



Politechnika Wroclawska

*DZIEDZINA: Nauki inżyneryjno-techniczne*

*DYSCYPLINA: Automatyka, elektronika, elektrotechnika i technologie kosmiczne*

## *ROZPRAWA DOKTORSKA*

*Generacja ultrakrótkich impulsów w laserach  
światłowodowych opartych na sztucznych  
nasycalnych absorberach*

*Mgr inż. Zbigniew Łaszczych*

*Promotor:*

*dr hab. inż. Grzegorz Soboń, prof. PWr*

*Słowa kluczowe: lasery światłowodowe, pasywna synchronizacja modów, lasery femtosekundowe*

*WROCLAW 2023*

## Podziękowania

---

*W szczególności pragnę podziękować mojemu promotorowi dr. hab. inż. Grzegorzowi Soboniowi za wspaniałą wieloletnią opiekę nad moją karierą naukową, która doprowadziła do powstania niniejszej rozprawy doktorskiej. Dziękuję za pomoc przy poszerzaniu mojej znajomości techniki laserowej, za pozwolenie na popełnianie błędów w trakcie mojej pracy w laboratorium oraz wsparcie i motywację do dalszego rozwoju.*

*W drugiej kolejności pragnę podziękować obecnemu i byłemu kierownikowi Katedry Teorii Pola, Układów Elektronicznych i Optoelektroniki, dr. hab. inż. Jarosławowi Sotorowi oraz prof. Krzysztofowi Abramskiemu za stworzenie wręcz idealnego środowiska do pracy naukowej, jakim jest grupa, w której miałem wielkie szczęście realizować swoją pracę doktorską.*

*Chciałbym również podziękować moim koleżankom i kolegom z Grupy Elektroniki Laserowej i Światłowodowej oraz Grupy Badawczej Optycznych Grzebieni Częstotliwości. W szczególności chciałbym podziękować Oldze Szewczyk i Dorocie Tomaszewskiej-Rolli. Dziękuję za wsparcie, dzielenie naszych smutków i radości oraz memy wyrażające więcej niż tysiące słów. Dziękuję również osobom, z którymi miałem przyjemność pracować w laboratorium, dyskutować podczas wspólnych obiadów i pić (zawsze pyszną) kawę: dr. inż. Jakubowi Bogusławskiemu, Piotrowi Bojęsiowi, dr. inż. Grzegorzowi Dudzikowi, Aleksandrowi Głuszkowi, dr. inż. Arkadiuszowi Hudzikowskiemu, dr. Maćkowi Kowalczykowi, Mikołajowi Krakowskiemu, dr. inż. Karolowi Krzempkowi, Maćkowi Kulpie, dr. inż. Marii Pawliszewskiej, dr. inż. Dorocie Stachowiak oraz dr. inż. Łukaszowi Sterczewskiemu. Dziękuję za merytoryczne i techniczne wsparcie moich badań, praca z Wami jest dla mnie zaszczytem.*

*Wyrazy wdzięczności składam również mojej rodzinie i znajomym. Moim rodzicom za wychowanie i wsparcie w życiu dorosłym. Mojemu rodzeństwu za nieocenione wsparcie i motywację do rozwoju.*

*W końcu chciałbym podziękować najważniejszej w moim życiu osobie, mojej narzeczonej Sandrze. Dziękuję za nieustanne wsparcie, cierpliwość i wyrozumiałość.*

## *Spis treści*

<b>Podziękowania</b>	<b>2</b>
<b>Spis treści</b>	<b>3</b>
<b>Spis akronimów</b>	<b>7</b>
<b>Rozdział 1. Wprowadzenie</b>	<b>9</b>
<b>Rozdział 2. Propagacja ultrakrótkich impulsów laserowych we włóknie światłowodowym</b>	<b>13</b>
<b>2.1 Wprowadzenie</b>	<b>13</b>
<b>2.2 Dyspersja chromatyczna</b>	<b>14</b>
<b>2.3 Optyczne efekty nieliniowe w światłowodach</b>	<b>16</b>
2.3.1 Optyczny efekt Kerra i samomodulacja fazy	17
2.3.2 Wymuszone rozpraszanie Ramana i Brillouina	19
<b>2.4 Światłowody utrzymujące stan polaryzacji</b>	<b>22</b>
<b>Rozdział 3. Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych</b>	<b>24</b>
<b>3.1 Wprowadzenie</b>	<b>24</b>
<b>3.2 Synchronizacja modów podłużnych lasera</b>	<b>24</b>
3.2.1 Aktywna synchronizacja modów podłużnych	26
3.2.2 Pasywna synchronizacja modów podłużnych	27
<b>3.3 Nasycalne absorbery</b>	<b>28</b>
3.3.1 Materiałowe nasycalne absorbery	31
3.3.2 Sztuczne nasycalne absorbery	34
3.3.2.1 Absorber bazujący na soczewkowaniu Kerra	34
3.3.2.2 Spójne dodawanie impulsów optycznych	35
3.3.2.2.1 Nieliniowa rotacja polaryzacji	37

---

3.3.2.2	Nieliniowe zwierciadło optyczne	38
3.3.2.3	Nieliniowe zwierciadło wzmacniające	40
<b>3.4</b>	<b>Dystrybucyjne reżimy synchronizacji modów podłużnych lasera</b>	<b>50</b>
3.4.1	Konwencjonalne solitony optyczne	51
3.4.2	Solitony oddychające	54
3.4.3	Solitony dyssypujące	56
<b>3.5</b>	<b>Inne tryby pracy impulsowej</b>	<b>57</b>
<b>3.6</b>	<b>Wpływ filtracji spektralnej na dynamikę pracy oscylatora z synchronizacją modów podłużnych</b>	<b>58</b>
<b>3.7</b>	<b>Szumy własny w laserach femtosekundowych</b>	<b>58</b>
3.7.1	Szum amplitudowy	60
3.7.2	Jitter czasowy i szum fazowy	61
<b>Rozdział 4.</b>	<b>Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych oparta na NALM na długości fali 1560 nm</b>	<b>63</b>
<b>4.1</b>	<b>Wprowadzenie</b>	<b>63</b>
<b>4.2</b>	<b>Światłowodowy laser femtosekundowy w konfiguracji F9L z objętościowym przesuwnikiem fazy</b>	<b>63</b>
4.2.1	Schemat lasera	64
4.2.2	Parametry pracy w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych	66
4.2.3	Przestrajalność centralnej długości fali za zmiany mocy pompującej oscylator	67
4.2.4	Zarządzanie dyspersją oscylatora z jednoczesną zmianą asymetrii pętli wzmacniającej	69
<b>4.3</b>	<b>Światłowodowy laser femtosekundowy w konfiguracji F9L z wewnątrzwnęgowym kompresorem</b>	<b>77</b>
4.3.1	Schemat układu	77
4.3.2	Charakterystyka pracy oscylatora w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki lasera	79
4.3.3	Konwencjonalny soliton optyczny	81

4.3.4	Soliton oddychający	81
4.3.5	Soliton dyssypujący	82
4.3.5.1	Soliton dyssypujący pracujący w stanie A	84
4.3.5.2	Soliton dyssypujący pracujący w stanie B	86
4.3.5.3	Soliton dyssypujący pracujący w stanie C	87
4.3.5.4	Możliwości przestrajania źródła solitonów dyssypujących w stanach A, B i C	89
4.3.6	Szum amplitudowy lasera w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki	92
4.4	<b>Zarządzanie wypadkową dyspersją wnęki lasera w konfiguracji F9L z wykorzystaniem światłowodu kompensującego dyspersję</b>	<b>94</b>
4.5	<b>Podsumowanie</b>	<b>97</b>
<b>Rozdział 5. Całkowicie światłowodowy oscylator femtosekundowy</b>		<b>99</b>
5.1	<b>Wprowadzenie</b>	<b>99</b>
5.2	<b>Schemat układu</b>	<b>99</b>
5.3	<b>Parametry pracy lasera</b>	<b>101</b>
5.4	<b>Analiza szumów własnych oscylatora</b>	<b>102</b>
5.5	<b>Podsumowanie</b>	<b>104</b>
<b>Rozdział 6. Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych oparta na NALM na długości fali 1985 nm</b>		<b>105</b>
6.1	<b>Wprowadzenie</b>	<b>105</b>
6.2	<b>Schemat układu</b>	<b>105</b>
6.3	<b>Praca jednoimpulsowa</b>	<b>107</b>
6.4	<b>Praca wieloimpulsowa</b>	<b>109</b>
6.5	<b>Zarządzanie wypadkową dyspersją wnęki z wykorzystaniem utrzymującego polaryzację światłowodu kompensującego dyspersję</b>	<b>112</b>
6.6	<b>Podsumowanie</b>	<b>114</b>

<b>Rozdział 7. Zakończenie</b>	<b>115</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>117</b>
<b>Wykaz najważniejszych osiągnięć</b>	<b>143</b>
<b>Streszczenie</b>	<b>146</b>
<b>Abstract</b>	<b>147</b>

## *Spis akronimów*

---

- ASA (ang. *Artificial Saturable Absorber*) – sztuczny nasycalny absorber,
- APM (ang. *Additive-Pulse Mode-locking*) – technika spójnego dodawania impulsów,
- CQGLE (ang. *Cubic-Quintic Ginzburg-Landau Equation*) – uogólnione równanie Ginzburga-Landaua,
- DCF (ang. *Dispersion Compensating Fiber*) – światłowód kompensujący dyspersję,
- DS (ang. *Dissipative Soliton*) – soliton dyssypujący,
- DSF (ang. *Dispersion Shifted Fiber*) – światłowód z przesuniętą charakterystyką dyspersji,
- F8L (ang. *Figure-eight Laser*) – rezonator w kształcie cyfry osiem,
- F9L (ang. *Figure-nine Laser*) – rezonator w kształcie cyfry dziewięć,
- FROG (ang. *Frequency-Resolved Optical Gating*) – technika bramkowania optycznego z rozdzielczością częstotliwościową,
- GDD (ang. *Group Delay Dispersion*) – dyspersja opóźnienia grupowego,
- GNLS (ang. *Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*) – uogólnione nieliniowe równanie Schrödingera,
- GRIN (ang. *Graded-Index lens*) – gradientowa soczewka światłowodowa,
- GVD (ang. *Group Velocity Dispersion*) – dyspersja prędkości grupowej,
- HWP (ang. *Half-wave Plate*) – płytka półfalowa,
- KLM (ang. *Kerr Lens Mode-locking*) – synchronizacji modów lasera z zastosowaniem efektu soczewkowania Kerra,
- LMA (ang. *Large Mode Area*) – [światłowody] o zwiększonym polu modowym,
- NALM (ang. *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*) – nieliniowe zwierciadło wzmacniające,
- NLSE (ang. *Nonlinear Schrödinger Equation*) – nieliniowe równanie Schrödingera,
- NOLM (ang. *Nonlinear Optical Loop Mirror*) – nieliniowe zwierciadło optyczne,
- NPR (ang. *Nonlinear Polarization Rotation*) – nieliniowa rotacja polaryzacji,
- NRPS (ang. *Non-Reciprocal Phase Shifter*) – nieodwracalny przesuwnik fazy,
- OSA (ang. *Optical Spectrum Analyzer*) – analizator widma optycznego,
- PBS/PBC (ang. *Polarization Beamsplitter/Beamcombiner*) – polaryzacyjny dzielnik/sprzęgacz wiązek,

- PCF (ang. *Photonic Crystal Fiber*) – światłowód foniczny,
- PER (ang. *Polarization Extinction Ratio*) – współczynnik ekstynkcji polaryzacji,
- PM (ang. *Polarization Maintaining*) – [światłowód] utrzymujący stan polaryzacji,
- PSD (ang. *Power Spectra Density*) – widmowa gęstość mocy,
- Q-switching (ang. *Quality factor switching*) – technika przełączania dobroci wnęki,
- QWP (ang. *Quarter-wave Plate*) – płytką ćwierćfalowa,
- RBW (ang. *Resolution Bandwidth*) – szerokość pasma rozdzielczości,
- RF (ang. *Radio Frequency*) – zakres częstotliwości radiowych,
- RIN (ang. *Relative Intensity Noise*) – względny szum amplitudowy,
- SA (ang. *Saturable Absorber*) – nasycalny absorber,
- SBS (ang. *Stimulated Brillouin Scattering*) – wymuszone rozpraszanie Brillouina,
- SESAM (ang. *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*) – nasycalne zwierciadło półprzewodnikowe,
- SMF (ang. *Single-Mode Fiber*) – światłowód jednomodowy,
- SNR (ang. *Signal-to-Noise-Ratio*) – współczynnik odstępu sygnału od szumu,
- SPM (ang. *Self-Phase Modulation*) – samomodulacja fazy,
- SRS (ang. *Stimulated Raman Scattering*) – wymuszone rozpraszanie Ramana,
- SSA (ang. *Signal Source Analyzer*) – analizator źródła sygnału,
- TBP (ang. *Time-Bandwidth Product*) - iloczyn czasu trwania i szerokości spektralnej impulsu,
- TOD (ang. *Third Order Dispersion*) – dyspersja trzeciego rzędu,
- WDM (ang. *Wavelength-Division Multiplexer*) – sprzęgacz w podziałem długości fali,
- WP (ang. *Wave Plate*) – płytką falowa.



## Rozdział 1. Wprowadzenie

---

Lasery mają unikalną właściwość do tworzenia najkrótszych obserwowalnych przez człowieka zdarzeń – ultrakrótkich impulsów optycznych, których czas trwania wynosi poniżej pikosekundy ( $10^{-12}$  s). Są to zdarzenia tak krótkie, że pomiar czasu ich trwania przeprowadza się poprzez interakcję impulsu z jego własną kopią. Jednocześnie impulsy te mogą być bardzo intensywne, a ich moc szczytowa może być większa niż całkowita moc generowana w ciągu roku w elektrowni Turów (powyżej 2 PW). Źródła ultrakrótkich impulsów laserowych stanowią bezpośrednie połączenie pomiędzy częstotliwościami fal świetlnych, z częstotliwościami, na których oparta jest współczesna elektronika tj. promieniowania mikrofalowego. Dzięki swoim właściwościom, lasery generujące ultrakrótkie impulsy światła znajdują szereg zastosowań w takich obszarach jak nauki podstawowe (np. bardzo precyzyjnej i wysokorozdzielczej spektroskopii gazów, w optycznych zegarach atomowych) [1]–[4], przemyśle (np. do precyzyjnego pomiaru odległości czy cięcia transparentnych materiałów) [5]–[7] i biomedycynie (np. do badania pola widzenia pacjenta czy też laserowej korekcji wzroku) [8]–[10]. Światłowodowe lasery femtosekundowe stanowią kompaktowe, bezobsługowe i niezawodne źródło ultrakrótkich impulsów. Utrzymanie wiązki laserowej w rdzeniu światłowodu zapewnia relatywnie stabilne warunki pracy oscylatora oraz eliminuje konieczność stosowania elementów optomechanicznych. Możliwość wytwarzania specjalnie zaprojektowanych włókien światłowodowych pozwala na uzyskanie pożądanych parametrów pracy lasera femtosekundowego, czy też przenoszenie częstotliwości optycznych źródła laserowego w inne zakresy spektralne [11]. Światłowody aktywne domieszkowane jonami ziem rzadkich pozwalają na generację impulsów laserowych w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni [12]. Jako światłowodów aktywnych pozwalających na pracę w danym zakresie spektralnym używa się obecnie włókien domieszkowanych jonami neodymu (890 – 1100 nm), iterbu (1000 – 1100 nm), erbu (1530 – 1610 nm, 2800 – 2900 nm), tulu (1750 – 2100 nm) i holmu (2000 – 2200 nm) [13]. Włókna domieszkowane jonami iterbu, ze względu na bardzo dużą sprawność energetyczną, są popularnym medium aktywnym wykorzystywanym w oscylatorach femtosekundowych. Jednakże standardowe światłowody jednomodowe cechują się normalną dyspersją w całym zakresie spektralnym pracy laserów iterbowych. Powoduje to, iż impulsy generowane przez laser posiadają *chirp* – są dłuższe, niż wynikałoby to z ich szerokości spektralnej. Alternatywą dla nich są lasery erbowe, w których istnieją metody na zbalansowanie wypadkowej dyspersji (eliminacji *chirpu*) i otrzymywania impulsów o czasie trwania krótszym niż 50 fs [14]. Ich dodatkowym atutem jest szeroka dostępność włókien i komponentów światłowodowych, których optymalizacja parametrów jest efektem dojrzałości procesowej związanej z zastosowaniem laserów erbowych w telekomunikacji. Jednym z szybko rozwijających się segmentów światłowodów specjalnych są światłowody z dwójłomnością liniową. Pozwalają one na utrzymywanie stanu polaryzacji (ang. *Polarization Maintaining*, PM) liniowo spolaryzowanej wiązki wejściowej na całej drodze propagacji przez włókno i niwelują wpływ czynników zewnętrznych np. zmiany temperatury otoczenia czy też drgań mechanicznych.

Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych wymaga synchronizacji faz modów podłużnych wnęki laserowej. Jako elementu wprowadzającego ustalone relacje fazowe można użyć nasycalnego absorbera (ang. *Saturable Absorber*, SA). Straty wprowadzane przez SA nie są liniowe i zależą od intensywności padającego na niego promieniowania. Podczas transmisji przez SA, światło o dużej intensywności doznaje mniejszych strat niż światło o małej intensywności. Mechanizm działania SA faworyzuje zatem pracę impulsową, ponieważ krótki impuls posiada większą moc szczytową niż promieniowania ciągle. Generowany w ten sposób impuls propaguje z małymi stratami przez rezonator, tworząc na jego wyjściu ciąg impulsów. SA podzielić można na dwie grupy: materiałowe i sztuczne. W pierwszym przypadku materiał posiada współczynnik absorpcji zależny od intensywności promieniowania. Sztuczny nasycalny absorber (ang. *Artificial Saturable Absorber*, ASA) to układ optyki nieliniowej, którego stratność maleje wraz ze wzrostem intensywności wprowadzanego na jego wejście promieniowania. Na przestrzeni ostatnich trzech dekad popularnością wśród badaczy i konstruktorów cieszyły się materiałowe SA, takie jak np. nasycalne zwierciadło półprzewodnikowe (ang. *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*, SESAM), które stało się poniekąd przemysłowym standardem [15]. Badania prowadzono także na materiałach niskowymiarowych takich jak grafen, nanorurki węglowe czy czarny fosfor [16]. Jednakże materiałowe SA wymagają specjalistycznych procesów produkcyjnych, wymagają integracji z wnęką laserową oraz degradują w czasie [17], [18]. ASA posiadają przewagi nad materiałowymi SA z uwagi na krótki czas relaksacji, potencjalnie niski poziom szumów własnych, relatywnie duży poziom progu zniszczenia oraz łatwość integracji z wnęką laserową. Ponadto, ASA w niektórych konfiguracjach pozwalają na płynną zmianę charakterystyk i pozwalają na konstrukcję całkowicie światłowodowych oscylatorów. Jednakże nie każdy ASA pozwala na wykorzystanie innej kluczowej zalety laserów światłowodowych, jaką jest budowa wnęki wyłącznie z włókien i komponentów PM. Ponadto, w przypadku wielu ASA, uzyskanie samowzбудnej pracy impulsowej nie jest możliwe.

Technika wykorzystująca nieliniowe zwierciadło wzmacniające (ang. *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*, NALM), pozwala na budowę niskoszumnego, całkowicie światłowodowego oscylatora femtosekundowego z użyciem wyłącznie włókien i komponentów światłowodowych PM, który cechuje się samowzбудną pracą impulsową w reżimie synchronizacji modów podłużnych [5], [19]–[21]. Sprawia to, że układy oparte na NALM są szeroko stosowane zarówno w naukach podstawowych, jak i jako urządzenia dostępne komercyjnie [22], [23]. Do tej pory przedstawiono realizacje laserów światłowodowych opartych na NALM, działających w zakresie widmowym emisji włókien domieszkowanych neodymem, iterbem, erbem, bizmutem, talem oraz holmem [24]–[27].

Niniejsza dysertacja została poświęcona badaniom eksperymentalnym nad laserami światłowodowymi, opartymi na ASA. Przedstawione prace eksperymentalne wpisują się nurt badań nad optymalizacją parametrów wyjściowych oscylatorów opartych na NALM skonstruowanych w konfiguracji w kształcie cyfry 9 (ang. *Figure-nine Laser*), F9L) z wykorzystaniem światłowodów i komponentów światłowodowych PM [19], [20], [23], [28], [29]. Celem pracy było poszerzenie stanu wiedzy dotyczącego użycia ASA w zarządzanych dyspersyjnie oscylatorach femtosekundowych. Praca badawcza polegała

na konstrukcji, charakteryzacji i optymalizacji oscylatorów erbowych i tulowych w konfiguracji F9L. Badano wpływ takich parametrów jak wypadkowa dyspersja wnęki, filtracja spektralna oraz śledzono dynamikę pracy oscylatora, począwszy od samostartującej pracy wieloimpulsowej, aż do pracy jednoimpulsowej. W ramach prac eksperymentalnych zbudowano i scharakteryzowano całkowicie światłowodowy oscylator oparty na NALM, w którym zastosowano wyłącznie włókna i komponenty światłowodowe PM. Optymalizacja parametrów wyjściowych oscylatorów pozwala na budowę laserów zasiewających np. kompaktowe układy do konwersji spektralnej [8], [9].

Postawiono następujące tezy:

- Zastosowanie nieliniowego zwierciadła wzmacniającego w konfiguracji w kształcie cyfry 9 pozwala na płynne przestrajanie charakterystyk sztucznego nasycalnego absorbera, który wspiera samowzбудną pracę w reżimie synchronizacji modów podłużnych w szerokim zakresie reżimów dyspersyjnych i różnych zakresach spektralnych.
- Zastosowanie sztucznego nasycalnego absorbera w postaci nieliniowego zwierciadła wzmacniającego w rezonatorze w kształcie cyfry 9 pozwala na generację z dwóch portów wyjściowych impulsów o zbliżonych parametrach czasowo-spektralnych, lecz różnych charakterystykach szumowych.

Praca składa się z siedmiu rozdziałów. Rozdziały 2 oraz 3 przedstawiają zagadnienia teoretyczne związane z propagacją impulsów laserowych we włóknach światłowodowych oraz generacji ultrakrótkich impulsów optycznych w laserach światłowodowych. Z kolei rozdziały od 4 do 6 zawierają opis zrealizowanych przez autora niniejszej rozprawy prac badawczych.

**Rozdział 1** stanowi wprowadzenie do tematyki niniejszej dysertacji. Przedstawiono w nim motywację, cele i tezy pracy.

**Rozdział 2** poświęcony jest podstawowym zagadnieniom związanym z propagacją ultrakrótkich impulsów laserowych w światłowodach oraz stanowi krótkie wprowadzenie do zagadnień związanych ze światłowodami dwójłomnymi. Zawiera opis równań falowych opisujących propagację ultrakrótkich impulsów światła, oraz zagadnienia związane z dyspersją chromatyczną czy też efektami optyki nieliniowej.

**Rozdział 3** opisuje zagadnienia związane z generacją ultrakrótkich impulsów laserowych. Stanowi wprowadzenie teoretyczne do metod synchronizacji modów podłużnych lasera. Omawia zagadnienia związane z nasycalną absorpcją i historię zastosowań SA, w szczególności opisuje techniki związane z ASA. Przedstawia dyspersyjne reżimy synchronizacji modów podłużnych oraz wpływ filtracji spektralnej na dynamikę pracy oscylatora. Ostatnia sekcja poświęcona jest szumom własnym oscylatorów femtosekundowych.

**Rozdział 4** przedstawia wyniki prac eksperymentalnych poświęcone światłowodowemu laserowi erbowemu opartemu na NALM w konfiguracji F9L z objętościowym przesuwnikiem fazy. Pierwsza część zawiera opis badań porównujących charakterystyki wyjściowe pomiędzy dwoma portami wyjściami oscylatora w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. Zaprezentowano możliwość przestrajania środkowej długości fali oscylatora. Kolejna część rozdziału poświęcona jest zarządzaniu wypadkową dyspersją

wnęki wykorzystując wewnątrzwnękowy kompresor w konfiguracji Martineza. W zakresie wypadkowo normalnej dyspersji wnęki zademonstrowano trzy stany pracy oscylatora zależne od szerokości zastosowanego filtra spektralnego oraz mocy pompującej oscylator. Porównano szумы amplitudowe na obu wyjściach w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki i stanu pracy. W ostatniej sekcji wykorzystywano dwójłomne włókno kompensujące dyspersję do zarządzania wypadkową dyspersją wnęki.

**Rozdział 5** zawiera opis prac eksperymentów nad całkowicie światłowodowym układem laserowym opartym na NALM w konfiguracji F9L. Zaprezentowano oscylator o częstotliwości repetycji około 50 MHz, oferujący niski poziom szumu amplitudowego, czas trwania impulsów poniżej 400 fs o średniej mocy wyjściowej ponad 1 mW.

**Rozdział 6** opisuje wyniki eksperymentalne prac nad światłowodowym laserem tulowym opartym o NALM w konfiguracji F9L z objętościowym przesuwnikiem fazy. Zaprezentowano dynamikę pracy oscylatora opartego na NALM od samowzbudnej pracy wieloimpulsowej do pracy jednoimpulsowej w oscylatorze wykorzystującym wyłącznie komponenty i włókna PM. Zbadano wpływ mocy pompującej oscylator na stosunek mocy wyjściowych pomiędzy dwoma portami. W ostatniej sekcji zaprezentowano wykorzystanie dwójłomnego włókna kompensującego dyspersję do zarządzania wypadkową dyspersją wnęki.

**Rozdział 7** zawiera podsumowanie przedstawionych prac oraz udokumentowane osiągnięcia autora niniejszej rozprawy.

Badania w niniejszej pracy zostały sfinansowane ze środków projektu „*Fiber-based mid-infrared frequency combs for laser spectroscopy and environmental monitoring*”, (POIR.04.04.00-00-434D/17-00), realizowanego w ramach programu First TEAM Fundacji na rzecz Nauki Polskiej współfinansowanego ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego.

Badania zaprezentowane w Rozdziałach 4.4 oraz 6 zostały zrealizowane w ramach projektu „*Światłowody utrzymujące polaryzację o kształtowanej dyspersji w zakresie spektralnym 1500-2000 nm*”, (POIR.04.01.01-00-0024/19), realizowanego w ramach programu Wspólne Przedsięwzięcie z Województwem Lubelskim Narodowego Centrum Badań i Rozwoju, współfinansowanego ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego.

## Rozdział 2. Propagacja ultrakrótkich impulsów laserowych we włóknie światłowodowym

---

### 2.1 Wprowadzenie

Niniejszy rozdział poświęcony jest zagadnieniom związanym z propagacją ultrakrótkich impulsów laserowych we włóknach światłowodowych. W ramach pierwszych dwóch sekcji opisano zagadnienia związane z dyspersją chromatyczną oraz nieliniowymi efektami optycznymi. W trzeciej podsekcji opisano podstawowe zagadnienia związane ze światłowodami dwójłomnymi. Światło wprowadzone do światłowodu propaguje w nim na skutek całkowitego wewnętrznego odbicia, które jest możliwe dzięki różnicy współczynnika załamania między rdzeniem i płaszczem włókna. Typowe krzemionkowe jednomodowe włókno światłowodowe posiada rdzeń o średnicy mniejszej niż 10  $\mu\text{m}$  i cechuje się relatywnie niskim współczynnikiem nieliniowości w porównaniu do kryształów nieliniowych. Efektywność procesów nieliniowych zależy od mocy szczytowej promieniowania oraz efektywnej drogi interakcji pomiędzy światłem i medium [30]. W związku z tym, pomimo relatywnie niskiej nieliniowości, efekty nieliniowe są łatwe do uzyskania w światłowodzie ze względu na niewielkie pole przekroju poprzecznego jego rdzenia i długą drogę interakcji światła ze szkłem krzemionkowym. Z kolei lasery generujące ultrakrótkie impulsy światła cechują się relatywnie dużymi wartościami mocy szczytowej w porównaniu do laserów pracujących falą ciągłą, dzięki czemu pozwalają na obserwację szeregu optycznych efektów nieliniowych [31]. Tak jak wszystkie zagadnienia związane z polem elektromagnetycznym, również impulsy światła propagujące w światłowodzie krzemionkowym opisuje się równaniami zebranymi przez Jamesa C. Maxwella [31]. Wyprowadzone na ich podstawie równanie falowe można poszerzyć o zjawiska liniowe i nieliniowe, które wpływają na ewolucję spektralną i czasową impulsu. Do czynników tych należą tłumienie, dyspersja prędkości grupowej (ang. *Group Velocity Dispersion*, GVD), dyspersja trzeciego rzędu (ang. *Third Order Dispersion*, TOD), optyczny efekt Kerra, wymuszone rozpraszanie Ramana (ang. *Stimulated Raman Scattering*, SRS) oraz efekty wyższych rzędów. Uogólnione nieliniowe równanie Schrödingera (ang. *Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*, GNLS) opisujące wolnozmienną obwiednię impulsu  $A$  dane jest w postaci [32]:

$$\begin{aligned}
 \text{Propagacja} \quad \frac{\partial \hat{A}}{\partial z} &+ \underbrace{\frac{\alpha}{2} A}_{\text{Tłumienie}} + i \underbrace{\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}}_{\text{GVD}} - \underbrace{\frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}}_{\text{TOD}} \\
 &= i\gamma \left( \underbrace{|A|^2 A}_{\text{Efekt Kerra}} + \underbrace{\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial T}}_{\text{Efekty wyższych rzędów}} - \underbrace{\tau_{RA} \frac{\partial |A|^2}{\partial T}}_{\text{SRS}} \right), \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

gdzie  $\beta_2$  oraz  $\beta_3$  są parametrami dyspersyjnymi drugiego i trzeciego rzędu,  $T$  oznacza czas lokalny impulsu,  $\gamma$  oznacza współczynnik nieliniowości światłowodu,  $\omega_0$  to środkowa częstość kołowa impulsu, a  $\tau_R$  to współczynnik odpowiedzi Ramana. Efekty wyższych rzędów to m.in. samostromienie zbocza impulsu (ang. *Self Steepening*) [31]. Gdy czas trwania impulsów jest większy niż pikosekunda, a wartość GVD jest niezerowa, to dwa ostatnie człony równania 2.1 oraz człon związany z TOD mogą zostać zaniedbane. Wynikiem jest uproszczenie GNLS do nieliniowego równania Schrödingera (ang. *Nonlinear Schrödinger Equation*, NLSE) danego:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0. \quad (2.2)$$

## 2.2 Dyspersja chromatyczna

Dyspersja chromatyczna to zależność współczynnika załamania  $n$  ośrodka optycznego w funkcji częstości  $\omega$ , powodująca przesunięcie fazowe komponentów spektralnych impulsu w nim propagującego. Poszczególne komponenty impulsu propagują z inną prędkością, daną przez zależność  $\frac{c}{n(\omega)}$ , gdzie  $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ . Gdy zależność ta jest liniowa, to przesunięcie fazy powoduje jedynie opóźnienie czasowe. Wyższe rzędy dyspersji powodują zmianę kształtu impulsu. Efekty dyspersyjne można przedstawić jako rozwinięcie stałej propagacji  $\beta$  wokół centrum widma o częstości  $\omega_0$  przy użyciu szeregu Taylora [31]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots + \frac{1}{k!}\beta_k(\omega - \omega_0)^k, \quad (2.3)$$

przy czym parametry  $\beta_1$  oraz  $\beta_2$  w relacji do współczynnika załamania ośrodka opisują następującą zależność:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (2.4)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right), \quad (2.5)$$

gdzie  $n_g$  oznacza grupowy współczynnik załamania, a  $v_g$  oznacza prędkość grupową, z którą porusza się obwódka impulsu. Człon  $\beta_0$  odnosi się do początkowej fazy tj. przy środkowej częstotliwości impulsu.  $\beta_1$  odnosi się do prędkości grupowej i ma wymiar  $\frac{s}{m}$ , z kolei  $\beta_2$  ma wymiar  $\frac{s^2}{m}$ . Współczynnik  $\beta_2$  reprezentuje rozkład prędkości grupowej wokół środka impulsu i jest tożsamy z GVD. Parametrem przydatnym do określenia wypadkowej dyspersji wnęki laserowej jest współczynnik GDD definiowany jako [33]:

$$GDD = L \cdot \beta_2 = L \cdot GVD, \quad (2.6)$$

gdzie  $L$  oznacza geometryczną długość materiału. W laserach z synchronizacją modów podłużnych dla czasów trwania impulsu poniżej około 30 fs konieczne jest zapewnienie kompensacji dyspersji nie tylko dla średniej wartości GDD we wnętrzu, ale także TOD o wymiarze  $s^3$  i ewentualnie jeszcze wyższych rzędów rozwinięcia z równania 2.3 [34], [35]. Gdy wszystkie komponenty spektralne wchodzące w skład impulsu propagują z taką samą prędkością, to połówkowy czas trwania impulsu ograniczony jest, poprzez transformację Fouriera, jego połówkową szerokością spektralną. Taką impuls nazywa się ograniczonym fourierowsko (ang. Fourier-transform-limited pulse). W trakcie propagacji przez ośrodek dyspersyjny poszczególne komponenty spektralne doznają różnych wartości  $\beta_2$ , w efekcie czas trwania impulsu ulega wydłużeniu. W przypadku dodatniego  $\beta_2$ , komponenty o niższej częstotliwości wyprzedzają te o niższej częstotliwości. Odwrotna sytuacja ma miejsce, gdy  $\beta_2$  jest ujemne, tj. komponenty o wyższej częstotliwości wyprzedzają komponenty o niższej częstotliwości. Takie wydłużanie się czasu trwania impulsu, za które odpowiedzialna jest dyspersja chromatyczna, nazywane jest nabywaniem przez impuls *chirpu*. Droga dyspersji  $L_D$  światłowodu definiowana jest jako [31]:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (2.7)$$

i jest to odległość, po której impuls gaussowski wydłuży się o czynnik  $\sqrt{2}$  w stosunku do początkowej wartości  $T_0$ . W technice światłowodowej często stosuje się współczynnik dyspersji chromatycznej  $D$ , który związany jest z  $\beta_1$  oraz  $\beta_2$  następującą zależnością:

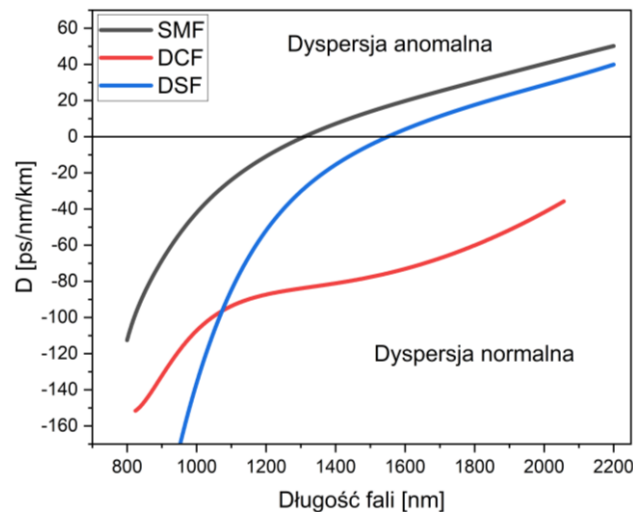
$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (2.8)$$

gdzie  $\lambda = \frac{c}{\omega}$  oznacza długość fali promieniowania. Ujemny znak współczynnika  $D$  oznacza więc, że wartość  $n$  maleje wraz ze wzrostem długości fali. Oznacza to, że fale krótsze propagują z mniejszą prędkością niż fale dłuższe, co nazywane jest dyspersją normalną. Z kolei, gdy wartość współczynnika  $D$  jest dodatnia, a współczynnik załamania rośnie wraz ze wzrostem długości fali, to dyspersję nazywa się anomalną. *Chirp* nabywany przez impuls w ośrodku o normalnej lub anomalnej dyspersji chromatycznej nazywany jest odpowiednio, *chirpem* dodatnim i *chirpem* ujemnym. Podsumowanie charakterystyk dyspersyjnych przedstawiono w Tabeli 1.

Tabela 1. Zależności między parametrami dyspersyjnymi ośrodka optycznego.

	$\frac{dn}{d\lambda}$	GVD [s <sup>2</sup> /m]	D [ps/nm/km]	GDD [s <sup>2</sup> ]
Dyspersja normalna	-	+	-	+
Dyspersja anomalna	+	-	+	-

Zakres podczerwieni jest chętnie wykorzystywanym w technice laserów światłowodowych pasmem widmowym ze względu na występowanie ośrodków aktywnych bazujących na jonach metali ziem rzadkich. Ponadto, włókna światłowodowe wykonane ze szkła krzemionkowego wykazują w tym samym zakresie straty na relatywnie niskim poziomie. Standardowe jednomodowe włókno światłowodowe (ang. *Single-Mode Fiber*, SMF) przechodzi w tym zakresie od dyspersji normalnej do anomalnej z jednym punktem zerowym na długości fali około 1300 nm. Zatem lasery pracujące na długości fali 1560 oraz około 2000 nm pracują w zakresie anomalnej dyspersji, co sprzyja formowaniu się konwencjonalnych solitonów optycznych opisanych w Sekcji 3.4.1. W celu skompensowania wypadkowej wartości GDD stosuje się, na przykład, włókno światłowodowe z przesuniętą charakterystyką dyspersji (ang. *Dispersion-Shifted Fiber*, DSF) czy też światłowód kompensujący dyspersję (ang. *Dispersion Compensating Fiber*, DCF). Charakterystyki dyspersyjne przykładowych włókien przedstawiono na Rys. 1.



Rysunek 1. Charakterystyki współczynnika dyspersji chromaticznej ( $D$ ) standardowego światłowodu jednomodowego (SMF), światłowodu kompensującego dyspersję (DCF) oraz światłowodu z przesuniętą charakterystyką dyspersji (DSF).

### 2.3 Optyczne efekty nieliniowe w światłowodach

Intensywne ultrakrótkie impulsy laserowe propagujące w jednomodowym światłowodzie wywołują nieliniową zmianę parametrów dielektryka, modyfikując wypadkową polaryzację elektryczną  $P$ , którą opisuje się następującą zależnością [31]:

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \dots + \chi^{(n)}E^n), \quad (2.9)$$

gdzie  $\varepsilon_0$  oznacza przenikalność elektryczną próżni,  $E$  oznacza pole elektryczne, a  $\chi^{(n)}$  zwana jest podatnością elektryczną  $n$ -tego rzędu. Całkowita polaryzacja składa się z zarówno z członu liniowego opisanego  $\chi^{(1)}$ , jak i nieliniowego opisanego wyższymi rzędami podatności. Przy analizie oscylatorów femtosekundowych analizie poddaje się z reguły wpływ pierwszych trzech jej członów [36].  $\chi^{(1)}$  odpowiada za liniowy współczynnik załamania  $n_0$  i liniowy współczynnik tłumienia  $\alpha$ . Podatność drugorzędowa



$\chi^{(2)}$  odpowiada za zjawiska generacji sygnału sumy częstotliwości, sygnału różnicy częstotliwości, a także elektrooptyczne zjawisko Pockelsa [37], [38]. Ze względu na izotropowość światłowodów krzemionkowych tj. symetrię cząsteczek krzemionki, wartości współczynników parzystych rzędów podatności są równe zero [31]. Jednakże efekty związane z  $\chi^{(2)}$  mogą pojawić się w światłowodzie w pewnych warunkach indukowanych przez takie czynniki jak elektryczne momenty kwadrupolowe lub magnetyczne momenty dipolowe. Mogą być również generowane przez defekty i centra barwne umieszczone w rdzeniu światłowodu [39]. Podatność  $\chi^3$  prowadzi do szeregu zjawisk takich jak zjawisko mieszania czterofalowego, generację trzeciej harmonicznej, SRS oraz elektrooptyczne i optyczne efekty Kerra [31].

### 2.3.1 Optyczny efekt Kerra i samomodulacja fazy

Podstawowym zagadnieniem związanym z efektami nieliniowymi występującymi w impulsowych laserach światłowodowych jest zależność wartości współczynnika załamania ośrodka od natężenia pola elektrycznego nazwana optycznym efektem Kerra. W swej najprostszej formie współczynnik załamania ośrodka  $\tilde{n}$  składa się z dwóch członów. Liniowy współczynnik załamania  $n_0$ , którego wartość aproksymować można za pomocą równania Sellmeiera, zależy jedynie od częstotliwości promieniowania [40]. Część nieliniowa, związana z  $\chi^{(3)}$ , zależy od intensywności fali elektromagnetycznej  $I$  oraz nieliniowego współczynnika załamania  $\overline{n_2}$  o wymiarach  $m^2/V^2$ , podczas gdy  $n_2$  oznacza współczynnik nieliniowości Kerra o wymiarach  $m^2/W$ . Równanie opisujące  $\tilde{n}$  ma następującą postać [31]:

$$\tilde{n}(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I = n_0(\omega) + \overline{n_2} |E|^2. \quad (2.10)$$

Czynnik  $\overline{n_2}$  powiązany jest z częścią rzeczywistą  $\chi^{(3)}$  następującą zależnością [31]:

$$\overline{n_2} = \frac{3}{8n_0} \text{Re}(\chi^{(3)}). \quad (2.11)$$

Współczynnik  $n_2$  wiąże się z  $\overline{n_2}$  w następujący sposób:

$$n_2 = \frac{2\overline{n_2}}{\varepsilon_0 n_0 c} = \frac{3}{4\varepsilon_0 n_0^2 c} \text{Re}(\chi^{(3)}). \quad (2.12)$$

W technice światłowodowej najczęściej posługuje się współczynnikiem nieliniowości włókna  $\gamma$ , które powiązane jest z efektywną powierzchnią przekroju poprzecznego rdzenia światłowodu  $A_{eff}$  i  $n_2$  daną zależnością [31]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}. \quad (2.13)$$

Wynikiem zjawiska Kerra w czasie propagacji intensywnego i ultrakrótkiego impulsu światła w światłowodzie jest zjawisko samomodulacji fazy (ang. *Self-Phase Modulation*, SPM) [31], [41], [42]. Poszczególne komponenty spektralne impulsu doznają różnych wartości  $\tilde{n}$ . Powoduje to nieliniowe przesunięcia fazowe pomiędzy nimi, co w konsekwencji wymusza zmiany widma optycznego. Wartość nieliniowego przesunięcia fazy  $\Phi_{NL}$  spowodowane SPM określa się następującym wzorem [31]:

$$\Phi_{NL} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 L_{eff}, \quad (2.14)$$

gdzie  $P_0$  oznacza moc szczytową impulsu,  $L_{eff}$  efektywną drogę optyczną daną wyrażeniem [31]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}, \quad (2.15)$$

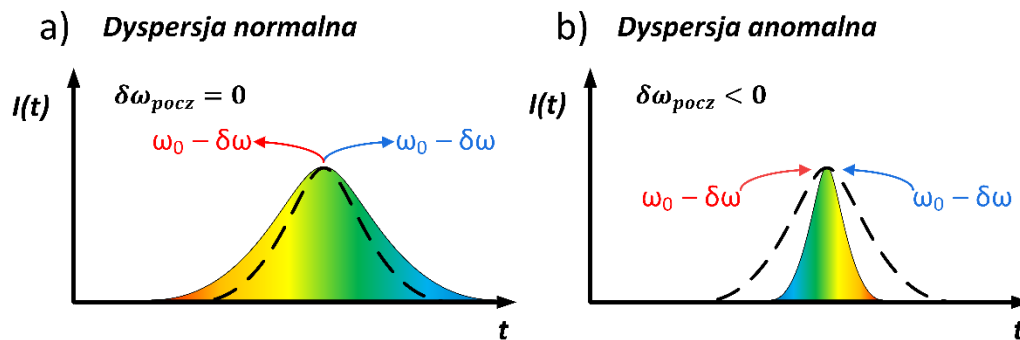
a  $L_{NL}$  oznacza drogę nieliniowości światłowodu wyrażaną równaniem [31]:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (2.16)$$

i oznacza odległość propagacji w medium, powyżej której efekty nieliniowe stają się znaczące. Skutkiem zmiany  $\Phi_{NL}$  impulsu w dziedzinie częstotliwości jest przesunięcie poszczególnych komponentów spektralnych impulsu względem  $\omega_0$ . Natomiast w dziedzinie czasu zjawisko SPM wprowadza opóźnienia pomiędzy poszczególnymi komponentami impulsu nazywane czasowym *chirpem*  $\delta\omega(T)$ . Zmiana  $\delta\omega(T)$  dla impulsu opisanego profilem Gaussa dana jest zależnością [31]:

$$\delta\omega(T) = 2L_{eff}\gamma P_0 \frac{T}{T_0} e^{-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2}, \quad (2.17)$$

gdzie  $T$  oznacza czas lokalny uwzględniający propagację obwiedni impulsu z  $v_g$ . Zmiana fazy może powodować pojawienie się dodatkowych komponentów spektralnych. Uwzględniając jedynie efekt SPM na impuls, zauważyć można, że powoduje on w zasadzie jedynie zmiany w widmie optycznym. Jednakże jego działaniu w eksperymentalnych układach oscylatorów femtosekundowych towarzyszą efekty dyspersyjne. Współdziałając, oba efekty mogą wprowadzać zarówno zmiany w widmie optycznym, jak i profilu czasowym impulsu. Impuls pierwotnie nieposiadający *chirpu* ( $\delta\omega_{pocz} = 0$ ) propagujący w ośrodku o normalnej dyspersji i  $\gamma > 0$  doznaje wydłużenia czasu trwania oraz poszerzenia spektralnego. Z kolei impuls posiadający ujemny  $\delta\omega(T)$  dozna zawężenia widma optycznego podczas propagacji w materiale o normalnej dyspersji [43]. Propagując przez ośrodek o anomalnej dyspersji, impuls o dodatnim  $\delta\omega(T)$  doznaje skrócenia czasu trwania (ograniczeniem jest transformata Fouriera jego widma optycznego). Rys. 2 ilustruje wpływ zjawiska SPM w zależności od dyspersji ośrodka.



Rysunek 2. Wpływ samomodulacji fazy (SPM) na ultrakrótki impuls w zależności od dyspersji ośrodka propagacji. Strzałki symbolizują znak *chirpu* nowopowstałych komponentów spektralnych impulsu. Impuls nieposiadający *chirpu* (czarna przerywana linia) ulega wydłużeniu w czasie w trakcie propagacji przez ośrodek o normalnej dyspersji (a). Impuls posiadający dodatni *chirp* ulega skróceniu w trakcie propagacji w ośrodku o anomalnej dyspersji (b). Wykonane na podstawie [44].

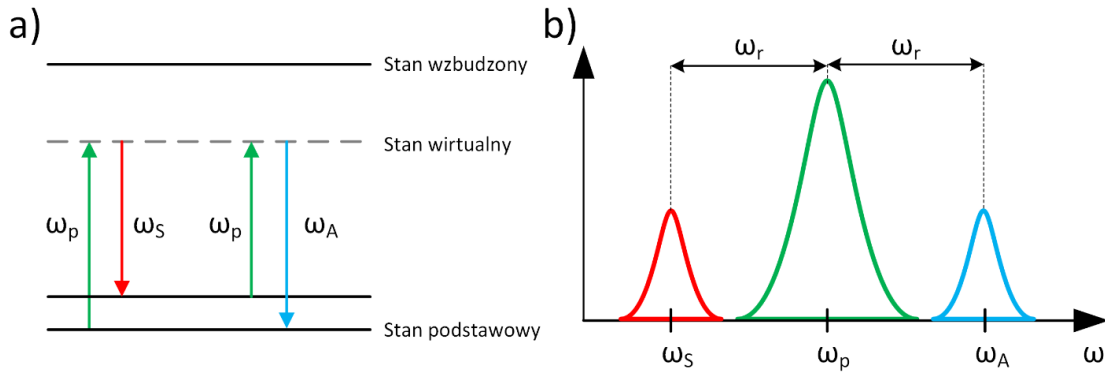
### 2.3.2 Wymuszone rozpraszanie Ramana i Brillouina

Stosunkowo długa droga interakcji intensywnego impulsu laserowego propagującego we wnętrzu czy też wzmacniaczu optycznym może przyczyniać się do występowania efektów, które wpływają na jego widmo optyczne, fazę i przebieg czasowy, w tym moc szczytową. Rozpraszanie Rayleigha jest jednym z liniowych zjawisk, które w światłowodzie krzemionkowym powoduje stratność na skutek elastycznego rozpraszania wywołanego nierównomiernościami w rozkładzie współczynnika załamania wzdłuż włókna. Jednakże rozpraszanie Rayleigha ma prawie niezauważalną rolę w laserach światłowodowych, o ile wnęka nie jest ekstremalnie długa ( $\sim 100$  km) [45]. Z kolei nieliniowe efekty rozpraszania, wynikające bezpośrednio z  $\chi^{(3)}$ , spowodowane są nieelastycznym rozpraszaniem fotonów, co w konsekwencji powoduje przejście do niższych poziomów energetycznych. Utracona przez foton energia może zostać zaabsorbowana przez fonony albo wzbudzić przejście wibracyjne w medium.

Rozpraszanie Ramana związane jest z oddziaływaniem pomiędzy promieniowaniem optycznym a molekułami medium, w którym się rozchodzi. Wzbudzenie rezonansów molekularnych pojawia się, gdy zaburzenie pola optycznego wywołuje drgania atomów w cząsteczkach ośrodka i powoduje przesunięcie częstotliwości pola rozproszonego. Niskie natężenie fali optycznej powoduje spontaniczne rozpraszanie Ramana, które może stać się wymuszone, jeśli natężenie promieniowania wzrośnie powyżej pewnej wartości progowej. W reżimie SRS transfer mocy pomiędzy sygnałem pompującym a rozproszonym wzrasta dzięki koherentnym oddziaływaniom, które ułatwiają tworzenie dodatkowych rezonansów [46]. Proces rozpraszania Ramana może być opisany za pomocą modelu oscylatora harmonicznego. Molekuły ośrodka odpowiadają oscylatorom o częstotliwości rezonansowej  $\omega_r$ , masie  $m$  i współczynnikiem tłumienia  $\gamma_m$ . Równanie różniczkowe ruchu ma postać [41]:

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + \gamma_m \frac{dX}{dt} + \omega_r^2 X = \frac{F(z, t)}{m}, \quad (2.18)$$

gdzie  $X(z, t)$  jest przemieszczeniem masy z punktu równowagi, a  $F(z, t)$  jest funkcją wymuszającą. Zakładając, że każdy taki oscylator oscyluje z częstotliwością rezonansową bez przyłożenia pola zewnętrznego, moment dipolowy oraz przemieszczenie są okresowymi funkcjami czasu. Skutkuje to okresową zmianą współczynnika załamania światła w ośrodku. Rys. 3 przedstawia schemat procesu SRS.



Rysunek 3. Schemat procesu wymuszonego rozpraszania Ramana (SRS). Oznaczenia identyczne jak w tekście.

Oddziaływanie pomiędzy falą monochromatyczną o częstotliwości  $\omega_p$  a ośrodkiem o modulowanym współczynniku załamania światła powoduje powstanie dwóch nowych fal o częstotliwościach  $\omega_p \pm \omega_r$ , gdzie  $\omega_s = \omega_p - \omega_r$  odpowiada fali stokesowskiej, a  $\omega_A = \omega_p + \omega_r$  oznacza falę antystokesowską. W przypadku światłowodu fala stokesowska jest na ogół znacznie silniejsza od fali antystokesowskiej z powodu niedopasowania fazowego procesu antystokesowskiego [47]. W efekcie SRS absorpcja fotonu z pompy łączy się z emisją fotonu o częstotliwości Stokesa, gdzie różnica energii pojawia się w postaci fononu o częstotliwości  $\omega_r$ .

SRS występuje wtedy, gdy pole optyczne powstałe w wyniku interferencji fali pompującej i przesuniętej ma czasowo modulowane natężenie o częstości modulacji równej różnicy częstotliwości między tymi falami. Zmodulowane natężenie powoduje powstanie siły działającej na atomy i może prowadzić do oscylacji, jeśli częstotliwość modulacji jest porównywalna z częstotliwością rezonansu własnego dipoli. Wywołane oscylacje, dzięki dodatniemu sprzężeniu zwrotnemu, prowadzą do pompowania fali Stokesa i powodują silniejsze oscylacje [48]. Szerokość pasma SRS jest bezpośrednio związana z trybami wibracyjnymi cząsteczek w materiale. Krzemionkowe włókna optyczne posiadają kilka trybów wibracyjnych tworzących szerokie pasma, dlatego SRS w takich materiałach powoduje przesunięcie natężenia pompowania w szerokim paśmie częstotliwości. W konsekwencji SRS może występować w stosunkowo dużym zakresie częstotliwości w światłowodach telekomunikacyjnych [41]. Wzmocnienie Ramana w światłowodach krzemionkowych zależy od względnego stanu polaryzacji fali sygnałowej i pompującej i ma szeroki zakres częstotliwości (do 40 THz). Szczyt wzmocnienia ramanowskiego zanika wraz ze wzrostem długości fali pompującej proces [49]. Progowa moc  $P_{RZ}$  w kierunku zgodnym z kierunkiem pompowania jest dana zależnością [48]:

$$P_{Rz} = \frac{16A_{eff}}{g_r L_{eff}}, \quad (2.19)$$

gdzie  $L_{eff}$  jest drogą interakcji pomiędzy falą stokesowską i pompującą, a  $g_r$  jest wzmocnieniem Ramana. Z kolei progowa moc wstecznego rozpraszania Ramana [48]:

$$P_{Rz} = \frac{20A_{eff}}{g_r L_{eff}}. \quad (2.20)$$

SRS jest uznawany za główny proces ograniczający maksymalną energię ultrakrótkich impulsów laserowych generowanych we wnękach z synchronizacją modów podłużnych lasera. Typowym objawem tego zjawiska jest przejście z reżimu synchronizacji modów do reżimu szumopodobnego (ang. *Noise-like Regime*) w warunkach użycia zbyt dużej mocy pompującej medium aktywne. Efektem jest zmiana profilu czasowego z pojedynczego impulsu ze zsynchronizowanymi fazowo komponentami spektralnymi na paczkę falową zawierającą wąskopasmowe impulsy o zmiennym w czasie natężeniu [50]. Proces SRS może prowadzić do destabilizacji pracy oscylatora pracującego w zakresie normalnej dyspersji, gdy wąskopasmowa filtracja spektralna powoduje powstawanie fali SRS w trakcie każdego obiegu impulsu we wnęce [51]. Z kolei brak ograniczenia spektralnego, pozwalający na wzmocnienie fali SRS przy każdym obiegu, może prowadzić do stabilnej generacji dyssypujących solitonów wraz z pasożytniczymi paczkami falowymi związanymi z SRS, co również ogranicza maksymalną energię impulsów dyssypujących [52].

Wymuszone rozpraszanie Brillouina (ang. *Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) związane jest z oddziaływaniem pomiędzy promieniowaniem optycznym a indukowanym polem akustycznym. Generowane termicznie fluktuacje gęstości materiału powodują wystąpienie modulacji współczynnika załamania światła w ośrodku. Modulacja współczynnika załamania światła ośrodka powoduje, że zachowuje się on jak ruchoma siatka dyfrakcyjna [53]. Padające na taką siatkę pole optyczne jest nieelastycznie na niej rozpraszane i część jego energii pompuje falę stokesowską, która jest przeciwbieżna w stosunku do światła padającego i jest w stosunku do niej przesunięta w zakres mniejszych częstotliwości z powodu przesunięcia dopplerowskiego. Interferencja promieniowania padającego z rozproszoną falą Stokesa powoduje fluktuację gęstości ośrodka, tj. zmianę amplitudy fali akustycznej [53]. Próg SBS dany jest zależnością [48]:

$$P_{Rz} = \frac{21K_B A_{eff}}{g_B L_{eff}}, \quad (2.21)$$

gdzie  $g_B$  oznacza wzmocnienie Brillouina, a  $K_B$  jest współczynnikiem zależnym od polaryzacji fali stokesowskiej i fali pompującej. Szczyt wartości wzmocnienia Brillouina pojawia się przy częstotliwości przesunięcia Stokesa i jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu czasu życia fononów akustycznych, co jest przyczyną wąskiego pasma SBS [48]. Wywołane rozpraszaniem Brillouina przesunięcie częstotliwości mieści się w zakresie od

9 do 12 GHz w światłowodzie przy długości fali 1550 nm [54]. Powyższa zależność sugeruje stosowanie konstrukcji krótszych oscylatorów czy też wzmacniaczy w celu minimalizacji ryzyka wystąpienia niechcianych efektów SBS.

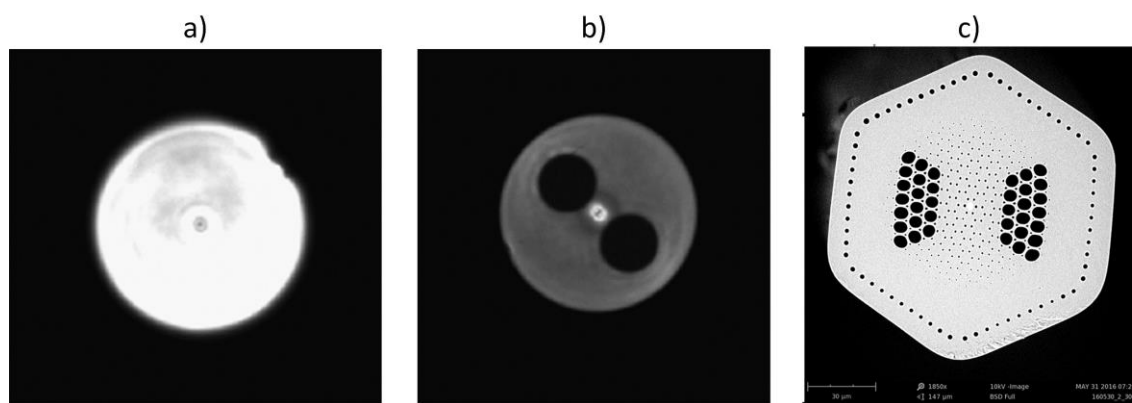
## 2.4 Światłowody utrzymujące stan polaryzacji

Modelowy światłowód jednomodowy posiada dwa ortogonalne mody poprzeczne posiadające tę samą wartość stałej propagacji. W rzeczywistych światłowodach nieregularności w kształcie i rozmiarze rdzenia włókna światłowodowego czy też zewnętrzne naprężenia wprowadzają zmiany w stałej propagacji w obu modach, przez co wyróżnić można dwa zdegenerowane mody poprzeczne. Wprowadzenie dwójłomności wymuszonej w obrębie rdzenia światłowodu powoduje utrzymanie się stanu polaryzacji liniowo spolaryzowanego światła wprowadzanego do jednej z głównych osi włókna. Takie światłowody nazywa się dwójłomnymi czy też PM. Na dwójłomność włókna wpływa zarówno jego geometria, jak i efektywna dwójłomność materiału, z którego go wyciągnięto. Modyfikacja kształtu rdzenia polega najczęściej na zmianie jego przekroju poprzecznego z koła na elipsę. Materiałowe modyfikacje wprowadzające dwójłomność realizowane są poprzez dodatkowe pręty naprężające albo kształtowanie rozkładu współczynnika załamania przekroju poprzecznego włókna. Miarą dwójłomności grupowej jest współczynnik  $B$ , będący różnicą grupowych współczynników ( $n_x$  oraz  $n_y$ ) załamania w wyróżnionych i ortogonalnych osiach (x oraz y) światłowodu co jest równoważne iloczynowi różnicy stałych propagacji, odpowiednio  $\beta_x$  oraz  $\beta_y$ , oraz [31]:

$$B = |n_x - n_y| = \frac{\lambda}{2\pi} |\beta_x - \beta_y|. \quad (2.22)$$

Wartość  $B$  wynosi około  $10^{-7}$  dla standardowych światłowodów jednomodowych oraz  $5 \cdot 10^{-4}$  dla światłowodów typu PANDA [55], [56]. W niniejszej rozprawie do budowy oscylatorów światłowodowych wykorzystywano wyłącznie włókna światłowodowe oraz komponenty światłowodowe PM.

Zdjęcia mikroskopowe czół różnych światłowodów przedstawiono na Rys. 4. Standardowy telekomunikacyjny światłowód jednomodowy (Corning SMF-28e) posiada rdzeń o średnicy 8,2  $\mu\text{m}$ , płaszcz o średnicy 125  $\mu\text{m}$  i charakteryzuje się stratami poniżej 0,2 dB/km dla długości fali 1550 nm (Rys.4(a)). Światłowód PM typu PANDA (Nufem PM1550-XP) posiada rdzeń o średnicy 8,5  $\mu\text{m}$ , płaszcz o średnicy 125  $\mu\text{m}$  i charakteryzuje się stratami poniżej 1,0 dB/km dla długości fali 1550 nm. Dwa pręty naprężające, wykonane ze szkła borowego, wprowadzają dwójłomność w taki sposób, że wolna oś światłowodu znajduje się na prostej przechodzącej przez środki obu prętów (Rys. 4(b)). Na Rys. 4(c) zaprezentowano obraz czoła eksperymentalnego jednomodowego światłowodu mikrostrukturalnego typu PM o wyłącznie normalnej dyspersji w zakresie spektralnym 1,1 do 2,0  $\mu\text{m}$ . Przekrój poprzeczny rdzenia światłowodu ma kształt elipsy o rozmiarach średnic większej i mniejszej odpowiednio 3,37 oraz 3,22  $\mu\text{m}$  [57]. Kanały powietrzne umieszczone koncentrycznie wokół rdzenia wprowadzają dwójłomność modową oraz kształtują charakterystykę dyspersyjną światłowodu.



Rysunek 4. Światłowody jednomodowe. Czoło standardowego światłowodu telekomunikacyjnego (Corning SMF-28e) (a). Czoło światłowodu typu PANDA (Nufern PM1550-XP) (b). Obraz czoła światłowodu mikrostrukturalnego utrzymującego stan polaryzacji o normalnej dyspersji otrzymany techniką skaningowej mikroskopii elektronowej (c) [58].

## Rozdział 3. Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych

---

### 3.1 Wprowadzenie

Niniejszy rozdział przedstawia szereg zagadnień związanych z generacją ultrakrótkich impulsów w laserach światłowodowych. Pierwsza część poświęcona została technikom synchronizacji modów podłużnych. Kolejno opisano zjawisko nasycalnej absorpcji, które jest kluczowe dla znakomitej większości technik generacji ultrakrótkich impulsów optycznych i znalazło swoje zastosowanie w technice laserowej zaledwie kilka lat od powstania pierwszego lasera [59], [60]. Zaprezentowano dwie główne grupy SA. Pierwszą grupę stanowią materiały zwiększające swoją transmisję wraz ze wzrostem intensywności padającego na nie promieniowania. W ramach opisu drugiej grupy tj. układów imitujących SA zaprezentowano metody oparte na soczewkowaniu Kerra oraz technikach spójnego dodawania impulsów. Autor rozprawy posługuje się terminem *sztuczny nasycalny absorber*, aby opisać tę grupę metod. Jest to kalka językowa z języka angielskiego, gdzie używa się pojęcia *artificial saturable absorber*. Takie nazewnictwo jest pewnego rodzaju przenośnią, ponieważ układ imitujący absorber również jest zbudowany z materiału, w tym przypadku najczęściej z włókien krzemionkowych czy też elementów optyki objętościowej np. płytek falowych i zwierciadeł. Jednakże w celu zachowania spójności z terminologią anglojęzyczną proponuje się stosowanie słowa *sztuczny*, gdy układ optyczny imituje pewne własności materiałowe, których jego elementy składowe nie posiadają. Kolejne sekcje poświęcone zostały zagadnieniom związanym z dyspersyjnymi reżimami synchronizacji modów, innymi trybami pracy impulsowej, a także wpływowi filtracji spektralnej na dynamikę pracy oscylatora. Ostatnia sekcja poświęcona została opisowi szumów własnych oscylatorów femtosekundowych.

