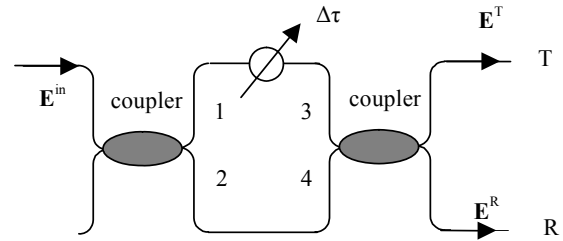


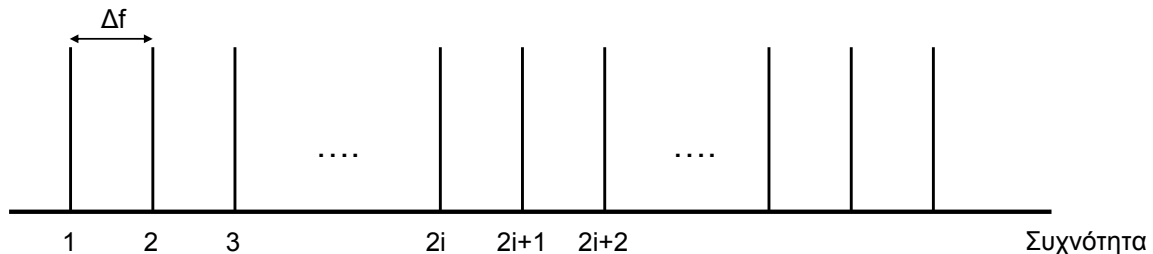
Άσκηση 1

Υποθέστε ότι έχετε διάταξη συμβολομέτρου MZI (όπως στο παρακάτω σχήμα). Με τη βοήθεια μπλοκ διαγράμματος δείξτε πως θα φτιάχνατε έναν αποπλυπλέκτη, $1 \times n$, πολυκυματικού σήματος με n μήκη κύματος χρησιμοποιώντας τέτοιες διατάξεις MZI. Ας υποθέσουμε ότι το σήμα αποτελείται από 16 μήκη κύματος, των 10 Gb/s το καθένα και απόσταση 100 GHz μεταξύ γειτονικών μηκών κύματος. Πόσα συμβολόμετρα χρειάζονται για τον αποπλυπλέκτη και ποιά πρέπει να είναι η σχετική καθυστέρηση $\Delta\tau$ που θα πρέπει να εισάγουν τα σκέλη των συμβολομέτρων στο σήμα.

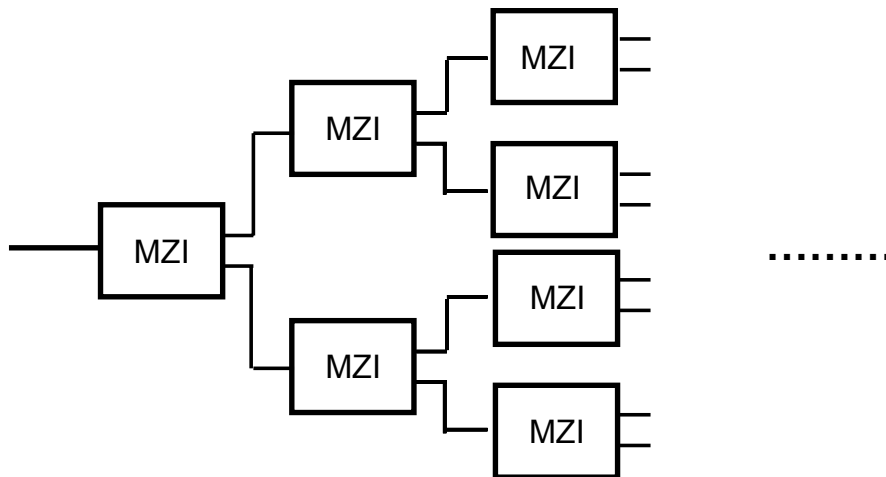


Λύση

Στην άσκηση A.1 του βιβλίου είδαμε ότι ένα συμβολόμετρο MZI λειτουργεί σαν περιοδικό φίλτρο με ελεύθερη φασματική περιοχή ίση με $FSR = \frac{1}{\Delta\tau}$ και εύρος ζώνης ημίσειας ισχύος ίσο με $FWHM = \frac{1}{2 \cdot \Delta\tau}$. Το πολυκυματικό σήμα που θέλω να αποπλυπλέξω έχει την εξής μορφή στο πεδίο των συχνοτήτων :



Επιλέγοντας κατάλληλο FSR για το φίλτρο ($FSR=2\Delta f$) μπορώ να χωρίσω τα κανάλια σε άρτια και περιττά και να τα διαχωρίσω. Αν χρησιμοποιήσω αυτή τη λογική σε διαδοχικά στάδια διασυνδέοντας σειριακά πολλά MZI μπορώ να απομονώσω ένα ένα τα κανάλια και συνεπώς να τα αποπλυπλέξω. Επομένως το ζητούμενο μπλοκ διάγραμμα για έναν αποπλυπλέκτη $1 \times n$ είναι :



Για η μήκη κύματος θα χρειαστώ $n/2$ MZI στην τελευταία έξοδο και $\log_2 n$ βαθμίδες.

Συνεπώς συνολικά θα χρειαστώ $\sum_{k=0}^{\log_2 n - 1} 2^k$ συμβολόμετρα MZI.

Για να διαχωρίσω 16 μήκη κύματος χρειάζομαι 15 συμβολόμετρα. Σε κάθε βαθμίδα το κάθε συμβολόμετρο χωρίζει τα κανάλια στην είσοδό του σε άρτια και περιττά και η ελεύθερη φασματική περιοχή του καθορίζεται από τον τύπο $FSR = \frac{1}{\Delta\tau}$. Προφανώς τα συμβολόμετρα που ανήκουν στην ίδια βαθμίδα θα έχουν το ίδιο FSR το οποίο συνδέεται με το FSR της προηγούμενης βαθμίδας με τη σχέση $FSR_{i+1} = 2 * FSR_i$.

Έτσι για τα κανάλια της άσκησης όπου απέχουν μεταξύ τους απόσταση 100 GHz θα ισχύει :

Βαθμίδα 1^η : $FSR_1 = 200$ GHz

Βαθμίδα 2^η : $FSR_2 = 400$ GHz

Βαθμίδα 3^η : $FSR_3 = 800$ GHz

Βαθμίδα 4^η : $FSR_4 = 1600$ GHz

Από τον τύπο $FSR = \frac{1}{\Delta\tau}$ υπολογίζουμε για την κάθε βαθμίδα τη σχετική καθυστέρηση

$\Delta\tau$ που θα πρέπει να εισάγουν τα σκέλη των συμβολομέτρων. Έτσι :

