



**ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ
(Τ.Ε.Ι) ΜΕΣΟΛΟΓΓΙΟΥ**

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΝΑΥΠΑΚΤΟΥ

**ΤΜΗΜΑ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΚΩΝ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΔΙΚΤΥΩΝ**

**Μελέτη μετάδοσης τετραγωνικού παλμού μέσω
multimode οπτικής ίνας**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γεωργιόπουλος Αθανάσιος

Επιβλέπων: Σπυρίδων Λούβρος

Επίκουρος καθηγητής

Ναύπακτος, Νοέμβριος 2009

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η τεχνολογία οπτικών ινών εισήχθει στις τηλεπικοινωνίες μόλις γύρω στα 1970. Παρ' όλα αυτά, ο ρυθμός ανάπτυξης των οπτικών ινών δεν μπορεί να συγκριθεί με σχεδόν καμία άλλη τεχνολογική πρόοδο κατά τη διάρκεια της ιστορίας. Παρόλο που οι περισσότερες εφαρμογές της τεχνολογίας των οπτικών ινών έχουν επικεντρωθεί γύρω απ' τις τηλεπικοινωνίες πολλά νέα πεδία εμφανίζονται με γοργούς ρυθμούς όπως μετάδοση δεδομένων, οικιακή ψυχαγωγία, τηλεπισκόπηση, ιατρική και βιομηχανία.

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι να αναλυθούν-κατανοηθούν τα χαρακτηριστικά και η διαδικασία της μετάδοσης πληροφορίας μέσα στην οπτική ίνα και οι γνώσεις να χρησιμοποιηθούν στη σχεδίαση μιας οπτικής ζεύξης έτσι ώστε να διασφαλίζεται η σωστή και ποιοτική λειτουργία της .

Abstract

The technology of optical fibers has been introduced in the telecommunications hardly round 1970. Although, the rhythm of growth of optical fibers cannot be compared with almost no other technological progress at the duration of history. Even if most applications of technology of optical fibers have been focused around by the telecommunications many new fields are presented like transmission of data, domestic entertainment, medicine and industry.

Aim of this work is to analyze the characteristics and the process of transmission of information in the optical fiber and the knowledge to be used in the designing of optical link in order to ensure a qualitative and right operation.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η ιδέα της επικοινωνίας με καθοδηγούμενο φωτεινό παλμό μέσα από οπτικές ίνες έχει υποκινήσει μία μεγάλη νέα τεχνολογία η οποία έχει οριμάσει τα τελευταία χρόνια. Κατά τη διάρκεια αυτής της περιόδου έχει σημειωθεί τεράστια πρόοδος με τις οπτικές ίνες και τα υπόλοιπα συστατικά τους όπως και με τα συσχετιζόμενα οπτικοηλεκτρονικά. Σαν αποτέλεσμα αυτή η νέα τεχνολογία έχει φτάσει το κατώφλι της μεγάλης κλίμακας εμπορικής εκμετάλλευσης. Η εγκατάσταση τηλεπικοινωνιακών συστημάτων με οπτικές ίνες προοδεύει και στον τομέα των εθνικών επικοινωνιών αλλά και στον τομέα των τοπικών. Επιπροσθέτως η επικοινωνία μέσω οπτικής ίνας έχει γίνει συνόνυμο με την παγκόσμια επανάσταση στον τομέα της τεχνολογίας της πληροφορίας (IT). Αυτή η «ανηλεής επίθεση» θα συνεχιστεί αναμφισβήτητα πέρα και απ' την επόμενη δεκατία και τα επόμενα περιβάλλοντα που θα προβλεφθούν θα διασφαλίζουν την χρήση περισσότερων εφαρμογών απ' την τεχνολογία της οπτικής επικοινωνίας σε αυτή την εποχή της πληροφορίας.

Η πρακτική κατανόηση των δικτύων οπτικών ινών μεγάλης κλίμακας χρειάζεται την ανάλογη κατανόηση της θεωρίας και την εξάσκηση σε αυτή την τεχνολογία. Σε αυτό το βιβλίο προσπαθώ να αναλύσω την θεωρία που χρειάζεται κατά την μετάδοση στην οπτική ίνα και εν συνεχεία με την παράθεση του παραδείγματος σχεδίασης οπτικής ζεύξης να δώσω ένα πρακτικό παράδειγμα που προέρχεται από την ενασχολησή μου στην εταιρία όπου έκανα πρακτική. Με αυτό τον τρόπο πιστεύω πως συνδυάζονται θεωρία και πράξη και δίνουν μια ξεκάθαρη εικόνα.

Σε αυτό το βιβλίο θα βρείτε 5 κεφάλαια τα οποία αφορούν την θεωρητική και πρακτική παρουσίαση της διαδικασίας της μετάδοσης μέσω οπτικής ίνας. Στο πρώτο κεφάλαιο υπάρχει μια σύντομη εισαγωγή στις οπτικές επικοινωνίες σύμφωνα με την ιστορική ανάπτυξη, το γενικό σύστημα και τα μεγάλα πλεονεκτήματα τα οποία προκύπτουν απ' αυτή την τεχνολογία. Στο δεύτερο κεφάλαιο η ιδέα των οπτικών ινών σαν μέσο μετάδοσης παρουσιάζεται χρησιμοποιώντας μια απλή προσέγγιση της θεωρίας ακτίνων αλλά τα κύρια χαρακτηριστικά μετάδοσης παρουσιάζονται με λεπτομέρεια στο τρίτο κεφάλαιο. Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται αναλυτικά η τεχνολογία πολυπλεξίας με διαίρεση μήκους κύματος (WDM) και πως υλοποιείται. Το επόμενο κεφάλαιο ασχολείται με την σχεδίαση οπτικής ζεύξης σημείο προς σημείο χρησιμοποιώντας την παραπάνω θεωρία και το οποίο βασίζεται στην πραγματικότητα αφού υπάρχουν τέτοιες υλοποιήσεις σε όλους τους πάροχους υπηρεσιών επικοινωνίας. Στο τέλος υπάρχουν τα συμπεράσματα που προκύπτουν απ' αυτή την ενασχόληση καθώς παρατηρήσεις που προκύπτουν απ' τον σχεδιασμό.

Κλείνοντας θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή μου και επιβλέποντα αυτής της πτυχιακής κ.Σπύρο Λούβρο για την καθοριστική του συμβολή στην εκπόνηση αυτής της εργασίας,αλλά και για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μου.Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου οι οποίοι ήταν δίπλα μου και με στήριζαν όλα αυτά τα χρόνια των σπουδών μου ,και να τους αφιερώσω αυτή την πτυχιακή εργασία.

Αθανάσιος Γεωργιόπουλος

Ναύπακτος,2009

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1.Εισαγωγή.....	9
1.1 Ιστορική εξέλιξη.....	9
1.2 Το γενικό σύστημα.....	14
1.3 Πλεονεκτήματα των επικοινωνιών με οπτικές ίνες.....	17
2.Κυματοδηγοί οπτικών ινών.....	21
2.1 Εισαγωγή.....	21
2.2 Η μετάδοση στην θεωρία ακτίνων.....	24
2.2.1 Ολική ανάκλαση.....	24
2.2.2 Γωνία εισδοχής.....	27
2.2.3 Αριθμητικό άνοιγμα.....	28
2.2.4 Κυρτές ακτίνες.....	31
2.3 Θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων ταλάντωσης για οπτική διάδοση.....	35
2.3.1 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα.....	35
2.3.2 Τρόποι ταλάντωσης σε επίπεδο οδηγό.....	39
2.3.3 Φασική και ομαδική ταχύτητα.....	43
2.3.4 Μετάπτωση φάσης με ολική ανάκλαση και εξαφανιζόμενο πεδίο.....	46
2.3.5 Μετατόπιση Goos-Haenchen.....	54
2.3.6 Η κυλινδρική ίνα.....	55
2.3.7 Σύζευξη τρόπων.....	66
2.4 Ίνες διακριτού δείκτη.....	68
2.4.1 Πολύτροπες ίνες διακριτού δείκτη.....	69
2.4.2 Μονοτροπική ίνα διακριτού δείκτη.....	71

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ(ΣΥΝΕΧΕΙΑ)

2.5. Ίνες βαθμιαίου δείκτη.....	73
3. Χαρακτηριστικά μετάδοσης των οπτικών ινών.....	87
3.1 Εισαγωγή.....	87
3.2 Εξασθένηση.....	89
3.3 Απώλειες απορρόφησης υλικού.....	90
3.3.1 Ενδογενής απορρόφηση.....	90
3.3.2 Εξωγενής απορρόφηση.....	92
3.4 Απώλειες γραμμικής σκέδασης.....	95
3.4.1. Σκέδαση Rayleigh.....	95
3.4.2 Σκέδαση Mie.....	97
3.5 Απώλειες μη-γραμμικής σκέδασης.....	97
3.5.1 Εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin.....	98
3.5.2 Εξαναγκασμένη σκέδαση Raman.....	99
3.6. Απώλειες λόγω κάμψης της ίνας.....	100
3.7 Διασπορά.....	102
3.8 Ενδοτροπική διασπορά.....	108
3.8.1 Διασπορά υλικού.....	108
3.8.2 Διασπορά κυματοδηγού.....	111
3.9 Διατροπική διασπορά.....	112
3.9.1 Πολυτροπικές ίνες διακριτού δείκτη.....	113
3.9.2 Πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη.....	120
3.10 Ολική διασπορά ίνας.....	124
3.10.1 Πολυτροπικές ίνες.....	124

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ(ΣΥΝΕΧΕΙΑ)

3.10.2 Μονοτροπικές ίνες.....	125
3.11 Θόρυβος τρόπων.....	130
3.12. Πόλωση.....	133
3.12.1 Διπλοθλαστικότητα τρόπων ταλάντωσης.....	133
4.Wavelength division multiplexing.....	138
4.1 Βασική λειτουργία.....	139
4.2 Τοπολογίες και αρχιτεκτονικές.....	142
4.3 WDM εφαρμογές.....	146
4.4 Dense wavelength-division multiplexing.....	147
4.5 Εκτιμήσεις συστημάτων DWDM.....	148
4.6 Πολυπλέκτες και Αποπολυπλέκτες (Multiplexers and Demultiplexers).....	149
4.7 Οπτικοί ενισχυτές για DWDM.....	151
4.8 Διάστημα καναλιών.....	151
4.9 Διεύθυνση σήματος.....	152
4.10 Κόκκινες και μπλε ζώνες.....	156
4.11 Coarse Wavelength-Division Multiplexing.....	156
4.12 Μη κατευθυνόμενες εφαρμογές.....	157
4.13 Wavelength shifting and reuse.....	159
4.14 Παθητική δρομολόγηση μήκους κύματος.....	159
4.15 Ενεργός μετατόπιση μήκους κύματος.....	161
4.16 Δρομολόγηση.....	163

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ(ΣΥΝΕΧΕΙΑ)

4.17 Ανάλυση διαμάχης.....	164
4.18 Συγχρονισμός.....	165
4.19 Μετατροπή μορφής δεδομένων.....	165
4.20 WDM networking.....	166
4.20.1 Πρώτη φάση χρήσης του wdm.....	166
4.20.2 Δεύτερη φάση χρήσης του WDM.....	169
4.20.3 Τρίτη φάση χρήσης wdm.....	169
4.21 Πλεονεκτήματα σε σχέση με τις υπάρχουσες τεχνολογίες.....	170
4.22 Μειονεκτήματα.....	175
4.23 Πειραματικά Αποτελέσματα.....	176
5. Σχεδίαση οπτικής ζεύξης.....	178
5.1 Βασικές διεργασίες.....	178
5.2 Σχεδίαση.....	179
6. Τελικά συμπεράσματα.....	186
7.Βιβλιογραφία.....	189
8.Παράρτημα Α.....	190

1 Εισαγωγή

Ένας γενικός ορισμός της επικοινωνίας είναι η μεταφορά πληροφορίας από ένα σημείο σε ένα άλλο. Όταν η πληροφορία μεταφέρεται σε οποιαδήποτε απόσταση συνήθως απαιτείται ένα επικοινωνιακό σύστημα. Μέσα σε ένα επικοινωνιακό σύστημα η μεταφορά της πληροφορίας συχνά επιτυγχάνεται με την υπέρθεση ή τη διαμόρφωσή της σε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα, το οποίο δρα ως φορέας του σήματος πληροφορίας. Ο διαμορφωμένος φορέας μεταδίδεται στη συνέχεια στον επιθυμητό προορισμό όπου λαμβάνεται και το αρχικό σήμα πληροφορίας ανακτάται μέσω αποδιαμόρφωσης. Για αυτή τη διαδικασία έχουν αναπτυχθεί εξεζητημένες τεχνικές στις οποίες οι φορείς είναι ηλεκτρομαγνητικά κύματα ραδιοσυχνοτήτων και μικροκυματικών ή χιλιοστομετρικών συχνοτήτων. Παρ'όλα αυτά, η «επικοινωνία» μπορεί να επιτευχθεί και μέσω της χρήσης ηλεκτρομαγνητικών φορέων στην οπτική περιοχή συχνοτήτων.

1.1 Ιστορική εξέλιξη

Η χρήση ορατών οπτικών σημάτων ή φωτός για επικοινωνία υπήρξε διαδεδομένη επί πολλά χρόνια. Απλά συστήματα όπως φωτιές, καθρέφτες και πιο πρόσφατα λάμπες σημάτων, παρείχαν επιτυχημένα αν και περιορισμένη μεταφορά πληροφορίας. Επιπλέον, ήδη από το 1880 ο Alexander Graham Bell ανέφερε μετάδοση λόγου με χρήση ακτίνας φωτός. Το φωτόφωνο που πρότεινε ο Bell μόλις τέσσερα χρόνια μετά την εφεύρεση του τηλεφώνου διαμόρφωνε ηλιακό φως μέσω ενός διαφράγματος, παρέχοντας μετάδοση φωνής σε απόσταση 200m. Παρ'όλα αυτά, αν και υπήρξε κάποια διερεύνηση των οπτικών επικοινωνιών μέχρι και την αρχή του 20^{ου} αιώνα η χρήση τους περιοριζόταν σε φορητές συνδέσεις χαμηλών δυνατοτήτων. Αυτό οφειλόταν τόσο στην έλλειψη κατάλληλων πηγών φωτός όσο και στο ότι η μετάδοση φωτός στην ατμόσφαιρα περιορίζεται στην ευθεία της όρασης και επηρεάζεται σημαντικά από διαταραχές όπως βροχή, χιόνι, ομίχλη, σκόνη και ατμοσφαιρικές αναταράξεις. Εν τούτοις τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα χαμηλότερης συχνότητας και συνεπώς μεγαλύτερου μήκους κύματος* (δηλ. ραδιοκύματα και μικροκύματα) αποδείχθηκαν κατάλληλοι φορείς για μετάδοση πληροφορίας στην ατμόσφαιρα,

καθώς επηρεάζονται πολύ λιγότερο από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες. Ανάλογα με το μήκος κύματός τους αυτοί οι ηλεκτρομαγνητικοί φορείς μπορούν να μεταδωθούν σε σημαντικές αποστάσεις, αλλά το ποσό πληροφορίας που μπορούν να μεταφέρουν περιορίζεται από τις συχνότητές τους (δηλ. η δυνατότητα μεταφοράς πληροφορίας συνδέεται άμεσα με το εύρος ζώνης ή έκταση συχνοτήτων του διαμορφωμένου φορέα, το οποίο περιορίζεται εν γένει σε συγκεκριμένο κλάσμα της συχνότητας του φορέα). Θεωρητικά, όσο μεγαλύτερη η συχνότητα του φορέα τόσο μεγαλύτερο το διαθέσιμο εύρος ζώνης εκπομπής και συνεπώς και η ικανότητα μεταφοράς πληροφορίας του επικοινωνιακού συστήματος. Για αυτό το λόγο οι ραδιοεπικοινωνίες αναπτύχθηκαν σε υψηλότερες συχνότητες (δηλ. VHF και UHF) οδηγώντας στη χρήση των ακόμα πιο υψίσυχνων εκπομπών μικροκυμάτων και, τελευταία, κυμάτων με χιλιοστομετρικές συχνότητες. Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα στο Σχ.1.1 παρουσιάζει τις συχνότητες και τα μήκη κύματος αυτών των ειδών ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Σε αυτό το πλαίσιο μπορεί να σημειωθεί ότι η επικοινωνία σε οπτικές συχνότητες προσφέρει αύξηση του διατιθέμενου προς χρήση εύρους ζώνης κατά έναν παράγοντα 10^4 σε σχέση με την εκπομπή μικροκυμάτων υψηλών συχνοτήτων. Ένα πρόσθετο όφελος από τη χρήση υψηλών συχνοτήτων είναι η εν γένει ικανότητα του επικοινωνιακού συστήματος να συγκεντρώνει τη διαθέσιμη ισχύ εντός του μεταδιδόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος, παρέχοντας έτσι βελτιωμένη απόδοση.

Το ενδιαφέρον για τις οπτικές επικοινωνίες αναζωπυρώθηκε στην αρχή της δεκαετίας του 1960 με την ανακάλυψη του λέιζερ . Αυτή η συσκευή παρείχε μία ισχυρή συνεπή πηγή φωτός μαζί με τη δυνατότητα διαμόρφωσης σε υψηλές συχνότητες.

Επί πλέον η χαμηλή διασπορά της δέσμης λέιζερ έκανε την αποτελεσματική οπτική μετάδοση σε ανοιχτό χώρο να δείχνει πιθανή. Εν τούτοις οι περιορισμοί στη μετάδοση φωτός στην ατμόσφαιρα που προαναφέρθηκαν περιόριζαν αυτά τα συστήματα σε εφαρμογές μικρών αποστάσεων. Ακόμα κι έτσι, παρά τα προβλήματα αναπτύχθηκαν ορισμένοι μετριοπαθείς οπτικοί σύνδεσμοι ανοιχτού χώρου για εφαρμογές όπως η σύνδεση τηλεοπτικής κάμερας με όχημα ή η ανταλλαγή δεδομένων ανάμεσα σε κτίρια σε αποστάσεις μερικών εκατοντάδων μέτρων. Υπάρχει

ακόμη ενδιαφέρον για χρήση παρόμοιων τεχνικών για οπτική επικοινωνία δορυφόρων στο διάστημα .

Παρ'ότι η χρήση του λέιζερ για οπτική επικοινωνία ανοιχτού χώρου αποδείχθηκε μάλλον περιορισμένη, η ανακάλυψη του λέιζερ προκάλεσε μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον για τα οπτικά στοιχεία που θα επέτρεπαν αξιόπιστη μετάδοση πληροφορίας με χρήση φωτεινών σημάτων. Το 1966 εμφανίστηκαν σχεδόν ταυτόχρονα προτάσεις, από τους Kao και Hockham και Werts , για οπτική επικοινωνία μέσω διηλεκτρικών κυματοδηγών ή οπτικών ινών προκειμένου να αποφευχθεί η εξασθένηση του σήματος στην ατμόσφαιρα. Συστήματα τέτοιου είδους εξετάζονταν ως αντικαταστάτες των ομοαξονικών καλωδίων ή των συστημάτων εκπομπής σήματος. Οι οπτικές ίνες αρχικά εμφάνιζαν πολύ υψηλή εξασθένηση ($1,000\text{dB km}^{-1}$) και συνεπώς δε συγκρίνονταν με τα ομοαξονικά καλώδια που προοριζόνταν να αντικαταστήσουν ($5\text{-}10\text{dB km}^{-1}$). Υπήρχαν επίσης σοβαρές δυσκολίες με τη σύνδεση των καλωδίων ινών κατά τρόπο που να επιτυγχάνονται χαμηλές απώλειες και εύκολη και επαναλαμβανόμενη επιτόπια εκτέλεση. Εν τούτοις, μέσα σε δέκα χρόνια οι απώλειες των οπτικών ινών είχαν μειωθεί κάτω από τα 5dB km^{-1} ενώ είχαν τελειοποιηθεί κατάλληλες τεχνικές σύνδεσης για χαμηλές απώλειες.

Παράλληλα με την ανάπτυξη των κυματοδηγών ινών, η προσοχή ήταν στραμμένη στα άλλα οπτικά στοιχεία που θα αποτελούσαν το σύστημα επικοινωνίας με οπτικές ίνες. Αφού οι οπτικές συχνότητες συνοδεύονται από εξαιρετικά μικρά μήκη κύματος η ανάπτυξη όλων αυτών των οπτικών στοιχείων απαιτούσε ουσιαστικά νέα τεχνολογία. Έτσι σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν οπτικές πηγές ημιαγωγών (δηλ. λέιζερ ημιαγωγών και δίοδοι εκπομπής φωτός) και ανιχνευτές (δηλ. φωτοδίοδοι και μέχρι ένα βαθμό φωτοτρανζίστορ) συμβατοί σε μέγεθος με τις οπτικές ίνες προκειμένου να επιτευχθεί η υλοποίηση του συστήματος οπτικών ινών. Αρχικά τα λέιζερ ημιαγωγών παρουσίαζαν πολύ σύντομη διάρκεια ζωής, λίγες ώρες στην καλύτερη περίπτωση, αλλά χάρη σε σημαντικές εξελίξεις στη δομή των συσκευών επετεύχθησαν χρόνοι ζωής μεγαλύτεροι από $1,000\text{hr}$ και $7,000\text{hr}$ το 1973 και το 1977 αντίστοιχα**. Αυτές οι συσκευές αρχικά κατασκευάζονταν από κράματα αρσενικούχου γαλλίου (AlGaAs) τα οποία εξέπεμπαν στο εγγύς υπέρυθρο, ανάμεσα στα 0.8 και $0.9\mu\text{m}$. Πιο πρόσφατα το εύρος μήκους κύματος επεκτάθηκε στην

περιοχή 1.1-1.6μm με χρήση άλλων κραμάτων ημιαγωγών, με σκοπό την εκμετάλλευση της ενισχυμένης απόδοσης των οπτικών ινών σε εκείνη την περιοχή. Αντίστοιχη πρόοδος στην, εν γένει απλούστερη, δομή των διόδων εκπομπής φωτός και των ανιχνευτικών φωτοδίοδων έπαιξε επίσης ρόλο στην υλοποίηση αξιόπιστων επικοινωνιών οπτικών ινών.

Αυτά τα εντυπωσιακά επιτεύγματα ήρθαν σαν αποτέλεσμα του τεράστιου όγκου εργασίας ο οποίος αφιερώθηκε στους αντίστοιχους τομείς λόγω των ξεχωριστών πλεονεκτημάτων που προσφέρουν οι επικοινωνίες οπτικών ινών. Εν τούτοις, πριν τη συζήτηση αυτών των πλεονεκτημάτων θα σταθούμε σύντομα στα κυριότερα χαρακτηριστικά των συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες.

* Για τη διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε ανοιχτό χώρο, το μήκος κύματος λ ισούται με την ταχύτητα του φωτός στο κενό c επί το αντίστροφο της συχνότητας f σε χερτζ, ή $\lambda=c/f$.

** Οι χρόνοι ζωής των λέιζερ ημιαγωγών υπολογίζονται αυτή τη στιγμή στην περιοχή των 10^5 με 10^6 hr σημειώνοντας σημαντική εξέλιξη από το 1977.

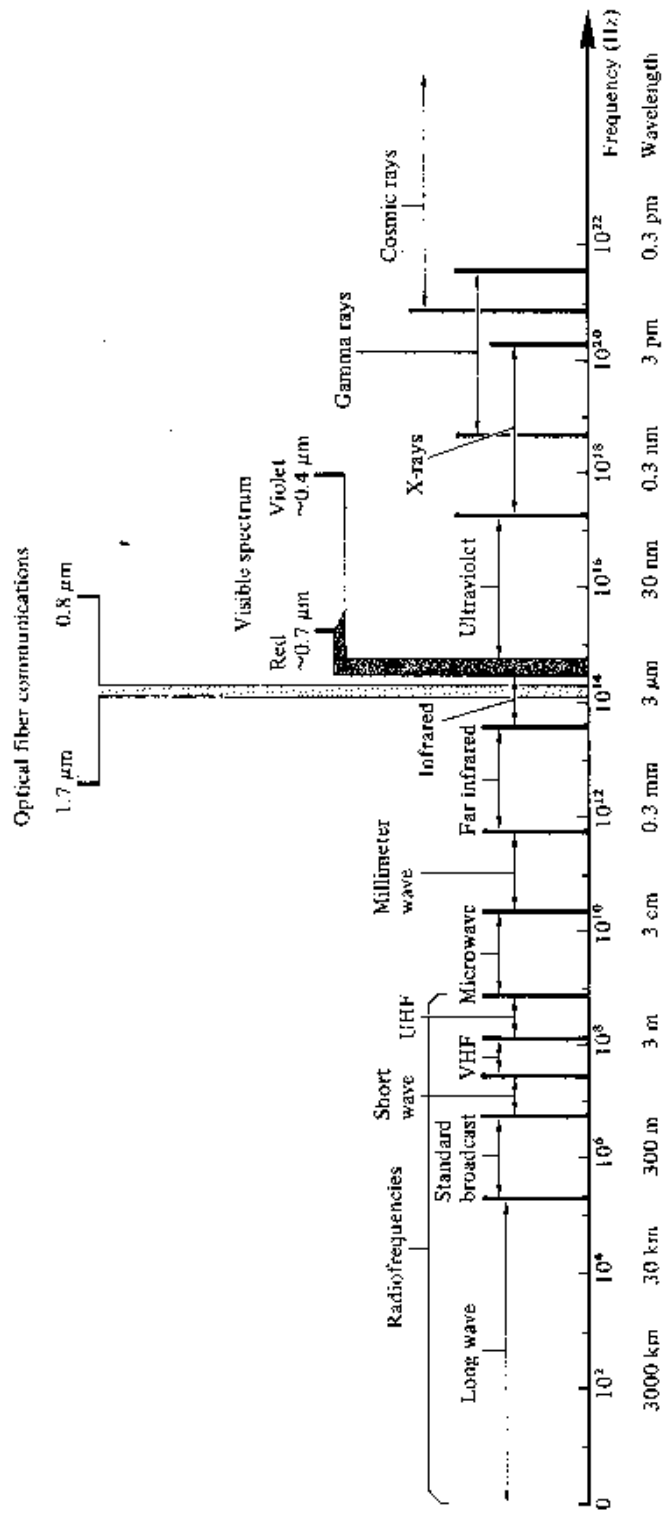


Fig. 1.1 The electromagnetic spectrum showing the region used for optical fiber communications.

Σχ.1.1 Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και η περιοχή που χρησιμοποιείται στις επικοινωνίες οπτικών ινών.

1.2 Το γενικό σύστημα

Η βασική σύλληψη ενός συστήματος επικοινωνίας με οπτικές ίνες είναι παρόμοια με κάθε άλλου συστήματος επικοινωνίας. Ο σκοπός ενός γενικού συστήματος επικοινωνίας, το οποίο απεικονίζεται σχηματικά στο Σχ.1.2(a), είναι να μεταφέρει το σήμα από την πηγή της πληροφορίας στον προορισμό με χρήση του μέσου μετάδοσης. Συνεπώς το σύστημα επικοινωνίας αποτελείται από έναν πομπό ή διαμορφωτή συνδεδεμένο στην πηγή της πληροφορίας, το μέσο μετάδοσης, και ένα δέκτη ή αποδιαμορφωτή στο σημείο προορισμού. Στις ηλεκτρικές επικοινωνίες η πηγή της πληροφορίας παρέχει ένα ηλεκτρικό σήμα, που συνήθως προέρχεται από σήμα μηνύματος το οποίο δεν είναι ηλεκτρικό (π.χ. ήχος), σε έναν πομπό αποτελούμενο από ηλεκτρικά και ηλεκτρονικά στοιχεία ο οποίος μετατρέπει το σήμα σε κατάλληλη μορφή για μετάδοση στο μέσο. Αυτό συχνά επιτυγχάνεται μέσω της διαμόρφωσης ενός φορέα που, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, μπορεί να είναι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Το μέσο μετάδοσης μπορεί να αποτελείται από ένα ζεύγος καλωδίων, από ένα ομοαξονικό καλώδιο ή μία ραδιοφωνική σύνδεση σε ανοιχτό χώρο, μέσω των οποίων το σήμα μεταδίδεται στο δέκτη, όπου μετατρέπεται στο αρχικό ηλεκτρικό σήμα πληροφορίας (αποδιαμορφώνεται) πριν καταλήξει στον προορισμό. Εν τούτοις πρέπει να σημειωθεί ότι σε οποιοδήποτε μέσο μετάδοσης το σήμα εξασθενεί, ή υφίσταται απώλειες, και χειροτερεύει εξ αιτίας άλλων τυχαίων σημάτων και θορύβου ή και παραμορφώσεων λόγω μηχανισμών μέσα στο ίδιο το μέσο. Κατά συνέπεια, για κάθε σύστημα επικοινωνίας υπάρχει μία μέγιστη επιτρεπόμενη απόσταση ανάμεσα στον πομπό και το δέκτη πέρα από την οποία το σύστημα ουσιαστικά παύει να παρέχει κατανοήσιμη επικοινωνία. Στην περίπτωση εφαρμογών μεγάλων αποστάσεων οι παράγοντες αυτοί κάνουν αναγκαία την εγκατάσταση αναμεταδοτών ή ενισχυτών γραμμής ανά διαστήματα, τόσο για να εξαλείφουν την παραμόρφωση σήματος όσο και για να αυξάνουν το επίπεδο σήματος πριν τη συνέχιση της μετάδοσης.

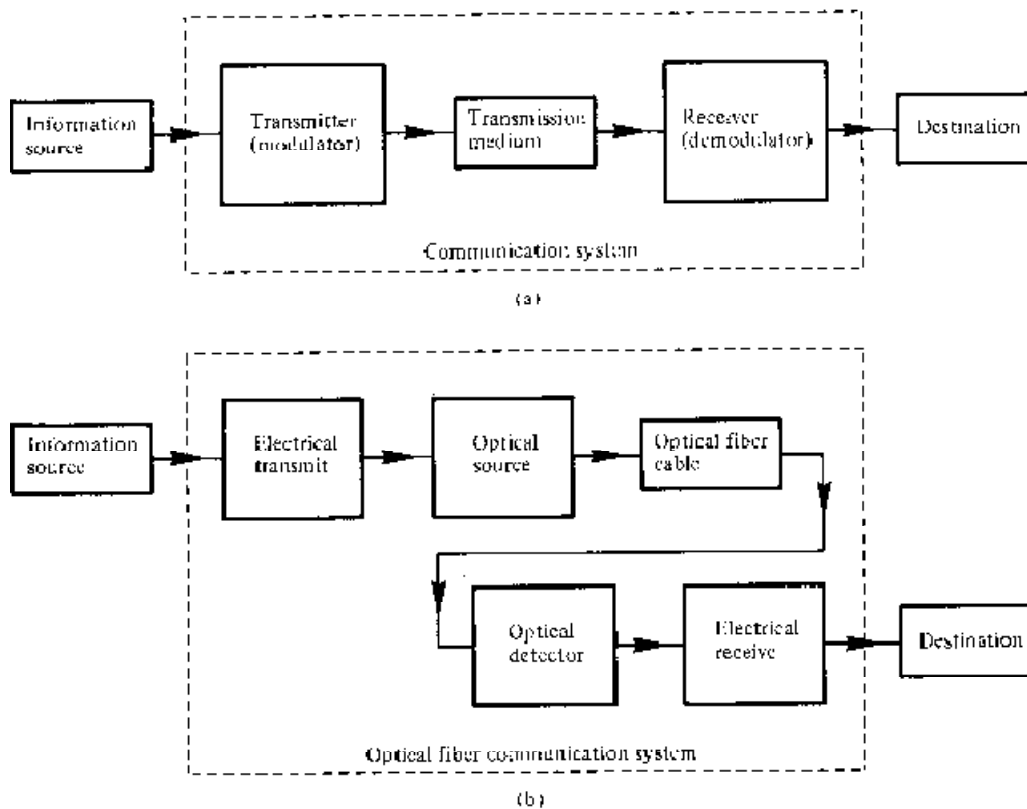
Για επικοινωνία με οπτικές ίνες το σύστημα του Σχ.1.2(a) μπορεί να συζητηθεί με λίγο μεγαλύτερη λεπτομέρεια, όπως στο Σχ.1.2(b). Σε αυτή την περίπτωση η πηγή πληροφορίας παρέχει ηλεκτρικό σήμα σε έναν πομπό ο οποίος παίζει το ρόλο της ηλεκτρικής διάταξης ελέγχου της οπτικής πηγής, επιτυγχάνοντας διαμόρφωση του φωτεινού σήματος. Η οπτική πηγή που παρέχει την ηλεκτρική-οπτική μετατροπή μπορεί να είναι είτε λέιζερ ημιαγωγού είτε δίοδος εκπομπής φωτός (LED). Το μέσο μετάδοσης αποτελείται από ένα καλώδιο οπτικής ίνας και ο δέκτης αποτελείται από έναν οπτικό ανιχνευτή ο οποίος ελέγχει άλλη ηλεκτρική διάταξη και παρέχει έτσι την αποδιαμόρφωση του οπτικού σήματος. Για την ανίχνευση του οπτικού σήματος και την οπτική-ηλεκτρική μετατροπή χρησιμοποιούνται φωτοδιόδοι (p-n, p-i-n ή καταϊγισμού) και, σε ορισμένες περιπτώσεις, φωτοτρανζίστορ. Άρα υπάρχει ανάγκη ηλεκτρικής διασύνδεσης και στα δύο άκρα της οπτικής σύνδεσης και επί του παρόντος η επεξεργασία του σήματος γίνεται συνήθως ηλεκτρικά*.

Ο οπτικός φορέας μπορεί να διαμορφωθεί χρησιμοποιώντας είτε αναλογικό είτε ψηφιακό σήμα. Στο σύστημα του Σχ.1.2(b) η αναλογική διαμόρφωση αφορά τη μεταβολή του φωτός που εκπέμπεται από την οπτική πηγή κατά συνεχή τρόπο. Με ψηφιακή διαμόρφωση όμως επιτυγχάνονται διακριτές αλλαγές στην ένταση του φωτός (δηλ. παλμοί on-off). Παρ'όλο που είναι συχνά ευκολότερο να υλοποιηθεί, η αναλογική διαμόρφωση σε σύστημα επικοινωνίας οπτικών ινών είναι λιγότερο αποδοτική καθώς απαιτεί πολύ υψηλότερο λόγο σήματος προς θόρυβο στον πομπό σε σχέση με την ψηφιακή. Επίσης η γραμμικότητα που χρειάζεται για αναλογική διαμόρφωση δεν παρέχεται πάντα από τις οπτικές πηγές ημιαγωγών, ειδικά σε υψηλές συχνότητες διαμόρφωσης. Για αυτούς τους λόγους, οι αναλογικές συνδέσεις επικοινωνίας με οπτικές ίνες συνήθως περιορίζονται σε μικρές αποστάσεις και χαμηλότερα εύρη ζώνης από ό,τι οι ψηφιακές συνδέσεις.

Το Σχ.1.3 απεικονίζει σχηματικά μία τυπική ψηφιακή σύνδεση οπτικών ινών. Αρχικά το ψηφιακό σήμα εισέρχεται από την πηγή πληροφορίας κωδικοποιημένο κατάλληλα για οπτική μετάδοση. Το κύκλωμα ελέγχου του λέιζερ διαμορφώνει απ'ευθείας την ένταση του λέιζερ ημιαγωγού με βάση το κωδικοποιημένο ψηφιακό σήμα. Συνεπώς στο καλώδιο οπτικής ίνας παρέχεται ένα ψηφιακό οπτικό σήμα. Μετά τον ανιχνευτή με φωτοδίοδο καταϊγισμού (APD) ακολουθούν ενισχυτής και ισοσταθμιστής πρώτης

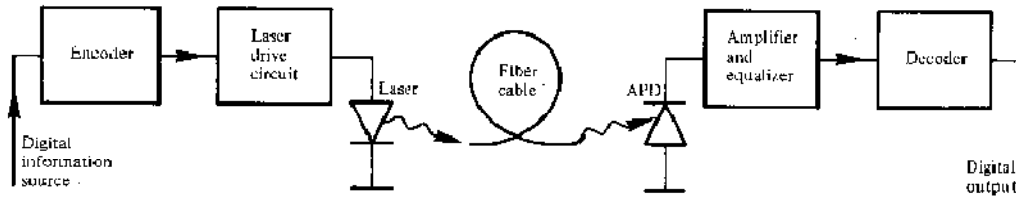
βαθμίδας ή φίλτρο, τόσο για την ενίσχυση του σήματος όσο και για τη γραμμική επεξεργασία του και τη μείωση του εύρους ζώνης του θορύβου. Τελικά, το σήμα αποκωδικοποιείται και δίνει την αρχική ψηφιακή πληροφορία. Τα διάφορα στοιχεία του συγκεκριμένου και εναλλακτικών συστημάτων οπτικών ινών εξετάζονται με λεπτομέρεια στα επόμενα κεφάλαια. Εν τούτοις θα ήταν χρήσιμο σε αυτό το σημείο να παρουσιάσουμε τα πλεονεκτήματα της επικοινωνίας μέσω οπτικών ινών σε σύγκριση με άλλες μορφές επικοινωνίας ραδιοσημάτων και γραμμών οι οποίες εισήγαγαν αυτά τα συστήματα σε πολλά μέρη του κόσμου.

* Σημαντικές πρόοδοι βρίσκονται υπό εξέλιξη στην οπτική επεξεργασία σήματος οι οποίες μπορεί μελλοντικά να αλλάξουν αυτή την κατάσταση.



Σχ.1.2

(a) Το γενικό σύστημα επικοινωνίας. (b) Το σύστημα επικοινωνίας οπτικών ινών.



Σχ.1.3

Ψηφιακή σύνδεση οπτικών ινών με χρήση πηγής λέιζερ ημιαγωγού και ανιχνευτή με φωτοδίοδο καταίγισμού (APD).

1.3 Πλεονεκτήματα των επικοινωνιών με οπτικές ίνες

Η χρήση στις επικοινωνίες της αγωγής οπτικών κυμάτων σε ίνες γυαλιού έχει ορισμένα ιδιαίτερα ελκυστικά χαρακτηριστικά, αρκετά από τα οποία ήταν φανερά από την αρχή ανάπτυξης της τεχνικής. Όμως οι μέχρι σήμερα εξελίξεις στην τεχνολογία ξεπέρασαν και τις πιο αισιόδοξες προβλέψεις, δημιουργώντας επιπρόσθετα πλεονεκτήματα. Είναι συνεπώς χρήσιμο να δούμε τα οφέλη και τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που προσφέρουν οι επικοινωνίες οπτικών ινών συγκριτικά με πιο συμβατικές ηλεκτρικές επικοινωνίες. Σε αυτό το πλαίσιο, θα ξεκινήσουμε από τα αρχικώς προβλεπόμενα πλεονεκτήματα και μετά θα εξετάσουμε επιπρόσθετα χαρακτηριστικά που έκαναν την εμφάνισή τους καθώς η τεχνολογία εξελισσόταν.

(α) Δυνητικά τεράστιο εύρος ζώνης

Η οπτική μεταφορά σήματος στην περιοχή συχνοτήτων 10^{13} ως 10^{16} Hz (γενικά στο εγγύς υπέρυθρο, γύρω στα 10^{14} Hz ή 10^5 GHz) παρέχει δυνητικά εύρος μεταφοράς πολύ μεγαλύτερο από εκείνο των συστημάτων με καλώδια χαλκού (δηλ. ομοαξονικά καλώδια με εύρος ζώνης γύρω στα 500MHz) ή ακόμα και του ραδιοφωνικού συστήματος κυμάτων χιλιοστομέτρων (δηλ. με εύρος ζώνης διαμόρφωσης στα 700MHz). Παρ'όλο που σήμερα δεν αξιοποιείται το σύνολο του εύρους ζώνης που διαθέτουν τα συστήματα ινών, επιτυγχάνεται διαμόρφωση αρκετών γιγαχέρτζ σε απόσταση λίγων χιλιομέτρων και εκατοντάδων μεγαχέρτζ σε απόσταση δεκάδων

χιλιομέτρων χωρίς την παρέμβαση ηλεκτρονικών (αναμεταδοτών). Συνεπώς η δυνατότητα μεταφοράς πληροφορίας με συστήματα οπτικών ινών αποδεικνύεται ήδη πολύ ανώτερη των καλύτερων συστημάτων χάλκινων καλωδίων. Συγκριτικά, οι απώλειες στα συστήματα ομοαξονικών χάλκινων καλωδίων ευρείας ζώνης περιορίζουν την απόσταση μετάδοσης σε λίγα χιλιόμετρα για εύρη ζώνης πάνω από τα εκατό μεγαχέρτζ. Επιπλέον, είναι βέβαιο ότι το υπό χρήση εύρος ζώνης στα συστήματα ινών μελλοντικά θα διευρυνθεί προς τις συχνότητες οπτικής μεταφοράς, παρέχοντας δυνατότητες για μεταφορά πληροφορίας πολύ ανώτερες από εκείνες που επιτυγχάνονται με χάλκινα καλώδια ή ραδιοσήματα.

(β) Μικρό μέγεθος και βάρος

Οι οπτικές ίνες έχουν πολύ μικρές διαμέτρους, που συνήθως δεν ξεπερνούν εκείνη της ανθρώπινης τρίχας. Συνεπώς ακόμα και όταν καλύπτονται με προστατευτικά περιβλήματα είναι κατά πολύ μικρότερες και αρκετά ελαφρύτερες από τα αντίστοιχα χάλκινα καλώδια. Ανοίγονται έτσι δρόμοι για τη μείωση της συμφόρησης από αγωγούς καλωδίων στις μεγάλες πόλεις ενώ διευκολύνεται η επέκταση της μετάδοσης σήματος μέσα σε αεροσκάφη, δορυφόρους και ακόμα και πλοία.

(γ) Ηλεκτρική μόνωση

Οπτικές ίνες οι οποίες είναι κατασκευασμένες από γυαλί ή πολυμερές πλαστικό είναι ηλεκτρικοί μονωτές και συνεπώς, αντίθετα με μεταλλικές δομές, δεν παρουσιάζουν ζητήματα βρόγχων γείωσης και αλληλεπίδρασης. Επιπλέον, αυτή τους η ιδιότητα κάνει τη μετάδοση με οπτικές ίνες ιδανική για επικοινωνία σε ηλεκτρικά επικίνδυνο περιβάλλον καθώς δεν υπάρχει κίνδυνος εμφάνισης τόξου ή σπινθήρων σε εκδορές ή βραχυκυκλώματα.

(δ) Απρόσβλητο από συμβολή η παρεμβολή σήματος

Οι οπτικές ίνες αποτελούν διηλεκτρικό κυματοδηγό και συνεπώς δεν επηρεάζονται από ηλεκτρομαγνητική συμβολή (EMI), συμβολή ραδιοσυχνοτήτων (RFI), ή ηλεκτρομαγνητικούς παλμούς (EMP) από παροδικές συσσωρεύσεις. Κατά συνέπεια η λειτουργία ενός συστήματος επικοινωνίας οπτικών ινών μένει ανεπηρέαστη σε

ηλεκτρικά «θορυβώδες» περιβάλλον, ενώ οι ίνες δεν κινδυνεύουν από χτυπήματα κεραυνών αν τοποθετηθούν εναέρια αντί για υπόγεια. Επιπλέον, είναι σχετικά εύκολο να εξασφαλιστεί η απουσία οπτικής αλληλεπίδρασης ανάμεσα σε ίνες και κατά συνέπεια η παρεμβολή σήματος είναι αμελητέα, σε αντίθεση με τις επικοινωνίες με ηλεκτρικούς αγωγούς, ακόμα και όταν τοποθετηθούν πολλές ίνες στο ίδιο καλώδιο.

(ε) *Προστασία σήματος* Το φως στις οπτικές ίνες δεν ακτινοβολεί σημαντικά, κατά συνέπεια παρέχεται υψηλός βαθμός προστασίας σήματος. Αντίθετα με ό,τι συμβαίνει στα χάλκινα καλώδια, ένα οπτικά μεταδιδόμενο σήμα δεν είναι δυνατό να αναγνωστεί από μία ίνα με τρόπο μη-επεμβατικό (δηλ. χωρίς την απώλεια οπτικής ισχύος από την ίνα). Κατά συνέπεια, οποιαδήποτε απόπειρα υποκλοπής μηνύματος που μεταδίδεται με οπτικό σήμα μπορεί θεωρητικά να ανιχνευθεί. Αυτό το χαρακτηριστικό είναι προφανώς ελκυστικό για εφαρμογές στρατιωτικές, τραπεζικές και μετάδοσης δεδομένων (δηλ. δίκτυα υπολογιστών).

(στ) *Χαμηλές απώλειες μετάδοσης*

Η ανάπτυξη των οπτικών ινών τα τελευταία 15 χρόνια οδήγησε στην παραγωγή καλωδίων ινών με πολύ μικρή εξασθένηση σήματος ή απώλειες μετάδοσης ακόμα και σε σύγκριση με τους καλύτερους χάλκινους αγωγούς. Έχουν κατασκευαστεί ίνες με απώλειες 0.2dB km^{-1} και αυτή η ιδιότητά τους έχει γίνει ένα από τα κύρια πλεονεκτήματα των επικοινωνιών οπτικών ινών. Διευκολύνει την υλοποίηση επικοινωνιακών συνδέσεων με εξαιρετικά μεγάλες αποστάσεις ανάμεσα στους αναμεταδότες (μεγάλες αποστάσεις μετάδοσης χωρίς ενδιάμεσα ηλεκτρονικά), μειώνοντας έτσι τόσο το κόστος όσο και την πολυπλοκότητα του συστήματος. Μαζί με την αποδεδειγμένα υψηλή δυνατότητα παροχής εύρους ζώνης διαμόρφωσης, αυτή η ιδιότητα των καλωδίων ινών προσφέρει ακλόνητα επιχειρήματα για την υιοθέτηση οπτικών ινών για την πλειονότητα των τηλεπικοινωνιακών εφαρμογών μεγάλων αποστάσεων.

(ζ) *Αντοχή και ελαστικότητα*

Μολονότι τα προστατευτικά περιβλήματα είναι αναγκαία, οι οπτικές ίνες μπορούν να κατασκευαστούν με πολύ υψηλή εφελκυστική αντοχή. Οι ίνες μπορούν ακόμη να καμπυλωθούν σε πολύ μικρές ακτίνες ή να συστραφούν χωρίς να καταστραφούν, σε

βαθμό εντυπωσιακό για γυάλινα υλικά. Επιπλέον, έχουν αναπτυχθεί καλώδια τα οποία αποδείχθηκαν ελαστικά, συμπαγή και εξαιρετικά ανθεκτικά. Λαμβάνοντας υπ' όψη τα πλεονεκτήματα του μεγέθους και του βάρους, αυτά τα καλώδια οπτικών ινών είναι εν γένει ανώτερα από τα αντίστοιχα χάλκινα σε όρους αποθήκευσης, μεταφοράς, χειρισμού και εγκατάστασης, ενώ παρουσιάζουν τουλάχιστον ισάξια αντοχή και διάρκεια στο χρόνο.

(η) Αξιοπιστία συστήματος και ευκολία συντήρησης

Αυτά τα χαρακτηριστικά προκύπτουν κυρίως από τις χαμηλές απώλειες των καλωδίων οπτικών ινών, οι οποίες ελαττώνουν την ανάγκη ενδιάμεσων αναμεταδοτών ή ενισχυτών γραμμής για ισχυροποίηση του μεταδιδόμενου σήματος. Ο μικρότερος αριθμός αναμεταδοτών αυξάνει συνεπώς την αξιοπιστία του συστήματος συγκριτικά με τα συμβατικά συστήματα ηλεκτρικών αγωγών. Επιπροσθέτως, η αξιοπιστία των οπτικών στοιχείων δεν αποτελεί πλέον ζήτημα, με τα 20-30 χρόνια να είναι σήμερα συνηθισμένο νούμερο για την προβλεπόμενη διάρκεια ζωής. Και οι δύο παραπάνω παράγοντες τείνουν να μειώσουν το χρόνο και το κόστος συντήρησης.

(θ) Δυναμικά χαμηλό κόστος

Το γυαλί, το οποίο αποτελεί το κύριο μέσο μετάδοσης με οπτικές ίνες φτιάχνεται από άμμο -- μία πρώτη ύλη όχι δυσεύρετη. Έτσι, σε σύγκριση με τους χάλκινους αγωγούς, οι οπτικές ίνες προσφέρουν τη δυνατότητα φθηνών γραμμών επικοινωνίας. Μέχρι τώρα, αυτή η δυνατότητα δεν έχει αξιοποιηθεί πλήρως λόγω των εξεζητημένων και κατά συνέπεια ακριβών διεργασιών που απαιτούνται για την κατασκευή υπερκαθαρού γυαλιού, και του χαμηλού όγκου παραγωγής. Επί του παρόντος τα καλώδια οπτικών ινών συναγωνίζονται τα ομοαξονικά σε λογικό βαθμό, αλλά όχι και τα απλά χάλκινα σύρματα (π.χ. τα συνεστραμμένα ζεύγη). Εν τούτοις, φαίνεται πιθανό μελλοντικά η χρήση των οπτικών ινών να γίνει εξ ίσου φθηνή, ενώ οι επιδόσεις τους είναι ανώτερες σχεδόν από οποιοδήποτε είδος ηλεκτρικού αγωγού.

Επιπροσθέτως το συνολικό κόστος συστημάτων οπτικών ινών για επικοινωνίες μεγάλης απόστασης μειώνεται και εν γένει αγγίζει εκείνο των αντίστοιχων συστημάτων ηλεκτρικών γραμμών, λόγω των χαμηλών απωλειών και των ιδιοτήτων

ευρείας ζώνης του οπτικού μέσου. Όπως τονίστηκε στο (στ), η ανάγκη για ενδιάμεσους αναμεταδότες και τα σχετικά ηλεκτρονικά είναι μειωμένη, παρέχοντας ένα σημαντικό οικονομικό πλεονέκτημα. Εν τούτοις, παρ'όλο που αυτό το όφελος μεταφράζεται σε καθαρό κέρδος στην περίπτωση μεγάλων αποστάσεων, δε συμβαίνει αναγκαστικά το ίδιο στις εφαρμογές μικρών αποστάσεων όπου το πρόσθετο κόστος της ηλεκτρικής-οπτικής μετατροπής (και αντίστροφα) μπορεί να αποτελέσει αποφασιστικό παράγοντα. Παρ'όλα αυτά, άλλα πιθανά οικονομικά πλεονεκτήματα από τη μεταφορά, χειρισμό, εγκατάσταση και συντήρηση, όπως και τα χαρακτηριστικά που αναφέρθηκαν στα (γ) και (δ), μπορεί να αποδειχθούν καθοριστικά για την επιλογή συστήματος.

Το δυνητικά χαμηλό κόστος καθιστά τις επικοινωνίες οπτικών ινών ισχυρό αντίπαλο όχι μόνο των συστημάτων ηλεκτρικών γραμμών μετάδοσης, αλλά και των συστημάτων μετάδοσης με μικροκύματα και κύματα με μήκη κύματος χιλιοστών. Παρ'όλο που αυτά τα συστήματα παρέχουν λογικό εύρος ζώνης, η σχετικά μικρή εμβέλεια της μετάδοσης «στην ευθεία του ματιού» κάνει αναγκαία την εγκατάσταση ακριβών κεραιών σε διαστήματα μερικών δεκάδων χιλιομέτρων.

Η χρήση της μετάδοσης σημάτων φωτός σε μέσο αποτελούμενο από οπτική ίνα παρέχει συνεπώς πολλά πλεονεκτήματα. Οι θεμελιώδεις αρχές οι οποίες είναι η αιτία αυτών των ενισχυμένων επιδόσεων, καθώς και η πρακτική υλοποίησή τους, περιγράφονται στα επόμενα κεφάλαια. Εν τούτοις, προϋποτίθεται η γενική κατανόηση της βασικής φύσης και των ιδιοτήτων του φωτός.

2. Κυματοδηγοί οπτικών ινών

2.1 Εισαγωγή

Η μετάδοση φωτός μέσω διηλεκτρικών κυματοδηγών προτάθηκε και διερευνήθηκε για πρώτη φορά στις αρχές του 20^{ου} αιώνα. Το 1910 οι Hondros και Debye παρουσίασαν θεωρητική μελέτη, ενώ πειραματικό έργο αναφέρθηκε από τον Schriever το 1920 . Εν τούτοις ο κυματοδηγός από διάφανη διηλεκτρική ράβδο,

συνήθως κατασκευασμένη από κολλοειδές πυρίτιο με δείκτη διάθλασης γύρω στο 1.5 και περιβαλλόμενη από αέρα, αποδείχθηκε μη-πρακτικός λόγω της αδυναμίας στήριξής του (ειδικά όταν δοκιμάζονταν πολύ λεπτοί κυματοδηγοί προκειμένου να περιοριστεί ο αριθμός των διαδιδόμενων οπτικών τρόπων ταλάντωσης) και των εκτεταμένων απωλειών σε σημεία ασυνέχειας ανάμεσα στο γυαλί και τον αέρα. Παρ'όλα αυτά, το ενδιαφέρον που υπήρχε για τις εφαρμογές των διηλεκτρικών οπτικών κυματοδηγών σε τομείς όπως η οπτική απεικόνιση και η διαγνωστική (π.χ. ενδοσκόπια) οδήγησε στα μέσα της δεκαετίας του 1950 σε προτάσεις για διηλεκτρικές ράβδους με περίβλημα με σκοπό να ξεπεραστούν αυτά τα προβλήματα. Η σχετική δομή απεικονίζεται στο Σχ.2.1 το οποίο δείχνει ένα διάφανο πυρήνα με δείκτη διάθλασης n_1 και διάφανο περίβλημα με ελαφρώς μικρότερο δείκτη διάθλασης n_2 . Το περίβλημα δρα σαν στήριγμα του κυματοδηγού ενώ ταυτόχρονα, όταν είναι αρκετά παχύ, μειώνει δραστικά την απώλεια ακτινοβολίας προς τον αέρα. Στην πράξη, η ενέργεια του φωτός διαδίδεται τόσο στον πυρήνα όσο και στο περίβλημα με αποτέλεσμα τα εμπλεκόμενα πεδία να αποσβένουν μέχρι αμελητέας τιμής στο όριο περιβλήματος-αέρα.

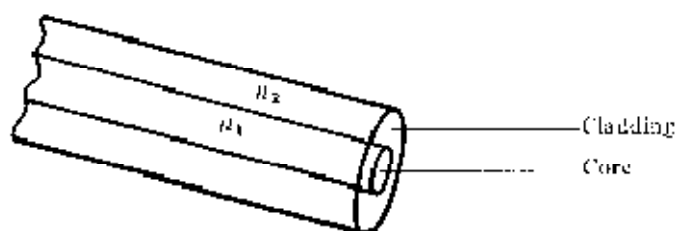
Η εφεύρεση των κυματοδηγών με περίβλημα οδήγησε στις πρώτες σοβαρές προτάσεις χρήσης οπτικών ινών στις επικοινωνίες, από τους Kao και Hockham και Werts το 1966, παρά το γεγονός ότι οι απώλειές τους ξεπερνούσαν τα $1,000 \text{ dB km}^{-1}$. Αυτές οι προτάσεις σηματοδότησαν σημαντικές προσπάθειες για μείωση της εξασθένησης σήματος μέσω αύξησης της καθαρότητας των υλικών και οδήγησαν σε βελτίωση των συμβατικών τεχνικών επεξεργασίας γυαλιού, δίνοντας ίνες με απώλειες γύρω στα 4.2 dB km^{-1} . Ακόμη, η εξέλιξη στις διαδικασίες επεξεργασίας γυαλιού όπως η εναπόθεση ατμών αντιδραστηρίων για σχηματισμό κολλοειδούς πυριτίου, επέτρεψαν τη δημιουργία ινών με απώλειες κάτω από το 1 dB km^{-1} .

Οι περισσότερες προσπάθειες εστίαζαν στην περιοχή μήκους κύματος $0.8-0.9 \mu\text{m}$ καθώς η πρώτη γενιά οπτικών πηγών από κράματα αρσενικούχου-γαλλίου-αλουμινίου λειτουργούσε σε αυτό το φάσμα. Εν τούτοις, όσο η μελέτη των ινών κολλοειδούς πυριτίου γινόταν πιο λεπτομερής, ήταν φανερό ότι η μετάδοση σε μεγαλύτερα μήκη κύματος ($1.1-1.6 \mu\text{m}$) θα οδηγούσε σε ελάττωση των απωλειών και της διασποράς σήματος. Αυτό οδήγησε σε μία αλλαγή κατεύθυνσης της τεχνολογίας

πηγών και ανιχνευτών για οπτικές ίνες με σκοπό τη λειτουργία σε αυτά τα μήκη κύματος. Σαν αποτέλεσμα υπήρξαν αναφορές για ίνες με απώλειες που κατέβαιναν στα 0.2 dB km^{-1} σε μεγαλύτερα μήκη κύματος, ειδικά γύρω στα $1.55 \mu\text{m}$.

Προκειμένου να εκτιμηθεί ο μηχανισμός μετάδοσης στις οπτικές ίνες με διαστάσεις κοντά σε αυτές μιας ανθρώπινης τρίχας είναι χρήσιμη η εξέταση της οπτικής κυματοαγωγής σε κυλινδρικές ίνες γυαλιού. Μία τέτοια ίνα δρα ως ανοιχτός κυματοδηγός, ο οποίος μπορεί να αναλυθεί με χρήση απλής θεωρίας ακτίνων. Εν τούτοις οι έννοιες της γεωμετρικής οπτικής δεν αρκούν για τη μελέτη όλων των ειδών οπτικών ινών, και για μία πλήρη περιγραφή χρειάζεται η θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων ταλάντωσης. Συνεπώς οι επόμενες παράγραφοι θα ασχοληθούν με τη μετάδοση του φωτός σε οπτικές ίνες πριν τη λεπτομερή παρουσίαση των διάφορων ειδών ινών.

Στην Παρ.2.2 συνεχίζουμε τη συζήτηση της διάδοσης του φωτός στις οπτικές ίνες χρησιμοποιώντας θεωρία ακτίνων, προκειμένου να αναπτύξουμε ορισμένες από τις θεμελιώδεις παραμέτρους που συνδέονται με μετάδοση σε οπτικές ίνες (γωνία εισδοχής, αριθμητικό άνοιγμα, κ.λπ.). Η βάση για τη μελέτη της διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων θα τεθεί στην Παρ.2.3, όπου θα αναπτυχθεί η θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων ταλάντωσης για επίπεδους (ορθογώνιους) κυματοδηγούς πριν ασχοληθούμε με κυλινδρικές ίνες. Στη συνέχεια στην Παρ.2.4 θα συζητήσουμε την οπτική διάδοση σε ίνες διακριτού δείκτη (τόσο πολυτροπικές όσο και μονοτροπικές). Τέλος, η Παρ.2.5 παρουσιάζει με συντομία το μηχανισμό κυματοαγωγής σε ίνες βαθμιαίου δείκτη.



Σχ.2.1 Κυματοδηγός οπτικής ίνας με πυρήνα δείκτη διάθλασης n_1 και περίβλημα ελαφρώς μικρότερου δείκτη διάθλασης n_2 .

2.2 Η μετάδοση στη θεωρία ακτίνων

2.2.1 Ολική ανάκλαση

Για τη μελέτη της διάδοσης του φωτός σε οπτικές ίνες με χρήση του προτύπου της θεωρίας ακτίνων είναι απαραίτητο να ληφθεί υπ' όψη ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου. Ο δείκτης διάθλασης ενός μέσου ορίζεται ως ο λόγος της ταχύτητας του φωτός στο κενό προς την ταχύτητα του φωτός στο μέσο. Μία ακτίνα φωτός ταξιδεύει πιο αργά σε ένα οπτικά πυκνό μέσο παρά σε ένα λιγότερο πυκνό, και ο δείκτης διάθλασης παρέχει ένα μέτρο αυτού του φαινομένου. Όταν μία ακτίνα προσπέσει στην επιφάνεια ανάμεσα σε δύο διηλεκτρικά με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης (π.χ. γυαλί-αέρας), εμφανίζεται διάθλαση όπως φαίνεται στο Σχ.2.2(a). Η ακτίνα που πλησιάζει την επιφάνεια διαδίδεται σε διηλεκτρικό με δείκτη διάθλασης n_1 και έχει γωνία φ_1 ως προς την κάθετη στην επιφάνεια. Αν το διηλεκτρικό στην άλλη πλευρά της επιφάνειας έχει δείκτη διάθλασης n_2 ο οποίος είναι μικρότερος από τον n_1 , τότε στο εσωτερικό του μέσου μικρότερου δείκτη διάθλασης η ακτίνα θα ακολουθήσει διαδρομή γωνίας φ_2 ως προς την κάθετη, όπου η φ_2 είναι μεγαλύτερη από την φ_1 . Οι γωνίες πρόσπτωσης φ_1 και διάθλασης φ_2 συνδέονται μεταξύ τους και με τους δείκτες διάθλασης των διηλεκτρικών μέσω του νόμου διάθλασης του Snell ο οποίος λέει ότι:

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2$$

ή

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

<Εξ.2.1>

Στο Σχ.2.2(a) μπορεί ακόμα να παρατηρηθεί ότι ένα μικρό ποσοστό του φωτός ανακλάται πίσω στο αρχικό διηλεκτρικό μέσο (μερική ανάκλαση). Καθώς ο n_1 είναι μεγαλύτερος από τον n_2 , η γωνία διάθλασης είναι πάντα μεγαλύτερη από τη γωνία πρόσπτωσης. Συνεπώς όταν η γωνία ανάκλασης είναι 90° και η διαθλώμενη ακτίνα κινείται παράλληλα στην επιφάνεια ανάμεσα στα διηλεκτρικά, τότε η γωνία

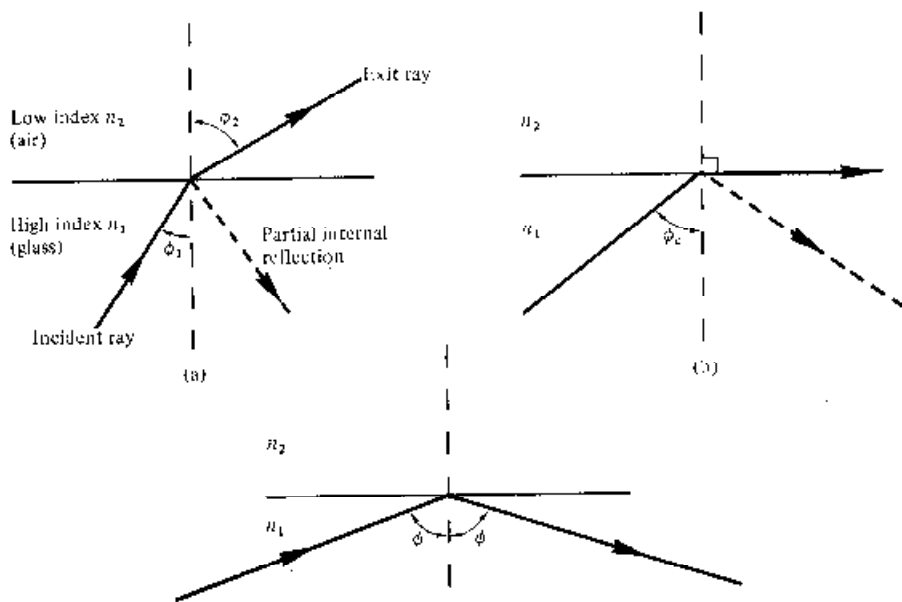
πρόσπτωσης πρέπει να είναι μικρότερη από 90° . Πρόκειται για την οριακή περίπτωση διάθλασης, και σε αυτή την περίπτωση η γωνία πρόσπτωσης λέγεται οριακή γωνία ϕ_c (Σχ.2.2.(b)). Από την Εξ.2.1 παίρνουμε την τιμή της οριακής γωνίας:

$$\sin \Phi_c = \frac{n_2}{n_1}$$

<Εξ.2.2>

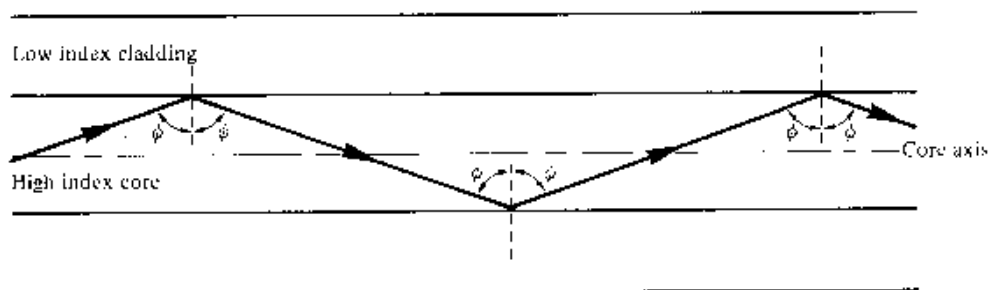
Για γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες από την οριακή γωνία το φως ανακλάται πίσω στο αρχικό διηλεκτρικό μέσο (ολική ανάκλαση) με μεγάλη αποδοτικότητα (γύρω στο 99.9%). Μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχ.2.2(c) ότι στην επιφάνεια ανάμεσα σε δύο διηλεκτρικά με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης έχουμε ολική ανάκλαση όταν το φως προσπίπτει από το διηλεκτρικό υψηλότερου δείκτη στο διηλεκτρικό χαμηλότερου δείκτη, και η γωνία πρόσπτωσης της ακτίνας υπερβαίνει την οριακή τιμή. Αυτός είναι ο μηχανισμός που επιτρέπει σε φως αρκούντως ρηχής γωνίας (μικρότερης από $90^\circ - \phi_c$) να διαδίδεται σε οπτική ίνα με χαμηλές απώλειες. Το Σχ.2.3 απεικονίζει τη μετάδοση μίας ακτίνας φωτός σε οπτική ίνα μέσω μιας σειράς ολικών ανακλάσεων στην επιφάνεια ανάμεσα στον πυρήνα κολλοειδούς πυριτίου και το περίβλημα κολλοειδούς πυριτίου ελαφρώς χαμηλότερου δείκτη διάθλασης. Στην επιφάνεια, η ακτίνα έχει γωνία πρόσπτωσης ϕ μεγαλύτερη από την οριακή γωνία και ανακλάται υπό την ίδια γωνία ως προς την κάθετη.

