

ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΥΠΡΟΥ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ



Πτυχιακή διατριβή

**Μοντελοποιώντας τα βασικά δομικά μέρη φωτονικών στοιχείων
χρησιμοποιώντας εμπορικό σχεδιαστικό λογισμικό: SOI στοιχεία**

Μπέλλος Λάμπρος

Λεμεσός, Μάιος 2011

ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΥΠΡΟΥ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

Πτυχιακή διατριβή

**Μοντελοποιώντας τα βασικά δομικά μέρη φωτονικών στοιχείων
χρησιμοποιώντας εμπορικό σχεδιαστικό λογισμικό: SOI στοιχεία**

Μπέλλος Λάμπρος

Επιβλέποντες Καθηγητές:

1^{ος}: Δρ. Κυριάκος Καλλή
2^{ος}: Δρ. Παύλος Χριστοδουλίδης

Λεμεσός, Μάιος 2011

Πνευματικά δικαιώματα

Copyright © Μπέλλος Λάμπρος, 2011

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Η έγκριση της πτυχιακής διατριβής από το Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογιών Πληροφορικής του Τεχνολογικού Πανεπιστημίου Κύπρου δεν υποδηλώνει απαραίτητως και αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα εκ μέρους του Τμήματος.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τους Καθηγητές δόκτωρ Κυριάκο Καλλή και δόκτωρ Παύλο Χριστοδουλίδη, όχι μόνο για την ευκαιρία που μου έδωσαν να ασχοληθώ με μία διπλωματική από την οποία έμαθα πολλά αλλά και για τον ενθουσιασμό που μου μετέδωσαν για το χώρο της φωτονικής. Ακόμα θα ήθελα να τους ευχαριστήσω για την προθυμία τους να προσφέρουν την πολύτιμη βοήθειά τους για την υλοποίηση αυτής της διπλωματικής εργασίας. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω το διδακτορικό φοιτητή Χαράλαμπο Κουτσίδα του Πανεπιστημίου Aston που μου προσέφερε αξιοθαύμαστη βοήθεια για την κατανόηση και υλοποίηση του πειραματικού μέρους αυτής της διπλωματικής εργασίας.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στα πλαίσια της παρούσας πτυχιακής διατριβής σχεδιάζονται και προσομοιώνονται φωτονικές συσκευές πυριτίου σε μονωτή (Silicon On Insulator). Αρχικά, γίνεται εισαγωγή πάνω στην ευρύτερη έννοια της Φωτονικής και των οπτικών επικοινωνιών. Ύστερα, αναλύονται οι έννοιες και τα χαρακτηριστικά διάφορων κυματοδηγών που χρησιμοποιούνται για τις οπτικές επικοινωνίες. Αυτή η ανάλυση πάνω στη θεωρητική και μαθηματική περιγραφή των κυματοδηγών θα δώσει μια πλήρη εικόνα για το σχεδιασμό και τη μοντελοποίηση των φωτονικών συσκευών που ζητούνται να σχεδιαστούν. Το λογισμικό που χρησιμοποιείται για τη σωστή και ακριβή σχεδίαση των συσκευών αυτών είναι το LaserMOD της RSOFTE. Το LaserMOD είναι ένα φωτονικό εργαλείο λογισμικού σχεδίου συσκευών για τις οπτικές, ηλεκτρονικές και θερμικές ιδιότητες των ημιαγωγών λέιζερ και παρόμοιων ενεργών συσκευών. Με την εκκίνηση του πειραματικού μέρους της εργασίας αυτής εξηγείται, βήμα προς βήμα, η κάθε εντολή που λαμβάνει μέρος στο αντίστοιχο πείραμα που υλοποιείται. Ο τελικός στόχος είναι η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία του φωτός να είναι μονορυθμική (single mode), ούτως ώστε οι φωτονικές συσκευές που θα υλοποιηθούν να δέχονται μόνο το θεμελιώδη ρυθμό του φωτός για να έχουν τη βέλτιστη λειτουργία. Επίσης, αναλύονται τα αποτελέσματα όσον αφορά το πλέγμα του κυματοδηγού, τη σωστή συνδεσμολογία μεταξύ των υλικών, το προφίλ του δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού και την τελική προσομοίωση που θα είναι μια γραφική παράσταση τάσεως-ρεύματος και οπτικής ισχύος-ρεύματος. Τέλος, γίνεται μοντελοποίηση μιας νέας συσκευής διαμορφωτή Mach-Zehnder, όπου μεταξύ της κορυφής πυριτίου και της βάσης πυριτίου, υπάρχει μια πύλη διοξειδίου του πυριτίου, ώστε να αλλάζουν τα χαρακτηριστικά του διαμορφωτή Mach-Zehnder, καθώς και η συμπεριφορά της προσομοίωσης και τα αποτελέσματα που αφορούν το ρυθμό του κυματοδηγού.