Βαθμίδα 1^η : $\Delta\tau_1 = 5$ psec

Βαθμίδα 2^η : $\Delta\tau_2 = 2.5$ psec

Βαθμίδα 3^η : $\Delta\tau_3 = 1.25$ psec

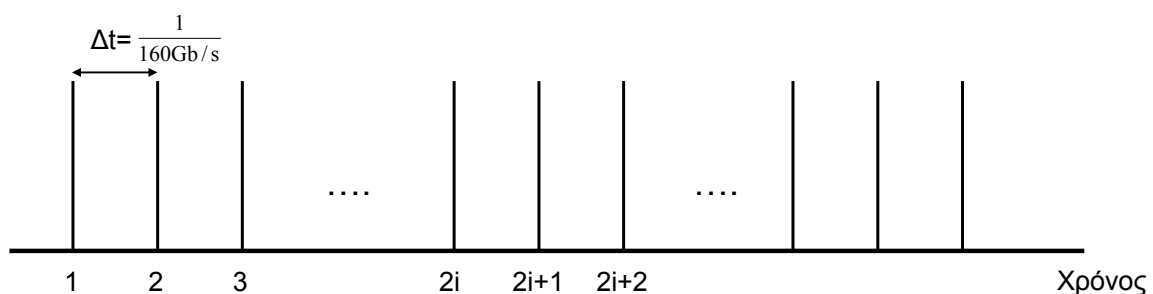
Βαθμίδα 4^η : $\Delta t_4 = 0.625 \text{ psec}$

Άσκηση 2

Ας υποθέσουμε ότι το αρχικό μας σήμα των 16 καναλιών με διαμόρφωση στα 10 Gb/s το κάθε ένα, πολυπλέκεται στο χρόνο (TDM) στα 160 Gb/s και σε ένα μήκος κύματος. Πως πρέπει να τροποποιήσετε τον παραπάνω αποπολυπλέκτη για να αποπολυπλέξει αυτό το σήμα; Με αφορμή το παράδειγμα του αποπολυπλέκτη, σχολιάστε ποιά από τις δυο τεχνικές πολυπλεξίας TDM, WDM είναι προτιμητέα για υψίρυθμα σήματα και γιατί.

Λύση

Στην περίπτωση αυτή το αρχικό σήμα των 16x10 Gb/s είναι πολυπλεγμένο στο χρόνο οπότε αυτό έχει την εξής μορφή στο πεδίο του χρόνου :



Η περίοδος του πολυπλεγμένου σήματος είναι $1/160 \text{ Gb/s} = 6.25 \text{ psec}$, ενώ του κάθε καναλιού χωριστά είναι $10 \text{ Gb/s} = 100 \text{ psec}$. Για τη αποπολυπλεξία των 16 αυτών καναλιών θα εφαρμόσουμε την ίδια αρχή σχεδιασμού αλλά αυτή τη φορά στο πεδίο του χρόνου. Για το λόγο αυτό θα χρησιμοποιήσουμε το ίδιο μπλοκ διάγραμμα με τη διαφορά ότι ο διαχωρισμός των καναλιών ανάγεται αυτή τη φορά στο διαχωρισμό μεταξύ άρτιων και περιπτών χρονοθυρίδων. Για να μπορέσω, όμως, να πετύχω το διαχωρισμό θα πρέπει να επιτύχω χρονικά μεταβαλλόμενη συμπεριφορά της απόκρισης του συμβολόμετρου (επιλογή χρονοθυρίδων στο χρόνο). Για το λόγο αυτό θα χρειαστώ συμβολόμετρα MZI με ενεργητικά στοιχεία, αντί για σχετικές καθυστερήσεις, στα δύο σκέλη των συμβολόμετρων.

Σε κάθε στάδιο, λοιπόν, θα έχω συμβολόμετρα MZI με μεταβαλλόμενη απόκριση στο χρόνο. Σε κάθε βαθμίδα, όπως είπαμε, θα χωρίσουμε τις πολυπλεγμένες χρονοθυρίδες σε άρτιες και περιπτές. Οπότε στην πρώτη βαθμίδα θα επιλέξουμε ένα

MZI με συνάρτηση μεταφοράς με περίοδο κάθε $2 \cdot 6.25 \text{ psec} = 12.5 \text{ psec}$, στη δεύτερη βαθμίδα ένα MZI με συνάρτηση μεταφοράς με περίοδο $4 \cdot 6.25 \text{ psec} = 25 \text{ psec}$ κ.ο.κ.

Πιο αναλυτικά η περίοδο των συμβολομέτρων σε κάθε βαθμίδα θα είναι :

Βαθμίδα 1^η : $T_1 = 12.5 \text{ psec}$

Βαθμίδα 2^η : $T_2 = 25 \text{ psec}$

Βαθμίδα 3^η : $T_3 = 50 \text{ psec}$

Βαθμίδα 4^η : $T_4 = 100 \text{ psec}$

Άρα τελικά χρειαζομαι :

1 MZI με ταχύτητα $\geq 80 \text{ Gb/s}$

2 MZI με ταχύτητα $\geq 40 \text{ Gb/s}$

4 MZI με ταχύτητα $\geq 20 \text{ Gb/s}$

8 MZI με ταχύτητα $\geq 10 \text{ Gb/s}$

Από τις δυο τεχνικές πολυπλεξίας TDM και WDM η πολυπλεξία WDM είναι προτιμητέα για υψίρρυθμα σήματα γιατί απαιτεί λιγότερη πολυπλοκότητα στα συστήματα επεξεργασίας σήματος, μετάδοσης και λήψης, χρειάζεται λιγότερα οπτικά και βεβαίως λιγότερους συγχρονισμούς.

Άσκηση 3

Πρέπει να μετρήσω το συντελεστή απώλειας α , μονορυθμικής ίνας. Διαθέτω ένα οπτικό ισχύομετρο, ένα πομπό laser και δύο μήκη ίνας των 10 km και 20 km. Η απώλεια στη σύνδεση του πομπού laser με τις ίνες, είναι 1 dB. Πως θα υπολογίσω το α κάνοντας τις μετρήσεις που χρειάζονται και ποιά είναι η τιμή του αν η διαφορά των μετρήσεων είναι 3 dBm.

Λύση

Για να μπορέσω να υπολογίσω το συντελεστή απώλειας α της μονορυθμικής ίνας θα πρέπει να κάνω μετρήσεις ισχύος στην έξοδο της κάθε ίνας, αφού βέβαια πρώτα συνδέσω τον πομπό laser με την κάθε ίνα ξεχωριστά. Έστω ότι η μέτρηση αυτή για την ίνα των 10 km έχει την τιμή P_{out}^1 ενώ η μέτρηση αυτή για την ίνα των 20 km έχει

την τιμή P_{out}^2 και έστω ότι ο συντελεστής απώλειας α εκφράζεται σε dB/km. Επιπλέον, έστω ότι η ισχύς που βγάζει το laser στην έξοδό του είναι P_S dB. Με βάση τα παραπάνω ισχύουν οι παρακάτω τύποι για τις δύο ίνες :

$$\text{Ινα 1 : } P_S - \text{απώλεια σύνδεσης laser-ίνας} - \alpha * 10 \text{ km} = P_{out}^1$$

$$\text{Ινα 2 : } P_S - \text{απώλεια σύνδεσης laser-ίνας} - \alpha * 20 \text{ km} = P_{out}^2$$

