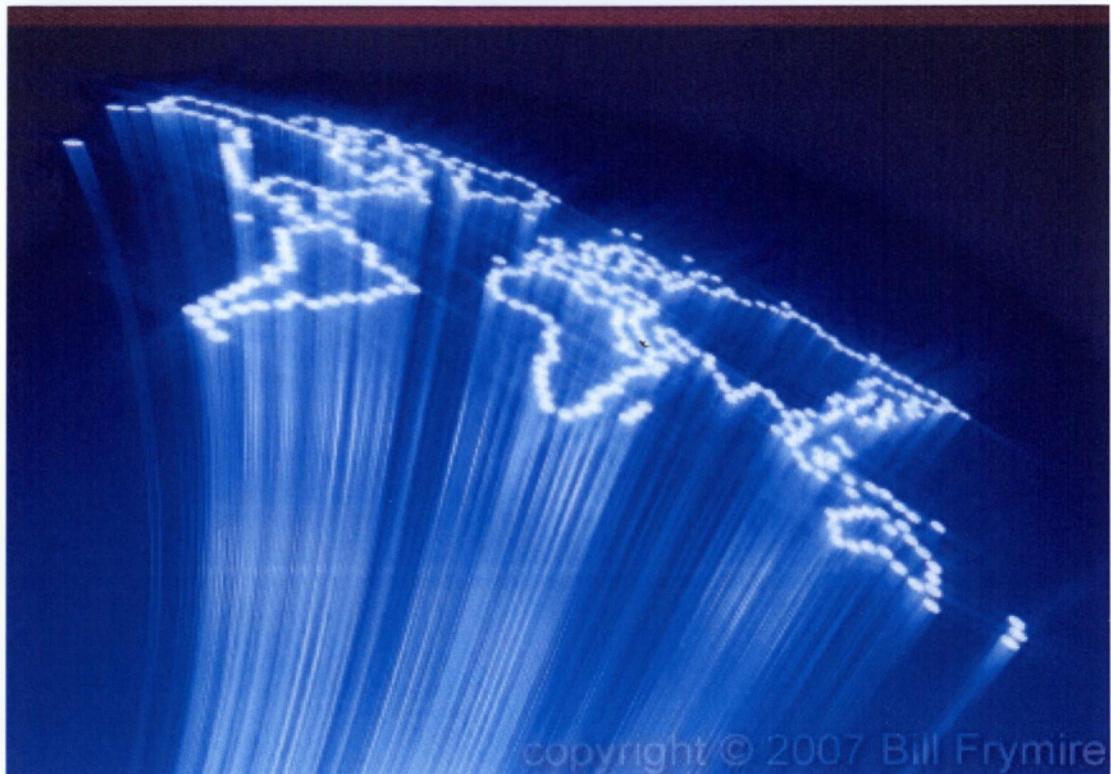


ΑΝΩΤΑΤΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΑΛΑΜΑΤΑΣ
-ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΣΠΑΡΤΗΣ-
ΤΜΗΜΑ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ



ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗ ΤΗΣ ΧΡΩΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΣΕ ΜΙΑ
ΙΝΟΟΠΤΙΚΗ ΖΕΥΞΗ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΟΠΤΙΚΗΣ ΙΝΑΣ
ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗΣ ΙΣΧΥΟΣ. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΟΠΤΙΚΟΥ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΙΝΑΣ ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗΣ ΙΣΧΥΟΣ.



ΦΟΙΤΗΤΗΣ: ΧΡΙΣΤΑΚΟΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ Α.Μ: 2006168

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΤΣΑΡΟΥΧΑΣ ΑΝΔΡΕΑΣ

ΣΠΑΡΤΗ 2012

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ	6
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ – ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ	7
1.1. Ιστορική άποψη.....	7
1.1.1 Ανάγκη για επικοινωνίες οπτικών ινών	7
1.2. Βασικές γνώσεις οπτικής.....	9
1.2.1. Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα.....	9
1.2.2. Γεωμετρική οπτική.....	10
1.2.3. Ανάκλαση.....	11
1.2.4. Διάθλαση.....	11
1.2.5. Ολική ανάκλαση	12
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ	13
2.1.Η δομή της οπτικής ίνας.....	15
2.2.Μέθοδοι κατασκευής οπτικής ίνας.....	16
2.3.Καλώδια και οπτικοί συνδετήρες	18
2.4.Περιγραφή γεωμετρικής οπτικής.....	21
2.4.1. Ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης.....	21
2.4.2. Ίνες διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης	23
2.5. Μετάδοση κυμάτων	24
2.5.1. Οι εξισώσεις του Maxwell.....	24
2.6. Οι απώλειες στην οπτική ίνα.....	27
2.7. Μη γραμμικά φαινόμενα.....	29
2.7.1. Μη Γραμμική Διάθλαση.....	29
2.7.2. Μείξη Τεσσάρων Κυμάτων.....	31
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ	33
3.1. Διασπορά ταχύτητας ομάδας (GVD)	33
3.1.1.Ομαλή και ανώμαλη διασπορά.....	35
3.2. Διασπορά υλικού.....	36
3.3. Διασπορά κυματοδήγησης	38
3.4. Διασπορά ανώτερης τάξης.....	40
3.5. Διασπορά πόλωσης –τρόπου Μετάδοσης.....	41
3.6. Περιορισμοί λόγω διασποράς.....	42
3.6.1. Βασική εξίσωση μετάδοσης	42
3.6.2. Γκαουσιανή παλμοί μεταβαλλόμενης συχνότητας.....	44
3.6.3. Περιορισμοί του ρυθμού μετάδοσης bit.....	47
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ	53
4.1. Περιορισμοί λόγω διασποράς.....	53
4.2. Τεχνικές μετά την αντιστάθμιση.....	55

4.3. Τεχνικές Πριν την αντιστάθμιση.....	56
4.3.1. Προ-τετέρισμα	56
4.3.2. Καθαρή διαμόρφωση συχνότητας.....	58
4.3.3. Διπλοδυαδική Κωδικοποίηση.....	59
4.3.4. Τετέρισμα ενισχυτή.....	59
4.3.5. Τετέρισμα οπτικών ινών.....	60
4.4. Οπτικές ίνες υψηλής διασποράς.....	60
4.5. Οπτικά φίλτρα εξισορρόπησης.....	62
4.5.1. Μετρητές παρεμβολών Fabry-Perot.....	63
4.6 Σχάρες διάθλασης οπτικών ινών Bragg.....	64
4.6.1. Σχάρες διάθλασης ομοιόμορφης- περιόδου.....	64
4.6.2. Σχάρες διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας.	65
4.6.3. ζεύκτες τετερισμένου τρόπου διάδοσης.....	67
4.7. Συζυγία οπτικής φάσης	67
4.7.1. Αρχές Λειτουργίας.....	68
4.7.2. Αντιστάθμιση της αυτόματης διαμόρφωσης φάσης.....	68
4.7.3. Δημιουργία σήματος συζύγου-φάσης.....	70
4.7.4. Επίδραση της περιοδικής ενίσχυσης.....	72
4.8. Αντιστάθμιση ευρείας ζώνης.....	73
4.8.1. Πολυπλεξία με διαίρεση χρόνου.....	74
4.8.2. Πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος.....	75
4.9. Οπτικά φίλτρα μεταφοράς σε μεγάλη απόσταση.....	76
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 : ΟΠΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ.....	78
5.1. Πέντε γενιές οπτικών συστημάτων.....	78
5.2. Τύποι διαμόρφωσης.....	80
5.3. Συστήματα οπτικών επικοινωνιών.....	81
5.4. Εξαρτήματα συστήματος οπτικών επικοινωνιών.....	83
5.4.1. Οι οπτικές ίνες ως ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι.....	83
5.4.2. Οπτικός πομπός.....	83
5.4.3. οπτικός δέκτης.....	84
5.5. Αρχιτεκτονική συστήματος	86
5.5.1. Ζεύξεις σημείο προς σημείο.....	86
5.5.2. Δίκτυα μετάδοσης και κατανομής.....	87
5.5.3. Τοπικά δίκτυα	88
5.6. Οδηγίες σχεδίασης.....	90
5.6.1. Οπτικά συστήματα περιορισμένα λόγω απώλειας.....	90
5.6.2. Οπτικά συστήματα περιορισμένα λόγω διασποράς.....	91
5.6.3. Συστήματα μετάδοσης σε μεγάλη απόσταση με ενισχυτές εντός γραμμής.....	93
5.6.4. Τηλεπικοινωνιακές ζεύξεις οπτικών ινών.....	94
5.7. Σχεδίαση συστήματος.....	98
5.7.1. Διαχείριση ισχύος	98
5.7.2. Διαχείριση χρόνου ανόδου.....	99
5.8 Σχεδίαση με την βοήθεια υπολογιστή.....	100

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΣ ΣΟΛΙΤΟΝΙΩΝ.....	103
6.1. Γενικά χαρακτηριστικά σολιτονίων.....	103
6.2. Μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων.....	104
6.3. Μονοδιάστατα χωρικά οπτικά σολιτόνια.....	105
6.4. Μονοδιάστατα χρονικά οπτικά σολιτόνια.....	107
6.5. Εφαρμογές.....	109
6.5.1. Λογικές πύλες.....	109
6.5.2. Σολιτονιακά laser.....	110
6.5.3. Ενισχυτές με σολιτόνια.....	111
6.5.4. Σολιτονιακά τηλεπικοινωνιακά συστήματα.....	112
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7: ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ	
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	113
7.1. Έλεγχος ποιότητας μετάδοσης.....	113
7.1.1. Διάγραμμα οφθαλμού.....	113
7.1.2. Q factor.....	114
7.1.3. BER.....	115
7.2. Προσομοίωση.....	117
Επίλογος.....	141
Βιβλιογραφία.....	142

Πρόλογος

Η παρούσα πτυχιακή εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια απόκτησης πτυχίου του Τμήματος Τεχνολογίας Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών, του ΑΤΕΙ Καλαμάτας - Παράρτημα Σπάρτης.

Σε αυτό το σημείο επιθυμώ να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα της εργασίας μου, καθηγητή κ Τσαρούχα Ανδρέα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο : ΕΙΣΑΓΩΓΗ – ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

Ένα σύστημα επικοινωνίας μεταδίδει πληροφορίες από μια θέση σε μια άλλη, που απέχει απόσταση μερικών χιλιομέτρων ή χιλιάδων χιλιομέτρων.

Η πληροφορία συχνά μεταφέρεται από ένα ηλεκτρομαγνητικό φέρον κύμα, του οποίου η συχνότητα μπορεί να κυμαίνεται από μερικά MHz μέχρι αρκετές εκατοντάδες THz. Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών χρησιμοποιούν υψηλές συχνότητες φέροντος (100THz) στην περιοχή του ορατού ή του εγγύς υπέρυθρου ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Αυτά μερικές φορές ονομάζονται και συστήματα οπτικών κυμάτων για να διακρίνουν από τα μικροκυματικά συστήματα, στα οποία η συχνότητα του φέροντος είναι τυπικά πέντε τάξεις μεγέθους μικρότερη (1 GHz).

Τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών είναι συστήματα οπτικών κυμάτων που χρησιμοποιούν οπτικές ίνες για μετάδοση της πληροφορίας. Τέτοια συστήματα έχουν αναπτυχθεί ευρύτατα από το 1980 και έχουν φέρει επανάσταση στην τεχνολογία των επικοινωνιών. Πράγματι η τεχνολογία των οπτικών σημάτων, μαζί με την μικροηλεκτρονική, πιστεύεται ότι είναι οι μεγαλύτεροι παράγοντες στη άφιξη της “εποχής της πληροφορίας”. Ο σκοπός αυτού του εισαγωγικού κεφαλαίου είναι να παρουσιάσει τις βασικές έννοιες και να δώσει το κατάλληλο υπόβαθρο γνώσεων.

1.1 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΠΟΨΗ

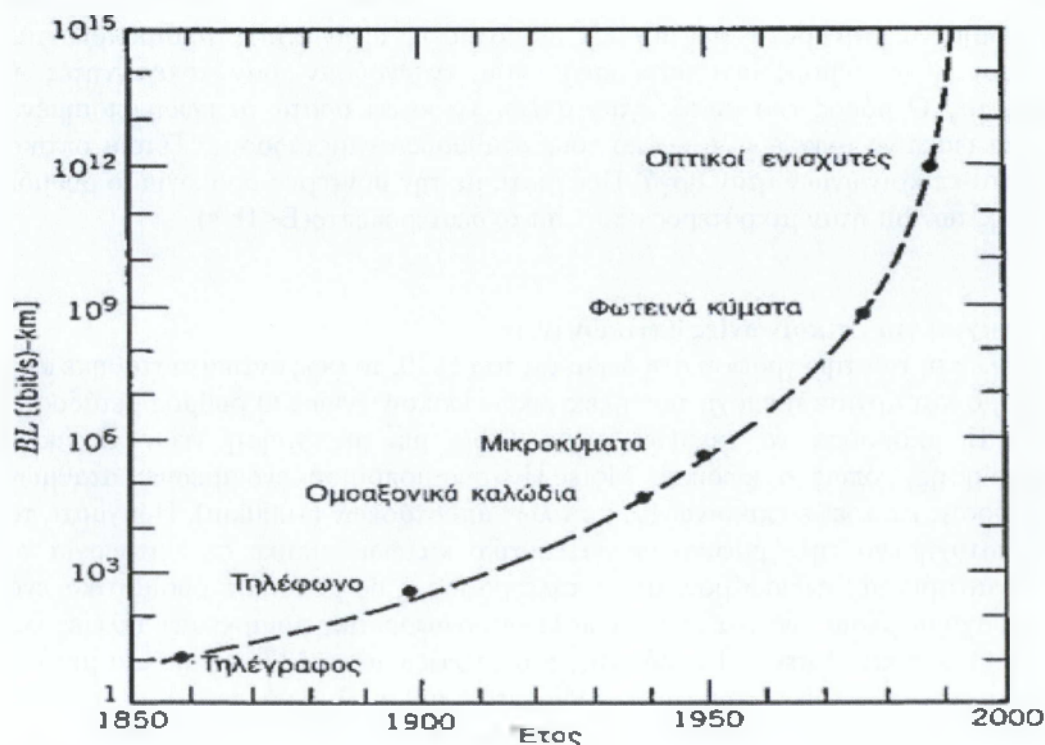
Η χρησιμοποίηση του φωτός για σκοπούς επικοινωνίας χρονολογείται από την αρχαιότητα, αν ερμηνεύσουμε τις οπτικές επικοινωνίες με την ευρεία έννοια. Οι περισσότεροι πολιτισμοί χρησιμοποίησαν σήματα φωτιάς και καπνού για να μεταβιβάσουν μια πληροφορία (όπως π.χ. μία νίκη σε ένα πόλεμο). Βασικά η ίδια ιδέα χρησιμοποιήθηκε μέχρι το τέλος του 18^{ου} αιώνα με σήματα από λάμπες, σήματα με σημαίες και άλλες συσκευές σηματοδότησης. Η ιδέα επεκτάθηκε, ακολουθώντας μία πρόταση του Claude Charpe το 1792, για να μεταδώσουν με μηχανικό τρόπο κωδικοποιημένα μηνύματα σε μεγάλες αποστάσεις (100 Km) χρησιμοποιώντας ενδιάμεσους σταθμούς αναμετάδοσης (που ενεργούσαν σαν αναγεννητές ή επαναλήπτες). Ο ρόλος του φωτός ήταν απλώς να κάνει ορατά τα κωδικοποιημένα μηνύματα ώστε να ανιχνεύονται από τους σταθμούς αναμετάδοσης. Τέτοια οπτικά συστήματα επικοινωνιών ήταν αργά. Πράγματι, με την μοντέρνα ορολογία, ο ρυθμός μετάδοσης των bit ήταν μικρότερος από 1 bit το δευτερόλεπτο ($B < 1\text{b/s}$).

1.1.1 Ανάγκη για επικοινωνίες οπτικών ινών

Με την έλευση του τηλεγράφου στη δεκαετία του 1830, το φως αντικαταστάθηκε από ηλεκτρισμό και άρχισε η εποχή των ηλεκτρικών επικοινωνιών. Ο ρυθμός μετάδοσης των bit B μπορούσε να αυξηθεί μέχρι 10b/s με την χρήση νέων τεχνικών κωδικοποίησης όπως ο κώδικας Morse. Η χρησιμοποίηση ενδιάμεσων σταθμών αναμετάδοσης επέτρεψε επικοινωνίες μεγάλων αποστάσεων (1000km). Πράγματι, το πρώτο επιτυχημένο τηλεγραφικό υπερατλαντικό καλώδιο μπήκε σε λειτουργία το 1866. Είναι αρκετά ενδιαφέρον, ότι ο τηλεγράφος χρησιμοποίησε ουσιαστικά ένα ψηφιακό σχήμα μέσω δύο ηλεκτρικών παλμών διαφορετικής διάρκειας (τελείες και παύλες του κώδικα Morse). Η εφεύρεση του τηλεφώνου το 1876 έφερε μια μεγάλη αλλαγή, αφού ηλεκτρικά σήματα μεταδίδονταν με αναλογικό τρόπο μέσω ενός συνεχώς μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού ρεύματος. Τα συστήματα επικοινωνίας με αναλογικές τεχνικές κυριάρχησαν περίπου αιώνα.

Η ανάπτυξη παγκόσμιων τηλεφωνικών δικτύων κατά τη διάρκεια του εικοστού αιώνα οδήγησε σε πολλές εφαρμογές σχεδίασης ηλεκτρικών συστημάτων επικοινωνίας. Τα ζεύγη συρμάτων αντικαταστάθηκαν από ομοαξονικά καλώδια και αυξήθηκε

σημαντικά η χωρητικότητα του συστήματος. Το πρώτο σύστημα ομοαξονικών καλωδίων τοποθετήθηκε το 1940 και ήταν ένα σύστημα 3 Mhz ικανό να μεταδώσει 300 κανάλια φωνής ή ένα απλό τηλεοπτικό κανάλι. Το εύρος ζώνης τέτοιων συστημάτων περιορίζεται από τις απώλειες των καλωδίων που εξαρτώνται από την συχνότητα, οι οποίες αυξάνουν πάρα πολύ για συχνότητες πάνω από 10Mhz. Αυτός ο περιορισμός οδήγησε στην ανάπτυξη μικροκυματικών συστημάτων επικοινωνίας στα οποία χρησιμοποιήθηκε ένα ηλεκτρομαγνητικό φέρον κύμα με συχνότητες 1 έως 10GHz, για να μεταδώσει τα σήματα χρησιμοποιώντας κατάλληλες τεχνικές διαμόρφωσης. Το πρώτο μικροκυματικό σύστημα, που λειτουργούσε με συχνότητα φέροντος 4 GHz, τέθηκε σε εφαρμογή το 1948. Από τότε, αναπτύχθηκαν σημαντικά και τα ομοαξονικά καλώδια και τα μικροκυματικά συστήματα και είναι ικανά να λειτουργήσουν με ρυθμούς bit -100Mb/s. Το πιο εξελιγμένο ομοαξονικό σύστημα τοποθετήθηκε το 1975 και λειτουργεί με ρυθμό bit 274Mb/s. Ένα μεγάλο μειονέκτημα αυτών των ομοαξονικών συστημάτων υψηλής συχνότητας είναι η μικρή απόσταση μεταξύ επαναληπτών (1Km), η οποία καθιστά το σύστημα σχετικά ακριβό στη λειτουργία του. Τα μικροκυματικά συστήματα επικοινωνίας επιτρέπουν γενικά μεγαλύτερες αποστάσεις μεταξύ επαναληπτών, αλλά ο ρυθμός μετάδοσης των bit περιορίζεται επίσης από τη συχνότητα του φέροντος κύματος. Ένα προσόν αξιολόγησης που συχνά χρησιμοποιείται για τηλεπικοινωνιακά συστήματα είναι το γινόμενο ρυθμού των bit επί την απόσταση, BL, όπου B είναι ο ρυθμός μετάδοσης των bit και L είναι η απόσταση του επαναλήπτη. Το σχήμα μας δείχνει πως έχει αυξηθεί το γινόμενο BL μέσω των τεχνολογικών εξελίξεων του τελευταίου αιώνα και ειδικά το τελευταίο ήμισυ του αιώνα. Τηλεπικοινωνιακά συστήματα με BL-100(Mb/s)-Km διετίθεντο μέχρι το 1970 και περιορίζονταν σε τέτοιες τιμές λόγω θεμελιωδών περιορισμών.



Κατά την διάρκεια του δεύτερου μισού του εικοστού αιώνα συνειδητοποιήθηκε ότι ήταν δυνατόν να γίνει μια αύξηση του BL κατά αρκετές τάξεις μεγέθους αν χρησιμοποιείτο σαν φέρον κύμα, το οπτικό κύμα. Όμως, ούτε σύμφωνη οπτική πηγή

ούτε κατάλληλο μέσο μετάδοσης ήταν διαθέσιμο κατά την διάρκεια του 1950. Η εφεύρεση του laser και η επίδειξη του το 1960 έλυσε το πρώτο πρόβλημα. Η προσοχή τότε εστιάσθηκε στο να βρεθούν τρόποι για τη χρησιμοποίηση του φωτός του laser για οπτικές επικοινωνίες.

Πολλές ιδέες αναπτύχθηκαν κατά τη δεκαετία του 1960, η πιο αξιοπρόσεκτη όμως είναι η ιδέα του περιορισμού του φωτός χρησιμοποιώντας μια ακολουθία φακών αερίου. Το 1966 προτάθηκε, ότι οι οπτικές ίνες θα μπορούσαν να είναι η καλύτερη επιλογή ,καθώς αυτές μπορούσαν να κυματοδηγήσουν το φως με ένα τρόπο παρόμοιο με εκείνο της κυματοδηγησης των ηλεκτρονίων σε χάλκινα σύρματα. Το κύριο πρόβλημα ήταν οι μεγάλες απώλειες των οπτικών ινών. Ίνες που χρησιμοποιούνταν κατά τη δεκαετία του 1960 είχαν απώλειες πάνω από 1000db/Km. Μια ξαφνική ανακάλυψη έγινε το 1970,όταν οι απώλειες οπτικής ίνας μπορούσαν να μειωθούν περίπου σε 20 db/Km σε μήκη κύματος κοντά στην περιοχή του 1μm. Τον ίδιο χρόνο περίπου, επιδείχθηκαν lasers ημιαγωγού GaAs, που λειτουργούσαν συνέχεια σε θερμοκρασία δωματίου. Η ταυτόχρονη ύπαρξη μιας συμπαγούς οπτικής πηγής και οπτικής ίνας χαμηλών απωλειών οδήγησαν σε παγκόσμια προσπάθεια για την ανάπτυξη συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες.

1.2 ΒΑΣΙΚΕΣ ΓΝΩΣΕΙΣ ΟΠΤΙΚΗΣ.

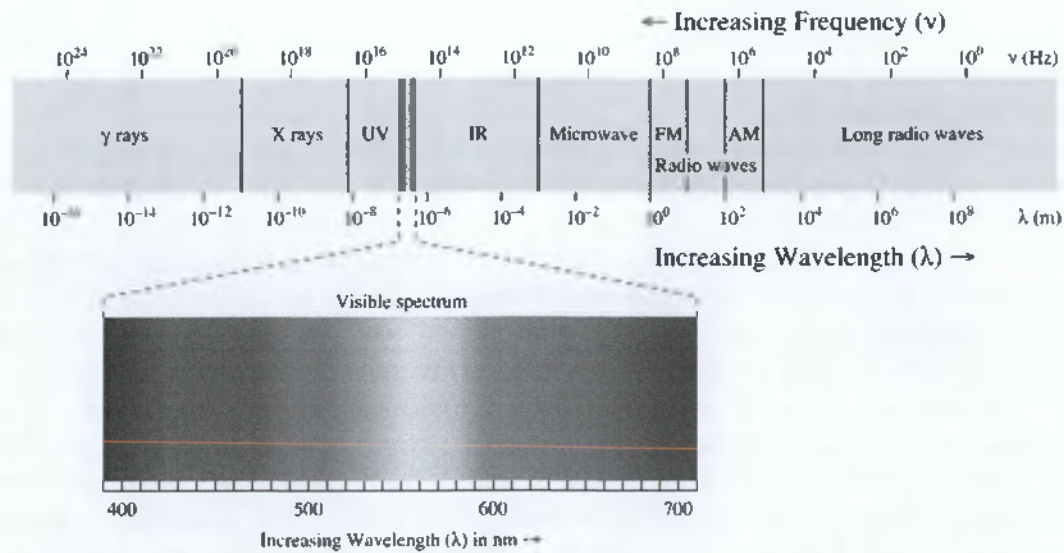
Προκειμένου να προχωρήσουμε παρακάτω πρέπει να εξοικειωθούμε με κάποιες βασικές έννοιες και κάποιες βασικές γνώσεις οπτικής οι οποίες χρησιμοποιούνται και στις οπτικές ίνες.

1.2.1 Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

Το φως συμπεριφέρεται με διαφορετικούς τρόπους κάτω από διαφορετικές συνθήκες. Για να περιγράψουμε το φως πλήρως, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε μια ποικιλία προσεγγίσεων.

- Γεωμετρική οπτική
- κυματική οπτική
- κβαντική οπτική

Για την μελέτη μας είναι επαρκές να θεωρήσουμε σαν ηλεκτρομαγνητικό κύμα ή σαν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Το φως διαδίδεται σαν κύμα με τον ίδιο τρόπο όπως τα ραδιοσήματα ,οι ακτίνες X και η ακτινοβολία γ. γενικά σήμερα έχει γίνει αποδεκτή η ταχύτητα του φωτός στο κενό ίση με 300.000km/sec και δίνεται από τον τύπο $c=\lambda \dots$. Το φως αποτελεί ένα μικρό κομμάτι του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Το ορατό φως βρίσκεται στο κομμάτι του φάσματος με μήκος κύματος 390nm μέχρι 760nm. Με την έννοια φως γενικά εννοούμε μόνο το ορατό φως, συνήθως όμως η έννοια του φωτός περιλαμβάνει την υπέρυθρη και υπεριώδη ακτινοβολία. Ποιο συγκεκριμένα ο όρος φως περιλαμβάνει κάθε είδους ακτινοβολία που μπορούμε να διαχειριστούμε με φακούς πρίσματα κ.τ.λ. Αυτό το ευρύτερο φάσμα εκτείνεται από 190nm [Ultra Violet] μέχρι 2000nm [Infrared].



1.2.2 Γεωμετρική οπτική

Το φως έχει ορισμένες ιδιότητες οι οποίες μπορούν να περιγράψουν απλά με έννοιες της γεωμετρικής οπτικής. Φυσικά το φως έχει και αρκετές άλλες ιδιότητες οι οποίες όμως μπορούν να περιγράψουν μόνο με έννοιες της κυματικής οπτικής ή με έννοιες της κβαντικής μηχανικής.

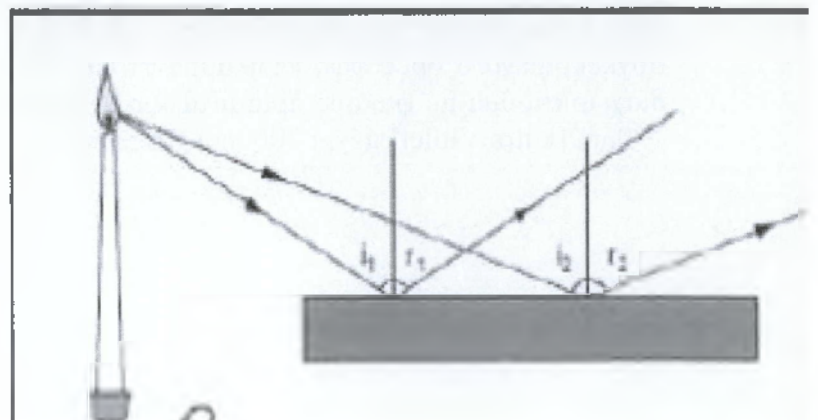
Η γεωμετρική οπτική έχει ιστορία χιλιάδων χρόνων και μελετά το φως ως αποτέλεσμα πολλών ακτινών που διασκορπίζονται από την πηγή σε ευθείες γραμμές μέσα σε ένα ομογενές περιβάλλον όπως το γυαλί, το νερό, τον αέρα ή το κενό.

Ασχολείται κυρίως με την περιγραφή των περισσότερων φαινομένων που έχουν σχέση με το φως και με τις ποσοτικές σχέσεις αυτών χωρίς να υπεισέρχεται στην ερμηνεία της φύσεως αυτών των φαινομένων. Δηλαδή θεωρεί το φως ως ένα σύνολο από φωτεινές ακτίνες που διαδίδονται σύμφωνα με την αρχή του ελάχιστου χρόνου, όπως διατύπωσε το 1650 ο Γάλλος μαθηματικός Πιερ ντε Φερμά. Σύμφωνα με αυτή την αρχή όταν το φως διαδίδεται από ένα σημείο του χώρου σε ένα άλλο, ακολουθεί ευθύγραμμη πορεία διάδοσης που όμως είχε διατυπώσει πρώτος στην αρχαιότητα ο Ήρων. Φαινόμενα που ερμηνεύονται στα πλαίσια της γεωμετρικής οπτικής είναι η ανάκλαση και η διάθλαση του φωτός.

Όταν μια ακτίνα φωτός χτυπά πάνω σε μια επιφάνεια που διαχωρίζει δύο μέσα τότε διαιρείται σε μια ανακλώμενη και μια διαθλώμενη ακτίνα. Όλοι έχουμε δει εικόνες να καθρεπτίζονται σε γυαλί, σε μέταλλο ακόμα και σε ήρεμα νερά. Επίσης όλοι έχουμε παρατηρήσει το οπτικό φαινόμενο που λαμβάνει χώρα όταν μια ράβδος βυθίζεται μέσα σε νερό. Η ευθεία ράβδος μοιάζει σπασμένη κάτω από την επιφάνεια νερού.

1.2.3 Ανάκλαση

Μια ακτίνα φωτός που χτυπά πάνω σε μια ευθεία επιφάνεια



ανακλάται υπό γωνία ίση με την γωνία πρόσπτωσης [που σχηματίζεται κατά αντίστοιχο τρόπο]

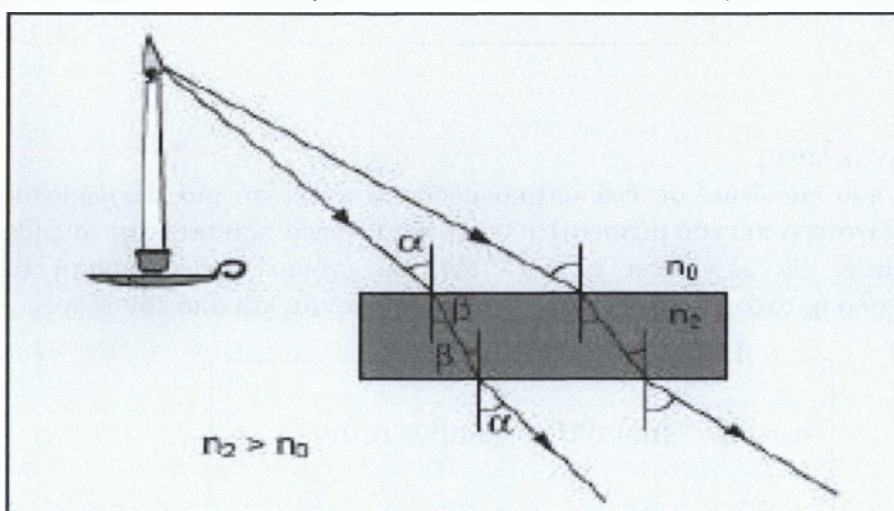
Εικόνα 1.3-Ανάκλαση σε λεία επιφάνεια

Νόμος ανάκλασης

$$\text{Γωνία πρόσπτωσης (i)} = \text{Γωνία ανάκλασης (r)} \quad (1.2.1)$$

1.2.4 Διάθλαση

Μια ακτίνα φωτός διαθλάται υπό διαφορετική γωνία από αυτή της γωνίας πρόσπτωσης. Η διάθλαση ακολουθεί τον νόμο του Snell ή αλλιώς νόμος διάθλασης.



Εικόνα 1.4-διάθλαση ακτίνας φωτός που περνά από το κενό σε ένα πυκνότερο οπτικό μέσο.

$$\text{Νόμος snell} \\ n_0 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

(1.2.2)

Στην περίπτωση μας οι συντελεστές n_0 και n_2 ονομάζονται δείκτες διάθλασης. Τυπικές τιμές του δείκτη διάθλασης για συνηθισμένα οπτικά μέσα είναι παρακάτω

- Αέρας(κενό)=1
- Νερό= 1.33

- Γυαλί πυριτίου = 1.444

- Σύνθετες γυαλί = 1.52

Το φως διαθλάται επειδή θα έχει μικρότερη ταχύτητα v σε ένα μέσο με υψηλότερο δείκτη διάθλασης [πυκνότερο], γεγονός που περιγράφεται από την παρακάτω σχέση.

$$u = c/n_g \rightarrow n_g = c/u \rightarrow n_g \geq 1$$

(1.2.3)

Όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό [299.792.458m/s] και ο δείκτης διάθλασης n_g εξαρτάται από το μήκος κύματος λ ως εξής:

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$

(1.2.4)

1.2.5 Ολική ανάκλαση

Αν μια ακτίνα που ταξιδεύει σε ένα οπτικό μέσο n_2 πέσει σε μια διαχωριστική επιφάνεια ενός λιγότερο πυκνού μέσου n_1 ($n_2 > n_1$) και η γωνία πρόσπτωσης αυξηθεί, η γωνία διάθλασης θα πλησιάσει τις 90° , τότε θα έχουμε την εμφάνιση του φαινομένου της ολικής ανάκλασης. Τα παραπάνω διαφαίνονται και από τον τύπο:

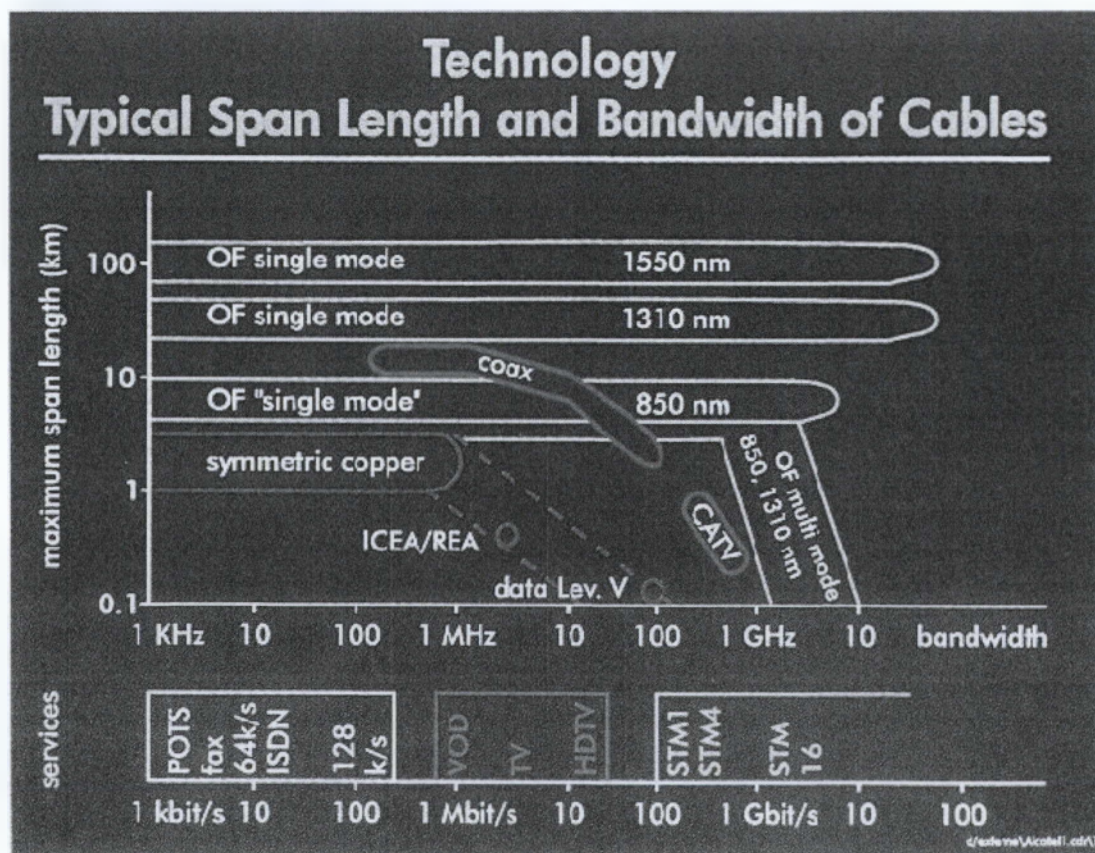
$$n_2 \sin\beta = n_1 \sin 90^\circ \rightarrow \sin\beta = n_1/n_2$$

(1.2.5)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο : ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ

Το Φαινόμενο της ολικής εσωτερικής ανάκλασης, που ευθύνεται για την καθοδήγηση του φωτός μέσα στις οπτικές ίνες, μας είναι γνωστό από το 1854. παρόλο που οι γυάλινες ίνες κατασκευάστηκαν τη δεκαετία του 1920, η χρήση τους πρακτικά άρχισε μόλις το 1950, όταν η χρήση ενός στρώματος περιβλήματος οδήγησε σε σημαντικές βελτιώσεις όσον αφορά τα χαρακτηριστικά κυματοδότησης τους. Πριν το 1970, οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνταν κυρίως για ιατρικούς σκοπούς σε μικρές αποστάσεις. Η χρήση τους για επικοινωνιακούς σκοπούς θεωρήθηκε μη πρακτική εξαιτίας της μεγάλης απώλειας τους. Ωστόσο, η κατάσταση άλλαξε δραστικά το 1970 όταν ακολουθώντας μία προηγούμενη πρόταση, η απώλεια των οπτικών ινών μειώθηκε περίπου στα 20 dB/Km. Περαιτέρω πρόοδος είχε σαν αποτέλεσμα, το 1979 τον περιορισμό της απώλειας μόλις στα 0.2dB/Km και σε φασματική περιοχή 1.55-μm. Η διαθεσιμότητα των οπτικών ινών χαμηλής απώλειας οδήγησε σε επανάσταση στον τομέα της τεχνολογίας των οπτικών συστημάτων κι αποτέλεσε την απαρχή της εποχής της επικοινωνίας μέσω οπτικών ινών. πολλά βιβλία που έχουν αφιερωθεί εξολοκλήρου στις οπτικές ίνες καλύπτουν πολυάριθμες εξελίξεις τόσο στον σχεδιασμό όσο και στην κατανόησή τους.

Οι οπτικές ίνες αποτελούν το περισσότερο τεχνολογικά προηγμένο ενσύρματο μέσο μετάδοσης, όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.1. Έχουν εκτοπίσει πλήρως κάθε άλλο ενσύρματο μέσο στο υπεραστικό και ζευκτικό τμήμα του δικτύου, ενώ η εισαγωγή τους στο αστικό δίκτυο είναι μαζική. Οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται επίσης και στα τοπικά δίκτυα μεγάλων επιχειρήσεων ή πανεπιστημίων, λόγω των μεγάλων ρυθμών μετάδοσης που επιτυγχάνουν.



Εικόνα 2.1 -Σύγκριση επιδόσεων ενσύρματων μέσων

Η υψηλή διείσδυση της τεχνολογίας των οπτικών ινών στις σύγχρονες τηλεπικοινωνίες δεν είναι τυχαία, αλλά αντίθετα οφείλεται στον μεγάλο αριθμό **πλεονεκτημάτων** της, τα οποία συνοψίζονται στα εξής:

1. Χαμηλό κόστος. Η δημιουργία ενός καλωδίου οπτικών ινών είναι πιο συμφέρουσα οικονομικά, σε σχέση με ένα χάλκινο καλώδιο ίδιας απόστασης και δυνατοτήτων. Αυτό ωφελεί αρχικά τους πάροχους υπηρεσιών τηλεπικοινωνιών, οι οποίοι με μικρότερο κόστος παρέχουν ποιοτικές υπηρεσίες. Τελικά αυτό μειώνει και τις ανάγκες απόσβεσης εξόδων των παρόχων, επομένως ωφελεί και τον καταναλωτή, που επιβαρύνεται με μικρότερες χρεώσεις για τις υπηρεσίες που χρησιμοποιεί.

2. Υψηλό bandwidth, το οποίο ξεπερνά κατά εκατοντάδες φορές αυτό ενός κοινού καλωδίου. Οι υψηλές ταχύτητες μετάδοσης δεδομένων, εξασφαλίζουν ταχύτητες της τάξεως των Gbps, που με τη σειρά τους προσφέρουν αστραπιαία διαμεταγωγή δεδομένων και αξιόπιστες υπηρεσίες τηλεφωνίας μέσω πρωτοκόλλου IP.

3. Μικρή εξασθένηση του σήματος, χάρη στην υψηλή ποιότητα του γυαλιού που χρησιμοποιείται ως μέσο μετάδοσης. Ακόμη και αν υπάρξει εξασθένηση σήματος, αυτό ενισχύεται πολύ εύκολα μέσω των κατάλληλων ενισχυτών.

4. Μικρές απαιτήσεις σε ενέργεια. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι δεν παρατηρούνται σημαντικές απώλειες σήματος, καθώς και στον τρόπο μετάδοση δεδομένων, δηλαδή με τη χρήση φωτεινής δέσμης, που απαιτεί πολύ μικρότερη κατανάλωση ενέργειας, σε σχέση με το ηλεκτρικό σήμα.

5. Αμιγώς ψηφιακό σήμα, που εξασφαλίζει υψηλότερη ποιότητα επικοινωνίας και αποφυγή προβλημάτων που θα προέκυπταν σε μια αναλογική μετάδοση. Στον κόσμο της ψηφιακής πληροφορίας, τα δεδομένα αναπαρίστανται από τους αριθμούς 0 και 1, οι οποίοι ονομάζονται bits. Το 0 ισοδυναμεί με την κατάσταση <<κλειστό>> και το 1 με την κατάσταση <<ανοικτό>>. Μια ακολουθία 8 bits σχηματίζουν 1 ψηφιακή λέξη που λέγεται byte ή octet. Οι οπτικές ίνες μεταδίδουν τις φωτεινές αναλαμπές με υψηλή αξιοπιστία, μεταφέροντας τα bytes με πολύ μικρότερες αλλοιώσεις σε σχέση με αυτές ενός κοινού καλωδίου δικτύου, ή μιας ασύρματης σύνδεσης δεδομένων.

6. Υψηλή διαθεσιμότητα, που οφείλεται κυρίως στην ανθεκτική κατασκευή των σύγχρονων οπτικών καλωδίων, που μειώνει στο ελάχιστο το ενδεχόμενο εξωτερικής ζημιάς.

7. Το error rate ή αλλιώς ο ρυθμός εμφάνισης σφαλμάτων σε καλώδια οπτικών ινών είναι σε πολύ χαμηλά επίπεδα. Μπορούμε να πούμε με σιγουριά ότι είναι ο καλύτερος από τα ενσύρματα μέσα μετάδοσης κατά 3 τάξεις μεγέθους.

8. Μικρές διαστάσεις και βάρος, καθώς ένα μικρό και ελαφρύ καλώδιο οπτικών ινών, μεταφέρει πολύ περισσότερα δεδομένα από ένα μεγαλύτερο και πιο βαρύ χάλκινο καλώδιο. Έτσι, απαιτείται πολύ λιγότερος χώρος για την υλοποίηση ενός δικτύου οπτικών ινών.

Μειονεκτήματα των οπτικών ινών

Ένα από τα βασικότερα μειονεκτήματα, που παρουσιάζουν οι οπτικές ίνες, είναι η δυσκολία σύνδεσης των οπτικών ινών με άλλα εξαρτήματα, επειδή απαιτείται υψηλή προσαρμογή και ευθυγράμμιση της φωτεινής πηγής, για να μην υπάρχει διασπορά και να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες. Είναι χαρακτηριστικό ότι και μικρές ακόμη αποκλίσεις στην ευθυγράμμιση αυτή μπορούν να προξενήσουν μεγάλη απώλεια του φωτεινού σήματος. Όμως, η πρόοδος της τεχνολογίας, που έχει σημειωθεί τα τελευταία χρόνια στην περιοχή των οπτικών ινών, αντιμετώπισε με επιτυχία την παραπάνω δυσκολία, με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η χρήση τους και για συνδέσεις σημείου προς πολλά σημεία. Παρόλα αυτά, η χρήση τους σε τέτοιες συνδέσεις δεν έχει ακόμη ευρέως εξαπλωθεί, ιδιαίτερα λόγω του αυξημένου κόστους, που παρουσιάζουν τέτοια συστήματα.

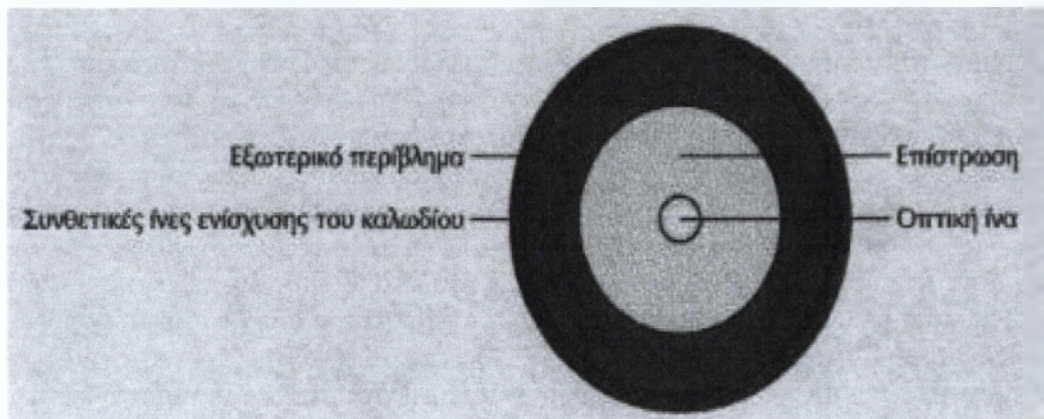
2.1 Η ΔΟΜΗ ΤΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ ΙΝΑΣ.

Η οπτική ίνα είναι ένας γυάλινος κυματοδηγός κυλινδρικής διατομής. Η βασική της δομή περιλαμβάνει μια κεντρική κυλινδρική ράβδο, που ονομάζεται πυρήνας, και έναν σωλήνα, που περιβάλλει τον πυρήνα και ονομάζεται μανδύας. Για λόγους προστασίας από εξωτερικούς παράγοντες, ο μανδύας καλύπτεται από πρωτογενή επικάλυψη πλαστικού, γνωστή ως πρωτεύουσα επικάλυψη ή εξωτερικό περίβλημα.

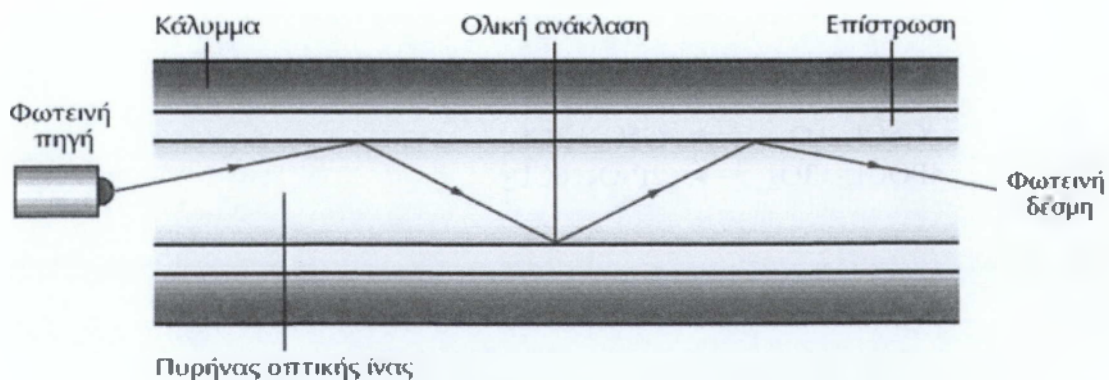
Τόσο ο πυρήνας, όσο και ο μανδύας είναι συνήθως κατασκευασμένα από συνθετικό γυαλί υψηλής καθαρότητας (SiO_2 -με συντελεστή διαθλάσεως 1,46), ενώ ο πυρήνας περιλαμβάνει νοθεύσεις GeO_2 (με συντελεστή διαθλάσεως 1,48) και άλλων προσμίξεων, που μεταβάλλουν τον συντελεστή διάθλασης του πυρήνα, επιτυγχάνοντας την διαφορά από τον συντελεστή διάθλασης του μανδύα, Δn 0,01, που απαιτείται για την κυματοδότηση. Τυπικές τιμές συντελεστών διάθλασης είναι για τον πυρήνα $n_1 = 1,47$ και για τον μανδύα $n_2 = 1,46$.

Οι κατασκευαστές των οπτικών ινών ελέγχουν με ακρίβεια την διαφορά των συντελεστών διάθλασης, Δn , προκειμένου να επιτύχουν τα επιθυμητά χαρακτηριστικά κυματοδότησης.

Το οπτικό σήμα κυματοδηγείται στον πυρήνα της οπτικής ίνας μέσω του φαινομένου των διαδοχικών εσωτερικών ολικών ανακλάσεων στην κοινή επιφάνεια πυρήνα -μανδύα, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.2. Στο εσωτερικό του πυρήνα, μια ακτίνα φωτός, προσπίπτουσα στην κοινή επιφάνεια με γωνία μεγαλύτερη της κρίσιμης γωνίας, ανακλάται ολικά και συνεχίζει την διαδρομή της εντός του πυρήνα, μέσω συνεχών ανακλάσεων. Αντίθετα, αν η γωνία πρόσπτωσης είναι μικρότερη της κρίσιμης γωνίας, το φως διαθλάται μέσα από τον μανδύα και χάνεται μετά από κάποια απόσταση.



Εικόνα 2.2 Βασική κατασκευή μιας οπτικής ίνας.



Εικόνα 2.3 Βασική λειτουργία της μεθόδου των οπτικών ινών

Τα ειδικότερα χαρακτηριστικά της μετάδοσης του φωτός σε έναν οπτικό κυματοδηγό εξαρτώνται :

- Από την διάμετρο του πυρήνα.
- Τους συντελεστές διάθλασης πυρήνα και μανδύα.
- Το μήκος κύματος του φωτός.

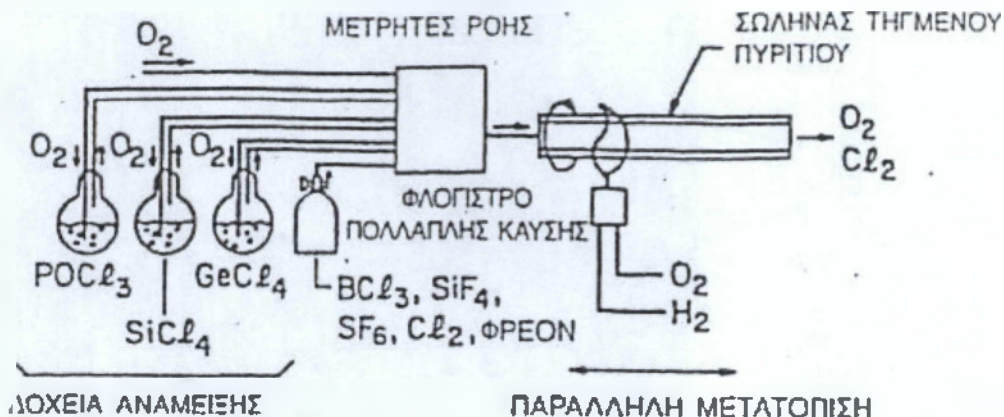
Ο συσχετισμός των ανωτέρω μεγεθών καθορίζει το είδος της κυματοδηγησης. Τα διάφορα μεγέθη οπτικών ινών εκφράζονται από την διάμετρο του πυρήνα ακολουθούμενη από την διάμετρο του μανδύα, έτσι ώστε το 50/125 δηλώνει διάμετρο πυρήνα 50 μm και μανδύα 125 μm.

2.2 ΜΕΘΟΔΟΙ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ ΙΝΑΣ.

Η κατασκευή οπτικών ινών που χρησιμοποιούνται για επικοινωνίες αποτελείται από δύο στάδια. Στο πρώτο, χρησιμοποιούμε τη μέθοδο απόθεσης ατμού για να δημιουργήσουμε μία κυλινδρική προμορφή με το προφίλ δείκτη διάθλασης που επιθυμούμε. Τυπικά έχει μήκος 1 μέτρο και διάμετρο 2 εκατοστά, ενώ παράλληλα περιέχει πυρήνα και στρώματα περιβλήματος με τις κατάλληλες σχετικές διαστάσεις. Στο δεύτερο στάδιο, η προμορφή αυτή γίνεται οπτική ίνα χρησιμοποιώντας ένα μηχανισμό ακριβούς τροφοδοσίας, που τροφοδοτεί την προμορφή σε κλίβανο με την κατάλληλη ταχύτητα.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε διάφορες μεθόδους για την κατασκευή της προμορφής. Οι τρεις πιο συνηθισμένες μέθοδοι είναι η χημική απόθεση τροποποιημένων ατμών, η εξωτερική απόθεση ατμών και η απόθεση στον άξονα. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζει σχηματικό διάγραμμα της διαδικασίας MCVD. Στη διαδικασία αυτή, διαδοχικά στρώματα SiO₂ εναποτίθενται στο εσωτερικό ενός σωλήνα τηγμένου πυριτίου αναμειγνύοντας τους ατμούς SiCl₄ και O₂ σε θερμοκρασία περίπου 1800°C. Για να εξασφαλίσουμε ομοιομορφία, ένα φλόγιτρο πολλαπλής καύσης μετακινείται μπρος – πίσω κατά μήκος του σωλήνα με τη βοήθεια ενός μηχανισμού αυτόματης μετατόπισης. Ο δείκτης διάθλασης των στρωμάτων περιβλήματος ελέγχεται προσθέτοντας φθόριο στον σωλήνα. Όταν δημιουργηθεί ένα αρκετά παχύ στρώμα περιβλήματος σχηματίζεται ο πυρήνας με την πρόσθεση ατμών GeCl₄ και POCl₃. Οι υδρατμοί αυτοί αντιδρούν με το οξυγόνο και σχηματίζουν τις προσμίξεις GeO₂ και P₂O₅:





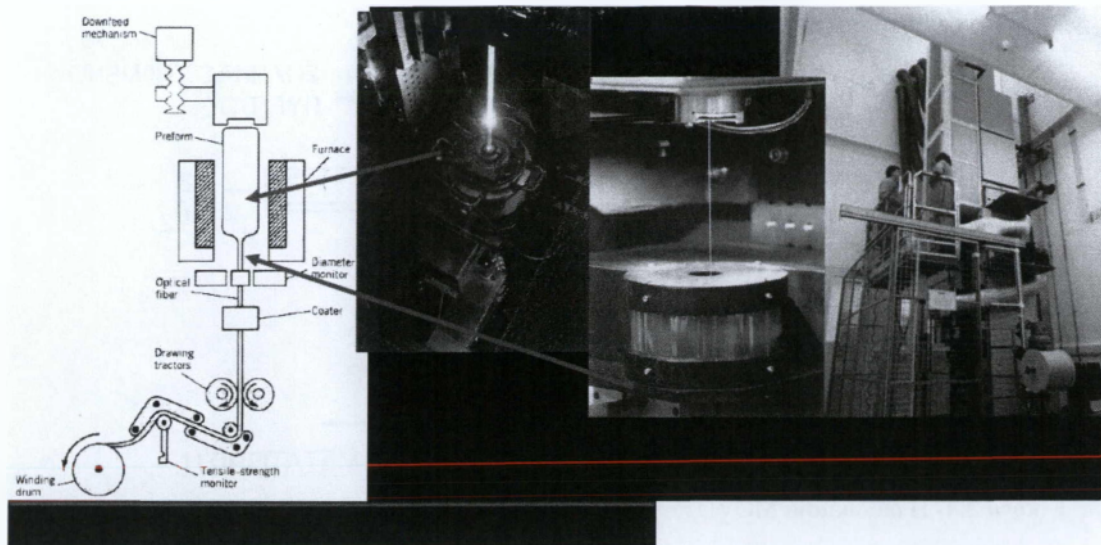
Εικόνα 2.4- Η διαδικασία MCVD που συνήθως χρησιμοποιείται για την κατασκευή οπτικών ινών

Ο ρυθμός ροής του GeCl_4 ή του POCl_3 καθορίζει την ποσότητα της πρόσμειξης και την αντίστοιχη αύξηση του δείκτη διάθλασης του πυρήνα. Μία οπτική ίνα διαβαθμισμένου δείκτη μπορεί να κατασκευαστεί μεταβάλλοντας απλώς τον ρυθμό ροής από στρώμα σε στρώμα. Όταν δημιουργηθούν όλα τα στρώματα που σχηματίζουν τον πυρήνα, η θερμοκρασία του φλόγιστρου αυξάνεται ώστε να μεταβληθεί ο σωλήνας σε μία συμπαγή ράβδο προμορφής.

Η διαδικασία MCVD είναι γνωστή και σαν μέθοδος εσωτερικής εναπόθεσης ατμών, αφού ο πυρήνας και τα στρώματα περιβλήματος εναποτίθενται στο εσωτερικό ενός σωλήνα τηγμένου πυριτίου. Σε μια παρόμοια διαδικασία, γνωστή σαν διαδικασία χημικής εναπόθεσης ατμών με ενεργοποίηση πλάσματος, η χημική αντίδραση ξεκινά από ένα μικροκυματικό πλάσμα. Αντίθετα, στις διαδικασίες OVD και VAD ο πυρήνας και τα στρώματα περιβλήματος τοποθετούνται στο εξωτερικό ενός περιστρεφόμενου άξονα με την τεχνική της υδρόλυσης με φλόγα. Ο άξονας απομακρύνεται πριν την τήξη. Τότε, η πορώδης αυτή συνθετική απομίμηση τοποθετείται σ'έναν κλίβανο τήξης για να σχηματιστεί συνθετικό γυαλί. Η τρύπα που υπάρχει στο κέντρο επιτρέπει την μείωση των υδρατμών μέσω της αφυδάτωσης σε ελεγχόμενη ατμόσφαιρα μείγματος $\text{Cl}_2\text{-He}$, παρόλο που έχει σαν αποτέλεσμα ένα βαθούλωμα στο κέντρο του προφίλ δείκτη. Το βαθούλωμα μπορεί να περιοριστεί αν κατά την τήξη κλείσουμε την τρύπα στο κέντρο.

Το στάδιο εφελκυσμού(μορφοποίησης) της οπτικής ίνας είναι ουσιαστικά το ίδιο ανεξάρτητα από τη διαδικασία που χρησιμοποιήσαμε για να κατασκευάσουμε με την προμορφή. Το παρακάτω σχήμα παρουσιάζει σχηματικά τη συσκευή μορφοποίησης. Η προμορφή τροφοδοτείται σε κλίβανο, με τρόπο ελεγχόμενο, όπου και θερμαίνεται σε θερμοκρασία 2000° .

Η εύπλαστη προμορφή τραβιέται για να πάρει τη μορφή οπτικής ίνας μέσω ενός μηχανισμού ακριβούς τροφοδότησης. Η διάμετρος της οπτικής ίνας παρατηρείται κι ελέγχεται οπτικά μέσω ενός προτύπου διάθλασης, που παράγεται από ένα laser.



Εικόνα 2.5 –Η συσκευή που χρησιμοποιείται για το τράβηγμα της οπτικής ίνας.

Οποιαδήποτε αλλαγή στη διάμετρο το πατρών διάθλασης, το οποίο με τη σειρά του μεταβάλλει το ρεύμα της φωτοδιόδου. Αυτή η μεταβολή του ρεύματος λειτουργεί σαν σήμα για ένα σερβομηχανισμό ελέγχου που ρυθμίζει τον ρυθμό περιέλιξης της οπτικής ίνας. Με την τεχνική αυτή, η διάμετρος της οπτικής ίνας μπορεί να διατηρηθεί σταθερή κατά 0.1%. Στο στάδιο αυτό, εφαρμόζεται στην ίνα ένα κάλυμμα πολυμερούς. Το τελευταίο εξυπηρετεί δύο σκοπούς, καθώς παρέχει μηχανική προστασία και παράλληλα διατηρεί τις ιδιότητες μετάδοσης στην οπτική ίνα. Η τυπική διάμετρος μιας καλυμμένης οπτικής ίνας είναι περίπου 250μm, παρόλο που μπορεί να φτάσει και τα 900μm αν χρησιμοποιήσουμε πολλαπλά στρώματα επικάλυψης.

Κατά την περιέλιξη της οπτικής ίνας στο τύμπανο, εξετάζεται η αντοχή της στο τέντωμα. Ο ρυθμός περιέλιξης είναι τυπικά 0.2-0.5m/s. Απαιτούνται πολλές ώρες για να τραβήξουμε την οπτική ίνα από μια απλή προμορφή. Ο σύντομος αυτός σχολιασμός είχε σαν σκοπό να σας δώσει μια γενική ιδέα. Η κατασκευή των οπτικών ιών απαιτεί γενικά προσοχή σ'έναν μεγάλο αριθμό μηχανολογικών λεπτομερειών που σχολιάζονται σε διάφορα κείμενα.

2.3 ΚΑΛΩΔΙΑ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΟΙ ΣΥΝΔΕΤΗΡΕΣ

Η καλωδίωση των οπτικών ιών είναι απαραίτητη για να τις προστατεύει από φθορές κατά την μεταφορά εγκατάστασή τους. Η σχεδίαση του καλωδίου εξαρτάται από το είδος της εφαρμογής. Ως καλώδιο οπτικών ιών (ή οπτικό ή ινοοπτικό καλώδιο) νοείται μια καλωδιακή δομή η οποία περιέχει έναν αριθμό ιών(πχ 12,60,96) καθώς και άλλα στοιχεία (μονωτικά περιβλήματα , μεταλλικά στοιχεία κλπ). Μέσων των οπτικών καλωδίων επιτυγχάνεται αφενός η ομαδοποίηση των οπτικών ιών και αφετέρου η προστασία τους από τις περιβαλλοντικές επιδράσεις(π.χ. υγρασία).

Τα ινοοπτικά καλώδια εμφανίζονται σε δύο βασικούς τύπους, τα καλώδια χαλαρής δομής(loose-tube cables) που είναι και τα περισσότερο χρησιμοποιούμενα και τα καλώδια σφιχτής δομής(tight-tube cables). Άλλοι τύποι καλωδίων είναι τα ταινιοκαλώδια και τα μικροκαλώδια. Σε κάθε περίπτωση οι ίνες μέσα στο καλώδιο ομαδοποιούνται και περιέχονται είτε σε κατάλληλους σωληνίσκους είτε σε εγκοπές.

Ανάλογα με την εφαρμογή για την οποία προορίζονται τα οπτικά καλώδια μπορεί να είναι επίγεια, υποβρύχια ή εναέρια. Τέλος υπάρχουν οπτικά καλώδια κορμού(που διατρέχουν ολόκληρες περιοχές) καθώς και τα συνδρομητικά καλώδια τα οποία καταλήγουν σε κτήρια συνδρομητών(π.χ. γραφεία, πολυκατοικίες κλπ.).

Καλώδια χαλαρής δομής

Τα καλώδια χαλαρής δομής διατίθενται σε διάφορους τύπους που διαφέρουν ως προς την διάταξη των ινών στο καλώδιο (σε κεντρικό σωλήνα, σε περισσότερους σωληνίσκους ή σε κατάλληλες εγκοπές), τη θέση των στοιχείων μηχανικής ενίσχυσης κλπ. Κοινό στοιχείο όλων των καλωδίων χαλαρής δομής, είναι η πρόβλεψη για περίσσεια μήκους οπτικών ινών σε σχέση με το μήκος του καλωδίου, ιδιότητα που προστατεύει τις ίνες από τις μηχανικές καταπονήσεις που υφίστανται κατά τις εργασίες εγκατάστασης των καλωδίων.

Στα καλώδια χαλαρής δομής με κεντρικό σωλήνα, οι ίνες σπανίως ξεπερνούν τις 24 και ομαδοποιούνται ανά 12. στα καλώδια με πυρήνα και σωληνίσκους(που στην Ελλάδα είναι και τα περισσότερο χρησιμοποιούμενα) κάθε σωληνίσκος περιέχει συνήθως 12 ίνες ενώ ο αριθμός των σωληνίσκων είναι συνήθως, 5 ή 8 ενώ μπορεί να φτάσει και τους 10. μέσα σε κάθε σωληνίσκο οι(συνήθως 12) ίνες εμφανίζονται με διαφορετικά χρώματα σύμφωνα με τον πίνακα 2.1.

Τα καλώδια αυτά αναπτύσσονται μέσα σε κατάλληλες σωληνώσεις οι οποίες τοποθετούνται σε τάφρους βάθους 60-80cm. Γενικά η εγκατάσταση οπτικών καλωδίων προβλέπει τα εξής βασικά στάδια:

- Την πραγματοποίηση των χωματουργικών εργασιών, δηλαδή την εκσκαφή των κατάλληλων τάφρων σε όλο το μήκος της διαδρομής του καλωδίου. Οι τάφροι αυτοί προβλέπουν την ύπαρξη κατάλληλων «φρεατίων» εντός των οποίων είναι δυνατή η πραγματοποίηση εργασιών μετά την εγκατάσταση του καλωδίου.
- Την εγκατάσταση των σωληνώσεων. Π.χ. για ένα καλώδιο χαλαρής δομής 96 ινών χρησιμοποιείται σωλήνας διαμέτρου 32mm. Σε περίπτωση που κριθεί αναγκαία η ανάπτυξη περισσότερων του ενός οπτικών καλωδίων, οι παραπάνω σωλήνες μπορεί να τοποθετηθούν σε ενιαίο σωλήνα μεγαλύτερης διαμέτρου(π.χ. ένας σωλήνας διαμέτρου 110mm μπορεί να περιέχει 4 σωλήνες διαμέτρου 32 mm).

α/α ίνας	Χρώμα	α/α ίνας	χρώμα
1	Κόκκινο	7	Γκρι
2	Πράσινο	8	Τυρκουάζ
3	Κίτρινο	9	Άσπρο
1	Άχρωμο	10	Ροζ
5	Καφέ	11	Πορτοκαλί
6	βιολετί	12	Μπλε

Πίνακας 2.1- Χρωματικός κώδικας ινών σε σωληνίσκο καλωδίου χαλαρής δομής.

- Την ανάπτυξη του οπτικού καλωδίου στις παραπάνω σωληνώσεις.

Καλώδια σφιχτής δομής

Στα καλώδια αυτά, κάθε ίνα είναι τοποθετημένη σε χωριστό σωληνίσκο που περιβάλλει σφιχτά την ίνα(χωρίς πρόβλεψη για περίσσεια μήκους). Τα καλώδια αυτά περιέχουν μέχρι 24 ίνες και χρησιμοποιούνται κυρίως σε ενδοκτιριακές εφαρμογές.

Η διάταξη των οπτικών ινών μπορεί να είναι είτε κυκλική(η συνθηθέστερη περίπτωση) είτε τετραγωνική. Κάθε οπτική ίνα φέρει τη δική της πλιστική επένδυση

προστασίας ενώ προβλέπεται και προστατευτική επένδυση για ολόκληρο το καλώδιο. Συνήθως, στο καλώδιο, τοποθετούνται και ένα ή περισσότερα μεταλλικά στελέχη για την αύξηση της μηχανικής του αντοχής.

Άλλοι τύποι καλωδίων

Προκειμένου να καλυφθούν οι ποικίλες ανάγκες σε οπτική καλωδίωση έχουν αναπτυχθεί αρκετοί τύποι ινοοπτικών καλωδίων πέραν αυτών που αναφέρθηκαν παραπάνω. Αναφέρονται ενδεικτικά:

- Τα ταινιοκαλώδια. Τα καλώδια αυτά περιέχουν λεπτούς ορθογώνιους σωληνίσκους στους οποίους οι ίνες τοποθετούνται ανά 4 έως 12 η μία δίπλα στην άλλη. Στα ταινιοκαλώδια είναι δυνατή η επίτευξη μεγάλης συγκέντρωσης ινών (έχουν αναφερθεί καλώδια μέχρι και 3000 ινών).

- Τα μικροκαλώδια. Πρόκειται για κυκλικά καλώδια με ειδική θωράκιση και με περιεκτικότητα μέχρι 60 ίνες. Τα καλώδια αυτά παρέχουν τη δυνατότητα γρήγορης εγκατάστασης σε κατάλληλη σχισμή τις επιφάνειας του οδοστρώματος (σε βάθος μόνον 4 έως 8cm) και συνεπώς είναι κατάλληλα για αστικά περιβάλλοντα όπου η συμβατική εκσκαφή είναι συνήθως προβληματική. Κύριο μειονέκτημα ο κίνδυνος κοψίματος του καλωδίου από μελλοντικές επεμβάσεις στη διαμόρφωση του οδοστρώματος.

Οπτικοί συνδετήρες

Οι οπτικοί συνδετήρες (optical connectors) είναι μηχανικά εξαρτήματα που χρησιμοποιούνται για την επαναλαμβανόμενη σύνδεση είτε οπτικών ινών μεταξύ τους είτε οπτικών ινών με τις εξόδους των οπτικών πομποδεκτών.

