

Rozprawa doktorska

Całkowicie światłowodowe
ultraszybkie oscylatory laserowe
wykorzystujące nieliniowe zwierciadła
pętlowe

Mateusz Pielach



ICChF

Instytut Chemii Fizycznej PAN



Warsaw-4-PhD

Warszawska Szkoła Doktorska
Nauk Ścisłych i BioMedycznych

Rozprawa doktorska realizowana w ramach Warszawskiej Szkoły Doktorskiej Nauk Ścisłych i BioMedycznych Warsaw-4-PhD w Instytucie Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk
ul. Kasprzaka 44/52, 01-224, Warszawa, Polska.

mgr inż. Mateusz Pielach

Całkowicie światłowodowe ultraszybkie oscylatory laserowe wykorzystujące nieliniowe zwierciadła pętlowe

Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.581/25



10000000117323

Promotor:

Prof. dr hab. Yuriy Stepanenko

Promotor pomocniczy:

dr inż. Katarzyna Krupa

21-A-7

H-69

H-74

H-66

Warszawa, wrzesień 2024

Serdeczne podziękowania dla promotora prof. dra hab. Yuriya Stepanenko za inspirację do podjęcia tematyki ultraszybkich laserów światłowodowych, opiekę merytoryczną, bezcenne sugestie i nieocenioną pomoc otrzymaną w trakcie studiów doktoranckich. Niniejsza rozprawa nie powstałaby bez fachowej wiedzy kierownika zespołu oraz jego doświadczenia w rozwiązywaniu problemów naukowych.

Wyrazy wdzięczności dla promotora pomocniczego dr inż. Katarzyny Krupy za cenne wskazówki, wszelkie sugestie, konstruktywną krytykę, wyrozumiałość i cierpliwość. Serdeczne podziękowania za czas poświęcony na konsultacje wyników badań autora rozprawy.

Wyrazy ogromnego uznania dla dr inż. Agnieszki Jamrozik za znakomitą współpracę, wsparcie nie tylko w pracach laboratoryjnych, cierpliwość oraz entuzjazm motywujący do niepoddawania się i własnego rozwoju.

Serdeczne podziękowania dla wszystkich członków Zespołu Ultraszybkich Technik Laserowych oraz Centrum Laserowego Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk za stworzenie świetnej atmosfery pracy. Gratulacje za wytrwanie ze specyficznym charakterem autora rozprawy.

Wyrazy wdzięczności dla całej rodziny autora dysertacji za wsparcie mentalne w realizacji niniejszej rozprawy.

Ten, któremu zawdzięczane jest najwięcej, doskonale o tym wie.



B. 581/25

Badania zrealizowane w ramach rzeczoney rozprawy doktorskiej były finansowane przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej w ramach grantu TEAM-NET POIR.04.04.00-00-16ED/18-00 pt. "Platforma do szybkiego bezznacznikowego obrazowania, identyfikacji i sortowania podtypów komórek białaczkowych".

Warszawa, 20 sierpnia 2024 r.

Oświadczenie o oryginalności pracy

Świadomy odpowiedzialności karnej za składanie fałszywych zeznań oświadczam, że niniejsza rozprawa doktorska została napisana przeze mnie samodzielnie, pod opieką promotora oraz promotora pomocniczego.

Jednocześnie oświadczam, iż:

- rzeczona rozprawa doktorska nie narusza praw autorskich w rozumieniu ustawy z dnia 4 lutego 1994 roku o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz. U. z 2006 r. nr 90, poz. 631 z późn. zm.) oraz dóbr osobistych chronionych prawem cywilnym,
- rzeczona rozprawa doktorska nie zawiera danych i informacji, które uzyskałem w sposób niedozwolony,
- rzeczona rozprawa doktorska nie wykorzystywała narzędzi generatywnej sztucznej inteligencji,
- niniejsza rozprawa nie była wcześniej podstawą żadnej innej urzędowej procedury związanej z nadawaniem dyplomów lub tytułów zawodowych,
- wszystkie informacje umieszczone w rzeczonej pracy, uzyskane ze źródeł pisanych i elektronicznych, zostały udokumentowane w wykazie literatury odpowiednimi odnośnikami,
- znam regulacje prawne Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk w sprawie zarządzania prawami autorskimi i prawami pokrewnymi, prawami własności przemysłowej oraz zasadami komercjalizacji.

Niniejszym oświadczam, iż treść rozprawy doktorskiej w wersji drukowanej oraz treść dysertacji zawartej na nośniku elektronicznym są tożsame.

Pielach M

Streszczenie

Ultraszybkie całkowicie światłowodowe oscylatory laserowe podbijają świat nauki oraz rynek specjalistycznych źródeł światła dzięki możliwościom bezawaryjnego generowania impulsów o czasie trwania rzędu piko- oraz femtosekund. W odróżnieniu od systemów wykorzystujących optykę wolnej przestrzeni układy zbudowane wyłącznie z włókien utrzymujących stan polaryzacji są odporne na zmienne warunki zewnętrzne, co czyni je znakomitymi urządzeniami do zastosowań przemysłowych. Istotnym krokiem w rozwoju oscylatorów z pasywną synchronizacją modów jest odejście od materiałowych nasycalnych absorberów, ograniczających żywotność systemu, na rzecz ich sztucznych odpowiedników. Ponadto duża uwaga poświęcana jest opracowywaniu konfiguracji pozwalających na odkrycie nieznanych wcześniej reżimów pracy impulsowej, uzyskanie samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej oraz generację promieniowania w niestandardowych zakresach spektralnych.

Niniejsza dysertacja doktorska stanowi rozwinięcie stanu wiedzy na temat wytwarzania ultrakrótkich impulsów w całkowicie światłowodowych oscylatorach laserowych, w których realizacja pracy impulsowej odbywa się poprzez sztuczne nasycalne absorbery w postaci nieliniowych zwierciadeł pętlowych. Prezentowane badania mają charakter eksperymentalny i dotyczą układów pracujących na centralnej długości fali z obszaru normalnej dyspersji poniżej 1300 nm, które jako włókna aktywne stosują światłowody domieszkowane jonami iterbu lub neodymu. Analiza obejmuje konfiguracje działające w reżimach noszących znamiona solitonów dyssypacyjnych, generujące impulsy o energiach rzędu nanodżuli. Rzeczona rozprawa, przygotowana w formie zbioru opublikowanych i spójnych tematycznie artykułów naukowych, demonstruje cztery oryginalne konstrukcje oscylatorów laserowych zbudowanych wyłącznie ze światłowodów utrzymujących stan polaryzacji.

Pierwsza publikacja przedstawia możliwości budowy oscylatora o wypadkowej anomalnej dyspersji wewnątrz dzięki zastosowaniu światłowodowej siatki Bragga ze świergotem. Kolejny laser posiada rezonator quasi-liniowy, pozwalający na integrację nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z komponentem wprowadzającym anomalną dyspersję. Trzecia praca demonstruje nowy wariant sztucznego nasycalnego absorbera w postaci nieliniowego optycznego stratnego zwierciadła pętlowego zbudowanego ze sprzęgacza 3x3, który umożliwia samowzbudną inicjację pracy impulsowej. Ostatni oscylator stanowi transfer wiedzy z układów zawierających włókno domieszkowane jonami iterbu na nowy zakres spektralny (920 ± 30) nm poprzez zastosowanie światłowodów domieszkowanych jonami neodymu w połączeniu z nieliniowym wzmacniającym zwierciadłem pętlowym, również skonstruowanym ze sprzęgacza 3x3.

Słowa kluczowe: lasery światłowodowe, nasycalne absorbery, nieliniowe zwierciadła pętlowe, pasywna synchronizacja modów, solitony dyssypacyjne, światłowody utrzymujące stan polaryzacji, ultrakrótkie impulsy.

Abstract

Ultrafast all-fiber laser oscillators conquer the world of science and the market of specialized light sources due to their possibilities of indefectible generation of pico- and femtosecond light pulses. Unlike standard systems utilizing free-space optical components, the setups built entirely out of polarization-maintaining optical fibers are invulnerable to the variations of external conditions, making them magnificent for industrial applications. State-of-the-art laser oscillators tend to replace material saturable absorbers, which limit the lifetime of the devices, with their artificial equivalents. Other essential development directions refer to the research on novel configurations enabling the operation in previously unknown regimes of pulsed operation, the self-starting initiation of mode-locking, and the generation of ultrashort pulses in unconventional spectral ranges.

This doctoral thesis constitutes the development of ultrashort pulse generation in all-fiber laser oscillators, which utilize nonlinear loop mirrors as artificial saturable absorbers, enabling passive mode-locking. The research carried out within the dissertation is experimental and refers to the systems operating at the central wavelength within the normal dispersion range below 1300 nm. The presented oscillators utilize ytterbium- or neodymium-doped fibers as the gain media. Furthermore, the analysis concerns the configurations generating nJ-level pulses within the regimes regarded as dissipative solitons. The thesis, having the format of a thematically related collection of published scientific articles, demonstrates four original constructions of ultrafast all-polarization-maintaining fiber laser oscillators.

The first publication presents the oscillator with net anomalous cavity dispersion, which is enabled by incorporating a chirped fiber Bragg grating. Integrating the nonlinear loop mirror with a component introducing anomalous dispersion via the semi-linear cavity architecture constitutes the next ultrafast oscillator. The third setup demonstrates a new variant of an artificial saturable absorber in the form of a nonlinear optical lossy loop mirror based on a 3x3 fiber coupler, making it possible to obtain self-starting mode-locking operation. The last system establishes the technological transfer from well-developed setups utilizing ytterbium-doped optical fibers to the new spectral range of (920 ± 30) nm by using neodymium-doped optical fibers and a nonlinear amplifying loop mirror, also based on a 3x3 fiber coupler.

Keywords: dissipative solitons, fiber lasers, nonlinear loop mirrors, passive mode-locking, polarization-maintaining optical fibers, saturable absorbers, ultrashort pulses.

Spis treści

Streszczenie	6
Abstract	7
Spis skrótów i akronimów	10
1 Wprowadzenie	12
1.1 Motywacja	12
1.1.1 Ograniczenia ultraszybkich laserów światłowodowych	13
1.1.2 Podejmowane kierunki rozwoju światłowodowych oscylatorów laserowych	14
1.2 Cele i tezy badawcze pracy	17
1.3 Działalność naukowa autora rozprawy	18
1.4 Podsumowanie dorobku naukowego	20
2 Generacja ultrakrótkich impulsów w oscylatorach światłowodowych	22
2.1 Reżimy pracy impulsowej w obszarze normalnej dyspersji	22
2.1.1 Solitony dyssypacyjne	23
2.1.2 Ograniczone dyspersyjnie solitony dyssypacyjne	23
2.1.3 Inne reżimy pracy impulsowej	23
2.2 Nieliniowe zwierciadła pętlowe wykorzystujące sprzęgacz 2x2	24
2.2.1 Nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe	25
2.2.2 Nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe	27
2.2.3 Nieliniowe optyczne zwierciadła pętlowe z niezerównoważonymi stratami	28
2.3 Nieliniowe zwierciadła pętlowe wykorzystujące sprzęgacz 3x3	30
2.4 Stan wiedzy ultraszybkich oscylatorów laserowych w kontekście rozprawy	32
2.4.1 Oscylatory z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym	32
2.4.2 Oscylatory ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem	33
2.4.3 Oscylatory z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym z niezerównoważonymi stratami	35
2.4.4 Oscylatory ze zwierciadłem pętlowym wykorzystującym sprzęgacz 3x3	35
2.4.5 Oscylatory ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu	36
3 Przewodnik po publikacjach	39
3.1 Wykaz opublikowanych artykułów stanowiących spójny cykl publikacji	39
3.2 Uzasadnienie spójności tematycznej cyklu publikacji	40
3.3 Metodologia prac badawczych oraz wykorzystywana aparatura	41
3.3.1 Optymalizacja wnętrza laserowej	42
3.3.2 Charakteryzowanie oscylatorów laserowych	43
3.3.3 Charakteryzowanie nasycalnych absorberów	47

3.4	Wkład pracy autora rozprawy	49
3.5	Oscylatory stanowiące przedmiot rozprawy	51
3.5.1	Oscylator ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem	51
3.5.2	Oscylator o quasi-liniowej architekturze wnęki	53
3.5.3	Oscylator z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym z niezerównoważo- nymi stratami zbudowanym ze sprzęgacza 3x3	54
3.5.4	Oscylator ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu	56
4	Publikacje stanowiące przedmiot rozprawy	58
[A1]	Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion	59
[K1]	All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion	65
[K2]	Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator	69
[A2]	Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion	71
[K3]	3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers	79
[A3]	Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror	81
[A4]	All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode- locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror	95
5	Podsumowanie	106
	Bibliografia	108
	Spis rysunków	127
	Spis tabel	130
	Wykaz artykułów naukowych	132
	Wykaz wystąpień konferencyjnych	135
	Wykaz wniosków patentowych	140
	Wykaz nagród i wyróżnień	141
	Oświadczenia współautorów	142

Spis skrótów i akronimów

- 4WM** (ang. *four-wave mixing*) – mieszanie czterech fal,
- AI-NOLM** (ang. *attenuation-imbalanced nonlinear optical loop mirror*) – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z nie zrównoważonymi stratami wprowadzanymi poprzez zgięcie światłowodu,
- AMP** (ang. *amplifier*) – wzmacniacz optyczny,
- ASE** (ang. *amplified spontaneous emission*) – wzmocniona emisja spontaniczna,
- BBO** (ang. *beta barium borate*) – boran baru w fazie beta,
- CAGR** (ang. *compound annual growth rate*) – skumulowany roczny wskaźnik wzrostu,
- CFBG** (ang. *chirped fiber Bragg grating*) – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem,
- CIR** (ang. *circulator*) – cyrkulator optyczny,
- CPL** (ang. *coupler*) – sprzęgacz światłowodowy,
- CPS** (ang. *cladding pump stripper*) – separator rezydualnego promieniowania pompy,
- CV** (ang. *coefficient of variation*) – współczynnik zmienności,
- DC-NDF** (ang. *double-clad neodymium-doped fiber*) – dwupłaszczowe włókno domieszkowane jonami neodymu,
- DF** (ang. *doped fiber*) – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich (włókno aktywne),
- DMDS** (ang. *dispersion-managed dissipative soliton*) – ograniczone dyspersyjnie solitony dyssypacyjne (dyssypujące),
- DS** (ang. *dissipative soliton*) – solitony dyssypacyjne (dyssypujące),
- FBT** (ang. *fused biconical taper*) – technologia wytwarzania komponentów spajanych poprzez przewężkę dwustożkową,
- FOPO** (ang. *fiber optical parametric oscillator*) – światłowodowy oscylator parametryczny,
- FLT** (ang. *spectral bandpass filter*) – filtr spektralny,
- FTL** (ang. *Fourier transform limited*) – fourierowsko ograniczony,
- FWHM** (ang. *full width at half maximum*) – szerokość połówkowa,
- GDD** (ang. *group delay dispersion*) – dyspersja opóźnienia grupowego,
- GVD** (ang. *group velocity dispersion*) – dyspersja prędkości grupowej,
- ISO** (ang. *isolator*) – izolator optyczny,
- JCR** (ang. *Journal Citation Reports*) – baza Clarivate zawierająca listę czasopism naukowych,
- LD** (ang. *laser diode*) – dioda laserowa,
- LI-NOLM** (ang. *loss-imbalanced nonlinear optical loop mirror*) – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z nie zrównoważonymi stratami używające sprzęgacza,
- LIPSS** (ang. *laser-induced periodic surface structures*) – laserowo indukowane periodyczne struktury powierzchniowe,
- LMA** (ang. *large mode area*) – światłowody o dużym polu modowym,
- LS** (ang. *lossy splice*) – stratny spaw o ograniczonej transmisji,
- MFD** (ang. *mode field diameter*) – średnica pola modu,
- NAbLM** (ang. *nonlinear absorbing loop mirror*) – nieliniowe absorbujące zwierciadło pętlowe,

NALM (ang. *nonlinear amplifying loop mirror*) – nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe,
NDF (ang. *neodymium-doped fiber*) – światłowód domieszkowany jonami neodymu,
NOLLM (ang. *nonlinear optical lossy loop mirror*) – nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe,
NOLM (ang. *nonlinear optical loop mirror*) – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe,
NPE (ang. *nonlinear polarization evolution*) – nieliniowa ewolucja polaryzacji,
NRPS (ang. *non-reciprocal phase shifter*) – nieodwracalny przesuwnik fazy,
PBS (ang. *polarizing beam splitter*) – polaryzacyjny dzielnik wiązki,
PC (ang. *pump combiner*) – sprzęgacz pompy,
PER (ang. *polarization extinction ratio*) – współczynnik ekstynkcji polaryzacji,
PI-NOLM (ang. *power-imbalanced nonlinear optical loop mirror*) – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z niezrównoważonymi stratami używające przestrajalnego tłumika mocy,
PM (ang. *polarization-maintaining*) – światłowody utrzymujące stan polaryzacji,
PTP (ang. *peak to peak*) – wartość międzyszczytowa,
RF (ang. *radio frequency*) – częstotliwość radiowa,
RIN (ang. *relative intensity noise*) – względny szum intensywnościowy,
SA (ang. *saturable absorber*) – nasycalny absorber,
SC-NDF (ang. *single-clad neodymium-doped fiber*) – jednopłaszczowy światłowód domieszkowany jonami neodymu,
SESAM (ang. *semiconductor saturable absorber mirror*) – zwierciadło półprzewodnikowe z nasycalną absorpcją,
SFG (ang. *sum frequency generation*) – generacja sumy częstości,
SHG (ang. *second harmonic generation*) – generacja drugiej harmonicznej,
SMF (ang. *single-mode fiber*) – światłowód jednomodowy,
SNR (ang. *signal-to-noise ratio*) – stosunek sygnału do szumu,
SPIDER (ang. *spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*) – interferencja spektralna pozwalająca na rekonstrukcję pola elektrycznego impulsu,
SPM (ang. *self-phase modulation*) – samomodulacja fazy,
SRS (ang. *stimulated Raman scattering*) – wymuszone rozpraszanie Ramana,
SSFS (ang. *soliton self-frequency shift*) – samoistne przesunięcie widma solitonów,
VOA (ang. *variable optical attenuator*) – przestrajalny tłumik mocy,
VRC-NOLM (ang. *variable ratio coupler nonlinear optical loop mirror*) – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z niezrównoważonymi stratami używające sprzęgacza o przestrajalnym stosunku podziału mocy,
WDM (ang. *wavelength division multiplexer*) – sprzęgacz multipleksujący,
XPM (ang. *cross-phase modulation*) – wzajemna modulacja fazy,
YDF (ang. *ytterbium-doped fiber*) – światłowód domieszkowany jonami iterbu.

Rozdział 1

Wprowadzenie

Fotonika to dziedzina nauki rewolucjonizująca ogrom otaczających nas urządzeń oraz technologii ich wytwarzania. Wiedza o manipulacji światłem bez wątpienia przyczynia się do ciągłego rozwoju przemysłu oraz nauki. Według raportu SPIE [Optics & Photonics Global Industry Report 2024](#) [1], w 2022 roku globalny rynek optyki i fotoniki wygenerował przychód w wysokości 368 miliardów USD, przy skumulowanym rocznym wskaźniku wzrostu (CAGR, ang. *compound annual growth rate*) równym 7,3 % w okresie od 2012 do 2022 roku. Inne raporty [2, 3] również potwierdzają światowy trend rozwoju tej dziedziny naukowej, co jest jedną z kluczowych przyczyn podjęcia tej tematyki w ścieżce kariery autora rozprawy.

Nieodłączną częścią fotoniki są lasery, które są nieustannie rozwijane od lat sześćdziesiątych XX wieku [4]. Dynamiczny rozwój laserów jest napędzany przez możliwości uzyskiwania parametrów promieniowania elektromagnetycznego nieosiągalnych dla pozostałych źródeł światła. Poza możliwościami m.in. generacji promieniowania quasi-monochromatycznego czy skupiania energii w przestrzeni, lasery pozwalają na niespotykane wcześniej zagęszczenie energii w czasie. Oznacza to potencjał do generowania ultrakrótkich impulsów światła o czasie trwania rzędu piko- (10^{-12} s) i femtosekund (10^{-15} s) [5]. Właśnie tego zagadnienia dotyczy niniejsza dysertacja, która podejmuje temat budowy całkowicie światłowodowych układów generujących ultrakrótkie impulsy w zakresie spektralnym bliskiej podczerwieni.

1.1 Motywacja

Jeszcze do niedawna podstawową technologią pozwalającą na generowanie promieniowania laserowego, zarówno w trybie ciągłym, jak i impulsowym, były lasery na ciele stałym [6, 7]. Takie układy jako ośrodki aktywne wykorzystują szkła tudzież kryształy domieszkowane jonami pierwiastków ziem rzadkich lub metali przejściowych [8, 9]. Rezonatory laserów na ciele stałym zawierają elementy optyki objętościowej, takie jak zwierciadła czy soczewki, które są mocowane w uchwytych mechanicznych przykręcanych do stabilnego podłoża, np. do płyty lub stołu optycznego. W konsekwencji istnieje potrzeba odizolowania takich układów od wszelkich zaburzeń zewnętrznych, m.in. drgań mechanicznych, zmian temperatury, zapylenia czy wilgotności. Wynika to z faktu, iż każda zmiana warunków środowiskowych może implikować zaburzenia propagacji wiązki światła wewnątrz rezonatora, co może wpłynąć na parametry pracy lasera [10]. Przykładowo drgania mechaniczne zmieniają pozycje zwierciadeł, rozjustowując bieg wiązki. Różnice w wartościach temperatur wprowadzają naprężenia w elementach optycznych wynikające z innych wartości współczynnika rozszerzalności cieplnej pomiędzy materiałem elementu optycznego a materiałem jego oprawy. Pył osiadający na elementach optycznych rozprasza wiązkę laserową. W praktyce występujące niedogodności są niwelowane przez dodatkowe komponenty stabilizujące, np. układy chłodzenia, pneumatyczną

aktywną izolację drgań czy zastosowanie obudów o wysokiej klasie szczelności [11–14]. Wyżej wymienione zabiegi niewątpliwie zwiększają poziom skomplikowania oraz koszt laserów na ciełe stałym.

Rozwiązaniem przełomowym w historii rozwoju laserów było wykorzystanie w rezonatorze laserowym światłowodu jako ośrodka, w którym propaguje się wiązka [15]. W laserach światłowodowych jako ośrodek aktywny stosuje się włókno domieszkowane jonami pierwiastków ziem rzadkich, a pozostałą część rezonatora może stanowić standardowy światłowód jednomodowy (SMF, ang. *single-mode fiber*). Technologia spawania włókien [16] pozwoliła na tworzenie całkowicie światłowodowych wnęk, które eliminują konieczność justowania wiązki za pomocą elementów mechanicznych (np. uchwytów kinematycznych). Rezonatory włóknowe nie są wrażliwe na zapylenie lub zmiany wilgotności, gdyż promieniowanie jest prowadzone wewnątrz światłowodu.

1.1.1 Ograniczenia ultraszybkich laserów światłowodowych

Od powstania w 1990 roku pierwszego światłowodowego oscylatora femtosekundowego [17] następuje dynamiczny rozwój układów, które w swoich rezonatorach mają jak najmniej elementów optyki objętościowej. Pomimo szeregu praktycznych zalet istnieje kilka aspektów, w których lasery na ciełe stałym mają przewagę nad układami światłowodowymi. Lasery wykorzystujące optykę objętościową mogą generować impulsy o wyższych mocach szczytowych [18]. W przypadku układów światłowodowych moc jest ograniczona ze względu na propagację promieniowania w rdzeniu światłowodu, który typowo posiada średnicę rzędu kilku lub kilkunastu mikrometrów. Oznacza to relatywnie wyższą gęstość mocy promieniowania w światłowodzie, co prowadzi do znaczących efektów nieliniowych zaburzających stabilną pracę lasera [19, 20]. Jednym ze sposobów pozwalających na zwiększenie maksymalnej energii impulsu mogącej propagować się w laserze światłowodowym jest zastosowanie światłowodów o większej średnicy pola modowego (MFD, ang. *mode field diameter*), w szczególności tzw. włókien o dużym polu modowym (LMA, ang. *large mode area*) [21, 22].

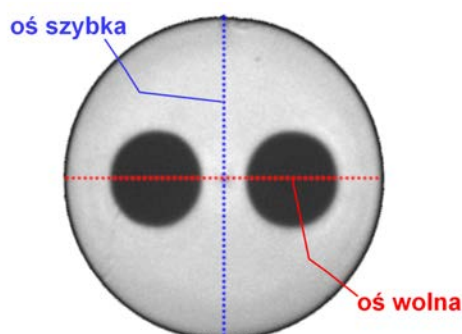
Kolejne ograniczenie laserów światłowodowych dotyczy długości fal generowanych impulsów, co jest związane z parametrami ośrodków aktywnych. Światłowody domieszkowane jonami ziem rzadkich mają skończone zakresy spektralne wzmocnienia pozwalające na pracę jedynie w wybranych obszarach spektrum optycznego. Szczególnie w zakresie bliskiej podczerwieni, której dotyczy niniejsza dysertacja, istnieją trudności ze znalezieniem zamienników dla powszechnie stosowanego lasera na ciełe stałym wykorzystującego tlenek glinu domieszkowany jonami tytanu (określany w skrócie jako tytan-szafir), który pokrywa zakres spektralny od około 700 nm do 1100 nm [23, 24]. W wyżej wymienionym zakresie spektralnym najoczywistszą konkurencją dla laserów opartych na optyce objętościowej są oscylatory wykorzystujące włókna domieszkowane jonami iterbu (YDF, ang. *ytterbium-doped fiber*), które pozwalają na pracę w zakresie (1000–1100) nm [25, 26]. Ewentualną alternatywę stanowi medium aktywne w postaci światłowodu domieszkowanego jonami neodymu (NDF, ang. *neodymium-doped fiber*), który charakteryzuje się przekrojem czynnym emisji pozwalającym na pracę laserów w zakresie (890–950) nm oraz (1030–1100) nm. Niniejsza dysertacja dotyczy budowy układów wykorzystujących dwa rodzaje mediów aktywnych w postaci włókien YDF oraz NDF.

Występowanie wyżej wymienionych ograniczeń wymaga nakładu prac badawczo-rozwojowych pozwalających na osiągnięcie wysokiej dojrzałości technologicznej oscylatorów światłowodowych. Powoduje to ciągłą konkurencję pomiędzy laserami na ciełe stałym a laserami światłowodowymi. Rosnący popyt na źródła ultrakrótkich impulsów jest napędzany licznymi zastosowaniami przemysłowymi oraz naukowymi, od precyzyjnej mikroobróbki [27–30] po obrazowanie w medycynie [31–34]. Pomimo górnolotnych zapowiedzi dobrobytu i dominacji laserów na ciełe stałym [35] w ostatnich latach rynek zweryfikował, iż to do ultraszybkich laserów światłowodowych będzie w przyszłości

należć wiodąca pozycja komercyjna, szczególnie w zastosowaniach pozalaboratoryjnych, gdzie konieczna jest odporność na zmienne warunki środowiskowe. Liczne raporty rynkowe [36,37] wskazują na kilkukrotnie szybszy wzrost udziału w rynku laserów światłowodowych (11,3 % CAGR [38]) niż układów na ciele stałym (2,5 % CAGR [39]). Wśród laserów ultraszybkich prognozowana jest największa ekspansja rynku impulsowych laserów światłowodowych z synchronizacją modów podłużnych [37, 40], do których zaliczają się układy opracowywane w ramach niniejszej dysertacji. Powyższe dane potwierdzają, że tematyka światłowodowych oscylatorów laserowych generujących ultrakrótkie impulsy stanowi godny rozważania temat o wielkim potencjale naukowym i komercyjnym.

1.1.2 Podejmowane kierunki rozwoju światłowodowych oscylatorów laserowych

Światłowodowe oscylatory laserowe są kompaktowe, lekkie, nie wymagają czasochłonnego justowania czy dodatkowych skomplikowanych układów stabilizujących. Pierwsze lasery światłowodowe wykorzystywały standardowe światłowody jednomodowe SMF, znane m.in. z zastosowań telekomunikacyjnych. Zastosowanie włókien SMF gwarantuje świetną jakość wiązki, a stosunkowo mała średnica rdzenia względem płaszcza efektywnie odprowadza ciepło, przez co nie ma konieczności stosowania układów chłodzenia włókien [41]. Jednakże oscylatory wykorzystujące światłowody SMF nie są w pełni odporne na zaburzenia mechaniczne. Jakikolwiek drgania światłowodów, ich dotykanie, wyginanie lub skręcanie indukują przypadkową dwójłomność, która zaburza pracę lasera. Z tej przyczyny w praktycznych zastosowaniach preferowane jest wykorzystywanie specjalnych światłowodów dwójłomnych utrzymujących stan polaryzacji (PM, ang. *polarization-maintaining*) [42]. Dzięki wymuszonej naprężeniami anizotropii możliwe jest utrzymanie stanu polaryzacji promieniowania propagującego się w jednej z osi światłowodu (szybkiej lub wolnej) [43]. Naprężenia mogą być wprowadzone np. poprzez eliptyczność rdzenia lub z wykorzystaniem dodatkowych prętów naprężeniowych w strukturze płaszcza, jak w przypadku włókien typu PANDA [44]. Widok przykładowego czoła światłowodu PANDA używanego w niniejszej rozprawie wraz z zaznaczonymi osiami został zaprezentowany na Rysunku 1.1. Aby zaburzyć stan polaryzacji w laserze wykonanym całkowicie z włókien PM, wartość losowej dwójłomności indukowanej, np. drganiami mechanicznymi lub zmianą temperatury, musiałaby być porównywalnego rzędu wielkości co dwójłomność wymuszona. Ze względu na relatywnie dużą dwójłomność włókien PANDA w praktyce oznacza to świetną odporność układów całkowicie wykonanych ze światłowodów PM, nawet do przeciążeń rzędu 1,5 g [45] czy pracy w zakresie temperatur (16–38) °C [46]. W niniejszej dysertacji wszystkie przedstawione układy są zbudowane wyłącznie z włókien utrzymujących stan polaryzacji typu PANDA.



Rysunek 1.1: Widok czoła światłowodu Coherent PM980-XP uzyskany za pomocą kamery wbudowanej w spawarkę Fujikura LAZERMasteR LZM-100 wraz z naniesionymi osiami światłowodu. Oś wolna, przecinająca pręty naprężeniowe, została zaznaczona na czerwono, natomiast oś szybka – kolorem niebieskim.

Kolejnym ważnym zagadnieniem w rozwoju laserów światłowodowych jest zapewnienie długo-

trwałej, stabilnej pracy lasera. W większości obecnie stosowanych laserów elementem ulegającym najszybszemu zużyciu lub awarii jest komponent odpowiedzialny za pracę impulsową. W przypadku laserów z pasywną synchronizacją modów podłużnych jest to nasycalny absorber (SA, ang. *saturable absorber*) [47]. To komponent, którego charakterystyka transmisji jest nieliniowa i zależna od intensywności padającego na niego promieniowania. Im wyższa intensywność promieniowania, tym większa transmisja SA. Konserwatywnym rozwiązaniem jest stosowanie tzw. materiałowych (rzeczywistych) nasycalnych absorberów, które wykorzystują natywne właściwości materiałów [48]. Najbardziej rozpowszechnione jest stosowanie półprzewodnikowych zwierciadeł z nasycalną absorpcją (SESAM, ang. *semiconductor saturable absorber mirror*) [49]. Niestety zwierciadła półprzewodnikowe SESAM [50], podobnie jak inne rzeczywiste SA, np. grafen [51], nanorurki węglowe [52, 53], dichalkogenki metali przejściowych i inne materiały dwuwymiarowe [54], mają skończony próg zniszczenia. Możliwość uszkodzenia SA pod wpływem promieniowania o wysokiej intensywności nie tylko niesie za sobą ryzyko uszkodzeń w trakcie prac badawczo-rozwojowych nad optymalizacją wnęki laserowej, ale również stanowi ograniczenie energii oraz mocy szczytowej impulsów. Ponadto badania dowodzą, że materiałowe SA mają tendencję do utraty swoich właściwości i degradacji z biegiem czasu [55, 56]. W konsekwencji, po kilku latach pracy, oscylator może ulec awarii lub wymagać czynności serwisowych. W niektórych przypadkach dodatkową trudność stanowi integracja materiałowego SA z całkowicie światłowodową wnęką lasera, a w pewnych okolicznościach wiąże się z koniecznością zastosowania elementów optyki objętościowej [57]. Kolejnymi wadami są złożony proces wytwarzania oraz wysoki koszt produkcji materiałowych SA. Dodatkową motywacją ku odejściu od materiałowych SA stanowią względy proekologiczne, gdyż wytworzenie rzeczywistego SA wymaga uzyskania materiału, który w większości przypadków stanowi dobro naturalne. Z tych przyczyn ogromne zainteresowanie wśród grup naukowców na całym świecie oraz podmiotów komercyjnych jest poświęcone tzw. sztucznym SA [58]. To komponenty, które wykorzystując efekty nieliniowe wewnątrz światłowodu naśladują rzeczywiste SA i charakteryzują się nieliniową krzywą transmisji zależną od intensywności promieniowania. Przykładami sztucznych SA są nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe (NOLM, ang. *nonlinear optical loop mirror*) [59, 60], nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe (NALM, ang. *nonlinear amplifying loop mirror*) [61, 62], absorbery wykorzystujące nieliniową ewolucję polaryzacji (NPE, ang. *nonlinear polarization evolution*) [63–67] oraz regeneratory Mamysheva [68], tworzące tzw. oscylator Mamysheva [69–72]. W specyficznych przypadkach odcinek włókna aktywnego sam w sobie również może stanowić nasycalny absorber [73–75]. Do głównych zalet sztucznych SA należą m.in. wysoki próg zniszczenia i żywotność równa parametrom światłowodów oraz komponentów światłowodowych stanowiących absorber, możliwość zmiany parametrów nasycalnej absorpcji w prosty sposób poprzez np. zmianę długości poszczególnych włókien stanowiących absorber, niski koszt wykonania, pełna kompatybilność i prostota integracji ze światłowodami PM. W niniejszej rozprawie wszystkie przedstawione układy wykorzystują sztuczne nasycalne absorbery.

W celu zagwarantowania użyteczności przemysłowej oscylatorów światłowodowych dąży się również do stworzenia urządzeń jak najbardziej przyjaznych użytkownikom. Jednym z wymagań jest budowa laserów gotowych do natychmiastowej pracy zaraz po włączeniu oraz obsługa niewymagająca jakiegokolwiek dodatkowej ingerencji użytkownika. Częstym ograniczeniem oscylatorów światłowodowych wykorzystujących sztuczne nasycalne absorbery jest fakt, iż po włączeniu diody pompującej obserwowana jest akcja laserowa w trybie ciągłym. W celu przełączenia trybu pracy z ciągłego na impulsowy często konieczne jest wprowadzenie dodatkowego zaburzenia mechanicznego [76]. Może to być np. zagięcie, uderzenie lub ściśnięcie światłowodu, które spowoduje wprowadzenie lokalnych strat. Inną metodą wzbudzenia pracy impulsowej jest chwilowe wprowadzenie do wnęki oscylatora zewnętrznego impulsu inicjującego [77, 78], jednak skutkuje to koniecznością posiadania dodatkowego źródła impulsów. Kolejny sposób to zastosowanie modulacji promieniowania pompują-

cego i wykorzystanie komponentów o przestrajalnych parametrach, np. filtrów z możliwością zmiany centralnej długości fali [70]. Niemniej jednak najbardziej pożądana jest tzw. samowzbudna praca impulsowa (ang. *self-starting*), polegająca na samoistnej inicjacji pracy impulsowej po włączeniu diody laserowej na odpowiednim poziomie mocy [79]. Niniejsza dysertacja podejmuje temat samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej z wykorzystaniem sztucznych SA w postaci nieliniowych zwierciadeł pętlowych.

Istotnym kierunkiem rozwoju jest także budowa źródeł ultrakrótkich impulsów w zakresach spektralnych innych niż dotychczas. Znaczna część badań podstawowych jest obecnie poświęcona generacji promieniowania w średniej podczerwieni, m.in. z użyciem światłowodów ze szkła miękkich [80, 81]. Natomiast w obszarze bliskiej podczerwieni ważny nurt zainteresowania stanowi wykorzystanie ośrodków wzmacniających w postaci włókien domieszkowanych jonami tulu [82] oraz holmu [83]. Celem tych badań jest zwiększenie gotowości technologicznej układów, aby dorównać najbardziej rozwiniętym systemom stosującym światłowody domieszkowane jonami erbu [84]. W obszarze normalnej dyspersji (poniżej 1300 nm) dominują układy wykorzystujące światłowody YDF [85], które stanowią większość niniejszej rozprawy. W zakresie spektralnym (1000–1100) nm włókna YDF wyparły światłowody NDF, głównie z powodu prostszej struktury energetycznej, mniejszego defektu kwantowego oraz możliwości stosowania wysokich domieszek [86–88]. Dla długości fal z zakresu (890–950) nm włókna NDF nie mają bezpośredniej konkurencji, jednakże emisja promieniowania w tym zakresie charakteryzuje się małą wydajnością z powodu rywalizacji z emisją w zakresie spektralnym (1030–1100) nm. Podczas pompowania optycznego promieniowaniem o długości fali 808 nm najbardziej efektywna emisja laserowa zachodzi na długości fali 1064 nm dzięki czteropoziomowej strukturze energetycznej [89]. Emisja na długości fali (920 ± 30) nm charakteryzuje się trzypoziomową strukturą oraz około trzy razy mniejszym przekrojem czynnym na emisję niż dla rzeczzonego zjawiska dla długości fali (1064 ± 30) nm [87]. Z tej przyczyny wiele zespołów naukowców podejmuje prace związane z tłumieniem i powstrzymywaniem generacji pasożytniczego promieniowania z zakresu powyżej 1000 nm na rzecz uwydatnienia emisji z okolic 920 nm, np. projektując światłowody specjalne [90–94]. Niniejsza dysertacja również podejmuje problem generacji ultrakrótkich impulsów w zakresie spektralnym (890–950) nm z wykorzystaniem włókien NDF.

Obszar normalnej dyspersji charakteryzuje się tym, że standardowe światłowody ze szkła krzemionkowego cechują się dodatnią wartością dyspersji prędkości grupowej (GVD, ang. *group velocity dispersion*). Oznacza to, że promieniowanie o dłuższych falach propaguje się z większą szybkością niż krótsze fale. Skutkuje to tym, że impuls laserowy w trakcie propagacji przez takie medium nabiera dodatniego świergotu (ang. *chirp*), w konsekwencji zmieniając swój czas trwania. Dla długości fal poniżej 1300 nm nie istnieją standardowe włókna PM o anomalnej dyspersji, które mogłyby skompensować dodatni świergot. Z tej przyczyny dla oscylatorów wykorzystujących światłowody YDF nie jest możliwe uzyskanie reżimu konwencjonalnych solitonów, w których konieczne jest zastosowanie włókien o anomalnej dyspersji [95]. W całkowicie światłowodowej konfiguracji uzyskanie reżimu ograniczonych dyspersyjnie solitonów [96] również nie jest oczywiste i często wiąże się z wykorzystaniem światłowodów specjalnych np. mikrostrukturalnych [97], które m.in. komplikują proces spawania włókien [98]. Najczęściej oscylatory światłowodowe operujące na długości fali około 1 μm charakteryzują się wnęką o całkowicie normalnej dyspersji i pracują w reżimie solitonów dyssypacyjnych (DS, ang. *dissipative soliton*) [85, 99–101]. Niniejsza rozprawa również przedstawia oscylator pracujący w reżimie DS. Ponadto rzeczona dysertacja dotyczy reżimu będącego hybrydą pomiędzy solitonami dyssypującymi a ograniczonymi dyspersyjnie solitonami. Wprowadzając anomalną dyspersję opóźnienia grupowego (GDD, ang. *group delay dispersion*) poprzez światłowodową siatkę Bragga ze świergotem (CFBG, ang. *chirped fiber Bragg grating*), niniejsza praca opisuje nieznanie wcześniej cechy reżimu określanego mianem ograniczonych dyspersyjnie solitonów dyssypacyjnych (DMDS, ang. *dispersion-managed dissipative soliton*).

1.2 Cele i tezy badawcze pracy

Niniejsza rozprawa ma charakter eksperymentalny i jej głównym celem jest budowa nowych konfiguracji ultraszybkich oscylatorów laserowych skonstruowanych całkowicie ze światłowodów PM oraz komponentów światłowodowych zrealizowanych przy użyciu włókien PM. Zadaniem jest poszerzenie stanu wiedzy oraz dalsza eksploracja tematyki związanej z budową układów, które do generacji ultrakrótkich impulsów wykorzystują sztuczne SA w postaci nieliniowych zwierciadeł pętlowych. Badania mają na celu eksperymentalną weryfikację zalet płynących z wprowadzania anomalnej dyspersji poprzez siatkę CFBG do układów zbudowanych ze światłowodów o normalnej dyspersji, jak również zgłębienie wiedzy na temat dynamiki oraz ewolucji impulsów w zależności od wypadkowej wartości dyspersji opóźnienia grupowego. Istotny wątek stanowi zaproponowanie takich konstrukcji sztucznych SA, które pozwolą na samowzbudną inicjację pracy impulsowej. Zadaniem jest także transfer technologii z zakresu spektralnego 1 μm na okolice 920 nm z wykorzystaniem włókien NDF.

Tezy niniejszej rozprawy są następujące:

1. Możliwe jest wykorzystanie światłowodowej siatki Bragga ze świergotem do skonstruowania ultraszybkiego całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego, znamienne tym, że jest zbudowany wyłącznie z włókien PM, wykorzystuje absorber w postaci NOLM oraz charakteryzuje się wnęką o wypadkowej ujemnej dyspersji opóźnienia grupowego.
2. Możliwe jest stworzenie ultraszybkiego całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego o quasi-liniowej architekturze wnęki, znamienne tym, że światłowod domieszkowany jonami iterbu jest umieszczony w liniowym fragmencie wnęki, oscylator jest zbudowany całkowicie z włókien PM, wykorzystuje pętlę NOLM oraz światłowodową siatkę Bragga ze świergotem, która jednocześnie pełni rolę filtra spektralnego, sprzęgacza wyjściowego oraz elementu wprowadzającego anomalną dyspersję.
3. Możliwa jest budowa ultraszybkiego całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego, znamienne tym, że zawiera wyłącznie włókna PM, dla anomalnej wypadkowej dyspersji wnęki pracuje w reżimie ograniczonych dyspersyjnie solitonów dyssypacyjnych, generuje impulsy o parametrach tego samego rzędu wielkości i charakterystyce porównywalnej do oscylatorów z wnękami o całkowicie normalnej dyspersji pracującymi w reżimie solitonów dyssypacyjnych.
4. Możliwe jest opracowanie sztucznego nasycalnego absorbera w postaci nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z niezerównoważonymi stratami, znamienne tym, że jest zbudowany w oparciu o sprzęgacz światłowodowy 3x3, który pozwala na samowzbudną inicjację pracy impulsowej w ultraszybkim całkowicie światłowodowym oscylatorze laserowym, wykonany wyłącznie z włókien PM.
5. Możliwe jest zestawienie ultraszybkiego całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego, znamienne tym, że jako ośrodek aktywny wykorzystuje światłowod domieszkowany jonami neodymu, pracuje na centralnej długości fali z zakresu (890–950) nm, jest zbudowany wyłącznie z włókien PM, posiada wnękę o całkowicie normalnej dyspersji, pracuje w reżimie solitonów dyssypacyjnych, stosuje nieliniowe zwierciadło pętlowe oparte na sprzęgaczu 3x3 oraz charakteryzuje się samowzbudną inicjacją pracy impulsowej.

W powyższych tezach oraz w całości niniejszej rozprawy jako ultrakrótkie definiuje się impulsy o czasie trwania krótszym niż 20 ps ze świergotem, które po kompresji mogą zostać skrócone do czasu trwania rzędu setek femtosekund. Określenie budowy całkowicie z włókien PM oznacza wykorzystanie zarówno komponentów wykonanych w technologii spajanej (FBT, ang. *fused biconical taper*) [102–104], jak również komponentów zintegrowanych (np. izolatorów) zawierających elementy mikrooptyczne z wyjściem światłowodowym. Zakłada się, że siatki CFBG są wytworzone



wewnątrz rdzenia światłowodu PM. Mianem liniowego fragmentu wnęki określa się każdy odcinek rezonatora, przez który impuls przechodzi dwa razy w trakcie pojedynczego obiegu przez wnękę. Jako charakterystykę porównywalną do oscylatorów z wnękami o całkowicie normalnej dyspersji rozumie się m.in. spektrum optyczne o większej szerokości niż szerokość spektralna transmisji elementu stanowiącego filtr spektralny oraz fakt posiadania przez impuls opuszczający wnękę dodatniego świergotu [99]. Mianem samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej określa się samoistne przejście z trybu pracy ciągłej w tryb pracy impulsowej w czasie 60 sekund od włączenia diody pompującej na pożądanym poziomie mocy.

1.3 Działalność naukowa autora rozprawy

Niniejsza rozprawa stanowi płynną kontynuację badań z dziedziny fotoniki światłowodowej podejmowanych przez autora dysertacji przed rozpoczęciem studiów w Warszawskiej Szkole Doktorskiej Warsaw-4-PhD. W trakcie studiów inżynierskich na Wydziale Mechatroniki Politechniki Warszawskiej (PW) autor rozprawy nawiązał współpracę z Pracownią Technologii Światłowodów Uniwersytetu Marii-Curie Skłodowskiej w Lublinie, czego owocem była praca inżynierska przedstawiająca analizę możliwości zastosowania pomiaru pola bliskiego i/lub dalekiego do wyznaczania apertury numerycznej światłowodów jednomodowych. Niniejsza praca dyplomowa pod opieką dr inż. Anny Pakuły oraz dra hab. Pawła Mergo została wyróżniona w XXVIII Ogólnopolskim Konkursie im. Profesora Adama Smolińskiego na najlepsze prace dyplomowe z zakresu optoelektroniki [105].

Wykorzystując zdobyte doświadczenie w dziedzinie optyki światłowodowej, autor rozprawy podjął tematykę zastosowań światłowodów do budowy układów laserowych. W trakcie studiów magisterskich, również na Wydziale Mechatroniki PW, nawiązano współpracę z Centrum Laserowym Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk (IChF PAN). Autor rozprawy podjął pracę jako magistrant-stypendysta w projekcie Narodowego Centrum Nauki OPUS 2017/25/B/ST7/01145 pt. "Skalowanie energii w całkowicie światłowodowych oscylatorach laserowych" pod kierownictwem prof. dra hab. Yuriya Stepanenko. Rezultatem współpracy było zbudowanie przez autora rozprawy pierwszego na świecie ultraszybkiego oscylatora laserowego wykonanego całkowicie ze światłowodów utrzymujących stan polaryzacji o dużym polu modowym (PM-LMA), co pozwoliło na zwiększenie energii impulsu w tej klasie laserów do rekordowej jak na tamten moment (rok 2020) wartości 12 nJ. Niniejszy układ został opisany w pracy magisterskiej autora rozprawy pod opieką dr inż. Anny Pakuły oraz prof. dra hab. Yuriya Stepanenko. Wspomniana praca magisterska zdobyła nagrodę III stopnia w XXIX Ogólnopolskim Konkursie im. Profesora Adama Smolińskiego na najlepsze prace dyplomowe z zakresu optoelektroniki [106]. Ponadto wyniki zaowocowały publikacją artykułu, przygotowanego przy wiodącym wkładzie autora rozprawy, w czasopiśmie IEEE Access [107]. Zainteresowanie środowiska badaczy z zakresu ultraszybkiej optyki oraz technologii laserowych zostało potwierdzone przez 19 cytowań przytoczonego artykułu oraz pozytywny odbiór na międzynarodowych konferencjach (m.in. SPIE Photonics West 2021 [108]).

Pozostając w tematyce światłowodowych ultraszybkich oscylatorów laserowych, w 2020 roku autor rozprawy rozpoczął studia doktoranckie w Warszawskiej Szkole Doktorskiej Warsaw-4-PhD pod opieką prof. dra hab. Yuriya Stepanenko oraz dr inż. Katarzyny Krupy. Autor dysertacji jako doktorant brał udział w projekcie Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej TEAM-NET POIR.04.04.00-00-16ED/18-00 pt. "Platforma do szybkiego bezznacznikowego obrazowania, identyfikacji i sortowania podtypów komórek białaczkowych" pod kierownictwem prof. dra hab. Czesława Radzewicza. Projekt był realizowany przez 6 grup naukowych z Polski tworzących konsorcjum. W ramach projektu doktorant pracował pod opieką dr inż. Katarzyny Krupy w grupie stanowiącej część Centrum Laserowego IChF PAN. Poza budową nowych konfiguracji ultraszybkich oscylatorów laserowych, będących

przedmiotem niniejszej rozprawy, doktorant brał udział w tworzeniu układu lasera do obrazowania w spektroskopii wymuszonego rozpraszania Ramana (SRS, ang. *stimulated Raman scattering*). Autor rozprawy miał wkład w pracę grupową nad przestrzajalnym laserem pikosekundowym poprzez budowę trzech całkowicie światłowodowych wzmacniaczy laserowych wykorzystujących światłowody YDF oraz dwóch całkowicie światłowodowych wzmacniaczy laserowych stosujących włókna NDF. Ponadto do zadań doktoranta należało m.in. wykonywanie pomiarów charakterystyki czasowej ultrakrótkich impulsów [109].

Do pozostałej działalności naukowej, nieujętej bezpośrednio w niniejszej rozprawie, należy tematyka mikroobróbki laserowej metodami ablacji ultrakrótkimi impulsami laserowymi. Doktorant prowadził prace badawczo-rozwojowe nad mikrostrukturyzacją powierzchni, polegające na optymalizacji procesów obróbki materiałów, prowadzącej do zmiany ich geometrii oraz właściwości. Do przykładowych procesów podejmowanych przez autora rozprawy można zaliczyć czernienie aluminium wyłącznie za pomocą femtosekundowych impulsów światła. Celem było wykonanie elementów o jak najmniejszej reflektancji, które mogą znaleźć zastosowanie jako pochłaniacze promieniowania (ang. *dumper*). Podjęto również tematykę precyzyjnego cięcia metali, tworzyw sztucznych, szkła oraz folii, m.in. do zastosowań elektrochemicznych i mikrofluidycznych w badaniach prowadzonych w IChF PAN, w których twórca rozprawy brał aktywny udział. Nawiązano współpracę z grupą dra inż. Piotra Nygi z Wojskowej Akademii Technicznej w ramach prac nad laserowo indukowanymi periodycznymi strukturami powierzchniowymi (LIPSS, ang. *laser-induced periodic surface structures*), także ze znacznym udziałem autora dysertacji [110].

Ponadto autor rozprawy włączył się w projekt wytwarzania adapterów pola modowego dla światłowodów PM. Zastosowanie adapterów pozwala na zwiększenie efektywności połączenia ultraszybkich oscylatorów z układami wzmacniaczy laserowych wykonanych z włókien LMA. Wzięto udział w opracowywaniu metody termicznego poszerzania rdzenia w światłowodzie PM poprzez dyfuzję jonów domieszkujących zawartych w rdzeniu, wykorzystując laser CO₂ do ogrzewania włókna. Prace były realizowane w ramach projektu Narodowego Centrum Nauki MINIATURA 2021/05/X/ST7/01330, realizowanego przez dr inż. Agnieszkę Jamrozik. Autor dysertacji brał udział w testach wytrzymałości adapterów na wysokie moce szczytowe impulsów. Efektem prac było przygotowanie, przy wiodącym udziale autora rozprawy, wniosku patentowego do Europejskiego Urzędu Patentowego oraz artykułu naukowego, który jest na etapie recenzji (stan na wrzesień 2024).

Do prac niezwiązanych bezpośrednio z optyką światłowodową zalicza się współpracę z grupą dra hab. inż. Macieja Trusiaka z Wydziału Mechatroniki PW w ramach badań nad algorytmem do filtracji obrazów prążkowych w mikroskopii bezznacznikowej. Autor rozprawy uczestniczył w przeprowadzaniu testów oraz analizie użyteczności algorytmu, co skutkowało jego udziałem jako drugi autor w artykule naukowym opublikowanym w czasopiśmie *Optics & Lasers in Engineering* [111].

W trakcie studiów doktoranckich autor rozprawy brał udział w szeregu szkoleń o zasięgu międzynarodowym, organizowanych przez takie instytucje jak m.in. SPIE, Optica, Laser Focus World. Do ważniejszych można zaliczyć udział w szkołach letnich "Ultrafast lasers technologies and applications (Femto-UP)" (Université de Strasbourg) w edycji 2020–2021, "Siegman International School on Lasers" (Optica) w edycjach 2021 oraz 2022, a także "Warsaw Summer School on Advanced Optical Imaging" (Fundacja Candela) w 2024 roku. Ponadto autor rozprawy w trakcie pobytów w USA wzięł udział m.in. w warsztatach "Industrial Ultrafast Lasers for Micro-Processing and Applications" (Coherent, Inc.) czy też "Ultrafast laser pulse compression, shaping, and characterization" (Michigan State University). W Polsce autor dysertacji partycypował m.in. w warsztatach "Technologie Fotoniczne" (Politechnika Wrocławska), "QPI4Cells: Quantitative Phase Imaging at the cellular level" (PhotonHub Europe, Politechnika Warszawska) oraz "Research opportunities for modern science and technology using high-power pulsed lasers. Online Extreme Light Infrastructure ERIC Training for Polish Students" (Fundacja Candela, ELI ERIC).

W okresie posiadania statusu doktoranta autor rozprawy był członkiem społeczności SPIE (2021–2024) oraz Optica (2023–2024). W ramach działań związanych z popularyzacją nauki autor rozprawy wziął udział w Międzynarodowym Salonie Przemysłu Obronnego MSPO 2022 w Kielcach, gdzie reklamował ultraszybkie techniki laserowe oraz ich przemysłowe zastosowania, a także wziął udział w warsztatach “Photonics 4 Defence” (Polska Platforma Technologiczna Fotoniki).

1.4 Podsumowanie dorobku naukowego

Na całkowity dorobek naukowy autora rozprawy składa się 6 artykułów naukowych opublikowanych w czasopiśmie znajdujących się zarówno w wykazie Clarivate (JCR, ang. *Journal Citation Reports*), jak również w wykazie Ministra Nauki z dnia 05.01.2024, które zaliczają się do kwartyli Q1 lub Q2 w danej dziedzinie. Dodatkowo do dorobku zalicza się 9 artykułów pokonferencyjnych. Dokładny spis artykułów wraz z wyjaśnieniem związku opublikowanych prac z niniejszą rozprawą jest zawarty w [Wykazie artykułów naukowych](#).

Wyniki badań zostały zaprezentowane przez autora rozprawy na licznych konferencjach naukowych za granicą (m.in. SPIE Photonics West 2021, 2022, 2023; CLEO US 2023), jak również w Polsce (m.in. Polska Konferencja Optyczna PKO’2022, XIII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022). Spośród 16 wystąpień, 9 miało formę prezentacji ustnej (w tym jeden referat zaproszony), a 7 formę plakatu. Spis wystąpień autora rozprawy wraz z informacją o związku wystąpień z niniejszą dysertacją został zawarty w [Wykazie wystąpień konferencyjnych](#). Spośród wyżej wymienionych wystąpień autora rozprawy 3 zostały docenione przez kapituły recenzentów przyznając nagrody za najlepsze prezentacje (XII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022, Dornburg Seminar 2024) oraz najlepszy plakat (Mikrosympozjum IChF PAN 2023). Wykaz wszystkich nagród i wyróżnień autora rozprawy wraz z wyjaśnieniem ich związku z dysertacją przedstawia [Wykaz nagród i wyróżnień](#).

Autor rozprawy przykłada szczególną uwagę do ochrony własności intelektualnej, przygotowując w pierwszej kolejności wnioski patentowe odnośnie badań mających szczególny potencjał komercyjny. Przygotowane przez autora dysertacji 3 wnioski patentowe są w trakcie badania merytorycznego zgłoszenia (stan na wrzesień 2024). Wykaz wniosków patentowych wraz z wyjaśnieniem ich związku z rozprawą przedstawia [Wykaz wniosków patentowych](#).

Ponadto wyniki badań, w których autor rozprawy miał wiodący wkład, zostały zaprezentowane przez innych współautorów z grupy badawczej. Lista 3 plakatów przygotowanych przez autora rozprawy, które zostały zaprezentowane na konferencjach naukowych przez współautorów badań, przedstawiono w drugiej części [Wykazu wystąpień konferencyjnych](#).

Liczbowe podsumowanie dorobku naukowego autora rozprawy przedstawia Tabela 1.1.

Tabela 1.1: Podsumowanie dorobku naukowego autora rozprawy w ujęciu bibliometrycznym. Zestawienie wystąpień konferencyjnych dotyczy wyłącznie sytuacji, gdy autor rozprawy pełnił rolę osoby prezentującej. Punkty Ministra Nauki opracowano na podstawie [Komunikatu Ministra Nauki z dnia 05 stycznia 2024 r. w sprawie wykazu czasopism naukowych i recenzowanych materiałów z konferencji międzynarodowych](#) oraz [Komunikatu Ministra Edukacji i Nauki z dnia 22 lipca 2021 r. w sprawie wykazu wydawnictw publikujących recenzowane monografie naukowe](#). Liczbę cytowań oraz indeks Hirscha określono na podstawie wykazu [Google Scholar](#) na dzień 10.09.2024.

Parametr	Związane z rozprawą	Całkowity dorobek
Liczba publikacji w czasopismach z listy JCR	4	6
w tym jako pierwszy i wiodący autor	4	5
Liczba publikacji konferencyjnych	3	9
w tym jako pierwszy i wiodący autor	3	4
Suma punktów wg wykazu Ministra Nauki	550	860
Liczba cytowań wg Google Scholar	11	50
Liczba wystąpień konferencyjnych (forma ustna)	8	9
Liczba wystąpień konferencyjnych (plakat)	7	7
Liczba nagród i wyróżnień	4	6
Liczba wniosków patentowych	2	3
Indeks Hirscha wg Google Scholar	2	3

Rozdział 2

Generacja ultrakrótkich impulsów w oscylatorach światłowodowych

Niniejszy rozdział stanowi wstęp teoretyczny opisujący najważniejsze aspekty, do których odnoszą się publikacje stanowiące przedmiot rozprawy. Treści poruszone w tym rozdziale opisują stan wiedzy na temat reżimów pracy impulsowej oraz sztucznych nasycalnych absorberów w postaci nieliniowych zwierciadeł pętlowych. Prezentowany jest także przegląd ultraszybkich oscylatorów światłowodowych, wpisujących się w klasę urządzeń, do których należą lasery opracowywane w ramach niniejszej pracy. Przedstawiono jedynie wybrane zagadnienia, odnoszące się do przedmiotu rozprawy, niezbędne do usytuowania badań autora dysertacji w świetle aktualnego stanu wiedzy.

2.1 Reżimy pracy impulsowej w obszarze normalnej dyspersji

Mianem trybu pracy impulsowej określa się sposób, dzięki któremu możliwa jest generacja impulsów. Niniejsza praca skupia się wyłącznie na trybie pasywnej synchronizacji modów podłużnych za pomocą sztucznych nasycalnych absorberów [47]. Prezentowane wyniki prac badawczych dążą do generacji pojedynczych impulsów, dlatego pomijany jest aspekt harmonicznej synchronizacji modów podłużnych [77, 112, 113] oraz szeroko rozumianego trybu wieloimpulsowego [114].

Określenie reżimu pracy impulsowej dotyczy się sposobu ewolucji impulsu we wnęce. Na reżim pracy impulsowej mogą mieć wpływ wszystkie komponenty składowe stanowiące wnękę oscylatora. Jednym z kluczowych parametrów ograniczających zbiór reżimów możliwych do uzyskania jest mapa dyspersji wnęki. Niniejsza sekcja skupia się na reżimach możliwych do uzyskania w obszarze normalnej dyspersji, dlatego pominięto opis reżimów typowych dla anomalnego obszaru dyspersji, m.in. solitonów konwencjonalnych [95]. Ponadto w ramach rzeczzonej rozprawy dąży się do generacji impulsów, które mogą zostać skompresowane do czasu trwania poniżej 1 ps, jednocześnie będących zbliżonymi do limitu fourierowskiego. Z tej przyczyny reżimy takie jak m.in. impulsy szumowe (ang. *noise-like pulses*) [115] czy też dyssypacyjny rezonans solitonowy (ang. *dissipative soliton resonance*) [116, 117] nie podlegały badaniom.

Numeryczny opis propagacji impulsu może zostać wyrażony poprzez uogólnione nieliniowe równanie Schrödingera [118], natomiast do analizy uśrednionej dla całej wnęki można wykorzystać równanie zespolone Ginzburga-Landaua [99, 119–121]. Ze względu na eksperymentalny charakter pracy niniejszy opis skupia się na parametrach pozwalających na rozróżnienie reżimu pracy impulsowej w podejściu praktycznym.

2.1.1 Solitony dyssypacyjne

Najczęściej spotykanym reżimem pracy impulsowej w całkowicie światłowodowych wnękach pracujących na długości fali z zakresu normalnej dyspersji są solitony dyssypacyjne (DS) [85, 99–101]. Typowo występują w rezonatorach o całkowicie normalnej dyspersji bez komponentów wprowadzających anomalną dyspersję.

Impuls w trakcie propagacji przez medium o normalnej dyspersji nabiera dodatniego świergotu, co powoduje jego rozciągnięcie w dziedzinie czasu. Wskutek efektów nieliniowych, głównie efektu samomodulacji fazy (SPM, ang. *self-phase modulation*) [122] wynikającego z optycznego efektu Kerra [118], występuje również poszerzenie w dziedzinie spektralnej. Znamionym elementem wnęki jest filtr spektralny. Zawężając widmo impulsu o dodatnim świergotcie, jego czas trwania efektywnie ulega skróceniu. Uformowanie stabilnego impulsu jest możliwe dzięki wzajemnej kompensacji wzmocnienia, strat, efektów nieliniowych oraz dyspersji [101]. W konsekwencji podczas propagacji we wnęce impuls oddycha zarówno w dziedzinie czasu, jak i w dziedzinie spektralnej.

Typowe cechy, którymi charakteryzuje się standardowy reżim DS to:

- Wnęka posiadająca komponenty o normalnej dyspersji.
- Rezonator zawierający element odpowiedzialny za filtrację spektralną.
- Impuls wyjściowy posiadający dodatni świergot.
- Widmo optyczne impulsu wyjściowego poszerzone względem charakterystyki spektralnej elementu stanowiącego filtr.
- Widmo optyczne impulsu wyjściowego charakteryzujące się stromymi zboczami.

Ze względu na posiadanie dodatniego świergotu impulsy wyjściowe typowo charakteryzują się czasem trwania rzędu kilku lub kilkunastu pikosekund. Istnieje możliwość ich kompresji do czasu trwania zbliżonego do impulsu fourierowsko ograniczonego (FTL, ang. *Fourier transform limited*). Powszechne zastosowanie reżimu DS to generacja impulsów o wysokiej energii [123]. W przypadku wnęki o wypadkowej dyspersji wnęki przekraczającej 1 ps^2 wybrane prace wyróżniają dodatkową podklasę reżimu DS, określaną jako oscylatory z gigantycznym świergotem (ang. *giant-chirp oscillators*) [124–126].

2.1.2 Ograniczone dyspersyjnie solitony dyssypacyjne

Podklasą reżimu DS, która ze względu na tematykę niniejszej pracy została wyróżniona jako oddzielna kategoria, są ograniczone dyspersyjnie solitony dyssypacyjne (DMDS). To reżim, który posiada wszystkie cechy DS z dodatkowym warunkiem stanowiącym, iż wnęka składa się z komponentów zarówno o anomalnej, jak i normalnej dyspersji. W ujęciu niniejszej pracy reżim DMDS oznacza obecność komponentu wprowadzającego anomalną dyspersję. W przypadku wnęki o wypadkowej normalnej dyspersji większość odniesień literaturowych odnosi się do pojęcia solitonów dyssypacyjnych bez uwzględnienia pojęcia ograniczenia dyspersyjnego [101, 127–131]. Niniejsza praca udowadnia, że dla wnęki o wypadkowej ujemnej dyspersji wnęki również można uzyskać pracę impulsową w reżimie DMDS.

2.1.3 Inne reżimy pracy impulsowej

Inną kategorią, wymagającą wnęki składającej się z komponentów o normalnej i anomalnej dyspersji, jest reżim impulsów samopodobnych (ang. *self-similar, similaritons*) [132–134]. W odróżnieniu od solitonów dyssypacyjnych wnęka nie musi posiadać filtra spektralnego, a impuls charakte-

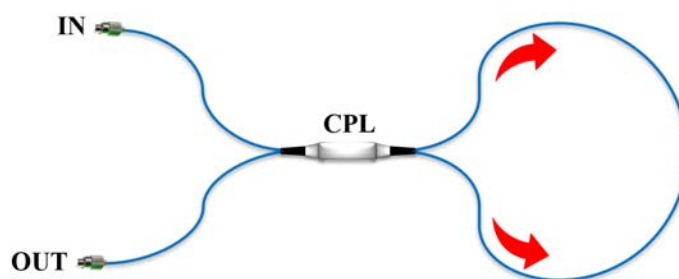
ryzuje się parabolicznym kształtem widma optycznego oraz parabolicznym rozkładem natężenia impulsu w czasie [135].