Άρα :

$$\text{Ινα 1 : } P_S - 1\text{dB} - \alpha * 10 \text{ km} = P_{out}^1$$

$$\text{Ινα 2 : } P_S - 1\text{dB} - \alpha * 20 \text{ km} = P_{out}^2$$

Αφαιρώντας τις δύο αυτές εξισώσεις έχουμε :

$$\alpha * 20 \text{ km} - \alpha * 10 \text{ km} = P_{out}^1 - P_{out}^2 \Rightarrow \alpha * (20-10) \text{ km} = P_{out}^1 - P_{out}^2$$

$$\text{Επιπλέον ισχύει } P_{out}^1 - P_{out}^2 = 3 \text{ dB οπότε προκύπτει } \Rightarrow \alpha * 10 \text{ km} = 3 \text{ dB} \Rightarrow$$

$$\alpha = 0.3 \text{ dB/km.}$$

Άσκηση 4

Θεωρείστε σύστημα μετάδοσης οπτικών ινών, απόστασης 60km. Το σύστημα χρησιμοποιεί standard μονορυθμική ίνα με συντελεστή απώλειας 0.4 dB/km, ρυθμό μετάδοσης στα 2.5 Gb/s και πομπό που λειτουργεί στα 1310 nm. Η ευαισθησία του δέκτη είναι -23 dBm για ρυθμό σφαλμάτων 10^{-12} στα 2.5 Gb/s. (α) Το σύστημα περιορίζεται από διασπορά ή απώλεια? εξηγήστε την απάντησή σας. (β) Ποιά πρέπει να είναι η ελάχιστη ισχύς του πομπού? Στη συνέχεια κρίνεται αναγκαία η αναβάθμιση του συστήματος λόγω κορεσμού της χωρητικότητάς του. Σαν οικονομικότερη λύση προκρίνεται η πρόσθεση συστήματος μετάδοσης στα 1550 nm στην ίδια οπτική ίνα υλοποιώντας έτσι σύστημα μετάδοσης WDM στα 1310/1550 nm. Για τη σύζευξη (και διαχωρισμό) των δύο μηκών κύματος χρησιμοποιούνται συζεύκτες 3 dB μετά τους πομπούς και πριν τους δέκτες. Ο πομπός των 1550 nm έχει εύρος φάσματος 0,1 nm και σε αυτό το μήκος κύματος ο συντελεστής απώλειας της ίνας είναι 0.2dB/km, ο συντελεστής διασποράς είναι $D=17 \text{ ps/nm/km}$, και ο συντελεστής διασποράς τρόπων πόλωσης (PMD), είναι $D_{PMD}=1 \text{ ps/(km)}^2$. Να υποθέσετε ότι οι χρησιμοποιούμενοι δέκτες έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά. (γ) Πως

τροποποιείται η ισχύς του αρχικού σήματος στα 1310 nm? (δ) Υπολογίστε ποιό είναι το μέγιστο δυνατό μήκος ζεύξης όπως περιορίζεται λόγω διασποράς, απώλειας και διασποράς τρόπων πόλωσης. (ε) Μπορεί να γίνει μετάδοση στα 10 Gb/s? Εξηγήστε την απάντησή σας. (στ) Τι ισχύς χρειάζεται στα 2.5 Gb/s και 10 Gb/s (αν η μετάδοση είναι εφικτή) για μετάδοση χωρίς σφάλματα.

Λύση

(α) Το μήκος διασποράς της ίνας L_D δίνεται από τη σχέση:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$$

όπου T_0 είναι το εύρος του παλμού στο σημείο που η ισχύς του έχει πέσει στο 1/e της μέγιστης ισχύος. Υποθέτουμε ότι οι πομποί εκπέμπουν παλμούς με εύρος ίσο με 1/(ρυθμό μετάδοσης), οπότε $T_0 = 400 \text{ ps}$. Το β_2 της σχέσης υπολογίζεται από το σχήμα 1.6 σελ. 22 του βιβλίου και είναι περίπου ίσο με $\beta_2 = -5 \text{ ps}^2 / \text{km}$. Αντικαθιστώντας στη σχέση βρίσκουμε :

$$L_D = \frac{400^2 \text{ ps}^2}{|-5 \text{ ps}^2 / \text{km}|} = 32000 \text{ km} \gg 60 \text{ km}$$

Άρα η ζεύξη δεν περιορίζεται από τη διασπορά και επιπλέον **το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1310 nm να περιορίζεται από διασπορά είναι 32000 km.**

(β) Για να μην υπάρχει περιορισμός λόγω απωλειών, θα πρέπει επιπλέον να ισχύει:

$$P_S - \alpha L > P_R$$

όπου P_S η ισχύς του πομπού και $P_R = -23 \text{ dBm}$ η ευαισθησία του δέκτη.

Άρα $P_S > \alpha L + P_R = 0,4 \cdot 60 - 23 = 1 \text{ dBm}$

Άρα η ελάχιστη ισχύς του πομπού θα πρέπει να είναι 1 dBm.

(γ) Οι δύο συζεύκτες προσθέτουν στη ζεύξη μετάδοσης των 1310 nm 3 dB απώλεια έκαστος, δηλαδή 6 dB απώλεια συνολικά. Επομένως, η ελάχιστη ισχύς του πομπού στα 1310 nm θα πρέπει να αυξηθεί κατά 6 dB, δηλαδή να γίνει :

$$\underline{1 \text{ dBm} + 6 \text{ dB} = 7 \text{ dBm}}$$

Με 7 dBm ισχύ στην έξοδο του πομπού των 1310 nm το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα να περιορίζεται από απώλεια είναι 60 km.

(δ) Εφόσον μας δίνεται εδώ το φασματικό εύρος του σήματος των 1550 nm ($=0,1$ nm), για τον υπολογισμό της διεύρυνσης του παλμού μετά από μήκος L μέσα στην ίνα θα χρησιμοποιήσουμε τον παρακάτω τύπο :

$$\Delta T = L \beta_2 \Delta \omega = DL \Delta \lambda$$

Όμως, όπως έχουμε πει, για ικανοποιητική ποιότητα στη μετάδοση, πρέπει το χρονικό εύρος του διευρυμένου παλμού να είναι μικρότερο από το χρονικό διάστημα T_{bit} . Συνεπώς θα πρέπει να ισχύει :

$$\Delta T < 400 \text{ psec} \Rightarrow D \cdot L \cdot \Delta \lambda < 400 \text{ psec} \Rightarrow L < \frac{400 \text{ psec}}{D \cdot \Delta \lambda} = \frac{400 \text{ psec}}{17 \text{ ps / nm / km} \cdot 0.1 \text{ nm}} = 235 \text{ km} \Rightarrow$$

$$L < 235 \text{ km}$$

Επομένως το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1550 nm να περιορίζεται από διασπορά είναι 235 km.

Με τον ίδιο τρόπο υπολογίζω και το μέγιστο μήκος της ζεύξης για το σύστημα των 1550 nm χωρίς αυτό να περιορίζεται από διασπορά τρόπων πόλωσης. Η εξίσωση που δίνει τη διεύρυνση ενός παλμού λόγω PMD σε μήκος ίνας L είναι :

$$\Delta T_{\text{PMD}} = D_{\text{PMD}} \cdot \sqrt{L} \quad (1)$$

Άρα θα πρέπει:

$$\Delta T_{PMD} < 400 \text{ psec} \Rightarrow D_{PMD} \cdot \sqrt{L} < 400 \text{ psec} \Rightarrow \sqrt{L} < \frac{400 \text{ psec}}{D_{PMD}} = \frac{400 \text{ psec}}{1 \text{ ps / km}^{1/2}} = 400 \sqrt{\text{km}} \Rightarrow$$

$$L < 160000 \text{ km}$$

Επομένως το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1550 nm να περιορίζεται από διασπορά τρόπων πόλωσης είναι 160000 km.

