



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

**Μελέτη βελτιστοποίησης της παραγωγής υπερσυνεχούς
φάσματος (supercontinuum spectrum) σε μη γραμμική
οπτική ίνα**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παναγιώτα Σ. Νίκα

Επιβλέπων : Ηρακλής Αβραμόπουλος
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2009



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

**Μελέτη βελτιστοποίησης της παραγωγής υπερσυνεχούς
φάσματος (supercontinuum generation) σε μη γραμμική
οπτική ίνα**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παναγιώτα Σ. Νίκα

Επιβλέπων : Ηρακλής Αβραμόπουλος
Καθηγητής ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή

.....
Αβραμόπουλος Ηρακλής
Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Νικήτα Κωνσταντίνα
Καθηγήτρια ΕΜΠ

.....
Ουζούνογλου Νικόλαος
Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Παναγιώτα Σ. Νίκα

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Παναγιώτα Σ. Νίκα

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η εξαιρετική φασματική διεύρυνση παλμών με ένα αρχικά στενό φάσμα κατά την διάδοση τους σε ένα μη γραμμικό μέσο είναι γνωστή ως παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Το υπερσυνεχές φάσμα είναι σύμφωνο και το φασματικό του εύρος μπορεί να εκτείνεται σε μερικές εκατοντάδες νανομέτρων. Οι μοναδικές ιδιότητες του υπερσυνεχούς φάσματος δίνουν την δυνατότητα χρήσης του σε ποικίλες πρακτικές εφαρμογές. Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με την εισαγωγή πολύ στενών παλμών σε μη γραμμική οπτική ίνα και η διερεύνηση των συνθηκών για την παραγωγή επίπεδου υπερσυνεχούς φάσματος μεγάλου εύρους, με ιδιότητες χαμηλού θορύβου και υψηλής συμφωνίας που θα είναι κατάλληλο για πρακτικές εφαρμογές. Παρουσιάζεται μία επισκόπηση των μη γραμμικών μηχανισμών που οδηγούν στην φασματική διεύρυνση και της τεχνολογίας των μη γραμμικών ινών φωτονικών κρυστάλλων που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Ακόμα, εξετάζονται τα χαρακτηριστικά της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος για διαφορετικές παραμέτρους των παλμών εισόδου και για διαφορετικές ιδιότητες διασποράς της οπτικής ίνας. Επιπλέον, περιγράφονται οι εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος στους τομείς της μετρολογίας οπτικών συχνοτήτων, όπου η χρήση του υπερσυνεχούς φάσματος θα οδηγήσει στην ανάπτυξη των οπτικών ατομικών ρολογιών του μέλλοντος, των οπτικών τηλεπικοινωνιών και της Βιοϊατρικής Τεχνολογίας. Στο πλαίσιο της εργασίας χρησιμοποιήθηκε λογισμικό προσομοίωσης για την μοντελοποίηση συστήματος παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με βάση τις πειραματικές μετρήσεις που είχαν αποκτηθεί, από το Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών του ΕΜΠ.

Λέξεις κλειδιά: υπερσυνεχές φάσμα, ίνα φωτονικών κρυστάλλων, αυτοδιαμόρφωση φάσης, σολιτόνια, φαινόμενο Raman, μίξη τεσσάρων φωτονίων, διασπορά, συμφωνία, laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης, οπτικό ρολόι, σύστημα πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος, ομοεστιακή μικροσκοπία, οπτική τομογραφία συμφωνίας, κυτταρομετρία ροής

ABSTRACT

The extreme spectral broadening of pulses with an initially narrow spectrum propagating in a nonlinear medium is known as supercontinuum generation. The supercontinuum spectrum is coherent and the spectral bandwidth can span several hundreds of nanometers. Due to its unique properties the supercontinuum spectrum has various practical applications. The scope of the present diploma thesis is the study of supercontinuum generation by pumping ultra-short pulses in a nonlinear optical fiber and the investigation of the conditions for the generation of flat, broad, low noise and highly coherent supercontinuum. An overview of the nonlinear mechanisms underlying the spectral broadening and the technology of nonlinear photonic crystal fibers that are used for supercontinuum generation is presented. The characteristics of supercontinuum generation for different parameters of the pump pulses and different dispersion properties of the nonlinear optical fibers are, also, examined. Furthermore, the applications of supercontinuum generation are described in the fields of optical frequency metrology, where the use of supercontinuum will lead to the development of future optical clocks, optical telecommunications and Biomedical Technology. As part of the thesis, simulation software was used for the modeling of a supercontinuum generation system based on experimental measurements that had been obtained by the Photonics Communications Research Laboratory of NTUA.

Key words: supercontinuum spectrum, photonic crystal fiber (PCF), self-phase modulation, solitons, Raman effect, four-wave mixing, dispersion, coherence, mode-locked laser, wavelength division multiplexing system (WDM), confocal microscopy, optical coherence tomography (OCT), flow cytometry

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Περίληψη.....	6
Abstract.....	8

Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή

1.1 Γενικά.....	13
1.2 Δομή της εργασίας.....	15

Κεφάλαιο 2: Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος σε μη γραμμική οπτική ίνα

2.1 Γενικά.....	17
2.2 Μη γραμμικά φαινόμενα σε οπτική ίνα.....	18
2.2.1 Η γενικευμένη μη γραμμική εξίσωση Schrödinger.....	18
2.2.2 Φυσικοί μη γραμμικοί μηχανισμοί.....	20
2.2.2.1 Αυτοδιαμόρφωση φάσης.....	20
2.2.2.2 Σολιτόνια.....	23
2.2.2.3 Μίξη τεσσάρων φωτονίων.....	24
2.2.2.4 Το φαινόμενο Raman.....	27
2.2.3 Ίνες φωτονικών κρυστάλλων.....	29
2.2.3.1 Δομή και αρχές λειτουργίας των ινών φωτονικών κρυστάλλων.....	29
2.2.3.2 Ιδιότητες και πλεονεκτήματα των ινών φωτονικών κρυστάλλων.....	31
2.3 Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με την εισαγωγή παλμών femtosecond σε μη γραμμική οπτική ίνα.....	32
2.3.1 Μηχανισμοί παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος από femtosecond παλμούς.....	33
2.3.2 Ιδιότητες του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος από femtosecond παλμούς.....	35
2.3.2.1 Χαρακτηριστικά του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος.....	36
2.3.2.2 Ιδιότητες του θορύβου στο παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα.....	38
2.4 Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με την εισαγωγή παλμών picosecond σε μη γραμμική οπτική ίνα.....	41

2.4.1 Μηχανισμοί παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος από picosecond παλμούς	42
2.4.2 Ιδιότητες του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος από picosecond παλμούς.....	44
2.4.2.1 Χαρακτηριστικά του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος.....	44
2.4.2.2 Ιδιότητες του θορύβου στο παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα.....	45
2.5 Η ιδιότητα της συμφωνίας στο υπερσυνεχές φάσμα.....	46
2.6 Μοντελοποίηση συστήματος παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με χρήση του λογισμικού προσομοίωσης VPI.....	48

Κεφάλαιο 3: Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην μετρολογία

3.1 Γενικά.....	57
3.2 Εφαρμογή της τεχνολογίας της οπτικής «κτένας» στην μετρολογία συχνοτήτων.....	58
3.2.1 Laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης.....	58
3.2.1.1 Πηγές άντλησης οπτικής ισχύος-Laser.....	58
3.2.1.2 Τεχνική κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης (mode locking).....	60
3.2.2 Χαρακτηριστικά της «οπτικής κτένας».....	63
3.2.3 Μέτρηση οπτικών συχνοτήτων με χρήση της «οπτικής κτένας».....	67
3.3 Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος για εφαρμογές στην μετρολογία συχνοτήτων.....	70
3.3.1 Χαρακτηριστικά του υπερσυνεχούς φάσματος για εφαρμογές στην μετρολογία συχνοτήτων.....	71
3.3.2 Περιορισμοί στην μετρολογία συχνοτήτων από θόρυβο στο υπερσυνεχές φάσμα.....	73
3.4 Το οπτικό ατομικό ρολόι.....	73
3.4.1 Το σημερινό ατομικό ρολόι.....	74
3.4.2 Το οπτικό ρολόι.....	75

Κεφάλαιο 4: Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στις τηλεπικοινωνίες

4.1 Γενικά.....	78
4.2 Πηγές υπερσυνεχούς φάσματος σε τηλεπικοινωνιακά συστήματα WDM.....	79

4.2.1 Συστήματα πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος WDM.....	79
4.2.2 Χαρακτηριστικά υπερσυνεχούς φάσματος για τηλεπικοινωνιακά συστήματα WDM.....	81
4.2.3 Πολυκυματικές πηγές υπερσυνεχούς φάσματος για WDM εφαρμογές.....	82
4.2.3.1 Πηγές υπερσυνεχούς φάσματος CW καναλιών για WDM συστήματα.....	82
4.2.3.2 Παλμικές πηγές υπερσυνεχούς φάσματος για WDM συστήματα.....	86
4.3 Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στις τηλεπικοινωνίες.....	90
4.3.1 Συμπύεση παλμών.....	90
4.3.2 Μετατροπή από πολυπλεξία OTDM σε πολυπλεξία WDM.....	91
4.3.3 Χαρακτηρισμός οπτικών ινών.....	95

Κεφάλαιο 5: Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην Βιοιατρική Τεχνολογία

5.1 Γενικά	97
5.2 Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην μικροσκοπία.....	98
5.2.1 Ομοεστιακή μικροσκοπία.....	98
5.2.1.1 Ομοεστιακή μικροσκοπία laser σάρωσης CLSM.....	98
5.2.1.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην μικροσκοπία CLSM...100	
5.2.2 Μικροσκοπία εξάντλησης εξαναγκασμένης εκπομπής STED.....	105
5.2.2.1 Λειτουργία STED μικροσκοπίου.....	105
5.2.2.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην STED μικροσκοπία...108	
5.3 Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος για εφαρμογές στην οπτική τομογραφία συμφωνίας.....	112
5.3.1 Οπτική τομογραφία συμφωνίας OCT.....	112
5.3.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην οπτική τομογραφία συμφωνίας OCT.....	116
5.4 Εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην κυτταρομετρία ροής.....	120
5.4.1 Η κυτταρομετρία ροής.....	120
5.4.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην κυτταρομετρία ροής.....	122

1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 ΓΕΝΙΚΑ

Το φως κάποιας πηγής που έχει ένα στενό φασματικό εύρος μπορεί να υποστεί μία υπερβολική φασματική διεύρυνση η οποία είναι γνωστή ως παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος (supercontinuum generation), όταν το φως διαδίδεται σε ένα μη γραμμικό μέσο. Το φαινόμενο αυτό έγινε, αρχικά, γνωστό από τα πρωτοποριακά πειράματα των Alfano και Shapiro το 1970 [21]. Στα πειράματα αυτά, ακατέργαστος βοριοπυριτικός ύαλος χρησιμοποιήθηκε ως το μη γραμμικό μέσο και ένα laser εκπομπής picosecond παλμών ως πηγή φωτός. Τα μη γραμμικά φαινόμενα που είναι υπεύθυνα για την φασματική διεύρυνση έχουν απαιτήσεις υψηλής έντασης ώστε να είναι αποτελεσματικά. Αυτό μπορούσε να επιτευχθεί στον ακατέργαστο ύαλο μέσα από χωρικά μη γραμμικά φαινόμενα που είχαν ως αποτέλεσμα την αυτό-εστίαση της δέσμης του φωτός. Βελτιώσεις στην κατασκευαστική τεχνολογία οπτικών ινών υάλου στην δεκαετία του 1970 οδήγησαν στην χρήση οπτικών ινών ως γραμμικό μέσο για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Το πλεονέκτημα που εμφανίζει η χρήση οπτικών ινών είναι ότι η δέσμη φωτός περιορίζεται στο εγκάρσιο επίπεδο της οπτικής ίνας έτσι ώστε να μπορεί να διατηρηθεί υψηλή η ένταση της δέσμης για μεγάλες αποστάσεις διάδοσης.

Οι τυπικές οπτικές ίνες αποτελούνται από έναν κυλινδρικό πυρήνα υάλου που περιβάλλεται από έναν μανδύα, με τον μανδύα να έχει ελαφρά μικρότερο δείκτη διάθλασης σε σχέση με τον πυρήνα. Κατά την διάδοση του φωτός, το φως περιορίζεται στον πυρήνα λόγω της ολικής εσωτερικής ανάκλασης στην διεπαφή ανάμεσα στον πυρήνα και στον μανδύα. Οι οπτικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων (Photonic Crystal Fibers-PCF) προσφέρουν έναν τελείως διαφορετικό τρόπο κυματοδότησης του φωτός μέσω του φαινόμένου του διακένου ζώνης (bandgap effect). Μία PCF ίνα τυπικά αποτελείται από ύαλο πυριτίου και οπές αέρα που σχηματίζουν μία εγκάρσια μικροδομή κατά μήκος της ίνας. Το φαινόμενο του διακένου ζώνης καθιστά δυνατή την κυματοδότηση σε ένα κενό πυρήνα αέρα που

περιβάλλεται από έναν μανδύα που αποτελείται από οπές αέρα μέσα στο πυρίτιο. Ωστόσο, ο πιο κοινός τύπος PCF ίνας που χρησιμοποιείται για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος είναι η PCF ίνα οδήγησης δείκτη (index-guiding PCF), που στηρίζει την λειτουργία της σε μία αποτελεσματική διαφορά ανάμεσα στον δείκτη διάθλασης του στερεού πυρήνα που αποτελείται από πυρίτιο και του μανδύα με τις οπές αέρα μέσα σε πυρίτιο που περιβάλλει τον πυρήνα, για έναν μηχανισμό κυματοδήγησης που βασίζεται στο φαινόμενο της τροποποιημένης ολικής εσωτερικής ανάκλασης. Οι ίνες αυτές επιτρέπουν την κυματοδήγηση σε μικρότερους πυρήνες σε σχέση με τις τυπικές οπτικές ίνες με αποτέλεσμα να μπορεί να αποκτηθεί υψηλότερη ένταση που θα οδηγήσει σε πιο αποτελεσματικά οπτικά φαινόμενα. Επιπλέον, μεταβάλλοντας τις παραμέτρους της μικροδομής, για παράδειγμα το μέγεθος των οπών αέρα και την απόσταση μεταξύ τους, κάποιος μπορεί να ελέγχει την διασπορά της ίνας η οποία είναι ένας βασικός παράγοντας που επηρεάζει το υπερσυνεχές φάσμα. Για αυτούς τους λόγους οι οπτικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς σε πρακτικές εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος τα τελευταία χρόνια.

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος καθιστά δυνατή την δημιουργία πηγών φωτός με οπτικό φάσμα που καλύπτει μερικές εκατοντάδες νανομέτρων. Ένα τέτοιο ευρύ φάσμα έχει πολλές πρακτικές εφαρμογές ενώ παρέχει την δυνατότητα για ανάπτυξη και περισσότερων εφαρμογών στο μέλλον. Το φάσμα που προκύπτει κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος δεν είναι μόνο ευρύ αλλά είναι και χωρικά σύμφωνο και συνεπώς παρουσιάζει υψηλή φωτεινότητα, έτσι μπορεί, για παράδειγμα να αντικαταστήσει τις πηγές λευκού φωτός που χρησιμοποιούνται στα εργαστήρια για την μέτρηση της εξάρτησης της εξασθένησης από το μήκος κύματος οπτικών συνιστωσών πάνω σε ένα μεγάλο φασματικό εύρος. Ακόμα, εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος έχουν παρουσιαστεί σε διάφορους τομείς όπως αυτούς των οπτικών τηλεπικοινωνιών, της μετρολογίας οπτικών συχνοτήτων και της Βιοιατρικής. Οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος που χρησιμοποιούνται σε πρακτικές εφαρμογές περιλαμβάνουν, συχνά, laser παλμών femtosecond ως τις πηγές του φωτός που θα υποστεί την φασματική διεύρυνση. Η χρήση των laser femtosecond παλμών για παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος προσφέρει το πιο ευρύ φάσμα, όμως ταυτόχρονα τα συστήματα αυτά είναι ογκώδη, περίπλοκα και πολύ ακριβά. Η τάση που επικρατεί τα τελευταία χρόνια είναι για την ανάπτυξη πηγών υπερσυνεχούς φάσματος οι οποίες να είναι φθηνότερες και πιο εύχρηστες σε σχέση με τα συστήματα που

περιλαμβάνουν femtosecond laser, αλλά να εξακολουθούν να έχουν την ικανότητα να παράγουν μεγάλο φασματικό εύρος ζώνης. Για τον σκοπό αυτό, είναι ουσιώδες να κατανοηθούν οι φυσικοί μηχανισμοί που οδηγούν στην φασματική διεύρυνση. Συγκεκριμένα, παρουσιάζει ενδιαφέρον το πώς παράμετροι όπως η διασπορά της ίνας σε συνδυασμό με μη γραμμικά φαινόμενα επηρεάζουν το φάσμα καθώς οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων παρουσιάζουν μια μοναδική δυνατότητα για έλεγχο της διασποράς. Καθώς ο έλεγχος της παραγωγής του υπερσυνεχούς φάσματος θα βελτιώνεται, μέσω του ελέγχου της διασποράς για παράδειγμα, αναμένεται να ελαττωθούν και οι ανάγκες για υψηλή ισχύ του laser άντλησης, έτσι ώστε το μέγεθος του και η τιμή του να ελαττωθούν και αυτά.

1.2 ΔΟΜΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία οργανώνεται σε πέντε κεφάλαια. Στο παρόν πρώτο κεφάλαιο παρατέθηκε μία συνοπτική εισαγωγική παρουσίαση της έννοιας του υπερσυνεχούς φάσματος, της τεχνολογίας που χρησιμοποιείται για την παραγωγή του καθώς και μία αναφορά στις πρακτικές εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, αρχικά, γίνεται μία επισκόπηση των μη γραμμικών μηχανισμών που λαμβάνουν μέρος κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος και παρουσιάζεται η τεχνολογία των φωτονικών οπτικών ινών που είναι μεγάλης σημασίας για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Στην συνέχεια εξετάζεται ξεχωριστά η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος χρησιμοποιώντας laser παραγωγής femtosecond και picosecond παλμών αντίστοιχα. Συγκεκριμένα, μελετώνται σε κάθε περίπτωση τα μη γραμμικά φαινόμενα που επενεργούν και οι συνθήκες για την βέλτιστη παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, δηλαδή φάσματος το οποίο να είναι επίπεδο, πλατύ και να παρουσιάζει καλή συμπεριφορά ως προς το θόρυβο. Ακόμα, εξετάζονται οι ιδιότητες συμφωνίας του υπερσυνεχούς φάσματος καθώς η συμφωνία είναι μία σημαντική ιδιότητα για πολλές εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος. Τέλος, παρουσιάζονται και σχολιάζονται τα αποτελέσματα από την χρήση του λογισμικού προσομοίωσης VPI transmission maker για την μοντελοποίηση συστήματος παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με βάση τις πειραματικές μετρήσεις που έχουν παρθεί από το Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η χρήση της παραγωγής του υπερσυνεχούς φάσματος στην μετρολογία συχνοτήτων. Η μορφή της «οπτικής κτένας» του φάσματος του υπερσυνεχούς χρησιμοποιείται για την μέτρηση οπτικών συχνοτήτων με ακρίβεια, ενώ η οπτική κτένα θα αποτελεί ένα βασικό συστατικό των οπτικών ατομικών ρολογιών του μέλλοντος.

Στο τέταρτο κεφάλαιο περιγράφεται η χρήση του υπερσυνεχούς φάσματος στις οπτικές τηλεπικοινωνίες. Το υπερσυνεχές φάσμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως πολυκυματική πηγή σε τηλεπικοινωνιακά συστήματα πολυπλεξίας μήκους κύματος WDM και ταυτόχρονα χρησιμοποιείται σε ποικίλες τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές.

Τέλος, στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται διάφορες εφαρμογές της Βιοιατρικής τεχνολογίας που χρησιμοποιούν το υπερσυνεχές φάσμα. Οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος προσφέρουν ευελιξία σε συστήματα μικροσκοπίας, βρίσκουν εφαρμογή στην οπτική τομογραφία συμφωνίας OCT ενώ η χρήση τους είναι πολλά υποσχόμενη για συστήματα κυτταρομετρίας ροής.

2.ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΕ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

2.1 ΓΕΝΙΚΑ

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος (supercontinuum generation) είναι μια διαδικασία κατά την οποία το φως από ένα laser μετατρέπεται σε φως με πολύ ευρύ φασματικό περιεχόμενο το οποίο έχει την ιδιότητα υψηλής χωρικής συμφωνίας. Η διεύρυνση του φάσματος συνήθως επιτυγχάνεται με την διάδοση ενός παλμού σε ένα ισχυρά μη γραμμικό μέσο, όπως μία οπτική ίνα. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον για το σκοπό αυτό παρουσιάζουν οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών τους σχετικά με την χρωματική διασπορά τα οποία επιτρέπουν την εκδήλωση ισχυρών μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων κατά μήκος ενός σημαντικού μέρους της ίνας.

Οι φυσικές διεργασίες που λαμβάνουν μέρος σε μια οπτική ίνα κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος ποικίλλουν και εξαρτώνται από την χρωματική διασπορά και το μήκος της οπτικής ίνας, το εύρος των παλμών και την αρχική ισχύ των παλμών που εισάγονται στην ίνα για την παραγωγή του υπερσυνεχούς καθώς και το μήκος κύματος των παλμών που αντλούνται. Στην περίπτωση εισαγωγής παλμών εύρους της τάξης του femtosecond η διεύρυνση του φάσματος προκαλείται κυρίως από το φαινόμενο της αυτοδιαμόρφωσης φάσης (Self Phase Modulation), ενώ ο συνδυασμός της αυτοδιαμόρφωσης φάσης και της διασποράς μπορεί να οδηγήσουν σε φαινόμενα σχετικά με σολιτόνια όπως ο διαχωρισμός υψηλής τάξης σολιτονίων σε πολλαπλά θεμελιώδη σολιτόνια (σχάση σολιτονίων). Στην περίπτωση άντλησης στην ίνα παλμών εύρους της τάξεως του picosecond κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς, τα φαινόμενα της σκέδασης Raman καθώς και αυτό της μίξης τεσσάρων φωτονίων είναι πολύ σημαντικά για την φασματική διεύρυνση.

Στην παράγραφο 2.2 ορίζονται και περιγράφονται τα γραμμικά και μη γραμμικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος κατά την διάδοση παλμών σε μία μη γραμμική οπτική ίνα και ταυτόχρονα γίνεται μια περιγραφή των ινών φωτονικών κρυστάλλων που χρησιμοποιούνται, όπως προαναφέρθηκε, για τη παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος. Στις παραγράφους 2.3 και 2.4 αναλύονται συγκεκριμένα οι μηχανισμοί παραγωγής

υπερσυνεχούς φάσματος στις περιπτώσεις εισαγωγής femtosecond και picosecond αντίστοιχα παλμών σε μη γραμμική οπτική ίνα, καθώς και οι ιδιότητες των φασμάτων που παράγονται. Στην παράγραφο 2.5 εξετάζεται η ιδιότητα της συμφωνίας στο υπερσυνεχές φάσμα. Και τέλος, στην παράγραφο 2.6, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την μοντελοποίηση ενός συστήματος παραγωγής υπερσυνεχούς με την χρήση του προγράμματος προσομοίωσης VPI Transmission Maker.

2.2 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΣΕ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

Η μετάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος ή ενός ηλεκτρομαγνητικού παλμού εξαρτάται από το μέσο στο οποίο διαδίδεται. Στο κενό ένας παλμός μπορεί να διαδοθεί χωρίς να συμβεί καμία αλλαγή σε αυτόν. Όταν ο παλμός μεταδίδεται μέσα από ένα μέσο το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο αλληλεπιδρά με τα μόρια του μέσου. Αυτό, γενικά, σημαίνει ότι ο παλμός υφίσταται απώλειες και διασπορά. Σε αυτό το σημείο θα οριστεί το φαινόμενο της χρωματικής διασποράς (Group Velocity Dispersion-GVD) το οποίο αναφέρεται συχνά στην ανάλυση που θα ακολουθήσει. Το φαινόμενο αυτό συνίσταται στο ότι οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού ταξιδεύουν στο μέσο με διαφορετικές ταχύτητες, με αποτέλεσμα για δεδομένο διάστημα z να φτάνουν με διαφορά φάσης, εξαιτίας της εξάρτησης του δείκτη διάθλασης του μέσου από το μήκος κύματος. Τα φαινόμενα της εξασθένησης και της διασποράς αποτελούν την γραμμική απόκριση του μέσου. Αν η ισχύς του παλμού είναι αρκούντως υψηλή το μέσο μπορεί να αποκριθεί και με μη γραμμικό τρόπο. Συγκεκριμένα ο δείκτης διάθλασης μπορεί να αποκτήσει εξάρτηση από την ισχύ του παλμού (φαινόμενο Kerr) ή τα φωτόνια μπορεί να αλληλεπιδράσουν με φωνόνια (μοριακές δονήσεις) του μέσου (φαινόμενο Raman). Αυτά τα φαινόμενα αποτελούν την βάση για τους μηχανισμούς διεύρυνσης του φάσματος που θα εξετάσουμε στη συνέχεια του κεφαλαίου. Στην παράγραφο 2.2.1 που ακολουθεί παρουσιάζεται η εξίσωση για την μοντελοποίηση της διάδοσης του παλμού σε μία μη γραμμική ίνα.

2.2.1 Η ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΗ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΕΞΙΣΩΣΗ SCHRODINGER

Το ηλεκτρικό πεδίο ενός παλμού γραμμικά πολωμένου στον άξονα x και ο οποίος διαδίδεται με τον θεμελιώδη ρυθμό της οπτικής ίνας μπορεί να γραφεί ως [1,2]:

$$E_A(r, t) = \hat{x}F(x, y)A(z, t)\exp[i(\bar{\beta}_0 z - \omega_0 t)] \quad (2.1)$$

όπου $r = (x, y, z)$, \hat{x} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα της πόλωσης, $F(x, y)$ είναι η εγκάρσια κατανομή του πεδίου, $A(z, t)$ είναι η περιβάλλουσα του παλμού, $\bar{\beta}_0$ είναι η σταθερά διάδοσης του ρυθμού $\beta(\omega)$ στην κεντρική γωνιακή ταχύτητα του παλμού ω_0 . Το E_A είναι κανονικοποιημένο ως προς το ηλεκτρικό πεδίο E [V/m] σύμφωνα με την εξίσωση $E_A = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0 cn\right)}E$, όπου ε_0 είναι η επιτρεπτότητα του κενού, c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό και n είναι ο δείκτης διάθλασης. Η στιγμιαία ισχύς μπορεί να υπολογιστεί ως $|A|^2$. Η αλλαγή της περιβάλλουσας του παλμού καθώς αυτός μεταδίδεται κατά μήκος του άξονα της ίνας z περιγράφεται από την γενικευμένη εξίσωση Schrodinger (NonLinear Schrodinger Equation-NLSE) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{A}}{\partial z} = & i \sum_{m \geq 2} \frac{\bar{\beta}_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \bar{A} - \frac{a(\omega)}{2} \bar{A} \\ & + i\gamma(\omega) \left[1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right] F \left\{ A(z, t) \int R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right\} \end{aligned} \quad (2.2)$$

όπου F είναι το σύμβολο του μετασχηματισμού Fourier και $\bar{A}(z, \omega)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier του $A(z, t)$,

$$F\{A(z, t)\} = \bar{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt \quad (2.3)$$

και θεωρούμε την περιβάλλουσα του παλμού $A(z, T)$ σε ένα χρονικό πλαίσιο καθυστέρησης $T = t - \bar{\beta}_1 z$ που κινείται με την ταχύτητα ομάδας $\frac{1}{\bar{\beta}_1}$ στην φέρουσα συχνότητα. Οι συντελεστές διασποράς β_2, β_3, \dots ορίζονται από το ανάπτυγμα Taylor της σταθεράς ρυθμού διάδοσης $\beta(\omega)$:

$$\beta(\omega) = \bar{\beta}_0 + \bar{\beta}_1[\omega - \omega_0] + \frac{1}{2}\bar{\beta}_2[\omega - \omega_0]^2 + \frac{1}{6}\bar{\beta}_3[\omega - \omega_0]^3 + \dots \quad (2.4)$$

$$\text{όπου} \quad \bar{\beta}_m = \beta_m(\omega_0) = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (2.5)$$

όπου $a(\omega)$ είναι ο συντελεστής εξασθένησης ισχύος, $\gamma(\omega) = n_2 \omega_0 / [c A_{eff}(\omega)]$ είναι ο μη γραμμικός συντελεστής όπου n_2 είναι ο μη γραμμικός συντελεστής του δείκτη διάθλασης και A_{eff} είναι η ενεργός διατομή της ίνας. Η $R(t)$ είναι η συνάρτηση απόκρισης Raman:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2.6)$$

όπου $f_R = 0.18$ είναι η κλασματική συνεισφορά της καθυστερημένης απόκρισης Raman $h_R(t)$ και $\delta(t)$ είναι η συνάρτηση Dirac. Υπάρχει γενικά και παράλληλη και ορθογώνια συνιστώσα της καθυστερημένης απόκρισης Raman, όμως η ορθογώνια είναι συνήθως αμελητέα και παραλείπεται, προσέγγιση που ακολουθείται και στην παραπάνω εξίσωση.

Η εξίσωση διάδοσης (2.2) γράφεται συχνά και στο πεδίο του χρόνου αμελώντας την εξάρτηση από την συχνότητα των συντελεστών a , $a = a(\omega_0)$ και γ , $\gamma = \gamma(\omega_0)$ και στη συνέχεια εφαρμόζοντας μετασχηματισμό Fourier στην (2.2) και χρησιμοποιώντας την ιδιότητα του μετασχηματισμού Fourier $\frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow -i[\omega - \omega_0]$ ως εξής:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{m \geq 2} \frac{i^m \bar{\beta}^m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} - \frac{a}{2} A + i\gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right] \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right] \quad (2.9)$$

2.2.2 ΦΥΣΙΚΟΙ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ

2.2.2.1 Αυτοδιαμόρφωση φάσης

Όπως αναφέρθηκε και στην αρχή του κεφαλαίου ο δείκτης διάθλασης ενός μη γραμμικού μέσου εξαρτάται και από την ισχύ του σήματος που κυματοδηγείται στο μέσο. Αυτό είναι γνωστό και ως φαινόμενο Kerr και σημαίνει πως και η ταχύτητα φάσης $v_p = \frac{c}{n}$ εξαρτάται από την ισχύ. Αυτή η εξάρτηση οδηγεί στο φαινόμενο

αυτοδιαμόρφωσης φάσης του διαδιδόμενου παλμού. Για να μελετήσουμε το φαινόμενο αυτοδιαμόρφωσης φάσης χρησιμοποιούμε την εξίσωση (2.9) αμελώντας τους όρους που αφορούν την διασπορά, την εξασθένηση και το φαινόμενο Raman, καθώς και την εξάρτηση του συντελεστή γ από την συχνότητα για να αποκτήσουμε την εξίσωση :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma A |A|^2 \quad (2.10)$$

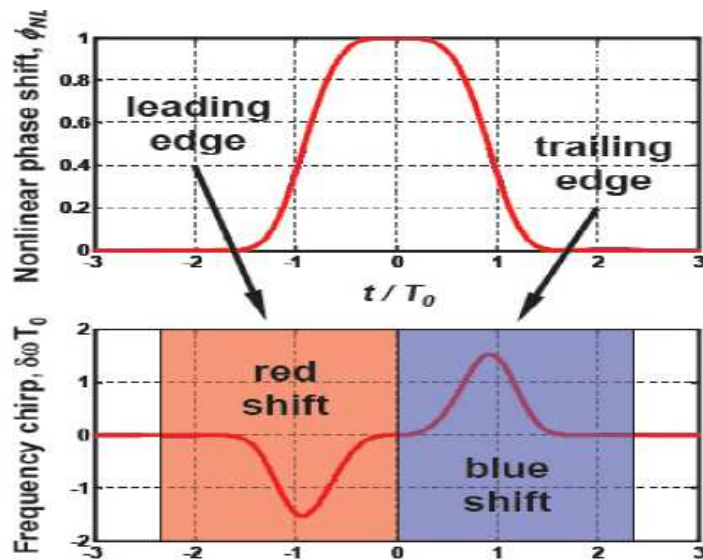
Η γενική λύση της παραπάνω εξίσωσης είναι :

$$A(z, T) = A(0, T) \exp[i\gamma |A(0, T)|^2 z] = A(0, T) \exp[i\phi(z, T)] \quad (2.11)$$

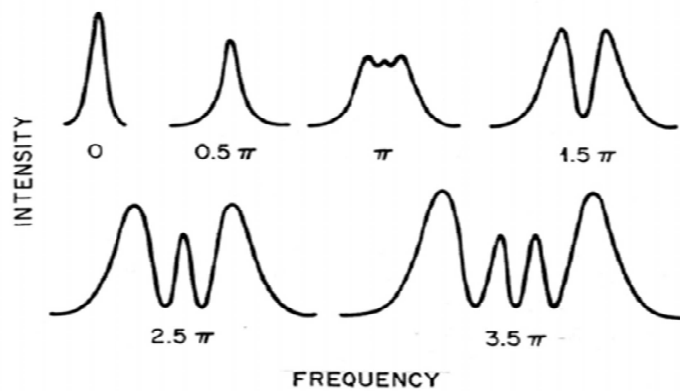
από την οποία φαίνεται ότι το χρονικό σχήμα του παλμού $|A|^2$ παραμένει αμετάβλητο κατά την διάδοση .Η χρονική εξάρτηση της φάσης $\phi(z, T)$ δίνει στον παλμό ένα chirp συχνότητας $\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi}{\partial T}$. Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφερθεί ότι η έννοια του chirping πρακτικά εκφράζει την μεταβολή της φέρουσας συχνότητας του ως συνάρτηση του χρόνου . Το chirp αυτό είναι αρνητικό κοντά στο προπορευόμενο τμήμα του παλμού και θετικό στο τμήμα του παλμού που ακολουθεί, όπως φαίνεται και στο σχήμα (2.1). Αυτό αντιστοιχεί σε μια «μετατόπιση προς το κόκκινο» ή «red shift» και σε μια «μετατόπιση προς το μπλε» ή «blue shift», αντίστοιχα, όπως φαίνεται στο σχήμα (2.1). Και επίσης εδώ πρέπει να αναφερθεί ότι γενικά ο όρος «red shift» είναι η μετατόπιση ενός σήματος προς μεγαλύτερα μήκη κύματος ενός σήματος ή προς μικρότερες συχνότητες ενός σήματος και το όνομα προέρχεται από το ότι το άκρο του οπτικού φάσματος με το μεγαλύτερο μήκος κύματος είναι το κόκκινο, αντίστοιχα ο όρος «blue shift» είναι η μετατόπιση ενός σήματος προς μικρότερα μήκη κύματος ή προς μεγαλύτερες συχνότητες και το όνομα προέρχεται από το ότι το άκρο του οπτικού φάσματος με το μικρότερο μήκος κύματος είναι το μπλε. Πρέπει να τονιστεί ότι στην περίπτωση της αυτοδιαμόρφωσης φάσης παρουσιάζεται φασματική διεύρυνση του παλμού επειδή η χρονικά στιγμιαία φάση του εξαρτάται από την ισχύ του. Τότε, η στιγμιαία διαμόρφωση της συχνότητας (chirping) είναι μη γραμμική. Το chirping που εισάγεται μέσω της αυτοδιαμόρφωσης φάσης παρουσιάζει αύξουσα εξάρτηση από την διανυόμενη απόσταση. Πιο

συγκεκριμένα νέες συνιστώσες γεννιούνται κατά την κυματοδότηση του παλμού μέσα από την ίνα και διευρύνουν το φάσμα του. Στο σχήμα (2.2) φαίνονται διευρυμένα φάσματα ενός παλμού Gauss, το πλάτος του οποίου σε διανυόμενη

απόσταση z μέσα στην ίνα είναι $A(z,T) = \frac{T_0}{\sqrt{(T_0^2 - i\beta_2 z)}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right)$, για διάφορες τιμές της στροφής φάσης [1,2].



ό του
η



ής παλμού Gauss.

2.2.2.2 Σολιτόνια

Στην προηγούμενη παράγραφο αναφέρθηκε ότι το φαινόμενο της αυτοδιαμόρφωσης φάσης δημιουργεί νέες πλευρικές φασματικές συνιστώσες. Προκαλεί «red shift» στο προπορευόμενο τμήμα του παλμού και «blue shift» στο τμήμα που ακολουθεί. Υπό την παρουσία ομαλής διασποράς στην ίνα ($\beta_2 > 0$) οι φασματικές συνιστώσες μεγαλύτερων μηκών κύματος ταξιδεύουν πιο γρήγορα από αυτές των μικρότερων μηκών κύματος. Αυτό σημαίνει πως ο παλμός διευρύνεται πιο γρήγορα στο χρόνο από ότι αν επενεργούσε μόνο το φαινόμενο της διασποράς. Στην περίπτωση της παρουσίας ανώμαλης διασποράς ($\beta_2 < 0$) οι φασματικές συνιστώσες μικρότερων μηκών κύματος έχουν μεγαλύτερη ταχύτητα από αυτές των μεγαλύτερων μηκών κύματος. Τότε η αυτοδιαμόρφωση φάσης λειτουργεί έτσι ώστε να καθυστερεί την διεύρυνση ενός παλμού που διαδίδεται υπό το καθεστώς ανώμαλης διασποράς.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι είναι πιθανό η αυτοδιαμόρφωση φάσης (SPM) και η διασπορά ταχύτητας ομάδας (Group-Velocity Dispersion-GVD) να δρουν έτσι ώστε η μια να εξισορροπεί την άλλη με αποτέλεσμα ένας παλμός να μπορεί να διαδοθεί χωρίς καμία μεταβολή στο σχήμα του. Αμελώντας όλους τους όρους της εξίσωσης (2.9) εκτός από αυτούς που είναι υπεύθυνοι για την αυτοδιαμόρφωση φάσης και την διασπορά ταχύτητας ομάδας η εξίσωση (2.9) μπορεί να ξαναγραφεί ως :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\overline{\beta_2}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma A |A|^2. \quad (2.13)$$

Υπάρχει μία λύση αυτής της εξίσωσης που αντιστοιχεί σε έναν παλμό που δεν αλλάζει το σχήμα του κατά την διάδοση. Ο παλμός αυτός καλείται το θεμελιώδες σολιτόνιο και μπορεί να βρεθεί αν θεωρήσουμε μία λύση της μορφής $A(z, T) = V(T) \exp[i\phi(z, T)]$ - λύση που αντιστοιχεί σε παλμό που δεν αλλάζει σχήμα- και λύσουμε ως προς αυτή τη λύση την εξίσωση (2.13). Το αποτέλεσμα που προκύπτει είναι :

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left[\frac{i |\overline{\beta_2}|}{2 T_0^2} z \right] \quad (2.14)$$

για $N=1$, ενώ το N ορίζεται ως :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.15)$$

Το N είναι η τάξη του σολιτονίου και αντιπροσωπεύει την σχετική αλληλεπίδραση των φαινομένων της διασποράς και της αυτοδιαμόρφωσης φάσης κατά την κυματοδήγηση του οπτικού παλμού διαμέσου της ίνας, το T_0 είναι ένα μέτρο του χρονικού εύρους του παλμού, και το P_0 είναι η ισχύς κορυφής του παλμού. Από την (2.14) φαίνεται ότι το θεμελιώδες σολιτόνιο δεν αλλάζει ούτε το σχήμα του, ούτε το φάσμα του κατά τη διάδοση.

Για ακέραιες τιμές του N μεγαλύτερες από ένα ($N > 1$) σχηματίζονται σολιτόνια υψηλής τάξης τα οποία δεν διατηρούν το σχήμα τους κατά την διάρκεια της διάδοσης. Γενικά, για τιμές του N πολύ μικρότερες του ένα κυριαρχούν φαινόμενα διασποράς και για τιμές του N πολύ μεγαλύτερες του ένα κυριαρχούν μη γραμμικά φαινόμενα ενώ για τιμές του N γύρω στο ένα τόσο η αυτοδιαμόρφωση φάσης όσο και η διασπορά δρουν ισότιμα στην κυματοδήγηση του παλμού [1,2].

2.2.2.3 Μίξη τεσσάρων φωτονίων

Αν τρία οπτικά πεδία σε φέρουσες συχνότητες ω_1 , ω_2 και ω_3 κυματοδηγηθούν ταυτόχρονα μέσα από μία οπτική ίνα, τότε η απόκριση του υλικού μέσου θα δημιουργήσει επιπλέον πεδία σε συχνότητες $\omega_4 = \pm \omega_2 \pm \omega_3$. Στην πράξη δεν θα δημιουργηθούν όλοι αυτοί οι συνδυασμοί γιατί δεν μπορεί να υπάρξει ταύτιση στην φάση παρά μόνο για τους συνδυασμούς $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ οι οποίοι και θα δημιουργηθούν. Το παραγόμενο ηλεκτρομαγνητικό κύμα θα δημιουργήσει παρεμβολές σε γειτονικά κανάλια και ιδιαίτερα στην περίπτωση που θα έχουμε μετάδοση σε περιοχές μήκους κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας. Το φαινόμενο της μίξης τεσσάρων φωτονίων αποτελεί μία παραμετρική διαδικασία και μπορεί να θεωρηθεί ως σκέδαση δύο φωτονίων έστω h_{ω_1} και h_{ω_2} με το υλικό του μέσου με αποτέλεσμα την παραγωγή άλλων δύο φωτονίων h_{ω_3} και h_{ω_4} .

Για να μελετηθεί η συνθήκη για την ταύτιση φάσης θεωρούμε την διάδοση ενός συνεχούς κύματος. Για τον σκοπό αυτό οι απώλειες στην (2.9) θεωρούνται αμελητέες και αυτή παίρνει την μορφή [1,2]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{m \geq 2} \frac{i^m \bar{\beta}_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} + i\gamma \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T-T')|^2 dT' \right] \quad (2.16)$$

Θεωρούμε μία λύση συνεχούς κύματος $A(z, T)$ σε γωνιακή συχνότητα ω_0 και μία μικρή διαταραχή $a(z, T)$:

$$A(z, T) = \left[\sqrt{P_0} + a(z, T) \right] \exp(i\gamma P_0 z) \quad (2.17)$$

Στην συνέχεια, τοποθετώντας την (2.17) στην (2.16), γραμμικοποιώντας ως προς το a και εφαρμόζοντας μετασχηματισμό καταλήγουμε σε ένα σύστημα εξισώσεων από το οποίο μπορούμε να υποθέσουμε για το a μια λύση της μορφής:

$$a(z, T) = a_1 \exp\{i(Kz - \Omega T)\} + a_2 \exp\{i(Kz - \Omega T)\} \quad (2.18)$$

όπου $\Omega = \omega - \omega_0$ και θέτοντας την (2.18) στο σύστημα των εξισώσεων προκύπτει η σχέση διασποράς:

$$K = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m+1}}{(2m+1)!} \Omega^{2m+1} \pm \sqrt{\left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega^{2m} + 2\gamma P_0 (1 - f_R + f_R \bar{h}_R) \right] \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega^{2m}} \quad (2.19)$$

όπου \bar{h}_R είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $h_R(t)$. Θεωρώντας την περίπτωση που η συχνότητα Ω της διαταραχής είναι μακριά από την κορυφή του κέρδους Raman που είναι στα 13.2 THz όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο, δηλαδή όταν $\Omega \geq \Omega_R = 2\pi * 13.2$ THz, τότε ισχύει $\bar{h}_R(\Omega) = 0$ και το παραμετρικό κέρδος $g = \text{Im}(K)$ της διαταραχής είναι ίσο με:

$$g(\Omega) = \sqrt{- \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega^{2m} + 2\gamma P_0 (1 - f_R) \right] \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega^{2m}}, \quad \Omega \gg \Omega_R \quad (2.20)$$

Από την σχέση (2.20) συμπεραίνεται ότι το μέγιστο κέρδος προκύπτει για μετατοπίσεις συχνότητας Ω_0 για τις οποίες ισχύει:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega_0^{2m} = -\gamma P_0 (1 - f_R), \quad \Omega \succ \Omega_R \quad (2.21)$$

Το κέρδος μπορεί να γραφτεί και ως:

$$g(\Omega) = \sqrt{[\gamma P_0 (1 - f_R)]^2 - \left(\frac{k}{2}\right)^2}, \quad \Omega \succ \Omega_R \quad (2.22)$$

όπου το k είναι η μη ταύτιση φάσης και δίνεται από τον τύπο:

$$k = 2\gamma P_0 (1 - f_R) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{\beta}_{2m}}{2m!} \Omega_0^{2m}, \quad \Omega \succ \Omega_R \quad (2.23)$$

Η μορφή της διαταραχής που δίνεται από την εξίσωση (2.18) αντιστοιχεί σε μία περιοδική διαμόρφωση $T_{MI} = \frac{2\pi}{\Omega}$ στην ένταση $|A|^2$ του πεδίου του αρχικού συνεχούς κύματος. Όταν για το κέρδος ισχύει $g(\Omega) > 0$ το πεδίο συνεχούς κύματος αποκτά σταδιακά μία περιοδική διαμόρφωση η οποία λέγεται αστάθεια διαμόρφωσης (Modulation Instability-MI). Στο πεδίο της συχνότητας αυτό αντιστοιχεί στην δημιουργία δύο πλευρικών ζωνών: μία σε συχνότητα μικρότερη από την συχνότητα του φέροντος κύματος, που ονομάζεται Stokes κύμα, και μία με συχνότητα μεγαλύτερη από τη συχνότητα του φέροντος κύματος, που ονομάζεται anti-Stokes κύμα. Οι γωνιακές συχνότητες των κυμάτων Stokes και anti-Stokes είναι, αντίστοιχα, $\omega_s = \omega_0 - \Omega_0$ και $\omega_{as} = \omega_0 + \Omega_0$. Στο πεδίο της συχνότητας η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως μερικώς εκφυλισμένη μίξη τεσσάρων φωτονίων, αλλά είναι ξεκάθαρα η εκδήλωση του ίδιου φαινομένου της αστάθειας διαμόρφωσης MI. Για την αποτελεσματική επίτευξη του φαινομένου της μίξης τεσσάρων φωτονίων απαιτείται ταύτιση φάσης, δηλαδή $k \approx 0$.