Do kolejnej klasy zalicza się reżim impulsów o ograniczonej dyspersji, określane również mianem impulsów ze zbalansowaną dyspersją [136] (ang. *dispersion-managed, stretched-pulse*) [96, 137, 138]. W praktyce rzeczony reżim wiąże się z wykorzystaniem światłowodów o anomalnej oraz normalnej dyspersji [97]. W ujęciu niniejszej pracy może również zostać osiągnięty poprzez wykorzystanie siatki w postaci CFBG do wprowadzania anomalnej dyspersji do wnęki [67, 139–142]. Reżim impulsów o ograniczonej dyspersji charakteryzuje brak filtra spektralnego we wnęcie oraz fakt dwukrotnej zmiany znaku świergotu impulsu w trakcie pojedynczego obiegu przez wnękę. Istnieje możliwość optymalizacji oscylatorów w ten sposób, aby impulsy wyjściowe miały czas trwania zbliżony do limitu fourierowskiego.

W ostatnich latach dużym zainteresowaniem naukowców cieszy się reżim zbalansowanego nieliniowego wzmocnienia (ang. *gain-managed nonlinear amplifier*). Większość doniesień literaturowych opisuje nieliniową ewolucję impulsów we wzmacniaczu, który jest poprzedzony oscylatorem [71, 143–148]. Istnieje jednak możliwość inicjacji tego reżimu bezpośrednio w oscylatorze, bez konieczności stosowania dodatkowego wzmacniacza [70]. W odróżnieniu od standardowych laserów ultraszybkich, gdzie zakłada się statyczną krzywą wzmocnienia, w tym reżimie istotną rolę odgrywa ewoluująca nieliniowo charakterystyka wzmacniacza. Skutkiem jest uzyskanie relatywnie szerokiego widma optycznego, które ulega poszerzeniu w kierunku większych długości fal.

2.2 Nieliniowe zwierciadła pętlowe wykorzystujące sprzęgacz 2x2

Zwierciadła pętlowe wykorzystują koncept cyklicznego interferometru Sagnaca [149, 150]. Światłowodowa wersja tego interferometru polega na zastosowaniu sprzęgacza (CPL, ang. *coupler*), w którym dwa porty z tej samej strony są ze sobą połączone, tworząc pętlę. Promieniowanie wejściowe jest dzielone na dwie części, które propagują się w przeciwnych kierunkach. Po przebyciu tej samej drogi optycznej wiązka propagująca się zgodnie z ruchem wskazówek zegara interferuje z promieniowaniem propagującym się przeciwnie do ruchu wskazówek zegara. Schemat zwierciadła pętlowego wykorzystującego sprzęgacz 2x2 zaprezentowano na Rysunku 2.1. Nomenklatura 2x2 oznacza sprzęgacz posiadający dwa porty wejściowe oraz dwa porty wyjściowe.



Rysunek 2.1: Schemat światłowodowego zwierciadła pętlowego zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 (CPL). IN – port wejściowy, OUT – port wyjściowy.

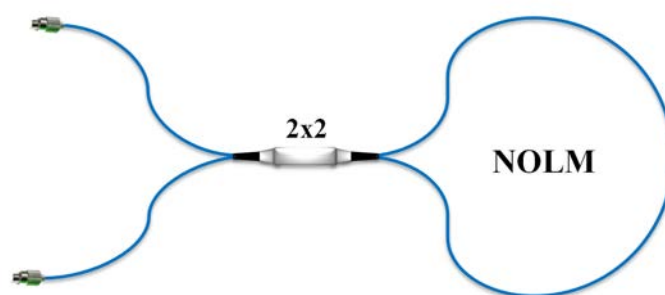
Nieliniowym zwierciadłem pętlowym określa się układ asymetryczny, który bazując na efektach nieliniowych w różny sposób oddziałuje na przeciwnie propagujące się wiązki w pętli [59]. Wskutek efektu SPM impuls zmienia swoją fazę zależnie od intensywności promieniowania. Indukowana nieliniowymi efektami różnica faz między przeciwnie propagującymi się impulsami wpływa na wynik interferencji, co skutkuje zależnością transmisji układu od intensywności. Odpowiednio dobierając parametry pętli możliwe jest uzyskanie charakterystyki odpowiadającej nasycalnemu absorberowi.

W przypadku braku asymetrii lub propagacji wiązek o niskiej intensywności z pomijalnie małym wpływem efektów nieliniowych można mówić o liniowych zwierciadłach pętlowych [151]. Przykładem liniowego zwierciadła pętlowego jest układ zbudowany ze sprzęgacza o równym stosunku podziału mocy (50/50) bez jakichkolwiek dodatkowych elementów wewnątrz pętli.

W zależności od sposobu wprowadzenia asymetrii do układu rozróżnia się różne podtypy nieliniowych zwierciadeł pętlowych. Niniejsza sekcja przedstawia przegląd najczęściej stosowanych wariantów nieliniowych zwierciadeł pętlowych, które wykorzystują sprzęgacz 2x2 i mogą zostać zaimplementowane w obszarze normalnej dyspersji z użyciem wyłącznie włókien PM.

2.2.1 Nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe

Najprostszym sposobem na wprowadzenie asymetrii w pętli jest zastosowanie sprzęgacza o nierównym stosunku podziału mocy. Taki przypadek jest określany mianem nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego (NOLM) [59]. Schemat układu zaprezentowano na Rysunku 2.2.



Rysunek 2.2: Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego (NOLM) zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 o asymetrycznym stosunku podziału mocy (różnym od 50/50).

W uproszczonym formacie, opisującym charakterystykę dla promieniowania ciągłego, możliwe jest opisanie transmisji pętli NOLM (T_{NOLM}) zależnością [59]:

$$T_{NOLM} = 1 - 2s(1 - s) \left[1 + \cos \left((1 - 2s)|E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right]. \quad (2.1)$$

Gdzie:

s – stosunek podziału mocy sprzęgacza (wartość w zakresie od 0 do 1) [–],

$|E_{in}|^2$ – natężenie pola elektrycznego promieniowania wejściowego [W/m^2],

n_2 – nieliniowy współczynnik załamania ośrodka [m^2/W],

L – długość pętli [m],

λ – długość fali promieniowania [m].

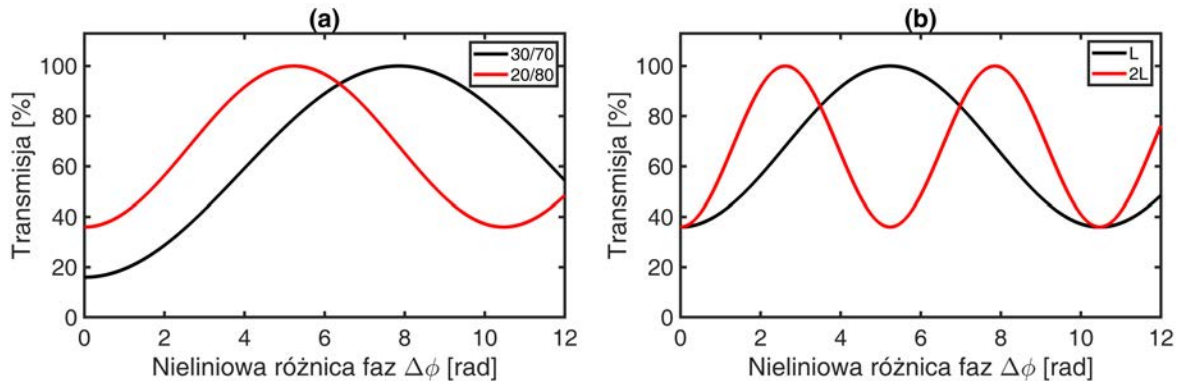
Transmisja zwierciadła typu NOLM ma charakter periodyczny, a w praktyce nasycalną absorpcję najczęściej realizuje pierwsze zbocze narastające. Powyższy wzór jest jedynie przybliżeniem charakterystyki układu. W praktyce transmisja nigdy nie osiąga 100 % z powodu wewnętrznych strat sprzęgacza. W przypadku pracy impulsowej obserwowany jest spadek głębokości modulacji dla kolejnych okresów funkcji [152]. Ponadto promieniowanie o wysokiej mocy szczytowej wewnątrz pętli NOLM ulega poszerzeniu spektralnemu wskutek efektu SPM, co może zwiększyć świergot, a w konsekwencji czas trwania impulsu. Warto podkreślić, że absorber w postaci NOLM dokonuje także filtracji spektralnej, która jest zależna od parametrów pętli oraz impulsu wejściowego. Dla zoptymalizowanej pętli NOLM następuje odbicie części impulsu przy jego brzegach. Oznacza to, że spektrum odbite od zwierciadła typu NOLM charakteryzuje się minimum intensywności dla centralnej długości fali impulsu oraz pikami spektralnymi dla długości fal odpowiadających brzegom impulsu. Implikuje

to, że również promieniowanie przetransmitowane przez pętlę NOLM ulega filtracji spektralnej polegającej na obcięciu brzegów impulsu. Istnieje możliwość doboru parametrów absorbera w postaci NOLM w ten sposób, aby był on elementem realizującym filtrację spektralną konieczną do pracy w reżimie DS [153].

Proces optymalizacji absorbera typu NOLM w układzie lasera najczęściej polega na modyfikacjach dwóch głównych stopni swobody, do których zaliczają się [154]:

- Stosunek podziału mocy sprzęgacza.
- Długość pętli.

Na rysunku 2.3 przedstawiono porównanie wyników numerycznych dla sprzęgaczy w zależności od dwóch przykładowych wartości wyżej wymienionych stopni swobody. Wykresy przedstawiają zależność transmisji T_{NOLM} od nieliniowej różnicy faz, określanej jako $\Delta\phi = |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda}$, zgodnie z oznaczeniami z Równania 2.1. Rysunek 2.3(a) przedstawia charakterystykę dla stałej długości pętli NOLM i różnych wartości stosunku podziału mocy sprzęgacza wynoszących 30/70 (czarna krzywa) oraz 20/80 (czerwona sinusoida). Rysunek 2.3(b) prezentuje zależność transmisji dla stałej wartości stosunku podziału mocy sprzęgacza równej 20/80 oraz zmiennej długości pętli (L). Czerwona krzywa przedstawia przypadek dwa razy dłuższej pętli niż sinusoida oznaczona czarnym kolorem.



Rysunek 2.3: Wyniki symulacji numerycznych pętli NOLM przedstawiające zależność transmisji T_{NOLM} od nieliniowej różnicy faz $\Delta\phi$, zdefiniowanej zgodnie z oznaczeniami z Równania 2.1 jako $\Delta\phi = |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda}$. (a) Sprzęgacze o bardziej asymetrycznym stosunku podziału mocy wspierają impulsy o niższych energiach, co potwierdza porównanie krzywej dla sprzęgacza 30/70 (oznaczonej kolorem czarnym) z sinusoidą dla sprzęgacza 20/80 (czerwona krzywa). (b) Pętla o większej długości wspierają impulsy o niższych energiach, co wynika z porównania transmisji dla sprzęgacza 20/80 o dwa razy dłuższej długości pętli ($2L$, czerwona krzywa) niż referencyjna sinusoida oznaczona czarnym kolorem (L).

Im bardziej asymetryczny stosunek podziału mocy sprzęgacza, tym mniejsza głębokość modulacji. Z drugiej strony, im bardziej asymetryczny stosunek podziału mocy sprzęgacza, tym większa transmisja dla niskiej intensywności ($|E_{in}|^2 \simeq 0$), a pierwsze maksimum jest osiągane dla niższych natężeń. Dla stałej długości pętli oznacza to, że bardziej asymetryczne sprzęgacze wspierają pracę impulsową dla niższych energii. Im dłuższa pętla NOLM, tym dla niższych wartości intensywności jest osiągane pierwsze maksimum funkcji. Analogicznie, dłuższe pętla wspierają pracę impulsową dla niższych energii [154–156].

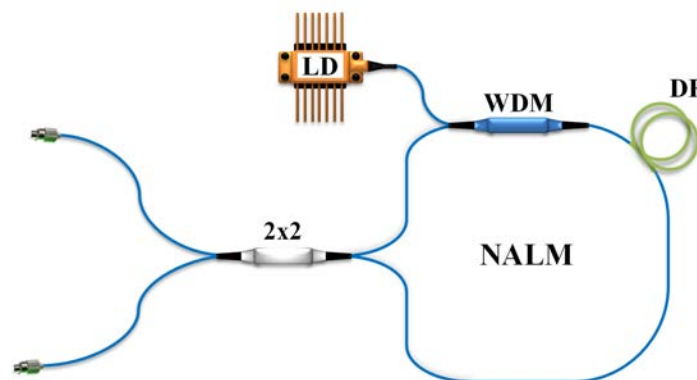
W podejściu eksperymentalnym proces optymalizacyjny parametrów zwierciadła typu NOLM polega na doborze stosunku mocy sprzęgacza, a następnie iteracyjnej zmianie długości pętli. Do znalezienia optymalnych parametrów absorbera można wykorzystać obserwację widma optycznego promieniowania odbitego od pętli [152].

Zaletą zwierciadła typu NOLM jest niski koszt oraz prostota budowy, podczas gdy główną wadą jest czasochłonny i żmudny proces optymalizacyjny. W celu przestrojenia parametrów nasycalnego absorbera konieczne jest spawanie włókien. Niemniej jednak, po dobraniu odpowiednich paramet-

trów pętli NOLM, proces wytwarzania kopii absorbera o ściśle zdefiniowanej charakterystyce jest bardzo powtarzalny.

2.2.2 Nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe

Kolejnym wariantem jest nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe NALM [61], zaprezentowane na Rysunku 2.4. Absorber w postaci NALM bazuje na asymetrycznym umieszczeniu wewnątrz pętli odcinka włókna domieszkowanego jonami pierwiastków ziem rzadkich (DF, ang. *doped fiber*). Medium aktywne będąc pompowane za pomocą diody laserowej (LD, ang. *laser diode*) przez sprzęgacz multipleksujący (WDM, ang. *wavelength division multiplexer*) wzmacnia wiązki propagujące się wewnątrz pętli. Dzięki asymetrycznemu umieszczeniu włókna impulsy ulegają wzmocnieniu w innym momencie swojej propagacji. Jeden z impulsów zostaje szybciej wzmocniony niż drugi, wskutek czego drogi propagacji przed i po wzmocnieniu są różne dla wiązek propagujących się w różnych kierunkach. Indukuje to różne zmiany faz, realizując przez to nieliniowe zwierciadło pętlowe.



Rysunek 2.4: Schemat nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego NALM zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 o dowolnym stosunku podziału mocy. DF – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich, WDM – sprzęgacz multipleksujący, LD – dioda laserowa pełniąca rolę pompy.

Matematyczny opis wyrażający rzeczywistą transmisję zwierciadła typu NALM nie jest trywialny z wielu przyczyn. W odróżnieniu od pętli NOLM absorber w postaci NALM jest układem bazującym na wzmocnieniu, które jest efektem nasycalnym. Ponadto zależność wzmocnienia od mocy pompowania nie jest opisana funkcją liniową. Literatura wskazuje kilka wzorów wyrażających transmisję rzeczono absorbera w zależności od zastosowanych uproszczeń [61, 157, 158]. Opis teoretycznej transmisji pętli NALM (T_{NALM}) dla promieniowania ciągłego można wyrazić jako [159]:

$$T_{NALM} = 1 - 2s(1 - s) \left[1 + \cos \left((1 - s - Gs) |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right]. \quad (2.2)$$

Gdzie:

s – stosunek podziału mocy sprzęgacza (wartość w zakresie od 0 do 1) [–],

G – współczynnik wzmocnienia wzmacniacza w pętli [–],

$|E_{in}|^2$ – natężenie pola elektrycznego promieniowania wejściowego [W/m^2],

n_2 – nieliniowy współczynnik załamania ośrodka [m^2/W],

L – długość pętli [m],

λ – długość fali promieniowania [m].

W odróżnieniu od pętli NOLM, zwierciadło typu NALM może wykorzystywać sprzęgacz o równym stosunku podziału mocy (50/50) oraz posiada więcej stopni swobody. Do kluczowych parametrów podlegających modyfikacji zalicza się [158]:

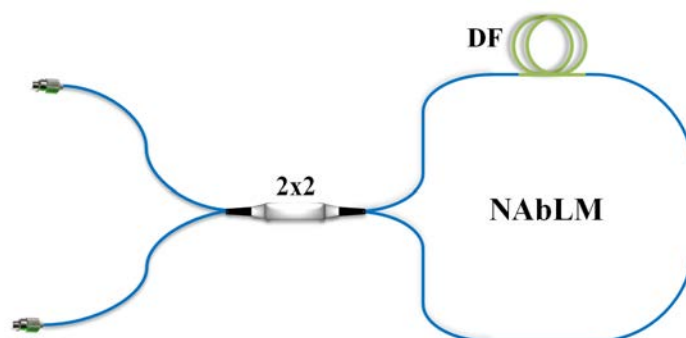
- Stosunek podziału mocy sprzęgacza.
- Długość ośrodka aktywnego.
- Moc pompowania ośrodka aktywnego.
- Długości światłowodów pasywnych po obu stronach ośrodka aktywnego (definiujące asymetrię umieszczenia ośrodka aktywnego oraz wpływające na całkowitą długość pętli).

Poza istotnym znaczeniem długości odcinków włókna pasywnego z obu stron włókna aktywnego, na asymetrię wpływa także kierunek propagacji promieniowania pompującego [142] oraz straty wewnętrzne sprzęgacza WDM. Zwiększenie mocy pompowania ośrodka aktywnego powoduje wzrost asymetrii układu, co wspiera propagację impulsów o niższych energiach. Jest to efekt analogiczny do zwiększania asymetrii stosunku podziału mocy sprzęgacza w układzie pętli NOLM. Główną zaletą absorbera typu NALM jest możliwość przestrajania parametrów nasycalnej absorpcji w szerokim zakresie poprzez zmianę mocy pompowania ośrodka aktywnego. Zwierciadło w postaci NALM pozwala także na osiągnięcie promieniowania wyjściowego o wyższej intensywności niż promieniowanie wprowadzane do pętli. Optymalizując zwierciadło typu NALM celem propagacji impulsów o dużej energii można zbudować pętlę o względnie krótszej długości niż dla absorbera w postaci NOLM. Z drugiej strony zastosowanie nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego może utrudniać kontrolę efektów nieliniowych w pozostałych fragmentach wnęki laserowej ze względu na relatywnie wyższą moc promieniowania wyjściowego. Mankamentem zwierciadła typu NALM jest konieczność zastosowania dodatkowych elementów stanowiących wzmacniacz, co zwiększa koszt oraz stopień skomplikowania absorbera. Warto zaznaczyć, że omawiany rodzaj nieliniowego zwierciadła pętlowego nie musi się ograniczać do umieszczenia tylko jednego odcinka włókna aktywnego w pętli [160, 161].

2.2.3 Nieliniowe optyczne zwierciadła pętlowe z niezerównoważonymi stratami

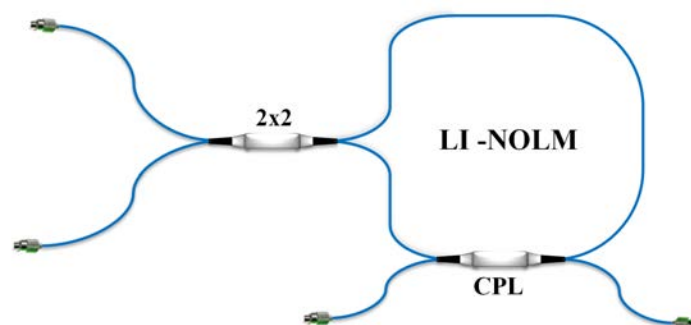
Odmiernym podejściem niż w przypadku stosowania zwierciadła typu NALM jest wprowadzenie asymetrycznych strat w pętli. Oczywiście wadą jest zmniejszenie efektywności nasycalnego absorbera, jednakże w pewnych przypadkach niesie to za sobą zalety.

Jednym ze sposobów pozwalających na implementację strat może być asymetryczne umieszczenie w pętli włókna domieszkowanego jonami pierwiastków ziem rzadkich, które nie jest pompowane. Włókno aktywne pełni w takim przypadku rolę absorpcyjną, stąd nazwa nieliniowego absorbującego zwierciadła pętlowego (NAbLM, ang. *nonlinear absorbing loop mirror*). Schemat układu zaprezentowano na Rysunku 2.5. Taka konfiguracja pozwala m.in. na uzyskanie większej głębokości modulacji oraz zmianę charakteru narastania transmisji dla niskich intensywności [162, 163].



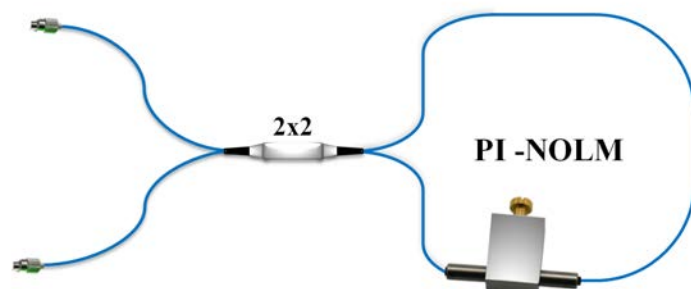
Rysunek 2.5: Schemat nieliniowego absorbującego zwierciadła pętlowego NAbLM zbudowanego z wykorzystaniem sprzęgacza 2x2. DF – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich pełniący funkcję absorpcyjną.

Wśród innych sposobów wprowadzenia strat w pętli można wyróżnić zastosowanie dodatkowego, asymetrycznie umieszczonego w pętli sprzęgacza (CPL), który wyprowadza część mocy z układu. Schemat układu zaprezentowano na Rysunku 2.6. W literaturze można znaleźć określenie tego absorbera mianem nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami (LI-NOLM, ang. *loss-imbalanced NOLM*) [164]. W przypadku zastosowania sprzęgacza o zmiennym stosunku podziału mocy, raporty literaturowe również przytaczają akronim VRC-NOLM (ang. *variable ratio coupler NOLM*) [165].



Rysunek 2.6: Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 wykorzystującego wewnątrz pętli dodatkowy sprzęgacz (CPL), pełniący rolę elementu wprowadzającego asymetrię.

Alternatywnymi podejściami mogą być wprowadzenie strat zgięciowych światłowodu [166] lub zastosowanie przestrajalnego tłumika mocy (VOA, ang. *variable optical attenuator*) [167], określanymi w literaturze akronimami odpowiednio AI-NOLM (ang. *attenuation-imbalanced NOLM*) oraz PI-NOLM (ang. *power-imbalanced NOLM*). Schemat układu wykorzystującego przestrajalny tłumik przedstawiono na Rysunku 2.7.



Rysunek 2.7: Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 wykorzystującego wewnątrz pętli przestrajalny tłumik mocy (VOA).

Układy z elementami wprowadzającymi straty, podobnie jak zwierciadło typu NALM, mogą być zbudowane z wykorzystaniem sprzęgaczy o równym stosunku podziału mocy (50/50). Do głównych stopni swobody dla układów z nie zrównoważonymi stratami zaliczają się:

- Stosunek podziału mocy sprzęgacza.
- Wartość wprowadzanych strat.
- Długości światłowodów pasywnych po obu stronach elementu stratnego (wpływające na asymetryczność strat i całkowitą długość pętli).

Na wartość wprowadzanych strat ma wpływ stosowany wewnątrz pętli komponent. Transmisja elementu stratnego może być kontrolowana, zależnie od rodzaju absorbera, poprzez długość włókna

absorpcyjnego i jego parametry, stosunek podziału mocy dodatkowego sprzęgacza albo wartość transmisji tłumika. W literaturze najczęściej podaje się uproszczony wzór na transmisję, który zakłada, że zwierciadło nieliniowe jest zbudowane z wykorzystaniem sprzęgacza o równym stosunku podziału mocy (50/50), a element stratny jest umieszczony nieskończenie blisko jednego z portów tworzących pętlę. Przy takich założeniach transmisja ($T_{PI-NOLM_{50/50}}$) może zostać wyrażona wzorem [166, 168]:

$$T_{PI-NOLM_{50/50}} = \frac{T_L}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{(1 - T_L)}{2} |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right]. \quad (2.3)$$

Gdzie:

T_L – transmisja komponentu stratnego (wartość w zakresie od 0 do 1) [–],

$|E_{in}|^2$ – natężenie pola elektrycznego promieniowania wejściowego [W/m^2],

n_2 – nieliniowy współczynnik załamania ośrodka [m^2/W],

L – długość pętli [m],

λ – długość fali promieniowania [m].

Zmiana transmisji tłumika implikuje zmianę głębokości modulacji, a zmiana długości pętli ma analogiczny efekt jak w zwierciadle typu NOLM. Przy wykorzystaniu sprzęgacza 50/50 znamienne jest to, że transmisja dla niskiej intensywności ($|E_{in}|^2 \simeq 0$) jest bliska zeru, a w teorii minimum transmisji wynosi zero. Dzięki temu zwierciadła ze stratami charakteryzują się lepszym tłumieniem szumu tła np. pochodzącego od wzmocnionej emisji spontanicznej oraz lepszymi zdolnościami tłumienia pracy ciągłej aniżeli absorber w postaci NOLM [166].

Zastosowanie dodatkowego sprzęgacza pozwala na stworzenie nowych portów wyjściowych i możliwość wykorzystania promieniowania opuszczającego pętlę, np. w celach diagnostycznych. Wadą jest konieczność zmiany stosunku podziału mocy sprzęgacza celem zmiany wartości wprowadzanych strat. Generując straty zgięciowe włókna istnieje możliwość przestrajania transmisji układu poprzez zmianę promienia krzywizny światłowodów. Mankamentem jest jednak potrzeba kontroli przestrzennego ułożenia światłowodów, co obniża odporność absorbera na drgania mechaniczne. Natomiast przestrajalne tłumiki mocy pozwalają na zmianę strat w sposób manualny lub kontrolowany elektronicznie [169, 170]. Są to jednak komponenty zintegrowane ze światłowodami, które wewnątrz posiadają elementy mikrooptyczne. Ponadto wersja tłumika z ręczną kontrolą wprowadzanych strat posiada śrubę realizującą przesuw komponentu blokującego wiązkę, zatem stabilność mechaniczna takiego układu pod wpływem drgań również jest dyskusyjna [171].

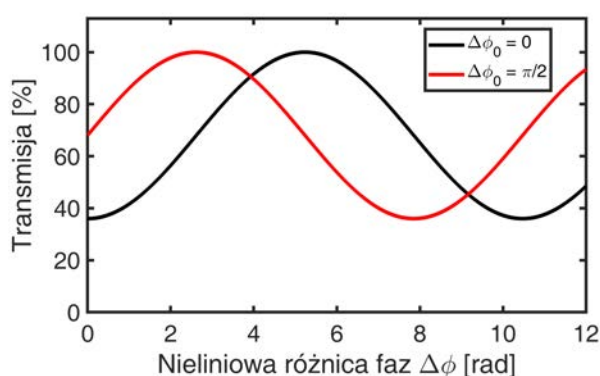
Popularnym sposobem na wprowadzanie strat w układach całkowicie światłowodowych jest realizacja spawu z ograniczoną transmisją, co w niniejszej pracy jest określane mianem stratnego spawu [172]. Według wiedzy autora rozprawy koncept stratnego spawu nie został zaimplementowany w nieliniowych zwierciadłach pętlowych do 2023 roku. Niniejsza rozprawa prezentuje wariant nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z niezerównoważonymi stratami z wykorzystaniem sprzęgacza 3x3. Ponadto autor rozprawy ujednolicił nazewnictwo układów wprowadzających straty, proponując akronim NOLLM (ang. *nonlinear optical lossy loop mirror*).

2.3 Nieliniowe zwierciadła pętlowe wykorzystujące sprzęgacz 3x3

Jednym z wyzwań podczas stosowania standardowych zwierciadeł pętlowych zbudowanych ze sprzęgaczy 2x2 jest inicjacja pracy impulsowej. Samoczynne przełączanie w tryb pracy impulsowej jest możliwe, lecz wymaga wysokich intensywności promieniowania lub bardzo sprecyzowanych parametrów absorbera, będących dokładnie dopasowanymi do wnęki oscylatora [173–176]. Częsty brak samoistnej pracy impulsowej wynika z krzywej nasycalnej absorpcji pętli NOLM lub NALM, a w szczególności z charakteru narastania funkcji dla małych intensywności. W przypadku absor-

berów typu NOLM oraz NALM zbudowanych ze sprzęgaczy 2x2 krzywa nasycalnej absorpcji dla niskich intensywności rozpoczyna się od lokalnego minimum (patrz czarna krzywa na Rysunku 2.8). Z charakteru funkcji wynika, że dla małych mocy niewielka zmiana intensywności powoduje niewielką zmianę transmisji. Oznacza to, że pochodna funkcji transmisji względem intensywności jest mniejsza dla niskich wartości natężeń w porównaniu do wyższych intensywności. Sytuacją sprzyjającą osiągnięciu samoczynnej pracy impulsowej przy niskich natężeniach jest doprowadzenie do zwiększenia wartości pochodnej funkcji transmisji względem intensywności. Wyraża się to przez większy kąt nachylenia krzywej nieliniowej transmisji [42].

Powszechnie stosowanym sposobem na uzyskanie samowzbudnej pracy impulsowej jest wprowadzenie dodatkowego przesunięcia fazowego między impulsami propagującymi się w przeciwnych kierunkach. Popularnym rozwiązaniem jest wykorzystanie nieodwracalnego przesuwника fazy (NRPS, ang. *non-reciprocal phase shifter*) [177]. Zastosowanie NRPS efektywnie przesuwia krzywą transmisji w fazie. Przykład wykorzystania NRPS wprowadzającego przesunięcie fazowe równe $\pi/2$ prezentuje czerwona krzywa na Rysunku 2.8. Translacja sinusoidy w fazie skutkuje zwiększeniem transmisji dla niskich intensywności, a także uzyskaniem bardziej stromo narastającej charakterystyki. Obniża to próg pracy impulsowej oraz zwiększa prawdopodobieństwo jej samowzbudnej inicjacji [42, 178–181].

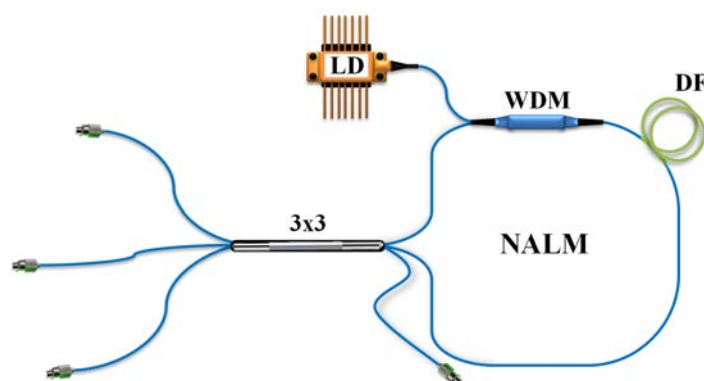


Rysunek 2.8: Wyniki symulacji numerycznych absorbera typu NOLM wykorzystującego sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20/80, przedstawiające zależność transmisji od nieliniowej różnicy faz $\Delta\phi$, zdefiniowanej zgodnie z oznaczeniami z Równania 2.1 jako $\Delta\phi = |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} - \Delta\phi_0$. Czarna krzywa przedstawia klasyczny przypadek bez jakichkolwiek dodatkowych elementów wewnątrz pętli NOLM. Czerwona sinusoida demonstrowuje przypadek zastosowania nieodwracalnego przesuwника fazy wprowadzającego przesunięcie fazowe $\Delta\phi_0$ o wartości $\pi/2$.

Nieodwracalny przesuwnik fazy wykorzystuje efekt magnetoptyczny, a jego budowa wymaga zastosowania co najmniej jednego rotatora Faradaya i płytki falowej [182]. Implikuje to konieczność wykorzystania elementów optyki objętościowej, które mogą mieć postać elementów mikroptycznych w postaci zintegrowanej ze światłowodami PM. Wadą przesuwników fazy NRPS jest fakt, iż ich parametry mogą ulec zmianie wskutek zmian warunków zewnętrznych. Badania udowadniają zależność stałej Verdet od temperatury, co wpływa na stabilność układu nasycalnego absorbera posiadającego NRPS [183, 184]. W związku z powyższym obserwuje się rosnące zainteresowanie zastosowaniem nasycalnych absorberów wykonanych całkowicie w technologii FBT, ze względu na ich odporność na zmienne warunki zewnętrzne [104, 185].

Do komponentu wykonanego w technologii FBT, który wprowadza przesunięcie fazowe, zalicza się sprzęgacz 3x3 [186, 187]. Jest to komponent posiadający 3 porty wejściowe i 3 porty wyjściowe, który charakteryzuje równym stosunkiem podziału mocy wynoszącym w przybliżeniu 33/33/33 [188]. Dzięki symetrycznemu rozmieszczeniu przestrzennemu trzech włókien tworzących sprzęgacz, wprowadzane jest przesunięcie fazowe równe $2\pi/3$ pomiędzy każdy z trzech portów [189, 190]. Zbudowanie standardowego układu pętli NOLM z wykorzystaniem sprzęgacza 3x3 nie

jest możliwe z powodu równego stosunku podziału mocy. W literaturze opisywane są wyłącznie układy oparte o zwierciadło typu NALM [45, 191–194]. Zasada wprowadzania asymetrii w układzie pętli NALM ze sprzęgaczem 3x3, który schematycznie został zaprezentowany na Rysunku 2.9, jest tożsama z odpowiednikiem absorbera wykorzystującego sprzęgacz 2x2. Różnicą jest wprowadzanie przesunięcia fazowego oraz zmniejszona efektywność układu spowodowana obecnością dodatkowych portów. Główną motywacją do implementacji sprzęgaczy 3x3 w nieliniowych zwierciadłach pętlowych jest uzyskanie samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej.



Rysunek 2.9: Schemat nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego NALM zbudowanego ze sprzęgacza 3x3 o równym stosunku podziału mocy 33/33/33. DF – światłowód domieszgowany jonami pierwiastków ziem rzadkich, WDM – sprzęgacz multipleksujący, LD – dioda laserowa pełniąca rolę pompy.

2.4 Stan wiedzy ultraszybkich oscylatorów laserowych w kontekście rozprawy

Niniejszy podrozdział opisuje stan wiedzy na temat ultraszybkich oscylatorów laserowych. Każda z podsekcji przedstawia przegląd prac z uwzględnieniem innego aspektu przewodniego. Rzeczony przegląd skupia się na zaprezentowaniu luk w stanie wiedzy, które zostają wypełnione przez badania będące przedmiotem niniejszej rozprawy doktorskiej i dowodzą nowości prezentowanych treści w chwili ich opublikowania. Liczne odwołania do prac z ostatnich lat udowadniają duże zainteresowanie naukowców tematyką rozprawy.

2.4.1 Oscylatory z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym

Nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe zostało przedstawione jako sztuczny nasycalny absorber w 1987 roku [59]. Od tamtej pory zaprezentowano szereg prac opisujących oscylatory ze zwierciadłem typu NOLM, które nie są zbudowane wyłącznie z włókien PM [195–201].

Przełomową pracą w historii rozwoju oscylatorów z absorberem w postaci NOLM było zaprezentowanie w 2015 roku przez Szczepanka *i in.* [60] oscylatora wykorzystującego wyłącznie włókna PM, pracującego w reżimie DS na centralnej długości fali 1030 nm. Zaprezentowany układ generował impulsy o energii sięgającej 3,5 nJ. Ta wartość została zwiększona do 11,9 nJ wykorzystując analogiczną architekturę w postaci oscylatora pierścieniowego w kształcie cyfry 8, dzięki zastosowaniu światłowódów o większej średnicy pola modowego [107]. Grupa naukowców z Czech również zademonstrowała oscylator, który stosował włókno YDF, pracował w reżimie DS i generował impulsy o energii 5,9 nJ [202]. Analogiczne układy opisali m.in. Krupa *i in.* [203, 204], Guo *i in.* [205] oraz Watanabe *i in.* [206].

Wśród oscylatorów ze zwierciadłem w postaci NOLM wykonanych całkowicie z włókien PM, które wykorzystują światłowód YDF, najkrótszy czas trwania impulsu po kompresji to 190 fs [203], a maksymalna szerokość połówkowa to 20 nm [206]. Oscylatory posiadające absorber w postaci NOLM z włókien PM opisywane w literaturze pracują z częstotliwością repetycji nieprzekraczającą 20 MHz. Ta wartość nie jest jednak limitem, gdyż prezentowano wcześniej układy wykorzystujące światłowody SMF pracujące z częstotliwością repetycji przekraczającą 40 MHz [196]. Zestawienie wybranych parametrów oscylatorów z nieliniowymi optycznymi zwierciadłami pętlowymi z wnękami o całkowicie normalnej dyspersji zbudowanych z włókien PM zaprezentowano w Tabeli 2.1.

Tabela 2.1: Wykaz oscylatorów stosujących światłowody YDF, pracujących w reżimie DS, wykorzystujących pętlę NOLM jako nasycalny absorber w układach zbudowanych całkowicie z włókien PM. Stan na 2023 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy.

Źródło	Częstotliwość repetycji [MHz]	Czas trwania impulsu po kompresji [fs]	Energia impulsu [nJ]
Szczepanek <i>i in.</i> [60]	15,0	220	3,6
Pielach <i>i in.</i> [107]	7,6	250	11,9
Borodkin <i>i in.</i> [202]	9,5	265	5,9
Krupa <i>i in.</i> [203, 204]	17,7	190	1,6
Guo <i>i in.</i> [205]	13,4	232	2,5
Watanabe <i>i in.</i> [206]	10,7	220	0,8

Zwierciadło typu NOLM znalazło swoje zastosowanie również w układach wykonanych całkowicie z włókien PM spoza obszaru normalnej dyspersji. W 2019 roku Michalska *i in.* [207] zaprezentowali układ wykorzystujący światłowód domieszkowany jonami tulu. Analogiczny układ został zademonstrowany przez Wanga *i in.* [208]. Absorber w postaci NOLM zaimplementowano także w układzie zawierającym włókno domieszkowane jonami erbu, pracującym na centralnej długości fali 1550 nm [155].

Stan wiedzy potwierdza, że zastosowanie pętli NOLM we wnęce wykonanej wyłącznie z włókien PM do pracy w reżimie DS jest znanym rozwiązaniem. Niemniej jednak wszystkie wyżej wymienione układy ze zwierciadłem typu NOLM ze światłowodami PM charakteryzują się standardowym rezonatorem pierścieniowym w kształcie cyfry 8. W literaturze, poza pracami stanowiącymi przedmiot niniejszej rozprawy, brakuje również raportów o stworzeniu oscylatorów zbudowanych z włókien PM oraz posiadających pętlę NOLM, które wykorzystywałyby zarządzanie dyspersją na centralnej długości fali 1030 nm.

2.4.2 Oscylatory ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem

Zarządzanie dyspersją w obszarze normalnej dyspersji historycznie wiązało się z koniecznością zastosowania elementów optyki objętościowej. Ujemną wartość GDD w oscylatorach wykorzystujących światłowód YDF wprowadzano m.in. poprzez siatki dyfrakcyjne [209–212] czy też pryzmaty [213]. W 2002 roku zaproponowano wykorzystanie specjalnie zaprojektowanych włókien mikrostrukturalnych [214], co pozwalało na eliminację szkodliwych komponentów optyki objętościowej [97], lecz wiązało się z relatywnie dużymi stratami na spawach pomiędzy włóknami fotonicznymi a standardowymi światłowodami SMF. Innymi metodami pozwalającymi na wprowadzenie anomalnej dyspersji na długości fali poniżej 1300 nm jest zastosowanie przewęzek światłowodowych [215, 216] lub światłowodów wielomodowych [217–219]. Wszystkie te rozwiązania nie dorównują stabilności, którą gwarantuje zastosowanie wyłącznie jednomodowych włókien PM. Z tej przyczyny w ostatnich latach najpopularniejszym sposobem wprowadzania anomalnej dyspersji do wnęki jest zastosowanie światłowodowych siatek Bragga ze świergotem [96].

Zastosowanie siatki CFBG w oscylatorze zaprezentowano po raz pierwszy w 1994 roku w układzie wykorzystującym włókno domieszkowane jonami erbu [220]. Kilka lat później niniejsza technologia została zaimplementowana do oscylatorów stosujących włókno YDF [139]. Pierwszy oscylator ze światłowodem YDF zbudowany całkowicie z włókien PM angażujący siatkę CFBG został zaprezentowany w 2007 roku [140]. Układ do inicjacji pracy impulsowej używał zwierciadła typu SESAM, a badania skupiały się na charakterystyce oscylatora dla wypadkowej normalnej dyspersji wnęki. Kolejny laser posiadający absorber w postaci SESAM, zaprezentowany przez Yana *i in.* [141], charakteryzował się możliwością pracy dla wypadkowej GDD wnęki bliskiej zeru. W ostatnich latach zademonstrowano również oscylatory z siatką CFBG, które do inicjacji pracy impulsowej używają sztucznych SA. W 2020 roku Yu *i in.* [67] scharakteryzowali układ bazujący na mechanizmie NPE zarówno dla dodatniej, jak i ujemnej wypadkowej dyspersji wnęki. Znamionną cechą opisywanego oscylatora był fakt, iż dla wypadkowej anomalnej dyspersji wnęki nie zaobserwowano reżimu innego niż impulsy szumowe. Rok później Ma *i in.* [142] zademonstrowali oscylator o architekturze w kształcie cyfry 9, który zawierał pętlę NALM i pracował na wypadkowej GDD równej $-0,01 \text{ ps}^2$. Zestawienie porównujące oscylatory stosujące światłowód YDF, które posiadają wnękę zbudowaną wyłącznie z włókien PM oraz zawierają siatkę typu CFBG, zostało przedstawione w Tabeli 2.2.

Tabela 2.2: Wykaz oscylatorów wykorzystujących światłowody YDF, posiadających siatkę CFBG we wnęcie, zbudowanych całkowicie z włókien PM. Stan na 2021 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem rzeczzonej rozprawy. Czas trwania impulsu podano jako najkrótszy możliwy do uzyskania w którejkolwiek z opisywanych konfiguracji. Energię impulsu podano jako wartość maksymalną dla dowolnej z prezentowanych konfiguracji, z wyłączeniem reżimu impulsów szumowych i impulsów wielokrotnych.

Źródło	Nasycalny absorber	Czas trwania impulsu po kompresji [fs]	Energia impulsu [nJ]
Ortaç <i>i in.</i> [140]	SESAM	213	0,39
Yan <i>i in.</i> [141]	SESAM	139	0,14
Yu <i>i in.</i> [67]	PM-NPE	161	0,38
Ma <i>i in.</i> [142]	NALM	88	0,94

Według wiedzy autora rozprawy do roku 2021 nie zaprezentowano oscylatora z siatką CFBG, który byłby zbudowany całkowicie z włókien PM, a do synchronizacji modów podłużnych wykorzystywałby pętlę NOLM.

Implementacja światłowodowej siatki Bragga ze świergotem do oscylatora wiąże się z koniecznością budowy rezonatora, który posiada fragment liniowy. Jest to wymagane z powodu wykorzystania w oscylatorze impulsu odbitego od siatki CFBG. Najbardziej oczywistym podejściem jest budowa wnęki całkowicie liniowej [139, 140]. W przypadku rezonatorów pierścieniowych znanym rozwiązaniem jest użycie cyrkulatora optycznego (CIR, ang. *circulator*) [221, 222]. Standardowe nieliniowe zwierciadła pętlowe wykazują nasycalną absorpcję dla promieniowania przetransmitowanego przez SA, co narzuca konstrukcję rezonatora w kształcie cyfry 8. Dopiero zastosowanie przesuwników fazy umożliwiło uzyskanie nasycalnej absorpcji dla promieniowania odbitego od zwierciadła pętlowego, co pozwoliło na realizację wnęki w kształcie cyfry 9 [42].

Poza pracami wymienionymi w Tabeli 2.2, w 2022 roku Shi *i in.* [223] zaprezentowali oscylator z siatką CFBG w kształcie cyfry 9, który do inicjacji pracy impulsowej stosował przesuniętą w fazie pętlę NALM. W tym samym roku zademonstrowano architekturę z cyrkulatorem, która również angażowała zwierciadło typu NALM [193]. Ostatnie lata to także prace skupiające się na skalowaniu częstotliwości repetycji z wykorzystaniem liniowych wnęk stosujących zwierciadła typu SESAM [224] lub dwie siatki CFBG do realizacji oscylatora Mamysheva [71].

Według wiedzy autora rozprawy do 2023 roku nie zaprezentowano oscylatora z siatką CFBG i pętlą NOLM, który jednocześnie byłby zbudowany całkowicie z włókien PM tudzież posiadałby

włókno domieszkowane jonami iterbu umieszczone w liniowym fragmencie wnęki.

2.4.3 Oscylatory z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym z niezerównoważonymi stratami

Nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z niezerównoważonymi stratami zostało zaproponowane już w 1990 roku [168]. Pierwsze oscylatory nie korzystały z włókien PM. Przedstawiono zastosowanie kontrolerów polaryzacji do wprowadzania strat w światłowodach SMF, z których wykonano pętlę [168, 225, 226]. Dla układów stosujących włókna domieszkowane jonami erbu zademonstrowano wprowadzanie asymetrii spowodowanej implementacją do pętli absorbera światłowodów o różnej dyspersji [227–229].

Obszar normalnej dyspersji, pokrywający zakres spektralny poniżej 1300 nm, wyklucza możliwość stosowania włókien o różnym znaku dyspersji, a konstrukcje zbudowane wyłącznie ze światłowodów PM nie dopuszczają używania kontrolerów polaryzacji do wprowadzania asymetrycznych strat. W kontekście niniejszej rozprawy do przełomowych prac zalicza się zaprezentowanie w 2007 roku oscylatora z indukowanymi zgięciowo stratami [166]. Pomimo faktu, iż rzeczony układ zawierał włókno domieszkowane jonami erbu i był zbudowany ze światłowodów SMF, istota wprowadzania strat poprzez zmianę promienia krzywizny nawinięcia włókna na szpulę może zostać zaimplementowana w dowolnym zakresie spektralnym. Ponadto nie ma przeciwwskazań do wykorzystania światłowodów PM. Wadą wyżej wymienionego układu była konieczność zastosowania aż 20 metrów światłowodu w pętli SA. W 2010 roku Ai *i in.* zaproponowali użycie sprzęgacza o zmiennym stosunku podziału mocy [165]. Cechą charakterystyczną rzeczonych układów była inkorporacja aż 1 kilometra światłowodu nieliniowego wewnątrz pętli SA, jednakże wynikało to z chęci realizacji oscylatora o relatywnie niskiej częstotliwości repetycji rzędu setek kHz. Rzeczony laser również zawierał światłowod domieszkowany jonami erbu. Zastosowanie przestrajalnego tłumika mocy (PI-NOLM) zaprezentowano w 2016 roku [167]. Układ pracujący na centralnej długości fali 1557 nm wymagał 25 metrów światłowodu nieliniowego w pętli absorbera, co efektywnie skracało długość pętli względem zastosowania standardowych włókien SMF. Pierwszy układ wykonany wyłącznie ze światłowodów PM, który posiadał dodatkowy sprzęgacz w pętli (LI-NOLM), zademonstrowano w 2018 roku [164]. Oscylator wykorzystywał włókno domieszkowane jonami erbu i wykazywał się samowzbudną inicjacją pracy impulsowej. Niemniej jednak użyto aż 50 metrów światłowodu PM w pętli.

Koncept NABLM opisano po raz pierwszy w oscylatorze stosującym włókno domieszkowane jonami holmu w 2020 roku [162]. Jednakże układ posiadał w pętli kontrolery polaryzacji, a całkowita długość pętli przekraczała 100 metrów. W 2021 roku Chen *i in.* [163] zaprezentowali układ zbudowany całkowicie z włókien PM, który wykorzystywał światłowod YDF. W odróżnieniu od poprzednich prac do budowy absorbera zaimplementowano wysoce asymetryczny sprzęgacz (5/95), który pozwolił na zredukowanie całkowitej długości pętli do 2,4 metra. Jednakowoż układ pracował w reżimie impulsów szumowych, co wynikało m.in. z braku filtra spektralnego.

Według wiedzy autora rozprawy w literaturze do 2023 roku nie było raportów o układach stosujących nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe z niezerównoważonymi stratami, które pracowałyby w reżimie DS lub DMDS w obszarze normalnej dyspersji. Poza pracą autora rozprawy nie ma raportów mówiących o wykorzystaniu stratnych spawów czy zastosowaniu do budowy pętli sprzęgacza innego niż 2x2.

2.4.4 Oscylatory ze zwierciadłem pętlowym wykorzystującym sprzęgacz 3x3

Początkowe zastosowania sprzęgaczy 3x3 ograniczały się do interferometrii oraz czujników [230–234]. Pierwsza implementacja sprzęgacza 3x3 do oscylatora światłowodowego została zapre-

zentowana już w 2001 roku w postaci zwierciadła typu NALM [191], lecz dopiero w ostatnich latach zaobserwowano większą dynamikę rozwoju tej technologii w układach mających włókna wyłącznie typu PM.

W 2018 roku grupa z Korei Południowej zaprezentowała pierwszy układ zbudowany całkowicie z włókien PM, który wykorzystywał pętlę NALM zbudowaną ze sprzęgacza 3x3 jako nasycalny absorber [45, 235]. Jako ośrodek aktywny użyto światłowód domieszkowany jonami erbu, a system pracował w reżimie solitonów ograniczonych dyspersyjnie. W obszarze normalnej dyspersji w klasie laserów posiadających światłowód YDF pierwszy raz zastosowano sprzęgacz 3x3 w 2020 roku. Boivinet *i in.* [192] zademonstrowali układ lasera w kształcie liczby 8, który stosował zwierciadło typu NALM zbudowane z wykorzystaniem sprzęgacza 3x3 i pracował w reżimie DS. Do zalet układu należała relatywnie wysoka częstotliwość repetycji, równa 52 MHz, oraz energia impulsu wyjściowego przekraczająca 1 nJ. Wadą było dość wąskie spektrum optyczne, które limitowało najkrótszy czas trwania impulsu z oscylatora po kompresji do 425 fs. W 2021 roku zaprezentowano układ z siatką CFBG o wypadkowej normalnej dyspersji, który pracował w reżimie impulsów samopodobnych na centralnej długości fali 1030 nm [193]. Oscylator generował impulsy o energii przekraczającej 1 nJ, a widmo optyczne charakteryzowało się szerokością połówkową równą 15 nm. W odróżnieniu od poprzednich układów, architektura lasera posiadała fragment liniowy, lecz wykorzystywała dwa odcinki światłowodu domieszkowanego jonami iterbu. W tym samym artykule opisano również oscylator angażujący sprzęgacz 3x3, w którym jako medium aktywne zaimplementowano włókno domieszkowane jonami tulu [193].

Cechą charakterystyczną układów ze sprzęgaczami 3x3 jest możliwość stworzenia portu wyjściowego używając jedno z wyjść nasycalnego absorbera. W roku 2023 Nishiura *i in.* [194] pokazali, jak w efektywny sposób można wykorzystać jeden z portów sprzęgacza 3x3 do pompowania włókna YDF umieszczonego w pętli NALM. Układ o całkowicie normalnej dyspersji, pracujący w reżimie DS, generował impulsy o szerokości połówkowej równej 5 nm, lecz energia impulsu nie przekraczała 1 nJ. Podsumowanie raportów literaturowych na temat oscylatorów, które wykorzystują zwierciadło typu NALM zbudowane ze sprzęgacza 3x3, zostało przedstawione w Tabeli 2.3. Wszystkie przytoczone lasery ze sprzęgaczem 3x3 charakteryzowały się samowzbudną inicjacją pracy impulsowej.

Tabela 2.3: Wykaz oscylatorów wykorzystujących absorber w postaci NALM zbudowany ze sprzęgacza 3x3 w układach zbudowanych wyłącznie z włókien PM. Stan na 2023 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy. DS – reżim solitonów dyssypacyjnych we wnętrzu o całkowicie normalnej dyspersji. Energia impulsu została podana lub oszacowana jako maksymalna do osiągnięcia z jednego z portów wyjściowych oscylatora.

Źródło	Ośrodek aktywny	Reżim pracy impulsowej	Energia impulsu [nJ]
Kim <i>i in.</i> [45, 235]	Er	Solitony ograniczone dyspersyjnie	0,28
Boivinet <i>i in.</i> [192]	Yb	DS	1,2
Graf <i>i in.</i> [193]	Yb	Impulsy samopodobne	1,2
Graf <i>i in.</i> [193]	Tm	Solitony konwencjonalne lub ograniczone dyspersyjnie	<0,5
Nishiura <i>i in.</i> [194]	Yb	DS	0,25

Według wiedzy autora rozprawy do 2023 roku nie zaprezentowano wykorzystania sprzęgacza 3x3 w układzie całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego w formie innej niż pętla NALM.

2.4.5 Oscylatory ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu

Istnieje wiele metod generacji ultrakrótkich impulsów laserowych z zakresu spektralnego (890–950) nm, które wykorzystują oscylatory inne niż te posiadające światłowody NDF. Do przykładowych

sposobów opisywanych w literaturze można zaliczyć użycie drugiej harmonicznej z oscylatora zawierającego światłowód domieszkowany talem, który pracuje w zakresie (1800–1900) nm [236]. Innym podejściem jest spożytkowanie oscylatora ze światłowodem domieszkowanym jonami erbu, którego pierwotny zakres spektralny (1500–1600) nm można przesunąć w stronę dłuższych długości fal za pomocą efektu samoistnego przesunięcia widma solitonów (SSFS, ang. *soliton self-frequency shift*), a następnie wygenerować drugą harmoniczną (SHG, ang. *second harmonic generation*) [237–240]. Można również posłużyć się oscylatorem z włóknem YDF w połączeniu z innymi efektami nieliniowymi. Raporty wskazują na wykorzystanie efektu mieszania czterech fal (4WM, ang. *four-wave mixing*) we wnękach światłowodowych oscylatorów parametrycznych (FOPO, ang. *fiber optical parametric oscillator*) [33]. Ponadto impulsy o centralnej długości fali z okolic 1000 nm mogą posłużyć do generacji superkontinuum w światłowodach mikrostrukturalnych, pozwalając na poszerzenie widma optycznego do zakresu (890–950) nm [109, 241, 242]. Wszystkie wyżej wymienione sposoby potrzebują nie tylko oscylatora, lecz także dodatkowych komponentów, co komplikuje cały układ i zwiększa jego koszt. Zastosowanie oscylatora ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu jest najbardziej bezpośrednim rozwiązaniem pozwalającym na generację ultrakrótkich impulsów na centralnej długości fali (920 ± 30) nm.

Historycznie pierwsze lasery wykorzystujące włókno NDF pracowały na centralnej długości fali (1064 ± 30) nm. Już w 1995 roku zaprezentowano pierwszy ultraszybki oscylator ze światłowodem NDF, który używał pętli NOLM [243]. Generacja ultrakrótkich impulsów na długości fali z okolic 900 nm wymagała filtracji spektralnej. W 1997 roku zaprezentowano pierwszy oscylator pracujący na centralnej długości fali 910 nm bazujący na efekcie NPE [244], natomiast w 2003 roku zademonstrowano pierwszy ultraszybki oscylator w zakresie (894–909) nm, który używał zwierciadła typu SESAM [245]. Przez kolejne lata obserwowano dwa równoległe nurty rozwoju technologii laserów z włóknem NDF. Pierwszy trend dążył do rozwoju oscylatorów inkorporujących filtrację spektralną, a drugi skupiał się na wygaszeniu emisji na długości fali z okolic 1064 nm poprzez projektowanie światłowodów specjalnych. Przykładem włókna, które minimalizuje emisję pasożytniczego promieniowania powyżej 1000 nm jest światłowód dwupłaszczowy z rozkładem współczynnika załamania rdzenia w kształcie litery W (ang. *W-shaped double-clad fiber*) [246, 247]. Zaprezentowano kilka oscylatorów wdrażających tego rodzaju włókno jako ośrodek aktywny [90–94]. Na przestrzeni lat opisano także wiele konstrukcji realizujących filtrację spektralną w oparciu o optykę objętościową [248–251]. Do ważniejszych prac, w ujęciu odnoszącym do niniejszej rozprawy, można uznać pierwszy oscylator stosujący zwierciadło typu NALM, zademonstrowany w 2017 roku przez grupę naukowców z Chin [248].

Pierwszy oscylator z włóknem NDF wykorzystujący światłowody PM został zaprezentowany w 2019 roku [91]. Przedstawiony układ angażował pętlę NALM i pracował w reżimie dyssypacyjnego rezonansu solitonowego na centralnej długości fali 927 nm. Całkowicie światłowodowy oscylator działający w tym samym reżimie został zaprezentowany przez Mkrtchyan *i in.* [252]. Znamienną cechą było zastosowanie tzw. kanapkowej filtracji spektralnej poprzez umieszczenie ośrodka aktywnego pomiędzy dwoma sprzęgaczami multipleksującymi wyprowadzającymi promieniowanie o długości fali wyższej niż 1000 nm poza wnękę oscylatora. Niestety reżim dyssypacyjnego rezonansu solitonowego ogranicza minimalny czas trwania impulsu, uniemożliwiając generację impulsów o czasie trwania rzędu pojedynczych pikosekund [117].

W 2021 roku Wang *i in.* [250] zaprezentowali układ stosujący zwierciadło typu NALM zbudowane z wykorzystaniem włókien PM. Rzeczony laser pozwalał na generację impulsów, które mogły być skompresowane do 109 fs. Niemniej jednak układ zawierał elementy optyki objętościowej do realizacji przesuwnika fazy w pętli SA. Kolejne lata zaowocowały także kilkoma laserami femtosekundowymi wykonanymi całkowicie z włókien PM używającymi zwierciadeł typu SESAM [92, 253]. Do ważniejszych układów zawierających sztuczne SA można zaliczyć oscylator wykonany wyłącz-

nie z włókien PM, pracujący w reżimie ograniczonych dyspersyjnie solitonów, o wypadkowej dyspersji wnąki bliskiej zeru [254]. Laser z rezonatorem w kształcie cyfry 9 angażował siatkę CFBG oraz pętlę NALM z przesuwnikiem fazy i pozwalał na kompresję impulsu do 211 fs. W 2024 roku pokazano oscylator o całkowicie normalnej dyspersji wnąki, również stosujący NALM z przesuwnikiem fazy [255]. Wadą powyższego lasera było relatywnie wąskie spektrum, niepozwalające na kompresję impulsów do czasu trwania poniżej 1 ps. Przełom stanowiło zaprezentowanie, również w 2024 roku, pierwszego układu oscylatora Mamysheva na centralnej długości fali 920 nm, który był wykonany całkowicie z włókien PM [94]. Dzięki zastosowaniu dwóch siatek CFBG możliwe było stworzenie liniowej wnąki pozwalającej na generację impulsów o czasie trwania 53 fs. Jedyną wadą wspomnianego układu była konieczność wprowadzania naprężeń do jednej z siatek w celu samoczynnej inicjacji pracy impulsowej. Podsumowanie parametrów wybranych oscylatorów, mających istotne znaczenie w świetle niniejszej rozprawy, zaprezentowano w Tabeli 2.4. Warto zaznaczyć, że w niektórych z wyżej wymienionych prac często pomijano kompresję impulsu bezpośrednio z oscylatora. W pewnych przypadkach podawane w artykułach końcowe czasy trwania impulsów po kompresji rzędu femtosekund były efektem użycia wzmacniaczy, które wskutek efektu SPM poszerzały widmo optyczne [92, 254]. Niniejsza tabela dotyczy czasów trwania impulsów wyłącznie z oscylatora.

Tabela 2.4: Wykaz oscylatorów zawierających światłowody NDF, które są zbudowane całkowicie z włókien PM. Stan na 2024 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy. Czas trwania impulsu podano jako najkrótszy możliwy do uzyskania w którejkolwiek z opisywanych konfiguracji. Oznaczenie nd. informuje o braku danych dotyczących czasu trwania impulsu. Energię impulsu podano jako wartość maksymalną dla dowolnej z prezentowanych konfiguracji.

Źródło	Nasycalny absorber	Czas trwania impulsu z oscylatora [ps]	Czas trwania impulsu po kompresji [fs]	Energia impulsu [nJ]
Zhang <i>i in.</i> [92]	SESAM	2,4	nd.	0,005
Mkrtchyan <i>i in.</i> [253]	SESAM	2,0	nd.	<0,3
Li <i>i in.</i> [254]	NALM	7,5	211	0,14
Li <i>i in.</i> [255]	NALM	13,7	nd.	0,51
Boulanger <i>i in.</i> [94]	Mamyshev	nd.	53	10

Według wiedzy autora rozprawy do 2024 roku nie zastosowano sprzęgacza 3x3 w układzie wykorzystującym światłowód NDF, który pracowałby na centralnej długości fali poniżej 1000 nm. Ponadto w tym zakresie spektralnym nie zaprezentowano układu o całkowicie normalnej dyspersji pracującego w reżimie DS, który mógłby generować impulsy o czasie trwania rzędu setek femtosekund po kompresji.

Rozdział 3

Przewodnik po publikacjach

Niniejszy przewodnik zawiera wykaz publikacji naukowych będących przedmiotem rozprawy. Udowodniono również spójność i powiązanie tematyczne cyklu opublikowanych prac. Kolejne podrozdziały przedstawiają w sposób szczegółowy metodologię przeprowadzanych prac badawczych oraz najważniejsze aspekty opisane w przytoczonych artykułach naukowych i publikacjach pokonferencyjnych.

3.1 Wykaz opublikowanych artykułów stanowiących spójny cykl publikacji

Spis poszczególnych prac wraz z wybranymi wskaźnikami bibliometrycznymi zawiera Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Wykaz opublikowanych artykułów oraz publikacji pokonferencyjnych stanowiących spójny tematycznie zbiór prac wraz ze wskaźnikami bibliometrycznymi. A – artykuł naukowy, K – publikacja pokonferencyjna. Punkty Ministra Nauki opracowano na podstawie [Komunikatu Ministra Nauki z dnia 05 stycznia 2024 r. w sprawie wykazu czasopism naukowych i recenzowanych materiałów z konferencji międzynarodowych](#) oraz [Komunikatu Ministra Edukacji i Nauki z dnia 22 lipca 2021 r. w sprawie wykazu wydawnictw publikujących recenzowane monografie naukowe](#). Współczynnik wpływu (ang. *impact factor*) oraz liczbę cytowań wg [Google Scholar](#) podano wykorzystując dane na dzień 10.09.2024.

Nr	Publikacja	Punkty Ministra Nauki	Impact factor	Liczba cytowań
[A1]	M. Pielach , J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion”, w IEEE Access, t. 10, ss. 45689-45694, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3170921 .	100	3,4	7
[K1]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion”, Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 marca 2023), doi: 10.1117/12.2648440 .	20	–	0

[K2]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator", CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), JTu2A.104, doi: 10.1364/CLEO_AT.2023.JTu2A.104 .	5	–	0
[A2]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion", w Journal of Lightwave Technology, t. 42, nr 1, ss. 386-393, 1 stycznia 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3306595 .	140	4,1	2
[K3]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers", CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), JW2A.8, doi: 10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8 .	5	–	0
[A3]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror", Opt. Express 31, 42136-42149 (2023), doi: 10.1364/OE.505449 .	140	3,2	2
[A4]	M. Pielach , A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror", Opt. Express 32, 31672-31682 (2024), doi: 10.1364/OE.530457 .	140	3,2	0

3.2 Uzasadnienie spójności tematycznej cyklu publikacji

Zbiór opublikowanych artykułów naukowych, wymienionych w Tabeli 3.1, tworzy cykl powiązanych tematycznie prac dotyczący całkowicie światłowodowych ultraszybkich oscylatorów laserowych. Zasadność spójności prezentowanych badań udowadnia się następującymi cechami, wspólnymi dla wszystkich publikacji:

- Przedmiotem badań są układy oscylatorów laserowych generujących ultrakrótkie impulsy w zakresie spektralnym bliskiej podczerwieni w obszarze normalnej dyspersji.
- Wnęki oscylatorów są zbudowane wyłącznie ze światłowodów PM typu PANDA.
- Praca impulsowa jest osiągana z wykorzystaniem pasywnej synchronizacji modów podłużnych poprzez sztuczne nasycalne absorbery w postaci nieliniowych zwierciadeł pętlowych, do których zaliczają się układy typu NOLM, NOLLM oraz NALM.

- Badana jest charakterystyka oscylatorów działających w trybie pojedynczych impulsów, posiadających cechy solitonów dyssypacyjnych, do których zaliczają się reżimy DS oraz DMDS.

Ponadto spójność tematyczna jest wyrażona przynależnością skonstruowanych oscylatorów laserowych do klasy urządzeń generujących impulsy o parametrach tego samego rzędu wielkości. Wszystkie układy stanowiące przedmiot rozprawy pracują z częstotliwością repetycji z zakresu (10–40) MHz. W każdym z przedstawionych laserów istnieje co najmniej jeden port wyjściowy, znamienny tym, że może wyprowadzać z wnętrza oscylatora impuls posiadający:

- Energię większą niż 1 nJ.
- Czas trwania krótszy niż 20 ps (ze świergotem), który może zostać skompresowany do czasu trwania poniżej 1 ps.
- Szerokość spektralną pasma na poziomie -10 dB (10 %) maksymalnej intensywności (ang. *10 dB spectral bandwidth*) większą niż 8 nm.