Εφόσον η σχέση (1) δεν εξαρτάται από το μήκος κύματος μετάδοσης μπορούμε να πούμε ότι **το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1310 nm να περιορίζεται από διασπορά τρόπων πόλωσης είναι 160000 km.**

Ως γνωστόν, για να μην υπάρχει περιορισμός λόγω απωλειών, θα πρέπει να ισχύει:

$$P_S - \alpha' L' - \text{συνολική απώλεια συζευκτών} > P_R$$

Αν υποθέσουμε ότι η ισχύς του πομπού των 1550 nm είναι ίση με την ισχύς του πομπού των 1310 nm του (β) ερωτήματος και η ευαισθησία του δέκτη των 1550 nm ίση με την ευαισθησία του δέκτη των 1310 nm, τότε έχουμε :

$$P_S - \alpha' L' - \text{συνολική απώλεια συζευκτών} > P_R \Rightarrow$$

$$L' < \frac{P_S - \text{συνολική απώλεια συζευκτών} - P_R}{\alpha'} = \frac{7 \text{ dBm} - 6 \text{ dB} + 23 \text{ dBm}}{0.2 \text{ dB / km}} = 120 \text{ km} \Rightarrow$$

$$L < 120 \text{ km}$$

Άρα το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1550 nm να περιορίζεται από απώλεια είναι 120 km.

Από τα παραπάνω συμπεράσματα προκύπτει για τα δύο συστήματα μετάδοσης (1310 nm και 1550 nm) ο παρακάτω πίνακας :

	1310 nm	1550 nm
Μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα να περιορίζεται από απώλεια	60 km	120 km
Μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα να περιορίζεται από διασπορά	32000 km	235 km
Μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα να περιορίζεται από διασπορά τρόπων πόλωσης (PMD)	160000 km	160000 km

(ε) Για μετάδοση στα 10 Gb/s τα μέγιστα μήκη της ζεύξης για τα δύο συστήματα μετάδοσης χωρίς τα συστήματα αυτά να περιορίζονται από απώλεια θα παραμείνουν ως έχει. Αντίθετα το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς τα συστήματα να περιορίζονται από διασπορά τρόπων πόλωσης (PMD) θα περιοριστεί σε :

$$\Delta T_{PMD} < 100 \text{ psec} \Rightarrow D_{PMD} \cdot \sqrt{L} < 100 \text{ psec} \Rightarrow \sqrt{L} < \frac{100 \text{ psec}}{D_{PMD}} = \frac{100 \text{ psec}}{1 \text{ ps / km}^{1/2}} = 100 \sqrt{\text{km}} \Rightarrow$$

$$L < 10000 \text{ km}$$

Ομοίως το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1310 nm να περιορίζεται από διασπορά θα περιοριστεί σε :

$$L_D = \frac{100^2 \text{ ps}^2}{|-5 \text{ ps}^2 / \text{km}|} = 2000 \text{ km}$$

ενώ το μέγιστο μήκος της ζεύξης χωρίς το σύστημα των 1550 nm να περιορίζεται από διασπορά θα είναι :

$$\Delta T < 100 \text{ psec} \Rightarrow D \cdot L \cdot \Delta \lambda < 100 \text{ psec} \Rightarrow L < \frac{100 \text{ psec}}{D \cdot \Delta \lambda} = \frac{100 \text{ psec}}{17 \text{ ps / nm / km} \cdot 0.1 \text{ nm}} = 59 \text{ km} \Rightarrow$$

$$L < 59 \text{ km}$$

Άρα στην περίπτωση της μετάδοσης στα 10 Gb/s το σύστημα μετάδοσης των 1550 nm περιορίζεται από διασπορά.

(στ) Για το σύστημα μετάδοσης των 1310 nm η ελάχιστη ισχύς του πομπού για μετάδοση χωρίς σφάλματα δεν επηρεάζεται από το ρυθμό μετάδοσης και όπως υπολογίστηκε στο ερώτημα (γ) αυτή θα είναι ίση με 7 dBm.

Το σύστημα μετάδοσης των 1550 nm περιορίζεται από διασπορά, όπως είδαμε στο ερώτημα (ε). Επιπλέον, και για την περίπτωση της μετάδοσης στα 2.5 Gb/s και για την περίπτωση της μετάδοσης στα 10 Gb/s θα πρέπει να ισχύει :

$$P_S - \alpha'L - \text{συνολική απώλεια συζευκτών} > P_R \quad \Rightarrow$$

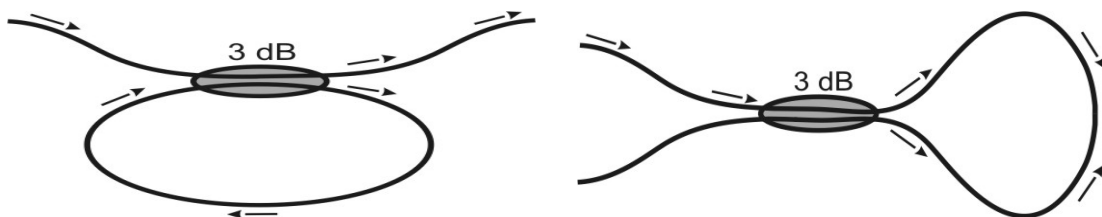
$$P_S > \alpha'L + \text{συνολική απώλεια συζευκτών} + P_R \quad \Rightarrow$$

$$P_S > 0,2 \cdot 60 + 6 \text{ dB} - 23 = -5 \text{ dBm}$$

Άρα η ελάχιστη ισχύς του πομπού θα πρέπει να είναι -5 dBm.

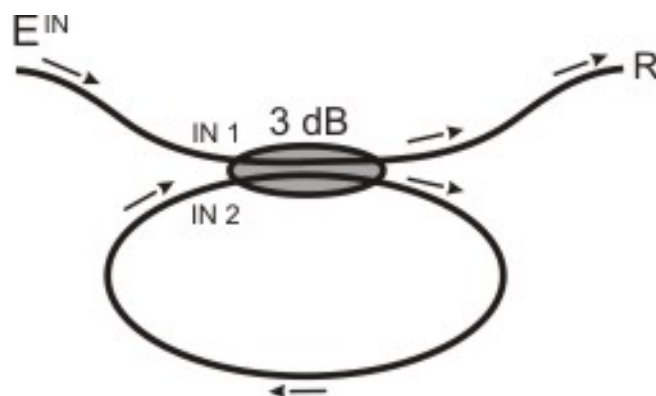
Άσκηση 5

Εξηγείστε ποιά είναι η διαφορά μεταξύ τους και πως λειτουργούν οι παρακάτω διατάξεις:



Λύση

Διάταξη 1:



(α) Έστω ότι το πεδίο εισόδου είναι:

$$\mathbf{E}^{\text{in}} = E^{\text{in}} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

Όταν το πεδίο αυτό μπαίνει στο συζεύκτη από τη θύρα IN 1, μέρος αυτού εξέρχεται από τη θύρα R ενώ το υπόλοιπο μπαίνει μέσα στον κλειστό βρόχο (με μήκος έστω l). Μετά την διέλευσή του από τον κλειστό βρόχο, το πεδίο αυτό μπαίνει ξανά μέσα στο συζεύκτη από τη θύρα IN 2. Μέρος του πεδίου αυτού εξέρχεται από τη θύρα R και το άλλο μπαίνει μέσα στον κλειστό βρόχο. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται συνεχώς.