2.2.2.4 Το φαινόμενο Raman

Οι φυσικοί μηχανισμοί που αναφέρθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους βασίζονταν στην μη γραμμική συμπεριφορά του υλικού μέσα από το φαινόμενο Kerr (αν και το φαινόμενο Raman έχει κάποια επίδραση στη μίξη τεσσάρων φωτονίων). Το φαινόμενο Raman προέρχεται από την σκέδαση ενός φωτονίου από μοριακές δονήσεις (φωνόνια) του μέσου διάδοσης. Συγκεκριμένα η αλληλεπίδραση ενός φωτονίου υψηλής ισχύος με τα μόρια του μέσου προκαλεί την σκέδαση Raman κατά την οποία δημιουργείται ένα δεύτερο φωτόνιο το οποίο αποτελεί το κύμα Stokes. Το σκεδαζόμενο φωτόνιο αυτό έχει μικρότερη ενέργεια από το προσπίπτον και βρίσκεται σε μεγαλύτερο μήκος κύματος από το προσπίπτον και έτσι έχουμε μετατόπιση ισχύος από τη συχνότητα του προσπίπτοντος σε άλλη χαμηλότερη συχνότητα. Η πυκνότητα της σκεδαζόμενης ισχύος I_s , όπως προκύπτει από την εξαναγκασμένη σκέδαση ηλεκτρομαγνητικού κύματος αντίστοιχης συχνότητας I_p δίνεται από τον τύπο :

$$\frac{\partial I_s}{\partial S} = g_R I_p I_s \quad (2.16)$$

όπου g_R είναι η σταθερά κέρδους του μηχανισμού σκέδασης Raman η οποία υπολογίζεται πειραματικά. Η σταθερά κέρδους έχει υπολογιστεί πειραματικά για τις ίνες πυριτίου και εκτείνεται σε ένα εύρος συχνοτήτων αρκετά μεγάλο (μέχρι και 40 THz) ενώ παρουσιάζει μία κορυφή γύρω στα 13.2 THz (αυτή είναι και η συχνότητα ολίσθησης Stokes που αντιπροσωπεύει την διαφορά της συχνότητας του κύματος Stokes από το προσπίπτον κύμα). Το μέγιστο κέρδος της καμπύλης είναι $g_R = 1 \times 10^{-13} \text{ m/W}$.

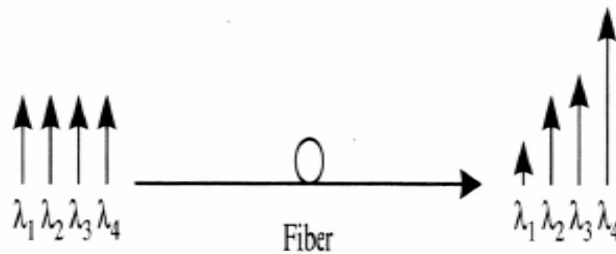
Ο μηχανισμός σκέδασης Raman θεωρείται αμελητέος για χαμηλές τιμές της οπτικής ισχύος που κυματοδηγείται. Υπάρχει όμως ένα κατώφλι πέρα από το οποίο οι απώλειες που εισάγονται στο σήμα λόγω σκέδασης Raman – απώλειες κατά τις οποίες γίνεται μεταφορά ισχύος σε μεγαλύτερα μήκη κύματος – αυξάνονται εκθετικά. Το κατώφλι αυτό ορίζεται ως η οπτική ισχύς η οποία όταν προσπίπτει στην ίνα μειώνεται στο μισό λόγω του φαινομένου και δίνεται από την σχέση :

$$\frac{g_R P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 16 \quad (2.17)$$

όπου
$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-aL)]}{a}$$
 .

Σε ένα πολυκυματικό σύστημα WDM τα σήματα σε υψηλότερα μήκη κύματος ενισχύονται από αυτά που βρίσκονται σε μικρότερα μήκη κύματος με αποτέλεσμα τον εκφυλισμό των τελευταίων λόγω του φαινομένου Raman. Η αλληλεπίδραση των καναλιών λαμβάνει χώρα σε εύρος περίπου 120 nm και γίνεται όλο και πιο έντονη για μεγαλύτερα μήκη κύματος. Ο μηχανισμός αυτός σε ένα πολυκυματικό σύστημα WDM φαίνεται παραστατικά στο σχήμα (2.3) .

Το φαινόμενο Raman μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την ενίσχυση ενός οπτικού σήματος με ενισχυτές Raman. Αυτό μπορεί να υλοποιηθεί ως εξής : Τροφοδοτούμε με ισχύ άντλησης την οπτική ίνα σε κατάλληλο μήκος κύματος, δηλ. σε μήκος κύματος μικρότερο από αυτό του οπτικού σήματος που θέλουμε να ενισχύσουμε. Λόγω της σκέδασης Raman έχουμε ύπαρξη κέρδους και μεταφορά ισχύος σε μεγαλύτερα μήκη κύματος στα οποία βρίσκεται το προς ενίσχυση σήμα.



Σχήμα 2.3 :Ενίσχυση σημάτων σε υψηλότερα μήκη κύματος σε πολυκυματικό-WDM σύστημα λόγω σκέδασης Raman.

Τέλος, ένα άλλο φαινόμενο που σχετίζεται με το φαινόμενο Raman είναι η αυτό-μετατόπιση συχνότητας των σολιτονίων. Ένα σολιτόνιο με χρονικό εύρος μικρότερο από 0.1 ps έχει ένα φασματικό εύρος αρκετά πλατύ ώστε να είναι δυνατή η μεταφορά ενέργειας από το τμήμα του φάσματος υψηλών συχνοτήτων στο τμήμα του φάσματος χαμηλότερων συχνοτήτων μέσω του φαινομένου Raman. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται αυτό-μετατόπιση συχνότητας σολιτονίου και έχει ως αποτέλεσμα η κεντρική συχνότητα του σολιτονίου να μετακινηθεί προς μεγαλύτερα μήκη κύματος (red shift) κατά την διάδοση του σολιτονίου [1,2].

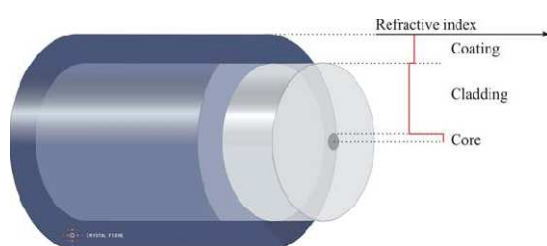
2.2.3 ΙΝΕΣ ΦΩΤΟΝΙΚΩΝ ΚΡΥΣΤΑΛΛΩΝ

Οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων (Photonic Crystal Fibers – PCF) όπως αναφέρθηκε έχουν ιδιότητες που παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Για το λόγο αυτό στην παρούσα παράγραφο γίνεται μια παρουσίαση της δομής και των ξεχωριστών ιδιοτήτων των ινών αυτών.

2.2.3.1 Δομή και αρχές λειτουργίας των ινών φωτονικών κρυστάλλων

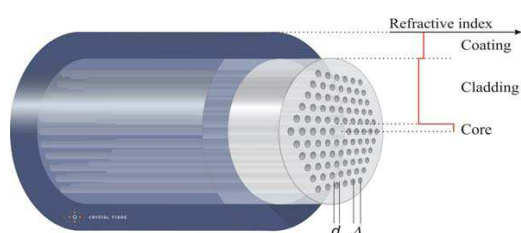
Για την εκδήλωση μη γραμμικών φαινομένων απαιτείται μια οπτική δέσμη να έχει υψηλή ισχύ. Αν για παράδειγμα το μη γραμμικό μέσο μέσα από το οποίο διέρχεται η οπτική δέσμη είναι ένας ακατέργαστος κρύσταλλος, η δέσμη θα υποστεί γενικά περίθλαση και έτσι θα περιοριστεί η περιοχή στην οποία μπορεί να αποκτηθεί υψηλή ισχύς. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να λυθεί χρησιμοποιώντας μία οπτική ίνα ως μη γραμμικό μέσο. Η οπτική ίνα περιορίζει την οπτική δέσμη στον πυρήνα της ίνας κατά την διάδοση, επιτρέποντας μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις σε ένα αρκετά μακρύ τμήμα της ίνας και καθιστώντας δυνατή, έτσι, την εμφάνιση μη γραμμικών φαινομένων. Οι τυπικές οπτικές ίνες έχουν δομή (όπως στο σχήμα (2.4)) η οποία βασίζεται σε έναν πυρήνα πυριτίου περιβαλλόμενο από έναν μανδύα πυριτίου. Ο πυρήνας και ο μανδύας πυριτίου αποκτούν διαφορετικό δείκτη διάθλασης ο ένας από τον άλλο ύστερα από μία διαδικασία νόθευσης είτε του πυρήνα, είτε του μανδύα είτε και των δυο. Η διαφορά αυτή στους δείκτες διάθλασης περιορίζει την οπτική δέσμη μέσω του φαινομένου της ολικής εσωτερικής ανάκλασης.

Οι οπτικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων (Photonic Crystal Fibers-PCF) αποτελούν μία ειδική κατηγορία οπτικών ινών [5]. Παρουσιάστηκαν για πρώτη φορά το 1996 και έχουν συγκεντρώσει από τότε μεγάλο ενδιαφέρον πάνω τους.



Σχήμα 2.4: Δομή μιας τυπικής οπτικής ίνας.

Οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων είναι οπτικές ίνες που βασίζουν την λειτουργία τους σε μια μικροδομημένη διάταξη ενός υλικού χαμηλού δείκτη διάθλασης μέσα σε ένα υλικό υψηλότερου δείκτη διάθλασης. Το υλικό με τον υψηλότερο δείκτη διάθλασης είναι συνήθως ανόθευτο πυρίτιο ενώ το υλικό με τον μικρό δείκτη διάθλασης αποτελούν οπές αέρα τα οποία διατρέχουν αξονικά την οπτική ίνα σε όλο της το μήκος. Η δομή μίας ίνας φωτονικών κρυστάλλων φαίνεται στο σχήμα (2.5).



Σχήμα 2.5: Δομή μίας ίνας φωτονικών κρυστάλλων με απόσταση μεταξύ των οπών αέρα Λ και διάμετρο των οπών αέρα ίση με d .

Οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων μπορούν να διαιρεθούν σε δύο κατηγορίες, στις ίνες κυματοδότησης υψηλού δείκτη και στις ίνες κυματοδότησης χαμηλού δείκτη. Όπως συμβαίνει και στις τυπικές οπτικές ίνες, οι ίνες κυματοδότησης υψηλού δείκτη οδηγούν το φως μέσα από ένα στερεό πυρήνα από την αρχή της τροποποιημένης ολικής εσωτερικής ανάκλασης (Modified Total Internal Reflection- MTIR). Η ολική εσωτερική ανάκλαση σε αυτή την περίπτωση προκαλείται από τον μικρότερο δείκτη διάθλασης της περιοχής των οπών αέρα στον μανδύα της ίνας σε διαφορά με τον μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης του πυρήνα που αποτελείται από καθαρό πυρίτιο. Σε γενικές γραμμές ο ενεργός δείκτης διάθλασης της ίνας αυτής μπορεί να προσεγγιστεί από αυτόν μιας απλής ίνας κλιμακωτού δείκτη διάθλασης η οποία έχει έναν πυρήνα υψηλού δείκτη διάθλασης και έναν μανδύα χαμηλού δείκτη διάθλασης. Ωστόσο ο δείκτης διάθλασης του μικροδομημένου μανδύα της ίνας φωτονικών κρυστάλλων παρουσιάζει μία εξάρτηση από το μήκος κύματος πολύ διαφορετική από αυτή που παρουσιάζει το καθαρό πυρίτιο και αυτό ακριβώς είναι το φαινόμενο που επιτρέπει τον σχεδιασμό οπτικών ινών με ένα νέο σύνολο ιδιοτήτων οι οποίες δεν θα ήταν δυνατό να επιτευχθούν με την τυπική τεχνολογία των οπτικών ινών. Από την άλλη πλευρά οι οπτικές ίνες κυματοδότησης χαμηλού δείκτη βασίζουν την λειτουργία τους σε φυσικούς μηχανισμούς εντελώς διαφορετικούς σε σχέση με την τροποποιημένη

ολική εσωτερική ανάκλαση στην οποία στηρίζουν την λειτουργία τους οι ίνες κυματοδότησης υψηλού δείκτη. Συγκεκριμένα, βασίζουν την λειτουργία τους στο φαινόμενο του διακένου ζώνης (Bandgap Effect – BG). Η περιοδική μικροδομή, των οπών του αέρα μέσα στο πυρίτιο, που συναντάται στις ίνες αυτές έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση του λεγόμενου φωτονικού διάκενου ζώνης, όπου το φως σε συγκεκριμένες περιοχές μηκών κύματος δεν μπορεί να διαδοθεί. Ο πυρήνας, λοιπόν, στις ίνες οδήγησης χαμηλού δείκτη δημιουργείται με την εισαγωγή μίας ατέλειας στην δομή η οποία προκαλεί το διάκενο ζώνης, για παράδειγμα μίας επιπλέον οπής αέρα, μέσα από την οποία θα μπορεί να μεταδίδεται το φως. Εφόσον το φως μπορεί να διαδοθεί μόνο από αυτή την περιοχή της ατέλειας, ένας πυρήνας χαμηλού δείκτη διάθλασης έχει δημιουργηθεί. Και σε αυτή την περίπτωση ο ίδιος μηχανισμός δεν μπορεί να υλοποιηθεί σε μία τυπική οπτική ίνα με αποτέλεσμα η κυματοδότηση των ινών αυτών μέσα από ένα πυρήνα χαμηλού δείκτη διάθλασης να διανοίγει ένα καινούργιο σύνολο δυνατοτήτων. Με αυτό τον τρόπο είναι δυνατό να κυματοδηγηθεί φως στο αέρα, στο κενό ή σε οποιοδήποτε άλλο αέριο συμβατό με το υλικό από το οποίο είναι φτιαγμένη η ίνα.

Ακόμα πιο περίπλοκες δομές του δείκτη διάθλασης μπορούν να κατασκευαστούν χρησιμοποιώντας διατάξεις οπών σε μία ποικιλία περιοδικών ή μη περιοδικών δομών. Επιπρόσθετα, μπορούν να κατασκευαστούν οπτικές ίνες με έναν σε πολύ μεγάλο βαθμό ασύμμετρο πυρήνα. Οι τελευταίες θα είναι οπτικές ίνες που θα παρουσιάζουν υψηλό βαθμό διαθλαστικότητας.

2.2.3.2 Ιδιότητες και πλεονεκτήματα των ινών φωτονικών κρυστάλλων

Η διαφορά του δείκτη διάθλασης μεταξύ του πυρήνα και του μανδύα είναι πολύ μεγαλύτερη στις ίνες φωτονικών κρυστάλλων κυματοδότησης υψηλού δείκτη σε σχέση με αυτή που μπορεί να επιτευχθεί στις τυπικές οπτικές ίνες. Έτσι, οι οπτικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων μπορούν να παρέχουν πολύ μεγαλύτερο περιορισμό του φωτός που διαδίδεται μέσα από αυτές στον πυρήνα τους σε βαθμό που καθιστούν δυνατή την κυματοδότηση φωτός σε πυρήνες διαμέτρου μόλις περίπου 2 μm . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα οι ίνες αυτές να μπορούν να σχεδιαστούν έτσι ώστε να έχουν μικρότερη ενεργό επιφάνεια σε σχέση με τις τυπικές οπτικές ίνες και άρα να γίνονται ιδιαίτερα μη γραμμικές ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Επίσης, οι ίνες που βασίζονται στο

φαινόμενο του διακένου ζώνης μπορούν να επιδείξουν εξίσου μεγάλο περιορισμό του φωτός στον πυρήνα.

Επίσης, είναι δυνατό σε μεγάλο βαθμό να ρυθμίσει κανείς τις ιδιότητες της διασποράς της ίνας μέσω του κατάλληλου σχεδιασμού των δομικών παραγόντων της ίνας. Για παράδειγμα, μπορεί να σχεδιαστεί μία οπτική ίνα με δύο μήκη κύματος μηδενικής διασποράς στο οπτικό φάσμα, ενώ κανονικά κάθε ίνα έχει μόνο ένα μήκος κύματος μηδενικής διασποράς (Zero Dispersion Wavelength –ZDW) εκτός και αν πρόκειται για κολουροκωνική οπτική ίνα ή ίνα που διαθέτει πολλαπλά στρώματα μανδύα. Ένα άλλο παράδειγμα είναι ότι μπορούν να σχεδιαστούν οπτικές ίνες που παρουσιάζουν ανώμαλη διασπορά σε ορατά μήκη κύματος. Γενικά, η δυνατότητα να ρυθμιστούν οι ιδιότητες της διασποράς της ίνας είναι σημαντική καθώς η σχετική συνεισφορά διαφόρων μη γραμμικών μηχανισμών στην ίνα εξαρτάται από το προφίλ της διασποράς της ίνας, γεγονός που σημαίνει ότι η ρύθμιση της διασποράς μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την διαμόρφωση του φάσματος του παλμού που προκύπτει στη έξοδο της ίνας.

Τέλος, στις ίνες φωτονικών κρυστάλλων η ισχυρή εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από το μήκος κύματος επιτρέπει τον σχεδιασμό μονορυθμικών ινών οι οποίες να υποστηρίζουν έναν μόνο ρυθμό ανεξάρτητα από το μήκος κύματος.

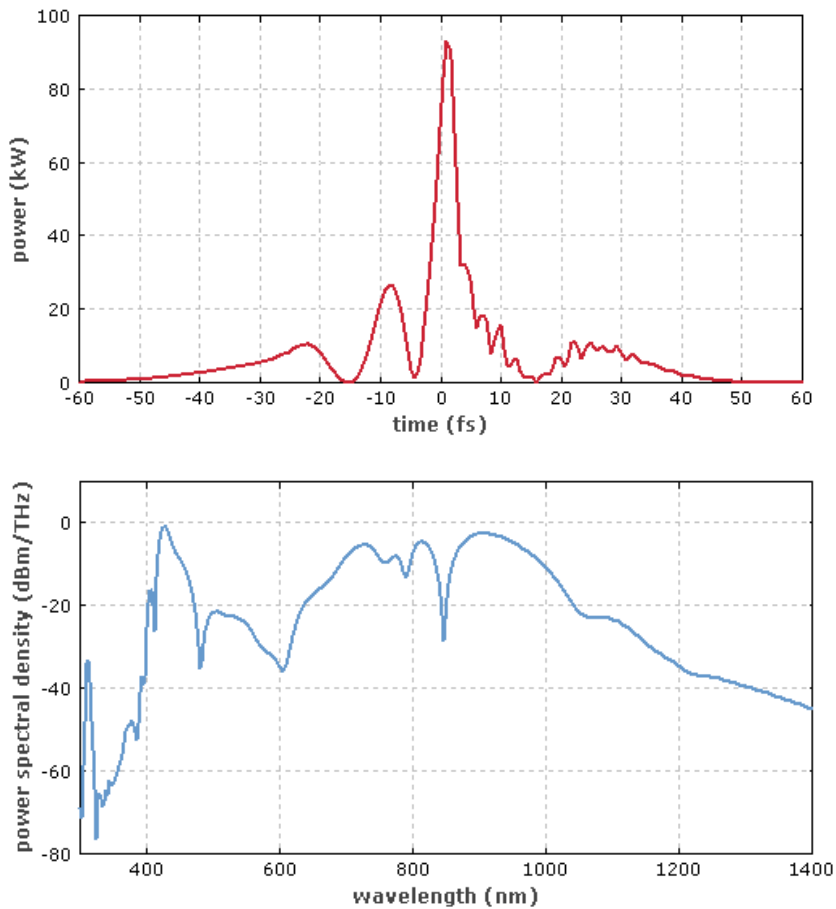
2.3 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΜΕ ΤΗΝ ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΠΑΛΜΩΝ FEMTOSECOND ΣΕ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος επιτυγχάνεται με την εισαγωγή παλμών σε μία μη γραμμική οπτική ίνα. Σε αυτή την παράγραφο εξετάζεται η περίπτωση κατά την οποία οι παλμοί που εισάγονται στην μη γραμμική ίνα έχουν διάρκεια κάποιων femtosecond. Τα laser που παράγουν παλμούς femtosecond έχουν την δυνατότητα να παράγουν παλμούς μικρότερους και από 10 fs. Το γεγονός και μόνο ότι οι παλμοί αυτοί έχουν τόσο μικρή διάρκεια τους κάνει να έχουν ένα ευρύ φάσμα : για παράδειγμα, ένας παλμός Gauss διάρκειας 10 fs και κεντρικού μήκους κύματος ίσου με 800 nm έχει φασματικό εύρος ημίσειας ισχύος (power full width at half maximum (FWHM)) περίπου 90 nm [3]. Εισάγοντας τους παλμούς femtosecond σε μια ίνα

φωτονικών κρυστάλλων (PCF) η οποία είναι υψηλά μη γραμμική, το φασματικό τους εύρος διευρύνεται ακόμα περισσότερο μέσω της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος. Στο σχήμα (2.6) μπορούμε να δούμε ένα παράδειγμα παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς femtosecond , συγκεκριμένα βλέπουμε το υπερσυνεχές που προκύπτει από την διάδοση παλμών εύρους 20 fs από laser σε 2 mm ίνας φωτονικών κρυστάλλων [7]. Μία ίνα μήκους μικρότερου από ένα μέτρο είναι συνήθως επαρκής για την φασματική διεύρυνση για femtosecond.

2.3.1 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΑΠΟ FEMOTSECOND ΠΑΛΜΟΥΣ

Υπάρχουν δύο κατηγορίες μηχανισμών παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος σε μία οπτική ίνα που αντλεί femtosecond παλμούς. Ο ένας μηχανισμός λειτουργεί υπό το καθεστώς ανώμαλης διασποράς. Υπο το καθεστώς αυτό, λοιπόν, χρησιμοποιείται ο συνδυασμός των φαινομένων της αυτοδιαμόρφωσης φάσης και της διασποράς ο οποίος προκαλεί φαινόμενα σχετικά με σολιτόνια για την διεύρυνση του φάσματος. Συγκεκριμένα, τα φαινόμενα με σολιτόνια αναφέρονται στο ότι οι παλμοί που εισάγονται στην ίνα είναι σολιτόνια υψηλής τάξης τα οποία υφίστανται σχάση και παράγουν θεμελιώδη σολιτόνια σε μικρότερα μήκη κύματος, τα οποία στη συνέχεια μέσω του φαινομένου Raman μετατοπίζονται φασματικά σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Ακόμα, σημαντική συνεισφορά έχει και το φαινόμενο της αστάθειας διαμόρφωσης MI που σχετίζεται και αυτό με την αλληλεπίδραση της αυτοδιαμόρφωσης φάσης και της διασποράς [9,14] . Ο άλλος μηχανισμός λειτουργεί υπο το καθεστώς της ομαλής διασποράς. Τότε, το chirping της συχνότητας του παλμού λόγω του φαινομένου Kerr, δηλαδή η αυτοδιαμόρφωση φάσης προκαλεί την φασματική διεύρυνση του παλμού [10,12,6]. Υπάρχουν σημαντικά πλεονεκτήματα του τελευταίου μηχανισμού σε σχέση με τον πρώτο. Η μη γραμμική διάδοση ενός παλμού σε μία ίνα ανώμαλης διασποράς έχει την τάση να προκαλεί την δημιουργία πολλαπλών παλμών με περίπλοκα chirping συχνοτήτων. Οι διακυμάνσεις του φάσματος και ο θόρυβος που μπορεί συναντώνται στο υπερσυνεχές φάσματα προκαλούν δυσκολίες σε κάποιες εφαρμογές τους. Γενικά, οι ίνες ανώμαλης διασποράς παράγουν το πιο ευρύ φάσμα αλλά ταυτόχρονα το φάσμα τους είναι θορυβώδες λόγω του φαινομένου της σχάσης σολιτονίων και διαφόρων άλλων μη γραμμικών φαινομένων.



Σχήμα 2.6 : Υπερσυνεχές φάσμα , προσομοιωμένο με το λογισμικό RP ProPulse, υποθέτοντας ότι ένας παλμός από laser 20 fs διαδίδεται μέσα από 2 mm ίνας φωτονικών κρυστάλλων. Το πεδίο του χρόνου (πάνω γράφημα) παρουσιάζει μια περίπλοκη δομή πολλών κορυφών ενώ το φάσμα (κάτω γράφημα σε λογαριθμική κλίμακα) έχει μία σημαντική φασματική πυκνότητα ισχύος για πάνω από μία οπτική οκτάβα.

Από την άλλη πλευρά οι ίνες ομαλής διασποράς μπορούν να παράγουν επίπεδο φάσμα με καλή συμπεριφορά ως προς το θόρυβο . Κάθε παλμός στην έξοδο μίας ίνας ομαλής διασποράς είναι ένας μοναδικός παλμός που έχει διατηρήσει την υψηλή συμφωνία του. Για να αναδειχτεί ο τρόπος λειτουργίας της φασματικής διεύρυνσης ακολουθεί μία ανάλυση του μηχανισμού φασματικής διεύρυνσης υπό το καθεστώς της ομαλής διασποράς.

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος σε μία ίνα ομαλής διασποράς περιγράφεται από την εξίσωση Schrodinger , περιλαμβάνοντας τους όρους της εξίσωσης που αφορούν την διασπορά δεύτερης τάξης και το φαινόμενο Kerr. Ο λόγος $\sqrt{\frac{L_d}{L_{nl}}}$ όπου

L_d είναι το μήκος διασποράς της ίνας και L_{nl} είναι το μήκος της μη γραμμικότητας της ίνας, καθορίζει πόσο είναι εφικτό να διευρυνθεί το φάσμα ενός παλμού σε μία ίνα ομαλής διασποράς. Η φασματική διεύρυνση του παλμού, ωστόσο δεν είναι ακριβώς ανάλογη του λόγου $\sqrt{\frac{L_d}{L_{nl}}}$. Το μήκος διασποράς μπορεί να γραφτεί ως $L_d = \frac{T_0^2}{\beta_{av}}$

(2.18) όπου T_0 είναι το εύρος του παλμού και β_{av} είναι η μέση διασπορά. Το μήκος

της μη γραμμικότητας ορίζεται ως $L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0}$ (2.19) όπου γ είναι ο παράγοντας μη

γραμμικότητας και P_0 είναι η ισχύς κορυφής του παλμού που εισάγεται στην ίνα. Το

γ ορίζεται ως $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ (2.20) όπου n_2 είναι ο συντελεστής μη γραμμικού δείκτη

διάθλασης, λ είναι το μήκος κύματος και A_{eff} είναι η ενεργός διατομή της ίνας. Έτσι

,σύμφωνα με τα παραπάνω ο λόγος $\sqrt{\frac{L_d}{L_{nl}}}$ μπορεί να γραφτεί και ως:

$$\sqrt{\frac{2\pi n_2 T_0^2 P_0}{\lambda A_{eff} \beta_{av}}} \quad (2.21)$$

Από την σχέση (2.21) συμπεραίνεται ότι η φασματική διεύρυνση μπορεί να βελτιωθεί είτε από την αύξηση του παράγοντα μη γραμμικού δείκτη διάθλασης n_2 είτε χρησιμοποιώντας παλμούς με υψηλή ισχύ κορυφής [6]. Η διασπορά θέτει ένα όριο στο μέγιστο ποσό φασματικής διεύρυνσης που μπορεί να επιτευχθεί, αλλά και πάλι το υπερσυνεχές φάσμα εξακολουθεί να είναι ομαλό και σταθερό. Ανακεφαλαιώνοντας, με τις ίνες ανώμαλης διασποράς μπορούμε να αποκτήσουμε ένα πολύ ευρύ αλλά θορυβώδες φάσμα ενώ με τις ίνες ομαλής διασποράς μπορούμε να αποκτήσουμε ένα λιγότερο ευρύ φάσμα αλλά με καλύτερη συμπεριφορά όσον αφορά το θόρυβο.

2.3.2 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΟΥ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΑΠΟ FEMTOSECOND ΠΑΛΜΟΥΣ

Στην παράγραφο αυτή αναλύονται τα χαρακτηριστικά του υπερσυνεχούς φάσματος που μπορεί να παραχθεί με την εισαγωγή femtosecond παλμών σε μία μη γραμμική

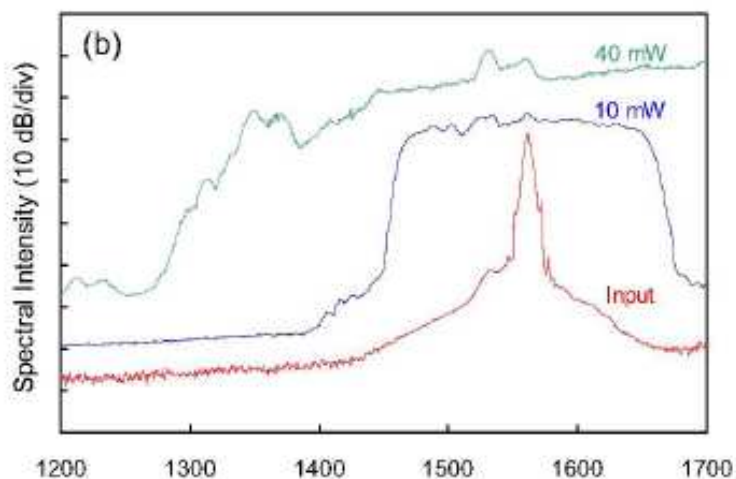
ίνα. Επίσης μελετώνται οι ιδιότητες σχετικά με τον θόρυβο του υπερσυνεχούς φάσματος αυτού.

2.3.2.1 Χαρακτηριστικά του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος

Κατά την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος από μία μη γραμμική οπτική ίνα δίνεται ιδιαίτερο ενδιαφέρον αφενός στο πόσο φαρδύ θα προκύψει το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα και αφετέρου στο πόσο επίπεδο θα είναι. Η ιδιότητα του παραγόμενου φάσματος να είναι επίπεδο, δηλαδή να παρουσιάζει μικρές διακυμάνσεις στο πλάτος του, είναι πολύ σημαντική κάποιες πρακτικές εφαρμογές που μπορεί να στηρίζονται στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, για παράδειγμα είναι σημαντικό χαρακτηριστικό για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές.

Στις ίνες ομαλής διασποράς η παραγωγή ενός επίπεδου υπερσυνεχούς φάσματος μπορεί να επιτευχθεί αν επιλέξουμε μία ίνα που θα παρουσιάζει ένα προφίλ επίπεδης διασποράς, που θα έχει συγκεκριμένα μια μικρή ομαλή διασπορά για ένα πλατύ εύρος μηκών κύματος [12,22,23]. Όταν ένας παλμός εισάγεται στην ίνα ομαλής διασποράς το φαινόμενο της αυτοδιαμόρφωσης φάσης αλληλεπιδρά με το φαινόμενο της διασποράς και τότε η κυματομορφή του εισαγόμενου παλμού αποκτά ένα σχεδόν παραβολικό σχήμα πριν το χρονικό εύρος του παλμού γίνει αρκετά πιο φαρδύ. Τέτοιοι παλμοί μπορούν να διευρύνουν το φάσμα έτσι ώστε να προκύψει επίπεδο [12]. Ωστόσο, κατά την διάδοση του παλμού μέσα από την μη γραμμική ίνα η ισχύς κορυφής του παλμού ελαττώνεται λόγω της πεπερασμένης διασποράς του μέσου και ως αποτέλεσμα για να διατηρηθεί υψηλή η ισχύς κορυφής των παλμών κατά την διάδοση τους στο μέσο πρέπει η απόλυτη τιμή της ομαλής διασποράς να είναι μικρή για όλα τα μήκη κύματος. Βέβαια, η υψηλή μη γραμμικότητα μίας ίνας ομαλής διασποράς μπορεί να επιτρέπει την αποτελεσματική παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με χαμηλότερη απαιτούμενη ισχύ. Με τον όρο αποτελεσματική εννοείται ότι η διεύρυνση του φάσματος που θα επιτευχθεί να είναι επαρκής για κάποιες εφαρμογές αν και σε γενικές γραμμές η διεύρυνση του φάσματος σε ίνες ομαλής διασποράς, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, μπορεί να βελτιωθεί με την αύξηση της ισχύς κορυφής των εισαγόμενων στην μη γραμμική ίνα παλμών. Στο σχήμα (2.7) μπορούμε να δούμε, ως παράδειγμα, το υπερσυνεχές φάσμα που παράχθηκε σε ένα πείραμα με την εισαγωγή παλμών από ένα passively mode-locked laser οι οποίοι

ενισχύονται από ένα ενισχυτή EDFA και με εύρος 170 fs και μέση ισχύ στα 10 mW και στα 40 mW εισάγονται σε ένα φωτονικών κρυστάλλων μήκους 64 m [12].



Σχήμα 2.7 : Φάσμα των παλμών στην είσοδο της ίνας και υπερσυνεχές φάσμα στην έξοδο της ίνας για ισχύ στα 10 mW και στα 40 mW.

Γενικά, η μικρή κλίση της διασποράς καθώς και οι μικρές τιμές διασποράς είναι ιδιότητες επιθυμητές για εφαρμογές που έχουν απαιτήσεις για όχι τόσο μεγάλο εύρος όσο για ομαλότητα του υπερσυνεχούς φάσματος. Για τέτοιες εφαρμογές, οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων κατασκευάζονται έτσι ώστε το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς (Zero Dispersion Wavelength-ZDW) των ινών αυτών να βρίσκεται στην περιοχή των μηκών κύματος των παλμών άντλησης και το προφίλ της διασποράς τους να είναι επίπεδο [22,23].

Στις ίνες ανώμαλης διασποράς, ενώ είναι δυνατό να παραχθεί ένα πολύ πιο ευρύ υπερσυνεχές φάσμα μέσω των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στην ίνα, δεν είναι δυνατό, συνήθως, να παραχθεί ικανοποιητικά επίπεδο φάσμα όπως αυτό που παράγεται στην περίπτωση της ομαλής διασποράς που αναφέρθηκε παραπάνω [8]. Ωστόσο, υπάρχει η δυνατότητα επίπεδου φάσματος και υπό τη παρουσία ανώμαλης διασποράς. Για παράδειγμα, έχει αναφερθεί, [13], η πειραματική παραγωγή επίπεδου φάσματος υψηλής ποιότητας από εισαγωγή παλμών femtosecond με τιμές ενέργειας από 320 έως 9.8 pJ σε ένα ανώμαλης επίπεδης διασποράς μήκους 0.6 έως 3.4 m με εύρος ζώνης από 164 έως 50 nm αντίστοιχα. Αριθμητικά και πειραματικές αποτελέσματα οδηγούν στο συμπέρασμα ότι το πιο πιθανό είναι αυτό το φαινόμενο

να είναι αποτέλεσμα κάποιας ευρείας παραγωγής οπτικού παραμετρικού κέρδους η οποία ενισχύεται από φαινόμενα διασποράς τέταρτης τάξης. Τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά αυτής της περίπτωσης παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος περιλαμβάνουν την χρησιμοποίηση πολύ μικρών μηκών οπτικής ίνας και την παραγωγή εξαιρετικά επιπέδου υπερσυνεχούς φάσματος, της τάξεως του ± 1 dB σε ένα πλατύ εύρος μηκών κύματος που εκτείνεται πάνω από 150 nm.

2.3.2.2 Ιδιότητες του θορύβου στο παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος έχει ήδη πολλές εφαρμογές σε τομείς όπως η οπτική τομογραφία, η φασματοσκοπία κ.α. Όλες αυτές οι εφαρμογές, όμως, έχουν απαιτήσεις χαμηλού θορύβου στο υπερσυνεχές φάσμα. Σε αυτή την παράγραφο θα εξεταστούν οι ιδιότητες του θορύβου στο υπερσυνεχές φάσμα. Αρχικά, θα οριστεί ο όρος RIN (Relative Intensity Noise) που θα συναντήσουμε στην ανάλυση παρακάτω.

Το RIN περιγράφει την αστάθεια ως προς την ισχύ εξόδου μιας πηγής laser και ορίζεται ως ο λόγος του μέσου του τετραγώνου του θορύβου της οπτικής έντασης (optical intensity noise) προς το τετράγωνο της οπτικής ισχύος:

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{P^2} \text{ dB/Hz} \quad (2.22)$$

όπου $\langle \Delta P^2 \rangle$ είναι το μέσο του τετραγώνου του θορύβου της οπτικής έντασης (σε εύρος ζώνης 1-Hz) σε μία συγκεκριμένη συχνότητα και P είναι η μέση οπτική ισχύς. Το RIN συνήθως μετράται από ένα οπτικό δέκτη ο οποίος τυπικά αποτελείται από ένα φωτοανιχνευτή και ένα ενισχυτή. Το ρεύμα στην έξοδο του φωτοανιχνευτή δειγματοληπτείται στο χρόνο και τα δεδομένα αυτά μεταφέρονται στο πεδίο της συχνότητας μέσω του γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (Fast Fourier Transform). Ο λόγος των οπτικών ισχύων στο τετράγωνο είναι ισοδύναμος με το λόγο των ανιχνευόμενων ηλεκτρικών ισχύων . Έτσι το RIN μπορεί να εκφραστεί ως :

$$RIN = \frac{N_{elec}}{P_{av(elec)}} \text{ dB/Hz} \quad (2.23)$$

όπου N_{elec} είναι η πυκνότητα ισχύος του φωτορεύματος που ανιχνεύεται από έναν φωτοανιχνευτή σε μία συγκεκριμένη συχνότητα και $P_{av(elec)}$ είναι η μέση ισχύς του φωτορεύματος που ανιχνεύεται από τον φωτοανιχνευτή. Το laser RIN είναι ο θόρυβος που παράγεται από το laser και προκαλείται από διακυμάνσεις της έντασης λόγω του φαινομένου της αυθόρμητης εκπομπής, κυρίως, το οποίο εξαρτάται από δομικούς παράγοντες του laser. Το RIN εξαρτάται από παράγοντες όπως η συχνότητα, η ισχύς, η θερμοκρασία κ.α. και το φάσμα του παρουσιάζει μία κορυφή στην συχνότητα ηρεμίας της ταλάντωσης του laser. Το ελάχιστο όριο θορύβου ενός laser σε κατάσταση συμφωνίας είναι ο θόρυβος βολής. Σε μια περιγραφή του θορύβου του laser στο κβαντικό πεδίο ο θόρυβος βολής δημιουργείται από διακυμάνσεις στο ρεύμα των φωτονίων. Τυπικές τιμές του RIN κυμαίνονται από -110 έως -130 dB/Hz [17,18].

Κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος ο θόρυβος παρουσιάζει μία έντονη εξάρτηση από το μήκος κύματος. Σε ανάλυση για τις ιδιότητες του θορύβου πλάτους στο υπερσυνεχές φάσμα, για την ποσοτικοποίηση του θορύβου μετράται το RIN το οποίο εκφράζει τις διακυμάνσεις του υπερσυνεχούς φάσματος και αποτελεί μια περίπλοκη συνάρτηση ως προς μήκη κύματος σε ολόκληρο το υπερσυνεχές φάσμα. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι δεν υπάρχει μεγάλη σύνδεση ανάμεσα στο πόσο δυνατός είναι ο θόρυβος στο πλάτος του υπερσυνεχούς φάσματος σε ένα μήκος κύματος και στην πυκνότητα ισχύος στο μήκος κύματος αυτό, ενώ το RIN είναι τυπικά χαμηλό για μήκη κύματος του υπερσυνεχούς φάσματος κοντά στην περιοχή μήκους κύματος των παλμών στην είσοδο της οπτικής ίνας. Ακόμα, έχει διαπιστωθεί ότι το πλάτος του RIN εξαρτάται από τις παραμέτρους του παλμού που εισάγεται στην οπτική ίνα για τη παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Για να διερευνηθεί η παραπάνω διαπίστωση έγιναν πειράματα κατά τα οποία εξεταζόταν η εξάρτηση του πλάτους του θορύβου από την ισχύ του παλμού εισόδου για παλμούς με ένα συγκεκριμένο chirp και πειράματα κατά τα οποία εξεταζόταν η εξάρτηση του πλάτους του θορύβου από το chirp του παλμού εισόδου για μία συγκεκριμένη ισχύ εισόδου [15]. Από αυτά τα πειράματα, προκύπτει ότι το εύρος του υπερσυνεχούς φάσματος αυξάνεται προσεγγιστικά γραμμικά με την αύξηση της ισχύος εισόδου. Η αύξηση αυτή του εύρους, ωστόσο, συνοδεύεται και από αύξηση του θορύβου. Η γραμμική αύξηση του RIN που παρατηρείται με την αύξηση της ισχύος μεταφράζεται

σε μη γραμμική αύξηση του θορύβου με την ισχύ εισόδου, γεγονός αναμενόμενο αφού σε ένα σύστημα παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος τα μη γραμμικά φαινόμενα είναι πολύ σημαντικά. Αν και από τα παραπάνω μπορεί να φαίνεται ότι το μεγαλύτερο φασματικό εύρος συνοδεύεται απαραίτητα και από το μεγαλύτερο RIN, από τα ίδια πειράματα προκύπτει ότι με έναν ακριβή έλεγχο του chirp των παλμών εισόδου είναι δυνατό να παραχθεί υπερσυνεχές φάσμα που να εκτείνεται ακόμα και σε μία οκτάβα συχνοτήτων με το ελάχιστο RIN που μπορεί να επιτευχθεί. Το ελάχιστο chirp αντιστοιχεί στον παλμό εισόδου με την ελάχιστη διάρκεια. Όπως είναι αναμενόμενο υπερσυνεχές φάσμα με πολύ μεγάλο φασματικό εύρος παρατηρείται από αυτούς τους (σχεδόν transform-limited) στενούς παλμούς καθώς παλμοί μικρής διάρκειας έχουν το μεγαλύτερο φασματικό εύρος και σε μία σταθερή ενέργεια έχουν υψηλότερη ισχύ κορυφής με αποτέλεσμα ενισχύεται η μη γραμμική φασματική τους διεύρυνση. Το RIN, από την άλλη πλευρά, εξαρτάται ισχυρά και ασύμμετρα από το chirp του παλμού και σε αντίθεση με το φασματικό εύρος είναι μικρότερο για τους παλμούς με μικρή διάρκεια [15].

Συνολικά, ο θόρυβος στο υπερσυνεχές φάσμα προέρχεται από την ενίσχυση αφενός του θορύβου βολής στους παλμούς εισόδου και αφετέρου του θορύβου που προκαλείται από την αυθόρμητη σκέδαση Raman κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, αλλά η συνεισφορά από το θόρυβο βολής είναι η κυρίαρχη. Ενώ ο θόρυβος αυξάνεται εκθετικά με την ισχύ της εισόδου, ελαχιστοποιείται για παλμούς μικρής διάρκειας, άρα από τους παλμούς μικρότερης διάρκειας παράγεται το ευρύτερο και λιγότερο θορυβώδες φάσμα.

Στην παραπάνω ανάλυση που παρατέθηκε εξετάστηκε το θεμελιώδες όριο του θορύβου στο υπερσυνεχές φάσμα που καθορίζεται από τον θόρυβο βολής της πηγής laser. Συνεισφορά στον θόρυβο του πλάτους του υπερσυνεχούς φάσματος μπορεί να έχει και η ενίσχυση του τεχνικού θορύβου των παλμών της πηγής laser κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, δηλαδή θορύβου που υπερβαίνει τον θόρυβο βολής και προέρχεται από τεχνικά χαρακτηριστικά της πηγής laser. Σε ανάλυση για την ενίσχυση του τεχνικού θορύβου κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς της πηγής laser μετρήθηκε και πάλι το RIN σε πείραμα που εκτελέστηκε για την ποσοτικοποίηση του θορύβου με σκοπό την εξαγωγή συμπερασμάτων για τον ενισχυμένο τεχνικό θόρυβο στο υπερσυνεχές φάσμα [16]. Κατά την ανάλυση αυτή διαπιστώθηκε ότι αφού η ενίσχυση του τεχνικού θορύβου οφείλεται στα μη γραμμικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος κατά την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος το

κέρδος της ενίσχυσης είναι πιθανό να εξαρτάται από την ενέργεια, την διάρκεια και το chirp του αρχικού παλμού. Το κέρδος αυτό αυξάνεται εκθετικά με την αύξηση της ενέργειας του παλμού ενώ το εύρος του φάσματος αυξάνεται γραμμικά με την αύξηση της ενέργειας εισόδου του παλμού. Το πιο ευρύ φάσμα δηλαδή συνοδεύεται και από μεγαλύτερο κέρδος του τεχνικού θορύβου του laser. Από την άλλη πλευρά, το κέρδος ενίσχυσης του θορύβου διαπιστώθηκε ότι δεν εξαρτάται από το αρχικό chirp των παλμών εισόδου. Τέλος, ο θόρυβος αυτός παρουσιάζει παρόμοια εξάρτηση με τον θεμελιώδη θόρυβο από το μήκος κύματος.

Γενικά, οι δύο τύποι θορύβων που εξετάστηκαν έχουν δύο βασικές διαφορές. Πρώτον, παρουσιάζουν διαφορετική εξάρτηση από τις παραμέτρους των παλμών εισόδου και δεύτερον, ο θόρυβος που προέρχεται από τον τεχνικό θόρυβο του laser μπορεί να μειωθεί αν χρησιμοποιηθεί ένα λιγότερο θορυβώδες laser. Αντίθετα, ο θεμελιώδης θόρυβος θα υπάρχει πάντα στο φάσμα καθώς οφείλεται σε περίπλοκες διακυμάνσεις του κβαντικού θορύβου βολής στους παλμούς εισόδου του laser.

2.4 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΜΕ ΤΗΝ ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΠΑΛΜΩΝ PICOSECOND ΣΕ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με την εισαγωγή παλμών της τάξεως κάποιον picoseconds είναι μια διαδικασία που δεν έχει ερευνηθεί ακόμα στο βαθμό που έχει ερευνηθεί η παραγωγή υπερσυνεχούς από παλμούς femtosecond. Η χρήση των picosecond παλμών, όμως, ως τους παλμούς άντλησης μίας μη γραμμικής οπτικής ίνας κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος παρουσιάζει πλεονεκτήματα τέτοια ώστε η μελέτη της να παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον. Τα laser που χρησιμοποιούνται για την άντληση παλμών femtosecond είναι τυπικά περίπλοκα συστήματα σε αντίθεση με τα laser που παράγουν picosecond παλμούς χαμηλότερης ισχύος τα οποία μπορεί να είναι πολύ πιο απλά, σχετικά φτηνότερα και επίσης επιτυγχάνουν υψηλότερους ρυθμούς επανάληψης (repetition rate) των παλμών. Όπως είναι γνωστό η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς femtosecond βασίζεται κυρίως στα φαινόμενα της αυτοδιαμόρφωσης φάσης και της σχάσης σολιτονίων. Στην περίπτωση των picosecond παλμών η αυτοδιαμόρφωση φάσης δεν κυριαρχεί στην φασματική διεύρυνση καθώς η διεύρυνση που μπορεί να προκαλείται

από το συγκεκριμένο φαινόμενο είναι αντιστρόφως ανάλογη της διάρκειας του παλμού [2,3]. Αντίθετα τα φαινόμενα που κυριαρχούν στην φασματική διεύρυνση είναι η μίξη τεσσάρων φωτονίων (FWM) και η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman (Stimulated Raman Scattering – SRS). Για να επιτευχθεί αποτελεσματική φασματική διεύρυνση στην περίπτωση των picosecond παλμών χρησιμοποιούνται μεγαλύτερα μήκη οπτικών ινών, συνήθως μερικών δεκάδων μέτρων.

