



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

**Επισκόπηση θεωρίας των Mode-Locked Lasers και
πειραματική επίδειξη τους σε OTDM σύστημα στα 160Gb/s**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γιάννης Κ. Κανάκης

Επιβλέπων : Η. Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Αθήνα, Νοέμβριος 2011



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

Επισκόπηση θεωρίας των Mode-Locked Lasers και πειραματική επίδειξη τους σε OTDM σύστημα στα 160Gb/s

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γιάννης Κ. Κανάκης

Επιβλέπων : Η. Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την ^η Νοεμβρίου 2011.

.....
Η. Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....
Ν. Ουζούνου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Κ. Δέρβος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Νοέμβριος 2011

.....
Γιάννης Κ. Κανάκης

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

Copyright © Γιάννης Κ. Κανάκης 2011

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ' ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Στους ΑΝ.Α.Φ.Η. που με αξιοπρέπεια και
αυτοφασεβτικότητα ιαλείουν να κάνουν την
ανάγκη της γενιάς τους ιστορία. Οι δρόμοι
μας πάντα θα σμίγουν. Καλή ανάρρωση...

Η παρούσα διπλωματική εργασία περιέχει την παρουσίαση των φυσικών αρχών που διέπουν τη λειτουργία των Mode Locked Lasers (MLL). Στο πρώτο κεφάλαιο εισάγονται οι βασικές αρχές που επιτρέπουν τη λειτουργία μιας κοιλότητας (cavity) η οποία περιέχει ένα ενεργό μέσο (gain medium) δίνοντας στην έξοδο της ένα ενισχυμένο οπτικό σήμα μέσα από το μηχανισμό της εξαναγκασμένης εκπομπής (stimulated emission). Η βασική ιδέα που παρουσιάζεται είναι το πώς καταφέρνουμε από τους υποστηριζόμενους ρυθμούς της κοιλότητας (αρμονικές ταλαντώσεις) να καταφέρουμε μέσω ενός κλειδώματος της φάσης τους να διαπιστώσουμε από την υπέρθεση τους ένα αποτέλεσμα πολύ στενών οπτικών παλμών στο πεδίο του χρόνου. Η εγκλείδωση ρυθμών που είναι και η αρχή λειτουργίας του MLL μπορεί να επιτευχθεί με αρκετές τεχνικές, τις οποίες συνοπτικά παρουσιάζουμε μέσα από τη χρήση βιβλιογραφικών αναφορών. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται η τεχνική του passive mode-locking που βασίζεται στη χρήση ενός κορέσιμου απορροφητή (saturable absorber) στη διάταξη της κοιλότητας και του active mode-locking που βασίζεται στη διαμόρφωση - κλειδώμα της φάσης των αρμονικών που ενισχύονται μέσα στην κοιλότητα κάνοντας χρήση ενός ηλεκτρικού σήματος (RF) στη συχνότητα που επιθυμούμε να ορίσουμε το ρυθμό επαναληψιμότητας (repetition rate) του MLL.

Τα φωτονικά δίκτυα έρχονται να δώσουν λύση στην αύξηση της χωρητικότητας των τηλεπικοινωνιακών δικτύων δίνοντας μας τη δυνατότητα να εκμεταλλευτούμε ένα μέσο (οπτική ίνα) η οποία έχει ασύγκριτα μεγαλύτερο bandwidth συγκριτικά με τα εργαλεία του ηλεκτρονικού κόσμου. Στη βάση αυτή παρουσιάζουμε μια από τις πιο βασικές εφαρμογές των MLL στα τηλεπικοινωνιακά δίκτυα. Συγκεκριμένα, το πώς η έξοδος του MLL μπορεί να αποτελέσει το «όχημα» - φέρον πάνω στο οποίο μπορεί μεταφέρεται η ψηφιακή πληροφορία. Σε όλα τα τηλεπικοινωνιακά δίκτυα (ασύρματα, μικρο-κυματικά, φωτονικά) η τεχνική της πολυπλεξίας είναι αυτή που επιτρέπει να αυξήσουμε τη χωρητικότητα του διαύλου μας. Εκμεταλλευόμενοι τις ιδιότητες εκπομπής των MLL που έχουν δυνατότητα να παράγουν παλμο-σειρές που περιέχουν στενούς οπτικούς παλμούς η τεχνική της οπτικής πολυπλεξίας στο χρόνο (OTDM) είναι αυτή που παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο παράλληλα με τις βασικές διατάξεις που χρησιμοποιούμε για τον πομπό και το δέκτη σε μια τέτοια ζεύξη.

Στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζεται ένα πείραμα το οποίο στήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (ΕΦΕ) και σκοπό είχε να αξιολογήσει την κατασκευή στον πομπό (Transmitter) ενός σήματος στα 160Gbps με τη μέθοδο της χρονικής πολυπλεξίας αλλά και τη μελέτη της επιβάρυνσης του μέσα από τη διάδοση του από έναν κυματοδηγό. Σκοπός του πειράματος αυτού ήταν να παρουσιαστούν όλα τα βασικά συστατικά που απαιτούνται για τη δημιουργία ενός υπερ-υψηλού ρυθμού μετάδοσης σήματος στον πομπό το οποίο δίνοντας έμφαση στη χρήση ενός MLL με repetition rate στα 10GHz παράλληλα με τη χρήση ενός οπτικού πολυπλέκτη (OMUX) μέσω του οποίου μπορώ να καταφέρω να αποκτήσω στην έξοδο

του συστήματος του πομπού ένα οπτικό φέρον το οποίο έχει διαμορφωθεί – μεταφέρει πληροφορία (data) στα 160Gbps. Στην πλευρά του δέκτη (receiver) παρουσιάζονται οι τεχνικές από-πολυπλεξίας για να υποβιβάσω το σήμα των 160Gbps στον αρχικό ρυθμό των 10Gbps. Αρχικά η από-πολυπλεξία από τα 160Gbps στα 40Gbps με χρήση ενός οπτικού συμβολόμετρου Sagnac και στη συνέχεια στο δεύτερο στάδιο από τα 40Gbps στα 10Gbps με χρήση ενός EAM (Electro Absorption Modulator). Τέλος επειδή βασικό στοιχείο στην απόδοση ενός τηλεπικοινωνιακού συστήματος εκτός από τη χωρητικότητα του αποτελεί και η υποβάθμιση που εισάγει στη μεταδιδόμενη πληροφορία παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα που σχετίζονται με τη σύγκριση της ποιότητας του οπτικού σήματος στα 160Gbps σε διαφορετικά σημεία του συστήματος με χρήση εργαλείων όπως φάσματα του σήματος στον OSA (optical spectrum analyzer), διαγράμματα οφθαλμού (eye diagrams) στον παλμογράφο αλλά και η ποσοτικοποίηση της υποβάθμισης μέσα από τις καμπύλες των μετρήσεων για το ρυθμό σφαλμάτων (BER measurements).

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ

Λέιζερ Εγκλείδωσης Ρυθμού, Παθητική Εγκλείδωση Ρυθμού, Ενεργή Εγκλείδωση Ρυθμού, Κορέσιμος Απορροφητής, Ενεργό Μέσο, Παλμοσειρά Πολύ Στενών Παλμών, Οπτική Πολυπλεξία Διαίρεσης Χρόνου (OTDM), Οπτικό συμβολόμετρο Sagnac, Σύστημα υψηλής χωρητικότητας, Αξιολόγηση ποιότητας οπτικού σήματος

ABSTRACT

This diploma thesis aims at the study and the presentation of the physical principles that are adopted to the operation of Mode-Locked Lasers (MLL). In the first chapter there is an introduction which comprises information about basic principles that allow the operation of a cavity that contains a gain medium and gives an amplified optical signal in the output through the mechanism of the stimulated emission. The main scenario that has to be explored is the achievement of very narrow optical pulses in time domain, via phase locking the existing cavity modes. The mode-locking can be attained with multiple techniques that are briefly presented through the use of scientific references. More specifically, it is presented the technique of passive mode-locking that is based on the use of a saturable absorber in the cavity and also the technique of active mode-locking that relies on the modulation-locking of the phase of the harmonic frequencies that are amplified in the cavity using an electric signal (RF) in the frequency that we want to assess the repetition rate of the MLL.

Future photonic networks are a solution to increase the capacity of telecommunication systems and allow us to take advantage of the benefits that optical fibers offer, such as the enormous bandwidth. In this perspective, one of the most basic applications of MLL in telecommunication systems is described in this thesis. This application is the ability of MLLs to be the carrier waves onto which digital information is transported. In telecommunication network systems (wireless, photonic), multiplexing technique is the one that allows the increase the capacity of our channels. Given the opportunity that MLL offer by producing very narrow pulses, the technique of optical time division multiplexing is presented in the next chapter additionally with the basic formations used for the transmitter and the receiver.

In the last chapter it is described an experiment which took place in the Photonics Communications Research Laboratory (PCRL) and its goal is the evaluation of the construction, from the side of the transmitter, of a 160Gbps signal exploiting the technique of optical time division multiplexing. Besides, the possibility of losses that are charged in the signal due to its pass through a “black box” link, was investigated. The purpose of the experiment was to present all the basic components that are crucial for producing an ultra-high mode of transmitting the signal using an MLL with 10GHz repetition rate and an optical multiplexer (OMUX) through which is possible to have an optical carrier that transmits data in 160Gbps at the output of our transmitter. At the side of the receiver, it is described the techniques of demultiplexing the signal from the rate of 160Gbps to the rate of 40Gbps using an optical interferometer Sagnac and afterwards in a second level the demultiplexing from 40Gbps to 10Gbps using an Electro-Absorption Modulator (EAM). Finally, and due to the fact that the degradation induced in a transmitted signal by the telecommunication system is a fundamental issue for the evaluation of a system, experimental results are presented which allow us to compare the quality of the optical

signal in 160Gbps in different stages of the experimental procedure. For this purpose, multiple merits are used such as signal spectrums taken from an optical spectrum analyzer, eye diagrams from the oscilloscope and Bit Error Rate measurements.

KEYWORDS

Mode Locked Lasers (MLL), Passive Mode Locking, Active Mode Locking, Saturable Absorber, Gain Medium, Ultra Narrow Pulses, Optical Time Division Multiplexing (OTDM), Optical Sagnac Interferometer, Optical signal integrity evaluation

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών του τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Ηλεκτρονικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου και συγκεκριμένα στον τομέα συστημάτων μετάδοσης πληροφορίας και τεχνολογίας υλικών.

Καταρχήν θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή του Ε.Μ.Π. Ηρακλή Αβραμόπουλο για τη δυνατότητα που μου έδωσε να ασχοληθώ με το συγκεκριμένο επιστημονικό αντικείμενο καθώς και για τις χρήσιμες συμβουλές. Ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον υποψήφιο διδάκτορα Γιάννη Γιαννούλη που καθ' όλη τη διάρκεια αυτών των μηνών με βοήθησε ουσιαστικά τόσο με τις γνώσεις του και την καθοδήγησή του όσο και με την ηθική υποστήριξή του χωρίς την οποία η εργασία αυτή δεν θα είχε ολοκληρωθεί.

Παράλληλα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα Δημήτρη Καλαβρουζιώτη που ήταν πάντα πρόθυμος να επιλύσει οποιαδήποτε απορία είχα και συνέβαλε και αυτός σημαντικά στην περαίωση της εργασίας αυτής. Επίσης τους υποψήφιους διδάκτορες Γιάννη Λαζάρου και Χρήστο Σταματιάδη για την βοήθεια τους σε οτιδήποτε χρειάστηκε.

Τέλος, ευχαριστώ τον πατέρα μου Κώστα, την μητέρα μου Μαρία και την αδελφή μου Βιργινία που πάντα στέκονται δίπλα μου και με υποστηρίζουν σε οτιδήποτε κάνω καθώς και τους φίλους και την κοπέλα μου που μοιράστηκα μαζί τους τις πιο έντονες στιγμές των φοιτητικών μου χρόνων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	15
1.1	Φωτονική: Μια τεχνολογία, πολλές εφαρμογές	15
1.2	Τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές: Η ανάγκη για ευρυζωνικότητα	15
1.3	Γενικά για τα Laser	17
	1.3.1 Ιστορική αναδρομή	17
	1.3.2 Χαρακτηριστικά των Laser	18
1.4	Η φυσική των laser	19
	1.4.1 Ενεργό μέσο	19
	1.4.2 Οπτική κοιλότητα	20
	1.4.3 Απορρόφηση και εκπομπή ακτινοβολίας	21
	1.4.4 Συνθήκη κατωφλιού	23
	1.4.5 Η καμπύλη P-I	24
	1.4.6 Τυπική έξοδος laser	25
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	MODE LOCKING THEORY	28
2.1	Κατηγορίες laser με βάση τον τρόπο λειτουργίας	28
	2.1.1 Continuous wave operation (Συνεχούς λειτουργίας)	29
	2.1.2 Η τεχνική του Q-switching	29
	2.1.3 Τεχνική κλειδώματος ρυθμού	30
2.2	Αρχή λειτουργίας ενός Mode Locked Laser	32
2.3	Μαθηματικό υπόβαθρο	39
	2.3.1 Mode Locked Lasers	39
	2.3.2 Phase Locked oscillators	39
	2.3.3 AM mode-locking	42
	2.3.4 FM mode-locking	43
	2.3.5 Ο μετασχηματισμός Fourier	45
2.4	Active (ενεργό) mode-locking	45
	2.4.1 Μαθηματική προσέγγιση ενεργού κλειδώματος ρυθμού	46
	2.4.2 Ενεργό κλείδωμα ρυθμών κοιλότητας laser με οπτική Διαμόρφωση ενός οπτικού ενισχυτή ημιαγωγού	49
2.5	Passive (παθητικό) mode-locking	52

2.5.1	Ενέργεια κορεσμού (saturation energy)	53
2.5.2	Γρήγορος απορροφητής	55
2.5.3	Αργός κορέσιμος απορροφητής με δυναμικό κορεσμό κέρδους	58
2.5.4	Αργός κορέσιμος απορροφητής με αδύναμο κορεσμό κέρδους	60
2.5.5	Κριτήριο σταθερότητας για το παθητικό mode-locking	60
2.5.6	SESAM	62
	2.5.6.1 Τι είναι τα quantum wells	63
	2.5.6.2 Τι είναι τα quantum dots	63
	2.5.6.3 Τι είναι οι Distributed Bragg reflectors	64
2.5.7	Μακροσκοπικές ιδιότητες	64
2.5.8	Επιπλέον παρατηρήσεις στο QML κριτήριο σταθερότητας	69
2.5.9	Δομή του SESAM	69
2.5.10	Molecular Beam Epitaxy	70
2.5.11	Metal Organic Chemical Vapor Deposition	71
2.5.12	DRB	72
2.5.13	Antiresonant SESAM	73
2.5.14	Resonant SESAM	74
2.5.15	Antireflection coated SESAM	75

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΑΔΕΔΟΜΕΝΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑΣ-OTDM 78

3.1	Πολυπλεξία κατά μήκος κύματος (WDM)	78
3.2	Οπτική πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου (OTDM)	79
	3.2.1 Αρχές του Optical Time Division Multiplexing και Demultiplexing	80
	3.2.2 Οπτικό switching και αποπολυπλεξία	85

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ 87

4.1	Εισαγωγή	87
4.2	Ο πομπός (transmitter) στα 160G	87
	4.2.1 Παρουσίαση οπτικού κυκλώματος πομπού	87
	4.2.2 Παρουσίαση και χαρακτηρισμός του MLL στα 10G	89

4.3	Παρουσίαση του δέκτη στα 160G	97
4.3.1	Η αποπολυπλεξία από τα 160G στα 40G με χρήση οπτικού συμβολομέτρου Sagnac	98
4.4	Παρουσίαση πειραματικών αποτελεσμάτων	101
4.5	Μετρήσεις BER	106
4.5.1	Θεωρία που σχετίζεται με τις μετρήσεις BER	106
4.5.2	Πειραματικές μετρήσεις BER	107

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΣΥΝΟΨΗ, ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ **111**

5.1	Σύνοψη και συμπεράσματα	111
5.2	Προτάσεις	111
	Βιβλιογραφία-Αναφορές	113



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 ΦΩΤΟΝΙΚΗ: ΜΙΑ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ, ΠΟΛΛΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

Η φωτονική αποτελεί ένα ιδιαίτερα πρόσφατο πεδίο στην επιστήμη και την τεχνολογία. Ξεκίνησε ως σύνθεση από διαφορετικές προσεγγίσεις (οπτική, επιστήμη των υλικών, μηχανική, νανοτεχνολογία, φυσική και χημεία), με έναν κοινό σκοπό: την πλήρη κατανόηση του φωτονίου. Ο όρος φωτονική αποδίδεται στον Γάλλο επιστήμονα Pierre Aigrain, ο οποίος την περιέγραψε το 1967 [1]:

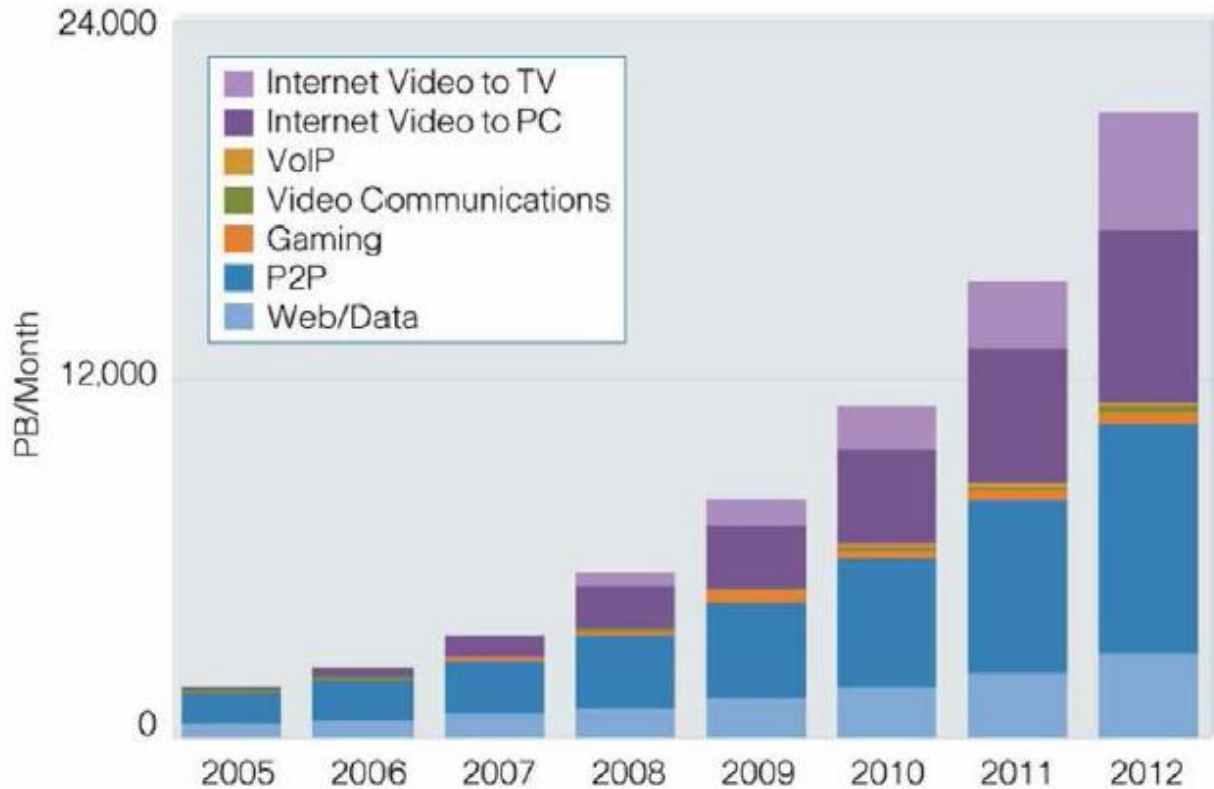
“Η φωτονική είναι η επιστήμη που τιθασεύει το φως. Η φωτονική περιλαμβάνει την παραγωγή φωτός, την ανίχνευση φωτός, τη διαχείριση του φωτός μέσω καθοδήγησης, διαχείρισης και ενίσχυσης, και, το πιο σημαντικό, την εκμετάλλευση του για την ωφέλεια της ανθρωπότητας”

Θεμέλιο της φωτονικής θεωρείται η εφεύρεση του laser το 1960. Την εποχή εκείνη το laser εμφανίστηκε ως μια εφεύρεση χωρίς πεδίο εφαρμογής, μια “λύση που έψαχνε για το πρόβλημα”, και κανείς δεν φανταζόταν ότι μερικές δεκαετίες αργότερα θα έφερνε επανάσταση στην επιστήμη και τη βιομηχανία. Ακολούθησε μια σειρά από σημαντικές εφευρέσεις, όπως η ανάπτυξη των οπτικών ινών στη δεκαετία του 1970, καθώς και η κατασκευή του οπτικού ενισχυτή ίνας ερβίου το 1987, οι οποίες οδήγησαν στην τηλεπικοινωνιακή επανάσταση στα τέλη του 20^{ου} αιώνα και παρείχαν την απαραίτητη υποδομή για την ανάπτυξη του διαδικτύου. Από τη δεκαετία του 1980 η φωτονική έγινε συνώνυμη με τη μετάδοση δεδομένων μέσω οπτικής ίνας. Αν και το πεδίο της φωτονικής περιλαμβάνει ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών, η μεγαλύτερη βαρύτητα δόθηκε στις τηλεπικοινωνίες έως και το 2001, όταν σημειώθηκε η κρίση στον τομέα των τηλεπικοινωνιών. Από τότε και ιδιαίτερα τα τελευταία χρόνια, οι μη-τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές της φωτονικής εμφανίζουν μεγάλη άνθιση λόγω της ωριμότητας στον τομέα των φωτονικών υλών. Σήμερα, η φωτονική αποτελεί σημαντικό τομέα της επιστήμης και της τεχνολογίας με εκτεταμένες εφαρμογές στην καθημερινή ζωή του ανθρώπου. Μια από αυτές τις εφαρμογές στις οπτικές τηλεπικοινωνίες, θα είναι το θέμα της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

1.2 ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ: Η ΑΝΑΓΚΗ ΓΙΑ ΕΥΡΥΖΩΝΙΚΟΤΗΤΑ

Η μετα-βιομηχανική κοινωνία της εποχής μας χαρακτηρίζεται συχνά ως «κοινωνία της πληροφορίας»: Η παραγωγή, διακίνηση και διάχυση της πληροφορίας αποτελούν θεμελιώδη χαρακτηριστικά της κοινωνίας μας και επιδρούν σε κοινωνικό, οικονομικό, πολιτικό και πολιτιστικό επίπεδο. Ο ολοένα και πιο σημαντικός ρόλος της διακίνησης της πληροφορίας στην κοινωνία μας αντανακλάται στο ρυθμό αύξησης της πληροφορίας που διακινείται στο διαδίκτυο:

Η παγκόσμια διαδικτυακή κίνηση αναμένεται να εκατονταπλασιαστεί από το 2002 έως το 2011, ενώ θα διπλασιάζεται κάθε 12 με 18 μήνες. Έτσι, η ετήσια κίνηση IP αναμένεται να φτάσει το μισό zettabyte το 2012, τιμή που αντιστοιχεί σε 75 φορές αύξηση μέσα στα τελευταία δέκα χρόνια, από το 2002. Υπολογίζεται ότι ο όγκος της πληροφορίας που θα διακινείται το 2012 θα ισούται με περίπου 7 δισεκατομμύρια DVD το μήνα.



Εικόνα 1.2.1: Εξέλιξη της παγκόσμιας καταναλωτικής κίνησης στο διαδίκτυο (πρόβλεψη).

Η αλματώδης αύξηση του εύρους ζώνης οφείλεται στην εξέλιξη της μορφής του διαδικτύου καθώς και των κυριότερων εφαρμογών που δημιουργούν τη διαδικτυακή κίνηση, μέσα στα τελευταία χρόνια: από την απλή περιήγηση στο διαδίκτυο και την αποστολή μηνυμάτων ηλεκτρονικού ταχυδρομείου, που αποτελούσαν τις βασικές εφαρμογές στα πρώτα βήματα του διαδικτύου, το μεγαλύτερο τμήμα της κίνησης σήμερα δημιουργείται από νέες ευρυζωνικές εφαρμογές, όπως η αποστολή video και οι εφαρμογές κοινωνικής δικτύωσης. Παράλληλα, παρατηρείται επίσης αλλαγή στον τρόπο σύνδεσης των χρηστών στο διαδίκτυο, από συνδέσεις τύπου dial-up χαμηλού εύρους ζώνης σε ευρυζωνικές συνδέσεις always-on, όπως xDSL και FTTx. Οι παραπάνω εξελίξεις δημιουργούν την επιτακτική ανάγκη για αύξηση του διαθέσιμου εύρους ζώνης τόσο στο δίκτυο πρόσβασης όσο και στο μητροπολιτικό δίκτυο και στο δίκτυο κορμού. Στην προσπάθεια για επίλυση του ζητήματος της επέκτασης της ευρυζωνικότητας, άμεση εφαρμογή βρίσκουν οι πηγές laser που χρησιμοποιούνται σαν φέροντα σήματα. [2]

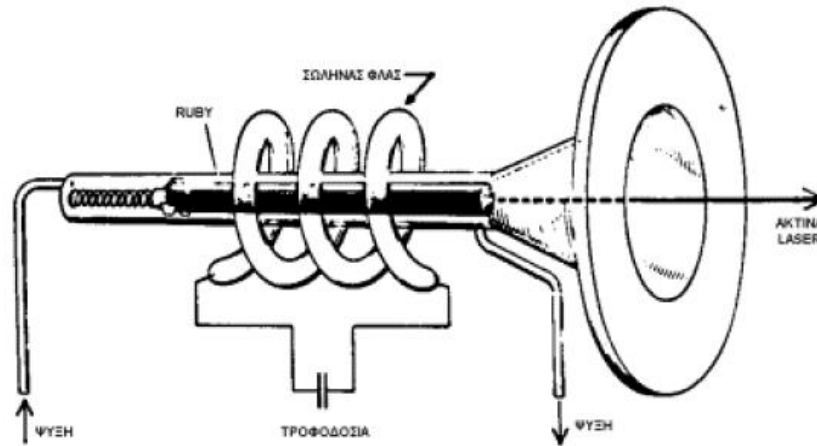
1.3 ΓΕΝΙΚΑ ΓΙΑ ΤΑ LASER

Χωρίς καμία αμφιβολία, τα laser συνιστούν ένα από τα πιο σημαντικά επιστημονικά επιτεύγματα του περασμένου αιώνα. Χάρη στις πολύ χρήσιμες ιδιότητές τους έχουν τη δυνατότητα να καλύπτουν ένα θαυμαστά ευρύ φάσμα εφαρμογών αλλά συνάμα να αποτελούν έναν τομέα του επιστητού με τεράστιες δυνατότητες έρευνας και περαιτέρω ανάπτυξης. Παρότι θα επιμείνουμε στα mode-locked lasers, θα ήταν ιδιαίτερα χρήσιμο εκκινώντας αφενός να αναζητήσουμε την ιστορική εξέλιξη των laser και αφετέρου να παρουσιάσουμε συνοπτικά κάποια στοιχεία τα οποία θα αποτελέσουν χρήσιμα εργαλεία μας για την συνέχεια.

1.3.1 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ

Η λέξη laser είναι ένα αρκτικόλεξο (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) το οποίο και καταδεικνύει ουσιαστικά την διεργασία πάνω στην οποία στηρίζεται η λειτουργία της συσκευής, ο όρος μπορεί να αποδοθεί στα ελληνικά ως ενίσχυση φωτός με εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας. Τη θεωρητική βάση για τη λειτουργία των laser την έθεσε ο Albert Einstein το 1917 όταν και περιέγραψε την έννοια της εξαναγκασμένης εκπομπής διαδικασία την οποία θα περιγράψουμε παρακάτω. Παρότι όμως η κατάλληλη τεχνογνωσία για την κατασκευή μιας συσκευής λέιζερ υπήρχε, η επιστημονική κοινότητα δεν είχε εκτιμήσει τις τεράστιες δυνατότητες που ανοίγονταν μπροστά της. Το 1953 ο Charles Hard Townes, μετέπειτα θεμελιωτής των λέιζερ, με την ομάδα του κατασκεύασαν το Maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) την συσκευή πρόδρομο του laser που αντί για υπέρυθρη ή οπτική ακτινοβολία, ενίσχυε μικροκύματα.

Το 1960 στα εργαστήρια της Hughes Aircraft Corporation έλαβε χώρα ένα πείραμα που έμελλε να είναι το πιο καθοριστικό και κατέληξε στην κατασκευή του πρώτου laser. Η διάταξη του πειράματος ήταν σχετικά απλή : ένας συνθετικός κρύσταλλος Ruby (ρουβιδίου) μήκους 2cm και διαμέτρου 9 mm με γυαλισμένες οπτικά τις δύο έδρες του και επιστρωμένες με άργυρο, τοποθετήθηκε μέσα σε ένα ελικοειδή σωλήνα φλός. Το φλός όταν μπήκε σε λειτουργία έλουσε τον κρύσταλλο με πολυχρωματικό φως και από το ένα άκρο του κρυστάλλου βγήκε μια πολύ λεπτή ακτίνα από κόκκινο μονοχρωματικό φως. Το laser αυτό που φαίνεται στο παρακάτω σχήμα κέντρισε το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας και έδωσε το έναυσμα για μια έντονη ερευνητική δραστηριότητα στον τομέα αυτό.



Εικόνα 1.3.1.1: Ruby laser.

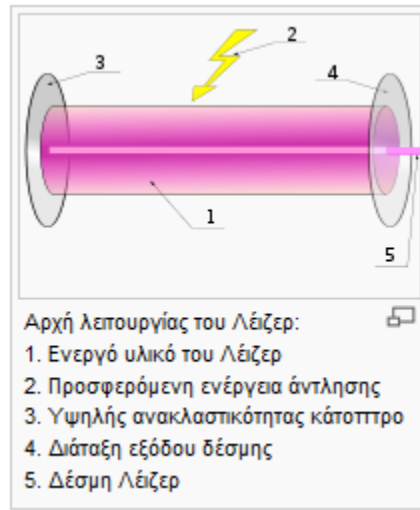
1.3.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΩΝ LASER

Η ακτινοβολία των laser έχει ορισμένα μοναδικά χαρακτηριστικά που την καθιστούν χρήσιμη σε πολλούς τομείς της επιστημονικής έρευνας. Κάποια από αυτά είναι :

- Η μονοχρωματικότητα τους. Αν και καμία πηγή φωτός δεν μπορεί να δώσει απόλυτα μονοχρωματικό φώς η προσέγγιση σε αυτό είναι πολύ ικανοποιητική.
- Η κατευθυντικότητα της δέσμης τους. Κριτήριο της δέσμης είναι το λεγόμενο άνοιγμά της, δηλαδή το διπλάσιο της γωνίας που σχηματίζει η εξωτερική ακτίνα της δέσμης με την κεντρική ακτίνα. Η δέσμη ενός laser είναι πολύ λεπτή και το άνοιγμά της πολύ μικρό.
- Η λαμπρότητα της δέσμης και η μεγάλη ένταση της ακτινοβολίας τους.
- Ο μεγάλος βαθμός συμφωνίας της ακτινοβολίας τους. Αν μια πηγή φωτός είναι τελείως σύμφωνη και στο χώρο και στο χρόνο, υπάρχει απόλυτη και σταθερή συσχέτιση μεταξύ των μεταβολών του ηλεκτρικού πεδίου της φωτεινής ακτινοβολίας σ' ένα σημείο του χώρου μ' αυτές σε κάθε άλλο σημείο του. Αν η μεταβολή αυτή του ηλεκτρικού πεδίου μετρηθεί και στα δύο σημεία αυτά, μπορεί να πει κανείς με μεγάλη βεβαιότητα σε κάθε επόμενη χρονική στιγμή τι κάνει το ηλεκτρικό πεδίο σ' δεύτερο σημείο, απλώς και μόνο μετρώντας το πεδίο στο πρώτο σημείο.
- Η πόλωση της δέσμης. Πολλά laser παράγουν πολωμένο φως, αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός πολωτικού στοιχείου που τοποθετείται μέσα στην οπτική κοιλότητα.

1.4 Η ΦΥΣΙΚΗ ΤΩΝ LASER

Είναι απαραίτητη μια πιο ενδοσκοπική ματιά στα laser για να κατανοήσουμε πλήρως τη δομή και τη λειτουργία τους. Θα λέγαμε ότι υπάρχουν δύο βασικά τμήματα στο εσωτερικό ενός laser, το ενεργό υλικό και η οπτική κοιλότητα στα οποία λαμβάνουν χώρα οι φυσικές διεργασίες που θα περιγράψουμε παρακάτω με αποτέλεσμα να έχουμε ενίσχυση του φωτός στην έξοδο της συσκευής laser. Στην εικόνα που ακολουθεί φαίνεται σχηματικά η αρχή λειτουργίας του laser.



Εικόνα 1.4.1: Αρχή λειτουργίας το Laser

1.4.1 ΕΝΕΡΓΟ ΜΕΣΟ

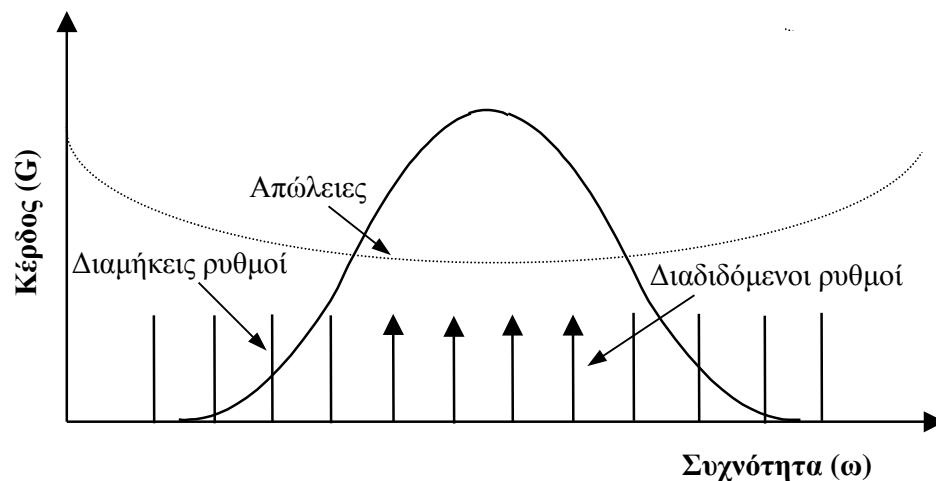
Είναι ένα υλικό το οποίο μπορεί να βρίσκεται σε οιαδήποτε μορφή (στερεή, υγρή, αέρια, πλάσμα) και έχει συγκεκριμένο μέγεθος, σχήμα, σύσταση και καθαρότητα. Το μέσο αυτό μπορεί να ενισχύσει το φως παράγοντας μια φωτεινή ακτίνα μέσω εξαναγκασμένης εκπομπής, μια διαδικασία που θα περιγράψουμε ενδελεχώς παρακάτω. Ουσιαστικά είναι απαραίτητο για να αντισταθμίσει τις απώλειες του αντηχείου. Όσο το ενεργό μέσο προσθέτει ενέργεια στο ενισχυόμενο φως, πρέπει και το ίδιο να λαμβάνει ενέργεια μέσω μιας διαδικασίας που ονομάζεται άντληση. Η άντληση μπορεί να γίνεται είτε από μια ηλεκτρική πηγή με τη μορφή ηλεκτρικού ρεύματος (ηλεκτρική άντληση), είτε μέσω μιας οπτικής πηγής (οπτική πηγή), σε ένα μήκος κύματος που δεν πρέπει να ξεπερνάει το μήκος κύματος του σήματος. Κάποια υλικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ενεργό μέσο σε ένα laser είναι τα παρακάτω:

- Ορισμένοι κρύσταλλοι εμπλουτισμένοι με ιόντα σπάνιων γαιών (τα μέταλλα τα οξείδια των οποίων είναι γαιώδους μορφής όπως π.χ. το Νεοδύμιο (Nd), το Υττέρβιο (Yb) και το Έρβιο (Er)) ή με ιόντα μετάλλων μετάπτωσης (όπως το Τιτάνιο (Ti) και το Χρώμιο (Cr)).
- Ύαλοι

- Αέρια όπως μίγματα Ηλίου και Νέου (HeNe), Αζώτου, μονοξειδίου και διοξειδίου του Άνθρακα.
- Ημιαγωγοί π.χ. αρσενιούχου γαλλίου (GaAs), αζωτούχου γαλλίου (GaN).
- Υγρά χρωστικά [3]

1.4.2 ΟΠΤΙΚΗ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑ

Η οπτική κοιλότητα από την άλλη είναι επί της ουσίας ένας οπτικός ταλαντωτής στάσιμων κυμάτων φωτός. Η οπτική κοιλότητα διαθέτει δύο ανακλαστικές επιφάνειες, η μια ανακλά 100% τις ακτίνες φωτός ενώ η άλλη της ανακλά σε πολύ μεγάλο ποσοστό της τάξης του 95-98% αφήνοντας μια δέσμη φωτός να περάσει στην οπή εξόδου. Οι επιφάνειες αυτές αναγκάζουν τα φωτόνια να περνούν αρκετές φορές από το ενεργό υλικό (τουλάχιστον δύο) προτού αποδεσμευτούν ή χαθούν λόγω απορρόφησης ή περίθλασης. Έτσι παράγονται στάσιμα κύματα σε συγκεκριμένες συχνότητες ταλάντωσης ή αλλιώς ρυθμούς είτε διαμήκεις είτε εγκάρσιους ανάλογα με τη γεωμετρία της οπτικής κοιλότητας (απόσταση ανακλαστικών επιφανειών, είδος κατόπτρων). Εάν το κέρδος της ενίσχυσης λόγω διέλευσης του φωτός μέσα από το ενεργό υλικό, είναι μεγαλύτερο από τις απώλειες της κοιλότητας τότε παρουσιάζεται εκθετική ενίσχυση του φωτός μέσα στην κοιλότητα. [16]



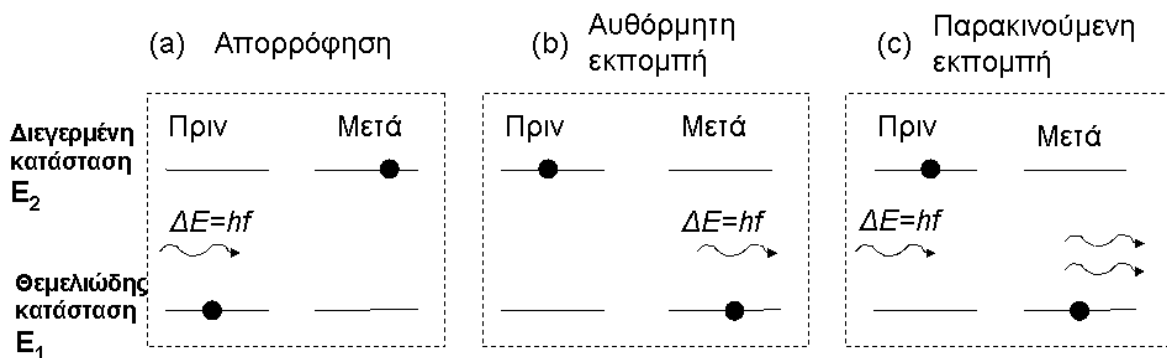
Εικόνα 1.4.2.1: Φάσμα αυθόρμητης εκπομπής και οι διαδιδόμενοι ρυθμοί της κοιλότητας

1.4.3 ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ ΚΑΙ ΕΚΠΟΜΠΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

Η εξαναγκασμένη εκπομπή, είναι η θεμελιώδης φυσική διεργασία πάνω στην οποία στηρίζεται η λειτουργία των laser. Η κβαντική θεωρία υποδεικνύει πως τα άτομα υπάρχουν μόνο σε διακριτές ενεργειακές στάθμες και σε συνηθισμένη θερμοκρασία βρίσκονται στη θεμελιώδη τους κατάσταση δηλαδή τα ηλεκτρόνιά τους βρίσκονται στη χαμηλότερη δυνατή ενεργειακή στάθμη. Οποιαδήποτε μετακίνηση τους σε υψηλότερη ή χαμηλότερη στάθμη είναι αποτέλεσμα απορρόφησης ή εκπομπής ακτινοβολίας. Η ενέργεια E της ακτινοβολίας που παράγεται ή απορροφάται δίνεται από τη σχέση :

$$E = E_2 - E_1 = hf \quad (1.4.3.1)$$

Όπου E_2, E_1 οι ενέργειες των σταθμών μεταξύ των οποίων γίνεται η μετακίνηση και h η σταθερά του Planck με τιμή $h=6.67 \times 10^{-34} J \cdot s = 4.11 \times 10^{-15} eV \cdot s$. Αν κάποιο από τα ηλεκτρόνια απορροφήσει ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με τη διαφορά ενέργειας δύο σταθμών, τότε το ηλεκτρόνιο θα μεταβεί σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη. Η μεταπήδηση αυτή ονομάζεται παρακινούμενη απορρόφηση. Με την ίδια μεθοδολογία, αν ένα άτομο βρεθεί σε μια διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση τότε υπάρχει η πιθανότητα όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταβεί σε χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη να εκπέμψει ένα φωτόνιο με τυχαία διεύθυνση. Η διεργασία αυτή ονομάζεται αυθόρμητη αποδιέγερση. Για να προκληθεί εξαναγκασμένη ή παρακινούμενη αποδιέγερση και εκπομπή ακτινοβολίας, πρέπει ένα διεγερμένο άτομο να «φωτιστεί» από φωτόνιο ενέργειας ίσης με την ενεργειακή διαφορά δύο ενεργειακών σταθμών. Τότε εκπέμπεται από το άτομο ένα φωτόνιο που έχει την ίδια κατεύθυνση και την ίδια φάση με αυτό που του προκάλεσε την αποδιέγερση. Το φωτόνιο που προκάλεσε την αποδιέγερση και αυτό που εκπέμφθηκε κατά την αποδιέγερση προστίθενται και δημιουργούν κατά την έξοδο τους ακτινοβολία διπλάσιας έντασης από εκείνη που χρησιμοποιήθηκε για τη διέγερση.



Εικόνα 1.4.3.1: (a) Η διεργασία της διέγερσης ατόμου με απορρόφηση ενός φωτονίου. (b) Η διεργασία της αυθόρμητης εκπομπής/αποδιέγερσης. (c) Η διεργασία της παρακινούμενης ή εξαναγκασμένης εκπομπής. Το φωτόνιο σε όλες τις περιπτώσεις έχει ενέργεια $\Delta E = E_2 - E_1$.

Παρ' όλα αυτά, για να έχουμε οπτική ενίσχυση χρειαζόμαστε ανισορροπία στην πυκνότητα των ατόμων στις ενεργειακές στάθμες. Σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας ο πληθυσμός n_σ της ζώνης σθένους είναι μεγαλύτερος από τον πληθυσμό n_α της υψηλότερης ενεργειακά ζώνης αγωγιμότητας. Διεγείροντας τα άτομα είτε με κρούσεις με άλλα άτομα ή ιόντα (ηλεκτρονική άντληση) είτε με απορρόφηση ακτινοβολίας από εξωτερική πηγή (οπτική άντληση) επιτυγχάνουμε αναστροφή πληθυσμών ($n_\alpha > n_\sigma$). Μετά την αναστροφή πληθυσμών γίνεται είτε αυθόρμητη είτε εξαναγκασμένη εκπομπή.

Πιο συγκεκριμένα από τη στατιστική του Boltzmann έχουμε για τον λόγο τα πυκνότητας των ατόμων δυο ενεργειακών καταστάσεων :

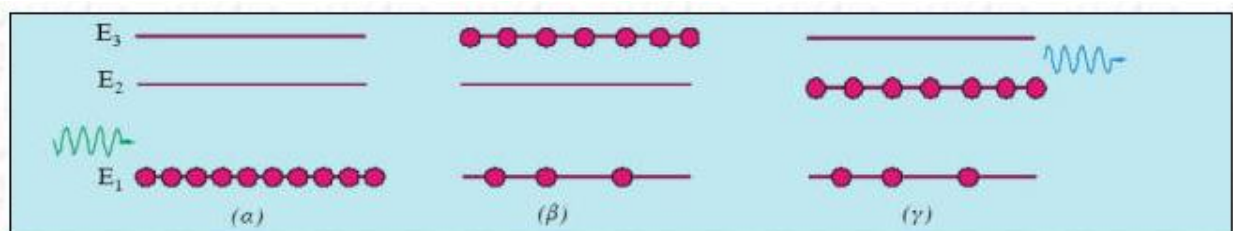
$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{KT}\right)}{g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{KT}\right)} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left[\frac{E_2-E_1}{KT}\right] = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{hf}{KT}\right) \quad (1.4.3.2)$$

Όπου N_1, N_2 οι πυκνότητες των ατόμων στις αντίστοιχες ενεργειακές στάθμες, g_1, g_2 δηλώνουν τον εκφυλισμό των ενεργειακών καταστάσεων και $K = 8.6 \times 10^{-5} eV K^{-1}$ η σταθερά του Boltzmann.

Η πιθανότητα να βρεθεί ένα ηλεκτρόνιο σε μια επιτρεπόμενη στάθμη δίνεται από την κατανομή του Boltzmann :

$$P(E) = \exp\left(-\frac{E-E_{ground}}{KT}\right) \quad (1.4.3.3)$$

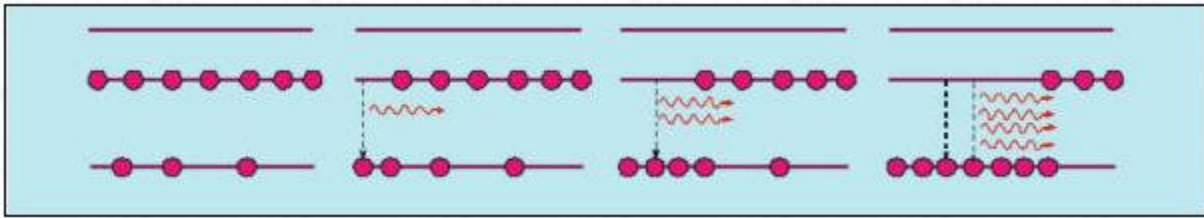
Όπου E_{ground} η βασική κατάσταση. Για την ενίσχυση θέλουμε $N_2 > N_1$.



Εικόνα 1.4.3.2: (α) και (β) διαδικασία άντλησης, (γ) αναστροφή πληθυσμών

Όπως παρατηρούμε και στο παραπάνω σχήμα αναστροφή πληθυσμού επιτυγχάνεται και σε συστήματα με τρεις και τέσσερις ενεργειακές στάθμες. Στην περίπτωση αυτή υπάρχει μια ενδιάμεση μετασταθής κατάσταση στην οποία μεταπηδούν τα ηλεκτρόνια πολύ πιο γρήγορα και παραμένουν διεγερμένα επειδή ο χρόνος μετάπτωσης από αυτή την ενεργειακή στάθμη είναι μεγαλύτερος. Έτσι έχουμε αναστροφή πληθυσμών μεταξύ της ενδιάμεσης και της βασικής στάθμης.

Η παραπάνω διαδικασία λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό ενός laser, ανάμεσα σε δυο κάτοπτρα, και το ενεργό υλικό είναι αυτό που ακτινοβολεί μέσω εξαναγκασμένης εκπομπής. Μέρος του φωτός που εκπέμπεται ανακλάται στα κάτοπτρα και ενισχύεται. Έτσι ο ρυθμός εξαναγκασμένης ταλάντωσης γίνεται μεγαλύτερος από το ρυθμό της απορρόφησης και της αυθόρμητης εκπομπής. Συνεπώς τα παραγόμενα φωτόνια προκαλούν την έναρξη μιας αλυσιδωτής σειράς επανασυνδέσεων που έχει σαν αποτέλεσμα την παραγωγή φωτεινής ακτινοβολίας μεγάλης ισχύος που προστίθεται στην αρχική διέγερση. [4],[5]



Εικόνα 1.4.3.3: Σχηματική παράσταση της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης και δημιουργίας φωτός laser.