Έτσι από τη θύρα R, όταν δεν υπάρχει ακόμα πεδίο μέσα στον κλειστό βρόχο, εξέρχεται πεδίο ίσο με

$$\mathbf{E}^{\text{T}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{\text{in}}$$

όπου \mathbf{E}^{in} το πεδίο εισόδου (θύρα IN 1), ενώ σε επόμενες χρονικές στιγμές, όταν πια έχει γεμίσει ο κλειστός βρόχος, εξέρχεται πεδίο ίσο με

$$\mathbf{E}^{\text{T}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{\text{IN2}}$$

όπου \mathbf{E}^{IN2} το πεδίο που μπαίνει στο συζεύκτη από τη θύρα IN 2.

Ομοίως στον κλειστο βρόχο την πρώτη φορά που δεν υπάρχει πεδίο σε αυτόν μπαίνει πεδίο ίσο με

$$\mathbf{E}^{\text{L}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{\text{in}}$$

ενώ όταν υπάρχει πεδίο μπαίνει πεδίο ίσο με

$$\mathbf{E}^{\text{L}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{\text{IN2}}$$

Επίπλέον, κάθε φορά που το πεδίο που μπαίνει μέσα στον κλειστό βρόχο διασχίζει το βρόχο παίρνει μια διαφορά φάσης $k \cdot l$, όπου k ο κυματαριθμός.

Με βάση τα παραπάνω, στην έξοδο θα παρουσιαστούν τα εξής πεδία:

- Απευθείας πεδίο από θύρα R (πρώτη διέλευση πεδίου εισόδου \mathbf{E}^{in} από συζεύκτη):

$$\mathbf{E}^{1T} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{in} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{in} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

- Πεδίο που μπαίνει μέσα στον κλειστό βρόχο (προερχόμενο από πεδίο εισόδου \mathbf{E}^{in}):

$$\mathbf{E}^{1L} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{in} = e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1T}$$

- Πρώτο πεδίο που εξέρχεται από θύρα R προερχόμενο από πρώτο διερχόμενο από τον κλειστό βρόχο $\mathbf{E}^{1L} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l}$:

$$\mathbf{E}^{2T} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1L} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1T} = -\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} \cdot \mathbf{E}^{1T}$$

- Πεδίο που μπαίνει μέσα στον κλειστό βρόχο για δεύτερη φορά :

$$\mathbf{E}^{2L} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1L} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1T}$$

- Δεύτερο πεδίο που εξέρχεται από θύρα R προερχόμενο από δεύτερο διερχόμενο από τον κλειστό βρόχο $\mathbf{E}^{2L} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l}$:

$$\mathbf{E}^{3T} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{2L} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{1T} = -\frac{1}{2} \cdot e^{-2 \cdot j \cdot k \cdot l} \cdot \mathbf{E}^{1T}$$

Κ.Ο.Κ.

Γενικά μπορούμε να γράψουμε $\mathbf{E}^{NT} = -\left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l}\right)^{N-1} \cdot \mathbf{E}^{1T}$, και επειδή το συνολικό

πεδίο στην έξοδο είναι:

$$\mathbf{E} = \sum_{N=1}^{\infty} \mathbf{E}^{NT} = -\sum_{N=1}^{\infty} \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l}\right)^{N-1} \mathbf{E}^{1T} = -\sum_{N=0}^{\infty} \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot l}\right)^N \mathbf{E}^{1T} = .$$

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-jk \cdot l} - 1} \cdot \mathbf{E}^{in} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-jk \cdot l} - 1} \cdot \mathbf{E}^{in}$$

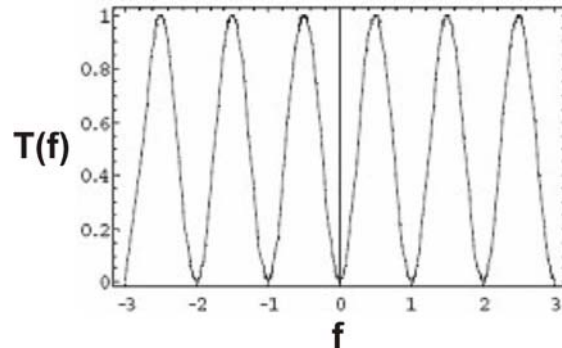
Η συνάρτηση μεταφοράς εύκολα προκύπτει ότι είναι:

$$\begin{aligned} T(k) = \left| \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{E}^{in}} \right|^2 &= \left| \frac{\sqrt{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-jk \cdot l} - 1} \right|^2 = \frac{\frac{1}{2}}{1 + \frac{1}{2} - 2 \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \cos k \cdot l} = \frac{\frac{1}{2}}{\left(1 - \sqrt{\frac{1}{2}}\right)^2 + 2 \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot (1 - \cos k \cdot l)} = \\ &= \frac{\frac{1}{2}}{\left(1 - \sqrt{\frac{1}{2}}\right)^2 + 2 \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot 2 \cdot \sin^2 \frac{k \cdot l}{2}} = \frac{\frac{1}{2}}{\left(1 - \sqrt{\frac{1}{2}}\right)^2 + 4 \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \sin^2 \frac{k \cdot l}{2}} \end{aligned}$$

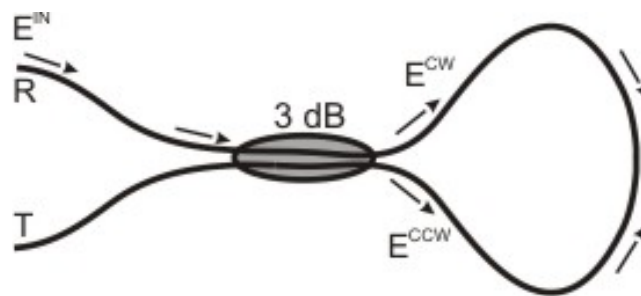
ή σε πιο συμπυκνόμενη μορφή και αντικαθιστώντας όπου $k = \frac{2 \cdot \pi \cdot n}{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot f}{c}$:

$$T(f) = \frac{\left[\frac{\sqrt{\frac{1}{2}}}{1 - \sqrt{\frac{1}{2}}} \right]^2}{1 + \left[\frac{2 \cdot 4 \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \sin \frac{\pi \cdot n \cdot f \cdot l}{c}}{1 - \sqrt{\frac{1}{2}}} \right]^2}$$

Η συνάρτηση μεταφοράς αυτή (βλέπε και άσκηση A.1.2 του βιβλίου) αποτελεί τη συνάρτηση μεταφοράς ενός περιοδικού φίλτρου και η μορφή της φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Διάταξη 2



Έστω ότι το σήμα εισόδου είναι:

$$\mathbf{E}^{\text{in}} = E^{\text{in}} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

Στις δύο εξόδους του συζεύκτη θα εμφανιστούν το ωρολογιακά:

$$\mathbf{E}^{\text{CW}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot E^{\text{in}} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

