

Α.Τ.Ε.Ι. ΧΑΝΙΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ
ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ
ΚΑΙ ΣΟΛΙΤΟΝΙΑ

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ: ΓΚΟΥΝΗ ΣΤΑΥΡΟΥΛΑ

ΑΡΙΘΜΟΣ ΜΗΤΡΩΟΥ: 3569

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΑΝΔΡΟΥΛΑΚΗΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ

Οκτώβριος 2011

Α.Τ.Ε.Ι. Χανίων – Τμήμα Ηλεκτρονικής

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Ευχαριστώ την οικογένειά μου για την στήριξη και την συμπαράσταση τους όλα αυτά τα χρόνια, μα πάνω απ' όλα ευχαριστώ τον καθηγητή μου κύριο Ανδρουλάκη Γεώργιο, που χάρη στην αμέριστη συμπαράσταση και συμβολή του ολοκλήρωσα κατά τον καλύτερο δυνατό τρόπο την πτυχιακή μου εργασία με θέμα «Μη γραμμική οπτική και σολιτόνια». Μια ανηφορική πορεία δύσκολη σχετικά έφτασε στο τέλος της και αυτό με γεμίζει χαρά και ελπίδα για το μέλλον μου. Μια αξέχαστη εμπειρία θα έλεγα που σηματοδοτεί ένα νέο κύκλο ζωής...

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Ευχαριστίες.....	1
Περιεχόμενα.....	2
Λίστα Σχημάτων	4
Περίληψη	5
Πρόλογος.....	7
1^ο - Κεφάλαιο “Οπτικές Ίνες”	8
1.1 Ιστορική Αναδρομή στις Οπτικές Επικοινωνίες.....	8
1.2 Οφέλη από τη Χρήση Οπτικών Ινών έναντι του Χαλκού	10
1.3 Δομή και Χαρακτηριστικά μίας Οπτικής Ίνας	11
1.4 Μέθοδος Κατασκευής.....	12
1.5 Διάκριση Οπτικών Ινών.....	13
1.6 Απώλειες στις Οπτικές Ίνες	15
1.7 Το Πρόβλημα της Χρωματικής Διασποράς.....	18
1.7.1 Χρωματική Διασπορά Ορισμός και Προέλευση	19
1.7.2 Χρωματική Διασπορά σε Διαφορετικούς Τύπους Οπτικών Ινών	21
1.7.3 Όριο και Αντιστάθμιση	23
1.7.4 Μέθοδοι Μέτρησης.....	25
1.7.5 Επίδραση της Χρωματικής Διασποράς στη Λειτουργία ενός Οπτικού Δικτύου	26
1.8 Πόλωση.....	28
1.9 Πλεονεκτήματα και Μειονεκτήματα Οπτικών Ινών.....	29
2^ο - Κεφάλαιο “Μη Γραμμικά Φαινόμενα”	32
2.1 Εισαγωγή	32
2.2 Μη Γραμμική Εξίσωση Schrodinger	33
2.3 Εξαναγκασμένη Σκέδαση Raman	34
2.4 Εξαναγκασμένη Σκέδαση Brillouin.....	35
2.5 Σύγκριση Εξαναγκασμένης Σκέδασης Raman και Εξαναγκασμένης Σκέδασης Brillouin	37
2.6 Φαινόμενο Kerr.....	39
3^ο - Κεφάλαιο “Οπτικά Σολιτόνια”	45
3.1 Εισαγωγή	45
3.2 Γενικά Χαρακτηριστικά Σολιτονίων	45
3.3 Μορφές Αλληλεπίδρασης Μεταξύ Σολιτονίων	46
3.4 Μονοδιάστατα Χωρικά Οπτικά Σολιτόνια	48
3.4.1 Μη Παραξονικό Θεμελιώδες Σολιτόνιο	50
3.4.2 Παραξονικό Θεμελιώδες Σολιτόνιο	52
3.5 Μονοδιάστατα Χρονικά Οπτικά Σολιτόνια	57
3.5.1 Non-SVEA Θεμελιώδες Σολιτόνιο	59
3.5.2 SVEA Θεμελιώδες Σολιτόνιο	60
3.6 Εφαρμογές	64

3.6.1	Λογικές Πύλες.....	64
3.6.2	Σολιτονιακά Laser.....	65
3.6.3	Ενισχυτές με Σολιτόνια.....	67
3.6.4	Σολιτονιακά Τηλεπικοινωνιακά Συστήματα.....	68
4^ο	- Κεφάλαιο “Συμπεράσματα”	69
	Αναφορές - Βιβλιογραφία.....	71

ΛΙΣΤΑ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1 – Τυπική οπτική ίνα. [1]	11
Σχήμα 2 – Κατηγορίες στις οποίες διακρίνονται οι οπτικές ίνες. [4]	15
Σχήμα 3 – Διάγραμμα απωλειών μονότροπης ίνας κατασκευασμένης με τη μέθοδο Τροποποιημένης Χημικής Εναπόθεσης Ατμού (Modified Chemical Vapor Deposition – M.C.V.D.). [3].....	16
Σχήμα 4 – Διάγραμμα επιμέρους απωλειών από τις οποίες προκύπτουν οι συνολικές απώλειες σε μία οπτική ίνα. [2]	17
Σχήμα 5 – Χρωματική διασπορά μονότροπης οπτικής ίνας. [5]	20
Σχήμα 6 – Η επίδραση της μεταβολής του μήκους κύματος στην τιμή της χρωματικής διασποράς. [6].....	21
Σχήμα 7 – Μεταβολή του προφίλ της χρωματικής διασποράς για τους διάφορους τύπους οπτικών ινών. [5]	23
Σχήμα 8 – Αντιστάθμιση χρωματικής διασποράς. [5].....	25
Σχήμα 9 – Κατάλοιπα χρωματικής διασποράς σε μία DWDM αντισταθμισμένη ζεύξη. [5]..	25
Σχήμα 10 - Ταχύτητα φάσης και ταχύτητα ομάδας. [16]	27
Σχήμα 11 – Ενεργός διατομή σχετικής απολαβής σε συνάρτηση με την απόσταση του καναλιού από τη συχνότητα άντλησης. [2].....	38
Σχήμα 12 – Γραφική παράσταση της υπερβολικής τέμνουσας $\text{sech}(y)$. [10].....	41
Σχήμα 13 – Δομή οπτικού διαφράγματος Kerr. [3]	42
Σχήμα 14 – Δομή ενός οπτικού διαφράγματος Kerr το οποίο αποτελείται μόνο από οπτικές ίνες. [3].....	43
Σχήμα 15 – Βασικές μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων. [12]	47
Σχήμα 16 – Εξισορρόπηση μεταξύ γραμμικής διάθλασης και μη γραμμικής αυτοεστίασης (self focusing) κατά το σχηματισμό ενός χωρικού οπτικού σολιτονίου. [14].....	48
Σχήμα 17 – Ο κυματαριθμός kz ως συνάρτηση του εγκάρσιου κυματαριθμού kx . [14]	53
Σχήμα 18 – Η διάθλαση του αρχικού προφίλ της δέσμης $\text{sech}(x/w_0)$ για πέντε ομοεστιακές αποστάσεις ($5Z_0$). Η ένταση του FWHM διευρύνεται στα 140 μm . [14].....	54
Σχήμα 19 – Μη γραμμική φάση για απόσταση διάδοσης Δz και πλάτος κορυφής τέτοιο ώστε η μέγιστη μη γραμμική φάση να ισούται με 4 ακτίνια. [14].....	55
Σχήμα 20 – Δέσμη χωρικού σολιτονίου με αρχικό προφίλ πλάτους $\text{sech}(x/w_0)$. Έπειτα από διάδοση πέντε ομοεστιακών αποστάσεων ($5Z_0$), το εύρος της δέσμης και η θέση της παραμένουν αμετάβλητα. [14].....	56
Σχήμα 21 – Η μεταβολή του κυματαριθμού k σε συνάρτηση με το μήκος κύματος. [14].....	58
Σχήμα 22 – Διάδοση χρονικού σολιτονίου για απόσταση $5Z_0$. [14]	63
Σχήμα 23 – Κυκλικό αντηχείο που χρησιμοποιείται σε σολιτονιακά laser οπτικών ινών Raman. [3].....	66

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η διπλωματική αυτή εργασία αποτελεί μία εισαγωγή στα φαινόμενα της μη γραμμικής οπτικής, με έμφαση στα οπτικά σολιτόνια. Αρχικά αναλύονται τα οπτικά δίκτυα και το πρόβλημα της χρωματικής διασποράς. Στη συνέχεια περιγράφεται η μη γραμμική εξίσωση Schrödinger, η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman και Brillouin καθώς και το οπτικό φαινόμενο Kerr. Τέλος, ακολουθεί μία αναλυτική περιγραφή των χωρικών και χρονικών οπτικών σολιτονίων ως επίσης και οι βασικότερες τεχνολογικές εφαρμογές τους.

Λέξεις κλειδιά: Οπτικές Ίνες, Σολιτόνια, Μη γραμμικά φαινόμενα, Χρωματική διασπορά, Μη Γραμμική Εξίσωση Schrodinger, Εξαναγκασμένη σκέδαση Raman και Brillouin, Οπτικό φαινόμενο Kerr.

ABSTRACT

This thesis serves as an introduction to nonlinear optics; particular emphasis is given on optical Solitons and related nonlinear phenomena. Starting from a description of optical networks and the problem of group velocity dispersion, we proceed with a brief discussion of nonlinear Schrödinger equation, stimulated Raman and Brillouin scattering as well as the optical Kerr effect. Further, the theory of spatial and temporal optical Solitons is described, followed by their most important applications in technology.

Keywords: Fiber optics, Solitons, Nonlinear phenomena, Group velocity dispersion, Nonlinear Schrödinger equation, Raman and Brillouin equations, Optical Kerr phenomenon.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η καλύτερη λύση σήμερα σε μέσα μετάδοσης εμφανίζεται να είναι η οπτική ίνα, η οποία είναι είτε από γυαλί είτε από πλαστικό και μεταφέρει φως. Μια λύση με αρκετά πλεονεκτήματα που ολοένα κερδίζει έδαφος τα τελευταία χρόνια. Οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται κυρίως σε δίκτυα επικοινωνιών και προσφέρουν μετάδοση σε μεγαλύτερες αποστάσεις και σε μεγαλύτερο εύρος ζώνης σε σύγκριση με το χαλκό. Συνήθως οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται στη θέση των μεταλλικών καλωδίων, επειδή το σήμα μεταδίδεται στο εσωτερικό τους με σαφώς λιγότερες απώλειες, χωρίς να επηρεάζονται από την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών παρεμβολών. Έχοντας διδαχθεί βασικές έννοιες των οπτικών ινών μέσω θεωρητικών και πρακτικών μαθημάτων της σχολής μου, η επιστήμη αυτή κέντρισε το ενδιαφέρον μου και με παρακίνησε να αποκτήσω περισσότερες γνώσεις στον τομέα αυτό. Η παρούσα πτυχιακή εργασία εκπονήθηκε με την επίβλεψη του κ. Ανδρουλάκη Γεώργιου και σκοπός της είναι η εξοικείωση, βιβλιογραφική και υπολογιστική, με τα μη γραμμικά οπτικά φαινόμενα που πραγματοποιούνται στο εσωτερικό των οπτικών ινών. Συγκεκριμένα, καλούμαι να μελετήσω τον λόγο ύπαρξης των οπτικών σολιτονίων στις μη γραμμικές οπτικές ίνες. Έχει γίνει προσπάθεια ώστε να περιέχονται στην παρούσα εργασία όλα τα απαραίτητα στοιχεία που αφορούν τα οπτικά σολιτόνια καθώς και οι εφαρμογές τους στις τηλεπικοινωνίες. Δυσκολίες παρουσιάστηκαν αρκετές φορές κατά την πορεία της μελέτης μέριμνα όμως λαμβανόταν προκειμένου να ξεπεραστούν τα εμπόδια και το αποτέλεσμα να είναι το καλύτερο δυνατό.

1^ο - ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ΟΠΤΙΚΕΣ ΊΝΕΣ”

1.1 Ιστορική Αναδρομή στις Οπτικές Επικοινωνίες

Εδώ και αρκετές δεκαετίες, ο άνθρωπος χρησιμοποιεί τις οπτικές τεχνολογίες για τη μετάδοση πληροφοριών σε διάφορες αποστάσεις. Αρχικά ξεκίνησε με σήματα καπνού και συνέχισε με τον οπτικό και τον ηλεκτρικό τηλεγράφο. Μεταγενέστερα χρησιμοποίησε το τηλέφωνο, τις ραδιοζεύξεις και τα μικροκύματα. Επιπρόσθετα χρησιμοποίησε radar, τηλεόραση, τηλετύπα και δορυφορικές επικοινωνίες. Κατά την εξέλιξη των διάφορων προσπαθειών του διαφάνηκε ότι τα ραδιοκύματα δεν ήταν αρκετά για την κάλυψη των επιμέρους αναγκών μιας και οι ανάγκες σε τηλεπικοινωνιακό επίπεδο αυξάνονταν συνεχώς. Τα τηλεπικοινωνιακά κανάλια ήταν τόσα πολλά με αποτέλεσμα να υπάρχει συνωστισμός και να μην επαρκεί το διαθέσιμο εύρος ζώνης. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα να στραφούν οι προσπάθειες προς την αξιοποίηση του διαθέσιμου εύρους ζώνης της οπτικής περιοχής (υπέρυθρο, ορατό, υπεριώδες) του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Η ανακάλυψη του laser γύρω στο 1960 αποτέλεσε αφετηρία για τη χρήση του οπτικού φάσματος. Το laser αποτελεί μονοχρωματική πηγή στην οπτική περιοχή. Διαθέτει σταθερά κυματικά χαρακτηριστικά, πολύ καλή πυκνότητα ακτινοβολίας, κατευθυντικότητα και αρκετά καλή δυνατότητα διαμόρφωσης ακόμα και στις υψηλές συχνότητες. Αρχικά η τεχνολογία δεν μπορούσε να προσφέρει τις απαραίτητες εκείνες διατάξεις για τη διαμόρφωση του φωτός. Έτσι έπειτα από titάνια κινητοποίηση των ερευνητών και των μηχανικών, ανακαλύφθηκαν και εξελίχθηκαν νέα είδη φωτοδιόδων, φωτοτρανζίστορ, φωτοFET και πολλά είδη φωτοπηγών όπως οι φωτοεκπέμπουσες δίοδοι LED.

Τα πρώτα οπτικά συστήματα που χρησιμοποιήθηκαν ήταν ασύρματα. Αρχικά οι ακτίνες των laser διαδίδονταν στην ατμόσφαιρα με τη βοήθεια φακών εστίασης και καθρεπτών. Όμως τα προβλήματα που παρουσιάστηκαν ήταν πάρα πολλά και είχαν να κάνουν με δυσκολίες κατά την προσπάθεια εστίασης της φωτεινής δέσμης, η επικοινωνία παρουσίαζε άμεση εξάρτηση από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες και η οπτική επαφή μεταξύ πομπού και δέκτη ήταν απαραίτητη. Όλα αυτά είχαν ως αποτέλεσμα οι ειδικοί να στρέψουν την προσοχή τους στην ανακάλυψη ενός νέου, καταλληλότερου μέσου μεταφοράς του οπτικού φέροντος. Στα τέλη της δεκαετίας του 60' παρουσιάστηκε από την Αγγλική εταιρία

Standard Telecommunication Labs, ένα απλό οπτικό σύστημα το οποίο έχει ως βάση του γυάλινη ίνα ως μέσο για τη μεταφορά του οπτικού φέροντος. Οι πρώτες οπτικές ίνες χρησιμοποιήθηκαν στην ιατρική, αλλά παρουσιάστηκαν ακατάλληλες για χρήση σε τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές. Αυτό συνέβη διότι παρουσίασαν πολύ μεγάλη εξασθένιση της τάξεως των 1000 dB/km, η οποία μεταφράζεται σε ισχύ σήματος εξόδου 10^{100} φορές μικρότερη από την ισχύ του σήματος εισόδου έπειτα από διαδρομή ενός χιλιομέτρου. Εκείνη την εποχή τα ομοαξονικά καλώδια των συμβατικών ενσύρματων τηλεπικοινωνιακών συστημάτων, παρουσίαζαν εξασθένιση μόλις 5-10 dB/km. Μετέπειτα οι διάφοροι κατασκευαστές κατάφεραν να περιορίσουν την εξασθένιση στις οπτικές ίνες στα 20 dB/km, αφού μπόρεσαν να απομακρύνουν τις επιμέρους προσμίξεις και ειδικά τα ιόντα υδροξυλίου. Το 1975 η εξασθένιση έπεσε στα 2 dB/km και το 1980 στα 0.25 dB/km. Ουσιαστικά δηλαδή κατάφεραν να χάνει το οπτικό σήμα μόλις το 5% της ισχύος του έπειτα από διαδρομή ενός χιλιομέτρου. Μετέπειτα αναπτύχθηκαν νέα υλικά τα οποία ώθησαν τους ειδικούς στην κατασκευή ημιαγωγικών πηγών Laser και φωτοφωρατών με διαστάσεις της τάξεως των 0.8 έως 1.6 μm . Δηλαδή είχαν διαστάσεις συγκρίσιμες με τα χρησιμοποιούμενα μήκη κύματος. Στη σύγχρονη εποχή η έρευνα προχωρά με αργά και σταθερά βήματα προς τη μονολιθική ολοκλήρωση τους με απώτερο στόχο τη μαζική παραγωγή με βάση τα πρότυπα των ολοκληρωμένων ηλεκτρονικών κυκλωμάτων.

Από τη στιγμή που η τεχνολογία των οπτικών επικοινωνιών αναπτύσσεται ραγδαία τα τελευταία χρόνια, είναι λογικό να έχει κερδίσει σημαντικό έδαφος ως μέσο μεταφοράς πληροφορίας. Τα οπτικά συστήματα επικοινωνίας χρησιμοποιούν φως στην οπτική ζώνη του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος με μήκη κύματος από 0.4 έως 3 μm . Οι πολύ λεπτές γυάλινες οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται ως μέσο για τη μεταφορά της πληροφορίας. Αυτό συμβαίνει διότι οι οπτικές ίνες αποτελούν τον πιο κατάλληλο τρόπο για την οδήγηση της οπτικής δέσμης η οποία είναι αυτή που μεταφέρει την πληροφορία σε ψηφιακή μορφή. Βέβαια ακόμα και στα σημερινά οπτικά δίκτυα δεν αξιοποιούνται πλήρως οι δυνατότητες των οπτικών ινών, για αυτό και οι έρευνες στρέφονται προς την εξεύρεση νέων διατάξεων και τεχνικών με στόχο την καλύτερη εκμετάλλευση των χαρακτηριστικών τους. Η χρήση οπτικών συστημάτων καθιερώθηκε το 1988 με την εγκατάσταση της όγδοης υπερατλαντικής ζεύξης μεταξύ Ευρώπης και Αμερικής (TAT-8). Στις μέρες μας τα οπτικά συστήματα επεκτείνονται τόσο σε δίκτυα μικρών όσο και σε δίκτυα μεγάλων αποστάσεων. [1]

1.2 Οφέλη από τη Χρήση Οπτικών Ινών έναντι του Χαλκού

Το εύρος ζώνης των 25 GHz σε κάθε μία από τις ζώνες διέλευσης (0.85, 1.3 και 1.55 μm) μίας οπτικής ίνας είναι γύρω στις δέκα τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από το αντίστοιχο εύρος ζώνης μίας τηλεφωνικής γραμμής. Ο ρυθμός σφάλματος στις οπτικές ίνες, είναι βελτιωμένος κατά δέκα τάξεις μεγέθους (είναι της τάξεως του 10^{-15}) σε σχέση με την τιμή που είχε την προηγούμενη εικοσαετία. Η βελτίωση αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι στις οπτικές επικοινωνίες τα σφάλματα ελέγχονται με προστασία από εξωτερικούς φωτισμούς, ρυθμίζοντας κατάλληλα τη στάθμη των εσωτερικών θορύβων του πομπού και του δέκτη και μεριμνώντας ώστε το φωτεινό σήμα το οποίο αποτελείται από διακριτά φωτόνια να μην εξασθενεί σε βαθμό που η διαδικασία της φόρασης να παρουσιάζει μη αποδεκτή αβεβαιότητα. Αντίστοιχα στις χάλκινες ζεύξεις συναντάμε πάρα πολλούς τρόπους εισαγωγής θορύβου. Ακόμα και από φυσικής άποψης αποδεικνύεται ότι οι χάλκινες ζεύξεις είναι πολύ πιο ευαίσθητες σε ανεπιθύμητες εξωτερικές παρεμβολές αφού τα κινούμενα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Στις οπτικές επικοινωνίες τα κινούμενα φωτόνια δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους.

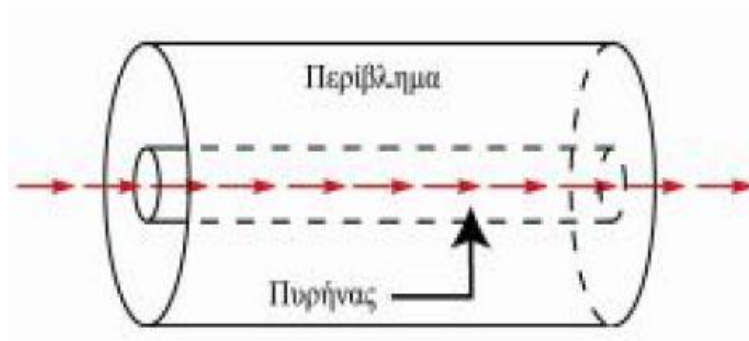
Οι οπτικές ίνες έχουν πολύ μικρές διαστάσεις, γεγονός που επιτρέπει την πυκνή τους ομαδοποίηση, η οποία σε αρκετές περιπτώσεις μπορεί να φτάσει τις 10^6 οπτικές ίνες ανά cm^2 . Αυτό το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό τους, προσφέρει στους σχεδιαστές δικτύων τη δυνατότητα μεγάλης ποικιλίας τοπολογιών. Όσο εξελίσσεται η χρήση οπτικών δικτύων υπάρχουν διάφορα οφέλη που έχουν να κάνουν με το εύρος ζώνης, το ρυθμό σφαλμάτων, την εξασθένιση. Το σημαντικότερο όμως όφελος είναι ότι τα οπτικά δίκτυα είναι ανοιχτά (open), δηλαδή παραμένουν ανοιχτά για νέες χρήσεις και νέες αλλαγές. Έτσι ένα οπτικό σύστημα παρουσιάζει ευκολία χρήσης, ευκολία αλλαγής και μπορεί να χρησιμοποιηθεί από μεγάλη ποικιλία πηγών πληροφορίας. Οι τοπολογίες του δικτύου είναι ιδιαίτερα ευέλικτες, με αποτέλεσμα να καθίσταται εφικτή η προσθήκη νέων κόμβων προσθέτοντας απλά μερικούς επιπλέον διακλαδωτήρες (passive splitters), μερικούς επιπλέον συγκεντρωτές (combiners) και μερικές πρόσθετες σύντομες διαδρομές οπτικών ινών. Αντίστοιχα σε ένα δίκτυο χάλκινων γραμμών, είναι απαραίτητη η εγκατάσταση ενός νέου κόμβου μεταγωγής και η κατασκευή νέων μακρών διαδρομών καλωδίων.

Αξίζει αν τονιστεί ότι οι οπτικές ίνες δεν αποτελούν απλά μία βελτίωση της έκδοσης του χαλκού στον τομέα των επικοινωνιών. Η ποσοτική διαφορά σε σχέση με το χαλκό είναι τεράστια, οπότε μιλάμε ξεκάθαρα για ένα νέο τρόπο επικοινωνίας. Πρόκειται για ένα

εντελώς διαφορετικό μέσο επικοινωνίας για το οποίο υπάρχει πρόθεση και στόχος, βέλτιστης αξιοποίησης των δυνατοτήτων που προσφέρει. Στα σύγχρονα οπτικά δίκτυα ο στόχος είναι να καταστούν διαθέσιμα σε ολόκληρη τη διαδρομή, από το άκρο μίας σύνδεσης ως το άλλο, το εύρος ζώνης, οι επιδόσεις σφάλματος και ο χρόνος διάδοσης της ίνας. Αυτού του είδους τα δίκτυα καλούνται αμιγώς οπτικά δίκτυα (all-optical networks). Ιδιαίτερο χαρακτηριστικό τους είναι ότι σε αυτά λαμβάνουν χώρα αυστηρά δύο μετατροπές μεταξύ ηλεκτρονίων και φωτονίων. Μία στον πομπό και μία στο δέκτη. Έτσι προσφέρεται η δυνατότητα κατασκευής δικτύων ιδιαίτερα υψηλού ρυθμού, με ηλεκτρονικά μετρίων ταχυτήτων και μικρής πολυπλοκότητας. [2]

1.3 Δομή και Χαρακτηριστικά μίας Οπτικής Ίνας

Οι οπτικές ίνες είναι το βασικότερο συστατικό στοιχείο ενός οπτικού δικτύου και αποτελούν τον πιο αξιόπιστο τρόπο μετάδοσης σε ένα οπτικό σύστημα. Συνήθως κατασκευάζονται από γυαλί ή πλαστικό και είναι πάρα πολύ λεπτές (σαν μία ανθρώπινη τρίχα). Επίσης παρουσιάζονται ιδιαίτερα εύκαμπτες. Μία οπτική ίνα δεν είναι τίποτα άλλο παρά ένας κυλινδρικός διηλεκτρικός κυματοδηγός, ο οποίος λειτουργεί στις συχνότητες της οπτικής περιοχής του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Μία τυπική οπτική ίνα παρουσιάζεται στο σχήμα που ακολουθεί:



Σχήμα 1 – Τυπική οπτική ίνα. [1]

Αποτελείται από τρεις κυλίνδρους διηλεκτρικού υλικού οι οποίοι έχουν κοινό κέντρο. Στο κέντρο της ίνας βρίσκεται ο πυρήνας (core) ο οποίος συνήθως κατασκευάζεται από γυαλί με ιδιαίτερα υψηλό δείκτη διάθλασης. Γύρω από τον πυρήνα υπάρχει υλικό χαμηλότερου δείκτη διάθλασης, που ονομάζεται μανδύας ή περίβλημα (cladding). Το φως εγκλωβίζεται στον πυρήνα και στη συνέχεια διαδίδεται κατά μήκος της οπτικής ίνας. Στην

ουσία ο πυρήνας είναι υπεύθυνος για τη μεταφορά του φωτός και ο μανδύας για την ανάκλαση του πίσω στον πυρήνα. Το εξωτερικό περίβλημα της ίνας καλείται απομονωτής και είναι απλά ένα πλαστικό υλικό το οποίο παρέχει προστασία και διατηρεί την ανθεκτικότητα του γυαλιού της οπτικής ίνας. Η κυματοδότηση του οπτικού σήματος μπορεί να πραγματοποιηθεί και χωρίς τον απομονωτή. Ο απομονωτής χρησιμοποιείται απλά για να μειώσει τις απώλειες που οφείλονται σε κατασκευαστικές ατέλειες της κεντρικής ίνας και να ενισχύσει τη μηχανική αντοχή της.