Λέξεις-κλειδιά

Φωτονική, Φωτονικές συσκευές, Οπτικές επικοινωνίες, Κυματοδηγοί, Οπτικές Ίνες, Πυρίτιο, Πυρίτιο σε Μονωτή, Σχεδιασμός συσκευών πυριτίου σε μονωτή, Ρυθμός κυματοδηγού, Μονορυθμικός κυματοδηγός, Κυματοδηγοί σταθερής κατάστασης, Κυματοδηγοί μεταβλητής κατάστασης, Mach-Zehnder διαμορφωτές, Συζευκτήρες

ABSTRACT

In this diploma thesis, Silicon on Insulator photonic devices are designed and simulated. Initially, an introduction is made on the wider meaning of Photonics and optical communications. Furthermore, the meanings and characteristics of different waveguides that are used for optical communications are analyzed. The software that is used for the correct and exact design of these devices is LaserMOD of RSOFT. LaserMOD is a photonic tool of device software design for the optical, electronic and thermal properties of semiconductor lasers and similar active devices. With the beginning of the experimental part of this thesis, it is described step by step every command that takes place in the particular experiment that is materialized. The final achievement is that the electromagnetic radiation of light should be single mode, so that the photonic devices that will be materialized should accept only the fundamental mode of light in order to work at the maximum function. Also, there will be analyzed the results as concerned the waveguide mesh, the right connection between the materials, the index profile and the final simulation that will be a graph of voltage-current and optical power-current. In the end, a new device of a Mach-Zehnder modulator will be modeled, where between the silicon ridge and the silicon slab, there will be a gate oxide, in order to change the characteristics of a Mach-Zehnder modulator, as well as the behavior of the simulation and the results that concern the waveguide mode.

Key-words

Photonics, Photonic devices, Optical communications, Waveguides, Optic fibers, Silicon, Silicon on Insulator, Design of SOI devices, Waveguide mode, Single mode waveguide, Steady state waveguides, Transient waveguides, Mach-Zehnder modulator, Directional couplers

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	v
ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ	ix
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ	xiii
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ	xv
1 Εισαγωγή.....	1
1.1 Φωτονική	1
1.2 Οπτικές επικοινωνίες.....	4
1.2.1 Τεχνική μετάδοση της πληροφορίας	6
1.3 Επισκόπηση της πτυχιακής εργασίας	7
2 Κυματοδηγοί και οπτικές ίνες.....	9
2.1 Ορισμός κυματοδηγού.....	9
2.2 Συντελεστές ανακλαστικότητας	10
2.3 Ρυθμοί ενός πεδιακού κυματοδηγού	11
2.4 Εξισώσεις του Maxwell.....	12
2.5 Κυματική εξίσωση.....	12
2.6 Οπτικές ίνες και επικοινωνίες	14
2.6.1 Δομή των οπτικών ινών.....	14
2.6.2 Ρυθμοί μιας οπτικής ίνας.....	15
2.6.3 Χαρακτηριστικά και επιδόσεις.....	18
2.6.4 Διασπορά στις οπτικές ίνες.....	19
2.6.5 Μονορυθμικές ίνες	22
3 Φωτονική πυριτίου σε μονωτή.....	25
3.1 Εισαγωγή	25
3.2 Μεγάλοι μονορυθμικοί πλευρικοί κυματοδηγοί	26

3.3	Απώλεια σε έναν οπτικό κυματοδηγό	27
3.3.1	Διασκορπισμός	27
3.3.2	Απορρόφηση.....	28
3.3.3	Ακτινοβολία.....	29
3.4	Σύζευξη σε οπτικό κύκλωμα	30
3.4.1	Σύζευξη πρίσματος και διαβαθμισμένη σύζευξη	30
3.4.2	Σύζευξη άκρου και σύζευξη ‘end-fire’	31
3.4.3	Ισχυρή Σύζευξη κυματοδηγών για εμπορικές εφαρμογές.....	33
3.4.4	Απώλεια διάδοσης σε ολοκληρωμένους οπτικούς κυματοδηγούς.....	34
3.5	Μηχανισμοί οπτικής διαμόρφωσης στο πυρίτιο	38
3.5.1	Ηλεκτρικές επιδράσεις πεδίου.....	38
3.5.2	Έγχυση ή μείωση μεταφορέα	40
3.5.3	Το θερμο-οπτικό φαινόμενο	41
3.6	Πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα της Φωτονικής πυριτίου	41
4	Μαθηματική ανάλυση βασικών εξισώσεων	45
4.1	Εξίσωση Poisson	49
4.2	Εξίσωση Συνέχειας.....	50
4.3	Εξίσωση Θερμότητας Πλέγματος	52
4.4	Εξίσωση Helmholtz.....	54
4.4.1	Επίλυση της εξίσωσης Helmholtz χρησιμοποιώντας διαχωρισμό των μεταβλητών.....	55
5	Σχεδιασμός με το λογισμικό LaserMOD RSOFT.....	57
5.1	SOI κυματοδηγός μόνιμης κατάστασης.....	58
5.2	SOI κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης	79
5.3	SOI διαμορφωτής Mach-Zehnder	81
5.4	SOI Y-διακλάδωση.....	84