1.4.4 ΣΥΝΘΗΚΗ ΚΑΤΩΦΛΙΟΥ

Η οπτική κοιλότητα στο εσωτερικό ενός laser προσφέρει θετική ανατροφοδότηση (feedback) των φωτονίων λόγω ανάκλασης στα κάτοπτρα της κοιλότητας. Η συνθήκη κατωφλίου πληρείται όταν υπάρχει ακριβώς αρκετή εσωτερική απολαβή ανά μονάδα μήκους g ώστε να αντισταθμίσει τις εσωτερικές απώλειες a ανά μονάδα μήκους καθώς και τη διαφυγή ωφέλιμου φωτός από τα δύο κάτοπτρα, που το καθένα θεωρείται ότι έχει ανακλαστικότητα R . Όταν υπάρχει ικανή αναστροφή πληθυσμού στο ενεργό υλικό, η ακτινοβολία αυξάνεται και σχηματίζει στάσιμο κύμα ανάμεσα στα κάτοπτρα. Τα στάσιμα κύματα δημιουργούνται μόνο σε συχνότητες για τις οποίες η απόσταση μεταξύ των κατόπτρων είναι ακέραιος αριθμός του μισού μήκους κύματος. Έτσι για απόσταση μεταξύ των κατόπτρων L η συνθήκη συμφωνίας κατά μήκος του άξονα της κοιλότητας δίνεται από τη σχέση:

$$L = \frac{\lambda q}{2n} \quad (1.4.4.1)$$

Όπου λ το μήκος κύματος εκπομπής, n ο δείκτης διάθλασης του ενεργού υλικού και q ένας ακέραιος. Έτσι οι διακριτές συχνότητες εκπομπής δίνονται από τη σχέση :

$$f = \frac{qc}{2nL} \quad (1.4.4.2)$$

Οι διαφορετικές συχνότητες ταλάντωσης μέσα στην κοιλότητα του λέιζερ καθορίζονται από τις διάφορες τιμές του ακεραίου q . Στην πρώτη ανάκλαση έχουμε :

$$E_0 \exp \left[(\Gamma g - a)L - j \frac{2\pi Ln}{\lambda} \right] \quad (1.4.4.3)$$

Όπου E_0 η ένταση του πεδίου. Αυτό πίσω θα είναι $R^{1/2}$ φορές το πιο πάνω πεδίο και ανακλάται εκ νέου :

$$RE_0 \exp \left[2(\Gamma g - a)L - j \frac{4\pi Ln}{\lambda} \right] \quad (1.4.4.4)$$

Η έναυση παρατηρείται όταν ικανοποιούνται δύο συνθήκες α) όταν το καθαρό κέρδος ξεπεράσει τις απώλειες της κοιλότητας, σημείο διαφάνειας, δηλαδή :

$$R \exp[2(\Gamma g - a)L] \geq 1 \Rightarrow$$

$$\Gamma g \geq a - \frac{\ln R}{2L} \quad (1.4.4.5)$$

και β) όταν όλες οι φάσεις είναι προσαρμοσμένες, δηλαδή :

$$\lambda = \frac{2nL}{i} \quad (1.4.4.6)$$

Καθώς αυξάνει η άντληση, μειώνεται ο δείκτης διάθλασης n στο εσωτερικό της κοιλότητας και αυτό μειώνει την απόσταση σε μήκος κύματος μεταξύ των συντονισμών της κοιλότητας. Το κυματοδιάνυσμα k είναι $k=(a-\Gamma g+ j\beta)$. Το φανταστικό μέρος ορίζει την απόσταση μεταξύ των τρόπων διάδοσης και την ακριβή θέση κάτω από την περιβάλλουσα του φάσματος εξόδου, ενώ το πραγματικό μέρος εκφράζει την καθαρή απολαβή, δηλαδή την ισχύ εξόδου συναρτήσει του ρεύματος άντλησης, που δίνει τη χαρακτηριστική καμπύλη P-I του laser.

1.4.5 Η ΚΑΜΠΥΛΗ P-I

Ένας πολύ διαφωτιστικός τρόπος για το ρόλο που παίζουν η αυθόρμητη και εξαναγκασμένη εκπομπή σε ένα laser είναι κοιτάζοντας μια τυπική καμπύλη P-I. P είναι η φωτεινή ισχύς εξόδου από το ένα άκρο της διάταξης και I είναι το ρεύμα άντλησης. Καθώς το ρεύμα αυξάνεται από το μηδέν, υπάρχει ένα μικρό ποσό αυθόρμητης εκπομπής του οποίου η στάθμη ισχύος αυξάνει αργά γραμμικά με το ρεύμα I. Στην περιοχή αυτή, η διάταξη λειτουργεί αυστηρά σαν μια LED εκπέμποντας ασύμφωνη ακτινοβολία της οποίας το φάσμα ισχύος είναι μια ευρεία καμπύλη, το φάσμα φθορισμού του υλικού. Σε κάποιο σημείο, υπάρχει αρκετό ρεύμα άντλησης ώστε το ποσό του φωτός που εκπέμπεται να ισούται με το ποσό που απορροφάται, οπότε λέμε ότι έχουμε διαφάνεια. Τελικά το ρεύμα φτάνει το ρεύμα κατωφλίου I_{th} οπότε έχουμε έναυση της εξαναγκασμένης εκπομπής και η φωτεινή ισχύς εξόδου P αυξάνει ταχύτατα με την παραπέρα

αύξηση του I. Ταυτόχρονα ο χαρακτήρας του ακτινοβολούμενου φάσματος μεταβάλλεται από μια πλατειά άτακτη καμπύλη σε μια σειρά από γραμμές, τις γραμμές συντονισμού της κοιλότητας.

Πιο συγκεκριμένα έχουμε για το κέρδος g σε κάθε σημείο της ενεργού περιοχής :

$$g(N) = a(N - N_0) \quad (1.4.5.1)$$

Όπου N_0 είναι η πυκνότητα των φορέων στο σημείο διαφάνειας. Η σταθερά a ονομάζεται διαφορική απολαβή και έχει διαστάσεις cm^2 . Περαιτέρω αύξηση της τιμής του ρεύματος καθλώνει την πυκνότητα των φορέων σε συγκεκριμένη τιμή. Δηλαδή τα ηλεκτρόνια άντλησης είτε θα γίνουν ωφέλιμα φωτόνια, είτε θα χαθούν. Το ρεύμα κατωφλίου δίνεται από τη σχέση :

$$I_{th} = \frac{qdwLNth}{\tau_e} \quad (1.4.5.2)$$

Όπου d , w , L είναι οι διαστάσεις της ενεργού περιοχής, q το φορτίο του ηλεκτρονίου και τ_e ο χρόνος ζωής των φορέων μέχρι την επανασύνδεση. Ο χρόνος ζωής αυτός είναι τελείως ανάλογος με το χρόνο μετάπτωσης μεταξύ άλλων μη ακτινοβόλων ενεργειακών καταστάσεων. Για την κλίση της καμπύλης P-I έχουμε :

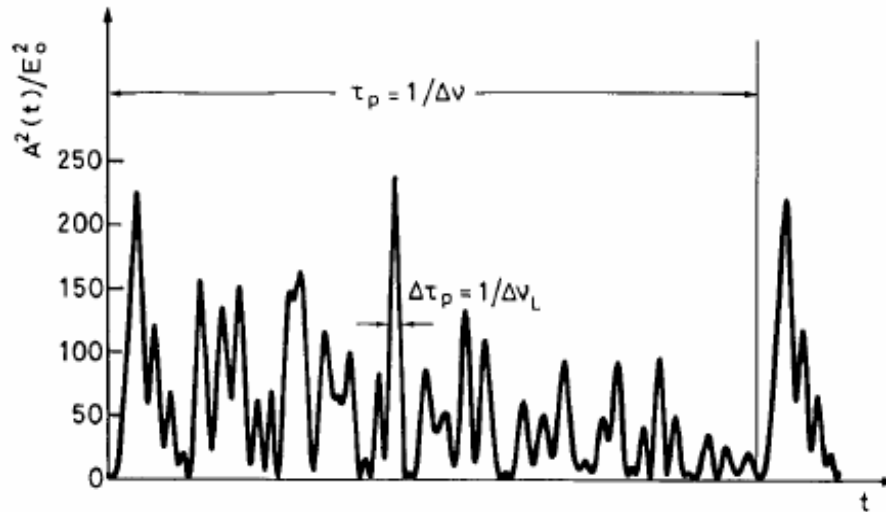
$$\frac{dP}{dI} = \frac{hf}{2q} \cdot \frac{n_d}{n_i} \quad (1.4.5.3)$$

Όπου n_d είναι η ποσότητα που δίνει την κλίση της καμπύλης και ονομάζεται εξωτερική κβαντική απόδοση όλης της διάταξης και εκφράζει το ποσοστό των επιπλέον εκχεόμενων ηλεκτρονίων που μετατρέπονται σε «ωφέλιμα» φωτόνια εξόδου, ενώ n_i είναι η εσωτερική κβαντική απόδοση, δηλαδή το ποσοστό των εκχεόμενων ηλεκτρονίων που παράγουν εξαναγκασμένα φωτόνια από τα οποία δεν θα φθάσουν όλα στην έξοδο της διάταξης. Τα δύο μεγέθη συνδέονται με τις εσωτερικές απώλειες α της ενεργού περιοχής και με την ανακλαστικότητα των κατόπτρων σύμφωνα με τη σχέση [3]:

$$\begin{aligned} n_d &= n_i \frac{\text{ρυθμός διαφυγής φωτονίων}}{\text{ρυθμός παραγωγής φωτονίων}} \\ &= n_i \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + 2\alpha L} \quad (1.4.5.4) \end{aligned}$$

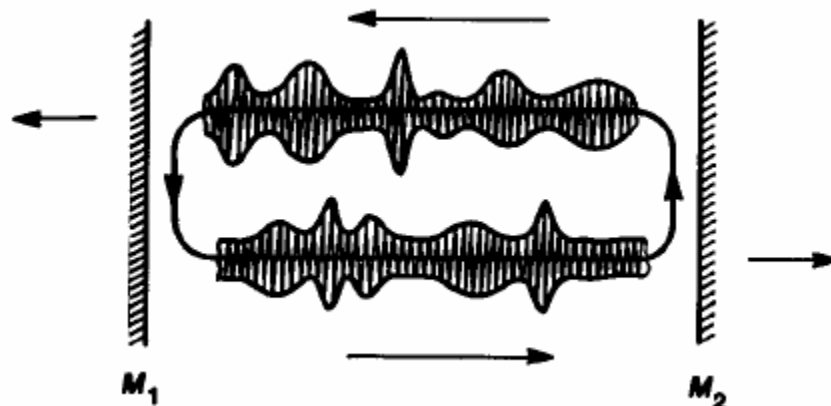
1.4.6 ΤΥΠΙΚΗ ΕΞΟΔΟΣ LASER

Η τυπική έξοδος ενός Laser με πολλαπλούς διαμήκεις ρυθμούς είναι η ακόλουθη



Εικόνα 1.4.6.1: Παράδειγμα χρονικής συμπεριφοράς του τετραγώνου του πλάτους του συνολικού ηλεκτρικού πεδίου, $|A(t)|^2$, σε περίπτωση 51 ρυθμών ταλάντωσης, όλες με το ίδιο πλάτος E_0 και με τυχαίες φάσεις.

Παρά το γεγονός ότι η έξοδος μοιάζει εντελώς τυχαία, επαναλαμβάνεται σε χρονικά διαστήματα ίσα με $c/2L_c$. Παρόλα αυτά οι συγγενείς φάσεις των ρυθμών είναι τυχαίες. Στο παρακάτω σχήμα βλέπουμε το εσωτερικό μιας κοιλότητας laser και πως ένα οπτικό σήμα κυκλοφορεί εντός αυτής.



Εικόνα 1.4.6.2: Ένα πρότυπο οπτικό πεδίο το οποίο κυκλοφορεί στο εσωτερικό μιας κοιλότητας laser.

Όπως θα δούμε και παρακάτω, το σήμα στο εσωτερικό της κοιλότητας αναπαράγεται μετά από ένα roundtrip μέσα στο οποίο και ενισχύονται. Το πλάτος αλλάζει γραμμικά λόγω της ενίσχυσης και της σύζευξης εξόδου (outcoupling) ενώ δεν υπάρχουν μη γραμμικότητες μιας και το σχήμα του σήματος παραμένει ίδιο.

$$\omega_{ax} \equiv \omega_{q+1} - \omega_q = \frac{2\pi c}{p} = \frac{2\pi}{T} \quad (1.4.6.1)$$

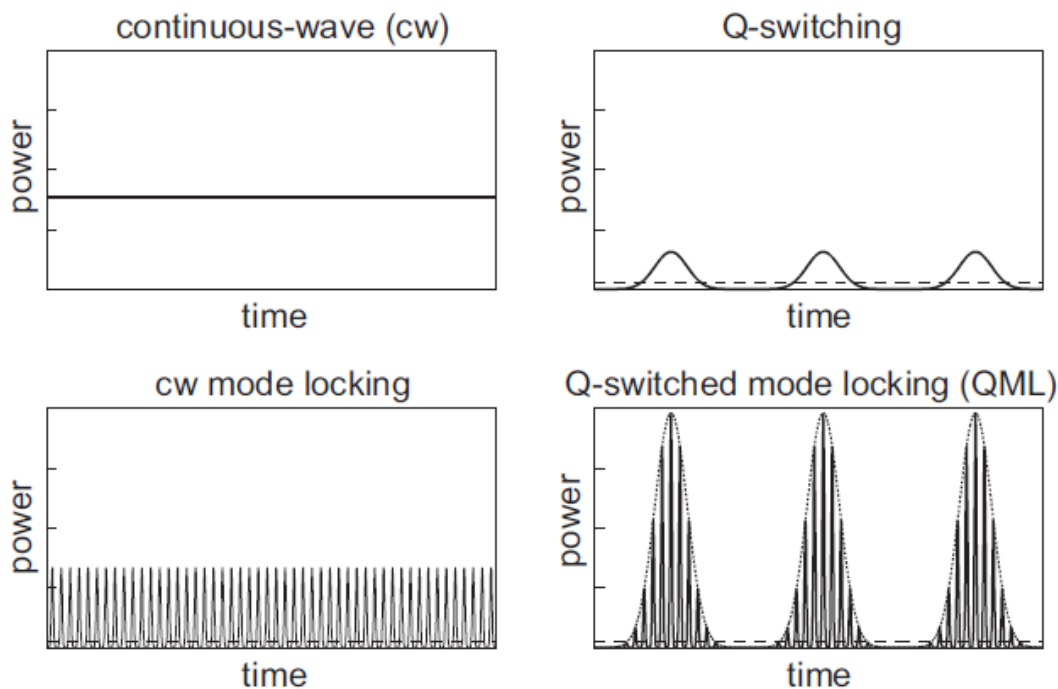
Οι βραχύτερες αιχμές στην έξοδο έχουν διάρκεια $\Delta\tau_p \sim 1/\Delta\nu_L$ ενώ η οι αλλαγές σε αυτήν αλλάζουν αργά με το χρόνο καθώς οι συγγενείς φάσεις ολισθαίνουν. Μια αργή φωτοδιόδος «βλέπει» μόνο τη μέση ισχύ εξόδου από την κοιλότητα του laser [6]

$$P_{out}^{ave} \propto \sum_i^n (E_{0,i})^2 \quad (1.4.6.2)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: MODE-LOCKING THEORY

2.1 ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ LASER ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟΝ ΤΡΟΠΟ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

Ανάλογα με τον τρόπο λειτουργίας τους τα laser μπορούν να ταξινομηθούν σε τέσσερις κύριες κατηγορίες οι οποίες είναι, τα continuous wave (cw), τα Q-switched, continuous-wave mode-locked και Q-switched mode-locked (QML). Τα χαρακτηριστικά τους σε συνάρτηση με το χρόνο μπορούμε να τα δούμε στον παρακάτω διαγραμματικό πίνακα.



Εικόνα 2.1.1: Χρονικές αποκρίσεις σε τέσσερις διαφορετικές λειτουργίες laser. Στα διαγράμματα που έχουμε παλμική λειτουργία, η διακεκομμένη γραμμή απεικονίζει τη μέση στάθμη ισχύος η οποία για λόγους σύγκρισης είναι ίδια στα τρία διαγράμματα.

2.1.1 CONTINUOUS WAVE OPERATION (ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ)

Σε ένα απλό laser, ο κάθε παραγόμενος ρυθμός (mode) ταλαντώνει ανεξάρτητα χωρίς να υπάρχει σταθερή σχέση μεταξύ των ρυθμών. Μια τέτοια περίπτωση θα μπορούσε να περιγραφεί σαν πολλά ανεξάρτητα laser όπου το κάθε ένα από αυτά εκπέμπει σε διαφορετικές αλλά κοντινές συχνότητες. Η φάση των κυμάτων σε κάθε ρυθμό δεν είναι σταθερή αλλά αυτή διαφοροποιείται στο χρόνο τυχαία σύμφωνα με τις θερμικές μεταβολές του υλικού από το οποίο αποτελείται η κοιλότητα του laser. Σε laser με πολύ μικρό φασματικό εύρος κέρδους (gain bandwidth), λίγοι ρυθμοί είναι αυτοί που ταλαντώνουν προκαλώντας φαινόμενα διακροτήματος (beating) στην έξοδο και κατά συνέπεια σε τυχαίες διακυμάνσεις της έντασης του φωτός. Αντίθετα σε laser με μεγαλύτερο φασματικό εύρος κέρδους τα ίδια φαινόμενα συμβολής με πολύ περισσότερους ρυθμούς σε ταλάντωση, προκαλούν την εξομάλυνση της έντασης στην έξοδο σε σταθερά επίπεδα. Η τελευταία περίπτωση λειτουργίας είναι γνωστή και ως λειτουργία συνεχούς κύματος ή continuous wave (CW). Συνήθως laser με υψηλή μέση ισχύ εξόδου είναι laser συνεχούς κύματος. Για πολλές εφαρμογές, είναι αναγκαίο η έξοδος ενός τέτοιου laser να είναι παλμική και όχι συνεχής και γι' αυτόν ακριβώς το λόγο υπάρχουν διάφορες τεχνικές που μας επιτρέπουν να το κάνουμε αυτό. Η πιο απλή προσέγγιση είναι η διαμόρφωση πλάτους (AM διαμόρφωση) της εκπομπής ενός laser συνεχούς κύματος. Ανάλογα με το διαμορφωτή που χρησιμοποιείται, είναι δυνατόν να επιτευχθούν παλμοί με διάρκεια από μερικά milliseconds (ms) έως μερικές δεκάδες picoseconds (ps), αλλά με αρκετά χαμηλή ενέργεια παλμού και ισχύ κορυφής.

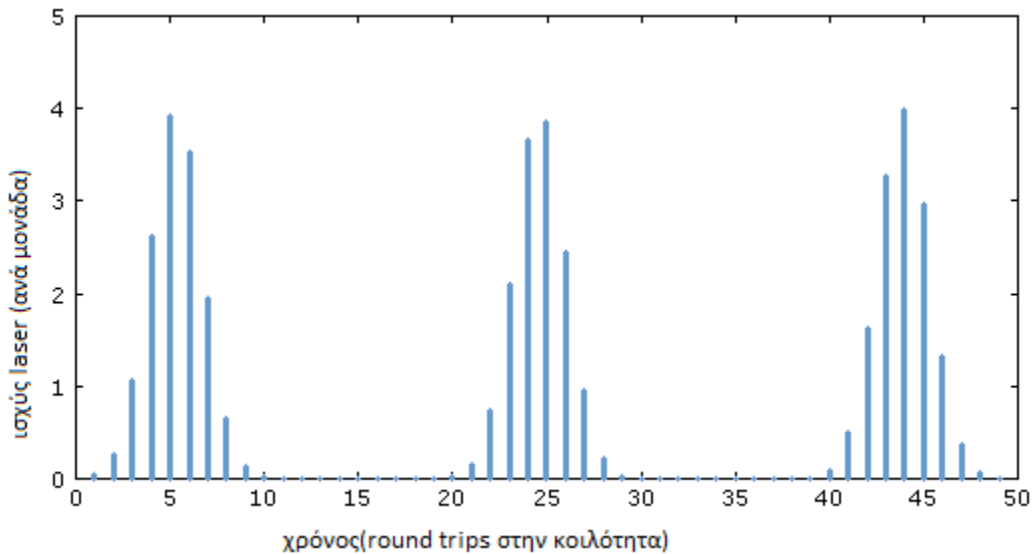
2.1.2 Η ΤΕΧΝΙΚΗ ΤΟΥ Q-SWITCHING

Με την τεχνική του Q-switching, laser συνεχούς άντλησης μπορούν να παράγουν παλμούς με ενέργεια και ισχύ κορυφής που υπερβαίνουν τη μέση ισχύ εξόδου για αρκετές τάξεις μεγέθους. Σε ένα Q-switched laser, οι παλμοί παράγονται διαφοροποιώντας τον ποιοτικό παράγοντα Q του οπτικού αντηχείου. Ο παράγοντας Q χαρακτηρίζει το εύρος ζώνης του αντηχείου σε σχέση με την κεντρική συχνότητα και δίνεται από τον τύπο:

$$Q = \frac{2\pi f_0 \epsilon}{P} \quad (2.1.2.1)$$

όπου f_0 η συχνότητα του αντηχείου, ϵ η αποθηκευμένη ενέργεια στην κοιλότητα και P η διαχεόμενη ισχύς. Ο παράγοντας αυτός ισούται επίσης με τη συχνότητα αντηχείου προς το εύρος ζώνης της κοιλότητας. Κατά την άντληση στο ενεργό μέσο, αρχικά οι απώλειες στην κοιλότητα κρατούνται πάνω από το κατώφλι. Σε αυτή την κατάσταση η ενέργεια της άντλησης συσσωρεύεται στο ενεργό μέσο. Όταν οι απώλειες μειωθούν, η ισχύς της κοιλότητας επανέρχεται γρήγορα, οδηγώντας το ενεργό μέσο σε κορεσμό το οποίο τελικά πέφτει για μια ακόμη φορά κάτω από το κατώφλι. Οι παλμοί ενός Q-switched laser εκπέμπουν μόνο λίγα watt μέσης ισχύος και για το λόγο αυτό μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κατεργασία προϊόντων όπως για παράδειγμα στην εξάτμιση μετάλλων. Η διάρκεια των παλμών αυτών συνήθως κινείται

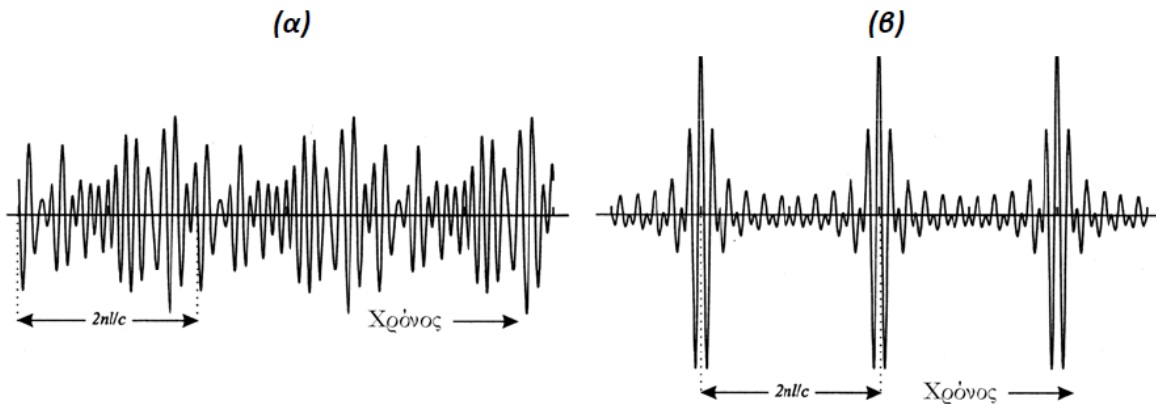
στην τάξη των nanosecond (ns) αλλά έχουν παρατηρηθεί και τιμές κάτω από τα 100 picoseconds (ps). Παρακάτω βλέπουμε ένα τυπικό διάγραμμα ενός q-switched mode-locked laser. [7]



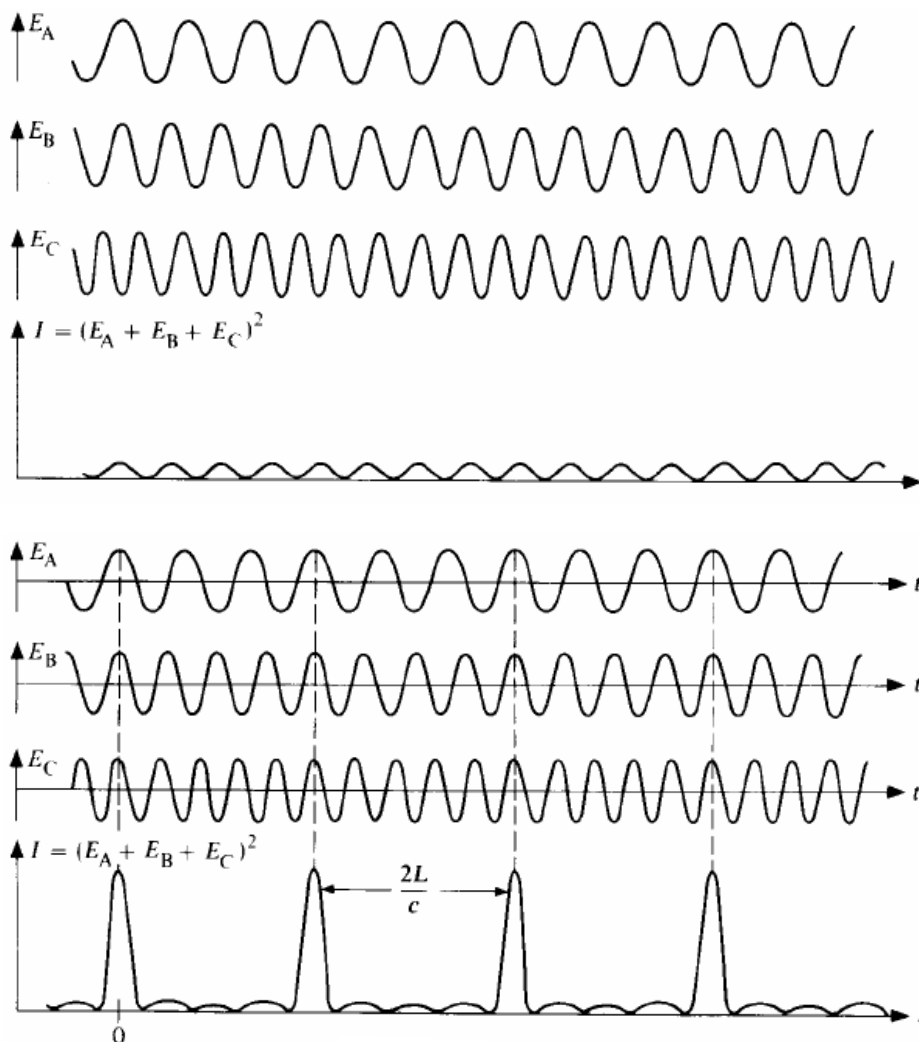
Εικόνα 2.1.2.1: Διάγραμμα Q-switched mode-locked laser.

2.1.3 ΤΕΧΝΙΚΗ ΚΛΕΙΔΩΜΑΤΟΣ ΡΥΘΜΟΥ

Ένα laser ταλαντώνεται με πολλούς ανεξάρτητους διαμήκεις τρόπους ταλάντωσης, οι οποίοι διαθέτουν σταθερή φασματική απόσταση μεταξύ τους. Με την παρέμβαση εξωτερικών μέσων υπάρχει η δυνατότητα κλειδώματος της φάσης των τρόπων αυτών. Ο συνδυασμός των διαφόρων αυτών τρόπων ταλάντωσης γίνεται με σκοπό τη δημιουργία εξαιρετικά λεπτών παλμών με εύρος της τάξης των picoseconds αλλά και femtoseconds σε κάποιες περιπτώσεις. Παρακάτω απεικονίζεται η διαφορά μεταξύ των περιπτώσεων της πρόσθεσης τυχαίας φάσης ρυθμών και του mode-locking αρχικά σε δύο πιο γενικά διαγράμματα και στη συνέχεια σε δύο διαγράμματα που περιγράφουν πιο επισταμένα τη συμβολή διαφορετικών φάσεων σε ένα laser εγκλειδώσης ρυθμών.



Εικόνα 2.1.3.1: Αποτέλεσμα συμβολής ρυθμών στο χρόνο για (α) ρυθμούς τυχαίας φάσης και (β) για ρυθμούς σε φάση (mode-locked).



Εικόνα 2.1.3.2: (α) ένα laser χωρίς εγκλείδωση ρυθμών και (β) ένα mode-locked laser

Στο τελευταίο σχήμα βλέπουμε τη σύγκριση δύο εξόδων laser, ενός χωρίς και ενός με εγκλείδωση ρυθμού. Στο (α) διάγραμμα οι φάσεις είναι τυχαίες και η στιγμιαία ισχύς δεν είναι ποτέ μεγάλη. Στο (β) διάγραμμα, όλα τα συνημιτονοειδή κύματα έχουν την ίδια φάση στη χρονική στιγμή $t=0$. Οι στενοί παλμοί απέχουν $2L/c$ στο χρόνο που είναι και το round trip time της κοιλότητας όπως θα δούμε παρακάτω.

2.2 ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΕΝΟΣ MODE-LOCKED LASER

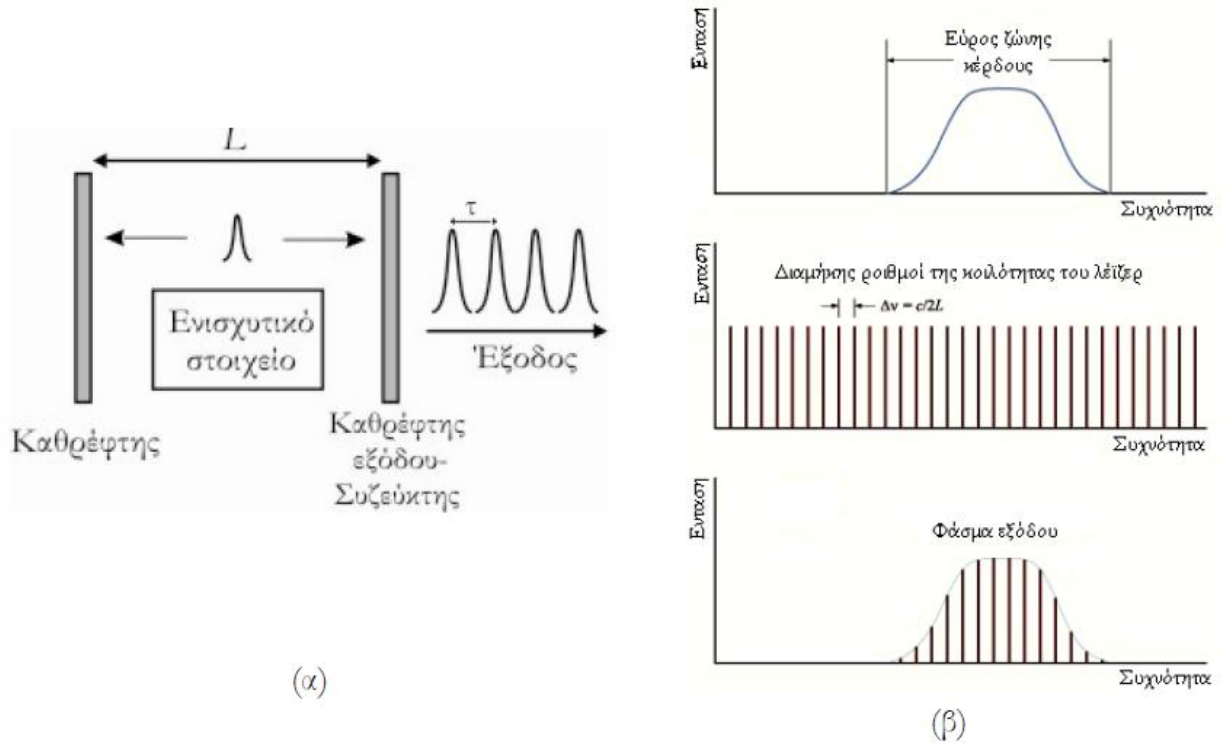
Η αρχή της τεχνικής mode locking συνίσταται στον εξαναγκασμό των διαμηκών ρυθμών, που ταλαντώνονται στο αντηχείο του laser, να διατηρούν μια ορισμένη και σταθερή σχέση φάσης μεταξύ τους. Έτσι λοιπόν, σε αυτή την περίπτωση αντί να έχουμε τυχαία ένταση του φωτός στην έξοδο, οι ρυθμοί της κοιλότητας συμβάλλουν περιοδικά προσθετικά μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να δημιουργούν έντονα ξεσπάσματα φωτός στην έξοδο, σχηματίζοντας οπτικούς παλμούς. Η χρονική απόσταση των παλμών στην έξοδο του mode locked laser είναι :

$$T_F = \frac{2nL}{c} \quad (2.2.1)$$

Που είναι ο χρόνος που χρειάζεται το φως να ταξιδέψει από τη μια άκρη της κοιλότητας και πίσω, L το μήκος της κοιλότητας και c η ταχύτητα του φωτός. Ο χρόνος αυτός αντιστοιχεί σε συχνότητα ίση με τη φασματική απόσταση των ρυθμών ταλάντωσης

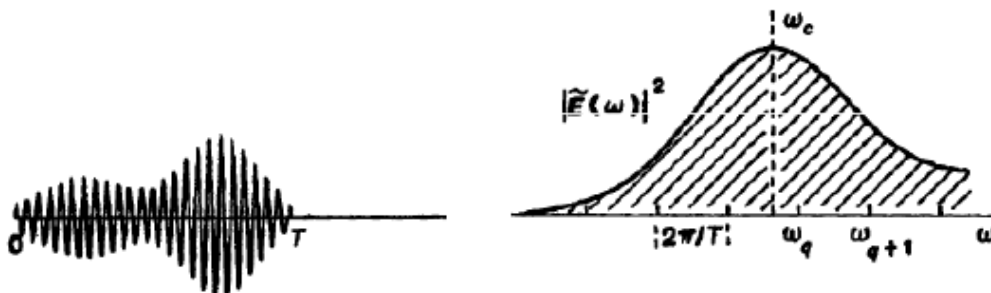
$$\Delta f = \frac{1}{T_F} \quad (2.2.2)$$

όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα [6].

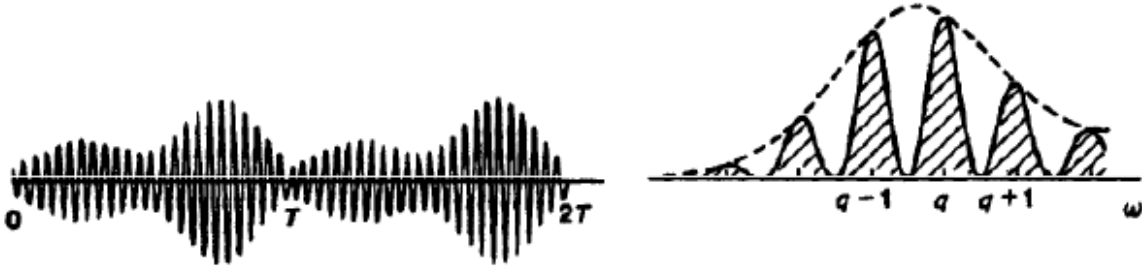


Εικόνα 2.2.1: (α) Δομικό διάγραμμα λειτουργίας του laser και (β) δημιουργία του παλμικού σήματος εξόδου του mode-locking στο πεδίο της συχνότητας σύμφωνα με το μήκος της κοιλότητας και το εύρος ζώνης του ενισχυτικού υλικού

Έχει αξία να παρακολουθήσουμε μέσα από διάφορα διαγράμματα πως διαπλέκονται οι ρυθμοί ανάλογα με τις περιόδους των σημάτων που παίρνουμε στην έξοδο ενός laser. Συγκεκριμένα στα διαγράμματα που ακολουθούν θα παρατηρήσουμε σήματα μιας και δύο περιόδων.



Εικόνα 2.2.2: Αριστερά: Σήμα μιας περιόδου $E(t)$, Δεξιά: Φάσμα $\tilde{E}(\omega)$.



Εικόνα 2.2.3: Αριστερά : Σήμα δύο περιόδων $E^{(2)}(t)$ Δεξιά : Φάσμα $\tilde{E}^2(\omega)$.

Για το παραπάνω ισχύει

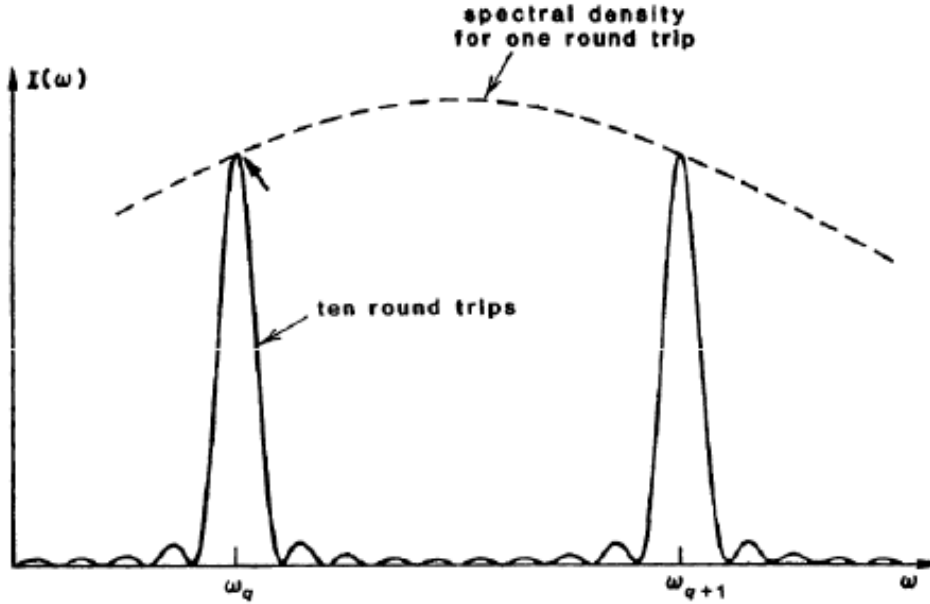
$$E^2(t) \equiv E(t) + E(t - T)$$

$$\tilde{E}^2(\omega) = \frac{1}{2} [1 + e^{-jT\omega}] \times \tilde{E}(\omega) = \tilde{E}(\omega) \cos\left(\frac{T\omega}{2}\right) \exp\left(-\frac{jT\omega}{2}\right)$$

$$I^2(\omega) \equiv |\tilde{E}^2(\omega)|^2 = \frac{1}{2} [1 + \cos T\omega] \times I(\omega) = I(\omega) \cos^2 \frac{T\omega}{2}$$

(2.2.3)

Επειδή η γραφική παρατήρηση είναι πολύ σημαντική και μας διευκολύνει πάρα πολύ στην κατανόηση της συμβολής και υπέρθεσης των σημάτων θα παραθέσουμε μερικά ακόμα διαγράμματα που περιγράφουν τις λειτουργίες αυτές.



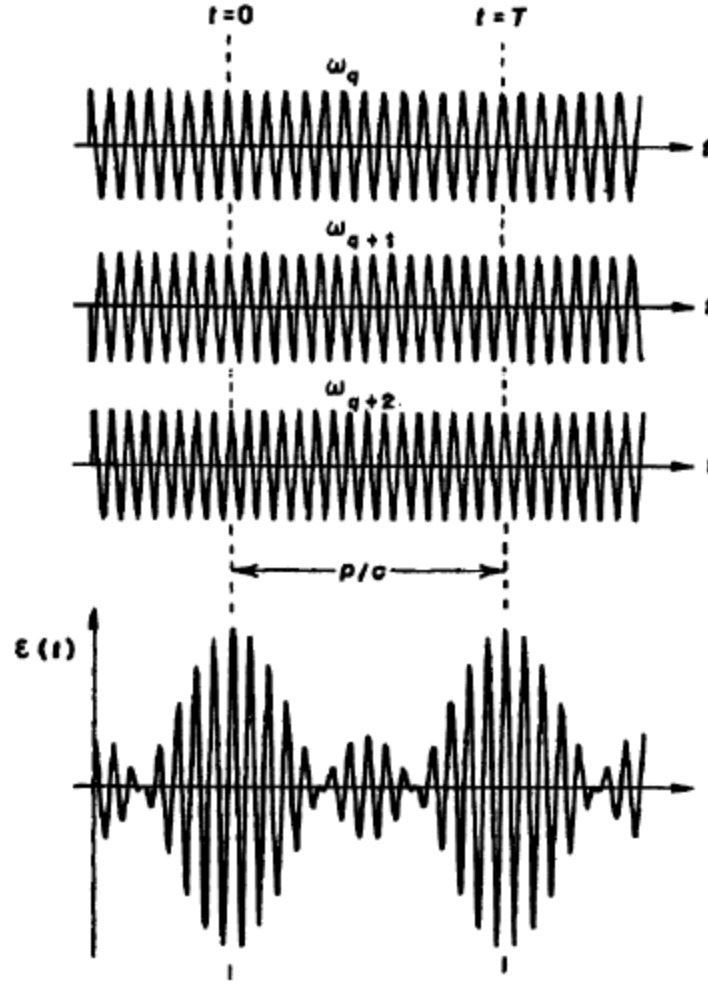
Εικόνα 2.2.4: Φασματική πυκνότητα ισχύος για 10 επαναλήψεις.

Στο παραπάνω διάγραμμα βλέπουμε την απεικόνιση της φασματικής πυκνότητας ισχύος για το ίδιο οπτικό σήμα, επαναλαμβανόμενο 10 φορές. Στην περίπτωση αυτή ισχύει

$$\tilde{E}^N(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{-jnT\omega} \times \tilde{E}(\omega) = \frac{1-e^{-jNT\omega}}{1-e^{-jT\omega}} \tilde{E}(\omega) \quad (2.2.4)$$

Στη συνέχεια θα μελετήσουμε τρία σήματα στο πεδίο του χρόνου και θα δούμε πως γίνεται η υπέρθεση αυτών. Για την περίπτωση αυτή ισχύει

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(\omega_0+n\omega_{ax})t} \quad (2.2.5)$$



Εικόνα 2.2.5: Υπέρθωση τριών σημάτων.

Η παραπάνω υπέρθεση γίνεται μεταξύ τριών σημάτων τα οποία ισαπέχουν στο πεδίο της συχνότητας και βρίσκονται σε βάση για $t=0$ (και στη συνέχεια για $t=nT$). Για N παλμούς με απόσταση T ισχύει ότι δημιουργούν ένα διαμορφωμένο φάσμα

$$I^N(\omega) \equiv |\tilde{E}^N(\omega)|^2 = \frac{1 - \cos NT\omega}{1 - \cos T\omega} I(\omega) \quad (2.2.6)$$

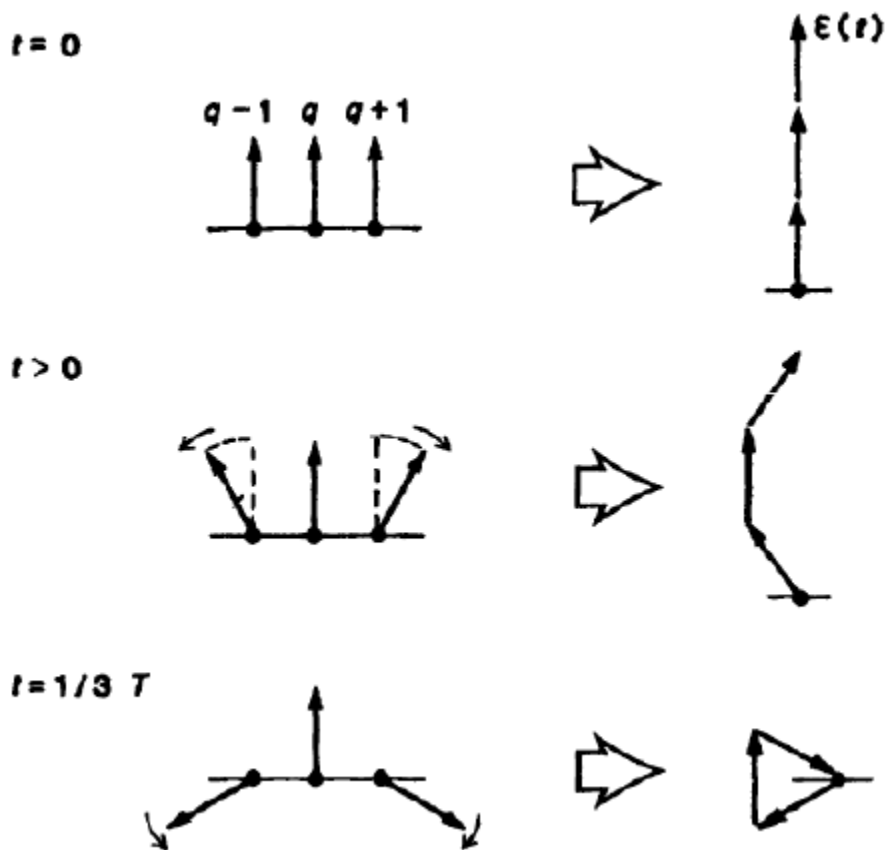
$$\delta\omega_q \approx \omega_{ax}/N \quad (2.2.7)$$

Επίσης N ρυθμοί με απόσταση ω_{ax} δημιουργούν ένα διαμορφωμένο σήμα χρόνου που είναι το εξής

$$I(t) = |E(\tau)|^2 = \frac{1 - \cos N\omega_{ax}t}{1 - \cos\omega_{ax}t} \quad (2.2.7)$$

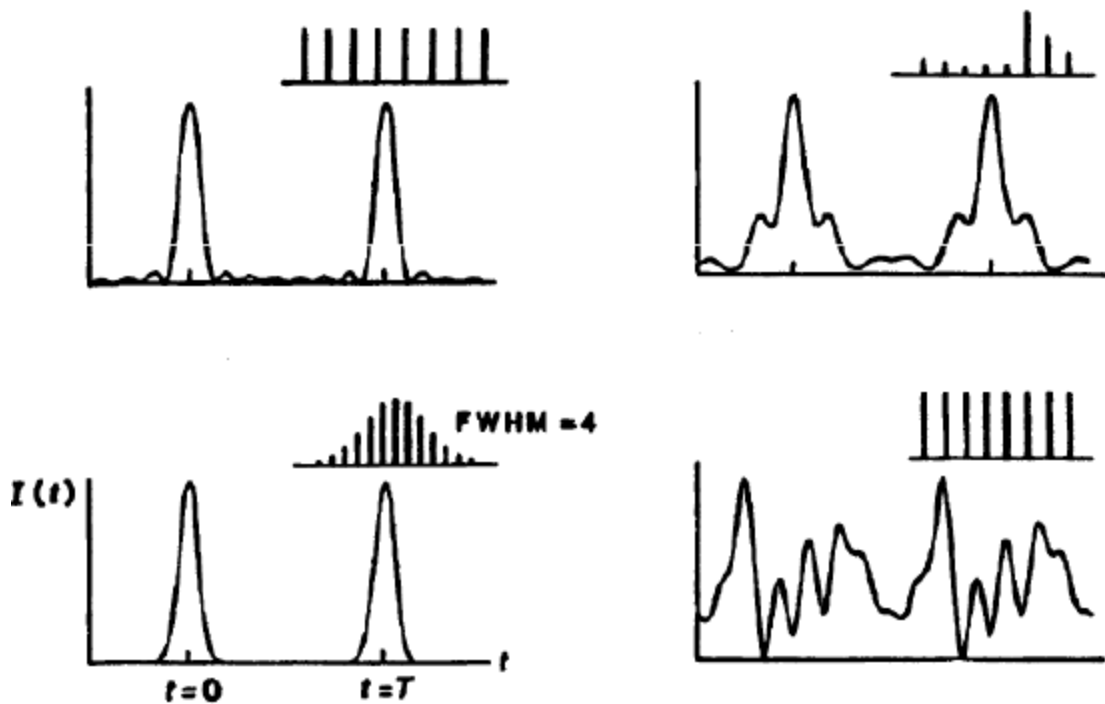
$$\tau_p \approx T/N \quad (2.2.8)$$

Στο παρακάτω σχήμα παραθέεται μια περιγραφή των φάσεων των τριών ημιτονοειδών σημάτων στα οποία παραπάνω κάναμε εγκλείωση ρυθμού.