3.3 Metodologia prac badawczych oraz wykorzystywana aparatura

Niniejsza rozprawa ma charakter ściśle eksperymentalny, niemniej jednak oczywistym faktem jest wykorzystywanie symulacji oraz wyników numerycznych w prowadzonych pracach badawczo-rozwojowych. Pierwszym etapem projektowania wnęk ultraszybkich oscylatorów laserowych było opracowanie koncepcji, a następnie symulacja propagacji impulsu wewnątrz rezonatora światłowodowego. Prace numeryczne były przeprowadzane dla wybranych konstrukcji wnęk celem doboru parametrów komponentów światłowodowych oraz długości włókien w poszczególnych fragmentach rezonatora. Do wyznaczenia teoretycznego rozkładu pola modowego w światłowodzie wykorzystano oprogramowanie COMSOL, do propagacji impulsu środowisko LabView, a do symulacji nasycalnych absorberów oraz innych obliczeń środowisko MATLAB.

Prace numeryczne pozwalające na symulację impulsu propagacji wewnątrz światłowodowej wnęki oscylatora były realizowane z wykorzystaniem oprogramowania w środowisku LabView stworzonego przez prof. dra hab. Yuriya Stepanenko oraz dra Tomasza M. Kardasia. Skorzystano również z modyfikacji rzeczzonego oprogramowania, wprowadzonych przez dra inż. Jana Szczepanka oraz dra Bernarda Piechala. Opis funkcjonalności niniejszego oprogramowania jest dostępny w rozprawie doktorskiej J. Szczepanka [152]. Autor rozprawy miał dostęp do kodu źródłowego, co pozwalało na jego dowolną modyfikację, celem dostosowania symulacji do opracowywanych konstrukcji oscylatorów światłowodowych. Artykuły stanowiące przedmiot rozprawy nie prezentują wyników numerycznych przy użyciu wyżej wymienionego oprogramowania, dlatego niniejsza dysertacja nie skupia się na tym aspekcie.

Przeprowadzone symulacje numeryczne pozwoliły na wstępne oszacowanie pożądanych wartości parametrów elementów składowych wnęki oscylatora. Większość komponentów oraz części potrzebnych do zbudowania całkowicie światłowodowych rezonatorów stanowiły dostępne komercyjnie produkty. Jako światłowody PM wykorzystywano włókna od dostawców takich jak m.in. Coherent, Fujikura, Exail (iXblue). Stosowano siatki CFBG marki TeraXion. Elementy światłowodowe, np. sprzęgacze, izolatory, cyrkulatory, również implementowano jako gotowe elementy dostarczane od firm, w poczet których można zaliczyć m.in. DK Photonics, Optosun Technology. Komponenty wykonywane w technologii FBT charakteryzowały się możliwością transmisji promieniowania dla obu osi światłowodu, natomiast wybrane elementy zintegrowane (m.in. izolatory, cyrkulatory) blokowały promieniowanie propagujące się w osi szybkiej, umożliwiając transmisję jedynie w osi wolnej. Do pompowania ośrodków aktywnych stosowano półprzewodnikowe diody laserowe producentów, wśród których można wyróżnić BWT, AeroDIODE oraz 3SP Technologies. Sterowniki elektroniczne

do diod laserowych były składane przez autora rozprawy z gotowych podzespołów według projektów oraz instrukcji przygotowanych przez osoby trzecie. Wykorzystywano również gotowe sterowniki od takich dostawców jak m.in. Maiman Electronics.

Posiadając wszystkie niezbędne komponenty potrzebne do konstrukcji całkowicie światłowodowych wnęk oscylatorów laserowych, autor rozprawy przystępował do prac eksperymentalnych, używając aparatury dostępnej w Centrum Laserowym IChF PAN. Proces łączenia światłowodów PM tworzących wnękę laserową odbywał się z wykorzystaniem technologii spawania, która wymagała odpowiedniego przygotowania włókien. Ochronne pokrycie akrylowe było zdejmowane z włókien za pomocą stripperów termiczno-mechanicznych 3SAE TS-ADJ oraz Fujikura RS03. Pozostałości powłoki ochronnej usuwano stosując alkohol izopropylowy. Obcinanie włókien odbywało się z wykorzystaniem obcinarek światłowodowych Fujikura CT-101, Fujikura CT-106 oraz Vytran LDC401A. Standardowe spawy między światłowodami o średnicach pola modowego różniących się o nie więcej niż $3\text{ }\mu\text{m}$ były realizowane przy użyciu komercyjnej spawarki elektrodowej Fujikura ARCMaster FSM-100P+. Do łączenia włókien stosowano również spawarkę laserową Fujikura LAZERMaster LZM-100 oraz spawarkę żarnikową Vytran LFS4100.

W procesie łączenia włókien jako maksymalny akceptowalny kąt ścięcia czoła przyjęto 1° . Wyjątek stanowiła realizacja stratnych spawów o ściśle określonej wartości transmisji, stosowanych w pełni NOLLM, w przypadku których maksymalny akceptowalny kąt ścięcia czoła wynosił $0,2^\circ$. Stworzenie stratnego spawu polegało na zespawaniu dwóch włókien z ustaloną wartością przesunięcia osiowego zależnego od pożądanej wartości transmisji. Wartość przesunięcia wzdłuż płaszczyzny równoległej do płaszczyzny czoła światłowodu wyznaczono na podstawie znajomości rozkładu pola modowego spawanych włókien. Brak idealnego pokrycia się rdzeni światłowodów powodował wyciek promieniowania do płaszcza, skutkując zmniejszeniem transmisji spawu.

Maksymalny kąt niedopasowania do siebie struktur PANDA przyjęto jako 2° . Oszacowanie wyżej wymienionych wartości kątowych było możliwe z wykorzystaniem algorytmów stanowiących część oprogramowania stosowanych spawarek. Tolerancja długości spawanych światłowodów wynosiła $\pm 5\text{ mm}$. Wyjścia światłowodowe z wnęki oscylatora miały postać złącza FC/APC, które charakteryzuje się czołem ferruli spolerowanym pod kątem 8° , co minimalizowało prawdopodobieństwo wystąpienia pasożytniczych odbić wstecznych. Do inspekcji jakości złącz światłowodowych stosowano mikroskop rewizyjny Thorlabs FS201. Złącza FC/APC były czyszczone za pomocą dedykowanej taśmy Thorlabs FCC-7020. W przypadku uszkodzeń złącza były polerowane ręcznie przy użyciu zestawu Thorlabs TUK05. Połączenia FC/APC – FC/APC, zestawiane głównie w celach diagnostycznych, były realizowane poprzez adaptery Thorlabs ADAFCPM2.

W celu wyznaczenia rzeczywistych strat połączeń za pomocą adapterów, transmisji spawów oraz elementów światłowodowych korzystano z zewnętrznego źródła światła pracującego w trybie ciągłym. Promieniowanie z diody superluminescencyjnej Innolume SLD-1030-120-PM-15 było propagowane przez badane połączenie lub komponent włóknowy. Następnie wiązka trafiała do analizatora widma optycznego Yokogawa AQ6370C. Wykorzystując dokonany uprzednio referencyjny pomiar sygnału bezpośrednio z diody superluminescencyjnej, możliwe było wyznaczenie strat danego połączenia, spawu tudzież elementu światłowodowego. Rzeczoną diodę oraz wyżej wymieniony analizator widma optycznego zastosowano również do weryfikacji właściwości spektralnych komponentów włóknowych.

3.3.1 Optymalizacja wnęki laserowej

Po zestawieniu wnęki laserowej zawierającej komponenty o określonych parametrach, umieszczonych w zdefiniowanej odległości między sobą, autor rozprawy poddawał daną konfigurację eksperymentalnej weryfikacji pod kątem możliwości generowania ultrakrótkich impulsów. W praktyce,

pomimo obiecujących wyników symulacji numerycznych, istniały przypadki, w których nie obserwowano pracy impulsowej. Ewentualne rozbieżności między rezultatami symulacji i eksperymentu były implikowane m.in. wysokim stopniem złożoności problemu, skończonymi tolerancjami parametrów komponentów deklarowanych przez producentów oraz dużą liczbą skorelowanych zmiennych wpływających na rezultat (mała zmiana parametrów wejściowych może powodować dużą zmianę wyniku). Do prac numerycznych wykorzystano parametry zdefiniowane ze skończoną rozdzielczością, a symulacje nie uwzględniały krzywych transmisji oraz dodatkowych strat poszczególnych komponentów światłowodowych lub spawów, a także odbić pasożytniczych. Ponadto w praktyce nie ma możliwości uzyskania idealnego dopasowania kąowego struktur PANDA, co może skutkować zmianą wartości współczynnika ekstynkcji polaryzacji (PER, ang. *polarization extinction ratio*). Promieniowanie może zostać sprzęgnięte do osi ortogonalnej, co może wpłynąć na dynamikę ultraszybkiego impulsu m.in. przez wzajemną modulację fazy (XPM, ang. *cross-phase modulation*), która nie była uwzględniana w symulacji przez autora rozprawy. Kolejną przyczyną różnic może być brak rozważenia wpływu wymuszonej emisji spontanicznej (ASE, ang. *amplified spontaneous emission*). Niemniej jednak przeprowadzone symulacje stanowiły ważny aspekt do wyznaczania kierunku optymalizacji wybranych wnęk oscylatorów.

Dążenie do uzyskania pracy impulsowej polegało na iteracyjnej zmianie parametrów rezonatora. Modyfikacjom podlegały odległości między poszczególnymi komponentami oscylatora, kolejność ich rozmieszczenia czy też parametry konkretnych elementów (np. zastosowanie filtrów o różnej szerokości spektralnej, sprzęgaczy o innym stosunku podziału mocy itp.). Dla każdej konfiguracji sprawdzano możliwość inicjacji pracy impulsowej dla różnych poziomów mocy diody pompującej, wspomagając się metodami wzbudzania pracy impulsowej, np. poprzez wprowadzanie zaburzeń mechanicznych.

Po uzyskaniu pracy impulsowej dla danej architektury oscylatora następnym krokiem autora rozprawy były badania m.in. zależności zmiany parametrów wyjściowych od poszczególnych właściwości wnęki, optymalizacja parametrów lasera oraz dążenie do uzyskania samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej. Obserwując parametry promieniowania opuszczającego wnękę, kontynuowano dokonywanie systematycznych zmian parametrów rezonatora. Każdorazowa modyfikacja we wnęce powodowała konieczność precyzyjnego dopasowania parametrów nasycalnego absorbera [152, 154, 155]. Długość pętli nieliniowych zwierciadeł zmieniano iteracyjnie, w sposób krok po kroku lub stosując metodę równego podziału. Skomplikowane zabiegi optymalizacyjne skutkowały dużą liczbą konfiguracji wnęk dla danej architektury oscylatora. Publikacje stanowiące przedmiot niniejszej rozprawy skupiają się na prezentowaniu wybranych, zoptymalizowanych konfiguracji. Wyniki zaprezentowane w pracy A1 przygotowano na podstawie 124 różnych kombinacji parametrów wnęki, wyniki z artykułu A2 wymagały zbadania 133 różnych konfiguracji architektury quasi-liniowej, a badania lasera wykorzystującego pętlę NOLLM, zaprezentowane w pracy A3, to efekt analizy 160 różnych wariantów oscylatora. Transfer technologii do rezonatora wykorzystującego włókno NDF, zaprezentowanego w publikacji A4, wymagał analizy zaledwie 20 konfiguracji.

3.3.2 Charakteryzowanie oscylatorów laserowych

Do pomiaru parametrów generowanych impulsów oraz badań właściwości oscylatorów wykorzystano następującą aparaturę. Spektrum optyczne było rejestrowane przy pomocy analizatora widma optycznego Yokogawa AQ6370C. Impulsy obserwowano na oscyloskopie Teledyne Lecroy WavePro 7 Zi-A o paśmie 6 GHz i maksymalnej częstotliwości próbkowania równej $40 \cdot 10^9$ próbek na sekundę. Stosowano fotodiody Thorlabs DET01CFC o paśmie 1,2 GHz. W celu wyznaczenia względnego szumu intensywnościowego (RIN, ang. *relative intensity noise*) również wykorzystano wyżej wymieniony oscyloskop oraz tę samą fotodiody. Do akwizycji widma częstotliwości radiowych

(RF, ang. *radio frequency*) spożytkowano analizator widma Agilent Technologies E4443A oraz fotodiodę Thorlabs DET01CFC. Moc średnią zmierzono przy użyciu miernika mocy Ophir 3A. Zastępczo posługiwano się również miernikiem Thorlabs PM16-405.

Pomiar czasu trwania impulsów ze świergotem odbywał się za pomocą gotowego laboratoryjnego autokorelatora intensywnościowego wykorzystującego kryształ boranu baru w fazie beta (BBO, ang. *beta barium borate*) o grubości 0,3 mm. Pomiar sygnału autokorelacji, powstającego wskutek niewspółliniowej generacji SHG w kryształ BBO, odbywał się przy użyciu fotodiody Thorlabs PDA36A-EC. Zastosowano kartę akwizycji danych National Instruments NI 6216-BNC. Opóźnienie między impulsem a jego kopią w układzie autokorelatora było kontrolowane stosując stolik liniowy Aerotech ANT95-50-L. Do akwizycji danych wykorzystano program w środowisku LabView, opracowany przez osoby trzecie. We wszystkich przypadkach otrzymane przebiegi czasowe odpowiadały funkcji Gaussa. Do wyznaczenia czasu trwania impulsów przyjęto współczynnik korekcyjny o wartości 1,41.

Kompresja impulsów do czasu trwania rzędu setek femtosekund odbywała się za pomocą kompresorów siatkowych bazujących na elementach optyki objętościowej [256]. W niniejszej dysertacji stosowano kompresory o tzw. złamanej konfiguracji, bazując na architekturze opisanej w materiałach dodatkowych rozprawy doktorskiej J. Szczepanka [152]. Takie układy wykorzystują jedną siatkę dyfrakcyjną oraz dwa pryzmaty dachowe zmieniające kierunek wiązki. Impuls ugina się na siatce dyfrakcyjnej czterokrotnie, dzięki czemu kompensowany jest świergot kątowy. Zmieniając odległość między siatką dyfrakcyjną a pierwszym pryzmatem, możliwa jest modyfikacja wartości GDD wprowadzanej przez kompresor. W pracach A1, K1, K2 oraz A2 zastosowano kompresor siatkowy bazujący na transmisyjnej siatce dyfrakcyjnej o gęstości 800 linii na milimetr (Wasatch Photonics). Układ został złożony przez autora rozprawy oraz J. Szczepanka wykorzystując komercyjnie dostępne elementy optyczne. Do zredukowania czasu trwania impulsów z oscylatora opisanego w publikacji A3 użyto kompresora siatkowego bazującego na transmisyjnej siatce dyfrakcyjnej o gęstości 1000 linii na milimetr (LightSmyth), który został zestawiony przez autora rozprawy oraz A. Jamrozik według projektu optomechanicznego autorstwa Y. Stepanenko, przy wykorzystaniu komercyjnie dostępnych elementów optycznych. W pracy A4 zastosowano układ zawierający transmisyjną siatkę dyfrakcyjną o gęstości 1379 linii na milimetr (Gitterwerk), który został złożony przez autora rozprawy przy udziale A. Jamrozik.

Pomiar czasu trwania impulsów po kompresji dla oscylatorów opisanych w pracach A1, K1, K2, A2, A3 wykorzystywał technikę SPIDER (ang. *spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*) [257]. Zastosowano gotowy układ laboratoryjny, którego dokładny opis znajduje się w materiałach dodatkowych rozprawy doktorskiej J. Szczepanka [152]. Aparatura bazowała na zjawisku generacji sumy częstości (SFG, ang. *sum frequency generation*) w kryształ BBO o grubości 0,2 mm. Pomiar sygnału SFG odbywał się za pomocą spektrometru Avantes AvaSpec-ULS3648-USB2-ICL2. Przeprowadzono pomiary widma optycznego oraz fazy spektralnej impulsu, co pozwalało na rekonstrukcję rozkładu pola elektrycznego impulsu w funkcji czasu. Do rekonstrukcji zastosowano gotowe oprogramowanie w LabView stworzone przez osoby trzecie. Jako miarę jakości impulsu wykorzystano czasowy współczynnik Strehla, zdefiniowany jako stosunek maksymalnych intensywności impulsu skompresowanego i impulsu FTL [258, 259]. Natomiast w pracy A4 do pomiaru czasu trwania impulsu po kompresji zaangażowano opisany wcześniej autokorelator intensywnościowy.

W pracach A1, K1, K2, A2, A3 istotnym parametrem charakteryzującym wnękę jest wypadkowa dyspersja rezonatora. Najprostszym sposobem na obliczenie powyższego parametru jest znajomość długości światłowodów stanowiących oscylator, wartości GVD stosowanych włókien oraz wartości GDD wprowadzanej przez siatkę CFBG. Bezpośredni pomiar długości wielu odcinków światłowodów pomiędzy komponentami wnęki zwiększa niepewność pomiaru, dlatego w niniejszej pracy

długość włókien stanowiących rezonator obliczono wykorzystując pomiar częstotliwości repetycji. Znając współczynniki załamania światła stosowanych włókien oraz wartość GVD, możliwe jest obliczenie szybkości propagacji promieniowania elektromagnetycznego w światłowodzie [5]. Na podstawie wartości częstotliwości repetycji oraz szybkości promieniowania w światłowodzie, obliczona została całkowita długość włókien stanowiących wnękę. Do obliczenia wypadkowej dyspersji rezonatora zastosowano również wartość GDD podaną przez producentów siatek CFBG oraz pomiary wartości GVD używanych włókien [260].

Typowymi parametrami opisującymi widmo optyczne w niniejszej dysertacji są centralna długość fali oraz szerokość połówkowa (FWHM, ang. *full width at half maximum*), która wyraża szerokość spektralną pasma na poziomie -3 dB (50 %) maksymalnej intensywności. W przypadku widm charakteryzujących się modulacjami o amplitudzie przekraczającej 50 % lepszą miarą szerokości spektralnej jest podawanie wartości na poziomie -10 dB (10 %) maksymalnej intensywności, co zostało zastosowane w pracach A2, A3 i A4. Centralną długość fali oraz szerokość spektralną wyznaczono na podstawie spektrum optycznego zaprezentowanego na wykresach w skali liniowej, na których mianem znormalizowanej intensywności sygnału określono wartość proporcjonalną do gęstości widmowej mocy. Wykresy spektrum optycznego zaprezentowane w skali logarytmicznej w opublikowanych pracach posiadają niepoprawne wartości na osi rzędnych. W przypadku posługiwania się wykresami spektrum optycznego w skali logarytmicznej celem przeliczenia wartości na osi rzędnych względem gęstości widmowej mocy należy je pomnożyć przez współczynnik korekcyjny równy 0,5. Skutkuje to tym, że w pracy A4 do wyznaczenia stosunku sygnału do szumu (SNR, ang. *signal-to-noise ratio*) między danymi długościami fal posłużono się błędnymi wartościami. Do obliczenia wartości SNR wyrażonej poprzez stosunek mocy również należy zastosować współczynnik korekcyjny równy 0,5. Zauważona pomyłka nie wpływa jednak na raportowane wartości szerokości spektralnych czy inne parametry laserów ani na wnioski płynące z publikacji będących przedmiotem niniejszej rozprawy, a treści artykułów są w trakcie procesu wprowadzania korekt celem zagwarantowania całkowitej poprawności oraz spójności prezentowanych wyników (stan na wrzesień 2024: erraty i corrigendy zostały zaakceptowane [261–263]).

W celu zbadania stabilności pracy oscylatorów laserowych przeprowadzano pomiary mocy średniej w funkcji czasu. Procedura pomiaru polegała na pozostawieniu włączonego oscylatora laserowego i rejestrowaniu wartości średniej mocy optycznej z wybranego portu wyjściowego co 1 sekundę. W trakcie badań oscylator nie podlegał dodatkowej stabilizacji. Układ znajdował się na płycie montażowej wykonanej z polimetakrylanu metylu w pomieszczeniu, w którym temperatura nie była kontrolowana. Jedną z miar stabilności był współczynnik zmienności (CV, ang. *coefficient of variation*), obliczany jako iloraz odchylenia standardowego i wartości średniej odczytywanej mocy optycznej. Wyznacznikiem stabilności pracy impulsowej była także odczytywana z widma RF wartość SNR, wyrażona jako stosunek mocy. Na potwierdzenie braku obecności destabilizującego komponentu SRS prezentowano widmo optyczne w szerszym zakresie spektralnym, pokrywającym fale przesunięte stokesowsko o 440 cm^{-1} (13,2 THz) względem centralnej długości fali (przykładowo dla 1030 nm spodziewane składowe SRS wystąpiłyby na długości fali około 1079 nm) [264].

Ponadto w ramach przeprowadzonych badań dokonano pomiarów szumu RIN. Zaimplementowano metodologię akwizycji w dziedzinie czasu, wyrażającą fluktuacje sygnału impuls do impulsu (ang. *pulse-to-pulse*) [265]. Wykorzystywana aparatura spełniała wszystkie wymagania zdefiniowane przez autorów procedury pomiaru. Zastosowano fotodiodę Thorlabs DET01CFC o czasie narastania równym 1 ns, co było wartością o co najmniej jeden rząd wielkości większą niż czas trwania impulsów ze świergotem, generowanych przez opracowywane oscylatory. Jednocześnie czas narastania fotodiody był o co najmniej jeden rząd wielkości krótszy od okresu czasowego przebiegu impulsów (definiowanego jako odwrotność częstotliwości repetycji). Zapewniono pracę fotodiody w liniowym zakresie odpowiedzi. Częstotliwość próbkowania wynosiła $40 \cdot 10^9$ próbek

na sekundę. Pomiar danych do analizy polegał na rejestracji 10 przebiegów, każdy o całkowitym czasie trwania 1 ms. Analizę przeprowadzono z użyciem oprogramowania napisanego przez autora rozprawy w środowisku MATLAB. Opis pomiaru jest także zawarty w pracy [A2](#). Niniejsza procedura została również zastosowana do scharakteryzowania oscylatora opisanego w publikacji [A3](#). Warto zaznaczyć, że niniejsze pomiary RIN w rzeczywistości mogą przedstawiać nie tylko szum lasera, ale mogą być także zawyżone przez szum termiczny oraz szum kwantyzacji związany z faktem posiadania przez konwerter analogowo-cyfrowy oscyloskopu skończonej liczby poziomów napięcia, co wynika z efektywnej liczby bitów urządzenia. Z tej przyczyny reprezentacja szumu w dziedzinie czasu wyrażona w procentach odbiega od wartości zintegrowanego szumu RIN wyznaczonej na podstawie całkowania sygnału wewnątrz arbitralnego okna częstotliwościowego, podawanej w licznych artykułach naukowych [[142](#),[266–269](#)]. Głównym celem reprezentacji amplitudy impulsów w formie histogramu było przeprowadzenie analizy porównawczej dla różnych stanów pracy lub portów wyjściowych danego lasera oraz udowodnienie przez autora rozprawy normalnego rozkładu szumu, co potwierdzało brak innych źródeł szumu mogących zaburzać pracę oscylatorów. Dodatkową miarą stabilności była wartość międzyszczytowa (PTP, ang. *peak to peak*) amplitudy impulsów. Poza reprezentacją w dziedzinie czasu przedstawiono również zależność szumu RIN od częstotliwości. Analiza w dziedzinie częstotliwości bazuje na wykorzystaniu twierdzenia Wienera-Chinczyna w oparciu o dane zebrane w dziedzinie czasu [[270](#),[271](#)]. Wykorzystano oprogramowanie, napisane przez autora rozprawy w środowisku MATLAB, bazujące na okienkowej transformacji Fouriera stosującej okno Hanna w formie periodogramu z dopełnieniem sygnału zerami (ang. *zero-padding*) [[272](#)]. Brak wyraźnych skoków wartości szumu (przekraczających 20 dBc/Hz) dla badanych zakresów częstotliwości stanowił dowód stabilności układu.

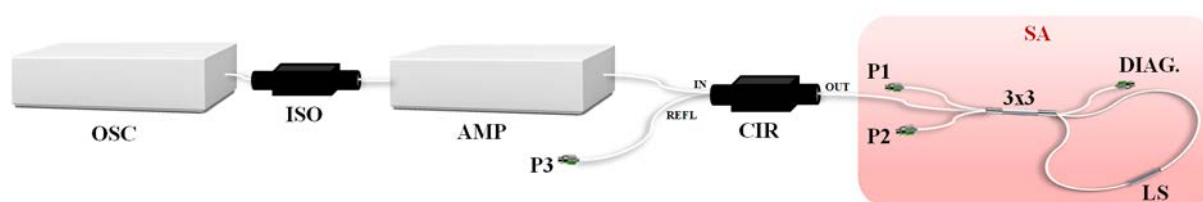
Wartości niepewności pomiarowych parametrów oscylatorów opisywanych w niniejszej pracy wynikają m.in. z charakterystyk wykorzystywanych urządzeń. Niepewność rozszerzona pomiarów większości parametrów zależała m.in. od stosowanego zakresu pomiarowego urządzenia. W niektórych przypadkach zaaplikowano szereg uproszczeń zawyżających niepewności pomiarowe celem określenia niepewności rozszerzonej jako wartości względnej mierzonego lub obliczanego parametru. Dołożono wszelkich starań, aby przyjęte zakresy niepewności rozszerzonych były wyznaczone dla współczynnika rozszerzenia nie mniejszego niż 2, co oznacza, że prawdopodobieństwo znalezienia wartości w zdefiniowanym przedziale wynosi co najmniej 95 % [[273](#)]. Wszystkie pomiary uśrednionych widm optycznych zostały przeprowadzone z rozdzielczością 0,1 nm. Jako niepewność rozszerzoną pomiaru wartości centralnej długości fali oraz szerokości spektralnych pasm na poziomach -3 dB (50 %) oraz -10 dB (10 %) maksymalnej intensywności przyjęto zakres $\pm 0,1$ nm. Tolerancja pomiaru widmowej gęstości mocy była nie większa niż $\pm 0,05$ dB ($\pm 1,2$ %). W przypadku pomiaru mocy średniej przyjęto zakres niepewności rozszerzonej równy ± 3 % wartości mierzonej, wzorując się na dysertacji wykorzystującej ten sam miernik [[152](#)]. Do wyznaczenia wartości częstotliwości repetycji wykorzystano nastawy analizatora widma RF pozwalające na przyjęcie niepewności rozszerzonej równej $\pm 0,01$ MHz. Wyznaczenie wartości SNR było obarczone niepewnością $\pm 0,5$ dB. Czas trwania impulsów ze świergotem zmierzony za pomocą autokorelatora był obciążony dodatkowymi czynnikami związanymi m.in. z parametrami wykorzystywanego kryształu nieliniowego, stosunkiem sygnału SHG do szumu oraz wybraną rozdzielczością przesuwu stolika. Ponadto czas trwania impulsu wynikał z dopasowania funkcji Gaussa do otrzymanego przebiegu autokorelacji. We wszystkich przypadkach dokonano pomiarów pozwalających na przyjęcie niepewności rozszerzonej równej $\pm 0,1$ ps. Niepewność pomiaru czasu trwania skompresowanego impulsu za pomocą techniki SPIDER oszacowano jako ± 3 % wartości mierzonej, analogicznie do innej pracy wykorzystującej ten sam układ [[152](#)]. Obliczenie energii impulsu, mocy szczytowej czy wypadkowej dyspersji węgki stanowiły pomiary pośrednie. Niepewności wartości będących pomiarami pośrednimi wyliczono jako niepewności złożone [[274](#)].

3.3.3 Charakteryzowanie nasycalnych absorberów

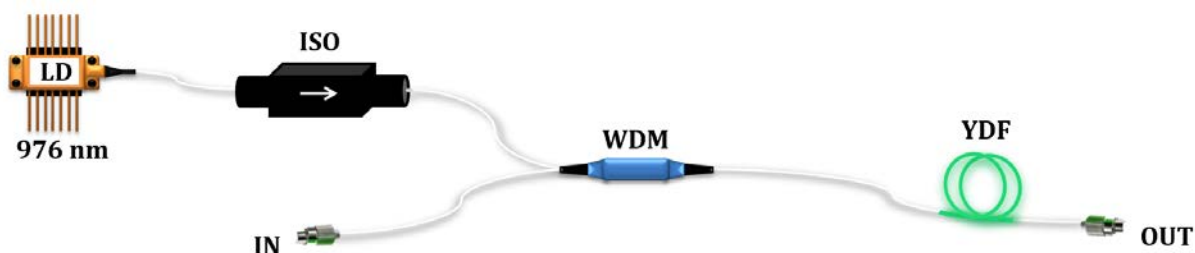
Wstępny dobór optymalnych parametrów nasycalnych absorberów odbywał się z wykorzystaniem symulacji przeprowadzonych w środowisku MATLAB w oparciu o dostępne w literaturze opisy teoretyczne [59, 61, 155, 168]. Symulacje krzywej nasycalnej absorpcji polegały na wyznaczeniu transmisji absorbera w zależności od parametrów impulsu wejściowego. W szczególności, znając wartość MFD wykorzystywanych światłowodów, wyznaczono charakterystykę transmisji w funkcji mocy szczytowej promieniowania. W przypadku pętli NOLM zbudowanej ze sprzęgacza 2x2 prace numeryczne przeprowadzono w zależności od stosunku podziału mocy sprzęgacza oraz długości pętli. W publikacjach A1 oraz A2 nie przedstawiono eksperymentalnych wyników pomiaru nasycalnej absorpcji z powodu licznych prac weryfikujących charakterystykę zwierciadła typu NOLM [153–155].

W niniejszej dysertacji autor rozprawy zaproponował nowy wariant sztucznego nasycalnego absorbera w postaci pętli NOLLM wykorzystującej sprzęgacz 3x3. Do opisu rzeczzonego SA zastosowano dostępne w literaturze opisy sprzęgacza 3x3 w zastosowaniach innych niż laserowe [189, 190, 275], jak również opis absorbera w postaci NALM [193]. Do uwzględnienia niezerównoważonych strat wykorzystano opisy przedstawiające nasycalne absorbery zrealizowane na sprzęgaczach 2x2 [164, 166–168]. W celu eksperymentalnej weryfikacji zasadności zaproponowanego opisu matematycznego pętli NOLLM, zestawiono układ do pomiaru nasycalnej absorpcji, za pomocą którego otrzymano charakterystyki zaprezentowane w publikacji A3. Artykuł A3 interpretuje wyniki pomiarów, lecz nie skupia się na procedurze wyznaczenia transmisji. Poniżej zostanie przedstawiony szczegółowy opis zastosowanego układu pomiarowego.

Schemat zestawionego układu do pomiaru nasycalnej absorpcji przedstawiono na Rysunku 3.1. Jako źródło impulsów posłużył oscylator (OSC) opisany w publikacji A3, który dostarczał promieniowanie o ściśle zdefiniowanych parametrach. Wykorzystano port wyjściowy, który charakteryzował się mocą średnią ($13,36 \pm 0,40$) mW, czasem trwania impulsu ($6,5 \pm 0,1$) ps oraz energią ($1,15 \pm 0,03$) nJ. W celu zabezpieczenia oscylatora przed ewentualnymi odbiciami wstecznymi do portu wyjściowego dospawano izolator optyczny (ISO, ang. *isolator*), który następnie został podłączony do portu wejściowego układu wzmacniacza światłowodowego. Wzmacniacz (AMP, ang. *amplifier*), zaprezentowany na Rysunku 3.2, stanowił zbudowany przez autora rozprawy oraz A. Jamrozik układ składający się wyłącznie z jednomodowych włókien PM. W celu zapewnienia kompatybilności z oscylatorem wykorzystano te same rodzaje światłowodów. Włókno pasywne stanowił światłowod Coherent PM980-XP, natomiast ośrodkiem aktywnym było włókno domieszkowane jonami iterbu (YDF, Coherent PM-YSF-HI-HP). Ośrodek wzmacniający był pompowany przez półprzewodnikową, jednomodową diodę laserową (LD, 3SP-1999CHP) pracującą w trybie ciągłym o centralnej długości fali 976 nm. Promieniowanie z diody przechodziło przez izolator optyczny (ISO), który sta-



Rysunek 3.1: Schemat układu do pomiaru nasycalnej absorpcji. OSC – ultraszybki oscylator światłowodowy opisany w pracy A3, ISO – izolator optyczny zabezpieczający oscylator, AMP – wzmacniacz optyczny według schematu z Rysunku 3.2, CIR – cyrkulator optyczny, IN – port wejściowy cyrkulatora, OUT – port wyjściowy cyrkulatora, REFL – port odbiciowy cyrkulatora, SA – nasycalny absorber, 3x3 – sprzęgacz o równym stosunku podziału mocy 33/33/33, LS – stratny spaw, DIAG. – port diagnostyczny, P1, P2, P3 – porty wyjściowe nasycalnego absorbera.



Rysunek 3.2: Schemat układu wzmacniacza. LD – półprzewodnikowa dioda laserowa (976 nm), ISO – izolator optyczny zabezpieczający diodę przed odbiciem wstecznym, WDM – sprzęgacz multipleksujący. YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (Coherent PM-YSF-HI-HP), IN – port wejściowy, OUT – port wyjściowy. Włókno pasywne stanowił światłowód PM980-XP.

nowił zabezpieczenie diody przed ewentualnym uszkodzeniem wskutek odbicia wstecznego, a następnie trafiało do sprzęgacza multipleksującego (WDM). Sprzęgacz WDM umożliwiał wprowadzenie impulsu wejściowego (IN) oraz promieniowania pompującego do portu połączonego z ośrodkiem aktywnym. Port wyjściowy układu wzmacniacza był podłączony przez cyrkulator optyczny (CIR) do badanego sztucznego SA. Cyrkulator zabezpieczał wzmacniacz przed uszkodzeniem wskutek odbicia wstecznego, jak również tworzył dodatkowy port wyjściowy, który umożliwiał zbadanie parametrów impulsu odbitego od SA.

Standardowa procedura pomiaru nasycalnej absorpcji polega na ustaleniu stałych parametrów impulsów wejściowych, a następnie na wykorzystaniu tłumika celem obniżenia mocy promieniowania [53, 152, 154, 276]. Jako element umożliwiający zmianę mocy można wykorzystać elementy optyki objętościowej (np. polaryzator poprzedzony półfalówką z możliwością obrotu) lub tłumiki światłowodowe przestrajalne elektronicznie lub manualnie. Zaletą podejścia bazującego na zmniejszaniu mocy jest zachowanie stałej charakterystyki spektralnej i czasowej impulsów wejściowych. Wadami są brak dokładnej kontroli nad tym, jaka wartość strat jest wprowadzana przez tłumik, a także problem ze stabilnością i powtarzalnością przeprowadzanych pomiarów. Szczególnie w przypadku zastosowania elementów optyki objętościowej istnieje konieczność wprowadzenia promieniowania do światłowodu, co może generować dodatkowe straty. W przypadku braku stabilności mechanicznej i temperaturowej układu, efektywność wprowadzania promieniowania do światłowodu może zmieniać się w czasie [277, 278]. Z tego powodu istnieje konieczność stosowania dodatkowych elementów diagnostycznych (np. sprzęgaczy), wyprowadzających z układu część promieniowania w celu oszacowania mocy wejściowej. Skutkuje to przymusem stosowania dwóch mierników mocy odpowiadających za pomiar mocy wejściowej oraz wyjściowej. Dodatkowe elementy w systemie bez wątpienia zwiększają niepewność pomiaru.

Niniejszy układ został zestawiony w taki sposób, aby pomiar mógł odbywać się z wykorzystaniem wyłącznie jednego miernika mocy. Celem autora rozprawy było zbudowanie uniwersalnego, całkowicie światłowodowego układu do pomiaru transmisji absorberów, które w odróżnieniu od badanego sprzęgacza 3x3, nie posiadają dodatkowych wyjść mogących posłużyć jako porty diagnostyczne. Przestrajanie mocy wejściowej odbywało się poprzez zmianę mocy diody pompującej wzmacniacz. Analizę poprzedziła dokładna kalibracja układu polegająca na wyznaczeniu parametrów impulsów za cyrkulatorem. Dla każdego punktu pomiarowego zmierzono moc wyjściową, jak również spektrum optyczne oraz czas trwania impulsu. Na podstawie otrzymanych wartości obliczono wejściową moc szczytową dla każdego punktu pomiarowego.

Warto zaznaczyć, że z powodu zastosowania wzmacniacza spektrum impulsu wejściowego ulegało zmianie wraz ze zmianą wzmocnienia. Szczególnie dla wyższych mocy obserwowano poszerzenie spektralne wskutek efektu SPM. Zmiana spektrum optycznego impulsu wchodzącego do pętli SA świetnie odwzorowywała realną dynamikę impulsu w trakcie propagacji we wnętrzu światłowodowego

wej, naśladując rzeczywisty przykład aplikacji SA w oscylatorze laserowym. Ten przypadek można szczególnie odnieść do prezentowanych oscylatorów, w których zwierciadła nieliniowe są umieszczone za włóknem aktywnym. Dzięki wykorzystaniu zmiennego spektrum optycznego impulsu wprowadzanego do pętli możliwe było również zbadanie charakterystyki nasycalnych absorberów jako filtrów spektralnych.

Prezentowane wyniki uwzględniają straty wewnętrzne cyrkulatora, natomiast nie biorą pod uwagę niedoskonałości sprzęgacza 3x3 w postaci strat wewnętrznych lub nierównego stosunku podziału mocy, ponieważ te wartości mogą zależeć od wykorzystywanego portu wejściowego i stanowią właściwości danego egzemplarza badanego SA. Wartość średniej mocy wyjściowej (przetransmitowanej lub odbitej od SA) odczytywano z miernika mocy. Wartość transmisji SA została obliczona jako stosunek średniej mocy wyjściowej do średniej mocy wejściowej. W celu badania właściwości spektralnych SA korzystano z analizatora widma optycznego.

W ramach prac badawczych związanych z oscylatorem stosującym włókno NDF nie przeprowadzono pomiarów nasycalnej absorpcji zwierciadła typu NALM zbudowanego ze sprzęgacza 3x3. Wynikało to z możliwości łatwego przestrajania wartości transmisji w szerokim zakresie za pomocą zmiany wzmacnienia w pętli absorbera, realizowanego przez modyfikację mocy diody pompującej.

3.4 Wkład pracy autora rozprawy

Cykl spójnych tematycznie prac będących przedmiotem rzeczzonej rozprawy stanowią wyłącznie badania, w których autor dysertacji miał kluczowy i wiodący wkład. W niniejszej sekcji dokonano szczegółowego wyjaśnienia zakresu prac wykonanych przez twórcę rozprawy, zarówno w formacie zgodnym z nomenklaturą CRediT [279], jak i w sposób opisowy.

Wkład pracy autora dysertacji według taksonomii CRediT w pracach [A1](#), [K1](#), [K2](#), [A2](#), [K3](#), [A3](#) i [A4](#) jest tożsamy i zawiera następujące pozycje: konceptualizacja, metodologia, analiza formalna, badania, obróbka danych, tworzenie oprogramowania, wizualizacja wyników, walidacja, przygotowanie tekstu artykułu oraz redagowanie.

Szczegółowy opis wkładu autora w pracę [A1](#):

Twórca rozprawy pełnił rolę autora głównego oraz korespondencyjnego. Wkład polegał na udziale w opracowaniu konceptu dotyczącego zaprojektowania układu pozwalającego na zarządzanie dyspersją w obszarze spektralnym (1030 ± 20) nm. Pomysł polegający na wprowadzeniu siatki CFBG do wnęki oscylatora został zaproponowany przy współudziale Y. Stepanenko oraz K. Krupy. Główny udział twórcy polegał na zaprojektowaniu architektury pozwalającej na implementację siatki CFBG w połączeniu z pętlą NOLM w konfiguracji rezonatora pierścieniowego. Autor rozprawy przeprowadził symulacje numeryczne z wykorzystaniem gotowego oprogramowania. Miał wiodący wkład w realizację badań eksperymentalnych, od zbudowania światłowodowego układu lasera, do wyznaczenia wszystkich jego parametrów. W procesie budowy układu autor rozprawy charakteryzował poszczególne komponenty światłowodowe, przeprowadzał proces spawania włókien i optymalizacji oscylatora. Zaproponował metodykę i stworzył oprogramowanie do wyznaczania wartości wypadkowej dyspersji wnęki. Przy współudziale J. Szczepanka twórca dysertacji zestawiał układ kompresora siatkowego, który następnie wykorzystano w badaniach. Autor dysertacji dokonywał pomiarów widma optycznego, widma częstotliwości radiowych, mocy wyjściowej, autokorelacji, dokonał kompresji impulsów i wykorzystał układ SPIDER do pomiaru czasu ich trwania. Twórca rozprawy przeprowadził analizę danych, wyciągnął wnioski i dokonał wizualizacji wyników w formie rysunków. Ponadto przygotował całą treść artykułu w wersji oryginalnej. Do zadań autora należało również przygotowanie odpowiedzi na uwagi recenzentów oraz wprowadzenie zmian w manuskrypcie.

Szczegółowy opis wkładu autora w prace [K1](#), [K2](#) oraz [A2](#):

Twórca rozprawy pełnił rolę głównego wykonawcy oraz był jednym z dwóch autorów korespondencyjnych. Udział w konceptualizacji polegał na doborze przez autora rozprawy odpowiednich komponentów do realizacji wnęki quasi-liniowej. Architektura rezonatora została zaproponowana przy współudziale Y. Stepanenko. Autor rozprawy miał wiodący wkład w badania eksperymentalne polegające na budowie, optymalizacji oraz badaniu parametrów oscylatora. Twórca dysertacji, przy współudziale A. Jamrozik, dokonywał pomiarów widma optycznego, widma częstotliwości radiowych, mocy wyjściowej, autokorelacji, dokonał kompresji impulsów i wykorzystał układ SPIDER do pomiaru czasu ich trwania. Zaproponował metodykę wyznaczania względnego szumu intensywnościowego, stworzył oprogramowanie i dokonał pomiarów. Autor dysertacji przeprowadził analizę danych, wyciągnął wnioski, dokonał wizualizacji wyników w formie wykresów i przygotował całą treść artykułu w wersji oryginalnej. Do zadań autora rozprawy należało również przygotowanie odpowiedzi na uwagi recenzentów oraz wprowadzenie zmian w manuskrypcie.

Szczegółowy opis wkładu autora w prace [K3](#) oraz [A3](#):

Twórca dysertacji był autorem głównym oraz korespondencyjnym. Idea zastosowania sprzęgacza 3x3 została zaproponowana przy współudziale wszystkich autorów publikacji. Pomysł na zastosowanie stratnego spawu w układzie nasycalnego absorbera został zaproponowany przy współudziale Y. Stepanenko. Główny udział autora rozprawy w konceptualizacji polegał na doborze odpowiednich komponentów składowych do realizacji wnęki oscylatora. Autor dysertacji był kluczowym wykonawcą prac eksperymentalnych polegających na budowie, optymalizacji tudzież badaniu parametrów nasycalnego absorbera i oscylatora. Zaproponował układ do pomiaru nasycalnej absorpcji i dokonał, przy współudziale A. Jamrozik, pomiarów charakterystyki nasycalnych absorberów. Twórca dysertacji zaproponował teoretyczny opis transmisji nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie-zrównoważonymi stratami wykorzystującego sprzęgacz 3x3. Przy współudziale A. Jamrozik autor rozprawy zaproponował metodykę powtarzalnego wykonywania stratnych spawów oraz pomiarów ich parametrów. Korzystając z projektu optomechanicznego autorstwa Y. Stepanenko, twórca rozprawy oraz A. Jamrozik zestawili układ kompresora siatkowego. Autor dysertacji, przy współudziale A. Jamrozik, dokonywał pomiarów widma optycznego, widma częstotliwości radiowych, mocy wyjściowej, autokorelacji, czasu trwania impulsów po kompresji oraz względnego szumu intensywnościowego. Twórca dysertacji przeprowadził analizę danych, wyciągnął wnioski, dokonał wizualizacji wyników w formie wykresów i przygotował całą treść artykułu w wersji oryginalnej. Do zadań autora rozprawy należało również przygotowanie odpowiedzi na uwagi recenzentów oraz wprowadzenie zmian w manuskrypcie.

Szczegółowy opis wkładu autora w pracę [A4](#):

Twórca rozprawy pełnił rolę autora głównego oraz korespondencyjnego. Pomysł podjęcia tematyki budowy oscylatora w zakresie spektralnym poniżej 1000 nm został zaproponowany przy współudziale Y. Stepanenko oraz K. Krupy. Wkład autora rozprawy polegał na wdrożeniu idei realizacji oscylatora z wykorzystaniem nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego zbudowanego ze sprzęgacza 3x3 oraz włókna NDF. Udział autora w konceptualizacji polegał także na doborze komponentów składowych do realizacji wnęki oscylatora. Autor rozprawy przeprowadził symulacje numeryczne z wykorzystaniem gotowego oprogramowania. Twórca dysertacji miał wiodący wkład w prace eksperymentalne, do których zalicza się budowę, optymalizację oraz pomiary parametrów oscylatora. Autor rozprawy, przy współudziale A. Jamrozik, zbudował układ kompresora siatkowego. Wraz z A. Jamrozik twórca dysertacji dokonywał pomiarów widma optycznego, widma częstotliwości radiowych, mocy wyjściowej oraz autokorelacji. Autor rozprawy przeprowadził analizę danych, wyciągnął wnioski, dokonał wizualizacji wyników w formie wykresów oraz przygotował całą treść artykułu w wersji oryginalnej. Zadaniem autora było przygotowanie odpowiedzi na uwagi recenzentów oraz dokonanie zmian w treści manuskryptu.

Wkład wszystkich współautorów w poszczególne prace stanowiące niniejszą rozprawę został zdefiniowany w sekcji zawierającej [Oświadczenia współautorów](#). Przedstawione poświadczenia potwierdzają także opisany wyżej wkład twórcy rozprawy.

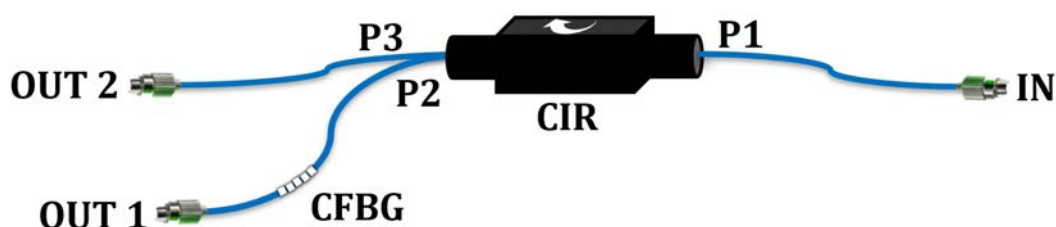
3.5 Oscylatory stanowiące przedmiot rozprawy

W niniejszym podrozdziale opisano cztery architektury całkowicie światłowodowych oscylatorów laserowych, które zostały zawarte w pracach stanowiących cykl spójnych tematycznie publikacji. Przedstawiono najważniejsze aspekty potrzebne do powiązania poszczególnych prac z tezami badawczymi rzeczzonej rozprawy.

3.5.1 Oscylator ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem

Z punktu widzenia badań podstawowych zastosowanie siatki CFBG we wnętrzu całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego pozwala na zbadanie nieznannej wcześniej dynamiki impulsów i umożliwia odkrycie nowych reżimów pracy impulsowej w zakresie spektralnym normalnej dyspersji. Pod względem badań rozwojowych zarządzanie dyspersją pozwala na optymalizację parametrów generowanego promieniowania [96]. Udowodniono, że redukcja wypadkowej dyspersji wnęki do wartości bliskich zeru pozwala na zmniejszenie względnego szumu intensywnościowego oraz może prowadzić do osiągnięcia widma optycznego o większej szerokości spektralnej niż dla oscylatorów o całkowicie normalnej dyspersji [67, 142]. Ponadto zastosowanie elementu wprowadzającego anomalną dyspersję, który działa jak kompresor, skraca czas trwania impulsu propagującego się we wnętrzu. Zarządzanie dyspersją może pozwolić na uzyskanie impulsów, które bezpośrednio z oscylatora będą krótsze niż z układów o całkowicie normalnej dyspersji. Zachowując wysoką energię, krótsze impulsy mogą pozwolić na skalowanie mocy szczytowej.

Zmotywowany powyższymi argumentami autor rozprawy zaimplementował siatkę CFBG do rezonatora oscylatora wykorzystującego włókno YDF, czego efektem były badania opisane w pracy [A1](#). Punktem odniesienia do realizacji wnęki były architektury oscylatorów o rezonatorach w kształcie cyfry 8 o całkowicie normalnej dyspersji zawierających pętlę NOLM [60, 107, 202]. Cechą charakterystyczną wnęk pierścieniowych jest brak posiadania fragmentów liniowych, co uniemożliwia wprowadzenie elementu odbiciowego, którym jest siatka CFBG. W celu stworzenia segmentu liniowego w rezonatorze autor dysertacji zastosował cyrkulator optyczny, który pozwolił na inkorporację siatki CFBG [280]. Dobór portów cyrkulatora przedstawiono na Rysunku 3.3.

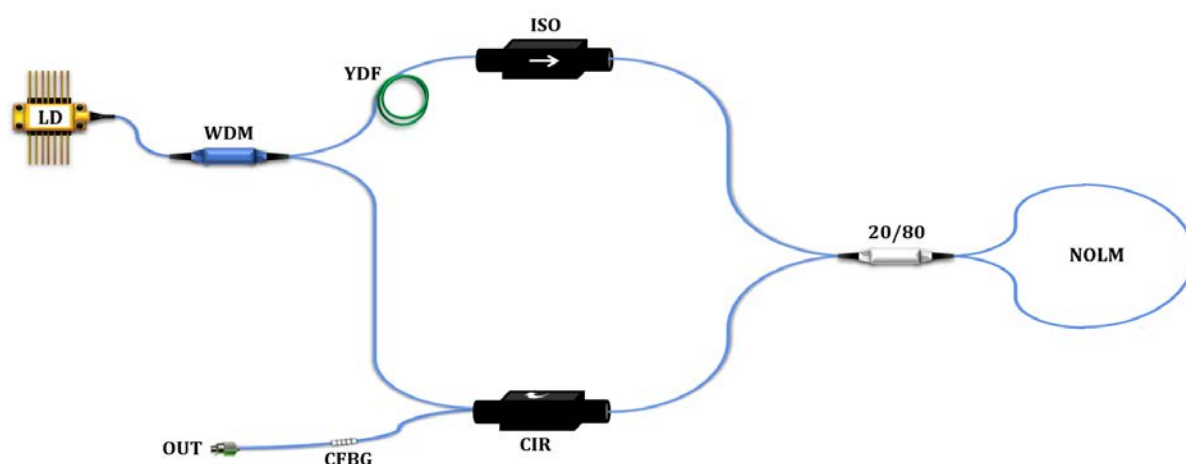


Rysunek 3.3: Schemat układu pozwalającego na wprowadzenie światłowodowej siatki Bragga ze świergotem (CFBG) do wnęki oscylatora. CIR – cyrkulator optyczny, IN – port wejściowy, OUT 1, OUT 2 – porty wyjściowe, P1, P2, P3 – porty cyrkulatora. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP.

Promieniowanie padające na cyrkulator (IN) trafiało do portu P1 i było transmitowane do portu P2, a następnie docierało do siatki CFBG, na której ulegało częściowemu odbiciu, kompresji oraz fil-

tracji spektralnej. Z powodu skończonej reflektancji siatki CFBG część promieniowania przechodziło przez siatkę, dzięki czemu element odbiciowy jednocześnie pełnił rolę sprzęgacza wyjściowego (OUT 1). Część impulsu odbitego od siatki CFBG z powrotem docierała do cyrkulatora. Port P2 zapewniał wystarczająco wysoką izolację (ponad 20 dB) względem portu P1 oraz akceptowalne straty (poniżej 1 dB) względem portu P3. Oznaczało to przekierowanie promieniowania odbitego od siatki CFBG do wyjścia OUT 2.

Schemat układu oscylatora, który wykorzystuje siatkę CFBG oraz cyrkulator, przedstawiono na Rysunku 3.4. Zasada działania lasera oraz charakterystyka parametrów generowanych impulsów została opisana w artykule A1. Jedną z cech charakterystycznych oscylatora był fakt, że nie zawierał on dodatkowego elementu w postaci filtra spektralnego. Rolę filtra spektralnego pełniła siatka CFBG, która jednocześnie stanowiła sprzęgacz wyjściowy oraz element wprowadzający anomalną dyspersję. Zgodnie z nomenklaturą z Rysunku 3.3 port P1 cyrkulatora był połączony z pętlą NOLM, a port P3 ze sprzęgaczem multipleksującym (WDM).



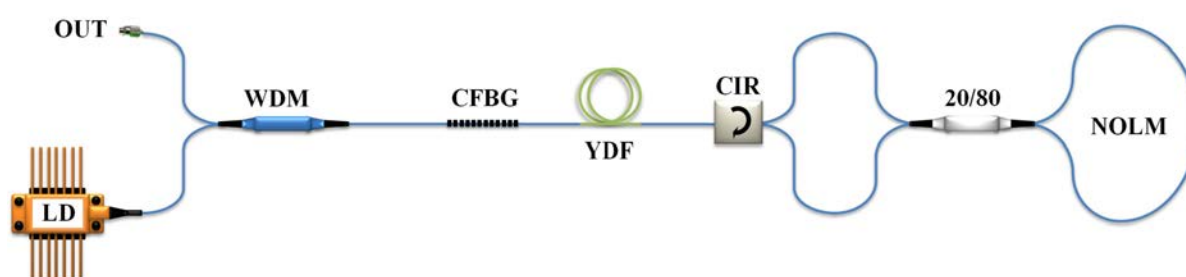
Rysunek 3.4: Schemat całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-HI), ISO – izolator optyczny, 20/80 – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20 % do 80 %, NOLM – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe, CIR – cyrkulator optyczny, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), OUT – port wyjściowy. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [A1].

W pracy A1 zaprezentowano także konfigurację z dodatkowym sprzęgaczem o stosunku podziału mocy 98 % do 2 %, który wyprowadzał z wnęki 2 % mocy w celach diagnostycznych. Sprzęgacz był umieszczony pomiędzy izolatorem (ISO) a sprzęgaczem 20/80. Celem wprowadzenia dodatkowego elementu było zbadanie charakterystyki spektralnej impulsu wprowadzanego do pętli NOLM, co pozwoliło na udowodnienie oddychania impulsu w trakcie propagacji przez wnękę.

W niniejszej pracy w celu przestrajania wartości wypadkowej dyspersji wnęki zmieniano długości światłowodów pasywnych we wszystkich częściach rezonatora. Udowodniono możliwość generowania impulsów zarówno dla dodatniej, jak i dla ujemnej wartości GDD, co stanowi potwierdzenie Tezy 1. Porównując dwie konfiguracje o anomalnej i normalnej wypadkowej dyspersji wnęki zaprezentowano, że dla anomalnej dyspersji obserwowane jest silniejsze oddychanie spektralne impulsu. Oscylator opisany w A1 stanowił, w dniu publikacji artykułu, pierwszy laser zbudowany całkowicie z włókien PM, wykorzystujący pętlę NOLM oraz zawierający siatkę CFBG, która pozwalała na zarządzanie dyspersją w obszarze normalnej dyspersji. W porównaniu do układów z siatką CFBG opisanych jako stan wiedzy w Tabeli 2.2 niniejszy układ generował impulsy o największej energii (2,3 nJ), a minimalny czas trwania impulsu po kompresji (98 fs) był zbliżony do najlepszego wówczas rezultatu (88 fs [142]).

3.5.2 Oscylator o quasi-liniowej architekturze wnętrza

Oscylator opisany w publikacji [A1](#) posiadał zarówno cyrkulator, jak i izolator, co niewątpliwie komplikowało jego budowę. Naturalnym kierunkiem rozwoju była budowa oscylatora o prostszej budowie, który mógłby generować impulsy o jeszcze lepszych parametrach użytkowych. Zrealizowana przez autora rozprawy quasi-liniowa architektura wnętrza pozwoliła na wyeliminowanie izolatora i uproszczenie konstrukcji oscylatora światłowodowego. Poza redukcją kosztu wykonania oscylator generował impulsy o wyższej energii oraz posiadał niezbadaną wcześniej charakterystykę impulsów. Zaobserwowano cechy znamienne dla układów o całkowicie normalnej dyspersji, pomimo ujemnej wypadkowej wartości GDD rezonatora. Schemat układu o quasi-liniowej architekturze zaprezentowano na Rysunku 3.5. Cechą charakterystyczną oscylatora był fakt, iż włókno aktywne było umieszczone w liniowym fragmencie wnętrza. Oznacza to, że impuls ulegał wzmocnieniu dwukrotnie w trakcie pojedynczego obiegu przez wnętrze.



Rysunek 3.5: Schemat układu całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego o quasi-liniowej architekturze wnętrza. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-HI), CIR – cyrkulator optyczny, 20/80 – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20 % do 80 %, NOLM – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe, OUT – port wyjściowy. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [[K1](#), [K2](#), [A2](#)].

Ultraszybki oscylator światłowodowy o quasi-liniowej wnętrze został opisany we wnioskach patentowych [PL441102A1](#) i [EP22187806](#), a także w publikacjach konferencyjnych [K1](#), [K2](#) oraz w artykule [A2](#).

Wnioski patentowe skupiają się na opisanu architektury oscylatora, która może zostać wykorzystana również dla innych długości fal, stosując inne ośrodki aktywne. Publikacja konferencyjna [K1](#) stanowiła wyniki wstępne potwierdzające użyteczność układu. Zaprezentowano tam układ o wypadkowej anomalnej dyspersji wnętrza, który generował impulsy o energii 3 nJ, co było wartością większą niż w układzie opisanym w artykule [A1](#) (2,3 nJ). Ponadto praca [K1](#) stanowiła pierwszy raport potwierdzający charakterystykę impulsu podobną do klasycznych solitonów dyssypacyjnych, obserwowanych we wnękach o całkowicie normalnej dyspersji.

Publikacja konferencyjna [K2](#) opisuje zoptymalizowaną konfigurację oscylatora quasi-liniowego, dla którego zaobserwowano dualizm reżimu pracy impulsowej w zależności od mocy pompowania. Architektura wnętrza oraz parametry użytych elementów światłowodowych były tożsame z układem opisanym w [K1](#), natomiast różnicę stanowiły długości światłowodów we wnętrze. Implikowało to zmianę wartości wypadkowej dyspersji wnętrza oraz inną charakterystykę generowanych impulsów. Praca [A2](#) jest rozwinięciem publikacji [K2](#) i przedstawia szczegółową analizę układu.

Artykuł [A2](#) porównuje ze sobą dwa stany pracy dla różnych wartości mocy pompowania. Mianem stanu A określono charakterystykę uzyskaną dla wyższej mocy pompowania, natomiast stan B dotyczył niższej wartości tego parametru. Typową zależnością obserwowaną we wcześniejszych pracach badawczych było zachowanie oscylatora polegające na poszerzaniu się spektrum optycznego generowanych impulsów wskutek efektu SPM wraz ze wzrostem mocy pompowania. Nadmierna moc pompowania doprowadzała do generacji impulsów wielokrotnych [[205](#)], uwydatniania

się komponentu spektralnego związanego z pracą lasera w trybie ciągłym [202] lub nadmiernych efektów nieliniowych destabilizujących pracę oscylatora, np. SRS [60]. Natomiast stopniowe zmniejszanie mocy pompowania prowadziło do zawężania się spektrum optycznego aż do momentu braku generacji impulsów i pracy lasera w trybie ciągłym. Nowością zaobserwowaną w niniejszej pracy była niestandardowa zmiana charakterystyki impulsów wraz ze zmianą mocy pompowania. Wraz ze spadkiem mocy pompowania, uzyskano spektrum optyczne szersze niż obserwowane dla wyższych mocy pompowania. Pozwoliło to na wydzielenie drugiego stanu pracy oscylatora, który poza niezbadaną wcześniej zmianą szerokości spektralnej, charakteryzował się widocznymi różnicami w kształcie spektrum optycznego na jego zboczach. Ponadto stany różniły się między sobą wartością względnego szumu intensywnościowego, energią oraz czasem trwania impulsów. Lepsze parametry otrzymano dla stanu A o charakterystyce zbliżonej do reżimu DS ze stromymi zboczami. Uzyskano energię sięgającą 6,4 nJ, co było polepszeniem wartości przedstawionej w K1 (3 nJ). Jednocześnie otrzymano krótsze impulsy, zarówno bezpośrednio z oscylatora (7,1 ps), jak i po kompresji (111 fs), w porównaniu do konfiguracji opisanej w K1 (odpowiednio 8,2 ps i 125 fs). Skutkowało to uzyskaniem wysokiej wartości mocy szczytowej sięgającej 0,9 kW bezpośrednio z oscylatora, co potwierdziło możliwość skalowania tego parametru z wykorzystaniem reżimu DMDS oraz konkurencyjność względem reżimu DS.

Przełączanie stanów obserwowano wcześniej w literaturze wskutek zmiany charakterystyki filtrów spektralnych obecnych we wnętrzu [130, 281]. W niniejszym oscylatorze rolę filtra spektralnego pełniła siatka CFBG, natomiast nie należy zapominać o możliwościach filtrujących pętli NOLM. O ile właściwości siatki CFBG są ściśle zdefiniowane, to charakterystyka absorbera w postaci NOLM jako filtra jest zależna od parametrów promieniowania wprowadzanego do pętli SA. W zależności od energii impulsu szerokość filtra spektralnego zwierciadła typu NOLM ulega zmianie. Badania innych grup naukowców potwierdziły, że dla wyższych energii impulsów widoczniejszy jest silniejszy efekt filtracji spektralnej [153]. W analizowanym przypadku przekłada się to na niższą wartość szerokości spektralnej pętli NOLM dla wyższych mocy pompowania. Wskutek zmiennej charakterystyki spektralnej absorbera możliwe jest uzyskanie krótszego impulsu o wyższej mocy szczytowej, który ulega silnym efektom nieliniowym, m.in. SPM oraz optycznemu załamaniu fali (ang. *optical wave breaking*) [282]. Nadmiarowy udział tych efektów indukuje zmianę stanu pracy lasera [283]. Praca A2 to pionierski raport o przełączaniu stanów w reżimie DMDS, a także pierwsza obserwacja dualizmu reżimu w układzie stosującym zwierciadło typu NOLM.

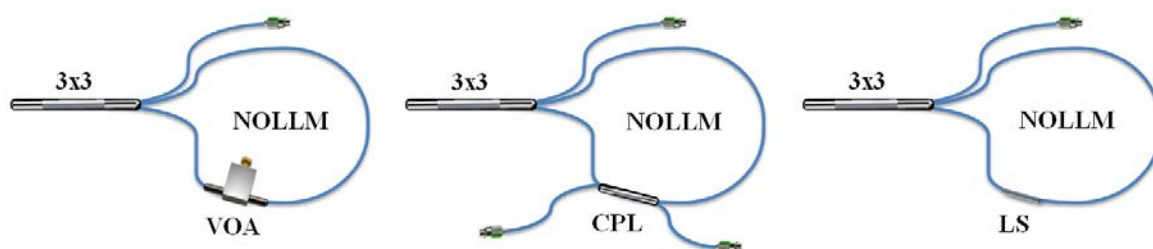
Publikacje K1, K2 i A2 są kolejnym potwierdzeniem Tezy 1, a także udowadniają autentyczność Tezy 2 oraz Tezy 3.

3.5.3 Oscylator z nieliniowym optycznym zwierciadłem pętlowym z niezrównoważonymi stratami zbudowanym ze sprzęgacza 3x3

Wadą układów opisanych w pracach A1, K1, K2 oraz A2 jest brak samoczynnej inicjacji pracy impulsowej. Niewątpliwie ogranicza to możliwość powtarzalnego, bezobsługowego użytkowania oscylatorów przez osoby nieposiadające szczegółowej wiedzy na temat budowy układu. W pracy K3 zaproponowano nowy wariant sztucznego SA w postaci pętli NOLLM, którą z powodzeniem zaimplementowano do układu ultraszybkiego oscylatora światłowodowego, wyróżniającego się samoczynną inicjacją pracy impulsowej.

W pracy A3, stanowiącej rozwinięcie publikacji konferencyjnej K3, zaprezentowano trzy alternatywne sposoby budowy zwierciadła typu NOLLM z wykorzystaniem sprzęgacza 3x3, które zobrazowano na Rysunku 3.6. Pierwszy wariant angażował przestrajalny tłumik mocy (VOA), co jest odpowiednikiem opisanego w literaturze układu PI-NOLM [167]. Nowość prezentowanego rozwiązania pętli NOLLM stanowiło zastosowanie tłumika VOA w połączeniu ze sprzęgaczem typu 3x3.

Kolejny wariant do wprowadzenia asymetrycznych strat zawierał drugi sprzęgacz (CPL), co jest odpowiednikiem układu LI-NOLM [164]. W tym przypadku również aspekt pionierski stanowiło zastosowanie dodatkowego sprzęgacza w połączeniu ze sprzęgaczem 3x3. Ostatni sposób wykorzystywał stratny spaw (LS, ang. *lossy splice*) o ograniczonej transmisji. Stanowiło to oryginalne rozwiązanie, które nie zostało wcześniej zaimplementowane w nieliniowych zwierciadłach pętlowych, niezależnie od rodzaju wykorzystywanego sprzęgacza. Od nazwy stratnego spawu zaproponowano określenie absorbera mianem nieliniowego optycznego stratnego zwierciadła pętlowego.