και ανθωρολογιακά περιστρεφόμενο σήμα:

$$\mathbf{E}^{\text{CCW}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot E^{\text{in}} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

Τα δύο σήματα που τελικά θα εμφανιστούν στις θύρες R και T της διάταξης δίνονται από τις σχέσεις:

$$\mathbf{E}^R = \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{CCW} + \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{CW} \right) = e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot E^{in} \cdot e^{-j\omega t} \cdot \hat{p}$$

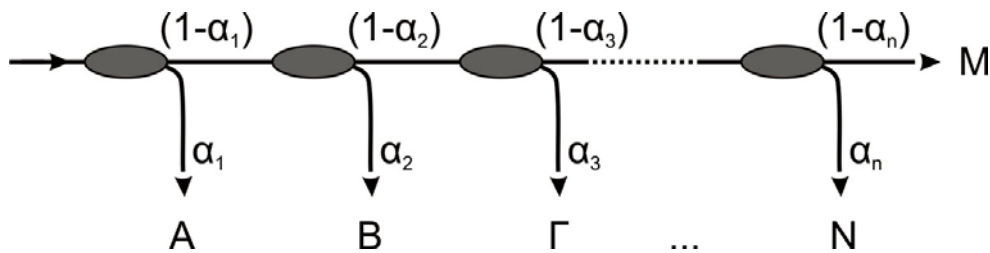
και

$$\mathbf{E}^T = \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{E}^{CW} + \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot e^{-j\frac{\pi}{2}} \cdot \mathbf{E}^{CCW} \right) = 0$$

Άρα όλη η ισχύς περνά στη θύρα R, ενώ στη θύρα T δεν υπάρχει πεδίο (mirror coupler).

Άσκηση 6

Βρείτε τη γενική σχέση λόγου διαχωρισμού ισχύος $(1-\alpha)/\alpha$ για τους συζεύκτες στη παρακάτω διάταξη δικτύου, ώστε οι ισχύς στις τερματικές εξόδους A, B, Γ, ...N και M να είναι οι ίδιες. Ας υποθέσουμε ότι διαθέτουμε πομπό ισχύος -10 dBm, ότι οι δέκτες που διαθέτουμε έχουν ευαισθησία -20 dBm για ρυθμό σφαλμάτων 10^{-12} στα 2.5 Gb/s και ότι οι απώλειες των συζευκτών και της μετάδοσης στην οπτική ίνα είναι αμελητέες. Πόσους τερματικούς σταθμούς μπορούμε να συνδέσουμε; Πιθανοί τρόποι για να αυξήσουμε τον αριθμό τερματικών σταθμών είναι (α) να χρησιμοποιήσουμε πομπό μεγαλύτερης ισχύος, (β) να χρησιμοποιήσουμε δέκτες μεγαλύτερης ευαισθησίας, (γ) να χρησιμοποιήσουμε οπτική ενίσχυση. Υποθέτοντας ότι αντικατάσταση ή προσθήκη ενεργού στοιχείου συνεπάγεται ίδια αύξηση κόστους ανά μονάδα στοιχείου ανεξάρτητα του στοιχείου, αξιολογήστε τις τρεις μεθόδους και εξηγήστε ποιά θα προτιμούσατε.



Λύση

Για να είναι οι ισχύς στις τερματικές εξόδους A, B, Γ, ...N και M ίδιες, για δύο οποιοσδήποτε διαδοχικές τερματικές εξόδους j-1 και j θα πρέπει να ισχύει :

$$(1-\alpha_1) (1-\alpha_2) (1-\alpha_3) \dots (1-\alpha_{j-1}) \alpha_j = (1-\alpha_1) (1-\alpha_2) (1-\alpha_3) \dots (1-\alpha_{j-1}) (1-\alpha_j) \alpha_{j+1} \Rightarrow$$

$$\alpha_j = (1-\alpha_j) \alpha_{j+1} \Rightarrow \alpha_j = \alpha_{j+1} - \alpha_j \alpha_{j+1} \Rightarrow \alpha_j (1+\alpha_{j+1}) = \alpha_{j+1} \Rightarrow \alpha_j = \frac{\alpha_{j+1}}{1 + \alpha_{j+1}}$$

Επίσης για τις δύο τελευταίες τερματικές εξόδους N και M θα πρέπει να ισχύει :

$$(1-\alpha_1)(1-\alpha_2)(1-\alpha_3)\dots(1-\alpha_j)\dots(1-\alpha_{N-1}) \alpha_N = (1-\alpha_1)(1-\alpha_2)(1-\alpha_3)\dots(1-\alpha_j)\dots(1-\alpha_{N-1})(1-\alpha_N) \Rightarrow$$

$$\alpha_N = 1-\alpha_N \Rightarrow \alpha_N = 0.5$$

$$\text{Επομένως, } \alpha_{N-1} = \frac{\alpha_N}{1+\alpha_N} = \frac{0.5}{1+0.5} = \frac{1}{3}$$

$$\alpha_{N-2} = \frac{\alpha_{N-1}}{1+\alpha_{N-1}} = \frac{1/3}{1+1/3} = \frac{1}{4}$$

$$\alpha_{N-3} = \frac{\alpha_{N-2}}{1+\alpha_{N-2}} = \frac{1/4}{1+1/4} = \frac{1}{5}$$

.

.

.

$$\alpha_j = \frac{1}{2+N-j} \quad \text{κ.ο.κ.}$$

Πομπός ισχύος -10 dBm σημαίνει ότι ο πομπός εκπέμπει σήμα ίσο με 10^{-1} mW = 100 μW ενώ ευαισθησία δέκτη ίση με -20 dBm σημαίνει ότι ο δέκτης μπορεί να δέχεται χωρίς σφάλματα ισχύ το λιγότερο ίση με 10^{-2} mW = 10 μW.

Από την εκφώνηση της άσκησης βλέπουμε ότι οι απώλειες των συζευκτών και της μετάδοσης στην οπτική ίνα είναι αμελητέες και συνεπώς συμπεραίνουμε ότι όλη η οπτική ισχύς του πομπού μοιράζεται στις τερματικές εξόδους της διάταξής μας. Έστω ότι έχουμε N συζεύκτες στη διάταξη μας, τότε θα έχουμε N+1 τερματικά (δέκτες) άρα η ισχύς του πομπού $P_{in} = 100 \mu\text{W}$ μοιράζεται σε N+1 δέκτες. Οπότε θα πρέπει να ισχύει για την ισχύ που δέχεται κάθε δέκτης :

$$\frac{P_{in}}{N+1} \geq 10\mu\text{W} \Rightarrow \frac{100\mu\text{W}}{N+1} \geq 10\mu\text{W} \Rightarrow N \leq 9$$

Για να αυξήσουμε τον αριθμό των τερματικών σταθμών μπορούμε

(α) είτε να χρησιμοποιήσουμε πομπό μεγαλύτερης ισχύος, πράγμα το οποίο φαίνεται μια καλή λύση γιατί πρέπει να αντικαταστήσω μόνο ένα στοιχείο. Η λύση αυτή,

όμως, επιβαρύνεται από το κόστος αντικατάστασης και επιπλέον δεν μπορώ να επεκτείνω το σύστημά μου επ'άπειρο.