Εικόνα 2.2.6: Φάσεις τριών ημιτονοειδών σημάτων.

Τέλος για $N=8$ ρυθμούς και για περιπτώσεις συνδυασμών πλάτους και φάσης παρατηρούμε στον παρακάτω πίνακα την έξοδο των παλμών από ένα laser [8]



Εικόνα 2.2.7: Διάγραμμα (α) $N=8$ ρυθμοί όλοι σε φάση, (β) $N=8$ ρυθμοί σε φάση με τυχαία πλάτη, (γ) Gaussian φάσμα όλοι οι ρυθμοί σε φάση και (δ) $N=8$ ίσα πλάτη τυχαίες φάσεις.

Κλείνοντας αξίζει να σημειώσουμε ότι η περίπτωση του q-switch mode-locking (QML) αποφεύγεται αφού οι παλμοί έχουν πολύ μικρή συνοχή και κακή απόδοση θορύβου.

Ανάλογα με τη μεθοδολογία κλειδώματος τρόπων ταλάντωσης, διακρίνονται τρία βασικά είδη της τεχνικής mode-locking: το ενεργό κλείδωμα ρυθμών ταλάντωσης (active mode locking), το παθητικό κλείδωμα ρυθμών ταλάντωσης (passive mode locking) και η μέθοδος συγχρονισμένης άντλησης. Η τελευταία είναι μια μέθοδος που χρησιμοποιείται πολύ σπάνια και χρησιμοποιείται κυρίως από laser που αντλούνται από άλλα laser, όπου η περιοδική μεταβολή του κέρδους γίνεται με αντίστοιχη περιοδική μεταβολή της ισχύος άντλησης. Οι δύο άλλες περιπτώσεις ακολουθούν την ίδια μεθοδολογία με τη μόνη διαφορά ότι η πρώτη χρησιμοποιεί ένα εξωτερικό σήμα για τη διαμόρφωση του φωτός μέσα στην κοιλότητα (με τη βοήθεια κάποιου ενεργού στοιχείου) για το κλείδωμα, ενώ η δεύτερη βασίζεται σε ένα παθητικό στοιχείο που τοποθετείται στην κοιλότητα και με κατάλληλη ρύθμιση προκαλεί την αυτό-διαμόρφωση του φωτός. Παρακάτω θα περιγράψουμε επισταμένα τις δύο αυτές περιπτώσεις, πρώτα όμως θα παραθέσουμε τη μαθηματική προσέγγιση στην εγκλείδωση των ρυθμών.

2.3 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

2.3.1 MODE LOCKED LASERS

Όπως ήδη έχουμε πει και παραπάνω, η εγκλείδωση ρυθμών αναφέρεται στο κλείδωμα των φάσεων πολλών διαμηκών ρυθμών σε μια κοιλότητα laser. Η συνθήκη για μια οπτική κοιλότητα λοιπόν είναι ότι το round-trip path μήκος είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος. Ας σκεφτούμε μια γραμμική κοιλότητα μήκους L , τότε η διαφορά της συχνότητας μεταξύ δύο κυμάτων είναι,

$$\lambda_1 = 2L/n \text{ και } \lambda_2 = 2L/(n+1) \quad (2.3.1.1)$$

οι συχνότητες αυτών των δύο ρυθμών είναι $\nu_1 = c/\lambda_1 = cn/2L$ και $\nu_2 = c/\lambda_2 = c(n+1)/2L$. Η διαφορά μεταξύ των δύο αυτών συχνοτήτων είναι ,

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c(n+1)}{2L} - \frac{cn}{2L} = \frac{c}{2L} \quad (2.3.1.2)$$

Αυτό είναι το ελεύθερο φασματικό εύρος της κοιλότητας. Είναι ο χωρισμός συχνοτήτων των διαμηκών ρυθμών της κοιλότητας. Ο αριθμός των διαμηκών ρυθμών που χρησιμοποιούνται, καθορίζει το σχήμα του παλμού στο πεδίο του χρόνου. Γενικά ισχύει ότι όσο περισσότεροι ρυθμοί χρησιμοποιούνται, τόσο πιο στενός είναι ο παλμός που παράγεται. [3]

2.3.2 PHASE LOCKED OSCILLATORS

Για να κατανοήσουμε καλύτερα τη χρονική συμπεριφορά των laser που λειτουργούν σε διάφορους διαμήκεις ρυθμούς θα υποθέσουμε ότι έχουμε N ταλαντωτές που λειτουργούν όλοι σε διαφορετικές συχνότητες. Γράφουμε το πλάτος ενός ταλαντωτή ως,

$$x_n(t) = x_o \sin(\omega_n t + \phi_o) \quad (2.3.2.1)$$

όπου $\omega_n = \omega_o + n\Delta$, $n = -(N-1)/2, -(N-1)/2 + 1, \dots, (N-1)/2$ και $\Delta = \pi c/L$. Αν προσθέσουμε όλους αυτούς τους ταλαντωτές μαζί έχουμε ένα συνολικό πλάτος,

$$X(t) = \sum x_n(t) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} x_o \sin(\omega_n t + \phi_o) \quad (2.3.2.2)$$

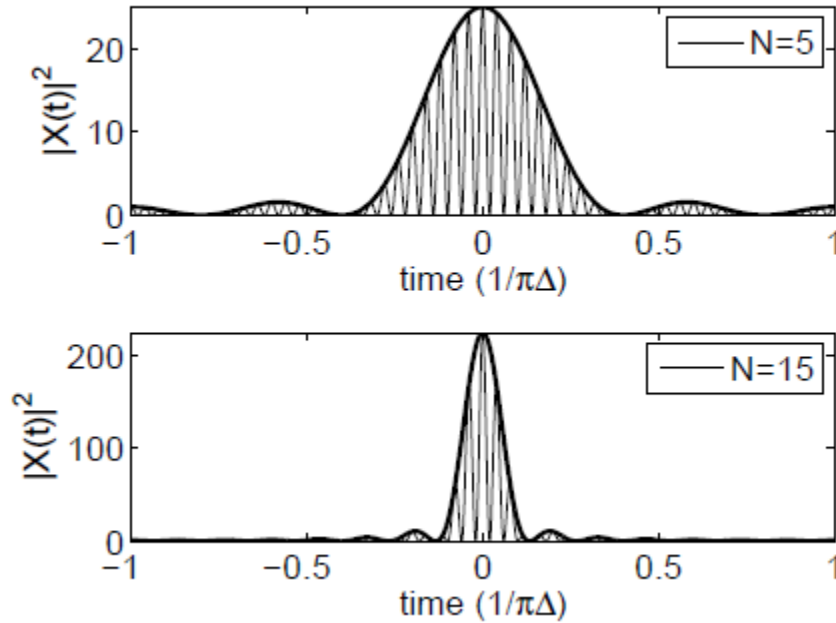
Το $\sin(x)$ είναι το φανταστικό μέρος του e^{ix} , ξαναγράφουμε λοιπόν την παραπάνω ισότητα,

$$X(t) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} x_o \operatorname{Im}\{\exp[i(\omega_o t + \phi_o + nt\Delta)]\}$$

$$= x_0 \operatorname{Im}\{\exp[i(\omega_0 + \phi_0)] \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \exp(int\Delta)\}. \quad (2.3.2.3)$$

Επικεντρώνοντας την προσοχή μας στο άθροισμα της παραπάνω ισότητας και αλλάζοντας το περιεχόμενο της σύμφωνα με τις παρακάτω σχέσεις έχουμε,

$$\sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} x^n = x^{\frac{N-1}{2}} \sum_{m=0}^{N-1} x^m \quad (2.3.2.4)$$



Εικόνα 2.3.2.1: Διάγραμμα της $|X(t)|^2$ με $\Delta=1$ και $\omega_0=25$ και δυο διαφορετικές τιμές του N . Όσο το N αυξάνεται, η συνάρτηση αποκτά πιο αιχμηρή κορυφή και οι παλμοί εξόδου γίνονται στενότεροι.

Ισχύει ότι για $x < 1$, τότε,

$$\sum_{m=0}^{\infty} x^m = \frac{1}{1-x} \quad (2.3.2.5)$$

Έτσι το πιο πάνω άθροισμα γράφεται ως εξής,

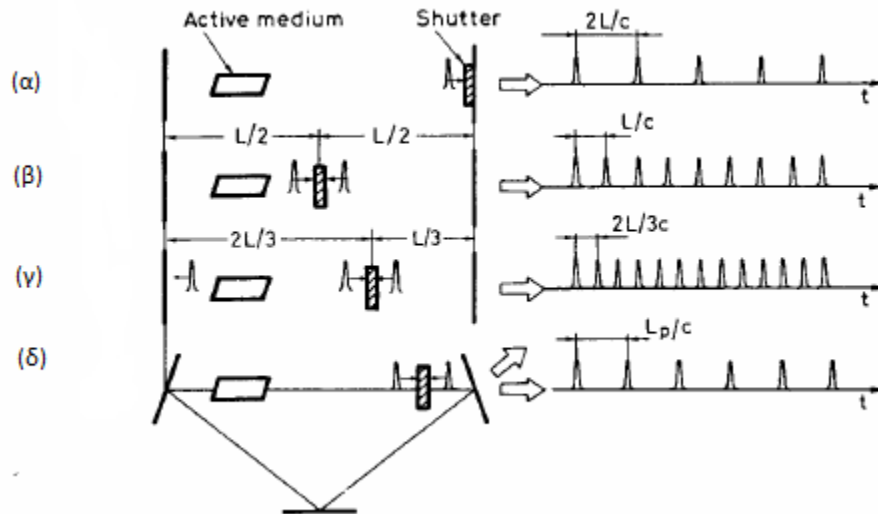
$$\sum_{m=0}^{N-1} x^m = \sum_{m=0}^{\infty} x^m - \sum_{m=N}^{\infty} x^m = \sum_{m=0}^{\infty} x^m - x^N \sum_{m=0}^{\infty} x^m = \frac{1-x^N}{1-x}. \quad (2.3.2.6)$$

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα τις από πάνω ισότητας μπορούμε να δείξουμε ότι η αρχική μας σχέση γίνεται,

$$\begin{aligned}
 X(t) &= x_o \operatorname{Im}(\exp [i(\omega_o t + \varphi_o)]) \frac{\sin \left(\frac{Nt\Delta}{2}\right)}{\sin \left(\frac{t\Delta}{2}\right)} \\
 &= x_o \sin (\omega_o t + \varphi_o) \frac{\sin \left(\frac{Nt\Delta}{2}\right)}{\sin \left(\frac{t\Delta}{2}\right)} \\
 &= A_N(t) x_o \sin (\omega_o t + \varphi_o) \quad (2.3.2.7)
 \end{aligned}$$

Όπου $A_N(t) = \frac{\sin \left(\frac{Nt\Delta}{2}\right)}{\sin \left(\frac{t\Delta}{2}\right)}$

Το ημιτονοειδές κύμα στη συχνότητα ω_o τροποποιείται από τη συνάρτηση «φάκελος», A_N . Για $N=1$, προφανώς το $X(t)$ είναι ένα ημιτονοειδές κύμα. Όσο το N αυξάνεται, ο φάκελος αποκτά πιο αιχμηρή κορυφή όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα. Αντί για μια συνεχή ταλάντωση στη συχνότητα ω_o , η έξοδος των mode-locked ταλαντωτών είναι ένας παλμός. Η συνάρτηση πλάτους A_N είναι ένα περιοδικό φαινόμενο. Επαναλαμβάνεται κάθε φορά που ο παρονομαστής τείνει στο μηδέν ή όταν $t\Delta/2=\pi$. Επειδή $\Delta=\pi c/L$, βλέπουμε ότι το A_N επαναλαμβάνεται με μια περίοδο $2L/c$. Οι mode-locked ταλαντωτές εκπέμπουν παλμούς στη συχνότητα $c/2L$. ο ρυθμός επανάληψης του laser ισούται με το free spectral range της οπτικής κοιλότητας. [9]



Εικόνα 2.3.2.2: Χρήση μιας φωτοδιόδου γρήγορης κοιλότητας για να επιτευχθεί εγκλείδωση ρυθμών : (α) Η φωτοδίοδος τοποθετείται στο τέλος της μιας κοιλότητας οδηγώντας σε μια παλμοσειρά εξόδου με συχνότητα επανάληψης $\Delta\nu=c/2L$. (β) Η φωτοδίοδος τοποθετείται σε απόσταση $L/2$, από το ένα κάτοπτρο της κοιλότητας. (γ) Η φωτοδίοδος τοποθετείται σε απόσταση $L/3$ από το ένα κάτοπτρο της κοιλότητας. Η παλμοσειρά εξόδου για τις περιπτώσεις (β) και (γ) είναι $2\Delta\nu$ και $3\Delta\nu$ και είναι παραδείγματα αρμονικού mode-locking. (δ) Αναπαριστά την

περίπτωση του ring-laser mode-locking όπου η θέση της φωτοδιόδου που είναι απαιτούμενη για να πραγματοποιηθεί το mode-locking γίνεται ασύνδετη.

2.3.3 AM MODE LOCKING

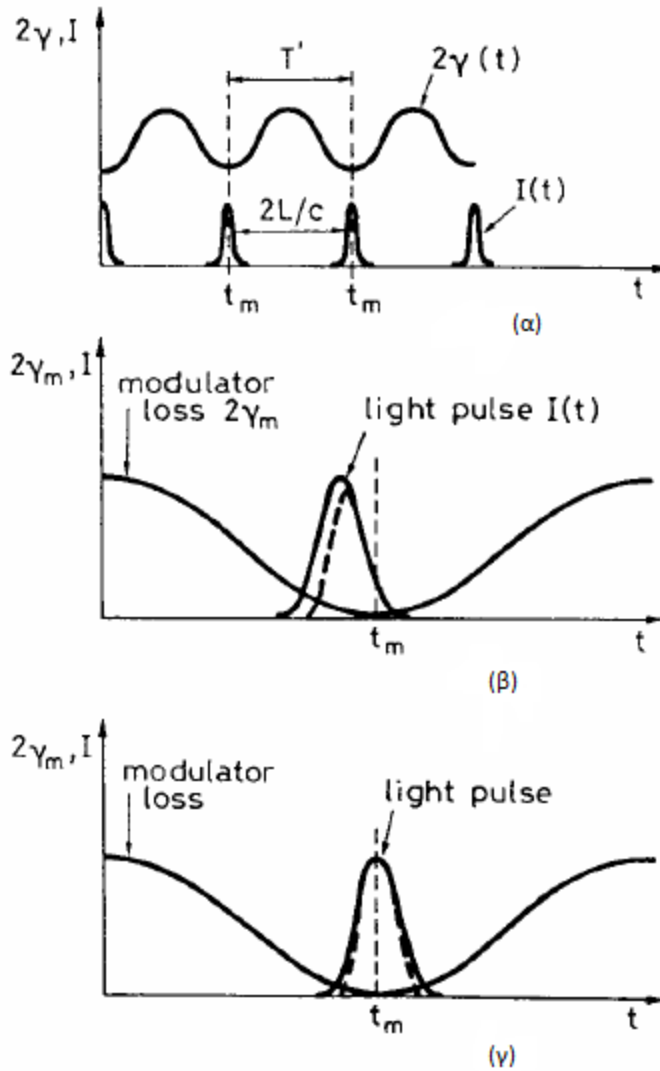
Είναι δυνατό να διαμορφωθεί το πλάτος ενός ηλεκτρικού πεδίου στην κοιλότητα του Laser χρησιμοποιώντας έναν ακουστικό-οπτικό διαμορφωτή.

$$E_m(z, t) = E_o(1 + \epsilon \cos \Omega t) \sin k_m z \sin(\omega_m t + \varphi_m) \quad (2.3.3.1)$$

Το κομμάτι της ισότητας που εξαρτάται από το χρόνο, μπορεί να γραφεί ως εξής,

$$(1 + \epsilon \cos \Omega t) \sin(\omega_m t + \varphi_m) = \sin \omega_m t + \frac{\epsilon}{2} \sin[(\omega_m + \Omega)t + \varphi_m] + \frac{\epsilon}{2} \sin[(\omega_m - \Omega)t + \varphi_m] \quad (2.3.3.2)$$

Διαμορφώνοντας το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου παράγονται πλευρικές ζώνες συχνοτήτων που έχουν απόσταση από το φέρον έως και τη συχνότητα διαμόρφωσης (sic). Αν η συχνότητα διαμόρφωσης ισούται με την απόσταση των ρυθμών, κάθε ρυθμός συνδέεται πιο ισχυρά με το διπλανό του. Στο παρακάτω σχήμα, συναντάμε μια περίπτωση AM εγλείδωσης ρυθμού.



Εικόνα 2.3.3.1: Χρονική περιγραφή μιας AM εγκλειδωσης ρυθμών : (α) steady state condition, (β) ο παλμός του φωτός καταφθάνει πριν το χρόνο t_m της ελάχιστης απώλειας, (γ) ο παλμός στενεύει όταν καταφθάνει σε χρόνο t_m .

2.3.4 FM MODE-LOCKING

Είναι δυνατό να διαμορφωθεί η φάση ενός ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιώντας έναν ηλεκτροοπτικό διαμορφωτή.

$$E_m(z, t) = E_o \sin k_m z \{ \sin[\omega_m t + \varphi_m + \delta \cos(\Omega t)] \} \quad (2.3.4.1)$$

Το κομμάτι της συνάρτησης που περιέχεται μέσα στις αγκύλες μπορεί χρησιμοποιώντας τις σχέσεις ημίτονου και συνημίτονου να γραφεί και ως εξής,

$$\sin(\omega_m t + \varphi_m) \cos(\delta \cos \Omega t) + \cos(\omega_m t + \varphi_m) \sin(\delta \cos \Omega t) \quad (2.3.4.2)$$

Η συνάρτηση $\sin(x\cos\theta)$ μπορεί να γραφεί σαν μια σειρά συναρτήσεων Bessel ως εξής,

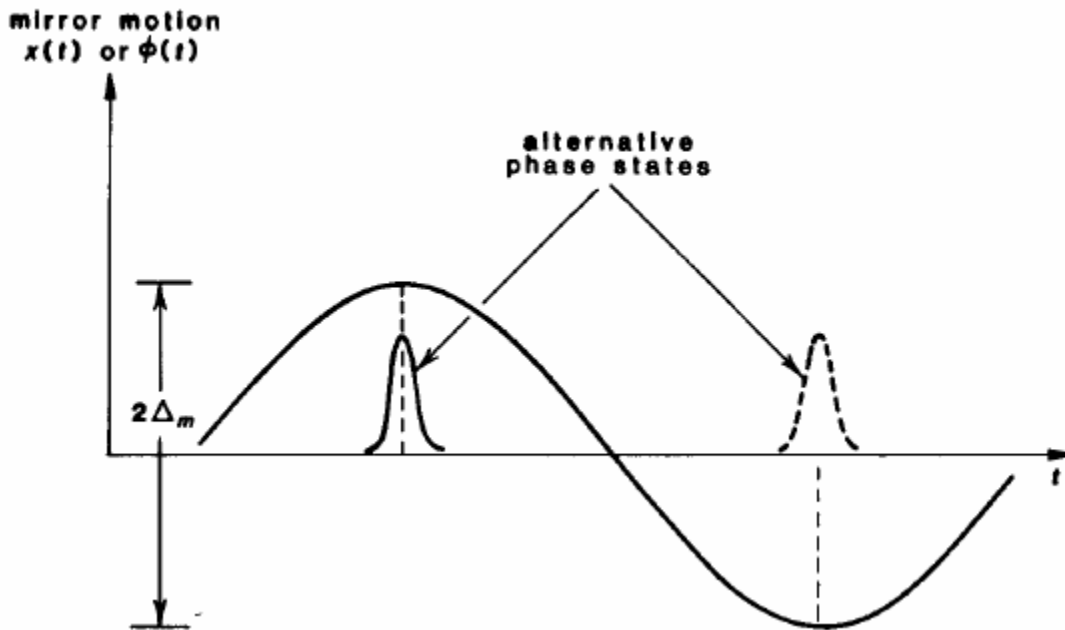
$$\cos(x\cos\theta) = J_0(x) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(x) \cos(2k\theta) \quad (2.3.4.3)$$

$$\sin(x\sin\theta) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(x) \cos[(2k+1)\theta] \quad (2.3.4.4)$$

Χρησιμοποιώντας όλα τα παραπάνω μαζί, παίρνουμε μια συνάρτηση ανεξάρτητη από το χρόνο που μοιάζει με την επόμενη,

$$J_0(\delta) \sin(\omega_m t + \varphi_m) + J_1(\delta) \{ \cos[(\omega_m + \Omega)t + \varphi_m] - \cos[(\omega_m - \Omega)t + \varphi_m] \} \quad (2.3.4.5)$$

Ένα παράδειγμα μετάδοσης παλμού μέσα από έναν FM (phase) modulator είναι το παρακάτω



Εικόνα 2.3.4.1: Μετάδοση παλμού διαμέσου ενός FM modulator.

Στη διαμόρφωση της συχνότητας εμφανίζονται πλευρικές ζώνες συχνοτήτων. Όμως παρά τη συνθήκη της AM διαμόρφωσης, πολλαπλές πλευρικές ζώνες συχνοτήτων μπορεί να εμφανιστούν, ανάλογα με την τιμή του δ στο περιεχόμενο της διαμόρφωσης. Στην πραγματικότητα, αν είναι αρκετά μεγάλο, το φέρον μπορεί να εξαφανιστεί τελείως. [10],[16]

2.3.5 Ο ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ FOURIER

Μπορούμε να εξετάσουμε το mode-locking και από μια άλλη μαθηματική σκοπιά. Το φάσμα συχνοτήτων του laser είναι μια σειρά από συναρτήσεις δέλτα. Μοιάζει με ένα φράχτη περιφραξής όπου κάθε κομμάτι του φράχτη αντιπροσωπεύει ένα ρυθμό του laser. Το φάσμα συχνοτήτων σε ένα mode-locked laser μπορεί να έχει εύρος αρκετών δεκάδων νανόμετρων. Σε ένα ti:sapphire laser τυπικά είναι 40 nm (εύρος ζώνης 3dB). Αν μοντελοποιήσουμε τη συχνότητα εξόδου του laser σαν ένα συνδυασμό συναρτήσεων δέλτα πολλαπλασιασμένων με έναν Gaussian «φάκελο» (envelope),

$$I(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega^2}{2W^2}\right) \sum_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - n\Delta). \quad (2.3.5.1)$$

Ο μετασχηματισμός Fourier του $I(\omega)$ μας δίνει τα χρονικά χαρακτηριστικά του laser. Ο μετασχηματισμός απλοποιείται χρησιμοποιώντας το θεώρημα της συνέλιξης. Ο ευρύς Gaussian envelope μετατρέπεται σε μια στενή Gaussian χρόνου. Ο συνδυασμός συχνοτήτων με χρονικό διαχωρισμό Δ μετατρέπεται σε ένα χρονικό συνδυασμό με διαχωρισμό $2L/c$. Έτσι ο μετασχηματισμός της τελευταίας συνάρτησης είναι μια ακολουθία Gaussian παλμών της $\exp(-t^2/2\tau^2)$, όπου $\tau=1/W$. Όσο ευρύτερος είναι ο φασματικός φάκελος (sic), τόσο πιο στενός είναι ο παλμός του laser.

Αφού ολοκληρώσαμε τη γενική μαθηματική μας προσέγγιση στην εγκλείωση των ρυθμών ενός laser, θα προχωρήσουμε στην περιγραφή των δύο πιο διαδεδομένων τεχνικών που χρησιμοποιούνται στο mode-locking.[10], [11]

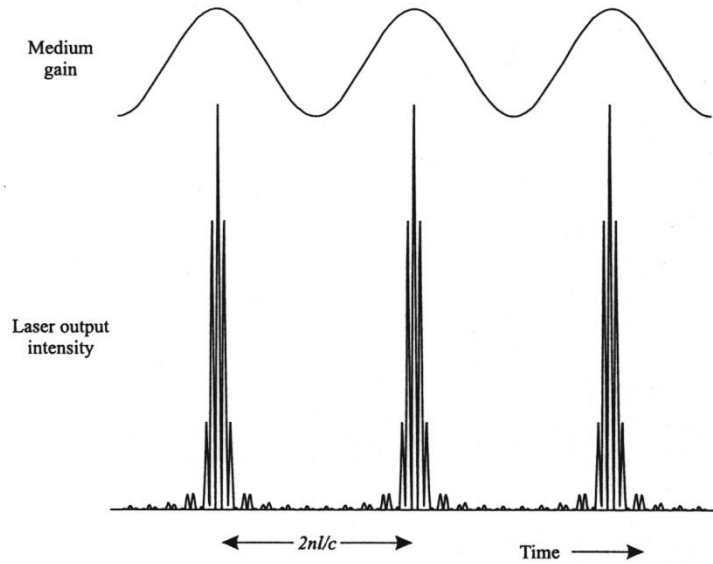
2.4 ACTIVE (ΕΝΕΡΓΟ) MODE-LOCKING

Η ενεργός εγκλείωση ρυθμών είναι από τις κυριότερες μεθόδους για τη παραγωγή πολύ στενών οπτικών παλμών και επιτυγχάνεται κυρίως με απευθείας διαμόρφωση της οπτικής δέσμης μέσα στη κοιλότητα. Δηλαδή με τη προσθήκη ενός ακουστό-οπτικού ή ηλεκτροοπτικού διαμορφωτή σε κάποιο σημείο της κοιλότητας. Με τη τοποθέτηση ενός διαμορφωτή και την οδήγηση του με κατάλληλη (θεμελιώδη συχνότητα του δακτυλίου ή κάποια αρμονική της) εισάγονται περιοδικές απώλειες στο δακτύλιο με αποτέλεσμα την δημιουργία παλμών. Η χρήση αρμονικών συχνοτήτων διαμόρφωσης είναι γνωστή και ως *αρμονικό κλείδωμα ρυθμών* (harmonic modelocking), και επιτρέπει την παραγωγή στενότερων παλμών σε υψηλότερες συχνότητες επανάληψης. Με εφαρμογή της Νιστής αρμονικής θα έχουμε N παλμούς να διαδίδονται μέσα στον δακτύλιο. Μαθηματικά αυτό εκφράζεται ως εξής:

$$f_{\text{οδήγησης}} = N \cdot \Delta f_{\text{κοιλότητας}} \quad (2.4.1)$$

Το ενεργό mode-locking διακρίνεται περαιτέρω σε AM και FM. Στο AM έχουμε διαμόρφωση του πλάτους της ακτινοβολίας που διαδίδεται στον δακτύλιο, ενώ στο FM διαμόρφωση της φάσης. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται σε απλή μορφή η διαδικασία του ενεργού mode-

locking.[16]



Εικόνα 2.4.1: Εγκλείδωση των ρυθμών οπτικής κοιλότητας ρυθμών με διαμόρφωση της απώλειας στο εσωτερικό του δακτυλίου.

2.4.1 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΕΝΕΡΓΟΥ ΚΛΕΙΔΩΜΑΤΟΣ ΡΥΘΜΟΥ

Ακολουθεί μια ποσοτική ανάλυση του ενεργού AM modelocking η οποία βασίζεται στην εργασία των Kuizenga και Siegman. Εν ολίγοις θεωρούμε ότι ένας γκαουσιανός παλμός έχει ήδη σχηματιστεί και διαδίδεται μέσα στην οπτική κοιλότητα, λαμβάνοντας υπόψη μας την επίδραση του μέσου ενίσχυσης και του διαμορφωτή AM. Η απαίτηση στην μόνιμη κατάσταση ο παλμός να παραμένει αναλλοίωτος μετά από μία διέλευση μέσα από τον δακτύλιο οδηγεί σε σχέσεις που καθορίζουν την διάρκεια και το φασματικό εύρος των παλμών συναρτήσει διαφόρων παραμέτρων (self consistent model), όπως είναι το κέρδος του ενισχυτικού σταδίου, το φασματικό εύρος ενίσχυσης και ο δείκτης διαμόρφωσης.

Έστω ο παλμός:

$$E(t) = \exp [-\Gamma t^2 + j\omega_o t] \text{ με } \Gamma = a - jb \quad (2.4.1.1)$$

Ο μετασχηματισμός Fourier του παλμού δίνει το φάσμα:

$$\tilde{E}(\omega) = \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_o)^2}{4\Gamma} \right] \quad (2.4.1.2)$$

Θεωρούμε αρχικά την επίδραση του μέσου ενίσχυσης πάνω στο φάσμα του παλμού. Θα είναι :

$$\tilde{E}'(\omega) = \tilde{g}(\omega)\tilde{E}(\omega) \quad (2.4.1.3)$$

$$\tilde{g}(\omega) = \exp \left[\frac{a_m p_m}{1 + \frac{2j(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega_a}} - j \frac{\omega p}{c} \right] \rightarrow$$

$$\tilde{g}(\omega) \cong \exp \left[a_m p_m \left(1 - 2j \frac{(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega_a} - 4 \frac{(\omega - \omega_a)^2}{\Delta\omega_a^2} \right) - j \frac{\omega p}{c} \right] \quad (2.4.1.4)$$

με a_m το κέρδος ανά μονάδα μήκους του ενεργού υλικού, p_m το μήκος του ενεργού υλικού, ω_a το κέντρο του ASE, $\Delta\omega_a$ το εύρος του ASE και p το συνολικό μήκος του δακτυλίου. Η συνάρτηση αυτή περιλαμβάνει την επίδραση στον παλμό όλων των στοιχείων εκτός από τον διαμορφωτή AM. Η χρήση του αναπτύγματος της δεύτερης σειράς είναι δυνατή δεδομένου του ότι το συνολικό εύρος του φάσματος του παλμού $E(t)$ είναι σημαντικά μικρότερο από το εύρος του ASE σε όλες τις πρακτικά χρήσιμες περιπτώσεις.

Το στάδιο ενίσχυσης έχει συνέπειες τόσο στην φάση όσο και στο πλάτος του παλμού. Συγκεκριμένα αν δεν υπήρχε ενισχυτικό στάδιο η διέλευση μέσα από τον δακτύλιο θα είχε σαν αποτέλεσμα την εισαγωγή μιας διαφοράς φάσης, ίσης με $\frac{\omega p}{c}$. Από την τελευταία εξίσωση καθίσταται προφανές ότι έχουμε ένα πρόσθετο όρο της μορφής $2a_m p_m \frac{(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega_a}$, άρα η συνολική ολίσθηση φάσης είναι :

$$\begin{aligned} \frac{\omega p}{c} + 2a_m p_m \frac{(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega_a} &= \\ \frac{\omega p}{c} \left[1 + \frac{2a_m p_m c}{\Delta\omega_a p} \right] &= \\ \frac{\omega p}{c} \left[1 + \frac{a_m p_m \omega_{ax}}{\pi \Delta\omega_a} \right] & \quad (2.4.1.5) \end{aligned}$$

δεδομένου του ότι :

$$\omega_{ax} = \frac{2\pi p}{c} \quad (2.4.1.6)$$

Αυτή η μεταβολή της ολίσθησης φάσης μπορεί ισοδύναμα να εκφραστεί σαν μεταβολή του χρόνου ανακύκλωσης T , του μήκους της κοιλότητας p , της απόστασης των αξονικών ρυθμών ω_{ax} και της ταχύτητας ομάδας u_g . Πιο συγκεκριμένα είναι:

$$\frac{T' - T}{T} \cong \frac{p' - p}{p} \cong \frac{a_m p_m \omega_{ax}}{\pi \Delta\omega_a} \quad (2.4.1.7)$$

Και

$$\frac{\omega_{ax} - \omega'_{ax}}{\omega_{ax}} \cong \frac{c - u_g}{c} \cong \frac{a_m p_m \omega_{ax}}{\pi \Delta\omega_a} \quad (2.4.1.8)$$

Ουσιαστικά διαπιστώνουμε αύξηση του χρόνου ανακύκλωσης και του ενεργού μήκους της κοιλότητας και μείωση της ταχύτητας ομάδας και του διαστήματος μεταξύ των αξονικών

ρυθμών. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι μεταβολές αυτές είναι εξαιρετικά μικρές. Για παράδειγμα σε laser Nd:Yag έχουμε μεταβολή του διαστήματος αξονικών ρυθμών κατά 25 KHz, ενώ η αρχική τιμή είναι 250 MHz.[12]

Όσον αφορά την επίδραση στο πλάτος αυτή μπορεί να μοντελοποιηθεί με μεταβολή της παραμέτρου Γ . Πιο συγκεκριμένα :

$$\exp\left[-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4\Gamma}\right] \exp\left[-\frac{4a_m p_m}{\Delta\omega_a^2}(\omega-\omega_0)^2\right] = \exp\left[-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4\Gamma'}\right] \quad (2.4.1.9)$$

Θεωρώντας ότι $\omega_0 = \omega_{ax}$, δηλαδή ότι το φάσμα του παλμού έχει μέγιστο στο μέγιστο του φάσματος αυθορμήτου εκπομπής η τροποποιημένη παράμετρος Γ' είναι:

$$\frac{1}{\Gamma'} = \frac{1}{\Gamma} + \frac{16a_m p_m}{\Delta\omega_a^2} \Rightarrow \Gamma' - \Gamma \cong \frac{16a_m p_m}{\Delta\omega_a^2} \Gamma^2 \quad (2.4.1.10)$$

όπου έχουμε θεωρήσει $\Gamma'\Gamma \cong \Gamma^2$, αφού ο όρος $\frac{16a_m p_m}{\Delta\omega_a^2}$ επιτρέπει αυτή την προσέγγιση σε όλες τις πρακτικές περιπτώσεις. Διαπιστώνεται ότι το ενισχυτικό μέσο προκαλεί διεύρυνση του παλμού στο χρόνο, ενώ παράλληλα περιορίζει το φάσμα του.

Θεωρώντας τώρα την επίδραση του διαμορφωτή AM στον διαδιδόμενο παλμό. Στο πεδίο του χρόνου η επίδραση του διαμορφωτή στον παλμό που εξέρχεται από το ενισχυτικό στάδιο αποδίδεται από την σχέση:

$$E'' = \widetilde{t}_{am}(t)E'(t) \quad (2.4.1.11)$$

όπου $\widetilde{t}_{am} = \exp[-\Delta_m(1 - \cos \omega_m t)]$ με Δ_m την διαφορά μεγίστου και ελαχίστου.

Θεωρώντας τον οπτικό παλμό στενό σε σχέση με την ημιπερίοδο της διαμόρφωσης (μια λογική παραδοχή για την μόνιμη κατάσταση) μπορούμε να κάνουμε την προσέγγιση:

$$\widetilde{t}_{am} \cong \exp\left[-\frac{\Delta_m \omega_m^2}{2} t^2\right], \text{ για } |t| \ll T.$$

Έτσι η επίδραση του διαμορφωτή μπορεί να αποδοθεί με την σχέση:

$$\exp[-\Gamma' t^2] \exp\left[-\frac{\Delta_m \omega_m^2}{2} t^2\right] = \exp[-\Gamma'' t^2] \quad (2.4.1.12)$$

άρα:

$$\Gamma'' - \Gamma' \cong \frac{\Delta_m \omega_m^2}{2} \quad (2.4.1.13)$$

Διαπιστώνουμε ότι ο διαμορφωτής AM προκαλεί περιορισμό του παλμού στο χρόνο, ενώ παράλληλα διευρύνει το φάσμα του.

Με δεδομένη την απαίτηση στην μόνιμη κατάσταση ο παλμός να παραμένει συνολικά ανεπηρέαστος διανύοντας τον δακτύλιο λαμβάνουμε:

$$\Gamma'' - \Gamma \cong -\frac{16a_m p_m}{\Delta\omega_\alpha^2} \Gamma^2 + \frac{\Delta m \omega_m^2}{2} = 0 \Rightarrow \Gamma = \left(\frac{\Delta m}{a_m p_m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\omega_m \Delta\omega_\alpha}{4\sqrt{2}} = a - jb \quad (2.4.1.14)$$

Από την τελευταία σχέση καθίσταται προφανές ότι:

$$a = \left(\frac{\Delta m}{a_m p_m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\omega_m \Delta\omega_\alpha}{4\sqrt{2}} \quad (2.3.1.15)$$

και συνεπώς δεν έχουμε το ανεπιθύμητο φαινόμενο της χρονικής μεταβλητότητας της στιγμιαίας συχνότητας (chirp).

Η διάρκεια του παλμού (FWHM) είναι:

$$\tau_P = \left(\frac{2\sqrt{2}\ln 2}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a_m p_m}{\Delta m}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{f_m \Delta f_\alpha}\right) \Rightarrow \tau_P \cong 0.45 \left(\frac{a_m p_m}{\Delta m}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{f_m \Delta f_\alpha}\right) \quad (2.3.1.16)$$

Δεδομένου του ότι τόσο το κέρδος όσο και ο δείκτης διαμόρφωσης Δ_m λαμβάνουν στις περισσότερες πρακτικές περιπτώσεις τιμές από 0.1 έως 1 και ότι ο λόγος τους λαμβάνεται στην 4^η ρίζα συμπεραίνουμε ότι οι κύριοι παράγοντες που επιδρούν στο εύρος των παλμών είναι η συχνότητα διαμόρφωσης f_m και το εύρος του φάσματος της αυθόρμητης ακτινοβολίας Δf_α .

Για διαμορφωτές AM ισχύει $\Delta_m \propto P_m$, συνεπώς αύξηση της ισχύος διαμόρφωσης θα οδηγήσει σε στενότερους παλμούς, όμως δεδομένου του ότι αυτό θα γίνει με την 4^η ρίζα αυτό θα γίνει εξαιρετικά αργά.

Για τη παραπάνω ανάλυση θεωρήθηκε ότι οι παλμοί που διαδίδονται στο δακτύλιο είναι τύπου Gauss, οπότε και το αντίστοιχο φάσμα είναι τύπου Gauss.

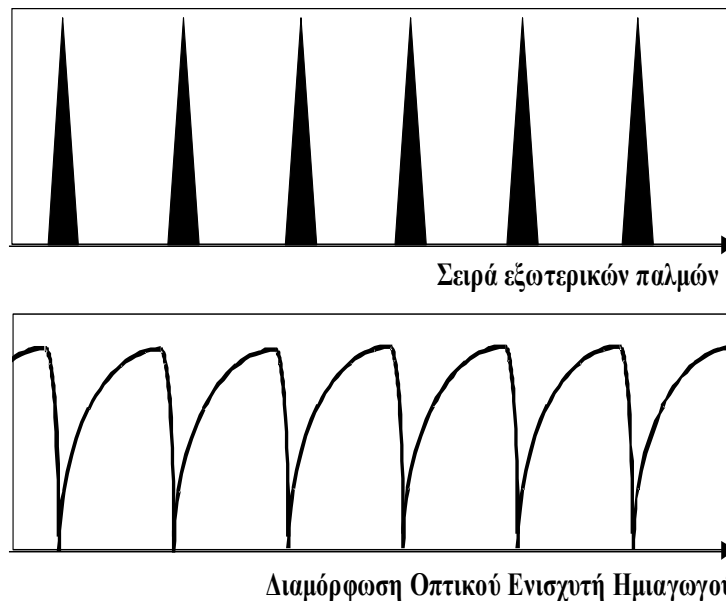
2.4.2 ΕΝΕΡΓΟ ΚΛΕΙΔΩΜΑ ΡΥΘΜΩΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑΣ LASER ΜΕ ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΕΝΟΣ ΟΠΤΙΚΟΥ ΕΝΙΣΧΥΤΗ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥ

Τα υποσυστήματα που κατασκευάστηκαν βασίζονται στη τεχνική που αναφέρθηκε στη προηγούμενη ενότητα, της ενεργής εγκλείδωσης των διαμηκών ρυθμών κοιλότητας δακτυλίου. Αυτό όμως επιτυγχάνεται σε συνδυασμό με τη χρήση ενός οπτικού ενισχυτή ημιαγωγού στη κοιλότητα λόγω της ταχείας αποδιέγερσης φορέων (κορεσμός απολαβής). Η τοποθέτηση οποιαδήποτε άλλου ενισχυτικού μέσου (όπως ενισχυτή ιόντων ερβίου) δεν έχει το ίδιο αποτέλεσμα. Είναι λοιπόν δυνατή η οπτική διαμόρφωση της απολαβής των οπτικών ενισχυτών και η τοποθέτηση του σε κοιλότητα έτσι ώστε ο ημιαγωγός να λειτουργεί σα διαμορφωτής.

Βασική απαίτηση της τεχνικής αυτής ότι η διαμόρφωση της απολαβής να λαμβάνει τιμές μεγαλύτερες των απωλειών περιστροφής στη οπτική κοιλότητα σε ένα μικρό χρονικό παράθυρο της περιόδου της κοιλότητας. Σε αυτό το μικρό χρονικό διάστημα όπου υπάρχει διαθέσιμο κέρδος/φορείς ένας οπτικός παλμός μπορεί να σχηματιστεί και να αρχίσει να διαδίδεται στη

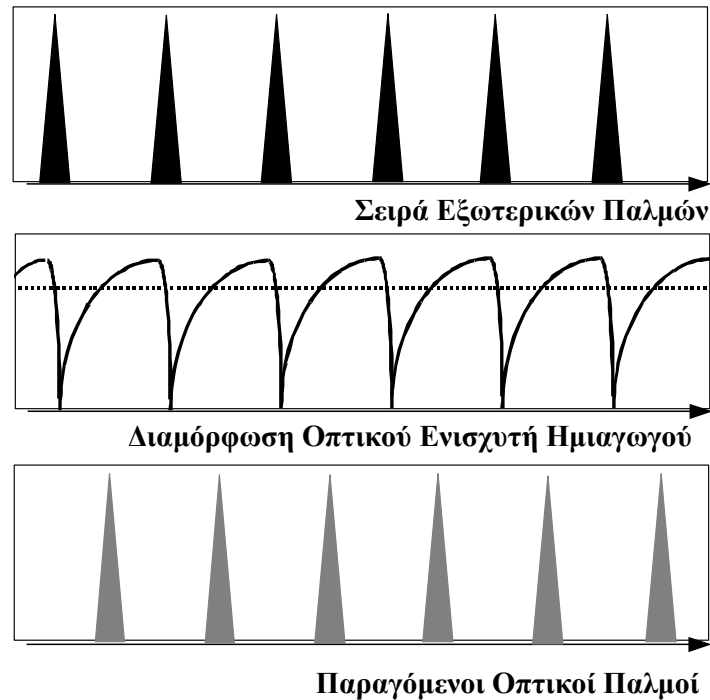
κοιλότητα. Σε οποιοδήποτε άλλο σημείο πριν ή μετά την δημιουργία του παλμού η συνάρτηση κέρδους πρέπει να είναι αρνητική (ο ημιαγωγός ως διαμορφωτής είναι κλειστός). Η δημιουργία του χρονικού αυτού παραθύρου κέρδους επιτυγχάνεται με τη οπτική διαμόρφωση της απολαβής. Μια σημαντική διαφορά από τη χρήση διαμορφωτών στη κοιλότητα είναι ότι ο ημιαγωγός ως διαμορφωτής εισάγει περιοδική διαμόρφωση κέρδους και όχι περιοδική διαμόρφωση απωλειών στη κοιλότητα. Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό γιατί το παράθυρο κέρδους δεν είναι σταθερό, όπως με χρήση ηλεκτρο-οπτικό διαμορφωτών με ημιτονοειδής οδήγηση, οπότε και υφίσταται απώλεια παλμοσειράς αν για κάποιο λόγο κάποιος παλμός της κοιλότητας εισέλθει με χρονικά καθυστερημένος. Αντίθετα στα κλασικά λέιζερ δακτυλίου ίνας οποιαδήποτε καθυστέρηση των παλμών της κοιλότητας τους οδηγεί έξω από το σταθερό παράθυρο ελάχιστων απωλειών (διαμορφωτής ανοικτός) με αποτέλεσμα να καταστρέφεται και κατά συνέπεια στη επόμενη περιφορά α χάνεται επόμενος και τελικά να υπάρχει ολοκληρωτική απώλεια παλμών (pulsetrain loss). Άλλο σημαντικό πλεονέκτημα της οπτικής διαμόρφωσης της απολαβής είναι ότι αυτή μπορεί να γίνει σε πολύ μεγαλύτερες ταχύτητες. Ειδικότερα, η εισαγωγή του εξωτερικού παλμού οδηγεί σε μια πολύ γρήγορη μείωση της πυκνότητας των φορέων του ενισχυτή που βρίσκονται στη διεγερμένη κατάσταση. Αυτή η απώλεια φορέων στη διεγερμένη κατάσταση έχει ως αποτέλεσμα τον κορεσμό και τη μείωση της απολαβής. Στη συνέχεια το ρεύμα άντλησης του ημιαγωγού διεγείρει ξανά φορείς στη ζώνη αγωγιμότητας. Η διαδικασία όμως της ανάκτησης του κέρδους διαρκεί πολύ περισσότερο από τη διαδικασία κορεσμού του. Το χρονικό διάστημα που απαιτείται για να βρεθεί ο οπτικός ενισχυτής στην κατάσταση κόρου είναι της τάξης των 1 ps και εξαρτάται άμεσα από το χρονικό εύρος των οπτικών παλμών εισόδου. Αναλυτικότερα όσο πιο στενός χρονικά είναι ο εξωτερικός παλμός τόσο πιο απότομη γίνεται η καμπύλη πτώσης του κέρδους απολαβής. Ο δε χρόνος που χρειάζεται ο οπτικός ενισχυτής για την επαναφορά στην κατάσταση μέγιστης απόδοσης κέρδους (recovery time) εξαρτάται από το μήκος του ημιαγωγού και το ρεύμα άντλησης του.

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η χρονική μεταβολή της απολαβής του ημιαγωγού κατά την διέλευση ενός στενού οπτικού παλμού:



Εικόνα 2.4.2.1: Μεταβολή του κέρδους του ενισχυτή κατά την είσοδο οπτικής παλμοσειράς

Από το παραπάνω σχήμα είναι προφανής ότι η διαμόρφωση της απολαβής ακολουθεί τη συχνότητα των «εξωτερικών» παλμών «διέγερσης». Στο σημείο που η καμπύλη κέρδους ξεπεράσει τις συνολικές γραμμικές απώλειες της κοιλότητας εκεί σχηματίζεται ένας παλμός εγκλειδωμένου ρυθμού (mode-locked pulse), όπως δείχνει και το παρακάτω σχήμα.