Η κύρια παράμετρος χαρακτηρισμού των οπτικών συνδετήρων είναι η απώλεια εισαγωγής (insertion loss ή IL) δηλαδή η απώλεια ισχύος στο σημείο της σύνδεσης ως ποσοστό της εισερχόμενης ισχύος. Σημαντική παράμετρος είναι και η απώλεια επιστροφής (optical return loss ή ORL), δηλαδή η ισχύς που επιστρέφει, λόγω ανακλάσεων στο σημείο της σύνδεσης, ως ποσοστό της εισερχόμενης ισχύος.

$$\text{Απώλεια εισαγωγής: } IL = 10 \cdot \log(P_{in}/P_{out}) \quad (\text{dB}) \quad (2.3.1)$$

$$\text{Απώλεια επιστροφής: } ORL = 10 \cdot \log(P_{in}/P_{ref}) \quad (\text{dB}) \quad (2.3.2)$$

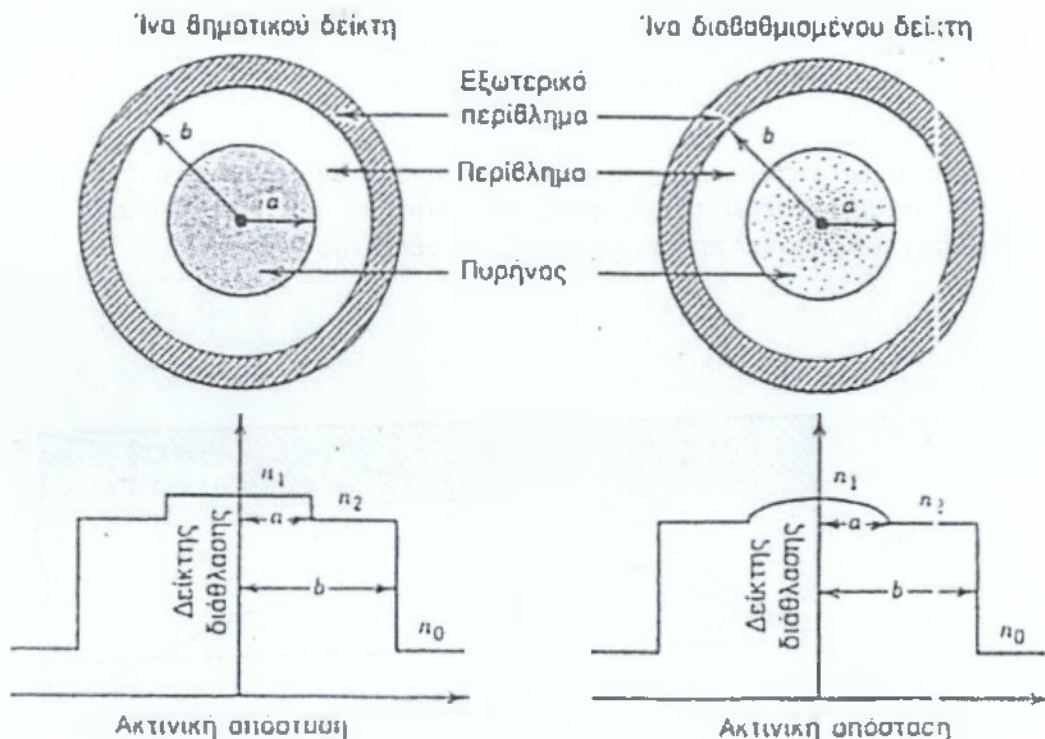
όπου P_{in} , P_{out} και P_{ref} είναι η εισερχόμενη, η διερχόμενη και η ανακλώμενη ισχύς αντίστοιχα.

Με τον τρόπο που ορίζονται παραπάνω, η μεν απώλεια εισαγωγής IL πρέπει να είναι όσο το δυνατόν χαμηλότερη (η διερχόμενη ισχύς να είναι σχεδόν ίση με την εισερχόμενη), η δε απώλεια επιστροφής ORL όσο το δυνατόν υψηλότερη (η ανακλώμενη ισχύς να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη).

Από τους διάφορους (περί τους 70) τύπους οπτικών συνδετήρων, χρησιμοποιούνται ευρύτατα οι τύποι FC-PC (fiber Connector- Physical Contact) και SC-APC (subscriber Connector-Angled Physical Contact). Οι FC-PC επιτυγχάνουν απώλεια εισαγωγής (IL) της τάξης του 0.2-0.4 dB και απώλεια επιστροφής (ORL) περί τα 40dB. Με την σειρά τους, οι SC-APC παρουσιάζουν παρόμοια απώλεια εισαγωγής ενώ έχουν επιφάνεια επαφής με μικρή κλίση (8° - 9°) με τη βοήθεια της οποίας επιτυγχάνουν απώλεια επιστροφής (ORL) της τάξης των 60 dB.

2.4 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει μία οπτική ίνα αποτελείται από έναν κυλινδρικό πυρήνα από γυαλί πυριτίου, ο οποίος περιβάλλεται από το περίβλημα με δείκτη διάθλασης μικρότερο από εκείνο του πυρήνα. Εξαιτίας της απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης στην επιφάνεια επαφής πυρήνα-περίβληματος, οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες βηματικού δείκτη. Σε ένα άλλο είδος ίνας, που είναι γνωστή σαν ίνα διαβαθμισμένου δείκτη, ο δείκτης διάθλασης μειώνεται σταδιακά στο εσωτερικό του πυρήνα. Η εικόνα 2.6 παρουσιάζει σχηματικά το προφίλ του δείκτη διάθλασης και τη διατομή για τα δύο είδη ινών. Μπορούμε να αποκτήσουμε καλή αντίληψη για τις ιδιότητες κυματοδηγησης των οπτικών ινών χρησιμοποιώντας μια εικόνα ακτινών, βασισμένο στην γεωμετρική οπτική. Η περιγραφή της γεωμετρικής οπτικής, παρόλο που γίνεται κατά προσέγγιση, ισχύει όταν η ακτίνα του πυρήνα είναι πολύ μεγαλύτερη από το μήκος κύματος του φωτός λ . Όταν οι δύο αυτές παράμετροι γίνονται συγκρίσιμες, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία της μετάδοσης κυμάτων.



Εικόνα 2.6 – Τομή και προφίλ του δείκτη διάθλασης μιας ίνας βηματικού δείκτη και μιας διαβαθμιζόμενης ίνας

2.4.1 Ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης

Ας θεωρήσουμε τη γεωμετρία του σχήματος 2.7 όπου μία ακτίνα δημιουργεί γωνία θ_i με τον άξονα της ίνας που συμπίπτει με το κέντρο του πυρήνα. Εξαιτίας της διάθλασης στην επαφή ίνας-αέρα, η ακτίνα κάμπτεται προς την κάθετο. Η γωνία θ_r της διαθλωμένης ακτίνας δίνεται από τη σχέση

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r, \quad (2.4.1)$$

όπου n_1 και n_0 είναι οι δείκτες διάθλασης του πυρήνα της ίνας και του αέρα, αντίστοιχα. Η ακτίνα αυτοδιάθλασης προσκρούει στην επαφή πυρήνα-περιβλήματος και διαθλάται εκ νέου. Ωστόσο, η διάθλαση είναι δυνατή μόνο για μια γωνία πρόσπτωσης φ τέτοια ώστε $\sin \varphi < n_2/n_1$. Για γωνίες μεγαλύτερες από μια κρίσιμη γωνία φ_c που καθορίζεται από τη σχέση

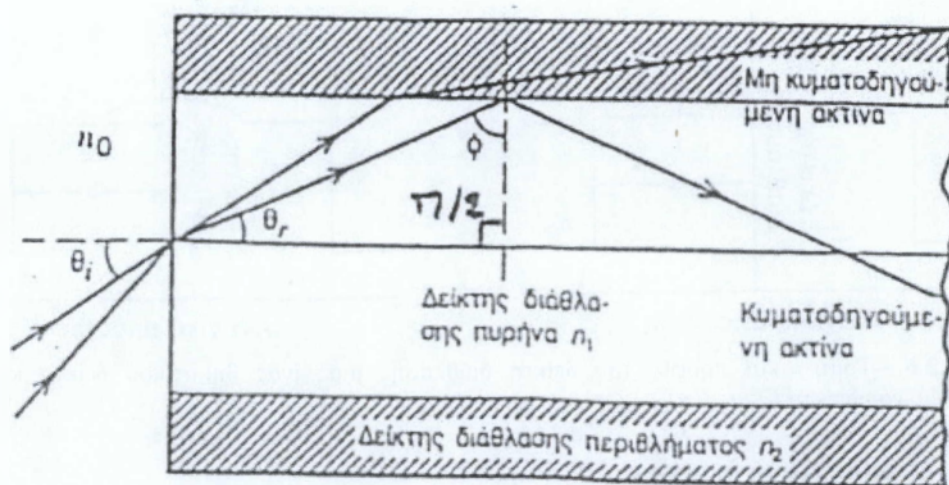
$$\sin \varphi_c = n_2/n_1, \quad (2.4.2)$$

όπου n_2 είναι ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος, η ακτίνα υφίσταται ολική εσωτερική ανάκλαση στην επιφάνεια επαφής πυρήνα- περιβλήματος. από τη στιγμή που τέτοιου είδους ανακλάσεις εμφανίζονται κατά μήκος ολόκληρης της ίνας, όλες οι ακτίνες με γωνία $\varphi > \varphi_c$ περιορίζονται στον πυρήνα της ίνας. αυτός είναι ο βασικός μηχανισμός πίσω από τον περιορισμό του φωτός μέσα στις οπτικές ίνες.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις (2.4.1) και (2.4.2) για να βρούμε τη μέγιστη γωνία, που θα έπρεπε η προσπίπτουσα ακτίνα να σχηματίζει με τον άξονα της ίνας έτσι ώστε να περιοριστεί η ακτίνα μέσα στην ίνα. Έχοντας υπόψη ότι $\theta_r = \pi/2 - \varphi$ για μια τέτοια ακτίνα και αντικαθιστώντας την στην εξίσωση (2.4.1) παίρνουμε

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \cos \varphi_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (2.4.3)$$

Σε αναλογία με τους φακούς, η $n_0 \sin \theta_i$ είναι γνωστή σαν αριθμητικό άνοιγμα (NA) της ίνας. Αντιπροσωπεύει τη χωρητικότητα φωτός σε μία οπτική ίνα. Για $n_1 \approx n_2$ μπορούμε να εκτιμήσουμε προσεγγιστικά το NA μέσω της σχέσης:



Εικόνα 2.7 –Ο περιορισμός φωτός μέσω της ολικής εσωτερικής ανάκλασης στις ίνες βηματικού δείκτη. Ακτίνες $\varphi < \varphi_c$ διαθλώνται εκτός πυρήνα.

$$NA = n_1 (2\Delta)^{1/2}, \quad \Delta = (n_1 - n_2)/n_1, \quad (2.4.4)$$

όπου Δ είναι η κλασματική μεταβολή του δείκτη διάθλασης στην επαφή επιφάνειας πυρήνα-περιβλήματος. είναι ευνόητο ότι η Δ θα πρέπει να γίνει όσο το δυνατόν μεγαλύτερη για να συζευξουμε τη μεγαλύτερη δυνατή ποσότητα φωτός στην ίνα.

Ωστόσο, αυτές οι ίνες δεν χρησιμεύουν στις οπτικές επικοινωνίες εξαιτίας ενός φαινομένου γνωστού σαν διασπορά πολλαπλών διαδρομών, που ονομάζεται και διατροπική διασπορά(modes).

Μπορούμε να κατανοήσουμε τη διασπορά πολλαπλών διαδρομών αν ανατρέξουμε στη εικόνα 2.7 όπου διάφορες ακτίνες μετακινούνται σε διαδρομές διαφορετικού μήκους. Σαν αποτέλεσμα οι ακτίνες αυτές κάποια στιγμή θα διασκορπιστούν στην έξοδο της ίνας, ακόμη και αν συνέπιπταν στην είσοδο και μετακινούνταν με την ίδια ταχύτητα στο εσωτερικό της ίνας. Ένας σύντομος παλμός (που ονομάζεται κρουστικός παλμός) θα διευρυνθεί σημαντικά λόγω των διαφορετικών μηκών διαδρομής. Μπορούμε να υπολογίσουμε την έκταση διεύρυνσης του παλμού απλώς αν πάρουμε τη συντομότερη και τη μακρύτερη διαδρομή του. Η συντομότερη διαδρομή εμφανίζεται για $\theta_i=0$ και απλώς ισούται με το μήκος της ίνας L . Η μακρύτερη διαδρομή εμφανίζεται για θ_i και δίνεται από την εξίσωση (2.4.3) με μήκος $L/\sin\phi_c$ αν γνωρίζουμε την ταχύτητα μετάδοσης $u=c/n_1$, η χρονική καθυστέρηση δίνεται από

$$\Delta T = \frac{n_1}{c} \left(\frac{L}{\sin \phi_c} - L \right) = \frac{L n_1^2}{c n_2} \Delta. \quad (2.4.5)$$

Η χρονική καθυστέρηση μεταξύ δύο ακτινών, που ακολουθούν η συντομότερη και τη μακρύτερη διαδρομή, αποτελεί το μέτρο εκτίμησης της διεύρυνσης που υφίσταται ένας παλμός που την εκπέμπει στην είσοδο της οπτικής ίνας.

Μπορούμε να σχετίσουμε την ΔT με την χωρητικότητα μεταφοράς πληροφορίας της ίνας, η οποία υπολογίστηκε μέσω του ρυθμού μετάδοσης bit B , παρόλο που η ακριβής σχέση μεταξύ B και ΔT εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως η μορφή του παλμού, γίνεται αντιληπτό πως η ΔT θα πρέπει να είναι μικρότερη από τη δεδομένη είσοδο τροφοδότησης των bit($TB=1/B$). Έτσι, υπολογίζουμε μία τάξη μεγέθους του ρυθμού μετάδοσης bit από τη συνθήκη $B\Delta T < 1$. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.4.5) παίρνουμε

$$BL < \frac{n_2 c}{n_1^2 \Delta}. \quad (2.4.6)$$

Η συνθήκη αυτή παρέχει μια χονδρική εκτίμηση ενός βασικού περιορισμού των ινών βηματικού δείκτη διάθλασης. Για παράδειγμα, ας θεωρήσουμε μία γυμνή οπτική ίνα (χωρίς περίβλημα) με $n_1=1.5$ και $n_2=1$. Το γινόμενο του ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση για μια τέτοια ίνα περιορίζεται σε αρκετά μικρές τιμές αφού είναι $BL < 0.4(\text{Mb/s})\text{-km}$. Σημαντική βελτίωση έχουμε στις επενδυμένες ίνες με μικρό βήμα δείκτη διάθλασης. Οι περισσότερες ίνες που εφαρμόζονται στις επικοινωνίες σχεδιάζονται με $\Delta < 0.01$. Παραδείγματος χάριν, η $BL < 100(\text{Mb/s})\text{-km}$ για $\Delta = 2 \cdot 10^{-3}$. Τέτοιου είδους ίνες μπορούν να μεταφέρουν δεδομένα με ρυθμό μετάδοσης bit της τάξης των 10Mb/s για αποστάσεις μέχρι και 10km και μπορεί να αποδειχθούν κατάλληλες για ορισμένα τοπικά δίκτυα.

2.4.2 Ίνες διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης

Ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα στις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη δεν είναι σταθερός αλλά μειώνεται σταδιακά από τη μέγιστη τιμή του n_1 στο κέντρο του πυρήνα ως την

ελάχιστη n_2 , στην επαφή πυρήνα- περιβλήματος. οι περισσότερες ίνες διαβαθμισμένου δείκτη έχουν σχεδιαστεί ώστε να έχουν σχεδόν τετραγωνική μείωση και αναλύονται χρησιμοποιώντας το προφίλ a , που δίνεται από τη σχέση:

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1[1 - \Delta(\rho/a)^{\alpha}] & : \rho < a, \\ n_1(1 - \Delta) = n_2 & : \rho \geq a, \end{cases} \quad (2.4.7)$$

όπου a είναι η ακτίνα του πυρήνα. Η παράμετρος α καθορίζει το προφίλ του δείκτη διάθλασης. Ένα προφίλ βηματικού δείκτη προσεγγίζεται στο όριο μεγάλης τιμής α . Μία ίνα παραβολικού δείκτη αντιστοιχεί σε $\alpha=2$

Είναι εύκολο να κατανοήσουμε ποιοτικά γιατί η διασπορά πολλαπλών διαδρομών ή η διατροπική διασπορά μειώνεται για τις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη. Όπως και στην περίπτωση των ιών βηματικού δείκτη, η διαδρομή είναι μεγαλύτερη για τις πιο πλάγιες ακτίνες.

Ωστόσο, η ταχύτητα της ακτίνας μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια της διαδρομής εξαιτίας διακυμάνσεων του δείκτη διάθλασης. Πιο συγκεκριμένα, η ακτίνα που μεταδίδεται κατά μήκος του άξονα της ίνας ακολουθεί τη συντομότερη διαδρομή, αλλά ταξιδεύει πιο αργά, αφού ο δείκτης διάθλασης μεγιστοποιείται κατά μήκος της διαδρομής. Οι πλάγιες ακτίνες έχουν ένα μεγάλο μέρος της διαδρομής τους σε μέσο χαμηλού δείκτη διάθλασης, όπου ταξιδεύουν γρηγορότερα. Γι' αυτό είναι δυνατόν όλες οι ακτίνες να φτάσουν μαζί στην έξοδο της ίνας, με την κατάλληλη επιλογή του προφίλ του δείκτη διάθλασης.

2.5 ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΚΥΜΑΤΩΝ

Στην ενότητα αυτή θα ασχοληθούμε εισαγωγικά με τις εξισώσεις του Maxwell για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα για τη μετάδοση του φωτός στις ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης.

2.5.1 Οι εξισώσεις του Maxwell

Όπως όλα τα ηλεκτρομαγνητικά φαινόμενα, η μετάδοση οπτικών πεδίων στις ίνες διέπεται από τις εξισώσεις Maxwell. Για μη αγώγιμο μέσο χωρίς ελεύθερα φορτία, οι εξισώσεις αυτές παίρνουν τη μορφή (σε μονάδες διεθνούς συστήματος SI

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (2.5.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (2.5.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.5.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.5.4)$$

όπου \mathbf{E} και \mathbf{H} είναι τα διανύσματα του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου αντίστοιχα, ενώ \mathbf{D} και \mathbf{B} είναι οι αντίστοιχες πυκνότητες ροής. Οι πυκνότητες αυτές σχετίζονται με τα διανύσματα των πεδίων από τις καταστατικές σχέσεις

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.5.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (2.5.6)$$

όπου ϵ_0 είναι η διηλεκτρικότητα (ή διηλεκτρική σταθερά) του κενού, μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και P και M είναι η επαγόμενη ηλεκτρική και μαγνητική ή πόλωση, αντίστοιχα. Για οπτικές ίνες είναι $M=0$ λόγω της μη μαγνητικής φύσης του γυαλιού από πυρίτιο.

Η εκτίμηση της ηλεκτρικής πόλωσης P απαιτεί μία μικροσκοπική κβαντομηχανική προσέγγιση. Παρόλο που μια τέτοια προσέγγιση είναι ουσιαστική όταν η οπτική συχνότητα πλησιάζει τον συντονισμό του μέσου, μία φαινομενολογική σχέση μεταξύ P και E μπορεί να χρησιμοποιηθεί πέρα από τον συντονισμό του μέσου. Έτσι συμβαίνει με τις οπτικές ίνες σε μήκος κύματος 0.5-2 μm , εμβέλεια που καλύπτει την περιοχή χαμηλής απώλειας των οπτικών ινών που μας ενδιαφέρουν για επικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών. Γενικά η σχέση μεταξύ P και E μπορεί να είναι μη γραμμική. Το P σχετίζεται με το E μέσω της σχέσης :

$$P(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\mathbf{r}, t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt'. \quad (2.5.7)$$

Η γραμμική επιδεκτικότητα χ αποτελεί, σε γενικές γραμμές, τανυστή δεύτερης τάξης, αλλά υποβιβάζεται σε βαθμωτό για κάποιο ισοτροπικό μέσο όπως το γυαλί πυριτίου. Οι οπτικές ίνες γίνονται ελαφρώς διπλοθλαστικές εξαιτίας ανεπιθύμητων διακυμάνσεων στη μορφή του πυρήνα ή στις κατά τόπους καμπές. Η εξίσωση (2.5.7) υποθέτει μια χωρικά τοπική απόκριση. Ωστόσο, αυτή συμπεριλαμβάνει την φυσική καθυστέρηση της προσωρινής απόκρισης, χαρακτηριστικό με σημαντικές επιδράσεις στις επικοινωνίες οπτικών ινών μέσω χρωματικής διασποράς.

Οι εξισώσεις (2.5.1)- (2.5.7) παρέχουν ένα γενικό τυπολόγιο για τη μελέτη της μετάδοσης κυμάτων στις οπτικές ίνες. Στην πράξη είναι βολικό να χρησιμοποιήσουμε μία μεταβλητή E απλού πεδίου. Παίρνοντας τον στροβιλισμό της εξίσωσης (2.5.1) και χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (2.5.2), (2.5.5) και (2.5.6), παίρνουμε την κυματική εξίσωση

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.5.8)$$

όπου η ταχύτητα του φωτός στο κενό καθορίζεται ως συνήθως από $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$. εισάγοντας τον μετασχηματισμό Fourier του $E(\mathbf{r}, t)$ μέσω της σχέσης

$$\bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (2.5.9)$$

καθώς και μία παρόμοια σχέση για το $P(\mathbf{r}, t)$, και χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.5.7), η εξίσωση (2.5.8) μπορεί να γραφεί στο πεδίο συχνοτήτων ως

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{E}} = -\epsilon(\mathbf{r}, \omega) (\omega^2 / c^2) \bar{\mathbf{E}}, \quad (2.5.10)$$

όπου η διηλεκτρική σταθερά που εξαρτάται από τη συχνότητα ορίζεται σαν

$$\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = 1 + \bar{\chi}(\mathbf{r}, \omega), \quad (2.5.11)$$

και $\bar{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $\chi(\mathbf{r}, t)$. Γενικά η $\epsilon(\mathbf{r}, \omega)$ είναι μιγαδική, τόσο το πραγματικό όσο και το φανταστικό μέρος της σχετίζονται με τον δείκτη διάθλασης n και με τον συντελεστή απορρόφησης α με τον τύπο

$$\epsilon = (n + i\alpha c/2\omega)^2. \quad (2.5.12)$$

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις(2.5.11) και(2.5.12), οι n και α σχετίζονται με το $\bar{\chi}$ ως εξής

$$n = (1 + \text{Re } \bar{\chi})^{1/2}, \quad (2.5.13)$$

$$\alpha = (\omega/nc) \text{Im } \bar{\chi}, \quad (2.5.14)$$

όπου Re και Im συμβολίζουν τα πραγματικά και φανταστικά μέρη, αντίστοιχα. Και οι αυτές παράμετροι, n και α , εξαρτώνται από τη συχνότητα. Η εξάρτηση αυτή του n αναφέρεται σαν χρωματική διασπορά ή απλώς σαν διασπορά υλικού.

Μπορούν να γίνουν δύο ακόμη απλοποιήσεις πριν λύσουμε την εξίσωση (2.5.10). Πρώτον, μπορούμε να εκλάβουμε την ϵ σαν πραγματική και να την αντικαταστήσουμε με την n^2 , εξαιτίας της χαμηλής απώλειας στις ίνες πυριτίου. Δεύτερον, αφού η $n(\mathbf{r}, \omega)$ είναι ανεξάρτητη από τη συντεταγμένη του χώρου \mathbf{r} τόσο στον πυρήνα, όσο και στο περίβλημα της ίνας βηματικού δείκτη, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ταυτότητα

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{E}} = \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{E}}) - \nabla^2 \bar{\mathbf{E}} = -\nabla^2 \bar{\mathbf{E}}, \quad (2.5.15)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε την εξίσωση (2.5.3) και τη σχέση $\bar{\mathbf{D}} = \epsilon \bar{\mathbf{E}}$ για τον καθορισμό $\nabla \cdot \bar{\mathbf{E}}=0$. η απλοποίηση αυτή έχει γίνει και για τις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη. Η εξίσωση (2.5.15) ισχύει προσεγγιστικά για όσο διάστημα διαρκούν οι αλλαγές του δείκτη διάθλασης για κλίμακα μήκους μεγαλύτερη από το μήκος κύματος, χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.5.15) στην (2.5.10), παίρνουμε

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{E}} + n^2(\omega) k_0^2 \bar{\mathbf{E}} = 0, \quad (2.5.16)$$

όπου ο κυματαριθμός χώρου k_0 ορίζεται σαν

$$k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda, \quad (2.5.17)$$

και λ είναι το μήκος κύματος κενού του οπτικού πεδίου που ταλαντώνεται σε συχνότητα ω .

2.6 ΟΙ ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΣΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

Η κατασκευή των οπτικών ινών, στη δεκαετία του 1970 με χαμηλές απώλειες στην περιοχή του 1μm(μαζί με την επίδειξη laser ημιαγωγών που λειτουργούν σε θερμοκρασία δωματίου) έκαναν πρακτικά δυνατές τις οπτικές επικοινωνίες. Οι απώλειες που παρουσιάζουν οι οπτικές ίνες είναι ένας πολύ σημαντικός παράγοντας μια και καθορίζει την μέγιστη απόσταση διάδοσης του σήματος χωρίς παραμόρφωσης (ή την απόσταση μεταξύ των αναμεταδοτών). Επιγραμματικά οι παράγοντες που συμβάλουν στις απώλειες στις γυάλινες ίνες είναι:

• Συντελεστής εξασθένησης

Κάτω από αρκετά γενικές συνθήκες, η εξασθένηση της ισχύος στο εσωτερικό μιας οπτικής ίνας διέπεται από τη σχέση:

$$dP/dz = -\alpha P, \quad (2.6.1)$$

όπου α είναι ο συντελεστής εξασθένησης και P η οπτική ισχύς. Παρόλο που συμβολίζεται με ο ίδιο σύμβολο όπως και ο συντελεστής απορρόφησης στην εξίσωση (2.5.12), ο α στην εξίσωση (2.6.1) συμπεριλαμβάνει όχι μόνο την απορρόφηση από το υλικό της ίνας, αλλά και άλλες πηγές εξασθένησης της ισχύος. Αν η P είναι η ισχύς που εισάγεται στην είσοδο μιας οπτικής ίνας μήκους L , η ισχύς εξόδου P_{out} στην εξίσωση (2.6.1) δίνεται από την

$$P_{out}(t) = P_{in} \exp(-\alpha L) \quad (2.6.2)$$

Συνήθως ο α εκφράζεται σε μονάδες dB/km μέσω της σχέσης

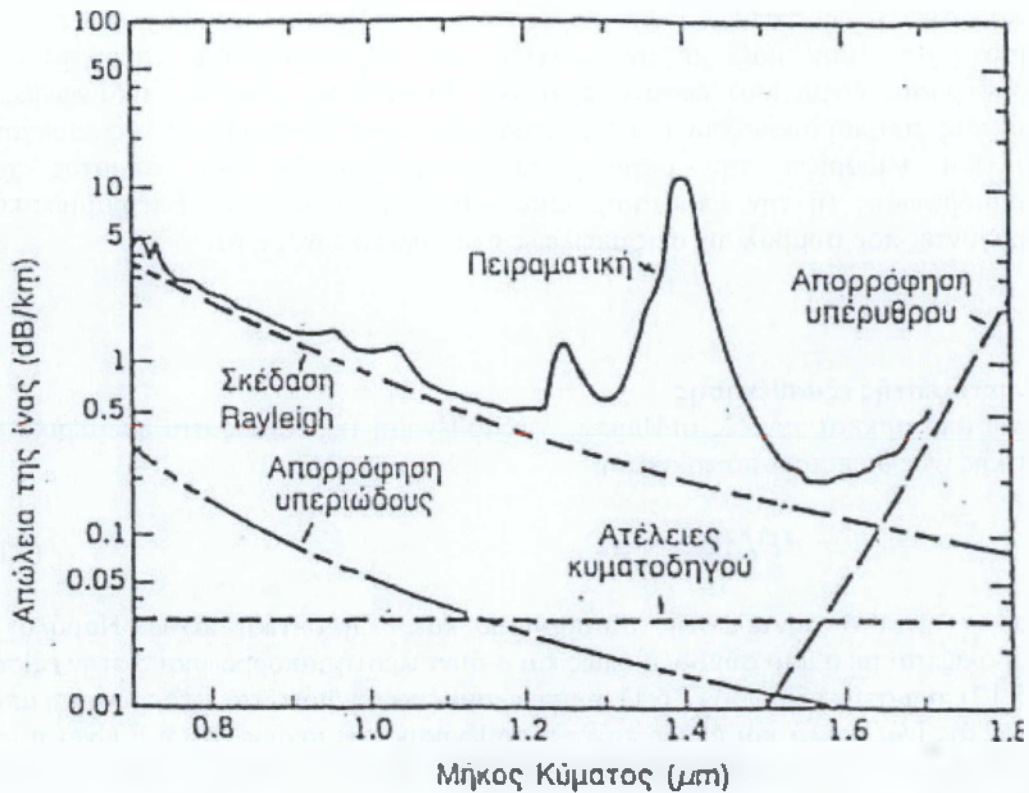
$$\alpha \text{ (dB/km)} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) = 4.343\alpha, \quad (2.6.3)$$

και αναφερόμαστε σ' αυτόν σαν απώλεια της ίνας.

• Απορρόφηση υλικού

Οι οπτικές ίνες κατασκευάζονται από τηγμένο πυρίτιο. Η απορρόφηση υλικού μπορεί να διαιρεθεί σε δύο κατηγορίες. Η εγγενής (φυσική) απορρόφηση υλικού αντιστοιχεί στην απώλεια που προκαλείται από το καθαρό πυρίτιο ενώ η εξωγενής απορρόφηση σχετίζεται με την απώλεια που προκαλείται από προσμίξεις. Όλα τα υλικά παρουσιάζουν απορρόφηση σε συγκεκριμένα μήκη κύματος που αντιστοιχούν στους ηλεκτρονικούς και δονητικούς συντονισμούς, που σχετίζονται με τα μόρια.

Στα μόρια πυριτίου (SiO_2), ο ηλεκτρονικός συντονισμός εμφανίζεται στην υπεριώδη περιοχή ($\lambda < 0,4\mu\text{m}$), ενώ ο δονητικός συντονισμός εμφανίζεται στην υπέρυθη περιοχή ($\lambda > 7\mu\text{m}$). Εξαιτίας της όμορφης φύσης του τηγμένου πυριτίου, οι συντονισμοί αυτοί έχουν την μορφή ζωνών απορρόφησης, των οποίων οι ουρές εκτείνονται μέχρι και την περιοχή ορατού φωτός



Εικόνα 2.8 –Το προφίλ της φασματικής απώλειας για μια μονότροπη οπτική ίνα. Επίσης, παρουσιάζεται η εξάρτηση της απώλειας της οπτικής ίνας από το μήκος κύματος για διάφορους βασικούς μηχανισμούς απώλειας.

• Σκέδαση Rayleigh

Η σκέδαση Rayleigh αποτελεί έναν βασικό μηχανισμό απώλειας, ο οποίος προκαλείται από κατά τόπους μικροσκοπικές διακυμάνσεις της πυκνότητας. Τα μόρια πυριτίου κινούνται τυχαία σε κατάσταση τήξης και σταθεροποιούνται κατά τη διάρκεια της κατασκευής της οπτικής ίνας. Οι διακυμάνσεις της πυκνότητας οδηγούν σε τυχαία διακύμανση του δείκτη διάθλασης, σε κλίμακα μικρότερη του οπτικού μήκους κύματος λ . Η σκέδαση του φωτός σε ένα τέτοιο μέσο είναι γνωστή σαν σκέδαση Rayleigh. Η ενεργός διατομή της σκέδασης μεταβάλλεται συναρτήσει του λ^{-4} . Σαν αποτέλεσμα, η εγγενής απώλεια της οπτικής ίνας πυριτίου λόγω της σκέδασης Rayleigh μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\alpha_R = C/\lambda^4, \quad (2.6.4)$$

όπου η σταθερά C κυμαίνεται μεταξύ $0.7-0.9(\text{dB/km})\cdot\mu\text{m}^4$, ανάλογα με τα συστατικά του πυρήνα της οπτικής ίνας. Αυτές οι τιμές της C αντιστοιχούν σε $\alpha_R = 0.12-0.16\text{dB/km}$ σε $\lambda=1.55\mu\text{m}$, δηλώνοντας έτσι πως η απώλεια οπτικών ινών στο παραπάνω σχήμα διέπεται από τη σκέδαση Rayleigh γύρω σ' αυτό το μήκος κύματος.

• Ατέλειες του κυματοδηγού

Απώλειες προκαλούν οι ατέλειες στην περιοχή ένωσης του πυρήνα με το περίβλημα καθώς και με τα λυγίσματα της οπτικής ίνας: μικροκάμψεις (παραμορφώσεις μικρής ακτίνας κατά την κατασκευή της ίνας) και μακροκάμψεις (καμπυλότητα της ίνας κατά τη χρήση της).

Οι απώλειες των γυάλινων οπτικών ινών (σε συνδυασμό με άλλους παράγοντες όπως διαθέσιμες οπτικές πηγές) υπαγορεύουν τα μήκη κύματος λειτουργίας των συστημάτων οπτικών επικοινωνιών που αποκαλούνται και παράθυρα μετάδοσης. Η διαπερατότητα του γυαλιού της ίνας μπορεί να χωριστεί σε 5 (6) παράθυρα, όλα με μειωμένη εξασθένηση φωτός γύρω στα 850,1310,1390,1550,1610nm και στο μέλλον γύρω στα 1700nm. Αυτά φαίνονται στην παρακάτω εικόνα.

2.7 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

Η απόκριση οποιουδήποτε διηλεκτρικού υλικού στο φως γίνεται μη-γραμμική στα έντονα ηλεκτρομαγνητικά πεδία, και οι οπτικές ίνες δεν αποτελούν εξαίρεση. Παρόλο που το πυρίτιο δεν αποτελεί ένα εγγενών πολύ γραμμικό υλικό, η γεωμετρία της κυματοδηγησης, που περιορίζει το φως σε μια πολύ μικρή διατομή σε μεγάλα μήκη ίνας, κάνει τα μη γραμμικά φαινόμενα πολύ σημαντικά στο σχεδιασμό οπτικών συστημάτων.

2.7.1 Μη Γραμμική Διάθλαση

Παρόλο που θεωρείται ότι ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου είναι ανεξάρτητος από την ισχύ για χαμηλές στάθμες ισχύος, η συμπεριφορά του γίνεται μη γραμμική στην υψηλή ισχύ

$$n_j' = n_j + \tilde{n}_2(P/A_{\text{eff}}), \quad j = 1, 2, \quad (2.30)$$

όπου n_1' και n_2' είναι οι δείκτες διάθλασης πυρήνα και περιβλήματος, n_2 είναι ο συντελεστής μη γραμμικού δείκτη ($n_2 \approx 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ για οπτικές ίνες πυριτίου), P είναι η ισχύς που εισάγεται στην είσοδο της οπτικής ίνας και A_{eff} η ενεργός διατομή του ενεργού τρόπου μετάδοσης. Τυπικά η επίδραση της μη γραμμικότητας στον δείκτη διάθλασης είναι αρκετά μικρή ($< 10^{-7}$). Αν χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία διαταραχών πρώτης τάξης, για να πάρουμε τους τρόπους μετάδοσης στην ίνα, θα δούμε ότι η σταθερά μετάδοσης εξαρτάται από την ισχύ και μπορεί να γραφεί

$$\beta' = \beta + \gamma P, \quad (2.31)$$

όπου $\bar{\gamma} = k_0 \bar{n}_2 / A_{\text{eff}}$. Αν σημειώσουμε ότι η οπτική φάση, που σχετίζεται με τον τρόπο μετάδοσης στις ίνες, αυξάνεται γραμμικά με το z , τότε το αποτέλεσμα της μη γραμμικής διάθλασης είναι να παράγει μη γραμμική ολίσθηση φάσης που δίνεται από τη σχέση:

$$\phi_{NL} = \int_0^L (\beta' - \beta) dz = \int_0^L \gamma P(z) dz = \gamma P_{in} L_{eff}, \quad (2.32)$$

όπου $P(z) = P_{in} \exp(-\alpha z)$ είναι η απώλεια οπτικής ίνας και L_{eff} το ενεργό μήκος αλληλεπίδρασης. Σημειώνεται ότι για να λάβουμε την παραπάνω εξίσωση θεωρούμε την P_{in} σταθερή. Στην πραγματικότητα, η εξάρτηση της P_{in} από τον χρόνο, κάνει την Φ_{NL} να μεταβάλλεται ανάλογα με το χρόνο αυτό, με αποτέλεσμα, τετέρισμα συχνότητας, που με τη σειρά του επηρεάζει την μορφή του παλμού μέσω GVD. Για να μειωθεί η επίδραση της μη γραμμικής διάθλασης είναι απαραίτητο να είναι $\Phi_{NL} \ll 1$. Αντικαθιστώντας την L_{eff} με $1/\alpha$ για τις μεγάλες οπτικές ίνες, η συνθήκη γίνεται

$$P_{in} \ll \alpha/\gamma. \quad (2.33)$$

Τυπικά, $\bar{\gamma} = 2W^{-1} \text{ Km}^{-1}$. Χρησιμοποιώντας $\alpha=0.2\text{dB/km}$, η ισχύς εξόδου περιορίζεται κάτω από τα 22 mW. Είναι ξεκάθαρο ότι η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ισχύ μπορεί να αποτελέσει περιοριστικό παράγοντα για τα οπτικά συστήματα επικοινωνιών. Το φαινόμενο της μη γραμμικότητας που ευθύνεται για τον περιορισμό αυτό, ονομάζεται **από-διαμόρφωση φάσης (SPM)** [46] αφού η ολίσθηση φάσης του Φ_{NL} επάγεται από το ίδιο οπτικό πεδίο. Η SPM προκαλεί σημαντική φασματική διεύρυνση παλμών, που διαδίδονται στο εσωτερικό της ίνας.

Η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ισχύ μπορεί επίσης να οδηγήσει σε ένα ακόμη μη γραμμικό φαινόμενο, γνωστό σαν **διασταυρούμενη διαμόρφωση φάσης (XPM)** [46]. Εμφανίζεται όταν δυο ή περισσότερα κανάλια εκπέμπουν ταυτόχρονα στο εσωτερικό μιας οπτικής ίνας χρησιμοποιώντας διαφορετικές φέρουσες συχνότητες. Τότε, η μη γραμμική ολίσθηση φάσης για ένα συγκεκριμένο κανάλι εξαρτάται όχι μόνο από την ισχύ του καναλιού αυτού, αλλά και από την ισχύ των άλλων καναλιών. Η ολίσθηση φάσης για το j κανάλι είναι

$$\phi_j^{NL} = \gamma L_{eff} \left(P_j + 2 \sum_{m \neq j}^M P_m \right), \quad (2.34)$$

όπου M είναι ο συνολικός αριθμός καναλιών και P_j είναι η ισχύς του καναλιού ($j=1$ έως M). Ο συντελεστής 2 στην προηγούμενη εξίσωση δείχνει ότι η XPM είναι δυο φορές πιο αποτελεσματική από την SPM για την ίδια ποσότητα ισχύος. Η συνολική ολίσθηση φάσης εξαρτάται από την ισχύ σε όλα τα κανάλια και μεταβάλλεται από bit σε bit ανάλογα με την διάταξη των bit στα γειτονικά κανάλια. Αν θεωρήσουμε την ισχύ των καναλιών ίση, η ολίσθηση φάσης στη χειρότερη περίπτωση, όπου όλα τα κανάλια μεταφέρουν ταυτόχρονα bit με τιμή 1, δίνεται από την

$$\phi_j^{NL} = (\gamma/\alpha)(2M - 1)P_j. \quad (2.35)$$

Για να διατηρήσουμε την $\Phi_j^{NL} \ll 1$, η ισχύς του καναλιού περιορίζεται σε επίπεδα κάτω από 1mW ακόμη και για $M=10$ αν χρησιμοποιήσουμε τυπικές τιμές για τα γ και α στα 1.55 μm . Είναι φανερό ότι η XPM μπορεί να αποτελέσει ένα πολύ σημαντικό περιοριστικό παράγοντα περιορισμού της ισχύος στα πλαίσια των πολυκάναλων οπτικών συστημάτων. Από τα παραπάνω φαίνεται ότι οι SPM και XPM λειτουργούν χωρίς σημαντικές επιδράσεις διασποράς και ισχύουν για σχετικά ευρείς παλμούς (>100ps). Ο XPM γίνεται ο επικρατέστερος μηχανισμός διαφωνίας μεταξύ καναλιών για τα συστήματα WDM με 10 ή περισσότερα κανάλια. Αυτό περιορίζει την ισχύ των καναλιών σε επίπεδα κάτω από 0.1 mW για $M>100$.

2.7.2 Μείξη Τεσσάρων Κυμάτων

Η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ένταση οφείλεται στη μη γραμμική επιδεκτικότητα τρίτου βαθμού, η οποία συμβολίζεται με χ . Ένα άλλο μη γραμμικό φαινόμενο γνωστό σαν **μείξη τεσσάρων κυμάτων (FWM)** οφείλεται επίσης στην πεπερασμένη τιμή του χ στις οπτικές ίνες πυριτίου. Αν τρία οπτικά πεδία με φέρουσες συχνότητες ω_1, ω_2 και ω_3 μεταδίδονται ταυτόχρονα μέσω μιας οπτικής ίνας, η χ δημιουργεί ένα τέταρτο πεδίο του οποίου η συχνότητα ω_4 σχετίζεται με τις άλλες συχνότητες μέσω της σχέσης $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. Έτσι μπορούμε να έχουμε διάφορες συχνότητες που αντιστοιχούν σε διαφορετικούς συνδυασμούς προσήμων συν και πλην. Στην πραγματικότητα, οι περισσότεροι απ' τους συνδυασμούς αυτούς δεν πραγματοποιούνται εξαιτίας της απαίτησης για προσαρμογή φάσης. Όμως οι συνδυασμοί συχνοτήτων της μορφής $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ προκαλούν αρκετά προβλήματα στα πολυκάναλα συστήματα επικοινωνίας, αφού καταφέρνουν να προσαρμόζουν την φάση όταν τα μήκη κύματος των καναλιών πλησιάζουν το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς.

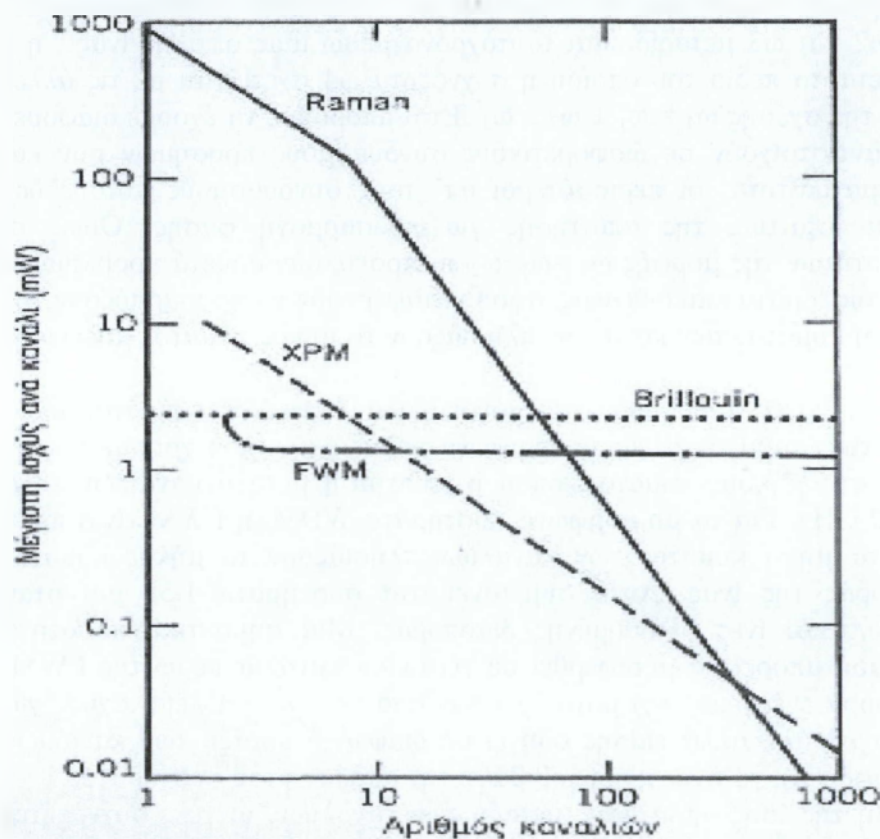
Η FWM δεν δημιουργεί πρόβλημα στα μονοκάναλα οπτικά συστήματα, αλλά αποτελεί περιοριστικό παράγοντα για τα σύμφωνα πολυκάναλα που χρησιμοποιούν πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος, όπου η απόσταση μεταξύ καναλιών είναι τυπικά ίση με ~10 GHz. Για τα μη σύμφωνα συστήματα WDM, η FWM είναι πολύ σημαντική όταν τα μήκη κύματος των καναλιών πλησιάζουν το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας. Αυτό συμβαίνει στα συστήματα 1.55 μm όταν χρησιμοποιούμε οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς. Μια σημαντική ποσότητα ισχύος του καναλιού μπορεί να μεταφερθεί σε γειτονικά κανάλια μέσω της FWM. Μια τέτοια μεταφορά ενέργειας, όχι μόνο έχει σαν αποτέλεσμα απώλεια ισχύος για ένα συγκεκριμένο κανάλι, αλλά επίσης οδηγεί σε διαφωνία μεταξύ των καναλιών (ενδοκαναλική διαφωνία), γεγονός που υποβιβάζει την απόδοση του συστήματος.

Στην περίπτωση της ίσης απόστασης μεταξύ των καναλιών, οι νέες συχνότητες συμπίπτουν με τις υπάρχουσες, οδηγώντας σε σύμφωνη διαφωνία εντός ζώνης. Όταν τα κανάλια δεν απέχουν εξίσου, τα περισσότερα παράγωγα FWM βρίσκονται μεταξύ δυο καναλιών και οδηγούν σε ασυνεχή διαφωνία εκτός-ζώνης. Και στις δυο περιπτώσεις, η απόδοση του συστήματος υποβαθμίζεται λόγω της απώλειας ισχύος του καναλιού, αλλά η σύμφωνη διαφωνία μειώνει την απόδοση του συστήματος πολύ πιο έντονα. Για τον λόγο αυτό τα συστήματα WDM μερικές φορές σχεδιάζονται με άνισες αποστάσεις μεταξύ των καναλιών, και τα μήκη κύματος τους επιλέγονται έτσι ώστε όλες οι συχνότητες που δημιουργούνται από την FWM να πέφτουν εκτός του φάσματος του σήματος.

Ωστόσο σε κάποιες περιπτώσεις η FWM μπορεί να φανεί χρήσιμη σε κάποιες περιπτώσεις. Έχει χρησιμοποιηθεί για την αποπολυπλεξία καναλιών, όταν στο οπτικό πεδίο χρησιμοποιείται η πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου. Επίσης, η FWM

χρησιμοποιείται για τη δημιουργία ενός φασματικά ανεστραμμένου σήματος, της διαδικασίας της συζυγούς οπτικής φάσης. Η τεχνική αυτή χρησιμεύει στην αντιστάθμιση της διασποράς και μπορεί να βελτιώσει τη λειτουργικότητα των περιορισμένων λόγω διασποράς οπτικών συστημάτων.

Η απόδοση της FWM μεταβάλλεται με τον κύβο της εκπεμπόμενης ισχύος ανά κανάλι P_{ch}^3 , αν υποθέσουμε ότι η ισχύς είναι ίση σε κάθε κανάλι. Επίσης εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ των καναλιών μέσω της απαίτησης για προσαρμογή φάσης. Για δεδομένη απόσταση μεταξύ των καναλιών, η P_{ch} θα πρέπει να μειωθεί κάτω από μια συγκεκριμένη τιμή για να μειώσει τη διαφωνία της FWM στην απόδοση του συστήματος. Στην εικόνα 2.9 παρουσιάζεται το όριο αυτό για την περίπτωση απόστασης μεταξύ καναλιών της τάξης των 10 GHz. Στο ίδιο σχήμα εκτός από τη FWM και την XPM εμφανίζονται η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman και η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin οι οποίες είναι αμελητέες σε σχέση με τις προηγούμενες για το είδος των μονοκαναλικών συστημάτων που μελετάμε γι' αυτό και δεν μοντελοποιήθηκαν.



Εικόνα 2.9 –Οι περιορισμοί της ισχύος του καναλιού που επιβάλλονται από τα τέσσερα μη γραμμικά φαινόμενα. Το σύστημα λειτουργεί γύρω στα 1.55 μm με απώλεια ινών 0.2 dB/km

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

Διασπορά είναι το φαινόμενο της χρονικής διαπλάτυνσης ενός σήματος πληροφορίας, καθώς αυτό μεταδίδεται μέσω μιας οπτικής ίνας, εξαιτίας της διαφορετικής ταχύτητας μετάδοσης των διαφόρων τμημάτων του σήματος. Έτσι σε ένα ψηφιακό ινοοπτικό σύστημα, οι παλμοί εξόδου εμφανίζονται διαπλατυσμένοι σχετικά με τους παλμούς εισόδου, γεγονός που δημιουργεί περιορισμούς στο ρυθμό μετάδοσης που μπορεί να υλοποιηθεί, αφού υπερβολικά υψηλός ρυθμός μετάδοσης θα δημιουργούσε σημαντική διασυμβολική παρεμβολή λόγω της αλληλοεπικάλυψης των παλμών εξόδου.

Υπάρχουν γενικά δύο είδη διασποράς, η διατροπική διασπορά η οποία οφείλεται στη διαφορά μεταξύ των ταχυτήτων μετάδοσης των διάφορων τρόπων (και δημιουργείτε μόνον σε πολύτροπες ίνες) και η ενδοτροπική ή χρωματική διασπορά η οποία οφείλεται στην εξάρτηση των παραμέτρων κυματοδήγησης των σημάτων, από το μήκος κύματος μετάδοσης και δημιουργείται τόσο στις μονότροπες όσο και στις πολύτροπες ίνες.

Η ταχύτητα ομάδας, που σχετίζεται με τον βασικό τρόπο μετάδοσης, εξαρτάται από την συχνότητα εξαιτίας της χρωματικής διασποράς. Σαν αποτέλεσμα, οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού μεταδίδονται με ελαφρώς διαφορετικές ταχύτητες ομάδας, φαινόμενο που ονομάζεται διασπορά ταχύτητας ομάδας (GVD, Group Velocity Dispersion), ενδοτροπική διασπορά ή απλώς διασπορά στην ίνα. Η ενδοτροπική διασπορά έχει δύο συνιστώσες, την διασπορά υλικού και την διασπορά κυματοδήγησης. Θα εξετάσουμε και τις δύο και θα σχολιάσουμε τον τρόπο με τον οποίο η GVD περιορίζει τη λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων, που χρησιμοποιούν μονότροπες ίνες.

3.1 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΟΜΑΔΑΣ (GVD)

ας πάρουμε μια μονότροπη ίνα μήκους L . Στην έξοδο της ίνας θα φτάσει συγκεκριμένη φασματική συνιστώσα με συχνότητα ω μετά από χρονική καθυστέρηση $T=L/u_g$, όπου u_g είναι η ταχύτητα ομάδας, που ορίζεται ως εξής

$$v_g = (d\beta/d\omega)^{-1} \quad (3.1.1)$$

χρησιμοποιώντας $\beta = \bar{n} k_0 = \bar{n} \omega/c$ στην εξίσωση 3.1.1 μπορούμε να αποδείξουμε ότι $u_g = c/\bar{n}$, όπου \bar{n} είναι ο δείκτης διάθλασης ομάδας, που δίνεται από την

$$\bar{n}_g = \bar{n} + \omega(d\bar{n}/d\omega) \quad (3.1.2)$$

Η εξάρτηση της ταχύτητας ομάδας από τη συχνότητα οδηγεί σε παλμική διεύρυνση απλώς επειδή οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού διασκορπίζονται κατά τη διάρκεια της μετάδοσης και δεν φτάνουν ταυτόχρονα στην έξοδο της ίνας. Αν $\Delta\omega$ είναι το φασματικό εύρος του παλμού, η έκταση της διεύρυνσης του παλμού για μια ίνα μήκους L διέπεται από τη σχέση:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega, \quad (3.1.3)$$

Η παράμετρος $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$ είναι γνωστή και σαν παράμετρος GVD. Αυτή καθορίζει το πόσο θα διευρυνθεί ένας οπτικός παλμός κατά την μετάδοση του μέσα στην ίνα.

Σε μερικά οπτικά συστήματα επικοινωνιών, η εξάπλωση της συχνότητας $\Delta\omega$ καθορίζεται από την περιοχή των μηκών κύματος $\Delta\lambda$, που εκπέμπονται από μία οπτική πηγή. Συνήθως χρησιμοποιούμε $\Delta\lambda$ αντί για $\Delta\omega$. Αν $\omega = 2\pi c/\lambda$ και $\Delta\omega = (2\pi c/\lambda^2)\Delta\lambda$ η εξίσωση 3.1.3 μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = DL\Delta\lambda, \quad (3.1.4)$$

Όπου

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (3.1.5)$$

D ονομάζουμε την παράμετρο διασποράς κι εκφράζεται σε μονάδες ps/(km-nm).

Η επίδραση της διασποράς στον ρυθμό μετάδοσης bit B υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το κριτήριο BDT < 1. Αν χρησιμοποιήσουμε το ΔT από την εξίσωση (3.1.4), η συνθήκη αυτή γίνεται

$$BL|D|\Delta\lambda < 1. \quad (3.1.6)$$

Η εξίσωση (3.1.6) παρέχει έναν υπολογισμό της τάξης μεγέθους του γινομένου BL για τις μονότροπες ίνες. Η εξάρτηση της D από το μήκος κύματος θα μελετηθεί στις επόμενες δύο υποενότητες. Στις συνηθισμένες ίνες πυριτίου, η D είναι σχετικά μικρή στην περιοχή μήκους κύματος γύρω στα 1.3μm [D ~ 1ps/(km-nm)] για έναν ημιαγωγό laser το φασματικό εύρος $\Delta\lambda$ είναι μεταξύ 2-4nm ακόμη και όταν το laser λειτουργεί με διάφορους διαμήκεις τρόπους μετάδοσης. Το γινόμενο BL τέτοιου είδους οπτικών συστημάτων μπορεί να υπερβεί τα 100(Gb/s)-km. Πράγματι, τα συστήματα τηλεπικοινωνιών 1.3-μm τυπικά λειτουργούν με ρυθμό μετάδοσης bit 2Gb/s και με απόσταση μεταξύ επαναληπτών 40-50km. Το γινόμενο BL μίας μονότροπης ίνας μπορεί να υπερβεί το 1(Tb/s)-km όταν χρησιμοποιούμε μονότροπους laser ημιαγωγούς για να μειώσουμε την $\Delta\lambda$ κάτω από 1nm.

Η παράμετρος διασποράς D μπορεί να μεταβάλλεται σημαντικά όταν το μήκος κύματος λειτουργίας μεταβληθεί από τα 1.3μm. Η εξάρτηση αυτή της D από το μήκος κύματος ρυθμίζεται από την εξίσωση του δείκτη τρόπου μετάδοσης \bar{n} από τη συχνότητα. Από την εξίσωση (3.1.5), η D μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(2 \frac{d\bar{n}}{d\omega} + \omega \frac{d^2\bar{n}}{d\omega^2} \right), \quad (3.1.7)$$

Όπου χρησιμοποιήσαμε την εξίσωση 3.1.2. Αν αντικαταστήσουμε το \bar{n} της εξίσωσης η D μπορεί να γραφεί επίσης και σαν το άθροισμα των δύο όρων ,

$$D = D_M + D_{W1} \quad (3.1.8)$$

Όπου η διασπορά υλικού D_M και η διασπορά κυματοδότησης D_W δίνονται από τις σχέσεις:

$$D_M = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{dn_{2g}}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{dn_{2g}}{d\lambda} \quad (3.1.9)$$

$$D_{W1} = -\frac{2\pi\Delta}{\lambda^2} \left[\frac{n_{2g}^2}{n_{2\omega}} \frac{V d^2(Vb)}{dV^2} + \frac{dn_{2g}}{d\omega} \frac{d(Vb)}{dV} \right] \quad (3.1.10)$$

Εδώ, n_{2g} είναι ο δείκτης διάθλασης ομάδας του υλικού του περιβλήματος.

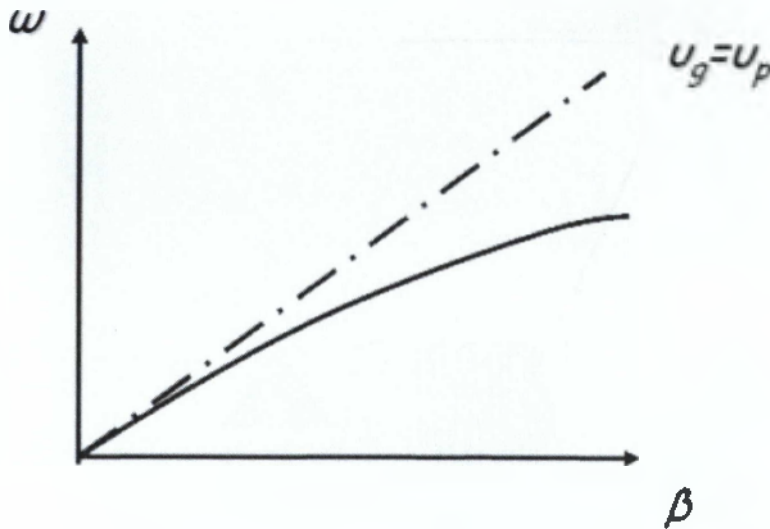
Για να ισχύουν οι εξισώσεις (3.1.8) –(3.1.10) η παράμετρος Δ θεωρήσαμε ότι εξαρτάται από τη συχνότητα.

p

3.1.1 Ομαλή και ανώμαλη διασπορά.

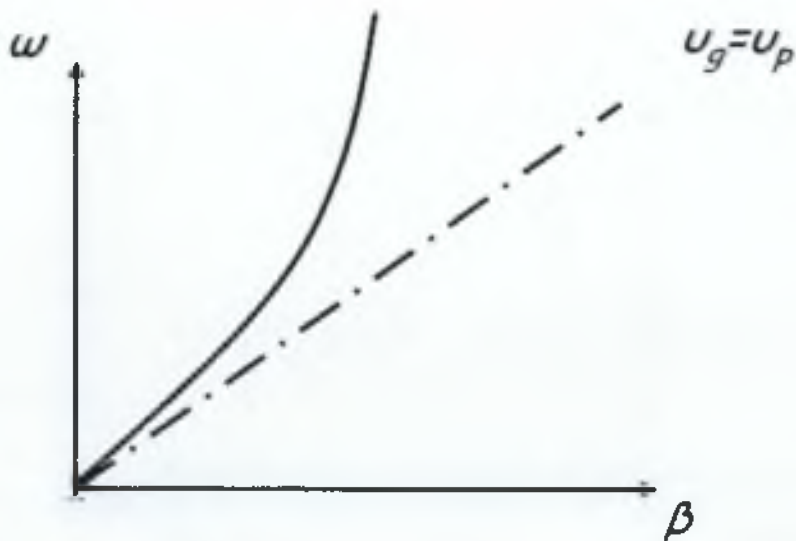
Η χρωματική διασπορά διακρίνεται σε ομαλή και ανώμαλη διασπορά.

- Στην ομαλή διασπορά, η ταχύτητα ομάδας είναι μικρότερη από τη ταχύτητα φάσης και οι χαμηλές συχνότητες ταξιδεύουν πιο γρήγορα από τις υψηλές. Επίσης βάση των σχέσεων (3.1.3)(3.1.4)και(3.1.5) $D < 0$ και $\beta_2 > 0$.



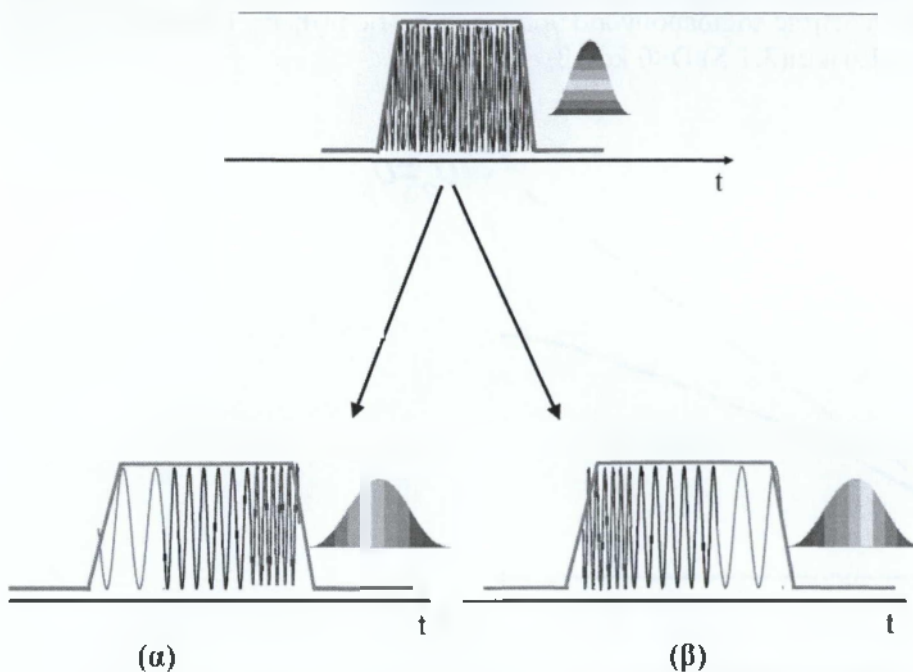
Σχήμα 3.1 –Ομαλή διασπορά.

- Στην ανώμαλη διασπορά η ταχύτητα ομάδας είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα φάσης και οι υψηλές συχνότητες ταξιδεύουν πιο γρήγορα από τις χαμηλές. Επίσης βάση των σχέσεων (3.1.3)(3.1.4)και(3.1.5) $D > 0$ και $\beta_2 < 0$.



Σχήμα 3.2 –Ανώμαλη διασπορά.

Στην ομαλή διασπορά(-D ή(+β₂)) οι “χαμηλές” συχνότητες (κόκκινες) ταξιδεύουν πιο γρήγορα από “υψηλές” (μπλε) ενώ στην ανώμαλη διασπορά:+D ή(-β₂)) οι “υψηλές” συχνότητες (μπλε) ταξιδεύουν πιο γρήγορα από “χαμηλές” (κόκκινες)



Σχήμα 3.3 – (α) είναι η ομαλή διασπορά και (β) είναι η ανώμαλη διασπορά.

3.2 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΥΛΙΚΟΥ

Η διασπορά υλικού εμφανίζεται επειδή ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου, υλικό που χρησιμοποιείται για την κατασκευή της ίνας, μεταβάλλεται με την οπτική συχνότητα ω. σε βασικό επίπεδο, η προέλευση της διασποράς υλικού σχετίζεται με τις

χαρακτηριστικές συχνότητες συντονισμού, στις οποίες το υλικό απορροφά την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Πέρα από τις συχνότητες συντονισμού του μέσου, ο δείκτης διάθλασης $n(\omega)$ προσεγγίζεται κατά πολύ με την εξίσωση Sellmeier:

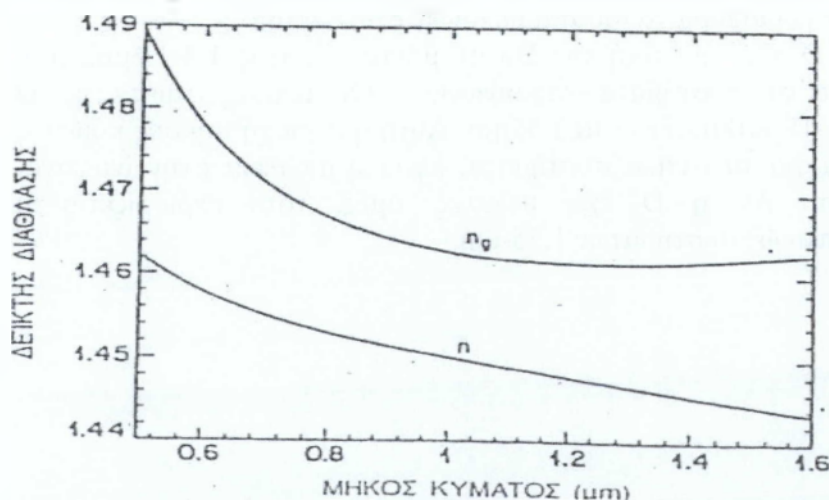
$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^M \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (3.2.1)$$

όπου ω_j είναι η συχνότητα συντονισμού και B_j είναι η ισχύς του ταλαντωτή. Εδώ n σημαίνει είτε n_1 είτε n_2 , ανάλογα με το αν λάβουμε υπόψη τις ιδιότητες διασποράς του πυρήνα ή του περιβλήματος. Το άθροισμα στην εξίσωση 3.2.1 καλύπτει τους συντονισμούς κάθε υλικού, που συμβάλουν στην περιοχή συχνοτήτων που μας ενδιαφέρει. Στην περίπτωση των οπτικών ινών, οι παράμετροι B_j και ω_j βρίσκονται εμπειρικά, αν προσαρμόσουμε τις καμπύλες διασποράς. Οι καμπύλες αυτές εξαρτώνται από την ποσότητα προσμειξέων και πινακοποιήθηκαν για τα διάφορα είδη ινών. για το καθαρό πυρίτιο οι παράμετροι αυτές είναι $B_1=0.6961663$, $B_2=0.4079426$, $B_3=0.8974794$, $\lambda_1=0.00684043\mu\text{m}$, $\lambda_2=0.1162414\mu\text{m}$ και $\lambda_3=9.896161\mu\text{m}$, όπου $\lambda_j=2\pi c/\omega_j$ με $j=1-3$ χρησιμοποιώντας τις τιμές των παραμέτρων αυτών μπορούμε να βρούμε το δείκτη διάθλασης ομάδας $n_g=n+\omega(dn/d\omega)$.

Το σχήμα 3.1 δείχνει την εξάρτηση των n και n_g από το μήκος κύματος μεταξύ 0,5-1.6 μm , για τιγμένο πυρίτιο. Η διασπορά υλικού D_M σχετίζεται με την κλίση του n_g μέσω της σχέσης $D_M=c^{-1}(dn_g/d\lambda)$ [εξίσωση 3.1.9]. Φαίνεται ότι $dn_g/d\lambda=0$ όταν $\lambda=1.276\mu\text{m}$. Το συγκεκριμένο μήκος κύματος ονομάζεται μήκος κύματος μηδενικής διασποράς λ_{ZD} , και θετική πάνω από αυτό. Σε μήκος κύματος μεταξύ 1.25-1.66 μm μπορούμε να προσεγγίσουμε μέσω της εμπειρικής σχέσης.

$$D_M \approx 122(1 - \lambda_{ZD}/\lambda). \quad (3.2.2)$$

Θα πρέπει να τονίσουμε ότι $\lambda_{ZD}=1.276\mu\text{m}$ για το καθαρό πυρίτιο. Αυτό μπορεί να μεταβάλλεται μεταξύ 1.27-1.29 μm για οπτικές ίνες των οποίων ο πυρήνας και περίβλημα έχουν εμπλουτιστεί, ώστε να μεταβληθεί ο δείκτης διάθλασης. Το μήκος

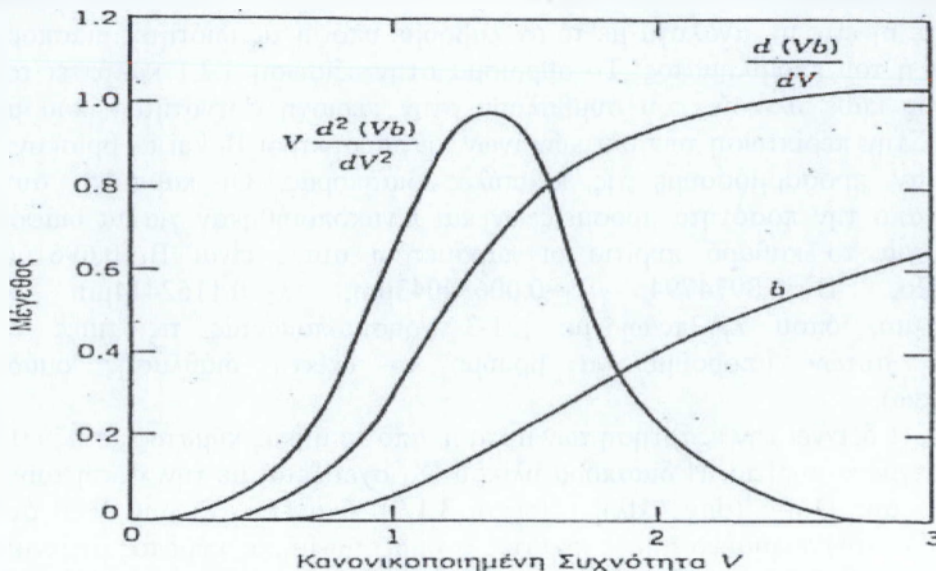


Σχήμα 3.1 –Η μεταβολή του δείκτη διάθλασης n και του δείκτη διάθλασης n_g με το μήκος κύματος για τιγμένο πυρίτιο

κύματος μηδενικής διασποράς στις οπτικές ίνες επίσης εξαρτάται από την ακτίνα του πυρήνα a και το βήμα του δείκτη διάθλασης Δ , λόγω της επίδρασης της κυματοδότησης στην ολική διασπορά.