5.5	SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας	88
5.6	Προσομοίωση οπτικής κυματοδηγικής συσκευής πυριτίου.....	93
5.6.1	Μεθοδολογία προσομοίωσης	94
5.6.2	Κατασκευή συσκευής.....	94
5.6.3	Αποτελέσματα	95
5.7	Συμπεράσματα.....	98
ΕΠΙΛΟΓΟΣ.....		99
Βιβλιογραφία.....		101

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 2.1 Αναπαράσταση των βασικών εξισώσεων του Maxwell	12
Πίνακας 2.2 Σχέση μεταξύ των κατά προσέγγιση ρυθμών LP και των ακριβών ρυθμών	17
Πίνακας 2.3 Πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα των οπτικών ινών	19

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 1.1 Εφαρμογές φωτονικών συσκευών	2
Εικόνα 1.2 Ολοκληρωμένα κυκλώματα: Ηλεκτρονικά και φωτονικά.....	3
Εικόνα 1.3 Γραφική παράσταση του $\sin\omega t$	3
Εικόνα 1.4 Ημιτονοειδές επίπεδο κύμα που παρουσιάζει ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία.....	4
Εικόνα 1.5 Παρεμβολή δύο κυμάτων ποικίλης διαφοράς φάσης.....	5
Εικόνα 1.6 Χρήση χάλκινων καλωδίων	6
Εικόνα 1.7 Αναλογική και ψηφιακή μετάδοση ακουστικού σήματος	7
Εικόνα 2.1 SOI επίπεδος κυματοδηγός.....	9
Εικόνα 2.2 α) Ακτίνες φωτός διαθλώμενες και αντανακλώμενες στη διεπαφή δύο μέσων και β) Συνολική εσωτερική αντανάκλαση σε δύο διεπαφές που καταδεικνύουν την έννοια ενός κυματοδηγού.....	10
Εικόνα 2.3 α) διάδοση σε έναν επίπεδο κυματοδηγό, β) σχέση μεταξύ των σταθερών διάδοσης στις y, z και κυματο-κανονικές κατευθύνσεις	11
Εικόνα 2.4 α) Σχεδιάγραμμα ηλεκτρικών πεδίων του θεμελιώδους ρυθμού ($m = 0$), β) Σχεδιάγραμμα έντασης του δεύτερου άρτιου ρυθμού ($m = 2$).....	13
Εικόνα 2.5 α) Δομή της οπτικής ίνας, β) εργαστηριακή απεικόνιση οπτικής ίνας	14
Εικόνα 2.6 Απεικόνιση οπτικής ίνας με τη μέθοδο του βηματικού δείκτη.....	15
Εικόνα 2.7 Διάδοση σταθεράς των ακριβών ρυθμών που σχεδιάζονται συναρτήσει της κανονικοποιημένης συχνότητας.....	16
Εικόνα 2.8 Σχεδιαγράμματα έντασης των τριών ρυθμών χαμηλής τάξης LP.....	16
Εικόνα 2.9 Απεικόνιση οπτικής ίνας με τη μέθοδο του διαβαθμισμένου δείκτη.....	17
Εικόνα 2.10 Η προέλευση της ρυθμικής διασποράς	20
Εικόνα 2.11 Η ποικιλότητα στη χρωματική διασπορά με μήκος κύματος.....	22
Εικόνα 2.12 α) ποικιλότητα των πρώτων τεσσάρων συναρτήσεων Bessel, β) ποικιλότητα των πρώτων δύο τροποποιημένων συναρτήσεων Bessel	23