### 3.2 Synchronizacja modów podłużnych lasera

Już pierwszy laser (rubinowy) zaprezentowany w 1960 roku przez Theodora Maimana emitował impulsu światła [61]. W 1983 roku zademonstrowano pierwszą technikę próbkowania elektrooptycznego, rozpoczynając tym samym erę laserów pikosekundowych, a później femtosekundowych [62], [63]. Przed pierwszymi demonstracjami źródeł impulsów attosekundowych, to właśnie lasery femtosekundowe posiadały unikalną własność do tworzenia najkrótszych obserwowalnych przez człowieka zdarzeń [64], [65]. Synchronizacja modów podłużnych lasera jest techniką umożliwiającą osiągnięcie impulsów o czasie trwania poniżej pikosekundy [34]. Polega ona na synchronizacji faz poszczególnych, interferujących ze sobą, modów podłużnych lasera, tak aby wypadkowe pole elektryczne propagujące w rezonatorze tworzyło krótki impuls. Szczególnie w paśmie wzmocnienia światłowodów domieszkowanych erbem, gdzie całkowite pasmo pokrywa ponad 6 THz, liczba możliwych modów jest znaczna i przekraczać może milion. Z kolei odstęp międzymodowy  $\Delta\nu$  opisany jest wzorem:



$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{opt}}, \quad (3.1)$$

gdzie  $L_{opt}$  długość optyczną rezonatora. W przypadku lasera femtosekundowego na centralnej długości fali 1560 nm  $\Delta\nu$  wynosi około 100 MHz dla liniowego rezonatora o  $L_{opt}$  około 102 cm. Całkowite pole elektryczne we wnętrzu opisuje następujące wyrażenie [66]:

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m e^{(i\Phi_m - i\omega_m t)}, \quad (3.2)$$

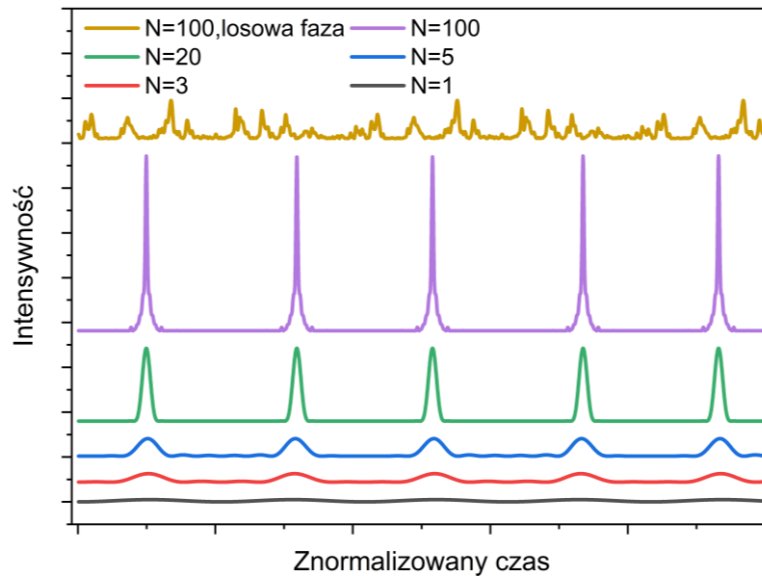
gdzie  $E_m$ ,  $\Phi_m$  oraz  $\omega_m$  oznaczają kolejno amplitudę, fazę oraz częstość określonego modu wnętrza, a całkowita ilość modów rezonatora wynosi  $2M + 1$ . Konstruktywna interferencja pomiędzy modami podłużnymi zsynchronizowanymi fazowo prowadzi do formowania się ciągu impulsów laserowych na wyjściu rezonatora, tak zobrazowano to na Rys. 5. Losowe relacje fazowe pomiędzy poszczególnymi modami powodują pracę lasera w trybie ciągłym z fluktuującą w czasie mocą średnią. Synchronizacja modów polega na ustaleniu relacji różnicy faz pomiędzy poszczególnymi modami do wartości stałej  $\Phi$ , której wartość wynosi  $\Phi = \Phi_m - \Phi_{m-1}$ . Częstość  $m$ -tego modu podłużnego lasera wynosi  $\omega_m = \omega_0 + 2m\pi \cdot \Delta\nu$ . Całkowite natężenie światła we wnętrzu laserowej z usystematyzowaną relacją fazową pomiędzy modami (o tej samej amplitudzie równej  $E_0$ ) podłużnymi opisuje wtedy zależność [66]:

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2 \left[ (2M + 1)\pi \cdot \Delta\nu \cdot t + \frac{\Phi}{2} \right]}{\sin^2 \left[ \pi \cdot \Delta\nu \cdot t + \frac{\Phi}{2} \right]} \cdot E_0^2, \quad (3.3)$$

która jest periodyczna z okresem  $\tau = \frac{1}{\Delta\nu}$  odpowiadającemu czasowi propagacji impulsu przez rezonator. Częstość repetycji  $f_{rep}$  generowanych impulsów odpowiada odstępowi międzymodowemu  $\Delta\nu$  (czyli odwrotności  $\tau$ ). Najkrótszy czas trwania  $\tau_{min}$  pojedynczego impulsu w zależności liczby zsynchronizowanych modów podłużnych oddalonych od siebie o częstość  $\Delta\nu$  wyznacza się z równania:

$$\tau_{min} = \frac{K}{(2M + 1) \cdot \Delta\nu}, \quad (3.4)$$

gdzie  $K$  nazywany jest współczynnikiem kształtu impulsu, który dla impulsu o profilach gaussowskim oraz sekansa hiperbolicznego wynoszą odpowiednio 0,441 oraz 0,315. Różnica w kształcie impulsu wynika przede wszystkim z reżimu dyspersyjnego, w jakim pracuje rezonator, co będzie przedmiotem Sekcji 3.4 niniejszej rozprawy.



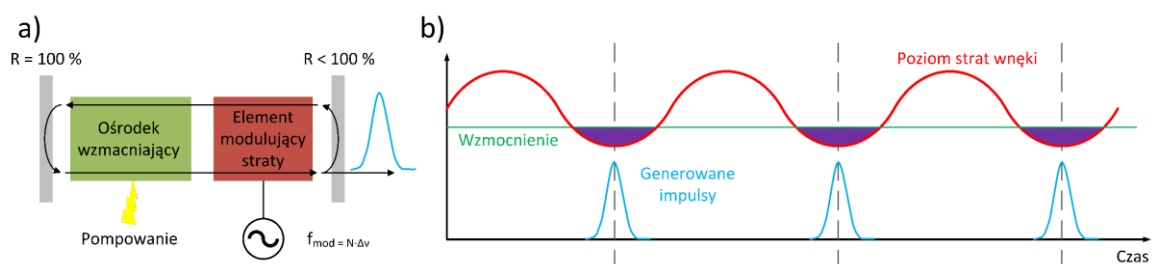
Rysunek 5. Wpływ liczby zsynchronizowanych modów podłużnych ( $N=2M+1$ ) wnęki na charakterystyki wyjściowe lasera.

Wraz ze wzrostem liczby zsynchronizowanych modów maleje więc minimalny czas trwania impulsów propagujących we wnęcie. Teoretycznie, zsynchronizowanie nieskończonej liczby modów podłużnych prowadzi do generacji ciągu delt Diraca  $\delta(t)$  [67]. Z relacji między sygnałem w dziedzinie czasu a jego odpowiednikiem w dziedzinie częstości kołowych transformaty Fouriera wynika, że czas trwania impulsu i jego szerokość spektralna są do siebie odwrotnie proporcjonalne. Sprawia to, że źródło ultrakrótkich impulsów musi posiadać odpowiednio szerokie widmo optyczne. W rzeczywistym układzie ograniczenie wynika przede wszystkim z szerokości pasma wzmocnienia ośrodka aktywnego. Z praktycznego punktu widzenia oznacza to konieczność wykorzystania ośrodka aktywnego o szerokim paśmie emisji np. światłowodów domieszkowanymi jonami metali ziem rzadkich takich jak iterb, erb, tul czy holm. W celu wymuszenia pracy impulsowej zamiast pracy ciągłej należy umieścić w rezonatorze lasera modulator amplitudy, który cyklicznie będzie zmieniał straty wnęki. W zależności od sposobu realizacji takiego modulatora wyróżnia się techniki aktywnej i pasywnej synchronizacji modów podłużnych lasera.

### 3.2.1 Aktywna synchronizacja modów podłużnych

Zastosowanie szybkiego modulatora amplitudy zaprezentowanego zarówno w opisie teoretycznym, jak i praktycznej demonstracji jest historycznie pierwszą metodą synchronizacji modów podłużnych, której początki sięgają roku 1964, a więc już 4 lata po pierwszym uruchomionym laserze [68], [69]. Pierwszy eksperyment wykorzystywał akustooptyczny modulator amplitudy, który w periodyczny sposób modulował straty we wnęcie lasera helowo-neonowego. Dopasowanie częstotliwości modulującej do długości rezonatora (częstotliwości opisanej równaniem 3.1) lub jej wielokrotności (co prowadzi do synchronizacji harmonicznego) zapewnia minimum strat obiegu we wnęcie impulsowi w niej propagującemu, co w naturalny sposób faworyzuje ten stan ponad pracę w trybie ciągłym.

Sinusoidalna modulacja strat we wnęce powoduje generację składowych spektralnych przesuniętych od centralnej długości fali o częstotliwość pracy modulatora. Przesunięte częstotliwościowo składowe synchronizują się w fazie z sąsiednimi modami wnęki, co powoduje kaskadową synchronizację relacji fazowych pomiędzy wieloma modami – synchronizację modów podłużnych [36], [70]. Główną zaletą tej techniki jest pewna swoboda w zwielokrotnianiu  $f_{rep}$  oscylatora w reżimie harmonicznej synchronizacji modów. Pozwoliło to na uzyskanie oscylatorów z  $f_{rep}$  wynoszącym ponad 100 GHz, co jednakże wymagało zastosowania źródła sygnału sinusoidalnego w zakresie mikrofalowym [71]. Należy jednocześnie odróżnić ten stan od techniki przełączania dobroci wnęki (ang. *Quality Factor Switching*, Q-switching), która również może być uzyskana z wykorzystaniem takich modulatorów, ale pozwala na osiągnięcie  $f_{rep}$  rzędu setek kHz [72]. Wadą aktywnej synchronizacji okazać się może czas trwania impulsów, który nie jest ściśle definiowany parametrami przełączania modulatora, i jest nim ograniczony. Najkrótsze uzyskiwane impulsy uzyskiwane z użyciem znacznie szybszych modulatorów elektrooptycznych nie są krótsze od pojedynczych pikosekund [73], [74]. Do relatywnie nowych technik aktywnej synchronizacji należy również technika sprzężenia zwrotnego z przesunięciem częstotliwości (ang. *Frequency-Shifted Feedback*) z wykorzystaniem modulatora akustooptycznego [75]. Schemat ideowy oraz graficzne przedstawienie generacji impulsów w oscylatorze wykorzystującym aktywną synchronizację modów podłużnych przedstawiono na Rys. 6.



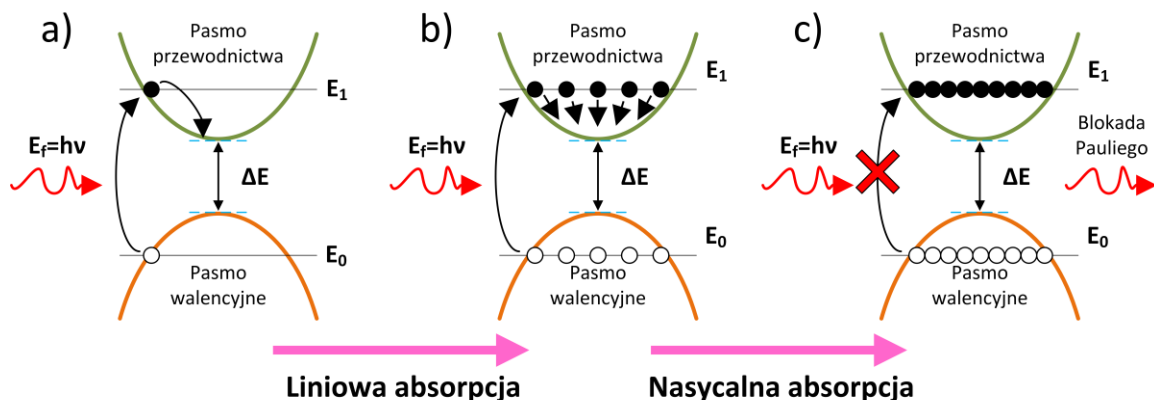
Rysunek 6. Aktywna synchronizacja modów podłużnych w dziedzinie czasu. Schemat ideowy (a) oraz ilustracja generacji impulsów dziedzinie czasu (b). Wykonane na podstawie [36].

### 3.2.2 Pasywna synchronizacja modów podłużnych

Drugą rodziną technik prezentowaną w literaturze jest pasywna synchronizacja modów podłużnych, w której w miejsce aktywnego modulatora amplitudy wprowadza się element pasywny zwany SA. SA można podzielić na elementy zbudowane z materiału wykazującego nasycalną absorpcję oraz na układy optyczne imitujące nasycalną absorpcję tj. ASA. Zasadniczą różnicą pomiędzy SA a aktywnym modulatorem jest źródło modulacji amplitudy. W przypadku SA to światło na nie padające zmienia jego transmisyjność, podczas gdy modulator aktywny zmienia ją na skutek modulacji zewnętrznym polem elektrycznym. SA jest więc swego rodzaju modulatorem optyczno-optycznym, a jego dynamika zależy od mocy szczytowej padającego nań promieniowania.

### 3.3 Nasycalne absorbery

W zależności od konfiguracji wyróżnia się odbiciowe i transmisyjne SA. Te pierwsze pełnią funkcję zwierciadła końcowego rezonatora i zawierają w swej strukturze zwierciadło o wysokiej reflektancji, podczas gdy drugie zwykle umieszcza się w pobliżu sprzęgacza wyjściowego czy też ośrodka aktywnego [36], [76], [77]. Nasycalna absorpcja w ujęciu mechaniki kwantowej może zostać uproszczona do dwupoziomowego modelu pasmowej struktury materiału. Pasma walencyjne  $E_0$  oraz przewodnictwa  $E_1$  oddzielone są od siebie przerwą wzbronioną  $\Delta E$ . Foton o energii  $E_f$  równej co najmniej  $\Delta E$  padając na materiał, może zostać przez niego zaabsorbowany z pewnym prawdopodobieństwem. Pochłonięcie fotonu spowoduje przejście elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Wygenerowane gorące elektrony są następnie szybko termalizowane zgodnie z rozkładem Fermiego-Diraca [78]. Dalsze chłodzenie nośników następuje poprzez efekt rozpraszania wewnątrzpasmowego. Kolejno elektrony wracają na pasmo walencyjne poprzez mechanizm rekombinacji nośników elektron-dziura, aż do momentu wystąpienia równowagowej relaksacji elektronów i dystrybucji dziur (Rys. 7(a)). Dla promieniowania o relatywnie małym natężeniu, tj. w zakresie liniowej absorpcji, dynamika pomiędzy wzbudzeniem elektronów i ich relaksacją ze stanu wzbudzonego równoważy się i część stanów w paśmie przewodnictwa pozostaje wolna (Rys. 7(b)).

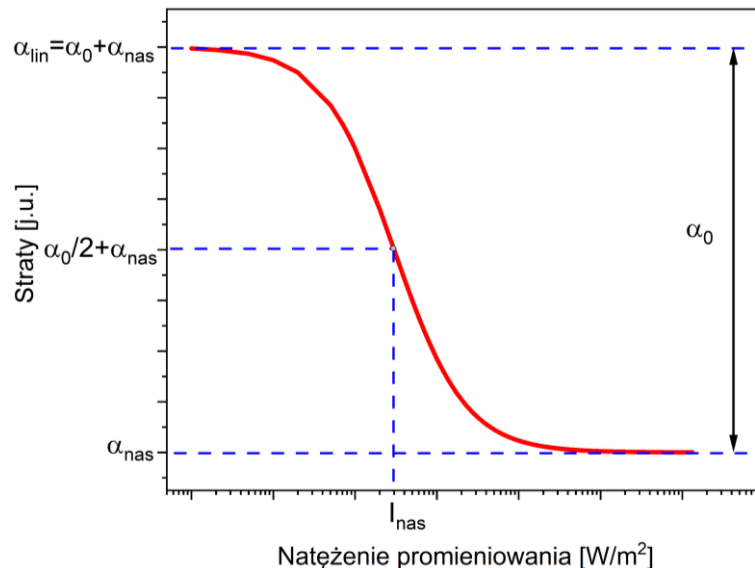


Rysunek 7. Dwupoziomowy model absorpcji liniowej oraz nasycalnej absorpcji w materiale. Wykonano na podstawie [79].

Gdy natężenie padającego na absorber promieniowania jest dostatecznie duże, efekty wzbudzenia elektronów dominują nad relaksacją i wszystkie wolne stany w paśmie przewodnictwa są obsadzone. Zakaz Pauliego ogranicza w takiej sytuacji liczbę stanów możliwych do obsadzenia w paśmie przewodnictwa, tym samym powodując zwiększenie transmisji przez absorber (Rys. 7(c)) [80]. Takie nasycenie się absorpcji jest zatem procesem dynamicznym, który w uproszczeniu kierowany jest czasem relaksacji danego absorbera oraz ilością promieniowania wzbudzającego nośniki z pasma walencyjnego [81]. Wyjątkiem od takiego modelu nasycalnej absorpcji stanowią grafen i izolatory topologiczne rozpatrywane jako materiały dwuwymiarowe [82]. Różnica polega na braku przerwy energetycznej lub jej zerowej wartości dla tych materiałów, a punkt styku pasma zabronionego i pasma przewodnictwa nazywany jest punktem Diraca [83]. Brak przerwy

sprawia, że materiały te mogą absorbować promieniowanie z bardzo szerokiego zakresu długości fali z pewnym prawdopodobieństwem.

Z punktu widzenia zastosowań w laserach femtosekundowych SA charakteryzuje się następującymi parametrami: głębokość modulacji transmisji/reflektancji, straty nienasycalne, maksymalna i minimalna wartość transmisji, czas relaksacji oraz natężenie nasycenia i progowe natężenia zniszczenia. Światło o relatywnie niewielkim natężeniu promieniowania cechuje się transmisją (stratami) na stałym poziomie  $T_{lin}(\alpha_{lin})$ . Wraz ze wzrostem natężenia promieniowania padającego na SA rośnie również jego transmisja i materiał staje się częściowo przezroczysty dla promieniowania. Jednakże po osiągnięciu stanu nasycenia, dla natężenia nasycenia  $I_{nas}$  spadek strat osiąga swoje plateau – dla uproszczonego modelu dwupoziomowego.  $I_{nas}$  definiowane jest jako wartość, dla której transmisja wzrosła o połowę (straty spadły o połowę). Różnica pomiędzy wartości absorpcji dla stanu nasycenia  $\alpha_{nas}$  i  $\alpha_{lin}$  nazywana jest głębokością modulacji absorbera  $\alpha_0$  co zobrazowano na Rys. 8.



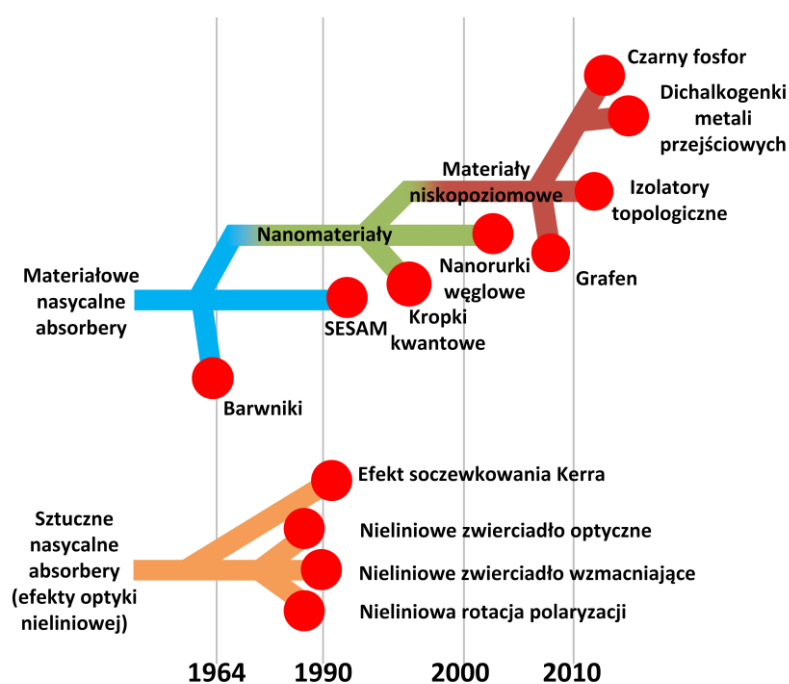
Rysunek 8. Charakterystyka strat nasycalnego absorbera w funkcji natężenia szczytowego padającego nań promieniowania wraz z jego parametrami (oznaczenia jak w tekście).

Dwupoziomowy model nasycalnej absorpcji w funkcji natężenia opisuje równanie [84]:

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{nas}}} + \alpha_{nas}. \quad (3.5)$$

SA działa jak odwracalny przełącznik optyczno-optyczny, ponieważ gdy intensywność sygnału zmaleje, to ponownie stanie się nieprzezroczysty. Umieszczenie SA we wnęce rezonatora spowoduje natomiast, że krótkie i intensywne impulsy będą doznawały znacznie mniejszych strat niż promieniowanie pracy ciągłej. Zatem w rezonatorze z SA faworyzuje się pracę impulsową nad pracą ciągłą. Ponieważ w pasywnej synchronizacji modów podłużnych wykorzystuje się mechanizm relaksacji SA, który jest wielokrotnie krótszy od czasu otwierania/zamykania aktywnych modulatorów, to uzyskiwane czasy trwania impulsów z oscylatorów z pasywną synchronizacją modów podłużnych mogą wynosić

zaledwie dziesiątki femtosekund, a głównym ograniczeniem jest liczba zsynchronizowanych modów. SA ze względu na czas odpowiedzi dzieli się na szybkie oraz wolne. Czas odpowiedzi definiowany jest jako opóźnienie między bodźcem świetlnym, a minimum strat SA [85]. Szybkie SA cechują się niemal natychmiastową odpowiedzią układu na padające promieniowanie, co pozwala to na uzyskanie krótszych impulsów. Szybka modulacja z dużym kontrastem powoduje silne tłumienie fluktuacji pomiędzy impulsami, prowadząc do minimalizacji szumów własnych oscylatora [19]. Czas relaksacji materiałowego SA wynosi w zależności od materiału od kilkuset femtosekund do dziesiątek pikosekund (200 fs dla grafenu, pojedyncze lub dziesiątki pikosekund dla SESAM), a ilość nośników z reguły zależna jest od intensywności promieniowania wymuszającego emisję w ośrodku aktywnym danej wnęki laserowej [15], [86]. Wolne SA później osiągają maksimum transmisji, przez co początek impulsu doznaje większych strat niż jego opadające zbocze. Skutkiem nierównomiernego skracania impulsu jest generacja impulsów o nieco dłuższym czasie trwania niż w przypadku szybkich SA. Atutem wolnych SA jest ich samowzbudność oraz większa odporność na zaburzenia zewnętrzne [87]. Podział SA przedstawiono na Rys. 9.



Rysunek 9. Podział nasycalnych absorberów. Opracowano na podstawie [16].

Charakterystyka spektralna SA jest związana z materiałem, z jakiego jest wykonywany, ale w ogólności można przyjąć, że jest swego rodzaju filtrem środkowoprzepustowym. Z perspektywy generacji ultrakrótkich impulsów światła ogranicza to z góry dostępne pasmo optyczne generowanego impulsu. W przypadku ośrodków aktywnych domieszkowanych iterbem, erbem lub tulem, to właśnie przekrój czynny na emisję stanowi główny czynnik limitujący najkrótsze generowane impulsy.

### 3.3.1 Materiałowe nasycalne absorbery

Historycznie pierwszymi SA stosowanymi w laserach impulsowych były materiały bazujące na szklach barwionych, których pierwsze demonstracje miały miejsce już w latach 60. XX wieku [59], [88]. Początkowo wykorzystywano SA do generacji impulsów w technice Q-switching w postaci szkła barwionego czy też roztworu ftalocyjaniny. Odpowiedni dobór parametrów pozwala na osiągnięcie reżimów pracy takich jak modulacja dobroci wnęki, pasywna synchronizacja modów podłużnych oraz stan pośredni pomiędzy tymi pierwszymi. W pierwszej pracy prezentującej laser z pasywną synchronizacją modów podłużnych to właśnie modulacja dobroci wnęki uniemożliwiła stabilną pracę oscylatora [88]. Pierwsza praca prezentująca stabilną generację ultrakrótkich impulsów zaprezentowana została w 1972 roku przez E. P. Ippena i współpracowników. Jako SA zastosowali dietylooksadikarboocyjaninę, a ośrodkiem aktywnym była rodamina 6G. Uzyskano impulsy w zakresie spektralnym 590 – 610 nm o najkrótszym czasie trwania wynoszącym 1,5 ps [89]. Z uwagi na konieczność cyrkulacji barwnika i stabilizacji jego temperatury oraz jego tendencję do zmiany właściwości optycznych w czasie, przez kolejną dekadę poszukiwano alternatywnych ośrodków aktywnych. Rewolucyjnymi materiałami wykorzystanymi w laserach na ciele stałym okazały się tlenek glinu domieszkowany jonami tytanu ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ , tytan-szafir) oraz granat itrowo-aluminiowy domieszkowany jonami iterbu ( $\text{Yb:YAG}$ ) [90], [91]. Pasma emisyjne pierwszego z nich obejmuje zakres 650 – 1100 nm, przy czym połówkowa szerokość tego pasma obejmuje ponad 200 nm. Z kolei dla  $\text{Yb:YAG}$  działającego w temperaturach pokojowych niezbędne okazały się efektywne diody laserowe bazujące na arsenku indowo-galowym ( $\text{InGaAs}$ ), które zaprezentowano po raz pierwszy na początku lat 90. XX wieku [92].

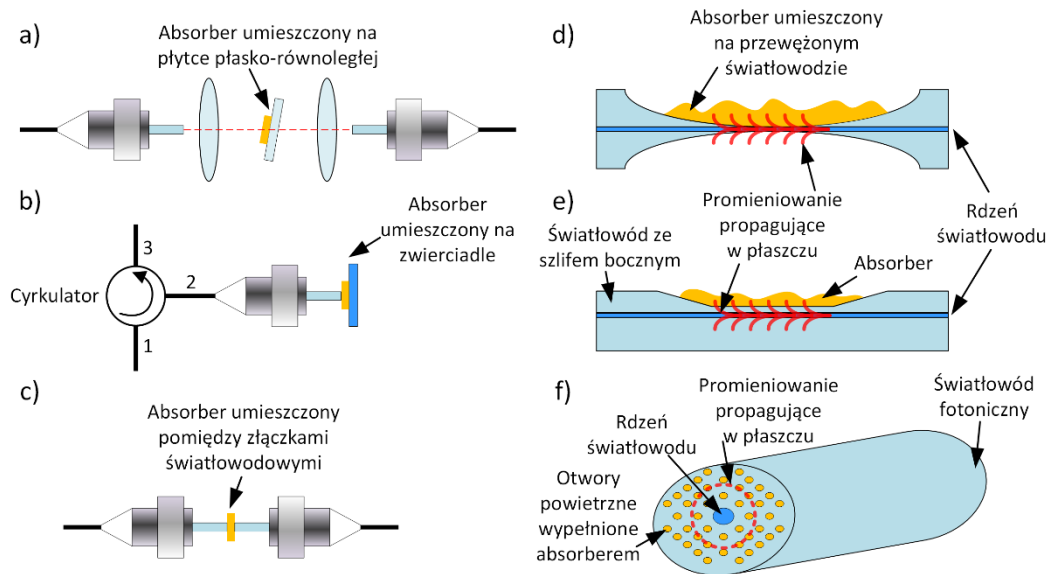
Mając do dyspozycji wydajne ośrodki aktywne, kontynuowano badania nad materiałami z nasycalną absorpcją. Prawdziwa rewolucja nastąpiła w latach 90. XX wieku i była efektem postępu technologicznego w technikach epitaksji. To właśnie SESAM zaprezentowane w 1992 roku przez Ursulę Keller i współpracowników z AT&T Bell Laboratories, wykorzystując możliwości precyzyjnego nanoszenia warstw, zrewolucjonizowało proces projektowania i wytwarzania materiałowych SA [93], [94]. Takie zwierciadło ma najczęściej postać dielektrycznego zwierciadła Bragga na podłożu, na którym kolejno umieszcza się studnię kwantową oraz warstwę antyrefleksyjną. Materiałami używanymi do budowy takich zwierciadeł w podczerwieni są  $\text{InGaAs}$  (studnia kwantowa) oraz arsenek galu ( $\text{GaAs}$ ) i arsenek glinu ( $\text{AlAs}$ ) używane w strukturze zwierciadła [95]. Parametry SA są wynikiem grubości poszczególnych warstw naprzemiennie napyłanych metodami epitaksji molekularnej [81]. Dzięki możliwości projektowania parametrów SA oraz niezawodności działania, SESAM stał się najbardziej popularnym SA, który szeroko stosuje się zarówno w badaniach podstawowych, jak i w przemyśle [96]–[98]. Wiodącym producentem, oferującym zwierciadła działające w zakresie spektralnym 790 – 3200 nm jest firma Batop GmbH mająca siedzibę w Jenie (Niemcy) [15]. Kolejną dużą grupę materiałów z nasycalną absorpcją stanowią materiały niskowymiarowe. Definiowane są powszechnie jako materiały, których wartość  $\Delta E$  zależy od grubości warstwy. Ich właściwości różnią się od właściwości tego samego materiału w formie objętościowej i są związane z ich topologią [99]. Tego rodzaju SA można

podzielić ze względu na ilość wymiarów geometrycznych. Materiały zerowymiarowe, takie jak kropki kwantowe [100] czy też nanocząsteczki złota [101], są pojedynczymi cząsteczkami danego pierwiastka lub też substancji chemicznej, która najczęściej umieszczana jest w osnowie szklanej. Z kolei materiały jednowymiarowe takie jak nanorurki węglowe [18], [102]–[105] czy też nanowłókna złote [106] mają postać pojedynczego łańcucha połączonych ze sobą atomów lub cząsteczek. Szczególną uwagę należy tutaj zwrócić na nanorurki węglowe, które stały się obiektem do dziś istniejącego żywego zainteresowania naukowców i naukowców zajmujących się generacją ultrakrótkich impulsów światła, z uwagi na subpikosekundowy czas relaksacji [107]. Nanorurki wykorzystywane w laserach femtosekundowych to zarówno materiały półprzewodnikowe, jak i metaliczne, a środkowe długości fali impulsów generowanych z ich użyciem pokrywają zakres widzialny oraz bliską, jak i średnią podczerwień [108]–[113]. Materiały dwuwymiarowe otworzyły środowisku zajmującemu się laserami femtosekundowymi wręcz nieograniczone pole do badań. Do dziś jednak to grafen znajduje szczególne miejsce, pomimo tego, że był pierwszym dwuwymiarowym materiałem wykorzystanym do synchronizacji modów podłużnych we wnęce laserowej. Wszystko zaczęło się od odkrycia grafenu przez A. Geima i K. Novoselova w 2004 roku [114]. Pozyskali oni grafen poprzez mechaniczną eksfoliację z bloku grafitowego o wysokiej czystości. Grafen cechuje się właściwościami niepodobnymi do żadnego innego wcześniej uzyskanego przez człowieka materiału, ponieważ jego struktura pasmowa posiada punkt styczności (Diraca) między pasmem walencyjnym i przewodnictwa. Dzięki temu posiada pewne unikalne właściwości elektryczne i optyczne np. nasycalną absorpcję niezależną od długości fali promieniowania. Głębokość modulacji pojedynczej warstwy grafenu jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali i dla zakresu widzialnego wynosi około 2,3%, podczas gdy dla długości fali 1500 nm jest równa około 0,4% [115], [116]. Z kolei jego fluencja nasycenia jest wprost proporcjonalna do centralnej długości fali [117]. Pierwsze prace prezentujące układ lasera z pasywną synchronizacją modów podłużnych za pomocą pojedynczych warstw grafenu pojawiły się w 2009 roku [118], [119]. Przełom pierwszej i drugiej dekady XXI wieku to okres prawdziwego rozkwitu technologicznego grafenu, który rozpoczął się od przyznania nagrody Nobla w dziedzinie Fizyki dla Geima i Novoselova [120]. Popularyzacja metod epitaksji wraz z obniżeniem kosztów produkcji spowodowały wzrost zainteresowania tym materiałem w badaniach podstawowych, biomedycynie oraz przemyśle [121]. Wcześniej opisywana szerokopasmowość absorpcyjna grafenu pozwoliła na demonstrację laserów opartych na nim i jego pochodnych w paśmie spektralnym od 800 – 2400 nm oraz różnych reżimach dyspersyjnych [122]–[125]. Wraz z grafenem podążyły inne niskowymiarowe materiały takie jak dichalkogenki metali przejściowych, izolatory topologiczne czy też czarny fosfor [126]–[130].

Podstawowymi zaletami materiałowych SA w zastosowaniach w laserach femtosekundowych jest możliwość kontroli właściwości SA poprzez dobór ilości warstw SA oraz drogi interakcji z padającym na niego światłem, oraz powtarzalność (szczególnie w przypadku SESAM). Niewątpliwie największymi wadami są natomiast zarówno konieczność integracji z wnęką laserową (szczególnie w laserze światłowodowym), jak i zależność właściwości SA od polaryzacji światła. Dodatkowo promieniowanie padające



na SA nie może przekraczać progowego natężenia powodującego zniszczenie materiału czy też podłoża, na którym jest umieszczony. Rys. 10 przedstawia techniki inkorporacji materiałowych SA we wnęce laserowej [117].



Rysunek 10. Metody inkorporacji nasycalnego absorbera bazującego na materiale niskowymiarowym w oscylatorze femtosekundowym. (a) absorber umieszczony na podłożu i płytce płasko-równoległej w konfiguracji transmisyjnej do sprzęgania w układzie objętościowym; (b) absorber na podłożu umieszczony w konfiguracji odbiciowej na końcu złączki z napyłoną warstwą zwierciadła; (c) cienka warstwa absorbera umieszczona pomiędzy złączkami światłowodowymi; (d) absorber umieszczony na przewężeniu światłowodu; (e) absorber umieszczony na płaszczu światłowodu ze szlifem bocznym; (f) absorber wbudowany w strukturę światłowodu fonicznego (PCF) (źródło [117]).

Umieszczenie SA na powierzchni jednego ze zwierciadeł oscylatora jest rozwiązaniem niezwykle popularnym, ale wymusza wyprowadzenia wiązki poza włókno światłowodowe za pomocą dodatkowego układu soczewek (Rys. 10(a)). Innym rozwiązaniem jest umieszczenie warstw SA na podłożu naniesionym na zwierciadle, a następnie przymocowanie do niego płaskiej złączki światłowodowej FC/PC (ang. *Physical Contact*) (Rys. 10(b)). Rozwiązanie charakteryzuje się prostotą oraz pozwala na uniknięcie dodatkowej optyki do kolimacji promieniowania na SA, ale w oscylatorze pierścieniowym wymaga zastosowania dodatkowego komponentu tj. cyrkulatora optycznego. Transmisyjna konfiguracja polega na nałożeniu warstw SA pomiędzy parę złączek światłowodowych (Rys. 10(c)). Zastosowanie złączek kątowych FC/APC (ang. *Angled Physical Contact*) pozwala zminimalizować niekorzystne dla pracy oscylatora odbicia. Cały układ jest stosunkowo kompaktowy i prosty do konstrukcji, jednakże wymaga stosunkowo niewielu warstw materiału i nie zapewnia możliwości kontroli fluencji wiązki. SA mogą być nanoszone bezpośrednio na złączkę z użyciem procesów eksfoliacji lub też naniesione na podłożo, które następnie nanosi się na złączkę. Materiałami przystępnymi do użycia w tej technice jest grafen [131], tlenek grafenu [132], zredukowany tlenek grafenu [133], nanorurki węglowe [134] oraz czarny fosfor [135]. Kolejna technika polega na umieszczeniu SA na przewężeniu światłowodu (Rys. 10(d)). Technika przedstawiona na Rys. 10(e) polega na zeszlifowaniu części płaszczu światłowodu oraz umieszczenie SA na jego miejscu, co pozwala na dłuższą drogę interakcji światła z materiałem oraz zwiększenie

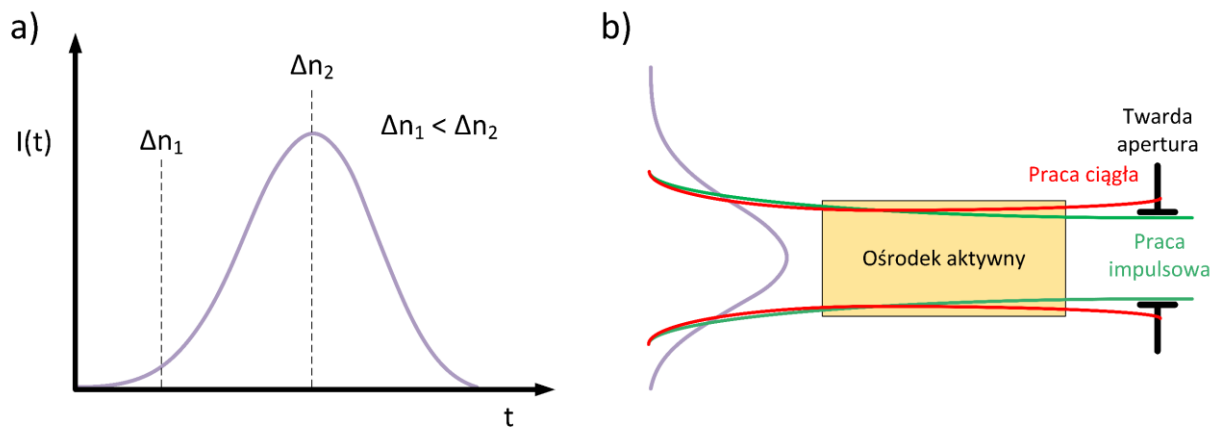
progowej fluencji zniszczenia go. W przypadku światłowodów PM ta konfiguracja nie jest popularna, ponieważ ingerencja w strukturę światłowodu powoduje zmiany jego właściwości [136], [137]. Ostatnia zaprezentowana technika polega na umieszczeniu SA w rdzeniu powietrznym światłowodu fotonicznego (ang. *Photonic Crystal Fiber*, PCF) (Rys. 10(f)).

### 3.3.2 Sztuczne nasycalne absorbery

Alternatywą dla materiałowych SA jest użycie parametrycznych zjawisk optyki nieliniowej. Wymuszenie zmian transmisji układu w zależności od natężenia światła nie wymaga rezonansu, przez co zmiany strat można traktować jako natychmiastowe. Kolejną zaletą układów ASA jest brak konieczności integracji materiału wykazującego nasycalną absorpcję, ponieważ układy imitujące nasycalną absorpcję wykonywane są z włókien i komponentów światłowodowych oraz elementów optyki objętościowej.

#### 3.3.2.1 Absorber bazujący na soczewkowaniu Kerra

Popularną techniką stosowaną szczególnie powszechnie w laserach bazujących na elementach optyki objętościowej jest wykorzystanie synchronizacji modów lasera z zastosowaniem efektu soczewkowania Kerra (ang. *Kerr Lens Mode-locking*, KLM), która została zaprezentowana po raz pierwszy w 1991 roku przez zespół W. Sibbetta [138]. W przeciągu kilku kolejnych lat poszerzono stan wiedzy o tych laserach w aspektach zarówno technicznych, jak i przede wszystkim teoretycznych, ponieważ mechanizm samowzbudnej pracy nie był początkowo znany [139], [140]. Wiązka światła o gaussowskim profilu intensywności propagując w nieliniowym medium optycznym, moduluje jego rozkład współczynnika załamania. W środku wiązki, czyli tam, gdzie jej intensywność jest największa, zmiany współczynnika  $\Delta n$  są większe niż na jej obrzeżach. Efektem jest wytworzenie się soczewki skupiającej i samoogniskowanie się wiązki. Zmniejszenie się rozmiaru przestrzennego wiązki można wykorzystać w połączeniu z dodatkową przesłoną (twarda apertura) [141] lub też przekrywaniem się wiązki laserowej z wiązką pompującą (miękka apertura) [142]. Możliwe jest też wykorzystanie dodatkowych elementów nieliniowych, by obniżyć progową moc potrzebną do uzyskania samoogniskowania [143]. Mechanizm KLM został schematycznie przedstawiony na Rys. 11.



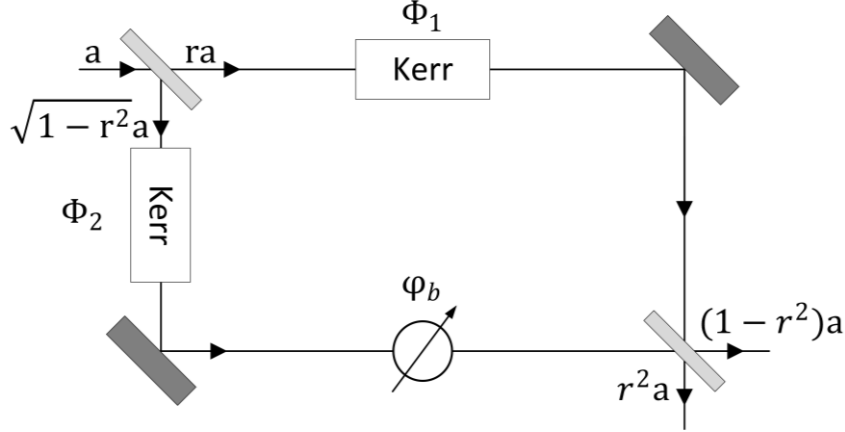
Rysunek 11. Ideowy schemat samoogniskowania się wiązki w KLM. Wpływ intensywności chwilowej impulsu na nieliniową zmianę współczynnika załamania  $\Delta n$  materiału (a). Zasada działania sztucznego nasycalnego absorbera KLM (b).

Najwyższą efektywność transferu energii pomiędzy pompą i impulsem zapewnia całkowite przykrycie się tych dwóch wiązek na całej długości ośrodka aktywnego. Efektywność tą charakteryzuje się poprzez parametr siły Kerra [144]. Wraz ze wzrostem jego wartości rośnie prawdopodobieństwo wymuszenia synchronizacji modów podłużnych wiązki laserowej. Oscylator oparty na KLM nie jest samowzbudny, a uzyskanie pracy impulsowej w wielu wypadkach wymaga wprowadzenia zewnętrznego zaburzenia w postaci wprowadzenia w wibrację jednego ze zwierciadeł oscylatora [145]. Możliwość poprawy własności samowzbudności można uzyskać dzięki połączeniu KLM z materiałowym SA, co jednak powoduje zwiększenie poziomu skomplikowania wnęki [146]. Efekt soczewkowania uzyskiwany jest z reguły w objętościowym ośrodku aktywnym, co uniemożliwia budowę oscylatorów opartych o KLM wyłącznie o włókna i komponenty światłowodowe. Opublikowana w 2021 roku praca grupy F. X. Kärtnera prezentuje konfiguracje potencjalnie umożliwiającą pełną integrację światłowodową z wykorzystaniem elementów mikrooptycznych [147]. Kolejna koncepcja zaprezentowana przez W. L. Kałasznikowa oraz S. Wabnitz zakłada wykorzystanie gradientowych soczewek światłowodowych (ang. *Graded-Index Lens*, GRIN) w celu uzyskania samoogniskowania [148]. Do zalet KLM należą możliwość bardzo krótkich (nawet zaledwie 5 fs bezpośrednio z oscylatora) impulsów oraz wysoki próg natężenia powodujący uszkodzenie układu [140]. Obecnie rezonatory generujące impulsy wysokiej energii są budowane w architekturze cienkodyskowej, a główną konkurencją dla KLM są tam układy oparte na SESAM [143], [146], [149].

### 3.3.2.2 Spójne dodawanie impulsów optycznych

Drugą grupą ASA są interferometryczne techniki wykorzystujące spójne dodawanie impulsów świetlnych (ang. *Additive-Pulse Mode-locking*, APM) [150]. Techniki te należą do grupy technik ze sprzężoną wnęką (ang. *Coupled Cavity Mode-locking*) i opierają się na zastosowaniu dodatkowej wnęki laserowej, która jest sprzężona z wnęką główną. W 1989 roku prace Ippena i Hausa wprowadziły model analityczny, który wyjaśnia proces skracania impulsu poprzez interferencję impulsu w głównej wnękę z drugim impulsem

propagującym z taką samą  $f_{rep}$ , ale posiadającym zmodulowaną fazę wskutek zjawiska SPM [150], [151]. Analizę APM prześledzić można, rozpatrując nieliniowy interferometr Macha-Zehndera przedstawiony na Rys. 12, rozdzielający wiązkę wejściową o amplitudzie  $a$  do dwóch ramion za pomocą półprzepuszczalnego zwierciadła o współczynniku transmisji  $r$ . W obu ramionach umieszczono identyczne ośrodki posiadające niezerowe  $\chi^{(3)}$ . Dodatkowo w jednym z ramion umieszczono liniowy przesuwnik fazy o wartości  $\varphi_b$ .



Rysunek 12. Nieliniowy interferometr Macha-Zehndera. Oznaczenia jak w tekście. Wykonano na podstawie [36].

Nieliniowe przesunięcia fazy spowodowane przez ośrodek kerrowski o długości  $L_K$  wynoszą odpowiednio [36]:

$$\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{L_K}{A_{eff}} r^2 |a|^2, \quad (3.6)$$

$$\Phi_2 = \frac{1-r^2}{r^2} \Phi_1, \quad (3.7)$$

z kolei transmisja interferometru zależna od  $a$  ma postać [36]:

$$b = (r^2 e^{-i\Phi_1} + (1-r^2) e^{-i\varphi_b} e^{-i\Phi_2}) a = T a, \quad (3.8)$$

gdzie  $T$  zespolona funkcja opisująca współczynnik transmisji. Umieszczenie takiego interferometru we wnęce laserowej wprowadza liniowe straty oraz przesunięcie fazy, które są niezależne od natężenia promieniowania. Do analizy nieliniowej odpowiedzi interferometru umieszczonego we wnęce należy zmodyfikować równanie 3.8 o współczynnik  $e^{i\Phi}$  o tak dobranej wartości, że wartość  $T$  ma niezerową jedynie część rzeczywistą w liniowym zakresie pracy, a wartości  $\Phi_1$  oraz  $\Phi_2$  są zerowe. Wkład  $e^{i\Phi}$  powoduje zatem zmianę częstotliwości rezonansowej wnęki przez zmianę długości drogi optycznej. Małosygnałowy ( $1-r^2 \ll 1$ ), współczynnik transmisji przez układ  $T_0$  wynosi [36]:

$$T_0 = (r^2(1-r^2) e^{-i\varphi_b}) e^{i\Phi} \cong r^2 e^{i\Phi} + (1-r^2) e^{-i\varphi_b}, \quad (3.9)$$

z kolei przesunięcie  $\Phi$  wynosi [36]:

$$\Phi = \frac{1 - r^2}{r^2} \sin(\varphi_b). \quad (3.10)$$

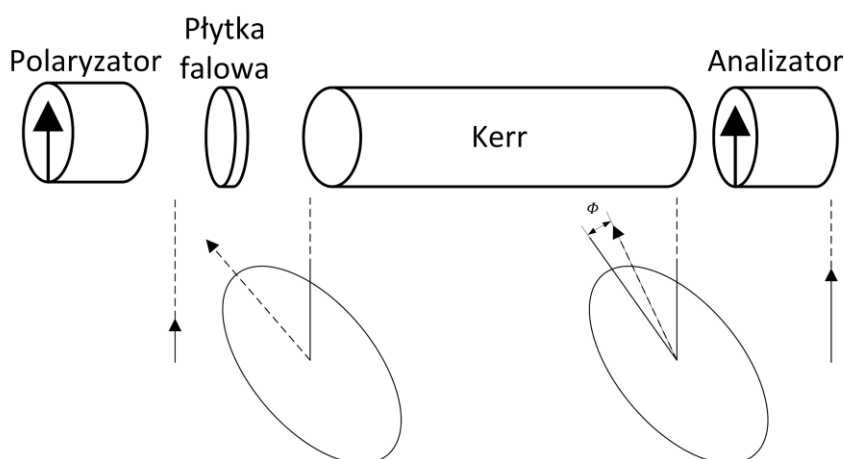
Takie przybliżenie pozwala na oszacowanie  $T$  przy niezerowych wartościach przesunięcia fazowego wprowadzanego przez ośrodek kerrowski, które dane jest przybliżeniem w postaci:

$$T \approx T_0 - (1 - r^2)(\Phi_2 - \Phi_1) \sin(\varphi_b) - i[\Phi_2(1 - r^2) \cos(\varphi_b) + r^2\Phi_1]. \quad (3.11)$$

Ponieważ, z równań 3.6 oraz 3.7 wynika, że  $\Phi_1$  oraz  $\Phi_2$  zależne są od  $|a|^2$ , to współczynnik  $T$  również od niego zależy. Zależność transmisji od natężenia wprowadzanego do układu promieniowania sprawia, że nieliniowy interferometr Macha-Zehndera jest ekwiwalentem szybkiego SA.

### 3.3.2.2.1 Nieliniowa rotacja polaryzacji

Nieliniowy interferometr może zostać zbudowany z polaryzatora, płytki falowej, nieliniowego ośrodka dwójłomnego np. światłowodu oraz analizatora polaryzacji, co zilustrowano na Rys. 13. Ortogonalne polaryzacje odzwierciedlają dwa ramiona modelowego interferometru. Wejściowa wiązka o liniowej polaryzacji jest transformowana na eliptyczną na płycie falowej. Elipsa obraca się w wyniku efektu Kerra, przy czym kąt obrotu jest proporcjonalny do intensywności. Moc transmitowana przez analizator na wyjściu jest więc zatem funkcją intensywności. Środek ultrakrótkiego impulsu laserowego doznaje innego kąta obrotu polaryzacji niż jego zbocza podczas propagacji przez ośrodek kerrowski. Nieliniowa rotacja polaryzacji (ang. *Nonlinear Polarization Rotation*, NPR) najczęściej realizowana jest w laserach światłowodowych, w których eliptyczną polaryzację uzyskuje się poprzez kontroler polaryzacji umieszczony na światłowodzie, a nieliniowa ewolucja polaryzacji następuje we włóknie światłowodowym. Odpowiednie ustawienie kontrolera lub płytek falowych doprowadzić może do stanu, w którym środek impulsu na wyjściu z ośrodka kerrowskiego będzie posiadał polaryzację zgodną z ustawieniem analizatora, podczas gdy jego zbocza zostaną przez analizator zatrzymane. W takiej sytuacji układ imituje szybki SA.

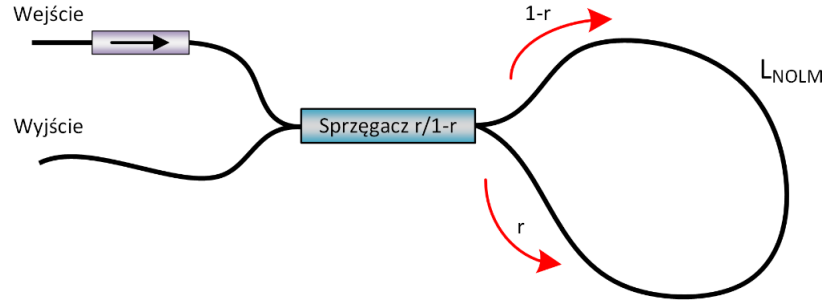


Rysunek 13. Spójne dodawanie impulsów optycznych zrealizowane poprzez nieliniową rotację polaryzacji.

Układ może wspierać samowzбудną pracę impulsową i pracuje w bardzo szerokim (w zależności od użytych elementów optycznych) zakresie spektralnym. Parametry absorbera zależą od polaryzacji światła wprowadzanych do analizatora i mogą być dostosowywane poprzez zmianę ustawienia kontrolera polaryzacji. Ze względu na swoje właściwości, NPR był szeroko wykorzystywany w laserach pracujących na różnych długościach fali, w tym w średniej podczerwieni ( $3,5 \mu\text{m}$ ) [152] oraz w wielu reżimach dyspersyjnych [153]–[156]. Wykorzystanie technik NPR pozwoliło również na uzyskanie wąskopasmowych spektralnie o szerokości  $0,017 \text{ nm}$  ( $2,13 \text{ GHz}$ ) impulsów w laserze erbowym [157]. Pomimo szeregu zalet, technika NPR niepozbawiona jest również wad. Główną z nich jest trudność w realizacji układu z wykorzystaniem wyłącznie włókien i komponentów światłowodowych wykonanych w architekturze PM [220–222]. Czynniki zewnętrzne takie jak zmiana temperatury czy też drgania mechaniczne zaburzają stan polaryzacji w światłowodach nieutrzymujących stanu polaryzacji, co może prowadzić do utraty pracy impulsowej.

### 3.3.2.2.2 Nieliniowe zwierciadło optyczne

Mechanizm nasycalnej absorpcji może być imitowany przez interferometr Sagnaca. Po raz pierwszy oscylator impulsowy zawierający taki układ został zaprezentowany przez zespół Doran i Wood w 1987 roku i został nazwany nieliniowym zwierciadłem optycznym (ang. *Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) [161]. W porównaniu do zaprezentowanego na początku tego tej sekcji nieliniowego interferometru Macha-Zehndera jest to układ prostszy, ponieważ oba ramiona współdzielą pętlę światłowodową zrealizowaną za pomocą światłowodowego sprzęgacza optycznego (Rys. 14).



Rysunek 14. Ideowy schemat nieliniowego zwierciadła optycznego (NOLM).

Impuls wychodzący z głównej wnęki (wejście na Rys. 14) jest rozdzielony na sprzęgaczu o współczynniku podziału  $r$  na dwie wiązki propagujące w przeciwnych do siebie kierunkach w pętli o długości  $L_{NOLM}$ . W trakcie propagacji w ośrodku nieliniowym obie wiązki doznają nieliniowego przesunięcia fazy  $\varphi_{NL}$ , które jest proporcjonalne do natężenia na początku pętli oraz jej długości. Zastosowanie niesymetrycznego sprzęgacza powoduje zatem asymetryczną zmianę  $\varphi_{NL}$  i akumulację różnicy faz nieliniowych  $\Delta\varphi_{NL}$  pomiędzy ramionami. Po przejściu przez pętlę obie wiązki spotykają się i interferują ze sobą w sprzęgaczu. Warunki interferencji zależne są różnicą od  $\Delta\varphi_{NL}$ , której główną przyczyną jest zjawisko SPM. Destruktywna interferencja powoduje skierowanie wiązki z powrotem na port wejściowy (wysokie straty SA) i umieszczony w nim zaporowo izolator, podczas gdy konstruktywna interferencja powoduje wzrost transmisji przez układ (niskie straty SA). Uproszczona zależność określająca transmisję  $T_{NOLM}$  układu NOLM dla lasera pracy ciągłej, dana jest zależnością [161]:

$$T_{NOLM} = \frac{|E_{wy}|^2}{|E_{we}|^2} = 1 - 2r(1-r)(1 + \cos\left((1-2r)\frac{2\pi n_2 L_{NOLM}}{\lambda} |E_{we}|^2\right)), \quad (3.12)$$

gdzie  $|E_{we}|^2$  oraz  $|E_{wy}|^2$  to odpowiednio pole elektryczne na wejściu i wyjściu układu. Powyższe równanie nie odwzorowuje transmisji w przypadku pracy impulsowej, a jedynie przybliżenie zjawiska. W celu pełnej charakteryzacji parametrów ASA należy wykonać symulacje numeryczne lub zmierzyć parametry układu za pomocą zewnętrznego źródła [162]. W praktyce stosuje się stosunkowo niesymetryczne sprzęgacze np. 20/80 lub też 30/70 w celu zmniejszeniu wartości  $I_{NAS}$  [163]. Efektywnie zmniejsza się w ten sposób również progową wartość mocy pompującej pozwalającej na samowzбудną pracę impulsową. Negatywnym efektem zwiększania niesymetryczności jest natomiast zmniejszenie wartości głębokości modulacji. Kolejnym elementem składowym, na który należy zwrócić uwagę, jest długość pętli. W celu zmaksymalizowania wartości  $\Delta\varphi_{NL}$  można  $L_{NOLM}$ , efektywnie zmniejsza to jednak  $f_{rep}$  oscylatora. Ze względu na długość pętli, oscylatory oparte na NOLM osiągają typowe  $f_{rep}$  w zakresie do 50 MHz [51], [164], [165]. Niewątpliwym atutem NOLM jest możliwość wykonania oscylatora w technice całkowicie światłowodowej z użyciem wyłącznie komponentów i włókien PM [51].

## 3.3.2.2.3 Nieliniowe zwierciadło wzmacniające

Modyfikacja polegająca na umieszczeniu w interferometrze Sagnaca wzmacniacza optycznego zwana jest nieliniowym zwierciadłem wzmacniającym (ang. *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*, NALM) [166]. Technika ta polega na akumulacji  $\Delta\varphi_{NL}$  za pomocą niesymetrycznie ułożonego w pętli wzmacniacza optycznego, co pozwala na redukcję jej długości oraz płynne przestrajanie  $\Delta\varphi_{NL}$  poprzez zmianę mocy pompującej włókno aktywne. Impuls przechodzący przez izolator trafia na (typowo symetryczny) sprzęgacz o współczynniku podziału  $r/1-r$ , tworzący zwierciadło o długości  $L_{NALM}$ . Rozdzielone wiązki propagują w przeciwnych do siebie kierunkach. Jedna część promieniowania zostaje wzmocniona we wzmacniaczu optycznym zaraz po opuszczeniu sprzęgacza, a następnie propaguje przez długi odcinek światłowodu pasywnego. Z kolei druga wiązka najpierw propaguje przez odcinek światłowodu pasywnego, by zostać wzmocnioną pod koniec swojej propagacji w pętli. W efekcie SPM obie wiązki doznają  $\varphi_{NL}$ , jednakże asymetria ułożenia wzmacniacza powoduje, że akumulowana  $\varphi_{NL}$  będzie od współczynnika podziału sprzęgacza oraz kierunku propagacji w NALM, pomimo przebycia identycznej drogi optycznej. Wartość  $\Delta\varphi_{NL}$  pomiędzy propagującymi przeciwnych kierunkach wiązkach określa równanie [167]:

$$\delta_{\varphi_1} - \delta_{\varphi_2} = \Delta\varphi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda_c} n_2 I_{wej} L_{NALM} (r(G+1) - 1), \quad (3.13)$$

gdzie  $L_{NALM}$  oznacza długość pętli NALM,  $I_{wej}$  oznacza natężenie promieniowania wejściowego, a  $G$  oznacza wzmocnienie wzmacniacza optycznego. Progową wartość mocy powodującą nieliniową odpowiedź NALM w laserze w konfiguracji w kształcie cyfry osiem (ang. *Figure-eight Laser*, F8L) określa się wyrażeniem [168]:

$$P_0 = \frac{2\pi}{(G-1)\gamma L_{NALM}}. \quad (3.14)$$

Asymetria zależy nie tylko od stosunku długości włókien pasywnych po obu stronach włókna wzmacniającego, ale także od kierunku pompy: wiązka współbieżna z pompą doświadczy silniejszego wzmocnienia na początku włókna wzmacniającego i tym samym będzie akumulować więcej  $\varphi_{NL}$  w pozostałej części włókna wzmacniającego niż wiązka przeciwbieżna. Taka modyfikacja względem NOLM zmniejsza progową wartość mocy powodującą nieliniową odpowiedź zwierciadła, co prowadzi do zwiększenia efektywności synchronizacji modów podłużnych lasera. Transmisja  $T_{NALM}$  układu NALM w konfiguracji F8L opisana jest następującą zależnością [168]:

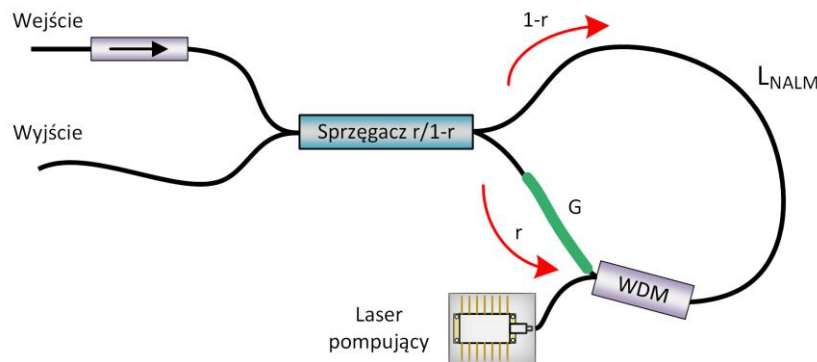
$$T_{NALM}(t) = 1 - 2r(1-r)(1 + \cos((1-r) - Gr)\gamma|A(t)|^2 L_{NALM}), \quad (3.15)$$

gdzie  $A(t)$  oznacza amplitudę sygnału. W przypadku symetrycznego sprzęgacza równanie to można zapisać jako [168]:



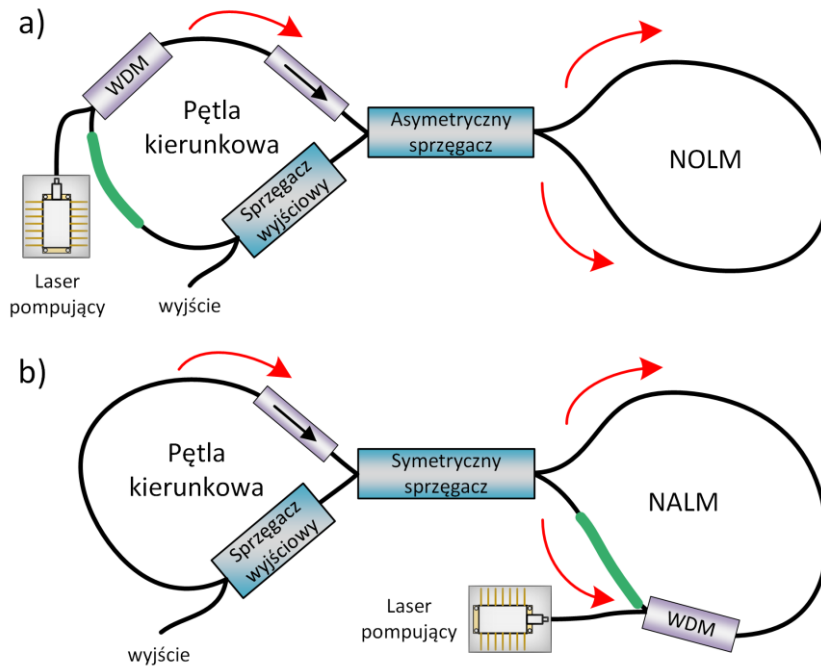
$$T_{NALM}(t) = \sin^2 \left( \frac{(G - 1)\gamma L_{NALM}}{4} |A(t)|^2 \right). \quad (3.16)$$

$T_{NALM}$  jest zatem okresową funkcją natężenia promieniowania wprowadzanego do układu. Interferencja obu wiązek w sprzęgaczu powoduje odfiltrowanie sygnału o relatywnie małym natężeniu z powrotem do wejścia i zablokowanie przez izolator. Promieniowanie o relatywnie dużej mocy szczytowej zostaje natomiast transmitowane z małymi stratami, naśladując tym samym mechanizm nasycalnej absorpcji. Schemat ideowy NALM został zaprezentowany na Rys. 15. Asymetrycznie wprowadzane wzmocnienie może również zostać zastąpione asymetrycznie wprowadzonym tłumieniem w postaci np. odcinka niepompowanego włókna aktywnego umieszczonego asymetrycznie w pętli. Taki układ został zaprezentowany przez zespół J. Zhao i współpracowników w publikacji z 2020 roku i przetłumaczony być może jako nieliniowe zwierciadło pochłaniające (ang. *Nonlinear Absorbing-loop Mirror*) [169].