3.3 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΗΣΗΣ

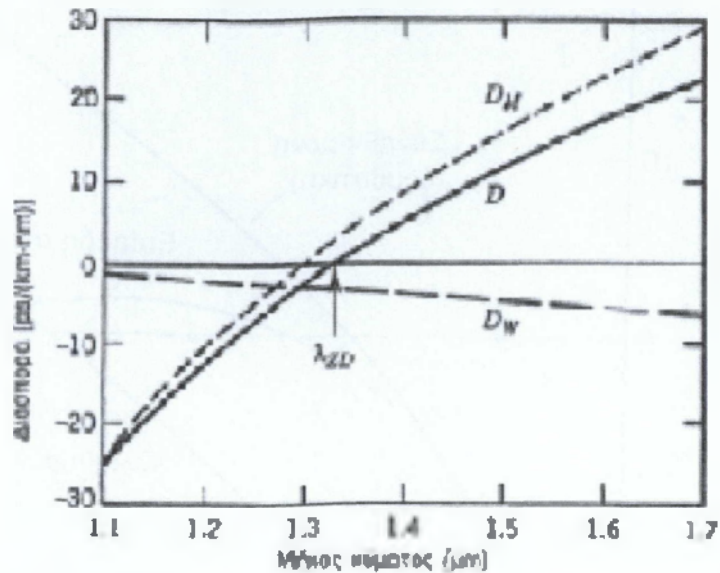
Η επίδραση της διασποράς κυματοδότησης D_w στην παράμετρο διασποράς D δίνεται από την εξίσωση (3.1.10) κι εξαρτάται από την παράμετρο V της ίνας. Το παρακάτω σχήμα παρουσιάζει τον τρόπο που η $d(Vb)/dV$ και $Vd^2(Vb)/dV^2$ μεταβάλλονται με την V .



Σχήμα 3.2 --Η μεταβολή του b και των παραγώγων του $d(Vb)/dV$ και $Vd^2(Vb)/dV^2$ σε συνάρτηση με την παράμετρο V

Αφού και οι δύο παράγωγοι είναι θετικές, η D_w είναι αρνητική σε όλο το μήκος κύματος μεταξύ 0-1.6 μm . Από την άλλη πλευρά, η D_M είναι αρνητική σε κάθε μήκος κύματος κάτω από λ_{zD} και γίνεται θετική πάνω από αυτό. Το σχήμα 3.3 δείχνει τις D_M, D_w καθώς και το άθροισμα τους $D=D_M + D_w$, για μια τυπική μονότροπη ίνα. Η κύρια επίδραση της διασποράς κυματοδότησης είναι η μεταβολή του λ_{zD} κατά 20-40nm, έτσι ώστε η ολική διασπορά να ισούται με μηδέν στα 1.31 μm .

Επίσης, αφαιρεί την D από την τιμή της D_M σε μήκος κύματος 1.3-1.6 μm , που χρειάζεται για τα οπτικά συστήματα επικοινωνιών. Οι τυπικές τιμές της D κυμαίνονται μεταξύ 15-18ps/(km-nm) στα 1.55 μm . Αυτή η περιοχή μήκους κύματος μας ενδιαφέρει αρκετά για τα οπτικά συστήματα, αφού η απώλεια στην ίνα είναι ελάχιστη στα 1.55 μm . Αν η D έχει μεγάλες τιμές, τότε περιορίζεται η λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων 1.55- μm .



D_M : Διασπορά υλικού

D_W : Διασπορά κυματοδηγού

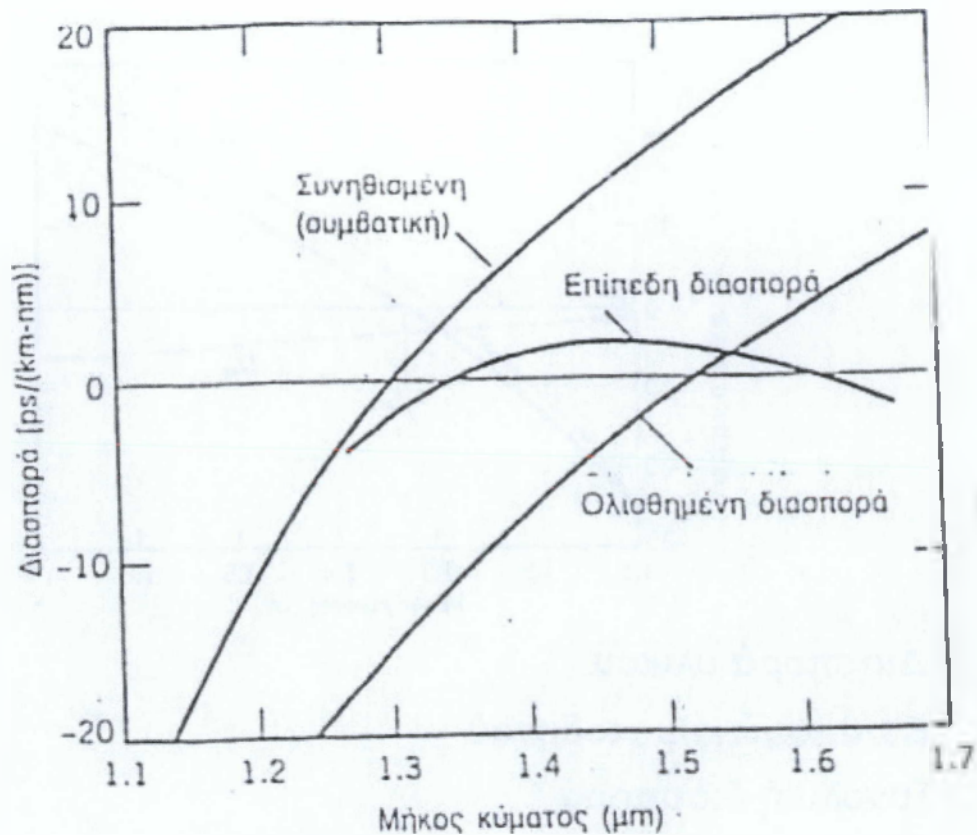
D : Συνολική διασπορά

λ_{2D} : Μήκος κύματος μηδενικής διασποράς

Σχήμα 3.3 – Καμπύλη συνολικής διασποράς

Αφού η συνεισφορά της κυματοδηγησης D_W εξαρτάται από τις παραμέτρους των ινών, όπως η ακτίνα του πυρήνα a και η διαφορά δείκτη Δ , είναι δυνατόν να σχεδιάσουμε μία ίνα έτσι ώστε το λ_{2D} να ολισθήσει γύρω στα 1.55 μm . Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες επίπεδης διασποράς.

Το σχήμα 3.4 παρουσιάζει τυπικά παραδείγματα της εξάρτησης της D από το μήκος κύματος για τις συνηθισμένες (συμβατικές) οπτικές ίνες, τις ίνες ολισθημένης διασποράς καθώς κι επίπεδης διασποράς. Ο σχεδιασμός των ινών τροποποιημένης διασποράς συμπεριλαμβάνει τη χρήση πολλαπλών στρωμάτων περιβλήματος καθώς και την κατάλληλη διαμόρφωση του προφίλ του δείκτη διάθλασης. Στο κεφάλαιο 2 σχολιάσαμε τα ζητήματα σχεδιασμού. Ο πίνακας 3.1 παραθέτει τα λειτουργικά χαρακτηριστικά διάφορων οπτικών ινών που διατίθενται στο εμπόριο με ελάχιστη διασπορά σε μήκος κύματος γύρω στα 1.3 και 1.55- μm . Από το 1991, χρησιμοποιούμε την διασπορά κυματοδηγησης για την παραγωγή ινών, των οποίων η GVD μειώνεται κατά μήκος τους λόγω των αξονικών μεταβολών της ακτίνας του πυρήνα. Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες μειωμένης διασποράς κι έχουν βρει εφαρμογή στο πεδίο των σολιτονίων.



Σχήμα 3.4 – Η τυπική εξάρτηση της παραμέτρου διασποράς D από το μήκος κύματος για τις στάνταρ οπτικές ίνες, καθώς και τις ίνες ολισθημένης διασποράς κι επίπεδης διασποράς.

3.4 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΑΝΩΤΕΡΗΣ ΤΑΞΗΣ.

Όπως φαίνεται στην εξίσωση (2.3.6), το γινόμενο BL μίας μονότροπης οπτικής ίνας μπορεί να αυξηθεί επ'άπειρο με λειτουργικό μήκος κύματος μηδενικής διασποράς λ_{zD} , όπου $D=0$. Το φαινόμενο της διασποράς ωστόσο, δεν εξαλείφεται εντελώς όταν $\lambda=\lambda_{zD}$. Οι οπτικοί παλμοί ακόμη υφίσταται διεύρυνση εξαιτίας των φαινομένων διασποράς ανώτερης τάξης.

Πίνακας 3.1- Χαρακτηριστικά διάφορων ινών του εμπορίου

Τύπος ίνας	NA	Δ (%)	$2w$ (μm)	λ_{zD} (μm)	GVD κλίση S [ps/(km-nm ²)]
Corning SMF-28	0.13	0.36	9.3	1.312	0.090
AT&T Matced-Clad	0.12	0.33	9.3	1.312	0.088
LITESPEC GSM-13	0.12	0.33	9.3	1.312	0.087
Corning SMF-DS	0.17	0.90	8.1	1.550	0.075
AT&T True Wave	0.16	0.75	8.4	1.530	0.095
LITESPEC DSM-15	0.17	0.90	8.0	1.555	0.072

Το χαρακτηριστικό αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό αν υπογραμμίσουμε ότι η D δεν μπορεί να μηδενιστεί σε κάθε μήκος κύματος, που εμπεριέχεται στο παλμικό φάσμα με κέντρο το λ_{zD} . Είναι ολοφάνερο πως η εξάρτηση της D από το μήκος κύματος θα παίζει κάποιο ρόλο στην παλμική διεύρυνση. Τα φαινόμενα διασποράς ανώτερης τάξης διέπονται από τον τύπο κλίσης διασποράς $S=dD/d\lambda$. Η παράμετρος S ονομάζεται και παράμετρος διαφορικής διασποράς, ή αλλιώς παράμετρος διασποράς δεύτερης τάξης. Με την εξίσωση 3.1.5 μπορούμε να πάρουμε

$$S = (2\pi c/\lambda^2)^2 \beta_3 + (4\pi c/\lambda^3) \beta_2, \quad (3.4.1)$$

όπου $\beta_3 = d^2\beta/d\omega = d^3\beta/d\omega^3$. Όταν $\lambda = \lambda_{ZD}$, τότε $\beta_2 = 0$ και η S είναι ανάλογη με το β_3 . Οι τυπικές τιμές της S με $\lambda = \lambda_{ZD}$ δίνονται στον πίνακα 2.1 και για τις συνηθισμένες ίνες και για τις ίνες ολισθημένης διασποράς. Για πηγή με φασματικό εύρος $\Delta\lambda$, η ενδεδειγμένη τιμή της παραμέτρου διασποράς γίνεται $D = S\Delta\lambda$. Ο περιορισμός του γινομένου του ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.1.6) με αυτή την τομή της D , ή με την

$$BL|S|(\Delta\lambda)^4 < 1 \quad (3.4.2)$$

Για ένα πολύτροπο laser ημιαγωγού με $\Delta\lambda = 2\text{nm}$ και μία οπτική ίνα ολισθημένης διασποράς με $S = 0.05\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ με $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, το γινόμενο BL μπορεί να φτάσει τα $5(\text{Tb/s})\cdot\text{km}$. Μπορούμε να βελτιώσουμε το γινόμενο αυτό ακόμη περισσότερο χρησιμοποιώντας μονότροπο laser ημιαγωγού.

3.5 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΠΟΛΩΣΗΣ – ΤΡΟΠΟΥ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ

Μία δυνατή πηγή διεύρυνσης παλμού σχετίζεται με τη διπλοθλαστικότητα της ίνας. Οι μικρές αποκλίσεις από την τέλεια κυλινδρική συμμετρία οδηγούν σε διπλοθλαστικότητα, εξαιτίας του διαφορετικού δείκτη τρόπου μετάδοσης, ο οποίος σχετίζεται με τις ορθογώνια πολωμένες συνιστώσες του βασικού τρόπου μετάδοσης στην ίνα. Αν ο παλμός εισόδου διεγείρει και τις δύο συνιστώσες πόλωσης, αυτός διευρύνεται στην έξοδο, αφού οι δύο αυτές συνιστώσες διασκορπίζονται κατά μήκος της ίνας, εξαιτίας της διαφορετικής ταχύτητας ομάδας που διαθέτει η καθεμία. Το φαινόμενο αυτό, γνωστό σαν διασπορά πόλωσης τρόπου μετάδοσης (PMD), έχει μελετηθεί εκτεταμένα στη δεκαετία του 1990, λόγω της σημασίας του για τα οπτικά συστήματα περιοδικής ενίσχυσης.

Όπως και στην περίπτωση της GVD, η παλμική διεύρυνση μπορεί να υπολογιστεί από τη χρονική καθυστέρηση ΔT μεταξύ των δύο συνιστωσών πόλωσης κατά τη διάρκεια της μετάδοσης του παλμού. Για ίνα μήκους L , η ΔT δίνεται από τον τύπο

$$\Delta T = \left| \frac{L}{v_{gz}} - \frac{L}{v_{gy}} \right| = L|\beta_{1z} - \beta_{1y}| = L\Delta\beta_1, \quad (3.5.1)$$

όπου οι δείκτες x και y αντιστοιχούν στους δύο ορθογώνια πολωμένους τρόπους μετάδοσης, ενώ η $\Delta\beta_1$ σχετίζεται με τη διπλοθλαστική ιδιότητα της ίνας. Η εξίσωση (3.1.1) χρησιμοποιήθηκε για να συσχετίσουμε την ταχύτητα ομάδας u_g με τη σταθερά μετάδοσης β . Όπως και στην περίπτωση της διασποράς μεταξύ των τρόπων μετάδοσης, η ποσότητα $\Delta T/L$ αποτελεί μέτρο της PMD. Για τις οπτικές ίνες διατήρησης πόλωσης, η $\Delta T/L$ είναι αρκετά μεγάλη ($\sim 1\text{ns}/\text{km}$) όταν οι δύο συνιστώσες διεγείρονται με το ίδιο τρόπο στη είσοδο της ίνας, αλλά μπορούμε να τις μηδενίσουμε με εκπομπή φως κατά μήκος ενός από τους δύο κύριους άξονες.

Δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε άμεσα την εξίσωση (3.5.1) για να υπολογίσουμε την PMD για τις συνηθισμένες οπτικές ίνες, που εφαρμόζονται στα συστήματα τηλεπικοινωνίας. Αυτό συμβαίνει λόγω της ταχέως ζεύξης μεταξύ των δύο τρόπων μετάδοσης, οι οποίοι επάγονται λόγω των τυχαίων διαταραχών της διπλοθλαστικότητας, που εμφανίζεται κατά μήκος της οπτικής ίνας. Η ζεύξη τείνει να εξισώσει τους χρόνους μετάδοσης στις δύο συνιστώσες πόλωσης. Στην

πραγματικότητα, η PMD χαρακτηρίζεται από την ενεργό τιμή (τιμή RMS) της ΔT , που βρίσκουμε από το μέσο όρο των τυχαίων διαταραχών. Το αποτέλεσμα θα είναι :

$$\sigma_T^2 = \langle (\Delta T)^2 \rangle = \frac{1}{2} \Delta\beta_1^2 h^2 \left[\frac{2L}{h} - 1 + \exp\left(-\frac{2L}{h}\right) \right]. \quad (3.16)$$

όπου h είναι το μήκος αποσυσχέτισης, με τυπικές τιμές μεταξύ 1-10m. Για τις οπτικές ίνες διατήρησης πόλωσης, το μήκος αποσυσχέτισης είναι άπειρα μεγάλο και η σ_{TPMD} αυξάνει γραμμικά με το μήκος της οπτικής ίνας, όπως είναι αναμενόμενο. Αντίθετα, για $h \ll L$,

$$\sigma_T \approx \Delta\beta_1 \sqrt{hL} = D_p \sqrt{L}, \quad (3.17)$$

όπου η D_p είναι η παράμετρος PMD με τυπικές τιμές στην κλίμακα $D_p=0.1-1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Λόγω της εξάρτησης της από την \sqrt{L} , η διεύρυνση του επαγόμενου παλμού PMD είναι σχετικά μικρή σε σχέση με την επίδραση της GVD. Ωστόσο, η PMD μπορεί να μεταβληθεί σε περιοριστικό παράγοντα για τα συστήματα τηλεπικοινωνίας οπτικών ινών, τα οποία έχουν σχεδιαστεί ώστε να λειτουργούν σε μεγάλες αποστάσεις γύρω στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας.

3.6 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΛΟΓΩ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Η διεύρυνση του παλμού βασίζεται σε μια διαισθητική, φαινομενολογική προσέγγιση. Μας παρέχει έναν υπολογισμό πρώτου βαθμού παλμών, των οποίων το φασματικό εύρος καθορίζεται από το φάσμα της οπτικής πηγής, αντί από το φάσμα Fourier του παλμού. Γενικά η έκταση της διεύρυνσης του παλμού εξαρτάται από το εύρος και τη μορφή του εισερχόμενου παλμού. Στην ενότητα αυτή θα σχολιάσουμε τη διεύρυνση παλμού χρησιμοποιώντας την κυματική εξίσωση 2.5.16.

3.6.1 Βασική εξίσωση μετάδοσης

Κάθε συνιστώσα συχνότητας του οπτικού πεδίου διαδίδεται στο εσωτερικό μιας μονότροπης ίνας ως εξής

$$\vec{E}(r, \omega) = \vec{x} F(x, y) \vec{B}(0, \omega) \exp(i\beta z), \quad (3.6.1)$$

όπου \vec{x} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης, $B(0, \omega)$ είναι το αρχικό πλάτος και β η σταθερά μετάδοσης. Η $F(x, y)$ είναι η κατανομή πεδίου του βασικού τρόπου μετάδοσης στην ίνα, που μπορούμε να προσεγγίσουμε με μια Γκαουσιανή κατανομή. Γενικά, η $F(x, y)$ εξαρτάται επίσης από την ω , αλλά μπορούμε να αγνοήσουμε αυτή την εξάρτηση για τους παλμούς εκείνους των οποίων το φασματικό εύρος $\Delta\omega, \omega_0$, συνθήκη που σε γενικά πλαίσια ικανοποιείται και στην πράξη. Εδώ η ω_0 είναι η συχνότητα στην οποία επικεντρώνεται το φάσμα του παλμού. Την ονομάζουμε κεντρική συχνότητα ή φέρουσα συχνότητα. Οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες στο εσωτερικό της ίνας σύμφωνα με την απλή σχέση

$$\vec{B}(z, \omega) = \vec{B}(0, \omega) \exp(i\beta z) \quad (3.6.2)$$

Μπορούμε να βρούμε το πλάτος στο πεδίο του χρόνου αν πάρουμε τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier. Το πλάτος δίνεται από την σχέση :

$$B(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (3.6.3)$$

Το αρχικό φασματικό πλάτος $B(0, \omega)$ είναι απλώς ο μετασχηματισμός Fourier του πλάτους εισόδου $B(0, t)$.

Η διεύρυνση του παλμού είναι αποτέλεσμα της εξάρτησης της β από τη συχνότητα. Για τους σχεδόν μονοχρωματικούς παλμούς με $\Delta\omega \ll \omega_0$, χρειάζεται να αναπτύξουμε την $\beta(\omega)$ σε μια σειρά Taylor γύρω από την φέρουσα συχνότητα ω_0 και να διατηρήσουμε τους όρους σε επίπεδο τρίτου βαθμού το πολύ, δηλαδή

$$\beta(\omega) = \bar{\beta}(\omega) \frac{\omega}{c} \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{1}{2}\beta_2(\Delta\omega)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\Delta\omega)^3 \quad (3.6.4)$$

Όπου $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ και $\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega = \omega_0}$. από την εξίσωση (3.1.1) παίρνουμε $\beta_1 = 1/u_g$ όπου u_g είναι η ταχύτητα ομάδας. Ο συντελεστής β_2 της GVD σχετίζεται με την παράμετρο διασποράς D μέσω της εξίσωσης (3.1.5), ενώ η β_3 σχετίζεται με την κλίση διασποράς S μέσω της εξίσωσης (3.4.1). αντικαθιστούμε τις εξισώσεις (3.6.2) και (3.6.4) στην εξίσωση (3.6.3) και εισάγουμε ένα αργά μεταβαλλόμενο πλάτος $A(z, t)$ της περιβάλλουσας του παλμού με τη σχέση

$$B(z, t) = A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)]. \quad (3.6.5)$$

Το πλάτος $A(z, t)$ δίνεται από την

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) \tilde{A}(0, \Delta\omega) \times \exp \left[i\beta_1 z \Delta\omega + \frac{i}{2}\beta_2 z (\Delta\omega)^2 + \frac{i}{6}\beta_3 z (\Delta\omega)^3 - i\Delta\omega t \right] \quad (3.6.6)$$

όπου $\tilde{A}(0, \Delta\omega) = G(0, \omega - \omega_0)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $A(0, t)$.

Με τον υπολογισμό του $\partial A / \partial z$ και την αντικατάσταση της $\partial\omega$ με $(\partial A / \partial t)$ στο χρονικό πεδίο, η εξίσωση (3.6.6) μπορεί να γραφεί σαν

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0. \quad (3.6.7)$$

Αυτή είναι η βασική εξίσωση μετάδοσης που διέπει την παλμική εξέλιξη στο εσωτερικό μίας μονότροπης οπτικής ίνας. Όταν δεν έχουμε διασπορά ($\beta_2 = \beta_3 = 0$), ο οπτικός παλμός μεταδίδεται χωρίς να μεταβάλλεται η μορφή του, έτσι ώστε

$A(z,t)=A(0,t-\beta_1 z)$. κάνοντας την μετατροπή σε ένα πλαίσιο αναφοράς που κινείται ανάλογα με τον παλμό και εισάγει νέες συντεταγμένες

$$t' = t - \beta_1 z \quad \text{και} \quad z' = z, \quad (3.6.8)$$

η εξίσωση (3.6.7) μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\frac{\partial A}{\partial z'} + \frac{i}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 A}{\partial t'^2} - \frac{1}{6} \beta_1 \frac{\partial^3 A}{\partial t'^3} = 0. \quad (3.6.9)$$

Για την δική μας διευκόλυνση οι τόνοι z' και t' αποβάλλονται στη συζήτηση που ακολουθεί.

3.6.2 Γκαουσιανή παλμοί μεταβαλλόμενης συχνότητας

Σαν εφαρμογή της εξίσωσης (3.6.9) ας πάρουμε τη μετάδοση των Γκαουσιανών παλμών εισόδου σε οπτικές ίνες με αρχικό πλάτος

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right], \quad (3.6.10)$$

Όπου A_0 είναι το μέγιστο πλάτος. Η παράμετρος T_0 αντιπροσωπεύει το μισό του εύρους στο σημείο έντασης $1/e$. Αυτή σχετίζεται με το πλήρες εύρος στο μισό μέγιστο του παλμού μέσω της σχέσης:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0. \quad (3.6.11)$$

Η παράμετρος C διέπει τη γραμμική μεταβατική μεταβολή συχνότητας που επιβάλλεται στον παλμό. Λέμε πως ένας παλμός παρουσιάζει μεταβατική μεταβολή συχνότητας αν η φέρουσα συχνότητα του μεταβάλλεται συνάρτηση του χρόνου. Η μεταβολή συχνότητας σχετίζεται με την παράγωγο της φάσης και δίνεται από τη σχέση:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{C}{T_0^2} t, \quad (3.6.12)$$

Όπου ϕ είναι η φάση του $A(0,t)$. Η ολίσθηση της συχνότητας $\delta\omega$ που εξαρτάται από το χρόνο ονομάζεται μεταβατική μεταβολή συχνότητας (chirp, τετερισμα). Είναι σημαντικό να τη συμπεριλάβουμε, αφού τα laser ημιαγωγού γενικά εκπέμπουν παλμούς με αρκετά μεγάλη μεταβατική μεταβολή συχνότητας. Το φάσμα fourier ενός παλμού του οποίου μεταβάλλεται η μεταβατική συχνότητα. Αυτό μπορούμε να το δούμε αν πάρουμε την μετασχηματισμένη Fourier της εξίσωσης (3.6.10) έτσι ώστε

$$\bar{A}(0, \omega) = A_0 \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)} \right] \quad (3.6.13)$$

το φασματικό ημι-εύρος (στο σημείο έντασης $1/e$) δίνεται από τη σχέση

$$\Delta\omega_0 = (1 + C^2)^{1/2} T_0^{-1} \quad (3.6.14)$$

όταν δεν υπάρχει τετέρισμα ($C=0$), το φασματικό εύρος ικανοποιεί τη σχέση $\Delta\omega_0 T_0=1$. Ένας τέτοιος παλμός έχει το στενότερο φάσμα και ονομάζεται “περιορισμένου μετασχηματισμού”. Το φασματικό εύρος αυξάνεται κατά τον παράγοντα $(1+C^2)^{1/2}$ παρουσία γραμμικής μεταβολής συχνότητας, όπως βλέπουμε στην εξίσωση (3.6.14).

η εξίσωση μετάδοσης του παλμού (3.6.9) μπορεί να λυθεί πολύ εύκολα στο πεδίο Fourier. Η λύση της είναι [βλέπε εξίσωση (3.6.6)]:

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}(0, \omega) \exp \left(\frac{i}{2} \beta_2 z \omega^2 + \frac{i}{6} \beta_3 z \omega^3 - i\omega t \right) d\omega, \quad (3.6.15)$$

όπου το $\bar{A}(0, \omega)$ δίνεται από την εξίσωση (3.6.13) για τον Γκαουσιανό παλμό εισόδου. Ας πάρουμε πρώτα την περίπτωση όπου το μήκος κύματος φέροντος απέχει πολύ από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, έτσι ώστε η επίδραση του όρου β_3 να είναι αμελητέα. Το ολοκλήρωμα στην εξίσωση (3.6.15) μπορεί να αποδοθεί αναλυτικά, και το αποτέλεσμα είναι:

$$A(z, t) = \left(\frac{A_0 T_0}{|T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)|^{1/2}} \right) \exp \left(-\frac{(1 + iC)t^2}{2|T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)|} \right). \quad (3.6.16)$$

Η εξίσωση (3.6.16) δείχνει πως ο Γκαουσιανός παλμός παραμένει ως έχει κατά τη μετάδοση. Το παλμικό εύρος μεταβάλλεται με το z ως εξής:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6.17)$$

όπου T_1 είναι το ημι-εύρος (μισό εύρος) που καθορίζεται όπως το T_0 . Το σχήμα 3.5 παρουσιάζει τον παράγοντα διεύρυνσης T_1/T_0 σαν συνάρτηση της απόστασης μετάδοσης z/LD , όπου το $LD=T_0^2/|\beta_2|$ ονομάζεται μήκος διασποράς. Ένας παλμός χωρίς τετέρισμα ($C=0$) διευρύνεται κατά $[1+(z/LD)^2]^{1/2}$ και το εύρος του αυξάνεται κατά $\sqrt{2}$ όταν $z=LD$.

Από την άλλη πλευρά, ο παλμός με τετέρισμα μπορεί να διευρυνθεί ή να συμπιεστεί ανάλογα με το αν οι β_2 και C έχουν το ίδιο ή το αντίθετο πρόσημο. Για $\beta_2 C > 0$ ο Γκαουσιανός παλμός με τετέρισμα διευρύνεται μονοτονικά με ρυθμό γρηγορότερο

από εκείνον ενός παλμού χωρίς τετέρισμα. Για $\beta_2 \ll 0$, το παλμικό εύρος αρχικά μειώνεται κι ελαχιστοποιείται σε απόσταση

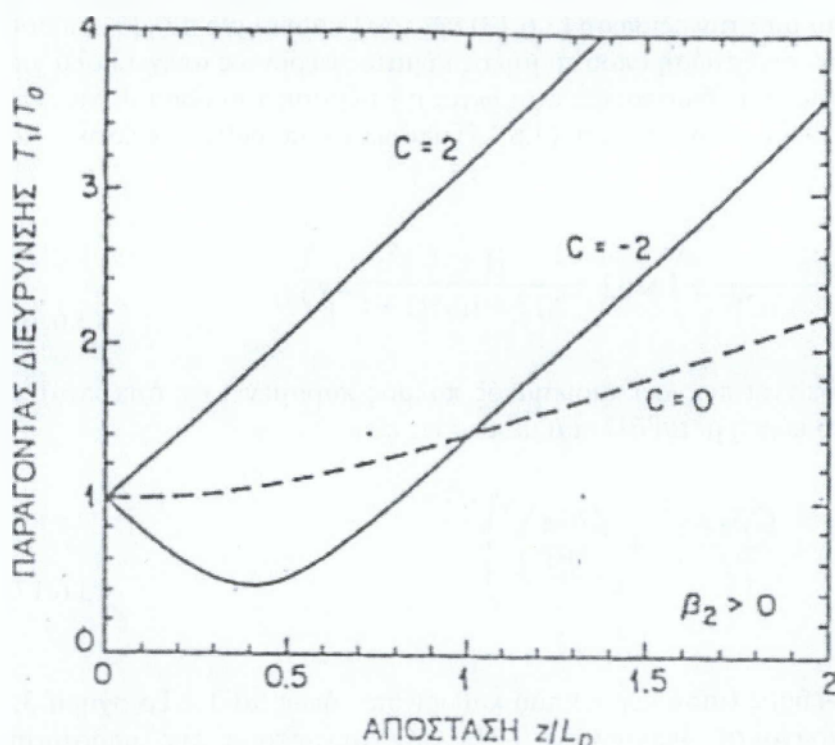
$$z_{\min} = [|C| / (1 + C^2)] L_D. \quad (3.6.18)$$

Η ελάχιστη τιμή εξαρτάται από την παράμετρο τετερίσματος

$$T_1^{\min} = T_0 / (1 + C^2)^{1/2}. \quad (3.6.19)$$

Όπως θα δούμε αργότερα, η αρχική μείωση εύρους των κατάλληλα τετερισμένων παλμών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εξελιχθεί ο σχεδιασμός των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας.

Η εξίσωση (3.6.17) μπορεί να γενικευτεί για να συμπεριλάβει τη διασπορά ανώτερης τάξης που διέπεται από την β_3 στην εξίσωση (3.6.15). μπορούμε ακόμη να διεξάγουμε το ολοκλήρωμα σε κλειστή μορφή συνάρτησης Airy. Ωστόσο, ένας Γκαουσιανός παλμός εισόδου δεν παραμένει ως έχει κατά τη μετάδοση και εμφανίζει μία μεγάλη ουρά με δομή ταλάντωσης. Τέτοιου είδους παλμοί δεν μπορούν να χαρακτηριστούν κατάλληλα μέσω του FWHM τους. Ένα κατάλληλο μέτρο του παλμικού εύρους είναι το παλμικό εύρος RMS, το οποίο ορίζεται ως εξής



Σχήμα 3.5 –Οι διακυμάνσεις του παράγοντα διεύρυνσης με την απόσταση μετάδοσης για έναν Γκαουσιανό παλμό εισόδου με τετέρισμα. Η διακεκομμένη καμπύλη αντιστοιχεί στην περίπτωση ενός Γκαουσιανού παλμού χωρίς τετέρισμα. Για $\beta_2 < 0$ θα πάρουμε τις ίδιες καμπύλες αν αντιστρέψουμε το πρόσημο της παραμέτρου τετερίσματος C

$$\sigma = [\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2]^{1/2}, \quad (3.6.20)$$

όπου οι αγκύλες δηλώνουν τον μέσο όρο σε σχέση με το προφίλ έντασης, δηλαδή

$$\langle t^m \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t^m |A(z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(z, t)|^2 dt} \quad (3.6.21)$$

Ο συντελεστής διεύρυνσης που ορίζεται σαν σ/σ_0 είναι το εύρος RMS του Γκαουσιανού παλμού εισόδου ($\sigma_0 = T_0/\sqrt{2}$), δίνεται από την

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + C^2) \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_3 L}{4\sigma_0^3} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6.22)$$

όπου L είναι το μήκος της οπτικής ίνας.

Ο προηγούμενος σχολιασμός υποθέτει πως η οπτική πηγή, που χρησιμοποιείται για την παραγωγή παλμών εισόδου, είναι σχεδόν μονοχρωματική έτσι ώστε το φασματικό της εύρος να ικανοποιείται από τη σχέση $\Delta\omega \ll \Delta\omega_0$ (κάτω από συνθήκες συνεχούς κύματος, η λειτουργία CW), όπου η $\Delta\omega_0$ δίνεται από την εξίσωση (3.6.14). Για να εξηγήσουμε το φασματικό εύρος μιας πηγής, θα πρέπει να αντιμετωπίσουμε το οπτικό πεδίο σαν μία στοχαστική διαδικασία και να εξετάσουμε τις ιδιότητες συμφωνίας της πηγής αυτής διαμέσου της αμοιβαίας συνάρτησης συμφωνίας. Τότε, ο μέσος όρος στην Εξίσωση (3.6.20) συμπεριλαμβάνει έναν μέσο όρο της στατιστικής φύσης της πηγής. Για ένα φάσμα Γκαουσιανής πηγής με φασματικό εύρος RMS, μπορούμε να πάρουμε τον παράγοντα διεύρυνσης σε αναλυτική μορφή με αποτέλεσμα

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + V_\omega^2) \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + C^2 + V_\omega^2) \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_3 L}{4\sigma_0^3} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6.23)$$

όπου η V_ω ορίζεται σαν $V_\omega = 2\sigma_\omega \sigma_0$. Η εξίσωση (3.6.23) μας δίνει μια έκφραση για τη διεύρυνση λόγω διασποράς των Γκαουσιανών παλμών εισόδου κάτω από αρκετά γενικευμένες συνθήκες. Η επόμενη ενότητα τη χρησιμοποιεί για να βρει τον περιορισμένο ρυθμό μετάδοσης bit των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας τα οποία χρησιμοποιούν μονότροπες οπτικές ίνες.

3.6.3 Περιορισμοί του ρυθμού μετάδοσης bit

Οι περιορισμοί που επιβάλλονται στον ρυθμό μετάδοσης bit λόγω της διασποράς στην ίνα μπορεί να είναι αρκετά διαφορετικοί μεταξύ τους, ανάλογα με το φασματικό εύρος της πηγής. Θα μας βοηθήσει ιδιαίτερα να εξετάσουμε τις δύο αυτές περιπτώσεις χωριστά.

Οπτικές πηγές Μεγάλου Φασματικού Εύρους

Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί στο $V_\omega \gg 1$ της εξίσωσης (3.6.23). ας πάρουμε πρώτα την περίπτωση ενός οπτικού συστήματος που λειτουργεί μακριά από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, έτσι ώστε να μπορούμε να παραβλέψουμε την β_3 η

επίδραση του τετερίσματος συχνότητας είναι αμελητέα για τις πηγές μεγάλου φασματικού εύρους. Θέτοντας $C=0$ στην εξίσωση (3.6.23), παίρνουμε

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[1 + \left(\frac{\beta_2 L \sigma_\omega}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[1 + \left(\frac{DL\sigma_\lambda}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6.24)$$

όπου σ_λ είναι το RMS φασματικό εύρος της πηγής σε μονάδες μήκους κύματος. Επομένως, το παλμικό εύρος εξόδου δίνεται από την

$$\sigma = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}, \quad (3.6.25)$$

όπου $\sigma_D \equiv |D|L\sigma_\lambda$ αποτελεί μέτρο της διεύρυνσης λόγω διασποράς.

Μπορούμε να συσχετίσουμε το σ με τον ρυθμό μετάδοσης bit αν χρησιμοποιήσουμε σαν κριτήριο ότι ο διευρυμένος παλμός θα πρέπει να παραμείνει εντός της εκχωρημένης περιόδου του bit, $T_B=1/B$, όπου B είναι ο ρυθμός μετάδοσης bit. Ένα κριτήριο που χρησιμοποιούμε συχνά είναι το $\sigma \leq T_B/4$. Στους Γκαουσιανούς παλμούς, τουλάχιστον το 95% της ενέργειας του παλμού διατηρείται μέσα στη χρονική περίοδο αυτή. Ο περιοριστικός (μέγιστος) ρυθμός μετάδοσης bit δίνεται από τη σχέση $4B\sigma \leq 1$. Με τον περιορισμό $\sigma_D \gg \sigma_0$, είναι $\sigma = \sigma_D = |D|L\sigma_\lambda$ και η συνθήκη γίνεται

$$BL|D|\sigma_\lambda \leq 1/4. \quad (3.6.26)$$

Η συνθήκη αυτή θα πρέπει να συγκριθεί με την εξίσωση (3.6) που βρέθηκε με εμπειρικό τρόπο ευρετικά. Οι δύο αυτές εξισώσεις ταυτίζονται αν αποδώσουμε τη Δl σαν $4\sigma_\lambda$ στην εξίσωση (3.6)

Για ένα οπτικό σύστημα που λειτουργεί ακριβώς στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς είναι $\beta_2=0$ στην εξίσωση (3.6.23). θέτοντας $C=0$, όπως πριν και παίρνοντας $V_\omega \gg 1$, η εξίσωση (3.6.23) μπορεί να προσεγγισθεί από τη σχέση:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 L \sigma_\omega^2}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{SL\sigma_\lambda^2}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6.27)$$

όπου χρησιμοποιούμε την εξίσωση (3.13) για να συσχετίσουμε τη β_2 με την κλίση διασποράς S . Επομένως, το εύρος του παλμού εξόδου, δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (SL\sigma_\lambda^2)^2/2]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}, \quad (3.6.28)$$

όπου τώρα $\sigma_D \equiv |S|L\sigma_\lambda^2/\sqrt{2}$. όπως και πριν μπορούμε να συσχετίσουμε το σ με τον μέγιστο ρυθμό μετάδοσης bit μέσω της συνθήκης $4B\sigma \leq 1$. Όταν $\sigma_D \gg \sigma_0$, ο περιορισμός του ρυθμού bit διέπεται από την

$$BL|S|\sigma_\lambda^2 \leq 1/\sqrt{8}. \quad (3.6.29)$$

Η συνθήκη αυτή θα πρέπει να συγκριθεί με την εξίσωση (3.14), η οποία έχει βρεθεί εμπειρικά χρησιμοποιώντας απλές φυσικές ιδιότητες.

Για παράδειγμα, ας πάρουμε την περίπτωση μίας φωτοδιόδου εκπομπής με $\sigma_\lambda = 15 \text{ nm}$. Χρησιμοποιώντας $D = 17 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ στα $1.55 \mu\text{m}$ η εξίσωση (3.6.26) παρέχει $BL \ll 1 (\text{Gb/s})\cdot\text{km}$. Ωστόσο, αν το σύστημα έχει σχεδιαστεί να λειτουργεί σε μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, η BL μπορεί να αυξηθεί στα $20 (\text{Gb/s})\cdot\text{km}$ για τυπική τιμή $S = 0.08 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$.

Οπτικές πηγές μικρού φασματικού εύρους

η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί στο $V\omega \ll 1$ της εξίσωσης (3.6.23). Όπως και προηγουμένως αν αγνοήσουμε το β_3 κι ορίσουμε $C=0$, η εξίσωση (3.6.23) προσεγγίζεται από τη σχέση

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (\beta_2 L / 2\sigma_0)^2]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}. \quad (3.6.30)$$

Μια σύγκριση με την εξίσωση (3.6.25) αποκαλύπτει μια σημαντική διαφορά μεταξύ των δύο αυτών περιπτώσεων. Για στενό φάσμα της πηγής, η διεύρυνση λόγω διασποράς εξαρτάται από το αρχικό εύρος σ_0 , ενώ δεν συμβαίνει το ίδιο όταν υπερισχύει τα φασματικό εύρος της οπτικής πηγής. Στην πραγματικότητα, η σ μπορεί εμφανίζεται για $\sigma_0 = \sigma_D = (|\beta_2|L/2)^{1/2}$ και δίνεται από τη σχέση $\sigma = (|\beta_2|L)^{1/2}$

$$B\sqrt{|\beta_2|L} \leq 1/4. \quad (3.6.31)$$

Η βασική διαφορά από την εξίσωση (3.6.26) είναι ότι το B τείνει μάλλον προς $L^{-1/2}$ παρά προς L^{-1} .

Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν γύρω από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, είναι $\beta_2 = 0$ στην εξίσωση (3.6.23). Αν $V\omega \ll 1$ και $C=0$, το εύρος παλμού δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (\beta_3 L / 4\sigma_0^2)^2 / 2]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}. \quad (3.6.32)$$

Όπως και στη περίπτωση της εξίσωσης (3.6.30), το σ μπορεί να ελαχιστοποιηθεί αν βελτιώσουμε το παλμικό εύρος της εισόδου σ_0 , η ελάχιστη τιμή του σ_0 εμφανίζεται για $\sigma_0 = (|\beta_3|L/4)^{1/3}$ και δίνεται από την

$$\sigma = (3/2)^{1/2} (|\beta_3|L/4)^{1/3}. \quad (3.6.33)$$

μπορούμε να πάρουμε το μέγιστο ρυθμό μετάδοσης bit χρησιμοποιώντας τη συνθήκη $4B\sigma \leq 1$, ή την

$$B(|\beta_3|L)^{1/3} \leq 0.324. \quad (3.6.34)$$

Οι επιδράσεις της διασποράς στην περίπτωση αυτή είναι οι ηπιότερες. Για τυπική τιμή $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ο ρυθμός μετάδοσης bit μπορεί να αυξηθεί μέχρι και 150 Gb/s για $L = 100 \text{ km}$. Αυτός μειώνεται σε μόνο 70 Gb/s ακόμη και όταν το L αυξάνεται κατά ένα συντελεστή 10 λόγω της εξάρτησης $L^{-1/3}$ του ρυθμού μετάδοσης των bit από το μήκος της οπτικής ίνας. Ολοφάνερα λοιπόν, η λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων

μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά λειτουργώντας κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας και χρησιμοποιώντας οπτικές πηγές με σχετικά στενό φασματικό εύρος.

Οι επιδράσεις του τετερίσματος Συχνότητας

Στις προηγούμενες περιπτώσεις θεωρήσαμε σαν παλμό εισόδου έναν Γκαουσιανό παλμό χωρίς τετέρισμα. Στην πραγματικότητα, οι οπτικοί παλμοί που εκπέμπονται από laser ημιαγωγού είναι μη-Γκαουσιανοί και παρουσιάζουν σημαντικό τετέρισμα. Χρησιμοποιήσαμε ένα υπέρ-Γκαουσιανό πρότυπο για να μελετήσουμε τον περιορισμό ρυθμού μετάδοσης bit, που επιβάλλεται από τη διασπορά στην ίνα για τέτοιου είδους παλμούς εισόδου. η εξίσωση (3.6.10) αντικαθίσταται τότε από τη σχέση :

$$A(0, T) = A_0 \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (3.6.35)$$

όπου η παράμετρος m ελέγχει τη μορφή του παλμού. Οι Γκαουσιανοί παλμοί με τετέρισμα αντιστοιχούν σε $m=1$. Για μεγάλες τιμές του m ο παλμός γίνεται σχεδόν ορθογώνιος, με απότομη άνοδο και πτώση. Αν λύσουμε την εξίσωση (3.6.9) αριθμητικά, θα πάρουμε την μορφή του παλμού εξόδου. Μπορούμε να βρούμε το γινόμενο BL του μέγιστου ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση, αν απαιτήσουμε να μην αυξηθεί το ενεργό πλάτος παλμού πέρα από τα ανεκτά όρια διεύρυνσης. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται το γινόμενο BL σαν συνάρτηση της παραμέτρου C για Γκαουσιανούς ($m=1$) και υπέρ-Γκαουσιανούς ($m=3$) παλμούς εισόδου, και στις δύο περιπτώσεις πήραμε το μήκος της ίνας, οποίο ο παλμός διευρύνεται κατά 20%, για $T_0=125\text{ps}$ και $\beta_2=-20\text{ps}^2/\text{km}$. Όπως ήταν αναμενόμενο, το γινόμενο BL είναι μακρύτερο για τους υπέρ-Γκαουσιανούς παλμούς, γιατί οι παλμοί αυτοί διευρύνονται πιο γρήγορα από τους Γκαουσιανούς. Το γινόμενο BL μειώνεται δραματικά για τις αρνητικές τιμές της παραμέτρου τετερίσματος C . Αυτό οφείλεται στην ενισχυμένη διεύρυνση που παρουσιάζεται όταν το $\beta_2 C$ είναι θετικό. Δυστυχώς, η C είναι γενικά αρνητική στα laser ημιαγωγού με απευθείας διαμόρφωσης με τυπική τιμή -6 στα $1.55\mu\text{m}$. αφού κάτω από αυτές τις συνθήκες $BL < 100(\text{Gb/s})\text{-km}$ η διασπορά στην οπτική ίνα περιορίζει το ρυθμό μετάδοσης bit σε περίπου 2Gb/s για $L=50\text{km}$. Μπορούμε να λύσουμε το πρόβλημα αυτό χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς ή αλλιώς ένα σχέδιο αντιστάθμισης της διασποράς.

Εύρος ζώνης λειτουργίας της οπτικής ίνας

Η έννοια του εύρους ζώνης λειτουργίας της ίνα προέρχεται από τη γενική θεωρία των αναλλοίωτων χρονικά γραμμικών συστημάτων. Αν μπορούμε να θεωρήσουμε την οπτική ίνα σαν γραμμικό σύστημα, η ισχύς εισόδου και εξόδου της θα σχετίζονται με γενική σχέση

$$P_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - t') P_{\text{in}}(t') dt' \quad (3.6.36)$$

Για ένα κρουστικό $P_{\text{in}}(t)$, όπου $\delta(t)$ είναι η συνάρτηση δέλτα, και $P_{\text{out}}(t)=h(t)$. Για τον λόγο αυτό, η $h(t)$ ονομάζεται κρουστική απόκριση του γραμμικού συστήματος. Μέσω μετασχηματισμού Fourier έχουμε τη σχέση

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(i2\pi ft) dt, \quad (3.6.37)$$

που μας δίνει απόκριση της συχνότητας και ονομάζεται συνάρτηση μεταφοράς. Γενικά, η $|H(f)|$ ελαττώνεται με την αύξηση της f , πράγμα που σημαίνει πως οι συνιστώσες υψηλής συχνότητας του σήματος εισόδου υφίστανται εξασθένιση από την ίνα. Σαν αποτέλεσμα, η οπτική ίνα λειτουργεί σαν φίλτρο διέλευσης ζώνης συχνοτήτων. Το εύρος ζώνης της ίνας, f_{dB} , αντιστοιχεί σε συχνότητα $f=f_{dB}$ στην οποία η $|H(f)|$ μειώνεται στο μισό ή κατά 3dB:

$$|H(f_{dB})/H(0)| = 1/2. \quad (3.6.38)$$

Σημειώστε ότι η f_{dB} είναι το οπτικό εύρος ζώνης της ίνας καθώς η οπτική ισχύς μειώνεται κατά 3dB στη συχνότητα αυτή, σε σύγκριση με απόκριση μηδενικής συχνότητας. Στη θεωρία των ηλεκτρικών επικοινωνιών, το εύρος ζώνης λειτουργίας των γραμμικών συστημάτων γενικά ορίζεται σαν η συχνότητα στην οποία η ηλεκτρική ισχύς μειώνεται κατά 3dB. Αφού η οπτική ισχύς μετατρέπεται σε ηλεκτρικό ρεύμα, μπορούμε να πάρουμε το ηλεκτρικό εύρος ζώνης των 3dB αν αντικαταστήσουμε τον συντελεστή $1/2$ στην εξίσωση(3.6.38) με $1/\sqrt{2}$.

Δεν μπορούμε, σε γενικές γραμμές, να θεωρήσουμε τις οπτικές ίνες σαν γραμμικά συστήματα και η εξίσωση (3.6.36) δεν τις καλύπτει. Ωστόσο, μπορούμε να τις προσεγγίσουμε με ένα γραμμικό σύστημα αν το φασματικό εύρος της πηγής $\Delta\omega$ είναι πολύ μεγαλύτερο από το φασματικό εύρος του σήματος $\Delta\omega(V \gg 1)$. Μπορούμε έτσι να εξετάσουμε τη μετάδοση των διαφορετικών φασματικών συνιστωσών χωριστά και να προσθέσουμε την ισχύ που αυτές μετέφεραν γραμμικά, ώστε να πάρουμε την ισχύ εξόδου. Για ένα Γκαουσιανό φάσμα, η συνάρτηση μεταφοράς $H(f)$ δίνεται από την

$$H(f) = \frac{1}{(1 + i f/f_2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(f/f_1)^2}{1 + i f/f_2}\right), \quad (3.6.39)$$

όπου

$$f_1 = (2\pi\beta_2 L\sigma_\omega)^{-1} = (2\pi|D|L\sigma_\lambda)^{-1}, \quad (3.6.40)$$

$$f_2 = (2\pi\beta_3 L\sigma_\omega^2)^{-1} = [2\pi(S + 2|D|/\lambda)L\sigma_\lambda^2]^{-1}, \quad (3.6.41)$$

και χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (3.5) και (3.13) για να εισάγουμε τις παραμέτρους διασποράς D και S .

Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν πέρα από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς ($f_1 \ll f_2$), η συνάρτηση μεταφοράς είναι περίπου Γκαουσιανή. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.6.38) και (3.6.39) με $f \ll f_2$, το εύρος ζώνης της ίνας δίνεται από την

$$f_{dB} = (2 \ln 2)^{1/2} f_1 \approx 0.188(|D|L\sigma_\lambda)^{-1}. \quad (3.6.42)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε το $\sigma_D = |D|L\sigma_\lambda$ της εξίσωσης (3.6.25) παίρνουμε την σχέση $f_{3dB}\sigma_D \approx 0.188$ μεταξύ του εύρους ζώνης της ίνας και της παλμικής διεύρυνσης λόγω διασποράς. Επίσης μπορούμε να προσδιορίσουμε μία σχέση μεταξύ του εύρους ζώνης και του ρυθμού bit με τις εξισώσεις (3.6.26) και (3.6.42). η σχέση είναι $B \leq 1.33f_{3dB}$ και μας δείχνει πως το εύρος ζώνης της ίνας είναι κατά προσέγγιση μέτρο του μέγιστου δυνατού ρυθμού bit των περιορισμένων λόγω διασποράς οπτικών συστημάτων.

Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, μπορούμε να πάρουμε τη συνάρτηση μεταφοράς από την εξίσωση (3.6.39), θέτοντας $D = 0$ Η χρήση της εξίσωσης (3.6.38) τότε μας δίνει την παρακάτω έκφραση του εύρους ζώνης της ίνας

$$f_{3dB} = \sqrt{15}f_2 \approx 0.616(SL\sigma_\lambda^2)^{-1}. \quad (3.6.43)$$

Ο περιορισμός ρυθμός μετάδοσης bit μπορεί να συσχετιστεί με την f_{3dB} μέσω της εξίσωσης (3.6.29) και δίνεται από τη σχέση $B \leq 0.574f_{3dB}$. και πάλι, το εύρος ζώνης παρέχει το μέτρο του περιορισμένου λόγω διασποράς ρυθμού bit. Για έναν αριθμητικό υπολογισμό, ας πάρουμε ένα οπτικό σύστημα 1.55μm που χρησιμοποιεί ίνες ολισθημένης διασποράς και πολύτροπους laser ημιαγωγού. Αν πάρουμε σαν τυπικές τιμές $S = 0.05\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ και $\sigma_\lambda = 1\text{nm}$, η $f_{3dB}L = 32\text{THz}\cdot\text{km}$. Αντίθετα το γινόμενο εύρους ζώνης επί την απόσταση μειώνεται στο $0.1\text{THz}\cdot\text{km}$ για τις συνηθισμένες οπτικές ίνες με $D = 18\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Με την άφιξη των οπτικών ενισχυτών η απώλεια στις οπτικές ίνες δεν αποτελεί πια σημαντικό περιοριστικό παράγοντα για τα οπτικά συστήματα επικοινωνιών. Πράγματι, τα περισσότερα τεχνικά εξελιγμένα οπτικά συστήματα περιορίζονται μάλλον από τη διασπορά στις οπτικές ίνες, παρά από την απώλεια τους. Από μια άποψη οι οπτικοί ενισχυτές επιλύουν το πρόβλημα της απώλεια αλλά, ταυτόχρονα, επιδεινώνουν το πρόβλημα της διασποράς αφού, αντίθετα με τους ηλεκτρονικούς αναμεταδότες, ένας οπτικός ενισχυτής δεν αποκαθιστά το ενισχυμένο σήμα στην αρχική του κατάσταση. Σαν αποτέλεσμα, η υποβάθμιση λόγω διασποράς του μεταδιδόμενου σήματος συσσωρεύεται σε πολλούς ενισχυτές. Κατά την δεκαετία του 1990 αναπτύχθηκαν αρκετές τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς για να διορθώσουν το συγκεκριμένο πρόβλημα. Στην ενότητα 4.1 εξηγούμε γιατί χρειάζεται αντιστάθμιση της διασποράς οι ενότητες 4.2 και 4.3 αφιερώνονται στις ηλεκτρονικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται στον δέκτη και στον πομπό η αντιστάθμιση της διασποράς. Στις ενότητες 4.4-4.6 εξετάζουμε την χρησιμοποίηση των οπτικών στοιχείων υψηλής διασποράς στη ζεύξη των οπτικών ινών, όπως μια δίτροπη οπτική ίνα ή μία οπτική ίνα διάθλασης. Η τεχνική της συζυγούς οπτικής φάσης, γνωστή και σαν φασματική αντιστροφή μέσω ανοίγματος, σχολιάζεται στην ενότητα 4.7. η ενότητα 4.8 είναι αφιερωμένη στην αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης συχνοτήτων, που απαιτείται όταν χρησιμοποιούμε οπτικά TDM ή WDM για να αυξήσουμε την χωρητικότητα του συστήματος. Στην τελευταία ενότητα, εξετάζουμε την αντιστάθμιση της διασποράς στα οπτικά συστήματα μακρινής μετάδοσης.

4.1 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΛΟΓΩ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Οι επιδράσεις της διασποράς της ταχύτητας ομάδας (GVD) μπορούν να ελαχιστοποιηθούν αν χρησιμοποιήσουμε ένα laser στενού εύρους γραμμής και το λειτουργήσουμε γύρω στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς λ_{2D} της ίνας. Ωστόσο δεν είναι πάντα πρακτικά δυνατό να ταιριάξουμε το λειτουργικό μήκος κύματος λ με το λ_{2D}. Ένα παράδειγμα παρέχουν τα οπτικά συστήματα τρίτης γενιάς που λειτουργούν στα 1.55μm και χρησιμοποιούν οπτικού πομπούς, οι οποίοι εμπεριέχουν ένα laser DFB. Τα συστήματα αυτά γενικά χρησιμοποιούν το υπάρχον παγκόσμιο δίκτυο, που αποτελείται από περισσότερα από 5x10⁷ km “τυπικής” μονότροπης οπτικής ίνας με λ_{2D}=1.31μm. Αφού η παράμετρος διασποράς D≈16ps/(km-nm) στην περιοχή των 1.55μm τέτοιου είδους οπτικών ινών, η GVD περιορίζει σημαντικά τα 2Gb/s. Για ένα άμεσα διαμορφωμένο laser DFB, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (3.6.26) για να υπολογίσουμε την περιοριστική απόσταση μετάδοσης και να πάρουμε

$$L < (4B|D|\sigma_\lambda)^{-1/2} \quad (4.1.1)$$

όπου σ_λ είναι το φασματικό εύρος RMS με τυπική τιμή 0.15nm λόγω της φασματικής διεύρυνσης που επάγεται από το τετέρισμα της συχνότητας. (χρησιμοποιώντας D=16ps/(km-nm) στην εξίσωση (4.1.1) τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν στα 2Gb/s περιορίζονται σε L≈42km. Πράγματι, τα συστήματα αυτά χρησιμοποιούν ηλεκτρονικούς αναμεταδότες, με μεταξύ τους απόσταση περίπου 40km και δεν

μπορούν να ωφεληθούν από τη διάθεση οπτικών ενισχυτών. Επιπλέον, ο ρυθμός μετάδοσης bit δεν μπορεί να αυξηθεί πάνω από τα 2,5Gb/s, λόγω του ότι η απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών γίνεται πάρα πολύ μικρή για να συμφέρει οικονομικά.

Η απόδοση του συστήματος μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά αν χρησιμοποιήσουμε έναν εξωτερικό διαμορφωτή αποφεύγοντας έτσι τη φασματική διεύρυνση που επάγεται από το τετέρισμα συχνότητας. Η λειτουργία αυτή έγινε εφαρμόσιμη με την εμπορική διαμόρφωση. Η περιοριστική απόσταση μετάδοσης μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση (3.6.31) και δίνεται από τη σχέση

$$L < (16|\beta_2|B^2)^{-1} \quad (4.1.2)$$

όπου β_2 είναι ο παράγοντας GVD που σχετίζεται με την D μέσω της εξίσωσης (3.5). χρησιμοποιώντας την τυπική τιμή $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$ στα 1.55 μm $L < 500\text{km}$ στα 2,5Gb/s. Παρόλο που έχει βελτιωθεί σημαντικά σε σύγκριση με την περίπτωση των άμεσα διαμορφωμένων DFB laser, ο περιορισμός αυτός λόγω διασποράς αποτελεί πρόβλημα όταν χρησιμοποιούμε ενισχυτές σε σειρά για αντιστάθμιση της απώλειας. Επιπλέον, αν ο ρυθμός μετάδοσης bit αυξηθεί στα 10Gb/s, η περιορισμένη λόγω GVD απόσταση μετάδοσης μειώνεται στα 30 km, τιμή τόσο χαμηλή ώστε να μην μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε οπτικού ενισχυτές στον σχεδιασμό τέτοιων οπτικών συστημάτων. Είναι ολοφάνερο από την εξίσωση (4.1.2) ότι σχετικά υψηλή GVD των τυπικών μονότροπων οπτικών ινών περιορίζει σημαντικά την απόδοση των συστημάτων 1.55 μm , τα οποία έχουν σχεδιαστεί να χρησιμοποιούν τον υπάρχον δίκτυο επικοινωνίας σε ρυθμό μετάδοσης bit 10Gb/s ή και περισσότερο.

Η πρόσφατη ανάπτυξη των τεχνικών αντιστάθμισης διασποράς σκοπεύει να επιλύσει το πρακτικό αυτό πρόβλημα. Η βασική ιδέα πίσω από όλες αυτές τις τεχνικές είναι αρκετά απλή και μπορεί να γίνει κατανοητή χρησιμοποιώντας την εξίσωση παλμικής μετάδοσης, που προκύπτει στην ενότητα 3.6.1 και γράφεται ως εξής

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0, \quad (4.1.3)$$

όπου A είναι το πλάτος της περιβάλλουσας του παλμού. Η επίδραση της διασποράς τρίτης τάξης συμπεριλαμβάνεται με τον όρο β_3 , στην πράξη, ο όρος μπορεί να αγνοηθεί όταν ο $|\beta_2|$ υπερβαίνει το $1\text{ps}^2/\text{km}$. Η εξίσωση (4.1.3) λύθηκε στην ενότητα (3.6.2) και λύση δίνεται με τη μορφή της εξίσωσης (3.6.15), στην ειδική περίπτωση όπου $\beta_3 = 0$ η λύση δίνεται από τη σχέση

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 z \omega^2 - i\omega t\right) d\omega, \quad (4.1.4)$$

όπου $\tilde{A}(0, \omega)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $A(0, t)$.

Η υποβάθμιση λόγω διασποράς του οπτικού σήματος προκαλείται από τον παράγοντα φάσης $\exp(i\beta_2 z \omega^2/2)$, που βρίσκεται από τις φασματικές συνιστώσες του παλμού κατά τη μετάδοση του στο εσωτερικό της οπτικής ίνας. Όλες οι τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς προσπαθούν να ακυρώσουν αυτόν τον παράγοντα φάσης έτσι ώστε να μπορεί να αποκατασταθεί το σήμα εισόδου. Η πραγματική του

υλοποίηση μπορεί να εκτελεσθεί στον δέκτη, στον πομπό ή κατά μήκος της ζεύξης των οπτικών ινών.

4.2 ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΜΕΤΑ ΤΗΝ ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗ

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ηλεκτρονικές τεχνικές για την αντιστάθμιση της GVD στο εσωτερικό το δέκτη. Η φιλοσοφία πίσω από την προσέγγιση αυτή είναι ότι ακόμα και αν το οπτικό σήμα υποβαθμίστηκε από την GVD, μπορούμε να εξισορροπήσουμε τις επιδράσεις της διασποράς ηλεκτρονικά, αν η οπτική ίνα λειτουργεί σαν γραμμικό σύστημα. Μπορούμε να αντισταθμίσουμε τη διασπορά σχετικά εύκολα, αν χρησιμοποιήσουμε έναν σύμφωνο ετερόδουνο δέκτη για να ανίχνευση το σήματος. Ένας ετερόδουνος δέκτης αρχικά μετατρέπει το οπτικό σήμα σε μικροκυμματικό στην ενδιάμεση συχνότητα ω_{IF} , ενώ διατηρεί και την πληροφορία πλάτους και την πληροφορία φάσης. Ένα μικροκυμματικό φίλτρο διέλευσης χαμηλών συχνοτήτων του οποίου η παλμική απόκριση διέπεται από την συνάρτηση μεταφοράς

$$H(\omega) = \exp[-i(\omega - \omega_{IF})^2 \beta_2 L/2], \quad (4.2.1)$$

όπου L είναι το μήκος της οπτικής ίνας, θα πρέπει να αποκαθιστά την αρχική μορφή του λαμβανόμενου σήματος. Αυτό το συμπέρασμα βγαίνει από την τυπική θεωρία των γραμμικών συστημάτων χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.1.4) $z=L$. Η τεχνική αυτή είναι πιο πρακτική για την αντιστάθμιση της διασποράς στα σύμφωνα οπτικά συστήματα σε ένα πείραμα σύγχρονης μετάδοσης PSK, χρησιμοποιήθηκε μια γραμμή μικρολωρίδας μήκους 31,5cm για εξισορρόπηση της διασποράς. Η χρήση της έδωσε την δυνατότητα να μεταδώσουμε το σήμα των 8Gb/s σε απόσταση 188km μέσω τυπικών οπτικών ινών με διασπορά 18,5ps/(km-nm). Σε πείραμα του 1993, η τεχνική επεκτάθηκε στην ομόδουνη ανίχνευση χρησιμοποιώντας μετάδοσης απλής πλευρικής ζώνης συχνοτήτων, και το σήμα των 6Gb/s ανακτήθηκε στον δέκτη αφού μεταδόθηκε σε απόσταση 270km μέσω τυπικών οπτικών ινών. Οι γραμμές μικρολωρίδας μπορούν να σχεδιαστούν έτσι ώστε να αντισταθμίζουν την GVD που πήραμε σε μήκος οπτικής ίνας μέχρι και 4900km για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν σε ρυθμό μετάδοσης bit 2.5Gb/s.

Ένας ηλεκτρονικός εξισορροπητής διασποράς για έναν δέκτη άμεσης ανίχνευσης είναι πολύ πιο πρακτικός. Ένα γραμμικό ηλεκτρονικό κύκλωμα δεν μπορεί να αντισταθμίσει την GVD στην περίπτωση αυτή. Το πρόβλημα οφείλεται στο γεγονός ότι όλες οι πληροφορίες φάσης χάνονται κατά την διάρκεια της άμεσης ανίχνευσης, αφού ο φωτοανιχνευτής ανταποκρίνεται μόνο στην οπτική ένταση. Σαν αποτέλεσμα μια τεχνική γραμμικής εξισορρόπησης δεν μπορεί να ανακτήσει ένα σήμα το οποίο έχει διαδοθεί έξω από τη συγκεκριμένη διάρκεια του bit. Ωστόσο, έχουν αναπτυχθεί αρκετές τεχνικές μη γραμμικής εξισορρόπησης, οι οποίες επιτρέπουν την ανάκτηση του υποβαθμισμένου σήματος. Σε μια μέθοδο κατώφλι απόφαση που συνήθως διατηρείτε σταθερό στο κέντρο του διαγράμματος του ματιού, μεταβάλλεται ανάλογα με τα bit που προηγούνται. Σε μία άλλη, η απόφαση ενός δεδομένου bit λαμβάνεται αφού εξεταστεί η αναλογική κυματομορφή σε διάστημα πολλών bit, που περιβάλλει το εν λόγω bit. Η βασική δυσκολία σε όλες αυτές τις τεχνικές είναι ότι απαιτούν ηλεκτρονικά λογικά κυκλώματα τα οποία θα πρέπει να λειτουργούν στο ρυθμό μετάδοσης bit και των οποίων η πολυπλοκότητα αυξάνεται εκθετικά με τον αριθμό των bit, κατά τον οποίο διαδόθηκε ένας οπτικός παλμός λόγω διεύθυνσης του μέσου της GVD. Επομένως, η ηλεκτρονική εξισορρόπηση γενικά περιορίζεται σε χαμηλούς

ρυθμούς μετάδοσης bit και σε αποστάσεις μεταδόσεις μόλις μερικών μηκών διασποράς.

Επίσης έχει προταθεί και μια οπτοηλεκτρονική τεχνική εξισορρόπησης βασισμένη σε ένα εγκάρσιο φίλτρο. Στην τεχνική αυτή ένας διαιρέτης ισχύος στον δέκτη διαιρεί να λαμβανόμενο οπτικό σήμα σε διάφορες διακλαδώσεις. Οι γραμμές καθυστέρησης οπτικών ινών εισάγουν μεταβλητές καθυστερήσεις στις διαφορετικές διακλαδώσεις. Το οπτικό σήμα σε κάθε διακλάδωση μετατρέπεται σε φωτόρρευμα χρησιμοποιώντας φωτοανιχνευτές μεταβλητής ευαισθησίας και το συνολικό φωτόρρευμα χρησιμοποιείται από το κύκλωμα απόφασης. Η τεχνική μπορεί να επεκταθεί για απόσταση μετάδοσης περίπου τριπλάσια για οπτικό σύστημα που λειτουργεί στα 5 Gb/s.

4.3 ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΡΙΝ ΤΗΝ ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗ

Αυτή η προσέγγιση της αντιστάθμισης της διασποράς τροποποιεί τα χαρακτηριστικά παλμικής εισόδου στον πομπό, πριν εκτοξευτούν στη ζεύξη των οπτικών ινών. Η ιδέα μπορεί να γίνει κατανοητή από την εξίσωση (4.1.4). αποτελείται από τη μεταβολή του φασματικού πλάτους $\bar{A}(0, \omega)$ του παλμού εισόδου με τέτοιο τρόπο ώστε να εξαλείφεται η υποβάθμιση λόγω GVD ή τουλάχιστον, να μειώνεται σημαντικά. Είναι ολοφάνερο πως αν το φασματικό πλάτος μεταβληθεί κατά

$$\bar{A}(0, \omega) \rightarrow \bar{A}(0, \omega) \exp(-i\omega^2 \beta_2 L/2), \quad (4.3.1)$$

Όπου L είναι το μήκος της ίνας, η GVD θα αντισταθμιστεί ακριβώς και ο παλμός θα διατηρήσει τη μορφή του στην έξοδο της οπτικής ίνας. Δυστυχώς, δεν είναι εύκολο να υλοποιήσουμε την εξίσωση(4.3.1) στην πράξη. Σε μια απλή προσέγγιση, ο παλμός εισόδου υφίσταται κατάλληλο τετέρισμα ώστε να ελαχιστοποιήσει την παλμική διεύρυνση λόγω της GVD. Αφού το τετέρισμα της συχνότητας εφαρμόζεται στον πομπό πριν τη διάδοση του παλμού, η τεχνική αυτή ονομάζεται προ-τετέρισμα.

4.3.1 Προ-τετέρισμα

Ένας απλός τρόπος να κατανοήσουμε τον ρόλο του προ-τετερίσματος βασίζεται στη θεωρία που παρουσιάστηκε στην ενότητα 3.6 όπου σχολιάστηκε η διάδοση των τετερισμένων Γκαουσιανών παλμών στις οπτικές ίνες. Το πλάτος εισόδου λαμβάνεται ότι είναι

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right], \quad (4.3.2)$$

Όπου C είναι η παράμετρος τετερίσματος. Για έναν χονδρικό υπολογισμό της βελτιστοποίησης, ας πάρουμε την περίπτωση όπου είναι αποδεκτή η παλμική διεύρυνση κατά παράγοντα μέχρι $\sqrt{2}$. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.6.17) με $T_1/T_0 = \sqrt{2}$, η απόσταση μετάδοσης δίνεται από την

$$L = \frac{C + \sqrt{1 + 2C^2}}{1 + C^2} L_D, \quad (4.3.3)$$

Όπου $LD = T^2 / |\beta_2|$ είναι το μήκος της διασποράς. Για τους Γκαουσιανούς παλμούς χωρίς τετερίσματα, $C=0$ και $L=LD$. Ωστόσο, το L αυξάνεται κατά 36% για $C=1$. σημειώστε επίσης πως $L < LD$ για μεγάλες τιμές του C . Στην πράξη, η μέγιστη βελτιστοποίηση κατά $\sqrt{6}$ εμφανίζεται για $C=1/\sqrt{2}$. τα χαρακτηριστικά αυτά δείχνουν ξεκάθαρα ότι η τεχνική προ-τετερίσματος απαιτεί προσεκτική βελτιστοποίηση. Ακόμη και αν η μορφή του παλμού σπανίως είναι Γκαουσιανή στην πράξη η τεχνική προ-τετερίσματος μπορεί να αυξήσει την απόσταση μετάδοσης κατά 2 όταν χρησιμοποιείται με προσοχή. Μόλις το 1986, ένα Γκαουσιανό πρότυπο κατάλληλο για μετάδοση NRZ προέβλεψε μια τέτοια βελτιστοποίηση.