Η ακτίνα φωτός στο Σχ.2.3 είναι γνωστή σαν μεσημβρινή ακτίνα καθώς διασχίζει τον άξονα του πυρήνα της ίνας. Αυτό το είδος ακτίνας είναι ευκολότερο να περιγραφεί και χρησιμοποιείται συνήθως σαν παράδειγμα για τις θεμελιώδεις ιδιότητες μετάδοσης των οπτικών ινών. Πρέπει ακόμα να σημειωθεί ότι για τη μετάδοση φωτός στο Σχ.2.3 έχει υποθεθεί ιδανική ίνα, και ότι τυχόν ασυνέχειες ή ατέλειες στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος θα προκαλούσαν κατά πάσα πιθανότητα διάθλαση αντί για ολική ανάκλαση, και επακόλουθη απώλεια της ακτίνας φωτός στο περίβλημα.



Σχ.2.2 (a)

Ακτίνες φωτός προσπίπτουσες σε επιφάνεια από υψηλότερο προς χαμηλότερο δείκτη διάθλασης (π.χ. γυαλί-αέρας): (a) διάθλαση, (b) η οριακή περίπτωση διάθλασης, με την οριακή ακτίνα υπό γωνία ϕ_c , (c) ολική ανάκλαση όταν $\phi > \phi_c$.



Σχ.2.3

Η μετάδοση ακτίνας φωτός μέσα σε ιδανική οπτική ίνα.

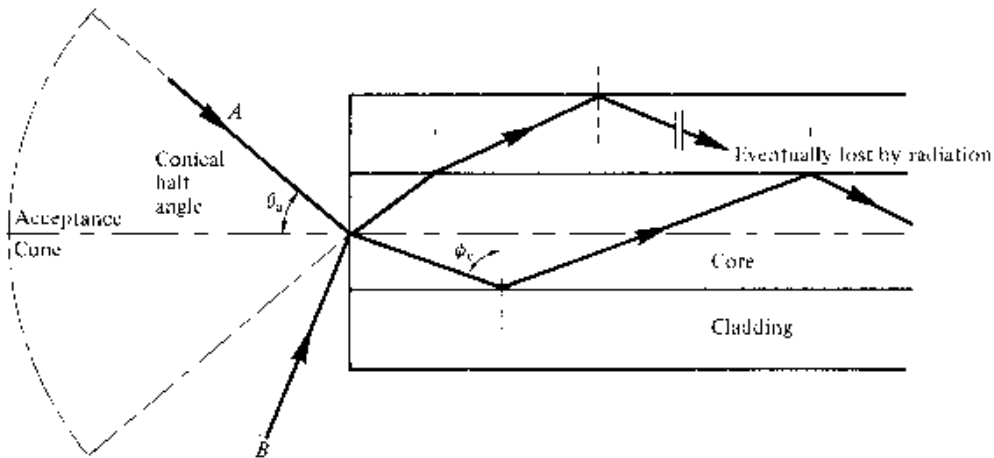
2.2.2 Γωνία εισδοχής (acceptance angle)

Μετά την περιγραφή της διάδοσης του φωτός σε οπτική ίνα μέσω ολικής ανάκλασης στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος, είναι χρήσιμο να γενικεύσουμε την προσέγγιση της γεωμετρικής οπτικής αναφορικά με τις ακτίνες φωτός που εισέρχονται στην ίνα. Εφ'όσον η ολική ανάκλαση επιτρέπει τη μετάδοση μόνο εκείνων των ακτίνων που περνούν αρκούντως κοντά στα τοιχώματα (δηλ. έχουν γωνία μεγαλύτερη από φ_c ως προς την κάθετη), είναι φανερό ότι δε θα διαδίδονται στην ίνα όλες οι ακτίνες που θα εισέρχονται στον πυρήνα.

Η γεωμετρία της κατεύθυνσης μίας ακτίνας φωτός σε οπτική ίνα παρουσιάζεται στο Σχ.2.4 το οποίο δείχνει μια μεσημβρινή ακτίνα Α υπό οριακή γωνία φ_c στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι η ακτίνα εισέρχεται στον πυρήνα της ίνας υπό γωνία θ_a ως προς τον άξονα του πυρήνα και διαθλάται στην επιφάνεια αέρα-πυρήνα πριν διαδοθεί μέχρι την επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος υπό οριακή γωνία. Συνεπώς, όσες ακτίνες εισέλθουν στον πυρήνα της ίνας υπό γωνία μεγαλύτερη από θ_a θα φτάσουν στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος με γωνία μικρότερη από φ_c και δε θα υποστούν ολική ανάκλαση. Αυτή η περίπτωση απεικονίζεται στο Σχ.2.4 με την ακτίνα Β η οποία εισέρχεται με γωνία μεγαλύτερη από θ_a και διαθλάται στο περίβλημα, όπου τελικά χάνεται λόγω ακτινοβολίας. Κατά συνέπεια, για να μεταδοθεί μία ακτίνα στον πυρήνα της ίνας μέσω ολικής ανάκλασης, πρέπει να προσπέσει στον πυρήνα της ίνας μέσα στον κώνο εισδοχής που καθορίζεται από την ημι-γωνία κώνου θ_a . Άρα η θ_a είναι η μέγιστη γωνία ως προς τον άξονα υπό την οποία μπορεί να εισέλθει φως στην ίνα και να διαδοθεί, και συχνά αναφέρεται ως η γωνία εισδοχής (acceptance angle)* της ίνας.

Αν η ίνα έχει ομογενή διατομή (δηλ. οι επιφάνειες πυρήνα-περιβλήματος είναι παράλληλες και χωρίς ασυνέχειες) μία μεσημβρινή ακτίνα προσπίπτουσα υπό γωνία μεγαλύτερη από την οριακή θα συνεχίσει να ανακλάται και θα μεταδοθεί διαμέσου της ίνας. Χρησιμοποιώντας επιχειρήματα συμμετρίας γίνεται σαφές ότι η γωνία εξόδου της ακτίνας ως προς τον άξονα θα είναι ίση με τη γωνία εισόδου, υποθέτοντας ότι η ακτίνα εξέρχεται σε μέσο με τον ίδιο δείκτη διάθλασης από όπου εισήλθε.

* Η θ_a καλείται κάποιες φορές μέγιστη γωνία ή γωνία ολικής εισδοχής.



Σχ. 2.4 Η γωνία εισδοχής θ_a όταν κατευθύνεται φως σε οπτική ίνα.

2.2.3 Αριθμητικό άνοιγμα

Στην προηγούμενη παράγραφο ορίστηκε η γωνία εισδοχής μίας οπτικής ίνας. Είναι όμως δυνατό να συνεχίσουμε την ανάλυση με θεωρία ακτίνων για να λάβουμε μια σχέση που συνδέει τη γωνία εισδοχής και τους δείκτες διάθλασης των τριών εμπλεκόμενων μέσων, δηλαδή του πυρήνα, του περιβλήματος και του αέρα. Αυτή οδηγεί στον ορισμό ενός όρου που χρησιμοποιείται συνηθέστερα, του αριθμητικού ανοίγματος (NA) της ίνας. Πρέπει να σημειωθεί ότι σε αυτή την ανάλυση, όπως και στην προηγούμενη συζήτηση της γωνίας εισδοχής, ασχολούμαστε με μεσημβρινές ακτίνες.

Το Σχ.2.5 δείχνει μία ακτίνα φώτος η οποία προσπίπτει στον πυρήνα της ίνας υπό γωνία θ_1 ως προς τον άξονά της, μικρότερη από τη γωνία εισδοχής θ_a . Η ακτίνα εισέρχεται στην ίνα από μέσο (αέρα) με δείκτη διάθλασης n_0 , ενώ ο πυρήνας της ίνας έχει δείκτη διάθλασης n_1 , ελαφρώς μεγαλύτερο από το δείκτη διάθλασης του περιβλήματος n_2 . Υποθέτοντας ότι η μετωπική επιφάνεια της ίνας είναι κάθετη στον άξονα και χρησιμοποιώντας το νόμο του Snell που δίνεται από την Εξ.2.1, για τη διάθλαση στην επιφάνεια αέρα-πυρήνα λαμβάνουμε:

$$n_0 \sin \theta_1 = n_1 \sin \theta_2$$

<Εξ.2.3>

Στο ορθογώνιο τρίγωνο ABC του Σχ.2.5 ισχύει:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta_2$$

<Εξ.2.4>

όπου η φ είναι μεγαλύτερη από την οριακή γωνία στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος. Συνεπώς η Εξ.2.3 γίνεται:

$$n_0 \sin \theta_1 = n_1 \sin \varphi$$

<Εξ.2.5>

Χρησιμοποιώντας την τριγωνομετρική σχέση $\sin^2\varphi + \cos^2\varphi = 1$, η Εξ.2.5 μπορεί να γίνει:

$$n_0 \sin \theta_1 = n_1 (1 - \sin^2 \varphi)^{1/2}$$

<Εξ.2.6>

Όταν ισχύει η οριακή περίπτωση της ολικής ανάκλασης, η φ γίνεται ίση με την οριακή γωνία φ_c για την επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος και δίνεται από την Εξ.2.2. Επίσης σε αυτή την περίπτωση η θ_1 γίνεται ίση με τη γωνία εισδοχής της ίνας θ_a . Συνδυάζοντας αυτές τις οριακές περιπτώσεις με την Εξ.2.6 παίρνουμε:

$$n_0 \sin \theta_a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

<Εξ.2.7>

Η Εξ.2.7, εκτός από το ότι συνδέει τη γωνία εισδοχής με τους δείκτες διάθλασης, αποτελεί τη βάση για τον ορισμό μίας σημαντικής παραμέτρου των οπτικών ινών, του αριθμητικού ανοίγματος (NA).

Το NA ορίζεται ως:

$$NA = n_0 \sin \theta_a = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

<Εξ.2.8>

Καθώς το NA χρησιμοποιείται συχνά για ίνες σε αέρα, όπου το n_0 είναι μονάδα, απλώς ισούται με $\sin \theta_a$. Μπορεί ακόμη να σημειωθεί ότι προσπίπτουσες μεσημβρινές ίνες στην περιοχή $0 \leq \theta_1 \leq \theta_a$ θα διαδωθούν εντός της ίνας.

Το αριθμητικό άνοιγμα μπορεί επίσης να γραφτεί χρησιμοποιώντας τη σχετική διαφορά Δ ανάμεσα στους δείκτες διάθλασης του πυρήνα και του περιβλήματος, η οποία ορίζεται ως:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

$$\approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \text{ για } \Delta \ll 1$$

<Εξ.2.9> για $\Delta \ll 1$

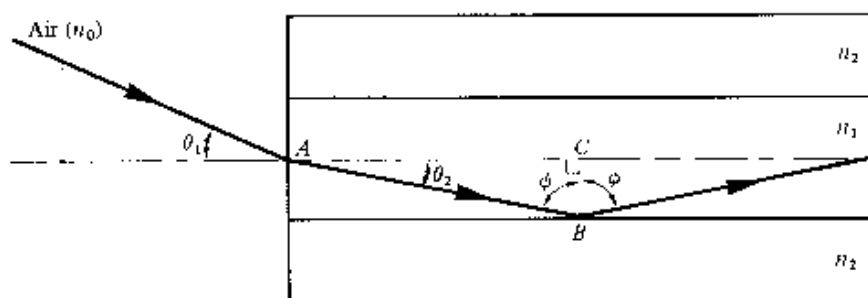
Συνεπώς συνδυάζοντας την Εξ.2.8 με την Εξ.2.9 μπορούμε να γράψουμε:

$$NA \approx n_1 (2\Delta)^{1/2}$$

<Εξ.2.10>

Οι σχέσεις που δίνονται στις Εξ.2.8 και 2.10 για το αριθμητικό άνοιγμα αποτελούν ένα πολύ χρήσιμο μέτρο της ικανότητας συλλογής φωτός μιας ίνας. Είναι ανεξάρτητες από τη διάμετρο του πυρήνα της ίνας και ισχύουν για οποιαδήποτε διάμετρο μεγαλύτερη από 8μm. Εν τούτοις, καταρρέουν για μικρότερες διαμέτρους καθώς η προσέγγιση της γεωμετρικής οπτικής παύει να ισχύει. Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι το πρότυπο της θεωρίας ακτίνων παρέχει μερική μόνο περιγραφή του χαρακτήρα του φωτός. Περιγράφει τη διεύθυνση που θα έχει μία συνιστώσα επίπεδου κύματος στο εσωτερικό της ίνας, αλλά δε λαμβάνει υπ' όψη τη συμβολή ανάμεσα σε αυτές τις συνιστώσες. Όταν εξεταστούν και φαινόμενα συμβολής βρίσκουμε ότι στον

πυρήνα της ίνας διαδίδονται μόνο ακτίνες με συγκεκριμένα διάκριτα χαρακτηριστικά. Συνεπώς η ίνα υποστηρίζει μόνο διάκριτο πλήθος οδηγούμενων τρόπων ταλάντωσης. Αυτό αποκτά αποφασιστική σημασία σε ίνες με πυρήνες μικρής διαμέτρου οι οποίες υποστηρίζουν μόνο έναν ή λίγους τρόπους ταλάντωσης. Σε αυτές τις περιπτώσεις χρειάζεται συνεπώς να εφαρμοστεί θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων ταλάντωσης .



Σχ.2.5

Η διαδρομή μεσημβρινής ακτίνας εισερχόμενης σε οπτική ίνα στον αέρα υπό γωνία μικρότερη από τη γωνία εισδοχής της ίνας.

2.2.4 Κυρτές ακτίνες

Στις προηγούμενες παραγράφους εξετάσαμε τη διάδοση μεσημβρινών ακτίνων σε οπτικούς κυματοδηγούς. Εν τούτοις υπάρχει κι άλλη κατηγορία ακτίνων, οι οποίες μεταδίδονται χωρίς να διασχίζουν τον άξονα της ίνας. Αυτές οι ακτίνες, οι οποίες είναι πολύ περισσότερες από τις μεσημβρινές, ακολουθούν ελικοειδή διαδρομή εντός της ακτίνας όπως φαίνεται στο Σχ.2.6 και ονομάζονται κυρτές ακτίνες. Η απεικόνιση της διαδρομής των κυρτών ακτίνων σε δύο διαστάσεις δεν είναι εύκολη, αλλά από το Σχ.2.6(b) μπορεί να φανεί ότι στην ελικοειδή διαδρομή υπάρχει αλλαγή κατεύθυνσης 2γ μετά από κάθε ανάκλαση, όπου γ είναι η γωνία ανάμεσα στην προβολή της διαδρομής σε δύο διαστάσεις και την ακτίνα κύκλου του πυρήνα στο σημείο ανάκλασης. Συνεπώς, σε αντίθεση με τις μεσημβρινές ακτίνες, το σημείο εξόδου των κυρτών ακτίνων από την ίνα στον αέρα εξαρτάται από τον αριθμό ανακλάσεων που υφίστανται και όχι από τις συνθήκες εισόδου στην ίνα. Όταν λοιπόν η είσοδος του

φωτός στην ίνα δεν είναι ομογενής οι κυρτές ακτίνες τείνουν να εξομαλύνουν την κατανομή του φωτός καθώς αυτό διαδίδεται, δίνοντας πιο ομογενή έξοδο. Ο βαθμός εξομάλυνσης εξαρτάται από τον αριθμό ανακλάσεων που υφίστανται οι κυρτές ακτίνες.

Ένα άλλο πιθανό πλεονέκτημα της μετάδοσης κυρτών ακτίνων γίνεται φανερό όταν μελετηθούν οι συνθήκες εισδοχής τους. Για τον υπολογισμό της γωνίας εισδοχής μίας κυρτής ακτίνας χρειάζεται να προσδιοριστεί η κατεύθυνση της ακτίνας σε δύο κάθετα μεταξύ τους επίπεδα. Η σχετική κατάσταση απεικονίζεται στο Σχ.2.7, όπου μία κυρτή ακτίνα προσπίπτει στον πυρήνα της ίνας στο σημείο A, υπό γωνία θ ως προς την κάθετη στην «πρόσοψη». Η ακτίνα διαθλάται στην επιφάνεια αέρα-πυρήνα πριν ταξιδένει ως το σημείο B που ανήκει στο ίδιο επίπεδο. Οι γωνίες πρόσπτωσης και ανάκλασης στο σημείο B είναι ίσες με φ και είναι μεγαλύτερες από την οριακή γωνία της επιφάνειας πυρήνα-περιβλήματος.

Για τη μελέτη της ακτίνας ανάμεσα στο A και το B χρειάζεται να βρεθεί η διεύθυνση της διαδρομής AB ως προς την ακτίνα κύκλου του πυρήνα στο σημείο B. Εφ'όσον η προσπίπτουσα και η ανακλώμενη ακτίνα στο σημείο B βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο, η διεύθυνση αυτή θα ισούται απλά με $\cos\varphi$. Εν τούτοις, αν θεωρήσουμε ότι η διαδρομή AB εκτείνεται σε δύο κάθετα μεταξύ τους επίπεδα, τότε γ είναι η γωνία που σχηματίζεται ανάμεσα στην ακτίνα κύκλου του πυρήνα και την προβολή της διαδρομής σε επίπεδο BRT κάθετο στον άξονα του πυρήνα, ενώ θ είναι η γωνία ανάμεσα στη διαδρομή και τη γραμμή AT η οποία είναι παράλληλη στον άξονα του πυρήνα. Κατά συνέπεια, η συσχέτιση της διαδρομής AB με την ακτίνα κύκλου BR σε αυτά τα δύο κάθετα μεταξύ τους επίπεδα δίνεται με πολλαπλασιασμό επί $\cos\gamma$ και $\sin\theta$.

Άρα η ανάκλαση στο σημείο B υπό γωνία φ δίνεται από:

$$\cos \gamma \sin \theta = \cos \varphi$$

<Εξ.2.11>

Χρησιμοποιώντας την τριγωνομετρική σχέση $\sin^2\varphi + \cos^2\varphi = 1$ η Εξ.2.11 γίνεται:

$$\cos \gamma \sin \theta = \cos \varphi = (1 - \sin^2)^{1/2}$$

<Εξ.2.12>

Αν λάβουμε την οριακή περίπτωση ολικής ανάκλασης τότε η φ γίνεται ίση με την οριακή γωνία φ_c για την επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος και σύμφωνα με την Εξ.2.2 δίνεται από $\sin \varphi_c = n_2/n_1$. Συνεπώς η Εξ.2.12 μπορεί να γραφτεί ως:

$$\cos \gamma \sin \theta \leq \cos \varphi = \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^{1/2}$$

<Εξ.2.13>

Επιπλέον, χρησιμοποιώντας το νόμο του Snell στο σημείο Α σύμφωνα με την Εξ.2.1 μπορούμε να γράψουμε:

$$n_0 \sin \theta_\alpha = n_1 \sin \theta$$

<Εξ.2.14>

όπου θα είναι η μέγιστη αξονική γωνία εισόδου για μεσημβρινές ακτίνες όπως περιγράφεται στην Παρ.2.2.2, και θ είναι η εσωτερική αξονική γωνία. Συνεπώς η αντικατάσταση του $\sin \theta$ από την Εξ.2.13 στην Εξ.2.14 δίνει:

$$\sin \theta_{as} = \frac{n_1 \cos \varphi_c}{n_0 \cos \gamma} = \frac{n_1}{n_0 \cos \gamma} \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^{1/2}$$

<Εξ.2.15>

όπου η θ_{as} τώρα συμβολίζει τη μέγιστη γωνία εισόδου ή γωνία εισδοχής (acceptance angle) για κυρτές ακτίνες. Ας σημειωθεί ότι η ανισότητα που χρησιμοποιείται στην Εξ.2.13 δε χρειάζεται πλέον καθώς όλοι οι όροι στην Εξ.2.15 αντιστοιχούν στην οριακή περίπτωση. Συνεπώς οι όροι εισδοχής για κυρτές γωνίες είναι:

$$n_0 \sin \theta_{as} \cos \gamma = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = NA$$

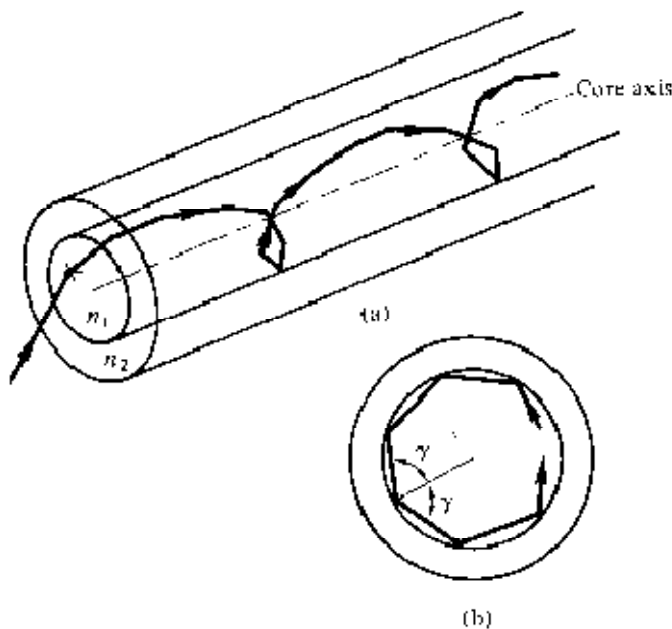
<Εξ.2.16>

και στην περίπτωση ίνας σε αέρα: ($n_0 = 1$)

$$n_0 \sin \theta_{as} \cos \gamma = NA$$

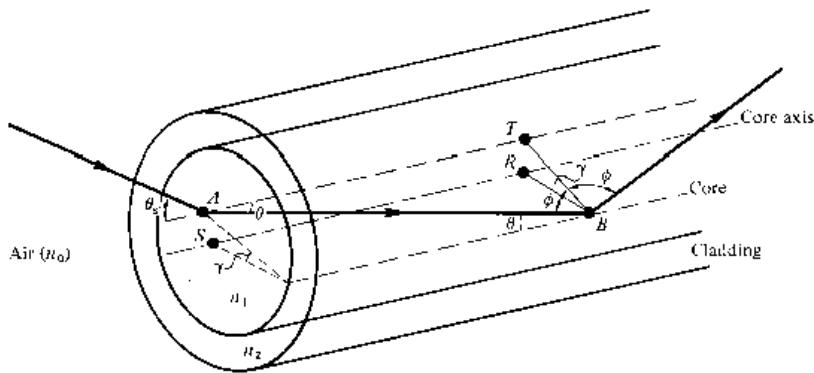
<Εξ.2.17>

Άρα, συγκρίνοντας με την Εξ.2.8 για μεσημβρινές ακτίνες, μπορεί να σημειωθεί ότι για δεδομένη ίνα οι κυρτές ακτίνες γίνονται δεκτές υπό αξονικές γωνίες μεγαλύτερες από ό,τι οι μεσημβρινές ακτίνες, ανάλογα με την τιμή του $\cos \gamma$. Για την ακρίβεια για μεσημβρινές ακτίνες το $\cos \gamma$ ισούται με μονάδα και η θ_{as} γίνεται ίση με θ_a . Συνεπώς, παρ'ότι η θ_a είναι η μέγιστη κωνική ημι-γωνία για την εισδοχή μεσημβρινών ακτίνων, η ίδια ορίζει την ελάχιστη γωνία εισόδου για κυρτές ακτίνες. Σαν αποτέλεσμα, οι κυρτές ακτίνες τείνουν να διαδίδονται μόνο στο δακτύλιο κοντά στην εξωτερική επιφάνεια του πυρήνα και δεν εκμεταλλεύονται πλήρως τον πυρήνα ως μέσο μετάδοσης. Εν τούτοις είναι συμπληρωματικές στις μεσημβρινές ακτίνες και αυξάνουν την ικανότητα συλλογής φωτός της ίνας. Αυτή η αυξημένη ικανότητα συλλογής φωτός μπορεί να είναι σημαντική για ίνες με μεγάλο NA, αλλά για τις περισσότερες περιπτώσεις σχεδιασμού επικοινωνιών οι εκφράσεις που δίνονται από τις Εξ.2.8 και 2.10 για μεσημβρινές ακτίνες θεωρούνται επαρκείς.



Σχ.2.6

Η ελικοειδής διαδρομή μίας κυρτής ακτίνας σε οπτική ίνα. (a) Διαδρομή κυρτής ακτίνας κατά μήκος της ίνας, (b) άποψη μιας διατομής της ίνας.



Σχ.2.7 Η διαδρομή στον πυρήνα της ίνας μίας κυρτής ακτίνας η οποία προσπίπτει στην επιφάνεια αέρα-πυρήνα υπό γωνία θ_s ως προς την κάθετη.

2.3 Θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων ταλάντωσης για οπτική διάδοση

2.3.1 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα

Προκειμένου να αποκτηθεί ένα βελτιωμένο μοντέλο για τη διάδοση του φωτός στις οπτικές ίνες, απαιτείται η μελέτη της θεωρίας ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Η βάση για τη μελέτη της διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων παρέχεται από τις εξισώσεις του Maxwell. Για μέσο με μηδενική αγωγιμότητα αυτές οι διανυσματικές εξισώσεις μπορούν να γραφτούν χρησιμοποιώντας το ηλεκτρικό πεδίο E , το μαγνητικό πεδίο H , την ηλεκτρική μετατόπιση D και τη μαγνητική επαγωγή B , ως εξισώσεις με διανυσματικό στροβιλισμό:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

<Εξ.2.18,>

$$\mathbf{V} \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

<Εξ 2.19>

και ως συνθήκες με διανυσματικές αποκλίσεις:

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{D} = 0$$

<Εξ.2.20> (απουσία ελεύθερων φορτίων)

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{B} = 0$$

<Εξ.2.21> (απουσία ελεύθερων μονόπολων)

Όπου \mathbf{v} διανυσματικός τελεστής.

Τα τέσσερα διανύσματα πεδίων συνδέονται με τις σχέσεις:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

<Εξ.2.22>

όπου ϵ είναι η διηλεκτρική διαπερατότητα και μ η μαγνητική διαπερατότητα του μέσου.

Αντικαθιστώντας τα \mathbf{D} και \mathbf{B} και παίρνοντας το διανυσματικό στροβιλισμό των Εξς.2.18 και 2.19 έχουμε:

$$\mathbf{V} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{H}) = -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}$$

<Εξ.2.23>

$$\mathbf{V} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{H}) = -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

<Εξ, 2.24>

Στη συνέχεια χρησιμοποιούμε τις συνθήκες με διανυσματικές αποκλίσεις των Εξς.2.20 και 2.21 μαζί με τη διανυσματική ταυτότητα

$$\dots \mathbf{V} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{Y}) = \mathbf{V}(\mathbf{V} \cdot \mathbf{Y}) - \mathbf{V}^2(\mathbf{Y})$$

και καταλήγουμε στις κυματικές εξισώσεις χωρίς διασπορά:

$$\mathbf{V}^2 \mathbf{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

<Εξ.2.25>

Και

$$\mathbf{V}^2 \mathbf{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}$$

<Εξ.2.26>

όπου \mathbf{V}^2 ο λαπλασιανός τελεστής. Για ορθογώνιες (καρτεσιανές) και κυλινδρικές (πολικές) συντεταγμένες οι παραπάνω κυματικές εξισώσεις ισχύουν για κάθε συνιστώσα του διανύσματος πεδίου, με κάθε συνιστώσα να ικανοποιεί τη βαθμωτή κυματική εξίσωση:

$$\mathbf{V}^2 \Psi = \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}$$

<Εξ.2.27>

όπου Ψ συνιστώσα των πεδίων \mathbf{E} και \mathbf{H} , και v_p είναι η φασική ταχύτητα (ταχύτητα διάδοσης ενός σημείου σταθερής φάσης μέσα στο κύμα) στο διηλεκτρικό μέσο. Συνεπάγεται ότι:

$$v_p = \frac{1}{(\mu \epsilon)^{1/2}} = \frac{1}{(\mu_t \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0)^{1/2}}$$

<Εξ.2.28>

όπου μ_τ και ϵ_τ είναι η σχετική μαγνητική και ηλεκτρική διαπερατότητα για το διηλεκτρικό μέσο και μ_0 και ϵ_0 είναι οι διαπερατότητες του κενού. Συνεπώς η ταχύτητα του φωτός στο κενό c είναι

$$c = \frac{1}{(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}}$$

<Εξ.2.29>

Στην περίπτωση επίπεδων κυματοδηγών, οι οποίοι περιγράφονται από καρτεσιανές συντεταγμένες (x,y,z) , ή κυκλικών ινών, που περιγράφονται από κυλινδρικές συντεταγμένες (r,ϕ,z) , ο λαπλασιανός τελεστής παίρνει τη μορφή:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$$

<Εξ.2.30>

ή

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}$$

<Εξ.2.31>

αντίστοιχα. Είναι απαραίτητο να ληφθούν υπ' όψη και οι δύο αυτές μορφές για να είναι πλήρης η μελέτη της οπτικής διάδοσης στην ίνα παρ' όλο που για πολλές από τις ιδιότητες που μας ενδιαφέρουν αρκούν οι καρτεσιανές συντεταγμένες.

Η βασική λύση της κυματικής εξίσωσης είναι ένα ημιτονοειδές κύμα, και η πιο σημαντική μορφή του είναι το ομογενές επίπεδο κύμα:

$$\psi = \psi_0 e^{j(\omega t - k \cdot r)}$$

<Εξ.2.32>

όπου ω η κυκλική συχνότητα του πεδίου, t ο χρόνος, k είναι ο κυματικός αριθμός (ή διάνυσμα διάδοσης) ο οποίος δίνει τη διεύθυνση της διάδοσης και το ρυθμό αλλαγής της φάσης με την απόσταση, ενώ οι συνιστώσες τού \mathbf{r} καθορίζουν το σημείο στο οποίο παρατηρείται το πεδίο. Όταν λ είναι το οπτικό μήκος κύματος σε κενό, το πλάτος του κυματικού αριθμού ή σταθερά διάδοσης στο κενό k (όπου $k=|k|$) δίνεται από:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

<Εξ.2.33>

Σε αυτή την περίπτωση το k ονομάζεται επίσης κυματικός αριθμός κενού χώρου.

2.3.2 Τρόποι ταλάντωσης σε επίπεδο οδηγό .

Ο επίπεδος οδηγός είναι η απλούστερη μορφή οπτικού κυματοδηγού. Μπορούμε να υποθέσουμε ότι αποτελείται από ένα πεπλατυσμένο κομμάτι διηλεκτρικού με δείκτη διάθλασης n_1 ανάμεσα σε δύο περιοχές χαμηλότερου δείκτη διάθλασης n_2 . Προκειμένου να αποκτήσουμε ένα βελτιωμένο μοντέλο για την οπτική διάδοση θα είναι χρήσιμο να εξετάσουμε τη συμβολή των συνιστωσών επίπεδων κυμάτων σε αυτόν το διηλεκτρικό κυματοδηγό.

Η εννοιολογική μετάβαση από θεωρία ακτίνων σε κυματική θεωρία μπορεί να διευκολυνθεί εξετάζοντας ένα επίπεδο μονοχρωματικό κύμα που διαδίδεται στη διεύθυνση της διαδρομής της ακτίνας εντός του οδηγού (βλ. Σχ.2.8(a)). Καθώς ο δείκτης διάθλασης στον οδηγό είναι n_1 , το οπτικό μήκος κύματος σε αυτή την περιοχή μειώνεται σε λ/n_1 ενώ η σταθερά διάδοσης στο κενό αυξάνεται σε $n_1 k$. Όταν θ είναι η γωνία ανάμεσα στον κυματικό αριθμό του κύματος ή την αντίστοιχη ακτίνα και τον άξονα του οδηγού, το επίπεδο κύμα μπορεί να αναλυθεί σε δύο επίπεδα κύματα τα οποία διαδίδονται στις διευθύνσεις z και x όπως φαίνεται στο Σχ.2.8(a). Η συνιστώσα της σταθεράς διάδοσης κατά τη διεύθυνση z , β_z , δίνεται από:

$$\beta_z = n_1 k \cos \theta \quad , \quad \text{όπου } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

<Εξ.2.34>

Η συνιστώσα της σταθεράς διάδοσης κατά τη διεύθυνση x , β_x , είναι:

$$\beta_x = n_1 k \sin \theta$$

<Εξ.2.35>

Η συνιστώσα του επίπεδου κύματος κατά τη διεύθυνση x ανακλάται στην επιφάνεια ανάμεσα στα μέσα με υψηλότερο και χαμηλότερο δείκτη διάθλασης. Όταν η ολική αλλαγή φάσης* μετά από δύο διαδοχικές ανακλάσεις στην άνω και κάτω επιφάνεια (ανάμεσα στα σημεία P και Q) είναι ίση με $2m\pi$ ακτίνια, όπου m ακέραιος, τότε συμβαίνει εποικοδομητική συμβολή και σχηματίζεται στάσιμο κύμα στη διεύθυνση x . Αυτή η κατάσταση απεικονίζεται στο Σχ.2.8(b) που δείχνει τη συμβολή δύο επίπεδων κυμάτων. Σε αυτό το σχήμα υποθέτουμε ότι η συμβολή σχηματίζει το στάσιμο κύμα χαμηλότερης δυνατής τάξης (όπου $m=0$), στο οποίο το ηλεκτρικό πεδίο είναι μέγιστο στο κέντρο του οδηγού και φθίνει προς μηδενική τιμή στο όριο ανάμεσα στον οδηγό και το περίβλημα. Εν τούτοις μπορεί να δει κανείς στο Σχ.2.8(b) ότι το ηλεκτρικό πεδίο εισχωρεί σε μικρή απόσταση στο περίβλημα, ένα φαινόμενο το οποίο θα συζητηθεί στην Παρ.2.3.4.

Παρ'όλα αυτά το οπτικό κύμα είναι ουσιαστικά εγκλωβισμένο στα όρια του οδηγού και η κατανομή ηλεκτρικού πεδίου στη διεύθυνση x δεν αλλάζει καθώς το κύμα διαδίδεται στη διεύθυνση z . Το Σχ.2.8(b) δείχνει ακόμη το ημιτονοειδώς μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο στη διεύθυνση z . Η σταθερή κατανομή πεδίου στη διεύθυνση x , με εξάρτηση από το z η οποία είναι μόνο περιοδική, είναι γνωστή σαν τρόπος ταλάντωσης. Κάθε ξεχωριστός τρόπος ταλάντωσης επιτυγχάνεται μόνο όταν η γωνία ανάμεσα στα διανύσματα διάδοσης ή τις ακτίνες και την επιφάνεια έχει συγκεκριμένη τιμή, όπως φαίνεται στο Σχ.2.8(b). Για την ακρίβεια οι Εξ.2.34 και 2.35 καθορίζουν μία ομάδα ακτίνων η οποία στην περίπτωση που περιγράφουμε αντιπροσωπεύει τον τρόπο χαμηλότερης δυνατής τάξης. Συνεπώς το φως που διαδίδεται στον οδηγό σχηματίζει διάκριτους τρόπους που ο καθένας χαρακτηρίζεται από ξεχωριστή τιμή του θ . Αυτοί οι τρόποι έχουν περιοδική εξάρτηση από το z της

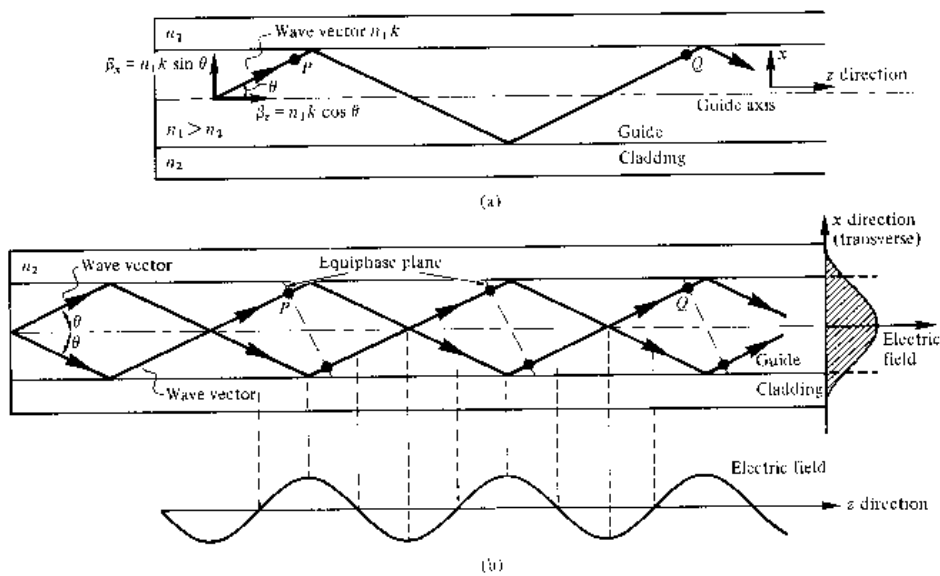
μορφής $\exp(-j\beta z)$ όπου το βz γίνεται η σταθερά διάδοσης για τον τρόπο, καθώς το μοτίβο των τρόπων του πεδίου παραμένει αμετάβλητο πέρα από την περιοδική εξάρτηση από το z . Έτσι για λόγους απλότητας του συμβολισμού αλλά και συμφωνίας με τη συνηθισμένη πρακτική, συμβολίζουμε τη σταθερά διάδοσης τρόπων ταλάντωσης με β , όπου $\beta = \beta z$. Αν τώρα υποθέσουμε ότι ένα μονοχρωματικό ηλεκτρομαγνητικό πεδίο φωτός με κυκλική συχνότητα ω έχει χρονική εξάρτηση $\exp(j\omega t)$, τότε γράφοντας μαζί τους παράγοντες ως $\exp(j(\omega t - \beta z))$ έχουμε την περιγραφή ενός τρόπου ταλάντωσης που διαδίδεται στη διεύθυνση z .

Για να «δώσουμε μορφή» στους κυρίαρχους τρόπους οι οποίοι διαδίδονται στη διεύθυνση z μπορούμε να υποθέσουμε ότι τα επίπεδα κύματα αντιστοιχούν σε ακτίνες υπό συγκεκριμένες διαφορετικές γωνίες μέσα στον επίπεδο οδηγό. Αυτά τα επίπεδα κύματα συμβάλλουν εποικοδομητικά για να σχηματίσουν μοτίβα στάσιμων κυμάτων κατά μήκος του οδηγού ακολουθώντας ημιτονοειδή ή συνημιτονοειδή τύπο. Το Σχ.2.9 έχει παραδείγματα τέτοιων ακτίνων για $m=1,2,3$ μαζί με τις κατανομές του ηλεκτρικού πεδίου στη διεύθυνση x . Μπορεί να παρατηρηθεί ότι το m δηλώνει το πλήθος των κόμβων σε αυτό το εγκάρσιο μοτίβο του πεδίου. Με αυτό τον τρόπο το m χαρακτηρίζει την τάξη του τρόπου και είναι γνωστό ως αριθμός τρόπων.

Όταν το φως περιγράφεται σαν ηλεκτρομαγνητικό κύμα, αποτελείται από περιοδικά μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό E και μαγνητικό πεδίο H τα οποία είναι προσανατολισμένα υπό ορθές γωνίες μεταξύ τους. Στις περιπτώσεις εγκάρσιων τρόπων του Σχ.2.9 το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο στη διεύθυνση διάδοσης και συνεπώς $E_z=0$, αλλά στη διεύθυνση διάδοσης βρίσκεται μία αντίστοιχη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου H . Σε αυτή την περίπτωση οι τρόποι λέγονται εγκάρσιοι ηλεκτρικοί (TE). Εναλλακτικά, όταν μία συνιστώσα του πεδίου E βρίσκεται στη διεύθυνση διάδοσης, ενώ $H_z=0$, οι σχηματιζόμενοι τρόποι ονομάζονται εγκάρσιοι μαγνητικοί (TM). Οι αριθμοί τρόπων ταλάντωσης ενσωματώνονται στην ορολογία και αναφερόμαστε στους τρόπους TE_m και EM_m όπως φαίνεται και στο Σχ.2.9 για τους εγκάρσιους ηλεκτρικούς τρόπους. Όταν όλο το πεδίο βρίσκεται στο εγκάρσιο επίπεδο, έχουμε εγκάρσια ηλεκτρομαγνητικά (TEM) κύματα στα οποία τόσο το E_z όσο και το H_z είναι μηδέν. Εν τούτοις, παρ'όλο που TEM κύματα εμφανίζονται σε

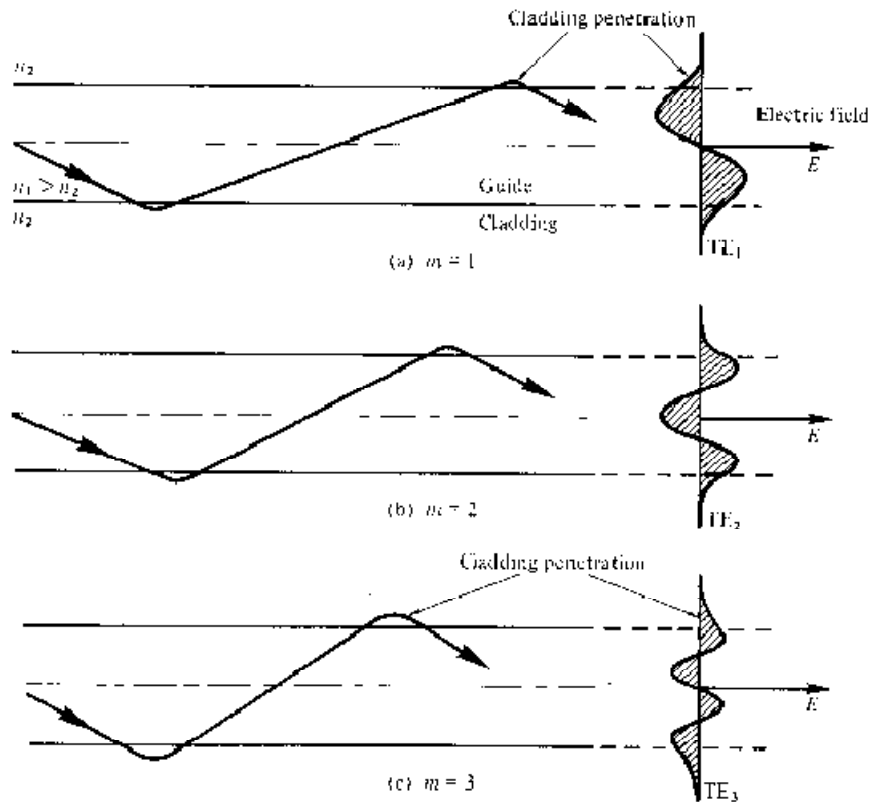
μεταλλικούς αγωγούς (π.χ. ομοαξονικά καλώδια) σπάνια εμφανίζονται σε οπτικούς κυματοδηγούς.

- Θα έπρεπε να σημειωθεί ότι υπάρχει μεταβολή στη φάση λόγω της ανάκλασης του επίπεδου κύματος στην επιφάνεια, καθώς και αλλαγή φάσης με την απόσταση που διανύεται. Η μεταβολή φάσης λόγω ανάκλασης σε διηλεκτρική επιφάνεια εξετάζεται στην Παρ.2.3.4.



Σχ.2.8

Ο σχηματισμός ενός τρόπου ταλάντωσης σε επίπεδο διηλεκτρικό οδηγό: (a) απεικόνιση ενός επίπεδου κύματος διαδιδόμενου στον οδηγό, μέσω του διανυσματός του ή της αντίστοιχης ακτίνας -- το διάνυσμα κύματος αναλύεται σε συνιστώσες κατά τις z και x διευθύνσεις, (b) σχηματισμός του τρόπου χαμηλότερης δυνατής τάξης (m=0) μέσω συμβολής επίπεδων κυμάτων στον οδηγό.



Σχ.2.9

Μοντέλο απεικόνισης της διάδοσης ακτίνων και των αντίστοιχων μοτίβων εγκάρσιου ηλεκτρικού (TE) πεδίου για τους τρόπους ταλάντωσης των τριών χαμηλότερων τάξεων ($m=1,2,3$) στον επίπεδο διηλεκτρικό οδηγό.

2.3.3 Φασική και ομαδική ταχύτητα

Όλα τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, επίπεδα ή μη, έχουν σημεία σταθερής φάσης. Στα επίπεδα κύματα αυτά τα σημεία σταθερής φάσης σχηματίζουν μια επιφάνεια γνωστή σαν μέτωπο κύματος. Καθώς ένα μονοχρωματικό κύμα φωτός διαδίδεται σε κυματοδηγό κατά τη διεύθυνση z αυτά τα σημεία σταθερής φάσης ταξιδεύουν με φασική ταχύτητα (ταχύτητα φάσης) v_p που δίνεται από:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta}$$

<Εξ.2.36>

όπου ω είναι η κυκλική συχνότητα του κύματος. Εν τούτοις είναι αδύνατο στην πράξη να παράγουμε απολύτως μονοχρωματικά κύματα φωτός, και εν γένει η φωτεινή ενέργεια αποτελείται από άθροισμα επίπεδων κυμάτων διαφορετικών συχνοτήτων. Συχνά εμφανίζεται η περίπτωση κατά την οποία μία ομάδα κυμάτων με παραπλήσιες συχνότητες διαδίδεται έτσι ώστε να προκύπτει ένα πακέτο κυμάτων. Στο Σχ.2.10 απεικονίζεται η δημιουργία ενός τέτοιου κυματοπακέτου από το συνδυασμό δύο κυμάτων ελαφρώς διαφορετικών συχνοτήτων που διαδίδονται μαζί. Αυτό το κυματοπακέτο δεν ταξιδεύει με τη φασική ταχύτητα των επιμέρους κυμάτων αλλά κινείται με ομαδική ταχύτητα (ταχύτητα ομάδας) v_g ίση με:

$$v_g = \frac{\delta\omega}{\delta\beta}$$

<Εξ.2.37>

Η ομαδική ταχύτητα έχει μεγάλη σημασία για τη μελέτη των χαρακτηριστικών μετάδοσης των οπτικών ινών καθώς σχετίζεται με τα χαρακτηριστικά μετάδοσης των παρατηρήσιμων ομάδων φωτός ή πακέτων φωτός.

Αν εξετάζουμε τη διάδοση σε άπειρο μέσο με δείκτη διάθλασης n_1 , τότε η σταθερά διάδοσης μπορεί να γραφτεί ως:

$$\beta = n_1 \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n_1\omega}{c}$$

<Εξ.2.38>

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η Εξ.2.38 προκύπτει από τις Εξ.2.33 και 2.34 όπου υποθέσαμε διάδοση μόνο κατά τη διεύθυνση z και συνεπώς το $\cos\theta$ είναι ίσο με μονάδα. Χρησιμοποιώντας την Εξ.2.36 λαμβάνουμε την ακόλουθη σχέση για τη φασική ταχύτητα:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta}$$

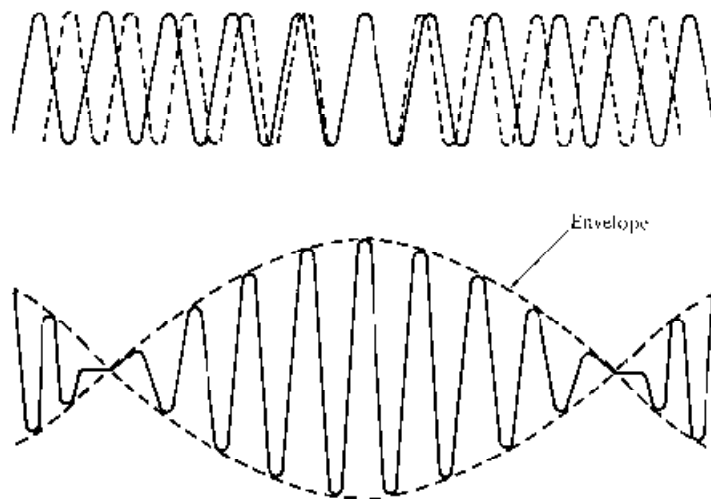
<Εξ.2.39>

Ομοίως, χρησιμοποιώντας την Εξ.2.37 η οποία στο όριο $d\omega/d\beta$ γίνεται $d\omega/d\beta$, η ομαδική ταχύτητα:

$$\begin{aligned}v_g &= \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{d}{d\omega} \left(n_1 \frac{2\pi}{\lambda} \right)^{-1} \left(\frac{-\omega}{\lambda} \right) \\&= \frac{-\omega}{2\pi\lambda} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{dn_1}{d\lambda} - \frac{n_1}{\lambda^2} \right)^{-1} \\&= \frac{c}{\left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right)} = \frac{c}{N_1} \text{ οπότε} \\V_P &= \frac{c}{n_1}\end{aligned}$$

<Εξ.2.40>

Η παράμετρος N_1 είναι γνωστή ως ομαδικός δείκτης του οδηγού.



Σχ.2.10 Φάκελος

Ο σχηματισμός κυματοπακέτου από το συνδυασμό δύο κυμάτων με σχεδόν ίσες συχνότητες. Ο φάκελος του κυματοπακέτου ή ομάδας κυμάτων ταξιδεύει με ομαδική ταχύτητα v_g .

2.3.4 Μετάπτωση φάσης με ολική ανάκλαση και εξαφανιζόμενο πεδίο

Στη συζήτηση της διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε επίπεδο κυματοδηγό στην Παρ.2.3.2 αναφέρθηκαν ορισμένα φαινόμενα που εμφανίζονται στην επιφάνεια οδηγού-περιβλήματος και δεν είναι προφανή από την εξέταση της οπτικής διάδοσης με χρήση θεωρίας ακτίνων. Για να εκτιμηθούν σωστά αυτά τα φαινόμενα είναι απαραίτητο να γίνει χρήση του προτύπου της θεωρίας κυμάτων για ολική ανάκλαση σε επίπεδη επιφάνεια. Αυτό απεικονίζεται στο Σχ.2.11, όπου τα βέλη αντιπροσωπεύουν διανύσματα διάδοσης κυμάτων ενώ μία συνιστώσα της ενέργειας του κύματος μεταδίδεται προς το περίβλημα διασχίζοντας την επιφάνεια. Η κυματική εξίσωση του ηλεκτρικού πεδίου σε μέσο χωρίς απώλειες γράφεται σε καρτεσιανές συντεταγμένες:

$$\nabla^2 E = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2}$$

<Εξ.2.41>

Καθώς η επιφάνεια οδηγού-περιβλήματος βρίσκεται στο επίπεδο $y-z$ και το κύμα προσπίπτει στην επιφάνεια στο επίπεδο $x-z$, η παράγωγος d/dy μπορεί να θεωρηθεί μηδενική. Εφόσον όλα τα σημεία της επιφάνειας στη z διεύθυνση πρέπει να ανήκουν στο ίδιο μέτωπο φάσης, τα τρία κύματα του Σχ.2.11 θα έχουν την ίδια σταθερά διάδοσης β κατά μήκος αυτής της διεύθυνσης. Συνεπώς, όπως προκύπτει από τη συζήτηση της Παρ.2.3.2, η διάδοση του κύματος στη διεύθυνση z μπορεί να περιγραφεί από $\exp j(\omega t - \beta z)$. Επιπλέον θα υπάρχει διάδοση κατά τη διεύθυνση x . Επιλύοντας για τις συνιστώσες σε αυτό το επίπεδο:

$$\beta_{x1} = n_1 k \cos \varphi_1$$

$$\beta_{x2} = -n_2 k \cos \varphi_2$$

<Εξς.2.42, 2.43>

όπου β_{x1} και β_{x2} είναι σταθερές διάδοσης στη διεύθυνση x για τον οδηγό και το περίβλημα αντίστοιχα. Συνεπώς τα τρία κύματα στον κυματοδηγό του Σχ.2.11, το προσπίπτον, το μεταδιδόμενο και το ανακλώμενο, με πλάτη A, B και C αντίστοιχα, θα είναι της μορφής:

$$A = A_0 \exp - (j\beta_{x1}x) \exp j(\omega t - \beta z)$$

$$B = B_0 \exp - (j\beta_{x2}x) \exp j(\omega t - \beta z)$$

$$C = C_0 \exp - (j\beta_{x1}x) \exp j(\omega t - \beta z)$$

<Εξς.2.44, 2.45, 2.46>

Χρησιμοποιώντας την απλή τριγωνομετρική σχέση $\sin 2\varphi + \cos 2\varphi = 1$:

$$\beta_{x1}^2 = (n_1^2 k^2 - \beta^2)$$

<Εξ.2.47>

Και

$$\beta_{x2}^2 = (n_2^2 k^2 - \beta^2) = -\xi^2$$

<Εξ.2.48>

Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει σε επιφάνεια ανάμεσα σε δύο διηλεκτρικά μέσα, οι εξισώσεις του Maxwell απαιτούν τόσο οι εφαπτομενικές συνιστώσες των E και H όσο και οι κάθετες συνιστώσες των D(=εE) και B(=μH) να είναι συνεχείς στο όριο. Αν το όριο βρίσκεται στο x=0 μπορούμε να θεωρήσουμε τις περιπτώσεις των εγκάρσιων ηλεκτρικών (TE) και εγκάρσιων μαγνητικών (TM) τρόπων ταλάντωσης.

Ας ξεκινήσουμε από το TE πεδίο στο όριο. Όταν χρησιμοποιούνται οι Εξς.2.44 και 2.46 για τις συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου στη διεύθυνση y, E_y , και εφαρμόζονται οριακές συνθήκες, τότε οι κάθετες συνιστώσες των πεδίων E και H στην επιφάνεια μπορούν να εξισωθούν και να δώσουν:

$$\mathbf{A}_0 + \mathbf{B}_0 = \mathbf{C}_0$$

<Εξ.2.49>

Επιπλέον μπορούμε να δείξουμε ότι η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου στη διεύθυνση y συνδέεται με την εφαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου H_z , σύμφωνα με:

$$H_z = \frac{J}{\mu_t \mu_0 \omega} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad \text{<Εξ.2.50>}$$

Εφαρμόζοντας εφαπτομενικές οριακές συνθήκες και αντικαθιστώντας το H_z με παραγωγή του E_y , έχουμε:

$$-\beta_{\chi 1} \mathbf{A}_0 + \beta_{\chi 2} \mathbf{B}_0 = -\beta_{\chi 2} \mathbf{B}_0$$

<Εξ.2.51>

Με αλγεβρικές πράξεις στις Εξς.2.49 και 2.51 παίρνουμε τα εξής αποτελέσματα:

$$\mathbf{C}_0 = A_0 \left(\frac{\beta_{\chi 1} - \beta_{\chi 2}}{\beta_{\chi 1} + \beta_{\chi 2}} \right) = A_0 \mathbf{r}_{ER}$$

$$\mathbf{B}_0 = A_0 \left(\frac{2\beta_{\chi 1}}{\beta_{\chi 1} + \beta_{\chi 2}} \right) = A_0 \mathbf{r}_{ET}$$

<Εξς.2.52, 2.53>

όπου \mathbf{r}_{ER} και \mathbf{r}_{ET} είναι αντίστοιχα οι συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης του πεδίου E στην επιφάνεια. Οι εκφράσεις στις Εξς.2.52 και 2.53 αντιστοιχούν στις σχέσεις Fresnel για ακτινοβολία πολωμένη κάθετα προς την επιφάνεια (πόλωση-E).

Όταν τόσο το $\beta_{\chi 1}$ όσο και το $\beta_{\chi 2}$ είναι πραγματικά, είναι φανερό ότι το ανακλώμενο κύμα C βρίσκεται σε φάση με το προσπίπτον κύμα A. Αυτό αντιστοιχεί σε μερική

ανάκλαση της προσπίπτουσας δέσμης. Εν τούτοις, όσο η ϕ_1 μεγαλώνει η συνιστώσα β_z (δηλ. β) ελαττώνεται, και σύμφωνα με τις Εξ.2.47 και 2.48 ελαττώνονται και οι συνιστώσες β_{x1} και β_{x2} . Συνεχίζοντας θα υπάρξει σημείο όπου το β_{x2} θα περάσει από το μηδέν, οπότε η ϕ_1 θα φτάσει στην τιμή της οριακής γωνίας ολικής ανάκλασης. Αν η ϕ_1 αυξηθεί κι άλλο, η συνιστώσα β_{x2} γίνεται φανταστική και μπορούμε να τη γράψουμε στη μορφή $-j\xi_2$. Στη διάρκεια αυτής της διαδικασίας η β_{x1} παραμένει πραγματική επειδή έχουμε υποθέσει ότι $n_1 > n_2$. Άρα υπό συνθήκες ολικής ανάκλασης η Εξ.2.52 μπορεί να γραφτεί ως:

$$C_0 = A_0 \left(\frac{\beta_{x1} + j\xi_2}{\beta_{x2} + j\xi_2} \right) = A_0 \exp 2j\delta_E \quad \langle \text{Εξ.2.54} \rangle$$

όπου παρατηρούμε ότι υπάρχει μετάπτωση φάσης του ανακλώμενου κύματος ως προς το προσπίπτον κύμα. Αυτό γίνεται φανερό από την ύπαρξη του δ_E το οποίο είναι:

$$\tan \delta_E = \frac{\xi_2^2}{\beta_{x1}} \quad \langle \text{Εξ.2.55} \rangle$$

Επιπλέον το όρισμα του ανακλώμενου κύματος είναι ίδιο με το όρισμα του προσπίπτοντος κύματος ($|C_0| = |A_0|$). Στο Σχ.2.12 απεικονίζονται οι καμπύλες του ορίσματος $|E|$ και της μετάπτωσης φάσης κατά την ανάκλαση ως συναρτήσεις της γωνίας πρόσπτωσης ϕ_1 , για TE κύματα προσπίπτοντα σε επιφάνεια γυαλιού-αέρα. Αυτές οι καμπύλες εκφράζουν τα παραπάνω αποτελέσματα, δηλαδή ότι υπό συνθήκες ολικής ανάκλασης το πλάτος του ανακλώμενου κύματος είναι ίσο με αυτό του προσπίπτοντος, αλλά υφίσταται μετάπτωση φάσης κατά δ_E μοίρες.

Αντίστοιχη ανάλυση στην περίπτωση των TM τρόπων ταλάντωσης στην επιφάνεια οδηγεί στις εξής εκφράσεις για την ανάκλαση και τη μετάδοση [Αν.14]:

$$C_0 = A_0 \left(\frac{\beta_{x1} n_2^2 - \beta_{x2} n_1^2}{\beta_{x1} n_2^2 + \beta_{x2} n_1^2} \right) = A_0 r_{HR}$$

$\langle \text{Εξ.2.56} \rangle$

Και

$$B_0 = A_0 \left(\frac{2\beta_{\chi_1} n_2^2}{\beta_{\chi_1} n_2^2 + \beta_{\chi_2} n_1^2} \right) = A_0 r_{HT}$$

<Εξ.2.57>

όπου r_{HR} και r_{HT} είναι αντίστοιχα οι συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης του πεδίου H στην επιφάνεια. Οι εκφράσεις στις Εξς.2.56 και 2.57 αντιστοιχούν και πάλι σε σχέσεις Fresnel , αλλά αυτή τη φορά για ακτινοβολία πολωμένη παράλληλα προς την επιφάνεια (πόλωση-H). Επιπλέον, η περίπτωση αυξανόμενης γωνίας πρόσπτωσης ϕ_2 , έτσι ώστε η β_{χ_2} να μηδενιστεί και στη συνέχεια να γίνει φανταστική, έχει και πάλι σαν αποτέλεσμα μετάπτωση φάσης όταν υπάρχει ολική ανάκλαση. Σε αυτή όμως την περίπτωση σημειώνεται διαφορετική μετάπτωση φάσης:

$$C_0 = A_0 \exp(2j\delta_H)$$

<Εξ.2.58>

όπου

$$\tan \delta_H = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2$$

<Εξ.2.59>

Άρα η μετάπτωση φάσης κατά την ανάκλαση εξαρτάται τόσο από τη γωνία πρόσπτωσης όσο και από την πόλωση (εγκάρσια ηλεκτρική ή μαγνητική) της ακτινοβολίας.