Rysunek 15. Ideowy schemat nieliniowego zwierciadła wzmacniającego (NALM).  
WDM: sprzęgacz w podziałem długości fali.

Zarówno NALM, jak i NOLM mogą pełnić rolę ASA w oscylatorach w konfiguracji F8L (Rys. 16). Oscylator składa się z segmentu NALM lub NOLM oraz pętli kierunkowej, w której znajduje się izolator blokujący promieniowanie powracające na jej wyjście. W przypadku użycia NOLM, pętla kierunkowa zawiera ośrodek wzmacniający oraz typowo niesymetryczny sprzęgacz, od czego występują wyjątki [170]. Z kolei układ bazujący na NALM posiada co najmniej jeden ośrodek wzmacniający w pętli dwukierunkowej [171] podczas gdy w pętli kierunkowej znajduje się izolator, któremu w niektórych przykładach literaturowych towarzyszy dodatkowy ośrodek wzmacniający [172].

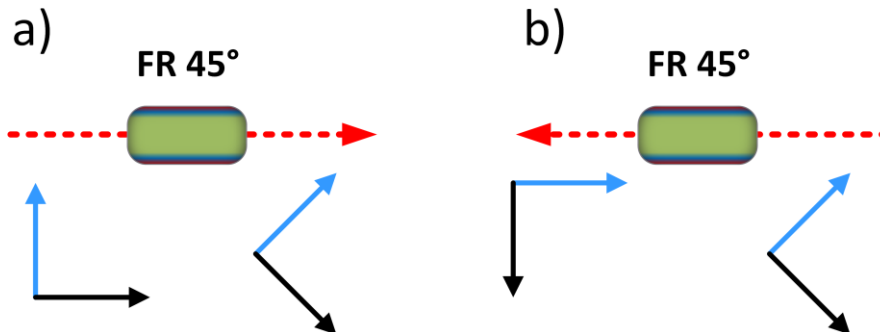


Rysunek 16. Oscylatory w konfiguracji F8L oparte o (a) nieliniowe zwierciadło optyczne (NOLM) oraz (b) nieliniowe zwierciadło wzmacniające (NALM).

Tak samo jak w przypadku F8L opartego na NOLM, długość NALM w konfiguracji F8L potrzebna do uzyskania stabilnej pracy impulsowej ogranicza  $f_{rep}$ , które z reguły nie przekracza kilkudziesięciu MHz [171], [173]–[177]. W przypadku układów nie-PM dodatkowa rotacja polaryzacji wewnątrz wnęki może wprowadzać dodatkowe przesunięcie fazowe  $\varphi_{bias}$  pomiędzy ramionami, które poprawia samowzbudność układu, które nie jest obecne w układach PM [178]. Samowzbudna praca impulsowa w F8L opartych o NALM/NOLM jest osiągalna, ale wymaga dużej mocy pompującej, by przesunąć krzywą transmisji w kierunku maksimum transmisji [171], [173]–[175]. Jedną z metod wzbudzenia pracy impulsowej jest zastosowanie dodatkowej modulacji amplitudowej (aktywna synchronizacja modów podłużnych) [179] albo asysty materiałowego SA [180]. Metodą ułatwiającą pracę samowzbudną jest też zarządzanie wypadkową dyspersją wnęki poprzez użycie silnie nieliniowych światłowodów, które mają większą wartość  $\gamma$  i pozwalają na zwiększenie efektów związanych z SPM [172]. Alternatywą dla typowej konfiguracji F8L jest zastosowanie sprzęgacza 3x3, który wprowadza stałe  $\varphi_{bias} = \frac{\pi}{3}$  kosztem większej wartości strat nienasylnych [181].

W celu wprowadzenia stałego i niezależnego od natężenia  $\varphi_{bias}$  pomiędzy ramionami w oscylatorze światłowodowym wykorzystującym wyłącznie komponenty i włókna PM wykorzystuje się nieodwracalny przesuwnik fazy (ang. *Non-Reciprocal Phase Shifter*, NRPS) [168]. Układ bazuje zazwyczaj na co najmniej jednym rotatorze Faradaya (ang. *Faraday rotator*, FR) oraz pojedynczej płytce falowej (ang. *Wave plate*, WP) lub też układzie płytek falowych [182]. Magneto-optyczne zjawisko Faradaya polega na wymuszeniu dwójłomności w ośrodku w obecności pola magnetycznego, która powoduje obrót liniowo spolaryzowanego światła o kąt zależny od długości rotatora, indukcji

magnetycznej magnesu oraz stałej Verdetta [183]. Nieodwracalność wprowadzanego przez FR obrotu polaryzacji liniowej polega na wprowadzaniu stałego kąta obrotu (typowo 45°) niezależnie od kierunku wprowadzanego promieniowania, co przedstawiono na Rys 17.



Rysunek 17. Rotator Faradaya (FR) jako element nieodwracalny. W trakcie propagacji od lewej do prawej (a) oraz od prawej do lewej (b) wprowadza stałe kąt obrotu (45°) liniowych składowych polaryzacji. Względem stałego układu odniesienia, dwukrotne (np. poprzez odbicie od zwierciadła umieszczonego po lewej stronie) przejście przez FR powoduje obrót liniowych składowych polaryzacji o 90°.

Do analizy układów NRPS wykorzystuje się formalizm Jonesa [184]. Tabela 2 zawiera macierze Jonesa wybranych elementów optycznych i zjawisk.

Tabela 2. Macierze Jonesa wybranych elementów wnętrza.

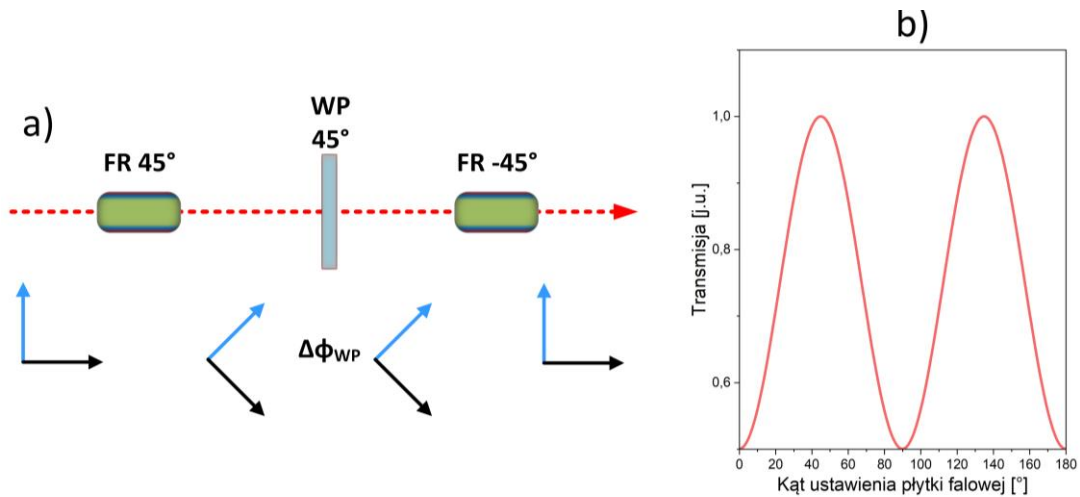
Element/zjawisko	Symbol	Macierz Jonesa
Odbicie od zwierciadła	$J_M$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
Rotator Faradaya	$J_{FR}(\theta)$	$\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$
Transmisja przez polaryzacyjny sprzęgacz wiązek	$J_{PBC,trans}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
Odbicie na polaryzacyjnym sprzęgaczu wiązek	$J_{PBC,refl}$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Nieliniowe przesunięcie fazowe	$J_{nl}(\Delta\varphi_{NL})$	$\begin{pmatrix} e^{i\Delta\varphi_{NL}} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Pętla światłowodowa (zamiana komponentów pomiędzy osiami x i y)	$J_{loop}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$
Macierz elementu $J_e$ obróconego o kąt $\theta$ względem przyjętego układu współrzędnych	$J_{-\theta} \cdot J_e \cdot J_{\theta}$	$\begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot J_e \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$
Płytkę falową wprowadzająca opóźnienie fazowe $\Delta\varphi_{WP}$ pomiędzy	$J_{WP}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\varphi} \end{pmatrix}$

ortogonalnymi stanami polaryzacji		
--------------------------------------	--	--

Bazując na własnościach FR, buduje się NRPS w dwóch głównych konfiguracjach: liniowej oraz odbiciowej. Liniowa konfiguracja umieszczana jest w NALM i wprowadza przesunięcie fazowe w jednym z dwóch kierunków propagacji, gdy stosuje się parę FR o przeciwnych wartościach kąta obrotu np.  $45^\circ$  oraz  $-45^\circ$ . (WP) umieszcza się pomiędzy parą FR pod kątem odpowiadającym kątowi obrotu pierwszego FR. Takie ustawienie płytki pozwala na utrzymanie kąta, pod jakim propagują obie ortogonalne składowe polaryzacji liniowej (tzn. nie wprowadza zmiany polaryzacji wiązki po przejściu przez WP), a jedynie przesunięcie fazowe pomiędzy ortogonalnymi składowymi polaryzacji  $\Delta\varphi_{WP}$ . W trakcie propagacji w dwójłomnej płytce falowej ortogonalne polaryzacje doświadczają różnych wartości współczynnika załamania, przez co nabierają pomiędzy sobą przesunięcia fazowego odpowiadającego kątowi retardacji płytki. Z formalizmu Jonesa dla takiego układu wynika, że dla jednego z kierunków propagacji przesunięcie fazy następuje dla jednej z liniowych polaryzacji, podczas gdy w przypadku propagacji w przeciwnym kierunku przesunięcia dozna ortogonalna do niej polaryzacja [178]. Jako płytki falowej przeważnie używa się w takich układach pojedynczej płytki ćwierćfalowej (ang. *Quarter-wave Plate*, QWP) lub też układu składającego się z płytki półfalowej (ang. *Half-wave Plate*, HWP) umieszczonej pomiędzy dwoma QWP [20], [29], [185], [186]. Podstawową wadą układu jest konieczność zastosowania dwóch FR o przeciwnych zwrotach. Ideowy schemat liniowego NRPS umieszczono na Rys. 18(a). Po przejściu przez układ polaryzacja wiązki nie ulega zmianie. Rozważając wektor elektryczny o polaryzacji poziomej  $\vec{e}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  względem układu odniesienia, która propaguje od lewej do prawej strony, macierz Jonesa ma następującą postać:

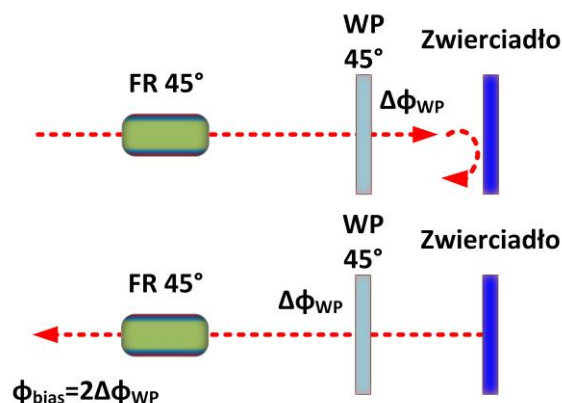
$$\begin{aligned} J \rightarrow &= J_{FR-45^\circ} \cdot (J_{-45^\circ} \cdot J_{WP}(\varphi) \cdot J_{45^\circ}) \cdot J_{FR45^\circ} \cdot \vec{e}_x = \begin{pmatrix} e^{-i\Delta\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} e^{-i\Delta\varphi} \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Promieniowanie w osi poziomej doznaje więc przesunięcia fazowego równego  $\Delta\varphi_{WP}$ . Dla przeciwnego kierunku propagacji tj. od prawej do lewej sytuacja będzie odwrotna, a przesunięciu fazowemu ulegnie wiązka o polaryzacji pionowej. Umieszczając na wyjściu układu polaryzator transmitujący światło o pionowej polaryzacji (w rezonatorze taką rolę może pełnić np. światłowód dwójłomny lub dodatkowy polaryzator) można badać transmisję takiego układu. W przypadku QWP transmisja przez układ osiąga maksimum dla wielokrotności kąta obrotu  $45^\circ$  (Rys. 18(b)).



Rysunek 18. Ideowy schemat działania liniowego NRPS (a), strzałki oznaczają ortogonalne polaryzacje liniowe. Transmisja przez układ zakończony polaryzatorem dla płytki ćwierćfalowej w zależności od kąta jej ustawienia (b).

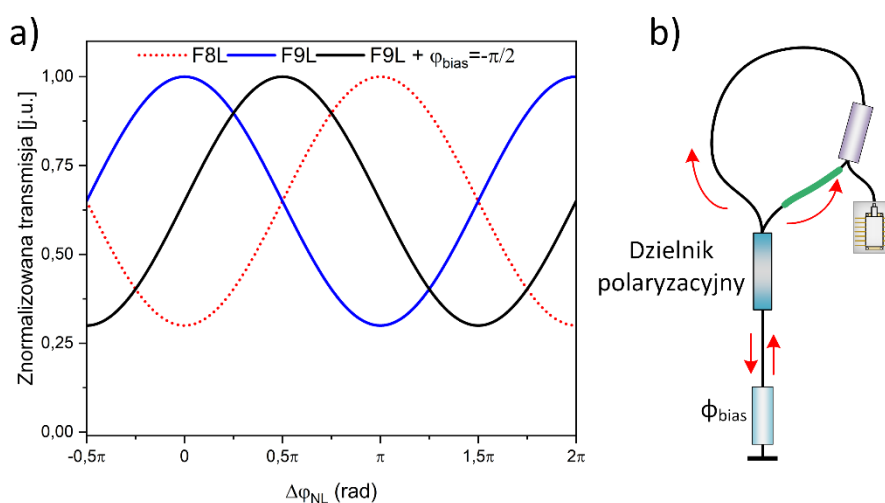
W odbiciowym NRPS zastępuje się jedno z FR zwierciadłem końcowym. Wprowadzone do układu promieniowanie trafia na FR, który obraca liniową polaryzację o  $45^\circ$ , by następnie trafić na płytkę falową i odbić się od zwierciadła. W drodze powrotnej ponownie przechodzi przez płytkę oraz FR. Całkowity obrót osi polaryzacji wynosi więc  $90^\circ$ , a wprowadzone  $\varphi_{bias}$  pomiędzy osiami wynosi dwukrotność pojedynczego opóźnienia wprowadzanego przez płytkę falową tj.  $\varphi_{bias} = 2\Delta\varphi_{WP}$ . Odbiciowa konfiguracja NRPS wprowadza fazę w zależności od polaryzacji wiązki wprowadzanej. Przy zastosowaniu płytki fazowej  $\lambda/8$  obróconej pod kątem  $45^\circ$  względem wejściowego układu odniesienia, bezwzględna wartość  $\varphi_{bias}$  po przejściu przez NRPS wyniesie  $\frac{\pi}{2}$  dla jednej z osi polaryzacji. Stosunkowo nowym trendem w tej technice jest konstrukcja całkowicie światłowodowego oscylatora ze zintegrowanym NRPS w architekturze PM. Do tej pory zaprezentowano kilka prac z tego zakresu [20], [187]–[191]. Odbiciowa konfiguracja NRPS została przedstawiona na Rys. 19.



Rysunek 19. Ideowy schemat działania odbiciowego NRPS.

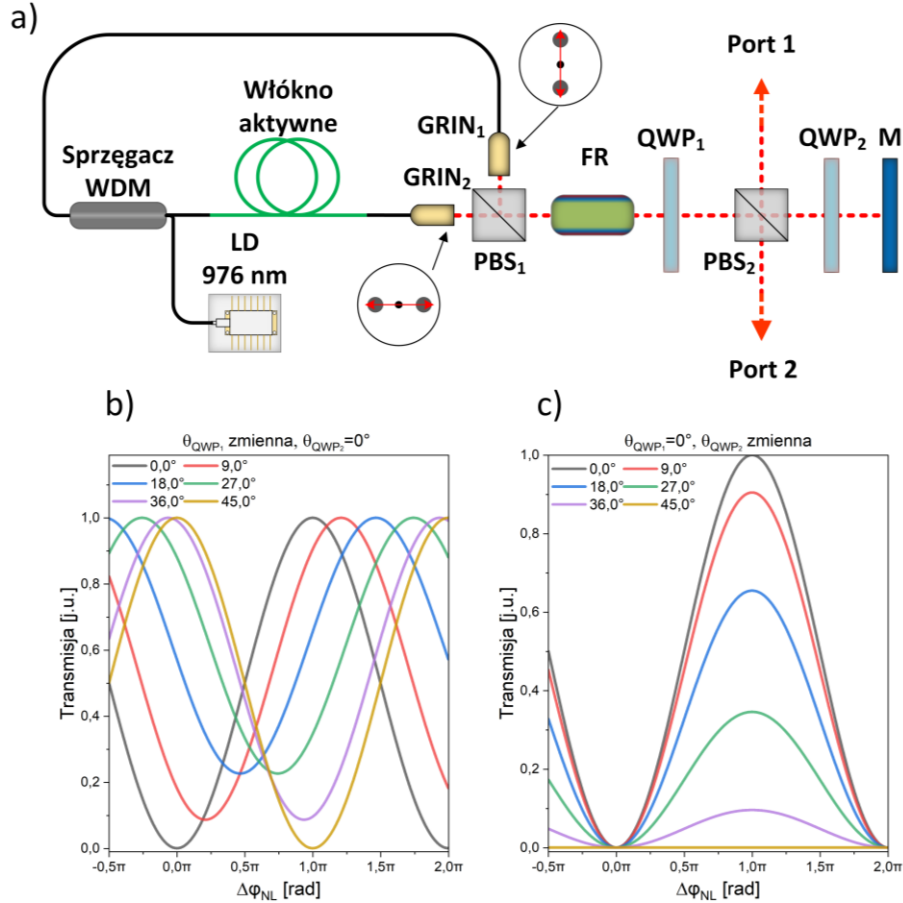
Konfiguracja NALM polegająca na zastosowaniu nieliniowego interferometru Sagnaca z NRPS w konfiguracji odbiciowej nazywana jest F9L i została zaprezentowana przez

W. Hänsela i współpracowników w 2016 roku. Ich koncepcja została zastosowana do laserów pracujących na długości fali 1030, 1560 oraz 2050 nm [23]. Wnęka F9L składa się z NALM oraz liniowego ramienia zawierającego NRPS zakończonym zwierciadłem. W układach stosujących odbiciowy NRPS niezbędne jest zastosowanie polaryzacyjnego dzielnika wiązki (ang. *Polarization Beamsplitter*, PBS), który łączy wiązki z obu kierunków propagacji w NALM w taki sposób, że w liniowym ramieniu posiadają ortogonalne polaryzacje. Tak usytuowany PBS pełni zarazem funkcję sprzęgacza. Schemat oscylatora w konfiguracji F9L oraz porównanie transmisji FL8, FL9 i FL9 z  $\varphi_{bias} = -\frac{\pi}{2}$  znajdują się na Rys. 20.



Rysunek 20. Teoretyczna transmisja przez NALM w funkcji nieliniowej różnicy faz pomiędzy ramionami interferometru (współczynnik podziału sprzęgacza 70:30) dla oscylatorów w konfiguracji F8L (czerwony przebieg), F9L (czarny przebieg) oraz F9L z NRPS o  $\varphi_{bias} = \frac{\pi}{2}$  (niebieski przebieg) (a). Schemat oscylatora opartego na NALM w konfiguracji F9L (b).

Możliwe jest również zastosowanie układu płytek falowych, którymi można w ten sposób modulować wartość  $\varphi_{bias}$ , głębokość modulacji, maksymalną transmisję przez układ czy też poziom strat nienasycających [28]. Dzięki zastosowaniu WP umieszczonej przed zwierciadłem można natomiast regulować współczynnik sprzężenia portu wyjściowego. W ramach prac eksperymentalnych zaprezentowanych w niniejszej rozprawie wykorzystywano dwa rodzaje NRPS. Jeden z nich zawierał QWP<sub>1</sub> oraz FR, a drugi FR, QWP<sub>1</sub> i HWP. Dodatkowy QWP<sub>2</sub> umieszczony przed zwierciadłem końcowym służy jako element regulujący ilość promieniowania odprężanego na port wyjściowy (port 1). Z kolei port odrzucony (port 2) tworzy promieniowanie odbite na analizatorze polaryzacji tj. dzielniku polaryzacyjnym (PBS<sub>2</sub>). Schemat NRPS zawierającego FR i QWP<sub>1</sub> oraz charakterystyki transmisji przez układ w funkcji kąta ustawienia płytek falowych przedstawiono na Rys. 21.

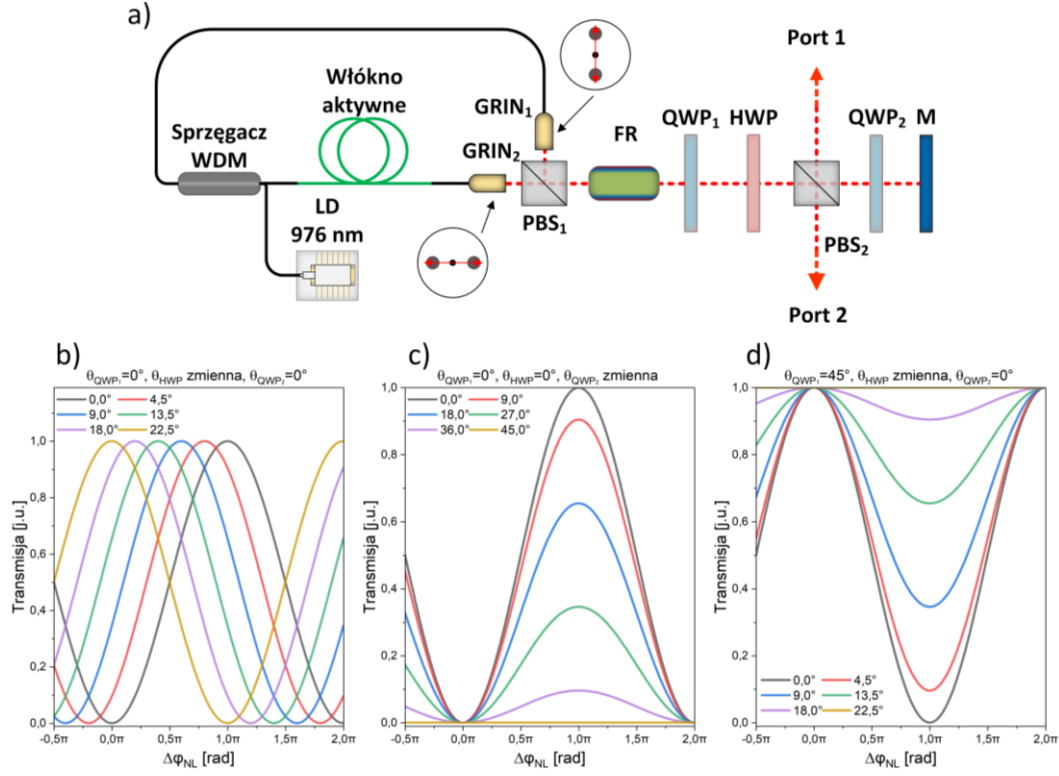


Rysunek 21. Oscylator F9L zawierający odbiciowy NRPS w postaci rotatora Faradaya (FR) i płytki ćwierćfalowej (QWP<sub>1</sub>) (a). Transmisja przez oscylator dana kwadratem zależności 3.14 w funkcji różnicy nieliniowej fazy  $\Delta\varphi_{NL}$  dla zmiany kąta płytki ćwierćfalowej (QWP<sub>1</sub>) umieszczonej w NRPS (b) oraz płytki ćwierćfalowej (QWP<sub>2</sub>) umieszczonej przed zwierciadłem (c). LD: dioda laserowa; PBS: polaryzacyjny dzielnik wiązek; M: zwierciadło.

Pole elektryczne po przejściu przez układ  $\vec{E}_{intra}$  ma postać:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{intra}(\theta_{QWP_1}, \theta_{QWP_2}, \Delta_{nl}) &= J_{PBC,trans} \cdot J_{QWP_2}(\theta_{QWP_2}) \cdot J_M \cdot J_{QWP_2}(\theta_{QWP_2}) \cdot J_{PBC,trans} \\ &\cdot J_{QWP_1}(\theta_{QWP_1}) \cdot J_{FR}(45^\circ) \cdot J_{loop} \cdot J_{nl}(\Delta\varphi_{NL}) \cdot J_{FR}(45^\circ) \\ &\cdot J_{QWP_1}(\theta_{QWP_1}) \cdot \vec{e}_x. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Transmisja przez układ równa się kwadratowi wartości bezwzględnej  $\vec{E}_{intra}$ . Zmiana wartości kąta  $\theta_{QWP_1}$  wprowadza stałe przesunięcie  $\varphi_{bias}$  oraz zmienia  $\alpha_0$ . Z kolei przestrajanie wartości kąta  $\theta_{QWP_2}$  zmienia  $\alpha_0$  oraz wartość maksymalnej transmisji. Schemat NRPS zawierającego FR, QWP<sub>1</sub> i HWP wraz z charakterystykami transmisji przez układ w funkcji kąta ustawienia płytek falowych przedstawiono na Rys. 22.



Rysunek 22. Oscylator F9L zawierający odbiciowy NRPS w postaci rotatora Faradaya (FR), płytki półfalowej (HWP) i płytki ćwierćfalowej ( $QWP_1$ ) (a). Transmisja przez oscylator dana kwadratem zależności 3.19 w funkcji różnicy nieliniowej fazy  $\Delta\varphi_{NL}$  dla ustawień:  $\theta_{QWP_1} = 0^\circ$ ,  $\theta_{QWP_2} = 0^\circ$  i zmienne  $\theta_{HWP}$  (b),  $\theta_{QWP_1} = 0^\circ$ ,  $\theta_{HWP} = 0^\circ$  i zmienne  $\theta_{QWP_2}$  (c) oraz  $\theta_{QWP_1} = 45^\circ$ ,  $\theta_{QWP_2} = 0^\circ$  i zmienne  $\theta_{HWP}$ . LD: dioda laserowa; PBS: polaryzacyjny dzielnik wiązek; M: zwierciadło.

Transmisja przez układ zawierający odbiciowy NRPS składający się z FR, QWP oraz HWP ma z kolei postać:

$$\begin{aligned} \overrightarrow{E}_{intra}(\theta_{QWP_1}, \theta_{QWP_2}, \Delta_{nl}) &= J_{PBC,trans} \cdot J_{QWP_2}(\theta_{QWP_2}) \cdot J_M \cdot J_{QWP_2}(\theta_{QWP_2}) \cdot J_{PBC,trans} \\ &\cdot J_{HWP}(\theta_{HWP}) \cdot J_{QWP_1}(\theta_{QWP_1}) \cdot J_{FR}(45^\circ) \cdot J_{loop} \cdot J_{nl}(\Delta\varphi_{NL}) \\ &\cdot J_{FR}(45^\circ) \cdot J_{QWP_1}(\theta_{QWP_1}) \cdot J_{HWP}(\theta_{HWP}) \cdot \vec{e}_x. \end{aligned} \quad (3.19)$$

W tej konfiguracji można wyróżnić trzy przypadki:

- $\theta_{QWP_1} = 0^\circ$ ,  $\theta_{QWP_2} = 0^\circ$  oraz zmienne ustawienie  $\theta_{HWP}$ : płynne przestrajanie wartości  $\varphi_{bias}$ ,
- $\theta_{QWP_1} = 0^\circ$ ,  $\theta_{HWP} = 0^\circ$ , oraz zmienne ustawienie  $\theta_{QWP_2}$ : płynne przestrajanie  $\alpha_0$  i maksymalnej transmisji przez układ,
- $\theta_{QWP_1} = 45^\circ$ ,  $\theta_{QWP_2} = 0^\circ$  oraz zmienne ustawienie  $\theta_{HWP}$ : płynne przestrajanie  $\alpha_0$ , oraz strat nienasykalnych.

Potencjalnym ograniczeniem dla F9L do niedawna wydawać się mogła konieczność wykorzystania elementów optyki objętościowej do budowy NRPS. Niemniej jednak



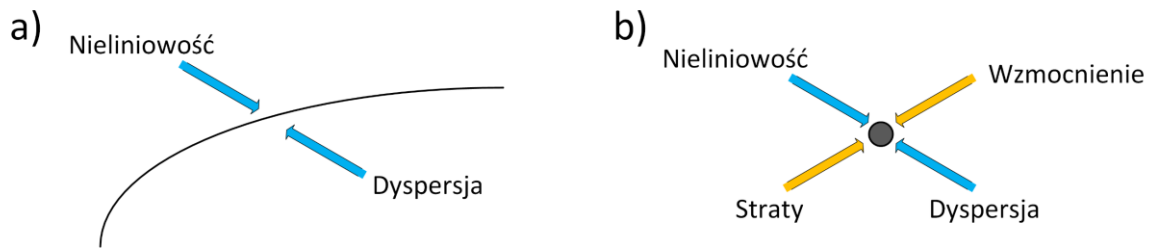
istnieją potwierdzenia ogromnej wydajności osiąganej przez lasery zawierające zarówno elementy optyki światłowodowej, jak i elementy objętościowe [192], [193]. W szczególności wykorzystanie końcowego zwierciadła w formie objętościowej pozwala na integrację wewnątrzwnękowego kompresora [28], [194] czy też aktuatorów (przesuwników piezoelektrycznych, modulatorów elektrooptycznych/akustooptycznych) pozwalających na stabilizację długości wnęki ( $f_{rep}$  oscylatora) i przesunięcia obwiednia- nośna (ang. *Carrier-envelope Offset Frequency*,  $f_{ceo}$ ) [23]. W konfiguracji całkowicie światłowodowej taka stabilizacja uzyskiwana jest zazwyczaj poprzez stopy piezoelektryczne [195], [196]. Badania nad dynamiką pracy oscylatorów F9L potwierdzają wpływ asymetrii ułożenia włókna aktywnego oraz wypadkowej dyspersji wnęki na progową wartość mocy potrzebnej do synchronizacji modów podłużnych, oraz parametry wyjściowe; w szczególności moc szczytową impulsu na wyjściu oscylatora [197], [198]. NALM pozwala na redukcję szumu amplitudowego zarówno gdy jest użyty jako ASA w oscylatorze, jak i jako element wzmacniacza optycznego [19], [199], [200]. Mechanizm działania polega na oddziaływaniu funkcji transmisji układu NALM z fluktuującą amplitudą impulsów. Gdy układ pracuje w trybie, w którym zmiana transmisji przez układ w funkcji amplitudy impulsu jest ujemna, dynamiczne zmiany transmisji przez SA mogą przeciwdziałać tym fluktuacjom, a układ samoreguuje swoją transmisję. W takiej sytuacji szum maleje na porcie wyjściowym i wzrasta na drugim z portów (port odrzucony). W skrajnych przypadkach redukcja wynosi nawet 4 dB [19]. Sterując wartością  $\Delta\varphi_{NL}$ , można również ograniczyć intensywność fal dyspersyjnych w oscylatorze bazującym na NALM i pracujących w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych [201]. Inne badania wskazują na istotność doboru  $\varphi_{bias}$  w F8L/F9L na charakterystyki impulsów wyjściowych [202]. Mapowanie trybu pracy oscylatora w zależności od ustawienia płytek falowych w NRPS wykazały natomiast zależność wypadkowej dyspersji wnęki rezonatora na zakres ustawień wokół określonej wartości nominalnej. Wraz ze wzrostem wypadkowego GDD wnęki wzrasta zakres ustawień kątów płytek falowych, w jakim oscylator wspiera synchronizację modów, staje się coraz szerszy [203]. Inne badanie wskazuje na zmiany w histerezie układu wraz ze zmianą reżimu dyspersyjnego [204]. Oscylatory w konfiguracji F9L są powszechnie uważane za mało efektywne pod względem energii impulsów wyjściowych, która spowodowana jest dużym poziomem strat wynikającym z interferencyjnego charakteru NALM. Niemniej jednak opublikowana w 2022 roku praca opisująca układ stosujący światłowody o zwiększonym polu modowym (ang. *Large Mode Area*, LMA) pokazała możliwość uzyskania energii impulsów o wartości 13,9 nJ generowanych z wyjścia oscylatora erbowego z  $f_{rep}$  o wartości 49,86 MHz przy zachowaniu architektury PM [205]. W. Liu i współpracownicy zaprezentowali iterbowy F9L w architekturze PM z użyciem LMA, który generował impulsy o mocy średniej 2 W. Oscylator posiadał  $f_{rep}$  o wartości 72 MHz, energie impulsów 28 nJ i skompresowane za wyjściem impulsy o czasie trwania 152 fs [206]. Porównawcze badania z udziałem sześciu najpopularniejszych SA wykazały przewagę całkowicie światłowodowego oscylatora F9L nad innymi technikami w aspektach takich jak szerokość i kształt widma optycznego, wartość  $f_{rep}$ , stosunek sygnału do szumu (ang. *Signal-to-Noise Ratio*, SNR) widma radiowego (ang. *Radio Frequency*, RF) generowanych impulsów, progowa wartość mocy

pompującej pozwalająca na synchronizację modów podłużnych, odporność na wstrząsy i wibracje, trwałość komponentów i prostota konstrukcji [207]. W porównaniu z innymi technikami APM, oscylatory bazujące na F9L mogą osiągnąć częstotliwość rzędu setek MHz w trybie pracy jednoimpulsowej (bez harmonicznego synchronizacji modów podłużnych) [14], [23], [208]–[210]. Równocześnie zaprezentowano również układy generujące ultrakrótkie impulsy z  $f_{rep}$  poniżej 1 MHz [211]. Ponieważ wypadkowa dyspersja wnęki ma istotny wpływ na minimalną wartość głębokości modulacji wymaganej do synchronizacji modów podłużnych, to NALM w konfiguracji F9L pozwalający na płynne sterowanie jej wartością wydaje się idealnym kandydatem do realizacji zarządzania dyspersją [28], [212]. Oprócz wspierania synchronizacji modów podłużnych F9L wspiera również Q-switching [213].

Ze względu na swoją niezawodność i znakomite parametry wyjściowe przy zachowaniu samowzбудnej pracy impulsowej, F9L budowane w architekturze PM stają się niemal idealnymi kandydatami do wielu różnych zastosowań, w których pożądane są lasery niewymagające nadzoru operatora [214]. W szczególności, ich parametry szumowe wzbudziły zainteresowanie i są dziś szeroko stosowane jako „serce” układów optycznych grzebieni częstotliwości z pełną stabilizacją (tj. stabilizacja zarówno  $f_{ceo}$ , jak i  $f_{rep}$ ) [20]. Ponadto, układy oparte o F9L zademonstrowano w systemach LIDAR (ang. *Light Detection and Ranging*). System bazujący na dwóch niestabilizowanych oscylatorach F9L osiągnął dokładność pomiaru  $\pm 2 \mu\text{m}$  przy pomiarze odległości 65 m [6], a system bazujący na laserze generującym dwa impulsy o nieznacznie różnej  $f_{rep}$  z jednej wnęki (ang. *Single-cavity Dual-comb*) zasięg pomiaru wynoszący około 150 km [5]. Takie układy oparte na F9L zostały zaprezentowane w szeregu prac [27], [186], [215]–[218].

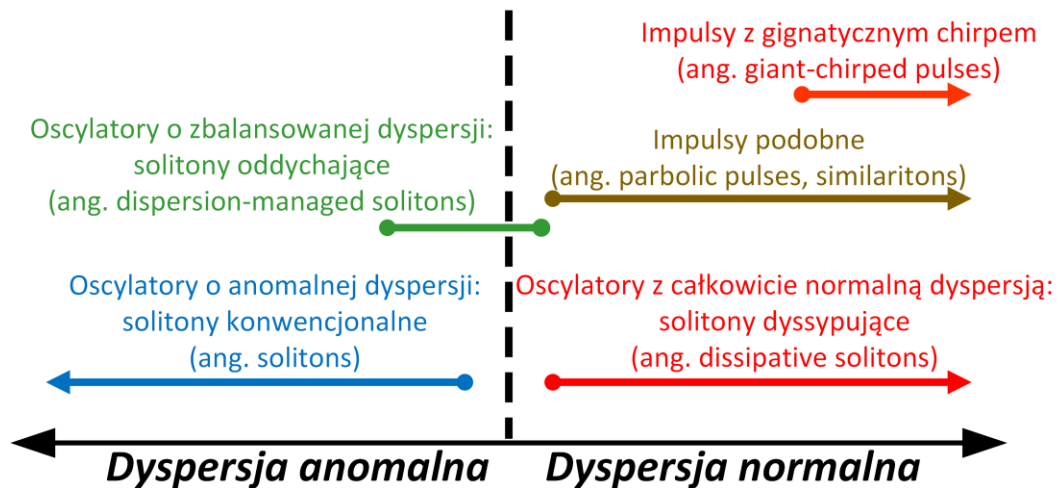
### 3.4 Dyspersyjne reżimy synchronizacji modów podłużnych lasera

Wypadkowa dyspersja wnęki jest jednym z kluczowych parametrów wpływających na kształtowanie się ultrakrótkich impulsów w oscylatorach wykorzystujących pasywną synchronizację modów podłużnych. Już w podstawowym NLSE, opisanym w Sekcji 2.1, człon dyspersyjny występuje obok członu związanego nieliniowością. Efektem balansowania efektów dyspersyjnych z efektami nieliniowymi jest kształtowanie się konwencjonalnego solitonu optycznego (Rys. 23(a)). Jest to modelowy rodzaj impulsu, który w trakcie propagacji w bezstratnym medium nie zmienia kształtu swojego profilu czasowego i spektralnego. W zależności od wartości wypadkowej dyspersji uzyskuje się całą rodzinę możliwych rozwiązań NLSE, a przestrajanie średniej wartości GDD wnęki pozwala na uzyskanie solitonów o różnych profilach czasowo-spektralnych. Do realizacji doświadczalnych laserów solitonowych stosuje się wnęki o wypadkowo anomalnej dyspersji ( $GDD < 0$ ). W rzeczywistych rezonatorach występują ponadto elementy wprowadzające wzmocnienie i straty. Model opisany GNLS, który uwzględnia te dodatkowe człony, pozwala na analizę kształtowania się solitonu dyssypującego (ang. *Dissipative Soliton*, DS) (Rys. 23(b)). W przeciwieństwie do konwencjonalnych solitonów balans pomiędzy dwoma parami parametrów prowadzi do rozwiązania, które jest ustalonym stanem stacjonarnym [219].



Rysunek 23. Mechanizm kształtowania się konwencjonalnych solitonów optycznych (a) oraz solitonów dyssypujących (b). Opracowane na podstawie [219].

Ponieważ budowa oscylatora nieposiadającego strat i wzmocnienia nie jest możliwa, to w spotykanej w literaturze nomenklaturze dokonuje się uproszczenia i dzieli się dyspersyjne reżimy pracy na dwie części w zależności od znaku GDD wnęki. W zakresie dyspersji anomalnej, gdzie znaczenie strat i wzmocnienia nie jest zasadnicze, występują solitony konwencjonalne. Z kolei w zakresie dyspersji normalnej występują solitony dyssypujące. W zależności od dynamiki propagacji impulsu we wnęce wyróżnić tu można impulsy samopodobne (ang. *Self-similar Pulses*) [220] oraz impulsy posiadające gigantyczny *chirp* (ang. *Giant-chirp Pulses*) [221]. Na granicy pomiędzy normalną i anomalną dyspersją wyróżnić można solitony oddychające (ang. *Dispersion-managed Solitons*). Podsumowanie reżimów podziału reżimów dyspersyjnych przedstawiono na Rys. 24. W tym miejscu należy podkreślić, że granice pomiędzy dwoma sąsiadującymi, w funkcji wypadkowej dyspersji, reżimami są dość umowne. W szczególności tyczy się to zakresu występowania solitonów oddychających.

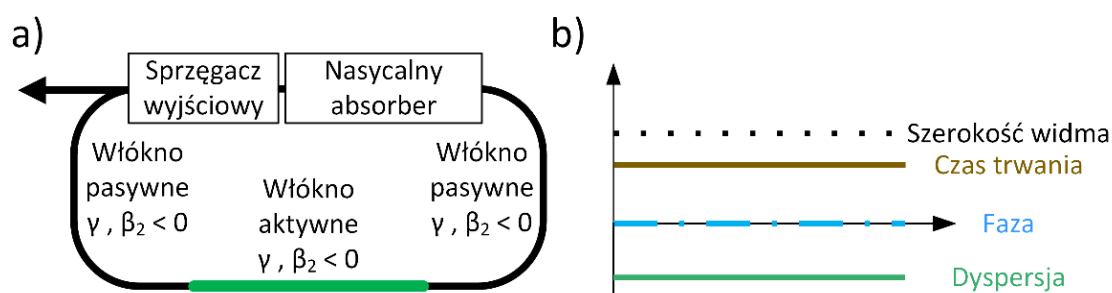


Rysunek 24. Zestawienie reżimów pracy laserów z pasywną synchronizacją modów podłużnych według wypadkowej dyspersji wnęki. Wykonane na podstawie [33].

### 3.4.1 Konwencjonalne solitony optyczne

Propagacja impulsu światła w nieliniowym medium w zakresie anomalnej dyspersji może prowadzić do kształtowania się solitonu optycznego, gdy nieliniowość ośrodka równoważona jest dyspersją medium wnęki. Skutkiem balansowania się tych dwóch efektów jest brak zmiany profilu czasowego i spektralnego impulsu w trakcie każdego

pojedynczego cyklu obiegu we wnęce. Dokładniej, gdy ujemny *chirp* związany z dyspersją drugorzędową jest kompensowany przez *chirp* związany ze zjawiskami nieliniowymi (SPM). Ponieważ standardowe światłowody krzemionkowe charakteryzują się przejściem z dyspersji normalnej na anomalną powyżej 1300 nm, to lasery solitonowe najczęściej pracują na długości fali 1560, 1900 oraz 2100 nm, co jest związane z pasmem emisyjnym odpowiednio jonów erbu, tulu i holmu. W celu uzyskania wypadkowo anomalnej dyspersji na krótszych długościach fali należy wprowadzić do wnęki zwierciadła dyspersyjne lub też wewnątrzwnętkowe kompresory na bazie siatek dyfrakcyjnych i/lub pryzmatów. Pierwszy laser solitonowy został w 1984 roku oparty na światłowodach domieszkowanych jonami erbu, a najkrótsze uzyskane impulsy miały czas trwania około 200 fs bezpośrednio z wnęki oraz poniżej 50 fs po dekompresji w odcinku światłowodu pasywnego [222]. Solitony mogą łączyć się w związane ze sobą grupy, a także zderzać, przy czym zachowują swoje oryginalne kształty. Podstawową zaletą laserów solitonowych jest możliwość generacji ograniczonych transformacyjnie impulsów o czasie trwania poniżej 200 fs wprost z oscylatora. Schemat ideowy oscylatora solitonowego oraz dynamikę pracy wraz z parametrami impulsu przedstawiono na Rys. 25.



Rysunek 25. Schemat ideowy oscylatora solitonowego (a) oraz dynamika pracy wraz z parametrami impulsu w funkcji pozycji we wnęce. Wykonano na podstawie [33].

Zmiany czasu trwania oraz widma w stanie stabilnej pracy są znikome, przez co współczynnik oddychania w obu dziedzinach dąży do jedności [223]. Rząd solitonu  $N_s$  definiowany jest przez pierwiastek stosunku  $L_D$  do  $L_{NL}$  [31]:

$$N_s = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|GDD|}. \quad (3.20)$$

Pomimo wpływu strat, wzmocnienia oraz oddziaływania SA na kształtowanie się solitonu, w uproszczonym modelu można posłużyć się równaniem GLSE zamiast pełnego opisu realizowanego przez uogólnione równanie Ginzburga-Landaua (ang. *Cubic-quintic Ginzburg-Landau Equation*, CQGLE) [32], [153], [224]–[226]. Model zawierający dyspersję drugorzędową oraz nieliniowość opisany jest następującym równaniem [36]:

$$\frac{\delta A}{\delta z} + \frac{i\delta\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma|A|^2 A. \quad (3.21)$$

W anomalnej dyspersji ( $\beta_2 < 0$ ) oraz dla  $N_s$  będących liczbami całkowitymi rozwiązaniem jest impuls o rozkładzie amplitudy w dziedzinach czasu i widma optycznego opisany funkcją sekansa hiperbolicznego danego zależnością [227]:

$$A(z, t) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right) e^{\frac{iz}{2}}, \quad (3.22)$$

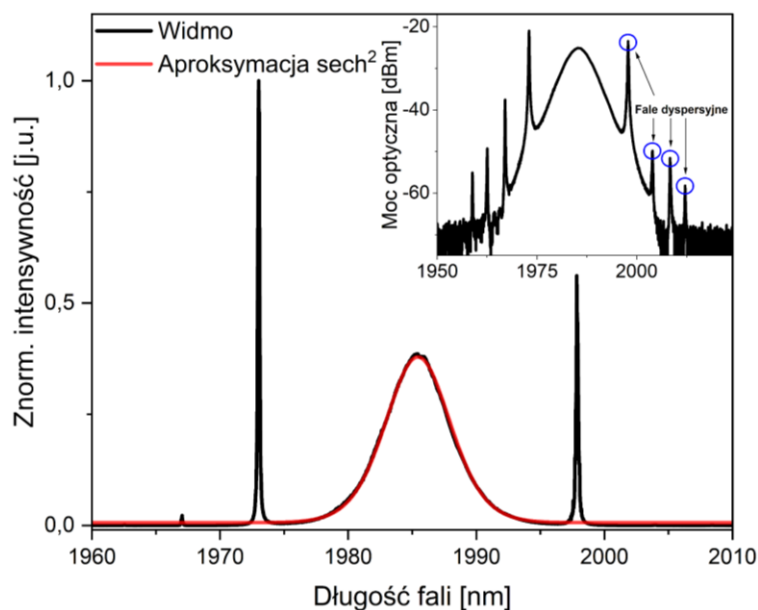
gdzie  $t_0$  oznacza czas trwania impulsu mierzony w odniesieniu do 36,8% ( $1/e$ ) intensywności maksymalnej, a  $A_0$  jego amplitudę daną zależnością:

$$A_0 = \sqrt{\left(\frac{|GDD|}{\gamma t_0}\right)}. \quad (3.23)$$

Z kolei wyrażenie opisujące zależność między  $P_0$  impulsu we wnętrzu, a jego  $t_0$  ma postać [227]:

$$P_0 t_0^2 = \frac{|GDD|}{\gamma}. \quad (3.24)$$

Ograniczeniem płynącym z powyższego wyrażenia, zwanego *teorią pola solitonu*, jest stały stosunek mocy szczytowej impulsu do kwadratu czasu jego trwania [228]. W efekcie energie pojedynczych impulsów solitonowych z reguły mieszczą się w zakresie do kilkuset pikodżuli [53]. Z kolei akumulowany w trakcie obiegu *chirp* związany z SPM jest kompensowany przez *chirp* wynikający z anomalnej dyspersji, co stabilizuje pracę oscylatora i skutkuje brakiem przyrostu fazy spektralnej w trakcie kolejnych obiegów we wnętrzu. Stratność propagacji solitonu powoduje natomiast emisję części jego energii w postaci kontinuum o niskiej intensywności w porównaniu z głównym impulsem. Szybkie SA, posiadające wysoką wartość kontrastu modulacji, pozwalają na wytłumienia takiego kontinuum. W przypadku wolnego SA relatywnie długi czas przełączania powoduje mniejsze tłumienie kontinuum, które może zostać odłączone rozmyciem dyspersyjnym komponentu poza główny impuls [87]. Jeśli fala kontinuum powstająca przy perturbacjach nie jest dostatecznie tłumiona, może wraz z głównym impulsem rezonansowo wzmacniać pewnie wąskopasmowe części jego widma powodując powstanie fal dyspersyjnych, zwanych prążkami Kelly'ego [229]. Ich obecność powoduje transfer części energii skumulowanej we wnętrzu laserowej poza impuls główny, co prowadzi do ograniczenia maksymalnej wartości energii impulsów. Widmo optyczne solitonu na środkowej długości fali około 1985 nm przedstawiono na Rys. 26.



Rysunek 26. Przykładowe widmo zmierzone na wyjściu oscylatora pracującego w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych wraz z zaznaczonymi falami dyspersyjnymi kolejnych rzędów.

Fale dyspersyjne kolejnych rzędów rozmieszczone są z reguły symetrycznie po obu stronach widma i w zależności od wypadkowej dyspersji można je obserwować od pojedynczych do dziesiątek czy też setek [201], [230]. Pewnego rodzaju zaletą obserwacji fal dyspersyjnych kolejnych rzędów jest możliwość oszacowania wypadkowej dyspersji wnęki znając czas trwania impulsu. Odstęp częstotliwościowy  $\Delta\omega_m$  pomiędzy dwoma falami dyspersyjnymi  $m$ -tego rzędu dany jest zależnością [230]–[232]:

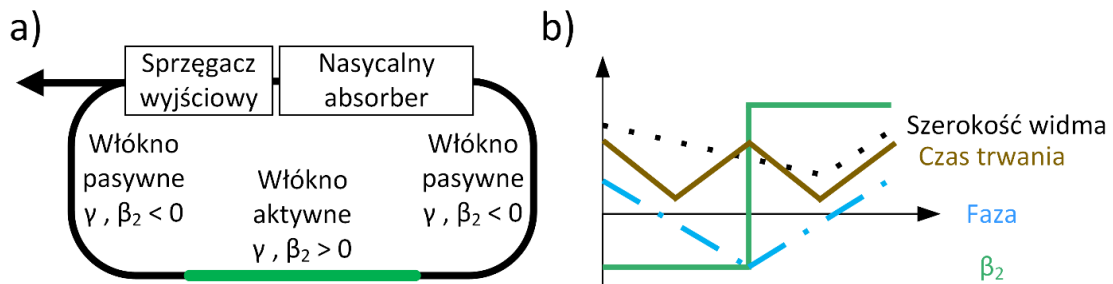
$$\Delta\omega_m = \sqrt{\frac{2\pi m}{GDD} - t_0^{-2}}. \quad (3.25)$$

Głównymi metodami niwelującymi prążki Kelly’ego są zwiększanie wypadkowej wartości GDD w stronę wartości zerowej oraz filtracja spektralna, która może niwelować prążki powstające w trakcie każdego obiegu we wnęcie [33], [233]. Jednakże istnieją również inne techniki eliminujące fale dyspersyjne poprzez użycie techniki nieliniowej transformaty Fouriera [234] czy też ograniczenie rezonansu pomiędzy impulsem i kontinuum za pomocą zmiany stanu polaryzacji [201].

### 3.4.2 Solitony oddychające

Ograniczenia energii impulsów solitonowych związane z teorią pola solitonu można zmniejszyć poprzez zmianę wypadkowej dyspersji wnęki w kierunku wartości zerowej (ang. *Net-zero Dispersion Regime*). Odpowiedni dobór elementów wnęki pozwala na zmianę wartości jej wypadkowego GDD i kształtowanie się w jej wnętrzu solitonów oddychających [33]. W trakcie propagacji impuls wprowadzany jest naprzemiennie do obszaru o anomalnej i normalnej dyspersji, gdzie na zmianę rozciąga się i kompresuje

(Rys. 27). W obszarze rozciągania impulsu w czasie maleje jego moc szczytowa. Zmniejszenie mocy szczytowej impulsu zmniejsza wpływ efektów nieliniowych, co pozwala na osiąganie większych wartości energii impulsu przed wystąpieniem niestabilności czy przejściem na wieloimpulsowy tryb pracy. W odcinkach o anomalnej dyspersji szerokość pasma optycznego jest większa, ponieważ akumulacja fazy spektralnej jest proporcjonalna do iloczynu GVD oraz kwadratu odstrojenia fali od częstotliwości centralnej impulsu [33].



Rysunek 27. Schemat ideowy oscylatora pracującego w reżimie dyspersji zbalansowanej (a) oraz dynamika pracy wraz z parametrami impulsu w funkcji pozycji we wnętrzu. Wykonano na podstawie [33].

Reżim solitonów oddychających pozwala na uzyskanie impulsów o szerokim widmie optycznym oraz bardzo krótkim czasie trwania (poniżej 50 fs) [14], [235]. Jednakże parametry wyjściowe impulsu zależą od miejsca, z którego jest on wyprowadzany poza oscylator, a zmiana czasu trwania impulsu w trakcie obiegu (współczynnik oddychania) może zmienić swoją wartość o ponad rząd wielkości. Balansowanie wypadkowej dyspersji niweluje również dopasowanie fazowe fal dyspersyjnych, co eliminuje prążki Kelly'go i pozwala na gromadzenie większej części energii we wnętrzu w postaci impulsu [229], [236].

Praktyczna realizacja takich układów opiera się na zastosowaniu światłowodów zarówno o normalnej, jak i anomalnej dyspersji w tym samym rezonatorze lub poprzez umieszczeniu we wnętrzu zwierciadeł dyspersyjnych, światłowodowych siatek Bragga czy wewnątrzwnętkowych kompresorów optycznych [33]. Pierwsza z tych metod z powodzeniem może wspierać całkowicie światłowodowe oscylatory, ale dostępność włókien o dwóch różnoimiennych znakach dyspersji z reguły ogranicza się do oscylatorów pracujących na środkowej długości fali powyżej 1,3  $\mu\text{m}$ . W zakresie spektralnym około 1  $\mu\text{m}$  do zbalansowania normalnej dyspersji standardowych włókien pasywnych stosowane są specjalnie zaprojektowane PCF, które mogą wprowadzać anomalną dyspersją [206], [237], [238]. Podstawową wadą PCF jest złożoność procesu technologicznego łączenia ich ze standardowymi włóknami jednomodowymi [239], [240]. Największa dostępność komponentów i włókien światłowodowych przydatnych przy balansowaniu dyspersji przypada na zakres trzeciego okna telekomunikacyjnego, czyli około 1,55  $\mu\text{m}$  [185]. Wykorzystać można domieszkowane jonami erbu włókna aktywne o małym przekroju pola modowego, które wykazują normalną dyspersję w tym zakresie spektralnym [21], [235]. W zakresach spektralnych 1,5 oraz 2,0  $\mu\text{m}$  wykorzystuje się również światłowody DCF [169], [172], [241], [242]. Wadą takiego rozwiązania jest wydłużenie wnęki (maleje  $f_{rep}$

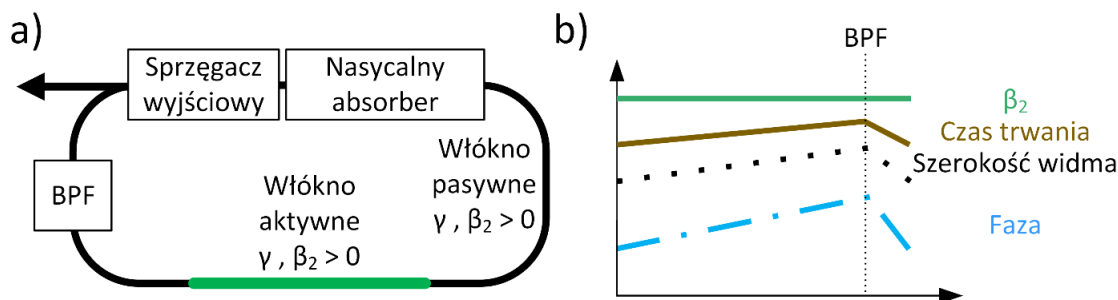
oscylatora) oraz ograniczony dostęp do komercyjnych włókien PM. Zwierciadła dyspersyjne, z uwagi na koszt oraz wprowadzaną do wnęki wartość  $GDD$ , znajdują główne zastosowanie w oscylatorach pracujących na długości fali około 1  $\mu\text{m}$ . Komercyjnie dostępne światłowodowe siatki Bragga, dzięki odpowiedniemu zaprojektowaniu ich struktury, pozwalają na wprowadzenie opóźnienia grupowego o ściśle kontrolowanej wartości i znaku w zakresie od ułamków do tysięcy ps/nm [243], [244]. Ustalona periodyczna struktura o zmiennym okresie nie pozwala natomiast na przestrajanie wprowadzanej dyspersji. Z kolei zastosowanie kompresorów eliminuje całkowicie światłowodową architekturę oscylatora, zapewnia jednak możliwość ciągłego dostosowywania wprowadzanej wartości  $GDD$  [124], [245], [246].

### 3.4.3 Solitony dyssypujące

Szereg prac prowadzonych w pierwszej dekadzie XXI wieku skupiała się nad zagadnieniami związanymi z rozwiązaniami równań CQGLE oraz ich uogólnienia – równanie Hausa (ang. *Haus Master Equation*), eksplorując przestrzeń parametrów wnęki oscylatorów z pasywną synchronizacją modów podłużnych [34], [228], [247], [248]. Główną motywacją tych badań były poszukiwania rozwiązań układowych, które maksymalizowałyby energię impulsów przy jednoczesnym utrzymaniu stabilności pracy. Szczególnym zainteresowaniem cieszyły się oscylatory wykorzystujące włókna aktywne domieszkowane jonami iterbu, które charakteryzują się relatywnie małym defektem kwantowym z uwagi na bliskość pasm absorpcji i emisji (przejście z 976 nm na 1030 nm). Jednakże energia impulsów z ówczesnie budowanych oscylatorów nie przekraczała 10 nJ [249].

W oscylatorze z całkowicie normalną dyspersją impuls w trakcie każdego obiegu we wnęce doświadcza dodatniego *chirpu*, przez co akumuluje się jego faza spektralna i czasowa, co prowadzi do poszerzania się jego spektrum optycznego [250]–[252]. Jednakże poszerzanie spektralne nie może być ani szersze niż spektrum wzmocnienia ośrodka aktywnego, ani tak szerokie, że skrajne komponenty spektralne tracą synchronizację fazową na skutek akumulowanego opóźnienia fazowego. W konsekwencji praca oscylatora w reżimie normalnej dyspersji, choć powodująca relatywne zwiększenie energii otrzymywanych impulsów, nie dostarczała dostatecznie stabilnych oscylatorów [253]. Prawdziwy przełom nastąpił, gdy do wnęki wprowadzono dodatkowy komponent – spektralny filtr pasmowoprzepustowy. Jego funkcją w oscylatorze jest odfiltrowanie skrajnych częstotliwości optycznych, redukcja zakumulowanego *chirpu* oraz skrócenie czasu trwania impulsu. Schemat ideowy oraz dynamikę pracy oscylatora pracującego w reżimie DS przedstawiono na Rys. 28.





Rysunek 28. Schemat ideowy oscylatora pracującego w reżimie dyspersji zbalansowanej (a) oraz dynamika pracy wraz z parametrami impulsu w funkcji pozycji we wnętrzu. BPF: spektralny filtr pasmowoprzepustowy. Wykonano na podstawie [33].

Impuls posiadający dodatni *chirp* zostaje skrócony w czasie po przejściu przez filtr spektralny, a jego skumulowana faza i szerokość widmowa zostają zmniejszone. Następnie impuls stopniowo rozciąga się w czasie, przez co maleje jego moc szczytowa. To z kolei prowadzi do możliwości wzmocnienia go we włóknie aktywnym poniżej progowych wartości SRS czy też SBS i pozwala na osiągnięcie dużych wartości energii impulsów. Jednakże zakumulowana faza nieliniowa może znacznie przekraczać wartość  $\pi$ , przez co kompresja impulsu opuszczającego wnękę wymaga z reguły skomplikowanego kompresora wykorzystującego siatkę dyfrakcyjną oraz pryzmat [254]. Oscylatory pracujące w trybie DS oferują nieosiągalne w innych reżimach energie impulsów wyjściowych, które przekraczają dziesiątki nanodżuli prosto z oscylatora [96], [154], [249]. W zakresach spektralnych, w których standardowe włókno krzemionkowe cechuje się anomalną dyspersją, praca w DS wymaga kompensacji średniej wartości GDD do sumarycznie dodatniej. Do kompensacji używa się DCF lub wewnątrzwnętkowych kompresorów [172]. Z punktu widzenia GNLSSE, oscylator posiadający mapę dyspersji zawierającą zarówno anomalną, jak i normalną dyspersję może być traktowany jako posiadający wypadkowo normalną dyspersję, gdy stosowalne są tak zwane uśrednione parametry wnęki [220]. Takie oscylatory nazywane są laserami o wypadkowo normalnej dyspersji (ang. *Net-normal Dispersion*) [172], [246], [255].

### 3.5 Inne tryby pracy impulsowej

Efektywność szeregu aplikacji ultrakrótkich impulsów laserowych takich jak generacja harmoniczných, samoprzesunięcie częstotliwości solitonu czy też generacji częstotliwości różnicowej zależy od szeroko pojętego trybu pracy źródła zasiewającego. W przypadku wyżej wymienionych aplikacji bardzo korzystne okazuje się bowiem wykorzystanie źródła jednoimpulsowego tj. sytuacji, gdy w obrębie wnęki oscyluje pojedynczy impuls. W przypadku podwajania częstotliwości sygnału optycznego nawet stosunkowo mało intensywny impuls współpropagujący z głównym zmniejsza efektywność procesu nieliniowego [256]. Jednakże istnieją zastosowania takie jak generacja superkontinuum optycznego, do których wykorzystywać z powodzeniem można całe paczki impulsów [257]. W trakcie wielu lat badań nad źródłami ultrakrótkich impulsów laserowych zaobserwowano oraz teoretycznie przebadano szereg reżimów pracy, które oferują unikalne własności. W literaturze znaleźć można wiele unikatowych dynamik generacji

ultrakrótkich impulsów takich jak wybuchające solitony [258], deszcz solitonów [259], [260], fale szelmowskie [261], [262], impulsy szumopodobne [263], pułapkowanie solitonów [255], dyssypacyjny rezonans solitonowy [264], [265], ciemne solitony [266].