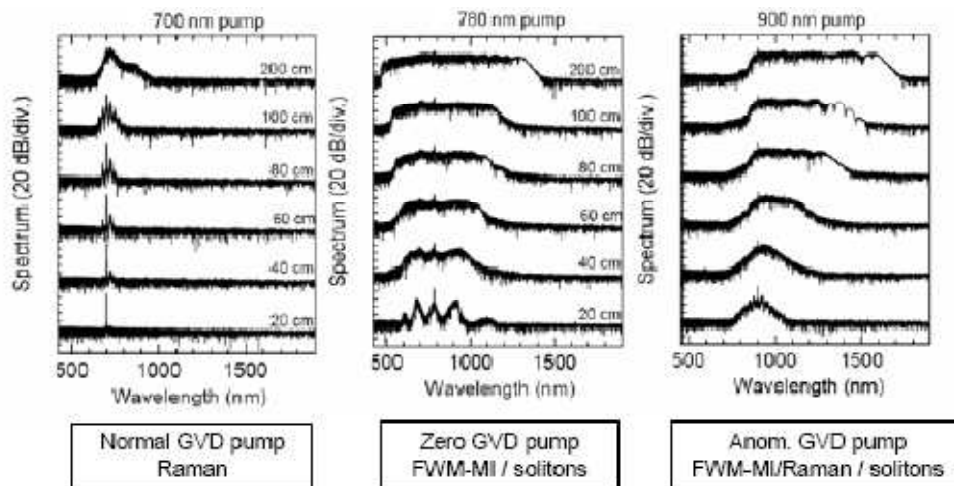
2.4.1 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΑΠΟ PICOSECOND ΠΑΛΜΟΥΣ

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω η αυτοδιαμόρφωση φάσης από μόνη της δεν είναι αρκετή για να οδηγήσει στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος όταν οι παλμοί που εισάγονται στην ίνα έχουν μεγαλύτερη διάρκεια και συγκεκριμένα της τάξεως κάποιων picosecond. Η παραμετρική διαδικασία της μίξης τεσσάρων φωτονίων και η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman αποτελούν τους μη γραμμικούς μηχανισμούς που θα κυριαρχήσουν στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από χρονικά ευρείς παλμούς picosecond. Για παράδειγμα, σημαντικές φασματικές συνιστώσες μπορούν να δημιουργηθούν μέσω των φαινομένων Raman και της μίξης τεσσάρων φωτονίων μετά από διάδοση σε μόλις μερικές δεκάδες εκατοστά ίνας φωτονικών κρυστάλλων η οποία παρουσιάζει ομαλή διασπορά στο μήκος κύματος παλμών διάρκειας 60 ps και ισχύος κορυφής 675 W . Και σε μήκος της ίνας αυτής ίσο με 10 m υπάρχει αρκετή απόσταση διάδοσης ώστε και αυτές οι φασματικές συνιστώσες να διευρυνθούν μέχρι την παραγωγή ενός υπερσυνεχούς φάσματος [21] .

Στη συνέχεια, παρατίθεται ένα παράδειγμα ενδεικτικό του τρόπου λειτουργίας των μη γραμμικών μηχανισμών κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από picosecond παλμούς σε μήκη κύματος στην περιοχή της ομαλής διασποράς της ίνας κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς. Σε αντίθεση με την σκέδαση Raman ,όπως έχει ήδη αναφερθεί στην σχετική παράγραφο, η μίξη τεσσάρων φωτονίων σχετίζεται με συνθήκες ταυτίσεως φάσης, οι οποίες είναι αναγκαίο να εξετάζονται για να διαπιστώνεται η συνεισφορά του φαινομένου κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Στην απλή περίπτωση της μίξης τεσσάρων φωτονίων από δύο οπτικά σήματα στην ίδια συχνότητα προκύπτουν δύο φωτόνια, ένα φωτόνιο Stokes και ένα anti-Stokes, όπως ονομάζονται, τα οποία βρίσκονται στις ίδιες συχνότητες με τα αρχικά σήματα. Ο υπολογισμός των μηκών κύματος των φωτονίων αυτών γίνεται με

βάση το προφίλ της διασποράς της ίνας κρυσταλλικών ινών μέσα στην οποία διαδίδονται τα αρχικά σήματα. Στην περίπτωση που εξετάζεται, τα μήκη κύματος άντλησης βρίσκονται στην περιοχή της ομαλής διασποράς κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας και παρουσιάζουν ταύτιση φάσης για ένα μεγάλο εύρος Stokes και anti-Stokes μηκών κύματος από την ορατή έως την υπέρυθρη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Αυτό σημαίνει ότι φως το οποίο μπορεί να έχει παραχθεί από την εξαναγκασμένη σκέδαση Raman είτε από μίξη τεσσάρων φωτονίων σε αυτή την περιοχή μηκών κύματος των παλμών άντλησης μπορεί με την σειρά του να δράσει ως παραμετρική πηγή νέων φασματικών συνιστωσών και να συμβάλλει έτσι στην περαιτέρω διεύρυνση του υπερσυνεχούς φάσματος. Αυτή η αλληπάλληλη διαδικασία μίξης τεσσάρων φωτονίων ενισχύεται, επίσης, και από την παραγωγή φωτονίων μέσω της μίξης φωτονίων που παράχθηκαν από την διαδικασία αυτή με τα αρχικά φωτόνια του παλμού εισαγωγής στην ίνα τα οποία προκάλεσαν την διαδικασία αρχικά.

Από το παραπάνω παράδειγμα διαφαίνεται ότι μπορεί κανείς να εκμεταλλευτεί την παραμετρική μίξη τεσσάρων φωτονίων για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με το να εισάγει στην ίνα φωτονικών κρυστάλλων παλμούς με μήκη κύματος στην περιοχή ομαλής διασποράς κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς (Zero Dispersion Wavelength-ZDW) [21]. Γενικά, για εισαγωγή στην ίνα παλμών με μήκη κύματος κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας το φαινόμενο που κυριαρχεί στην φασματική διεύρυνση είναι αυτό της μίξης τεσσάρων φωτονίων. Στην περιοχή της ομαλής διασποράς της ίνας κυριαρχεί το φαινόμενο Raman στην παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος ενώ για μήκη κύματος στην ανώμαλη διασπορά συνεισφέρουν εξίσου και το φαινόμενο Raman και το φαινόμενο της μίξης τεσσάρων φωτονίων στην φασματική διεύρυνση, ενώ στην πορεία της διάδοσης μπορεί να διαμορφωθούν και σολιτόνια τα οποία μέσω διαφόρων φαινομένων συνεισφέρουν στην διεύρυνση του υπερσυνεχούς φάσματος [14]. Στο σχήμα (2.8) φαίνεται η εξέλιξη στην παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς picosecond σε μία ίνα φωτονικών κρυστάλλων για μήκη κύματος σε διαφορετικές περιοχές της διασποράς της ίνας. Όπως και στην περίπτωση των femtosecond παλμών η μικρότερη φασματική διεύρυνση συντελείται υπό τη παρουσία ομαλής διασποράς.



Σχήμα 2.8 : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 20 ps , μέσης ισχύος 500 W που διαδίδονται σε ίνα PCF μήκους 2 m με μήκος κύματος στα i) 900 nm στην περιοχή ομαλής διασποράς ii) 780 nm κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας και iii) 900 nm στην περιοχή ανώμαλης διασποράς της ίνας.

2.4.2 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΟΥ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΑΠΟ PICOSECOND ΠΑΛΜΟΥΣ

Στην παράγραφο αυτή αναλύονται τα χαρακτηριστικά του υπερσυνεχούς φάσματος που μπορεί να παραχθεί με την εισαγωγή picosecond παλμών σε μία μη γραμμική ίνα. Επίσης μελετώνται οι ιδιότητες σχετικά με τον θόρυβο του υπερσυνεχούς φάσματος αυτού.

2.4.2.1 Χαρακτηριστικά του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος

Όπως αναφέραμε και στην προηγούμενη παράγραφο που ήταν αφιερωμένη στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από femtosecond παλμούς το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα πρέπει να είναι όσο πιο επίπεδο γίνεται και επίσης πρέπει να είναι ευρύ. Σε αυτήν την παράγραφο μελετούνται οι συνθήκες που επιτρέπουν την παραγωγή ενός τέτοιου φάσματος στην περίπτωση εισαγωγής στην οπτική ίνα picosecond παλμών.

Το υπερσυνεχές φάσμα από picosecond παλμούς χαμηλής μέσης ισχύος μπορεί να παραχθεί έτσι ώστε να έχει τις προδιαγραφές που είναι επιθυμητές με κατάλληλη ρύθμιση του προφίλ της διασποράς της ίνας ακόμα και αν η ισχύς δεν είναι τόσο υψηλή όσο στην περίπτωση των femtosecond παλμών ώστε να ενισχύει

αποτελεσματικά τα μη γραμμικά φαινόμενα. Έχει αποδειχτεί ότι το παραγόμενο φάσμα γίνεται πιο επίπεδο αν το προφίλ της διασποράς της ίνας εξασφαλίζει ότι οι Stokes και anti-Stokes ζώνες που παράγονται από το φαινόμενο της εκφυλισμένης μίξης τεσσάρων φωτονίων είναι επαρκώς κοντά στο μήκος κύματος του παλμού εισόδου. Τότε, καταφέρουν να διευρυνθούν ώστε να συνενωθούν με το μήκος κύματος του παλμού εισόδου για να σχηματιστεί ένα επίπεδο υπερσυνεχές φάσμα προτού οι απώλειες μειώσουν την ισχύ κορυφής σε τέτοιο σημείο ώστε τα μη γραμμικά φαινόμενα να μην μπορούν πλέον να δράσουν αποτελεσματικά. Βέβαια, ανάλογα με την θέση των ζωνών Stokes και anti-Stokes, μπορούμε να πετύχουμε είτε ευρύ αλλά όχι τόσο επίπεδο φάσμα είτε το αντίθετο αλλά όχι και τα δύο μαζί. Συνήθως, για την απόκτηση επιπέδου φάσματος συνιστάται να εισάγονται παλμοί στην περιοχή της ανώμαλης διασποράς κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς. Αλλά όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο ο μηχανισμός της μίξης τεσσάρων φωτονίων λειτουργεί και στην περίπτωση της ομαλής διασποράς άρα μπορούν να χρησιμοποιούνται παλμοί εισαγωγής σε αυτή την περιοχή [24,3] .

2.4.2.2 Ιδιότητες του θορύβου στο παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα

Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος παράγεται θόρυβος στο πλάτος φάσματος κατά την διαδικασία της φασματικής διεύρυνσης, ο οποίος αυξάνεται καθώς αυξάνεται η ισχύς εισόδου. Έχει αποδειχτεί πως ο αντίστοιχος θόρυβος κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους picosecond είναι αυξημένος σε σχέση με την περίπτωση των femtosecond παλμών, γεγονός που οφείλεται στο ότι για να επιτευχθεί η ίδια φασματική διεύρυνση στην περίπτωση των μακρύτερων picosecond παλμών τα μη γραμμικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος είναι πιο έντονα. Το υπερσυνεχές φάσμα που παράγεται από τόσο μεγάλους σε μήκος παλμούς μπορεί να παρουσιάζει έντονες διακυμάνσεις στην πλάτος του και στο εύρος του καθώς παραμετρικές μη γραμμικές διαδικασίες όπως η αστάθεια διαμόρφωσης μπορεί να προκαλούνται από την παρουσία του θορύβου. Έχει αποδειχτεί, ωστόσο, ότι για την ίδια φασματική διεύρυνση στην περίπτωση των picosecond παλμών ο τεχνικός θόρυβος στην υπέρυθρη περιοχή του υπερσυνεχούς φάσματος εμφανίζεται μειωμένος σε σχέση με την περίπτωση παλμών femtosecond . Αυτή η διαπίστωση παρουσιάζει ενδιαφέρον για εφαρμογές που χρησιμοποιούν το συγκεκριμένο φασματικό εύρος όπως η

τομογραφία οπτικής συμφωνίας (Optical Coherence Tomography –OCT) [25,26] . Γενικά, για να καταπιεστεί ο θόρυβος στο υπερσυνεχές φάσμα είναι σημαντικό να χρησιμοποιούνται τεχνικές που να καταπιέζουν τον θόρυβο στον παλμό εισόδου καθώς αυτός ο θόρυβος μεταφέρεται στο φάσμα.

2.5 Η ΙΔΙΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΣΥΜΦΩΝΙΑΣ ΣΤΟ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΕΣ ΦΑΣΜΑ

Το υπερσυνεχές φάσμα παρουσιάζει, συνήθως, υψηλή χωρική συμφωνία, ειδικά όταν η πηγή περιλαμβάνει μία μονορυθμική ίνα. Οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος παρουσιάζουν, συχνά, μονορυθμική λειτουργία για ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος. Από την άλλη πλευρά, το υψηλό φασματικό εύρος του υπερσυνεχούς φάσματος οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η χρονική συμφωνία στο υπερσυνεχές φάσμα είναι χαμηλή, καθώς ισχύει ότι όσο πιο μεγάλο είναι το φασματικό εύρος ενός σήματος τόσο μικρότερο είναι το μήκος της συμφωνίας. Το υπερσυνεχές φάσμα που παράγεται από περιοδικές παλμοσειρές, ωστόσο, μπορεί να παρουσιάζει υψηλή χρονική συμφωνία από την άποψη ότι μπορεί να υπάρχουν ισχυροί συσχετισμοί ανάμεσα στα ηλεκτρικά πεδία διαφορετικών παλμών, αν ο μηχανισμός διεύρυνσης του υπερσυνεχούς φάσματος είναι υψηλά αναπαραγωγίσιμος. Η ασυμφωνία που παρουσιάζεται εφόσον το μεγάλο φασματικό εύρος συνοδεύεται από υψηλή χρονική συμφωνία μπορεί να γίνει κατανοητή από το σχήμα της συνάρτησης συσχέτισης πεδίου του υπερσυνεχούς φάσματος. Γενικά, για τον καθορισμό της χρονικής συμφωνίας μετράμε την μέση συσχέτιση ενός κύματος με ένα αντίγραφο του καθυστερημένο για χρόνο τ . Στην περίπτωση, λοιπόν, του χρονικά σύμφωνου υπερσυνεχούς φάσματος, η συνάρτηση συσχέτισης παρουσιάζει μία στενή κορυφή γύρω από την μηδενική χρονική καθυστέρηση (με εύρος μερικών femtosecond), αλλά υπάρχουν και επιπλέον κορυφές με συγκρίσιμο ύψος σε χρονικές καθυστερήσεις που αντιστοιχούν σε ακέραια πολλαπλάσια της περιόδου των παλμών. Έτσι, υπάρχει χαμηλή χρονική συμφωνία με την έννοια της εξαφάνισης της συσχέτισης για τις περισσότερες χρονικές καθυστερήσεις, αλλά υψηλή χρονική συμφωνία με την έννοια των ισχυρών συσχετίσεων για κάποιες μεγάλες χρονικές καθυστερήσεις. Τότε, οι φάσεις διαδοχικών παλμών αλλά και παλμών που έχουν μεγάλη χρονική απόσταση μεταξύ

τους θα παρουσιάζουν μία ισχυρή σχέση. Το υπερσυνεχές φάσμα που παράγεται από περιοδικές παλμοσειρές φασματικά αποτελείται από διακριτές φασματικές γραμμές, έχει το σχήμα μίας «οπτικής κτένας». Ο χρόνος συμφωνίας (που καθορίζει την μακροπρόθεσμη σχέση φάσης μεταξύ απομακρυσμένων παλμών) είναι αντίστροφος του πλάτους των ξεχωριστών κορυφών της οπτικής κτένας, δηλαδή αντίστροφος του linewidth των γραμμών, και πράγματι μπορεί να παραχθεί υπερσυνεχές φάσμα με πολύ στενές φασματικές γραμμές [7,19].

Η χρονική συμφωνία είναι πολύ σημαντική για την παραγωγή της οπτικής κτένας για εφαρμογές όπως αυτή της μετρολογίας συχνοτήτων, όμως είναι πιθανό να μην επιτυγχάνεται καθώς εξαρτάται από παραμέτρους όπως η διάρκεια και η ενέργεια των παλμών εισόδου για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, το μήκος της ίνας και η διασπορά της ίνας. Ο τεχνικός θόρυβος της πηγής των περιοδικών παλμών μετατρέπεται σε θόρυβο στην φάση των παλμών και σε τρόπο φάσης χρονισμού (timing jitter) των παλμών. Αυτός ο θόρυβος, ευτυχώς, είναι δυνατό να καταπιεστεί με την χρήση αυτόματων συστημάτων ανάδρασης, αλλά ο θόρυβος φάσης και το χρονικό jitter που οφείλεται στον κβαντικό θόρυβο του laser δεν είναι δυνατό να καταπιεστεί και θέτει το όριο στην χρονική συμφωνία και ως αποτέλεσμα και στο linewidth των γραμμών του υπερσυνεχούς φάσματος που μπορεί να επιτευχθεί. Επιπλέον θόρυβος στην φάση και χρονικό jitter προκαλούνται κατά την διαδικασία της φασματικής διεύρυνσης για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος λόγω υποβάθμισης της οπτικής φασματικής συμφωνίας εξαιτίας του κβαντικού και του τεχνικού θορύβου εισόδου [19]. Η υποβάθμιση της συμφωνίας οφείλεται σε σοβαρές διακυμάνσεις της φασματικής φάσης σε κάθε μήκος κύματος στο υπερσυνεχές φάσμα. Οι συνθήκες από τις οποίες εξαρτάται η υποβάθμιση της συμφωνίας μελετήθηκαν πειραματικά [20,64,65]. Στα πειράματα αυτά υψηλής ισχύος παλμοί με μήκη κύματος στην υπέρυθη περιοχή εισήχθησαν σε ένα μικρό μήκος μη γραμμικής οπτικής ίνας και διαπιστώθηκε ότι η υποβάθμιση της συμφωνίας σχετίζεται με την διάρκεια και το μήκος κύματος των παλμών εισόδου. Η κύρια αιτία για την υποβάθμιση της συμφωνίας διαπιστώθηκε ότι ήταν η ευαισθησία του μηχανισμού που της αστάθειας διαμόρφωσης MI που λειτουργεί κατά την φασματική διεύρυνση στον θόρυβο των παλμών εισόδου [64,65,10,46]. Το φαινόμενο αυτό έχει μικρότερη επίδραση για μικρότερες διάρκειες παλμών και είναι εντονότερο για μεγαλύτερα μήκη κύματος, όπως γύρω στα 800 nm για παράδειγμα άρα εκτιμήθηκε ότι η χρήση παλμών μικρής διάρκειας μερικών femtosecond οδηγεί σε βελτίωση της συμφωνίας

ενώ η συμφωνία υποβαθμίζεται περισσότερο για μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτά ισχύουν στο καθεστώς της ανώμαλης διασποράς. Από την άλλη πλευρά το φαινόμενο της αστάθειας διαμόρφωσης εμποδίζεται υπό το καθεστώς της ομαλής διασποράς, οπότε και δεν συναντάται υποβάθμιση της συμφωνίας. Υπάρχουν εφαρμογές όμως, όπως η μετρολογία συχνοτήτων, που ενώ είναι κρίσιμη η ιδιότητα της συμφωνίας στο υπερσυνεχές φάσμα απαιτείται και ένα πολύ μεγάλο φασματικό εύρος. Έτσι, σε πολλά πειράματα μετρολογίας συχνοτήτων μέχρι σήμερα έχει χρησιμοποιηθεί το καθεστώς της ανώμαλης διασποράς που προσφέρει και την μεγαλύτερη φασματική διεύρυνση σε συνδυασμό με πολύ στενούς παλμούς (συχνά εύρους μικρότερου από 50 fs) ώστε ταυτόχρονα να εμποδίζεται η υποβάθμιση της συμφωνίας. Η σημασία της μικρής διάρκειας των παλμών για την διατήρηση της συμφωνίας επιβεβαιώθηκε και από πείραμα κατά το οποίο χρησιμοποιήθηκαν παλμοί στα 1550 nm με εύρος 2 picosecond και 188 femtosecond σε μεγαλύτερα μήκη μη γραμμικής οπτικής ίνας [11]. Διαπιστώθηκε ότι στην περίπτωση των picosecond παλμών το υπερσυνεχές φάσμα παρουσίαζε υποβάθμιση της συμφωνίας με την αυξανόμενη ισχύ των παλμών εισόδου, ενώ στην περίπτωση των femtosecond παλμών η συμφωνία διατηρήθηκε σε ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος.

2.6 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ VPI

Στην παρούσα παράγραφο θα γίνει μία παρουσίαση των αποτελεσμάτων της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με την χρήση του λογισμικού προσομοίωσης για οπτικά συστήματα VPI transmission maker. Η μοντελοποίηση του συστήματος παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος έγινε με βάση τις πειραματικές μετρήσεις που έγιναν στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών.

Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος φαίνεται στο σχήμα (2.9) . Αποτελείται από μια πηγή *laser*, έναν ενισχυτή *EDFA* και μια μη γραμμική οπτική ίνα.

Η πηγή *laser* διαμορφώθηκε χρησιμοποιώντας τις δυνατότητες του προγράμματος έτσι ώστε να παράγει μία παλμοσειρά από παλμούς σε σχήμα *secant* και εύρους 1.3 ps σε κεντρικό μήκος κύματος στα 1550 nm, δηλαδή στα 193.4 THz. Στο σχήμα

(2.11) φαίνεται ένας secant παλμός χρονικής διάρκειας 1.3 ps. Το φασματικό εύρος ημίσειας ισχύος (FWHM) της παλμοσειράς ήταν περίπου 3nm (σχήμα (2.12)) και η μέση ισχύς εκπομπής του laser ήταν στα 9.2 mW. Ο ρυθμός επανάληψης των παλμών (repetition rate) ορίστηκε να είναι στα 12.5 GHz. Στο σχήμα (2.10) φαίνονται τα τμήματα από τα οποία αποτελείται η πηγή laser. Το πρώτο στοιχείο της πηγής είναι ένα laser που παράγει ένα συνεχές οπτικό σήμα στα 1550 nm με μέση ισχύ 9.2 mW. Το δεύτερο στοιχείο είναι μία πηγή που παράγει ένα ηλεκτρικό σήμα στην μορφή της παλμοσειράς από παλμούς secant εύρους 1.3 ps. Το τρίτο στοιχείο είναι ένας EAM (Electro Absorption Modulator) διαμορφωτής. Ο EAM διαμορφωτής είναι μία συσκευή ημιαγωγού που χρησιμοποιείται για να διαμορφώνει την δέσμη ενός laser μέσω μιας ηλεκτρικής τάσης. Οι έξοδοι από τα δύο πρώτα στοιχεία οδηγούνται στον EAM όπου το ηλεκτρικό σήμα διαμορφώνει το οπτικό καθώς εισάγονται και τα δύο στον EAM και προκύπτει η οπτική παλμοσειρά που θα εισαχθεί στην συνέχεια στην ίνα για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος. Προκειμένου να ληφθεί υπόψη το chirp των αρχικών παλμών στην έξοδο του laser, υπολογίστηκε ο παράγοντας σύζευξης πλάτους φάσης α (phase amplitude coupling factor α). Ο παράγοντας α αποτελεί μέτρο του chirping και στο πρόγραμμα εισάγεται και αυτό ως παράμετρος του laser των αρχικών παλμών χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση η οποία ισχύει για παλμούς secant [27] :

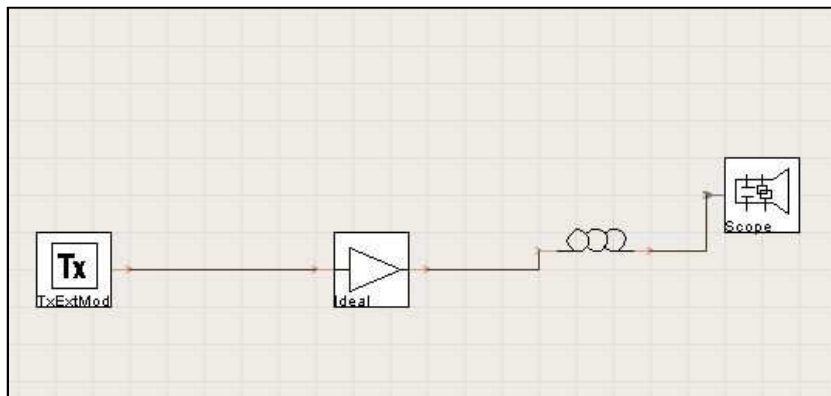
$$\Delta T \cdot \Delta f = \frac{2ar \cosh(\sqrt{2})}{\pi^2} \cdot ar \cosh(\cosh(\pi\alpha) + 2)$$

όπου ΔT είναι το χρονικό εύρος του παλμού ίσο με 1.3 ps και Δf είναι το φασματικό εύρος του παλμού σε μονάδες Hz και είναι ίσο με $3,612 \cdot 10^{11}$ Hz (το οποίο αντιστοιχεί σε 3 nm όπως αναφέρθηκε παραπάνω) . Από την σχέση αυτή προκύπτει ότι ο παράγοντας α πρέπει να έχει τιμή ίση με 0,72970.

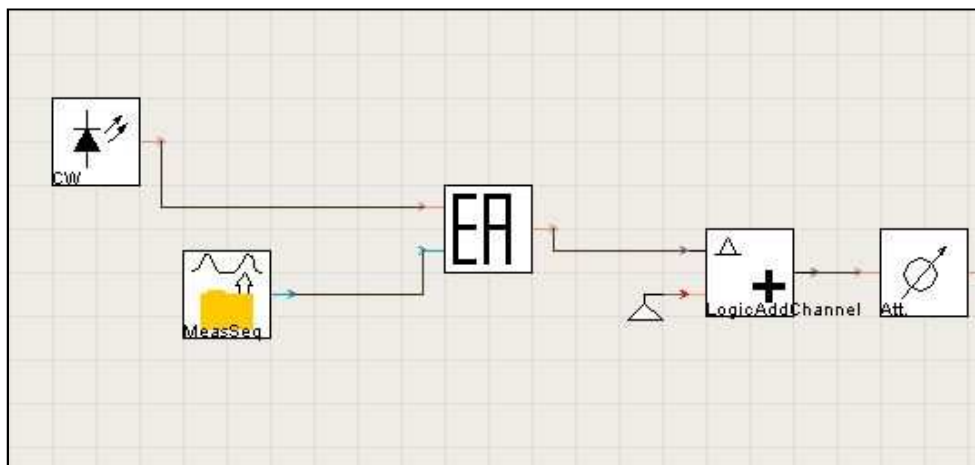
Ο ενισχυτής EDFA είναι το επόμενο στάδιο της διάταξης όπου εισάγονται οι παλμοί από την έξοδο του laser. Ο EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) είναι ένας οπτικός ενισχυτής, ο πυρήνας του οποίου αποτελείται από ίνα προσμίξεων Ερβίου για την ενίσχυση οπτικών σημάτων και παρουσιάζει κέρδος ενίσχυσης στα 1550 nm. Η ισχύς των παλμών που εισάγονται στον EDFA αυξάνεται στα 400 mW ώστε κατά την είσοδό τους, στην συνέχεια, στην ίνα να προκαλέσουν εντονότερα μη γραμμικά φαινόμενα.

Η μη γραμμική οπτική ίνα είναι το τελικό στάδιο της διάταξης για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Η οπτική ίνα που χρησιμοποιείται για την προσομοίωση είναι μία υψηλά μη γραμμική ίνα (Highly Non Linear Fiber- HLNLF). Παρουσιάζει ανώμαλη σχεδόν επίπεδη διασπορά στα μήκη κύματος από 1530 nm έως 1570 nm. Η τιμή της διασποράς D για τα μήκη κύματος στα 1550 nm, δηλαδή στο μήκος κύματος άντλησης είναι $1.23 \frac{ps}{km \cdot nm}$. Η κλίση των τιμών της διασποράς η οποία εισάγεται ως παράμετρος της ίνας (παράμετρος Dispersion Slope), και υπολογίζεται πως έχει τιμή ίση με $-0,0039575 \frac{ps}{nm^2 \cdot km}$. Η οπτική ίνα ορίστηκε να έχει μήκος 100 m, ενεργό επιφάνεια $A_{eff} = 6.1544 \cdot 10^{-12} m^2$ και συντελεστή μη γραμμικότητας γ που υπολογίζεται από την σχέση (2.20) ίσος με $1.7 \cdot 10^{-20}$. Όλα τα παραπάνω χαρακτηριστικά ορίζονται ως παράμετροι της οπτικής ίνας στο πρόγραμμα. Επιπλέον, ορίζουμε να λαμβάνονται υπόψη τα μη γραμμικά φαινόμενα Raman, μίξης τεσσάρων φωτονίων και αυτοδιαμόρφωσης φάσης που γνωρίζουμε ότι λαμβάνουν χώρα κατά την παραγωγή του υπερσυνεχούς. Η παράμετρος της μη γραμμικής ίνας που αφορά την συνεισφορά του φαινομένου Raman, ο συντελεστής Raman (παράμετρος Raman coefficient) ορίζεται συνήθως γύρω στην τιμή 0.18 για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, όπως γνωρίζουμε από την θεωρία.

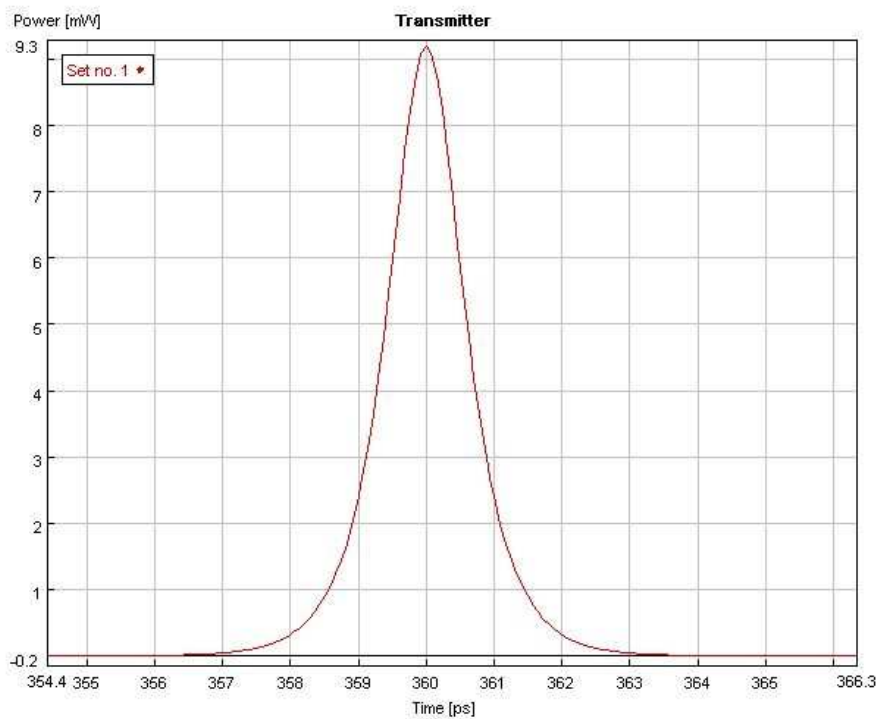
Για την προσομοίωση το bit rate ορίστηκε στα 12.5 bit/sec (παράμετρος BitRateDefault), ο ρυθμός δειγματοληψίας στα $1024 \cdot 12.5$ GHz (παράμετρος SampleRateDefault) και το χρονικό παράθυρο της προσομοίωσης ορίστηκε στα $\frac{8}{12.5 \cdot 10^9}$ sec (παράμετρος TimeWindow).



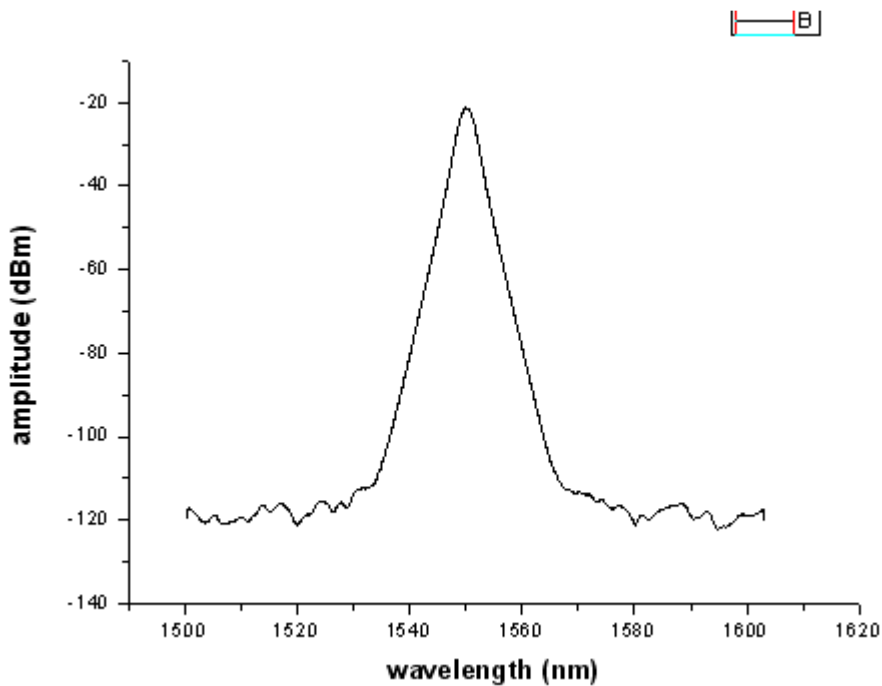
Σχήμα 2.9: Διάταξη προσομοίωσης για την παραγωγή υπερσυνεχούς. Αποτελείται από μία παλμική πηγή laser, έναν EDFA ενισχυτή και μία μη γραμμική οπτική ίνα.



Σχήμα 2.10: Το εσωτερικό της πηγής laser. Αποτελείται από ένα laser CW, μια γεννήτρια ηλεκτρικού σήματος και έναν EAM διαμορφωτή.

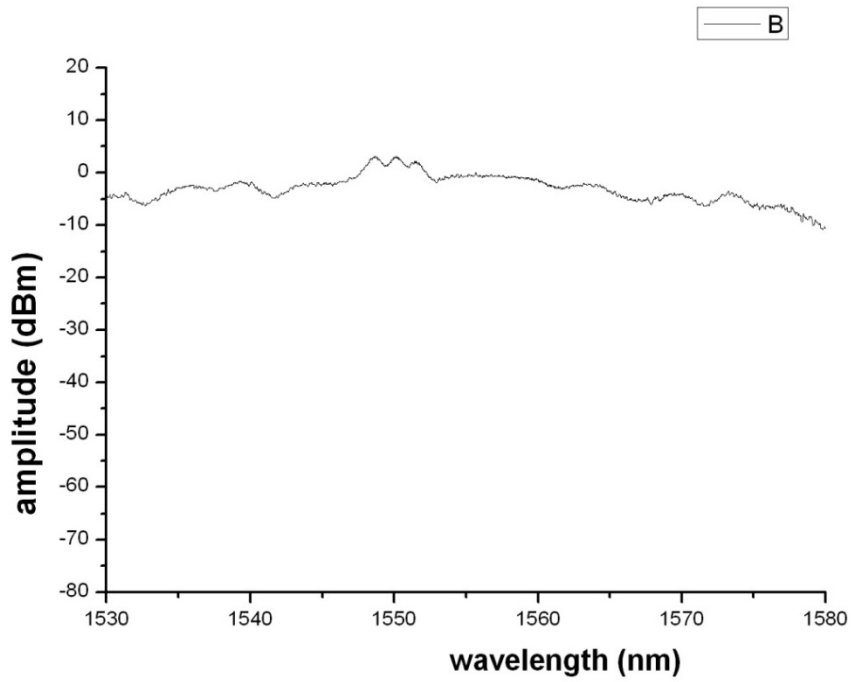


Σχήμα 2.11: Παλμός secant εύρους 1.3 ps στην έξοδο της πηγής laser της διάταξης.

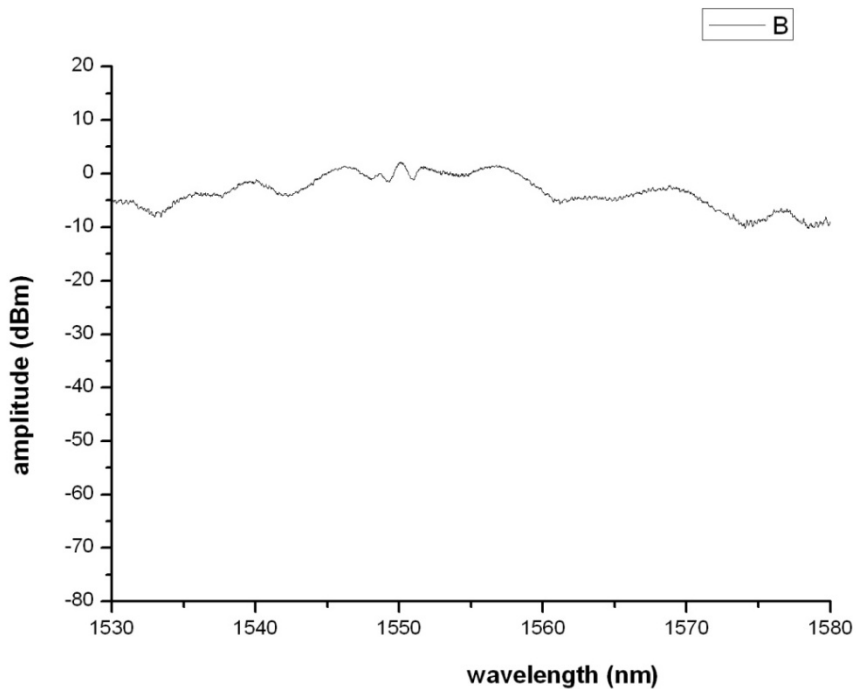


Σχήμα 2.12: Φασματικό περιεχόμενο των *secant* παλμών στην έξοδο της πηγής laser.

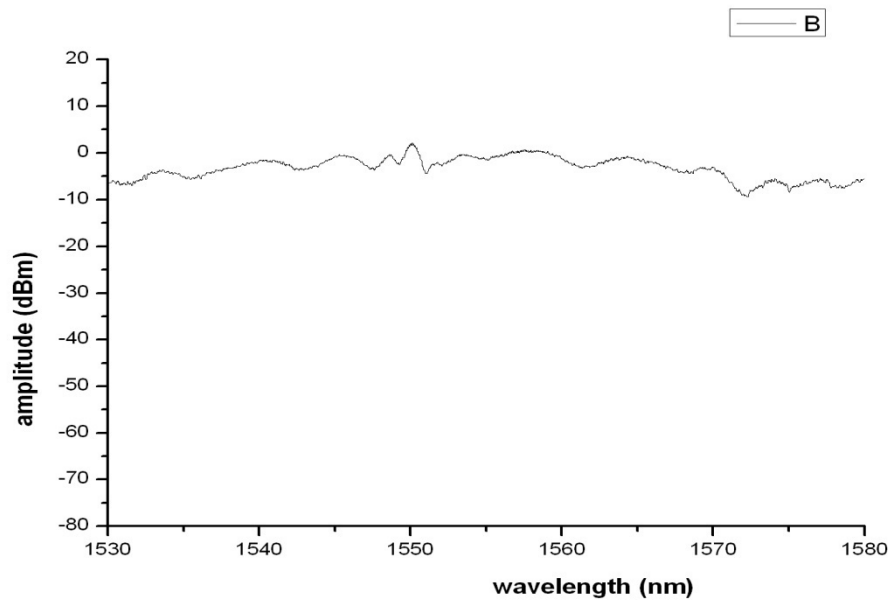
Αφότου καθορίστηκε η διάταξη παραγωγής του υπερσυνεχούς και οι τιμές των παραμέτρων, σε γενικές γραμμές τρέξαμε πολλές προσομοιώσεις παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος ώστε να εξάγουμε συμπεράσματα για τις τιμές που πρέπει να κινούνται οι παραπάνω παράμετροι ώστε να πετύχουμε το επίπεδο και διευρυμένο φάσμα που θα έχει τα χαρακτηριστικά του υπερσυνεχούς φάσματος των πειραματικών αποτελεσμάτων. Συγκεκριμένα οι παράμετροι για των οποίων τις τιμές έγιναν δοκιμές ήταν κυρίως το εύρος, η ισχύς και το chirp των παλμών εισόδου καθώς και ο συντελεστής Raman. Από ένα μεγάλο πλήθος προσομοιώσεων που έγιναν παρακάτω παρατίθενται κάποια αποτελέσματα που είχαμε για διάφορες τιμές του συντελεστή Raman και του εύρους των παλμών (όλες οι άλλες παράμετροι με τις τιμές που ορίστηκαν παραπάνω) στα σχήματα (2.12). Επίσης στο σχήμα (2.13) φαίνεται το αποτέλεσμα από τις πειραματικές μετρήσεις για το υπερσυνεχές φάσμα. (Στα αποτελέσματα από το VPI έχει επεξεργασία με το πρόγραμμα Origin). Από την προσομοίωση για την παραγωγή υπερσυνεχούς το διευρυμένο φάσμα στην έξοδο της μη γραμμικής ίνας καλύπτει φασματικά όλη την C περιοχή μηκών κύματος (1530-1565 nm) με 4 dB διακύμανση ισχύος. Το τμήμα αυτό του διευρυμένου φάσματος φαίνεται στα σχήματα (2.12).



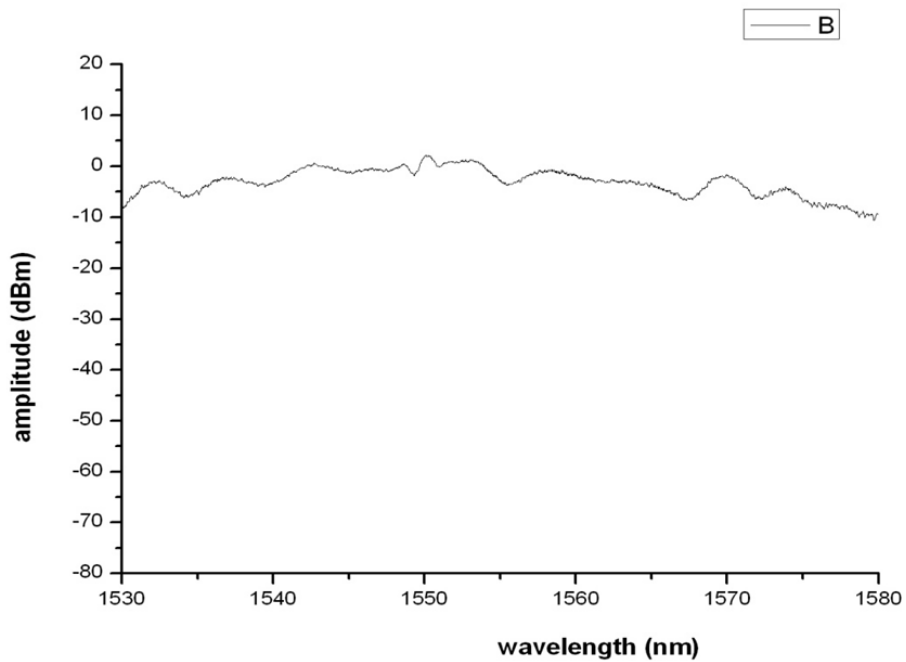
Σχήμα 2.12.α : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 1.3 ps και με συντελεστή Raman της ίνας ίσο με 0.16.



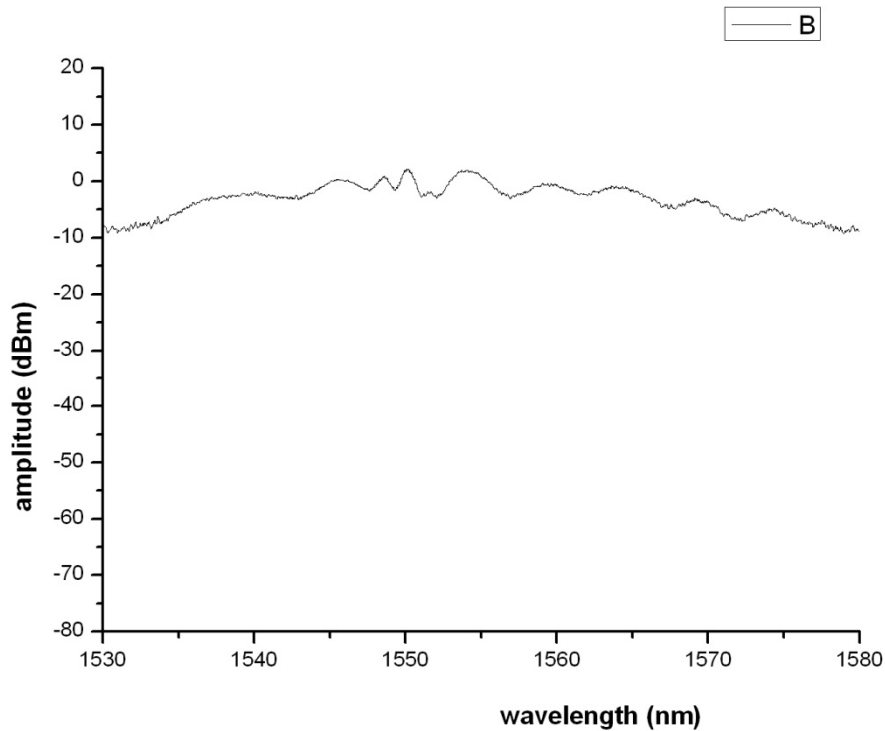
Σχήμα 2.12.β : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 1.3 ps και με συντελεστή Raman της ίνας ίσο με 0.155.



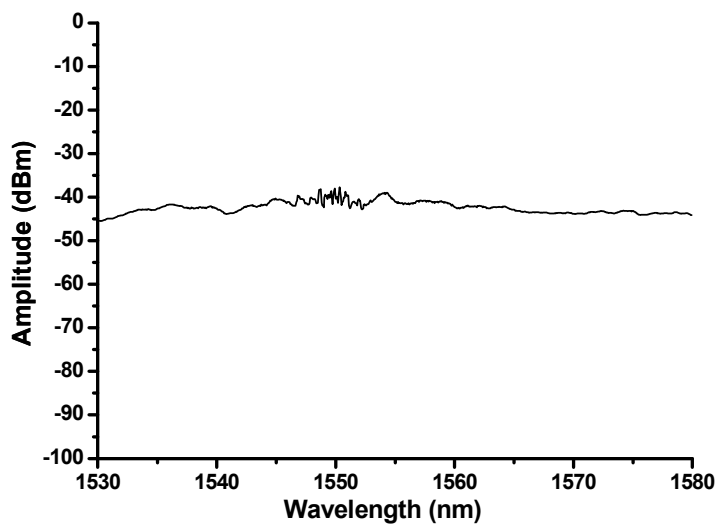
Σχήμα 2.12. γ : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 1.28 ps και με συντελεστή Raman της ίνας ίσο με 0.16.



Σχήμα 2.12.δ : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 1.28 ps και συντελεστή Raman της ίνας ίσο με 0.15.