Το δεύτερο ενδιαφέρον φαινόμενο σε συνθήκες ολικής ανάκλασης είναι η μορφή του ηλεκτρικού πεδίου στο περίβλημα του οδηγού. Πριν επιτευχθεί οριακή γωνία ολικής ανάκλασης και άρα υπάρχει μόνο μερική ανάκλαση, το πεδίο στο περίβλημα είναι της μορφής που δίνεται από την Εξ.2.45. Εν τούτοις, όπως δείχθηκε παραπάνω όταν συμβαίνει ολική ανάκλαση το β_{χ_2} γίνεται φανταστικό και μπορεί να γραφτεί σαν $-j\xi_2$. Αντικαθιστώντας το β_{χ_2} στην Εξ.2.45 βρίσκουμε το μεταδιδόμενο κύμα στο περίβλημα:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp(-\xi_2 x) \exp j(\omega t - \beta z)$$

<Εξ.2.60>

Συνεπώς παρατηρούμε ότι το πλάτος του πεδίου στο περίβλημα μειώνεται εκθετικά* κατά τη διεύθυνση x . Ένα τέτοιο πεδίο, με εκθετική μείωση του πλάτους του, συχνά καλείται εξαφανιζόμενο πεδίο (evanescent field). Το Σχ.2.13 απεικονίζει σχηματικά ένα εξαφανιζόμενο πεδίο. Ένα πεδίο αυτής της μορφής αποθηκεύει ενέργεια και τη μεταφέρει στη διεύθυνση της διάδοσης (z) αλλά δε μεταφέρει ενέργεια στην εγκάρσια διεύθυνση (x). Εν τούτοις η ύπαρξη εξαφανιζόμενου πεδίου πέρα από το επίπεδο ανάκλασης στο εσωτερικό του μέσου με χαμηλότερο δείκτη διάθλασης, υποδεικνύει τη μετάδοση οπτικής ενέργειας στο περίβλημα.

Η διείσδυση ενέργειας στο περίβλημα υπογραμμίζει τη σημασία επιλογής του υλικού του περιβλήματος και γεννά τις εξής απαιτήσεις:

(α) Το περίβλημα πρέπει να είναι διαφανές στο φως με μήκη κύματος μεγαλύτερα από εκείνα στα οποία θα λειτουργεί ο οδηγός.

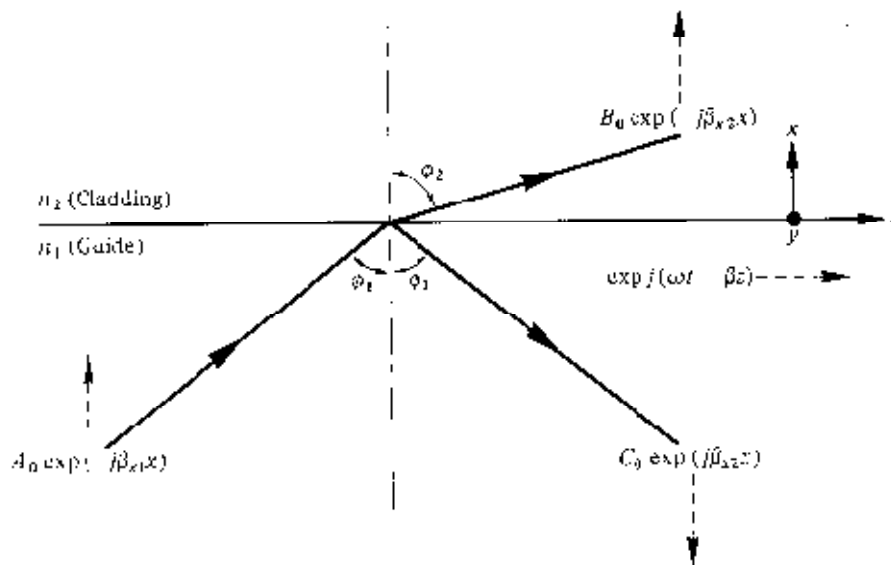
(β) Στην ιδανική περίπτωση το περίβλημα πρέπει να αποτελείται από στερεό υλικό ώστε να αποφευχθούν φθορές στον οδηγό και συσσώρευση ξένων σωμάτων στα τοιχώματα του οδηγού. Αυτά τα φαινόμενα υποβαθμίζουν την ανάκλαση λόγω αλληλεπίδρασης με το εξαφανιζόμενο πεδίο. Αυτό εξηγεί εν μέρει τις άσχημες επιδόσεις (υψηλές απώλειες) των πρώτων οπτικών κυματοδηγών που περιβάλλονταν από αέρα.

(γ) Το πάχος του περιβλήματος πρέπει να είναι τόσο που να επιτρέπει στο εξαφανιζόμενο πεδίο να μειωθεί μέχρι μία χαμηλή τιμή αλλιώς μπορεί να υπάρξει απώλεια ενέργειας. Παρ'όλα αυτά σε πολλές περιπτώσεις το πλάτος του πεδίου μειώνεται αρκετά γρήγορα με την απόσταση από την επιφάνεια οδηγού-περιβλήματος, ακόμα και σε αποστάσεις ισοδύναμες με λίγα μήκη κύματος του μεταδιδόμενου φωτός.

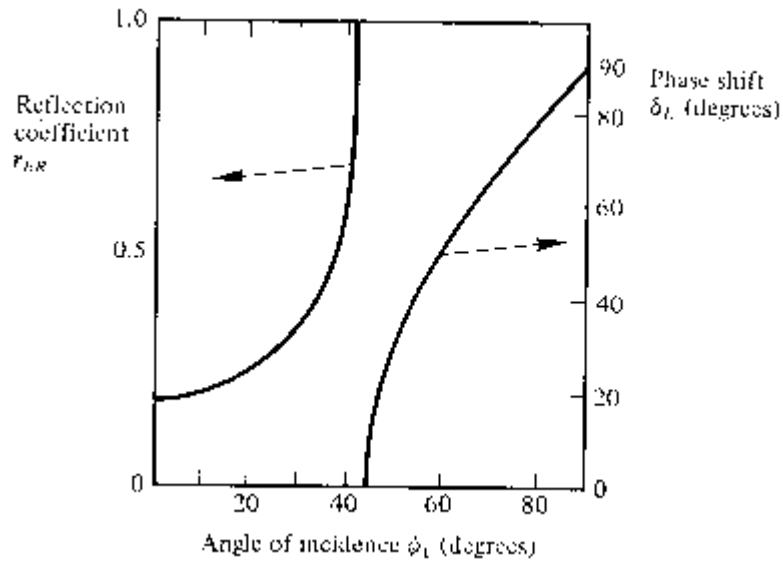
Συνεπώς οι πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες οπτικές ίνες αποτελούνται από πυρήνα και περίβλημα κατασκευασμένα και τα δύο από γυαλί. Έτσι ο δείκτης διάθλασης είναι μεγαλύτερος από ό,τι θα συνέβαινε στην περίπτωση υγρού ή αέριου περιβλήματος, με

αποτέλεσμα χαμηλότερο αριθμητικό άνοιγμα για την ίνα αλλά μεγαλύτερη πρακτικότητα.

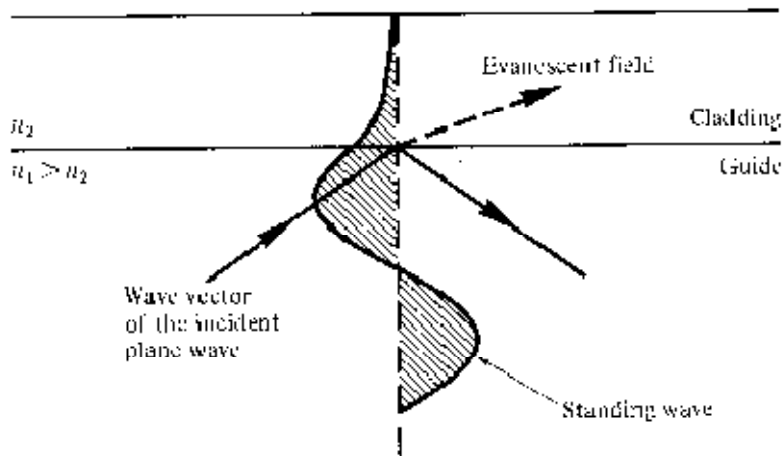
* Πρέπει να σημειωθεί ότι διαλέξαμε το πρόσημο του ξ_2 έτσι ώστε το εκθετικό πεδίο να μειώνεται αντί να αυξάνει με την απόσταση στο περίβλημα. Σε αυτή την περίπτωση το αυξανόμενο εκθετικό πεδίο είναι φυσικώς αδύνατη λύση.



Σχ.2.11 Ένα κύμα προσπίπτει στην επιφάνεια οδηγού-περιβλήματος σε επίπεδο διηλεκτρικό κυματοδηγό. Απεικονίζονται τα διανύσματα του προσπίπτοντος, του μεταδιδόμενου και του ανακλώμενου κύματος (συνεχείς γραμμές) μαζί με τις συνιστώσες τους στις διευθύνσεις z και x (διακοπτόμενες γραμμές).



Σχ.2.12 Οι καμπύλες του συντελεστή ανάκλασης και της μετάπτωσης φάσης κατά την ανάκλαση για εγκάρσια ηλεκτρικά κύματα, συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης σε επιφάνεια γυαλιού-αέρα ($n_1=1.5$, $n_2=1.0$).

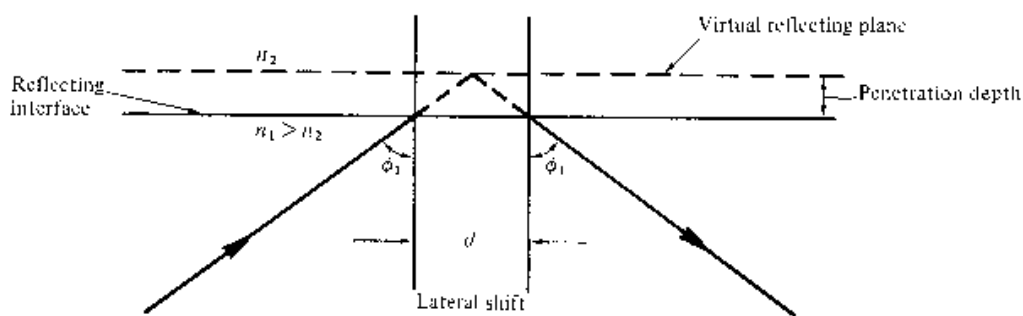


Σχ.2.13 Το εκθετικά μειούμενο εξαφανιζόμενο πεδίο στο περίβλημα του οπτικού κυματοδηγού.

2.3.5 Μετατόπιση Goos-Haenchen

Η αλλαγή φάσης που προκαλείται με την ολική ανάκλαση μιας ακτίνας φωτός σε επίπεδη διηλεκτρική επιφάνεια μπορεί να γίνει κατανοητή μέσω φυσικής παρατήρησης. Προσεκτική εξέταση δείχνει ότι η ανακλώμενη ακτίνα μετατοπίζεται πλάγιως ως προς την τροχιά που προβλέπει η ανάλυση με απλή θεωρία ακτίνων, όπως φαίνεται στο Σχ.2.14. Αυτή η πλάγια μετατόπιση είναι γνωστή σαν μετατόπιση Goos-Haenchen από τους πρώτους παρατηρητές της.

Η γεωμετρική ανάκλαση δείχνει να συμβαίνει σε ένα εικονικό επίπεδο ανάκλασης εντός του μέσου χαμηλότερου δείκτη, το οποίο είναι παράλληλο στη διηλεκτρική επιφάνεια, όπως δείχνει το Σχ.2.14. Με χρήση θεωρίας κυμάτων είναι δυνατό να προσδιοριστεί αυτή η πλάγια μετατόπιση παρ'όλο που είναι πολύ μικρή ($d \sim 0.06 - 0.10 \mu\text{m}$ για επιφάνεια επαργυρωμένου γυαλιού σε μήκος κύματος $0.55 \mu\text{m}$) και δύσκολη στην παρατήρηση. Εν τούτοις, η έννοια αυτή προσφέρει σημαντικά στην κατανόηση του μηχανισμού κυματοαγωγής στους διηλεκτρικούς οπτικούς κυματοδηγούς.



Σχ.2.14 Η πλάγια μετατόπιση ακτίνας φωτός κατά την ανάκλαση σε διηλεκτρική επιφάνεια (μετατόπιση Goos-Haenchen).

2.3.6 Η κυλινδρική ίνα

Η ακριβής λύση των εξισώσεων Maxwell για κυλινδρικό κυματοδηγό με ομογενή διηλεκτρικό πυρήνα* περιλαμβάνει αρκετές αλγεβρικές πράξεις και έχει περίπλοκο αποτέλεσμα. Παρ'όλο που η παρουσίαση των σχετικών μαθηματικών πηγαίνει πέρα από αυτό το κείμενο, είναι χρήσιμο να δούμε ποια πεδία και τρόποι προκύπτουν. Όπως και στον επίπεδο οδηγό (Παρ.2.3.2), στο διηλεκτρικό κύλινδρο επιτυγχάνονται TE (όπου $E_z=0$) και TM (όπου $H_z=0$) τρόποι ταλάντωσης. Εν τούτοις ο κυλινδρικός κυματοδηγός φράσσεται σε δύο διαστάσεις αντί για μία. Συνεπώς χρειάζονται δύο ακέραιοι, l και m , προκειμένου να καθοριστούν οι τρόποι ταλάντωσης (από εδώ και πέρα θα τους αποκαλούμε απλά τρόπους) σε αντίθεση με τον έναν ακέραιο (m) που χρειάζεται για τον επίπεδο οδηγό. Έτσι για τον κυλινδρικό κυματοδηγό θα αναφερόμαστε στους TE l m και TM l m τρόπους. Αυτοί οι τρόποι αντιστοιχούν σε μεσημβρινές ακτίνες (βλ. Παρ.2.2.1) που ταξιδεύουν εντός της ίνας. Παρ'όλα αυτά στον κυλινδρικό κυματοδηγό προκύπτουν και υβριδικοί τρόποι όπου τα E_z και H_z είναι μη μηδενικά. Αυτοί οι τρόποι οι οποίοι προκύπτουν από διάδοση κυρτών ακτίνων (βλ. Παρ.2.2.4) μέσα στην ίνα ονομάζονται HE l m και EH l m ανάλογα με το αν η συνιστώσα του H ή του E έχει μεγαλύτερη συνεισφορά στο εγκάρσιο (ως προς τον άξονα της ίνας) πεδίο. Συνεπώς η ακριβής περιγραφή των τρόπων των πεδίων σε ίνα με δείκτη σκαλοπατιού αποδεικνύεται κάπως πολύπλοκη.

Ευτυχώς η ανάλυση μπορεί να απλοποιηθεί όταν εξετάζουμε οπτικές ίνες στις επικοινωνίες. Αυτές οι ίνες ικανοποιούν την προσέγγιση ασθενούς κυματαγωγής όπου η σχετική διαφορά δεικτών είναι $\Delta \ll 1$. Αυτή αντιστοιχεί σε μικρές γωνίες θ στην Εξ.2.34. Για την ακρίβεια η Δ είναι συνήθως μικρότερη από 0.03 (2%) για ίνες οπτικών επικοινωνιών. Για δομές ασθενούς κυματαγωγής με κυρίαρχη την εμπρόσθια διάδοση, από τη θεωρία τρόπων προκύπτουν ως κυρίαρχες οι εγκάρσιες συνιστώσες των πεδίων. Κατά συνέπεια μπορούμε να πάρουμε προσεγγιστικές λύσεις για το πλήρες σετ των HE, EH, TE και TM τρόπων μέσω δύο γραμμικά πολωμένων συνιστωσών. Αυτοί οι γραμμικά πολωμένοι (LP) τρόποι δεν είναι ακριβείς τρόποι της ίνας εκτός από το θεμελιώδη τρόπο (χαμηλότερης τάξης). Παρ'όλα αυτά, καθώς το Δ είναι πολύ μικρό στις ίνες ασθενούς κυματαγωγής, προκύπτουν ζεύγη τρόπων HE-EH με σχεδόν ίσες σταθερές διάδοσης. Τέτοιοι τρόποι ονομάζονται

εκφυλισμένοι. Οι υπερθέσεις εκφυλισμένων τρόπων οι οποίοι χαρακτηρίζονται από κοινή σταθερά διάδοσης αντιστοιχούν σε συγκεκριμένους LP τρόπους ανεξάρτητα από τα συγκεκριμένα πεδία HE, EH, TE ή TM. Αυτός ο γραμμικός συνδυασμός εκφυλισμένων τρόπων όπως εξάγεται από την ακριβή λύση, παρέχει μια χρήσιμη απλούστευση στην ανάλυση των ινών ασθενούς κυματαγωγής.

Η σχέση ανάμεσα στην «κλασική» περιγραφή με HE, EH, TE και TM τρόπους και στην περιγραφή με LP_{lm} τρόπους φαίνεται στον Πίνακα 2.1. Για κάθε LP τρόπο οι δείκτες l και m σχετίζονται με το προφίλ της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου (βλ. Σχ.2.15(d)). Γενικά υπάρχουν 2l μέγιστα του πεδίου στην περιφέρεια του πυρήνα της ίνας και m μέγιστα του πεδίου κατά μήκος μίας ακτίνας κύκλου. Μπορεί επίσης να δει κανείς από τον Πίνακα 2.1 ότι ο συμβολισμός για τους HE και EH τρόπους άλλαξε σε σχέση με εκείνον που αναφέρθηκε για την επακριβή λύση στον κυλινδρικό κυματοδηγό. Ο δείκτης l στο συμβολισμό των LP αντιστοιχεί τώρα σε τρόπους HE και EH με l+1 και l-1 αντίστοιχα.

Στο Σχ.2.15 φαίνονται το προφίλ της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για τους τρεις χαμηλότερους LP τρόπους, μαζί με την επακριβή κατανομή των τρόπων που απαρτίζουν το ηλεκτρικό πεδίο. Από την απεικόνιση των τρόπων φαίνεται ότι η ένταση του πεδίου στην εγκάρσια διεύθυνση (E_x ή E_y) είναι ίδια για όλους τους τρόπους που ανήκουν στον ίδιο LP τρόπο. Εξ ου και ο όρος «γραμμικά πολωμένοι».

Χρησιμοποιώντας την Εξ.2.31 για τον κυλινδρικό κυματοδηγό με ομογενή πυρήνα υπό τις συνθήκες ασθενούς κυματοδότησης που περιγράψαμε χονδρικά, η βαθμωτή κυματική εξίσωση μπορεί να γραφτεί στη μορφή :

$$\frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Psi}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2\Psi}{d\phi^2} + (n_1^2 k^2 - \beta^2)\Psi = 0$$

<Εξ.2.61>

όπου ψ είναι το πεδίο (E ή H), n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα της ίνας, k είναι η σταθερά διάδοσης του φωτός στο κενό, και r και φ είναι κυλινδρικές συντεταγμένες. Οι σταθερές διάδοσης των οδηγούμενων τρόπων β βρίσκονται στην περιοχή τιμών:

$$n_2 k < \beta < n_1 k$$

<2.62>

όπου n_2 είναι ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος της ίνας. Οι λύσεις της κυματικής εξίσωσης για την κυλινδρική ίνα διαχωρίζονται μεταξύ τους και είναι της μορφής:

$$\Psi = E(r) \left\{ \frac{\cos l\varphi}{\sin lf} \exp(\omega t - \beta z) \right\}$$

<Εξ.2.63>

όπου σε αυτή την περίπτωση το ψ συμβολίζει την κυρίαρχη εγκάρσια συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου. Η περιοδική εξάρτηση από το φ μέσω του $\cos l\varphi$ ή $\sin l\varphi$ δίνει τρόπο με ακτινική τάξη 1. Επομένως η ίνα υποστηρίζει πεπερασμένο πλήθος οδηγούμενων τρόπων της μορφής της Εξ.2.63.

Η αντικατάσταση των λύσεων που δίνονται από την Εξ.2.63 στην Εξ.2.61 δίνει διαφορική εξίσωση της μορφής:

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE}{dr} + \left[(n_1 k^2 - \beta^2) - \frac{l^2}{r^2} \right] E = 0$$

<Εξ.2.64>

Για ίνα δείκτη σκαλοπατιού με πυρήνα σταθερού δείκτη διάθλασης, η Εξ.2.64 είναι μία διαφορική εξίσωση Bessel και οι λύσεις της είναι κυλινδρικές συναρτήσεις. Στην περιοχή του πυρήνα οι λύσεις είναι συναρτήσεις Bessel που συμβολίζονται J_l . Ένα

γράφημα με αυτές τις αποσβεννυμένες συναρτήσεις ταλάντωσης (ως προς το r) υπάρχει στο Σχ.2.16(a). Να σημειωθεί ότι το πεδίο είναι πεπερασμένο στο $r=0$ και μπορεί να απεικονιστεί από τη συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης J_0 . Εν τούτοις το πεδίο εξαφανίζεται καθώς το r πάει στο άπειρο και συνεπώς οι λύσεις στο περίβλημα είναι τροποποιημένες συναρτήσεις Bessel που συμβολίζονται K_1 . Αυτές οι τροποποιημένες συναρτήσεις φθίνουν εκθετικά με το r όπως φαίνεται στο Σχ.2.16(b). Το ηλεκτρικό πεδίο μπορεί συνεπώς να δωθεί από:

$$E(r) = GJ_1(UR) \quad \text{για } R < 1 \text{ πυρήνας}$$

$$= GJ_1(U) \frac{K_t(WR)}{K_t(W)} \quad \text{για } R > 1 \text{ περίβλημα}$$

όπου G είναι ο συντελεστής του πλάτους και $R=r/a$ είναι η κανονικοποιημένη ακτινική συντεταγμένη όταν a είναι η ακτίνα κύκλου του πυρήνα της ίνας. U και W είναι οι ιδιοτιμές στον πυρήνα και το περίβλημα αντίστοιχα και ορίζονται ως:

$$U = a(n_1 k^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$W = a(\beta^2 - n_2^2 k^2)^{\frac{1}{2}}$$

<Εξς.2.66, 2.67>

Το άθροισμα των τετραγώνων των U και W καθορίζει μία πολύ χρήσιμη ποσότητα [Αν.18] που συνήθως καλείται κανονικοποιημένη συχνότητα** V όπου

$$V = (U^2 + W^2)^{\frac{1}{2}} = ka(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.2.68>

Μπορεί να παρατηρηθεί ότι το συνηθισμένο σύμβολο για αυτή την παράμετρο είναι το ίδιο με αυτό που χρησιμοποιείται κανονικά για την τάση ρεύματος. Πάντως δε θα προκύψει σύγχυση σε αυτό το κεφάλαιο. Επιπλέον, χρησιμοποιώντας τις Εξς.2.8 και

2.10 η κανονικοποιημένη συχνότητα μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει του αριθμητικού ανοίγματος NA και της σχετικής διαφοράς δεικτών διάθλασης Δ αντίστοιχα:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(NA)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \alpha n_1 (2\Delta)^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.2.69, 2.70>

Η κανονικοποιημένη συχνότητα είναι αδιάστατη παράμετρος και έτσι κάποιες φορές καλείται απλά αριθμός V ή τιμή της ίνας.

Είναι ακόμα δυνατό να ορίσουμε την κανονικοποιημένη σταθερά διάδοσης b για μία ίνα συναρτήσεις των παραμέτρων της Εξ.2.68:

$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} = \frac{\left(\frac{\beta}{\kappa}\right)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} =$$

$$= \frac{(\beta/\kappa)^2 - n_2^2}{2n_1^2\Delta}$$

<Εξ.2.71>

Σύμφωνα με την έκφραση της Εξ.2.62 για τους οδηγούμενους τρόπους, τα όρια του β είναι n_2k και n_1k , άρα το b πρέπει να παίρνει τιμές ανάμεσα στο 0 και το 1.

Στην προσέγγιση ασθενούς κυματοαγωγής οι οριακές συνθήκες των πεδίων στο όριο απαιτούν τη συνέχεια των εγκάρσιων και εφαπτομενικών συνιστωσών του ηλεκτρικού πεδίου στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος (στο $r=a$). Κατά συνέπεια, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις συναρτήσεων Bessel που περιγράψαμε παραπάνω, μπορεί να γραφτεί μία εξίσωση ιδιοτιμών για τους LP τρόπους :

$$U \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = \pm W \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)}$$

<Εξ.2.72>

Η επίλυση της Εξ.2.72 με τις Εξς.2.66 και 2.67 επιτρέπει τον υπολογισμό της ιδιοτιμής U και συνεπώς και της β ως συνάρτησης της κανονικοποιημένης συχνότητας. Με αυτό τον τρόπο μπορούν να καθοριστούν τα χαρακτηριστικά διάδοσης των διάφορων τρόπων και η εξάρτησή τους από το οπτικό μήκος κύματος και τις παραμέτρους της ίνας.

Στην περίπτωση της διάδοσης τρόπων στο όριο όπου $\beta = n_2 k$, η φασική ταχύτητα του τρόπου ισούται με την ταχύτητα του φωτός στο περίβλημα και ο τρόπος δεν οδηγείται πλέον σωστά. Σε αυτή την περίπτωση ο τρόπος λέγεται ότι έχει αποκοπεί και η ιδιοτιμή $W=0$ (Εξ.2.67). Οι μη-οδηγούμενοι τρόποι ή τρόποι ακτινοβολίας έχουν συχνότητες χαμηλότερες από το σημείο αποκοπής όταν $\beta < k n_2$, και συνεπώς η W είναι φανταστική. Εν τούτοις η διάδοση κυμάτων δε σταματάει απότομα κάτω από το σημείο αποκοπής. Υπάρχουν τρόποι με $\beta < k n_2$ αλλά η διαφορά είναι πολύ μικρή, έτσι ώστε ένα μέρος της απώλειας ενέργειας από ακτινοβολία παρεμποδίζεται από ένα φράγμα στροφορμής που σχηματίζεται κοντά στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος. Οι λύσεις της κυματικής εξίσωσης που δίνουν αυτές τις καταστάσεις λέγονται τρόποι με διαρροές και συχνά συμπεριφέρονται μάλλον σαν οδηγούμενοι τρόποι με μεγάλες απώλειες παρά σαν τρόποι ακτινοβολίας. Από την άλλη, καθώς το β αυξάνεται πάνω από $n_2 k$, διαδίδεται όλο και λιγότερη ισχύς στο περίβλημα μέχρι που, όταν $\beta = n_1 k$, όλη η ισχύς περιορίζεται εντός του πυρήνα της ίνας. Όπως αναφέρθηκε πριν, αυτή η περιοχή τιμών του β αντιστοιχεί στους οδηγούμενους τρόπους της ίνας.

Οι τρόποι χαμηλότερων τάξεων που επιτυγχάνονται σε κυλινδρικό κυματοδηγό με ομογενή πυρήνα φαίνονται στο Σχ.2.17, όπου σημειώνονται τόσο ο συμβολισμός LP όσο και ο αντίστοιχος παραδοσιακός συμβολισμός με HE, EH, TE και TM τρόπους. Επίσης απεικονίζονται οι συναρτήσεις Bessel J_0 και J_1 ως προς την κανονικοποιημένη συχνότητα, και τα σημεία τομής τους με το μηδέν δίνουν το σημείο αποκοπής για τους διάφορους τρόπους. Κατά συνέπεια το σημείο αποκοπής

για ένα συγκεκριμένο τρόπο αντιστοιχεί και σε χαρακτηριστική τιμή της κανονικοποιημένης συχνότητας ($V=V_c$) για την ίνα. Μπορεί να δει κανείς στο Σχ.2.17 ότι η τιμή της V_c είναι διαφορετική για διαφορετικούς τρόπους. Για παράδειγμα το πρώτο σημείο τομής με το μηδέν συναντάται για J_1 όταν η κανονικοποιημένη συχνότητα είναι 0, και αυτή αντιστοιχεί στο σημείο αποκοπής του τρόπου LP01. Εν τούτοις, το πρώτο σημείο τομής με το μηδέν για J_0 είναι για κανονικοποιημένη συχνότητα 2.405, δίνοντας τιμή αποκοπής V_c 2.405 για τον τρόπο LP11. Ομοίως, το δεύτερο σημείο τομής της J_1 με το μηδέν αντιστοιχεί σε κανονικοποιημένη συχνότητα 3.83, δίνοντας τιμή αποκοπής V_c 3.83 για τον τρόπο LP02. Γίνεται φανερό ότι μπορούν να κατασκευαστούν ίνες με συγκεκριμένες τιμές κανονικοποιημένης συχνότητας οι οποίες αφήνουν ορισμένους μόνο τρόπους να διαδίδονται. Αυτό απεικονίζεται και στο Σχ.2.18 το οποίο δείχνει την κανονικοποιημένη σταθερά διάδοσης b για ένα πλήθος τρόπων LP σαν συνάρτηση της V . Ας σημειωθεί ότι η τιμή αποκοπής της κανονικοποιημένης συχνότητας V_c όταν $\beta=n_2k$, αντιστοιχεί σε $b=0$.

Η διάδοση ορισμένων μόνο τρόπων μέσα σε μία ίνα μπορεί επίσης να επιβεβαιωθεί με παρατήρηση «με το μάτι». Η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου για διαφορετικούς τρόπους δίνει παρόμοιες κατανομές της έντασης του φωτός στον πυρήνα της ίνας. Αυτά τα μοτίβα στους κυματοδηγούς (γνωστά σαν μοτίβα τρόπων) μπορούν να δώσουν μία ένδειξη των κυρίαρχων τρόπων που διαδίδονται στην ίνα. Στο Σχ.2.15 είδαμε τις κατανομές της έντασης του πεδίου για τους τρεις LP τρόπους χαμηλότερης τάξης. Στο Σχ.2.19 απεικονίζονται τα μοτίβα τρόπων για δύο LP τρόπους υψηλότερης τάξης. Εν τούτοις, πέρα από την περίπτωση που η ίνα έχει σχεδιαστεί για διάδοση ενός συγκεκριμένου τρόπου, είναι πιθανό ότι η υπέρθεση πολλών τρόπων θα έχει σαν αποτέλεσμα μη-διακριτό μοτίβο.

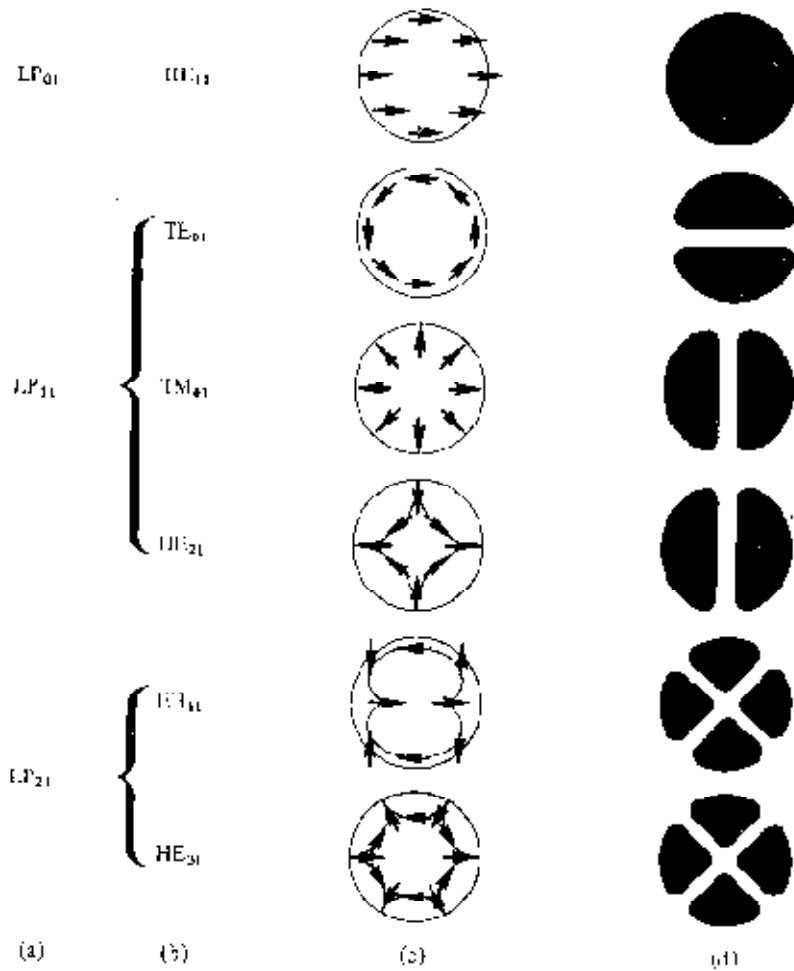
* Αυτός ο τύπος οπτικού κυματοδηγού με πυρήνα σταθερού δείκτη διάθλασης είναι γνωστός σαν ίνα με δείκτη σκαλοπατιού (βλ. Παρ.2.4).

** Όταν χρησιμοποιείται για επίπεδους κυματοδηγούς, το V αναφέρεται κάποιες φορές ως κανονικοποιημένο πάχος επίστρωσης καθώς σχετίζεται με το πάχος του στρώματος οδηγού.

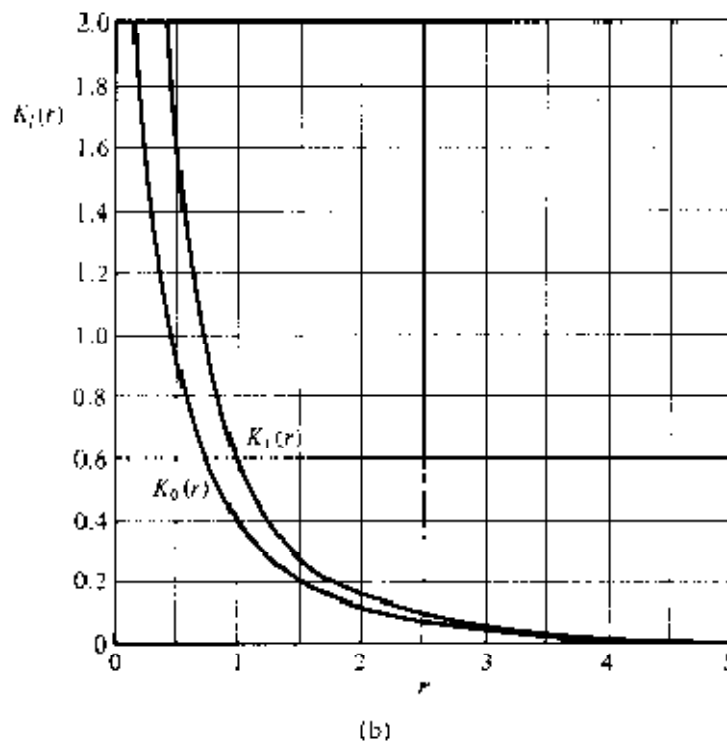
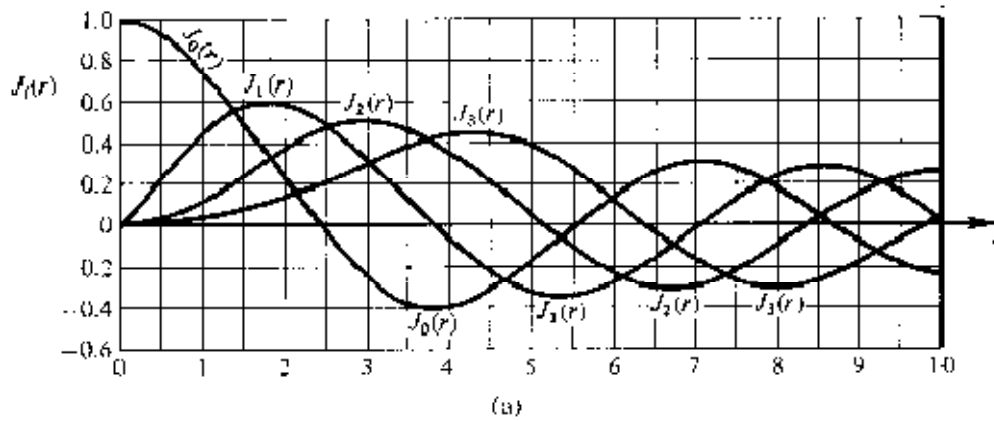
Linearly polarized	Exact
LP_{01}	HE_{11}
LP_{11}	$HE_{21}, TE_{01}, TM_{01}$
LP_{21}	HE_{31}, EH_{11}
LP_{02}	HE_{12}
LP_{31}	HE_{41}, EH_{21}
LP_{12}	$HE_{22}, TE_{02}, TM_{02}$
LP_{lm}	$HE_{2m}, TE_{0m}, TM_{0m}$
$LP_{lm} (l \neq 0 \text{ or } 1)$	$HE_{l+1,m}, EH_{l-1,m}$

Πίνακας 2.1

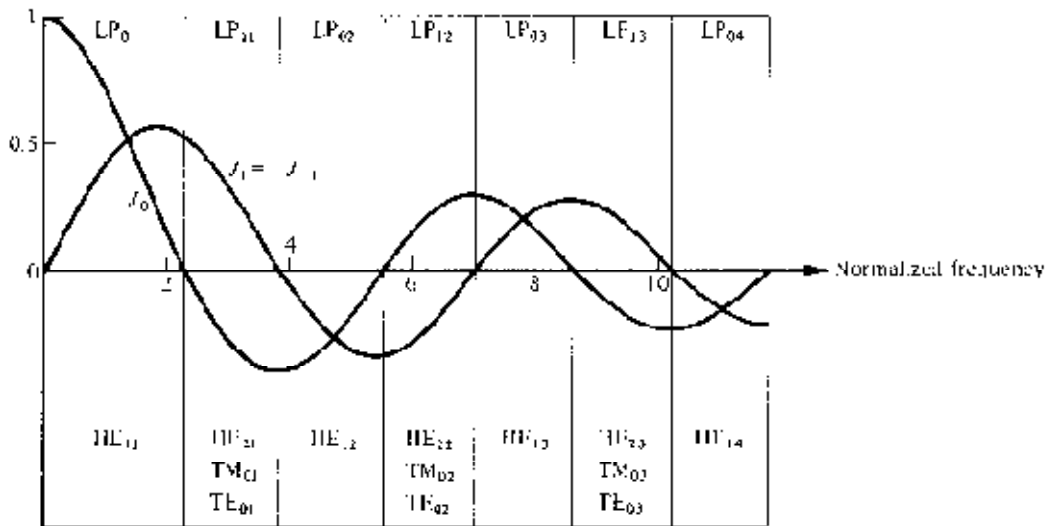
Αντιστοιχία ανάμεσα στους γραμμικά πολωμένους τρόπους χαμηλότερης τάξης και τους επακριβείς «κλασικούς» τρόπους από τους οποίους σχηματίζονται



Σχ.2.15 Το ηλεκτρικό πεδίο για τους τρεις χαμηλότερους LP τρόπους απεικονιζόμενο με τη βοήθεια των επακριβών τρόπων που τους απαρτίζουν: (a) LP τρόποι, (b) επακριβείς τρόποι, (c) κατανομή ηλεκτρικού πεδίου των επακριβών τρόπων, (d) κατανομή έντασης του E_x για τους επακριβείς τρόπους, η οποία χαρακτηρίζει και το προφίλ της έντασης ηλεκτρικού πεδίου για τους αντίστοιχους LP τρόπους.

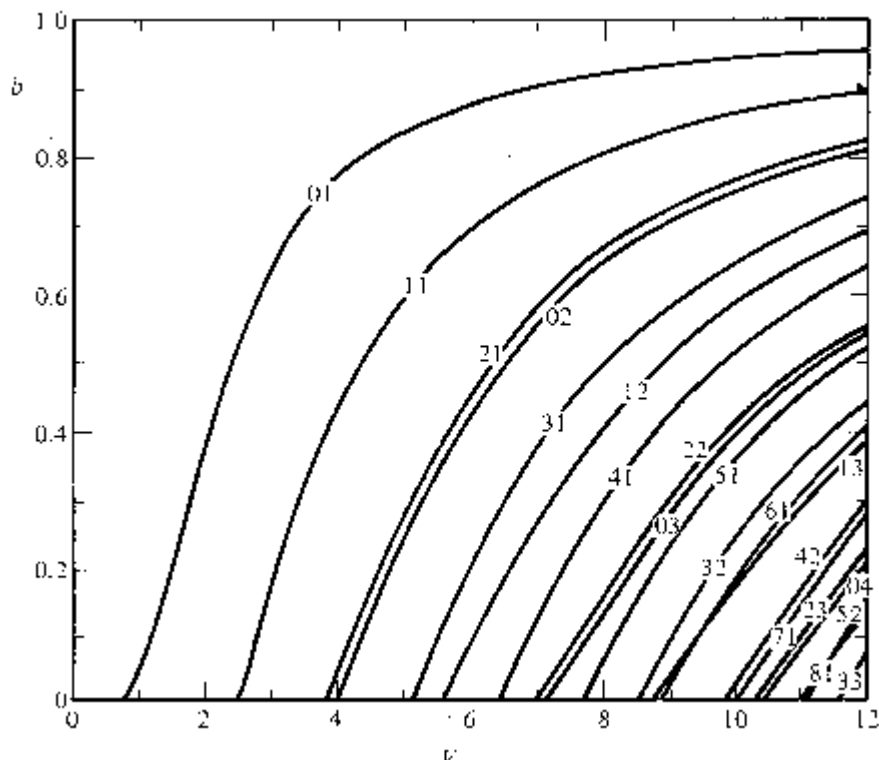


Σχ.2.16 (a) Μεταβολή της συνάρτησης Bessel $J_l(r)$ για $l=0,1,2,3$ (πρώτες τέσσερις τάξεις) συναρτήσει του r . (b) Η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel $K_l(r)$ συναρτήσει του r για $l=0,1$.

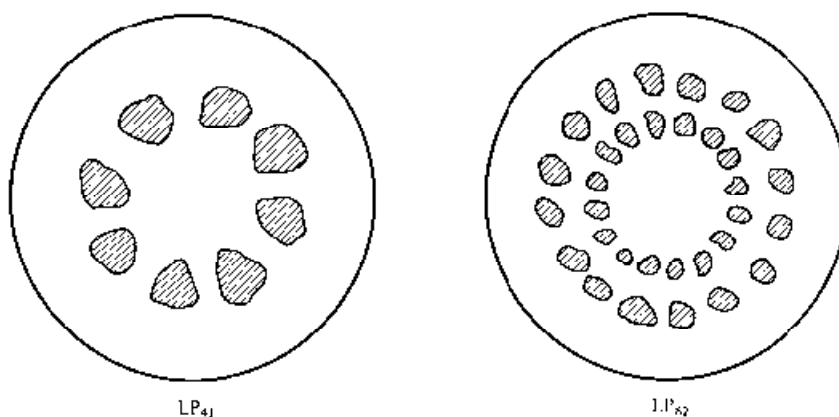


Σχ.2.17 -> Κανονικοποιημένη συχνότητα

Οι επιτρεπτές περιοχές για τους LP τρόπους τάξης $l=0,1$ ως προς την κανονικοποιημένη συχνότητα (V) για κυκλικό οπτικό κυματοδηγό με πυρήνα σταθερού δείκτη διάθλασης (ίνα με δείκτη σκαλοπατιού).



Σχ.2.18 Η κανονικοποιημένη σταθερά διάδοσης b σαν συνάρτηση της κανονικοποιημένης συχνότητας V για ένα πλήθος LP τρόπων.



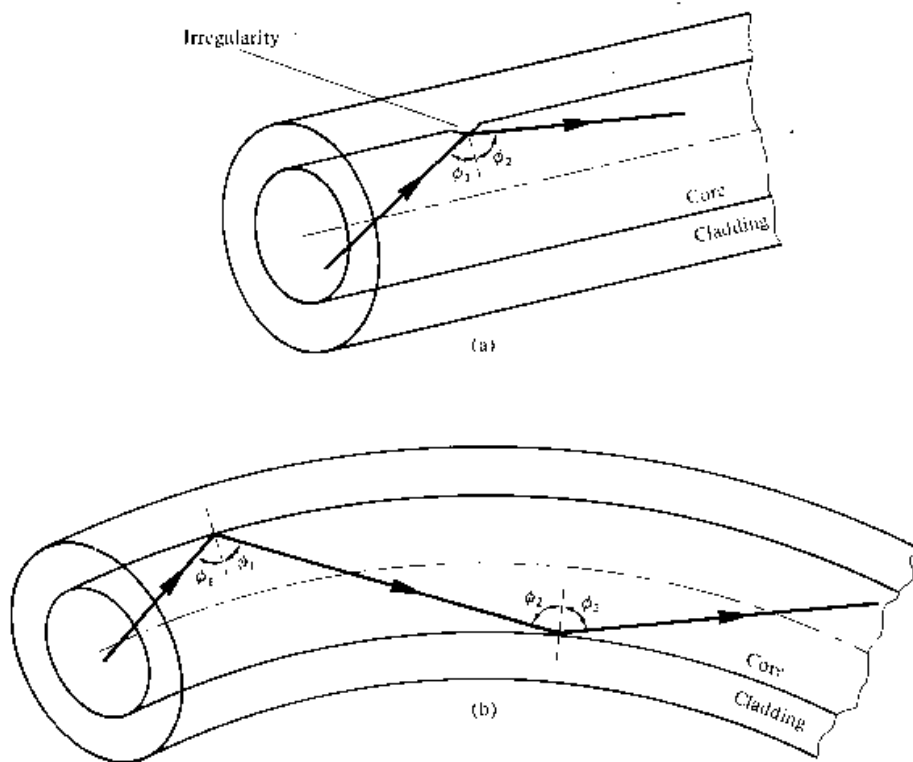
Σχ.2.19 Σχέδια εγκάρσιων τομών ινών που δείχνουν τις χαρακτηριστικές κατανομές έντασης φωτός (μοτίβα τρόπων), οι οποίες σχηματίζονται από τη διάδοση διαφορετικών γραμμικά πολωμένων τρόπων.

2.3.7 Σύζευξη τρόπων

Μέχρι τώρα εξετάσαμε ζητήματα διάδοσης σε ιδανικούς διηλεκτρικούς κυματοδηγούς. Παρ'όλα αυτά, διαταραχές στους κυματοδηγούς, όπως αποκλίσεις του άξονα της ίνας από την ευθεία, μεταβολές στη διάμετρο του πυρήνα, ατέλειες στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος και μεταβολές στο δείκτη διάθλασης μπορούν να αλλάξουν τα χαρακτηριστικά διάδοσης της ίνας. Το αποτέλεσμα τους θα είναι σύζευξη της ενέργειας ενός τρόπου με άλλον ανάλογα με τη συγκεκριμένη διαταραχή.

Η κατανόηση αυτού του φαινομένου διευκολύνεται από τη θεωρία ακτίνων όπως φαίνεται στο Σχ.2.20 το οποίο δείχνει δύο είδη διαταραχής. Μπορεί να παρατηρήσει κανείς ότι και στις δύο περιπτώσεις η ακτίνα δε διατηρεί την ίδια γωνία υπό τον άξονα. Στη θεωρία ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων αυτό αντιστοιχεί σε αλλαγή στο διαδιδόμενο τρόπο ταλάντωσης του φωτός. Έτσι οι μεμονωμένοι τρόποι σπάνια διαδίδονται κατά μήκος της ίνας χωρίς να μεταφερθεί κι ένα μεγάλο μέρος της

ενέργειάς τους σε γειτονικούς τρόπους, ακόμα κι όταν η ίνα είναι εξαιρετικά καλής ποιότητας και όχι τετρωμένη ή λυγισμένη. Αυτή η μετατροπή των τρόπων είναι γνωστή σαν σύζευξη ή ανάμιξη τρόπων. Συνήθως αναλύεται με χρήση συζευγμένων εξισώσεων τρόπων οι οποίες προκύπτουν απ'ευθείας από τις εξισώσεις του Maxwell. Εν τούτοις η σχετική θεωρία πηγαίνει πέρα από αυτό το κείμενο και στον αναγνώστη προτείνεται η Αν.17 για μία πλήρη διαπράγματευσή της. Η σύζευξη τρόπων επηρεάζει σημαντικά τις ιδιότητες μετάδοσης των ινών· ένας από τους κύριους τρόπους που συμβαίνει αυτό είναι μέσω των ιδιοτήτων διασποράς των ινών σε μεγάλες αποστάσεις.



Σχ.2.20 (a)

Απεικόνιση θεωρίας ακτίνων για δύο από τις δυνατές διαταραχές στις ίνες που προκαλούν σύζευξη τρόπων: (a) ατέλεια στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος, (b) λυγισμένη ίνα.

2.4 Ίνες διακριτού δείκτη

Το είδος της οπτικής ίνας που εξετάστηκε στις προηγούμενες παραγράφους με πυρήνα σταθερού δείκτη διάθλασης n_1 και περίβλημα ελαφρώς χαμηλότερου δείκτη διάθλασης n_2 είναι γνωστό ως ίνα διακριτού δείκτη. Αυτό οφείλεται στο προφίλ του δείκτη διάθλασης αυτής της ίνας ο οποίος παρουσιάζει μία ασυνεχή αλλαγή στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος όπως φαίνεται στο Σχ.2.21 όπου παρουσιάζονται τα κυριότερα είδη των ινών διακριτού δείκτη. Το προφίλ του δείκτη διάθλασης μπορεί και στις δύο περιπτώσεις να οριστεί ως:

$$n(\mathbf{r}) = \begin{cases} n_1 & \mathbf{r} < a \quad (\text{πυρήνα}) \\ n_2 & \mathbf{r} \geq a \quad (\text{περίβλημα}) \end{cases}$$

<Εξ.2.73>

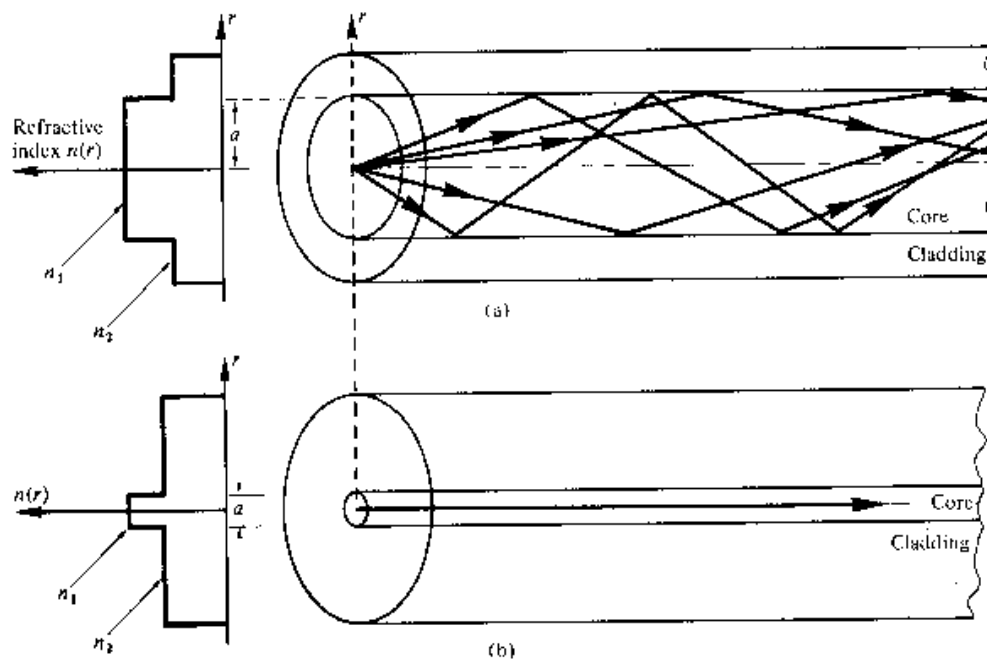
Το Σχ.2.21(a) παρουσιάζει μία πολύτροπη ίνα διακριτού δείκτη με διάμετρο πυρήνα γύρω στα 50 μm ή μεγαλύτερη, η οποία είναι αρκετά μεγάλη για να επιτρέπει τη διάδοση πολλών τρόπων στον πυρήνα της ίνας. Αυτό παριστάνεται στο Σχ.2.21(a) με πολλές διαφορετικές δυνατές διαδρομές ακτίνων στο εσωτερικό της ίνας. Το Σχ. 2.21(b) δείχνει μία μονοτροπική ίνα διακριτού δείκτη σκαλοπατιού η οποία επιτρέπει τη μετάδοση ενός μόνο εγκάρσιου ηλεκτρομαγνητικού τρόπου (του HE₁₁), και συνεπώς η διάμετρος του πυρήνα πρέπει να είναι της τάξης των 1.10 μm . Η διάδοση ενός και μόνο τρόπου παριστάνεται στο Σχ.2.2(b) ως μία μοναδική διαδρομή ακτίνας (συνήθως σχεδιάζεται η αξονική ακτίνα) στο εσωτερικό της ίνας.

Η μονοτροπική ίνα διακριτού δείκτη έχει το ιδιαίτερο πλεονέκτημα της χαμηλής διασποράς ανάμεσα σε τρόπους (πλάτυνση των μεταδιδόμενων παλμών φωτός), καθώς διαδίδεται μόνο ένας τρόπος, ενώ με την πολυτροπική ίνα διακριτού δείκτη μπορεί να υπάρξει σημαντική διασπορά λόγω των διαφορετικών ομαδικών ταχυτήτων των διαδιδόμενων τρόπων. Αυτό με τη σειρά του περιορίζει το μέγιστο εύρος ζώνης που μπορεί να επιτευχθεί με πολυτροπικές ίνες διακριτού δείκτη, ειδικά σε σύγκριση με μονοτροπικές ίνες. Εν τούτοις, για εφαρμογές χαμηλότερου εύρους ζώνης οι πολυτροπικές ίνες έχουν αρκετά πλεονεκτήματα έναντι των μονοτροπικών. Αυτά είναι:

(α) Χρήση χωρικά μη-ομογενών οπτικών πηγών (π.χ. οι περισσότερες δίοδοι εκπομπής φωτός) οι οποίες δεν μπορούν να συνδεθούν ικανοποιητικά με μονοτροπικές ίνες,

(β) Μεγαλύτερα αριθμητικά ανοίγματα, όπως και διάμετροι πυρήνων, τα οποία διευκολύνουν τη σύνδεση με οπτικές πηγές,

(γ) Λιγότερες απαιτήσεις στην ανοχή των συνδέσμων των ινών.



Σχ. 2.21

Το προφίλ δείκτη διάθλασης και η διάδοση ακτινών σε ίνες διακριτού δείκτη : (a) πολύτροπη ίνα διακριτού δείκτη , (b) μονότροπη ίνα διακριτού δείκτη .

2.4.1 Πολύτροπες ίνες διακριτού δείκτη

Οι πολύτροπες ίνες διακριτού δείκτη επιτρέπουν τη διάδοση πεπερασμένου πλήθους οδηγούμενων τρόπων στο κανάλι. Το πλήθος των οδηγούμενων τρόπων εξαρτάται

από τις φυσικές παραμέτρους (δηλ. σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης, ακτίνα πυρήνα) της ίνας και τα μήκη κύματος του μεταδιδόμενου φωτός τα οποία περιλαμβάνει η κανονικοποιημένη συχνότητα V της ίνας. Αναφέρθηκε στην Παρ.2.3.6 ότι υπάρχει μία τιμή αποκοπής για την κανονικοποιημένη συχνότητα V_c κάτω από την οποία δεν υφίστανται οδηγούμενοι τρόποι. Εν τούτοις δεν παύει τελείως η διάδοση τρόπων κάτω από το σημείο αποκοπής. Μη-οδηγούμενοι τρόποι ή τρόποι με μεγάλες απώλειες μπορούν να διαδοθούν σε αξιόλογες αποστάσεις στην ίνα. Παρ' όλα αυτά οι οδηγούμενοι τρόποι είναι που έχουν σημασία στις επικοινωνίες οπτικών ινών καθώς περιορίζονται στο εσωτερικό της ίνας κατά το πλήρες μήκος της. Μπορεί να αποδειχτεί ότι το συνολικό πλήθος οδηγούμενων τρόπων ή όγκος τρόπων M_s για ίνα δείκτη σκαλοπατιού σχετίζεται με την τιμή V της ίνας μέσω της προσεγγιστικής σχέσης:

$$M_s \cong \frac{V^2}{2}$$

<Εξ .2.74>

η οποία επιτρέπει μία εκτίμηση του πλήθους των οδηγούμενων τρόπων που διαδίδονται σε συγκεκριμένη πολυτροπική ίνα δείκτη σκαλοπατιού.

Η οπτική ισχύς διοχετεύεται σε μεγάλο πλήθος οδηγούμενων τρόπων ο καθένας από τους οποίους έχει διαφορετική χωρική κατανομή πεδίου, σταθερά διάδοσης, κ.λπ. Σε ιδανική πολυτροπική ίνα διακριτού δείκτη με ιδιότητες (δηλ. σχετική διαφορά δεικτών, διάμετρο πυρήνα) ανεξάρτητες της απόστασης, δεν υπάρχει σύζευξη τρόπων και η οπτική ισχύς που διοχετεύεται σε ένα συγκεκριμένο τρόπο παραμένει σε αυτόν και ταξιδεύει ανεξάρτητα από την ισχύ που διοχετεύεται στους άλλους οδηγούμενους τρόπους. Επίσης η πλειονότητα αυτών των οδηγούμενων τρόπων λειτουργεί μακριά από το σημείο αποκοπής και έτσι περιορίζονται στον πυρήνα της ίνας . Συνεπώς το μεγαλύτερο μέρος της οπτικής ισχύος μεταφέρεται στην περιοχή του πυρήνα και όχι στο περίβλημα. Έτσι οι ιδιότητες του περιβλήματος (π.χ. πάχος) δεν επηρεάζουν σημαντικά τη διάδοση αυτών των τρόπων.

2.4.2 Μονοτροπική ίνα διακριτού δείκτη

Το πλεονέκτημα της διάδοσης ενός μόνο τρόπου σε οπτική ίνα είναι ότι η διασπορά σήματος λόγω διαφορών στην καθυστέρηση ανάμεσα σε διαφορετικούς τρόπους σε πολυτροπική ίνα μπορεί να αποφευχθεί. Οι πολυτροπικές ίνες διακριτού δείκτη δεν προσφέρονται για διάδοση ενός μόνο τρόπου λόγω της δυσκολίας διατήρησης της μονοτροπικής λειτουργίας στην ίνα όταν συμβαίνει μετατροπή (δηλ. σύζευξη) τρόπων λόγω ατελειών στην ίνα και στην είσοδο σε αυτή. Συνεπώς για τη διάδοση ενός τρόπου χρειάζεται να είναι η ίνα σχεδιασμένη έτσι ώστε να επιτρέπει διάδοση ενός και μόνο, ενώ όλοι οι άλλοι τρόποι εξασθενούν λόγω διαρροών ή απορρόφησης.

Με βάση τη συζήτηση για τις πολυτροπικές ίνες, αυτό μπορεί να επιτευχθεί μέσω επιλογής μίας κατάλληλης συχνότητας κανονικοποίησης για την ίνα. Για μονοτροπική λειτουργία, μόνο ο θεμελιώδης τρόπος LP01 μπορεί να υφίσταται. Συνεπώς το όριο της μονοτροπικής λειτουργίας εξαρτάται από το κατώτερο όριο οδηγούμενης διάδοσης για τον τρόπο LP11. Η κανονικοποιημένη συχνότητα αποκοπής για τον τρόπο LP11 είναι $V_c=2.405$ (βλ. Παρ.2.3.6). Έτσι η μονοτροπική διάδοση του τρόπου LP01 είναι δυνατή στην περιοχή τιμών:

$$0 \leq V < 2.405$$

<Εξ.2.75>

καθώς δεν υπάρχει αποκοπή για τη θεμελιώδη συχνότητα. Πρέπει να σημειωθεί ότι στην πραγματικότητα υπάρχουν δύο τρόποι με ορθογώνια πόλωση σε αυτή την περιοχή, και ο όρος «μονοτροπική» ισχύει για διάδοση φωτός μίας συγκεκριμένης πόλωσης. Επίσης, είναι φανερό ότι η κανονικοποιημένη συχνότητα της ίνας μπορεί να προσαρμοστεί εντός της περιοχής της Εξ.2.75 μειώνοντας την ακτίνα του πυρήνα και πιθανώς τη σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης σύμφωνα με την Εξ.2.70.

Προκειμένου να διατηρηθεί η μονοτροπική λειτουργία με μέγιστο αριθμό V γύρω στο 2.405, η μονοτροπική ίνα θα πρέπει να έχει αρκετά μικρότερη διάμετρο πυρήνα απ'ό,τι η αντίστοιχη πολυτροπική ίνα διακριτού δείκτη. Εν τούτοις είναι δυνατό να

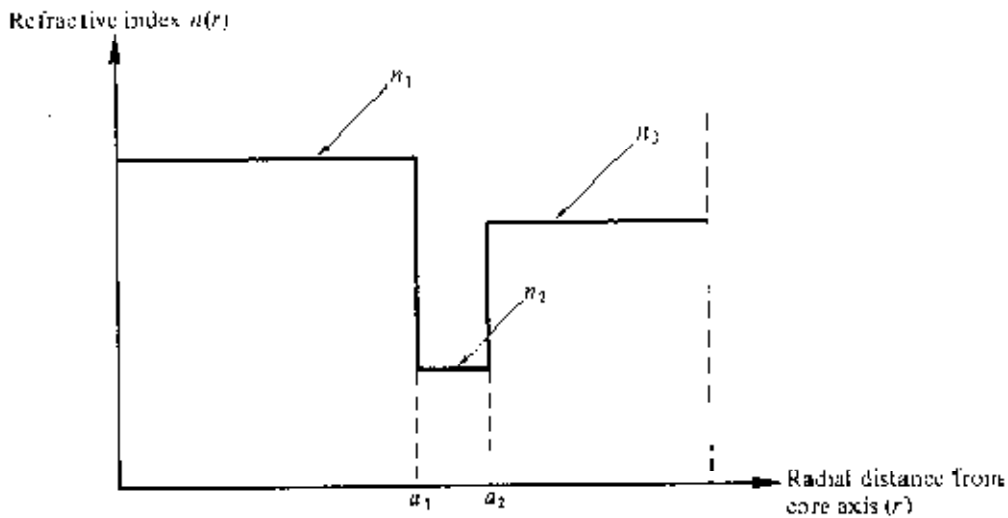
επιτευχθεί μονοτροπική λειτουργία με ελαφρώς μεγαλύτερη διάμετρο πυρήνα, αν και ακόμα πολύ μικρότερη από της πολυτροπικής ίνας, αν μειωθεί η σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης της ίνας. Και οι δύο αυτοί παράγοντες είναι προβληματικοί στις μονοτροπικές ίνες. Η μικρή διάμετρος πυρήνα δημιουργεί προβλήματα με τη διοχέτευση του φωτός στην ίνα και με τη σύνδεση των ινών, ενώ η μειωμένη σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης προκαλεί δυσκολίες στη διαδικασία κατασκευής της ίνας.