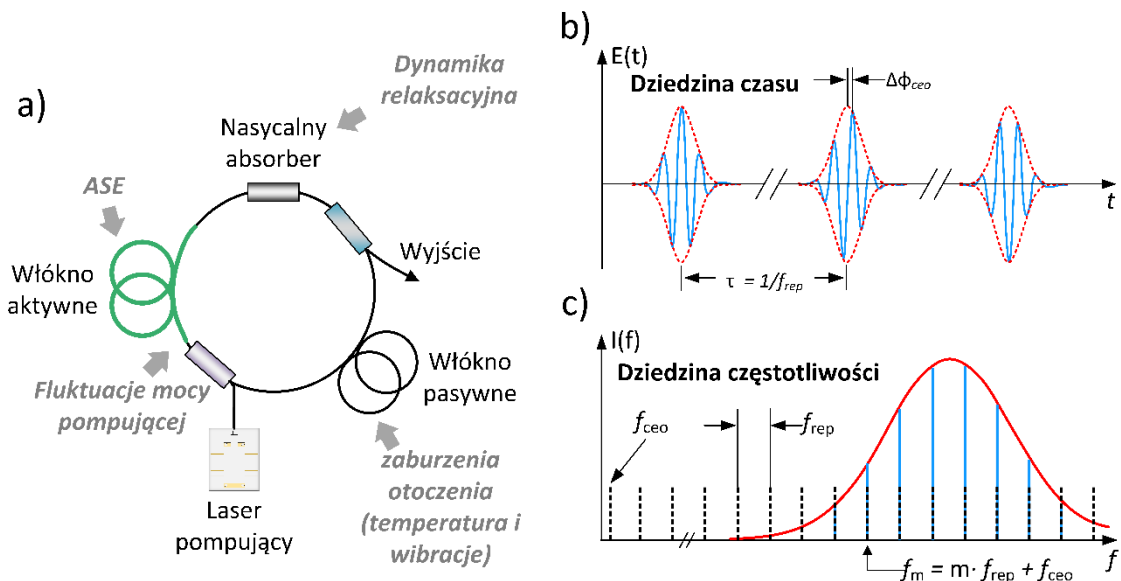
### **3.6 Wpływ filtracji spektralnej na dynamikę pracy oscylatora z synchronizacją modów podłużnych**

Filtracja spektralna ultrakrótkich impulsów optycznych we wnęce jest jedną z metod zmiany dynamiki pracy oscylatora. Najpowszechniej stosuje się ją we wnękach z wyłącznie normalną dyspersją w celu stabilizacji dynamiki pracy związanej z DS [154], [249], [267]. Ciągłe poszerzanie się impulsu doznającego zjawiska SPM nie jest kompensowane przez efekty dyspersyjne, co prowadzi do rozciągnięcia widma w całym dostępnym paśmie wzmocnienia. Ograniczenie maksymalnej liczby zsynchronizowanych modów poprzez pasmowoprzepustowy filtr pozwala na utrzymanie stabilnych relacji fazowych pomiędzy poszczególnymi modami podłużnymi. Filtracja spektralna pozwala nie tylko na generację solitonów dyssypujących o prostokątnym rozkładzie widma optycznego, ale także impulsów samopodobnych o parabolicznym widmie i rozkładzie natężenia w czasie [267], [268], [268]. Dostępne na rynku światłowodowe filtry pasmowoprzepustowe posiadają niemal prostokątną charakterystykę transmisyjną, co pozwala na wysoki stopień separacji pomiędzy promieniowaniem transmitowanym i blokowanym. Jednakże strome zbocza filtra wprowadzają modulacje w rozkładzie natężenia impulsu w czasie i nieliniowe zmiany fazy impulsu na krawędziach filtru. Dyspersja opóźnienia grupowego wprowadzana przez filtry może zostać obliczona przy użyciu relacji Kramersa-Kroniga [269]. Podobne charakterystyki posiadają filtry złożone ze szczeliny, które umieszcza się wewnątrz kompresora siatkowego [246], [270]–[272]. Inną krzywą transmisji można uzyskać poprzez zastosowanie filtru Lyota, który składa się ze światłowodu PM połączonego z dwoma włóknami z kontrolerami polaryzacji. Transmisja takiego filtra jest periodyczna i ma kształt opisany funkcją  $\sin^2$  [273]–[276]. Z uwagi na periodyczną transmisję ten typ filtru stosowany jest w konstrukcjach laserów dwukolorowych [276]–[278]. Filtry obecnie stosuje się również do celów takich jak eliminacja prążków Kelly’go [233], [279] czy też ograniczanie poziomu szumu amplitudowego związanego głównie ze wzmocnioną emisją spontaniczną [280], a także do uzyskiwania impulsów o pożądanym widmie [51]. Zastosowanie dwóch filtrów spektralnych o wykluczających się pasmach o wysokiej transmisji doprowadziło do realizacji tzw. oscylatora Mamyszewa, w którym filtracja służy efektywnie jako SA, tłumiąc promieniowanie fali ciągłej, jednocześnie promując propagację intensywnego impulsu świetlnego [281]–[284].

### **3.7 Szum własny w laserach femtosekundowych**

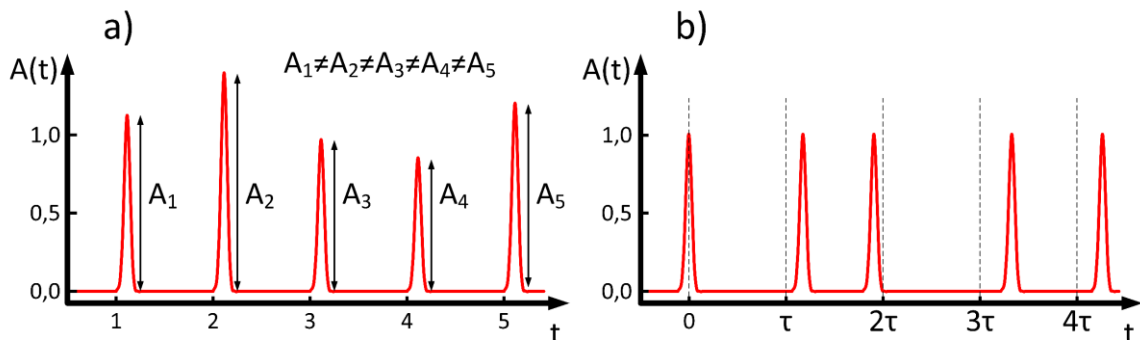
Ciąg impulsów emitowanych z oscylatora z synchronizacją modów podłużnych poprzez transformację Fouriera stanowi optyczny grzebień częstotliwości. Odległość pomiędzy kolejnymi zębami grzebienia dana jest przez  $f_{rep}$ , z kolei częstotliwość  $m$ -tego modu grzebienia ustalana jest wspólnie przez  $f_{rep}$  oraz  $f_{ceo}$  (Rys. 29(b,c)). Szum własny lasera

obejmuje perturbacje środowiska otoczenia, szum kwantowy wywołany przez wzmożoną emisję spontaniczną (ang. *Amplified Spontaneous Emission*, ASE) i fluktuacje mocy pompującej, a także dynamikę relaksacyjną SA (Rys. 29(a)) [285].



Rysunek 29. Uproszczony schemat femtosekundowego lasera światłowodowego wraz ze źródłami szumu (a). Wyjście lasera femtosekundowego tworzy ciąg impulsów w czasie (b) i grzebień częstotliwości optycznych w dziedzinie częstotliwości (c).

Wpływ poszczególnych elementów składowych szumu własnego oscylatora jest trudny do skwantyfikowania, jednakże w uproszczeniu dzieli się go na dwa główne efekty. Pierwszym z owych efektów jest zmienna w czasie amplituda następujących po sobie impulsów zwana szumem amplitudowym (ang. *Amplitude Noise*). Drugim efektem jest zmienny w czasie odstęp czasowy pomiędzy zwanym jitterem czasowym (ang. *Timing Jitter*) oraz związany z nim szum fazowy (ang. *Phase Noise*). W ogólności oba efekty są od siebie zależne, tj. istnieje korelacja pomiędzy szumem fazowym i amplitudowym [286]. Rys. 30 przedstawia fluktuacje amplitudowe oraz czasowe ciągu generowanych na wyjściu oscylatora impulsów optycznych.



Rysunek 30. Fluktuacje amplitudowe (a) i czasowe (b) ciągu impulsów generowanych przez oscylator.

### 3.7.1 Szum amplitudowy

Fluktuacje amplitudy generowanych impulsów charakteryzuje się poprzez pomiar względnego szumu amplitudowego (ang. *Relative Intensity Noise*, RIN). W ogólnym ujęciu RIN wyznacza jako stosunek odchylenia standardowego energii impulsów  $\sigma_e$  w zmierzonej próbie do jej średniej wartości  $\mu_e$  [287]:

$$RIN = \frac{\sigma_e}{\mu_e}. \quad (3.26)$$

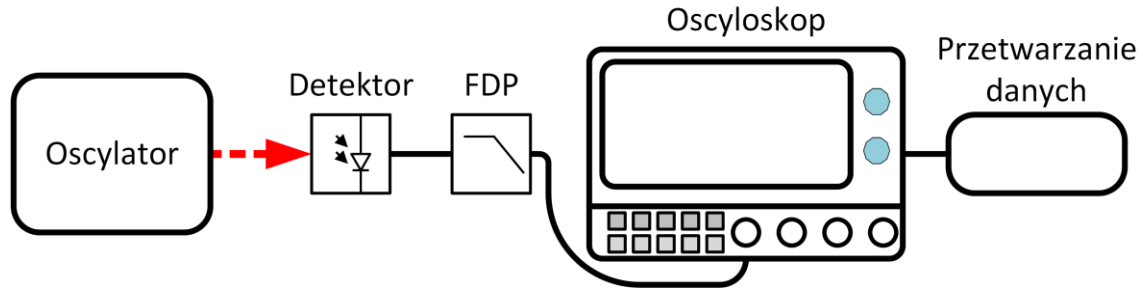
Pomiaru RIN dokonywać można w dziedzinie czasu lub częstotliwości. W obu technikach ciąg impulsów rejestruje się za pomocą fotodetektora, zazwyczaj fotodiody. Promieniowanie padające na detektor generuje pary elektron-dziura w jego strukturze, co w określonym zakresie energii impulsów wytwarza liniowy fotoprąd, który zostaje zmierzony na obciążeniu o znanej rezystancji w postaci napięcia elektrycznego. Pojedynczy impuls światła padający na detektor wytwarza odpowiedź napięciową  $V_p(t)$ , która jest proporcjonalna do splotu pomiędzy funkcją odpowiedzi fotodiody  $PD(t)$  oraz profilem czasowym impulsu  $P_p(t)$  [287]:

$$V_p(t) \propto (PD * P_{impuls})(t) = \int_{-\infty}^{\infty} PD(t - t_1)P_p(t_1)dt_1. \quad (3.27)$$

Powyższe wyrażenie stosowalne jest wówczas, kiedy czas trwania impulsu jest przynajmniej o rząd wielkości krótszy od czasu odpowiedzi detektora, co jest założeniem realizowalnym eksperymentalnie przy pomiarach źródeł impulsów femtosekundowych z użyciem detektorów o paśmie przenoszenia w zakresie pojedynczych gigaherców. Przy spełnieniu powyższego założenia, fotodioda rejestruje profil czasowy ultrakrótkiego impulsu jako deltę Diraca  $\delta(t)$  o amplitudzie proporcjonalnej do energii impulsu  $E_p$  co przekształca równanie 3.27 do postaci [287]:

$$V_p(t) \propto E_p \int_{-\infty}^{\infty} PD(t - t_1)\delta(t_1)dt_1 = E_p PD(t). \quad (3.28)$$

Sygnal napięciowy rejestrowany przez fotodetektor dla kolejnych impulsów posiada amplitudę proporcjonalną do energii impulsu i profil czasowy zależny jedynie od odpowiedzi czasowej detektora. Do pomiaru RIN oscylatora stosuje się układ zawierający detektor podłączony do oscyloskopu dokonującego akwizycji danych w czasie (Rys. 31). W celu ograniczenia pasm sygnału stosuje się filtr dolnoprzepustowy *FDP* odcinający detekcję nieco powyżej maksymalnej częstotliwości, dla której odbywa się pomiar. Typowo pomiaru RIN dokonuje się w paśmie częstotliwości od pojedynczych Hz do pojedynczych lub dziesiątek MHz [28], [58], [288].



Rysunek 31. Schemat układu pomiarowego szumu amplitudowego. FDP: filtr dolnoprzepustowy.

Zebrane dane zostają poddane obróbce w celu zamiany amplitudy w czasie na widmową gęstość mocy (ang. *Power Spectral Density*, PSD) w dziedzinie częstotliwości. Wyrażenie opisujące relatywny szum amplitudowy  $RIN_{PSD}$  w dziedzinie częstotliwości ma postać [289]:

$$RIN_{PSD}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \Delta P(t) \Delta P(t + \tau) \rangle}{P_{sr}^2} e^{-i2\pi f \tau} d\tau, \quad (3.29)$$

gdzie  $P_{sr}$  oznacza średnią moc ciągu impulsów. Jednostką  $RIN_{PSD}(f)$  jest  $\text{Hz}^{-1}$  lub też dziesięciokrotność logarytmu (do podstawy 10) tej wielkości w dBc/Hz. Można również wyznaczyć zintegrowany RIN wyrażenia z równania (3.29) w zakresie częstotliwości od  $f_1$  do  $f_2$  danego wyrażeniem [290], [291]:

$$RIN_{zintegrowany} = 100 \int_{f_1}^{f_2} RIN_{PSD}(f), \quad (3.30)$$

która jest określana w procentach. W praktyce  $RIN_{PSD}$  maleje wraz ze wzrostem częstotliwości i jest zanedbywalnie mały dla częstotliwości powyżej kilku MHz, dlatego w przypadku wielu badań ogranicza się zakres pomiaru RIN w paśmie od pojedynczych Hz do kilku MHz [23], [28], [58], [288], [292].

### 3.7.2 Jitter czasowy i szum fazowy

Jitter czasowy jest definiowany jako czasowe odchylenie obwiedni kolejnych impulsów od idealnego odstępu danego czasem obiegu we wnęce (Rys. 28(b)). Okresy pomiędzy kolejnymi impulsami podlegają losowym opóźnieniom  $\Delta T_R(t)$  w odniesieniu do ich idealnego odstępu czasowego  $nT_R$ . Wyrażenie opisujące ciąg impulsów zakłóconego przez jitter czasowy ma postać [293]:

$$I_{\Delta T_R} = P_{sr} T_R \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT_R - \Delta T_R(t)). \quad (3.31)$$

Zakładając, że fluktuacje  $\Delta T_R(t)$  są niewielkie w porównaniu do  $nT_R$  oraz używając transformaty Fouriera PSD szumu fazowego  $S_{\Delta T_R}$  opisuje zależność [293]:

$$S_{\Delta T_R}(f) = P_{sr}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \delta(f - nf_{rep}) + \left( 2\pi f_{rep} \Delta \tilde{T}(f - nf_{rep}) \right)^2 \right], \quad (3.32)$$

gdzie  $\Delta \tilde{T}(f)$  oznacza transformatę Fouriera  $\Delta T_R(t)$ . Do pomiaru szumu fazowego stosuje się analizator źródła sygnału (ang. *Signal Source Analyzer, SSA*), wykorzystując metodę opartą na pętli synchronizacji fazy (ang. *Phase-locked Loop*). W tej metodzie źródło odniesienia o niskim poziomie szumów własnym jest zsynchronizowane z sygnałem wejściowym. Najczęściej wykorzystuje się wielokrotność  $f_{rep}$  i zakłada, że szum własny źródła odniesienia jest pomijalnie mały. Zarówno sygnał referencyjny, jak i sygnał wejściowy są podawane na wejście podwójnie zbalansowanego miksera (zwanego również detektorem fazy). Wyjście miksera składa się z sumy i różnicy składowych częstotliwości. Częstotliwość sumy jest odfiltrowywana przez filtr dolnoprzepustowy. Różnica częstotliwości wynosi nominalnie około 0 Hz dla średniego napięcia równego 0 V. Ponieważ napięcie wyjściowe miksera zawiera fluktuacje prądu przemiennego, to sygnał różnicy jest proporcjonalny do szumu sygnału wejściowego. W praktyce SSA mierzy jednostronne PSD szumu fazowego  $\mathcal{L}_\varphi(f)$ , więc PSD szumu fazowego  $S_\varphi(f)$  wyrażanego w  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  dane jest następującym wyrażeniem:

$$S_\varphi(f) = 2 \cdot 10^{\frac{\mathcal{L}_\varphi(f)}{10}}. \quad (3.33)$$

Zintegrowany szum fazowy  $\sigma$  dla zakresu częstotliwości pomiędzy  $f_1$  i  $f_2$  dany jest równaniem:

$$\sigma = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S_\varphi(f) df}. \quad (3.34)$$

Podczas pomiaru szumu fazowego sygnału o danym  $f_{rep}$ , dla zwiększenia czułości pomiaru, używa się sygnału zmierzonego na  $n$ -tej harmonicznej sygnału podstawowego. Normalizacja wartości tak zmierzonej nazywana jest średniokwadratowym jitterem czasowym  $\sigma_\Gamma$  w postaci:

$$\sigma_\Gamma = \frac{1}{2\pi n f_{rep}} \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S_\varphi(f) df}. \quad (3.35)$$

## **Rozdział 4. Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych oparta na NALM na długości fali 1560 nm**

---

### **4.1 Wprowadzenie**

Niniejszy rozdział zawiera opis przeprowadzonych prac eksperymentalnych dotyczących zastosowania opisanego w poprzednim rozdziale NALM w układach laserowych z pasywną synchronizacją modów podłużnych pracujących na długości fali około 1560 nm. Motywacją do zrealizowania eksperymentów były braki literaturowe dotyczące różnic w charakterystykach wyjściowych rejestrowanych na obu portach układu w konfiguracji F9L. Przedstawiono pierwszą analizę porównawczą portów wyjściowych oscylatora, włącznie z pomiarem fazy spektralnej, w funkcji wypadkowej wartości GDD wnęki. Opisano schemat lasera, parametry pracy jednoimpulsowej w reżimie solitonowym oraz możliwość przestrajania centralnej długości fali za pomocą zmiany mocy pompującej oscylator. Następnie przedstawiono badanie wpływu wypadkowej dyspersji wnęki na parametry wyjściowe generowanych impulsów w zakresie dyspersji anomalnej i bliskiej zeru. Wyniki zaprezentowane w Sekcji 4.2 zostały częściowo opublikowane w 2021 w czasopiśmie *Optics Express* [21].

Sekcja 4.3 poświęcona jest badaniu pracy oscylatora pracującego w szerokim zakresie wartości dyspersji wnęki, którą zrealizowano za pomocą wewnątrzwnętkowego kompresora siatkowego, skupiając się przede wszystkim na reżimie wypadkowo normalnej dyspersji oraz roli filtracji spektralnej na stan pracy oscylatora. Scharakteryzowano impulsy na obu portach wyjściowych w funkcji wypadkowej wartości GDD, a w reżimie wypadkowo normalnej dyspersji wnęki zaobserwowano trzy różne stany pracy, których występowanie zależało od szerokości zastosowanego filtra środkowoprzepustowego oraz mocy pompującej oscylator. Według wiedzy autora, zaprezentowane stany nie były jak dotąd raportowane w laserze erbowym wykonanym w architekturze PM. Wyniki zostały częściowo opublikowane w 2022 roku w czasopiśmie *Optics and Laser Technology* [246]. Kolejno przedstawiono porównanie szumu amplitudowego oscylatora zmierzonego na obu portach wyjściowych w funkcji wypadkowej wartości GDD oraz dla poszczególnych stanów pracy. Ostatnia część eksperymentalna rozdziału poświęcona jest zarządzaniu wypadkową dyspersją wnęki za pomocą eksperymentalnego i wytworzonego w warunkach przemysłowych dwójłomnego włókna DCF.

### **4.2 Światłowodowy laser femtosekundowy w konfiguracji F9L z objętościowym przesuwnikiem fazy**

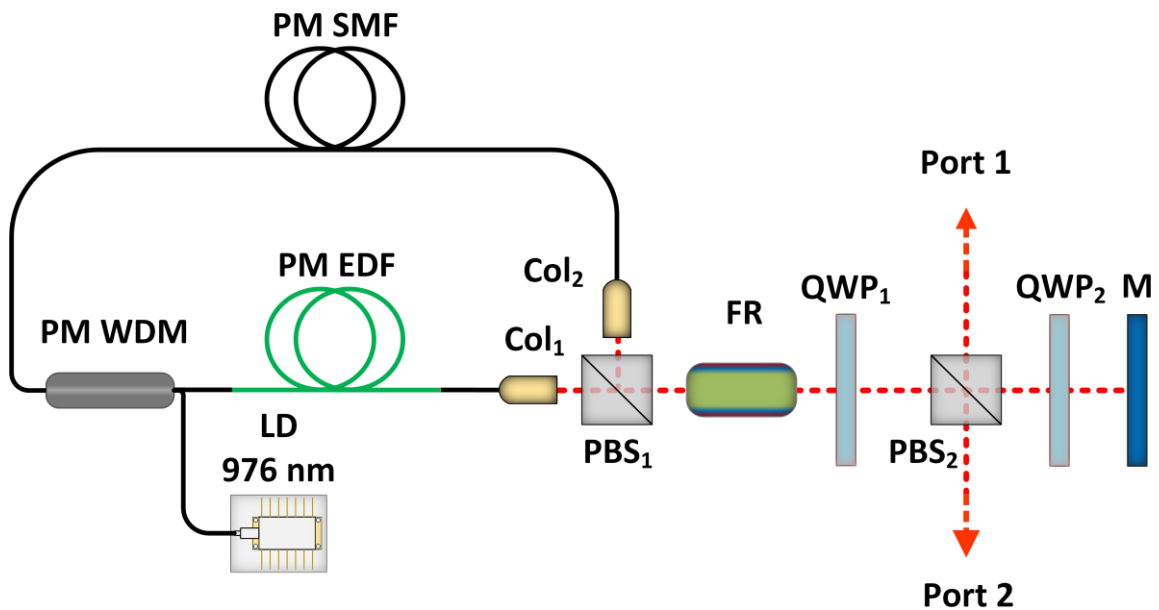
Pierwszym etapem przeprowadzonego badania było zaprojektowanie wnęki oscylatora. Uwzględniając wady i zalety poszczególnych ASA zaprezentowanych w Sekcji 3.3.2, wybrano układ bazujący na NALM w konfiguracji F9L. Spośród zaprezentowanych w literaturze konfiguracji wybrano układ zapewniający dostęp do zarówno części

promieniowania transmitowanej przez analizator polaryzacji (nazywany tutaj port 1), jak i odbitej części promieniowania (nazywany tutaj port 2), co pozwoliło na zapewnienie maksimum informacji o stanie pracy oscylatora.

#### 4.2.1 Schemat lasera

Schemat oscylatora składającego się z segmentu NALM i liniowego ramienia zawierającego odbiciowy NRPS przedstawiono na Rys. 32. Wszystkie włókna i komponenty światłowodowe wykorzystane do realizacji układu utrzymywały stan polaryzacji. Część NALM zawiera 94,5 cm jednomodowego włókna domieszkowanego jonami erbu (Liekki Er80-4/125-HD-PM, PM EDF), jednomodowe włókno pasywne (Nufern PM1550-XP, PM SMF) oraz światłowodowy sprzęgacz z podziałem długości fali wykonany w konfiguracji odbiciowej (PM WDM). Włókno aktywne umieszczono asymetrycznie w pętli i było pompowane optycznie poprzez PM WDM przez jednomodową diodę laserową pracującą na centralnej długości fali 976 nm (3SP Technologies 1999CVB, LD). Wiązki propagujące w przeciwnych kierunkach w pętli były łączone w liniowym ramieniu lasera za pomocą pary kolimatorów (Col) oraz polaryzacyjnego sprzęgacza wiązek (Thorlabs PBS124, PBS<sub>1</sub>). Nieodwracalny przesuwnik fazy składający się z FR (Thorlabs I1550R5) i QWP<sub>1</sub> (Thorlabs WPQ05M-1550) wprowadzał przesunięcie fazowe pomiędzy wiązkami. Jako analizator polaryzacji interferujących wiązek wykorzystano drugi polaryzacyjny dzielnik wiązek (Thorlabs PBS124, PBS<sub>2</sub>). Odrzucona część promieniowania była sprzęgana do portu 2, podczas gdy część transmitowana przechodziła przez QWP<sub>2</sub>, która w połączeniu ze zwierciadłem srebrnym (Thorlabs PF10-03-P01, M) na regulację współczynnika podziału pomiędzy portem 1 oraz promieniowaniem wracającym do NALM. W rezultacie współczynnik podziału na porcie 2 i głębokość modulacji ASA można było regulować poprzez ustawienie kąta QWP<sub>1</sub>, natomiast maksymalną transmisję układu, głębokość modulacji i współczynnik odsprzęgania promieniowania na port 1 można było regulować poprzez ustawienie kąta QWP<sub>2</sub>. Szczegółowa analiza transmisji przez układ znajduje się na Rys. 21 w Sekcji 3.3.2.2.3.





Rysunek 32. Schemat układu oscylatora w konfiguracji F9L. PM WDM: utrzymujący stan polaryzacji światłowodowy sprzęgacz z podziałem długości fali; LD: dioda laserowa; PM EDF: utrzymujący stan polaryzacji jednomodowy światłowód domieszkowany jonami erbu; PM SMF: utrzymujący stan polaryzacji jednomodowy światłowód pasywny; COL: kolimator; PBS: polaryzacyjny sprzęgacz wiązek; FR: rotator Faradaya; QWP: płytką ćwierćfalowa; M: zwierciadło.

W początkowej fazie eksperymentu zbudowano oscylator zawierający 62,0 cm PM EDF oraz sprzęgacz 1% umieszczony pomiędzy COL<sub>2</sub> i PM WDM celem ułatwienia podglądu pracy oscylatora. Przy mocach pompujących sięgających ponad 900 mW nie znaleziono ustawienia płytek falowych umożliwiających synchronizację modów podłużnych. Następnie wydłużono odcinek włókna aktywnego PM EDF do 94,5 cm. Eksperyment rozpoczęto od znalezienia par ustawień kątów QWP, które umożliwiają samowzbudną pracę impulsową. Ponieważ do teoretycznych rozważań dotyczących optymalnych ustawień należy uwzględnić asymetrię ułożenia włókna aktywnego oraz dostępną moc pompującą, to zagadnienie zostało realizowalne eksperymentalnie [28]. W trakcie eksperymentu zaobserwowano pewne zakresy ustawień kąta na obu QWP, które dla niskich wartości mocy pompujących umożliwiały pracę ciągłą na długości fali około 1562 nm. Po przekroczeniu progowej wartości mocy następowała zmiana charakteru pracy na synchronizację modów podłużnych w trybie wieloimpulsowym, co było obserwowalne w widmie radiowym. Kolejnym krokiem było obniżanie wartości mocy pompującej, co miało na celu zmianę trybu pracy na jednoimpulsowy. Niestety, nie każda para ustawień płytek umożliwiająca samowzbudność zapewniała możliwość otrzymania pracy jednoimpulsowej, co znajduje potwierdzenie opublikowanych w 2022 roku badaniach zespołu J. Li i współpracowników [203], [204]. Dodatkowym obostrzeniem było znalezienie ustawienia wspierającego jednoimpulsową pracę z mocą średnią co najmniej 1 mW z każdego portu, tak aby można było je badać techniką bramkowania optycznego z rozdzielczością częstotliwościową (ang. *Frequency-resolved Optical Gating*, FROG), która umożliwia pomiar fazy spektralnej impulsów. Całkowita długość światłowodów we

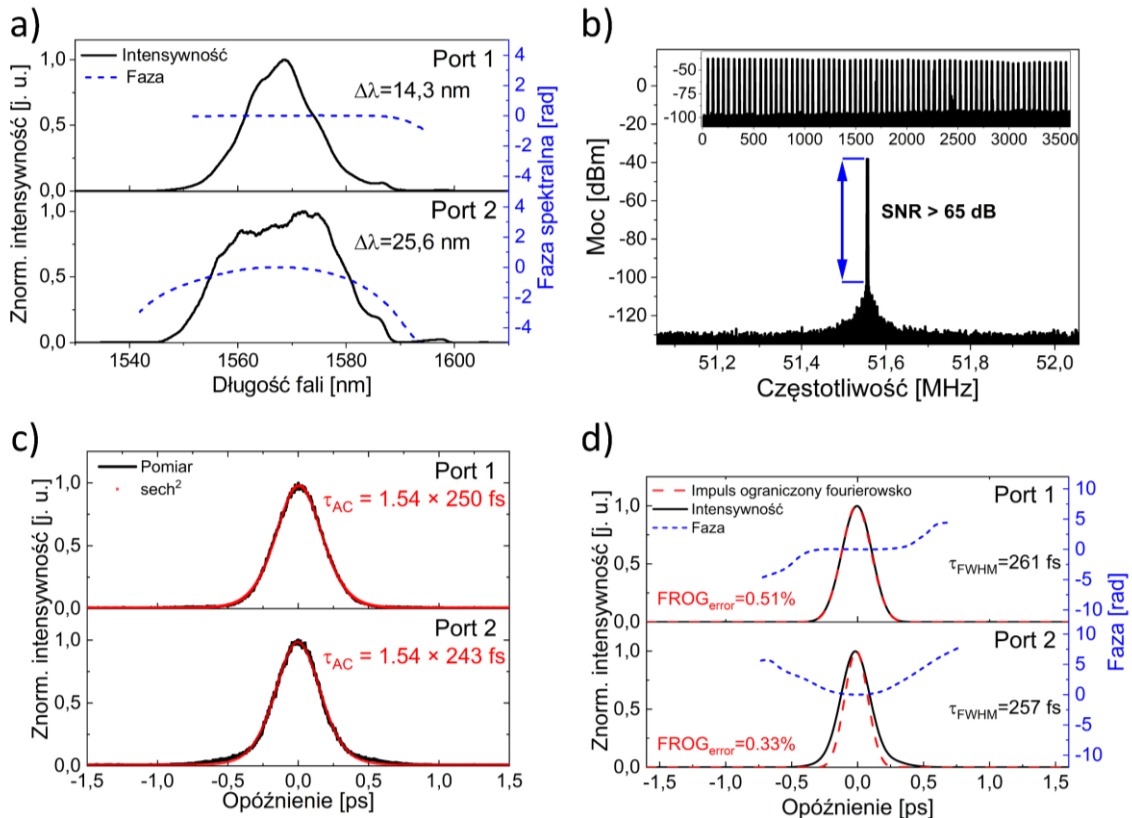
wnęce wynosiła 384,5 cm, a podwojona długość części objętościowej 18 cm. Ustawienia kątów płytek względem osi szybkiej wynosiło  $\theta_{QWP_1} = 81,0^\circ$  oraz  $\theta_{QWP_2} = 132,5^\circ$ . Z racji na wypadkową dyspersję wnęki równą  $-0,034 \text{ ps}^2$  przedziały ustawień kątów ćwierćfalówek, w których uzyskiwano pracę jednoimpulsową, nie przekraczały  $2^\circ$  wokół środkowej wartości [203]. Do scharakteryzowania układu użyto następującej aparatury pomiarowej:

- analizator widma optycznego (OSA) Yokogawa AQ6376, optyczne pasmo przenoszenia 1500 – 3400 nm, błąd bezwzględny pomiaru długości fali  $\pm 0,2 \text{ nm}$ , rozdzielczość pomiaru długości fali 0,1 nm, zakres dynamiki pracy 55 dB,
- analizator widma radiowego (RF) Rohde and Schwarz FPL1003, radiowe pasmo przenoszenia 5 kHz – 3 GHz, niepewność pomiaru mocy sygnału 0,5 dB,
- fotodioda InGaAs Discovery Semiconductors DSC2-50S, radiowe pasmo przenoszenia 12 GHz, optyczne pasmo przenoszenia 1200 – 2000 nm,
- miernik mocy optycznej: przetwornik Thorlabs PM400 wraz z głowicą termiczną Thorlabs S405C, optyczne pasmo przenoszenia 190 nm – 20  $\mu\text{m}$ , zakres pomiaru mocy 100  $\mu\text{W}$  – 5 W, rozdzielczość pomiaru 5  $\mu\text{W}$ , niepewność pomiaru mocy  $\pm 5\%$  (w zakresie 250 nm – 17  $\mu\text{m}$ ),
- autokorelator interferometryczny APE pulseCheck, zakres opóźnienia 50 ps, rozdzielczość opóźnienia 1 fs, zniekształcenia liniowe  $< 10\%$ , czułość 1  $\text{W}^2$ ,
- urządzenie do charakteryzacji fazy spektralnej impulsów laserowych Mesa Photonics FS-Ultra2 (FROG), optyczne pasmo pomiarowe 450 – 2000 nm, zakres pomiarowy 15 fs – 12 ps, rozdzielczość czasowa  $< 2 \text{ fs}$ , rozdzielczość spektralna 0,2 – 1,0 nm, dokładność pomiaru fazy 0,01 radiana.

#### 4.2.2 Parametry pracy w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych

Samowzbudna praca impulsowa w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych następowała po przekroczeniu 355 mW mocy pompującej LD. Tuż po włączeniu lasera zarówno w widmie optycznym, radiowym, jak i w przebiegach czasowych obserwowano przebiegi typowe dla pracy wieloimpulsowej tj. zmodulowane amplitudowo widmo radiowe oraz po kilka impulsów wyjściowych przypadających na jeden okres obiegu we wnętrzu. W trakcie obniżania wartości mocy pompującej stany ulegały zmianie, aż do osiągnięcia pracy jednoimpulsowej, którą uzyskiwano przy mocy równej około 128 mW. Wyniki pracy jednoimpulsowej przedstawiono na Rys. 33. Szerokość połówkowa widm ( $\Delta\lambda$ ) wynosiła odpowiednio 14,3 i 26,6 nm dla portu 1 oraz 2, podczas gdy centralna długość fali wynosiła około 1570,0 nm. Stosunkowo mała wartość wypadkowej dyspersji wnęki w połączeniu z właściwościami filtracyjnymi szybkiego SA uniemożliwiły powstanie wyraźnych oznak fal dyspersyjnych (prążków Kelly’ego) w obserwowanych widmach optycznych [22], [229].  $f_{rep}$  wynosił 51,55 MHz, a wartość SNR widma RF wynosiła powyżej 65 dB. Szerokospektralne widma radiowe świadczyły o stabilnej pracy impulsowej w reżimie synchronizacji modów. Pomiar autokorelacji impulsów bezpośrednio z wnęki wskazywał na czas trwania równy 250 fs oraz 243 fs, dla portu 1 oraz 2 przy aproksymacji przebiegów krzywą  $\text{sech}^2$ . Zrekonstruowane za pomocą techniki

FROG profile czasowe i faza spektralna wskazują występujący niewielki *chirp* impulsów w porcie 2, podczas gdy na porcie 1 zrekonstruowana faza jest płaska. Bezwzględne różnice wartościach czasów trwania otrzymane obiema technikami są niewielkie, a otrzymane estymowane błędy pomiaru techniką FROG ( $FROG_{error}$ ) miały wartości poniżej 1%. Więcej informacji na temat szacowania błędu techniki FROG znajduje się na stronie jednego z producentów oprogramowania [294].

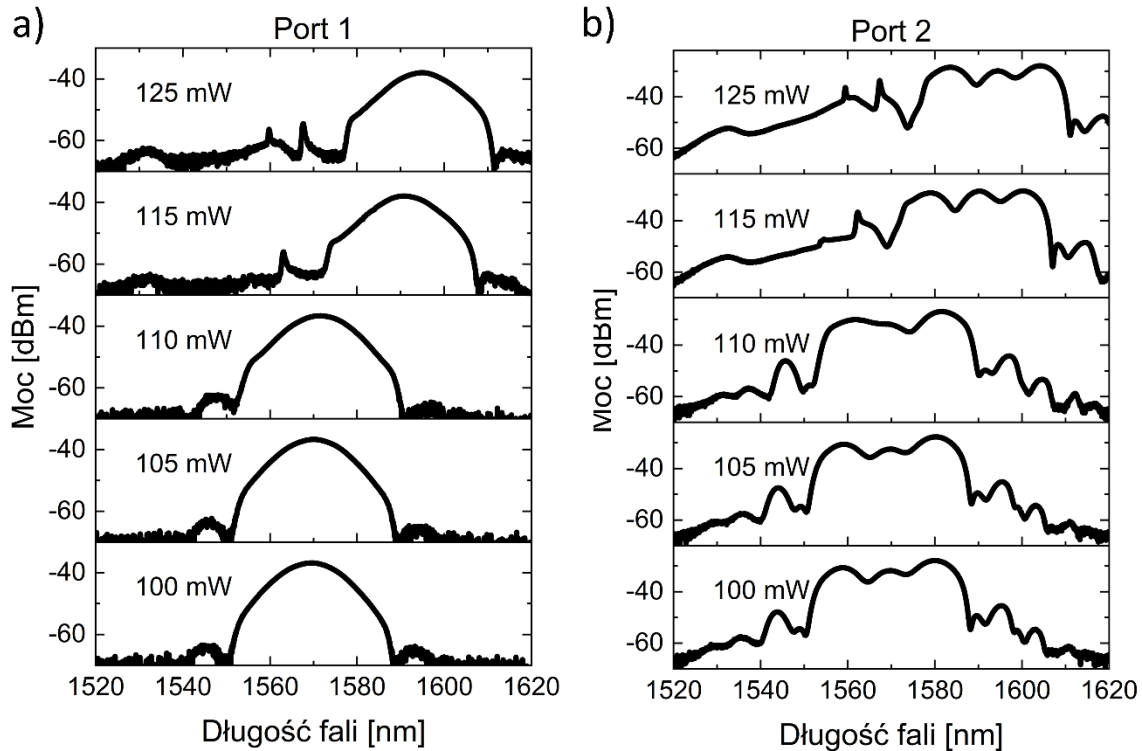


Rysunek 33. Charakterystyki wyjściowe oscylatora zmierzone na obu portach dla wypadkowej dyspersji wnęki równej  $-0,034 \text{ ps}^2$ . Widma optyczne wraz z fazami spektralnymi (a). Widmo RF portu 1 zmierzone w paśmie 1 MHz wokół częstotliwości repetycji oscylatora (szerokość pasma rozdzielczości (ang. resolution bandwidth, RBW) pomiaru wynosiła 51 Hz); wykres wewnętrzny, widmo RF zmierzone w zakresie 3,5 GHz (RBW=20 kHz) (b). Przebiegi funkcji autokorelacji wraz z dopasowaniem funkcją  $\text{sech}^2$  (c). Zrekonstruowane pola elektryczne impulsów (czarna linia), fourierowsko ograniczone przebiegi czasowe (przerywana czerwona linia) oraz fazy czasowa impulsów (przerywana niebieska linia) (d).

#### 4.2.3 Przejrzalność centralnej długości fali za zmiany mocy pompującej oscylator

W trakcie przestrajania ustawień NRPS natrafiono na ustawienie, w którym pracę wieloimpulsową obserwowano na centralnej długości fali około 1595 nm (Rys. 34). W trakcie zmniejszania mocy pompującej w trybie jednoimpulsowym następował przeskok centralnej długości fali na około 1570 nm. Samowzbudna praca miała miejsce po przekroczeniu około 750 mW mocy pompującej. Dla mocy 125 mW uzyskiwano

pojedynczy impuls o centralnej długości fali 1595,0 nm i przy stopniowym zmniejszaniu jego wartości do 115 mW obserwowano stopniowe przesuwanie się centralnej długości fali do 1589 nm. Poniżej 110 mW następowała skokowa zmiana środkowej długości fali do 1580 nm przy stosunkowo częstym zachowaniu reżimu synchronizacji modów podłużnych. Przejście w drugą stronę tj. od fal krótszych do dłuższych było możliwe, ale wymagało mocy pompującej na poziomie 120 mW.



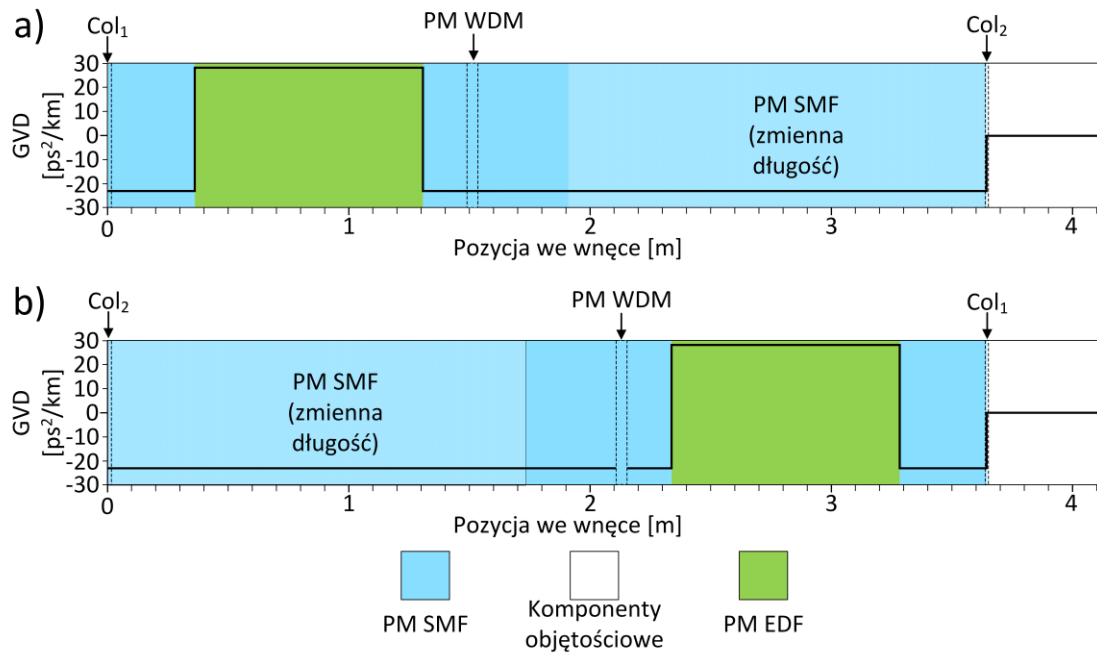
Rysunek 34. Widmo optyczne zarejestrowane dla portów 1 i 2 dla poszczególnych mocy pompujących.

Wraz ze zmniejszaniem mocy pompującej oscylator, średnia moc wyjściowa zmierzona na porcie 1 wynosiła od 6,0 do 1,0 mW, a na porcie 2 od około 2,0 do 0,3 mW. Układ posiadał zdolność do przestrajania centralnej długości generowanych impulsów, którą można było sterować za pomocą mocy pompującej. Inne ustawienia płytek ćwierćfalowych pozwalały na samo startującą pracę impulsową w zakresie spektralnym około 1530 nm, ale nie pozwalały na stabilną pracę jednoimpulsową, prawdopodobnie ze względu na relatywnie duże straty wprowadzane do układu. Widma optyczne zaprezentowane na powyższym rysunku pokazują również sygnał ASE na długości fali 1530 nm obserwowany dla najwyższych mocy pompujących. Zmniejszanie mocy powoduje nie tylko przestrajanie centralnej długości, ale również stopniowy zanik sygnału ASE. Symulacje numeryczne oraz eksperymentalna realizacja przestrajalności centralnej długości fali w erbowym oscylatorze opartym na konfiguracji F9L została w 2023 roku przedstawiona przez zespół H. Zhang i współpracowników [295]. W oscylatorze o nieco inaczej zaprojektowanym NRPS przestrajano zarówno wartość kąta, pod jakim ustawione są płytki falowe, jak i moc pompującą włókno aktywne. Autorzy argumentują wpływ wzrostu wartości nieliniowego przesunięcia fazowego powodującego przesunięcie widma w stronę fal dłuższych,

a przestrajanie kąta obrotu płytki półfalowej umieszczonej w NRPS w jednym kierunku powoduje przesunięcie widma w kierunku fal dłuższych bądź też krótszych w zależności od zwrotu. W zaprezentowanych autorskich wynikach eksperymentalnych osiągnięto korzyści z obu mechanizmów, otrzymując jednocześnie źródło przestrajalne w zakresie około 25 nm, podczas gdy Zhang i współpracownicy przestrajali swoje źródło o około 10 nm.

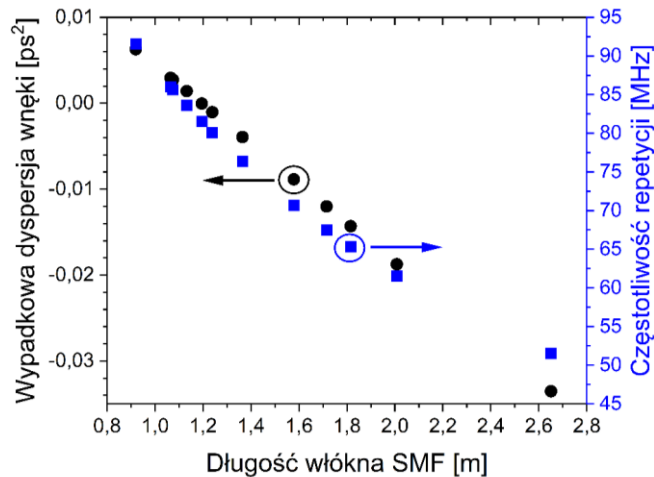
#### 4.2.4 Zarządzanie dyspersją oscylatora z jednoczesną zmianą asymetrii pętli wzmacniającej

Mapa dyspersji wnęki laserowej została zaprezentowana na Rys. 35. Impuls propagujący w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara z Rys. 32 zostaje wprzęgnięty do sekcji NALM przez COL<sub>1</sub>, by po niespełna 40 cm włókna aktywnego zostać wzmocnionym we włóknie aktywnym posiadającym dodatnią wartość GVD. Z kolei impuls propagujący w kierunku odwrotnym do ruchu wskazówek zegara zostaje wzmocniony tuż przed wyjściem z pętli. Ponieważ dodatnia wartość GVD w połączeniu ze zjawiskiem SPM powoduje poszerzenie spektralne impulsu oraz akumulację fazy, to impulsy wyjściowe rejestrowane na porcie 2 posiadają szersze widmo niż impulsy na porcie 1 oraz *chirp* spektralny potwierdzony badaniem techniką FROG. Zaprojektowana mapa dyspersji wnęki powoduje zatem otrzymywanie nieomal ograniczonych fourierowsko impulsów z portu 1, które dodatkowo ulegają skróceniu poprzez filtracyjny charakter użytego nasycalnego absorbera. Z kolei port 2 oferuje impulsy o szerszym i skomplikowanym widmie optycznym oraz mniejsze moce średnie w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Z tego powodu publikacje przedstawiane wcześniej w literaturze nierzadko zupełnie pomijały część promieniowania odrzucaną na dyskryminatorze polaryzacji lub też używały tego wyjścia jedynie jako monitora pracy w reżimie synchronizacji modów podłużnych lasera [5], [6], [176], [185].



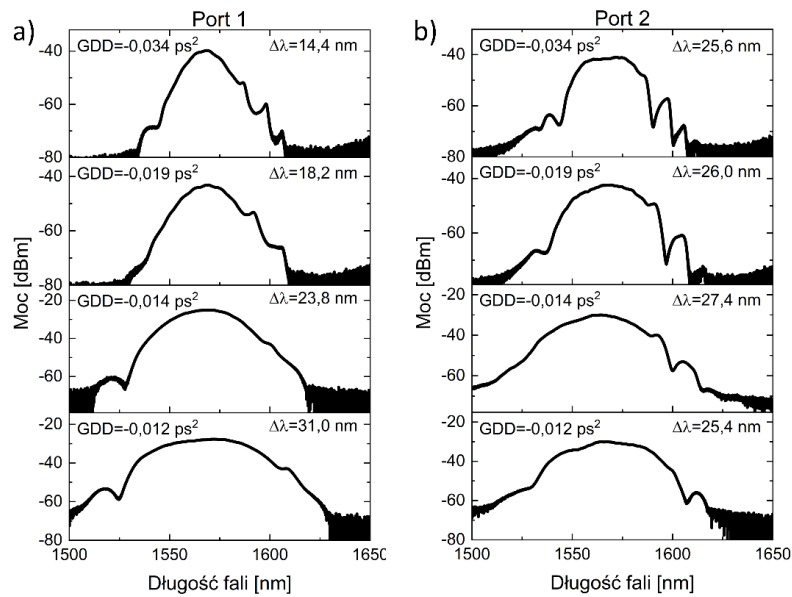
Rysunek 35. Mapa dyspersji rezonatora dla propagacji w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara (a); przeciwnym do ruchu wskazówek zegara (b).

Pytaniem badawczym stawionym przez autora niniejszej dysertacji było zatem: „czy taka różnica pomiędzy oboma portami wyjściowymi będzie miała miejsce również w innych reżimach dyspersyjnych, szczególnie w przypadku pracy z solitonami dyssypującymi?”. W celu odpowiedzi na powyższe pytanie wykonano kolejne badania eksperymentalne przedstawione w tym rozdziale. Do realizacji pierwszego z nich posłużono się zarządzaniem wypadkową dyspersją wnęki poprzez skracanie PM SMF o anomalnej dyspersji na odcinku pomiędzy COL<sub>2</sub> oraz PM WDM. Ponieważ użyte włókno aktywne posiada normalną dyspersję w zakresie spektralnym 1,5 μm, to poprzez stopniowe skracanie włókna pasywnego zmieniano wypadkową dyspersję wnęki oraz jednocześnie w niewielkim stopniu zmieniano asymetrię ułożenia włókna aktywnego w NALM. Skracany odcinek zaznaczono na Rys. 35 jasno-niebieskim kolorem. W trakcie przeprowadzonego badania odcinek skrócono o prawie 160 cm, przekraczając po drodze znak wypadkowej GDD wnęki z ujemnego na dodatni. Skracanie zaprzestano z powodów praktycznych – pozostałe włókno PM SMF było na tyle krótkie, że spawanie go było utrudnione. W trakcie całego eksperymentu nie zmieniano ustawienia płytek ćwierćfalowych tj.  $\theta_{QWP_1} = 81,0^\circ$  oraz  $\theta_{QWP_2} = 132,5^\circ$ . Pozwoliło to wyeliminować potencjalne różnice w charakterystykach wprowadzone przez zmiany parametrów ASA i skupić się na wpływie wypadkowej dyspersji wnęki. Przed przystąpieniem do badania obawiano się wpływu zmiany asymetrii ułożenia włókna aktywnego, która potencjalnie mogła wpłynąć na możliwość samowzbudnej pracy impulsowej. Jednakże w trakcie badań nie dostrzeżono poważnych problemów z samowzbudnością w całym zakresie wypadkowej dyspersji poza bliską okolicą zmiany znaku wypadkowej dyspersji. Całkowitą długość włókna PM SMF,  $f_{rep}$  oscylatora oraz wartości wypadkowej dyspersji wnęki zaprezentowano na Rys. 36.



Rysunek 36. Wypadkowa dyspersja oscylatora (GDD) i częstotliwość repetycji ( $f_{rep}$ ) w funkcji całkowitej długości włókna PM SMF.

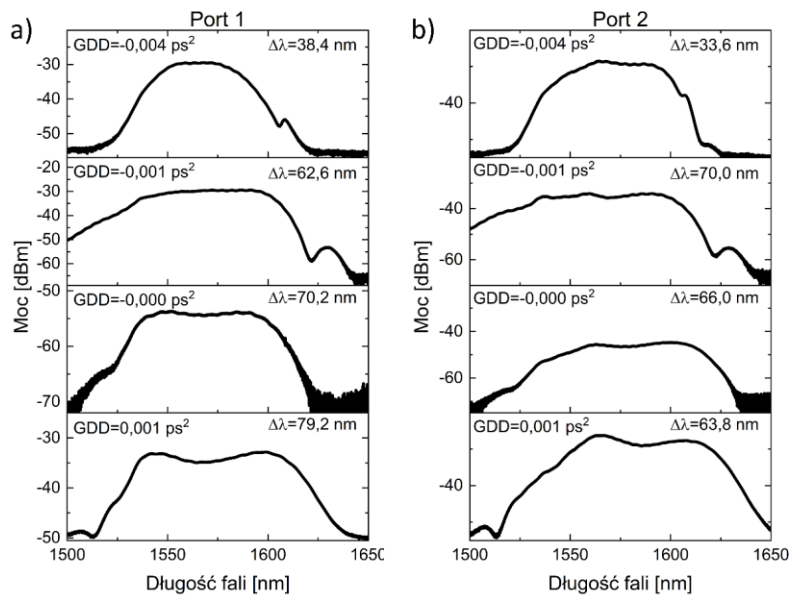
W trakcie skracania oscylatora wartość  $f_{rep}$  zmieniała się w zakresie od około 51,5 do około 92,5, MHz, tym samym obliczona na podstawie danych literaturowych wypadkowa dyspersja zmieniła swoją wartość z około  $-0,034$  do około  $0,006$  ps<sup>2</sup>. Charakterystykami wyjściowymi, jakie badano były: widmo optyczne i radiowe generowanych impulsów, średnia moc, autokorelacja oraz charakteryzacja fazy spektralnej za pomocą techniki FROG. W zakresie GDD od  $-0,034$  do  $-0,012$  ps<sup>2</sup> oscylator pracował w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Widma optyczne na obu portach wyjściowych ulegały stopniowemu poszerzeniu wraz ze skracaniem długości oscylatora. Moc pompująca pozwalająca na samowzбудną pracę wzrastała od wartości około 355 do 415 mW. Moc pompująca dla pracy jednoimpulsowej zmieniała się od wartości około 128 mW dla najniższej wartości GDD do 133 mW dla jej największej wartości. Średnia moc wyjściowa oscylowała wokół około 3,5 mW i 5,0 mW, dla odpowiednio portu 1 oraz 2. Charakterystyczną dla tego reżimu pracy obecność fali dyspersyjnej w widmie oraz kształt widma opisywany funkcją  $\text{sech}^2$  obserwowano na porcie wyjściowym 1. Z kolei widmo na porcie 2 obserwowano relatywnie szersze widma oraz minimum lokalne umiejscowione na długości fali około 1600 nm, które odpowiadało lokalnemu maksimum na porcie 1, potwierdzającym tym samym interferencyjny charakter użytego SA. Rys. 37 przedstawia widma optyczne z obu portów oscylatora pracującego w reżimie solitonowym.



Rysunek 37. Widma optyczne zmierzone na porcie wyjściowym 1 (a) oraz porcie wyjściowym 2 (b) oscylatora pracującego w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych.

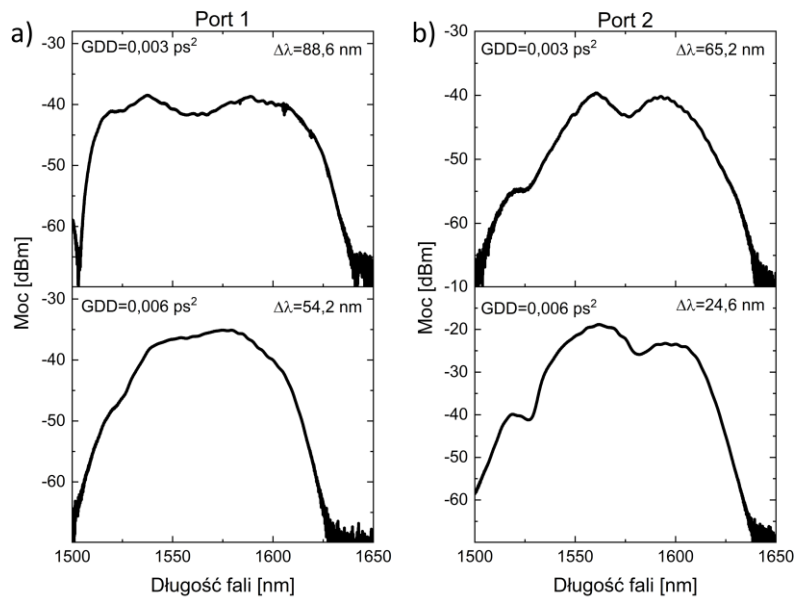
Po przekroczeniu wartości  $-0,010 \text{ ps}^2$  zauważono wyraźną zmianę w rejestrowanych widmach, które utraciły charakterystyczny kształt kojarzony z laserami solitonowymi na rzecz płaskiego wierzchołka z łagodnie opadającymi zboczami na porcie 1 oraz bardzo szerokiego wierzchołka z niewielkim minimum lokalnym w jego środku na porcie 2. W trakcie skracania oscylatora uzyskiwano coraz szersze widma z coraz bardziej uwidaczniającym się minimum lokalnym w ich środkach na obu portach wyjściowych. Stopniowemu wzrostowi ulegała również moc pompująca potrzebna do uzyskania samowzbudności pracy impulsowej, która przy maksymalnej mocy pompującej następowała, pomijawszy wieloimpulsowy tryb pracy. Zamiast tego, obserwowano komponent pracy ciągłej przypadający w okolicach minimum lokalnego, który eliminowano stopniowo, zmniejszając moc pompy do wartości około 180 mW. Po przekroczeniu zera dyspersji nastąpiło niewielkie zwężenie widma na porcie 2, a moc pompująca pozwalająca na jednoimpulsową pracę wynosiła około 190 mW. Dalszy wzrost wartości wypadkowej dyspersji prowadził do generacji impulsów o widmach przypominających trapez z minimum lokalnym w środku. Rys. 38 prezentuje wybrane wyniki obserwacji widm optycznych w zakresie solitonów oddychających.





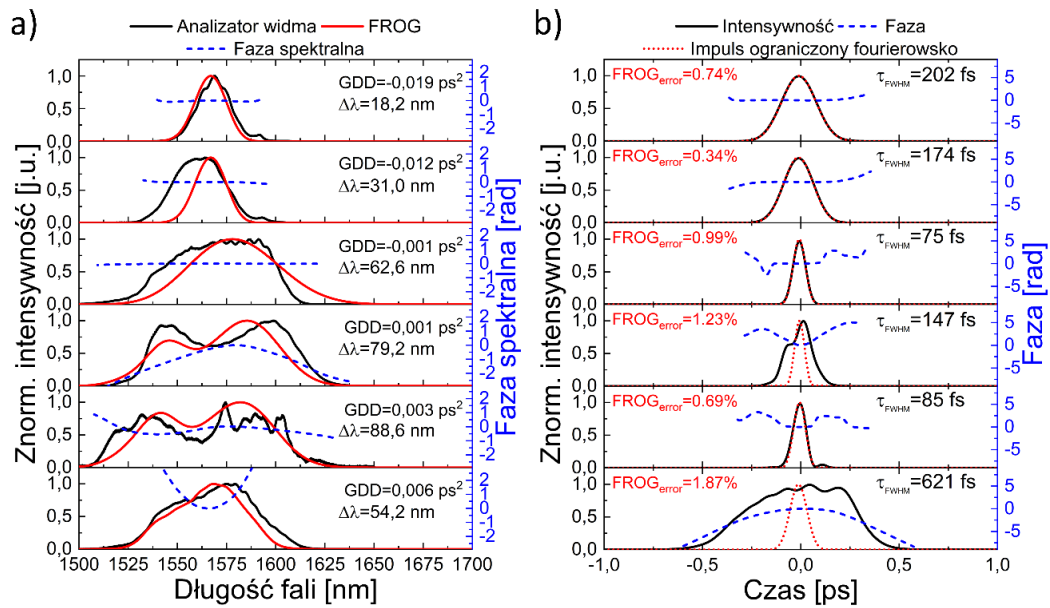
Rysunek 38. Widma optyczne zmierzone na porcie wyjściowym 1 (a) oraz porcie wyjściowym 2 (b) oscylatora pracującego w reżimie solitonów oddychających.

Po przekroczeniu wartości około  $0,003 \text{ ps}^2$  moc pompująca pozwalająca na pracę jednoimpulsową wzrosła dość gwałtownie do wartości około 300 mW. Ponieważ nie zastosowano filtracji spektralnej innej niż ta wynikająca z własności samego SA czy też użytych komponentów optycznych, to tryb ten można określić mianem solitonów ograniczonych pasmem wzmacniającym [296]. Dla portu 1 zaobserwowano widmo o szerokości połówkowej niemal 90 nm. Po ponownym skróceniu oscylatora, widma uległy natomiast gwałtownemu zwężeniu i przybrały charakterystyczny dla DS prostokątny kształt na porcie 1, podczas gdy na drugim porcie zaobserwowano skomplikowane widmo z dwoma maksimumami lokalnym, z których to przesunięte w stronę fal krótszych znacznie przewyższało drugie, mające maksimum przypadające na około 1600 nm. Dalsze obserwacje zostały przerwane ze względów na długość oscylatora, a w szczególności na pozostające odcinki włókna PM SMF pomiędzy komponentami PM WDM i COL<sub>2</sub>. Na Rys. 39 zaprezentowano widma optyczne impulsów wyjściowych oscylatora rejestrowane pomiędzy reżimem solitonów oddychających i DS ograniczonych wzmocnieniem.



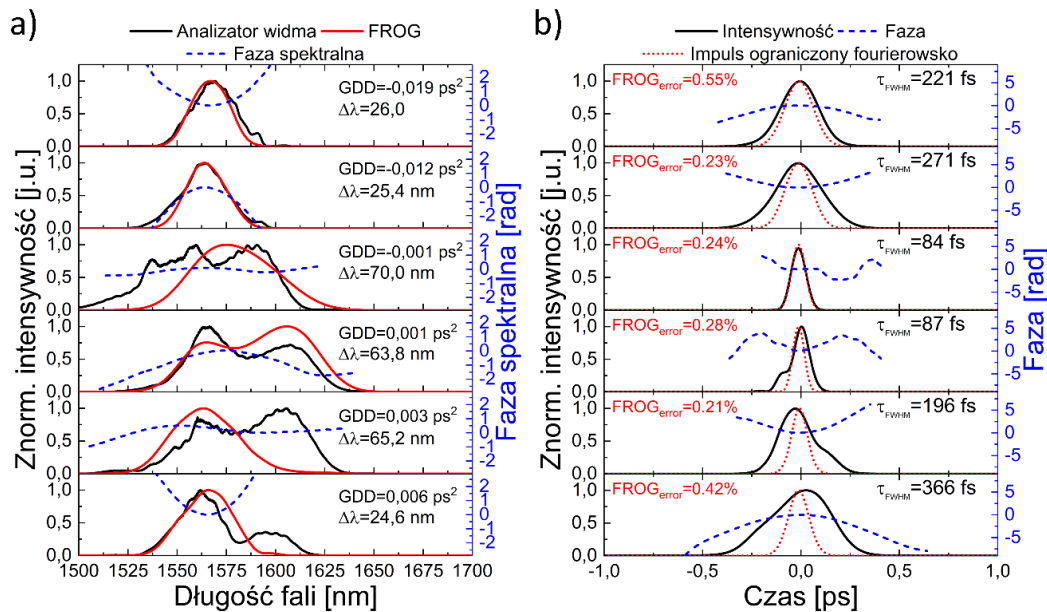
Rysunek 39. Widma optyczne zmierzone na porcie wyjściowym 1 (a) oraz porcie wyjściowym 2 (b) oscylatora pracującego w wypadkowo normalnej dyspersji.