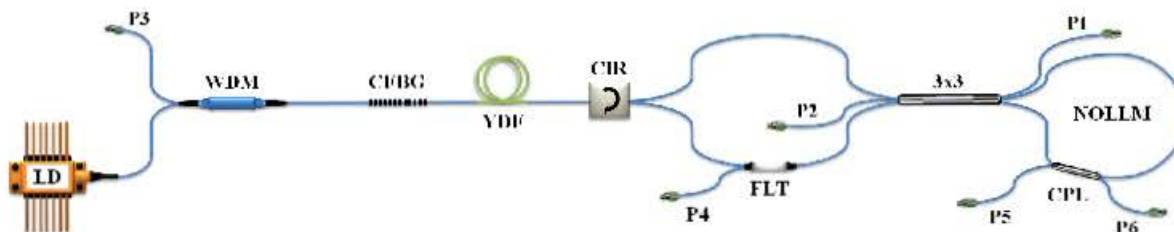
Rysunek 3.6: Warianty nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami zbudowanymi ze sprzęgacza 3x3. VOA – przestrajalny tłumik mocy, CPL – sprzęgacz typu 2x2, LS – stratny spaw o ograniczonej transmisji [A3].

W publikacji A3 zaproponowano matematyczny opis transmisji pętli NOLLM, jak również zweryfikowano eksperymentalnie charakterystykę transmisji w zależności od mocy szczytowej impulsów wprowadzanych do SA. Udowodniono, że dobór odpowiednich portów sprzęgacza 3x3 ma wpływ na znak wprowadzanego przesunięcia fazowego, co ma kluczowe znaczenie dla uzyskania charakterystyki odpowiadającej nasycalnemu absorberowi.

Wszystkie wyżej wymienione warianty zwierciadła typu NOLLM z powodzeniem zaimplementowano do całkowicie światłowodowego oscylatora laserowego, którego schemat zaprezentowano na Rysunku 3.7. Wnęka układu bazowała na architekturze quasi-liniowej przedstawionej w pracy A2. W odróżnieniu od pierwszego układu o quasi-liniowej wnęce zastosowano inny absorber, a także umieszczono dodatkowy filtr spektralny (FLT, ang. *spectral bandpass filter*) o szerokości spektralnej 8,6 nm i centralnej długości fali 1030 nm. Konieczność inkorporacji dodatkowego filtra spektralnego była związana z niedopasowaniem charakterystyki siatki CFBG do parametrów impulsu propagującego się w rezonatorze. W szczególności duże straty wprowadzane w pętli SA doprowadziły do generacji impulsów o niższych energiach, stąd poszerzenie wskutek SPM nie było aż tak silne, jak w przypadku układu opisanego w artykule A2. Węższe spektrum optyczne wymagało zastosowania filtra o mniejszej szerokości spektralnej niż siatka CFBG (12,8 nm). Kolejną różnicą względem publikacji A2 był fakt, iż oscylator zawierający pętlę NOLLM posiadał wnękę o wypadkowej normalnej dyspersji.

Mnogość portów wyjściowych w oscylatorze skutkowała brakiem głównego portu wyjściowego mogącego generować promieniowanie o dużej energii. Z drugiej strony oscylator pozwalał na wykorzystanie kilku portów jednocześnie lub zastosowanie wybranego portu w zależności od pożądanych parametrów promieniowania. Badania właściwości optycznych wszystkich portów udowodniły oddychanie impulsu w dziedzinie czasu oraz w dziedzinie spektrum optycznego w trakcie propagacji, co jest typową cechą reżimu DMDS. Każdy z portów miał unikalne parametry, które zostały szczegółowo scharakteryzowane w artykule A3. Najwyższą energią uzyskaną z jednego portu było 1,15 nJ, co było wartością zbliżoną ($\pm 0,1$ nJ) do przedstawianych w innych układach z przeglądu stanu wiedzy (Tabela 2.3). Czas trwania impulsów bezpośrednio z oscylatora, jak i po dodatkowej kompresji, również był tego samego rzędu wielkości co w pracach referencyjnych. Niniejsza praca udowodniła także właściwości pętli NOLLM zbudowanej ze sprzęgacza 3x3, które potwierdziły pełnienie funkcji

filtra spektralnego. Jednocześnie rzeczony badania stanowią również dowód autentyczności [Tezy 4](#).



Rysunek 3.7: Schemat układu całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego o quasi-liniowej architekturze wnętrza wykorzystującego nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-II), CIR – cyrkulator optyczny, FLT – filtr spektralny, 3x3 – sprzęgacz 3x3 o równym stosunku podziału mocy 33/33/33, CPL – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 5 % do 95 %, NOLLM – nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe, P1, P2, P3, P4, P5, P6 – porty wyjściowe. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [\[A3\]](#).

3.5.4 Oscylator ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu

Cechą wspólną oscylatorów opisanych w pracach [A1](#), [K1](#), [K2](#), [A2](#), [K3](#) oraz [A3](#) było wykorzystanie włókna YDF jako ośrodka wzmacniającego. Oznaczało to generację impulsów w tym samym zakresie spektralnym, co w pewnych przypadkach ogranicza zastosowanie niniejszych laserów. Celem rozszerzenia stopnia aplikacyjności opracowywanych urządzeń podjęto badania dotyczące zmiany długości fali generowanych impulsów. Pozostając w obszarze normalnej dyspersji, autor rozprawy podjął tematykę generacji impulsów w zakresie spektralnym (890–950) nm, który ma szczególne znaczenie w technikach nieliniowego obrazowania, np. w mikroskopii dwufotonowej [\[31\]](#). W odróżnieniu od powyższych układów, stanowiących przedmiot rozprawy doktorskiej, oscylator opisany w artykule [A4](#) zawierał światłowód NDF. Poza zmianą centralnej długości fali różnicę stanowił brak siatki CFBG we wnętrze. W przeciwieństwie do pozostałych prac stanowiących cykl publikacji wnętrza rzeczony oscylator była zbudowana wyłącznie z komponentów o normalnej dyspersji, a układ pracował w reżimie solitonów dyssypacyjnych. W swojej istocie publikacja [A4](#) dokonuje transferu kluczowej technologii z wysoko rozwiniętych układów pracujących na centralnej długości fali 1030 nm na nowy zakres spektralny w okolicach 920 nm.

Schemat układu lasera opisanego w pracy [A4](#) zaprezentowano na Rysunku 3.8. Architektura wnętrza była pierścieniowa i miała kształt cyfry 8. Oscylator jako nasycalny absorber używał pętli NALM zbudowanej z wykorzystaniem sprzęgacza 3x3, który pozwolił na uzyskanie samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej. Znamioną cechą, wyróżniającą niniejszy układ od przedstawionych przez autora rozprawy oscylatorów zawierających włókno YDF, była hybrydowa konstrukcja, w której zastosowano światłowody dwu- oraz jednopłaszczyznowe. Asymetria w pętli NALM została wprowadzona przez wykorzystanie standardowego jednopłaszczyznowego włókna aktywnego (SC-NDF, ang. *single-clad neodymium-doped fiber*). W konsekwencji istniała konieczność dodatkowej filtracji spektralnej poprzez sprzęgacz multipleksujący (WDM 920/1064), dzięki któremu możliwe było usunięcie z oscylatora pasożytniczego promieniowania o długości fali powyżej 1000 nm. Dodatkową funkcją sprzęgacza multipleksującego było wprowadzenie strat, które zwiększały asymetrię nasycalnego absorbera. Ośrodek aktywny w pętli głównej oscylatora stanowiło włókno dwupłaszczyznowe z rozkładem współczynnika w kształcie litery W, które pozwalało na wygaszenie emisji na długości fali 1064 nm.

Rozdział 4

Publikacje stanowiące przedmiot rozprawy

Niniejszy rozdział zawiera wydruki artykułów naukowych będących przedmiotem rzeczzonej rozprawy, zgodnie z kolejnością zdefiniowaną w Tabeli [3.1](#).

Received March 29, 2022, accepted April 19, 2022, date of publication April 28, 2022, date of current version May 4, 2022.

Digital Object Identifier 10.1109/ACCESS.2022.3170921

Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion

MATEUSZ PIELACH¹, JAN SZCZEPANEK², (Member, IEEE), KATARZYNA KRUPA¹, AND YURIY STEPANENKO¹

¹Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, 01224 Warsaw, Poland

²Fluence sp. z o.o., 01217 Warsaw, Poland

Corresponding author: Mateusz Pielach (mpielach@ichf.edu.pl)

This work was supported by the Foundation for Polish Science under Research Project TEAM-NET POIR.04.04.00-00-16ED/18.

ABSTRACT Chirped fiber Bragg gratings in Yb-doped fiber lasers allow tuning the net cavity dispersion, thus enabling access to pulse dynamics beyond the typical all-normal-dispersion dissipative soliton regime. This Letter demonstrates an ultrafast dispersion-managed all-polarization-maintaining fiber oscillator mode-locked with a nonlinear optical loop mirror. Using a chirped fiber Bragg grating inside the oscillator, it can work at net cavity dispersion in the range from -0.098 ps^2 up to $+0.067 \text{ ps}^2$ and above at the wavelength of $1 \mu\text{m}$. Depending on the configuration, the system can deliver stable pulses with energies up to 2.3 nJ and pulse durations as short as 98 fs .

INDEX TERMS All-fiber lasers, chirped fiber Bragg grating, dispersion management, dissipative solitons, mode-locking, nonlinear optical loop mirror, polarization-maintaining, ultrafast lasers.

I. INTRODUCTION

Environmental stability is a key factor distinguishing ultrafast all-polarization-maintaining (PM) fiber lasers from free-space systems [1], [2]. Robustness to vibrations, high temperature, dustiness, or humidity allowed PM-fiber-based light sources to find many applications outside the research laboratories. Such systems are commonly utilized in micro-machining [3], imaging [4], [5], and medicine [6]. Moreover, the lack of necessity for servicing or aligning optical elements makes fiber lasers more user-friendly and reduces maintenance activities. Consequently, the demand for reliable systems generating ultrashort pulses has significantly grown over the last few years. Therefore, lots of research and industrial efforts optimize state-of-the-art systems towards shorter pulses and larger energies.

A pulsed regime can be obtained thanks to mode-locking, which in all-PM fiber lasers is usually realized using material or artificial saturable absorbers (SAs). However, material SAs suffer from a low damage threshold, and their saturable absorption capabilities can change over time [7]. Hence, artificial SAs are desired in all-PM cavities. The use of the

cross-splicing nonlinear polarization evolution (NPE) technique in PM fibers has recently attracted significant research interest [8]–[11]. Nonetheless, most reliable systems are based on a well-developed robust technique incorporating an unequal fiber coupler, which forms a fiber loop that works as a nonlinear amplifying loop mirror (NALM) [12] or a nonlinear optical loop mirror (NOLM) [13]–[15].

Dispersion management is used to enhance the performance of the mode-locked fiber lasers. In particular, tuning the net cavity dispersion (NCD) influences optical spectra, pulse duration, and energy. Depending on the sign of the NCD, different characteristics of pulsed work can be obtained. All-normal-dispersion (ANDi) fiber lasers working in a dissipative soliton (DS) regime are preferred to obtain the highest pulse energy. On the other hand, to achieve shorter pulses and broader optical output spectra, a dispersion-managed regime is often more desired [16].

There are a variety of methods capable of changing the dispersion of the cavity. The easiest one is based on two different types of fibers, which are characterized by the opposite signs of the group velocity dispersion (GVD). This technique is common for Er-doped fiber lasers, in which the passive fiber has a different sign of GVD than the active fiber [17], [18]. However, for the exciting wavelength region

The associate editor coordinating the review of this manuscript and approving it for publication was Yang Yue.

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 License.
For more information, see <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

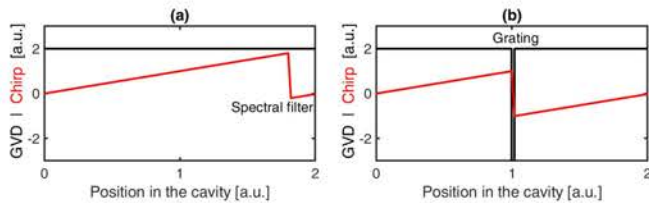


FIGURE 1. Schematic dispersion maps for DS (a) and dispersion-managed DS (b). The chirp is marked red, while the black curve indicates GVD. ANDi systems operating in DS regime reduce the chirp only by spectral filtering. In contrast, in the dispersion-managed DS setups, the grating introduces the negative GVD and spectral filtering, resulting in a significant drop of the chirp.

of around $1 \mu\text{m}$, standard single-mode PM silica fibers are characterized by a positive GVD. Therefore, most Yb-doped all-fiber lasers possess an ANDi cavity. The most convenient method for introducing negative dispersion to the $1 \mu\text{m}$ all-PM-fiber cavity, besides employing specialty fibers with GVD tailored by mode dispersion, is to use chirped fiber Bragg gratings (CFBGs).

The fabrication method for inscribing the CFBG inside the fiber limits the range of the optical spectrum, which can be reflected [19]. Thus, a CFBG also introduces spectral filtering. Dispersion management and spectral filtering permit a hybrid regime, called dispersion-managed DS [20]. Dispersion maps presenting the difference between DS in ANDi systems and dispersion-managed DS regime are schematically depicted in Fig. 1. Moreover, due to limited reflectivity, the grating simultaneously acts as a coupler. Thanks to their simple design and a variety of functions, CFBGs are intensively researched towards their usage in Yb-doped fiber lasers [21], [22]. The first works towards incorporating a CFBG in a Yb-doped fiber laser cavity used non-PM (standard step-index single-mode) fibers. The behavior of lasers was presented for both positive and negative NCD [23], [24]. Currently, many efforts are being put into implementing CFBGs into all-PM oscillators. An ultrafast setup mode-locked with a semiconductor saturable absorber mirror working at near-zero NCD was shown by Yan *et al.* [25]. Recently, oscillators mode-locked via artificial SAs have also been investigated. Yu *et al.* built an all-PM Yb-doped oscillator mode-locked using cross-splicing NPE method [11]. They characterized the system for both positive and negative NCD. However, under negative NCD, their laser was working only in a noise-like regime. NALM-based all-PM fiber laser emitting 88 fs pulses of energy of 0.94 nJ operating at the wavelength of $1 \mu\text{m}$ with a fixed NCD of -0.01 ps^2 was demonstrated by Ma *et al.* [26].

This paper aims to present dispersion management using a CFBG in an all-PM Yb-doped fiber laser mode-locked via NOLM instead. We experimentally investigated the oscillator's characteristics under different values of NCD between -0.098 ps^2 and $+0.067 \text{ ps}^2$. Unlike previous all-PM systems, our oscillator can operate in a dispersion-managed DS regime under a broader range of NCD, involving both positive and negative values. Moreover, we present the configuration

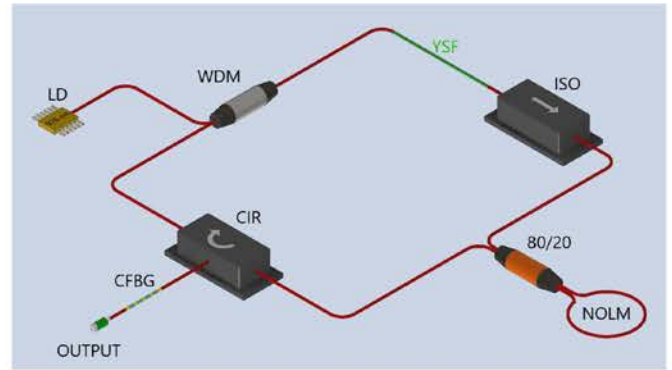


FIGURE 2. Scheme of the laser. LD - laser diode; WDM - wavelength division multiplexer; YSF - ytterbium-doped fiber; ISO - optical isolator; NOLM - nonlinear optical loop mirror; CIR - optical circulator; CFBG - chirped fiber Bragg grating.

delivering the highest energy for the negative NCD compared to previously mentioned all-PM setups incorporating CFBGs.

II. EXPERIMENTAL SETUP

Fig. 2 shows the scheme of the oscillator. The whole cavity consists of single-mode, single-clad, PM PANDA optical fibers and fiberized components. PM980 fiber was used as a passive medium, while a 0.55 m long piece of PM-YSF-HI was utilized as a gain medium. The group velocity dispersion of both fibers was equal to $0.023 \text{ ps}^2/\text{m}$ at 1030 nm. The core of Yb-doped fiber was pumped at 976 nm by a continuous-wave single-mode semiconductor laser diode (3SP-1999CHP) through a wavelength division multiplexer (WDM). A dedicated driver controlled the laser diode, and the maximum pumping power could not exceed 900 mW. An optical isolator (ISO) guaranteed pulse propagation in a clockwise direction. The NOLM loop based on a 2×2 type 80/20 coupler served as an artificial SA enabling mode-locking operation [27], [28]. The length of the NOLM loop was variable throughout the experiment in the range between 0.5 and 5 meters. The CFBG, inscribed in PM980 fiber, was introduced to the cavity through an optical circulator (CIR). The group delay dispersion of the grating was -0.237 ps^2 at 1030 nm. Furthermore, its reflection spectrum possesses a Gaussian shape with a 3 dB spectral bandwidth of 10.4 nm and 32% peak reflectivity at 1033 nm. Thus, CFBG acts simultaneously as a dispersion managing element, a bandpass filter, and an output coupler.

In all experiments, output spectra were measured by an optical spectrum analyzer Yokogawa AQ6370C with 0.02 nm resolution. The single-pulse operation was verified with a 1.2 GHz InGaAs photodiode Thorlabs DET01CFC and the radio frequency (RF) spectrum analyzer Agilent Technologies E4443A. We measured RF spectra with 100 Hz resolution bandwidth and 100 kHz span. Thorlabs PM16-405 power sensor was used to measure the average output power. Besides, we performed temporal characteristics of the output pulses using a second harmonic, background-free autocorrelator. Furthermore, we compressed chirped pulses by

a parallel diffraction gratings compressor (800 lines/mm). SPIDER technique was used to measure the spectral phase and retrieve the duration of the compressed pulses.

III. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

We investigated the characteristics of the oscillator for various NCD, aiming to decrease this parameter towards negative values. We tuned the NCD by changing the lengths of particular fibers in multiple locations inside the cavity, which simultaneously scaled the pulse repetition rate. The most substantial changes in fiber lengths included the NOLM loop, the segment between the isolator and the 80/20 coupler, as well as between the 80/20 coupler and the circulator. Thanks to spectral filtering introduced by the CFBG, we could obtain a stable single-pulse Raman-free dispersion-managed DS regime for the positive NCD between $+0.067 \text{ ps}^2$ and $+0.024 \text{ ps}^2$. Note, however, that the oscillator could also operate at a larger positive NCD. For the anomalous dispersion, we achieved a dispersion-managed DS regime for NCD values between -0.016 ps^2 and -0.098 ps^2 . Nonetheless, for the near-zero NCD between -0.016 ps^2 and $+0.024 \text{ ps}^2$, the operation of the laser was unstable.

The behavior of the ANDi fiber lasers was broadly investigated in the literature [29], including all-PM Yb-doped NOLM systems [13]–[15]. In this Letter, we prove that a setup incorporating CFBG possesses characteristics similar to ANDi systems for a positive NCD. Since the main purpose of utilizing CFBGs is obtaining near-zero or negative NCD, we characterize one configuration of the smallest positive NCD and compare its characteristics with a negative NCD setup. Particular attention will be devoted to anomalous dispersion configurations.

Fig. 3 presents the characteristics of the oscillator operating under NCD of $+0.024 \text{ ps}^2$ for the pumping power of 110 mW, taking into account optical losses introduced by the WDM. Optical spectra (Fig. 3(a)), characterized by the central wavelength (λ_c) of 1031 nm, feature a similar shape as ANDi systems. Sharp peaks typical for the DS regime can be observed at the edges of the spectrum. Note that the spectrum is wider than the filter characteristics of the CFBG, as it is broadening due to the self-phase modulation effect [30]. The laser operating at a repetition rate of 18.207 MHz (Fig. 3(b)) generates ultrashort 7.45 ps pulses (Fig. 3(c)) of the average output power of 12.6 mW, corresponding to the pulse energy of 0.7 nJ. The maximum pulse energy was limited by the formation of the continuous wave component. Furthermore, the pulses can be compressed down to 161 fs with the temporal Strehl ratio of 0.62 (Fig. 3(d)). Indeed, the pulse energy is reduced in comparison to previously mentioned ANDi setups [13]–[15]. The limit of the maximum pulse energy for this configuration is most likely caused by the NCD value being relatively close to zero. Nevertheless, dispersion management allowed broadening the output spectra to the full width at half-maximum (FWHM) exceeding 20 nm, reducing the compressed pulse duration.

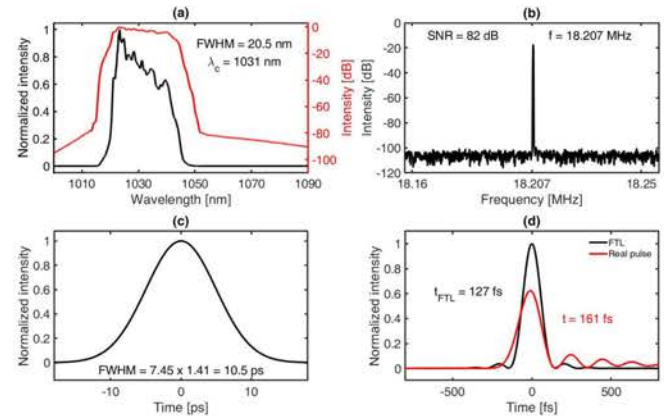


FIGURE 3. Spectral and temporal characteristics for the NCD of $+0.024 \text{ ps}^2$. (a) Typical steep edges are seen in the optical output spectra in linear (black) and logarithmic (red) scales. (b) A single peak in the radio frequency spectrum proves the stable single-pulse regime. (c) The autocorrelation trace of the output 7.45 ps pulses. (d) The pulses were compressed down to 161 fs (red) while the Fourier transform limit (FTL) is 127 fs (black).

When decreasing the lengths of the fibers in the cavity, we run the laser under negative NCD in a dispersion-managed DS regime. Spatial and temporal characteristics for the net anomalous dispersion of -0.098 ps^2 are demonstrated in Figure 4. Undoubtedly, a change in the optical spectrum is observed, as it is arising more smoothly (Fig. 4(a)). The RF spectrum (Fig. 4(b)), containing a single peak at 34.083 MHz with a noise band level below 85 dB, indicates that negative NCD did not impact the stability of the single-pulsed operation. Even though the NCD was negative, the output pulses remained positively chirped. Nevertheless, the duration of the chirped pulse was reduced to 3.96 ps (Fig. 4(c)). Moreover, we achieved pulses compressible almost to the Fourier transform limit (FTL) of 96 fs (Fig. 4(d)). Despite the presence of minor higher-order components in the spectral phase, we dechirped the pulses down to 98 fs with an improved temporal Strehl ratio of 0.83 (Fig. 4(e)). Note that although the FWHM of the output spectrum slightly decreased when compared to the reported above positive NCD configuration, the pulses could be compressed to shorter durations. Besides, the Fourier transform for smooth-edged, more Gaussian-like spectrum for negative NCD results in shorter FTL pulse duration than for the steep-edged, cat-ear-like spectrum for positive NCD. At the pumping power of 260 mW, the oscillator's average output power (P_{avg}) was equal to 77.9 mW, corresponding to the pulse energy of 2.3 nJ. Furthermore, the oscillator features excellent power stability over time, proved by the standard deviation (Std) of 0.13 mW, leading to the coefficient of variance (CV) below 0.2% (Fig. 4(f)). On the other hand, the presented configuration of a negative NCD is not self-starting, meaning that increasing the pumping power is not sufficient to initialize the mode-locking operation of the laser. One has to introduce a mechanical disturbance, such as tapping the optical fibers. However, any further mechanical perturbations do not affect the laser's performance once the oscillator starts working in a pulsed regime.

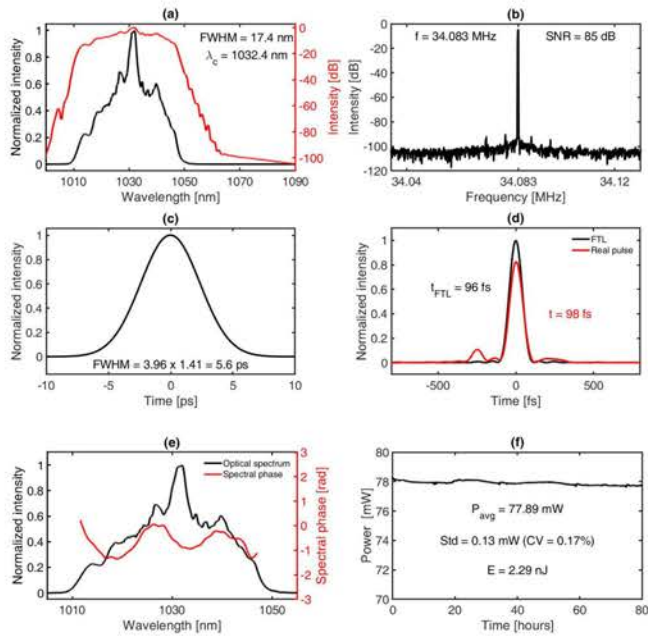


FIGURE 4. Spectral and temporal characteristics for the NCD of -0.098 ps². (a) The optical output spectra in linear (black) and logarithmic (red) scales lack the typical sharp peaks and are arising more smoothly compared to ANDi systems. (b) A single peak proves operation at a repetition rate of 34.083 MHz in the radio frequency spectrum. (c) The duration of the chirped pulse indicated by the autocorrelation trace is 3.96 ps. (d) Output pulses can be compressed down to 98 fs (red) while the FTL is 96 fs (black). (e) Optical spectrum (black) and spectral phase (red), presenting minor higher-order components. (f) Average output power as a function of time, proving long-term stability.

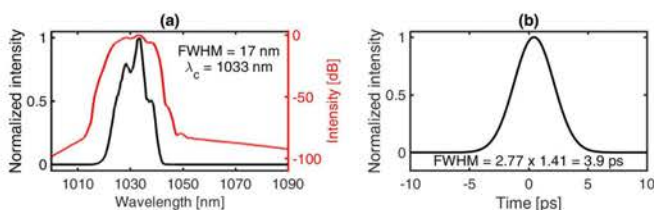


FIGURE 5. Spectral and temporal characteristics for the NCD of -0.051 ps². (a) The optical output spectra in linear (black) and logarithmic (red) scales are characterized by weaker modulation. (b) The duration of the chirped pulse decreased to 2.77 ps.

After insightful analysis, we observed that the further from zero is the NCD, the higher the maximum pulse energies. While the closer to zero is the NCD, the lower is the optimal pumping power at which the operation of the oscillator is stable. The laser running under NCD of -0.051 ps², corresponding to the repetition rate of 25.537 MHz, could operate at the pumping power of 100 mW. For this case, the pulse energy did not exceed 0.5 nJ. Fig. 5 presents the characteristics of the laser operating under NCD of -0.051 ps². Due to weaker self-phase modulation, the optical spectrum (Fig. 5(a)) is less ragged compared to the oscillator's operation at NCD of -0.098 ps². However, the spectrum is narrower, leading to an increase in the FTL pulse duration. On the other hand, the uncompressed pulse duration decreased to 2.77 ps (Fig. 5(b)).

The operation of the oscillator under a negative NCD differs from the characteristics in a net positive dispersion,

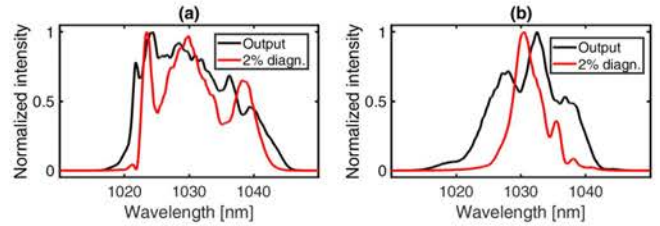


FIGURE 6. Spectral characteristics in two different places of the cavity: output (black) and 2% diagnostic port before the NOLM loop (red) for the NCD of $+0.045$ ps² (a) and -0.047 ps² (b). Significant spectral broadening induced by the self-phase modulation effect can be seen for the negative dispersion.

especially in terms of the pulse durations and the shape of the optical output spectra. To provide further insight into the reported dynamics of the dispersion-managed DS regime, we performed a preliminary study towards revealing the differences in pulse evolution inside the cavity. We spliced an additional diagnostic 98/2 fiber coupler between the isolator and the NOLM loop, so that 2% of the power is extracted from the cavity. We measured the spectra in two different positions in the cavity for two configurations with NCD values placed almost symmetrically near zero. Fig. 6(a) compares obtained spectra for the setup running under positive NCD of $+0.045$ ps², that corresponds to the repetition rate of 16.8 MHz. The spectra for the net anomalous dispersion of -0.047 ps² running at 25 MHz are shown in Fig. 6(b) instead. The pumping power for both results was equal to 100 mW. Indeed, the evolution of the spectra can be observed in both cases. However, for the negative NCD, the spectral broadening is more significant. We believe that this is caused by a smaller chirp in the cavity, leading to higher peak power, thus a more substantial impact of the self-phase modulation effect, which broadens the spectra. Nevertheless, further intracavity measurements should be carried out to fully understand the breathing dynamics of the pulses.

IV. CONCLUSION

To sum up, we have presented the first, to the best of our knowledge, dispersion-managed Yb-doped all-PM fiber laser oscillator mode-locked via NOLM. Unlike previous ANDi NOLM-based all-PM Yb-doped setups, our oscillator can also operate under negative NCD. The oscillator's operation under positive dispersion features similar spectral characteristics as ANDi systems [13], [29]. Thanks to the CFBG, operating under negative NCD significantly reduced the pulse duration and broadened the spectra while sustaining the stability of the pulsed operation. Thus, the dispersion-managed DS regime opens up a way towards generating shorter pulses than ANDi systems. On the other hand, for negative NCD, the pulse is still positively chirped due to the position of the output coupler. Note that the smoother shape of the output spectra results in the reduction of the FTL pulse duration. Thus, after external compression, it is possible to obtain shorter pulses. We believe that further spectral broadening and optimizing the NCD as well as the position of the output coupler may result in obtaining even shorter pulses.

However, there is a trade-off between pulse duration and energy. We reckon that the system can also be optimized towards more considerable energies, as we did not see stimulated Raman scattering at any point [31] and reaching higher energies were limited by the formation of the continuous wave component. Nevertheless, the obtained energy of 2.3 nJ is more than two times larger than the highest energy reported so far in a class of dispersion-managed Yb-doped all-PM systems for similar pulse durations in the sub-100 fs range [26]. To conclude, simple design, environmental robustness, short pulse duration, and nJ-level pulse energy prove the potential of dispersion-managed NOLM-based oscillator, especially in applications where shorter pulses or broader spectra are desirable.

REFERENCES

- [1] W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, S. Schmid, T. Steinmetz, R. Döbke, P. Mayer, S. Dobner, C. Cleff, M. Fischer, and R. Holzwarth, "All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation," *Appl. Phys. B, Lasers Opt.*, vol. 123, no. 1, pp. 1–6, Jan. 2017.
- [2] X. Shen, W. Li, and H. Zeng, "Polarized dissipative solitons in all-polarization-maintained fiber laser with long-term stable self-started mode-locking," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 10, Sep. 2014, Art. no. 101109.
- [3] T. Szymborski, Y. Stepanenko, K. Niciński, P. Piecyk, S. M. Berus, M. Adamczyk-Popławska, and A. Kamińska, "Ultrasensitive SERS platform made via femtosecond laser micromachining for biomedical applications," *J. Mater. Res. Technol.*, vol. 12, pp. 1496–1507, May 2021.
- [4] M. Brinkmann, A. Fast, T. Hellwig, I. Pence, C. L. Evans, and C. Fallnich, "Portable all-fiber dual-output widely tunable light source for coherent Raman imaging," *Biomed. Opt. Exp.*, vol. 10, no. 9, pp. 4437–4449, Sep. 2019.
- [5] K. Yang, L. Huo, J. Ao, Q. Wang, Q. Hao, M. Yan, K. Huang, M. Ji, and H. Zeng, "Fast tunable all-polarization-maintaining supercontinuum fiber laser for CARS microscopy," *Appl. Phys. Exp.*, vol. 14, no. 6, May 2021, Art. no. 062004.
- [6] D. Orringer, B. Pandian, Y. Niknafs, T. Hollon, J. Boyle, S. Lewis, M. Garrard, S. Hervey-Jumper, H. Garton, C. Maher, J. Heth, O. Sagher, D. Wilkinson, M. Snuderl, S. Venneti, S. Ramkissoon, K. McFadden, A. Fisher-Hubbard, A. Lieberman, and S. Camelo-Piragua, "Rapid intra-operative histology of unprocessed surgical specimens via fibre-laser-based stimulated Raman scattering microscopy," *Nature Biomed. Eng.*, vol. 1, p. 27, Feb. 2017.
- [7] K. Viskontas, K. Regelskis, and N. Rusteika, "Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1 μm ," *Lithuanian J. Phys.*, vol. 54, no. 3, p. 13570, Oct. 2014.
- [8] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 3, pp. 575–578, Feb. 2017.
- [9] J. Zhou, W. Pan, X. Gu, L. Zhang, and Y. Feng, "Dissipative-soliton generation with nonlinear-polarization-evolution in a polarization maintaining fiber," *Opt. Exp.*, vol. 26, no. 4, pp. 4166–4171, Feb. 2018.
- [10] Z. Wu, Q. Wei, P. Huang, S. Fu, D. Liu, and T. Huang, "Nonlinear polarization evolution mode-locked YDFL based on all-PM fiber cavity," *IEEE Photon. J.*, vol. 12, no. 2, pp. 1–7, Mar. 2020.
- [11] M. Yu, Z. Cheng, C. Hong, Y. Shi, Z. Peng, M. Wang, and P. Wang, "Numerical modeling and experimental investigation of ultrafast pulses generation from all-polarization-maintaining dispersion-managed nonlinear polarization evolution Yb-doped fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 28, no. 22, pp. 32764–32776, Oct. 2020.
- [12] C. Agueraray, R. Hawker, A. F. J. Runge, M. Erkintalo, and N. G. R. Broderick, "120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 12, Sep. 2013, Art. no. 121111.
- [13] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, M. Michalska, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 15, pp. 3500–3503, Aug. 2015.
- [14] M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabacinski, and Y. Stepanenko, "Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator," *IEEE Access*, vol. 8, pp. 145087–145091, 2020.
- [15] A. Borodkin and P. Honzátko, "High-energy all-PM Yb-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Laser Technol.*, vol. 143, Nov. 2021, Art. no. 107353.
- [16] S. K. Turitsyn, B. G. Bale, and M. P. Fedoruk, "Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers," *Phys. Rep.*, vol. 521, no. 4, pp. 135–203, Dec. 2012.
- [17] J. Sun, Y. Zhou, Y. Dai, J. Li, F. Yin, J. Dai, and K. Xu, "All-fiber polarization-maintaining erbium-doped dispersion-managed fiber laser based on a nonlinear amplifying loop mirror," *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 6, pp. 1492–1496, Feb. 2018.
- [18] Z. Łaszczysz and G. Soboń, "Dispersion management of a nonlinear amplifying loop mirror-based erbium-doped fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 29, no. 2, pp. 2690–2702, Jan. 2021.
- [19] D. Tosi, "Review of chirped fiber Bragg grating (CFBG) fiber-optic sensors and their applications," *Sensors*, vol. 18, no. 7, p. 2147, Jul. 2018.
- [20] B. G. Bale, S. Boscolo, and S. K. Turitsyn, "Dissipative dispersion-managed solitons in mode-locked lasers," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3286–3288, Nov. 2009.
- [21] L. Zhang, A. R. El-Damak, Y. Feng, and X. Gu, "Experimental and numerical studies of mode-locked fiber laser with large normal and anomalous dispersion," *Opt. Exp.*, vol. 21, no. 10, pp. 12014–12021, May 2013.
- [22] H. Yang, W. Li, and G. Chen, "A chirped fiber Bragg grating with triple functions for stable wavelength-tunable Yb-doped fiber laser," *Infr. Phys. Technol.*, vol. 102, Nov. 2019, Art. no. 103008.
- [23] O. Katz, Y. Sintov, Y. Nafcha, and Y. Glick, "Passively mode-locked ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-Bragg-gratings for dispersion control," *Opt. Commun.*, vol. 269, no. 1, pp. 156–165, 2007.
- [24] B. Ortaç, M. Plötner, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Experimental and numerical study of pulse dynamics in positive net-cavity dispersion mode-locked Yb-doped fiber lasers," *Opt. Exp.*, vol. 15, no. 23, pp. 15595–15602, Nov. 2007.
- [25] D. Yan, B. Liu, J. Guo, M. Zhang, Y. Chu, Y. Song, and M. Hu, "Route to stable dispersion-managed mode-locked Yb-doped fiber lasers with near-zero net cavity dispersion," *Opt. Exp.*, vol. 28, no. 20, pp. 29766–29774, Sep. 2020.
- [26] Y. Ma, S. H. Salman, C. Li, C. Mahne, Y. Hua, S. Droste, J. Fellinger, A. S. Mayer, O. H. Heckl, C. M. Heyl, and I. Hartl, "Compact, all-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: Fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter," *J. Lightw. Technol.*, vol. 39, no. 13, pp. 4431–4438, Jul. 1, 2021.
- [27] A. Malfondet, A. Parriaux, K. Krupa, G. Millot, and P. Tchofo-Dinda, "Optimum design of NOLM-driven mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 6, pp. 1289–1292, Mar. 2021.
- [28] W. Stepien, J. Szczepanek, T. Kardaś, M. Nejbauer, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Study on parameters of fiber loop mirrors as artificial saturable absorbers," *Proc. SPIE*, vol. 10094, pp. 199–205, Feb. 2017.
- [29] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers," *Phys. Rev. A, Gen. Phys.*, vol. 77, no. 2, Feb. 2008, Art. no. 023814.
- [30] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 14, no. 21, pp. 10095–10100, Oct. 2006.
- [31] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Raman-induced pulse destabilization and bistability in an all-normal dispersion oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 6, pp. 1563–1566, Mar. 2020.



MATEUSZ PIELACH was born in Lublin, Poland, in 1996. He received the B.Eng. and M.Sc.Eng. degrees in mechatronics with a specialty in photonics engineering, from the Faculty of Mechatronics, Warsaw University of Technology, Poland, in 2019 and 2020, respectively. He is currently pursuing the Ph.D. degree with Warsaw-4-PhD.

Since 2019, he has been working as a First Stage Researcher with the Laser Centre, Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences. His research interest includes ultrafast all-fiber lasers.



JAN SZCZEPANEK (Member, IEEE) received the B.Sc. and M.Sc. degrees in photonics engineering from the Faculty of Mechatronics, Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland, in 2013 and 2014, respectively, and the Ph.D. degree in the field of ultrafast fiber lasers from the Faculty of Physics, University of Warsaw, in 2019.

He is currently a Senior Laser Engineer with Fluence sp. z o.o., Warsaw. His main expertise areas cover ultrafast laser technology both fiber and solid-state. During his studies, he was an Active Member of OSA and SPIE.



YURIY STEPANENKO was born in Dnipro, Ukraine, in 1975. He received the Ph.D. degree in chemistry from the Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Science, Poland, in 2002, and Habilitation degree in physics from the University of Warsaw, Poland, in 2012.

Since 2019, he has been leading the Laser Centre, Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Science. His main research interests include developing novel ultrafast laser sources, high energy optical parametric amplifiers as well as new ultrafast spectroscopic techniques.

...



KATARZYNA KRUPA received the Ph.D. degree in “cotutelle” from the University of Besançon, France, and the Warsaw University of Technology, Poland, in 2009. Her doctoral thesis focused on developing new methods for M(O)EMS reliability investigation.

In 2010, she joined the XLIM Institute, University of Limoges, France, as a Postdoctoral Researcher in nonlinear optics. In 2016, she moved to the Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), University of Bourgogne, to work on dissipative solitons. In 2018, she spent one year at the University of Brescia, Italy, as a Marie Curie Fellow conducting research in the area of multimode fiber optics. She currently continues her work at the Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Warsaw. She is the coauthor of more than 40 scientific articles in top-ranked international journals and more than 100 publications in peer-reviewed conference proceedings.

All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion

Mateusz Pielach^a, Agnieszka Jamrozik^a, Katarzyna Krupa^a, and Yuriy Stepanenko^a

^aInstitute of Physical Chemistry Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

ABSTRACT

Chirped fiber Bragg gratings opened up a way towards investigating dispersion-managed dissipative soliton regime in all-fiber cavities at the wavelength of 1 μm . It has been shown that dispersion management can decrease the chirped pulse duration compared to all-normal-dispersion oscillators. Recent works also prove that operation near-zero net cavity dispersion can reduce the relative intensity noise. Building such systems using only polarization-maintaining optical fibers is of great interest because of their robustness in extreme environmental conditions resulting in various applications outside research laboratories. This work presents an ultrafast Yb-doped fiber laser oscillator made entirely of polarization-maintaining optical fibers and fiberized components. Unlike in typical ring cavities, the ultrashort pulse passes through the rare-earth-doped fiber twice per cavity roundtrip. The system operates in a Raman-free dispersion-managed dissipative soliton regime at the central wavelength of 1031 nm. The negative dispersion is introduced to the cavity via a chirped fiber Bragg grating. At net cavity dispersion of -0.037 ps^2 , the setup delivers stable 3 nJ pulses at a repetition rate of 23.781 MHz. The oscillator, passively mode-locked with a nonlinear optical loop mirror, generates positively chirped 8.2 ps pulses, which can be compressed down to 125 fs with a temporal Strehl ratio of 0.77.

Keywords: All-fiber lasers, mode-locking, nonlinear optical loop mirror, nonlinear optics, oscillator, polarization-maintaining fibers, ultrafast lasers

1. INTRODUCTION

All-fiber Yb-doped oscillators typically operate in a dissipative soliton regime, as standard single-mode fibers are characterized by normal dispersion at the wavelength of 1 μm .¹ Operation under an all-normal-dispersion (ANDi) cavity design makes it possible to deliver high-energy pulses.^{2,3} However, it has been shown that dispersion management can decrease the chirped pulse duration compared to ANDi oscillators.⁴ Moreover, oscillators with near-zero net cavity dispersion (NCD) can be characterized by lower relative intensity noise (RIN).⁵

Chirped fiber Bragg gratings (CFBGs) have enabled studying dispersion-managed setups at 1 μm . Moreover, CFBGs can be inscribed in polarization-maintaining (PM) optical fibers, making it possible to implement them into all-PM oscillators, which are of great interest because of their resistance to varying external conditions.⁶

Recently, three dispersion-managed 1 μm oscillators based on a nonlinear amplifying loop mirror have been demonstrated.^{7–9} Lately, we have presented a setup mode-locked with a nonlinear optical loop mirror (NOLM) instead.⁴ Here, we demonstrate a dispersion-managed Yb-doped oscillator mode-locked with NOLM as well. However, unlike in typical ring cavities, the pulse is amplified in the rare-earth-doped fiber twice per cavity roundtrip. Moreover, our setup is much simpler thanks to reducing the number of elements. In addition, to the best of our knowledge, our system delivers the highest pulse energy at anomalous NCD compared to the aforementioned oscillators incorporating a CFBG in an all-PM fiber cavity.

2. EXPERIMENTAL RESULTS

Fig. 1 presents the scheme of our laser. The oscillator was spliced out of PANDA PM980 optical fibers and fiberized components. The gain medium in the form of 0.51 m of the single-clad Yb-doped fiber (YDF, PM-YSF-HI) was pumped via a wavelength division multiplexer (WDM) using a 976 nm semiconductor PM-fiber-coupled laser diode (LD, 3SP-1999CHP). The CFBG (TeraXion DMR-1030-10-25-(+D0.42+0)-P1) played a role

Corresponding author: Mateusz Pielach
E-mail: mgpielach@ichf.edu.pl

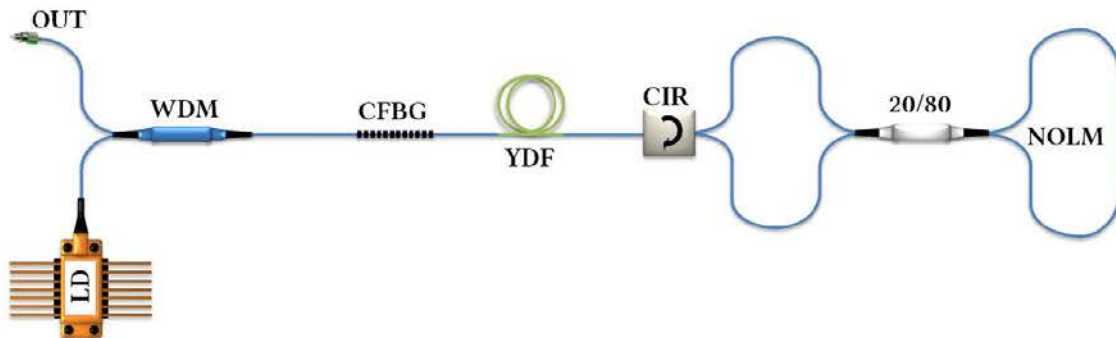


Figure 1. Scheme of the laser. LD - laser diode; WDM - wavelength division multiplexer; CFBG - chirped fiber Bragg grating; YDF - Ytterbium-doped fiber; CIR - optical circulator; NOLM - nonlinear optical loop mirror based on 20/80 fiber coupler; OUT - output port.

of a reflective element that allowed the creation of a linear fragment of the cavity. Moreover, the CFBG was characterized by a group delay dispersion of -0.237 ps^2 and 32% peak reflectivity at 1033 nm. It also worked as a spectral filter with a 3 dB spectral bandwidth of 10.6 nm. The optical circulator (CIR) integrated the linear part of the cavity with a NOLM loop, which served as an artificial saturable absorber based on a 2x2 fiber coupler with a power splitting ratio of 20/80.¹⁰ The ports of the circulator were connected in such a way that the beam reflected from the NOLM was blocked by the circulator, while the pulses transmitted through the NOLM were also transmitted through the circulator. One of the ports of the WDM, which was placed outside of the resonator, was used as an output. The hybrid ring-linear cavity was characterized by the NCD of -0.037 ps^2 .

The oscillator operated in a single-pulse dispersion-managed dissipative soliton regime for the pump powers within the range of 115 to 230 mW. Notably, we observed the formation of the continuous wave component for larger pump powers, destabilizing the laser's operation and limiting the maximum pulse energy. Below, we present the characteristics for the pump power of 230 mW, the highest value supporting stable single-pulse operation of the oscillator.

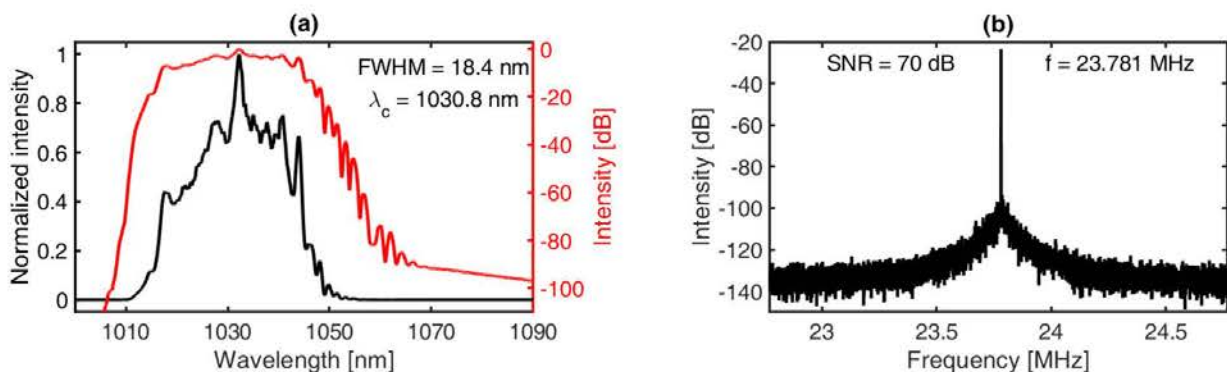


Figure 2. Spectral characteristics of the oscillator. (a) Optical output spectrum in linear (black curve) and logarithmic (red curve) scales. (b) The radio frequency spectrum of the output pulse train, measured in the span of 2 MHz and resolution bandwidth of 100 Hz.

Fig. 2(a) shows the optical output spectrum, which was characterized by a 3 dB width of 18.4 nm and a central wavelength of 1030.8 nm. We observed spectral broadening due to the self-phase modulation effect, which is the typical feature of dissipative solitons.¹¹ Unlike in our previous report, we did not observe a smoother spectral shape for negative NCD.⁴ On the contrary, we observed self-phase-modulation-induced sidelobes, which typically appear at positive NCD. Please note that the sidelobes were not visible at shorter wavelengths as the WDM filters them out. The oscillator operated in a single-pulse regime, as proven by the single peak in the radio

frequency spectrum (RF) [Fig. 2(b)]. The repetition rate of 23.781 MHz and average output power of 71.1 mW corresponded to 3 nJ pulse energy.

Despite operation at net anomalous dispersion, the oscillator delivered positively chirped 8.2 ps pulses as indicated by the measured autocorrelation trace, shown in Fig. 3(a). Nevertheless, the output pulses could be compressed to 125 fs with a temporal Strehl ratio of 0.77 [Fig. 3(b)]. The reconstruction of the spectral phase was carried out by the SPIDER technique. Minor higher-order components in the spectral phase, presented in Fig. 3(c), limited further temporal compression of the pulse.

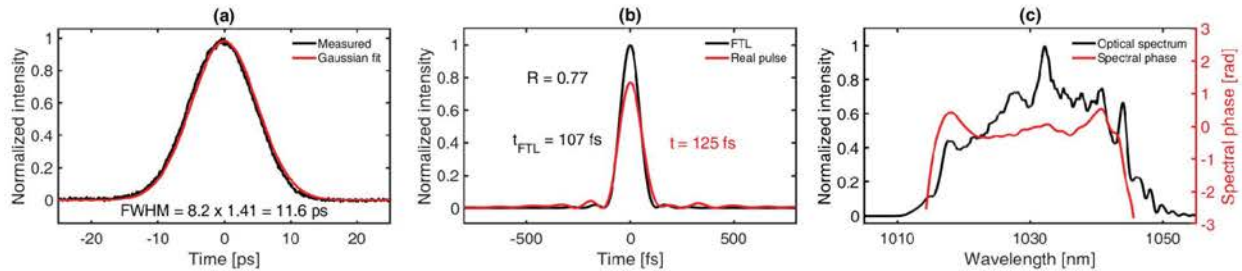


Figure 3. Temporal characteristics of the oscillator. (a) Autocorrelation function trace of the chirped pulse directly from the oscillator. (b) Reconstructed temporal electrical field intensity of the compressed pulse (red curve) compared to Fourier transform-limited (FTL) pulse (black curve). R - temporal Strehl ratio. (c) Optical spectrum (black curve) and corresponding spectral phase (red curve).

The stability of the pulses generated by the ultrafast oscillator was validated by measuring pulse-to-pulse RIN in the time domain. We followed the procedure described by Smith *et al.*¹² Output pulses were observed by a 1.2 GHz InGaAs photodiode (Thorlabs DET01CFC) and a fast 6 GHz oscilloscope (Teledyne Lecroy WavePro 760 Zi-A). Fig. 4(a) presents an exemplary trace of the output pulse train. We registered ten traces, each recorded over a total time of 1 ms at a sampling rate of 40 Gs/s, thus recording approximately 500k pulses. The amplitude fluctuations are presented as a histogram in Fig. 4(b). The obtained histogram conformed to a Gaussian distribution (red curve). The RIN value was 0.44 %, which proved the great stability of the output pulses.

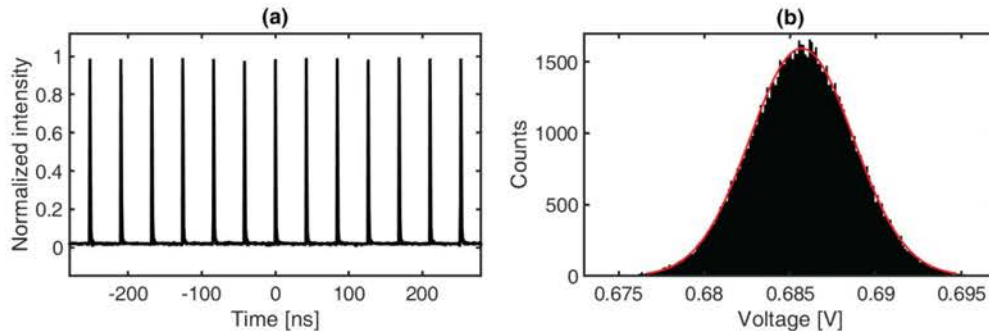


Figure 4. Characteristics of the oscillator's noise in the time domain. (a) Output pulse train. (b) Histogram of 500000 pulses amplitude. The red curve presents the Gaussian fit.

3. CONCLUSION

To sum up, we have presented an ultrafast all-PM Yb-doped oscillator with a hybrid ring-linear cavity operating in a dispersion-managed dissipative soliton regime at negative NCD. Thanks to the pulse going twice through the Yb-doped fiber per cavity roundtrip, we obtained a relatively large pulse energy of 3 nJ. Furthermore, we also noticed different behaviour of spectral characteristics at negative NCD, which showed self-phase-modulation-induced sidelobes. In addition, superior stability and environmental robustness, thanks to the all-PM design, make the oscillator attractive for application as a seed source for more powerful laser systems.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was funded by the Foundation for Polish Science, under research project TEAM-NET No. POIR.04.04.00-00-16ED/18.

REFERENCES

- [1] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser. *Opt. Express*, 14(21):10095–10100, Oct 2006.
- [2] A. Chong, W. Renninger, and F. Wise. Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(2):140–148, Feb 2008.
- [3] M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński, and Y. Stepanenko. Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator. *IEEE Access*, 8:145087–145091, 2020.
- [4] M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa, and Y. Stepanenko. Studying the operation of an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator at negative and positive net cavity dispersion. *IEEE Access*, 10:45689–45694, 2022.
- [5] A. S. Mayer, W. Grosinger, J. Fellingner, G. Winkler, L. W. Perner, S. Droste, S. H. Salman, C. Li, C. M. Heyl, I. Hartl, and O. H. Heckl. Flexible all-PM NALM Yb: fiber laser design for frequency comb applications: operation regimes and their noise properties. *Opt. Express*, 28(13):18946–18968, Jun 2020.
- [6] W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, S. Schmid, T. Steinmetz, R. Doubek, P. Mayer, S. Dobner, C. Cleff, M. Fischer, and R. Holzwarth. All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation. *Applied Physics B*, 123, 11 2016.
- [7] Y. Ma, S. H. Salman, C. Li, C. Mahnke, Y. Hua, S. Droste, J. Fellingner, A. S. Mayer, O. H. Heckl, C. M. Heyl, and I. Hartl. Compact, All-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter. *J. Lightwave Technol.*, 39(13):4431–4438, Jul 2021.
- [8] F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, A. Budnicki, and T. Dekorsy. Femtosecond fiber oscillator based on a 3x3-coupler-NALM: numerical model and realizations at 1 and 2 μm . *Opt. Express*, 30(8):12555–12564, Apr 2022.
- [9] Y. Shi, Z. Peng, Z. Cheng, T. Xia, H. Zhao, S. Wan, and P. Wang. All-fiber polarization-maintaining dispersion-managed figure-of-9 mode-locked laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 34(5):251–254, 2022.
- [10] N. J. Doran and D. Wood. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 13(1):56–58, Jan 1988.
- [11] W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers. *Phys. Rev. A*, 77:023814, Feb 2008.
- [12] C. R. Smith, R. D. Engelsholm, and O. Bang. Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers. *Opt. Express*, 30(5):8136–8150, Feb 2022.

Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator

Mateusz Pielach,^{1,*} Agnieszka Jamrozik,¹ Katarzyna Krupa,¹ and Yuriy Stepanenko¹

¹ Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

*mgpielach@ichf.edu.pl

Abstract: We report a net anomalous dispersion Yb-doped fiber laser oscillator, which can operate in two different states. In particular, it can enter a subregime similar to the standard dissipative soliton allowing for further energy scaling.

1. Introduction

All-fiber Yb-doped oscillators commonly operate in a dissipative soliton regime under an all-normal-dispersion (ANDi) cavity design. Dispersion management at the wavelength of 1 μm is rarely utilized as standard single-mode polarization-maintaining (PM) fibers with negative group velocity dispersion around this wavelength are not available. Recently, chirped fiber Bragg gratings (CFBGs) inscribed in PM fibers have enabled access to investigating the operation of all-PM Yb-doped fiber lasers with net anomalous dispersion cavities. The oscillators mode-locked with material [1] and artificial [2,3] saturable absorbers were presented. These articles demonstrated that negative net cavity dispersion (NCD) configurations could deliver shorter pulses directly from the oscillator compared to systems with positive NCD [3]. They also showed that at net anomalous dispersion, the spectral characteristics have more Gaussian-like shapes and that the relative intensity noise can be reduced [2].

Here, to the best of our knowledge, we present the first all-PM Yb-doped oscillator of negative NCD operating in two states which can be switched by changing the pump power. We prove that characteristics similar to those typical for ANDi systems can also be observed at net anomalous dispersion, further increasing the output pulse energy. Indeed, the oscillator delivers 6.38 nJ pulses, which is the highest energy in a class of all-PM Yb-doped oscillators with negative NCD, comparable to what can be obtained in ANDi systems.

2. Experimental results

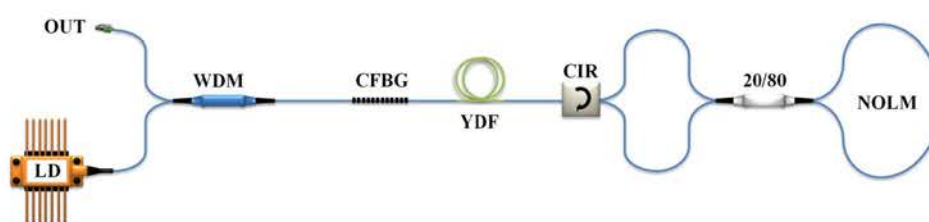


Fig. 1. Scheme of the oscillator. LD - single mode laser diode; WDM - wavelength division multiplexer; CFBG - chirped fiber Bragg grating; YDF - Ytterbium-doped fiber; CIR - optical circulator; NOLM - nonlinear optical loop mirror based on 20/80 fiber coupler; OUT - output port.

The scheme of the oscillator is presented in Fig. 1. The cavity was built out of single-mode PANDA PM980 optical fibers. The mode-locking operation was provided by a nonlinear optical loop mirror (NOLM) based on a fiber coupler with a power splitting ratio of 20/80. An optical circulator (CIR) integrates NOLM with a linear part of the cavity, where 0.5 m of single-clad Yb-doped fiber (PM-YSF-HI) was placed while pumping through a wavelength division multiplexer (WDM) by a semiconductor laser diode (LD). Such a configuration permitted the ultrashort pulse to undergo amplification in Yb-doped fiber twice per cavity roundtrip, in contrast to the standard NOLM-based ring cavities. The CFBG introduced negative group delay dispersion of -0.237 ps^2 and was characterized by 32% peak reflectivity at 1033 nm. Moreover, the CFBG acted as a spectral filter with a 3 dB spectral bandwidth of 10.6 nm. The NCD of the semi-linear cavity was -0.049 ps^2 .

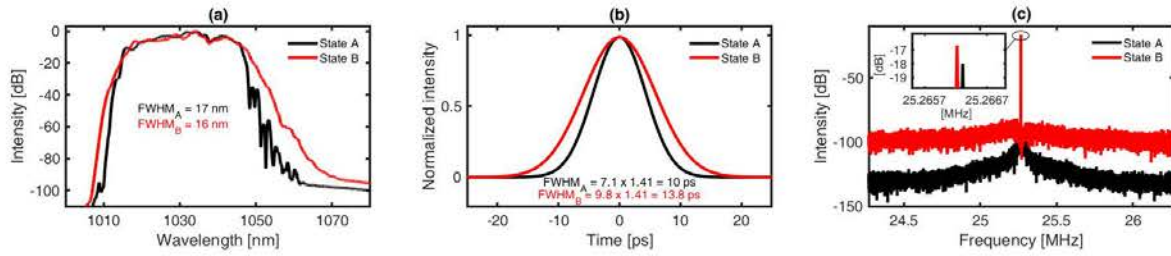


Fig. 2. Spectral and temporal characteristics of the laser. (a) State A (black curve) is characterized by sharper edges and self-phase-modulation-induced sidelobes in the optical spectrum. (b) State A delivers shorter pulses, proved by the autocorrelation measurement. (c) State A has a higher signal-to-noise ratio in the radio frequency spectrum, measured with a resolution bandwidth of 100 Hz.

Fig. 2 compares the characteristics of two different states of operation within the dispersion-managed dissipative soliton regime, which can be tuned by changing the pump power. Namely, state A (higher pump power, black curves) and state B (red curve). Notably, sidelobes in the spectrum [Fig. 2(a)] induced by self-phase modulation are visible for operation state A, while they are not observed for the subregime B, which possesses smoother arising edges. This feature is, however, not well visible at the left slope since shorter wavelengths are filtered by the WDM, which acts as an output coupler. Furthermore, state A delivers shorter pulses directly from the oscillator [Fig. 2(b)]. Both subregimes operate in a single pulse regime at the repetition rate of (25.266 ± 0.001) MHz, proven by radio frequency measurement [Fig. 2(c)]. However, a higher signal-to-noise ratio was measured for state A.

An in-depth comparison of the two aforementioned operation states over more parameters is performed in Tab. 1. State A, obtained for higher pumping power, has also resulted in higher output pulse energy than subregime B. Even though state B is characterized by a shorter transform-limited pulse duration, the real pulse duration after compression was limited by higher-order dispersion components. As a result, state A delivered shorter pulses after compression. Finally, subregime A was more stable, as proven by the pulse-to-pulse relative intensity noise measurement in the time domain [4].

Table 1. Comparison of parameters for two states.

Parameter	State A	State B
Pump power [mW]	460 ± 14	280 ± 9
Output power [mW]	161.3 ± 4.8	87.4 ± 2.6
Pulse energy [nJ]	6.38 ± 0.20	3.46 ± 0.11
Pulse duration [ps]	7.1 ± 0.1	9.8 ± 0.1
Transform-limited pulse duration [fs]	108 ± 1	102 ± 1
Compressed pulse duration [fs]	111 ± 3	114 ± 3
Temporal Strehl ratio	0.85 ± 0.01	0.75 ± 0.01
Radio frequency signal-to-noise ratio [dB]	80.0 ± 0.5	65.5 ± 0.5
Pulse-to-pulse relative intensity noise [%]	0.94	1.25

Funding

Foundation for Polish Science under research project TEAM-NET No. POIR.04.04.00-00-16ED/18.

References

1. D. Yan, B. Liu, J. Guo, M. Zhang, Y. Chu, Y. Song, and M. Hu. Route to stable dispersion-managed mode-locked Yb-doped fiber lasers with near-zero net cavity dispersion. *Opt. Express*, 28(20):29766–29774, Sep 2020.
2. Y. Ma, S. H. Salman, C. Li, C. Mahnke, Y. Hua, S. Droste, J. Fellingner, A. S. Mayer, O. H. Heckl, C. M. Heyl, and I. Hartl. Compact, All-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter. *J. Lightwave Technol.*, 39(13):4431–4438, Jul 2021.
3. M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa, and Y. Stepanenko. Studying the operation of an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator at negative and positive net cavity dispersion. *IEEE Access*, 10:45689–45694, 2022.
4. C. R. Smith, R. D. Engelsholm, and O. Bang. Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers. *Opt. Express*, 30(5):8136–8150, Feb 2022.

Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion

Mateusz Pielach , Agnieszka Jamrozik , Katarzyna Krupa , and Yuriy Stepanenko 

Abstract—Ultrafast all-fiber Yb-doped fiber oscillators are usually associated with all-normal-dispersion cavities, which operate in a dissipative soliton regime, quintessential for pulsed operation at the wavelength of 1 μm . This work presents an all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator that operates in a dispersion-managed dissipative soliton regime, thanks to incorporating a chirped fiber Bragg grating. The oscillator, mode-locked via a nonlinear optical loop mirror, has an unconventional semi-linear cavity of net anomalous dispersion. Unlike in standard ring resonators, the ultrashort pulse undergoes amplification twice per cavity roundtrip. Additionally, we report a duality of pulsed operation states depending on the pumping power. Strikingly, the oscillator can work in a subregime similar to the standard dissipative soliton, facilitating further energy scaling at anomalous dispersion. We characterize the low-noise setup capable of delivering pulse energy as high as 6.4 nJ using standard single-mode polarization-maintaining optical fibers.

Index Terms—Fiber laser, mode-locking, ultrafast optics, polarization-maintaining, chirped fiber Bragg grating, dissipative soliton.

I. INTRODUCTION

ULTRAFAST Yb-doped fiber laser oscillators entice great scientific interest due to their broad scope of practical applications. They are commonly used as seed sources for more powerful laser systems incorporating several amplification stages. Such fiber-based laser systems can then be further utilized, among others, in micromachining [1], [2], [3] or nonlinear imaging [4], [5], [6], [7]. Thus, fiber lasers can be used not only in research but also in industry and medicine. As a result, they often operate outside of research laboratories in uncontrolled environmental conditions. Consequently, it is indispensable for laser oscillators to be immune to any external factors, such as mechanical vibrations, temperature changes, or high dustiness. Constructing the cavity using only polarization-maintaining (PM) optical fibers solves the problem of vulnerability to the

varying external conditions and the issues regarding the oscillator's instability [8]. Moreover, superior durability and long-term performance can be ensured by exploiting artificial saturable absorbers (SAs) that do not degrade over time [9]. The most frequently used artificial SAs are: nonlinear optical/amplifying loop mirrors (NOLM [10], [11]/NALM [12], [13]), Mamyshev oscillators [14], [15], and cross-splicing nonlinear polarization evolution (NPE) [16].