Ένα επιπλέον πρόβλημα των μονοτροπικών ινών με χαμηλές σχετικές διαφορές δεικτών διάθλασης και χαμηλές τιμές V είναι ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που σχετίζεται με τον LP₁₀ τρόπο εκτείνεται αρκετά μέσα στο περίβλημα. Για παράδειγμα, για τιμές του V μικρότερες από 1.4, περισσότερη από τη μισή ισχύ των τρόπων διαδίδεται στο περίβλημα. Συνεπώς το εκθετικά μειούμενο εξαφανιζόμενο πεδίο μπορεί να εκτείνεται σε σημαντικές αποστάσεις μέσα στο περίβλημα. Επομένως είναι ουσιαστικό να έχει το περίβλημα κατάλληλο πάχος, χαμηλή απορρόφηση και χαμηλές απώλειες διασκορπισμού προκειμένου να μειωθεί η εξασθένηση του τρόπου. Εκτιμήσεις δείχνουν ότι το απαραίτητο πάχος του περιβλήματος πρέπει να είναι της τάξης των 50 μm προκειμένου να αποφευχθεί απαγορευτικός βαθμός απωλειών (μεγαλύτερες από 1dB km⁻¹) σε μονοτροπικές ίνες, ειδικά όταν ληφθούν υπ' όψη επιπλέον απώλειες λόγω λυγίσματος της ίνας. Συνεπώς η ολική διατομή μονοτροπικών ινών είναι συγκρίσιμη με των πολυτροπικών.

Μία άλλη προσέγγιση στο σχεδιασμό μονοτροπικών ινών η οποία επιτρέπει την αύξηση της τιμής V πάνω από το 2.405 είναι η ίνα W . Το προφίλ του δείκτη διάθλασης για αυτή την ίνα φαίνεται στο Σχ.2.22 όπου μπορούν να παρατηρηθούν δύο περιοχές περιβλήματος. Η χρήση περιβλήματος με δύο σκαλοπάτια επιτρέπει να αυξηθεί σημαντικά η διαφορά στις απώλειες ανάμεσα στους επιθυμητούς και τους ανεπιθύμητους τρόπους. Ο θεμελιώδης τρόπος θα υποστηριχτεί πλήρως με μικρές απώλειες στο περίβλημα όταν η σταθερά διάδοσής του βρίσκεται στην περιοχή $kn_3 < \beta < kn_1$.

Αν οι ανεπιθύμητοι τρόποι υψηλής τάξης οι οποίοι διεγείρονται ή προκύπτουν από μετατροπή έχουν σταθερά διάδοσης με τιμές $\beta < kn_3$, θα διαρρεύσουν προς την εξωτερική περιοχή του περιβλήματος n_3 διαμέσου της ενδιάμεσης στρώσης-

φράγματος ανάμεσα στα a_1 και a_2 (Σχ.2.22). Ακολούθως θα χάσουν ισχύ μέσω ακτινοβολίας στο απωλεστικό περιβάλλον. Αυτός ο σχεδιασμός μπορεί να δώσει μονοτροπικές ίνες με διαμέτρους πυρήνα μεγαλύτερες από ότι η συμβατική προσέγγιση ενός μόνο περιβλήματος, γεγονός το οποίο αποδεικνύεται χρήσιμο για τη διευκόλυνση των συνδέσεων. Οι ίνες W τείνουν επίσης να έχουν μειωμένες απώλειες εξαιτίας λυγίσματος σε σχέση με τις συμβατικές μονοτροπικές ίνες.



Σχ.2.22 Δείκτης διάθλασης

Το προφίλ δείκτη διάθλασης για τη μονοτροπική ίνα W.

2.5 Ίνες βαθμιαίου δείκτη

Οι ίνες βαθμιαίου δείκτη δεν έχουν σταθερό δείκτη διάθλασης στον πυρήνα* αλλά δείκτη πυρήνα $n(r)$ μειούμενο με την ακτινική απόσταση, από μία μέγιστη τιμή n_1 στον άξονα μέχρι σταθερή τιμή n_2 πέρα από την ακτίνα του πυρήνα a , στο περίβλημα. Αυτή η μεταβολή του δείκτη μπορεί να παρασταθεί ως:

$$n(r) = \begin{cases} n_1(1 - 2\Delta(r/a)^a)^{\frac{1}{2}} & r < a \quad (\text{πυρήνας}) \\ n_1(1 - 2\Delta)^{\frac{1}{2}} = n_2 & r \geq a \quad (\text{περίβλημα}) \end{cases} \quad \langle \text{Εξ.2.76} \rangle$$

όπου Δ είναι η σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης και a είναι η παράμετρος προφίλ, η οποία δίνει το χαρακτηριστικό προφίλ δείκτη διάθλασης του πυρήνα της ίνας. Η Εξ.2.76, η οποία είναι μία βολική μέθοδος να εκφράσουμε το προφίλ δείκτη διάθλασης του πυρήνα της ίνας μέσω του a , επιτρέπει την αναπαράσταση του προφίλ για δείκτη σκαλοπατιού όταν $a=\infty$, παραβολικού προφίλ όταν $a=2$ και τριγωνικού προφίλ όταν $a=1$. Αυτή η ποικιλία των προφίλ δείκτη διάθλασης απεικονίζεται στο Σχ.2.23.

Τα προφίλ βαθμιαίου δείκτη τα οποία παρέχουν επί του παρόντος τα καλύτερα αποτελέσματα για πολυτροπική οπτική διάδοση έχουν πυρήνες με σχεδόν παραβολικό προφίλ δείκτη διάθλασης με $a\approx 2$. Οι ίνες με αυτό το προφίλ δείκτη πυρήνα έχουν καθιερωθεί και συνεπώς όταν χρησιμοποιείται ο όρος «βαθμιαίος δείκτης» χωρίς διευκρινίσεις, συνήθως αναφέρεται σε ίνα με αυτό το προφίλ. Γι'αυτό το λόγο σε αυτή την παράγραφο θα εξετάσουμε τις ιδιότητες κυματαγωγής των ινών βαθμιαίου δείκτη με πυρήνα παραβολικού προφίλ δείκτη διάθλασης.

Μία πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη με πυρήνα παραβολικού προφίλ δείκτη απεικονίζεται στο Σχ.2.24. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι μεσημβρινές ακτίνες στο σχήμα δείχνουν να ακολουθούν καμπύλες διαδρομές στον πυρήνα της ίνας. Χρησιμοποιώντας έννοιες γεωμετρικής οπτικής, η βαθμιαία μείωση του δείκτη διάθλασης από το κέντρο του πυρήνα προκαλεί πολλές διαθλάσεις των ακτίνων καθώς ουσιαστικά προσπίπτουν σε μεγάλο πλήθος επιφανειών περνώντας από υψηλό προς χαμηλό δείκτη. Ο μηχανισμός φαίνεται στο Σχ.2.25 όπου μία ακτίνα καμπυλώνεται σταδιακά, με όλο και μεγαλύτερη γωνία πρόσπτωσης, έως ότου ισχύουν οι συνθήκες ολικής ανάκλασης και η ακτίνα γυρίζει πίσω προς στον άξονα του πυρήνα, ξανά με διαδοχικές διαθλάσεις.

Οι πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη έχουν πολύ λιγότερη διασπορά ανάμεσα στους τρόπους σε σχέση με τις πολυτροπικές ίνες δείκτη σκαλοπατιού λόγω του προφίλ δείκτη διάθλασης που διαθέτουν. Παρ'όλο που διεγείρονται πολλοί διαφορετικοί τρόποι στην ίνα βαθμιαίου δείκτη, οι διαφορετικές ομαδικές ταχύτητες των τρόπων τείνουν να εξομαλύνονται μέσω της διαβάθμισης του δείκτη. Χρησιμοποιώντας ξανά θεωρία ακτίνων, οι ακτίνες που ταξιδεύουν πιο κοντά στον άξονα της ίνας έχουν μικρότερες διαδρομές σε σύγκριση με τις ακτίνες που

ταξιδεύουν στις εξωτερικές περιοχές του πυρήνα. Εν τούτοις, οι ακτίνες κοντά στον άξονα μεταδίδονται μέσω μιας περιοχής με υψηλότερο δείκτη διάθλασης και συνεπώς ταξιδεύουν με χαμηλότερη ταχύτητα απ'ό,τι οι πιο ακραίες ακτίνες. Αυτό επανορθώνει για τα μικρότερα μήκη διαδρομών και ελαττώνει τη διασπορά στην ίνα. Παρόμοια κατάσταση ισχύει για τις κυρτές ακτίνες οι οποίες ακολουθούν μεγαλύτερες ελικοειδείς διαδρομές όπως φαίνεται στο Σχ.2.26. Αυτές ταξιδεύουν κυρίως στην περιοχή χαμηλότερου δείκτη με μεγαλύτερες ταχύτητες, δίνοντας έτσι τον ίδιο μηχανισμό εξισορρόπησης του χρόνου μετάβασης των τρόπων. Συνεπώς οι πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη με πυρήνες με παραβολικό ή σχεδόν παραβολικό προφίλ δείκτη έχουν εύρη ζώνης εκπομπής που μπορεί και να είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερα από τα εύρη ζώνης πολυτροπικών ιών δείκτη σκαλοπατιού. Ακολούθως, παρ'όλο που δεν επιτυγχάνουν τα εύρη ζώνης των μονοτροπικών ιών, αυτού του είδους οι πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη έχουν το πλεονέκτημα των μεγάλων διαμέτρων πυρήνα (πάνω από 30μm) σε συνδυασμό με εύρη ζώνης κατάλληλα για επικοινωνίες μεγάλων αποστάσεων.

Οι παράμετροι που ορίζονται για ίνες δείκτη σκαλοπατιού (δηλ. NA, Δ, V) μπορούν να εφαρμοστούν σε ίνες βαθμιαίου δείκτη και να παρέχουν μία σύγκριση ανάμεσα στα δύο είδη ιών. Πάντως πρέπει να σημειωθεί ότι για ίνες βαθμιαίου δείκτη η κατάσταση είναι πιο περίπλοκη καθώς το αριθμητικό άνοιγμα είναι συνάρτηση της ακτινικής απόστασης από τον άξονα της ίνας. Συνεπώς ίνες βαθμιαίου δείκτη δέχονται λιγότερο φως απ'ό,τι οι αντίστοιχες ίνες διακριτού δείκτη με την ίδια σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης.

Η θεωρία ηλεκτρομαγνητικών τρόπων μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί στα βαθμιαία προφίλ. Συχνά επιτυγχάνονται προσεγγιστικές λύσεις ίδιας τάξης με εκείνες της γεωμετρικής οπτικής, με χρήση της μεθόδου WKB της κβαντικής μηχανικής, των Wentzel, Kramers και Brillouin [Av.24]. Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο WKB, η επίλυση των τρόπων των οδηγούμενων κυμάτων επιτυγχάνεται όταν το πεδίο γραφτεί στη μορφή:

$$\mathbf{E}_x = \frac{1}{2} \left| \mathbf{G}_1(\mathbf{r})e^{jS(r)} + \mathbf{G}_2(\mathbf{r})e^{jS(r)} \right| \left(\frac{\cos l\varphi}{\sin l\varphi} \right) e^{jBz} \quad \langle \text{Εξ.2.77} \rangle$$

όπου οι G και S είναι πραγματικές συναρτήσεις της ακτινικής απόστασης r.

Με αντικατάσταση της Εξ.2.77 στη βαθμωτή κυματική εξίσωση της μορφής που δίνεται από την Εξ.2.61 (στην οποία ο σταθερός δείκτης διάθλασης του πυρήνα της ίνας n_1 θα αντικατασταθεί με $n(r)$) και αν αγνοηθεί η δεύτερη παράγωγος του $G_1(r)$ ως προς το r , επιτυγχάνονται προσεγγιστικές λύσεις για τη συνάρτηση πλάτους $G_1(r)$ και τη συνάρτηση φάσης $S(r)$. Μπορεί να παρατηρηθεί από το διάγραμμα ακτίνων στο Σχ.2.24 ότι μία φωτεινή ακτίνα που διαδίδεται σε ένα βαθμιαίου δείκτη δε φτάνει αναγκαστικά σε κάθε σημείο του πυρήνα της ίνας. Η ακτίνα περιέχεται σε δύο κυλινδρικές περιβάλλουσες επιφάνειες και για τις περισσότερες ακτίνες η περιβάλλουσα δεν ταυτίζεται με την επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος. Συνεπώς οι περιβάλλουσες καθορίζουν τα κλασικά σημεία επιστροφής της φωτεινής ακτίνας μέσα στον πυρήνα της βαθμιαίας ίνας. Αυτά τα σημεία επιστροφής όπως καθορίζονται από τις δύο περιβάλλουσες μπορούμε να πούμε ότι προκύπτουν σε $r=r_1$ και $r=r_2$.

Το αποτέλεσμα της προσέγγισης WKB δίνει ένα ταλαντούμενο πεδίο στην περιοχή $r_1 < r < r_2$ ανάμεσα στις περιβάλλουσες όπου:

$$G_1(r) = G_2(R) = D / |(n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2 - l^2|^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.2.78>

(όπου D είναι συντελεστής πλάτους) και

$$S(r) = \int_{r_1}^{r_2} |(n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2 - l^2|^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r} - \frac{\pi}{4}$$

<Εξ.2.79>

Έξω από το διάστημα $r_1 < r < r_2$ η λύση του πεδίου πρέπει να έχει εξαφανιζόμενη μορφή. Στο εσωτερικό της έσω περιβάλλουσας, το οποίο ορίζεται από $r < r_1$, και υποθέτοντας ότι το r_1 δεν είναι υπερβολικά κοντά στο $r=0$, το πεδίο ελαττώνεται προς τον άξονα της ίνας δίνοντας:

$$G_1(r) = D e^{jm\pi} / |l^2 - (n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2|^{\frac{1}{4}} \quad \text{<Εξ.2.80>}$$

$$\mathbf{G}_2(\mathbf{r}) = \mathbf{0}$$

<Εξ.2.81>

όπου ο ακέραιος m είναι ο ακτινικός αριθμός τρόπου και

$$S(r) = j \int_r^{r_2} |l^2 - (n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2|^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r}$$

<Εξ.2.82>

Επίσης στο εξωτερικό της έξω περιβάλλουσας, στην περιοχή $r > r_2$, το πεδίο ελαττώνεται μακριά από τον άξονα της ίνας και περιγράφεται από τις εξισώσεις:

$$\mathbf{G}_1(\mathbf{r}) = \mathbf{D}e^{jm\pi} / |l^2 - (n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2|^{\frac{1}{4}}$$

<Εξ.2.83>

$$\mathbf{G}_2(\mathbf{r}) = \mathbf{0}$$

<Εξ.2.84>

$$S(r) = j \int_r^{r_2} |l^2 - (n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2|^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r}$$

<Εξ.2.85>

Αρχικά η μέθοδος WKB δεν παρέχει έγκυρες λύσεις της κυματικής εξίσωσης στη γειτονία των σημείων επιστροφής. Αυτό ευτυχώς διορθώνεται με την αντικατάσταση του πραγματικού προφίλ δείκτη διάθλασης με μία γραμμική προσέγγιση στην περιοχή των περιβαλλουσών. Τότε οι λύσεις στα σημεία επιστροφής μπορούν να εκφραστούν με χρήση των συναρτήσεων Hankel πρώτου και δεύτερου είδους τάξης 1/3 [Αν.25]. Αυτό διευκολύνει την ενοποίηση των δύο ξεχωριστών λύσεων για το εσωτερικό και το εξωτερικό του διαστήματος $r_1 < r < r_2$. Έτσι η θεωρία WKB παρέχει μία προσεγγιστική εξίσωση ιδιοτιμών για τη σταθερά διάδοσης β των οδηγούμενων τρόπων η οποία δεν μπορεί να καθοριστεί χρησιμοποιώντας θεωρία ακτίνων. Η εξίσωση ιδιοτιμών WKB της οποίας το β είναι λύση δίνεται από [Αν.25]:

$$\int_{r_1}^{r_2} |(n^2(r)k^2 - \beta^2)r^2 - l^2|^{\frac{1}{2}} \frac{dr}{r} = (2m - 1) \frac{\pi}{2}$$

<Εξ.2.86>

όπου ο ακτινικός αριθμός τρόπων $m=1,2,3,\dots$ καθορίζει το πλήθος των μέγιστων του ταλαντούμενου πεδίου κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης. Αυτή η εξίσωση ιδιοτιμών μπορεί να λυθεί σε κλειστή αναλυτική μορφή μόνο για λίγα απλά προφίλ δείκτη διάθλασης. Κατά συνέπεια στις περισσότερες περιπτώσεις πρέπει να λυθεί προσεγγιστικά ή με χρήση αριθμητικών τεχνικών.

Τέλος ο συντελεστής πλάτους D μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει της ολικής οπτικής ισχύος PG του οδηγούμενου τρόπου. Η εξέταση της ισχύος που μεταφέρεται ανάμεσα στα σημεία επιστροφής r_1 και r_2 παρέχει μία προσέγγιση γεωμετρικής οπτικής [Αν.28],

$$D = \frac{4(\mu_0/\epsilon_0)^{\frac{1}{2}} P_G^{\frac{1}{2}}}{n_1 \pi a^2 I}$$

<Εξ.2.87>

όπου

$$I = \int_{r_1 a}^{r_2/a} \frac{x dx}{|(n^2(ax)k^2 - \beta^2)a^2 x^2 - l^2|^{\frac{1}{2}}}$$

<Εξ.2.88>

Οι ιδιότητες της λύσης WKB μπορούν να παρατηρηθούν στη γραφική αναπαράσταση του ολοκληρώματος της Εξ.2.79. Αυτή δίνεται στο Σχ.2.27 μαζί με την αντίστοιχη λύση WKB. Το Σχ.2.27 δείχνει τις συναρτήσεις $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ και (l^2/r^2) . Οι δύο καμπύλες τέμνονται στα σημεία επιστροφής $r=r_1$ και $r=r_2$. Επίσης φαίνεται καθαρά η ταλάντωση της λύσης WKB ανάμεσα στα σημεία επιστροφής

(δηλ. όταν $l^2/r^2 < n^2(r)k^2 - \beta^2$) και η μεταβολή της σε εκθετικά φθίνουσα (εξαφανιζόμενη) μορφή έξω από το διάστημα $r_1 < r < r_2$ (δηλ. όταν $l^2/r^2 > n^2(r)k^2 - \beta^2$).

Μπορεί να σημειωθεί ότι καθώς ο αζιμουθιακός αριθμός τρόπων l αυξάνει, η καμπύλη l^2/r^2 κινείται υψηλότερα και η περιοχή ανάμεσα στα δύο σημεία επιστροφής γίνεται πιο στενή. Επιπλέον, ακόμα κι όταν το l έχει σταθερή τιμή η καμπύλη $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ μετατοπίζεται πάνω και κάτω με μεταβολές στην τιμή της σταθεράς διάδοσης β . Συνεπώς τρόποι μακριά από το σημείο αποκοπής οι οποίοι έχουν μεγάλες τιμές του β επιδεικνύουν σημεία επιστροφής που είναι τοποθετημένα πιο κοντά μεταξύ τους. Καθώς η τιμή του β μειώνεται κάτω από n^2k , η $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ δεν είναι πλέον αρνητική για μεγάλες τιμές του r και η κατάσταση των οδηγούμενων τρόπων δεν είναι αυτή του Σχ.2.27 αλλά αντιστοιχεί στο Σχ.2.28. Σε αυτή την περίπτωση δημιουργείται ένα τρίτο σημείο επιστροφής $r=r_3$ όταν η καμπύλη $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ γίνεται σταθερή στο $r=a$, επιτρέποντας έτσι στην καμπύλη (l^2/r^2) να πάρει χαμηλότερες τιμές. Τώρα το πεδίο επιδεικνύει εξαφανιζόμενη, εκθετικά φθίνουσα μορφή στην περιοχή $r_2 < r < r_3$ όπως φαίνεται στο Σχ.2.28. Επιπλέον, για $r > r_3$ το πεδίο παρουσιάζει πάλι ταλαντωτική συμπεριφορά και άρα μεταφέρει ισχύ μακριά από τον πυρήνα της ίνας. Εκτός κι αν υπάρξει αποκοπή του τρόπου στο $\beta=n^2k$, ο οδηγούμενος τρόπος δεν περιέχεται πλέον πλήρως στον πυρήνα της ίνας αλλά χάνει ισχύ μέσω διαρροών ή διείσδυσης στο περίβλημα. Αυτή η κατάσταση αντιστοιχεί στους τρόπους με διαρροές που αναφέρθηκαν στην Παρ.2.3.6.

Η μέθοδος WBK μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό των σταθερών διάδοσης των τρόπων σε ένα με πυρήνα παραβολικού προφίλ δείκτη διάθλασης, όπου σύμφωνα με την Εξ.2.76:

$$n^2(r) - n_1^2 \left(1 - 2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \Delta \right) \text{ για } r < a$$

<Εξ.2.89>

Αντικαθιστώντας την Εξ.2.89 στην Εξ.2.86:

$$\int_{r_1}^{r_2} \left[n_1^2 k^2 - \beta^2 - 2n_1^2 k^2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \Delta - \frac{l^2}{r^2} \right]^{\frac{1}{2}} dr = \left(m + \frac{1}{2} \right) \pi \text{ <Εξ.2.90>}$$

Το ολοκλήρωμα της Εξ.2.90 μπορεί να υπολογιστεί με αλλαγή μεταβλητής από r σε $u=r^2$. Το ολοκλήρωμα που προκύπτει μπορεί να βρεθεί στους πίνακες αόριστων ολοκληρωμάτων. Καθώς ο όρος τετραγωνικής ρίζας στην καινούργια έκφραση τείνει στο μηδέν στα σημεία επιστροφής (δηλ. $r=r_1$ και $r=r_2$), μπορούμε να γράψουμε:

$$\left[\frac{\alpha(n_1 k^2 - \beta^2)}{4n_1 k \sqrt{(2\Delta)}} - \frac{l}{2} \right] \pi - \left(m + \frac{1}{2} \right) \pi$$

<Εξ.2.91>

Λύνοντας την Εξ.2.91 για β^2 έχουμε:

$$\beta^2 - n_1^2 k^2 \left[\frac{1 - 2\sqrt{(2\Delta)}}{n_1 k a} (2m + l + 1) \right]$$

<Εξ.2.92>

Είναι ενδιαφέρον να παρατηρήσει κανείς ότι η λύση για τη σταθερά διάδοσης των διάφορων τρόπων σε ένα με πυρήνα παραβολικού δείκτη διάθλασης της Εξ.2.92 είναι ακριβής παρ'όλο που προέκυψε από την προεγγιστική εξίσωση ιδιοτιμών WKB (Εξ.2.86). Εν τούτοις, αν και η Εξ.2.92 είναι ακριβής λύση της βαθμωτής κυματικής εξίσωσης για άπειρα εκτεινόμενο μέσο με παραβολικό προφίλ, η κυματική εξίσωση είναι προσεγγιστική μόνο απεικόνιση της εξίσωσης Maxwell. Επιπροσθέτως, οι ίνες με πυρήνα παραβολικού προφίλ δείκτη διάθλασης παρουσιάζουν στην πράξη διακοπή της παραβολικής κατανομής η οποία συγχωνεύεται με το σταθερό δείκτη διάθλασης στο περίβλημα, συνεπώς η Εξ.2.92 δεν είναι ακριβής για πραγματικές ίνες.

Παρ'όλα αυτά η Εξ.2.92 μας επιτρέπει να μελετήσουμε το επίπεδο αριθμών τρόπων που ορίζεται από τις τιμές του ακτινικού και του αζιμουθιακού αριθμού τρόπων m και l . Αυτό το επίπεδο παρουσιάζεται στο Σχ.2.29 όπου κάθε τρόπος της ίνας ο οποίος περιγράφεται από ένα ζεύγος αριθμών τρόπων αντιπροσωπεύεται από ένα σημείο στο επίπεδο. Το επίπεδο αριθμών τρόπων περιέχει τρόπους οδηγούμενους, ακτινοβολίας και με διαρροές. Το όριο τρόπων το οποίο διαχωρίζει τους οδηγούμενους τρόπους από τους τρόπους ακτινοβολίας και με διαρροές παρουσιάζεται με συνεχή γραμμή στο Σχ.2.29. Αντιστοιχί σε σταθερή τιμή του β σύμφωνα με την Εξ.2.92 και

προκύπτει όταν $\beta = n2k$. Συνεπώς, όλα τα σημεία στο επίπεδο αριθμών τρόπων που βρίσκονται κάτω από τη γραμμή $\beta = n2k$ συνδέονται με οδηγούμενους τρόπους, ενώ η περιοχή πάνω από τη γραμμή καταλαμβάνεται από τρόπους ακτινοβολίες και με διαρροές. Η έννοια του επιπέδου τρόπων μας επιτρέπει να απαριθμήσουμε τον ολικό αριθμό οδηγούμενων τρόπων στην ν . Για κάθε ζεύγος αριθμών τρόπων m και l το αντίστοιχο πεδίο τρόπων μπορεί να έχει αζιμουθιακή εξάρτηση τρόπων $\cos l\varphi$ ή $\sin l\varphi$ και μπορεί να βρίσκεται σε δύο δυνατές πολώσεις. Κατά συνέπεια οι τρόποι λέγεται ότι είναι τετραπλώς εκφυλισμένοι**. Αν ορίσουμε το όριο των τρόπων σαν τη συνάρτηση $m=f(l)$ τότε το ολικό πλήθος οδηγούμενων τρόπων M δίνεται από:

$$M = \int_0^{l_{max}} f(l) dl$$

<Εξ.2.93>

αφού κάθε σημείο καταλαμβάνει στοιχείο μοναδιαίου εμβαδού στο επίπεδο τρόπων και αντιστοιχεί σε τέσσερις τρόπους. Η Εξ.2.93 επιτρέπει τον υπολογισμό του ολικού πλήθους οδηγούμενων τρόπων ή όγκο τρόπων M_g που υποστηρίζεται από την ν βαθμιαίου δείκτη. Μπορεί να αποδειχτεί [Αν.25] ότι:

$$M_g = \frac{a}{a+2} (n_1 k a)^2 \Delta$$

<Εξ.2.94>

Επιπλέον, χρησιμοποιώντας την Εξ.2.70, η κανονικοποιημένη συχνότητα V της ν όταν $\Delta \ll 1$ δίνεται προσεγγιστικά από:

$$V = n_1 k a (2\Delta)^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.2.95>

Αντικαθιστώντας την Εξ.2.95 στην Εξ.2.94 έχουμε:

$$M_g \cong \frac{a}{a+2} - \frac{V^2}{2}$$

<Εξ.2.96>

Κατά συνέπεια για ίνα με πυρήνα παραβολικού προφίλ δείκτη διάθλασης ($\alpha=2$), $Mg \approx V/4$, το οποίο είναι το μισό του πλήθους που υποστηρίζεται από ίνα βαθμιαίου δείκτη ($\alpha=\infty$) με την ίδια τιμή V .

Οι ίνες βαθμιαίου δείκτη μπορούν επίσης να σχεδιαστούν για μονοτροπική λειτουργία παρ'όλο που δεν υπάρχει προφανές πλεονέκτημα σε κάτι τέτοιο, σε αντίθεση με την περίπτωση διακριτού δείκτη. Εν τούτοις μπορεί να δειχτεί [Αν.30] ότι η τιμή αποκοπής της κανονικοποιημένης συχνότητας V_c που υποστηρίζει έναν μόνο τρόπο σε ίνα βαθμιαίου δείκτη δίνεται από:

$$V_c = 2.405(1 + 2/a)^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.2.97>

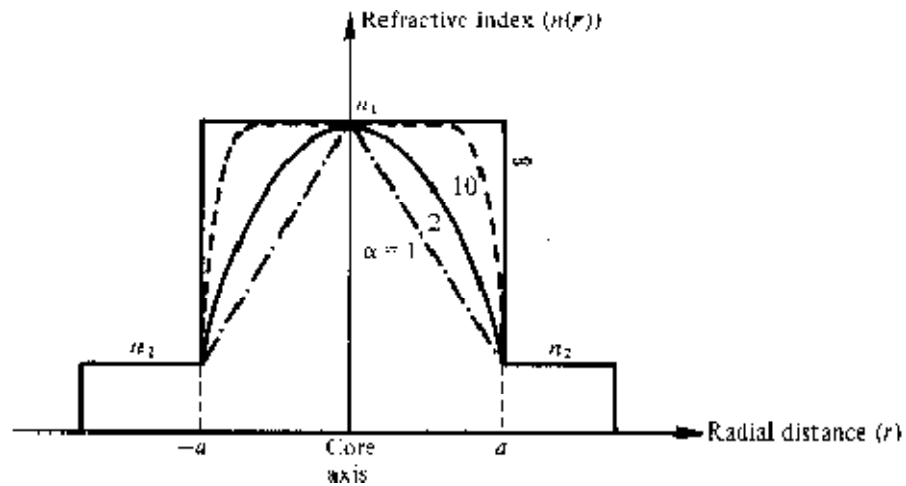
Συνεπώς είναι δυνατό, όπως και στην περίπτωση δείκτη σκαλοπατιού, να καθοριστούν οι παράμετροι της ίνας οι οποίες παρέχουν μονοτροπική λειτουργία.

Μπορεί να σημειωθεί ότι η οριακή τιμή της κανονικοποιημένης συχνότητας για την ίνα βαθμιαίου δείκτη παραβολικού προφίλ αυξάνει κατά παράγοντα $\sqrt{2}$ σε σχέση με την περίπτωση του διακριτού δείκτη. Αυτό το γεγονός δίνει αύξηση της διαμέτρου του πυρήνα κατά έναν αντίστοιχο συντελεστή για την ίνα βαθμιαίου δείκτη σε σχέση με την ίνα διακριτού δείκτη με τον ίδιο δείκτη διάθλασης στον πυρήνα (αντίστοιχο με το δείκτη στον άξονα του πυρήνα) και την ίδια σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης.

Ο μέγιστος αριθμός V ο οποίος επιτρέπει μονοτροπική λειτουργία μπορεί να αυξηθεί περαιτέρω όταν χρησιμοποιηθεί ίνα βαθμιαίου δείκτη με τριγωνικό προφίλ. Είναι φανερό από την Εξ.2.97 ότι σε αυτή την περίπτωση η αύξηση είναι κατά παράγοντα $\sqrt{3}$ ως προς την ίνα δείκτη σκαλοπατιού. Συνεπώς μπορούν να παραχθούν μονοτροπικές ίνες σημαντικά μεγαλύτερης διαμέτρου πυρήνα με χρήση αυτού του προφίλ δείκτη. Ίνες αυτού του είδους έχουν προκαλέσει κάποιο ενδιαφέρον πρόσφατα για χρήση με μονοτροπική μετάδοση σε μήκη κύματος των $1.55 \mu\text{m}$.

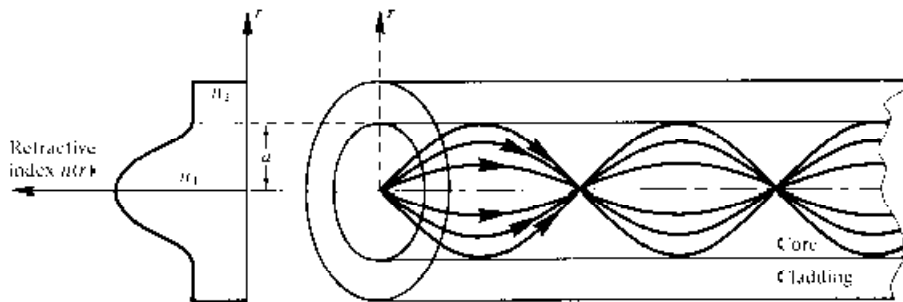
* Γι'αυτό το λόγο οι ίνες βαθμιαίου δείκτη αναφέρονται κάποιες φορές ως ίνες μη-ομογενούς πυρήνα.

** Εξάιρεση αποτελούν οι τρόποι που προκύπτουν όταν $l=0$ οι οποίοι είναι μόνο διπλώς εκφυλισμένοι αφού το $\cos l\phi$ γίνεται μονάδα και το $\sin l\phi$ εξαφανίζεται. Εν τούτοις οι τρόποι αυτοί αντιπροσωπεύουν μία μικρή μειονότητα και μπορούν να αγνοηθούν.



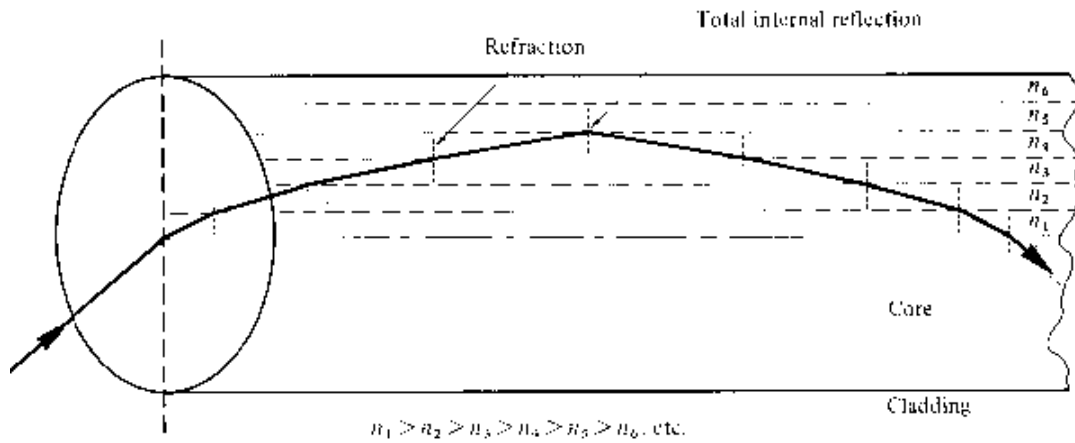
Σχ.2.23 Δείκτης διάθλασης

Πιθανά προφίλ δείκτη ανάκλασης ίνας για διαφορετικές τιμές του α (βλ. Εξ.2.76).



Σχ.2.24

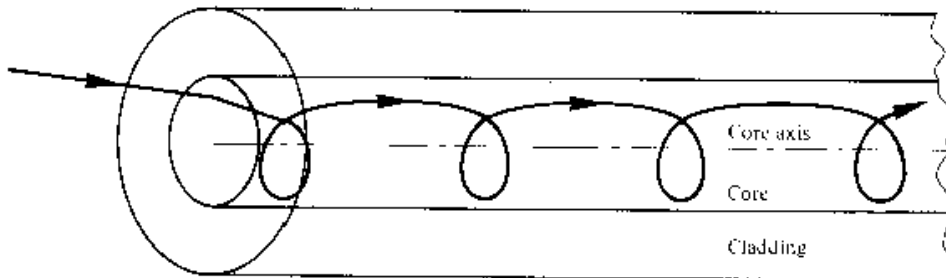
Το προφίλ δείκτη διάθλασης και η μετάδοση ακτίνων σε πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη.



Σχ.2.25

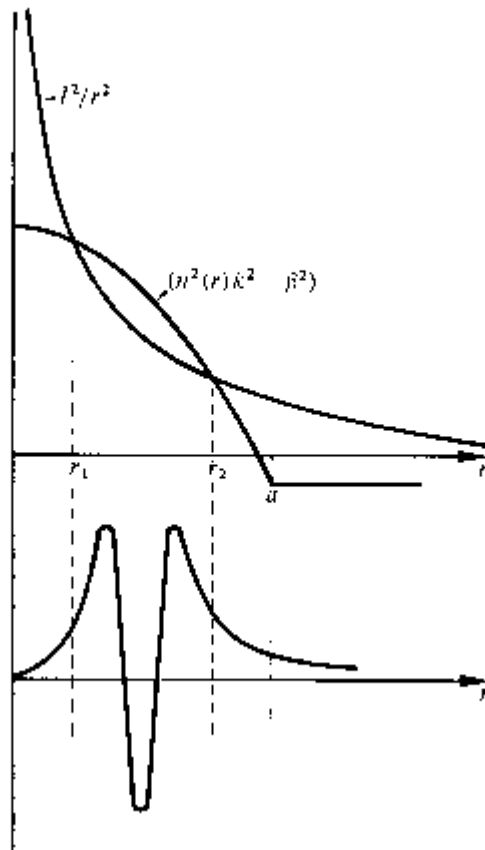
$n_1 > \dots > n_6$ κ.ο.κ.

Εκτεταμένο διάγραμμα ακτίνας με τις διαθλάσεις στις διάφορες επιφάνειες από υψηλό προς χαμηλό δείκτη, εντός ίνας βαθμιαίου δείκτη, και η ολική καμπύλη διαδρομή.

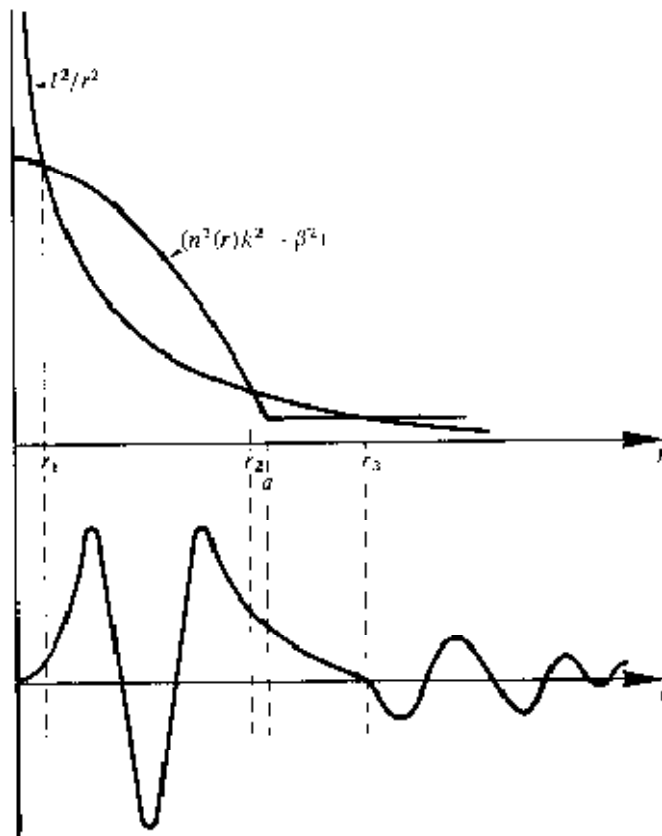


Σχ.2.26

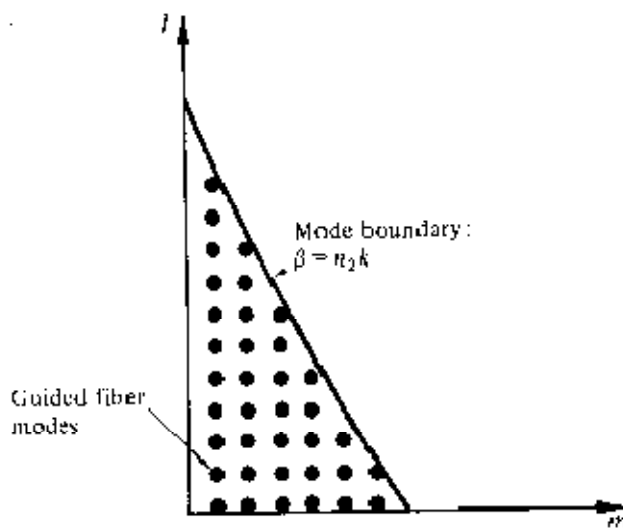
Ελικοειδής διαδρομή κυρτής ακτίνας σε ίνα βαθμιαίου δείκτη.



Σχ.2.27 Γραφική αναπαράσταση των συναρτήσεων $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ και (l^2/r^2) οι οποίες παίζουν σημαντικό ρόλο στη λύση WKB και καθορίζουν τα σημεία επιστροφής r_1 και r_2 . Επίσης παρουσιάζεται παράδειγμα της αντίστοιχης λύσης WKB για οδηγούμενο τρόπο, με ταλαντούμενο κύμα στην περιοχή ανάμεσα στα σημεία επιστροφής.



Σχ.2.28 Γραφική αναπαράσταση όπως του Σχ.2.27. Εδώ η καμπύλη $(n^2(r)k^2 - \beta^2)$ δε γίνεται αρνητική και προκύπτει ένα τρίτο σημείο επιστροφής r_3 . Αυτό αντιστοιχεί σε λύσεις τρόπων με διαρροές στη μέθοδο WKB.



Σχ.2.29

Το επίπεδο αριθμών τρόπων με το όριο τρόπων και τους οδηγούμενους τρόπους στην ίνα.

3. Χαρακτηριστικά μετάδοσης των οπτικών ινών

3.1 Εισαγωγή

Στο Κεφάλαιο 2 συζητήθηκαν οι κύριοι μηχανισμοί μετάδοσης των διαφόρων τύπων κυματοδηγών οπτικών ινών. Εν τούτοις δεν έγινε διαπραγμάτευση των παραγόντων που επηρεάζουν την απόδοση των οπτικών ινών ως μέσα μετάδοσης. Αυτά τα χαρακτηριστικά μετάδοσης είναι κεφαλαιώδους σημασίας για την καταλληλότητα ή μη των οπτικών ινών για τηλεπικοινωνιακούς σκοπούς. Τα χαρακτηριστικά μετάδοσης με το μεγαλύτερο ενδιαφέρον είναι η εξασθένηση (ή απώλειες) και το εύρος ζώνης.

Το δυνητικά τεράστιο εύρος ζώνης των οπτικών επικοινωνιών συνετέλεσε στη γέννηση της ιδέας ότι ένας διηλεκτρικός κυματοδηγός κατασκευασμένος από γυαλί θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για τη μεταφορά ευρυζωνικών τηλεπικοινωνιακών σημάτων. Αυτό συνέβη, όπως αναφέρθηκε στην Παρ.2.1 στις περίφημες δημοσιεύσεις των Kao και Hockham, και του Werts το 1966. Εν τούτοις, εκείνη την εποχή η ιδέα πρέπει να έδειχνε κάπως εξωφρενική καθώς το γυαλί μπορούσε να υποστηρίξει οπτική μετάδοση σε αποστάσεις λίγων δεκάδων μέτρων, στην καλύτερη περίπτωση, πριν η εξασθένηση φθάσει σε μη-αποδεκτά επίπεδα. Παρ' όλα αυτά η προσεκτική εξέταση της εξασθένησης έδειξε ότι οφείλεται κυρίως σε απορρόφηση εντός του γυαλιού, λόγω προσμίξεων όπως σίδηρος, χαλκός, μαγγάνιο και άλλα μέταλλα μετάπτωσης της τρίτης περιόδου του περιοδικού πίνακα. Κατά συνέπεια η έρευνα στράφηκε σε νέα γενιά “καθαρών” γυαλιών για χρήση στις επικοινωνίες οπτικών ινών.

Το 1970 σημειώθηκε σημαντικό βήμα όταν αναφέρθηκε η πρώτη οπτική ίνα με εξασθένηση κάτω από 20 dB km^{-1} . Αυτή θεωρούνταν η απολύτως ελάχιστη τιμή

εξασθένησης που έπρεπε να επιτευχθεί για να μπορέσει οποιοδήποτε σύστημα οπτικών ινών να ανταγωνιστεί οικονομικά τα υπάρχοντα τηλεπικοινωνιακά συστήματα. Από το 1970 σημειώθηκαν εκπληκτικές βελτιώσεις οι οποίες οδήγησαν σε ίνες με απώλειες κάτω από το 1 dB km^{-1} στο εργαστήριο. Κατά συνέπεια ίνες με συγκριτικά μικρές απώλειες ενσωματώθηκαν στα οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα ανά τον κόσμο.

Το άλλο χαρακτηριστικό κύριας σημασίας είναι το εύρος ζώνης της ίνας. Αυτό περιορίζεται από τη διασπορά του σήματος εντός της ίνας, η οποία καθορίζει το πλήθος μονάδων πληροφορίας (bits) που μεταδίδονται σε συγκεκριμένη χρονική περίοδο. Έτσι όταν η εξασθένηση μειώθηκε σε αποδεκτά επίπεδα η προσοχή στράφηκε στις ιδιότητες διασποράς των ινών. Αυτό οδήγησε και πάλι σε ουσιαστικές βελτιώσεις και εύρη ζώνης δεκάδων γιγαχέρτζ σε αποστάσεις χιλιομέτρων. Προκειμένου να γίνει εκτίμηση της σχετικής προόδου και πιθανών μελλοντικών εξελίξεων, τα χαρακτηριστικά οπτικής μετάδοσης των ινών χρειάζεται να εξεταστούν σε μεγαλύτερο βάθος. Συνεπώς σε αυτό το κεφάλαιο θα συζητήσουμε τους μηχανισμούς εντός των οπτικών ινών οι οποίοι έχουν σαν αποτέλεσμα τα κύρια χαρακτηριστικά μετάδοσης που αναφέρθηκαν (εξασθένηση και διασπορά), καθώς και άλλα, ίσως λιγότερο φανερά, φαινόμενα της διάδοσης του φωτός στις οπτικές ίνες (θόρυβος τρόπων και πόλωση).

Η συζήτηση της εξασθένησης αρχίζει στην Παρ.3.2 με τον υπολογισμό των προκαλούμενων ολικών απωλειών στις οπτικές ίνες. Στη συνέχεια αναπτύσσονται αναλυτικά οι διάφοροι μηχανισμοί εξασθένησης (απορρόφηση υλικού, γραμμική σκέδαση, μη-γραμμική σκέδαση, κάμψεις ίνας) στις Παρ. 3.3 ως 3.6. Ακολουθεί στην Παρ.3.7 η περιγραφή της διασποράς στις οπτικές ίνες, μαζί με τους σχετικούς περιορισμούς στο εύρος ζώνης των ινών. Οι Παρ.3.8 και 3.9 ασχολούνται με ενδοτροπικούς και διατροπικούς μηχανισμούς σκέδασης, πριν τη συζήτηση της συνολικής σκέδασης στις ίνες (τόσο σε πολυτροπικές όσο και σε μονοτροπικές) στην Παρ.3.10. Κατόπιν εξετάζεται ο θόρυβος τρόπων ταλάντωσης σε πολυτροπικές οπτικές ίνες στην Παρ.3.11. Τέλος, η Παρ.3.12 παρουσιάζει συνοπτικά την πόλωση στις μονοτροπικές οπτικές ίνες.

3.2 Εξασθένιση

Η εξασθένιση (ή απώλειες μετάδοσης) των οπτικών ινών αποδείχτηκε ένας από τους σημαντικότερους παράγοντες της ευρείας αποδοχής τους στις τηλεπικοινωνίες. Καθώς η εξασθένιση των καναλιών καθόριζε σε μεγάλο βαθμό τη μέγιστη απόσταση μετάδοσης πριν την αποκατάσταση του σήματος, οι επικοινωνίες οπτικών ινών έγιναν ιδιαίτερα ελκυστικές όταν οι απώλειες μετάδοσης των ινών μειώθηκαν κάτω από εκείνες των ανταγωνιστικών μεταλλικών αγωγών (κάτω από 5 dB km^{-1}).

Η εξασθένιση σήματος στις οπτικές ίνες, όπως και στους μεταλλικούς αγωγούς, εκφράζεται συνήθως με τη λογαριθμική μονάδα του decibel. Το decibel, το οποίο χρησιμοποιείται για τη σύγκριση δύο ενεργειακών επιπέδων, μπορεί να οριστεί για ένα συγκεκριμένο οπτικό μήκος κύματος ως ο λόγος της εισερχόμενης σε μία ίνα (μεταδιδόμενης) οπτικής ισχύος P_i προς την εξερχόμενη από την ίνα (λαμβανόμενη) οπτική ισχύ P_o σύμφωνα με:

$$\text{numbers of decibels}(dB) = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_o}$$

<Εξ.3.1>

Αυτή η λογαριθμική μονάδα έχει το πλεονέκτημα ότι οι πράξεις του πολλαπλασιασμού και της διαίρεσης αντικαθίστανται από πρόσθεση και αφαίρεση, ενώ οι δυνάμεις και οι ρίζες αντικαθίστανται από πολλαπλασιασμό και διαίρεση. Εν τούτοις η πρόσθεση και η αφαίρεση απαιτούν μετατροπή σε αριθμητικές τιμές η οποία γίνεται μέσω της σχέσης:

$$\frac{P_i}{P_o} = 10^{(dB/10)}$$

<Εξ.3.2>

Στις επικοινωνίες οπτικών ινών η εξασθένιση εκφράζεται συνήθως σε decibels ανά μονάδα μήκους (δηλ. dB km^{-1}) σύμφωνα με:

$$a_{dB}L = 10 \log_{10} \frac{P_i}{P_o}$$

<Εξ.3.3>

όπου α_{dB} είναι η εξασθένηση σήματος ανά μονάδα μήκους σε decibels και L είναι το μήκος της ίνας.

Για την εξασθένηση του σήματος στις οπτικές ίνες ευθύνεται ένα πλήθος μηχανισμών. Αυτοί οι μηχανισμοί επηρεάζονται από τη σύσταση του υλικού, τις τεχνικές επεξεργασίας και καθαρισμού, και τη δομή του κυματοδηγού. Μπορούν να ταξινομηθούν σε αρκετές μεγάλες κατηγορίες οι οποίες περιλαμβάνουν απορρόφηση υλικού, σκέδαση στο υλικό (γραμμική και μη-γραμμική σκέδαση), απώλειες λόγω καμπύλωσης και μικρο-κάμψεων, απώλειες ακτινοβολίας λόγω σύζευξης τρόπων και απώλειες εξ αιτίας τρόπων με διαρροές. Υπάρχουν επίσης απώλειες στις συνδέσεις και τις ενώσεις, αλλά σε αυτό το κεφάλαιο ενδιαφερόμαστε μόνο για τα χαρακτηριστικά της ίδιας της ίνας. Η λεπτομερής εξέταση των μηχανισμών απώλειας στις οπτικές ίνες είναι διδακτική προκειμένου να κατανοηθούν τα προβλήματα που σχετίζονται με το σχεδιασμό και την κατασκευή κυματοδηγών χαμηλών απωλειών.

3.3 Απώλειες απορρόφησης υλικού

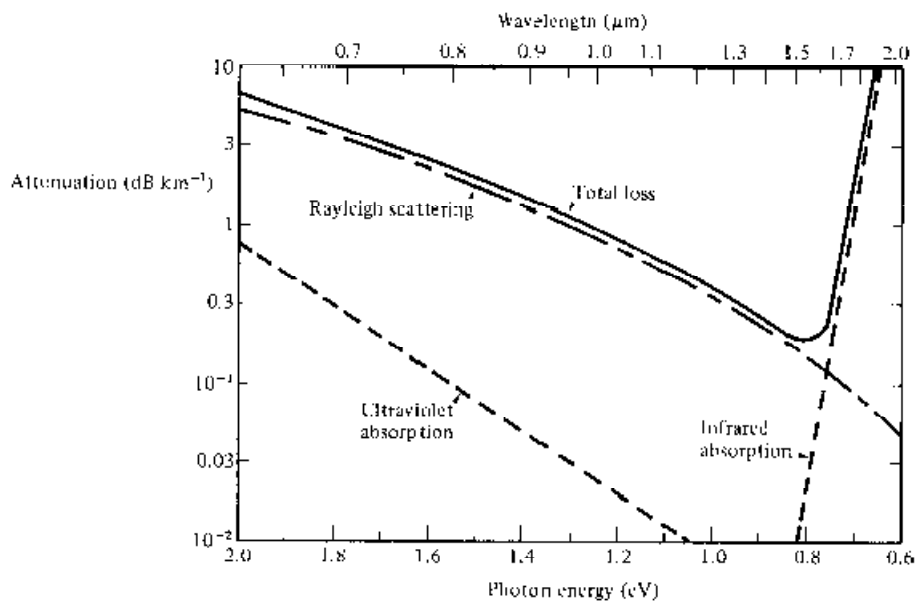
Η απορρόφηση υλικού είναι μηχανισμός απώλειας που σχετίζεται με τη σύσταση του υλικού και τη διαδικασία κατασκευής της ίνας, ο οποίος έχει σαν αποτέλεσμα τη διάχυση μέρους της μεταδιδόμενης οπτικής ισχύος στον κυματοδηγό με τη μορφή θερμότητας. Η απορρόφηση του φωτός μπορεί να είναι ενδογενής (προκαλούμενη από την αλληλεπίδραση με ένα ή περισσότερα από τα κύρια συστατικά του γυαλιού) ή εξωγενής (προκαλούμενη από προσμίξεις).

3.3.1 Ενδογενής απορρόφηση

Η ενδογενής απορρόφηση λόγω της δομής του υλικού είναι μικρή για απολύτως καθαρό γυαλί στην περιοχή του εγγύς υπέρυθρου. Εν τούτοις σε οπτικά μήκη κύματος εμφανίζονται δύο κύριοι ενδογενείς μηχανισμοί απορρόφησης, οι οποίοι αφήνουν ένα παράθυρο χαμηλής ενδογενούς απορρόφησης στην περιοχή με μήκος κύματος 0.8-1.7 μm , όπως απεικονίζεται στο Σχ.3.1 το οποίο δείχνει τη δυνατή

οπτική εξασθένηση συναρτήσει του μήκους κύματος για απολύτως καθαρό γυαλί. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι υπάρχει μία θεμελιώδης “ακμή” απορρόφησης, η κορυφή της οποίας βρίσκεται στην περιοχή υπεριώδους μήκους κύματος. Αυτή οφείλεται σε μεταβάσεις κβαντικών καταστάσεων ηλεκτρονίων εντός του γυαλιού λόγω διεγέρσεων υψηλότερης ενέργειας. Η ουρά αυτής της κορυφής μπορεί να εκτείνεται στο παράθυρο των μικρότερων μηκών κύματος όπως φαίνεται στο Σχ.3.1. Επίσης, στο υπέρυθρο και άπω υπέρυθρο, συνήθως σε μήκη κύματος μεγαλύτερα από 7 μm , εμφανίζονται οι θεμελιώδεις στάθμες των ζωνών απορρόφησης λόγω της αλληλεπίδρασης μεταξύ φωτονίων και μοριακών ταλαντώσεων. Αυτές δίνουν κορυφές απορρόφησης οι οποίες και πάλι εκτείνονται στο παράθυρο. Οι έντονες ζώνες απορρόφησης προκύπτουν λόγω ταλαντώσεων δομικών μονάδων όπως Si-O (9.2 μm), P-O (8.1 μm), B-O (7.2 μm) και Ge-O (11.0 μm) εντός του γυαλιού. Συνεπώς, πάνω από τα 1.5 μm οι ουρές αυτών των κορυφών απορρόφησης, οι οποίες ανήκουν κυρίως στο άνω υπέρυθρο, τείνουν να προκαλούν το μεγαλύτερο μέρος των απωλειών στο καθαρό γυαλί.

Εν τούτοις, η επίδραση και των δύο αυτών διαδικασιών μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με κατάλληλη επιλογή της σύστασης του πυρήνα και του περιβλήματος. Για παράδειγμα σε ορισμένα μη-οξυγονούχα γυαλιά όπως είναι τα φθοριούχα και χλωριούχα, οι κορυφές υπέρυθρης απορρόφησης προκύπτουν σε πολύ μεγαλύτερα μήκη κύματος τα οποία βρίσκονται βαθιά στην περιοχή του άνω υπέρυθρου (μέχρι και 50 μm), παρέχοντας μικρότερη εξασθένηση από ό,τι τα οξυγονούχα γυαλιά για διάδοση μεγαλύτερων μηκών κύματος.



Σχ.3.1 Το φάσμα εξασθένησης για τους μηχανισμούς ενδογενούς απώλειας στο καθαρό γυαλί $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$.

3.3.2 Εξωγενής απορρόφηση

Στην πράξη, μία από τις κύριες πηγές εξασθένησης σήματος σε οπτικές ίνες κατασκευασμένες με συμβατικές τεχνικές τήξης είναι η εξωγενής απορρόφηση από προσμίξεις μετάλλων μετάπτωσης. Κάποιες από τις πιο συνηθισμένες μεταλλικές προσμίξεις που απαντώνται στα γυαλιά παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.1, μαζί με τις απώλειες απορρόφησης που προκαλούνται από ένα μέρος στα 10^9 . Να σημειωθεί ότι ορισμένες από αυτές τις προσμίξεις, συγκεκριμένα το χρώμιο και ο χαλκός στις χειρότερες τιμές σθένους τους, μπορούν να προκαλέσουν εξασθένηση μεγαλύτερη από 1 dB km^{-1} στην περιοχή του εγγύς υπέρυθρου. Το ποσοστό προσμίξεων στοιχείων μετάπτωσης μπορεί να μειωθεί σε αποδεκτά επίπεδα (δηλ. ένα μέρος στα 10^{10}) μέσω τεχνικών διύλισης γυαλιού, όπως είναι η οξείδωση σε φάση ατμού η οποία περιορίζει σε μεγάλο βαθμό την επίδραση των μεταλλικών προσμίξεων.

Εν τούτοις, ένας άλλος κύριος εξωγενής μηχανισμός απώλειας προέρχεται από απορρόφηση εξ αιτίας νερού που βρίσκεται διαλυμένο στο γυαλί (ως ιόν OH ή υδροξύλιο). Αυτές οι ομάδες υδροξυλίου σχηματίζουν δεσμούς με τη δομή του

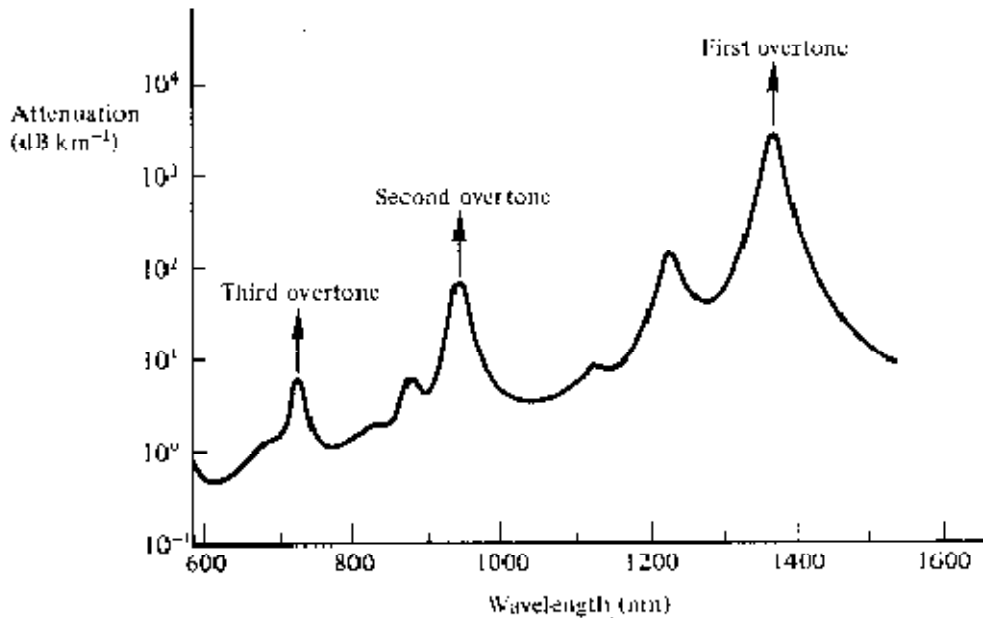
γυαλιού και έχουν θεμελιώδεις ταλαντώσεις τάσεως σε μήκη κύματος ανάμεσα στα 2.7 και 4.2 μm , ανάλογα με τη θέση τους στο δίκτυο του γυαλιού. Οι θεμελιώδεις ταλαντώσεις προκαλούν σχεδόν αρμονικούς συνδυασμούς που εμφανίζονται στα 1.38, 0.95 και 0.72 μm όπως φαίνεται στο Σχ.3.2. Εκεί παρουσιάζεται το φάσμα απορρόφησης για την ομάδα υδροξυλίου σε κολλοειδές πυρίτιο. Επιπλέον, εμφανίζονται συνδυασμοί ανάμεσα στις “αρμονικές” και τη θεμελιώδη ταλάντωση του SiO_2 στα 1.24, 1.13 και 0.88 μm , συμπληρώνοντας το φάσμα απορρόφησης του Σχ.3.2.

Μπορεί επίσης να παρατηρηθεί στο Σχ.3.2 ότι η μόνη σημαντική ζώνη απορρόφησης στην περιοχή με μήκη κύματος κάτω από 1 μm είναι η δεύτερη “αρμονική” (υπενθυμίζεται ότι δεν πρόκειται για ακριβείς αρμονικές) στα 0.95 μm η οποία προκαλεί εξασθένηση γύρω στο 1 dBkm^{-1} για ένα μέρος υδροξυλίου στο εκατομμύριο (ppm). Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος η πρώτη “αρμονική” στα 1.38 μm και η συνοδευτική της στα 1.24 μm προκαλούν ισχυρή απορρόφηση και καταλήγουν σε εξασθένηση γύρω στα 2 dBkm^{-1} ppm και 4 dBkm^{-1} ppm αντίστοιχα. Καθώς οι περισσότεροι συντονισμοί έχουν οξείες κορυφές, στην περιοχή των μεγαλύτερων μηκών κύματος υπάρχουν στενά παράθυρα γύρω στα 1.3 και 1.55 μm τα οποία μένουν ουσιαστικά ανεπηρέαστα από την απορρόφηση OH όταν το επίπεδο προσμίξεων μειωθεί κάτω από ένα μέρος στα 10^7 . Αυτή η κατάσταση απεικονίζεται στο Σχ.3.3 το οποίο δείχνει το φάσμα απορρόφησης μίας μονοτροπικής ίνας εξαιρετικά χαμηλών απωλειών. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι η χαμηλότερη εξασθένηση για αυτή την ίνα προκύπτει σε μήκος κύματος 1.55 μm και είναι 0.2 dBkm^{-1} . Αυτή η τιμή προσεγγίζει την ελάχιστη δυνατή εξασθένηση σε αυτό το μήκος κύματος, γύρω στα 0.18 dBkm^{-1} .