Στις περισσότερες περιπτώσεις ο πυρήνας και ο μανδύας κατασκευάζονται από γυαλί ιδιαίτερα υψηλής καθαρότητας, το οποίο συνήθως είναι διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2). Βέβαια μπορούν να χρησιμοποιηθούν και διάφοροι τύποι πολυμερών αν και οι οπτικές ίνες αυτού του είδους παρουσιάζουν υψηλότερες απώλειες ($> 10 \text{ dB/km}$). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τον περιορισμό της χρήσης τους σε ζεύξεις μικρών αποστάσεων. Σε άλλα είδη οπτικών ινών χρησιμοποιείται χαλαζίας ή τιγμένη σιλικόνη υψηλής καθαρότητας. Αυτές όμως οι οπτικές ίνες δεν προσφέρονται για εφαρμογές υψηλής ποιότητας.

Από τη στιγμή που η διάδοση του φωτός στο εσωτερικό οποιουδήποτε μέσου καθορίζεται από το δείκτη διάθλασης (n) του μέσου, τότε το φως στο εσωτερικό ενός οποιουδήποτε μέσου θα διαδίδεται με ταχύτητα:

$$\mathbf{c} = \frac{c_0}{n} \quad (1.1)$$

όπου $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$ η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στο κενό.

Σε κάθε οπτική ίνα ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα πρέπει να έχει υψηλότερη τιμή από το δείκτη διάθλασης του μανδύα. Η τιμή του όμως δεν είναι απαραίτητως σταθερή. Σε πολλές περιπτώσεις μεταβάλλεται. Για την ακρίβεια μειώνεται κατά μήκος της ακτίνας και όσο πλησιάζουμε από τον πυρήνα προς το μανδύα. Οι τιμές στις οποίες κυμαίνεται συνήθως είναι από 1.5 έως και 1.4. [1]

1.4 Μέθοδος Κατασκευής

Οι οπτικές ίνες κατασκευάζονται συνήθως από γυαλί το οποίο αποτελεί το προϊόν της σύντηξης του Διοξειδίου του Πυριτίου (SiO_2). Η απαιτούμενη διαφορά στην τιμή του δείκτη διάθλασης μεταξύ πυρήνα και μανδύα επιτυγχάνεται με επιλεκτική χρήση προσμίξεων κατά τη διαδικασία κατασκευής. Οι προσμίξεις είναι συνήθως Διοξείδιο του Γερμανίου (GeO_2) ή

Πεντοξείδειο του Φωσφόρου (P_2O_5) και στις περισσότερες περιπτώσεις προκαλούν αύξηση του δείκτη διάθλασης του καθαρού γυαλιού. Αυτές οι ενώσεις χρησιμοποιούνται συνήθως ως υλικά για την κατασκευή του πυρήνα τις οπτικής ίνας. Για το μανδύα προτιμότερα υλικά είναι το Βόρειο και το Φθόριο, αφού προκαλούν μείωση του δείκτη διάθλασης του καθαρού γυαλιού. Επίσης είναι πιθανό να χρησιμοποιηθούν και διάφορες άλλες ενώσεις προσμίξεων με βάση τις ανάγκες που θα προκύψουν κατά την πορεία κατασκευής της οπτικής ίνας. Για παράδειγμα στον πυρήνα χρησιμοποιούνται προσμίξεις σπάνιων γαιών αφού συχνά γίνεται χρήση Χλωριδίου του Ερβίου ($ErCl_3$) και Τριοξειδίου του Νεοδυμίου (Nd_2O_3), ειδικά στην περίπτωση που απαιτείται η κατασκευή ενισχυτών και lasers με οπτικές ίνες. [3]

1.5 Διάκριση Οπτικών Ινών

Οι τύποι οπτικών ινών που χρησιμοποιούνται σε συστήματα οπτικών επικοινωνιών είναι τρεις:

- Πολύτροπη ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης (step-index multimode fiber).
- Μονότροπη ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης (step-index single mode fiber).
- Ίνα διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης (graded-index fiber).

Η πολύτροπη ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης (step-index multimode fiber) παρουσιάζει δείκτη διάθλασης ο οποίος μεταβάλλεται βηματικά. Ο δείκτης διάθλασης αυτού του τύπου ίνας μεταβάλλεται από μία χαμηλή τιμή σε μία υψηλή και ξανά σε μία χαμηλή, κατά τη μετάβαση από το μανδύα στον πυρήνα και ξανά στο μανδύα. Δηλαδή όσο πλησιάζουμε προς τον πυρήνα η τιμή του δείκτη διάθλασης αυξάνεται, ενώ όσο απομακρυνόμαστε από αυτόν η τιμή του δείκτη διάθλασης ελαττώνεται. Οι οπτικές ίνες αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται από πυρήνα σχετικά μεγάλης διαμέτρου. Η διάμετρος πυρήνα μανδύα μίας τυπικής πολύτροπης ίνας βηματικού δείκτη διάθλασης είναι 62.5/125 μm . Ο όρος «πολύτροπη» προκύπτει από το γεγονός ότι σε αυτές τις ίνες υπάρχουν πολλαπλοί τρόποι ή πολλαπλά μονοπάτια διάδοσης του φωτός. Οι ίνες αυτού του τύπου χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές υψηλού εύρους ζώνης (< 1 GHz) για επικοινωνία σχετικά μικρών αποστάσεων (< 3 km). Δηλαδή χρησιμοποιούνται κυρίως σε τοπικά δίκτυα (Local Area Networks – LANs). Οι πολύτροπες ίνες παρουσιάζουν σχετική ευκολία χρήσης, έχουν πυρήνα μεγάλου μεγέθους με αποτέλεσμα το φως να διαδίδεται εύκολα από και προς αυτές, μπορούν να χρησιμοποιηθούν τόσο με LED όσο και με laser και παρουσιάζουν μικρότερες απώλειες σύζευξης από τις μονότροπες ίνες. Το μόνο πρόβλημα που παρουσιάζουν είναι ότι πάσχουν από διασπορά

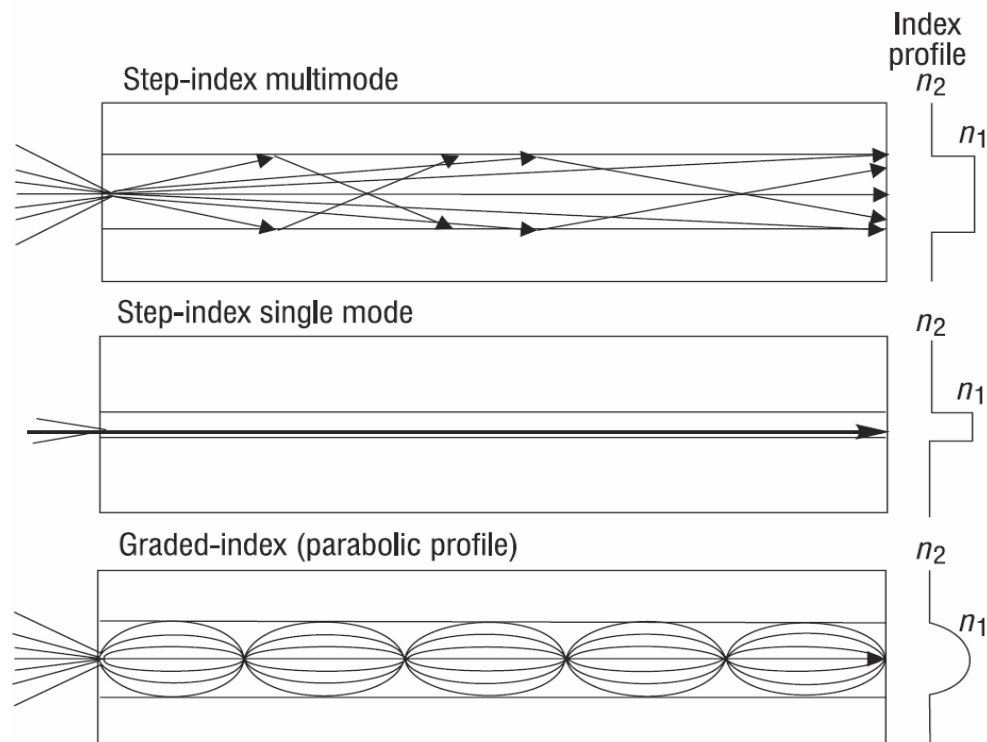
τρόπων (modal dispersion), εξαιτίας των πολλών τρόπων διάδοσης που υποστηρίζουν. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τον περιορισμό του εύρους ζώνης και τη μείωση του ρυθμού μετάδοσης δεδομένων.

Η μονότροπη ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης (step-index single mode fiber) επιτρέπει ένα μόνο τρόπο ή ένα μόνο μονοπάτι διάδοσης του φωτός. Η διάμετρος του πυρήνα μίας τυπικής μονότροπης ίνας βηματικού δείκτη διάθλασης κυμαίνεται μεταξύ 5 και 10 μm . Αντίστοιχα η διάμετρος του μανδύα είναι γύρω στα 125 μm . Οι οπτικές ίνες αυτού του τύπου χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές στις οποίες απαιτούνται μικρές απώλειες σήματος και υψηλός ρυθμός μετάδοσης δεδομένων. Έτσι είναι κατάλληλες για μεγάλες εκτάσεις όπου είναι επιθυμητό να μεγιστοποιείται η απόσταση μεταξύ επαναληπτών (repeaters) ή ενισχυτών (amplifiers). Επειδή οι μονότροπες ίνες επιτρέπουν ένα μόνο τρόπο διάδοσης, δεν πάσχουν από διασπορά τρόπων (modal dispersion) όπως οι πολύτροπες. Έτσι χρησιμοποιούνται και σε εφαρμογές υψηλότερου εύρους ζώνης. Ωστόσο στους πολύ υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης δεδομένων η απόδοση των οπτικών ινών αυτού του είδους, περιορίζεται από το φαινόμενο της χρωματικής διασποράς. Αυτό το εμπόδιο μπορεί να ξεπεραστεί με διάφορες μεθόδους. Οι πιο δημοφιλείς από αυτές είναι η μετάδοση σε μήκος κύματος στο οποίο το γυαλί παρουσιάζει σχετικά σταθερή τιμή του δείκτη διάθλασης (περίπου 1300 nm), χρήση οπτικών πηγών με πολύ περιορισμένο φάσμα εξόδου (Distributed Feedback laser – DFB laser), χρήση οπτικών ινών αντιστάθμισης της διασποράς (dispersion compensating fiber) ή χρήση κάποιου συνδυασμού των προαναφερθέντων μεθόδων. Έτσι οι μονότροπες ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης χρησιμοποιούνται κυρίως σε εφαρμογές υψηλού εύρους ζώνης τόσο σε δίκτυα WAN (Wide Area Network) όσο και σε δίκτυα LAN (Local Area Network). Επειδή χαρακτηρίζονται από ιδιαίτερα μικρό μέγεθος πυρήνα χρησιμοποιούνται κυρίως με πηγές laser, αφού όταν συνδυάζονται με πηγές LED παρατηρούνται μεγάλες απώλειες σύζευξης.

Η ίνα διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης (graded-index multimode fiber) αποτελεί συμβιβασμό μεταξύ του πυρήνα μεγάλης διαμέτρου μίας πολύτροπης ίνας και του υψηλότερου εύρους ζώνης μίας μονότροπης ίνας. Στις οπτικές ίνες αυτού του τύπου, ο πυρήνας έχει δείκτη διάθλασης του οποίου η τιμή μειώνεται παραβολικά από τον πυρήνα προς το μανδύα. Έτσι όταν το φως διαδίδεται από το κέντρο της ίνας συναντά υψηλότερο δείκτη διάθλασης σε σχέση με το δείκτη διάθλασης που συναντά κατά τη διάδοση του σε υψηλότερους τρόπους. Αυτό σημαίνει ότι η διάδοση σε υψηλότερους τρόπους πραγματοποιείται ταχύτερα από τη διάδοση σε κατώτερους τρόπους. Κατά κάποιο τρόπο υπάρχει «κάλυψη» της βραδείας διάδοσης που προσφέρουν οι κατώτεροι τρόποι με

αποτέλεσμα τη μείωση της διασποράς τρόπων (modal dispersion) η οποία προκαλεί αύξηση του εύρους ζώνης της οπτικής ίνας. [4]

Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζονται οι τρεις κατηγορίες στις οποίες διακρίνονται οι οπτικές ίνες.



Σχήμα 2 – Κατηγορίες στις οποίες διακρίνονται οι οπτικές ίνες. [4]

1.6 Απώλειες στις Οπτικές Ίνες

Σε κάθε οπτική ίνα κρίνεται απαραίτητος ο υπολογισμός των απωλειών που παρουσιάζει κατά τη διάδοση του οπτικού σήματος. Οι απώλειες διάδοσης υπολογίζονται με βάση τον τύπο:

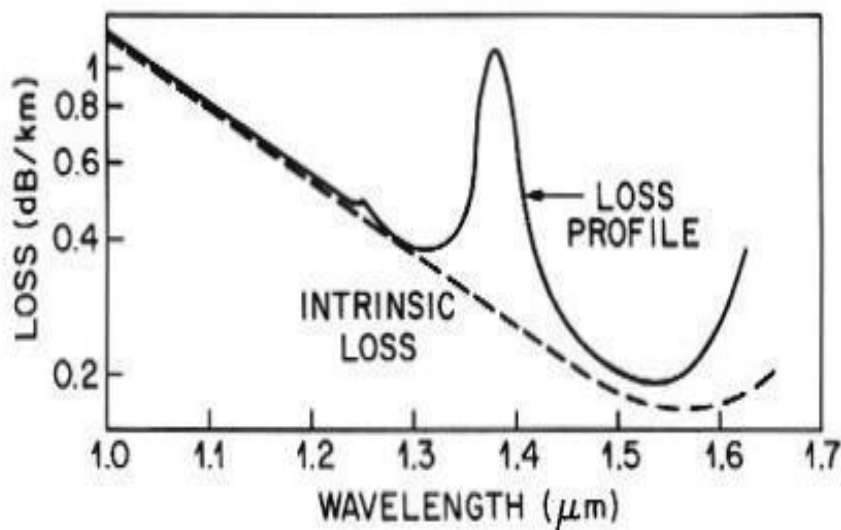
$$P_T = P_0 \exp(-a L) \quad (1.2)$$

όπου P_0 είναι η ισχύς που εισέρχεται στην ίνα, P_T η ισχύς που εξέρχεται από την ίνα, L το μήκος της ίνας και a η σταθερά εξασθένησης.

Ειδικότερα η σταθερά εξασθένησης μετριέται σε dB/km κάνοντας χρήση της σχέσης:

$$a_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343 a \quad (1.3)$$

Γενικότερα οι απώλειες στις οπτικές ίνες παρουσιάζουν άμεση εξάρτηση από το μήκος κύματος του φωτός. Στο σχήμα 3 που ακολουθεί παρουσιάζονται οι απώλειες σε μία σύγχρονη μονότροπη οπτική ίνα η οποία έχει κατασκευαστεί με τη μέθοδο Τροποποιημένης Χημικής Εναπόθεσης Ατμού (Modified Chemical Vapor Deposition - M.C.V.D.), της οποίας η περιγραφή πραγματοποιήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Όπως παρατηρούμε από το σχήμα 3, το ελάχιστο των απωλειών στην οπτική αυτή ίνα είναι 0.2 dB/km και παρατηρείται στα 1.55 μm . Στα μικρότερα μήκη κύματος ($\leq 1 \mu\text{m}$) οι απώλειες είναι αρκετά υψηλότερες, αφού φτάνουν και ξεπερνούν το 1 dB/km.



Σχήμα 3 – Διάγραμμα απωλειών μονότροπης ίνας κατασκευασμένης με τη μέθοδο Τροποποιημένης Χημικής Εναπόθεσης Ατμού (Modified Chemical Vapor Deposition – M.C.V.D.). [3]

Στο παραπάνω σχήμα η διακεκομμένη γραμμή αναφέρεται στις ενδογενείς απώλειες που οφείλονται στη σκέδαση Rayleigh και στην απορρόφηση του καθαρού σιλικονούχου γυαλιού. Αυτοί ακριβώς οι δύο παράγοντες είναι εκείνοι που συνεισφέρουν περισσότερο στο φάσμα απωλειών μίας οπτικής ίνας. Πιο συγκεκριμένα το καθαρό σιλικονούχο γυαλί απορροφά στην υπεριώδη ή στην υπέρυθρη περιοχή σε μήκος κύματος μεγαλύτερο από 2 μm . Βέβαια ακόμα και μικρά ποσοστά νόθευσης, είναι πιθανό να αυξήσουν την ικανότητα απορρόφησης του σε μήκη κύματος από 0.5 έως και 2 μm . Η χημική ένωση που μπορεί να ασκήσει έντονη επιρροή στις απώλειες μίας οπτικής ίνας είναι το ιόν του Υδροξυλίου (OH^-) το οποίο παρουσιάζει μέγιστο απορρόφησης σε μήκος κύματος γύρω στα 2.73 μm . Αξίζει να αναφερθεί ότι στο σχήμα 2 παρουσιάζονται δύο μέγιστα. Ένα ολικό στα 1.37 μm και ένα τοπικό στα 1.23 μm . Και τα δύο αυτά μέγιστα οφείλονται στις αρμονικές του μεγίστου

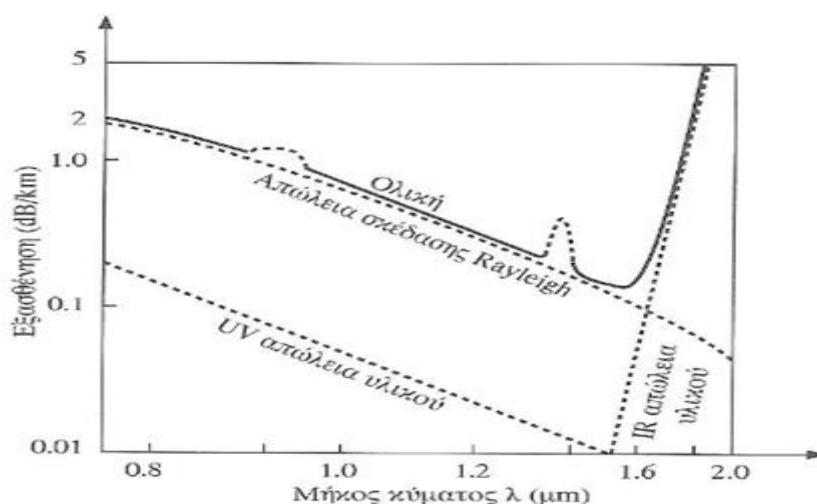
απορρόφησης του Υδροξυλίου (OH⁻). Έτσι όταν κατασκευάζονται οπτικές ίνες κρίνεται απαραίτητο να λαμβάνονται ειδικά μέτρα προφύλαξης ώστε να περιορίζεται το ποσοστό νόθευσης του υλικού από Υδροξύλιο (OH⁻).

Η σκέδαση Rayleigh οφείλεται σε τυχαίες διακυμάνσεις της πυκνότητας, κατά τη διαδικασία κατασκευής της ίνας, στο εσωτερικό του λιωμένου σιλικονούχου γυαλιού. Αυτές οι διακυμάνσεις προκαλούν μεταβολές του δείκτη διάθλασης οι οποίες με τη σειρά τους προκαλούν σκέδαση του φωτός προς όλες τις δυνατές κατευθύνσεις. Οι απώλειες που οφείλονται στη σκέδαση Rayleigh είναι αντιστρόφως ανάλογες της τέταρτης δύναμης του μήκους κύματος. Έτσι όπως είναι λογικό, στα πολύ μικρά μήκη κύματος είναι ιδιαίτερα έντονες. Επειδή η σκέδαση Rayleigh προέρχεται από το εσωτερικό της ίνας, είναι αυτή που καθορίζει και το τελικό μέγεθος των απωλειών της ίνας. Δηλαδή πρόκειται για την κυρίαρχη απώλεια στις οπτικές ίνες. Οι απώλειες Rayleigh περιγράφονται από τη σχέση:

$$a_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (1.4)$$

όπου C είναι μία σταθερά η οποία εξαρτάται από τα συστατικά του πυρήνα της οπτικής ίνας και παίρνει τιμές από 0.7 έως 0.9 dB/(km μm⁴). [3]

Στο επόμενο σχήμα παρουσιάζεται η συνδυαστική επίδραση των επιμέρους απωλειών, οι οποίες διαμορφώνουν το ολικό ποσό των απωλειών σε μία οπτική ίνα. Όπως έχει ήδη αναφερθεί οι απώλειες διακρίνονται σε απώλειες υλικού (υδροξύλιο) και σε απώλειες που οφείλονται στη σκέδαση Rayleigh.



Σχήμα 4 – Διάγραμμα επιμέρους απωλειών από τις οποίες προκύπτουν οι συνολικές απώλειες σε μία οπτική ίνα. [2]

Όπως φαίνεται στο σχήμα 4, στα μεγάλα μήκη κύματος παρουσιάζεται μία υπέρυθη απώλεια υλικού (IR loss), η οποία αποτελεί την τελευταία περιοχή του φάσματος απωλειών-απορρόφησης και παίρνει αρκετά μεγάλες τιμές για μήκη κύματος μεγαλύτερα από 1.55 μm . Τόσο οι θεμελιώδης αυτές γραμμές απορρόφησης όσο και οι αρμονικές τους προέρχονται από τη διέγερση των μορίων εξαιτίας της πρόσπτωσης φωτονίων. Αν τα προσπίπτοντα φωτόνια ανήκουν στο υπεριώδες (UV), τότε είναι εφικτό να προκαλέσουν εξαναγκασμένες ηλεκτρονικές μεταπτώσεις. Έτσι εμφανίζονται υπεριώδεις (UV) απώλειες οι οποίες προκαλούν σημαντική μεταβολή του ποσού των συνολικών απωλειών.

Άλλη μία σημαντική κατηγορία απωλειών που παρατηρείται στις οπτικές ίνες είναι η εξασθένιση κυματοδηγού. Σε αυτή την κατηγορία υπεισέρχονται οι απώλειες που οφείλονται σε διαρροές στο μανδύα, οι απώλειες που παρατηρούνται στις μικροκάμψεις, οι απώλειες που παρατηρούνται στους συνδετήρες (connectors) και στις συγκολλήσεις (splices) και άλλες απώλειες που παρατηρούνται στον κυματοδηγό και μπορούν να προκαλέσουν σκέδαση του φωτός. Σε μία μονότροπη ίνα οι απώλειες που οφείλονται στους συνδετήρες (connectors) είναι το πολύ 0.5 dB, ενώ οι απώλειες που οφείλονται στις μηχανικές συγκολλήσεις (splices) είναι γύρω στα 0.2 dB. Οι κακές συγκολλήσεις (splices) και οι προβληματικοί συνδετήρες (connectors) μπορούν να προκαλέσουν ενεργειακές απώλειες σε ένα σύστημα οπτικών ινών. Επιπρόσθετα είναι πολύ πιθανό να προκληθούν ανακλάσεις οι οποίες επιφέρουν αλλοίωση της λειτουργίας των laser και των φωτονικών ενισχυτών. Ακόμα και στην ευνοϊκή περίπτωση που εξαλειφθούν αυτές οι ανακλάσεις, πάντα θα υπάρχει ένα κατάλοιπο οπισθοσκέδασης (backscattering) Rayleigh. Αυτό το κατάλοιπο προκαλεί επιστροφή προς την πηγή, ενός μικρού ποσοστού της μεταδιδόμενης κατά μήκος της ίνας φωτεινής ισχύος. [2]

1.7 Το Πρόβλημα της Χρωματικής Διασποράς

Οι πάροχοι τηλεπικοινωνιακών υπηρεσιών έχουν να αντιμετωπίσουν τις διαρκώς αυξανόμενες απαιτήσεις σε εύρος ζώνης, σε όλες τις τοπολογίες δικτύων. Επειδή η εγκατάσταση νέων ζεύξεων επικοινωνίας θα είχε τεράστιο οικονομικό κόστος, προτιμήθηκε η βελτίωση των επιδόσεων των υφιστάμενων ζεύξεων οπτικών ινών. Αυτό πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας συστήματα υψηλότερου ρυθμού μετάδοσης δεδομένων και συστήματα με πολυπλεξία πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM). Ωστόσο οι περισσότερες από τις εγκατεστημένες οπτικές

ίνες είναι παλιές και διαθέτουν φυσικά χαρακτηριστικά τα οποία είναι πιθανό να περιορίσουν την ικανότητα τους να μεταδίδουν σήματα σε υψηλές ταχύτητες.

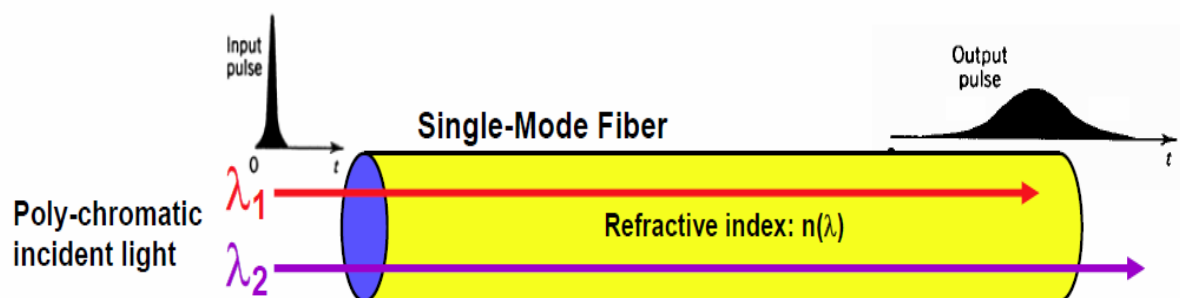
Η διεύρυνση των οπτικών παλμών καλείται διασπορά και είναι ένας ιδιαίτερα κρίσιμος παράγοντας ο οποίος επηρεάζει την ποιότητα του μεταδιδόμενου σήματος στις οπτικές ζεύξεις. Η διασπορά αποτελεί συνέπεια των φυσικών ιδιοτήτων του μέσου μετάδοσης. Οι μονότροπες ίνες που χρησιμοποιούνται σε οπτικά δίκτυα υψηλής ταχύτητας, υπόκεινται σε χρωματική διασπορά η οποία προκαλεί διεύρυνση του παλμού η οποία εξαρτάται από το μήκος κύματος. Επίσης υπόκεινται και σε διασπορά πολωτικής κατάστασης (Polarization Mode Dispersion – PMD) η οποία προκαλεί διεύρυνση του παλμού η οποία εξαρτάται από την πόλωση. Η υπερβολική διεύρυνση των παλμών μπορεί να προκαλέσει «υπερχείλιση» (overflow) των χρονοθυρίδων (time slots) που προορίζονται για τα επιμέρους bits και επικάλυψη γειτονικών bits. Έτσι ο δέκτης είναι πολύ πιθανό να συναντά δυσκολίες στη διάκριση και στην αναγνώριση γειτονικών bits, με αποτέλεσμα να αυξάνεται ο ρυθμός εσφαλμένων bits (Bit Error Rate - BER). Για να διατηρηθεί η ποιότητα μετάδοσης σε υψηλά επίπεδα είναι απαραίτητο να περιοριστεί η μέγιστη τιμή της χρονικής διασποράς σε ένα μικρό ποσοστό του ρυθμού bit του μεταδιδόμενου σήματος. Το ποσοστό αυτό αντιστοιχεί συνήθως στο 10% της χρονικής διάρκειας του bit.