Regardless of the used mode-locking mechanism, all-PM Yb-doped oscillators usually possess all-normal-dispersion (ANDi) cavities [17], [18]. The design of an all-PM-fiber cavity at 1 μm is limited mainly due to the positive group velocity dispersion (GVD) of standard fused silica optical fibers in this spectral region. Despite the lack of standard fibers with anomalous GVD at 1 μm , one can implement specially-designed photonic crystal fibers (PCF) into a cavity [19]. Nevertheless, chirped fiber Bragg grating (CFBG) seems more convenient for dispersion management, primarily as the grating can be written in the core of standard passive PM fiber, usually used in the rest of the cavity [20].

Properly arranging the fiber components in a cavity is fundamental when building an optimized all-fiber oscillator. Typically, all-PM-fiber oscillators utilize ring cavities. The most popular structures include figure-of-8 [21] and figure-of-9 lasers [8]. Ring resonators are characterized by a single pass through the Yb-doped fiber per cavity roundtrip, whereas the advantage of linear configuration is the double pass through the gain medium. However, when using a design utilizing NOLM or NALM loop without introduced phase shifters, it is impossible to construct an entirely linear cavity, as the SA itself requires the ring part. On the other hand, implementing CFBG in the cavity forces the resonator to have a linear part, as the CFBG is a reflective element. Nonetheless, most setups incorporating a loop mirror and a CFBG are still characterized by a single pass through the gain medium [22], [23], [24], [25].

Over the last few years, plenty of all-PM Yb-doped fiber oscillators utilizing dispersion management with different cavity architectures have been presented. Numerous works compare the operation of the oscillators at different values of net cavity dispersion (NCD). Yu et al. [26] characterized their NPE-based setup for both positive and negative NCD. Our previous work [24] also covered this topic in a figure-of-8 NOLM-based laser. Shi et al. [25] have recently demonstrated figure-9 all-PM oscillator mode-locked by NALM and characterized it for

Manuscript received 31 March 2023; revised 19 July 2023; accepted 16 August 2023. Date of publication 22 August 2023; date of current version 2 January 2024. This work was supported by the Foundation for Polish Science through research project TEAM-NET under Grant POIR.04.04.00-00-16ED/18. (Corresponding authors: Mateusz Pielach; Yuriy Stepanenko.)

The authors are with the Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, 01-224 Warsaw, Poland (e-mail: mgpielach@ichf.edu.pl; ajamrozik@ichf.edu.pl; kkrupa@ichf.edu.pl; stepanenko@ichf.edu.pl).

Color versions of one or more figures in this article are available at <https://doi.org/10.1109/JLT.2023.3306595>.

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2023.3306595

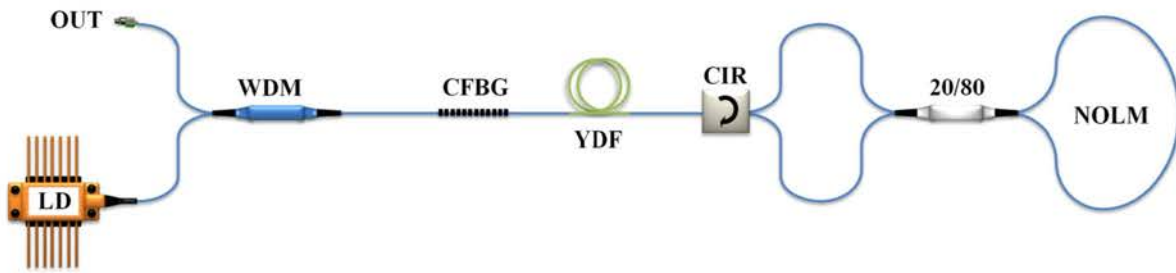


Fig. 1. Scheme of the semi-linear ultrafast laser oscillator. LD - single mode laser diode (976 nm), WDM - wavelength division multiplexer, CFBG - chirped fiber Bragg grating (-0.237 ps^2), YDF - ytterbium-doped fiber (PM-YSF-HI), CIR - optical circulator, 20/80 - 2×2 fiber coupler with a power splitting ratio of 20% to 80%, NOLM - nonlinear optical loop mirror, OUT - output port. Passive fiber: PM980-XP.

different values of NCD. Many efforts were also put towards investigating the specifics of the oscillators at near-zero NCD. Ma et al. [23] showed a NALM-based system with a slightly negative NCD of -0.01 ps^2 . On the other hand, Graf et al. [27] presented a 3x3-NALM-based oscillator with a slightly normal dispersion of 0.01 ps^2 , that enabled self-similar pulse evolution [28]. All these works proved that the operation at near-zero cavity dispersion can reduce the relative intensity noise (RIN) and leads to the broadening of the optical spectrum, paving the way towards delivering shorter pulses than from ANDi systems. Nevertheless, as most of the attention has been paid to near-zero and slightly positive NCD configurations, characterizing oscillators at net anomalous dispersion still constitutes a gap in the state-of-the-art that we fill in this article. We believe that operation at negative NCD, further away from the zero dispersion, can increase the pulse energy to be comparable to ANDi systems while sustaining a short pulse duration, which might lead to scaling up the peak power directly from the cavity.

This work demonstrates an ultrafast all-PM Yb-doped fiber laser oscillator that incorporates a CFBG, enabling the operation under a dispersion-managed dissipative soliton regime. We describe an unusual semi-linear cavity that has negative NCD. Furthermore, we investigate two subregimes of operation, a phenomenon which, to the best of our knowledge, has not been observed before at negative NCD. In particular, we focus on a state that manifests characteristics similar to those expected for ANDi setups. Moreover, thanks to the proposed architecture enabling the pulse to undergo amplification twice per cavity roundtrip, we present the largest pulse energy of 6.4 nJ among the all-PM Yb-doped oscillators at anomalous NCD.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The semi-linear oscillator is presented in Fig. 1. The setup was spliced out of standard single-mode, single-clad PANDA type PM optical fibers and fast axis blocked fiberized components. PM980-XP was used as a passive fiber, while a highly-doped Yb-doped fiber (PM-YSF-HI, Coherent Inc.) was utilized as a gain medium. As a pump, we used a PM-fiber-coupled single-mode semiconductor laser diode operating at 976 nm (LD, 3SP-1999CHP). 0.5 m piece of Yb-doped fiber (YDF) was pumped through a wavelength division multiplexer (WDM),

placed outside of the cavity. The used CFBG (DMR-1030-10-25-(+D0.42+0)-P1, TeraXion Inc.) was transmissive for 976 nm and partly reflective for 1030 nm. The reflection spectrum of the CFBG was characterized by the Gaussian shape with a full width at half-maximum (FWHM) of 12.8 nm and a maximum reflectivity of 32% at 1033.1 nm. The CFBG was used as a dispersion-managing element in the cavity, introducing negative group delay dispersion of -0.237 ps^2 . Considering the GVD of used fibers ($0.023 \text{ ps}^2/\text{m}$), the CFBG could compensate for the second-order dispersion introduced by about 10.3 m of PM980-XP. The reflective grating gave the oscillator a linear cavity part, where we introduced the Yb-doped fiber. This particular architecture permitted the pulse to undergo amplification twice per single cavity roundtrip. The optical circulator (CIR) connected the linear section of the cavity with the ring part, where the artificial SA was placed.

The oscillator was mode-locked via a NOLM build of a 2×2 fiber coupler with a power splitting ratio of 20/80. Such a power splitting ratio was optimal in this case, as it provided a steeper increase in the transmission at lower intensities when compared to less asymmetric couplers (e.g., 30/70) [29], [30]. Thanks to that, the length of the NOLM could be shorter ($< 5 \text{ m}$), allowing us to decrease the length of the whole cavity and study the negative NCD configuration. On the other hand, using even more asymmetric couplers (e.g., 10/90) would result in a lower modulation depth and worse background suppression.

The ports of the NOLM were connected to the circulator in such a way that the NOLM operated as a SA in the transmission mode. The circulator blocked the beam reflected from the NOLM, and the beam transmitted through the NOLM was also transmitted back through the circulator. The pulse transmitted through the circulator propagated through the gain medium and reached the CFBG, where the pulse got partly reflected, compressed, and filtered for the next roundtrip. Due to the limited reflectivity of the CFBG, the majority of the optical power was transmitted through it. The pulse extracted from the cavity reached the WDM, whose port was used as an output.

The laser had no additional bandpass spectral filter, usually present in all-fiber Yb-doped oscillators [31]. In our case, the CFBG played the role of a spectral filter. Moreover, an additional filtering effect was introduced by the NOLM [32].

The NCD could be tuned by changing the lengths of the fibers in the cavity. We focused on the configuration with NCD of

$(-0.049 \pm 0.002) \text{ ps}^2$. Please note that the value of NCD was recalculated based on the repetition frequency measurements. Once we knew the repetition rate and the refractive indices of the used fibers, we could retrieve the information about the total distance over which the pulse propagated in the fiber. Thus, the length of the linear part of the cavity had a double contribution to the final value of NCD.

In the experiments, the optical spectra were measured by an optical spectrum analyzer (Yokogawa AQ6370 C) with a resolution of 0.1 nm and a sampling of 0.02 nm. We registered the radio frequency (RF) spectra using a 1.2 GHz InGaAs photodiode (DET01CFC, Thorlabs Inc.) and a spectrum analyzer (Agilent Technologies E4443 A). We used the Ophir 3 A thermal power sensor to measure the average output power. Chirped pulse duration was measured by a home-built second harmonic, background-free autocorrelator. Moreover, we compressed the output pulses using a compressor employing a pair of parallel diffraction gratings (800 lines/mm) and retrieved the pulse duration using the SPIDER technique. We observed the pulses with a 6 GHz oscilloscope (Teledyne Lecroy WavePro 7 Zi-A) with a maximum sampling of 40 Gs/s.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

While optimizing the oscillator, we investigated several values of NCD, including positive and negative values, within the range from $+0.087 \text{ ps}^2$ to -0.092 ps^2 . We observed the duality of the operation regime for the NCD between -0.044 ps^2 and -0.071 ps^2 . The results below refer to the value of $(-0.049 \pm 0.002) \text{ ps}^2$, for which we maximized the output pulse energy for one of the subregimes. It is worth noting that for NCD below -0.071 ps^2 the operation began to be unstable. We could also observe a noise-like regime.

The duality of operation regime refers to the two states of operation that can be distinguished between each other by, among others, the shape of the optical output spectrum. Typically, it is said that an oscillator with dispersion compensation in a cavity has a smoother spectral shape than a system with ANDi cavity [24], [25]. Here, we observed not only a previously-known state with smoother spectral slopes, but also a subregime of the dispersion-managed dissipative solitons with features typical for ANDi systems; namely, the spectrum with specific sharp slopes. We could also observe self-phase-modulation-induced spectral broadening that resulted in the spectral width greater than the CFBG's filter characteristics. In the following, we will denote the subregimes A and B, where state A mimics the characteristics typical for ANDi systems, while state B is a previously-reported subregime with smoother arising slopes of the optical spectrum.

The mode-locking operation was initiated in state A for the pumping power exceeding 470 mW. Once started, the oscillator could operate in a stable manner after decreasing the pumping power to 460 mW. The laser kept working in state A within the range from 460 mW to 280 mW. While further reducing the pumping power, we could observe a transition from state A to state B at the pumping power of 280 mW. Surprisingly, when we continued decreasing the pumping power down to 240 mW, there

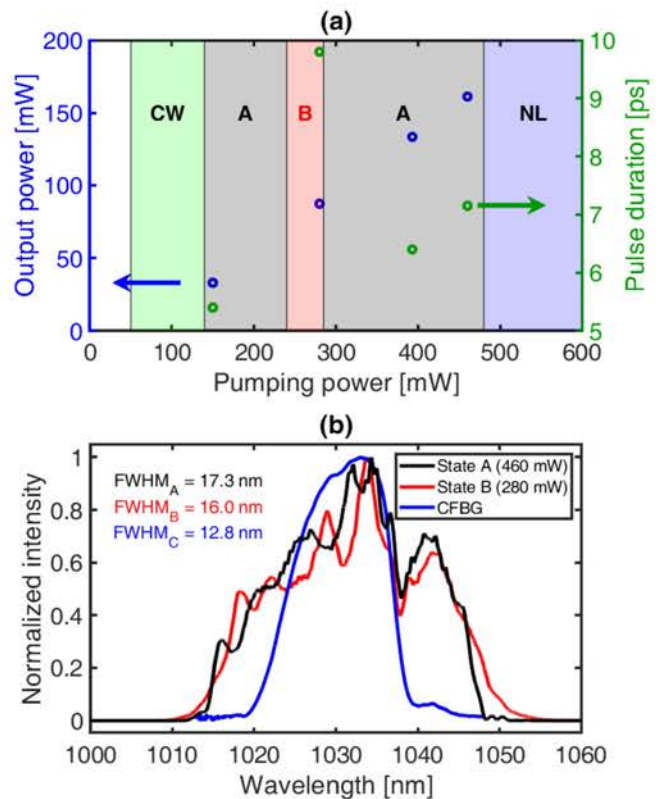


Fig. 2. Characteristics of the oscillator at NCD of $(-0.049 \pm 0.002) \text{ ps}^2$. (a) Scatter plot of the average output power (blue) and chirped pulse duration directly from the oscillator (green) versus pumping power. CW - continuous wave; A, B - subregimes of operation; NL - noise-like regime. (b) State A (black curve) features sharp slopes in the optical output spectrum, while the spectrum of the subregime B (red curve) arises in a smoother, Gaussian-like manner. The spectral width of both states is greater than the CFBG's reflection spectrum, presented as a blue curve.

was a transition from state B to state A again. The laser stopped mode-locking for the pumping power lower than 140 mW.

However, it is worth noting that not all the transitions were reversible, and the oscillator manifested the features of a hysteresis. When doing the opposite, that is, after power decrease below 240 mW, we progressively increased the pumping power, and the oscillator switched to state B at 240 mW, as previously. However, at the pumping power of 280 mW, there was no transition to state A anymore. Instead, the oscillator started to operate in subregime B with a continuous wave (CW) component. Further increase in the pumping power led to a noise-like regime.

The map of the subregimes as a function of the pumping power is presented in Fig. 2(a). We characterized the oscillator in more detail for four measurement points, as the laser was operating stably only in specific ranges of pumping power. Naturally, the higher the pumping power, the higher the average output power (shown as blue circles), which led to higher output energies. The green circles present the results of the autocorrelation measurement directly from the oscillator. Notably, there is a visible increase in the pulse duration for state B, while for state A the chirped pulse duration is getting gradually longer and still maintains shorter than for state B despite greater pumping.

For state A, the higher the pumping power, the broader the optical spectrum due to the self-phase modulation effect, thus longer pulse duration, as more new frequency components were generated. We believe that the sudden increase of the pulse duration for subregime B was due to the different spectral shape of this state. The differences in the spectral characteristics are presented in Fig. 2(b), which shows the output spectrum for state A (pumping power of 460 mW) in black, and state B (pumping power of 280 mW) in red. Please note that both states A and B were characterized by FWHM values larger than the CFBG's reflection spectrum characteristics, shown as a blue curve in Fig. 2(b), meaning that they both possessed features of dissipative solitons [31]. There were some similarities in the modulations (e.g., for 1040 nm). However, the main difference manifested at the slopes of the spectrum. For state B, we could observe the spectrum arising in a smoother, Gaussian-like manner. Those features have already been reported [24]. On the other hand, subregime A was characterized by sharply arising slopes and self-phase-modulation-induced sidelobes. Those features are typical for ANDi systems instead [17]. To our knowledge, such spectral characteristics have not been observed at anomalous NCD yet.

Even though the FWHM value was larger for state A, subregime B was characterized by broader spectra when not considering high-amplitude modulations and considering a 10 dB spectral bandwidth. The comparison of the spectral characteristics in the logarithmic scale is shown in Fig. 3(a). We observed that subregime B lacked significant self-phase-modulation-induced sidelobes. The nature of spectral broadening could be seen at the right slope for longer wavelengths. Notably, the differences were not as considerable for shorter wavelengths because the WDM also acted as a longpass spectral filter with a threshold value of around 1005 nm. Moreover, both states were Raman-free, as in neither case did we observe stimulated Raman scattering components, which usually disturb the pulsed operation [33], [34].

The oscillator operated at the repetition rate of (25.266 ± 0.001) MHz, resulting from the cavity's length. Fig. 3(b) compares the obtained RF spectra for state A at the pumping power of 460 mW, presented in the black curve, to state B at the pumping power of 280 mW, shown in the red curve. The RF spectra were recorded with a resolution bandwidth of 100 Hz in a span of 2 MHz. A single peak in the RF spectra proved that both states operated in a single-pulse regime. However, we observed that subregime A was more stable than state B, as confirmed by a 9 dB higher signal-to-noise ratio (SNR) for state A (74 dB SNR) when compared to state B (65 dB SNR).

The comparison of the two subregimes for the highest pumping powers in the time domain is presented in Fig. 4, where the upper row refers to state A, and the bottom row to state B. The pulses directly from the oscillator were positively chirped. Firstly, the pulses were chirped because once they had left the cavity, they propagated for some distance in a fiber with a positive GVD. Secondly, the CFBG played a role of a compressor only for pulses that were reflected from the CFBG. The chirp of the transmitted pulse remained uncompensated. The positive

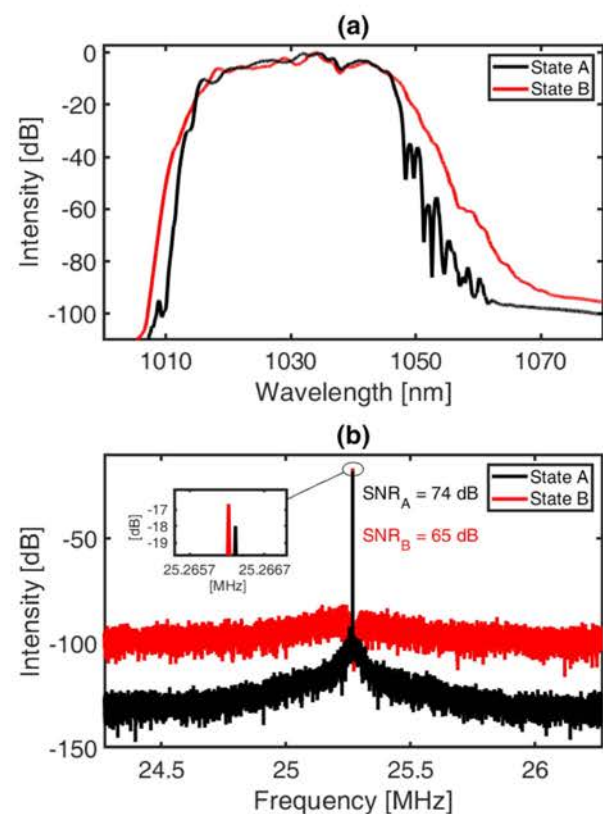


Fig. 3. Comparison of the characteristics of the oscillator for state A at the pumping power of 460 mW (black curves) to state B at the pumping power of 280 mW (red curves). (a) Optical output spectra in logarithmic scale, proving the different nature of spectral broadening between the two states. (b) The radio frequency spectra indicate a better signal-to-noise ratio for state A, measured in the span of 2 MHz with a resolution bandwidth of 100 Hz.

chirp is another feature typical for dissipative solitons. The autocorrelation traces for states A and B are shown in Fig. 4(a) and (d), respectively. The duration of the pulse directly from the oscillator for state A was (7.1 ± 0.1) ps, while for state B it elongated up to (9.8 ± 0.1) ps. We believe that extracting shorter pulses from the semi-linear cavity would be possible by introducing an output coupler inside the cavity, so that pulses could be extracted just after getting reflected from the CFBG. However, due to the limited reflectivity of the CFBG, it was the most efficient to use the beam transmitted through the CFBG as an output port. Nevertheless, the chirped pulse duration was slightly shorter when compared to ANDi systems, which for spectral bandwidths exceeding 15 nm often deliver pulses longer than 10 ps [11], [13], [32], [35], [36], [37].

We compressed the output pulses with a free-space optical gratings compressor to remove the linear chirp. The compressed pulses were characterized using the SPIDER technique [38]. Fig. 4(b) and (e) present the measured spectral phase in green and the corresponding optical spectra for states A and B, respectively. Despite slight higher-order components in the spectral phase, the pulses could be compressed close to their Fourier transform limits (FTL), presented as green curves in the reconstructed temporal traces in Fig. 4(c) and (f). Indeed, the temporal Strehl ratio (R) proved the high quality of the compressed pulses.

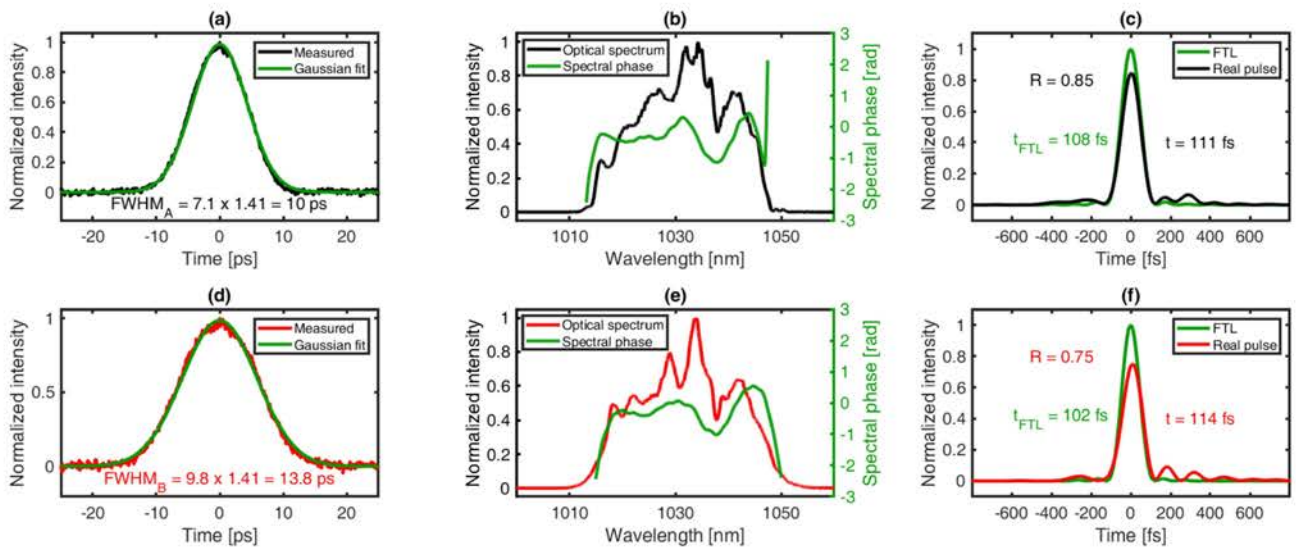


Fig. 4. Comparison of the temporal characteristics of the oscillator for state A at the pumping power of 460 mW (upper row: a, b, c) to state B at the pumping power of 280 mW (bottom row: d, e, f). (a, d) Autocorrelation traces of the chirped pulses for state A (a) indicating pulse duration of 7.1 ps, and 9.8 ps for state B (d). (b, e) Optical spectrum (black for state A, red for state B) and spectral phase (green), indicating minor higher-order components limiting the pulse duration for state A (b) and state B (e). (c, f) Reconstructed temporal electrical field intensity of the compressed pulse (black for state A, red for state B) compared to Fourier-transform-limited (FTL) pulse duration (green) for state A (c) and state B (f). R - temporal Strehl ratio.

For state A, we obtained (111 ± 3) fs and a temporal Strehl ratio of 0.85, while the FTL duration was 108 fs. On the other hand, for state B, we compressed the pulse to (114 ± 3) fs with a slightly worse temporal Strehl ratio of 0.75. Nevertheless, the result was close to the FTL of 102 fs.

The maximum average output power for state A was observed for the pumping power of 460 mW and was equal to (161.3 ± 4.8) mW, which corresponded to the pulse energy of (6.38 ± 0.20) nJ. For subregime B, we obtained the maximum average power of (87.4 ± 2.6) mW, corresponding to the pulse energy of (3.46 ± 0.11) nJ. Indeed, these values can be considered as high. The output power and pulse energy are comparable to ANDi oscillators [11], [13], [36]. We believe pulse energy can be further scaled using large mode area fibers [35], [37]. Nevertheless, to the best of our knowledge, 6.38 nJ is the highest pulse energy among all-PM Yb-doped ultrafast oscillators at negative NCD [9], [24]. A more detailed analysis of the dependence of the pumping power on the output pulse energy is presented in Fig. 5(a). The green circles correspond to the peak power for uncompressed pulses directly from the oscillator. The higher the pumping power, the higher the output energy and the peak power, which reached 0.9 kW for state A.

The peak power could be boosted by compressing the pulses. When considering the limited diffraction efficiency of the used compressor, the maximum peak power after compression was (40 ± 1) kW for state A and (21.2 ± 0.5) kW for state B. The influence of the pumping power on the peak power for compressed pulses is depicted in Fig. 5(b) in green. In all cases, the output pulses could be compressed very close to the FTL pulse duration, leading to a monotonic increase of the peak power for compressed pulses for higher pumping power. However, it is worth noting that the FTL was changing with the change of the pumping power. The reason is the change in the spectral bandwidth, which is presented in blue in Fig 5(b). As

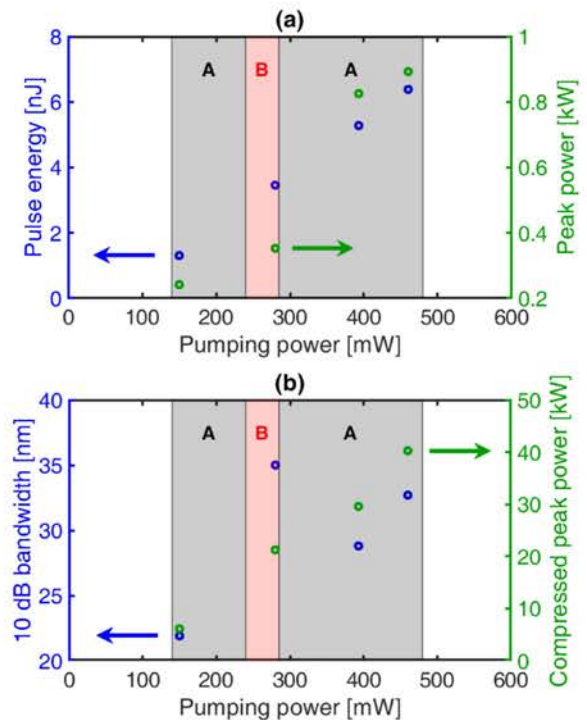


Fig. 5. Comparison of the characteristics for different pumping powers. (a) Scatter plot of the output pulse energy (blue) and peak power directly from the oscillator (green) as a function of the pumping power. (b) A plot of the 10 dB spectral bandwidth (blue) as a function of the pumping power indicating the broadest spectrum for state B. The green points indicate the peak power values of the compressed pulses.

we discussed before, the 10 dB spectral width was the highest for state B. The change in the spectral bandwidth for state A was caused by the self-phase-modulation-induced spectral broadening. The higher the pumping power, the more substantial

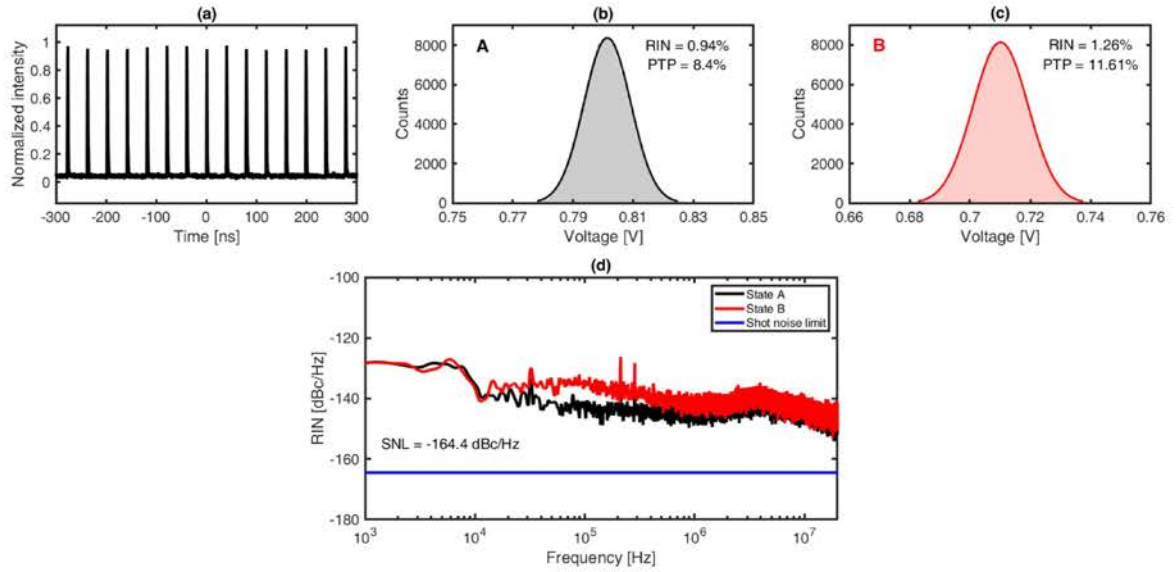


Fig. 6. RIN measurements in the time domain (upper row) and frequency domain (bottom row). (a) Zoom on an exemplary output pulse train. (b) Histogram of amplitude values for state A at the pumping power of 460 mW indicating RIN value of 0.94% and peak-to-peak value of 8.4%. The Gaussian fit is marked in black. (c) Histogram of amplitude values for state B at the pumping power of 280 mW resulting in RIN value of 1.26% and peak-to-peak value of 11.61%. The Gaussian fit is marked in red. (d) Representation of the relative intensity noise in the frequency domain for state A (black) and state B (red). SNL - shot noise limit.

TABLE I
COMPARISON OF THE PARAMETERS FOR TWO STATES

Parameter	State A	State B
Pumping power [mW]	460	280
Output power [mW]	161.3 ± 4.8	87.4 ± 2.6
Pulse energy [nJ]	6.38 ± 0.20	3.46 ± 0.11
Pulse duration [ps]	7.1 ± 0.1	9.8 ± 0.1
Peak power from the oscillator [kW]	0.89 ± 0.01	0.35 ± 0.01
Transform-limited pulse duration [fs]	108 ± 1	102 ± 1
Compressed pulse duration [fs]	111 ± 3	114 ± 3
Temporal Strehl ratio	0.85 ± 0.01	0.75 ± 0.01
Peak power of compressed pulses [kW]	40 ± 1	21.2 ± 0.5
Pulse-to-pulse RIN [%]	0.94	1.26

the impact of the self-phase modulation, thus the broader the optical spectrum.

We measured RIN to compare the noise characteristics between the two states. First, we estimated pulse-to-pulse RIN in the time domain, following the measurement procedure described by Smith et al. [39]. We used a 1.2 GHz InGaAs photodiode (Thorlabs DET01CFC) that guaranteed a rise time of around 1 ns, which was an order of magnitude shorter than the period of the pulses (40 ns) and longer than the pulse duration (up to 10 ps). We registered ten traces, each in a total time of 1 ms with a sampling rate of 40 Gs/s, resulting in a total of about 250 k pulses. Fig. 6(a) presents a part of an exemplary output pulse train. The dataset for each state consisted of 10 pulse trains, which were registered with a random time interval between each of the trains, meaning that 250 k pulses were not consecutive. Then, we analyzed the amplitude fluctuations of the recorded pulses. The results in the form of a histogram are presented in Fig. 6(b) and (c) for states A and B, respectively. Note that some of the fluctuations could be caused by the undersampling of the signal, leading to an increase in the RIN value. Nevertheless, this analysis was enough to prove better stability of state A, which was characterized by a RIN value of 0.94% and peak-to-peak

(PTP) value of 8.4%. We registered a RIN of 1.26% and a PTP value of 11.61% for state B. In both cases, the obtained histograms conformed to a Gaussian distribution. We believe that the primary source of the noise was the white noise from the system electronics and the background.

The representation of the RIN in the frequency domain was obtained by calculating the power spectral density through the periodogram of the measurements in the time domain [40], [41]. We utilized windowed Fourier transform with Hann window and additionally zero-padded the input signal to increase the sampling in the Fourier domain to 200 Hz. The results in the frequency range from 1 kHz to 20 MHz are presented in Fig. 6(d). The representation in the frequency domain agreed with the temporal measurements, indicating that the RIN of state A was lower than the RIN of state B. At 1 MHz RIN was determined to be (-144 ± 2) dBc/Hz for state A and (-141 ± 2) dBc/Hz for state B. In both cases, the noise stayed below -125 dBc/Hz for the whole measurement range. Please note that these RIN values were at least 5 dBc/Hz higher when compared to an all-PM NALM-based oscillator with NCD closer to zero [23].

IV. CONCLUSION

To summarize, we presented the ultrafast all-PM Yb-doped fiber laser oscillator utilizing a semi-linear cavity configuration of anomalous NCD that operates in a dispersion-managed dissipative soliton regime. We observed the duality of pulsed operation states and compared their performance. In particular, we presented a subregime manifesting characteristics similar to ANDi oscillators (state A), that is, to a standard dissipative soliton. This subregime was more stable and delivered shorter pulses of higher energies than state B, a previously reported state at anomalous NCD. The summary of the measured parameters is presented in Table I. Indeed, the obtained pulse energy and

durations are comparable to ANDi systems built out of the same type of PM fiber. Pulse energy exceeding 6 nJ is the highest value among all-PM Yb-doped fiber oscillators utilizing CFBG and operating at negative NCD.

The dual operation regime phenomenon has been most likely caused by the spectral filtering effects of the NOLM [32]. Namely, the spectral capabilities of NOLM depend on the energy of the injected pulses. Thus, the spectral width and shape of the NOLM's filter depend on the pumping power. In our case, NOLM's spectral bandwidth decreases for higher powers [32]. Furthermore, the transmission of NOLM increases at larger pumping powers [29], [30]. Energy-dependent filtering and transmission of NOLM affect the spectral shape of the pulse propagating in the cavity, which leads to the observation of another pulsed regime [42], [43]. Namely, a shorter pulse of higher energy undergoes overdriven nonlinear effects, inducing the regime transition [44].

Our research can provide hints for optimizing the Yb-doped fiber laser oscillators operating at anomalous NCD. To conclude, optimizing the oscillator's operation towards the spectra with sharp, steep slopes of the optical output spectra is beneficial. Such ANDi-like characteristics may lead to a better performance than previously reported subregime with smoother slopes of the optical spectra [24]. On the other hand, a manifestation of two subregimes with different characteristics may pave the way towards tuning the parameters of the ultrafast fiber oscillators by changing the pump power. Further investigation of the transition between the two states could reveal the ultrafast dynamics behind this phenomenon. We also reckon that the proposed semi-linear configuration might be beneficial in energy scaling. Thanks to a simple cavity configuration and exceptional performance, this oscillator can be used as a seed source for more powerful laser systems.

REFERENCES

- [1] K. Sugioka and Y. Cheng, "Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing," *Light: Sci. Appl.*, vol. 3, no. 4, 2014, Art. no. e149.
- [2] T. Szymborski et al., "Ultrasensitive SERS platform made via femtosecond laser micromachining for biomedical applications," *J. Mater. Res. Technol.*, vol. 12, pp. 1496–1507, 2021. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2238785421003100>
- [3] B. Stepak, N. Grudzień, K. Kowalska, Y. Stepanenko, and M. Nejbauer, "High-speed cleaving of glass and polymers using ultrafast fiber laser," *J. Laser Appl.*, vol. 35, no. 1, 2023, Art. no. 12005.
- [4] C. Xu and F. Wise, "Recent advances in fiber lasers for nonlinear microscopy," *Nature Photon.*, vol. 7, pp. 875–882, Nov. 2013.
- [5] T. Gottschall et al., "Fiber-based source for multiplex-CARS microscopy based on degenerate four-wave mixing," *Opt. Exp.*, vol. 20, no. 11, pp. 12004–12013, May 2012. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-20-11-12004>
- [6] M. Brinkmann, A. Fast, T. Hellwig, I. Pence, C. L. Evans, and C. Fallnich, "Portable all-fiber dual-output widely tunable light source for coherent raman imaging," *Biomed. Opt. Exp.*, vol. 10, no. 9, pp. 4437–4449, Sep. 2019. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-10-9-4437>
- [7] M. J. Marzejon et al., "Two-photon microperimetry with picosecond pulses," *Biomed. Opt. Exp.*, vol. 12, no. 1, pp. 462–479, Jan. 2021. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-12-1-462>
- [8] W. Hänsel et al., "All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation," *Appl. Phys. B*, vol. 123, pp. 331–340, Nov. 2016.
- [9] S. M. Kobtsev, "Artificial saturable absorbers for ultrafast fibre lasers," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 68, 2022, Art. no. 102764. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S106852002100314X>
- [10] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, Jan. 1988. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-13-1-56>
- [11] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, M. Michalska, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 15, pp. 3500–3503, Aug. 2015. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-40-15-3500>
- [12] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 13, pp. 752–754, Jul. 1990. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-15-13-752>
- [13] C. Agueraray, R. Hawker, A. Runge, M. Erkintalo, and N. Broderick, "120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, Sep. 2013, Art. no. 121111.
- [14] K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas, and G. Račiukaitis, "Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 22, pp. 5255–5258, Nov. 2015. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-40-22-5255>
- [15] H. Haig, P. Sidorenko, R. Thorne, and F. Wise, "Megawatt pulses from an all-fiber and self-starting femtosecond oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 47, no. 4, pp. 762–765, Feb. 2022. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-47-4-762>
- [16] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in polarization maintaining fibers," *Opt. Exp.*, vol. 26, no. 10, pp. 13590–13604, May 2018. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-10-13590>
- [17] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 14, no. 21, pp. 10095–10100, Oct. 2006. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-14-21-10095>
- [18] F. W. Wise, A. Chong, and W. H. Renninger, "High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion," *Laser Photon. Rev.*, vol. 2, no. 1/2, pp. 58–73, 2008.
- [19] Z. Zhang, Ç. Şenel, R. Hamid, and F. O. Ilday, "Sub-50 fs Yb-doped laser with anomalous-dispersion photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 956–958, Mar. 2013. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-38-6-956>
- [20] R. I. Woodward, "Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers," *J. Opt.*, vol. 20, no. 3, 2018, Art. no. 033002.
- [21] I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 539–541, Apr. 1991. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-16-8-539>
- [22] V. Denisov, A. Ivanenko, B. Nyushkov, and V. Pivtsov, "Femtosecond fibre laser with a hybrid linear—ring cavity," *Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 801–802, Sep. 2008.
- [23] Y. Ma et al., "Compact, All-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: Fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter," *J. Lightw. Technol.*, vol. 39, no. 13, pp. 4431–4438, Jul. 2021. [Online]. Available: <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-39-13-4431>
- [24] M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa, and Y. Stepanenko, "Studying the operation of an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator at negative and positive net cavity dispersion," *IEEE Access*, vol. 10, pp. 45689–45694, 2022.
- [25] Y. Shi et al., "All-fiber polarization-maintaining dispersion-managed figure-of-9 mode-locked laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 34, no. 5, pp. 251–254, Mar. 2022.
- [26] M. Yu et al., "Numerical modeling and experimental investigation of ultrafast pulses generation from all-polarization-maintaining dispersion-managed nonlinear polarization evolution Yb-doped fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 28, no. 22, pp. 32764–32776, Oct. 2020. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-28-22-32764>
- [27] F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, A. Budnicki, and T. Dekorsy, "Femtosecond fiber oscillator based on a 3x3-coupler-NALM: Numerical model and realizations at 1 and 2 μm ," *Opt. Exp.*, vol. 30, no. 8, pp. 12555–12564, Apr. 2022. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-30-8-12555>
- [28] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, May 2004, Art. no. 213902. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.213902>

- [29] W. Stepień, J. Szczepanek, T. Kardaś, M. Nejbauer, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Study on parameters of fiber loop mirrors as artificial saturable absorbers," *Proc. SPIE*, vol. 10094, pp. 199–205, 2017.
- [30] A. Malfondet, A. Parriaux, K. Krupa, G. Millot, and P. Tchofo-Dinda, "Optimum design of NOLM-driven mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 6, pp. 1289–1292, Mar. 2021. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-46-6-1289>
- [31] P. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers," *Nature Photon.*, vol. 6, no. 2, pp. 84–92, 2012.
- [32] S. Ou, G. Liu, D. Qiu, L. Guo, and Q. Zhang, "All-polarization-maintaining, all-normal-dispersion mode-locked fiber laser with spectral filtering in a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Exp.*, vol. 28, no. 16, pp. 23670–23678, Aug. 2020. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-28-16-23670>
- [33] C. Agüergaray, A. Runge, M. Erkintalo, and N. G. R. Broderick, "Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: Fundamental limitations to energy scalability," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 15, pp. 2644–2646, Aug. 2013. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-38-15-2644>
- [34] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Raman-induced pulse destabilization and bistability in an all-normal dispersion oscillator," *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 6, pp. 1563–1566, Mar. 2020. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-45-6-1563>
- [35] M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński, and Y. Stepanenko, "Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator," *IEEE Access*, vol. 8, pp. 145087–145091, 2020.
- [36] A. Borodkin and P. Honzátko, "High-energy all-PM Yb-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Laser Technol.*, vol. 143, 2021, Art. no. 107353. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399221004412>
- [37] L. Guo, Z. Gan, and X. Liang, "27nJ, 114fs pulses from an environmentally stable all-normal all-PM Yb-doped fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror," *IEEE Photon. J.*, vol. 14, no. 2, Apr. 2022, Art. no. 1519406.
- [38] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 10, pp. 792–794, May 1998. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-23-10-792>
- [39] C. R. Smith, R. D. Engelscholz, and O. Bang, "Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers," *Opt. Exp.*, vol. 30, no. 5, pp. 8136–8150, Feb. 2022. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-30-5-8136>
- [40] F. Quinlan, T. M. Fortier, H. Jiang, and S. A. Diddams, "Analysis of shot noise in the detection of ultrashort optical pulse trains," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 30, no. 6, pp. 1775–1785, Jun. 2013. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-30-6-1775>
- [41] X. Audier, S. Heuke, P. Volz, I. Rimke, and H. Rigneault, "Noise in stimulated raman scattering measurement: From basics to practice," *APL Photon.*, vol. 5, no. 1, 2020, Art. no. 11101, doi: [10.1063/1.5129212](https://doi.org/10.1063/1.5129212).
- [42] Z. Łaszczych and G. Soboń, "Three states of operation in the net-normal figure-nine fiber laser at 1560 nm," *Opt. Laser Technol.*, vol. 152, 2022, Art. no. 108107. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003039922200264X>
- [43] Z. Wang, L. Zhan, X. Fang, and H. Luo, "Spectral filtering effect on mode-locking regimes transition: Similariton-dissipative soliton fiber laser," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 34, no. 11, pp. 2325–2333, Nov. 2017. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-34-11-2325>
- [44] H. Xia et al., "Transient behaviors of pulse breaking and recovering in a dispersion-managed mode-locked Yb fiber laser," *Results Phys.*, 2023, Art. no. 106861.

3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers

Mateusz Pielach,^{1,*} Agnieszka Jamrozik,¹ Katarzyna Krupa,¹ and Yuriy Stepanenko¹

¹ Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

*mgpielach@ichf.edu.pl

Abstract: 3x3 fiber couplers introduce a $2\pi/3$ phase shift, which helps initiate the mode-locking operation. Here, we provide more in-depth insight into the performance of the 3x3 nonlinear loop mirror with an asymmetrically placed lossy splice.

1. Introduction

Artificial saturable absorbers in the form of nonlinear loop mirrors are typically based on 2x2 fiber couplers, which may suffer from a high mode-locking threshold. A typical way to overcome this problem is to introduce a nonreciprocal phase shifter into the loop. Nevertheless, this solution utilizes a Faraday rotator and a waveplate, making the phase-shifting element not a fully fused fiber component, which might be sensitive to ambient temperature [1]. However, the phase bias can be injected all-in-fiber with the use of a 3x3 fiber coupler, which introduces a $2\pi/3$ phase shift between any of the ports, effectively reducing the mode-locking threshold and enabling self-starting pulsed operation [2].

Mode-locking with a 3x3 fiber coupler has been so far utilized by a nonlinear amplifying loop mirror (NALM), as the coupler has an equal splitting ratio of 33/33/33 [3–6]. Unlike previous works, we introduce losses into the loop by using an asymmetrically placed lossy splice (LS). This approach makes the saturable absorber low-cost and simpler to design. At the same time, it guarantees performance comparable to NALM, while the high-energy pulses can be extracted from more output ports. Here, we numerically and experimentally investigate the potential of using a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror (NOLLN) as a saturable absorber for all-polarization-maintaining (PM) ultrafast fiber lasers.

2. Experimental results

The scheme of a NOLLN is presented in Fig. 1(a). The saturable absorber was built out of PANDA PM980-XP optical fibers and a fused 3x3 fiber coupler. By splicing two fibers with a precisely chosen core offset, we created LS with a transmission of 4.9 %, corresponding to 13 dB attenuation. Assuming that the LS is placed infinitely close to one of the ports of the 3x3 coupler, the transmission curve of 3x3 NOLLN is shifted in phase by $2\pi/3$ compared to a 2x2 loop mirror and can be expressed as:

$$T = \frac{2}{3} \frac{T_L}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{(1 - T_L)}{2} \frac{2}{3} |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \pm \frac{2\pi}{3} \right) \right], \quad (1)$$

where T_L is the transmission of the lossy splice, E_{in} is the input optical field, n_2 is the nonlinear coefficient of the fiber, L is the length of the loop, and λ is the wavelength.

Figure 1(b) presents the differences in the nonlinear transmission curve for 3x3 NOLLN (red) and its 2x2 equivalents (green, black). The simulated data indicates that the efficiency of the 3x3 NOLLN is the lowest. However, the nonlinear transmission for 3x3 NOLLN starts from the slope of the sine curve, thus enabling stronger transmission dependence at lower intensities, effectively enabling self-starting pulsed operation.

We experimentally measured the nonlinear transmission curve of a 3x3 NOLLN by injecting 1030 nm optical pulses with 10 ps pulse duration and variable power. The obtained transmission curve as a function of peak power, presented in Fig. 1(c), differed depending on the chosen port of the 3x3 coupler (A, B, C). The 3x3 NOLLN cannot operate in reflection, as inverse saturable absorption is observed for the input port (C, black). Initially, the saturable absorption is also inverse for port B (blue), while the proper arrangement of ports for mode-locking is obtained for port A (red).

We successfully implemented 3x3 NOLLN to an ultrafast all-PM Yb-doped oscillator presented in Fig. 2. The system operating at net positive cavity dispersion can deliver 1 nJ, 8.3 ps pulses at 11.6 MHz, which can be compressed to 162 fs.

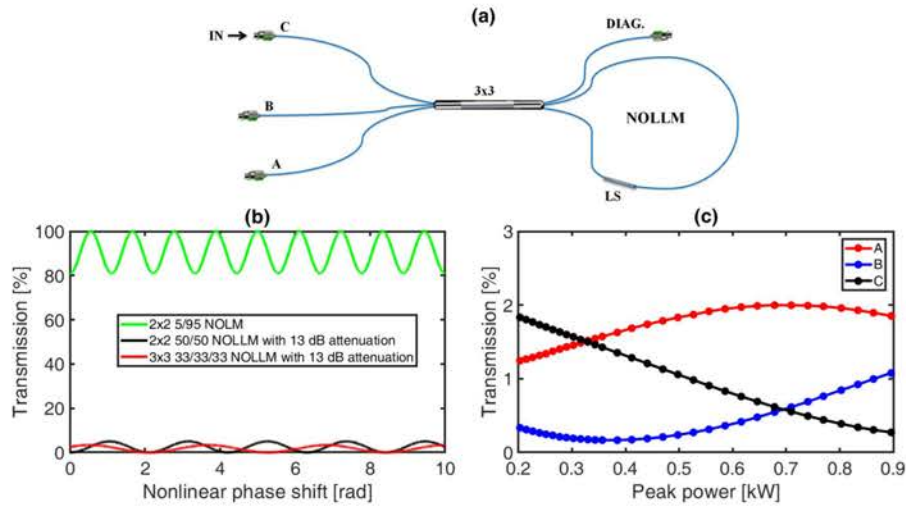


Fig. 1. Simulated and experimental saturable absorption of the NOLLM. (a) Scheme of the saturable absorber, LS - lossy splice. (b) Simulated transmission for 2x2 nonlinear optical loop mirror (NOLM) based on 5/95 coupler (green), 2x2 NOLLM (black), and 3x3 NOLLM (red). (c) Experimental transmission of 3x3 NOLLM for different ports as a function of peak power.

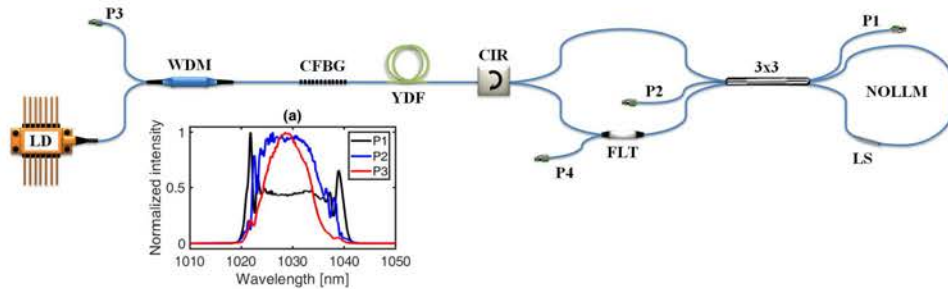


Fig. 2. Scheme of the all-fiber laser oscillator and optical spectra from different ports. LD - single-mode semiconductor laser diode (976 nm), WDM - wavelength division multiplexer, CFBG - chirped fiber Bragg grating (-0.237 ps^2), YDF - ytterbium-doped fiber (PM-YSF-HI), CIR - optical circulator, FLT - spectral bandpass filter, 3x3 - fiber coupler with an even power splitting ratio of 33/33/33, NOLLM - nonlinear optical lossy loop mirror, LS - lossy splice, P1, P2, P3, P4 - output ports. Passive fiber: Coherent PM980-XP.

Funding

Foundation for Polish Science under research project TEAM-NET No. POIR.04.04.00-00-16ED/18.

References

1. H. Furuse, R. Yasuhara, and K. Hiraga. Thermo-optic effects of ceramic TGG in the 300–500 K temperature range. *Opt. Mater. Express*, 5(6):1266–1273, Jun 2015.
2. D. Cairns, J. McCowat, N. Langford, and G.E. Town. Mode-locked operation of a figure-of-eight erbium-doped fiber laser based on a 3x3 non-linear loop mirror. In *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37170)*, pages 298–299, 2001.
3. D. Kim, D. Kwon, B. Lee, and J. Kim. Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a 3x3 coupler. *Opt. Lett.*, 44(5):1068–1071, Mar 2019.
4. S. Boivin, S. Vidal, and J. Boulet. 178 fs, 1.2 nJ pulses from an all-polarization maintaining fiber figure 8 laser based on 3×3 coupler at 1 μm . *Laser Physics Letters*, 17(5):055102, Apr 2020.
5. F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, A. Budnicki, and T. Dekorsy. Femtosecond fiber oscillator based on a 3x3-coupler-NALM: numerical model and realizations at 1 and 2 μm . *Opt. Express*, 30(8):12555–12564, Apr 2022.
6. M. Nishiura, R. Kageyama, and T. Shioda. Efficient use of all ports of a 3x3 coupler in a nonlinear amplifying loop mirror-based fiber laser. *Opt. Lett.*, 48(16):4312–4315, Aug 2023.



Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror

MATEUSZ PIELACH,^{*}  AGNIESZKA JAMROZIK, KATARZYNA KRUPA,  AND YURIY STEPANENKO

Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warsaw, Poland
^{*}mgpielach@ichf.edu.pl

Abstract: Ultrafast fiber oscillators based on loop mirror saturable absorbers often suffer from a problematic self-starting mode-locking operation. It is usually necessary to provide an additional phase shift in the loop, guaranteeing repeatable initiation of the pulsed regime. 3x3 even splitting ratio fiber couplers have recently introduced a required phase shift in an all-fiber loop mirror architecture. Until now, mode-locking induced by a 3x3 fiber coupler has been associated only with nonlinear amplifying loop mirrors. Here, we present a self-starting ultrafast dispersion-managed all-polarization-maintaining Yb-doped oscillator that utilizes a nonlinear optical lossy loop mirror instead. We show three ways of inserting asymmetric losses in a loop via a variable optical attenuator, a fiber coupler, and a very simple lossy splice. Complete characterization of all output ports of the oscillator proves significant spectral and temporal breathing of the pulse when circulating through the net normal dispersion cavity, which can deliver nJ-level pulse energy. The system guarantees excellent stability, low noise and performance comparable to nonlinear amplifying loop mirrors while being simpler, cheaper, and providing more usable output ports with different pulse characteristics.

© 2023 Optica Publishing Group under the terms of the [Optica Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Ultrafast lasers should meet several requirements to be applied outside of research laboratories. These demands include environmental stability, robustness, being service- and alignment-free. Such characteristics can be obtained by building the laser cavity entirely out of polarization-maintaining (PM) optical fibers [1]. However, yet another requirement refers to being a turn-key device that can be turned on or off at any time, providing a stable pulse train. Consequently, it is preferred that the laser oscillator is self-starting, which means that the mode-locking operation is initiated by the laser itself, without the necessity of introducing any external disturbances [2].

Self-starting is not straightforward for every saturable absorber (SA). Repeatable starting procedure is usually achieved via material SAs, mostly semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) [3,4], but also graphene [5], and other 2D materials [6]. Despite the well-established technology of manufacturing SESAMs, allowing tuning the saturable absorption parameters easily, there are several drawbacks of material SAs. It has been proven that they may degrade over time and are characterized by relatively low damage threshold [7,8]. Additionally, the concern are the limited access and lack of availability of the material for SAs. Thus, plenty of scientific effort has been put towards investigating artificial SAs, based on nonlinear effects in the fiber [9].

Most artificial SAs can be integrated into all-PM cavities. They are characterized by a relatively high damage threshold (equal to the damage threshold of the fiber components), and a theoretically unlimited lifetime. On the other hand, in some cases, it is harder to obtain self-starting pulsed operation when compared to material SAs. Most common all-PM-fiber-integrated artificial SAs are based on an interferometric effect realized with Sagnac loop mirrors: nonlinear optical loop mirror (NOLM) [10,11] or nonlinear amplifying loop mirror (NALM) [12,13]. Furthermore, one

can utilize nonlinear polarization evolution enabled by cross-splicing of the PM fibers [14–16]. Moreover, using the Mamyshev oscillator, based on self-phase modulation and alternating spectral filters, has recently attracted much scientific interest [17–19]. This paper will focus on tackling the problem of self-starting in nonlinear loop mirrors.

NOLMs and NALMs typically utilize a 2x2 fiber coupler. However, a conventional 2x2 coupler does not introduce phase bias between the two counter-propagating beams in a loop. Thus, a relatively high intensity is needed to achieve a nonlinear phase shift significant enough to induce mode-locking. Consequently, one requires considerable pumping power and precise optimization of the parameters of the saturable absorber (e.g., length of the loop) to try to obtain self-starting operation. A way to overcome this problem is to insert a nonreciprocal phase shifter into the loop [20], which shifts the nonlinear transmission curve of the NOLM/NALM [1,21]. The shift of the transmission curve leads to stronger transmission dependence at lower intensities. As a result, the mode-locking threshold can be reduced [22]. Moreover, additional phase bias in the loop enabled the operation of NALM in reflection, resulting in a figure-of-9 cavity architecture [1,23–25]. Nevertheless, the phase shifter requires at least one Faraday rotator and a waveplate [26], which means that the phase bias cannot be realized in an all-fiber-fused component. Although nonreciprocal phase shifters can now be manufactured as fiberized components with PM fiber pigtails, their performance might be affected when the temperature is changed, as the parameters of the Faraday rotator depend on the temperature [27,28]. Thus, there is a great interest in solutions that are fully based on fused technology due to their compactness and robustness [29,30], especially for out-of-laboratory applications.

The introduction of a phase shift in a fused fiber component can be done via a 3x3 coupler [31]. It is a fiber coupler with a power splitting ratio of approximately 33/33/33, which induces a phase shift of $2\pi/3$ between any of the three ports of the coupler [32,33]. Mode-locking via a 3x3 NALM has already been proposed in 2001 [34]. However, just recently, it has been implemented in all-PM-fiber cavities. Kim *et al.* [35] presented an all-PM Er-doped system mode-locked with a 3x3 NALM. Yb-doped 3x3 NALM all-PM-fiber systems were presented by Boivin *et al.* [36] and Nishiura *et al.* [37] in an all-normal-dispersion configuration and by Graf *et al.* [38] in a dispersion-managed cavity. Furthermore, all-PM Tm-doped oscillator has also been discussed in Ref. [38]. In all those cases, the pulsed operation was self-starting, and the saturable absorber was constructed in the form of a NALM with an asymmetrically placed rare-earth-doped fiber in a loop.

Until now, mode-locking induced by a 3x3 fiber coupler has been associated with NALM because the used 3x3 couplers had an even coupling splitting ratio. Thus, it is impossible to construct a standard 3x3 NOLM without placing any additional element in the loop that would introduce asymmetry. Apart from placing an amplifier in the loop (resulting in NALM), one can also interpose asymmetric losses [39]. This approach has already been demonstrated in even 50/50 2x2 couplers via a nonlinear absorbing loop mirror (NALM [40]), bending the fiber to introduce attenuation-imbalanced NOLM (AI-NOLM [41]), implementing a variable optical attenuator (power-imbalanced NOLM [42]), or placing an additional coupler in the loop [43]. However, inserting the losses in the loop lacking any phase shift may result in moving the mode-locking threshold towards even higher pumping powers or might lead to the necessity of using extreme lengths of fiber in the loop (over fifty meters [41,43]) or using highly nonlinear fibers [42].

In our research, we transfer the idea of introducing asymmetric losses to the mode-locking scheme with a 3x3 coupler. We present three equivalents of a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror (NOLL), which use a variable optical attenuator, a fused optical coupler, and, for the first time according to our knowledge, a lossy splice. Unlike in the 2x2 50/50 systems, the length of the loop does not need to be extremely long. Experimental validation of the NOLL has been pursued by constructing an ultrafast all-PM Yb-doped fiber laser oscillator operating in a

dispersion-managed dissipative soliton regime with a positive net cavity dispersion. Moreover, we prove that the performance is comparable to 3x3 NALM systems.

2. Nonlinear optical lossy loop mirror

Below, we describe the main differences in transmission between standard NOLM and NOLLM. The transmissivity of a standard 2x2 NOLM can be expressed as [10]:

$$T_1 = 1 - 2s(1-s) \left[1 + \cos \left((1-2s)|E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right], \quad (1)$$

where s is the power splitting ratio of the coupler: $s/(1-s)$, E_{in} is the input optical field, n_2 is the nonlinear coefficient of the fiber, L is the length of the loop, and λ is the wavelength. When the coupler with an equal splitting ratio of $s = 0.5$ is used, the loop works as a mirror and cannot be used as a saturable absorber. The more asymmetric the splitting ratio, the lower the modulation depth and maximum absorption [44].

In the case of a 2x2 NOLLM based on a 50/50 coupler with an attenuator in the loop, the transmissivity additionally depends on the transmission of the attenuator and the position of the attenuator in the loop [22]. Assuming that the attenuator is placed very close to one of the ports of the coupler, the transmissivity can be described as [39,41]:

$$T_2 = \frac{T_L}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{(1-T_L)}{2} |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \right) \right], \quad (2)$$

where T_L is the transmission of the attenuator. Obviously, the higher the losses introduced by the attenuator, the lower the total transmission of the NOLLM. This scheme is, in principle, less efficient than NOLM unless the losses are extracted out of the cavity using a coupler. On the other hand, NOLLM leads to higher maximum absorption.

In the case of a 3x3 NOLLM, the transmission curve is shifted in phase by $2\pi/3$ and the transmissivity can be expressed as:

$$T_3 = \frac{2}{3} \frac{T_L}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{(1-T_L)}{2} \frac{2}{3} |E_{in}|^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} + \frac{2\pi}{3} \right) \right]. \quad (3)$$

Note that apart from the phase shift, there is a factor of $2/3$ of the input intensity $|E_{in}|^2$. It is associated with the fact that 33% of input power is extracted by one of the ports at the entrance of the loop. Furthermore, when the two pulses propagating in a clockwise and counter-clockwise direction meet on a coupler and interfere, again 33% of the power is extracted by one of the ports, which results in another factor of $2/3$ in a linear case. Consequently, the efficiency of the 3x3 NOLLM is lower than the 2x2 NOLLM. On the other hand, the 3x3 configuration allows having two additional output ports and, most importantly, guarantees that the initial transmission at low power is neither zero nor minimum, which helps self-starting.

We simulated the transmission curve for 3x3 NOLLM using the above equations for an exemplary attenuation value of 13 dB (corresponding to 5% transmission). We compared it to 2x2 analogs in Fig. 1(a). The transmissivity of a standard 2x2 NOLM based on a 5/95 coupler (green curve) is higher than for lossy mirrors, while the maximum absorption is lower. The maximum transmission of a 2x2 NOLLM (black curve) is equal to the transmission of the attenuator, while for the 3x3 NOLLM (red curve), the maximum is equal to $2/3$ of the attenuator's transmission. In addition, the frequencies of the cosine curves are different for each of the SAs. The highest frequency resulting in steeper slopes is observed for a standard 2x2 NOLM, while the lowest frequency is obtained for a 3x3 NOLLM.

Nevertheless, the above equations cannot express the actual transmission of the NOL(L)M for the pulsed operation of the laser. It is mainly because these equations assume square-shape optical

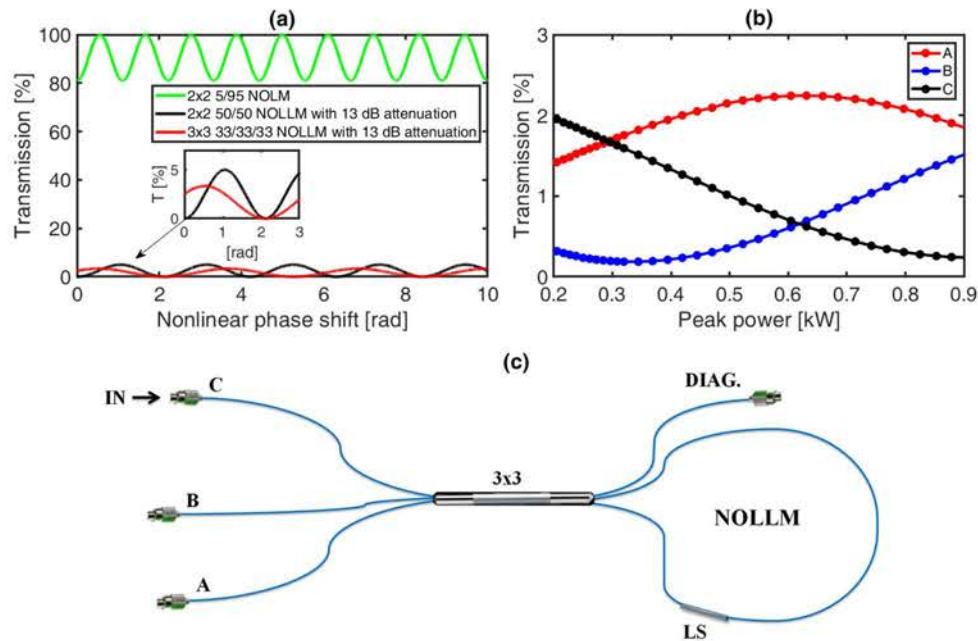


Fig. 1. Theoretical and experimental verification of saturable absorption mechanism in a 3x3 NOLLM. (a) Simulated transmission curves for 2x2 NOLM based on a 5/95 coupler (green), 2x2 NOLLM with a 13 dB attenuator in a loop (black), 3x3 NOLLM with a 13 dB attenuator in a loop (red). (b) Experimentally obtained transmission curves versus injected peak power for three ports of NOLLM (A, B, C). (c) The arrangement of the ports. The input pulses were injected into port C (IN). LS - lossy splice with a 13 dB attenuation. DIAG. - diagnostic port.

pulses and do not consider the dispersion and nonlinear effects [44]. Thus, we experimentally verified the transmissivity of a 3x3 NOLLM. We injected ultrashort pulses from a 1030 nm fiber laser with a known peak power to one of the input ports of a 3x3 NOLLM with a 13 dB attenuator placed inside the loop. Furthermore, we measured the average output power at three ports of a 3x3 NOLLM, including the input (reflected) port, where we injected the pulses. The calculated transmission curves versus injected peak power for each port (A, B, C) are presented in Fig. 1(b). The arrangement of the ports is presented in Fig. 1(c). One can see that depending on a chosen port, the phase shift is different (i.e., $\pm 2\pi/3$ or 0), which is the same as for 3x3 NALM [38]. The preferable port (A) corresponds to the phase shift of $+2\pi/3$, which increases the transmission as the peak power increases. The reflected port, where the pulses were injected (C), corresponds to the case with $-2\pi/3$ phase shift, and port B mimics the case without additional phase shift. The value and sign of the phase shift depend on whether it is a direct optical connection through a fiber or crosstalk between the fibers in a fused 3x3 component. Thus, one has to pay particular attention to the arrangement of the ports in a 3x3 NOLLM to utilize it as a SA. Moreover, the obtained transmission for 3x3 NOLLM slightly differs from the simulated curve. The maximum transmission of the experimental curve was lower than the simulated 3.3%, which might have been caused by insertion losses of the 3x3 coupler, which were not taken into account in Eq. (3). Besides, the real power splitting ratio of the used 3x3 coupler was not ideally even, which might have also influenced the actual value of the phase shift.