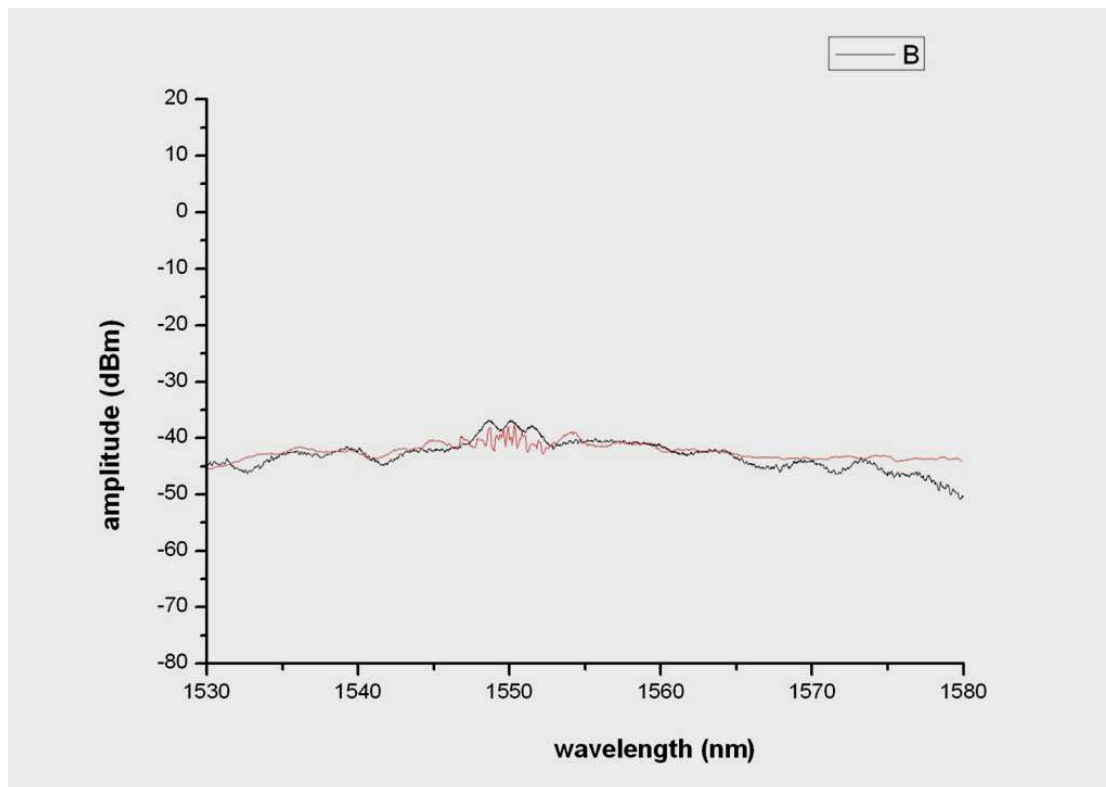
Σχήμα 2.12.ε : Παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από παλμούς εύρους 1.28 και συντελεστή Raman της ίνας ίσο με 0.155.



Σχήμα 2.13: Πειραματικό αποτέλεσμα παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος από το Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών.

Συγκρίνοντας τα παραπάνω αποτελέσματα προσομοίωσης των σχημάτων (2.12) με το πειραματικό αποτέλεσμα του σχήματος (2.13) καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι στην περίπτωση των παλμών εύρους 1.3 ps και του συντελεστή Raman ίσου με 0.16 (σχήμα 2.12.α) έχουμε το καλύτερο αποτέλεσμα που συμπίπτει και περισσότερο με

το πειραματικό αποτέλεσμα. Στο σχήμα (2.14) φαίνονται μαζί στο ίδιο γράφημα το πειραματικό αποτέλεσμα και το αποτέλεσμα της προσομοίωσης για τις προαναφερθείσες τιμές και έτσι διαπιστώνεται ο μεγάλος βαθμός της ταύτισης των δύο αποτελεσμάτων.



Σχήμα 2.14 : Πειραματικό αποτέλεσμα παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος με κόκκινη γραμμή και το βέλτιστο αποτέλεσμα της προσομοίωσης με μαύρη γραμμή.

Έτσι, με τη χρήση του προγράμματος προσομοίωσης καταφέραμε να παράγουμε επίπεδο υπερσυνεχές σε ένα ευρύ φάσμα μηκών κύματος που καλύπτει επίπεδα την περιοχή μηκών κύματος από τα 1530 nm έως τα 1580 nm. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης συμφωνεί σε μεγάλο βαθμό με το πειραματικό αποτέλεσμα. Ένα τέτοιο επίπεδο φάσμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές καθώς ζώνη C μηκών κύματος χρησιμοποιείται παραδοσιακά για εφαρμογές οπτικών τηλεπικοινωνιών.

3.ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΜΕΤΡΟΛΟΓΙΑ

3.1 ΓΕΝΙΚΑ

Στα τέλη της δεκαετίας του 1990 μία σειρά από έρευνες οδήγησαν στην ανακάλυψη ότι το φάσμα ενός laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης (mode locked laser) που παράγει femtosecond παλμούς αποτελείται από μία σειρά από διακριτές συχνότητες σε μία συγκεκριμένη απόσταση μεταξύ τους έτσι ώστε να μοιάζουν με τα δόντια μίας κτένας . Το φάσμα αυτό ονομάστηκε «κτένα συχνοτήτων» και λόγω της μορφής του διαπιστώθηκε ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένας ακριβής «χάρακας» συχνοτήτων. Αποδείχτηκε, τότε, ότι ένα τέτοιο χτένι συχνοτήτων ,κατάλληλα διευρυμένο στο πεδίο της συχνότητας από οπτικές μη γραμμικές διαδικασίες μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την μέτρηση μίας οπτικής συχνότητας έχοντας ως αναφορά μία σταθερή πηγή ραδιοσυχνοτήτων (ραδιοσυχνότητα είναι μία συχνότητα που ανήκει στο εύρος συχνοτήτων από 3 Hz έως 300 GHz). Ακόμα αποδείχτηκε ότι εξαιτίας της υψηλής ποιότητας του φάσματος του laser femtosecond παλμών, η μέτρηση των οπτικών συχνοτήτων μπορούσε να γίνει με μεγάλη ακρίβεια. Οι εξελίξεις στην τεχνολογία της «οπτικής κτένας» ευνοούν την τεχνολογική πρόοδο και την ανάπτυξη νέων πρακτικών εφαρμογών. Με την ανάπτυξη προτύπων οπτικής συχνότητας και κτενών οπτικών συχνοτήτων θα είναι δυνατό μελλοντικά να κατασκευαστεί ένα οπτικό ατομικό ρολόι με ακρίβεια πολύ μεγαλύτερη από αυτή που παρέχουν τα ατομικά ρολόγια που βασίζονται σε πρότυπα ραδιοσυχνοτήτων. Για παράδειγμα, με τα επίπεδα ακρίβειας τα οποία θα επιτευχθούν θα είναι δυνατή η μέτρηση θεμελιωδών σταθερών όπως η ταχύτητα του φωτός στο κενό και η σταθερά βαρύτητας G με αυξημένη ακρίβεια. Οι μετρήσεις αυτές μπορεί να οδηγήσουν στην διαπίστωση ότι κάποιες από αυτές τις «σταθερές» μεταβάλλονται στον χώρο ή στο χρόνο. Η διαπίστωση αυτή θα έχει σημαντικές επιπτώσεις στην αντίληψη μας για το

σύμπαν και την εξέλιξή του. Σε ένα πιο εφαρμοσμένο επίπεδο, αυτή η νέα τεχνολογία στην μετρολογία οπτικών συχνοτήτων θα έχει εφαρμογές στην δορυφορική πλοήγηση, τις επικοινωνίες, και τον συγχρονισμό δικτύων ηλεκτρονικών υπολογιστών και θα οδηγήσει σε τεχνολογίες που θα ξεπεράσουν τις δυνατότητες των σημερινών ατομικών ρολογιών καισίου.

Στην παράγραφο 3.2 θα γίνει μία περιγραφή της εφαρμογής της τεχνολογίας της οπτικής κτένας συχνοτήτων στην μετρολογία οπτικών συχνοτήτων, στην παράγραφο 3.3 θα αναλυθεί η χρήση της παραγωγής του υπερσυνεχούς φάσματος στον τομέα της μετρολογίας συχνοτήτων και τέλος στην παράγραφο 3.4 θα γίνει μία παρουσίαση της τεχνολογίας των ατομικών ρολογιών και των μελλοντικών οπτικών ατομικών ρολογιών καθώς και των πρακτικών εφαρμογών τους.

3.2 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΗΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΤΗΣ «ΟΠΤΙΚΗΣ ΚΤΕΝΑΣ» ΣΤΗΝ ΜΕΤΡΟΛΟΓΙΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ

Στην παράγραφο αυτή γίνεται μία περιγραφή των χαρακτηριστικών της οπτικής κτένας συχνοτήτων και των laser κλειδωμένων τρόπων ταλάντωσης από τα οποία παράγεται η οπτική κτένα. Επίσης, εξετάζεται η μέτρηση οπτικών συχνοτήτων με χρήση της οπτικής κτένας.

3.2.1 LASER ΚΛΕΙΔΩΜΕΝΩΝ ΡΥΘΜΩΝ ΤΑΛΑΝΤΩΣΗΣ

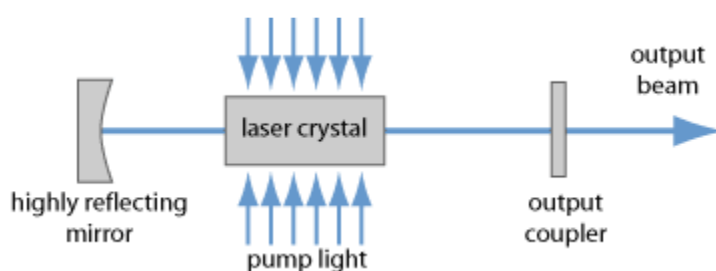
Τα laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης (mode lock lasers) είναι laser στα οποία έχει εφαρμοστεί η τεχνική του κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης mode locking ώστε να εκπέμπουν περιοδικές παλμοσειρές πολύ στενών παλμών. Παρακάτω περιγράφονται η αρχή λειτουργίας των laser και η τεχνική του mode locking στα laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης.

3.2.1.1 Πηγές άντλησης οπτικής ισχύος- Laser

Οι πηγές άντλησης οπτικής ισχύος laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) αποτελούν συσκευές οι οποίες παράγουν ορατό ή μη ορατό φως και βασίζουν την λειτουργία τους στο φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής

φωτός. Το φως που εκπέμπει το laser έχει κάποιες ιδιαίτερες ιδιότητες : Συνήθως εκπέμπεται ως οπτική δέσμη η οποία μπορεί να διαδίδεται σε μεγάλες αποστάσεις χωρίς μεγάλη απόκλιση και μπορεί να εστιάζει σε πολύ μικρά σημεία. Επίσης, το laser μπορεί να παρουσιάζει πολύ μικρό εύρος ζώνης. Τέλος, μπορεί να εκπέμπει συνεχές φως ή φως σε μορφή μικρών παλμών με διάρκειες από microsecond μέχρι μερικά femtosecond. Οι παραπάνω ιδιότητες οφείλονται σε ένα μεγάλο βαθμό στην υψηλή συμφωνία που παρουσιάζει το φως του laser.

Η αρχή λειτουργίας του laser βασίζεται στο φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής φωτός από το ενεργό υλικό. Το laser συνήθως αποτελείται από μία οπτική κοιλότητα ή οπτικό αντηχείο (laser cavity , laser resonator) με κατάλληλα οπτικά στοιχεία ανάδρασης όπως δύο κάτοπτρα τα οποία επιτρέπουν στο φως να ταλαντώνεται μέσα στην κοιλότητα. Μέσα στην κοιλότητα υπάρχει το ενεργό υλικό (gain medium) το οποίο λειτουργεί ενισχύοντας το φως μέσα σε αυτή. Αν δεν υπήρχε το ενεργό υλικό το φως θα εξασθενούσε μετά από κάθε πλήρη διαδρομή του μέσα στην κοιλότητα λόγω απωλειών που θα είχε υποστεί, για παράδειγμα κατά την ανάκλαση στα κάτοπτρα. Ωστόσο, αν το κέρδος του είναι αρκετά υψηλό, το ενεργό υλικό ενισχύει το φως που ταλαντώνεται μέσα στην κοιλότητα αντισταθμίζοντας έτσι τις απώλειες. Το ενεργό υλικό χρειάζεται μία εξωτερική παροχή ισχύος, έτσι στο laser εγχέεται φως (οπτική άντληση) ή ένα ηλεκτρικό ρεύμα (ηλεκτρική άντληση στην περίπτωση laser ημιαγωγών). Η διάταξη ενός απλού laser οπτικής άντλησης φαίνεται στο σχήμα (3.1).



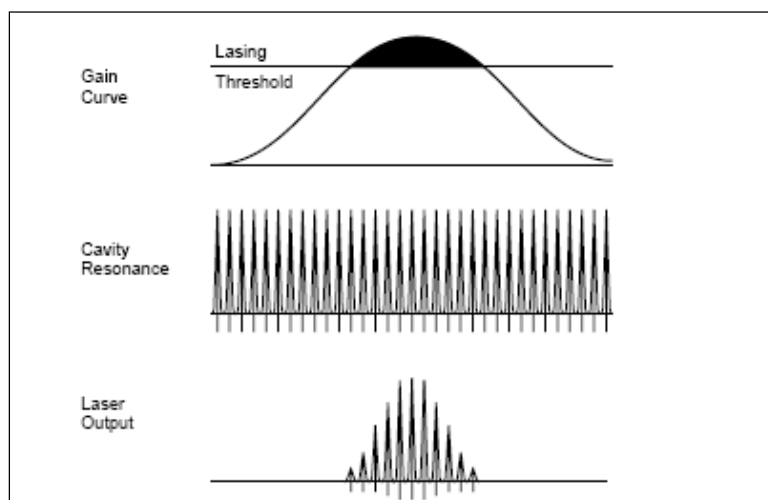
Σχήμα 3.1 : Διάταξη laser οπτικής άντλησης. Η οπτική κοιλότητα του laser αποτελείται από ένα υψηλά ανακλαστικό κυρτό κάτοπτρο και από ένα μερικώς μεταδοτικό επίπεδο κάτοπτρο, τον συζεύκτη εξόδου, από τον οποίο βγαίνει ένα μέρος από το φως που ταλαντώνεται στην κοιλότητα ως έξοδος του laser . Το ενεργό υλικό είναι ένας κρύσταλλος laser που αντλεί φως πλευρικά.

Αν το κέρδος του ενεργού υλικού είναι μικρότερο από τις απώλειες της κοιλότητας τότε η συσκευή βρίσκεται κάτω από το κατώφλι του laser, δηλαδή την κατάσταση του laser όπου για μία συγκεκριμένη ισχύ άντλησης το κέρδος του ενεργού υλικού είναι ίσο με τις απώλειες της κοιλότητας. Σημαντική ισχύς στην έξοδο του laser επιτυγχάνεται μόνο για ισχύ άντλησης πάνω από το κατώφλι του laser, ώστε το κέρδος του ενεργού υλικού να είναι μεγαλύτερο από τις απώλειες της κοιλότητας. Τότε η ισχύς του φωτός στην κοιλότητα αυξάνεται. Όταν οι υψηλές τιμές της ισχύος προκαλέσουν κορεσμό στο κέρδος του ενεργού υλικού, η ισχύς του laser στην σταθερή κατάσταση θα φτάσει σε ένα τέτοιο επίπεδο ώστε το κορεσμένο κέρδος να είναι ίσο με τις απώλειες της κοιλότητας. Πριν φτάσει σε αυτή την σταθερή κατάσταση το laser υφίσταται κάποιες ταλαντώσεις ηρεμίας. Η ισχύς άντλησης κατωφλίου είναι η ισχύς άντλησης για την οποία το μικροσηματικό κέρδος είναι αρκετό για lasing. Ένα τμήμα της οπτικής ισχύος που ταλαντώνεται στην οπτική κοιλότητα του laser μεταδίδεται από ένα μερικώς διαφανές κάτοπτρο, τον συζεύκτη εξόδου. Η οπτική δέσμη που προκύπτει αποτελεί την χρήσιμη έξοδο του laser [7,2] .

3.2.1.2 Τεχνική κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης (Mode Locking)

Το φως, ως κύμα, κατά την ταλάντωση του στην οπτική κοιλότητα του laser συμβάλλει με τον εαυτό του είτε εποικοδομητικά είτε καταστρεπτικά οδηγώντας στην δημιουργία στάσιμων κυμάτων. Αυτά τα στάσιμα κύματα σχηματίζουν ένα σύνολο διακριτών συχνοτήτων που ονομάζονται διαμήκεις τρόποι ή ρυθμοί της κοιλότητας και έχουν σταθερή φασματική απόσταση μεταξύ τους. Αυτοί οι τρόποι είναι οι μόνες συχνοτήτες φωτός που αυτοδημιουργούνται και επιτρέπεται να ταλαντώνονται στο αντηχείο. Στην έξοδο του laser μεταδίδονται μόνο οι ρυθμοί που συμπίπτουν με την καμπύλη κέρδους του ενεργού υλικού του laser. Όταν πάνω από ένας ρυθμός διαδίδεται έχουμε πολυρυθμική λειτουργία του laser ενώ όταν μόνο ένας ρυθμός διαδίδεται έχουμε μονορυθμική λειτουργία. Κάθε διαμήκης τρόπος έχει ένα εύρος ζώνης, μια στενή περιοχή συχνοτήτων στις οποίες λειτουργεί, που ονομάζεται εύρος γραμμής (linewidth) και καθορίζεται από την λεπτότητα (finesse) της κοιλότητας του laser (η λεπτότητα ορίζεται ως ο λόγος του FWHM εύρους των ρυθμών της κοιλότητας προς την φασματική απόσταση μεταξύ τους), το εύρος αυτό όμως είναι πολύ μικρότερο από την φασματική απόσταση. Γενικά, το linewidth ενός laser

σχετίζεται με το πόσο σύμφωνο είναι το laser αυτό. Στο σχήμα (3.2) φαίνεται η καμπύλη κέρδους ενός laser και οι ρυθμοί ταλάντωσης της κοιλότητας που διαδίδονται στην έξοδο του laser.



Σχήμα 4.2 : Καμπύλη κέρδους laser, οι ρυθμοί της κοιλότητας του laser και οι ρυθμοί που διαδίδονται στην έξοδο του.

Τα laser έχουν γενικά δύο καταστάσεις λειτουργίας, την λειτουργία συνεχούς κύματος (Continuous Wave - CW) και την παλμική λειτουργία. Στην CW λειτουργία μόνο ένας ρυθμός της κοιλότητας μπορεί να ταλαντώνεται. Στην παλμική λειτουργία το φως εκπέμπεται σε μορφή οπτικών παλμών για την παραγωγή των οποίων χρησιμοποιούνται πολλές διαφορετικές μέθοδοι, που εξαρτώνται από τη διάρκεια του παλμού, την ενέργεια, τον ρυθμό επανάληψης και το μήκος κύματος που επιθυμείται να επιτευχθούν. Για την παραγωγή παλμών διάρκειας της τάξης των ps ή fs χρησιμοποιείται η τεχνική κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης (Mode-Locking). Η αρχή της τεχνικής mode locking συνίσταται στον εξαναγκασμό των διαμηκών ρυθμών, που ταλαντώνονται στο αντηχείο του laser, να διατηρούν μια ορισμένη και σταθερή σχέση φάσης μεταξύ τους. Σε αυτή την περίπτωση, αντί να έχουμε τυχαία ένταση του φωτός, οι ρυθμοί της κοιλότητας συμβάλλουν περιοδικά με αποτέλεσμα να σχηματίζουν οπτικούς παλμούς στην έξοδο του laser. Η συχνότητα επανάληψης των παλμών στην έξοδο του mode locked laser είναι ίση με την φασματική απόσταση των ρυθμών ταλάντωσης της κοιλότητας, καθώς η περίοδος επανάληψης των παλμών είναι ίση με τον χρόνο πλήρους ταλάντωσης μέσα στην κοιλότητα. Στην τεχνική mode locking διακρίνονται δύο βασικά είδη: το ενεργό κλείδωμα ρυθμών

ταλάντωσης (active mode locking) και το παθητικό κλείδωμα ρυθμών ταλάντωσης (passive mode locking).

Το ενεργό κλείδωμα ρυθμών ταλάντωσης (*active mode locking*) επιτυγχάνεται με απευθείας διαμόρφωση της οπτικής δέσμης μέσα στην κοιλότητα. Απαραίτητη προϋπόθεση είναι η προσθήκη ενός ακουστό-οπτικού ή ηλεκτροοπτικού διαμορφωτή μέσα στη κοιλότητα του laser και συγκεκριμένα κοντά σε ένα από τα κάτοπτρα. Ο διαμορφωτής, ο οποίος είναι εξωτερικά ελεγχόμενος και οδηγείται με συχνότητα που αντιστοιχεί στο χρόνο πλήρους ταλάντωσης (round trip time) μέσα στην κοιλότητα, δηλαδή με τη βασική συχνότητα της κοιλότητας ή κάποια αρμονική της, λειτουργεί ως διακόπτης, εισάγοντας περιοδικά απώλειες στην κοιλότητα με αποτέλεσμα την δημιουργία παλμών. Η χρήση αρμονικών συχνοτήτων διαμόρφωσης, που είναι γνωστή και ως αρμονικό κλείδωμα ρυθμών (*harmonic mode locking*), επιτρέπει την παραγωγή στενότερων παλμών σε υψηλότερες συχνότητες επανάληψης. Η αρχή του ενεργού mode locking μέσω διαμόρφωσης των απωλειών του αντηχείου μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτή. Ένας παλμός με τον σωστό χρονισμό μπορεί να περάσει από τον διαμορφωτή στους χρόνους που οι απώλειες βρίσκονται στο ελάχιστο. Τα άκρα του παλμού υπόκεινται μια μικρή εξασθένηση, η οποία αποτελεσματικά οδηγεί σε στένεμα του παλμού σε κάθε χρόνο πλήρους ταλάντωσης, έως ότου το στένεμα αυτό αντισταθμιστεί από άλλα φαινόμενα (π.χ. το πεπερασμένο εύρος ζώνης απολαβής) που τείνουν να διευρύνουν τον παλμό. Η τεχνική ενεργού κλειδώματος που περιγράφηκε παραπάνω ονομάζεται AM mode locking και βασίζεται στη διαμόρφωση του πλάτους της ακτινοβολίας που διαδίδεται στην κοιλότητα. Η τεχνική ενεργού mode locking μπορεί να επιτευχθεί και με περιοδική διαμόρφωση της φάσης και σε αυτή τη περίπτωση ονομάζεται FM mode locking. Στο σχήμα (3.3) φαίνεται η διάταξη ενός laser ενεργού κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης.



Σχήμα 3.3 : Διάταξη ενός actively mode locked laser.

Το παθητικό κλείδωμα ρυθμών ταλάντωσης επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση κορεζόμενου απορροφητή με τις κατάλληλες ιδιότητες σε κάποιο σημείο της κοιλότητας του laser. Ένας τέτοιος απορροφητής παρουσιάζει μεγάλες απώλειες για χαμηλές τιμές της ισχύος, ενώ οι απώλειες περιορίζονται δραστικά για υψηλές τιμές της ισχύος. Αν θεωρήσουμε στην σταθερή κατάσταση ένα παλμό ο οποίος διαδίδεται μέσα στην κοιλότητα του laser, κάθε φορά που ο παλμός αυτός προσπίπτει στον απορροφητή προκαλεί κορεσμό σε αυτόν με αποτέλεσμα την προσωρινή μείωση των απωλειών. Στη μόνιμη κατάσταση το κέρδος του laser φτάνει σε ένα επίπεδο κορεσμού που επαρκεί για να αντισταθμίσει τις απώλειες του διαδιδόμενου παλμού, ενώ οποιοδήποτε φως χαμηλότερης έντασης που προσπίπτει στον απορροφητή θα υποστεί απώλειες που είναι υψηλότερες του κέρδους, αφού ο απορροφητής δεν μπορεί να κορεστεί από αυτό το φως. Ο απορροφητής μπορεί ως εκ τούτου να καταπιέσει κάθε επιπρόσθετο ασθενή παλμό, ενώ συνεχώς προκαλεί χρονική συμπίεση του διαδιδόμενου παλμού αφού η υψηλής έντασης κορυφή του παλμού κορεννύει περισσότερο τον απορροφητή από ότι οι χαμηλής έντασης χρονικές συνιστώσες. Στο σχήμα (3.4) φαίνεται η διάταξη ενός laser παθητικού κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης.

Γενικά, με την τεχνική του active mode locking παράγονται παλμοί μερικών picoseconds ενώ με την τεχνική του passive mode locking επιτυγχάνεται η παραγωγή πολύ μικρότερων παλμών μερικών femtosecond [7].

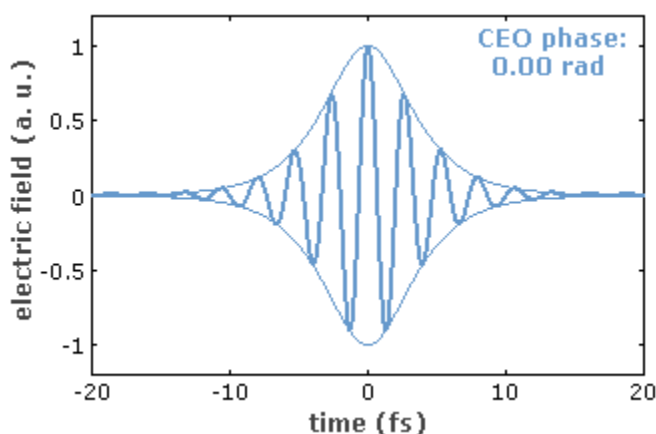


Σχήμα 3.4 : Διάταξη ενός *passively mode locked laser*.

3.2.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ «ΟΠΤΙΚΗΣ ΚΤΕΝΑΣ»

Η οπτική κτενα συχνοτήτων είναι ένα οπτικό φάσμα που αποτελείται από ισαπέχουσες φασματικές γραμμές. Για την παράγωγή μίας οπτικής κτένας με ένα πολύ μεγάλο εύρος συχνοτήτων χρησιμοποιούνται laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης τα οποία παράγουν παλμοσειρές femtosecond παλμών. Το οπτικό φάσμα

μίας περιοδικής παλμοσειράς που παράγεται από ένα mode-locked laser αποτελείται από διακριτές γραμμές σε σταθερή μεταξύ τους απόσταση και ίση με την συχνότητα επανάληψης των παλμών. Η παραγωγή της κτένας συχνοτήτων απαιτεί, εκτός από την περιοδικότητα της περιβάλλουσας των παλμών, περιοδικότητα στο ηλεκτρικό πεδίο των παλμών γενικότερα, άρα και στην οπτική τους φάση με εξαίρεση μία σταθερή μεταβολή στην φάση από παλμό σε παλμό η οποία είναι αποδεκτή. Με άλλα λόγια, οι παλμοί πρέπει να είναι σύμφωνοι μεταξύ τους. Αν η παραγόμενη παλμοσειρά ήταν τελείως περιοδική όλες οι συχνότητες των γραμμών του φάσματος θα ήταν ακέραια πολλαπλάσια (αρμονικές) της συχνότητας επανάληψης των παλμών. Συνήθως, όμως, παρατηρείται μία μικρή μετατόπιση του φέροντος κύματος ως προς την περιβάλλουσα του παλμού, δηλαδή η κορυφή της περιβάλλουσας μπορεί να είναι μετατοπισμένη σε διαφορετικό στάδιο της ταλάντωσης του φέροντος κύματος από παλμό σε παλμό. Το ποσό αυτής της μετατόπισης αποτελεί την φάση του παλμού. Στο σχήμα (3.5) φαίνεται ένας παλμός και το ηλεκτρικό του πεδίο.



Σχήμα 3.5 : Ηλεκτρικό πεδίο παλμού laser σε φάση ίση με μηδέν rad.

Στην περίπτωση αυτή, κατά την οποία η φάση μεταβάλλεται από τον ένα παλμό στον επόμενο με ένα απρόβλεπτο αλλά σταθερό τρόπο, η συχνότητες των γραμμών του φάσματος μετατοπίζονται από τα ακριβή ακέραια πολλαπλάσια της συχνότητας κατά ένα ποσό που ονομάζεται συχνότητα μετατόπισης (offset frequency).

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι αν γνωρίζουμε την συχνότητα επανάληψης των παλμών και την συχνότητα μετατόπισης μπορούμε να υπολογίσουμε τις συχνότητες όλων των φασματικών γραμμών της κτένας. Η συχνότητα της γραμμής

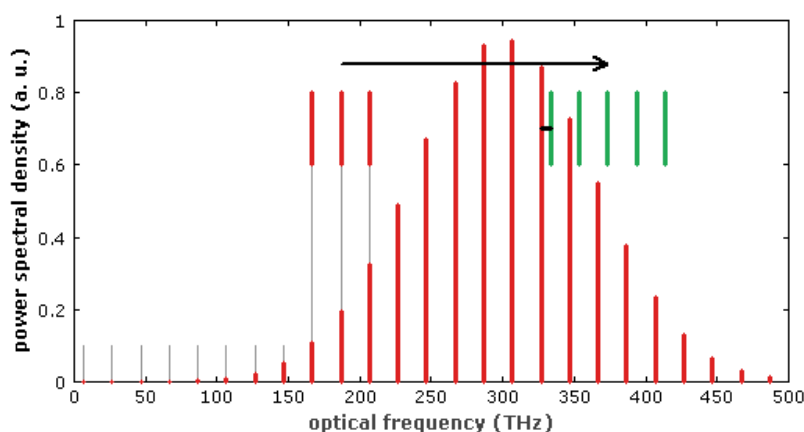
της οπτικής κτένας που αντιστοιχεί στον ακέραιο αριθμό ρυθμού m δίνεται από τον τύπο (3.1) :

$$f_m = m * f_r + f_{offset} \quad (3.1)$$

όπου f_m είναι η συχνότητα της m γραμμής της οπτικής κτένας, f_r είναι η συχνότητα επανάληψης των παλμών και f_{offset} είναι η συχνότητα μετατόπισης. Η συχνότητα επανάληψης των παλμών μπορεί εύκολα να μετρηθεί χρησιμοποιώντας μία φωτοδίοδο, αλλά η μέτρηση της συχνότητας μετατόπισης είναι αρκετά πιο δύσκολη. Μία από τις πιο απλές μεθόδους που χρησιμοποιείται για την μέτρηση της συχνότητας μετατόπισης είναι το συμβολομετρικό σχήμα αυτό-αναφοράς ($f-2f$ self-referencing scheme). Για την εφαρμογή αυτής της μεθόδου το φάσμα πρέπει να είναι πολύ ευρύ και να εκτείνεται σε μία οκτάβα συχνοτήτων. Μπορούμε να αποκτήσουμε ένα τέτοιο ευρύ φάσμα με την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων, στην περίπτωση που το φάσμα που εκπέμπεται απευθείας από το laser δεν είναι τόσο ευρύ. Είναι, βέβαια, δυνατό να παραχθεί φάσμα που να εκτείνεται σε μία οκτάβα συχνοτήτων αποκλειστικά από laser τιτανίου-ζαφειρίου (Ti:Sapphire laser) τα οποία παράγουν περιοδικές παλμοσειρές femtosecond παλμών [7,45].

Η βασική ιδέα στην οποία στηρίζεται το σχήμα αυτό-αναφοράς είναι ότι ένα φάσμα που εκτείνεται σε μία οκτάβα παρέχει την δυνατότητα σύγκρισης των συχνοτήτων δύο γραμμών της κτένας που βρίσκονται στις αντίθετες άκρες του φάσματος η μία σε σχέση με την άλλη. Η τεχνική αυτή ονομάζεται σχήμα αυτό-αναφοράς γιατί κατά την εφαρμογή της το φως της κτένας συγκρίνεται με τον εαυτό του. Όταν η συχνότητα μετατόπισης είναι μηδενική, σε κάθε φασματική γραμμή στο άκρο χαμηλών συχνοτήτων του φάσματος της οπτικής κτένας αντιστοιχεί μία φασματική γραμμή με διπλάσια συχνότητα στο αντίθετο άκρο υψηλών συχνοτήτων του φάσματος. Έχει αποδειχτεί ότι κάθε απόκλιση από αυτή την ακριβή αναλογία ισούται με την συχνότητα μετατόπισης. Για την εφαρμογή της μεθόδου της αυτό-αναφοράς στην πράξη το φως του laser που παράγει την οπτική κτένα περνά από έναν κρύσταλλο παραγωγής δεύτερης αρμονικής ο οποίος έχει την ιδιότητα να διπλασιάζει την συχνότητα του φωτός που περνά μέσα από αυτόν. Αρχικά, το φως που αποτελεί το άκρο χαμηλών συχνοτήτων του φάσματος της οπτικής κτένας διαχωρίζεται με την βοήθεια ενός κατόπτρου το οποίο ανακλά μόνο τα μεγάλα μήκη φωτός και αφήνει να περάσουν τα μικρά μήκη κύματος. Στη συνέχεια το φως αυτό αποστέλλεται να

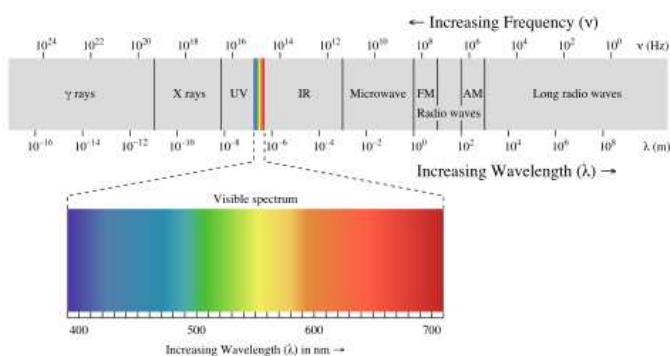
περάσει μέσα από τον κρύσταλλο ο οποίος θα διπλασιάσει την συχνότητα του και, τέλος, κατευθύνεται μαζί με το φως από το άκρο των υψηλών συχνοτήτων της οπτικής κτένας μέσα στον ίδιο φωτοανιχνευτή. Το συνδυασμένο φως ταλαντώνεται ως προς την ένταση του, δηλαδή παρουσιάζει ένα διακρότημα, όπως ακριβώς στην περίπτωση του συνδυασμού του ήχου ενός συντονισμένου και ενός αποσυντονισμένου τόνου. Στην ακουστική ένα διακρότημα είναι η συμβολή δύο ήχων ελαφρά διαφορετικών συχνοτήτων, η οποία εκδηλώνεται με περιοδική ταλάντωση της έντασης του ήχου σε συχνότητα ίση με τη διαφορά των δύο διαφορετικών συχνοτήτων. Και στις δύο περιπτώσεις, η συχνότητα του διακροτήματος είναι ίση με το ποσό του αποσυντονισμού. Για τους οπτικούς παλμούς, το διακρότημα έχει την ίδια συχνότητα με την συχνότητα μετατόπισης της οπτικής κτένας καθώς κάθε διπλασιασμένη σε συχνότητα γραμμή του άκρου χαμηλών συχνοτήτων του φάσματος θα είναι αποσυντονισμένη στο ποσό της συχνότητας μετατόπισης από την αντίστοιχή της γραμμή στο άκρο υψηλών συχνοτήτων του φάσματος. Στην οπτική, αυτή η διαδικασία συνδυασμού οπτικών σημάτων για τον υπολογισμό της συχνότητας του διακροτήματος ονομάζεται ετερόδυνη ανίχνευση [44,45,7]. Με την παρατήρηση ότι κατά την υπέρθεση των δεσμών από δύο laser παρατηρείται ένα διακρότημα αποδείχτηκε ότι το φως από ένα laser μπορεί να συμπεριφέρεται όπως ένα κλασικό ράδιο-κύμα [45]. Στο σχήμα (3.6) φαίνεται η αρχή λειτουργίας του σχήματος αυτό-αναφοράς για την κτένα οπτικών συχνοτήτων.



Σχήμα 3.6 : Αρχή λειτουργίας του σχήματος αυτό-αναφοράς. Η κτένα συχνοτήτων (με κόκκινο) από ένα mode locked laser με απόσταση φασματικών γραμμών 25 THz σε υπερβολή (πιο τυπική τιμή για την απόσταση των φασματικών είναι μερικά GHz). Το τμήμα χαμηλών συχνοτήτων του παλμού (με πράσινο) είναι διπλασιασμένο. Το διακρότημα από το συνδυασμό με την αρχική κτένα δίνει την συχνότητα μετατόπισης.

3.2.3 ΜΕΤΡΗΣΗ ΟΠΤΙΚΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΗΣ «ΟΠΤΙΚΗΣ ΚΤΕΝΑΣ»

Σύμφωνα με την ανάλυση της προηγούμενης παραγράφου με τον προσδιορισμό της συχνότητας επανάληψης των παλμών του laser κλειδωμένων τρόπων ταλάντωσης που παράγει την οπτική κτένα συχνοτήτων και της συχνότητα μετατόπισης είναι δυνατό να προσδιοριστεί η συχνότητα κάθε γραμμής της οπτικής κτένας. Όταν γνωρίζουμε, λοιπόν τις συχνότητες όλων των φασματικών γραμμών μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την οπτική κτένα συχνοτήτων για την μέτρηση οπτικών συχνοτήτων. Αυτό σημαίνει ότι οι οπτικές συχνότητες μπορούν να συσχετιστούν με την μικροκυματική συχνότητα ενός ατομικού ρολογιού καισίου. Θεωρητικά, ένα σύμφωνο laser κύμα έχει καλά ορισμένη φάση και πλάτος έτσι ώστε να είναι δυνατή η μέτρηση των ταλαντώσεων του σε ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα από ένα μετρητή συχνοτήτων. Στην πράξη, όμως, οι οπτικές συχνότητες παρουσιάζουν ένα τεράστιο αριθμό ταλαντώσεων ανά δευτερόλεπτο με αποτέλεσμα να μην υπάρχουν ηλεκτρονικοί ανιχνευτές ή κυκλώματα αρκετά γρήγορα ώστε να υλοποιηθεί ένας μετρητής οπτικών συχνοτήτων. Οι μικροκυματικές συχνότητες μπορούν να μετρηθούν με την χρήση ενός μετρητή συχνοτήτων ή ενός υψίσυχνου ετερόδυνου συστήματος. Τότε, η άγνωστη συχνότητα συγκρίνεται με αρμονικές μίας γνωστής μικρότερης συχνότητας με την χρήση μίας γεννήτριας χαμηλών συχνοτήτων, μίας γεννήτριας αρμονικών και ενός μίκτη. Η ακρίβεια της μέτρησης καθορίζεται από την ακρίβεια και την σταθερότητα της πηγής που χρησιμοποιείται ως αναφορά. Στο σχήμα (3.7) φαίνεται το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και οι θέσεις των οπτικών και μικροκυματικών συχνοτήτων σε αυτό.



Σχήμα 3.7 : Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα .Ξεχωριστά παρουσιάζεται το ορατό φάσμα.

Πριν την ανάπτυξη της μετρολογίας οπτικών συχνοτήτων με βάση την οπτική κτένα συχνοτήτων χρησιμοποιούνταν πολύ πιο πολύπλοκες τεχνικές για την μέτρηση των οπτικών συχνοτήτων. Αυτές οι τεχνικές βασίζονταν σε αλυσίδες πολλαπλασιασμού συχνότητας. Κάθε σύνδεσμος σε αυτές τις αλυσίδες αποτελείτο από έναν ταλαντωτή ο οποίος είχε συχνότητα ίση με ένα πολλαπλάσιο της συχνότητας του αμέσως προηγούμενου συνδέσμου της αλυσίδας. Ο πρώτος σύνδεσμος στην αλυσίδα ήταν το ρολόι καισίου, ένα ατομικό ρολόι το οποίο χρησιμοποιείται ως το διεθνές πρότυπο χρόνου το οποίο ορίζει το δευτερόλεπτο. Το ατομικό ρολόι βασίζεται σε μικροκυματικές συχνότητες γύρω στα 9 GHz οι οποίες απορροφώνται από τα άτομα του καισίου. Για να προσεγγιστούν οι συχνότητες του ορατού φωτός από την συχνότητα των 9 GHz απαιτούνταν πάνω από δέκα στάδια στις αλυσίδες συχνοτήτων. Κάθε στάδιο χρησιμοποιούσε διαφορετικές τεχνολογίες, οι οποίες περιλάμβαναν και την χρήση laser παραγωγής ορατού φωτός. Αυτές οι αλυσίδες ήταν αρκετά ακριβές για την κατασκευή τους, είχαν υψηλές απαιτήσεις για προσωπικό που θα τις χειριζόταν και είχαν κατασκευαστεί μόνο λίγες σε ολόκληρο τον κόσμο. Ακόμα, στην πράξη, οι τόσοι πολλοί σύνδεσμοί στις αλυσίδες αυτές προκαλούσαν φθορά στην ακρίβεια με την οποία γινόταν η τελική μέτρηση της οπτικής συχνότητας.

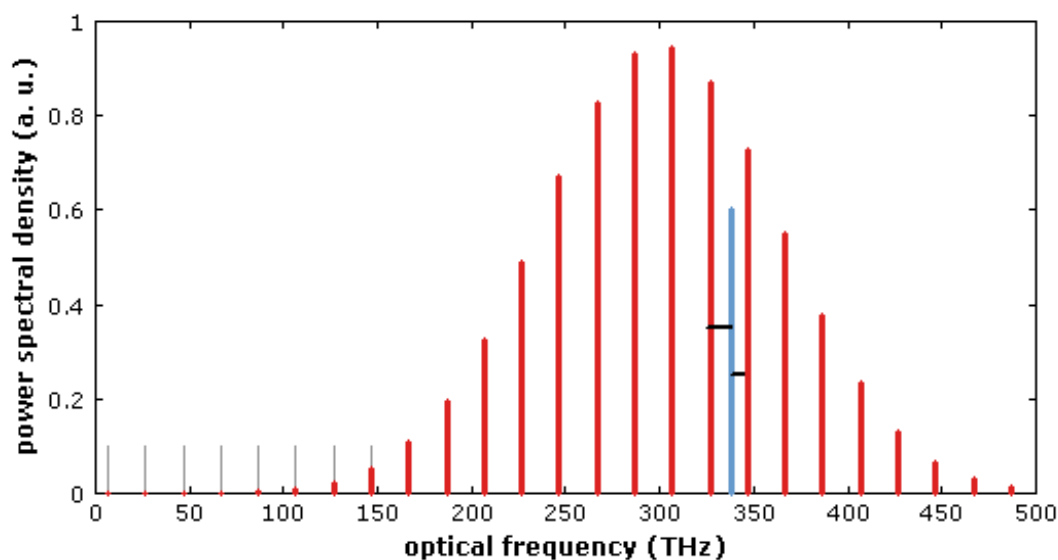
Από την στιγμή που εφευρέθηκαν οι σταθεροποιημένες οπτικές κτένες συχνοτήτων η ακριβής μέτρηση της συχνότητας ενός laser συνεχούς λειτουργίας CW, για παράδειγμα, έγινε πολύ πιο εύκολη. Ακολουθεί μία περιγραφή της διαδικασίας που ακολουθείται για την μέτρηση οπτικών συχνοτήτων με χρήση της οπτικής κτένας.

Όπως και στην περίπτωση των αλυσίδων συχνοτήτων που συζητήθηκε παραπάνω οι μετρήσεις που θα γίνονται με βάση την οπτική κτένα θα πρέπει να αναφέρονται στο ατομικό ρολόι καισίου. Για τον προσδιορισμό των συχνοτήτων όλων των φασματικών γραμμών της οπτικής κτένας που θα χρησιμοποιηθεί μετρώνται, αρχικά, η συχνότητα μετατόπισης της οπτικής κτένας και η απόσταση μεταξύ των γραμμών δηλαδή η συχνότητα επανάληψης. Στην συνέχεια, το φως του laser με την άγνωστη συχνότητα που θέλουμε να μετρήσουμε συνδυάζεται με το φως της οπτικής κτένας ώστε να πάρουμε την συχνότητα του διακροτήματος που προκύπτει. Η συχνότητα του διακροτήματος αντιστοιχεί στην διαφορά των συχνοτήτων του φωτός του laser και της κοντινότερης γραμμής της οπτικής κτένας. Και οι τρεις αυτές συχνότητες (συχνότητα επανάληψης, συχνότητα μετατόπισης και συχνότητα διακροτήματος) βρίσκονται στο μικροκυματικό εύρος συχνοτήτων (το εύρος αυτό είναι γύρω στα

10^{10} Hz) με αποτέλεσμα να είναι δυνατό να μετρηθούν με μεγάλη ακρίβεια χρησιμοποιώντας ως αναφορά το ατομικό ρολόι καισίου. Συγκεκριμένα, όπως προαναφέρθηκε η απόσταση μεταξύ των γραμμών της κτένας είναι ίση με τον ρυθμό επανάληψης των παλμών που παρήγαγαν την οπτική κτένα. Τα περισσότερα laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης λειτουργούν σε ρυθμούς επανάληψης των παλμών γύρω στα 10 GHz ή και μικρότερους από 10 GHz, δηλαδή ποσότητες που είναι εύκολο να μετρηθούν σε αναφορά με το ρολόι καισίου. Ταυτόχρονα, και η συχνότητα μετατόπισης και η συχνότητα διακροτήματος είναι στο ίδιο εύρος συχνοτήτων που μπορεί να μετρηθεί εύκολα από το ρολόι καισίου καθώς πρέπει να είναι μικρότερες από την απόσταση μεταξύ των φασματικών γραμμών της κτένας. Τέλος, πρέπει να καθοριστεί σε ποια συγκεκριμένη φασματική γραμμή της οπτικής κτένας είναι πιο κοντά το άγνωστο φως του laser και επίσης σε ποια πλευρά της γραμμής αυτής βρίσκεται. Ένας τυπικός μετρητής μήκους κύματος είναι αρκετά ακριβής ώστε να καθορίσουμε την τάξη του ακέραιου αριθμού (m) της πιο κοντινής γραμμής. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε έναν τέτοιο μετρητή για να μετρήσουμε την συχνότητα κάθε γραμμής με ακρίβεια μικρότερη από 1 GHz και έτσι να καθορίσουμε τα παραπάνω δύο ζητούμενα. Η ακριβής απόσταση από αυτή την γραμμή αναφοράς καθορίζεται στην συνέχεια εισάγοντας το σήμα του διακροτήματος σε έναν μετρητή μικροκυματικών συχνοτήτων. Σε περίπτωση που ένας τέτοιος μετρητής μήκους κύματος δεν είναι διαθέσιμος, κάποιος μπορεί συστηματικά να μεταβάλλει την συχνότητα επανάληψης και την συχνότητα μετατόπισης για να παρακολουθεί και να καταγράφει πως η συχνότητα του διακροτήματος μεταβάλλεται αποκρινόμενη σε αυτές τις μεταβολές. Συγκεντρώνοντας ένα μεγάλο αριθμό από αυτά τα δεδομένα είναι δυνατό να υπολογιστεί η θέση της γραμμής.