Από τη στιγμή που τα οπτικά δίκτυα μεταδίδουν με ρυθμούς από 2.5 έως 10 Gbps και σε αρκετές περιπτώσεις φτάνουν και τα 40 Gbps, τα αποδεκτά όρια ανοχής της διασποράς μειώνονται δραστικά. Για παράδειγμα η αποδεκτή τιμή της χρωματικής διασποράς γίνεται 16 φορές μικρότερη, όταν ο ρυθμός μετάδοσης αυξάνεται από τα 2.5 στα 10 Gbps. Μία επιπλέον αύξηση του ρυθμού μετάδοσης από τα 10 στα 40 Mbps επιφέρει πρόσθετη μείωση της χρωματικής διασποράς κατά 16 φορές. Αυτά τα αυστηρά όρια ανοχής που εμφανίζονται στα δίκτυα υψηλού ρυθμού μετάδοσης, δείχνουν ότι είναι απαραίτητο να αντιμετωπιστεί κάθε πηγή που προκαλεί διασπορά των μεταδιδόμενων παλμών. Οι διάφορες εταιρίες καλό θα ήταν να μετρήσουν τη διασπορά που παρουσιάζουν τα δίκτυα τους ώστε να αξιολογήσουν τη δυνατότητα αναβάθμισης τους σε υψηλότερες ταχύτητες μετάδοσης ή να εκτιμήσουν τις πιθανές ανάγκες για αντιστάθμιση που αυτά παρουσιάζουν. [5]

1.7.1 Χρωματική Διασπορά Ορισμός και Προέλευση

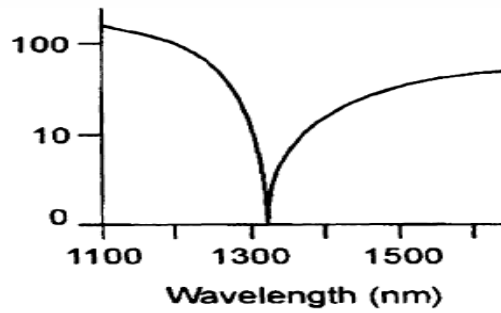
Το φως στο εσωτερικό ενός μέσου διάδοσης διαδίδεται με μικρότερη ταχύτητα από ότι στο κενό. Η ταχύτητα διάδοσης του φωτός καθορίζεται από το δείκτη διάθλασης του

μέσου. Από τη στιγμή που ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται από το μήκος κύματος του φωτός, διαφορετικά μήκη κύματος θα μεταδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες στο εσωτερικό μίας οπτικής ίνας. Επί της ουσίας λοιπόν, η χρωματική διασπορά είναι η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από το μήκος κύματος του φωτός. Οι πηγές laser είναι φασματικά λεπτές, όμως δεν είναι μονοχρωματικές. Αυτό σημαίνει ότι οι εισερχόμενοι παλμοί περιέχουν πολλαπλές συνιστώσες μηκών κύματος, με αποτέλεσμα να ταξιδεύουν με διαφορετικές ταχύτητες. Αυτές οι διαφορετικές ταχύτητες διάδοσης είναι υπεύθυνες για τη διεύρυνση του παλμού. Οι αρνητικές συνέπειες της χρωματικής διασποράς οδηγούν σε ανάμειξη των πιο αργών μηκών κύματος ενός παλμού με τα ταχύτερα μήκη κύματος ενός γειτονικού παλμού, προκαλώντας αλληλοπαρεμβολή συμβόλων (intersymbol interference). Η χρωματική διασπορά μίας οπτικής ίνας εκφράζεται σε psec/(nm km) αναπαριστώντας τη διαφορετική χρονική καθυστέρηση ή το διαφορετικό χρόνο διάδοσης (σε psec), για μία πηγή με φασματικό εύρος 1 nm και οπτική ίνα με μήκος 1 km. Εξαρτάται από τον τύπο της οπτικής ίνας και περιορίζει το ρυθμό bit ή την απόσταση μετάδοσης. Η χρωματική διασπορά σε μία μονότροπη οπτική ίνα απεικονίζεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 5 – Χρωματική διασπορά μονότροπης οπτικής ίνας. [5]

Στην πραγματικότητα η χρωματική διασπορά είναι το αποτέλεσμα δύο άλλων ειδών διασποράς. Της διασποράς υλικού και της διασποράς κυματοδηγού. Και οι δύο μορφές διασποράς επιφέρουν αλλαγές στην ταχύτητα διάδοσης. Οι αλλαγές που επιφέρει η διασπορά υλικού οφείλονται στην ατομική δομή του υλικού, ενώ οι αλλαγές που επιφέρει η διασπορά κυματοδηγού οφείλονται στα χαρακτηριστικά διάδοσης της ίνας. Στο σχήμα που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα παρουσιάζεται ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό της χρωματικής διασποράς.



Σχήμα 6 – Η επίδραση της μεταβολής του μήκους κύματος στην τιμή της χρωματικής διασποράς. [6]

Όπως φαίνεται από το παραπάνω σχήμα η τιμή της χρωματικής διασποράς δεν παραμένει σταθερή. Αντίθετα περνά από κάποιο μήκος κύματος ή ακόμα και από κάποια περιοχή μηκών κύματος στην οποία μηδενίζεται. Αυτό το χαρακτηριστικό δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εξάλειψη της διασποράς διότι ο μηδενισμός της διασποράς πραγματοποιείται σε ένα μόνο μήκος κύματος και ακόμα και μία πηγή laser παράγει μία ποικιλία μηκών κύματος στο φάσμα της. Με διάφορες τεχνικές οι οποίες σχετίζονται με τις διαστάσεις του πυρήνα και τα συστατικά της ίνας, μπορεί να πραγματοποιηθεί η προσαρμογή της τιμής του μήκους κύματος στο οποίο συμβαίνει η ελαχιστοποίηση της χρωματικής διασποράς. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται βελτιστοποίηση της οπτικής ίνας για ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος ή για ένα παράθυρο μηκών κύματος. [6]

1.7.2 Χρωματική Διασπορά σε Διαφορετικούς Τύπους Οπτικών Ινών

Με βάση τα οπτικά χαρακτηριστικά της χρωματικής διασποράς σε μία οπτική ίνα, γίνεται αντιληπτό ότι η τιμή της μπορεί να αλλάξει έπειτα από επίδραση στις φυσικές ιδιότητες του υλικού. Για να μειωθεί η χρωματική διασπορά στις οπτικές ίνες, ανακαλύφθηκαν νέοι τύποι οπτικών ινών. Σε αυτούς τους τύπους συμπεριλαμβάνονται και οπτικές ίνες μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted), στις οποίες έχει πραγματοποιηθεί μετατόπιση του μήκους κύματος στο οποίο παρατηρείται η ελάχιστη τιμή της χρωματικής διασποράς. Επίσης συμπεριλαμβάνονται και οπτικές ίνες μη μηδενικής μετατοπισμένης διασποράς (non zero dispersion shifted). Το μοντέλο ίνας μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted) που χρησιμοποιείται συνήθως στις οπτικές επικοινωνίες, είναι το ITU G.653. Αντίστοιχα το μοντέλο ίνας μη μηδενικής μετατοπισμένης διασποράς (non

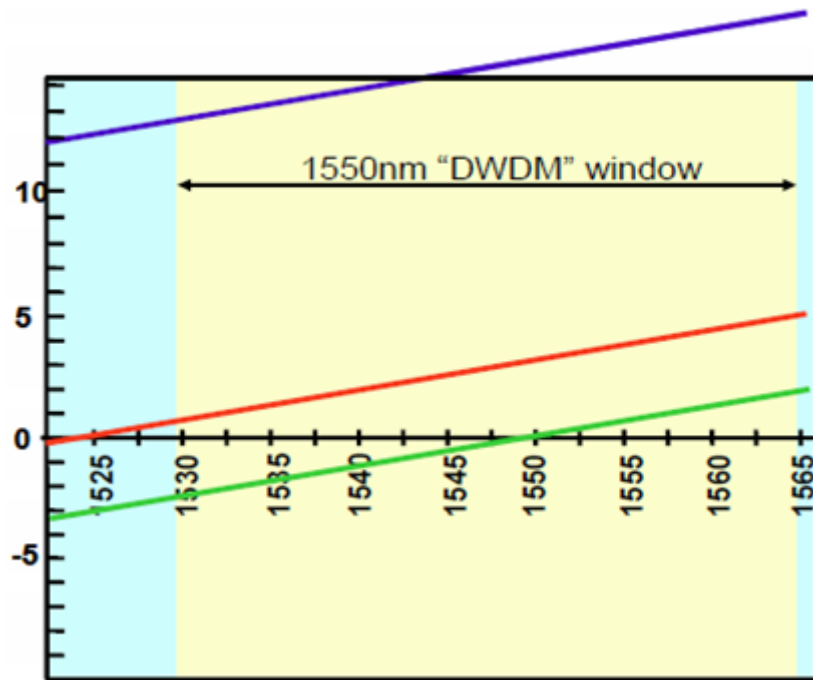
zero dispersion shifted) που χρησιμοποιείται συνήθως στις οπτικές επικοινωνίες, είναι το ITU G.655.

Το πιο συχνά χρησιμοποιούμενο μοντέλο οπτικής ίνας, στα διάφορα οπτικά δίκτυα είναι το ITU G.652 και καλείται μονότροπη οπτική ίνα μη μετατοπισμένης διασποράς (dispersion unshifted). Το μοντέλο αυτό παρουσιάζει μικρές τιμές χρωματικής διασποράς στο οπτικό παράθυρο γύρω στα 1310 nm και μεγαλύτερες τιμές στην περιοχή των 1550 nm. Αυτή η χρωματική διασπορά περιορίζει το μέγιστο δυνατό εύρος μετάδοσης στα δίκτυα πολυπλεξίας πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM).

Ένα άλλο δημοφιλές μοντέλο οπτικής ίνας είναι το ITU G.653 και έχει σχεδιαστεί με σκοπό την ελαχιστοποίηση της χρωματικής διασποράς στο παράθυρο των 1550 nm, με μηδενική χρωματική διασπορά μεταξύ 1525 και 1575 nm. Το συγκεκριμένο όμως μοντέλο εμφανίζει αρκετούς σχεδιαστικούς περιορισμούς, αφού παρουσιάζει υψηλότερη διασπορά πολωτικής κατάστασης (Polarization Mode Dispersion – PMD) από το ITU G.652 και υψηλό κίνδυνο ανάμιξης τεσσάρων μηκών κύματος καθιστώντας την πολυπλεξία πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM) πρακτικά αδύνατη. Εξαιτίας αυτών των χτυπητών αδυναμιών, καθιερώθηκε ένας νέος τύπος μονότροπης οπτικής ίνας, η οπτική ίνα μη μηδενικής μετατοπισμένης διασποράς (non zero dispersion shifted fiber – NZDSF). Οι NZDSF ίνες έχουν αντικαταστήσει πλέον της ίνες μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted fiber – DSF) οι οποίες δε χρησιμοποιούνται πλέον.

Το μοντέλο ITU G.655 που αντιστοιχεί σε οπτικές ίνες μη μηδενικής μετατοπισμένης διασποράς (non zero dispersion shifted), αναπτύχθηκε προκειμένου να εξαλείφουν οι μη γραμμικές επιπτώσεις που παρατηρούνταν σε ίνες μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted). Εξελίχθηκε ειδικότερα για εφαρμογές πολυπλεξίας πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM) στο οπτικό παράθυρο των 1550 nm. Το βασικό χαρακτηριστικό αυτού του μοντέλου οπτικής ίνας είναι ότι παρουσιάζει ένα μήκος κύματος αποκοπής (cut off wavelength) γύρω στα 1310 nm, με αποτέλεσμα τον περιορισμό της λειτουργίας του δικτύου γύρω από αυτή την τιμή μήκους κύματος.

Το προφίλ της χρωματικής διασποράς σε συνάρτηση με το μήκος κύματος για τους διάφορους τύπους οπτικών ινών, παρουσιάζεται στο σχήμα που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα.



Σχήμα 7 – Μεταβολή του προφίλ της χρωματικής διασποράς για τους διάφορους τύπους οπτικών ινών. [5]

Στον οριζόντιο άξονα τοποθετείται το μήκος κύματος σε nm, ενώ στον κατακόρυφο η χρωματική διασπορά σε ps/(nm km). Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί σε SMF (Single Mode Fiber) οπτικές ίνες, η κόκκινη σε NZDSF (Non Zero Dispersion Shifted Fiber) οπτικές ίνες και η πράσινη σε DSF (Dispersion Shifted Fiber) οπτικές ίνες. [5]

1.7.3 Όριο και Αντιστάθμιση

Η χρωματική διασπορά στις οπτικές ίνες προκαλεί χρονική διεύρυνση των παλμών και υποβαθμίζει την ποιότητα της μετάδοσης. Έτσι περιορίζεται η απόσταση στην οποία μπορεί να μεταδοθεί ένα ψηφιακό σήμα, χωρίς να χρειαστεί αναγέννηση ή αντιστάθμιση. Στα συστήματα πολυπλεξίας πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM) που χρησιμοποιούν DFB lasers, το μέγιστο μήκος μίας ζεύξης πριν επηρεαστεί από τη χρωματική διασπορά υπολογίζεται με τη βοήθεια της σχέσης:

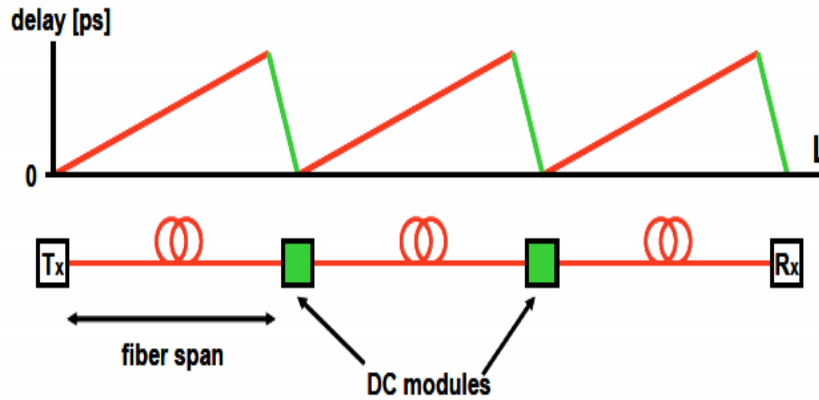
$$L = \frac{104}{CD B^2} \quad (1.5)$$

όπου L το μήκος της ζεύξης σε km, CD η χρωματική διασπορά σε ps/(nm km) και B ο ρυθμός bit σε Gbps.

Σαν παράδειγμα μπορεί να θεωρηθεί ένα τυπικό δίκτυο μετάδοσης δεδομένων με ρυθμό 10 Gbps, με ένα κανάλι στα 1550 nm μέσω μίας τυπικής ITU G.652 οπτικής ίνας, με χρωματική διασπορά 17 ps/(nm km). Σε αυτή την περίπτωση η θεωρητική μέγιστη απόσταση της ζεύξης, πριν την προσθήκη αντισταθμιστών της χρωματικής διασποράς, είναι 61 km. Αυτή η τιμή πλησιάζει την τιμή της τυπικής απόστασης μεταξύ κόμβων στην Ευρώπη. Αυτή η απόσταση θα γίνει 16 φορές μικρότερη αν αναβαθμιστεί το δίκτυο σε ρυθμούς μετάδοσης της τάξεως των 40 Gbps. Δηλαδή θα γίνει 4 μόλις km. Σε περίπτωση που χρησιμοποιηθεί NZDSF (Non Zero Dispersion Shifted Fiber) οπτική ίνα αυτή η απόσταση φτάνει τα 20 km ακόμα και για ρυθμούς μετάδοσης της τάξεως των 40 Gbps. Έτσι μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτό ότι η χρωματική διασπορά αποτελεί τον κυριότερο περιοριστικό παράγοντα για μεταδόσεις υψηλού ρυθμού.

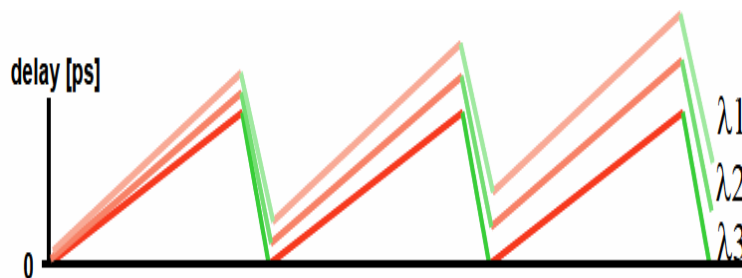
Ευτυχώς όμως η χρωματική διασπορά είναι αρκετά προβλέψιμη και μπορεί να ελεγχθεί αρκετά εύκολα. Οι οπτικές ίνες αντισταθμισμένης διασποράς (Dispersion Compensation Fiber – DCF), με μεγάλο αρνητικό συντελεστή χρωματικής διασποράς, μπορούν να εισαχθούν στη ζεύξη ανά τακτά χρονικά διαστήματα προκειμένου να ελαχιστοποιήσουν τη συνολική χρωματική διασπορά του συστήματος. Ενώ κάθε τύλιγμα (spool) μίας οπτικής ίνας αντισταθμισμένης διασποράς (Dispersion Compensation Fiber – DCF) αντιμετωπίζει επαρκώς το πρόβλημα της χρωματικής διασποράς σε ένα μόνο κανάλι, κάτι τέτοιο δεν μπορεί να συμβεί για όλα τα κανάλια μίας ζεύξης με πολυπλεξία πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM). Στα ακραία μήκη κύματος μίας ζώνης συχνοτήτων, συνεχίζει να υφίσταται και αποτελεί ένα σημαντικό πρόβλημα. Σε αυτή την περίπτωση κρίνεται αναγκαία η τοποθέτηση στο δέκτη μίας συντονιζόμενης συσκευής αντιστάθμισης. Ως εκ τούτου η μέτρηση της χρωματικής διασποράς κρίνεται απαραίτητη ώστε να πιστοποιηθούν οι τύποι των εγκατεστημένων οπτικών ινών. Αυτού του είδους οι μετρήσεις παρέχουν εκτιμήσεις για το αν είναι εφικτό να αναβαθμιστούν οι οπτικές ίνες ώστε να μεταδίδουν υψηλότερους ρυθμούς δεδομένων, αλλά και για το πώς μπορεί να επιτευχθεί αυτή η αναβάθμιση. Επίσης επαληθεύουν τα σημεία μηδενικής χρωματικής διασποράς και την κλίση προκειμένου να εγκατασταθούν νέες οπτικές ίνες στο δίκτυο και αξιολογούν προσεκτικά τα σχέδια αντιστάθμισης. [5]

Στο σχήμα που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα παρουσιάζεται ο τρόπος αντιστάθμισης της χρωματικής διασποράς σε μία οπτική ζεύξη.



Σχήμα 8 – Αντιστάθμιση χρωματικής διασποράς. [5]

Στο επόμενο σχήμα παρουσιάζονται τα κατάλοιπα της χρωματικής διασποράς σε μία αντισταθμισμένη ζεύξη με πολυπλεξία πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (Dense Wavelength Division Multiplexing – DWDM).



Σχήμα 9 – Κατάλοιπα χρωματικής διασποράς σε μία DWDM αντισταθμισμένη ζεύξη. [5]

1.7.4 Μέθοδοι Μέτρησης

Συχνά κρίνεται απαραίτητο να υπολογιστούν οι σχετικές καθυστερήσεις διάδοσης ως συνάρτηση του μήκους κύματος ώστε να προσδιοριστεί η καμπύλη χρωματικής διασποράς μιας οπτικής ίνας. Για παράδειγμα, αν δημιουργούνται μικρής διάρκειας οπτικοί παλμοί σε μία σειρά από μήκη κύματος, τότε η χρωματική διασπορά σε μία μεγάλου μήκους οπτική ίνα θα αναγκάσει πολλούς παλμούς που αντιστοιχούν σε διαφορετικά μήκη κύματος να διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες με αποτέλεσμα να προκληθούν διαφορές μεταξύ των χρονικών διαστημάτων άφιξης. Αυτή είναι και η βασική αρχή στην οποία υπόκεινται οι περισσότεροι τρόποι μέτρησης της χρωματικής διασποράς. Αυτοί οι τρόποι χρησιμοποιούνται για το χαρακτηρισμό των τυλιγμάτων (spools) της ίνας ή των τηλεπικοινωνιακών ζεύξεων οπτικών ινών.

Η απευθείας μέτρηση των σχετικών καθυστερήσεων μεταξύ παλμών διαφορετικών μηκών κύματος είναι γνωστή και ως μέθοδος του χρόνου πτήσης (time of flight) και απαιτεί χρονοισμό ιδιαίτερα υψηλής ακρίβειας για τις χρονικές στιγμές άφιξης των παλμών. Η ακρίβεια αυτής της μεθόδου, η οποία αναφέρεται συχνά και ως παλμική μέθοδος φωτός (pulsed light method), εξαρτάται από το σχήμα του παλμού. Οι παλμοί μικρής διάρκειας διευρύνονται και παραμορφώνονται, με αποτέλεσμα να γίνεται ιδιαίτερα δύσκολος ο προσδιορισμός του ακριβή χρόνου άφιξης. Η τεχνική αυτή μπορεί να είναι σχετικά απλή, όμως χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερα χαμηλή ακρίβεια.

Μία πιο συχνά χρησιμοποιούμενη και περισσότερο τυποποιημένη τεχνική, αναφέρεται ως μέθοδος μετατόπισης φάσης (phase shift method). Στην τεχνική αυτή η ένταση του φωτός υφίσταται ημιτονοειδή διαμόρφωση. Οι εναλλαγές φάσης που σχετίζονται με το μήκος κύματος, μετρούνται σε μία δοθείσα υψηλή συχνότητα η οποία κυμαίνεται από 10 έως 100 MHz. Επειδή είναι εφικτή η λήψη μετρήσεων που αφορούν την μετατόπιση φάσης με ιδιαίτερα υψηλή ακρίβεια, αυτή η τεχνική παρουσιάζει υψηλότερη ακρίβεια σε σχέση με την τεχνική του χρόνου πτήσης (time of flight). Το σήμα αναφοράς, το οποίο λαμβάνει υπόψη ποιες μετατοπίσεις φάσης (phase shifts) μετρούνται, μπορεί να προκύψει απευθείας από ένα ηλεκτρονικό ταλαντωτή ή από ένα άλλο οπτικό σήμα. Η μέθοδος ολίσθησης φάσης (phase shift method) μπορεί να τροποποιηθεί κατάλληλα ώστε να μετρήσει τις πολύ μικρότερες σχετικές καθυστερήσεις (< 1 ps) των περισσότερων εξαρτημάτων δικτύων οπτικών ινών όταν χρησιμοποιούνται με συντονιζόμενα laser, με ηλεκτρονικούς αναλυτές δικτύων και σε συχνότητες διαμόρφωσης της τάξεως αρκετών GHz. [7]

1.7.5 Επίδραση της Χρωματικής Διασποράς στη Λειτουργία ενός Οπτικού Δικτύου

Η ταχύτητα φάσης περιγράφει την ταχύτητα ενός μόνο ημιτονοειδούς κύματος με μία μόνο συχνότητα. Η ταχύτητα φάσης ενός επίπεδου κύματος μπορεί να υπολογιστεί παρακολουθώντας την κίνηση ενός μόνο σημείου του κύματος. Η ταχύτητα φάσης δίνεται από τη σχέση:

$$V_p = \frac{\omega}{k} \quad (1.6)$$

Η ταχύτητα ομάδας είναι ένα είδος μέσης ταχύτητας και αναφέρεται σε ένα κυματοπακέτο. Ένα κυματοπακέτο αποτελείται από πολλά επιμέρους ημιτονοειδή κύματα, το

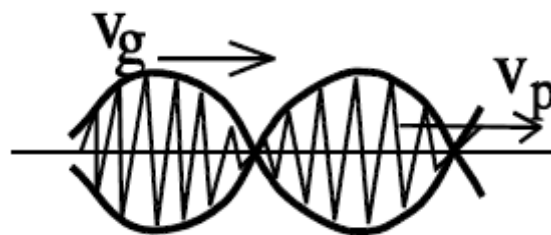
κάθε ένα εκ των οποίων έχει καθορισμένο μήκος κύματος και καθορισμένη συχνότητα. Επί της ουσίας ένα κυματοπακέτο συγκροτείται από την υπέρθεση πολλών επίπεδων κυμάτων.

Η ταχύτητα ομάδας δίνεται από τη σχέση:

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (1.7)$$

όπου ω η γωνιακή συχνότητα και k ο κυματαριθμός.

Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται ξεκάθαρα η διαφορά μεταξύ ταχύτητας φάσης και ταχύτητας ομάδας.



Σχήμα 10 - Ταχύτητα φάσης και ταχύτητα ομάδας. [16]

Οποιαδήποτε κυματομορφή με μη μηδενικό εύρος ζώνης θα διαδίδεται με την ταχύτητα ομάδας. Όπως έχει ήδη αναφερθεί η χρωματική διασπορά επιφέρει διαφορές στους χρόνους άφιξης των παλμών. Αυτό σημαίνει δηλαδή ότι οι παλμοί διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες. Οι διαφορές που παρατηρούνται στην ταχύτητα ομάδας καλούνται διασπορά ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD). [2], [16]

Σε ένα οπτικό δίκτυο η μετάδοση πληροφορίας πραγματοποιείται με τη βοήθεια μίας κωδικοποιημένης ακολουθίας οπτικών παλμών, των οποίων το εύρος περιορίζεται από το ρυθμό bit B. Οι παλμοί υφίστανται διεύρυνση εξαιτίας της διασποράς με αποτέλεσμα να αυξάνεται η πιθανότητα σφάλματος κατά τη διαδικασία ανίχνευσης. Η διασπορά ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD) περιορίζει το ρυθμό bit B και μειώνει την απόσταση μετάδοσης L ενός οπτικού δικτύου. Το γινόμενο (B x L) αποτελεί μέτρο της ικανότητας μετάδοσης πληροφορίας ενός οπτικού δικτύου.

Σε ένα οπτικό δίκτυο το οποίο λειτουργεί κοντά στα 1.55 μm είναι εφικτό να θεωρηθούν δύο προσεγγίσεις για τον περιορισμό της διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD). Η πρώτη έχει να κάνει με τη χρήση οπτικών ινών μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted) στις οποίες ταυτίζεται το μήκος κύματος στο οποίο ελαχιστοποιείται η απώλεια και το μήκος κύματος στο οποίο μηδενίζεται η διασπορά.

Η δεύτερη περιλαμβάνει κατάλληλο σχεδιασμό των laser ημιαγωγών ώστε να λειτουργούν σε ένα διαμήκη τρόπο με φασματικό εύρος μικρότερο των 100 MHz. Και οι δύο προσεγγίσεις προσφέρουν βελτίωση της λειτουργικής απόδοσης του οπτικού συστήματος.

Βελτίωση της λειτουργίας ενός οπτικού δικτύου μπορεί να επιτευχθεί είτε όταν αυτό λειτουργεί πλησίον του μήκους κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας, είτε όταν χρησιμοποιούνται σε αυτό οπτικές ίνες με σχετικά περιορισμένο οπτικό εύρος. Οι οπτικοί παλμοί που παράγονται έπειτα από απευθείας διαμόρφωση του ρεύματος ενός ημιαγωγικού laser, υφίστανται συχνοτική διαμόρφωση. Αυτό το γεγονός πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά τη μελέτη της επιμήκυνσης των παλμών. Επίσης σημαντικότατο ρόλο παίζει και το σχήμα του παλμού. Αξίζει να τονιστεί ότι το γινόμενο ($B \times L$) παίρνει μικρότερη τιμή για παλμούς Super Gauss σε σχέση με την τιμή που παίρνει για απλούς παλμούς Gauss, διότι οι παλμοί Super Gauss υφίστανται σαφώς μεγαλύτερη διεύρυνση από αυτή που υφίστανται οι απλοί παλμοί Gauss κατά τη μετάδοση τους μέσω μίας οπτικής ίνας.