Εικόνα 2.13 Μορφή τομέων του θεμελιώδους ρυθμού μιας ίνας βηματικού δείκτη για τις κανονικοποιημένες συχνότητες $V=1.5$ και $V=2.4$	24
Εικόνα 3.1 Κομμάτι πυριτίου	25
Εικόνα 3.2 Γεωμετρία κυματοδηγού πλευρών	26
Εικόνα 3.3 Προσομοίωση διάδοσης ακτινών ενός πλευρικού κυματοδηγού	27
Εικόνα 3.4 Επιπρόσθετη απώλεια του πυριτίου εξ αιτίας των ελεύθερων φορέων	29
Εικόνα 3.5 α) Σύζευξη πρίσματος, β) Διαβαθμισμένη σύζευξη	31
Εικόνα 3.6 α) Σύζευξη άκρου, β) Σύζευξη ‘end-fire’	31
Εικόνα 3.7 Ανάκλαση σε μια διεπαφή αέρα/πυριτίου.....	32
Εικόνα 3.8 Σχέδιο κάθετων και οριζόντιων κωνικών κυματοδηγών	34
Εικόνα 3.9 Διασκορπισμός οπτικών μετρήσεων απώλειας με κυματοδηγό μήκους	36
Εικόνα 3.10 Σχέδιο της συνάρτησης μεταφοράς Fabry-Perot για τρεις διαφορετικές ανακλαστικότητες καθρεπτών.....	36
Εικόνα 3.11 Σκανάρισμα Fabry-Perot ενός μονορυθμικού κυματοδηγού.....	37
Εικόνα 3.12 Σκανάρισμα Fabry-Perot πολυρυθμικού κυματοδηγού	37
Εικόνα 3.13 Το φαινόμενο Kerr σε πυρίτιο ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου στα 300 K και $\lambda=1.3 \mu\text{m}$	39
Εικόνα 3.14 Το φαινόμενο Franz-Keldysh στο πυρίτιο στα 300K και για δύο τιμές του λ ... 40	
Εικόνα 3.16 Χάραγμα του πυριτίου μέσω ισοτροπικών και ανισοτροπικών χαρακτών.....	43
Εικόνα 3.17 Οπτική ίνα σε μια V - αυλάκωση.....	43
Εικόνα 4.1 Block διάγραμμα της συνδεσμολογίας των βασικών εξισώσεων που θα χρησιμοποιηθούν για τη διεκπεραίωση της πτυχιακής διατριβής.....	46
Εικόνα 5.1 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένο από το λογισμικό LaserMOD.....	59
Εικόνα 5.2 Μάζες (bulks) υλικών που μπορούν να σχεδιαστούν από το λογισμικό LaserMOD.....	60
Εικόνα 5.3 Στοιχεία του κάθε υλικού.....	61

Εικόνα 5.4 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένος από το λογισμικό LaserMOD.....	62
Εικόνα 5.5 Παγκόσμιοι παράμετροι για προσομοίωση του λογισμικού.....	62
Εικόνα 5.6 Πίνακας συμβόλων και παραμέτρων του λογισμικού	63
Εικόνα 5.7 Πίνακας των καθορισμένων πολώσεων του πειράματος.....	64
Εικόνα 5.8 Πίνακας διαθέσιμων υλικών στοιχείων του λογισμικού.....	64
Εικόνα 5.9 Παράμετροι του υλικού πυριτίου (Si).....	65
Εικόνα 5.10 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένος από το λογισμικό LaserMOD.....	66
Εικόνα 5.11 Μη ομοιόμορφο πλέγμα του κυματοδηγού.....	66
Εικόνα 5.12 Ιδιότητες μονωτή.....	67
Εικόνα 5.13 Ομοιόμορφο πλέγμα με σημείο αναφοράς τους μονωτές.....	68
Εικόνα 5.14 Προφίλ δείκτη διάθλασης κυματοδηγού.....	69
Εικόνα 5.15 Οριζόντια τομή του προφίλ δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού στο σημείο $X=0.213452$	69
Εικόνα 5.16 Οριζόντια τομή του προφίλ δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού στο σημείο $X=5.49143$	70
Εικόνα 5.17 Παράμετροι προσομοίωσης για το ρυθμό του κυματοδηγού	71
Εικόνα 5.18 Ρυθμός κυματοδηγού	71
Εικόνα 5.19 Οριζόντια τομή του ρυθμού του κυματοδηγού στο σημείο $X=0.055199$	72
Εικόνα 5.20 Οριζόντια τομή του ρυθμού του κυματοδηγού στο σημείο $X=0.880605$	72
Εικόνα 5.21 Παράμετροι προσομοίωσης του κυματοδηγού	73
Εικόνα 5.22 Αποτελέσματα προσομοίωσης κυματοδηγού	74
Εικόνα 5.23 Επιλογή τύπου προσομοίωσης.....	75
Εικόνα 5.24 Παραγωγή επιλεγμένης γραφικής παράστασης.....	76
Εικόνα 5.25 α) προφίλ φανταστικού δείκτη διάθλασης, β) κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο $X=0.071484$	77