Table 3.1 Absorption losses caused by some of the more common metallic ion impurities in glasses together with the absorption peak wavelength

	Peak wavelength (nm)	One part in 10^9 (dB km ⁻¹)
Cr ³⁺	625	1.6
C ²⁺	685	0.1
Cu ²⁺	850	1.1
Fe ²⁺	1100	0.68
Fe ³⁺	400	0.15
Ni ²⁺	650	0.1
Mn ³⁺	460	0.2
V ⁴⁺	725	2.7

Πίνακας 3.1 Απώλειες απορρόφησης εξ αιτίας ορισμένων από τις πιο συνηθισμένες προσμίξεις μεταλλικών ιόντων σε γυαλιά και το αντίστοιχο μήκος κύματος της κορυφής απορρόφησης



Σχ.3.2

Εξασθένιση (dBkm⁻¹)

Το μετρούμενο φάσμα εξασθένησης για μονοτροπική ίνα εξαιρετικά χαμηλών απωλειών (συνεχής γραμμή) μαζί με τα υπολογιζόμενα φάσματα εξασθένησης για ορισμένους από τους μηχανισμούς απώλειας που συνεισφέρουν στην ολική εξασθένηση στην ίνα (διακεκομμένες γραμμές).

3.4 Απώλειες γραμμικής σκέδασης

Οι μηχανισμοί γραμμικής σκέδασης προκαλούν τη μεταφορά τμήματος ή όλης της οπτικής ισχύος που περιέχεται σε έναν τρόπο ταλάντωσης σε έναν άλλο τρόπο γραμμικά (δηλ. κατ' αναλογία με την ισχύ του τρόπου). Αυτή η διαδικασία τείνει να προκαλεί εξασθένηση του μεταδιδόμενου φωτός καθώς η μεταφορά μπορεί να καταλήξει σε τρόπο με διαρροές ή ακτινοβολίας ο οποίος δε συνεχίζει τη διάδοση στον πυρήνα της ίνας, αλλά ακτινοβολείται έξω από αυτήν. Πρέπει να σημειωθεί ότι, όπως σε όλες τις γραμμικές διαδικασίες, δεν υπάρχει αλλαγή στη συχνότητα κατά τη σκέδαση.

Υπάρχουν δύο κύριες κατηγορίες γραμμικής σκέδασης: η σκέδαση Rayleigh και η σκέδαση Mie. Και οι δύο προκύπτουν από τις μη-ιδανικές φυσικές ιδιότητες των πραγματικών ινών οι οποίες επί του παρόντος είναι δύσκολο, και σε κάποιες περιπτώσεις αδύνατο, να εξαλειφθούν.

3.4.1 Σκέδαση Rayleigh

Η σκέδαση Rayleigh είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός ενδογενούς απώλειας στο παράθυρο χαμηλής απορρόφησης ανάμεσα στις υπεριώδεις και υπέρυθρες ουρές απορρόφησης. Προκύπτει από ανομοιογένειες τυχαίας φύσης σε κλίμακα μικρή σε σχέση με εκείνη του μήκους κύματος του φωτός. Αυτές οι ανομοιογένειες προκαλούν διακυμάνσεις στο δείκτη διάθλασης και οφείλονται σε μεταβολές στην πυκνότητα και τη σύσταση που παγιώνονται στο πλέγμα του γυαλιού κατά την ψύξη του. Οι μεταβολές στη σύσταση μπορούν να ελαττωθούν με βελτιώσεις στην κατασκευή, αλλά οι διακυμάνσεις του δείκτη λόγω της παγίωσης ανομοιογενειών στην πυκνότητα

είναι θεμελιώδεις και δεν μπορούν να αποφευχθούν. Η επακόλουθη σκέδαση λόγω των διακυμάνσεων στην πυκνότητα, η οποία προκύπτει σε όλες σχεδόν τις διευθύνσεις, προκαλεί εξασθένηση ανάλογη προς $1/\lambda^4$ η οποία ακολουθεί τον τύπο της σκέδασης Rayleigh. Για γυαλί αποτελούμενο από ένα συστατικό αυτός δίνεται από:

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^{-1}} n^8 p^2 \beta_c K T_p$$

<Εξ.3.4>

όπου γ_R είναι ο συντελεστής σκέδασης Rayleigh, λ είναι το οπτικό μήκος κύματος, n είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου, p είναι ο μέσος συντελεστής φωτοελαστικότητας, β_c είναι η ισόθερμη συμπιεστότητα σε εικαζόμενη θερμοκρασία (fictive temperature) T_F , και K είναι η σταθερά του Boltzmann. Η εικαζόμενη θερμοκρασία ορίζεται ως η θερμοκρασία στην οποία το γυαλί μπορεί να φθάσει σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας και συνδέεται στενά με τη θερμοκρασία σκλήρυνσης του γυαλιού. Επιπλέον, ο συντελεστής σκέδασης Rayleigh συνδέεται με τον παράγοντα απώλειας μετάδοσης (διαπερατότητα) της ίνας σύμφωνα με τη σχέση:

$$c = \exp(-\gamma_R L)$$

<Εξ.3.5>

όπου L είναι το μήκος της ίνας. Είναι φανερό από την Εξ.3.4 ότι το θεμελιώδες στοιχείο της σκέδασης Rayleigh ελαττώνεται δραστικά κατά τη λειτουργία στο μεγαλύτερο δυνατό μήκος κύματος.

Η εξασθένηση λόγω σκέδασης Rayleigh σε κολλοειδές πυρίτιο σε μήκη κύματος 0.63, 1.00 και 1.30 μm υπολογίζεται θεωρητικά σε 5.2, 0.8 και 0.3 dB km^{-1} αντίστοιχα. Αυτά τα θεωρητικά αποτελέσματα συμφωνούν με το πείραμα σε λογικά πλαίσια. Για παράδειγμα η χαμηλότερη αναφερθείσα τιμή για σκέδαση Rayleigh σε κολλοειδές πυρίτιο σε μήκος κύματος 0.6328 μm είναι 3.9 dB km^{-1} , αλλά έχουν αναφερθεί και οι τιμές 4.8 dB km^{-1} και 5.4 dB km^{-1} . Η προβλεπόμενη εξασθένηση

λόγω σκέδασης Rayleigh συναρτήσει του μήκους κύματος παριστάνεται με διακεκομμένη γραμμή στα χαρακτηριστικά εξασθένησης στα Σχ.3.1 και 3.3.

3.4.2 Σκέδαση Mie

Γραμμική σκέδαση μπορεί επίσης να προκύψει σε ανομοιογένειες οι οποίες έχουν μέγεθος συγκρίσιμο με το διαδιδόμενο μήκος κύματος. Αυτές οφείλονται στην ατελή κυλινδρική δομή του κυματοδηγού και μπορεί να προκαλούνται από ατέλειες της ίνας όπως ανομοιογένειες στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος, διαφορές στο δείκτη ανάκλασης ανάμεσα στον πυρήνα και το περίβλημα κατά μήκος της ίνας, διακυμάνσεις στη διάμετρο, εφελκυσμό και φουσαλλίδες. Όταν το μέγεθος της σκεδάζουσας ανομοιογένειας είναι μεγαλύτερο από $\lambda/10$, η ένταση της σκέδασης, η οποία έχει γωνιακή εξάρτηση, μπορεί να γίνει πολύ μεγάλη.

Η σκέδαση που δημιουργούν τέτοιες ανομοιογένειες είναι κυρίως στη διεύθυνση της διάδοσης και λέγεται σκέδαση Mie. Ανάλογα με το υλικό, το σχεδιασμό και την κατασκευή της ίνας, η σκέδαση Mie μπορεί να προκαλέσει σημαντικές απώλειες. Οι ανομοιογένειες μπορούν να ελαττωθούν με:

- (α) απόλειψη των ατελειών που οφείλονται στη διαδικασία κατασκευής του γυαλιού,
- (β) προσεκτικό έλεγχο κατά τη χύτευση και την επένδυση της ίνας,
- (γ) αύξηση της δυνατότητας κυματοαγωγής της ίνας μέσω αύξησης της σχετικής διαφοράς στους δείκτες ανάκλασης.

Μέσω αυτών των τρόπων είναι δυνατό να ελαττωθεί η σκέδαση Mie σε ασήμαντα επίπεδα.

3.5 Απώλειες μη-γραμμικής σκέδασης

Οι οπτικοί κυματοδηγοί δε συμπεριφέρονται πάντα σαν αμιγώς γραμμικά κανάλια των οποίων η αύξηση στην εξερχόμενη οπτική ισχύ είναι ευθέως ανάλογη της εισερχόμενης οπτικής ισχύος. Αρκετά μη-γραμμικά φαινόμενα λαμβάνουν χώρα τα οποία στην περίπτωση της σκέδασης προκαλούν αναντίστοιχη εξασθένηση, συνήθως σε υψηλά επίπεδα οπτικής ισχύος. Αυτή η μη-γραμμική σκέδαση προκαλεί τη

μεταφορά της οπτικής ισχύος από έναν τρόπο στον ίδιο ή σε άλλους τρόπους, κατά τη διεύθυνση μετάδοσης ή κατά την αντίθετη διεύθυνση, σε διαφορετική συχνότητα. Επίσης έχει εξάρτηση από την πυκνότητα οπτικής ισχύος κατά κρίσιμο τρόπο, κατά συνέπεια παίρνει σημαντικές τιμές μόνο από συγκεκριμένα επίπεδα ισχύος και πάνω.

Τα κυριότερα είδη μη-γραμμικής σκέδασης σε οπτικές ίνες είναι η εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin και Raman, οι οποίες συνήθως παρατηρούνται μόνο σε υψηλές πυκνότητες οπτικής ισχύος σε επιμήκεις μονοτροπικές ίνες. Για την ακρίβεια αυτοί οι μηχανισμοί σκέδασης παρέχουν πολλαπλασιασμό του οπτικού σήματος αλλά με ταυτόχρονη μετατόπιση της συχνότητας, συνεισφέροντας έτσι στην εξασθένηση κατά τη μετάδοση φωτός με συγκεκριμένο μήκος κύματος. Εν τούτοις μπορεί να σημειωθεί ότι τέτοια μη-γραμμικά φαινόμενα μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για οπτική ενίσχυση στα πλαίσια ολοκληρωμένων οπτικών τεχνικών.

3.5.1 Εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin

Η σκέδαση Brillouin μπορεί να θεωρηθεί διαμόρφωση φωτός μέσω θερμικών μοριακών ταλαντώσεων στην ίνα. Το σκεδαζόμενο φως εμφανίζει άνω και κάτω συνοδευτικές συχνότητες οι οποίες χωρίζονται από το προσπίπτον φως κατά τη συχνότητα διαμόρφωσης. Σε αυτή τη διαδικασία σκέδασης, το προσπίπτον φωτόνιο παράγει ένα φωνόνιο* ακουστικής συχνότητας καθώς και ένα σκεδαζόμενο φωτόνιο. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη μετατόπιση της οπτικής συχνότητας, η οποία μεταβάλλεται με τη γωνία σκέδασης λόγω της μεταβολής της συχνότητας του ακουστικού κύματος με το ακουστικό μήκος κύματος. Η μετατόπιση της συχνότητας είναι μέγιστη στη διεύθυνση αντίθετα από τη διάδοση και μηδενίζεται στη διεύθυνση της διάδοσης, κάνοντας τη σκέδαση Brillouin να είναι κυρίως οπισθοσκέδαση.

Όπως αναφέρθηκε, η σκέδαση Brillouin είναι σημαντική μόνο από μία συγκεκριμένη πυκνότητα ισχύος και πάνω. Υποθέτοντας ότι η κατάσταση πόλωσης του μεταδιδόμενου φωτός δε διατηρείται (βλ. Παρ.3.12), μπορεί να αποδειχθεί ότι η κρίσιμη ισχύς P_B δίνεται από:

$$P_B = 4.4 \times 10^{-3} d^2 \lambda^2 \alpha_{dB} V \text{ Watts}$$

<Εξ.3.6>

όπου d και λ είναι η διάμετρος του πυρήνα της ίνας και το μήκος κύματος λειτουργίας της αντίστοιχα, και τα δύο σε μικρόμετρα, α_{dB} είναι η εξασθένηση στην ίνα σε decibels ανά χιλιόμετρο, και ν είναι το εύρος ζώνης της πηγής (δηλ. λέιζερ ημιαγωγών) σε γιγαχέρτζ. Η έκφραση στην Εξ.3.6 επιτρέπει τον καθορισμό της οριακής οπτικής ισχύος που πρέπει να διοχετευθεί σε μονοτροπική οπτική ίνα για να προκληθεί σκέδαση Brillouin.

3.5.2 Εξαναγκασμένη σκέδαση Raman

Η εξαναγκασμένη σκέδαση Raman είναι παρόμοια με την εξαναγκασμένη σκέδαση Brillouin εκτός από το ότι το δημιουργούμενο φωτόνιο υψηλής συχνότητας είναι οπτικό και όχι ακουστικό. Επίσης, η σκέδαση Raman λαμβάνει χώρα στη διεύθυνση της διάδοσης και η οριακή οπτική ισχύς της μπορεί να είναι μέχρι και τρεις τάξεις μεγέθους υψηλότερη από ότι στη σκέδαση Brillouin, για συγκεκριμένη ίνα.

Χρησιμοποιώντας τα ίδια κριτήρια όπως και για την Εξ.3.6 για την οριακή τιμή στη σκέδαση Brillouin, μπορεί να αποδειχθεί ότι η οριακή οπτική ισχύς P_R για διεγερμένη σκέδαση Raman σε επιμήκη μονοτροπική ίνα δίνεται από:

$$P_R = 5.9 \times 10^{-2} d^2 \lambda \alpha_{dB} \quad \text{Watts}$$

<Εξ.3.7>

όπου τα d , λ και α_{dB} ορίζονται όπως και για την Εξ.3.6.

Οι απώλειες που εισάγονται από τη μη-γραμμική σκέδαση μπορούν να αποφευχθούν με τη διατήρηση του οπτικού σήματος σε ένα κατάλληλο επίπεδο (δηλ. με λειτουργία κάτω από τις οριακές τιμές της οπτικής ισχύος). Εν τούτοις πρέπει να σημειωθεί ότι σε μονοτροπικές ίνες έχουν αναφερθεί χαμηλές κρίσιμες τιμές Brillouin, ακόμα και 10 mW. Παρ'όλα αυτά εξακολουθεί να πρόκειται για υψηλό επίπεδο ισχύος για οπτικές επικοινωνίες και μπορεί να αποφευχθεί εύκολα. Οι σκεδάσεις Brillouin και Raman συνήθως δεν παρατηρούνται σε πολυτροπικές ίνες καθώς οι σχετικά μεγάλες διαμέτροι των πυρήνων τοποθετούν τα οριακά επίπεδα οπτικής ισχύος εξαιρετικά υψηλά. Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι η οριακή οπτική

ισχύς μπορεί να αυξηθεί και για τους δύο μηχανισμούς σκέδασης μέσω κατάλληλης προσαρμογής των υπόλοιπων παραμέτρων στις Εξς.3.6 και 3.7. Σε αυτό το πλαίσιο η λειτουργία στο μεγαλύτερο δυνατό μήκος κύματος προσφέρει πλεονεκτήματα, παρ'όλο που μπορεί να αντισταθμίζεται από τη μειωμένη εξασθένηση (λόγω σκέδασης Rayleigh και απορρόφησης υλικού).

* Το φωνόνιο είναι ένα κβάντο ελαστικού κύματος σε κρυσταλλικό πλέγμα. Όταν το ελαστικό κύμα έχει συχνότητα f , η κβαντισμένη μονάδα του φωνονίου έχει ενέργεια hf joules, όπου h είναι η σταθερά του Planck.

3.6 Απώλειες λόγω κάμψης της ίνας

Οι οπτικές ίνες υφίστανται απώλειες ακτινοβολίας σε σημεία κάμψης κατά τη διαδρομή τους. Αυτό οφείλεται στο ότι, στο περίβλημα, η ενέργεια του εξαφανιζόμενου πεδίου στην καμπύλωση ξεπερνά την ταχύτητα του φωτός και συνεπώς ο μηχανισμός κυματαγωγής εμποδίζεται, με αποτέλεσμα να εκπέμπεται φωτεινή ενέργεια από την ίνα. Αυτή η κατάσταση απεικονίζεται στο Σχ.3.4. Προκειμένου το μέτωπο του κύματος να παραμένει κάθετο στη διεύθυνση διάδοσης, το τμήμα του τρόπου το οποίο βρίσκεται στο εξωτερικό της καμπύλωσης απαιτείται να ταξιδεύει γρηγορότερα από εκείνο στο εσωτερικό της. Συνεπώς ένα μέρος του τρόπου στο περίβλημα χρειάζεται να ταξιδέψει γρηγορότερα από την ταχύτητα του φωτός στο εν λόγω μέσο. Καθώς αυτό δεν είναι δυνατό, η ενέργεια που συνδέεται με αυτό το μέρος του τρόπου χάνεται μέσω ακτινοβολίας. Η απώλεια μπορεί εν γένει να αναπαρασταθεί από ένα συντελεστή εξασθένησης ακτινοβολίας ο οποίος έχει τη μορφή:

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{c}_1 \exp(-\mathbf{C}_2 \mathbf{R})$$

<Εξ.3.7.>

όπου R είναι η ακτίνα της καμπύλωσης της ίνας και c_1, c_2 είναι σταθερές ανεξάρτητες του R . Επιπλέον, μεγάλες απώλειες κάμψης τείνουν να εμφανίζονται σε μία οριακή γωνία καμπύλωσης R_c η οποία μπορεί να προσεγγιστεί με τη σχέση:

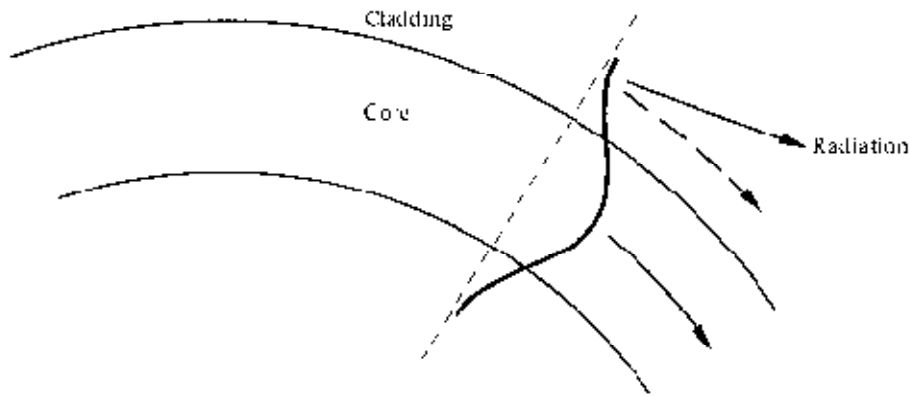
$$R_c \cong \frac{3n_1^2 \lambda}{\lambda \pi (n_1^2 - n_2^2)^{3/2}}$$

<Εξ.3.8>

Από την έκφραση της Εξ.3.8 μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι πιθανές απώλειες κάμψης μπορούν να μειωθούν με:

- (α) σχεδιασμό ινών με μεγάλη σχετική διαφορά δεικτών διάθλασης,
- (β) λειτουργία στο μικρότερο δυνατό μήκος κύματος.

Συνεπώς και οι δύο αυτοί παράγοντες έχουν ως αποτέλεσμα τη μείωση της κρίσιμης ακτίνας καμπύλωσης η οποία μπορεί να πάρει εξαιρετικά μικρές τιμές, αν και αυτό είναι δυνατό να έρθει σε αντίθεση με τα επιθυμητά χαρακτηριστικά σχεδιασμού και λειτουργίας. Εν τούτοις στην πράξη στις περισσότερες περιπτώσεις η οριακή ακτίνα καμπύλωσης είναι αρκετά μικρή ώστε να μην υπάρξει σημαντική εξασθένηση των οδηγούμενων τρόπων στα σημεία κάμψης της ίνας. Παρ'όλα αυτά, τρόποι οι οποίοι διαδίδονται κοντά στην τιμή αποκοπής, και πλέον δεν οδηγούνται εξ ολοκλήρου εντός του πυρήνα, μπορεί να ακτινοβολούν σε αρκετά μεγαλύτερες ακτίνες κάμψης. Γι'αυτό το λόγο είναι βασικό να αποφεύγονται απότομα λυγίσματα, όπου η ακτίνα κάμψης πλησιάζει την οριακή ακτίνα, κατά την εγκατάσταση οπτικών ινών. Τέλος, είναι σημαντικό να μη δημιουργούνται κατά τη διάρκεια της καλωδίωσης μικροσκοπικές κάμψεις (οι λεγόμενες μικρο-κάμψεις) με ακτίνες που πλησιάζουν την ακτίνα της ίνας, οι οποίες μπορούν να προκαλέσουν σημαντικές απώλειες.



Σχ.3.4

Περίβλημα

Απεικόνιση της απώλειας ακτινοβολίας σε σημείο κάμψης της ίνας. Προκειμένου να διατηρηθεί το επίπεδο του μετώπου, το μέρος του τρόπου έξω από το διακεκομμένο βέλος στο περίβλημα μπορεί να χρειάζεται να ταξιδέψει γρηγορότερα από την ταχύτητα του φωτός. Καθώς δεν μπορεί, η ενέργεια που περιέχεται σε αυτό το μέρος του τρόπου θα ακτινοβοληθεί.

3.7 Διασπορά

Η διασπορά του μεταδιδόμενου οπτικού σήματος προκαλεί παραμόρφωση τόσο για ψηφιακή όσο και για αναλογική μετάδοση σε οπτικές ίνες. Στην περίπτωση της πιο διαδεδομένης υλοποίησης της μετάδοσης με οπτικές ίνες, η οποία περιλαμβάνει κάποιου είδους ψηφιακή διαμόρφωση, οι μηχανισμοί μετάδοσης εντός της ίνας προκαλούν διαπλάτυνση των μεταδιδόμενων παλμών φωτός καθώς αυτοί ταξιδεύουν στο κανάλι. Το φαινόμενο απεικονίζεται στο Σχ.3.5 όπου μπορεί να παρατηρηθεί ότι κάθε παλμός πλαταίνει και αλληλοεπικαλύπτεται με τους γειτονικούς, με αποτέλεσμα στην είσοδο του δέκτη να μην μπορεί να διακριθεί από αυτούς. Το φαινόμενο είναι γνωστό σαν διασυμβολική επικάλυψη (ISI). Έτσι, στο ψηφιακό οπτικό κανάλι μπορεί να εμφανιστεί ένας αυξανόμενος αριθμός σφαλμάτων καθώς η ISI γίνεται πιο έντονη. Ο ρυθμός εμφάνισης σφαλμάτων είναι επίσης συνάρτηση της εξασθένησης του σήματος στη ζεύξη και του ακόλουθου λόγου σήματος προς θορύβου (SNR) στο δέκτη. Σε κάθε περίπτωση, η διασπορά σήματος από μόνη της περιορίζει το μέγιστο δυνατό εύρος ζώνης που μπορεί να επιτευχθεί σε συγκεκριμένη οπτική ίνα μέχρι το σημείο εκείνο όπου τα ξεχωριστά σύμβολα δε διακρίνονται μεταξύ τους.

Προκειμένου να μην υπάρχει αλληλοεπικάλυψη των παλμών φωτός κατά μήκος της οπτικής ίνας, ο ψηφιακός ρυθμός μετάδοσης (bit rate) B_T πρέπει να είναι μικρότερος από τον αντίστροφο της πεπλατυσμένης (λόγω διασποράς) διάρκειας παλμού (2τ). Δηλαδή:

$$B_T \leq \frac{1}{2\tau}$$

<Εξ.3.9>

Αυτή η σχέση υποθέτει ότι η πλάτυνση του παλμού λόγω διασποράς στο κανάλι είναι το οποίο υπαγορεύει ότι η διάρκεια του εισερχόμενου παλμού είναι επίσης τ . Συνεπώς η Εξ.3.9 δίνει την τιμή $1/2\tau$ σαν μία συντηρητική εκτίμηση του μέγιστου ρυθμού μετάδοσης που μπορεί να επιτευχθεί σε οπτικό κανάλι.

Μία πιο ακριβής εκτίμηση του μέγιστου ρυθμού μετάδοσης για οπτικό κανάλι με διασπορά μπορεί να ληφθεί θεωρώντας ότι οι παλμοί φωτός στην έξοδο έχουν γκαουσιανό σχήμα με RMS (ρίζα της μέσης τετραγωνικής τιμής) ίσο με σ (τυπική απόκλιση). Αντίθετα με τη σχέση της Εξ.3.9, αυτή η προσέγγιση επιτρέπει την ύπαρξη κάποιου ποσού αλληλοεπικάλυψης σήματος στο κανάλι, αποφεύγοντας ταυτόχρονα απώλειες στο SNR που μπορεί να προκύψουν λόγω έντονης διασυμβολικής επικάλυψης. Ο μέγιστος ρυθμός μετάδοσης είναι περίπου:

$$B_T(\text{max}) \cong \frac{0.2}{\sigma} \text{ bit s}^{-1}$$

<Εξ.3.10>

Πρέπει να σημειωθεί ότι σε κάποιες δημοσιεύσεις ο σταθερός όρος στον αριθμητή της Εξ.3.10 δίνεται ίσος με 0.25, εν τούτοις δεχόμαστε την κάπως πιο συντηρητική εκτίμηση. Η Εξ.3.10 αποτελεί ικανοποιητική προσέγγιση για άλλα σχήματα παλμών που μπορεί να προκύψουν στο κανάλι σαν αποτέλεσμα διάφορων μηχανισμών σκέδασης εντός της ίνας. Επίσης το σ μπορεί να θεωρηθεί ενδεικτικό της RMS της απόκρισης σε σύντομους παλμούς (impulse response) του καναλιού όπως παρουσιάζεται στην Παρ.3.9.1.

Η μετατροπή από ρυθμό μετάδοσης σε εύρος ζώνης εξαρτάται από το πρότυπο ψηφιακής κωδικοποίησης που χρησιμοποιείται. Για μεταλλικούς αγωγούς όταν χρησιμοποιείται κωδικοποίηση χωρίς επιστροφή στο μηδέν (“non-return to zero”), το επίπεδο δυαδικής μονάδας διατηρείται σε όλη την περίοδο τ του bit. Σε αυτή την περίπτωση υπάρχουν δύο διάρκειες bit σε ένα μήκος κύματος (δηλ. δύο bits ανά δευτερόλεπτο ανά hertz), όπως φαίνεται στο Σχ.3.6(α). Συνεπώς το μέγιστο εύρος ζώνης B είναι το μισό του μέγιστου ρυθμού δεδομένων ή

$$B_T(\text{max}) = 2B$$

<Εξ.3.11>

Εν τούτοις, όταν χρησιμοποιείται κωδικοποίηση επιστροφής στο μηδέν (“return to zero”) όπως στο Σχ.3.6(β), το επίπεδο δυαδικής μονάδας διατηρείται μόνο για ένα τμήμα (συνήθως για το μισό) της περιόδου του bit. Τότε ο ρυθμός δεδομένων ισούται με το εύρος ζώνης σε hertz (δηλ. ένα bit ανά δευτερόλεπτο ανά hertz) και συνεπώς $B_T=B$.

Επίσης το εύρος ζώνης B για μεταλλικούς αγωγούς ορίζεται συχνά από τα ηλεκτρικά σημεία 3dB (δηλ. τις συχνότητες στις οποίες η ηλεκτρική ισχύς έχει πέσει στο μισό της σταθερής μέγιστης τιμής της). Εν τούτοις, το οπτικό εύρος ζώνης των 3dB μιας ίνας είναι σημαντικά μεγαλύτερο από το αντίστοιχο ηλεκτρικό εύρος ζώνης των 3dB. Συνεπώς όταν αναφέρονται οι περιορισμοί στο εύρος ζώνης μίας ίνας λόγω διασποράς (δηλ. το οπτικό εύρος ζώνης B_{opt}), συνήθως εννοείται κωδικοποίηση με επιστροφή στο μηδέν όπου το εύρος ζώνης σε hertz θεωρείται ίσο με τον ψηφιακό ρυθμό μετάδοσης. Τα εύρη ζώνης που αναφέρονται σε αυτό το κεφάλαιο στα πλαίσια της διασποράς θα ακολουθήσουν αυτό το κριτήριο εκτός και αν διευκρινίζεται κάτι διαφορετικό. Παρ’όλα αυτά, όταν εξετάζονται ηλεκτρο-οπτικές συσκευές και συστήματα οπτικών ινών είναι συνηθέστερο να αναφέρεται το ηλεκτρικό εύρος ζώνης των 3dB, καθώς πρόκειται για την πιο χρήσιμη μέτρηση για σύνδεση οπτικής ίνας με ηλεκτρικό τερματικό εξοπλισμό. Δυστυχώς οι όροι μέτρησης του εύρους ζώνης δεν ξεκαθαρίζονται πάντα και ο αναγνώστης πρέπει να προειδοποιηθεί για αυτή την παράλειψη που μπορεί να προκαλέσει κάποια σύγχυση όταν καθορίζονται εξαρτήματα και υλικά για τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών.

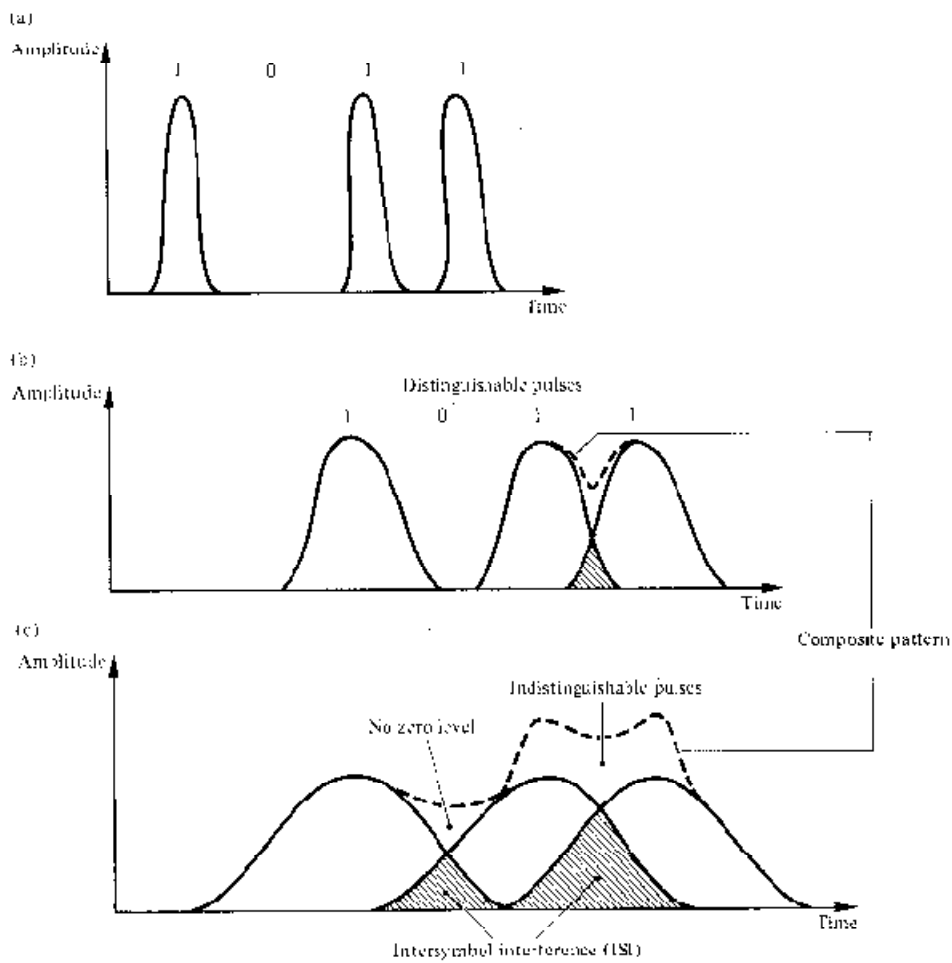
Το Σχ.3.7 δείχνει τις τρεις συνήθεις δομές οπτικών ινών, πολυτροπικές με δείκτη σκαλοπατιού, πολυτροπικές βαθμιαίου δείκτη και μονοτροπικές με δείκτη σκαλοπατιού, μαζί με τη διαγραμματική απεικόνιση των αντίστοιχων πλατύσεων του παλμού. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι η πολυτροπική ίνα με δείκτη σκαλοπατιού επιδεικνύει τη μεγαλύτερη διασπορά του μεταδιδόμενου παλμού φωτός και ότι η πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη παρέχει σημαντικά βελτιωμένη απόδοση. Τέλος, η μονοτροπική ίνα δίνει τη μικρότερη πλάτυνση του παλμού και συνεπώς παρέχει τα μεγαλύτερα εύρη ζώνης εκπομπής τα οποία αυτή τη στιγμή κυμαίνονται στο φάσμα των γιγαχέρτζ, ενώ η μετάδοση με πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη περιορίζεται συνήθως σε εύρη ζώνης λίγων δεκάδων μεγαχέρτζ. Εν τούτοις το ποσό της πλάτυνσης του παλμού εξαρτάται από την απόσταση που διανύει ο παλμός μέσα στην ίνα, και συνεπώς για δεδομένη ζεύξη ο περιορισμός στο αξιοποιήσιμο εύρος ζώνης υπαγορεύεται από την απόσταση ανάμεσα σε αναμεταδότες (δηλ. την απόσταση που διανύει ο παλμός φωτός πριν ανασυσταθεί). Κατά συνέπεια η μέτρηση των ιδιοτήτων διασποράς συγκεκριμένης ίνας αναφέρεται συνήθως στην πλάτυνση του παλμού σε χρόνο ανά μονάδα μήκους της ίνας (δηλ. ns km⁻¹).

Συνεπώς το πλήθος παλμών οπτικού σήματος που μπορεί να μεταδωθεί σε συγκεκριμένη περίοδο, και κατά συνέπεια η δυνατότητα μεταφοράς πληροφορίας της ίνας, περιορίζεται από το ποσό της διασποράς του παλμού ανά μονάδα μήκους. Απουσία φίλτρων ή σύζευξης τρόπων, η διαπλάτυνση του παλμού αυξάνεται γραμμικά με το μήκος της ίνας και συνεπώς το εύρος ζώνης είναι αντιστρόφως ανάλογο της απόστασης. Αυτό οδηγεί στην υιοθέτηση μίας πιο χρήσιμης παραμέτρου για τη δυνατότητα μεταφοράς πληροφορίας μίας οπτικής ίνας, η οποία είναι γνωστή ως γινόμενο εύρους ζώνης-μήκους (δηλ. $B_{opt} \times L$). Τυπικές τιμές για τα καλύτερα γινόμενα εύρους ζώνης-μήκους (“bandwidth-length product”) των τριών ινών του Σχ.3.7 είναι 20 MHz km, 1 GHz km και 100 GHz km για πολυτροπικές ίνες με δείκτη σκαλοπατιού, πολυτροπικές βαθμιαίου δείκτη και μονοτροπικές με δείκτη σκαλοπατιού αντίστοιχα.

Προκειμένου να κατανοηθούν οι λόγοι για τα διαφορετικά ποσά διαπλάτυνσης των παλμών στα διάφορα είδη οπτικών ινών, χρειάζεται να εξεταστούν οι σχετικοί

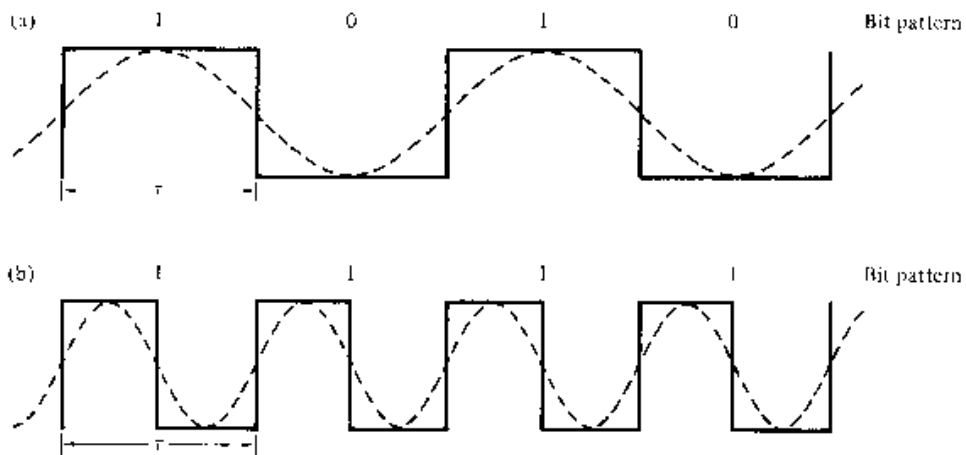
μηχανισμοί διασποράς. Αυτοί περιλαμβάνουν διασπορά υλικών, διασπορά κυματοδηγών, διασπορά ανάμεσα στους τρόπους ταλάντωσης και διασπορά προφίλ, και εξετάζονται στις επόμενες παραγράφους.

Σχ.3.5



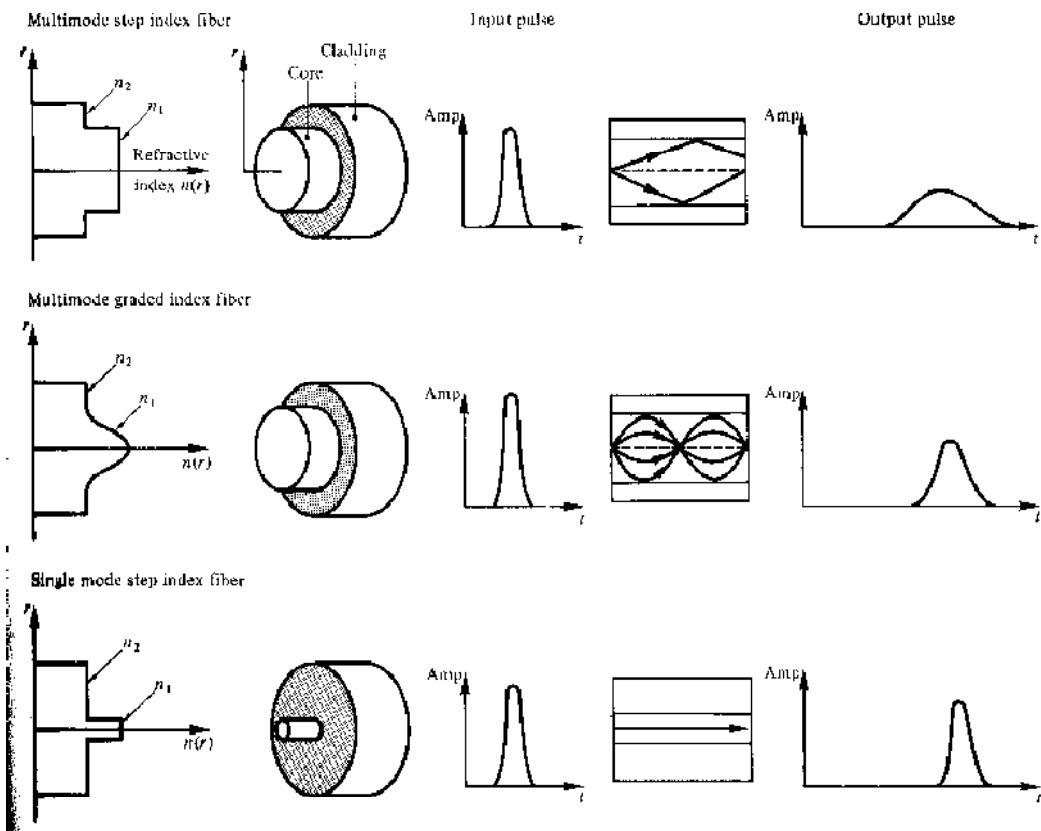
Απεικόνιση της διαπλάτυνσης των παλμών φωτός κατά τη διάδοση σε ίνα για το ψηφιακό σήμα 1011: (α) είσοδος της ίνας, (β) έξοδος της ίνας σε απόσταση L_1 , (γ) έξοδος της ίνας σε απόσταση $L_2 > L_1$.

Σχ.3.6



Σχηματική απεικόνιση των σχέσεων του ρυθμού μετάδοσης με το μήκος κύματος για ψηφιακές κωδικοποιήσεις: (α) μη-επιστροφή στο μηδέν (NRZ), (β) επιστροφή στο μηδέν (RZ).

Σχ.3.7



Σχηματικό διάγραμμα της διαπλάτυνσης των παλμών λόγω της διατροπικής διασποράς σε πολυτροπική ίνα δείκτη σκαλοπατιού, πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη και μονοτροπική ίνα δείκτη σκαλοπατιού.

3.8 Ενδοτροπική διασπορά

Η διασπορά σε έναν τρόπο ταλάντωσης (“ενδοτροπική” ή χρωματική) μπορεί να προκύψει σε όλα τα είδη οπτικών ινών και οφείλεται στο μη-μηδενικό πλάτος φασματικών γραμμών της οπτικής πηγής. Καθώς οι οπτικές πηγές δεν εκπέμπουν σε μία μόνο συχνότητα αλλά σε μία ζώνη συχνοτήτων (στην περίπτωση των λέιζερ ημιαγωγών αυτή αντιστοιχεί σε ένα κλάσμα του ένα επί τοις εκατό, αλλά για τα LED το ποσοστό είναι συνήθως σημαντικότερο), τότε μπορεί να υπάρξουν διαφορές στην καθυστέρηση της διάδοσης ανάμεσα στα διαφορετικά στοιχεία του φάσματος του μεταδιδόμενου σήματος. Αυτό προκαλεί διαπλάτυνση κάθε μεταδιδόμενου τρόπου και συνεπώς ενδοτροπική διασπορά. Οι διαφορές στην καθυστέρηση μπορεί να προκαλούνται από τις ιδιότητες διασποράς του υλικού του κυματοδηγού (διασπορά υλικών) και επίσης από τη συμπεριφορά της κυματαγωγής εντός της δομής της ίνας (διασπορά κυματοδηγού).

3.8.1 Διασπορά υλικού

Η διαπλάτυνση των παλμών λόγω διασποράς υλικού οφείλεται στις διαφορετικές ταχύτητες ομάδας των στοιχείων του φάσματος που εισέρχονται στην ίνα από την οπτική πηγή. Προκύπτει όταν η φασική ταχύτητα ενός επίπεδου κύματος το οποίο διαδίδεται στο διηλεκτρικό μέσο μεταβάλλεται μη-γραμμικά με το μήκος κύματος, και λέμε ότι ένα υλικό εμφανίζει διασπορά υλικών όταν η δεύτερη παράγωγος του δείκτη ανάκλασης ως προς το μήκος κύματος είναι διάφορη του μηδενός (δηλ. $d^2n/d\lambda^2 \neq 0$). Η πλάτυνση του παλμού λόγω της διασποράς υλικού μπορεί να υπολογιστεί μέσω της καθυστέρησης ομάδας τ_g στην οπτική ίνα, η οποία είναι ο αντίστροφος της ταχύτητας ομάδας v_g όπως ορίζεται στις Εξς.2.37 και 2.40. Συνεπώς η καθυστέρηση ομάδας δίνεται από:

$$\tau_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad \langle \text{Εξ.3.12} \rangle$$

όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του υλικού του πυρήνα. Κατά συνέπεια η καθυστέρηση παλμού τ_m λόγω της διασποράς υλικών σε ένα μήκος L είναι:

$$\tau_m = \frac{L}{c} \left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right)$$

$\langle \text{Εξ.3.13} \rangle$

Για πηγή με RMS φασματικού πλάτους σ_λ και μέσο μήκος κύματος λ , η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών λόγω διασποράς υλικών σ_m μπορεί να υπολογιστεί από την ανάπτυξη της Εξ.3.13 σε σειρά Taylor γύρω από το λ , όπου:

$$\sigma_m = \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} + \sigma_\lambda \frac{2d^2\tau_m}{d\lambda^2} + \dots$$

$\langle \text{Εξ.3.14} \rangle$

Καθώς στην Εξ.3.14 συνήθως κυριαρχεί ο πρώτος όρος, ειδικά για πηγές που λειτουργούν στο φάσμα μήκους κύματος 0.8-0.9 μm , ισχύει:

$$\sigma_m \cong \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda}$$

, $\langle \text{Εξ.3.15} \rangle$

Συνεπώς η πλάτυνση των παλμών μπορεί να υπολογιστεί γνωρίζοντας την εξάρτηση του τ_m από το λ , όπου από την Εξ.3.13:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_m}{d\lambda} &= \frac{L\lambda}{c} \left[\frac{dn_1}{d\lambda} - \frac{d^2n_1}{d\lambda^2} - \frac{dn_1}{d\lambda} \right] \\ &= \frac{-L\lambda}{c} \frac{d^2n_1}{d\lambda^2} \end{aligned}$$

$\langle \text{Εξ.3.16} \rangle$

Κατά συνέπεια αντικαθιστώντας την έκφραση από την Εξ.3.16 στην Εξ.3.15, η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών λόγω διασποράς υλικών δίνεται από:

$$\sigma_m \cong \frac{\sigma_\lambda L}{c} \left| \lambda \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right|$$

<Εξ.3.17>

Για τη διασπορά υλικών σε οπτικές ίνες γίνεται ορισμένες φορές χρήση της τιμής του όρου $|\lambda^2(d^2n/d\lambda^2)|$ ή απλώς $|d^2n/d\lambda^2|$.

Εν τούτοις, μπορεί να δίνεται μέσω μιας παραμέτρου διασποράς υλικών M η οποία ορίζεται ως:

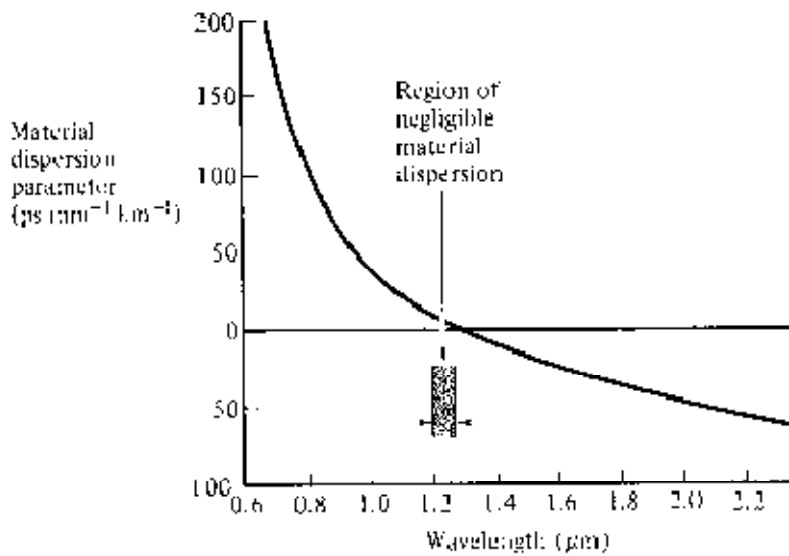
$$M = \frac{1}{L} \frac{d\tau_m}{d\lambda} = \frac{\lambda}{c} \left| \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right|$$

<3.18>

και η οποία συχνά εκφράζεται σε μονάδες $ps \text{ nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$.

Το Σχ.3.8 δείχνει τη μεταβολή της παραμέτρου διασποράς υλικών M συναρτήσει του μήκους κύματος για καθαρό κολλοειδές πυρίτιο. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι η διασπορά υλικών τείνει στο μηδέν στην περιοχή μεγαλύτερων μηκών κύματος, γύρω στα $1.3\mu\text{m}$ (για καθαρό κολλοειδές πυρίτιο). Αυτό παρέχει ένα επιπλέον κίνητρο (πέρα από τη χαμηλή εξασθένηση) για λειτουργία σε μεγαλύτερα μήκη κύματος όπου η διασπορά υλικών μπορεί να ελαχιστοποιηθεί. Επίσης η χρήση για οπτική πηγή ενός λέιζερ ημιαγωγών με στενό φασματικό πλάτος, αντί για LED, οδηγεί σε σημαντική μείωση της διαπλάτυνσης των παλμών εξ αιτίας διασποράς υλικών, ακόμη και στην περιοχή μικρότερων μηκών κύματος.

Σχ.3.8



Η παράμετρος διασποράς υλικών για κολλοειδες πυρίτιο συναρτήσει του μήκους κύματος.

3.8.2 Διασπορά κυματοδηγού

Η κυματοαγωγή στην ίνα μπορεί επίσης να προκαλέσει ενδοτροπική διασπορά. Αυτή προέρχεται από τη μεταβολή της ταχύτητας ομάδας συναρτήσει του μήκους κύματος για συγκεκριμένο τρόπο ταλάντωσης. Με προσέγγιση θεωρίας ακτίνων, αυτή ισοδυναμεί με τη μεταβολή της γωνίας ανάμεσα στην ακτίνα και τον άξονα της ίνας συναρτήσει του μήκους κύματος, η οποία έχει σαν αποτέλεσμα τη μεταβολή του χρόνου μετάδοσης των ακτίνων, και συνεπώς τη διασπορά τους. Για ένα μεμονωμένο τρόπο με σταθερά διάδοσης β η ίνα παρουσιάζει διασπορά κυματοδηγού όταν $(d^2\beta)/(d\lambda^2) \neq 0$. Οι πολυτροπικές ίνες, στις οποίες η πλειοψηφία των τρόπων διαδίδεται μακριά από το σημείο αποκοπής, δεν παρουσιάζουν σχεδόν καθόλου διασπορά κυματοδηγού και εν γένει αυτή είναι αμελητέα σε σύγκριση με τη διασπορά υλικών ($\approx 0.1-0.2 \text{ ns km}^{-1}$). Εν τούτοις στις μονοτροπικές ίνες, όπου τα αποτελέσματα των διαφορετικών μηχανισμών διασποράς δεν είναι ευδιάκριτα, η διασπορά κυματοδηγού μπορεί να είναι σημαντική (βλ. Παρ.3.10.2).

3.9 Διατροφική διασπορά

Η διαπλάτυνση των παλμών λόγω διασποράς ανάμεσα σε τρόπους μετάδοσης (“διατροφική” ή απλώς τροπική ή διασπορά τρόπων) οφείλεται στις διαφορές στην καθυστέρηση της διάδοσης ανάμεσα σε διαφορετικούς τρόπους σε πολυτροπική ίνα. Καθώς οι τρόποι ταλάντωσης που αποτελούν έναν παλμό σε πολυτροπική ίνα ταξιδεύουν κατά μήκος του καναλιού με διαφορετικές ταχύτητες ομάδας, το πλάτος του παλμού στην έξοδο εξαρτάται από τους χρόνους μετάδοσης του πιο αργού και του πιο γρήγορου τρόπου. Ο συγκεκριμένος μηχανισμός διασποράς δημιουργεί τη θεμελιώδη διαφορά στην ολική διασπορά ανάμεσα στα τρία είδη ινών όπως παρουσιάζεται στο Σχ.3.7. Έτσι οι πολυτροπικές ίνες με δείκτη σκαλοπατιού επιδεικνύουν μεγάλη διατροφική διασπορά η οποία δίνει και τη μεγαλύτερη διαπλάτυνση παλμών. Εν τούτοις η διατροφική διασπορά στις πολυτροπικές ίνες μπορεί να μειωθεί με χρήση ενός βέλτιστου προφίλ δεικτών ανάκλασης, το οποίο συναντάται στο σχεδόν παραβολικό προφίλ των περισσότερων ινών βαθμιαίου δείκτη. Κατά συνέπεια η ολική διαπλάτυνση των παλμών στις πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη είναι πολύ μικρότερη από ό,τι στις πολυτροπικές ίνες με δείκτη σκαλοπατιού (συνήθως κατά έναν παράγοντα 100). Έτσι όταν οι ίνες βαθμιαίου δείκτη χρησιμοποιούνται με πολυτροπική πηγή, προσφέρουν εύρος ζώνης δραστικά πλεονεκτικότερο από εκείνο των πολυτροπικών ινών δείκτη σκαλοπατιού.

Σε καθαρά μονοτροπική λειτουργία δεν εμφανίζεται διατροφική διασπορά και συνεπώς η διαπλάτυνση των παλμών οφείλεται αποκλειστικά στους μηχανισμούς ενδοτροπικής διασποράς. Θεωρητικά αυτή είναι η κατάσταση στις μονοτροπικές ίνες με δείκτη σκαλοπατιού, όπου επιτρέπεται η διάδοση ενός μόνο τρόπου. Συνεπώς αυτές παρουσιάζουν τη μικρότερη διαπλάτυνση και έχουν τα μεγαλύτερα δυνατά εύρη ζώνης, αλλά μπορούν να είναι χρήσιμες μόνο σε λειτουργία με μονοτροπικές πηγές.

Προκειμένου να γίνει μία απλή σύγκριση της διατροφικής διαπλάτυνσης των παλμών ανάμεσα στις πολυτροπικές ίνες δείκτη σκαλοπατιού και τις πολυτροπικές ίνες βαθμωτού δείκτη, είναι χρήσιμο να εξεταστεί η εικόνα τους με όρους γεωμετρικής οπτικής.

3.9.1 Πολυτροπικές ίνες διακριτού δείκτη

Με χρήση του προτύπου της θεωρίας ακτίνων, ο πιο γρήγορος και ο πιο αργός τρόπος ταλάντωσης σε ίνα διακριτού δείκτη μπορούν να αναπαρασταθούν από την αξονική ακτίνα και την ακραία μεσημβρινή ακτίνα (η οποία προσπίπτει στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος υπό την οριακή γωνία ϕ_c) αντίστοιχα. Οι διαδρομές που ακολουθούν αυτές οι δύο ακτίνες σε μία ίνα δείκτη σκαλοπατιού με τέλεια δομή φαίνονται στο Σχ.3.9. Η διαφορά στην καθυστέρηση ανάμεσα σε αυτές τις δύο ακτίνες όταν ταξιδεύουν στον πυρήνα της ίνας επιτρέπει την εκτίμηση της διαπλάτνωσης των παλμών που προκύπτει λόγω διατροπικής διασποράς. Καθώς και οι δύο ακτίνες έχουν την ίδια ταχύτητα μέσα στον πυρήνα με το σταθερό δείκτη διάθλασης, η διαφορά στην καθυστέρηση οφείλεται άμεσα στα αντίστοιχα μήκη της διαδρομής τους εντός της ίνας. Συνεπώς ο χρόνος που χρειάζεται η αξονική ακτίνα για να ταξιδέψει κατά μήκος ίνας μήκους L δίνει τον ελάχιστο χρόνο καθυστέρησης T_{Min} και:

$$T_{\text{min}} = \frac{\text{distance}}{\text{velocity}} = \frac{L}{(C/n_1)} = \frac{Ln_1}{C}$$

<Εξ.3.19>

όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα και c είναι η ταχύτητα του φωτός σε κενό.

Η ακραία μεσημβρινή ακτίνα εμφανίζει το μέγιστο χρόνο καθυστέρησης T_{Max} όπου:

$$T_{\text{max}} = \frac{L/\cos \theta}{C/n_1} = \frac{Ln_1}{C \cos \theta}$$

<Εξ.3.20>

Χρησιμοποιώντας το νόμο διάθλασης του Snell στην επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος σύμφωνα με την Εξ.2.2:

$$\sin \phi_c - \frac{n_2}{n_1} = \cos \theta$$

<Εξ.3.21>

όπου n_2 είναι ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος. Επιπλέον, αντικαθιστώντας το $\cos\theta$ στην Εξ.3.20:

$$T_{\max} = \frac{Ln_1^2}{cn_2}$$

<Εξ.3.22>

Η διαφορά στην καθυστέρηση δT_s ανάμεσα στην ακραία μεσημβρινή ακτίνα και την αξονική ακτίνα μπορεί να υπολογιστεί αφαιρώντας την Εξ.3.19 από την Εξ.3.22. Συνεπώς:

$$\begin{aligned} \delta T_s = T_{\max} - T_{\min} &= \frac{Ln_1^2}{cn_2} - \frac{Ln_1}{c} \\ &= \frac{Ln_1^2}{cn_2} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1} \right) \end{aligned}$$

<Εξ.3.23>

$$\cong \frac{Ln_1^2 \Delta}{cn_2} \quad \text{οταν } \Delta \ll 1$$

<Εξ.3.24>

όπου Δ είναι η σχετική διαφορά των δεικτών διάθλασης. Εν τούτοις, όταν $\Delta \ll 1$, τότε από τον ορισμό στην Εξ.2.9, η σχετική διαφορά των δεικτών διάθλασης μπορεί να δωθεί προσεγγιστικά από:

$$\Delta \cong \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

<Εξ.3.25>

Συνεπώς, ξαναγράφοντας την Εξ.3.23:

$$\delta T_s = \frac{L n_1}{c} \frac{n_1 - n_2}{n_2} \cong \frac{L n_1 \Delta}{C}$$

<Εξ.3.26>

Και αντικαθιστώντας το Δ από την Εξ.2.10:

$$\delta T_s \cong \frac{L(NA)^2}{2n_1 c}$$

<Εξ.3.27>

όπου NA είναι το αριθμητικό άνοιγμα της ίνας. Οι προσεγγιστικές εκφράσεις των Εξς.3.26 και 3.27 για τη διαφορά στην καθυστέρηση χρησιμοποιούνται συνήθως για την εκτίμηση της μέγιστης διαπλάτυνσης των παλμών με το χρόνο λόγω διατροπικής διασποράς σε πολυτροπικές ίνες με διακριτό δείκτη . Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτή η απλή ανάλυση αφορά μόνο τη διαπλάτυνση των παλμών που οφείλεται στις μεσημβρινές ακτίνες και αγνοεί τις κυρτές ακτίνες με γωνίες εισδοχής $\theta_{as} > \theta_a$ (βλ. Παρ.2.2.4).

Εξετάζοντας και πάλι την τέλεια ίνα με διακριτό δείκτη, μία άλλη χρήσιμη ποσότητα η οποία αφορά τη διατροπική διασπορά είναι η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών που προκύπτει από αυτόν το μηχανισμό διασποράς κατά μήκος της ίνας. Όταν η οπτική είσοδος στην ίνα είναι ένας παλμός $p_i(t)$ με μοναδιαίο εμβαδόν, όπως στο Σχ.3.10, τότε:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_i(t) dt = 1$$

<Εξ.3.28>

Μπορεί να σημειωθεί ότι ο $p_i(t)$ έχει σταθερό πλάτος $1/\delta T_s$ στην περιοχή

$$\frac{-\delta T_s}{2} \leq p(t) \leq \frac{\delta T_s}{2}$$

Η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών στην έξοδο της ίνας λόγω της διατροπικής διασποράς για πολυτροπική ίνα με διακριτό δείκτη σ_s (δηλ. η τυπική απόκλιση) μπορεί να δοθεί μέσω της διασποράς σ_s^2 ως:

$$\sigma_s^2 = M_2 - M_1^2$$

<Εξ.3.29>

όπου M_1 είναι η πρώτη χρονική στατιστική ροπή η οποία αντιστοιχεί στη μέση τιμή του παλμού και M_2 είναι η δεύτερη χρονική στατιστική ροπή και αντιστοιχεί στη μέση τετραγωνική τιμή του παλμού. Συνεπώς:

$$M_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} t P_i(t) dt$$

<Εξ.3.30>

και

$$M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 P_i(t) dt$$

<Εξ.3.31>

Η μέση τιμή M_1 για το μοναδιαίο εισερχόμενο παλμό του Σχ.3.10 είναι μηδέν, και θεωρώντας ότι έτσι διατηρείται και στον εξερχόμενο παλμό, τότε από τις Εξ.3.29 και 3.31:

$$\sigma_s^2 = M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 P_i(t) dt$$

<Εξ.3.32>

Ολοκληρώνοντας πάνω στα όρια του εισερχόμενου παλμού (Σχ.3.10) και αντικαθιστώντας το $p_i(t)$ στην ίδια περιοχή στην Εξ.3.32:

$$\sigma_s^2 = \int_{\delta T_s/2}^{-\delta T_s/2} \frac{1}{\delta T_s} t^2 dt$$

$$\frac{1}{\delta T_s} \left[\frac{t^3}{3} \right]_{-\delta T_s/2}^{\delta T_s/2} = \frac{1}{3} \left(\frac{\delta T_s}{2} \right)^2$$

<Εξ.3.33>

Συνεπώς αντικαθιστώντας το δT_s από την Εξ.3.26:

$$\sigma_s \cong \frac{L n_1 \Delta}{2\sqrt{3}C} \cong \frac{L(NA)^2}{4\sqrt{3}n_1 c} \quad \text{<Εξ.3.34>}$$

Η Εξ.3.34 επιτρέπει την εκτίμηση της RMS της απόκρισης σε σύντομους παλμούς μίας πολυτροπικής ίνας δείκτη σκαλοπατιού, αν υποθεθεί ότι η διατροπική διασπορά κυριαρχεί και ότι υπάρχει ομοιόμορφη κατανομή των φωτεινών ακτίνων στην περιοχή $0 \leq \theta \leq \theta_a$. Η διαπλάτυνση των παλμών είναι ευθέως ανάλογη της σχετικής διαφοράς στους δείκτες διάθλασης Δ και του μήκους της ίνας L . Αυτό τονίζει το αντιστάθμισμα που υπάρχει ανάμεσα στο εύρος ζώνης και το μήκος, ειδικά στις πολυτροπικές ίνες με διακριτό δείκτη, και το οποίο εμποδίζει τη χρήση τους για ευρυζωνικά συστήματα μεγάλης εμβέλειας (ανάμεσα στους αναμεταδότες). Επιπλέον, η διαπλάτυνση των παλμών μειώνεται με τη μείωση της σχετικής διαφοράς στους δείκτες διάθλασης Δ . Αυτό σημαίνει ότι ίνες με ασθενή κυματαγωγή (βλ. Παρ.2.3.6) με μικρό Δ είναι οι καλύτερες για μετάδοση με χαμηλή διασπορά. Εν τούτοις, όπως φαίνεται και από την Εξ.3.34, και αυτό υπόκειται σε “αντιστάθμισμα” καθώς μία μείωση στο Δ μειώνει επίσης τη γωνία εισδοχής θ_a και το NA , επιδεινώνοντας έτσι τις συνθήκες εισόδου.

Στην πράξη, μηχανισμοί διάδοσης στις ίνες είναι δυνατό να μειώσουν τη διατροπική διασπορά. Για παράδειγμα στις ίνες διακριτού δείκτη υπάρχει διαφορική εξασθένηση των διάφορων τρόπων. Αυτή οφείλεται στη μεγαλύτερη διείσδυση των τρόπων υψηλότερης τάξης στο περιβλήμα του κυματοδηγού. Συνεπώς αυτοί οι πιο αργοί τρόποι εμφανίζουν μεγαλύτερες απώλειες σε ατέλειες της επιφάνειας πυρήνα-περιβλήματος, οι οποίες τείνουν να συγκεντρώνουν τη μεταδιδόμενη οπτική ισχύ στους πιο γρήγορους τρόπους χαμηλότερης τάξης. Κατά συνέπεια η διαφορική

εξασθένηση των τρόπων μειώνει τη διατροφική διαπλάτυνση των παλμών σε πολυτροπικές οπτικές ζεύξεις.