Για παράδειγμα, η συχνότητα ενός laser που εκπέμπει φως στην ιώδη περιοχή μπορεί να μετρηθεί με την διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω. Συνδυάζοντας το φως του laser με το φως μίας οπτικής κτένας παίρνουμε την συχνότητα του διακροτήματος και καθορίζουμε κοντά σε ποια γραμμή της κτένας είναι το φως του laser με τυπικές, λιγότερο ακριβείς τεχνικές. Τελικά, μετρώντας τρεις συχνότητες στο εύρος των GHz- συχνότητα μετατόπισης, απόσταση γραμμών της κτένας και συχνότητα διακροτήματος- καθορίζεται με μεγάλη ακρίβεια η συχνότητα φωτός στο ιώδες εύρος συχνοτήτων, δηλαδή στο εύρος συχνοτήτων στα 10^{14} Hz. Στο σχήμα (3.8) φαίνεται το φως ενός laser στην ιώδη περιοχή σε μέτρηση διακροτήματος με μία

οπτική κτένα. Γενικά, η απλότητα που παρέχουν οι οπτικές κτένες συχνοτήτων στην μέτρηση οπτικών συχνοτήτων όχι μόνο έχει αυξήσει τον αριθμό των επιστημόνων από όλο τον κόσμο που εκτελούν αυτές τις εξαιρετικά ακριβείς μετρήσεις συχνοτήτων αλλά ταυτόχρονα έχει μειώσει την αβεβαιότητα αυτών των μετρήσεων [44,45].



Σχήμα 3.8 : Οπτική κτένα συχνοτήτων (με κόκκινο χρώμα) και άγνωστη οπτική συχνότητα (μπλε γραμμή) σε μέτρηση διακροτήματος με την οπτική κτένα.

3.3 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΗΝ ΜΕΤΡΟΛΟΓΙΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ

Για την παραγωγή των πρώτων οπτικών κτενών συχνοτήτων για εφαρμογές στην μετρολογία συχνοτήτων χρησιμοποιήθηκαν laser Τιτανίου-Ζαφειρίου (Ti:sapphire lasers). Στις περισσότερες περιπτώσεις, το φάσμα που παραγόταν ήταν πολύ ευρύ αλλά δεν εκτεινόταν σε μία οκτάβα συχνοτήτων, όπως απαιτείται κατά την εφαρμογή του σχήματος αυτό-αναφοράς για την μέτρηση της συχνότητας μετατόπισης της οπτικής κτένας. Έτσι, για να επιτευχθεί περαιτέρω διεύρυνση του φάσματος της οπτικής κτένας χρησιμοποιήθηκε η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, κατά την οποία η έξοδος του laser περνά από μία ίνα φωτονικών κρυστάλλων. Αρχικά, εκφράστηκε η ανησυχία ότι αυτή η μέθοδος δεν θα διατηρούσε την συμφωνία και ως αποτέλεσμα και την δομή της κτένας της εξόδου του laser, στην συνέχεια όμως

αποδείχτηκε ότι είναι δυνατό η δομή της κτένας να διατηρείται και μετά το πέρασμα από την οπτική ίνα. Ωστόσο, θόρυβος προστίθεται κατά την διαδικασία της επιπρόσθετης φασματικής διεύρυνσης στην οπτική κτένα. Παρακάτω εξετάζονται οι συνθήκες παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος κατάλληλου για μετρολογία συχνοτήτων καθώς και οι περιορισμοί που επιβάλλονται από την παρουσία θορύβου στο φάσμα αυτό.

3.3.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ ΠΗΓΩΝ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΜΕΤΡΟΛΟΓΙΑΣ

Το υπερσυνεχές φάσμα για να είναι κατάλληλο για εφαρμογές στην μετρολογία συχνοτήτων πρέπει να είναι πολύ ευρύ, να εκτείνεται τουλάχιστον σε μία οκτάβα συχνοτήτων, και ταυτόχρονα να παρουσιάζει σχετικά υψηλή σταθερότητα ως προς την φάση και το πλάτος από παλμό σε παλμό. Το φάσμα πρέπει να αποτελείται από φασματικές γραμμές στις θέσεις $f_{offset} + m * f_R$ όπου η f_R είναι η συχνότητα επανάληψης των παλμών και η f_{offset} καθορίζεται από την διαφορά φάσης διαδοχικών παλμών. Για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος για αυτές τις εφαρμογές προτιμώνται οι συνθήκες ανώμαλης διασποράς υπό τις οποίες ως γνωστόν είναι δυνατό να επιτευχθεί η μεγαλύτερη φασματική διεύρυνση [46,47]. Συνήθως, οι παραπάνω απαιτήσεις καλύπτονται με την παραγωγή ενός επίπεδου και με μεγάλο εύρος υπερσυνεχούς φάσματος [13]. Έχει αποδειχτεί, όμως, οι απαιτήσεις για μετρολογία οπτικών συχνοτήτων μπορούν να ικανοποιηθούν και από ένα πολύ ευρύ αλλά όχι φασματικά ομοιόμορφο υπερσυνεχές φάσμα το οποίο έχει παραχθεί υπό το καθεστώς ανώμαλης διασποράς, όπως και το επίπεδο φάσμα [46]. Συγκεκριμένα, ένα τέτοιο υπερσυνεχές φάσμα παρουσιάζει υψηλά επίπεδα φασματικής πυκνότητας ισχύος στο τμήμα των μεγαλύτερων μηκών κύματος του φασματικού του περιεχομένου και χαμηλότερα επίπεδα φασματικής πυκνότητας ισχύος στο τμήμα των μικρότερων μηκών κύματος. Το υψηλότερης ισχύος τμήμα του φάσματος των μεγάλων μηκών κύματος οφείλεται στο φαινόμενο της αυτό-μετατόπισης συχνότητας σολιτονίων τα οποία σχηματίζονται κατά την φασματική διεύρυνση στην περιοχή της ανώμαλης διασποράς. Έχει αποδειχτεί ότι σε ένα τέτοιο φάσμα οι φασματικές συνιστώσες σε συχνότητες που απέχουν μία οκτάβα μπορεί να είναι σύμφωνες, παρά την γενικότερη υποβάθμιση της συμφωνίας που παρατηρείται στο φάσμα. Σε πείραμα

για την παραγωγή ενός τέτοιου υπερσυνεχούς φάσματος προέκυψε ότι η ισχύς της ακτινοβολίας της φασματικής γραμμής με ακέραιο αριθμό ($2m$), συχνότητας f_{2m} στα 560 THz, ήταν 5% μεγαλύτερη από το αντίστοιχο επίπεδο ισχύος της ίδιας γραμμής υπερσυνεχούς φάσματος που έχει παραχθεί με την ίδια ισχύ παλμού εισόδου και έχει επίπεδο φάσμα που καλύπτει το εύρος από την συχνότητα f_m της (m) φασματικής γραμμής έως την διπλάσια συχνότητα f_{2m} . Η φασματική ισχύς της συχνότητα f_m στα 280 THz ήταν δέκα φορές μεγαλύτερη από την αντίστοιχη του επιπέδου υπερσυνεχούς φάσματος. Έτσι, λόγω του προφίλ υψηλής ισχύος αυτών των συχνοτήτων δόθηκε η δυνατότητα να εφαρμοστεί το σχήμα αυτό-αναφοράς και να πάρουμε το διακρότημα από το συνδυασμό των συχνοτήτων $2f_m$ και f_{2m} [46].

Για την μετρολογία οπτικών συχνοτήτων τα laser Τιτανίου-Ζαφερίου κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης είναι πολύ σημαντικά ως πηγές παλμών που για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος με πολύ μεγάλο εύρος εισάγονται σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων. Ωστόσο, χρησιμοποιούνται και άλλα είδη laser αλλά και οπτικών ινών για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Πιο συγκεκριμένα, ιδιαίτερα Αποτελεσματικές στην παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος που εκτείνεται τουλάχιστον σε μία οκτάβα είναι οι υψηλά μη γραμμικές ίνες (Highly Non Linear Fiber- HNLF) γερμανίου- πυριτίου σε συνδυασμό με σταθεροποιημένες πηγές laser ινών προσμίξεων Ερβίου παραγωγής femtosecond για είσοδο στις ίνες. Οι υψηλά μη γραμμικές ίνες παρουσιάζουν πολύ υψηλούς συντελεστές μη γραμμικότητας και ως αποτέλεσμα οδηγούν στο να παράγεται εύρυ φάσμα που εκτείνεται σε μία οκτάβα. Ένα άλλο πλεονέκτημα που παρουσιάζουν οι ίνες αυτές είναι ότι μπορούν να υποστούν επεξεργασία με υπεριώδη ακτινοβολία πριν την χρήση τους έτσι ώστε να αποκτήσουν επιθυμητά χαρακτηριστικά ως προς το προφίλ της διασποράς τους. Ύστερα από αυτή την επεξεργασία είναι δυνατό να παραχθεί πολύ ευρύ φάσμα από μόλις μερικά εκατοστά αυτών των ινών [47].

Τέλος, έχει παρουσιαστεί η υλοποίηση πηγής υπερσυνεχούς φάσματος η οποία χρησιμοποιεί μία τεχνική κλειδώματος φάσης της συχνότητας μετατόπισης ώστε αυτή να είναι σταθερή. Ταυτόχρονα η υλοποίηση της πηγής επιτρέπει τον συντονισμό του ρυθμού επανάληψης των παλμών σε διάφορες συχνότητες άρα και της απόστασης μεταξύ των γραμμών της οπτικής κτένας που παράγεται. Αυτή η πηγή έχει πλεονεκτήματα στην μετρολογία συχνοτήτων στα οποία περιλαμβάνονται η δυνατότητα προσδιορισμού της τάξης του ακέραιου αριθμού m μίας γραμμής της

κτένας χωρίς την χρήση μετρητή μήκους κύματος και τον συγχρονισμό δύο οπτικών κτενών για δοκιμές σταθερότητας της οπτικής κτένας [48] .

3.3.2 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΣΤΗΝ ΜΕΤΡΟΛΟΓΙΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΑΠΟ ΘΟΡΥΒΟ ΣΤΟ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΕΣ ΦΑΣΜΑ

Υπάρχουν δύο βασικές πηγές θορύβου στους παλμούς του laser που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή της οπτικής κτένας συχνοτήτων οι οποίοι οδηγούν στην εμφάνιση θορύβου κατά μήκος της οπτικής κτένας. Αυτές οι πηγές είναι ο θόρυβος βολής του laser άντλησης της πηγής υπερσυνεχούς φάσματος και ο τεχνικός θόρυβος που σχετίζεται δονήσεις των κατόπτρων της πηγής laser, τις διακυμάνσεις της θερμοκρασίας κ.α. Κατά την φασματική διεύρυνση ο θόρυβος αυτός δεν μεταφέρεται απλά στο υπερσυνεχές φάσμα, αλλά ενισχύεται περαιτέρω. Έτσι, στην οπτική κτένα που προκύπτει εμφανίζεται θόρυβος φάσης που μπορεί να επηρεάζει την συχνότητα μετατόπισης και την συχνότητα επανάληψης των παλμών, δηλαδή την απόσταση των γραμμών και να αυξάνει το linewidth των γραμμών. Το θεμελιώδες όριο του θορύβου φάσης καθορίζεται από την ενίσχυση του θορύβου βολής. Από την ενίσχυση του τεχνικού θορύβου προκύπτει ο επιπλέον θόρυβος πάνω από το θεμελιώδες όριο [49]. Οι βέλτιστες συνθήκες για την αντιμετώπιση του θορύβου αναλύθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

3.4 ΤΟ ΟΠΤΙΚΟ ΑΤΟΜΙΚΟ ΡΟΛΟΙ

Πριν από 50 χρόνια περίπου παρουσιάστηκε για πρώτη φορά το ατομικό ρολόι καισίου και οδήγησε σταδιακά στον ατομικό ορισμό του χρόνου. Την εποχή εκείνη, το δευτερόλεπτο οριζόταν με βάση την περίοδο περιστροφής της γης, αλλά αργότερα καθώς η δυνατότητα μέτρησης του χρόνου βελτιώθηκε διαπιστώθηκε ότι το δευτερόλεπτο παρουσίαζε διακυμάνσεις με βάση τον ορισμό αυτό. Αποδείχτηκε, ότι τα άτομα τα οποία παρουσιάζουν μία σειρά από διακριτά ενεργειακά επίπεδα θα μπορούσαν να παρέχουν ένα πιο σταθερό χρονικό διάστημα αναφοράς. Το 1967 το δευτερόλεπτο ορίστηκε ξανά επίσημα με βάση το ενεργειακό διάκενο ανάμεσα σε δύο συγκεκριμένα ενεργειακά επίπεδα του ατόμου του καισίου. Από τότε, η ακρίβεια

των ατομικών ρολογιών καισίου αυξάνεται σταθερά κατά ένα παράγοντα περίπου ίσο με δέκα κάθε δεκαετία. Αυτές οι βελτιώσεις έχουν οδηγήσει σε επιστημονικές εξελίξεις και στην ανάπτυξη τεχνολογιών όπως το Διαδίκτυο και το παγκόσμιο σύστημα θεσιθεσίας, το GPS (Global Positioning System). Αν και η επίδοση των σημερινών ατομικών ρολογιών είναι εντυπωσιακή η ανάπτυξη ενός νέου τύπου ατομικού ρολογιού, το οπτικό ρολόι θα οδηγήσει σε ακόμα μεγαλύτερες βελτιώσεις.

3.4.1 ΤΟ ΣΗΜΕΡΙΝΟ ΑΤΟΜΙΚΟ ΡΟΛΟΙ

Τα καλύτερα σημερινά ατομικά ρολόγια βασίζονται σε μικροκυματικές δονήσεις των ατόμων με συχνότητα $9 \cdot 10^9$ κύκλων ανά δευτερόλεπτο. Αν και αυτές οι συχνότητες είναι πολύ μεγάλες μπορούν να μετρηθούν με ακρίβεια από ηλεκτρονικά συστήματα. Σε ένα τυπικό ατομικό ρολόι μία δέσμη ατόμων καισίου τροφοδοτείται από μικροκυματικά φωτόνια σε συχνότητες γύρω στα 9.2 GHz. Όταν η μικροκυματική συχνότητα προσαρμοστεί ακριβώς στην τιμή των 9192 631 770 Hz τα φωτόνια έχουν ενέργεια ίση με την ενεργειακή διαφορά ανάμεσα σε δύο πολύ κοντινά ενεργειακά επίπεδα που αποτελούν την θεμελιώδη κατάσταση των ατόμων καισίου. Τα άτομα απορροφούν τα μικροκύματα και ένα σήμα που παράγεται από την απορρόφηση τροφοδοτείται πίσω στην μικροκυματική πηγή εμποδίζοντάς την να απομακρυνθεί από αυτή τη συχνότητα. Η σταθερότητα αυτή που επιβάλλεται από τα άτομα στην μικροκυματική πηγή επιτρέπει τον ορισμό του δευτερολέπτου ως την διάρκεια 9192 631 770 περιόδων ταλάντωσης της ακτινοβολίας που αντιστοιχεί στην μετάβαση μεταξύ των δύο επιπέδων της θεμελιώδους κατάστασης των ατόμων του καισίου. Σήμερα τα ατομικά ρολόγια καισίου αποτελούν τα κύρια πρότυπα συχνότητας. Χάρη στα ατομικά ρολόγια ο χρόνος και η συχνότητα μετρώνται με μεγαλύτερη ακρίβεια από κάθε άλλη φυσική ποσότητα. Συγκεκριμένα, το τρέχον επίπεδο ακρίβειας στην μέτρηση του χρόνου είναι γύρω στα 0.1 nsec την ημέρα (δηλαδή χάνουν ή κερδίζουν όχι περισσότερο από 0.1 nsec την ημέρα).

Ως αποτέλεσμα έχουν προκύψει πολλές εφαρμογές των ατομικών ρολογιών, μία από τις οποίες, για παράδειγμα είναι το παγκόσμιο σύστημα θεσιθεσίας GPS. Το GPS είναι ένα σύστημα το οποίο χρησιμοποιεί 24 δορυφόρους της γης οι οποίοι εκπέμπουν ακριβή σήματα ραδιοκυμάτων τα οποία επιτρέπουν στους GPS δέκτες να καθορίζουν την τρέχουσα θέση τους, τον χρόνο και την ταχύτητα τους. Ατομικά ρολόγια είναι

τοποθετημένα και στους 24 αυτούς δορυφόρους και σε συνδυασμό με ατομικά ρολόγια στους δέκτες στην επιφάνεια της γης επιτρέπουν τον καθορισμό της θέσης του δέκτη μέσα σε λίγα μέτρα [50].

3.4.2 ΤΟ ΟΠΤΙΚΟ ΡΟΛΟΙ

Τα ατομικά ρολόγια καισίου είναι πολύ ακριβή όμως υπάρχουν όρια στο κατά πόσο μπορούν να βελτιωθούν ως προς την ακρίβεια. Τις ανάγκες για μεγαλύτερη ακρίβεια μπορούν να ικανοποιήσουν τα οπτικά ρολόγια, μία νέα γενιά ατομικών ρολογιών που βασίζονται σε οπτικές αντί για μικροκυματικές συχνότητες. Αυτά τα ρολόγια αναμένεται να είναι εκατό φορές πιο ακριβή από τα σημερινά ατομικά ρολόγια και μπορεί να οδηγήσουν σε έναν νέο οπτικό ορισμό του δευτερολέπτου. Με την αυξημένη τους ακρίβεια τα οπτικά ρολόγια αναμένεται να έχουν πολλές εφαρμογές. Για παράδειγμα, το σύστημα GPS χρησιμοποιείται για να πλοηγηθούν αεροσκάφη αλλά δεν είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί για την προσγείωση αεροσκαφών καθώς τα ατομικά ρολόγια στους δορυφόρους που χρησιμοποιεί δεν είναι ακόμα αρκετά ακριβή. Αυτή είναι μία δυνατότητα η οποία μπορεί να επιτευχθεί με την χρήση των οπτικών ρολογιών. Ακόμα, βελτιώσεις στο σύστημα GPS μέσω των οπτικών ρολογιών θα επιτρέπουν σε συστήματα μεταφορών να εντοπίζουν οχήματα με ακρίβεια μικρότερη του ενός μέτρου σε πραγματικό χρόνο. Ένα άλλο παράδειγμα της χρήσης των υψηλής ακρίβειας οπτικών ρολογιών είναι η χρησιμοποίηση τους στην μέτρηση θεμελιωδών σταθερών και στον έλεγχο των νόμων της φυσικής, όπως η θεωρία της σχετικότητας.

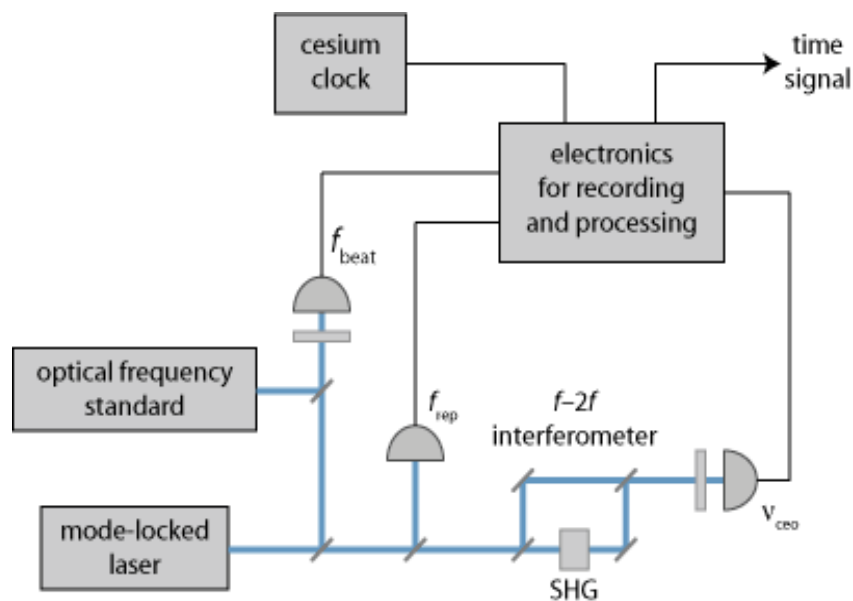
Το οπτικό ρολόι αποτελείται από τρία βασικά στοιχεία. Το πρώτο είναι μία πολύ σταθερή συχνότητα αναφοράς η οποία παρέχεται από κάποια στενή οπτική απορρόφηση σε ένα άτομο ή ένα ιόν. Το δεύτερο στοιχείο του ρολογιού είναι ένα laser το οποίο είναι γνωστό ως ο τοπικός ταλαντωτής. Τέλος, το τρίτο στοιχείο είναι ένας «μηχανισμός» του ρολογιού για την μέτρηση των ταχύτατων ταλαντώσεων του τοπικού ταλαντωτή, αυτές οι ταλαντώσεις αποτελούν τους κύκλους του ρολογιού. Σε αυτό το τμήμα του ρολογιού χρησιμοποιείται η τεχνολογία της οπτικής κτένας.

Πολύ σημαντικό για την επίδοση του οπτικού ρολογιού είναι το πρώτο στοιχείο, η συχνότητα αναφοράς από την οπτική μετάβαση μεταξύ ενεργειακών καταστάσεων μέσα σε ένα άτομο ή ένα ιόν. Αυτή η μετάβαση πρέπει να είναι όσο πιο στενή γίνεται, δηλαδή να επιδεικνύει ένα στενό linewidth μερικών Hz ή και λιγότερο έτσι ώστε το

ρολόι να είναι σταθερό. Επίσης, η συχνότητα της μετάβασης πρέπει να είναι ανεπηρέαστη από εξωτερικές διαταραχές όπως ηλεκτρικά ή μαγνητικά πεδία ή μεταβολές της θερμοκρασίας. Σε έρευνες για τα οπτικά ρολόγια σε διάφορα εργαστήρια ανά τον κόσμο χρησιμοποιούνται διάφορα ιόντα, ανάμεσα στα οποία ιόντα υδραργύρου και υττερβίου που φαίνεται να εμφανίζουν μεταβάσεις οι οποίες ικανοποιούν τις παραπάνω απαιτήσεις. Η οπτική μετάβαση των ιόντων του ρολογιού τροφοδοτείται από το υψηλά μονοχρωματικό laser η συχνότητα του οποίου στη συνέχεια σταθεροποιείται στην συχνότητα της μετάβασης.

Η οπτική κτένα συχνοτήτων αποτελεί ένα άμεσο σύνδεσμο ανάμεσα στις οπτικές και τις μικροκυματικές συχνότητες. Η οπτική κτένα παράγεται από ένα laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης και κάθε γραμμή της καθορίζεται από την συχνότητα επανάληψης των femtosecond παλμών του laser και την συχνότητα μετατόπισης. Έχοντας σταθεροποιήσει την συχνότητα μετατόπισης και την συχνότητα επανάληψης ως προς ένα ατομικό ρολόι, η κτένα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μετρήσουμε την οπτική συχνότητα αναφοράς του οπτικού ρολογιού. Αυτό, όπως έχει προαναφερθεί, επιτυγχάνεται με την μέτρηση της μικροκυματικής συχνότητας διακροτήματος ανάμεσα στην οπτική συχνότητα και την συχνότητα της κοντινότερης γραμμής της κτένας. Στην αντίθετη κατεύθυνση αυτής της διαδικασίας, είναι δυνατό η οπτική κτένα να σταθεροποιηθεί σε ένα οπτικό πρότυπο συχνότητας αντί να σταθεροποιηθεί σε ένα μικροκυματικό πρότυπο. Αυτό επιτυγχάνεται «κλειδώνοντας» με κάποια τεχνική μία κοντινή γραμμή της οπτικής κτένας στην οπτική συχνότητα αναφοράς. Τότε, όλες οι άλλες γραμμές της οπτικής κτένας είναι τα λογικά πολλαπλάσια της οπτική συχνότητας αναφοράς και η συχνότητα επανάληψης, η οποία είναι ίση με την απόσταση των φασματικών γραμμών, γίνεται γνωστή επακριβώς. Η οπτική συχνότητα ενός οπτικού προτύπου, που μπορεί να είναι η συχνότητα της μετάβασης κάποιου ιόντος, μπορεί τελικά να εκφραστεί από το άθροισμα της συχνότητας μετατόπισης, κάποιου ακέραιου πολλαπλασίου της συχνότητα επανάληψης και μίας συχνότητας διακροτήματος. Αυτές οι συχνότητες είναι όλες μικροκυματικές συχνότητες οι οποίες μπορούν να μετρηθούν και να επεξεργαστούν από γρήγορα ηλεκτρονικά συστήματα. Δίνεται, λοιπόν, στο οπτικό ρολόι η δυνατότητα της σύγκρισης των συχνοτήτων ενός οπτικού προτύπου και του μικροκυματικού προτύπου του ρολογιού καισίου και η διόρθωση του χρονικού σήματος που παράγει το τελευταίο, χρησιμοποιώντας την μεγαλύτερη σταθερότητα και ακρίβεια του οπτικού προτύπου [44,50]. Στο σχήμα (3.9) φαίνεται

σχηματικά η διάταξη ενός οπτικού ρολογιού που λειτουργεί με αυτόν τον τρόπο. Όπως ένα μηχανικό ρολόι με εκκρεμές βασίζεται σε γρανάζια διαφορετικών μεγεθών για να μετατρέψει την σταθερή ταλάντωση του εκκρεμούς του στις σταθερές και ακριβείς κινήσεις των δεικτών του ρολογιού, στο οπτικό ρολόι η οπτική κτένα συχνοτήτων κάνει κάτι παρόμοιο ενεργώντας σαν «σύστημα από γρανάζια» που μετατρέπει τις υψηλές συχνότητες του οπτικού φωτός σε χαμηλότερες συχνότητες που μπορούν να μετρηθούν και να χρησιμοποιηθούν για την εκκίνηση χρονικών μετρήσεων .



Σχήμα 3.9 : Σχηματική διάταξη οπτικού ρολογιού που περιέχει έναν οπτικό ωρολογιακό μηχανισμό (clockwork) που βασίζεται στην χρήση μίας οπτικής κτένας συχνοτήτων. Ο ωρολογιακός μηχανισμός την οπτική με την μικροκυματική συχνότητα και μεταφέρει την υψηλή σταθερότητα του οπτικού προτύπου στο ηλεκτρονικό χρονικό σήμα.

4.ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΙΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΝΩΝΙΕΣ

4.1 ΓΕΝΙΚΑ

Ο μηχανισμός της φασματική διεύρυνση ενός οπτικού σήματος αποτελεί ένα αντικείμενο που συγκεντρώνει μεγάλο ενδιαφέρον τα τελευταία χρόνια τόσο με την άφιξη της τεχνολογίας των ιών φωτονικών κρυστάλλων που παρουσιάζουν μια υψηλά μη γραμμική απόκριση όσο και με την ανάπτυξη των εφαρμογών του σε διάφορους τομείς , όπως ο τομέας των οπτικών τηλεπικοινωνιών. Το αυξανόμενο ενδιαφέρον σε αυτό το φαινόμενο οδήγησε στην πρόοδο στην κατανόηση των διαφορετικών μη γραμμικών διαδικασιών που αλληλεπιδρούν για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος κατά την κυματοδήγηση ακτινοβολίας μέσα από τις οπτικές ίνες. Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος σε οπτικές ίνες σε μήκη κύματος που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες παρουσιάστηκε για πρώτη φορά το 1983 [29]. Σήμερα ένα σημαντικό μέρος της έρευνας για το υπερσυνεχές φάσμα είναι αφιερωμένο στις τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές του. Πρέπει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι η υπερβολικά μεγάλη διεύρυνση που μπορεί να αντιστοιχεί σε κάποιες περιπτώσεις παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος δεν είναι πάντα επιθυμητό χαρακτηριστικό καθώς υπάρχουν τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές που απαιτούν μια πιο μέτρια ή ακόμα και μικρή φασματική διεύρυνση του οπτικού σήματος. Το κεφάλαιο που ακολουθεί αποτελεί μια γενική επισκόπηση της εξέλιξης του πεδίου της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος την περιοχή των οπτικών τηλεπικοινωνιών.

Στην παράγραφο 4.2 περιγράφεται η χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ιών πολυπλεξίας μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing –WDM) και στην παράγραφο 4.3 παρουσιάζονται διάφορες τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές που χρησιμοποιούν την τεχνολογία της φασματικής διεύρυνσης κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος.

4.2 ΠΗΓΕΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΕ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ WDM

Μία από τις πιο σημαντικές εφαρμογές του υπερσυνεχούς φάσματος στο πεδίο των τηλεπικοινωνιών είναι ο σχεδιασμός πολυκυματικών πηγών για ευρυζωνικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα πολυπλεξίας μήκους κύματος WDM . Ο σχεδιασμός αυτός βασίζεται στον φασματικό τεμαχισμό (spectral slicing) του υπερσυνεχούς φάσματος που έχει παραχθεί από ένα μόνο laser. Κατά την πρώτη προσέγγιση του σχεδιασμού μιας τέτοιας πηγής [30] , χρησιμοποιήθηκε στενοί παλμοί υψηλής ισχύος για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος το οποίο στη συνέχεια τεμαχίστηκε από φίλτρα έτσι ώστε να σχηματιστούν WDM κανάλια. Οι παλμοί αυτοί είχαν διάρκεια μερικών picosecond, ρυθμούς επανάληψης της τάξεως του GHz και εισήχθησαν για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος σε μια οπτική ίνα DDF (Dispersion Decreasing Fiber), δηλαδή σε μια ίνα που η διασπορά της άλλαζε μονότονα κατά την διεύθυνση διάδοσης. Από τότε έχουν γίνει διάφορες υλοποιήσεις WDM πηγών με βάση το υπερσυνεχές φάσμα και κάποιες από αυτές θα εξεταστούν στην συνέχεια. Αρχικά θα γίνει μία περιγραφή των συστημάτων πολυπλεξίας μηκών κύματος WDM και θα εξεταστούν τα γενικά χαρακτηριστικά του υπερσυνεχούς φάσματος που είναι κατάλληλο για εφαρμογές στις τηλεπικοινωνίες.

4.2.1 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑΣ ΔΙΑΙΡΕΣΗΣ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ WDM

Η πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος WDM (Wavelength Division Multiplexing) είναι μία τεχνική κατά την οποία οπτικά σήματα διαφορετικού μήκους κύματος συνδυάζονται, μεταδίδονται μαζί και χωρίζονται πάλι. Η τεχνική αυτή χρησιμοποιείται κυρίως στις τηλεπικοινωνίες οπτικών ινών για την μεταφορά δεδομένων σε αρκετά κανάλια με διαφορετικό μήκος κύματος το καθένα. Με τον τρόπο αυτό οι χωρητικότητες μετάδοσης των ζεύξεων οπτικών ινών αυξάνονται σημαντικά έτσι ώστε να γίνεται αποτελεσματική χρήση των οπτικών ινών. Θεωρητικά, η χωρητικότητα μιας οπτικής ίνας για μετάδοση δεδομένων θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί από ένα και μόνο κανάλι υψηλού ρυθμού μετάδοσης δεδομένων και αντίστοιχου πολύ μεγάλου εύρους ζώνης. Ωστόσο, το τεράστιο διαθέσιμο εύρος ζώνης (δεκάδες THz) μίας μονορυθμικής ίνας πυριτίου, για παράδειγμα, οδηγεί σε

ρυθμούς δεδομένων πολύ πιο υψηλούς από αυτούς που μπορούν να χειριστούν οι οπτοηλεκτρονικοί πομποί και δέκτες, ενώ η διασπορά σε τέτοιους υψηλούς ρυθμούς θα ήταν πολύ έντονη και θα περιόριζε το μέγιστο μήκος μετάδοσης. Η πολυπλεξία μήκους κύματος λύνει αυτά τα προβλήματα διατηρώντας τους ρυθμούς μετάδοσης σε ένα λογικά χαμηλό επίπεδο σε κάθε κανάλι (για παράδειγμα στα 10 Gbps) και επιτυγχάνοντας συνολικά τον επιθυμητό υψηλό ρυθμό μετάδοσης δεδομένων συνδυάζοντας αρκετά ή πολλά κανάλια μαζί. Συχνά, όλα τα κανάλια μπορούν να ενισχυθούν σε μία μόνο συσκευή καθώς οι ενισχυτές ίνας προσμίξεων ερβίου EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifiers) έχουν ένα πλατύ εύρος ζώνης ενίσχυσης. Προβλήματα, όμως, μπορούν να παρουσιαστούν από την εξάρτηση του κέρδους από το μήκος κύματος ή από αλληλεπίδραση μεταξύ των καναλιών δεδομένων (crosstalk, διακαναλική παρεμβολή) εξαιτίας, για παράδειγμα, διαφόρων μη γραμμικοτήτων της ίνας. Στην κατεύθυνση της επίλυσης αυτών των προβλημάτων έχει σημειωθεί σημαντική πρόοδος με τον συνδυασμό διαφόρων τεχνικών όπως η ανάπτυξη ενισχυτών με πάρα πολύ μεγάλο εύρος ζώνης κέρδους, φίλτρων για επίτευξη επίπεδου κέρδους, συστημάτων για αναγέννηση μη γραμμικών δεδομένων κ.α. Οι παράμετροι του συστήματος όπως το εύρος ζώνης των καναλιών, η απόσταση ανάμεσα στα κανάλια, τα επίπεδα της μεταδιδόμενης ισχύος, οι τύποι των ινών και των ενισχυτών που χρησιμοποιούνται και τα σχήματα διαμόρφωσης που εφαρμόζονται πρέπει να βρίσκονται σε καλή ισορροπία ώστε να επιτευχθεί η βέλτιστη επίδοση του συστήματος. Ακόμα, η τεχνολογία WDM επιτρέπει την ικανοποίηση των αναγκών για υψηλές χωρητικότητες δεδομένων με φθινό τρόπο. Για παράδειγμα, για υπάρχουσες ζεύξεις οπτικών ινών με ένα ή λίγα κανάλια ανά ίνα, μπορούμε να αντικαταστήσουμε τους υπάρχοντες πομπούς και δέκτες με πομπούς και δέκτες για λειτουργία με περισσότερα κανάλια, καθώς αυτό θα ήταν πιο φθινό από το να αλλάζαμε ολόκληρο το σύστημα με ένα σύστημα υψηλότερης χωρητικότητας. Τέλος, η πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος, πέρα από την δυνατότητα της αύξησης της χωρητικότητας μετάδοσης, προσφέρει ευελιξία στα πολύπλοκα συστήματα επικοινωνιών. Συγκεκριμένα κάποια κανάλια μπορούν να εισάγονται σε διαφορετικές τοποθεσίες ενός συστήματος και άλλα κανάλια μπορούν να αφαιρούνται. Για τέτοιες λειτουργίες χρησιμοποιούνται πολυπλέκτες προσθαφαίρεσης οι οποίοι επιτρέπουν την πρόσθεση ή την αφαίρεση καναλιών δεδομένων ανάλογα με τα μήκη κύματος τους. Έτσι είναι δυνατό να ρυθμιστεί το

σύστημα έτσι ώστε να δημιουργηθούν πολλές συνδέσεις δεδομένων ανάμεσα σε διαφορετικές τοποθεσίες.

4.2.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ WDM

Κάθε διαφορετική εφαρμογή της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος παρουσιάζει διαφορετικές και ενίοτε αντίθετες απαιτήσεις σε σχέση με άλλες εφαρμογές. Στην παράγραφο αυτή εξετάζονται οι απαιτήσεις των τηλεπικοινωνιακών εφαρμογών του υπερσυνεχούς φάσματος.

Στις τηλεπικοινωνίες που χρησιμοποιούν πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος WDM το εύρος ζώνης του υπερσυνεχούς φάσματος που χρησιμοποιείται μπορεί να είναι σχετικά στενό έτσι ώστε να καλύπτει το τυπικό τηλεπικοινωνιακό φάσμα το οποίο εκτείνεται τυπικά από τα 1500 στα 1600 nm. Από την άλλη πλευρά, για εφαρμογές WDM, η ομοιομορφία στην φασματική ισχύ και η μορφή της χρονική εξάρτηση της έντασης είναι σημαντικά χαρακτηριστικά. Μία τακτική χρονική δομή είναι απαραίτητη τόσο για να εξασφαλίζεται η αξιόπιστη διαμόρφωση της ακτινοβολίας στο χρόνο όσο και για να προλαμβάνεται η πιθανή επικάλυψη των γειτονικών παλμών κατά την διάδοση τους μέσα από την τηλεπικοινωνιακή γραμμή. Η ομοιομορφία της φασματικής ισχύος είναι απαραίτητα για να υπάρχει ομοιομορφία ανάμεσα στα κανάλια και συμβάλλει στην μείωση του αριθμού των φασματικών φίλτρων που θα χρησιμοποιούνταν για διόρθωση της ανομοιομορφίας και θα προσέθεταν κόστος και πολυπλοκότητα στο σύστημα [35].

Με βάση τις παραπάνω απαιτήσεις μπορεί να καθοριστεί το καθεστώς υπό το οποίο θα έχουμε την παραγωγή του κατάλληλου υπερσυνεχούς φάσματος για WDM τηλεπικοινωνίες. Κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος υπό το καθεστώς ανώμαλης διασποράς, όπως γνωρίζουμε, μπορεί να εκδηλωθεί το φαινόμενο της σχάσης σολιτονίου με αποτέλεσμα τον διαχωρισμό του παλμού στο πεδίο του χρόνου και την παραγωγή ενός φάσματος χαμηλής συμφωνίας. Ο χαμηλός βαθμός συμφωνίας σε συνδυασμό με φαινόμενα θορύβου στο φάσμα μπορεί να οδηγήσουν σε ισχυρές τοπικές διακυμάνσεις του φάσματος οι οποίες είναι ανεπιθύμητες για την συγκεκριμένη εφαρμογή. Αν και σε κάποια πειράματα έχει υποστηριχθεί η δυνατότητα του σχεδιασμού πηγών για συστήματα WDM με τεμαχισμό υπερσυνεχούς φάσματος που έχει παραχθεί υπό ανώμαλη διασπορά, η μετάδοση

περιοριζόταν από την σταδιακή υποβάθμιση της ποιότητας των παλμών των καναλιών αυτών σε σχέση με τους παλμούς που είχαν αρχικά χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή του υπερσυνεχούς. Για το λόγο αυτό, συνήθως προτιμάται το καθεστώς της ομαλής διασποράς για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος υψηλής ποιότητας, δηλαδή ενός πιο επίπεδου φάσματος και με λιγότερο θόρυβο στο πλάτος των παλμών, το οποίο να είναι κατάλληλο για WDM εφαρμογές. Γνωρίζουμε ότι με την ομαλή διασπορά επιτυγχάνεται μικρότερη φασματική διεύρυνση σε σχέση με την ανώμαλη διασπορά, όμως, όπως προαναφέρθηκε, οι εφαρμογές αυτές δεν έχουν απαιτήσεις για τεράστια φασματική διεύρυνση. Τέλος, ένα από τα πλεονεκτήματα της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος υπό το καθεστώς της ανώμαλης διασποράς είναι το ότι η ισχύς κορυφής μπορεί να διατηρείται υψηλή κατά την διάδοση μέσα στην οπτική ίνα. Η έλλειψη αυτού του πλεονεκτήματος στην περίπτωση της ομαλής διασποράς έχει αντιμετωπιστεί τα τελευταία χρόνια με την χρήση ενισχυτών χαμηλού κόστους και με την εμφάνιση των ινών υψηλής μη γραμμικότητας HNLF (Highly Non Linear Fibers) οι οποίες ενισχύουν την εκδήλωση μη γραμμικών φαινομένων ακόμα και σε περιπτώσεις μειωμένης ισχύος των παλμών [32].

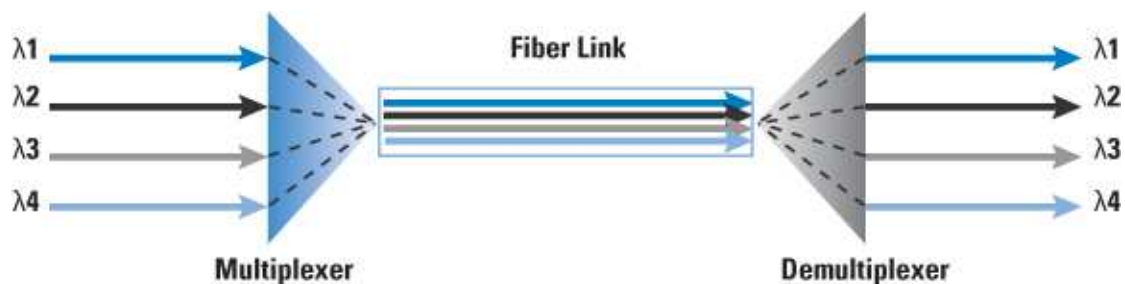
4.2.3 ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΠΗΓΕΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΓΙΑ WDM ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται κάποια παραδείγματα χρησιμοποίησης της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος για την υλοποίηση πολυκυματικών πηγών για WDM συστήματα.

4.2.3.1 Πηγές υπερσυνεχούς φάσματος CW καναλιών για WDM συστήματα

Σύμφωνα με τα πρότυπα που έχουν οριστεί από την παγκόσμια ένωση τηλεπικοινωνιών ITU (International Telecommunication Union) υπάρχουν δύο διαφορετικές εκδοχές πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος: η αδρή πολυπλεξία μήκους κύματος CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing) και η πυκνή πολυπλεξία διαίρεσης συχνοτήτων DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing). Στην περίπτωση της CWDM χρησιμοποιείται ένας σχετικά μικρός αριθμός καναλιών, για παράδειγμα τέσσερα ή οκτώ, με μία μεγάλη απόσταση των 20 nm ανάμεσα στα κανάλια. Τα ονομαστικά μήκη κύματος εκτείνονται από τα 1310 nm

έως τα 1610 nm. Ο ρυθμός μετάδοσης, το bit rate, ενός καναλιού κυμαίνεται από 1 Gbps έως 3.125 Gbps. Οι συνολικοί ρυθμοί δεδομένων που προκύπτουν είναι χρήσιμοι, για παράδειγμα, σε μητροπολιτικές περιοχές εφόσον η χρήση ευρυζωνικών τεχνολογιών δεν είναι διαθέσιμη στα νοικοκυριά. Η περίπτωση της DWDM, που εξετάζεται στην παρούσα παράγραφο, αποτελεί μία επεκταμένη εκδοχή της CWDM που επιτυγχάνει πολύ υψηλές χωρητικότητες δεδομένων όπως αυτές που απαιτούνται, για παράδειγμα, στον δικτυακό κορμό του Διαδικτύου. Χρησιμοποιεί ένα τεράστιο αριθμό καναλιών, για παράδειγμα 40, 80, ή 160 κανάλια και μία αντίστοιχα μικρή απόσταση μεταξύ των καναλιών στα 12.5, 25,50 ή 100 GHz. Όλες οι συχνότητες των οπτικών καναλιών αναφέρονται σε μία συχνότητα αναφοράς η οποία έχει οριστεί να είναι σταθερά στα 193.1 THz (1552.5 nm). Η αναφορά στη ζώνη των 1550 nm γίνεται ώστε να αξιοποιηθούν οι δυνατότητες των EDFA ενισχυτών για αντιστάθμιση των απωλειών στις ίνες, εφόσον οι EDFA είναι αποτελεσματικοί στις ζώνες συχνοτήτων C και L [43]. Τυπικά οι πομποί του συστήματος είναι laser κατανεμημένης ανάδρασης DFB (Distributed Feedback laser). Το bit rate ενός καναλιού μπορεί να κυμαίνεται από 1 Gbps έως 10 Gbps. Στο μέλλον αυτοί οι ρυθμοί αναμένεται να αυξηθούν στα 40 Gbps και περισσότερο [7].



Σχήμα 4.1 : Σχηματική αναπαράσταση της πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος σε οπτική ίνα.

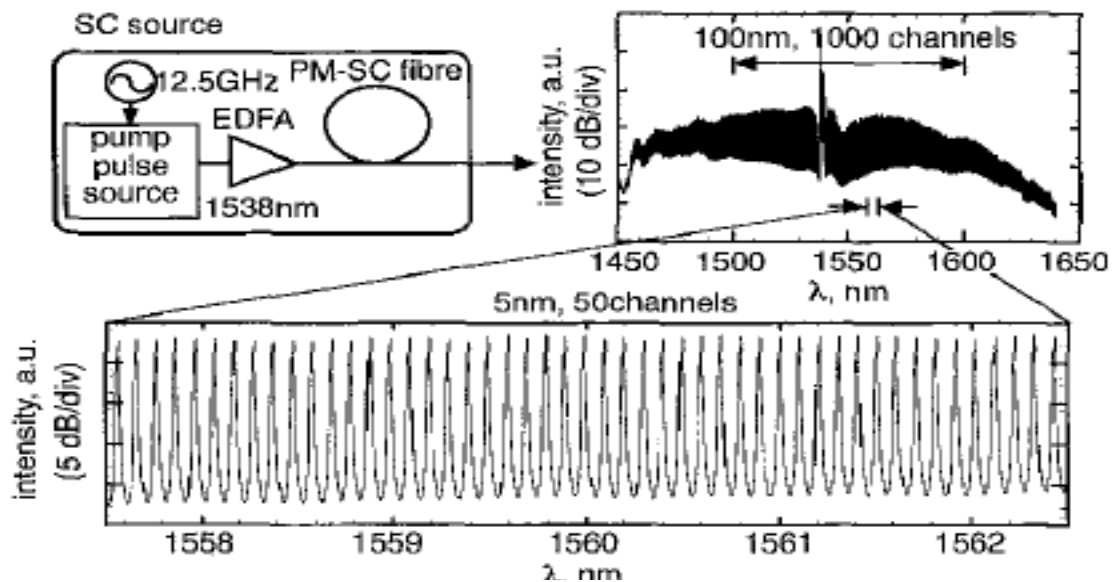
Ωστόσο, για να δημιουργήσουμε ένα μεγάλο αριθμό καναλιών συνεχούς κύματος CW για ένα σύστημα DWDM θα έπρεπε να χρησιμοποιούσαμε τον ίδιο αριθμό DFB laser, αν κάθε DFB laser συνεχούς λειτουργίας παρήγαγε από ένα κανάλι ενός μήκους κύματος. Κάθε τέτοιο laser θα είχε ξεχωριστές απαιτήσεις για ισχύ τροφοδοσίας και έλεγχο της θερμοκρασίας του ενώ το συνολικό κόστος για την τοποθέτηση ενός μεγάλου αριθμού τέτοιων laser θα ήταν μεγάλο. Για να αντιμετωπιστούν αυτές οι

δυσκολίες προτάθηκε η χρήση πολυκυματικών πηγών ως πομπών σε ένα DWDM σύστημα. Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος για τον σχεδιασμό μίας τέτοιας πηγής για ένα DWDM σύστημα έχει πλεονεκτήματα τα οποία την καθιστούν μία πολλά υποσχόμενη τεχνική. Κατά την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος από ένα παλμικό laser παράγεται ένα ευρύ φάσμα σε σχήμα κτένας που περιέχει ένα μεγάλο αριθμό από φασματικές γραμμές υψηλής ποιότητας οι οποίες θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν ως κανάλια WDM μετάδοσης δεδομένων. Το όριο στο πόσο πυκνές θα είναι οι φασματικές γραμμές στο φάσμα αυτό επιβάλλεται από την απόσταση των φασματικών γραμμών του φάσματος στην έξοδο του mode-locked laser που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος. Σε ένα μέσο με ομαλή διασπορά, όπως αυτό που χρησιμοποιείται στην συγκεκριμένη εφαρμογή για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος, οι μη γραμμικές διαδικασίες που συντελούνται για την διεύρυνση του φάσματος συντηρούν την δομή της φασματικής «κτένας» όπως αυτή εμφανίζεται στην έξοδο του laser. Συντελείται μία πολύ μεγάλη διεύρυνση του φάσματος του οπτικού παλμού εισόδου, η οποία μπορεί να αυξάνει και εκατό φορές τον αριθμό των οπτικών συχνοτήτων, διατηρώντας την συμφωνία τους. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την παραγωγή μιας πολύ πλατιάς κτένας συχνοτήτων των οποίων η απόσταση καθορίζεται από την μικροκυματική modelocking συχνότητα του laser που αποτελεί την πηγή του υπερσυνεχούς φάσματος με ακρίβεια της τάξεως του KHz [32]. Η ιδιότητα κάθε φασματικής γραμμής να μπορεί θεωρηθεί ένα δυνητικό κανάλι WDM χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή πηγών που παρέχουν κανάλια για συστήματα DWDM. Στη συνέχεια παρατίθενται κάποια παραδείγματα της πειραματικής παραγωγής υπερσυνεχούς για τέτοιες εφαρμογές. Τα παραδείγματα παρατίθενται σε χρονολογική σειρά από πιο παλιά έως πιο σύγχρονα πειράματα.