Έπειτα από πολλά εργαστηριακά πειράματα, αποδείχτηκε ότι σήματα με ρυθμούς της τάξεως των 10 Gbps διαδίνονται σε απόσταση γύρω στα 100 km συνδυάζοντας laser χαμηλής διαμόρφωσης συχνότητας και οπτικές ίνες μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted). Η απόσταση διάδοσης είναι εφικτό να αυξηθεί περαιτέρω αν χρησιμοποιηθούν κατάλληλοι οπτικοί ενισχυτές, οι οποίοι εξαλείφουν τις απώλειες στις οπτικές ίνες. Σε παλαιότερες δοκιμές επιτεύχθηκε μετάδοση σε απόσταση 21000 km με ρυθμό 2.4 Gbps και σε απόσταση 14000 km με ρυθμό 5 Gbps. Οι επιδόσεις αυτές επιτεύχθηκαν με χρήση ντοπαρισμένων οπτικών ενισχυτών Ερβίου (Erbium Doped Fiber Amplifiers – EDFAs). Ο βρόχος ανακύκλωσης είχε μήκος κύματος παραπλήσιο με το μήκος κύματος στο οποίο η οπτική ίνα εμφανίζει μηδενική χρωματική διασπορά. Η τιμή του γινομένου ($B \times L$) ήταν 55 Tbps km. Η τιμή αυτή είναι πολύ κοντά στη θεωρητική τιμή (70 Tbps km), όπου οι επιδόσεις του συστήματος περιορίζονται μόνο από χρωματική διασπορά υψηλότερης τάξης. [3]

1.8 Πόλωση

Η πολωτική κατάσταση (State of Polarization – SOP) του φωτός, είναι απαραίτητο να ληφθεί υπόψη σε ένα δίκτυο οπτικών ινών. Οι πιο σημαντικοί λόγοι είναι ότι οι δίοδοι laser ημιαγωγών παρέχουν φως με καθορισμένη διεύθυνση πόλωσης και ότι πολλά από τα δομικά λειτουργικά στοιχεία ενός οπτικού δικτύου παρουσιάζουν άμεση εξάρτηση από την πολωτική κατάσταση του φωτός στην είσοδο τους. Τα λειτουργικά αυτά στοιχεία είναι

συντονιζόμενα φίλτρα, ενισχυτές, διαμορφωτές και δέκτες. Βέβαια υπάρχουν και στοιχεία που δεν παρουσιάζουν εξάρτηση από την πολωτική κατάσταση του φωτός. Τα κυριότερα από αυτά είναι οι «άμεσοι» (direct) φωτοφωρατές και τα οπτικά φίλτρα Fabry-Perot.

Έστω ότι το διάνυσμα της έντασης του φωτός είναι \vec{E} και έχει δύο συνιστώσες τις \vec{E}_x και \vec{E}_y . Τότε σε περίπτωση που η οπτική ίνα δεν παρουσιάζει τέλεια κυκλική συμμετρία οι δύο αυτές συνιστώσες θα μεταδίδονται με ελαφρώς διαφορετικές ταχύτητες. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διπλοθλαστικότητα (birefringence). Η πιο αργή από τις δύο συνιστώσες ονομάζεται τακτική (ordinary), ενώ η πιο γρήγορη έκτακτη (extraordinary). Αν οι συνιστώσες \vec{E}_x και E_y είναι συμφασικές, τότε η πόλωση χαρακτηρίζεται ως γραμμική πόλωση. Αν έχουν διαφορά φάσης 90° και είναι ίσες μεταξύ τους, τότε η πόλωση χαρακτηρίζεται ως κυκλική πόλωση. Αν έχουν διαφορά φάσης 90° και είναι άνισες μεταξύ τους, τότε η πόλωση χαρακτηρίζεται ως ελλειπτική πόλωση.

Κατά τη διάδοση του φωτός στο εσωτερικό μίας οπτικής ίνας μεγάλου μήκους, είναι πιθανό να υπάρξουν μικρές ατέλειες όπως κάμψεις και ανομοιογένειες. Οι ατέλειες αυτές διαταράσσουν την κυκλική συμμετρία και κατ'επέκταση τη διάδοση του φωτός. Σε ζεύξεις μικρών αποστάσεων κάτι τέτοιο δεν μπορεί να παρατηρηθεί εύκολα. Σε ζεύξεις όμως μεγαλύτερων αποστάσεων οι οποίες περιλαμβάνουν οπτικές ίνες που δεν έχουν εντελώς κυκλική διατομή και χαρακτηρίζονται από ανομοιογένειες και κάμψεις, η επίδραση είναι ιδιαίτερα σημαντική. Η διπλοθλαστικότητα (birefringence) που προκαλείται από τη διατάραξη της κυκλικής συμμετρίας και από την ύπαρξη κάμψεων και ανομοιογενειών, είναι πολύ πιθανό να οδηγήσει σε σταδιακή μεταβολή της πολωτικής κατάστασης (State of Polarization – SOP) του φωτός κατά μήκος της διαδρομής διάδοσης του. [2]

1.9 Πλεονεκτήματα και Μειονεκτήματα Οπτικών Ινών

Τα οφέλη από τη χρήση οπτικών ινών έναντι του Χαλκού στα διάφορα συστήματα επικοινωνίας, αναλύθηκαν διεξοδικά στην παράγραφο 1.2. Βέβαια οι οπτικές ίνες από μόνες τους (ως μέσο μετάδοσης) παρουσιάζουν τόσο πλεονεκτήματα όσο και μειονεκτήματα, τα οποία παρουσιάζονται αναλυτικά στη συνέχεια.

Δεν υπάρχει αμφιβολία ότι οι οπτικές ίνες αποτελούν τον καλύτερο τρόπο μετάδοσης στα συστήματα επικοινωνιών. Το μεγάλο εύρος ζώνης που διαθέτουν, τους δίνει την ικανότητα να προσφέρουν ταχύτητες μετάδοσης της τάξεως μερικών Gbps. Οι πιο

συνηθισμένες ταχύτητες μετάδοσης είναι στα 2 και στα 10 Gbps. Βέβαια έχουν αναπτυχθεί και ακόμα μεγαλύτερες στα 20, στα 40 και στα 50 Gbps. Αν χρησιμοποιηθεί η τεχνική πολυπλεξίας με διαίρεση μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing – WDM) οι ταχύτητες μετάδοσης αυξάνονται σε μερικά Tbps. Ένα ακόμα πλεονέκτημα είναι ότι η μετάδοση δεν επηρεάζεται από ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Έτσι η χρήση τους είναι εφικτή ακόμα και στους πλέον απαιτητικούς χώρους λειτουργίας (π.χ. βιομηχανικό περιβάλλον ή χώροι με υψηλό θόρυβο).

Οι οπτικές ίνες παρουσιάζουν πολύ μικρότερη εξασθένιση του μεταδιδόμενου σήματος σε σύγκριση με τα χάλκινα και τα ομοαξονικά καλώδια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα οι αποστάσεις μεταξύ των ενισχυτών σε ένα δίκτυο οπτικών ινών να κυμαίνονται από μερικά μέτρα μέχρι αρκετές εκατοντάδες χιλιόμετρα, ανάλογα με τη χρησιμοποιούμενη τεχνική μετάδοσης και το ρυθμό bit. Ένα επιπλέον πλεονέκτημα που παρουσιάζουν οι οπτικές ίνες είναι η ασφάλεια, αφού είναι εξαιρετικά δύσκολη τόσο η υποκλοπή όσο και η παρεμβολή άλλης πληροφορίας. Έχουν πολύ μικρό βάρος και καταλαμβάνουν πολύ λίγο χώρο. Για παράδειγμα ένα χάλκινο καλώδιο 1000 ζευγών και μήκους 500 μέτρων ζυγίζει 4000 κιλά. Αντίστοιχα μία οπτική ίνα με τις ίδιες προδιαγραφές ζυγίζει μόλις 45 κιλά.

Ένα ακόμα μεγάλο πλεονέκτημα των οπτικών ινών είναι ότι δεν παρουσιάζουν ευαισθησία στην υγρασία, σε αντίθεση με τα χάλκινα καλώδια που είναι πολύ πιθανό να προκαλέσουν βραχυκυκλώματα. Επίσης οι οπτικές ίνες μεταφέρουν οπτικό και όχι ηλεκτρικό σήμα. Έτσι παρέχουν τη δυνατότητα χρήσης σε περιοχές όπου υπάρχει υψηλός κίνδυνος εκρήξεων από σπινθηρισμούς (π.χ. χώροι φύλαξης καυσίμων, χώροι ύπαρξης εύφλεκτων αερίων).

Τα καλώδια οπτικών ινών εμφανίζουν πανομοιότυπες μηχανικές ιδιότητες με τα ομοαξονικά καλώδια, όμως είναι σαφώς ελαφρύτερα, έχουν μικρότερη διάμετρο και δεν απαιτούν επαναλήπτες (repeaters) σε κοντινές αποστάσεις μεταξύ τους. Το μεγαλύτερο μειονέκτημα των οπτικών ινών είναι ότι υλοποιούν συνδέσεις με δυσκολία, επειδή κρίνεται απαραίτητος ο υψηλός βαθμός προσαρμογής της οπτικής πηγής και η τέλεια ευθυγράμμιση της προκειμένου να εξαλειφθεί η διασπορά και να περιοριστούν οι απώλειες. Βέβαια με την πρόοδο της τεχνολογίας και σε συνδυασμό με έναν επιδέξιο μηχανικό εγκατάστασης, το πρόβλημα αυτό μπορεί να αντιμετωπιστεί. Επίσης οι οπτικές ίνες παρουσιάζουν αυξημένο κόστος εγκατάστασης. Παρ' όλα αυτά δεν παύουν να αποτελούν το καλύτερο μέσο μετάδοσης στα συστήματα επικοινωνιών, για αυτό και γίνονται συνεχώς προσπάθειες

βελτιστοποίησης των επιδόσεων τους και εξάλειψης των λίγων μειονεκτημάτων που παρουσιάζουν. [8]

2^ο - ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ”

2.1 Εισαγωγή

Η αντίδραση ενός διηλεκτρικού στην ύπαρξη φωτός είναι μη γραμμική (nonlinear) όταν υπάρχει ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ιδιαίτερα υψηλής έντασης. Αυτό ισχύει και στις οπτικές ίνες, όπου η μη γραμμική απόκριση οφείλεται στην μη αρμονική κίνηση δέσμιων ηλεκτρονίων εξαιτίας της ύπαρξης ισχυρού εξωτερικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Τα μη γραμμικά φαινόμενα (nonlinearities) στις οπτικές ίνες εμφανίζονται σε σχετικά χαμηλές στάθμες οπτικής ισχύος. Αυτό συμβαίνει διότι οι μονότροπες οπτικές ίνες χαρακτηρίζονται από ιδιαίτερα μικρή ακτίνα πυρήνα και από πολύ χαμηλά ποσοστά απωλειών. Λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι στον πυρήνα της οπτικής ίνας μεταφέρεται όλη η εισερχόμενη οπτική ισχύς με αποτέλεσμα την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ιδιαίτερα υψηλής έντασης, οι οπτικές ίνες προσφέρονται για την παρατήρηση μεγάλου πλήθους μη γραμμικών φαινομένων σε σχετικά χαμηλές στάθμες ισχύος. [3]

Έτσι κατά τη σχεδίαση ενός οπτικού συστήματος, δεν είναι λίγες οι περιπτώσεις κατά τις οποίες απασχολεί σοβαρά τους ειδικούς η ύπαρξη μη γραμμικών φαινομένων. Αυτά τα φαινόμενα οφείλονται κυρίως στο γεγονός ότι η επιφάνεια της διατομής του πυρήνα των οπτικών ινών είναι πολύ μικρή. Τα μη γραμμικά φαινόμενα παρουσιάζονται συνήθως σε οπτικά συστήματα με υψηλές στάθμες ισχύος ανά κόμβο και με μεγάλο πλήθος κόμβων. Δύο από τα πιο συνηθισμένα μη γραμμικά φαινόμενα στα οπτικά συστήματα είναι η μη γραμμικότητα του δείκτη διάθλασης των οπτικών ινών και η διαφωνία (crosstalk) μεταξύ καναλιών σε συστήματα πυκνής διαίρεσης μήκους κύματος (dense wavelength division). Η διαφωνία είναι η αλλοίωση του σήματος ενός καναλιού από το σχήμα διαμόρφωσης ενός άλλου καναλιού και θέτει ένα ανώτατο όριο στις στάθμες ισχύος του οπτικού συστήματος. Ο σχεδιαστής κάθε οπτικού συστήματος, εργάζεται ανάμεσα σε δύο στάθμες ισχύος. Η μία είναι η μέγιστη στάθμη ισχύος η οποία καθορίζεται από τα μη γραμμικά φαινόμενα ή από τις προδιαγραφές ασφάλειας του συστήματος ή και από τα δύο μαζί. Η άλλη είναι η ελάχιστη στάθμη ισχύος η οποία καθορίζεται από τα κατώφλια ανίχνευσης ασθενών σημάτων. Αν και τα σύγχρονα οπτικά συστήματα αφήνουν αρκετά περιθώρια, τα ανώτερα όρια ισχύος αποτελούν καθοριστικό αντικείμενο μελέτης για τους σχεδιαστές οπτικών συστημάτων.

Αυτό συμβαίνει διότι πέρα από τα ανώτερα αυτά όρια ισχύος, οι μη γραμμικότητες προκαλούν είτε σημαντική απώλεια ισχύος ανά κανάλι είτε ιδιαίτερα υψηλή στάθμη διαφωνίας μεταξύ καναλιών. [2]

2.2 Μη Γραμμική Εξίσωση Schrodinger

Η γενικευμένη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} \mathbf{A} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 \mathbf{A}}{\partial T^3} = i\gamma \left[|\mathbf{A}|^2 \mathbf{A} + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|\mathbf{A}|^2 \mathbf{A}) - T_R \mathbf{A} \frac{\partial |\mathbf{A}|^2}{\partial T} \right] \quad (2.1)$$

Η παραπάνω εξίσωση περιγράφει τη διάδοση στενών παλμών. Το T_R είναι παράμετρος που σχετίζεται με την κλίση του κέρδους Raman εφόσον αυτό μεταβάλλεται γραμμικά στην περιοχή της φέρουσας συχνότητας ω_0 . Το \mathbf{A} είναι το οπτικό πεδίο. Το β είναι η σταθερά του τρόπου διάδοσης η ανάλυση της οποίας ερμηνεύει τα φαινόμενα διασποράς στις οπτικές ίνες. Μάλιστα το β δίνεται από τη σχέση:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.2)$$

με $\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0}$ και $m = 0, 1, 2, \dots$

Παλμοί με εύρος $T_0 \geq 1$ ps, $\omega_0 T_0 \gg 1$ και $T_R/T_0 \ll 1$ περιγράφονται με τη βοήθεια της εξίσωσης:

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha \mathbf{A} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial T^2} + \gamma |\mathbf{A}|^2 \mathbf{A} = \mathbf{0} \quad (2.3)$$

Αν στην παραπάνω εξίσωση τεθεί $\alpha=0$:

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial T^2} + \gamma |\mathbf{A}|^2 \mathbf{A} = \mathbf{0} \quad (2.4)$$

Η τελευταία εξίσωση είναι η μη γραμμική εξίσωση Schrodinger και χρησιμοποιείται κατά κόρον στα σολιτόνια. Η εξίσωση 2.3 χρησιμοποιείται στην οπτική σε πληθώρα διαφορετικών περιπτώσεων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το γεγονός ότι αυτή η εξίσωση χρησιμοποιείται και για την περιγραφή της διάδοσης συνεχών δεσμών σε επίπεδους κυματοδηγούς, λαμβάνοντας υπόψη φαινόμενα όπως η διασπορά και η περίθλαση της δέσμης στο επίπεδο του κυματοδηγού. Αξίζει να τονιστεί ότι η αναλογία ανάμεσα στην

περίθλαση στο χώρο και τη διασπορά στο χρόνο υπεισέρχεται γενικότερα στη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger, αφού αυτή η εξίσωση σχετίζεται με τη βαθύτερη φυσική. [3]

2.3 Εξαναγκασμένη Σκέδαση Raman

Η σκέδαση του φωτός μπορεί να θεωρηθεί σαν μία αλλαγή προσανατολισμού της κατεύθυνσης διάδοσης του, η οποία πραγματοποιείται όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα (π.χ. μία προσπίπτουσα φωτεινή ακτίνα) προσπέσει σε ένα υλικό σκέδασης. Κατά την αλληλεπίδραση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος με το υλικό σκέδασης διεγείρονται περιοδικά οι τροχιές των ηλεκτρονίων των μορίων από τα οποία αποτελείται το υλικό. Η συχνότητα διέγερσης είναι ίδια με αυτή του ηλεκτρικού πεδίου του προσπίπτοντος ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Η ταλάντωση ή η διαταραχή του ηλεκτρονικού νέφους οδηγεί σε ένα περιοδικό διαχωρισμό στο εσωτερικό των μορίων προκαλώντας την εμφάνιση διπολικής ροπής. Η ταλάντωση που προκαλείται από την επαγόμενη διπολική ροπή εκδηλώνεται ως πηγή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με αποτέλεσμα τη σκέδαση του φωτός. Στην περίπτωση που το εκπεμπόμενο φώς έχει ίδια συχνότητα με το προσπίπτον, τότε η σκέδαση ονομάζεται ελαστική. Αντίστοιχα αν το εκπεμπόμενο φώς έχει διαφορετική συχνότητα από το προσπίπτον, τότε η σκέδαση καλείται ανελαστική. Κλασσικό παράδειγμα ανελαστικής σκέδασης είναι η σκέδαση Raman. [9]

Πιο συγκεκριμένα η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman (Stimulated Raman Scattering - SRS) είναι ένα μη γραμμικό φαινόμενο, οι φυσικές συνέπειες του οποίου εμφανίζονται κατά τη σύγκρουση ενός φωτονίου με ένα μόριο. Στην περίπτωση αυτή αποδίδεται ένα κλάσμα της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου σε μηχανικές μοριακές δονήσεις, ενώ ένα άλλο μέρος μετατρέπεται σε φωτεινή ακτινοβολία. Μάλιστα η εκπεμπόμενη ακτινοβολία θα έχει μεγαλύτερο μήκος κύματος (μικρότερη συχνότητα) από αυτή του προσπίπτοντος φωτονίου, πράγμα λογικό αν αναλογιστεί κανείς ότι υπάρχει απώλεια ενέργειας. Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία ονομάζεται ακτινοβολία Stokes και η αντίστοιχη συχνότητα εκπομπής, συχνότητα Stokes.

Όταν η διαδικασία εξελίσσεται μεταξύ δύο φωτονίων, τότε το δεύτερο φωτόνιο (δηλαδή το προσπίπτον) φαίνεται σα να διπλασιάζεται και η διαδικασία ονομάζεται εξαναγκασμένη ενίσχυση Raman (Stimulated Raman Amplification). Το προσπίπτον φωτόνιο παρέχει ενέργεια, ενώ το άλλο φωτόνιο λαμβάνει ενέργεια. Η απόδοση της διαδικασίας αυτής (απολαβή Raman), αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με την τιμή της διαφοράς

μήκους κύματος μεταξύ των δύο φωτονίων. Η αύξηση αυτή συνεχίζεται μέχρι η διαφορά μεταξύ των μηκών κύματος των δύο φωτονίων να φτάσει τα 120 περίπου nm. Η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman είναι ιστροπική, με αποτέλεσμα να είναι πιθανό να επηρεαστεί το μεταδιδόμενο οπτικό σήμα από ένα άλλο οπτικό σήμα που διαδίδεται στην ίδια ή στην αντίθετη κατεύθυνση. [2]

2.4 Εξαναγκασμένη Σκέδαση Brillouin

Η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) είναι ιδιαίτερα κατευθυντική και παρουσιάζει ένα σημείου μηδενισμού στην πρόσθια διεύθυνση. Αυτό έχει ως συνέπεια, το συντριπτικό ποσοστό της ενέργειας που σκεδάζεται σε μία οπτική ίνα να κατευθύνεται αντίθετα προς την κατεύθυνση του σήματος. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται οπισθοσκέδαση. Η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) είναι το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης του διαδιδόμενου φωτεινού κύματος (αποτελείται από φωτόνια), με ένα ακουστικό κύμα (αποτελείται από φωνόνια). Το ακουστικό κύμα συνήθως προκαλείται κατά τη διάδοση της φωτεινής δέσμης.

Σε αυτό το σημείο αξίζει να τονιστεί ότι ένα προσπίπτον φωτόνιο συγκεκριμένης συχνότητας (διαδίδεται με την ταχύτητα του φωτός) είναι δυνατό να δημιουργήσει ένα φωνόνιο (διαδίδεται με την ταχύτητα του ήχου) το οποίο θα έχει κατεύθυνση αντίθετη από αυτή του προσπίπτοντος φωτονίου και ένα νέο φωτόνιο Stokes με μικρότερη συχνότητα από αυτή του προσπίπτοντος φωτονίου. Μάλιστα η συχνότητα του νέου φωτονίου θα είναι μειωμένη κατά ένα κλάσμα ίσο με το λόγο της ταχύτητας του ήχου προς την ταχύτητα του φωτός. Για παράδειγμα σε ένα οπτικό σήμα με μήκος κύματος 1.5 μm , η μετατόπιση συχνότητας θα είναι γύρω στα 11 GHz. Έτσι η διάδοση φωτός προς την αντίθετη κατεύθυνση με συχνότητα μετατοπισμένη κατά 11 GHz, θα προκαλέσει την εκκίνηση της διαδικασίας σκέδασης Brillouin με αποτέλεσμα την άμεση ενίσχυση του. Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζει αρκετά στενό συχνοτικό εύρος, της τάξεως των 20 με 30 MHz. Δηλαδή η μετατοπισμένη συχνότητα του νέου φωτονίου πρέπει να λαμβάνει ακριβή τιμή εντός μίας πολύ μικρής περιοχής συχνοτήτων. Η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) μπορεί να φανεί χρήσιμη στην ενίσχυση οπτικών σημάτων με πολύ μικρό εύρος ζώνης. [2]

Το κατώφλι Brillouin είναι πολύ μικρό σε οπτικά συστήματα που λειτουργούν σε μήκος κύματος 1.55 nm και χρησιμοποιούν οπτικές ίνες με πολύ μικρές απώλειες. Σε τέτοια

συστήματα η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) μπορεί να έχει και θετικό αλλά και αρνητικό αντίκτυπο, ανάλογα με την εφαρμογή.

Στις εφαρμογές στις οποίες γίνεται εκμετάλλευση των ιδιοτήτων της εξαναγκασμένης σκέδασης Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS), αξιοποιείται το στενό εύρος ζώνης της ενίσχυσης Brillouin και το γεγονός ότι η ενίσχυση Brillouin μπορεί να πραγματοποιηθεί σε σχετικά χαμηλές τιμές ισχύος άντλησης. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η δυνατότητα αύξησης της απόστασης μετάδοσης ενός οπτικού συστήματος (εναλλακτικά αύξηση της απόστασης μεταξύ των αναμεταδοτών) όταν εισχωρήσει στην οπτική ίνα μία ημιτονοειδής κυματομορφή άντλησης, σε κατάλληλο μήκος κύματος και σε διεύθυνση αντίθετη από αυτή του διαμορφωμένου σήματος. Επίσης η ενίσχυση Brillouin μπορεί να οδηγήσει και σε αύξηση της ευαισθησίας του δέκτη.

Επιπρόσθετα το στενό εύρος ζώνης της ενίσχυσης Brillouin μπορεί να φανεί χρήσιμο για την επιλεκτική ενίσχυση ενός μικρού μέρους του φάσματος ενός οπτικού σήματος. Αυτό μπορεί να συμβεί όταν χρησιμοποιείται η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) ως ένα συντονισμένο οπτικό φίλτρο με πολύ μικρό εύρος ζώνης, για την επιλογή ενός καναλιού σε ένα ιδιαίτερα πυκνό οπτικό σύστημα αποτελούμενο από μεγάλο πλήθος καναλιών. Σε περίπτωση που η φασματική απόσταση μεταξύ καναλιών είναι μεγαλύτερη από το εύρος ζώνης της εξαναγκασμένης σκέδασης Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS), τότε το laser άντλησης θα έχει την ευκαιρία να συντονιστεί και να ενισχύσει κάποιο συγκεκριμένο κανάλι κατ'επιλογή χωρίς να παρουσιαστεί το φαινόμενο της συνακρόασης των διπλανών καναλιών.

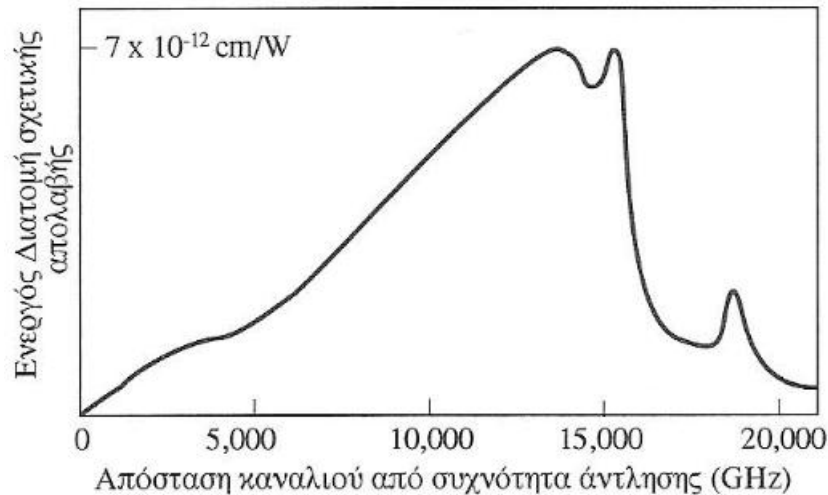
Οι αρνητικές επιπτώσεις της εξαναγκασμένης σκέδασης Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) εμφανίζονται όταν η τιμή της μεταδιδόμενης (μέσω της οπτικής ίνας) οπτικής ισχύος ξεπεράσει το κατώφλι Brillouin. Στην περίπτωση αυτή το μεγαλύτερο μέρος της οπτικής ισχύος μετατρέπεται σε ακτινοβολία Stokes με αντίθετη διεύθυνση διάδοσης. Αυτό το γεγονός δεν είναι επιθυμητό διότι η ισχύος του δέκτη παίρνει πολύ μικρότερη τιμή από αυτή που θα είχε αν δεν υπήρχε η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) και διότι το κύμα Stokes που διαδίδεται προς την αντίθετη κατεύθυνση δημιουργεί ανάδραση στον πομπό η οποία είναι ικανή να επιφέρει μείωση της σταθερότητας της λειτουργίας του laser. Οι δύο αυτές σημαντικές επιπτώσεις καταδεικνύουν το πόσο σημαντικό είναι να διατηρηθούν οι τιμές, της εισερχόμενης στην οπτική ίνα, ενέργειας κάτω από το κατώφλι Brillouin.