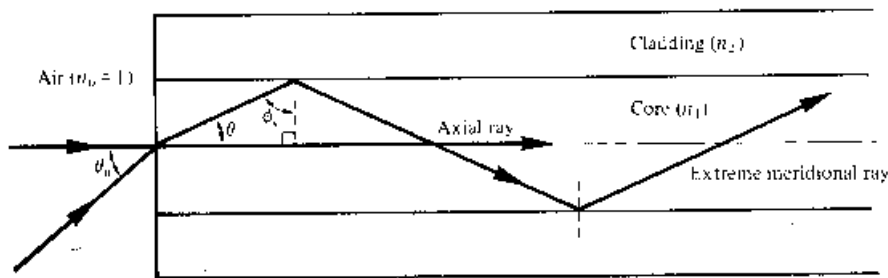
Ένας άλλος μηχανισμός ο οποίος μειώνει τη διατροφική διαπλάτυνση των παλμών σε μη-ιδανικές (δηλ. πραγματικές) πολυτροπικές ίνες είναι η σύζευξη ή ανάμιξη τρόπων που συζητήθηκε στην Παρ.2.3.7. Η σύζευξη ανάμεσα σε οδηγούμενους τρόπους μεταφέρει οπτική ισχύ από τους πιο αργούς στους πιο γρήγορους τρόπους και αντίστροφα. Συνεπώς ισχυρή σύζευξη προκαλεί μετάδοση της οπτικής ισχύος με μία μέση ταχύτητα, η οποία είναι η μέση τιμή των διαδιδόμενων τρόπων. Αυτό μειώνει τη διατροφική διασπορά στη σύνδεση και κάνει πλεονεκτική τη σύζευξη τρόπων στις πολυτροπικές ίνες.

Η έκφραση της Εξ.3.26 για τη διαφορά στην καθυστέρηση σε ιδανική ίνα με δείκτη σκαλοπατιού μπορεί να τροποποιηθεί για ίνα με σύζευξη τρόπων ανάμεσα σε όλους τους οδηγούμενους τρόπους:

<Εξ.3.35>

$$\delta T_{sc} \cong \frac{n_1 \Delta}{c} (LL_c)^{\frac{1}{2}}$$

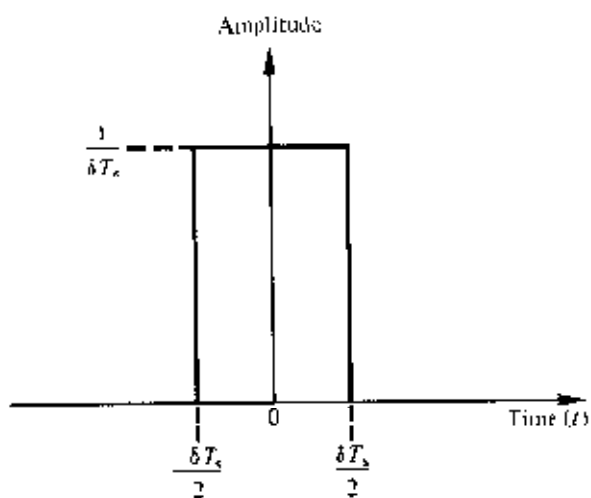
όπου L_c είναι χαρακτηριστικό μήκος της ίνας το οποίο είναι αντιστρόφως ανάλογο προς την ισχύ της σύζευξης. Συνεπώς η διαφορά στην καθυστέρηση αυξάνει με πιο αργό ρυθμό, ανάλογα προς $(LL_c)^{1/2}$, αντί για την ευθεία αναλογία προς L της Εξ.3.26. Σε κάθε περίπτωση, η πιο πετυχημένη τεχνική για μείωση της διατροφικής διασποράς σε πολυτροπικές ίνες είναι μέσω διαβάθμισης του δείκτη διάθλασης του πυρήνα, ακολουθώντας ένα σχεδόν παραβολικό προφίλ. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την εξίσωση των χρόνων μετάδοσης των διάφορων τρόπων, όπως αναλύεται στην επόμενη ενότητα.



Σχ.3.9

Οι διαδρομές της αξονικής και μίας ακραίας μεσημβρινής ακτίνας σε ιδανική πολυτροπική ίνα με δείκτη σκαλοπατιού.

Σχ.3.10



Απεικόνιση εισερχόμενου σήματος φωτός σε πολυτροπική ίνα δείκτη σκαλοπατιού, το οποίο αποτελείται από ιδανικό παλμό ή ορθογώνια συνάρτηση με μοναδιαίο εμβαδόν.

3.9.2 Πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη

Η διατροπική διασπορά στις πολυτροπικές ίνες ελαττώνεται με τη χρήση ινών βαθμιαίου δείκτη. Έτσι οι πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη παρουσιάζουν σημαντική βελτίωση στο εύρος ζώνης σε σχέση με τις πολυτροπικές ίνες δείκτη σκαλοπατιού. Ο λόγος της βελτιωμένης απόδοσης των ινών βαθμιαίου δείκτη μπορεί να εξεταστεί στο διάγραμμα ακτίνων για ίνες βαθμιαίου δείκτη στο Σχ.3.11. Η εικονιζόμενη ίνα έχει παραβολικό προφίλ δείκτη με μέγιστο στον άξονα του πυρήνα όπως φαίνεται στο Σχ.3.11(α). Το προφίλ του δείκτη δίνεται αναλυτικά από την Εξ.2.76 με $\alpha=2$:

$$n(r) = \begin{cases} n_1(1 - 2\Delta(r/a)^2)^{\frac{1}{2}} & r < a(\text{πυρήνας}) \\ n_1(1 - 2\Delta)^{\frac{1}{2}} = n_2 & r \geq a(\text{περίβλημα}) \end{cases}$$

<Εξ.3.36>

Το Σχ.3.11(β) δείχνει τις διαδρομές αρκετών μεσημβρινών ακτίνων στον πυρήνα της ίνας. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι εκτός από την αξονική ακτίνα οι μεσημβρινές ακτίνες ακολουθούν συνημιτονοειδείς τροχιές διαφορετικού μήκους οι οποίες προκύπτουν από τη διαβάθμιση του δείκτη όπως συζητήθηκε στην Παρ.2.5. Εν τούτοις, σύμφωνα με την Εξ.2.40 η τοπική ταχύτητα ομάδας είναι αντιστρόφως ανάλογη προς τον τοπικό δείκτη διάθλασης και συνεπώς οι μεγαλύτερες ημιτονοειδείς διαδρομές αντισταθμίζονται με υψηλότερες ταχύτητες στο μέσο χαμηλότερου δείκτη μακριά από τον άξονα. Έτσι υπάρχει ομογενοποίηση των χρόνων μετάδοσης των διάφορων τροχιών, που τείνουν προς το χρόνο μετάδοσης της αξονικής ακτίνας η οποία ταξιδεύει αποκλειστικά στην περιοχή υψηλού δείκτη στον άξονα του πυρήνα και με τη χαμηλότερη ταχύτητα. Καθώς αυτές οι τροχιές των ακτίνων μπορούν να θεωρηθούν ότι αντιπροσωπεύουν τους διαφορετικούς τρόπους που διαδίδονται στην ίνα, το διαβαθμισμένο προφίλ μειώνει την αναντιστοιχία στους χρόνους διέλευσης των τρόπων.

Η δραματική βελτίωση στο εύρος ζώνης των πολυτροπικών ινών που επιτυγχάνεται με παραβολικό ή σχεδόν παραβολικό προφίλ δείκτη διάθλασης προβάλλεται χαρακτηριστικά με τον υπολογισμό της μειωμένης διαφοράς στην καθυστέρηση

ανάμεσα στον πιο γρήγορο και τον πιο αργό τρόπο, δT_g , για τη συγκεκριμένη ίνα βαθμιαίου δείκτη. Χρησιμοποιώντας προσέγγιση θεωρίας ακτίνων η διαφορά στην καθυστέρηση δίνεται από:

$$\delta T_g \cong \frac{Ln_1\Delta^2}{8C} \cong \frac{(NA)^4}{8n_1^3C}$$

<Εξ.3.37>

Όπως και στην περίπτωση διακριτού δείκτη, η Εξ.2.10 χρησιμοποιείται για τη μετατροπή από τη μία έκφραση στην άλλη.

Εν τούτοις, μία πιο λεπτομερής ανάλυση με χρήση της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας τρόπων ταλάντωσης δίνει απόλυτη τιμή για το χρονικό εύρος στην έξοδο της ίνας ίση με:

$$\delta T_g = \frac{Ln_1\Delta^2}{8C}$$

<Εξ.3.38>

η οποία αντιστοιχεί σε αύξηση του χρόνου μετάδοσης για τον πιο αργό τρόπο κατά $\Delta^2/8$ ως προς τον πιο γρήγορο τρόπο. Η έκφραση της Εξ.3.38 δεν περιορίζει τα εύρη ζώνης σε παλμούς με χρόνους που αντιστοιχούν σε δT_g καθώς το 70% της οπτικής ισχύος συγκεντρώνεται στο πρώτο μισό του διαστήματος. Συνεπώς η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών αποτελεί χρήσιμη παράμετρο για την αξιολόγηση της διατροφικής διασποράς σε πολυτροπικές ίνες βαθμιαίου δείκτη. Μπορεί να αποδειχθεί ότι η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών σε ίνα βαθμιαίου δείκτη με σχεδόν παραβολικό προφίλ δείκτη σ_g είναι μειωμένη σε σχέση με τη διαπλάτυνση για την αντίστοιχη ίνα διακριτού δείκτη σ_s (δηλ. με την ίδια σχετική διαφορά στους δείκτες διάθλασης) σύμφωνα με:

$$\sigma_g = \frac{\Delta}{D} \sigma_s$$

<Εξ.3.39>

όπου D είναι σταθερά ανάμεσα σε 4 και 10 η οποία εξαρτάται από τη λεπτομερή εκτίμηση και το ακριβές βέλτιστο προφίλ.

Θεωρητικά η καλύτερη ελάχιστη διατροφική διαπλάτυνση των παλμών για ένα βαθμιαίου δείκτη με βέλτιστο χαρακτηριστικό προφίλ δείκτη διάθλασης στον πυρήνα a_{op} ,

$$a_{op} = 2 - \frac{12\Delta}{5}$$

<Εξ.3.40>

δίνεται συνδυάζοντας τις Εξς.3.26 και 3.39:

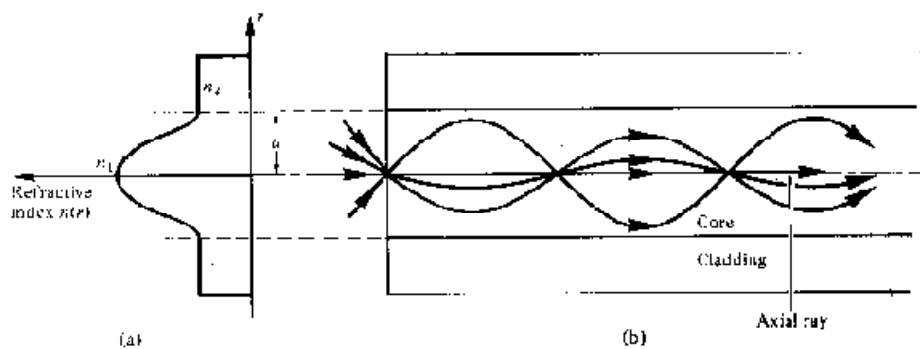
$$\sigma_g = \frac{\ln_1 \Delta^2}{20\sqrt{3C}}$$

<Εξ.3.41>

Η βελτίωση στη διατροφική διαπλάτυνση των παλμών ανάμεσα σε ένα βαθμιαίου δείκτη και ένα δείκτη σκαλοπατιού μπορεί θεωρητικά να φτάνει ένα συντελεστή 1000. Εν τούτοις αυτό το επίπεδο βελτίωσης συνήθως δεν επιτυγχάνεται στην πράξη λόγω δυσκολιών στον έλεγχο του προφίλ του δείκτη διάθλασης σε μεγάλα μήκη της ίνας. Οποιαδήποτε απόκλιση του προφίλ του δείκτη από το βέλτιστο έχει σαν αποτέλεσμα αύξηση της διατροφικής διαπλάτυνσης των παλμών. Αυτό μπορεί να παρατηρηθεί στην καμπύλη του Σχ.3.12 η οποία δίνει τη μεταβολή στη διατροφική διαπλάτυνση των παλμών (δT_g) συναρτήσει του χαρακτηριστικού προφίλ του δείκτη διάθλασης a , για ενδεικτικές ίνες βαθμιαίου δείκτη (όπου $\Delta=1\%$). Η καμπύλη έχει ένα απότομο ελάχιστο για χαρακτηριστικό προφίλ δείκτη διάθλασης λίγο πιο κάτω από 2 ($a=1.98$). Αυτό αντιστοιχεί στη βέλτιστη τιμή του a για ελαχιστοποίηση της διατροφικής διασποράς. Επιπλέον, είναι φανερή η εξαιρετική ευαισθησία της διατροφικής διαπλάτυνσης των παλμών σε πολύ μικρές μεταβολές του a πέρα από αυτή τη βέλτιστη τιμή. Έτσι στην πράξη οι παράγοντες βελτίωσης της διατροφικής διαπλάτυνσης των ινών βαθμιαίου δείκτη σε σχέση με τις αντίστοιχες ίνες δείκτη σκαλοπατιού βρίσκονται επί του παρόντος γύρω στο 100.

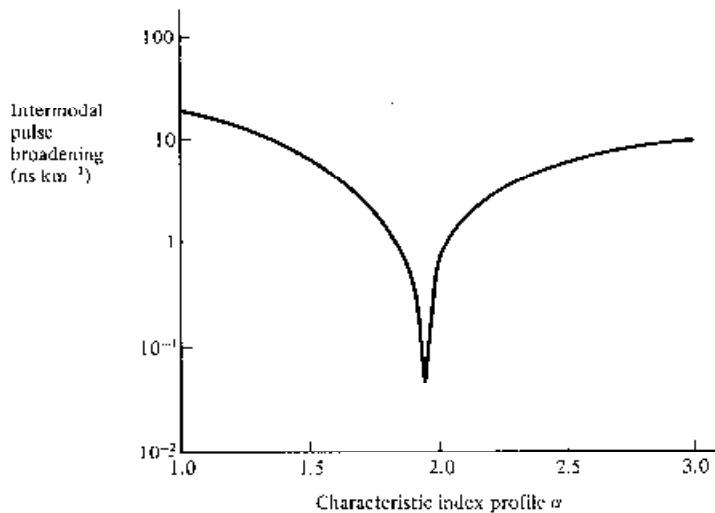
Ένας άλλος σημαντικός παράγοντας για τον καθορισμό του βέλτιστου προφίλ δείκτη διάθλασης για τις ίνες βαθμιαίου δείκτη είναι η διασπορά που προκύπτει λόγω της διαφοράς στο δείκτη διάθλασης ανάμεσα στον πυρήνα και το περίβλημα της ίνας. Αυτή προκύπτει από μεταβολή στο προφίλ δείκτη διάθλασης σύμφωνα με το οπτικό μήκος κύματος, και συχνά δίνεται από μία παράμετρο διασποράς του προφίλ $d\Delta/d\lambda$. Συνεπώς το βέλτιστο προφίλ για ένα μήκος κύματος δεν είναι αναγκαστικά βέλτιστο για κάποιο άλλο. Καθώς όλες οι πηγές των οπτικών ινών (π.χ. λέιζερ ημιαγωγών και δίοδοι εκπομπής φωτός) έχουν μη-μηδενικό φασματικό πλάτος, το σχήμα του προφίλ πρέπει να μεταβληθεί για να αντισταθμίσει αυτό το μηχανισμό διασποράς. Επιπροσθέτως, η ελάχιστη ολική διασπορά για ίνα βαθμιαίου δείκτη περιορίζεται επίσης από τους άλλους ενδοτροπικούς μηχανισμούς διασποράς (δηλ. διασπορά κυματοδηγού και υλικών). Αυτοί δίνουν χρονική διαπλάτυνση των παλμών γύρω στο 0.08 και 1 ns km⁻¹ για λέιζερ ημιαγωγών και δίοδους εκπομπής φωτός αντίστοιχα. Συνεπώς στην πράξη οι τιμές της διαπλάτυνσης παλμών για ίνες βαθμιαίου δείκτη κυμαίνονται στην περιοχή 0.2-1 ns km⁻¹. Αυτό δίνει γινόμενα εύρους ζώνης-μήκους ανάμεσα σε 0.5 και 2.5 GHz km με χρήση λέιζερ και ίνας βέλτιστου προφίλ.

Σχ.3.11



Μία πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη: (α) παραβολικό προφίλ δείκτη διάθλασης, (β) διαδρομές μεσημβρινών ακτίνων στον πυρήνα της ίνας.

Σχ.3.12



Η διατροπική διαπλάτυνση παλμών δT_g για δείκτες βαθμιαίου δείκτη με $\Delta=1\%$ ως προς το χαρακτηριστικό προφίλ δείκτη διάθλασης α .

3.10 Ολική διασπορά ίνας

3.10.1 Πολυτροπικές ίνες

Η ολική διασπορά στις πολυτροπικές ίνες αποτελείται τόσο από ενδοτροπικούς όσο και διατροπικούς όρους. Η ολική RMS της διαπλάτυνσης των παλμών σ_T δίνεται από:

<Εξ.3.42>

$$\sigma_T = (\sigma_c^2 + \sigma_n^2)^{\frac{1}{2}}$$

όπου σ_c είναι η ενδοτροπική ή χρωματική διαπλάτυνση και σ_n είναι η διατροπική διαπλάτυνση που οφείλεται σε διαφορές στην καθυστέρηση ανάμεσα στους τρόπους ταλάντωσης (δηλ. σ_s για πολυτροπική ίνα δείκτη σκαλοπατιού και σ_g για πολυτροπική ίνα βαθμιαίου δείκτη). Ο ενδοτροπικός όρος σ_c αποτελείται από διαπλάτυνση παλμών λόγω διασποράς κυματοδηγού και υλικών. Καθώς όμως η διασπορά κυματοδηγού είναι γενικά αμελητέα σε σχέση με τη διασπορά υλικών στις πολυτροπικές ίνες, $\sigma_c \approx \sigma_m$.

3.10.2 Μονοτροπικές ίνες

Η διαπλάτυνση των παλμών στις μονοτροπικές ίνες οφείλεται αποκλειστικά σε ενδοτροπική διασπορά καθώς επιτρέπεται η διάδοση ενός μόνο τρόπου. Συνεπώς το εύρος ζώνης περιορίζεται από το μη-μηδενικό φασματικό πλάτος της πηγής. Αντίθετα με την κατάσταση στις πολυτροπικές ίνες, οι μηχανισμοί που δίνουν ενδοτροπική διασπορά στις μονοτροπικές ίνες τείνουν να αλληλοεξαρτώνται κατά περίπλοκο τρόπο. Ο χρόνος διέλευσης ή καθυστέρηση ομάδας τ_g για φωτεινό παλμό που διαδίδεται κατά ένα μοναδιαίο μήκος της ίνας μπορεί να δωθεί από:

$$\tau_g = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk}$$

<Εξ.3.43>

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός σε κενό, β είναι η σταθερά διάδοσης για τρόπο εντός του πυρήνα της ίνας με δείκτη διάθλασης n_1 και k είναι η σταθερά διάδοσης για τον τρόπο σε κενό.

Η ίνα παρουσιάζει ενδοτροπική διασπορά όταν το β μεταβάλλεται μη-γραμμικά με το μήκος κύματος. Από την Εξ.2.71 το β μπορεί να εκφραστεί με όρους σχετικής διαφοράς στους δείκτες διάθλασης Δ και κανονικοποιημένης σταθεράς διάδοσης b ως:

$$\beta = kn_1[1 - 2\Delta(1 - b)]^{\frac{1}{2}}$$

<Εξ.3.44>

Η RMS της διαπλάτυνσης των παλμών που προκαλείται από ενδοτροπική διασπορά κατά μήκος ίνας μήκους L δίνεται από την παράγωγο της καθυστέρησης ομάδας ως προς το μήκος κύματος:

$$\begin{aligned} \text{Total rms pulse broadening} &= \sigma_\lambda L \left| \frac{d\tau_g}{d\lambda} \right| \\ &= \frac{\sigma_\lambda L 2\pi}{c\lambda^2} \frac{d^2\beta}{dk^2} \end{aligned}$$

<Εξ.3.45>

όπου σ_λ είναι η RMS του πλάτους φασματικής γραμμής της πηγής σε μήκος κύματος λ .

Όταν η Εξ.3.44 αντικαταθεί στην Εξ.3.45, ο λεπτομερής υπολογισμός των πρώτων και δεύτερων παραγώγων ως προς k δίνει την εξάρτηση της διαπλάτυνσης από τις ιδιότητες του υλικού της ίνας και την κανονικοποιημένη σταθερά διάδοσης b . Αυτό γεννάει τρία αλληλοσυσχετιζόμενα φαινόμενα τα οποία περιλαμβάνουν περίπλοκους όρους διανυσματικών γινομένων. Εν τούτοις, η τελική έκφραση μπορεί να διαχωριστεί σε τρία σύνθετα στοιχεία διασποράς με τέτοιο τρόπο ώστε κάθε ένα από τα φαινόμενα να κυριαρχεί και σε έναν όρο. Τα κυρίαρχα φαινόμενα είναι:

(α) η διασπορά υλικών, με παράμετρο που καθορίζεται από $\lambda/cld^2n/d\lambda^2$ όπου $n=n_1$ ή n_2 για τον πυρήνα ή το περίβλημα αντίστοιχα,

(β) η διασπορά κυματοδηγού, με παράμετρο που ορίζεται ως $Vd^2(bV)/dV^2$ όπου V η κανονικοποιημένη συχνότητα για την ίνα,

(γ) η διασπορά προφίλ, με παράμετρο ανάλογη του $d\Delta/d\lambda$.

Αυτή η κατάσταση διαφέρει από τις πολυτροπικές ίνες όπου η πλειοψηφία των τρόπων διαδίδεται μακριά από το σημείο αποκοπής και συνεπώς η περισσότερη ισχύς μεταδίδεται στον πυρήνα της ίνας. Στην πολυτροπική περίπτωση τα σύνθετα στοιχεία της διασποράς μπορούν να απλοποιηθούν και να χωριστούν σε δύο ενδοτροπικούς όρους οι οποίοι εξαρτώνται είτε από τη διασπορά υλικών είτε από τη διασπορά κυματοδηγού, όπως συζητήθηκε στην Παρ.3.8. Επίσης, ειδικά στην περίπτωση πολυτροπικών ινών βαθμιαίου δείκτη, τα αποτελέσματα της διασποράς προφίλ είναι αμελητέα. Παρ'όλο όμως που οι διασπορές υλικών και κυματοδηγού τείνουν να επικρατούν στις μονοτροπικές ίνες, ο σύνθετος όρος διασποράς προφίλ δεν μπορεί να αγνοηθεί.

Το Σχ.3.8 δείχνει την παράμετρο διασποράς από υλικά για καθαρό κολλοειδές πυρίτιο συναρτήσει του μήκους κύματος. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι αυτή περνάει από το μηδέν σε μήκος κύματος 1.27 μm . Αυτό το σημείο μηδενικής διασποράς υλικών (ZMD) μπορεί να μετατοπιστεί οπουδήποτε στο φάσμα τίμων 1.2-1.4 μm

μέσω εμπλουτισμού με κατάλληλες προσμίξεις. Για παράδειγμα, το σημείο ZMD μετατοπίζεται από 1.27 μm σε περίπου 1.37 μm καθώς η συγκέντρωση προσμίξεων GeO_2 αυξάνεται από 0 σε 15%. Εν τούτοις, το σημείο ZMD (αν και μεγάλης σημασίας στις μονοτροπικές ίνες) δεν αντιπροσωπεύει σημείο μηδενικής διαπλάτυνσης παλμών, καθώς η διασπορά των παλμών επηρεάζεται από τις διασπορές κυματοδηγού και προφίλ. Με μηδενική διασπορά υλικών η διαπλάτυνση των παλμών υπογορεύεται από την παράμετρο κυματοδηγού $Vd^2(\text{bV})/dV^2$ η οποία απεικονίζεται στο Σχ.3.13 συναρτήσει της κανονικοποιημένης συχνότητας για τον τρόπο LP_{01} . Μπορεί να παρατηρηθεί ότι στη μονοτροπική περιοχή όπου η κανονικοποιημένη συχνότητα είναι μικρότερη από 2.405 (βλ. Παρ.2.4.2) η διασπορά κυματοδηγού είναι πάντοτε θετική και παρουσιάζει μέγιστο στο $V=1.15$. Σε αυτή την περίπτωση η διασπορά κυματοδηγού πηγαίνει στο μηδέν έξω από την πραγματικά μονοτροπική περιοχή σε $V=3.0$. Εν τούτοις, μία αλλαγή στις παραμέτρους της ίνας (π.χ. στην ακτίνα του πυρήνα) ή στο μήκος κύματος λειτουργίας μεταβάλλει την κανονικοποιημένη συχνότητα και συνεπώς και τη διασπορά κυματοδηγού.

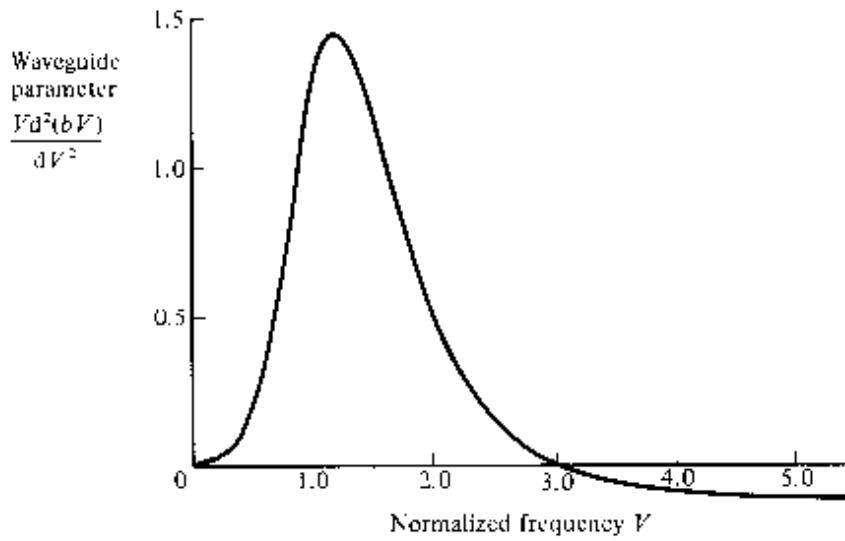
Η ολική διασπορά στην ίνα η οποία εξαρτάται τόσο από τη σύσταση του υλικού της ίνας όσο και από τις διαστάσεις μπορεί να ελαχιστοποιηθεί αντισταθμίζοντας τη διασπορά υλικών με τη διασπορά κυματοδηγού, ελαχιστοποιώντας ταυτόχρονα τη διασπορά προφίλ (δηλ. περιορίζοντας τη μεταβολή στο δείκτη διάθλασης με το μήκος κύματος). Το μήκος κύματος λ_0 στο οποίο η διασπορά πρώτης τάξης είναι μηδενική μπορεί να επιλεγθεί στο φάσμα τιμών 1.3-2 μm μέσω προσεκτικού ελέγχου του προφίλ και της διαμέτρου του πυρήνα. Αυτό απεικονίζεται στο Σχ.3.14 το οποίο δείχνει την ολική διασπορά πρώτης τάξης συναρτήσει του μήκους κύματος για τρεις μονοτροπικές ίνες με διαμέτρους πυρήνα 4, 5 και 6 μm .

Το αποτέλεσμα που έχει η αλληλεπίδραση διασποράς υλικών και διασποράς κυματοδηγού στο λ_0 επιδεικνύεται στα χαρακτηριστικά της διασποράς συναρτήσει του μήκους κύματος για τη μονοτροπική ίνα με πυρήνα κολλοειδούς πυριτίου του Σχ.3.15. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι το σημείο ZMD προκύπτει σε μήκος κύματος 1.27 μm αλλά η επίδραση της διασποράς κυματοδηγού μετατοπίζει το ελάχιστο της ολικής διασποράς προς μεγαλύτερο μήκος κύματος δίνοντας λ_0 στα 1.32 μm .

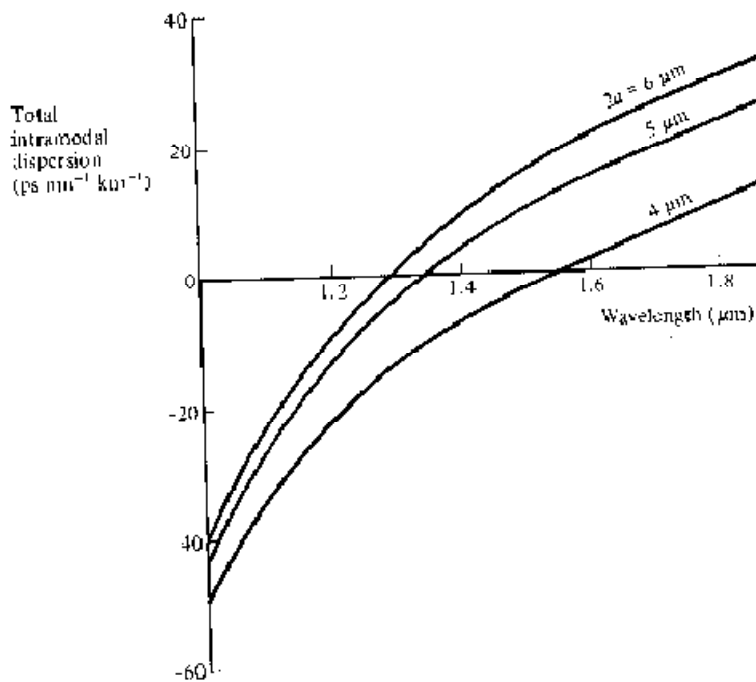
Το μήκος κύματος λ_0 στο οποίο η διασπορά πρώτης τάξης είναι μηδενική μπορεί να μετατοπιστεί μέχρι μήκη κύματος πέρα από τα 1.55 μm μέσω συνδυασμού τριών τεχνικών. Αυτές είναι:

- (α) μείωση της κανονικοποιημένης συχνότητας (τιμή V) για την ίνα,
- (β) αύξηση της σχετικής διαφοράς στους δείκτες ανάκλασης Δ ,
- (γ) κατάλληλος εμπλουτισμός του κολλοειδούς πυριτίου με γερμάνιο.

Αυτό θα πρέπει να επιτρέπει γινόμενα εύρους ζώνης-μήκους για μονοτροπικές ίνες μεγαλύτερα των 100 GHz km, με το ελαφρύ μειονέκτημα της αυξημένης εξασθένησης λόγω σκέδασης Rayleigh εντός του εμπλουτισμένου κολλοειδούς πυριτίου. Παρ' όλα αυτά πρέπει να παρατηρηθεί ότι αν και η διασπορά πρώτης τάξης είναι μηδενική για λ_0 , χρωματικά φαινόμενα ανώτερης τάξης επιβάλλουν περιορισμούς στο δυνατό εύρος ζώνης για μονοτροπικές ίνες. Επί του παρόντος αυτά θέτουν ένα θεμελιώδες κάτω όριο στην πλάτυνση των παλμών σε ίνες βασισμένες σε κολλοειδές πυρίτιο, για παράδειγμα γύρω στα $2.50 \times 10^{-2} \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ για τηγμένο κολλοειδές πυρίτιο σε μήκος κύματος 1.273 μm . Αυτά τα δευτερεύοντα φαινόμενα όπως είναι η διπλοθλαστικότητα (birefringence), τα οποία προκύπτουν από την ελλειπτικότητα ή τη μηχανική πίεση στον πυρήνα της ίνας, εξετάζονται περαιτέρω στην Παρ.3.12. Εν τούτοις, είναι δυνατό να προκαλέσουν διασπορά, ειδικά στην περίπτωση μηχανικής πίεσης, ανάμεσα σε 2 και 40 ps km^{-1} . Αν αποφευχθεί η μηχανική πίεση μπορεί να επιτευχθεί διασπορά παλμών γύρω από το ελάχιστο όριο στην περιοχή μεγαλύτερων μηκών κύματος (δηλ. 1.3-1.7 μm). Για σύγκριση, η ελάχιστη πλάτυνση των παλμών σε μήκος κύματος 0.85 μm είναι γύρω στα 100 $\text{ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$.



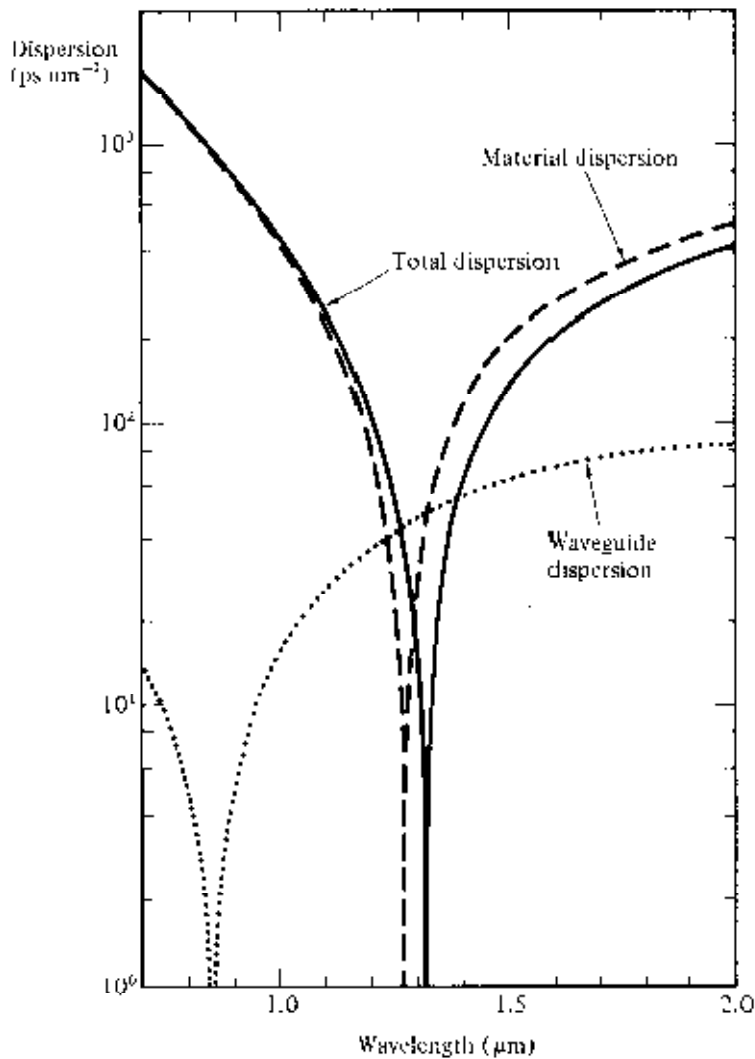
Η παράμετρος κυματοδηγού $Vd^2(bV)/dV^2$ συναρτήσει της κανονικοποιημένης συχνότητας V για τον τρόπο ταλάντωσης LP_{01} .



Σχ.3.14

Η ολική ενδοτροπική διασπορά πρώτης τάξης συναρτήσει του μήκους κύματος για μονοτροπικές ίνες με διάμετρο πυρήνα 4, 5 και 6 μm .

Σχ.3.15



Η διασπορά των παλμών συναρτήσεως του μήκους κύματος σε μονοτροπική ίνα 11 χιλιομέτρων, με τους μηχανισμούς διασποράς με την κυριότερη συνεισφορά (διακεκομμένες γραμμές) και την ολική διασπορά (συνεχής γραμμή).

3.11 Θόρυβος τρόπων

Οι ιδιότητες της διατροπικής διασποράς των πολυτροπικών οπτικών ινών (βλ. Παρ.3.9) δημιουργούν ένα ακόμα φαινόμενο το οποίο επηρεάζει τα μεταδιδόμενα σήματα στο οπτικό κανάλι. Γίνεται φανερό με τις κηλίδες φωτός που εμφανίζονται στις πολυτροπικές ίνες σαν διαταραχές με χαρακτηριστικούς χρόνους μεγαλύτερους από το χρόνο ανάλυσης του ανιχνευτή, και είναι γνωστό ως θόρυβος τρόπων ή κηλίδων (speckle noise). Οι κηλίδες φωτός σχηματίζονται από τη συμβολή των

τρόπων από πηγή με συνοχή (ή πηγή σε συμφωνία, coherent source) όταν ο χρόνος συνοχής της πηγής είναι μεγαλύτερος από το χρόνο διατροπικής διασποράς δT εντός της ίνας. Ο χρόνος συνοχής για πηγή με ασυσχέτιστο πλάτος συχνότητας πηγής δf είναι απλά $1/\delta f$. Συνεπώς, θόρυβος τρόπων εμφανίζεται όταν:

$$\delta f \gg \frac{1}{\delta T}$$

<Εξ.3.46>

Διαταράξεις κατά μήκος της ίνας όπως ταλαντώσεις, ασυνέχειες, σύνδεσμοι, ενώσεις και σύζευξη πηγής/ανιχνευτή μπορούν να προκαλέσουν διακυμάνσεις στις κηλίδες φωτός και συνεπώς θόρυβο τρόπων. Αυτός προκύπτει όταν η συσχέτιση ανάμεσα σε δύο ή περισσότερους τρόπους η οποία δημιουργεί την αρχική συμβολή υπόκειται σε διαφορική καθυστέρηση λόγω των διαταράξεων. Κατά συνέπεια οι συνθήκες που προκαλούν θόρυβο τρόπων είναι:

- (α) μία πηγή σε συνοχή, με στενό φασματικό πλάτος και μεγάλο μήκος συνοχής (ταχύτητα διάδοσης επί χρόνο συνοχής),
- (β) διαταράξεις κατά μήκος της ίνας οι οποίες προκαλούν διαφορική καθυστέρηση των τρόπων ή χωρικό και τροπικό φιλτράρισμα,
- (γ) συσχέτιση φάσης ανάμεσα στους τρόπους.

Μετρήσεις της RMS του λόγου σήματος προς θόρυβο με χρήση καλών λείζερ ημιαγωγών με στενό πλάτος γραμμής δείχνουν ότι οι προαναφερθείσες συνθήκες δημιουργούν μεγάλες απώλειες στο λόγο σήματος προς θόρυβο. Οι μετρήσεις έγιναν με μη-ευθυγραμμισμένους συνδέσμους ώστε να δημιουργηθούν διαταράξεις, και έδωσαν λόγους φορέα σήματος προς θόρυβο μειωμένους κατά περίπου 10 dB όταν η εξασθένηση σε κάθε σύνδεσμο ήταν 20 dB λόγω ιδιαίτερα κακής αξονικής ευθυγράμμισης.

Ο θόρυβος τρόπων μπορεί να αποφευχθεί αφαιρώντας μία από τις συνθήκες που δημιουργούν αυτή την υποβάθμιση (καθώς χρειάζεται την παρουσία όλων των

συνθηκών). Συνεπώς μπορεί να επιτευχθεί μετάδοση με απουσία θορύβου τρόπων μέσω:

(α) Χρήσης πηγής ευρέου φάσματος προκειμένου να απαλειφθούν τα αποτελέσματα της συμβολής τρόπων. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί είτε με (1) αύξηση του πλάτους του μοναδικού διαμήκη τρόπου και συνεπώς μείωση του χρόνου συνοχής του, είτε με (2) αύξηση του πλήθους των διαμήκων τρόπων, με το μέσο όρο των κηλίδων φωτός ο οποίος προκύπτει να προσφέρει εξομάλυνση του φαινομένου.

(β) Σε συνάρτηση με το (α)(2), μπορεί να παρατηρηθεί ότι ίνες με μεγάλο αριθμητικό άνοιγμα υποστηρίζουν τη μετάδοση μεγάλου πλήθους τρόπων παρέχοντας μεγαλύτερο πλήθος κηλίδων, και συνεπώς μειώνοντας τη συνεισφορά των μεμονωμένων κηλίδων στη δημιουργία θορύβου τρόπων.

(γ) Χρήσης μονοτροπικής ίνας η οποία δεν υποστηρίζει τη μετάδοση διαφορετικών τρόπων και συνεπώς απουσιάζει η διατροπική συμβολή.

(δ) Απάλειψης των διαταράξεων κατά μήκος της ίνας. Αυτή έχει μελετηθεί σε ό,τι αφορά το σχεδιασμό των συνδέσμων, προκειμένου να μειωθεί η μετατόπιση των κηλίδων φωτός που προκαλείται από μηχανικές ταλαντώσεις και κακή ευθυγράμμιση των ινών.

Κατά συνέπεια, στους συνδέσμους οπτικών ινών ο θόρυβος τρόπων μπορεί να προληφθεί μέσω κατάλληλης επιλογής των στοιχείων του συστήματος. Εν τούτοις αυτό μπορεί να μην είναι πάντα δυνατό και να χρειάζεται ανοχή σε ορισμένα επίπεδα θορύβου τρόπων. Αυτό τείνει πράγματι να συμβαίνει σε αναλογικούς συνδέσμους οπτικών ινών υψηλής ποιότητας όπου συχνά χρησιμοποιούνται πολυτροπικά λείζερ ημιαγωγών. Επίσης η αναλογική μετάδοση είναι πιο επιρρεπής στο θόρυβο τρόπων εξ αιτίας των υψηλότερων επιπέδων οπτικής ισχύος που απαιτούνται στον πομπό λόγω φαινομένων κβαντικού θορύβου. Συνεπώς είναι σημαντικό να λαμβάνεται υπ' όψη ο θόρυβος τρόπος κατά το σχεδιασμό τέτοιων συστημάτων.

3.12 Πόλωση

Εν γένει οι κυλινδρικές οπτικές ίνες δε διατηρούν την κατάσταση πόλωσης του εισερχόμενου φωτός για περισσότερο από λίγα μέτρα, και συνεπώς στις περισσότερες εφαρμογές μετάδοσης οπτικών ινών χρησιμοποιείται κάποιου είδους διαμόρφωση έντασης. Έτσι το οπτικό σήμα ανιχνεύεται από φωτοδίοδο χωρίς ευαισθησία στην οπτική πόλωση ή τη φάση του φωτεινού κύματος εντός της ίνας. Έχει γίνει όμως μελέτη συστημάτων και εφαρμογών που δεν απαιτούν τη διατήρηση των καταστάσεων πόλωσης του εισερχόμενου φωτός σε σημαντικές αποστάσεις και έχουν σχεδιαστεί ίνες για αυτό το σκοπό. Αυτές οι ίνες είναι μονοτροπικές και η διατήρηση της κατάστασης πόλωσης περιγράφεται με όρους ενός φαινομένου γνωστού ως διπλοθλαστικότητα (birefringence) τρόπων.

3.12.1 Διπλοθλαστικότητα τρόπων ταλάντωσης

Οι μονοτροπικές ίνες οι σχεδιασμένες με κυκλική συμμετρία γύρω από τον άξονα του πυρήνα επιτρέπουν τη διάδοση δύο σχεδόν εκφυλισμένων τρόπων ταλάντωσης με ορθογώνιες πολώσεις. Είναι συνεπώς δι-τροπικές και υποστηρίζουν τους τρόπους HE_{11}^x και HE_{11}^y όπου οι κύριοι άξονες x και y καθορίζονται από τα στοιχεία συμμετρίας της διατομής της ίνας. Συνεπώς η ίνα συμπεριφέρεται σαν διπλοθλαστικό μέσο λόγω της διαφοράς στους ενεργούς δείκτες διάθλασης και κατά συνέπεια στις ταχύτητες φάσης αυτών των δύο ορθογώνια πολωμένων τρόπων. Κατά συνέπεια, οι τρόποι έχουν διαφορετικές σταθερές διάδοσης β_x και β_y οι οποίες υπαγορεύονται από την ανισοτροπία της διατομής της ίνας. Όταν η διατομή της ίνας είναι ανεξάρτητη του μήκους της L κατά τη διεύθυνση z , τότε η διπλοθλαστικότητα τρόπων B_F για την ίνα δίνεται από:

$$B_F = \frac{(\beta_x - \beta_y)}{(2\pi/\lambda)}$$

<Εξ.3.47>

όπου λ είναι το οπτικό μήκος κύματος. Φως το οποίο είναι πολωμένο κατά έναν από τους κύριους άξονες θα διατηρήσει την πόλωσή του για όλο το L .

Η διαφορά στις ταχύτητες φάσης προκαλεί την εμφάνιση γραμμικής υστέρησης (retardation) $\Phi(z)$ στην ίνα, η οποία εξαρτάται από το μήκος L κατά τη διεύθυνση z και δίνεται από:

$$\Phi(Z) = (\beta_x - \beta_y)L$$

<Εξ.3.48>

υποθέτοντας ότι η συνοχή φάσης των συνιστωσών των δύο τρόπων διατηρείται. Η συνοχή φάσης των συνιστωσών των δύο τρόπων επιτυγχάνεται όταν η καθυστέρηση ανάμεσα στους δύο χρόνους διέλευσης είναι μικρότερη από το χρόνο συνοχής της πηγής. Όπως υποδείχτηκε στην Παρ.3.11 ο χρόνος συνοχής της πηγής ισούται με τον αντίστροφο του ασυσχέτιστου πλάτους της συχνότητας πηγής ($1/\delta f$).

Μπορεί να αποδειχθεί ότι η συνοχή διπλοθλαστικότητας διατηρείται σε μήκος ίνας L_{bc} (δηλ. μήκος συνοχής) όταν:

$$L_{bc} \cong \frac{c}{B_F \delta f} = \frac{\lambda^2}{B_F \delta \lambda}$$

<Εξ.3.49>

όπου c η ταχύτητα του φωτός σε κενό και $\delta \lambda$ το πλάτος γραμμών της πηγής.

Εν τούτοις, όταν η συνοχή φάσης διατηρείται (δηλ. στο μήκος συνοχής) η Εξ.3.48 οδηγεί σε κατάσταση πόλωσης η οποία είναι γενικά ελλειπτική αλλά μεταβάλλεται περιοδικά κατά μήκος της ίνας. Αυτή η κατάσταση απεικονίζεται στο Σχ.3.16(α) όπου η προσπίπτουσα γραμμική πόλωση, η οποία βρίσκεται σε 45° ως προς τον άξονα x , γίνεται κυκλική πόλωση όταν $\Phi=\pi/2$, και ξανά γραμμική όταν $\Phi=\pi$. Η διαδικασία συνεχίζεται με μία ακόμα διέλευση από κυκλική πόλωση όταν $\Phi=3\pi/2$ πριν την επιστροφή στην αρχική γραμμική πόλωση όταν $\Phi=2\pi$. Το χαρακτηριστικό μήκος L_B το οποίο αντιστοιχεί σε αυτή τη διαδικασία είναι γνωστό σαν μήκος διακροτήματος (beat length). Δίνεται από:

$$L_B = \frac{\lambda}{B_F}$$

<Εξ.3.50>

Αντικαθιστώντας το B_F από την Εξ.3.47:

$$L_B = \frac{2\pi}{(\beta_x - \beta_y)}$$

<Εξ.3.51>

Μπορεί να σημειωθεί ότι η Εξ.3.51 μπορεί να ληφθεί απ' ευθείας από την Εξ.3.48 όπου:

$$\Phi(L_B) = (\beta_x - \beta_y)L_B = 2\pi$$

<Εξ.3.52>

Οι συνηθισμένες μονοτροπικές ίνες βρίσκεται ότι έχουν μήκη διακροτήματος μερικών εκατοστών, και το φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί άμεσα μέσω σκέδασης Rayleigh με χρήση κατάλληλης πηγής ορατού φωτός (π.χ. λέιζερ He-Ne). Εμφανίζεται με τη μορφή ακολουθίας φωτεινών και σκοτεινών λωρίδων με περίοδο που αντιστοιχεί στο μήκος διακροτήματος όπως φαίνεται στο Σχ.3.16(β). Η διπλοθλαστικότητα τρόπων B_F μπορεί να καθοριστεί από αυτές τις παρατηρήσεις του μήκους διακροτήματος.

Σε μία μη-ιδανική ίνα διάφορες διαταραχές κατά μήκος της όπως είναι παραμορφώσεις ή μεταβολές στη γεωμετρία και τη σύστασή της οδηγούν στη σύζευξη ενέργειας από τη μία κατάσταση πόλωσης στην άλλη. Αυτές οι διαταραχές είναι δύσκολο να εξαλειφθούν καθώς είναι πολύ πιθανό να δημιουργούνται κατά την κατασκευή και την εγκατάσταση των ινών. Η μεταφορά ενέργειας είναι μέγιστη όταν οι διαταραχές έχουν περίοδο Λ , η οποία αντιστοιχεί στο μήκος διακροτήματος και ορίζεται ως:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{B_F}$$

<Εξ.3.53>

Εν τούτοις οι επιπτώσεις αυτής της σύζευξης μπορούν να ελαχιστοποιηθούν όταν η περίοδος των διαταραχών είναι μικρότερη από μία περίοδο αποκοπής Λ_c (γύρω στο 1 mm). Συνεπώς μπορούν να σχεδιαστούν ίνες οι οποίες διατηρούν την πόλωση μέσω μίας εξ αυτών των δύο μεθόδων:

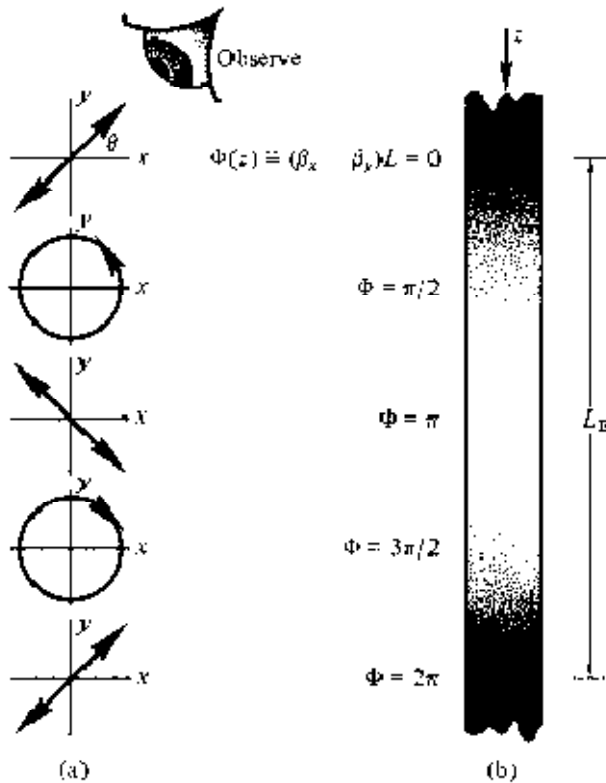
(α) Υψηλή (μεγάλη) διπλοθλαστικότητα: η μεγιστοποίηση της διπλοθλαστικότητας τρόπων, η οποία σύμφωνα με την Εξ.3.50 μπορεί να επιτευχθεί μέσω μείωσης του μήκους διακροτήματος L_H περίπου στο 1 mm ή λιγότερο,

(β) Χαμηλή (μικρή) διπλοθλαστικότητα: η ελαχιστοποίηση των διαταραχών στη σύζευξη πόλωσης με περίοδο Λ . Αυτό μπορεί να επιτευχθεί αυξάνοντας το Λ_c και λαμβάνοντας μεγάλο μήκος διακροτήματος, γύρω στα 50 m ή περισσότερο.

Διάφορες τεχνικές αναπτύσσονται προκειμένου να παραχθούν ίνες τόσο υψηλής όσο και χαμηλής διπλοθλαστικότητας με σκοπό να διευκολυνθεί η ανάπτυξη επικοινωνιακών συστημάτων οπτικών ινών με συνοχή. Οι ίνες μπορούν να αποκτήσουν υψηλή διπλοθλαστικότητα με ηθελημένη πρόκληση μεγάλων ασυμμετρικών αξονικών παραμορφώσεων. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με θερμική παραμόρφωση υλικών που συνδυάζουν πολύ διαφορετικούς συντελεστές διαστολής με ασυμμετρική ελλειπτική δομή. Με αυτή την τεχνική επιτεύχθηκε η διατήρηση κατάστασης γραμμικής πόλωσης κατά μήκος ενός χιλιομέτρου ίνας με λόγο σβέσης 30 dB. Περαιτέρω μελέτη της βέλτιστης γεωμετρίας διατομής για υψηλή διπλοθλαστικότητα υποδεικνύει τη χρήση ινών με διατομή πυρήνα σε σχήμα παπιγιόν (bow tie fiber).

Προκειμένου να σχεδιαστούν ίνες με χαμηλή διπλοθλαστικότητα είναι απαραίτητο να μειωθούν οι πιθανές διαταραχές εντός της ίνας κατά τη διάρκεια της κατασκευής της. Συνεπώς πρέπει να δωθεί εξαιρετική προσοχή κατά την επένδυση και το τύλιγμα των ινών ώστε να ελαττωθούν λωρίδες ή στρέψεις που μπορεί να συνεισφέρουν στη διπλοθλαστικότητα. Είναι ακόμη απαραίτητο να χρησιμοποιηθούν υλικά που ελαχιστοποιούν τα θερμικά αποτελέσματα τα οποία μπορεί να δημιουργήσουν διπλοθλαστικότητα. Μία τεχνική η οποία έχει αποδειχθεί επιτυχημένη στην ελαχιστοποίηση της εξάρτησης της διπλοθλαστικότητας από τη θερμοκρασία είναι ο

στροβιλισμός της ίνας στα πρώτα στάδια της κατασκευής της. Αυτή η μέθοδος, η οποία μειώνει τη γραμμική υστέρηση εντός της ίνας, παράγει ίνες χωρίς διπλοθλαστικότητα και οι μεταβολές στην εξερχόμενη πόλωση οφείλονται αποκλειστικά στην επένδυση της ίνας. Παρ'όλα αυτά, ακόμα και με αυτές τις ίνες χαμηλής διπλοθλαστικότητας είναι απαραίτητο κάποιο είδος μηχανισμού ελέγχου της πόλωσης προκειμένου να σταθεροποιείται η κατάσταση πόλωσης στην ίνα.



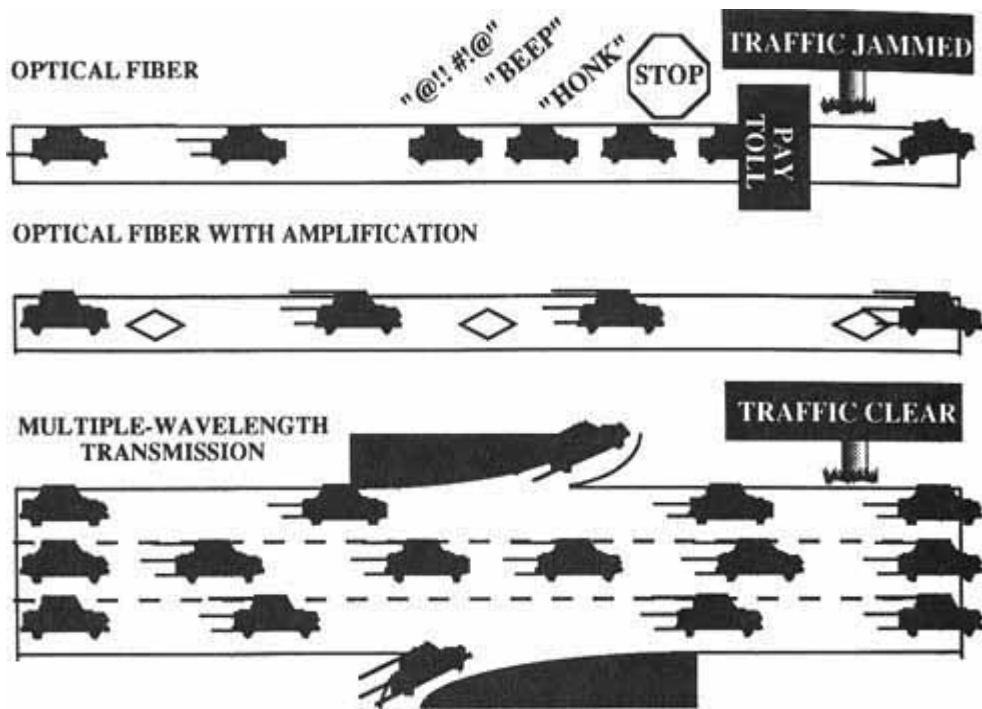
Σχ.3.16

Απεικόνιση του μήκους διακροτήματος σε μονοτροπική οπτική ίνα: (α) οι καταστάσεις πόλωσης σε διάφορα $\Phi(z)$, (β) η κατανομή της έντασης του φωτός στο μήκος διακροτήματος εντός της ίνας

4. Wavelength Division Multiplexing

(Πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος)

Μέχρι τα τέλη της δεκαετίας του '80, οι επικοινωνίες οπτικών ινών περιορίστηκαν κυρίως στη διαβίβαση ενός ενιαίου οπτικού καναλιού. Με την πάροδο του χρόνου κατά την διαβίβαση, και κυρίως λόγω της εξασθένησης του οπτικού σήματος, το κανάλι αυτό απαίτησε περιοδική αναγέννηση. Η αναγέννηση αυτή περιέλαβε την ανίχνευση, την ηλεκτρονική επεξεργασία, και την οπτική αναμετάδοση. Αυτή αναγέννηση προκαλεί μια πολύ γρήγορη οπτικοηλεκτρονική δυσχέρεια, ενώ μπορεί να χειριστεί μόνο ένα ενιαίο μήκος κύματος. Αφότου αναπτύχθηκαν οι ενισχυτές νέας γενεάς, η μεγάλης ταχύτητας απλού διαύλου μετάδοση χωρίς ενδιάμεσους αναμεταδότες κατέστη δυνατή. Μπορούμε να σκεφτούμε το ενιαίο κανάλι ~Gbps ως μία μεγάλη λωρίδα σε μια εθνική οδό, στην οποία τα αυτοκίνητα είναι το πακέτο των οπτικών στοιχείων και η εθνική οδός είναι η οπτική ίνα. Εντούτοις, η 25THz οπτική ίνα μπορεί να προσαρμόσει πολύ περισσότερο εύρος ζώνης απ' ότι η κυκλοφορία σε μια λωρίδα. Για να αυξήσουμε την χωρητικότητα των συστημάτων μπορούμε να διαβιβάσουμε διαφορετικά ανεξάρτητα μήκη κύματος ταυτόχρονα, κάτω από μια ίνα, ώστε να χρησιμοποιήσουμε πλήρως το τεράστιο αυτό εύρος ζώνης. Επομένως, η πρόθεση ήταν να αναπτυχθεί μια εθνική οδός πολλαπλών-λωρίδων, με κάθε λωρίδα να αντιπροσωπεύει τα στοιχεία που ταξιδεύουν σε ένα διαφορετικό μήκος κύματος. Κατά συνέπεια, ένα WDM σύστημα επιτρέπει στην ίνα να έχει μεγαλύτερη σχέση ρυθμού-απόδοσης (**throughput**). Με τη χρησιμοποίηση συσκευών που επιλέγουν μήκη κύματος, η ανεξάρτητη δρομολόγηση σημάτων μπορεί να ολοκληρωθεί. Η αρχή των εθνικών οδών είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 1.



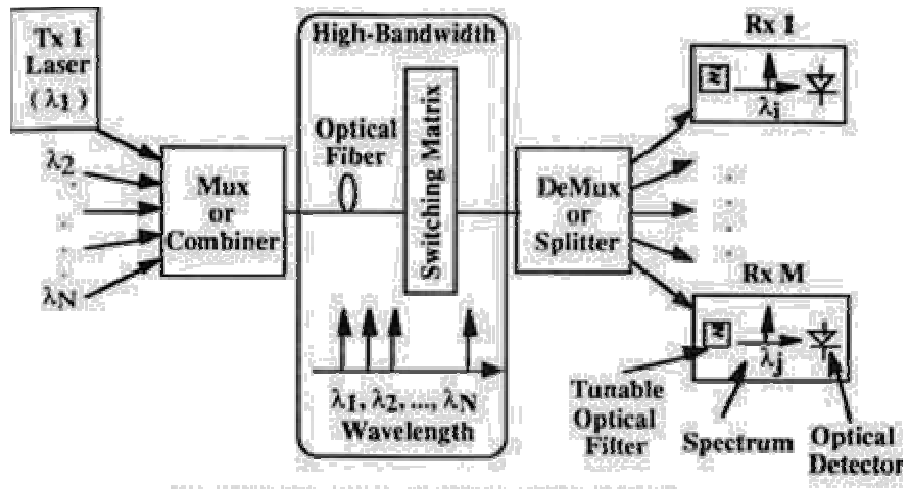
Σχήμα 1: Λεωφόρος Μεταδοσης

Αναμένεται ότι η τεχνολογία WDM θα είναι μια από τις μεθόδους επιλογής για τα μελλοντικά πολύ υψηλού εύρους ζώνης πολυδιαυκτικά συστήματα. Φυσικά, αυτό θα μπορούσε να αλλάξει καθώς η τεχνολογία εξελίσσεται.

4.1 Βασική Λειτουργία

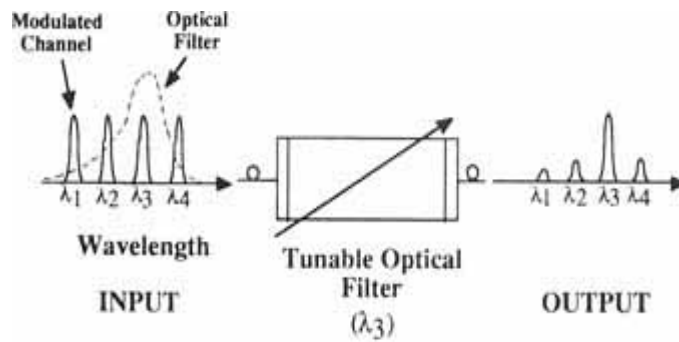
Όπως παρουσιάστηκε πριν, η τεχνολογία WDM επιτρέπει τη χρήση μιας σημαντικής μερίδας του διαθέσιμου εύρους ζώνης των ιών. Αυτό επιτυγχάνεται επιτρέποντας σε πολλά ανεξάρτητα σήματα να διαβιβαστούν ταυτόχρονα σε μια ίνα, με κάθε σήμα να βρίσκεται σε διαφορετικό μήκος κύματος. Η δρομολόγηση και η ανίχνευση των σημάτων αυτών μπορεί να ολοκληρωθεί ανεξάρτητα, με το μήκος κύματος να καθορίζει την πορεία επικοινωνίας, λειτουργώντας ως διεύθυνση υπογραφών προέλευσης, προορισμού ή δρομολόγησης. Τα συστατικά μέρη επομένως που απαιτούνται πρέπει να είναι εκλεκτικά ως προς το μήκος κύματος, ώστε να επιτρέπουν τη μετάδοση, την αποκατάσταση, ή τη δρομολόγηση των συγκεκριμένων μηκών κύματος.