(β) είτε να χρησιμοποιήσουμε δέκτες μεγαλύτερης ευαισθησίας, πράγμα το οποίο είναι μια κακή λύση γιατί αυτό συνεπάγεται αντικατάσταση όλων των τερματικών σταθμών με άλλους καλύτερους και άρα ακριβότερους.

(γ) είτε να χρησιμοποιήσουμε οπτική ενίσχυση. Σύμφωνα με τη λύση αυτή μπορώ να βάλω μονάχα έναν ενισχυτή αμέσως μετά τον πομπό οπότε τότε η λύση μοιάζει με την (α). Μπορώ, επίσης, να κάνω περιοδική χρήση ενισχυτών ανάμεσα στους συζεύκτες οπότε με τον τρόπο αυτό να έχω περισσότερα τερματικά.

Άσκηση 7

Πρέπει να χαρακτηρίσω τη διασπορά (δηλαδή συντελεστή β_2 (σε ps^2/km), ή D (σε $\text{ps}/\text{nm km}$)), που εμφανίζει μια μονορουθμική ίνα μήκους L , ώστε τα φαινόμενα διασποράς να είναι μετρήσιμα. Διαθέτω πηγή laser που παράγει στενούς οπτικούς παλμούς (1 ps), με μήκος κύματος που μπορώ να μεταβάλλω γύρω από τα 1550 nm. Διαθέτω επίσης παλμογράφο και φωτοδίοδο υψηλής ταχύτητας που μπορώ να συγχρονίσω με τη πηγή laser. Τι μετρήσεις πρέπει να κάνω και πως μπορώ να εξάγω τις τιμές των β_2 (D) από τις μετρήσεις μου. Υποθέστε ότι η ίνα δεν έχει μηδενική διασπορά στο σημείο των μετρήσεων σας. Για διευκόλυνση σας, σχεδιάστε σχετικά γραφήματα από όπου μπορούν να εξαχθούν οι τιμές. Πως θα αλλάξουν τα γραφήματα στη περίπτωση που η ίνα έχει μηδενική διασπορά στο σημείο των μετρήσεων σας.

Λύση

Από τη σχέση (1.79) του βιβλίου έχουμε :

$$\Delta T = L \cdot \beta_2 \cdot \Delta \omega$$

Η σχέση αυτή μας δίνει τη σχετική καθυστέρηση άφιξης μεταξύ της πιο γρήγορης και της πιο αργής συνιστώσας ενός παλμού συνολικού φάσματος $\Delta \omega$, μετά τη διέλευσή του από ίνα που παρουσιάζει διασπορά μήκους L .

Εναλλακτικά, αν υπολογίσω τη σχετική καθυστέρηση ΔT ως προς $\Delta \lambda$ αντί για $\Delta \omega$, τότε προκύπτει :

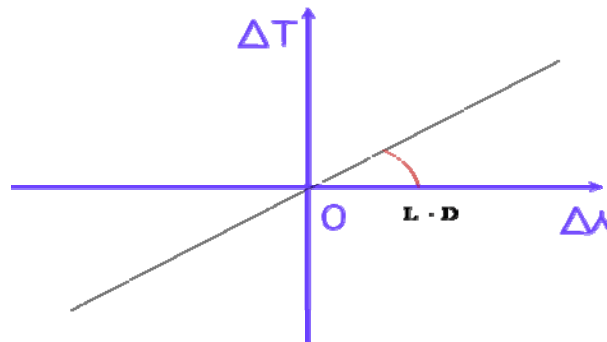
$$\Delta T = L \cdot D \cdot \Delta \lambda$$

Αυτό σημαίνει ότι αν εγώ μεταβάλλω το μήκος κύματος των παλμών που παράγει το laser και μετρήσω μέσω του παλμογράφου τη σχετική καθυστέρηση ΔT της κορυφής ενός συγκεκριμένου παλμού για δύο διαφορετικά μήκη κύματος λ_1 και λ_2 (όπου

$\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1$), θα μπορέσω να υπολογίσω το συντελεστή διασποράς D (και την παράμετρο β_2) για τη συγκεκριμένη ίνα που μελετώ μέσω του τύπου:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι αν παραστήσουμε γραφικά τη σχετική καθυστέρηση μεταξύ δύο μηκών κύματος ΔT συναρτήσει της διαφοράς των δύο αυτών μηκών κύματος $\Delta\lambda$, από την κλίση της καμπύλης θα μπορέσουμε να βρούμε τον συντελεστή διασποράς D . Αυτό βέβαια θα ισχύει υπό την προϋπόθεση ότι η ίνα παρουσιάζει 2^{ης} τάξης διασπορά, δηλαδή η ίνα δεν έχει μηδενική διασπορά στο σημείο των μετρήσεών μας.



Στην περίπτωση που η ίνα έχει μηδενική διασπορά (δηλ. $D=\beta_2=0$) γύρω από τα 1550 nm, από τη σχέση (1.73) του βιβλίου και παραγωγίζοντας ως προς ω προκύπτουν τα παρακάτω:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \xrightarrow{\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0}}$$

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3} \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 \Rightarrow$$

$$\left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega} \approx \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 \Rightarrow$$

$$\left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega} \approx \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^2$$

Και σύμφωνα με την ανάλυση του βιβλίου στη σελίδα 22 προκύπτει ότι :

$$\left. \frac{z}{v_p} \right|_{\omega} - \left. \frac{z}{v_p} \right|_{\omega_0} = z \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + z \left. \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^2 = z\beta_2\Delta\omega + z\beta_3\Delta\omega^2 \Rightarrow$$

$$\Delta T = z\beta_2\Delta\omega + z\beta_3\Delta\omega^2 \xrightarrow{\beta_2=0} \Delta T = z\beta_3\Delta\omega^2$$

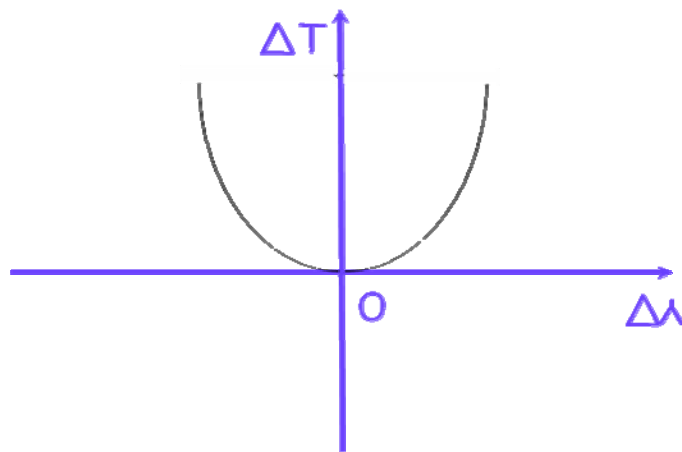
Δηλαδή η σχετική καθυστέρηση άφιξης μεταξύ της πιο γρήγορης και της πιο αργής συνιστώσας ενός παλμού συνολικού φάσματος $\Delta\omega$, μετά τη διέλευσή του από ένα μήκος L που δεν παρουσιάζει διασπορά 2^{ης} τάξης ($\beta_2=0$) αλλά παρουσιάζει διασπορά 3^{ης} τάξης, είναι :

$$\Delta T = L\beta_3\Delta\omega^2$$

Και αν υπολογίσω τη σχετική καθυστέρηση ΔT ως προς $\Delta\lambda$ αντί για $\Delta\omega$, τότε προκύπτει :

$$\Delta T = L\beta_3 \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^4} \Delta\lambda^2$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι υπάρχει παραβολική εξάρτηση της διαφοράς δύο μηκών κύματος $\Delta\lambda$ και της σχετικής καθυστέρηση μεταξύ των δύο αυτών μηκών κύματος ΔT . Έτσι :



Από την κυρτότητα της καμπύλης μπορούμε τώρα να βρούμε την παράμετρο β_3 .