Στα πολυκαναλικά συστήματα, κρίνεται απαραίτητο να διατηρείται η ισχύς κάθε καναλιού κάτω από το κατώφλι Brillouin. Η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering - SBS) μπορεί να προκαλέσει ακόμα και εσωτερική συνακρόαση στην περίπτωση που η οπτική ίνα πραγματοποιεί αμφίδρομη μεταφορά καναλιών και η συχνοτική διαφορά μεταξύ δύο αντίθετα μεταδιδόμενων καναλιών ταυτίζεται με την μετατόπιση Brillouin (11 GHz στα 1.55 μm). Η συνακρόαση θα οδηγή στην ενίσχυση ενός καναλιού, υποβαθμίζοντας ταυτόχρονα την ισχύ που μεταδίδεται από ένα άλλο. Βέβαια η συνακρόαση αυτή μπορεί να εξαλείφει εύκολα, αφού το φασματικό εύρος της γραμμής του κέρδους Brillouin είναι πάρα πολύ στενό (της τάξεως των 100 MHz). Έτσι θα είναι εφικτό να αποφευχθεί η συνακρόαση καναλιών, εφόσον η φασματική απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών καναλιών είναι εκτός της περιοχής του φασματικού εύρους Brillouin. [3]

2.5 Σύγκριση Εξαναγκασμένης Σκέδασης Raman και Εξαναγκασμένης Σκέδασης Brillouin

Τόσο η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman (Stimulated Raman Scattering – SRS) όσο και η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering – SBS) στηρίζονται σε διεργασίες που συμβαίνουν σε μοριακό επίπεδο. Και οι δύο μορφές σκέδασης βασίζονται στο γεγονός ότι τα μόρια ενός υλικού αρχίζουν να δονούνται εξαιτίας της πρόσπτωσης φωτός σε αυτό. Στην SRS η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου μοιράζεται ανάμεσα στο φωτόνιο Stokes που ακτινοβολείται και στις μηχανικές δονήσεις των μορίων του υλικού. Αντίστοιχα στην SBS η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου μοιράζεται ανάμεσα στο φωτόνιο Stokes και σε ένα φωνόνιο που διαδίδεται στο υλικό.

Η SBS είναι γύρω στις δύο τάξεις μεγέθους πιο αποτελεσματική από την SRS. Το διάγραμμα χωρικής κατευθυντικότητας της SRS είναι περίπου ισοτροπικό, ενώ το αντίστοιχο της SBS παρουσιάζει ένα μηδενισμό στην πρόσθια διεύθυνση. Λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι η ίνα από Silica είναι άμορφο γυαλί, στην SRS λαμβάνει χώρα η διεύρυνση των συχνοτήτων των μοριακών δονήσεων άρα και η διεύρυνση των συχνοτήτων Stokes. Αυτό φαίνεται και στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχήμα 11 – Ενεργός διατομή σχετικής απολαβής σε συνάρτηση με την απόσταση του καναλιού από τη συχνότητα άντλησης. [2]

Στην SBS η ταχύτητα του ήχου στο μέσο διάδοσης έχει σταθερή τιμή, ακόμα και σε άμορφα υλικά. Έτσι η ενέργεια του φωνονίου κβαντίζεται σε μία πολύ περιορισμένη ενεργειακή στάθμη. Το ακτινοβολούμενο φως έχει μικρότερη συχνότητα από αυτή του προσπίπτοντος.

Για να κατασκευαστεί ένας ενισχυτής Raman η άντληση μπορεί να πραγματοποιηθεί από οποιοδήποτε άκρο. Αντίστοιχα για να κατασκευαστεί ένας ενισχυτής Brillouin η άντληση πρέπει να πραγματοποιηθεί υποχρεωτικά σε αντίθετη κατεύθυνση από την κατεύθυνση διάδοσης του σήματος. Η φασματική καμπύλη ενός ενισχυτή Raman θα μοιάζει με αυτή του παραπάνω σχήματος. Αντίστοιχα η φασματική καμπύλη ενός ενισχυτή Brillouin θα έχει εύρος της τάξεως λίγων μόνο MHz και συχνότητα η οποία θα είναι μικρότερη από τη συχνότητα άντλησης κατά ένα πηλίκιο με αριθμητή την ταχύτητα του ήχου και παρονομαστή την ταχύτητα του φωτός.

Τόσο η SBS όσο και η SRS είναι δύο ιδιαίτερα ασθενή φαινόμενα με βάση την απολαβή που παρέχουν ανά km. Έτσι τόσο οι ενισχυτές Raman όσο και οι ενισχυτές Brillouin συνδυάζονται με οπτικές ίνες πολύ μικρού μήκους και με πολύ μικρές τιμές οπτικής ισχύος άντλησης. Χαρακτηριστικό είναι ότι με ένα ενισχυτή Raman απολαβής 8.5 dB χρησιμοποιείται οπτική ίνα μήκους 10 km και οπτική ισχύς άντλησης 200 mW. Αντίστοιχα για ένα ενισχυτή Brillouin με απολαβή 26 dB χρησιμοποιείται οπτική ίνα μήκους 30 km και οπτική ισχύς άντλησης 8 mW. [2]

2.6 Φαινόμενο Kerr

Το φαινόμενο Kerr αποτελεί στην ουσία μία ηλεκτρική διαταραχή του δείκτη διάθλασης ενός υλικού. Στις περισσότερες περιπτώσεις ο δείκτης διάθλασης μπορεί να θεωρηθεί ως μία σταθερή βαθμωτή ποσότητα. Ωστόσο αρχίζει να μεταβάλλεται ελαφρώς κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου στο υλικό. Για την περιγραφή της διακύμανσης του δείκτη διάθλασης του υλικού χρησιμοποιείται η σχέση:

$$\mathbf{n}(\mathbf{E}) = \mathbf{n} + \frac{d\mathbf{n}}{d\mathbf{E}}\mathbf{E} + \frac{1}{2}\frac{d^2\mathbf{n}}{d\mathbf{E}^2}\mathbf{E}^2 + \dots \quad (2.5)$$

Υποθέτοντας ότι οι τιμές των παραγώγων είναι πολύ μικρές, γίνεται αντιληπτό ότι για το \mathbf{E} κυριαρχεί ο όρος πρώτης τάξης. Αυτό φαινόμενο είναι πολύ στενά συνδεδεμένο με το φαινόμενο Kerr και ονομάζεται φαινόμενο Pockels. Ωστόσο πολλά υλικά παρουσιάζουν συμμετρία απαιτώντας ο δείκτης διάθλασης να είναι μία άρτια συνάρτηση για την οποία ισχύει:

$$\mathbf{n}(-\mathbf{E}) = \mathbf{n}(\mathbf{E}) \quad (2.6)$$

Για αυτού του είδους τα υλικά ο όρος πρώτης τάξης μηδενίζεται με αποτέλεσμα να κυριαρχεί ο όρος δεύτερης τάξης:

$$\mathbf{n}(\mathbf{E}) = \mathbf{n} - \frac{\mathbf{n}^3 \xi}{2}\mathbf{E}^2 \quad (2.7)$$

Η ποσότητα

$$\xi = -\frac{1}{\mathbf{n}^3}\frac{d^2\mathbf{n}}{d\mathbf{E}^2} \quad (2.8)$$

καλείται συντελεστής Kerr ή τετραγωνικός ήλεκτρο-οπτικός συντελεστής. Ο συντελεστής Kerr στους κρυστάλλους λαμβάνει τιμές από 10^{-18} έως $10^{-14} \text{ m}^2/\text{V}^2$. Αντίστοιχα στα υγρά λαμβάνει τιμές από 10^{-22} έως $10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$. Για τιμή έντασης ηλεκτρικού πεδίου $E=10^6 \text{ V/m}$, ο συντελεστής διόρθωσης στους κρυστάλλους κυμαίνεται από 10^{-6} έως 10^{-2} και στα υγρά από 10^{-10} έως 10^{-7} .

Σε υλικά με υψηλή τιμή του συντελεστή Kerr, τα μόρια τείνουν να ευθυγραμμιστούν με τον προσανατολισμό του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να είναι αρκετά υψηλής έντασης ώστε να είναι εφικτό να προκαλέσει την ευθυγράμμιση των μορίων του υλικού, αλλά όχι πάρα πολύ υψηλής έντασης ώστε να μην προκαλεί τη διάλυση των μορίων του υλικού. Οι τυπικές τιμές της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου κυμαίνονται γύρω στα 10^8 V/m . Το υλικό πρέπει να παρουσιάζει συμμετρία ώστε να διασφαλίζεται ότι η μεταβολή του δείκτη διάθλασης $n(\mathbf{E})$ είναι μία άρτια συνάρτηση. Σε

περίπτωση που το υλικό είναι οπτικά ισοτροπικό, τότε το ηλεκτρικό πεδίο θα ορίζει ένα ειδικό άξονα ο οποίος καλείται οπτικός άξονας. [10]

Το οπτικό φαινόμενο Kerr είναι ένα φαινόμενο που οφείλεται στην πρόσπτωση του φωτός. Σε αυτή την περίπτωση, το ηλεκτρικό πεδίο του φωτός προκαλεί από μόνο του το σπάσιμο της συμμετρίας του δείκτη διάθλασης του υλικού. Πρέπει να τονιστεί ότι στην περίπτωση του φωτός, η ένταση είναι ανάλογη με το τετράγωνο του ηλεκτρικού πεδίου. Συνεπώς ο δείκτης διάθλασης προς την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου θα δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{n}(\mathbf{I}) = \mathbf{n} + \mathbf{n}_2 \mathbf{I} \quad (2.9)$$

το n_2 είναι μία σταθερά με θετική τιμή για τα περισσότερα υλικά.

Το ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να γραφτεί ως το γινόμενο δύο όρων. Μίας συνάρτησης $A(\mathbf{r})$ που αναπαριστά το σχήμα της κυματομορφής και ενός εκθετικού όρου:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp[\mathbf{i} (\vec{\mathbf{k}} * \vec{\mathbf{r}} - \omega t)] \quad (2.10)$$

όπου k είναι το κυματόνυσμα και ω η γωνιακή συχνότητα του φωτός.

Η κυματική εξίσωση δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \left[\left(\frac{c}{\mathbf{n}(\mathbf{I})} \right) \right]^2 \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.11)$$

Αξίζει να τονιστεί ότι το ηλεκτρικό πεδίο E είναι εφικτό να διαχωριστεί. Συνεπώς μπορεί να γραφτεί ως το αποτέλεσμα μίας συνάρτησης χωρικών μεταβλητών και μίας συνάρτησης του χρόνου:

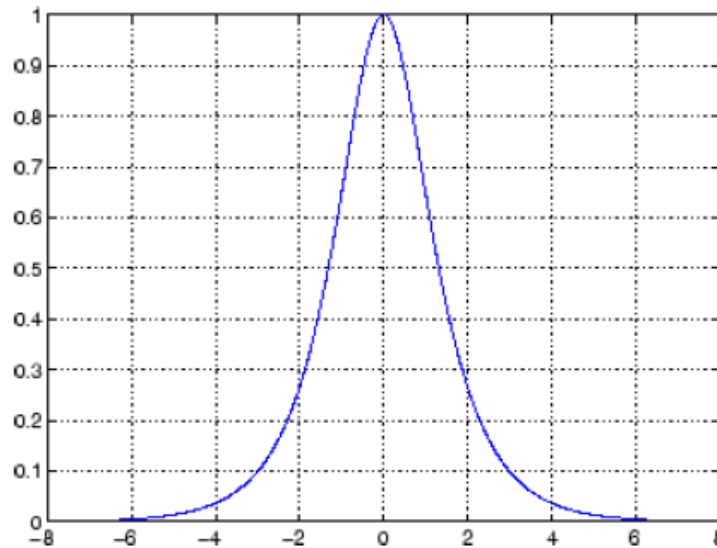
$$\left[\nabla^2 + \left(\frac{\mathbf{n}(\mathbf{I})\omega}{c} \right)^2 \right] \mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp(\mathbf{i} \vec{\mathbf{k}} * \vec{\mathbf{r}}) = 0 \quad (2.12)$$

Η παραπάνω σχέση είναι η χωρική εξίσωση Helmholtz και επειδή γενικότερα η ένταση του κύματος εξαρτάται από την απόσταση r , πρόκειται για μία μη γραμμική εξίσωση.

Υποθέτοντας ότι το κύμα διαδίδεται στον άξονα των z και θεωρώντας ότι το σχήμα της κυματομορφής $A(\mathbf{r})$ είναι δύο διαστάσεων με αποτέλεσμα να εξαρτάται μόνο από τα y και z , τότε η απλούστερη λύση της εξίσωσης Helmholtz θα είναι της μορφής:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) \propto \text{sech}[\eta(y - y_0)] \exp \left[-\mathbf{i} \left(\frac{\eta^2}{2k_0} + k_0 \right) z \right] \quad (2.13)$$

Η ποσότητα $1/\eta$ καλείται πλάτος δέσμης. Οι μεταβλητές η και y_0 είναι αυθαίρετες παράμετροι. Στο επόμενο σχήμα παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της υπερβολικής τέμνουσας $\text{sech}(y)$.

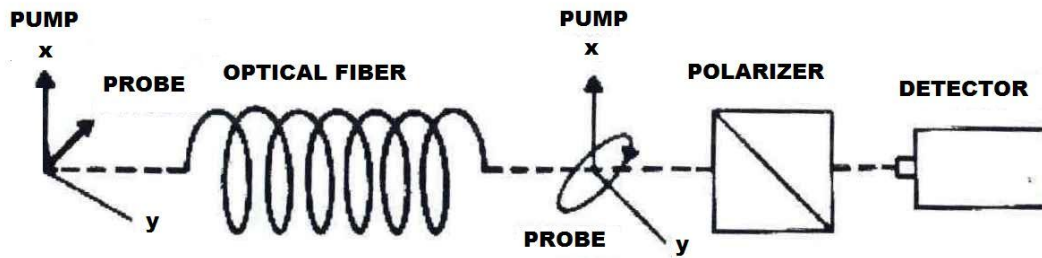


Σχήμα 12 – Γραφική παράσταση της υπερβολικής τέμνουσας $\text{sech}(y)$. [10]

Το κυριότερο πόρισμα που εξάγεται από το παραπάνω σχήμα είναι ότι το σχήμα της δέσμης στον άξονα των y είναι ανεξάρτητο από το χρόνο και από τη z συνιστώσα της. Έτσι για μία έντονη δέσμη το μέσο Kerr μπορεί να δράσει ως κυματοδηγός. Άλλες λύσεις της εξίσωσης Helmholtz, επιτρέπουν την αυτοεστίαση (self-focusing) για δέσμες με ορισμένο αρχικό σχήμα. Σε αυτή την περίπτωση το μέσο Kerr δρα σαν ένας φακός με διαβαθμισμένο δείκτη διάθλασης ο οποίος μπορεί να εξαλείψει τα αποτελέσματα της διασποράς ή της εστίασης της οπτικής δέσμης. [10]

Αν δύο ορθογώνια πολωμένες συνιστώσες ενός οπτικού κύματος υποστούν μη γραμμική σύζευξη, τότε θα υπάρξει μεταβολή του δείκτη διάθλασης σε κάθε μία από αυτές ξεχωριστά. Έστω ότι στην οριζόντια συνιστώσα η μεταβολή του δείκτη διάθλασης είναι Δn_x , ενώ στην κατακόρυφη συνιστώσα η μεταβολή του δείκτη διάθλασης είναι Δn_y . Το συγκεκριμένο φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως αυτεπαγωγή ή ως μη γραμμική διπλοθλαστικότητα και λαμβάνει μέρος σε μεγάλο εύρος εφαρμογών, μία εκ των οποίων είναι το οπτικό φαινόμενο Kerr. Στο οπτικό φαινόμενο Kerr η διπλοθλαστικότητα που επάγεται από μία ισχυρή δέσμη άντλησης, προκαλεί μεταβολή της διαπερατότητας ενός σήματος χαμηλής ισχύος μέσω ενός ισοτροπικού μη γραμμικού διηλεκτρικού. Το οπτικό φαινόμενο Kerr μπορεί να εφαρμοστεί σαν ένα οπτικό διάφραγμα με χρόνο απόκρισης της

τάξεως μερικών psec. Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η δομή ενός τέτοιου οπτικού διαφράγματος Kerr.



Σχήμα 13 – Δομή οπτικού διαφράγματος Kerr. [3]

Ο τρόπος λειτουργίας του οπτικού διαφράγματος Kerr περιγράφεται με τη βοήθεια του παραπάνω σχήματος. Τόσο οι δέσμες άντλησης όσο και οι δέσμες δοκιμής είναι γραμμικά πολωμένες και σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία 45°. Οι δέσμες αυτές καταλήγουν στην είσοδο της οπτικής ίνας. Στην έξοδο της οπτικής ίνας υπάρχει ένας πολωτής σε σχήμα σταυρού, ο οποίος απαγορεύει τη μετάδοση της δέσμης δοκιμής όταν δε μεταδίδεται η δέσμη άντλησης. Κατά την έναρξη της άντλησης ο δείκτης διάθλασης τόσο της οριζόντιας όσο και της κάθετης συνιστώσας της δέσμης δοκιμής υφίσταται μικρές μεταβολές εξαιτίας της επαγόμενης (λόγω άντλησης) διπλοθλαστικότητας. Στην έξοδο της οπτικής ίνας οι δύο συνιστώσες παρουσιάζουν διαφορά φάσης η οποία προκαλεί μεταβολή στην πόλωση της δέσμης δοκιμής. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να οδηγηθεί στον πολωτή ένα τμήμα της δέσμης δοκιμής. Η διαπερατότητα της δέσμης δοκιμής μπορεί να ρυθμιστεί μεταβάλλοντας την ένταση της δέσμης άντλησης. Εφόσον ένας παλμός έχει μήκος κύματος ίσο με το μήκος κύματος της δέσμης άντλησης, τότε το οπτικό διάφραγμα Kerr θα «ανοίξει» μόνο αν ο παλμός αυτός διέλθει μέσα από την οπτική ίνα. Η συγκεκριμένη συσκευή αναφέρεται συχνά και ως διαμορφωτής Kerr αφού η εξερχόμενη, από την οπτική ίνα, δέσμη δοκιμής υφίσταται διαμόρφωση (σε διαφορετικό μήκος κύματος) από τη δέσμη άντλησης. Το οπτικό διάφραγμα Kerr χρησιμοποιείται σε πολλές τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές με οπτικές ίνες και οπτικούς διακόπτες.

Οι συνιστώσες x και y της δέσμης δοκιμής παρουσιάζουν διαφορά φάσης μεταξύ τους, η οποία δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} (\overline{n_x} - \overline{n_y}) \quad (2.14)$$

$$\bar{n}_x = n_x + \Delta n_x \quad (2.15)$$

$$\bar{n}_y = n_y + \Delta n_y \quad (2.16)$$

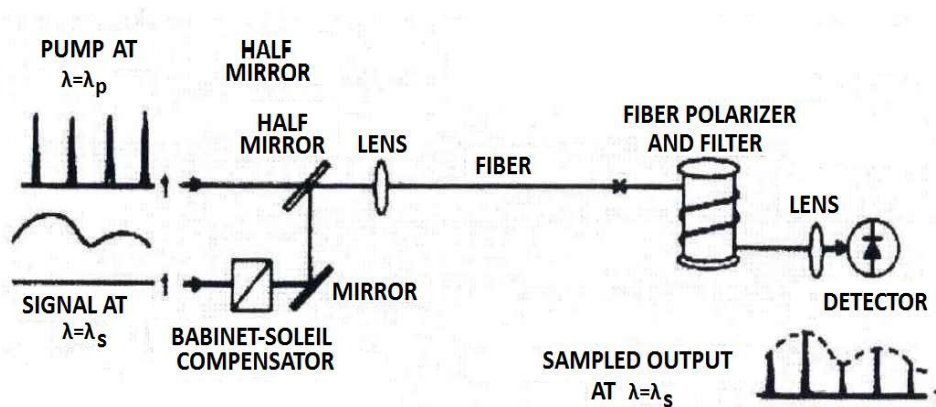
όπου L το μήκος της οπτικής ίνας, λ το μήκος κύματος της εξερχόμενης δέσμης δοκιμής, \bar{n}_x ο δείκτης διάθλασης της x συνιστώσας της δέσμης δοκιμής και \bar{n}_y ο δείκτης διάθλασης της y συνιστώσας της δέσμης δοκιμής.

Όπως φαίνεται από τους παραπάνω τύπους, ο δείκτης διάθλασης της κάθε συνιστώσας αποτελείται από ένα γραμμικό και από ένα μη γραμμικό μέρος. Τα γραμμικά μέρη (n_x και n_y) είναι διαφορετικά εξαιτίας της ενδογενούς τροπικής διπλοθλαστικότητας που παρατηρείται στις οπτικές ίνες. Αντίστοιχα τα μη γραμμικά μέρη (Δn_x και Δn_y) είναι διαφορετικά εξαιτίας της διπλοθλαστικότητας που επάγεται από τη δέσμη άντλησης. Η διαπερατότητα T_p της δέσμης δοκιμής συνδέεται με τη διαφορά φάσης μεταξύ των συνιστωσών της, με τη βοήθεια του τύπου:

$$T_p = \left[\sin \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \right]^2 \quad (2.17)$$

Από την τελευταία σχέση γίνεται αντιληπτό ότι αν η διαφορά φάσης μεταξύ των συνιστωσών της δέσμης δοκιμής είναι π ή γενικότερα περιττό ακέραιο πολλαπλάσιο του π , τότε η διαπερατότητα του οπτικού φράγματος Kerr θα είναι 100%. Αν όμως η διαφορά φάσης είναι άρτιο ακέραιο πολλαπλάσιο του π , τότε η δέσμη δοκιμής θα διακοπεί πλήρως.

Από πρακτικής άποψης, είναι εφικτή η δημιουργία ενός οπτικού φράγματος Kerr το οποίο θα αποτελείται αποκλειστικά από οπτικές ίνες. Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η δομή μίας τέτοιας διάταξης.



Σχήμα 14 – Δομή ενός οπτικού διαφράγματος Kerr το οποίο αποτελείται μόνο από οπτικές ίνες. [3]

Ο αντισταθμιστής Babinet-Soleil χρησιμοποιείται για την αντιστάθμιση της γραμμικής διπλοθλαστικότητας της οπτικής ίνας. Εναλλακτικά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ένα πλακίδιο $\lambda/4$ για το σκοπό αυτό. Το ρόλο του πολωτή παίζει ένα κομμάτι οπτικής ίνας με πολύ μεγάλη τιμή διπλοθλαστικότητας και απόσβεση της τάξεως των 20 περίπου dB. Το συγκεκριμένο κομμάτι οπτικής ίνας μπορεί να λειτουργήσει και ως φίλτρο από τη στιγμή που οι απώλειες της οπτικής ίνας παρουσιάζουν πολύ υψηλή τιμή στο μήκος κύματος άντλησης των 1.06 μm . Η δέσμη δοκιμής είναι η δέσμη ενός διοδικού laser με μήκος κύματος 0.84 μm . Το σύστημα άντλησης είναι υπεύθυνο για τη διαμόρφωση των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών της δέσμης δοκιμής εξόδου, αφού αυτό καθορίζει το εύρος των παλμών καθώς και το μήκος της μεταξύ τους απόστασης. [3]

3^ο - ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ΟΠΤΙΚΑ ΣΟΛΙΤΟΝΙΑ”

3.1 Εισαγωγή

Τα φυσικά μονήρη κύματα (solitary waves) παρατηρήθηκαν αρχικά στα κύματα του νερού από τον J.S. Russell το 1834. Έπειτα από ένα περίπου αιώνα μελετήθηκαν τα οπτικά μονήρη κύματα από τον Chiao το 1964. Η αυτοεστίαση (self focusing) η οποία αρχικά θεωρήθηκε ως ένα προβληματικό φαινόμενο, αναγνωρίστηκε μετέπειτα ως μία μέθοδος για τη δημιουργία χωρικών σολιτονίων. Εκτός από την αυτοεστίαση (self focusing), υπάρχουν και άλλοι μη γραμμικοί (nonlinear) μηχανισμοί οι οποίοι οδηγούν στη δημιουργία σολιτονίων. Οι πιο δημοφιλείς από αυτούς είναι η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman (Stimulated Raman Scattering – SRS), η θερμική μη γραμμικότητα (thermal nonlinearity) και τα λεπτά νήματα πλάσματος (plasma filaments). [12]

Ένα οπτικό σολιτόνιο είναι ένας παλμός ο οποίος μεταδίδεται χωρίς παραμόρφωση εξαιτίας του φαινομένου της διασποράς ή άλλων επιδράσεων. Πρόκειται για ένα μη γραμμικό φαινόμενο το οποίο οφείλεται στην αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase Modulation – SPM), πράγμα που σημαίνει ότι το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος προκαλεί τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης που «βλέπει» το ίδιο το κύμα (φαινόμενο Kerr). Η αυτοδιαμόρφωση φάσης (self phase modulation – SPM) προκαλεί τη μετατόπιση προς το κόκκινο της αιχμής του παλμού. Τα σολιτόνια αντιδρούν με αποτέλεσμα να αντισταθμίζεται αυτή η μετατόπιση, εξαιτίας μίας νέας μετατόπισης προς το μπλε που υφίσταται η αιχμή του παλμού σε μία περιοχή ανώμαλης διασποράς. Έτσι λαμβάνεται ένας παλμός ο οποίος διατηρεί το σχήμα του, τόσο στο πεδίο της συχνότητας όσο και στο πεδίο του χρόνου. Ως εκ τούτου τα σολιτόνια αποτελούν μία πολύ σημαντική εξέλιξη στον τομέα των οπτικών επικοινωνιών. [13]

3.2 Γενικά Χαρακτηριστικά Σολιτονίων

Τα σολιτόνια είναι παλμοί ειδικής μορφής οι οποίοι έχουν τη δυνατότητα να διαδίδονται επ άοριστον δίχως να υφίστανται διαπλάτυνση λόγω διασποράς, ακόμα και σε περιπτώσεις που το μέσο παρουσιάζει διασπορά σε άλλα είδη παλμών. Το σημαντικότερο

χαρακτηριστικό των σολιτονίων είναι ότι μπορούν να διαδίδονται στο εσωτερικό των οπτικών ινών χάρη στο φαινόμενο Kerr το οποίο συντηρεί τη διάδοσή τους. Έτσι ενδείκνυται η χρήση τους σε συστήματα οπτικών επικοινωνιών πολύ μεγάλων αποστάσεων, τα οποία χαρακτηρίζονται από πολύ υψηλούς ρυθμούς bit.