- Αρχικά, αναφέρεται η παραγωγή για περισσότερα από 1000 κανάλια οπτικών συχνοτήτων με απόσταση μεταξύ των καναλιών ίση με 12.5 GHz στο εύρος συχνοτήτων από 1512 nm έως 1580 nm. Γύρω στα 600 με 700 από αυτά τα κανάλια παρουσίαζαν σηματοθορυβικούς λόγους SNR οι οποίοι ήταν επαρκείς για DWDM μετάδοση με ρυθμό 2.5 Gbps. Τα κανάλια αυτά παράχθηκαν από μία μόνο πηγή υπερσυνεχούς φάσματος η οποία είχε ως είσοδο μία παλμοσειρά με ρυθμό επανάληψης 12.5 GHz από ένα laser διόδου κλειδωμένου ρυθμών ταλάντωσης (Mode Locked Laser Diode – ML LD) στα 1538 nm [4]. Στο σχήμα (4.2) φαίνεται η πειραματική διάταξη, το

παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα και ένα τμήμα της παραγόμενης «κτένας» οπτικών συχνοτήτων.

- Στη συνέχεια, αναφέρεται η χρήση μία πηγής υπερσυνεχούς φάσματος η οποία χρησιμοποιούσε ως είσοδο μία παλμοσειρά με ρυθμό επανάληψης 50 GHz από ένα laser ημιαγωγού κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης στα 1557 nm για την παραγωγή μιας κτένας οπτικών συχνοτήτων με απόσταση ανάμεσα στις συχνότητες ίση με 50 GHz. Αυτή η απόσταση μεταξύ των συχνοτήτων αντιστοιχεί σε απόσταση που έχει οριστεί από την ITU, όπως αναφέραμε παραπάνω, ως απόσταση μεταξύ των καναλιών σε ένα σύστημα DWDM . Οι παραγόμενες οπτικές συχνότητες εκτείνονταν από τα 1425 nm έως τα 1675 nm καλύπτοντας έτσι τις ζώνες S (1460 nm-1530 nm), C (1530nm-1565nm) και L (1565nm-1625nm) που χρησιμοποιούνται στις οπτικές τηλεπικοινωνίες. Η πηγή αυτή χρησιμοποιήθηκε σε πείραμα κατά το οποίο επιτεύχθηκε πυκνή WDM μετάδοση από 313 κανάλια ρυθμού 10 Gbps το καθένα, σε μήκη κύματος από 1485 nm έως 1509 nm, σε 160 km οπτικής ίνας [27].



Σχήμα 4.2 : Πειραματική διάταξη και παραγόμενη «κτένα» οπτικών συχνοτήτων σε απόσταση 12.5 GHz.

- Ακόμα, έχει αναφερθεί η υλοποίηση πηγής υπερσυνεχούς φάσματος για DWDM σύστημα η οποία καλύπτει την C ζώνη συχνοτήτων και τα κανάλια

της οποίας έχουν απόσταση 50 ή 100 GHz έτσι ώστε να αντιστοιχούν στα ITU πρότυπα απόστασης καναλιών DWDM. Η ιδιαιτερότητα αυτής της πηγής έγκειται στο ότι αρχικά το παραγόμενο διευρυμένο φάσμα αποτελείται από αρμονικές σε απόσταση 12.5 GHz. Η απόσταση των 100 ή 50 GHz μεταξύ των αρμονικών επιτυγχάνεται με την εφαρμογή ενός 100 ή 50 GHz αντίστοιχα fiber Fabry-Perot (FFP) φίλτρο στο παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα με το οποίο μπορεί να ρυθμιστεί η απόσταση μεταξύ των αρμονικών. Το FFP φίλτρο είναι ένα φίλτρο το οποίο επιτρέπει την επιλογή κάποιων φασματικών συνιστωσών και την καταστολή άλλων. Ένα 100 GHz FFP φίλτρο, για παράδειγμα, επιλέγει φασματικές συνιστώσες οι οποίες βρίσκονται σε απόσταση 100 GHz μεταξύ τους ενώ καταστέλλει τις ενδιάμεσες [34].

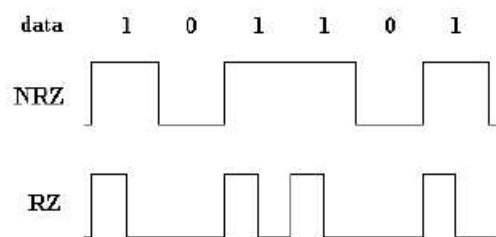
- Τέλος, παρουσιάστηκε η παραγωγή υπερβολικά πυκνού υπερσυνεχούς φάσματος το οποίο περιέχει πάνω από 1000 φέρουσες οπτικών συχνοτήτων με ακριβή απόσταση μεταξύ των συχνοτήτων ίση με 6.25 GHz. Αναφέρθηκε η πειραματική μετάδοση πάνω από 1000 καναλιών πολύ πυκνής WDM (Ultradense WDM). Συγκεκριμένα, ένα ultradense WDM σήμα που αποτελείτο από 1064 κανάλια ρυθμού 2.67 Gbps το καθένα σε απόσταση 6.25 GHz μεταξύ τους μεταδόθηκε πάνω από 126 km οπτικών ινών [36]. Σε αυτό το σημείο να αναφερθεί ότι για τεχνολογίες WDM που επιτυγχάνουν απόσταση μεταξύ των καναλιών WDM μικρότερη από 25 GHz χρησιμοποιείται ενίοτε ο όρος «ultradense WDM» που αναφέρθηκε παραπάνω.

4.2.3.2 Παλμικές πηγές υπερσυνεχούς φάσματος για WDM συστήματα

Το σχήμα που χρησιμοποιείται για την διαμόρφωση του φέροντος οπτικού κύματος σε ένα σύγχρονο οπτικό τηλεπικοινωνιακό σύστημα αποτελεί ένα σημαντικό παράγοντα για την επίδοση του οπτικού συστήματος. Κάποια σχήματα διαμόρφωσης είναι πιο κατάλληλα από άλλα για μοντέρνα, ταχύτατα και μεγάλης έκτασης οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα. Για συστήματα που λειτουργούν μέχρι τα 10 Gbps είναι τυπική η χρήση της NRZ (Non Return to Zero) διαμόρφωσης για την δημιουργία ενός σήματος στα 10 Gbps. Για παράδειγμα, σε WDM συστήματα με κανάλια συνεχούς κύματος CW τα οποία μπορεί να παράγονται από μία πηγή

υπερσυνεχούς φάσματος, όπως περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο, κάθε τέτοιο κανάλι μπορεί να διαμορφώνεται από ένα εξωτερικό διαμορφωτή με NRZ σχήμα διαμόρφωσης. Αυτή η διαμόρφωση έχει καλά αποτελέσματα για ρυθμούς μέχρι τα 10 Gbps, σε περίπτωση όμως σημάτων 40 Gbps θα μπορούσε να θέσει περιορισμούς την απόσταση μετάδοσης λόγω της επίδρασης μη γραμμικών διαδικασιών στις οπτικές ίνες. Μία τεχνική διαμόρφωσης που παρουσιάζει πλεονεκτήματα για οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα ρυθμών 40 Gbps και άνω είναι η RZ (Return to Zero) διαμόρφωση. Η διαμόρφωση αυτή προσφέρει πλεονεκτήματα που περιλαμβάνουν, ανάμεσα σε άλλα, την μείωση της επιβλαβούς επίδρασης της διασποράς και της επίδρασης μη γραμμικών διαδικασιών κατά την διάδοση του σήματος και καλύτερη επίδοση όσον αφορά τις αλληλοεπιδράσεις μεταξύ γειτονικών WDM καναλιών, όπως η ετεροδιαμόρφωση φάσης (στην ετεροδιαμόρφωση φάσης η ισχύς ενός καναλιού συμβάλλει στην συνολική μη γραμμικότητα, η οποία με τη σειρά της επιδρά στα γειτονικά κανάλια).

Στο σχήμα (4.3) περιγράφονται σχηματικά η NRZ και η RZ διαμόρφωση. Η τυπική NRZ διαμόρφωση αποτελεί ένα κώδικα λογικών επιπέδων για σειριακά δεδομένα. Το «μηδέν» είναι ένα χαμηλό λογικό επίπεδο ενώ το «ένα» είναι ένα υψηλό λογικό επίπεδο το οποίο δεν επιστρέφει στο μηδέν για διαδοχικά «ένα». Η NRZ διαμόρφωση έχει εύκολη υλοποίηση και το εύρος ζώνης του σήματος που παράγει είναι μικρότερο από αυτό στην RZ διαμόρφωση. Η RZ διαμόρφωση είναι μια δυαδική γραμμική κωδικοποίηση δύο επιπέδων για μετάδοση σε οπτικές ίνες σύμφωνα με την οποία τα «ένα» αντιπροσωπεύονται από ένα υψηλό λογικό επίπεδο το οποίο επιστρέφει στο μηδέν για διαδοχικά «ένα». Έτσι το οπτικό σήμα έχει ένα παλμό αν το ψηφίο είναι «μηδέν» και κανένα παλμό αν το ψηφίο είναι «ένα». Για το λόγο αυτό, η κωδικοποίηση RZ απαιτεί ένα κανάλι το οποίο να μπορεί να σηματοδοτήσει δύο σύμβολα (υψηλό και χαμηλό επίπεδο) ανά bit [37].



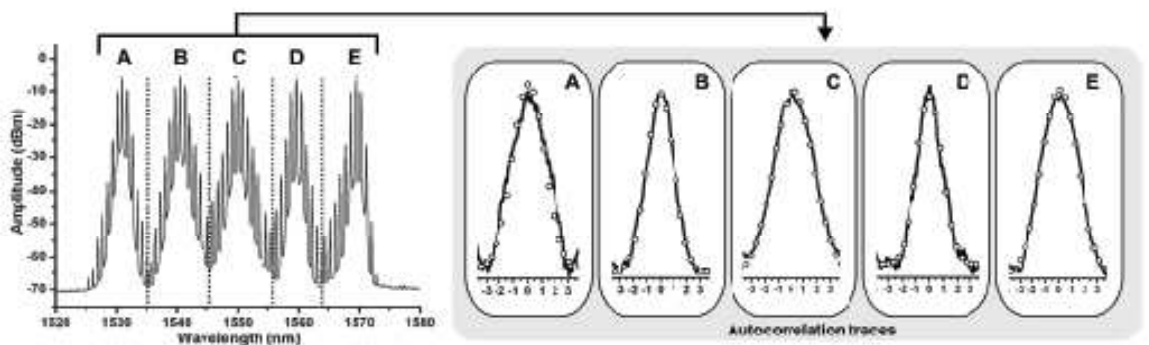
Σχήμα 4.3 : Τυπική κωδικοποίηση NRZ και RZ διαμόρφωσης για την ακολουθία δεδομένων 101101.

Η παραγωγή RZ οπτικών δεδομένων απαιτεί μία οπτική παλμική πηγή υψηλού ρυθμού επανάληψης η οποία σύγχρονα να διαμορφώνεται από ένα ηλεκτρικό ρεύμα δεδομένων [38,40] . Σε ένα WDM σύστημα, λοιπόν, που θα χρησιμοποιούσε RZ διαμόρφωση θα έπρεπε στους RZ πομπούς του συστήματος να υπήρχε μία παλμική πηγή σταθερής φάσης ή ένας διαμορφωτής σμιλεύματος παλμών ανά κανάλι. Η ύπαρξη ενός μεγάλου αριθμού παλμικών πηγών, όμως, η καθεμία από τις οποίες απαιτεί ξεχωριστό έλεγχο, αυξάνει το συνολικό κόστος. Μία πιθανή λύση των παραπάνω δυσκολιών, όπως και στη περίπτωση των συστημάτων που περιγράφηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, αποτελεί η χρήση πολυκυματικών πηγών παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος. Στην συνέχεια παρατίθενται κάποια παραδείγματα WDM πηγών υπερσυνεχούς φάσματος για την παραγωγή πολλαπλών παλμικών καναλιών.

- Αναφέρεται στην βιβλιογραφία ο σχεδιασμός πηγής DWDM η οποία παράγει παλμικά κανάλια με ρυθμό επανάληψης 100 GHz στην C ζώνη συχνοτήτων [39]. Αρχικά, παράγεται ένα υπερσυνεχές φάσμα με την εισαγωγή σε ένα φωτονικών κρυστάλλων παλμών με ρυθμό επανάληψης 12.5 GHz από την έξοδο ενός laser κλειδώματος ρυθμού ταλάντωσης (mode-locked laser) . Με την εφαρμογή ενός φίλτρου Fabry Perot των 100 GHz στο παραγόμενο χτένι οπτικών συχνοτήτων η απόσταση μεταξύ των αρμονικών γίνεται 100 GHz. Για την παραγωγή των παλμικών καναλιών των 100 GHz το φάσμα εισάγεται σε ένα ζωνοπερατό φίλτρο για την επιλογή ομάδων φασματικών γραμμών. Οι ομάδες αυτές των φασματικών γραμμών γύρω από διαφορετικά μήκη κύματος παράγουν τα παλμικά κανάλια. Στο σχήμα (4.4) φαίνεται το οπτικό φάσμα από τα υπερτιθέμενα παλμικά κανάλια και τα αντίστοιχα ίχνη αυτοσυσχέτισης των παλμοσειρών των 100 GHz των καναλιών.
- Επίσης, αναφέρεται η υλοποίηση πηγής υπερσυνεχούς φάσματος από την οποία παράχθηκαν 36 παλμικά κανάλια των 10 GHz για WDM σε εύρος μηκών κύματος από 1536 έως 1565 nm τα οποία παρουσίαζαν πολύ καλή συμπεριφορά ως προς το θόρυβο. Η παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος έγινε χρησιμοποιώντας μία παλμοσειρά από ένα ενεργό laser κλειδώματος ρυθμού ταλάντωσης με παλμούς με ρυθμό επανάληψης 10 GHz και μία ένα

φωτονικών κρυστάλλων ομαλής διασποράς γύρω από τα 1550 nm. Ο τεμαχισμός του υπερσυνεχούς φάσματος έγινε από ένα arrayed waveguide grating AWG για την παραγωγή καναλιών σε απόσταση 100 GHz και με εύρος ημίσειας ισχύος 0.63 nm [41]. Το AWG είναι μία συσκευή, η οποία βασίζει την λειτουργία της σε μία συστοιχία κυματοδηγών και μπορεί να συνδυάζει ή να διαχωρίζει οπτικά σήματα ανάλογα με το μήκος κύματος τους. Χρησιμοποιείται συχνά για τον διαχωρισμό των φασματικών γραμμών ενός υπερσυνεχούς φάσματος.

- Τέλος, αναφέρεται η παραγωγή μίας παλμικής πηγής WDM στην ζώνη μηκών κύματος γύρω στα 1000 nm. Η ζώνη των 1000 nm αποτελεί μία νέα αναπτυσσόμενη ζώνη οπτικών τηλεπικοινωνιών η οποία είναι υποσχόμενη καθώς είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν ενισχυτές ίνας προσμίξεων Υττεβίου YDFA (Ytterbium Doped Amplifier) οι οποίοι είναι αποτελεσματικοί σε αυτά τα μήκη κύματος για την εξασφάλιση επαρκούς κέρδους ενίσχυσης και αντιστάθμιση των απωλειών στην ίνα μετάδοσης. Για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος στα 1000 nm χρησιμοποιήθηκε ένα laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης δακτυλίου ίνας Yb που παράγαγε παλμούς με ρυθμό επανάληψης 10 GHz στα 1000 nm. Οι παλμοί εισήχθησαν σε δύο τμήματα ιών φωτονικών κρυστάλλων ανάμεσα στα οποία είχε εισαχθεί ένα οπτικό ζωνοπερατό φίλτρο και με τον τρόπο αυτό παράχθηκε ένα πολύ πλατύ υπερσυνεχές φάσμα εύρους 4.22 THz. Τα οπτικά κανάλια προέκυψαν με φασματικό τεμαχισμό του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος [42].



Σχήμα 4.4 : Υπερτιθέμενο οπτικό φάσμα και τα αντίστοιχα ίχνη αυτοσυσχέτισης παλμοσειρών των 100 GHz.

4.3 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΙΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

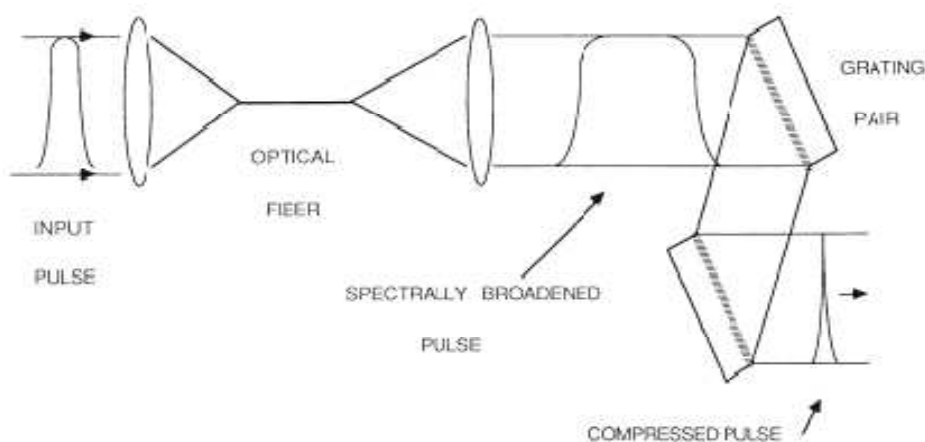
Στην παράγραφο αυτή γίνεται μία περιγραφή κάποιων από τις κύριες εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στις οπτικές τηλεπικοινωνίες.

4.3.1 ΣΥΜΠΙΕΣΗ ΠΑΛΜΩΝ

Η μη γραμμική χρονική συμπίεση αποτελεί μία τεχνική για την παραγωγή πολύ στενών παλμών δηλαδή παλμών της τάξεως μερικών picosecond ή femtosecond. Στην τεχνική αυτή, αρχικά, το φασματικό εύρος ενός παλμού ο οποίος ήδη έχει συνήθως μικρό χρονικό μήκος, διευρύνεται με μη γραμμικό τρόπο, για παράδειγμα μέσω της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος [31]. Στις περισσότερες περιπτώσεις η φασματική διεύρυνση αυτή οδηγεί στην παραγωγή παλμών με chirp και με εύρος ακόμα μεγαλύτερο από το αρχικό χρονικό τους εύρος σε πρώτη φάση. Όταν οι παλμοί έχουν chirp, η χρονική τους διάρκεια μπορεί να μειωθεί αφαιρώντας (ή τουλάχιστον μειώνοντας) το chirp αυτό δηλαδή καθιστώντας την φασματική φάση τους σταθερή ή σε γραμμική εξάρτηση από την συχνότητα. Όταν ένας παλμός δεν έχει chirp λέγεται transform-limited και ισχύει η σχέση $\Delta\omega \times T_0 = 1$ όπου $\Delta\omega$ είναι το φασματικό εύρος του παλμού και T_0 είναι χρονική διάρκεια του παλμού. Από την αρχή της αβεβαιότητας ισχύει $\Delta\omega \times T_0 \geq 1$ οπότε στην περίπτωση των transform-limited το φασματικό και χρονικό εύρος του παλμού γίνονται ελάχιστα. Η διαδικασία αφαίρεσης του chirp μπορεί να επιτευχθεί στέλνοντας τους παλμούς να περάσουν μέσα από ένα οπτικό στοιχείο που θα παρουσιάζει το κατάλληλο ποσό χρωματικής διασποράς, ένα τέτοιο στοιχείο μπορεί να είναι μια οπτική ίνα, ένα ζεύγος πρισμάτων ,κ.α. Ύστερα από το πέρασμα από το οπτικό στοιχείο, και σύμφωνα με την θεωρία που περιγράφηκε παραπάνω, το ελάχιστο δυνατό χρονικό εύρος του παλμού θα επιτευχθεί όπως θα καθοριστεί από το φασματικό εύρος του παλμού. Το φασματικό εύρος δεν τροποποιείται από την γραμμική διαδικασία συμπίεσης της διασποράς. Στην ιδανική περίπτωση, αποκτούμε transform-limited παλμούς [7,1]. Μια πειραματική διάταξη συμπίεσης παλμών φαίνεται στο σχήμα (4.1). Πρόσφατα, παρουσιάστηκε η δυνατότητα εφαρμογής της παραπάνω μεθόδου για υψηλά επίπεδα ισχύος με την χρήση μίας ίνας μικροδομής και ενός ζεύγους πρισμάτων για την

ελαχιστοποίηση του chirp. Με αυτή την εφαρμογή παράχθηκε μία παλμοσειρά από παλμούς 33 fs σε ισχύ κορυφής 12 mW [30].

Στην περίπτωση παραγωγής πολύ στενών παλμών με την διαδικασία συμπίεσης που χρησιμοποιεί υπερσυνεχές φάσμα που έχει παραχθεί από ένα μικροδομής η ποιότητα των παραγόμενων συμπιεσμένων παλμών σχετίζεται στενά με την φασματική συμφωνία που παρουσιάζει το εν λόγω υπερσυνεχές φάσμα. Επίσης, πηγές πολύ στενών παλμών υψηλής ισχύος που έχουν αποκτηθεί με εφαρμογή της παραπάνω τεχνικής μπορούν να αποτελέσουν την είσοδο για να παράγουμε πλατύ φάσμα υπερσυνεχούς ακτινοβολίας από οπτική ίνα [35,30]. Για παράδειγμα, παλμοσειρές picosecond παλμών μπορούν να λειτουργήσουν ως πηγές για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές υπερσυνεχούς φάσματος που έχουν απαιτήσεις αφενός για υψηλή ενέργεια ώστε να είναι δυνατή η αξιοποίηση των μη γραμμικών φαινομένων και αφετέρου και υψηλούς ρυθμούς επανάληψης πάνω από 10 GHz. Ακόμα, παλμοσειρές τόσο στενών παλμών χρησιμοποιούνται σε τηλεπικοινωνιακά TDM συστήματα ιδιαίτερα υψηλών ρυθμών μετάδοσης δεδομένων.



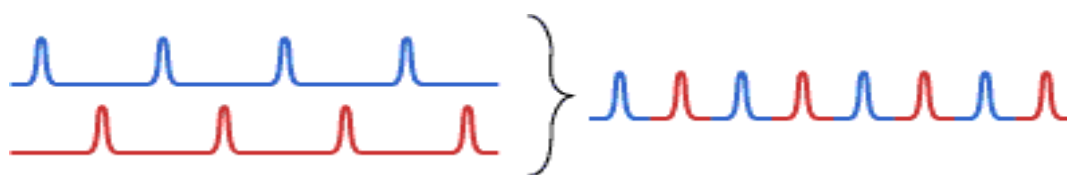
Σχήμα 4.1 : Πειραματική διάταξη συμπίεσης παλμών που χρησιμοποιεί μια οπτική ίνα και ένα ζεύγος πρισμάτων με τραχιά επιφάνεια (grating pair).

4.3.2 ΜΕΤΑΤΡΟΠΗ ΑΠΟ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ ΟΤΔΜ ΣΕ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ WDM

Η μετατροπή του σχήματος πολυπλεξίας από το σχήμα πολυπλεξίας διαίρεσης χρόνου OTDM (Optical Time Division Multiplexing) στο σχήμα πολυπλεξίας μήκους κύματος WDM (Wavelength Division Multiplexing) και αντίστροφα έχει επιτευχθεί με την χρήση του υπερσυνεχούς φάσματος και θα αναλυθεί στην παρούσα

παράγραφο. Αρχικά, θα περιγραφεί συνοπτικά το σχήμα πολυπλεξίας οπτικών σημάτων OTDM (το σχήμα WDM έχει περιγραφεί σε προηγούμενη παράγραφο).

Η πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου OTDM είναι μία τεχνική όπου μερικά οπτικά σήματα συνδυάζονται, μεταδίδονται μαζί, και διαχωρίζονται πάλι ανάλογα με τον χρόνο άφιξης του κάθε σήματος. Σε ένα τηλεπικοινωνιακό σύστημα οπτικών ινών παρεμβαλλόμενες παλμοσειρές μπορεί να μεταφέρουν διαφορετικά δεδομένα στην ίδια οπτική ίνα. Η χρήση πολλαπλών καναλιών αυξάνει την χωρητικότητα μετάδοσης των δεδομένων χωρίς να αυξάνει ταυτόχρονα τους ρυθμούς μετάδοσης του κάθε καναλιού ξεχωριστά. Ωστόσο η χρονική θυρίδα ανά bit πρέπει να είναι μικρή. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας παλμοσειρές πολύ στενών παλμών (picosecond ή femtosecond) στην είσοδο του διαμορφωτή. Στο σχήμα (4.2) φαίνεται σχηματικά η πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου.

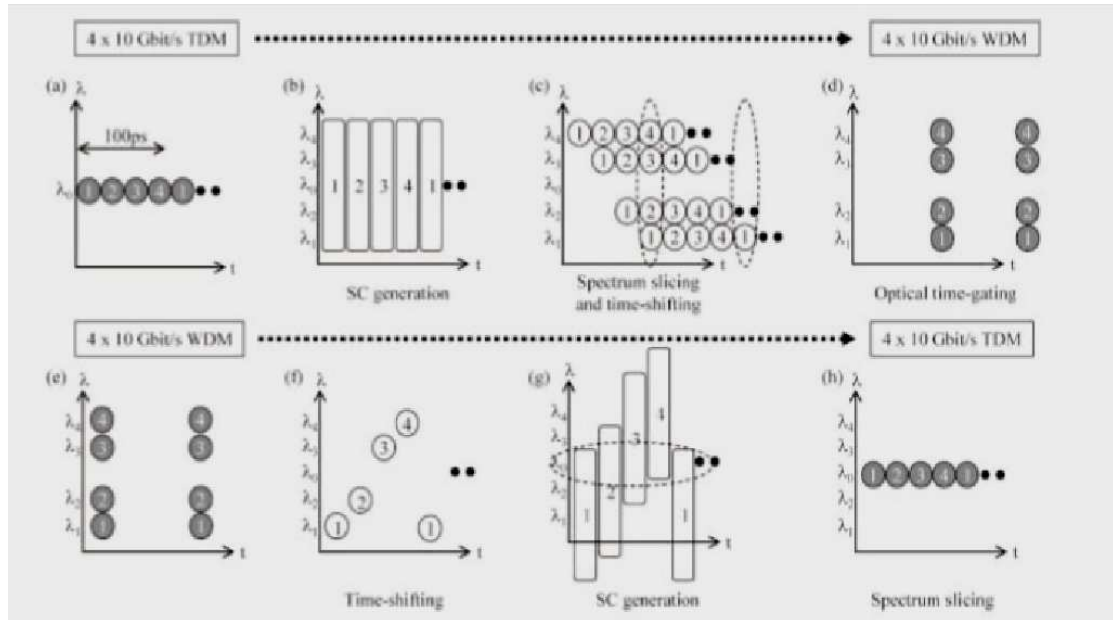


Σχήμα 4.2 : Σχηματική παρουσίαση της πολυπλεξίας διαίρεσης χρόνου. Δύο παρεμβαλλόμενες ακολουθίες παλμών συνδυάζονται σε μία μοναδική παλμοσειρά. Σε ένα τηλεπικοινωνιακό σύστημα κάθε παλμός μπορεί να αντιπροσωπεύει το bit '1' (με την παρουσία του) ή το bit '0' (αν έχει καταπιεστεί).

Τα συστήματα μετάδοσης δεδομένων έχουν απαιτήσεις, στην περίπτωση πολυπλεξίας διαίρεσης χρόνου, που περιλαμβάνουν μικρές χρονικές διάρκειες των παλμών και χαμηλό τρόμο χρονισμού (timing jitter). Επίσης, ο λόγος σβέσης (που αποτελεί το λόγο που καθορίζει τα επίπεδα της οπτικής ισχύος ενός ψηφιακού σήματος) πρέπει να είναι υψηλός καθώς κάθε κανάλι πρέπει να έχει χαμηλό επίπεδο ισχύος ανάμεσα στις χρονοθυρίδες ώστε να αποφεύγονται φαινόμενα παρεμβολής μεταξύ των καναλιών.

Η αρχή λειτουργίας της μετατροπής από την πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου TDM στην πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος και αντίστροφα φαίνεται στο σχήμα (4.3). Η λειτουργία της μετατροπής βασίζεται σε πάρα πολύ ταχείς φωτονικές διεργασίες τόσο στο πεδίο της συχνότητας όσο και στο πεδίο του χρόνου. Στο πεδίο του χρόνου λαμβάνουν χώρα οι διαδικασίες της χρονικής μετατόπισης και της

πυλόδρασης χρόνου ενώ στο πεδίο της συχνότητας έχουμε την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος η οποία ακολουθείται από την διαδικασία του φασματικού τεμαχισμού (spectral slicing) του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος.



Σχήμα 4.3 : Αρχή λειτουργίας της μετατροπής από TDM σε WDM και από WDM σε TDM .

Μία περιγραφή της λειτουργίας αυτής θα γίνει χρησιμοποιώντας ως παράδειγμα τα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν παρουσιαστεί για την μετατροπή από πολυπλεξία OTDM ρυθμού μετάδοσης 40 Gbps σε πολυπλεξία WDM ρυθμού μετάδοσης 4×10 Gbps και αντίστροφα από 4×10 Gbps WDM σε 40 Gbps OTDM [6] . Ένα OTDM σήμα σε μήκος κύματος λ_0 ρυθμού 40 Gbps στην χρονοθυρίδα T_i (για $i = 1,2,3,4$) παράγει ένα υπερσυνεχές φάσμα υπό συνθήκες ομαλής διασποράς και έτσι παράγεται ένα TDM σήμα πολλαπλών μηκών κύματος στην ίδια χρονοθυρίδα όπως φαίνεται στο σχήμα (4.3.b). Το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα τεμαχίζεται φασματικά σε κανάλια WDM σε μήκη κύματος λ_i ($i = 1,2,3,4$) όπως φαίνεται στο σχήμα (4.3.c). Κάθε WDM σήμα μετατοπίζεται χρονικά έτσι ώστε η χρονική θέση των χρονοθυρίδων T_i σε μήκη κύματος λ_i να ευθυγραμμίζεται στο ίδιο χρονικό σημείο όπως φαίνεται στο σχήμα (4.3.d). Τελικά, στις χρονοθυρίδες αυτές εφαρμόζεται μία οπτική χρονική πύλη με ρυθμό επανάληψης 10 GHz. Οι οπτικές χρονικές πύλες αφορούν μια σειρά από περιοδικά χρονικά παράθυρα μέσα στα οποία

ένα οπτικό σήμα δεν υφίσταται απώλειες ενώ στο εξωτερικό των χρονικών παραθύρων εμφανίζεται υψηλή σβέση της ισχύος. Έχουν ως χαρακτηριστικά τους το εύρος του χρονικού παραθύρου, τον ρυθμό επανάληψης των χρονικών παραθύρων και τον ρυθμό σβέσης τους. Έτσι τα δεδομένα της χρονοθυρίδας T_i του σήματος OTDM με ρυθμό μετάδοσης 40 Gbps γίνονται δεδομένα που μεταφέρονται στο μήκος κύματος λ_i με την σειρά σε ένα οπτικό σήμα WDM 4×10 Gbps. Για την μετατροπή από WDM σε OTDM τα τέσσερα WDM σήματα μετατοπίζονται χρονικά έτσι ώστε κάθε WDM σήμα σε μήκος κύματος λ_i να βρίσκεται σε κάποιο χρονικό σημείο της χρονοθυρίδας T_i όπως φαίνεται στο σχήμα (4.3.f). Τα πολυπλεγμένα WDM σήματα παράγουν άλλο ένα υπερσυνεχές φάσμα όπως φαίνεται στο σχήμα (4.3.g). Χρησιμοποιώντας και πάλι την διαδικασία του φασματικού τεμαχισμού στο υπερσυνεχές φάσμα με κέντρο το αρχικό μήκος κύματος λ_0 τα οπτικά σήματα WDM στα 4×10 Gbps μετατρέπονται και πάλι σε ένα OTDM σήμα ρυθμού 40 Gbps στο μήκος κύματος .

Συμπερασματικά, για την μετατροπή από TDM σε WDM το σήμα διευρύνεται μη γραμμικά με την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Οι ιδιότητες του υπερσυνεχούς φάσματος που παράγεται υπό ομαλή διασπορά, στις οποίες περιλαμβάνονται η υψηλή συμφωνία καθώς και ότι το φάσμα είναι επίπεδο, επιτρέπουν την παραγωγή μίας σειράς ανεξάρτητων καναλιών μέσα από την διαδικασία του τεμαχισμού του φάσματος. Τα κανάλια αυτά όλα περιέχουν την ίδια ακολουθία παλμών με το αρχικό σήμα. Με κατάλληλη μετατόπιση τους και την εφαρμογή οπτικών χρονικών πυλών με κατάλληλο ρυθμό η πληροφορία μπορεί να διαχωριστεί στα κανάλια WDM που σχηματίστηκαν. Για την αντίστροφη μετατροπή, τα κανάλια WDM μετατοπίζονται χρονικά ώστε τα bit της πληροφορίας που μεταφέρουν να μουν σε σειρά και στη συνέχεια με την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος υπερτίθενται. Με την διαδικασία τεμαχισμού του υπερσυνεχούς φάσματος επιλέγεται στη συνέχεια ένα μόνο κανάλι στην αρχική κεντρική συχνότητα που περιέχει πια όλη την αρχική ακολουθία των bit πληροφορίας.

Η διαδικασία μετατροπής που περιγράφηκε παραπάνω έχει ωστόσο κάποια μειονεκτήματα. Αν και παρουσιάζει καλή συμπεριφορά ως προς τον θόρυβο και ως προς την ποιότητα των εισαγόμενων παλμών, η απόκριση της εξαρτάται από την πόλωση (λόγω της χρήσης οπτικών πυλών) και η εφαρμογή της περιορίζεται μόνο στις περιπτώσεις RZ (Return to Zero) διαμόρφωσης. Παρά τα μειονεκτήματα, όμως ,

παραμένει ένα καλό παράδειγμα των προοπτικών που διανοίγονται με την παραγωγή φασματικής διεύρυνσης στον τομέα της ευελιξίας στην επεξεργασία οπτικών σημάτων.

4.3.3 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

Η εξασθένηση του σήματος και η διαπλάτυνση ενός παλμού είναι δύο χαρακτηριστικά τα οποία καθορίζουν το κατά πόσο μία οπτική ίνα είναι κατάλληλη για χρήση στις τηλεπικοινωνίες. Η εξασθένηση του σήματος καθορίζει την απόσταση μεταξύ των επαναληπτών, δηλαδή των ενεργών στοιχείων που θα τοποθετηθούν για να αντισταθμίσουν τις απώλειες στην ίνα. Η διαπλάτυνση που θα υποστεί ο παλμός καθορίζει τον μέγιστο ρυθμό μεταφοράς δεδομένων σε ένα κανάλι (χωρητικότητα του καναλιού) καθώς για ένα πολύ υψηλό ρυθμό μεταφοράς, που αντιστοιχεί σε ένα τεράστιο εύρος ζώνης για το κανάλι, το φαινόμενο της διασποράς της ίνας που προκαλεί την διαπλάτυνση έχει ιδιαίτερα επιβλαβή επίδραση.

Σε μια οπτική ίνα οι πηγές εξασθένησης περιλαμβάνουν την σκέδαση Mie η οποία είναι ανεξάρτητη του μήκους κύματος, την σκέδαση Rayleigh η οποία εξαρτάται από το μήκος κύματος και την μοριακή απορρόφηση. Οι απώλειες της ίνας δίνονται από τον τύπο [31] :

$$a = \frac{A}{\lambda^4} + B + C(\lambda) \quad (4.1)$$

όπου ο όρος $\frac{A}{\lambda^4}$ αντιπροσωπεύει την σκέδαση Rayleigh, ο όρος $C(\lambda)$ περιλαμβάνει τις απώλειες που οφείλονται στην απορρόφηση λόγω μη καθαρότητας της ίνας αλλά και γενικά σε εξαρτώμενα από το μήκος κύματος λ φαινόμενα και ο όρος B περιλαμβάνει την σκέδαση Mie και απώλειες λόγω καμπύλωσης της ίνας ή άλλων κατασκευαστικών ατελειών. Ο έλεγχος της ποιότητας και ο καθορισμός των προδιαγραφών της ίνας γίνεται με την μέτρηση της εξασθένησης της ίνας σε συνάρτηση με το μήκος κύματος. Οι παρούσες τεχνικές για την μέτρηση της εξασθένησης χρησιμοποιούν Raman laser οπτικής ίνας (laser που βασίζουν την λειτουργία τους στο φαινόμενο Raman) που παράγουν παλμούς χρονικής διάρκειας περίπου 100 ps σε μήκη κύματος κοντά στην υπέρυθη IR περιοχή για να πραγματοποιήσουν μετρήσεις της εξασθένησης σε διακριτά σημεία στην περιοχή μηκών κύματος από 1.1 έως 1.6 μm .

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος στην υπέρυθη περιοχή (IR) δίνει την δυνατότητα της μέτρησης του προφίλ της εξασθένησης για όλα τα σημεία στην ζώνη των μηκών κύματος από 0.7 έως 2.2 μm χρησιμοποιώντας παλμούς διάρκειας 100 fs. Τα δεδομένα αυτά παρέχουν τις απαιτούμενες παραμέτρους για την περαιτέρω σχεδίαση συστημάτων πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος WDM.

Όσον αφορά την διαπλάτυνση των παλμών στην ίνα όπως προαναφέρθηκε αυτή οφείλεται στην διασπορά του υλικού της ίνας. Το υπερσυνεχές φάσμα αποτελεί ένα πειραματικό εργαλείο για την μέτρηση της διαπλάτυνσης του παλμού για διάφορα μήκη κύματος. Από την σύγκριση των αποτελεσμάτων αυτών προκύπτουν συμπεράσματα για εφαρμογές πολυπλεξίας μήκους κύματος. Γενικότερα, το χαρακτηριστικό του υπερσυνεχούς φάσματος να έχει ένα πολύ πλατύ φασματικό εύρος το καθιστά κατάλληλο για οπτικές μελέτες διαφόρων οπτικών συσκευών και πέρα από τις οπτικές ίνες.

5. ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΒΙΟΙΑΤΡΙΚΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ

5.1 ΓΕΝΙΚΑ

Οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος παράγουν παλμούς φωτός υψηλής ισχύος και ταχύτητας που αντιστοιχούν σε ένα ευρύ φάσμα μηκών κύματος. Αρχικά, διαμορφώθηκαν από ερευνητές που αναζητούσαν να κατασκευάσουν συσκευές που να επιδεικνύουν υψηλή ισχύ και υψηλή ταχύτητα και γρήγορα βρήκαν εφαρμογές και έξω από τα ερευνητικά εργαστήρια. Ένα από τα πεδία στα οποία η εφαρμογή τους φαίνεται υποσχόμενη είναι αυτό της Βιοιατρικής τεχνολογίας. Ο όρος Βιοιατρική Τεχνολογία αναφέρεται στον συνδυασμό των γνώσεων και της έρευνας στους τομείς της Ιατρικής και των βασικών Βιοφυσικών επιστημών όπως η βιοχημεία, η χημεία, η βιολογία, η γενετική, και η φυσική για την ανάπτυξη εφαρμογών και την επίλυση προβλημάτων με σκοπό την βελτίωση της ιατρικής διάγνωσης και θεραπείας. Σύγχρονες έρευνες έχουν αναδείξει τις δυνατότητες της χρήσης πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε διάφορα πεδία εφαρμογών της Βιοιατρικής τεχνολογίας όπως η κυτταρομετρία ροής, η ομοεστιακή μικροσκοπία και η τομογραφία οπτικής συμφωνίας. Ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά που κάνουν το υπερσυνεχές φάσμα ελκυστικό για εφαρμογές Βιοιατρικής είναι ότι μία πηγή καλύπτει φασματικά όλο το εύρος της ορατής περιοχής. Ενώ, για παράδειγμα, στην κυτταρομετρία και στην μικροσκοπία φθορισμού χρησιμοποιούνται διαφορετικές πηγές διέγερσης για να διεγερθούν διαφορετικά μόρια με αποτέλεσμα να απαιτούνται τρεις ή πέντε πηγές για την κάλυψη ολόκληρου του απαιτούμενου εύρους για την διέγερση των μορίων. Ταυτόχρονα, οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος καλύπτουν κάποιες φασματικές περιοχές για τις οποίες δεν έχουν διαμορφωθεί διακριτές πηγές laser όπως η «πορτοκαλί» περιοχή που είναι η περιοχή γύρω από το μήκος κύματος των 590 nm. Μία άλλη πολύ χρήσιμη ιδιότητα των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος είναι ότι παράγουν πολύ στενούς παλμούς με μεγάλη ταχύτητα καθώς πολλές εφαρμογές

στηρίζονται σε αυτό. Παράλληλα με τις υπάρχουσες εφαρμογές, νέες εφαρμογές αναπτύσσονται με την παραγωγή πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε μήκη κύματος μικρότερα από τα 400 nm, ενώ αναμένεται να αναπτυχθούν περισσότερες εφαρμογές οι οποίες να χρησιμοποιούν το υπέρυθρο τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Στις παραγράφους 5.2 έως 5.4 περιγράφονται οι εφαρμογές της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην την μικροσκοπία, την τομογραφία οπτικής συμφωνίας και την κυτταρομετρία ροής, αντίστοιχα.

5.2 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΑ

Στην παρούσα παράγραφο εξετάζονται τύποι μικροσκοπίας στους οποίους βρίσκεται εφαρμογή η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος.

5.2.1 ΟΜΟΕΣΤΙΑΚΗ ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΑ

Η ομοεστιακή μικροσκοπία αποτελεί μία τεχνική οπτικής απεικόνισης που χρησιμοποιείται για να αυξάνει την αντίθεση (contrast) στις μικρογραφίες δηλαδή στις εικόνες που αποκτώνται από ένα μικροσκόπιο και να ανακατασκευάζει τρισδιάστατες εικόνες χρησιμοποιώντας μία πολύ μικρή οπή για να ελαχιστοποιήσει το εκτός εστίασης φως στο υπό εξέταση δείγμα όταν αυτό είναι πιο παχύ από το εστιακό πεδίο. Τυπικές εφαρμογές της ομοεστιακής μικροσκοπίας αφορούν την επιστήμη της Βιολογίας.

5.2.1.1 Ομοεστιακή μικροσκοπία laser σάρωσης CLSM

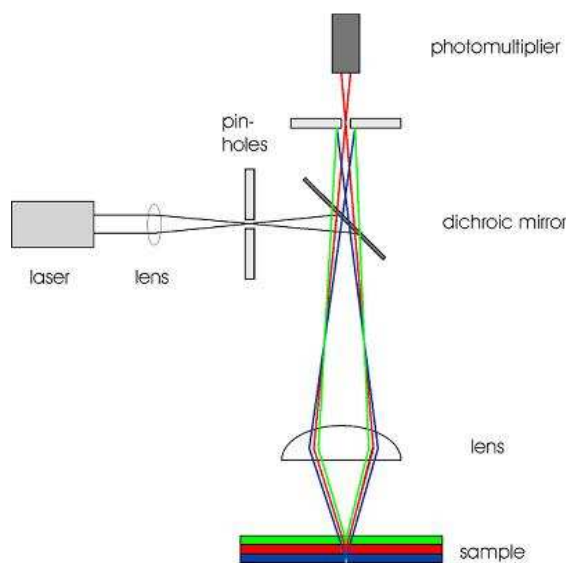
Η ομοεστιακή μικροσκοπία laser σάρωσης CLSM (Confocal Laser Scanning Microscopy) είναι μία τεχνική για την απόκτηση οπτικών εικόνων υψηλής ανάλυσης με επιλεκτικότητα ως προς το βάθος. Το βασικό στοιχείο της ομοεστιακής μικροσκοπίας είναι η ικανότητα απόκτησης εικόνων από επιλεγμένα βάθη, μία διαδικασία η οποία είναι γνωστή ως τομογραφία. Οι εικόνες αποκτώνται από σημείο σε σημείο και στην συνέχεια ανασκευάζονται από έναν υπολογιστή που διαθέτει λογισμικό το οποίο επιτρέπει την τρισδιάστατη ανακατασκευή πολύπλοκων τοπολογικά αντικειμένων.