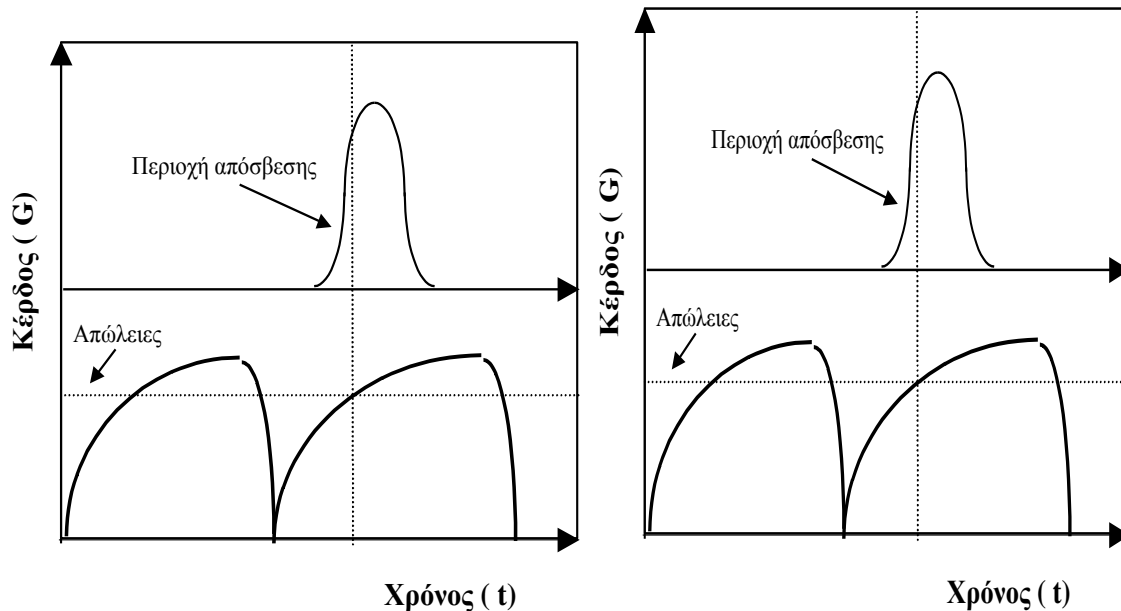
Εικόνα 2.4.2.2: Προτεινόμενη τεχνική ενεργού κλειδώματος ρυθμού

Στο παραπάνω σχήμα με διακεκομμένη γραμμή είναι οι σταθερές απώλειες της κοιλότητας ενώ στη τρίτη εικόνα φαίνεται η παραγόμενη παλμοσειρά της κοιλότητας (mode-locked).

Βάσει λοιπόν των παραπάνω είναι εφικτή η κατασκευή κοιλότητας λέιζερ με τοποθέτηση ενός ημιαγωγού σαν διαμορφωτή σε αυτήν και τη επιβολή διαμόρφωση πλάτους για τη εγκλείδωση των ρυθμών της κοιλότητας από εξωτερική οπτική παλμοσειρά. Ενίσχυση στη κοιλότητα προσφέρεται επίσης από τον ημιαγωγό. Το γεγονός αυτό αποτελεί ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα κυρίως γιατί χρησιμοποιείται ένα μόνο ενεργό στοιχείο που προσφέρει κέρδος και διαμόρφωση, καθώς επίσης γιατί αποφεύγονται ακριβά στοιχεία παροχής κέρδους όπως ενισχυτές ερβίου κ.α. Εξάλλου συντελεί στη ελαχιστοποίηση του μήκους της οπτικής κοιλότητας και των ασταθειών που προέρχονται από αλλαγές στη πόλωση καθώς δεν χρησιμοποιούνται δομοστοιχεία ευαίσθητα στη πόλωση (όπως οι ηλεκτρο-οπτικοί διαμορφωτές Li:NbO₃).

Οι οπτικοί παλμοί που παράγονται στο εσωτερικό της κοιλότητας με τον παραπάνω μηχανισμό, κατά την διέλευση τους μέσα από τον οπτικό ενισχυτή συμπιέζονται χρονικά. Αυτό συμβαίνει γιατί ο ημιαγωγός δρα σα κορεσμένος απορροφητής. Πιο συγκεκριμένα κάθε παραγόμενος παλμός κατά την είσοδο του στον ενισχυτή υφίσταται στο μπροστινό του μέρος αρκετά μικρότερη ενίσχυση, λόγω της ταχείας απολαβής κέρδους (fast gain saturation) που επάγει ο

αντίστοιχος εξωτερικός παλμός. Αυτό σημαίνει ότι μόνο το πίσω τμήμα του παλμού συναντά συνθήκες πλήρους απόδοσης του κέρδους του ενισχυτή και ενισχύεται, ενώ το πρόσθιο τμήμα του παλμού συναντά περιοχή υψηλών απωλειών και αποσβένεται. Με αυτό τον τρόπο παραμορφώνεται η σχηματομορφή των παλμών και η κορυφή του παλμού ολισθαίνει στο χρόνο σε χρονικές στιγμές μεγαλύτερου κέρδους. Ο μηχανισμός αυτό φαίνεται στα δύο παρακάτω σχήματα.



Εικόνα 2.4.2.3: Μηχανισμός συμπίεσης οπτικού παλμού κατά την εισαγωγή του στον οπτικό ενισχυτή ημιαγωγού

Με αυτό τον τρόπο λοιπόν οι παραγόμενοι οπτικοί παλμοί της κοιλότητας συμπιέζονται χρονικά. [12]

2.5 PASSIVE (ΠΑΘΗΤΙΚΟ) MODE-LOCKING

Η παθητική εγκλείδωση ρυθμών παράγει και αυτή πολύ στενούς παλμούς σε συχνότητες GHz. Σε σύγκριση με τα laser ενεργής εγκλείδωσης ρυθμού, τα παθητικής είναι πιο συμπαγή, αξιόπιστα και οικονομικά. Επιπρόσθετα οι παθητικοί διαμορφωτές είναι πολύ πιο γρήγορη από τους ενεργούς με αποτέλεσμα να έχουμε στενότερους παλμούς και άρα δυνατότητα να πολυπλέξουμε περισσότερο το επιθυμητό μας σήμα όπως θα δούμε και παρακάτω. Για να καταλάβουμε ολοκληρωμένα το μηχανισμό του παθητικού mode-locking είναι απαραίτητο να εξετάσουμε τα καθοριστικά φαινόμενα που συμβαίνουν στο πεδίο του χρόνου.

Για το παθητικό mode-locking θα πρέπει εκμεταλλευτούμε την ιδιότητα κάποιου υλικού που μειώνει τις απώλειες μέσα στην οπτική κοιλότητα του laser για υψηλές τιμές ισχύος. Αυτό μπορεί να γίνει κατορθωτό μέσω διαφορετικών φυσικών φαινομένων αλλά εδώ θα ασχοληθούμε με τη χρήση ενός κορέσιμου απορροφητή που θα ρυθμίζει τις απώλειες. Ο απορροφητής αυτός

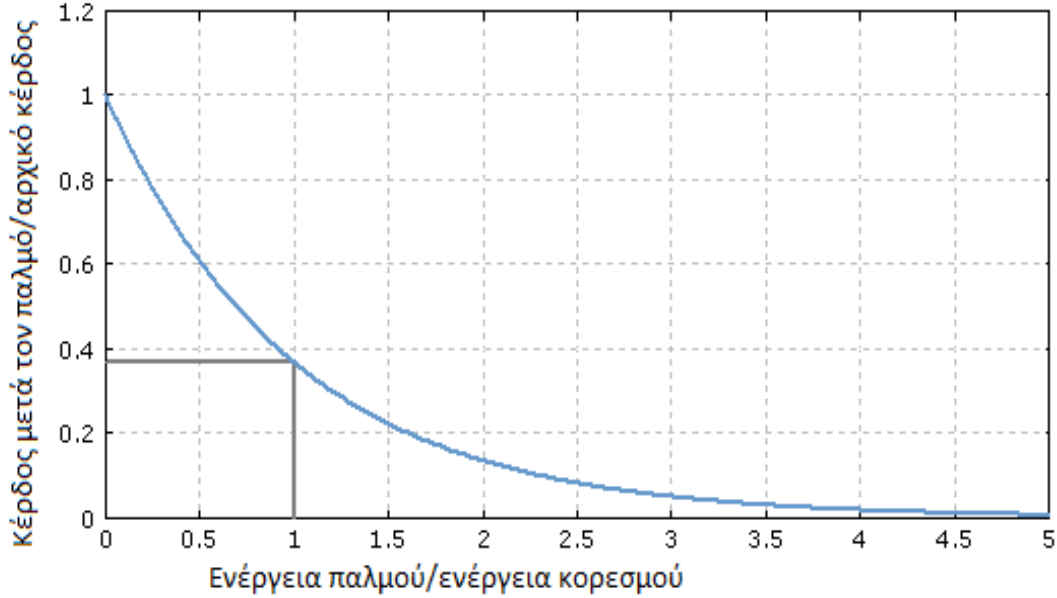
πρέπει να παρουσιάζει αυξημένες απώλειες για χαμηλή ισχύ, ενώ από κάποιο κατώφλι ισχύος και πάνω οι απώλειες αυτές πρέπει να περιορίζονται δραστικά. Πάνω σε αυτή την ιδιότητα του απορροφητή βασίζεται και η λειτουργία του παθητικού mode-locking.

Μέσα στο laser το στοιχείο κέρδους παράγει θόρυβο λόγω της αυθόρμητης αποδιέγερσης των φορέων. Στο θόρυβο αυτό, εμφανίζονται στατιστικά αιχμές θορύβου, κάποιες από τις οποίες τυγχάνει να ξεπεράσουν την ισχύ κατωφλιού, οπότε βλέπουν μικρότερες απώλειες στην κοιλότητα και αρχίζουν να διαδίδονται, ενισχύονται μέχρι κορεσμού του ενισχυτικού σταδίου και αποτελούν στην ουσία έναν παλμό που διαδίδεται μέσα στην κοιλότητα. Ένας μοναδικός παλμός εξασφαλίζεται κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες λειτουργίας. Στη μόνιμη κατάσταση πλέον, όταν ήδη ένας στενός παλμός διαδίδεται στην κοιλότητα, κάθε φορά που ο παλμός προσπίπτει στον κορεζόμενο απορροφητή, αυτός προκαλεί κορεσμό στην απορρόφηση μειώνοντας προσωρινά τις απώλειες. Στη μόνιμη κατάσταση το κέρδος του laser φτάνει σε ένα επίπεδο κορεσμού που επαρκεί για να αντισταθμίσει τις απώλειες του διαδιδόμενου παλμού, ενώ οποιοδήποτε φως χαμηλότερης έντασης που προσπίπτει στον απορροφητή θα υποστεί απώλειες που είναι υψηλότερες του κέρδους, αφού ο απορροφητής δεν μπορεί να κορεστεί από το φως. Ο απορροφητής μπορεί ως εκ τούτου να καταπιέσει κάθε επιπρόσθετο ασθενή παλμό αφού η υψηλής έντασης κορυφή του παλμού κορένει περισσότερο τον απορροφητή από ότι οι χαμηλής έντασης χρονικές συνιστώσες.

2.5.1 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΟΡΕΣΜΟΥ (SATURATION ENERGY)

Πριν προχωρήσουμε στις κατηγορίες των κορεσίμων απορροφητών, θα περιγράψουμε την ενέργεια κορεσμού, έναν όρο που θα συναντήσουμε πολύ συχνά παρακάτω. Η ενέργεια κορεσμού του ενεργού μέσου ενός laser είναι η ενέργεια παλμού ενός παλμού στενού σήματος (short signal pulse) που οδηγεί σε μείωση του κέρδους κατά $1/e$ της αρχικής του τιμής. Παρόμοια προσδιορίζεται και η ενέργεια κορεσμού ενός κορεσίμου απορροφητή.

Συνήθως, το κέρδος ή οι απώλειες υποθέτονται μικρές. Η διάρκεια του παλμού θεωρείται ότι είναι τόσο μικρή που η αυθόρμητη εκπομπή και η επιπλέον ενέργεια από την πηγή άντλησης είναι αμελητέες. Η πυκνότητα ενέργειας κορεσμού είναι η ενέργεια κορεσμού ανά μονάδα χώρου.



Εικόνα 2.5.1.1: Εξάρτηση του κέρδους ενός laser μετά από διαμόρφωση του παλμού στην προσπίπτουσα ενέργεια παλμού, που είναι παρόμοια με την ενέργεια κορεσμού. Όταν η ενέργεια του παλμού εξισωθεί με την ενέργεια κορεσμού, το κέρδος μειώνεται περίπου στο 37% της αρχικής του τιμής.

Για χαμηλού κέρδους διαμόρφωση του laser, η πυκνότητα ενέργειας κορεσμού και η ενέργεια κορεσμού μπορούν να υπολογιστούν ως εξής,

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{em} + \sigma_{abs}}, \quad E_{sat} = AF_{sat} = \frac{Ah\nu}{\sigma_{em} + \sigma_{abs}} \quad (2.5.1.1)$$

Όπου $h\nu$ είναι η ενέργεια φωτονίου στο μήκος κύματος του σήματος, σ_{em} και σ_{abs} είναι οι διατομές εκπομπής και απορρόφησης στο μήκος κύματος της εκπομπής και A είναι η mode area. Όταν ο παλμός περάσει N φορές από ένα μέσο διαμόρφωσης, μπορεί να οριστεί μια αποτελεσματική ενέργεια κορεσμού που είναι μειωμένη κατά έναν παράγοντα N . Αυτές οι ποσότητες μπορούν να οριστούν κατά έναν ανάλογο τρόπο για τους κορεσίσιμους απορροφητές. Για παράδειγμα ένας παλμός με πυκνότητα ενέργειας ίση με την πυκνότητα ενέργειας κορεσμού μειώνει τις απώλειες κορεσμού ενός SESAM κατά $1/e$ της αρχικής του τιμής.

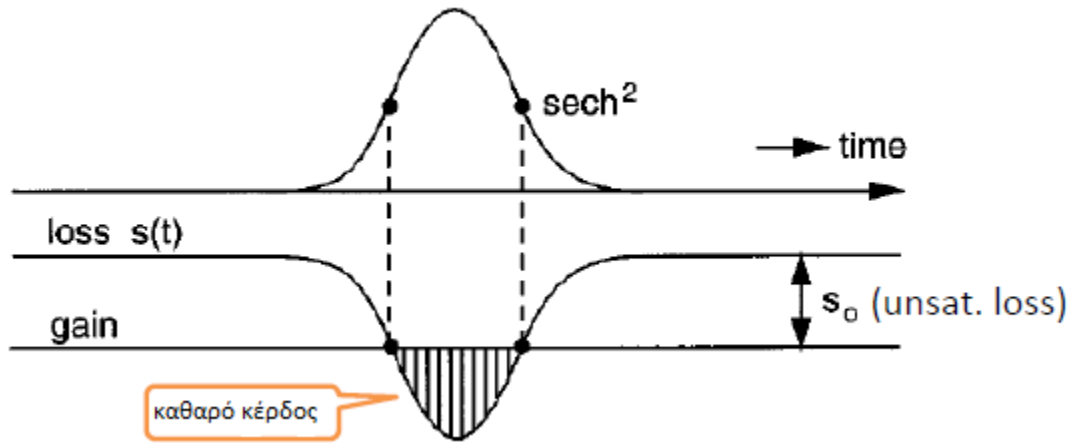
Ο λόγος της ενέργειας παλμού και της ενέργειας κορεσμού ενός κορεσίσιμου απορροφητή ονομάζεται παράμετρος κορεσμού. Καθορίζει το πόσο δυνατός είναι ο κορεσμός σε έναν παλμό και είναι μια από τις πιο σημαντικές παραμέτρους στο σχεδιασμό ενός laser παθητικής εγκλειδωσης ρυθμού. Η τιμή του εξαρτάται τόσο από την πυκνότητα ενέργειας κορεσμού του απορροφητή, όσο και από την mode area του απορροφητή στο αντηχείο του laser. Στη συνέχεια θα παραθέσουμε τα είδη του κορεσίσιμου απορροφητή.

Όπως βλέπουμε θα δούμε, ανάλογα με το χρόνο επαναφοράς του απορροφητή (recovery time) μπορούμε να διακρίνουμε δύο κατηγορίες κορεσίσιμου απορροφητή: το γρήγορο και τον αργό και

μάλιστα στην περίπτωση του αργού απορροφητή έχουμε και τις υποπεριπτώσεις του δυναμικού και του αδύναμου κορέσιμου κέρδους. Στις περιπτώσεις αυτές θα ρίξουμε μια πιο ενδελεχή ματιά.[9]

2.5.2 ΓΡΗΓΟΡΟΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΗΣ

Ο γρήγορος κορέσιμος απορροφητής χαρακτηρίζεται από χρόνο επαναφοράς μικρότερο από τη διάρκεια του παλμού ($\tau_A < \tau_P$) και σε αυτή την περίπτωση η διαμόρφωση των απωλειών ακολουθεί τις διακυμάνσεις της οπτικής ισχύος με αποτέλεσμα το καθαρό κέρδος παραθύρου να κλείνει μετά το πέρας του παλμού. Αρχικά η περίπτωση αυτή φαινόταν ως η μόνη αξιόπιστη και σταθερή λύση για το παθητικό mode-locking. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η παθητική εγκλείδωση ρυθμού σε ένα laser με γρήγορο κορέσιμο απορροφητή και το πώς εξαρτάται ο παλμός και το καθαρό κέρδος από το χρόνο.

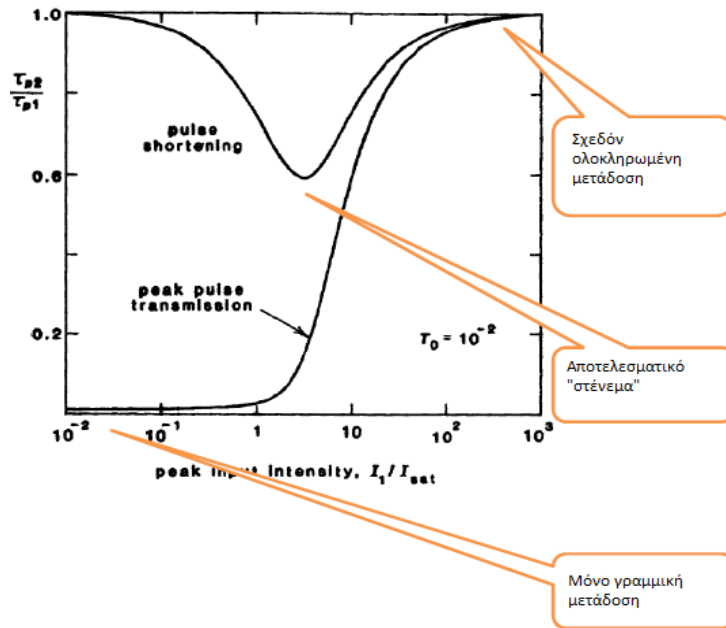


Εικόνα 2.5.2.1: Παθητική εγκλείδωση ρυθμού με χρήση γρήγορου κορέσιμου απορροφητή.

Για το γρήγορο κορέσιμο απορροφητή ισχύει

$$\ln \frac{I_2(t)}{I_1(t)} = \ln T_0 - \frac{I_2(t) - I_1(t)}{I_{sat}} \quad (2.5.2.1)$$

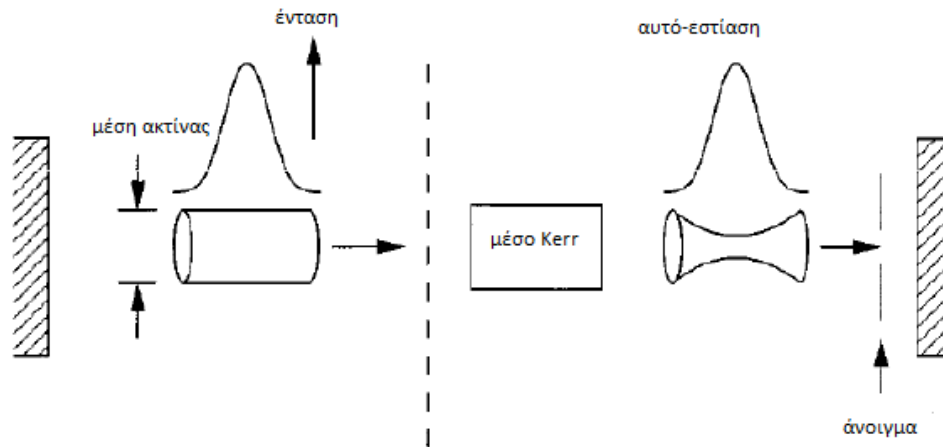
Όπου ο πρώτος όρος στο δεξί κομμάτι της ισότητας είναι η γραμμική μη κορέσιμη συνεισφορά και ο δεύτερος όρος είναι η μη γραμμική κορέσιμη συνεισφορά του απορροφητή. Για να καταλάβουμε και σχηματικά τον παραπάνω τύπο και να δούμε το πώς επιδρά στο «στένεμα» του παλμού ο γρήγορος κορέσιμος απορροφητής παραθέτουμε το παρακάτω σχήμα.



Εικόνα 2.5.2.2: Αρχική πυκνότητα μετάδοσης $T_0=0.01$ και Gaussian παλμός εισόδου.

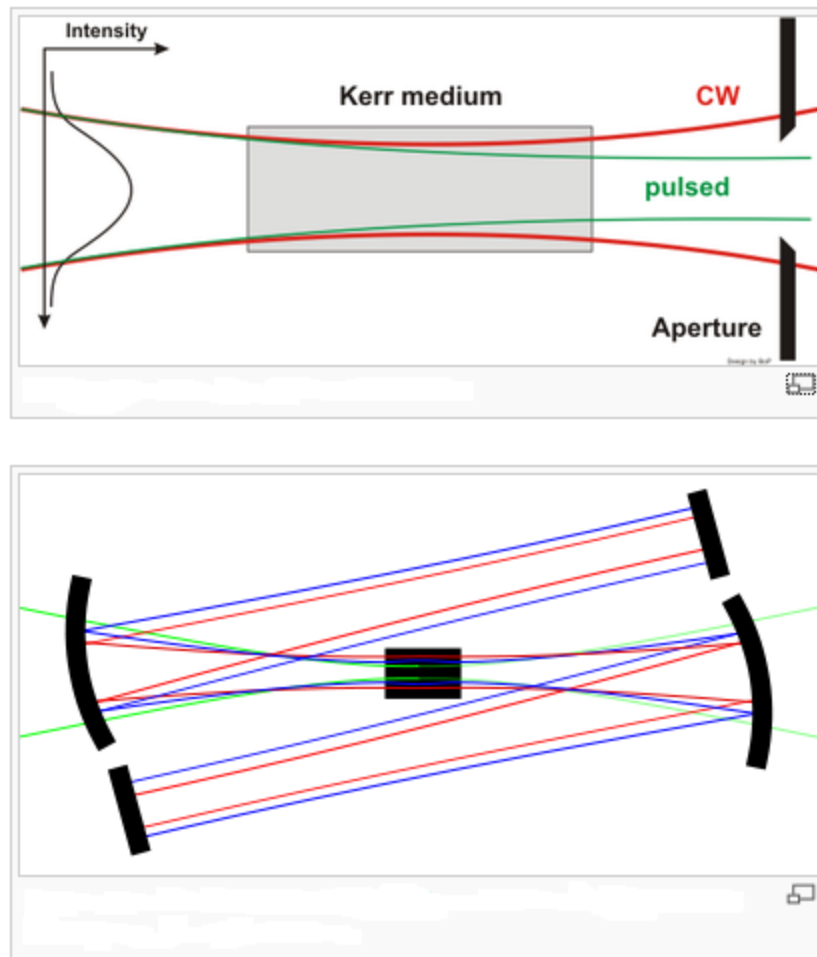
Ο μηχανισμός που χρησιμοποιείται στα Kerr-lens mode-locked (KLM) lasers μπορεί και αυτός να περιγραφεί από αυτόν το μηχανισμό, αν και στα KLM lasers δεν μεσολαβεί πραγματικός απορροφητής. Ουσιαστικά είναι μια μέθοδος εγκλειδωσης ρυθμών σε ένα laser διαμέσου μιας μη γραμμικής οπτικής διαδικασίας γνωστή και ως οπτικό φαινόμενο Kerr (optical Kerr effect). Αυτή η μέθοδος επιτρέπει τη γέννηση στενών παλμών φωτός της τάξης των femtoseconds.

Το οπτικό φαινόμενο Kerr είναι μια διαδικασία που έχει αποτέλεσμα από τη μη γραμμική απάντηση (response) ενός οπτικού μέσου έως το ηλεκτρικό πεδίο ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Ο δείκτης διάθλασης του μέσου εξαρτάται από τη δύναμη του πεδίου. Εξ αιτίας της μη ομοιόμορφης κατανομής της πυκνότητας ισχύος σε μια Gaussian ακτίνα, ο δείκτης διάθλασης αλλάζει κατά μήκος της ακτίνας και έτσι στο κέντρο είναι μεγαλύτερος από ότι στα άκρα της. Έτσι μια ράβδος ενεργού μέσου Kerr λειτουργεί σαν πρίσμα για φως υψηλής έντασης. Αυτό αποκαλείται αυτό-εστίαση (self-focusing) και σε ακραίες περιπτώσεις οδηγεί σε καταστροφή του υλικού. Στην κοιλότητα του laser μικρές «εκρήξεις» φωτός, θα εστιαστούν διαφορετικά σε συνεχή κύματα (cw).



Εικόνα 2.5.2.3: Τεχνητός κορέσιμος απορροφητής με Kerr-lens εγκλειδωση ρυθμών.

Για να ωφεληθεί η παλμική λειτουργία έναντι της συνεχούς, η κοιλότητα μπορεί να γίνει ασταθής για cw λειτουργία, αλλά πιο συχνά η χαμηλή σταθερότητα μιας κοιλότητας είναι αποτέλεσμα του σχεδιασμού της που δίνει έμφαση στα φαινόμενα των οπών. Παλιότερα ο σχεδιασμός γινόταν με «σκληρές» οπές (hard aperture) που απλά αποκόπτονται, ενώ πλέον ο σχεδιασμός γίνεται με «μαλακές» οπές (soft aperture) που σημαίνει ότι υπάρχει αλληλοεπικάλυψη μεταξύ της αντλούμενης περιοχής του ενεργού μέσου και του παλμού.



Εικόνα 2.5.2.4: Πάνω εικόνα: hard aperture Kerr-lens modelocking principle, κάτω εικόνα: soft aperture Kerr-lens modelocking. Από μέσα προς τα έξω πράσινο= αντλία, μπλε= παλμός, κόκκινο= cw.

Ενώ η επίδραση ενός πρίσματος σε μια ελεύθερη ακτίνα laser είναι εμφανής, μέσα στην κοιλότητα ολόκληρη η ακτίνα προσπαθεί να προσαρμοστεί σε αυτή την αλλαγή. Η κλασική κοιλότητα με τα επίπεδα κάτοπτρα και το θερμικό πρίσμα μέσα στον κρύσταλλο του laser έχει το μικρότερο πλάτος ακτίνας στα άκρα των κατόπτρων. Με το επιπρόσθετο Kerr-lens το πλάτος στα άκρα των κατόπτρων γίνεται ακόμα μικρότερο και έτσι τα άκρα αυτά ευνοούν τους παλμούς.

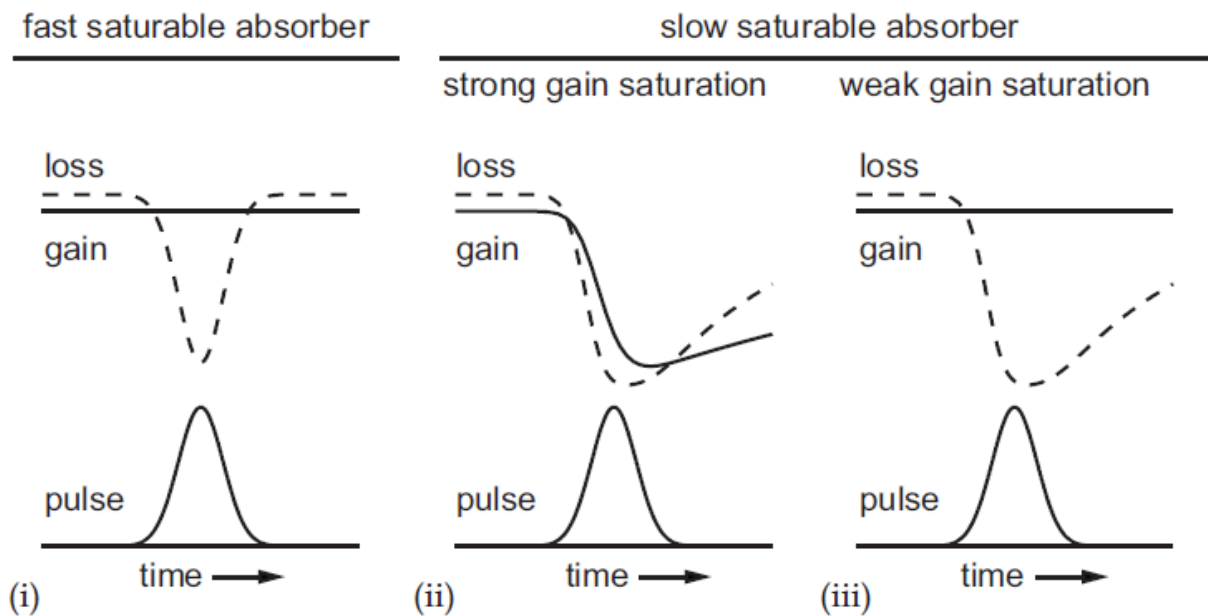
2.5.3 ΑΡΓΟΣ ΚΟΡΕΣΙΜΟΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΗΣ ΜΕ ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΚΟΡΕΣΜΟ ΚΕΡΔΟΥΣ

Για διάρκεια παλμών της τάξης των picoseconds (ps) συνήθως χρησιμοποιείται ο αργός κορέσιμος απορροφητής, στον οποίο ο χρόνος επαναφοράς είναι μεγαλύτερος σε σχέση με τη διάρκεια του παλμού ($\tau_A > \tau_P$). Ανάλογα με το μέσο κέρδους που χρησιμοποιείται σε ένα laser,

οι μηχανισμοί διαμόρφωσης παλμών μπορεί να διαφέρουν. Για μέσο κέρδους με μεγάλο κέρδος διατομής και άρα μικρό χρόνο ζωής ανώτερης στάθμης (upper state lifetime), ο παλμός στην κοιλότητα του laser μπορεί να κορέσει το κέρδος. Γι' αυτό το λόγο, όταν χρησιμοποιείται ένας αργός κορέσιμος απορροφητής μαζί με δυναμικό κορέσιμο κέρδος, τόσο το κέρδος όσο και οι απώλειες μέσα στην κοιλότητα κορένονται. Είναι σημαντικό, η ενέργεια κορεσμού του απορροφητή να είναι ουσιαδώς μικρότερη από την ενέργεια κορεσμού κέρδους, τέτοια ώστε το καθαρό κέρδος παραθύρου να είναι,

$$\frac{E_{sat,abs}}{E_{sat,gain}} \ll 1. \quad (2.5.3.1)$$

Αξίζει να σημειώσουμε ότι το παθητικό mode-locking με χρήση αργού απορροφητή έχει το πλεονέκτημα ότι μπορεί ο ίδιος να ξεκινήσει τη διαδικασία της εγκλειδωσης ρυθμού (self starting mode locking). Έτσι το laser ξεκινά τη λειτουργία του με συνεχή τρόπο, αλλά με σημαντικές αυξομειώσεις στην ισχύ λόγω θορύβου. Σε κάθε πλήρη ταλάντωση στο αντηχείο, ο απορροφητής θα ευνοήσει το φως υψηλότερης έντασης αφού μπορεί να προκαλέσει μεγαλύτερο κορεσμό από ότι το φως χαμηλότερης έντασης. Έτσι μετά από κάποιες ταλαντώσεις θα παραμείνει ένας μόνο παλμός στην κοιλότητα.



Εικόνα 2.5.3.1: Τρεις τυπικές μέθοδοι mode-locking με τη χρήση ενός κορέσιμου απορροφητή : (i) γρήγορος κορέσιμος απορροφητής, όπου ο χρόνος επαναφοράς του απορροφητή (recovery time) είναι μικρότερος από τη διάρκεια του παλμού, (ii) Αργός κορέσιμος

2.5.4 ΑΡΓΟΣ ΚΟΡΕΣΙΜΟΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΗΣ ΜΕ ΑΔΥΝΑΜΟ ΚΟΡΕΣΙΜΟ ΚΕΡΔΟΣ

Ένα μέσο κέρδους με μικρό κέρδος διατομής και άρα και μεγάλο χρόνο ζωής ανώτερης στάθμης (upper state lifetime), όπως τα στερεά υλικά, έχει συνήθως ενέργειες κορέσιμου πολύ μεγαλύτερες από τις τυπικές ενέργειες παλμού της κοιλότητας. Για έναν αργό απορροφητή σε συνδυασμό με αδύναμο κορέσιμο κέρδος (όπως βλέπουμε και στην παραπάνω εικόνα) φαίνεται ότι μια σταθερή εγκλείδωση ρυθμού δεν είναι δυνατή μιας και το μεγάλο καθαρό κέρδος πίσω από τον παλμό, θα ενισχύσει το θόρυβο οδηγώντας έτσι σε ένα αυξανόμενο πλάτος παλμού ή σε γενικότερες αστάθειες. Παρόλα αυτά, ο κορέσιμος απορροφητής δρα κατά κύριο λόγο στην άκρη του παλμού του laser και έτσι μεταθέτει σταθερά τον παλμό λίγο πιο πίσω στο χρόνο, έτσι που ο παλμός «καταπίνει» οποιονδήποτε ενισχυόμενο θόρυβο βρίσκεται από πίσω του. Πειράματα έχουν δείξει πως ο χρόνος επαναφοράς του απορροφητή μπορεί να είναι το λιγότερο 20 φορές μεγαλύτερος από τη διάρκεια του παλμού για να υπάρχει η δυνατότητα να δημιουργηθεί ένας παλμός. Ανάλογα δε με τη διάρκεια επαναφοράς του κορέσιμου απορροφητή, μπορούν να επιτευχθούν παλμοί διάρκειας μερικών picoseconds. Για να κατορθώσουμε να έχουμε παλμούς σε επίπεδα κάτω των picoseconds με τη χρήση αργού κορέσιμου απορροφητή με αδύναμο κορέσιμο κέρδος, είναι απαραίτητα επιπρόσθετα σταθεροποιητικά φαινόμενα.

2.5.5 ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΣΤΑΘΕΡΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΤΟ ΠΑΘΗΤΙΚΟ MODE-LOCKING

Για μεγάλο χρονικό διάστημα, η παθητική εγκλείδωση ρυθμού σε ένα solid-state laser (δηλαδή ένα laser με στερεό ενεργό υλικό) σε τιμές GHz φάνταζε σχεδόν αδύνατη. Αυτό οφειλόταν κυρίως στο γεγονός ότι στα solid state lasers έβρισκε εφαρμογή η τεχνική του Q-switched mode-locking, λόγω του μεγάλου χρόνου ζωής της ανώτερης στάθμης και του ψηλού κορέσιμου κέρδους των στερεών ενεργών μέσων. Η βαθιά κατανόηση της τεχνικής Q-switching και οι βελτιώσεις των παθητικών ρυθμιστών, οδήγησαν στη θεμελίωση των mode-locked lasers με repetition rates μέχρι και 160 GHz και διάρκειες παλμών έως και 5.8 fs.

Στην παθητική εγκλείδωση ρυθμού ενός laser συνεχούς κύματος (cw), μπορεί να προκύψει Q-switching στην παρακάτω περίπτωση : αν η ενέργεια ενός mode-locked παλμού μεγαλώσει ελαφρώς λόγω μικρών διακυμάνσεων, θα δυναμώσει τον κορέσιμο απορροφητή στο εσωτερικό της κοιλότητας και έτσι θα μειωθούν οι απώλειες. Η συγκεκριμένη διακύμανση ισχύος στην αρχή θα μεγαλώσει εκθετικά μέχρι ο παλμός να ξεκινήσει να κορένει το κέρδος, το οποίο και ρίχνει την ενέργεια του παλμού κάτω από τη σταθερή τιμή της εγκλείδωσης ρυθμού σταθερού κύματος. Αν οι παλμοί που θα προκύψουν από την εγκλείδωση ρυθμού κατασταλούν στο ελάχιστο πλαίσιο του Q-switching, η εκπομπή του laser πρέπει να εκκινήσει πάλι από το θόρυβο. Αυτή η συμπεριφορά στην περίπτωση εγκλείδωσης ρυθμού με Q-switching μπορεί να αποφευχθεί αν ο κορεσμός του κέρδους είναι ικανά ισχυρός ούτως ώστε να ανακόψει την

εκθετική αύξηση που περιγράψαμε παραπάνω. Για τα στερεά laser αυτό είναι πιο δύσκολο αφού το ενεργό μέσο τους κορένει μεγάλες ποσότητες ενέργειας

$$E_{\text{sat},L} = \frac{h\nu_L}{m_L \sigma_{em,L}} A_{\text{eff},L} \quad (2.5.5.1)$$

Όπου h η σταθερά του Planck, ν_L η συχνότητα του laser, m_L οι φορές που το κύμα μας περνάει από το ενεργό υλικό, $\sigma_{em,L}$ η διατομή εκπομπής του ενεργού υλικού και $A_{\text{eff},L}$ το αποτελεσματικό μέγεθος λειτουργίας (effective mode size) του ενεργού μέσου.

Ξεκινώντας από εξισώσεις για την ισχύ της κοιλότητας, το κέρδος και την κορέσιμη απορρόφηση, ο Hönniger εξήγαγε το παρακάτω γενικό κριτήριο σταθερότητας προς αποφυγή του Q-switching.

$$E_P^2 > E_{\text{sat},L} E_{\text{sat},A} \Delta R \quad (2.5.5.2)$$

Όπου E_P είναι η ενέργεια παλμού στην κοιλότητα, $E_{\text{sat},L}$ η ενέργεια κορεσμού του ενεργού μέσου, $E_{\text{sat},A}$ η ενέργεια κορεσμού του κορέσιμου απορροφητή και ΔR η διαμόρφωση των απωλειών (σε ποσοστό %), συνήθως αναφερόμενη και ως βάθος διαμόρφωσης του κορέσιμου απορροφητή. Για τη θεμελίωση του παραπάνω κριτηρίου ο Hönniger υπέθεσε ότι έχουμε αργό κορέσιμο απορροφητή με δυναμικό κορεσμό και ανάκαμψη μέσα στο roundtrip time της κοιλότητας. Υπέθεσε ακόμη ότι το laser λειτουργεί πολύ πάνω από το κατώφλι.

Για τον πρακτικό σχεδιασμό της κοιλότητας του laser είναι πιο βολικό να ξαναγράψουμε την ανισότητα αντικαθιστώντας κάποιους όρους ως εξής, $E_P^2 = (P_{\text{intra}} / f_{\text{rep}})^2$, $E_{\text{sat},L} = F_{\text{sat},L} A_{\text{eff},L}$ και $E_{\text{sat},A} = F_{\text{sat},A} A_{\text{eff},A}$ και παίρνουμε:

$$\left(\frac{P_{\text{intra}}}{f_{\text{rep}}}\right)^2 > F_{\text{sat},L} A_{\text{eff},L} F_{\text{sat},A} A_{\text{eff},A} \Delta R \quad (2.5.5.3)$$

Όπου P_{intra} είναι η ισχύς της κοιλότητας, f_{rep} το repetition rate του laser, F_{sat} η πυκνότητα ενέργειας κορεσμού και A_{eff} η effective mode περιοχή στο ενεργό μέσο του laser (L) και στον απορροφητή (A) αντίστοιχα. Είναι εμφανές ότι η νέα ανισότητα είναι πιο αυστηρή για μεγαλύτερες τιμές του f_{rep} και αποκαλύπτει τις μηχανικές παραμέτρους που πρέπει να χρησιμοποιηθούν για να εκπληρωθεί η σχέση αυτή. Μπορούμε να τις κατηγοριοποιήσουμε σε δύο ομάδες : (1) τις αποτελεσματικές περιοχές λειτουργίας (mode areas) $A_{\text{eff},L}$ στο ενεργό μέσο και $A_{\text{eff},A}$ στον απορροφητή και (2) στις παραμέτρους του κορέσιμου απορροφητή, το διαμορφωτή βάθους ΔR και την πυκνότητα ενέργειας κορεσμού $F_{\text{sat},A}$. Οι mode areas μπορεί να επηρεαστούν από το σχεδιασμό της κοιλότητας του laser και πρέπει να είναι όσο πιο μικρές είναι δυνατόν ούτως ώστε να διευκολύνουν το κριτήριο σταθερότητας. Ο κορέσιμος απορροφητής θα πρέπει να παρουσιάζει χαμηλή πυκνότητα ενέργειας κορεσμού σε συνδυασμό με χαμηλό βάθος διαμόρφωσης.

Το κριτήριο σταθερότητας που δίνεται παραπάνω είναι γενικό και δίνει σωστά αποτελέσματα για μια ευρεία γκάμα laser. Παρόλα αυτά, για lasers υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, κάποιες από τις υποθέσεις που έγιναν για να πάρουμε τις δύο παραπάνω ανισότητες, δεν ικανοποιούνται πάντα με αποτέλεσμα να έχουμε σοβαρές αποκλίσεις.[13]

2.5.6 SESAM

Τα κράματα ημιαγωγών είναι ιδανικοί κορέσιμοι απορροφητές, αφού αλλάζοντας τη σύνθεση του κράματος και τις φυσικές του διαστάσεις μπορούν να καλύψουν ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος. Επιπλέον η επαναφορά τους στην αρχική κατάσταση μπορεί να ελεγχθεί με διάφορες τεχνικές και έτσι να κυμαίνεται από picoseconds έως και femtoseconds. Φως με ενέργεια φωτονίων μεγαλύτερη από το ενεργειακό διάκενο του ημιαγωγού μπορεί να απορροφηθεί και άρα να μεταπηδήσουν ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας όπως βλέπουμε και στο παρακάτω διάγραμμα.



Εικόνα 2.5.6.1: Διάγραμμα ενέργειας ηλεκτρονίων σε συνάρτηση με την πυκνότητα των καταστάσεων

Αν η απορρόφηση εξισορροπήσει την εξαναγκασμένη εκπομπή της ακτινοβολίας τότε για έντονα πεδία φωτός θα έχουμε τον κορεσμό της απορρόφησης και θα αποκτήσουμε διαφάνεια. Σε ένα πεδίο χρόνου (timescale) από δεκάδες έως εκατοντάδες femtoseconds, τα φέροντα κύματα αποκτούν θερμική ισορροπία μεταξύ τους ενώ σε ένα ευρύτερο πεδίο χρόνου από picoseconds έως και nanoseconds, ανάλογα με την κινητικότητα των φερόντων και την defect density, τα φέροντα ανασυνδυάζονται και έτσι η απορρόφηση ανακτάται. Ενσωματώνοντας

χαμηλών διαστάσεων κατασκευές ημιαγωγών όπως quantum wells (QW) ή Quantum dots (QD) σε έναν distributed Bragg-reflector (DBR), μπορούμε να δημιουργήσουμε έναν semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) που μπορεί να χρησιμοποιηθεί στο αντηχείο του laser ως ένας πολύ ανακλαστικός καθρέπτης. Στο σημείο αυτό και πριν προχωρήσουμε είναι χρήσιμο να δώσουμε κάποιες πληροφορίες που αφορούν τα στοιχεία που παραθέσαμε παραπάνω.

2.5.6.1 ΤΙ ΕΙΝΑΙ ΤΑ QUANTUM WELLS (QW)

Το quantum well είναι ένα λεπτό στρώμα που μπορεί να περιορίσει τα σωματίδια (συνήθως ηλεκτρόνια ή οπές) στη διάσταση που είναι κάθετη στην επιφάνεια, ενώ η κίνηση στις άλλες διαστάσεις δεν περιορίζεται. Ο περιορισμός αυτός είναι ένα κβαντικό φαινόμενο. Έχει εμφανή επίδραση στην πυκνότητα των καταστάσεων των περιορισμένων σωματιδίων. Για ένα κβαντικό πηγάδι με ορθογώνιο σχήμα, η πυκνότητα των καταστάσεων είναι σταθερή σε συγκεκριμένα ενεργειακά διαστήματα. Το κβαντικό πηγάδι πραγματοποιείται συχνά με ένα λεπτό στρώμα ενός ημιαγωγίμου μέσου ενσωματωμένο ανάμεσα σε ένα άλλο ημιαγωγίμο στρώμα μεγαλύτερου ενεργειακού διακένου. Το πάχος των κβαντικών πηγαδιών κυμαίνεται συνήθως στα 5-20 nm. Τα ηλεκτρόνια και οι οπές περιορίζονται σε ένα ημιαγωγίμο κβαντικό πηγάδι. Στα laser ημιαγωγών το μεγαλύτερο μέρος της αντλούμενης ακτινοβολίας, απορροφάται από γύρω από το κβαντικό πηγάδι.

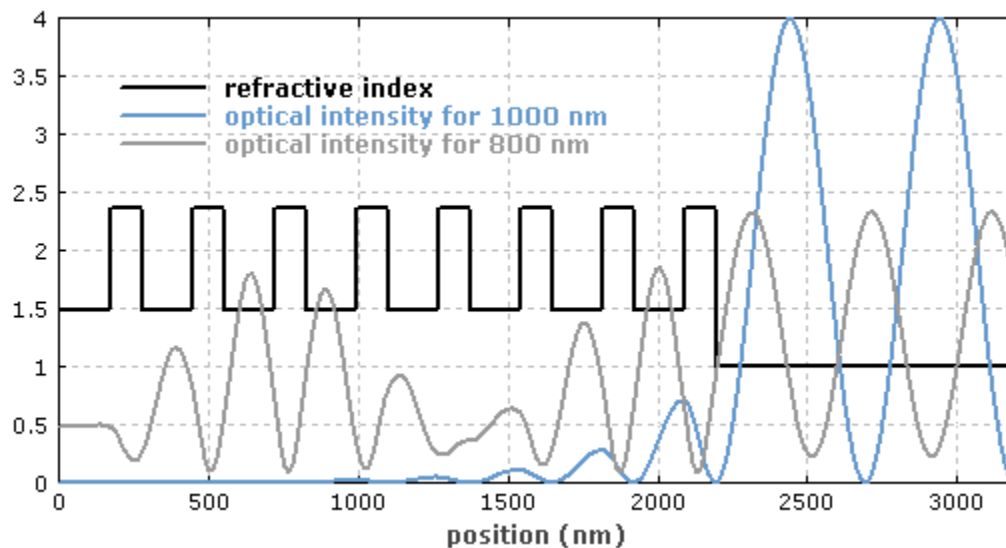
2.5.6.2 ΤΙ ΕΙΝΑΙ ΤΑ QUANTUM DOTS (QD)

Τα quantum dots είναι πολύ μικρές κατασκευές, όπως ένας ημιαγωγίμος νάνο-κρύσταλλος ενσωματωμένος σε ένα άλλο ημιαγωγίμο υλικό, που μπορούν να περιορίσουν ηλεκτρόνια οι άλλους φορείς και στις τρεις διαστάσεις. Ο περιορισμός των φορέων είναι ένα κβαντικό φαινόμενο που αλλάζει ολοκληρωτικά την πυκνότητα των καταστάσεων των περιορισμένων σωματιδίων. Για ένα ιδανικά απομονωμένο quantum dot, υπάρχουν διακριτά επίπεδα ενέργειας που ανταποκρίνονται σε delta shaped πυκνότητα καταστάσεων, χωρίς καθόλου καταστάσεις ανάμεσα στις delta κορυφές. Αυτού του είδους η συμπεριφορά συναντάται στα άτομα, γι' αυτόν το λόγο τα quantum dots θεωρούνται τεχνητά άτομα όπου τα ενεργειακά επίπεδα μπορούν να ρυθμιστούν κατάλληλα όπως για παράδειγμα ελέγχοντας τις διαστάσεις των quantum dots ή τη σύνθεση του υλικού. Τα quantum dots μπορούν να παραχθούν από ημιαγωγούς και οι τυπικές τους διαστάσεις είναι τις τάξης των 5-20 nm.[14]

2.5.6.3 ΤΙ ΕΙΝΑΙ ΟΙ DISTRIBUTED BRAGG-REFLECTORS (DBR)

Ένας καθρέπτης Bragg, είναι μια κατασκευή που αποτελείται από μια ακολουθία στρώματων δυο διαφορετικών υλικών. Ο πιο συχνός σχεδιασμός είναι αυτός ενός quarter-wave καθρέπτη όπου το πάχος κάθε στρώσης αποτελεί το ένα τέταρτο του μήκους κύματος για το οποίο έχει κατασκευαστεί ο καθρέπτης αυτός. Η αρχή της λειτουργίας του καθρέπτη αυτού είναι η εξής. Κάθε διεπαφή ανάμεσα στα δύο υλικά συμβάλλει σε μια αντανάκλαση Fresnel. Για το σχεδιασμό του μήκους κύματος, η διαφορά μήκους ανάμεσα στις ανακλάσεις είναι το μισό του μήκους κύματος ενώ ο συντελεστής πλάτους της ανάκλασης για τις διεπαφές έχει διαφορετικά πρόσημα. Έτσι όλες οι ανακλάσεις των διεπαφών συμβάλλουν εποικοδομητικά και έτσι ως αποτέλεσμα έχουμε μια δυνατή ανάκλαση. Η ανακλαστικότητα που επιτυγχάνεται, καθορίζεται από τον αριθμό των ζευγών των στρώσεων.