Η τεχνική προ-τετερίσματος εξετάστηκε κατά τη δεκαετία του 1980 όσον αφορά τους laser ημιαγωγού άμεσης διαμόρφωσης. Τα laser αυτά τετερίζουν τον παλμό αυτόματα μέσω των μεταβολών του δείκτη επαγωγικού-φέροντος που εξαρτώνται από τον παράγοντα ενίσχυσης εύρους γραμμής β_c . Δυστυχώς, η παράμετρος τετερίσματος C είναι αρνητική ($C=-\beta_c$) για τους άμεσα διαμορφωμένους laser ημιαγωγών. Αφού το β_2 στην περιοχή μήκους κύματος των 1,55μm είναι επίσης αρνητικό στις τυπικές οπτικές ίνες, η συνθήκη $\beta_2 C < 0$ δεν ικανοποιείται στην πράξη, το τετερίσμα που επάγεται μέσω της άμεσης διαμόρφωσης αυξάνει την παλμική διεύρυνση λόγω GVD, και έτσι μειώνει δραστικά την απόσταση μετάδοσης. Κατά την δεκαετία 1980, διάφορες τεχνικές εξέτασαν την δυνατότητα να διαμορφώσουν κατάλληλα το παλμικό ρεύμα με τέτοιο τρόπο ώστε να βελτιώνεται η απόσταση μετάδοσης σε σύγκριση με εκείνη που πραγματοποιείται χωρίς την διαμόρφωση του ρεύματος.

Στην περίπτωση της εξωτερικής διαμόρφωσης, οι οπτικοί παλμοί σχεδόν δεν παρουσιάζουν τετερίσμα. Η τεχνική προ-τετερίσματος στην περίπτωση αυτή επιβάλλει τετερίσμα συχνότητας με θετική τιμή της παραμέτρου τετερίσματος C έτσι ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη $\beta_2 C < 0$. Για το σκοπό αυτό έχουν προταθεί διάφορες τεχνικές. Σε μια απλή προσέγγιση η συχνότητα του laser DFB αρχικά διαμορφώνεται (FM) πριν η έξοδος του laser περάσει σε έναν εξωτερικό διαμορφωτή για διαμόρφωση πλάτους (AM). Το οπτικό σήμα που προκύπτει παρουσιάζει ταυτόχρονη FM και AM. Από πρακτική άποψη, η FM του οπτικού φέροντος μπορεί να πραγματοποιηθεί διαμορφώνοντας το εκχυνόμενο ρεύμα του laser DFB κατά μία μικρή ποσότητα (1mA). Παρόλο που μια τέτοια άμεση διαμόρφωση του laser DFB διαμορφώνει επίσης ημιτονοειδώς και την οπτική ισχύ, το μέγεθος είναι αρκετά μικρό ώστε να μην παρεμβάλλεται στη διαδικασία της ανίχνευσης.

Η FM του οπτικού φέροντος, που ακολουθείται από εξωτερική AM, δημιουργεί ένα σήμα που αποτελείται από τετερισμένους παλμούς. Η ποσότητα του τετερίσματος μπορεί να καθοριστεί ως εξής.

Αν υποθέσουμε ότι η μορφή του παλμού είναι Γκαουσιανή, το οπτικό σήμα μπορεί να γραφεί ως εξής

$$E(0, t) = A_0 \exp(-t^2/T_0^2) \exp[-i\omega_0(1 + \delta \sin \omega_m t)t], \quad (4.3.4)$$

όπου η φέρουσα συχνότητα ω_0 του παλμού διαμορφώνεται ημιτονοειδώς στη συχνότητα ω_m με βάθος διαμόρφωσης δ . Κοντά στο κέντρο του παλμού $\sin(\omega_m t) = \omega_m t$ και η εξίσωση (4.3.4) γίνεται

$$E(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \exp(-i\omega_0 t), \quad (4.3.5)$$

όπου η παράμετρος τετερίσματος C δίνεται από την

$$C = 2\delta\omega_m\omega_0 T_0^2 \quad (4.3.6)$$

Το πρόσημο και το μέγεθος της παραμέτρου τετερίσματος C ελέγχεται αν μεταβάλλουμε τις παραμέτρους FM δ και ω_m .

Η διαμόρφωση φάσης του οπτικού φέροντος οδηγεί επίσης σε θετικό τετέρισμα όπως επαληθεύει η αντικατάσταση της εξίσωσης (4.3.4) με την

$$E(0, t) = A_0 \exp(-t^2/T_0^2) \exp[-i\omega_0 t + i\delta \cos(\omega_m t)] \quad (4.3.7)$$

και χρησιμοποιώντας $\cos x \approx 1 - x^2/2$. Ένα πλεονέκτημα της τεχνικής διαμόρφωσης φάσης είναι ότι ο ίδιος ο εξωτερικός διαμορφωτής μπορεί να διαμορφώσει τη φέρουσα φάση. Η πιο απλή λύση είναι να χρησιμοποιήσουμε έναν εξωτερικό διαμορφωτή, του οποίου ο δείκτης διάθλασης να μπορεί να μεταβληθεί ηλεκτρονικά με τέτοιο τρόπο ώστε να επιβάλλει τετέρισμα συχνότητας με $C > 0$. Μόλις το 1991, ένα σήμα των 5 Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 256km χρησιμοποιώντας διαμορφωτή LiNbO₃ έτσι ώστε οι τιμές της C να κυμαίνονται μεταξύ 0.6-0.8. Αυτές οι πειραματικές τιμές συμφωνούν με τη θεωρία του Γκαουσιανού παλμού όπου βασίζεται η εξίσωση (4.3.3). Κι άλλα είδη διαμορφωτών ημιαγωγών όπως ένας διαμορφωτής ηλεκτροαπορρόφησης ή ένας διαμορφωτής Mach-Zender(MZ), μπορούν επίσης να τετερίσουν τον οπτικό παλμό με $C > 0$ κι έχουν πράγματι χρησιμοποιηθεί για να παρουσιάσουν μετάδοση πέρα από το όριο διασποράς. Με την ανάπτυξη των laser DFB περιείχαν έναν μονολιθικά ολοκληρωμένο διαμορφωτή ηλεκτροαπορρόφησης, η υλοποίηση της τεχνικής προ-τετερίσματος έγινε αρκετά πρακτική. Σε πείραμα του 1996, ένα σήμα NRZ των 10Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 100km μέσω τυπικών ινών χρησιμοποιώντας έναν τέτοιο πομπό.

4.3.2 καθαρή διαμόρφωση συχνότητας

Η ταυτόχρονη FM και AM του οπτικού σήματος είναι ουσιαστική για την αντιστάθμιση της διασποράς. Σε μια διαφορετική προσέγγιση, που συχνά ονομάζεται μετάδοση υποστήριξης -διασποράς, χρησιμοποιείται καθαρή FM για τη μετάδοση του σήματος. Χρησιμοποιείται η διαμόρφωση FSK για να δημιουργήσουμε το οπτικό σήμα έτσι ώστε το μήκος κύματος του laser να μεταβάλλεται κατά μια σταθερή ποσότητα $\Delta\lambda$ μεταξύ των bit 1 και 0, κατά τη διάδοση στο εσωτερικό της ίνας, τα δύο μήκη κύματος ταξιδεύουν με ελαφρώς διαφορετικές ταχύτητες. Η χρονική καθυστέρηση μεταξύ των bit 1 και 0 καθορίζεται από την ολίσθηση του μήκος κύματος $\Delta\lambda$ και δίνεται από τον τύπο $\Delta T = DL\Delta\lambda$, όπως φαίνεται στην εξίσωση (3.4). η ολίσθηση του μήκους κύματος $\Delta\lambda$ επιλέγεται έτσι ώστε $\Delta T = 1/B$.

Διάφορες πειραματικές μεταδόσεις παρουσίασαν τη χρησιμότητα αυτής της τεχνικής FSK. Όλα τα πειράματα ασχολήθηκαν με την αύξηση της απόστασης μετάδοσης των οπτικών συστημάτων 1.55 μm , που λειτουργούν στα 10Gb/s μέσω τυπικών οπτικών ινών. Μέχρι το 1994, πραγματοποιήθηκε μετάδοση του σήματος των 10 Gb/s σε απόσταση 253km μέσω τυπικών οπτικών ινών. Σε πείραμα του 1995,

ακόμα και σε ρυθμούς μετάδοσης bit20Gb/s, το σήμα μπόρεσε να μεταδοθεί σε απόσταση 53km. Οι τιμές αυτές θα πρέπει να συγκριθούν με την πρόβλεψη της εξίσωσης (4.1.2). Είναι ολοφάνερο πως η απόσταση μετάδοσης μπορεί να βελτιωθεί κατά έναν μεγάλο παράγοντα χρησιμοποιώντας την τεχνική FSK.

4.3.3 Διπλοδυαδική Κωδικοποίηση

Μία άλλη προσέγγιση για την αύξηση της απόστασης μετάδοσης βασίζεται στη δημιουργία ενός οπτικού σήματος στον πομπό, του οποίου το εύρος ζώνης σε δεδομένο ρυθμό μετάδοσης bit μειώνεται σε σύγκριση με τον συμβατικό χειρισμό on-off. Μια τεχνική χρησιμοποιεί την διπλοδυαδική κωδικοποίηση, που μπορεί να μειώσει το εύρος ζώνης του σήματος κατά 50%. Στην πιο απλή διπλοδυαδική τεχνική, δύο διαδοχικά bit στο ψηφιακό ρεύμα bit προστίθενται, σχηματίζοντας έναν διπλοδυαδικό κώδικα τριών επιπέδων στο μισό ρυθμό μετάδοσης bit. Αφού η υποβάθμιση λόγω της GVD εξαρτάται από το εύρος ζώνης του σήματος, η απόσταση μετάδοσης θα πρέπει να βελτιωθεί για ένα σήμα μειωμένου εύρους ζώνης.

Σε μια πειραματική σύγκριση μεταξύ της δυαδικής και διπλοδυαδικής τεχνικής, το σήμα των 10Gb/s μπορεί να μεταδοθεί μέσω οπτικών ινών μήκους 30 με 40 km με διπλοδυαδική κωδικοποίηση. Η διπλοδυαδική τεχνική μπορεί να συνδυαστεί με την τεχνική προ-τετερίσματος. Πράγματι πραγματοποιήθηκε μετάδοση ενός σήματος 10Gb/s σε απόσταση 160Km μέσω τυπικών οπτικών ινών συνδυάζοντας την διπλοδυαδική κωδικοποίηση με έναν εξωτερικό διαμορφωτή ικανό να παράγει τετέρισμα συχνότητας με $C>0$. Αφού το τετέρισμα αυξάνει το εύρος ζώνης του σήματος, είναι δύσκολο να καταλάβουμε πως θα βοηθούσε. Φαίνεται πως οι αντίστροφες φάσης, που εμφανίζονται στην πράξη όταν δημιουργείται ένα διπλοδυαδικό σήμα, ευθύνονται πρωταρχικά για τη βελτιστοποίηση που πραγματοποιήθηκε με την διπλοδυαδική κωδικοποίηση. Στην πράξη, μια νέα τεχνική αντιστάθμισης της διασποράς, που ονομάζεται δυαδική μετάδοση της διαμορφωμένης φάσης, προτάθηκε για να εκμεταλλευτεί την αντίστροφη φάση. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε έναν διαμορφωτή MZ για να επάγουμε τις αντίστροφες φάσης στο ηλεκτρικό πεδίο που σχετίζονται με το συμβατικό δυαδικό σήμα. Η χρήση της διπλοδυαδικής μετάδοσης αυξάνει τις απαιτήσεις του σήματος – προς τον- θόρυβο κι απαιτεί αποκωδικοποίηση στον δέκτη. Παρόλα αυτά τα μειονεκτήματα, μπορεί να εφαρμοστεί σε ψηλούς ρυθμούς μετάδοσης bit για τα οπτικά συστήματα περιορισμένα λόγω διασποράς, όταν ο αντικειμενικός σκοπός μας είναι να αυξήσουμε την απόσταση μετάδοσης κατά 30-40km.

4.3.4 Τετέρισμα ενισχυτή

Μία απλή τεχνική προ-τετερίσματος, που προτάθηκε και παρουσιάστηκε το 1989, ενισχύει την έξοδο του διαμορφωτή σε έναν ενισχυτή laser ημιαγωγού που λειτουργεί στην περιοχή κόρου της απολαβής. Ο κόρος της απολαβής οδηγεί σε μεταβολές της πυκνότητας των φορέων που εξαρτώνται από τον χρόνο, οι οποίες με τη σειρά τους τετερίζουν τον ενισχυμένο παλμό μέσω των μεταβολών των φορέων στον δείκτη διάθλασης. Η ποσότητα του τετερίσματος εξαρτάται από τη μορφή του παλμού εισόδου.

Το τετέρισμα είναι σχεδόν γραμμικό στο μεγαλύτερο μέρος του παλμού. Ο ενισχυτής laser ημιαγωγού όχι μόνο ενισχύει τον παλμό αλλά και επιβάλλει μία συχνότητα τετερίσματος τέτοια ώστε η παράμετρος τετερίσματος $C>0$. Λόγω του τετερίσματος αυτού, ο παλμός εισόδου μπορεί να συμπιεστεί σε μία οπτική ίνα με

$\beta_2 < 0$. Η συμπίεση αυτή παρατηρήθηκε σε πείραμα όπου ο παλμός εισόδου 40ps συμπίεστηκε στα 23ps όταν διασώθηκε μέσω τυπικής οπτικής ίνας μήκους 18km.

Η δυνατότητα της τεχνικής αυτής για αντιστάθμιση της διασποράς παρουσιάστηκαν σε ένα πείραμα το 1989 όπου μεταδόθηκε ένα σήμα των 16Gb/s, που πήραμε από ένα laser ημιαγωγού εξωτερικής κοιλότητας και κλειδωμένου του τρόπου διάδοσης μέσω οπτικών ινών 70km. Από την εξίσωση (4.1.2), χωρίς τετέρισμα ενισχυτή, η απόσταση μετάδοσης στα 16Gb/s περιορίζεται από την GVD στα περίπου 14km για μια οπτική ίνα με $D=15\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$. Η χρήση του ενισχυτή στην περιοχή κόρου της απολαβής πενταπλασίασε την απόσταση μετάδοσης, χαρακτηριστικό που καθιστά αυτή την προσέγγιση αντιστάθμισης της διασποράς αρκετά ελκυστική. Έχει ένα επιπλέον πλεονέκτημα το ότι μπορεί να αντισταθμίσει την απώλεια ζεύξης και απολαβής που εμφανίζονται σε έναν πομπό ενισχύοντας το σήμα πριν αυτό εκτοξευτεί στο εσωτερικό της οπτικής ίνας. Επιπλέον, η τεχνική αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για ταυτόχρονη αντιστάθμιση της απώλειας στις οπτικές ίνες και την GVD, αν χρησιμοποιηθούν περιοδικά ενισχυτές laser ημιαγωγών στη ζεύξη οπτικών ινών αντί για ενισχυτές οπτικών ινών εμπλουτισμένων με έρβιο.

4.3.5 Τετέρισμα οπτικών ινών

Ο δείκτης διάθλασης που εξάγεται από την ένταση ενός μη γραμμικού παλμού μπορεί να τετερίσει τον παλμό μέσω του φαινομένου της διαμόρφωσης αυτόματης φάσης (SPM). Επομένως, μία άλλη τεχνική προ-τετερίσματος συνιστάται στο πέρασμα της εξόδου του διαμορφωτή μέσα από ένα μη-γραμμικό μέσο, πριν αυτό εκπεμφθεί στην οπτική ίνα μετάδοσης. Το οπτικό σήμα στην είσοδο της δίνεται από την

$$A(0, t) = \sqrt{P(t)} \exp[i\tilde{\gamma} L_m P(t)], \quad (4.3.8)$$

όπου $P(t)$ είναι η ισχύς του παλμού, L_m είναι το μήκος του μη γραμμικού μέσου και $\tilde{\gamma}$ είναι η μη- γραμμική παράμετρος. Στην περίπτωση των Γκαουσιανών παλμών για του οποίους $P(t)=P_0 \exp(-t^2/T_0^2)$, το τετέρισμα είναι σχεδόν γραμμικό και η εξίσωση (4.3.8) μπορεί να προσεγγισθεί από την

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \exp(-i\tilde{\gamma} L_m P_0), \quad (4.3.9)$$

Όπου η παράμετρος τετερίσματος G δίνεται από τον τύπο $C=2\tilde{\gamma}L_m$. Για $\tilde{\gamma}>0$, η παράμετρος τετερίσματος είναι θετική κι επομένως κατάλληλη για αντιστάθμιση της διασποράς.

Αφού $\tilde{\gamma}>0$ για τις ίνες πυριτίου, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ίδια η οπτική ίνα μετάδοσης για να επιφέρει τετέρισμα στον παλμό. Η προσέγγιση αυτή προτάθηκε σε μία μελέτη το 1986. εκμεταλλεύεται τα σολιτόνια ανώτερης τάξης τα οποία περνούν από ένα στάδιο αρχικής συμπίεσης.

4.4 ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ ΥΨΗΛΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Αρκετές τεχνικές εκμεταλλεύονται τη γραμμική φύση της εξίσωσης (4.1.3) και είναι σε θέση να αντισταθμίσουν την GVD στις οπτικές ίνες στο έπακρο, αν η μέση οπτική

ισχύς είναι αρκετά χαμηλή ώστε οι μη-γραμμικές επιδράσεις των οπτικών ινών να είναι αμελητέες. Στην πιο απλή προσέγγιση, το οπτικό σήμα διαδίδεται σε πολλά τμήματα των οπτικών ινών με διαφορετικά χαρακτηριστικά διασποράς. Η βασική ιδέα γίνεται κατανοητή αν εξετάσουμε μόνο δύο τμήματα και γράψουμε την εξίσωση (4.1.4) ως εξής

$$A(L, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\omega^2(\beta_{21}L_1 + \beta_{22}L_2) - i\omega t\right) d\omega, \quad (4.4.1)$$

όπου $L=L_1+L_2$ και β_{2j} είναι η παράμετρος GVD του τμήματος της οπτικής ίνας μήκους $L_j(j=1,2)$. Χρησιμοποιώντας $D_j=-(2\pi c/\lambda^2)\beta_{2j}$, η συνθήκη για την αντιστάθμιση της διασποράς γίνεται

$$D_1L_1 + D_2L_2 = 0. \quad (4.4.2)$$

Αφού $A(L,t)=A(0,t)$ όταν ικανοποιείται η εξίσωση (4.4.2), ο παλμός αποκαθίσταται στη μορφή που είχε κατά την είσοδό του.

Η εξίσωση (4.4.2) δείχνει πως η οπτική ίνα αντιστάθμισης της διασποράς (DCF) θα πρέπει να έχει κανονική GVD στα 1.55μm ($D_2 < 0$) αφού $D_1 > 0$ για τις τυπικές οπτικές ίνες τηλεπικοινωνίας. Επιπλέον το μήκος της θα πρέπει να επιλέγει έτσι ώστε να ικανοποιεί

$$L_2 = -(D_1/D_2)L_1 \quad (4.4.3)$$

Για πρακτικούς λόγους, το L_2 θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερο. Αυτό μπορεί να συμβεί μόνο αν η DCF έχει D_2 μεγάλη αρνητική τιμή.

Η ιδέα χρήσης μιας DCF πρωτοεμφανίστηκε γύρω στο 1980. Ωστόσο μόνο μετά την άφιξη των οπτικών ενισχυτών το 1990 η ανάπτυξή τους επιταχύνθηκε. Δύο είναι οι βασικές προσεγγίσεις όσο αφορά την σχεδίαση των DCF. Στη μία προσέγγιση, η DCF είναι μονότροπη, αλλά έχει σχεδιαστεί με σχετικά χαμηλή τιμή της παραμέτρου των οπτικών ινών V . Ο βασικός τρόπος διάδοσης περιορίζεται ελαφρώς για $V \approx 1$. Αφού ένα μεγάλο τμήμα του τρόπου διάδοσης διαδίδεται στο εσωτερικό του περιβλήματος, όπου ο δείκτης διάθλασης είναι μικρότερος, η συνεισφορά του κυματοδηγού στην GVD είναι αρκετά διαφορετική γι' αυτού του είδους τις ίνες, με αποτέλεσμα $D \sim 100\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$. Στην πράξη, συχνά χρησιμοποιούμε ένα σχέδιο συμπίεσης του περιβλήματος. Δυστυχώς, οι DCF έχουν επίσης και σχετικά υψηλή απώλεια λόγω των αυξήσεων της απώλειας καμπής ($\alpha \approx 0,4\text{--}1,0\text{dB}/\text{km}$). Ο λόγος $|D|/\alpha$ συχνά χρησιμοποιείται σαν δείκτης ποιότητας M για τον χαρακτηρισμό διαφόρων DCF. Μέχρι το 1994, διατέθηκαν στο εμπόριο DCF με $M \approx 150\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{dB})$. Η πρόσφατη πρόοδος έδωσε DCF των οποίων η διασπορά υπερβαίνει τα $-200\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ με $M > 400\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{dB})$.

Οι μονότροπες DCF παρουσιάζουν διάφορα προβλήματα. Πρώτον, 1km DCF αντισταθμίζει διασπορά μόλις 10-12km τυπικών οπτικών ινών. Δεύτερον, η απώλεια τους είναι σχετικά υψηλή σε λειτουργικό μήκος κύματος 1.55μm ($\alpha \sim 0,5\text{dB}/\text{km}$) λόγω της αυξανόμενης απώλειας καμπής. Τρίτον, εξαιτίας μιας σχετικά μικρής διαμέτρου του τρόπου μετάδοσης, η οπτική ένταση είναι μεγαλύτερη για μια δεδομένη ισχύ εισόδου, με αποτέλεσμα ενισχυμένες μη-γραμμικές επιδράσεις. Γίνεται αρκετή

προσπάθεια να προσδιορίσουμε τα σημεία εκείνα καθώς και να βελτιώσουμε την απόδοση των μονότροπων DCF.

Τα περισσότερα προβλήματα που σχετίζονται με τις μονότροπες DCF μπορούν να λυθούν σε κάποια έκταση χρησιμοποιώντας μία δίτροπη οπτική ίνα που σχεδιάζεται με τιμές της V τέτοιες ώστε ο τρόπος διάδοσης ανώτερης τάξης να είναι κοντά στην αποκοπή ($V \approx 2,5$). Οι οπτικές αυτές ίνες έχουν σχεδόν την ίδια απώλεια όπως και οι μονότροπες οπτικές ίνες αλλά μπορούν να σχεδιαστούν έτσι ώστε η παράμετρος D για τον τρόπο μετάδοσης ανώτερης τάξης να έχει μεγάλες αρνητικές τιμές. Πράγματι, έχουμε μετρήσει τιμές της D μέχρι και $-770\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ σε οπτικές ίνες με ελλειπτικό πυρήνα. Τέτοιες οπτικές ίνες DCF 1km μπορούν να αντισταθμίσουν την GVD μίας ζεύξης. Ένα ακόμη πλεονέκτημα των δίτροπων DCF είναι ότι επιτρέπουν την αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης συχνοτήτων. Η άποψη αυτή σχολιάζεται παρακάτω στο κεφαλαίο αυτό.

Η χρήση δίτροπης DCF απαιτεί ένα εξάρτημα μετατροπής διάδοσης ικανό να μετατρέψει την ενέργεια από τον βασικό τρόπο διάδοσης στον τρόπο ανώτερης-τάξης που υποστηρίζεται από την DCF. Έχουν αναπτυχθεί αρκετές τέτοιου είδους συσκευές για κάθε τύπο οπτικής ίνας. Αυτή η γενικευμένη φύση του εξαρτήματος μετατροπής του τρόπου μετάδοσης είναι πολύ σημαντική από την άποψη της συμβατότητας με το δίκτυο οπτικών ινών. Επιπλέον, μια τέτοια προσέγγιση μειώνει την απώλεια εισαγωγής. Άλλες απαιτήσεις ενός μετατροπέα τρόπου μετάδοσης είναι ότι θα πρέπει να μην παρουσιάζει ευαισθησία στην πόλωση καθώς και να λειτουργεί σε μεγάλο εύρος ζώνης. Σχεδόν όλα τα πρακτικά εξαρτήματα μετατροπής του τρόπου διάδοσης χρησιμοποιούν μια δίτροπη οπτική ίνα με ενσωματωμένη σχάρα διάθλασης που παρέχει ζεύξη μεταξύ των δύο τρόπων διάδοσης. Η περίοδος διάθλασης A επιλέγεται έτσι ώστε να ταιριάζει με την διαφορά των δεικτών διάθλασης δη των δύο τρόπων διάδοσης ($A = \lambda \Delta n$) και είναι τυπικά $\sim 100\mu\text{m}$. Τέτοιες σχάρες διάθλασης έχουν κατασκευαστεί χρησιμοποιώντας διαφορετικούς μηχανισμούς, όπως για παράδειγμα περιοδική πίεση, μικροκάμψη και φωτοευαισθησία. Οι απώλειες εισαγωγής είναι τυπικά κάτω από 1dB, με απόδοση ζεύξης μέχρι και 99%.

4.5 ΟΠΤΙΚΑ ΦΙΛΤΡΑ ΕΞΙΣΟΡΡΟΠΗΣΗΣ

Ένα μειονέκτημα των DCF είναι ότι απαιτείται σχετικά μεγάλο μήκος ($\sim 1\text{km}$) για να αντισταθμίσουμε την GVD που πήραμε από τυπική οπτική ίνα μήκους 10km. Αυτό ενισχύει σημαντικά την απώλεια της ζεύξης, ιδιαίτερα στην περίπτωση των υλοποιήσεων μακρινής μεταφοράς. Για τον λόγο αυτό έχουν αναπτυχθεί διάφορες άλλες οπτικές τεχνικές για την αντιστάθμιση της GVD. Οι περισσότερες από αυτές μπορούν να καταταχθούν στην κατηγορία των οπτικών φίλτρων εξισορρόπησης. Στην ενότητα αυτή θα εξετάσουμε τα φίλτρα μέτρησης των παρεμβολών, ενώ η επόμενη ενότητα είναι αφιερωμένη στις σχάρες διάθλασης στις οπτικές ίνες.

Η λειτουργία των οπτικών φίλτρων εξισορρόπησης γίνεται εύκολα κατανοητή από την εξίσωση (4.1.4). Αφού η GVD επηρεάζει το οπτικό σήμα μέσω της φασματικής φάσης $\exp(i\beta_2 z \omega^2/2)$, είναι ολοφάνερο πως ένα οπτικό φίλτρο, του οποίου η συνάρτηση μεταφοράς ακυρώνει τη φάση αυτή, θα αποκαταστήσει το σήμα. Δυστυχώς, κανένα οπτικό φίλτρο, εκτός από την ίδια οπτική ίνα, δεν έχει συνάρτηση μεταφοράς ικανή να αντισταθμίσει επακριβώς την GVD. Ωστόσο αρκετά οπτικά φίλτρα πέτυχαν μερική αντιστάθμιση της GVD μιμούμενα την ιδανική συνάρτηση μεταφοράς. Ας θεωρήσουμε ένα οπτικό φίλτρο με συνάρτηση μεταφοράς $H(\omega)$. Αν το φίλτρο αυτό τοποθετηθεί από μία οπτική ίνα μήκους L , το φιλτραρισμένο οπτικό σήμα από την εξίσωση (4.1.4) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$I(L, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}(0, \omega) H(\omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 L \omega^2 - i\omega t\right) d\omega, \quad (4.5.1)$$

Αναπτύσσοντας τη φάση της $H(\omega)$ σε μια σειρά Taylor και κρατώντας μέχρι τον δευτεροβάθμιο όρο,

$$H(\omega) = |H(\omega)| \exp[i\phi(\omega)] \approx |H(\omega)| \exp\left[i\left(\phi_0 + \phi_1 \omega + \frac{1}{2} \phi_2 \omega^2\right)\right] \quad (4.5.2)$$

όπου $\phi_m = d^m \phi / d\omega^m$ ($m=0,1,\dots$) υπολογίζεται στην οπτική φέρουσα συχνότητα ω_0 , η σταθερή φάση ϕ_0 και η χρονική καθυστέρηση ϕ_1 δεν επηρεάζουν την μορφή του παλμού και μπορούν να αγνοηθούν. Η φασματική φάση που εισάγεται από την οπτική ίνα μπορεί να αντισταθμιστεί αν επιλέξουμε ένα οπτικό φίλτρο ώστε $\phi_2 = -\beta_2 L$. Ο παλμός μπορεί να ανακτηθεί εντελώς μόνο αν $|H(\omega)|=1$ και ο κυβικός και οι όροι ανώτερης τάξης στα ανάπτυγμα του Taylor στην εξίσωση (4.5.2) είναι αμελητέοι.

4.5.1 Μετρητές παρεμβολών Fabry-Perot

Ένας μετρητής παρεμβολών, από τη φύση του, είναι ευαίσθητος στη συχνότητα του φωτός εισόδου και λειτουργεί σαν οπτικό φίλτρο λόγω των χαρακτηριστικών, μετάδοσής του που εξαρτώνται από τη συχνότητα. Ένα απλό παράδειγμα αποτελεί ο μετρητής παρεμβολών Fabry-Perot (FP). Ένας ανακλαστικός μετρητής παρεμβολών FP, που συχνά ονομάζεται μετρητής παρεμβολών Gires-Touppois, σχεδιάζεται με ένα μερικώς ανακλαστικό μπροστινό κάτοπτρο και ένα 100% ανακλαστικό πίσω κάτοπτρο. Η συνάρτηση μεταφοράς του δίνεται από τη σχέση

$$H_{FP}(\omega) = H_0 \frac{1 + r \exp(i\omega T)}{1 + r \exp(-i\omega T)}, \quad (4.5.3)$$

όπου H_0 αποτελεί σταθερά που περιλαμβάνει όλες τις απώλειες $|r|^2$ είναι η ανακλαστικότητα του μπροστινού κατόπτρου και T είναι ο χρόνος διεξαγωγής του κύκλου στο εσωτερικό της κοιλότητας FP. Αφού $|H_{FP}(\omega)|$ εξαρτάται από τη συχνότητα, μόνο η φασματική φάση τροποποιείται από το φίλτρο FP ωστόσο η φάση $\phi(\omega)$ της $H_{FP}(\omega)$ είναι κάθε άλλο παρά ιδανική. Είναι μια περιοδική συνάρτηση που μεγιστοποιείται σε συχνότητες FP. Κοντά σε κάθε κορυφή, υπάρχει μια φασματική περιοχή στην οποία οι διακυμάνσεις της φάσης είναι σχεδόν δευτεροβάθμιες. Στην πράξη αναπτύσσοντας την $\phi(\omega)$ σε μια σειρά Taylor, η ϕ_2 δίνεται από την

$$\phi_2 = 2T^2 r(1 - r)/(1 + r)^3. \quad (4.5.4)$$

Για παράδειγμα μία κοιλότητα FP μήκους 1cm με $r=0,8$, $\phi_2 \approx 550 \text{ps}^2$. Με την κατάλληλη σχεδίαση ένα τέτοιο εξάρτημα μπορεί να αντισταθμίσει την GVD που πήραμε από αρκετές εκατοντάδες χιλιόμετρα τυπικών οπτικών ινών, ρυθμίζοντας κατάλληλα το μήκος της κοιλότητας. Σε ένα πείραμα του 1991, χρησιμοποιήθηκε ένα τέτοιο εξάρτημα για κάθε είδους οπτική ίνα ώστε να μεταδώσει το σήμα των 8Gb/s

μέσω 130km τυπικών οπτικών ινών. η σχετικά υψηλή απώλεια εισαγωγής των 8 dB αντισταθμίστηκε χρησιμοποιώντας έναν οπτικό ενισχυτή. Η απώλεια των 6dB οφείλονταν σ' έναν ζεύκτη οπτικών ινών 3dB που χρησιμοποιήθηκε για να διαχωρίσει το σήμα που υπέστη ανάκλαση, από το προσπίπτον σήμα. Η σχετικά υψηλή απώλεια και το στενό εύρος ζώνης αυτών των φίλτρων περιορίζουν τη χρήση των φίλτρων FP στα πρακτικά οπτικά συστήματα.

4.6 ΣΧΑΡΕΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ BRAGG

Μία σχάρα διάθλασης οπτικών ινών Bragg λειτουργεί σαν οπτικό φίλτρο λόγω της ύπαρξης μιας ζώνης απόρριψης, η περιοχή συχνότητας στη οποία το μεγαλύτερο μέρος του προσπίπτοντος φωτός ανακλάται προ τα πίσω. Η ζώνη απόρριψης είναι κεντραρισμένη στο μήκος κύματος Bragg $\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda$, όπου Λ είναι η περίοδος διάθλασης και \bar{n} είναι ο δείκτης διάθλασης του τρόπου διάδοσης. Η περιοδική φύση των μεταβολών του δείκτη επιφέρει ζεύξη των κυμάτων που διαδίδονται ορθά με εκείνα που διαδίδονται ανάστροφα σε μήκη κύματος γύρω σε εκείνο του Bragg και σαν αποτέλεσμα, παρέχει ανακλαστικότητα στο προσπίπτον σήμα που εξαρτάται από τη συχνότητα σε εύρος ζώνης που καθορίζεται από το πόσο ισχυρή είναι η διάθλαση. Ουσιαστικά μια σχάρα διάθλασης οπτικών ινών λειτουργεί σαν φίλτρο ανάκλασης. Παρόλο που η χρήση μιας τέτοιας σχάρας διάθλασης για αντιστάθμιση της διασποράς προτάθηκε το 1980, μόλις τη δεκαετία του 1990 που η τεχνολογία κατασκευής, η οποία βασίζεται στη φωτοευαισθησία των οπτικών ινών, αναπτύχθηκε τόσο ώστε να κάνει τη χρήση τους πρακτική. Η ενότητα αυτή καλύπτει τη βασική θεωρία και την πρόοδο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν τα τελευταία χρόνια.

4.6.1 Σχάρες διάθλασης ομοιόμορφης- περιόδου

Οι σχάρες διάθλασης Bragg γενικά αναλύονται χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις συζευγμένου τρόπου μετάδοσης που περιγράφουν την ζεύξη μεταξύ των κυμάτων που διαδίδονται ορθά με εκείνα που διαδίδονται ανάστροφα σε δεδομένη συχνότητα ω και γράφονται ως εξής

$$dA_f/dz = i\delta A_f + i\kappa A_b, \quad (4.6.1)$$

$$dA_b/dz = -i\delta A_b - i\kappa A_f, \quad (4.6.2)$$

όπου A_f και A_b είναι τα φασματικά πλάτη των δύο κυμάτων,

$$\delta = \beta - \beta_B = \frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda_B} \quad \text{και} \quad \kappa = \frac{\pi n_2 \Gamma}{\lambda_B}. \quad (4.6.3)$$

Εδώ δ είναι ο αποσυντονισμός από το μήκος κύματος Bragg και ο παράγοντας ζεύξης αντιστοιχεί σε σχάρα διάθλασης οπτικών ινών, της οποίας ο δείκτης διάθλασης μεταβάλλεται κατά $n(z) = \bar{n} + n_2 \cos(2\pi z/\Lambda)$. Ο τρόπος διάδοσης στις οπτικές ίνες χαρακτηρίζεται από τον δείκτη διάθλασης του τρόπου διάδοσης \bar{n} .

Οι εξισώσεις συζευγμένου τρόπου διάδοσης μπορούν να επιλυθούν αναλυτικά χάρην στη γραμμική τους φύση. Η συνάρτηση μεταφοράς της σχάρας διάθλασης που λειτουργεί σαν ανακλαστικό φίλτρο, βρίσκεται ότι είναι

$$H(\omega) = r(\omega) = \frac{A_2(0)}{A_1(0)} = \frac{i\kappa \sin(qL_g)}{q \cos(qL_g) - i\delta \sin(qL_g)}, \quad (4.6.4)$$

όπου $q = \sqrt{\delta^2 - \kappa^2}$ και L_g είναι το μήκος της σχάρας διάθλασης.

4.6.2 Σχάρες Διάθλασης Τετρισμένης οπτικής ίνας.

Οι σχάρες διάθλασης με ομοιόμορφη-περίοδο έχουν μία σχετικά στενή ζώνη απόρριψης (τυπικά $< 0,1 \text{ nm}$) ενώ μία σχάρα διάθλασης ευρείας ζώνης συχνά απαιτείται στην πράξη. Μια λύση παρέχεται από τη σχάρα διάθλασης τετρισμένης οπτικής ίνας, στην οποία η οπτική περίοδος, $\bar{n}\Lambda$, της σχάρας αυτής μεταβάλλεται γραμμικά σε όλο της το μήκος. Αφού το μήκος κύματος Bragg $\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda$ επίσης μεταβάλλεται κατά μήκος της σχάρας διάθλασης, διαφορετικές συνιστώσες συχνότητες ενός προσπίπτοντος οπτικού παλμού ανακλώνται σε διαφορετικά σημεία, ανάλογα σε πιο σημείο ικανοποιείται η συνθήκη Bragg.

Για την αντιστάθμιση της GVD, η οπτική περίοδος της σχάρας διάθλασης, $\bar{n}\Lambda$, θα πρέπει να αυξάνεται σε όλο της το μήκος για να παρέχει "κανονική" GVD ($\beta_2 > 0$). Στις τυπικές οπτικές ίνες με ανώμαλη διασπορά σε μήκος κύματος $1.55 \mu\text{m}$, οι συνιστώσες υψηλής συχνότητας. Αφού το μήκος κύματος Bragg αυξάνεται σε όλο το μήκος της σχάρας διάθλασης, οι συνιστώσες χαμηλής συχνότητας ταξιδεύουν μακρύτερα μέσα στη σχάρα διάθλασης πριν ανακλαστούν και υποστούν ακόμη μεγαλύτερη καθυστέρηση από εκείνες της υψηλής συχνότητας. Σαν αποτέλεσμα, η σχετική καθυστέρηση που επάγεται από τη σχάρα διάθλασης είναι ακριβώς αντίθετη προς εκείνη της οπτικής ίνας και μπορεί να αντισταθμίσει τη διασπορά στις οπτικές ίνες. Από αυτή την απλή εικόνα. Η παράμετρος της διασποράς D_g μιας τετρισμένης σχάρας διάθλασης μήκους L_g μπορεί να καθοριστεί χρησιμοποιώντας τη σχέση $TR = D_g L_g \Delta\lambda$, όπου TR είναι ο κυκλικός χρόνος στο εσωτερικό της σχάρας διάθλασης και $\Delta\lambda$ είναι η διαφορά του μήκος κύματος Bragg στα δύο άκρα της σχάρας διάθλασης. Αφού $TR = 2\bar{n}L_g c$, η διασπορά της σχάρας διάθλασης δίνεται από μια εξαιρετικά απλή έκφραση

$$D_g = 2\bar{n}/c\Delta\lambda. \quad (4.6.5)$$

Για παράδειγμα $D_g \approx 5 \cdot 10^7 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ για εύρος ζώνης της σχάρας διάθλασης $\Delta\lambda = 0.2 \text{ nm}$. Λόγω των τόσο μεγάλων τιμών της D_g μία τετρισμένη σχάρα διάθλασης μήκους 10 cm μπορεί να αντισταθμίσει την GVD που πήραμε από 800 km τυπικών οπτικών ινών.

Οι σχάρες διάθλασης τετρισμένης οπτικής ίνας κατασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας διαφορετικές μεθόδους. Είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι είναι η οπτική περίοδος $\bar{n}\Lambda$ που θα πρέπει να μεταβληθεί κατά μήκος της σχάρας διάθλασης κι έτσι μπορούμε να επάγουμε το τετρίσμα είτε μεταβάλλοντας τη φυσική περίοδο της σχάρας διάθλασης Λ , είτε μεταβάλλοντας τον δείκτη του ενεργού τρόπου διάδοσης \bar{n} κατά μήκος του z . Στην εύχρηστη ολογραφική τεχνική διπλής δέσμης, η αυστηρή απόσταση μεταξύ των διαγραμμάτων παρεμβολών γίνεται ανομοιόμορφη χρησιμοποιώντας ανόμοιες καμπυλότητες των μετώπων των παρεμβαλλόμενων

κυμάτων, με αποτέλεσμα διακυμάνσεις της Λ . Στην πράξη, χρησιμοποιούνται κυλινδρικοί φακοί σαν έναν οι και στους δύο βραχίονες του μετρητή παρεμβολών. Σε μια τεχνική διπλής έκθεσης, χρησιμοποιείται μία μετακινούμενη μάσκα για να μεταβάλλει τον \bar{n} κατά μήκους της z , κατά τη διάρκεια της πρώτης έκθεσης. Τότε σχηματίζουμε μία σχάρα διάθλασης ομοιόμορφης- περιόδου στο ίδιο κλάσμα της οπτικής ίνας χρησιμοποιώντας την τεχνική φάσης-μάσκας. Πολλές ακόμη παραλλαγές είναι δυνατές. Για παράδειγμα, σχάρες διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας έχουν κατασκευαστεί δίνοντας μια κλίση στην ίνα, ή τεντώνοντας την, χρησιμοποιώντας διευθύνσεις έντασης ή θερμοκρασίας και συνενώνοντας πολλά ομοιόμορφα τμήματα.

Οι δυνατότητες των σχαρών διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας για την αντιστάθμιση της διασποράς παρουσιάστηκαν σε διάφορες πειραματικές μεταδόσεις. Το 1994, πραγματοποιήθηκε αντιστάθμιση της GVD από 160km τυπικών οπτικών ινών στα 10 και 20Gb/s. Το 1995, χρησιμοποιήθηκε μία τετερισμένη σχάρα διάθλασης μήκους 12cm για να αντισταθμίσει την GVD από 170km οπτικής ίνας στα 10Gb/s. Αργότερα, η απόσταση μετάδοσης αυξήθηκε στα 400km χρησιμοποιώντας μια σχάρα διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας και με μετατροπή της απόκρισης μήκους 10cm. Αυτό αποτελεί μία αξιοσημείωτη απόδοση ενός οπτικού φίλτρου μήκους μόλις 10cm και αντιπροσωπεύει μία βελτιστοποίηση της τάξης του 20, αν σημειώσουμε από την εξίσωση (4.1.2) ότι η απόσταση περιορίζεται περίπου στα 20km όταν δεν έχουμε αντιστάθμιση της διασποράς.

Είναι ολοφάνερο από την εξίσωση (4.6.5) ότι η D_g μιας τετερισμένης σχάρας διάθλασης τελικά περιορίζεται από το εύρος ζώνης $\Delta\lambda$ κατά το οποίο απαιτείται αντιστάθμιση της GVD, που με τη σειρά της καθορίζεται από τον ρυθμό μετάδοσης bit B . Μία περαιτέρω αύξηση στην απόσταση μετάδοσης σε ένα δεδομένο ρυθμό μετάδοσης bit είναι δυνατή μόνο αν το εύρος ζώνης του σήματος μειώνεται ή χρησιμοποιήσουμε μία τεχνική προ-τετερίσματος στον πομπό. Σε ένα δοκιμαστικό σύστημα του 1996, το προ-τετερίσμα του οπτικού σήματος των 10Gb/s συνδυάστηκε με τις δύο σχάρες διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας, συνδεδεμένες σε σειρά για την αύξηση της απόστασης μετάδοσης σε 537km.

Η τεχνική μείωσης του εύρους ζώνης μπορεί επίσης να συνδυαστεί με τη σχάρα διάθλασης, όπως σχολιάζεται στην ενότητα 4.3.2, μια τεχνική διπλοδυναδικής κωδικοποίησης μπορεί να μειώσει το εύρος ζώνης μέχρι και 50%. Σε ένα πείραμα του 1996, η απόσταση μετάδοσης του σήματος των 10Gb/s επεκτάθηκε στα 700km χρησιμοποιώντας τετερισμένη σχάρα διάθλασης μήκους 10cm σε συνδυασμό με μια διπλοδυναδική τεχνική εναλλασσόμενης φάσης.

Οι σχάρες διάθλασης τετερισμένης οπτικής ίνας είναι αρκετά χρήσιμες για την αντιστάθμιση της διασποράς και πιθανότατα να διατεθούν εμπορικά. Ο βασικός περιορισμός αυτών των σχαρών διάθλασης είναι ότι λειτουργούν σαν φίλτρα ανάκλασης. Συχνά χρησιμοποιείται ένας ζεύκτης οπτικής ίνας 3dB για να διαχωρίσει το προσπίπτον σήμα από εκείνο που υπέστη ανάκλαση. Ωστόσο, η χρήση της επιβάλλει απώλεια 6dB που προστίθενται στις άλλες απώλειες εισαγωγής. Ένας οπτικός κυκλοφορητής, ένα τρίθυρο εξάρτημα στο οποίο το σήμα που ανακλάται κατευθύνεται προς την τρίτη θύρα, μπορεί να μειώσει την απώλεια εισαγωγής σε επίπεδα κάτω του 1dB. Μια άλλη προσέγγιση χρησιμοποιεί ένα φίλτρο μετάδοσης με σχάρα διάθλασης για την αντιστάθμιση της διασποράς. Δύο ή περισσότερες σχάρες διάθλασης οπτικών ινών μπορούν να συνδυαστούν για να σχηματίσουν ένα φίλτρο μετάδοσης και τα φίλτρα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την αντιστάθμιση της διασποράς με σχετικά χαμηλή απώλεια εισαγωγής. Μια μόνο σχάρα διάθλασης μπορεί να μετατραπεί σε φίλτρο μετάδοσης εισάγοντας μια ολίσθηση φάσης στο μέσο

αυτής της σχάρας. Μια σχάρα διάθλασης Moiré, που σχηματίζεται αν τοποθετήσουμε δύο τετερισμένες σχάρες διάθλασης, σχηματισμένες πάνω στο ίδιο κομμάτι ίνας, παρουσίασε επίσης μέγιστη μετάδοση στα πλαίσια της ζώνης απόρριψης.

Το εύρος ζώνης τέτοιου είδους φίλτρων μετάδοσης είναι σχετικά μικρό, παρόλο που μπορεί να μεγαλώσει αρκετά ώστε να περάσει ένα σήμα των 10Gb/s. Οι δύο άλλες τεχνικές, που σχολιάζονται αμέσως μετά, μπορούν να λειτουργήσουν αποτελεσματικά σαν φίλτρα μετάδοσης κατάλληλα για αντιστάθμιση της διασποράς.

4.6.3 ζεύκτες τετερισμένου τρόπου διάδοσης

Ένας ζεύκτης τετερισμένου τρόπου μετάδοσης είναι ένα εξάρτημα για κάθε είδους ίνα, που σχεδιάζεται με βάση την αντίληψη της τετερισμένης ζεύξης κατανεμημένου συντονισμού. Η βασική ιδέα πίσω από τον τετερισμένο ζεύκτη τρόπον διάδοσης είναι αρκετά απλή. Αντί να συζεύξουμε τα κύματα του ίδιου τρόπου διάδοσης, που μεταδίδονται ορθά και ανάστροφα (όπως γίνεται στις σχάρες διάθλασης οπτικών ινών), η τετερισμένη σχάρα διάθλασης επιφέρει ζεύξη των δύο χωροταξικών τρόπων μετάδοσης μίας δίτροπης οπτικής ίνας. Ένα τέτοιο εξάρτημα μοιάζει με τον μετατροπέα τρόπον μετάδοσης που σχολιάζεται στην ενότητα 4.4 όσον αφορά στις DCF, εκτός του ότι η περίοδος της σχάρας διάθλασης μεταβάλλεται γραμμικά κατά μήκος της ίνας. Το σήμα μεταφέρεται από τον βασικό τρόπον μετάδοσης σε έναν τρόπον ανώτερης τάξης μέσω της σχάρας διάθλασης, αλλά οι διαφορετικές συνιστώσες συχνότητας οδεύουν σε διαφορετική απόσταση πριν μεταδοθούν, λόγω της τετερισμένης φύσης της σχάρας διάθλασης που επιφέρει ζεύξη των δύο τρόπων μετάδοσης. Αν η περίοδος της σχάρας διάθλασης αυξάνεται κατά μήκος του ζεύκτη, ο τελευταίος μπορεί να αντισταθμίσει την GVD της ίνας. Το σήμα συνεχίζει να διαδίδεται προς την ορθή κατεύθυνση, αλλά καταλήγει σε έναν τρόπον μετάδοσης ανώτερης τάξης του ζεύκτη. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε έναν μετατροπέα τρόπον μετάδοσης με ανομοιόμορφη σχάρα διάθλασης για να μετατρέψουμε το σήμα πάλι στον βασικό τρόπον μετάδοσης, αν αυτό είναι απαραίτητο.

Μια παραλλαγή της ίδιας ιδέας χρησιμοποιεί την ζεύξη των βασικών τρόπων μετάδοσης μίας οπτικής ίνας διπλού πυρήνα με ανόμοιους πυρήνες. Αν οι δύο πυρήνες είναι αρκετά κοντά, η ζεύξη των παροδικών κυμάτων μεταξύ των τρόπων μετάδοσης οδηγεί σε μεταφορά ενέργειας από τον ένα πυρήνα στον άλλον όπως και στην περίπτωση του κατευθυντικού ζεύκτη. Όταν η απόσταση μεταξύ των πυρήνων μικραίνει βαθμιαία γραμμικά, μία τέτοια μεταφορά γίνεται σε διαφορετικά σημεία κατά μήκος της οπτικής ίνας, ανάλογα με τη συχνότητα του διαδιδόμενου σήματος. Επομένως, μία οπτική ίνα διπλού πυρήνα, με απόσταση μεταξύ των πυρήνων που μικραίνει βαθμιαία γραμμικά, μπορεί να αντισταθμίσει την GVD της ίνας. Ένα τέτοιο εξάρτημα διατηρεί τη μετάδοση του σήματος στην ορθή κατεύθυνση παρόλο που μεταφέρεται με τρόπο φυσικό στον γειτονικό πυρήνα. Η τεχνική αυτή μπορεί επίσης να υλοποιηθεί και με τη μορφή ενός συμπαγούς εξαρτήματος χρησιμοποιώντας κυματοδηγούς ημιαγωγών, αφού οι υπέρ-τρόποι διάδοσης των δύο συζευγμένων κυματοδηγών παρουσιάζουν μεγάλη ποσότητα GVD, η οποία μπορεί επίσης να συντονιστεί.

4.7 ΣΥΖΥΓΙΑ ΟΠΤΙΚΗΣ ΦΑΣΗΣ

Η χρήση της συζυγίας οπτικής φάσης (OPC) για την αντιστάθμιση της διασποράς προτάθηκε το 1979. Ωστόσο, μόλις το 1993 η τεχνική OPC υλοποιήθηκε πειραματικά. Κι από τότε προσέλκυσε αρκετή προσοχή. Αντίθετα με τις άλλες οπτικές τεχνικές που σχολιάζονται στο κεφάλαιο αυτό, η OPC αποτελεί μία μη-

γραμμική οπτική τεχνική. Η ενότητα αυτή περιγράφει τις αρχές που τις διέπουν και σχολιάζει την υλοποίηση της στα πραγματικά οπτικά συστήματα.

4.7.1 Αρχές Λειτουργίας

Ο πιο απλός τρόπος για να κατανοήσουμε πως η OPC μπορεί να αντισταθμίσει την GVD, είναι να πάρουμε τον μιγαδικό συζυγή της εξίσωσης (4.1.3) και παίρνουμε

$$\frac{\partial A^*}{\partial z} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A^*}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A^*}{\partial t^3} = 0. \quad (4.7.1)$$

Μια σύγκριση των εξισώσεων (4.1.3) και (4.7.1) δείχνει ότι η διάδοση του πεδίου συζυγούς-φάσης A^* ισοδυναμεί με την μεταβολή του προσήμου της παραμέτρου της GVD β_2 . Η παρατήρηση αυτή δηλώνει άμεσα πως αν το οπτικό πεδίο χαρακτηρίζεται από συζυγή-φάσης στο κέντρο της ζεύξης οπτικών ινών, η διασπορά που επιτυγχάνεται στο πρώτο μισό τμήμα θα αντισταθμίζεται ακριβώς στο δεύτερο μισό τμήμα της ζεύξης των οπτικών ινών. Αφού ο όρος β_3 δεν αλλάζει πρόσημο στη συζυγία φάσης η OPC δεν μπορεί να αντισταθμίσει τη διασπορά τρίτης-τάξης. Στην πράξη, εύκολα μπορούμε να δείξουμε, διατηρώντας τους όρους ανώτερης-τάξης στο ανάπτυγμα Taylor της εξίσωσης (3.6.4), η OPC αντισταθμίζει όλους τους όρους διασποράς άρτιας-τάξης ενώ αφήνει ανεπηρέαστους τους όρους περιττής-τάξης.

Η επίδραση του μέσου διαστήματος της OPC για την αντιστάθμιση της διασποράς μπορεί επίσης να επαληθευτεί χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.1.4). Το οπτικό πεδίο αμέσως πριν την OPC βρίσκεται χρησιμοποιώντας $z=L/2$ στην εξίσωση αυτή. Η μετάδοση του πεδίου συζυγούς-φάσης A^* στο δεύτερο μισό τμήμα τότε δίνει

$$A^*(L, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}^*(L/2, \omega) \exp\left(\frac{1}{4}\beta_2 L \omega^2 - i\omega t\right) d\omega, \quad (4.7.2)$$

όπου $\bar{A}^*(L/2, \omega)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $A^*(L/2, t)$ και δίνεται από την

$$\bar{A}^*(L/2, \omega) = \bar{A}^*(0, -\omega) \exp(-i\omega^2 \beta_2 L/4). \quad (4.7.3)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (4.7.3) στην (4.7.2) βλέπουμε ότι $A(L, t) = A^*(0, t)$. Επομένως, εκτός από την αναστροφή φάσης που επάγεται από την OPC το πεδίο εισόδου ανακτάται πλήρως και η μορφή του παλμού αποκαθίσταται στην μορφή εισόδου. Αφού το φάσμα σήματος μετά την OPC γίνεται η εικόνα του κάτοπτρου του φάσματος εισόδου, η τεχνική OPC ονομάζεται επίσης και φασματική αντιστροφή μέσου διαστήματος.

4.7.2 Αντιστάθμιση της αυτόματης διαμόρφωσης φάσης

Το μη-γραμμικό φαινόμενο της SPM οδηγεί σε τετέρισμα λόγω οπτικής ίνας του μεταδιδόμενου σήματος. Η ενότητα (4.3.5) δείχνει ότι το τετέρισμα αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί προς όφελός μας με τη κατάλληλη σχεδίαση τα οπτικά σολιτόνια χρησιμοποιούν επίσης την SPM προς πλεονέκτημα τους. Ωστόσο, στα περισσότερα συστήματα χωρίς σολιτόνια η μη-γραμμικές επιδράσεις λόγω της SPM υποβαθμίζουν την ποιότητα του σήματος, ιδιαίτερα όταν το σήμα μεταδίδεται σε μεγάλες αποστάσεις χρησιμοποιώντας πολλούς οπτικούς ενισχυτές.

Η τεχνική της OPC διαφέρει από όλες τις άλλες τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς σε ένα σημαντικό σημείο: κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες μπορεί να

αντισταθμίσει ταυτόχρονα και την GVD και την SPM. Το χαρακτηριστικό αυτό της OPC παρατηρήθηκε στις αρχές της δεκαετίας 1980 και μελετήθηκε εκτεταμένα μετά το 1993. Μπορούμε εύκολα να δείξουμε ότι η GVD και η SPM αντισταθμίζονται τέλεια όταν δεν έχουμε απώλειες στις οπτικές ίνες. Η διάδοση των παλμών σε μια οπτική ίνα με απώλεια διέπεται από την εξίσωση

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\bar{\gamma}|A|^2 A - \frac{1}{2}\alpha A. \quad (4.7.4)$$

όπου η $\bar{\gamma}$ διέπει την SPM και η α αντιπροσωπεύει την απώλεια στις οπτικές ίνες.

Η παρουσία απώλειας της οπτικής ίνας καταστρέφει αυτή τη σημαντική ιδιότητα του μέσου διαστήματος της OPC. Ο λόγος είναι προφανής αν σημειώσουμε ότι η ολισθήση φάσης λόγω SPM εξαρτάται από την ισχύ. Σαν αποτέλεσμα επάγονται πολύ μεγαλύτερες ολισθήσεις φάσης στο πρώτο μισό της ζεύξης από ότι στο δεύτερο μισό και η OPC δεν μπορεί να αντισταθμίσει τις μη-γραμμικές επιδράσεις. Η εξίσωση (4.7.4) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μελετηθούν οι επιδράσεις της απώλειας στις οπτικές ίνες. Αντικαθιστώντας την

$$A(z, t) = B(z, t) \exp(-\alpha z/2), \quad (4.7.5)$$

Η εξίσωση (4.7.4) μπορεί να γραφεί ως

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = i\gamma(z)|B|^2 B, \quad (4.7.6)$$

όπου $\bar{\gamma}(z) = \gamma \exp(-\alpha z)$. Η επίδραση της απώλειας στις οπτικές ίνες μαθηματικά ισούται με την περίπτωση της ανυπαρξίας απώλειας, αλλά με την μη-γραμμική παράμετρο να εξαρτάται από το z . Αν πάρουμε τον μιγαδικό συζυγή της εξίσωσης (4.7.6) και αντικαταστήσουμε το z με το $-z$, βλέπουμε πως μπορεί να εμφανιστεί τέλεια αντιστάθμιση της SPM μόνο αν $\gamma(z) = \gamma(L-z)$. Η συνθήκη αυτή δεν ικανοποιείται για $\alpha \neq 0$.

Μπορεί να σκεφτεί κανείς ότι το πρόβλημα λύνεται αν ενισχύσουμε το σήμα μετά το μέσο διάστημα του OPC, έτσι ώστε η ισχύς του σήματος να ισούται με την ισχύ εισόδου, πριν το σήμα διοχετευθεί στο δεύτερο μισό τμήμα της ζεύξης των οπτικών ινών. παρόλο που μια τέτοια προσέγγιση μπορεί να μειώσει τις επιδράσεις της SPM, δεν οδηγεί στην τέλεια αντιστάθμιση της SPM. Ο λόγος γίνεται κατανοητός αν η σημειώσουμε ότι η διάδοση του σήματος συζυγούς φάσης ισούται με τη διάδοση ενός σήματος ανάστροφου χρόνου. Επομένως, τέλεια αντιστάθμιση της SPM μπορεί να εμφανιστεί μόνο αν οι μεταβολές της ισχύος είναι συμμετρικές γύρω από το μέσο διάστημα, όπου η OPC διεξάγεται έτσι ώστε $\gamma(z) = \gamma(L-z)$ στην εξίσωση (4.7.6). Στην πράξη η μετάδοση του σήματος δεν ικανοποιεί την ιδιότητα αυτή. Μπορούμε να πλησιάσουμε την αντιστάθμιση της SPM αν το σήμα ενισχύεται αρκετά συχνά, ώστε η ισχύς να μην μεταβάλλεται κατά μεγάλο ποσό σε κάθε στάδιο ενίσχυσης. Ωστόσο, η προσέγγιση αυτή δεν είναι πρακτική αφού απαιτεί μικρή απόσταση μεταξύ των ενισχυτών.

Τέλεια αντιστάθμιση και της GVD και της SPM μπορεί να πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας φίλτρο μείωσης της διασποράς. Για να δούμε πως μπορεί να υλοποιηθεί μια τέτοια τεχνική, ας υποθέσουμε ότι η β_2 στην εξίσωση (4.7.6) αποτελεί συνάρτηση της z . Κάνοντας τον μετασχηματισμό,

$$\xi = \int_0^z \gamma(z) dz, \quad (4.7.7)$$

η εξίσωση (4.7.6) μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\frac{\partial B}{\partial \xi} + \frac{i}{2} B(\xi) \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = |B|^2 B, \quad (4.7.8)$$

όπου $B(\xi) = \beta_2(\xi)/\gamma(\xi)$. Και η GVD και η SPM αντισταθμίζονται αν $B(\xi) = B(\xi_1 - \xi)$, όπου ξ_L είναι η τιμή του ξ για $\zeta = L$. Μια απλή λύση παρέχει η περίπτωση στην οποία η διασπορά διαμορφώνεται κατάλληλα με τον ίδιο τρόπο όπως και η $\gamma(z)$. Αφού η απώλεια στις οπτικές ίνες κάνει την $\gamma(z)$ να μεταβάλλεται εκθετικά, και η GVD και η SPM μπορούν να αντισταθμιστούν πλήρως σε μια οπτική ίνα μείωσης της διασποράς, της οποίας η GVD μειώνεται εκθετικά. Η προσέγγιση αυτή είναι αρκετά γενική και εφαρμόζεται ακόμη και όταν χρησιμοποιούνται ενισχυτές σε-σειρά.

4.7.3 Δημιουργία σήματος συζύγου-φάσης

Η υλοποίηση της τεχνικής του μέσου διαστήματος OPC απαιτεί ένα μη-γραμμικό οπτικό στοιχείο το οποίο δημιουργεί το σήμα συζύγου-φάσης. Η πιο συνηθισμένη μέθοδος χρησιμοποιεί ανάμειξη τεσσάρων κυμάτων (FWM) σε μη γραμμικό μέσο. Αφού η ίδια η οπτική ίνα αποτελεί ένα μη γραμμικό μέσο, μία απλή προσέγγιση είναι να χρησιμοποιήσουμε μία οπτική ίνα μήκους μερικών χιλιομέτρων ειδικά σχεδιασμένη να μεγιστοποιεί την απόδοση FWM.

Το φαινόμενο FWM στις οπτικές ίνες έχει μελετηθεί εκτεταμένα. Η χρήση του απαιτεί έκχυση ενός σήματος άντλησης σε συχνότητα ω_p , που ολισθαίνει από τη συχνότητα σήματος ω_s κατά μία μικρή ποσότητα ($\sim 0.5\text{THz}$). Η μη γραμμικότητα της οπτικής ίνας δημιουργεί το σήμα συζυγούς-φάσης στη συχνότητα $\omega_c = 2\omega_p - \omega_s$ αρκεί να ικανοποιείται η συνθήκη προσαρμογής-φάσης $k_c = 2k_p - k_s$, όπου $k_i = n(\omega_i)\omega_i/c$ είναι ο κυματοριθμός του οπτικού πεδίου με συχνότητα ω_i .

Στις μονότροπες οπτικές ίνες, η συνθήκη προσαρμογής-φάσης μπορεί να ικανοποιηθεί κατά προσέγγιση αν τα μήκη κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας επιλέγουν έτσι ώστε να συμπίπτουν με το μήκος κύματος της άντλησης. Αυτή η προσέγγιση υιοθετήθηκε σε πειράματα του 1993, όπου παρουσιάστηκαν οι δυνατότητες του OPC για αντιστάθμιση της διασποράς. Σε ένα πείραμα, το σήμα των 1546 nm μετατράπηκε σε συζυγής φάσης χρησιμοποιώντας FWM σε οπτική ίνα μήκους 23km με άντληση στα 1549nm. Το σήμα των 6Gb/s μεταδόθηκε μέσω τυπικής οπτικής ίνας μήκους 152km σε πείραμα σύμφωνης μετάδοσης που χρησιμοποίησε διαμόρφωση FSK. Σε ένα άλλο πείραμα, το σήμα των 10 Gb/s (διαμόρφωση IM/DD) μεταδόθηκε σε απόσταση 360km. Το μέσο διάστημα OPC διεξάχθηκε σε οπτική ίνα μήκους 21km χρησιμοποιώντας laser άντλησης, του οποίου το μήκος κύματος συντονίστηκε ακριβώς στο μήκος κύματος μηδενικής-διασποράς της οπτικής ίνας. Τα μήκη κύματος άντλησης και σήματος διαφέραν κατά 3.8nm.

Θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας αρκετές παραμέτρους για να υλοποιήσουμε στην πράξη την τεχνική του μέσου διαστήματος OPC. Πρώτον αφού το μήκος κύματος του σήματος μεταβάλλεται από ω_s σε $\omega_c = 2\omega_p - \omega_s$ στον μετατροπέα συζυγούς φάσης τεθεί ελαφρώς έξω από το κέντρο της ζεύξης των οπτικών ιών. Η ακριβής θέση L_p καθορίζεται χρησιμοποιώντας τη συνθήκη $\beta_2(\omega_s)L_p = \beta_2(\omega_c)L - L_p$ όπου L είναι το

ολικό μήκος της ζεύξης. Αναπτύσσοντας την $\beta_2(\omega_c)$ σε μια σειρά Taylor κοντά στη συχνότητα σήματος ω_s βρίσκουμε ότι η L_p είναι

$$\frac{L_p}{L} = \frac{\beta_2 + \delta\beta_1}{2\beta_2 + \delta\beta_3} \quad (4.7.9)$$

όπου $\delta = \omega_c - \omega_s$ είναι η ολίσθηση συχνότητας του σήματος που επάγεται μέσω της τεχνικής OPC. Για μια τυπική ολίσθηση μήκους κύματος της τάξης των δnm , η θέση του μετατροπέα συζυγούς -φάσης μεταβάλλεται κατά 1%. Η επίδραση της παραμένουσας διασποράς και της SPM στην ίδια οπτική ίνα συζυγούς -φάσης μπορεί να επηρεάσει και τη θέση του μετατροπέα συζυγούς -φάσης.

Μία δεύτερη παράμετρος που θα πρέπει να εξετάσουμε είναι ότι η διαδικασία FWM στις οπτικές ίνες παρουσιάζει ευαισθησία στην πόλωση. Αφού η πόλωση του σήματος δε ελέγχεται στις ίνες τηλεπικοινωνίας, μεταβάλλεται τυχαία. Τέτοιες τυχαίες μεταβολές επηρεάζουν την απόδοση της FWM, καθιστώντας την τυπική τεχνική OPC ακατάλληλη για πρακτικούς σκοπούς. Ευτυχώς η τεχνική FWM μπορεί να τροποποιηθεί ώστε να μην παρουσιάζει ευαισθησία στην πόλωση. Σε μια προσέγγιση, χρησιμοποιήθηκαν δύο ορθογώνια πολωμένες δέσμες άντλησης με διαφορετικά μήκη κύματος, τοποθετημένα συμμετρικά στις αντίθετες πλευρές του μήκους κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας λ_{ZD} . Αυτή η τεχνική έχει και ακόμη ένα πλεονέκτημα: το κύμα συζυγούς -φάσης μπορεί να δημιουργηθεί στην ίδια συχνότητα όπως και το σήμα, αν επιλέξουμε το λ_{ZD} έτσι ώστε να συμπίπτει με τη συχνότητα του σήματος. Το χαρακτηριστικό αυτό μπορεί να επαληθευτεί αν σημειώσουμε ότι $\omega_c = \omega_{p1} + \omega_{p2} - \omega_s$, όταν οι συχνότητες άντλησης είναι $\omega_{p1} \neq \omega_{p2}$. η μη ευαισθησία στην πόλωση της OPC μπορεί επίσης να επιτευχθεί αν χρησιμοποιήσουμε απλή άντληση σε συνδυασμό με μια σχάρα διάθλασης οπτικής ίνας και ένα κάτοπτρο ορθοσυζυγές, αλλά το εξάρτημα λειτουργεί στον ανακλαστικό τρόπο διάδοσης κι απαιτεί διαχωρισμό του συζυγούς κύματος από το σήμα χρησιμοποιώντας έναν ζεύκτη 3dB ή έναν οπτικό κυκλοφορητή.

Η σχετικά χαμηλή απόδοση της διαδικασίας OPC στις οπτικές ίνες επίσης αποτελεί πρόβλημα. Τυπικά η απόδοση μετατροπής η_c είναι κάτω από 1%, κάνοντας απαραίτητη την ενίσχυση του σήματος συζυγούς-φάσης. Η απώλεια εισαγωγής της συζυγούς-φάσης υπερβαίνει τα 20dB. Ωστόσο η διαδικασία FWM δεν αποτελεί διαδικασία χαμηλής απόδοσης και μπορεί να παρέχει καθαρή απολαβή. Πράγματι η ανάλυση των εξισώσεων FWM δείχνει ότι η η_c αυξάνεται σημαντικά αν αυξήσουμε την ισχύ άντλησης, ενώ μειώνουμε της ισχύ του σήματος. Μπορεί να υπερβεί το 100% αν βελτιώσουμε τα επίπεδα ισχύος και τη διαφορά μήκους κύματος άντλησης-σήματος. Συχνά αποφεύγουμε την υψηλή ισχύ άντλησης λόγω της επιβολής της διεγερμένης σκέδασης Brillouin(SBS) που παρουσιάζεται γύρω στα 10mW. Ωστόσο, ο SBS μπορεί να συμπιεστεί διαμορφώνοντας την άντληση σε συχνότητα $\sim 100\text{MHz}$. Σε πείραμα του 1994, πραγματοποιήθηκε απόδοση μετατροπής 35% χρησιμοποιώντας την τεχνική αυτή.

Η διαδικασία FWM σε έναν ενισχυτή laser ημιαγωγού έχει επίσης χρησιμοποιηθεί για να δημιουργήσει το σήμα συζυγούς-φάσης για αντιστάθμιση της διασποράς. Η τεχνική αυτή χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά σε ένα πείραμα του 1993 για να παρουσιάσει μετάδοση ενός σήματος των 2.5Gb/s, το οποίο αποκτάται μέσω της άμεσης διαμόρφωσης ενός laser ημιαγωγού, σε απόσταση 100km τυπικής οπτικής ίνας. Αργότερα σε ένα πείραμα του 1995 χρησιμοποιήθηκε η ίδια τεχνική για να παρουσιάσει μετάδοση ενός σήματος των 40Gb/s σε απόσταση 200km τυπικής οπτικής ίνας. Μόλις το 1987 προτάθηκαν ενισχυτές laser ημιαγωγών με FWM

υψηλού μη-εκφυλισμού κι έχουν μελετηθεί εκτεταμένα όσον αφορά στην μετατροπή του μήκους κύματος. Το βασικό πλεονέκτημα είναι ότι το σήμα συζυγούς- φάσης μπορεί να δημιουργηθεί σε ένα εξάρτημα μήκους 1mm ή και λιγότερο. Η απόδοση μετατροπής είναι επίσης τυπικά μεγαλύτερη από εκείνη της FWM σε μία οπτική ίνα λόγω της ενίσχυσης, παρόλο που το πλεονέκτημα αυτό εκτοπίζεται από τη σχετικά μεγάλη απώλεια ζεύξης, η οποία προκύπτει από την ανάγκη να συζεύξουμε το σήμα πάλι πίσω στην ίνα. Με την κατάλληλη επιλογή του αποσυντονισμού άντλησης-σήματος, έχει πραγματοποιηθεί απόδοση μετατροπής πάνω από 100% για FWM σε ενισχυτές Laser ημιαγωγού. Μια τέτοια απόδοση κάνει την προσέγγιση αυτή αρκετά ελκυστική για την αντιστάθμιση της διασποράς.