Σε ένα απλό WDM σύστημα (σχήμα 2), κάθε λέιζερ πρέπει να εκπέμψει το φως σε διαφορετικό μήκος κύματος, με το φως των επιμέρους laser να πολυπλέκεται σε μία ενιαία οπτική ίνα. Αφότου το πολυπλεγμένο φως μέσω μίας οπτικής ίνας υψηλού εύρους ζώνης μεταδοθεί, τα συνδυασμένα οπτικά σήματα πρέπει να αποπολυπλεχθούν (demultiplexed). Η συνολική οπτική ισχύς πρέπει να διανεμηθεί σε κάθε έξοδο παραγωγής ενώ έπειτα πρέπει να απαιτηθεί από τον κάθε δέκτη να επιλέξει μόνο ένα μήκος κύματος, χρησιμοποιώντας ένα προσαρμοσμένο οπτικό φίλτρο. Κάθε λέιζερ είναι διαμορφωμένο σε μια δεδομένη ταχύτητα, και η συνολική ποσότητα δεδομένων που διαβιβάζεται κατά μήκος της ίνας υψηλού-εύρους ζώνης, είναι το σύνολο των ρυθμών μετάδοσης δυαδικών ψηφίων (bit-rate) των μεμονωμένων λέιζερ. Ένα παράδειγμα της αύξησης ικανότητας συστημάτων είναι η κατάσταση στην οποία δέκα σήματα 2.5-Gbps μπορούν να διαβιβαστούν σε μια ίνα, παράγοντας ένα σύστημα ικανότητας 25 Gbps. Αυτός ο παραλληλισμός μήκους κύματος παρακάμπτει το πρόβλημα των κλασσικών οπτικοηλεκτρονικών συσκευών, των οποίων το εύρος ζώνης δεν υπερβαίνει τα μερικά GHz, εκτός κι αν οι συσκευές αυτές είναι πολύ ακριβές. Οι απαιτήσεις ταχύτητας για τα επιμέρους οπτικοηλεκτρονικά συστατικά είναι, επομένως, χαλαρωμένες, ακόμα κι αν χρησιμοποιείται σημαντικό μέρος του εύρους ζώνης.



Σχήμα 2: Απλό WDM σύστημα

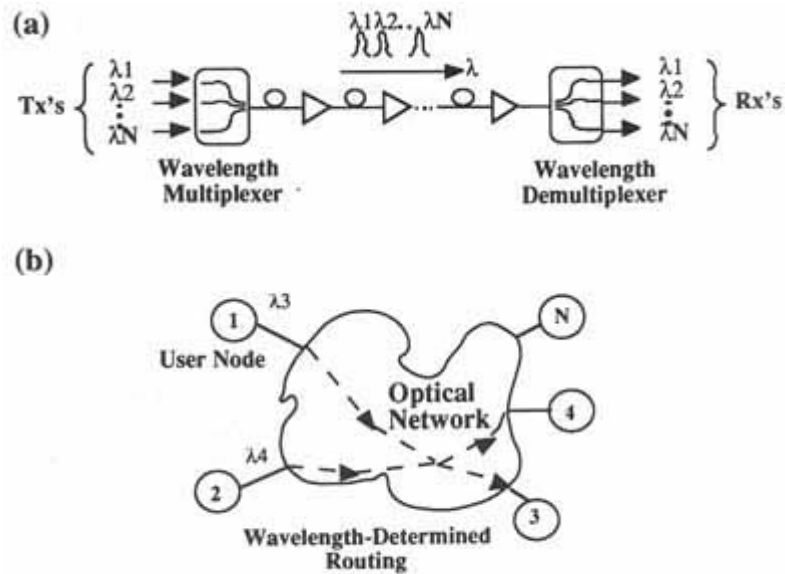
Η έννοια της αποπολύπλεξης μήκους κύματος (demultiplexing) χρησιμοποιώντας ένα οπτικό φίλτρο είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 9. Τέσσερα κανάλια εισάγονται σε ένα οπτικό φίλτρο που έχει μια μη-ιδεατή λειτουργία φιλτραρίσματος μετάδοσης. Η αιχμή μετάδοσης φίλτρων είναι κεντροθετημένη πέρα από το επιθυμητό κανάλι, που στην συγκεκριμένη περίπτωση, είναι το 13, διαβιβάζοντας έτσι εκείνο το κανάλι και εμποδίζοντας όλα τα άλλα κανάλια. Λόγω της μη-ιδεατής λειτουργίας μετάδοσης των φίλτρων, κάποια οπτική ενέργεια των γειτονικών καναλιών διαρρέει μέσω του φίλτρου, προκαλώντας διακαναλικά παράσιτα (**cross-talk**) στο μήκος κύματος. Αυτά τα παράσιτα επιδρούν στη μείωση της αναλογίας αντίθεσης του επιλεγμένου σήματος, ενώ η ελαχιστοποίησή του επιτυγχάνεται με την αύξηση του φασματικού χωρισμού μεταξύ των καναλιών. Αν και δεν υπάρχει κάποια προκαθορισμένη απόσταση, μια σύμβαση επικρατεί για τον ορισμό του οπτικού WDM, ως κάλυψη ενός συστήματος για το οποίο το διάστημα μεταξύ των καναλιών είναι περίπου 10 nm.



Σχήμα 3: Απόπλεξη μήκους κύματος

4.2 Τοπολογίες και αρχιτεκτονικές

Έστω ένα απλό από σημείο σε σημείο WDM σύστημα (σχήμα 4 (α)) στο οποίο διάφορα κανάλια πολυπλέκονται σε έναν κόμβο, τα συνδυασμένα σήματα διαβιβάζονται πέρα από κάποια απόσταση της ίνας, και τα κανάλια αποπλέκονται σε έναν κόμβο προορισμού. Αυτό διευκολύνει τη μετάδοση μέσω ινών υψηλός-εύρους ζώνης. Επιπλέον, η δρομολόγηση υψηλού εύρους ζώνης μπορεί να διευκολυνθεί μέσω ενός πολλών-χρηστών δικτύου (σχήμα 4 (β)). Το μήκος κύματος είναι μοναδικό και αναγνωριστικό για καθεμία πορεία μέσω ενός οπτικού δικτύου. Επειδή οι κόμβοι θα θελήσουν να επικοινωνήσουν ο ένας με τον άλλον, είτε οι συσκευές αποστολής σημάτων είτε οι δέκτες πρέπει να είναι μεταβλητού και οριζόμενου μήκους κύματος για να διευκολύνουν την κατάλληλη οργάνωση συνδέσεων (σε αυτό το παράδειγμα, οι συσκευές αποστολής σημάτων είναι οριζόμενου μήκους κύματος).

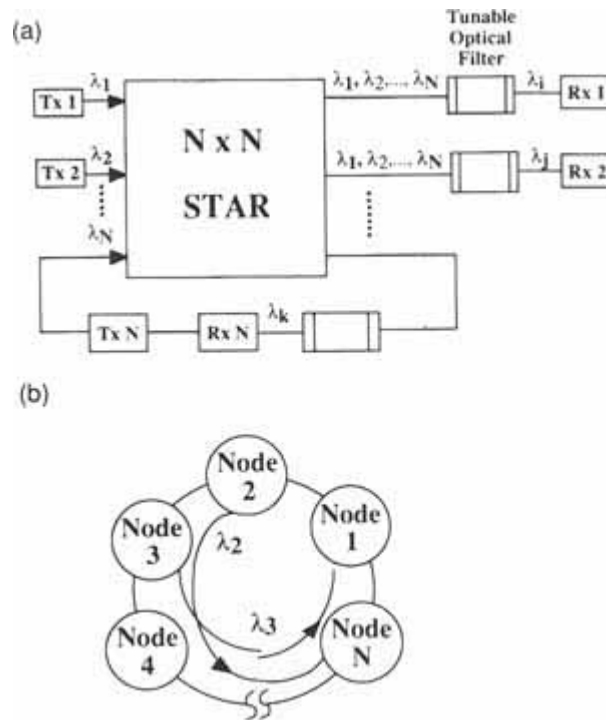


Σχήμα 4 : (α) Απλό WDM σύστημα

(β) Πολυχρηστικό WDM σύστημα όπου το μήκος κύματος ορίζει την διεύθυνση.

Δύο κοινές τοπολογίες δικτύων μπορούν να χρησιμοποιήσουν WDM, του αστέρα (**star**) και του δαχτυλιδιού (**ring**) (σχήμα 5). Κάθε κόμβος στο αστέρι έχει ένα μεταδότη και έναν δέκτη, με τον μεταδότη σημάτων να συνδέεται με μια από τις κεντρικές παθητικές εισαγωγές του αστέρα, και το δέκτη να συνδέεται με μία από τις εξόδους του αστέρα.

Τα WDM δίκτυα μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν σε τοπολογία τύπου δαχτυλιδιού. Πολλά ηλεκτρικά δίκτυα χρησιμοποιούν αυτήν την τοπολογία, καθότι είναι τα δαχτυλίδια είναι εύκολο να προσαρμοστούν σε οποιαδήποτε δικτυακή τοπολογία. Σε αυτό το παράδειγμα, κάθε κόμβος (node) στο μη-κατευθυνόμενο δαχτυλίδι μπορεί να διαβιβάσει σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος, και ταυτόχρονα μπορεί να ανακτήσει σήμα οποιουδήποτε μήκους κύματος από άλλους κόμβους, με τη βοήθεια ενός δέκτη που έχει τη δυνατότητα να επιλέξει ένα ορισμένο μήκος κύματος.



Σχήμα 5 : (α) Τοπολογία απλού αστέρα

(β) Τοπολογία δαχτυλιδιού

Και στο αστέρι αλλά και στα δαχτυλίδια, κάθε κόμβος έχει ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος, και οποιοδήποτε δύο κόμβοι μπορούν να επικοινωνήσουν μεταξύ τους εκπέμποντας σε εκείνο το μήκος κύματος. Αυτό υπονοεί ότι απαιτούμε n μήκη κύματος για να συνδέσουμε n κόμβους.

Το προφανές πλεονέκτημα είναι ότι η μεταφορά στοιχείων έχει μια συνεχή οπτική πορεία μεταξύ της προέλευσης και του προορισμού, γνωστό και ως δίκτυο μονού τμήματος (**single-hop**). Τα οπτικά στοιχεία αρχίζουν στον αρχικό κόμβο και φθάνουν στον κόμβο προορισμού χωρίς παύση σε οποιονδήποτε άλλο ενδιάμεσο κόμβο.

Ένα μειονέκτημα ενός WDM μονού τμήματος δικτύου είναι ότι το δίκτυο και όλα τα συστατικά του πρέπει να προσαρμόσουν τα μήκη κύματος n , γεγονός που μπορεί να είναι δύσκολο (ή αδύνατο) να επιτευχθεί σε ένα μεγάλο δίκτυο. Η τρέχουσα τεχνολογία επεξεργασίας και η τρέχουσα ικανότητα μετάδοσης δεν μπορεί να προσαρμόσει π.χ. 1.000 ευδιάκριτα μήκη κύματος για ένα δίκτυο 1.000 χρηστών.

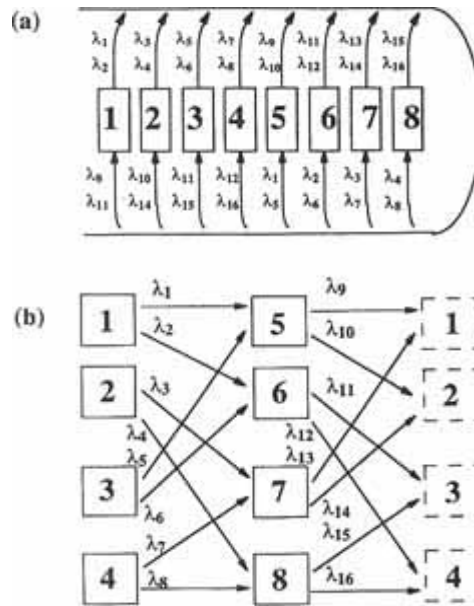
Μια εναλλακτική λύση της απαίτησης των μηκών κύματος n , για να επικοινωνήσουν n κόμβοι, είναι να υπάρξει ένα δίκτυο πολλών τμημάτων (**multi-hop**), στο οποίο δύο κόμβοι μπορούν να επικοινωνήσουν ο ένας με τον άλλον με την αποστολή δεδομένων μέσω ενός ενδιάμεσου τρίτου κόμβου, με πολλά τέτοια ενδιάμεσα τμήματα. Ένα WDM multi-hop δίκτυο οκτώ κόμβων και δύο γραμμών παρουσιάζεται στο σχήμα 12, για το οποίο κάθε κόμβος μπορεί να διαβιβάσει σε δύο μήκη κύματος και να λάβει σε δύο άλλα μήκη κύματος. Η λογική συνδετικότητα παρουσιάζεται επίσης. Για παράδειγμα, εάν ο κόμβος 1 θέλει να επικοινωνήσει με τον κόμβο 5, διαβιβάζει στο μήκος κύματος 11 και μόνο ένα μονό τμήμα απαιτείται. Εντούτοις, εάν ο κόμβος 1 θέλει να επικοινωνήσει με τον κόμβο 2, πρέπει πρώτα να διαβιβάσει στον κόμβο 5, ο οποίος διαβιβάζει έπειτα στον κόμβο 2, και άρα προκύπτουν δύο τμήματα .

Οποιαδήποτε πρόσθετα τμήματα είναι επιβλαβή δεδομένου ότι:

1) Αυξάνουν το χρόνο μετάδοσης μεταξύ δύο κόμβων επικοινωνίας, αφού ένα τμήμα τυπικά απαιτεί κάποια μορφή ανίχνευσης και αναμετάδοσης

2) Μειώνουν την απόδοση, δεδομένου ότι ένας κόμβος αναμετάδοσης μπορεί να διαβιβάσει τα στοιχεία του, ενώ ταυτόχρονα είναι στο στάδιο της αναμετάδοσης για έναν άλλο κόμβο.

Εντούτοις, τα multi-hop δίκτυα μειώνουν τον απαραίτητο αριθμό μηκών κύματος αλλά και το εύρος του μήκους κύματος των συστατικών που χρειάζεται να οριστεί.



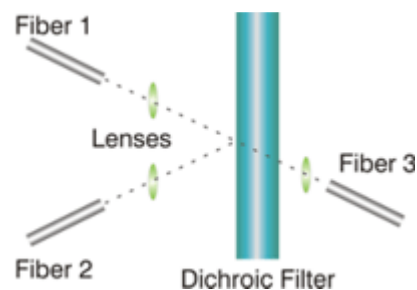
Σχήμα 6 : (α) Σύστημα δύο γραμμών,
οκτώ κόμβων και πολλών τμημάτων
(β) Λογική συνδετικότητα του δικτύου

4.3 WDM Εφαρμογές (WDM Applications)

Το σχήμα 2 επεξηγεί το WDM οπτικής. Κατασκευασμένο από διακριτούς φακούς και φίλτρα, ένα διχροϊκό φίλτρο βρίσκεται στο κέντρο του WDM. Τα διχροϊκά φίλτρα, βασισμένα στις interferometric τεχνικές, αντανακλούν το φως που δεν διαβιβάζουν.

Εξετάζοντας το σχήμα, έστω ότι η ίνα 1 μεταφέρει δύο μήκη κύματος, 850 nm και 1310 nm. Επίσης, έστω ότι το διχροϊκό φίλτρο περνά τα μήκη κύματος που είναι μεγαλύτερα από 1100 nm. Το φίλτρο αυτό είναι γνωστό και ως μακρών κυμάτων φίλτρο περασμάτων (LWP). Δεδομένου ότι το φως βγαίνει από την ίνα 1, περνά αρχικά μέσω του φακού που το στρέφει σε ένα συγκεκριμένο σημείο. Καθώς η ακτίνα χτυπά το φίλτρο, το φως μήκους κύματος 1310 nm περνά μέσω του φίλτρου

και συλλέγεται από την ίνα 3. Η ακτίνα μήκους κύματος 850 nm που βγαίνει από την ίνα 1 αντανακλάται μακριά από το φίλτρο και συλλέγεται από την ίνα 2. Κατά συνέπεια οι πληροφορίες για τα δύο αποτελεσματικά ταξινομημένα κατά ζεύγος μήκη κύματος μπορούν να αποκωδικοποιηθούν ανεξάρτητα. Το διχροϊκό φίλτρο μπορεί να προσφέρει πολλή απομόνωση στον τρόπο μετάδοσης, αλλά έχει φτωχή απομόνωση στον τρόπο αντανάκλασης. Συνήθως αυτοί οι τύποι των WDMs έχουν και το πέρασμα μικροκύματος (SWP) και τα φίλτρα LWP, και ο συνδυασμός αυτών των φίλτρων επιτυγχάνει την καλύτερη απόδοση συστημάτων.



Σχήμα 7 - Bulk Optics WDM

4.4 Dense Wavelength-division Multiplexing

Η τεχνολογία (DWDM) επαναστατεί στη μετάδοση στοιχείων με την αύξηση στη χωρητικότητα του σήματος της ενσωματωμένης ίνας.

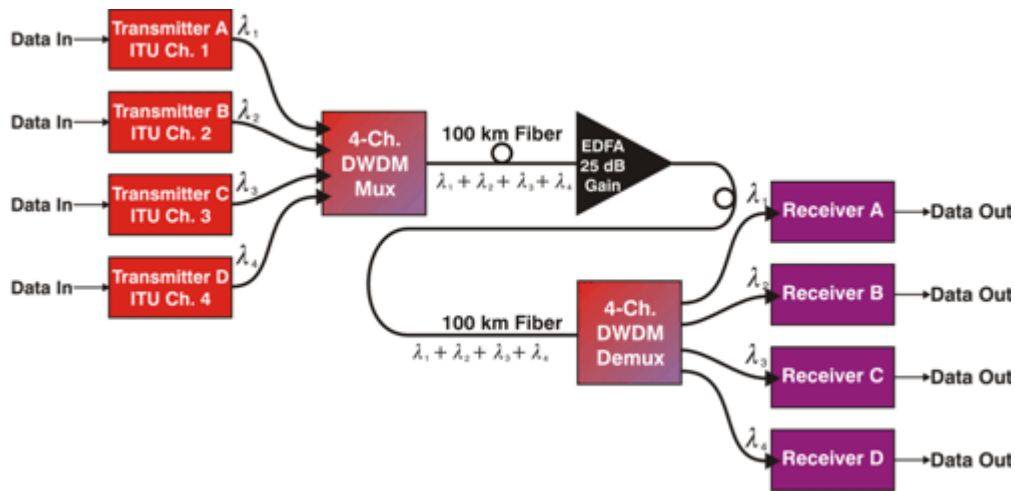
Αυτή η αύξηση σημαίνει ότι στα εισερχόμενα οπτικά σήματα αντιστοιχούν σε συγκεκριμένα μήκη κύματος μέσα σε μια οριζόμενη ζώνη συχνότητας και κατόπιν πολυπλέκονται επάνω σε μια ίνα.

Αυτή η διεργασία επιτρέπει πολλαπλά κανάλια βίντεο, ήχου και δεδομένων να διαβιβάζονται πάνω σε μια ίνα διατηρώντας την απόδοση συστημάτων και ενισχύοντας τα συστήματα μεταφορών.

Αυτή η τεχνολογία ανταποκρίνεται στην αυξανόμενη ανάγκη για την αποδοτική και ικανή μετάδοση στοιχείων δουλεύοντας με τα διαφορετικά formats, όπως SONET/SDH, ενώ παράλληλα αυξάνει το εύρος ζώνης. Το οπτικό μέρος ενίσχυσης ινών του συστήματος DWDM παρέχει μια αποδοτική μέθοδο να λαμβάνει και να ενισχύει τα οπτικά σήματα χωρίς τη μετατροπή τους σε ηλεκτρικά σήματα. Επιπλέον, η τεχνολογία DWDM ενισχύει ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος στην περιοχή 1550 nm. Παραδείγματος χάριν, σε ένα σύστημα DWDM που πολυπλέκει 16 μήκη κύματος σε μια ενιαία οπτική ίνα, οι μεταφορείς μπορούν να μειώσουν τον αριθμό ενισχυτών από έναν παράγοντα 16 σε κάθε αναγεννητή. Η χρησιμοποίηση λιγότερων αναγεννητών στα μεγάλα μήκους δίκτυα οδηγεί σε λιγότερες διακοπές και ενισχυμένη αποδοτικότητα.

4.5 Εκτιμήσεις συστημάτων DWDM (DWDM System Considerations)

Τα σημαντικά συστατικά για ένα σύστημα DWDM είναι οι συσκευές αποστολής σημάτων (transmitters), δέκτες (receivers), ενισχυτές ινών (fiber amplifiers), πολυπλέκτες DWDM (DWDM multiplexers), και αποπολυπλέκτες DWDM (DWDM demultiplexers). Αυτά τα συστατικά που είναι προσαρμοσμένα στα πρότυπα καναλιών ITU, επιτρέπουν σε ένα σύστημα DWDM να αλληλεπιδρά με τον υπόλοιπο εξοπλισμό και να εφαρμόζει τις οπτικές λύσεις σε όλο το δίκτυο.



Σχήμα 8 - Εφαρμογή Συστήματος DWDM

4.6 Πολυπλέκτες και Αποπολυπλέκτες (Multiplexers and Demultiplexers)

Η πρόσφατη έκρηξη της τεχνολογίας DWDM ανάγκασε τους οπτικούς κατασκευαστές ινών να αναπτύξουν τους πολυπλέκτες DWDM και τους αποπολυπλέκτες, οι οποίοι μπορούν να χειριστούν τα πολύ κοντά χωρισμένα οπτικά μήκη κύματος.

Αυτά τα σχέδια απαιτούν στενά passbands, συνήθως 0.4 nm εύρους, απότομη μείωση για να απορρίψουν τα παρακείμενα κανάλια και σταθερή λειτουργία ανεξάρτητα από την αυξανόμενη θερμοκρασία.

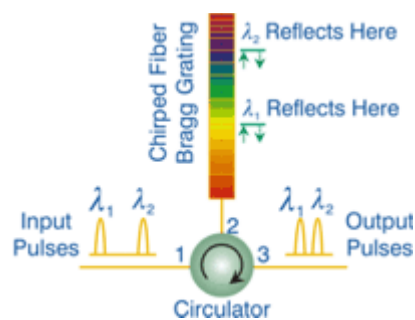
Πρόσφατα, οι πολυπλέκτες κέρδισαν ευελιξία, καθώς κινούνται πέρα από τα "ευρείας ζώνης" μήκη κύματος και στα πυκνά πακεταρισμένα μήκη κύματος, που μπορούν να ενσωματωθούν σε ένα πολλαπλό σύστημα μετάδοσης υψηλής συχνότητας, 192 έως 200 THz.

Αυτός ο τύπος συστήματος μπορεί να διατηρήσει μέχρι 16 κανάλια, ενεργώντας ως καλώδιο ίνας 16 καναλιών, με κάθε κανάλι συχνότητας να λειτουργεί για να εξυπηρετήσει έναν μεταφορέα STM-16/OC- 48.

Οι αποπολυπλέκτες (Demultiplexers) πρέπει να αποβάλουν το crosstalk και την παρέμβαση καναλιών. Οι συζευκτήρες και το διχροϊκό

φίλτρο, και οι δύο παθητικές συσκευές, είναι οι προτιμότεροι αποπολυπλέκτες σήμερα. Το πρώτο σχέδιο συζευκτών DWDM είναι βασισμένο στα φίλτρα συμπλεγμάτων Bragg ιών (FBG) που διευκρινίζονται στο παραπάνω σχήμα..

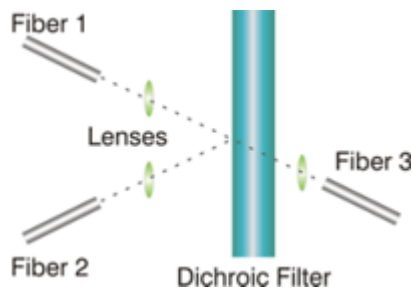
Τα Bragg συμπλέγματα αποτελούνται από το μήκος της οπτικής ίνας με το δείκτη του πυρήνα που διαρκώς μεταβάλλονται περιοδικά, συνήθως όταν εκτίθεται σε υπεριώδη παρέμβαση. Κατά συνέπεια, το σύμπλεγμα ιών συμπεριφέρεται ως εξαρτώμενος ανακλαστήρας και συμπεριλαμβάνει το ίδιο στον ακριβή χωρισμό μήκους κύματος



Σύμπλεγμα Bragg

Το δεύτερο σχέδιο είναι βασισμένο στα εν σειρά διχροϊκά φίλτρα σαν εκείνα που χρησιμοποιούνται στο WDM σύστημα που

παρουσιάζεται στο παρακάτω σχήμα . Σε έναν συζευκτήρα DWDM, ένα δεύτερο διχροϊκό φίλτρο θα τοποθετούταν εκεί όπου βρίσκεται η ίνα 2 και τα πρόσθετα διχροϊκά φίλτρα θα τοποθετούνταν σε σειρά έως ότου έχουν συνδυαστεί και χωριστεί όλα τα μήκη κύματος. Με μέτριο κόστος, η διχροϊκή μέθοδος φίλτρων επιβεβαιώνει τη σταθερότητα και την άριστη απομόνωση μεταξύ των καναλιών.



Διχροϊκό φίλτρο

4.7 Οπτικοί ενισχυτές για DWDM (Fiber Amplifiers for DWDM)

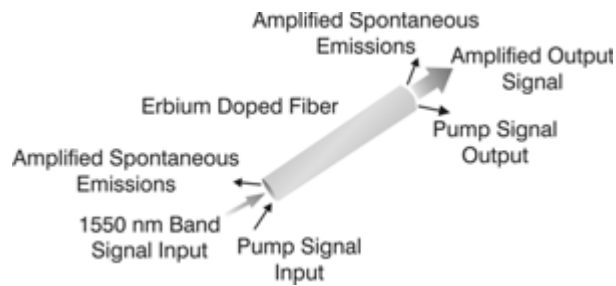
Επειδή τα συστήματα DWDM χειρίζονται τις πληροφορίες οπτικά παρά ηλεκτρικά, είναι επιτακτικό ότι οι μεγάλης απόστασης εφαρμογές δεν υφίστανται τα αποτελέσματα της διασποράς και της μείωσης.

Οι Erbium-doped ενισχυτές ινών (EDFAs) αντιδρούν σε αυτά τα προβλήματα. Τα EDFAs είναι βασισμένες σε οπτικές ίνες πυριτίου που ενισχύονται με το erbium.

Αυτό το σπάνιο στοιχείο της γης έχει τα κατάλληλα ενεργειακά επίπεδα στην ατομική δομή του για την ενίσχυση του φωτός σε 1550 nm. Ένα λέιζερ "αντλίας" 980 nm χρησιμοποιείται για να εισάγει την ενέργεια στη doped ίνα.

Όταν ένα αδύνατο σήμα σε 1310 nm ή 1550 nm εισάγετε στην ίνα, το φως υποκινεί τα σπάνια άτομα (πυριτίου) για να απελευθερώσει την αποθηκευμένη ενέργειά τους ως πρόσθετα 1310 nm ή 1550 nm φωτός.

Αυτή η διαδικασία συνεχίζεται καθώς το σήμα περνά μέσα από την ίνα, κάνοντας το σήμα συνεχώς ισχυρότερο. Το παρακάτω σχήμα επεξηγεί μια erbium-doped ίνα.



Σχήμα - Erbium-doped Οπτική Ίνα

Τα φωτόνια ενισχύουν το εισερχόμενο σήμα οπτικά, ωθώντας το μήκος κύματος, και αποφεύγοντας σχεδόν όλα τα ενεργά συστατικά. Η δύναμη παραγωγής του EDFA είναι μεγάλη, και έτσι, λιγότεροι ενισχυτές μπορούν να απαιτηθούν σε οποιοδήποτε δεδομένο σχέδιο συστημάτων. Η διαδικασία ενίσχυσης είναι ανεξάρτητη από το ποσοστό στοιχείων (data rate). Λόγω αυτού του οφέλους, η αναβάθμιση ενός συστήματος σημαίνει μόνο μεταβολή της έναρξης / λήψης των τερματικών.

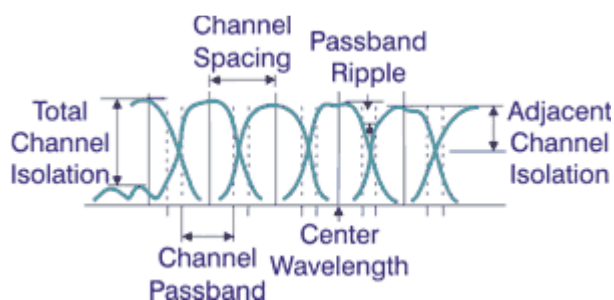
Δεδομένου ότι οι απαιτήσεις για το ευρύτερο εύρος ζώνης αυξάνονται υπάρχει ένα ρεύμα για αποδοτικότερους και πιο αξιόπιστους οπτικούς ενισχυτές. Το χρησιμοποιήσιμο εύρος ζώνης ενός EDFA είναι μόνο περίπου 30 nm (1530 nm- 1560 nm), αλλά η ελάχιστη μείωση είναι στο διάστημα 1500 nm σε 1600 nm. Ο διπλού εύρους ενισχυτής ινών (DBFA) λύνει το πρόβλημα του χρησιμοποιήσιμου εύρους ζώνης. Χωρίζεται σε δύο ενισχυτές υποζωνών. Το DBFA είναι παρόμοιο με το EDFA, αλλά το εύρος ζώνης του κυμαίνεται από περίπου 1528 nm ως 1610 nm.

Η πρώτη ζώνη είναι παρόμοια με αυτήν του EDFA και η δεύτερη είναι γνωστή ως εκτεταμένος ενισχυτής ινών ζωνών (EBFA). Μερικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα του EBFA περιλαμβάνουν το επίπεδο κέρδος, τον αργό κορεσμό, και το χαμηλό θόρυβο.

Το EBFA μπορεί να επιτύχει ένα επίπεδο κέρδος πέρα από το εύρος 35 nm που είναι συγκρίσιμο με το EDFAs. Τα EBFA έχουν το πλεονέκτημα του πιο αργού κορεσμού, που κρατά τη έξοδο σταθερή ακόμα κι αν η εισαγωγή αυξάνεται.

4.8 Διάστημα Καναλιών (Channel Spacing)

Το διάστημα καναλιών DWDM επηρεάζει την απόδοση συστημάτων : 50 GHz και 100 GHz περιγράφουν τα πρότυπα του διαστήματος καναλιών ITU. Αυτήν την περίοδο, 100 GHz είναι το πιο συνηθέστερα χρησιμοποιημένο και αξιόπιστο διάστημα καναλιών. Αυτό το διάστημα επιτρέπει διάφορα σχέδια καναλιών χωρίς επιβολή περιορισμών στους διαθέσιμους ενισχυτές ιών. Εντούτοις, το διάστημα καναλιών εξαρτάται από τα τμήματα του συστήματος. Το διάστημα καναλιών είναι ο ελάχιστος χωρισμός συχνότητας μεταξύ δύο πολυπλεγμένων σημάτων. Ένα αντίστροφο ποσοστό της συχνότητας σε σχέση με το μήκος κύματος της εφαρμογής , απαιτεί διαφορετικά μήκη κύματος να εισαχθούν σε κάθε σήμα. Η ικανότητα του εύρους ζώνης οπτικών ενισχυτών και δεκτών να προσδιορίζει το στενό μήκος δύο κυμάτων, θέτει το διάστημα καναλιών. Το σχήμα επεξηγεί τις χαρακτηριστικές προδιαγραφές DWDM.



Σχήμα 10 – Τυπικά Οπτικά Χαρακτηριστικά για DWDM Κανάλια

4.9 Διεύθυνση Σήματος (Signal Direction)

Η τεχνολογία DWDM συμπεριλαμβάνει την αποστολή ενός μεγάλου αριθμού πολύ κοντινά χωρισμένων οπτικών σημάτων επάνω από μια ενιαία ίνα. Τα πρότυπα που αναπτύσσονται από την ITU (Διεθνής Ένωση Τηλεπικοινωνιών) καθορίζουν το ακριβές οπτικό μήκος κύματος που χρησιμοποιείται για τις εφαρμογές DWDM.

Το κέντρο της ζώνης DWDM βρίσκεται στα 193.1 THz με το τυποποιημένο διάστημα καναλιών 200 GHz και 100 GHz. Τα πιο στενά "πρότυπα" χωρισμού (100 GHz) επιτρέπουν τη μετάδοση 45 καναλιών σε μια ίνα. Ένα σύστημα 45 καναλιών που χωρίζεται κατά διαστήματα σε 100 GHz θα κάλυπτε μια οπτική έκταση 35 nm και θα απαιτούσε ένα δαπανηρό και μεγάλο εύρος ζώνης, με διαμορφωμένο κέρδος EDFA.

Δεδομένου ότι οι σχεδιαστές συστημάτων κοίταξαν να χωρέσουν περισσότερα από 45 κανάλια στο διάστημα 100 GHz, άρχισαν να χρησιμοποιούν πιο κοντά χωρισμένα κατά διαστήματα οπτικά κανάλια. Το διάστημα καναλιών, σε GHz, αφορά το οπτικό μήκος κύματος ως εξής: Ένα διάστημα 200 GHz αντιστοιχεί σε περίπου 1.6 nm, 100 GHz αντιστοιχεί σε περίπου 0.8 nm, και 50 GHz αντιστοιχεί σε περίπου 0.4 nm διαστήματος καναλιών. Συνηθέστερα τα 50 GHz ακολουθούν 100 GHz, αν και οι προσπάθειες σε 75 GHz και 37.5 GHz παρουσιάζονται στη βιβλιογραφία.

Ενώ δεν υπάρχει τίποτα ξεχωριστό σχετικά με οποιουσδήποτε από αυτούς τους αριθμούς, φαίνεται πιθανό ότι τα 50 GHz θα είναι το επόμενο λογικό βήμα πριν τα 100 GHz. Η χρησιμοποίηση ενός διαστήματος καναλιών 50 GHz (0.4 nm) επιτρέπει σε 45 κανάλια να καταλάβουν μόνο 17.5 nm του οπτικού εύρους ζώνης. Αυτό απλοποιεί πολύ την απαίτηση για τους οπτικούς ενισχυτές στο σύστημα. Οι αυξήσεις ινών στα κανάλια ανά ίνα θα οδηγούσαν πιθανώς στη χρήση του διαστήματος 25 GHz.

Σχεδιάζοντας τον οπτικό αποπολυπλέκτη ώστε να χωρίζει τα σήματα στο τέλος της λήψης, αποτελεί τη μέγιστη πρόκληση στα οπτικά κανάλια που είναι χωρισμένα σε πολύ κοντά διαστήματα. Λόγω των λεπτών διαφορών χρώματος σε

κάθε ένα από τα οπτικά κανάλια, οι οπτικοί αποπολυπλέκτες υψηλής απόδοσης DWDM πρέπει να έχουν τρία χαρακτηριστικά.

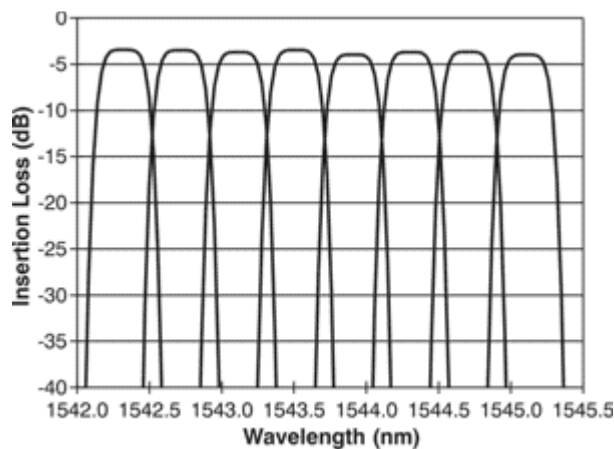
Κατ' αρχάς, πρέπει να είναι πολύ σταθεροί κατά τη διάρκεια του χρόνου και της θερμοκρασίας.

Δεύτερον, πρέπει να έχουν σχετικά επίπεδη περιοχή συχνοτήτων.

Τρίτον, πρέπει να απορρίψει τα παρακείμενα οπτικά κανάλια έτσι ώστε να μην παρεμβαίνουν.

Διάφοροι βασικοί τύποι σχεδίων μπορούν να χρησιμοποιηθούν στους οπτικούς αποπολυπλέκτες για να χωρίσουν τα οπτικά κανάλια. Πολλά από αυτά τα σχέδια έχουν μια όλο και περισσότερο αυξανόμενη δυσκολία στο να χωρίσουν τα οπτικά κανάλια καθώς το διάστημα γίνεται πολύ στενό.

Μερικά, εντούτοις, όπως τα συμπλέγματα Bragg ινών εμφανίζονται πραγματικά καλύτερα σε πιο στενό διάστημα καναλιών. Η ανάγκη για στενό οπτικό διάστημα καναλιών είναι μια ανταλλαγή μεταξύ της απόδοσης που απαιτείται από τους οπτικούς ενισχυτές που χρησιμοποιούνται στο σύστημα με τον αριθμό καναλιών που διαβιβάζονται ανά ίνα. Το σχήμα 6 εξηγεί τα φάσματα μετάδοσης 0.4 nm χωρίζοντας κατά διαστήματα DWDM FBGs.



4.10 Κόκκινες και μπλε ζώνες

Η ITU εγκρίνει ζώνες DWDM που επεκτείνονται από 1528.77 nm σε 1563.86 nm, και τις διαιρεί σε κόκκινη ζώνη και μπλε ζώνη. Η κόκκινη ζώνη καλύπτει τα πιο μεγάλα μήκη κύματος 1546.12 nm και υψηλότερα. Τα μπλε μήκη κύματος ζωνών κυμαίνονται κάτω από 1546.12 nm.

Αυτός ο διαχωρισμός έχει μια πρακτική αξία ,επειδή η χρήσιμη περιοχή κέρδους του χαμηλότερου τμήματος EDFAs αντιστοιχεί στα μήκη κύματος της κόκκινης ζώνης. Κατά συνέπεια, εάν ένα σύστημα απαιτεί έναν περιορισμένο αριθμό μηκών κύματος DWDM , χρησιμοποιεί μήκη κύματος κόκκινης ζώνης και παράγει το χαμηλότερο γενικό κόστος συστημάτων.

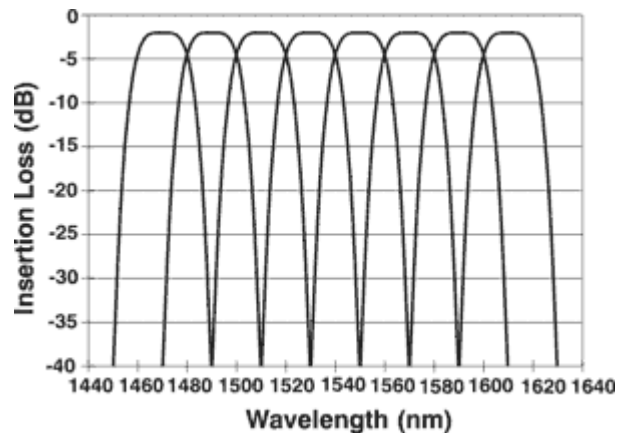
4.11 Coarse Wavelength-division Multiplexing

Η ανάπτυξη της CWDM (πολυπλεξία τμήματος), μιας ενδιάμεσης τεχνολογίας, ανταποκρίθηκε στην αυξανόμενη ζήτηση δικτύων ινών. Με μια ικανότητα μεγαλύτερη από της WDM και μικρότερη από της DWDM, η CWDM επιτρέπει έναν μέτριο αριθμό καναλιών, χαρακτηριστικά οκτώ ή λιγότεροι, που συσσωρεύονται στην περιοχή 1550 nm της ίνας, που αποκαλείται c-band.

Με σκοπό την εντυπωσιακή μείωση του κόστους, χρησιμοποιούνται lasers CWDM χωρίς ψύξη. Εκτιμώντας ότι το κανάλι χρήσης συστημάτων DWDM που χωρίζει της τάξης των 0.4 nm, η CWDM τεχνολογία χρησιμοποιεί διαστήματα της τάξης των 20 nm. Το ευρύ διάστημα προσαρμόζει τις μη ψυχόμενες διακυμάνσεις μήκους κύματος λέιζερ που εμφανίζονται καθώς η περιβαλλοντική θερμοκρασία ποικίλλει. Οι μη ψυχόμενες δέσμες λειζερ κυμαίνονται για τη μετάδοση στα ± 0.06 nm/°C.

Στην CWDM τεχνολογία μπορούν να εμφανιστούν στο ένα από οκτώ μήκη κύματος τα ακόλουθα τυπικά μήκη: 1470 nm, 1490nm, 1510 nm, 1530 nm, 1550 nm,

1570 nm, 1590 nm, 1610 nm. Το σχήμα 1 επεξηγεί τις CWDM passband για μια συσκευή οκτώ καναλιών.



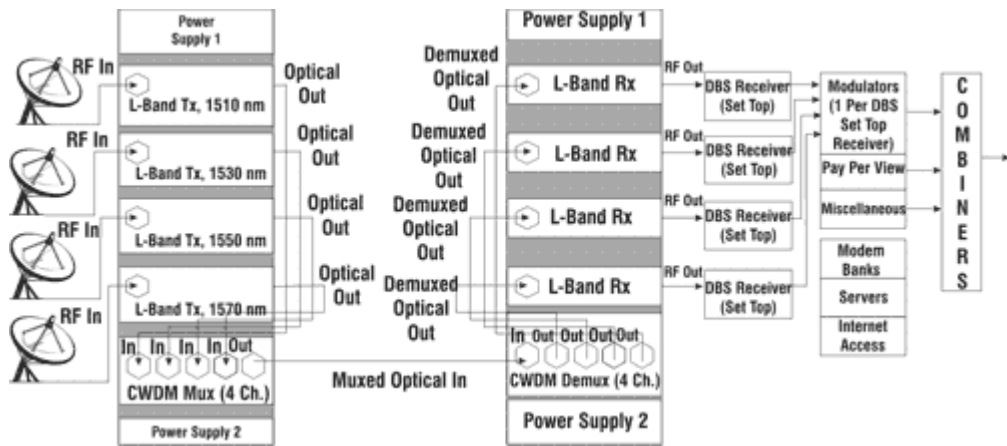
Σχήμα 11 - CWDM Passband for an Eight Channel Device

4.12 Μη κατευθυνόμενες Εφαρμογές (Unidirectional Applications)

Η απώλεια εισαγωγής για μια συσκευή οκτώ καναλιών είναι περίπου 2 DB ανά σύνδεση. Το Passband έχει εύρος περίπου 13 nm στο σημείο απώλειας -0.5 DB. Οι αποπολυπλέκτες CWDM έχουν χαρακτηριστικά την υψηλότερη απώλεια εισαγωγής και σημαντικά καλύτερη απώλεια απομόνωσης.

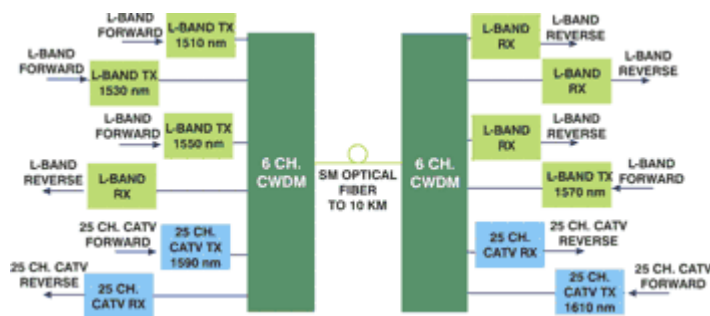
Ο πολυπλέκτης έχει μια χαμηλότερη απώλεια εισαγωγής και μια φτωχότερη απώλεια απομόνωσης. Η απομόνωση δεν πειράζει σε μια μη κατευθυνόμενη εφαρμογή επειδή ο πολυπλέκτης συνδυάζει διάφορα αποτελέσματα συσκευών αποστολής σημάτων.

Το σχήμα 2 επεξηγεί μια μη κατευθυνόμενη εφαρμογή CWDM.



Σχήμα 12 - Unidirectional CWDM Application

Σε μια αμφίδρομη εφαρμογή, που διευκρινίζεται στο σχήμα 3, οποιαδήποτε εισαγωγή σε οποιοδήποτε άκρο της ίνας μπορεί να είναι είτε σήμα εισόδου ή σήμα εξόδου. Στην περίπτωση αυτή απαιτείται η υψηλότερη απομόνωση των αποπολυπλεκτών ώστε να εγγυηθεί η λειτουργία του συστήματος χωρίς την παρεμβολή μεταξύ των καναλιών.



Σχήμα 13 - Bidirectional CWDM Application

4.13 Wavelength Shifting and Wavelength Reuse

Σε ένα ιδανικό wdm δίκτυο, κάθε χρήστης θα είχε το μοναδικό μήκος κύματος, που αποτελεί και την υπογραφή του. Η δρομολόγηση σε ένα τέτοιο δίκτυο θα ήταν απλή. Αυτή η κατάσταση μπορεί να είναι δυνατή σε ένα μικρό δίκτυο, αλλά είναι απίθανη σε ένα μεγάλο δίκτυο ο του οποίου αριθμός χρηστών είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό παρεχόμενων μηκών κύματος.

Στην πραγματικότητα, οι τεχνολογίες που μπορούν να παρέχουν και να αντιμετωπίσουν 20 ευδιάκριτα μήκη κύματος αποτελούν την αιχμή της τεχνολογίας.

Υπάρχουν μερικοί τεχνολογικοί περιορισμοί στην παροχή ενός μεγάλου αριθμού μηκών κύματος, παραδείγματος χάριν: εξαιτίας των επιρροών που διευρύνουν τα κανάλια και το μη-ιδανικό οπτικό φιλτράρισμα, τα κανάλια πρέπει να έχουν το ελάχιστο διάστημα μήκους κύματος. Η σειρά μήκους κύματος, η ακρίβεια, και η σταθερότητα είναι εξαιρετικά δύσκολο να ελεγχθούν.

Επομένως, είναι αρκετά πιθανό ότι ένα δεδομένο δίκτυο μπορεί να έχει περισσότερους χρήστες από τα διαθέσιμα μήκη κύματος, τα οποία θα απαιτήσουν την επαναχρησιμοποίηση ενός δεδομένου συνόλου μηκών κύματος στα διαφορετικά σημεία στο δίκτυο.

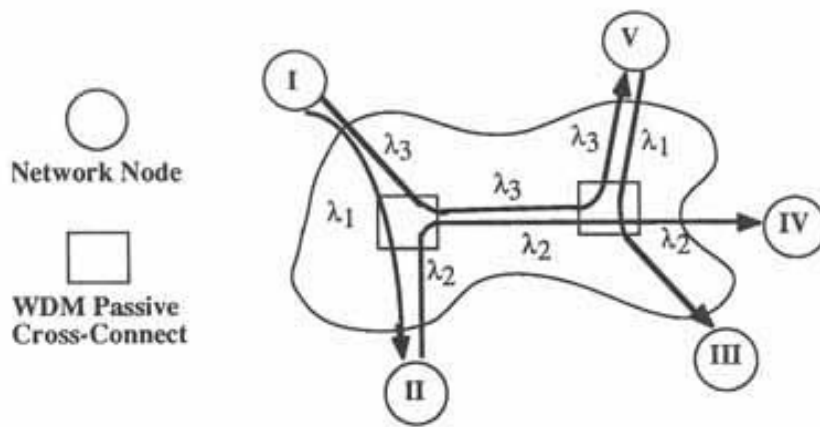
4.14 Παθητική δρομολόγηση μήκους κύματος (Passive Wavelength Routing)

Σε περίπτωση που έχουμε έναν περιορισμένο αριθμό διαθέσιμων μηκών κύματος, ένα δίκτυο μπορεί να χρησιμοποιήσει την παθητική δρομολόγηση ενός σήματος μέσω του δικτύου, βασισμένο μόνο στο μήκος κύματός του. Η δρομολόγηση έχει ως σκοπό να επαναχρησιμοποιήσει τα μήκη κύματος στις μη-κοινές συνδέσεις.

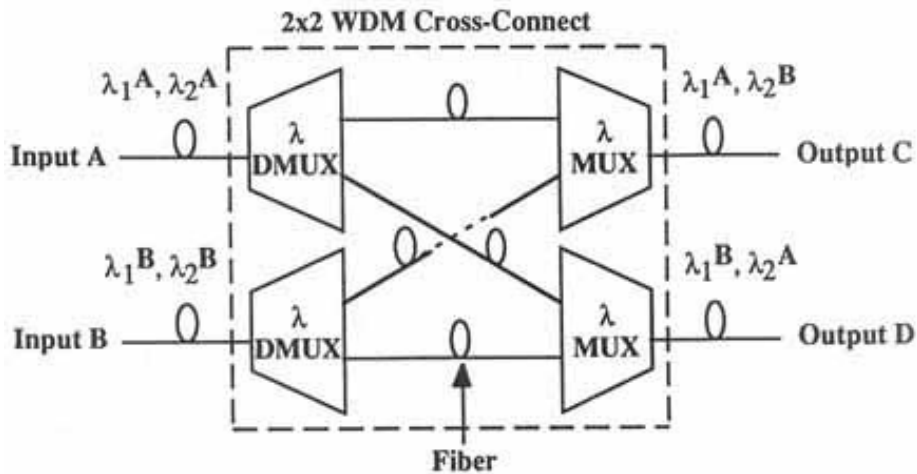
Παραδείγματος χάριν, μπορούμε να δούμε στο σχήμα 14 ότι χρήστης A μπορεί να χρησιμοποιήσει το μήκος κύματος λ_1 για να εγκαταστήσει μια σύνδεση με το χρήστη B, ενώ ταυτόχρονα ο χρήστης B μπορεί να επαναχρησιμοποιήσει το ίδιο

μήκος κύματος, λ_1 , για να εγκαταστήσει μια σύνδεση με το χρήστη III. Αυτή η λειτουργία ολοκληρώνεται από τις κατάλληλες ρυθμίσεις που διασύνδεουν εκείνη την διαδρομή ενός σήματος εισαγωγής με μια έξοδο καθορισμένη από το μήκος κύματος.

Ένα απλό παράδειγμα της λειτουργίας παθητικής WDM διασύνδεσης παρουσιάζεται στο σχήμα 15. Η διασύνδεση αποτελείται από τους αποπολυπλέκτες μήκους κύματος για την είσοδο, τους πολυπλέκτες μήκους κύματος για την έξοδο, και τις ίνες που διασύνδεουν τα δύο στάδια. Στο παράδειγμα, αν και υπάρχουν μόνο δύο μήκη κύματος, υπάρχουν τέσσερις πιθανές πορείες δρομολόγησης που δεν συμπίπτουν βασισμένες και στο μήκος κύματος και στην προέλευση. Γενικά, αντί των μηκών κύματος N και των πιθανών πορειών σύνδεσης N , τώρα υπάρχουν μήκη κύματος N και συνδέσεις N^2 . Το ίδιο μήκος κύματος θα μπορούσε να επαναχρησιμοποιηθεί από οποιοσδήποτε από τις εισόδους για να έχει πρόσβαση σε μία εντελώς διαφορετική έξοδο και να εγκαταστήσει μια πρόσθετη σύνδεση. Αυτή η τεχνική αυξάνει την χωρητικότητα ενός WDM δικτύου.



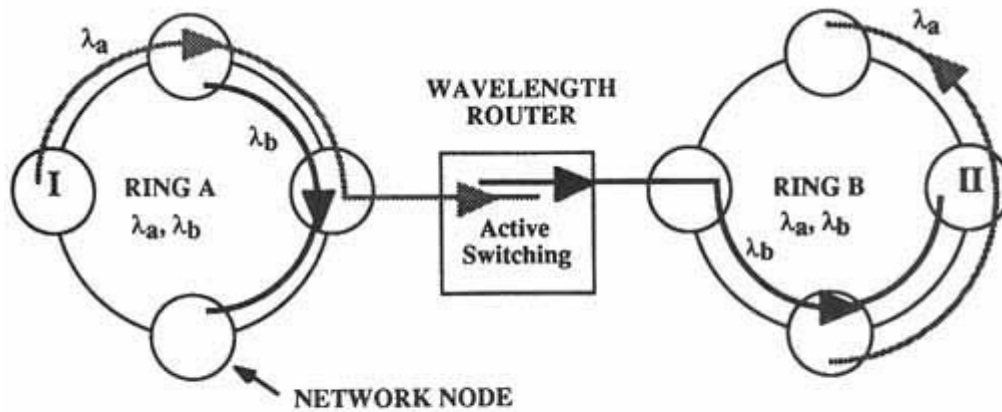
Σχήμα 14



Σχήμα 15

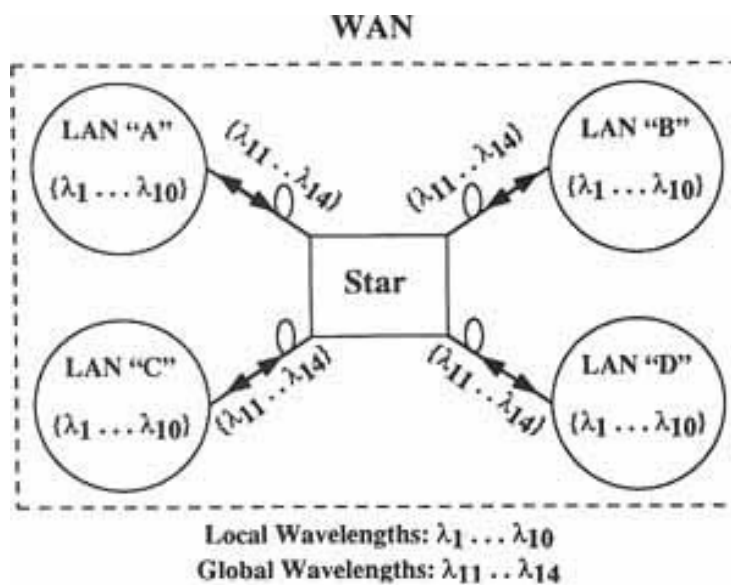
4.15 Ενεργός μετατόπιση μήκους κύματος (Active Wavelength Shifting)

Σε αντίθεση με την παθητική δρομολόγηση, που περιορίζεται στις περιπτώσεις στατικών δικτύων, η ενεργός μετατόπιση μήκους κύματος εξετάζει δυναμικά τις αλλαγές της κατάστασης του δικτύου. Αυτό επιτυγχάνεται με την αλλαγή της δρομολόγησης ανάλογα με τις διαθέσιμες συνδέσεις και τα μήκη κύματος. Αυτή η έννοια ενός δικτύου που απαιτεί την ενεργό μετατόπιση μήκους κύματος είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 15. Στον αριθμό υπάρχουν δύο μικρά LANs που συνδέονται με ένα μεγαλύτερο WAN, και το κάθε τοπικό LAN μπορεί να διαβιβάσει σε μόνο δύο διαθέσιμα μήκη κύματος (λ_a και λ_b). Ο κόμβος I επιθυμεί να επικοινωνήσει με τον κόμβο II. Όταν ο κόμβος I επιθυμεί να διαβιβάσει, το μόνο μήκος κύματος διαθέσιμο είναι λ_a . Εντούτοις, όταν φθάνει το σήμα στο σωστό τοπικό LAN, αποκαλύπτεται ότι το λ_a χρησιμοποιείται ήδη από το σωστό τοπικό LAN. Επομένως, ο μόνος τρόπος για το σήμα να φτάσει στον κόμβο II πρέπει να μεταστραφεί ενεργά επάνω στο διαθέσιμο λ_b .



Σχήμα 16.Ενεργή Διαμόρφωση σήματος από Lan σε Wan

Ένα άλλο σενάριο που θα απαιτούσε την ενεργό μετατροπή μήκους κύματος είναι όπου ένα σύνολο μηκών κύματος χρησιμοποιείται αποκλειστικά από το κάθε τοπικό LAN, ενώ ένα άλλο σύνολο μήκους κύματος χρησιμοποιείται αποκλειστικά για την επικοινωνία μεταξύ LANs. Τα μήκη κύματος που χρησιμοποιούνται στο ένα LAN μπορούν να επαναχρησιμοποιηθούν από το κάθε τοπικό LAN δεδομένου ότι δεν θα παρεμποδίσει το ένα LAN το άλλο. Αυτή η κατάσταση καταδεικνύεται στο σχήμα 16.



Σχήμα 17. Τοπικά μήκη κύματος χρησιμοποιούνται για τα τοπικά δίκτυα και οικουμενικά μήκη κύματος χρησιμοποιούνται για τα WAN

Η μετατόπιση ενός μήκους κύματος σε ένα άλλο μήκος κύματος περιπλέκει τη λειτουργία δικτύων. Μια μέθοδος για να εκτελέσει την ενεργό μετατροπή μήκους κύματος είναι να χρησιμοποιηθούν οι οπτικοηλεκτρονικοί μοχλοί μετατόπισης μήκους κύματος. Αυτή η μέθοδος απαιτεί τις οπτικοηλεκτρονικές μετατροπές και θα προκαλέσει μια ενδεχόμενη οπτικοηλεκτρονική δυσχέρεια ταχύτητας.

Προκειμένου να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα, ο τελικός στόχος είναι να επιτευχθεί ένα εντελώς οπτικό ενεργό μήκος κύματος που μετατοπίζεται για να διατηρήσει μια υψηλή ταχύτητα στη ροή δεδομένων. Εντελώς οπτικό σημαίνει ότι όλοι οι μοχλοί μετατόπισης είναι καθαρώς οπτικοί, δηλ. χωρίς την χρήση της οπτικοηλεκτρονικής μετατροπής των οπτικών στοιχείων. Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι για την απόλυτα οπτική μετατόπιση του μήκους κύματος. Κάθε μέθοδος έχει τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά της, και η επιλογή της μεθόδου δεν είναι σαφής. Υπάρχει χώρος για περισσότερη έρευνα σε αυτήν την περιοχή.

4.16 Δρομολόγηση (Switching)

Ξέρουμε ότι τα δίκτυα εγκαθιστούν τις συνδέσεις επικοινωνίας βασισμένες είτε στο κύκλωμα (circuit switching) είτε την μετάδοση πακέτου πληροφοριών (packet switching). Για τη γρήγορη οπτική μεταφορά δεδομένων, η μετάδοση πακέτου πληροφοριών (packet switching) είναι αποδοτικότερη για την μεταφορά στοιχείων. Η μετάδοση αυτή μπορεί να ολοκληρωθεί κατά τρόπο απλό με την απαίτηση ένας κόμβος να ανιχνεύει και να διαβιβάζει οπτικοηλεκτρονικά κάθε εισερχόμενο οπτικό πακέτο στοιχείων.

Όσον αφορά στη δρομολόγηση, όλες οι λειτουργίες μετατροπής μπορούν να εμφανιστούν στην ηλεκτρική περιοχή (electrical domain) πριν από την οπτική αναμετάδοση του σήματος. Δυστυχώς, αυτή η προσέγγιση πάσχει από μια

οπτικοηλεκτρονική δυσχέρεια ταχύτητας. Εναλλακτικά, πολλή έρευνα στρέφεται προς τη διατήρηση μιας οπτικής πορείας στοιχείων (all-optical data path) και στην εκτέλεση λειτουργιών switching οπτικά με μερικό ηλεκτρονικό έλεγχο των οπτικών συστατικών. Εντούτοις, υπάρχουν πολλές δυσκολίες με την οπτική μεταγωγή, παραδείγματος χάριν:

1) Ένας επαναπροσανατολισμός μιας οπτικής πορείας δεν είναι εύκολος δεδομένου ότι τα φωτόνια δεν έχουν τόσο ισχυρή αλληλεπίδραση με το περιβάλλον τους όσο τα ηλεκτρόνια.

2) Η μετατροπή οφείλει να είναι εξαιρετικά γρήγορη λόγω της υψηλής ταχύτητας του εισερχόμενου σήματος.

3) Οι κόμβοι που μετατρέπουν δεν μπορούν εύκολα να αποκτήσουν τις πληροφορίες για το κανάλι.

4.17 Ανάλυση Διαμάχης (Contention Resolution)

Έστω μια κατάσταση στην οποία δύο ή περισσότερες εισόδους ζητούν ένα μονοπάτι επικοινωνίας με την ίδια έξοδο, γνωστή ως διαμάχη εξόδου.

Δεδομένου ότι εξετάζουμε ένα μεγάλο σύστημα, μία σύντομη διαμάχη εξόδου απαιτείται, στην οποία ένα σήμα επιτρέπεται για να φθάσει στον προορισμό του ενώ το άλλο σήμα καθυστερείται ή εκτρέπεται με κάποιον τρόπο. Στο συγκεκριμένο σχέδιο πολύπλεξης, το ζήτημα της διαμάχης υπάρχει όταν τα σήματα από δύο διαφορετικές εισόδους ζητούν τη δρομολόγηση στην ίδια έξοδο και περιέχουν τα ίδια μήκη κύματος.

Διάφορες προσεγγίσεις υπάρχουν για την επίλυση της διαμάχης. Η πρώτη είναι με την χρήση μονάδων προσωρινής αποθήκευσης (**buffers**). Το πακέτο διατηρείται τοπικά στον κόμβο μετατροπής και έπειτα μεταπηδά στην κατάλληλη έξοδο όταν εκείνη είναι διαθέσιμη. Η τοπική αποθήκευση μπορεί να εφαρμοστεί είτε με ηλεκτρική είτε με οπτική μορφή. Η ηλεκτρονική αποθήκευση είναι απλή αλλά απαιτεί τις ανεπιθύμητες οπτικοηλεκτρονικές μετατροπές και μπορεί να απαιτήσει

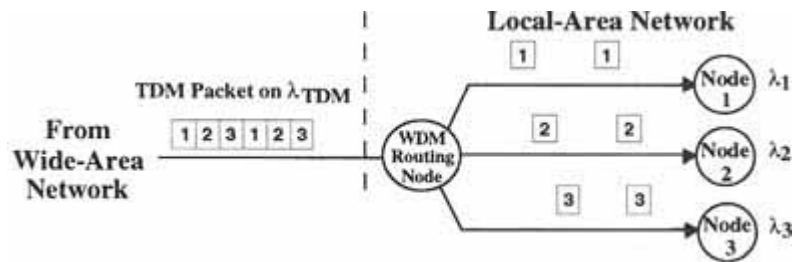
πολύ μεγάλους buffers. Αφ' ετέρου, η οπτική αποθήκευση είναι δύσκολη αφού κάθε σχέδιο αποθήκευσης απαιτεί ένα ψηφίο προτεραιότητας (είναι δύσκολο να αλλαχτεί ένα ψηφίο προτεραιότητας μίας ροής οπτικών δεδομένων), και η οπτική μνήμη δεν είναι μια προηγμένη τέχνη, και αποτελείται συνήθως από τη χρήση μιας οπτικής γραμμής καθυστέρησης.