Το παρακάτω σχήμα δείχνει τη διείσδυση του πεδίου σε έναν καθρέπτη Bragg που αποτελείται από 8 ζεύγη στρώσεων TiO_2 και SiO_2 . Η μπλε καμπύλη δείχνει τη διανομή της έντασης ενός κύματος με μήκος κύματος 1000 nm.[15]



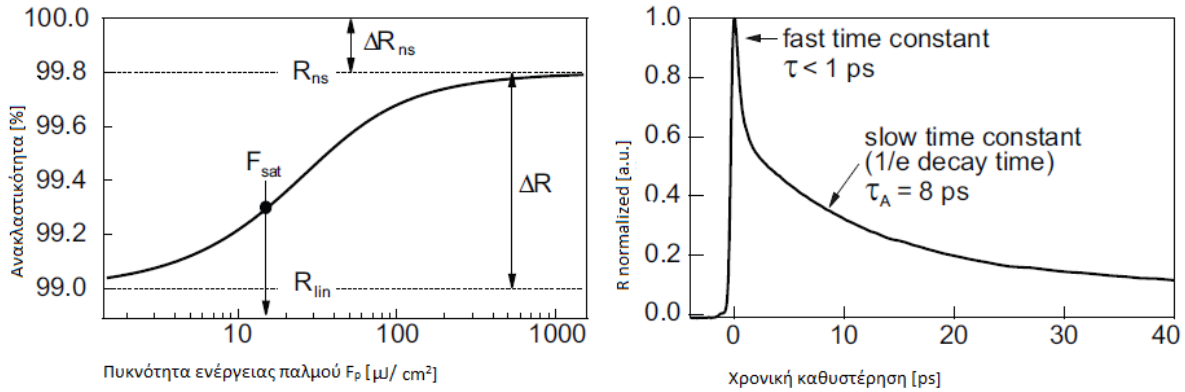
Εικόνα 2.5.6.3.1: Η διείσδυση του πεδίου σε έναν καθρέπτη Bragg.

2.5.7 ΜΑΚΡΟΣΚΟΠΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ

Σε αντίθεση με τους κορέσιμους απορροφητές που βασίζονται σε βαφές ή εμπλουτισμένους κρυστάλλους, ο SESAM προσφέρει μοναδική ευελιξία σχεδιασμού στην προσαρμογή γραμμικών και μη γραμμικών οπτικών ιδιοτήτων. Οι παράμετροι κλειδιά είναι το βάθος

διαμόρφωσης ΔR , που είναι η μέγιστη δυνατή αλλαγή της ανακλαστικότητας, η πυκνότητα ενέργειας κορεσμού $F_{sat,A}$, που είναι η πυκνότητα ενέργειας του παλμού που χρειάζεται για να κορεστεί το $1/e$ του βάθους διαμόρφωσης ΔR , η μη κορέσιμες απώλειες (nonsaturable losses) ΔR_{ns} , η γραμμική ανακλαστικότητα R_{lin} , που είναι η ελάχιστη ανακλαστικότητα σε χαμηλή ένταση, η μέγιστη λαμβανόμενη ανακλαστικότητα R_{ns} και ο χρόνος επαναφοράς (recovery time) τ_A . Οι παράμετροι αυτοί προσδιορίζουν τη δυναμική των laser παθητικής εγκλειδωσης ρυθμού. Για τη δική μας ευκολία προσδιορίζουμε την παράμετρο κορεσμού $S = F_p / F_{sat,A} = E_p / E_{sat,A}$ όπου F_p είναι η πυκνότητα ενέργειας του παλμού (pulse fluence), E_p η ενέργεια του παλμού και $E_{sat,A} = F_{sat,A} \cdot A_{eff,A}$ η ενέργεια κορεσμού του απορροφητή. Η παράμετρος κορεσμού προσδιορίζει πόσες φορές πάνω από την πυκνότητα ενέργειας κορεσμού λειτουργεί ένας κορέσιμος απορροφητής στο laser.

Στο αριστερό μέρος της παρακάτω εικόνας φαίνεται μια τυπική καμπύλη ανακλαστικότητας του SESAM σαν συνάρτηση της στιγμιαίας πυκνότητας ενέργειας κορεσμού, μαζί με τις παραμέτρους κλειδιά. Αυτή η καμπύλη μπορεί να περιγραφεί ολοκληρωτικά με μόνο τρεις παραμέτρους, τους R_{lin} , R_{ns} και $F_{sat,A}$, που δεν μπορούν να προσδιοριστούν άμεσα πειραματικά, αλλά μπορούν να εξαχθούν από μια ενδιάμεση συνάρτηση.



Εικόνα 2.5.7.1: Καμπύλη ανακλαστικότητας και χρονική απόκριση του SESAM.

Οι μη κορέσιμες απώλειες ΔR_{ns} και το βάθος διαμόρφωσης ΔR μπορούν να υπολογιστούν χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση,

$$\Delta R_{ns} = 1 - R_{ns} \quad (2.5.7.1)$$

$$\Delta R = R_{ns} - R_{lin} \quad (2.5.7.2)$$

Για να ανακτήσουμε τη μοντελοποιημένη συνάρτηση (model function), περιγράφουμε τη συμπεριφορά κορεσμού ενός αργού κορέσιμου απορροφητή με ένα απλό μοντέλο δύο επιπέδων, αμελώντας τις intraband relaxations όπως τους ανασυνδυασμούς, τη διάχυση του φέροντος και

τα θερμικά φαινόμενα. Με μια πλευρική flat-top προσέγγιση για τη δοκιμή της δέσμης του laser θα πάρουμε την,

$$R(F) = R_{ns} \frac{\ln(1 + R_{lin}(e^S - 1))}{S} \quad (2.5.7.3)$$

σαν μια μοντελοποιημένη συνάρτηση. Για να θεωρήσουμε παλμούς από ένα laser με προφίλ Gaussian δέσμης, θα πρέπει να ενσωματώσουμε όλο το προφίλ της δέσμης για να πάρουμε,

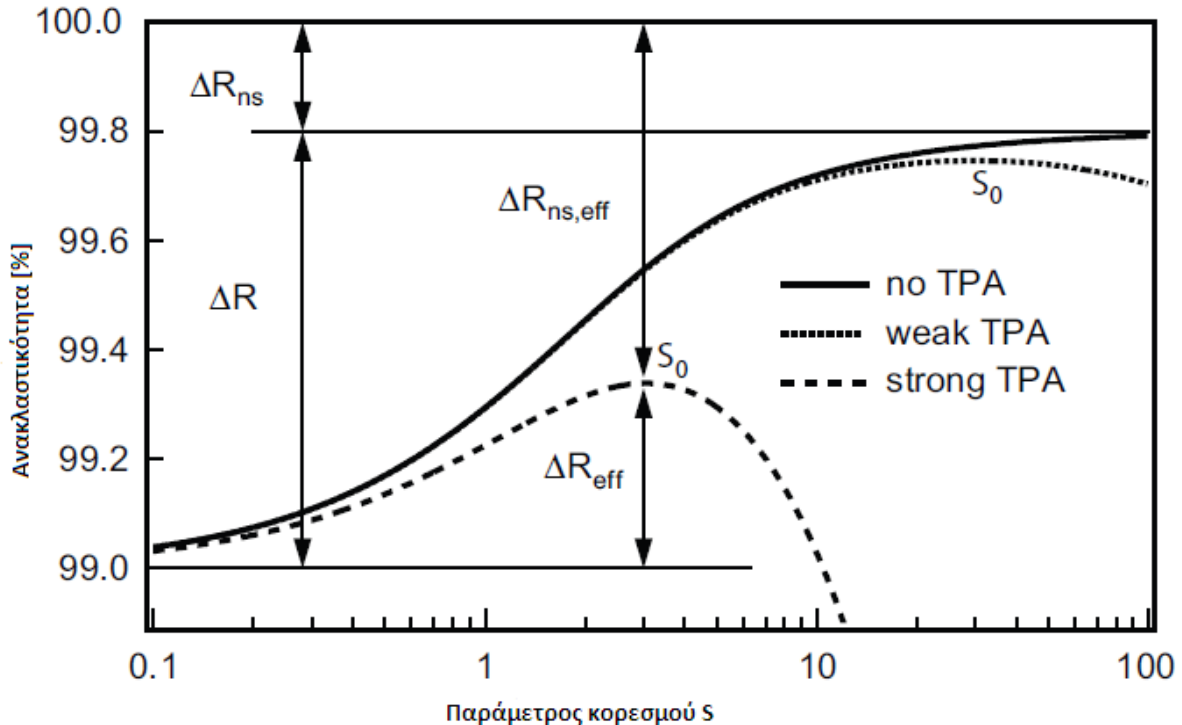
$$R^{Gauss}(F_P) = \frac{1}{2F_P} \int_0^{2F_P} R(F) dF \quad (2.5.7.4)$$

Με την πυκνότητα ενέργειας να καθορίζεται ως $F_P = E_P / (\pi w^2)$.

Το δεξί μέρος της παραπάνω εικόνας δείχνει τη χρονική απόκριση του SESAM, που προσδιορίζεται από τη δυναμική του φέροντος (carrier dynamics) στον απορροφητή. Ο χρόνος ανάκαμψης (recovery time) μπορεί να μετρηθεί με pump-probe τεχνικές: ο απορροφητής στην αρχή έρχεται σε πλήρη κορεσμό από έναν ισχυρό αντλούμενο παλμό, μετά από μια χρονική καθυστέρηση η ανακλαστικότητα μετράται από αδύναμο probe pulse. Εν γένει ένας SESAM παρουσιάζει δύο διαφορετικά χρονικά συστατικά κατά την επανάκαμψή του: ένα γρήγορο συστατικό ($\tau = 50$ fs- 200 fs) προκύπτει από intraband thermalization ενώ ένα πιο αργό συστατικό, το οποίο είναι της τάξης των δεκάδων έως εκατοντάδων picoseconds, προέρχεται από intraband recombination. Για lasers υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, συνήθως στηριζόμαστε σε αργής ανάκαμψης συστατικά. Με την αύξηση της θερμοκρασίας, μπορούμε να επηρεάσουμε το χρόνο ανάκαμψης ενός συγκεκριμένου SESAM. Η χαμηλή ανάπτυξη της θερμοκρασίας ενισχύει την intraband trap πυκνότητα οδηγώντας σε γρηγορότερους χρόνους ανάκαμψης, αλλά συνήθως με αυξημένες μη κορέσιμες απώλειες. Έχει αποδειχθεί παρόλα αυτά ότι ανοπτικές διαδικασίες ή οι προσμίξεις μπορούν να βοηθήσουν στο να επιτευχθούν χρόνοι γρήγορης ανάκαμψης σε συνδυασμό με χαμηλές μη κορέσιμες απώλειες. Η γρήγορη ανάκαμψη είναι εν γένει ένα προνόμιο αφού επιτρέπει στενότερους παλμούς.

Όπως είδαμε και στο παραπάνω σχήμα (στο αριστερό του κομμάτι), η ανακλαστικότητα ενός SESAM αναμένεται να αυξηθεί με την αύξηση της ενέργειας παλμού. Παρόλα αυτά, για υψηλότερες ενέργειες παλμού η ανακλαστικότητα μπορεί να μειωθεί ξανά. Αυτή η αλλαγή της μη γραμμικής καμπύλης ανακλαστικότητας που προκαλείται από αντίστροφη κορέσιμη απορρόφηση, έχει σημαντικές επιπτώσεις στα Q-switching dynamics των laser παθητικής εγκλειδωσης ρυθμού. Συγκεκριμένα για laser με υψηλό ρυθμό επανάληψης οδηγεί σε χαμηλότερο QML κατώφλι από ότι αναμένεται από την εξίσωση. Ενώ για στενούς παλμούς στο πεδίο μερικών femtoseconds αυτή η ανάστροφη απορρόφηση είναι εύκολα κατανοητή μέσω της δυφωτονικής (two-photon) απορρόφησης (TPA), για παλμούς της τάξης των picoseconds η εξήγηση δεν είναι ακόμα σαφής. Η ανάστροφη απορρόφηση σε αυτή την περίπτωση είναι

μεγαλύτερη από το αναμενόμενο και δεν μπορεί να εξηγηθεί μόνο από την TPA (αν και η TPA συμβάλλει σε αυτή). Μπορεί να στηριχθεί πειραματικά ότι η ανάστροφη απορρόφηση σε παλμούς picoseconds ενισχύεται σε πολύ υψηλούς ρυθμούς επαναληψιμότητας. Σε αυτόν τον τρόπο λειτουργίας, η αργοί κορέσιμοι απορροφητές δεν μπορούν να ανακάμψουν πλήρως στην αρχική τους κατάσταση, κάτι το οποίο οδηγεί στη συσσώρευση φερόντων στην excited area. Αυτά τα φέροντα ενισχύουν φαινόμενα δεύτερης τάξης και έτσι διαδραματίζουν έναν σημαίνοντα ρόλο στην ανάστροφη απορρόφηση. Το παρακάτω σχήμα δείχνει τη μετασχηματισμένη μη γραμμική ανακλαστική συμπεριφορά σε σχέση με την παράμετρο κορεσμού S μαζί με τις μακροσκοπικές παραμέτρους κλειδιά. Λόγω της αλλαγής της καμπύλης κορεσμού παίρνουμε ένα λιγότερα αποτελεσματικό βάθος διαμόρφωσης ΔR_{eff} . Όσο η γραμμική ανακλαστικότητα δεν επηρεάζεται, αυτό οδηγεί σε μια αυξανόμενα αποτελεσματική μη κορέσιμη απώλεια $\Delta R_{\text{ns,eff}}$. Προσδιορίζουμε μια πυκνότητα ενέργειας F_0 στη μέγιστη τιμή της ανακλαστικότητας με την αντίστοιχη κορέσιμη παράμετρο $S_0 = F_0 / F_{\text{sat}}$.



Εικόνα 2.5.7.2: Υπολογισμένη επί τοις εκατό μη γραμμική ανακλαστικότητα σε συνάρτηση με την παράμετρο κορεσμού S για δυνατή (με τις τελείες), αδύναμη (με τις παύλες) και καθόλου (με τη συνεχή) ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση (στην περίπτωση μας έχει προκληθεί από δυφωτονική απορρόφηση (TPA) μόνο).

Για μια διαμορφωμένη μοντελοποιημένη συνάρτηση της καμπύλης ανακλαστικότητας, η ισότητα παραπάνω (2.5.7.3) πρέπει να πολλαπλασιαστεί με ένα διορθωτικό παράγοντα $\exp(-F/F_2)$, όπου F_2 είναι ο συντελεστής ανάστροφης απορρόφησης, για να πάρουμε

$$R(F) = R_{ns} \frac{\ln(1 + \frac{R_{lin}}{R_{ns}}(e^S - 1))}{S} \cdot e^{-\frac{F}{F_2}} \quad (2.5.7.5)$$

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, δεν υπάρχει μοντέλο να υπολογίζει το F_2 στην περίπτωση παλμών picoseconds σε υψηλούς ρυθμούς επαναληψιμότητας, έτσι το F_2 μπορεί να υπολογιστεί μόνο από μη γραμμικά δεδομένα μετρήσεων ανακλαστικότητας. Από τα πειραματικά δεδομένα που προκύπτουν μπορούμε να πούμε ότι τι S_0 υπολογίζετε από την

$$S_0 = \sqrt{\frac{F_2 \Delta R}{F_{sat}}} \quad (2.5.7.6)$$

Η ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση μειώνει την τάση για το Q-switched mode-locking, όχι μόνο λόγω του μειωμένου βάθους διαμόρφωσης αλλά και λόγω της μειούμενης κλίσης της μη γραμμικής καμπύλης ανακλαστικότητας. Υποδεικνύεται ότι αυτή η επιρροή οδηγεί στην παρακάτω διαμορφωμένη συνθήκη σταθερότητας

$$E_P^2 > \frac{E_{sat,A} \Delta R}{\frac{1}{E_{sat,L}} + \frac{1}{A_{eff,A} F_2}} \quad (2.5.7.7)$$

Όπου $A_{eff,A}$ είναι η αποτελεσματική περιοχή λειτουργίας του απορροφητή. Για $F_2 \rightarrow \infty$, αυτό είναι χωρίς καμία ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση, η παραπάνω ανισότητα περιορίζεται πάλι στην

$$E_P^2 > E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R \quad (2.5.7.8)$$

Όταν σχεδιάζεται ένας SESAM για laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, το F_2 πρέπει να επιλεχθεί προσεκτικά. Αν και υποθετικά η χαμηλότερη δυνατή τιμή για το F_2 θα ήταν η επιθυμητή (αφού αυτό θα σήμαινε μια δυνατή ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση), κάτι τέτοιο δεν ισχύει. Το αποτέλεσμα του μειωμένου βάθους διαμόρφωσης, μειώνει τη δύναμη του pulse shaping και κατά αυτόν τον τρόπο μπορεί να οδηγήσει στην γέννηση μακρύτερων παλμών ή αυξημένη ευαισθησία στις διαταραχές. Για ένα ικανοποιητικό pulse shaping πρέπει να ισχύει

$$F_2 > \frac{2F_{sat}}{\Delta R} \quad (2.5.7.10)$$

αλλιώς η επαγόμενη απορρόφηση είναι δυνατότερη από την κορέσιμη απορρόφηση, οδηγώντας σε μηδενικό βάθος διαμόρφωσης. Επιπλέον, οι αυξημένες μη κορέσιμες απώλειες επηρεάζουν τη διαθέσιμη ισχύ εξόδου και την αποδοτικότητα του laser. Τέλος, ένα δυνατό roll-over (γύρισμα) μπορεί να επάγει πολλαπλούς παλμούς, αφού οι απώλειες μπορούν να γίνουν λιγότερες αν η ενέργεια του παλμού χωριστεί μεταξύ πολλαπλών παλμών. Για σταθερή λειτουργία, οι τιμές για το S κινούνται μεταξύ 2 και 10. Τιμές κοντά στο 4 οδηγούν σε κοντύτερους παλμούς σε laser χωρίς soliton pulse shaping. Η ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση που προκαλείται από TPA συνήθως προκύπτει στην στρώση καλύμματος, στην στρώση του

spacer και στις DRB στρώσεις του SESAM και μόνο σε έναν αμελητέο βαθμό στην στρώση του απορροφητή, λόγω του πολύ μικρού της πάχους. Με αλλαγή των υλικών των στρώσεων ή μετακινώντας την στρώση του απορροφητή μέσα στη δομή του SESAM, είναι πιθανό να φέρουμε το F_2 στην επιθυμητή του τιμή.[13]

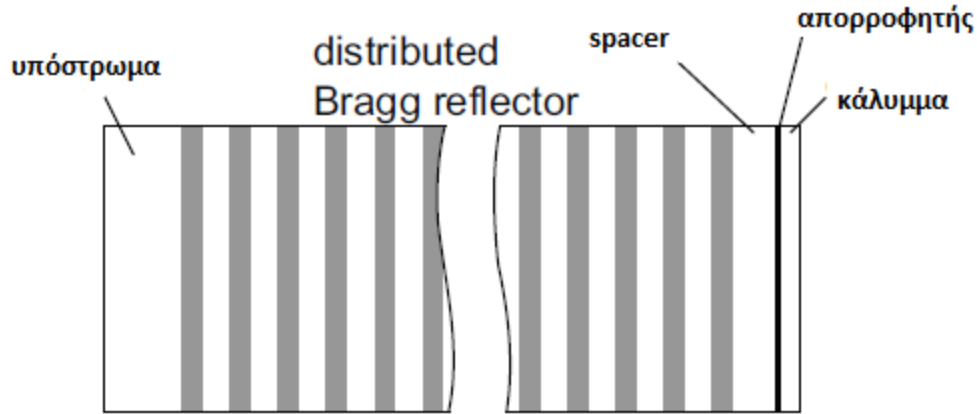
2.5.8 ΕΠΙΠΛΕΟΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ ΣΤΟ QML ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΣΤΑΘΕΡΟΤΗΤΑΣ

Η ανάστροφη κορέσιμη απορρόφηση και η εισαγωγή της παραμέτρου F_2 , έχουν έναν πολύ μεγάλο αντίκτυπο στο κριτήριο σταθερότητας για τα laser εγκλειδωσης ρυθμού. Μια παράμετρος F_2 με τιμή μερικών 100 mJ/cm^2 (που σημαίνει ένα πολύ αδύναμο roll over) ήδη ηρεμεί δραστικά την κατάσταση. Για τις συσκευές SESAM η ανισότητα με το (2.5.7.7) συνήθως δεν ικανοποιείται αυστηρά σε υψηλούς ρυθμούς επαναληψιμότητας. Στο αρχικό κριτήριο σταθερότητας QML που δίνεται από τη (2.5.5.2), θεωρούμε έναν πλήρως κορέσιμο SESAM ($S \geq 5$). Σε ρυθμούς επαναληψιμότητας πολλών GHz, η ενέργεια παλμού της κοιλότητας είναι ιδιαίτερα χαμηλή, οδηγώντας σε μια παράμετρο κορεσμού S πολύ πιο κάτω από 5. Αυτό όμως με τη σειρά του οδηγεί σε ένα υπερεκτιμημένο QML κριτήριο από την εξίσωση (2.5.5.2).

Για υψηλούς ρυθμούς επαναληψιμότητας η κορέσιμη απορρόφηση υπάρχει πιθανότητα να μην ανακάμψει πλήρως μεταξύ συνεχόμενων παλμών, ανάλογα με τον ίδιο το ρυθμό επαναληψιμότητας του laser και το χρόνο ανάκαμψης του SESAM. Αυτό όχι μόνο οδηγεί στην συσσώρευση των φερόντων στη διεγερμένη κατάσταση που αναφέραμε και παραπάνω αλλά επίσης σε ένα μειωμένο βάθος διαμόρφωσης και έτσι ξανά σε ένα υπερεκτιμημένο κατώφλι QML. Εδώ παρατηρούμε ότι το μειωμένο βάθος διαμόρφωσης δεν θα προσεγγίσει ποτέ το μηδέν εξ αιτίας της συνεισφοράς του στοιχείου γρήγορης ανάκαμψης (fast recovery), που συνήθως δεν αξιοποιείται στην περίπτωσή μας.

2.5.9 ΔΟΜΗ ΤΟΥ SESAM

Με μια γενική ματιά, ο SESAM είναι ένας ημιαγωγικός απορροφητής ενσωματωμένος μέσα σε μια διάταξη Fabry-Perot. Στην περίπτωσή μας η διάταξη Fabry-Perot αποτελείται από υψηλής ανακλαστικότητας distributed Bragg reflector (DRB) και η διεπαφή ημιαγωγού-αέρα λειτουργεί ως δεύτερο κάτοπτρο. Οι ιδιότητες του δεύτερου κατόπτρου μπορούν να τροποποιηθούν με οπτική επίστρωση, εναλλακτικά όμως μπορούν να αντικατασταθούν από έναν δεύτερο DRB που θα τροποποιήσει είτε το ηλεκτρικό πεδίο μέσα στη διάταξη είτε την group delay διασπορά της συσκευής. Οι SESAM αναπτύσσονται είτε με molecular beam epitaxy (MBE) είτε με metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) δύο διαδικασίες που θα περιγράψουμε παρακάτω. Στην εικόνα που ακολουθεί φαίνεται σχηματικά μια τυπική δομή SESAM

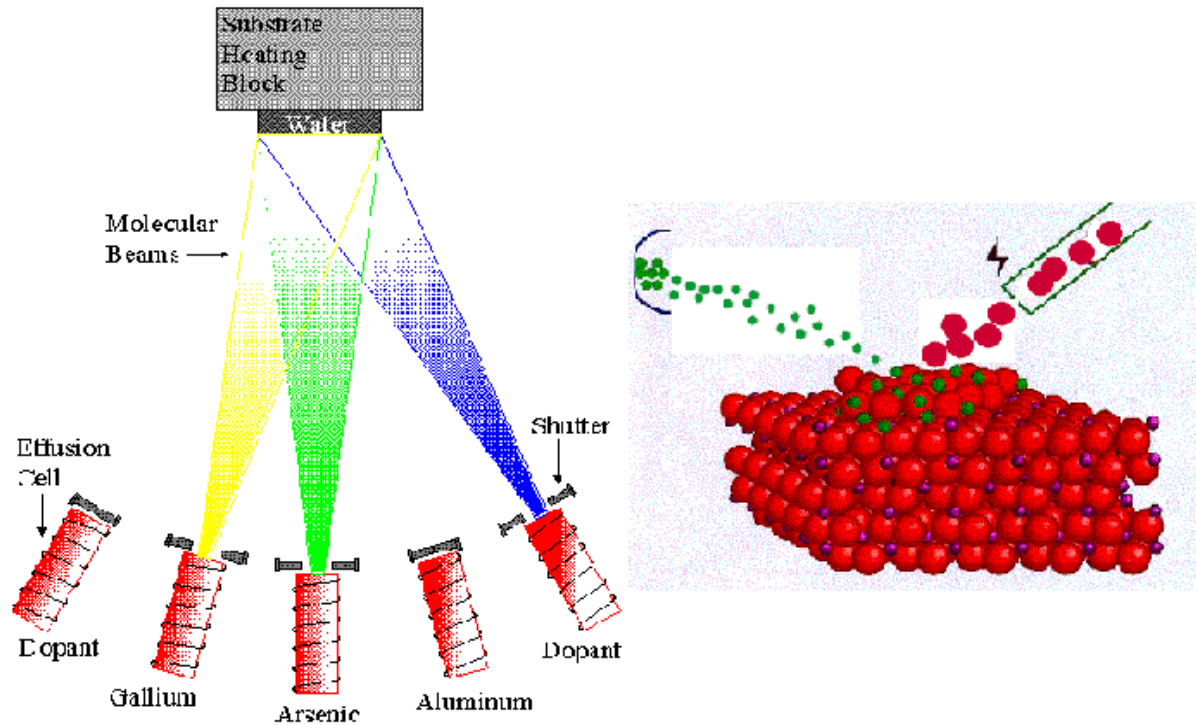


Εικόνα 2.5.9.1: Η διάταξη ενός SESAM με DRB, στρώμα spacer, απορροφητή και κάλυμμα

Στην κορυφή του DBR, ενσωματωμένος ανάμεσα στη διαφανή στρώση του spacer και στα καλύμματα, βρίσκεται ο τομέας του απορροφητή που αποτελείται από ένα ή περισσότερα quantum wells(QW) ή από στρώματα quantum dots. Η σύνθεση των υλικών του απορροφητή διαλέγεται κατά αυτόν τον τρόπο ώστε η ενέργεια διακένου του υλικού, να ταιριάζει με την ενέργεια φωτονίου του μήκους κύματος του laser. Η στρώση του spacer συνήθως επιλέγεται έτσι ώστε τα στρώματα του απορροφητή να «κάθονται» στον αντι-κόμβο (anti-node) του στάσιμου κύματος του ηλεκτρικού πεδίου. Λόγω της λεπτότητας των καλυμμάτων το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου στη θέση του απορροφητή μπορεί να ελεγχθεί. Με μια συσσώρευση roundtrip phase στην στρώση καλύμματος της τάξης του $(2m-1)\pi$, μιλάμε για μια antiresonant διάταξη ενώ για roundtrip phase $2m\pi$ η διάταξη είναι resonant.

2.5.10 MOLECULAR BEAM EPITAXY (MBE)

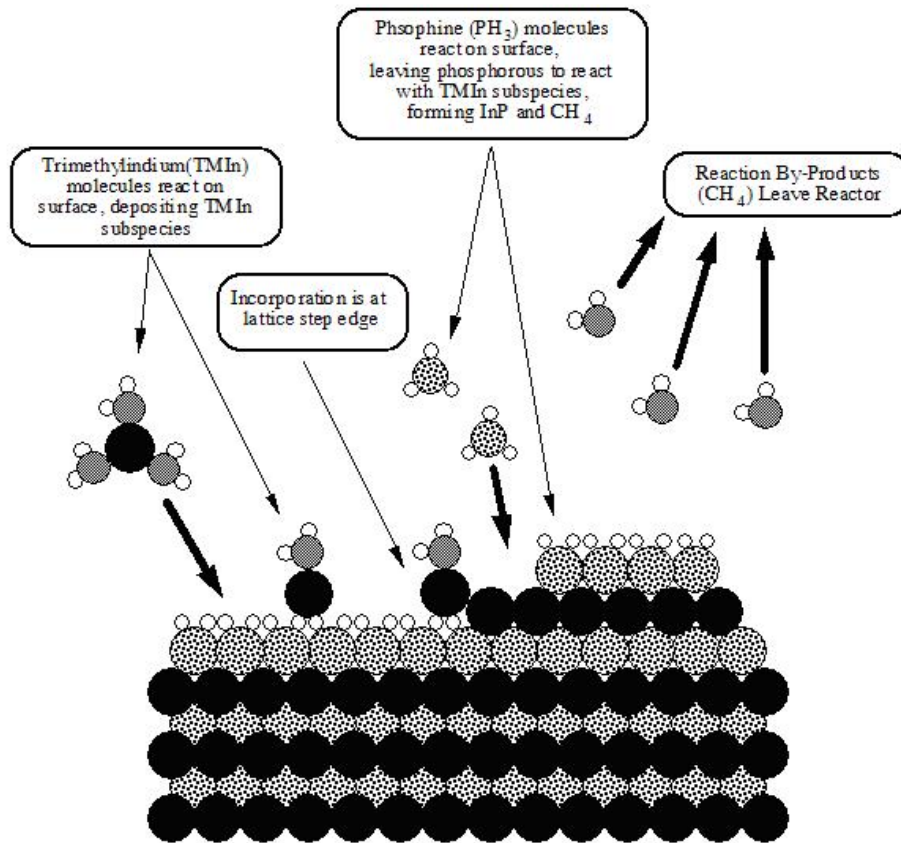
Συνοπτικά, η Molecular beam Epitaxy (MBE) είναι μια από τις πολλές μεθόδους για την εναπόθεση (deposition) μονοκρυσταλλικών δομών και λαμβάνει χώρα σε συνθήκες υψηλού ή και υπέρ-υψηλού κενού αέρα (10^{-8} Pa) . Ο πιο σημαντικός παράγοντας στην MBE είναι ο αργός ρυθμός εναπόθεσης (τυπικά λιγότερο από 1000 nm την ώρα), που επιτρέπει στις μεμβράνες να αναπτυχθούν epitaxially. Οι αργοί ρυθμοί εναπόθεσης απαιτούν αναλογικά καλύτερο κενό αέρα για να επιτύχουν τα ίδια επίπεδα μη καθαρότητας με άλλες τεχνικές εναπόθεσης. Σε στερεάς πηγής MBE, υψηλής καθαρότητας στοιχεία όπως το γάλλιο και το αρσένιο, θερμαίνονται σε ξεχωριστά quasi-Knudsen effusion cells μέχρι να ξεκινήσουν να εξαχνώνονται αργά. Τα αέρια στοιχεία έπειτα συμπυκνώνονται και μάλιστα μπορεί να αλληλεπιδράσουν μεταξύ τους. Στο παράδειγμα του γαλλίου με το αρσένιο, δημιουργείται μονοκρυσταλλικό gallium arsenide.



Εικόνα 2.5.10.1: Αριστερά :η διάταξη της MBE, Δεξιά: η τεχνική της επίταξης με εκτόξευση μορίων.

2.5.11 METAL-ORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION (MOCVD)

Η MOCVD είναι μια χημική εναπόθεση ατμών (chemical vapour deposition), δηλαδή μια χημική διαδικασία που χρησιμοποιείται για να παράγει υψηλής καθαρότητας και υψηλής ποσότητας στερεά υλικά. Συγκεκριμένα είναι μια μέθοδος of epitaxial ανάπτυξης των υλικών, ειδικά σύνθετων ημιαγωγών από τις αντιδράσεις επιφανείας των metalorganics και metal hydrides που περιέχουν τα απαιτούμενα χημικά στοιχεία. Η τεχνική αυτή προτιμάται για τη δημιουργία συσκευών που ενσωματώνουν θερμοδυναμικά μεταστατικά κράματα και είναι μια κύρια διαδικασία στην κατασκευή οπτοηλεκτρονικών. [15]



Εικόνα2.5.11.1: MOCVD

2.5.12 DRB

Η DRB μέσα σε μια διάταξη SESAM αποτελείται από εναλλασσόμενα $\lambda/4$ στρώματα από υλικό με υψηλό δείκτη διάθλασης (στην περίπτωση μας GaAs με $n_{\text{GaAs}}=3.377$ στα $1.55\mu\text{m}$) και υλικό με χαμηλό δείκτη διάθλασης (στην περίπτωση μας AlAs με $n_{\text{AlAs}}=2.8938$ στα $1.55\mu\text{m}$). Με αυξανόμενο αριθμό ζευγών στρωμάτων η ανακλαστικότητα ενός DRB αυξάνεται ενώ το φάσμα συχνοτήτων της ανακλαστικότητας παραμένει σταθερό. Ανάλογα με τη λεπτότητα του ψηλότερου DRB στρώματος, το κάτωπλο θα είναι είτε antiresonant είτε resonant. Για DRBs με τον ίδιο αριθμό ζευγών στρωμάτων, η μετάδοση μέσα από μια resonant συσκευή μπορεί να είναι παραπάνω από δέκα φορές ψηλότερη συγκρινόμενη με την antiresonant συσκευή που φαίνεται στον παρακάτω πίνακα. Όταν σχεδιάζεται ένας SESAM πάντα θα πρέπει να έχουμε υπόψη μας αυτές τις απώλειες. Για laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας είναι ιδιαίτερα σημαντικό να κρατήσουμε τις απώλειες τις κοιλότητας χαμηλά, έτσι ώστε στην resonant περίπτωση να χρειαζόμαστε 30 DRB ζεύγη στρωμάτων για να μειώσουμε τις απώλειες μετάδοσης στο 0.003%

που είναι αρκετά χαμηλό σε σύγκριση με την τυπική σύζευξη εξόδου (output coupling) στην τάξη του 1%.

mirror pairs	antiresonant T [%]	resonant T [%]
20	0.09	1.11
25	0.01	0.19
30	0.00	0.03

Εικόνα 2.5.12.1: Απώλειες μετάδοσης antiresonant και resonant DBRs με διαφορετικό αριθμό ζευγών στρωμάτων.

2.5.13 ANTIRESONANT SESAM

Το αριστερό κομμάτι της παρακάτω εικόνας δείχνει το index προφίλ και την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου ενός antiresonant SESAM. Ένας InGaAs QW-απορροφητής ενσωματώνεται ανάμεσα σε έναν $\lambda/2$ GaAs spacer και σε $\lambda/4$ καλύμματα με αποτέλεσμα ένα πολύ χαμηλό ηλεκτρικό πεδίο στη θέση του απορροφητή. Η πυκνότητα του τοπικού πεδίου $I(z)$ μέσα στον SESAM υπολογίζεται από το ομαλοποιημένο ηλεκτρικό πεδίο $E_n(z)$, την προσπίπτουσα πυκνότητα I_{inc} και τον τοπικό δείκτη διάθλασης $n(z)$

$$I(z) = n(z) \cdot |E_n(z)|^2 \cdot I_{inc} \quad (2.5.13.1)$$

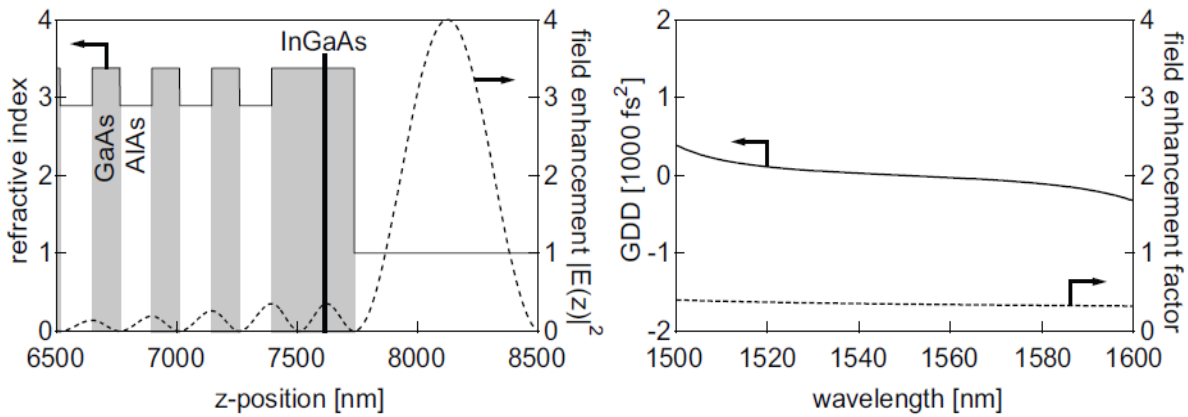
Για 100% ανακλαστικότητα DBR το αποτέλεσμα της μεγαλύτερης πυκνότητας $|E_n(z)|^2$ έξω από τη διάταξη θα είναι τέσσερα. Προσδιορίζουμε τον παράγοντα ενίσχυσης του πεδίου ξ_{abs} για τον απορροφητή ως

$$\xi_{abs} = |E_n(z_{abs})|^2 \quad (2.5.13.2)$$

με z_{abs} να είναι η z συντεταγμένη του απορροφητή. Η ενίσχυση του πεδίου είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος σχεδιασμού αφού επηρεάζει άμεσα τις μακροσκοπικές ιδιότητες του SESAM. Έτσι, το βάθος διαμόρφωσης είναι ανάλογο της ενίσχυσης του πεδίου $\Delta R \propto \xi_{abs}$ ενώ η πυκνότητα ενέργειας κορεσμού είναι αντιστρόφως ανάλογη $F_{sat} \propto 1/\xi_{abs}$. Το γινόμενο $\Delta R \cdot F_{sat}$ παραμένει σταθερό. Όπως έχουμε δει και παραπάνω, για τα laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, ένας από τους βασικούς στόχους κατά τη διάρκεια του σχεδιασμού τους είναι το γινόμενο αυτό να είναι όσο το δυνατόν μικρότερο. Στην antiresonant διάταξη, η ενίσχυση του πεδίου είναι αρκετά χαμηλή, $\xi_{abs} = 4/n^2 \approx 0.34$ (για ένα σύστημα με υλικά

GaAs/AlAs), οδηγώντας έτσι σε τυπικές πυκνότητες ενέργειας κορεσμού της τάξης των δεκάδων με εκατοντάδων micro-Joule ανά τετραγωνικό εκατοστό (mJ/cm^2) και σε βαθύ διαμόρφωσης κάτω από 1%.

Σε laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας, οι antiresonant SESAM χρησιμοποιούνται εν γένει μόνο σε συστήματα με υψηλή μέση ισχύ εξόδου, όπου η ενέργεια του παλμού είναι ικανοποιητικά μεγάλη για να κορέσει τον απορροφητή. Τα πλεονεκτήματα των antiresonant συσκευών είναι το επίπεδο GDD profile και το γεγονός ότι ο παράγοντας ενίσχυσης του πεδίου είναι ανεξάρτητος από το μήκος κύματος (όπως φαίνεται και στο δεξί κομμάτι της παρακάτω εικόνας). Επίσης είναι σχετικά ανθεκτικές στην ανάπτυξη σφαλμάτων.

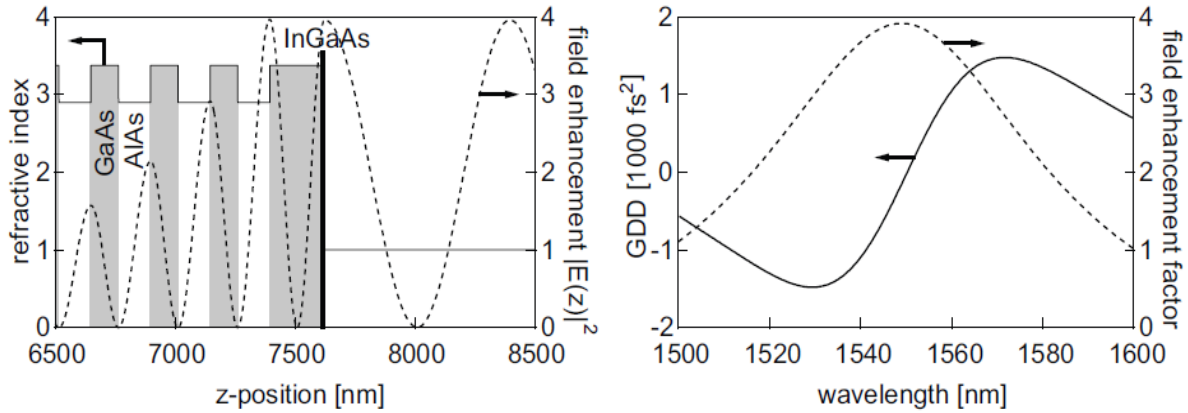


Εικόνα 2.5.13.1: Ιδιότητες ενός antiresonant SESAM. Αριστερά: δείκτης διάθλασης profile (με συνεχή γραμμή) και ηλεκτρικό πεδίο (με διακεκομμένη γραμμή). Δεξιά: το υπολογιζόμενο GDD (με συνεχή) και η ενίσχυση του πεδίου στη θέση του απορροφητή (με διακεκομμένη) είναι σχετικά επίπεδα σε εξάρτηση με το συγκεκριμένο μήκος κύματος.

2.5.14 RESONANT SESAM

Η παρακάτω εικόνα μας δείχνει τις ιδιότητες ενός resonant SESAM. Ο απορροφητής είναι τοποθετημένος στην κορυφή μιας $\lambda/2$ GaAs στρώσης spacer ενώ η λεπτότητα του GaAs cap layer μειώνεται μόνο λίγα nanometers, προστατεύοντας τον απορροφητή από την οξείδωση. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ενίσχυση του πεδίου στον απορροφητή με $\xi=3.9$ (για GaAs/AlAs), που είναι περίπου 12 φορές μεγαλύτερος σε σύγκριση με μια antiresonant συσκευή. Έτσι, ένας resonant SESAM έχει χαμηλή πυκνότητα ενέργειας κορεσμού, συνήθως κάτω από $10\mu\text{J}/\text{cm}^2$. Αυτό είναι προτιμότερο για laser υψηλής επαναληψιμότητας αφού οι ενέργειες του παλμού είναι γενικά πολύ χαμηλές. Επιπρόσθετα, το βάθος διαμόρφωσης της resonant διάταξης είναι αρκετά υψηλό, κάτι που μπορεί να οδηγήσει σε αστάθειες Q-switching, τέτοιες που καθιστούν τις resonant συσκευές ακατάλληλες για χρήση σε laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας. Μια resonant δομή παρουσιάζει ενισχυμένες μη κορέσιμες απώλειες, που δεν είναι επιθυμητές, και ένα δυνατό μήκος κύματος εξαρτώμενο από φασματικές αλλαγές που οδηγεί σε ένα strongly varying GDD (παρακάτω εικόνα δεξιά με τη συνεχή γραμμή) που περιορίζει δραστικά το εύρος

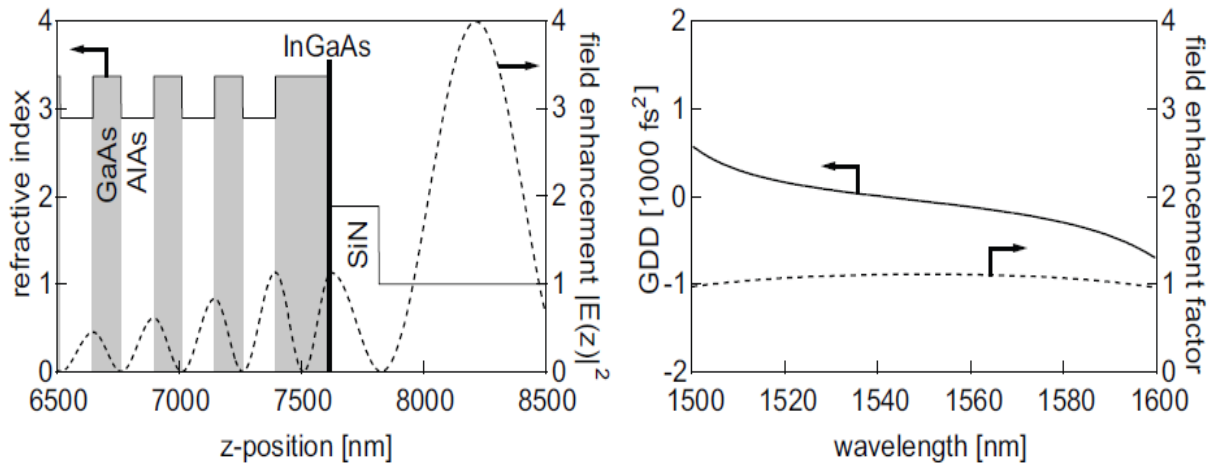
συχνότητας λειτουργίας. Εξ αιτίας της μεγάλης εξάρτησης από το μήκος κύματος, οι συσκευές resonant είναι πολύ ευαίσθητες στην ανάπτυξη σφαλμάτων.



Εικόνα 2.5.14.1: Ιδιότητες ενός resonant SESAM. Αριστερά: δείκτης διάθλασης profile (με τη συνεχή γραμμή) και ηλεκτρικό πεδίο (με διακεκομμένη γραμμή). Δεξιά: το υπολογιζόμενο GDD (με συνεχή) και η ενίσχυση του πεδίου στη θέση του απορροφητή (με διακεκομμένη) εμφανίζουν ισχυρή απόκλιση στην εξάρτησή τους από το προσπίπτον μήκος κύματος.

2.5.15 ANTIREFLECTION COATED SESAM

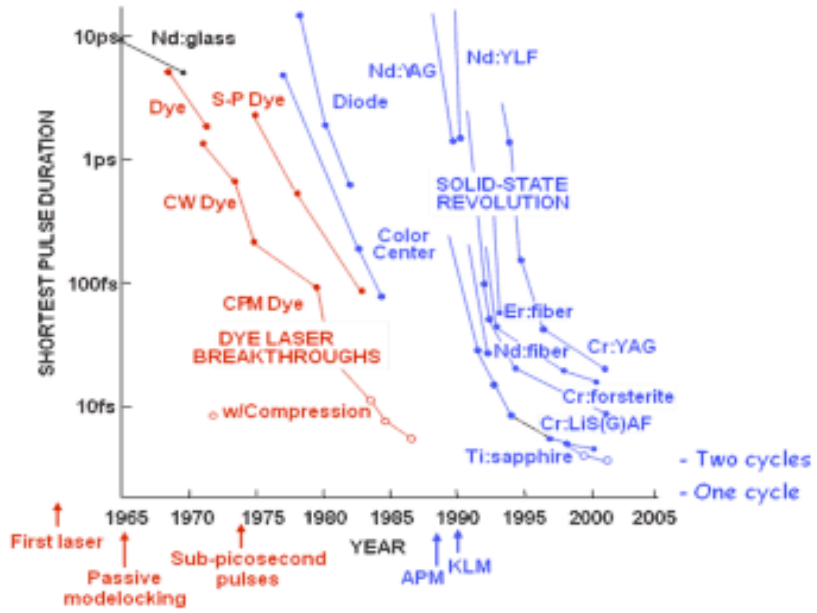
Με μια antireflection επένδυση χρησιμοποιημένη σε έναν resonant SESAM, μπορούμε να πάρουμε μια ενδιαμέση λύση μεταξύ μιας resonant και μιας antiresonant περίπτωσης (παρακάτω σχήμα). Το επίχρισμα είναι ένα $\lambda/4$ διηλεκτρικό στρώμα με δείκτη διάθλασης χαμηλότερο από αυτό του low-index DRB υλικού, μειώνοντας τη resonance (αντήχηση) μέσα στον SESAM και την ενίσχυση του πεδίου στη θέση του απορροφητή. Λόγω της χαμηλότερης resonance, η GDD μιας antireflection επένδυσης SESAM είναι αρκετά επίπεδη και κοντά στο μηδέν γύρω από το μήκος κύματος του SESAM (παρακάτω εικόνα δεξιά με τη συνεχή γραμμή), επιτρέποντας την παραγωγή στενών παλμών σε υψηλούς ρυθμούς επαναληψιμότητας.