4.7.4 Επίδραση της περιοδικής ενίσχυσης

Τα περισσότερα πειράματα για την αντιστάθμιση της διασποράς θεώρησαν απόσταση μετάδοσης αρκετές εκατοντάδες χιλιόμετρα. Για υλοποιήσεις μακρινής μεταφοράς, ίσως αναρωτηθούμε αν η τεχνική OPC μπορεί να αντισταθμίσει την GVD από αρκετές χιλιάδες χιλιόμετρα ζεύξης οπτικών ινών, που χρησιμοποιούν ενισχυτές, περιοδικά για την αντιστάθμιση της διασποράς. Το ερώτημα αυτό έχει μελετηθεί κυρίων μέσω αριθμητικών προσομοιώσεων.

Σε ένα σύνολο προσομοιώσεων, το ρεύμα δεδομένων τύπου NRZ τροποποιήθηκε κατάλληλα, θεωρώντας μιας ζευδοτυχαία ακολουθία 128bit με οπτικούς παλμούς υπέρ-Γκαουσιανής μορφής. Η απώλεια στις οπτικές ίνες αντισταθμίζεται μέσω ιδανικών, αθόρυβων ενισχυτών, και η GVD αντισταθμίζεται από μια ιδανική διαδικασία OPC. Η απόδοση του συστήματος κρίνεται ανάλογα με την ποσότητα κλεισίματος του ματιού. Τα αποτελέσματα δείχνουν πως ένα σήμα των 10Gb/s μπορεί να μεταδοθεί σε απόσταση 6000km, αν η μέση ισχύς εκτόξευσης διατηρηθεί κάτω από 3mW για να μειώσει τις επιδράσεις της μη-γραμμικότητας στις οπτικές ίνες. Όπως σχολιάζεται στην ενότητα (4.7.2) η OPC αντισταθμίζει τις GVD και SPM μόνο μερικώς όταν οι μη-γραμμικές επιδράσεις γίνονται σημαντικές. Σε ένα άλλο σύνολο προσομοιώσεων μέσω υπολογιστή, η απόσταση μεταξύ των ενισχυτών βρέθηκε ότι παίζει σημαντικό ρόλο. Το σήμα μπορεί να διαδοθεί σε αποστάσεις και 9000km, διατηρώντας απόσταση μεταξύ ενισχυτών μόλις 40km. Η επιλογή του λειτουργικού μήκους κύματος σε σχέση με το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς ήταν επίσης κρίσιμη. Στην περιοχή ανώμαλης-διασποράς ($\beta_2 < 0$), η περιοδική μεταβολή της ισχύος του σήματος κατά μήκος της ζεύξης οπτικών ινών μπορεί να δημιουργήσει επιπλέον πλευρικές ζώνες συχνοτήτων, μέσω του φαινομένου της αστάθειας της διαμόρφωσης. Μπορούμε να αποφύγουμε αυτή την αστάθεια αν η παράμετρος διασποράς είναι σχετικά μεγάλη [$D > 10\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$]. Αυτό συμβαίνει στις τυπικές ίνες στα 1.55μm. Θα πρέπει να σημειώσουμε πως η μέγιστη απόστασης μετάδοσης εξαρτάται σημαντικά από πολλούς παράγοντες όπως, η απόδοση FWM, η ισχύς εισόδου και η απόσταση μεταξύ των ενισχυτών και μπορεί να μειωθεί μέχρι το πολύ 3000 km, ανάλογα με τις παραμέτρους λειτουργίας.

Η χρήση της OPC στα οπτικά συστήματα μακρινής μεταφοράς απαιτεί την περιοδική χρήση οπτικών ενισχυτών και μετατροπών συζυγούς-φάσης. Τα δύο οπτικά αυτά στοιχεία μπορούν να συνδυαστούν σε ένα, χρησιμοποιώντας παραμετρικούς ενισχυτές, οι οποίοι όχι μόνο δημιουργούν το σήμα συζυγούς-φάσης μέσω της διαδικασίας FWM, αλλά και το ενισχύουν. Η ανάλυση ενός τέτοιου συστήματος μεταφοράς σε μεγάλη απόσταση δείχνει ότι οι παλμοί εισόδου 20-30ps μπορούν τα ταξιδέψουν σε απόσταση χιλιάδων χιλιομέτρων παρά την υψηλή διασπορά στις οπτικές ίνες, και η ολική απόσταση μετάδοσης μπορεί να υπερβεί τα 15000km για οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς με $\beta_2 = -2\text{ps}^2/\text{km}$ γύρω στα 1.55μm.

4.8 ΑΝΤΙΣΤΑΘΜΙΣΗ ΕΥΡΕΙΑΣ ΖΩΝΗΣ

Παρόλο που τα περισσότερα πειράματα για την αντιστάθμιση της διασποράς επικεντρώθηκαν στα οπτικά συστήματα των 100Gb/s, καταβάλλεται σημαντική προσπάθεια να επεκτείνουμε τη χωρητικότητα του συστήματος πέρα από τα 100Gb/s χρησιμοποιώντας τεχνικές πολυπλεξίας καναλιών, όπως TDM και WDM. Σε τόσο υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης bit, μια μέθοδος αντιστάθμισης της διασποράς θα πρέπει να είναι συμβατή με το μεγάλο εύρος ζώνης που καταλαμβάνει το πολυκαναλικό σήμα. Στην ενότητα αυτή θα σχολιάσουμε πως μπορεί να πραγματοποιηθεί η λειτουργία αυτή μεγάλου εύρους ζώνης, εξετάζοντας χωριστά τα συστήματα TDM και WDM.

4.8.1 Πολυπλεξία με διαίρεση χρόνου

ένα οπτικό σήμα TDM χρησιμοποιεί πάρα πολύ στενούς παλμούς (εύρος~1ps) αφού η διάρκεια του bit σε ρυθμό μετάδοσης bit 100Gb/s έχει εύρος μόλις 10ps. Για τόσο μικρούς οπτικούς παλμούς, το φάσμα παλμού γίνεται αρκετά μεγάλο ($\Delta\nu > 100\text{GHz}$) ώστε είναι δύσκολο να αντισταθμίσουμε την GVD σε ολόκληρο το εύρος ζώνης του παλμού, λόγω της εξάρτησης της β_2 από τη συχνότητα. Η εξίσωση (4.34) μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τη διασπορά τρίτης-τάξης β_3 , όταν αντισταθμίζεται μόνο η διασπορά δεύτερης-τάξης. Το αποτέλεσμα είναι:

$$L \leq 0.034(|\beta_3|B^3)^{-1} \quad (4.8.1)$$

Η πιο απλή λύση για την αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης παρέχεται από τις ίνες υψηλής διασποράς που έχουν σχεδιαστεί με αρνητική κλίση διασποράς έτσι ώστε η β_2 και η β_3 να έχουν αντίθετα πρόσημα, σε σύγκριση με τις τυπικές ίνες τηλεπικοινωνίας. Οι απαραίτητες συνθήκες για το σχεδιασμό τέτοιου είδους οπτικών ινών μπορεί να αποκτηθούν αν λύσουμε την εξίσωση (4.1.3) χρησιμοποιώντας την μέθοδο Fourier. Για μια ζεύξη οπτικών ινών που περιέχει δύο διαφορετικές οπτικές ίνες με μήκη L_1 και L_2 , οι συνθήκες για την αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης δίνονται από τις

$$\beta_{21}L_1 + \beta_{22}L_2 = 0 \quad \text{και} \quad \beta_{31}L_1 + \beta_{32}L_2 = 0 \quad (4.8.2)$$

όπου β_{2j} και β_{3j} είναι οι παράμετροι διασποράς δεύτερης και τρίτης τάξης για οπτική ίνα μήκους L_j . Η πρώτη συνθήκη είναι ίδια όπως και στην εξίσωση (4.4.2). χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.4.3), η δεύτερη συνθήκη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να βρούμε την παράμετρο διασποράς τρίτης-τάξης για το DCF:

$$\beta_{32} = (D_2/D_1)\beta_{31} = -(L_1/L_2)\beta_{31} \quad (4.8.3)$$

Γενικά είναι δύσκολο να ικανοποιήσουμε την εξίσωση (4.8.2) σε μεγάλη περιοχή τιμών του μήκους κύματος, παρόλο που τα τελευταία χρόνια έχει σημειωθεί σημαντική επιτυχία. Για τα συστήματα TDM, το εύρος ζώνης του σήματος είναι τυπικά ~100GHz και είναι αρκετό για να ικανοποιήσει την εξίσωση (4.8.2) σε εύρος ζώνης 2-3nm.

Η απαίτηση αυτή εύκολα καλύπτεται για τις δίτροπες DCF, που σχολιάζονται στην ενότητα 4.4, παρόλο που απαιτείται ακριβής έλεγχος του λόγου L_2/L_1 . Πράγματι, οι αριθμητικές προσομοιώσεις δείχνουν ότι για ένα παλμό 1ps, το L_1 μπορεί να υπερβεί τα 100km χρησιμοποιώντας βελτιωμένα μήκη τέτοιου είδους δίτροπων DCF. Αν

υποθέσουμε ότι απαιτείται μία περίοδος του bit 2ps για ένα σύστημα RZ, που χρησιμοποιεί παλμό 1ps, τότε εμφανίζεται να είναι εφικτή η μετάδοση σε απόσταση 100km και σε ρυθμούς μετάδοσης bit μέχρι και 500Gb/s χρησιμοποιώντας αντιστάθμιση της διασποράς.

Έχουν διεξαχθεί αρκετά πειράματα TDM για να παρουσιάσουν τις τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς. Σε ένα πείραμα, το TDM σήμα των 100Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 560km με απόσταση μεταξύ των ενισχυτών 80km με διαχείριση της διασποράς στις οπτικές ίνες. Σε ένα άλλο πείραμα, ο ρυθμός μετάδοσης bit επεκτάθηκε στα 400Gb/s χρησιμοποιώντας οπτικούς παλμούς 0.98ps σε χρονική περίοδο 2.5ps. χωρίς αντιστάθμιση της διασποράς τρίτης τάξης, ο παλμός διευρύνθηκε στα 2.3ps μετά από 40km και παρουσίασε μία μεγάλη ουρά ταλάντωσης μεταξύ 5-6ps, βασικό χαρακτηριστικό της διασποράς τρίτης τάξης. Με μερική αντιστάθμιση της διασποράς τρίτης-τάξης, η ουρά ταλάντωσης εξαφανίστηκε και το παλμικό εύρος μειώθηκε στα 1.6ps, δίνοντας τη δυνατότητα να ανακτήσουμε τα δεδομένα των 400Gb/s με μεγάλη ακρίβεια.

Τα οπτικά φίλτρα μπορούν επίσης να σχεδιαστούν ώστε να αντισταθμίσουν την διασπορά τρίτης τάξης. Τα επίπεδα οπτικά κυκλώματα που βασίζονται σε πολλά φίλτρα με μετρητές παρεμβολών MZ αποδείχθηκαν αρκετά επιτυχή λόγω της προγραμματισμένης φύσης των συγκεκριμένων φίλτρων. Σε ένα πείραμα, ένα τέτοιο φίλτρο σχεδιάστηκε με κλίση διασποράς $-15,8\text{ps/nm}^2$ σε εύρος ζώνης 170GHz. Χρησιμοποιήθηκε για την αντιστάθμιση της διασποράς τρίτης -τάξης σε απόσταση 300km μιας οπτικής ίνας ολισθημένης διασποράς με $\beta_3 \approx 0,05\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ στο λειτουργικό μήκος κύματος.

Η διασπορά τρίτης -τάξης μπορεί επίσης να αντισταθμίσει χρησιμοποιώντας τετερισμένη σχάρα διάθλασης οπτικών ινών. ο σχολιασμός στην ενότητα 4.6.2 περιορίζεται στις γραμμικά τετερισμένες σχάρες διάθλασης, που έχουν σχεδιαστεί ώστε να αντισταθμίζουν τις επιδράσεις μόνο τις διασποράς δεύτερης-τάξης. Τέτοιου είδους σχάρες διάθλασης λειτουργούν αρκετά καλά όσον αφορά την αντιστάθμιση της διασποράς σε συστήματα των 10Gb/s, αλλά είναι ακατάλληλες για υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης bit~100Gb/s. Μια σχάρα διάθλασης οπτικών ινών Bragg δευτεροβάθμιου τετερίσματος μπορεί να σχεδιαστεί ώστε να αντισταθμίσει ταυτόχρονα τις διασπορές δεύτερης και τρίτης τάξης. Οι αριθμητικές προσομοιώσεις δείχνουν πως οι σχάρες διάθλασης θα πρέπει να μπορούν να αντισταθμίσουν τη διασπορά σε απόσταση 800km τυπικών οπτικών ινών με εύρος ζώνης 1nm, κι επομένως επιτρέπουν μετάδοση 100Gb/s στο υπάρχον τηλεπικοινωνιακό δίκτυο.

4.8.2 Πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος

Τα οπτικά συστήματα WDM μεταδίδουν πολλαπλά κανάλια διαμορφώνοντας διάφορα οπτικά φέροντα με απόσταση μεταξύ μηκών κύματος $\sim 1\text{nm}$. Ολόκληρο το σήμα μπορεί επομένως να καταλαμβάνει ένα εύρος ζώνης μεταξύ 20-30nm, παρόλο που τοποθετείτε σε φασματικά πακέτα με εύρος ζώνης $\sim 0.1\text{nm}$, ανάλογα με τον ρυθμό μετάδοσης bit των μεμονωμένων καναλιών. Η βασική διαφορά σε σύγκριση με την περίπτωση των TDM είναι ότι, αφού χρησιμοποιούνται σχετικά πλατείς οπτικοί παλμοί ($>50\text{ps}$) για τα μεμονωμένα κανάλια, η διασπορά τρίτης τάξης παίζει μικρό ρόλο κατά τη διάρκεια της μετάδοσης του παλμού. Ωστόσο λόγω της εξάρτησης της β_2 από το μήκος κύματος, η διασπορά δεύτερης-τάξης θα πρέπει να αντισταθμίζεται σε μεγάλη φασματική εμβέλεια, που καλύπτεται από το σήμα WDM. Έχουν χρησιμοποιηθεί δύο διαφορετικές προσεγγίσεις για την αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης στα συστήματα WDM. Σε μια προσέγγιση, χρησιμοποιείται μία οπτική ίνα DCF ικανή να αντισταθμίζει τη GVD σε όλο το εύρος ζώνης του σήματος. Στην

δεύτερη προσέγγιση, εκμεταλλευόμαστε την περιοδική φύση του φάσματος του σήματος και χρησιμοποιούμε ένα οπτικό φίλτρο με χαρακτηριστικά περιοδικής διασποράς.

Ας πάρουμε πρώτα την περίπτωση των οπτικών φίλτρων με χαρακτηριστικά περιοδικής διασποράς. Ένα φίλτρο FP έχει πολλές κορυφές μετάδοσης με περιοδική απόσταση μεταξύ τους ίση με την ελεύθερη φασματική εμβέλεια. Επίσης, μπορούν να παρέχουν αντιστάθμιση της GVD αποσυntonίζοντας τη μέγιστη μετάδοση FP από το κεντρικό μήκος κύματος κάθε καναλιού. Ωστόσο, είναι δύσκολο να σχεδιάσουμε φίλτρα FP με μεγάλη ποσότητα διασποράς. Οι σχάρες διάθλασης οπτικών ινών παρέχουν μεγάλη GVD αλλά είναι γενικά κατάλληλες μόνο για μονοκαναλικά συστήματα. Ωστόσο έχει κατασκευαστεί ένα νέο είδος σχάρας διάθλασης οπτικών ινών, που ονομάζεται σχάρα διάθλασης δειγματοληπτιμένης οπτικής ίνας, έτσι ώστε να έχει πολλές ζώνες απόρριψης. Η κατασκευή της είναι αρκετά απλή. Αντί να κατασκευάσουμε μία μόνο μεγάλη σχάρα διάθλασης, σχηματίζονται πολλές μικρότερες σχάρες διάθλασης με ομοιόμορφη απόσταση μεταξύ τους. (το κάθε μικρό κλάσμα αποτελεί ένα δείγμα από όπου προέρχεται και η ονομασία "δειγματοληπτιμένη" σχάρα διάθλασης.) Μια τέτοια σχάρα διάθλασης έχει πολλά μέγιστα ανακλαστικότητας, των οποίων η απόσταση μεταξύ των μηκών κύματος καθορίζεται από την περίοδο δειγματοληψίας κι επομένως μπορεί να ελεγχθεί κατά τη διαδικασία κατασκευής. Επιπλέον, αν κάθε δείγμα υποστεί τετέρισμα, τα χαρακτηριστικά διασποράς του κάθε μέγιστου ανακλαστικότητας διέπονται από την ποσότητα τετερίσματος που εισάγεται. Μία τέτοια σχάρα διάθλασης χρησιμοποιήθηκε για να παρουσιάσει ταυτόχρονη αντιστάθμιση της διασποράς στις οπτικές ίνες σε απόσταση 240km για δύο κανάλια των 10Gb/s. Καταρχήν, μια τέτοια σχάρα διάθλασης θα πρέπει να λειτουργεί για συστήματα WDM με 10-15 κανάλια, παρόλο που είναι δύσκολο να προσαρμόσουμε τη σχάρα διάθλασης και τις διασπορές στις οπτικές ίνες για πολλά κανάλια, όταν ο αριθμός των καναλιών αυξάνεται.

Μια εναλλακτική λύση προσφέρουν οι οπτικές ίνες υψηλής διασποράς. Οι ελλειπτικές δίτροπες DCF είναι αρκετά κατάλληλες για αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης στα συστήματα WDM, αφού η παράμετρος διασποράς D δεν έχει μόνο μεγάλες αρνητικές τιμές ($\sim 500\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$), αλλά το $|D|$ επίσης αυξάνεται με την αύξηση του μήκους κύματος, εξουδετερώνοντας έτσι την αντίστοιχη αύξηση των τυπικών οπτικών ινών. Παρατηρήθηκε μία παρόμοια τάση και στις μονότροπες DCF, παρόλο που το $|D|$ είναι μικρότερο κατά 2. Πολλά πειράματα έχουν παρουσιάσει τις δυνατότητες των DCF. Σε ένα πείραμα του 1993, τέσσερα κανάλια των 2.5Gb/s μεταδόθηκαν μέσω οπτικής ίνας 67km χρησιμοποιώντας αντιστάθμιση της διασποράς σε εύρος ζώνης 20nm. Σε μια επίδειξη δοκιμών το 1995, δύο κανάλια των 10Gb/s μεταδόθηκαν μέσω 360km εγκατεστημένης οπτικής ίνας, εγκαθιδρύοντας επομένως τη χρήση των DCF κάτω από πραγματικές συνθήκες λειτουργίας. Σε ένα πείραμα του 1996, ένα σήμα WDM των 40Gb/s (16 κανάλια στα 2.5Gb/s) μεταδόθηκε μέσω οπτικής ίνας μήκους 427km, συνδυάζοντας αντιστάθμιση διασποράς με απευθείας διόρθωση σφάλματος.

Γίνεται σημαντική προσπάθεια για την σχεδίαση συστημάτων WDM με ολική χωρητικότητα πάνω από 100Gb/s. Σε ένα πείραμα, 8 κανάλια, με 1,6nm απόσταση μεταξύ τους, και λειτουργώντας στο 20Gb/s το καθένα, μεταδόθηκαν μέσω τυπικής οπτικής ίνας μήκους 232km χρησιμοποιώντας πολλές DCF. Η εγκατεστημένη διασπορά σε κάθε κανάλι ήταν σχετικά μικρή ($\sim 100\text{ps}/\text{nm}$ για ολόκληρο τον χώρο) αφού όλα τα κανάλια αντισταθμίστηκαν ταυτόχρονα μέσω της DCF. Η προσέγγιση αυτή επεκτάθηκε το 1996 για να μεταδώσουμε ένα σήμα WDM στα 1.1Tb/s (55 κανάλια, που το καθένα λειτουργεί στα 20Gb/s) μέσω τυπικής οπτικής ίνας μήκους

150km. Αφού η απόσταση μεταξύ των καναλιών ήταν 0.6nm, η ίδια DCF αντιστάθμισε τη διασπορά στις οπτικές ίνες σε εύρος ζώνης 32nm, δηλώνοντας την αντιστάθμιση της διασποράς ευρείας ζώνης στο πείραμα αυτό. Μια μικρή ποσότητα της εγκατεστημένης διασποράς (~100ps/nm για ολόκληρο τον χώρο) επίσης βοήθησε στην συμπίεση των παρεμβολών μεταξύ των καναλιών λόγω FWM. Το πείραμα αυτό παρουσιάζει ξεκάθαρα τις πρόσφατες δυνατότητες αντιστάθμισης της διασποράς για συστήματα WDM.

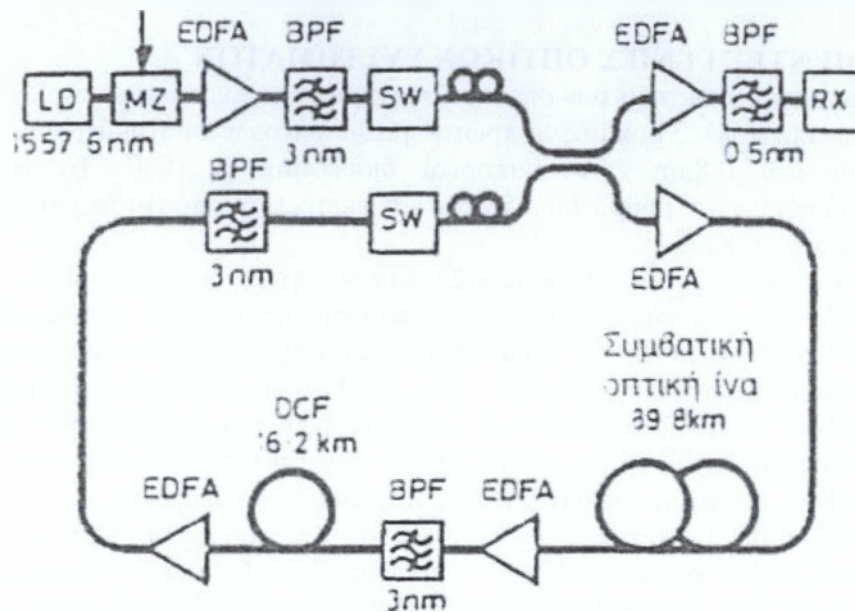
4.9 ΟΠΤΙΚΑ ΦΙΛΤΡΑ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΣΕ ΜΕΓΑΛΗ ΑΠΟΣΤΑΣΗ

Το κεφάλαιο αυτό μέχρι τώρα επικεντρώθηκε στα οπτικά συστήματα, στα οποία η αντιστάθμιση της διασποράς επιτυγχάνεται σε ίνες μήκους μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων. Το ερώτημα που μπορεί κανείς να θέσει είναι ποια τεχνική αντιστάθμισης είναι η καλύτερη από άποψη σχεδίασης του συστήματος, αν η απόσταση μετάδοσης φτάνει τις μερικές χιλιάδες χιλιόμετρα. Αν το οπτικό σήμα αναμεταδίδεται ηλεκτρονικά κάθε 100-200km, όλες οι τεχνικές που σχολιάζονται στο κεφάλαιο αυτό θα λειτουργούσαν καλύτερα, αφού δε συσσωρεύονται διάφορα είδη υποβαθμίσεων κατά μήκος της ίνας. Αντίθετα, αν το σήμα διατηρείται στην οπτική περιοχή σε όλη την ζεύξη χρησιμοποιώντας περιοδική ενίσχυση, μη γραμμικές επιδράσεις όπως η SPM και FWM μπορεί να επηρεάσουν το σύστημα με διαφορετικό τρόπο και διαφορετικές τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς. Το ζήτημα έχει μελετηθεί εκτεταμένα. Στην ενότητα αυτή θα εξετάσουμε τα οπτικά συστήματα μακρινής μεταφοράς που χρησιμοποιούν στοιχεία αντιστάθμισης της διασποράς, όπως μία DCF ή μια σχάρα διάθλασης οπτικών ινών.

Λόγω του κόστους τα περισσότερα εργαστηριακά πειράματα χρησιμοποιούν ένα βρόχο οπτικών ινών στο οποίο το οπτικό σήμα υποχρεώνεται να κυκλοφορεί πολλές φορές για να προσομοιώσει ένα σύστημα μακρινής μεταφοράς. Το σχήμα 4.1 παρουσιάζει σχηματικά ένα τέτοιο κυκλικό βρόχο οπτικής ίνας για να παρουσιάσει μετάδοση ενός σήματος των 10Gb/s μέσω 2245km τυπικής οπτικής ίνας. Χρησιμοποιεί 16,2km DCF για να αντισταθμίσει την διασπορά 89,8 χιλιομέτρων ίνας. Δύο φίλτρα διέλευσης ζώνης συχνοτήτων τοποθετούνται στο εσωτερικό του βρόχου για να μειώσουν την επίδραση του θορύβου του ενισχυτή. Το σημαντικότερο μη γραμμικό φαινόμενο που επηρεάζει την απόδοση ενός μονοκαναλικού συστήματος είναι η SPM. Πράγματι, βρέθηκε ότι η απόσταση μετάδοσης εξαρτάται από την ισχύ του σήματος στην είσοδο της DCF και ήταν μέγιστη για την βέλτιστη τιμή των περίπου 0,57mW. Είναι ολοφάνερο ότι η SPM που εμφανίζεται στο εσωτερικό της DCF παίζει σημαντικό ρόλο, αφού η μη γραμμικές επιδράσεις ενισχύονται στο εσωτερικό της DCF λόγω της μείωσης του ενεργού περιοχής του πυρήνα αυτής. Σε ένα πείραμα, ο ρυθμός μετάδοσης bit επεκτάθηκε στα 80Gb/s πολυπλέκοντας 8 κανάλια των 10 Gb/s στον κυκλικό βρόχο της οπτικής ίνας. Παρά τη χρήση φίλτρων εξισορρόπησης -απολαβής, η ολική απόσταση μετάδοσης μειώθηκε στα 1171km λόγω διάφορων μη-γραμμικών επιδράσεων όπως η FWM. Σ' ένα άλλο πείραμα, ο ρυθμός μετάδοσης bit επεκτάθηκε στα 160Gb/s πολυπλέκοντας δεκαέξι κανάλια των 10Gb/s αλλά η FWM περιόρισε την απόσταση στα 1000km.

Οι μεταβολές της GVD και της ισχύος στη ζεύξη αντισταθμισμένης διασποράς εξαρτώνται από τις σχετικές θέσεις των DCF και των οπτικών ενισχυτών. Επομένως, τίθεται ερώτημα αν μπορούμε να επεκτείνουμε την απόδοση του συστήματος βελτιώνοντας το προφίλ της GVD στη ζεύξη, η απάντηση είναι καταφατική. Στην πράξη, η τεχνική αυτή χρησιμοποιήθηκε και ονομάζεται διαχείριση διασποράς. Η

χρήση της είναι ιδιαίτερα ωφέλιμη αν ο σχεδιαστής του συστήματος έχει τη δυνατότητα να επιλέξει ίνες με διαφορετικά χαρακτηριστικά διασποράς. Η ηδέα πίσω από αυτή είναι αρκετά απλή και συνιστάται στην ανάμειξη οπτικών ινών με θετική και αρνητική GVD, έτσι ώστε όχι μόνο να μειώνεται η ολική διασπορά για όλα τα κανάλια αλλά και να ελαχιστοποιούνται ταυτόχρονα και οι μη-γραμμικές επιδράσεις.



Η πιο απλή τεχνική αποτελείται από αντίστροφη GVD από ενισχυτή σε ενισχυτή και χρησιμοποιήθηκε για να μεταδώσει οκτώ κανάλια των 20 Gb/s σε απόσταση 300km. Σε ένα πείραμα του 1995, ένα σήμα WDM των 340Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 150km με διαχείριση διασποράς. Σε ένα άλλο πείραμα, χρησιμοποιήθηκε διαχείριση διασποράς για να μεταδώσουμε ένα σήμα WDM των 100Gb/s σε απόσταση 560km με απόσταση μεταξύ ενισχυτών 80km.

Μελετήθηκε επίσης η βελτίωση της απόδοσης του συστήματος για διάφορα προφίλ της GVD στη ζεύξη οπτικών ινών. Σε πείραμα του 1994, χρησιμοποιήθηκε βρόχος οπτικής ίνας μήκους 1000km, που εμπεριείχε 31 ενισχυτές οπτικών ινών, για να μελετήσουμε τρία διαφορετικά προφίλ διασποράς. Πραγματοποιήθηκε μέγιστη απόσταση μετάδοσης 12000km στην περίπτωση που χρησιμοποιήθηκαν ίνες κανονικής-GVD για να αντισταθμίσουν την ανώμαλη GVD των μεγάλων τμημάτων. Επίσης χρησιμοποιήθηκαν και αριθμητικές προσομοιώσεις για να αναλύσουμε την απόδοση των διάφορων προφίλ διασποράς. Γενικά, η τοπική GVD θα πρέπει να διατηρείται σχετικά μεγάλη και να συμπιέζει τις μη- γραμμικές επιδράσεις, ενώ θα ελαχιστοποιεί τη μέση διασπορά για όλα τα κανάλια. Σε μία μελέτη, οι επιδράσεις της FWM ελαχιστοποιήθηκαν τοποθετώντας τον συμπιεστή διασποράς στο τέλος της ζεύξης οπτικών ινών, παρά στο τέλος του κάθε τμήματος του ενισχυτή. Το βασικό συμπέρασμα είναι ότι η βελτιστοποίηση ενός συστήματος WDM που χρησιμοποιεί αντιστάθμιση της διασποράς εξαρτάται από πολλές παραμέτρους της σχεδίασης, όπως η ισχύς εκτόξευσης, η απόσταση μεταξύ ενισχυτών και η θέση των DCF.

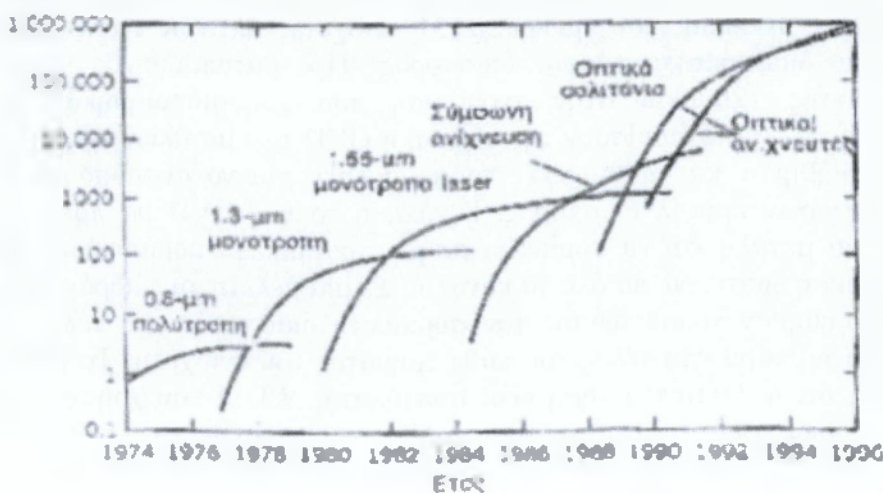
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5^ο : ΟΠΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με θέματα που αφορούν την σχεδίαση και την απόδοση του συστήματος, όταν τα τρία εξαρτήματα οπτικός πομπός, οπτική ίνα και οπτικός δέκτης συνδέονται για να σχηματίσουν ένα πραγματικό οπτικό σύστημα.

5.1 ΠΕΝΤΕΣ ΓΕΝΙΕΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ.

Η εμπορική ανάπτυξη των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας ακολούθησε η έρευνα. Μετά από πολλές δοκιμές, η πρώτη γενιά οπτικών συστημάτων που λειτουργούσε κοντά στα 0.8μm έγινε εμπορικά διαθέσιμη το 1980. Τα συστήματα αυτά λειτουργούσαν σε ρυθμό bit 45Mb/s και επέτρεψαν απόσταση μεταξύ επαναληπτών γύρω στα 10 Km.

Η μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ επαναληπτών συγκρινόμενη με εκείνη ενός ομοαξονικού συστήματος ήταν ένα σπουδαίο κίνητρο για σχεδιαστές συστημάτων. Έτσι μειώθηκε το κόστος εγκατάστασης που σχετίζεται με κάθε επαναλήπτη. Έγινε ξεκάθαρο κατά την διάρκεια του 1970, ότι η απόσταση μεταξύ επαναληπτών μπορούσε να αυξηθεί σημαντικά για λειτουργία των οπτικών συστημάτων σε μήκη κύματος στην περιοχή του 1.3μm. όπου οι απώλειες των οπτικών ινών ήταν κάτω από 1 db/Km. Επιπλέον, οι οπτικές ίνες παρουσιάζουν ελάχιστη διασπορά σε αυτή την περιοχή μηκών κύματος. Αυτό το γεγονός οδήγησε σε μεγάλη προσπάθεια για την ανάπτυξη laser και ανιχνευτών από ημιαγωγούς in GaAsp, που λειτουργούν κοντά στα 1.3 μm. Η δεύτερη γενιά συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες εμφανίστηκε πριν το 1980, αλλά ο ρυθμός μετάδοσης των συστημάτων αυτών περιορίστηκε κάτω από 100 Mb/s λόγω διασποράς σε πολύτροπες οπτικές ίνες. Αυτός ο περιορισμός ξεπεράστηκε με την χρήση μονότροπων οπτικών ινών. Ένα εργαστηριακό πείραμα το 1981 απέδειξε μετάδοση με ρυθμό 2 Gb/s σε μονότροπη οπτική ίνα. Ακολούθησε σύντομα η εμπορική παραγωγή αυτών των συστημάτων. Από το 1987 έγινε διαθέσιμη και εμπορικά η δεύτερη γενιά των οπτικών συστημάτων στα 1.3 μm, που λειτουργούσε με ρυθμούς μετάδοσης 1.7Gb/s με απόσταση μεταξύ επαναληπτών περίπου 50Km.



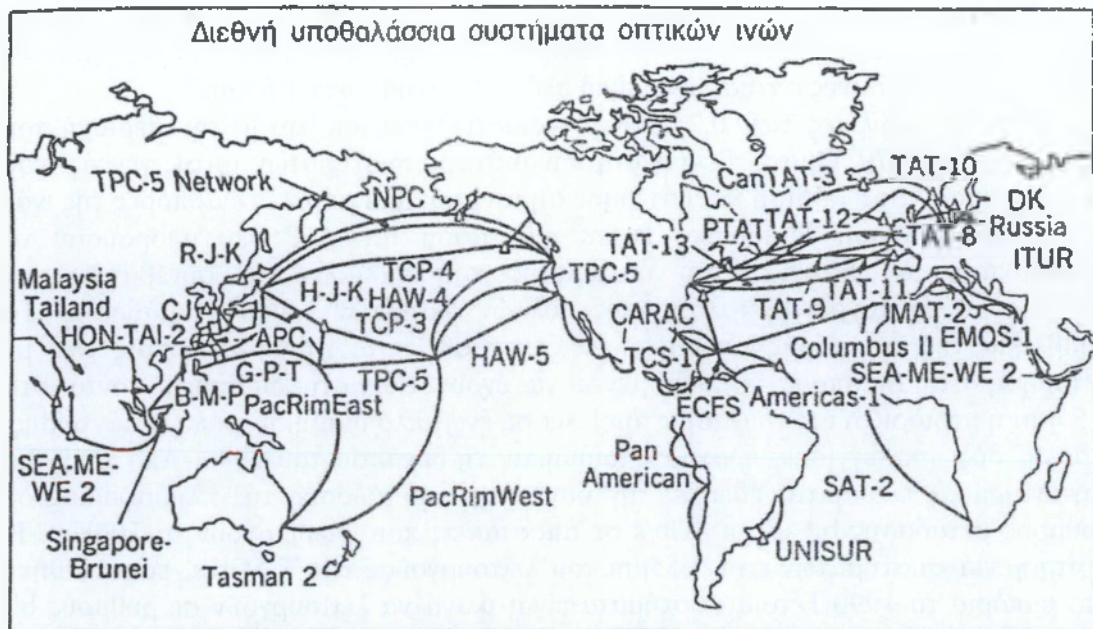
Η απόσταση μεταξύ επαναληπτών των οπτικών συστημάτων δεύτερης γενιάς περιορίστηκε από τις απώλειες της οπτικής ίνας σε λειτουργία στα 1.3 μm. Οι απώλειες στις γυάλινες οπτικές ίνες είναι ελάχιστες κοντά στα 1.55μm.

Πράγματι, απώλειες των 0.2 db/Km διαπιστώθηκαν σε αυτήν την περιοχή του φάσματος, το 1979. Όμως, η εισαγωγή των οπτικών συστημάτων τρίτης γενιάς, που λειτουργούσαν στα 1.55μm καθυστέρησε σημαντικά, από μεγάλες διασπορές της ίνας κοντά στα 1.55μm. Συμβατικά lasers ημιαγωγού InGaAsP δεν μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν εξαιτίας του απλώματος του παλμού που συνέβαινε, σαν αποτέλεσμα ταυτόχρονης ταλάντωσης πολλών διαμηκών τρόπων μετάδοσης. Το πρόβλημα της διασποράς μπορούσε να ξεπεραστεί είτε χρησιμοποιώντας ίνες με ολίσθηση στη διασπορά, σχεδιασμένες να έχουν ελάχιστη διασπορά κοντά στα 1.55μm ή περιορίζοντας το φάσμα του laser σε ένα απλό διαμήκη τρόπο ταλάντωσης. Και οι δύο προσεγγίσεις πραγματοποιήθηκαν τη δεκαετία του 1980. Από το 1985, εργαστηριακά πειράματα έδειξαν την δυνατότητα μετάδοσης της πληροφορίας σε ρυθμούς μετάδοσης bit μέχρι 4Gb/s σε αποστάσεις που υπερβαίνουν τα 100Km. Η Τρίτη γενιά συστημάτων στα 1.55μm, που λειτουργούσε στα 2.5Gb/s, εμφανίστηκε στο εμπόριο το 1990. Τέτοια συστήματα είναι ικανά να λειτουργούν σε ρυθμούς bit μέχρι 10Gb/s. Η καλύτερη απόδοση επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες με ολίσθηση στη διασπορά μαζί με laser διαμήκους τρόπου μετάδοσης.

Ένα μειονέκτημα των συστημάτων τρίτης γενιάς στα 1.55 μm είναι ότι το σήμα αναγεννάτε περιοδικά με τη χρήση ηλεκτρονικών επαναληπτών που απέχουν μεταξύ τους αποστάσεις τυπικά περίπου 60 έως 80 Km. Η απόσταση μεταξύ επαναληπτών μπορεί να αυξηθεί χρησιμοποιώντας ομόδυνη ή ετερόδυνη τεχνική φάρασης, αφού η χρήση της βελτιώνει την εναισθησία του δέκτη. Τέτοια συστήματα αναφέρονται σαν σύμφωνα συστήματα οπτικών επικοινωνιών. Τα σύμφωνα συστήματα ήταν υπό ανάπτυξη παγκοσμίως κατά την διάρκεια της δεκαετίας του 1980 και τα δυναμικά τους πλεονεκτήματα αποδείχτηκαν σε πολλά πειράματα συστημάτων. Όμως η εμπορική εισαγωγή αυτών των συστημάτων είχε καθυστερήσει λόγω της εμφάνισης των ενισχυτών οπτικών ινών το 1989.

Η τέταρτη γενιά οπτικών συστημάτων χρησιμοποιεί την οπτική ενίσχυση για αύξηση της απόστασης μεταξύ επαναληπτών και πολυπλεξία με διαίρεση του μήκους κύματος για αύξηση του ρυθμού μετάδοσης bit. Σε τέτοια συστήματα οι απώλειες οπτικών ινών αντισταθμίζονται περιοδικά με τη χρήση ενισχυτών οπτικών ινών με εμπλουτισμό με έρβιο, οι οποίοι τοποθετούνται σε αποστάσεις 60-100Km. Τέτοιοι ενισχυτές αναπτύχθηκαν κατά την δεκαετία του 1980 και διατάθηκαν στο εμπόριο το 1990. το 1991, ένα πείραμα έδειξε τη δυνατότητα μετάδοσης δεδομένων σε αποστάσεις πάνω από 21.000Km με ρυθμούς 2.5Gb/s και σε αποστάσεις πάνω από 14.300Km με ρυθμούς 5 Gb/s χρησιμοποιώντας μια διάταξη ανακυκλωμένου βρόχου. Αυτή η απόδοση έδειξε ότι ένα υποθαλάσσιο σύστημα μετάδοσης, εξ'ολοκλήρου οπτικό και με ενισχυτές πάνω σε ένα οπτικό υποθαλάσσιο σύστημα μετάδοσης μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για διηπειρωτικές επικοινωνίες. Το 1996 όχι μόνο μετάδοση πάνω από 11.300Km με ρυθμό 5Gb/s είχε γίνει με τη χρήση υποθαλάσσιων καλωδίων ,αλλά λειτούργησε και ένα εμπορικό υπερωκεάνιο καλώδιο(TCP-5).

Η πέμπτη γενιά συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες ασχολείται με την εύρεση μιας λύσης στο πρόβλημα της διασποράς των οπτικών ινών. Οι οπτικοί ενισχυτές λύνουν το πρόβλημα των απωλειών, αλλά ταυτόχρονα κάνουν το πρόβλημα της διασποράς χειρότερο, αφού τα φαινόμενα διασποράς συσσωρεύονται λόγω πολλαπλών σταδίων ενίσχυσης. Αρκετές τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς έχουν αναπτυχθεί και συζητούνται σε παρακάτω κεφάλαιο.



Μια τελική λύση βασίζεται στην πρωτότυπη ιδέα των οπτικών σολιτονίων, οπτικών παλμών που συντηρούν το σχήμα τους κατά την διάρκεια της μετάδοσης σε μια οπτική ίνα με απώλειες αντισταθμίζοντας την επίδραση της διασποράς μέσω της μη γραμμικότητας της οπτικής ίνας. Παρόλο που η βασική ιδέα προτάθηκε αρκετά νωρίς, το 1973, μόνο το 1988 ένα εργαστηριακό πείραμα απέδειξε τη δυνατότητα μετάδοσης δεδομένων σε απόσταση πάνω από 4.000Km αντισταθμίζοντας τις απώλειες της οπτικής ίνας λόγω εξαναγκασμένης σκέδασης Raman. Για την ενίσχυση των σολιτονίων, χρησιμοποιήθηκαν ενισχυτές οπτικών ινών εμπλουτισμένοι με έρβιο μετά το 1989. Από τότε, πολλά πειράματα συστημάτων έχουν αποδείξει την προφανή δυναμική των συστημάτων επικοινωνίας με σολιτόνια. Από το 1994 σολιτόνια μεταδόθηκαν σε αποστάσεις πάνω από 35.000Km με ρυθμό 70Gb/s πολυπλέκοντας επτά κανάλια των 10Gb/s το καθένα.

Παρόλο που η Τεχνολογία της επικοινωνίας με οπτικές ίνες καλύπτει μόνο δύο δεκαετίες, έχει εξελιχθεί ραγδαία και έχει φθάσει σε ένα συγκεκριμένο στάδιο ωρίμανσης. Αυτό είναι επίσης προφανές από την έκδοση μεγάλου αριθμού βιβλίων σε οπτικές επικοινωνίες από το 1991.

5.2 ΤΥΠΟΙ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗΣ

Το πρώτο βήμα σχεδίασης ενός οπτικού συστήματος επικοινωνιών είναι να αποφασίσουμε τον τρόπο με τον οποίο το ηλεκτρικό σήμα θα μετατρέψει σε μια ροή οπτικών bit. Κανονικά, η έξοδος μιας οπτικής πηγής, όπως ενός ημιαγωγού laser, διαμορφώνεται εφαρμόζοντας το ηλεκτρικό σήμα είτε κατευθείαν στην οπτική πηγή ή σε ένα ξεχωριστό διαμορφωτή. Υπάρχουν δύο επιλογές για τον τύπο της διαμόρφωσης που θα δώσει σαν αποτέλεσμα μία ροή οπτικών bit και είναι γνωστές σαν "διαμόρφωση με επιστροφή στο μηδέν"(return-to-zero,RZ)και "διαμόρφωση χωρίς επιστροφή στο μηδέν"(nonreturn-to-zero). Στην RZ τεχνική διαμόρφωσης, κάθε οπτικός παλμός είναι βραχύτερος από την περίοδο bit, και το πλάτος του επιστρέφει στο μηδέν πριν τελειώσει η διάρκεια του bit. Στην NRZ τεχνική διαμόρφωσης, ο οπτικός παλμός παραμένει σε όλη τη διάρκεια της περιόδου του bit και το πλάτος του δεν πέφτει στο μηδέν μεταξύ δύο η περισσότερων bit. Έτσι το

αποτέλεσμα είναι το εύρος του παλμού να μεταβάλλεται και να εξαρτάται από την μορφή του bit, ενώ παραμένει το ίδιο στην περίπτωση της διαμόρφωσης RZ. Ένα πλεονέκτημα της τεχνικής NRZ είναι το εύρος ζώνης που σχετίζεται με την ροή των bit είναι μικρότερο από ότι εκείνο της διαμόρφωσης RZ κατά ένα παράγοντα περίπου, διότι οι μεταβιβάσεις ON-OFF γίνονται λιγότερες φορές. Όμως η χρησιμοποίηση της NRZ απαιτεί πιο αυστηρό έλεγχο του εύρους του παλμού και μπορεί να οδηγήσει σε φαινόμενα, που εξαρτώνται από την μορφή των bit, αν οι οπτικοί παλμοί “απλώνουν” κατά την διάρκεια της μετάδοσης.

5.3 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών διαφέρουν βασικά από τα μικροκυματικά συστήματα μόνο στην περιοχή συχνοτήτων του φέροντος κύματος που χρησιμοποιείται για να μεταφέρει την πληροφορία. Η συχνότητα του οπτικού φέροντος είναι τυπικά 100THz, σε αντίθεση με τις συχνότητες του μικροκυματικού φέροντος 1-10GHz. Αναμένεται επίσης μια αύξηση στην χωρητικότητα πληροφορίας των συστημάτων οπτικών επικοινωνιών κατά ένα παράγοντα 10.000 λόγω τόσο μεγάλων συχνοτήτων φέροντος που χρησιμοποιούνται για συστήματα οπτικών επικοινωνιών. Αυτή η αύξηση μπορεί να γίνει κατανοητή σημειώνοντας ότι το εύρος ζώνης του διαμορφωμένου φέροντος μπορεί να είναι μέχρι μερικά εκατοστά της συχνότητας του φέροντος. Παίρνοντας για παράδειγμα το 1% σαν οριακή τιμή, Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών έχουν την δυναμική μεταφοράς της πληροφορίας με ταχύτητες bit 1Tb/s. Είναι αυτό το τεράστιο δυναμικό εύρους ζώνης των συστημάτων οπτικών επικοινωνιών που αποτελεί την κινητήρια δύναμη για παγκόσμια ανάπτυξη και εφαρμογή των οπτικών συστημάτων.

Τα πιο σύγχρονα συστήματα λειτουργούν με ταχύτητα 10Gb/s, δείχνοντας ότι υπάρχει σημαντικός χώρος για βελτίωση.

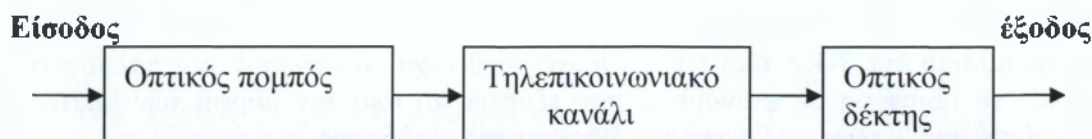
Το παρακάτω σχήμα δείχνει ένα γενικό “block” διάγραμμα ενός συστήματος οπτικών επικοινωνιών. αυτό αποτελείται από ένα πομπό, ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι και ένα δέκτη, τα τρία κοινά στοιχεία για όλα τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα. Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο βασικές κατηγορίες: κυματοδηγούμενα και μη κυματοδηγούμενα. Όπως το λέει και το όνομα, στην περίπτωση του κυματοδηγούμενου συστήματος φωτός, η οπτική δέσμη που εκπέμπεται από τον πομπό παραμένει χωρικά περιορισμένη. Αυτό επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες και συζητούνται στο κεφάλαιο 2.

Αφού όλα τα κυματοδηγούμενα συστήματα οπτικών επικοινωνιών χρησιμοποιούν τώρα οπτικές ίνες, ο συνηθέστερος όρος που χρησιμοποιείται γι’αυτά είναι συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών. Ο όρος συστήματα οπτικών επικοινωνιών ή συστήματα φωτεινών κυμάτων χρησιμοποιείται επίσης αρκετές φορές για τα συστήματα επικοινωνίας με οπτικές ίνες, παρόλο που θα έπρεπε γενικά να συμπεριλάβει και τα δύο, δηλ. κυματοδηγούμενα και μη κυματοδηγούμενα συστήματα.

Στην περίπτωση των μη κυματοδηγούμενων συστημάτων επικοινωνίας, η οπτική δέσμη που εκπέμπεται από τον πομπό μεταδίδεται στο χώρο, παρόμοια με τη μετάδοση των μικροκυμάτων. Όμως, τα μη κυματοδηγούμενα οπτικά συστήματα είναι λιγότερο κατάλληλα για εφαρμογές εκπομπής από ότι τα μικροκυματικά συστήματα, διότι οι οπτικές δέσμες μεταδίδονται κυρίως προς τα εμπρός (σαν αποτέλεσμα του μικρού μήκους κύματος τους).

Η χρήση του γενικά απαιτεί ακριβή σκόπευση μεταξύ του πομπού και του δέκτη. Στην περίπτωση ελεύθειας μετάδοσης, το σήμα στα μη κυματοδηγούμενα συστήματα μπορεί να υποβαθμιστεί σημαντικά λόγω σκέδασης μέσα στην ατμόσφαιρα. Αυτό το

πρόβλημα, φυσικά, δεν υπάρχει σε επικοινωνίες ελεύθερου χώρου πάνω από τη γήινη ατμόσφαιρα(π.χ επικοινωνίες μεταξύ δορυφόρων).



Σχήμα 3.1- Γενικό σύστημα οπτικών επικοινωνιών.

Μολονότι τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών ελεύθερου χώρου χρειάζονται για συγκεκριμένες εφαρμογές και έχουν μελετηθεί εκτεταμένα, οι περισσότερες επίγειες εφαρμογές χρησιμοποιούν συστήματα επικοινωνίας με οπτικές ίνες. Αυτό το βιβλίο δεν εξετάζει τα μη κυματοδηγούμενα συστήματα οπτικών επικοινωνιών.

Η εφαρμογή των επικοινωνιών με οπτικές ίνες είναι εν γένει δυνατή σε κάθε περίπτωση που απαιτείται μεταφορά πληροφορίας από μια θέση σε μία άλλη. Όμως, τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών έχουν αναπτυχθεί ως επί το πλείστον για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές. Αυτό είναι κατανοητό αν σκεφτούμε τα υπάρχοντα τηλεφωνικά δίκτυα παγκοσμίως, που χρησιμοποιούνται για να μεταδώσουν όχι μόνο σήματα φωνής, αλλά επίσης δεδομένα υπολογιστών και μηνύματα fax. Οι τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες, μεγάλης απόστασης μεταφοράς και μικρής απόστασης μεταφοράς, ανάλογα με το αν το οπτικό σήμα μεταδίδεται σε σχετικά μεγάλη ή μικρή απόσταση συγκρινόμενη με την τυπική απόσταση των 100Km. Τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα μεγάλης απόστασης απαιτούν κεντρικούς αγωγούς υψηλής χωρητικότητας και τα περισσότερα είναι συστήματα οπτικών κυμάτων με χρήση οπτικών ινών. Πράγματι, η τεχνολογία των συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες έχει συχνά ως κινητήριο δύναμη τις εφαρμογές μεγάλης απόστασης. Όλες οι πετυχημένες ζεύξεις με οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα μπορούν να λειτουργήσουν με υψηλές ταχύτητες μετάδοσης bit και να καλύψουν μεγάλες αποστάσεις. Γι αυτά τα συστήματα μεγάλων αποστάσεων απαιτείται ακόμη η χρησιμοποίηση επαναληπτών για την περιοδική αναγέννηση του οπτικού σήματος. Η χρησιμοποίηση των οπτικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων έχει γίνει πολύ ελκυστική για εφαρμογές μεγάλων αποστάσεων, διότι και η αύξηση της απόστασης μεταξύ επαναληπτών και ο ρυθμός μετάδοσης των bit είναι μεγαλύτερος απ'ότι στα κοινά ομοαξονικά συστήματα. Επιπλέον, με τη χρησιμοποίηση οπτικών ενισχυτών μπορούν να καλυφθούν αποστάσεις μετάδοσης πολλών χιλιάδων χιλιομέτρων.

Η εφαρμογές τηλεπικοινωνιακών συστημάτων μικρής απόστασης καλύπτουν ανάγκες μιας πόλεως ή τοπικούς βρόχους τηλεπικοινωνιών. Τέτοια συστήματα λειτουργούν τυπικά με χαμηλές ταχύτητες μετάδοσης bit και σε αποστάσεις μικρότερες από 10Km. Η χρησιμοποίηση οπτικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων απλού καναλιού για τέτοιες εφαρμογές δεν είναι πολύ ακριβή και αυτά θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν και για πολυκαναλικά δίκτυα με πολλαπλές εξυπηρετήσεις. Η έννοια ενός ευρείας ζώνης ψηφιακού δικτύου ολοκληρωμένων υπηρεσιών απαιτεί τηλεπικοινωνιακό σύστημα υψηλής χωρητικότητας, ικανό να φέρει πολλαπλές υπηρεσίες. Η τεχνολογία ATM επίσης χρειάζεται μεγάλα εύρη ζώνης. Μόνο τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών είναι αρκετά καλά για να εξυπηρετήσουν τέτοιες απαιτήσεις κατανομής εύρους ζώνης.

5.4 ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Το γενικό λειτουργικό διάγραμμα του σχήματος 2 είναι ένα σύστημα επικοινωνίας οπτικών ινών με τη μόνη διαφορά ότι το τηλεπικοινωνιακό κανάλι είναι ένα οπτικό καλώδιο. Τα άλλα δύο εξαρτήματα, ο οπτικός πομπός και ο οπτικός δέκτης σχεδιάζονται για τις ανάγκες ενός τέτοιου ειδικού τηλεπικοινωνιακού καναλιού. Σε αυτήν την ενότητα συζητείται το γενικό θέμα που σχετίζεται με το ρόλο των οπτικών ινών σαν τηλεπικοινωνιακό κανάλι, και με τη σχεδίαση πομπών και δεκτών.

5.4.1 Οι οπτικές ίνες ως ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι

Ο ρόλος του τηλεπικοινωνιακού καναλιού είναι να μεταφέρει το οπτικό σήμα από τον πομπό στο δέκτη χωρίς να το παραμορφώνει. Τα περισσότερα συστήματα οπτικών κυμάτων χρησιμοποιούν οπτικές ίνες σαν τηλεπικοινωνιακό κανάλι επειδή οι οπτικές ίνες μπορούν να μεταδώσουν το φως με σχετικά μικρές απώλειες ισχύος. Στο κεφάλαιο 2 εξετάστηκαν οι ιδιότητες των οπτικών ινών με λεπτομέρεια. Οι απώλειες οπτικής ίνας είναι φυσικά ένα σπουδαίο θέμα για τη σχεδίαση, επειδή αυτές καθορίζουν και την απόσταση μεταξύ επαναληπτών για ένα σύστημα επικοινωνίας μεγάλης απόστασης με οπτικές ίνες. Ένα άλλο σπουδαίο θέμα στη σχεδίαση είναι η διασπορά στις οπτικές ίνες, που οδηγεί στο άπλωμα των οπτικών παλμών μέσα στην οπτική ίνα. Αν οι οπτικοί παλμοί εξαπλωθούν σημαντικά έξω από την περίοδο του bit που αντιπροσωπεύουν, το εκπεμπόμενο σήμα είναι αρκετά υποβαθμισμένο. Τελικά είναι αδύνατο να ξαναπάρουμε το αρχικό σήμα με μεγάλη ακρίβεια. Το πρόβλημα είναι περισσότερο έντονο στην περίπτωση των πολύτροπων οπτικών ινών, αφού οι παλμοί απλώνουν γρήγορα (τυπικά με ένα ρυθμό 10ps/Km) λόγω διαφορετικών ταχυτήτων, που σχετίζονται με τους διαφορετικούς τρόπους μετάδοσης μέσα στην οπτική ίνα. Αυτός είναι και ο λόγος που στα περισσότερα τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών χρησιμοποιούμε μονότροπες οπτικές ίνες.

Η διασπορά στο υλικό οδηγεί επίσης σε άπλωμα των παλμών. Αυτή διασπορά είναι αρκετά μικρή για να γίνει αποδεκτή στις περισσότερες εφαρμογές και μπορεί να μειωθεί περισσότερο ελέγχοντας το φασματικό εύρος της οπτικής πηγής. Παρόλα αυτά, όπως θα συζητηθεί και στο κεφάλαιο 2, η διασπορά λόγω υλικού της ίνας θέτει το τελικό όριο στο ρυθμό μετάδοσης bit και επομένως στην απόσταση μετάδοσης των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων οπτικών ινών.

5.4.2 Οπτικός πομπός

Ο ρόλος του οπτικού πομπού είναι να μετατρέπει το ηλεκτρικό σήμα σε μια οπτική μορφή και να εισάγει το τελικό οπτικό σήμα μέσα στην οπτική ίνα. Το παρακάτω σχήμα δείχνει το λειτουργικό διάγραμμα ενός οπτικού πομπού. Αυτό αποτελείται από μια οπτική πηγή, ένα διαμορφωτή, και ένα ζεύκτη με το τηλεπικοινωνιακό κανάλι.



Σχήμα 3.2- Εξαρτήματα ενός οπτικού πομπού.

Σαν οπτικές πηγές χρησιμοποιούνται lasers ημιαγωγού ή LED λόγω της συμβατότητας τους με το κανάλι του οπτικού τηλεπικοινωνιακού συστήματος. Το οπτικό σήμα δημιουργείται με διαμόρφωση του οπτικού φέροντος κύματος. Παρόλο που μερικές φορές χρησιμοποιείτε ένας εξωτερικός διαμορφωτής, στις περισσότερες περιπτώσεις παραλείπεται, αφού η έξοδος μιας οπτικής πηγής από ημιαγωγό μπορεί να διαμορφωθεί κατευθείαν αλλάζοντας το ρεύμα που την διαρρέει. Μια τέτοια τεχνική απλοποιεί τη σχεδίαση του πομπού και είναι γενικά αποδοτική ως προς το κόστος. Ο ζεύκτης είναι τυπικά ένας μικροφακός που εστιάζει το οπτικό σήμα στο επίπεδο εισόδου της οπτικής ίνας με τη μέγιστη δυνατή απόδοση.

Η εκπεμπόμενη ισχύς είναι μια σπουδαία παράμετρος σχεδίασης, διότι μας δείχνει την απώλεια ισχύος που μπορούμε να ανεχθούμε. Αυτή συχνά εκφράζεται σε μονάδες dbm με στάθμη αναφοράς το 1mW

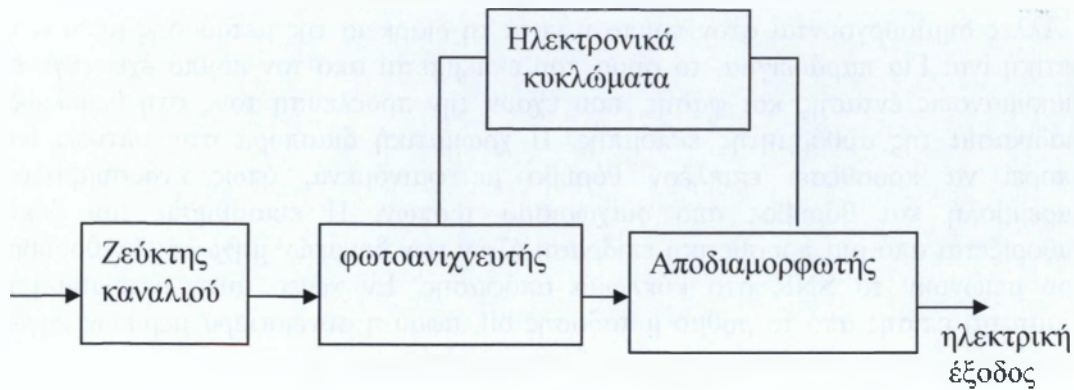
Ο γενικός ορισμός είναι

$$\text{ισχύς (dBm)} = 10 \log_{10} \left(\frac{\text{ισχύς}}{1\text{mW}} \right) \quad (5.4.1)$$

Έτσι 1mW είναι 0 dbm, αλλά το 1μW αντιστοιχεί σε 30 dbm. Η εκπεμπόμενη ισχύς είναι μάλλον χαμηλή (<-10dbm) στην περίπτωση των διόδων LED, ενώ τα LASERS ημιαγωγού μπορούν να εκπέμπουν ισχύ 10dbm. Αφού οι LED έχουν περιορισμένες δυνατότητες διαμόρφωσης, τα περισσότερα σήματα οπτικών κυμάτων υψηλής απόδοσης χρησιμοποιούν LASER ημιαγωγού σαν οπτικές πηγές. Ο ρυθμός μετάδοσης bit των οπτικών πομπών περιορίζεται μάλλον από τα ηλεκτρονικά μέρη παρά από το ίδιο το LASER του ημιαγωγού. Με κατάλληλη σχεδίαση μπορεί να κατασκευασθούν οπτικοί πομποί που να λειτουργούν με ρυθμό μετάδοσης bit μέχρι 20Gbs.

5.4.3 οπτικός δέκτης

Ένας οπτικός δέκτης μετατρέπει το λαμβανόμενο οπτικό σήμα στο άκρο της εξόδου της οπτικής ίνας σε ηλεκτρικό σήμα. Το παρακάτω σχήμα δείχνει το λειτουργικό διάγραμμα ενός οπτικού δέκτη. Αυτό αποτελείται από ένα ζεύκτη, ένα φωτοανιχνευτή και ένα αποδιαμορφωτή.



Σχήμα 3.3-Εξαρτήματα ενός οπτικού δέκτη.

Ο ζεύκτης εστιάζει το λαμβανόμενο οπτικό σήμα πάνω στο φωτοανιχνευτή. Σαν φωτοανιχνευτές χρησιμοποιούνται φωτοδιόδοι ημιαγωγών λόγω της συμβατότητας τους με το συνολικό σύστημα. Η σχεδίαση του αποδιαμορφωτή εξαρτάται από τον τύπο της αποδιαμόρφωσης που χρησιμοποιείτε από το σύστημα των οπτικών ινών. Η χρήση διαμορφώσεων FSK και PSK, που γενικά είναι κατάλληλες για σύμφωνα τηλεπικοινωνιακά συστήματα, απαιτεί ετερόδουνη ή ομόδουνη τεχνική αποδιαμόρφωσης. Τέτοιοι σύμφωνοι δέκτες έχουν πολλά εξαρτήματα και είναι σχετικά ακριβοί. Συχνά, το λαμβανόμενο σήμα είναι υπό μορφή οπτικών παλμών που αναπαριστούν το bit “1” ή το bit “0” και μετατρέπονται κατευθείαν σε ένα ηλεκτρικό ρεύμα. “Μια τέτοια τεχνική αναφέρεται σαν διαμόρφωσης έντασης με απευθείας φώραση” σε αντίθεση με τη σύμφωνη φώραση. Η αποδιαμόρφωση γίνεται από ένα κύκλωμα λογικής επιλογής που αναγνωρίζει τα bit σαν “1” ή σαν “0” ανάλογα με το πλάτος του ηλεκτρικού ρεύματος. Η ακρίβεια του κυκλώματος λογικής επιλογής εξαρτάται από το λόγο σήματος προς θόρυβο SNR, του ηλεκτρικού ρεύματος που παράγεται στον φωτοανιχνευτή.

Η απόδοση ενός ψηφιακού οπτικού συστήματος χαρακτηρίζεται από το “ρυθμό εσφαλμένων bit”. Μολονότι ο BER μπορεί να καθορισθεί σαν ο αριθμός σφαλμάτων που γίνονται ανά δευτερόλεπτο, ένας τέτοιος ορισμός κάνει τον BER να εξαρτάται από το ρυθμό μετάδοσης των bit. Είναι συνηθισμένο να ορίζεται ο BER σαν η μέση τιμή της πιθανότητας αναγνώρισης των εσφαλμένων bit. Έτσι ένα BER ίσο με 10^{-6} αντιστοιχεί σε μια μέση τιμή ενός εσφαλμένου bit σε 1.000.000 bit. Τα περισσότερα συστήματα οπτικών ακτινών καθορίζουν ένα BER ίσο με 10^{-9} σαν απαίτηση λειτουργίας. Μερικά απαιτούν BER μικρότερο ακόμη και από 10^{-14} .

Μια σπουδαία παράμετρος που είναι ενδεικτική της λειτουργίας του δέκτη ονομάζεται ευαισθησία δέκτη. Αυτή συνήθως καθορίζεται σαν η ελάχιστη μέση λαμβανόμενη οπτική ισχύς για την οποία ο BER ισούται με 10^{-9} . Η ευαισθησία του δέκτη εξαρτάται από το SNR, ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από διάφορες πηγές θορύβου που αλλοιώνουν το λαμβανόμενο σήμα. Ακόμη και για τέλει δέκτη, κάποιος θόρυβος εισάγεται από την ίδια διαδικασία της φωτοανίχνευσης. Αυτός ονομάζεται κβαντικός θόρυβος ή θόρυβος βολής που οφείλει το όνομα του στη σωματιδιακή φύση των ηλεκτρονίων. Οι οπτικοί δέκτες που λειτουργούν στο όριο του θορύβου βολής ονομάζονται “δέκτες με απόδοση περιορισμένη από τον κβαντικό θόρυβο”. Κανένας πρακτικός δέκτης δεν λειτουργεί στο όριο του κβαντικού θορύβου, αφού πολλές άλλες πηγές θορύβου μειώνουν τον SNR σημαντικά κάτω από το όριο του κβαντικού θορύβου. Μερικές από αυτές τις πηγές θορύβου, όπως ο θερμικός θόρυβος και ο θόρυβος του ενισχυτή είναι εσωτερικές για τον δέκτη.

Άλλες δημιουργούνται στον πομπό ή κατά τη διάρκεια της μετάδοσης μέσα στην οπτική ίνα. Για παράδειγμα, το σήμα που εκπέμπεται από τον πομπό έχει εγγενείς διακυμάνσεις έντασης και φάσης, που έχουν την προέλευση τους στη θεμελιώδη διαδικασία της αυθόρμητης εκπομπής. Η χρωματική διασπορά στις οπτικές ίνες μπορεί να προσθέσει επιπλέον θόρυβο με φαινόμενα, όπως ενδοσυμβολική παρεμβολή και θόρυβος από διαχωρισμό τρόπων. Η ευαισθησία του δέκτη καθορίζεται από μια προσθετική επίδραση όλων των δυνατών μηχανισμών θορύβου που μειώνουν το SNR στο κύκλωμα απόφασης. Εν γένει, αυτή η ευαισθησία εξαρτάται επίσης από το ρυθμό μετάδοσης bit, αφού η συνεισφορά μερικών πηγών θορύβου αυξάνει ανάλογα με το εύρος ζώνης του σήματος.

5.5 ΑΡΧΙΤΕΚΤΟΝΙΚΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Από αρχιτεκτονική άποψη, τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις μεγάλες κατηγορίες: ζεύξεις σημείο προς σημείο, δίκτυα μετάδοσης και κατανομής και τοπικά δίκτυα. Στην ενότητα αυτή θα περιγράψουμε τα κύρια χαρακτηριστικά του καθενός από τα τρία συστήματα.

5.5.1 Ζεύξεις σημείο προς σημείο

Οι ζεύξεις σημείο προς σημείο αποτελούν το πιο απλό είδος οπτικού συστήματος. Ο ρόλος τους είναι να μεταφέρουν πληροφορίες, που διατίθενται με τη μορφή ψηφιακής αλληλουχίας bit, από ένα μέρος σ' ένα άλλο, με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια. Το μήκος της ζεύξης μπορεί να κυμαίνεται από λιγότερο το ενός χιλιομέτρου (κοντινή μεταφορά) μέχρι χιλιάδες χιλιόμετρα (μακρινή μεταφορά), ανάλογα με την συγκεκριμένη εφαρμογή. Για παράδειγμα, οι οπτικές ζεύξεις δεδομένων χρησιμοποιούνται για να συνδέσουν κεντρικούς υπολογιστές και τερματικά μέσα στο ίδιο κτίριο, ή μεταξύ δύο κτιρίων, με σχετικά μικρή απόσταση μετάδοσης (<10km). Η χαμηλή απώλεια και το μεγάλο εύρος ζώνης των οπτικών ινών δεν είναι πρωταρχικής σημασίας σ' αυτού του είδους τις ζεύξεις δεδομένων. Οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται κυρίως λόγω των άλλων πλεονεκτημάτων που παρουσιάζουν, όπως για παράδειγμα η ανοσία στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Αντίθετα, τα υποθαλάσσια οπτικά συστήματα χρησιμοποιούνται για μετάδοση υψηλής ταχύτητας μεταξύ των ηπείρων με μήκος ζεύξεις αρκετές χιλιάδες χιλιόμετρα. Τόσο η χαμηλή απώλεια όσο και το μεγάλο εύρος ζώνης των οπτικών ινών αποτελούν σημαντικούς παράγοντες στη σχεδίαση των υπερωκεάνιων συστημάτων, από την άποψη της μείωσης του συνολικού κόστους λειτουργίας.