Εικόνα 5.26 α) Προφίλ πυκνότητας ηλεκτρονίων στον κυματοδηγό, β) Κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο σημείο $X=0.277964$	78
Εικόνα 5.27 α) Προφίλ πυκνότητας οπών στον κυματοδηγό, β) Κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο σημείο $X=0.312378$	78
Εικόνα 5.28 Γραφικές παραστάσεις του αποτελεσματικού δείκτη – τάσης και αποτελεσματικού δείκτη – ρεύματος.....	79
Εικόνα 5.29 SOI κυματοδηγός σχεδιασμένος στο λογισμικό LaserMOD.....	80
Εικόνα 5.30 Ενεργοποίηση άλλων 3 bias για να επιτευχθεί ο κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης.....	80
Εικόνα 5.31 α) Γραφική παράσταση της μεταβατικής απόκρισης, β) Γραφική παράσταση της απόκρισης συχνότητας	81
Εικόνα 5.32 Η δομή ενός οπτικού διαμορφωτή Mach-Zehnder. Το κύμα εισόδου διαχωρίζεται εξίσου σε δύο σύμφωνα κύματα A και B τα οποία υφίστανται μεταβολή φάσης και στη συνέχεια συμβάλλουν στην έξοδο.....	82
Εικόνα 5.33 Αποτελέσματα προσομοίωσης του διαμορφωτή Mach-Zehnder.....	83
Εικόνα 5.34 α) Πίνακας συμβόλων του διαμορφωτή Mach-Zehnder, β) Γραφική παράσταση αποτελεσματικού δείκτη διάθλασης – τάσης	83
Εικόνα 5.35 Διαμορφωτής Mach-Zehnder στο λογισμικό BeamPROP, β) Διάδοση του φωτός στο διαμορφωτή σύμφωνα με τα αποτελέσματα του BeamPROP.....	84
Εικόνα 5.36 α) Διαμορφωτής Mach-Zehnder στο λογισμικό BeamPROP, β) Y – διακλάδωση στο λογισμικό BeamPROP	85
Εικόνα 5.37 Y – διακλάδωση σχεδιασμένη στο λογισμικό LaserMOD με απόσταση μεταξύ των διακλαδώσεων $0.5 \mu\text{m}$, β) Y – διακλάδωση σχεδιασμένη στο λογισμικό LaserMOD με απόσταση μεταξύ των διακλαδώσεων $4.5 \mu\text{m}$	86
Εικόνα 5.38 Πλέγμα για κάθε μια από τις παραπάνω περιπτώσεις.....	86
Εικόνα 5.39 Ρυθμοί κυματοδηγών αντίστοιχα για κάθε μια από τις παραπάνω περιπτώσεις	87
Εικόνα 5.40 α) Y – διακλάδωση στο λογισμικό BeamPROP, β) αποτελέσματα ρυθμού στο λογισμικό BeamPROP.....	88

Εικόνα 5.41 SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας.....	88
Εικόνα 5.42 SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας σχεδιασμένος στο λογισμικό LaserMOD...	89
Εικόνα 5.43 α) Ρυθμός κατευθυντήριου συζευκτήρα με την αριστερή κορυφή ως μονωτή και τη δεξιά ως ημιαγωγό, β) Ρυθμός κατευθυντήριου συζευκτήρα με τη δεξιά κορυφή ως μονωτή και την αριστερή ως ημιαγωγό.....	90
Εικόνα 5.44 α) SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας σχεδιασμένος στο λογισμικό BeamPROP, β) Ρυθμός του διαδιδόμενου φωτός στο συζευκτήρα σύμφωνα με τα αποτελέσματα του BeamPROP.....	90
Εικόνα 5.45 α) Προφίλ θερμοκρασίας πλέγματος του κυματοδηγού, β) Οριζόντια τομή της θερμοκρασίας πλέγματος του κυματοδηγού στο $Y=1.40765$	91
Εικόνα 5.46 α) Προφίλ πραγματικού δείκτη διάθλασης του συζευκτήρα, β) Οριζόντια τομή του πραγματικού δείκτη διάθλασης στο $Y=1.40765$	92
Εικόνα 5.47 Σχέδιο πειραματικού οπτικού διαμορφωτή.....	95
Εικόνα 5.48 α) Πλέγμα πειραματικής συσκευής, β) Ρυθμός διαδιδόμενου φωτός της πειραματικής συσκευής.....	96
Εικόνα 5.49 α) Προφίλ δείκτη διάθλασης πειραματικής συσκευής, β) Οριζόντια τομή προφίλ δείκτη διάθλασης στο $X=0.00372325$	96
Εικόνα 5.50 α) Μέγιστο σημείο απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης, β) Ελάχιστο σημείο απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης.....	97
Εικόνα 5.51 Προσομοίωση της πειραματικής συσκευής για λειτουργία 3 V, β) Προσομοίωση πειραματικής συσκευής για λειτουργία 10 V.....	98