Εικόνα 2.5.15.1: Ιδιότητες ενός resonant SESAM. Αριστερά: δείκτης διάθλασης profile (με τη συνεχή γραμμή) και ηλεκτρικό πεδίο (με διακεκομμένη γραμμή). Δεξιά: το υπολογιζόμενο GDD (με συνεχή) και η ενίσχυση του πεδίου στη θέση του απορροφητή (με διακεκομμένη) σε σχέση με το μήκος κύματος.

Η ενίσχυση του πεδίου είναι περίπου η μισή τιμή μιας resonant συσκευής αλλά αρκετά ανεξάρτητη από το μήκος κύματος (παραπάνω εικόνα δεξιά με διακεκομμένη γραμμή). Για laser υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας το antireflection coated SESAM είναι μια ιδανική επιλογή αφού προσφέρει λογικά χαμηλή πυκνότητα ενέργειας κορεσμού σε συνδυασμό με χαμηλό βάθος διαμόρφωσης και ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων λειτουργίας. Τέλος είναι συγκριτικά μη ευαίσθητη σε ανάπτυξη σφαλμάτων.

Στο σημείο αυτό θα παραθέσουμε ένα διάγραμμα το οποίο είναι αρκετά βοηθητικό στο να διακρίνουμε την πρόοδο που σημειώθηκε στο ζήτημα της παραγωγής στενών παλμών στην περίοδο 1965-2005. Παρότι απέχουμε κάποια χρόνια από τότε, το διάγραμμα συμπυκνώνει μια χρονική περίοδο κατά την οποία ήταν καθοριστική για την επίτευξη της δημιουργίας πολύ στενών παλμών. Η πρόοδος αυτή εξετάζεται σε σχέση με τα υλικά κατασκευής που χρησιμοποιούνταν για την κατασκευή ενός παθητικού mode-locked laser. [13]



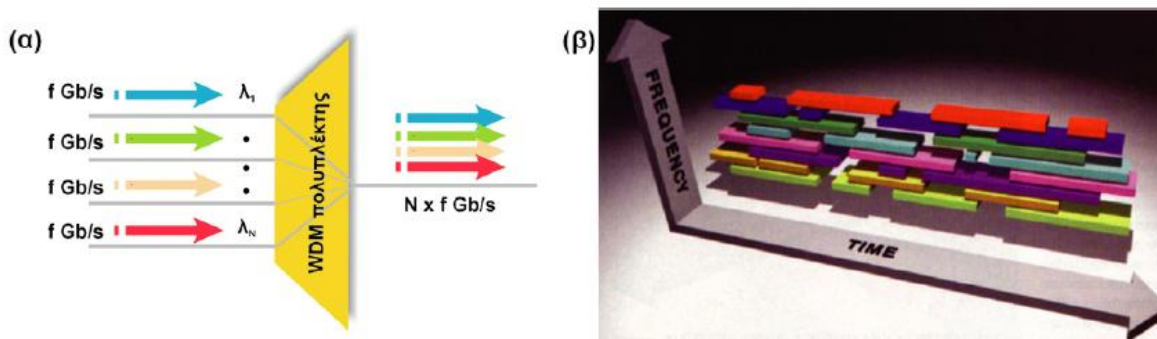
Εικόνα 2.5.15.2: Χρονικό διάγραμμα παραγωγής στενών παλμών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΑΔΕΔΟΜΕΝΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑΣ-OTDM

Για την αξιοποίηση της τεράστιας χωρητικότητας των οπτικών ινών και τη βέλτιστη εκμετάλλευση αυτής χρησιμοποιούνται τυπικές τεχνικές οπτικής πολυπλεξίας σε πλήρη αναλογία με τις τεχνικές ηλεκτρονικής πολυπλεξίας. Η ανάγκη για πολυπλεξία γεννήθηκε από το γεγονός ότι είναι πολύ πιο οικονομική η μετάδοση δεδομένων με υψηλότερο ρυθμό μέσα από μια και μόνο ίνα, από το να χρησιμοποιούνται πολλές ίνες μεταφέροντας δεδομένα σε χαμηλούς ρυθμούς. Οι βασικοί τρόποι πολυπλεξίας μέσα σε μια οπτική ίνα είναι η πολυπλεξία κατά μήκος κύματος (Wavelength Division Multiplexing-WDM) και η οπτική πολυπλεξία δεδομένων στο πεδίο του χρόνου (Optical Time Division Multiplexing-OTDM). Εμείς θα ασχοληθούμε πιο πολύ με τη δεύτερη τεχνική, παρόλα αυτά θα παραθέσουμε λίγες πληροφορίες και για την τεχνική WDM.

3.1 ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΚΥΜΑΤΟΣ (WDM)

Η τεχνική WDM χρησιμοποιείται στα οπτικά δίκτυα σε πλήρη αντιστοιχία με την πολυπλεξία διαίρεσης συχνότητας (Frequency Division Multiplexing-FDM) στα δίκτυα ραδιοεπικοινωνιών. Σύμφωνα με την τεχνική WDM η μετάδοση των δεδομένων γίνεται με ταυτόχρονη μετάδοση πολλών μηκών κύματος μέσα από την ίδια ίνα, όπου το κάθε μήκος κύματος φέρει ένα ποσοστό του συνολικού όγκου των δεδομένων, όπως πιο παραστατικά αποδίδεται στην παρακάτω εικόνα.

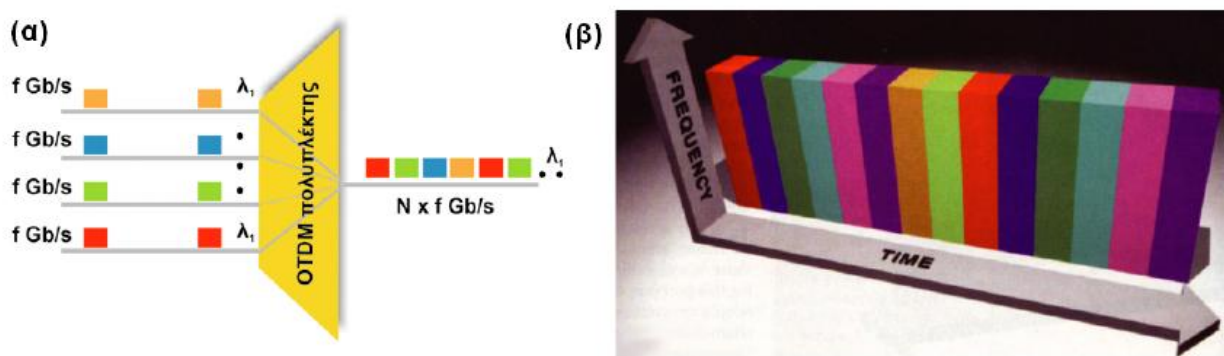


Εικόνα 3.1.1: (α) Η τεχνική της πολυπλεξίας κατά μήκος κύματος (WDM). Τα N μήκη κύματος με ρυθμό πληροφορίας f Gb/s το καθένα πολυπλέκονται στον WDM πολυπλέκτη και στην έξοδο προκύπτει ένα πολυχρωματικό (πολυκύματικό) σήμα δεδομένων με συνολικό ρυθμό $N \cdot f$ Gb/s μέσα στην ίδια οπτική ίνα. (β) Η τεχνική WDM μέσα από ένα γράφημα της συχνότητας συναρτήσει του χρόνου.

Η συνολική χωρητικότητα και η απόδοση ενός συστήματος WDM εξαρτάται από τον αριθμό των χρησιμοποιούμενων μηκών κύματος (καναλιών), από τη φασματική τους απόσταση, από το ρυθμό μετάδοσης κάθε καναλιού, από τον τύπο της χρησιμοποιούμενης οπτικής ίνας, από την ισχύ κάθε καναλιού και από το αποδοτικό φάσμα ενίσχυσης των οπτικών ενισχυτών της ζεύξης. Τα εμπορικά διαθέσιμα WDM δίκτυα, που έχουν ανακοινωθεί από μεγάλες τηλεπικοινωνιακές εταιρείες, περιλαμβάνουν ως και 160 κανάλια σε ρυθμό μετάδοσης 2.5-10 Gb/s το καθένα ή 80 κανάλια με ρυθμό μετάδοσης 40 Gb/s ανά κανάλι. Ο συνδυασμός μεταγωγής κυκλώματος και πολυπλεξίας WDM, βρίσκει σημαντική εφαρμογή στα μεγάλης έκτασης δίκτυα ευρείας περιοχής (WDM-WANs). Τα δίκτυα λοιπόν αυτά παρέχουν τη δυνατότητα για ευρυζωνικές συνδέσεις υψηλής ταχύτητας δεδομένων και μεγάλης χρονικής διάρκειας, καθώς και τη δυνατότητα για αποδοτική διαχείριση ενός τεράστιου όγκου δεδομένων απευθείας στο οπτικό επίπεδο.[17]

3.2 ΟΠΤΙΚΗ ΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ ΔΙΑΙΡΕΣΗΣ ΧΡΟΝΟΥ (OTDM)

Η τεχνική πολυπλεξίας OTDM χρησιμοποιείται στα οπτικά συστήματα σε πλήρη αντιστοιχία με την ηλεκτρονική πολυπλεξία στο πεδίο του χρόνου (Electronic Time Division Multiplexing-ETDM), που χρησιμοποιείται στα ηλεκτρονικά δίκτυα, με μόνη διαφορά ότι στην OTDM πολυπλεξία οι ρυθμοί μετάδοσης είναι πολύ υψηλότεροι. Στην τεχνική OTDM τα δεδομένα μεταδίδονται σε ένα και μόνο κανάλι (φέρουσα συχνότητα) παρεμβάλλοντας με οπτικό τρόπο τα δυφία πολλών ροών δεδομένων χαμηλής ταχύτητας σε μια μοναδική ροή δεδομένων υψηλού ρυθμού μετάδοσης, όπως πιο παραστατικά αποδίδεται με τη βοήθεια του παρακάτω σχήματος.

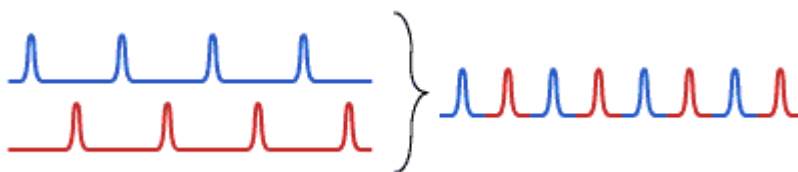


Εικόνα 3.2.1: (α) Η τεχνική της οπτικής πολυπλεξίας στο πεδίο του χρόνου (OTDM). Οι N ροές δεδομένων με ρυθμό f Gb/s η καθεμία στο ίδιο μήκος κύματος (λ_i) πολυπλέκονται στον TDM πολυπλέκτη, και στην έξοδο προκύπτει σήμα δεδομένων με ρυθμό $N \times f$ Gb/s μέσα στην ίδια οπτική ίνα. (β) Η τεχνική OTDM μέσα από ένα γράφημα της συχνότητας συναρτήσει του χρόνου κατά αναλογία με το σχήμα (α)

Οι βασικότεροι παράγοντες για την επίδοση των OTDM συστημάτων είναι ο ακριβής χρονισμός των οπτικών σημάτων και το χρονικό εύρος των οπτικών παλμών για την αποφυγή φαινομένων

διασυμβολικής παρεμβολής (intersymbol interference) στο πολυπλεγμένο κανάλι. Για το χρονικό εύρος των παλμών έχει υπολογιστεί ότι θα πρέπει να είναι τυπικά μικρότερο ή ίσο με το ένα τρίτο του ρυθμού επανάληψης της πολυπλεγμένης ροής δεδομένων. Τα σημαντικότερα φαινόμενα που επηρεάζουν τη μετάδοση στα OTDM συστήματα, είναι κυρίως η χρωματική διασπορά και η διασπορά τρόπων πόλωσης της ίνας καθώς ο ρυθμός μετάδοσης των δεδομένων αυξάνει σε σημαντικό βαθμό.

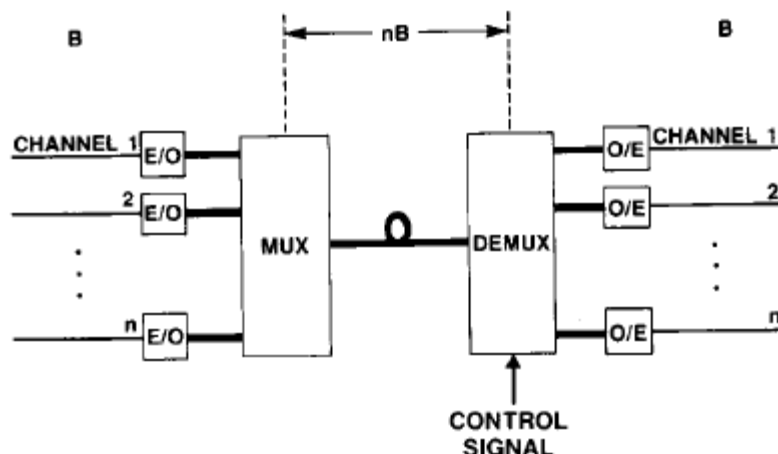
Πιο συγκεκριμένα, το OTDM είναι μια τεχνική όπου πολλά οπτικά σήματα συνδυάζονται, διαδίδονται μαζί και διαχωρίζονται ξανά με βάση τους χρόνους άφιξής τους. Σε ένα τηλεπικοινωνιακό σύστημα με οπτικές ίνες, παρεμβαλλόμενες παλμοσειρές μπορούν να κουβαλήσουν διαφορετικά κανάλια δεδομένων σε μια μόνο ίνα. Η χρήση πολλαπλών καναλιών επιτρέπει την αύξηση της συνολικής μετάδοσης πληροφορίας χωρίς να αυξάνουν το ρυθμό δεδομένων του ενός καναλιού. Παρόλα αυτά η χρονοσχιμή ανά bit (timeslot per bit) πρέπει να μειωθεί. Ακόμα και αν το εύρος ζώνης του διαμορφωτή δεδομένων είναι περιορισμένο, αυτό μπορεί να γίνει με τη χρήση πολύ στενών παλμών (αντί για παλμούς συνεχούς κύματος) σαν είσοδο στον modulator.[18]



Εικόνα 3.2.2: Σχηματική αναπαράσταση του OTDM. Δύο ακολουθίες παλμών συνδυάζονται σε μια μόνο παλμοσειρά. Σε ένα σύστημα τηλεπικοινωνιών κάθε παλμός μπορεί να αναπαριστά το “1” ή το “0” bit

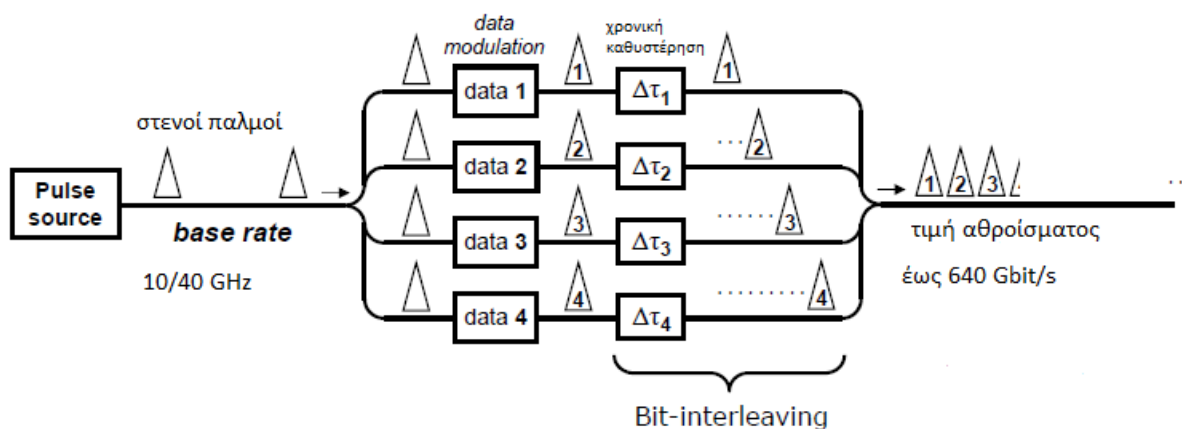
3.2.1 ΑΡΧΕΣ ΤΟΥ OPTICAL TIME DIVISION MULTIPLEXING ΚΑΙ DEMULTIPLEXING

Η βασική αρχή του time division multiplexing και demultiplexing είναι ότι κάθε baseband ακολουθία δεδομένων είναι κατανομημένο σε μια σειρά από time slots στο πολυπλεγμένο κανάλι. Ένας πολυπλέκτης (MUX) συναθροίζει τον υψηλότερο ρυθμό bit της ακολουθίας bit από τις baseband ακολουθίες και ο αποπολυπλέκτης (DEMUX) επανακατασκευάζει τα bit streams στο αρχικό χαμηλότερο bit rate χωρίζοντας τα bits σε μια πολυπλεγμένη ακολουθία. Στα συστήματα οπτικής πολυπλεξίας όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα, τα ηλεκτρικά bottlenecks απομακρύνονται μεταφέροντας τους E/O (ηλεκτρικούς σε οπτικούς) και O/E (οπτικούς σε ηλεκτρικούς) μετατροπείς (για παράδειγμα δέκτες και transmitters) στα κανάλια baseband.

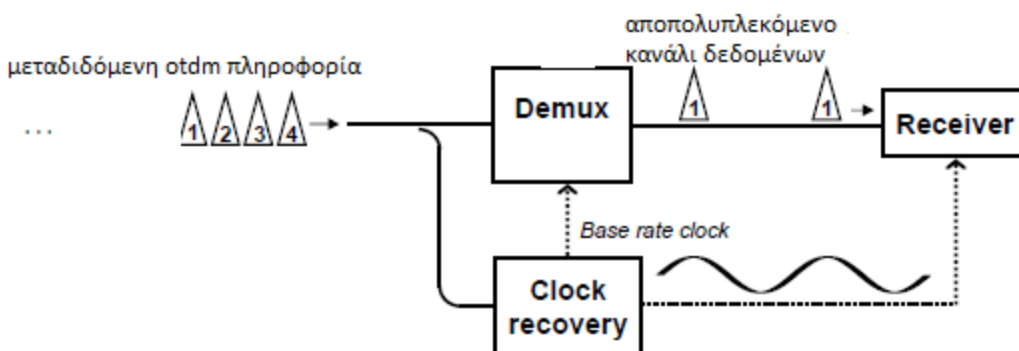


Εικόνα 3.2.1.1: Optical time-division multiplexed lightwave systems

Η πολυπλεξία γίνεται μετά από την E/O μετατροπή και η αποπολυπλεξία πριν από την O/E μετατροπή. Όλα τα ηλεκτρονικά που σχετίζονται με την επεξεργασία του σήματος λειτουργούν μόνο στον baseband ρυθμό των bit. Πρέπει να σημειώσουμε ότι ένα σήμα ελέγχου είναι απαραίτητο για την «οδήγηση» του αποπολυπλέκτη. Γενικά, αυτό το σήμα ελέγχου μπορεί να είναι είτε ηλεκτρικό είτε οπτικό ανάλογα με την τεχνολογία του αποπολυπλέκτη (στην περίπτωση του otdm οπτικό). Στο σημείο αυτό θα παραθέσουμε δύο ακόμα σχήματα τα οποία εικονοποιούν τον otdm transmitter και τον otdm receiver. [19]



Εικόνα 3.2.1.2: Αρχιτεκτονική OTDM πομπού (transmitter).



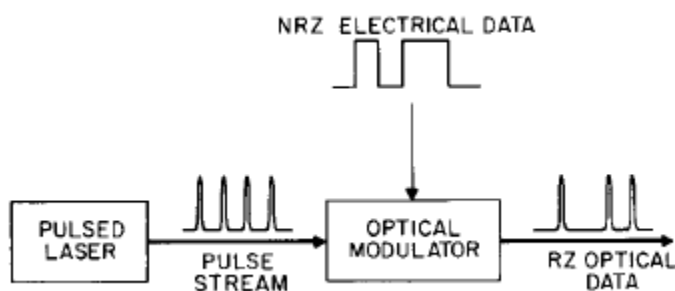
Εικόνα 3.2.1.3: Αρχιτεκτονική OTDM δέκτη (receiver).

Στην περίπτωση του receiver, στην είσοδο του παίρνουμε την μεταδιδόμενη πληροφορία από τον transmitter, στον από-πολυπλέκτη γίνεται το οπτικό switching, στο receiver την ηλεκτρική ανίχνευση και στο clock recovery η οπτική συσχέτιση φάσης. Επί της ουσίας το clock recovery είναι ένα ρολόι που συγχρονίζει τον από-πολυπλέκτη με το δέκτη.

Η λειτουργία της πολυπλεξίας στο χρόνο χαμηλότερου ρυθμού bit baseband καναλιών σε υψηλότερα ρυθμού bit κανάλια, μπορεί να χωριστεί σε τρεις υπολειτουργίες : δειγματοληψία, συγχρονισμός και συνδυασμός (combining). Η συνάρτηση της δειγματοληψίας παίρνει δείγματα της εισερχόμενης baseband ροής δεδομένων για να αναγνωρίσει την τιμή του εισερχόμενου bit. Η συνάρτηση του χρονισμού διασφαλίζει ότι όλα τα δείγματα είναι διαθέσιμα στα σωστά time slots στο πολυπλεγμένο κανάλι. Η συνάρτηση του συνδυασμού συγκεντρώνει όλη τη baseband ροή δεδομένων που έχουν περάσει από δειγματοληψία, για να παραχθεί μια υψηλότερου ρυθμού bit πολυπλεγμένη ροή δεδομένων. Σε multi-gigabit-per-second ηλεκτρικώς πολυπλεκόμενα συστήματα, είναι βολικό να γίνεται δειγματοληψία σε κάθε εισερχόμενη ροή δεδομένων, χρησιμοποιώντας στενούς δειγματοληπτικούς παλμούς που είναι έτσι χρονισμένοι ούτως ώστε να ταιριάζουν στην κατάλληλη χρονοσχισμή στην πολυπλεκόμενη ακολουθία των bit. Αν το δειγματοληπτούμενο pulsedwidth είναι λιγότερο από μια περίοδο bit του υψηλού bit-rate του πολυπλεκόμενου σήματος, τότε ο combiner θα είναι ένα απλό κύκλωμα αθροιστή. Μια παρόμοια στρατηγική προσεγγίζει πολύ καλά το optical time division multiplexing γιατί μπορεί να χρησιμοποιηθεί στα mode-locked και στα gain-switched laser ημιαγωγών που είναι ικανά να παράγουν παλμούς περισσότερο από δέκα φορές στενότερους από τους ηλεκτρικούς παλμούς. Σε αυτή την προσέγγιση στην πολυπλεξία η συνάρτηση δειγματοληψία λαμβάνει χώρα στους E/O μετατροπείς.

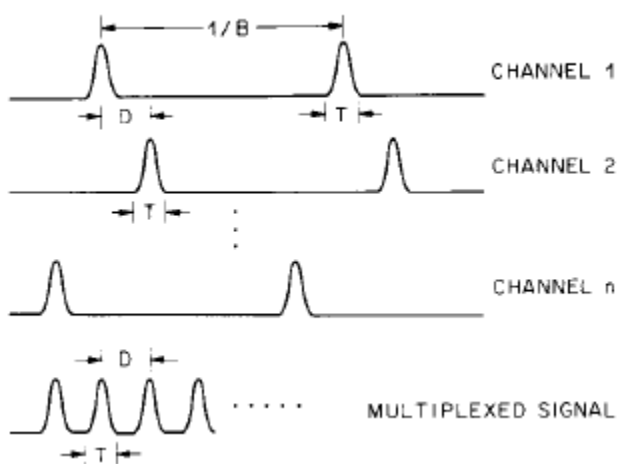
Η παρακάτω εικόνα αποτυπώνει έναν E/O μετατροπέα (transmitter) που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να κάνει δειγματοληψία στα εισερχόμενα δεδομένα πριν το optical combining. Οι στενοί οπτικοί παλμοί από ένα laser, είναι αποτέλεσμα ενός οπτικού διαμορφωτή που οδηγείται από μια εισερχόμενη ηλεκτρική ροή δεδομένων. Η ηλεκτρική ροή δεδομένων

μπορεί να είναι είτε σε return-to-zero (RZ) είτε σε non-return-to-zero (NRZ) μορφή, αλλά η NRZ είναι συνήθως αυτή που προτιμάται γιατί ελαχιστοποιεί τις απαιτήσεις εύρους ζώνης των baseband ψηφιακών ηλεκτρονικών, του διαμορφωτή και τους ενισχυτές των οδηγών του. Η οπτική παλμοσειρά από το laser κάνει δειγματοληψία στα ηλεκτρικά εισερχόμενα δεδομένα διαμέσου του διαμορφωτή και έτσι τα μετατρέπει από NRZ στον ηλεκτρικό τομέα σε RZ στον οπτικό τομέα.



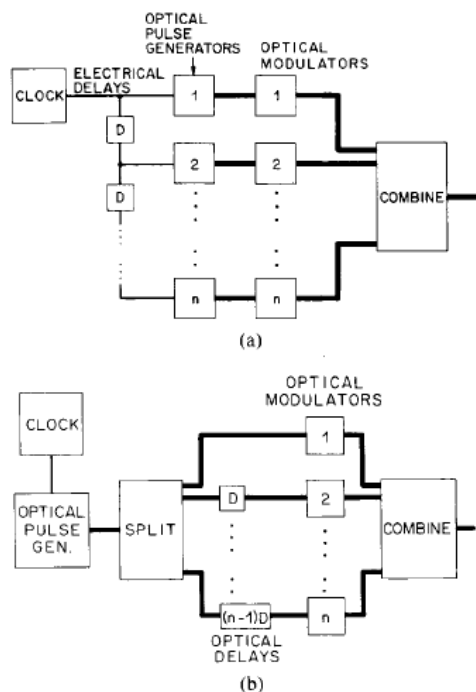
Εικόνα 3.2.1.4: Ένας E/O μετατροπέας που κάνει δειγματοληψία σε εισερχόμενα δεδομένα.

Το χρονικό διάγραμμα για ένα γενικό optical time division multiplexed σύστημα με n κανάλια φαίνεται στην παρακάτω εικόνα. Τα n οπτικά σήματα στον combiner είναι RZ παλμοσειρές με repetition rates B και με εύρος παλμού T . Οι εισερχόμενες bit streams είναι χρονικά αντισταθμισμένες ή μια με την άλλη με καθυστερήσεις D . Τα δεδομένα είναι κωδικοποιημένα σε κάθε παλμοσειρά, πριν το combining, έτσι εν γένει κάποιοι από τους χωριστούς παλμούς θα έχουν μηδενικό πλάτος. Παρόλα αυτά στην εικόνα τα bits συμβολίζονται ως μονάδες για να είναι ευδιάκριτα. Όταν το spacing του παλμού προσαρμόζεται για το μέγιστο δυνατό πολυπλεγμένο ρυθμό του bit, κάθε παλμός στην πολυπλεγμένη ακολουθία bit έρχεται σε επαφή με τους κοντινότερους «γείτονές» του. Υπό αυτές τις συνθήκες $D=T$ και ο πολυπλεγμένος ρυθμός του bit είναι $1/T$. Για παράδειγμα, για παλμούς laser που είναι 10 ps σε πλάτος στην baseline, ο πολυπλεγμένος ρυθμός bit μπορεί να φτάσει τα 100Gbit/s.



Εικόνα 3.2.1.5: Χρονικό διάγραμμα για πολυπλεξία σε ένα OTDM σύστημα με n κανάλια.

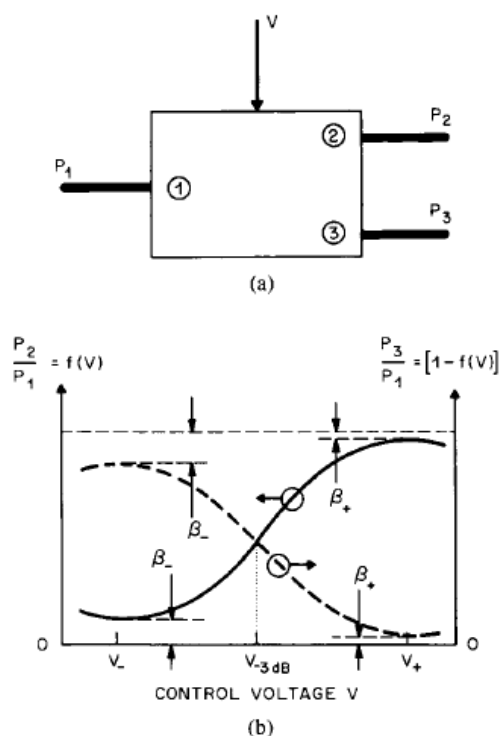
Η παραπάνω εικόνα δείχνει ότι ένα μορφοποιημένο RZ σήμα παρέχει χαμηλό crosstalk στο σύστημα. Αφού κάθε baseband σήμα έχει πάντα εικονικά την τιμή μηδέν, δεν μπορεί να παρεμβάλει με άλλα κανάλια. Στην πράξη, η παλμοσειρά θα έχει μια καθορισμένη on/off αναλογία και η αρχική τιμή του σήματος φωτός ανάμεσα στους παλμούς θα προκαλέσει ένα συστατικό crosstalk. Η σχηματική απεικόνιση δύο πιθανών διατάξεων για τους E/O μετατροπείς και τον combiner για ένα OTDM σύστημα με n κανάλια φαίνεται παρακάτω.

**Εικόνα 3.2.1.6:** Δύο διατάξεις E/O μετατροπών και ενός combiner. (α) Πολλαπλές οπτικές παλμογεννήτριες, (β) απλή οπτική παλμογεννήτρια.

Η πρώτη διάταξη (α) χρησιμοποιεί n οπτικές παλμογεννήτριες που οδηγούνται από το ίδιο ρολόι. Αυτές οι παλμογεννήτριες μπορούν να είναι είτε mode-locked είτε gain switched laser ημιαγωγών. Η κωδικοποίηση και η δειγματοληψία των δεδομένων γίνεται με οπτικούς διαμορφωτές όπως LiNbO_3 συσκευές ηλεκτρο-οπτικής κυματοδήγησης στις εξόδους των παλμογεννητριών. Η δεύτερη OTDM transmitter διάταξη στην εικόνα (β) χρησιμοποιεί μια μοναδική οπτική παλμογεννήτρια. Η έξοδος της γεννήτριας αυτής χωρίζεται παθητικά σε n κανάλια, τα οποία μετέπειτα κωδικοποιούνται με δεδομένα και στα οποία εισάγεται μια καθυστέρηση.

3.2.2 ΟΠΤΙΚΟ SWITCHING ΚΑΙ ΑΠΟΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ

Ο αποπολυπλέκτης είναι ένα από τα πιο σημαντικά εξαρτήματα ενός OTDM συστήματος. Ο στόχος του είναι να καθοδηγεί κάθε bit της πολυπλεκόμενης ακολουθίας των bit που καταφθάνει στον κατάλληλο Ο/Ε μετατροπέα. Για την καλή ευαισθησία του συστήματος είναι απαραίτητο τα περισσότερα φωτόνια από κάθε εισερχόμενο bit να μεταφέρονται στον κατάλληλο Ο/Ε μετατροπέα. Έτσι, ο οπτικός αποπολυπλέκτης θα αλλάξει ολόκληρο το bit αντί να κάνει δειγματοληψία σε ένα μόνο μέρος του. Επίσης είναι πολύ σημαντικό το crosstalk ανάμεσα στα κανάλια να παραμένει μικρό. Το βασικό εξάρτημα ενός αποπολυπλέκτη είναι ένας 1×2 διακόπτης. Η παρακάτω εικόνα δείχνει τις οπτικές και ηλεκτρικές συνδέσεις σε έναν 1×2 διακόπτη και τη μορφή των χαρακτηριστικών του διακόπτη σαν συνάρτηση του της ηλεκτρικής τάσης V . Για ευκολία οι απώλειες του διακόπτη θεωρούνται μηδενικές. Όταν γίνεται χρήση ενός αποπολυπλέκτη, η εισερχόμενη ισχύς P_1 ασκείται στη θύρα 1 και οι εξερχόμενες ισχύς P_2 και P_3 στις θύρες 2 και 3 αντίστοιχα. Γενικά οι ισχύς εξόδου είναι μη γραμμικές συναρτήσεις της τάσης V .



Εικόνα 3.2.2.1: (α) 1×2 οπτικός διακόπτης, (β) χαρακτηριστικά του 1×2 οπτικού διακόπτη.

Τα χαρακτηριστικά του διακόπτη μπορούν να γραφούν ως

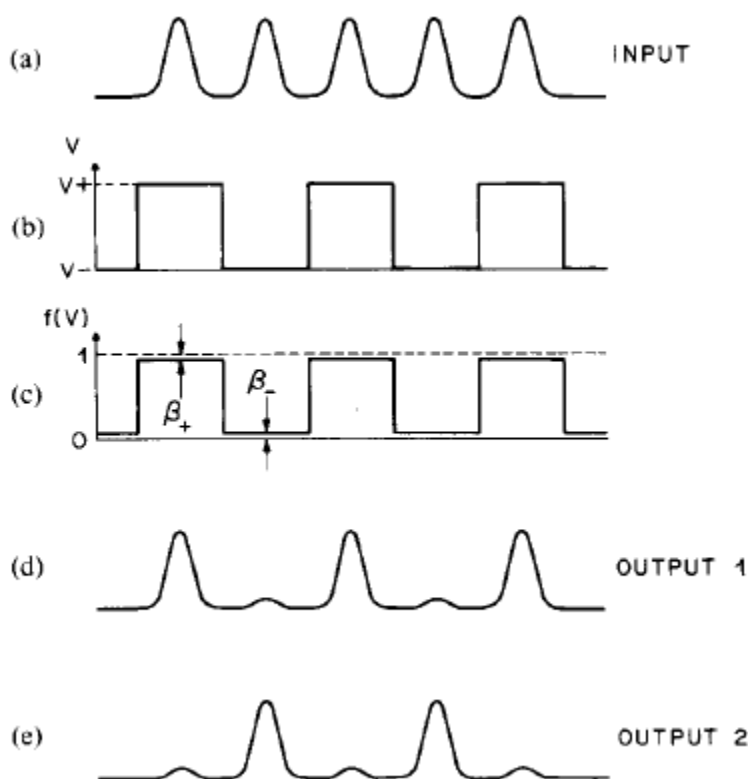
$$P_2 = P_1 f(V) \quad (3.2.2.1)$$

και

$$P_3 = P_1[1 - f(V)] \quad (3.2.2.2)$$

όπου $f(V)$ είναι η μη γραμμική συνάρτηση του διακόπτη. Ο διακόπτης είναι μια αναλογική συσκευή πράγμα το οποίο σημαίνει ότι η οπτική ισχύς σε κάθε θύρα εξόδου αλλάζει ελαφρά και συνεχώς σε συνάρτηση με την ασκούμενη τάση. Υπάρχει σημαντική ισχύς και στις δύο εξόδους για όλο το εύρος της ασκούμενης τάσης και οι δύο ισχύς είναι ίσες όταν $V=V_{-3dB}$.

Η εικόνα που ακολουθεί δείχνει την πολυπλεγμένη ακολουθία των bit στη είσοδο του πολυπλέκτη αλλά και την ασκούμενη τάση που χρησιμοποιείται για να τη χωρίσει σε δύο ακολουθίες bit την κάθε μια μισή από την αρχική. Η τάση ελέγχου έχει τιμή μεταξύ των V_- και V_+ . [20], [21], [22]



Εικόνα 3.2.2.2: Χρονικά διαγράμματα αποπολυπλεξίας με έναν 1×2 διακόπτη.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

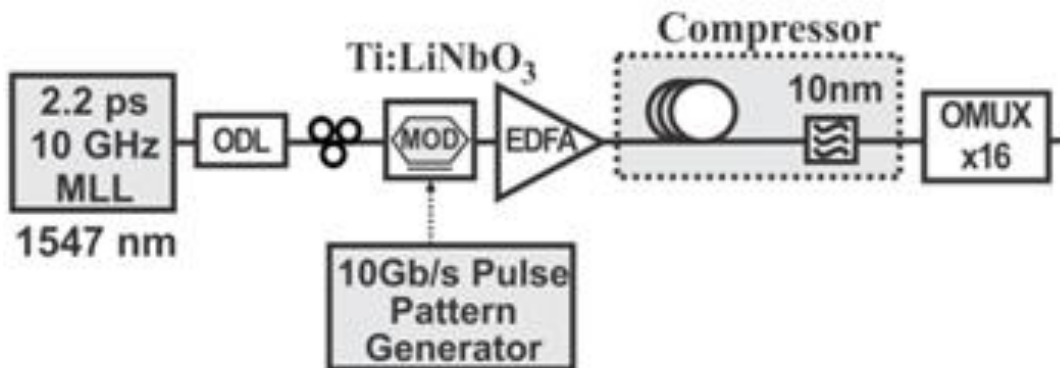
4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το πείραμα το οποίο περιγράφεται παρακάτω αναφέρεται στην κατασκευή ενός σήματος με την αρχή της χρονικής πολυπλεξίας (OTDM) στα 160Gbps ρυθμό μετάδοσης. Για την παραγωγή του πολυπλεγμένου αυτού σήματος χρησιμοποιούμε ένα Mode-Locked Laser (MLL) με repetition rate 10GHz το οποίο διαμορφώνεται και στη συνέχεια πολυπλέκεται για ανύψωση του ρυθμού μετάδοσης στα 160Gbps.. Παρουσιάζουμε τα βασικά στοιχεία που χρησιμοποιήσαμε για την κατασκευή του οπτικού κυκλώματος τόσο στην πλευρά του πομπού μας όσο και στην πλευρά του δέκτη που περιλαμβάνει και τη διαδικασία της από-πολυπλεξίας του σήματος μέχρι τα 10Gbps ώστε κάνοντας χρήση των διαγνωστικών οργάνων να αξιολογήσουμε την ποιότητα του.

4.2 Ο ΠΟΜΠΟΣ (TRANSMITTER) ΣΤΑ 160G

4.2.1 ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΟΠΤΙΚΟΥ ΚΥΚΛΩΜΑΤΟΣ ΠΟΜΠΟΥ

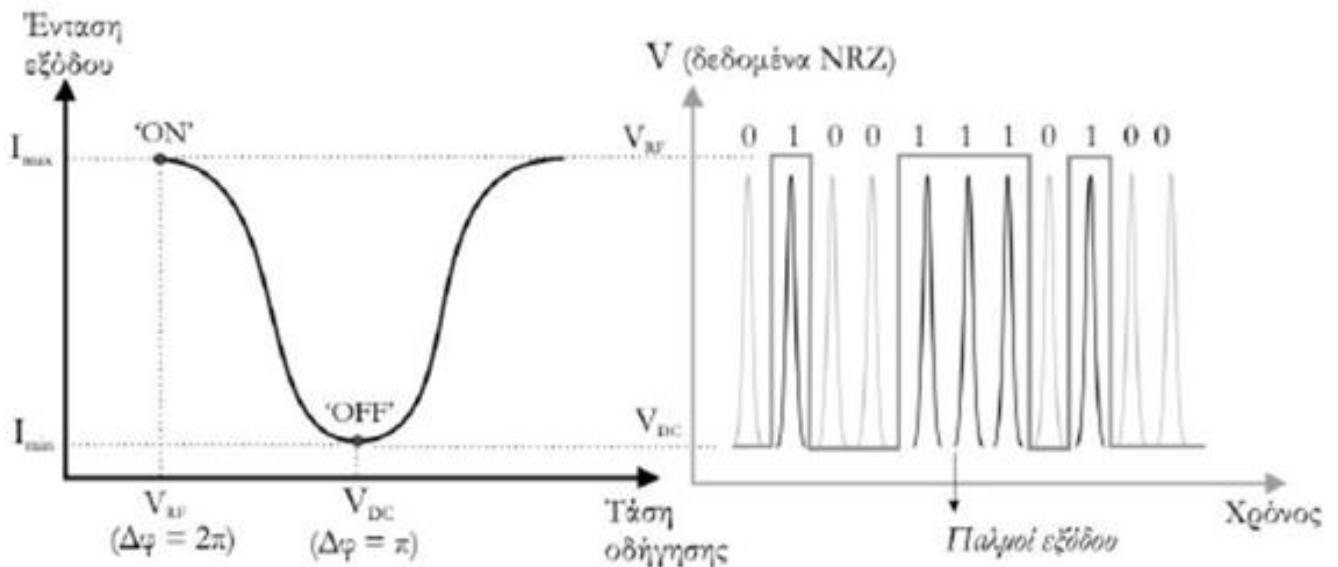
Το πρώτο στάδιο της πειραματικής μας διάταξης, είναι ο transmitter στον οποίο πολυπλέκεται το σήμα μας στα 160 Gb/s και στη συνέχεια μεταδίδεται. Το block διάγραμμα του transmitter είναι το εξής :



Εικόνα 4.2.1.1: Ο πομπός (Tx) που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή ενός σήματος με ρυθμό μετάδοσης πληροφορίας στα 160 Gbps.

Πιο συγκεκριμένα, έχουμε ένα mode locked laser (MLL) το οποίο λειτουργεί στα 10 GHz repetition rate, σε μήκος κύματος 1547 nm και παράγει μια παλμο-σειρά η οποία περιέχει παλμούς με pulsewidth 2,2 ps. Στη συνέχεια η παλμο-σειρά αυτή στα 10GHz, οδηγείται προς τον ηλεκτρο-οπτικό διαμορφωτή Mach-Zehnder για να διαμορφώσουμε σε αυτό το οπτικό φέρον μια ηλεκτρική πληροφορία στα 10Gbps. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε μια ηλεκτρική παλμογεννήτρια η οποία προσφέρει μια ηλεκτρική ακολουθία παλμών (NRZ). Η ακολουθία η οποία θα χρησιμοποιηθεί σαν πληροφορία είναι μια ψευδο-τυχαία ακολουθία ψηφίων (PRBS) 7^{ης} τάξης η οποία περιέχει (2^7-1) bits. Μια βασική ιδιότητα των ακολουθιών αυτών είναι πως περιέχουν τον ίδιο αριθμό '1' και '0' ψηφίων και πιο συγκεκριμένα η PRBS 7^{ης} τάξης περιέχει 64 '1' και 63 '0' ψηφία.

Το επόμενο στάδιο είναι η χρήση ενός ηλεκτρο-οπτικού διαμορφωτή Mach-Zehnder ο οποίος βασίζεται σε μια συμβολομετρική διάταξη Mach-Zehnder η οποία στην έξοδο του παρέχει ανάλογα με την παρουσία ή όχι ηλεκτρικού σήματος ('1' bit) μια στάθμη ισχύος ή όχι αντίστοιχα. Η εικόνα 4.2 μας παρουσιάζει τη συνάρτηση μεταφοράς ενός τέτοιου ηλεκτρο-οπτικού διαμορφωτή που χρησιμοποιήθηκε και βασίζεται στη συμβολή των οπτικών κυμάτων από τους δύο οπτικούς βραχίονες του Mach-Zehnder.



Εικόνα 4.2.1.2: Συνάρτηση μεταφοράς και λειτουργία του διαμορφωτή Mach-Zehnder.

Ένας polarization controller (PC) χρησιμοποιείται πριν από το διαμορφωτή για να μεταβάλλω την πόλωση του σήματος ώστε να επιτύχουμε την ιδανική έξοδο του διαμορφωτή. Γενικά, στις πειραματικές μας υλοποιήσεις όπου χρησιμοποιούμε διατάξεις που είναι ευαίσθητες στην πολωτική κατάσταση (SoP) του εισερχόμενου σήματος, η χρήση των polarization controllers πριν από αυτές είναι αναγκαία.

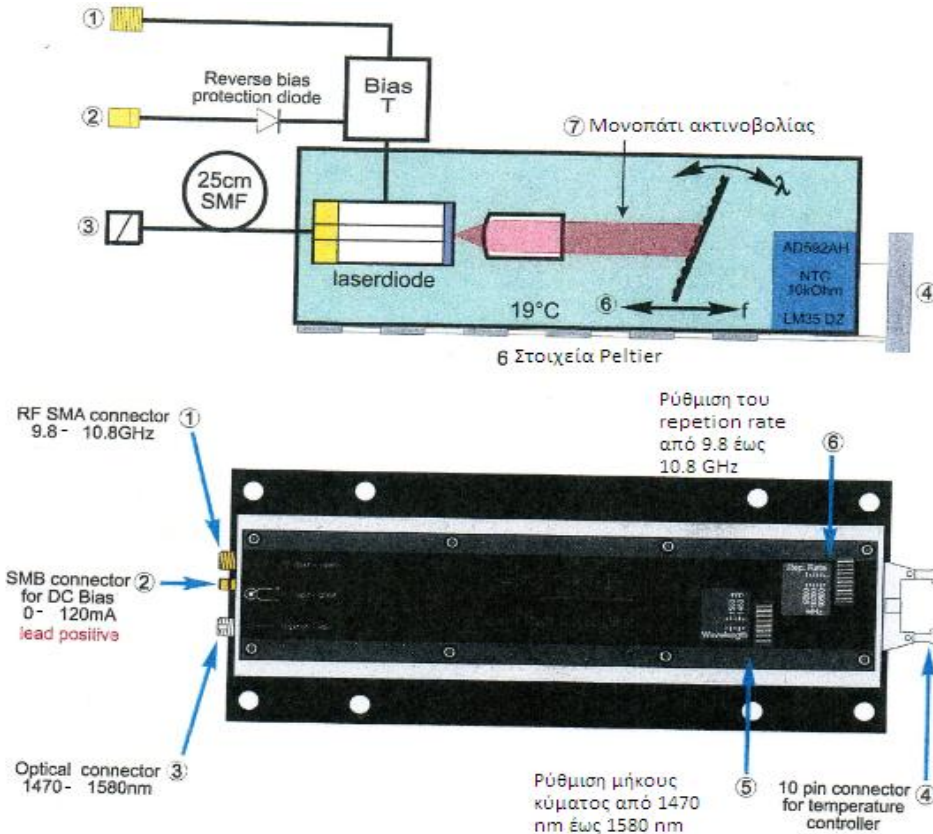
4.2.2 ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ MLL ΣΤΑ 10GHz

Στο σημείο αυτό και πριν προχωρήσουμε στην περαιτέρω ανάλυση της διάταξης, θα δώσουμε κάποιες παραπάνω πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά του mode locked laser που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διάταξη. Η συσκευή του MLL είναι η ακόλουθη :



Εικόνα 4.2.2.1: Το MLL που χρησιμοποιήθηκε για την παλμο-σειρά με repetition rate στα 10GHz.

Η εικόνα 4.2.2.1 απεικονίζει τη συσκευή του MLL που χρησιμοποιήσαμε για να πάρουμε την παλμοσειρά των στενών οπτικών παλμών στα 10GHz. Το MLL αυτό το οποίο παράγεται από την αγγλική εταιρεία U2t έχει κάποιες βασικές λειτουργίες οι οποίες το κάνουν αξιόπιστο για την εφαρμογή του στην κατασκευή πομπών υψηλής χωρητικότητας. Στην παρακάτω εικόνα (4.2.2.2) απεικονίζονται το block διάγραμμα που περιγράφει τη λειτουργία του συγκεκριμένου MLL.



Εικόνα 4.2.2.2: Γραφική αναπαράσταση των βασικών στοιχείων που αποτελούν το MLL που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική υλοποίηση.