3. Experimental setup

We verified the applicability of the 3x3 NOLLM as a SA by building three all-fiber ultrafast Yb-doped fiber lasers. The scheme of one of the experimental setups is presented in Fig. 2. The architecture of the cavity was partly based on the previous works [38,45]. The oscillator was built entirely from single-mode PANDA PM optical fibers and fiberized components with a blocked fast axis. We used single-clad passive fibers (PM980-XP, Coherent Inc.) and 0.59 meters of an Yb-doped fiber (PM-YSF-HI, Coherent Inc.) as an active fiber. Single-mode semiconductor laser diode operating at 976 nm (LD, 3SP-1999CHP) pumped the gain medium through a wavelength division multiplexer (WDM) and a chirped fiber Bragg grating (CFBG, DMR-1030-10-25-(+D0.42+0)-P1, TeraXion Inc.). The CFBG was used as an output coupler, a spectral filter, and a dispersion-managing component. It was characterized by the peak reflectivity of 32% at 1033.1 nm. The reflectivity of the CFBG was wavelength-dependent, and its reflection spectrum was characterized by the full width at half-maximum (FWHM) of 12.8 nm and a Gaussian shape. Furthermore, the CFBG induced anomalous group delay dispersion of -0.237 ps^2 . Taking into account the GDD of the used fibers, the net cavity dispersion was normal: $(0.171 \pm 0.002) \text{ ps}^2$. The 3x3 coupler was integrated with a linear part of the cavity via an optical circulator (CIR) connected in such a way that the beam reflected from the NOLLM was blocked by the circulator. The beam transmitted through the NOLLM was filtered by a spectral bandpass filter (FLT) with an FWHM of 8.6 nm and a central wavelength of 1029.8 nm. The filtered pulse was further transmitted through the circulator and amplified again in a piece of Yb-doped fiber. The reflection from the CFBG started the next roundtrip of the pulse.

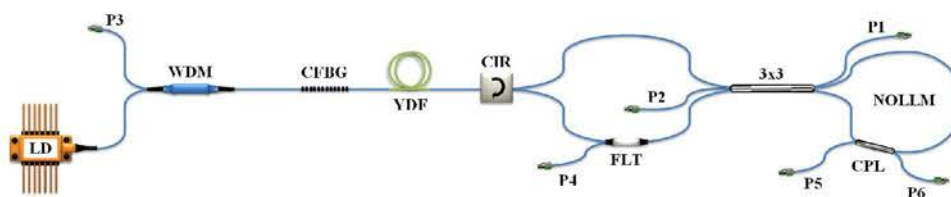


Fig. 2. Scheme of the ultrafast all-fiber laser oscillator. LD - semiconductor single-mode laser diode (976 nm), WDM - wavelength division multiplexer, CFBG - chirped fiber Bragg grating (-0.237 ps^2), YDF - ytterbium-doped fiber (PM-YSF-HI), CIR - optical circulator, FLT - spectral bandpass filter, 3x3 - fiber coupler with an even power splitting ratio of 33/33/33, NOLLM - nonlinear optical lossy loop mirror, CPL - 2x2 fused fiber coupler with a power splitting ratio of 5/95, P1, P2, P3, P4, P5, P6 - output ports. Passive fiber: PM980-XP.

The NOLLM was realized in three different ways, presented in Fig. 3. The first one used a manually variable optical attenuator (VOA). We used a PM-fiberized component with a movable blocking element inside, which can be adjusted manually with a screw. The VOA could introduce losses between 0.5 dB to 60 dB with a precision of 0.02 dB (0.5%). The most significant advantage of using a VOA is that it is possible to adjust the losses, which makes it easier to find the optimum value for obtaining mode-locking operation. On the other hand, VOA is not a fused component and might be less resistant to external factors. Therefore, the second option of NOLLM used a fused 2x2 fiber coupler with a suitable power splitting ratio. Another advantage of this solution is that two new output ports were created. The last equivalent of NOLLM used a lossy splice, which is the cheapest and most straightforward solution. The lossy splice was made by splicing two PM fibers with an offset, meaning that the cores of the fibers were misaligned, which caused the leakage of the signal.

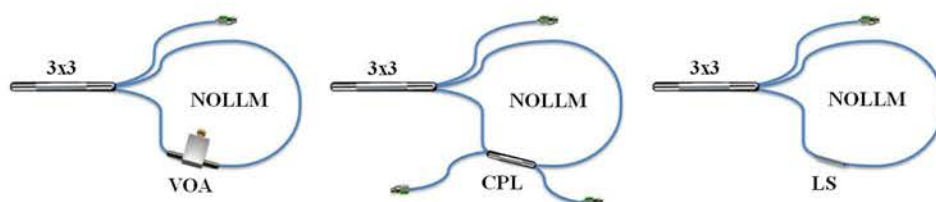


Fig. 3. Experimentally verified variants of a nonlinear optical lossy loop mirror (NOLLM). VOA - manual variable optical attenuator, CPL - 2x2 fused fiber coupler, LS - lossy splice.

In all variants of NOLLM, the element inserting losses was placed asymmetrically, close to one of the coupler ports. The total length of the NOLLM was significantly reduced compared to 2x2 equivalents [41,43] and could be shorter than 6 meters.

4. Results and discussion

Firstly, we investigated the setup with a variable optical attenuator, which helped us to find the optimal value of the loss that supported self-starting mode-locking operation. The oscillator could operate for the attenuation values between 8 dB and 14 dB, corresponding to transmission between 4% and 16%. Notably, the higher the attenuation value, the higher the mode-locking threshold. For the attenuation value of 14 dB, the laser could be self-started when the pumping power was increased above 680 mW. Apart from the desired self-start, the mode-locking operation could be started by varying the attenuation value (tightening and loosening the adjustment screw on VOA) or mechanically by tapping the optical fibers. In the case of attenuation tuning or tapping the optical fibers, the mode-locking threshold was reduced compared to the non-invasive self-starting. In all cases, the oscillator started in a noise-like regime and it was necessary to reduce further the pumping power to obtain stable mode-locking operation in a dissipative soliton regime. The oscillator operated stably for the pumping power within the range between 130 mW and 170 mW. Note that the values of the pumping power were measured as an average power that reached the Yb-doped fiber after the WDM and the CFBG.

Secondly, we fixed the attenuation value to 13 dB (5% transmission) and fully characterized the setup with a fused coupler with a power splitting ratio of 5/95, which extracted 95% of the power outside of the cavity (ports P5 and P6 in Fig. 2). In addition, we proved that it is possible to obtain similar characteristics of the oscillator when we introduced a lossy splice with a transmission of 4.9% instead. While splicing three configurations of the NOLLM, we tried to sustain the asymmetry of the attenuating element as well as the total length of the loop. We cleaved the fibers with a precision better than 0.01 m. As a result, the repetition rate did not change more than 0.01 MHz, and the oscillator kept operating at the repetition rate of (11.62 ± 0.01) MHz. Figure 4 shows the comparison of the optical output spectra from port P1 for three different versions of NOLLM: VOA (marked in green), 5/95 coupler (red curve), and a lossy splice (black curve). One can see only minor spectral differences between the configurations, which might be the effect of slightly different lengths of the fiber. However, we believe that the primary source of the differences was that the coupler had additional internal losses, and the measurement of the attenuation introduced by the VOA and lossy splice was burdened with a given uncertainty. Nevertheless, the 10 dB spectral bandwidth was around 20 nm and did not change more than 0.5 nm. Moreover, we did not see significant differences in pulse duration and other output parameters between the NOLLM variants. Therefore, we showed that all three options for introducing attenuation are equivalent and can be used alternatively for mode-locking. Thus, below, we will not present the complete characteristics of each system separately. Instead, we

will describe the system's performance for all outputs for one of the NOLLM types with a fused coupler.

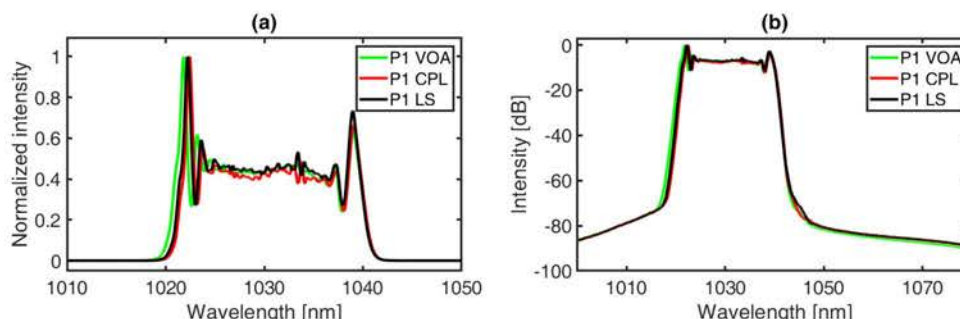


Fig. 4. Spectral characteristics for three different variants of NOLLM for port P1 did not present significant differences. VOA - manual variable optical attenuator (green), CPL - 2x2 fused fiber coupler (red), LS - lossy splice (black). (a) - linear scale, (b) - logarithmic scale.

In a dissipative soliton system, the pulses are expected to breathe spectrally and temporally when circulating around the cavity [46,47]. As a result, we obtained different spectral characteristics at each output of the oscillator. Figure 5(a) compares the optical output spectra for P1 (black), P2 (blue), and P3 (red). The spectrum observed at port P1 indicated the spectral shape of the beam entering the NOLLM loop. We observed a typical cat ear spectrum with steep peaks at the edges for port P1 [48]. On the contrary, the spectral shape after NOLLM, at port P2, did not have as strong sharp peaks as the beam entering the NOLLM. Besides, the pulse transmitted through the NOLLM was filtered by the spectral bandpass filter (FLT). Hence, the spectrum at port P3 is mainly affected by the shape of the spectral filter.

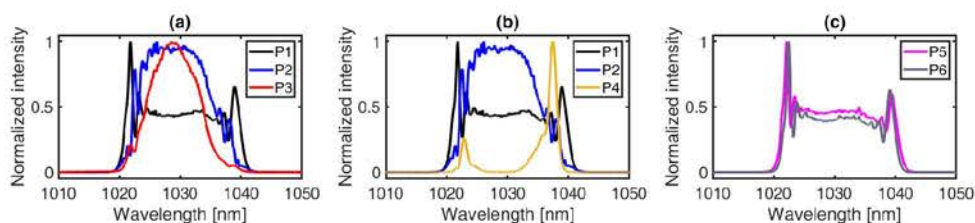


Fig. 5. Comparison of spectral characteristics for all output ports of the oscillator. (a) Port P1 (black) was characterized with a typical cat ear sharp-edged spectrum, while P2 (blue) was narrower with weaker peaks. On the other hand, port P3 (red), with FWHM of 9.4 nm, was strongly affected by the bandpass filter's spectral characteristics. (b) NOLLM as a spectral filter. The spectrum reflected (P2, blue) and transmitted through NOLLM is narrower than the incident beam (P1, black), which was proven by the spectral filter's rejection port spectrum (P4, yellow). (c) Comparison of spectral characteristics inside NOLLM. Spectrum from port P5 (magenta) had a slightly broader spectrum than from port P6 (gray).

Despite the two filtering elements in the cavity (CFBG and FLT), we noticed that the NOLLM itself played the role of a filter. The filtering capabilities of the loop mirror have already been observed for 2x2 NOLM [49]. Nevertheless, this effect has yet to be described in a 3x3 system. The experimental validation of the filtering NOLLM can be seen in Fig. 5(b), which compares the spectra incident to NOLLM (P1, black curve) with reflected spectra (P2, blue curve) and transmitted part, which had been rejected by the spectral bandpass filter (P4, yellow curve). The

pulse reflected from the loop (P2) had a reduced FWHM compared to the beam incident at the loop (P1). Furthermore, peaks rejected by the spectral filter (P4) indicated that the spectrum transmitted through the NOLLM was also narrowed by the loop. Consequently, the presented oscillator had three filtering elements: CFBG, FLT, and NOLLM. However, one must consider that the filtering characteristics of CFBG and FLT are fixed, while the filtering capabilities of NOLLM are variable, as they depend on the input pulse energy [49].

Moreover, we compared the spectrum of the pulse circulating inside the NOLLM loop. Figure 5(c) compares the spectra of port P5 (magenta curve) and port P6 (gray curve). The pulse with a longer propagation length (P5) accumulated a larger nonlinear phase shift due to the self-phase modulation effect. Thus, the beam with a more significant nonlinear phase shift (P5) had a broader spectrum than the beam from port P6.

The attenuator placed in the loop strongly affected the average output power at each port. Although 95% of the power was extracted from the cavity by the 2x2 coupler, the highest output power was obtained at port P1 (13.36 mW). As the 3x3 coupler has an even splitting ratio, we could expect an equal output power at ports P5, P6, which should correspond to 95% of the power obtained at P1. However, due to the additional insertion loss of the 2x2 fiber coupler and imperfect power splitting ratio of the 3x3 coupler we observed slightly higher output power at port P5 (10.84 mW) compared to port P6 (10.70 mW). As only 5% of the power stayed in the cavity, the output power after NOLLM was significantly reduced. The output power at port P2 was 0.15 mW. The filter's rejection port (P4) could be used only for diagnostics, as the output power from this port was less than 0.04 mW. Thanks to the repeated amplification in the Yb-doped fiber, the output power at port P3 was 5.88 mW. The presented oscillator has as many as four usable output ports directly from the cavity. Moreover, with external amplification, five output ports could be further used. On the other hand, having many output ports impedes extracting significant pulse energy from a single port. Nevertheless, the largest average output power from port P1 corresponded to the pulse energy of 1.15 nJ, which can compete with pulse energies extracted from 3x3 NALMs (1.2 nJ in two 3x3 Yb-doped systems [36,38]). However, the output pulse energy is lower when compared to 2x2 NOLM systems [11,50–53].

Likewise, one can see that the power distribution throughout the cavity differs from NALM configurations. Notably, the highest power in the NOLLM-based system was observed before the loop. Inside the NOLLM, the power is significantly reduced, while in NALM, the power in the loop is increased through amplification. Thus, NALM configurations allow extracting higher pulse energies from a reflected port of a 3x3 coupler (corresponding to P2 in our setup) when compared to NOLLM [36]. Consequently, the spectral breathing characteristics are different for NALM and NOLLM. In NALM, the pulses after the loop are subject to stronger self-phase modulation when compared to NOLLM. As a result, it is crucial to provide sufficient amplification for pulses transmitted through the NOLLM to obtain a usable power level at the output. On the other hand, delivering high power before the NOLLM is necessary to ensure the pulses can undergo spectral broadening before and inside the loop. In the presented oscillator, those requirements were fulfilled by the double amplification in the linear part of the cavity, which effectively took place before and after the NOLLM [45].

The chirped pulse duration directly from the cavity also varied depending on the output port. The shortest pulse duration could be obtained from ports P6 and P1, which had the pulse duration of (6.3 ± 0.1) ps and (6.5 ± 0.1) ps, respectively, while the longest pulse duration of (8.8 ± 0.1) ps was observed at port P5. Notably, as the spectral filter (FLT) narrowed the optical spectrum, the FLT also affected the pulse duration. As a result, the obtained autocorrelation function indicated that the pulse duration at port P3 was equal to (7.5 ± 0.1) ps despite the propagation through a long piece of fiber present after the FLT. We could not measure the pulse duration directly from the cavity for port P2, as the output power was too low for our second harmonic, background-free

autocorrelator. The summary of the measurements of the average output power, pulse duration, and pulse energy directly from the cavity is presented in Table 1.

Table 1. Comparison of the average output power, pulse duration and pulse energy directly from the cavity for all ports of the 3x3 NOLLM oscillator with a 5/95 coupler in the loop.

Port	Output power [mW]	Pulse duration [ps]	Pulse energy [nJ]
P1	13.36 ± 0.40	6.5 ± 0.1	1.15 ± 0.03
P2	0.15 ± 0.02	N/A	0.013 ± 0.001
P3	5.88 ± 0.17	7.5 ± 0.1	0.50 ± 0.02
P4	0.04 ± 0.01	N/A	0.003 ± 0.001
P5	10.84 ± 0.33	8.8 ± 0.1	0.93 ± 0.03
P6	10.70 ± 0.32	6.5 ± 0.1	0.92 ± 0.03

Nonetheless, to compare the pulse duration from all usable five ports, we ran different measurements, in which we additionally amplified pulses from each port in a simple all-PM Yb-doped amplifier to a power level sufficient enough to measure pulse duration from port P2. For each of the ports, we used the same amplifier. We also kept the same length (± 0.05 m) of the fiber pigtails, which means that we added approximately the same amount of the group delay dispersion to each of the ports. Apart from measuring the chirped pulse duration after amplification, we also compressed the pulses with a free-space optical gratings compressor (1000 lines/mm) and retrieved the temporal traces using the SPIDER technique [54]. The pulse duration measurements for five outputs are presented in Fig. 6, where each row corresponds to one output port. The first column presents the obtained autocorrelation traces, the second column shows the measured spectral phase and corresponding optical spectrum, and the third column depicts the retrieved temporal trace compared to the Fourier-transform-limited (FTL) pulse duration.

Pulses from the cavity propagated through an all-normal-dispersion amplifier. Thus, they accumulated an extra chirp, resulting in a longer pulse duration for each port compared to the values in Table 1. The shortest pulse duration was obtained from port P2, which was 7.8 ps (see Fig. 6(d)). Based on the fact that the amplified pulse duration from port P1 was longer (8.3 ps, Fig. 6(a)) than directly from the cavity, we expect that the time duration from port P2 directly from the cavity was shorter than 6.5 ps, which was the pulse duration directly from port P1. Consequently, we believe that the spectral filtering of NOLLM caused this effect. Namely, as the spectrum after NOLLM was narrowed, the NOLLM effectively deleted the chirp accumulated on the edges of the optical spectrum, resulting in decreased pulse duration at port P2. The relation of the chirped pulse durations between ports P1, P3, P5, and P6 remained in agreement with those obtained directly from the cavity (see Table 1).

The spectral characteristics were different for each port. Thus, we expected to obtain different FTL pulse durations for each port and, consequently, different values of the actual compressed pulse duration. For all ports, it was possible to compress the pulses relatively close to the FTL pulse duration. In all cases, the temporal Strehl ratio exceeded 88% and pulse durations were shorter than 250 fs. Obtaining higher values of the temporal Strehl ratio was limited by minor higher-order spectral components present in the spectral phase. One can see that rapid changes in the spectral phase were mainly observed at the sharp edges of the spectrum (Fig. 6(b, m, r)). Higher order spectral component was also observed at port P3 (Fig. 6(h)). The flattest spectral phase, resulting in the highest temporal Strehl ratio of 0.97, was observed for port P2 (Fig. 6(e)). The shortest pulse duration of 162 fs was obtained from port P1. Similar pulse durations were observed for ports P5 and P6: 163 fs and 167 fs, respectively. Clearly, the compressed pulse duration from port P5 was shorter than from P6, as P5 was characterized by a slightly broader

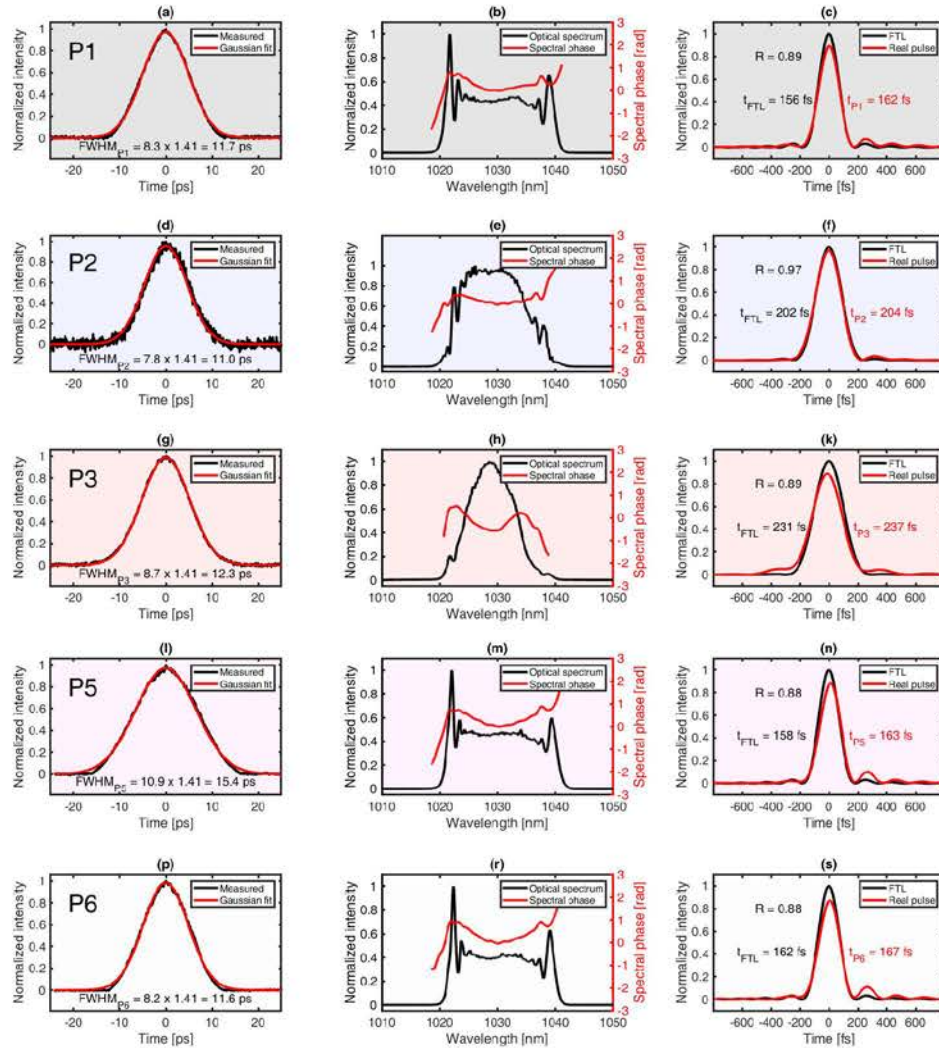


Fig. 6. Temporal characteristics of the pulses after passing through an additional amplifier for ports P1, P2, P3, P5, P6. First column (a, d, g, l, p) - autocorrelation traces (black) with fitted Gaussian curves (red). Second column (b, e, h, m, r) - measured spectral phases (red) and corresponding optical spectra (black). Third column (c, f, k, n, s) - reconstructed temporal traces of compressed pulses (red) compared with Fourier-transform-limited (FTL) pulse durations (black). Each row corresponds to one of the ports. P1 - (a, b, c); P2 - (d, e, f); P3 - (g, h, k); P5 - (l, m, n); P6 - (p, r, s).

optical spectrum (see Fig. 5(d)). For narrower optical spectra obtained from ports P2 and P3, the pulse durations were longer: 204 fs for P2 and 237 fs for P3.

We verified the single pulse operation of the oscillator by measuring the radio frequency (RF) spectrum directly of the oscillator using the Agilent Technologies E4443A spectrum analyzer. Figure 7(a) presents the result obtained in a span of 1 MHz with a resolution bandwidth of 100 Hz, which proved the lack of other components in the vicinity of the single peak, indicating the fundamental repetition rate of the oscillator. Furthermore, we measured the RF spectra in a broader span of 10 MHz with a resolution bandwidth of 1.1 kHz (see Fig. 7(b)). Figure 7(c)

shows the harmonics in a span of 1 GHz with 1 kHz bandwidth, which also ensured stable single-pulse operation of the oscillator, as we did not see any peaks around the harmonics. The single-pulse operation could also be visible in the time domain using a 6 GHz oscilloscope (Teledyne Lecroy WavePro7 Zi-A) with a sampling of 40 Gs/s. An exemplary trace of the output pulses registered through a 1.2 GHz InGaAs photodiode (DET01CFC, Thorlabs Inc.) and the oscilloscope mentioned above is presented in Fig. 7(d). In addition, we measured the stability of the average output power delivered directly from the oscillator. We let the oscillator work for 5 days without stabilization and monitored the average output power from port P1 with the Ophir 3A power sensor. Each measurement point was taken every second. The obtained trace is presented in Fig. 7(e). We achieved an average output power (avg) of 13.358 mW, while the standard deviation (std) was 34.3 μ W, which resulted in a coefficient of variation (CV) of 0.257%, that proved excellent stability of the system despite the lack of temperature or vibrations stabilization.

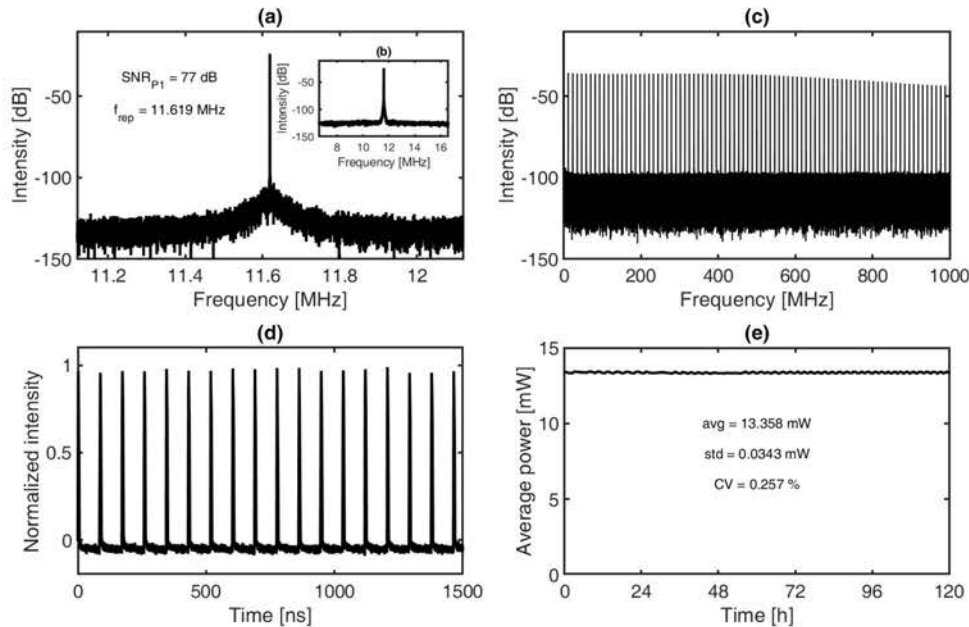


Fig. 7. Characteristics of the oscillator measured at port P1. (a, b, c) The radio frequency spectra indicated a repetition rate of 11.619 MHz. A high signal-to-noise ratio (SNR) of 77 dB proved the stability of the single pulse operation. (a) - a span of 1 MHz with a resolution bandwidth of 100 Hz, (b) - a span of 10 MHz with a resolution bandwidth of 1.1 kHz, (c) - broad spectrum of harmonics in a span of 1 GHz with a resolution bandwidth of 1 kHz. (d) Output pulse train observed with a 6 GHz oscilloscope. (e) Average output power measured for 5 days ensured excellent stability of the oscillator with a standard deviation (std) of 34.3 μ W, which corresponded to a coefficient of variance (CV) of 0.257%.

To further investigate the stability of the system, we pursued relative intensity noise (RIN) measurements for pulses from port P1 and port P3. We utilized the measurement procedure in the time domain described by Smith *et al.* [55]. With the use of a 1.2 GHz InGaAs photodiode (Thorlabs DET01CFC) and a 6 GHz oscilloscope, we registered 20 traces, each covering a time of 0.5 ms with a sampling rate of 40 Gs/s. Having recorded about 120k pulses, we analyzed their amplitude variations. The amplitude values conformed to a Gaussian distribution, as shown in Fig. 8(a) for P1 and in Fig. 8(b) for P3. The values of the RIN were 0.82% and 0.81% for

P1 and P3, respectively, while the difference between the minimum and the maximum values of the amplitude, i.e., peak-to-peak (PTP), were 7.5% for P1 and 8.8% for P3. Notably, the pulse-to-pulse measurements did not present significant changes in the RIN value. However, we noticed a minor difference in peak-to-peak value. The representation in the frequency domain confirmed those minor differences. We analyzed noise distribution in the frequency domain by calculating the power spectral density based on the measurements taken in the time domain using windowed Fourier transform (Fig. 8(c)) [56]. A higher peak-to-peak value for port P3 (red) revealed a slightly higher RIN for higher frequencies when compared to port P1 (black). We proved that the RIN for frequencies above 10 kHz for port P1 stayed below -140 dBc/Hz and reached (-151 ± 2) dBc/Hz at 1 MHz, which was about 13 dB above the shot noise limit (SNL).

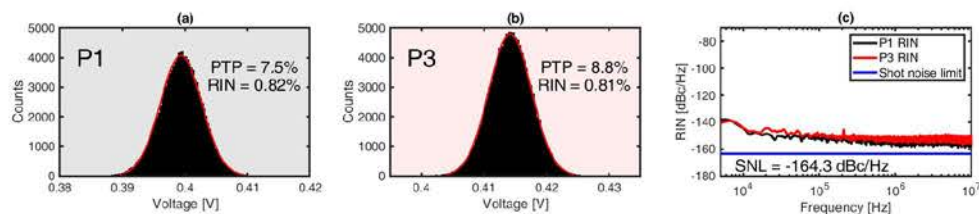


Fig. 8. The relative intensity noise (RIN) of the oscillator measured at ports P1 and P3. (a) Measurement in the time domain in the form of a histogram of amplitude values proved that the distribution of the noise from port P1 is Gaussian with the RIN value of 0.82% and peak-to-peak (PTP) of 7.5%. (b) The noise from port P3 is Gaussian with the RIN value of 0.81% and PTP of 8.8%. (c) Measurement in the frequency domain for ports P1 (black) and P3 (red) compared to the shot noise limit (SNL, blue).

5. Conclusion

To sum up, we presented a novel approach to initiating mode-locking operation via a nonlinear optical lossy loop mirror based on a 3x3 fiber coupler. We showed three equivalent ways of introducing asymmetric losses in the NOLLM, which utilized a variable optical attenuator, a fused fiber coupler, and a lossy splice. We experimentally investigated the NOLLM performance by implementing it into an all-PM Yb-doped fiber oscillator. Thanks to the all-PM-fused architecture of the saturable absorber, the oscillator guaranteed self-starting low-noise operation and excellent stability over time. At net positive dispersion, the largest pulse energy obtained from one port was 1.15 nJ with a 6.5 ps chirped pulse duration. Furthermore, the pulses from 5 usable ports could be compressed relatively close to their FTLs, in the shortest case to 162 fs.

We believe that the NOLLM can be used as a cheaper alternative for the 3x3-based NALM systems, and the promising performance of the shown setup can pave the way towards working on all-fiber cavities with PM-fiber-fused components only.

Funding. Fundacja na rzecz Nauki Polskiej (TEAM-NET No. POIR.04.04.00-00-16ED/18).

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

References

1. W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, *et al.*, "All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation," *Appl. Phys. B* **123**(1), 41 (2016).
2. F. Krausz, T. Brabec, and C. Spielmann, "Self-starting passive mode locking," *Opt. Lett.* **16**(4), 235–237 (1991).
3. G. R. Jacobovitz-Veselka, U. Keller, and M. T. Asom, "Broadband fast semiconductor saturable absorber," *Opt. Lett.* **17**(24), 1791–1793 (1992).
4. J.-B. Lecourt, C. Duterte, F. Narbonne, *et al.*, "All-normal dispersion, all-fibered PM laser mode-locked by SESAM," *Opt. Express* **20**(11), 11918–11923 (2012).

5. G. Sobon, J. Sotor, and K. M. Abramski, "All-polarization maintaining femtosecond Er-doped fiber laser mode-locked by graphene saturable absorber," *Laser Phys. Lett.* **9**(8), 581–586 (2012).
6. T. Jiang, K. Yin, C. Wang, *et al.*, "Ultrafast fiber lasers mode-locked by two-dimensional materials: review and prospect," *Photonics Res.* **8**(1), 78–90 (2020).
7. K. Viskontas, K. Regelskis, and N. Rusteika, "Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1 μm ," *Lith. J. Phys.* **54**(3), 127–13570 (2014).
8. S. Y. Ryu, K. Kim, J. Kim, *et al.*, "Degradation of optical properties of a film-type single-wall carbon nanotubes saturable absorber (swnt-sa) with an Er-doped all-fiber laser," *Opt. Express* **20**(12), 12966–12974 (2012).
9. S. M. Kobtsev, "Artificial saturable absorbers for ultrafast fibre lasers," *Opt. Fiber Technol.* **68**, 102764 (2022).
10. N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **13**(1), 56–58 (1988).
11. J. Szczepanek, T. M. Kardaś, M. Michalska, *et al.*, "Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.* **40**(15), 3500–3503 (2015).
12. M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, *et al.*, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.* **15**(13), 752–754 (1990).
13. C. Agueraray, R. Hawker, A. Runge, *et al.*, "120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser," *Appl. Phys. Lett.* **103**(12), 121111 (2013).
14. J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, *et al.*, "Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers," *Opt. Lett.* **42**(3), 575–578 (2017).
15. J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, *et al.*, "Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in polarization maintaining fibers," *Opt. Express* **26**(10), 13590–13604 (2018).
16. M. Yu, Z. Cheng, C. Hong, *et al.*, "Numerical modeling and experimental investigation of ultrafast pulses generation from all-polarization-maintaining dispersion-managed nonlinear polarization evolution Yb-doped fiber laser," *Opt. Express* **28**(22), 32764–32776 (2020).
17. K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas, *et al.*, "Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering," *Opt. Lett.* **40**(22), 5255–5258 (2015).
18. H. Haig, P. Sidorenko, R. Thorne, *et al.*, "Megawatt pulses from an all-fiber and self-starting femtosecond oscillator," *Opt. Lett.* **47**(4), 762–765 (2022).
19. V. Boulanger, M. Olivier, F. Trépanier, *et al.*, "Multi-megawatt pulses at 50 MHz from a single-pump Mamyshev oscillator gain-managed amplifier laser," *Opt. Lett.* **48**(10), 2700–2703 (2023).
20. W. Haensel, R. Holzwarth, R. Döbke, *et al.*, "Laser with non-linear optical loop mirror," EP2637265 A1 (2013).
21. T. Jiang, Y. Cui, P. Lu, *et al.*, "All PM fiber laser mode locked with a compact phase biased amplifier loop mirror," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28**(16), 1786–1789 (2016).
22. X. Zhang, Y. Shen, X. Tang, *et al.*, "Inverse saturable absorption mechanism in mode-locked fiber lasers with a nonlinear amplifying loop mirror," *Photonics* **10**(3), 261 (2023).
23. N. Kuse, J. Jiang, C.-C. Lee, *et al.*, "All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Express* **24**(3), 3095–3102 (2016).
24. Y. Ma, S. H. Salman, C. Li, *et al.*, "Compact, All-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb:fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter," *J. Lightwave Technol.* **39**(13), 4431–4438 (2021).
25. Y. Shi, Z. Peng, Z. Cheng, *et al.*, "All-fiber polarization-maintaining dispersion-managed figure-of-9 mode-locked laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **34**(5), 251–254 (2022).
26. H. Lin, D. Donald, and W. Sorin, "Optimizing polarization states in a figure-8 laser using a nonreciprocal phase shifter," *J. Lightwave Technol.* **12**(7), 1121–1128 (1994).
27. N. P. Barnes and L. B. Petway, "Variation of the verdet constant with temperature of terbium gallium garnet," *J. Opt. Soc. Am. B* **9**(10), 1912–1915 (1992).
28. H. Furuse, R. Yasuhara, and K. Hiraga, "Thermo-optic effects of ceramic TGG in the 300–500 K temperature range," *Opt. Mater. Express* **5**(6), 1266–1273 (2015).
29. B. Wang and E. Mies, "Review of fabrication techniques for fused fiber components for fiber lasers," in *Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*, vol. 7195 D. V. Gapontsev, D. A. Kliner, J. W. Dawson, and K. Tankala, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2009), p. 71950A.
30. D. Stachowiak, "High-power passive fiber components for all-fiber lasers and amplifiers application—design and fabrication," *Photonics* **5**(4), 38 (2018).
31. R. Priest, "Analysis of fiber interferometer utilizing 3 x 3 fiber coupler," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **30**(10), 1589–1591 (1982).
32. E. Gottwald, "Measurement method for determination of optical phase shifts in 3 x 3 fibre couplers," *Electron. Lett.* **24**(5), 265–266 (1988).
33. Y. Fei, X. Dan, C. Haiwen, *et al.*, "120° phase difference interference technology based on 3 x 3 coupler and its application in laser noise measurement," in *Optical Interferometry*, A. A. Banishev, M. Bhowmick, and J. Wang, eds. (IntechOpen, Rijeka, 2017), chap. 11.
34. D. Cairns, J. McCowat, N. Langford, *et al.*, "Mode-locked operation of a figure-of-eight erbium-doped fiber laser based on a 3x3 non-linear loop mirror," in Technical Digest. Summaries of papers presented at the *Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No. 01CH37170)*, (2001), pp. 298–299.
35. D. Kim, D. Kwon, B. Lee, *et al.*, "Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a 3x3 coupler," *Opt. Lett.* **44**(5), 1068–1071 (2019).

36. S. Boivinnet, S. Vidal, and J. Boulet, “178 fs, 1.2 nJ pulses from an all-polarization maintaining fiber figure 8 laser based on 3×3 coupler at 1 μm ,” *Laser Phys. Lett.* **17**(5), 055102 (2020).
37. M. Nishiura, R. Kageyama, and T. Shioda, “Efficient use of all ports of a 3×3 coupler in a nonlinear amplifying loop mirror-based fiber laser,” *Opt. Lett.* **48**(16), 4312–4315 (2023).
38. F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, *et al.*, “Femtosecond fiber oscillator based on a 3×3 -coupler-NALM: numerical model and realizations at 1 and 2 μm ,” *Opt. Express* **30**(8), 12555–12564 (2022).
39. K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley, “Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror,” *Opt. Lett.* **15**(22), 1294–1296 (1990).
40. J. Zhao, J. Zhou, Y. Jiang, *et al.*, “Nonlinear absorbing-loop mirror in a holmium-doped fiber laser,” *J. Lightwave Technol.* **38**(21), 6069–6075 (2020).
41. N. Seong, D. Y. Kim, and S. P. Veetil, “Mode-locked fiber laser based on an attenuation-imbalanced nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Commun.* **280**(2), 438–442 (2007).
42. W. Wang, F. Wang, Y. Zhang, *et al.*, “Passively mode-locked figure-eight fiber laser using a compact power-imbalanced nonlinear optical-loop mirror,” *J. Russ. Laser Res.* **37**(3), 265–272 (2016).
43. J. Shi, Y. Li, S. Gao, *et al.*, “All-polarization-maintaining figure-eight Er-fiber ultrafast laser with a bidirectional output coupler in the loss-imbalanced nonlinear optical loop mirror,” *Chin. Opt. Lett.* **16**(12), 121404 (2018).
44. W. Stepień, J. Szczepanek, T. Kardaś, *et al.*, “Study on parameters of fiber loop mirrors as artificial saturable absorbers,” in *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVII*, vol. 10094 (SPIE, 2017), pp. 199–205.
45. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa, *et al.*, “Semi-linear all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator manifesting dual operation regime at net anomalous dispersion,” *J. Lightwave Technol.* 1–8 (2023).
46. A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, “Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(2), 140–148 (2008).
47. P. Grelu and N. Akhmediev, “Dissipative solitons for mode-locked lasers,” *Nat. Photonics* **6**(2), 84–92 (2012).
48. W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, “Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers,” *Phys. Rev. A* **77**(2), 023814 (2008).
49. S. Ou, G. Liu, D. Qiu, *et al.*, “All-polarization-maintaining, all-normal-dispersion mode-locked fiber laser with spectral filtering in a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Express* **28**(16), 23670–23678 (2020).
50. M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, *et al.*, “Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator,” *IEEE Access* **8**, 145087–145091 (2020).
51. A. Borodkin and P. Honzátko, “High-energy all-PM Yb-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Laser Technol.* **143**, 107353 (2021).
52. M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa, *et al.*, “Studying the operation of an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator at negative and positive net cavity dispersion,” *IEEE Access* **10**, 45689–45694 (2022).
53. L. Guo, Z. Gan, and X. Liang, “27nJ, 114fs pulses from an environmentally stable all-normal all-PM Yb-Doped fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror,” *IEEE Photonics J.* **14**(6), 1–8 (2022).
54. C. Iaconis and I. A. Walmsley, “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses,” *Opt. Lett.* **23**(10), 792–794 (1998).
55. C. R. Smith, R. D. Engelsholm, and O. Bang, “Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers,” *Opt. Express* **30**(5), 8136–8150 (2022).
56. X. Audier, S. Heuke, P. Volz, *et al.*, “Noise in stimulated Raman scattering measurement: From basics to practice,” *APL Photonics* **5**(1), 011101 (2020).



All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror

MATEUSZ PIELACH,^{1,2}  AGNIESZKA JAMROZIK,¹ 
KATARZYNA KRUPA,¹  AND YURIY STEPANENKO^{1,3}

¹Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warsaw, Poland

²mgpielach@ichf.edu.pl

³stepanenko@ichf.edu.pl

Abstract: Successful generation of ultrashort pulses in the spectral region of 920 nm using Nd-doped fibers requires effectively suppressing the dominant 1064 nm four-level transition. Utilizing a hybrid design incorporating a W-shaped double-clad Nd-doped fiber and a single-clad Nd-doped fiber together with filtering out parasitic 1.06 μm beam, we developed an oscillator capable of delivering ultrashort pulses at the central wavelength of 929 nm. Here, we transferred the crucial components of the technology from the well-developed Yb-doped systems to build an all-polarization-maintaining Nd-doped fiber laser oscillator. The ultrashort pulsed operation is obtained through the passive mode-locking via a nonlinear amplifying loop mirror based on a 3x3 fiber coupler. The self-starting system has a figure-of-8 all-normal-dispersion cavity design and operates in a dissipative soliton regime. The oscillator, generating pulses with energy exceeding 1 nJ, delivers chirped 14.3 ps pulses, which can be compressed to 313 fs.

© 2024 Optica Publishing Group under the terms of the [Optica Open Access Publishing Agreement](#)

1. Introduction

Applications of ultrafast laser pulses spread over various disciplines, from medicine to engineering, which drive the demand for pico- and femtosecond laser systems [1,2]. Robustness and environmental stability are priority features for using such lasers under variable conditions outside optical laboratories. All-fiber laser configurations built of polarization-maintaining (PM) optical fibers can obtain these desired properties [3]. Thanks to employing birefringent fibers, mechanical vibrations, temperature, or humidity changes do not disturb the pulsed operation of the system, making all-PM-fiber lasers perfect for industrial applications.

Despite the numerous advantages of fiber lasers, their wavelength ranges are limited by the emission of rare-earth-doped fibers used as active media. The most mature technology is based on Er-doped and Yb-doped fibers, which operate in 1.5 μm and 1 μm spectral regions, respectively [4]. However, wavelengths shorter than 1 μm are also desired for some applications. Especially in multi-photon imaging, plenty of fluorophores require excitation wavelengths shorter than 1000 nm [5].

Until now, solid-state Ti:Sapphire lasers have been a golden standard for two-photon imaging, covering the wavelength range from approximately 700 nm to 1100 nm. However, due to their bulkiness and being high-maintenance, there is an arising interest in building fiber-based lasers operating at wavelengths below 1000 nm, which might be a more robust alternative for Ti:Sapphire lasers [6].

Accessing wavelengths shorter than 1 μm in fiber-based systems can be obtained using Yb-doped oscillators followed by generation of nonlinear effects, for example, by four-wave-mixing fiber optical parametric oscillators [7] or supercontinuum generation in normal dispersion using photonic crystal fibers [8–10]. Another approach is to generate ≈ 920 nm pulses via second harmonic generation from a source operating around 1.8 – 1.9 μm . Such laser can be based on a

Tm-doped oscillator [11] or an Er-doped oscillator further shifted towards longer wavelengths through soliton self-frequency shift [12–15].

Nevertheless, the most straightforward solution for generating 920 nm pulses is to use an Nd-doped oscillator directly. When using Nd-doped fibers, particular attention has to be paid to filter out the dominant four-level transition at 1064 nm and efficiently emit light via the three-level transition in the 920 nm band [16]. For that purpose, one can use specially designed double-clad W-shaped Nd-doped fibers, which can sufficiently suppress the emission at 1064 nm [17–21]. Despite the availability of specialty fibers, most systems utilize free-space spectral filtering [22–26]. However, such configurations are versatile to environmental changes. Nonetheless, the fiberized filtering can be done using additional 920/1064 wavelength division multiplexers (WDMs), which filter out 1064 nm beam. Mkrtchyan *et al.* [27] have recently presented an all-PM Nd-doped oscillator mode-locked by semiconductor saturable absorber mirror (SESAM), where the gain medium was sandwiched between two 920/1064 WDMs. Their oscillator operated in a dispersion-managed regime and delivered pulse energies lower than 0.2 nJ. Besides the relatively low pulse energy, limited by the damage threshold of SESAM, material saturable absorbers also suffer from degradation over time, which decreases the lifetime of such devices [28]. Thus, the most significant scientific interest is currently devoted to artificial saturable absorbers, among others, nonlinear loop mirrors [29].

All-PM Nd-doped oscillators mode-locked via nonlinear amplifying loop mirrors (NALMs) have been demonstrated by Becheker *et al.* [18] and Mkrtchyan *et al.* [30]. Nevertheless, both setups above operated in a dissipative soliton resonance regime, which limited the shortest pulse duration to about 80 ps. In 2024, Li *et al.* [31] demonstrated figure-9 oscillator mode-locked by NALM, which operated in a dispersion-managed regime delivering chirped 7.5 ps pulses. A nonreciprocal phase shifter placed inside the NALM loop based on a 2x2 fiber coupler guaranteed the self-starting pulsed operation. Also in 2024, another group [32] presented a figure-9 NALM-based oscillator, which used a nonreciprocal phase shifter. However, the all-normal-dispersion (ANDi) setup delivered narrowband 0.5 nJ, 13.7 ps pulses, which could not be compressed to hundreds of femtoseconds. Pulses from an Nd-doped oscillator that can be compressed to 53 fs have been recently demonstrated by Boulanger *et al.*, who described a Mamyshev oscillator operating in a self-similar regime [21]. Nevertheless, the self-starting pulsed operation required tuning the spectral filters inside the cavity.

The initiation of the pulsed operation can also be utilized in an all-fiber-fused architecture via a 3x3 fiber coupler, which introduces $2\pi/3$ phase shift, decreasing the mode-locking threshold [33–35]. This approach has been demonstrated in all-PM Er-doped [36], Yb-doped [37–40] and Tm-doped oscillators [38]. Up to now, a 3x3 fiber coupler has not been applied in a Nd-doped system.

In this paper, we present the first, to our knowledge, ANDi all-PM Nd-doped oscillator that is passively mode-locked by a 3x3 NALM. Unlike the state-of-the-art Nd-doped systems, our oscillator operates in a dissipative soliton regime, typical for ANDi setups [41,42]. We combine the ideas of using W-shaped double-clad active fiber and filtering out parasitic 1064 nm beam with an additional WDM.

2. Experimental setup

The scheme of the all-PM Nd-doped oscillator is presented in Fig. 1. The figure-8 system is a hybrid single- and double-clad design built of PM PANDA optical fibers and fiberized components. We used two types of single-mode passive fibers: a single-clad PM780-HP (labeled in gray) and a double-clad IXF-2CF-PAS-5-80-0.19 (labeled in blue). The cavity possesses two types of active Nd-doped fibers: a double-clad W-shaped IXF-2CF-Nd-PM-5-80-W-D1 (DC-NDF, Exail) and a single-clad IXF-NDF-PM-3-125-HD (SC-NDF, Exail). The primary gain medium is formed by a piece of DC-NDF, which is pumped through the pump combiner (PC) by a 10 W multimode laser

diode (LD1) operating at the wavelength of 808 nm (K808BAHRN-10.00W, BWT). 5 meters of the DC-NDF is coiled on a plastic ring with a diameter of 6 cm for suppressing 1064 nm band. Notably, we observed that the bending radius affects the maximum emission wavelength [17]. The NDF-DC is followed by a cladding pump stripper (CPS) created by a high-index coating, which extracts the residual pump beam from the cladding. Further propagation of the light takes place in the core of single-clad fibers. The optical isolator (ISO) guarantees the pulse propagation in the clockwise direction and blocks the beam reflected from the NALM. The next element is a 3x3 fiber coupler with an equal splitting ratio of 33/33/33. In the 3x3 NALM loop, we asymmetrically spliced 1 meter of SC-NDF, which is pumped through the wavelength division multiplexer (WDM 808/920) by a single-mode semiconductor laser diode LD2 (808LD, AeroDIODE). Please note that SC-NDF is a standard Nd-doped fiber with a maximum emission of 1064 nm. Thus, closer to the opposite port of the NALM loop, we spliced additional WDM (920/1064), which extracts the parasitic 1064 nm band outside of the cavity. Another purpose of splicing 920/1064 WDM is to introduce extra loss, which increases the asymmetry of NALM [37]. Two remaining ports of the 3x3 coupler serve as output ports (P1, P2). An additional 10/90 output coupler (OC) extracts 10% out of the cavity for diagnostic purposes (P3). To achieve the dissipative soliton regime, we utilized spectral filtering via a Lyot filter [43]. We spliced a piece of fiber at 45° to the polarizing beam splitter (PBS), whose input was also rotated by 45° with respect to the slow axis. The distance between the 45° splices defined the periodic filter's central wavelengths and spectral widths. We obtained a cosine filter profile and utilized its part centered at (929 ± 0.1) nm with a full width at half-maximum (FWHM) of (5.3 ± 0.3) nm. The PBS extracted the pulse propagating in the fast axis outside the cavity, while the light in the slow axis propagated as the seed to the PC for the next roundtrip. Notably, by adjusting the central wavelength of the Lyot filter, it was also possible to obtain the noise-like regime operation.

Having two active media with two independently controlled pump modules made it easier to find stable operation conditions. Please note that the primary purpose of SC-NDF was to introduce asymmetry to the NALM loop. Thus, by changing the pumping power of LD2, we could tune the nonlinear transmission characteristics of the saturable absorber, whereas changing the pumping power of LD1 allowed us to control the power of the pulse injected to the NALM loop [44,45]. The aforementioned configuration allows better control of the output pulses, leading to a broader tunability range of pulse parameters and easier initiation of the mode-locking operation.

Replacing DC-NDF with SC-NDF in the main loop could simplify the setup and improve efficiency. Firstly, SC-NDF was characterized by larger core absorption (150 dB/m at 804 nm) than DC-NDF's clad absorption (0.7 dB/m at 800 nm). This results in the possibility of using shorter lengths of SC-NDF compared to DC-NDF. Secondly, the mode field diameter mismatch, which accounts for additional losses, was lower for the splice between PM780 and SC-NDF than for PM780 and DC-NDF. On the other hand, with SC-NDF as the main amplifier, another WDM would be necessary for filtering out the parasitic 1064 nm band. More importantly, the pump power provided by a single-mode laser diode for pumping SC-NDF was insufficient to obtain energies over 1 nJ. Therefore, the amplifier in the main loop utilized DC-NDF and a multimode pump. Nevertheless, inside the NALM loop, we kept SC-NDF, as the required gain factor in the NALM loop was not as high as in the main loop. Ultimately, the hybrid design with DC-NDF and SC-NDF was tailored to our needs.

The characteristics of the oscillator have been obtained using the following apparatus. An optical spectrum analyzer (Yokogawa AQ6370C) captured the optical output spectra with 0.1 nm resolution and 0.02 nm sampling. We used the thermal power sensor Ophir 3A to measure the average output power, while the pulse duration was measured by a home-built second harmonic autocorrelator based on beta barium borate crystal. We compressed output pulses with the use of a home-built parallel optical diffraction gratings compressor (1390 lines/mm). The radio frequency (RF) spectra were taken by Agilent Technologies E4443A spectrum analyzer and

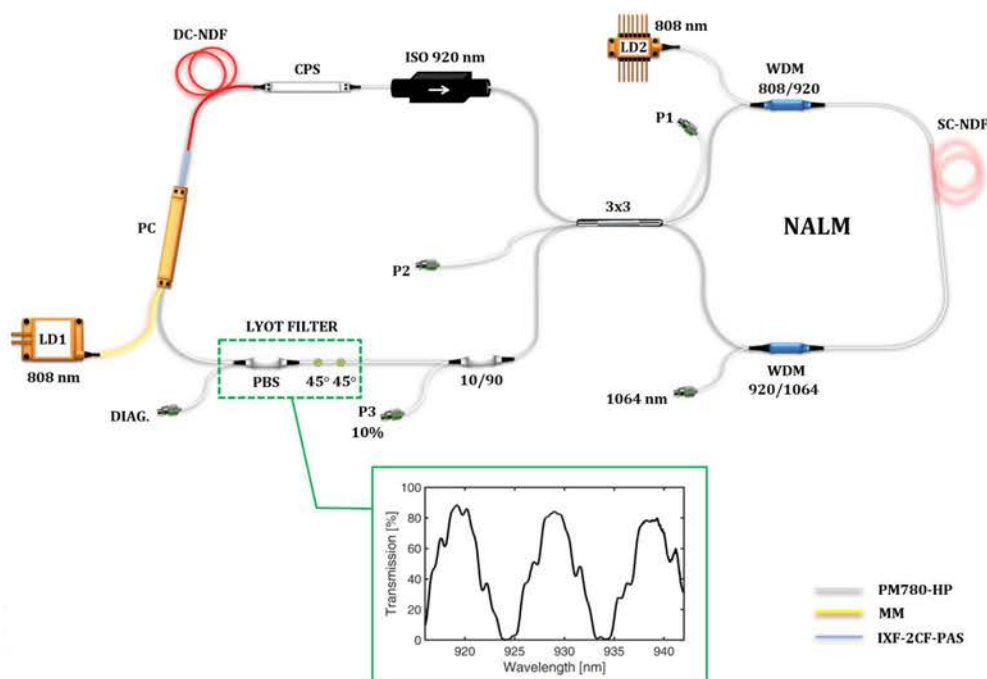


Fig. 1. Scheme of the ultrafast all-fiber laser oscillator. LD1 - multimode laser diode (10 W, 808 nm) coupled to multimode (MM-105/125-22A) fiber, PC - pump combiner, DC-NDF - double-clad Nd-doped W-shaped fiber (IXF-2CF-Nd-PM-5-80-W-D1), CPS - cladding pump stripper, ISO - optical isolator, 3x3 - fiber coupler with an even power splitting ratio of 33/33/33, LD2 - single-mode laser diode (250 mW, 808 nm), WDM - wavelength division multiplexer, SC-NDF - single-clad Nd-doped fiber (IXF-NDF-PM-3-125-HD), 10/90 - fiber coupler with a power splitting ratio of 10/90, which extracts 10% out of the cavity, PBS - polarizing beam splitter enabling the construction of the Lyot filter (labeled as a green box), DIAG. - diagnostic output, P1, P2, P3 - outputs. The inset presents the transmission of the Lyot filter.

a 1.2 GHz InGaAs photodiode (DET01CFC, Thorlabs Inc.). Moreover, we utilized a 6 GHz oscilloscope (Teledyne Lecroy WavePro 7 Zi-A) with a maximum sampling of 40 Gs/s.

3. Results and discussion

The oscillator could be easily self-started for the following values of pump powers: 2 W (LD1) and 180 mW (LD2). Stable mode-locking conditions could be obtained after decreasing the pump power of LD1 to 1.9 W. Notably, we could tune both pumping modules to find several single-pulse operation workpoints.

The lower the pump power of LD2, the less asymmetric the NALM loop, which supports pulses of higher energies. This effect is an analogy to a nonlinear optical loop mirror having less asymmetric coupling splitting ratio [46,47]. Thus, we could simultaneously increase the pump power in the main loop (LD1) and increase the energy of the pulses propagating in the cavity. Similarly, we could increase the pump power of LD2, leading to more asymmetric NALM, which supports lower energy pulses. Changing the pump powers of LD1 and LD2 was done alternately step by step in such a manner that we did not lose the mode-locking operation. The range of

possible pump powers allowing for pulsed operation was (1.9–2.1) W for LD1 and (165–195) mW for LD2. We observed continuous wave operation for pump powers lower than those within the aforementioned ranges, while for higher pump powers, the pulsed operation began to be unstable.

Below, we will present the results obtained for the exemplary values of pump powers. Furthermore, we will compare the spectral characteristics for the two boundary cases: state A (LD1 = 1.9 W, LD2 = 195 mW) and state B (LD1 = 2.1 W, LD2 = 165 mW).

The oscillator operated at the repetition rate of (12.307 ± 0.001) MHz, which resulted from the length of the cavity. Figure 2(a) presents the RF spectrum measured for port P1 in state A. We did not observe any other evident peaks except one indicating the fundamental repetition rate, which appeared 71 dB above the background level. We also did not see any peaks around the harmonics, presented in Fig. 2(b). Moreover, we did not observe any significant changes when measuring the RF spectrum for other ports or in state B. We also verified the single-pulse operation via a 6 GHz oscilloscope. An exemplary trace of registered output pulses for port P1 in state A is shown in Fig. 2(c).

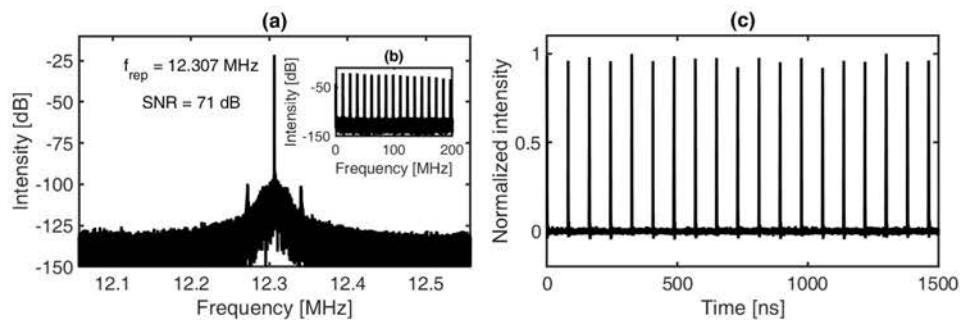


Fig. 2. Characteristics of the oscillator measured at port P1 for state A. (a) The radio frequency spectra, measured in the span of 0.5 MHz with a resolution bandwidth of 10 Hz, proved single-pulse operation at the repetition frequency of 12.307 MHz. A high signal-to-noise ratio (SNR) of 71 dB indicated stable operation. (b) Broader spectrum of harmonics in the span of 200 MHz measured with resolution bandwidth of 2 kHz. (c) Registered train of output pulses. The varying amplitude of the pulses may be caused by the undersampling of the signal associated with the 8-bit analog-to-digital converter and an effective number of bits of the oscilloscope.

We verified the suppression of the parasitic 1064 nm beam by measuring the optical spectrum in the wide span and comparing it to the amplified spontaneous emission (ASE) curve of the main amplifier (DC-NDF). The results are presented in Fig. 3(a). The black curve presents the optical output spectrum from port P1 for state A, while the red curve shows the ASE of DC-NDF. One can see that the DC-NDF itself already suppressed the parasitic beam by over 35 dB. By utilizing DC-NDF as the main amplifier in the oscillator and additionally utilizing 920/1064 WDM in the NALM loop, we ended up with operation at 929 nm with over 90 dB dominance over the parasitic wavelengths above 1 μ m for port P1. Notably, the central wavelength was shifted with respect to the maximum amplification of DC-NDF (923 nm). This shift was caused, among others, by the central wavelength of the used part of the Lyot filter (929 nm). The sinusoidal shape visible in the background was also caused by the periodic character of the Lyot filter.

We additionally compared the background suppression depending on the output port. Figure 3(b) presents the spectral characteristics in logarithmic scale for three ports: P1 (black), P2 (blue), P3 (red). In all cases, the 0.9 μ m band dominated over the wavelengths above 1 μ m by at least 83 dB.

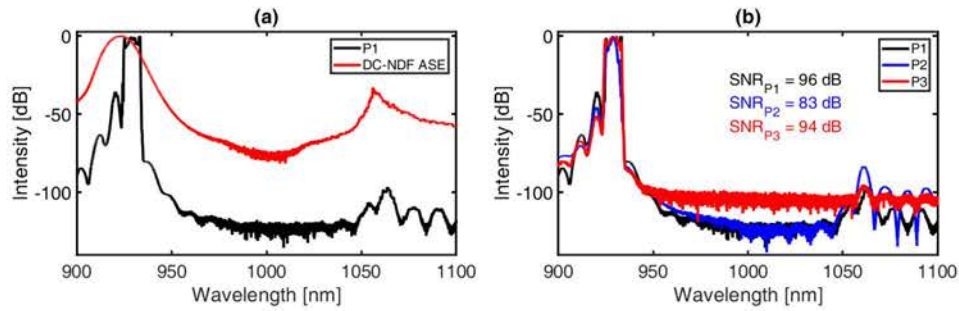


Fig. 3. Comparison of spectral characteristics in the logarithmic scale. (a) Optical output spectrum from port P1 in state A (black) compared to amplified spontaneous emission (ASE) of DC-NDF (red) proved excellent suppression of the parasitic 1 μ m component. (b) Optical output spectrum for three ports in state A: P1 (black), P2 (blue), and P3 (red) indicated superior background suppression for all three ports of the oscillator.

The spectral characteristics in linear scale for three ports (P1, P2, P3) are presented in Fig. 4(a) for state A, and in Fig. 4(b) for state B. Spectral breathing of the pulse circulating through the ANDi cavity was observed for both states, which is a typical feature of dissipative solitons [48,49]. Another distinctive mark is the shape of the spectrum with steep edges, also referred to as “cat-ears” [50]. Notably, the spectral width from P2 was narrower compared to P1 and P3. A narrower spectrum for P2 was associated with the spectral filtering effect of nonlinear loop mirrors [40,51].

We also compared the spectral characteristics between the two states for two exemplary ports (P1, P2). The optical spectra in the logarithmic scale are presented in Fig. 4(c) for P1 and in Fig. 4(d) for P2. For state A, the optical spectrum was centered at 929.1 nm, which corresponded well with the central wavelength of the Lyot filter (929 nm). For state B, as the power in the main loop was increased, the optical spectrum broadened due to the nonlinear self-phase-modulation effect. We also observed stronger spectral sidelobes. Notably, for state B, the central wavelength shifted towards shorter wavelengths to 928.4 nm. This shift was associated with the gain curve of DC-NDF (see Fig. 3(a)), whose maximum is at 923 nm. Thus, the spectral broadening was more prominent for the blue-shifted part of the spectrum, as the gain is higher than for the red-shifted wavelengths. Changes in the modulations in the optical spectra between two states can also be associated with the nature of the self-phase modulation and optical wave breaking effects [52].

Higher pump power of the main amplifier in state B resulted in an increase of the pulse energy injected to the NALM loop, which manifested itself by an increase of the average output power for port P1 from (12.7 ± 0.4) mW for state A to (14.3 ± 0.4) mW for state B. On the other hand, the pump power inside the NALM loop was lower for state B. Thus, the differences in output powers between the states for ports P2 and P3 were so minor that they were within their uncertainties. In both cases, the largest pulse energy, exceeding 1 nJ, could be extracted from port P1. The summary of the differences between the ports for both states is presented in Table 1.

Table 1. Comparison of the spectral bandwidth, output power and pulse energy for different ports for two states.