Όταν το μήκος της ζεύξης υπερβαίνει μια συγκεκριμένη τιμή, μεταξύ 20-100km ανάλογα με το λειτουργικό μήκος κύματος λειτουργίας, είναι απαραίτητο να αντισταθμίσουμε την απώλεια της οπτικής ίνας, διαφορετικά το σήμα θα γίνει πολύ αδύναμο ώστε να μπορέσει να υποστεί αξιόπιστη ανίχνευση. Η αντισταθμίση αυτή διεξάγεται συνήθως χρησιμοποιώντας αναμεταδότες, που ονομάζονται και αναγεννητές, λόγω του ότι επαναδημιουργούν το οπτικό σήμα. Ένας αναγεννητής δεν είναι τίποτε άλλο παρά ένα ζευγάρι δέκτη-πομπού, που ανιχνεύει το εισερχόμενο οπτικό σήμα, ανακτά το ηλεκτρικό ρεύμα bit και τότε το μετατρέπει πάλι σε οπτική μορφή, διαμορφώνοντας την οπτική πηγή. Η απώλεια της οπτικής ίνας μπορεί επίσης να αντισταθμιστεί χρησιμοποιώντας οπτικούς ενισχυτές, οι οποίοι ενισχύουν το οπτικό ρεύμα bit άμεσα, χωρίς να απαιτούν μετατροπή του σήματος στην ηλεκτρική περιοχή. Στην πραγματικότητα, οι οπτικοί ενισχυτές έφεραν επανάσταση στην εξέλιξη των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών. Οι ενισχυτές είναι ιδιαίτερα πολύτιμοι στα πολυκάναλα συστήματα, αφού μπορούν να ενισχύουν όλα τα κανάλια ταυτόχρονα. Ωστόσο, οι οπτικοί ενισχυτές προσθέτουν θόρυβο κι επιδεινώνουν την

επίδραση της διασποράς στις οπτικές ίνες και της μη-γραμμικότητας τους, αφού η υποβάθμιση του σήματος συνεχίζει να συσσωρεύεται σε πολλά στάδια ενίσχυσης. Πράγματι, τα συστήματα που ενισχύονται περιοδικά γενικά παρουσιάζουν περιορισμένη απόδοση λόγω της διασποράς στις οπτικές ίνες, εκτός αν χρησιμοποιήσουμε μία τεχνική αντιστάθμισης της διασποράς. Οι αναγεννητές δεν παρουσιάζουν αυτό το πρόβλημα, αφού επαναδημιουργούν περιοδικά το αρχικό ρεύμα bit κι επομένως αντισταθμίζουν ικανοποιητικά και την απώλεια στις οπτικές ίνες και τη διασπορά. Συνήθως οι οπτικοί ενισχυτές ονομάζονται οπτικοί αναμεταδότες, για να τους ξεχωρίζουμε από τους ηλεκτρονικούς αναμεταδότες.

5.5.2 Δίκτυα μετάδοσης και κατανομής

Πολλές εφαρμογές των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας έχουν την απαίτηση οι πληροφορίες όχι μόνο να μεταδίδονται, αλλά και να κατανέμονται σε μια ομάδα συνδρομητών. Κάποια παραδείγματα συμπεριλαμβάνουν τη κατανομή τοπικού βρόχου των τηλεφωνικών υπηρεσιών καθώς και την μετάδοση πολλών καναλιών εικόνας στην καλωδιακή τηλεόραση. Αρκετά μεγάλη προσπάθεια έχει δοθεί προς την κατεύθυνση της ολοκλήρωσης υπηρεσιών εικόνας και ήχου μέσω ενός δικτύου ολοκληρωμένων ψηφιακών υπηρεσιών ευρείας ζώνης. Ένα τέτοιο δίκτυο έχει την ικανότητα να κατανείμει μία μεγάλη γκάμα υπηρεσιών, συμπεριλαμβανομένου του τηλεφώνου, του φαξ, των πληροφοριών υπολογιστή και των εκπομπών εικόνας. Οι αποστάσεις μετάδοσης είναι σχετικά μικρές ($L < 50\text{km}$), αλλά ο ρυθμός μετάδοσης bit μπορεί να είναι μέχρι και 10Gb/s για ISDN υπέρ-ευρείας ζώνης.

Υπάρχουν δύο τοπολογίες για δίκτυα κατανομής. Στην περίπτωση της τοπολογίας κέντρου, η κατανομή του καναλιού γίνεται σε κεντρικές περιοχές (ή αλλιώς κεντρικά σημεία), όπου μια αυτόματη λειτουργία διάζευξης διακόπτει τα κανάλια στην ηλεκτρική περιοχή. Ο ρόλος της οπτικής ίνας είναι παρόμοιος με εκείνο των ζεύξεων σημείο προς σημείο. Αφού το εύρος ζώνης της οπτικής ίνας είναι γενικά πολύ μεγαλύτερο από αυτό που απαιτεί ένα γραφείο που διαθέτει ένα μόνο κεντρικό σημείο, πολλά γραφεία μπορούν να μοιραστούν μία μονότροπη οπτική ίνα που κατευθύνεται προς το βασικό κεντρικό σημείο. Τα τηλεφωνικά δίκτυα χρησιμοποιούν τοπολογία κέντρου για κατανομή των ακουστικών καναλιών στο εσωτερικό μίας πόλης. Στην τοπολογία κέντρου μας απασχολεί η αξιοπιστία της- έξοδος καλωδίου μίας μονότροπης οπτικής ίνας μπορεί να επηρεάσει την υπηρεσία σε ένα μεγάλο μέρος του δικτύου. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε επιπλέον ζεύξης σημείο προς σημείο για ν'αποφύγουμε κάτι τέτοιο συνδέοντας άμεσα τα σημαντικά κεντρικά σημεία.

Στην περίπτωση της τοπολογίας διαύλου, ένα καλώδιο μονότροπης οπτικής ίνας μεταφέρει ένα πολυκάναλο οπτικό σήμα σε όλη την περιοχή που καλύπτει η υπηρεσία. Η κατανομή γίνεται χρησιμοποιώντας οπτικές διακλαδώσεις, οι οποίες εκτρέπουν ένα μικρό κλάσμα της οπτικής ισχύος στον κάθε συνδρομητή.

Μια απλή εφαρμογή καλωδιακής τηλεόρασης(CATV) τοπολογίας διαύλου αποτελείται από πολλά κανάλια εικόνας που κατανέμονται μέσα σε μια πόλη. Η χρήση των οπτικών ινών επιτρέπει τη κατανομή μεγάλου αριθμού καναλιών(πάνω από 100) λόγω του μεγάλου εύρους ζώνης της σε σύγκριση με τα ομοαξονικά καλώδια. Η άφιξη της τηλεόρασης υψηλής ευκρίνειας απαιτεί οπτική μετάδοση λόγω του μεγάλου εύρους ζώνης(περίπου 100Mb/s) κάθε καναλιού εικόνας, εκτός αν χρησιμοποιήσουμε μία τεχνική συμπίεσης(όπως η MPEG-2).

Ένα πρόβλημα, που εμφανίζεται στην τοπολογία διαύλου, είναι ότι η απώλεια σήματος αυξάνεται εκθετικά με τον αριθμό των διακλαδώσεων και περιορίζει έτσι τον αριθμό των συνδρομητών που εξυπηρετούνται από ένα μόνο οπτικό δίαυλο.

Ακόμη κι όταν αγνοήσουμε την απώλεια της οπτικής ίνας, η διαθέσιμη ισχύς στην νιοστή διακλάδωση N δίνεται από τη σχέση:

$$P_N = P_T C [(1-\delta)(1-C)]^{N-1} \quad (5.5.1)$$

όπου P_T είναι η μεταδιδόμενη ισχύς του πομπού, C είναι το κλάσμα της ισχύος που υφίσταται ζεύξη σε κάθε διακλάδωση και δ είναι η απώλεια κατά την είσοδο, που θεωρείται ίδια σε κάθε διακλάδωση. Αν πάρουμε $\delta=0.05$, $C=0.05$, $P_T=1\text{mW}$ και $P_N=0.1\mu\text{W}$ σαν ενδεικτικές τιμές, το N δεν θα πρέπει να υπερβαίνει το 60. Οι οπτικοί ενισχυτές προσφέρουν μία λύση στο πρόβλημα αυτό, υποστηρίζοντας περιοδικά την τοπική ισχύ του διαύλου κι επομένως, επιτρέποντας τη κατανομή σε μεγάλο αριθμό συνδρομητών, αρκεί να παραμένει αμελητέα η επίδραση της διασποράς στις οπτικές ίνες.

5.5.3 Τοπικά δίκτυα

Πολλές εφαρμογές της τεχνολογίας επικοινωνιών οπτικών ινών απαιτούν δίκτυα στα οποία ένας μεγάλος αριθμός χρηστών σε μια περιορισμένη περιοχή (π.χ σε μια πανεπιστημιούπολη) αλληλοσυνδέονται με τέτοιο τρόπο, ώστε ο οποιοσδήποτε χρήστης μπορεί να έχει τυχαία πρόσβαση στο δίκτυο για να εκπέμψει πληροφορίες σ'έναν άλλον χρήστη. Τα δίκτυα αυτά ονομάζονται τοπικά δίκτυα(LAN) και συγκεντρώνουν πολύ μεγάλη προσοχή. Αφού οι αποστάσεις μετάδοσης είναι σχετικά μικρές(<10km), η απώλεια στις οπτικές ίνες δεν είναι πολύ σημαντική για τις εφαρμογές LAN. Το μεγαλύτερο κίνητρο για την χρήση των οπτικών ινών είναι το μεγάλο εύρος ζώνης που προσφέρουν τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών.

Η βασική διαφορά μεταξύ των δικτύων κατανομής και των LAN σχετίζεται με την τυχαία πρόσβαση που προσφέρεται στους πολλούς χρήστες του LAN. Η αρχιτεκτονική του συστήματος παίζει σημαντικό ρόλο για τα LAN, η δημιουργία προκαθορισμένων κανόνων πρωτοκόλλου είναι απαραίτητη σ'έναν τέτοιο περιβάλλον. Οι τρεις τοπολογίες που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι γνωστές σαν τοπολογία διαύλου, δακτυλίου και αστέρος. Η τοπολογία διαύλου είναι παρόμοια με εκείνη που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.2(β). Ένα πασίγνωστο παράδειγμα τοπολογίας διαύλου παρέχεται από το Ethernet, ένα πρωτόκολλο δικτύου που χρησιμοποιείται για την ζεύξη πολλών υπολογιστών, και είναι αυτό που χρησιμοποιεί το internet. Το Ethernet λειτουργεί στα 100 Mb/s (η στα 100Mb/s για τη δεύτερη γενιά)χρησιμοποιώντας ένα πρωτόκολλο βασισμένο στην πολλαπλή προσπέλαση με ακρόαση φέροντος με ανίχνευση συγκρούσεων. Παρόλο που η αρχιτεκτονική του LAN Ethernet αποδείχθηκε αρκετά επιτυχής όταν χρησιμοποιούμε ομοαξονικά καλώδια για τον διάυλο, εμφανίζει πολλές δυσκολίες όταν χρησιμοποιούμε οπτικές ίνες. Ένα πολύ σημαντικό μειονέκτημα έχει να κάνει με την απώλεια σε κάθε διακλάδωση πράγμα που περιορίζει τον αριθμό των χρηστών.

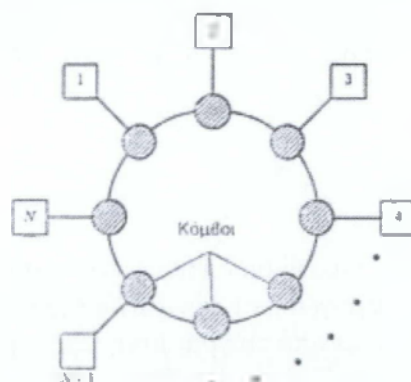
Το σχήμα 5.3 παρουσιάζει τις τοπολογίες δακτυλίου και αστέρος για εφαρμογές LAN. Στην τοπολογία δακτυλίου, διαδοχικοί κόμβοι συνδέονται με ζεύξεις σημείο-προς-σημείο, ώστε να σχηματίσουν έναν κλειστό δακτύλιο. Κάθε κόμβος μπορεί να μεταδώσει και να λάβει δεδομένα χρησιμοποιώντας ένα ζευγάρι πομπού – δέκτη, που επίσης λειτουργεί σαν αναμεταδότης. Ένα γλωσσικό σημείο (μια προκαθορισμένη ακολουθία bit) περνά από τον δακτύλιο. Κάθε κόμβος ελέγχει το ρεύμα bit για να αναγνωρίσει τη διεύθυνση του και να λάβει πληροφορίες. Επίσης μπορεί να μεταδώσει προσαρτίζοντας τα δεδομένα σε ένα άδειο γλωσσικό σημείο. Η χρήση της τοπολογίας δακτυλίου για τα LAN οπτικών ινών άρχισε να διατίθεται στην αγορά με την άφιξη των πρότυπων ζεύξεων, που είναι γνωστές σαν ζεύξη με ίνες των

κατανεμημένων δεδομένων(FDDI). Το FDDI λειτουργεί στα 100 Mb/s χρησιμοποιώντας πολύτροπες οπτικές ίνες και πομπούς LED στα 1.3μm. Έχει σχεδιαστεί για να παρέχει υπηρεσίες υποστήριξης. Όπως για παράδειγμα ζεύξη μεταξύ LAN χαμηλής ταχύτητας και κεντρικών υπολογιστών. Στην τοπολογία αστέρος, όλοι οι κόμβοι συνδέονται μέσω ζεύξεων σημείο – προς –σημείο με έναν κεντρικό κόμβο που ονομάζεται κεντρικό σημείο, ή απλώς αστέρας. Τα LAN αυτά χωρίζονται περαιτέρω σε δίκτυα ενεργού αστέρος ή παθητικού αστέρος, ανάλογα με το αν ο κεντρικός κόμβος είναι ενεργός ή παθητικός. Στη διαμόρφωση ενεργού αστέρος, όλα τα εισερχόμενα οπτικά σήματα μετατρέπονται σε ηλεκτρικά σήματα, μέσω των οπτικών δεκτών. Τότε το ηλεκτρικό σήμα κατανέμεται για να οδηγήσει πομπούς ξεχωριστών κόμβων. Οι λειτουργίες μεταγωγής μπορούν επίσης να διεξαχθούν στον κεντρικό κόμβο, αφού η κατανομή συμβαίνει στην ηλεκτρική περιοχή.

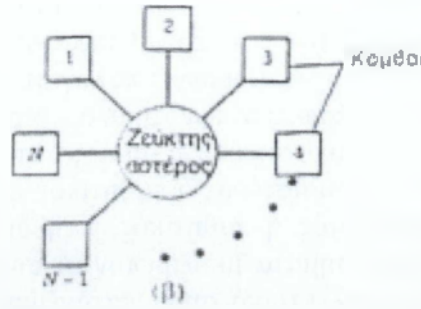
Στη διαμόρφωση παθητικού αστέρος, η κατανομή συμβαίνει σε οπτικά σήματα, μέσω εξαρτημάτων όπως οι κατευθυντικοί ζεύκτες. Αφού η είσοδος ενός κόμβου διανέμεται σε πολλούς κόμβους εξόδου, η ισχύς που εκπέμπεται σε κάθε κόμβο εξαρτάται από το ρυθμό των χρηστών. Όπως και στην περίπτωση της τοπολογίας διαύλου, ο αριθμός των χρηστών υποστηρίζεται από LAN παθητικού αστέρος περιορίζεται από τις απώλειες κατανομής. Για έναν ιδανικό ζεύκτη αστέρος $N \times N$, η ισχύς που φτάνει σε κάθε κόμβο είναι απλώς P_T/N (αν αγνοήσουμε τις απώλειες μετάδοσης), αφού η εκπεμπόμενη ισχύς P_T μοιράζεται ισόποσα μεταξύ N χρηστών. Για παθητικό αστέρα που αποτελείται από κατευθυντικούς ζεύκτες, η ισχύς μειώνεται ακόμα περισσότερο λόγω της απώλειας εισαγωγής και γράφεται ως εξής

$$P_N = (P_T/N)(1 - \delta)^{\log_2 N}, \quad (5.5.2)$$

Όπου δ είναι η απώλεια εισαγωγής κάθε κατευθυντικού ζεύκτη.



(α)



(β)
Σχήμα 3.4-(α) Τοπολογία δακτυλίου και (β) τοπολογία αστέρος για τα τοπικά δίκτυα

5.6 ΟΔΗΓΙΕΣ ΣΧΕΔΙΑΣΗΣ

Η σχεδίαση των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών απαιτεί πλήρη κατανόηση των περιορισμών που τίθενται από την απώλεια, τη διασπορά και τη μη γραμμικότητα των οπτικών ινών. αφού οι ιδιότητες των οπτικών ινών εξαρτώνται από το μήκος κύματος, η επιλογή του λειτουργικού μήκους κύματος αποτελεί σημαντικό θέμα του σχεδιασμού. Στην ενότητα αυτή θα σχολιάσουμε πως ο ρυθμός μετάδοσης bit και η απόσταση μετάδοσης μιας ζεύξης οπτικών ινών περιορίζονται από την απώλεια, τη διασπορά και τη μη γραμμικότητα των οπτικών ινών. Η ενότητα επίσης παρουσιάζει επιγραμματικά την εξέλιξη που χαρακτηρίζει την ανάπτυξη των γήινων και υποθαλάσσιων οπτικών συστημάτων από το 1977, όταν έγινε η πρώτη δοκιμή πεδίου.

5.6.1 Οπτικά συστήματα περιορισμένα λόγω απώλειας

Αν εξαιρέσουμε ορισμένες ζεύξεις σημείο-προς σημείο, κοντινής μεταφοράς, που βρίσκονται στα δίκτυα που συνδέονται εσωτερικά, η απώλεια στις οπτικές ίνες παίζει σημαντικό ρόλο στη σχεδίαση του συστήματος. Ας πάρουμε έναν οπτικό πομπό ικανό να εκπέμπει μέση ισχύ P_{tr} . Αν ο δέκτης ανιχνεύσει πως το σήμα χρειάζεται ελάχιστη μέση ισχύ P_{rec} με ρυθμό μετάδοσης bit B , η μέγιστη απόσταση μετάδοσης περιορίζεται από

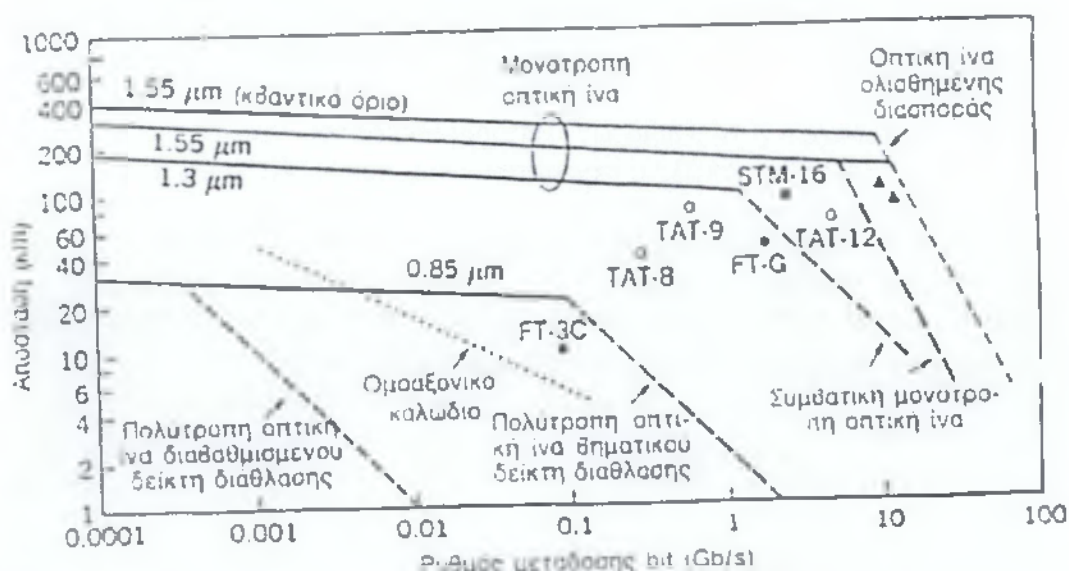
$$L = \frac{10}{\alpha_f} \log_{10} \left(\frac{P_{tr}}{P_{rec}} \right) \quad (5.6.1)$$

Όπου α_f είναι η καθαρή απώλεια του καλωδίου οπτικών ινών, συμπεριλαμβανομένης της απώλειας των ενώσεων μεταξύ αγωγών και των συνδετήρων. Η εξάρτηση της L από τον ρυθμό μετάδοσης bit προκύπτει από τη γραμμική εξάρτηση της P_{rec} από τον ρυθμό μετάδοσης bit B , αφού $P_{rec} = N_p h \nu B$, όπου $h \nu$ είναι η ενέργεια φωτονίου και N_p είναι ο μέσος αριθμός φωτονίων ανά bit που απαιτείται από τον δέκτη. Επομένως, η L μειώνεται λογαριθμικά καθώς αυξάνεται ο B , σε δεδομένο λειτουργικό μήκος κύματος.

Οι συνεχείς γραμμές στο σχήμα 5.4 παρουσιάζουν την εξάρτηση της L από το B για τα τρία συνηθισμένα μήκη κύματος 0.85, 1.3 και 1.55 μm χρησιμοποιώντας $\alpha_f = 2.5, 0.4$ και 0.25 dB/km, αντίστοιχα. Η εκπεμπόμενη ισχύς θεωρείται $P_{tr} = 1 \text{ mW}$ στα τρία μήκη κύματος, ενώ $N_p = 300$ σε $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ και $N_p = 500$ στα 1.3 και 1.55 μm . Η μικρότερη τιμή της L εμφανίζεται για οπτικά συστήματα που λειτουργούν στα 0.85 μm λόγω της σχετικά μεγάλης απώλειας της οπτικής ίνας στο συγκεκριμένο μήκος κύματος. Η

απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών στα συστήματα αυτά περιορίζεται μεταξύ 10-30km, ανάλογα με τον ρυθμό μετάδοσης bit. Αντίθετα, η πάνω από 100km απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών επιτυγχάνεται σε οπτικά συστήματα γύρω στα 1.55μm.

Έχει ενδιαφέρον να συγκρίνουμε το όριο απώλειας των οπτικών συστημάτων στα 0.85μm με εκείνο των ηλεκτρικών συστημάτων επικοινωνίας, που βασίζονται σε ομοαξονικά καλώδια. Η γραμμή με τις κουκίδες στο σχήμα 5.4 δείχνει την εξάρτηση της L από τον ρυθμό μετάδοσης bit στα ομοαξονικά καλώδια, αν θεωρήσουμε ότι η απώλεια αυξάνεται κατά \sqrt{B} . Η απόσταση μετάδοσης είναι μεγαλύτερη για τα ομοαξονικά καλώδια με χαμηλό ρυθμό μετάδοσης bit, αλλά αντικαθιστώνται από συστήματα οπτικών ινών όταν ο ρυθμός bit υπερβαίνει τα 5Mb/s. Από τη στιγμή που η μεγαλύτερη απόσταση μετάδοσης μεταφράζεται σε μικρότερο αριθμό αναμεταδοτών σε μια ζεύξη σημείο προς σημείο, μεγάλης απόστασης, τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών προσφέρουν πλεονέκτημα, από οικονομική άποψη, όταν λειτουργούν σε ρυθμό μετάδοσης bit που υπερβαίνει τα 10 Mb/s.



Σχήμα 5.5 –Το όριο απώλειας (συνεχείς γραμμές) και το όριο διασποράς (διακεκομμένες γραμμές) στην απόσταση μετάδοσης L σαν συνάρτηση του ρυθμού μετάδοσης bit B για τις τρεις συνηθισμένες περιοχές μήκους κύματος. Η γραμμή με τις κουκίδες δείχνει την απόδοση των συστημάτων ομοαξονικών καλωδίων. Οι μαύρες κουκίδες δηλώνουν τα γήινα οπτικά συστήματα που κυκλοφορούν στο εμπόριο, ενώ οι άσπρες τα υποθαλάσσια συστήματα μετάδοσης.

5.6.2 Οπτικά συστήματα περιορισμένα λόγω διασποράς

Η διασπορά στις οπτικές ίνες περιορίζει το γινόμενο ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση BL λόγω της διεύρυνσης του παλμού. Όταν η απόσταση μετάδοσης που περιορίζεται λόγω διασποράς είναι μικρότερη από εκείνη λόγω απώλειας, της εξίσωσης (3.6.1), το σύστημα λέγεται ότι περιορίζεται λόγω διασποράς. Οι διακεκομμένες γραμμές στο σχήμα 5.4 δείχνουν την απόσταση μετάδοσης που περιορίζεται λόγω διασποράς σαν συνάρτηση του ρυθμού μετάδοσης bit. Αφού οι φυσικοί μηχανισμοί που οδηγούν σε περιορισμό διασποράς μπορούν να διαφέρουν σε διαφορετικά μήκη κύματος, ας εξετάσουμε την κάθε περίπτωση χωριστά.

Πρώτα ας πάρουμε την περίπτωση των οπτικών συστημάτων 0.85μm, που συχνά χρησιμοποιούν πολύτροπες οπτικές ίνες για να μειώσουν το κόστος τους. Ο πιο περιοριστικός παράγοντας στις πολύτροπες οπτικές ίνες είναι η διασπορά μεταξύ

διαφορετικών τρόπων μετάδοσης. Στην περίπτωση των πολύτροπων οπτικών ινών βηματικού δείκτη διάθλασης, η εξίσωση $BL < n_2/n_1^2 c/\Delta$ παρέχει κατά προσέγγιση ένα ανώτατο όριο του γινομένου BL . Στο σχήμα 5.4 δίνεται μία πιο περιοριστική συνθήκη $BL = c/(2n_1\Delta)$ χρησιμοποιώντας τις τυπικές τιμές $n_1=1.46$ και $\Delta=0.01$. Ακόμη και σε χαμηλό ρυθμό μετάδοσης bit της τάξης του 1 Mb/s, τα πολύτροπα αυτά συστήματα περιορίζονται λόγω διασποράς και η απόσταση μετάδοσης τους περιορίζεται σε λιγότερο από 10km. Για τον λόγο αυτό πολύτροπες οπτικές ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης σπάνια χρησιμοποιούνται στη σχεδίαση των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών. Μπορούμε να τα βελτιώσουμε σημαντικά, αν χρησιμοποιήσουμε οπτικές ίνες διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης. Η πρώτη γενιά γήινων συστημάτων επικοινωνίας εκμεταλλεύτηκε τη βελτίωση αυτή και χρησιμοποίησε οπτικές ίνες διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης. Το πρώτο σύστημα που κυκλοφόρησε στο εμπόριο διατέθηκε το 1980 και λειτουργούσε σε ρυθμό μετάδοσης bit 45Mb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών κάτω από 10km.

Η δεύτερη γενιά των οπτικών συστημάτων χρησιμοποίησε αρχικά μονότροπες οπτικές ίνες με μήκος κύματος γύρω στη ελάχιστη διασπορά, που εμφανίζεται περίπου στα 1.31μm. Ο πιο περιοριστικός παράγοντας για τα συστήματα αυτά είναι η παλμική διεύρυνση λόγω διασποράς, όπου κυριαρχεί ένα σχετικά μεγάλο φασματικό εύρος της πηγής.

Η Τρίτη γενιά οπτικών συστημάτων λειτουργεί περίπου στα 1.55μm για να εκμεταλλευτεί την ελάχιστη απώλεια στις οπτικές ίνες, που εμφανίζεται στην περιοχή αυτού του μήκους κύματος. Ωστόσο, η διασπορά στις οπτικές ίνες αποτελεί σημαντικότατο πρόβλημα στα συστήματα αυτά, αφού $D=16\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ γύρω στα 1.55μm για τις συμβατικές οπτικές ίνες πυριτίου. Οι laser ημιαγωγού που λειτουργούν με έναν μόνο διαμήκη τρόπο μετάδοσης αποτελούν λύση στο πρόβλημα αυτό. Το τελικό όριο δίνεται τότε από την εξίσωση $B\sqrt{|\beta_2|}L \leq 1/4$.

$$B^2 L < (16|\beta_2|)^{-1}, \quad (5.6.2)$$

Οι οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς προσφέρουν λύση στον πρόβλημα του τετερίσματος, αφού σε αυτές η διασπορά και η απώλεια είναι ελάχιστες γύρω στα 1.55μm. Το σχήμα 5.4 δείχνει την βελτίωση χρησιμοποιώντας την παραπάνω εξίσωση με $|\beta_2|=2\text{ps}^2/\text{km}$. Τέτοιου είδους συστήματα μπορούν να λειτουργούν στα 20 Gb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών περίπου 80km. Μπορούμε να επιφέρουμε επιπλέον βελτίωση, μόνο αν θέσουμε τα οπτικά συστήματα σε λειτουργία πολύ κοντά στο μήκος κύματος της μηδενικής διασποράς, πράγμα που απαιτεί προσεκτική προσαρμογή του μήκους κύματος του laser με το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς και δεν είναι πάντα εφικτό, λόγω των μεταβολών στις ιδιότητες διασποράς των οπτικών ινών στη μετάδοση της ζεύξης. Στην πραγματικότητα, το τετερίσμα συχνότητας δυσχεραίνει την επίτευξη ακόμη και του ορίου που δίνει το σχήμα 5.4. Μέχρι το 1989, δύο εργαστηριακά πειράματα είχαν παρουσιάσει μετάδοση σε απόσταση 81km σε 11Gb/s και σε απόσταση πάνω από 100km σε 10Gb/s, χρησιμοποιώντας laser ημιαγωγού μικρού τετερίσματος μαζί με οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς. Τα τρίγωνα στο σχήμα 5.4 δείχνουν ότι τέτοια συστήματα λειτουργούν αρκετά κοντά στα βασικά όρια, τα οποία καθορίζει η διασπορά των οπτικών ινών.

5.6.3 Συστήματα μετάδοσης σε μεγάλη απόσταση με ενισχυτές εντός γραμμής

Με την άφιξη των οπτικών ενισχυτών, μπορούμε να αντισταθμίσουμε την απώλεια στις οπτικές ίνες αν εισάγουμε περιοδικά ενισχυτές στη σειρά σε μια ζεύξη οπτικών ινών μακρινής μεταφοράς. Ταυτόχρονα, η επίδραση της διασποράς λόγω ταχύτητας της ομάδας μπορεί να μειωθεί είτε λειτουργώντας γύρω στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας ή χρησιμοποιώντας την τεχνική αντιστάθμισης-διασποράς. Από την στιγμή που ούτε η απώλεια ούτε η διασπορά στις οπτικές ίνες αποτελούν περιοριστικό παράγοντα μπορούμε να θέσουμε το ερώτημα πόσους ενισχυτές στη σειρά θα συνδέσουμε διαδοχικά και τέλος, τι είναι αυτό που περιορίζει το ολικό μήκος της ζεύξης. Στην υποενότητα αυτή θα επικεντρωθούμε στους παράγοντες που περιορίζουν την απόδοση των ενισχυμένων ζεύξεων οπτικών ινών.

Το πράγμα που θα πρέπει να πάρουμε σοβαρά υπόψη στη σχεδίαση των ζεύξεων στις οπτικές ίνες με ενισχυτές στη σειρά σχετίζεται με τις μη γραμμικές επιδράσεις στις οπτικές ίνες. Στα μονοκάναλα οπτικά συστήματα, το επικρατέστερο μη γραμμικό φαινόμενο, που περιορίζει την απόδοση του συστήματος είναι η αυτοδιαμόρφωση φάσης (SPM). Όταν χρησιμοποιούμε οπτοηλεκτρονικούς αναμεταδότες, οι επιδράσεις SPM εμφανίζονται μόνο μεταξύ αναμεταδοτών (τυπικά <100km). Αντίθετα, οι επιδράσεις SPM εμφανίζονται σε μεγάλα μήκη (γύρω στα 1000km) όταν χρησιμοποιούνται περιοδικά ενισχυτές σε σειρά για την αντιστάθμιση της απώλειας.

Ένας άλλος παράγοντας που παίζει σημαντικό ρόλο είναι ο θόρυβος που προστίθεται από τους οπτικούς ενισχυτές. Όπως και στην περίπτωση των ηλεκτρονικών ενισχυτών, ο θόρυβος των οπτικών ενισχυτών εκφράζεται ποσοτικά μέσω ενός δείκτη θορύβου F_n . Η μη γραμμική αλληλοεπίδραση μεταξύ της ενισχυμένης αυθόρμητης εκπομπής και του σήματος μπορεί να οδηγήσει σε μεγάλη φασματική διεύρυνση μέσω μη γραμμικών φαινομένων όπως η διαμόρφωση διασταυρούμενης φάσης και η μείξη τεσσάρων κυμάτων. Αφού ο θόρυβος έχει πολύ μεγαλύτερο εύρος ζώνης από το σήμα, η επίδρασή του μπορεί να μειωθεί αν χρησιμοποιήσουμε οπτικά φίλτρα. Αριθμητικές προσομοιώσεις πράγματι δείχνουν σημαντική βελτίωση όταν χρησιμοποιούμε φίλτρα σε σειρά.

Τέλος, οι επιδράσεις της πόλωσης, που είναι εντελώς αμελητέες στα παραδοσιακά "μη-ενισχυμένα" οπτικά συστήματα, γίνονται σημαντικές στα συστήματα μετάδοσης σε μεγάλη απόσταση με ενισχυτές εντός γραμμής. Εκτός από την PMD, οι οπτικοί ενισχυτές μπορούν να επάγουν απολαβή και απώλεια εξαρτώμενες από την πόλωση. Παρόλο που θα πρέπει να λάβουμε σοβαρά υπόψη μας τις επιδράσεις της πόλωσης, μπορούμε να μειώσουμε την ολική επίδραση τους σε αποδεκτό επίπεδο μέσω της κατάλληλης σχεδίασης. Αυτό έχει αποδειχθεί από πολλά πειράματα του συστήματος στα οποία χρησιμοποιήθηκαν οπτικοί ενισχυτές στη σειρά για τη μετάδοση δεδομένων σε απόσταση αρκετών χιλιάδων χιλιομέτρων.

Η τέταρτη γενιά των οπτικών συστημάτων ξεκίνησε το 1995, όταν τα οπτικά συστήματα βασισμένα σε ενισχυτές διατέθηκαν στο εμπόριο. Φυσικά, οι εργαστηριακές επιδείξεις είχαν ήδη αρχίσει από το 1989 με την άφιξη του ενισχυτή οπτικών ινών ενισχυμένου με έρβιο. Τα πρώτα πειράματα μακρινής μεταφοράς χρησιμοποιούσαν έναν βρόχο οπτικών ινών που επαναλαμβάνονταν συνεχώς για να δείξουν ότι το σύστημα ήταν πραγματοποιήσιμο, αφού η χρήση οπτικής ίνας μεγάλου μήκους δεν ήταν πρακτική στα πλαίσια του εργαστηρίου. Ήδη το 1991, ένα πείραμα παρουσίασε τη δυνατότητα μετάδοσης δεδομένων σε απόσταση 21000km στα

2.5Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 10.000km σε απόσταση πραγματικής ζεύξης οπτικών ινών σε πειραματικό σύστημα, στο οποίο προστέθηκαν 199 οπτικοί ενισχυτές με απόσταση μεταξύ τους περίπου 50km.

Η ευαισθησία του δέκτη υποβαθμίστηκε μόνο κατά 5.1dB, παρά τις πολυάριθμες πηγές καταστολής ισχύος που επιδρούσαν σ' αυτό το μήκος οπτικής ίνας. Σαν δοκιμή ενός συστήματος που έγινε το 1995 χρησιμοποιώντας πραγματικά υποθαλάσσια καλώδια και αναμεταδότες, ένα σήμα 5.3Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 11.300km με απόσταση μεταξύ ενισχυτών 60 km. Η δοκιμή αυτή οδήγησε στη δημιουργία ενός εμπορικού, υπερινικού καλωδίου (TCP-5) που άρχισε να λειτουργεί το 1996. Υπάρχει αρκετό ενδιαφέρον για την επέκταση του ρυθμού μετάδοσης bit στα 10Gb/s και της απόστασης μεταξύ των ενισχυτών στα 100km. Σε ένα άλλο πειραματικό σύστημα, το σήμα των 10Gb/s μπορούσε να μεταδοθεί σε απόσταση 6.480km με απόσταση αύξηση ενισχυτών 90km.

Με μια περαιτέρω αύξηση της απόστασης, η SNR μειώθηκε κάτω από την τιμή που χρειαζόταν για να διατηρήσουμε τον BER στο 10^{-9} και κάτω. Θα μπορούσε να σκεφτεί κανείς πως η απόδοση θα βελτιωνόταν αν η λειτουργία γινόταν κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας. Ωστόσο ένα πείραμα που έγινε κάτω από τέτοιες συνθήκες, κατάφερε απόσταση μόλις 6.000km στα 10Gb/s ακόμη και με απόσταση μεταξύ των ενισχυτών μόλις 40km, και η απόσταση ήταν ακόμη χειρότερη όταν χρησιμοποιήθηκε διαμόρφωση RZ. Οι συνδυαστικές επιδράσεις της διασποράς υψηλής τάξης και του SPM δείχνουν να υποβαθμίζουν αρκετά την απόδοση του συστήματος σε ρυθμό bit 10Gb/s.

5.6.4 Τηλεπικοινωνιακές ζεύξεις οπτικών ινών

Μία σημαντική εφαρμογή των ζεύξεων οπτικών ινών σημείο -προς-σημείο είναι και το παγκόσμιο τηλεφωνικό δίκτυο. Πράγματι, η εφαρμογή αυτή ξεκίνησε τις επικοινωνίες οπτικών ινών το 1977 και τις έχει από τότε προωθήσει, απαιτώντας οπτικά συστήματα με όλο και περισσότερες δυνατότητες. Η ενότητα αυτή επικεντρώνεται στην κατάσταση των εμπορικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων, εξετάζοντας τα επίγεια και τα υποθαλάσσια συστήματα χωριστά.

Επίγεια οπτικά συστήματα

Μετά από την επιτυχία της δοκιμής στο Σικάγο το 1977, τα επίγεια οπτικά συστήματα διατέθηκαν στην αγορά από το 1980. Ο πίνακας 5.1 καταγράφει τα λειτουργικά χαρακτηριστικά διάφορων επίγειων συστημάτων που αναπτύχθηκαν από τότε. Η πρώτη γενιά λειτουργούσε γύρω στα 0.82μm και χρησιμοποιούσε πολύτροπες οπτικές ίνες διαβαθμισμένου δείκτη διάθλασης, σαν μέσο μετάδοσης όπως βλέπουμε στο σχήμα 5.4, το γινόμενο BL των συστημάτων αυτών περιορίζεται στα 2(Gb/s)-km.

Πίνακας 5.1 –επίγεια οπτικά συστήματα Η.Π.Α.

Σύστημα	Έτος	λ (μm)	B(Mb/s)	L(km)	Κανάλια Τηλεφωνίας
FT-3	1980	0.825	45	<10	672
FT-3C	1983	0.825	90	<15	1.344
FT-3X	1984	1.30	180	<25	2,688
FT-G	1985	1.30	417	<40	6,048
FT-G-1.7	1987	1.30	1,668	<46	24,192
STM-16	1991	1.55	2,488	<85	32,256
STM-64	1996	1.55	9,953	<90	129,024

Ένα εμπορικό οπτικό σύστημα (FT-3C), που λειτουργεί στα 90Mb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών περίπου 12km, έδωσε γινόμενο BL σχεδόν 1(Gb/s-km. Στο σχήμα 5.4 αυτό δείχνεται με τη μορφή μαύρης κουκίδας. Το λειτουργικό μήκος κύματος μετακινήθηκε στα 1.3μm στα οπτικά συστήματα δεύτερης γενιάς για να εκμεταλλευτεί τη χαμηλή απώλεια οπτικών ινών και την επίσης χαμηλή διασπορά γύρω στο συγκεκριμένο μήκος κύματος. Πολλά εμπορικά οπτικά συστήματα λειτουργούν περίπου σε αυτό το μήκος κύματος. Το γινόμενο BL των οπτικών συστημάτων 1.3μm περιορίζεται περίπου στα 100(Gb/s)-km όταν χρησιμοποιείται ένα πολύτροπο laser ημιαγωγού στο εσωτερικό του πομπού. Το 1987, ένα εμπορικό οπτικό σύστημα 1.3μm πρόσφερε μετάδοση δεδομένων στα 1.7Gb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών περίπου 45km. Μια μαύρη κουκίδα στο σχήμα 5.4 δείχνει ότι το σύστημα αυτό λειτουργεί αρκετά κοντά στο όριο διασποράς.

Τα οπτικά συστήματα τρίτης γενιάς διατέθηκαν στα εμπόριο το 1991. Λειτουργούν περίπου στα 1.55μm σε ρυθμούς μετάδοσης bit που υπερβαίνουν τα 2Gb/s, τυπικά στα 2.488Gb/s, και αντιστοιχούν στη στάθμη OC-48 των προδιαγραφών του SONET. Η σταθεροποίηση στο μήκος κύματος των 1.55μm βοηθά στην αύξηση της απόστασης μετάδοσης που περιορίζεται λόγω απώλειας για περισσότερο από 150km, εξαιτίας της απώλειας στις οπτικές ίνες της τάξης των 0.2dB/km στην περιοχή του συγκεκριμένου μήκους κύματος. Ωστόσο η απόσταση μεταξύ των αναμεταδοτών συχνά περιορίζεται σε λιγότερο από 100km, λόγω της υψηλής διασποράς των πρότυπων οπτικών ινών, που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες. Στην πραγματικότητα, η ανάπτυξη της τρίτης γενιάς των οπτικών συστημάτων έγινε δυνατή μόνο μετά την ανάπτυξη των laser ημιαγωγών DFB, που περιορίζουν την επίδραση της διασποράς στις οπτικές ίνες μειώνοντας το φασματικό εύρος της πηγής, κάτω από συνθήκες λειτουργίας CW, κάτω από 100MHz.

Μια περαιτέρω αύξηση του ρυθμού μετάδοσης bit στα οπτικά συστήματα 1.55μm απαιτεί τη χρήση οπτικών ινών ολισθημένης διασποράς, έτσι ώστε η απώλεια στις οπτικές ίνες και ο GVD να ελαχιστοποιούνται στο λειτουργικό μήκος κύματος. Ωστόσο, περισσότερα από 50 εκατομμύρια χιλιόμετρα της πρότυπης οπτικής ίνας των τηλεπικοινωνιών έχουν ήδη εγκατασταθεί στο παγκόσμιο τηλεφωνικό δίκτυο. Οικονομικοί λόγοι επιβάλλουν η τέταρτη γενιά οπτικών συστημάτων να χρησιμοποιεί την ήδη υπάρχουσα βάση. Χρησιμοποιούμε δύο προσεγγίσεις για να επιλύσουμε το πρόβλημα της διασποράς. Στην πρώτη, διάφορες τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς δίνουν την δυνατότητα να επεκτείνουμε τον ρυθμό μετάδοσης bit στα 10Gb/s(επίπεδο STS-64) ενώ διατηρούμε την απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών μέχρι τα 100km. Στην δεύτερη μπορούμε να μεταδώσουμε ταυτόχρονα αρκετά σήματα 2.5Gb/s, χρησιμοποιώντας την τεχνική της πολυπλεξίας διαίρεσης- μήκους κύματος (WDM) αναφερόμενο στα πολυκάναλα οπτικά συστήματα.

Τότε η απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών μπορεί να είναι αρκετά μεγάλη, αφού περιορίζεται από τον ρυθμό μετάδοσης bit των μεμονωμένων καναλιών αντί του συνολικού ρυθμού μετάδοσης bit. Επιπλέον, αν η τεχνική WDM συνδυαστεί με την τεχνική αντιστάθμισης της διασποράς, η περιοριστική απόσταση μετάδοσης

Πίνακας 5.2 –Υποθαλάσσια εμπορικά συστήματα

Σύστημα	Έτος	B(Gb/s)	L (km)	Λειτουργικό μήκος κύματος και τεχνολογία
TAT-8	1988	0.28	70	1.3μm πολύτροπα laser
TPC-3	1989	0.28	70	1.3μm πολύτροπα laser
TAT-9	1991	0.56	80	1.55μm, DFB laser
TPC-4	1992	0.56	80	1.55μm, DFB laser

TAT-10/11	1993	0.56	80	1.55μm, DFB laser
TPC-5	1996	5.30	50	1.55μm, οπτικοί ενισχυτές
TAT-12/13	1996	5.30	50	1.55μm, οπτικοί ενισχυτές

μπορεί να φτάσει αρκετές εκατοντάδες χιλιόμετρα, αρκεί να αντισταθμιστεί περιοδικά η απώλεια της οπτικής ίνας χρησιμοποιώντας οπτικούς ενισχυτές. Τέτοιου είδους οπτικά συστήματα WDM αναπτύχθηκαν εμπορικά το 1997. Ένα σύστημα WDM παρέχει ρυθμό μετάδοσης bit 40Gb/s με πολυπλεξία 16 καναλιών, το καθένα εκ των οποίων λειτουργεί στα 2.5Gb/s.

Τα υποθαλάσσια συστήματα

Τα υποθαλάσσια συστήματα μετάδοσης χρησιμοποιούνται κυρίως για διηπειρωτικές επικοινωνίες. Η αξιοπιστία είναι πολύ σημαντική σε αυτού του είδους τα συστήματα, αφού η επισκευή τους είναι δαπανηρή. Γενικά τα υποθαλάσσια συστήματα σχεδιάζονται με διάρκεια ζωής 25 χρόνια, με το πολύ τρεις βλάβες κατά την διάρκεια της λειτουργίας τους. Ο πίνακας 5.2 καταγράφει τα κύρια χαρακτηριστικά των υπερατλαντικών και υπερειρηνικών οπτικών συστημάτων οπτικών ινών. το πρώτο υποθαλάσσιο καλώδιο οπτικών ινών ήταν σύστημα δεύτερης γενιάς. εγκαταστάθηκε το 1988 στον ατλαντικό ωκεανό για λειτουργία σε ρυθμό μετάδοσης bit 280Mb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών μέχρι και 70km όπως βλέπουμε το σχήμα 5.4, η σχεδίαση του συστήματος βρίσκεται στην συντηρητική πλευρά κυρίως για εξασφάλιση της αξιοπιστίας. Η ίδια τεχνολογία χρησιμοποιήθηκε και για το πρώτο υπερειρηνικό οπτικό σύστημα που λειτούργησε το 1989.

Μέχρι το 1990 αναπτύχθηκαν τα οπτικά συστήματα τρίτης γενιάς. Τα υποθαλάσσια συστήματα TAT-9 και TCP-4 χρησιμοποίησαν την τεχνολογία αυτή και σχεδιάστηκαν για λειτουργία γύρω στα 1.55μm σε ρυθμό μετάδοσης bit 560Mb/s με απόσταση μεταξύ αναμεταδοτών περίπου 80 km. Η αυξανόμενη κυκλοφορία στον Ατλαντικό Ωκεανό οδήγησε στην ανάπτυξη μέχρι το 1993 των οπτικών συστημάτων TAT-10 και TAT-11, ίδιας τεχνολογίας. Η άφιξη των οπτικών ενισχυτών προώθησε τη χρήση τους στην επόμενη γενιά των υποθαλάσσιων συστημάτων, τα δύο πρώτα εκ των οποίων ήταν τα TCP-5 και TAT-12, και λειτουργούν από το 1996. Αυτά ανήκουν στα οπτικά συστήματα τέταρτης γενιάς που χρησιμοποιούν οπτικούς ενισχυτές στη θέση των οπτοηλεκτρονικών αναγεννητών. Λειτουργούν σε ρυθμό μετάδοσης bit 5.3Gb/s με απόσταση μεταξύ των ενισχυτών περίπου 50 km και με μήκος ζεύξης μέχρι 10.000km. Ο ρυθμός bit είναι λίγο μεγαλύτερος από εκείνον του επιπέδου STM-32 της τάξης των 5Gb/s, λόγω του ότι ο πρώτος σχετίζεται με την τεχνική υλοποίησης άμεσης διόρθωσης λαθών. Όπως σχολιάσαμε πιο πριν, η σχεδίαση ενός τέτοιου οπτικού συστήματος είναι πολύ πιο περίπλοκη από εκείνη των προηγούμενων υποθαλάσσιων συστημάτων, εξαιτίας των συσσωρευμένων επιδράσεων της διασποράς και της μη- γραμμικότητας στις οπτικές ίνες, που θα πρέπει να ελέγχονται στις μεγάλες αποστάσεις. Επιπλέον και ο θόρυβος των οπτικών ενισχυτών θα πρέπει επίσης να ληφθεί υπόψη. Η ισχύς του πομπού και το προφίλ της διασποράς στη ζεύξη θα πρέπει να βελτιωθούν για να αντιμετωπίσουν αυτού του είδους τις επιδράσεις. Ακόμη και τότε, η απόσταση μεταξύ των ενισχυτών τυπικά περιορίζεται στα 50km, και η τεχνική διόρθωσης των λαθών είναι απαραίτητη για να εξασφαλίσουμε $BER < 2 \times 10^{-11}$.

Διάφορα άλλα υποθαλάσσια συστήματα με μήκος ζεύξης πάνω από 20.000km βρισκόταν το 1996 στο στάδιο σχεδιασμού ή ανάπτυξης. Το σύστημα παγκόσμια ζεύξη οπτικών ινών, μήκους 27.300km, θα συνδέσει πολλές Ασιατικές και

Ευρωπαϊκές χώρες στα 5.3Gbs, με διάφορα τμήματα να λειτουργούν στα 10.6Gb/s χρησιμοποιώντας δύο κανάλια. Ένα άλλο δίκτυο οπτικών ινών, γνωστό σαν Africa One, θα περικυκλώσει την Αφρικανική ήπειρο και θα καλύψει όλη την απόσταση μετάδοσης περίπου 35.000km. Συχνά είναι δύσκολο να χρησιμοποιήσουμε οπτικούς ενισχυτές και οπτοηλεκτρονικούς αναμεταδότες, οι οποίοι ακυρώνουν τη συσσώρευση της υποβάθμισης, που εμφανίζεται στα πολλά στάδια της ενίσχυσης.

Μία δεύτερη κατηγορία υποθαλάσσιων οπτικών συστημάτων απαιτεί μετάδοση χωρίς αναμεταδότες σε απόσταση αρκετών εκατοντάδων χιλιομέτρων. Τα συστήματα αυτά χρησιμοποιούνται για επικοινωνίες μεταξύ νησιών ή για ζεύγη μίας παραλιακής ζώνης, έτσι ώστε το σήμα να αναγεννιάτε στα παράλια περιοδικά, μετά από μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα υποθαλάσσιας μετάδοσης. Οι επιδράσεις της διασποράς και της μη γραμμικότητας είναι λιγότερο σημαντικές σε αυτά τα συστήματα, από ότι στα υπερωκεάνια οπτικά συστήματα, αλλά η απώλεια στις οπτικές ίνες αποτελεί σημαντικό θέμα. Μπορούμε εύκολα να κατανοήσουμε τον λόγο, αν σημειώσουμε ότι η απώλεια στο καλώδιο υπερβαίνει τα 100dB σε απόσταση 500km ακόμη και κάτω από τις καλύτερες δυνατές συνθήκες λειτουργίας. Διάφορα εργαστηριακά πειράματα έχουν αποδείξει ότι η μετάδοση χωρίς αναμεταδότες στα 2.5Gb/s σε απόσταση μεγαλύτερη των 500km χρησιμοποιώντας δύο ενισχυτές σε σειρά, παρουσίασε άντληση μακριά από τα άκρα του πομπού και του δέκτη χρησιμοποιώντας laser άντλησης υψηλής ισχύος. Ένας άλλος ενισχυτής στον πομπό κρατά την εκπεμπόμενη ισχύ γύρω στα 100mW. Μια τέτοια υψηλής ισχύς εισόδου υπερβαίνει το επίπεδο κατωφλίου κατά την εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin (SBS), ένας μη γραμμικό φαινόμενο. Η καταπίεση της SBS πραγματοποιείται μέσω της διαμόρφωσης φάσης του οπτικού φέροντος, που διευρύνει το εύρος γραμμής του φέροντος στα 200MHz και πάνω. Η επίδραση της GVD μειώνεται χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες αντιστάθμισης της διασποράς.

Τα άμεσα διαμορφωμένα laser DFB μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν για μετάδοση χωρίς αναμεταδότες. Σε ένα πείραμα του 1996, ένα σήμα 2.5Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 465km μέσω ενός άμεσα διαμορφωμένου laser DFB. Το τετέρισμα του διαμορφωμένου σήματος διευρύνει αρκετά το φάσμα, ώστε να μην χρειάζεται εξωτερικός διαμορφωτής φάσης δεδομένου ότι η εκπεμπόμενη ισχύς διατηρούνταν σε επίπεδο κάτω από 100mW. Ο ρυθμός μετάδοσης bit του υποθαλάσσιου συστήματος χωρίς αναμεταδότες μπορεί να αυξηθεί μέχρι και 10Gb/s, αν χρησιμοποιήσουμε την ίδια τεχνική με εκείνη των 2.5Gb/s. Σ'ένα πείραμα του 1996 το σήμα των 10Gb/s μεταδόθηκε σε απόσταση 442km, χρησιμοποιώντας δύο ενισχυτές εντός γραμμής με απομακρυσμένη τροφοδοσία. Χρησιμοποιούνται δύο εξωτερικοί διαμορφωτές, ο ένας για καταπίεση της SBS και ο άλλος για δημιουργία σήματος. Τα αποτελέσματα αυτά δηλώνουν ότι τα υποθαλάσσια οπτικά συστήματα που συνδέουν τα παράλια με βρόχους μπορούν να λειτουργούν στα 10Gb/s μόνο με ηλεκτρονικά συστήματα στην ξηρά.

Τα οπτικά συστήματα της τέταρτης γενιάς χρησιμοποιούν τους οπτικούς ενισχυτές μαζί με τεχνολογία WDM. Τα συστήματα υποθαλάσσιας μετάδοσης αναμφισβήτητα επίσης χρησιμοποιούν την WDM. Στην πραγματικότητα, η επόμενη υπερευρηνική ζεύξη (TCP-6) θα λειτουργεί σε ρυθμό μετάδοσης bit 100Gb/s κι έχει σχεδιαστεί να εφαρμοστεί το έτος 2000. Μία τέτοια ζεύξη σημείο προς σημείο μπορεί να μεταδώσει ταυτόχρονα 1.2 εκατομμύρια κανάλια τηλεφωνίας, δυνατότητα που θα πρέπει να συγκρίνουμε με την ικανότητα των 8000 καναλιών φωνής του TAT-8 το 1959. Είναι ολοφάνερο πως η χρήση της τεχνολογίας οπτικών ινών έφερε επανάσταση στην απόδοση των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων.

5.7 ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Στην προηγούμενη ενότητα σχολιάσαμε τους περιορισμούς της απόστασης μετάδοσης και του ρυθμού μετάδοσης bit μιας ζεύξης οπτικών ινών, λόγω της απώλειας και της διασποράς που έχουν να κάνουν με το κανάλι επικοινωνίας. Οι καμπύλες που παρουσιάζονται στο σχήμα 5.4 αποτελούν μόνο έναν οδηγό της σχεδίασης των συστημάτων. Πολλά άλλα θέματα θα πρέπει να διευκρινιστούν στη σχεδίαση ενός πραγματικού συστήματος επικοινωνίας οπτικών ινών. Ανάμεσα σ' αυτά είναι λειτουργικό μήκος κύματος, η επιλογή των κατάλληλων πομπών, δεκτών και οπτικών ινών, η συμβατότητα των διάφορων εξαρτημάτων, το κόστος σε σχέση με την απόδοση, η αξιοπιστία του συστήματος καθώς και η δυνατότητα αναβάθμισης του. Στην ενότητα αυτή θα σχολιάσουμε τη διαδικασία σχεδίασης λαμβάνοντας υπόψη τη διαχείριση της ισχύος και του χρόνου ανόδου.

Οι απαιτήσεις του συστήματος, που τυπικά προσδιορίζονται προκαταβολικά είναι ο ρυθμός μετάδοσης bit B και η απόσταση μετάδοσης L . Το κριτήριο της απόδοσης καθορίζεται μέσω του ρυθμού εμφάνισης εσφαλμένων bit (BER), με τυπική απαίτηση $BER < 10^{-9}$. Η πρώτη απόφαση του σχεδιαστή του συστήματος αφορά την επιλογή του λειτουργικού μήκους κύματος. Πρακτικά, το κόστος των εξαρτημάτων είναι το χαμηλότερο στα 0.85μm κι αυξάνεται όσο το μήκος κύματος ολισθαίνει 1.3-1.6. Το Σχ. 5.4 μπορεί να μας βοηθήσει αρκετά να καθορίσουμε το κατάλληλο λειτουργικό μήκος κύματος. Γενικά μια ζεύξη οπτικών ινών μπορεί να λειτουργήσει γύρω στα 0,85μm αν $B \leq 100\text{Mb/s}$ και $L < 20\text{km}$. Αυτό συμβαίνει στις περισσότερες εφαρμογές LAN. Από την άλλη, το λειτουργικό μήκος κύματος απαραίτητα βρίσκεται στην περιοχή των 1.3-1.6μm για οπτικά συστήματα μακρινής μεταφοράς τα οποία λειτουργούν σε ρυθμό μετάδοσης bit που υπερβαίνει τα 200Mb/s.

5.7.1 Διαχείριση ισχύος

Ο σκοπός της διαχείρισης ισχύος είναι να εξασφαλίσει ότι αρκετή ποσότητα ισχύος θα φτάσει στον δέκτη, ώστε να διατηρηθεί η αξιόπιστη απόδοση σε όλη τη διάρκεια ζωής του συστήματος. Η ελάχιστη μέση ισχύς που απαιτείται από τον δέκτη είναι η ευαισθησία του δέκτη P_{rec} . Η μέση εκπεμπόμενη ισχύς P_{tr} καθορίζεται γενικά για κάθε έναν πομπό. Η διαχείριση της ισχύος παίρνει μία πολύ απλή μορφή σε μονάδες decibel με την οπτική ισχύ να εκφράζεται σε dBm. Πιο συγκεκριμένα έχουμε

$$P_{tr} = P_{rec} + C_L + M_{11} \quad (5.7.1)$$

Όπου C_L είναι η ολική απώλεια του καναλιού και M_{11} είναι το περιθώριο του συστήματος. Ο σκοπός του περιθωρίου συστήματος είναι να παρέχει μία επιπλέον ποσότητα ισχύος στις πρόσθετες πηγές καταστολής ισχύος, που μπορεί να εμφανιστούν σε όλη τη διάρκεια ζωής του συστήματος, λόγω της υποβάθμισης των εξαρτημάτων ή άλλων αστάθμητων παραγόντων. Ένα περιθώριο συστήματος 6-8dB προδιαγράφεται συνήθως κατά την διαδικασία σχεδίασης.

Η απώλεια καναλιού C_L θα πρέπει να λαμβάνει υπόψη της όλες τις πιθανές πηγές απώλειας ισχύος, συμπεριλαμβανομένων και των ενώσεων μεταξύ αγωγών καθώς και συνδετήρων. Αν η α_f είναι η απώλεια της οπτικής ίνας σε dB/km η C_L μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$C_L = \alpha_f L + \alpha_{c,ga} + \alpha_{splic} \quad (5.7.2)$$

Όπου α_{scm} και α_{splice} είναι οι απώλειες συνδετήρα και ενώσεων μεταξύ αγωγών σε όλη τη ζεύξη της οπτικής ίνας. Μερικές φορές, η απώλεια των ενώσεων συμπεριλαμβάνεται στην προδιαγεγραμμένη απώλεια του καλωδίου οπτικών ινών. Η απώλεια των συνδετήρων α_{scm} συμπεριλαμβάνει τις απώλειες των συνδετήρων στα άκρα του πομπού και του δέκτη, αλλά θα πρέπει να συμπεριλαμβάνει και τις υπόλοιπες, που τυχόν χρησιμοποιούνται στη ζεύξη των οπτικών ινών.

Οι εξισώσεις (3.7.1) και (3.7.2) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό της μέγιστης απόστασης μετάδοσης για μια συγκεκριμένη επιλογή εξαρτημάτων.

5.7.2 Διαχείριση χρόνου ανόδου

Ο σκοπός της διαχείρισης του χρόνου ανόδου είναι να εξασφαλίσει ότι το σύστημα μπορεί να λειτουργεί σωστά στο ζητούμενο ρυθμό μετάδοσης bit ακόμη και αν το εύρος ζώνης των μεμονωμένων εξαρτημάτων υπερβαίνει τον ρυθμό μετάδοσης bit, είναι δυνατόν το ολικό σύστημα να μη μπορεί να λειτουργήσει στον συγκεκριμένο αυτό ρυθμό μετάδοσης. Η έννοια του χρόνου ανόδου χρησιμοποιείται για να θέσει το εύρος ζώνης ανάμεσα στα διάφορα εξαρτήματα. Ο χρόνος ανόδου T_r , ενός γραμμικού συστήματος ορίζεται σαν ο χρόνος κατά τον οποίο η απόκριση αυξάνεται από το 10% στο 90% της τελικής τιμής εξόδου, όταν η είσοδος μεταβάλλεται απότομα (βηματική συνάρτηση).

Υπάρχει μία σχέση αντιστρόφως ανάλογη μεταξύ του εύρους ζώνης Δf και του χρόνου ανόδου T_r ενός γραμμικού συστήματος. Η σχέση αυτή γίνεται κατανοητή αν πάρουμε ένα απλό κύκλωμα RC σαν παράδειγμα γραμμικού συστήματος. Όταν η τάση εισόδου στα άκρα ενός κυκλώματος RC μεταβάλλεται στιγμιαία από 0 σε V_0 , η τάση εξόδου μεταβάλλεται ως εξής:

$$V_{out}(t) = V_0[1 - \exp(-t/RC)], \quad (5.7.3)$$

Όπου R είναι η αντίσταση και C η χωρητικότητα του κυκλώματος RC. Ο χρόνος ανόδου βρίσκεται από τη σχέση:

$$T_r = (\ln 9)RC \approx 2.2RC. \quad (5.7.4)$$

Η συνάρτηση μεταφοράς $H(f)$ του κυκλώματος RC αποκτάται αν πάρουμε το μετασχηματισμό Fourier της εξίσωσης (3.7.3) και είναι

$$H(f) = (1 + i2\pi fRC)^{-1}. \quad (5.7.5)$$

Το ηλεκτρικό εύρος ζώνης Δf αντιστοιχεί στη συχνότητα στην οποία $|H(f)|^2 = 1/2$ και δίνεται από την πολύ γνωστή έκφραση $\Delta f = (2\pi RC)^{-1}$. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.7.4), οι Δf και T_r σχετίζονται ως εξής:

$$T_r = \frac{2.2}{2\pi\Delta f} = \frac{0.35}{\Delta f} \quad (5.7.6)$$

Θα περίμενε κανείς η αντιστρόφως ανάλογη σχέση μεταξύ χρόνου ανόδου και του εύρους ζώνης να χαρακτηρίζει κάθε γραμμικό σύστημα. Ωστόσο το γινόμενο $T_r\Delta f$ γενικά θα διαφέρει από 0.35. Συνήθως παίρνουμε $T_r\Delta f = 0.35$ στη σχεδίαση των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας σαν συμβατική οδηγία. Η σχέση μεταξύ του

εύρους ζώνης Δf και του ρυθμού μετάδοσης bit B εξαρτάται από την ψηφιακή διαμόρφωση. Στην περίπτωση της διαμόρφωσης RZ, $\Delta f=B$ και $BT_r=0.35$. Αντίθετα, $\Delta f \approx B/2$ για διαμόρφωση NRZ και $BT_r=0.7$. Και στις δύο περιπτώσεις, ο προδιαγεγραμμένος ρυθμός bit επιβάλλει ένα ανώτατο όριο στο μέγιστο χρόνο ανόδου που μπορεί να ανεχθεί το σύστημα: το σύστημα επικοινωνίας θα πρέπει να σχεδιαστεί ώστε να εξασφαλίζει πως ο T_r είναι κάτω από τη μέγιστη τιμή δηλαδή

$$T_r \leq \begin{cases} 0.35/B & \text{για RZ διαμόρφωση} \\ 0.70/B & \text{για NRZ διαμόρφωση} \end{cases} \quad (5.7.7)$$

Τα τρία εξαρτήματα των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών έχουν ξεχωριστούς χρόνους ανόδου. Ο ολικός χρόνος ανόδου ολόκληρου του συστήματος σχετίζεται με τους επιμέρους χρόνους ανόδου των εξαρτημάτων ως εξής

$$T_r^2 = T_{tr}^2 + T_{fiber}^2 + T_{rec}^2 \quad (5.7.8)$$

Όπου T_{tr} , T_{fiber} και T_{rec} είναι οι χρόνοι ανόδου του πομπού, της οπτικής ίνας και του δέκτη αντίστοιχα. Οι χρόνοι ανόδου του πομπού και του δέκτη είναι γενικά γνωστοί στον σχεδιαστή του συστήματος. Ο χρόνος ανόδου του πομπού T_{tr} καθορίζεται αρχικά από τα ηλεκτρονικά εξαρτήματα του κυκλώματος οδήγησης κι από τα ηλεκτρικά παράσιτα που σχετίζονται με την οπτική πηγή. Τυπικά, ο T_r είναι μερικά nanosecond για τους πομπούς LED, αλλά μπορεί να φτάσει μόλις τα 0.1ns για πομπούς laser. Ο χρόνος ανόδου του δέκτη T_{rec} καθορίζεται αρχικά από το ηλεκτρικό εύρος ζώνης 3dB του μπροστινού άκρου του δέκτη.

Ο χρόνος ανόδου T_{fiber} θα πρέπει γενικά να συμπεριλαμβάνει τη συνεισφορά και της διασποράς στο mode και της διασποράς ταχύτητας- ομάδας μέσω της σχέσης

$$T_{fiber}^2 = T_{modal}^2 + T_{GVD}^2 \quad (5.7.9)$$

Για τις μονότροπες οπτικές ίνες, $T_{modal}=0$ και $T_{fiber}=T_{GVD}$. Καταρχήν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την έννοια του εύρους ζώνης των οπτικών ινών και να συσχετίσουμε τον T_{fiber} με το εύρος ζώνης της οπτικής ίνας των 3dB f_{3dB} . Στην πραγματικότητα δεν είναι εύκολο να υπολογίσουμε f_{3dB} , ιδιαίτερα στην περίπτωση της διασποράς στο mode. Ο λόγος είναι ότι μια ζεύξη οπτικών ινών αποτελείται από πολλά τμήματα οπτικών ινών συνδεδεμένα μεταξύ τους, τα οποία μπορεί να έχουν διαφορετικά χαρακτηριστικά διασποράς. Επιπλέον, η ανάμειξη των τρόπων μετάδοσης, που εμφανίζεται στις ενώσεις μεταξύ αγωγών καθώς και στους συνδετήρες, τείνει να μετριάσει την καθυστέρηση μετάδοσης, που οφείλεται στους διαφορετικούς τρόπους διάδοσης μιας πολύτροπης οπτικής ίνας. Συχνά χρειάζεται μια στατιστική προσέγγιση για να υπολογίσουμε το εύρος ζώνης της οπτικής ίνας και τον αντίστοιχο χρόνο ανόδου.

5.8 ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΜΕ ΤΗ ΒΟΗΘΕΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΗ.

Η σχεδίαση των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών συμπεριλαμβάνει τη βελτίωση ενός μεγάλου αριθμού παραμέτρων, που σχετίζονται με τον πομπό, τις

οπτικές ίνες και τον δέκτη. Τα θέματα σχεδίασης που σχολιάζονται στην ενότητα 3.7 είναι πολύ απλά για να δώσουν βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων του συστήματος. Η διαχείριση της ισχύος και του χρόνου ανόδου χρησιμοποιούν για την απόκτηση ενός συντηρητικού υπολογισμού της απόστασης μετάδοσης (απόσταση μεταξύ των αναμεταδοτών) και του ρυθμού μετάδοσης bit. Το περιθώριο του συστήματος στην εξίσωση (5.3.1) χρησιμοποιείται σαν φορέας για να συμπεριλάβουμε τις διάφορες πηγές καταστολής ισχύος. Συχνά έχουμε την τάση να κάνουμε έναν υπερβολικά λεπτομερειακό σχεδιασμό του συστήματος για να είμαστε σίγουροι.

Μια εναλλακτική προσέγγιση χρησιμοποιεί τις προσομοιώσεις μέσω υπολογιστή, που βασίζονται σε πραγματικά μοντέλα των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών. Τα μοντέλα αυτά μπορούν να βελτιώσουν ολόκληρο το σύστημα και να παρέχουν τις βέλτιστες τιμές των παραμέτρων του συστήματος, έτσι ώστε να καλύπτουν τους αντικειμενικούς στόχους της σχεδίασης με το χαμηλότερο δυνατό κόστος. Μια γενική προσέγγιση αποτελείται από την προσομοίωση της δημιουργίας ενός οπτικού ρεύματος bit, της μετάδοσης του μέσω της οπτικής ίνας και της ανίχνευσης του στον δέκτη. Το παρακάτω σχήμα παρουσιάζει τα διάφορα στάδια που σχετίζονται με τη διαδικασία της προσομοίωσης.