Το MLL αυτό ανήκει στην κατηγορία των MLL που επιτυγχάνεται το ενεργό (active) mode-locking. Όπως έχει ήδη αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο το active mode-locking χρησιμοποιεί ένα ηλεκτρικό σήμα (RF) στη συχνότητα που είναι ίση με το ρυθμό επαναληψιμότητας για να επιτευχθεί η σταθερή σχέση φάσης μεταξύ των αρμονικών που θα δώσουν σαν αποτέλεσμα στην έξοδο έναν στενό οπτικό παλμό της τάξης του 1ps. Το RF σήμα αυτό το οποίο συνδέεται με έναν RF SMA connector στη θύρα 1 όπως φαίνεται στο παραπάνω διάγραμμα παράγεται από μια γεννήτρια RF σημάτων ρολογιού (δηλαδή ένα ημιτονικό ηλεκτρικό σήμα) η οποία στη συγκεκριμένη περίπτωση του πειράματός μας επιλέξαμε να έχει συχνότητα 10GHz. Αξίζει να σημειωθεί πως το συγκεκριμένο MLL παρέχει τη δυνατότητα να έχουμε μεταβλητό repetition rate ανάλογα με την εφαρμογή που επιθυμούμε. Η συγκεκριμένη διάταξη μπορεί να δώσει παλμο-σειρές με repetition rate μεταξύ 9.8 και 10.8 GHz. Στο σχηματικό διάγραμμα του MLL μπορούμε να κατανοήσουμε και το φυσικό μηχανισμό του μεταβλητού repetition-rate. Συγκεκριμένα στο στοιχείο (6) βλέπουμε πως η σχηματιζόμενη κοιλότητα μπορεί να αλλάζει το οπτικό της μήκος επιδρώντας στη μεταβολή του round-trip time το οποίο όπως έχουμε ήδη παρουσιάσει στις σχέσεις (2.2.1) και (2.2.2) αντίστοιχα είναι το αντίστροφο μέγεθος του repetition rate.

Στη θύρα 2 εφαρμόζεται ένα συνεχές (DC) ρεύμα έγχυσης στην κοιλότητα κέρδους που στην περίπτωση του πειράματος μας ήταν 87mA. Το ρεύμα έγχυσης αυτό παίζει το ρόλο της διέγερσης του στοιχείου κέρδους (gain medium) σε μια κατάσταση αντιστροφής πληθυσμών όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 2. Συγκεκριμένα οι φορείς των ατόμων του ενεργού στοιχείου της κοιλότητας διεγείρονται σε ανώτερες ενεργειακές στάθμες έτσι ώστε κατά τη σύμφωνη αποδιέγερση τους (εξαναγκασμένη εκπομπή) να έχουμε τη φυσική διεργασία του lasing. Η ενέργεια που απαιτείται για την ανύψωση των φορέων στις ανώτερες ενεργειακές στοιβάδες παρέχεται από το DC αυτό ρεύμα. Αξίζει να σημειωθεί από το block διάγραμμα πως στις ηλεκτρικές θύρες 1 και 2 χρησιμοποιείται εντός της διάταξης ένα bias-T το οποίο παρουσιάζεται σαν διάταξη στην εικόνα 4.2.2.2 και πρόκειται για μια διάταξη με τρεις θύρες που στην έξοδο της μπορεί να μας δώσει το αποτέλεσμα ενός DC και ενός AC σήματος.



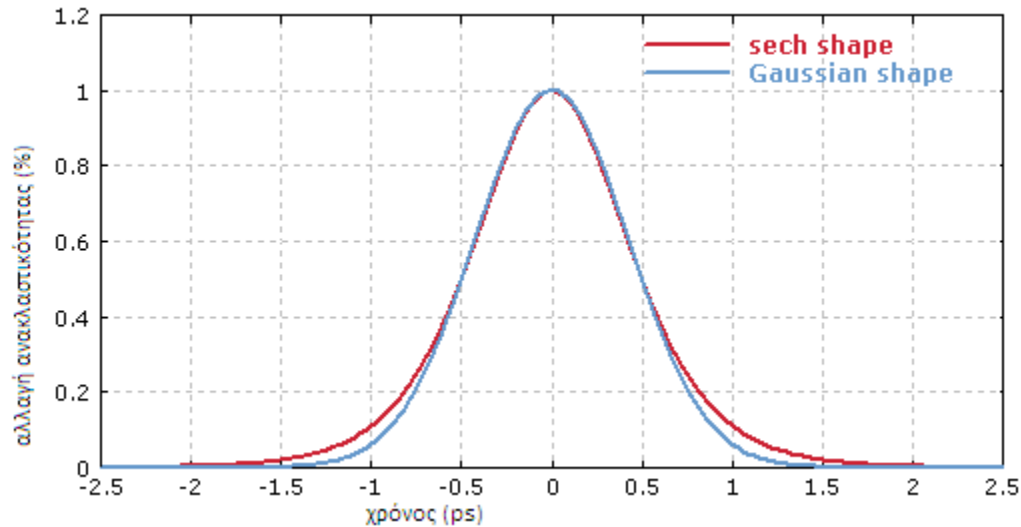
Εικόνα 4.2.2.3: Η αρχή λειτουργίας του Bias T.

Προχωρώντας στο οπτικό κομμάτι της διάταξης του MLL θα σταθούμε σε ένα άλλο χαρακτηριστικό του που είναι ελκυστικό για τη λειτουργία του συγκεκριμένου MLL. Συγκεκριμένα μας παρέχει τη δυνατότητα να μεταβάλλουμε το μήκος κύματος της εξόδου του ανάλογα με τις απαιτήσεις που προκύπτουν από τη σχεδίαση του τηλεπικοινωνιακού συστήματος. Το φυσικό υπόβαθρο της λειτουργίας αυτής βασίζεται στην ύπαρξη ενός φράγματος περίθλασης (diffraction grating) το οποίο μας δίνει μια δυνατότητα επιλεκτικότητας στο μήκος κύματος. Το φράγμα αυτό δρα σαν ένα οπτικό φίλτρο, προκαλώντας ένα μοναδικό μήκος κύματος να εισέλθει ξανά μέσα στην περιοχή κέρδους και να ταλαντώσει (laser). Μεταβάλλοντας την κλίση του συγκεκριμένου φράγματος μπορώ να μεταβάλλω και το μήκος κύματος το οποίο συντονίζεται και συνεπώς ενισχύεται στην οπτική κοιλότητα κέρδους. Στη δική μας διάταξη που μελετάμε υπάρχει η δυνατότητα για εύρος μηκών κύματος μεταξύ 1470 και 1580nm.

Παίρνοντας στα χαρακτηριστικά της παλμο-σειράς που παράγεται στην έξοδο του συγκεκριμένου MLL καταρχήν αξίζει να αναφερθούμε στο χρονικό εύρος παλμού (pulsewidth) το οποίο για τη συγκεκριμένη διάταξη είναι μικρότερο από 1.8psec. Προφανώς η τιμή του pulsewidth όπως παρατηρήσαμε και κατά τη διαδικασία της πειραματικής του διαδικασίας για την εγκλείδωση του εξαρτάται από τις τιμές του I_{dc} που εφαρμόζουμε αλλά και από τη συχνότητα και την ισχύ του RF σήματος ρολογιού που χρησιμοποιούμε. Όσο για τη μαθηματική συνάρτηση που αναπαριστά τη μορφή των παλμών η συγκεκριμένη παλμο-σειρά αποτελείται από πολύ στενούς οπτικούς παλμούς της έκφρασης (4.2.2.1) που ακολουθεί

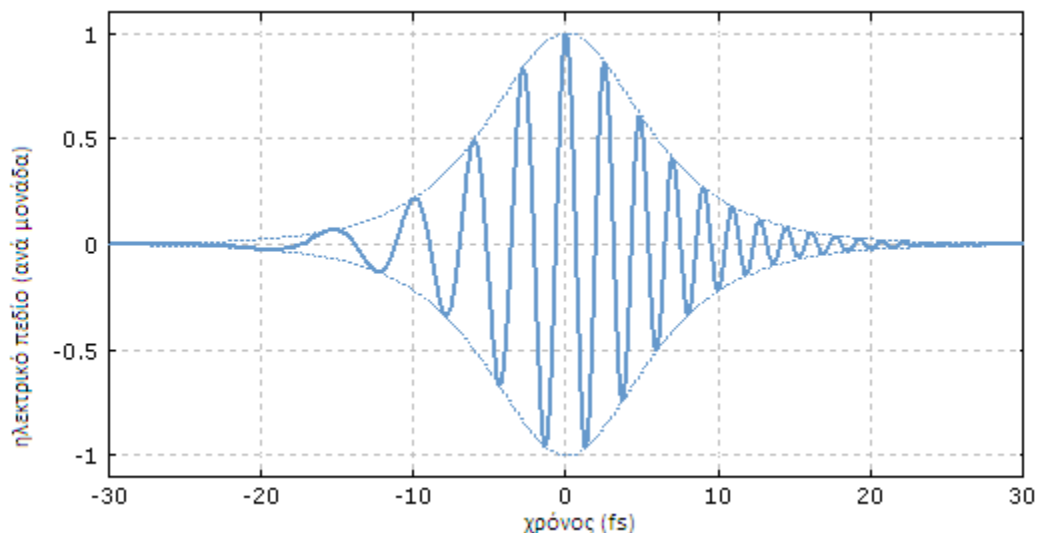
$$P(t) = P_p \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau}\right) = \frac{P_p}{\cosh^2\left(\frac{t}{\tau}\right)} \quad (4.2.2.1)$$

Για να κατανοήσουμε και σχηματικά τη μορφή της συνάρτησης αυτής σε σύγκριση με μια αντίστοιχη Gaussian παραθέτουμε το παρακάτω διάγραμμα.



Εικόνα 4.2.2.4: Μαθηματικός φορμαλισμός της συνάρτησης παλμού sech συγκριτικά με την περίπτωση Gaussian μορφής παλμού.

Στο σημείο αυτό θα εξηγήσουμε συνοπτικά τις έννοιες του chirping παλμού και του transform-limited παλμού για να καταλάβουμε το τελευταίο χαρακτηριστικό του MLL που χρησιμοποιήθηκε. Το chirping πρακτικά εκφράζει τη μεταβολή της φέρουσας συχνότητας του παλμού ως συνάρτηση του χρόνου. Αυτό αποτελεί ουσιαστικά μια διαμόρφωση φάσης όπως βλέπουμε και στο επόμενο σχήμα.



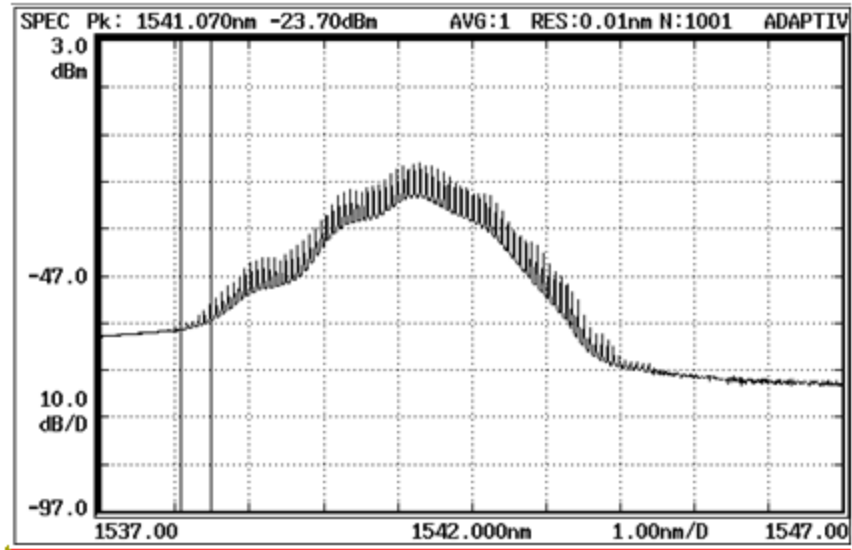
Εικόνα 4.2.2.5: Ηλεκτρικό πεδίο ενός up-chirped παλμού όπου η συχνότητα αυξάνει με το χρόνο. Στο συγκεκριμένο διάγραμμα παρατηρούμε πως οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού βρίσκονται σε διαφορετικό τμήμα του παλμού. Στο συγκεκριμένο παράδειγμα οι υψίσυχνες αρμονικές προπορεύονται.

Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό το οποίο έχει ουσιαστική σημασία για τα χαρακτηριστικά της παραγόμενης παλμο-σειράς από ένα MLL είναι το όριο μετασχηματισμού (transform limit) ενός παλμού, το οποίο είναι το χαμηλότερο όριο για τη διάρκεια του παλμού που είναι δυνατή σε ένα δεδομένο οπτικό φάσμα ενός παλμού. Στην ανάλυση Fourier είναι γνωστή η έννοια της αρχής της αβεβαιότητας η οποία εκφράζεται από τη συνθήκη:

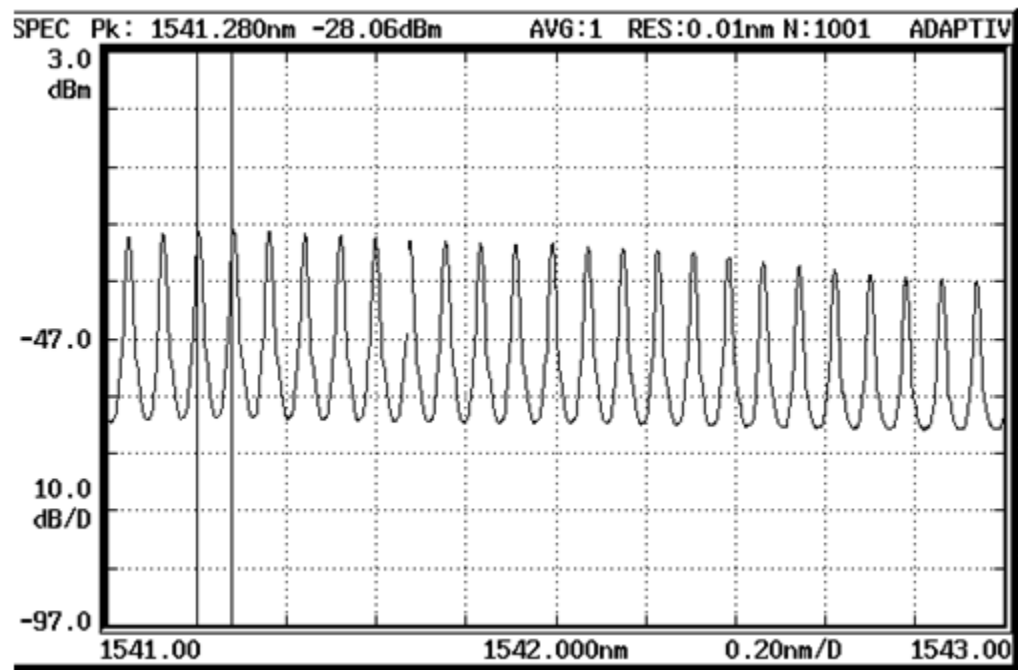
$$\Delta T \cdot \Delta \omega \geq 1 \quad (4.2.2.2)$$

Αυτό πρακτικά δείχνει ότι το χρονικό και το φασματικό εύρος ενός παλμού δε μπορούν να λάβουν αυθαίρετα μικρές τιμές. Όταν ισχύει η ισότητα τότε το χρονικό και το φασματικό εύρος του παλμού γίνονται ελάχιστα και λέμε ότι έχουμε ένα transform limited παλμό. Στην περίπτωση μας το όριο αυτό σύμφωνα με τις προδιαγραφές από τον κατασκευαστή του συγκεκριμένου MLL είναι το $\Delta t \times \Delta \nu < 0.35$. Η μαθηματική αυτή ανισότητα σημαίνει πως η περαιτέρω διεύρυνση του φασματικού περιεχομένου του συγκεκριμένου MLL μπορεί να μας οδηγήσει σε μία χρονική συμπίεση των παραγόμενων παλμών σε τέτοιο βαθμό που πάντα πρέπει να ικανοποιείται η προηγούμενη αρχή της αβεβαιότητας.

Ας θεωρήσουμε τα πραγματικά πειραματικά δεδομένα τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για τη διάταξη που στήθηκε στο εργαστήριο. Μετά την επιτυχή διαδικασία εγκλειδωσης του MLL στα 10GHz διαπιστώσαμε παλμούς οι οποίοι μετρήθηκαν στο Optical Sampling Oscilloscope (OSO) για την εύρεση του χρονικού εύρους. Από τη μέτρηση αυτή εξάγουμε πως το ημίσειο εύρος χρονικής διαπλάτυνσης είναι 2.2 psec. Από τις μετρήσεις που έγιναν στον Optical Spectrum Analyzer (OSA) (Εικόνα 4.2.2.6) για τη φασματική πληροφορία του παλμού μετρήσαμε ημίσειο εύρος φασματικής διαπλάτυνσης στα 4.6nm. Μετατρέποντας στο χώρο των συχνοτήτων την ποσότητα αυτή υπολογίζουμε 418GHz φασματικό 3dB bandwidth. Υπολογίζοντας το γινόμενο των δύο αυτών μεγεθών $\Delta t \times \Delta \nu = 0.94$ που σημαίνει πως ο συγκεκριμένος παλμός μπορεί να συμπιεστεί και άλλο με γραμμικό τρόπο, δηλαδή τοποθετώντας κατάλληλο τύπο ίνας που να αντισταθμίζει το chirp του παλμού που υπάρχει από την πηγή. Εμείς όπως θα εξηγήσουμε και παρακάτω ακολουθήσαμε έναν τρόπο συμπίεσης μη γραμμικό αυξάνοντας το φασματικό περιεχόμενο με χρήση μη γραμμικών ινών και επιτυγχάνοντας κατάλληλη συμπίεση κάτω από το φράγμα του 1psec.



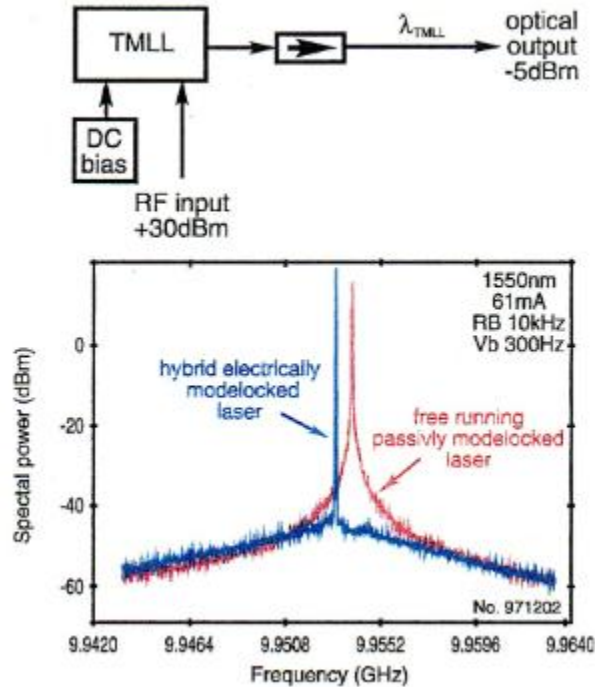
Εικόνα 4.2.2.6: Φάσμα της εξόδου του MLL όπως μετρήθηκε στον OSA. Η διακριτική ικανότητα του οργάνου για τη μέτρηση αυτή (resolution bandwidth) ήταν 0,01nm.



Εικόνα 4.2.2.7: Μέτρηση από τον OSA σε μικρότερο παράθυρο φασματικής παρατήρησης (2nm). Στη μέτρηση αυτή φαίνονται ξεκάθαρα οι αρμονικές που απέχουν 0,08nm (10GHz) και οι οποίες μέσα από τη διαδικασία επιβολής σταθερής σχέσης φάσης μεταξύ τους δίνουν σαν αποτέλεσμα την παλμοσειρά που παρατηρούμε στο χρόνο.

Το συγκεκριμένο MLL μπορεί να λειτουργεί ως hybrid electrically mode-locked (κάτι μεταξύ ενεργού και παθητικού mode-locking) εφαρμόζοντας μια RF της τάξης των 25-30dBm στον RF connector. Οι συνθήκες λειτουργίας είναι πολύ παρόμοιες με αυτές ενός παθητικού MLL. Το DC bias είναι κάπως υψηλότερο γιατί το chip θερμαίνεται από την RF ισχύ. Το repetition rate

και το RF του MLL πρέπει να ταιριάζουν κοντά στο 1MHz για να διευκολυνθεί το hybrid mode-locking. Παρακάτω βλέπουμε το σχηματικό διάγραμμα αλλά και το τυπικό RF φάσμα του mode-locking.

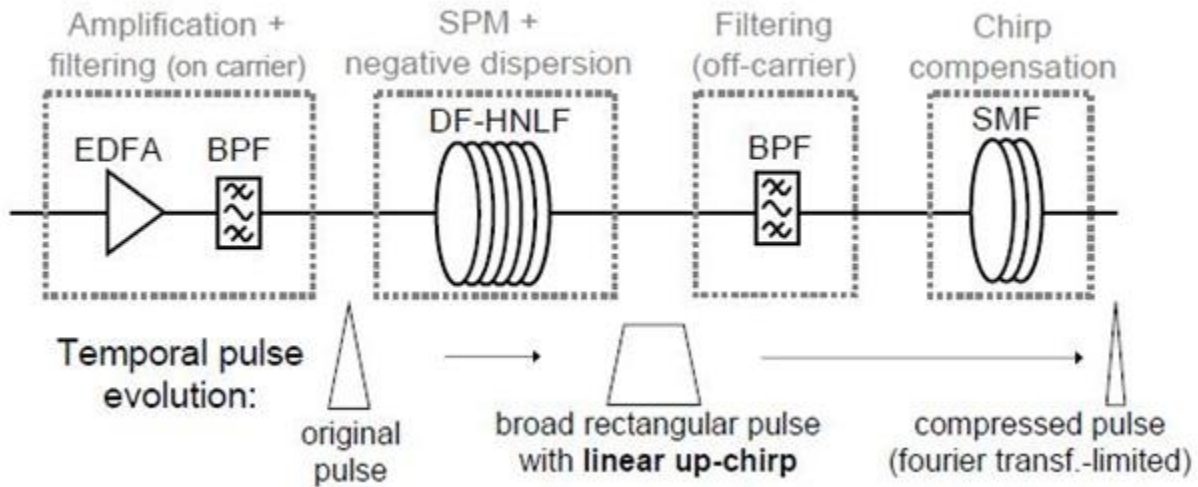


Εικόνα 4.2.2.7: Τυπικό RF φάσμα με mode-locking. Διακρίνουμε τις δύο περιπτώσεις hybrid electrically modelocked laser και free running passively modelocked laser.

Στον ηλεκτρο-οπτικό διαμορφωτή εισάγονται από μια παλμογεννήτρια παλμοί με ρυθμό 10 Gb/s η οποίοι οδηγούνται πάνω στους παλμούς του laser. Στη διάταξη του transmitter ακολουθεί ένας EDFA ενισχυτής (Erbium Doped Fiber Amplifier, ενισχυτής Ερβίου) ο οποίος ενισχύει το σήμα μας ούτως ώστε αυτό να μπορέσει μετά να συμπιεστεί στον compressor και τέλος να πολυπλεχθεί και το σήμα μας να φθάσει τα 160 G. Η χρήση οπτικών ενισχυτών (EDFAs) στα οπτικά κυκλώματα είναι καθοριστική για την αντιστάθμιση των απωλειών ισχύος. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο ρόλος του EDFA επιπροσθέτως βρίσκεται στο να έχουμε διαθέσιμη αρκετά υψηλή ισχύ ώστε να επιτευχθεί ο μηχανισμός της συμπίεσης στον compressor. Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκε στη διάταξη αυτή πριν από τον compressor ένας High-power EDFA ο οποίος είχε ισχύ στην έξοδο +27dBm.

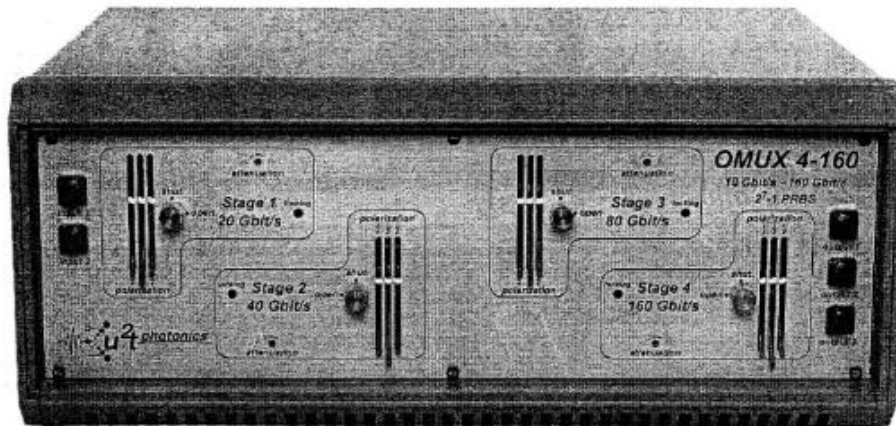
Στο επόμενο σημείο θα παρουσιάσουμε συνοπτικά την αρχή λειτουργίας του συμπιεστή που χρησιμοποιήθηκε για να επιτύχουμε συμπίεση των παλμών από τα 2.2 psec στην έξοδο του MLL μέχρι τα 900 fsec στην έξοδο του συμπιεστή. Η τεχνική της μη-γραμμικής συμπίεσης που ακολουθήθηκε στο πείραμα βασίζεται σε μια πρωτοποριακή τεχνική που έχει δειχθεί από το DTU που εκμεταλλεύονται το φαινόμενο SPM σε μια υψηλά μη-γραμμική ίνα (HNLF) η οποία έχει dispersion-flat συμπεριφορά με συντελεστή διασποράς $D < 0$. Στο συγκεκριμένο test-bed

εφαρμόζοντας την τεχνική της μη-γραμμικής συμπίεσης αυτής έχουν επιτύχει συμπιεσμένους παλμούς της τάξης των 196fsec (!) έχοντας παλμούς στην είσοδο του συμπιεστή 1.36psec.



Εικόνα 4.2.2.8: Αρχή λειτουργίας της τεχνικής συμπίεσης που ακολουθήθηκε στο πείραμα.

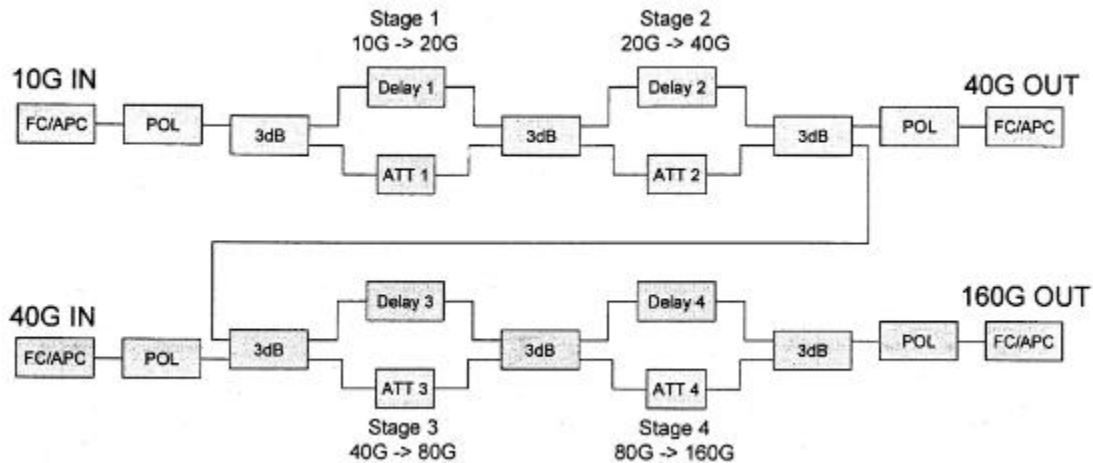
Μετά τον compressor ο παλμός μας συμπίεζεται στα 900fsec. Τελευταίο κομμάτι του πομπού είναι ο παρακάτω optical multiplexer για τον οποίο θα παραθέσουμε μερικές πληροφορίες.



Εικόνα 4.2.2.9: Η διάταξη του οπτικού πολυπλέκτη 4 σταδίων που χρησιμοποιήθηκε για την πολυπλεξία του σήματος στα 160Gbps.

Ο συγκεκριμένος optical multiplexer είναι τεσσάρων σταδίων όπου κάθε ένα στάδιο μπορεί να ρυθμιστεί ανεξάρτητα. Το εύρος μήκους κύματός του είναι 1500-1600nm και είναι σχεδιασμένος για να λειτουργεί με ταχύτητα μετάδοσης έως και 160Gbit/s. Για τη διαδικασία βελτιστοποίησης του πολυπλεγμένου σήματος σε κάθε στάδιο παρατηρούμε στην έξοδο κάθε

σταδίου το πολυπλεγμένο σήμα και ρυθμίζοντας τις παραμέτρους της πόλωσης. Για μια είσοδο μιας 2^7-1 PRBS διασφαλίζει μια έξοδο 2^7-1 για 10,20,40,80 και 160Gbit/s. Μια σχηματική απεικόνιση του OMUX-4-160 είναι η παρακάτω:



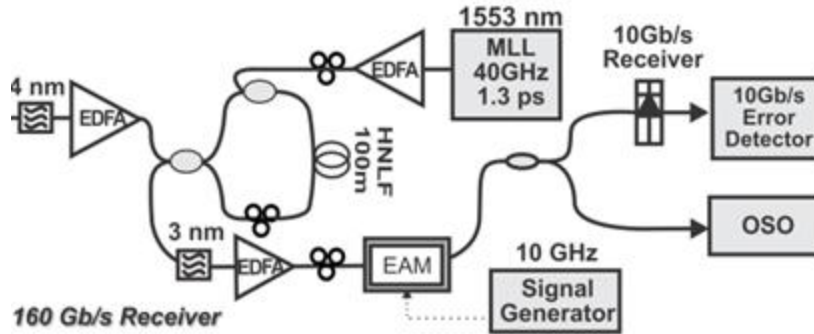
Εικόνα 4.2.2.10: Block διάγραμμα που περιγράφει την αρχή λειτουργίας του πολυπλέκτη 4 σταδίων.

Όπως βλέπουμε, κάθε στάδιο πολυπλεξίας δημιουργείται χωρίζοντας το εισερχόμενο οπτικό σήμα σε δύο μονοπάτια και καθυστερώντας το ένα μονοπάτι σε σχέση με το άλλο. Και οι δύο σειρές στη συνέχεια συνδυάζονται ξανά με τη χρήση ενός 3dB coupler. Η πρώτη σειρά περιέχει μια free space delay line για να επιτρέψει την ακριβή προσαρμογή της χρονικής καθυστέρησης. Η delay line περιέχει επιπλέον πολωτικά στοιχεία για να προσαρμόσει την πόλωση των σημάτων στη σειρά αυτή. Η δεύτερη γραμμή περιέχει έναν attenuator για να επιτευχθεί το ίδιο πλάτος σήματος εξόδου με τα δύο μονοπάτια στην έξοδο του coupler.

Το πρώτο στάδιο πολυπλεξίας καθυστερεί τα εισερχόμενα σήματα σε ένα μονοπάτι, κατά τέτοιο τρόπο ούτως ώστε μια εισερχόμενη 2^7-1 PRBS λέξη στα 10Gbit/s να μετακινηθεί κατά το μισό μήκος της λέξης. Έτσι λοιπόν ένα εισερχόμενο σήμα των 10Gbit/s μετατρέπεται σε ένα κανονικό 20Gbit/s σήμα χωρίς απώλειες. Τα επόμενα τρία στάδια λειτουργούν με τον ίδιο ακριβώς τρόπο με αποτέλεσμα η πολυπλεξία να φτάσει το σήμα μας στα 160 Gbit/s.

4.3 ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΔΕΚΤΗ ΣΤΑ 160G

Ένα εξίσου σημαντικό κομμάτι της διάταξής μας το οποίο λαμβάνει και αποπολυπλέκει το οπτικό σήμα είναι ο δέκτης η διάταξη του οποίου φαίνεται παρακάτω.

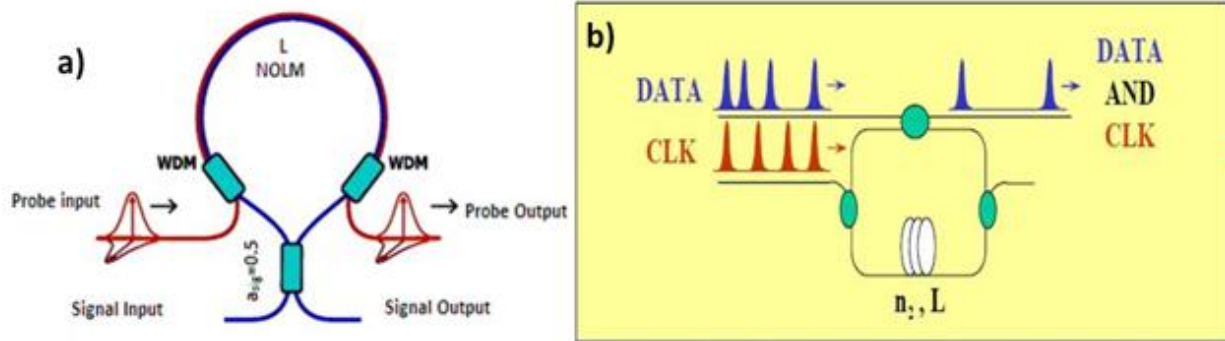


Εικόνα 4.3.1: Οπτικό κύκλωμα δέκτη που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διάταξη.

Όπως βλέπουμε και στο σχήμα, στην είσοδο του δέκτη υπάρχει ένα ζωνοπερατό φίλτρο εύρους 4nm. Το φίλτρο αυτό επιλέγεται με κριτήριο το φασματικό περιεχόμενο της διαμορφωμένης πληροφορίας με τέτοιο τρόπο ώστε να μην έχω αλλοίωση στο ευρύ φασματικό περιεχόμενο του σήματος. Ακολουθεί όπως είπαμε ο ενισχυτής ερβίου EDFA για την αντιστάθμιση των απωλειών ισχύος, αλλά και για να έχει το σήμα μας διαθέσιμη αρκετά υψηλή ισχύ πριν την είσοδό του στο συμβολόμετρο Sagnac. Παρατηρούμε στο κύκλωμα του δέκτη πως είναι αναγκαία η χρήση ενισχυτών που εκπέμπουν υψηλή ισχύ εξόδου καθώς όπως παρουσιάζουμε και στις επόμενες παραγράφους η από-πολυπλεξία από τα 160Gbps στα 40Gbps πραγματοποιείται με ένα συμβολόμετρο Sagnac το οποίο βασίζει τη λειτουργία του σε μη-γραμμικά φαινόμενα. Και όπως γνωρίζουμε για τη διέγερση των μη-γραμμικοτήτων απαιτείται υψηλή ισχύς κορυφής στα οπτικά σήματα που διαδίδονται στο μέσο. Επιπλέον η χρήση σε διάφορα τμήματα του οπτικού κυκλώματος στοιχείων που ελέγχουν την πόλωση (polarization controllers) γίνεται για να αντιμετωπίσουμε την ευαισθησία που παρουσιάζουν κάποιες διατάξεις στην πολωτική κατάσταση του σήματος.[21]

4.3.1 Η ΑΠΟΠΟΛΥΠΛΕΞΙΑ ΑΠΟ ΤΑ 160G ΣΤΑ 40G ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΟΠΤΙΚΟΥ ΣΥΜΒΟΛΟΜΕΤΡΟΥ SAGNAC

Το Sagnac interferometer switch, όπως είναι ολοκληρωμένα η ονομασία του, είναι ένας οπτικός διακόπτης που μπορεί να μεταδώσει και να αποπολυπλέξει το σήμα στο οπτικό πεδίο σε πολύ μεγάλες ταχύτητες. Μπορεί να αποκρίνεται σε femtoseconds εκμεταλλευόμενος το οπτικό φαινόμενο του Kerr. Η ανάπτυξη ενός τέτοιου οπτικού διακόπτη σε συνδυασμό με την ανάπτυξη ενισχυτών Ερβίου συνεπάγεται τις προϋποθέσεις για τη λειτουργία ενός all-optical δικτύου σε πολύ μεγάλο bit-rate (100Gbit). Ο οπτικός διακόπτης Sagnac μπορεί να χρησιμοποιηθεί επιπλέον σαν διαμορφωτής πλάτους για την ανάκτηση του σχήματος των παλμών, σα γεννήτρια στενών παλμών, σα μεταγωγέας (Add-drop Multiplexer) για δρομολόγηση οπτικού σήματος, για κωδικοποίηση και αποκωδικοποίηση καθώς και για την υλοποίηση λογικών πυλών. Για την υλοποίηση αυτού του διακόπτη χρησιμοποιείται το μη γραμμικό φαινόμενο Kerr, της ετεροδιαμόρφωσης φάσης- XPM, γι αυτό και ονομάζεται Nonlinear Sagnac Interferometric switch, NSIS. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται μια αρχική μορφή αυτού του διακόπτη.



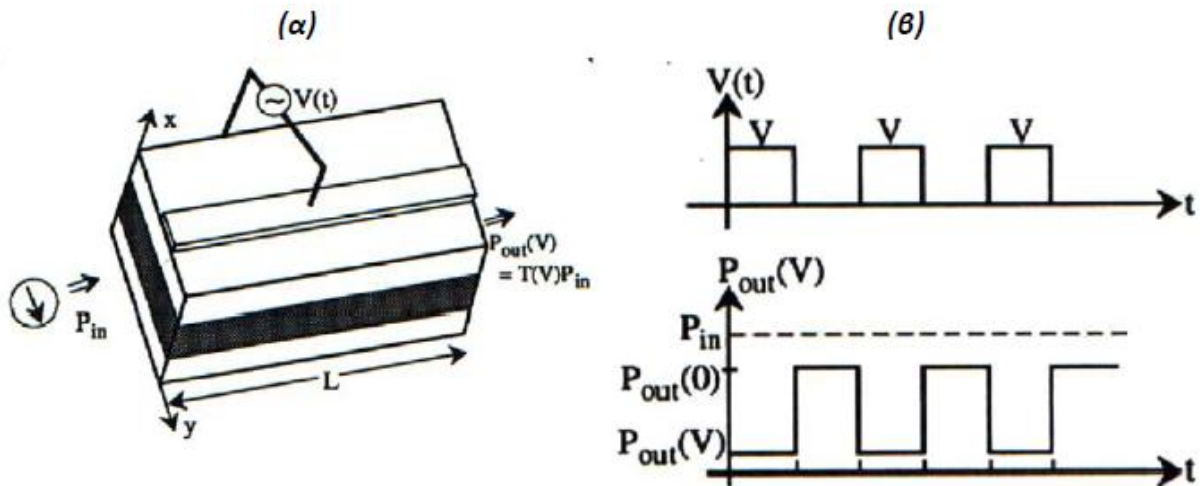
Εικόνα 4.3.1.1: (α) Το οπτικό συμβολόμετρο Sagnac που χρησιμοποιήθηκε και η αρχή λειτουργίας για την αποπολυπλεξία με βάση το data και clock signal (β).

Το σήμα εισόδου εισέρχεται από τη θύρα Signal Input. Το σήμα αυτό χωρίζεται σε δύο παλμούς με ίσα πλάτη στο συζεύκτη που κυματοδηγούνται αντίθετα στο σχηματιζόμενο βρόχο. Το ένα ωρολογιακά (CW) και το άλλο αντι-ωρολογιακά (CCW). Κατά τη συμβολομετρική επανασύνδεσή τους, έχοντας διανύσει στον ίδιο χρόνο την ίδια διαδρομή στις συνθήκες περιβάλλοντος οι δύο παλμοί έχουν μηδενική διαφορά φάσης μεταξύ τους, με αποτέλεσμα την έξοδο του σήματος από την ίδια θύρα (λειτουργία καθρέπτη= ανάκλαση σήματος). Με την εισαγωγή όμως ενός δεύτερου σήματος από τη θύρα probe input διεγείρεται η ετεροδιαμόρφωση φάσης στον ένα από τους CW ή CCW παλμούς του σήματος. Σκοπός είναι να επιβληθεί με αυτόν τον τρόπο διαφορά φάσης μεταξύ των παλμών του σήματος π , έτσι ώστε στη συμβολομετρική επανασύνδεση ο παλμός εισόδου να μεταδοθεί από τη δεύτερη θύρα εισόδου signal output (λειτουργία αποπολυπλέκτη). Το σήμα ελέγχου ή αλλιώς probe συγχρονίζεται με το σήμα εισόδου έτσι ώστε οι παλμοί του πρώτου να επικαλύπτουν τους δεύτερους. Η συχνότητα του σήματος ελέγχου ρυθμίζεται έτσι ώστε τελικά να καθορίζονται ποιοι παλμοί από το συρμό παλμών του σήματος εισόδου θα μεταδοθούν στην έξοδο. Ουσιαστικά, η φυσική λειτουργία της διάταξης είναι η λογική πράξη AND στη θύρα εξόδου, όπου μεταδίδεται το αποπολυπλεγμένο σήμα. [3]

Στην πειραματική μας επίδειξη χρησιμοποιήσαμε ένα Συμβολόμετρο Sagnac το οποίο σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών και χρησιμοποιείται για την από-πολυπλεξία σημάτων. Πιο συγκεκριμένα, το συμβολόμετρο αποτελείται από High Non Linear Fiber (HNLF) των 100 μέτρων με μη γραμμική παράμετρο $\gamma=10 \text{ W}^{-1} \times \text{km}^{-1}$ και διασπορά $D=1,21 \text{ ps/nm/km}$. Για control signal έχουμε ένα MLL που λειτουργεί στα 40 GHz, 1553 nm και έχει pulsewidth 1,3 psec. Η επιλογή για το χρονικό εύρος του παλμού του MLL στα 40GHz ικανοποιεί τη βασική συνθήκη για το χρονικό παράθυρο μεταγωγής στο συμβολόμετρο Sagnac, το οποίο πρέπει να είναι μεγαλύτερο από τη διάρκεια των παλμών (900 fsec) που συμμετέχουν στο διαμορφωμένο ρεύμα πληροφορίας στα 160Gbps. Η παρατήρηση αυτή απορρέει και από την εικόνα 4.15(b) που περιγράφει την αρχή λειτουργίας της διάταξης ως από-πολυπλέκτη. Το σήμα του MLL περνάει από έναν EDFA ενισχυτή και από έναν polarization controller. Αυτό συμβαίνει καθώς όπως έχει ήδη αναφερθεί και στην αρχή της

παραγράφου καθώς τα μη-γραμμικά φαινόμενα στα οποία βασίζεται η λειτουργία του από-πολυπλέκτη, είναι ευαίσθητα στην πόλωση (χρήση polarization controllers) ενώ την ίδια στιγμή απαιτούν υψηλές τιμές ισχύων κορυφής (χρήση High power EDFAs) για να διεγερθούν.

Στην έξοδο του συμβολόμετρου, το σήμα μας έχει αποπολυπλεχθεί στα 40 Gbit/s αλλά, επειδή παίρνουμε δύο σήματα το ένα στα 1547nm (οπτικό φέρον που έχει διαμορφωθεί η ακολουθία της πληροφορίας) και το άλλο στα 1553nm (μήκος κύματος του MLL στα 40GHz), χρησιμοποιούμε ένα ζωνοπερατό φίλτρο στα 3nm το οποίο «κόβει» το δεύτερο σήμα που μας είναι άχρηστο και κρατάει μόνο το πρώτο σήμα. Στη συνέχεια το σήμα μας ενισχύεται μέσω ενός EDFA και εισέρχεται στο δεύτερο στάδιο της αποπολυπλεξίας που αποτελείται από έναν EAM (Electro Absorption Modulator) ο οποίος οδηγείται από μια ηλεκτρική παλμογεννήτρια που λειτουργεί στα 10GHz και έχει ως αποτέλεσμα ένα 10Gb/s αποπολυπλεγμένο οπτικό σήμα στην έξοδό του. Η αρχή της από-πολυπλεξίας από τα 40Gbps στα 10Gbps είναι παρόμοια με αυτήν που περιγράφηκε για το συμβολόμετρο Sagnac , αλλά στη συγκεκριμένη περίπτωση το μέσο για να δημιουργηθεί το μέσο που δημιουργεί το χρονικό παράθυρο μεταγωγής στα 10G είναι ο EAM. Στο βαθμό που ξεφεύγει από τα όρια της παρούσας διπλωματικής εργασίας και δεν υπήρχε κάποια εκτενής παρουσίαση κατά τη διάρκεια της πειραματικής επίδειξης αναφέρουμε πιο κάτω τη συνάρτηση μεταφοράς της συγκεκριμένης διάταξης για να βοηθήσει στην κατανόηση της λειτουργίας του σαν αποπολυπλέκτη από τα 40G στα 10G. Μια εκτενής περιγραφή για τη δομή , λειτουργία και εφαρμογές των EAM ο αναγνώστης μπορεί να βρει στις δύο παρακάτω αναφορές [23], [24]

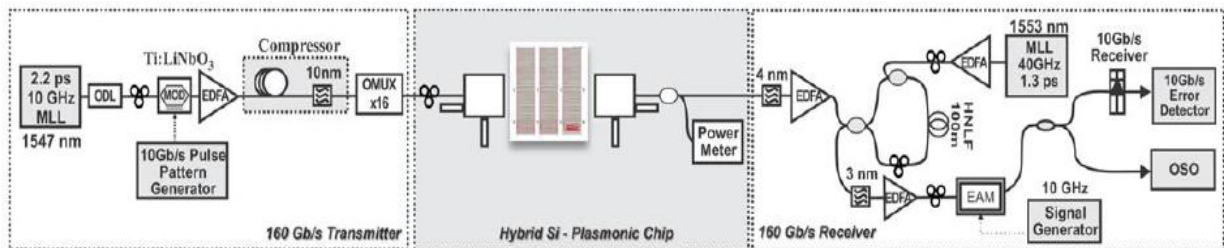


Εικόνα 4.3.1.2: α) Βασική δομή ενός ηλεκτρο-απορροφητικού διαμορφωτή κυματοδηγού και β) λειτουργία του διαμορφωτή για ηλεκτρικό παλμικό σήμα οδήγησης.

Τέλος στην πλευρά των διαγνωστικών οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν για την αξιολόγηση του σήματος πληροφορίας χρησιμοποιήθηκαν οι εξής διατάξεις: ένας φωτο-δέκτης (photo receiver) στα 10GHz συνδεδεμένος με έναν δέκτη σφαλμάτων (Error Detector) για τις μετρήσεις σφαλμάτων ψηφίων (BER measurements) και ένα Optical Sampling Oscilloscope (OSO)

χρησιμοποιούνται ούτως ώστε να αξιολογήσουμε την ποιότητα του σήματος και για τα 16 κανάλια στα 10Gbps που σχηματίζουν το 160Gbps σήμα.

Η εικόνα 4.3.1.3 παρουσιάζει τη συνολική διάταξη που στήθηκε στο ΕΦΕ για την υλοποίηση του πειράματος διάδοσης ενός σήματος στα 160Gbps και αξιολόγησης της διάδοσης του σήματος από έναν DLSPP κυματοδηγό. Χρησιμοποιούμε τα στοιχεία της αξιολόγησης αυτής από τα η σκοπιά της πειραματικής μελέτης και αξιολόγησης ενός σήματος που έχει σχηματιστεί με την τεχνική της πολυπλεξίας στο χρόνο (OTDM) χωρίς να ασχολούμαστε για την αξιολόγηση του πλασματικού κυματοδηγού.