4.18 Συγχρονισμός (Synchronization)

Ένα γρήγορο δίκτυο που μεταδίδει ψηφιακά σήματα πρέπει να έχει τον επαρκή χρονικό συγχρονισμό για να ανακτήσει τη ροή δεδομένων. Ο χρονικός συγχρονισμός απαιτείται ειδικά με την μετάδοση πακέτου πληροφοριών(packet switching), τους ασύγχρονους χρόνους άφιξης πακέτων, και τη μεγάλης απόστασης μετάδοση. Σε ένα WDM δίκτυο είναι επίσης πιθανό να απαιτηθεί εκτός από το χρονικό συγχρονισμό και συγχρονισμός μήκους κύματος. Σε ένα τέτοιο σενάριο, πρότυπα μήκους κύματος θα μπορούσαν μεταδίδονται σε όλο το δίκτυο. Εντούτοις, η ελπίδα είναι ότι η σταθερότητα και η ακρίβεια μήκους κύματος στο δίκτυο θα είναι αρκετά ικανοποιητικές ώστε να μην απαιτήσουν επίβλεψη του συστήματος και περαιτέρω πολυπλοκότητα.

4.19 Μετατροπή Μορφής Δεδομένων (Data-Format Conversion)

Σε ένα μεγάλο δίκτυο, είναι αρκετά πιθανό ότι ένας συνδυασμός δεδομένων θα χρησιμοποιηθεί. Αυτό μπορεί να εμφανιστεί, παραδείγματος χάριν, εάν μερικές συνδέσεις μπορούν να χρησιμοποιήσουν αποτελεσματικότερα τη σηματοδότηση TDM, ενώ άλλες συνδέσεις μπορούν να χρησιμοποιήσουν αποτελεσματικότερα την WDM. Αυτό εξηγεί την ανάγκη για τη μετατροπή της μορφής των δεδομένων στις πύλες δικτύων, όπως διευκρινίζονται στο σχήμα 18.



Σχήμα 18 : Μετατροπή δεδομένων από TDM σε WDM

4.20 WDM Networking

Ο αρχικός τρόπος χρησιμοποίησης της τεχνολογίας WDM από τους Internet Providers ήταν ο πολλαπλασιασμός της χωρητικότητας των οπτικών συνδέσεων τους με την χρήση συσκευών DWDM με σκοπό την διάδοση πολλαπλάσιων όγκων δεδομένων μέσα από την ίδια ίνα. Γρήγορα όμως έγινε αντιληπτό πως η νέα τεχνολογία μπορούσε να αλλάξει σημαντικά την φιλοσοφία των δικτύων και να απαλλάξει τους διαχειριστές από πολλά προβλήματα, που επιβάρυναν σημαντικά την λειτουργία, απόδοση και διαχείριση των υπαρχόντων δικτύων, αλλά και να αλλάξει αρκετά τα οικονομικά δεδομένα που είχαν εδραιωθεί.

4.20.1 Πρώτη φάση χρήσης του WDM

Χρησιμοποιώντας την τεχνολογία WDM οι διαχειριστές των δικτύων αυτό που έκαναν ήταν απλά να συνδέσουν τους ADD/DROP πολυπλέκτες που ήδη διέθεταν, σύμφωνα με το πιο διαδεδομένο σχήμα υλοποίησης δικτύων, στα συστήματα DWDM, και συνέχισαν να διανέμουν δεδομένα πάνω από SONET/SDH δίκτυα. Έτσι οι IP routers και τα ATM switches συνδέονταν με SONET/SDH interfaces. Αυτή εξακολουθεί να είναι η κύρια αρχιτεκτονική σε δίκτυα που δεν έχουν ανάγκη για bandwidth σε ρυθμούς μεγαλύτερους από OC-12/STM-4. Βέβαια με αυτήν την αρχιτεκτονική διατηρείται η ανοχή σε link failures που προσφέρει το SONET/SDH αλλά παράλληλα συνυπάρχουν μερικά μειονεκτήματα.

Τα μειονεκτήματα της χρήσης του SONET/SDH για την υλοποίηση δικτύων με μεγάλες απαιτήσεις σε εύρος ζώνης και με συνεχή τάση για αύξηση της ζήτησης είναι σημαντικά και αποτελούν κίνητρα που οδήγησαν τους μεγάλους κατασκευαστές σε λύσεις για την δημιουργία νέων αρχιτεκτονικών δικτύων. Μερικά από αυτά είναι.

1. Η εγκαθίδρυση μιας νέας σύνδεσης μεταξύ δύο IP routers είναι πολύ χρονοβόρα και επισφαλής. Συγκεκριμένα λόγω της αρχιτεκτονικής δακτυλίου που υπάρχει το επιθυμητό bandwidth πρέπει να δεσμευτεί σ' όλους τους δακτυλίους κατά μήκος της διαδρομής σύνδεσης, κάτι που γίνεται χειρονακτικά στους κόμβους εκείνους που συναντώνται οι δακτύλιοι.
2. Η επίτευξη μιας σύνδεσης ορισμένου εύρους ζώνης έστω OC-48 μεταξύ δυο άκρων εξαρτάται από την παράλληλη διαθεσιμότητα μιας χρονικής θυρίδας (time slot) εύρους OC-48 σε κάθε δακτύλιο που πρέπει να διαπεραστεί. Αν για κάποιο λόγο αυτό δεν συμβαίνει σε έναν δακτύλιο τότε το εύρος ζώνης σε όλους τους άλλους δακτυλίους πρέπει να δεσμευτεί μέχρι την δημιουργία ενός νέου στο σημείο που παρουσιάζεται συμφόρηση.
3. Επιπλέον η κατασκευή ενός νέου δακτυλίου συνεπάγεται την αγορά και εγκατάσταση ενός νέου πολυπλέκτη κάτι που είναι και χρονοβόρο και ακριβό.

Ταυτόχρονα η χρήση τού μοντέλου 4 επιπέδων για την μεταφορά δεδομένων ακόμα και με την υιοθέτηση της τεχνολογίας WDM παρουσιάζει αρκετά σημάδια τεχνολογικής απαξίωσης και αδυναμίας εξυπηρέτησης των νέων υπαρχόντων αναγκών αλλά και αυτών που αναμένεται να εμφανιστούν στα άμεσος επόμενα χρόνια, μιλώντας πάντα για δίκτυα κορμού σε χώρες τεχνολογικά προηγμένες όπως οι Η.Π.Α. Αναφορικά έχουμε:

- Η αρχιτεκτονική των 4 επιπέδων «πάσχει» από το φαινόμενο του κατώτερου παρονομαστή, εννοώντας ότι η συνολική απόδοση της συγκεκριμένης αρχιτεκτονικής περιορίζεται από την δυνατότητα κάθε επιπέδου να διανέμει δεδομένα σε ορισμένους ρυθμούς. Για παράδειγμα, έχοντας αρκετό διαθέσιμο

bandwidth με την χρησιμοποίηση συστήματος WDM και υποθέτοντας πως έχουμε εγκαταστήσει τον απαιτούμενο εξοπλισμό (ADD/DROP multiplexer) για την παροχή μεταφορικής υπηρεσίας έστω ρυθμού 2.5Gbps είναι πιθανόν το επίπεδο ATM να μην έχει ικανοποιητική χωρητικότητα για την υποστήριξη μιας σύνδεσης.

- Ένα ακόμα μειονέκτημα της αρχιτεκτονικής 4 επιπέδων είναι η επικάλυψη λειτουργικότητας που εμφανίζεται μεταξύ των επιπέδων. Τα δεδομένα κατά σειρά από IP πακέτα μετατρέπονται σε ATM cells μετά σε TDM frames και τέλος σε οπτικά σήματα για να μεταδοθούν σε ένα σύστημα WDM. Συνεπώς έχουμε πολλά επίπεδα διάσπασης και κατάτμησης των δεδομένων. Ακόμα λειτουργίες ενός επιπέδου ενσωματώνονται σε συσκευές άλλου επιπέδου, έτσι λειτουργίες προστασίας SONET/SDH ενσωματώνονται σε ATM switches, και λειτουργίες μεταγωγής ATM συνυπάρχουν σε IP routers. Αυτό σίγουρα δημιουργεί μεγαλύτερη πολυπλοκότητα στο δίκτυο .

- Τα δίκτυα βασισμένα σε SONET/SDH προσέφεραν σημαντικά πλεονεκτήματα σε δίκτυα φωνής στα οποία υπάρχει μεγάλος αριθμός από interfaces μικρής ταχύτητας .Στα μελλοντικά δίκτυα δεδομένων αυτή η δυνατότητα θα είναι περιττή μιας και χρησιμοποιούνται routers με δυνατότητα συγκέντρωσης πακέτων σε ρυθμούς OC-48/OC-192.Επίσης το ATM χρησιμοποιήθηκε ευρέως για την δυνατότητα χειρισμού της IP κίνησης που διαθέτει, με την εγκαθίδρυση συνδέσεων και νοητών μονοπατιών μεταξύ δρομολογητών. Τα νοητά μονοπάτια που δημιουργεί το ATM κάνουν ευκολότερη την δημιουργία δικτύων μεταξύ δρομολογητών δίνοντας τους την «αίσθηση» ότι βρίσκονται σε απόσταση ενός hop μεταξύ τους, παρέχοντας ακόμα και χαρακτηριστικά QoS κάνοντας έτσι το νοητό μονοπάτι σαν την βασική μονάδα κίνησης μεταξύ κόμβων. Καθώς όμως τα δίκτυα συνεχίζουν να μεγαλώνουν και η κίνηση μεταξύ γειτονικών δρομολογητών φθάνει σε επίπεδα OC-48/OC-192 τα νοητά μονοπάτια γίνονται ισότιμα με μήκη κύματος όσον αναφορά την κίνηση που μεταφέρουν.

4.20.2 Δεύτερη φάση χρήσης του WDM

Σε μια δεύτερη φάση της χρήσης DWDM ,όπου υπήρχαν αυξημένες ανάγκες για bandwidth ,οι διαχειριστές συνέδεσαν ATM switches και IP routers κατευθείαν σε DWDM συστήματα ικανά να παρέχουν ρυθμούς μετάδοσης δεδομένων μέχρι OC-48. Σ' αυτή τη φάση, αναλόγως πάντα με τις υπάρχουσες απαιτήσεις και τον διαθέσιμο εξοπλισμό, οι διαχειριστές των δικτύων περιόρισαν ή και κατήγγησαν την χρήση εξοπλισμού SONET/SDH κάνοντας έτσι σημαντική οικονομία, άλλα και μειώνοντας την πολυπλοκότητα του δικτύου τους . Πολλοί νέοι διαχειριστές που δεν είχαν άμεσες ανάγκες για συνδέσεις ταχύτητας OC-48 επέλεξαν την λύση IP over WDM παρά την χρησιμοποίηση OC-3 ή OC-12 συνδέσεων πάνω από SONET/SDH εξοπλισμό ο οποίος σύντομα θα χρειαζόταν αναβάθμιση.

Όταν γίνεται η απευθείας σύνδεση IP routers και ATM switches με WDM εξοπλισμό χωρίς την χρήση SONET/SDH, τα χαρακτηριστικά προστασίας και ανάκαμψης που αυτό προσφέρει παρέχονται πλέον με δύο εναλλακτικές λύσεις. Η πρώτη είναι η χρήση 1+1 πλεονασμού πάνω από παράλληλα point-to-point DWDM συστήματα. Η δεύτερη εναλλακτική λύση είναι η ανάκαμψη με χρήση mesh τοπολογίας σε δεύτερο και τρίτο επίπεδο που βασίζεται σε ATM Private Network-Network Interface(PNNI) ή με IP/MPLS πρωτόκολλα δρομολόγησης.

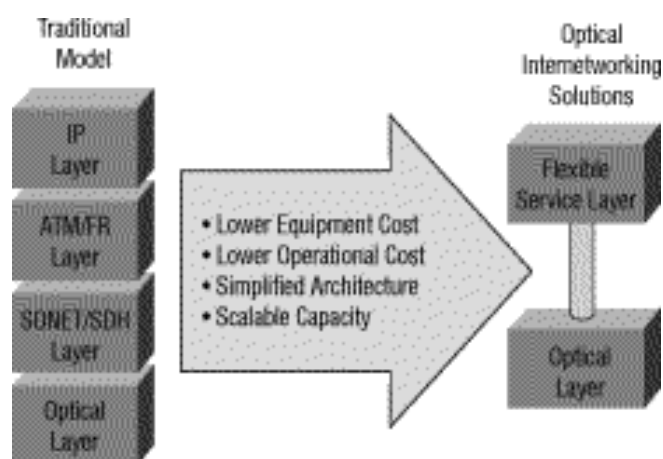
4.20.3 Τρίτη φάση χρήσης WDM

Η εισαγωγή της τεχνολογίας πολυπλεξίας μήκους κύματος προσέφερε μια τεράστια αύξηση του διαθέσιμου bandwidth το οποίο έπρεπε να χρησιμοποιηθεί με έναν αποτελεσματικό τρόπο έτσι ώστε να δημιουργηθούν τα δίκτυα κορμού που θα καλύψουν τις ανάγκες που θα προκύψουν στο μέλλον.

Μια λύση στο παραπάνω πρόβλημα δίνεται με την υιοθέτηση μιας εντελώς νέας αρχιτεκτονικής και την εισαγωγή ενός νέου «έξυπνου» οπτικού επιπέδου μεταξύ του WDM υποεπιπέδου και του IP επιπέδου. Γενικότερα το νέο μοντέλο χωρίζει το δίκτυο σε δύο domains, το επίπεδο υπηρεσίας και το επίπεδο της οπτικής μεταφοράς. Το παραπάνω μοντέλο υποστηρίζεται και προωθείται από μεγάλους κατασκευαστές δικτυακού εξοπλισμού όπως Lucent, Ciena και κυρίως από την εταιρία CISCO .

- Το επίπεδο υπηρεσίας διανέμει υπηρεσίες στους χρήστες όπως την απλή πρόσβαση στο διαδίκτυο είτε νέες εφαρμογές όπως VoIP ψηφιακό video ,τηλεόραση και μουσική. Οι διάφορες υπηρεσίες διαχειρίζονται από το νέο επίπεδο με την εφαρμογή πολιτικών εξυπηρέτησης λαμβάνοντας υπόψιν ταχύτητες πρόσβασης ,ρυθμούς χρήσης χρέωσης και ασφάλεια.
- Το οπτικό επίπεδο μεταφοράς διανέμει multigigabit bandwidth και παρέχει αξιόπιστα διαχειρίσιμη κίνησης δικτυακά interfaces στο επίπεδος υπηρεσίας .

Οι διαφορές μεταξύ του παλιού και του νέου μοντέλου φαίνονται στο παρακάτω σχήμα



Σχήμα 19

4.21 Πλεονεκτήματα σε σχέση με τις υπάρχουσες τεχνολογίες

1.Κόστος Υλοποίησης

Η εξέλιξη της τεχνολογίας απαιτεί φθηνότερα, γρηγορότερα και μεγαλύτερων δυνατοτήτων δίκτυα και γενικότερα τεχνολογίες όπου ο συντελεστής απόδοσης / κόστους είναι μεγαλύτερος από προηγούμενες τεχνολογίες.

Η τεχνολογία WDM αρχικά αναπτύχθηκε με κύριο στόχο τη μεταφορά περισσότερων δεδομένων γρηγορότερα και φθηνότερα. Το κόστος που απαιτείται για

την αναβάθμιση των οπτικών συνδέσεων φτάνει μόλις το 1/3 του κόστους για την πρόσθεση νέων οπτικών ινών. Το κόστος αυτό είναι βέβαιο ότι θα μειωθεί και άλλο, καθώς

α) τεχνολογία των lasers και των οπτικών ενισχυτών είναι ακόμα καινούργια και συνεχώς βελτιώνεται ,με αποτέλεσμα να υποχωρούν οι τιμές τους και

β) όλο και περισσότερες εταιρίες ασχολούνται με την ανάπτυξη συσκευών ακτινών laser και φωτοανίχνευσης (photodetectors) ,οπτικών ενισχυτών (optical amplifiers), οπτικών πολυπλεκτών ελεγχόμενης πολύπλεξης (add/drop optical multiplexers) ,οπτικών αποπολυπλεκτών (optical demultiplexers) , οπτικών στοιχείων διασύνδεσης (optical cross-connect components) που έχει ως αποτέλεσμα τον ανταγωνισμό και την μείωση των τιμών των παραπάνω συσκευών.

Πολλαπλασιασμός Εύρους Ζώνης , αυξανόμενο χρησιμοποιήσιμο εύρος ζώνης

Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα της τεχνολογίας WDM είναι η δυνατότητα πολλαπλασιασμού του εύρους ζώνης που παρέχεται από μια οπτική ίνα. Με τα σημερινά δεδομένα ο συνολικός ρυθμός μεταφοράς δεδομένων μέσα από μια μόνο οπτική ίνα (με πολυπλεξία 40 σημάτων) είναι ίσο με 400 Gb/s .Σε πειραματικό στάδιο οι ρυθμοί μεταφοράς δεδομένων έχουν φτάσει την τάξη των Tb/s . Το εύρος ζώνης που ως σήμερα ήταν περίπου στα 2.5 Gbps, πολλαπλασιάζεται με έναν παράγοντα μέχρι 100 ,ο οποίος συνεχώς αυξάνεται.

Ευκολία αναβάθμισης υποδομής

Η τεχνολογία WDM δίνει την δυνατότητα εύκολης αναβάθμισης της υποδομής εφόσον η δημιουργία μιας νέας εικονικής οπτικής ίνας μπορεί να γίνει χωρίς κάποιο ιδιαίτερο κόστος. Τέλος η τεχνολογία αυτή είναι εντελώς διαφανής και στο bit rate αλλά και στα πρωτόκολλα που έχουν εφαρμοστεί.

Μετάδοση σε μεγάλες αποστάσεις

Ένα από τα βασικά πλεονεκτήματα του WDM και του DWDM είναι το γεγονός ότι για την ενίσχυση του οπτικού σήματος για αποστάσεις μεγαλύτερες των 65-70 km, χρησιμοποιούνται πλέον οπτικοί ενισχυτές. Οι ενισχυτές αυτοί

λειτουργούν το ίδιο, ανεξάρτητα από τον αριθμό των διαφορετικών μηκών κύματος και το bit rate που έχουν τα σήματα, και όχι όπως οι κλασικές οπτικοηλεκτρικές διατάξεις που μετατρέπουν το σήμα σε ηλεκτρικό προκειμένου να το ενισχύσουν.

Το παραπάνω γίνεται εύκολα αντιληπτό με την βοήθεια ενός οικονομικού παραδείγματος. Έτσι, έστω ότι έχουμε ένα οπτικό link μήκους 600 χιλιομέτρων το οποίο αποτελείται από 8 ζευγάρια οπτικών ινών. Ένα οπτικό δίκτυο Sonet/SDH για να προσφέρει το απαιτούμενο connectivity μεταξύ των δυο άκρων θα χρειαζόταν 72 οπτικοηλεκτρονικούς ενισχυτές.

Αντίστοιχα χρησιμοποιώντας την τεχνολογία WDM στην ίδια εγκατάσταση ακριβώς (οπτικών ινών) θα χρειαζόμασταν μόνο 4 οπτικούς ενισχυτές.

Εξίσου σημαντικό είναι και το γεγονός ότι χωρίς περαιτέρω αλλαγές θα μπορούσε να γίνει αναβάθμιση του link μεταξύ των άκρων, απλά χρησιμοποιώντας περισσότερα κανάλια, δηλαδή περνώντας περισσότερα μήκη κύματος από την ίδια οπτική ίνα.

Τέλος είναι σημαντικό να τονιστεί ότι η οικονομία δεν γίνεται μόνο στον αριθμό των ενισχυτών αλλά στο γεγονός ότι δεν χρειάζεται πλέον η δημιουργία υποδομών, όπου θα ήταν απαραίτητες για την στέγαση και τροφοδοσία των 72 ενισχυτών.

5. Ευκολία δυνατότητας χρησιμοποίησης

Ένα WDM σύστημα έχει μερικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα που το καθιστούν εύκολο στη χρήση. Κάθε μήκος κύματος μπορεί να είναι από μια κανονική σύνδεση, παραδείγματος χάριν μία Oc- 48 σύνδεση, έτσι ώστε να μην ξεπεραστεί ο μεγαλύτερος μέρος του τρέχοντος εξοπλισμού. Χρειάζεται μόνο το laser transmitter που να επιλέγει τα μήκη κύματος που ταιριάζουν με το WDM αποπολυπλέκτη για να σιγουρευτούν ότι κάθε κανάλι αποκωδικοποιείται κατάλληλα στο λαμβάνον τέλος.

Εάν χρησιμοποιείται μια είσοδο Oc- 48 SONET, μπορείτε να έχετε $4 \times 2.5 \text{ GB/s} = 10 \text{ GB/s}$ μέχρι $32 \times 2.5 \text{ GB/s} = 80 \text{ GB/s}$. Ενώ 32 κανάλια είναι το μέγιστο σήμερα, οι μελλοντικές αυξήσεις αναμένονται για να προσφέρουν 80-128 κανάλια! Και δεν υπάρχει περιορισμός σε SONET, μπορεί να χρησιμοποιηθεί Gigabit Ethernet

παραδείγματος χάριν, ή μπορεί να αναμιχθεί και να ταιριάζει με SONET και Gigabit Ethernet ή οποιαδήποτε άλλα ψηφιακά σήματα. Η μόνη δυνατότητα που δεν παρέχεται είναι μίξη με αναλογικά σήματα

8. Δύναμη (Leveraging) της υπάρχουσας ικανότητας ινών

Η Wdm τεχνολογία μπορεί να χρησιμοποιήσει την υπάρχουσα δύναμη της ίνα για να παρέχει τα νέα πλήρως λειτουργικά κανάλια αμέσως.

Παραδείγματος χάριν, ένα wdm τεσσάρων-καναλιών σύστημα μπορεί να δημιουργήσει τρεις νέες πορείες εφαρμογής για κάθε ζευγάρι ινών. Τα οικονομικά πλεονεκτήματα για τις αποστάσεις πέρα από 4 χλμ είναι σημαντικά. Η δυνατότητα δύναμης στις ίνες ωφελεί επίσης τις ιδιωτικές εγκαταστάσεις ινών σε μια πανεπιστημιούπολη. Αν και τα high-fiber-count cables μπορούν να είναι λιγότερο ακριβά στην εγκατάσταση σε κοντινές αποστάσεις (λιγότερο από 2 χλμ) από τον εξοπλισμό wdm, η μακροχρόνια χρονική ανοχή για τα installation crews και εγκαταστάσεων ινών μπορεί να υπερβεί αρκετούς μήνες.

Ανεξαρτησία πρωτόκολλων

Τα WDM συστήματα δημιουργούν τις απολύτως ανεξάρτητες, πλήρως διαφανείς πορείες πέρα από κάθε ίνα. Αυτό επιτρέπει το συνδυασμό πολλαπλάσιων πρωτοκόλλων εφαρμογής πέρα από την ίδια ίνα χωρίς οποιαδήποτε ζητήματα της καθυστέρησης της ταχύτητας, της ιδιοκτησίας, της οργάνωσης λογισμικού, κ.λ.π. . Μια πολυκάναλη wdm σύνδεση θα συμπεριφερθεί όπως πολλαπλάσια "εικονικά" ζευγάρια ινών, αφήνοντας το μίγμα χρηστών και μετατρέπει τα πρωτόκολλα όπως απαιτείται.

Γρηγορότερη πρόσβαση στα νέα κανάλια

Δεδομένου ότι η βάση των εγκατεστημένων ινών μεγαλώνει και η περισσότερη κίνηση φορέων παροχής υπηρεσιών προς την ειδικευση, η αφιερωμένη ίνα γίνεται σκληρότερη στο να λάβει στις περισσότερες μητροπολιτικές περιοχές. Ακόμα και όταν μπορεί να προμηθευτεί η ίνα, χρειάζεται συχνά τέσσερις έως 12 μήνες να συνδεθεί η πλήρης από σημείο σε σημείο υπηρεσία (point-to-point service).

Αποβολή των μεγάλης απόστασης single-mode μετατροπέων

Η τεχνολογία WDM χρησιμοποιεί τα single-mode απομακρυσμένα laser για να δημιουργήσει τα χωριστά μήκη κύματος για το wdm σύστημα. Αυτό το χαρακτηριστικό γνώρισμα ενσωματώνει μια διαδικασία μετατροπής πολλαπλού τρόπου (multimode to single-mode) που απαιτείται για να διασυνδέσει την τοπική είσοδο (συνήθως πολλαπλού τρόπου) με τα περισσότερα μεγάλης απόστασης συστήματα επικοινωνιών ινών, που κερδίζουν τον χώρο και το κόστος των μετατροπέων ή των μεγάλης απόστασης καρτών laser.

Χαμηλότερο κόστος

Η τεχνολογία WDM παρέχει μια πιο οικονομική λύση για τις εφαρμογές μεταδόσεων μεγάλων στοιχείων. Τα πλεονεκτήματα δαπανών

του προέρχονται από δύο κύρια σημεία:

1) Ο εξοπλισμός Wdm είναι συχνά λιγότερο ακριβός από τις λύσεις ιδιωτικών καλωδιώσεων και εναλλακτικών μισθωμένων γραμμών για τις αποστάσεις μεγαλύτερες από 2 χλμ.

2) Ο εξοπλισμός Wdm παρέχει μια κοκκώδη ή επαυξητική λύση αύξησης για την προσθήκη των νέων εφαρμογών μεταξύ των εγκαταστάσεων.

Ο WDM εξοπλισμός προστίθεται όπως απαιτείται, σε αντιδιαστολή με την εγκατάσταση του πρόσθετου ιδιωτικού καλωδίου, το οποίο απαιτεί μια ουσιαστική ευθεία επένδυση.

Το κόστος για το αφιερωμένο καλώδιο ποικίλλει σημαντικά από τη θέση, τη δυνατότητα πρόσβασης, το δικαίωμα του τρόπου και το συνολικό μήκος. Ανεξάρτητα από αυτές τις μεταβλητές, το κόστος για να προσθέσει την ικανότητα ινών περιλαμβάνει πάντα μια μεγάλη αρχική επένδυση. Αυτή η επένδυση πρέπει να δικαιολογηθεί βάσει των άμεσων εφαρμογών και των πιο μακροπρόθεσμων προβολών της αύξησης εφαρμογής για να αποσβήσει το κόστος του νέου καλωδίου πέρα από όλες αυτές τις εφαρμογές.

Εντούτοις, μια wdm λύση είναι μια πιά κοκκώδης επιλογή για την προσθήκη της ικανότητας, δεδομένου ότι μπορεί να δικαιολογηθεί από μόνο μερικές εφαρμογές και η ικανότητα μπορεί να αυξηθεί οποιαδήποτε στιγμή. Wdm αναλαμβάνει έτσι μόνο τις προστιθέμενες δαπάνες όπως απαιτούνται και εξαλείφει την ανάγκη για την εικασία στις μελλοντικές προβολές αύξησης.

Οι περισσότερες WAN εφαρμογές δεν παρέχουν την επιλογή του ιδιωτικού καλωδίου ινών. Άντ' αυτού, μια ιδιωτική υπηρεσία ινών μπορεί να μισθωθεί σε μια βάση ανά-ζευγαριού.

Μια λύση διαφορετική από τη μεγάλη αρχική κύρια δαπάνη του αγορασμένου και εγκατεστημένου καλωδίου, είναι οι μισθωμένες υπηρεσίες ινών που είναι γενικά ακριβές. Το κόστος μπορεί να ποικίλει από \$100 έως \$1.000 ανά ίνα ανά μίλι το μήνα, ανάλογα με την περιοχή, τη διαθεσιμότητα, την απόσταση και τον αριθμό ζευγαριών ινών που απαιτούνται. Οι φορείς παροχής υπηρεσιών απαιτούν συχνά μια δέκα ετών έως είκοσι ετών υποχρέωση για τη μισθωμένη ίνα, που περιορίζει την ευελιξία για τη διεύθυνση μιας επιχείρησης (παραδείγματος χάριν, κεντρικός επανεντοπισμός στοιχείων). Η Wdm ελαχιστοποιεί τον αντίκτυπο τέτοιας υποχρέωσης επειδή λιγότερες ίνες απαιτούνται και ο εξοπλισμός είναι επαναναπτυσσόμενος σε οποιονδήποτε τόπο και χρόνο.

4.22 Μειονεκτήματα

Ένα από τα μειονεκτήματα του WDM είναι η πολυπλοκότητα. Για κάθε bit of resolution απαιτείται ένα Led ενός άλλου μήκους κυμάτος. Η οπτική για το διαχωρισμό και το συνδυασμό, και τα πρίσματα ,όλα απαιτούν την κρίσιμη και σταθερή ευθυγράμμιση.

Το Wdm είναι επίσης ευαίσθητο στις παραλλαγές και τις αντανάκλασεις εύρους που επιβάλλουν τις ακριβέστερες απαιτήσεις για τους οπτικούς συνδετήρες ινών.

Λύσεις

Εντούτοις, οι νέες εξελίξεις wdm παρουσιάζουν υπόσχεση ότι μπορούν να αναπτυχθούν οι wide band LED's, απαιτώντας κατά συνέπεια λιγότερα LEDs. Επιπλέον, οι εσωτερικά παραγόμενες αντανάκλασεις συνδετήρων μπορούν να ελαχιστοποιηθούν εάν το σύστημα χρησιμοποιεί μια χωριστή ίνα για το φως επιστροφής.

Οι σχετικά μεγάλες σπείρες καθυστέρησης που χρησιμοποιούν τις εκατοντάδες μέτρα ίνας μαζί με πολλούς ακριβούς και ογκώδεις οπτικούς splitter, οι οποίες είναι δύσκολο να μικρογραφηθούν. Εντούτοις, οι νέες εξελίξεις περιλαμβάνουν έναν ενσωματωμένο splitter/readhead που θα μειώσει τον όγκο του sensing element.

4.23. Πειραματικά Αποτελέσματα

Τα πειραματικά αποτελέσματα για την WDM τεχνολογία για τις από σημείο σε σημείο συνδέσεις (point-to-point connections) μπορούν να διαιρεθούν σε δύο ομάδες με βάση το εάν η απόσταση μετάδοσης είναι ~ 100 χλμ ή υπερβαίνει τα 1000 χλμ. Από το πείραμα του 1985 στο οποίο τα δέκα κανάλια 2-Gbps διαβιβάστηκαν πάνω από 68.3 χλμ, και ο αριθμός καναλιών αλλά και το ποσοστό δυαδικών ψηφίων των μεμονωμένων καναλιών έχουν αυξηθεί αρκετά. Μέχρι το 1995, υπήρχε η ικανότητα μετάδοσης 340 Gbps με τη διαβίβαση 17 καναλιών, με κάθε ένα να λειτουργεί στα 20 Gbps, πάνω από 150 χλμ. Αυτό το αρχείο έσπασε μέσα σε ένα έτος από τρία πειράματα που χρησιμοποίησαν WDM για να πραγματοποιήσουν το συνολικό ποσοστό δυαδικών ψηφίων 1 Tbps ή περισσότερο. Μέχρι το τέλος του 1996, ένα ποσοστό δυαδικών ψηφίων 2.64 Tbps καταδείχθηκε σε ένα WDM πείραμα 132 καναλιών χρησιμοποιώντας το διάστημα καναλιών 0.27nm. Ο ακόλουθος πίνακας απεριθμεί διάφορα αρχείο-θέτοντας wdm πειράματα μετάδοσης που εκτελούνται μετά από το 1995.

Channels N	Bit rate B (Gbps)	Capacity NB (Gbps)	Distance L (km)	NBL Product [(Tbps)- km]
10	100	1000	40	40
16	10	160	531	85
32	10	320	640	205
32	5	160	9300	1488
50	20	1000	55	55
55	20	1100	150	165
132	20	2640	120	317

Ρεκόρ μετάδοσης με τη χρήση WDM

Η δεύτερη ομάδα WDM πειραμάτων εργάστηκε σε μια απόσταση μετάδοσης περισσότερων από 1000 χλμ. Ένα πείραμα του 1994 πραγματοποίησε τη μετάδοση 40 Gbps πάνω από 1420 χλμ με το να πολλαπλασιάσει δεκαέξι κανάλια 2.5 Gbps ,διατηρώντας ένα διάστημα μεταξύ των ενισχυτών περίπου 100 χλμ. Ακολουθήθηκε από πολλά πειράματα που αύξησαν είτε την απόσταση μετάδοσης είτε το ποσοστό δυαδικών ψηφίων. Σε ένα πείραμα δοκιμών, μια απόσταση μετάδοσης 6000 χλμ σε 20 GBP (8 κανάλια σε 2.5 Gbps) έχει πραγματοποιηθεί με διάστημα μεταξύ των ενισχυτών 75 χλμ. Ένα πείραμα υψηλού bit-rate το 1996 πολλαπλασίασε δέκα έξι κανάλια 10 Gbps για να πραγματοποιήσει τη μετάδοση σε 160 Gbps, αλλά το μήκος

συνδέσεων ήταν μόνο 531 χλμ. Χρησιμοποιώντας τις πλέον περίπλοκες τεχνικές, η μετάδοση 160 Gbps πέρα από μια υπερωκεάνια απόσταση 9100 χλμ έχει πραγματοποιηθεί.

Η ανάπτυξη των WDM συνδέσεων ινών έχει οδηγήσει στην εμφάνιση της τέταρτης γενεάς των συστημάτων lightwave, τα οποία χρησιμοποιούν τη wdm τεχνολογία για να αυξήσουν το ποσοστό δυαδικών ψηφίων (bit-rate) και τους ευθύγραμμους οπτικούς ενισχυτές για να αυξήσουν την απόσταση μετάδοσης. Οι συνδέσεις WDM τεσσάρων-καναλιών ,που κάθε κανάλι λειτουργεί σε 2.5 GBP, διατέθηκαν εμπορικά το 1995.Μέχρι το 1996, τα συστήματα WDM με μια ικανότητα 40 Gbps (16 κανάλια σε 2.5 Gbps ή 4 κανάλια σε 10 Gbps) βγήκαν στην αγορά.

5.ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΟΠΤΙΚΗΣ ΖΕΥΞΗΣ

5.1.Βασικές Διεργασίες

Ο σχεδιασμός μιας οπτικής ζεύξης πρέπει να είναι σε ένα μεγάλο ποσοστό ακριβής έτσι ώστε να έχουμε ένα δίκτυο με υψηλή προσομοιωτικότητα στις απαιτήσεις μας.Για να γίνει αυτό όμως πρέπει να καταγράψουμε με λεπτομέρεια τη βασική δομή του δικτύου μας χωρίς να παραλείψουμε τις λεπτομέρειες που τυχόν θα συναντήσουμε.

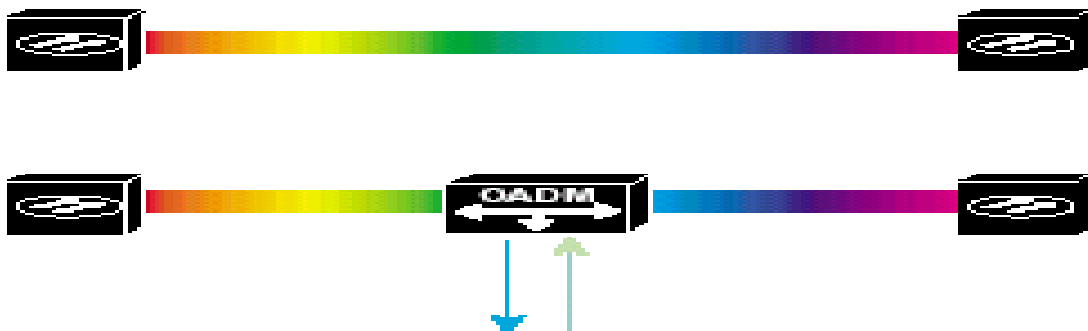
Βασικές πληροφορίες οι οποίες πρέπει να συμπεριληφθούν κατά τη διαδικασία της σχεδίασης είναι η απόσταση μεταξύ των κόμβων όπου παίζει καθοριστικό ρόλο στο δίκτυό μας,οι παράμετροι τις οπτικής ίνας που θα χρησιμοποιήσουμε για την κατασκευή του δικτύου,το περιθώριο επέκτασης, οι απώλειες των συνδέσεων καθώς και οι απώλειες οι οποίες προέρχονται απ την ίνα λόγω των χαρακτηριστικών της και τέλος επιπρόσθετες και μελλοντικές απώλειες όπως απώλειες από μελλοντικές συγκολλήσεις και απώλειες από επισκευές λόγω παλαιότητας της κατασκευαστικής.

Επιπροσθέτως κατά την διαδικασία του σχεδιασμού πρέπει να συμπεριλάβουμε την προστασία της γραμμής με μια δεύτερη γραμμή προστασίας και επιπλέον με μια δεύτερη κάρτα πομπού-δέκτη έτσι ώστε να αυξήσουμε την αξιοπιστία του δικτύου και επίσης τον χρόνο διαθεσιμότητας του στους πελάτες.

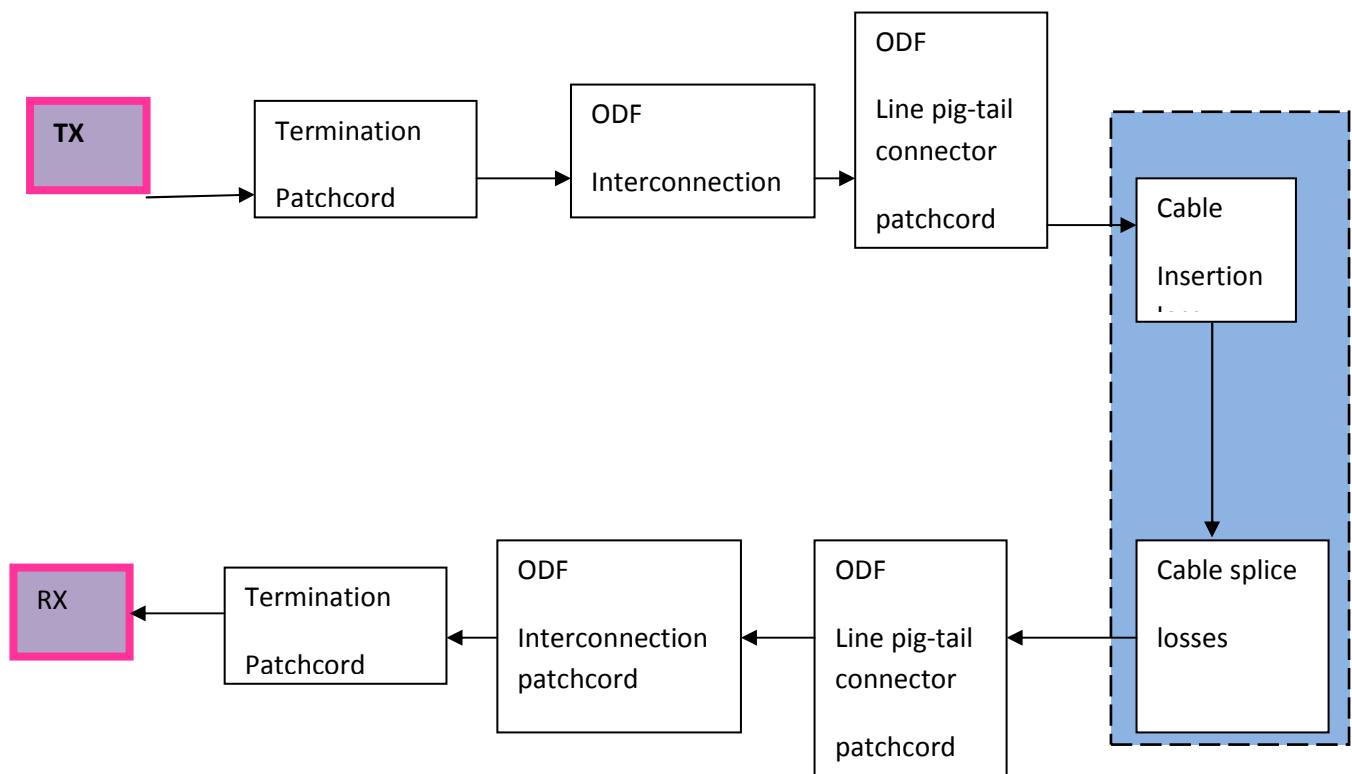
Βέβαια δεν μπορούμε να αγνοήσουμε τα χαρακτηριστικά μιάς οπτικής ζεύξης τα οποία περιγράφονται απ'τη φυσική. Ένα χαρακτηριστικό είναι η εξασθένηση του σήματος διανύοντας κάποια απόσταση και ως εκ τούτου θα χρειαστούμε να χρησιμοποιήσουμε ενισχυτές (EDFAs, RAMAN) για την εξιοποίηση ευρύτερου εύρους ζώνης. Μην ξεχνάμε βέβαια ότι οι ενισχυτές προσθετουν θόρυβο στο κανάλι. Ένα άλλο χαρακτηριστικό είναι η χρωματική διασπορά κατά την οποία ο παλμός διαπλατώνεται συναρτήσει του χρόνου και της απόστασης κατα μήκος της ίνας και το μεγεθός της εξαρτάται απ' το μήκος κύματος. Ένας τρόπος για να αποφευχθεί η αλληλο επικάλυψη των παλμών λόγω επεκτασής τους τους είναι να δημιουργήσουμε τους παλμούς με ένα ειδικό σχήμα το οποίο σχετίζεται με το αντίστροφο του υπερβολικού συνημιτόνου, όλα σχεδόν τα αποτελέσματα της διασποράς θα αλληλοακυρώνονται έτσι είναι δυνατή η αποστολή παλμών για χιλιάδες χιλιόμετρα χωρίς σημαντική παραμόρφωση του σχηματός τους. Αυτοί οι παλμοί ονομάζονται solitons.

5.2. Σχεδίαση

Έχουμε μία point to point οπτική ζεύξη και η απόσταση μεταξύ των άκρων είναι χλμ 10 όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Για να προχωρήσουμε παρακάτω θα πρέπει να καταγράψουμε με λεπτομέρεια τις ενώσεις και τις διασυνδέσεις που λαμβάνουν χώρα για να επιτευχθεί αυτή η οπτική διασύνδεση



Στο πιο πάνω σχήμα βλέπουμε την ζεύξη πως υλοποιείται στην πραγματικότητα μέσα σε ένα ψηφιακό κέντρο. Αρχίζοντας απ' τον πομπό οπτικού σήματος προχωράμε στο καλώδιο τερματισμού στο οποίο συνδέεται απ τη μία μεριά ο πολυπλέκτης και καταλήγει στον οπτικό κατανεμητή. Ο οπτικός κατανεμητής (ODF) είναι μια εγκατάσταση στην οποία τερματίζονται όλες οι εσωτερικές οπτικές καλωδιώσεις, αριθμίζονται και καταγράφονται και στη συνέχεια συνδέονται στο εξωτερικό δίκτυο οπτικών ινών. Στον οπτικό κατανεμητή θα πρέπει να χωρίζονται οι διασυνδέσεις σε αυτές των εκπομπών και αυτές των λήψεων και να βρίσκονται συγκεντρωμένες όλες μαζί του κάθε είδους. Την διασύνδεση αναλαμβάνει να την κάνει κάθε φορά ένα οπτικό καλώδιο (ODF Interconnection patchcord) ξεκινώντας από μια εκπομπή και καταλήγοντας σε μια λήψη έτσι όπως έχει ορίσει ο σχεδιαστής

του δικτύου.Επιπλέον υπάρχει και το καλώδιο το οποίο διασυνδέει την εσωτερική καλωδίωση με την εξωτερική(ODF line pig-tail connector).

Συνεχίζοντας με την σχεδίαση της ζεύξης πρέπει να καταγράψουμε τα χαρακτηριστικά τις οπτικής ίνας που θα χρησιμοποιήσουμε για την υλοποίηση της ζεύξης καθώς επίσης και το μήκος κύματος της εκπομπής που θα χρησιμοποιήσουμε.Τα χαρακτηριστικά της οπτικής ίνας σε συνάρτηση με το μήκος κύματος της εκπομπής,τις συγκολλήσεις που θα γίνουν,τις απώλειες από συνδετήρες και τις απώλειες που προσδιορίζει ο κατασκευαστής τις ίνας που θα έχουμε χρησιμοποιώντας συγκεκριμένο μήκος κύματος εκπομπής ανά χιλόμετρο συντελούν στο να έχουμε ένα καθαρό και σαφές link budget της ζεύξης μας.

Η τύπος της ίνας που θα χρησιμοποιήσουμε είναι έχει διαστάσεις πυρήνα/περιβλήματος 50/125μm:και έχει απώλειες στην εκπομπή των 1300 nm/km 1db καθώς επίσης και διασπορά 0,32 ns/nm/km.Επιπλέον πρέπει να καταγράψουμε ότι κατασκευαστικά θα γίνουν κάποιες συγκολλήσεις στο εξωτερικό δίκτυο για να φτάσει η οπτική ίνα στον τελικό προορισμό.Εμείς επιλέγουμε ανά 2 χιλιόμετρα να έχουμε μια συγκόλληση .

Προχωράμε λοιπόν στον υπολογισμό της τιμής λήψης στο άκρο αυτής της ζεύξης.'Όπως είπαμε εξαρχής 'έχουμε μία ζεύξη 10 χιλιομέτρων ο κατασκευαστής της οπτικής ίνα μας δίνει εξασθένιση 1 db/km και η επιλογή μας είναι να έχουμε εκπομπή στο 1300nm/km μήκος κύματος.

Εφόσον έχουμε 10 χιλιόμετρα ζεύξης θά έχουμε 5 συγκολλήσεις στις οποίες 5 συγκολλήσεις έχουμε απώλεια 0,1 dB και επίσης θα έχουμε 1 dB ανά χιλόμετρο απώλειες το οποίο μας το δίνει ο κατασκευαστής.Επιπλέον έχουμε καταγράψει ότι οι απώλειες της διασύνδεσης της εσωτερικής καλωδίωσης με την εξωτερική είναι 0,6 dB .Οπότε για την συγκεκριμένη ζεύξη οι τελική απολαβή θα δίνεται απ' τον τύπο:

Συνολικές απώλειες=(μήκος ζεύξης*απώλειες κατασκευαστή)+(αριθμός συγκολλήσεων*απώλεια κάθε συγκόλλησης)+(αριθμός συνδέσεων εσωτερικής-εξωτερικής καλωδίωσης*απώλειες σύνδεσης)

Και με αριθμούς: **Συνολικές απώλειες=(10 km*1 Db/km)+(5*0,1 dB)+(2*0,6 dB)=11.7Db**

Άρα θά έχουμε λήψη -11.7 dB στο κάθε άκρο

Πέρα όμως απ'τις πραγματικές απώλειες θα ήταν καλό για εμάς να προβλέψουμε όσο μπορούμε μελλοντικές απώλειες οι οποίες θα έχουν σημαντική επίδραση στην ποιότητα λήψης στο κάθε άκρο και εν συνεχεία στην ποιότητα επικοινωνίας.Σημαντικές μελλοντικές απώλειες μπορεί να είναι οι απώλειες από κόψιμο της οπτικής ίνας ,από επισκευές των συγκολήσεων που ήδη υπάρχουν καθώς θα πρέπει να δώσουμε επίσης και ένα περιθώριο μηχανικού λάθους και τέλος θα πρέπει να δώσουμε ένα περιθώριο ασφάλειας 1 dB για την σωστή λειτουργία της ζεύξης.

Η σωστή λειτουργία της ζεύξης προϋποθέτει την τήρηση των επιπέδων λήψης και αποστολής που έχει οριοθετήσει κάθε εξοπλισμός για την σωστή λήψη και αποστολή STM frames.

Μια άλλη διεργασία η οποία πρέπει να γίνει είναι να ορίσουμε προστασία στο κυκλωμά μας.Αυτό πρέπει να γίνει για να διασφαλίσουμε την αδιάληπτη παροχή υπερεσιών στον πελάτη και συνάμα να αυξήσουμε το χρόνο διαθεσιμότητας του δικτύου μας.Προβλήματα που θα παρουσιαστούν όπως κόψιμο της οπτικής ίνας ή μηχανική βλάβη της κάρτας του εξοπλισμού όπου διασυνδέεται η οπτική ίνα δεν σταματούν την επικοινωνία και επιπλέον δίνουν χρόνο στον μηχανικό να επισκευάσει την βλάβη.Η καλύτερη προστασία που μπορούμε να έχουμε είναι να έχουμε γραμμή προστασίας και κάρτα προστασίας στον εξοπλισμό μας.Με αυτό τον τρόπο καλύπτουμε μια μεγάλη γκάμα από βλάβες ή καταστροφές και το δικτύό μας συνεχίζει να δουλεύει.

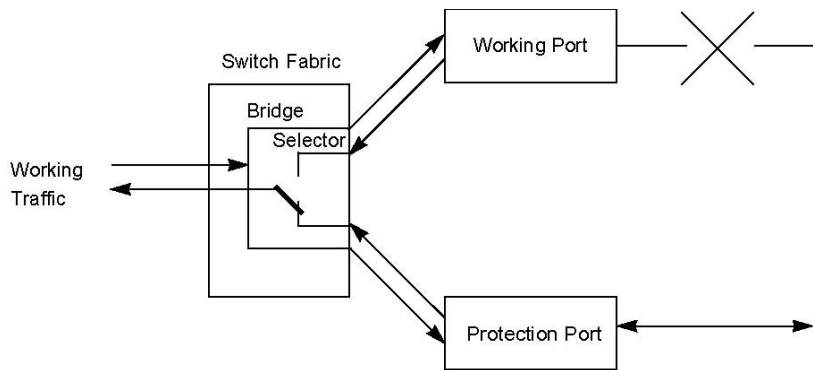


Fig. 5.9 1+1 Linear MSP, Switch to Protection Line

The traffic interfaces listed in Tab. 5.1 support the 1+1 protection scheme:

Στο παραπάνω σχήμα βλέπουμε πως υλοποιείται η προστασία επικοινωνίας

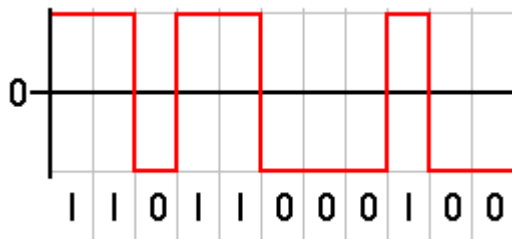
Επιπλέον πρέπει να κάνουμε υπολογισμό εναλλαγής κατάστασης (rise time) στη ζεύξη μας. Αυτός ο υπολογισμός εκφράζει το όριο της επιτρεπτής διασποράς (χρωματικής και τροπικής) που μπορεί να υπάρξει στο συστημά μας.

Για την ψηφιακή πληροφορία χρησιμοποιούνται δύο κώδικες. Ο κώδικας επιστροφής στο μηδέν (RZ code) στον οποίο το σήμα επιστρέφει στο μηδέν μεταξύ δύο παλμών



Σχήμα κώδικας επιστροφής στο μηδέν (RZ code)

Και επίσης χρησιμοποιείται και ο κώδικας μη επιστροφής στο μηδέν (NRZ code) στον οποίο οι άσσοι αναπαριστούνται με μια μοναδική κατάσταση συνήθως μια θετική τάση και τα μηδέν αναπαριστούνται με μια αρνητική τάση χωρίς να υπάρχουν ουδέτερες καταστάσεις ή καταστάσεις ηρεμίας.



Σχήμα κώδικας μη επιστροφής στο μηδέν

Στην ζεύξη μας θα χρησιμοποιούμε κώδικα γραμμής μη επιστροφής στο μηδέν(NRZ).Για να έχουμε επιτυχή αναγνώριση του NRZ κώδικα ο χρόνος αλλαγής κατάστασης του συστήματος δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερος από το 70% του ελαχίστου διαστήματος μεταξύ δύο bit .Ο τύπος που δίνει το μέγιστο επιτρεπτό χρόνο εναλλαγής κατάστασης για τον κώδικα NRZ και το συγκεκριμένο εύρος ζώνης που θα χρησιμοποιήσουμε είναι ο εξής:

$$\text{Max allowable sytem rise type} = 0.7 \frac{1}{(\text{data rate})}$$

$$\text{Οπότε για } 20\text{Mbits/s} \text{ έχουμε} = 0.7 \frac{1}{20 \times 10^6}$$

$$= 35 \text{ ns}$$

Ο συνολικός χρόνος αλλαγής κατάστασης του συστήματος δίνεται απ' τον τύπο:

$$\text{system rise time} = 1.1(t_t^2 + t_r^2 + t_f^2)^{\frac{1}{2}}$$

Όπου T_t = ο χρόνος αλλαγής κατάστασης του πομπού (2 ns)

T_r =ο χρόνος αλλαγής κατάστασης του δέκτη (4 ns)

$$T_f=0 \text{ χρόνος αλλαγής κατάστασης στην ίνα} = (t_{ma}^2 + t_{mo}^2)^{\frac{1}{2}}$$

Όπου T_{ma} είναι ο χρόνος αλλαγής κατάστασης που προκύπτει από την διασπορά υλικού της ίνας και T_{mo} είναι ο χρόνος αλλαγής κατάστασης που προκύπτει απ' την πολυτροπική διαστρέβλωση στην ίνα. Επιπλέον έχουμε υπόψη μας ότι ο χρόνος αλλαγής κατάστασης στον πομπό είναι 2ns και στον δέκτη 4ns.

Ο τύπος που δίνει την αλλαγή κατάστασης στην ίνα δίνεται από τον τύπο:

$$t_{ma} = M \times L \times W_1$$

Όπου M είναι η διασπορά υλικού στην ίνα

L είναι η απόσταση στην ζεύξη σε χιλιόμετρα

W είναι το φασματικό πλάτος της πηγής σε nm

Στην συγκεκριμένη ζεύξη το φασματικό πλάτος της πηγής είναι 2 nm. Οπότε απ' τον παραπάνω τύπο βρίσκουμε:

$$t_{ma} = 0.32 \times 10 \times 2 = 6,4 \text{ ns}$$

Προχωρώντας παρακάτω πρέπει να βρούμε τον χρόνο αλλαγής κατάστασης που προκύπτει απ' την διαστρέβλωση των τρόπων χρησιμοποιώντας τον τύπο:

$$t_{mo} = 350 l / B_f$$

Όπου με το L χαρακτηρίζουμε την απόσταση και με το B_f χαρακτηρίζουμε το εύρος ζώνης σε megahertz της ίνας. Η συγκεκριμένη ίνα που χρησιμοποιούμε έχει εύρος ζώνης 500Mhz. Οπότε απ' τον παραπάνω τύπο έχουμε:

$$t_{mo} = 350 \times \frac{10}{500} = 7 \text{ ns}$$

Εφόσον έχουμε βρει τους δύο χρόνους αλλαγής κατάστασης οι οποίοι υπάρχουν στην ίνα προχωρούμε να βρούμε τον συνολικό χρόνο απ' τον τύπο $(t_{ma}^2 + t_{mo}^2)^{\frac{1}{2}}$

που προκύπτει ότι είναι **9,48ns** αντικαθιστώντας και κάνοντας τις απαραίτητες πράξεις στον πιο πάνω τύπο.

Τελειώνοντας και εφόσον έχουμε βρει και καταγράψει όλους τους χρόνους οι οποίοι χρειάζονται για να υπολογιστεί ο συνολικός χρόνος αλλαγής κατάστασης του συστήματος αντικαθιστούμε και κάνουμε πράξεις στην εξίσωση που μας δίνει τον συνολικό χρόνο βλέπουμε ότι έχουμε **11,53 ns**.

Το αποτέλεσμα που έχουμε βλέπουμε ότι είναι πολύ μικρότερο απ' τον μέγιστο επιτρεπτό χρόνο που είχαμε υπολογίσει δηλαδή το όριο διασποράς στο συστήμα μας δεν έχει ξεπεραστεί έτσι ώστε να δημιουργεί προβλήματα στην επικοινωνία μεταξύ πομπού δέκτη. Σε περίπτωση που ξεπερνούσαμε το όριο διασποράς θα έπρεπε να επανεξετάσουμε το σχεδιασμό μας και πιθανότατα να κάνουμε αλλαγές στους τύπους ίνας, πομπού-δέκτη που θα χρησιμοποιήσουμε για την υλοποίηση έτσι ώστε να εξασφαλίσουμε ότι είμαστε κάτω απ' το μέγιστο επιτρεπτό όριο διασποράς.

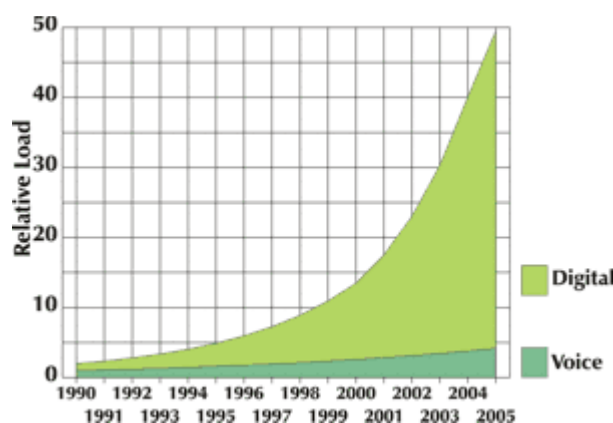
6. ΤΕΛΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η γενική τάση στην ανάπτυξη της τεχνολογίας οπτικών ινών οφείλεται στις ολοένα αυξανόμενες δυνατότητες όσον αφορά την απόσταση μεταξύ επαναληπτών και στους ρυθμούς bit. Αν η έρευνα προχωρήσει σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (>1.7μm) όπου οι απώλειες είναι πολύ χαμηλές και βρεθούν νέες πηγές φωτός καθώς και ανιχνευτές τότε οι δυνατότητες των συστημάτων τηλεπικοινωνίας με οπτικές ίνες θα πολλαπλασιαστούν ακόμα πιο πολύ

Η εγκατάσταση συστημάτων οπτικών ινών μακρινών αποστάσεων, συμπεριλαμβανομένων και υποβρυχίων καλωδίων συνεχίζεται με γοργούς ρυθμούς. Όλα αυτά είναι πολύ συναρπαστικά και εντυπωσιακά, αλλά τα μεγάλα κέρδη βρίσκονται στην ανάπτυξη συστημάτων τοπικών αρτηριών δεδομένων, οι οποίες είναι εφαρμόσιμες και χρήσιμες σε κάθε κλάδο υπηρεσίας. Κάθε επιχείρηση χρειάζεται ένα καλό και γρήγορο σύστημα δεδομένων για την οργάνωση του καθώς και για τη λήψη αποφάσεων.

Σήμερα, η τεχνολογία WDM συνεχίζει να αναπτύσσεται. Δεδομένου ότι η ζήτηση για το εύρος ζώνης στοιχείων αυξάνεται, οδούμενη από την φαινομενική αύξηση του Διαδικτύου, η κίνηση προς την οπτική δικτύωση είναι η εστίαση των νέων τεχνολογιών. Αυτή τη στιγμή, σχεδόν μισό εκατομμύριο άνθρωποι έχουν πρόσβαση στο Διαδίκτυο και την χρησιμοποιούν τακτικά.

Περίπου 40 εκατομμύρια ή περισσότερο οικογένειες "συνδέονται με καλώδιο." Οι οικοδεσπότες World Wide Web είναι ήδη άνω των 2 δισεκατομμύριο ιστοσελίδων, και σύμφωνα με τους ανθρώπους εκτιμήσεων φορτώνουν περισσότερες από 3.5 εκατομμύριο νέες ιστοσελίδες καθημερινά.



Αύξηση της χρήσης της οπτικής ίνας

Ο σημαντικός παράγοντας σε αυτές τις εξελίξεις είναι η αύξηση στην ικανότητα μετάδοσης ινών, η οποία έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα κοντά στο 200 στην τελευταία δεκαετία. Το σχήμα επεξηγεί αυτήν την τάση. Λόγω του απέραντου πιθανού εύρους ζώνης της οπτικής τεχνολογίας ινών, 50 THz ή μεγαλύτερος, υπάρχουν εξαιρετικές δυνατότητες για τις μελλοντικές οπτικές εφαρμογές ινών. Ήδη, η παρουσίαση στις ευρυζωνικές υπηρεσίες, που απαιτούν πολυμεσική συνεχή ροή δεδομένων ήδη έχει αρχίσει.

Για να εκμεταλλευτούμε όμως τις δυνατότητες των οπτικών ινών και να διασφαλίσουμε την ποιότητα επικοινωνίας πρέπει να έχουμε ένα σαφέστατο και ξεκάθαρο σχεδιασμό των οπτικών ζεύξεων. Ο σχεδιασμός μιας οπτικής ζεύξης πρέπει

να συμπεριλαμβάνει και τον υπολογισμό της ισχύος μεταξύ των άκρων αλλά επίσης πρέπει να περιλαμβάνει και την ανάλυση του χρόνου αλλαγής κατάστασης του συστήματος(system rise time).Ο υπολογισμός της ισχύος διευκρινίζει το περιθώριο που υπάρχει μεταξύ της οπτικής εξερχόμενης ισχύος και την ελάχιστη ευαισθησία κατά τη λήψη έτσι ώστε να εγκαθιδρυθεί ζεύξη με συγκεκριμένο ρυθμό σφαλμάτων (BER).Εφόσον πραγματοποιηθεί ο υπολογισμός της ισχύος μεταξύ των άκρων ο σχεδιαστής πρέπει να κάνει μια ανάλυση του χρόνου αλλαγής κατάστασης του συστήματος για να σιγουρευτεί ότι το όριο της διασποράς δεν έχει ξεπεραστεί.

Κατά το σχεδιασμό ενός συστήματος με οπτικές ίνες πρέπει κάποιος να συμπεριλάβει ότι οι μεμονωμένοι συστατικοί παράμετροι μπορούν να ποικίλουν αρκετά. Στο μέλλον μια τέτοια ανάλυση θα έχει αυξανόμενη σημασία αφού το μέγεθος,η πολυπλοκότητα και η ταχύτητα των ζεύξεων συνεχίζουν να αυξάνονται.

7. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Optical fiber communications: Principles and Practice
Written by John.M. Senior, Prentice hall international
2. The future of WDM : An Engineering and Economic Analysis - Haider A. Khan and M.A. Matin University of Denver
3. Fiber-Optic Communication Systems - Second Edition
- Written by Govind P. Agrawal
4. Photonic Networks - Advances in Optical Communications - Written by Giancarlo Prati (Ed.)
5. Fiber Optic Communication Link Design By Michael J. Fujita,S.K. Ramesh,PhD,Russell L. Tatro
6. Optical Fiber Communication Link Design in Compliance with Systems Performance Standards. Written by J.A Hull,A.G Hanson

8.ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΔΙΕΥΘΥΝΣΕΙΣ INTERNET

- 1.<http://www.fiber-optics.info/>**
- 2.<http://www.mrv.com/>**
- 3.<http://en.wikipedia.org>**