Στην συγκεκριμένη ανάλυση εξετάζουμε την CLSM μικροσκοπία φθορισμού. Στην μικροσκοπία φθορισμού τρισδιάστατα αντικείμενα ανιχνεύονται μέσω φθορισμοφόρων που τοποθετούνται σε αυτά. Συγκεκριμένα, στο στοιχείο για το οποίο θέλουμε να αποκτήσουμε πληροφορία σε ένα δείγμα εγχέεται κάποιο φθορίζον μόριο που λέγεται φθορισμοφόρο. Το φθορίζον μόριο έχει την ιδιότητα του φθορισμού, δηλαδή όταν απορροφά ένα φωτόνιο σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος διεγείρεται σε μία ενεργειακή κατάσταση και κατά την επαναφορά στην αρχική του κατάσταση εκπέμπει ένα φωτόνιο σε συγκεκριμένο μικρότερο μήκος κύματος (φθορισμός). Στην μικροσκοπία φθορισμού, λοιπόν, στο δείγμα προσπίπτει φως σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος το οποίο προκαλεί τον φθορισμό του φθορισμοφόρου σε ένα άλλο μεγαλύτερο μήκος κύματος. Το προσπίπτον φως διαχωρίζεται από το πολύ πιο ασθενές φως που προέρχεται από τον φθορισμό με ένα φίλτρο εκπομπής. Τα φίλτρα εκπομπής και το μήκος κύματος πρόσπτωσης επιλέγονται έτσι ώστε να αντιστοιχούν στα χαρακτηριστικά φασματικής διέγερσης και εκπομπής του φθορισμοφόρου που χρησιμοποιείται για να χαρακτηρίσει το συγκεκριμένο δείγμα. Η συγκέντρωση των φθορισμοφόρων στο βιολογικό δείγμα που εξετάζεται πρέπει να είναι ωστόσο αρκετά χαμηλή ώστε να μην επηρεάζονται από την παρουσία τους τα βιολογικά συστήματα.

Η βασική λειτουργία ενός ομοεστιακού μικροσκοπίου laser σάρωσης έχει ως εξής : Η δέσμη ενός laser περνά από μία οπή και στη συνέχεια εστιάζεται από έναν αντικειμενικό φακό σε έναν μικρό όγκο εστίασης στην επιφάνεια ή στο εσωτερικό κάποιου δείγματος. Η οπή αυτή καθορίζει πόσο ευθυγραμμισμένη θα είναι η δέσμη όταν φτάσει στο φακό. Οι δέσμες πρέπει να φτάνουν ευθυγραμμισμένες στον φακό ώστε να μην προκύπτει μία θολή απεικόνιση. Στις βιολογικές εφαρμογές, όπως προαναφέρθηκε, το δείγμα αυτό είναι φθορίζον. Στη συνέχεια, το σκεδαζόμενο, το ανακλώμενο και το φως φθορισμού που προέρχεται από το σημείο που φωτίστηκε συλλέγεται ξανά από τον αντικειμενικό φακό. Ένας διαχωριστής δέσμης (beam splitter) διαχωρίζει ένα τμήμα του φωτός αυτού και το στέλνει στη συσκευή ανίχνευσης, που στην περίπτωση της ομοεστιακής μικροσκοπίας φθορισμού περιέχει ένα φίλτρο εκπομπής από το οποίο τα μήκη κύματος φθορισμού θα περάσουν επιλεκτικά. Στη συνέχεια, μετά από το πέρασμα από μία πολύ μικρή οπή η ένταση του φωτός ανιχνεύεται από μία συσκευή φωτοανίχνευσης, συνήθως από ένα φωτοπολλαπλασιαστή σωλήνα PMT (οι σωλήνες PMT είναι ιδιαίτερα ευαίσθητοι ανιχνευτές φωτός στην ορατή, υπέρυθη και υπεριώδη περιοχή), όπου μετατρέπεται

από οπτικό σε ηλεκτρικό σήμα και τελικά καταγράφεται από έναν υπολογιστή. Η οπή (pinhole) πριν την συσκευή ανίχνευσης εμποδίζει το φως που δεν προέρχεται από το σημείο εστίασης να περάσει για ανίχνευση. Το φως εκτός εστίασης καταπιέζεται αφού το μεγαλύτερο μέρος του φωτός που επιστρέφει από το δείγμα παρεμποδίζεται από την οπή αυτή. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την απόκτηση εικόνων από επίπεδα σε διάφορα βάθη του δείγματος.

Το φως που ανιχνεύεται από ένα μοναδικό φωτισμένο στοιχείο όγκου μέσα στο δείγμα αποτελεί ένα εικονοκύτταρο (pixel) στη εικόνα που προκύπτει. Καθώς η πηγή laser σαρώνει το πεδίο το πεδίο που εξετάζουμε σχηματίζεται μία ολόκληρη εικόνα εικονοκύτταρο ανά εικονοκύτταρο και γραμμή ανά γραμμή, ενώ η φωτεινότητα κάθε εικονοκύτταρου της εικόνας εξαρτάται από την σχετική ένταση του ανιχνευόμενου φωτός. Η δέσμη του laser σαρώνει κατά μήκος του δείγματος στο οριζόντιο επίπεδο με την βοήθεια κατόπτρων που ταλαντώνονται. Όσο πιο αργή είναι αυτή η σάρωση τόσο καλύτερος σηματοθορυβικός λόγος επιτυγχάνεται που οδηγεί σε καλύτερη αντίθεση και υψηλότερη ανάλυση της εικόνας. Συλλογή πληροφορίας από διαφορετικά πεδία εστίασης μπορεί να επιτευχθεί υψώνοντας ή χαμηλώνοντας την βάση του μικροσκοπίου όπου είναι τοποθετημένο το δείγμα. Ο υπολογιστής μπορεί να παράγει τις τρισδιάστατες εικόνες συναρμολογώντας μία στοίβα αυτών των δισδιάστατων εικόνων από διαδοχικά επίπεδα εστίασης. Στο σχήμα (5.1) φαίνεται η αρχή λειτουργίας ενός ομοεστιακού μικροσκοπίου [43,52].



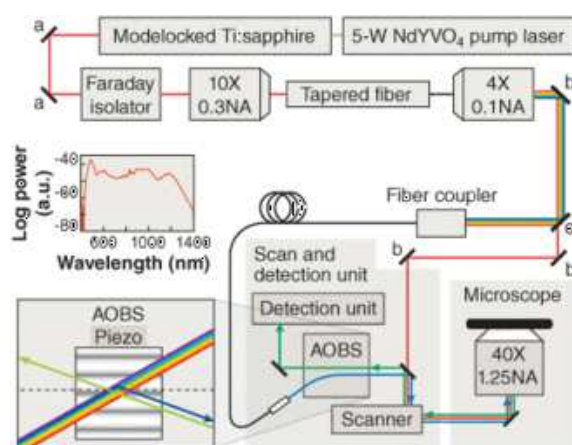
Σχήμα 5.2 : Αρχή λειτουργίας ομοεστιακού μικροσκοπίου.

5.2.1.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην μικροσκοπία CLSM

Στην ομοεστιακή μικροσκοπία laser σάρωσης, όπως περιγράφηκε και στην παραπάνω ανάλυση τα βιολογικά αντικείμενα τυπικά «βάφονται» με μόρια φθορίζουσών χρωστικών ουσιών. Περισσότερες από μία φθορίζουσες χρωστικές μπορούν να χρησιμοποιούνται έτσι ώστε μεταβάλλοντας το μήκος κύματος διέγερσης να διακρίνονται τα διαφορετικά τμήματα του δείγματος. Ταυτόχρονα, είναι συνήθης η χρήση διοδικών laser ως laser σάρωσης. Ωστόσο, τα διοδικά laser εκπέμπουν μόνο σε συγκεκριμένα μήκη κύματος με αποτέλεσμα να περιορίζουν τις επιλογές σε φθορίζουσες χρωστικές για τα βιολογικά δείγματα οι οποίες να εμφανίζουν επαρκή απορρόφηση στα μήκη κύματος των διοδικών laser και να μην υπάρχουν διαθέσιμα laser για χρωστικές που εμφανίζουν επιλεκτικότητα σε συγκεκριμένες βιολογικές δομές που θα ήθελε κάποιος να μελετήσει. Παράλληλα, στην περίπτωση που θα έπρεπε να καλυφθεί ένα μεγαλύτερο φασματικό εύρος θα έπρεπε να χρησιμοποιούνταν ένας μεγάλος αριθμός από laser. Οι δυσκολίες αυτές αντιμετωπίστηκαν με την παρουσίαση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος με φασματικό εύρος που να καλύπτει τουλάχιστον όλη την φασματική περιοχή οι οποίες χρησιμοποιούν ένα και μοναδικό παλμικό laser για να προκαλέσουν διέγερση στο βιολογικό δείγμα.

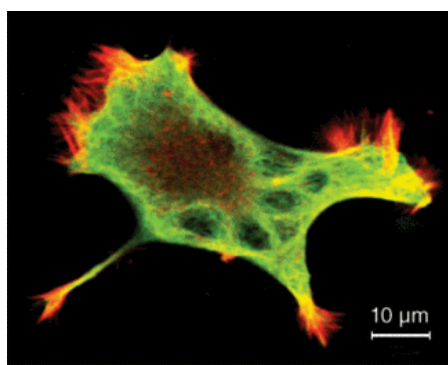
Η πρώτη πηγή υπερσυνεχούς φάσματος που βρήκε εφαρμογή στην μικροσκοπία CLSM υλοποιήθηκε με την εισαγωγή παλμών εύρους 200 fs από ένα laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης Τιτανίου-Ζαφειρίου (Ti:Sapphire) στα 803 nm σε μία κολουροκωνική ίνα για την παραγωγή ενός υπερσυνεχούς φάσματος που εκτεινόταν σε ένα πλατύ φασματικό εύρος στην ορατή και την υπέρυθρη φασματική περιοχή [54]. Στο σχήμα (5.2) φαίνεται το CLSM μικροσκόπιο εξοπλισμένο με την πηγή υπερσυνεχούς φάσματος για την διέγερση φθορισμού στο δείγμα. Για τον διαχωρισμό από το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα μίας ξεχωριστής φασματικής ζώνης η οποία θα είναι κατάλληλη για την βέλτιστη διέγερση της φθορίζουσας ουσίας που βάφει ένα συγκεκριμένο τμήμα του δείγματος χρησιμοποιήθηκε ένας ακουστό-οπτικός διαχωριστής δέσμης AOBS (Acousto-Optical Beam Splitter). Ο AOBS διαχωριστής δέσμης παρείχε την δυνατότητα επιλογής φασματικών περιοχών γύρω από τα μήκη κύματος στα 450 και 633 nm στην ορατή περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και ευρών ζώνης μερικών nm ή και λιγότερο. Σε κάθε

φασματική ζώνη που επιλεγόταν η μετρούμενη ισχύς ήταν περίπου 60 μW η οποία είναι μία ισχύς που αρκεί για να επιτευχθεί ο φθορισμός.



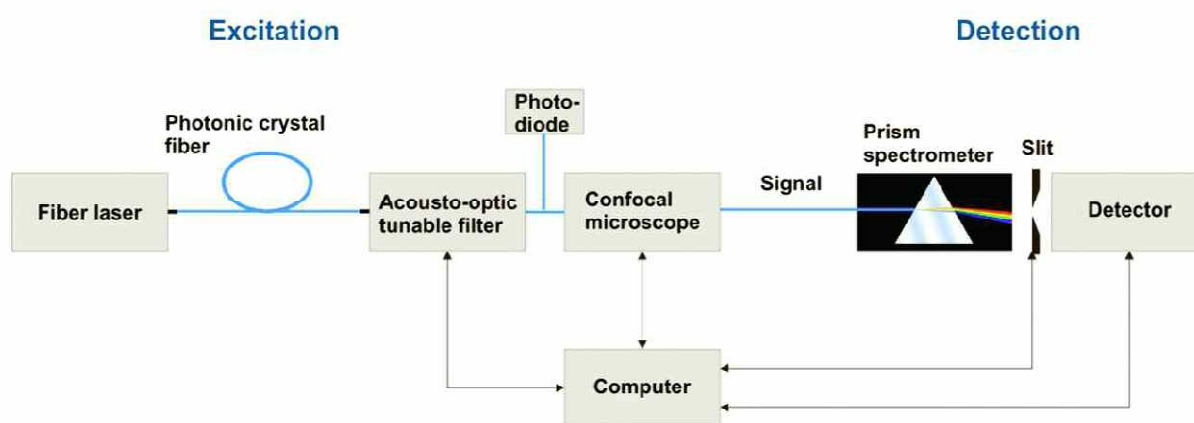
Σχήμα 5.2 : Ομοεστιακό μικροσκόπιο laser σάρωσης με πηγή υπερσυνεχούς φάσματος λευκού φωτός. Το υπερσυνεχές φάσμα διαχωρίζεται φασματικά στον διαχωριστή δέσμης C στο ορατό του τμήμα (700-430 nm) και στο υπέρυθρο IR τμήμα του (1300-700 nm).

Το υπέρυθρο τμήμα του υπερσυνεχούς φάσματος σε ισχύ 11.6 mW στο δείγμα, χρησιμοποιήθηκε, παράλληλα, για να αποκτηθούν εικόνες με την τεχνική φθορισμού διέγερσης δύο φωτονίων. Η τεχνική αυτή διαφέρει από την τεχνική φθορισμού απεικόνισης που έχουμε ήδη περιγράψει στο ότι η διέγερση δύο φωτονίων βασίζεται στην ιδέα ότι δύο φωτόνια χαμηλής ενέργειας μπορούν να διεγείρουν ένα φθορισμοφόρο αν φτάσουν ταυτόχρονα σε αυτό με αποτέλεσμα την εκπομπή ενός φωτονίου μεγαλύτερης συχνότητας από την συχνότητα των δύο φωτονίων που απορροφώνται [51]. Στο σχήμα (5.3) φαίνεται η απεικόνιση δύο ξεχωριστών τμημάτων ενός νευρικού κυττάρου με κόκκινο και πράσινο με χρήση του φθορισμού ενός φωτονίου με διέγερση στα 488 και 543 nm.



Σχήμα 5.3 : Νευρικό κύτταρο απεικονισμένο με διέγερση φθορισμού.

Γενικά, η χρήση των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην ομοεστιακή μικροσκοπία είναι πλέον διαδεδομένη. Πρόσφατα, για παράδειγμα, παρουσιάστηκε η χρήση πηγής υπερσυνεχούς φάσματος σε συνδυασμό με ένα ακουστό-οπτικό συντονίσιμο φίλτρο ως πηγής διέγερσης φθορισμού σε ένα ομοεστιακό μικροσκόπιο σάρωσης laser που επιτρέπει την συνεχόμενη και ταχεία σάρωση ενός μεγάλου εύρους μηκών κύματος για διέγερση του φθορισμού [52]. Στην εικόνα (5.4) φαίνεται η διάταξη του μικροσκοπίου αυτού.

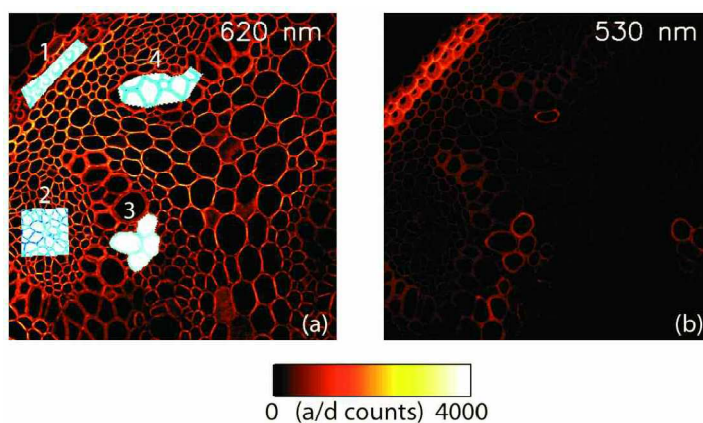


Σχήμα 5.4 : Σύστημα ομοεστιακού μικροσκοπίου με πηγή υπερσυνεχούς φάσματος.

Για την παραγωγή του υπερσυνεχούς φάσματος χρησιμοποιήθηκαν παλμοί από laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης που εκπέμπονταν στα 1060 nm και εισήχθησαν σε ένα φωτονικών κρυστάλλων. Το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα έχει μεγάλο εύρος που καλύπτει την ορατή φασματική περιοχή. Το ακουστό-οπτικό συντονίσιμο φίλτρο AOTF (Acousto-Optical Tunable Filter) είναι το τμήμα της διάταξης που παρέχει την δυνατότητα της σάρωσης των μηκών κύματος διέγερσης καθώς επιτρέπει την ηλεκτρονική επιλογή φασματικών ζωνών εύρους περίπου ίσο με ένα nm από το υπερσυνεχές φάσμα. Το AOTF φίλτρο χρησιμοποιεί έναν κρύσταλλο και μορφοτροπέα υπερήχων ο οποίος μεταβάλλει περιοδικά τον δείκτη διάθλασης του κρυστάλλου. Αυτή η περιοδική μεταβολή δρα ως φράγμα που επιτρέπει την διέλευση μόνο των επιθυμητών μηκών κύματος.

Για την παρουσίαση των δυνατοτήτων του ομοεστιακού μικροσκοπίου αυτού απεικονίστηκε πειραματικά ένα δείγμα φυτικού ιστού *Convallaria Majalis*. Το δείγμα είχε «βαφεί» με δύο χρωστικές με μήκη κύματος κορυφής διέγερσης φθορισμού στα 530 και 620 nm. Μία σάρωση μηκών κύματος διέγερσης εκτελέστηκε από τα 480 nm

έως τα 620 nm. Η σάρωση συνοδεύεται από την ταυτόχρονη και συνεχή απόκτηση διαστάσεων εικόνων του δείγματος για κάθε μήκος κύματος διέγερσης φθορισμού που επιλεγόταν. Στην εικόνα (5.5) φαίνονται δύο εικόνες που αποκτήθηκαν στα 530 και στα 620 nm. Διαφορετικές δομές είναι εμφανείς στα διαφορετικά μήκη κύματος διέγερσης, γεγονός που καταδεικνύει ότι διαφορετικές χρωστικές συνδέονται επιλεκτικά με διαφορετικές δομές μέσα στο δείγμα.



Σχήμα 5.5 : Δύο εικόνες του δείγματος της *Convallaria Majalis* για μήκη κύματος διέγερσης (a) 620 nm και (b) 530 nm.

Συμπερασματικά, η χρήση των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε ένα σύστημα ομοεστιακής μικροσκοπίας προσφέρει μεγάλη ευελιξία και οδηγεί στην βέλτιστη επίδοση του συστήματος. Η πρόσβαση σε ένα υπερσυνεχές φάσμα και η δυνατότητα επιλεκτικής σάρωσης του επιτρέπουν την άμεση επιλογή του μήκους κύματος που αντιστοιχεί στην βέλτιστη διέγερση φθορισμού για την εκάστοτε χρωστική που χρησιμοποιείται για την ανίχνευση των βιολογικών δομών. Για παράδειγμα, η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος είναι πολύ χρήσιμη για ένα νέο τύπο φθορισμοφόρων που αναπτύχθηκε, τις φθορίζουσες πρωτεΐνες μονομερών οι οποίες είναι αρκετά μικρές ώστε να αποφεύγεται η παρεμβολή στο βιολογικό δείγμα το οποίο «βάφουν» αλλά ταυτόχρονα εκπέμπουν σε ένα μεγάλο φασματικό εύρος εκπομπής [52,53]. Τα μήκη κύματος που παρουσιάζουν την μέγιστη απορρόφηση για διέγερση φθορισμού, ωστόσο, στις πρωτεΐνες αυτές δεν βρίσκονται στα συγκεκριμένα μήκη κύματος των laser που είναι διαθέσιμα στα παραδοσιακά μικροσκόπια φθορισμού. Η χρήση της πηγής υπερσυνεχούς φάσματος σε συνδυασμό με ένα φίλτρο AOTF επιτρέπει την διέγερση των πρωτεϊνών αυτών σε μήκη κύματος ανάμεσα στα παραδοσιακά μήκη κύματος τα οποία δεν θα ήταν διαφορετικά

διαθέσιμα. Τέλος, η χρήση του υπέρυθρου τμήματος του υπερσυνεχούς φάσματος δίνει την δυνατότητα της εφαρμογής της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό διέγερσης δύο φωτονίων.

5.2.2 ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΑ ΕΞΑΝΤΛΗΣΗΣ ΕΞΑΝΑΓΚΑΣΜΕΝΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ STED

Η μικροσκοπία εξάντλησης εξαναγκασμένης εκπομπής STED (Stimulated Emission Depletion microscopy) αποτελεί μία τεχνική μικροσκοπίας η οποία χρησιμοποιεί την μη γραμμική αποδιέγερση φθορίζουσών χρωστικών ουσιών με σκοπό να ξεπεραστεί το όριο στην ανάλυση μιας εικόνας που επιβάλλεται από το φαινόμενο της περίθλασης στην περίπτωση της ομοεστιακής μικροσκοπίας laser σάρωσης CLSM. Παρακάτω περιγράφεται η λειτουργία ενός STED μικροσκοπίου και η χρήση της παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος στην STED μικροσκοπία.

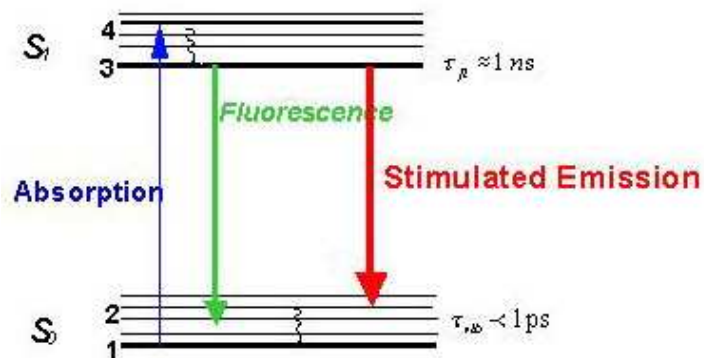
5.2.2.1 Λειτουργία STED μικροσκοπίου

Ένα ομοεστιακό μικροσκόπιο laser σάρωσης χρησιμοποιεί μία εστιασμένη δέσμη laser για να φωτίσει ένα μικρό τμήμα του δείγματος που παρατηρείται. Το laser είναι συντονισμένο σε μία συχνότητα η οποία διεγείρει τον φθορισμό μίας χρωστικής ουσίας στο δείγμα, και το φως το οποίο διεγείρεται από αυτή την μικρή περιοχή παρατηρείται από έναν ανιχνευτή. Η ανάλυση του ομοεστιακού μικροσκοπίου περιορίζεται από το μέγεθος του σημείου (spot size) στο οποίο η δέσμη διέγερσης μπορεί να εστιαστεί. Το μέγεθος του σημείου εξαρτάται από διάφορους παράγοντες του οπτικού συστήματος, αλλά είναι συνήθως περίπου ίσο με το μήκος κύματος της δέσμης του laser διέγερσης. Η ανάλυση ενός οπτικού συστήματος μπορεί να περιορίζεται από διάφορους παράγοντες όπως ατέλειες στους φακούς ή κακή ευθυγράμμιση της δέσμης φωτός. Υπάρχει, ωστόσο, ένα θεμελιώδες μέγιστο στην ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί το οποίο ορίζεται από την περίθλαση. Τα συστήματα CLSM παρουσιάζουν σχεδόν αυτή την ανάλυση που περιορίζεται μόνο από την περίθλαση. Ο όρος περίθλαση αναφέρεται σε ποικίλα φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος όταν το φως συναντά ένα εμπόδιο. Έτσι, το μέγεθος του σημείου (spot size) δεν είναι απείρως μικρό καθώς περιορίζεται από την περίθλαση λόγω της οποίας σχηματίζεται ένα τρισδιάστατο μοτίβο περίθλασης σε μορφή δίσκου. Η μικροσκοπία εξάντλησης εξαναγκασμένης εκπομπής λειτουργεί μειώνοντας το

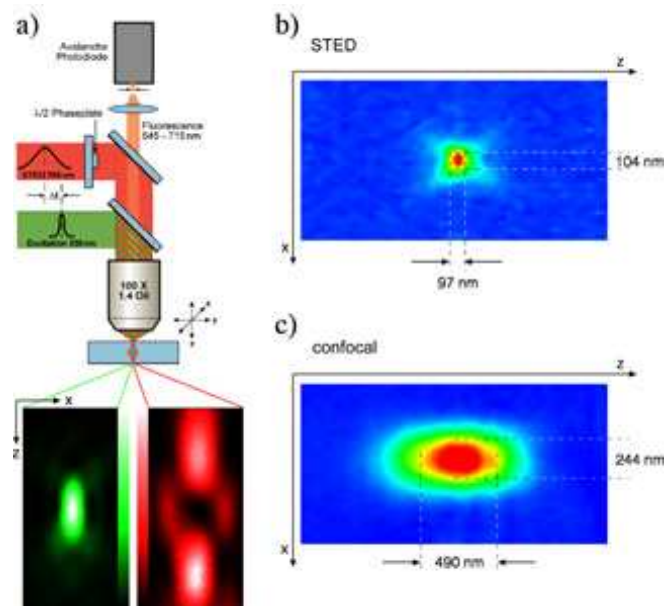
μέγεθος της περιοχής που διεγείρεται. Ο πιο άμεσος τρόπος για γίνει πιο οξύ το σημείο εστίασης που παρουσιάζει τον φθορισμό είναι να ανασταλεί ο φθορισμός στο εξωτερικό του τμήμα. Στην περίπτωση που το σημείο περιορίζεται μόνο από την περίθλαση, όπως στην CLSM μικροσκοπία, το όριο που επιβάλλεται στην ανάλυση μιας εικόνας από την περίθλαση μπορεί να ξεπεραστεί σαρώνοντας με ένα μικρότερο σημείο φθορισμού ώστε να οδηγούμαστε σε αυξημένη χωρική ανάλυση. Το φαινόμενο που θα αξιοποιηθεί για τον σκοπό αυτό είναι η εξαναγκασμένη εκπομπή καθώς σταματά τον φθορισμό (ο φθορισμός αποτελεί αυθόρμητη εκπομπή). Στο σχήμα (5.6) φαίνονται σχηματικά τα φαινόμενα του φθορισμού και της εξαναγκασμένης εκπομπής μετά την απορρόφηση ενός φωτονίου.

Η μέθοδος της STED μικροσκοπίας έχει ως εξής: Το STED μικροσκόπιο βασίζεται σε ένα ζεύγος συγχρονισμένων παλμικών laser. Η διέγερση του φθορισμού προκαλείται από ένα παλμικό laser που παράγει picosecond παλμούς και είναι συντονισμένο στο φάσμα απορρόφησης της φθορίζουσας χρωστικής ουσίας του δείγματος. Ο παλμός διέγερσης εστιάζεται στο δείγμα δημιουργώντας ένα σημείο από διεγερμένα μόρια περιορισμένο από περίθλαση (diffraction limited). Ο παλμός διέγερσης ακολουθείται άμεσα από ένα παλμό εξάντλησης ο οποίος ονομάζεται παλμός STED. Ο παλμός STED είναι μετατοπισμένος προς μεγαλύτερα μήκος κύματος (red-shifted) ως προς το φάσμα εκπομπής της χρωστικής φθορίζουσας ουσίας έτσι ώστε τα χαμηλότερης ενέργειας φωτόνια του να δρουν μόνο στα διεγερμένα μόρια της χρωστικής οδηγώντας τα στην θεμελιώδη ενεργειακή τους κατάσταση με εξαναγκασμένη εκπομπή. Τα μόρια που επηρεάζονται από τον παλμό STED δεν φθορίζουν καθώς η ενέργεια τους «χάνεται» στον STED παλμό. Από την λειτουργία αυτή προέρχεται ο όρος παλμός εξάντλησης, αφού η εξάντληση αναφέρεται στην μείωση του φθορισμού λόγω της εξαναγκασμένης εκπομπής. Επιτυγχάνοντας μία χωρική διευθέτηση του STED παλμού σε σχήμα δακτυλίου έτσι ώστε η δέσμη «εξάντλησης» να εστιάζεται σε ένα δακτύλιο αντί σε ένα σημείο, μόνο τα μόρια στην περιφέρεια του σημείου των διεγερμένων μορίων επηρεάζονται από τον STED παλμό και επανέρχονται στην θεμελιώδη κατάσταση. Στο κέντρο του δακτυλίου όπου ο STED παλμός εξαφανίζεται, ο φθορισμός των μορίων παραμένει ανεπηρέαστος. Αυξάνοντας την ένταση του παλμού STED η εξάντληση γίνεται απόλυτη στην περιφέρεια του σημείου και αυξάνεται καθώς κινούμαστε προς το κέντρο του σημείου, ενώ το κέντρο αυτό μένει πάντα ανεπηρέαστο. Με την συνεχιζόμενη αύξηση της έντασης του STED παλμού το σημείο φθορισμού μπορεί να

συνεχίζει να στενεύει μέχρι να φτάσει, θεωρητικά, να γίνει τόσο στενό όσο το μέγεθος ενός μορίου [54]. Στο σχήμα (5.7) φαίνεται η διάταξη ενός STED μικροσκοπίου καθώς και τα σημεία εστίασης που αντιστοιχούν σε ένα STED μικροσκόπιο (5.7 b) και σε ένα ομοεστιακό μικροσκόπιο (5.7 c). Στο σχήμα (5.7) φαίνεται το πόσο μπορεί να περιοριστεί το σημείο φθορισμού από ένα STED μικροσκόπιο και να ξεπεράσει το φράγμα της περίθλασης σε σχέση με αυτό που μπορεί να επιτευχθεί από ένα ομοεστιακό μικροσκόπιο [54].



Σχήμα 5.6 : Σχηματική αναπαράσταση των φαινομένων της απορρόφησης ενός φωτονίου, του φθορισμού και της εξαναγκασμένης εκπομπής μέσω των ενεργειακών καταστάσεων ενός μορίου.



Σχήμα 5.7 : Διάταξη ενός STED μικροσκοπίου με τα μέτωπα των δεσμών διέγερσης και εξάντλησης STED (a) και σημεία εστίασης φθορισμού από ένα STED μικροσκόπιο (b) και ένα ομοεστιακό μικροσκόπιο (c).

5.2.2.2 Χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην STED μικροσκοπία

Η χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε συστήματα μικροσκοπίας STED παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα. Τα πρώτα συστήματα που διαμορφώθηκαν για μικροσκοπία STED χρησιμοποιούσαν ένα laser Τιτανίου-Ζαφειριού η έξοδος του οποίου εισερχόταν σε πρώτη φάση σε έναν αναγεννητικό ενισχυτή και στη συνέχεια σε έναν οπτικό παραμετρικό ενισχυτή ώστε να αποκτηθεί το απαραίτητο εύρος μηκών κύματος στην ορατή περιοχή για τον STED παλμό και τον παλμό διέγερσης. Το κόστος μίας τέτοιας πηγής ήταν ιδιαίτερα υψηλό. Αντίθετα, τα συστήματα μικροσκοπίας STED που διαμορφώθηκαν αργότερα χρησιμοποιούν μία και μοναδική παλμική πηγή υπερσυνεχούς φάσματος η οποία παρέχει και τους παλμούς STED και τους παλμούς διέγερσης του φθορισμού και το κόστος της είναι περίπου ίσο με μόλις το ένα δέκατο του κόστους των τυπικών συστημάτων laser που διαμορφώθηκαν αρχικά.

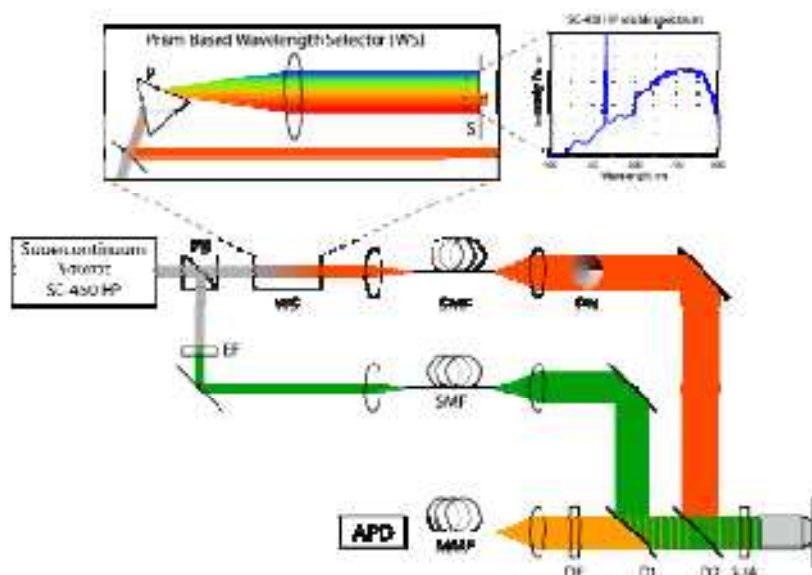
Ακόμα, οι πηγές αυτές παρουσιάζουν έναν ρυθμό επανάληψης των παλμών τους γύρω στο 1 MHz που έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση μειωμένων ρυθμών φωτοαποχρωματισμού. Ο φωτοαποχρωματισμός αποτελεί την φωτοχημική καταστροφή ενός φθορισμοφόρου ως αποτέλεσμα μίας συνεχόμενης έκθεσης στο φως. Για να εκδηλωθεί το φαινόμενο φθορισμού, ένα φθορισμοφόρο απορροφά ένα φωτόνιο και οδηγείται σε μία διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση. Κατά την επιστροφή του φθορισμοφόρου στην θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση εκπέμπεται ένα φωτόνιο και αυτό το φαινόμενο αποτελεί τον φθορισμό. Πριν, όμως, το φθορισμοφόρο οδηγηθεί στην θεμελιώδη κατάσταση περνά από μία μεταβατική διεγερμένη κατάσταση που ονομάζεται μετασταθερή σκοτεινή κατάσταση. Έχει αποδειχτεί ότι ο αποχρωματισμός συνδέεται με την έκθεση του φθορισμοφόρου σε φως όταν βρίσκεται στην μετασταθερή σκοτεινή κατάσταση. Έτσι για να μειωθεί ο ρυθμός του αποχρωματισμού πρέπει να βεβαιωθεί ότι το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών που φτάνουν στο φθορισμοφόρο πρέπει να είναι μεγαλύτερος από τον χρόνο ζωής της μετασταθερής σκοτεινής κατάστασης του. Εφόσον ο χρόνος ζωής αυτός είναι της τάξης μερικών microsecond ο ρυθμός επανάληψης των παλμών της πηγής υπερσυνεχούς φάσματος ο οποίος είναι γύρω στο 1 MHz ικανοποιεί την παραπάνω συνθήκη [55,56].

Ένα άλλο πλεονέκτημα των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος που χρησιμοποιούνται σε συστήματα STED μικροσκοπίας είναι η ισχύς των παλμών που επιτυγχάνουν. Η πρώτη γενιά των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην STED μικροσκοπία χρησιμοποιούσαν για laser εισόδου ένα laser κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης Τιτανίου-Ζαφειρίου με ρυθμό επανάληψης στα 76 MHz και παρουσίαζαν ικανοποιητική ισχύ παλμού για τους παλμούς διέγερσης του φθορισμού αλλά ταυτόχρονα ισχύ πολύ χαμηλή για τους STED παλμούς. Τα σύγχρονα συστήματα που έχουν διαμορφωθεί παρουσιάζουν φασματικές πυκνότητες ισχύος μεγαλύτερες από 1 mW/nm για ρυθμούς επανάληψης 1 MHz στην περιοχή του ορατού φάσματος μηκών κύματος μεγαλύτερων από 630 nm. Αυτές οι ενέργειες είναι επαρκείς για τους STED παλμούς οι οποίοι βρίσκονται φασματικά σε αυτά τα μήκη κύματος και είναι συγκρίσιμες ή και μεγαλύτερες από αυτές που επιτυγχάνονται από τυπικά συστήματα laser για STED μικροσκοπία. Η επιλογή STED παλμών με την απαιτούμενη ισχύ για την STED λειτουργία τους γίνεται με την χρήση κατάλληλων φίλτρων. Για τα περισσότερα φθορισμοφόρα το χρήσιμο φασματικό εύρος των STED παλμών είναι γύρω στα 20 nm. Στο εύρος των 470 έως 630 nm οι ενέργειες των παλμών αυτών των συστημάτων είναι πολύ χαμηλές για STED παλμούς αλλά πάνω από αρκετές για τους παλμούς διέγερσης των φθορισμοφόρων [55]. Το τελευταίο δεν αποτελεί, συνήθως, πρόβλημα καθώς, όπως γνωρίζουμε, οι STED παλμοί είναι μετατοπισμένοι σε μεγαλύτερα μήκη κύματος σε σχέση με τους παλμούς διέγερσης των φθορισμοφόρων.

Τέλος, η χρήση των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος παρέχει ευελιξία. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω χρησιμοποιείται μία μόνο πηγή υπερσυνεχούς φάσματος για την παραγωγή τόσο των STED όσο και των παλμών διέγερσης των φθορισμοφόρων. Το υπερσυνεχές φάσμα που παράγεται, με την χρήση των κατάλληλων φίλτρων, τεμαχίζεται και επιλέγονται οι ζώνες μηκών κύματος που θα παράγουν τους παλμούς STED και τους παλμούς διέγερσης. Σε αντίθεση με τα τυπικά συστήματα STED μικροσκοπίας όπου το φασματικό εύρος των STED παλμών καθοριζόταν από τον τύπο των laser που χρησιμοποιούνταν, στα συστήματα με πηγές υπερσυνεχούς φάσματος η εφαρμογή φίλτρων στο υπερσυνεχές φάσμα επιτρέπει την ελεύθερη επιλογή του κεντρικού μήκους κύματος και του φασματικού εύρους των STED παλμών. Επίσης, τα σύγχρονα συστήματα STED μικροσκοπίας χρησιμοποιούν το τμήμα του υπερσυνεχούς φάσματος με μήκη κύματος από 650 έως 750 nm για την παραγωγή STED παλμών την στιγμή που άλλες παλμικές πηγές laser δεν καλύπτουν αυτό το εύρος μηκών κύματος. Οι νέες πηγές υπερσυνεχούς φάσματος που

αναμένεται να υλοποιηθούν θα παρέχουν την δυνατότητα για την παραγωγή παλμών STED σε μήκη κύματος κάτω από τα 500 nm και την παραγωγή παλμών διέγερσης στα 400 nm [55,56].

Στο σχήμα (5.8) φαίνεται η διάταξη ενός STED μικροσκοπίου που χρησιμοποιεί μια πηγή υπερσυνεχούς φάσματος για την παραγωγή των STED παλμών και των παλμών διέγερσης.

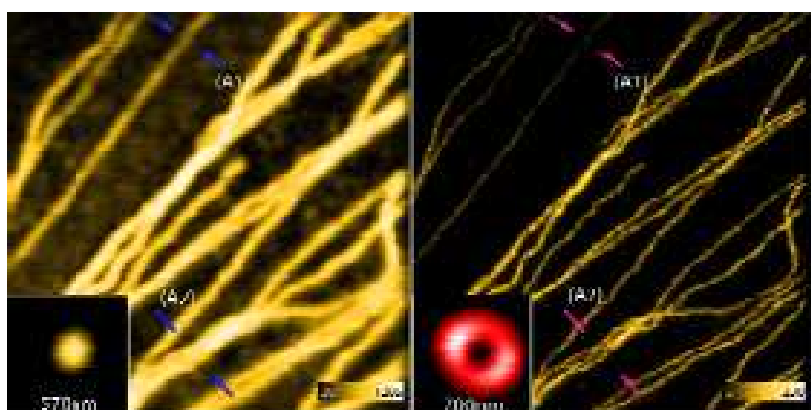


Σχήμα 5.8 : Διάταξη STED μικροσκοπίου με πηγή υπερσυνεχούς φάσματος. Φαίνονται οι δέσμες των παλμών STED (με κόκκινο), των παλμών διέγερσης (με πράσινο) και η δέσμη φθορισμού που προέρχεται από το δείγμα.

Στην παραπάνω υλοποίηση μικροσκοπίας STED χρησιμοποιήθηκε μία πηγή υπερσυνεχούς φάσματος που παρήγαγε υπερσυνεχές φάσμα που κάλυπτε όλο το ορατό και το υπέρυθρο τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος [55]. Η πηγή αυτή παρήγαγε παλμούς εύρους 10 ps με ρυθμό επανάληψης στα 1 MHz. Το υπερσυνεχές φάσμα χωρίστηκε σε δύο δέσμες με έναν διαχωριστή δέσμης. Το τμήμα μηκών κύματος (που βρισκόταν στα 532,570 και 630 nm σε τρεις δοκιμές απεικόνισης) για την παραγωγή των παλμών διέγερσης διαχωρίστηκε από την μία δέσμη του υπερσυνεχούς φάσματος με ένα ζωνοπερατό φίλτρο, ενώ το τμήμα των μηκών κύματος (στα 650,700 και 745 nm αντίστοιχα) για την παραγωγή των STED παλμών διαχωρίστηκε από το υπερσυνεχές φάσμα με έναν επιλογέα μηκών κύματος πρίσματος Brewster. Οι δέσμες αυτές στην συνέχεια οδηγήθηκαν προς το δείγμα με μία διάταξη παρόμοια με αυτή ενός ομοεστιακού μικροσκοπίου. «Μπλοκάροντας»

την δέσμη STED και στέλνοντας μόνο την δέσμη διέγερσης στο δείγμα το παραπάνω μικροσκόπιο παρουσιάζει την λειτουργία ενός τυπικού ομοεστιακού μικροσκοπίου laser σάρωσης.

Η διάταξη αυτή χρησιμοποιήθηκε για την πειραματική απεικόνιση του συστήματος μικροσωληνίσκων του κυτταροσκελετού PtK2 κάποιων κυττάρων θηλαστικών. Για την παραγωγή φθορισμού χρησιμοποιήθηκαν οργανικές φθορίζουσες ουσίες για να «βαφεί» το βιολογικό δείγμα. Στο σχήμα (5.9) φαίνονται εικόνες που αποκτήθηκαν με παλμούς διέγερσης στα 570 nm και STED παλμούς στα 700 nm, για λειτουργία ομοεστιακού μικροσκοπίου της διάταξης του μικροσκοπίου και για την κανονική STED λειτουργία της διάταξης αυτής. Η ανάλυση της εικόνας που προήλθε από την STED λειτουργία είναι σαφώς καλύτερη από αυτή της εικόνας που αποκτήθηκε με την λειτουργία της διάταξης ως ομοεστιακού μικροσκοπίου. Συγκεκριμένα, η STED απεικόνιση των θηλαστικών κυττάρων εμφανίζει μία χωρική ανάλυση στα 30-50 nm που αντιστοιχεί σε ένα παράγοντα πολλαπλασιασμού γύρω στο 9 ή 8 του ορίου που επιβάλλει η περίθλαση στην ανάλυση, όριο το οποίο συναντάται στην ομοεστιακή μικροσκοπία.



Σχήμα 5.9 : Σύστημα μικροσωληνίσκων του κυτταρικού σκελετού θηλαστικών κυττάρων απεικονισμένο με μήκος κύματος διέγερσης στα 570 nm. Η σύγκριση ανάμεσα στην ομοεστιακή εικόνα (αριστερά) και την STED εικόνα (δεξιά) αποκαλύπτει το κέρδος στην πληροφορία σχετικά με τις δομές των κυττάρων που παρέχει η STED μικροσκοπία.

5.3 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ ΣΥΜΦΩΝΙΑΣ

Η παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος έχει χρησιμοποιηθεί για την επίτευξη απεικόνισης υψηλής ανάλυσης μέσω της μεθόδου της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT (Optical Coherence Tomography) για βιοιατρικές εφαρμογές. Στη συνέχεια αναλύεται η απεικονιστική μέθοδος της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας και η χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε συστήματα οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT.

5.3.1 ΟΠΤΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ ΣΥΜΦΩΝΙΑΣ OCT

Η οπτική τομογραφία συμφωνίας OCT είναι μία μέθοδος επεξεργασίας οπτικού σήματος για την απόκτηση τρισδιάστατων εικόνων υψηλής ποιότητας με ανάλυση της τάξης μερικών μικρομέτρων από το εσωτερικό οπτικών μέσων σκέδασης όπως οι βιολογικοί ιστοί. Σε αντίθεση με άλλες οπτικές μεθόδους, η OCT, μία συμβολομετρική τεχνική που χρησιμοποιεί τυπικά φως κοντά στην υπέρυθρη περιοχή, έχει την δυνατότητα μεγάλης διείσδυσης στο οπτικό μέσο, συγκεκριμένα σε βάθος μερικών χιλιοστομέτρων. Αυτή η διείσδυση είναι, για παράδειγμα, τριπλάσια από αυτήν που μπορεί να επιτευχθεί με την ομοεστιακή μικροσκοπία. Τα συστήματα οπτικής τομογραφίας συμφωνίας τα οποία είναι εμπορικά διαθέσιμα βρίσκουν εφαρμογή στην διαγνωστική ιατρική. Ιδιαίτερα διαδεδομένη είναι η χρήση τους στην οφθαλμολογία, καθώς επιτρέπουν την απόκτηση εικόνων μέσα από τον αμφιβληστροειδή του οφθαλμού. Γενικά, τα συστήματα οπτικής τομογραφίας συμφωνίας παρουσιάζουν μεγάλα πλεονεκτήματα σε σχέση με άλλα συστήματα ιατρικής απεικόνισης όπως η υπερηχογραφία, η απεικόνιση μαγνητικής αντήχησης MRI και η ομοεστιακή μικροσκοπία για την μορφολογική απεικόνιση των ιστών: οι δύο πρώτες μέθοδοι εμφανίζουν χαμηλή ανάλυση ενώ η ομοεστιακή μικροσκοπία δεν παρουσιάζει διείσδυση της τάξεως μερικών χιλιοστομέτρων [57,58].

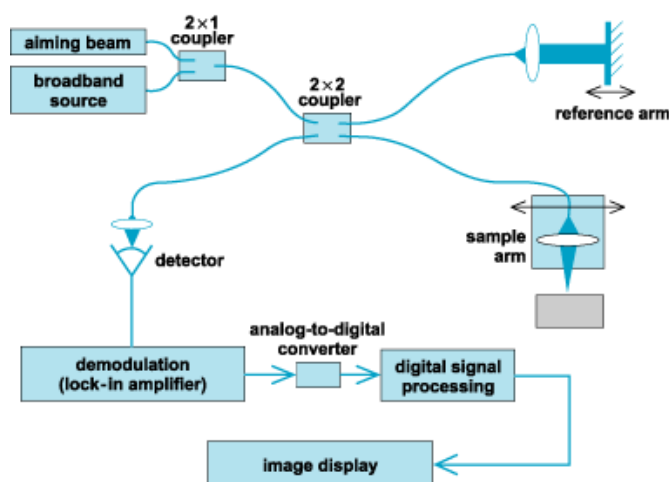
Η αρχή λειτουργίας της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT βασίζεται στην συμβολομετρία χαμηλής συμφωνίας. Μια τυπική διάταξη ενός συστήματος OCT, που φαίνεται και στο σχήμα (5.10), αποτελείται από ένα συμβολόμετρο Michelson και μία

πηγή φωτός πολύ μεγάλου εύρους ζώνης και χαμηλής συμφωνίας. Το φως χωρίζεται σε δύο μέρη, στον βραχίονα αναφοράς και στον βραχίονα του δείγματος ενώ στην συνέχεια τα δύο μέρη επανασυνδέονται και οδηγούνται στον ανιχνευτή.