1 Εισαγωγή

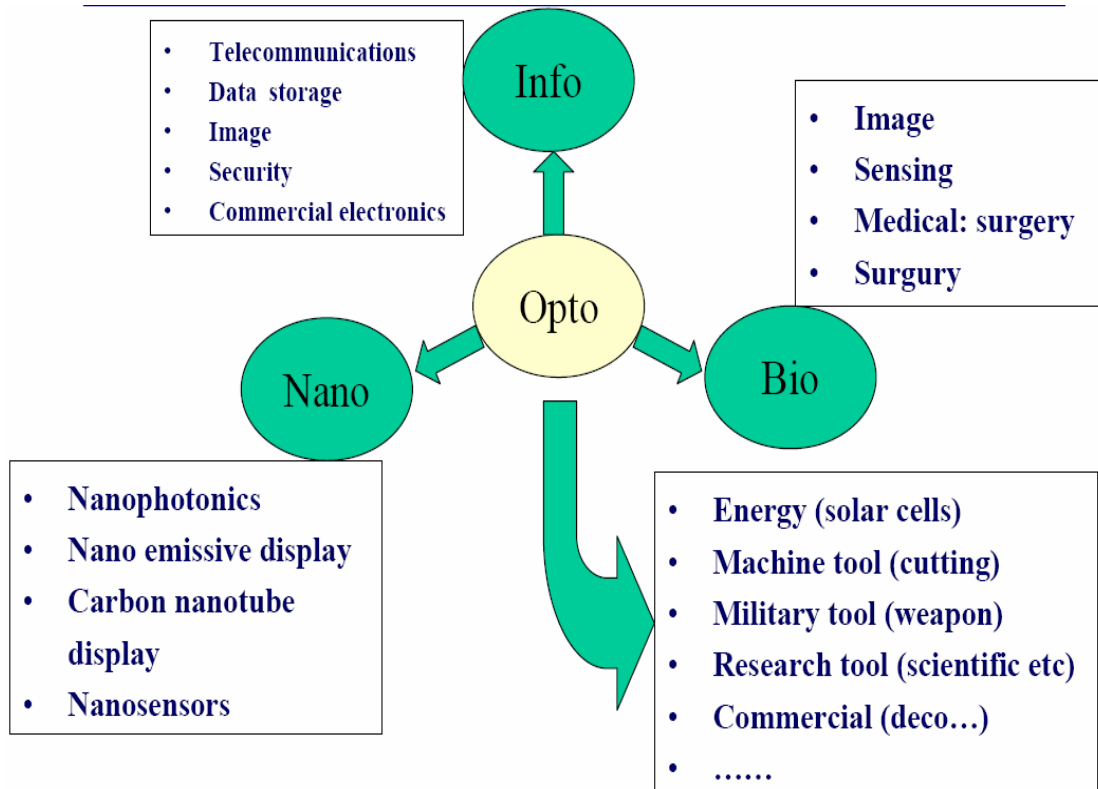
1.1 Φωτονική

Φωτονική είναι η επιστήμη που ασχολείται με την τεχνολογία της παραγωγής και της εκμετάλλευσης του φωτός και άλλων μορφών ακτινοβόλου ενέργειας όπου η κβαντική μονάδα είναι το φωτόνιο. Πιο αναλυτικά, η φωτονική διερευνά την παραγωγή, την εκπομπή, τη μετάδοση, τη διαμόρφωση, την περίθλαση, την ενίσχυση και την ανίχνευση του φωτός από οπτικά στοιχεία και όργανα, λέιζερ και άλλες πηγές φωτός, οπτικές ίνες, ηλεκτροοπτικές συσκευές και άλλα περίπλοκα συστήματα. Οι εφαρμογές της φωτονικής επεκτείνονται από την παραγωγή ενέργειας στην ανίχνευση και επεξεργασία πληροφοριών. Η φωτονική υπογραμμίζει ότι τα φωτόνια έχουν σημειακή και κυματική φύση, και καλύπτει όλες τις τεχνικές εφαρμογές του φωτός από το υπεριώδες μέχρι το υπέρυθρο φάσμα (Καλλή 2010).

Γενικώς, υπάρχουν 5 εφαρμογές και προτεραιότητες εστίασης της Φωτονικής και αυτές είναι:

- i. **ICT και Καταναλωτικά Προϊόντα Φωτονικής** (Οπτικές επικοινωνίες, Ηλεκτρονικές οθόνες, Αποθήκευση στοιχείων)
- ii. **Βιολογική Επιστήμη και Υγειονομική Περίθαλψη** (Βιοφωτονική, Συσκευές, Μικροσκόπηση)
- iii. **Υπηρεσίες Άμυνας και Ασφάλειας** (Συστήματα Άμυνας και Ασφάλειας)
- iv. **Φωτισμός και Ενέργεια** (Φωτισμός στερεάς κατάστασης, Φωτοβολταϊκά Συστήματα)
- v. **Βιομηχανική Φωτονική** (Λέιζερ, Συστήματα αισθητήρων, Απεικόνιση, Βιομετρικά συστήματα) (Καλλή 2010).

Παρακάτω μπορούμε να διακρίνουμε πού έχουν εφαρμογές οι φωτονικές συσκευές (βλ. Εικόνα 1.1):



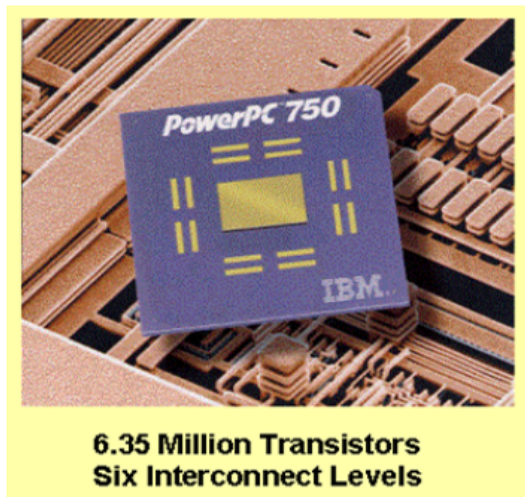
Εικόνα 1.1 Εφαρμογές φωτονικών συσκευών

Η Φωτονική βρίσκει εφαρμογές σε περιοχές κοινές με την ηλεκτρονική (όπου η κβαντική μονάδα είναι το ηλεκτρόνιο) (βλ. Εικόνα 1.2). Η Φωτονική έχει τα εξής πλεονεκτήματα έναντι της ηλεκτρονικής:

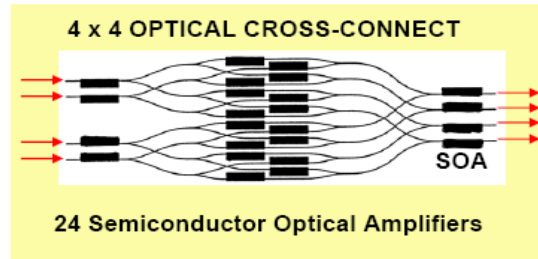
i) Το ασυγκράτητο φως είναι χιλιάδες φορές γρηγορότερο από τα ηλεκτρόνια στα «τσιπ» υπολογιστή

ii) Έχουμε περισσότερα μήκη κύματος (δηλαδή κανάλια πληροφοριών) σε μια οπτική ίνα έτσι ώστε το εύρος της ζώνης μετάδοσης να αυξάνεται από τα συμβατικά χάλκινα καλώδια

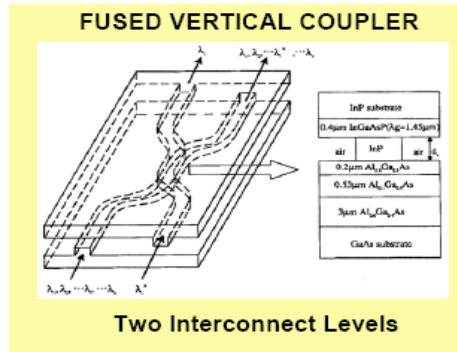
iii) Το φως δεν αντιμετωπίζει καμία ηλεκτρομαγνητική παρέμβαση όπως το ηλεκτρόνιο στο χάλκινο καλώδιο (Καλλή 2010)



**6.35 Million Transistors
Six Interconnect Levels**



24 Semiconductor Optical Amplifiers



Two Interconnect Levels

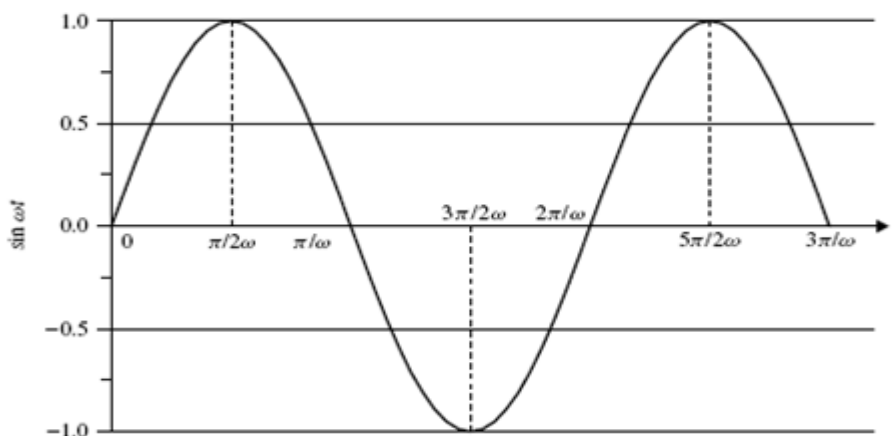
Εικόνα 1.2 Ολοκληρωμένα κυκλώματα: Ηλεκτρονικά και φωτονικά

Οι τρεις βασικές έννοιες της φωτονικής είναι η φάση, η πόλωση και η παρεμβολή.

Η φάση τονίζει την έννοια της γωνιακής συχνότητας $\omega = 2\pi f$, όπου f η συχνότητα μέσα στο οπτικό κύμα όπου

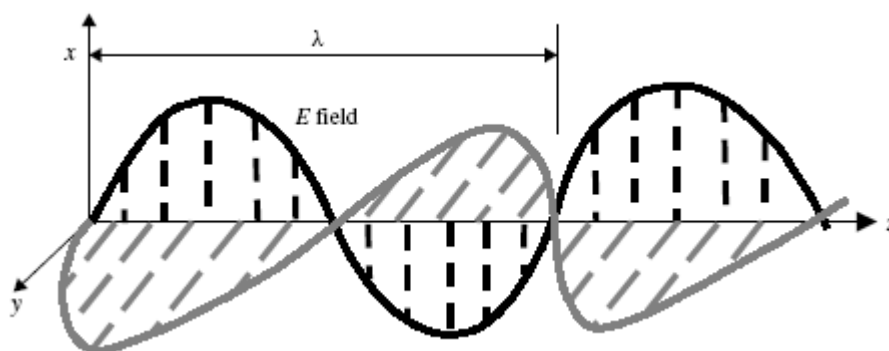
$$E = E_0 \sin(kz \pm \omega t) \tag{1.1}$$

, όπου $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ο κυματαριθμός, λ το μήκος κύματος και η αλλαγή φάσης σε σχέση με την απόσταση και τον κυματαριθμό δίνεται ως $\phi = kz$ (βλ. Εικόνα 1.3) (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 1.3 Γραφική παράσταση του $\sin\omega t$

Το φως είναι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα με τα χαρακτηριστικά και του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου (βλ. Εικόνα 1.4).