Η είσοδος του οπτικού πομπού είναι μια ψευδο-τυχαία ακολουθία ηλεκτρικών παλμών που αναπαριστούν τα bit "1" και "0". Το μήκος N της ψευδο-τυχαία ακολουθίας των bit καθορίζει τον χρόνο υπολογισμού και θα πρέπει να επιλέγει υποκειμενικά. Τυπικά, $N=2^M$, όπου M είναι μεταξύ 6-10. Μπορούμε να αποκτήσουμε το οπτικό ρεύμα bit αν λύσουμε τις εξισώσεις ρυθμού που διέπουν την απόκριση της διαμόρφωσης των laser ημιαγωγών. Η πληροφορία φάσης συμπεριλαμβάνεται αυτόματα για να δείξει τις επιδράσεις του τετερίσματος συχνότητας. Το μεταδιδόμενο οπτικό σήμα μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα στον δέκτη. Ο θόρυβος του δέκτη προσομοιώνεται αν προσθέσουμε έναν όρο διακύμανσης με Γκαουσιανές στατιστικές. Η μορφοποίηση του ρεύματος bit επιτυγχάνεται αν το περάσουμε μέσα από ένα φίλτρο, του οποίου το εύρος ζώνης αποτελεί επίσης παράμετρο της σχεδίασης. Ένα διάγραμμα ματιού κατασκευάζεται αριθμητικά. Η επίδραση των μεταβαλλόμενων του συστήματος μελετάται ελέγχοντας την υποβάθμιση του ματιού. Η προσέγγιση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να πάρουμε την καταστολή ισχύος, που σχετίζεται με διάφορους μηχανισμούς. Επίσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να διερευνήσουμε τις ανταλλαγές, που θα βελτίωναν την ολική απόδοση του συστήματος.

Η σχεδίαση με τη βοήθεια υπολογιστή παίζει ακόμη έναν σημαντικό ρόλο. Ένα οπτικό σύστημα μεταφοράς σε μεγάλη απόσταση μπορεί να περιλαμβάνει πολλούς αναμεταδότες και οπτικούς και ηλεκτρικούς. Οι πομποί, οι δέκτες και οι ενισχυτές που χρησιμοποιούνται στους αναμεταδότες, παρόλο που έχουν επιλεγεί για να καλύψουν τις ονομαστικές προδιαγραφές ποτέ δεν είναι πανομοιότυποι. Παρομοίως, τα καλώδια οπτικών ινών κατασκευάζονται συνδέοντας πολλά διαφορετικά κομμάτια (τυπικό μήκος 4 – 8km), τα οποία έχουν ελαφρώς διαφορετικά χαρακτηριστικά απώλειας και διασποράς. Το καθαρό αποτέλεσμα είναι πως πολλές παράμετροι του συστήματος μεταβάλλονται περίπου στις ονομαστικές τους τιμές. Για παράδειγμα η παράμετρος διασποράς D , που ευθύνεται όχι μόνο για την παλμική διεύρυνση αλλά και για άλλες πηγές καταστολής ισχύος, όπως για παράδειγμα ο θόρυβος διαμερισμού του τρόπου μετάδοσης, μπορούν να παρουσιάσουν σημαντικές μεταβολές σε διαφορετικά τμήματα της ζεύξης των οπτικών ινών, λόγω των μεταβολών του μήκους κύματος μηδενικής διασποράς και του μήκους κύματος του πομπού. Συχνά χρησιμοποιούμε μία στατιστική προσέγγιση για να υπολογίσουμε την επίδραση αυτών των μεταβολών σε ένα πραγματικό οπτικό σύστημα. Η ιδέα πίσω από μια

τέτοιου είδους προσέγγιση είναι ότι είναι μάλλον υπερβολικά απίθανο όλες οι παράμετροι του συστήματος να πάρουν τη χειρότερη δυνατή τιμή τους ταυτόχρονα. Επομένως, η απόσταση μεταξύ των αναμεταδοτών μπορεί να αυξηθεί αρκετά πάνω από τη χειρότερη δυνατή τιμή της, αν το σύστημα έχει σχεδιαστεί να λειτουργεί αξιόπιστα σ' ένα συγκεκριμένο ρυθμό μετάδοσης bit με υψηλή πιθανότητα (ας πούμε 99%).

Η σημασία της σχεδίασης με τη βοήθεια υπολογιστή για τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών έγινε εμφανής κατά τη δεκαετία του 1990, όταν οι επιδράσεις διασποράς και μη- γραμμικότητας στις οπτικές ίνες έγιναν πολύ σημαντικές με αυξημένους ρυθμούς μετάδοσης bit και αποστάσεις μετάδοσης. Μέχρι το 1997, κυκλοφόρησαν στο εμπόριο αρκετά πακέτα λογισμικού. Ακόμη περιμένουμε να αναπτυχθεί ένα εργαλείο προσομοίωσης γενικής- χρήσης, ικανό να χειριστεί σχεδόν από κάθε άποψη τη σχεδίαση του οπτικού συστήματος. Καθώς ο ρυθμός μετάδοσης bit των εμπορικών οπτικών συστημάτων πλησιάζει τα 100Gb/s κι εξαπλώνεται συνεχώς η χρήση των οπτικών ενισχυτών, οι ζεύξεις οπτικών ινών μεταφοράς σε μεγάλη απόσταση είναι πιθανόν να βασίζονται κατά πολύ στη σχεδίαση με τη βοήθεια του υπολογιστή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6^ο : ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΣ ΣΟΛΙΤΟΝΙΩΝ

Η λέξη σολιτόνιο προτάθηκε το 1965 για να περιγράψει τις περίπου σωματιδιακές ιδιότητες της περιβάλλουσας του παλμού σε μη γραμμικά μέσα διασποράς κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες, η περιβάλλουσα του παλμού όχι μόνο μεταδίδεται χωρίς παραμόρφωση, αλλά αντέχει και τις συγκρούσεις όπως ακριβώς κάνουν και τα υλικά σωματίδια. Η ύπαρξη των σολιτονίων στις οπτικές ίνες και η χρήση τους στις οπτικές επικοινωνίες προτάθηκε το 1973 και μέχρι το 1980 τα σολιτόνια παρατηρήθηκαν πειραματικά. Οι δυνατότητες των σολιτονίων στις οπτικές επικοινωνίες μεταφοράς σε μεγάλη απόσταση παρουσιάστηκαν το 1988 σε ένα πείραμα στο οποίο η απώλεια στις οπτικές ίνες αντισταθμίστηκε χρησιμοποιώντας την τεχνική της ενίσχυσης Raman. Κατά την δεκαετία του 1990 η σημαντική πρόοδος που σημειώθηκε μετέτρεψε τα οπτικά σολιτόνια σε πρακτικό υποψήφιο για την επόμενη γενιά των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας. Παρόλο που τα οπτικά συστήματα σολιτονίων δεν κυκλοφορούσαν στο εμπόριο το 1996 αρκετές δοκιμές που χρησιμοποιούσαν σολιτόνια βρισκόνταν στο στάδιο του σχεδιασμού

6.1 ΓΕΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΟΛΙΤΟΝΙΩΝ

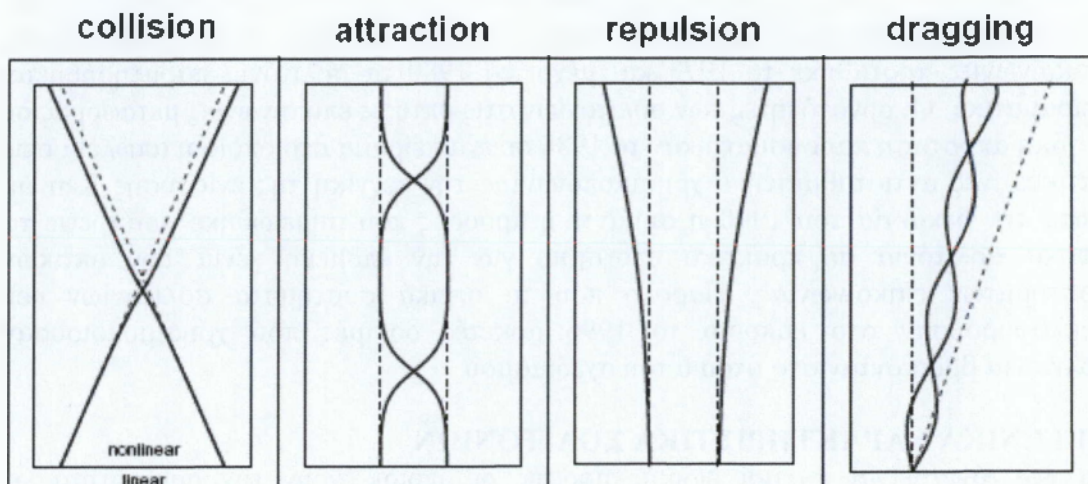
Τα σολιτόνια είναι παλμοί ειδικής μορφής οι οποίοι έχουν την δυνατότητα να διαδίδονται απ άοριστον δίχως να υφίστανται διαπλάτυνση λόγω διασποράς, ακόμα και σε περιπτώσεις που το μέσο παρουσιάζει διασπορά σε άλλα είδη παλμών. Το σημαντικότερο χαρακτηριστικό των σολιτονίων είναι ότι μπορούν να διαδίδονται στο εσωτερικό των οπτικών ινών χάρη στο φαινόμενο Kerr το οποίο συντηρεί τη διάδοση 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 σολιτονιακή 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 στη 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.

6.2 ΜΟΡΦΕΣ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΜΕΤΑΞΥ ΣΟΛΙΤΟΝΙΩΝ

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.



Εικόνα 6.1-Βασικές μορφές αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων.

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 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 διάδοσής του. Εκτός όμως από αυτή την 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 με το άλλο. Βέβαια τόσο η έλξη όσο και η άπωση παρατηρούνται σε ορθογώνια πολωμένα σολιτόνια.

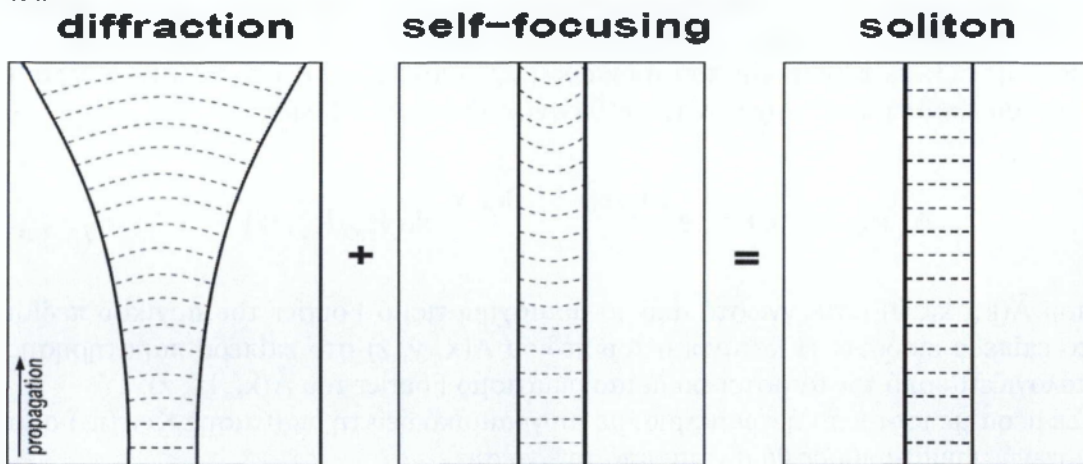
Η χωρική παγίδευση (trapping) και η χωρική ολίσθηση (dragging) αποτελούν ασύμμετρες μορφές αλληλεπίδρασης, όπου δύο σολιτόνια επικαλύπτονται (overlap) στην αρχή ενός μη γραμμικού μέσου. Από τη στιγμή που δεν παρατηρείται δύναμη αλληλεπίδρασης πριν την επικάλυψη και από τη στιγμή που η ασκούμενη δύναμη 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 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 του κατωφλιού. Έτσι μια μορφή αλληλεπίδρασης μεταξύ σολιτονίων με υψηλή διαφορά στην τιμή κατωφλιού 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 την φάση (phase sensitive) αποτελούμενες από σολιτόνια ίδιας πόλωσης και σε μορφές οι οποίες δεν είναι ευαίσθητες ως προς την φάση (phase insensitive) οι οποίες περιλαμβάνουν ορθογώνιος πολωμένα σολιτόνια.

6.3 ΜΟΝΟΔΙΑΣΤΑΤΑ ΧΩΡΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΣΟΛΙΤΟΝΙΑ

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



Σχήμα 6.2-Εξισορρόπηση μεταξύ γραμμικής διάθλασης και μη γραμμικής αυτοεστίασης (self focusing) κατά το σχηματισμό ενός χωρικού οπτικού σολιτονίου

Σε μία εγκάρσια 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:

$$\nabla^2 \bar{A} + k^2 \bar{A} = 0 \quad (6.3.1)$$

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):

$$[k_x^2 + k_y^2 + k_z^2] \bar{A} = k_0^2 \bar{A} \quad (6.3.2)$$

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

Η λύση της τελευταίας εξίσωσης είναι

$$\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = k_0 \quad (6.3.3)$$

Η τελευταία σχέση περιγράφει τη σφαιρική ορμή της ιστροπικής 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 5.3. σε περίπτωση που η διάδοση πραγματοποιείται στον άξονα z, τότε η λύση του προβλήματος αρχικών τιμών θα ανήκει στο πεδίο Fourier:

$$\bar{A}(k_x, k_y, z) = e^{\pm i \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} z} \bar{A}(k_x, k_y, 0) \quad (6.3.4)$$

όπου $\bar{A}(k_x, k_y, 0)$ 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 $\bar{A}(k_x, k_y, z)$.

Σε μέσα με ιστροπική συμμετρία, με μη γραμμικό δείκτη διάθλασης $Kerr(n_2)$ ο μη ομογενής κυματαριθμός θα δίνεται από την σχέση

$$k^2(|A|) = k_0^2 + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \quad (6.3.5)$$

Με αντικατάσταση της τελευταίας εξίσωσης 3.6.1 λαμβάνεται η σχέση

$$\nabla^2 \bar{A} + k_0^2 \bar{A} + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \bar{A} = 0 \quad (6.3.6)$$

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 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:

$$\bar{A}(x, y, z) = \Phi(y) \bar{A}(x, z) \quad (6.3.7)$$

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

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{A} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \bar{A} + k_0^2 \bar{A} + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \bar{A} = 0 \quad (6.3.8)$$

Η εξίσωση 6.3.8 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 $K_{\text{eff}}(n_2^{\text{eff}})$.

6.4 ΜΟΝΟΔΙΑΣΤΑΤΑ ΧΡΟΝΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΣΟΛΙΤΟΝΙΑ

Τα χρονικά οπτικά 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 σήμα 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 0.2dB/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:

$$\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2} + k^2 \left(\omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right) \bar{A} + 2 \frac{n_0 n_2}{c^2} \left(\omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 |A|^2 \bar{A} = 0 \quad (6.4.1)$$

Στην παραπάνω σχέση 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:

$$\bar{A} = \Phi(x, y) \bar{A}(z, t) \quad (6.4.2)$$

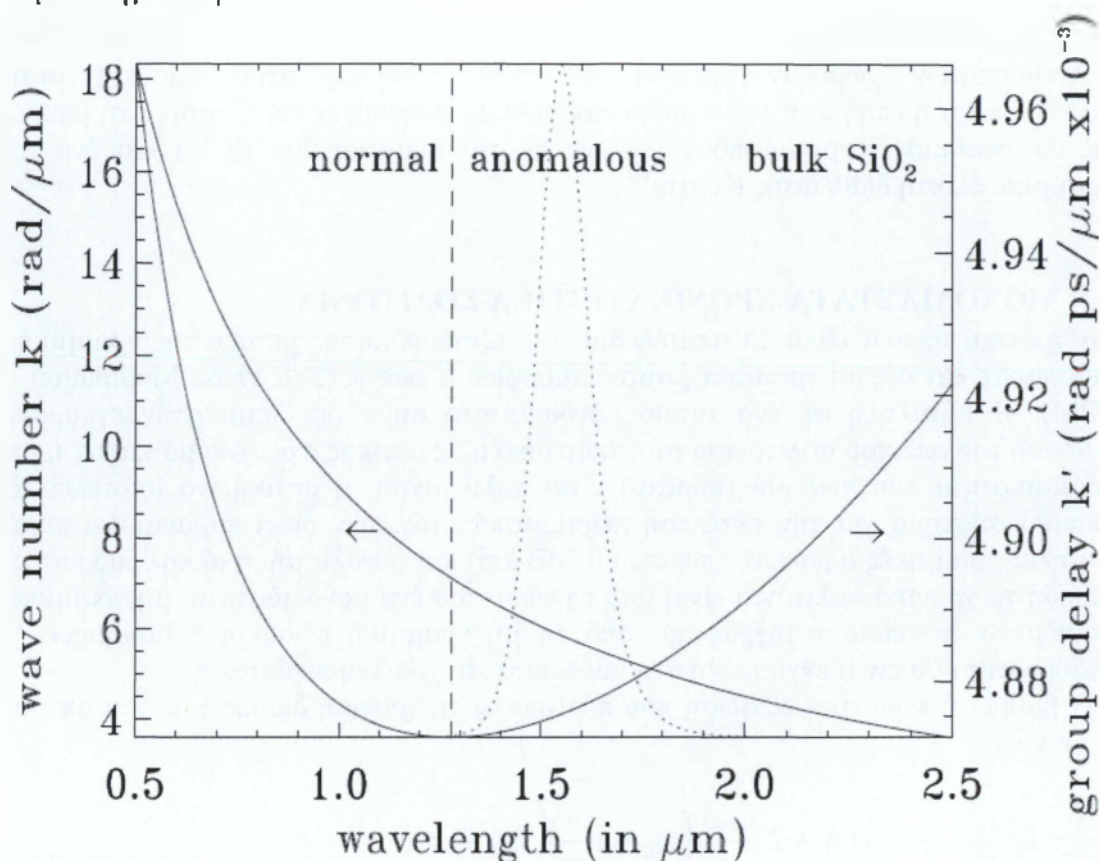
Όπου Φ είναι το εγκάρσια καθοδηγούμενο προφίλ του \bar{A} . Οι επιδράσεις της εγκάρσιας καθοδήγησης παραλείπονται προς χάρη της απλότητας.

Το γραμμικό μέρος της εξίσωσης 6.4.1 έχει την εξής λύση στο πεδίο της χρονικής συχνότητας

$$\bar{A}(\Delta\omega, z) = e^{\pm i k(\omega_0 + \Delta\omega) z} \bar{A}(\Delta\omega, 0) \quad (6.4.3)$$

Ο όρος $\Delta\omega$ περιγράφει μία μικρή συχνοτική διακύμανση γύρω από τη κεντρική συχνότητα ω_0 . Σε πλήρη αναλογία με την περίπτωση της γραμμικής διάθλασης, η γραμμική διάδοση με διασπορά περιγράφεται πλήρως με τη σταδιακή εξέλιξη κάθε χρονικής συχνοτικής συνιστώσας $\bar{A}(\omega_0 + \Delta\omega)$ 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.



Εικόνα 5.3 - Η μεταβολή του κυματαριθμού k σε συνάρτηση με το μήκος κύματος.

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

$$k'(\omega) = \frac{1}{c} \left[n(\omega) + \frac{\omega}{c} \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \right] \quad (6.4.4)$$

$$k'(\lambda) = \frac{1}{c} \left[n(\lambda) - \lambda \frac{\partial n(\lambda)}{\partial \lambda} \right] \quad (6.5.5)$$

Από το παραπάνω σχήμα 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 25nm. Και τα δύο αυτά παραδείγματα χρησιμοποιούνται κυρίως για γραμμική διάδοση όπου η διασπορά δεν αντισταθμίζεται από την αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase Modulation – SPM).

6.5 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

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

6.5.1 Λογικές πύλες

το φαινόμενο της παγίδευσης του σολιτονίου συναντάται σε ισχυρά διπλοθλαστικές οπτικές ίνες και οφείλεται στο μη ταίριασμα της ομαδικής ταχύτητας ανάμεσα σε γρήγορη και στην αργή συνιστώσα του παλμού εισόδου. Αυτή η έλλειψη ταιριάσματος προκαλεί την διάσπαση του σολιτονίου σε δύο επιμέρους συνιστώσες κατά μήκος των δύο αξόνων πόλωσης, αν η γωνία πόλωσης εισόδου αποκλίνει κατά 0° η 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.

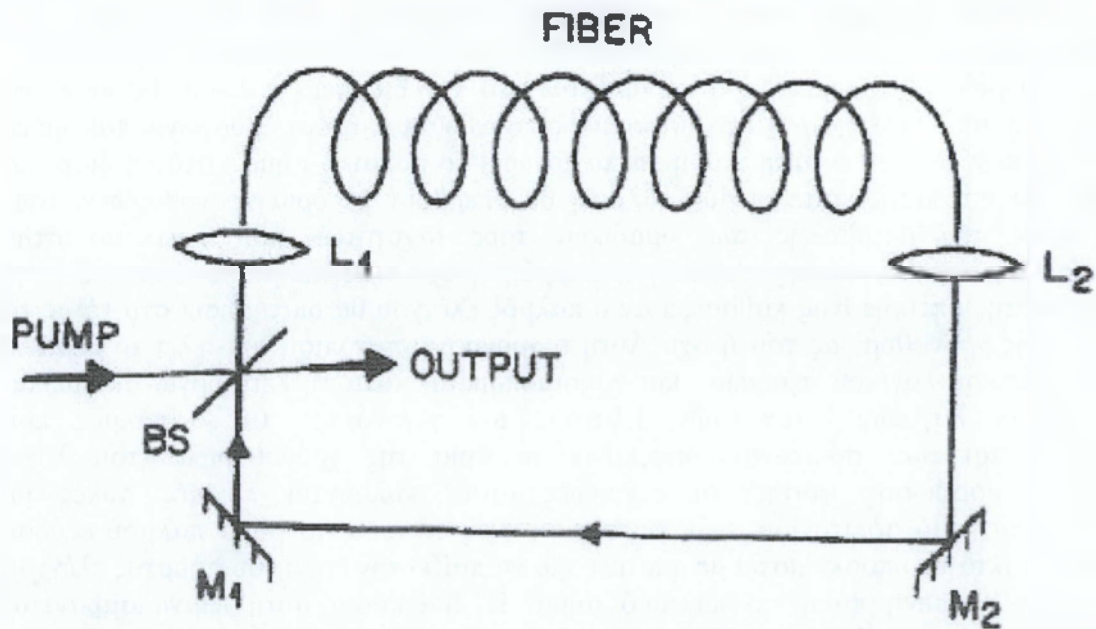
Οι λογικές πύλες με οπτικές ίνες έχουν ως βάση το μη γραμμικό φαινόμενο της παγίδευσης σολιτονίου. Αυτό συμβαίνει διότι σε κάθε οπτικό παλμό αντιστοιχεί μία χρονοθυρίδα με διάρκεια που καθορίζεται από την διάρκεια παλμού. Εφόσον ένα παλμικό σήμα εισέρχεται στην οπτική ίνα σε συνδυασμό με ένα ορθογώνια πολωμένο παλμό ελέγχου, με ένταση ικανή να παγιδεύσει το παλμικό σήμα κατά τη διάρκεια μιας προσπέρασης, τότε οι δύο παλμοί θα υπερβούν τα όρια 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 σαν 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 παλμού εξόδου είναι εφικτό να υποσκελιστεί με αποτέλεσμα να παίζει τον 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.

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 αλλαγής γωνίας ή συχνότητας, μεταβολή της πόλωσης κλπ. Με δεδομένο ότι η χρονική μετατόπιση ανιχνεύεται πιο εύκολα συγκριτικά με άλλες αλλαγές, μόνο οι 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 μια 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.

6.5.2 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 μια περιοχή της τάξεως των 10nm κάνοντας χρήση της τεχνικής της χρονικής διασποράς. Στο σχήμα που ακολουθεί στην επόμενη σελίδα παρουσιάζει μια 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.



Εικόνα 5.4 -Κυκλικό αντηχείο που χρησιμοποιείται σε σολιτονιακά laser οπτικών ινών Raman.

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 laser 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 laser αυτών. Τα προβλήματα που προκαλεί ο θόρυβος αναλύονται μελετώντας την επιρροή που ασκεί η σολιτονιακή αυτομετατόπιση συχνότητας στα σολιτονιακά laser 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 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.

6.5.3 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. Ένα τέτοιος κατάλληλος μηχανισμός απωλειών 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. 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 αυτό 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 διεύρυνσή του. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και στην περίπτωση της κανονικής διασποράς της ταχύτητας ομάδας (Group Velocity Dispersion – GVD).

6.5.4 Σολιτονιακά τηλεπικοινωνιακά συστήματα

Ως γνωστών 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 ενέργεια 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 την δυνατότητα να διατηρούν το εύρος τους ακόμα και όταν διαδίδονται σε πολύ μεγάλες αποστάσεις, αντισταθμίζοντας με αυτό τον τρόπο τη διασπορά ταχύτητας ομάδας με την αυτοδιαμόρφωση φάσης (Self Phase Modulation – SPM).

Αν και η χρήση 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 1500km, 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.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7^ο

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Εισαγωγή

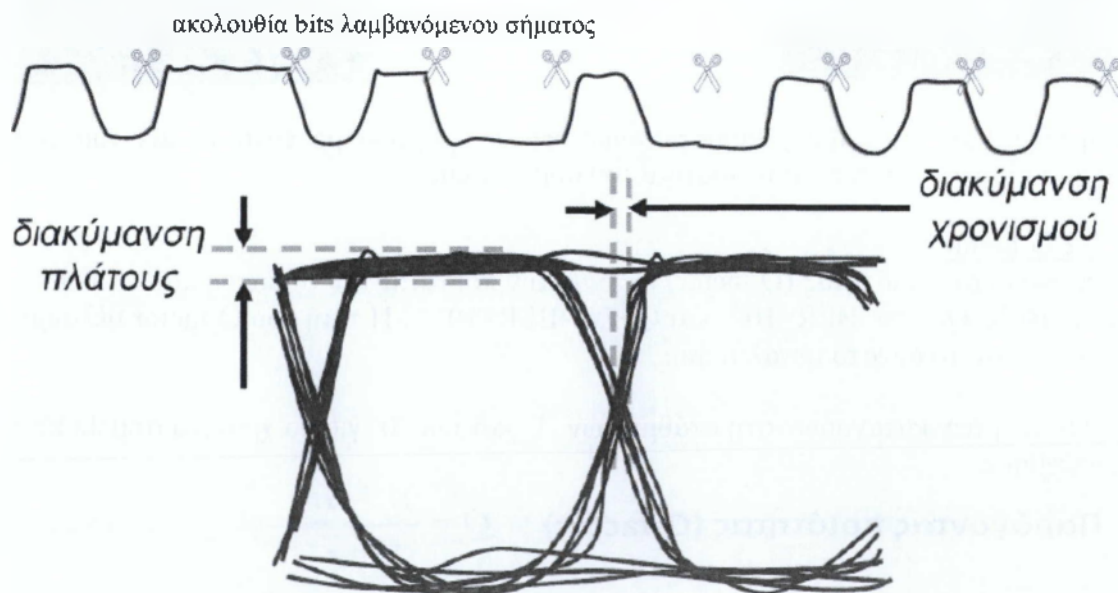
Η προσομοίωση η οποία περιγράφεται παρακάτω αναφέρεται στη αντιστάθμιση της χρωματικής διασποράς σε μία ινοοπτική ζεύξη με τη χρήση οπτικής ίνας αντιστάθμισης ισχύος. Παρουσιάζουμε τα βασικά στοιχεία που χρησιμοποιήσαμε για την κατασκευή του οπτικού κυκλώματος τόσο στην πλευρά του πομπού μας όσο και στην πλευρά του δέκτη. Για να προχωρήσουμε όμως στην εκτέλεση της προσομοίωσης μας θα πρέπει πρώτα να μάθουμε να αξιολογούμε την ποιότητα των οπτικών σημάτων.

7.1.ΕΛΕΧΟΣ ΠΟΙΟΤΗΤΑΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ.

Για τον έλεγχο της ποιότητας μετάδοσης του οπτικού σήματος χρησιμοποιούνται ελεγκτές ρυθμού σφάλματος (BER Analyzer). Ένα τέτοιο όργανο συγκρίνει το μεταδιδόμενο σήμα με το εκπεμπόμενο. Οποιαδήποτε διαφορά μετράται καταγράφεται ως σφάλμα. Ένας BER Analyzer δίνει πληροφορίες για την ποιότητα μετάδοσης του σήματος μέσω του διαγράμματος οφθαλμού και των μεγεθών BER και Q factor.

7.1.1.Διάγραμμα οφθαλμού

Το διάγραμμα οφθαλμού (eye diagram) χρησιμοποιείται για την ποιοτική ανάλυση του οπτικού σήματος και τον άμεσο έλεγχο της ποιότητας της ζεύξης. Το διάγραμμα οφθαλμού προκύπτει από την υπέρθεση πολλών τμημάτων του σήματος προκαθορισμένης διάρκειας σε κοινό χρονικό παράθυρο. Στην εικόνα που ακολουθεί φαίνεται το διάγραμμα οφθαλμού όπου απεικονίζεται όλη η παλμοσειρά σε ένα παράθυρο δύο περιόδων.



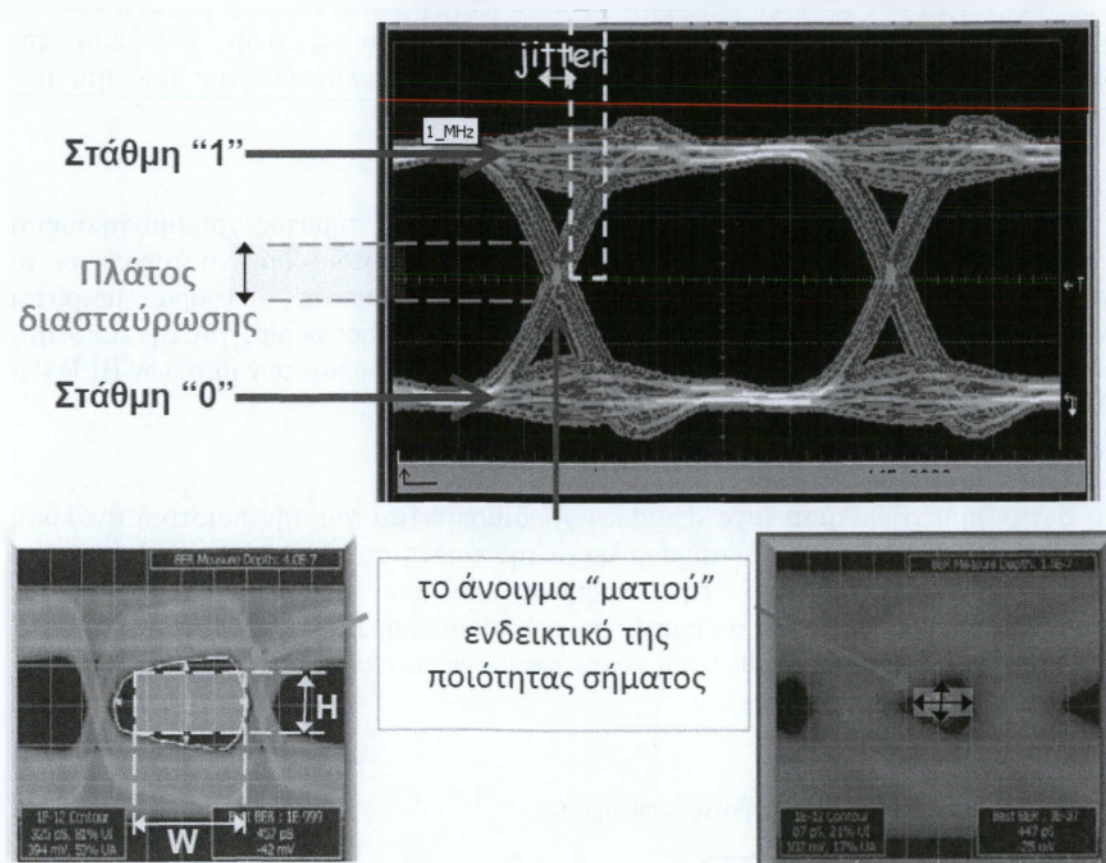
Υπερτιθέμενα bits και δημιουργία διαγράμματος ματιού

Μετρήσεις στο διάγραμμα οφθαλμού

Timing jitter: Εύρος πλαϊνών γραμμών “αρχής” και “τέλους” του διαγράμματος ματιού.

Θόρυβος στο '0': Εύρος γραμμής της στάθμης του λογικού “0”.

Θόρυβος στο '1': Εύρος γραμμής της στάθμης του λογικού “1”.



Παρατηρώντας τις εικόνες διαπιστώνουμε ότι όσο μεγαλύτερο είναι το άνοιγμα του ματιού τόσο καλύτερη είναι η ποιότητα του σήματός μας.

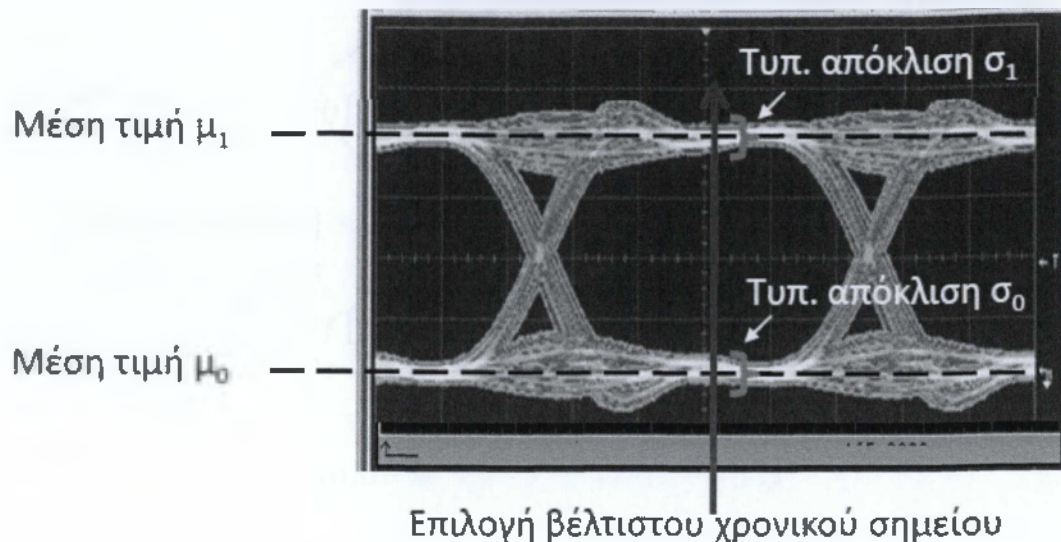
7.1.2 Q factor

Ο παράγοντας ποιότητας (Q factor) μετράει την ποιότητα του σήματος και συνδέεται με το BER. $Q > 6 \Rightarrow \text{BER} < 10^{-9}$ και $Q > 7 \Rightarrow \text{BER} < 10^{-12}$. Η τιμή του Q factor θέλουμε να είναι όσο το δυνατό μεγαλύτερη.

Μελέτη των κατανομών στη στάθμη των ‘1’ και των ‘0’ για το χρονικό σημείο που επιλέχθηκε.

Παράγοντας ποιότητας (Q-factor)
$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1}$$

Λόγος σβέσης (Extinction Ratio)
$$EX = 10 \cdot \log \left(\frac{\mu_1}{\mu_0} \right)$$



7.1.3 BER

Το μέγεθος BER ορίζεται ως ο ρυθμός με τον οποίο λαμβάνουν χώρα σφάλματα σε ένα σύστημα μετάδοσης. Το BER ισούται με τον λόγο του αριθμού των εσφαλμένων bit προς τον συνολικό αριθμό των μεταδιδόμενων bit. Μία τιμή 10^{-12} σημαίνει ότι από τα 10^{12} bit τα οποία μεταδόθηκαν το ένα ήταν εσφαλμένο. Όπως καταλαβαίνετε θέλουμε η τιμή του μεγέθους αυτού να είναι όσο το δυνατό μικρότερη. Αυτό βέβαια εξαρτάται και από τις απαιτήσεις του συστήματος. Αποδεκτές τιμές είναι 10^{-9} , 10^{-12} .

$$BER = n_0 p(0 | 1) + n_1 p(1 | 0)$$

όπου $n(0)$ και $n(1)$ είναι το ποσοστό '0' και '1' που έχουν μεταδοθεί. Αντίστοιχα $p(0|1)$ και $p(1|0)$ είναι οι δεσμευμένες πιθανότητες. Να αναγνωρίσει ο δέκτης '0' ή ('1') ενώ έχει μεταδοθεί '1' (ή '0').

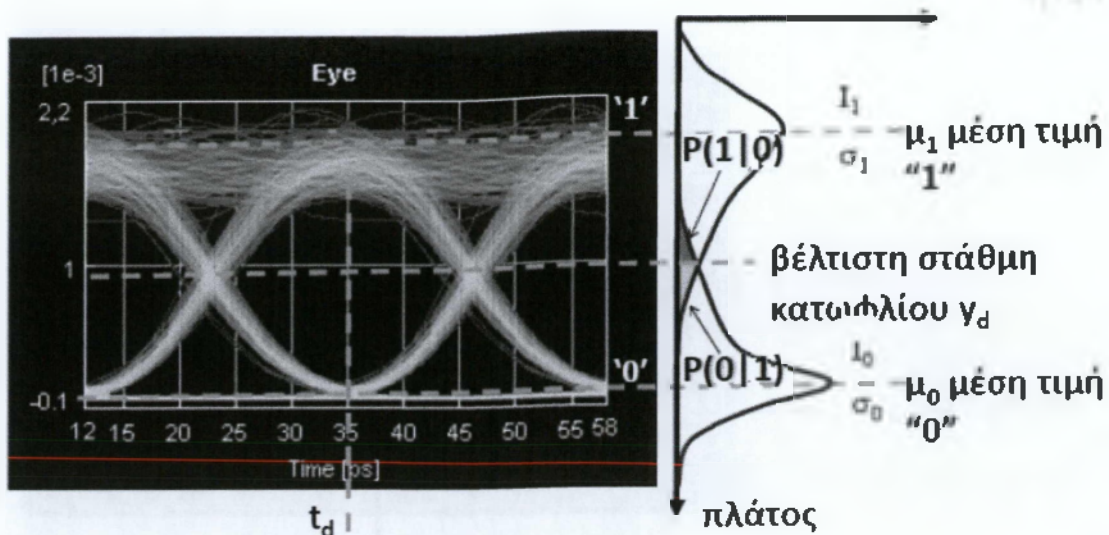
Αν σταλούν ίσοι αριθμοί '1' και '0', δηλ. $n_1 = n_0 = 1/2$, τότε

$$BER = \frac{1}{2} [p(0 | 1) + p(1 | 0)]$$

Στα σημερινά συστήματα μετάδοσης απαιτείται $BER \sim 10^{-12}$.

Τα σφάλματα στα bits είναι αποτέλεσμα λανθασμένων αποφάσεων του δέκτη για το αν το bit είναι '1' ή '0'

Διαισθητικά φταίνε οι "ουρές" των κατανομών που επικαλύπτονται



Λήψη δείγματος

Η βέλτιστη τιμή κατωφλίου y_d είναι αυτή για την οποία η πιθανότητα να αναγνωριστεί λανθασμένα ένα μεταδιδόμενο '0' ισούται με την πιθανότητα να αναγνωριστεί λανθασμένα ένας μεταδιδόμενος '1'.

Μία αρκετά καλή προσέγγιση είναι:

$$P(1|0) = P(0|1) \Rightarrow y_d = \frac{\sigma_0 \mu_1 + \sigma_1 \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1}$$

Το BER σε αυτήν την περίπτωση είναι:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}Q} \exp \left(\frac{-Q^2}{2} \right)$$

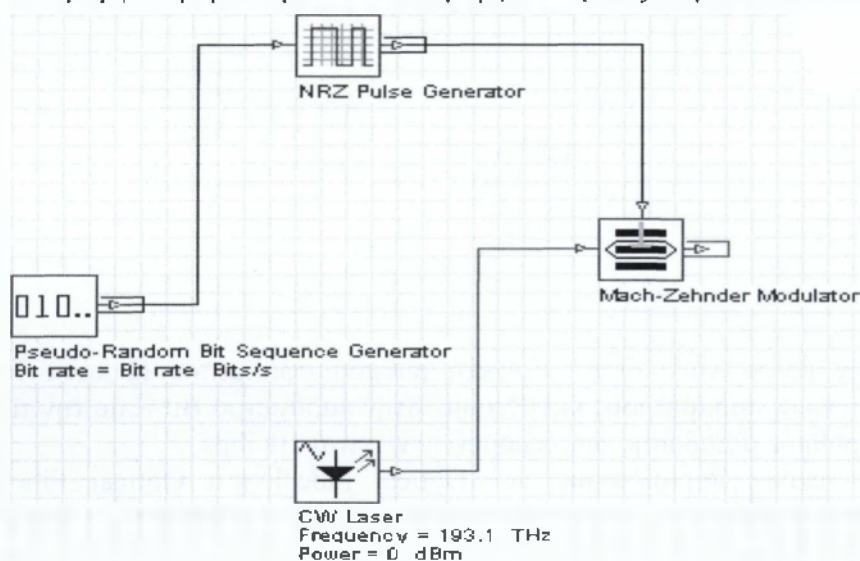
όπου:

$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1}$$

7.2 ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

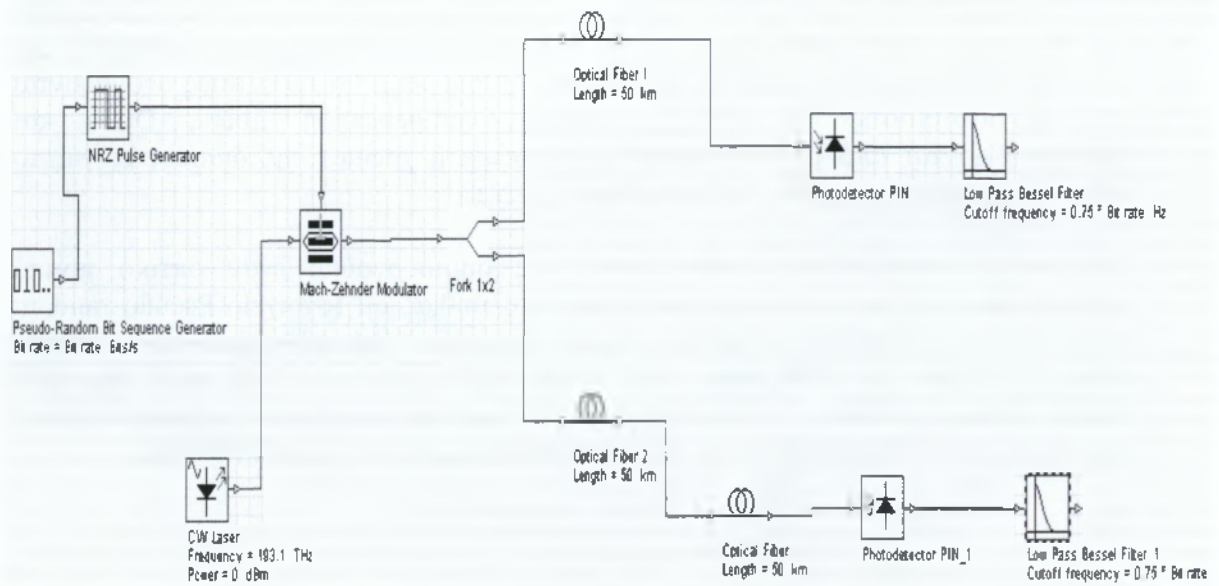
Ο πιο απλός τρόπος για την αντιστάθμιση της χρωματικής διασποράς είναι ο συνδυασμός δύο οπτικών ινών. Η μία οπτική ίνα είναι μία τυπική ίνα η οποία εισάγει την διασπορά (θετικός συντελεστής χρωματικής διασποράς) και η δεύτερη μία οπτική ίνα η οποία εισάγει διασπορά η οποία αναιρεί την επίδραση της διασποράς της πρώτης (αρνητικός συντελεστής χρωματικής διασποράς). Οι τελευταίες ονομάζονται ίνες αντιστάθμισης διασποράς (dispersion compensation fibers, DCF) και χαρακτηρίζονται από μεγάλο αρνητικό συντελεστή χρωματικής διασποράς για το μήκος κύματος λειτουργίας της ινοοπτικής ζεύξης.

Στο πρώτο στάδιο της προσομοίωσής μας δημιουργούμε έναν οπτικό πομπό χρησιμοποιώντας γεννήτρια ψευδοτυχαίας ακολουθίας bit (στοιχείο Pseudo random bit sequence generator), γεννήτρια παλμών (στοιχείο NRZ pulse generator), οπτική πηγή laser (στοιχείο CW laser) και οπτικό διαμορφωτή Mach-Zehnder (στοιχείο Mach Zehnder modulator). Οδηγούμε το οπτικό και το ηλεκτρικό σήμα στις εισόδους του διαμορφωτή προκειμένου να διαμορφώσουμε εξωτερικά το οπτικό σήμα.



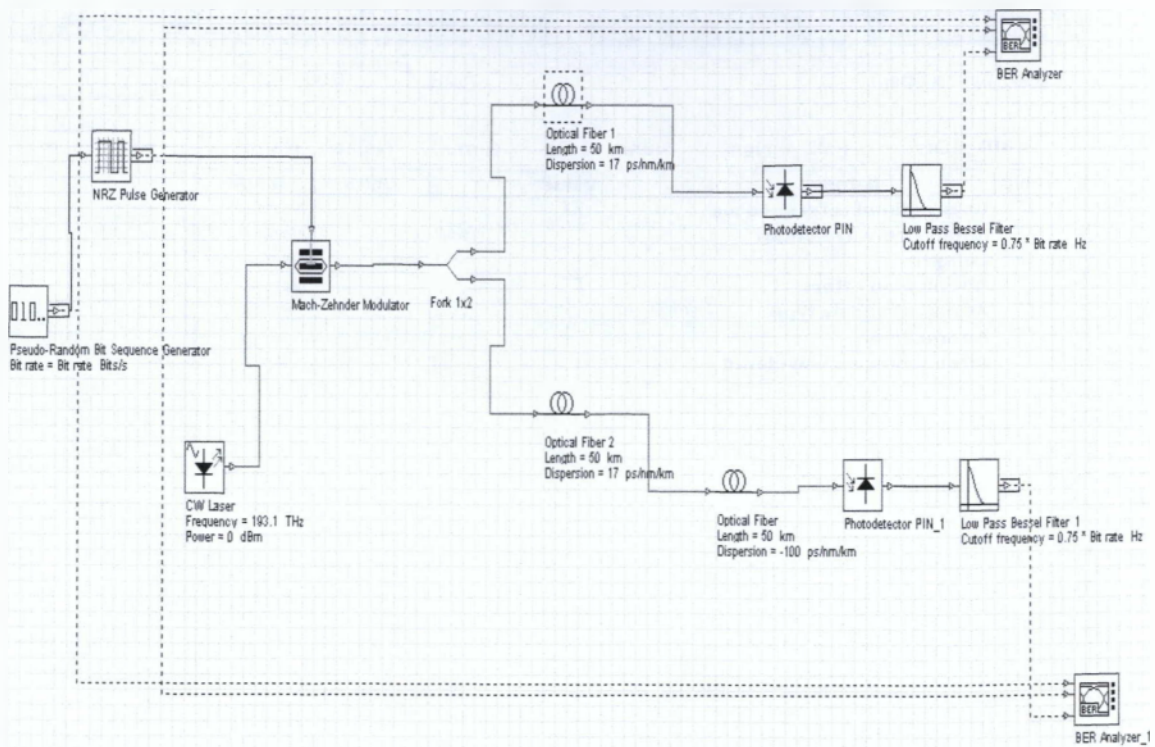
Εικόνα 7.1 –Οπτικός πομπός

Στη συνέχεια δημιουργούμε δύο πανομοιότυπα οπτικά σήματα. Οδηγώντας το ένα οπτικό σήμα σε οπτική ίνα και στη συνέχεια σε οπτικό δέκτη (για να δημιουργήσουμε τον οπτικό δέκτη χρησιμοποιούμε φωτοδίοδο PIN και χαμηλοπερατό φίλτρο). Και το άλλο οπτικό σήμα οδηγείται σε οπτική ίνα στη συνέχεια οδηγείται σε μία δεύτερη οπτική ίνα αντιστάθμισης διασποράς και τέλος καταλήγει σε οπτικό δέκτη όπως παρατηρείται και στην εικόνα 7.2



Εικόνα 7.2

Τοποθετούμε στην έξοδο κάθε δέκτη ελεγκτή ρυθμού σφάλματος (Εικόνα 7.3) Εμφανίζουμε τις γενικές παραμέτρους και θέτουμε στην παράμετρο Bit Rate την τιμή 10^{10} , έτσι ώστε ο ρυθμός μετάδοσης των δεδομένων να είναι 10Gbps. Εμφανίζουμε τις γενικές παραμέτρους των Optical Fiber1 και Optical Fiber2. Επιλέγουμε να μην λαμβάνουμε υπόψη το φαινόμενο της εξασθένησης. Θέτουμε στην παράμετρο dispersion την τιμή 17 έτσι ώστε οι οπτικές ίνες να έχουν συντελεστή χρωματικής διασποράς 17ps/km nm. Εμφανίζουμε τις παραμέτρους της οπτικής ίνας αντιστάθμισης(Optical Fiber). Επιλέγουμε να μην λαμβάνουμε υπόψη το φαινόμενο της εξασθένησης. Θέτουμε στην παράμετρο dispersion την τιμή -100 έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει συντελεστή χρωματικής διασποράς -100ps/km nm.



Εικόνα 7.3

Layout 1 Parameters

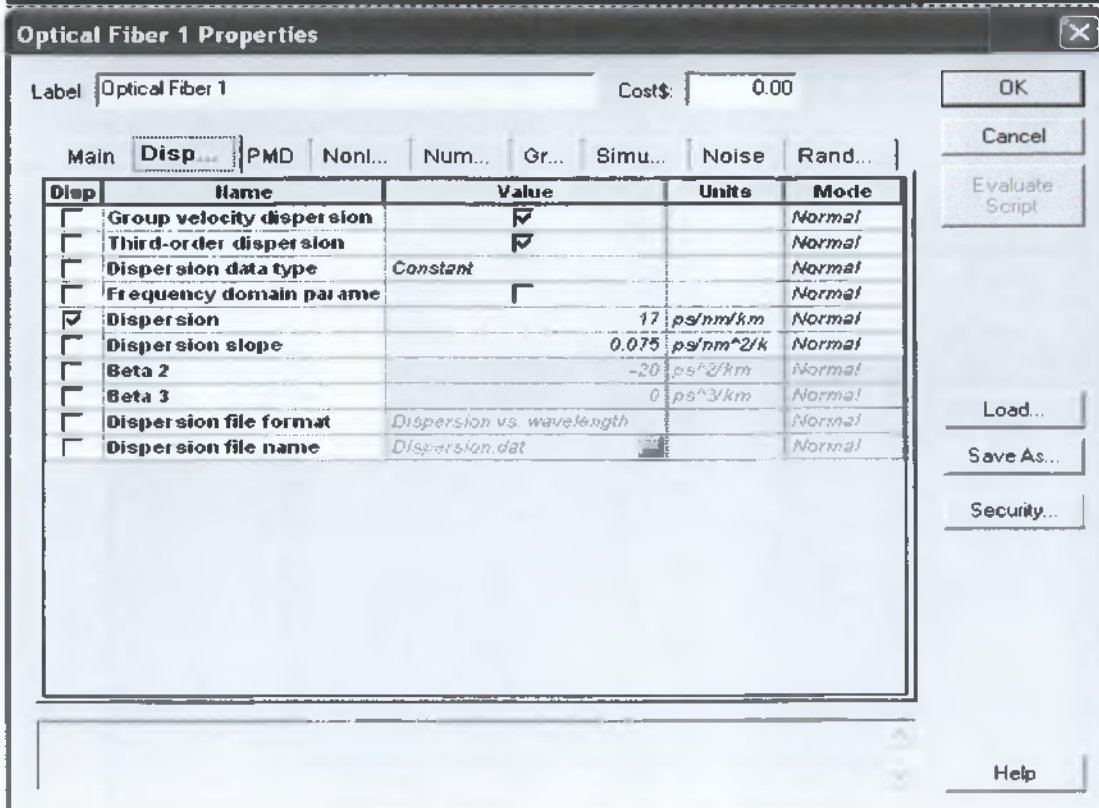
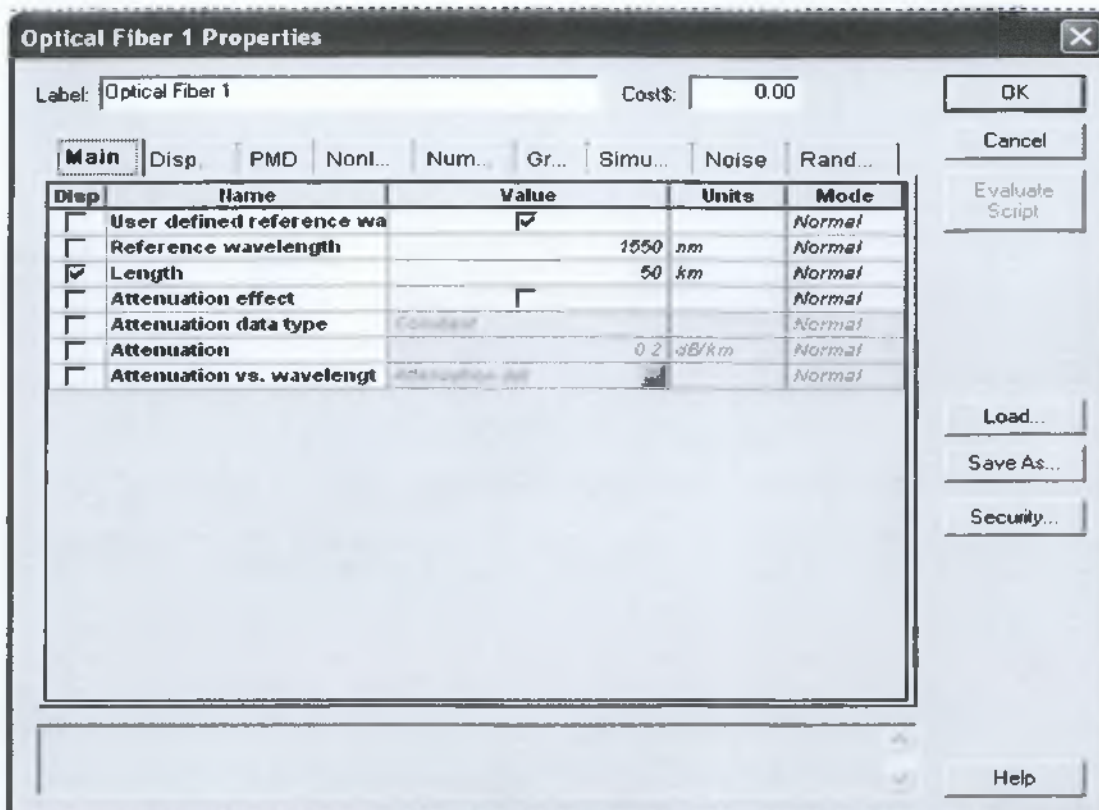
Label: Layout 1

Simulation | Signals | Spatial effects | Noise | Signal tracing

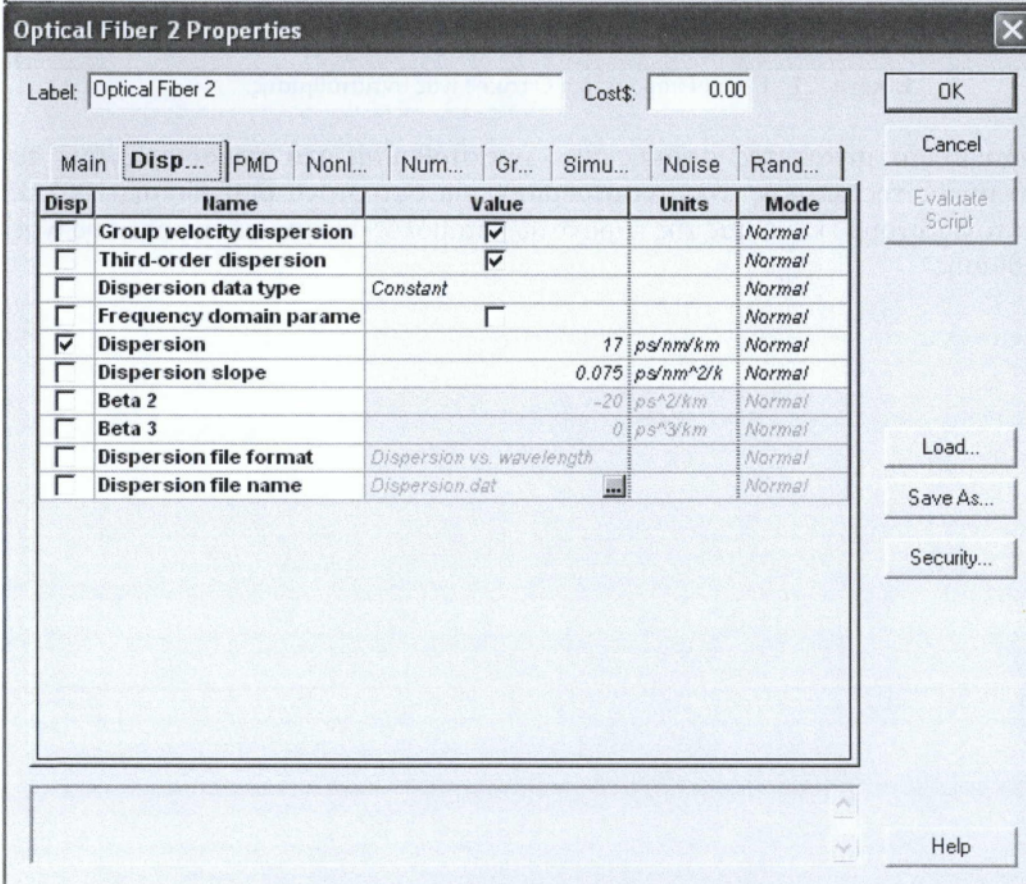
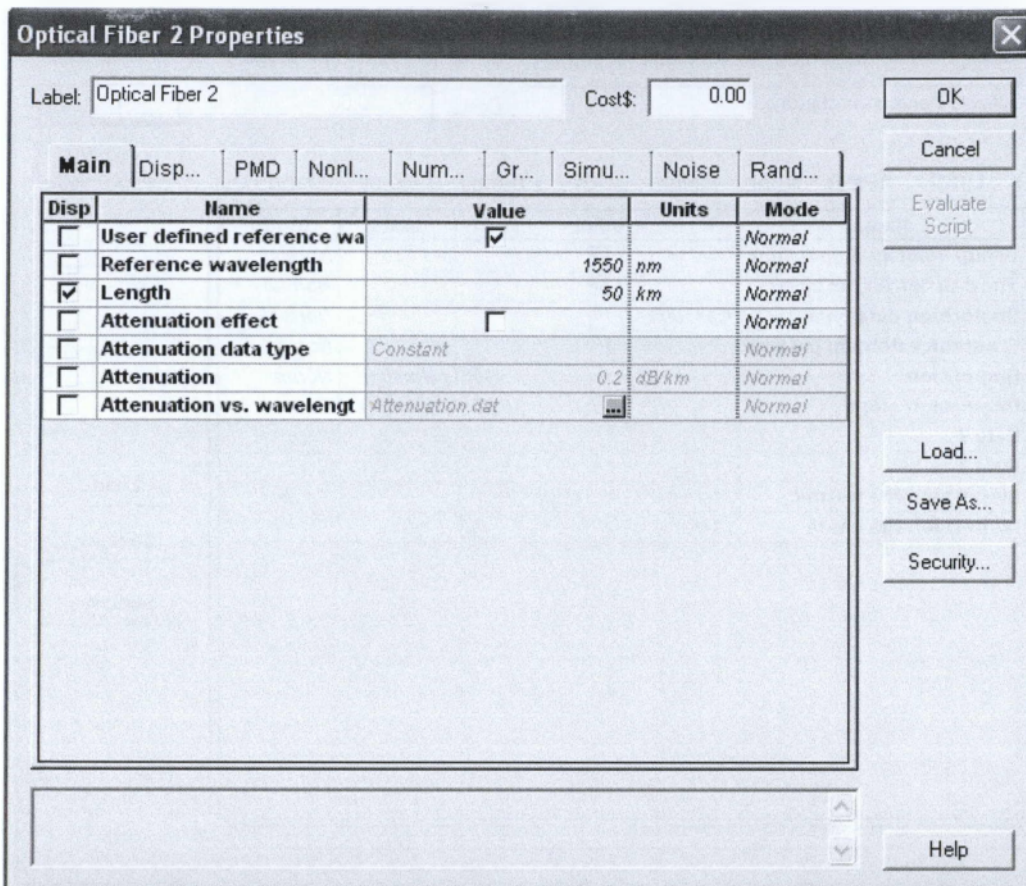
Name	Value	Units	Mode
Simulation window	Set bit rate		Normal
Reference bit rate	<input checked="" type="checkbox"/>		Normal
Bit rate	10000000000	Bits/s	Normal
Time window	1.28e-008	s	Normal
Sample rate	640000000000	Hz	Normal
Sequence length	128	Bits	Normal
Samples per bit	64		Normal
Number of samples	8192		Normal

OK
Cancel
Add Param...
Remove Par...
Edit Param...
Help

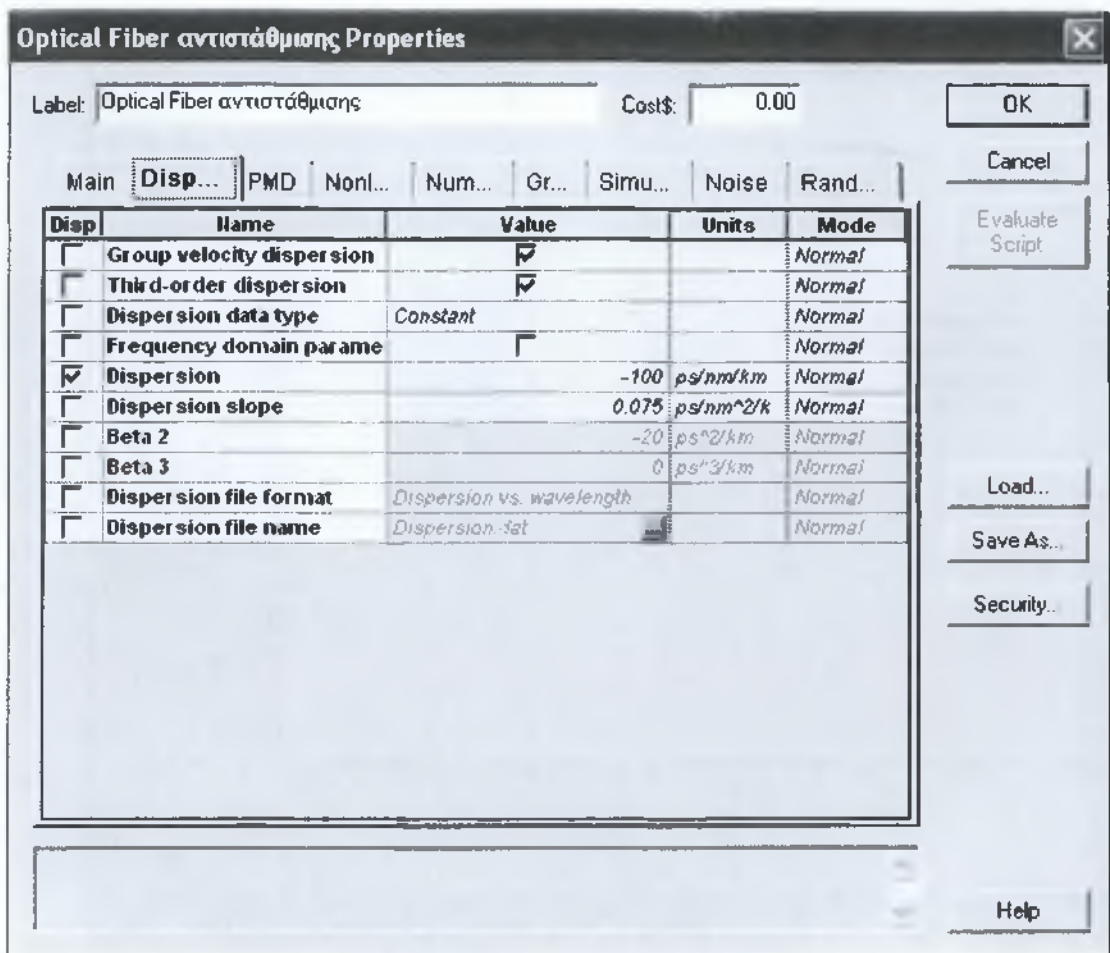
Εικόνα 7.4 -Γενικοί παράμετροι προσομοίωσης



Εικόνα 7.5 – Γενικοί παράμετροι Optical Fiber 1.



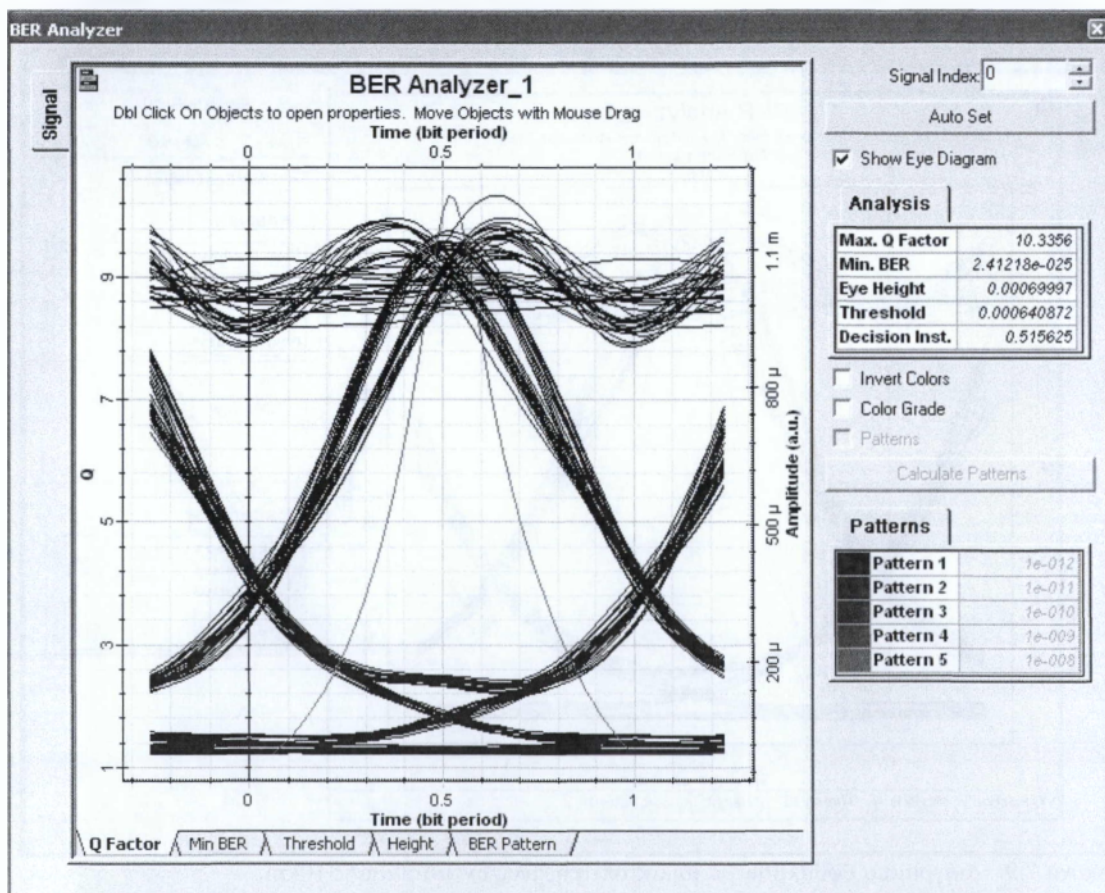
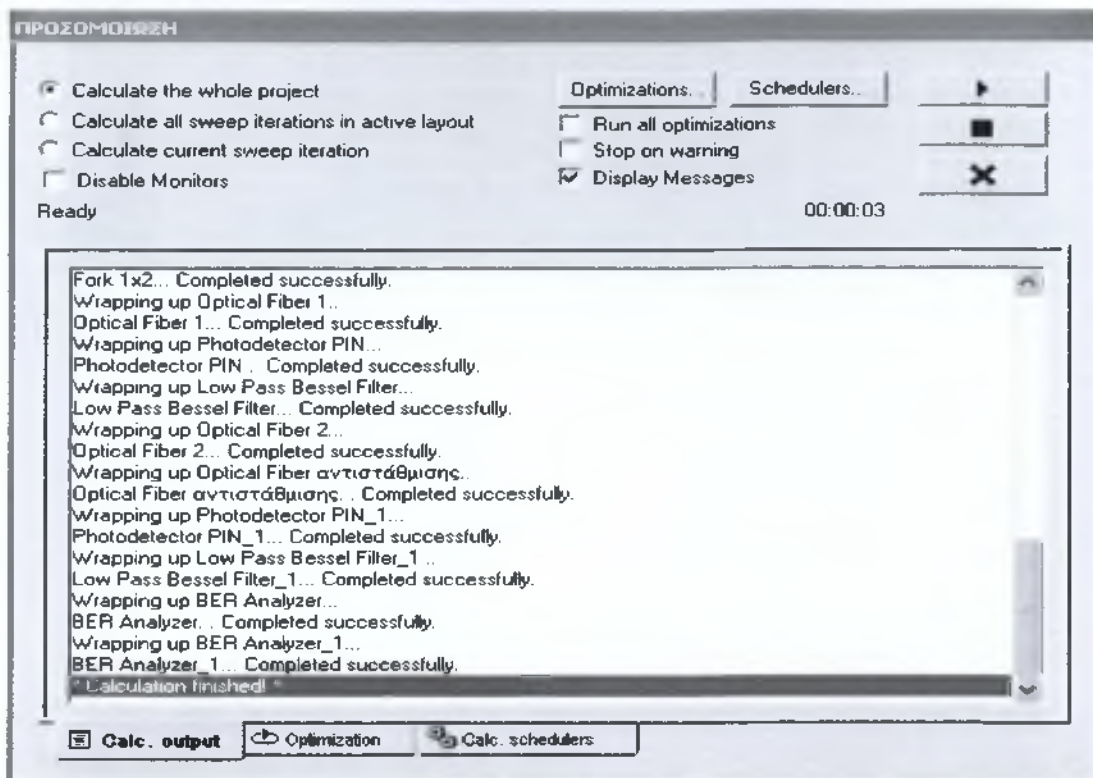
Εικόνα 7.6 – Γενικοί παράμετροι Optical Fiber 2



Εικόνα 7.7 -Γενικοί παράμετροι Οπτικής ίνας αντιστάθμισης.