Do charakteryzacji czasu trwania impulsów wykorzystano dwie popularne techniki pomiarowe tj. pomiar autokorelacji oraz charakteryzację techniką FROG. W trakcie pomiaru zaobserwowano niewielką rozbieżność pomiędzy pomiarem czasu trwania impulsu przy użyciu autokorelatora i FROG, szczególnie w przypadku DS, kiedy kształty impulsów zaczynają być bardziej złożone. Ponieważ technika FROG pozwala na odtworzenie pola elektrycznego impulsu wraz z jego fazą oraz mając na uwadze ograniczenia techniki autokorelacji w przypadku złożonych przebiegów czasowych, wybrano wyniki pomiaru FROG jako bardziej miarodajne. Na Rys 40. przedstawiono wybrane wyniki obserwacji portu 1. W przypadku portu wyjściowego 1 czas trwania w reżimie solitonowym ulegał skracaniu wraz ze zwiększaniem się wypadkowej wartości GDD, a faza spektralna pozostawała płaska. Również w okolicy zera dyspersji faza pozostawała płaska, a najkrótszy zarejestrowany czas trwania impulsu wynosił 75 fs (Rys. 40(b)). W całym tym zakresie energia przypadająca na jeden impuls oscyluje wokół wartości około 60 pJ. Po zmianie znaku dyspersji na dodatni czas trwania utrzymywał się na poziomie poniżej 100 fs, a energia wzrastała stopniowo do wartości 135 pJ. Dwa ostatnie punkty pomiarowe wskazują na istotne wydłużenie się czasu trwania impulsu przy jednoczesnym wzroście energii impulsów oraz obserwacji parabolicznej fazy czasowej impulsów.



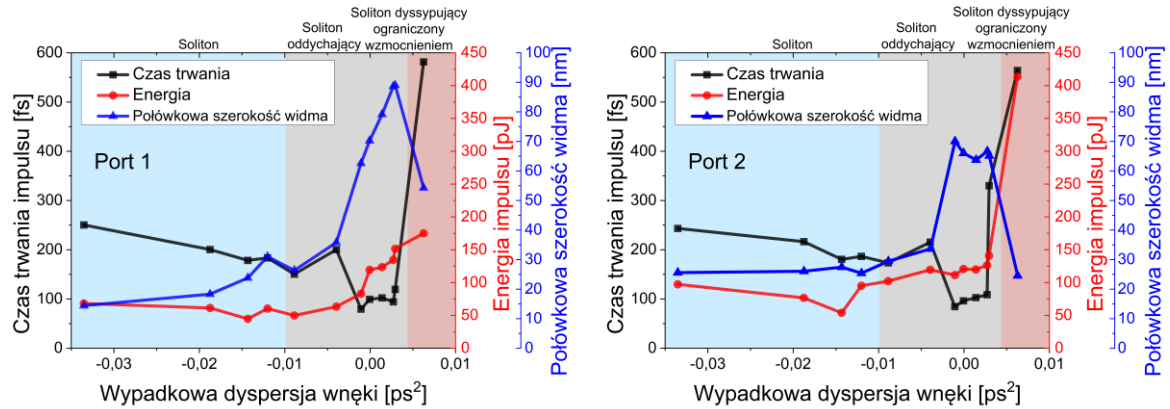
Rysunek 40. Charakterystyki zarejestrowane na porcie wyjściowym 1 w funkcji wypadkowej dyspersji wneki. (a) Widmo optyczne zmierzone analizatorem widma optycznego (czarna linia ciągła) i techniką FROG (czerwona linia ciągła) wraz z odzyskaną fazą spektralną (niebieska linia przerywana). (b) Zrekonstruowane profile czasowe impulsów (czarna linia ciągła), intensywność ograniczona transformacją Fouriera (czerwona linia przerywana) oraz faza impulsów (niebieska linia przerywana).

Z kolei na porcie wyjściowym 2 czas trwania impulsów w reżimie solitonowym utrzymywał się w okolicach ponad 200 fs, a faza czasowa impulsu wskazywała na niewielki *chirp*. Energia impulsów jest nieco wyższa niż na porcie wyjściowym 1. W okolicach zera dyspersji zaobserwowano impulsu o niemal płaskiej fazie spektralnej i najkrótszym czasie trwania 84 fs. W ten sposób w normalnej dyspersji energia impulsów sięgnęła ponad 400 pJ, a czas trwania utrzymywał się poniżej 400 fs. Na Rys. 41 przedstawiono wybrane wyniki charakteryzacji portu 2.



Rysunek 41. Charakterystyki zarejestrowane na porcie wyjściowym 2 w funkcji wypadkowej dyspersji wneki. (a) Widmo optyczne zmierzone analizatorem widma optycznego (czarna linia ciągła) i techniką FROG (czerwona linia ciągła) wraz z odzyskaną fazą spektralną (niebieska linia przerywana). (b) Zrekonstruowane profile czasowe impulsów (czarna linia ciągła), intensywność ograniczona transformacją Fouriera (czerwona linia przerywana) oraz faza impulsów (niebieska linia przerywana).

Rys 42. przedstawia zestawienie szerokości spektralnej, czasu trwania oraz energii impulsów w funkcji wypadkowej dyspersji wneki. Pomimo wyraźnych różnic w charakterystykach pomiędzy oboma wyjściami zaobserwować można, że w okolicach zera wypadkowej dyspersji oba wyjścia oferowały niemal ograniczone fourierowsko impulsy o czasie trwania poniżej 90 fs. Zakres dyspersji anomalnej ograniczał szerokość i energię impulsu, co można wyjaśnić teorią solitonu. Maksymalna moc średnia była tu ograniczona przez limit pracy pojedynczego impulsu. Zmniejszenie czasu trwania impulsu i wzrost energii impulsu można zaobserwować w reżimie dyspersji bliskiej zera, gdzie mechanizm rozciągania impulsu prowadził do okresowego rozciągania i kompresji impulsu, umożliwiając akumulację w nim energii. W obszarze bliskim zera dyspersji oba porty oferowały impulsy o czasie trwania poniżej 90 fs oraz płaskim przebiegiem fazy spektralnej [35], [297]. Wraz z wejściem w zakres pracy DS obserwuje się znaczny wzrost energii impulsów, kubiczną fazą spektralną oraz jednoczesnym wydłużaniem się połówkowego czasu trwania.



Rysunek 42. Połówkowy czas trwania impulsów, energia impulsów oraz połówkowa szerokość spektralna w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki zmierzona na obu portach.

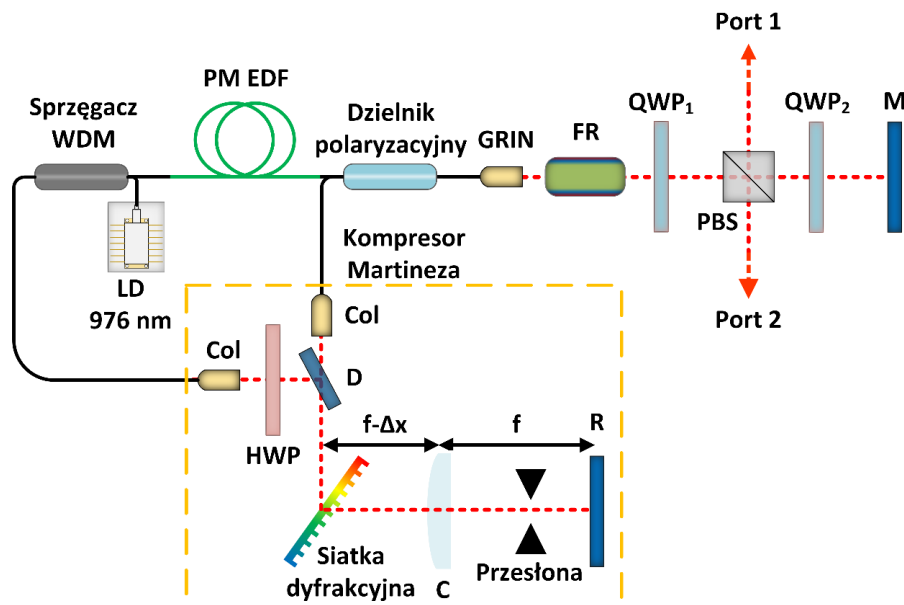
## 4.3 Światłowodowy laser femtosekundowy w konfiguracji F9L z wewnątrzwnętkowym kompresorem

Aby rozszerzyć zakres przestrajania wypadkowej dyspersji wnęki, ograniczyć zmianę długości rezonatora oraz uniknąć zmiany asymetrii ułożenia włókna aktywnego przeprowadzono zarządzanie dyspersją poprzez umieszczenie kompresora siatkowego wewnątrz oscylatora. Dodatkowym atutem tego rozwiązania była możliwość płynnego przestrajania wprowadzanej dyspersji za pomocą zautomatyzowanej linii przesuwnej oraz filtracji spektralnej poprzez włączenie do układu przesłony o zmiennej szerokości. Celem badania było porównanie charakterystyk wyjściowych na obu portach w funkcji wypadkowej dyspersji. W reżimie DS zademonstrowano przestrajanie pomiędzy trzema stanami pracy za pomocą przestrajania pasmowoprzepustowego filtra spektralnego oraz zmiany mocy pompującej oscylatora.

### 4.3.1 Schemat układu

Do konstrukcji badanego oscylatora użyto tego samego włókna aktywnego oraz tych samych komponentów objętościowych i światłowodowych co w liniowym ramieniu układu z Sekcji 4.2. Oprócz dodania kompresora siatkowego i związanego z tym wydłużenia sekcji włókna pasywnego, do łączenia wiązek opuszczających NALM użyto światłowodowego dzielnika polaryzacyjnego, który zastąpił  $PBC_1$  i uprościł cały układ, eliminując jeden z kolimatorów. Dzielnik polaryzacyjny dzieli port wejściowy znajdujący się po stronie soczewki GRIN pomiędzy ramiona NALM w zależności od stanu polaryzacji wiązki opuszczających liniowe ramię w ten sposób, że każda z ortogonalnych polaryzacji liniowych trafiała do wolnej osi światłowodu w segmencie NALM. Całkowita długość włókna pasywnego to 240 cm. Wypadkowa dyspersja wnęki bez uwzględnienia kompresora wynosiła  $-0,0258 \text{ ps}^2$ . Układ kompresora jest jednym z wariantów układu Martineza, w którym zamiast pary odbiciowych siatek dyfrakcyjnych zastosowano pojedynczą siatkę dyfrakcyjną oraz retroreflektor [298]. Komponenty spektralne wiązki padającej na transmisyjną siatkę dyfrakcyjną (Ibsen Photonics NIR-966–914) pod kątem

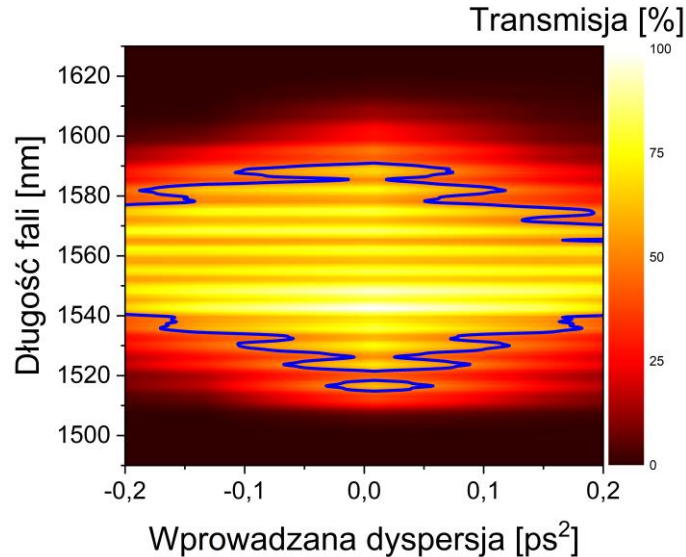
Littrowa zostały rozdzielone przestrzennie, po czym padały na soczewkę cylindryczną o ogniskowej  $f=100$  mm, która wraz ze zwierciadłem tworzyła układ teleskopu. Dyspersję wprowadzało się poprzez zmianę odległości siatki dyfrakcyjnej od soczewki cylindrycznej  $f - \Delta x$ . Gdy odległość ta była mniejsza niż  $f$ , to układ wprowadzał normalną dyspersję, gdy  $\Delta x$  była ujemna, to wprowadzana była dyspersja anomalna. Zmotoryzowany stolik przesuwny o długości 150 mm (Thorlabs LTS150/M), na którym umieszczono soczewkę oraz retroreflektor, pozwalał na płynne przestrajanie wprowadzanej dyspersji. Wiązki wchodząca i wychodząca z układu były przestrzennie rozdzielone dzięki retroreflektorowi. Poprzez zastosowanie lustra w kształcie litery D wiązka wychodząca była skierowywana do portu wyjściowego kompresora. Umieszczenie HWP (Thorlabs WPH05M-1550) przed jednym z kolimatorów pozwoliło dostosować się do względnego przesunięcia wolnych osi obu kolimatorów. Podwójne przejście przez siatkę dyfrakcyjną pozwalało na podwojenie dyspersji wprowadzanej przez układ oraz niwelowało przestrzenną separację składowych widma na jego wyjściu (*chirp* przestrzenny). Rys. 43 przedstawia schemat układu F9L z wewnątrzogniskowym kompresorem siatkowym w konfiguracji Martineza.



Rysunek 43. Schemat układu oscylatora w konfiguracji F9L z objętościowym układem kompresora siatkowego. WDM: światłowodowy sprzęgacz z podziałem długości fali; LD: dioda laserowa; PM EDF: utrzymujący stan polaryzacji jednomodowy światłowód domieszkowany jonami erbu; D: zwierciadło w kształcie litery D; Col: kolimator; GRIN: gradientowa soczewka światłowodowa; PBS: polaryzacyjny rozdzielacz wiązki; FR: rotator Faradaya; QWP: płytka ćwierćfalowa; HWP: płytka półfalowa; C: soczewka cylindryczna;  $f$ : ogniskowa soczewki cylindrycznej;  $\Delta x$ : odległość pomiędzy siatką dyfrakcyjną a soczewką cylindryczną; M: zwierciadło; R: retroreflektor

Przed umieszczeniem kompresora wewnątrz oscylatora przeprowadzono pomiar transmisji pomiędzy wejściem i wyjściem kompresora w funkcji ustawienia ruchomego stolika oraz długości fali za pomocą szerokiego i przestrajalnego źródła światła, które emitowało w zakresie od 1500 do 1620 nm. Kolejnym etapem było skalibrowanie dyspersji wprowadzanej przez kompresor w funkcji ustawienia zmotoryzowanego stolika. W tym celu posłużono się źródłem impulsowym o znanych charakterystykach i mierzono zmianę

czasu funkcji autokorelacji jego sygnału po przejściu przez kompresor. W ten sposób wyznaczono mapę transmisji kompresora zaprezentowaną na Rys. 44. Transmisja kompresora zmierzona dla zerowej wartości wprowadzanej dyspersji wynosiła 72%.

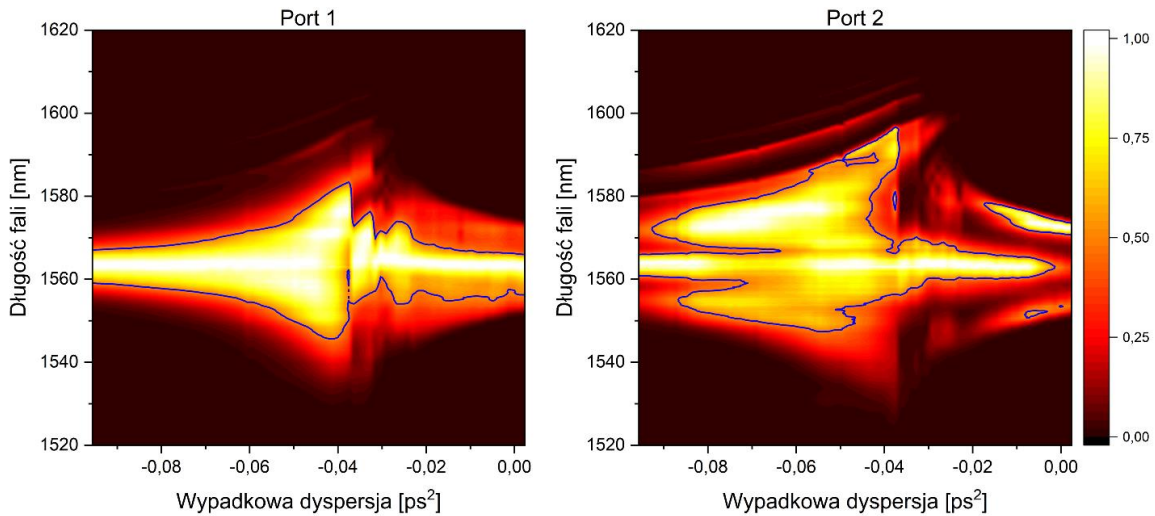


Rysunek 44. Znormalizowana mapa transmisji przez kompresor siatkowy w funkcji wprowadzanej dyspersji oraz długości fali. Niebieską linią zaznaczono transmisję o wartości 50%.

#### 4.3.2 Charakterystyka pracy oscylatora w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki lasera

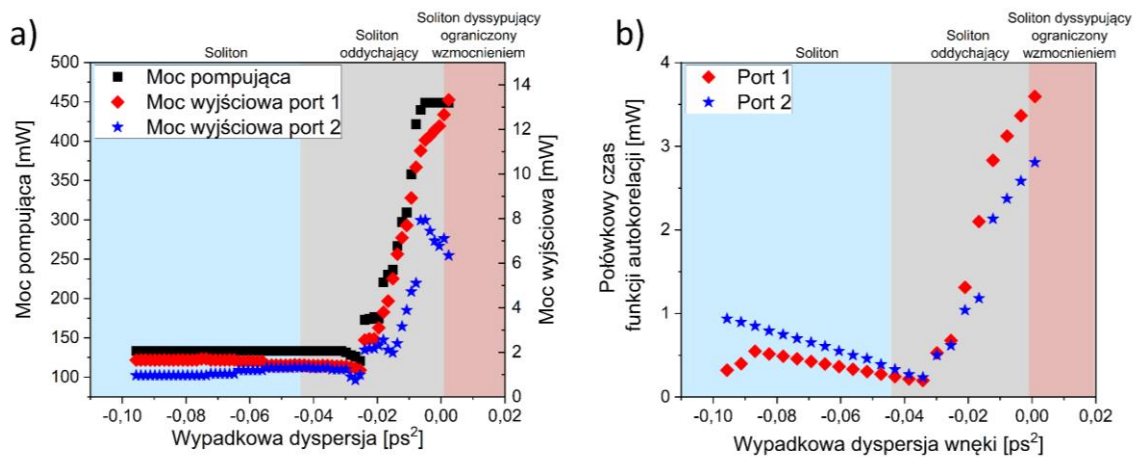
W niniejszym podrozdziale przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych zrealizowanych w opisanym wyżej układzie oscylatora z wewnątrzwnętkowym kompresorem siatkowym. Na Rys. 45 zaprezentowano mapę termiczną złożoną z widm optycznych zaobserwowanych w trakcie przestrajania wypadkowej dyspersji wnęki w zakresie od  $-0,0941$  do  $0,0022$  ps<sup>2</sup> bez dodatkowej filtracji wnęki. Łącznie wykonano 68 punktów pomiarowych, przesuując stolik co  $0,05$  mm, co odpowiadało jednorazowej zmianie GDD o około  $0,00146$  ps<sup>2</sup>. Dla mniejszych wartości wypadkowej dyspersji samowzбудna praca impulsowa miała charakter wieloimpulsowy, którego nie można było wyeliminować bez utraty synchronizacji modów. Stopniowe poszerzenie się widm wraz ze wzrostem wartości GDD aż do wartości około  $-0,04$  ps<sup>2</sup>, odpowiada zakresowi konwencjonalnych solitonów optycznych. Początkowo widma na porcie 1 były stosunkowo najwęższe oraz posiadały liczne rzędy prążków Kelly’ego, a na porcie 2 obserwowano dwa listki boczne otaczające środkowe maksimum. W zakresie solitonów oddychających rejestrowano dalsze poszerzenie się widm optycznych. Po przekroczeniu wartości  $-0,04$  ps<sup>2</sup> listki zlewały się z głównym pikiem, tworząc widmo szersze niż na porcie 1. Dla GDD o wartości  $-0,037$  obserwowano najszersze widma optyczne na obu portach wyjściowych. Kolejno następowało zawężenie się widm rejestrowanych na obu wyjściach. W okolicy zera dyspersji następowała kolejna zmiana, a oscylator pracował w reżimie solitonów ograniczonych wzmocnieniem. Stopniowe zwiększanie się wartości

wypadkowej dyspersji powodowało kolejno zawężanie się obserwowanych widm oraz występowanie dodatkowych maksimum lokalnych na porcie 2.



Rysunek 45. Znormalizowana mapa termiczna widma optycznego rejestrowanego na obu portach wyjściowych oscylatora z wewnątrzwnętkowym kompresorem siatkowym bez udziału dodatkowej filtracji spektralnej. Zakres sięga od konwencjonalnego solitonu optycznego aż po ostatnie widma rejestrowane w zakresie wypadkowo dodatniej dyspersji wnęki. Niebieską linią zaznaczono połówkową szerokość widma.

Rys. 46(a) podsumowuje moc pompującą pozwalającą na pracę jednoimpulsową, moce wyjściowe na obu portach oraz połówkowy czas funkcji autokorelacji w zależności od wypadkowej dyspersji wnęki.



Rysunek 46. Charakterystyki mocy wyjściowych na obu portach oraz mocy pompującej dla pracy jednoimpulsowej (a) oraz zmierzony połówkowy czas funkcji autokorelacji impulsów z obu portów wyjściowych w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki (b).

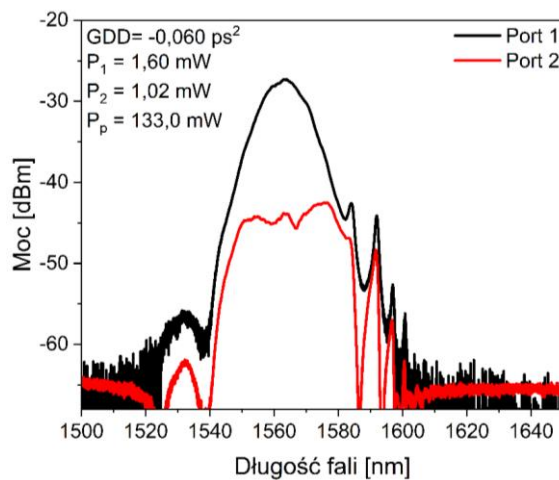
W reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych wartości te nie ulegały znaczącym zmianom. Po zmianie kształtu widma miało miejsce minimum dla wszystkich trzech parametrów. Kolejno następował niemal liniowy przyrost mocy wyjściowej na porcie 1 oraz mocy pompującej, z kolei moc na porcie 2 najpierw rosła, by następnie zmaleć dla GDD powyżej  $-0,006 \text{ ps}^2$ . Analizując połówkową szerokość funkcji autokorelacji (Rys.



46(b)) impulsów można zauważyć jedno minimum pokrywające się dla obu portów dla GDD równym  $-0,035 \text{ ps}^2$  co odpowiada miejscu tuż za wystąpieniem zmiany charakteru rejestrowanych widm optycznych. Zauważyć należy, że wynik pomiaru czasu trwania impulsu mierzony techniką autokorelacji musi uwzględniać współczynnik kształtu.

### 4.3.3 Konwencjonalny soliton optyczny

W zakresie przestrajania GDD od  $-0,095$  do  $-0,044 \text{ ps}^2$  obserwowano pracę w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Samowzbudna praca impulsowa następowała dla mocy pompującej około 600 mW, a jednoimpulsowy tryb pracy uzyskiwano dla mocy 133 mW (prąd pompy 370 mA). Moc wyjściowa na porcie 1 wynosiła około 1,5 mW, a na porcie 2 około 1,0 mW. Ze względu na starty wprowadzane przez kompresor (około 30%), obserwowano wyraźne maksimum lokalne na długości fali 1530 nm (ASE), a centralna długość fali na porcie 1 i 2 wynosiła około 1565 nm. W obu widmach zauważalne było też wiele rzędów prążków Kelly'ego o stosunkowo niewielkiej amplitudzie. Rys. 47 przedstawia przykładowe widma rejestrowane w reżimie solitonowym dla wypadkowego GDD o wartości  $-0,060 \text{ ps}^2$ . Widmo na porcie 1 miało kształt opisywany  $\text{sech}^2$  i szerokość połówkową 9,5 nm, podczas gdy na porcie 2 rejestrowano szersze i płaskie widma o szerokości połówkowej 22,5 nm. Oba widma posiadają szereg prążków Kelly'ego bocznych po stronie fal dłuższych oraz uwidocznione ASE po stronie fal krótszych.

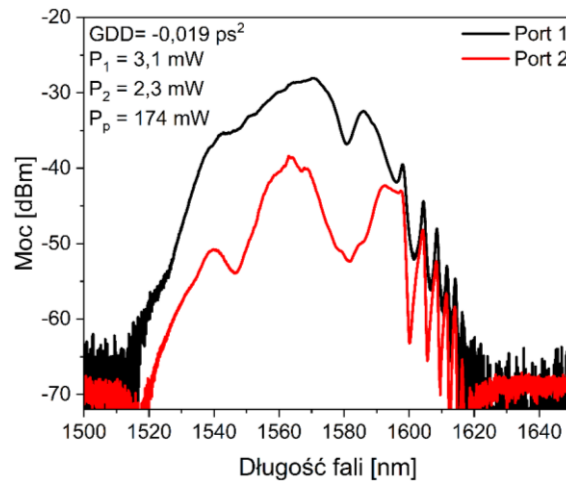


Rysunek 47. Widma optyczne zarejestrowane na obu portach wyjściowych dla wypadkowej dyspersji wnęki wynoszącej  $-0,060 \text{ ps}^2$ .

### 4.3.4 Soliton oddychający

Zakres reżimu solitonów oddychających występował dla wartości GDD od  $-0,044$  do  $0,001 \text{ ps}^2$ . Moc pompująca potrzebna do uzyskania pracy jednoimpulsowej zmieniała się w zakresie od 120 mW do 230 mW, a moce wyjściowe odpowiednio od 1,2 do 6,4 mW na porcie 1 oraz 1,0 do 2,4 mW na porcie 2. Widma optyczne nadal posiadały szereg przeplatających się minimów i maksimów lokalnych po stronie fal dłuższych, które mogą

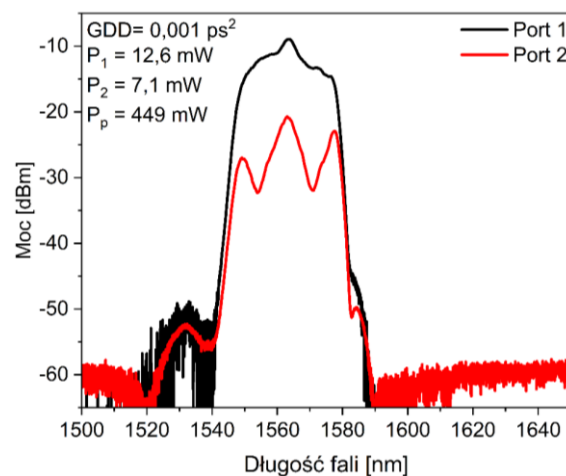
być efektem dyspersji wyższych rzędów wprowadzanej przez kompresor. Rys. 48 przedstawia typowe widma rejestrowane w reżimie solitonu oddychającego.



Rysunek 48. Widma optyczne zarejestrowane na obu portach wyjściowych dla wypadkowej dyspersji wewnątrz wynoszącej  $-0,019 \text{ ps}^2$ .

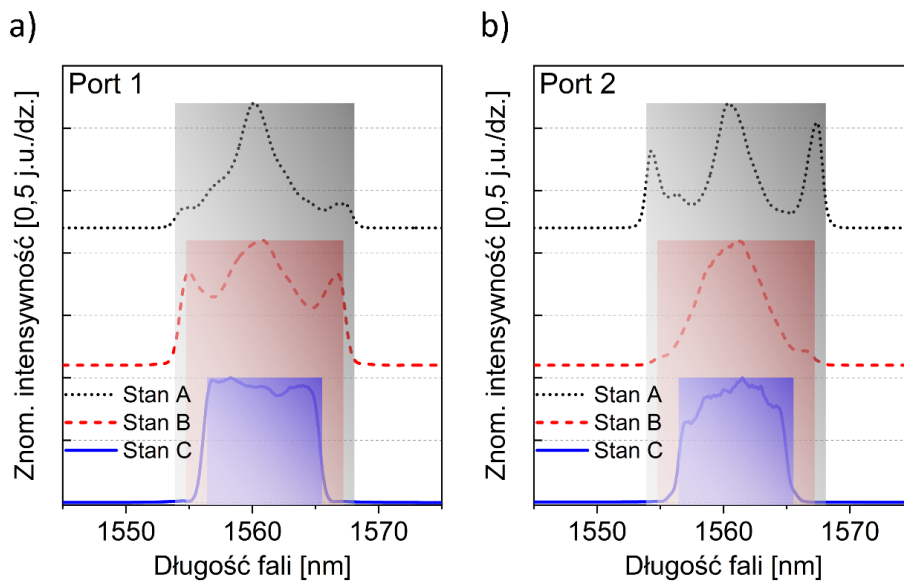
#### 4.3.5 Soliton dyssypujący

Po przekroczeniu zera dyspersji i przejściu do pracy w reżimie wypadkowo normalnej dyspersji zaobserwowano zawężenie się widm optycznych na obu portach i wydłużenie czasu trwania impulsów. Moc pompująca potrzebna do samowzbudnej pracy impulsowej wzrosła do ponad 900 mW, a moc pompująca pozwalająca na pracę jednoimpulsowej do około 450 mW. Średnia moc wyjściowa na porcie 1 ulegała dalszemu wzrostowi do wartości ponad 12,5 mW i malała na porcie 2 do wartości około 7,1 mW. Na widmach rejestrowanych na obu portach zauważono charakterystyczne ASE przypadające na 1530 nm. Po przekroczeniu GDD powyżej  $0,001 \text{ ps}^2$  oscylator nie posiadał samowzbudnej pracy impulsowej pomimo użycia ponad 1 W mocy pompującej. Rys. 49 przedstawia widma rejestrowane w reżimie DS bez użycia dodatkowego filtra spektralnego, nazwanego ograniczonym wzmocnieniem.



Rysunek 49. Widma optyczne zarejestrowane na obu portach wyjściowych dla wypadkowej dyspersji wewnątrz wynoszącej  $0,001 \text{ ps}^2$ .

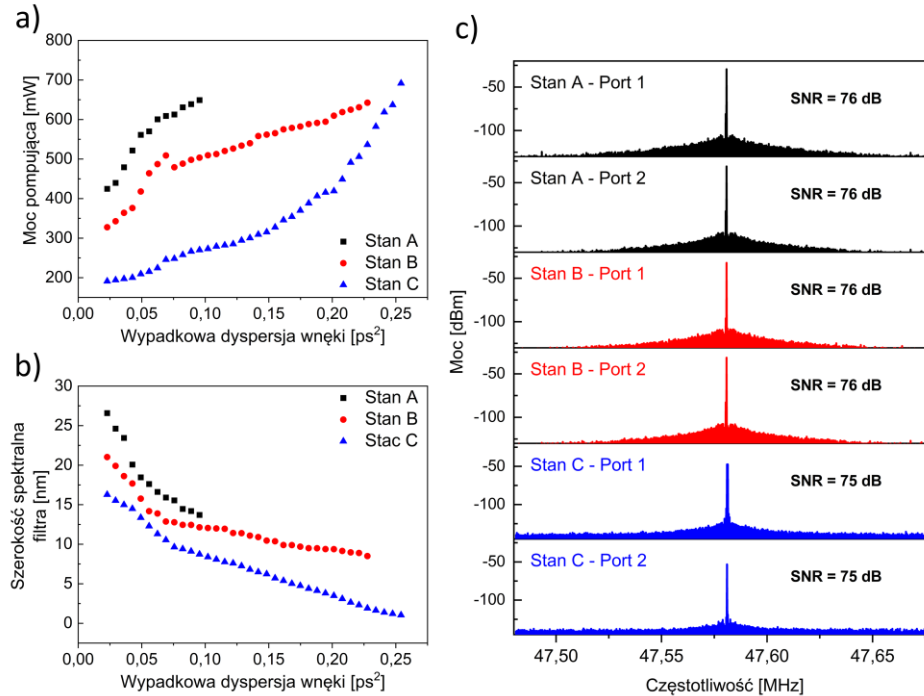
Po przekroczeniu granicy wprowadzanej do oscylatora dyspersji normalnej, która uniemożliwiała samowzбудną pracę jednoimpulsową, dołączono przestrajalną przesłonę (Thorlabs, VA100/M) pomiędzy soczewkę cylindryczną a retroreflektor, za pomocą której wprowadzano dodatkową filtrację spektralną, która była węższa niż ta wynikająca z transmisji kompresora i pasma wzmocnienia włókna aktywnego. Filtr został ustawiony w taki sposób, że jego centralna długość fali wynosiła 1560,0 nm dla każdego z trybów pracy. Poprzez zmianę szerokości tego filtra oraz wprowadzanej dyspersji, a także mocy pompującej zaobserwowano powtarzalne zmiany w charakterystykach wyjściowych na obu portach (Rys. 50).



Rysunek 50. Porównanie widm optycznych w trzech stanach pracy zmierzone na porcie 1 (a) oraz porcie 2 (b). Wypadkowa dyspersja wynosiła 0,089 ps<sup>2</sup>. Zaznaczone kolorem obszary wskazują na szerokość filtra spektralnego w danym stanie.

Tryby pracy w zakresie wypadkowej dyspersji wnęki od 0,022 do 0,280 ps<sup>2</sup> można w zależności od szerokości filtra podzielić na trzy osobne stany, które nazwano kolejno stanami A, B oraz C. Możliwość przejścia z jednego do drugiego stanu podyktowana była szerokością filtra oraz mocą pompującą włókno aktywne. Nie zmieniano z kolei parametrów NRPS. Obserwowane granice pomiędzy stanami były na tyle rozróżnialne, że pomiędzy dwoma różnymi stanami pracy występowały takie wartości szerokości filtra, dla których nie uzyskiwano pracy w reżimie synchronizacji modów podłużnych. Z kolei w obrębie danego stanu istniała możliwość niewielkiego dostrajania szerokości filtra bez utraty pracy jednoimpulsowej. Z uwagi na tak rozumianą niearbitralność ustawień postanowiono przyjąć, że rejestrowane będą charakterystyki pracy wyłącznie dla najszerszego możliwego ustawienia filtra, które umożliwiają stabilną pracę jednoimpulsową dla każdego poszczególnego stanu. Aby ujednoczyć w pewien sposób każdy ze stanów, przyjęto pewne założenia dotyczące wyglądu widma optycznego. W stanie A stosowano możliwie najszerszy filtr spektralny, który zapewniał samowzbudną pracę w reżimie synchronizacji modów podłużnych. Stan B był rozpoznawany przez filtr na tyle wąski, że boczne listki w widmie z port wyjściowego 2 znikły i pojawiały się na

widmie w porcie wyjściowym 1. Stan C uzyskiwano dla najszerszego ustawienia filtra, które powodowało prostokątne widma na obu portach wyjściowych. Rys. 51 przedstawia parametry pracy oscylatora w reżimie DS z dodatkową spektralną filtracją oraz porównanie widm radiowych w trzech różnych stanach pracy z obu portów wyjściowych zarejestrowanych dla takich samych wartości wypadkowej GDD.



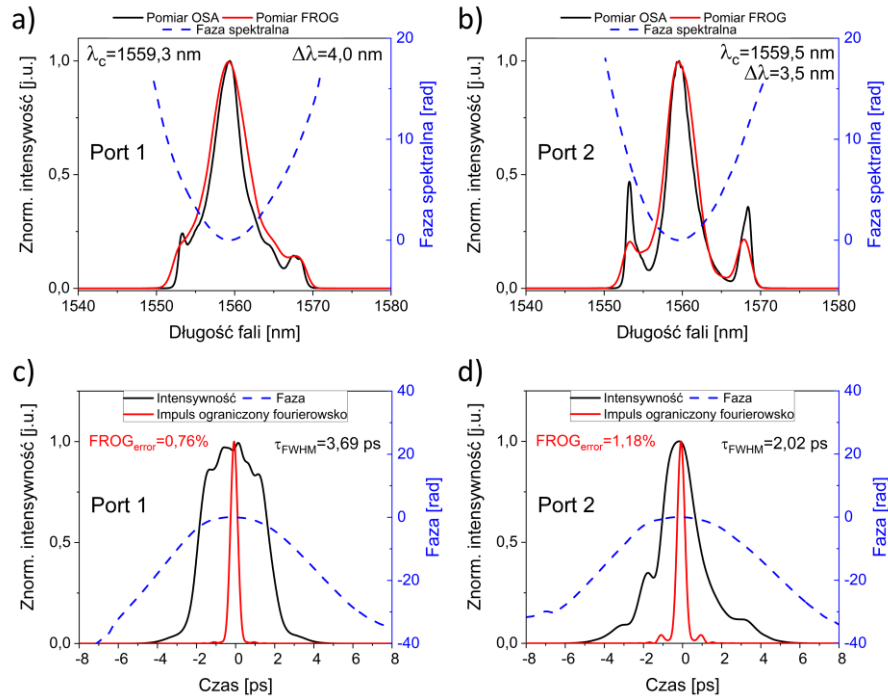
Rysunek 51. Warunki pracy oscylatora w reżimie solitonów dyssypujących z dodatkową spektralną filtracją wnęki. (a) Maksymalna moc pompująca wymaga do uzyskania pracy jednoimpulsowej. (b) Szerokość połówkowa filtra o centralnej długości fali 1560,0 nm. (c) Porównanie widm radiowych w trzech różnych stanach pracy z obu portów obserwowanych dla identycznej wartości wypadkowej dyspersji wnęki równej 0,076 ps<sup>2</sup>.

Aby potwierdzić jakość sygnału optycznego generowanego przez laser, wykonano pomiary widma radiowego impulsów za pomocą szybkiej fotodiody i analizatora RF. Widma były obserwowane w paśmie 200,0 kHz z rozdzielczością 5,1 Hz. Stosunek sygnału do szumu wynosił co najmniej 75 dB w każdym ze stanów pracy. Można zauważyć, że zakres pracy impulsowej w stanie A kończy się na wartości wypadkowej dyspersji około 0,100 ps<sup>2</sup>. Obserwowaną przyczyną tego stanu jest niewystarczająca moc pompowania, która uniemożliwiła laserowi samowzbudność w reżimie synchronizacji modów. Podobnie jest w przypadku stanu B, którego zakres sięga do wartości około 0,230 ps<sup>2</sup>. Stan C obserwowano dla najszerszego zakresu mocy pompujących i najmniejszych szerokości filtra.

#### 4.3.5.1 Soliton dyssypujący pracujący w stanie A

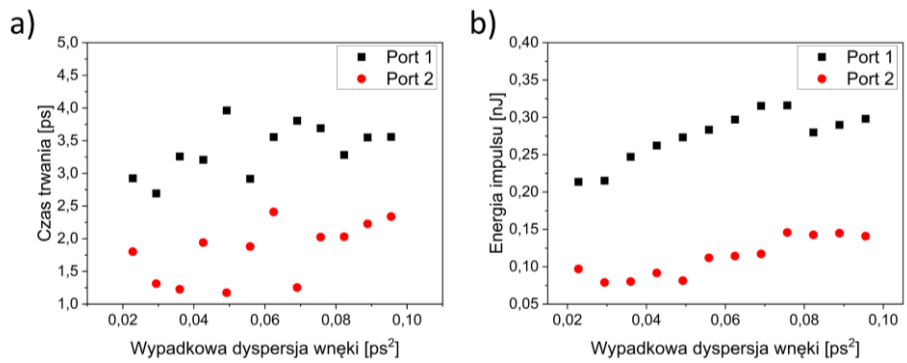
Podczas pracy w stanie A, tj. z najszerszym filtrem spektralnym umożliwiającym samowzбудną pracę w trybie synchronizacji modów podłużnych, bezpośrednio z obu portów wyjściowych otrzymano impulsy o stosunkowo wąskim paśmie optycznym i długim czasie trwania. Na porcie 1 zaobserwowano widma optyczne o kształcie krzywej

gaussowskiej z wyraźnym piedestałem sięgającym około 20% maksymalnej intensywności. Dla porównania, w porcie 2 zaobserwować można listki boczne osiągające około 50% intensywności piku głównego. Charakterystyki przedstawione na Rys. 52 zostały zmierzone dla wypadkowej dyspersji odpowiadającej najwyższej wartości energii impulsów otrzymanych z obu portów, odpowiednio 316 pJ i 146 pJ dla portów 1 i 2.



Rysunek 52. Charakterystyki zmierzone na obu portach w stanie A dla wypadkowego GDD równego  $0,076 \text{ ps}^2$ . Widma optyczne zmierzone za pomocą OSA (czarna linia ciągła) i FROG (czerwona linia ciągła) z odzyskaną fazą widmową (niebieska linia przerywana) (a,b). Zmierzone i zrekonstruowane pole elektryczne (czarna linia ciągła), impuls ograniczony fourierowsko (czerwona linia ciągła) wraz z fazą impulsu (niebieska linia przerywana) zmierzone techniką FROG (c,d).

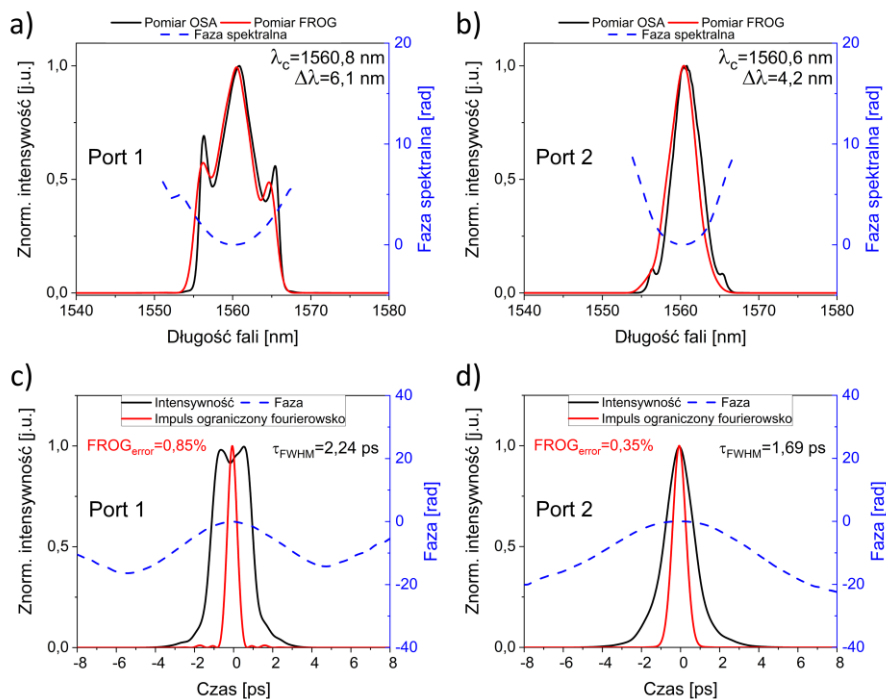
Prostokątna filtracja spektralna powoduje pojawienie się dodatkowych prążków bocznych w widmach na porcie 2. Na porcie 1 widoczny jest piedestał w miejscach występowania prążków bocznych portu 2. Pomiary FROG wykazały, że skumulowany *chirp* w stanie A jest największy. Impulsy nie były kompresowane poza wnęką, a wartości iloczynu czasu-pasmo (ang. *Time-Bandwidth Product*, TBP) wynosiły około 2,2 i od 0,5 do 1,0 dla portu 1 i 2, co wskazuje na możliwość zewnętrznej kompresji impulsów. Rys. 53 przedstawia podsumowanie charakterystyk wyjściowych zmierzonych na obu portach. Pewne nieregularności w charakterystykach mogą wynikać ze zmian w transmisji części objętościowej w trakcie pracy z układem. Nie zaburzają jednak trendów pokazujących zmianę czasu trwania i energii impulsu. Pewnym ograniczeniem zakresu działania w tych warunkach jest również dostępna moc pompowania, która dla  $\text{GDD} > 0,100 \text{ ps}^2$  okazała się być niewystarczającą dla uzyskania pracy impulsowej.



Rysunek 53. Charakterystyki wyjściowe oscylatora pracującego w stanie A. Czas trwania impulsu zmierzony FROG (a) oraz energia impulsów (b).

#### 4.3.5.2 Soliton dyssypujący pracujący w stanie B

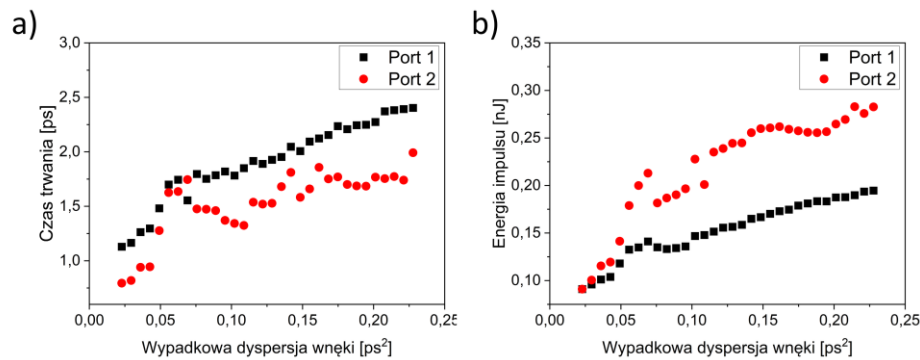
Drugi z przedstawionych stanów to taki, w którym szerokość filtra była ustawiona pomiędzy stanem z najszerszą aperturą (stan A), a ustawieniem filtra, który produkował prostokątne widmo na obu wyjściach (stan C). Charakterystyki przedstawione na Rys. 54 zostały zmierzone dla GDD o wartości  $0,188 \text{ ps}^2$ . Zmierzone dla tej wartości dyspersji energie impulsów wynoszą 183 pJ oraz 255 pJ, odpowiednio na porcie 1 i 2.



Rysunek 54. Charakterystyki mierzone na obu portach w stanie B dla wypadkowego GDD równego  $0,188 \text{ ps}^2$ . Widma optyczne zmierzone za pomocą OSA (czarna linia ciągła) i FROG (czerwona linia ciągła) z odzyskaną fazą widmową (niebieska linia przerywana) (a,b). Zmierzone i zrekonstruowane pole elektryczne (czarna linia ciągła), impuls ograniczony fourierowsko (czerwona linia ciągła) wraz z fazą impulsu (niebieska linia przerywana) zmierzone techniką FROG (c,d).

W stanie B zaobserwowano zmianę charakterystyki zarówno widma, jak i energii impulsu. Odrzucona część światła (port 2) charakteryzowała się wyższymi energiami impulsu

i krótszymi czasami trwania impulsu niż część transmitowana przez PBS<sub>2</sub> (port 1). Ponadto, widmo zarejestrowane na porcie 1 zawierało dwa listki boczne o amplitudzie powyżej 50% centralnego maksimum. Impulsy na porcie 1 przypominały krzywą gaussowską z lekkim piedestałem, którego intensywność nie przekraczała 10% piku głównego. Samowzbudna praca w reżimie synchronizacji modów podłużnych ze składową fali ciągłej występowała przy mocy pompowania około 1 W. Następnie zmniejszanie wartości mocy pompującej prowadziło do usunięcia komponentu pracy ciągłej w widmach optycznych i wyrównanego grzebienia w domenie radiowej. Przedstawione wyniki pochodzą z ustawienia maksymalnego prądu pompy, który zapewniał pracę bez komponentu pracy ciągłej. Dalsze zmniejszanie mocy pompowania powodowało relatywny wzrost listków bocznych względem piku centralnego na porcie 2 i zmniejszenie intensywności maksimum względem jego listków bocznych na porcie 1. Faza widmowa zmierzona techniką FROG była kwadratowa (liniowe opóźnienie grupowe), ale jej wartości były porównywalnie mniejsze niż w stanie A. Rys. 55 przedstawia podsumowanie charakterystyk wyjściowych zmierzonych w stanie B na obu portach wyjściowych.



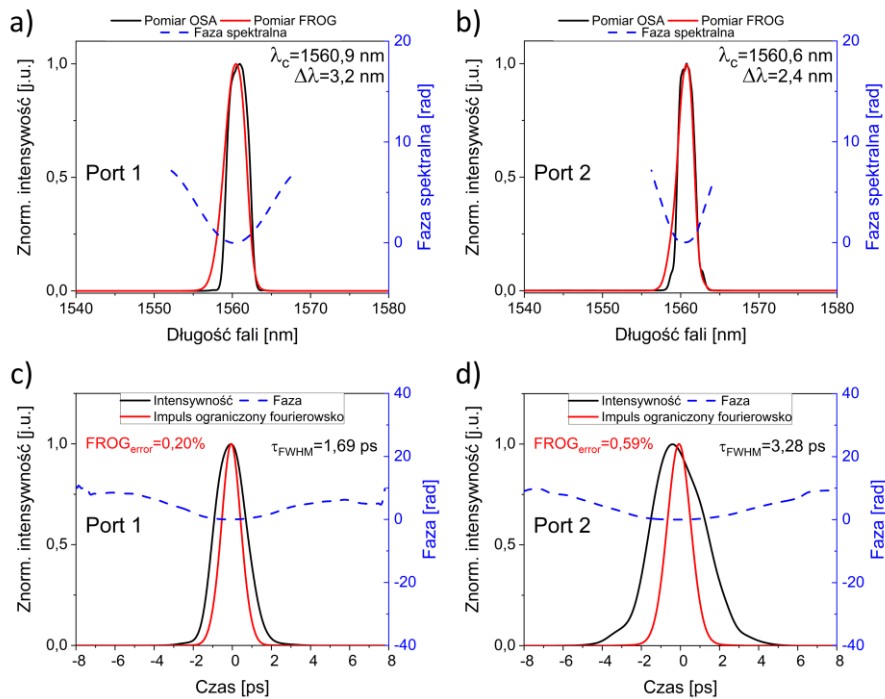
Rysunek 55. Charakterystyki wyjściowe oscylatora pracującego w stanie B. Czas trwania impulsu zmierzony FROG (a) oraz energia impulsów (b).

Podczas przeprowadzonego badania obserwowano niemal liniowy wzrost mocy pompowania wymaganej do pracy jednoimpulsowej. Można zauważyć dodatnie korelacje pomiędzy czasem trwania impulsu, mocą pompowania i wypadkową wartością GDD. Energia impulsu jest wprost proporcjonalna do wartości GDD wnęki i mocy pompowania włókna aktywnego. Po przekroczeniu około GDD powyżej 0,230 ps<sup>2</sup> maksymalna moc pompowania okazała się niewystarczająca do zapewnienia samowzbudnej pracy impulsowej. W tym stanie pracy zmierzono największą moc szczytową spośród wszystkich stanów, równą 159,5 W (227,7 pJ, 1,34 ps, zakładając impuls o kształcie gaussowskim), na porcie 2 dla wypadkowego GDD równego 0,102 ps<sup>2</sup>.

#### 4.3.5.3 Soliton dyssypujący pracujący w stanie C

Ostatni z obserwowanych stanów charakteryzował się stosunkowo wąskimi widmami optycznymi na obu portach, typowym dla wielu prezentowanych prac [40,41,44,48,59,60] solitonów dyssypujących silnie filtrowanych spektralnie. Charakterystyki przedstawione

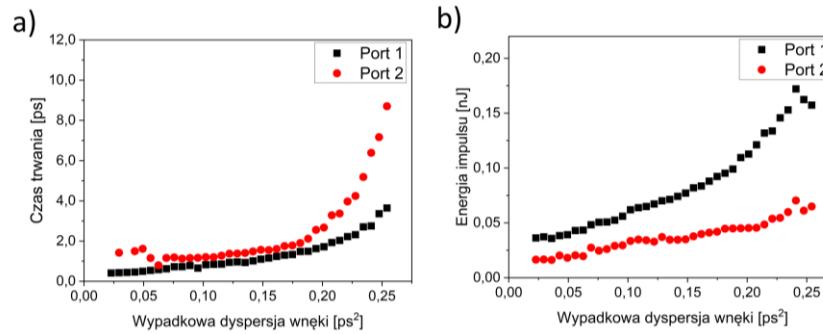
na Rys. 56 zostały zmierzone dla GDD o wartości  $0,208 \text{ ps}^2$ . Zmierzone energie impulsów wynosiły 121 pJ i 45 pJ, odpowiednio na portach 1 i 2.



Rysunek 56. Charakterystyki zmierzone na obu portach w stanie C dla wypadkowego GDD równego  $0,208 \text{ ps}^2$ . Widma optyczne zmierzone za pomocą OSA (czarna linia ciągła) i FROG (czerwona linia ciągła) z odzyskaną fazą widmową (niebieska linia przerywana) (a,b). Zmierzone i zrekonstruowane pole elektryczne (czarna linia ciągła), impuls ograniczony fourierowsko (czerwona linia ciągła) wraz z fazą impulsu (niebieska linia przerywana) zmierzone techniką FROG (c,d).

Rys. 57 przedstawia podsumowanie charakterystyk wyjściowych zmierzonych w stanie C na obu portach wyjściowych. Wraz ze wzrostem wartości GDD i zawężeniem filtra spektralnego, jednoimpulsowy tryb pracy wymagał zwiększenia mocy pompowania. Pomimo monotonicznego charakteru wzrostu czasu trwania impulsu, można zauważyć, że dla  $\text{GDD} > 0,2 \text{ ps}^2$  czasy narastania rosną w sposób nieliniowy, a w obecności najsilniejszego filtrowania zmierzony czas trwania impulsów wynosił do 9 ps na porcie 2. Energie impulsów są najmniejsze spośród wszystkich trzech stanów i nie przekraczają 200 pJ. W odróżnieniu od innych stanów, ograniczeniem pracy impulsowej była szerokość filtra. Wymóg zawężenia szerokości szczeliny doprowadził do ograniczenia transmisji wnetki i spowodował obserwację promieniowania w pobliżu 1530 nm dla GDD o wartości powyżej  $0,260 \text{ ps}^2$ . W stanie C zarejestrowano najkrótszy (spośród stanów A,B,C) impuls o czasie trwania 412 fs dla portu 1 przy wypadkowym GDD równym  $0,023 \text{ ps}^2$ .



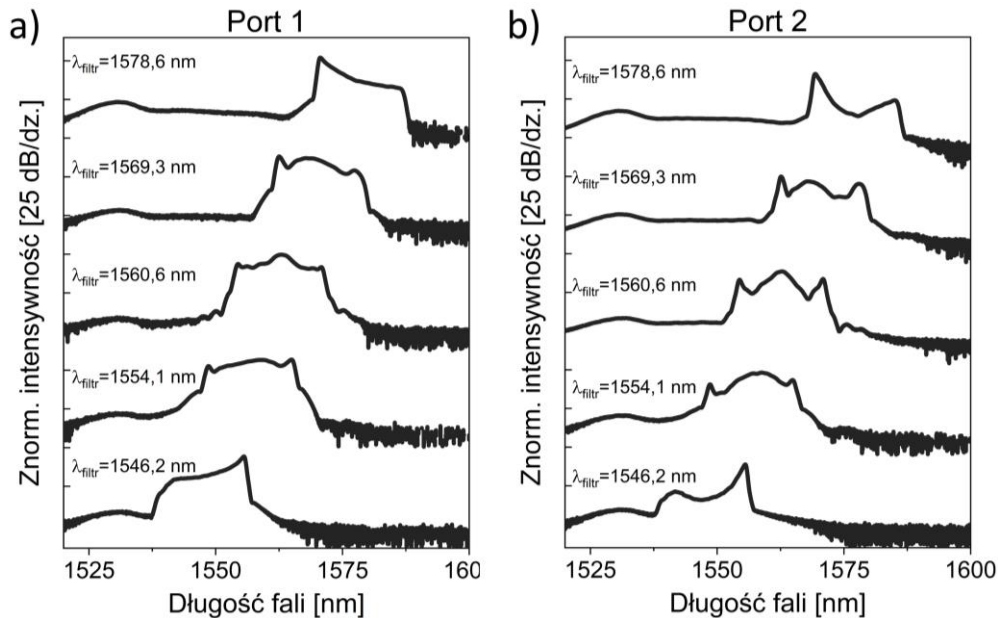


Rysunek 57. Charakterystyki wyjściowe oscylatora pracującego w stanie C. Czas trwania impulsu zmierzony FROG (a) oraz energia impulsów (b).

#### 4.3.5.4 Możliwości przestrajania źródła solitonów dyssypujących w stanach A, B i C

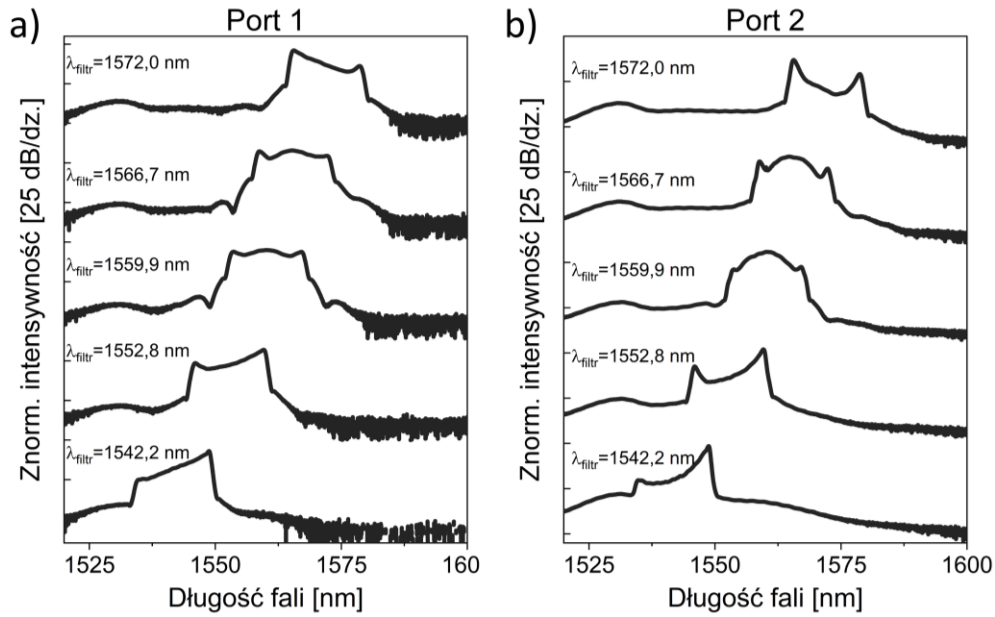
Przestrajanie źródła ultrakrótkich impulsów jest ciągle rozwijającym się tematem badawczym [111], [112], [216], [260], [275], [277], [299], [300]. Mając do dyspozycji układ F9L z filtrem o zmiennej szerokości umieszczonym na przesuwym stoliku zrealizowano przestrajalne źródło w reżimie dyspersyjnym solitonów dyssypujących. Celem badania była analiza wpływu centralnej długości fali filtra optycznego  $\lambda_{\text{filtr}}$  na średnią moc wyjściową i widma optyczne uzyskiwane na obu portach. Przestrajalność centralnej długości fali może być interesująca dla potencjalnych zastosowań, takich jak generacja drugiej harmonicznej lub częstotliwości różnicowych [301]–[303]. Przed rozpoczęciem eksperymentu kompresor został wyregulowany do maksymalnej transmisji dla długości fali 1560 nm. Ograniczenie wynikające z parametrów takich jak przekrój absorpcji i emisji ośrodka wzmacniającego, straty i dyspersja włókien światłowodowych faworyzują pracę impulsową na długości fali 1560 nm. Niemniej jednak postanowiono zbadać możliwości układu w jak najszerszym zakresie parametrów pracy. W tej części eksperymentu parametrami stałymi były wartość GDD, równa 0,076 ps<sup>2</sup> oraz szerokości filtrów spektralnych 15,5, 12,8 oraz 9,6 nm, odpowiednio dla stanów A, B i C. Pomiaru dokonywano każdorazowo od samowzbudnego startu do osiągnięcia stabilnej pracy jednoimpulsowej. Oscylator nie był więc przestrajany w sposób ciągły, co mogłoby powodować poszerzenie zakresu  $\lambda_{\text{filtr}}$  umożliwiającego pracę impulsową. Regulując moc pompowania i  $\lambda_{\text{filtr}}$ , scharakteryzowano widma optyczne na obu portach i zmierzono średnie moce wyjściowe. Przy odchyleniu  $\lambda_{\text{filtr}}$  od 1560 nm generowane impulsy przybierały nieco skośny kształt widma. Obserwacja ta wystąpiła dla każdego stanu i jest wynikiem odchylenia przekroju poprzecznego na emisję oraz minimum strat zastosowanych włókien światłowodowych.  $\lambda_{\text{filtr}}$  zmierzono na początku eksperymentu za pomocą zewnętrznego źródła impulsowego oraz ustawieniu szerokości połówkowej filtra poniżej 0,2 nm. W stanie A przestrajalność  $\lambda_{\text{filtr}}$  miała miejsce w zakresie od 1546 do 1578 nm. Zaczynając od krótszych długości fali, laser osiągał pracę jednoimpulsową dla stosunkowo niskich wartości mocy pompowania, a jego kształt dla obu wyjść przypominał literę U, co może świadczyć o stanie podobnym do stanu C, ale z szerszym filtrem optycznym, takim jak zaobserwowany przez Renningera i współpracowników [252]. Powyżej 1548 nm nastąpił nagły skok mocy pompowania i zaobserwowano stan podobny do stanu B z tym, że widma

na obu portach posiadały widoczne listki boczne. Zauważyć można wyraźną skośność w kierunku fal dłuższych listków bocznych po prawej stronie. Dla  $\lambda_{\text{filtr}}$  powyżej 1556 nm zaobserwowano kolejny skok mocy pompowania i zmianę widma na przypominające to obserwowane wcześniej (Rys. 58). Kierując się w stronę dłuższych fal obserwowano zjawiska symetryczne do opisanych powyżej, a od 1564 nm stan podobny do B i wklęsłe widmo dla  $\lambda_{\text{filtr}}$  powyżej 1572 nm.