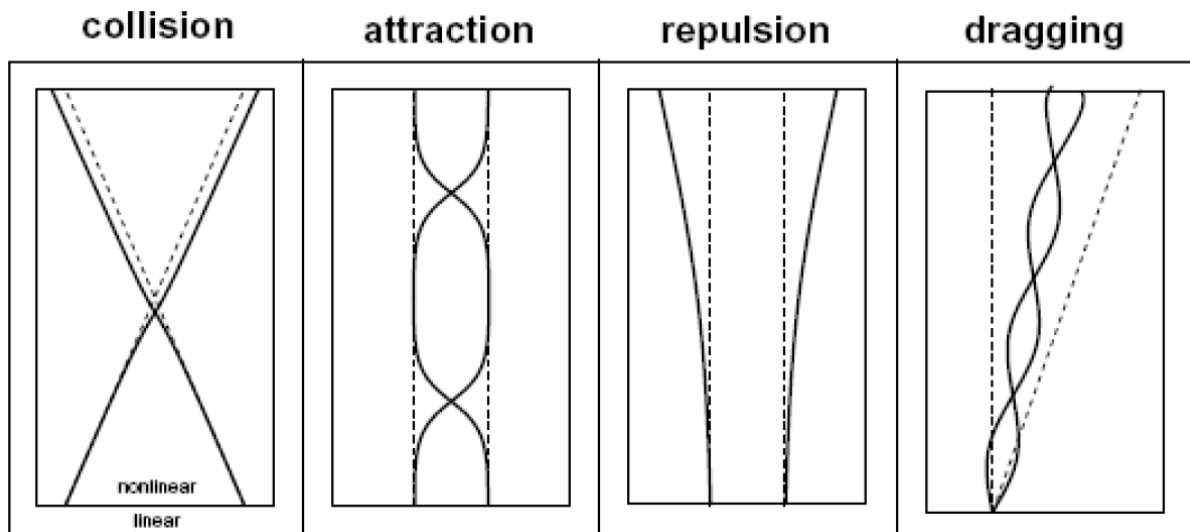
Αν και η ιδέα του σολιτονίου βασίστηκε σε παλμούς αυθαίρετης διάρκειας, οι διαδιδόμενοι αυτοσυντηρούμενοι σολιτονιακοί παλμοί θα πρέπει να διαθέτουν κατάλληλο πλάτος, κατάλληλη ισχύ και κατάλληλη μορφή. Αυτό συνεπάγεται την αναγκαιότητα περιοδικής ενίσχυσης τους κατά μήκος μίας οπτικής διαδρομής προκειμένου να επιτευχθεί η αντιστάθμιση των πιθανών απωλειών και να αποτραπεί η πιθανή εξασθένηση του σήματος. Βέβαια από τη στιγμή που οι μεταδιδόμενοι παλμοί δεν υφίστανται παραμόρφωση εξαιτίας του φαινομένου της διασποράς, το bit θα χαρακτηρίζεται από πολύ μικρή χρονική διάρκεια η οποία θα είναι της τάξεως μερικών δεκάδων psec. Αντίστοιχα η συνιστώμενη στάθμη ισχύος προκειμένου να επιτευχθούν οι αντίστοιχοι επιθυμητοί ρυθμοί bit, θα είναι της τάξεως μερικών εκατοντάδων mWatt. Αξίζει να αναφερθεί ότι η επιθυμητή στάθμη ισχύος μπορεί να επιτευχθεί με laser και οπτικούς ενισχυτές. Ακόμα και στην περίπτωση που ξεκινήσει ένας παλμός μη έχοντας την κατάλληλη μορφή, είναι πολύ πιθανό να συγκλίνει σε αυτή κατά τη διάρκεια της διάδοσής του. Στην ευνοϊκή περίπτωση που η ισχύς του είναι αρκετή, ο παλμός αυτός θα συνεχίσει να έχει την επιθυμητή μορφή που απέκτησε στην πορεία της διάδοσής του.

Τα σολιτόνια βασίζονται στην αντίθεση που παρατηρείται ανάμεσα στην ασθενή διασπορά σε μία οπτική ίνα και στην ασθενέστατη μη γραμμικότητα του δείκτη διάθλασης σε συνάρτηση με την ένταση του οπτικού πεδίου. Τα δύο αυτά φαινόμενα οδηγούν στο λεγόμενο «chirping» (τρύλλισμα) του παλμού, το οποίο αντιστοιχεί στη μεταβολή της οπτικής συχνότητας εντός του χρόνου που διαρκεί ο παλμός. Αξίζει να τονιστεί ότι η μη γραμμικότητα του δείκτη διάθλασης επιφέρει «chirping» (τρύλλισμα) στο τμήμα εκείνο του παλμού που έχει το μεγαλύτερο πλάτος. Αντίστοιχα η διασπορά επιφέρει «chirping» (τρύλλισμα) στο τμήμα εκείνο του παλμού που χαρακτηρίζεται από περισσότερες αρμονικές μεγάλης τάξης. [2]

3.3 Μορφές Αλληλεπίδρασης Μεταξύ Σολιτονίων

Οι πιο σημαντικές μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων είναι η σύγκρουση (collision), η έλξη (attraction), η άπωση (repulsion), η παγίδευση (trapping) και η ολίσθηση

(dragging). Οι βασικές αυτές μορφές της αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων παρουσιάζονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 15 – Βασικές μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων. [12]

Η σύγκρουση (collision) μεταξύ δύο ομοίως πολωμένων σολιτονίων δεν επιδρά σχεδόν καθόλου στα σολιτόνια, αφού προκαλεί μόνο πολύ μικρές χωρικές μετατοπίσεις. Επειδή οι ελκτικές δυνάμεις που αναπτύσσονται μεταξύ των σολιτονίων είναι ισορροπημένες τόσο πριν όσο και μετά το σημείο σύγκρουσης, αλληλεπίδραση είναι συμμετρική. Ωστόσο η σύγκρουση μεταξύ δύο ορθογώνια πολωμένων σολιτονίων μπορεί να οδηγήσει σε μόνιμη αλλαγή γωνίας.

Όταν δύο ομοίως πολωμένα σολιτόνια έχουν ίδια φάση και διαδίδονται κοντά το ένα με το άλλο, τότε έλκονται. Η έλξη αυτή είναι περιοδική υπό την έννοια ότι τα δύο αλληλεπιδρώντα σολιτόνια αλλάζουν χωρικές θέσεις κατ'επανάληψη και με σταθερό ρυθμό, καθώς εξελίσσεται η διαδικασία διάδοσης τους. Εκτός όμως από αυτή τη χωρική περιοδική κίνηση, τα σολιτόνια παραμένουν ανέγγιχτα.

Σε γενικές γραμμές δύο σολιτόνια απωθούνται εφόσον είναι ομοίως πολωμένα, έχουν διαφορά φάσης $\pi/2$ και διαδίδονται κοντά το ένα στο άλλο. Σε αντίθεση με ότι συμβαίνει στην έλξη, στην άπωση δεν παρατηρείται χωρική περιοδικότητα αφού τα δύο αλληλεπιδρώντα σολιτόνια συνεχίσουν να απομακρύνονται το ένα από το άλλο. Βέβαια τόσο η έλξη όσο και η άπωση παρατηρούνται σε ορθογώνια πολωμένα σολιτόνια.

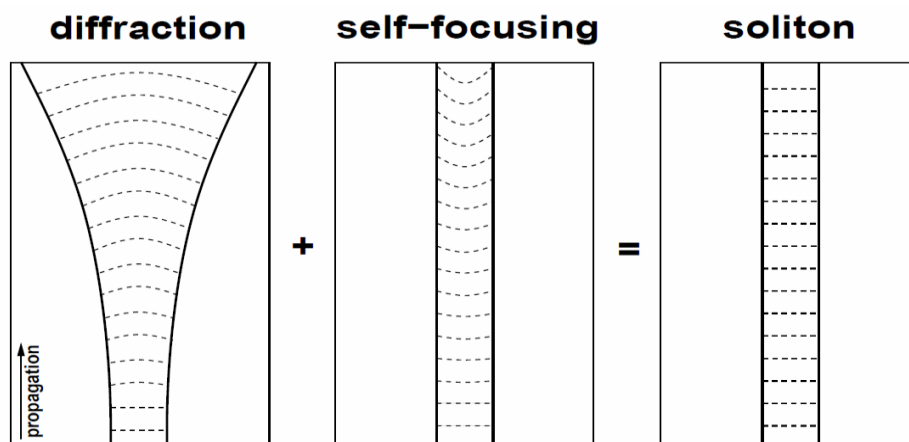
Η χωρική παγίδευση (trapping) και η χωρική ολίσθηση (dragging) αποτελούν ασύμμετρες μορφές αλληλεπίδρασης, όπου δύο σολιτόνια επικαλύπτονται (overlap) στην

αρχή ενός μη γραμμικού μέσου. Από τη στιγμή που δεν παρατηρείται δύναμη αλληλεπίδρασης πριν την επικάλυψη και από τη στιγμή που η ασκούμενη δύναμη μετά την επικάλυψη είναι ασύμμετρη, τα αλληλεπιδρώντα σολιτόνια υφίστανται μία μόνιμη αλλαγή γωνίας.

Η διαφορά στην τιμή κατωφλίου αποτελεί ένα μέτρο για την αξιολόγηση της δυνατότητας χρήσης κάποιας από τις μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων, σε εφαρμογές όπως οι λογικές πύλες. Ορίζεται ως ο λόγος της ισχύος του εισερχόμενου θεμελιώδους σήματος, προς την ισχύ της αποκλίνουσας άντλησης που εξέρχεται από μία οπή. Η ισχύς άντλησης, η ισχύς σήματος, το μήκος πύλης, το μέγεθος της οπής και το εύρος της αλληλεπίδρασης είναι μερικές παράμετροι που βοηθούν στον προσδιορισμό της διαφοράς στην τιμή κατωφλίου. Έτσι μία μορφή αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων με υψηλή διαφορά στην τιμή κατωφλίου είναι κατάλληλη για χρήση σε λογικές πύλες. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι μορφές της αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων διακρίνονται σε μορφές οι οποίες είναι ευαίσθητες ως προς τη φάση (phase sensitive) αποτελούμενες από σολιτόνια ίδιας πόλωσης και σε μορφές οι οποίες δεν είναι ευαίσθητες ως προς τη φάση (phase insensitive) οι οποίες περιλαμβάνουν ορθογώνιος πολωμένα σολιτόνια. [12]

3.4 Μονοδιάστατα Χωρικά Οπτικά Σολιτόνια

Τα χωρικά οπτικά σολιτόνια προκύπτουν από την εξισορρόπηση μεταξύ γραμμικής διάθλασης και μη γραμμικής αυτοεστίασης (self focusing) όπως φαίνεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 16 – Εξισορρόπηση μεταξύ γραμμικής διάθλασης και μη γραμμικής αυτοεστίασης (self focusing) κατά το σχηματισμό ενός χωρικού οπτικού σολιτονίου. [14]

Σε μία εγκάρσια χωρική διάσταση αυτά τα σολιτόνια παραμένουν σταθερά έτσι ώστε η ισορροπία μεταξύ γραμμικών και μη γραμμικών φαινομένων να μην επιτρέπει στις μικρές διαταραχές του πλάτους ή της φάσης να καταστρέψουν το σολιτόνιο. Σε περίπτωση που μία διαταραχή επιδρά με σκοπό τη διεύρυνση του σολιτονίου, η μη γραμμική αυτοεστίαση (self focusing) υπερισχύει της διάθλασης προκειμένου να αποκατασταθεί η ισορροπία. Στην αντίθετη περίπτωση, αν μία διαταραχή επιδρά με σκοπό τη στένωση του σολιτονίου η γραμμική διάθλαση υπερνικά την αυτοεστίαση (self focusing).

Η μελέτη των χωρικών οπτικών σολιτονίων αρχίζει με την εξίσωση Helmholtz η οποία περιγράφει τη διάδοση μίας μονοχρωματικής δέσμης σε ασθενή μη ομογενή μέσα:

$$\nabla^2 \bar{A} + k^2 \bar{A} = 0 \quad (3.1)$$

όπου k το οπτικό κυματόνισμα.

Υποθέτοντας ότι το k δεν παρουσιάζει χωρικές μεταβολές, η παραπάνω σχέση μπορεί να μετασχηματιστεί στο πεδίο της χωρικής συχνότητας (πεδίο Fourier):

$$[k_x^2 + k_y^2 + k_z^2] \tilde{A} = k_0^2 \tilde{A} \quad (3.2)$$

όπου k_x , k_y και k_z χωρικές συχνοτικές μεταβλητές που αναπαριστούν τις Καρτεσιανές συνιστώσες του οπτικού κυματόνισματος.

Η λύση της τελευταίας εξίσωσης είναι:

$$\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = k_0 \quad (3.3)$$

Η τελευταία σχέση περιγράφει τη σφαιρική ορμή της ισοτροπικής διάδοσης και καθορίζει τη μία χωρική συχνοτική συνιστώσα εφόσον οι άλλες δύο είναι γνωστές. Έτσι δημιουργείται ένα πρόβλημα αρχικών τιμών όσον αφορά τη διάδοση, τέτοιο ώστε όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι γνωστό σε ένα επίπεδο να υπάρχει η διασφάλιση ότι θα είναι γνωστές τουλάχιστον δύο από τις τρεις συνιστώσες της ορμής. Έτσι η διάδοση σε ένα άλλο παράλληλο επίπεδο, το οποίο βρίσκεται σε αυθαίρετη απόσταση, θα καθορίζεται πλήρως προσδιορίζοντας την τρίτη συνιστώσα της εξίσωσης 3.3. Σε περίπτωση που η διάδοση πραγματοποιείται στον άξονα z , τότε η λύση του προβλήματος αρχικών τιμών θα ανήκει στο πεδίο Fourier:

$$\tilde{A}(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, z) = e^{\pm i \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} z} \tilde{A}(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, 0) \quad (3.4)$$

όπου $\tilde{A}(k_x, k_y, 0)$ είναι γνωστό από το μετασχηματισμό Fourier του αρχικού πεδίου στο επίπεδο εισόδου. Η κατανομή του πεδίου $\bar{A}(x, y, z)$ στο επίπεδο παρατήρησης, υπολογίζεται από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier του $\tilde{A}(k_x, k_y, z)$.

Σε μέσα με ισοτροπική συμμετρία, με μη γραμμικό δείκτη διάθλασης Kerr (n_2) ο μη ομογενής κυματαριθμός θα δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{k}^2(|A|) = \mathbf{k}_0^2 + 2\mathbf{k}_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \quad (3.5)$$

Με αντικατάσταση της τελευταίας εξίσωσης στην εξίσωση 3.1 λαμβάνεται η σχέση:

$$\nabla^2 \bar{A} + \mathbf{k}_0^2 \bar{A} + 2\mathbf{k}_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \bar{A} = 0 \quad (3.6)$$

Η τελευταία σχέση περιγράφει τη (2+1) διαστάσεων χωρική διάδοση μίας δέσμης σε ένα ασθενές μη ομογενές μη γραμμικό μέσο. Έπειτα πραγματοποιείται η υπόθεση ότι η δέσμη περιορίζεται στον άξονα των y από ένα επίπεδο κυματοδηγό, προκειμένου να υπάρξει επικέντρωση στο μονοδιάστατο χωρικό οπτικό σολιτόνιο. Υποθέτοντας κατόπιν ότι τόσο το γραμμικά καθοδηγούμενο όσο και το μη γραμμικά διαδιδόμενο σολιτόνιο είναι διαχωρίσιμα, θα ισχύει:

$$\bar{A}(x, y, z) = \Phi(y) \bar{A}(x, z) \quad (3.7)$$

όπου η συνάρτηση $\Phi(y)$ αναπαριστά το καθοδηγούμενο προφίλ και παίρνει πραγματικές τιμές. Έτσι η εξίσωση 3.6 γράφεται:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{A} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \bar{A} + \mathbf{k}_0^2 \bar{A} + 2\mathbf{k}_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \bar{A} = 0 \quad (3.8)$$

Η εξίσωση 3.8 αποτελεί στην ουσία την αφετηρία για την ανάλυση των μονοδιάστατων χωρικών οπτικών σολιτονίων. Βέβαια στην εξίσωση αυτή παραλείπεται η επίδραση του περιοριστικού κυματοδηγού. Η παράληψη αυτή μπορεί να αντισταθμιστεί χρησιμοποιώντας ένα ενεργό κυματαριθμό (β^{eff}) και ένα μη γραμμικό δείκτη διάθλασης Kerr (n_2^{eff}). [14]

3.4.1 Μη Παραξονικό Θεμελιώδες Σολιτόνιο

Ένα σολιτόνιο είναι εξ ορισμού μια στάσιμη λύση, συνεπώς αντικαθιστώντας την παρακάτω προσεγγιστική έκφραση για το πλάτος του πεδίου

$$\bar{A}(x, z) = A(x) e^{i\beta z} \quad (3.9)$$

στην εξίσωση 3.8, η στάσιμη εγκάρσια περιβάλλουσα γίνεται η ιδιοσυνάρτηση της συνήθους μη γραμμικής διαφορικής εξίσωσης:

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \left[k_0^2 - \beta^2 + 2 k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A(x)|^2 \right] A(x) = 0 \quad (3.10)$$

όπου β^2 είναι η ιδιοτιμή και β ο συνολικός κυματαριθμός ο οποίος εμπεριέχει τόσο τη γραμμική όσο και τη μη γραμμική συνεισφορά.

Η εγκάρσια περιβάλλουσα υποτίθεται ότι είναι της μορφής:

$$A(x) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{x}{w_0} \right) \quad (3.11)$$

όπου A_0 είναι το πραγματικό πλάτος και w_0 ένα μέτρο για το εύρος της δέσμης. Επίσης από τη στιγμή που το σολιτόνιο δεν περιθλάται, δεν παρατηρείται εγκάρσια μεταβολή της φάσης. Έτσι η στάσιμη λύση θα δίνεται από τις σχέσεις:

$$A_0 = \frac{1}{k_0 w_0} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \quad (3.12)$$

$$\beta^2 = k_0^2 + \frac{1}{w_0^2} = k_0^2 \left[1 + \frac{n_2 A_0^2}{n_0} \right] \quad (3.13)$$

Όταν η προκαλούμενη μη γραμμικότητα είναι μικρή, ο συνολικός κυματαριθμός παίρνει την τιμή :

$$\beta \approx k_0 + k_f n_2 \frac{A_0^2}{2} \quad (3.14)$$

Έτσι η εξίσωση 3.8 παραμένει αμετάβλητη στα πλαίσια του ενιαίου μετασχηματισμού:

$$\begin{bmatrix} x' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ z \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Μία περισσότερο γενικευμένη στάσιμη λύση θα δίνεται από τη σχέση:

$$A(x', z') = A_0 \operatorname{sech} \left[\frac{\cos\theta x' - \sin\theta z'}{w_0} \right] e^{i \beta [\cos\theta z' + \sin\theta x']} \quad (3.16)$$

Η τελευταία εξίσωση είναι μία πλήρως γραμμική και μη γραμμική μη παραξονική λύση όταν η πόλωση του οπτικού πεδίου υφίσταται στον άξονα των y έτσι ώστε να απουσιάζουν οι διανυσματικές επιδράσεις. Βέβαια είναι μαθηματικά και αριθμητικά δύσκολο να διαδοθεί αυτή (ή μία άλλη λύση) βασιζόμενη στην εξέλιξη της σχέσης 3.8. Έτσι μια κοινή πρακτική στοχεύει στη μείωση της εξίσωσης Helmholtz σε μία παραβολική μορφή ώστε να μπορούν

να χρησιμοποιηθούν οι αριθμητικές τεχνικές που βασίζονται σε πεπερασμένες διαφορές ή σε μεθόδους βημάτων διαχωρισμού ή σε αναλυτικές τεχνικές όπως ο μετασχηματισμός σκέδασης – αντίστροφης σκέδασης. [14]

3.4.2 Παραξονικό Θεμελιώδες Σολιτόνιο

Η παραξονική διάδοση περιγράφεται ως η μέση κατεύθυνση διάδοσης. Επιλέγοντας για απλότητα τον άξονα z ως κατεύθυνση διάδοσης, η περιβάλλουσα του ηλεκτρικού πεδίου θα είναι της μορφής:

$$\bar{A}(\mathbf{x}, z) = \mathbf{A}(\mathbf{x}, z) e^{i k_0 z} \quad (3.17)$$

όπου k_0 σταθερά διάδοσης ή κυματαριθμός. Η γρήγορη φάση αφαιρείται από την εγκάρσια περιβάλλουσα εξαιτίας της διάδοσης έτσι ώστε να είναι εφικτή η αργή μεταβολή του πλάτους (Slowly Varying Amplitude – SVA) και οι παραξονικές προσεγγίσεις. Αν αντικατασταθεί η έκφραση 3.17 στη μη γραμμική εξίσωση Helmholtz 3.8 και κάνοντας μία σειρά από προσεγγίσεις, λαμβάνεται η (1+1) διαστάσεων χωρική μη γραμμική εξίσωση Schrodinger (Non Linear Schrodinger Equation – NLS):

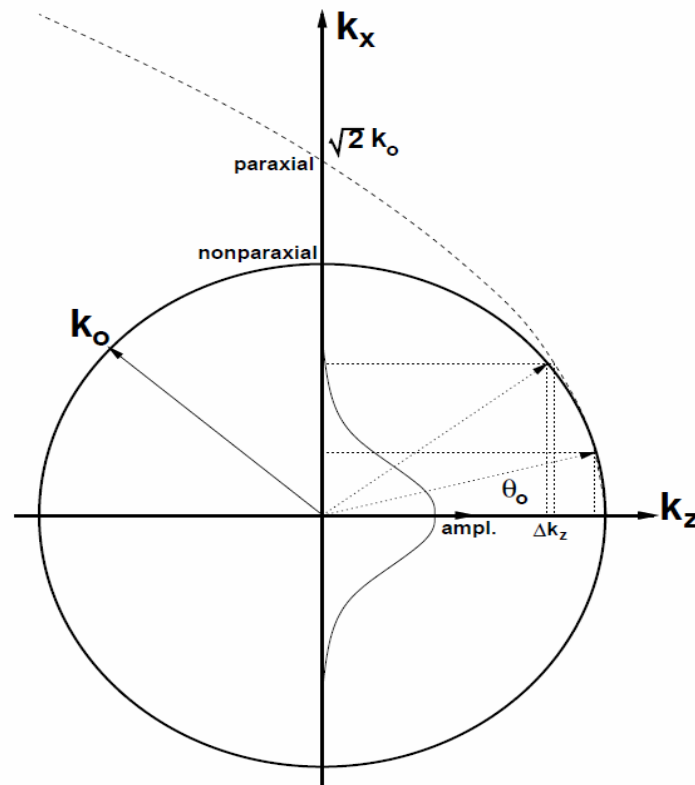
$$2 i k_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2 k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A = 0 \quad (3.18)$$

Οι δύο πρώτοι όροι στην εξίσωση 3.18 περιγράφουν τη γραμμική διάθλαση στην παραξονική προσέγγιση. Αυτό φαίνεται λαμβάνοντας ένα εγκάρσιο χωρικό μετασχηματισμό Fourier:

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial z} = -i \frac{k_x^2}{2 k_0} \bar{A} \rightarrow \bar{A}(z) = \bar{A}(0) e^{-i \left[\frac{k_x^2}{2 k_0} \right] z} \quad (3.19)$$

Επίσης φαίνεται και από τη μείωση της φάσης στον άξονα των z , από τη μέγιστη τιμή της (k_0) στην τιμή $k_0 \left[1 - \frac{k_x^2}{2 k_0^2} \right]$ εξαιτίας της εκτός άξονα προβολής της φασικής ταχύτητας πάνω στην κύρια κατεύθυνση διάδοσης z . Αυτή η έκφραση είναι κατάλληλη για διάδοση σε μία κατεύθυνση (κατά μήκος του άξονα των z ή πολύ κοντά σε αυτόν) και οφείλεται στην υπόθεση της πολύ αργής μεταβολής του πλάτους με αποτέλεσμα τη μείωση της εξίσωσης Helmholtz σε μία κυματική εξίσωση μονής κατεύθυνσης. Η αργή μεταβολή του πλάτους (Slowly Varying Amplitude – SVA) ισχύει όταν η οπισθοσκεδαζόμενη ακτινοβολία από ένα γραμμικό ή μη γραμμικό μη ομογενές μέσο, μπορεί να αγνοηθεί για μία δεδομένη τάξη προσέγγισης. [14]

Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η διάθλαση στο πεδίο της χωρικής συχνότητας.



Σχήμα 17 – Ο κυματαριθμός k_z ως συνάρτηση του εγκάρσιου κυματαριθμού k_x . [14]

Για πλήρη (2+1) διαστάσεων χωρική διάθλαση σε ισοτροπικό μέσο, η επιφάνεια των επιτρεπόμενων διανυσμάτων k είναι σφαίρα. Η διάθλαση σε (1+1) διαστάσεις παρουσιάζεται στο σχήμα 17 τεμαχίζοντας τη σφαίρα με ένα επίπεδο το οποίο περνάει από την αρχή των αξόνων, με αποτέλεσμα ένα κύκλο. Στην παραξονική προσέγγιση αυτός ο κύκλος αναπαρίσταται ως παραβολή και αυτό ισχύει για μικρές εγκάρσιες χωρικές συχνότητες (εύρος ζώνης μικρών γωνιών). Η γραμμική διάδοση περιγράφεται προσδίδοντας την κατάλληλη φάση σε κάθε εγκάρσια χωρική συχνοτική συνιστώσα $\tilde{A}(k_x)$ έπειτα από πολλαπλασιασμό με τον παράγοντα $\exp(i k_z z)$. Όπου $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ (μη παραξονική περίπτωση) και $k_z \approx k_0 - \frac{k_x^2}{2 k_0}$ (παραξονική περίπτωση).

Στο σχήμα 18 που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα παρουσιάζεται η διάθλαση του αρχικού προφίλ της δέσμης $\text{sech}(x/w_0)$ για πέντε ομοεστιακές αποστάσεις $5Z_0$. Η εστιακή απόσταση $Z_0 = \frac{\pi^2 w_0^2}{\lambda}$ είναι διπλάσια από την απόσταση Rayleigh, η οποία αντιπροσωπεύει την απόσταση όπου το πλήρες εύρος στο μισό του μεγίστου (Full Width at Half Maximum -

FWHM) αυξάνεται κατά $\sqrt{2}$. Παραλείποντας στη σχέση 3.18 τον όρο που αντιστοιχεί στη διάθλαση, λαμβάνεται η εξής μη γραμμική εξίσωση:

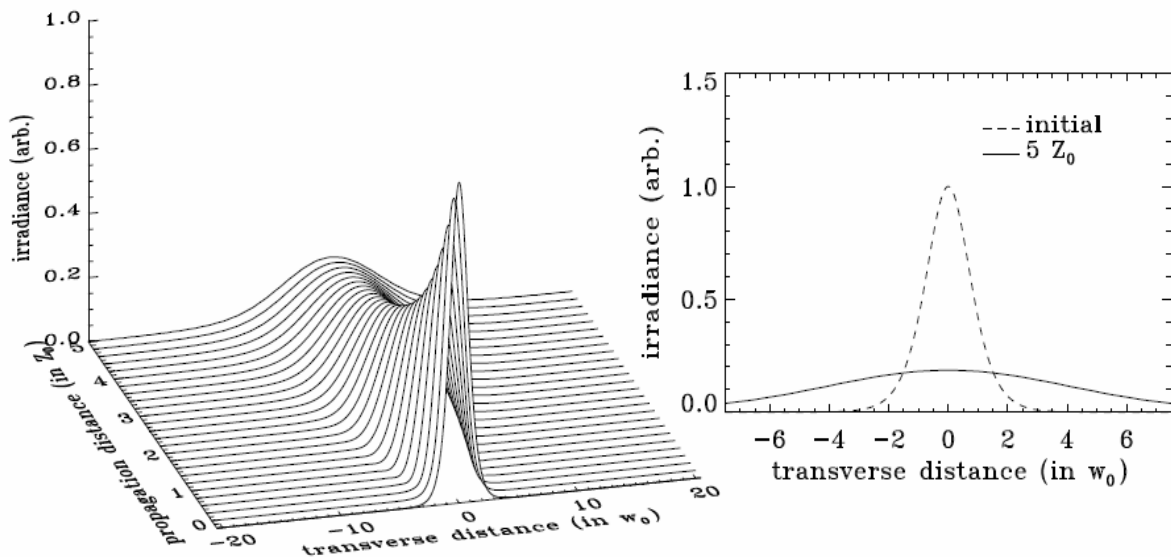
$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + k_f n_2 |A|^2 A = 0 \quad (3.20)$$

όπου k_f ο κυματαριθμός του ελεύθερου χώρου. Η τελευταία εξίσωση θα έχει λύση στο πεδίο του πραγματικού χώρου:

$$A(x, z) = e^{i\varphi^{NL}(x,z)} A(x, 0) \quad (3.21)$$

Η μη γραμμική συσσώρευση φάσης δίνεται από τη σχέση:

$$\varphi^{NL}(x, z) = k_f n_2 \int_0^z |A(x, z')|^2 dz' \quad (3.22)$$

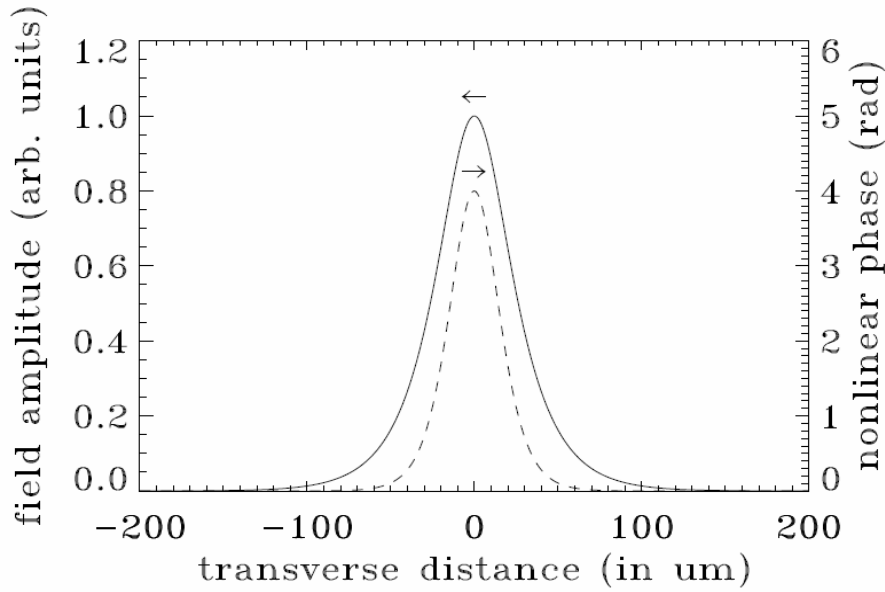


Σχήμα 18 – Η διάθλαση του αρχικού προφίλ της δέσμης $sech(x/w_0)$ για πέντε ομοεστιακές αποστάσεις ($5Z_0$). Η ένταση του FWHM διευρύνεται στα $140 \mu\text{m}$. [14]

Εφόσον $z = \Delta z$, η μη γραμμική συσσώρευση φάσης θα δίνεται από την προσεγγιστική σχέση:

$$\varphi^{NL}(x, \Delta z) \approx k_f n_2 \left| A(x, \frac{\Delta z}{2}) \right|^2 \Delta z \quad (3.23)$$

Η σχέση 3.23 παρουσιάζει ακρίβεια δεύτερης τάξης ως προς Δz . Αυτή η μη γραμμικά επαγόμενη φάση, απεικονίζεται στο σχήμα 19 της επόμενης σελίδας, για απόσταση διάδοσης Δz και πλάτος κορυφής τέτοιο ώστε η μέγιστη μη γραμμική φάση να ισούται με 4 ακτίνια.