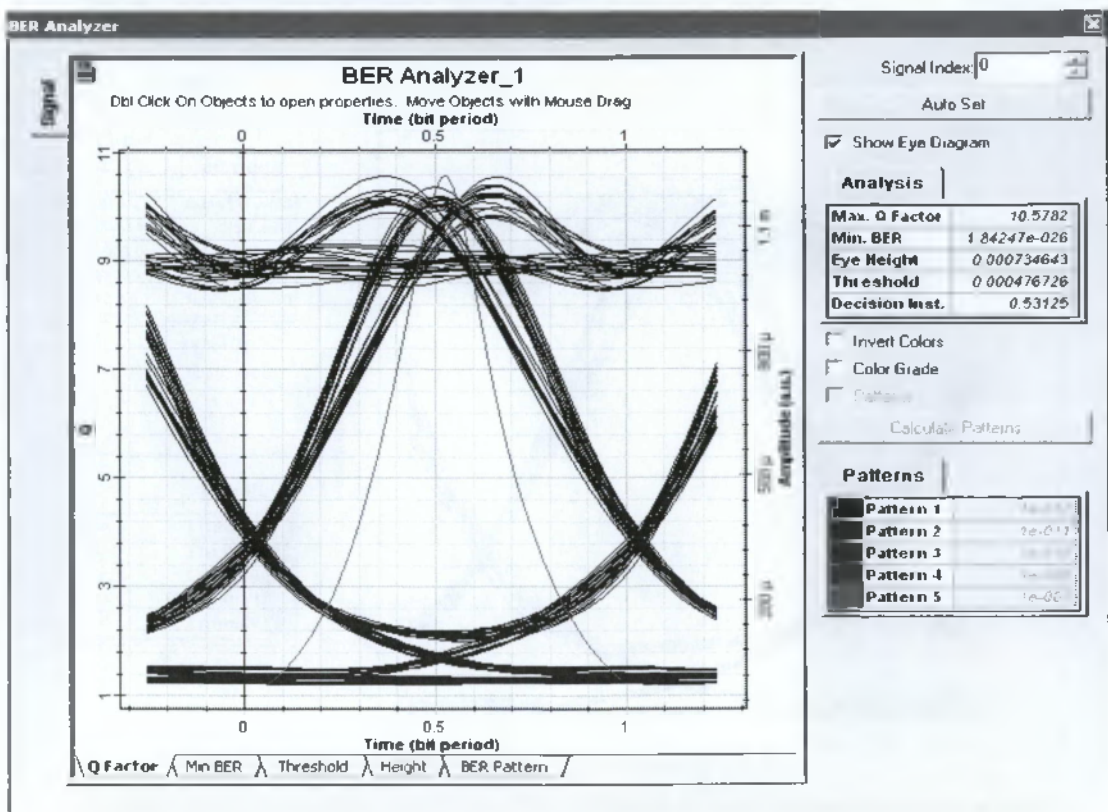
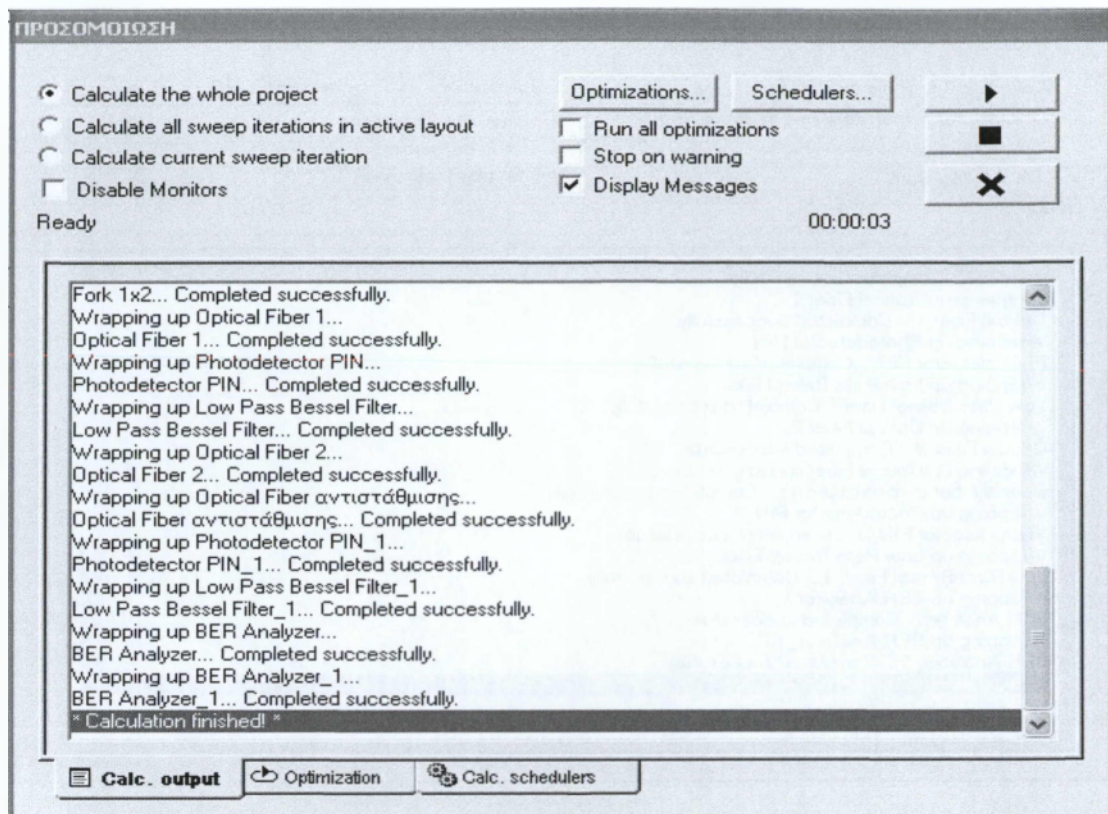
Μεταβάλουμε το μήκος της οπτικής ίνας αντιστάθμισης και προσδιορίζουμε το βέλτιστο μήκος της οπτικής ίνας αντιστάθμισης για οπτική ίνα διαδοσης 100km. Αυτό θα το πετύχουμε κάνοντας της παρακάτω μεταβολές στο μήκος της οπτικής ίνας αντιστάθμισης.

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 25 km εκτελώντας την προσομοίωσή μας έχουμε το εξής διάγραμμα οφθαλμού:



Εικόνα 7.8 - Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 25km.

Επαναλαμβάνοντας την παραπάνω διαδικασία για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης **10 km** και εκτελώντας την προσομοίωσή μας έχουμε το εξής διάγραμμα οφθαλμού:



Εικόνα 7.9 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 10km.

Τέλος μεταβάλλοντας το μήκος της οπτικής ίνας αντιστάθμισης αρκετές φορές διαπιστώνουμε ότι το ιδανικό βέλτιστο μήκος κύματος για οπτική ίνα διάδοσης 100km είναι τα **16km** όπως παρατηρούμε στο παρακάτω διάγραμμα οφθαλμού (εικόνα 7.10).

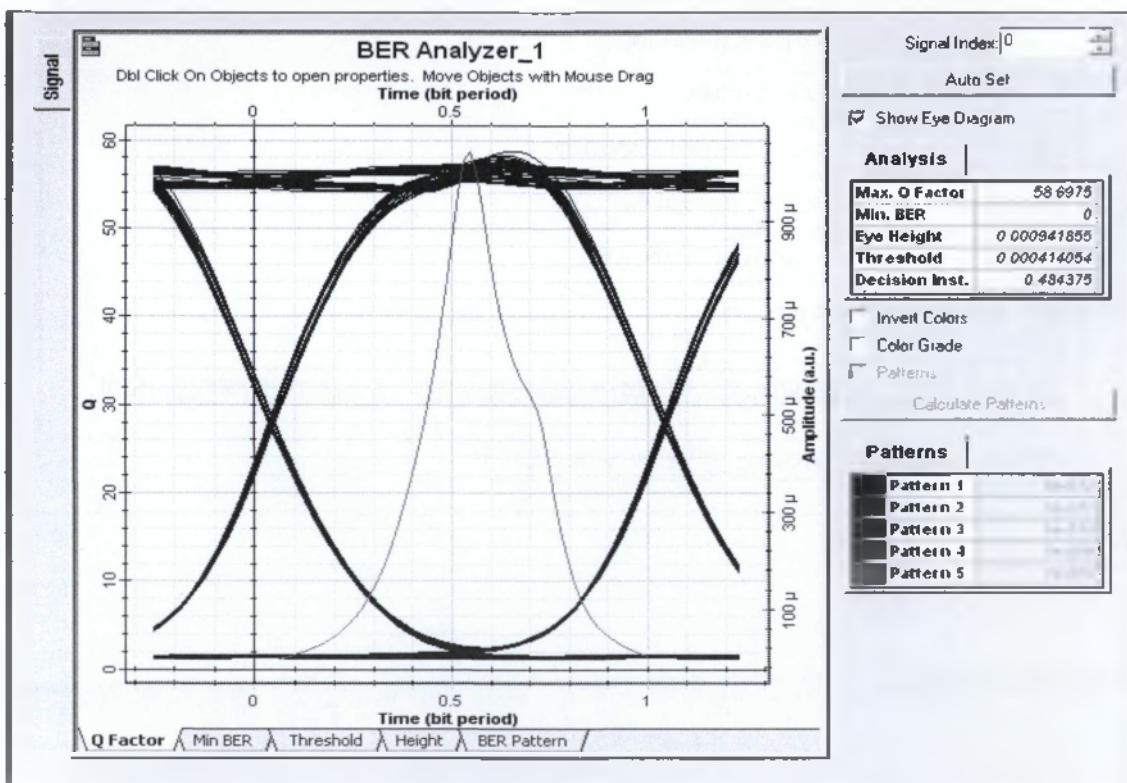
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Calculate the whole project
 Calculate all sweep iterations in active layout
 Calculate current sweep iteration
 Disable Monitors

Run all optimizations
 Stop on warning
 Display Messages

Ready 00:00:03

Fork 1x2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 1...
 Optical Fiber 1... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN...
 Photodetector PIN... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter...
 Low Pass Bessel Filter... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 2...
 Optical Fiber 2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber αντιστάθμισης...
 Optical Fiber αντιστάθμισης... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN_1...
 Photodetector PIN_1... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter_1...
 Low Pass Bessel Filter_1... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer...
 BER Analyzer... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer_1...
 BER Analyzer_1... Completed successfully.
 * Calculation finished! *

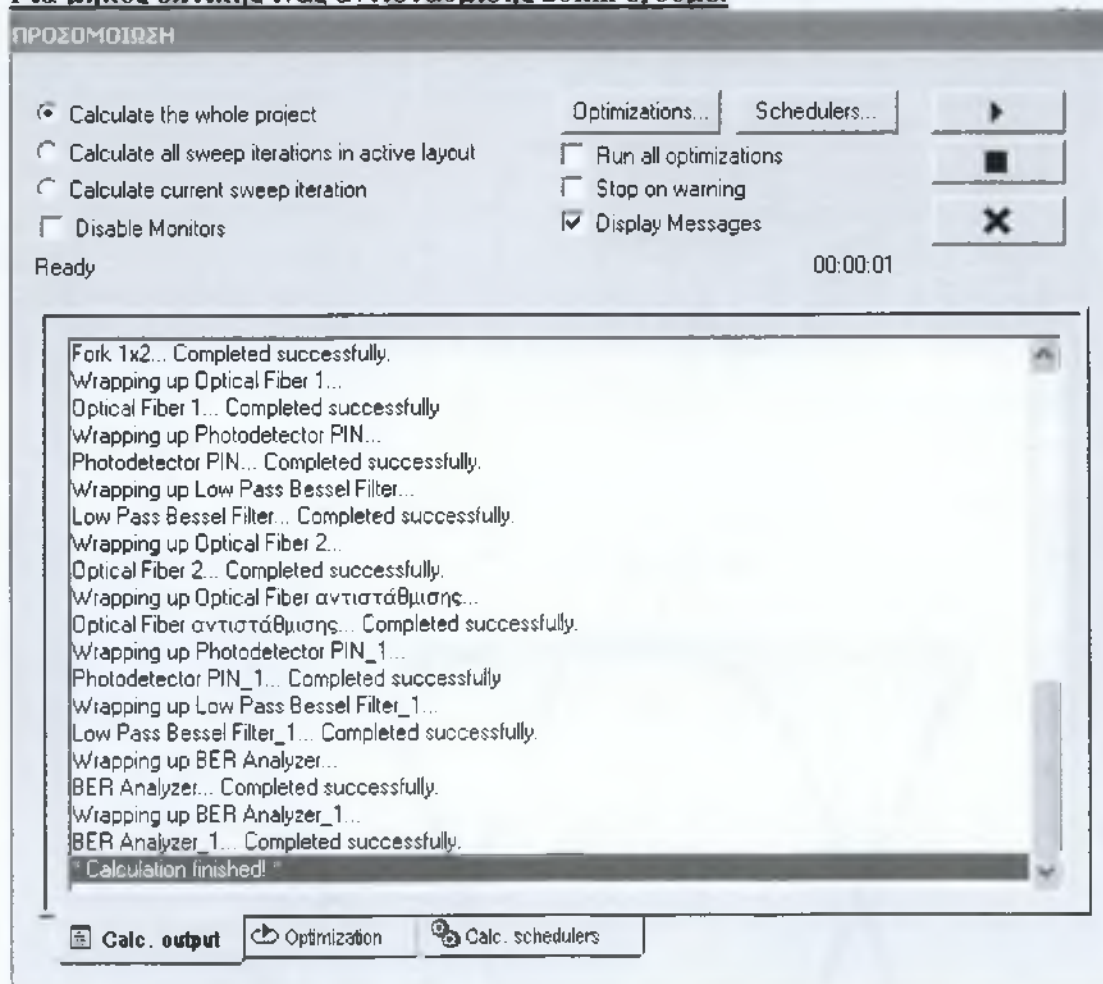


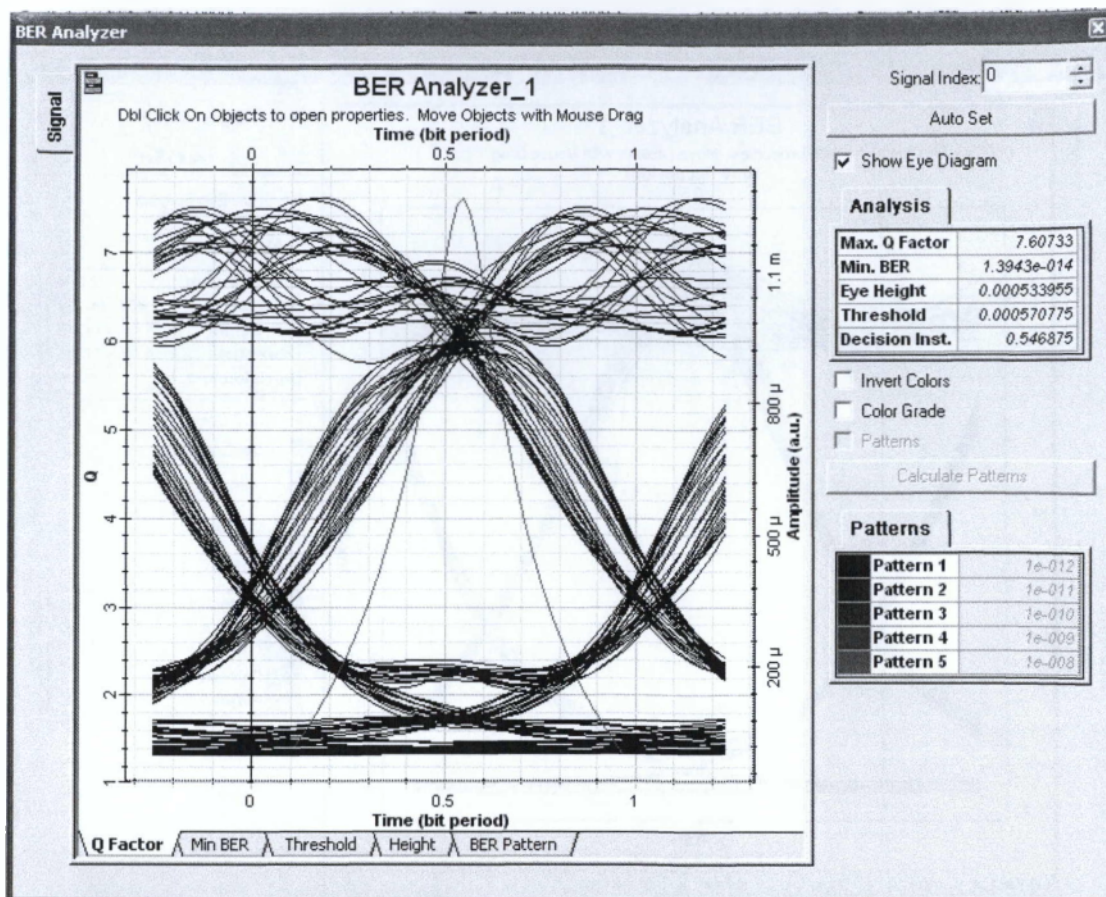
Εικόνα 7.10 - Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 16km.

Σχόλια: Στην ενότητα 7.1 αναφέραμε ότι η τιμή του Q Factor όπως επίσης και οι τιμές του Eye height θέλουμε να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερες. Οπότε συγκρίνοντας τις παραπάνω τιμές Q Factor και Eye height για τα μήκη της οπτικής ίνας αντιστάθμισης παρατηρούμε ότι η τιμές Q Factor και οι τιμές του ανοίγματος ματιού είναι μεγαλύτερες για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 100km όταν η οπτική μας ίνα αντιστάθμισης έχει μήκος 16km. Άρα και η ποιότητα του σήματος μας είναι καλύτερη

Επαναλαμβάνουμε τα παραπάνω για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km, εκτελούμε την προσομοίωση μας και παρατηρούμε τα παρακάτω διαγράμματα οφθαλμού για μήκη κύματος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 20km, 14km και 8km.

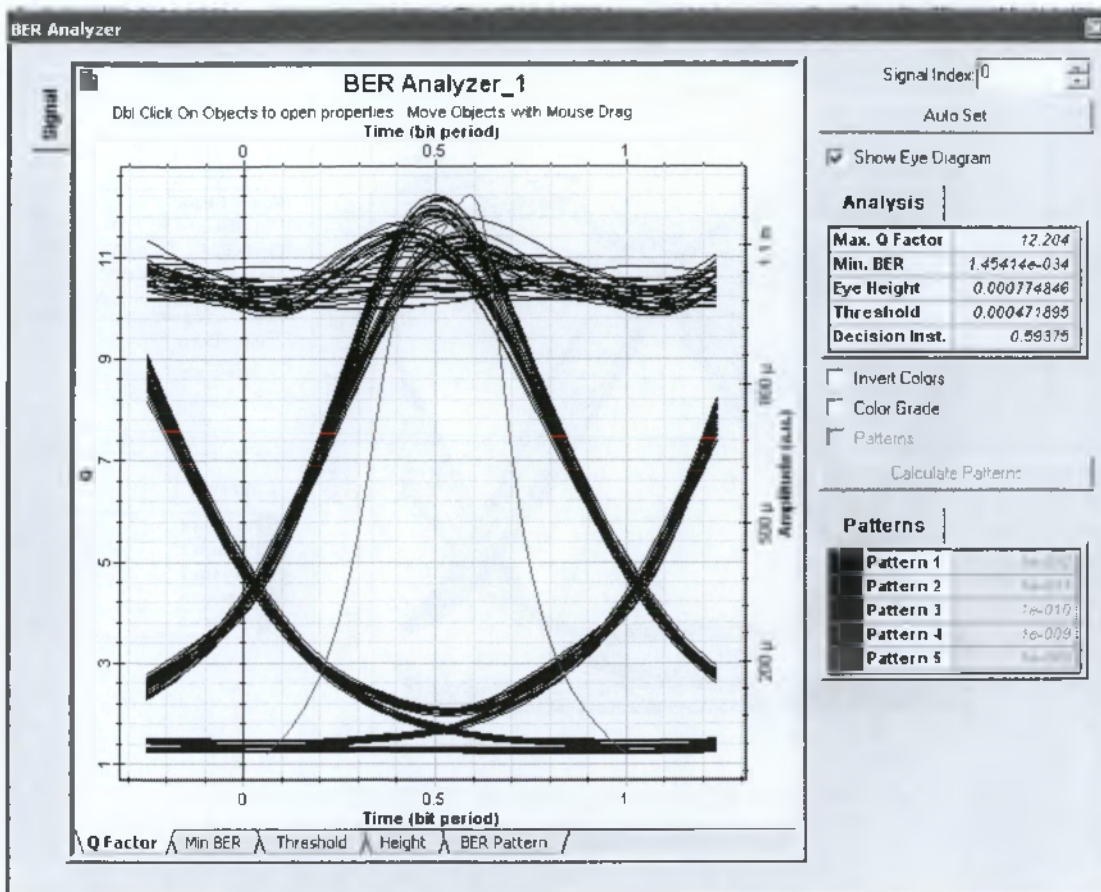
Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 20km έχουμε:





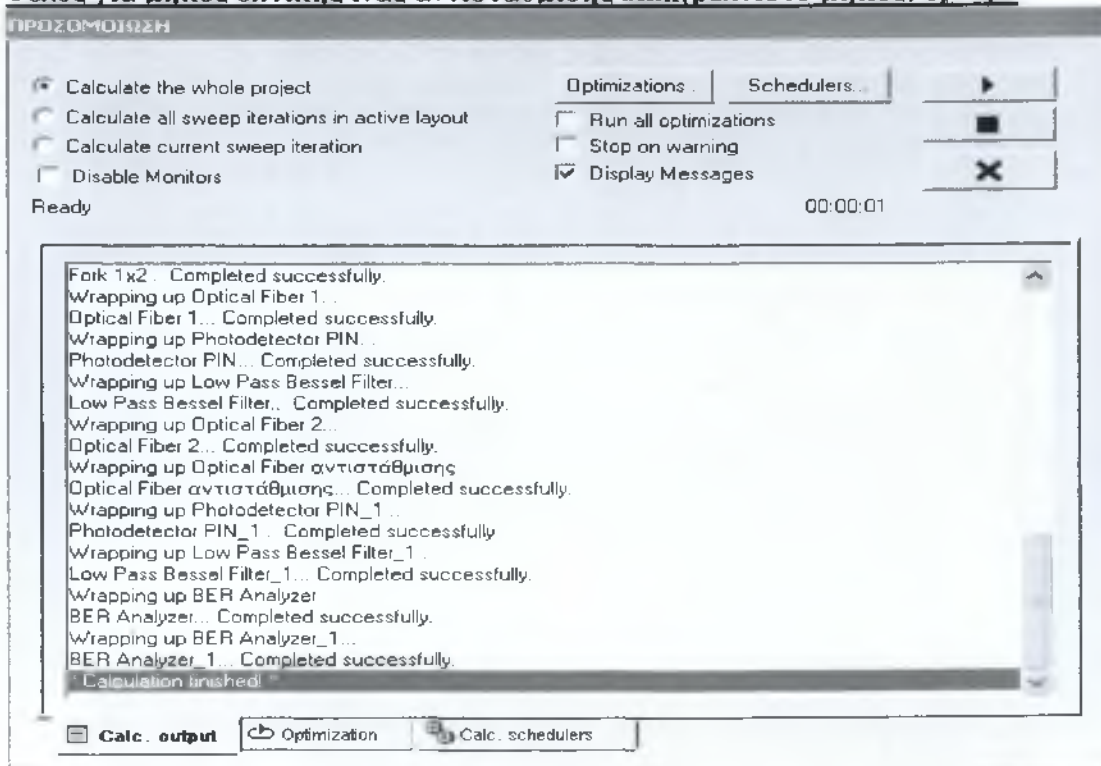
Εικόνα 7.11 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 20km.

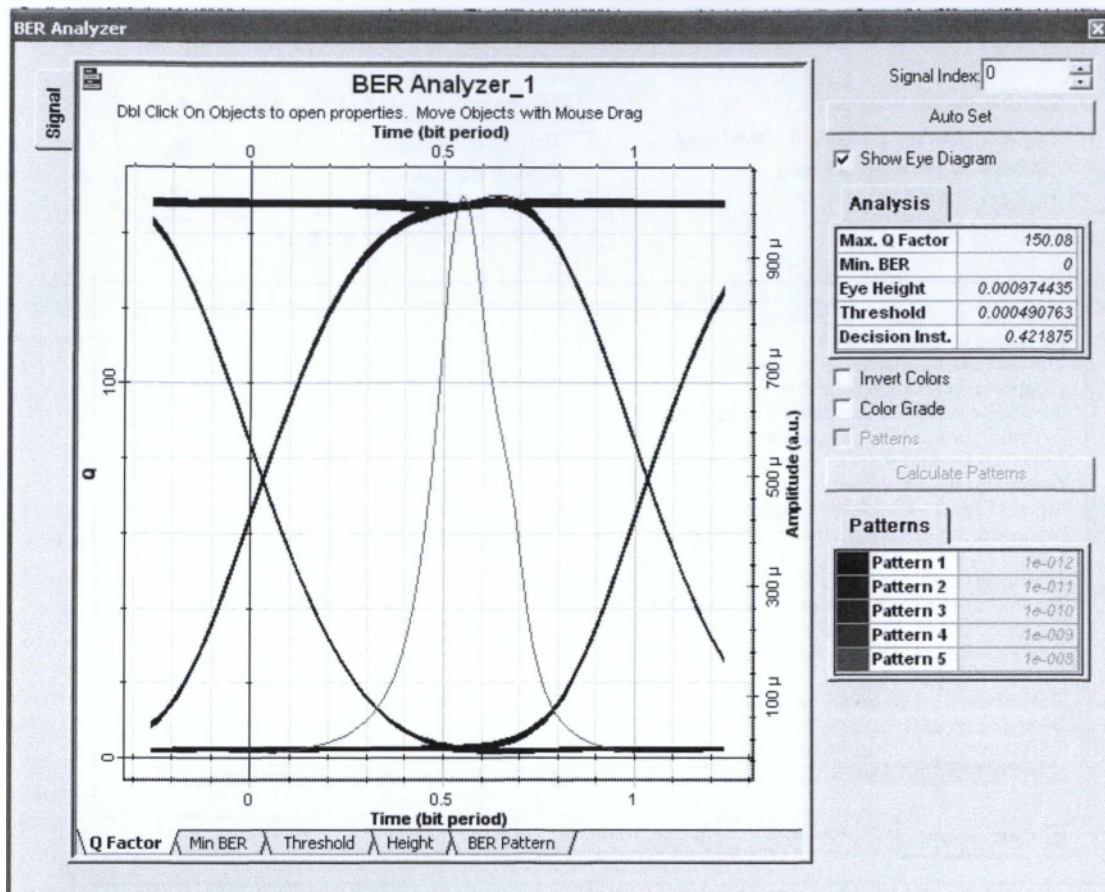
Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 14km έχουμε:



Εικόνα 7.12 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 14km.

Τέλος για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km(βέλτιστο μήκος) έχουμε:





Εικόνα 7.13 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km.

Οπότε διαπιστώνουμε ότι το ιδανικό βέλτιστο μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50Km είναι τα 8km.

Σχόλια: Συγκρίνοντας το αποτέλεσμα για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km και μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km με αυτά που όταν το μήκος οπτικής ίνας διάδοσης ήταν 100Km με μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 16Km παρατηρούμε ότι το Q Factor όπως και το Eye Height για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km έχουν μεγαλύτερες τιμές από το Qfactor και το Eye Height όταν το μήκος της οπτικής ίνας διάδοσης ήταν 100Km. Οπότε η ποιότητα του σήματος για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km είναι καλύτερη από την ποιότητα του σήματος όταν το μήκος της οπτικής ίνας διάδοσης ήταν 100km.

Επαναλαμβάνουμε την παραπάνω διαδικασία με συντελεστή χρωματικής διασποράς της οπτικής ίνας αντιστάθμισης -200ps/km nm και μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 100km. Για μήκη κύματος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 15km, 4km και 8km,

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμιση :15km.

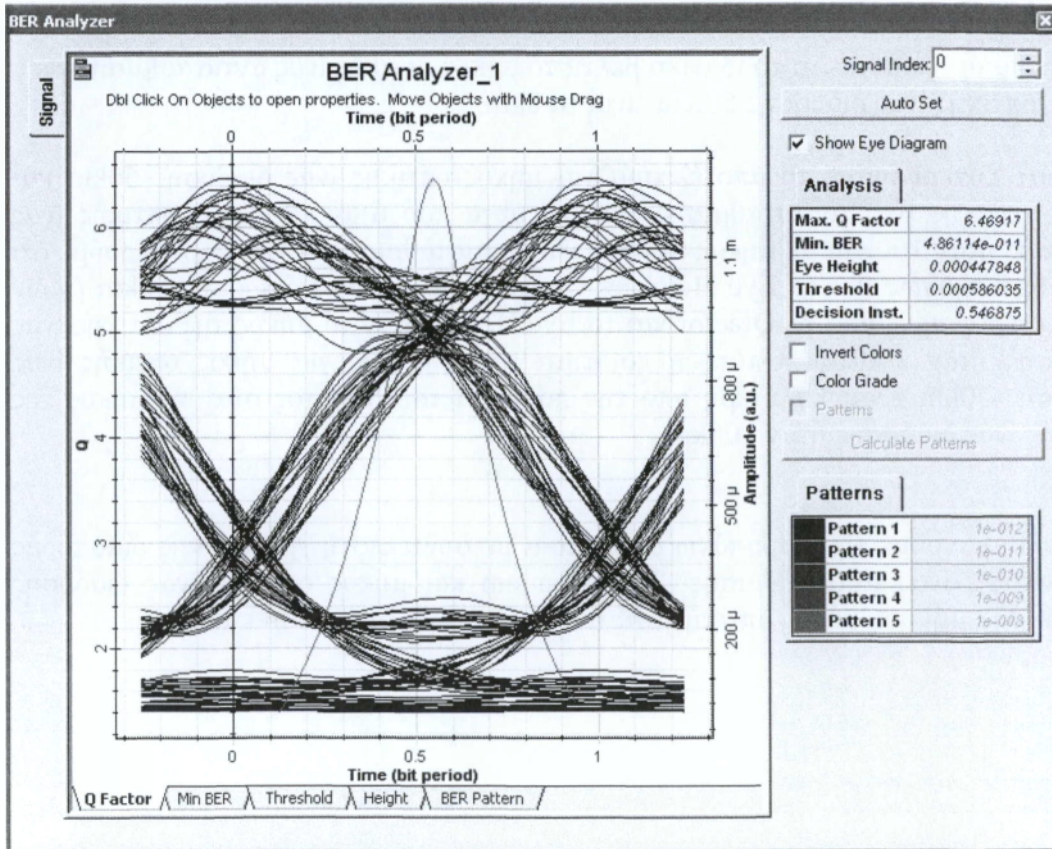
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Calculate the whole project
 Calculate all sweep iterations in active layout
 Calculate current sweep iteration
 Disable Monitors

Ready 00:00:03

Run all optimizations
 Stop on warning
 Display Messages

Fork 1x2... Completed successfully
 Wrapping up Optical Fiber 1...
 Optical Fiber 1... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN...
 Photodetector PIN... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter...
 Low Pass Bessel Filter... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 2...
 Optical Fiber 2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber αντιστάθμισης...
 Optical Fiber αντιστάθμισης... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN_1...
 Photodetector PIN_1... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter_1...
 Low Pass Bessel Filter_1... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer...
 BER Analyzer... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer_1...
 BER Analyzer_1... Completed successfully.
 * Calculation finished!



Εικόνα 7.14 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 15km.

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμιση :4km

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Calculate the whole project
 Calculate all sweep iterations in active layout
 Calculate current sweep iteration
 Disable Monitors

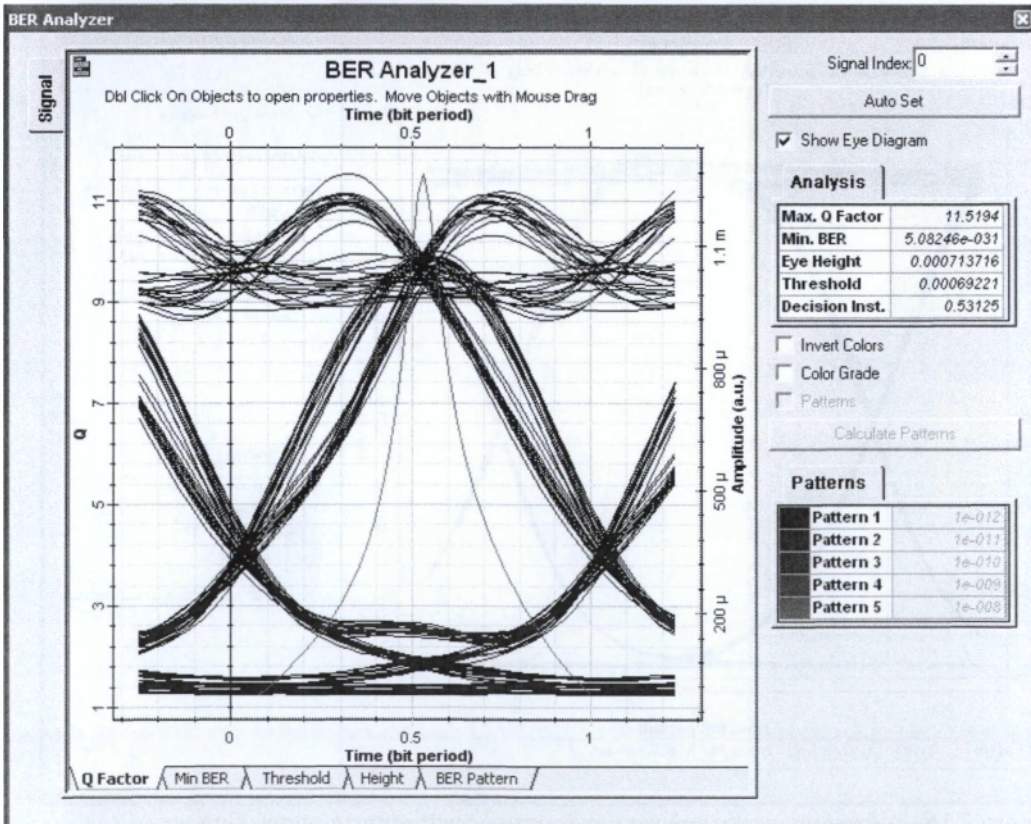
Optimizations... Schedulers...

Run all optimizations
 Stop on warning
 Display Messages

Ready 00:00:03

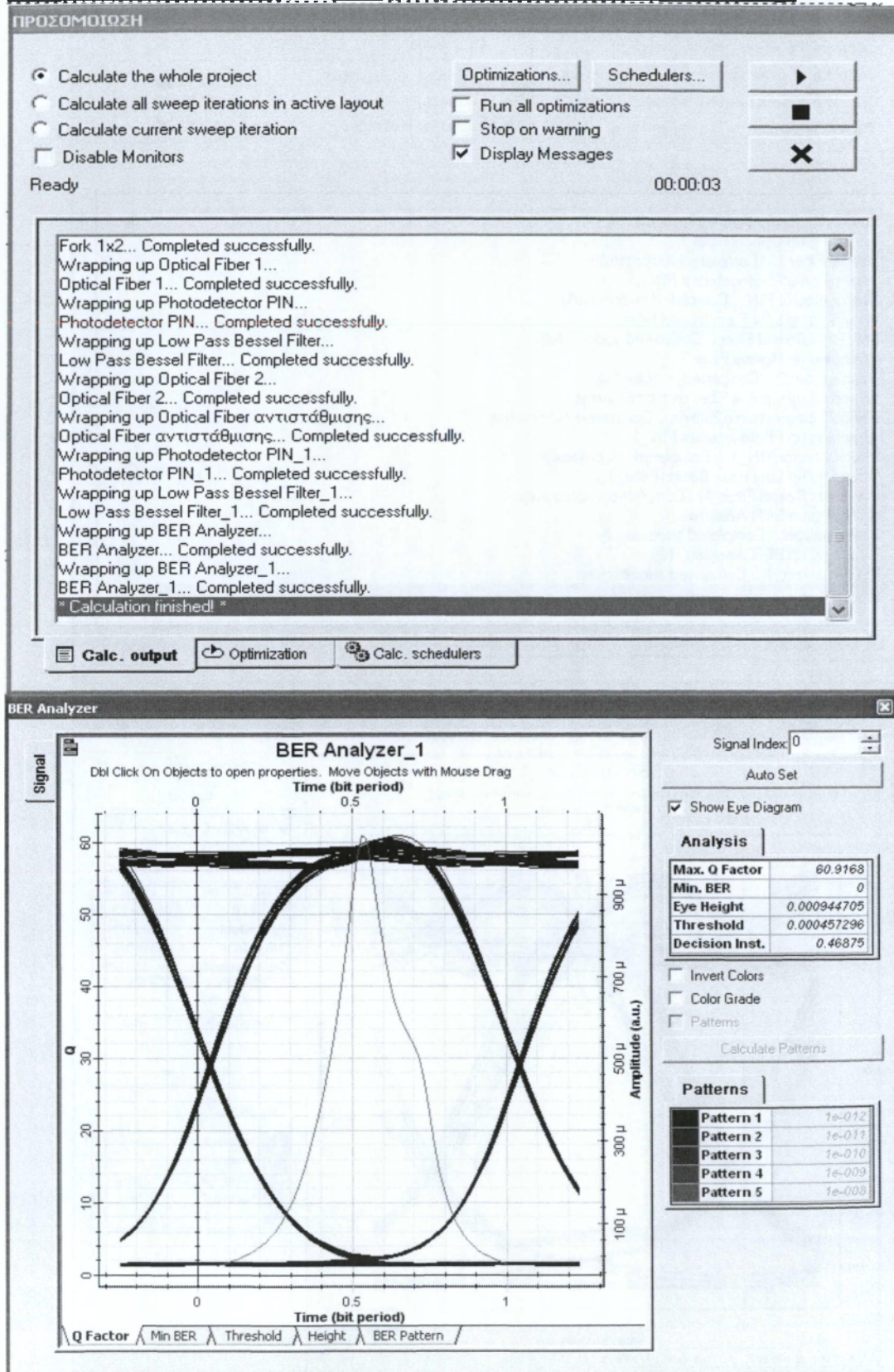
Fork 1x2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 1...
 Optical Fiber 1... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN...
 Photodetector PIN... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter...
 Low Pass Bessel Filter... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 2...
 Optical Fiber 2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber αντιστάθμισης...
 Optical Fiber αντιστάθμισης... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN_1...
 Photodetector PIN_1... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter_1...
 Low Pass Bessel Filter_1... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer...
 BER Analyzer... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer_1...
 BER Analyzer_1... Completed successfully.
 Calculation finished!

Calc. output Optimization Calc. schedulers



Εικόνα 7.15 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 4km.

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης : 8km(ιδανικό βέλτιστο μήκος)

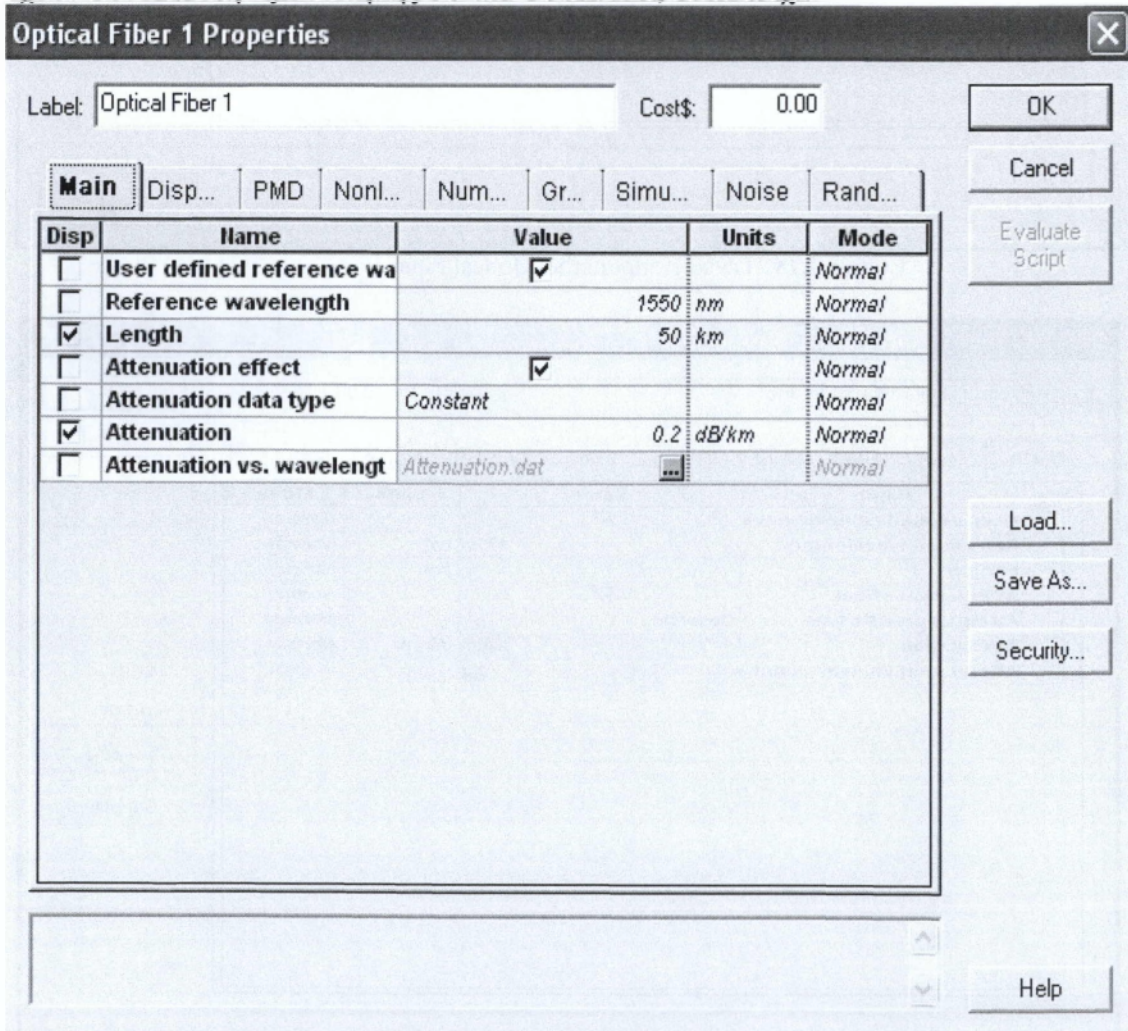


Εικόνα 7.16 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km.

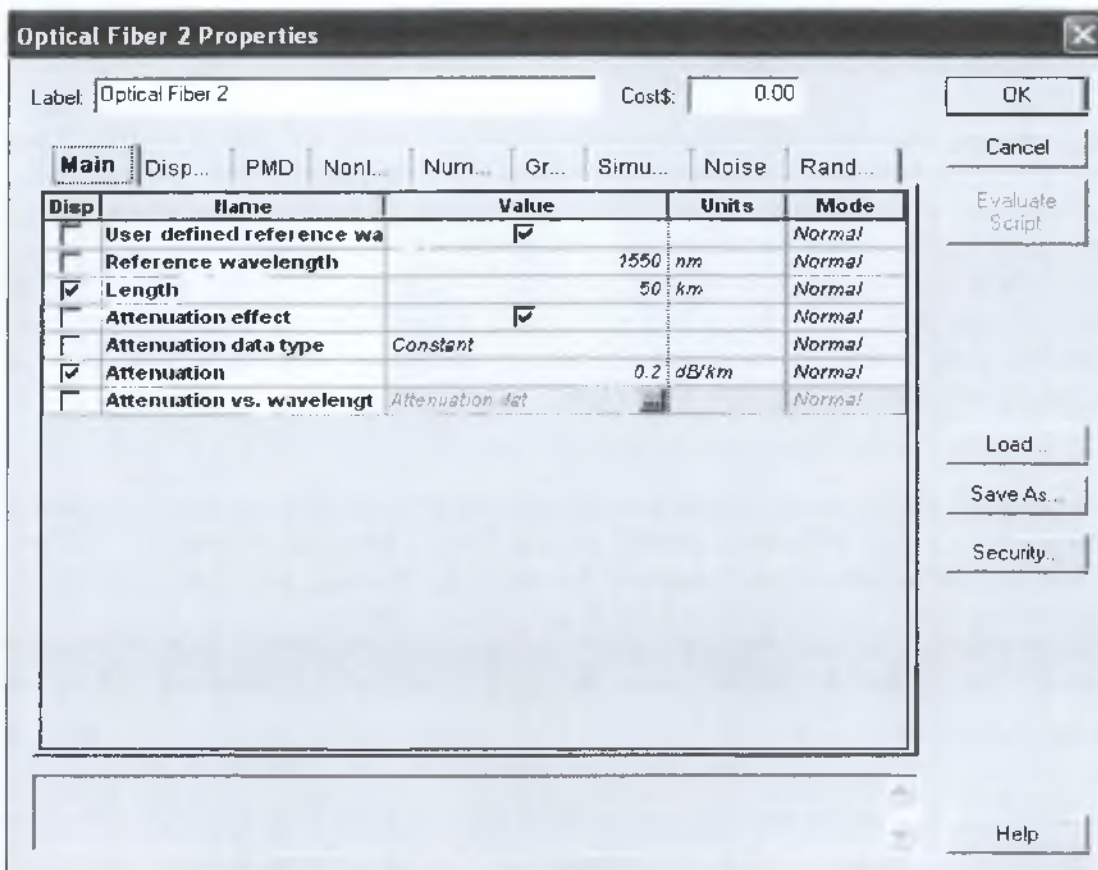
Διαπιστώνουμε από τα παραπάνω διαγράμματα οφθαλμού ότι το ιδανικό βέλτιστο μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης είναι τα 8km όταν το μήκος οπτικής ίνας διάδοσης είναι 100km και έχει συντελεστή χρωματικής διασποράς -200ps/km nm.

Σχολιασμός: Συγκρίνοντας τα αποτελέσματά μας με αυτά που έχουν προκύψει για συντελεστή χρωματικής διασποράς -100ps/km nm παρατηρούμε ότι όταν το μήκος της οπτικής ίνας διάδοσης είναι 100km με ιδανικό βέλτιστο μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 16km το Q Factor όπως και το άνοιγμα ματιού παίρνουν μικρότερες τιμές οπότε η ποιότητα του σήματος μας είναι καλύτερη. Αντίθετα όμως όταν τα συγκρίνουμε με τις τιμές του Q Factor και του Eye Height που το μήκος οπτικής ίνας διάδοσης είναι 50km με μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km παρατηρούμε ότι η ποιότητα του σήματος μας είναι χειρότερη.

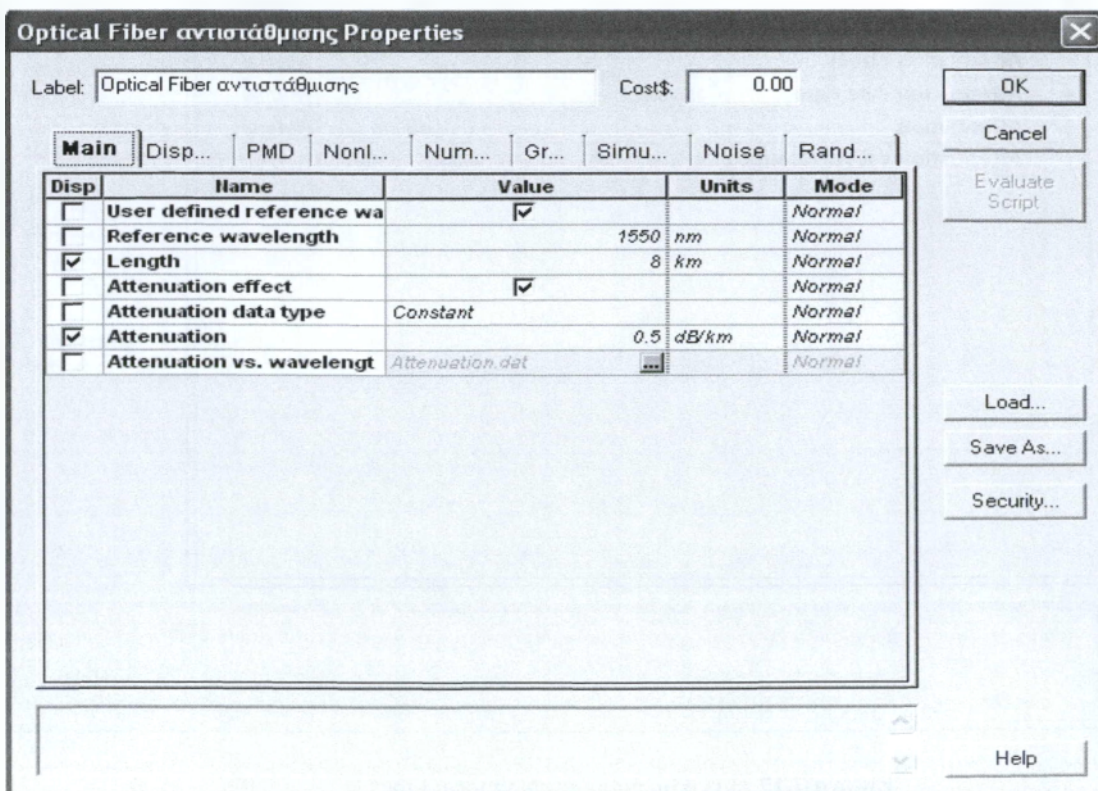
Λαμβάνουμε υπόψη μας το φαινόμενο της εξασθένησης και θέτουμε στην παράμετρο attenuation τις τιμές 0.2 για τις οπτικές ίνες διάδοσης 1 και 2 και την τιμή 0.5 για την οπτική ίνα αντιστάθμισης έτσι ώστε οι οπτικές ίνες διάδοσης και αντιστάθμισης να έχουν συντελεστή εξασθένησης 0.2 και 0.5dB/Km, αντίστοιχα.



Εικόνα 7.17 –Γενικοί παράμετροι Optical Fiber 1.



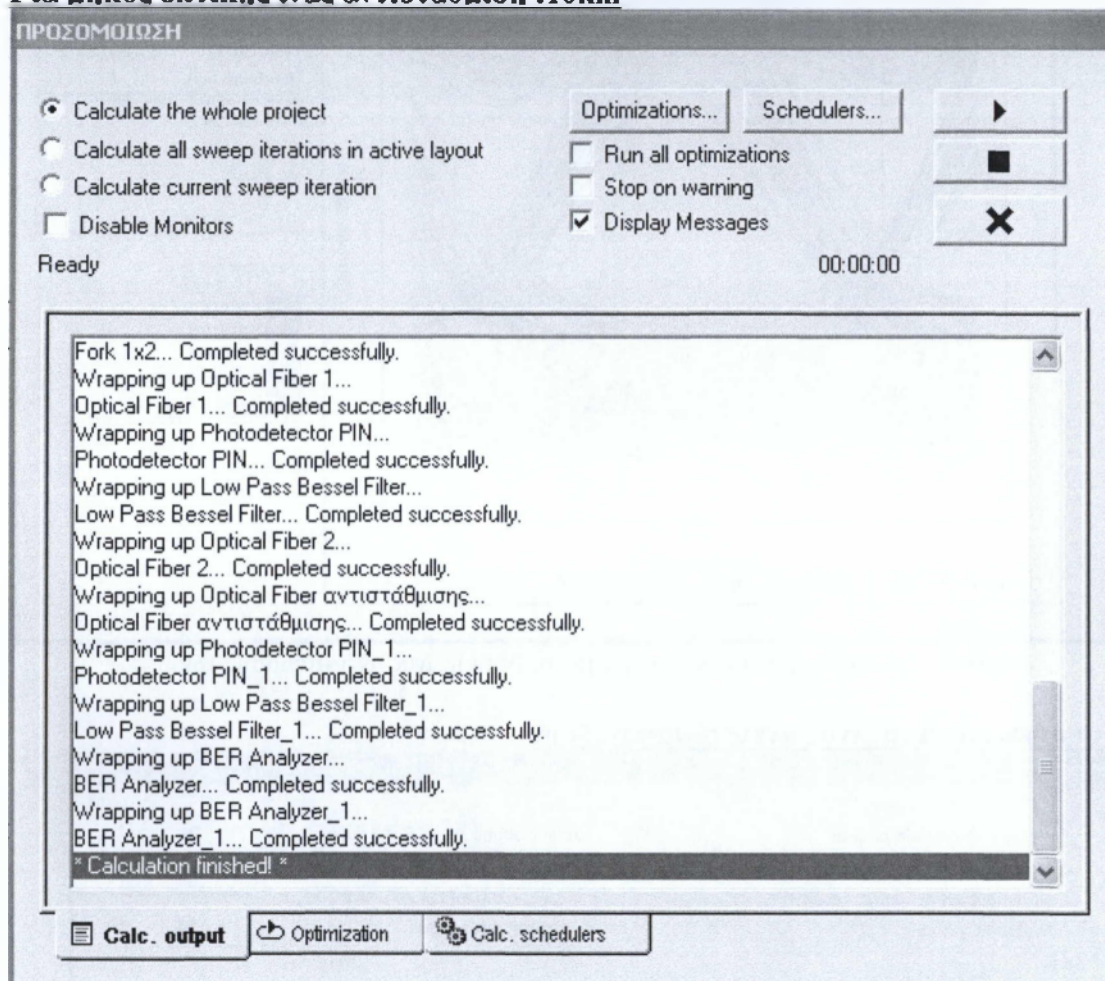
Εικόνα 7.18 –Γενικοί παράμετροι Optical Fiber 1.

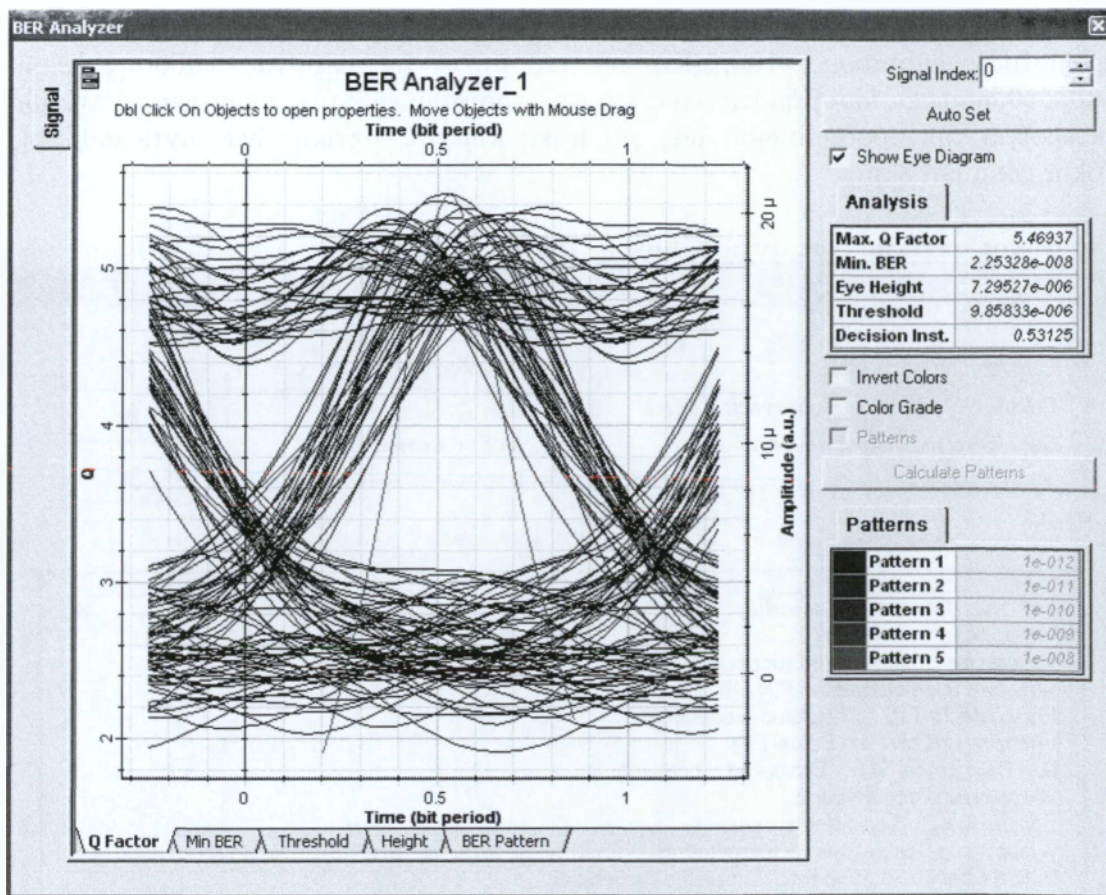


Εικόνα 7.19 –Γενικοί παράμετροι Οπτικής ίνας αντιστάθμισης.

Προσδιορίζουμε το βέλτιστο μήκος της οπτικής ίνας αντιστάθμισης με συντελεστή χρωματικής διασποράς -100ps/Km nm και μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km , ακολουθώντας τα ίδια βήματα όπως και στις προηγούμενες μας περιπτώσεις. Δηλαδή εκτελούμε την προσομοίωση μας για μήκη κύματος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 16km , 5km και 8km .

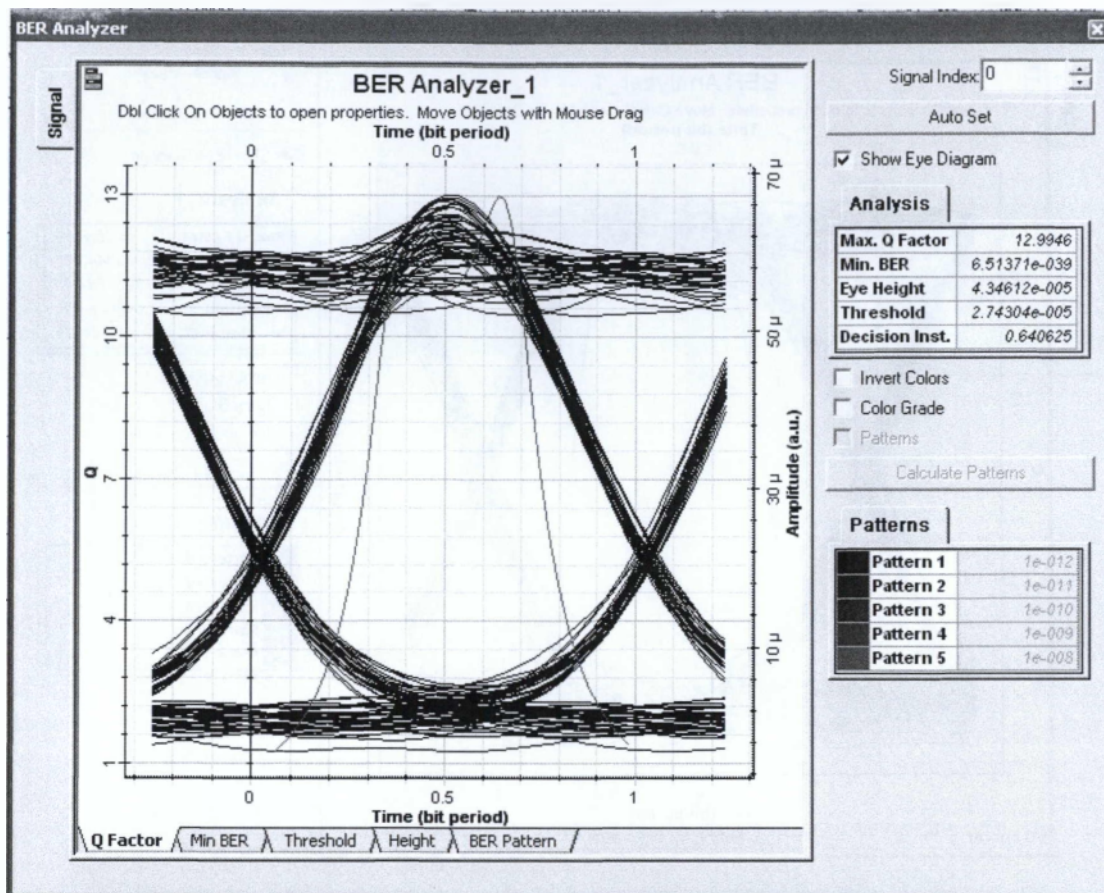
Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμιση : 16km





Εικόνα 7.20 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 16km.

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμιση :5km



Εικόνα 7.21 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 5km.

Για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμιση : 8km(βέλτιστο μήκος)

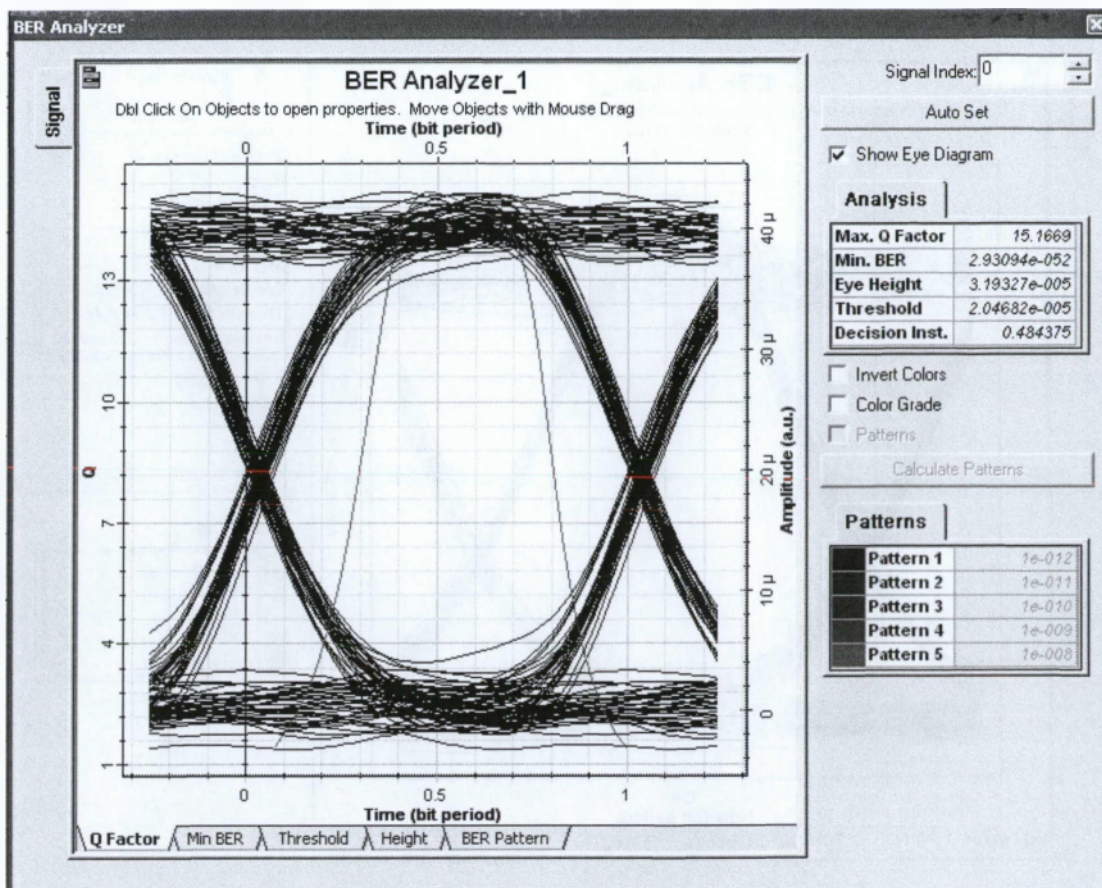
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Calculate the whole project
 Calculate all sweep iterations in active layout
 Calculate current sweep iteration
 Disable Monitors

Ready 00.00:00

Run all optimizations
 Stop on warning
 Display Messages

Fork 1x2 . Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 1...
 Optical Fiber 1... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN...
 Photodetector PIN . Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter...
 Low Pass Bessel Filter. Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber 2...
 Optical Fiber 2... Completed successfully.
 Wrapping up Optical Fiber αντιστάθμισης...
 Optical Fiber αντιστάθμισης... Completed successfully.
 Wrapping up Photodetector PIN_1...
 Photodetector PIN_1... Completed successfully.
 Wrapping up Low Pass Bessel Filter_1...
 Low Pass Bessel Filter_1... Completed successfully
 Wrapping up BER Analyzer...
 BER Analyzer... Completed successfully.
 Wrapping up BER Analyzer_1...
 BER Analyzer_1... Completed successfully.
 * Calculation finished!



Εικόνα 7.22 -Διάγραμμα οφθαλμού για μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης 8km.

Διαπιστώνουμε από τα παραπάνω διαγράμματα οφθαλμού το ιδανικό βέλτιστο μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 50km είναι τα 8km.

Σχολιασμός: Οπότε συγκρίνοντας τις παραπάνω τιμές Q Factor και Eye height για τα μήκη της οπτικής ίνας αντιστάθμισης παρατηρούμε ότι η τιμές Q Factor και οι τιμές του ανοίγματος ματιού είναι μεγαλύτερες για μήκος οπτικής ίνας διάδοσης 100km όταν η οπτική μας ίνα αντιστάθμισης έχει μήκος 8km.

ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΤΙΚΟΙ ΠΙΝΑΚΕΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Ο παρακάτω πίνακας(7.1) δείχνει συγκεντρωτικά όλα τα παραπάνω αποτελέσματα, όταν στο κύκλωμα μας ο ρυθμός μετάδοσης δεδομένων είναι 10Gbps, ο συντελεστής χρωματικής διασποράς για τις οπτικές ίνες είναι 17 ps/km nm και το φαινόμενο της εξασθένησης τόσο στις οπτικές ίνες διάδοσης 1 και 2 όσο και στην οπτική ίνα αντιστάθμισης δεν λαμβάνεται υπόψη.

Χρωματική διασπορά Οπτικής ίνας αντιστάθμισης (ps/Km nm)	Μήκος οπτικής ίνας διάδοσης (Km)	Μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμισης (Km)	Max Q factor	Min Ber	Eye Height
-100	100	25	10.3356	2.41218e-025	0.00069997
-100	100	10	10.5782	1.84247e-026	0.000734643
-100	100	16	58.6975	0	0.000941855
-100	50	20	7.60733	1.3943e-014	0.000533955
-100	50	14	12.204	1.45414e-034	0.00077484
-100	50	8	150.08	0	0.000974435
-200	100	15	6.46917	4.86114e-011	0.000447848
-200	100	4	11,5194	5.08246e-031	0.000713716
-200	100	8	60.9168	0	0.0009447

Πίνακας 7.1

Ο πίνακας 7.2 δείχνει τα συγκεντρωτικά αποτελέσματα όταν λαμβάνουμε υπόψη μας και το φαινόμενο της εξασθένησης δηλαδή οι **οπτικές ίνες διάδοσης 1 , 2** και η **οπτική ίνα αντιστάθμισης** έχουν συντελεστή εξασθένησης **0.2** και **0.5 dB/Km**, αντίστοιχα.

Dispersion Οπτικής ίνας αντιστάθμισης (ps/Km nm)	Μήκος οπτικής ίνας διάδοσης (Km)	Μήκος οπτικής ίνας αντιστάθμι- σης (Km)	Max Q factor	Min Ber	Eye Height
-100	50	16	5.46937	2.25328e-008	7.29527e-006
-100	50	5	12.9946	6.51371e-039	4.34612e-005
-100	50	8	15.1669	2.93094e-052	3.19327e-005

Πίνακας 7.2

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας μελετήθηκε ένα συγκεκριμένο είδος διασποράς, η χρωματική διασπορά. Έτσι παρουσιάστηκαν τα βασικά θεωρητικά χαρακτηριστικά της χρωματικής διασποράς, ενώ στη συνέχεια μελετήθηκε εις βάθος η διαχείριση της χρωματικής διασποράς σε μια ινοοπτική ζεύξη με τη χρήση οπτικής ίνας αντιστάθμισης ισχύος με τη βοήθεια του προγράμματος Optisystem.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- G. P. Agrawal , “Fiber Optic Communication Systems”, 3rd Ed. , John Wiley & Sons Inc. , NY, 2002
- Ιννοπτικές επικοινωνίες Τεχνολογία – Εφαρμογές Γεράσιμος Κ. Παγιατάκης, 2004
- G. P. Agrawal, “Συστήματα Επικοινωνιών με Οπτικές Ύνες,” Εκδόσεις Τζιόλα, 2001.
- Roger L. Freeman, «Fiber Optic Systems for Telecommunications», John Wiley and Sons, New York, 2002.
- Harry J. R. Dutton, «Understanding Optical Communications», 1998
- Jeff Hecht, Understanding Fiber Optics, 4th Ed., Prentice Hall, 2002.
- Jim Hayes, Fiber Optics Technician’s Manual, 2nd Ed., DELMAR, 2001.
- Optical fiber communications Principles & Practice J.M.Senior 3rd Edition.
- Optical Solitons. Lisa Larrimore

ΠΗΓΕΣ ΑΠΟ ΤΟ INTERNET

- <http://cgi.di.uoa.gr/~abogris/presentation1.pdf>
- <http://www.eng.ucy.ac.cy/gellinas/LECTURE06.pdf>
- http://dide.zak.sch.gr/keplinet/tech/optikes_ines.pdf