Rysunek 58. Widmo optyczne przestrajalnego oscylatora w stanie A z filtrem o szerokości 15,5 nm ( $GDD = 0,076 \text{ ps}^2$ ).

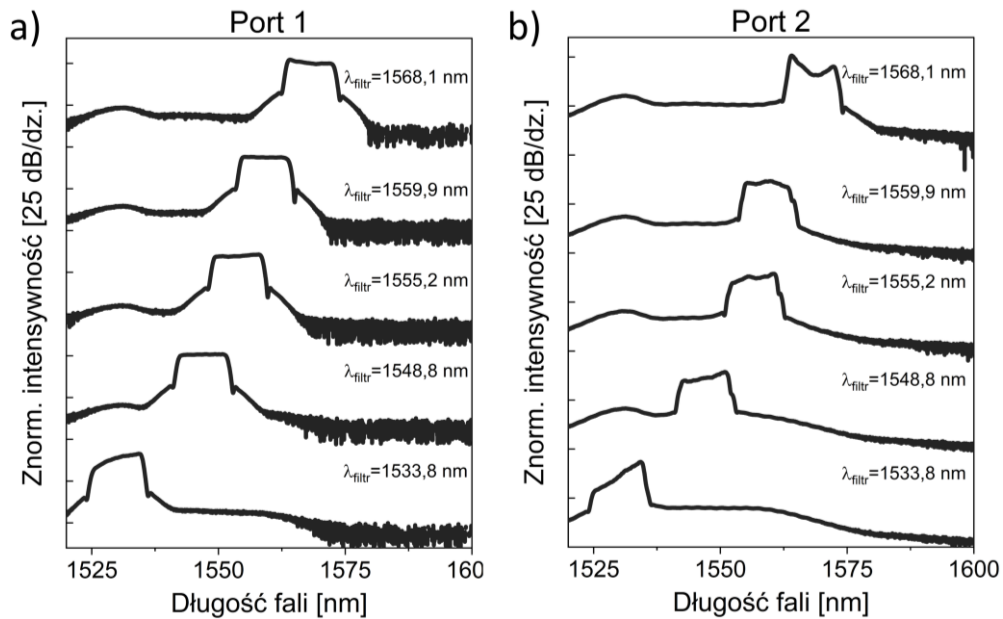
Gdy szerokość filtra dostrojono do stanu B, obserwowano piłokształtne widmo na porcie 1 i skośne widmo w kształcie litery U na porcie 2 dla wartości  $\lambda_{\text{filtr}}$  od 1542 nm do 1551 nm. Następnie, od ustawienia  $\lambda_{\text{filtr}}$  odpowiadającemu 1555 nm na obu portach obserwowano widmo w kształcie litery U przechylone w kierunku fal dłuższych. W zakresie od 1556 nm do 1562 nm rejestrowano widma jak w stanie B (Rys. 59). Jednak po przekroczeniu 1560 nm widma zaczęły przechylać się ku krótszym falom. Począwszy od 1569 nm, moc potrzebna do pracy jednoimpulsowej spadała i obserwowano wklęsłe widma na obu portach. Samowzbudna praca impulsowa nie była możliwa dla  $\lambda_{\text{filtr}}$  powyżej 1572 nm.



Rysunek 59. Widmo optyczne przestrajalnego oscylatora w stanie B z filtrem o szerokości 12,8 nm ( $GDD = 0,076 \text{ ps}^2$ ).

W stanie C możliwe było strojenie w najszerszym zakresie spektralnym, tj. od 1533 do 1568 nm, a jedyną obserwowaną cechą była skośność widma (jak opisano w pozostałych dwóch stanach) (Rys. (60)).

Obserwacje potwierdzają możliwość przestrajania środkowej długości fali oscylatora opartego na F9L. W zależności od szerokości i centralnej długości fali filtra oraz wypadkowej dyspersji wnęki, obserwowano wiele stanów pracy impulsowej. Jednak znaczne odstrojenie od długości fali, na którą zaprojektowano wnękę prowadziło do otrzymywania skośnych widm, niższych mocy wyjściowych i przejść do innych stanów pracy, co może być spowodowane zależnością wypadkowej GDD od centralnej długości fali impulsów. Skośność jest efektem nierównomiernego wzmocnienia pomiędzy lewą i prawą stroną widma. Pełny zakres pomiarowy przedstawiono w formie animacji złożonej z rysunków i znajduje się w materiałach dodatkowych do pracy opublikowanej przez autora niniejszej dysertacji w roku 2022 [246].



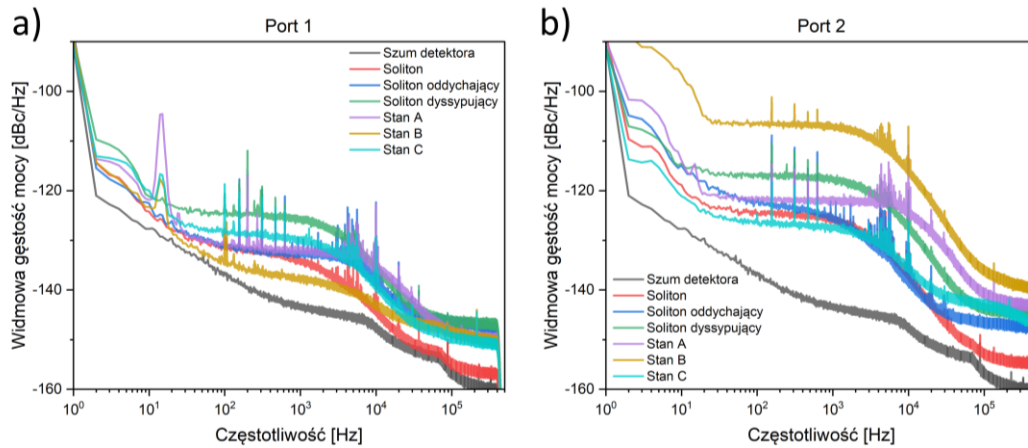
Rysunek 60. Widmo optyczne przestrajalnego oscylatora w stanie B z filtrem o szerokości 9,6 nm ( $GDD = 0,076 \text{ ps}^2$ ).

#### 4.3.6 Szum amplitudowy lasera w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki

Analiza względnego szumu amplitudowego oscylatora w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki została zrealizowana dla punktów pracy zaprezentowanych na Rys. 47-50. Do analizy względnego szumu amplitudowego oscylatora użyto układu przedstawionego schematycznie na Rys. 31, który składał się z następujących elementów:

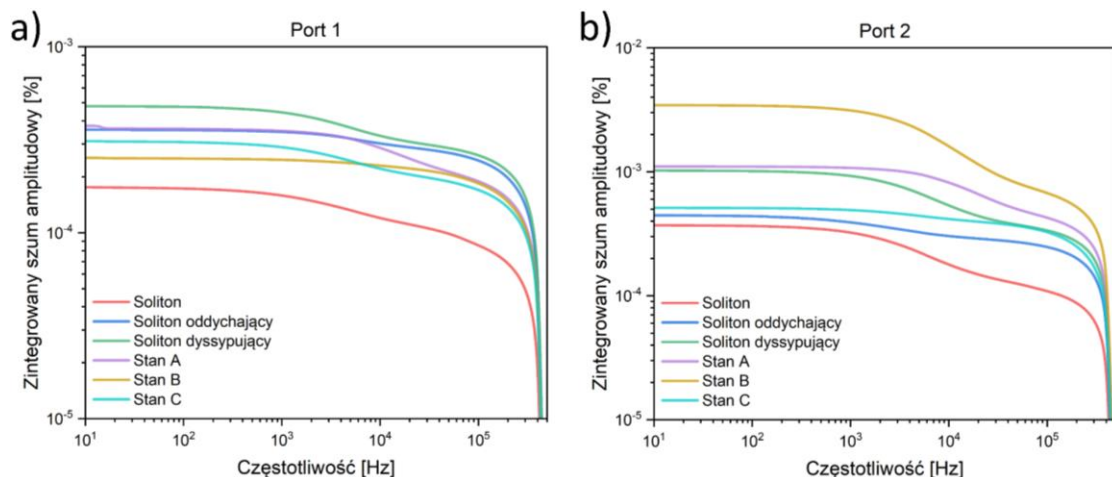
- czterokanałowy oscyloskop cyfrowy Rohde and Schwarz RTA4004, radiowe pasmo przenoszenia 1 GHz, próbkowanie  $5 \cdot 10^9$  próbek/s, głębokość pamięci podręcznej do  $10^9$  próbek jednocześnie, rozdzielczość przetwornika analogowo-cyfrowego 10 bitów, dokładność podstawy czasu  $\pm 0.5 \text{ ppm}$ ,
- fotodioda InGaAs ze stałym wzmocnieniem Thorlabs PDA10D2, radiowe pasmo przenoszenia 15 MHz, optyczne pasmo przenoszenia 800 – 2600 nm, wzmocnienie 5 kV/A (dla obciążenia 50  $\Omega$ ), czas narostu zbocza 23,3 ns,
- filtr dolnoprzepustowy Crystek CLPFL-0004-BNC, częstotliwość graniczna 4 MHz.

Przed każdym pomiarem normalizowano amplitudę sygnału do poziomu około 1 V. Pomiaru dokonywano w paśmie od 1 Hz do 488 kHz. Wyniki pomiarów zaprezentowano na Rys. 61.



Rysunek 61. Zmierzony szum amplitudowy dla różnych reżimów dyspersyjnych na porcie 1 (a) oraz porcie 2 (b).

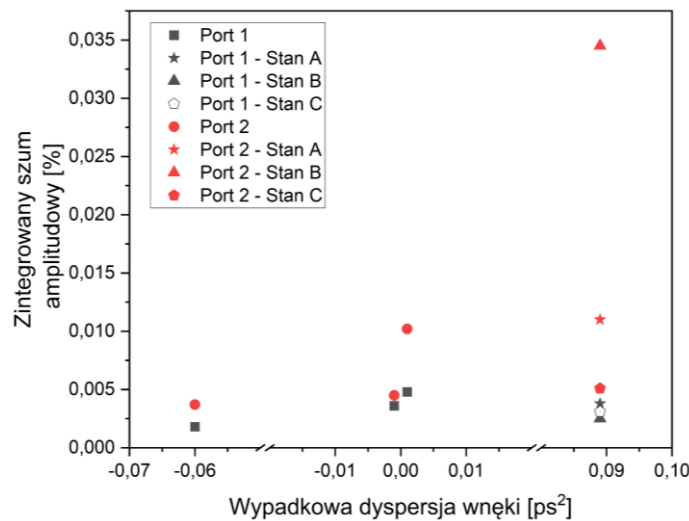
Aby lepiej zobrazować wyniki pomiaru dokonano całkowania szumu w zakresie 10 Hz – 488 kHz. Wyniki pomiaru zaprezentowano na Rys. 62.



Rysunek 62. Zintegrowany w zakresie 10 Hz – 488 kHz szum amplitudowy zarejestrowany w różnych reżimów dyspersyjnych na porcie 1 (a) oraz porcie 2 (b).

Zgodnie z wcześniej prezentowanymi badaniami, poziom szumu amplitudowego na porcie 2 jest większy niż na porcie 1 [304]. Jednakże, w dotychczas zaprezentowanej literaturze nie przedstawiono porównania wartości RIN pomiędzy poszczególnymi portami w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. W reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych zintegrowana wartość RIN nie przekracza 0,005%. W zakresie pracy solitonów oddychających zaobserwowano nieznaczny wzrost RIN dla portu 1, a wartości dla obu portów były do siebie zbliżone. Po przekroczeniu zera dyspersji zauważyć można znaczny wzrost wartości zintegrowanego RIN na porcie 2, jednakże na porcie 1 wzrost jest nieznaczny. W stanie A zintegrowany RIN na porcie 1 jest porównywalny do wartości zmierzonej w reżimie solitonów oddychających, a na porcie 2 do poziomu solitonu dyssypującego. W stanie B zaobserwowano relatywnie niski poziom zintegrowanego RIN na porcie 1 (porównywalny z reżimem solitonowy), podczas gdy dla portu 2 zmierzono najwyższą ze wszystkich wartości, która przekraczała 0,035%. W stanie C zintegrowany

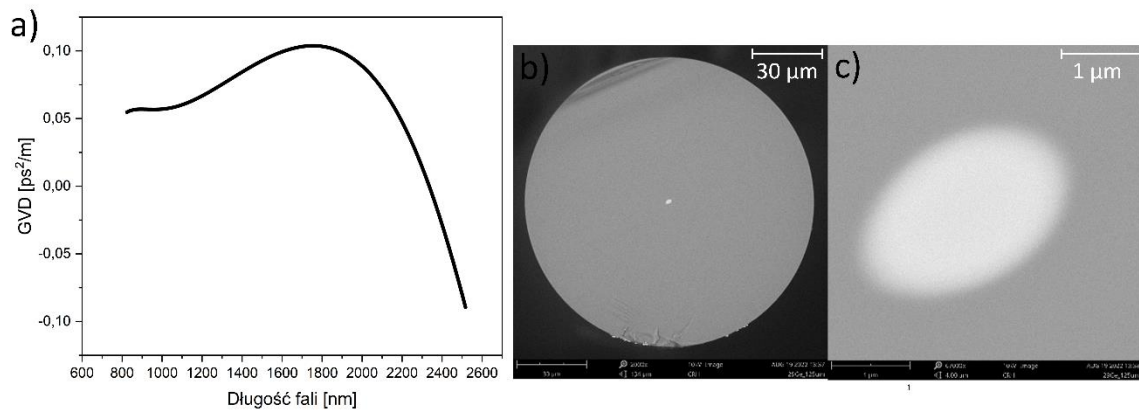
RIN na porcie 1 był większy niż w stanie B. Z kolei na porcie 2 jego wartość wyniosła 0,05%. Rys. 63 przedstawia podsumowanie wyników pomiarów zintegrowanego szumu amplitudowego w funkcji wypadkowej dyspersji wnąki.



Rysunek 63. Wyniki pomiaru zintegrowanego szumu amplitudowego w funkcji wypadkowej dyspersji wnąki.

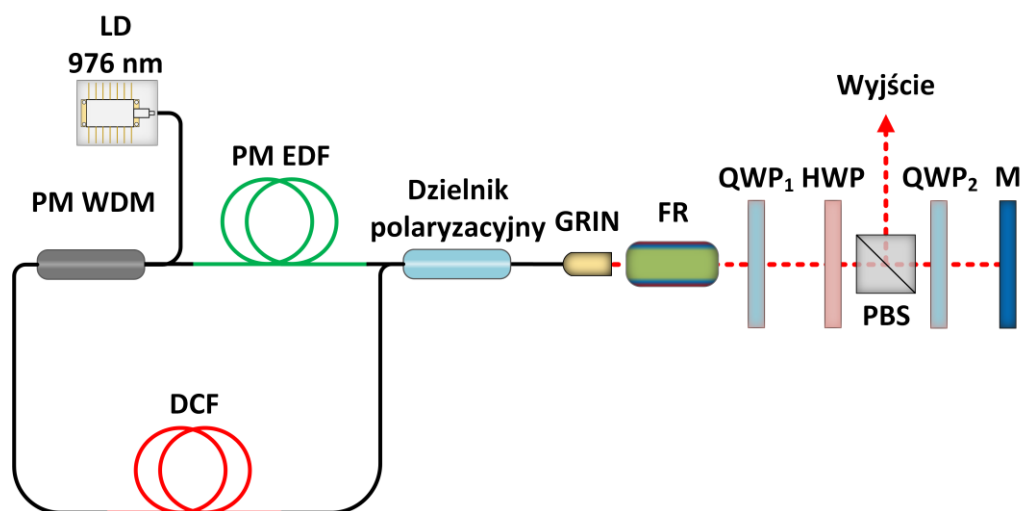
#### 4.4 Zarządzanie wypadkową dyspersją wnąki lasera w konfiguracji F9L z wykorzystaniem światłowodu kompensującego dyspersję

W ramach udziału autora niniejszej dysertacji w projekcie pt. „Światłowody utrzymujące polaryzację o kształtowanej dyspersji w zakresie spektralnym 1500-2000 nm.” realizowanym przez konsorcjum naukowo-przemysłowe w składzie FIBRAIN sp. z o.o., Politechnikę Wrocławską oraz Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, badano użyteczność wytworzonych przez partnerów włókien światłowodowych w układach generujących ultrakrótkie impulsy światła. Badane włókno było dwójłomnym światłowodem specjalnym kompensującym dyspersję (DCF) w bardzo szerokim zakresie spektralnym od 1,5 do 2,0  $\mu\text{m}$ . Przekrój poprzeczny rdzenia światłowodu miał kształt elipsy o rozmiarach średnic większej i mniejszej odpowiednio 2,85 oraz 1,91  $\mu\text{m}$  oraz współczynniku eliptyczności 1,49. Średnica zewnętrzna pokrycia to 125  $\mu\text{m}$ , a domieszkowanie  $\text{GeO}_2$  wynosiło 30% molowych. Włókno zostało wytworzone w warunkach przemysłowych, a współczynnik ekstynkcji polaryzacji (ang. *Polarization Extinction Ratio*, PER) wynosił około 30 dB dla 100 m włókna. Straty włókna wynosiły 6,2 i 20,8 dB/km dla długości fali odpowiednio 1,56 do 1,98  $\mu\text{m}$ . Charakterystyka dyspersyjna włókna w zakresie od 0,8 do 2,5  $\mu\text{m}$  oraz obrazy czoła światłowodu zostały przedstawione na Rys. 64.



Rysunek 64. Charakterystyka dyspersyjna włókna DCF wykorzystanego do kompensacji wypadkowej dyspersji wnęki (a). Obraz czola światłowodu wykonany techniką skaningowej mikroskopii elektronowej (b). Powiększony obraz czola światłowodu ukazujący obszar rdzenia (c).

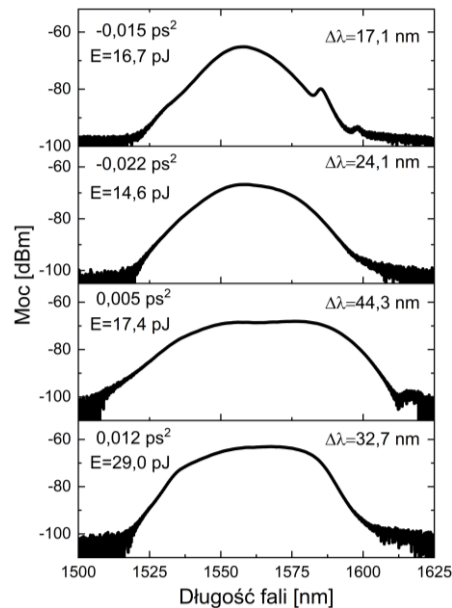
Światłowód o długości 44 cm, który posiadał GVD o wartości  $97 \text{ ps}^2/\text{km}$  na długości fali 1560 nm zespawano z dwoma odcinkami światłowodu PM SMF z użyciem spawarki światłowodowej (Fujikura FSM-100P+) oraz miernika PER (Thorlabs ERM100). Zmierzony PER całego odcinka wynosił powyżej 23 dB. Następnie umieszczono otrzymany odcinek światłowodu w oscylatorze pomiędzy sprzęgaczem PM WDM i PM PBC. Część NALM zawierała asymetrycznie ułożone włókno domieszkowane jonami erbu PM EDF (Liekki Er80-4/125-HD-PM) o długości 94,5 cm, które było pompowane optycznie poprzez WDM PM przez jednomodową diodę laserową pracującą na centralnej długości fali 976 nm (3SP Technologies, 1999CVB, LD). NRPS składał się z FR (Thorlabs I1550R5), QWP<sub>1</sub> (Thorlabs WPQ05M-1550) oraz HWP (Thorlabs WPH05M-1550). Wyjście stanowił polaryzacyjny dzielnik wiązek (Thorlabs PBS124, PBS), QWP<sub>2</sub> oraz srebrne zwierciadło (Thorlabs PF10-03-P01, M). Rys. 65 przedstawia schemat oscylatora.



Rysunek 65. Schemat układu oscylatora ze światłowodem kompensującym dyspersję. PM WDM: światłowodowy sprzęgacz z podziałem długości fali; PM EDF: utrzymujący stan polaryzacji jednomodowy światłowód domieszkowany jonami erbu; DCF: utrzymujący stan polaryzacji światłowód kompensujący dyspersję; GRIN: gradientowa soczewka

światłowodowa; FR: rotator Faradaya; QWP: płytki ćwierćfalowa; HWP: płytki półfalowa; PBS: polaryzacyjny dzielnik wiązek; M: zwierciadło.

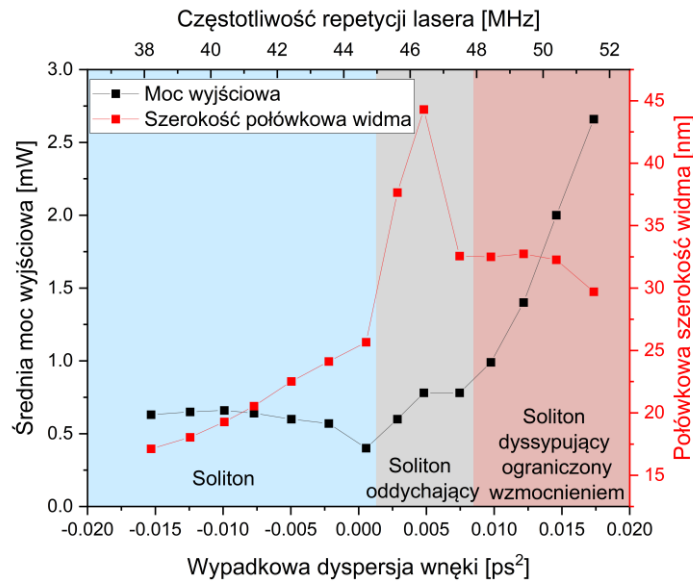
Długość włókna 1550-XP wynosiła około 374,5 cm. Wyznaczona wartość wypadkowego GDD wynosiła  $-0,015 \text{ ps}^2$ . Samowzбудną pracę impulsową uzyskano dla mocy pompującej około 500 mW, a jednoimpulsową przy zmniejszeniu wartości mocy pompującej do około 85 mW. Kolejno usuwano z wnęki odcinki 1550-XP o długościach około 10 cm i ponownie badano pracę lasera. Przykładowe wyniki zarejestrowanych widm optycznych przedstawiono na Rys. 66.



Rysunek 66. Przykładowe widma optyczne impulsów zarejestrowane na wyjściu oscylatora w konfiguracji F9L ze światłowodem kompensującym dyspersję DCF.

W sumie przeprowadzono 13 takich skróceń oscylatora, powodując przestrojenie wypadkowej długości wnęki w zakresie od  $-0,015$  do  $0,017 \text{ ps}^2$ . Jednocześnie  $f_{rep}$  lasera została zmieniona z 37,67 MHz do 51,02 MHz. Celem przeprowadzonego badania było przede wszystkim sprawdzenie eksperymentalnego DCF, jako użytecznego do budowy oscylatorów femtosekundowych. W tym celu zebrano widma optyczne oraz średnie moce wyjściowe jedynie z port 1, który nazwano tutaj portem wyjściowym. Wyniki pomiaru średniej mocy wyjściowej oraz połówkowej szerokości widm impulsów zaprezentowano na Rys. 67.





Rysunek 67. Średnia moc wyjściowa oraz połówkowa szerokość widm impulsów w funkcji wypadkowej dyspersji wewnątrz włókna.

Oscylator generował impulsy zarówno w ujemnej, jak i dodatniej wypadkowej dyspersji wewnątrz włókna, od konwencjonalnego solitonu optycznego, poprzez soliton oddychający, aż po DS ograniczony wzmocnieniem. Jedynie w okolicy  $0,002 \text{ ps}^2$  nie uzyskano pracy w reżimie pasywnej synchronizacji modów, a po nieznacznym skróceniu wewnątrz włókna zaobserwowano widoczną zmianę w rejestrowanych widmach, które uległy znacznemu poszerzeniu. Przeprowadzone badania potwierdzają działanie DCF  $125 \mu\text{m}$ , 30% mol  $\text{GeO}_2$  w zastosowaniu w oscylatorze femtosekundowym wykonanym wyłącznie z użyciem światłowodów i komponentów światłowodowych PM. W trakcie pracy jednoimpulsowej wprowadzane zewnętrznie drgania nie powodowały utraty synchronizacji modów podłużnych oraz nie zaobserwowano wpływu zastosowanego DCF na straty czy też modulacje widma.

## 4.5 Podsumowanie

Zrealizowane badania eksperymentalne lasera erbowego w architekturze F9L z obciowym NRPS potwierdzają potencjał tej architektury do generacji ultrakrótkich impulsów w szerokim zakresie wypadkowej dyspersji wewnątrz włókna. Impulsy o czasie trwania 75 fs i energii 83 pJ, generowane bezpośrednio z oscylatora potwierdzają zalety szybkiego ASA. Porównanie obu portów wyjściowych potwierdza różnice w charakterystykach wyjściowych. Jednakże, eksperymentalnie wykazano, że w zakresie wypadkowo zerowej dyspersji, oba porty oferują impulsy o czasie trwania poniżej 90 fs oraz płaską fazę spektralną. Do zarządzania wykorzystano skracanie pasywnego włókna o anomalnej dyspersji, wewnątrzwęłkowy kompresor oraz DCF. Spośród zaprezentowanych wyników to pierwsza z tych metod pozwala na generację impulsów o najszerszym widmie optycznym (ponad 90 nm) i czasie trwania poniżej 80 fs bezpośrednio z wewnątrz oscylatora. Z kolei druga metoda pozwala na przestrajanie GDD w najszerszym zakresie, bez

znacznego wydłużania wnęki. Trzecia metoda pozwala na potencjalnie całkowicie światłowodową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki.

W reżimie solitonu dyssypującego z dodatkową filtracją spektralną zaobserwowano zdolność układu do pracy w trzech różnych stanach. Przechodzenie pomiędzy stanami wymagało zmiany szerokości zastosowanego filtra oraz zmiany mocy pompującej. W stanie A zastosowano filtr o największej szerokości pasma, co doprowadziło do generacji impulsów o relatywnie największej energii, ale także silnym *chirpie* spektralnym. W stanie B obserwowano, że port 2 posiadał większą energię impulsu oraz rekordowe wartości mocy szczytowej (ponad 150 W). Silna filtracja wnęki w stanie C powodowała generację impulsów o relatywnie wąskich widmach optycznych, najkrótszym czasie trwania oraz energii impulsów nieprzekraczającej 0,2 nJ. Wybór szerokości pasma filtra jest kluczowym parametrem w osiąganym stanie pracy, a tym samym kształcie impulsów. Przy odpowiednim doborze parametrów wnęki, możliwe jest uzyskanie relatywnie gładkich impulsów na porcie 2. Co więcej, przedstawiona konfiguracja pozwala na szerokie przechodzenie długości fali (obejmujące niemal całą szerokość pasma wzmocnienia jonów erbu).

Analiza szumu amplitudowego wykazała większy poziom zintegrowanego RIN na porcie 2 niż na porcie 1. Jednakże w zakresie zerowej dyspersji, oba wyjścia charakteryzowały się zbliżonymi wartościami RIN, które nie odbiegają od innych zaprezentowanych w literaturze wyników. Praca w stanie B doprowadziła do generacji impulsów na porcie 2 o wartości zintegrowanego RIN powyżej 0,03%. W trakcie prowadzonych badań pojawiło się kilka publikacji omawiających podobne układy, z reguły lasery iterbowe, w których dokonywano analizy szumu amplitudowego. Jednakże żadna z zaprezentowanych prac nie prezentuje szerokiego porównania wartości RIN uzyskiwanych w różnych reżimach dyspersyjnych, a zmiany wartości RIN są wywoływane przechodzeniem parametrów ASA [19], [28], [199], [200], [305]. Swoją pracą autor udobitnił znaczenie wypadkowej dyspersji na szum amplitudowy oraz porównał parametry wyjściowe obu portów.

## Rozdział 5. Całkowicie światłowodowy oscylator femtosekundowy

---

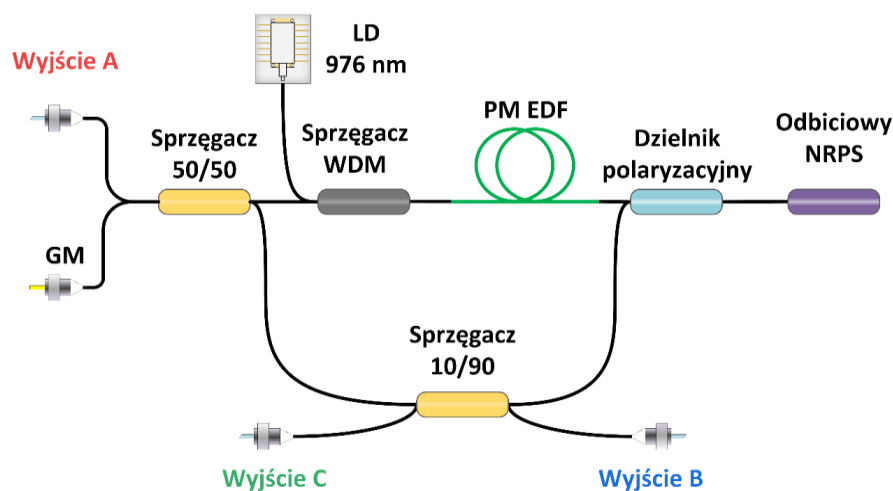
### 5.1 Wprowadzenie

Oscylator femtosekundowy wykonany w całości z użyciem włókien i komponentów światłowodowych PM zapewnia niski poziom szumów własnych, niewrażliwość na czynniki zewnętrzne oraz bezobsługową pracę. Zastosowanie ASA, który zbudowany jest ze standardowych komponentów optycznych, umożliwia budowę zintegrowanego, kompaktowego i niezawodnego urządzenia. Wykorzystanie NALM w konfiguracji F9L ze zintegrowanym NRPS zapewnia samowzbudną pracę jednoimpulsową, umożliwia osiągnięcie niskiego poziomu szumów własnych oraz łatwość integracji wnęki z wykorzystaniem włókien PM. W ramach przedstawionych w niniejszym rozdziale układów eksperymentalnych, autor zaprezentował część nieopublikowanych do tej pory wyników.

### 5.2 Schemat układu

Oscylator w konfiguracji F9L wykonany w całości w technice światłowodowej składa się z dwóch segmentów połączonych wspólnym sprzęgaczem 50/50. Liniowe ramię zakończone zwierciadłem z napyłoną warstwą złota stanowi główną część oscylatora. Dodatkowa wnęka, utworzona poprzez połączenie dwóch portów sprzęgacza 50/50, zawiera asymetrycznie ułożone włókno domieszkowane jonami erbu o długości 60,5 cm (Liekki Er80-4/125-HD-PM, PM EDF), NRPS w konfiguracji odbiciowej. Czwarty port sprzęgacza 50/50 stanowi port wyjściowy A. Dodatkowy sprzęgacz wyjściowy o współczynniku podziału 10/90 stanowi porty wyjściowe B i C. Odbiciowy NRPS został wykonany jako światłowodowy komponent i zawiera FR, WP  $\frac{\lambda}{8}$  oraz zwierciadło. WP została umieszczona pod kątem  $45^\circ$  względem osi wolnej światłowodu doprowadzonego do komponentu, a komponent wprowadza stałe  $\varphi_{bias}$  o wartości  $\frac{\pi}{2}$ . Dzielnik polaryzacyjny został wykonany w ten sam sposób jak dzielnik zastosowany w Sekcji 4.4. By uniknąć promieniowania odbijanego do oscylatora na jego wyjściach, zastosowano izolatory na każdym porcie wyjściowym. W przypadku ich braku, powracająca, nawet niewielka część promieniowania wprowadza zaburzenia w oscylatorze, powodując utratę synchronizacji modów podłużnych. W celu zwiększenia asymetrii układu zastosowano sprzęgacz WDM w konfiguracji transmisyjnej, a długość światłowodu pasywnego pomiędzy włóknem aktywnym i sprzęgaczem 50/50 nie przekraczała 35 cm. Z drugiej strony, odległość między końcem włókna aktywnego a drugim końcem sprzęgacza 50/50 wynosiła około 95 cm. Długość liniowego ramienia wynosiła 21 cm. Wypadkowa długość oscylatora,

uwzględniająca segmenty liniowe, wynosiła około 223 cm, a wyliczona wypadkowa dyspersja  $-0,034 \text{ ps}^2$ . Schemat układu przedstawiono na Rys. 68.



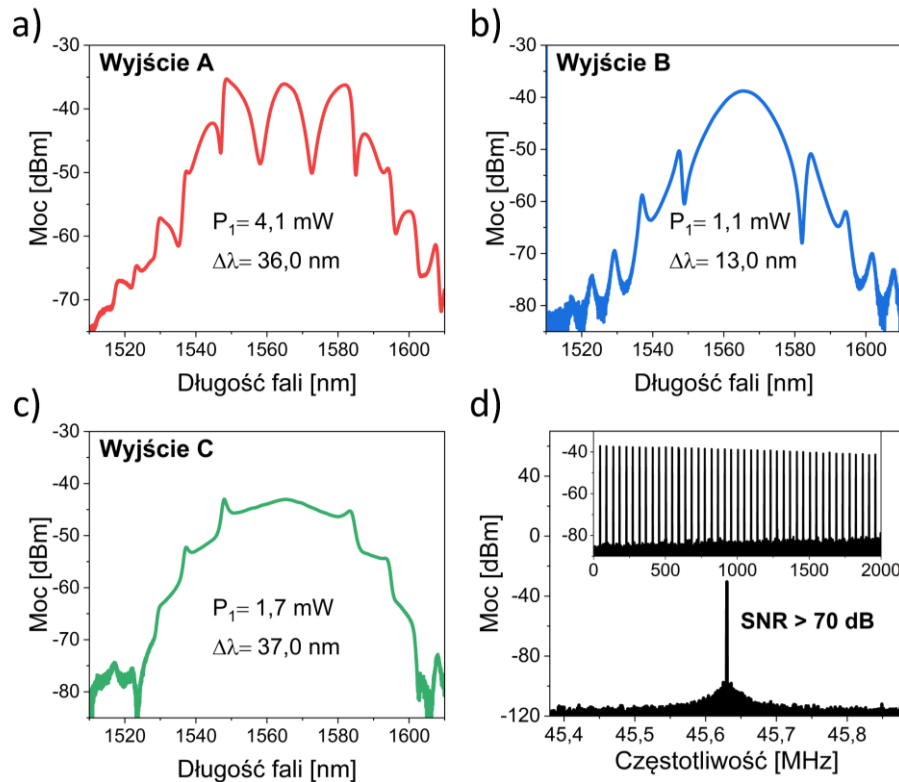
Rysunek 68. Schemat całkowicie światłowodowego oscylatora w konfiguracji F9L. GM: zwierciadło pokryte złotem; LD: dioda laserowa; NRPS: nieodwracalny przesuwnik fazy.

Do scharakteryzowania układu użyto następującej aparatury pomiarowej:

- analizator widma optycznego (OSA) Yokogawa AQ6376, optyczne pasmo przenoszenia 1500 – 3400 nm, błąd bezwzględny pomiaru długości fali  $\pm 0,2 \text{ nm}$ , rozdzielczość pomiaru długości fali 0,1, zakres dynamiki pracy 55 dB,
- analizator widma radiowego (RF) Rohde and Schwarz FPL1003, radiowe pasmo przenoszenia 5 kHz – 3 GHz, niepewność pomiaru mocy sygnału 0,5 dB,
- fotodioda InGaAs Discovery Semiconductors DSC2-50S, radiowe pasmo przenoszenia 12 GHz, optyczne pasmo przenoszenia 1200 – 2000 nm,
- miernik mocy optycznej: przetwornik Thorlabs PM400 wraz z głowicą termiczną Thorlabs S405C, optyczne pasmo przenoszenia 190 nm – 20  $\mu\text{m}$ , zakres pomiaru mocy 100  $\mu\text{W}$  – 5 W, rozdzielczość pomiaru 5  $\mu\text{W}$ , niepewność pomiaru mocy  $\pm 5\%$  (w zakresie 250 nm – 17  $\mu\text{m}$ ),
- autokorelator interferometryczny APE pulseCheck, zakres opóźnienia 50 ps, rozdzielczość opóźnienia 1 fs, zniekształcenia liniowe  $< 10\%$ , czułość  $1 \text{ W}^2$ ,
- czterokanałowy oscyloskop cyfrowy Rohde and Schwarz RTA4004, radiowe pasmo przenoszenia 1 GHz, próbkowanie  $5 \cdot 10^9$  próbek/s, głębokość pamięci podręcznej do  $10^9$  próbek jednocześnie, rozdzielczość przetwornika analogowo-cyfrowego 10 bitów, dokładność podstawy czasu  $\pm 0,5 \text{ ppm}$ ,
- fotodioda InGaAs ze stałym wzmocnieniem Thorlabs PDA10D2, radiowe pasmo przenoszenia 15 MHz, optyczne pasmo przenoszenia 800 – 2600 nm, wzmocnienie 5 kV/A (dla obciążenia 50  $\Omega$ ), czas narostu zbocza 23,3 ns,
- filtr dolnoprzepustowy Crystek CLPFL-0004-BNC, częstotliwość graniczna 4 MHz,
- analizator źródła sygnału (SSA) Rhode & Schwarz FSW43, radiowe pasmo przenoszenia 2 Hz – 43,5 GHz, szum fazowy analizatora  $< -136 \text{ dBo}$  (1 Hz).

### 5.3 Parametry pracy lasera

Samowzбудna praca impulsowa następowała po przekroczeniu około 300 mW mocy pompującej. Praca oscylatora po wzbudzeniu synchronizacji modów miała charakter wieloimpulsowy. Po zmniejszeniu mocy pompującej do około 110 mW osiągnano pracę jednoimpulsową. Widma optyczne oraz radiowe wyjść oscylatora przedstawiono na Rys. 69.

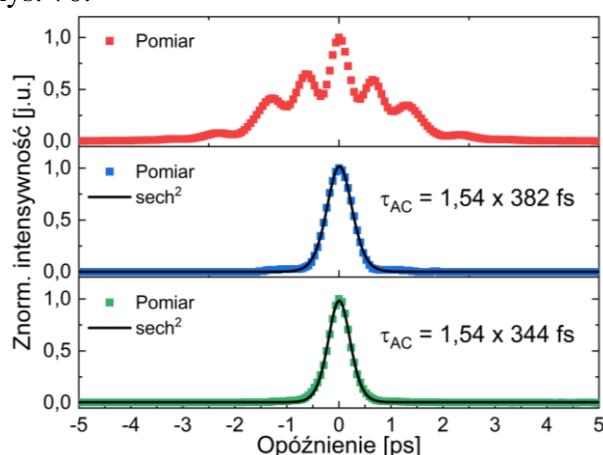


Rysunek 69. Widma radiowe zarejestrowane na wyjściu A (a), wyjściu B (b) oraz (c). Widmo RF wyjścia B zmierzone w paśmie 1 MHz wokół częstotliwości repetycji oscylatora (RBW=51 Hz); wykres wewnętrzny: widmo RF zmierzone w zakresie 2,5 GHz (RBW=20 kHz).

Połówkowa szerokość widm wynosiła odpowiednio 36,0, 13,0 oraz 37,0 nm odpowiednio dla portów A, B i C. Wyjście A stanowi część promieniowania odrzuconego z wnęki w trakcie interferencji na sprzęgaczu 50/50 (Rys. 69(a)). Widmo na wyjściu B ma kształt typowy dla oscylatora pracującego w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych, ponieważ pochodzi z części promieniowania, która została skierowana na sprzęgaczu 50/50 na liniowe ramię, odbiła się od zwierciadła końcowego i ponownie propagowała w segmencie NALM (Rys. 69(b)). Z kolei widmo z wyjścia C pochodzi z części promieniowania, która została wzmocniona we włóknie aktywnym, gdzie doznała poszerzenia spektralnego (Rys. 69(c)). Widmo na wyjściu A posiada trzy maksima, które obejmują 3 dB pasmo, jednak szerokość środkowego piksu wynosi zaledwie około 7,5 nm. Podobna sytuacja ma miejsce na wyjściu C, ale w jego przypadku widmo przybiera kształt poszerzonego spektralnie we włóknie z normalną dyspersją solitonu. SNR na poziomie 70 dB w widmie radiowym rejestrowano w paśmie 1 MHz wokół częstotliwości repetycji

oscylatora, zmierzonego na wyjściu B (Rys. 69(d)). Niewielka średnia moc wyjściowa spowodowana jest przez odprężenie zaledwie 10% mocy z wnęki oscylatora. Jednakże, zastosowanie sprzęgaczy o większym współczynniku podziału powodowało mniej stabilną pracę i problemy ze samowzbudnością. Całkowita długość rezonatora wynosiła około 447 cm, co odpowiada  $f_{rep}$  o wartości około 45,6 MHz [9], [306].

Impulsy wyjściowe doprowadzono do autokorelatora za pomocą około 100 cm włókna PM SMF. Zmierzone przebiegi autokorelacji impulsów z wyjścia A był złożona, dlatego też nie aproksymowano go żadną funkcją w celu ustalenia połówkowego czasu trwania impulsu. Ze względu na kształt widma optycznego oraz zmierzonej funkcji autokorelacji, impuls z wyjścia B został aproksymowany funkcją  $\text{sech}^2$ , a jego połówkowy czas trwania to 383 fs. Połówkowy czas trwania impulsu na wyjściu C zaproksymowany  $\text{sech}^2$  wynosi 344 fs. Pomiar autokorelacji impulsów generowanych ze wszystkich wyjść zaprezentowano na Rys. 70.

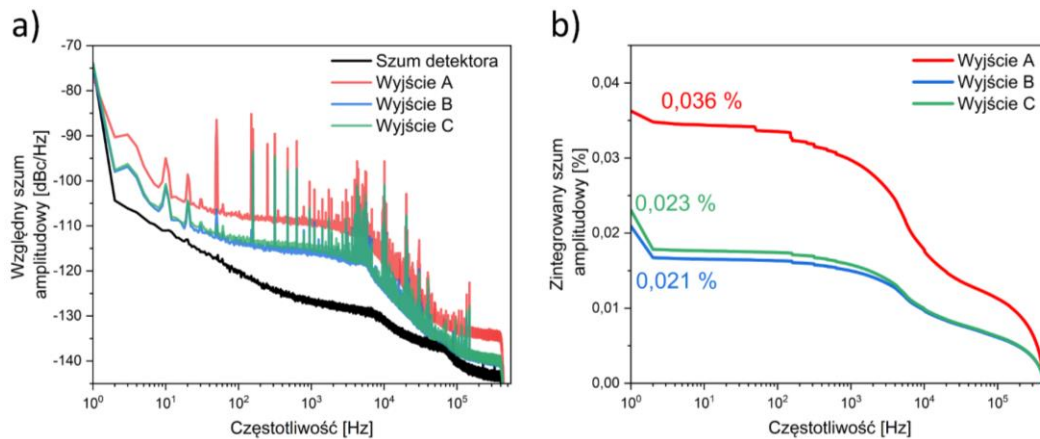


Rysunek 70. Przebiegi funkcji autokorelacji na zarejestrowane na wszystkich wyjściach wraz z aproksymacjami.

Wyjście A oferowało najwyższą średnią moc wyjściową, ale cechowało się skomplikowanym widmem optycznym i przebiegiem czasowym. Wyjścia B i C posiadają zbliżone parametry czasowo-spektralne i energetyczne.

## 5.4 Analiza szumów własnych oscylatora

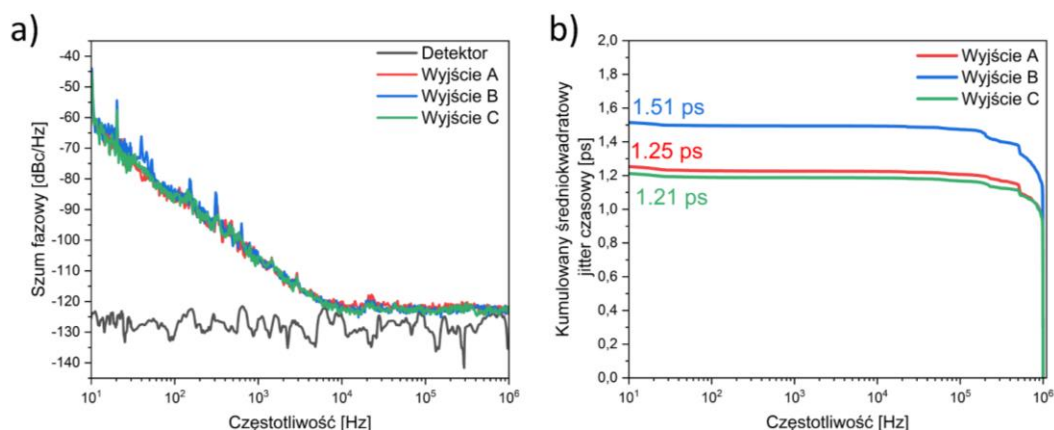
Analiza szumów własnych oscylatora obejmowała pomiar szumu amplitudowego oraz fazowego. Podczas pomiaru oscylator nie był stabilizowany do sygnału referencyjnego i leżał swobodnie na stole optycznym. Pomiaru wartości RIN, które zaprezentowano na Rys. 71, dokonano w układzie identycznym, jak zaprezentowany w Sekcji 4.3.6.



Rysunek 71. Zmierzony szum amplitudowy trzech portów wyjściowych całkowicie światłowodowego oscylatora w konfiguracji F9L. (a) Względny szum amplitudowy oraz zintegrowany szum amplitudowy

Przeprowadzany pomiar potwierdził zaobserwowany w Rozdziale 4 wynik pomiaru dla portu odrzuconego, którego zintegrowana wartość na wyjściu A wynosiła 0,036%. Różnice pomiędzy wyjściami B i C nie były duże, jednak to wyjście B osiągnęło najniższy poziom szumów amplitudowych o wartości 0,021%. Obserwowany w paśmie 10 do 20 Hz nagły przyrost poziomu szumu spowodowany jest zakłóceniami mechanicznymi. Wartości szumu znajdują się powyżej zmierzonych w Sekcji 4.4. Czynnikiem decydującym o przewadze układu z objętościowym NRPS nad całkowicie światłowodowym układem jest możliwość przestrajania charakterystyki transmisji układu imitującego SA, tak by zminimalizować szum amplitudowy [200].

Wyniki pomiaru szumu fazowego oraz jittera czasowego oscylatora zarejestrowane na 10. harmonicznej sygnału zaprezentowano na Rys. 72. Z uwagi na brak stabilizacji układu, różnice pomiędzy wyjściami są nieznaczne, jednakże należy zauważyć, że skumulowany jitter czasowy był największy dla wyjścia B, jednakże różnice pomiędzy wyjściami nie są znaczące. Wysoki poziom szumu fazowego przy użyciu WP  $\frac{\lambda}{8}$  może być spowodowany stosunkowo wyższymi stratami wewnątrz wnęki, które są jednym z czynników przyczyniających się do szumu ASE [307].



Rysunek 72. Zmierzony szum fazowy oraz skumulowany średniokwadratowy jitter czasowy trzech portów wyjściowych całkowicie światłowodowego oscylatora w konfiguracji F9L.

## 5.5 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono konfigurację całkowicie światłowodowego oscylatora wykorzystujących NALM jako ASA. Oscylator zbudowano wyłącznie z włókien i komponentów PM, zapewniając tym samym liniowo spolaryzowane wiązki wyjściowe ze wszystkich trzech portów wyjściowych. Zastosowanie aktywnego włókna z normalną dyspersją pozwoliło na częściową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki, jednak oscylator pracował w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Oscylator generował impulsy o czasie poniżej 400 fs, jednak cechował się średnią mocą wyjściową poniżej 5 mW. Zwiększenie energii generowanych impulsów może zostać dokonane poprzez wzmacnianie ich we wzmacniaczach optycznych. Oscylator cechuje się relatywnie niskim poziomem szumem amplitudowych, jest kompaktowy oraz odporny na zmiany środowiska zewnętrznego. W przyszłości oscylator może zostać użyty jako laser zasiewający układy do konwersji spektralnej czy też całkowicie światłowodowe układy do generacji superkontinuum.



## Rozdział 6. Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych oparta na NALM na długości fali 1985 nm

---

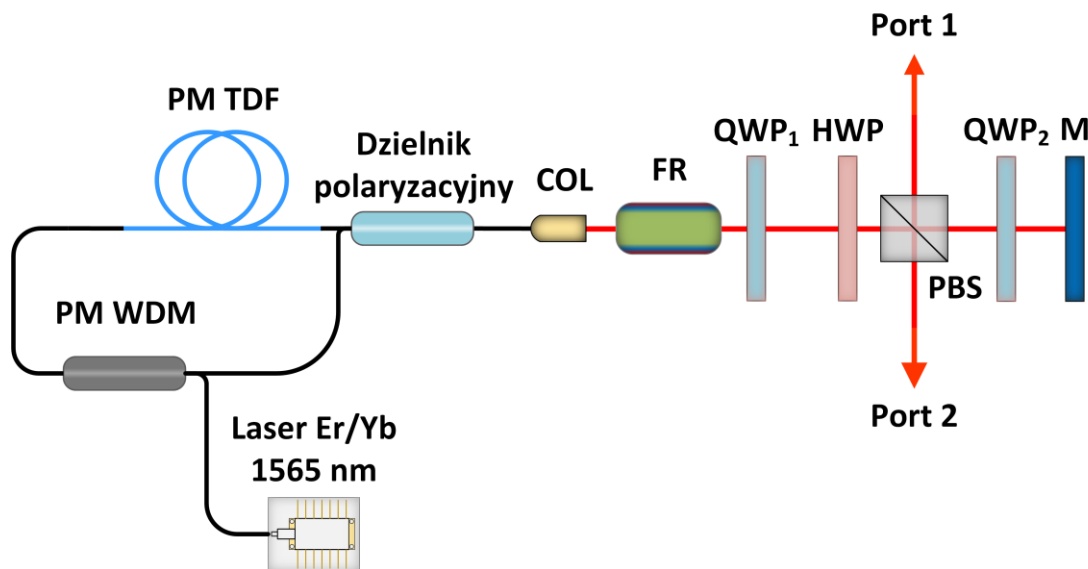
### 6.1 Wprowadzenie

W tym rozdziale opisano wyniki badań eksperymentalnych nad oscylatorem tulowym opartym na NALM w konfiguracji F9L pracującym na centralnej długości fali około 1985 nm. Zakres spektralny około 2  $\mu\text{m}$  jest stosunkowo ciekawy ze względu na potencjalne zastosowania [308], [309]. Układ został przeanalizowany zarówno w zakresie pracy jednoimpulsowej, jak i wieloimpulsowej, tj. od mocy pompy przypadającej na samowzbudną pracę w reżimie pasywnej synchronizacji modów, aż do pracy jednoimpulsowej. Obserwacje przebiegów czasowych oraz współczynnika podziału mocy wyjściowej pomiędzy dwoma wyjściami pozwoliły na wyróżnienie ośmiu różnych stanów pracy. Wyniki przeprowadzonych badań zostały opublikowane w czasopiśmie *Applied Sciences* w 2023 roku [292]. Ostatnia część eksperymentalna rozdziału poświęcona jest zarządzaniu wypadkową dyspersją wnęki za pomocą włókna opisanego w Sekcji 4.4.

### 6.2 Schemat układu

Schemat oscylatora składającego się z segmentu NALM i ramienia liniowego przedstawiono na Rys. 73. Wiązki propagujące w przeciwnych kierunkach w pętli są łączone w liniowym ramieniu lasera za pomocą dzielnika polaryzacji. Wiązki propagujące w NALM w przeciwnych kierunkach są sprzęgane do liniowego ramienia za pomocą polaryzacyjnego dzielnika wiązek w taki sposób, aby posiadały ortogonalne względem siebie polaryzacje. Kolimator (COL) wprowadza połączone wiązki na NRPS, który składa się z FR (Faraday Photonics FR-5-1980), QWP<sub>1</sub> (Thorlabs WPQSM05-2020) i HWP (Thorlabs WPHSM05-2020). Wszystkie płytki falowe zostały ustawione w ten sposób, że kąt 0° każdej z płytek przypadał na jej oś szybką i w tymże ustawieniu były one równoległe do osi szybkiej światłowodu wprowadzanego na COL. Jako analizator polaryzacji użyto objętościowego polaryzacyjnego dzielnika wiązek (VM-TIM GmbH BSC.P.12.1400-2000, PBS). Liniowe ramię zakończone jest zwierciadłem srebrnym (Thorlabs PF10-03-P01, M). Całkowita długość geometryczna oscylatora wynosiła 404,5 cm, w tym odległość pomiędzy COL a M wynosiła 23,0 cm. Przyjmując, że standardowe światłowody telekomunikacyjne typu Panda (Nufern PM1550-XP) cechują się  $\beta_2 = -76.0 \text{ ps}^2/\text{km}$  dla długości środkowej fali 1985 nm, określono wypadkową wartość dyspersji opóźnienia grupowego równą  $-0,091 \text{ ps}^2$ . Pompowanie optyczne oscylatora zostało zrealizowane poprzez własnoręcznie zbudowany laser pompujący, który pracował w trybie pracy ciągłej na środkowej długości fali 1565 nm i dostarczał do 1,86 W mocy optycznej. Laser Er/Yb wykonano w konfiguracji liniowej w postaci dwupłaszczowego włókna jednomodowego współdomieszkowanego jonami erbu i iterbu (Nufern SM-EYDF-6/125), umieszczonego

między dwoma światłowodowymi siatkami Bragga o reflektancji 10% oraz 99% na środkowej długości fali lasera. Pompowanie lasera Er/Yb zostało zrealizowane z użyciem stabilizowanej spektralnie diody laserowej sprzęgniętej do światłowodu wielomodowego o środkowej długości fali 976 nm (BWT K976AB2RN-9.000W). Promieniowanie lasera pompującego zostało wprężnięte do oscylatora poprzez sprzęgacz PM z podziałem długości fali 1560/2000 nm (PM WDM). Oscylator został zbudowany całkowicie z włókien i komponentów PM oraz elementów optyki objętościowej.



Rysunek 73. Schemat eksperymentalnego układu do generacji ultrakrótkich impulsów laserowych na środkowej długości fali około 2  $\mu\text{m}$  z wykorzystaniem nieliniowego zwierciadła wzmacniającego. PM WDM: sprzęgacz z podziałem długości fali; PM TDF: utrzymujące stan polaryzacji włókno domieszkowane jonami tulu; COL: kolimator; FR: rotator Faradaya; QWP/HWP: płytkę ćwierćfalową/półfalową; PBS: polaryzacyjny dzielnik wiązek; M: zwierciadło.

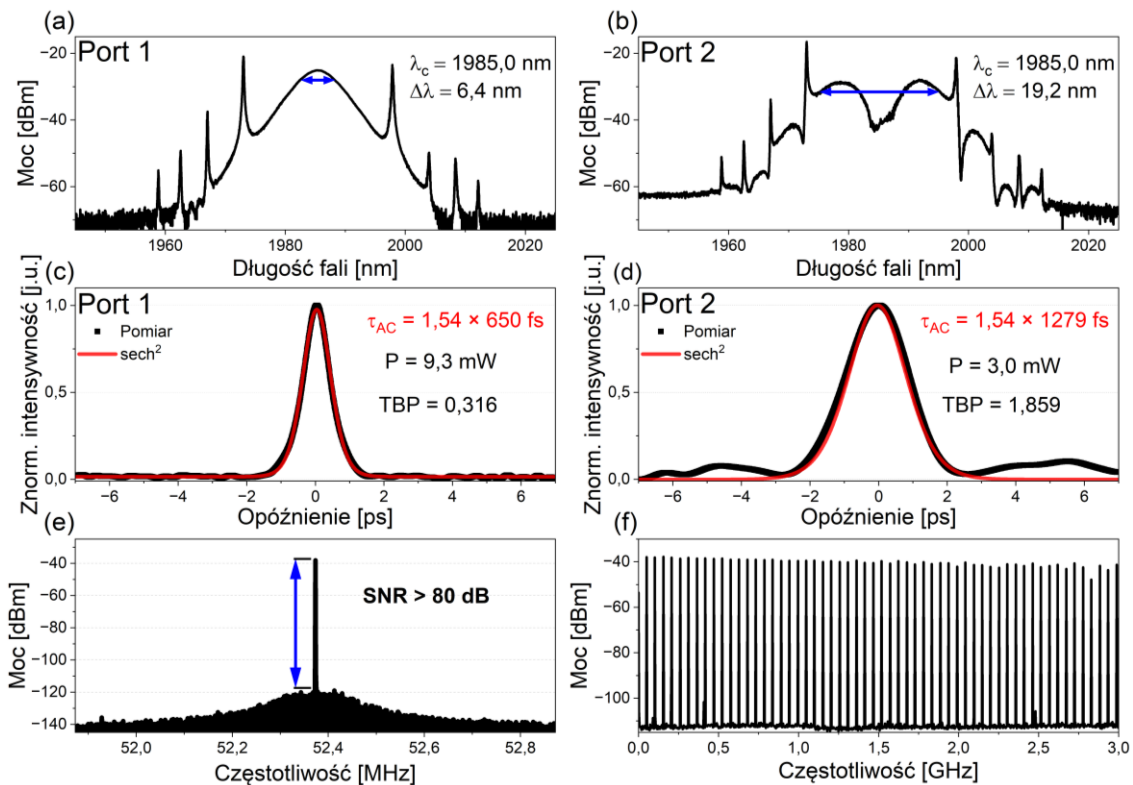
Do scharakteryzowania układu użyto następującej aparatury pomiarowej:

- analizator widma optycznego (OSA) Yokogawa AQ6376, optyczne pasmo przenoszenia 1500 – 3400 nm, błąd bezwzględny pomiaru długości fali  $\pm 0.5$  nm, rozdzielczość pomiaru długości fali 0,1, zakres dynamiki pracy 55 dB,
- analizator widma radiowego (RF) Rohde and Schwarz FPL1003, radiowe pasmo przenoszenia 5 kHz – 3 GHz, niepewność pomiaru mocy sygnału 0,5 dB,
- fotodiody InGaAs Discovery Semiconductors DSC2-50S, radiowe pasmo przenoszenia 12 GHz, optyczne pasmo przenoszenia 1200 – 2000 nm,
- miernik mocy optycznej: przetwornik Thorlabs PM400 wraz z głowicą termiczną Thorlabs S405C, optyczne pasmo przenoszenia 190 nm – 20  $\mu\text{m}$ , zakres pomiaru mocy 100  $\mu\text{W}$  – 5 W, rozdzielczość pomiaru 5  $\mu\text{W}$ , niepewność pomiaru mocy  $\pm 5\%$  (w zakresie 250 nm – 17  $\mu\text{m}$ ),
- autokorelator interferometryczny APE pulseCheck, zakres opóźnień 50 ps, rozdzielczość opóźnień 1 fs, zniekształcenia liniowości  $< 10\%$ , czułość 1  $\text{W}^2$ ,

- czterokanałowy oscyloskop cyfrowy Rohde and Schwarz RTA4004, radiowe pasmo przenoszenia 1 GHz, próbkowanie  $5 \cdot 10^9$  próbek/s, głębokość pamięci podręcznej do  $10^9$  próbek jednocześnie, rozdzielczość przetwornika analogowo-cyfrowego 10 bitów, dokładność podstawy czasu  $\pm 0.5$  ppm,
- fotodiody InGaAs ze stałym wzmocnieniem Thorlabs PDA10D2, radiowe pasmo przenoszenia 15 MHz, optyczne pasmo przenoszenia 800 – 2600 nm, wzmocnienie 5 kV/A (dla obciążenia  $50 \Omega$ ), czas narostu zbocza 23,3 ns,
- filtr dolnoprzepustowy Crystek CLPFL-0004-BNC, częstotliwość graniczna 4 MHz.

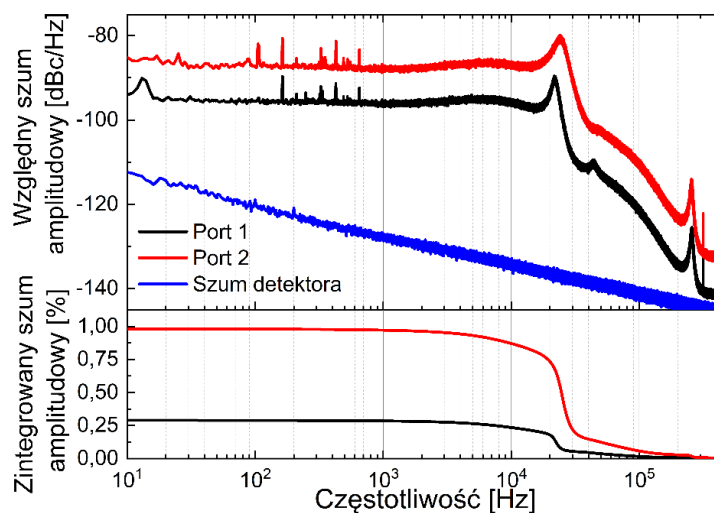
### 6.3 Praca jednoimpulsowa

Samowzbudna praca impulsowa układu wymagała mocy pompującej wprowadzanej do PM WDM o wartości około 980 mW. Po osiągnięciu progowej wartości mocy pompującej na poziomie 428 mW laser przechodził z trybu dwuimpulsowego do trybu jednoimpulsowego z obecnym komponentem spektralnym pracy ciągłej, który przypadał na długość fali 1972,1 nm. Eliminacja komponentu fali ciągłej następowała dla mocy pompującej około 405 mW, a środek widma optycznego sygnału wyjściowego na port 1 wynosił 1985,0 nm. W widmie optycznym obserwowano charakterystyczne dla reżimu solitonowego prążki dyspersyjne (Kelly'ego). Odległość między prążkami pierwszych rzędów wynosiła 24,7 nm, a wartość widmowej gęstości mocy samych prążków była o około 10 dB wyższa niż ta odpowiadająca środkowi widma, co jest typowe dla laserów solitonowych w tym zakresie spektralnym [270]. Szerokość widmowa bez uwzględniania prążków Kelly'ego wynosiła 6,4 nm dla portu 1 (wyjściowego) oraz 19,2 nm dla portu 1 (odrzuconego). Obserwowane na porcie wyjściowym widmo odpowiadało swoim kształtem typowemu dla tego reżimu dyspersyjnego kształtowi  $\text{sech}^2$ . Widmo rejestrowane na porcie 2 stanowiło uzupełnienie portu 1 na środku widma, to jest dwa maksima lokalne, pomiędzy którymi znajdowało się lokalne minimum. Długości rezonatora odpowiadała  $f_{rep}$  o wartości 52,4 MHz, a zmierzone średnie moce na obu portach wynosiły odpowiednio 9,3 mW oraz 3,0 mW, odpowiednio dla portu 1 oraz 2. Zmierzona autokorelacja impulsów pozwoliła na oszacowanie czasu trwania impulsów odpowiednio 650 fs oraz 1279 fs dla portu 1 oraz portu 2, co odpowiada TBP o wartości odpowiednio 0,316 oraz 1,859. Wartość SNR widma RF dla pierwszej harmonicznej rejestrowanej w paśmie 1 MHz z RBW o wartości 50 Hz wynosi ponad 80 dB, co sugeruje stabilność otrzymanej pracy impulsowej. Charakterystyki pracy lasera w trybie jednoimpulsowym zaprezentowano na rys. 74.