Σχήμα 19 – Μη γραμμική φάση για απόσταση διάδοσης Δz και πλάτος κορυφής τέτοιο ώστε η μέγιστη μη γραμμική φάση να ισούται με 4 ακτίνια. [14]

Αναζητώντας λύση για το παραξονικό σολιτόνιο, πραγματοποιείται αντικατάσταση της στατικής προσέγγισης 3.9 στη σχέση 3.18 και λαμβάνεται το εξής αποτέλεσμα:

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + 2k_0 [-\beta + k_f n_2 |A(x)|^2] A(x) = 0 \quad (3.24)$$

Αν για το σολιτόνιο χρησιμοποιηθεί η θεμελιώδης έκφραση που δίνεται από τη σχέση 3.11, τότε το πλάτος και η φάση θα είναι:

$$A_0 = \frac{1}{k_0 w_0} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \quad (3.25)$$

$$\beta = \frac{1}{2 k_0 w_0^2} = k_f n_2 \frac{A_0^2}{2} \quad (3.26)$$

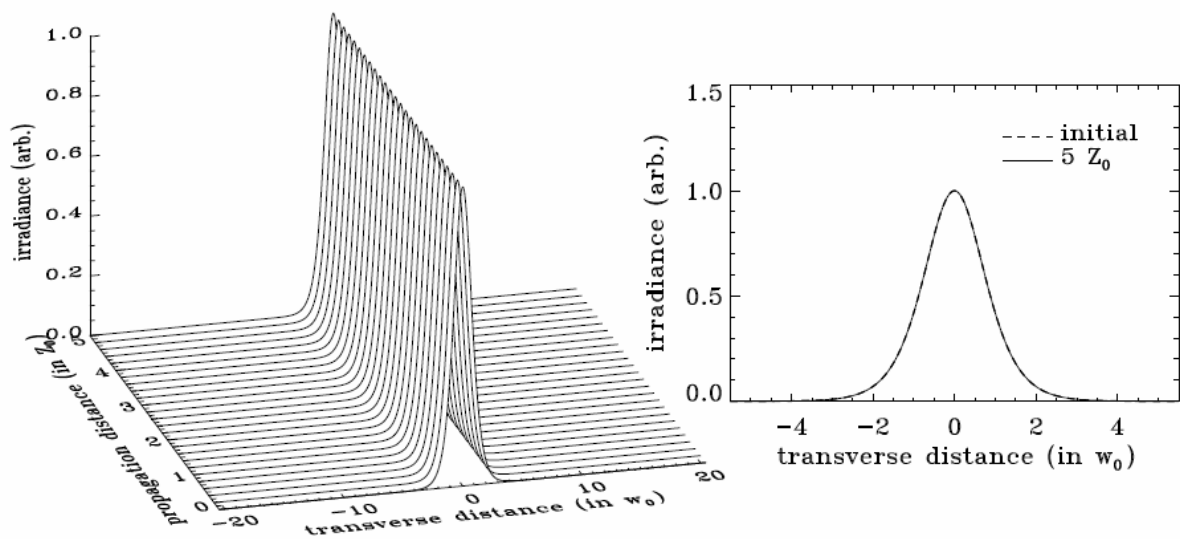
όπου το πλάτος είναι το ίδιο με αυτό της μη παραξονικής λύσης και το β αναπαριστά την αργή μη γραμμική διόρθωση φάσης στη γρήγορη φάση του γραμμικού κυματαριθμού k_0 .

Ο συνολικός κυματαριθμός είναι $(k_0 + \beta)$ και είναι ίδιος με αυτόν που λαμβάνεται στη μη παραξονική περίπτωση (σχέση 3.13). Η μη γραμμική διόρθωση στον κυματαριθμό β είναι η μισή σε σχέση με αυτή που χρησιμοποιείται για ένα επίπεδο κύμα πλάτους A_0 και αποτυπώνει το γεγονός ότι το σολιτόνιο δεν έχει σταθερό πλάτος. Η πλήρης παραξονική λύση θα είναι:

$$\bar{A}(x, y, z) = \frac{1}{k_0 w_0} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \Phi(y) \operatorname{sech}\left(\frac{x}{w_0}\right) e^{i\left[k_0 + \frac{1}{2k_0 w_0^2}\right]z} \quad (3.27)$$

όπου έχει προστεθεί το γραμμικά κατευθυνόμενο προφίλ $\Phi(y)$ και ο γραμμικός κυματαριθμός k_0 , για λόγους πληρότητας.

Η διάδοση του χωρικού σολιτονίου παρουσιάζεται στο σχήμα που ακολουθεί. Έπειτα από απόσταση $5Z_0$ το χωρικό σολιτόνιο παραμένει αμετάβλητο. Έτσι υπερνικά τους περιορισμούς που θέτει η γραμμική διάθλαση (σχήμα 18). [14]



Σχήμα 20 – Δέσμη χωρικού σολιτονίου με αρχικό προφίλ πλάτους $\operatorname{sech}(x/w_0)$. Έπειτα από διάδοση πέντε ομοεστιακών αποστάσεων ($5Z_0$), το εύρος της δέσμης και η θέση της παραμένουν αμετάβλητα. [14]

Μία περαιτέρω γενίκευση της λύσης του παραξονικού σολιτονίου δίνεται από τη σχέση:

$$A(x, z) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{x-\theta z}{w_0}\right) e^{i[\delta k_x x + \beta z]} \quad (3.28)$$

Με αντικατάσταση της τελευταίας σχέσης στη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger (Non Linear Schrodinger – NLS), δηλαδή στη σχέση 3.18, λαμβάνεται:

$$A_0 = \frac{1}{k_0 w_0} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \quad (3.29)$$

$$\theta = \frac{\delta k_x}{k_0} \quad (3.30)$$

$$\beta = \frac{1}{2 k_0 w_0^2} - \frac{\delta k_x^2}{2 k_0} \quad (3.31)$$

Η παραπάνω λύση είναι η παραξονική εκδοχή της σχέσης 3.16. Αξίζει να τονιστεί ότι η λύση για το NLS σολιτόνιο όπως και η λύση για το μη παραξονικό σολιτόνιο, έχουν δύο ελεύθερες παραμέτρους. Το εύρος w_0 και τη γωνία διάδοσης θ . [14]

3.5 Μονοδιάστατα Χρονικά Οπτικά Σολιτόνια

Τα χρονικά οπτικά σολιτόνια είναι το αποτέλεσμα της εξισορρόπησης μεταξύ της γραμμικής διασποράς και της μη γραμμικής αυτοδιαμόρφωσης φάσης (Self Phase Modulation – SPM). Η κατάληξη σε ένα τέτοιο μονοδιάστατο σύστημα οφείλεται στην εγκάρσια διάδοση του οπτικού σολιτονίου στο εσωτερικό μίας οπτικής ίνας. Ακόμα και αν η μη γραμμικότητα του γυαλιού (πυρίτιο) είναι πολύ μικρή, η οπτική ίνα αποτελεί το ιδανικό σύστημα για την εκτέλεση πειραματικών μελετών διότι παρουσιάζει πολύ χαμηλές γραμμικές απώλειες (περίπου 0.2 dB/km) και μεγάλα μήκη αλληλεπίδρασης. Επειδή το χρονικό σολιτόνιο είναι από τη φύση του ένα μονοδιάστατο, μη γραμμικό φαινόμενο το οποίο περιγράφεται από τη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger, η σταθερότητα θα είναι εγγυημένη στη μονοδιάστατη χρονική περίπτωση.

Η βαθμωτή κυματική εξίσωση που περιγράφει τη χρονική διάδοση σε μία οπτική ίνα είναι:

$$\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2} + \mathbf{k}^2 \left(\omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right) \bar{A} + 2 \frac{n_0 n_2}{c^2} \left(\omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 |\bar{A}|^2 \bar{A} = 0 \quad (3.32)$$

Στη σχέση 3.32 το ηλεκτρικό πεδίο και η σκέδαση Raman παραλείπονται. Σε αυτή τη σχέση περιγράφεται η εξέλιξη της περιβάλλουσας του παλμού, γι αυτό και οι σολιτονιακές λύσεις ονομάζονται περιβάλλοντα σολιτόνια.

Η ανάλυση που ακολουθεί βασίζεται στο γεγονός ότι το \bar{A} μπορεί να γραφτεί στη διαχωρίσιμη μορφή:

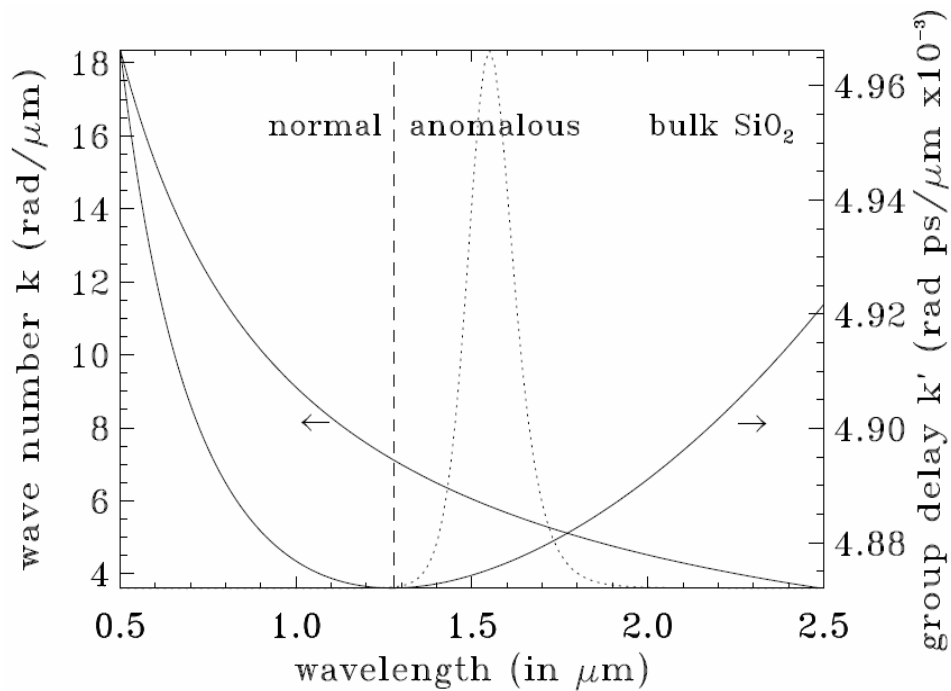
$$\bar{A} = \Phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \bar{A}(\mathbf{z}, t) \quad (3.33)$$

όπου Φ είναι το εγκάρσια καθοδηγούμενο προφίλ του \bar{A} . Οι επιδράσεις της εγκάρσιας καθοδήγησης παραλείπονται προς χάρη της απλότητας.

Το γραμμικό μέρος της εξίσωσης 3.32 έχει την εξής λύση στο πεδίο της χρονικής συχνότητας:

$$\tilde{\mathbf{A}}(\Delta\omega, \mathbf{z}) = \mathbf{e}^{\pm i \mathbf{k}(\omega_0 + \Delta\omega) \mathbf{z}} \tilde{\mathbf{A}}(\Delta\omega, \mathbf{0}) \quad (3.34)$$

Ο όρος $\Delta\omega$ περιγράφει μία μικρή συχνοτική διακύμανση γύρω από την κεντρική συχνότητα ω_0 . Σε πλήρη αναλογία με την περίπτωση της γραμμικής διάθλασης, η γραμμική διάδοση με διασπορά περιγράφεται πλήρως με τη σταδιακή εξάλειψη κάθε χρονικής συχνοτικής συνιστώσας $\tilde{A}(\omega_0 + \Delta\omega)$ κάνοντας χρήση του κατάλληλου κυματαριθμού διασποράς $k(\omega_0 + \Delta\omega)$. Η μεταβολή του κυματαριθμού k με το μήκος κύματος για ένα πυριτίου παρουσιάζεται στο σχήμα που ακολουθεί. Η διασπορά κυματοδηγού παραλείπεται.



Σχήμα 21 – Η μεταβολή του κυματαριθμού k σε συνάρτηση με το μήκος κύματος. [14]

Η εξάρτηση του μήκους κύματος από το συντελεστή καθυστέρησης ομάδας, ο οποίος σχετίζεται με τον κυματαριθμό ($k' = \frac{\partial k}{\partial \omega}$), αξιολογείται με δύο τρόπους:

$$\mathbf{k}'(\omega) = \frac{1}{c} \left[\mathbf{n}(\omega) + \frac{\omega}{c} \frac{\partial \mathbf{n}(\omega)}{\partial \omega} \right] \quad (3.35)$$

$$\mathbf{k}'(\lambda) = \frac{1}{c} \left[\mathbf{n}(\lambda) - \lambda \frac{\partial \mathbf{n}(\lambda)}{\partial \lambda} \right] \quad (3.35)$$

Από το σχήμα 21 φαίνεται ότι όταν το μήκος κύματος λ είναι μεγαλύτερο από 1.28 μm , τα μικρότερα μήκη κύματος καθυστερούν λιγότερο από τα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό σημαίνει ότι τα μικρότερα μήκη κύματος τα οποία αντιστοιχούν σε υψηλότερες συχνότητες,

διαδίδονται με μεγαλύτερη ταχύτητα ομάδας από τα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό είναι το καθεστώς ανώμαλης διασποράς στο οποίο τα φωτεινά χρονικά σολιτόνια μπορούν να σχηματιστούν με θετική μη γραμμικότητα Kerr.

Μεγάλη προσπάθεια έχει πραγματοποιηθεί σχετικά με τη χρήση της διασποράς κυματοδηγού των οπτικών ινών, προκειμένου να υπάρξει προσαρμογή των συνολικών χαρακτηριστικών διασποράς. Ένα σχετικό παράδειγμα αποτελούν οι ίνες μετατοπισμένης διασποράς (dispersion shifted) στις οποίες η μηδενική τιμή της διασποράς ομαδικής καθυστέρησης (group delay dispersion) έχει ολισθήσει προς τα μεγαλύτερα μήκη κύματος και ειδικότερα γύρω στα 1.55 μm , όπου οι απώλειες της οπτικής ίνας είναι ελάχιστες. Σαν δεύτερο παράδειγμα αξίζει να αναφερθεί ότι τα χαρακτηριστικά της διασποράς υφίστανται εξομάλυνση με διπλές ή τετραπλές επιστρώσεις ινών, όπου η διασπορά ομαδικής καθυστέρησης (group delay dispersion) είναι μικρή και σχεδόν ομοιόμορφη για εύρος μεγαλύτερο από 25 nm. Και τα δύο αυτά παραδείγματα χρησιμοποιούνται κυρίως για γραμμική διάδοση όπου η διασπορά δεν αντισταθμίζεται από την αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase Modulation – SPM). [14]

3.5.1 Non-SVEA Θεμελιώδες Σολιτόνιο

Ως γνωστόν η εξίσωση 3.32 έχει μία γενική λύση. Επιπρόσθετα υπάρχουν λύσεις για συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων του υλικού, όταν η σχέση της πλήρους διασποράς $k^2(\omega)$ υφίσταται τροποποιήσεις για μία δεδομένη τάξη ακρίβειας. Αυτές οι τροποποιήσεις καταλήγουν στην αργά μεταβαλλόμενη προσέγγιση περιβάλλουσας (Slowly Varying Envelope Approximation – SVEA), αν και το πρότυπο SVEA διατηρεί όρους μέχρι δεύτερης τάξης όσον αφορά τα παράγωγα του χρόνου και καταλήγει στη χρονική μη γραμμική εξίσωση Schrodinger (Non Linear Schrodinger – NLS).

Μία αναλυτική λύση για την εξίσωση 3.32 προκύπτει διατηρώντας έως και τέταρτης τάξης όρους γραμμικής διασποράς στα παράγωγα του χρόνου, σε συνδυασμό με όλους τους μη γραμμικούς όρους, με εξαίρεση τη σκέδαση Raman. Χρησιμοποιώντας όρους μέχρι τέταρτης τάξης, η γραμμική διασπορά δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} k^2 \left(\omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right) &\approx k_0^2 + 2ik_0 k_0' \frac{\partial}{\partial t} - [k_0'^2 + k_0 k_0''] \frac{\partial^2}{\partial t^2} \\ &- \frac{i}{3} [3k_0' k_0'' + k_0 k_0'''] \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \frac{1}{12} [3k_0''^2 + 4k_0' k_0''' + k_0 k_0''''] \frac{\partial^4}{\partial t^4} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Με βάση την τελευταία προσέγγιση η σχέση 3.32 μπορεί να διατυπωθεί ως εξής:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2} + k_0^2 \bar{A} + 2ik_0 k_0' \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} - [k_0'^2 + k_0 k_0''] \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} \\ & - \frac{i}{3} [3k_0' k_0'' + k_0 k_0'''] \frac{\partial^3 \bar{A}}{\partial t^3} + \frac{1}{12} [3k_0''^2 + 4k_0' k_0''' + k_0 k_0''''] \frac{\partial^4 \bar{A}}{\partial t^4} \\ & + 2n_0 n_2 \left[k_f^2 + \frac{2ik_f}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] |A|^2 \bar{A} = 0 \end{aligned} \quad (3.37)$$

Η τελευταία σχέση χαρακτηρίζεται ως εξίσωση non-SVEA διότι τα παράγωγα του χρόνου που περιλαμβάνει είναι κατά δύο τάξεις αυξημένα σε σχέση με τα παράγωγα του χρόνου που υπεισέρχονται στην τυπική εξίσωση SVEA. Μία μονήρης κυματική λύση της εξίσωσης 3.37 δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{A}(z, t) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t-z}{\tau_0} \right) e^{i|\beta z - \delta \omega t|} \quad (3.38)$$

Η πιο σημαντική ιδιότητα της παραπάνω λύσης έγκειται στο γεγονός ότι όλες της οι παράμετροι είναι εφικτό να καθοριστούν από τις σταθερές του υλικού. Δεν υπάρχουν ελεύθερες παράμετροι με αποτέλεσμα να υπάρχει μόνο ένα μονήρες κυματικό προφίλ ως λύση. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με τη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger στην οποία υπάρχουν δύο ελεύθερες παράμετροι. Στη σχέση 3.37 οι παράμετροι διασποράς του υλικού k_0'' , k_0''' και k_0'''' είναι αρνητικές, κάτι που μπορεί να συμβεί για παράδειγμα χρησιμοποιώντας μία ίνα τετραπλής επίστρωσης. Μία άλλη ιδιότητα αυτής της λύσης έχει να κάνει με το γεγονός ότι δεν παρατηρείται οπισθοσκέδαση (backscattering) ακτινοβολίας (όπως συμβαίνει και στο μη παραξονικό χωρικό σολιτόνιο), εξαιτίας της ανομοιογένειας που προκαλεί ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης. Αυτό συμβαίνει διότι το κύμα είναι μία σταθερή κατάσταση και δεν αλλάζει κατά τη διάδοση, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει απώλεια ενέργειας λόγω σκέδασης. [14]

3.5.2 SVEA Θεμελιώδες Σολιτόνιο

Το πλάτος του πεδίου ως γινόμενο μίας ταχύτατα διαδιδόμενης φάσης και μιας αργά μεταβαλλόμενης περιβάλλουσας, δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{A}(z, t) = A(z, t) e^{ik_0 z} \quad (3.39)$$

Με αντικατάσταση της τελευταίας εξίσωσης στην εξίσωση 3.32, η (1+1) διαστάσεων βαθμωτή μη γραμμική κυματική εξίσωση που χρησιμοποιείται για τη διάδοση σολιτονίων σε οπτικές ίνες γίνεται:

$$2 i k_0 \left[\frac{\partial A}{\partial z} + k'_0 \frac{\partial A}{\partial t} \right] - k_0 k''_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + 2 k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A = 0 \quad (3.40)$$

Η ποσότητα μέσα στην παρένθεση δείχνει ότι το κύμα έχει ονομαστική ταχύτητα διάδοσης ίση με την ταχύτητα ομάδας $U_g = \frac{1}{k'_0}$ και μπορεί να απλοποιηθεί εφαρμόζοντας τη μετατροπή σε συντεταγμένες μειωμένου χρόνου:

$$\begin{aligned} T &= t - k'_0 z \\ Z &= z \end{aligned} \quad (3.41)$$

Έτσι έπειτα από ορισμένες ενδιάμεσες παραδοχές, η εξίσωση 3.40 γράφεται:

$$2 i k_0 \frac{\partial A}{\partial z} - k_0 k''_0 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + 2 k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A = 0 \quad (3.42)$$

η οποία είναι η χρονική μη γραμμική εξίσωση Schrodinger. Με εξαίρεση ένα συντελεστή κλίμακας, η σχέση αυτή είναι ίδια με την (1+1) διαστάσεων χωρική μη γραμμική εξίσωση Schrodinger. Για λύσεις που αφορούν φωτεινά σολιτόνια ισχύει $k''_0 < 0$, που σημαίνει ότι το κύμα διαδίδεται σε ανώμαλο καθεστώς διασποράς. Χρησιμοποιώντας το μετασχηματισμό 3.41, το σύστημα συντεταγμένων αλλάζει έτσι ώστε ο παλμός ο οποίος κινείται με ταχύτητα ίση με την ταχύτητα ομάδας, να φαίνεται στατικός στον άξονα μειωμένου χρόνου T αντί να κινείται με την ταχύτητα ομάδας στον άξονα t.

Το γραμμικό τμήμα της εξίσωσης 3.42 έχει την εξής λύση στο χρονικό πεδίο συχνοτήτων:

$$\tilde{A}(\Delta\omega, z) = e^{i \left[\frac{k''_0 \Delta\omega^2}{2} \right] z} \tilde{A}(\Delta\omega, 0) \quad (3.43)$$

Σε πλήρη αναλογία με την παραξονική γραμμική χωρική διάθλαση, η γραμμική διασπορά περιγράφεται από τη σταδιακή εξάλειψη κάθε χρονικής συχνοτικής συνιστώσας με τον κατάλληλο τετραγωνικό παράγοντα φάσης $e^{i \left[\frac{k''_0 \Delta\omega^2}{2} \right] z}$. Η αργά μεταβαλλόμενη προσέγγιση περιβάλλουσας (Slowly Varying Envelope Approximation – SVEA) έγινε τέτοια ώστε να είναι εφικτή η παράληψη της διασποράς υψηλότερης τάξης.

Το μη γραμμικό τμήμα της εξίσωσης 3.42 έχει λύση:

$$\mathbf{A}(\mathbf{T}, \mathbf{z}) = \mathbf{e}^{i\varphi^{NL}(\mathbf{T}, \mathbf{z})} \mathbf{A}(\mathbf{0}) \quad (3.44)$$

Με μη γραμμική συσσώρευση φάσης που δίνεται από τη σχέση:

$$\varphi^{NL}(\mathbf{T}, \mathbf{z}) = \mathbf{k}_f \mathbf{n}_2 \int_0^z |\mathbf{A}(\mathbf{T}, \mathbf{z}')|^2 d\mathbf{z}' \quad (3.45)$$

Εξαιτίας της μη γραμμικής διαμόρφωσης φάσης, υπάρχει μία στιγμιαία συχνοτική αλλαγή κατά μήκος της περιβάλλουσας του παλμού. Αυτή η συχνοτική ολίσθηση ορίζεται ως:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\varphi^{NL}}{\partial\mathbf{T}} \approx -\mathbf{k}_f \mathbf{n}_2 \Delta\mathbf{z} \frac{\partial|\mathbf{A}(\mathbf{T}, \frac{\Delta\mathbf{z}}{2})|^2}{\partial\mathbf{T}} \quad (3.46)$$

και είναι γνωστή ως αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase modulation – SPM).