Άσκηση 8

As υποθέσουμε ότι έχουμε δύο φίλτρα με περιοδικές συναρτήσεις μεταφοράς και περιόδους f_1 και f_2 (όπου f_1 και f_2 είναι ακέραιοι). (α) Αν τα φίλτρα χρησιμοποιηθούν σε ακολουθία, πως θα είναι η συνάρτηση μεταφοράς τους; (β) Πως θα είναι η συνάρτηση μεταφοράς της αλυσίδας αν $f_1= 500$ GHz και $f_2=600$ GHz; Πως θα είναι η συνάρτηση μεταφοράς της αλυσίδας, αν οι συχνότητες των δύο φίλτρων υποστούν μικρο-αλλαγές και γίνουν, (γ) $f_1= 525$ GHz και $f_2=630$ GHz, (δ) $f_1= 475$ GHz και $f_2=630$ GHz, (ε) $f_1= 475$ GHz και $f_2=570$ GHz και (στ) $f_1= 525$ GHz και $f_2=570$ GHz

Λύση

(α) Σύμφωνα με την άσκηση του βιβλίου A.1.1, όταν έχουμε περιοδικά φίλτρα που χρησιμοποιούμε σε ακολουθία, η συνάρτηση μεταφοράς τους θα είναι της μορφής $R(f)=\check{Z}(f)*\phi(f)$ όπου $\check{Z}(f)$ η συνάρτηση μεταφοράς του πρώτου φίλτρου και $\phi(f)$ η συνάρτηση μεταφοράς του δεύτερου φίλτρου. Επιπλέον, σύμφωνα με την άσκηση του βιβλίου A.1.2 τα μέγιστα της συνάρτησης μεταφοράς της αλυσίδας $R(f)$ θα βρίσκονται εκεί, όπου όλες οι επιμέρους συναρτήσεις μεταφοράς είναι μέγιστες. Άρα η ελεύθερη φασματική περιοχή της ακολουθίας των φίλτρων (περίοδος της συνάρτησης μεταφοράς) θα είναι το ελάχιστο κοινό πολλαπλάσιο των περιόδων των $\check{Z}(f)$ και $\phi(f)$.

(β) Αν $f_1= 500$ GHz και $f_2=600$ GHz η συνάρτηση μεταφοράς της ακολουθίας θα έχει ελεύθερη φασματική περιοχή ίση με $f_A= 3000$ GHz. Ομοίως :

(γ) Αν $f_1= 525$ GHz και $f_2=630$ GHz, $\Rightarrow f_A= 3150$ GHz

(δ) Αν $f_1= 475$ GHz και $f_2=630$ GHz, $\Rightarrow f_A= 59850$ GHz

(ε) Αν $f_1= 475$ GHz και $f_2=570$ GHz, $\Rightarrow f_A= 2850$ GHz

(στ) Αν $f_1= 525$ GHz και $f_2=570$ GHz, $\Rightarrow f_A= 19950$ GHz

Άσκηση 9

Το υποθαλάσσιο σύστημα μετάδοσης οπτικών ινών μεταξύ Παπάγιας και Ποντογονάτου κατασκευάστηκε πριν από χρόνια. Σχεδιάστηκε για χρήση στα 10 Gb/s, με ένα μήκος κύματος, στη φέρουσα 193.5 THz, που είναι και το σημείο μηδενικής διασποράς των ινών μετατοπισμένης διασποράς (DSF) που χρησιμοποιεί. Το δίκτυο πρέπει τώρα να αναβαθμιστεί για μετάδοση σε 4 μήκη κύματος που να συμμορφώνονται με το ITU grid γραμμών μήκους κύματος με φέρουσες που απέχουν 100 GHz μεταξύ τους. Πρέπει να βρίσκονται στη περιοχή 193.1 THz μέχρι 194.1 THz. Επιλέξτε τις 4 φέρουσες ώστε να μην υπάρξει πρόβλημα μίξης 4 φωτονίων.

Λύση

Έστω ότι για να μην αναγκαστώ να αντικαταστήσω το υπάρχον σύστημα μετάδοσης (έτσι ώστε να μην επιβαρυνθώ με περαιτέρω οικονομικό κόστος) κρατάω τη φέρουσα των 193.5 THz, την οποία θα συμβολίσω με f_0 . Το ζητούμενο είναι τώρα να επιλέξω άλλες 3 φέρουσες (έστω f_1 , f_2 και f_3) ώστε να μην υπάρξει πρόβλημα μίξης 4 φωτονίων.

Για να μην έχω επιβάρυνση στη μετάδοση λόγω μίξης τεσσάρων φωτονίων θα πρέπει τα κανάλια που θα παραχθούν από τη μίξη να μην συμπίπτουν με τις αρχικές φέρουσες. Σύμφωνα με τη θεωρία, τα παραγόμενα κανάλια θα βρίσκονται σε συχνότητες :

$$f_n = f_i + f_j - f_k \quad \text{όπου } f_i, f_j \neq f_k$$

Για αρχή μας ενδιαφέρουν τα παράγωγα που είναι κοντά στην αρχική φέρουσα των 193.5 THz. Μερικά από τα παράγωγα αυτά μπορεί να είναι :

$$f_{n1} = 2f_0 - f_1$$

$$f_{n2} = f_0 + f_1 - f_2$$

$$f_{n3} = f_0 + f_3 - f_1$$

κ.ο.κ.

Τα παραγόμενα αυτά κανάλια δεν θα πρέπει να συμπίπτουν με τις f_0 , f_1 , f_2 και f_3 .

Ένας από τους τρόπους περιορισμού του FWM είναι, όπως είδαμε και στη θεωρία, η επιλογή μεγαλύτερου spacing μεταξύ των αρχικών φερουσών. Αν επιλέξω τις δύο ακριανές συχνότητες $f_1=193.1$ THz και $f_2=194.1$ THz, αυτές σε συνδυασμό με την $f_0=193.5$ THz θα μου δώσουν παράγωγα που δεν θα συμπίπτουν με τις f_0 , f_1 και f_2 .

Ένας άλλος τρόπος περιορισμού του FWM είναι η επιλογή άνισου spacing μεταξύ των αρχικών φερουσών. Άρα η τρίτη φέρουσα που θα επιλέξω θα φροντίσω να είναι τέτοια ώστε αν διαλέξω οποιοσδήποτε 2 φέρουσες από τις f_0 , f_1 , f_2 και f_3 , η απόσταση μεταξύ τους να μην είναι ίση με την απόσταση μεταξύ οποιωνδήποτε 2 άλλων

φερουσών. Η φέρουσα $f_3=194.0$ THz αποτελεί μια λύση στο παραπάνω ζητούμενο. Το άνισο spacing μεταξύ των τεσσάρων επιλεγέντων φερουσών φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.