Rysunek 74. Charakterystyki wyjściowe lasera zmierzone w trybie jednoimpulsowym. Widmo optyczne na porcie 1 (a) oraz porcie 2 (b). Przebieg funkcji autokorelacji wraz z dopasowaniem funkcją  $\text{sech}^2$  na porcie 1 (c) i porcie 2 (d). Widmo radiowe zmierzone na porcie 1 w paśmie 1 MHz wokół częstotliwości repetycji oscylatora (RBW=51 Hz) (e) oraz widmo radiowe zmierzone w paśmie 3 GHz (RBW=20 kHz).

W celu dokładniejszej charakteryzacji właściwości szumowych dokonano rejestracji przebiegów czasowych impulsów na obu portach, które następnie przeliczono na względny szum amplitudowy oraz zintegrowany szum amplitudowy. Pomiarów dokonano w warunkach bez stabilizacji elektrycznej czy też termicznej, tj. układ odizolowano termicznie za pomocą obudowy wykonanej z płyt polistyrenowych oraz ustawiono na stole optycznym z pasywną izolacją drgań. Te działania miały na celu minimalizację wpływu drgań mechanicznych o niewielkich częstotliwościach na wynik pomiaru. Wyniki pomiaru RIN w paśmie od 10 Hz do 488 kHz zostały przedstawione na Rys. 75. Zintegrowane wartości RIN wynosiły 0,29% oraz 0,98%, dla odpowiednio portu 1 oraz 2. Zmierzone wartości są większe dla przedstawianych w literaturze laserów erbowych i iterbowych [28], [176], [199], ale pozostają zbliżone do wartości zmierzonej dla oscylatora tulowo-holmowego [182]. Niewątpliwym wpływem na zmierzoną wartość ma zastosowana dioda laserowa sprzęgnięta do światłowodu wielomodowego, która pompowała laser Er/Yb.

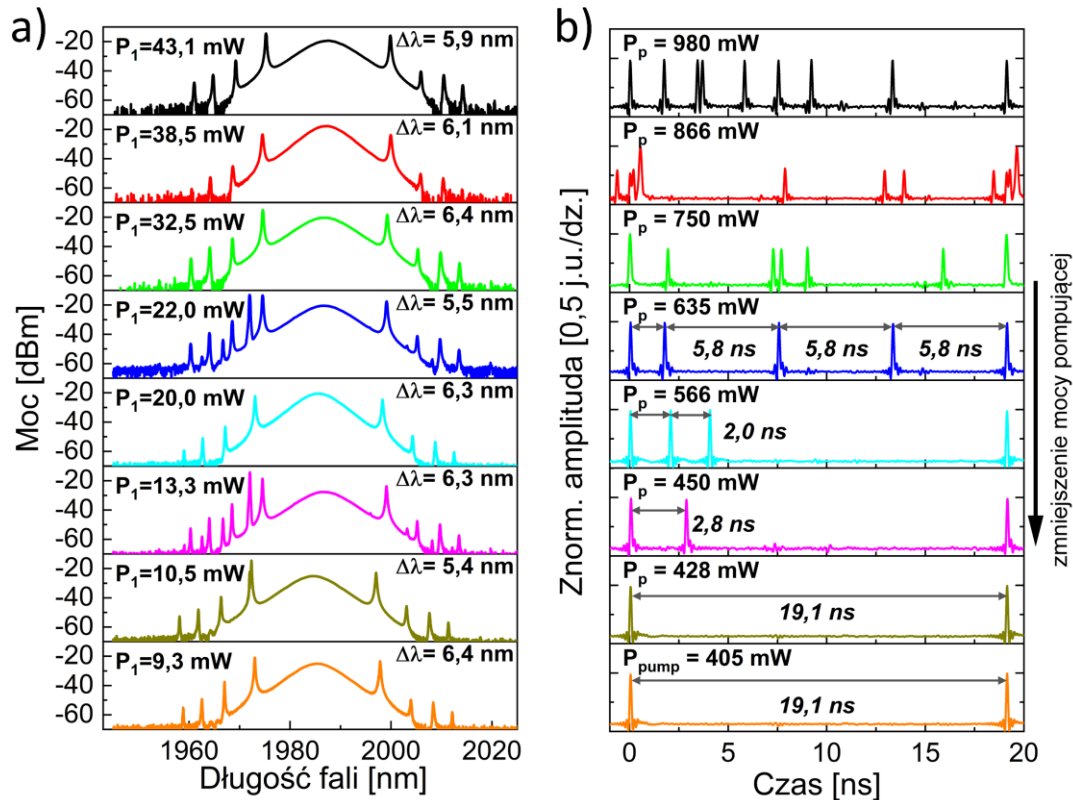


Rysunek 75. Charakterystyka szumu amplitudowego oscylatora zmierzona na obu portach. Górny panel: względny szum amplitudowy; dolny panel: zintegrowany szum amplitudowy.

## 6.4 Praca wieloimpulsowa

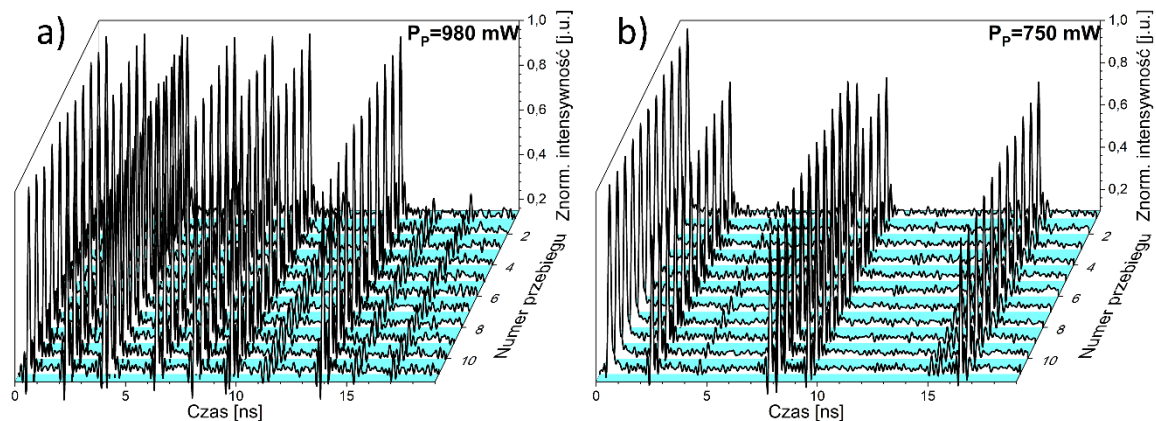
Układy oscylatorów ze ASA wymagają znacznej mocy pompującej do wzbudzenia samostartującej synchronizacji modów podłużnych. Moc pompująca pozwalająca na samowzbudność oscylatora powoduje zarazem pracę wieloimpulsową, którą eliminuje się poprzez stopniowe zmniejszanie mocy pompy. Stosunkowo niewielkie zainteresowanie dynamiką pracy oscylatorów wykonanych całkowicie z komponentów i włókien PM, szczególnie w reżimie solitonowym, skłoniło autora niniejszej rozprawy do analizy PM NALM w konfiguracji F9L pod takim kątem. Przykładami innych układów, w których analizowano przejście pomiędzy stanem pracy wieloimpulsowej aż do pracy jednoimpulsowej, są w zdecydowanej większości oscylatory zbudowane ze standardowych światłowodów nieutrzymujących stanu polaryzacji oraz jednego lub też kilku kontrolerów polaryzacji [241], [259], [260], [310]–[315]. Powoduje to niearbitralność ustawień parametrów SA, ponieważ nawet stosunkowo niewielkie straty zależne od polaryzacji mogą powodować pasywną synchronizację modów [316]. Z kolei zastosowanie kontrolera daje możliwość płynnego przestrajania pomiędzy wieloma różnymi stanami pracy, jak zostało to opisane w literaturze [312], [313], [315]. W zaprezentowanych do tej pory pracach badawczych nie przedstawiono wyników analiz nad dynamiką pracy oscylatora opartego na NALM w konfiguracji F9L zbudowanego całkowicie z włókien i komponentów światłowodowych PM od samostartu do pracy jednoimpulsowej. W ramach przeprowadzanych prac badawczych rejestrowano przebiegi czasowe i widma optyczne na porcie wyjściowym oraz moc średnią na obu portach. W ramach przestrajania mocy pompującej od wartości 980 mW do wartości 405 mW zaobserwowano osiem różnych stanów pracy. Praca dla mocy wyższych niż 1300 mW mocy optycznej powodowała niestabilną pracę, którą można określić impulsami szumopodobnymi. Praca ta powodowała generację paczki impulsów o różnych czasach trwania oraz amplitudach, która utrzymywała się w oscylatorze przez czas krótszy niż sekunda. Przebieg dynamiki

pracy od startu do jednego impulsu nie był całkowicie powtarzalny, ale obserwowano pewne tendencje w jej zmianach. Przejścia pomiędzy danymi stanami charakteryzowały się niewielką histerezą [204]. Zaprezentowane wyniki są efektem pojedynczej serii pomiarowej, zrealizowanej w zakresie mocy pompującej o 980 do 405 mW. Wyniki badania dynamiki pracy oscylatora w funkcji mocy pompującej zaprezentowano na Rys. 76.



Rysunek 76. Widma optyczne (a) i zarejestrowane oscylogramy (b) dla ośmiu różnych stanów dynamiki pracy oscylatora zarejestrowane na porcie 1.

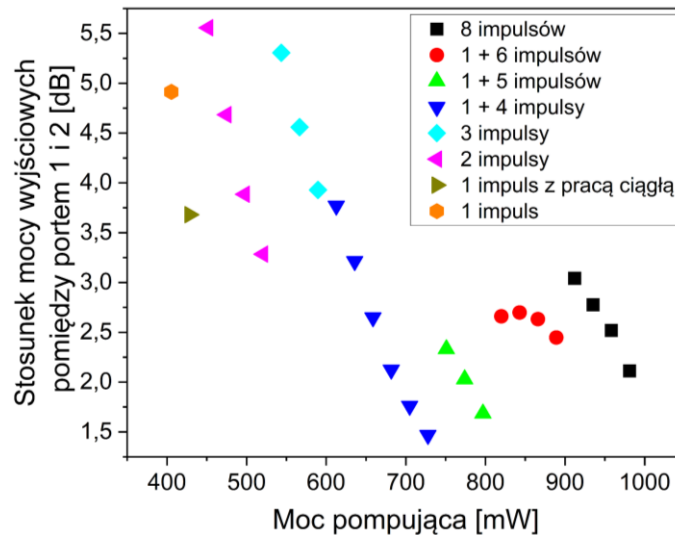
Stany obserwowane w zakresie od uruchomienia lasera do mocy około 750 mW zmieniały się samoczynnie bez dodatkowej modulacji mocy pompującej, co obserwowano poprzez zmiany przebiegów czasowych i rejestracji widma RF. Przy danej mocy pompującej obserwowano zmiany pomiędzy stanami zachodzące co kilka sekund. Jednak w krótkoterminowej analizie 11 następujących po sobie obiegów impulsów przez oscylator nie zaobserwowano dryftu poszczególnych składowych pomiędzy sobą zarówno w relatywnej fazie, jak i amplitudzie. Przykładowy wynik analizy znajduje się na Rys. 77.



Rysunek 77. Oscylogramy jedenastu kolejnych obiegów impulsów we wnęce zarejestrowane dla mocy pompujących odpowiadających pracy ośmioimpulsowej (a) oraz dynamicie impulsu główny oraz pięć impulsów o mniejszej amplitudzie (b).

Stabilność zgrupowania paczki impulsów można przypisać zjawisku tworzenia się paczek solitonowych, które było już opisywane w literaturze [315], [317]. Balans pomiędzy siłami „przyciągania” oraz „odpychania” się kolejnych elementów molekuly solitonowej powoduje tak zwaną skondensowaną fazę solitonową, która jest analogiem stanów oddziaływań pomiędzy molekułami materii [318]. Obniżenie wartości mocy pompującej do wartości poniżej 750 mW, ale powyżej 430 mW, owocowało w relatywnie stabilniejszej pracy impulsowej, w której generowano impuls o fundamentalnym  $f_{rep}$  (co około 19,1 ns) oraz dodatkowe trzy, dwa oraz jeden dodatkowy impuls. W przypadku trzech i dwóch dodatkowych impulsów odstępy pomiędzy nimi były równe i wynosiły odpowiednio 5,8 ns oraz 2,0 ns. Jednakże brak równomiernego rozmieszczenia dodatkowych impulsów pomiędzy impulsami z nominalną  $f_{rep}$  wyklucza zakwalifikowanie tych reżimów do harmonicznej synchronizacji modów podłużnych. Dla mocy pompującej 428 mW oscylator pracował jednoimpulsowo, co objawiało się zanikiem dodatkowego impulsu oraz pojawieniem się spektralnego komponentu pracy ciągłej, tak jak opisano to w podrozdziale poświęconym pracy jednoimpulsowej. Widma optyczne jedynie nieznacznie się od siebie różnią. Jediną zaobserwowaną anomalią jest pojawienie się dodatkowego komponentu spektralnego na długości fali 1972 nm w widmach z czterema oraz dwoma impulsami we wnęce. Szerokości widm optycznych obserwowanych stanów wynosiły około 6 nm dla portu 1 i około 19 nm dla portu 2.

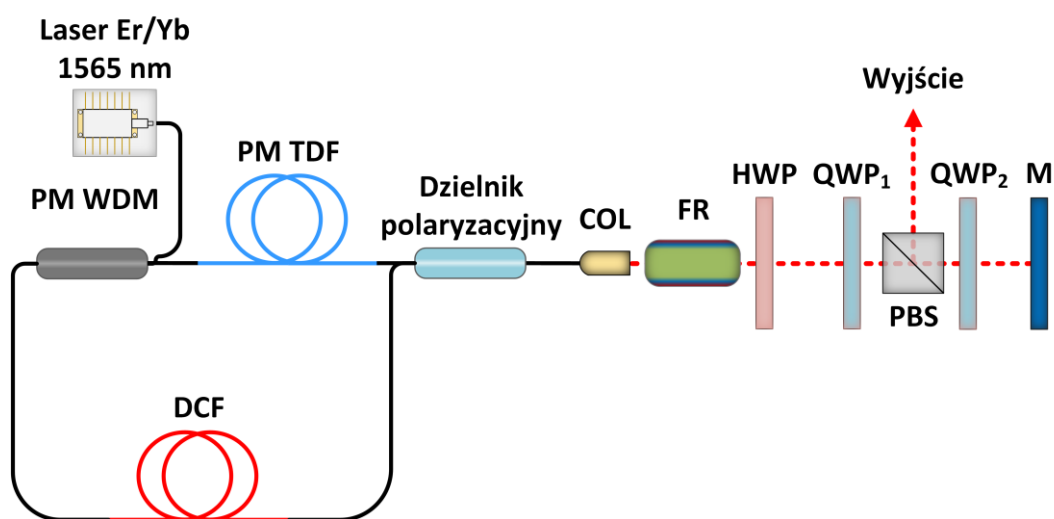
Kolejnym etapem analizy dynamiki pracy było porównanie stosunku średniej mocy mierzonej na obu wyjściach. W celu lepszego zobrazowania różnic postanowiono przedstawić wyniki w skali logarytmicznej (Rys. 78). Przy stopniowym zmniejszaniu wartości mocy pompującej oscylator obserwowano wzrost różnicy pomiędzy portem wyjściowym i odrzuconym. Również w obrębie jednego stanu taki trend jest obserwowalny. Skokowe zmiany wartości tego współczynnika sugerują przejścia pomiędzy stanami.



Rysunek 78. Stosunek mocy wyjściowych pomiędzy portem 1 i 2 w funkcji mocy pompującej oscylator.

## 6.5 Zarządzanie wypadkową dyspersją wnęki z wykorzystaniem utrzymującej polaryzację światłowodu kompensującego dyspersję

Do zarządzania wypadkową dyspersji wnęki oscylatora tulowego zastosowano DCF opisany w rozdziale 4.4, którego GVD dla długości fali 1980 nm wynosi  $91,33 \text{ ps}^2/\text{m}$ . Światłowód o długości 383 cm zespawano z dwoma odcinkami światłowodu 1550-XP z użyciem spawarki Fujikura FSM-100 oraz miernika PER (Thorlabs ERM100). Zmierzony PER odcinka wynosił powyżej 24 dB. Następnie umieszczono otrzymany odcinek światłowodu w oscylatorze pomiędzy sprzęgaczem WDM i dzielnikiem polaryzacji. Schemat oscylatora przedstawiono na Rys. 79 i oprócz DCF zawiera identyczne komponenty jak układ zaprezentowany w sekcji 6.2.

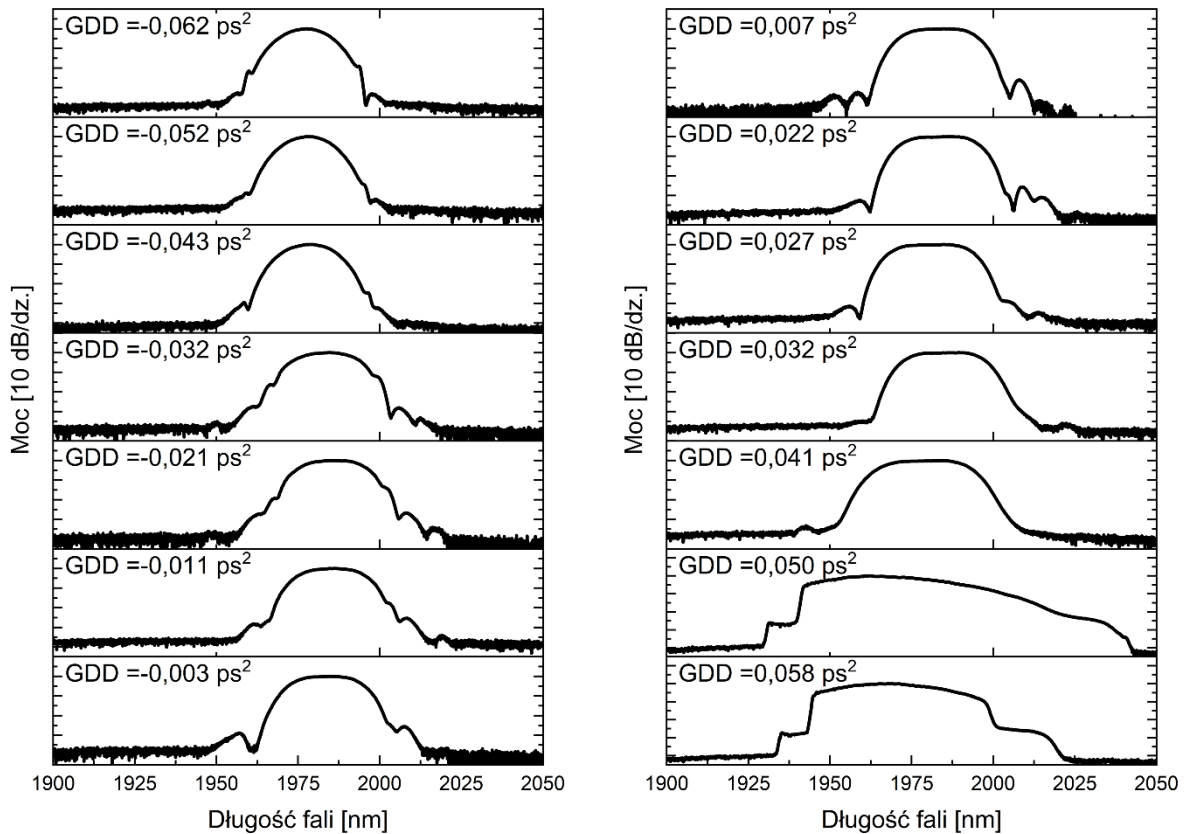


Rysunek 79. Schemat układu oscylatora ze światłowodem kompensującym dyspersję DCF. PM WDM: światłowodowy sprzęgacz z podziałem długości fali; PM TDF: utrzymujący stan polaryzacji jednomodowy światłowód domieszkowany jonami tulu;



COL: kolimator; FR: rotator Faradaya; QWP/HWP: płytka ćwierćfalowa/półfalowa; PBS: polaryzacyjny dzielnik wiązek; M: zwierciadło.

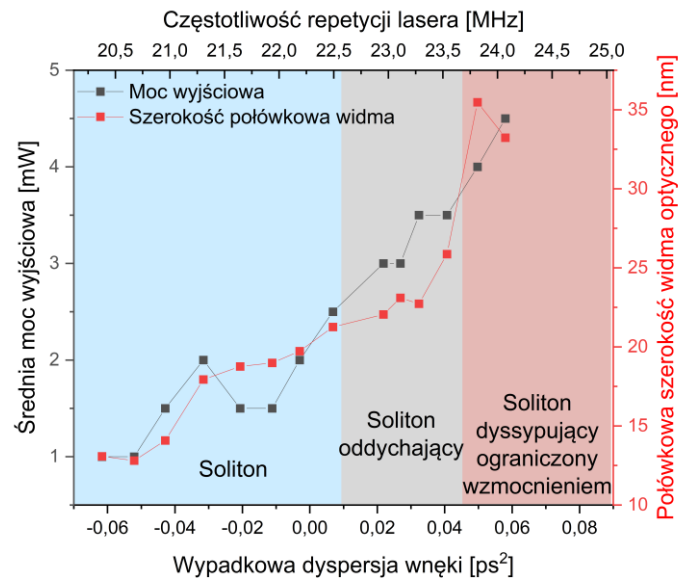
Całkowita długość włókna 1550-XP w oscylatorze wynosiła 533 cm, a wypadkowa dyspersja była równa  $-0,062 \text{ ps}^2$ . Samowzбудną pracę impulsową uzyskano dla mocy pompującej około 500 mW, a jednoimpulsową przy zmniejszeniu wartości mocy pompującej do około 120 mW. Charakterystyki portu 2 pominięto, a port 1 nazwano dalej wyjściem. Średnia moc wyjściowa wynosiła 1,0 mW. Kolejno usuwano z wnęki odcinki 1550-XP o długościach około 15 cm i ponownie badano pracę lasera. W sumie przeprowadzono 13 takich skróceń oscylatora, co spowodowało przestrojenie wypadkowej długości wnęki w zakresie od  $-0,062$  do  $0,058 \text{ ps}^2$ . Jednocześnie częstotliwość repetycji zmieniała się w zakresie od 20,72 do 24,66 MHz. Oscylator pracował w reżimie solitonowym, solitonu oddychającego oraz solitonu dyssypującego. Rys. 80 przedstawia widma optyczne zarejestrowane dla poszczególnych wartości wypadkowej dyspersji wnęki.



Rysunek 80. Widma optyczne impulsów zarejestrowane na wyjściu oscylatora w konfiguracji F9L ze światłowodem kompensującym dyspersję.

Pomiędzy zmianami wypadkowej wartości GDD z  $-0,043$  i  $-0,032 \text{ ps}^2$  oraz  $0,32$  i  $0,41 \text{ ps}^2$  dokonano drobnej korekty ustawienia płytki QWP<sub>1</sub> w celu zmiany głębokości modulacji ASA. Zmiana kąta ustawienia nie była większa niż  $2^\circ$ , jednakże zauważyć można przesunięcie centralnej długości fali. Rys. 81 przedstawia podsumowanie mocy średniej

i połówkowej szerokości widma w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. W odróżnieniu od układu z sekcji 4.4, moc średnia oraz połówkowa szerokość widma optycznego rosły wraz ze wzrostem wypadkowej dyspersji wnęki. Przeprowadzone eksperymenty (w Sekcji 4.4 oraz tutejsze) z DCF potwierdziły płaską, normalną dyspersję włókna i jego użyteczność jako element kompensujący GDD w oscylatorach femtosekundowych wykonanych wyłącznie z użyciem światłowodów i komponentów światłowodowych PM na długościach fali 1,5 oraz 2,0  $\mu\text{m}$ .



Rysunek 81. Średnia moc wyjściowa oraz połówkowa szerokość widm impulsów w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki.

## 6.6 Podsumowanie

Przedstawiona analiza dynamiki pracy lasera femtosekundowego ze ASA w zależności od mocy pompującej może przysłużyć się przede wszystkim lepszemu zrozumieniu zasady działania urządzeń, które coraz częściej wykorzystywane są na skalę przemysłową, a od wielu już lat są narzędziami wykorzystywanymi w laboratoriach przeróżnych ośrodków badawczych [23], [51], [192], [319]–[321]. Przegląd literatury jednoznacznie wskazuje na stosunkowo małe zainteresowanie taką tematyką w oscylatorach w architekturze PM. Jest to spowodowane tendencją do pokazywania pracy lasera wyłącznie w fundamentalnym trybie pracy tj. pracy jednoimpulsowej. Często nie prezentuje się nawet zakresu pracy lasera, w jakim uzyskuje się pracę jednoimpulsową, podczas gdy wartości parametrów pracy potrafią diametralnie różnić się od siebie w skrajnych częściach tego zakresu. Prezentowany w tym rozdziale układ pozwala na odizolowanie parametru mocy pompującej od pozostałych czynników takich jak polaryzacja wiązki laserowej czy też parametry SA.

## Rozdział 7. Zakończenie

---

Przedmiotem niniejszej rozprawy doktorskiej były badania nad wykorzystaniem ASA, w szczególności NALM, w oscylatorach femtosekundowych zbudowanych z włókien i komponentów PM. Zaprezentowano układy pracujące na długości fali około 1560 oraz 1985 nm, w których dokonywano zarządzania wypadkową dyspersją wnęki oraz badano dynamikę pracy oscylatora od samowzbudnej pracy wieloimpulsowej, aż do uzyskania pracy jednoimpulsowej. Głównym celem rozprawy była zbadanie wszechstronności NALM z NRPS. Płynna zmiana charakterystyk jego transmisji pozwala na użycie wnęki opartej na NALM jako platformy badawczej nad zjawiskami związanymi z generacją ultrakrótkich impulsów w szerokim zakresie parametrów wnęki.

Początek niniejszej rozprawy doktorskiej przedstawia zagadnienia związane z propagacją ultrakrótkich impulsów laserowych w światłowodach oraz techniki ich generacji. Przedstawiono przegląd literaturowy obejmujący zarówno podstawy teoretyczne, jak i najnowsze osiągnięcia z zakresu pasywnej synchronizacji modów podłużnych. Zaprezentowano typy SA używanych w laserach światłowodowych, dyspersyjne reżimy pracy synchronizacji, wpływ filtracji spektralnej oraz omówiono szumy własne oscylatora femtosekundowego. Autor wyraża nadzieję, że zaprezentowane zagadnienia, uzupełnione pozycjami literaturowymi stanowią wystarczający wstęp dla osób chcących zaznajomić się ze światłowodowymi laserami femtosekundowymi.

Dalsza część rozprawy obejmuje prace eksperymentalne nad światłowodowymi oscylatorami bazującymi na NALM w konfiguracji F9L. Rozdział 4 został poświęcony badaniom nad oscylatorami erbowymi, w których porównywano charakterystyki wyjściowe pomiędzy dwoma portami wyjściowymi w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. Do zarządzania wykorzystano skracanie pasywnego włókna o anomalnej dyspersji, wewnątrzwnękowy kompresor oraz DCF. Spośród zaprezentowanych wyników to pierwsza z tych metod pozwala na generację impulsów o najszerszym widmie optycznym (ponad 90 nm) i czasie trwania poniżej 80 fs bezpośrednio z wnęki oscylatora. Z kolei druga metoda pozwala na przestrajanie GDD w najszerszym zakresie, bez znacznego wydłużania wnęki. Trzecia metoda pozwala na potencjalnie całkowicie światłowodową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki. Zaprezentowano możliwość przestrajania centralnej długości fali generowanych impulsów w zależności od mocy pompującej oscylator. W wypadkowo normalnej dyspersji zaobserwowano przestrajalne stany pracy oscylatora, które zależne były od szerokości zastosowanego filtra spektralnego i utrzymywały swoje charakterystyczne właściwości w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. Scharakteryzowano stan A, oferujący największe energie impulsów, stan B, charakteryzujący się największą mocą szczytową oraz stan C, w którym czas trwania impulsów był relatywnie najkrótszy.

W rozdziale 5 zaprezentowano całkowicie światłowodowy oscylator oparty na NALM w konfiguracji F9L wykonany w architekturze PM. Zastosowanie aktywnego włókna z normalną dyspersją pozwoliło na częściową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki, jednak oscylator pracował w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Oscylator

generował impulsy o czasie poniżej 400 fs, jednak cechował się średnią mocą wyjściową poniżej 5 mW.

W rozdziale 6 zaprezentowano układ oscylatora tulowego opartego na NALM, w konfiguracji F9L w którym badano zarówno charakterystyki pracy jednoimpulsowej, jak i dynamiki pracy od samowzbudnej pracy wieloimpulsowej, aż po pracę jednoimpulsową. W prezentowanej do tej pory literaturze nie przedstawiono takiej dynamiki pracy oscylatora w architekturze PM. Wykonano też eksperymenty związane z balansowaniem wypadkowej dyspersji wnęki oscylatora z użyciem eksperymentalnego, ale wyprodukowanego w warunkach przemysłowych DCF.

Do oryginalnych osiągnięć niniejszej pracy autor zalicza:

- **Przedstawienie analizy porównawczej charakterystyk pomiędzy dwoma portami wyjściowymi w oscylatorze bazującym na PM NALM w konfiguracji F9L w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki, wraz z pomiarem fazy spektralnej impulsów.** Pozwala to na postawienie wniosku, że pomimo widocznych różnic w charakterystykach szumu własnego, oba wyjścia pozwalają na uzyskanie impulsów o zbliżonym czasie trwania oraz płaskiej fazie spektralnej w zakresie zera wypadkowej dyspersji.
- **Prezentacja trzech stanów pracy oscylatora PM pracującego w wypadkowo normalnej dyspersji, których występowanie zależało od szerokości filtra spektralnego oraz użytej mocy pompującej oscylator.** Pozwoliło to na otrzymywanie impulsów o największej energii impulsów, największej mocy szczytowej oraz najkrótszym czasie trwania w zależności od stanu pracy.
- **Prezentacja całkowicie światłowodowego oscylatora w architekturze PM opartego na NALM w konfiguracji F9L.** Zaprezentowany układ może w przyszłości stać się laserem zasiewającym układy wzmacniające ultrakrótkie impulsy lub układy do konwersji spektralnej.
- **Prezentacja dynamiki od samowzbudnej pracy wieloimpulsowej, aż po pracę jednoimpulsową w oscylatorze opartym na NALM wykonanym w architekturze PM.** Jest to, wedle wiedzy autora, pierwsza taka analiza dynamiki pracy oscylatora w architekturze PM, która dodatkowo wykazała skokowe zmiany stosunku mocy wyjściowej pomiędzy dwoma portami wyjściowymi pomiędzy kolejnymi stanami pracy.

## Bibliografia

---

- [1] I. Coddington, N. Newbury, i W. Swann, „Dual-comb spectroscopy”, *Optica*, t. 3, nr 4, s. 414–426, kwi. 2016, doi: 10.1364/OPTICA.3.000414.
- [2] N. Picqué i T. W. Hänsch, „Frequency comb spectroscopy”, *Nat. Photonics*, t. 13, nr 3, Art. nr 3, mar. 2019, doi: 10.1038/s41566-018-0347-5.
- [3] E. Oelker *i in.*, „Demonstration of  $4.8 \times 10^{-17}$  stability at 1 s for two independent optical clocks”, *Nat. Photonics*, t. 13, nr 10, s. 714–719, paź. 2019, doi: 10.1038/s41566-019-0493-4.
- [4] M. T. Hassan *i in.*, „Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons”, *Nature*, t. 530, nr 7588, s. 66–70, luty 2016, doi: 10.1038/nature16528.
- [5] J. Feller i *in.*, „Simple approach for extending the ambiguity-free range of dual-comb ranging”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 15, s. 3677, sie. 2021, doi: 10.1364/OL.427816.
- [6] Y. Li *i in.*, „Large-scale absolute distance measurement with dual free-running all-polarization-maintaining femtosecond fiber lasers”, *Chin. Opt. Lett.*, t. 17, nr 9, s. 091202, wrz. 2019.
- [7] R. R. Gattass i E. Mazur, „Femtosecond laser micromachining in transparent materials”, *Nat. Photonics*, t. 2, nr 4, s. 219–225, kwi. 2008, doi: 10.1038/nphoton.2008.47.
- [8] D. Stachowiak, J. Bogusławski, A. Głuszek, Z. Łaszczych, M. Wojtkowski, i G. Soboń, „Frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser for two-photon excited fluorescence imaging”, *Biomed. Opt. Express*, t. 11, nr 8, s. 4431–4442, sie. 2020, doi: 10.1364/BOE.396878.
- [9] J. Boguslawski *i in.*, „In vivo imaging of the human eye using a 2-photon-excited fluorescence scanning laser ophthalmoscope”, *J. Clin. Invest.*, t. 132, nr 2, s. e154218, sty. 2022, doi: 10.1172/JCI154218.
- [10] D. Z. Reinstein, T. J. Archer, i M. Gobbe, „The History of LASIK”, *J. Refract. Surg.*, t. 28, nr 4, s. 291–298, kwi. 2012, doi: 10.3928/1081597X-20120229-01.
- [11] T. Suzuki, „Overview of Functional and Speciality Fibers”, w *High-Performance and Specialty Fibers: Concepts, Technology and Modern Applications of Man-Made Fibers for the Future*, J. The Society of Fiber Science and Techno, Red., Tokyo: Springer Japan, 2016, s. 219–231. doi: 10.1007/978-4-431-55203-1\_12.
- [12] N. Nishizawa, „Ultrashort pulse fiber lasers and their applications”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, t. 53, nr 9, s. 090101, lip. 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.090101.
- [13] 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.*, t. 3, nr 9, s. 3715–3746, wrz. 2021, doi: 10.1021/acsaelm.1c00682.
- [14] G. Wanli, L. Guanyu Liu, i Z. Zhigang, „44.6 fs pulses from a 257 MHz Er: fiber laser mode-locked by biased NALM”, *Chin. Opt. Lett.*, t. 16, nr 11, s. 111401–, 2018, doi: 10.3788/COL201816.111401.
- [15] „BATOP GmbH”. <https://batop.de/> (dostęp 24 październik 2022).
- [16] R. I. Woodward i E. J. R. Kelleher, „2D Saturable Absorbers for Fibre Lasers”, *Appl. Sci.*, t. 5, nr 4, Art. nr 4, grudz. 2015, doi: 10.3390/app5041440.
- [17] K. Viskontas, K. Regelskis, i N. Rusteika, „Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1  $\mu\text{m}$ ”, *Lith. J. Phys.*, t. 54, nr 3, Art. nr 3, paź. 2014, doi: 10.3952/physics.v54i3.2951.
- [18] S. Y. Ryu, K.-S. 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*, t. 20, nr 12, s. 12966–12974, cze. 2012, doi: 10.1364/OE.20.012966.
- [19] M. Edelmann, Y. Hua, K. Şafak, i F. X. Kärtner, „Intrinsic amplitude-noise suppression in fiber lasers mode-locked with nonlinear amplifying loop mirrors”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 7, s. 1752–1755, kwi. 2021, doi: 10.1364/OL.415718.
- [20] N. Kuse, J. Jiang, C.-C. Lee, T. R. Schibli, i M. E. Fermann, „All polarization-maintaining Er fiber-based optical frequency combs with nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Express*, t. 24, nr 3, s. 3095–3102, luty 2016, doi: 10.1364/OE.24.003095.
- [21] Z. Łaszczych i G. Soboń, „Dispersion management of a nonlinear amplifying loop mirror-based erbium-doped fiber laser”, *Opt. Express*, t. 29, nr 2, s. 2690–2702, sty. 2021, doi: 10.1364/OE.416107.
- [22] S. M. Kobtsev, „Artificial saturable absorbers for ultrafast fibre lasers”, *Opt. Fiber Technol.*, t. 68, s. 102764, sty. 2022, doi: 10.1016/j.yofte.2021.102764.
- [23] W. Hänsel *i in.*, „All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation”, *Appl. Phys. B*, t. 123, nr 1, s. 41, sty. 2017, doi: 10.1007/s00340-016-6598-2.
- [24] 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*, t. 29, nr 23, s. 38199–38205, lis. 2021, doi: 10.1364/OE.434767.
- [25] N. Ohmae, N. Kuse, M. E. Fermann, i H. Katori, „All-polarization-maintaining, single-port Er: fiber comb for high-stability comparison of optical lattice clocks”, *Appl Phys Express*, t. 10, nr 6, s. 062503, 2017, doi: 10.7567/APEX.10.062503.

- [26] A. Khagai, M. Melkumov, K. Riumkin, V. Khopin, S. Firstov, i E. Dianov, „NALM-based bismuth-doped fiber laser at 1.7  $\mu\text{m}$ ”, *Opt. Lett.*, t. 43, nr 5, s. 1127–1130, mar. 2018, doi: 10.1364/OL.43.001127.
- [27] R. Li *i in.*, „All-polarization-maintaining dual-wavelength mode-locked fiber laser based on Sagnac loop filter”, *Opt. Express*, t. 26, nr 22, s. 28302–28311, 2018.
- [28] A. S. Mayer *i in.*, „Flexible all-PM NALM Yb: fiber laser design for frequency comb applications: operation regimes and their noise properties”, *Opt. Express*, t. 28, nr 13, s. 18946–18968, 2020, doi: <https://doi.org/10.1364/OE.394543>.
- [29] Y. Duan *i in.*, „Dissipative solitons in a compact Er-doped all-fiber figure-of-9 laser”, *Opt. Fiber Technol.*, t. 64, s. 102550, lip. 2021, doi: 10.1016/j.yofte.2021.102550.
- [30] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, 1. wyd. New York: Springer New York, NY, 2005. Dostęp: 5 lipiec 2023. [Online]. Dostępne na: <http://link.springer.com/10.1007/b138685>
- [31] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5. wyd. Academic Press. Dostęp: 19 grudzień 2022. [Online]. Dostępne na: <https://www.elsevier.com/books/nonlinear-fiber-optics/agrawal/978-0-12-397023-7>
- [32] I. S. Aranson i L. Kramer, „The world of the complex Ginzburg-Landau equation”, *Rev. Mod. Phys.*, t. 74, nr 1, s. 99–143, luty 2002, doi: 10.1103/RevModPhys.74.99.
- [33] R. I. Woodward, „Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers”, *J. Opt.*, t. 20, nr 3, s. 033002, luty 2018, doi: 10.1088/2040-8986/aaa9f5.
- [34] H. A. Haus, „Mode-locking of lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 6, nr 6, s. 1173–1185, lis. 2000, doi: 10.1109/2944.902165.
- [35] T. I. Lakoba i G. P. Agrawal, „Effects of third-order dispersion on dispersion-managed solitons”, *JOSA B*, t. 16, nr 9, s. 1332–1343, wrz. 1999, doi: 10.1364/JOSAB.16.001332.
- [36] I. N. Duling, Red., *Compact Sources of Ultrashort Pulses*. w Cambridge Studies in Modern Optics. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. doi: 10.1017/CBO9780511628757.
- [37] M. Bass, P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, i G. Weinreich, „Optical Mixing”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 8, nr 1, s. 18–18, sty. 1962, doi: 10.1103/PhysRevLett.8.18.
- [38] M. M. Jahanbakhshian, M. A. Kiani, M. A. Pirlar, i R. Karimzadeh, „Giant electro-optic coefficient in a graphene oxide film”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 11, s. 2798–2801, cze. 2022, doi: 10.1364/OL.451503.
- [39] B. Jiang *i in.*, „High-efficiency second-order nonlinear processes in an optical microfiber assisted by few-layer GaSe”, *Light Sci. Appl.*, t. 9, nr 1, Art. nr 1, kwi. 2020, doi: 10.1038/s41377-020-0304-1.

- 
- [40] Sellmeier, „Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen”, *Ann. Phys.*, t. 219, nr 6, s. 272–282, 1871, doi: 10.1002/andp.18712190612.
- [41] M. F. S. Ferreira, *Nonlinear Effects in Optical Fibers*, 1st edition. Hoboken, N.J. : Washington, D.C.: Wiley-OSA, 2011.
- [42] R. H. Stolen i C. Lin, „Self-phase-modulation in silica optical fibers”, *Phys. Rev. A*, t. 17, nr 4, s. 1448–1453, kwi. 1978, doi: 10.1103/PhysRevA.17.1448.
- [43] S. A. Planas, N. L. P. Mansur, C. H. B. Cruz, i H. L. Fragnito, „Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers”, *Opt. Lett.*, t. 18, nr 9, s. 699–701, maj 1993, doi: 10.1364/OL.18.000699.
- [44] A. H. Malik, M. Azeem, M. Yousaf Hamza, i S. Tariq, „Comparison of interaction of GVD and SPM between normal and anomalous dispersion regimes of single mode fiber”, *2008 Second Int. Conf. Electr. Eng.*, s. 1–6, mar. 2008, doi: 10.1109/ICEE.2008.4553903.
- [45] A. R. Sarmani, R. Zamiri, M. H. A. Bakar, B. Z. Azmi, A. W. Zaidan, i M. A. Mahdi, „Tunable Raman fiber laser induced by Rayleigh backscattering in an ultra-long cavity”, *J. Eur. Opt. Soc. - Rapid Publ.*, t. 6, nr 0, Art. nr 0, wrz. 2011, doi: 10.2971/jeos.2011.11043.
- [46] P. Mazumder, S. L. Logunov, i S. Raghavan, „Analysis of excess scattering in optical fibers”, *J. Appl. Phys.*, t. 96, nr 8, s. 4042–4049, paź. 2004, doi: 10.1063/1.1786378.
- [47] R. H. Stolen, E. P. Ippen, i A. R. Tynes, „Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 20, nr 2, s. 62–64, sty. 1972, doi: 10.1063/1.1654046.
- [48] S. Singh, R. Gangwar, i N. Singh, „Nonlinear scattering effects in optical fibers”, *Prog. Electromagn. Res.-Pier - PROG ELECTROMAGN RES*, t. 74, s. 379–405, sty. 2007, doi: 10.2528/PIER07051102.
- [49] C. W. Barnard, P. Myslinski, X. Pan, i J. Chrostowski, „Limitations imposed by stimulated Raman scattering of 1550 nm high-energy pulse transmission”, *J. Light. Technol.*, t. 13, nr 2, s. 115–119, luty 1995, doi: 10.1109/50.365195.
- [50] C. Aguergaray, A. Runge, M. Erkintalo, i N. G. R. Broderick, „Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability”, *Opt. Lett.*, t. 38, nr 15, s. 2644–2646, sie. 2013, doi: 10.1364/OL.38.002644.
- [51] 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.*, t. 40, nr 15, s. 3500–3503, sie. 2015, doi: 10.1364/OL.40.003500.



- [52] D. S. Kharenko, E. V. Podivilov, A. A. Apolonski, i S. A. Babin, „20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator”, *Opt. Lett.*, t. 37, nr 19, s. 4104–4106, paź. 2012, doi: 10.1364/OL.37.004104.
- [53] R. Setra, D. Arroyo, Z. Ni, T. Murphy, i R. Roy, „Dimensionality reduction and dynamical filtering: Stimulated Brillouin scattering in optical fibers”, *Phys. Rev. E*, t. 92, sie. 2015, doi: 10.1103/PhysRevE.92.022903.
- [54] A. B. Ruffin, „Stimulated Brillouin scattering: an overview of measurements, system impairments, and applications”, w *Technical Digest: Symposium on Optical Fiber Measurements, 2004.*, wrz. 2004, s. 23–28. doi: 10.1109/SOFM.2004.183467.
- [55] L. H. Adams i E. D. Williamson, „The relation between birefringence and stress in various types of glass”, *J. Wash. Acad. Sci.*, t. 9, nr 20, s. 609–623, 1919, doi: <https://www.jstor.org/stable/24521146>.
- [56] J. Liu, Y. Liu, i T. Xu, „Analytical Estimation of Stress-Induced Birefringence in Panda-Type Polarization-Maintaining Fibers”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 32, nr 24, s. 1507–1510, grudz. 2020, doi: 10.1109/LPT.2020.3036612.
- [57] K. Tarnowski *i in.*, „Polarized all-normal dispersion supercontinuum reaching 25  $\mu\text{m}$  generated in a birefringent microstructured silica fiber”, *Opt. Express*, t. 25, nr 22, s. 27452, paź. 2017, doi: 10.1364/OE.25.027452.
- [58] O. Szewczyk *i in.*, „All-normal dispersion supercontinuum vs frequency-shifted solitons pumped at 1560 nm as seed sources for thulium-doped fiber amplifiers”, *Opt. Express*, t. 29, nr 12, s. 18122–18138, cze. 2021, doi: 10.1364/OE.430292.
- [59] H. W. Mocker i R. J. Collins, „MODE COMPETITION AND SELF-LOCKING EFFECTS IN A Q-SWITCHED RUBY LASER”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 7, nr 10, s. 270–273, lis. 1965, doi: 10.1063/1.1754253.
- [60] P. P. Sorokin, J. J. Luzzi, J. R. Lankard, i G. D. Pettit, „Ruby Laser Q-Switching Elements Using Phthalocyanine Molecules in Solution”, *IBM J. Res. Dev.*, t. 8, nr 2, s. 182–184, kwi. 1964, doi: 10.1147/rd.82.0182.
- [61] T. H. Maiman, „Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 4, nr 11, s. 564–566, cze. 1960, doi: 10.1103/PhysRevLett.4.564.
- [62] J. A. Valdmanis, G. Mourou, i C. W. Gabel, „Picosecond electro-optic sampling system”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 41, nr 3, s. 211–212, sie. 1982, doi: 10.1063/1.93485.
- [63] S. Lundqvist, T. Andersson, i S. T. Eng, „Generation of tunable single-mode picosecond pulses from an AlGaAs semiconductor laser with grating feedback”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 43, nr 8, s. 715–717, paź. 1983, doi: 10.1063/1.94487.
- [64] M. Hentschel *i in.*, „Attosecond metrology”, *Nature*, t. 414, nr 6863, Art. nr 6863, lis. 2001, doi: 10.1038/35107000.

- [65] P. M. Paul *i in.*, „Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation”, *Science*, t. 292, nr 5522, s. 1689–1692, cze. 2001, doi: 10.1126/science.1059413.
- [66] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1990.
- [67] S. Hassani, „Dirac Delta Function”, w *Mathematical Methods: For Students of Physics and Related Fields*, New York, NY: Springer, 2009, s. 139–170. doi: 10.1007/978-0-387-09504-2\_5.
- [68] W. E. Lamb, „Theory of an Optical Maser”, *Phys. Rev.*, t. 134, nr 6A, s. A1429–A1450, cze. 1964, doi: 10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [69] L. E. Hargrove, R. L. Fork, i M. A. Pollack, „LOCKING OF He–Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 5, nr 1, s. 4–5, lip. 1964, doi: 10.1063/1.1754025.
- [70] R. Paschotta, *Field Guide to Laser Pulse Generation*. SPIE, 2008. doi: 10.1117/3.800629.
- [71] T. Cai i L. R. Chen, „40-80-160 GHz tunable mode-locked semiconductor fiber laser incorporating a nonlinear optical loop mirror”, *Opt. Express*, t. 18, nr 17, s. 18113, sie. 2010, doi: 10.1364/OE.18.018113.
- [72] K. J.-J. Monga, R. Martínez-Manuel, J. Meyer, S. Diaz, i J. M. Sompo, „Stable and narrow linewidth linear cavity CW-active Q-switched erbium-doped fiber laser”, *Opt. Laser Technol.*, t. 140, s. 107013, sie. 2021, doi: 10.1016/j.optlastec.2021.107013.
- [73] U. Keller, Red., „Active Modelocking”, w *Ultrafast Lasers: A Comprehensive Introduction to Fundamental Principles with Practical Applications*, w Graduate Texts in Physics. Cham: Springer International Publishing, 2021, s. 225–277. doi: 10.1007/978-3-030-82532-4\_6.
- [74] A. Takada i H. Miyazawa, „30 GHz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fibre laser”, *Electron. Lett.*, t. 26, nr 3, s. 216–217, luty 1990, doi: 10.1049/el:19900145.
- [75] M. Pawliszewska, M. R. Majewski, i S. D. Jackson, „Electronically tunable picosecond pulse generation from Ho<sup>3+</sup>-doped fluoride fiber laser using frequency-shifted feedback”, *Opt. Lett.*, t. 45, nr 20, s. 5808–5811, paź. 2020, doi: 10.1364/OL.408609.
- [76] E. Yablonovitch i T. J. Gmitter, „Photonic band structure: The face-centered-cubic case”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 63, nr 18, s. 1950–1953, paź. 1989, doi: 10.1103/PhysRevLett.63.1950.
- [77] P. W. Smith, Y. Silberberg, i D. A. B. Miller, „Mode locking of semiconductor diode lasers using saturable excitonic nonlinearities”, *JOSA B*, t. 2, nr 7, s. 1228–1236, lip. 1985, doi: 10.1364/JOSAB.2.001228.

- [78] B. Semnani, R. Jago, S. Safavi-Naeini, H. Majedi, E. Malic, i P. Tassin, „Anomalous optical saturation of low-energy Dirac states in graphene and its implication for nonlinear optics”, *2D Mater.*, t. 6, nr 3, s. 031003, maj 2019, doi: 10.1088/2053-1583/ab1dea.
- [79] B. Zhang *i in.*, „Recent Progress in 2D Material-Based Saturable Absorbers for All Solid-State Pulsed Bulk Lasers”, *Laser Photonics Rev.*, t. 14, nr 2, s. 1900240, 2020, doi: 10.1002/lpor.201900240.
- [80] K. Wang *i in.*, „Ultrafast Saturable Absorption of Two-Dimensional MoS<sub>2</sub> Nanosheets”, *ACS Nano*, t. 7, nr 10, s. 9260–9267, paź. 2013, doi: 10.1021/nn403886t.
- [81] U. Keller *i in.*, „Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 2, nr 3, s. 435–453, wrz. 1996, doi: 10.1109/2944.571743.
- [82] A. Martinez i Z. Sun, „Nanotube and graphene saturable absorbers for fibre lasers”, *Nat. Photonics*, t. 7, nr 11, Art. nr 11, lis. 2013, doi: 10.1038/nphoton.2013.304.
- [83] P. R. Wallace, „The Band Theory of Graphite”, *Phys. Rev.*, t. 71, nr 9, s. 622–634, maj 1947, doi: 10.1103/PhysRev.71.622.
- [84] Y. I. Jhon i J. H. Lee, „Saturable Absorption Dynamics of Highly Stacked 2D Materials for Ultrafast Pulsed Laser Production”, *Appl. Sci.*, t. 11, nr 6, Art. nr 6, sty. 2021, doi: 10.3390/app11062690.
- [85] F. X. Kartner, J. A. der Au, i U. Keller, „Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what’s the difference?”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 4, nr 2, s. 159–168, mar. 1998, doi: 10.1109/2944.686719.
- [86] R. W. Newson, J. Dean, B. Schmidt, i H. M. van Driel, „Ultrafast carrier kinetics in exfoliated graphene and thin graphite films”, *Opt. Express*, t. 17, nr 4, s. 2326–2333, luty 2009, doi: 10.1364/OE.17.002326.
- [87] R. Paschotta i U. Keller, „Passive mode locking with slow saturable absorbers”, *Appl. Phys. B*, t. 73, nr 7, s. 653–662, lis. 2001, doi: 10.1007/s003400100726.
- [88] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, i H. Heynau, „Self mode-locking of lasers with saturable absorbers”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 8, nr 7, s. 174–176, kwi. 1966, doi: 10.1063/1.1754541.
- [89] E. P. Ippen, C. V. Shank, i A. Dienes, „Passive mode locking of the cw dye laser”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 21, nr 8, s. 348–350, paź. 1972, doi: 10.1063/1.1654406.
- [90] P. F. Moulton, „Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>”, *JOSA B*, t. 3, nr 1, s. 125–133, sty. 1986, doi: 10.1364/JOSAB.3.000125.

- 
- [91] A. R. Reinberg, L. A. Riseberg, R. M. Brown, R. W. Wacker, i W. C. Holton, „GaAs: Si LED Pumped Yb-Doped YAG Laser”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 19, nr 1, s. 11–13, lip. 1971, doi: 10.1063/1.1653723.
- [92] P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, i T. Y. Fan, „Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser”, *Opt. Lett.*, t. 16, nr 14, s. 1089, lip. 1991, doi: 10.1364/OL.16.001089.
- [93] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, i M. T. Asom, „Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber”, *Opt. Lett.*, t. 17, nr 7, s. 505–507, kwi. 1992, doi: 10.1364/OL.17.000505.
- [94] U. Keller, „Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight”, *Appl. Phys. B*, t. 100, nr 1, s. 15–28, lip. 2010, doi: 10.1007/s00340-010-4045-3.
- [95] Y. Wang *i in.*, „SESAM mode-locked Tm:CALGO laser at 2  $\mu\text{m}$ ”, *Opt. Mater. Express*, t. 6, nr 1, s. 131–136, sty. 2016, doi: 10.1364/OME.6.000131.
- [96] M. Tang *i in.*, „High-energy dissipative solitons generation from a large normal dispersion Er-fiber laser”, *Opt. Lett.*, t. 40, nr 7, s. 1414–1417, kwi. 2015, doi: 10.1364/OL.40.001414.
- [97] U. Keller, „Recent developments in compact ultrafast lasers”, *Nature*, t. 424, nr 6950, s. 831–838, sie. 2003, doi: 10.1038/nature01938.
- [98] J. Zeng, A. E. Akosman, i M. Y. Sander, „Scaling the repetition rate of thulium-doped ultrafast soliton fiber lasers to the GHz regime”, *Opt. Express*, t. 26, nr 19, s. 24687, wrz. 2018, doi: 10.1364/OE.26.024687.
- [99] K. Kurzydłowski i M. Lewandowska, Red., *Nanomateriały inżynierskie konstrukcyjne i funkcjonalne*, 1. wyd. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, 2010.
- [100] L. Yun i W. Zhao, „PbS Quantum Dots Saturable Absorber for Dual-Wavelength Solitons Generation”, *Nanomater. Basel Switz.*, t. 11, nr 10, s. 2561, wrz. 2021, doi: 10.3390/nano11102561.
- [101] X. Zhang *i in.*, „Self-assembled gold nanoparticles as saturable absorber for low-threshold all-solid-state pulsed 2  $\mu\text{m}$  laser”, *Opt. Mater.*, t. 83, s. 82–86, wrz. 2018, doi: 10.1016/j.optmat.2018.05.085.
- [102] S. Saito, M. Yamanaka, Y. Sakakibara, E. Omoda, H. Kataura, i N. Nishizawa, „All-polarization-maintaining Er-doped dual comb fiber laser using single-wall carbon nanotubes”, *Opt. Express*, t. 27, nr 13, s. 17868, cze. 2019, doi: 10.1364/OE.27.017868.

- [103] T. R. Schibli *i in.*, „Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes”, *Opt. Express*, t. 13, nr 20, s. 8025–8031, paź. 2005, doi: 10.1364/OPEX.13.008025.
- [104] Q. Wang, T. Chen, M. Li, B. Zhang, Y. Lu, i K. P. Chen, „All-fiber ultrafast thulium-doped fiber ring laser with dissipative soliton and noise-like output in normal dispersion by single-wall carbon nanotubes”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 103, nr 1, s. 011103, lip. 2013, doi: 10.1063/1.4813108.
- [105] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, i M. Jablonski, „Ultrafast fiber pulsed lasers incorporating carbon nanotubes”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 10, nr 1, s. 137–146, sty. 2004, doi: 10.1109/JSTQE.2003.822912.
- [106] S. Li *i in.*, „Ultrathin gold nanowires as broadband saturable absorbers for ultrashort pulsed lasers”, *Laser Phys. Lett.*, t. 19, nr 9, s. 095102, sie. 2022, doi: 10.1088/1612-202X/ac8679.
- [107] Y.-C. Chen *i in.*, „Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55  $\mu\text{m}$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 81, nr 6, s. 975–977, sie. 2002, doi: 10.1063/1.1498007.
- [108] M. Pawliszewska, D. Tomaszewska, G. Soboń, A. Dużyńska, M. Zdrojek, i J. Sotor, „Broadband Metallic Carbon Nanotube Saturable Absorber for Ultrashort Pulse Generation in the 1500–2100 nm Spectral Range”, *Appl. Sci.*, t. 11, nr 7, Art. nr 7, sty. 2021, doi: 10.3390/app11073121.
- [109] W. Li *i in.*, „Bidirectional Red-Light Passively Q-Switched All-Fiber Ring Lasers With Carbon Nanotube Saturable Absorber”, *J. Light. Technol.*, t. 36, nr 13, s. 2694–2701, lip. 2018, doi: 10.1109/JLT.2017.2781702.
- [110] T. Hasan *i in.*, „Double-Wall Carbon Nanotubes for Wide-Band, Ultrafast Pulse Generation”, *ACS Nano*, t. 8, nr 5, s. 4836–4847, maj 2014, doi: 10.1021/nn500767b.
- [111] Y. Lü, C. Wei, H. Zhang, Z. Kang, G. Qin, i Y. Liu, „Wideband tunable passively Q-switched fiber laser at 2.8  $\mu\text{m}$  using a broadband carbon nanotube saturable absorber”, *Photonics Res.*, t. 7, nr 1, s. 14–18, sty. 2019, doi: 10.1364/PRJ.7.000014.
- [112] C. Wei *i in.*, „Wideband Tunable, Carbon Nanotube Mode-Locked Fiber Laser Emitting at Wavelengths Around 3  $\mu\text{m}$ ”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 31, nr 11, s. 869–872, cze. 2019, doi: 10.1109/LPT.2019.2910783.
- [113] A. Chamorovskiy *i in.*, „Femtosecond mode-locked holmium fiber laser pumped by semiconductor disk laser”, *Opt. Lett.*, t. 37, nr 9, s. 1448–1450, maj 2012, doi: 10.1364/OL.37.001448.
- [114] K. S. Novoselov *i in.*, „Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films”, *Science*, t. 306, nr 5696, s. 666–669, paź. 2004, doi: 10.1126/science.1102896.
- [115] R. R. Nair *i in.*, „Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene”, *Science*, t. 320, nr 5881, s. 1308–1308, cze. 2008, doi: 10.1126/science.1156965.

- [116] S. D. D. Cafiso *i in.*, „Sub-100-fs Cr:YAG laser mode-locked by monolayer graphene saturable absorber”, *Opt. Lett.*, t. 38, nr 10, s. 1745–1747, maj 2013, doi: 10.1364/OL.38.001745.
- [117] G. Soboń i J. Sotor, „Recent Advances in Ultrafast Fiber Lasers Mode-locked with Graphenebased Saturable Absorbers”, *Curr. Nanosci.*, t. 12, nr 3, s. 291–298.
- [118] Q. Bao *i in.*, „Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers”, *Adv. Funct. Mater.*, t. 19, nr 19, s. 3077–3083, 2009, doi: 10.1002/adfm.200901007.
- [119] T. Hasan *i in.*, „Nanotube–Polymer Composites for Ultrafast Photonics”, *Adv. Mater.*, t. 21, nr 38–39, s. 3874–3899, 2009, doi: 10.1002/adma.200901122.
- [120] „The Nobel Prize in Physics 2010”, *NobelPrize.org*. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2010/summary/> (dostęp 15 grudzień 2022).
- [121] F. Zhang *i in.*, „Recent advances on graphene: Synthesis, properties and applications”, *Compos. Part Appl. Sci. Manuf.*, t. 160, s. 107051, wrz. 2022, doi: 10.1016/j.compositesa.2022.107051.
- [122] I. H. Baek *i in.*, „Efficient Mode-Locking of Sub-70-fs Ti:Sapphire Laser by Graphene Saturable Absorber”, *Appl. Phys. Express*, t. 5, nr 3, s. 032701, luty 2012, doi: 10.1143/APEX.5.032701.
- [123] N. Tolstik, E. Sorokin, i I. T. Sorokina, „Graphene mode-locked Cr:ZnS laser with 41 fs pulse duration”, *Opt. Express*, t. 22, nr 5, s. 5564–5571, mar. 2014, doi: 10.1364/OE.22.005564.
- [124] R. Lindberg *i in.*, „Mapping Mode-Locking Regimes in a Polarization-Maintaining Er-Doped Fiber Laser”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 24, nr 3, s. 1–9, maj 2018, doi: 10.1109/JSTQE.2017.2769057.
- [125] J. Sotor *i in.*, „All-polarization-maintaining, stretched-pulse Tm-doped fiber laser, mode-locked by a graphene saturable absorber”, *Opt. Lett.*, t. 42, nr 8, s. 1592, kwi. 2017, doi: 10.1364/OL.42.001592.
- [126] Y. Zhang *i in.*, „Broadband atomic-layer MoS<sub>2</sub> optical modulators for ultrafast pulse generations in the visible range”, *Opt. Lett.*, t. 42, nr 3, s. 547–550, luty 2017, doi: 10.1364/OL.42.000547.
- [127] K. Wu, X. Zhang, J. Wang, X. Li, i J. Chen, „WS<sub>2</sub> as a saturable absorber for ultrafast photonic applications of mode-locked and Q-switched lasers”, *Opt. Express*, t. 23, nr 9, s. 11453–11461, maj 2015, doi: 10.1364/OE.23.011453.
- [128] C. Zhao *i in.*, „Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 101, nr 21, s. 211106, lis. 2012, doi: 10.1063/1.4767919.