Port \ Parameter	State A			State B		
	P1	P2	P3	P1	P2	P3
10 dB bandwidth [nm]	9.0 ± 0.1	7.5 ± 0.1	9.3 ± 0.1	10.1 ± 0.1	9.3 ± 0.1	10.3 ± 0.1
Output power [mW]	12.7 ± 0.4	7.0 ± 0.2	1.10 ± 0.03	14.3 ± 0.4	7.1 ± 0.2	1.07 ± 0.03
Pulse energy [nJ]	1.03 ± 0.06	0.57 ± 0.03	0.09 ± 0.01	1.16 ± 0.07	0.58 ± 0.03	0.09 ± 0.01

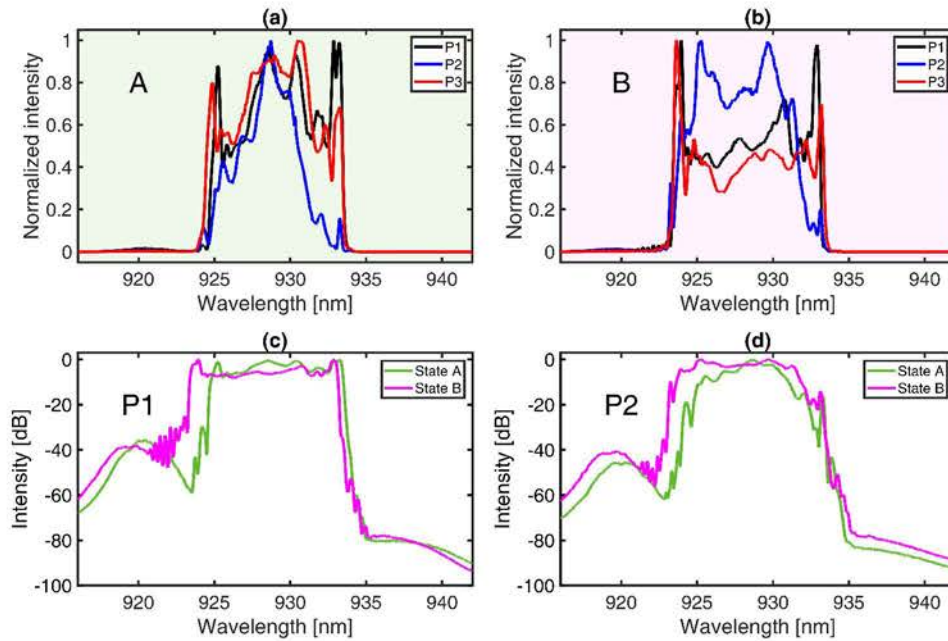


Fig. 4. Comparison of the spectral characteristics between different ports (a, b) and different states (c, d). Optical spectra in linear scale for two states: (a) - state A, (b) - state B, for three ports: P1 (black), P2 (blue), P3 (red). Different spectral modulations between the ports proved the spectral breathing of the pulse circulating around the cavity. Comparison of the optical spectra in logarithmic scale for ports P1 (c) and P2 (d) between the two states (green - state A, magenta - state B). Optical spectra for state B were broader, and their central wavelengths were blue-shifted with respect to state A.

Notably, the power efficiency of the oscillator was relatively low, which was associated, among others, with the limited clad absorption of DC-NDF and a large number of output ports. When using a 3x3 fiber coupler, 33% of the power is extracted out of the cavity at the input to the NALM loop, and another 33% is removed from the setup at the output. Therefore, 3x3 NALM is less efficient than its 2x2 equivalent. Furthermore, one has to consider the mode field diameter mismatch between DC-NDF and PM780, which also accounted for the signal loss. Considering port P1 in state A, the ratio between the average output power and total pumping power was less than 1%. Nevertheless, the power efficiency can be improved by further optimization of the oscillator and using highly doped Nd-doped fibers.

Treating P1 as the main usable output port, we verified the chirp pulse duration and its compressibility using a background-free autocorrelator. The obtained autocorrelation trace for a chirped pulse in state A is presented in Fig. 5(a). We observed a Gaussian pulse shape, and the pulse duration was (14.3 ± 0.2) ps. Compared to similar ANDi Yb-doped oscillators [29,44,53,54], the pulse duration in the presented Nd-doped oscillator was longer, especially given the narrower spectral bandwidth than typical Yb-doped oscillators. One of the main reasons for the larger chirp is a larger group velocity dispersion of fused silica for 929 nm, compared to the region above 1 μm . Having substantial chirp in the output pulse, we used the optical gratings with a relatively high groove density of 1390 lines/mm to construct the compressor as compact as equivalent compressors utilized in dechirping pulse durations from ANDi Yb-doped oscillators (the grating separation was shorter than 100 mm) [44,53].

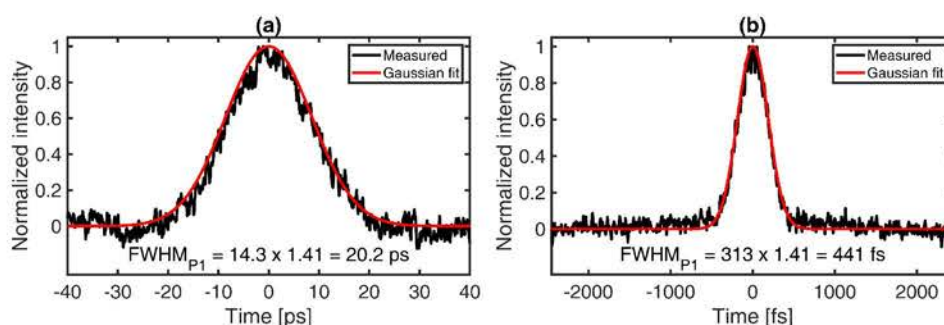


Fig. 5. Temporal characteristics of port P1 in state A. Black curves present the measured data, while the red lines indicate the Gaussian fits. (a) Autocorrelation trace of a chirped pulse, indicating the pulse duration of (14.3 ± 0.2) ps. (b) Autocorrelation trace of the compressed pulse indicating the pulse duration of (313 ± 10) fs.

Figure 5(b) presents the autocorrelation trace of the compressed pulse, indicating the pulse duration of (313 ± 10) fs. The Fourier-transform-limited (FTL) pulse duration was approximately 210 fs. We believe that further compression has probably been limited by higher-order dispersion components [55]. For state B, despite having a broader optical spectrum, we could not compress the pulse below 340 fs, which also could indicate a prominent impact of higher-order dispersion components, which might have resulted from the severe modulations in the optical spectrum.

4. Conclusion

To summarize, we have presented an original ANDi all-PM Nd-doped fiber laser oscillator mode-locked by a 3x3 NALM. The self-starting pulsed operation was the primary advantage of utilizing the saturable absorber based on a 3x3 fiber coupler. Unlike in the case of state-of-the-art oscillators based on 2x2 couplers, our setup did not require additional nonreciprocal phase shifters in the loop. Therefore, 3x3 NALM is a more straightforward and cheaper equivalent, simultaneously enabling more output ports than 2x2 NALM. We filled the hole in the state-of-the-art by presenting the all-PM Nd-doped oscillator operating in a dissipative soliton regime. We successfully accessed the spectral region around 929 nm by utilizing a hybrid approach using W-shaped double-clad fiber and filtering out the parasitic 1064 nm beam with an additional WDM. The system, capable of delivering pulse energy exceeding 1 nJ, generates chirped picosecond pulses, which can be compressed to hundreds of femtoseconds. Our configuration provided a broad tuning range of the output parameters, as proven by the characterization of two boundary mode-locking states.

We believe that our article provides valuable insights on building all-PM Nd-doped oscillators, paving the way toward successful technology transfer from 1030 nm Yb-doped to 920 nm Nd-doped systems. Compared to 1 μ m technology, one has to pay particular attention to increased group velocity dispersion at 920 nm, which may lead to a relatively larger chirp of the output pulses. Consequently, a longer pulse duration results in a larger distance between the compressor's optical gratings. Alternatively, one can utilize optical diffraction gratings with larger groove density. Yet another significant difference is the necessity of using optical fibers with smaller mode field diameters to keep the single-mode beam propagation. Smaller mode field diameters lead to larger fluence for a given pulse energy, resulting in more prominent nonlinear effects limiting the pulse energy. Thus, one can expect lower pulse energies in Nd-doped systems than in Yb-doped oscillators.

On the other hand, when finding optimal conditions for a dissipative soliton regime, stronger nonlinear effects may compensate for the fact of larger group velocity dispersion. Consequently,

one can utilize spectral filters with bandwidths comparable to those used in Yb-doped systems [53]. The next limiting factor is the spectral bandwidth of the Nd-doped gain medium, which is narrower compared to the Yb-doped gain medium. As a result, without additional spectral broadening, one expects a longer pulse duration of compressed pulses from 920 nm systems.

We reckon that due to the robustness and environmental stability, all-PM Nd-doped oscillators can supersede bulky Ti:Sapphire oscillators in the future. Nevertheless, further research and optimization are strongly desirable to make Nd-doped oscillators as cheap and as simple as Yb-doped equivalents.

Funding. Fundacja na rzecz Nauki Polskiej (POIR.04.04.00-00-16ED/18).

Acknowledgment. We would like to acknowledge Jan Szczepanek for lending the parts necessary for building the compressor and for all the fruitful discussions.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

References

1. W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, *et al.*, "Fiber lasers and their applications [invited]," *Appl. Opt.* **53**(28), 6554 (2014).
2. K. Sugioka and Y. Cheng, "Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing," *Light: Sci. Appl.* **3**(4), e149 (2014).
3. W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, *et al.*, "All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation," *Appl. Phys. B* **123**, 1 (2016).
4. G. Chang and Z. Wei, "Ultrafast fiber lasers: An expanding versatile toolbox," *iScience* **23**(5), 101101 (2020).
5. C. Xu and F. Wise, "Recent advances in fiber lasers for nonlinear microscopy," *Nat. Photonics* **7**, 1 (2013).
6. J. M. Bueno, F. J. Ávila, and P. Artal, "Comparing the performance of a femto fiber-based laser and a Ti:sapphire used for multiphoton microscopy applications," *Appl. Opt.* **58**(14), 3830–3835 (2019).
7. M. Brinkmann, A. Fast, T. Hellwig, *et al.*, "Portable all-fiber dual-output widely tunable light source for coherent Raman imaging," *Biomed. Opt. Express* **10**(9), 4437–4449 (2019).
8. W. Liu, C. Li, Z. Zhang, *et al.*, "Self-phase modulation enabled, wavelength-tunable ultrafast fiber laser sources: an energy scalable approach," *Opt. Express* **24**(14), 15328–15340 (2016).
9. P. Wang, X. Xu, Z. Guo, *et al.*, "926 nm Yb-doped fiber femtosecond laser system for two-photon microscopy," *Appl. Phys. Express* **12**(3), 032008 (2019).
10. C. C. Silva, Ł. Zinkiewicz, M. Pielach, *et al.*, "Stimulated Raman scattering microscope for leukemic cell imaging," in *Label-free Biomedical Imaging and Sensing (LBIS) 2023*, vol. 12391 N. T. Shaked and O. Hayden, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2023), p. 123910M.
11. A. Turnali, S. Xu, and M. Y. Sander, "High pulse energy, femtosecond fiber laser for two-photon imaging," in *Frontiers in Optics / Laser Science*, (Optica Publishing Group, 2020), p. JW6A.5.
12. C.-H. Hage, J.-T. Gomes, S. M. Bardet, *et al.*, "Two-photon microscopy with a frequency-doubled fully fusion-spliced fiber laser at 1840 nm," *Opt. Lett.* **43**(20), 5098–5101 (2018).
13. R. Dai, N. Zhang, Y. Meng, *et al.*, "High energy (>40 nJ), sub-100 fs, 950 nm laser for two-photon microscopy," *Opt. Express* **29**(24), 38979–38988 (2021).
14. K. Charan, B. Li, M. Wang, *et al.*, "Fiber-based tunable repetition rate source for deep tissue two-photon fluorescence microscopy," *Biomed. Opt. Express* **9**(5), 2304–2311 (2018).
15. K. Qian, H. Luo, D. Qiu, *et al.*, "Broadband and tunable 920-nm femtosecond pulse generated by an all-fiber Er:fiber laser system," *IEEE Access* **9**, 29660–29664 (2021).
16. O. Okhotnikov and J. Salcedo, "Spectroscopy of the transient oscillations in a Nd³⁺-doped fiber laser for the four-level $4F_{3/2-4I_{11/2}}$ (1060 nm) and three-level $4F_{3/2-4I_{9/2}}$ (900-nm) transitions," *Appl. Phys. Lett.* **64**(20), 2619–2621 (1994).
17. K. Qian, H. Wang, M. Laroche, *et al.*, "Mode-locked Nd-doped fiber laser at 930 nm," *Opt. Lett.* **39**(2), 267–270 (2014).
18. R. Becheker, M. Tang, M. Touil, *et al.*, "Dissipative soliton resonance in a mode-locked Nd-fiber laser operating at 927 nm," *Opt. Lett.* **44**(22), 5497–5500 (2019).
19. J. Zhang, J. Wen, Y. Wang, *et al.*, "Watt-level gigahertz femtosecond fiber laser system at 920 nm," *Opt. Lett.* **47**(19), 4941–4944 (2022).
20. K. L. Corre, A. Barnini, T. Robin, *et al.*, "Watt-level deep-UV subnanosecond laser system based on Nd-doped fiber at 229 nm," *Opt. Lett.* **48**(5), 1276–1279 (2023).
21. V. Boulanger, M. Olivier, B. Morasse, *et al.*, "Femtosecond Mamyshev oscillator at 920 nm," *Opt. Lett.* **49**(8), 2201–2204 (2024).
22. M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, *et al.*, "Femtosecond neodymium-doped fiber laser operating in the 894-909-nm spectral range," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**(4), 1029–1031 (2004).

23. M. Li, W. Yang, Z. Zhang, *et al.*, "Mode-locked femtosecond 910 nm Nd: fibre laser with phase biased non-linear loop mirror," *Electron. Lett.* **53**(22), 1479–1481 (2017).
24. X. Gao, W. Zong, B. Chen, *et al.*, "Core-pumped femtosecond Nd:fiber laser at 910 and 935 nm," *Opt. Lett.* **39**(15), 4404–4407 (2014).
25. S. Wang, Y. Li, Y. Chen, *et al.*, "Femtosecond all-polarization-maintaining Nd fiber laser at 920 nm mode locked by a biased NALM," *Opt. Express* **29**(23), 38199–38205 (2021).
26. K. L. Corre, T. Robin, B. Cadier, *et al.*, "Mode-locked all-PM Nd-doped fiber laser near 910 nm," *Opt. Lett.* **46**(15), 3564–3567 (2021).
27. A. A. Mkrtchyan, M. S. Mishevsky, Y. G. Gladush, *et al.*, "Dispersion managed mode-locking in all-fiber polarization-maintaining Nd-doped laser at 920 nm," *J. Lightwave Technol.* **41**(8), 2494–2500 (2023).
28. K. Viskontas, K. Regelskis, and N. Rusteika, "Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1 μm ," *Lith. J. Phys.* **54**(3), 127–13570 (2014).
29. S. M. Kobtsev, "Artificial saturable absorbers for ultrafast fibre lasers," *Opt. Fiber Technol.* **68**, 102764 (2022).
30. A. A. Mkrtchyan, Y. G. Gladush, M. A. Melkumov, *et al.*, "Nd-doped polarization maintaining all-fiber laser with dissipative soliton resonance mode-locking at 905 nm," *J. Lightwave Technol.* **39**(17), 5582–5588 (2021).
31. T.-J. Li, H. Sun, M. Liu, *et al.*, "Sub-50 fs, 0.5 W average power Nd-doped fiber amplifier at 920 nm," *Opt. Lett.* **49**(1), 57–60 (2024).
32. X. Li, S. Li, X. Li, *et al.*, "Low repetition rate 915 nm figure-9 ultrafast laser with all-fiber structure," *Opt. Express* **32**(7), 11271–11280 (2024).
33. R. Priest, "Analysis of fiber interferometer utilizing 3 x 3 fiber coupler," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **30**(10), 1589–1591 (1982).
34. E. Gottwald, "Measurement method for determination of optical phase shifts in 3 x 3 fibre couplers," *Electron. Lett.* **24**(5), 265–266 (1988).
35. Y. Fei, X. Dan, C. Haiwen, *et al.*, "120° phase difference interference technology based on 3 x 3 coupler and its application in laser noise measurement," in *Optical Interferometry*, A. A. Banishev, M. Bhowmick, and J. Wang, eds. (IntechOpen, Rijeka, 2017), chap. 11.
36. D. Kim, D. Kwon, B. Lee, *et al.*, "Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a 3x3 coupler," *Opt. Lett.* **44**(5), 1068–1071 (2019).
37. S. Boivinet, S. Vidal, and J. Boulet, "178 fs, 1.2 nJ pulses from an all-polarization maintaining fiber figure 8 laser based on 3 x 3 coupler at 1 μm ," *Laser Phys. Lett.* **17**(5), 055102 (2020).
38. F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, *et al.*, "Femtosecond fiber oscillator based on a 3x3-coupler-NALM: numerical model and realizations at 1 and 2 μm ," *Opt. Express* **30**(8), 12555–12564 (2022).
39. M. Nishiura, R. Kageyama, and T. Shioda, "Efficient use of all ports of a 3x3 coupler in a nonlinear amplifying loop mirror-based fiber laser," *Opt. Lett.* **48**(16), 4312–4315 (2023).
40. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa, *et al.*, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror," *Opt. Express* **31**(25), 42136–42149 (2023).
41. A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, *et al.*, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Opt. Express* **14**(21), 10095–10100 (2006).
42. A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, "Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(2), 140–148 (2008).
43. K. Özgören and F. O. Ilday, "All-fiber all-normal dispersion laser with a fiber-based Lyot filter," *Opt. Lett.* **35**(8), 1296–1298 (2010).
44. C. Agueraray, R. Hawker, A. Runge, *et al.*, "120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser," *Appl. Phys. Lett.* **103**(12), 121111 (2013).
45. L. Guo, Z. Gan, and X. Liang, "27nJ, 114fs pulses from an environmentally stable all-normal all-PM Yb-doped fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror," *IEEE Photonics J.* **14**(6), 1–8 (2022).
46. W. Stepień, J. Szczepanek, T. Kardaś, *et al.*, "Study on parameters of fiber loop mirrors as artificial saturable absorbers," in *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVII*, vol. 10094 (SPIE, 2017), pp. 199–205.
47. X. Zhang, Y. Shen, X. Tang, *et al.*, "Inverse saturable absorption mechanism in mode-locked fiber lasers with a nonlinear amplifying loop mirror," *Photonics* **10**, 1 (2023).
48. W. H. Renninger, A. Chong, and F. W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers," *Phys. Rev. A* **77**(2), 023814 (2008).
49. P. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers," *Nat. Photonics* **6**(2), 84–92 (2012).
50. K. Kieu and M. Mansuripur, "Femtosecond laser pulse generation with a fiber taper embedded in carbon nanotube/polymer composite," *Opt. Lett.* **32**(15), 2242–2244 (2007).
51. S. Ou, G. Liu, D. Qiu, *et al.*, "All-polarization-maintaining, all-normal-dispersion mode-locked fiber laser with spectral filtering in a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Express* **28**(16), 23670–23678 (2020).
52. D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, *et al.*, "Wave breaking in nonlinear-optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **9**(8), 1358–1361 (1992).
53. M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, *et al.*, "Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator," *IEEE Access* **8**, 145087–145091 (2020).

- 54. A. Borodkin and P. Honzátko, “High-energy all-PM Yb-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Laser Technol.* **143**, 107353 (2021).
- 55. M. Luo, N.-M. Chen, M. Liu, *et al.*, “Impact of third-order dispersion on the dynamics of dissipative solitons in an ultrafast fiber laser,” *Opt. Express* **32**(6), 10059–10067 (2024).

Rozdział 5

Podsumowanie

Przedmiot niniejszej rozprawy doktorskiej stanowiły badania nad całkowicie światłowodowymi ultraszybkimi oscylatorami laserowymi. Dysertacja w formie zbioru publikacji przedstawiła cztery oryginalne konfiguracje ultraszybkich oscylatorów laserowych. Realizacja pracy impulsowej odbywała się z wykorzystaniem sztucznych absorberów w postaci różnych wariantów nieliniowych zwierciadeł pętlowych. Wszystkie układy były zbudowane wyłącznie z włókien utrzymujących stan polaryzacji i pozwalały na generację impulsów o energii przekraczającej 1 nJ, które mogły zostać skompresowane poniżej 1 ps. Trzy oscylatory używały jako włókno aktywne światłowód domieszkowany jonami iterbu i pracowały na centralnej długości fali około 1030 nm. Jeden układ zawierał włókno domieszkowane jonami neodymu i dostarczał impulsy w zakresie spektralnym około 920 nm.

Twórca rozprawy zaproponował architekturę wnęki pierścieniowej, do której wprowadzono światłowodową siatkę Bragga ze świergotem przy użyciu cyrkulatora optycznego. Udowodniono możliwość uzyskania pracy impulsowej w reżimie ograniczonych dyspersyjnie solitonów dyssypacyjnych dla wypadkowej anomalnej dyspersji wnęki. Ponadto zaprezentowano oscylator o quasi-liniowym rezonatorze, w którym zaobserwowano dualizm reżimu pracy impulsowej. Badania udowodniły możliwość uzyskania impulsów o charakterystyce zbliżonej do standardowych solitonów dyssypacyjnych dla wypadkowej anomalnej dyspersji wnęki. Autor rozprawy zaproponował nowy wariant sztucznego absorbera w postaci nieliniowego optycznego stratnego zwierciadła pętlowego wykorzystującego sprzęgacz 3x3. Nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe z powodzeniem zostało zaimplementowane do układu oscylatora i pozwoliło na uzyskanie samowzbudnej inicjacji pracy impulsowej. Kolejny laser udowodnił możliwość transferu wiedzy na inny zakres spektralny stosując technologię znaną z oscylatorów wykorzystujących włókno domieszkowane jonami iterbu. Zaprojektowano oscylator, w którym włókno aktywne stanowił światłowód domieszkowany jonami neodymu, a do pracy impulsowej zastosowano nieliniowe wzmacniające zwierciadło pętlowe zbudowane ze sprzęgacza 3x3. Podsumowanie zrealizowanych układów wraz z ich parametrami zaprezentowano w Tabeli 5.1.

Ogrom zastosowań oraz wiele praktycznych zalet całkowicie światłowodowych oscylatorów laserowych nieustannie napędzają wzrost zainteresowania naukowego wśród grup badaczy, co również ma odzwierciedlenie we wzroście popytu na tego typu układy. Jednym z naturalnych kierunków rozwoju jest dalsza optymalizacja zaprezentowanych architektur oscylatorów laserowych celem dostosowania parametrów generowanych impulsów pod konkretne zastosowania. Kolejnym krokiem jest użycie oscylatorów do bardziej rozbudowanych systemów laserowych wykorzystujących szereg wzmacniaczy celem osiągnięcia wyższych mocy szczytowych, co może pozwolić na aplikację m.in. w obrazowaniu czy precyzyjnej mikroobróbkę.

Zaprezentowane układy wykorzystujące sprzęgacze 3x3 mogą stanowić wyniki wstępne do dalszych prac w kierunku budowy układów wykorzystujących elementy wykonane wyłącznie w tech-

nologii FBT, m.in. bez izolatorów i cyrkulatorów. Przyszłe prace mogą również dążyć do badań nad wnękami liniowymi, które uprością budowę lasera, zmniejszą jego koszt i będą korzystnym rozwiązaniem prowadzącym do polepszenia parametrów wyjściowych (np. mogą umożliwić osiągnięcie wyższych częstotliwości repetycji). Dualizm reżimu pracy impulsowej stanowi interesujące zagadnienie z obszaru badań podstawowych, które inspiruje naukowców do obserwacji dynamiki przejścia między stanami, stosując technikę dyspersyjnej transformacji Fouriera [286].

Tabela 5.1: Wykaz oscylatorów stanowiących przedmiot niniejszej pracy. Parametry układów zostały podane dla maksymalnej energii impulsu osiągniętej z danego portu wyjściowego każdego z oscylatorów. Moc szczytowa została obliczona dla impulsów ze świergotem bezpośrednio z oscylatora. W niektórych przypadkach zakresy niepewności pomiarowych są inne niż wartości zaprezentowane w poszczególnych artykułach, co wynika z zastosowanych ujednoliczeń na potrzeby niniejszej rozprawy.

Oscylator Parametr	A1	A2	A3	A4
Architektura	cyfra 8	quasi-liniowa	quasi-liniowa	cyfra 8
Ośrodek aktywny	YDF	YDF	YDF	NDF
Nasycalny absorber	2x2 NOLM	2x2 NOLM	3x3 NOLLM	3x3 NALM
Reżim pracy	DMDS	DMDS	DMDS	DS
Centralna długość fali [nm]	$1032,4 \pm 0,1$	$1031,0 \pm 0,1$	$1030,7 \pm 0,1$	$928,4 \pm 0,1$
Szerokość spektralna (10 dB) [nm]	$36,6 \pm 0,1$	$17,3 \pm 0,1$	$19,0 \pm 0,1$	$10,1 \pm 0,1$
Częstotliwość repetycji [MHz]	$34,08 \pm 0,01$	$25,27 \pm 0,01$	$11,62 \pm 0,01$	$12,31 \pm 0,01$
Średnia moc wyjściowa [mW]	$77,9 \pm 2,3$	$161,3 \pm 4,8$	$13,36 \pm 0,40$	$14,30 \pm 0,43$
Energia impulsu [nJ]	$2,29 \pm 0,07$	$6,38 \pm 0,20$	$1,15 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,04$
Czas trwania impulsu ze świergotem [ps]	$4,0 \pm 0,1$	$7,1 \pm 0,1$	$8,6 \pm 0,1$	$14,3 \pm 0,1$
Moc szczytowa [W]	573 ± 17	899 ± 27	$133,7 \pm 4,0$	$81,1 \pm 2,4$
Czas trwania impulsu po kompresji [fs]	98 ± 3	111 ± 3	162 ± 5	313 ± 10
Samoczynna praca impulsowa	nie	nie	tak	tak

Zastosowanie włókien domieszkowanych jonami neodymu pozwoliło na pionierski transfer technologii opartej na sprzęgaczu 3x3 na zakres spektralny poniżej 1000 nm, co również może stanowić wyniki wstępne do kolejnych prac optymalizacyjnych. Oscylatory wykonane z włókien PM ze sztucznymi nasycalnymi absorberami w tym zakresie spektralnym mają wysoki potencjał komercyjacyjny z powodu braku bezpośrednich konkurentów oferujących na rynku podobne układy jako standardowy produkt. Interesującym tematem z punktu widzenia badawczego byłaby implementacja siatki CFBG do wnęki oscylatora ze światłowodem domieszkowanym jonami neodymu i próba wykorzystania architektury quasi-liniowej. Wszelkie działania prowadzące do uproszczenia budowy oscylatora wykorzystującego włókno domieszkowane jonami neodymu również byłyby wysoce pożądane. Bez wątpienia tematyka niniejszej rozprawy doktorskiej jest godna kontynuowania.

Bibliografia

- [1] "Optics & Photonics Global Industry Report 2024", SPIE, <https://spie.org/industry-resources/information/global-industry-report> (dostęp 09.04.2024).
- [2] T. Robin, B. d'Humières i J. Cochard, "An overview of global and European photonics markets and industry: Photonics contributes to make Europe's economy more competitive and is essential to global market growth", *PhotonicsViews* **19**, 68–71 (2022).
- [3] "Photonics market by type and by application - global industry analysis, size, share, growth, trends, regional outlook, and forecast 2023-2032", Precedence Research, 07.2023, <https://www.precedenceresearch.com/photonics-market> (dostęp 09.05.2024).
- [4] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", *Nature* **187**, 493–494 (1960).
- [5] C. Rulliere i in., *Femtosecond laser pulses* (Springer, 2005).
- [6] G. Huber, C. Kränkel i K. Petermann, "Solid-state lasers: status and future [invited]", *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, B93–B105 (2010).
- [7] A. Sennaroglu, *Solid-state lasers and applications* (CRC press, 2017).
- [8] B. Denker i E. Shklovsky, *Handbook of solid-state lasers: materials, systems and applications* (Elsevier, 2013).
- [9] R. Paschotta, "Laser glasses", RP Photonics Encyclopedia (2005). https://www.rp-photonics.com/laser_glasses.html (dostęp 10.04.2024).
- [10] S. De Silvestri, P. Laporta i V. Magni, "Misalignment sensitivity of solid-state laser resonators with thermal lensing", *Opt. communications* **59**, 43–48 (1986).
- [11] J. L. Hall, M. S. Taubman i J. Ye, "Laser stabilization", *OSA Handb.* v14 (1999).
- [12] P. Laporta, S. Taccheo, M. Marano, O. Svelto, E. Bava, G. Galzerano i C. Svelto, "Amplitude and frequency stabilized solid-state lasers in the near infrared", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 2396 (2001).
- [13] G. J. Valentine, P. Cerny, K. J. McEwan i D. Burns, "Active and passive stabilization of solid state lasers", w *Solid State Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, t. 5620 (SPIE, 2004), ss. 206–217.
- [14] R. Boge, J. Horáček, P. Mazúrek, J. A. Naylor, J. T. Green, Z. Hubka, V. Šobr, J. Novák, F. Batysta, R. Antipenkov i in., "Robust method for long-term energy and pointing stabilization of high energy, high average power solid state lasers", *Rev. Sci. Instruments* **89** (2018).
- [15] E. Snitzer, "Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass", *Phys. Rev. Lett.* **7**, 444–446 (1961).

- [16] A. D. Yablon, *Optics of fusion splicing* (Springer, 2005).
- [17] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl i S. P. Craig-Ryan, "Femtosecond fibre laser", *Electron. Lett.* **26**, 1737–1738 (1990).
- [18] R. Paschotta, "Fiber lasers versus bulk lasers", *RP Photonics Encyclopedia* (2005). https://www.rp-photonics.com/fiber_lasers_versus_bulk_lasers.html (dostęp 10.04.2024).
- [19] A. E. Bednyakova, S. A. Babin, D. S. Kharenko, E. V. Podivilov, M. P. Fedoruk, V. L. Kalashnikov i A. Apolonski, "Evolution of dissipative solitons in a fiber laser oscillator in the presence of strong raman scattering", *Opt. Express* **21**, 20556–20564 (2013).
- [20] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz i Y. Stepanenko, "Raman-induced pulse destabilization and bistability in an all-normal dispersion oscillator", *Opt. Lett.* **45**, 1563–1566 (2020).
- [21] N. Broderick, H. Offerhaus, D. Richardson, R. Sammut, J. Caplen i L. Dong, "Large mode area fibers for high power applications", *Opt. Fiber Technol.* **5**, 185–196 (1999).
- [22] D. Jain i J. K. Sahu, "Large mode area single trench fiber for 2 μ m operation", *J. Light. Technol.* **34**, 3412–3417 (2016).
- [23] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃", *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125–133 (1986).
- [24] T. R. Steele, D. C. Gerstenberger, A. Drobshoff i R. W. Wallace, "Broadly tunable high-power operation of an all-solid-state titanium-doped sapphire laser system", *Opt. Lett.* **16**, 399–401 (1991).
- [25] P. Urquhart, "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers", *IEE Proc. J (Optoelectronics)* **135**, 385–407 (1988).
- [26] M. K. Hossain, S. Hossain, M. H. Ahmed, M. I. Khan, N. Haque i G. A. Raihan, "A review on optical applications, prospects, and challenges of rare-earth oxides", *ACS Appl. Electron. Mater.* **3**, 3715–3746 (2021).
- [27] K. Sugioka i Y. Cheng, "Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing", *Light. Sci. & Appl.* **3**, e149–e149 (2014).
- [28] J. Lopez, E. Mottay, C. Loumena, Y. Zaouter i M. Faucon, "Micromachining of metal and silicon using high average power ultrafast fiber lasers", *Pac. Int. Conf. on Appl. Lasers Opt. s. M503* (2010).
- [29] T. Szyborski, Y. Stepanenko, K. Niciński, P. Piecyk, S. M. Berus, M. Adamczyk-Popławska i A. Kamińska, "Ultrasensitive SERS platform made via femtosecond laser micromachining for biomedical applications", *J. Mater. Res. Technol.* **12**, 1496–1507 (2021).
- [30] B. Stepak, N. Grudzień, K. Kowalska, Y. Stepanenko i M. Nejbauer, "High-speed cleaving of glass and polymers using ultrafast fiber laser", *J. Laser Appl.* **35**, 012005 (2023).
- [31] C. Xu i F. Wise, "Recent advances in fiber lasers for nonlinear microscopy", *Nat. photonics* **7** (2013).
- [32] T. Gottschall, M. Baumgartl, A. Sagnier, J. Rothhardt, C. Jauregui, J. Limpert i A. Tünnermann, "Fiber-based source for multiplex-CARS microscopy based on degenerate four-wave mixing", *Opt. Express* **20**, 12004–12013 (2012).

- [33] M. Brinkmann, A. Fast, T. Hellwig, I. Pence, C. L. Evans i C. Fallnich, "Portable all-fiber dual-output widely tunable light source for coherent Raman imaging", *Biomed. Opt. Express* **10**, 4437–4449 (2019).
- [34] M. J. Marzejon, Ł. Kornaszewski, J. Bogusławski, P. Ciacka, M. Martynow, G. Palczewska, S. Maćkowski, K. Palczewski, M. Wojtkowski i K. Komar, "Two-photon microperimetry with picosecond pulses", *Biomed. Opt. Express* **12**, 462–479 (2021).
- [35] U. Keller, "Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight", *Appl. Phys. B* **100**, 15–28 (2010).
- [36] "Global fiber laser market analysis North America, APAC, Europe, Middle East and Africa, South America - US, China, India, Japan, South Korea - size and forecast 2024-2028", SKU ID: IRTNTR40230, Technavio, 03.2024, <https://www.technavio.com/report/fiber-laser-market-industry-analysis> (dostęp 03.07.2024).
- [37] R. Humbare i V. Kumar, "Ultrafast lasers market by type, pulse duration, application, and end user: Opportunity analysis and industry forecast, 2021-2030", SKU ID: A12544, Allied Market Research, 07.2021, <https://www.alliedmarketresearch.com/ultrafast-lasers-market-A12544> (dostęp 09.04.2024).
- [38] "Fiber laser market by type, by application: Global opportunity analysis and industry forecast, 2023-2032", SKU ID: A01398, Allied Market Research, 06.2023, <https://www.alliedmarketresearch.com/fiber-laser-market> (dostęp 09.04.2024).
- [39] "Global solid - state lasers market research report 2023", SKU ID: QYR- 26115071, Market Reports World, 19.12.2023, <https://www.marketreportsworld.com/global-solid-state-lasers-market-26115071> (dostęp 09.04.2024).
- [40] H. Haus, "Mode-locking of lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 1173–1185 (2000).
- [41] R. Paschotta, "Fiber lasers", *RP Photonics Encyclopedia* (2011). https://www.rp-photonics.com/fiber_lasers.html (dostęp 16.04.2024).
- [42] W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, S. Schmid, T. Steinmetz, R. Döbbeck, P. Mayer, S. Dobner, C. Cleff, M. Fischer i R. Holzwarth, "All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation", *Appl. Phys. B* **123** (2016).
- [43] J. Noda, K. Okamoto i Y. Sasaki, "Polarization-maintaining fibers and their applications", *J. Light. Technol.* **4**, 1071–1089 (1986).
- [44] T. Okoshi, "Polarization-maintaining optical fibers", *Optoelectron. Technol. Light. Commun. Syst.* ss. 110–130 (1989).
- [45] D. Kim, D. Kwon, B. Lee i J. Kim, "Polarization-maintaining nonlinear-amplifying-loop-mirror mode-locked fiber laser based on a 3x3 coupler", *Opt. Lett.* **44**, 1068–1071 (2019).
- [46] Y. Stepanenko, M. Pielach i J. Szczepanek, "Ultraszybkie oscylatory światłowodowe odporne na zmienne warunki zewnętrzne", *Książka Abstraktów XIII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022*, G. Soboń, Z. Łaszczych, J. Sotor (red.), 2022, Politechnika Wrocławska, s.20-20, Numer artykułu: RW-1.2.
- [47] B. K. Garside i T. K. Lim, "Laser mode locking using saturable absorbers", *J. Appl. Phys.* **44**, 2335–2342 (1973).

- [48] K. Lau i D. Hou, “Recent research and advances of material-based saturable absorber in mode-locked fiber laser”, *Opt. & Laser Technol.* **137**, 106826 (2021).
- [49] G. R. Jacobovitz-Veselka, U. Keller i M. T. Asom, “Broadband fast semiconductor saturable absorber”, *Opt. Lett.* **17**, 1791–1793 (1992).
- [50] J.-B. Lecourt, C. Duterte, F. Narbonneau, D. Kinet, Y. Hernandez i D. Giannone, “All-normal dispersion, all-fibered PM laser mode-locked by SESAM”, *Opt. Express* **20**, 11918–11923 (2012).
- [51] G. Sobon, J. Sotor i K. M. Abramski, “All-polarization maintaining femtosecond Er-doped fiber laser mode-locked by graphene saturable absorber”, *Laser Phys. Lett.* **9**, 581 (2012).
- [52] K. Kieu i M. Mansuripur, “Femtosecond laser pulse generation with a fiber taper embedded in carbon nanotube/polymer composite”, *Opt. Lett.* **32**, 2242–2244 (2007).
- [53] M. Chernysheva, A. Rozhin, Y. Fedotov, C. Mou, R. Arif, S. M. Kobtsev, E. M. Dianov i S. K. Turitsyn, “Carbon nanotubes for ultrafast fibre lasers”, *Nanophotonics* **6**, 1–30 (2017).
- [54] T. Jiang, K. Yin, C. Wang, J. You, H. Ouyang, R. Miao, C. Zhang, K. Wei, H. Li, H. Chen, R. Zhang, X. Zheng, Z. Xu, X. Cheng i H. Zhang, “Ultrafast fiber lasers mode-locked by two-dimensional materials: review and prospect”, *Photon. Res.* **8**, 78–90 (2020).
- [55] K. Viskontas, K. Regelskis i N. Rusteika, “Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1 μm ”, *Lith. J. Phys.* **54**, 127–13570 (2014).
- [56] S. Y. Ryu, K. Kim, J. Kim i S. Kim, “Degradation of optical properties of a film-type single-wall carbon nanotubes saturable absorber (SWNT-SA) with an Er-doped all-fiber laser”, *Opt. Express* **20**, 12966–12974 (2012).
- [57] G. Sobon i J. Sotor, “Recent advances in ultrafast fiber lasers mode-locked with graphene-based saturable absorbers”, *Curr. Nanosci.* **12**, 291–298 (2016).
- [58] S. M. Kobtsev, “Artificial saturable absorbers for ultrafast fibre lasers”, *Opt. Fiber Technol.* **68**, 102764 (2022).
- [59] N. J. Doran i D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror”, *Opt. Lett.* **13**, 56–58 (1988).
- [60] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, M. Michalska, C. Radzewicz i Y. Stepanenko, “Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror”, *Opt. Lett.* **40**, 3500–3503 (2015).
- [61] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer i H. Hochreiter, “Nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Lett.* **15**, 752–754 (1990).
- [62] C. Aguergaray, R. Hawker, A. Runge, M. Erkintalo i N. Broderick, “120 fs, 4.2 nJ pulses from an all-normal-dispersion, polarization-maintaining, fiber laser”, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 121111–121111 (2013).
- [63] H. Haus, E. Ippen i K. Tamura, “Additive-pulse modelocking in fiber lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 200–208 (1994).
- [64] L. E. Nelson, D. Jones, K. Tamura, H. A. Haus i E. Ippen, “Ultrashort-pulse fiber ring lasers”, *Appl. Phys. B: Lasers & Opt.* **65** (1997).

- [65] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz i Y. Stepanenko, "Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers", *Opt. Lett.* **42**, 575–578 (2017).
- [66] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz i Y. Stepanenko, "Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in polarization maintaining fibers", *Opt. Express* **26**, 13590–13604 (2018).
- [67] M. Yu, Z. Cheng, C. Hong, Y. Shi, Z. Peng, M. Wang i P. Wang, "Numerical modeling and experimental investigation of ultrafast pulses generation from all-polarization-maintaining dispersion-managed nonlinear polarization evolution Yb-doped fiber laser", *Opt. Express* **28**, 32764–32776 (2020).
- [68] P. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect", w *24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 (IEEE Cat. No.98TH8398)*, t. 1 (1998), ss. 475–476.
- [69] K. Regelskis, J. Želudevičius, K. Viskontas i G. Račiukaitis, "Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering", *Opt. Lett.* **40**, 5255–5258 (2015).
- [70] H. Haig, P. Sidorenko, R. Thorne i F. Wise, "Megawatt pulses from an all-fiber and self-starting femtosecond oscillator", *Opt. Lett.* **47**, 762–765 (2022).
- [71] V. Boulanger, M. Olivier, F. Trépanier, P. Deladurantaye i M. Piché, "Multi-megawatt pulses at 50 MHz from a single-pump Mamyshev oscillator gain-managed amplifier laser", *Opt. Lett.* **48**, 2700–2703 (2023).
- [72] W. Stepień i J. R. Marciante, "Review of ultrafast fiber oscillators based on Mamyshev and dissipative soliton resonance mechanisms", *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 626–633 (2022).
- [73] D. C. Kirsch, A. Bednyakova, P. Varak, P. Honzatko, B. Cadier, T. Robin, A. Fotiadi, P. Peterka i M. Chernysheva, "Gain-controlled broadband tuneability in self-mode-locked thulium-doped fibre laser", *Commun. Phys.* **5**, 219 (2022).
- [74] M. Chernysheva i D. C. Kirsch, "Omitting conventional saturable absorbers in mode-locked fibre lasers", w *Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe 2023) and European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023)*, (Optica Publishing Group, 2023), s. cj_8_1.
- [75] J. Zheng, J. Xie, Q. Liu, C. He, Y. Qi, L. Li, L. He, C. Liu, X. Lin i S. Yang, "Generation of high-energy self-mode-locked pulses in a Tm-doped fiber laser", *Appl. Phys. Lett.* **125**, 051106 (2024).
- [76] A. Gordon, O. Gat, B. Fischer i F. X. Kärtner, "Self-starting of passive mode locking", *Opt. Express* **14**, 11142–11154 (2006).
- [77] B. Piechal, J. Szczepanek, T. M. Kardaś i Y. Stepanenko, "Mamyshev oscillator with a widely tunable repetition rate", *J. Light. Technol.* **39**, 574–581 (2021).
- [78] S. Pizzurro, R. Gotti, L. Carrà, G. Piccinno, A. Agnesi i F. Pirzio, "Femtosecond Mamyshev fiber oscillator started by a passively Q-switched microchip laser", *Opt. Lett.* **47**, 1960–1963 (2022).

- [79] F. Krausz, T. Brabec i C. Spielmann, "Self-starting passive mode locking", *Opt. Lett.* **16**, 235–237 (1991).
- [80] Z. Wang, B. Zhang, J. Liu, Y. Song i H. Zhang, "Recent developments in mid-infrared fiber lasers: Status and challenges", *Opt. & Laser Technol.* **132**, 106497 (2020).
- [81] Y. Zhang, K. Wu, Z. Guang, B. Guo, D. Qiao, Z. Wei, H. Yang, Q. Wang, K. Li, N. Copner i X. Li, "Advances and challenges of ultrafast fiber lasers in 2–4 μm mid-infrared spectral regions", *Laser & Photonics Rev.* **18**, 2300786 (2024).
- [82] L. C. Silva i M. E. Segatto, "Recent advances in thulium-doped fiber lasers based on saturable absorber materials at 2000 nm", *Opt. Fiber Technol.* **78**, 103310 (2023).
- [83] D. C. Kirsch, S. Chen, R. Sidharthan, Y. Chen, S. Yoo i M. Chernysheva, "Short-wave IR ultrafast fiber laser systems: Current challenges and prospective applications", *J. Appl. Phys.* **128**, 180906 (2020).
- [84] G. Chang i Z. Wei, "Ultrafast fiber lasers: An expanding versatile toolbox", *iScience* **23**, 101101 (2020).
- [85] A. Chong, W. H. Renninger i F. W. Wise, "Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 140–148 (2008).
- [86] L. DeLoach, S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway i W. Krupke, "Evaluation of absorption and emission properties of Yb(3+) doped crystals for laser applications", *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 1179–1191 (1993).
- [87] C. Bartolacci, M. Laroche, T. Robin, B. Cadier, S. Girard i H. Gilles, "Effects of ions clustering in Nd 3+/Al 3+-codoped double-clad fiber laser operating near 930 nm", *Appl. Phys. B* **98**, 317–322 (2010).
- [88] N. Yu, M. Cavillon, C. Kucera, T. W. Hawkins, J. Ballato i P. Dragic, "Less than 1% quantum defect fiber lasers via ytterbium-doped multicomponent fluorosilicate optical fiber", *Opt. Lett.* **43**, 3096–3099 (2018).
- [89] J. R. Thornton, W. D. Fountain, G. W. Flint i T. G. Crow, "Properties of neodymium laser materials", *Appl. Opt.* **8**, 1087–1102 (1969).
- [90] K. Qian, H. Wang, M. Laroche i A. Hideur, "Mode-locked Nd-doped fiber laser at 930 nm", *Opt. Lett.* **39**, 267–270 (2014).
- [91] R. Becheker, M. Tang, M. Touil, T. Robin, B. Cadier, M. Laroche, T. Godin i A. Hideur, "Dissipative soliton resonance in a mode-locked Nd-fiber laser operating at 927 nm", *Opt. Lett.* **44**, 5497–5500 (2019).
- [92] J. Zhang, J. Wen, Y. Wang, W. Wang, W. Lin, X. Wei i Z. Yang, "Watt-level gigahertz femtosecond fiber laser system at 920 nm", *Opt. Lett.* **47**, 4941–4944 (2022).
- [93] K. L. Corre, A. Barnini, T. Robin, B. Cadier, R. Florentin, H. Gilles, S. Girard i M. Laroche, "Watt-level deep-UV subnanosecond laser system based on Nd-doped fiber at 229 nm", *Opt. Lett.* **48**, 1276–1279 (2023).
- [94] V. Boulanger, M. Olivier, B. Morasse, F. Trépanier, M. Bernier i M. Piché, "Femtosecond Maimyshev oscillator at 920 nm", *Opt. Lett.* **49**, 2201–2204 (2024).

- [95] A. Hasegawa i F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142–144 (1973).
- [96] R. I. Woodward, "Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers", *J. Opt.* **20**, 033002 (2018).
- [97] Z. Zhang, Ç. Şenel, R. Hamid i F. O. Ilday, "Sub-50 fs Yb-doped laser with anomalous-dispersion photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* **38**, 956–958 (2013).
- [98] J. H. Chong i M. K. Rao, "Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber", *Opt. Express* **11**, 1365–1370 (2003).
- [99] W. H. Renninger, A. Chong i F. W. Wise, "Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers", *Phys. Rev. A* **77**, 023814 (2008).
- [100] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger i F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser", *Opt. Express* **14**, 10095–10100 (2006).
- [101] P. Grelu i N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers", *Nat. photonics* **6**, 84–92 (2012).
- [102] B. S. Kawasaki, K. O. Hill i R. G. Lamont, "Biconical-taper single-mode fiber coupler", *Opt. Lett.* **6**, 327–328 (1981).
- [103] B. Pal, "Fabrication and modeling of fused biconical tapered fiber couplers", *Fiber Integr. Opt.* **22**, 97–117 (2003).
- [104] B. Wang i E. Mies, "Review of fabrication techniques for fused fiber components for fiber lasers", w *Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*, t. 7195 D. V. Gapontsev, D. A. Kliner, J. W. Dawson i K. Tankala, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2009), s. 71950A.
- [105] M. Pielach, "Analiza możliwości zastosowania pomiaru rozkładu pola bliskiego i/lub dalekiego do wyznaczania apertury numerycznej światłowodów jednomodowych", *Praca inżynierska. Politechnika Warszawska, Wydział Mechatroniki*, 2019.
- [106] M. Pielach, "Skalowanie energii w całkowicie światłowodowym ultraszybkim oscylatorze laserowym zbudowanym z włókien utrzymujących stan polaryzacji", *Praca magisterska. Politechnika Warszawska, Wydział Mechatroniki*, 2020.
- [107] M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński i Y. Stepanenko, "Energy scaling of an ultrafast all-PM-fiber laser oscillator", *IEEE Access* **8**, 145087–145091 (2020).
- [108] M. Pielach, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński i Y. Stepanenko, "12 nJ, 250 fs pulses from an all-PM-fiber laser oscillator", w *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*, t. 11665 M. N. Zervas, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2021), s. 1166515.
- [109] C. C. Silva, Ł. Zinkiewicz, M. Pielach, A. Jamrozik, M. Królikowska, J. Purzycka, P. Wasylczyk, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Stimulated Raman scattering microscope for leukemic cell imaging", w *Label-free Biomedical Imaging and Sensing (LBIS) 2023*, t. 12391 N. T. Shaked i O. Hayden, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2023), s. 123910M.

- [110] M. P. Nowak, B. Stępak, M. Pielach, Y. Stepanenko, T. Wojciechowski, B. Bartosewicz, U. Chodorow, P. Wachulak i P. Nyga, “Femtosecond laser modification of plasmonic color and diffuse reflectance of semicontinuous aluminum film-insulator-metal mirror structures”, w *Nanophotonics IX*, t. 12131 D. L. Andrews, A. J. Bain i J.-M. Nunzi, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2022), s. 121310W.
- [111] M. Rogalski, M. Pielach, A. Cicone, P. Zdańkowski, L. Stanaszek, K. Drela, K. Patorski, B. Lukomska i M. Trusiak, “Tailoring 2D fast iterative filtering algorithm for low-contrast optical fringe pattern preprocessing”, *Opt. Lasers Eng.* **155**, 107069 (2022).
- [112] X. Liu i M. Pang, “Revealing the buildup dynamics of harmonic mode-locking states in ultrafast lasers”, *Laser & Photonics Rev.* **13**, 1800333 (2019).
- [113] E. Poeydebat, F. Scol, O. Vanvincq, G. Bouwmans i E. Hugonnot, “All-fiber Mamyshev oscillator with high average power and harmonic mode-locking”, *Opt. Lett.* **45**, 1395–1398 (2020).
- [114] P. Tchofo Dinda, A. Malfondet, P. Grelu, G. Millot i A. Kamagate, “Strategies for accessing the multipulse regime of mode-locked fiber lasers”, *Phys. Rev. A* **107**, 033513 (2023).
- [115] G. Soboń, “Noise-like pulses in mode-locked fiber lasers”, w *Dissipative Optical Solitons*, (Springer, 2022), ss. 319–337.
- [116] P. Grelu, W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo i N. Akhmediev, “Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators”, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 2336–2341 (2010).
- [117] F. Sanchez, A. Komarov i G. Semaan, “Dissipative soliton resonance in fiber lasers”, *Opt. Commun.* **541**, 129543 (2023).
- [118] G. P. Agrawal, “Nonlinear fiber optics”, w *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, (Springer, 2000), ss. 195–211.
- [119] I. S. Aranson i L. Kramer, “The world of the complex Ginzburg-Landau equation”, *Rev. modern physics* **74**, 99 (2002).
- [120] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo i G. Town, “Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers: Complex Ginzburg-Landau equation approach”, *Phys. Rev. E* **63**, 056602 (2001).
- [121] E. Podivilov i V. L. Kalashnikov, “Heavily-chirped solitary pulses in the normal dispersion region: new solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation”, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* **82**, 467–471 (2005).
- [122] R. H. Stolen i C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers”, *Phys. Rev. A* **17**, 1448–1453 (1978).
- [123] A. Chong, W. H. Renninger i F. W. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ”, *Opt. Lett.* **32**, 2408–2410 (2007).
- [124] W. H. Renninger, A. Chong i F. W. Wise, “Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers”, *Opt. Lett.* **33**, 3025–3027 (2008).
- [125] E. J. R. Kelleher, J. C. Travers, E. P. Ippen, Z. Sun, A. C. Ferrari, S. V. Popov i J. R. Taylor, “Generation and direct measurement of giant chirp in a passively mode-locked laser”, *Opt. Lett.* **34**, 3526–3528 (2009).

- [126] W. H. Renninger, A. Chong i F. W. Wise, "Pulse shaping and evolution in normal-dispersion mode-locked fiber lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18**, 389–398 (2012).
- [127] J. Boguslawski, G. Sobon, R. Zybała i J. Sotor, "Dissipative soliton generation in Er-doped fiber laser mode-locked by Sb₂Te₃ topological insulator", *Opt. Lett.* **40**, 2786–2789 (2015).
- [128] M. Tang, H. Wang, R. Becheker, J.-L. Oudar, D. Gaponov, T. Godin i A. Hideur, "High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser", *Opt. Lett.* **40**, 1414–1417 (2015).
- [129] J.-X. Chen, X.-Y. Li, T.-J. Li, Z.-Y. Zhan, M. Liu, C. Li, A.-P. Luo, P. Zhou, K. K.-Y. Wong, W.-C. Xu i Z.-C. Luo, "1.7 μ m dissipative soliton Tm-doped fiber laser", *Photon. Res.* **9**, 873–878 (2021).
- [130] Z. Łaszczych i G. Soboń, "Three states of operation in the net-normal figure-nine fiber laser at 1560 nm", *Opt. & Laser Technol.* **152**, 108107 (2022).
- [131] Y. Duan, J. Zhou, L. Wang, Y. Huang, Y. Li, Y. Feng, L. Liu i T. Li, "Dissipative solitons in a compact Er-doped all-fiber figure-of-9 laser", *Opt. Fiber Technol.* **64**, 102550 (2021).
- [132] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak i M. L. Quiroga-Teixeiro, "Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1185–1190 (1993).
- [133] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark i F. W. Wise, "Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser", *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213902 (2004).
- [134] A. Chong, L. G. Wright i F. W. Wise, "Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress", *Reports on Prog. Phys.* **78**, 113901 (2015).
- [135] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos i D. J. Richardson, "Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device", *Opt. Express* **15**, 852–864 (2007).
- [136] Z. J. Łaszczych, "Generacja ultrakrótkich impulsów w laserach światłowodowych opartych na sztucznych nasycalnych absorberach", *Rozprawa doktorska. Politechnika Wrocławska*, 2023.
- [137] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus i L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser", *Opt. Lett.* **18**, 1080–1082 (1993).
- [138] S. K. Turitsyn, B. G. Bale i M. P. Fedoruk, "Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers", *Phys. Reports* **521**, 135–203 (2012). *Dispersion-Managed Solitons in Fibre Systems and Lasers*.
- [139] O. Katz, Y. Sintov, Y. Nafcha i Y. Glick, "Passively mode-locked ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-bragg-gratings for dispersion control", *Opt. Commun.* **269**, 156–165 (2007).
- [140] B. Ortaç, M. Plötnner, T. Schreiber, J. Limpert i A. Tünnermann, "Experimental and numerical study of pulse dynamics in positive net-cavity dispersion mode-locked Yb-doped fiber lasers", *Opt. Express* **15**, 15595–15602 (2007).
- [141] D. Yan, B. Liu, J. Guo, M. Zhang, Y. Chu, Y. Song i M. Hu, "Route to stable dispersion-managed mode-locked Yb-doped fiber lasers with near-zero net cavity dispersion", *Opt. Express* **28**, 29766–29774 (2020).

- [142] Y. Ma, S. H. Salman, C. Li, C. Mahnke, Y. Hua, S. Droste, J. Fellingner, A. S. Mayer, O. H. Heckl, C. M. Heyl i I. Hartl, "Compact, All-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter", *J. Light. Technol.* **39**, 4431–4438 (2021).
- [143] P. Sidorenko, W. Fu i F. Wise, "Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit", *Optica* **6**, 1328–1333 (2019).
- [144] P. Sidorenko i F. Wise, "Generation of 1 μ J and 40 fs pulses from a large mode area gain-managed nonlinear amplifier", *Opt. Lett.* **45**, 4084–4087 (2020).
- [145] D. Tomaszewska-Rolla, R. Lindberg, V. Pasiskevicius, F. Laurell i G. Soboń, "A comparative study of an Yb-doped fiber gain-managed nonlinear amplifier seeded by femtosecond fiber lasers", *Sci. Reports* **12**, 404 (2022).
- [146] P. Sidorenko, M. Buttolph, M. Mejjooli, C.-Y. Eom, C. B. Schaffer i F. Wise, "Evaluation of a gain-managed nonlinear fiber amplifier for multiphoton microscopy", *Biomed. Opt. Express* **14**, 2324–2332 (2023).
- [147] D. Stoliarov, E. Manuylovich, A. Koviakov, D. Galiakhmetova i E. Rafailov, "Gain-managed nonlinear amplification of ultra-long mode-locked fiber laser", *Opt. Express* **31**, 43427–43437 (2023).
- [148] Y. Xing, R. Chen, L. Zhang, Y. Chen, S. Zhang, X. Diao, Y. Liu, Y. Shi, Z. Wei i G. Chang, "SLAM medical imaging enabled by a pre-chirp and gain jointly managed Yb-fiber laser", *Biomed. Opt. Express* **15**, 911–923 (2024).
- [149] P. Hariharan, *Optical interferometry*, 2e (Elsevier, 2003).
- [150] G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics* (Academic press, 2020).
- [151] R. Dyott, V. Handerek i J. Bello, "Polarization holding directional couplers using D fiber", w *Fiber Optic Couplers, Connectors, and Splice Technology*, t. 479 (SPIE, 1984), ss. 23–29.
- [152] J. Szczepanek, "Wytwarzanie i dynamika ultrakrótkich impulsów w laserach światłowodowych z normalną dyspersją", Rozprawa doktorska. Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, 2019.
- [153] S. Ou, G. Liu, D. Qiu, L. Guo i Q. Zhang, "All-polarization-maintaining, all-normal-dispersion mode-locked fiber laser with spectral filtering in a nonlinear optical loop mirror", *Opt. Express* **28**, 23670–23678 (2020).
- [154] W. Stępień, J. Szczepanek, T. Kardaś, M. Nejbauer, C. Radzewicz i Y. Stepanenko, "Study on parameters of fiber loop mirrors as artificial saturable absorbers", w *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVII*, t. 10094 A. Heisterkamp, P. R. Herman, M. Meunier i R. Osellame, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2017), s. 100941N.
- [155] A. Malfondet, A. Parriaux, K. Krupa, G. Millot i P. Tchofo-Dinda, "Optimum design of NOLM-driven mode-locked fiber lasers", *Opt. Lett.* **46**, 1289–1292 (2021).
- [156] A. Malfondet, A. Parriaux, P. Tchofo-Dinda i G. Millot, "Experimental measurements of the transfer function of a nonlinear optical loop mirror", *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 427–432 (2022).

- [157] G. Town, N. Akhmediev i J. Soto-Crespo, *Optical Fiber Soliton Lasers* (Springer, 2008), ss. 265–297.
- [158] X. Zhang, Y. Shen, X. Tang, Q. Liu i H. Zou, “Inverse saturable absorption mechanism in mode-locked fiber lasers with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Photonics* **10** (2023).
- [159] G. P. Agrawal, “Chapter 3 - Fiber Interferometers”, w *Applications of Nonlinear Fiber Optics (Second Edition)*, G. P. Agrawal, red. (Academic Press, Burlington, 2008), ss. 100–130, 2nd wyd.
- [160] S. Smirnov, S. Kobtsev, A. Ivanenko, A. Kokhanovskiy, A. Kemmer i M. Gervaziev, “Layout of NALM fiber laser with adjustable peak power of generated pulses”, *Opt. Lett.* **42**, 1732–1735 (2017).
- [161] A. Kokhanovskiy, S. Kobtsev, A. Ivanenko i S. Smirnov, “Properties of artificial saturable absorbers based on NALM with two pumped active fibres”, *Laser Phys. Lett.* **15**, 125101 (2018).
- [162] J. Zhao, J. Zhou, Y. Jiang, L. Li, D. Shen, A. Komarov, L. Su, D. Tang, M. Klimczak i L. Zhao, “Nonlinear absorbing-loop mirror in a holmium-doped fiber laser”, *J. Light. Technol.* **38**, 6069–6075 (2020).
- [163] Y. Chen, J. Zhao, D. Ouyang, M. Wang, M. Liu, X. Wu i S. Ruan, “Nonlinear absorbing-loop mirror mode-locked all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser”, *IEEE Photonics J.* **13**, 1–5 (2021).
- [164] J. Shi, Y. Li, S. Gao, Y. Pan, G. Wang, R. Ji i W. Zhou, “All-polarization-maintaining figure-eight Er-fiber ultrafast laser with a bidirectional output coupler in the loss-imbalanced nonlinear optical loop mirror”, *Chin. Opt. Lett.* **16**, 121404 (2018).
- [165] F. Ai, Z. Cao, X. Zhang, C. Zhang, B. Zhang i B. Yu, “Passively mode-locked fiber laser with kilohertz magnitude repetition rate and tunable pulse width”, *Opt. & Laser Technol.* **43**, 501–505 (2011).
- [166] N. Seong, D. Y. Kim i S. P. Veetil, “Mode-locked fiber laser based on an attenuation-imbalanced nonlinear optical loop mirror”, *Opt. Commun.* **280**, 438–442 (2007).
- [167] W. Wang, F. Wang, Y. Zhang, H. Ma, Q. Yu i X. Zhang, “Passively mode-locked figure-eight fiber laser using a compact power-imbalanced nonlinear optical-loop mirror”, *J. Russ. Laser Res.* **37** (2016).
- [168] K. Smith, N. J. Doran i P. G. J. Wigley, “Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror”, *Opt. Lett.* **15**, 1294–1296 (1990).
- [169] J. E. Ford, J. A. Walker, D. S. Greywall i K. W. Goossen, “Micromechanical fiber-optic attenuator with 3 μ s response”, *J. Light. Technol.* **16**, 1663 (1998).
- [170] C. Lee i J.-L. A. Yeh, “Development and evolution of MOEMS technology in variable optical attenuators”, *J. Micro/Nanolithography, MEMS, MOEMS* **7**, 021003 (2008).
- [171] R. Syms, H. Zou i P. Boyle, “Mechanical stability of a latching MEMS variable optical attenuator”, *J. Microelectromechanical Syst.* **14**, 529–538 (2005).
- [172] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices”, *Bell Syst. Tech. J.* **56**, 703–718 (1977).

- [173] S. Ou, G. Liu, L. Guo, Z. Zhang i Q. Zhang, “870 fs, 448 kHz pulses from an all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Appl. Opt.* **57**, 5068–5071 (2018).
- [174] B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. Kuzin, J. Haus, R. Grajales-Coutiño i P. Zaca-Moran, “Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM”, *Opt. Commun.* **281**, 1226–1232 (2008).
- [175] J. Sun, Y. Zhou, Y. Dai, J. Li, F. Yin, J. Dai i K. Xu, “All-fiber polarization-maintaining erbium-doped dispersion-managed fiber laser based on a nonlinear amplifying loop mirror”, *Appl. Opt.* **57**, 1492–1496 (2018).
- [176] J. Sun, Y. Zhou, Z. Ge, J. Yin, F. Yin, J. Dai, T. Zhang i K. Xu, “Low-repetition-rate, high pulse energy all-polarization-maintaining Er-doped fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Laser Phys. Lett.* **16**, 045104 (2019).
- [177] W. Haensel, R. Holzwarth, R. Doubek i M. Mei, “Laser with non-linear optical loop mirror”, EP2637265 A1 (2013).
- [178] T. Jiang, Y. Cui, P. Lu, C. Li, A. Wang i Z. Zhang, “All PM fiber laser mode locked with a compact phase biased amplifier loop mirror”, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28**, 1786–1789 (2016).
- [179] A. S. Mayer, W. Grosinger, J. Fellingner, G. Winkler, L. W. Perner, S. Droste, S. H. Salman, C. Li, C. M. Heyl, I. Hartl i O. H. Heckl, “Flexible all-PM NALM Yb: fiber laser design for frequency comb applications: operation regimes and their noise properties”, *Opt. Express* **28**, 18946–18968 (2020).
- [180] X. Liu, G. Liu, R. Zhou, D. Yu, J. Wu, H. Y. Fu, Z. Zhang i Q. Li, “An all polarization-maintaining fiber laser mode locked by nonlinear amplifying loop mirror with different biases”, *Laser Phys.* **30**, 085104 (2020).
- [181] Z. Łaszczych, M. Krakowski i G. Soboń, “Mode-locking dynamics in an all-PM figure-nine Tm-doped fiber laser”, *Appl. Sci.* **12** (2022).
- [182] H. Lin, D. Donald i W. Sorin, “Optimizing polarization states in a figure-8 laser using a nonreciprocal phase shifter”, *J. Light. Technol.* **12**, 1121–1128 (1994).
- [183] N. P. Barnes i L. B. Petway, “Variation of the verdet constant with temperature of terbium gallium garnet”, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1912–1915 (1992).
- [184] H. Furuse, R. Yasuhara i K. Hiraga, “Thermo-optic effects of ceramic TGG in the 300–500 K temperature range”, *Opt. Mater. Express* **5**, 1266–1273 (2015).
- [185] D. Stachowiak, “High-power passive fiber components for all-fiber lasers and amplifiers application—design and fabrication”, *Photonics* **5** (2018).
- [186] S. K. Sheem, T. G. Giallorenzi i K. Koo, “Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers”, *Appl. Opt.* **21**, 689–693 (1982).
- [187] B. M. Kale, “Manufacturability Of 3X3 Single-Mode Fiber Optical Couplers”, w *Components for Fiber Optic Applications*, t. 0722 V. J. Tekippe, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 1987), ss. 26 – 35.