Σε πλήρη αναλογία με το μονοδιάστατο χωρικό σολιτόνιο, η ύπαρξη ενός χρονικού σολιτονίου της μορφής

$$\mathbf{A}(\mathbf{T}, \mathbf{z}) = \mathbf{A}_0 \operatorname{sech}\left(\frac{\mathbf{T}}{\tau_0}\right) \mathbf{e}^{i\beta\mathbf{z}} \quad (3.47)$$

είναι αξιωματική και β είναι η διόρθωση του μη γραμμικού κυματαριθμού. Έτσι η λύση της εξίσωσης 3.42 γίνεται:

$$\mathbf{A}_0^2 = -\frac{k_0'' n_0}{k_0 n_2 \tau_0^2} \quad (3.48)$$

$$\beta = -\frac{k_0''}{2\tau_0^2} = \mathbf{k}_f \mathbf{n}_2 \frac{\mathbf{A}_0^2}{2} \quad (3.49)$$

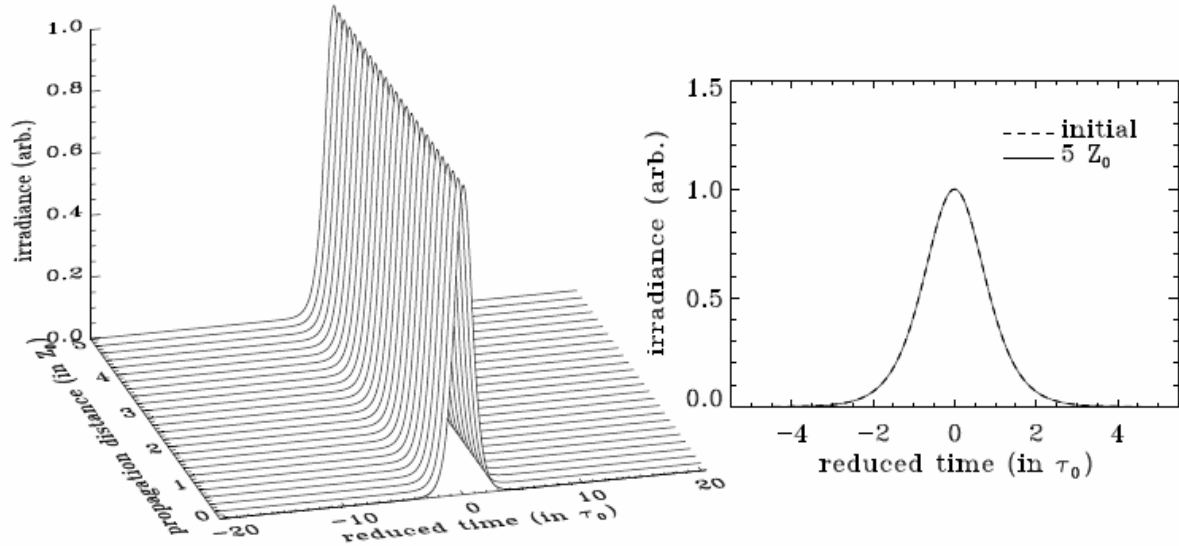
Προκειμένου το πλάτος \mathbf{A}_0 να είναι αρνητικό, πρέπει $k_0'' < 0$ και αντιστοιχεί στο καθεστώς ανώμαλης διασποράς. Συγκρίνοντας τη σχέση που δίνει το πλάτος στη χωρική και στη χρονική περίπτωση, παρατηρείται μία αντιστοιχία μεταξύ της χρονικής διάρκειας και του χωρικού εύρους η οποία περιγράφεται από τη σχέση:

$$\tau_0 = \sqrt{-k_0 k_0''} w_0 \quad (3.50)$$

Η τελευταία σχέση δείχνει ότι πρέπει $k_0'' < 0$ προκειμένου το τ_0 να είναι πραγματικό. Έτσι η πλήρης λύση για το SVEA χρονικό σολιτόνιο θα είναι:

$$\bar{\mathbf{A}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, \mathbf{T}) = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{-k_0'' n_0}{k_0 n_2}} \Phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \operatorname{sech}\left(\frac{\mathbf{T}}{\tau_0}\right) \mathbf{e}^{i\left[k_0 - \frac{k_0''}{2\tau_0^2}\right]\mathbf{z}} \quad (3.51)$$

Στη λύση αυτή έχει προστεθεί το καθοδηγούμενο προφίλ $\Phi(x,y)$ και ο γραμμικός κυματαριθμός k_0 για λόγους πληρότητας. Η αριθμητική διάδοση ενός χρονικού σολιτονίου για απόσταση $5Z_0$, παρουσιάζεται στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχήμα 22 – Διάδοση χρονικού σολιτονίου για απόσταση $5Z_0$. [14]

Όπως συνέβη και με τη λύση του χωρικού παραξονικού σολιτονίου, η λύση του χρονικού SVEA σολιτονίου μπορεί να γενικευθεί ως εξής:

$$A(z, T) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{T - \delta k'_0 z}{\tau_0} \right) e^{i|\beta z - \delta \omega T|} \quad (3.52)$$

Με αντικατάσταση στη χρονική μη γραμμική εξίσωση Schrodinger:

$$A_0^2 = -\frac{k_0'' n_0}{k_0 n_2 \tau_0^2} \quad (3.53)$$

$$\beta = -\frac{k_0''}{2 \tau_0^2} + \frac{\delta \omega^2 k_0''}{2} \quad (3.54)$$

$$\delta k'_0 = \delta \omega k_0'' \quad (3.55)$$

Αυτό το αποτέλεσμα δείχνει ότι μία μεταβολή στην οπτική συχνότητα $\delta \omega$, οδηγεί σε μια αντίστοιχη μεταβολή του γραμμικού κυματαριθμού από k_0 σε $k_0 + \frac{\delta \omega^2 k_0''}{2}$, αλλά και σε μία μεταβολή της καθυστέρησης ομάδας από k'_0 σε $k'_0 + \delta \omega k_0''$. Αξίζει να τονιστεί ότι το πλάτος παραμένει αμετάβλητο και αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι παραλείπεται η συνεισφορά της διασποράς τρίτης τάξης k_0''' , στη μη γραμμική εξίσωση Schrodinger. [14]

3.6 Εφαρμογές

Στις παραγράφους που ακολουθούν θα πραγματοποιηθεί συνοπτική παρουσίαση των κυριότερων εφαρμογών που έχουν ως βάση τα οπτικά σολιτόνια.

3.6.1 Λογικές Πύλες

Το φαινόμενο της παγίδευσης σολιτονίου συναντάται σε ισχυρά διπλοθλαστικές οπτικές ίνες και οφείλεται στο μη ταίριασμα της ομαδικής ταχύτητας ανάμεσα στη γρήγορη και στην αργή συνιστώσα του παλμού εισόδου. Αυτή η έλλειψη ταιριάσματος προκαλεί τη διάσπαση του σολιτονίου σε δύο επιμέρους συνιστώσες κατά μήκος των δύο αξόνων πόλωσης, αν η γωνία πόλωσης εισόδου αποκλίνει κατά 0° ή κατά 90° . Υπό ορισμένες συνθήκες τα δύο ορθογώνια πολωμένα σολιτόνια είναι εφικτό να αλληλοπαγιδευτούν και να διαδίδονται με την ίδια ομαδική ταχύτητα. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται παγίδευση σολιτονίου και οφείλεται κατά κύριο λόγο εξαιτίας της ετεροδιαμόρφωσης φάσης.

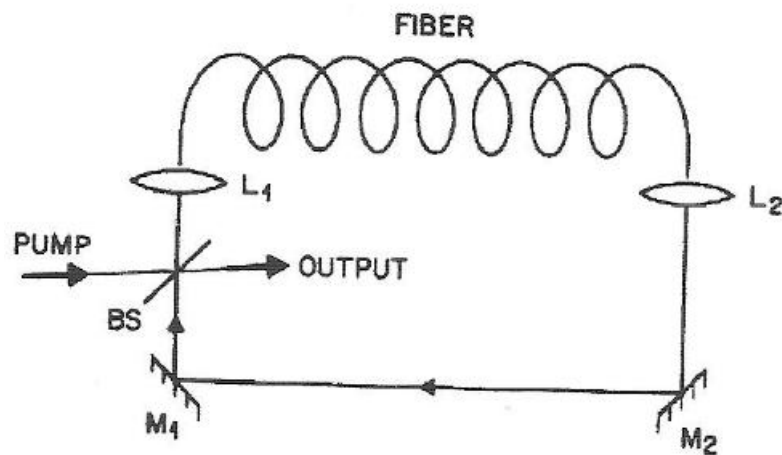
Οι λογικές πύλες με οπτικές ίνες έχουν ως βάση το μη γραμμικό φαινόμενο της παγίδευσης σολιτονίου. Αυτό συμβαίνει διότι σε κάθε οπτικό παλμό αντιστοιχεί μία χρονοθυρίδα με διάρκεια που καθορίζεται από τη διάρκεια του παλμού. Εφόσον ένα παλμικό σήμα εισέρχεται στην οπτική ίνα σε συνδυασμό με ένα ορθογώνια πολωμένο παλμό ελέγχου, με ένταση ικανή να παγιδεύσει το παλμικό σήμα κατά τη διάρκεια μίας προσπέρασης, τότε η δύο παλμοί θα υπερβούν τα όρια των χρονοθυρίδων τους εξαιτίας της μεταβολής των ομαδικών τους ταχυτήτων που οφείλεται στην ετεροδιαμόρφωση φάσης. Δηλαδή η ύπαρξη ή όχι ενός παλμικού σήματος στην είσοδο της οπτικής ίνας καθορίζει αν ο παλμός ελέγχου θα διατηρήσει στο τέλος τα όρια της χρονοθυρίδας του ή όχι. Αυτή η χρονική μετατόπιση αποτελεί το θεμέλιο του βασικού λογικού στοιχείου και χρησιμοποιείται κατά τη λειτουργία ακόμα πιο σύνθετων λογικών λειτουργιών. Εξαιτίας του γεγονότος ότι ο παλμός που μεταδίδεται σε σολιτόνιο υπερβαίνει τα όρια της χρονοθυρίδας του λόγω ετεροδιαμόρφωσης φάσης, οι συσκευές αυτές καλούνται λογικές πύλες με συμπαρασυρμό σολιτονίου. Στην περίπτωση ενός δικτύου, το σήμα του παλμού εξόδου είναι εφικτό να υποσκελιστεί με αποτέλεσμα να παίζει το ρόλο του σήματος ελέγχου για την επόμενη πύλη, το παλμικό σήμα. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται διαδοχικά με αποτέλεσμα κάθε παλμός ελέγχου να χρησιμοποιείται μόνο μία φορά ανεξαρτήτως του πλήθους των λογικών πυλών του κυκλώματος. [3]

Μία οπτική λογική συσκευή είναι εφικτό να δημιουργηθεί, εφόσον δύο σήματα με μορφή οπτικών σολιτονίων μπορούν να επηρεάσουν το ένα τη διάδοση του άλλου. Το περισσότερο δυνητικά ενεργό σολιτόνιο καλείται αντλία (pump) και είναι ανάλογο της παροχής ισχύος στις ηλεκτρονικές λογικές πύλες. Το pump σολιτόνιο διαδίδεται μέσω της λογικής πύλης προς την έξοδο παρέχοντας την «υψηλή κατάσταση» της συσκευής, εκτός και αν επηρεαστεί κατά την αλληλεπίδραση με το σολιτόνιο σήματος. Κατά την αλληλεπίδραση του σολιτονίου σήματος με το pump σολιτόνιο προκαλείται μεταβολή των χαρακτηριστικών διάδοσης του pump σολιτονίου. Ειδικότερα παρατηρείται χωρική ή χρονική μετατόπιση, αλλαγή γωνίας ή συχνότητας, μεταβολή της πόλωσης κλπ. Με δεδομένο ότι η χρονική μετατόπιση ανιχνεύεται πιο εύκολα συγκριτικά με άλλες αλλαγές, μόνο οι χωρικές μετατοπίσεις και οι αλλαγές γωνίας υπεισέρχονται στην κατηγορία των δυνητικών μηχανισμών. Με δεδομένο ότι το pump σολιτόνιο συνεχίζει να διαδίδεται χωρίς να υποστεί διεύρυνση έπειτα από την αλληλεπίδραση, οι γωνιακές μεταβολές οδηγούν σε αυθαίρετα μεγάλες χωρικές μετατοπίσεις που εξαρτώνται από το μήκος της πύλης. Ένα άλλο ζήτημα είναι η φύση της αλληλεπίδρασης. Σε ένα σύστημα υπολογιστών ή σε ένα σύστημα μεταγωγής το οποίο αποτελείται από μεγάλο πλήθος λογικών πυλών, είναι δύσκολο ή ακόμα και αδύνατο να διατηρηθεί μία σταθερή σχέση φάσης. Ως εκ τούτου είναι απαραίτητο να μειωθεί ή να εξαλειφθεί ο βαθμός εξάρτησης της φάσης από την αλληλεπίδραση. Αυτό μπορεί να καταστεί εφικτό μόνο αν τα δύο σολιτόνια που αλληλεπιδρούν είναι ορθογώνια πολωμένα. [15]

3.6.2 Σολιτονιακά Laser

Ο συνδυασμός φαινομένων που διέπουν τα σολιτόνια με το φαινόμενο της εξαναγκασμένης σκέδασης Raman (Stimulated Raman Scattering – SRS), οδήγησε στη δημιουργία ενός νέου τύπου laser που καλείται σολιτονιακό laser οπτικών ινών Raman. Ένα laser αυτής της μορφής παρουσιάζει έξοδο μορφής σολιτονίων η οποία χαρακτηρίζεται από μήκος κύματος αντίστοιχο της ακτινοβολίας πρώτης τάξης Stokes. Αυτό το μήκος κύματος είναι εφικτό να συντονιστεί σε μία περιοχή της τάξεως των 10 nm κάνοντας χρήση της τεχνικής της χρονικής διασποράς. Στο σχήμα που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα παρουσιάζεται μία διάταξη ενός κυκλικού αντηχείου. Η διάταξη αυτή χρησιμοποιείται στα σολιτονιακά laser οπτικών ινών Raman. Με BS συμβολίζεται ο διχρωμικός διαχωριστής

δέσμης, με M1 και M2 τα κάτοπτρα με ανακλαστικότητα 100% και με L1 και L2 οι φακοί του μικροσκοπίου.



Σχήμα 23 – Κυκλικό αντηχείο που χρησιμοποιείται σε σολιτονιακά laser οπτικών ινών Raman. [3]

Ο διχρωμικός διαχωριστής δέσμης χρησιμοποιείται ώστε να επιτευχθεί η σύζευξη των παλμών άντλησης του κυκλικού αντηχείου και να δώσει την έξοδο του laser. Στο μήκος κύματος άντλησης ο διχρωμικός διαχωριστής χαρακτηρίζεται από υψηλή ανακλαστικότητα, ενώ στο μήκος κύματος Stokes χαρακτηρίζεται από μερική ανακλαστικότητα.

Τα σολιτονιακά lasers οπτικών ινών Raman παράγουν femtosecond σολιτόνια τα οποία χρησιμοποιούνται σε μεγάλο πλήθος εφαρμογών. Βέβαια στις συσκευές αυτές υπεισέρχεται και ο θόρυβος ο οποίος περιορίζει το εύρος χρήσης των lasers αυτών. Τα προβλήματα που προκαλεί ο θόρυβος αναλύονται μελετώντας την επιρροή που ασκεί η σολιτονιακή αυτομετατόπιση συχνότητας στα σολιτονιακά lasers οπτικών ινών. Προκειμένου να επιτευχθεί η σύγχρονη άντληση, πρέπει ο χρόνος μίας ολόκληρης διαδρομής ενός σολιτονίου Raman στο αντηχείο του laser να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του χρόνου που κυλά μεταξύ δύο παλμών άντλησης. Η σολιτονιακή αυτομετατόπιση συχνότητας προκαλεί τόσο τη μεταβολή της ταχύτητας ομάδας όσο και την καθυστέρηση του παλμού με απρόβλεπτο τρόπο. Έτσι είναι πάρα πολύ δύσκολο να επιτευχθεί ο συγχρονισμός στην πράξη. Έτσι τα lasers οπτικών ινών Raman δημιουργούν παλμούς βασισόμενα σε μία πανομοιότυπη διαδικασία, με αυτή που στηρίζεται η δημιουργία παλμών στους ενισχυτές οπτικών ινών Raman απλού περάσματος. Ο τρόπος λειτουργίας των laser οπτικών ινών Raman βελτιώνεται σημαντικά αν βρεθεί τρόπος να μειωθεί η αυτομετατόπιση συχνότητας.

Αυτό μπορεί να συμβεί για παράδειγμα επιλέγοντας κατάλληλα το ποσό της ισχύος άντλησης του laser ή το μήκος κύματος αυτού. [3]

3.6.3 Ενισχυτές με Σολιτόνια

Η λειτουργία των ενισχυτών με σολιτόνια αποτέλεσε μία μικρή έκπληξη, διότι ένα σολιτόνιο δεν είναι εφικτό να διατηρήσει το σχήμα του και την ενέργεια του, με την απολαβή που χαρακτηρίζει τον ενισχυτή. Αυτό μπορεί να συμβεί μόνο στην περίπτωση που υπεισέρχεται και ένας μηχανισμός απωλειών. Ένας τέτοιος κατάλληλος μηχανισμός απωλειών μπορεί να μπορεί να βασιστεί στη διασπορά του κέρδους και την απορρόφηση δύο φωτονίων. Ο ρόλος που διαδραματίζει η απορρόφηση των δύο φωτονίων ως μηχανισμός απώλειας γίνεται εύκολα αντιληπτός, ενώ κάτι τέτοιο δεν ισχύει με τη διασπορά του κέρδους. Το πεπερασμένο συχνοτικό εύρος του κέρδους προκαλεί εξάρτηση του κέρδους από τη συχνότητα, με αποτέλεσμα τα φασματικά άκρα ενός οπτικού παλμού να εμφανίζουν μικρότερο κέρδος και πιθανές απώλειες, εφόσον το φάσμα του παλμού έχει μεγαλύτερο εύρος από αυτό του κέρδους. Έτσι η διασπορά του κέρδους δρα ως μηχανισμός απώλειας σε παλμούς με ευρύτατο φάσμα. Η διαμόρφωση συχνότητας που παρατηρείται στο σολιτόνιο συντελεί στην εξισορρόπηση μεταξύ κέρδους και απωλειών, αφού η ίδια η διαμόρφωση συχνότητας προκαλεί διεύρυνση του φάσματος του παλμού. Σε αυτό ακριβώς οφείλεται και η συχνοτική διαμόρφωση των σολιτονίων. Επίσης ο μηχανισμός αυτός παρέχει ικανοποιητική εξήγηση για το λόγο ύπαρξης των σολιτονίων των ενισχυτών στην κανονική περιοχή της διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD), μιας και η ισορροπία ανάμεσα στο κέρδος και τις απώλειες υφίσταται και στην ανώμαλη και στην ομαλή περιοχή της διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD). Αξίζει να αναφερθεί ότι και στις δύο αυτές περιοχές η συχνοτική διαμόρφωση διατηρεί γραμμικό προφίλ στο μεγαλύτερο μέρος του παλμού αν και το σολιτόνιο παρουσιάζει σημαντική διεύρυνση στην κανονική περιοχή της διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD). Αντίστοιχα η απορρόφηση δύο φωτονίων προκαλεί την ελάττωση της μέγιστης ισχύος του σολιτονίου και τη διεύρυνση του. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και στην περίπτωση της κανονικής διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD). [3]

3.6.4 Σολιτονιακά Τηλεπικοινωνιακά Συστήματα

Ως γνωστόν η λειτουργία των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων οπτικών ινών τα οποία χαρακτηρίζονται από υψηλές ταχύτητες, υφίσταται περιορισμούς από τη διασπορά της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD), η οποία προκαλεί τη διεύρυνση του παλμού και διασκορπίζει την ενέργειά του. Τα σολιτόνια μπορεί να φανούν χρήσιμα όσον αφορά τη βελτίωση της λειτουργίας αυτών των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων η οποία περιορίζεται εξαιτίας της διασποράς. Αυτό είναι εφικτό διότι τα σολιτόνια έχουν τη δυνατότητα να διατηρούν το εύρος τους ακόμα και όταν διαδίδονται σε πολύ μεγάλες αποστάσεις, αντισταθμίζοντας με αυτό τον τρόπο τη διασπορά της ταχύτητας ομάδας με την αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase Modulation – SPM).

Αν και η χρήση των σολιτονίων στις οπτικές τηλεπικοινωνίες προτάθηκε αρχικά το 1973, η ευρύτερη αποδοχή τους έλαβε χώρα το 1980 έπειτα από πλήθος πειραματικών διεργασιών. Η δημιουργία ενισχυτών με οπτικές ίνες εμποτισμένες με Έρβιο προώθησε περαιτέρω την ανάπτυξη, με αποτέλεσμα το 1992 να διαδοθεί σε απόσταση μεγαλύτερη των 15000 km, ένα σολιτονιακό σήμα με ρυθμό 5Gbit/sec στα πλαίσια μίας εργαστηριακής επίδειξης. Βέβαια η απόδοση των οπτικών συστημάτων που βασίζονται σε σολιτόνια περιορίζεται από τις απώλειες που χαρακτηρίζουν τις οπτικές ίνες, την αρχική διαμόρφωση συχνότητας που χαρακτηρίζει τους παλμούς εισόδου και την αμοιβαία αλληλεπίδραση μεταξύ γειτονικών παλμών. [3]

4^ο - ΚΕΦΑΛΑΙΟ

“ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ”

Η παρούσα πτυχιακή εργασία είχε ως στόχο να παρουσιάσει στον αναγνώστη τα φαινόμενα που διέπουν τη μη γραμμική οπτική, με έμφαση στα σολιτόνια. Αρχικά πραγματοποιήθηκε μία ιστορική αναδρομή στις οπτικές επικοινωνίες και παρουσιάστηκαν τα οφέλη της χρήσης οπτικών ινών σε σύγκριση με το χαλκό. Υπήρξε αναλυτική περιγραφή της δομής ενός αμιγώς οπτικού δικτύου.

Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε αναλυτική παρουσίαση των οπτικών ινών και των χαρακτηριστικών τους. Παρουσιάστηκε η μέθοδος κατασκευής οπτικών ινών και οι κυριότερες απώλειες που συναντώνται σε αυτές. Αναλύθηκε ο τρόπος διάκρισης των οπτικών ινών μεταξύ τους. Εκτενέστατη αναφορά πραγματοποιήθηκε στο πρόβλημα της χρωματικής διασποράς. Μελετήθηκε ο τρόπος αντιστάθμισης, οι μέθοδοι μέτρησης και ο τρόπος με τον οποίο επιδρά στη λειτουργία ενός οπτικού δικτύου. Στη συνέχεια υπήρξε αναφορά στην πολωτική κατάσταση και τη διπλοθλαστικότητα στις οπτικές ίνες και παρουσιάστηκαν τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα αυτών.

Σημαντικό μέρος της εργασίας κατέλαβε η αναφορά στα μη γραμμικά φαινόμενα. Παρουσιάστηκε η εξίσωση Schrodinger και η μέθοδος επίλυσης Split Step Fourier (SSF). Περιγράφηκε το φαινόμενο της εξαναγκασμένης σκέδασης Raman, της εξαναγκασμένης σκέδασης Brillouin και το φαινόμενο Kerr.

Το μεγαλύτερο μέρος της εργασίας αναλώθηκε στα οπτικά σολιτόνια. Παρουσιάστηκαν αναλυτικά τα μονοδιάστατα χωρικά οπτικά σολιτόνια καθώς και τα μονοδιάστατα χρονικά οπτικά σολιτόνια εξάγοντας τις αντίστοιχες λύσεις της εξίσωσης Schrodinger. Επίσης παρουσιάστηκαν οι κυριότερες εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται σολιτόνια (λογικές πύλες, lasers, ενισχυτές, τηλεπικοινωνιακά συστήματα).

Η διάδοση των σολιτονίων στις οπτικές ίνες οφείλεται στην εξισορρόπηση ανάμεσα στη διασπορά και τη μη γραμμικότητα. Τα οπτικά σολιτόνια αποτελούν, κυρίως εξαιτίας της αστάθειας που τα χαρακτηρίζει, ένα εξαιρετικό μέσο για μετάδοση πληροφορίας με τη βοήθεια οπτικών ινών

Σε ένα πραγματικό οπτικό σύστημα υπεισέρχονται διάφορα φαινόμενα τα οποία προκαλούν εξασθένιση του οπτικού σήματος και απώλειες. Το θετικό όμως είναι ότι σχεδόν όλα, αν όχι όλα, μπορούν να αντιμετωπιστούν με κατάλληλα συστήματα ελέγχου της διάδοσης. Τα πιο διαδεδομένα από αυτά είναι τα φίλτρα συχνοτήτων, κατάλληλα συστήματα διαμόρφωσης πλάτους και κατάλληλες τεχνικές για τη διαχείριση της διασποράς. Όλα αυτά συντελούν στη δυνατότητα μετάδοσης πληροφοριών με τη βοήθεια των σολιτονίων σε αποστάσεις της τάξεως αρκετών χιλιάδων χιλιομέτρων με το πλήθος των ενδιάμεσων σφαλμάτων να τείνει στο μηδέν.

Βέβαια αξίζει να τονιστεί ότι η έννοια του σολιτονίου είναι πολύ ευρύτερη σε σύγκριση με τη διάδοση παλμών σε οπτικές ίνες και βρίσκει εφαρμογή σε οποιοδήποτε σύστημα χαρακτηρίζεται από διασπορά και από μη γραμμικότητα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το γεγονός ότι τα σολιτόνια υφίστανται κατά τη διάδοση κυμάτων στο νερό, κατά τη διάδοση κυμάτων σε πλάσμα και κατά τη διάδοση φωτεινών παλμών σε ένα σύστημα ατόμων ή μορίων.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ - ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Εισαγωγή στις Οπτικές Επικοινωνίες. Χρήστος Ευθυμίου. MSc Photonics. Τ.Ε.Ι. Σερρών. Τμήμα Πληροφορικής και Επικοινωνιών 2011.
- [2] Δίκτυα Οπτικών Ινών. Paul E. Green. Μετάφραση Κ. Καρούμπαλος. Εκδόσεις Παπασωτηρίου.
- [3] Μη Γραμμική Οπτική στις Οπτικές Ίνες. Πανεπιστήμιο Πατρών. Τμήμα Φυσικής. Πέτρος Περσεφόνης. Επίκουρος Καθηγητής. Πάτρα 1999.
- [4] Fiber Optic Telecommunication. Nick Massa. Springfield Technical Community College. Massachusetts.
- [5] Dispersion in Optical Fibers. Gildas Chauvel. Anritsu Corporation.
- [6] Introduction to Fiber Optics. 2nd Edition. John Crisp. Newnes.
- [7] Chromatic Dispersion Measurement: The EXFO Phase-Shift Method. F. Babin. N. Cyr. F. Audet.
- [8] Οπτικές Ίνες (Giber Optics) – Καλώδια Οπτικών Ινών.
http://dide.zak.sch.gr/keplinet/tech/optikes_ines.pdf
- [9] Raman Scattering Theory. D.W. Hahn. Department of Mechanical and Aerospace Engineering. University of Florida. (dwhahn@ufl.edu). February 2007.
- [10] The Kerr Effect. Ashley DaSilva. Spring 2007. Physics 553.
- [11] Chapter IV. Numerical Solutions to the Nonlinear Schrodinger Equation.
http://www.phys.ksu.edu/personal/washburn/pdf/washburn_thesis_chapter4.pdf
- [12] Optical Solitons. Nonlinear Crystal Optics. Professor Kelvin Wagner. Fall 2006
- [13] Optical Solitons. Lisa Larrimore.
- [14] Optical Soliton – Based Logic Gates. B.S.Co.E., Rose-Hulman Institute of Technology 1991. B.S.A.O., Rose-Hulman Institute of Technology 1991. M.S.A.O., Rose-Hulman Institute of Technology 1993. M.S.E.E., University of Colorado at Boulder 1996. A thesis submitted to the Faculty of the Graduate School of the University of Colorado in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy. Department of Electrical and Computer Engineering 1998. Steve Blair.
- [15] Solitons in Optics. Dan Grahelj. Prof. Dr. Igor Poberaj. University of Ljubljana. Faculty for Mathematics and Physics. Department of physics.
- [16] Appendix 5: The Group Velocity.
<http://www.ece.rutgers.edu/~maparker/classes/582-Chapters/Appendices/A05GroupVelocity.pdf>