- [129] J. Sotor, G. Soboń, W. Macherzynski, P. Paletko, K. Grodecki, i K. M. Abramski, „Mode-locking in Er-doped fiber laser based on mechanically exfoliated  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  saturable absorber”, *Opt. Mater. Express*, t. 4, nr 1, s. 1–6, sty. 2014, doi: 10.1364/OME.4.000001.
- [130] J. Sotor, G. Soboń, M. Kowalczyk, W. Macherzynski, P. Paletko, i K. M. Abramski, „Ultrafast thulium-doped fiber laser mode locked with black phosphorus”, *Opt. Lett.*, t. 40, nr 16, s. 3885–3888, sie. 2015, doi: 10.1364/OL.40.003885.
- [131] G. Soboń, „Mode-locking of fiber lasers using novel two-dimensional nanomaterials: graphene and topological insulators”, *Photonics Res.*, t. 3, nr 2, s. A56–A63, 2015.
- [132] G. Soboń *i in.*, „Graphene Oxide vs. Reduced Graphene Oxide as saturable absorbers for Er-doped passively mode-locked fiber laser”, *Opt. Express*, t. 20, nr 17, s. 19463–19473, sie. 2012, doi: 10.1364/OE.20.019463.
- [133] G. Soboń *i in.*, „Linearly polarized, Q-switched Er-doped fiber laser based on reduced graphene oxide saturable absorber”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 101, nr 24, s. 241106, grudz. 2012, doi: 10.1063/1.4770373.
- [134] M. Pawliszewska, A. Dużyńska, M. Zdrojek, i J. Sotor, „Metallic carbon nanotube-based saturable absorbers for holmium-doped fiber lasers”, *Opt. Express*, t. 27, nr 8, s. 11361–11369, kwi. 2019, doi: 10.1364/OE.27.011361.
- [135] J. Sotor, G. Soboń, W. Macherzynski, P. Paletko, i K. M. Abramski, „Black phosphorus saturable absorber for ultrashort pulse generation”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 107, nr 5, s. 051108, sie. 2015, doi: 10.1063/1.4927673.
- [136] J. Bogusławski *i in.*, „All-polarization-maintaining-fiber laser Q-switched by evanescent field interaction with  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  saturable absorber”, *Opt. Eng.*, t. 55, nr 8, s. 081316, mar. 2016, doi: 10.1117/1.OE.55.8.081316.
- [137] Q. Bao *i in.*, „Broadband graphene polarizer”, *Nat. Photonics*, t. 5, nr 7, Art. nr 7, lip. 2011, doi: 10.1038/nphoton.2011.102.
- [138] D. E. Spence, P. N. Kean, i W. Sibbett, „60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.*, t. 16, nr 1, s. 42–44, sty. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000042.
- [139] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, i F. Krausz, „Kerr lens mode locking”, *Opt. Lett.*, t. 17, nr 18, s. 1292–1294, wrz. 1992, doi: 10.1364/OL.17.001292.
- [140] R. Ell *i in.*, „Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.*, t. 26, nr 6, s. 373–375, mar. 2001, doi: 10.1364/OL.26.000373.
- [141] T. Brabec, P. F. Curley, C. Spielmann, E. Wintner, i A. J. Schmidt, „Hard-aperture Kerr-lens mode locking”, *JOSA B*, t. 10, nr 6, s. 1029–1034, cze. 1993, doi: 10.1364/JOSAB.10.001029.

- [142] M. Piché i F. Salin, „Self-mode locking of solid-state lasers without apertures”, *Opt. Lett.*, t. 18, nr 13, s. 1041–1043, lip. 1993, doi: 10.1364/OL.18.001041.
- [143] J. Brons *i in.*, „Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators”, *Opt. Lett.*, t. 39, nr 22, s. 6442–6445, lis. 2014, doi: 10.1364/OL.39.006442.
- [144] S. Yefet i A. Pe’er, „A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers”, *Appl. Sci.*, t. 3, nr 4, Art. nr 4, grudz. 2013, doi: 10.3390/app3040694.
- [145] Ł. Zinkiewicz, F. Ozimek, i P. Wasylczyk, „Witnessing the pulse birth—transient dynamics in a passively mode-locked femtosecond laser”, *Laser Phys. Lett.*, t. 10, nr 12, s. 125003, paź. 2013, doi: 10.1088/1612-2011/10/12/125003.
- [146] D. H. Sutter *i in.*, „Sub-6-fs pulses from a SESAM-assisted Kerr-lens modelocked Ti:sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation”, *Appl. Phys. B*, t. 70, nr S1, s. S5–S12, cze. 2000, doi: 10.1007/s003400000308.
- [147] M. Edelmann, Y. Hua, G. Kulcsar, i F. X. Kärtner, „All-polarization-maintaining divided pulse fiber oscillator mode-locked with the optical Kerr effect”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 24, s. 6083–6086, grudz. 2021, doi: 10.1364/OL.445410.
- [148] V. L. Kalashnikov i S. Wabnitz, „Distributed Kerr-Lens Mode-Locking in a Fiber Laser”, w *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF)*, Washington, DC: OSA, 2020, s. NpTu3D.5. doi: 10.1364/NP.2020.NpTu3D.5.
- [149] C. J. Saraceno *i in.*, „Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser”, *Appl. Phys. B*, t. 106, nr 3, s. 559–562, mar. 2012, doi: 10.1007/s00340-012-4900-5.
- [150] E. P. Ippen, H. A. Haus, i L. Y. Liu, „Additive pulse mode locking”, *J Opt Soc Am B*, t. 6, nr 9, s. 1736–1745, wrz. 1989, doi: 10.1364/JOSAB.6.001736.
- [151] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus, i E. P. Ippen, „Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator”, *Opt. Lett.*, t. 14, nr 1, s. 48–50, sty. 1989, doi: 10.1364/OL.14.000048.
- [152] N. Bawden, O. Henderson-Sapir, S. D. Jackson, i D. J. Ottaway, „Ultrafast 3.5  $\mu\text{m}$  fiber laser”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 7, s. 1636–1639, kwi. 2021, doi: 10.1364/OL.418162.
- [153] J. Peng, L. Zhan, Z. Gu, K. Qian, S. Luo, i Q. Shen, „Experimental observation of transitions of different pulse solutions of the Ginzburg-Landau equation in a mode-locked fiber laser”, *Phys. Rev. A*, t. 86, nr 3, s. 033808, wrz. 2012, doi: 10.1103/PhysRevA.86.033808.
- [154] J. Buckley, A. Chong, S. Zhou, W. Renninger, i F. W. Wise, „Stabilization of high-energy femtosecond ytterbium fiber lasers by use of a frequency filter”, *J Opt Soc Am B*, t. 24, nr 8, s. 1803–1806, sie. 2007, doi: 10.1364/JOSAB.24.001803.



- [155] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, i D. N. Payne, „Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation”, *Electron. Lett.*, t. 28, nr 15, s. 1391–1393, lip. 1992, doi: 10.1049/el:19920885.
- [156] K. Tamura, E. P. Ippen, i H. A. Haus, „Pulse dynamics in stretched-pulse fiber lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 67, nr 2, s. 158–160, lip. 1995, doi: 10.1063/1.114652.
- [157] W. Li i in., „0.017 nm, 143 ps passively mode-locked fiber laser based on nonlinear polarization rotation”, *Opt. Lett.*, t. 48, nr 10, s. 2676–2679, maj 2023, doi: 10.1364/OL.487567.
- [158] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, i Y. Stepanenko, „Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers”, *Opt. Lett.*, t. 42, nr 3, s. 575–578, luty 2017, doi: 10.1364/OL.42.000575.
- [159] J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, i Y. Stepanenko, „Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in polarization maintaining fibers”, *Opt. Express*, t. 26, nr 10, s. 13590–13604, maj 2018, doi: 10.1364/OE.26.013590.
- [160] M. E. Fermann, M. L. Stock, M. J. Andrejco, i Y. Silberberg, „Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber”, *Opt. Lett.*, t. 18, nr 11, s. 894–896, cze. 1993, doi: 10.1364/OL.18.000894.
- [161] N. J. Doran i D. Wood, „Nonlinear-optical loop mirror”, *Opt. Lett.*, t. 13, nr 1, s. 56–58, sty. 1988, doi: 10.1364/OL.13.000056.
- [162] 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*, SPIE, luty 2017, s. 199–205. doi: 10.1117/12.2250105.
- [163] 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”, *IEEE Access*, t. 10, s. 45689–45694, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3170921.
- [164] M. Michalska, „Dispersion managed thulium-doped fiber laser mode-locked by the nonlinear loop mirror”, *Opt. Laser Technol.*, t. 138, s. 106923, cze. 2021, doi: 10.1016/j.optlastec.2021.106923.
- [165] H. Ahmad, M. H. M. Ahmed, 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.*, t. 67, nr 2, s. 146–152, sty. 2020, doi: 10.1080/09500340.2019.1699969.
- [166] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, i H. Hochreiter, „Nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Lett.*, t. 15, nr 13, s. 752–754, lip. 1990, doi: 10.1364/OL.15.000752.

- [167] K. H. Kim, M.-Y. Jeon, S. Y. Park, H. K. Lee, i E.-H. Lee, „Gain Dependent Optimum Pulse Generation Rates of a Hybrid-Type Actively and Passively Mode-Locked Fiber Laser”, *ETRI J.*, t. 18, nr 1, s. 1–14, 1996, doi: 10.4218/etrij.96.0196.0011.
- [168] G. P. Agrawal, Red., „Chapter 5 - Fiber Lasers”, w *Applications of Nonlinear Fiber Optics (Second Edition)*, Burlington: Academic Press, 2008, s. 179–244. doi: 10.1016/B978-012374302-2.50006-1.
- [169] J. Zhao *i in.*, „Nonlinear Absorbing-Loop Mirror in a Holmium-Doped Fiber Laser”, *J. Light. Technol.*, t. 38, nr 21, s. 6069–6075, lis. 2020, doi: 10.1109/JLT.2020.3005611.
- [170] B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, J. W. Haus, R. Grajales-Coutiño, i P. Zaca-Moran, „Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM”, *Opt. Commun.*, t. 281, nr 5, s. 1226–1232, mar. 2008, doi: 10.1016/j.optcom.2007.10.075.
- [171] 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.*, t. 42, nr 9, s. 1732–1735, maj 2017, doi: 10.1364/OL.42.001732.
- [172] P. Bowen, M. Erkintalo, i N. G. R. Broderick, „Large net-normal dispersion Er-doped fibre laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Commun.*, t. 410, s. 447–451, mar. 2018, doi: 10.1016/j.optcom.2017.10.053.
- [173] J. Sun *i in.*, „Low-repetition-rate, high pulse energy all-polarization-maintaining Er-doped fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Laser Phys. Lett.*, t. 16, nr 4, s. 045104, kwi. 2019, doi: 10.1088/1612-202X/ab0c8e.
- [174] 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.*, t. 57, nr 18, s. 5068–5071, cze. 2018, doi: 10.1364/AO.57.005068.
- [175] J. Sun *i in.*, „All-fiber polarization-maintaining erbium-doped dispersion-managed fiber laser based on a nonlinear amplifying loop mirror”, *Appl. Opt.*, t. 57, nr 6, s. 1492–1496, luty 2018, doi: 10.1364/AO.57.001492.
- [176] J. M. Dudley *i in.*, „Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm”, *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 35, nr 4, s. 441–450, kwi. 1999, doi: 10.1109/3.753649.
- [177] I. N. Duling, „All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror”, *Opt. Lett.*, t. 16, nr 8, s. 539, kwi. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000539.
- [178] L. Hong, D. D. K., i S. W. V., „Optimizing Polarization States in a Figure-8 Laser Using a Nonreciprocal Phase Shifter”, *J Light. Technol*, t. 12, nr 7, s. 1121–1128, 1994, doi: 10.1109/50.301803.

- [179] J. W. Nicholson i M. Andrejco, „A polarization maintaining, dispersion managed, femtosecond figure-eight fiber laser”, *Opt. Express*, t. 14, nr 18, s. 8160, 2006, doi: 10.1364/OE.14.008160.
- [180] M. Chernysheva, A. Krylov, N. Arutyunyan, A. Pozharov, i E. Dianov, „SESAM and SWCNT Mode-Locked All-Fiber Thulium-Doped Lasers Based on the Nonlinear Amplifying Loop Mirror”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, t. 20, mar. 2014, doi: 10.1109/JSTQE.2014.2313606.
- [181] S. Boivinet, S. Vidal, i J. Boulet, „178 fs, 1.2 nJ pulses from an all-polarization maintaining fiber figure 8 laser based on  $3 \times 3$  coupler at  $1 \mu\text{m}$ ”, *Laser Phys. Lett.*, t. 17, nr 5, s. 055102, maj 2020, doi: 10.1088/1612-202X/ab86b6.
- [182] H. Hoogland, W. Hänsel, i R. Holzwarth, „Novel robust 2- $\mu\text{m}$  all-PM Thulium/Holmium based femtosecond fiber laser oscillator”, w *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, maj 2017, s. 1–2.
- [183] N. F. Borrelli, „Faraday Rotation in Glasses”, *J. Chem. Phys.*, t. 41, nr 11, s. 3289–3293, lip. 2004, doi: 10.1063/1.1725727.
- [184] E. Collett, *Field Guide to Polarization*. Lakewood, New Jersey: Georgian Court University, 2005. Dostęp: 2 lipiec 2023. [Online]. Dostępne na: <https://spie.org/Publications/Book/626141?SSO=1>
- [185] N. Nishizawa, H. Suga, i M. Yamanaka, „Investigation of dispersion-managed, polarization-maintaining Er-doped figure-nine ultrashort-pulse fiber laser”, *Opt. Express*, t. 27, nr 14, s. 19218–19232, lip. 2019, doi: 10.1364/OE.27.019218.
- [186] Y. Nakajima, Y. Hata, i K. Minoshima, „All-polarization-maintaining, polarization-multiplexed, dual-comb fiber laser with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Express*, t. 27, nr 10, s. 14648–14656, maj 2019, doi: 10.1364/OE.27.014648.
- [187] R. Xu *i in.*, „High-power, 474 fs, 31.12 MHz, all-polarization-maintaining, 1560 nm fiber laser system based on the chirped-pulse amplification”, *Appl. Phys. Express*, t. 15, nr 11, s. 112003, paź. 2022, doi: 10.35848/1882-0786/ac99b8.
- [188] H. Cheng *i in.*, „Compact, repetition rate locked all-PM fiber femtosecond laser system based on low noise figure-9 Er: fiber laser”, *Opt. Laser Technol.*, t. 158, s. 108818, luty 2023, doi: 10.1016/j.optlastec.2022.108818.
- [189] F. Chen, Q. Hao, i H. Zeng, „Optimization of an NALM Mode-Locked All-PM Er:Fiber Laser System”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 29, nr 23, s. 2119–2122, grudz. 2017, doi: 10.1109/LPT.2017.2765686.
- [190] Y. Ma *i in.*, „Compact, all-PM fiber integrated and alignment-free ultrafast Yb: fiber NALM laser with sub-femtosecond timing jitter”, *J. Light. Technol.*, t. 39, nr 13, s. 4431–4438, 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3070208.

- [191] Y. Zhou *i in.*, „All-polarization-maintaining figure-of-9 soliton and dispersion-managed Er-doped fiber oscillators”, *Laser Phys.*, t. 30, nr 4, s. 045101, kwi. 2020, doi: 10.1088/1555-6611/ab7a99.
- [192] B. J. Pröbster, B. J. Pröbster, M. Lezius, O. Mandel, C. Braxmaier, i R. Holzwarth, „FOKUS II—Space flight of a compact and vacuum compatible dual frequency comb system”, *J Opt Soc Am B*, t. 38, nr 3, s. 932–939, mar. 2021, doi: 10.1364/JOSAB.413929.
- [193] W. Fu, L. G. Wright, P. Sidorenko, S. Backus, i F. W. Wise, „Several new directions for ultrafast fiber lasers [Invited]”, *Opt. Express*, t. 26, nr 8, s. 9432–9463, kwi. 2018, doi: 10.1364/OE.26.009432.
- [194] Y. Li *i in.*, „90-fs Yb-doped fiber laser using Gires-Tournois interferometers as dispersion compensation”, *Opt. Commun.*, t. 529, s. 129074, luty 2023, doi: 10.1016/j.optcom.2022.129074.
- [195] P. Yan, H. Hu, Z. Li, i W. Xu, „Optical high repetition rate stabilization based an all-polarization-maintaining figure-of-nine Er-fiber laser”, *Opt. Commun.*, t. 513, s. 128081, cze. 2022, doi: 10.1016/j.optcom.2022.128081.
- [196] A. Głuszek, Z. Łaszczych, A. Hudzikowski, J. Sotor, i G. Soboń, „Thermally stabilized, energy efficient, all-fiber optical frequency comb”, w *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference (2019), paper ed\_p\_20*, Optica Publishing Group, cze. 2019, s. ed\_p\_20. Dostęp: 10 maj 2023. [Online]. Dostępne na: [https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=EQEC-2019-ed\\_p\\_20](https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=EQEC-2019-ed_p_20)
- [197] S. Xiong *i in.*, „Investigation of stable pulse mode-locking regimes in a NALM figure-9 Er-doped fiber laser”, *Opt. Express*, t. 31, nr 1, s. 514–527, sty. 2023, doi: 10.1364/OE.476630.
- [198] J. Yao *i in.*, „Numerical study on optical solitons dynamics in mode-locked figure-9 fiber laser”, w *Thirteenth International Conference on Information Optics and Photonics (CIOP 2022)*, SPIE, grudz. 2022, s. 499–508. doi: 10.1117/12.2654628.
- [199] M. Edelmann, Y. Hua, K. Şafak, i F. X. Kärtner, „Nonlinear fiber amplifier for intensity-noise reduction to the shot-noise limit”, w *Conference on Lasers and Electro-Optics*, San Jose, California: OSA, 2021, s. STh4N.6. doi: 10.1364/CLEO\_SI.2021.STh4N.6.
- [200] V. Pecile, A. S. Mayer, J. Ballentin, i O. Heckl, „Amplitude noise suppression in Yb:doped NALM laser oscillators based on saturable absorber settings”. *Optica Open*, 29 kwiecień 2023. doi: 10.1364/opticaopen.22717846.v1.
- [201] L. Liang *i in.*, „Sideband suppression of conventional soliton in Figure-9 passively Mode-locked fiber laser”, *Infrared Phys. Technol.*, t. 131, s. 104688, cze. 2023, doi: 10.1016/j.infrared.2023.104688.

- [202] T. Honda, S. Y. Set, i S. Yamashita, „Effects of Non-reciprocal Phase Bias in Figure-8/9 Fiber Lasers”, zaprezentowano na 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA: IEEE, 2017, s. 2. doi: [https://doi.org/10.1364/CLEO\\_SI.2017.SM4L.7](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2017.SM4L.7).
- [203] J. Li, W. Jiang, Y. Meng, i F. Wang, „Probing the mode-locking pattern in the parameter space of a Figure-9 laser”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 10, s. 2606–2609, maj 2022, doi: 10.1364/OL.458785.
- [204] J. Li, W. Jiang, Y. Meng, i F. Wang, „Hysteresis of a passively mode-locked fiber laser: effects from cavity dispersion”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 21, s. 5668–5671, lis. 2022, doi: 10.1364/OL.471786.
- [205] K. Yang *i in.*, „All-polarization-maintaining NALM mode-locked Er/Yb-doped large-mode-area fiber oscillator”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 19, s. 4893–4896, paź. 2022, doi: 10.1364/OL.468918.
- [206] W. Liu *i in.*, „Single-polarization large-mode-area fiber laser mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Lett.*, t. 43, nr 12, s. 2848–2851, 2018, doi: <https://doi.org/10.1364/OL.43.002848>.
- [207] G. Gao, Z. Zhao, Z. Cong, Q. Zhao, i Z. Liu, „Experimental Investigation of Ultrafast Yb: fiber Oscillators Based on Several Dominant Mode Locking Methods”, *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 58, nr 5, s. 1–11, paź. 2022, doi: 10.1109/JQE.2022.3182812.
- [208] G. Liu, A. Wang, i Z. Zhang, „84-fs 500-MHz Yb:Fiber-Based Laser Oscillator Mode Locked by Biased NALM”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 29, nr 23, s. 2055–2058, grudz. 2017, doi: 10.1109/LPT.2017.2763629.
- [209] G. Liu, X. Jiang, A. Wang, G. Chang, F. Kaertner, i Z. Zhang, „Robust 700 MHz mode-locked Yb: fiber laser with a biased nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Express*, t. 26, nr 20, s. 26003–26008, paź. 2018, doi: 10.1364/OE.26.026003.
- [210] Y. Pi, H. Tian, R. Li, Y. Han, Y. Song, i M. Hu, „Timing Jitter and Intensity Noise Characterization of a 122-MHz All-PM NALM Mode-Locked Fiber Laser”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 33, nr 24, s. 1439–1442, grudz. 2021, doi: 10.1109/LPT.2021.3125994.
- [211] D. Duan *i in.*, „848 kHz repetition-rate narrowband dissipative soliton ps-pulsed Figure-9 fiber laser”, *Opt. Express*, t. 29, nr 15, s. 23967, lip. 2021, doi: 10.1364/OE.432955.
- [212] J. Jeon, J. Lee, i J. H. Lee, „Numerical study on the minimum modulation depth of a saturable absorber for stable fiber laser mode locking”, *JOSA B*, t. 32, nr 1, s. 31–37, sty. 2015, doi: 10.1364/JOSAB.32.000031.
- [213] K. Guo *i in.*, „Highly stable Q-switched and mode-locked pulse generation from an all-PM figure-9 fiber laser”, *Opt. Express*, t. 30, nr 20, s. 35636, wrz. 2022, doi: 10.1364/OE.470739.

- [214] M. Lezius *i in.*, „Space-borne frequency comb metrology”, *Optica*, t. 3, nr 12, s. 1381–1387, grudz. 2016, doi: 10.1364/OPTICA.3.001381.
- [215] R. Liao, Y. Song, W. Liu, H. Shi, L. Chai, i M. Hu, „Dual-comb spectroscopy with a single free-running thulium-doped fiber laser”, *Opt. Express*, t. 26, nr 8, s. 11046–11054, kwi. 2018, doi: 10.1364/OE.26.011046.
- [216] J. Fellingner *i in.*, „Tunable dual-comb from an all-polarization-maintaining single-cavity dual-color Yb: fiber laser”, *Opt. Express*, t. 27, nr 20, s. 28062–28074, wrz. 2019, doi: 10.1364/OE.27.028062.
- [217] R. Liao, H. Tian, W. Liu, R. Li, Y. Song, i M. Hu, „Dual-comb generation from a single laser source: principles and spectroscopic applications towards mid-IR—A review”, *J. Phys. Photonics*, t. 2, nr 4, s. 042006, wrz. 2020, doi: 10.1088/2515-7647/aba66e.
- [218] Y. Nakajima, Y. Kusumi, i K. Minoshima, „Mechanical sharing dual-comb fiber laser based on an all-polarization-maintaining cavity configuration”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 21, s. 5401–5404, lis. 2021, doi: 10.1364/OL.440818.
- [219] P. Grelu i N. Akhmediev, „Dissipative solitons for mode-locked lasers”, *Nat. Photonics*, t. 6, nr 2, Art. nr 2, luty 2012, doi: 10.1038/nphoton.2011.345.
- [220] A. Chong, L. G. Wright, i F. W. Wise, „Ultrafast fiber lasers based on self-similar pulse evolution: a review of current progress”, *Rep. Prog. Phys.*, t. 78, nr 11, s. 113901, paź. 2015, doi: 10.1088/0034-4885/78/11/113901.
- [221] E. J. R. Kelleher *i in.*, „Generation and direct measurement of giant chirp in a passively mode-locked laser”, *Opt. Lett.*, t. 34, nr 22, s. 3526–3528, lis. 2009, doi: 10.1364/OL.34.003526.
- [222] L. F. Mollenauer i R. H. Stolen, „The soliton laser”, *Opt. Lett.*, t. 9, nr 1, s. 13–15, sty. 1984, doi: 10.1364/OL.9.000013.
- [223] I. Gabitov i S. K. Turitsyn, „Breathing solitons in optical fiber links”, *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, t. 63, nr 10, s. 861–866, maj 1996, doi: 10.1134/1.567103.
- [224] O. V. Shtyrina, I. A. Yarutkina, A. S. Skidin, E. V. Podivilov, i M. P. Fedoruk, „Theoretical analysis of solutions of cubic-quintic Ginzburg-Landau equation with gain saturation”, *Opt. Express*, t. 27, nr 5, s. 6711, mar. 2019, doi: 10.1364/OE.27.006711.
- [225] L. Zhang *i in.*, „Pulse Dynamics of an All-Normal-Dispersion Ring Fiber Laser Under Four Different Pulse Regimes”, *IEEE Access*, t. 8, s. 115263–115272, 2020, doi: 10.1109/ACCESS.2020.3004384.
- [226] 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.*, t. 82, nr 8, s. 467–471, paź. 2005, doi: 10.1134/1.2150863.

- [227] V. E. Zakharov i A. B. Shabat, „Exact Theory of Two-dimensional Self-focusing and One-dimensional Self-modulation of Waves in Nonlinear Media”, *Sov. J. Exp. Theor. Phys.*, t. 34, s. 62, sty. 1972.
- [228] W. H. Renninger, A. Chong, i F. W. Wise, „Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons”, *J Opt Soc Am B*, t. 27, nr 10, s. 1978–1982, paź. 2010, doi: 10.1364/JOSAB.27.001978.
- [229] S. M. J. Kelly, „Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton”, *Electron. Lett.*, t. 28, nr 8, s. 806–807, kwi. 1992, doi: 10.1049/el:19920508.
- [230] Y. Ge *i in.*, „Revision on fiber dispersion measurement based on Kelly sideband measurement”, *Microw. Opt. Technol. Lett.*, t. 58, nr 1, s. 242–245, sty. 2016, doi: 10.1002/mop.29532.
- [231] D. U. Noske, N. Pandit, i J. R. Taylor, „Source of spectral and temporal instability in soliton fiber lasers”, *Opt. Lett.*, t. 17, nr 21, s. 1515–1517, lis. 1992, doi: 10.1364/OL.17.001515.
- [232] 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.*, t. 269, nr 1, s. 156–165, sty. 2007, doi: 10.1016/j.optcom.2006.07.034.
- [233] K. Tamura, E. P. Ippen, i H. A. Haus, „Optimization of filtering in soliton fiber lasers”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 6, nr 12, s. 1433–1435, grudz. 1994, doi: 10.1109/68.392220.
- [234] Y. Wang *i in.*, „Soliton Distillation of Pulses From a Fiber Laser”, *J. Light. Technol.*, t. 39, nr 8, s. 2542–2546, kwi. 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3051036.
- [235] J. Zhou, W. Pan, X. Fu, L. Zhang, i Y. Feng, „Environmentally-stable 50-fs pulse generation directly from an Er: fiber oscillator”, *Opt. Fiber Technol.*, t. 52, s. 101963, lis. 2019, doi: 10.1016/j.yofte.2019.101963.
- [236] K. Fukazawa, Y. Zhou, S. Kitajima, T. Saito, Y. Sakakibara, i N. Nishizawa, „Dispersion-Managed Tm-Ho Co-Doped Ultrashort Pulse Fiber Laser Using Single-Walled Carbon Nanotube and Spectral Filter”, *Appl. Sci.*, t. 12, nr 23, s. 12369, grudz. 2022, doi: 10.3390/app122312369.
- [237] V. T. Hoang *i in.*, „All-normal dispersion supercontinuum generation in photonic crystal fibers with large hollow cores infiltrated with toluene”, *Opt. Mater. Express*, t. 8, nr 11, s. 3568, lis. 2018, doi: 10.1364/OME.8.003568.
- [238] Z. Pan *i in.*, „Sub-80 fs mode-locked Tm,Ho-codoped disordered garnet crystal oscillator operating at 2081 nm”, *Opt. Lett.*, t. 43, nr 20, s. 5154–5157, paź. 2018, doi: 10.1364/OL.43.005154.
- [239] L. Xiao, M. S. Demokan, W. Jin, Y. Wang, i C.-L. Zhao, „Fusion Splicing Photonic Crystal Fibers and Conventional Single-Mode Fibers: Microhole Collapse Effect”,

- J. Light. Technol.*, t. 25, nr 11, s. 3563–3574, lis. 2007, doi: 10.1109/JLT.2007.907787.
- [240] S. N. Ismail, H. J. Taher, i A. H. Al-Janabi, „Fusion Splicing for a Large Mode Area Photonic Crystal Fiber with Conventional Single Mode Fiber”, *Iraqi J. Laser*, t. 13, nr A, Art. nr A, 2014.
- [241] R. Liao, Y. Song, L. Chai, i M. Hu, „Pulse dynamics manipulation by the phase bias in a nonlinear fiber amplifying loop mirror”, *Opt. Express*, t. 27, nr 10, s. 14705, maj 2019, doi: 10.1364/OE.27.014705.
- [242] M. Pawliszewska, T. Martynkien, A. Przewłoka, i J. Sotor, „Dispersion-managed Ho-doped fiber laser mode-locked with a graphene saturable absorber”, *Opt. Lett.*, t. 43, nr 1, s. 38–41, sty. 2018, doi: 10.1364/OL.43.000038.
- [243] TeraXion, „Dispersion Management Reflector”, *TeraXion*. <https://www.teraxion.com/en/products/ultrafast-laser/dispersion-management-reflector/> (dostęp 28 czerwiec 2023).
- [244] M. Gagné, S. Loranger, J. Lapointe, i R. Kashyap, „Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase”, *Opt. Express*, t. 22, nr 1, s. 387–398, sty. 2014, doi: 10.1364/OE.22.000387.
- [245] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, C. Özkul, i F. Sanchez, „90-fs stretched-pulse ytterbium-doped double-clad fiber laser”, *Opt. Lett.*, t. 28, nr 15, s. 1305–1307, sie. 2003, doi: 10.1364/OL.28.001305.
- [246] Z. Łaszczych i G. Soboń, „Three states of operation in the net-normal figure-nine fiber laser at 1560 nm”, *Opt. Laser Technol.*, t. 152, s. 108107, sie. 2022, doi: 10.1016/j.optlastec.2022.108107.
- [247] A. Komarov, H. Leblond, i F. Sanchez, „Quintic complex Ginzburg-Landau model for ring fiber lasers”, *Phys. Rev. E*, t. 72, nr 2, s. 025604, sie. 2005, doi: 10.1103/PhysRevE.72.025604.
- [248] 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.*, t. 18, nr 1, s. 389–398, sty. 2012, doi: 10.1109/JSTQE.2011.2157462.
- [249] J. R. Buckley, F. W. Wise, F. Ö. Ilday, i T. Sosnowski, „Femtosecond fiber lasers with pulse energies above 10<sup>2</sup>nJ”, *Opt. Lett.*, t. 30, nr 14, s. 1888–1890, lip. 2005, doi: 10.1364/OL.30.001888.
- [250] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, i F. Wise, „All-normal-dispersion femtosecond fiber laser”, *Opt. Express*, t. 14, nr 21, s. 10095–10100, paź. 2006, doi: 10.1364/OE.14.010095.
- [251] A. Chong, W. H. Renninger, i F. W. Wise, „Properties of All-Normal-Dispersion Femtosecond Fiber Lasers”, w *2007 Conference on Lasers and Electro-Optics*



- (*CLEO*), Baltimore, MD, USA: IEEE, maj 2007, s. 1–2. doi: 10.1109/CLEO.2007.4452644.
- [252] W. H. Renninger, A. Chong, i F. W. Wise, „Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers”, *Phys. Rev. A*, t. 77, nr 2, s. 023814, luty 2008, doi: 10.1103/PhysRevA.77.023814.
- [253] M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, i M. E. Fermann, „Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 28, nr 3, s. 720–728, mar. 1992, doi: 10.1109/3.124997.
- [254] G. P. Agrawal, Red., „Chapter 6 - Pulse Compression”, w *Applications of Nonlinear Fiber Optics (Second Edition)*, Burlington: Academic Press, 2008, s. 245–300. doi: 10.1016/B978-012374302-2.50007-3.
- [255] Y. Du, Z. He, C. Zeng, D. Mao, i J. Zhao, „Anomalous soliton trapping in net-normal dispersion lasers”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 23, s. 6245–6248, grudz. 2022, doi: 10.1364/OL.477826.
- [256] C. Aparajit, K. Jana, A. D. Lad, Y. M. Ved, A. Couairon, i G. R. Kumar, „Efficient second-harmonic generation of a high-energy, femtosecond laser pulse in a lithium triborate crystal”, *Opt. Lett.*, t. 46, nr 15, s. 3540–3543, sie. 2021, doi: 10.1364/OL.423725.
- [257] A. Zaytsev, C.-H. Lin, Y.-J. You, C.-C. Chung, C.-L. Wang, i C.-L. Pan, „Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers”, *Opt. Express*, t. 21, nr 13, s. 16056–16062, lip. 2013, doi: 10.1364/OE.21.016056.
- [258] A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, i M. Erkintalo, „Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser”, *Optica*, t. 2, nr 1, s. 36–39, sty. 2015, doi: 10.1364/OPTICA.2.000036.
- [259] C. P. Singh *i in.*, „Experimental Study on Soliton Rain Patterns in Yb-Doped All-Fiber Standing Wave Cavity Configuration”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, t. 28, nr 14, s. 1533–1536, lip. 2016, doi: 10.1109/LPT.2016.2550799.
- [260] B. Fu, D. Popa, i Z. Zhao, „Wavelength tunable soliton rains in a nanotube-mode locked Tm-doped fiber laser”, *Appl Phys Lett*, t. 113, s. 193102, 2018, doi: <https://doi.org/10.1063/1.5047492>.
- [261] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, i B. Jalali, „Optical rogue waves”, *Nature*, t. 450, nr 7172, Art. nr 7172, grudz. 2007, doi: 10.1038/nature06402.
- [262] Y. Song, Z. Wang, C. Wang, K. Panajotov, i H. Zhang, „Recent progress on optical rogue waves in fiber lasers: status, challenges, and perspectives”, *Adv. Photonics*, t. 2, nr 2, s. 024001, kwi. 2020, doi: 10.1117/1.AP.2.2.024001.

- [263] M. Wang *i in.*, „10  $\mu$ J noise-like pulse generated from all fiberized Tm-doped fiber oscillator and amplifier”, *Opt. Express*, t. 29, nr 7, s. 10172, mar. 2021, doi: 10.1364/OE.421867.
- [264] K. Krzempek, J. Sotor, i K. Abramski, „Compact all-fiber figure-9 dissipative soliton resonance mode-locked double-clad Er:Yb laser”, *Opt. Lett.*, t. 41, nr 21, s. 4995–4998, lis. 2016, doi: 10.1364/OL.41.004995.
- [265] F. Sanchez, A. Komarov, i G. Semaan, „Dissipative soliton resonance in fiber lasers”, *Opt. Commun.*, t. 541, s. 129543, sie. 2023, doi: 10.1016/j.optcom.2023.129543.
- [266] M. J. Ablowitz, T. P. Horikis, S. D. Nixon, i D. J. Frantzeskakis, „Dark solitons in mode-locked lasers”, *Opt. Lett.*, t. 36, nr 6, s. 793–795, mar. 2011, doi: 10.1364/OL.36.000793.
- [267] H. Kotb, M. A. Abdelalim, i H. Anis, „Effect of narrow spectral filter position on the characteristics of active similariton mode-locked femtosecond fiber laser”, *Opt. Express*, t. 23, nr 23, s. 29660–29674, lis. 2015, doi: 10.1364/OE.23.029660.
- [268] L. Liu *i in.*, „Optimal Design of High Energy Similariton Thulium-Doped Fiber Lasers”, w *2019 IEEE 4th Optoelectronics Global Conference (OGC)*, wrz. 2019, s. 19–22. doi: 10.1109/OGC.2019.8925041.
- [269] G. W. Milton, D. J. Eyre, i J. V. Mantese, „Finite Frequency Range Kramers-Kronig Relations: Bounds on the Dispersion”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 79, nr 16, s. 3062–3065, paź. 1997, doi: 10.1103/PhysRevLett.79.3062.
- [270] M. Pawliszewska, A. Dużyńska, M. Zdrojek, i J. Sotor, „Wavelength- and dispersion-tunable ultrafast holmium-doped fiber laser with dual-color operation”, *Opt. Lett.*, t. 45, nr 4, s. 956–959, luty 2020, doi: 10.1364/OL.383788.
- [271] D. von der Linde, „Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers”, *Appl. Phys. B*, t. 39, nr 4, s. 201–217, kwi. 1986, doi: 10.1007/BF00697487.
- [272] K. Underwood i J. T. Gopinath, „Control of the state of a mode-locked fiber laser using an intracavity Martinez compressor”, *Opt. Lett.*, t. 41, nr 22, s. 5393–5396, lis. 2016, doi: 10.1364/OL.41.005393.
- [273] J. Beeckman, T. Hui, P. J. M. Vanbrabant, R. Zmijan, i K. Neyts, „Polarization Selective Wavelength Tunable Filter”, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, t. 502, nr 1, s. 19–28, maj 2009, doi: 10.1080/15421400902813626.
- [274] G. Shabtay, E. Eidingler, Z. Zalevsky, D. Mendlovic, i E. Marom, „Tunable birefringent filters - optimal iterative design”, *Opt. Express*, t. 10, nr 26, s. 1534–1541, grudz. 2002, doi: 10.1364/OE.10.001534.

- [275] X. Sun, Y. Zhu, L. Jin, S. Yamashita, i S. Y. Set, „Polarization-maintaining all-fiber tunable mode-locked laser based on a thermally controlled Lyot filter”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 19, s. 4913–4916, paź. 2022, doi: 10.1364/OL.470682.
- [276] Y. Ososkov *i in.*, „All-PM Fiber Tm-Doped Laser with Two Fiber Lyot Filters Mode-Locked by CNT”, *Photonics*, t. 9, nr 9, Art. nr 9, wrz. 2022, doi: 10.3390/photonics9090608.
- [277] X. Luo, T. H. Tuan, T. S. Saini, H. P. T. Nguyen, T. Suzuki, i Y. Ohishi, „Tunable and switchable all-fiber dual-wavelength mode locked laser based on Lyot filtering effect”, *Opt. Express*, t. 27, nr 10, s. 14635–14647, maj 2019, doi: 10.1364/OE.27.014635.
- [278] Z. Guo, Q. Hao, K. Huang, i H. Zeng, „All-Normal-Dispersion Mode-Locked Fiber Laser With a Tunable Angle-Spliced Polarization-Maintaining Fiber Lyot Filter”, *IEEE Photonics J.*, t. 13, nr 3, s. 1–8, cze. 2021, doi: 10.1109/JPHOT.2021.3079417.
- [279] K. Tamura i M. Nakazawa, „Optimizing power extraction in stretched-pulse fiber ring lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, t. 67, nr 25, s. 3691–3693, grudz. 1995, doi: 10.1063/1.115351.
- [280] D. Kim *i in.*, „Intensity noise suppression in mode-locked fiber lasers by double optical bandpass filtering”, *Opt. Lett.*, t. 42, nr 20, s. 4095, paź. 2017, doi: 10.1364/OL.42.004095.
- [281] P. V. Mamyshev, „All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect”, w *24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 (IEEE Cat. No.98TH8398)*, wrz. 1998, s. 475–476 t.1. doi: 10.1109/ECOC.1998.732666.
- [282] 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.*, t. 40, nr 22, s. 5255–5258, lis. 2015, doi: 10.1364/OL.40.005255.
- [283] P. Sidorenko, W. Fu, i F. Wise, „Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit”, *Optica*, t. 6, nr 10, s. 1328–1333, paź. 2019, doi: 10.1364/OPTICA.6.001328.
- [284] P. Sidorenko, W. Fu, L. G. Wright, M. Olivier, i F. W. Wise, „Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator”, *Opt. Lett.*, t. 43, nr 11, s. 2672–2675, cze. 2018, doi: 10.1364/OL.43.002672.
- [285] N. R. Newbury i B. R. Washburn, „Theory of the frequency comb output from a femtosecond fiber laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 41, nr 11, s. 1388–1402, lis. 2005, doi: 10.1109/JQE.2005.857657.
- [286] R. Paschotta, „Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations”, *Appl. Phys. B*, t. 79, nr 2, s. 163–173, lip. 2004, doi: 10.1007/s00340-004-1548-9.

- [287] C. R. Smith, R. D. Engelsholm, i O. Bang, „Pulse-to-pulse relative intensity noise measurements for ultrafast lasers”, *Opt. Express*, t. 30, nr 5, s. 8136–8150, luty 2022, doi: 10.1364/OE.450819.
- [288] A. M. Heidt *i in.*, „Low noise all-fiber amplification of a coherent supercontinuum at 2  $\mu\text{m}$  and its limits imposed by polarization noise”, *Sci. Rep.*, t. 10, nr 1, Art. nr 1, paź. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-73753-2.
- [289] J. Kim i Y. Song, „Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications”, *Adv. Opt. Photonics*, t. 8, nr 3, s. 465, wrz. 2016, doi: 10.1364/AOP.8.000465.
- [290] D. E. McCumber, „Intensity Fluctuations in the Output of cw Laser Oscillators. I”, *Phys. Rev.*, t. 141, nr 1, s. 306–322, sty. 1966, doi: 10.1103/PhysRev.141.306.
- [291] N. R. Newbury i W. C. Swann, „Low-noise fiber-laser frequency combs (Invited)”, *J. Opt. Soc. Am. B*, t. 24, nr 8, s. 1756, sie. 2007, doi: 10.1364/JOSAB.24.001756.
- [292] Z. Łaszczych, M. Krakowski, i G. Soboń, „Mode-Locking Dynamics in an All-PM Figure-Nine Tm-Doped Fiber Laser”, *Appl. Sci.*, t. 12, nr 20, Art. nr 20, sty. 2022, doi: 10.3390/app122010613.
- [293] R. Paschotta, H. R. Telle, i U. Keller, „Noise of Solid-State Lasers”, w *Solid-State Lasers and Applications*, A. Sennaroglu, Red., w Optical Science and Engineering, no. 119. Taylor & Francis Group, LLC, 2007.
- [294] „FROG Code”. <https://www.swampoptics.com/frog-code.html> (dostęp 9 maj 2023).
- [295] H. Zhang *i in.*, „Observation of Wavelength Tuning in a Mode-Locked Figure-9 Fiber Laser”, *Photonics*, t. 10, nr 2, Art. nr 2, luty 2023, doi: 10.3390/photonics10020184.
- [296] L. M. Zhao, D. Y. Tang, H. Zhang, T. H. Cheng, H. Y. Tam, i C. Lu, „Dynamics of gain-guided solitons in an all-normal-dispersion fiber laser”, *Opt. Lett.*, t. 32, nr 13, s. 1806–1808, lip. 2007, doi: 10.1364/OL.32.001806.
- [297] R. Trebino *i in.*, „Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating”, *Rev. Sci. Instrum.*, t. 68, nr 9, s. 3277–3295, wrz. 1997, doi: 10.1063/1.1148286.
- [298] O. Martinez, „3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region”, *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 23, nr 1, s. 59–64, sty. 1987, doi: 10.1109/JQE.1987.1073201.
- [299] K. Gao *i in.*, „Wavelength-tunable 1104 nm nonlinear amplifier loop mirror laser based on a polarization-maintaining double-cladding fiber”, *Opt. Lett.*, t. 47, nr 1, s. 5, sty. 2022, doi: 10.1364/OL.445683.

- [300] K. Krzempek *i in.*, „Stabilized all-fiber source for generation of tunable broadband fCEO-free mid-IR frequency comb in the 7 – 9  $\mu\text{m}$  range”, *Opt. Express*, t. 27, nr 26, s. 37435–37445, grudz. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037435.
- [301] D. Stachowiak *i in.*, „Femtosecond Er-doped fiber laser source tunable from 872 to 1075 nm for two-photon vision studies in humans”, *Biomed. Opt. Express*, t. 13, nr 4, s. 1899–1911, kwi. 2022, doi: 10.1364/BOE.452609.
- [302] M. Germann *i in.*, „A methane line list with sub-MHz accuracy in the 1250 to 1380  $\text{cm}^{-1}$  range from optical frequency comb Fourier transform spectroscopy”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, t. 288, s. 108252, wrz. 2022, doi: 10.1016/j.jqsrt.2022.108252.
- [303] K. Krzempek, D. Tomaszewska, A. Foltynowicz, i G. Soboń, „Fiber-based optical frequency comb at 3.3  $\mu\text{m}$  for broadband spectroscopy of hydrocarbons [Invited]”, *Chin. Opt. Lett.*, t. 19, nr 8, s. 081406, sie. 2021.
- [304] B. Ren, C. Li, T. Wang, K. Guo, i P. Zhou, „All-polarization-maintaining figure-9 mode-locked Tm-doped fiber laser with amplitude noise and timing jitter suppression”, *J. Light. Technol.*, s. 1–6, 2022, doi: 10.1109/JLT.2022.3219984.
- [305] M. Edelmann, Y. Hua, K. Şafak, i F. X. Kärtner, „All-optical Nonlinear Noise Suppression in State-of-the-art Fiber Oscillators and Amplifiers”, w *Conference on Lasers and Electro-Optics*, San Jose, California: Optica Publishing Group, 2022, s. SF3H.2. doi: 10.1364/CLEO\_SI.2022.SF3H.2.
- [306] O. Szewczyk, Z. Łaszczych, i G. Soboń, „Spectral compression and amplification of ultrashort pulses tunable in the 1650 – 1900 nm wavelength range”, *Opt. Laser Technol.*, t. 164, s. 109465, wrz. 2023, doi: 10.1016/j.optlastec.2023.109465.
- [307] X. Liu *i in.*, „An all polarization-maintaining fiber laser mode locked by nonlinear amplifying loop mirror with different biases”, *Laser Phys.*, t. 30, nr 8, s. 085104, lip. 2020, doi: 10.1088/1555-6611/ab964b.
- [308] T. Hiraoka, T. Ohta, M. Ito, N. Nishizawa, i M. Hori, „Optical-Fiber-Type Broadband Cavity Ring-Down Spectroscopy Using Wavelength-Tunable Ultrashort Pulsed Light”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, t. 52, nr 4R, s. 040201, mar. 2013, doi: 10.7567/JJAP.52.040201.
- [309] J. Ma, Z. Qin, G. Xie, L. Qian, i D. Tang, „Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0  $\mu\text{m}$ –3.5  $\mu\text{m}$  spectral region”, *Appl. Phys. Rev.*, t. 6, nr 2, s. 021317, cze. 2019, doi: 10.1063/1.5037274.
- [310] H. Chen, S.-P. Chen, Z.-F. Jiang, i J. Hou, „Diversified pulse generation from frequency shifted feedback Tm-doped fibre lasers”, *Sci. Rep.*, t. 6, s. 26431, 2016, doi: 10.1038/srep26431.
- [311] P. Wang, C. Bao, B. Fu, X. Xiao, C. Grellu, i C. Yang, „Generation of wavelength-tunable soliton molecules in a 2- $\mu\text{m}$  ultrafast all-fiber laser based on nonlinear

- polarization evolution”, *Opt. Lett.*, t. 41, nr 10, s. 2254–2257, 2016, doi: <http://dx.doi.org/10.1364/OL.41.002254>.
- [312] L. Gui *i in.*, „Soliton Molecules and Multisoliton States in Ultrafast Fibre Lasers: Intrinsic Complexes in Dissipative Systems”, *Appl. Sci.*, t. 8, nr 2, Art. nr 2, luty 2018, doi: [10.3390/app8020201](https://doi.org/10.3390/app8020201).
- [313] X.-F. Wang, J.-H. Zhang, X.-L. Peng, i X.-F. Mao, „Generation and evolution of multiple operation states in passively mode-locked thulium-doped fiber laser by using a graphene-covered-microfiber”, *Chin. Phys. B*, t. 27, nr 8, s. 084215, sie. 2018, doi: [10.1088/1674-1056/27/8/084215](https://doi.org/10.1088/1674-1056/27/8/084215).
- [314] A. I. Donodin, V. S. Voropaev, A. I. Voronec, V. A. Lazarev, M. K. Tarabrin, i V. E. Karasik, „Dynamics of High Peak Power Pulses near  $1.9\ \mu\text{m}$  in a Standard Single-mode Telecom Fiber”, w *2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS-Spring)*, cze. 2019, s. 2391–2398. doi: [10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017895](https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017895).
- [315] V. Voropaev *i in.*, „Generation of multi-solitons and noise-like pulses in a high-powered thulium-doped all-fiber ring oscillator”, *Sci. Rep.*, t. 9, nr 1, s. 18369, grudz. 2019, doi: [10.1038/s41598-019-54563-7](https://doi.org/10.1038/s41598-019-54563-7).
- [316] G. Li, Y. Chen, X. Yan, i L. Zhao, „Passive mode locking resulting from weak polarization dependence based on evanescent field interaction with a monolayer graphene absorber”, *Appl. Opt.*, t. 57, nr 13, s. 3507, maj 2018, doi: [10.1364/AO.57.003507](https://doi.org/10.1364/AO.57.003507).
- [317] S.-F. Lin, Y.-H. Lin, C.-H. Cheng, Y.-C. Chi, i G.-R. Lin, „Stability and Chirp of Tightly Bunched Solitons From Nonlinear Polarization Rotation Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Lasers”, *J. Light. Technol.*, t. 34, nr 22, s. 5118–5128, lis. 2016.
- [318] F. M. Mitschke i L. F. Mollenauer, „Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers”, *Opt. Lett.*, t. 12, nr 5, s. 355–357, maj 1987, doi: [10.1364/OL.12.000355](https://doi.org/10.1364/OL.12.000355).
- [319] C. Xu i F. W. Wise, „Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy”, *Nat. Photonics*, t. 7, nr 11, Art. nr 11, lis. 2013, doi: [10.1038/nphoton.2013.284](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.284).
- [320] M. C. Fischer, J. W. Wilson, F. E. Robles, i W. S. Warren, „Invited Review Article: Pump-probe microscopy”, *Rev. Sci. Instrum.*, t. 87, nr 3, s. 031101, mar. 2016, doi: [10.1063/1.4943211](https://doi.org/10.1063/1.4943211).
- [321] S. W. Jun, S. W. Jun, H. Jang, H. Jang, J. Kim, i C.-S. Kim, „Multiphoton excitation imaging via an actively mode-locked tunable fiber-cavity SOA laser around 800 nm”, *Biomed. Opt. Express*, t. 13, nr 2, s. 525–538, luty 2022, doi: [10.1364/BOE.447010](https://doi.org/10.1364/BOE.447010).

# Wykaz najważniejszych osiągnięć

---

## Bezpośrednio związane z tematyką rozprawy doktorskiej

### Publikacje w recenzowanych czasopismach z listy filadelfijskiej

1. Z. Łaszczych, G. J. Soboń, „Three states of operation in the net-normal figure-nine fiber laser at 1560 nm.”, *Optics & Laser Technology*, vol. 152, art. 108107, s. 1-12 (2022),
2. Z. Łaszczych, M. H. Krakowski, G. J. Soboń, „Mode-locking dynamics in an all-PM figure-nine Tm-doped fiber laser.”, *Applied Sciences*, vol. 12, nr 20, art. 10613, s. 1-13 (2022),
3. Z. Łaszczych, G. J. Soboń. „Dispersion management of a nonlinear amplifying loop mirror-based erbium-doped fiber laser.”, *Optics Express*, vol. 29, nr 2, s. 2690-2702 (2021).

### Wystąpienia konferencyjne

1. Z. Łaszczych, M. Krakowski, O. Szewczyk, M. Biduś, P. Wrona, J. Kruczek, K. Żołnacz, G. Statkiewicz-Barabach, J. Olszewski, M. Makara, K. Poturaj, A. Paździor, W. Urbańczyk, P. Mergo, M. Dłubek, G. Soboń, J. Sotor, „Femtosekundowe lasery światłowodowe ze zbalansowaną dyspersją na zakresy 1,56 i 2  $\mu\text{m}$ .”, VII Polska Konferencja Optyczna, 04-07.07.2023, Toruń Polska, forma: prezentacja plakatowa,
2. Z. Łaszczych i G. Soboń, „Całkowicie światłowodowy laser oparty na nieliniowym lustrze wzmacniającym.”, XIII Sympozjum Techniki Laserowej, 19-25.09.2022, Karpacz, Polska, forma: prezentacja ustna,
3. Z. Łaszczych i G. Soboń, „All-fiber polarization-maintaining Er-doped femtosecond laser based on a phase-biased nonlinear amplifying loop mirror.”, Konferencja OPTO 2022: Warszawa, 18-21.07.2022, Warszawa, Polska, forma: prezentacja ustna,
4. Z. Łaszczych i G. Soboń, „Całkowicie światłowodowy laser femtosekundowy oparty na nieliniowym lustrze wzmacniającym.”, Polska Konferencja Optyczna 2022, 12-15.06.2022, Płock, Polska, forma: prezentacja ustna,
5. Z. Łaszczych i G. Soboń, „Dispersion-tailoring of a NALM-based all-PM Er-doped femtosecond fiber laser.”, CLEO/Europe EQEC 2021, 21-25.06.2021 (online), forma: prezentacja plakatowa,
6. Z. Łaszczych i G. Soboń „Effects of spectral filtering and dispersion-tailoring on dissipative soliton NALM-based erbium-doped fiber laser.”, OPTO 2021: Wrocław, 12-15.07.2021 (online), forma: prezentacja ustna,
7. Z. Łaszczych i G. Soboń „Dispersion-tailoring and spectral filtering of a NALM-based all-PM Er-doped pulsed fiber laser operating in net-normal dispersion regime.”, European Optical Society Annual Meeting (EOSAM) 2021, 11-18.09.2021, Rzym, Włochy, forma: prezentacja plakatowa,
8. Z. Łaszczych i G. Soboń „Zarządzany dyspersyjnie światłowodowy laser femtosekundowy z nieliniowym lustrem wzmacniającym.”, V Ogólnopolska Studencka Fizyczno-Optyczna Konferencja FOKA 2020, 11-13.12.2020 (online), forma: prezentacja ustna,
9. Z. Łaszczych i G. Soboń „Dispersion management of all-PM NALM-based Er-doped laser.”, OPTO 2020: Gdańsk, 1-4.07.2020 (online), forma: prezentacja ustna,

10. Z. Łaszczych i G. Soboń „Dispersion management of all-PM NALM-based Er-doped fiber laser.”, 9TH EPS-QEOD EUROPHOTON VIRTUAL CONFERENCE, 30.08-4.09.2020 (online) forma: prezentacja plakatowa.

## Pozostałe osiągnięcia

### Publikacje w recenzowanych czasopismach z listy filadelfijskiej

1. O. Szewczyk, Z. Łaszczych, G. J. Soboń, „Spectral compression and amplification of ultrashort pulses tunable in the 1650 – 1900 nm wavelength range.”, Optics & Laser Technology, vol. 164, art. 109465, s. 1-5 (2023),
2. J. Bogusławski, G. Palczewska, S. Tomczewski, J. Milkiewicz, P. Kasprzycki, D. U. Stachowiak, K. Komar, M. J. Marzejon, B. L. Sikorski, A. Hudzikowski, A. K. Głuszek, Z. Łaszczych, K. Karnowski, G. J. Soboń, K. Palczewski, M. Wojtkowski, „In vivo imaging of the human eye using a 2-photon-excited fluorescence scanning laser ophthalmoscope.”, Journal of Clinical Investigation, vol. 132, nr 2, e154218, s. 1-42 (2022),
3. D. U. Stachowiak, M. J. Marzejon, J. Bogusławski, Z. Łaszczych, K. Komar, M. Wojtkowski, G. J. Soboń, „Femtosecond Er-doped fiber laser source tunable from 872 to 1075 nm for two-photon vision studies in humans.”, Biomedical Optics Express, vol. 13, nr 4, s. 1899-1911 (2022),
4. D. U. Stachowiak, J. Bogusławski, A. K. Głuszek, Z. Łaszczych, M. Wojtkowski, G. J. Soboń, „Frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser for two-photon excited fluorescence imaging.”, Biomedical Optics Express, vol. 11, nr 8, s. 4431-4442 (2020).

### Referaty konferencyjne

1. D. U. Stachowiak, J. Bogusławski, A. K. Głuszek, A. J. Hudzikowski, Z. Łaszczych, M. Wojtkowski, G. J. Soboń, „Generation of 60 fs pulses at 780 nm by frequency doubling of Er-doped fiber laser with tunable repetition rate for TPEF imaging.”, W: 9th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre and Waveguide Coherent Light Sources (EUROPHOTON 2020), Online, August 30-September 4, 2020 / ed. P. Helfenstein. [Les Ulis] : EDP Sciences, 2020. art. 15002, s. 1-1,
2. A. K. Głuszek, Z. Łaszczych, A. J. Hudzikowski, J. Sotor, G. J. Soboń, “Thermally stabilized, energy efficient, all-fiber optical frequency comb.”, W: 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference : Monachium, Niemcy, 23-27.06.2019. ISBN: 978-1-7281-0469-0.

## Udział w projektach badawczych

1. „Fiber-based mid-infrared frequency combs for laser spectroscopy and environmental monitoring”, nr projektu: First TEAM/2017-4/39 (numer zlecenia PWR: 11/IR/0003/18), źródło finansowania: Fundacja na rzecz Nauki Polskiej, kwota brutto projektu: 4 574 235,00 zł, okres realizacji: 01.10.2019-29.08.2022, rola: wykonawca,
2. „Światłowody utrzymujące polaryzację o kształtowanej dyspersji w zakresie spektralnym 1500-2000 nm”, nr projektu: POIR.04.01.01-00-0024/19, źródło



finansowania: Narodowe Centrum Badań I Rozwoju, kwota brutto projektu: 7 011 358,93 zł, okres realizacji: 01.10.2022-30.06.2023, rola: wykonawca.

## **Nagrody i wyróżnienia**

1. Nagroda Dziekana za uznane osiągnięcia naukowe (2022, 2020, 2019),
2. Stypendium naukowe z własnego funduszu na stypendia Politechniki Wrocławskiej (2023, 2021),
3. Stypendium Rektora Politechniki Wrocławskiej (2022, 2021),
4. Stypendium projakościowe dla doktorantów Politechniki Wrocławskiej (2022, 2021, 2020).

## **Zagraniczne szkoły laserowe**

1. Warsztaty naukowe „Les Houches school of physics - New Developments in High Resolution Molecular Spectroscopy and outreach to modern applications”, 29.05 - 03.06.2022, Les Houches, Francja,
2. Szkoła letnia „2020 Siegman School All-Stars”, 20-24.07.2020 (online),
3. Szkoła letnia „ELI Summer School 2020”, 26-28.08.2020, ELI-ALPS Research Institute (online),
4. Szkoła letnia „Summer School ELISS 2019”, 25-30.08.2019, ELI Beamlines, Dolní Břežany, Czechy,
5. Szkoła letnia „2019 Siegman International School on Lasers”, 28.07-03-08.2019, University of Rochester, Rochester, NY, USA

## Streszczenie

---

Oscylatory femtosekundowe stanowią bezpośrednie połączenie pomiędzy częstotliwościami fali elektromagnetycznej z zakresu podczerwieni z częstotliwościami, na których oparta jest współczesna elektronika tj. promieniowaniem z zakresu mikrofalowego. Stabilne źródła ultrakrótkich impulsów jest najstabilniejszą „linijką” do pomiaru częstotliwości i czasu, dlatego takie urządzenia znalazły szereg zastosowań w obszarach nauk podstawowych, jak i rozwiązaniach technologicznych. Niniejsza rozprawa doktorska została poświęcona generacji ultrakrótkich impulsów laserowych z wykorzystaniem sztucznych nasycalnych absorberów. Układy wykorzystujące zjawiska optyki nieliniowej, których charakterystyki przejściowe imitują nasycalną absorpcję, znajdują swoje zastosowania w światłowodowych laserach impulsowych. Jednym z nich jest nieliniowe zwierciadło wzmacniające (ang. nonlinear amplifying loop mirror, NALM), które bazuje na nieliniowym interferometrze Sagnaca. W ramach niniejszej rozprawy doktorskiej przedstawiono eksperymentalne prace badawcze związane z wykorzystaniem NALM w światłowodowych oscylatorach pracujących w reżimie synchronizacji modów podłużnych pracujących na 1,56 oraz 1,98  $\mu\text{m}$ .

Początek rozprawy przedstawia zagadnienia związane z propagacją ultrakrótkich impulsów laserowych w światłowodach oraz techniki generacji ich generacji. Zaprezentowano typy nasycalnych absorberów używanych w laserach światłowodowych, dyspersyjne reżimy synchronizacji modów. Następnie zaprezentowano wyniki prac eksperymentalnych nad światłowodowymi oscylatorami bazującymi na NALM. Zaprezentowano oscylator erbowy, w którym porównywano charakterystyki wyjściowe pomiędzy dwoma portami wyjściowymi w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. Do zarządzania wykorzystano skracanie pasywnego włókna o anomalnej dyspersji, wewnątrzwnękowy kompresor oraz światłowód kompensujący dyspersję. Spośród zaprezentowanych wyników to pierwsza z tych metod pozwala na generację impulsów o najszerszym widmie optycznym (ponad 90 nm) i czasie trwania poniżej 80 fs bezpośrednio z wnęki oscylatora. Z kolei druga metoda pozwala na przestrajanie wypadkowej dyspersji wnęki w najszerszym zakresie, bez znacznego wydłużania wnęki. Trzecia metoda pozwala na potencjalnie całkowicie światłowodową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki. W wypadkowo normalnej dyspersji zaobserwowano przestrajalne stany pracy oscylatora, które zależne były od szerokości zastosowanego filtra spektralnego. Porównano szum amplitudowy mierzony na obu portach wyjściowych oscylatora w funkcji wypadkowej dyspersji wnęki. W kolejnym rozdziale zaprezentowano całkowicie światłowodowy oscylator oparty na NALM. Zastosowanie aktywnego włókna z normalną dyspersją pozwoliło na częściową kompensację wypadkowej dyspersji wnęki, jednak oscylator pracował w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych. Ostatni rozdział poświęcony został układowi oscylatora tulowego opartego na NALM, w którym badano zarówno charakterystyki pracy jednoimpulsowej, jak i dynamiki pracy od samowzбудnej pracy wieloimpulsowej, aż po pracę jednoimpulsową.

## Abstract

---

Femtosecond lasers are a direct link between the frequencies of electromagnetic waves in the infrared range and the frequencies on which modern electronics is based, i.e. microwave radiation. Stable sources of ultrashort pulses are the most stable "ruler" for measuring frequency and time, so such devices have found several applications in the areas of basic science as well as technological solutions. This dissertation was devoted to the generation of ultrashort laser pulses using artificial saturable absorbers. Systems using nonlinear optics phenomena, whose transient characteristics mimic saturable absorption, find their applications in fiber pulsed lasers. One of them is the nonlinear amplifying loop mirror (NALM), which is based on a nonlinear Sagnac interferometer. This dissertation presents experimental research work related to the use of the NALM in mode-locked fiber oscillators at the 1.56 and 1.98 spectral range. The beginning of the dissertation presents issues related to the propagation of ultrashort laser pulses in optical fibers and their generation techniques. The types of saturable absorbers used in fiber lasers, and dispersive regimes of mode-locking are presented. Then the results of experimental work on NALM-based fiber oscillators were presented. An Er-doped fiber laser was presented, in which the output characteristics between two output ports were compared as a function of the net-cavity dispersion. A passive fiber shortening, an intra-cavity compressor and a dispersion compensating fiber was used for the net-cavity management. Of the results presented, the first method that allows the generation of pulses with the widest optical spectrum (over 90 nm) and a duration of less than 80 fs directly from the cavity oscillator. The second method, on the other hand, allows the net-cavity dispersion to be tuned over the widest range without significantly extending the cavity. The third method allows for potentially all-fiber dispersion compensation. In the normal dispersion regime, tunable operating states of the oscillator were observed, which depended on the width of the spectral filter used. The amplitude noise measured at both output ports of the oscillator was compared as a function of the net-cavity dispersion. The next section presents an all-fiber oscillator based on NALM. Using an active fiber with normal dispersion allowed partial compensation of the net-cavity dispersion, but the oscillator operated in the regime of conventional solitons. The last chapter was devoted to the NALM-based Tm-doped oscillator, in which both single-pulse and dynamic performance characteristics were investigated from selfstarting multi-pulse to single-pulse operation.