- [188] R. Priest, "Analysis of fiber interferometer utilizing 3 x 3 fiber coupler", *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 1601–1603 (1982).
- [189] E. Gottwald i J. Pietzsch, "Measurement method for determination of optical phase shifts in 3 x 3 fibre couplers", *Electron. Lett.* **24**, 265–266(1) (1988).
- [190] Y. Fei, X. Dan, C. Haiwen i Q. Ronghui, "120° phase difference interference technology based on 3 x 3 coupler and its application in laser noise measurement", w *Optical Interferometry*, A. A. Banishev, M. Bhowmick i J. Wang, red. (IntechOpen, Rijeka, 2017), rozdz. 11.
- [191] D. Cairns, J. McCowat, N. Langford i G. Town, "Mode-locked operation of a figure-of-eight erbium-doped fiber laser based on a 3 x 3 non-linear loop mirror", w *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37170)*, (2001), ss. 298–299.
- [192] S. Boivinet, S. Vidal i J. Boulet, "178 fs, 1.2 nJ pulses from an all-polarization maintaining fiber figure 8 laser based on 3 x 3 coupler at 1 μm", *Laser Phys. Lett.* **17**, 055102 (2020).
- [193] F. Graf, R. Scelle, H. Diekamp, A. Budnicki i T. Dekorsy, "Femtosecond fiber oscillator based on a 3x3-coupler-NALM: numerical model and realizations at 1 and 2 μm", *Opt. Express* **30**, 12555–12564 (2022).
- [194] M. Nishiura, R. Kageyama i T. Shioda, "Efficient use of all ports of a 3x3 coupler in a nonlinear amplifying loop mirror-based fiber laser", *Opt. Lett.* **48**, 4312–4315 (2023).
- [195] F. O. Ilday, F. W. Wise i T. Sosnowski, "High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror", *Opt. Lett.* **27**, 1531–1533 (2002).
- [196] L. M. Zhao, A. C. Bartnik, Q. Q. Tai i F. W. Wise, "Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror", *Opt. Lett.* **38**, 1942–1944 (2013).
- [197] M. H. M. A. H. Ahmad i M. Z. Samion, "Generation of mode-locked noise-like pulses in double-clad Tm-doped fibre laser with nonlinear optical loop mirror", *J. Mod. Opt.* **67**, 146–152 (2020).
- [198] H. Ahmad, S. Aidit, S. Ooi i Z. Tiu, "Mode-locked thulium-fluoride fibre laser with an adjustable pulse width using a nonlinear optical loop mirror", *Quantum Electron.* **49**, 111 (2019).
- [199] T. Zhang, Y. Pan, L. Yang, Z. Tian, W. Liu, J. Miao i Q. Dong, "NOLM-based mode-locked Yb-doped fiber laser with wide-spectrum", w *2019 International Conference on Optical Instruments and Technology: Advanced Laser Technology and Applications*, t. 11437 Z. Wei, C. Gao, P. Wang, K. Franz X i S. A. Weber, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2020), s. 1143706.
- [200] F. Zhou, X.-f. Zhou, M.-h. Bi, G.-w. Yang, M. Hu i Y. Lu, "Study of the output characteristics of nonlinear optical loop mirror on an erbium-doped mode-locked fiber laser", *Optoelectron. Lett.* **17**, 283–288 (2021).
- [201] M. Michalska, "Dispersion managed thulium-doped fiber laser mode-locked by the nonlinear loop mirror", *Opt. & Laser Technol.* **138**, 106923 (2021).
- [202] A. Borodkin i P. Honzátko, "High-energy all-PM Yb-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror", *Opt. & Laser Technol.* **143**, 107353 (2021).

- [203] K. Krupa, T. M. Kardaś i Y. Stepanenko, “Real-time observation of double-Hopf bifurcation in an ultrafast all-PM fiber laser”, *Laser & Photonics Rev.* **16**, 2100646 (2022).
- [204] K. Krupa, T. M. Kardaś i Y. Stepanenko, “Breathing dynamics in an ultrafast all-PM Yb-doped fiber laser”, w *Real-time Measurements, Rogue Phenomena, and Single-Shot Applications VI*, t. 11671 D. R. Solli, G. Herink i S. Bielawski, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2021), s. 116710E.
- [205] L. Guo, Z. Gan i X. Liang, “Single and multiple pulse pattern formation in all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear optical loop mirror”, *IEEE Photonics J.* **14**, 1–8 (2022).
- [206] K. Watanabe, S. Tsutsui, H. Asghari, H. Toda i M. Suzuki, “Robust all-polarization maintaining Yb fiber oscillator with a nonlinear optical loop mirror”, *Opt. Commun.* **538**, 129476 (2023).
- [207] M. Michalska i J. Swiderski, “All-fiber thulium-doped mode-locked fiber laser and amplifier based on nonlinear fiber loop mirror”, *Opt. & Laser Technol.* **118**, 121–125 (2019).
- [208] M. Wang, M. Liu, Y. Chen, D. Ouyang, J. Zhao, J. Pei i S. Ruan, “Stable noise-like pulse generation in all-PM mode-locked Tm-doped fiber laser based on NOLM”, *Chin. Opt. Lett.* **19**, 091402 (2021).
- [209] L. Lefort, J. H. V. Price, D. J. Richardson, G. J. Spühler, R. Paschotta, U. Keller, A. R. Fry i J. Weston, “Practical low-noise stretched-pulse Yb³⁺-doped fiber laser”, *Opt. Lett.* **27**, 291–293 (2002).
- [210] H. Lim, F. O. Ilday i F. W. Wise, “Generation of 2-nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser”, *Opt. Lett.* **28**, 660–662 (2003).
- [211] O. G. Okhotnikov, L. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti i A. B. Grudinin, “Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range”, *Opt. Lett.* **28**, 1522–1524 (2003).
- [212] Z. Wei, Z. Wei, M. Hai-Quan, L. Chang, C. Guo-Fu i L. Ke-Qing, “Generation of 207-femtosecond pulses from a ytterbium figure-of-eight fibre laser”, *Chin. Phys.* **16**, 1038 (2007).
- [213] J. R. Buckley, S. W. Clark i F. W. Wise, “Generation of ten-cycle pulses from an ytterbium fiber laser with cubic phase compensation”, *Opt. Lett.* **31**, 1340–1342 (2006).
- [214] H. Lim, F. O. Ilday i F. W. Wise, “Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control”, *Opt. Express* **10**, 1497–1502 (2002).
- [215] M. Rusu, R. Herda, S. Kivistö i O. G. Okhotnikov, “Fiber taper for dispersion management in a mode-locked ytterbium fiber laser”, *Opt. Lett.* **31**, 2257–2259 (2006).
- [216] L. Wang, P. Xu, Y. Li, J. Han, X. Guo, Y. Cui, X. Liu i L. Tong, “Femtosecond mode-locked fiber laser at 1 μ m via optical microfiber dispersion management”, *Sci. Reports* **8**, 4732 (2018).
- [217] S. Ramachandran, S. Ghalmi, J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg i F. V. Dimarcello, “Anomalous dispersion in a solid, silica-based fiber”, *Opt. Lett.* **31**, 2532–2534 (2006).
- [218] S. H. M. Larsen, M. E. V. Pedersen, L. Grüner-Nielsen, M. F. Yan, E. M. Monberg, P. W. Wisk i K. Rottwitt, “Polarization-maintaining higher-order mode fiber module with anomalous dispersion at 1 μ m”, *Opt. Lett.* **37**, 4170–4172 (2012).

- [219] L. Zhu, A. Verhoef, K. Jespersen, V. Kalashnikov, L. Grüner-Nielsen, D. Lorenc, A. Baltuška i A. Fernández, "Generation of high fidelity 62-fs, 7-nJ pulses at 1035 nm from a net normal-dispersion Yb-fiber laser with anomalous dispersion higher-order-mode fiber", *Opt. Express* **21**, 16255–16262 (2013).
- [220] M. E. Fermann, K. Sugden i I. Bennion, "High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber Bragg gratings", *Opt. Lett.* **20**, 172–174 (1995).
- [221] V. Denisov, A. Ivanenko, B. Nyushkov i V. Pivtsov, "Femtosecond fibre laser with a hybrid linear-ring cavity", *Quantum Electron.* **38**, 801–802 (2008).
- [222] D. Tosi, "Review of chirped fiber Bragg grating (CFBG) fiber-optic sensors and their applications", *Sensors* **18** (2018).
- [223] Y. Shi, Z. Peng, Z. Cheng, T. Xia, H. Zhao, S. Wan i P. Wang, "All-fiber polarization-maintaining dispersion-managed figure-of-9 mode-locked laser", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **34**, 251–254 (2022).
- [224] Z. Zhang, T. Zhang, Z. Lv, T. Zhang, H. Cheng, X. Hu, R. Pan, Y. Feng i Y. Wang, "The route to a 200 MHz, all-PM femtosecond Yb-doped fiber laser with a high output coupling ratio", *Appl. Opt.* **61**, 8475–8483 (2022).
- [225] S. Wu, J. Strait, R. L. Fork i T. F. Morse, "High-power passively mode-locked Er-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror", *Opt. Lett.* **18**, 1444–1446 (1993).
- [226] B. I. Escamilla, O. Pottiez, E. Kuzin, R. G. Coutino i J. Haus, "Experimental investigation of a passively mode-locked fiber laser based on a symmetrical NOLM with a highly twisted low-birefringence fiber", *Laser Phys.* **18**, 914–919 (2008).
- [227] W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus i E. P. Ippen, "Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors", *Opt. Lett.* **22**, 1150–1152 (1997).
- [228] D. Lim, H. Lee, M. Jeon, J. Ahn, K. Kim, H. Kim i E.-H. Lee, "Passively mode-locked fiber laser with dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors", w *Conference on Lasers and Electro-Optics*, (Optica Publishing Group, 1998), s. CThO49.
- [229] N. Seong i D. Kim, "A new figure-eight fiber laser based on a dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror with lumped dispersive elements", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **14**, 459–461 (2002).
- [230] K. P. Koo, A. B. Tveten i A. Dandridge, "Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3x3) fiber directional couplers", *Appl. Phys. Lett.* **41**, 616–618 (1982).
- [231] D. A. Brown, "A symmetric 3x3 coupler based demodulator for fiber optic interferometric sensors", w *Fiber Optic and Laser Sensors IX*, t. 1584 (SPIE, 1991), s. 328.
- [232] A. D. Dandridge, C. Wang, A. B. Tveten i A. Yurek, "Performance of 3 x 3 couplers in fiber optic sensor systems", w *Tenth International Conference on Optical Fibre Sensors*, t. 2360 (SPIE, 1994), ss. 549–552.
- [233] M. C. Tomic i Z. V. DjinoVIC, "Low-coherence interferometric method for vibration measurement using 3x3 fiber optic coupler", w *Applications of Optical Fiber Sensors*, t. 4074 (SPIE, 2000), ss. 419–426.

- [234] L. K. Cheng, R. Koops, A. Wielders i W. Ubachs, "Development of a fringe sensor based on 3x3 fiber optic coupler for space interferometry", w *17th International Conference on Optical Fibre Sensors*, t. 5855 (SPIE, 2005), ss. 1004–1007.
- [235] D. Kim, B.-W. Lee i J. Kim, "Polarization-maintaining (PM) nonlinear-amplifying-loop-mirror (NALM) mode-locked fiber laser utilizing a 3x3 coupler", w *Fiber Lasers XVI: Technology and Systems*, t. 10897 A. L. Carter i L. Dong, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2019), s. 108972C.
- [236] A. Turnali, S. Xu i M. Y. Sander, "High pulse energy, femtosecond fiber laser for two-photon imaging", w *Frontiers in Optics / Laser Science*, (Optica Publishing Group, 2020), s. JW6A.5.
- [237] C.-H. Hage, J.-T. Gomes, S. M. Bardet, G. Granger, M. Jossent, L. Lavoute, D. Gaponov i S. Fevrier, "Two-photon microscopy with a frequency-doubled fully fusion-spliced fiber laser at 1840 nm", *Opt. Lett.* **43**, 5098–5101 (2018).
- [238] R. Dai, N. Zhang, Y. Meng, Z. Zhou i F. Wang, "High energy (>40 nJ), sub-100 fs, 950 nm laser for two-photon microscopy", *Opt. Express* **29**, 38979–38988 (2021).
- [239] K. Charan, B. Li, M. Wang, C. P. Lin i C. Xu, "Fiber-based tunable repetition rate source for deep tissue two-photon fluorescence microscopy", *Biomed. Opt. Express* **9**, 2304–2311 (2018).
- [240] K. Qian, H. Luo, D. Qiu, S. Pu i W. Yao, "Broadband and tunable 920-nm femtosecond pulse generated by an all-fiber Er: fiber laser system", *IEEE Access* **9**, 29660–29664 (2021).
- [241] W. Liu, C. Li, Z. Zhang, F. X. Kärtner i G. Chang, "Self-phase modulation enabled, wavelength-tunable ultrafast fiber laser sources: an energy scalable approach", *Opt. Express* **24**, 15328–15340 (2016).
- [242] P. Wang, X. Xu, Z. Guo, X. Jin i G. Shi, "926 nm Yb-doped fiber femtosecond laser system for two-photon microscopy", *Appl. Phys. Express* **12**, 032008 (2019).
- [243] W.-Y. Oh, B. Kim i H.-W. Lee, "Passive mode locking of a neodymium-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror", *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 333–339 (1996).
- [244] R. Hofer, M. Hofer, G. Reider, M. Cernusca i M. Ober, "Modelocking of a Nd-fiber laser at 920 nm", *Opt. Commun.* **140**, 242–244 (1997).
- [245] M. Rusu, S. Karirinne, M. Guina, A. Grudinin i O. Okhotnikov, "Femtosecond neodymium-doped fiber laser operating in the 894-909-nm spectral range", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 1029–1031 (2004).
- [246] I. A. Bufetov, V. V. Dudin, A. V. Shubin, A. K. Senatorov, E. M. Dianov, A. B. Grudinin, S. E. Goncharov, I. D. Zalevskii, A. N. Gur'yanov, M. V. Yashkov, A. A. Umnikov i N. N. Vechkanov, "Efficient 0.9- μ m neodymium-doped single-mode fibre laser", *Quantum Electron.* **33**, 1035 (2003).
- [247] D. Soh, S. Yoo, J. Nilsson, J. Sahu, K. Oh, S. Baek, Y. Jeong, C. Codemard, P. Dupriez, J. Kim i V. Philippov, "Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9- μ m wavelength range", *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 1275–1282 (2004).
- [248] M. Li, W. Yang, Z. Zhang i A. Wang, "Mode-locked femtosecond 910 nm Nd: fibre laser with phase biased non-linear loop mirror", *Electron. Lett.* **53**, 1479–1481 (2017).

- [249] X. Gao, W. Zong, B. Chen, J. Zhang, C. Li, Y. Liu, A. Wang, Y. Song i Z. Zhang, “Core-pumped femtosecond Nd: fiber laser at 910 and 935 nm”, *Opt. Lett.* **39**, 4404–4407 (2014).
- [250] S. Wang, Y. Li, Y. Chen, Y. Gao, Z. Zhang i A. Wang, “Femtosecond all-polarization-maintaining Nd fiber laser at 920 nm mode locked by a biased NALM”, *Opt. Express* **29**, 38199–38205 (2021).
- [251] K. L. Corre, T. Robin, B. Cadier, R. Becheker, T. Godin, A. Hideur, H. Gilles, S. Girard i M. Laroche, “Mode-locked all-PM Nd-doped fiber laser near 910 nm”, *Opt. Lett.* **46**, 3564–3567 (2021).
- [252] A. A. Mkrtchyan, Y. G. Gladush, M. A. Melkumov, A. M. Khagai, K. A. Sitnik, P. G. Lagoudakis i A. G. Nasibulin, “Nd-doped polarization maintaining all-fiber laser with dissipative soliton resonance mode-locking at 905 nm”, *J. Light. Technol.* **39**, 5582–5588 (2021).
- [253] A. A. Mkrtchyan, M. S. Mishevsky, Y. G. Gladush, M. A. Melkumov, A. M. Khagai, P. G. Lagoudakis i A. G. Nasibulin, “Dispersion managed mode-locking in all-fiber polarization-maintaining Nd-doped laser at 920 nm”, *J. Light. Technol.* **41**, 2494–2500 (2023).
- [254] T.-J. Li, H. Sun, M. Liu, A.-P. Luo, W.-C. Xu i Z.-C. Luo, “Sub-50 fs, 0.5 W average power Nd-doped fiber amplifier at 920 nm”, *Opt. Lett.* **49**, 57–60 (2024).
- [255] X. Li, S. Li, X. Li, Y. Wang, Z. Cheng, Y. Xiong, X. Cao, Y. Feng i J. Zhou, “Low repetition rate 915 nm figure-9 ultrafast laser with all-fiber structure”, *Opt. Express* **32**, 11271–11280 (2024).
- [256] E. Treacy, “Optical pulse compression with diffraction gratings”, *IEEE J. Quantum Electron.* **5**, 454–458 (1969).
- [257] C. Iaconis i I. A. Walmsley, “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses”, *Opt. Lett.* **23**, 792–794 (1998).
- [258] O. Boyko, C. Valentin, G. Rey, L. Antonucci, P. Balcou i S. Coudreau, “Temporal superresolution of ultrashort laser pulses”, *Opt. Express* **13**, 8222–8230 (2005).
- [259] I. Martial, D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon i P. Georges, “Nonlinear compression in a rod-type fiber for high energy ultrashort pulse generation”, *Opt. Express* **17**, 11155–11160 (2009).
- [260] T. Tiess, A. Hartung, M. Becker, C. Chojetzki, M. Rothhardt, H. Bartelt i M. Jäger, “Intra-cavity measurement concept of dispersion properties with a tunable fiber-integrated laser”, *Laser Phys. Lett.* **16**, 025101 (2019).
- [261] M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Correction to semi-linear all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator manifesting dual operation regime at net anomalous dispersion”, *J. Light. Technol.* (2024). Early Access, doi: [10.1109/JLT.2024.3457865](https://doi.org/10.1109/JLT.2024.3457865).
- [262] M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror: erratum”, *Opt. Express* (2024). Early Access, doi: [10.1364/OE.540721](https://doi.org/10.1364/OE.540721).
- [263] M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror: erratum”, *Opt. Express* (2024). Early Access, doi: [10.1364/OE.540623](https://doi.org/10.1364/OE.540623).

- [264] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson i H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1159–1166 (1989).
- [265] C. R. Smith, R. D. Engelsholm i O. Bang, "Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers", *Opt. Express* **30**, 8136–8150 (2022).
- [266] X. Audier, S. Heuke, P. Volz, I. Rimke i H. Rigneault, "Noise in stimulated Raman scattering measurement: From basics to practice", *APL Photonics* **5**, 011101 (2020).
- [267] A. M. Heidt, J. Modupeh Hodasi, A. Rampur, D.-M. Spangenberg, M. Ryser, M. Klimczak i T. Feurer, "Low noise all-fiber amplification of a coherent supercontinuum at 2 μm and its limits imposed by polarization noise", *Sci. reports* **10**, 16734 (2020).
- [268] S. R. D. S., R. D. Engelsholm, I. B. Gonzalo, B. Zhou, P. Bowen, P. M. Moselund, O. Bang i M. Bache, "Ultra-low-noise supercontinuum generation with a flat near-zero normal dispersion fiber", *Opt. Lett.* **44**, 2216–2219 (2019).
- [269] O. Szewczyk, K. Tarnowski, A. Głuszek, D. Szulc, K. Stefańska, P. Mergo i G. Soboń, "All-normal dispersion supercontinuum vs frequency-shifted solitons pumped at 1560 nm as seed sources for thulium-doped fiber amplifiers", *Opt. Express* **29**, 18122–18138 (2021).
- [270] G. E. Obarski i J. D. Splett, "Transfer standard for the spectral density of relative intensity noise of optical fiber sources near 1550 nm", *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 750–761 (2001).
- [271] J. Kim i Y. Song, "Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications", *Adv. Opt. Photon.* **8**, 465–540 (2016).
- [272] F. Quinlan, T. M. Fortier, H. Jiang i S. A. Diddams, "Analysis of shot noise in the detection of ultrashort optical pulse trains", *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 1775–1785 (2013).
- [273] A. Kubiacyk, "Określanie niepewności pomiarów", Politechnika Warszawska, Warszawa (2017).
- [274] A. Clifford, *Multivariate Error Analysis: A Handbook of Error Propagation and Calculation in Many-parameter System* (John Wiley & Sons, 1973).
- [275] R. Priest, "Analysis of fiber interferometer utilizing 3 x 3 fiber coupler", *IEEE Trans. on Microw. Theory Tech.* **30**, 1589–1591 (1982).
- [276] G. Sobon, A. Duzynska, M. Świniarski, J. Judek, J. Sotor i M. Zdrojek, "CNT-based saturable absorbers with scalable modulation depth for thulium-doped fiber lasers operating at 1.9 μm ", *Sci. Reports* **7**, 45491 (2017).
- [277] M. Blomqvist, M. Pålsson, O. Blomster i G. Manneberg, "Fundamental-mode fiber-to-fiber coupling at high-power", w *Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices*, t. 7193 W. A. Clarkson, N. Hodgson i R. K. Shori, red., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2009), s. 71930F.
- [278] Y. Bian, Y. Li, E. Chen, W. Li, X. Hong, J. Qiu i J. Wu, "Free-space to single-mode fiber coupling efficiency with optical system aberration and fiber positioning error under atmospheric turbulence", *J. Opt.* **24**, 025703 (2022).
- [279] "CRedit (contributor roles taxonomy)", <https://credit.niso.org/> (dostęp 07.05.2024).

- [280] H. Yang, W. Li i G. Chen, “A chirped fiber Bragg grating with triple functions for stable wavelength-tunable Yb-doped fiber laser”, *Infrared Phys. & Technol.* **102**, 103008 (2019).
- [281] Z. Wang, L. Zhan, X. Fang i H. Luo, “Spectral filtering effect on mode-locking regimes transition: similariton-dissipative soliton fiber laser”, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 2325–2333 (2017).
- [282] D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak i M. L. Quiroga-Teixeiro, “Wave breaking in nonlinear-optical fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1358–1361 (1992).
- [283] H. Xia, H. Zhang, J. Zheng, J. Li, M. Fan, D. Zhou, X. Tian, Z. Huang, F. Zhang, R. Zhang, J. Zheng, P. Li, Z. Peng i Q. Zhu, “Transient behaviors of pulse breaking and recovering in a dispersion-managed mode-locked Yb fiber laser”, *Results Phys.* **52**, 106861 (2023).
- [284] G. Shabtay, E. Eidinger, Z. Zalevsky, D. Mendlovic i E. Marom, “Tunable birefringent filters — optimal iterative design”, *Opt. Express* **10**, 1534–1541 (2002).
- [285] K. Özgören i F. O. Ilday, “All-fiber all-normal dispersion laser with a fiber-based Lyot filter”, *Opt. Lett.* **35**, 1296–1298 (2010).
- [286] H. Zhang, H. Xia, J. Zheng, J. Li, F. Zhang, M. Fan, X. Xiang, X. Tian, Z. Huang, R. Zhang, P. Li, Z. Peng, D. Hu i Q. Zhu, “Transient behaviors in a spectrum-tailored all-PM NALM mode-locked fiber laser”, *Opt. Express* **32**, 25223–25234 (2024).

Spis rysunków

1.1	Widok czoła światłowodu Coherent PM980-XP uzyskany za pomocą kamery wbudowanej w spawarkę Fujikura LAZERMaster LZM-100 wraz z naniesionymi osiami światłowodu. Oś wolna, przecinająca pręty naprężeniowe, została zaznaczona na czerwono, natomiast oś szybka – kolorem niebieskim.	14
2.1	Schemat światłowodowego zwierciadła pętlowego zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 (CPL). IN – port wejściowy, OUT – port wyjściowy.	24
2.2	Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego (NOLM) zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 o asymetrycznym stosunku podziału mocy (różnym od 50/50). . .	25
2.3	Wyniki symulacji numerycznych pętli NOLM przedstawiające zależność transmisji T_{NOLM} od nieliniowej różnicy faz $\Delta\phi$, zdefiniowanej zgodnie z oznaczeniami z Równania 2.1 jako $\Delta\phi = E_{in} ^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda}$. (a) Sprzęgacze o bardziej asymetrycznym stosunku podziału mocy wspierają impulsy o niższych energiach, co potwierdza porównanie krzywej dla sprzęgacza 30/70 (oznaczonej kolorem czarnym) z sinusoidą dla sprzęgacza 20/80 (czerwona krzywa). (b) Pętle o większej długości wspierają impulsy o niższych energiach, co wynika z porównania transmisji dla sprzęgacza 20/80 o dwa razy dłuższej długości pętli ($2L$, czerwona krzywa) niż referencyjna sinusoida oznaczona czarnym kolorem (L).	26
2.4	Schemat nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego NALM zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 o dowolnym stosunku podziału mocy. DF – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich, WDM – sprzęgacz multipleksujący, LD – dioda laserowa pełniąca rolę pompy.	27
2.5	Schemat nieliniowego absorbującego zwierciadła pętlowego NAbLM zbudowanego z wykorzystaniem sprzęgacza 2x2. DF – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich pełniący funkcję absorpcyjną.	28
2.6	Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 wykorzystującego wewnątrz pętli dodatkowy sprzęgacz (CPL), pełniący rolę elementu wprowadzającego asymetrię.	29
2.7	Schemat nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z nie zrównoważonymi stratami zbudowanego ze sprzęgacza 2x2 wykorzystującego wewnątrz pętli przestrajalny tłumik mocy (VOA).	29
2.8	Wyniki symulacji numerycznych absorbera typu NOLM wykorzystującego sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20/80, przedstawiające zależność transmisji od nieliniowej różnicy faz $\Delta\phi$, zdefiniowanej zgodnie z oznaczeniami z Równania 2.1 jako $\Delta\phi = E_{in} ^2 \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} - \Delta\phi_0$. Czarna krzywa przedstawia klasyczny przypadek bez jakichkolwiek dodatkowych elementów wewnątrz pętli NOLM. Czerwona sinusoida demonstrowuje przypadek zastosowania nieodwracalnego przesuwnika fazy wprowadzającego przesunięcie fazowe $\Delta\phi_0$ o wartości $\pi/2$	31

2.9	Schemat nieliniowego wzmacniającego zwierciadła pętlowego NALM zbudowanego ze sprzęgacza 3x3 o równym stosunku podziału mocy 33/33/33. DF – światłowód domieszkowany jonami pierwiastków ziem rzadkich, WDM – sprzęgacz multipleksujący, LD – dioda laserowa pełniąca rolę pompy.	32
3.1	Schemat układu do pomiaru nasycalnej absorpcji. OSC – ultraszybki oscylator światłowodowy opisany w pracy A3, ISO – izolator optyczny zabezpieczający oscylator, AMP – wzmacniacz optyczny według schematu z Rysunku 3.2, CIR – cyrkulator optyczny, IN – port wejściowy cyrkulatora, OUT – port wyjściowy cyrkulatora, REFL – port odbiciowy cyrkulatora, SA – nasycalny absorber, 3x3 – sprzęgacz o równym stosunku podziału mocy 33/33/33, LS – stratny spaw, DIAG. – port diagnostyczny, P1, P2, P3 – porty wyjściowe nasycalnego absorbera.	47
3.2	Schemat układu wzmacniacza. LD – półprzewodnikowa dioda laserowa (976 nm), ISO – izolator optyczny zabezpieczający diodę przed odbiciem wstecznym, WDM – sprzęgacz multipleksujący. YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (Coherent PM-YSF-HI-HP), IN – port wejściowy, OUT – port wyjściowy. Włókno pasywne stanowił światłowód PM980-XP.	48
3.3	Schemat układu pozwalającego na wprowadzenie światłowodowej siatki Bragga ze świergotem (CFBG) do wnęki oscylatora. CIR – cyrkulator optyczny, IN – port wejściowy, OUT 1, OUT 2 – porty wyjściowe, P1, P2, P3 – porty cyrkulatora. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP.	51
3.4	Schemat całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego ze światłowodową siatką Bragga ze świergotem. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-HI), ISO – izolator optyczny, 20/80 – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20 % do 80 %, NOLM – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe, CIR – cyrkulator optyczny, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), OUT – port wyjściowy. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [A1].	52
3.5	Schemat układu całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego o quasi-liniowej architekturze wnęki. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-HI), CIR – cyrkulator optyczny, 20/80 – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 20 % do 80 %, NOLM – nieliniowe optyczne zwierciadło pętlowe, OUT – port wyjściowy. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [K1, K2, A2].	53
3.6	Warianty nieliniowego optycznego zwierciadła pętlowego z niezrównoważonymi stratami zbudowanymi ze sprzęgacza 3x3. VOA – przestrajalny tłumik mocy, CPL – sprzęgacz typu 2x2, LS – stratny spaw o ograniczonej transmisji [A3].	55
3.7	Schemat układu całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego o quasi-liniowej architekturze wnęki wykorzystującego nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe. LD – dioda laserowa (976 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, CFBG – światłowodowa siatka Bragga ze świergotem ($GDD = -0,237 \text{ ps}^2$), YDF – światłowód domieszkowany jonami iterbu (PM-YSF-HI), CIR – cyrkulator optyczny, FLT – filtr spektralny, 3x3 – sprzęgacz 3x3 o równym stosunku podziału mocy 33/33/33, CPL – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 5 % do 95 %, NOLLM – nieliniowe optyczne stratne zwierciadło pętlowe, P1, P2, P3, P4, P5, P6 – porty wyjściowe. Światłowód pasywny stanowiło włókno PM980-XP [A3].	56

- 3.8 Schemat układu całkowicie światłowodowego ultraszybkiego oscylatora laserowego wykorzystującego jako ośrodek aktywny włókno domieszkowane jonami neodymu. LD1 – multimodowa dioda laserowa (808 nm) połączona ze światłowodem multimodowym (MM-105/125-22A), PC – sprzęgacz pompy, DC-NDF – dwupłaszczyznowe włókno domieszkowane jonami neodymu o rozkładzie współczynnika załamania w kształcie litery W (IXF-2CF-Nd-PM-5-80-W-D1), CPS – separator rezydualnego promieniowania pompy, ISO – izolator optyczny, 3x3 – sprzęgacz 3x3 o równym stosunku podziału mocy 33/33/33, LD2 – jednomodowa dioda laserowa (808 nm), WDM – sprzęgacz multipleksujący, SC-NDF – jednopłaszczyznowy światłowód domieszkowany jonami neodymu (IXF-NDF-PM-3-125-HD), 10/90 – sprzęgacz 2x2 o stosunku podziału mocy 10 % do 90 % (10 % jest wyprowadzane z wnęki), PBS – polaryzacyjny dzielnik wiązki realizujący wraz z dwoma spawami pod kątem 45° filtr Lyota, P1, P2, P3 – porty wyjściowe. Światłowody pasywne stanowiły włókna PM780-HP oraz IXF-2CF-PAS [A4]. 57

Spis tabel

1.1	Podsumowanie dorobku naukowego autora rozprawy w ujęciu bibliometrycznym. Ze-stawienie wystąpień konferencyjnych dotyczy wyłącznie sytuacji, gdy autor rozprawy pełnił rolę osoby prezentującej. Punkty Ministra Nauki opracowano na podstawie Komunikatu Ministra Nauki z dnia 05 stycznia 2024 r. w sprawie wykazu czasopism naukowych i recenzowanych materiałów z konferencji międzynarodowych oraz Komunikatu Ministra Edukacji i Nauki z dnia 22 lipca 2021 r. w sprawie wykazu wydawnictw publikujących recenzowane monografie naukowe . Liczbę cytowań oraz indeks Hirscha określono na podstawie wykazu Google Scholar na dzień 10.09.2024.	21
2.1	Wykaz oscylatorów stosujących światłowody YDF, pracujących w reżimie DS, wykorzystujących pętlę NOLM jako nasycalny absorber w układach zbudowanych całkowicie z włókien PM. Stan na 2023 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy.	33
2.2	Wykaz oscylatorów wykorzystujących światłowody YDF, posiadających siatkę CFBG we wnętrzu, zbudowanych całkowicie z włókien PM. Stan na 2021 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem rzeczony rozprawy. Czas trwania impulsu podano jako najkrótszy możliwy do uzyskania w którejkolwiek z opisywanych konfiguracji. Energię impulsu podano jako wartość maksymalną dla dowolnej z prezentowanych konfiguracji, z wyłączeniem reżimu impulsów szumowych i impulsów wielokrotnych. .	34
2.3	Wykaz oscylatorów wykorzystujących absorber w postaci NALM zbudowany ze sprężacza 3x3 w układach zbudowanych wyłącznie z włókien PM. Stan na 2023 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy. DS – reżim solitonów dyssypacyjnych we wnętrzu o całkowicie normalnej dyspersji. Energia impulsu została podana lub oszacowana jako maksymalna do osiągnięcia z jednego z portów wyjściowych oscylatora.	36
2.4	Wykaz oscylatorów zawierających światłowody NDF, które są zbudowane całkowicie z włókien PM. Stan na 2024 rok, bez uwzględnienia prac będących przedmiotem niniejszej rozprawy. Czas trwania impulsu podano jako najkrótszy możliwy do uzyskania w którejkolwiek z opisywanych konfiguracji. Oznaczenie nd. informuje o braku danych dotyczących czasu trwania impulsu. Energię impulsu podano jako wartość maksymalną dla dowolnej z prezentowanych konfiguracji.	38

- 3.1 Wykaz opublikowanych artykułów oraz publikacji pokonferencyjnych stanowiących spójny tematycznie zbiór prac wraz ze wskaźnikami bibliometrycznymi. A – artykuł naukowy, K – publikacja pokonferencyjna. Punkty Ministra Nauki opracowano na podstawie [Komunikatu Ministra Nauki z dnia 05 stycznia 2024 r. w sprawie wykazu czasopism naukowych i recenzowanych materiałów z konferencji międzynarodowych](#) oraz [Komunikatu Ministra Edukacji i Nauki z dnia 22 lipca 2021 r. w sprawie wykazu wydawnictw publikujących recenzowane monografie naukowe](#). Współczynnik wpływu (ang. *impact factor*) oraz liczbę cytowań wg [Google Scholar](#) podano wykorzystując dane na dzień 10.09.2024. 39
- 5.1 Wykaz oscylatorów stanowiących przedmiot niniejszej pracy. Parametry układów zostały podane dla maksymalnej energii impulsu osiągniętej z danego portu wyjściowego każdego z oscylatorów. Moc szczytowa została obliczona dla impulsów ze świergotem bezpośrednio z oscylatora. W niektórych przypadkach zakresy niepewności pomiarowych są inne niż wartości zaprezentowane w poszczególnych artykułach, co wynika z zastosowanych ujednolicień na potrzeby niniejszej rozprawy. 107

Wykaz artykułów naukowych

Na dorobek autora rozprawy w formie opublikowanych artykułów naukowych składa się 6 publikacji w czasopismach recenzowanych z listy Journal Citation Reports (JCR), w tym 5 pierwszego autorstwa, z czego 4 są częścią zbioru stanowiącego przedmiot rozprawy. Ponadto do dorobku zalicza się 9 indeksowanych artykułów konferencyjnych, z których 3 są ściśle związane z przedmiotem niniejszej rozprawy.

Do wykazu opublikowanych artykułów naukowych w czasopismach z listy JCR zalicza się następujące publikacje (kolejność chronologiczna według daty publikacji):

1. **M. Pielach**, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński i Y. Stepanenko, "Energy Scaling of an Ultrafast All-PM-Fiber Laser Oscillator", w IEEE Access, t. 8, ss. 145087-145091, 2020, doi: [10.1109/ACCESS.2020.3015425](https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.3015425).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy, zawiera wyniki powstałe w ramach [pracy magisterskiej autora rozprawy](#).

2. **M. Pielach**, J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion", w IEEE Access, t. 10, ss. 45689-45694, 2022, doi: [10.1109/ACCESS.2022.3170921](https://doi.org/10.1109/ACCESS.2022.3170921).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [A1](#).

3. M. Rogalski, **M. Pielach**, A. Ciccone, P. Zdańkowski, L. Stanaszek, K. Drela, K. Patorski, B. Lukomska i M. Trusiak, "Tailoring 2D fast iterative filtering algorithm for low-contrast optical fringe pattern preprocessing", Optics and Lasers in Engineering, t. 155, 2022, 107069, doi: [10.1016/j.optlaseng.2022.107069](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2022.107069).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

4. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion", w Journal of Lightwave Technology, t. 42, nr 1, ss. 386-393, 1 stycznia 2024, doi: [10.1109/JLT.2023.3306595](https://doi.org/10.1109/JLT.2023.3306595).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [A2](#).

5. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror", Opt. Express 31, 42136-42149 (2023), doi: [10.1364/OE.505449](https://doi.org/10.1364/OE.505449).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [A3](#).

6. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror", Opt. Express 32, 31672-31682 (2024), doi: [10.1364/OE.530457](https://doi.org/10.1364/OE.530457).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [A4](#).

Do wykazu opublikowanych artykułów konferencyjnych zalicza się następujące publikacje (kolejność chronologiczna według daty publikacji):

1. B. Piechal, T. M. Kardas, **M. Pielach** i Y. Stepanenko, "Stable Harmonic Mode Locking in all PM-Fiber Mamyshev Oscillator", Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), doi: [10.1364/CLEO_SI.2020.SW3R.4](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

2. B. Piechal, J. Szczepanek, T. M. Kardaś, **M. Pielach** i Y. Stepanenko, "Tunable repetition rate in all PM-Fiber Mamyshev Oscillator", 14th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO PR 2020), OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), doi: [10.1364/CLEO-OPR.2020.C4A_3](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

3. **M. Pielach**, B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński i Y. Stepanenko "12 nJ, 250 fs pulses from an all-PM-fiber laser oscillator", Proc. SPIE 11665, Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems, 1166515 (5 marca 2021), doi: [10.1117/12.2581702](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy, zawiera wyniki powstałe w ramach [pracy magisterskiej autora rozprawy](#).

4. M. Rogalski, **M. Pielach**, M. Cywińska, A. Ciccone i M. Trusiak, "Applying an Iterative Filtering Method for Optical Fringe Patterns Preprocessing", OSA Imaging and Applied Optics Congress 2021 (3D, COSI, DH, ISA, pcAOP), OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2021), CF2B.4, doi: [10.1364/COSI.2021.CF2B.4](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

5. M. P. Nowak, B. Stępak, **M. Pielach**, Y. Stepanenko, T. Wojciechowski, B. Bartosiewicz, U. Chodorow, P. Wachulak i P. Nyga, "Femtosecond laser modification of plasmonic color and diffuse reflectance of semicontinuous aluminum film-insulator-metal mirror structures", Proc. SPIE 12131, Nanophotonics IX, 121310W (24 maja 2022), doi: [10.1117/12.2621580](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

6. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion", Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 marca 2023), doi: [10.1117/12.2648440](#).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [K1](#).

7. C. Corso Silva, Ł. Zinkiewicz, **M. Pielach**, A. Jamrozik, M. Królikowska, J. Purzycka, P. Wasylczyk, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Stimulated Raman scattering microscope for leukemic cell imaging", Proc. SPIE 12391, Label-free Biomedical Imaging and Sensing (LBIS) 2023, 123910M (16 marca 2023), doi: [10.1117/12.2647013](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

8. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator", CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), JTu2A.104, doi: [10.1364/CLEO](#)

[_AT.2023.JTu2A.104.](#)

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [K2](#).

9. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers”, CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), JW2A.8, doi: [10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8](#).

Uwagi: stanowi część rozprawy, publikacja oznaczona jako [K3](#).

Wykaz wystąpień konferencyjnych

Na dorobek autora rozprawy w formie wystąpień konferencyjnych jako osoba prezentująca składa się 9 referatów ustnych (w tym 1 referat zaproszony) oraz 7 wystąpień w formie plakatu. Z wyżej wymienionych referatów 8 jest ściśle związanych z cyklem publikacji stanowiących niniejszą rozprawę. Wszystkie przytoczone plakaty prezentują wyniki związane z publikacjami będącymi przedmiotem rozprawy.

Do wykazu wystąpień konferencyjnych jako osoba prezentująca zaliczają się następujące wystąpienia (kolejność chronologiczna):

1. SPIE Photonics West 2021, 06.03.2021–11.03.2021, online.

Data wystąpienia: 06.03.2021.

Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).

Tytuł wystąpienia: 12 nJ, 250 fs pulses from an all-PM-fiber laser oscillator.

Publikacja pokonferencyjna: [M. Pielach](#), B. Piechal, J. Szczepanek, P. Kabaciński i Y. Stepanenko, "12 nJ, 250 fs pulses from an all-PM-fiber laser oscillator", Proc. SPIE 11665, Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems, 1166515 (5 marca 2021), doi: [10.1117/12.2581702](#).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy, prezentacja wyników powstałych w ramach [pracy magisterskiej autora rozprawy](#).

2. MODY 2021 (The first scientific workshops for the scientists and technical staff of the National Laboratory Photonics and Quantum Technology (NLPQT) consortium and for institutions outside of the consortium), 26.09.2021–29.09.2021, Mikołajki, Polska.

Data wystąpienia: 27.09.2021.

Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).

Tytuł wystąpienia: Dispersion management of an ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator.

Abstrakt: [M. Pielach](#), J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dispersion management of an ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator".

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A1](#).

3. SPIE Photonics West 2022, 22.01.2022–27.01.2022, San Francisco, USA.

Data wystąpienia: 26.01.2022.

Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).

Tytuł wystąpienia: Net anomalous dispersion all-PM Yb-doped fiber laser producing high energy sub-100 fs pulses.

Abstrakt: [M. Pielach](#), J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Net anomalous dispersion all-PM Yb-doped fiber laser producing high energy sub-100 fs pulses", Proc. SPIE PC11981, Fiber Lasers XIX: Technology and Systems, PC119810O (4 marca 2022), doi: [10.1117/12.2606821](#).

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A1](#).

4. Polska Konferencja Optyczna PKO'2022, 12.06.2022–15.06.2022, Płock, Polska.
Data wystąpienia: 14.06.2022.
Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).
Tytuł wystąpienia: Całkowicie światłowodowy ultraszybki oscylator laserowy pracujący w reżimie ograniczonych dyspersyjnie solitonów dyssypacyjnych.
Abstrakt: M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Całkowicie światłowodowy ultraszybki oscylator laserowy pracujący w reżimie ograniczonych dyspersyjnie solitonów dyssypacyjnych".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A1](#).

5. Siegman International School on Lasers 2022, 25.06.2022–02.07.2022, Chęciny, Polska.
Data wystąpienia: 27.06.2022.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: Ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator working in dispersion-managed dissipative soliton regime.
Abstrakt: M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator working in dispersion-managed dissipative soliton regime".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A1](#).

6. XIII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022, 19.09.2022–23.09.2022, Karpacz, Polska.
Data wystąpienia: 20.09.2022.
Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).
Tytuł wystąpienia: Ultraszybkie oscylatory światłowodowe odporne na zmienne warunki zewnętrzne.
Abstrakt: Y. Stepanenko, M. Pielach i J. Szczepanek, "Ultraszybkie oscylatory światłowodowe odporne na zmienne warunki zewnętrzne".
Uwagi: prezentacja zbiorcza wyników badań związanych z publikacją [A1](#), wyników powstałych w ramach [pracy magisterskiej autora rozprawy](#) oraz wyników powstałych w ramach publikacji niebędących częścią niniejszej rozprawy. [Wystąpienie nagrodzone w konkursie dla młodych naukowców na najlepszą prezentację ustną](#).

7. MODY 2022 (The second scientific workshops for the scientists and technical staff of the National Laboratory Photonics and Quantum Technology (NLPQT) consortium and for institutions outside of the consortium), 26.09.2022–28.09.2022, Jachranka, Polska.
Data wystąpienia: 28.09.2022.
Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).
Tytuł wystąpienia: Dispersion-managed all-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity.
Abstrakt: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dispersion-managed all-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A2](#).

8. Mikrosympozjum Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk 2023, 17.01.2023–18.01.2023, online.
Data wystąpienia: 17.01.2023.
Forma wystąpienia: plakat i 2-minutowa prezentacja.

- Tytuł wystąpienia:** All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a semi-linear cavity of net anomalous dispersion.
- Abstrakt:** M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a semi-linear cavity of net anomalous dispersion".
- Uwagi:** prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A2](#). [Wystąpienie zostało nagrodzone w konkursie na najlepszy plakat.](#)
9. SPIE Photonics West 2023, 28.01.2023–22.02.2023, San Francisco, USA.
Data wystąpienia: 31.01.2023.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion.
Publikacja pokonferencyjna: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion", Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 marca 2023), doi: [10.1117/12.2648440](#).
Uwagi: prezentacja wyników badań stanowiących pracę [K1](#), która jest powiązana z publikacją [A2](#).
10. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) US 2023, 07.05.2023–12.05.2023, San Jose, USA.
Data wystąpienia: 09.05.2023 (plakat) oraz 10.05.2023 (prezentacja).
Forma wystąpienia: plakat oraz 5-minutowa prezentacja.
Tytuł wystąpienia: Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator.
Publikacja pokonferencyjna: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator," CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), JTu2A.104, doi: [10.1364/CLEO_AT.2023.JTu2A.104](#).
Uwagi: prezentacja wyników badań stanowiących pracę [K2](#), która jest powiązana z publikacją [A2](#).
11. Warsztaty "Technologie Fotoniczne", 25.09.2023–26.09.2023, Wrocław, Polska.
Data wystąpienia: 26.09.2023.
Forma wystąpienia: referat zaproszony (30 minut).
Tytuł wystąpienia: Ultrafast all-fiber laser oscillator with a new type of artificial saturable absorber and its noise characterization.
Abstrakt: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Ultrafast all-fiber laser oscillator with a new type of artificial saturable absorber and its noise characterization".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A3](#).
12. Konferencja Podsumowująca Projekt "National Laboratory Photonics and Quantum Technology" (NLPQT), 19.10.2023–20.10.2023, Warszawa, Polska.
Data wystąpienia: 19.10.2023.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator.
Abstrakt: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the

net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator”.

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A2](#).

13. Konferencja Podsumowująca Projekt “National Laboratory Photonics and Quantum Technology” (NLPQT), 19.10.2023–20.10.2023, Warszawa, Polska.

Data wystąpienia: 20.10.2023.

Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).

Tytuł wystąpienia: Semi-linear cavity ultrafast all-fiber laser oscillators.

Abstrakt: [M. Pielach](#), A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Semi-linear cavity ultrafast all-fiber laser oscillators”.

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacjami [A2](#) oraz [A3](#).

14. Mikrosymposium Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk 2024, 09.01.2024–10.01.2024, Warszawa, Polska.

Data wystąpienia: 10.01.2024.

Forma wystąpienia: plakat.

Tytuł wystąpienia: Nonlinear optical lossy loop mirror enabling self-starting pulsed operation in an all-fiber laser oscillator.

Abstrakt: [M. Pielach](#), A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Nonlinear optical lossy loop mirror enabling self-starting pulsed operation in an all-fiber laser oscillator”.

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A3](#).

15. Dornburg Seminar 2024, 18.03.2024–21.03.2024, Jena, Niemcy.

Data wystąpienia: 10.01.2024.

Forma wystąpienia: prezentacja ustna (15 minut).

Tytuł wystąpienia: Ultrafast all-fiber laser oscillators with semi-linear cavities.

Abstrakt: [M. Pielach](#), A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Ultrafast all-fiber laser oscillators with semi-linear cavities”.

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacjami [A2](#) oraz [A3](#). [Wystąpienie nagrodzone w konkursie na najlepszą prezentację ustną.](#)

16. Warsaw Summer School on Advanced Optical Imaging, 03.09.2024–05.09.2024, Warszawa, Polska.

Data wystąpienia: 03.09.2024.

Forma wystąpienia: plakat.

Tytuł wystąpienia: Towards environmentally stable laser for nonlinear imaging: ultrafast all-fiber Nd-doped oscillator at 928 nm.

Abstrakt: [M. Pielach](#), A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, “Towards environmentally stable laser for nonlinear imaging: ultrafast all-fiber Nd-doped oscillator at 928 nm”.

Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A4](#).

Do dorobku autora można także zaliczyć przygotowane przez niego plakaty, które zostały zaprezentowane przez innych współautorów. Wykaz wystąpień dotyczących wyników badań związanych z niniejszą rozprawą, w których autor dysertacji miał wiodący wkład, ale nie pełnił roli osoby prezentującej, jest następujący (kolejność chronologiczna):

1. Integrated Optics – Sensors, Sensing Structures and Methods IOS '2022, 28.02.2022–04.03.2022, Szczyrk, Polska.

- Data wystąpienia:** 02.04.2022.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: Ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator working at negative net cavity dispersion.
Abstrakt: M. Pielach, [A. Jamrozik](#), J. Szczepanek, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Ultrafast all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator working at negative net cavity dispersion".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A1](#).
2. XIII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022, 19.09.2022–23.09.2022, Karpacz, Polska.
Data wystąpienia: 22.09.2022.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: Całkowicie światłowodowy ultraszybki oscylator laserowy o liniowo-pierścieniowej konfiguracji wnęki.
Abstrakt: M. Pielach, [A. Jamrozik](#), K. Krupa i Y. Stepanenko, "Całkowicie światłowodowy ultraszybki oscylator laserowy o liniowo-pierścieniowej konfiguracji wnęki".
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A2](#).
3. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) US 2024, 05.05.2024–10.05.2024, Charlotte, USA.
Data wystąpienia: 08.05.2024.
Forma wystąpienia: plakat.
Tytuł wystąpienia: 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers.
Publikacja pokonferencyjna: M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers", CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), JW2A.8, doi: [10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8).
Uwagi: prezentacja wyników badań związanych z publikacją [A3](#).

Wykaz wniosków patentowych

Na dorobek autora rozprawy w formie wniosków patentowych składa się wniosek do Urzędu Patentowego Rzeczypospolitej Polskiej, który następnie został złożony do Europejskiego Urzędu Patentowego celem rozszerzenia zakresu ochrony. Ponadto do dorobku zalicza się wniosek patentowy złożony bezpośrednio do Europejskiego Urzędu Patentowego. Wszystkie wymienione wnioski są w trakcie rozpatrywania (stan na wrzesień 2024).

Do wykazu wniosków patentowych, w kolejności chronologicznej, zalicza się:

1. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Quasi-liniowy całkowicie światłowodowy oscylator laserowy generujący ultrakrótkie impulsy oraz jego zastosowanie", Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej: [PL441102A1](#) (05.05.2022).

Uwagi: dotyczy układu opublikowanego w pracy [A2](#).

2. **M. Pielach**, A. Jamrozik, K. Krupa i Y. Stepanenko, "Semi-linear all-fiber laser oscillator generating ultrashort pulses and its applications", European Patent Office: [EP22187806](#) (29.07.2022).

Uwagi: rozszerzenie zasięgu wniosku patentowego [1](#), dotyczy układu opublikowanego w pracy [A2](#).

3. A. Jamrozik, **M. Pielach**, K. Krupa i Y. Stepanenko, "A method of fabrication of thermally expanded core in polarization-maintaining optical fibre, polarization-maintaining optical fibre with a thermally expanded core, use thereof, a method of fabrication a mode-field adapter and a fibre mode-field adapter", European Patent Office: [EP23461575](#) (05.05.2023).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

Wykaz nagród i wyróżnień

W trakcie dotychczasowej kariery naukowej autor rozprawy otrzymał jedno wyróżnienie i 5 nagród, spośród których 4 pozycje są ściśle związane z tematyką dysertacji. Do wykazu nagród i wyróżnień, w kolejności chronologicznej, zaliczają się:

1. **Wyróżnienie w XXVIII Ogólnopolskim Konkursie im. Profesora Adama Smolińskiego na najlepsze prace dyplomowe z zakresu optoelektroniki** za pracę inżynierską pt. *“Analiza możliwości zastosowania pomiaru rozkładu pola bliskiego i/lub dalekiego do wyznaczania apertury numerycznej światłowodów jednomodowych”* (11.2019).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

2. **Nagroda III stopnia w XXIX Ogólnopolskim Konkursie im. Profesora Adama Smolińskiego na najlepsze prace dyplomowe z zakresu optoelektroniki** za pracę magisterską pt. *“Skalowanie energii w całkowicie światłowodowym ultraszybkim oscylatorze laserowym zbudowanym z włókien utrzymujących stan polaryzacji”* (11.2020).

Uwagi: nie dotyczy rozprawy.

3. **Nagroda za najlepszą prezentację ustną w konkursie dla młodych naukowców** podczas XIII Sympozjum Techniki Laserowej STL 2022 w Karpaczu za referat pt. *“Ultraszybkie oscylatory światłowodowe odporne na zmienne warunki zewnętrzne”* (23.09.2022).

Uwagi: dotyczy wyników badań związanych z publikacją [A1](#), wyników powstałych w ramach pracy magisterskiej autora dysertacji oraz wyników powstałych w ramach publikacji niebędących częścią niniejszej rozprawy.

4. **Nagroda za najlepszy plakat** podczas Mikrosymposium Sprawozdawczego w Instytucie Chemii Fizycznej PAN 2023 za plakat pt. *“All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a semi-linear cavity of net anomalous dispersion”* (31.01.2023).

Uwagi: dotyczy wyników badań związanych z publikacją [A2](#).

5. **Nagroda za najlepszą prezentację ustną** podczas Dornburg Seminar 2024 w Jenie za referat pt. *“Ultrafast all-fiber laser oscillators with semi-linear cavities”* (21.03.2024).

Uwagi: dotyczy wyników badań związanych z publikacjami [A2](#) oraz [A3](#).

6. **Nagroda w konkursie Młodzi Badacze** w Instytucie Chemii Fizycznej PAN za dorobek publikacyjny w latach 2021–2023 (03.09.2024).

Uwagi: dotyczy wyników badań związanych z artykułami [A1](#), [A3](#) oraz wyników powstałych w ramach publikacji niebędących częścią niniejszej rozprawy.

Warszawa, 6 września 2024 r.

Oświadczenie

Wyrażam zgodę na wykorzystanie poniższych prac do rozprawy doktorskiej mgr inż. Mateusza Pielacha pt. „Całkowicie światłowodowe ultraszybkie oscylatory światłowodowe wykorzystujące nieliniowe zwierciadła pętlowe”. Niniejszym oświadczam, że mój wkład własny w przygotowanie, przeprowadzenie i opracowanie badań oraz przedstawienie wyników w formie poszczególnych publikacji naukowych będących przedmiotem rozprawy doktorskiej mgr inż. Mateusza Pielacha jest następujący:

1. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa and Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion", Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 March 2023), doi: 10.1117/12.2648440.

Wkład: Badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, administracja projektu.

2. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa, and Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator", in CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), paper JTu2A.104, doi: 10.1364/CLEO_AT.2023.JTu2A.104.

Wkład: Badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, administracja projektu.

3. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa and Y. Stepanenko, "Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion", in Journal of Lightwave Technology, vol. 42, no. 1, pp. 386-393, Jan. 1, 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3306595.

Wkład: Badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, administracja projektu.

4. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa, and Y. Stepanenko, "3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers", in CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), paper JW2A.8, doi: 10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8.

Wkład: Konceptualizacja, badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, administracja projektu.

5. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa and Y. Stepanenko, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror", Opt. Express 31, 42136-42149 (2023), doi: 10.1364/OE.505449.

Wkład: Konceptualizacja, badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu

Agnieszka Jamrozik



publikacji, administracja projektu.

6. M. Pielach, **A. Jamrozik**, K. Krupa and Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror", Opt. Express 32, 31672-31682 (2024), doi: 10.1364/OE.530457.

Wkład: Badania, wizualizacja wyników, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, administracja projektu.

We wszystkich wyżej wymienionych pracach miałam wkład w przeprowadzanie badań, jednakże podkreślam wiodącą rolę mgr inż. Mateusza Pielacha w procesie planowania oraz wykonywania prac eksperymentalnych. Mgr inż. Mateusz Pielach miał pierwszorzędny wkład w realizację działań laboratoryjnych kluczowych dla powstania nowych konfiguracji ultraszybkich oscylatorów laserowych. Moją rolą była pomoc w budowie oraz przeprowadzaniu pomiarów parametrów opracowywanych oscylatorów laserowych, a także składaniu kompresorów siatkowych i wzmacniaczy. Ponadto miałam udział w złożeniu układu do pomiaru nasycalnej absorpcji i opracowaniu powtarzalnej metody wytwarzania stratnych spawów. W ramach współpracy mój wkład polegał także na wizualizacji wyników, brałam również udział w dyskusjach dotyczących otrzymanych wyników. Wraz z pozostałymi współautorami artykułów recenzowałam i redagowałam teksty publikacji oraz odpowiedzi do recenzentów, które zostały przygotowane w oryginalnej wersji przez mgr inż. Mateusza Pielacha.

Do moich zadań należał również nadzór nad procesami administracyjnymi związanymi m.in. z procedurami zakupu elementów optycznych, zarządzanie bazą danych komponentów światłowodowych, które były wykorzystywane do realizacji układów używanych w badaniach będących przedmiotem rozprawy mgr inż. Mateusza Pielacha.

Deklaruję, iż wszystkie wyżej wymienione prace powstały z inicjatywy mgr inż. Mateusza Pielacha przy jego wiodącej roli w konceptualizacji, realizacji badań eksperymentalnych, opracowywaniu i interpretacji wyników oraz procesie przygotowania tekstów publikacji.

Z poważaniem,
Agnieszka Jamrozik

Agnieszka Jamrozik

Warszawa, 6 września 2024 r.

Oświadczenie

Wyrażam zgodę na wykorzystanie poniższych prac do rozprawy doktorskiej mgr inż. Mateusza Pielacha pt. „Całkowicie światłowodowe ultraszybkie oscylatory światłowodowe wykorzystujące nieliniowe zwierciadła pętlowe”. Niniejszym oświadczam, że mój wkład własny w przygotowanie, przeprowadzenie i opracowanie badań oraz przedstawienie wyników w formie poszczególnych publikacji naukowych będących przedmiotem rozprawy doktorskiej mgr inż. Mateusza Pielacha jest następujący:

1. M. Pielach, J. Szczepanek, **K. Krupa** and Y. Stepanenko, "Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion", in IEEE Access, vol. 10, pp. 45689-45694, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3170921.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

2. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa** and Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion", Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 March 2023), doi: 10.1117/12.2648440.

Wkład: Recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

3. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa**, and Y. Stepanenko, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator", in CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), paper JT2A.104, doi: 10.1364/CLEO_AT.2023.JT2A.104.

Wkład: Recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

4. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa** and Y. Stepanenko, "Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion", in Journal of Lightwave Technology, vol. 42, no. 1, pp. 386-393, Jan. 1, 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3306595.

Wkład: Recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

5. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa**, and Y. Stepanenko, "3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers", in CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), paper JW2A.8, doi: 10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8.

Wkład: Recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

6. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa** and Y. Stepanenko, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear

Katarzyna Krupa

optical lossy loop mirror", Opt. Express 31, 42136-42149 (2023), doi: 10.1364/OE.505449.

Wkład: Recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

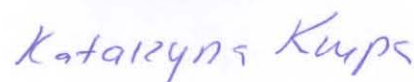
7. M. Pielach, A. Jamrozik, **K. Krupa** and Y. Stepanenko, "All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror", Opt. Express 32, 31672-31682 (2024), doi: 10.1364/OE.530457.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

We wszystkich wyżej wymienionych pracach brałam udział w dyskusjach dotyczących otrzymanych wyników, pełniłam rolę koordynacyjną i kierowniczą w podgrupie realizującej prace w projekcie FNP TEAM-NET POIR.04.04.00-00-16ED/18, w ramach którego powstały niniejsze publikacje. Mój wkład polegał także na korekcie tekstów publikacji oraz odpowiedzi na pytania recenzentów, które w oryginalnej wersji zostały przygotowane przez mgr inż. Mateusza Pielacha. Moją rolą w zakresie konceptualizacji w wybranych pracach było sugerowanie możliwych kierunków rozwoju i tematów godnych podjęcia. Mgr inż. Mateusz Pielach miał pierwszorzędny wkład w zaproponowanie ostatecznych koncepcji dotyczących prac, które realizował.

Jednocześnie oświadczam, że wszystkie wyżej wymienione prace powstały z inicjatywy mgr inż. Mateusza Pielacha przy jego wiodącej roli w konceptualizacji, realizacji badań eksperymentalnych, opracowywaniu i interpretacji wyników oraz procesie przygotowania tekstów publikacji.

Z poważaniem,
Katarzyna Krupa



Warszawa, 6 września 2024 r.

Oświadczenie

Wyrażam zgodę na wykorzystanie poniższych prac do rozprawy doktorskiej mgra inż. Mateusza Pielacha pt. „Całkowicie światłowodowe ultraszybkie oscylatory światłowodowe wykorzystujące nieliniowe zwierciadła pętlowe”. Niniejszym oświadczam, że mój wkład własny w przygotowanie, przeprowadzenie i opracowanie badań oraz przedstawienie wyników w formie poszczególnych publikacji naukowych będących przedmiotem rozprawy doktorskiej mgra inż. Mateusza Pielacha jest następujący:

1. M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa and **Y. Stepanenko**, "Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion", in IEEE Access, vol. 10, pp. 45689-45694, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3170921.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

2. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa and **Y. Stepanenko**, "All-polarization-maintaining Yb-doped fiber oscillator with a hybrid ring-linear cavity of net anomalous dispersion", Proc. SPIE 12400, Fiber Lasers XX: Technology and Systems, 124001N (8 March 2023), doi: 10.1117/12.2648440.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

3. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa, and **Y. Stepanenko**, "Dual operation regime in the net anomalous dispersion all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser oscillator", in CLEO 2023, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), paper JTU2A.104, doi: 10.1364/CLEO_AT.2023.JTU2A.104

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

4. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa and **Y. Stepanenko**, "Semi-Linear All-Polarization-Maintaining Yb-Doped Fiber Laser Oscillator Manifesting Dual Operation Regime at Net Anomalous Dispersion", in Journal of Lightwave Technology, vol. 42, no. 1, pp. 386-393, Jan. 1, 2024, doi: 10.1109/JLT.2023.3306595.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

5. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa, and **Y. Stepanenko**, "3x3 nonlinear optical lossy loop mirror for self-starting mode-locking in all-PM-fiber lasers", in CLEO 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), paper JW2A.8, doi: 10.1364/CLEO_AT.2024.JW2A.8.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór,





ICChF

Instytut Chemii Fizycznej PAN

administracja projektu.

6. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa and **Y. Stepanenko**, "Self-starting mode-locking in an all-PM Yb-doped fiber laser oscillator enabled by a 3x3 nonlinear optical lossy loop mirror", Opt. Express 31, 42136-42149 (2023), doi: 10.1364/OE.505449.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

7. M. Pielach, A. Jamrozik, K. Krupa and **Y. Stepanenko**, "All-polarization-maintaining Nd-doped ultrafast fiber laser oscillator at 929 nm mode-locked via a 3x3 nonlinear amplifying loop mirror", Opt. Express 32, 31672-31682 (2024), doi: 10.1364/OE.530457.

Wkład: Konceptualizacja, recenzja i redagowanie tekstu publikacji, nadzór, administracja projektu.

We wszystkich wyżej wymienionych pracach brałem udział w dyskusjach dotyczących otrzymanych wyników, pełniłem rolę koordynacyjną i kierowniczą w zespole ultraszybkich technik laserowych, w którym swoje prace badawcze w ramach Warszawskiej Szkoły Doktorskiej realizował mgr inż. Mateusz Pielach. Mój udział w konceptualizacji polegał na proponowaniu idei godnych zbadania, dyskusji nad pomysłami mgr inż. Mateusza Pielacha oraz sugerowaniu ich modyfikacji. Mgr inż. Mateusz Pielach miał pierwszorzędny wkład w doborze elementów światłowodowych oraz zaproponowaniu ostatecznych postaci wnęk opracowanych oscylatorów laserowych. Sprawowałem nadzór nad pracami badawczymi realizowanymi przez mgr inż. Mateusza Pielacha. Mój wkład polegał także na korekcie tekstów publikacji oraz odpowiedzi na pytania recenzentów, które w oryginalnej wersji zostały przygotowane przez mgr inż. Mateusza Pielacha.

Jednocześnie oświadczam, że wszystkie wyżej wymienione prace powstały z inicjatywy mgr inż. Mateusza Pielacha przy jego wiodącej roli w konceptualizacji, realizacji badań eksperymentalnych, opracowywaniu i interpretacji wyników oraz procesie przygotowania tekstów publikacji.

Z poważaniem,
Yuriy Stepanenko

Dr inż. Jan Szczepanek

R&D Team Leader

Fluence Sp. z o.o.

Ul. Kolejowa 5/7

01-217 Warszawa

Warszawa, 27.06.2024

OŚWIADCZENIE

Jako współautor artykułu:

•M. Pielach, J. Szczepanek, K. Krupa and Y. Stepanenko, "Studying the Operation of an All-PM Yb-Doped Fiber Laser Oscillator at Negative and Positive Net Cavity Dispersion", in IEEE Access, vol. 10, pp. 45689-45694, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3170921,

wyrażam zgodę na wykorzystanie wyżej wymienionej pracy do rozprawy doktorskiej mgra inż. Mateusza Pielacha pt. „Całkowicie światłowodowe ultraszybkie oscylatory światłowodowe wykorzystujące nieliniowe zwierciadła pętlowe”. Mój wkład w badania zrealizowane w ramach niniejszej publikacji polegał na budowie sprzętu niezbędnego do przeprowadzenia eksperymentów, dyskusji dotyczących otrzymanych wyników, a także recenzji i redagowaniu tekstu artykułu. W szczególności wziąłem udział w skonstruowaniu kompresora siatkowego.

Uważam, że wyżej wymieniona praca naukowa powstała z inicjatywy mgra inż. Mateusza Pielacha przy jego wiodącej roli w procesie badawczym, na który złożyła się konceptualizacja, realizacja badań eksperymentalnych, opracowanie i interpretacja wyników, przygotowanie oryginalnego tekstu publikacji oraz odpowiedzi na pytania recenzentów. Wszystkie badania przeprowadzone w ramach niniejszej publikacji zostały zrealizowane w Centrum Laserowym Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk i nie miały jakiegokolwiek związku z działalnością komercyjną w podmiocie prywatnym, w którym jestem afiliowany.

Z poważaniem,
Jan Szczepanek



B. 581/25



info@fluence-technology
https://fluence-technology/
+48 22 77 89 600



WAT PL 52 12776154
KRS 0000629831



Fluence Sp. z o.o.
ul. Kolejowa 5/7
01-217 Warszawa P.

Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.581/25



10000000117323