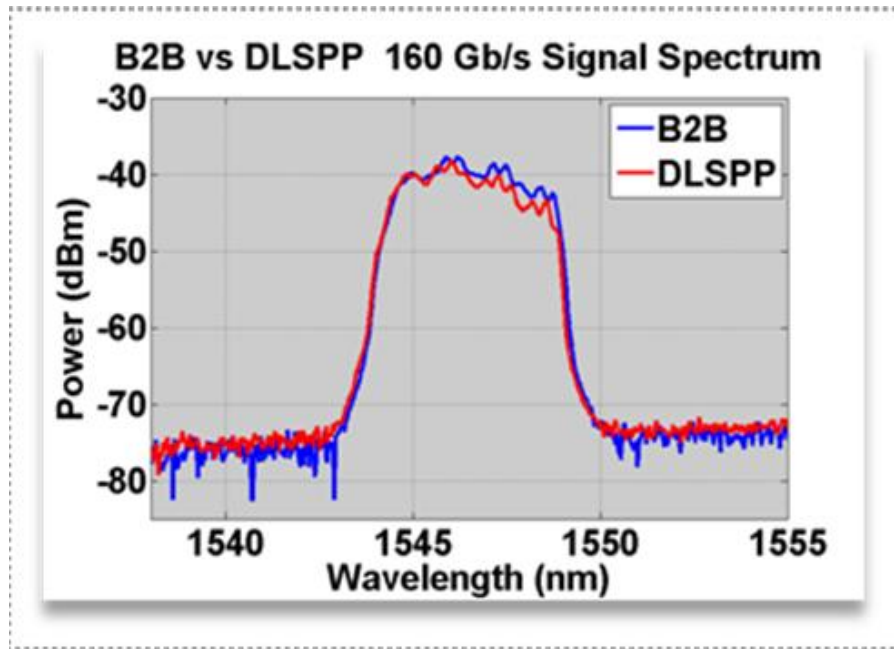


Εικόνα 4.3.1.3: Πειραματικό setup που στήθηκε για την αξιολόγηση μετάδοσης ενός σήματος στα 160Gbps.

4.4 ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Τα πειραματικά αποτελέσματα τα οποία θα παρουσιαστούν, είναι η αξιολόγηση ενός κυματοδηγού DLSPP που μας απασχολεί μόνο από τη σκοπιά ανάδειξης των χαρακτηριστικών της μετάδοσης πληροφορίας στα 160Gb/s και όχι σαν αξιολόγηση της δυνατότητας του κυματοδηγού αυτού να μεταφέρει πληροφορία σε αυτό το ρυθμό. Άρα, επιδεικνύουμε μια μελέτη πειραματικής απόδοσης στα 160Gb/s ώστε να κατανοήσουμε βασικές αρχές της πολυπλεξίας στο χρόνο (OTDM) και πως μεθοδολογικά την εξετάζουμε πειραματικά σε ένα πραγματικό τηλεπικοινωνιακό σύστημα. Θα μπορούσε κάποιος να υποθέσει πως στη θέση του πλασματικού κυματοδηγού θα υπάρχει κατά τη σχεδίαση ενός δικτύου κορμού για παράδειγμα ένα link το οποίο θα επιβαρύνει της ποιότητα της μεταδιδόμενης πληροφορίας από τον πομπό στο δέκτη. Για το λόγο αυτό εστιάζουμε στην αξιολόγηση του διαμορφωμένου οπτικού σήματος και τη σύγκριση του σήματος μετά τον πομπό (b2b μέτρηση) καθώς και μετά τη διάδοση από το “πλασματικό link”.

Στο σημείο αυτό θα συγκρίνουμε τα φάσματα πληροφορίας που έχουμε σε δύο περιπτώσεις, την b2b μέτρηση και την DLSPP, ούτως ώστε να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα για την ποιότητα του σήματος αφού διέλθει μέσα από τον πλασματικό κυματοδηγό. Η b2b (back to back) μέτρηση αναφέρεται στον κύκλο που κάνει το σήμα μας στον πομπό, ενώ η DLSPP μέτρηση το σήμα που λαμβάνει και αποπολυπλέκει ο δέκτης. Το διάγραμμα που ακολουθεί περιέχει και τις δύο περιπτώσεις των σημάτων στα 160Gbit/s.



Εικόνα 4.4.1: Σύγκριση φασματικής κατανομής σήματος στα 160Gbps μεταξύ του b2b σήματος και του διαδιδόμενου από τον πλασμονικό κυματοδηγό.

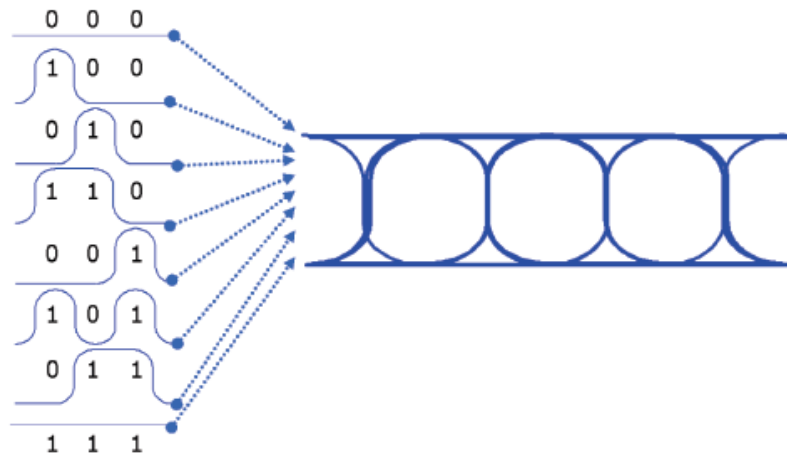
Όπως παρατηρούμε από το παραπάνω διάγραμμα, η ταύτιση είναι σχεδόν πλήρης πράγμα το οποίο μας κάνει να εξάγουμε το συμπέρασμα ότι δεν έχουμε αλλοίωση στη φασματική πληροφορία του σήματος. Με όρους φυσικής ερμηνείας σημαίνει πως το πλασμονικό link για την περίπτωση μας δε διεγείρει μη-γραμμικά φαινόμενα τα οποία θα αποτυπώνονταν με αλλοίωση και ουσιαστικά ανακατανομή ισχύος μεταξύ των φασματικών συνιστωσών του σήματος λόγω SPM. Είναι δεδομένο πως τυχόν αλλοιώσεις που θα παρατηρούνταν στο πεδίο των συχνοτήτων θα σήμαιναν ταυτόχρονα και αλλοίωση στο πεδίο του χρόνου επιβαρύνοντας την ποιότητα της πληροφορίας.

Μια επιπλέον μέτρηση η οποία διεξήχθη για το συγκεκριμένο σήμα ήταν η μέτρηση του χρονικού εύρους των παλμών της διαμορφωμένης παλμο-σειράς για την “b2b” και την “DLSP” περίπτωση όπως χρησιμοποιήθηκε και για τη φασματική πληροφορία. Και στις δυο περιπτώσεις το χρονικό εύρος των παλμών μετρήθηκε 900fsec. Με τη μέτρηση αυτή συμπεραίνουμε πως δεν εμφανίστηκαν φαινόμενα διασποράς στη διάδοση του παλμού από τον κυματοδηγό.

Η προσπάθεια ορισμού/ποσοτικοποίησης του μέτρου της υποβάθμισης της ποιότητας των σημάτων στα τηλεπικοινωνιακά συστήματα έρχεται μέσα από μετρήσεις όπως η αξιολόγηση με χρήση οργάνων παλμογράφου για την ακολουθία. Προχωρώντας λοιπόν στην ανάλυση των μετρήσεων μας, πρέπει να αξιολογήσουμε τα δύο σήματά μας (b2b και DLSP) στο πεδίο του χρόνου. Σε αυτό μας βοηθούν τα eye diagrams που έχουμε πάρει στον OSO (Optical Sampling Oscilloscope) στα 160,40 και 10 Gbit/s. Επιπρόσθετα παρουσιάζεται και ένα άλλο eye diagram από διαφορετικό oscilloscope, από το οποίο θα εξάγουμε χρήσιμα συμπεράσματα. Προτού όμως

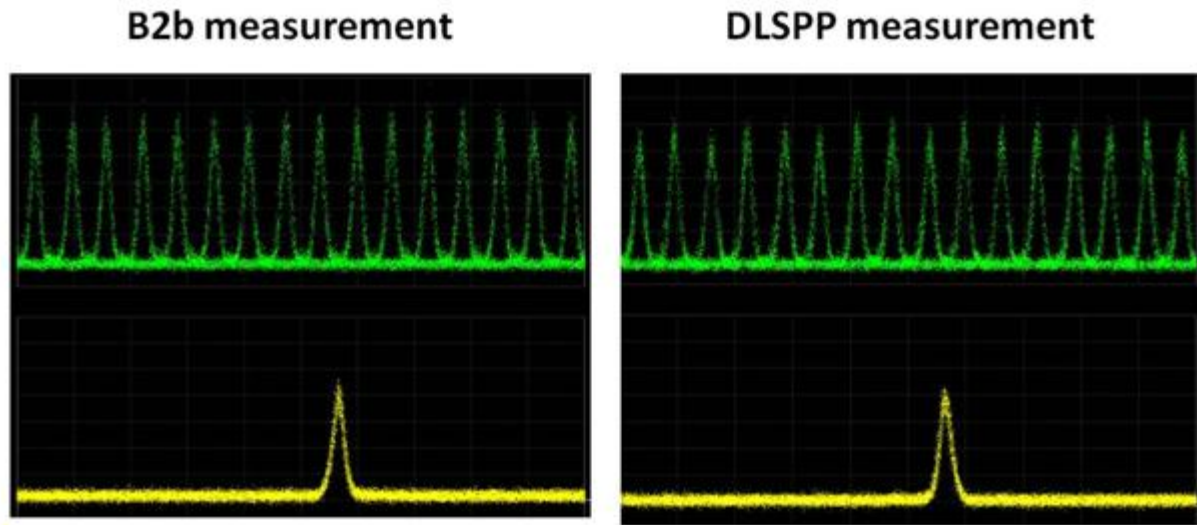
προχωρήσουμε, θα εξηγήσουμε πολύ συνοπτικά τι είναι τα eye diagrams και γιατί μας είναι εξαιρετικά χρήσιμα.

Τα eye diagrams είναι ένας πολύ επιτυχημένος τρόπος να εξάγουμε γρήγορα και ακριβή συμπεράσματα για την ποιότητα ενός σήματος. Βασίζεται σε μια πολύ απλή ιδέα, δείχνοντάς τις επικαλύψεις από όλες τις πιθανές μεταβάσεις οι οποίες μπορούν να συμβούν μεταξύ διαδοχικών ψηφίων. Στην περίπτωση μας μια ακολουθία από 3 ψηφία, περίπτωση που παρουσιάζουμε και στο παρακάτω σχήμα. Το σχήμα που προκύπτει από την υπέρθεση των bit μοιάζει με το ανθρώπινο μάτι.



Εικόνα 4.4.2: Οι μεταβάσεις των διαδοχικών ψηφίων που η υπέρθεση τους δίνει την κατασκευή του διαγράμματος οφθαλμού.

Οι δύο οικογένειες eye diagrams που αναφέραμε παραπάνω είναι οι εξής (θα παραθέτουμε σε ζεύγη τις μετρήσεις που έγιναν στο ίδιο στάδιο αποπολυπλεξίας του σήματος τόσο για την b2b όσο και για την «DSLPP» μέτρηση):

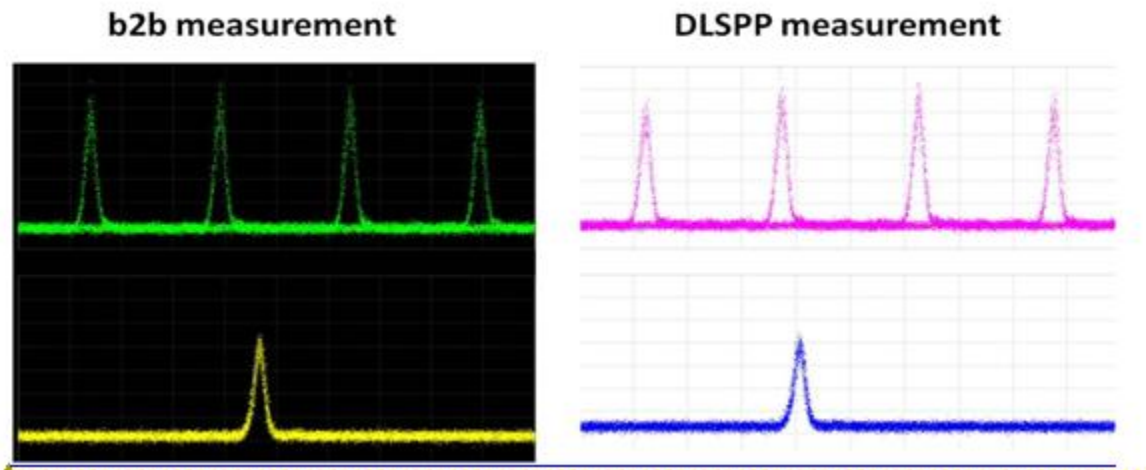


Εικόνα 4.4.3: Παρουσίαση διαγράμματος οφθαλμού για το πολυπλεγμένο σήμα στα 160Gb/s για την b2b μέτρηση όπως επίσης και για το σήμα μετά τη διάδοσή του στον κυματοδηγό. Στο κίτρινο section αποτυπώνεται ο αρχικός παλμός από το MLL.

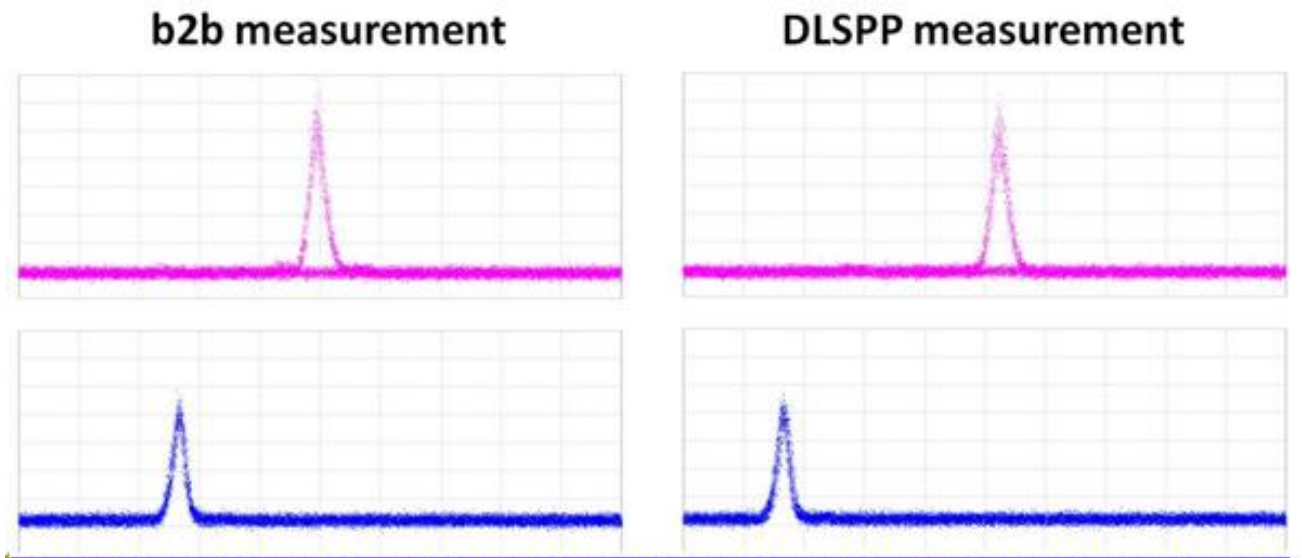
Η εικόνα 4.4.3 παρουσιάζει τα διαγράμματα οφθαλμού για τα πολυπλεγμένα σήματα στα 160Gb/s τόσο για την b2b μέτρηση όσο και για το σήμα που έχει διαδοθεί από έναν πλασματικό κυματοδηγό. Η αξιολόγηση που μας ενδιαφέρει στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι να διαπιστώσουμε τυχόν παραμορφώσεις στην ποιότητα του σήματος μέσα από ένα link μετάδοσης που στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι η διέλευση από έναν κυματοδηγό DLSP. Μπορούμε να παρατηρήσουμε πως η ποιότητα των δύο μεταδιδόμενων σταθμών του σήματος ('0' - απουσία παλμού και '1' - παρουσία παλμού) παραμένει ίδια και για τις δύο περιπτώσεις. Επιπλέον η συμμετοχή του θορύβου στο διάγραμμα οφθαλμού φαίνεται πως είναι η ίδια και για τις δύο περιπτώσεις. Τέλος, το εύρος χρονικής διαπλάτυνσης όπως μετρήθηκε φαίνεται να είναι το ίδιο για την b2b περίπτωση αλλά και την περίπτωση διέλευσης από το πλασματικό link.

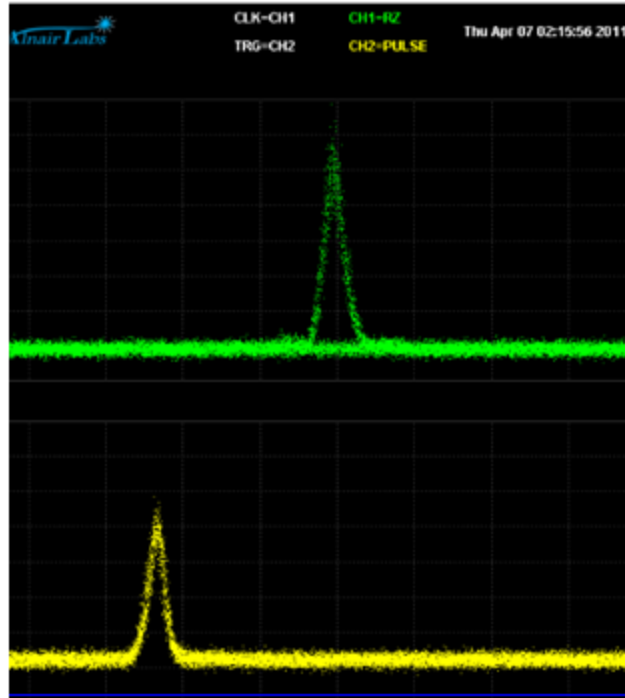
Η εικόνα 4.4.4 παρουσιάζει το ίδιο set μετρήσεων για το σήμα στα 40Gb/s που προκύπτει μετά από το πρώτο στάδιο της από-πολυπλεξίας με χρήση του συμβολομέτρου Sagnac. Τα παραπάνω συμπεράσματα που διαπιστώνουμε για το σήμα στα 160Gb/s ισχύουν και για το σήμα στα 40Gb/s καθώς φαίνεται πως το στάδιο αυτό της από-πολυπλεξίας δεν εισάγει επιπλέον φαινόμενα παραμόρφωσης.

Τέλος στην εικόνα 4.4.5 ακολουθεί το αποτέλεσμα της από-πολυπλεξίας με χρήση του EAM που δίνει σαν αποτέλεσμα σήματα στα 10Gb/s. Αξίζει να αναφερθεί πως και σε αυτό το στάδιο της από-πολυπλεξίας δεν παρατηρούνται φαινόμενα παραμόρφωσης της ποιότητας του σήματος καθώς φαίνεται πως το χρονικό παράθυρο από-πολυπλεξίας ήταν αρκετό. Το σήμα αυτό είναι και το τελικό πάνω στο οποίο θα γίνει η αξιολόγηση της ποιότητας πληροφορίας με χρήση των μετρήσεων BER.



Εικόνα 4.4.4: Παρουσίαση διαγραμμάτων οφθαλμού μετά το πρώτο στάδιο από-πολυπλεξίας για τα σήματα στα 40Gb/s.





Εικόνα 4.4.5: Παρουσίαση διαγραμμάτων οφθαλμού μετά το δεύτερο στάδιο από-πολυπλεξίας με χρήση του EAM για τα σήματα στα 10Gb/s.

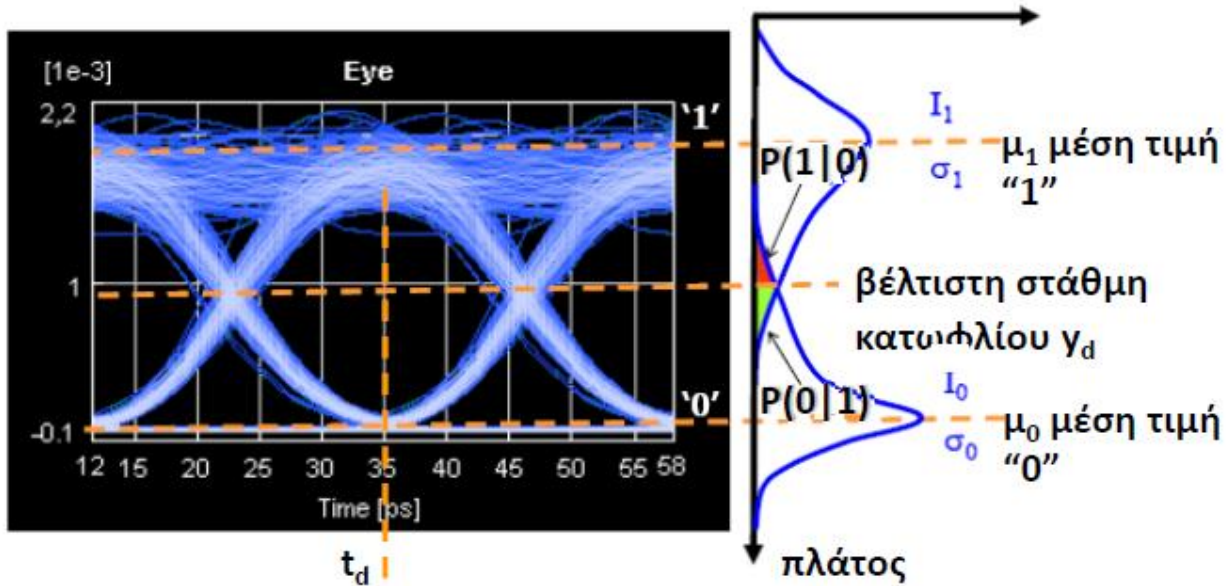
4.5 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ BER

4.5.1 ΘΕΩΡΙΑ ΠΟΥ ΣΧΕΤΙΖΕΤΑΙ ΜΕ ΤΙΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ BER

Στην ποσοτική περιγραφή του πειράματός μας, θα μας βοηθήσουν οι καμπύλες BER (Bit Error Rate). Ο BER είναι ο ρυθμός λήψης λαθών με τον οποίο αναγνωρίζονται λανθασμένα τα λαμβανόμενα δυφία από το δέκτη.

$$BER = n_0p(0|1) + n_1p(1|0) \quad (4.5.1.1)$$

Όπου n_0 και n_1 είναι το ποσοστό των «0» και «1» που έχουν μεταδωθεί. Αντίστοιχα $p(0|1)$ και $p(1|0)$ είναι οι δεσμευμένες πιθανότητες να αναγνωρίσει ο δέκτης «0» (ή «1») ενώ έχει μεταδοθεί «1» (ή «0»). Εν γένει, τα σφάλματα στα bits είναι αποτέλεσμα λανθασμένων αποφάσεων του δέκτη για το αν το bit είναι «1» ή «0», διαισθητικά ευθύνονται οι ουρές των κατανομών που επικαλύπτονται. Καλύτερα κατανοούμε τα παραπάνω στο επεξηγηματικό eye diagram που ακολουθεί.



Λήψη δείγματος

Εικόνα 4.5.1.1: Μια σχηματική απεικόνιση που παρουσιάζει τη συσχέτιση του BER με τις πιθανοτικές κατανομές για τις δυο στάθμες πλάτους του σήματος στο διάγραμμα οφθαλμού.

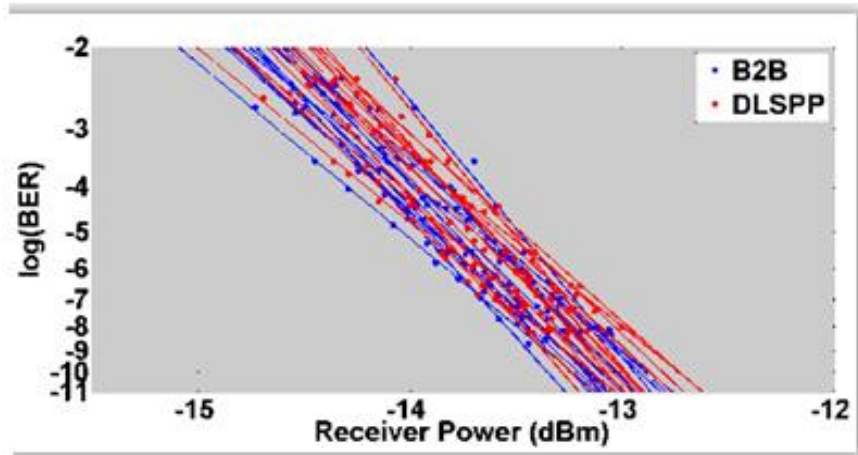
Η βέλτιστη τιμή κατωφλίου γ_d είναι αυτή για την οποία η πιθανότητα να αναγνωριστεί λανθασμένα ένα μεταδιδόμενο «0» ισούται με την πιθανότητα να αναγνωριστεί λανθασμένα ένας μεταδιδόμενος «1». Ο ορισμός του BER είναι ο ακόλουθος που μας δείχνει τον αριθμό των εσφαλμένων bit σε μια ακολουθία, μπορεί να γραφεί και ως:

$$BER = E(t)/N(t) \quad (4.5.1.2)$$

Όπου $E(t)$ ο αριθμός των εσφαλμένων bit και $N(t)$ ο συνολικός αριθμός των bit που λαμβάνει ο δέκτης. Ο ορισμός αυτός είναι αρκετά χρήσιμος καθώς συνδέεται και με τη λειτουργία του μετρητικού οργάνου (error detector) το οποίο χρησιμοποιείται για τις μετρήσεις BER. Συγκεκριμένα είναι μια real-time μέτρηση η οποία ανάλογα με το χρονικό παράθυρο που επιλέγουμε για την αποθήκευση μετρήσεων μας δίνει σε πραγματικό χρόνο το κλάσμα που περιγράφει η προηγούμενη σχέση.

4.5.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ BER

Το διάγραμμα BER για όλα τα κανάλια και για τις δύο περιπτώσεις των b2b και DLSPP μετρήσεων είναι το ακόλουθο:



Εικόνα 4.5.2.1: Οι καμπύλες BER για τα 16 κανάλια στα 10Gb/s που συνθέτουν τα δύο μετρημένα σήματα για την b2b και την DLSPP μέτρηση

Προτού αξιολογήσουμε τα συμπεράσματα που εξάγουμε από το διάγραμμα αυτό, θα εξηγήσουμε γιατί έχει αυτή τη μορφή. Ο error detector που χρησιμοποιήθηκε λειτουργεί στα 10Gbit/s άρα «δειγματοληπτεί» το σήμα των 160Gbit/s με αυτόν το ρυθμό. Θα δώσουμε ένα παράδειγμα που περιγράφει τη συγκεκριμένη περίπτωση για να είμαστε πιο ακριβής. Έστω η παρακάτω ακολουθία χρονικά πολυπλεγμένη στα 160Gbit/s:

1 0 1 0 1 0 0 1 1 1 0 0 0 0 1 1 ...

Μετά το συμβολόμετρο Sagnac που το σήμα μας αποπολυπλέκεται στα 40Gbit/s και στο οποίο εισάγεται καθυστέρηση κατά ένα bitslaut θα έχουμε τεσσereίς ακολουθίες οι οποίες θα είναι οι:

1110..

0010..

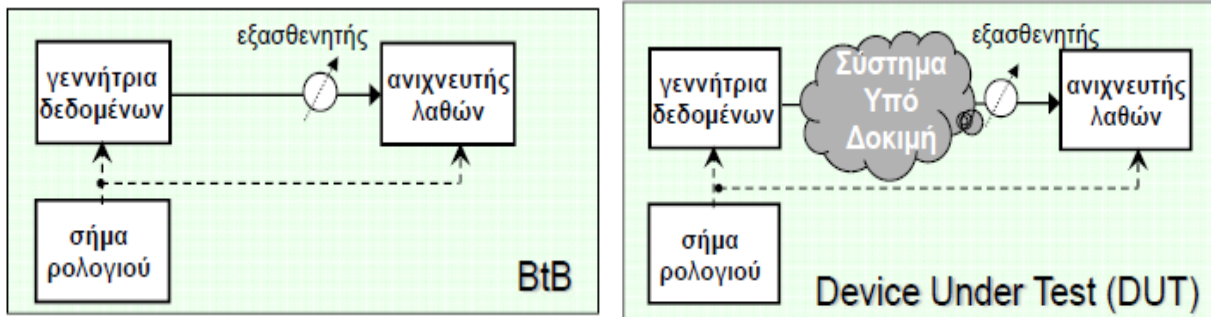
1001..

0101..

Αντιστοίχως, μετά τον EAM που αποπολυπλέκει και άλλο το σήμα μας από τα 40Gbit/s στα 10Gbit/s θα ακολουθηθεί η ίδια διαδικασία με αποτέλεσμα να έχουμε 16 ακολουθίες που αιτιολογούν γιατί υπάρχουν 16 tributaries για κάθε μια από τις περιπτώσεις b2b και DLSPP.

Στην παρακάτω εικόνα δίνεται η περιγραφή για την υλοποίηση των δύο μετρήσεων που αξιολογούν την ποιότητα του σήματος. Όπως έχουμε ήδη προαναφέρει η αξιολόγηση στοχεύει στη διερεύνηση της υποβάθμισης που εισάγεται κατά τη διάδοση ενός OTDM σήματος στα

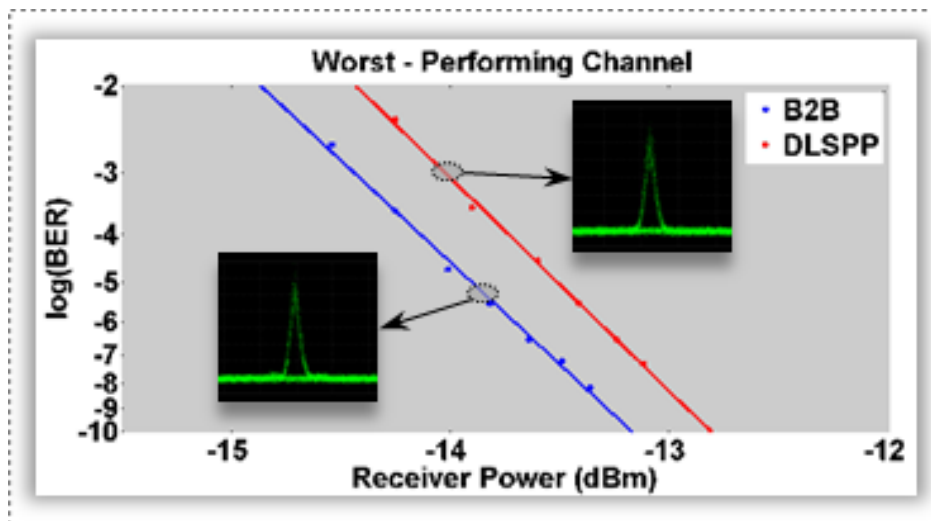
160Gb/s κατά τη διέλευση του από το πλασμονικό link. Για την πρώτη περίπτωση μετράμε το BER σε συνάρτηση με την ισχύ σήματος για απευθείας σύνδεση πομπού-δέκτη ενώ για τη δεύτερη έχουμε και την παρεμβολή του συστήματος.



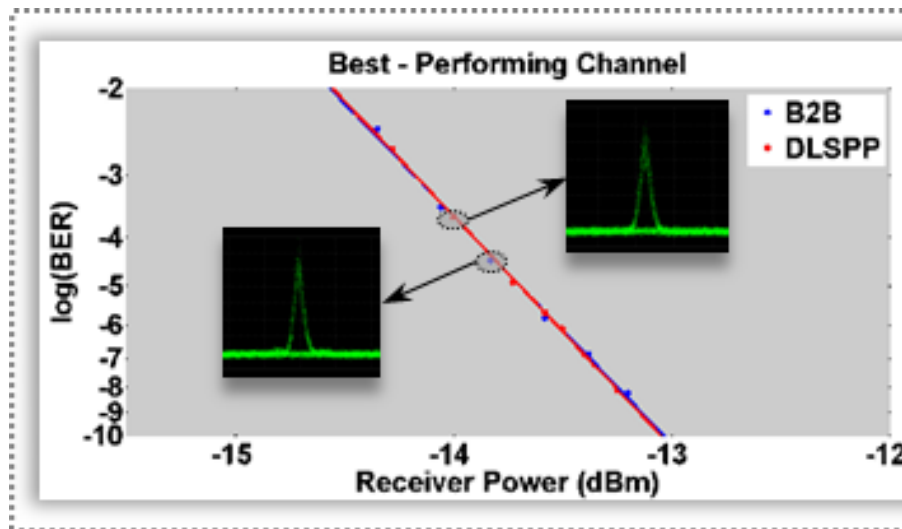
Εικόνα 4.5.2.2: Υλοποίηση της b2b και της DLSPP κυκλωματικής μέτρησης για την αξιολόγηση της διάδοσης του OTDM σήματος κατά τη διέλευση του από το πλασμονικό link.

Αφού εξηγήσαμε το μηχανισμό θα αξιολογήσουμε την εικόνα που μας δίνουν οι μετρήσεις BER. Παρατηρούμε πως φαίνεται να μην έχουμε φοβερή επιβάρυνση στο σῆμα μας από τη διάδοση στον πλασμονικό κυματοδηγό πράγμα που αποτυπώνεται στην κλίση των καμπυλών BER όσο και στο μικρό power penalty που παρουσιάζουν. Το power penalty είναι ένα μέγεθος που εκφράζει την αύξηση ισχύος που πρέπει να έχω στο δέκτη για να επιτύχω τον ίδιο αριθμό σφαλμάτων με μια ἄλλη μέτρηση ενός πιο ποιοτικά «καθαρού» σήματος. Επιπλέον, είναι ξεκάθαρο και για τις δυο μετρήσεις πως καθώς αυξάνεται η ισχύς του σήματός μας, το BER μειώνεται σημαντικά.

Η αξιολόγηση των 16 καναλιών για να μας δώσει μια πιο σαφή εικόνα γίνεται χρησιμοποιώντας με βάση το κριτήριο του power penalty τα δύο κανάλια τα οποία έχουν το χειρότερο και το καλύτερο power penalty.



Εικόνα 4.5.2.3: Καμπύλη BER που αναφέρεται στο διαδιδόμενο κανάλι από το πλασματικό link που εμφανίζει τη χειρότερη επίδοση συγκριτικά με την b2b μέτρηση. Στην εικόνα που επισυνάπτεται δίπλα από τις καμπύλες αποτυπώνεται το διάγραμμα οφθαλμού που μετρήθηκε για τα δυο κανάλια.



Εικόνα 4.5.2.4: Καμπύλη BER που αναφέρεται στο διαδιδόμενο κανάλι από το πλασματικό link που εμφανίζει την καλύτερη επίδοση συγκριτικά με την b2b μέτρηση. Στην εικόνα που επισυνάπτεται δίπλα από τις καμπύλες αποτυπώνεται το διάγραμμα οφθαλμού που μετρήθηκε για τα δυο κανάλια.

Για να εξάγουμε συμπεράσματα από τα δύο αυτά διαγράμματα, θα κάνουμε χρήση πάλι του μετρητικού του power penalty. Το power penalty είναι επί της ουσίας κριτήριο της παραμόρφωσης σήματος που εισάγει ένα σύστημα μετάδοσης. Είναι δηλαδή η αύξηση στην ισχύ του σήματος στο δέκτη που απαιτείται ώστε να επιτευχθεί BER ίδιο με την περίπτωση που δεν υπήρχε παραμόρφωση. Στην πρώτη περίπτωση το power penalty είναι 0.5dB για το κανάλι που εμφανίζει την μεγαλύτερη υποβάθμιση. Αυτό σημαίνει πως μια αύξηση ισχύος στο δέκτη για το διαδιδόμενο κανάλι κατά 0.5 dB θα κατοχύρωνε τον ίδιο αριθμό σφαλμάτων με τη μέτρηση b2b. Στον αντίποδα, για το καλύτερο κανάλι παρατηρούμε πως το power penalty είναι 0dB που ουσιαστικά σημαίνει πως διατηρείται η ακεραιότητα του σήματος κατά τη διάδοση του σήματος από το πλασματικό link.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΣΥΝΟΨΗ, ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

5.1 ΣΥΝΟΨΗ-ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αντικείμενο της διπλωματικής αυτής εργασίας ήταν η μελέτη των Mode-Locked Lasers σε θεωρητικό επίπεδο, καθώς και η πειραματική επίδειξη της εφαρμογής τους σε υψηλής χωρητικότητας τηλεπικοινωνιακά συστήματα με χρήση της οπτικής πολυπλεξίας στο χρόνο (OTDM). Αρχικά έγινε μια αναλυτική μελέτη τόσο της δομής των laser όσο και των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του. Με υπόβαθρο την ανάλυση αυτή, προχωρήσαμε σε μια πιο ενδοσκοπική ματιά στα laser και τα κατηγοριοποιήσαμε με βάση τον τρόπο λειτουργίας τους. Έτσι ορίσαμε το μεθοδολογικό πλαίσιο γύρω από το οποίο κινείται η θεωρία εγκλειδωσης ρυθμού και αναλύσαμε ενδελεχώς τις τεχνικές με τις οποίες αυτή επιτυγχάνεται. Πιο συγκεκριμένα, περιγράψαμε πως ουσιαστικά μέσω κλειδώματος της φάσης πολλών αρμονικών κατορθώνεται η παραγωγή πολύ στενών οπτικών παλμών στο πεδίο του χρόνου. Ακολούθως παραθέσαμε αναλυτική περιγραφή τόσο του ενεργού όσο και του παθητικού κλειδώματος ρυθμού.

Στο κεφάλαιο 3, έγινε μια ανασκόπηση των διαφόρων τεχνικών πολυπλεξίας και επικεντρώσαμε στην οπτική πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου (OTDM) η οποία χρησιμοποιήθηκε και στην πειραματική διαδικασία. Στο κεφάλαιο 4 γίνεται παράθεση και σχολιασμός των αποτελεσμάτων του πειράματος αφού παρουσιάζεται κομμάτι-κομμάτι και επεξηγείται η πειραματική διάταξη. Στην διάταξη αυτή και συγκεκριμένα στην πλευρά του πομπού, χρησιμοποιήθηκε ένα Mode Locked Laser με repetition rate στα 10GHz ως το οπτικό φέρον πάνω στο οποίο αρχικά διαμορφώθηκε και μετά πολυπλέχθηκε η ψηφιακή πληροφορία για να επιτευχθεί ένα ρεύμα πληροφορίας στα 160Gb/s προτού μεταδοθεί μέσω ενός πλασμονικού link. Επιπλέον, παρουσιάστηκε αναλυτικά η αποδοτική τεχνική από-πολυπλεξίας του σήματος από τα 160Gb/s στα 40Gb/s με χρήση οπτικού συμβολομέτρου Sagnac και από τα 40Gb/s στα 10Gb/s με χρήση EAM. Τα αποτελέσματα αποδεικνύουν πως οι δυο τεχνικές από-πολυπλεξίας είναι αξιόπιστες για χρήση στα οπτικά δίκτυα. Αναλύοντας τα αποτελέσματα του πειράματος μέσα από τα eye diagrams, τα φάσματα από τον OSA και τις καμπύλες BER εξάγουμε το συμπέρασμα ότι το πλασμονικό link δεν εισάγει περαιτέρω επιβάρυνση στο μεταδιδόμενο σήμα και μάλιστα η ποιότητα του στην έξοδο του δέκτη είναι αποδεκτή.

5.2 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Μέσα από αυτή την πειραματική επίδειξη κατανοήσαμε τον εξαιρετικά σημαντικό ρόλο που έχει μια πηγή που παράγει πολύ στενούς οπτικούς παλμούς, στην περίπτωση μας το Mode Locked Laser, στα τηλεπικοινωνιακά δίκτυα αφού ουσιαστικά αποτελεί τη βάση μεταφοράς της πληροφορίας αλλά και δίνει τη δυνατότητα για τη σωστή πολυπλεξία της χωρίς να παρατηρείται crosstalk μεταξύ των παλμών στο χρονικό πεδίο και άρα αλλοίωση της πληροφορίας. Σε αυτή την κατεύθυνση λοιπόν, θα ήταν ιδιαίτερα χρήσιμη η συμβολή μιας πειραματικής έρευνας που θα επιδίωκε στενότερους παλμούς στο πεδίο του χρόνου από τη μεριά του MLL. Μέχρι στιγμής η τάση είναι να αναζητούμε αποδοτικές τεχνικές συμπίεσης οι οποίες είναι ικανές να οδηγήσουν σε πολύ στενούς οπτικούς παλμούς [30]. Ωστόσο παράλληλα με βάση τη διεθνή βιβλιογραφία υπάρχουν μελέτες οι οποίες έχουν επιδείξει MLL που παράγουν παλμούς της τάξης fsec στην περιοχή των 1550 nm.[31,32]. Αυτό θα γινόταν κατορθωτό με το κλείδωμα της φάσης περισσότερων αρμονικών και κατά συνέπεια την υπέρθεσή τους σε έναν ακόμα πιο βραχύ παλμό.

Για να κατορθώσουμε να αγγίξουμε ακόμα πιο μεγάλα aggregate rates που φθάνουν μέχρι και τα 1,28 Tb/s χρειαζόμαστε παλμούς με pulsewidth μικρότερο από 310fs [20] αλλά και αντίστοιχους οπτικούς πολυπλέκτες που θα πολυπλέκουν το σήμα στις τιμές αυτές. Είναι σαφές λοιπόν ότι τα περιθώρια έρευνας στον συγκεκριμένο τομέα των φωτονικών δικτύων είναι τεράστια στο βαθμό που πρέπει να αναζητηθούν επίσης τεχνικές πολυπλεξίας οι οποίες θα μπορούν να απαντούν στα πολύ μικρά delay lines που απαιτούνται για να πολυπλέξουμε Tb/s χωρητικότητες, όπως επίσης και να αναζητηθεί αξιόπιστη τεχνική από-πολυπλεξίας από τις υψηλές αυτές ταχύτητες. Μέχρι στιγμής, δυνατές απαντήσεις έχουν δοθεί με χρήση οπτικών διατάξεων όπως οι ημιαγωγικοί οπτικοί ενισχυτές (SOAs) οι οποίοι μπορούν να από-πολυπλέξουν σήματα στα 640Gb/s [33].

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ-ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] *Towards a Bright Future*, Strategic Research agenda in Photonics, Photonics 21, April 2006, διαθέσιμο στο διαδίκτυο στην ιστοσελίδα με διεύθυνση: http://www.photonics21.org/download/sra_april.pdf
- [2] Παρασκευάς Γ. Μπακόπουλος, *Ευρυζωνικά Φωτονικά Συστήματα Παραγωγής και Επεξεργασίας Σήματος με ισχυρά μη-γραμμικές οπτικές ίνες, με εφαρμογή σε τηλεπικοινωνίες και βιοϊατρική απεικόνιση*, διδακτορική διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα, Φεβρουάριος 2010
- [3] Ηρακλής Αβραμόπουλος, *Φωτονική Τεχνολογία για Τηλεπικοινωνίες*, ΕΜΠ, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Η/Υ
- [4] William T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, Cambridge
- [5] Orazio Svelto, David Hanna, *Principles of Lasers*, Springer
- [6] E. Siegman, *Lasers*, University Science Book, 1st Edition, California, 1986
- [7] Martin A. Jaspán, David Wellford, Jeffrey A. Russel, *Passively Q-switched Microlaser Performance in the presence of Pump-Induced Bleaching of the Saturable Absorber*, διαθέσιμο στο διαδίκτυο στην ιστοσελίδα με διεύθυνση: http://www.endeavourlaser.com/PQSW_6.pdf
- [8] Niels Meiser, *Mode locking*, lectures, Laser Physics Department, KTH
- [9] Ηλίας Γλύτσης, *Βασική Θεωρία Λειτουργίας των Laser*, Σημειώσεις, ΕΜΠ, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Η/Υ
- [10] John Proakis, Mahsoud Salehi, *Συστήματα Τηλεπικοινωνιών*, Κ. Καρούμπαλος, Ε. Ζέρβας, Σ. Καραμπογιάς, Ε. Σαγκριώτης, Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Αθήνα 2002
- [11] Παναγιώτης Κωττής, *Διαμόρφωση και Μετάδοση Σημάτων*, Τζιόλα 2005
- [12] Αθανάσιος Παπακυριακόπουλος, *Οπτικές Πηγές Laser για συστήματα Επικοινωνιών τύπου OTDM/WDM*, διδακτορική διατριβή, Γενάρης 2000

- [13] Andreas E. H. Oehler, *Multiwave-Mode-Locked Solid-State Lasers with up to 100 GHz, Applied in a Novel Broadband Telecom Source*, doctorate dissertation, ETH Zurich, December 2009
- [14] Wikipedia, <http://www.wikipedia.org/>
- [15] Competent Consulting Services for the Laser and Photonics Industry, <http://www.rp-photonics.com/>
- [16] Walter Koechner, Michael Bass, *Solid state Lasers: a graduate text*, Springer
- [17] H. Avramopoulos, *Optical TDM Devices and their Applications*, 2001
- [18] Rajiv Ramaswami, Kumar N. Sivarajan, Galen H. Sasaki, *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann
- [19] Rodney Tucker, Gadi Eisenstein, Steven Korotky, *Optical Time-Division Multiplexing For Very High Bit-rate Transmission*, Journal of lightwave technology, vol. 6, no. 11, November 1988
- [20] Hans Christian Hansen Mulvad, *Approaching Terabit/s Switching*, DTU Fotonik, Department of Photonics Engineering, 2009
- [21] Jianfeng Zhang, Minyu Yao, Qianfan Xu, Hongming Zhang, Can Peng, Yizhi Gao, *Interferometric Noise in Optical Time Division Multiplexing Transmission System*, διαθέσιμο στο διαδίκτυο στην ιστοσελίδα με διεύθυνση: <http://www.ece.rice.edu/ece/xugroup/Papers/Interferometric%20noise%20in%20optical%20time%20division%20multiplexing%20transmission%20system.pdf>
- [22] C. Stamatiadis, L. Stampoulidis, D. Kalavrouziotis, I. Lazarou, K. Vyrsokinos, L. Zimmermann, K. Voigt, G. B. Preve, L. Moerl, J. Kreissl and H. Avramopoulos, *Fabrication and experimental Demonstration of the First 160Gb/s Hybrid Silicon-on Insulator Integrated All-Optical Wavelength Converter*, 2011 (προς δημοσίευση)
- [23] Electro-Absorption Modulators used for all-optical signal processing and labeling, Lin Xu Phd thesis, Research center COM, Technical University of Denmark
- [24] Electro Absorption Modulators, Invited Tutorial, OFC 1999, R. Sankaralingam
- [25] K. Zoiros, K. Vlachos, T. Stathopoulos, C. Bintjas and H. Avramopoulos, *40GHz Mode-Locked SOA Fiber Ring Laser with 20nm Tuning Range*, 2000
- [26] Gowind P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, The Institute of Optics, University of Rochester

- [27] Lisa M. Larrimore, *Ultrafast Optical Pulses*, διαθέσιμο στο διαδίκτυο στην ιστοσελίδα με διεύθυνση: <http://www.dmp Photonics.com/Autocorrelator/ultrafast.pdf>
- [28] Δημήτρης Τσιώκος, *Φωτονικά Ψηφιακά Κυκλώματα Δρομολόγησης και Αναγέννησης για Δίκτυα Οπτικών Ινών*, διδακτορική διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα, Ιούνιος 2007
- [29] Όλγα Ζουραράκη, *Μεταγωγή Πακέτων με Ίνες Υψηλής Μη Γραμμικότητας και Οπτικές Πύλες Υψηλού Βαθμού Ολοκλήρωσης*, διδακτορική διατριβή, ΕΜΠ, Απρίλιος 2009
- [30] T .Yamamoto, M. Nakazawa, *Ultrafast OTDM transmission using novel fiber devices for pulse compression, shaping, and demultiplexing*, Optical and Fiber Communication reports
- [31] A. Akrouf et al, *Generation of 10 GHz Optical Pulses with Very Low Timing Jitter Using One Section Passively Mode Locked Quantum Dash Based Lasers Operating at 1.55 μm* , OFC 2009.
- [32] Z.G.Lu et al, *312-fs pulse generation from a passive C-band In/As quantum dot mode-locked laser*, Optics Express 2008, Volume 16, issue 14.
- [33] E.Tangdiongga et al, *640 Gbit/s SOA-based clock recovery and demultiplexing*, ECOC 2007, postdeadline paper, PD1.2.