Η τυπική συμβολομετρία χρησιμοποιεί την αρχή της υπέρθεσης για να συνδυάσει ξεχωριστά κύματα έτσι ώστε το αποτέλεσμα του συνδυασμού τους να έχει κάποια σημασία σε σχέση με την αρχική κατάσταση των κυμάτων. Αυτό επιτυγχάνεται καθώς όταν δύο κύματα με την ίδια συχνότητα συνδυάζονται το μοτίβο συμβολής που προκύπτει εξαρτάται από την διαφορά φάσης μεταξύ των δύο κυμάτων. Αν τα κύματα έχουν την ίδια φάση θα υποστούν εποικοδομητική συμβολή ενώ αν είναι εκτός φάσης θα υποστούν καταστρεπτική συμβολή. Τυπικά, στην συμβολομετρία, μία και μόνο δέσμη φωτός εισόδου θα διαχωριστεί σε δύο δέσμες από έναν διαχωριστή δέσμης. Καθεμία από αυτές τις δέσμες θα ακολουθήσει μία διαφορετική διαδρομή, που ονομάζεται δρόμος (path) προτού επανασυνδεθούν στον ανιχνευτή. Η διαφορά δρόμων, η διαφορά δηλαδή στην απόσταση που διένυσε η κάθε δέσμη, οδηγεί σε διαφορά φάσης ανάμεσα στις δύο δέσμες. Αυτή η διαφορά φάσης που εισάγεται οδηγεί στην διαμόρφωση του μοτίβου συμβολής ανάμεσα στις αρχικά πανομοιότυπες δέσμες. Αν μία και μόνο δέσμη έχει διαχωριστεί σε δύο δρόμους τότε η διαφορά φάσης είναι διαγνωστική για οτιδήποτε συμβαίνει και αλλάζει την φάση κατά μήκος των δρόμων. Αυτές οι αλλαγές μπορεί να είναι φυσικές αλλαγές στο μήκος των δρόμων ή κάποια αλλαγή στο δείκτη διάθλασης κατά μήκος των δρόμων. Στην τυπική συμβολομετρία με μεγάλο μήκος συμφωνίας, όπως, για παράδειγμα όταν η πηγή φωτός είναι ένα μονοχρωματικό laser, η συμβολή φωτός συντελείται σε μήκος μερικών μέτρων. Στην περίπτωση, όμως, της συμβολομετρίας χαμηλής συμφωνίας η συμβολή περιορίζεται σε απόσταση μερικών χιλιοστομέτρων λόγω της χρήσης ευρυζωνικών πηγών φωτός. Το φως με το μεγάλο εύρος ζώνης μπορεί να παραχθεί από μία πηγή υπερσυνεχούς φάσματος femtosecond παλμών.

Το φως σε ένα σύστημα OCT διαχωρίζεται σε δύο βραχίονες, τον βραχίονα του δείγματος (ο οποίος περιέχει το αντικείμενο προς απεικόνιση) και στον βραχίονα αναφοράς (συνήθως ένα κάτοπτρο). Ο συνδυασμός του ανακλώμενου φωτός από τον βραχίονα του δείγματος και του φωτός αναφοράς από τον βραχίονα αναφοράς οδηγεί στην εμφάνιση ενός μοτίβου συμβολής (interference pattern), αλλά μόνο υπό την προϋπόθεση ότι το φως και από τους δύο βραχίονες έχει διανύσει την «ίδια» οπτική απόσταση. Με τον όρο «ίδια» εννοείται ότι οι δύο αποστάσεις δεν θα πρέπει να διαφέρουν πάνω από το μήκος συμφωνίας. Σαρώνοντας το κάτοπτρο στον βραχίονα

αναφοράς (στην περίπτωση OCT στο πεδίο του χρόνου που θα αναλυθεί στην συνέχεια) είναι δυνατό να αποκτηθεί το προφίλ ανακλασιμότητας του δείγματος. Περιοχές του δείγματος που ανακλούν περισσότερο φως θα δημιουργήσουν μεγαλύτερη συμβολή από περιοχές που δεν ανακλούν τόσο φως. Οποιοδήποτε φως βρίσκεται εκτός του μήκους συμφωνίας δεν θα συμβάλλει. Αυτό το προφίλ ανακλασιμότητας, που ονομάζεται A-scan, παρέχει πληροφορίες για τις χωρικές διαστάσεις και την θέση κάποιων δομών στο δείγμα που εξετάζεται. Μία τομογραφία εγκάρσια διατομής (B-scan) προκύπτει συνδυάζοντας πλευρικά μία σειρά από αυτές τις σαρώσεις σε αξονικό βάθος z (A-scan). Μία μετωπική απεικόνιση (C-scan) σε ένα συγκεκριμένο βάθος είναι, επίσης, δυνατή. Πρέπει να σημειωθεί ότι το μεγαλύτερο μέρος του φωτός που προσπίπτει στο δείγμα σκεδάζεται αντί να ανακλάται. Το σκεδασμένο φως έχει χάσει την αρχική του διεύθυνση και δεν συμβάλλει στην διαμόρφωση μίας εικόνας. Με την OCT τεχνική το σκεδασμένο φως φιλτράρεται. Η φυσική αρχή που επιτρέπει το φιλτράρισμα του σκεδασμένου φωτός είναι της οπτικής συμφωνίας. Μόνο το ανακλώμενο φως είναι σύμφωνο (δηλαδή διατηρεί την οπτική του φάση που επιτρέπει στις ακτίνες φωτός να διαδίδονται στην μία ή την άλλη κατεύθυνση). Στην OCT, το οπτικό συμβολόμετρο χρησιμοποιείται με τέτοιο τρόπο ώστε να ανιχνεύει μόνο σύμφωνο φως. Έτσι το συμβολόμετρο αφαιρεί το σκεδασμένο φως από το ανακλώμενο φως που χρησιμοποιείται για την απεικόνιση. Ακολουθεί μία σύντομη περιγραφή δύο παραλλαγών της OCT: της TD-OCT (Time Domain OCT) δηλαδή της OCT στο πεδίο του χρόνου και της FD-OCT (Frequency Domain OCT) δηλαδή της OCT στο φασματικό πεδίο.



Σχήμα 5.10: Τυπική διάταξη συστήματος οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT.

Στην οπτική τομογραφία συμφωνίας στο πεδίο του χρόνου TD-OCT το μήκος του δρόμου του φωτός στον βραχίονα αναφοράς μεταβάλλεται με τον χρόνο. Μία ιδιότητα της συμβολομετρίας χαμηλής συμφωνίας είναι ότι η συμβολή, δηλαδή η σειρά από σκοτεινούς και φωτεινούς κροσσούς, επιτυγχάνεται μόνο όταν η διαφορά δρόμων βρίσκεται μέσα στο μήκος συμφωνίας της πηγής του φωτός. Αυτή η συμβολή ονομάζεται αυτοσυσχέτιση σε ένα συμμετρικό συμβολόμετρο (όπου ο βραχίονας αναφοράς και ο βραχίονας του δείγματος έχουν την ίδια ανακλασιμότητα) και ετεροσυσχέτιση στην γενική περίπτωση. Η περιβάλλουσα αυτής της διαμόρφωσης αλλάζει καθώς η διαφορά δρόμων μεταβάλλεται ενώ η κορυφή της περιβάλλουσας αντιστοιχεί στο ταίριασμα των μηκών των δρόμων. Η συμβολή δύο μερικώς σύμφωνων δεσμών φωτός εκφράζεται ως συνάρτηση της έντασης της οπτικής πηγής I_s ως:

$$I = k_1 I_s + k_2 I_s + 2\sqrt{(k_1 I_s k_2 I_s)} \operatorname{Re}(\gamma(\tau)) \quad (1)$$

όπου ο όρος $k_1 + k_2 < 1$ αντιπροσωπεύει τον λόγο διαχωρισμού δέσμης του συμβολόμετρου και το $\gamma(\tau)$ ονομάζεται ο μιγαδικός βαθμός συμφωνίας και αναφέρεται στην εξάρτηση της περιβάλλουσας και της φέρουσας της συμβολής από την σάρωση του βραχίονα αναφοράς δηλαδή της καθυστέρησης (τ). Ο μιγαδικός βαθμός συμφωνίας $\gamma(\tau)$ εκφράζεται ως μία γκαουσιανή συνάρτηση ως:

$$\gamma(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi \Delta \nu \tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right] \exp[-j2\pi \nu_0 \tau] \quad (2)$$

όπου το $\Delta \nu$ αντιπροσωπεύει το φασματικό εύρος της πηγής στο πεδίο των οπτικών συχνοτήτων, και ν_0 είναι η κεντρική οπτική συχνότητα της πηγής. Στην εξίσωση (2) η περιβάλλουσα διαμορφώνεται στο πλάτος από ένα οπτικό φέρον. Η κορυφή της περιβάλλουσας αντιπροσωπεύει την θέση μίας μικροδομής στο δείγμα υπό εξέταση ενώ το πλάτος της περιβάλλουσας εξαρτάται από την ανακλασιμότητα της επιφάνειας. Το οπτικό φέρον είναι το αποτέλεσμα του φαινομένου Doppler λόγω της σάρωσης του ενός βραχίονα του συμβολόμετρου, και η συχνότητα αυτής της διαμόρφωσης εξαρτάται από την ταχύτητα της σάρωσης. Έτσι η σάρωση του βραχίονα αναφοράς εξυπηρετεί για την σάρωση σε βάθος αλλά και για την απόκτηση

του Doppler οπτικού φέροντος. Η συχνότητα Doppler του οπτικού φέροντος δίνεται από τον τύπο:

$$f_{Dopp} = \frac{2v_0 u_s}{c} \quad (3)$$

όπου u_s είναι η ταχύτητα σάρωσης του βραχίονα αναφοράς και c είναι η ταχύτητα του φωτός. Η αξονική ανάλυση της OCT εξαρτάται από το μήκος συμφωνίας της πηγής. Το μήκος συμφωνίας l_c και άρα και η αξονική ανάλυση της OCT δίνονται από τον τύπο για πηγή με φάσμα προσεγγιστικά γκαουσιανό:

$$l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} = 0.44 \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (4)$$

Στην οπτική τομογραφία συμφωνίας στο πεδίο της συχνότητας FD-OCT η ευρυζωνική συμβολή αποκτάται μέσω φασματικά διαχωρισμένων ανιχνευτών (είτε κωδικοποιώντας την οπτική συχνότητα στον χρόνο με μία φασματική πηγή σάρωσης, είτε με έναν ανιχνευτή διασποράς όπως ένας γραμμικός ανιχνευτής συστοιχίας). Λόγω του θεωρήματος Wiener–Khinchine του μετασχηματισμού Fourier σύμφωνα με το οποίο η φασματική πυκνότητα ισχύος είναι ο μετασχηματισμός Fourier της αντίστοιχης συνάρτησης αυτοσυσχέτισης, η σάρωση ως προς το βάθος του δείγματος υπολογίζεται άμεσα εφαρμόζοντας τον μετασχηματισμό Fourier στο φάσμα που αποκτάται, χωρίς την κίνηση του βραχίονα αναφοράς. Στην FD-OCT μειώνεται δραματικά ο χρόνος που απαιτείται για την απεικόνιση ενώ βελτιώνεται και ο σηματοθορυβικός λόγος [57].

5.3.2 ΧΡΗΣΗ ΠΗΓΩΝ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ ΣΥΜΦΩΝΙΑΣ OCT

Στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζεται η χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην υψηλής ανάλυσης απεικονιστική μέθοδο της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT. Στην OCT οι εικόνες σχηματίζονται από το οπισθοσκεδαζόμενο βαλλιστικό φως που προέρχεται από αλλαγές στον δείκτη διάθλασης του υλικού υπό εξέταση το οποίο είναι συνήθως ένας βιολογικός ιστός. Το πιο βασικό στοιχείο ενός συστήματος οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT είναι η οπτική πηγή που χρησιμοποιείται καθώς αυτή καθορίζει τα όρια στην ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί και στο βάθος διείσδυσης στο δείγμα για την απόκτηση πληροφορίας. Η αξονική ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί είναι αντιστρόφως ανάλογη του εύρους ζώνης της πηγής που

χρησιμοποιείται και ανάλογη του τετραγώνου του κεντρικού μήκους κύματος της πηγής. Το βάθος διείσδυσης καθορίζεται κυρίως από τα φαινόμενα της απορρόφησης και της σκέδασης στον βιολογικό ιστό που εξετάζεται και άρα εξαρτάται από το μήκος κύματος της πηγής αλλά και από τις ιδιότητες του υλικού του δείγματος. Στην περίπτωση υλικών υψηλής σκέδασης, μεγαλύτερα μήκη κύματος είναι επιθυμητά, γιατί συνήθως αυξάνουν το βάθος διείσδυσης λόγω της ισχυρής μείωσης του φαινομένου της σκέδασης που προκαλούν. Ωστόσο, στην περίπτωση αυτή, απαιτείται ένα σημαντικά μεγαλύτερο οπτικό εύρος ζώνης για να επιτευχθεί η ίδια ανάλυση. Οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος φαίνεται να αποτελούν βέλτιστο τρόπο για την παραγωγή του μεγαλύτερου εύρους ζώνης για τις απαιτήσεις της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT μέσω των πλεονεκτημάτων που παρουσιάζουν. Τυπικές πηγές που χρησιμοποιούνται στην OCT είναι η υπερφωτοβόλοι δίοδοι (superilluminant diodes) και πηγές που βασίζονται στην ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή (Amplified Spontaneous Emission-ASE) από ίνες προσμίξεων ή ημιαγωγούς. Κοινό χαρακτηριστικό όλων αυτών των πηγών είναι οι περιορισμοί στο φασματικό εύρος ζώνης και στην περιοχή μηκών κύματος στην οποία μπορούν να εκπέμπουν. Οι περιορισμοί αυτοί μπορούν να ξεπεραστούν με πηγές που παράγουν υπερβολικά ευρύ υπερσυνεχές φάσμα υψηλής φωτεινότητας. Σε συστήματα οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT έχει επιτευχθεί αξονική ανάλυση περίπου δύο μικρομέτρων σε βιολογικό ιστό. Η περιοχή μηκών κύματος για απεικόνιση με μεγάλη διείσδυση στον ιστό είναι από τα 700 nm έως τα 1500 nm. Ιδιαίτερα τα μήκη κύματος από 1300 nm έως 1500 nm προσφέρουν την δυνατότητα μεγάλης διείσδυσης στον ιστό αλλά οδηγούν σε χαμηλότερη ανάλυση καθώς η ανάλυση είναι ανάλογη του τετραγώνου του μήκους κύματος όπως προαναφέρθηκε. Με την χρήση των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος είναι δυνατή η παραγωγή φωτός με πολύ μεγάλο εύρος ακόμα και σε αυτά τα μήκη κύματος ώστε να επιτευχθεί η επιθυμητή υψηλή ανάλυση. Για παράδειγμα, έχει επιτευχθεί OCT απεικόνιση με ανάλυση στα 2.5 μm με την χρήση υπερσυνεχούς φάσματος στα 1210 nm που εκτεινόταν από τα 390 nm έως τα 1600 nm και είχε παραχθεί από ένα laser Τιτανίου-Ζαφειρίου εκπομπής femtosecond παλμών [59,60].

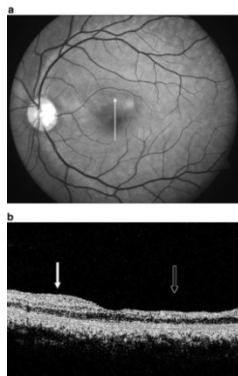
Το πρώτο OCT σύστημα με χρήση υπερσυνεχούς φάσματος που διαμορφώθηκε χρησιμοποιούσε ένα laser κλειδώματος ρυθμών ταλάντωσης Τιτανίου-Ζαφειρίου που παρήγαγε παλμούς femtosecond μαζί με μία ίνα φωτονικών κρυστάλλων για την επίτευξη αξονικής ανάλυσης 2.5 μm με την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος στην

φασματική περιοχή από 1200 nm έως 1500 nm. Έκτοτε, και άλλα συστήματα υψηλής ανάλυσης έχουν αναφερθεί, με παρόμοιες αξονικές αναλύσεις στις φασματικές περιοχές από 800 έως 1400 nm και από 550 έως 950 nm [61]. Ωστόσο, στις περιπτώσεις αυτές το υπερσυνεχές φάσμα παραγόταν από παλμούς femtosecond σε μήκη κύματος για τα οποία η ίνα εμφάνιζε ανώμαλη διασπορά. Το παραγόμενο φάσμα υπό τις συνθήκες αυτές, όπως, γνωρίζουμε μπορεί να παρουσιάζει έντονες διακυμάνσεις ενώ ένα φάσμα κατάλληλο για OCT πρέπει να είναι επίπεδο για την αποφυγή σφαλμάτων. Για την βελτιστοποίηση ενός τέτοιου φάσματος μπορούν να χρησιμοποιηθούν φίλτρα τα οποία όμως εισάγουν απώλειες ισχύος και αυξάνουν την πολυπλοκότητα του συστήματος. Επιπλέον ένα τέτοιο φάσμα μπορεί να είναι ασταθές και θορυβώδες. Από την άλλη πλευρά έχουν παρουσιαστεί συστήματα που χρησιμοποιούν femtosecond παλμούς αλλά παρουσιάζουν καλύτερη επίδοση ως προς το παραγόμενο υπερσυνεχές φάσμα μέσω της επεξεργασίας των ιών φωτονικών κρυστάλλων που χρησιμοποιούν ώστε να πετύχουν το κατάλληλο προφίλ διασποράς που θα οδηγήσει στο επιθυμητό υπερσυνεχές φάσμα. Για παράδειγμα, έχει αναφερθεί η παραγωγή επιπέδου φάσματος από ίνες φωτονικών κρυστάλλων οι οποίες έχουν υποστεί επεξεργασία με την εισαγωγή στην ίνα femtosecond παλμών από laser Τιτανίου-Ζαφειρίου στα 809 nm που εκτεινόταν σε 177 nm γύρω από το μήκος κύματος των 809 nm. Η ίνα παρουσίαζε ομαλή διασπορά στην φασματική περιοχή στην οποία εκτεινόταν το υπερσυνεχές φάσμα [61].

Τα laser Τιτανίου-Ζαφειρίου είχαν μεγάλη επίδραση στην ανάπτυξη της OCT. Λειτουργούν στην περιοχή των 800 nm και παράγουν ένα πάρα πολύ ευρύ φάσμα που επιτρέπει την επίτευξη των υψηλότερων αναλύσεων στα 1μm στον αέρα. Η πολυπλοκότητα τους, όμως, και το μεγάλο τους κόστος δεν ενδείκνυται για εμπορικές εφαρμογές. Τα άντλησης διόδου στερέης κατάστασης laser σε πηγές υπερσυνεχούς φάσματος παρουσιάζουν μία ενδιαφέρουσα εναλλακτική, συνδυάζοντας μία πολλή υψηλή ανάλυση κατά την χρήση τους στην OCT με μία εύχρηστη, αξιόπιστη και οικονομικά αποδοτική διάταξη. Διάφορες εφαρμογές έχουν διερευνηθεί με την χρήση αυτών των laser και έχουν επιτευχθεί αξονικές αναλύσεις από 2 μm στον αέρα για μήκη κύματος εκπομπής στα 1300 nm έως και 7.6 μm στον αέρα για μήκη εκπομπής στα 1500 nm. Πρόσφατα, παρουσιάστηκε μία εύχρηστη πηγή υπερσυνεχούς φάσματος για συστήματα OCT η οποία βασίζεται σε ένα τέτοιο laser, συγκεκριμένα ένα παθητικά κλειδωμένων ρυθμών ταλάντωσης laser Ερβίου Υττερβίου υάλου (Er:Yb:glass laser) femtosecond παλμών το οποίο λειτουργεί στα 1510 nm. Η έξοδος

αυτού του laser εισάγεται σε μία υψηλά μη οπτική ίνα επίπεδης διασποράς με μικρή ομαλή διασπορά στα 1510 nm για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος. Το υπερσυνεχές φάσμα που παράχθηκε εκτεινόταν από τα 1150 έως τα 2400 nm, δηλαδή σε εύρος πάνω από το εύρος μίας οκτάβας συχνοτήτων. Με την χρήση της πηγής αυτής επιτεύχθηκε αξονική ανάλυση περίπου ίση με 3.5 μm στον αέρα, η οποία είναι υψηλή για την φασματική περιοχή των 1500 nm της πηγής [58].

Οι πηγές υπερσυνεχούς φάσματος που χρησιμοποιούν laser που παράγουν μεγαλύτερης διάρκειας παλμούς της τάξεως κάποιων picosecond ή και nanosecond σε συνδυασμό με μη γραμμικές φωτονικές ίνες για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος αποτελούν άλλη μία εναλλακτική καθώς είναι και αυτές εύχρηστες και οικονομικά αποδοτικές πηγές. Ταυτόχρονα, παράγουν υπερσυνεχές φάσμα με μεγαλύτερη σταθερότητα σε υψηλή ισχύ για τα μήκη κύματος που χρησιμοποιούνται στην OCT σε σχέση με το υπερσυνεχές φάσμα που θα παραγόταν από μία πηγή femtosecond παλμών. Η ιδιότητα αυτή είναι σημαντική καθώς η υψηλή ισχύς οδηγεί στην ενίσχυση της ευαισθησίας του απεικονιστικού συστήματος. Τα συστήματα υπερσυνεχούς φάσματος που αντλούν picosecond παλμούς σε μήκος κύματος στα 1060 nm αναμένεται να φάνουν πολύ χρήσιμα στην οπτική τομογραφία συμφωνίας OCT καθώς με την εισαγωγή των παλμών αυτών σε ίνα φωτονικών κρυστάλλων με κατάλληλο προφίλ διασποράς παράγουν επίπεδο υπερσυνεχές φάσμα κυρίως με τη λειτουργία του μηχανισμού της σκέδασης Raman [59].



Σχήμα 5.11 : Στην πάνω εικόνα (α) φαίνεται ο αριστερός οφθαλμός με μία σκοτεινή κάκωση σε σχήμα σφήνας ακριβώς πάνω από την φοβία. Στην κάτω εικόνα (b) φαίνεται απεικόνιση του αριστερού οφθαλμού που έχει αποκτηθεί με την μέθοδο της οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT και δείχνει μία περιοχή (σκούρο βέλος) όπου λεπταίνει ο αμφιβληστροειδής η οποία αντιστοιχεί στην κάκωση αυτή.

Επίσης, έχει αναφερθεί, για παράδειγμα, η χρήση πηγής υπερσυνεχούς φάσματος άντλησης picosecond παλμών που παράγει πολύ ευρύ και επίπεδο υπερσυνεχές φάσμα που εκτείνεται σε μήκη κύματος από 1200 nm έως 2000 nm, για εφαρμογές ιατρικής απεικόνισης OCT. Συγκεκριμένα, για εφαρμογή σε ένα σύστημα οπτικής τομογραφίας συμφωνίας OCT, με την βοήθεια ενός μορφοτή φάσματος Gauss χρησιμοποιήθηκε ένα τμήμα του φάσματος με εύρος 200 nm γύρω από τα 1300 nm. Η αξονική ανάλυση που επιτεύχθηκε ήταν γύρω στα 3.5 μm στον αέρα [62]. Στο σχήμα (5.11) φαίνεται η χρήση της μεθόδου απεικόνισης OCT για την διάγνωση βλάβης στον οφθαλμό.

5.4 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΚΥΤΤΑΡΟΜΕΤΡΙΑ ΡΟΗΣ

Η τεχνολογία παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος βρίσκει εφαρμογή και στα συστήματα κυτταρομετρίας ροής. Στην παράγραφο 5.4.1 παρουσιάζεται η μέθοδος της κυτταρομετρίας ροής η οποία αποτελεί μία κεντρική τεχνολογία στις επιστήμες ζωής και τα συστήματα της χρησιμοποιούνται για την ανάλυση ενός τεράστιου αριθμού κυττάρων σχετικά με διάφορες ιδιότητες τους. Στην παράγραφο 5.4.2 εξετάζεται η δυνατότητα χρήσης των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος σε συστήματα κυτταρομετρίας ροής.

5.4.1 Η ΚΥΤΤΑΡΟΜΕΤΡΙΑ ΡΟΗΣ

Η κυτταρομετρία ροής (flow cytometry) αποτελεί μία τεχνική για την μέτρηση και την εξέταση μικροσκοπικών σωματιδίων τα οποία αιωρούνται σε ένα ρεύμα κάποιου ρευστού. Επιτρέπει την ταυτόχρονη πολυπαραμετρική ανάλυση των φυσικών ή χημικών ιδιοτήτων ξεχωριστών κυττάρων που ρέουν διαμέσου μίας οπτικής συσκευής ανίχνευσης. Για παράδειγμα η εσωτερική δομή, η φυσιολογική κατάσταση και η ταυτότητα των κυττάρων μπορούν να αναλυθούν. Η τεχνολογία της κυτταρομετρίας ροής βρίσκει εφαρμογή σε διάφορα πεδία μεταξύ των οποίων περιλαμβάνονται η μοριακή βιολογία, η παθολογία, η ανοσολογία και η βιολογία των φυτών. Στην μοριακή βιολογία είναι ιδιαίτερα χρήσιμη όταν χρησιμοποιείται με αντισώματα σημειωμένα με φθορισμό. Τα συγκεκριμένα αυτά αντισώματα

συνδέονται με αντιγόνα των κυττάρων στόχων και βοηθούν στην παροχή πληροφοριών πάνω σε συγκεκριμένα χαρακτηριστικά των κυττάρων που εξετάζονται από το κυτταρόμετρο. Ακόμα, η κυτταρομετρία ροής έχει ευρεία εφαρμογή στην ιατρική. Η τεχνική αυτή έχει επιτρέψει την λεπτομερή ανάλυση πολύπλοκων κυττάρων του ανοσοποιητικού συστήματος και έχει χρησιμοποιηθεί στον χαρακτηρισμό κυττάρων όγκων και στην ταυτοποίηση μίας ποικιλίας ανθρώπινων ασθενειών.

Η αρχή λειτουργίας της κυτταρομετρίας ροής έχει ως εξής: Μία δέσμη φωτός (συνήθως από ένα laser) ενός μόνο μήκους κύματος οδηγείται σε ένα υδροδυναμικά εστιασμένο ρεύμα ρευστού. Η υδροδυναμική εστίαση είναι μία τεχνική για την επίτευξη πιο ακριβών αποτελεσμάτων στην κυτταρομετρία ροής. Η μέτρηση κυττάρων πραγματοποιείται αναγκάζοντας τα κύτταρα να περάσουν από μία μικρή σήραγγα, προκαλώντας διαταραχές σε μία δέσμη φωτός. Η κατασκευή τέτοιων σηράγγων είναι δύσκολη καθώς η διάμετρος της σήραγγας πρέπει να είναι της τάξης κάποιων μικρομέτρων. Η υδροδυναμική εστίαση λύνει αυτό το πρόβλημα «χτίζοντας» τους τοίχους αυτής της σήραγγας από ρευστό χρησιμοποιώντας τις αρχές της δυναμικής ρευστών. Ένας αριθμός ανιχνευτών στοχεύει το σημείο όπου το ρεύμα περνά διαμέσου της δέσμης του φωτός: ένας ανιχνευτής ευθυγραμμίζεται με την δέσμη του φωτός (εμπρόσθια σκέδαση-forward scatter FSC) και αρκετοί τοποθετούνται κάθετα σε αυτήν (πλευρικής σκέδασης-side scatter SSC και ένας ή περισσότεροι ανιχνευτές φθορισμού). Κάθε αιωρούμενο σωματίδιο μεγέθους από 0.2 έως 150 μικρομέτρων που περνά διαμέσου της δέσμης σκεδάζει το φως με κάποιο τρόπο, και φθορίζοντα χημικά που βρίσκονται μέσα στο σωματίδιο ή έχουν επισυναφθεί σε αυτό μπορεί να διεγερθούν στην εκπομπή φωτός σε ένα μεγαλύτερο μήκος κύματος από αυτό της πηγής φωτός. Αυτός ο συνδυασμός σκεδασμένου και φθορίζοντος φωτός συλλαμβάνεται από τους ανιχνευτές και από την ανάλυση των διακυμάνσεων της φωτεινότητας σε κάθε ανιχνευτή (υπάρχει ένας για κάθε κορυφή εκπομπής φθορισμού των σωματιδίων), είναι δυνατό να εξαχθούν διάφοροι τύποι πληροφορίας για την φυσική και χημική δομή κάθε ξεχωριστού σωματιδίου. Η εμπρόσθια σκέδαση FSC σχετίζεται με τον όγκο των κυττάρων, ενώ η πλευρική σκέδαση SSC εξαρτάται από την εσωτερική πολυπλοκότητα των σωματιδίων (όπως το σχήμα των νουκλεονίων, το ποσό και ο τύπος των κυτταροπλασματικών κόκκων και η τραχύτητα της μεμβράνης). Κάποια κυτταρόμετρα ροής που κυκλοφορούν στην αγορά χρησιμοποιούν μόνο το σκεδασμένο φως για μετρήσεις. Άλλα κυτταρόμετρα

ροής σχηματίζουν εικόνες από τον φθορισμό και το σκεδασμένο φως κάθε κυττάρου [43.63].

5.4.2 ΧΡΗΣΗ ΠΗΓΩΝ ΥΠΕΡΣΥΝΕΧΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΚΥΤΤΑΡΟΜΕΤΡΙΑ ΡΟΗΣ

Αν και οι ιδιότητες της συμφωνίας, της σταθερότητας καθώς και τα επίπεδα ισχύος που παράγουν τα laser τα καθιστούν ιδανικές πηγές για τον φωτισμό των κυττάρων στην κυτταρομετρία ροής, τα συγκεκριμένα μήκη κύματος που μπορούν να παράγουν θέτουν περιορισμούς στα μήκη κύματος που είναι διαθέσιμα για την διέγερση των φθορίζουσών ουσιών των κυττάρων που εξετάζονται. Τα περισσότερα κλινικά και εργαστηριακά κυτταρόμετρα ροής έχουν δύο μόνο laser που εκπέμπουν στα 488 nm και στα 633 nm. Τα laser αυτά αν και είναι χρήσιμα μπορούν να διεγείρουν έναν περιορισμένο αριθμό φθορίζουσών ουσιών. Ακόμα και τα πιο σύγχρονα κυτταρόμετρα ροής που χρησιμοποιούν πολλά laser παρέχουν το πολύ έξι διακριτά μήκη κύματος με αποτέλεσμα η κάλυψη του φάσματος από την υπεριώδη έως την υπέρυθη περιοχή να μην είναι ποτέ πλήρης. Μία λύση στα προβλήματα αυτά αποτελεί η χρήση πηγών υπερσυνεχούς φάσματος που να εκπέμπουν ένα ευρύ φάσμα από την υπεριώδη έως την υπέρυθη περιοχή. Οι πηγές αυτές, όπως γνωρίζουμε, χρησιμοποιούν οπτικές ίνες για την παραγωγή υπερσυνεχούς φάσματος γεγονός που τις κάνει να είναι μικρές σε μέγεθος, αξιόπιστες και να ενσωματώνονται εύκολα στα υπάρχοντα βιοιατρικά όργανα. Στην κυτταρομετρία ροής θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν πηγές υπερσυνεχούς φάσματος σε συνδυασμό με φίλτρα για την χρησιμοποίηση στενών ζωνών μηκών κύματος οι οποίες θα επιλέγονται από το υπερσυνεχές φάσμα, τέτοιου είδους πηγές χρησιμοποιούνται στην ομοεστιακή μικροσκοπία. Εισάγοντας απλά ένα ζωνοπερατό οπτικό φίλτρο με το επιθυμητό φασματικό εύρος στο υπερσυνεχές φάσμα είναι δυνατό να επιλεγεί κάθε επιθυμητό μήκος κύματος για διέγερση στην κυτταρομετρία ροής. Αφού τα ζωνοπερατά φίλτρα μπορούν να κατασκευαστούν σε οποιοδήποτε σχεδόν μήκος κύματος και εύρος ζώνης μπορούν να παρέχουν οποιοδήποτε ορατό μήκος κύματος για την διέγερση φθορισμού.

Πρόσφατα αναφέρθηκε η εκτέλεση πειράματος για την δοκιμή της δυνατότητας εφαρμογής των πηγών υπερσυνεχούς φάσματος στην κυτταρομετρία ροής [63]. Κατά την δοκιμή αυτή μία πηγή παραγωγής υπερσυνεχούς φάσματος σε εύρος από 460 έως

2400 nm υψηλής ισχύος ενσωματώθηκε σε ένα εμπορικό κυτταρόμετρο ροής. Αρχικά αφαιρέθηκε το υπέρυθρο τμήμα του παραγόμενου υπερσυνεχούς φάσματος και στην συνέχεια εφαρμόστηκαν στην δέσμη της πηγής στενά ζωνοπερατά φίλτρα σε μήκη κύματος που εκτείνονταν από τα 450 έως τα 700 nm με εύρη μετάδοσης γύρω στα 10 με 30 nm, επιτρέποντας μόνο στα επιθυμητά μήκη κύματος να περάσουν. Το φιλτραρισμένο φως είχε επίπεδα ισχύος γύρω στα 2 με 4 mW/nm με πρακτική συνολική εκπομπή στα 10 με 50 mW, τιμές που ανήκουν στο χρήσιμο εύρος τιμών για βιολογική ανάλυση. Στην συνέχεια, αναλύθηκαν κύτταρα «μαρκαρισμένα» με μία ποικιλία φθορίζουσών ουσιών, σε σύγκριση με παραδοσιακά laser εκπομπής παρόμοιων μηκών κύματος με αυτά που προέκυψαν από το φιλτράρισμα της πηγής υπερσυνεχούς φάσματος. Διαπιστώθηκε, έτσι, ότι η πηγή υπερσυνεχούς φάσματος και οι παραδοσιακές πηγές παρουσίαζαν τα ίδια επίπεδα ευαισθησίας ανίχνευσης.

Συμπερασματικά, η πηγή υπερσυνεχούς φάσματος που καλύπτει φασματικά την ορατή περιοχή επιτρέπει την διέγερση μίας ποικιλίας βιολογικά σημαντικών φθορίζουσών ουσιών με μία και μοναδική πηγή, χρησιμοποιώντας το επιλεκτικό φιλτράρισμα για την απόκτηση του επιθυμητού εύρους μηκών κύματος. Το προφανές πλεονέκτημα είναι η ευελιξία καθώς κάποιος μπορεί να επιλέξει οποιοδήποτε μήκος κύματος αντί να εξαρτάται από πηγές laser εκπομπής ενός συγκεκριμένου μήκους κύματος. Το υπερσυνεχές φάσμα θα επιτρέψει τον συντονισμό των μηκών κύματος διέγερσης ανάλογα με τη κάθε φθορίζουσα ουσία που χρησιμοποιείται, παράγοντας την μέγιστη ευαισθησία.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press INC
- [2] Η. Αβραμόπουλου, “Φωτονική Τεχνολογία για Τηλεπικοινωνίες”, Εκδόσεις Ε. Μ. Π.
- [3] Michael H. Frosz, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibres: Modelling and dispersion engineering for spectral shaping”, Denmark, 30/11/2006
- [4] H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka and K-I. Sato, “More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5GHz channel spacing”, Elec. Let. 36, 25, 2000
- [5] http://www.crystal-fibre.com/technology/technology_tutorial.shtml
- [6] Sotobayashi Hideyuki, “Supercontinuum and its applications”, Journal of the National Institute of Information and Communications Technologies, 53, 3, 2006
- [7] <http://www.rp-photonics.com>
- [8] Iosif Zeylikovich, Vladimir Kartazaev, and R. R. Alfano, “Spectral, temporal, and coherence properties of supercontinuum generation in microstructure fiber”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 22, No. 7, July 2005
- [9] Takashi Hori, Jun Takayanagi, Norihiko Nishizawa, and Toshio Goto, “Flatly broadened, wideband and low noise supercontinuum generation in highly nonlinear hybrid fiber”, Optics Express 317, Vol. 12, No. 2, 26 January 2004
- [10] J.J. Miret, E Silvestre, P. Andres, “Smooth and Stable Supercontinuum Generation with Standard Photonic Crystal Fibers”, Transparent Optical Networks, 2008, ICTON 2008, 10th Anniversary International Conference on Volume 2, Issue, 22-26 June 2008
- [11] J. W. Nicholson and M. F. Yan, “Cross-coherence measurements of supercontinua generated in highly-nonlinear, dispersion shifted fiber at 1550 nm”, Optics Express 679, Vol. 12, No. 4, 23 February 2004
- [12] K. K. Chow, Y. Takushima, Chinlon Lin, C. Shu1, A. Bjarklev, “Flat Supercontinuum Generation in a Dispersion-Flattened Nonlinear Photonic Crystal Fiber with Normal Dispersion”, Electronics Letters Volume 42, Issue 17, August 17, 2006
- [13] Koji Igarashi, Satoshi Saito, Masato Kishi, and Masahiro Tsuchiya, “Broad-Band and Extremely Flat Super-Continuum Generation via Optical Parametric Gain Extended

Spectrally by Fourth-Order Dispersion in Anomalous-Dispersion-Flattened Fibers”, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, VOL. 8, NO. 3, May/June 2002

[14] John M. Dudley, “Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber, Fundamentals to Applications”, CNRS Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, Besançon, France, Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008, Conference on

[15] K.L. Corwin, N.R. Newbury, J.M. Dudley, S. Coen, S.A. Diddams, B.R. Washburn, K. Weber, R.S. Windeler, “Fundamental amplitude noise limitations to supercontinuum spectra generated in a microstructured fiber”, Applied Physics B – Lasers and Optics, 2003

[16] N. R. Newbury, B. R. Washburn, and K. L. Corwin, “Noise amplification during supercontinuum generation in microstructure fiber”, Optics Letters, Vol. 28, No. 11, January 2002

[17] Gregory E. Obarski and Paul D. Hale
http://www.laserfocusworld.com/display_article/31606/12/none/none/Feat/How-to-measure-relative-intensity-noise-in-lasers

[18] <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5091-2196E.pdf>

[19] John M. Dudley, Stéphane Coen, “Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers”, Optics Letters, Vol. 27, No. 13, January 2002

[20] John M. Dudley, Stéphane Coen, “Numerical Simulations and Coherence Properties of Supercontinuum Generation in Photonic Crystal and Tapered Optical Fibers”, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, April 30 2002

[21] Stéphane Coen, Alvin Hing Lun Chau, Rainer Leonhardt, and John D. Harvey, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 19, No. 4, August 21, 2007

[22] Jun Takayanagi and Norihiko Nishizawa, “Generation of Widely and Flatly Broadened, Low-Noise and High-Coherence Supercontinuum in All-Fiber System”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 45, No. 16, 2006

[23] Charu Kakkar and K. Thyagarajan, “Design optimisation for obtaining flat, high power supercontinuum source over C + L band”, Optics Express 10292, Vol. 14, No. 22, October 2006

[24] N.I Nikolov, O. Bang, A. Bjarklev, “Designing the Dispersion for Optimum Supercontinuum Bandwidth Using Picosecond Pulses”, Optical Fiber Communications Conference, 2003, OFC 2003

- [25] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zelmer, A. Tunnermann, "Radio frequency noise of femto- and picosecond pulse generated supercontinuum spectra", *Lasers and Electro-Optics*, 2004
- [26] G. Genty, B. Eggleton and J. Dudley, "Modulation control and spectral shaping of supercontinuum generation in the picosecond regime", *Opto-Electronics and Communications Conference, 2008 and the 2008 Australian Conference on Optical Fibre Technology*
- [27] K. Mori, K. Sato, H. Takara and T. Ohara, "Supercontinuum lightwave source generating 50 GHz spaced optical ITU grid seamlessly over S-, C- and L-bands", *Electronics Letters*, Vol. 39 No. 6, March 2003
- [28] P. Lazaridis, G. Debarge, and P. Gallion, "Time-bandwidth product of chirped sech² pulses: application to phase-amplitude-coupling factor measurement", *Optics Letters*, Vol. 20, No. 10, 1995
- [29] B.P. Nelson, D. Cotter, K.J. Blow, N.J. Doran, "Large non-linear pulse broadening in long lengths of monomode fibre", *Opt. Commun.* 48 (1983) 292–294,
- [30] S.V. Smirnov, J.D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, S.M. Kobtsev, S. Kukarin, S.K. Turitsyn, "Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications", *Optical Fiber Technology* 12 (2006) 122–147
- [31] R. Dorsinville, P.P. Ho, J.T. Manassah and R.R. Alfano, "Applications of Supercontinuum: Present and Future"
- [32] S. Taccheo, K. Ennsner, D. Forin, G. Tosi-Beleffi and F. Curti, "Supercontinuum-Based Devices for Telecom Applications", *Transparent Optical Networks, 2006 International Conference on*
- [33] S. M. Kobtsev and S. V. Smirnov, "Supercontinuum Fiber Sources under Pulsed and CW Pumping", *Laser Physics*, Vol. 17, No. 11, June 19, 2007
- [34] P. Bakopoulos, E. Kehayas, A. E. H. Oehler, T. Sudmeyer, K. J. Weingarten, K. P. Hansen, C. Bintjas, U. Keller, H. Avramopoulos, "Agile and Upgradeable Multi-wavelength Source for Dense Wavelength Division Multiplexing Networks", 2007
- [35] S. Matsushita, S. Namiki, and M. Sakano, "Ultra-Short Pulse Sources for Telecom and Non-Telecom Applications", *Lasers and Electro-Optics Society, 2005. LEOS 2005 The 18th Annual Meeting of the IEEE* Volume, Issue, 22-28 Oct. 2005
- [36] Takuya Ohara, Hidehiko Takara, Takashi Yamamoto, Hiroji Masuda, Toshio Morioka, Makoto Abe and Hiroshi Takahashi, "Over-1000-Channel Ultradense WDM Transmission With Supercontinuum Multicarrier Source", *Journal of lightwave technology*, VOL. 24, NO. 6, 2006

- [37] Le Nguyen Binh and Zsiofia Csematomy, “Double-sideband carrier suppressed RZ and NRZ modulation formats for ultra-high capacity 40 Gb/s optical communications systems”, 2003
- [38] H. C. Bao, Y. J. Wen, and H. F. Liu, “Pulsed Multichannel Source Generation for RZ Based WDM Application”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 10, October 2003
- [39] P. Bakopoulos, E. Kehayas, A. E. H. Oehler, T. Sudmeyer, K. J. Weingarten, K. P. Hansen, U. Keller and H. Avramopoulos, “An Agile Multi-Wavelength Optical Source with configurable channel spacing and CW or pulsed operation for High-Capacity WDM Optical Networks”, 2009
- [40] Ivan P. Kaminow and Tingye Li, “Optical fiber telecommunications IV”, Academic Press, 2002
- [41] Z. Yusoff, P. Petropoulos, K. Furusawa, T. M. Monro, and D. J. Richardson, “A 36-Channel 10-GHz Spectrally Sliced Pulse Source Based on Supercontinuum Generation in Normally Dispersive Highly Nonlinear Holey Fiber”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No 12, December 2003
- [42] Takashi Yamamoto, Kenji Kurokawa, Katsusuke Tahima and Toshio Kurashima, “1.0 μm band supercontinuum light as WDM pulse source generated by using photonic crystal fibers”, IEICE Electronics Express, Vol. 5, No. 16, 2008
- [43] <http://en.wikipedia.org/wiki>
- [44] Theodor W. Hänsch, “Passion for precision”, Nobel Lecture, December 8, 2005
- [45] Steven Candiff, Jun Ye and John Hall, “Rulers of light”, Scientific American, April 2008
- [46] Serguei M. Kobtsev and Serguei V. Smirnov, “Coherent properties of supercontinuum containing clearly defined solitons”, Optics Express, Vol. 14, No. 9, April 2006
- [47] J.W. Nicholson, P.S. Westbrook, K.S. Feder, K. Kim, S.A. Diddams, and N. R. Newbury, “Fibers for continuum generation and frequency metrology”, Lasers and Electro-Optics Society, 2006, LEOS 2006, 19th Annual Meeting of the IEEE, 2006
- [48] B. R. Washburn, S. A. Diddams, and N. R. Newbury, J.W. Nicholson, P.S. Westbrook, K.S. Feder, C. G. Jergensen, “Infrared frequency comb for frequency metrology based on a tunable repetition rate fiber laser”, Optical Fiber Measurements, 2004, Technical Digest: Symposium on Volume , Issue , 2004
- [49] B. R Washburn and N. R Newbury, “Fundamental phase noise on supercontinuum generated in microstructure fiber: limits on frequency metrology” Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) San Francisco, California May 16, 2004

- [50] Patrick Gill and Helen Margolis, "Optical clocks", May 2005, <http://physicsworld.com/cws/article/print/22097>
- [51] S. Schlachter, A. Elder, J. H. Frank, A. Grudinin, C. F. Kaminski, "Spectrally Resolved Confocal Fluorescence Microscopy with a Supercontinuum Laser", Microscopy and analysis, May 2008
- [52] V. Prasad, D. Semwogerere, E. R. Weeks, "How does a confocal microscope work", <http://www.physics.emory.edu/~weeks/confocal>, Emory University, Atlanta, Georgia, US
- [53] T. Betz et al., "Excitation beyond the monochromatic laser limit: Simultaneous 3-D confocal and multiphoton microscopy with a tapered fiber as white-light laser source", J. Biomedical Optics 10(5), 054009
- [54] Marcus Dyba, Alexander Egner and Stefan Jakobs, "STED microscopy overcomes the diffraction limit in a fundamental way", <http://www.mpibpc.mpg.de/groups/hell/STED.html>, Max Planck Institute for Biophysical Chemistry, Germany
- [55] Dominik Wildanger, Eva Rittweger, Lars Kastrup and Stefan W. Hell, "STED microscopy with a supercontinuum laser source", Optics Express 9614, Vol. 16, No. 13, 23 June 2008
- [56] "Supercontinuum Laser for STED Microscopy", Application note, Fianium Ultrafast fiber lasers, 2008
- [57] Wolfgang Drexler, James G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography", Springer, 2008
- [58] M. C. Stumpf, S. C. Zeller, A. Schlatter, T. Okuno, T. Südmeyer, U. Keller, "Compact Er:Yb:glass-laser-based supercontinuum source for high-resolution optical coherence tomography", Optics Express 10572, Vol. 16, No. 14, 7 July 2008
- [59] Kim P. Hansen & René E. Kristiansen, "Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibers", Crystal Fibres A/S, <http://www.crystal-fibre.com> ,
- [60] Robert R. Alfano, "The supercontinuum laser source", Springer New York, 2006
- [61] G. Humbert, W. J. Wadsworth, S. G. Leon-Saval, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre", Optics Express 1596, Vol. 14, No. 4, 20 February 2006
- [62] Noboru Uehara, "Supercontinuum broadband light source comes into practical use", Santec Corporation, Japan, August 2006
- [63] William G. Telford and Husain Imam, "More Flexibility for Flow Cytometry", <http://www.photonics.com>, August 2008

[64] Xun Gu, Mark Kimmel, Aparna P. Shreenath and Rick Trebino, John M. Dudley, Stéphane Coen, Robert S. Windeler, “Experimental studies of the coherence of microstructured fiber supercontinuum”, *Optics Express* 2697, Vol. 11, No. 21, October 2003

[65] Brian R. Washburn and Nathan R. Newbury, “Phase, timing, and amplitude noise on supercontinua generated in microstructure fiber”, *Optics Express* 2166, Vol. 12, No. 20, May 2004