Εικόνα 1.4 Ημιτονοειδές επίπεδο κύμα που παρουσιάζει ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία

Το σχήμα 1.4 παρουσιάζει τη γραφική παράσταση του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Μπορούμε να επισημάνουμε τρία χαρακτηριστικά. Πρώτον το κύμα αυτό είναι επίπεδο επειδή οι τιμές του ηλεκτρικού (x -κατεύθυνση) και του μαγνητικού (y -κατεύθυνση) πεδίου είναι σταθερές οπουδήποτε στο z -πεδίο. Δεύτερον το κύμα είναι εγκάρσιο επειδή και το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι εγκάρσια στη διεύθυνση διάδοσης. Και τρίτον το κύμα είναι *πολωμένο* επειδή το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο υπάρχουν σε μία μόνο κατεύθυνση (Reed & Knights 2004).

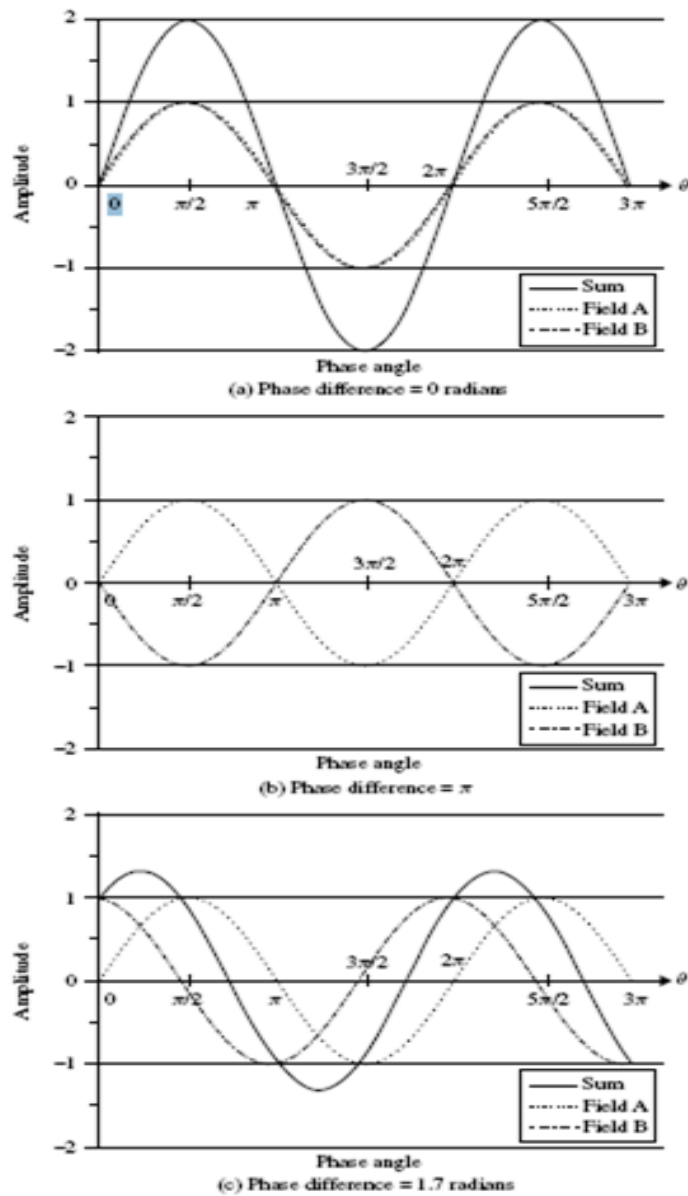
Το φαινόμενο γνωστό ως παρεμβολή είναι ένας βασικός παράγοντας για την επιτυχή λειτουργία πολλών ολοκληρωμένων οπτικών συσκευών. Δηλαδή, με όρους φωτονικής, η παρεμβολή ορίζει δύο τυχαία κύματα σε ένα συγκεκριμένο σημείο στο χώρο, όπου τα πεδία τους προστίθενται μεταξύ τους (βλ. Εικόνα 1.5) (Reed & Knights 2004).

1.2 Οπτικές επικοινωνίες

Στην παρούσα πτυχιακή εργασία θα εστιάσουμε την προσοχή μας στην εφαρμογή της Φωτονικής στις οπτικές επικοινωνίες. Οι αρχαιότερες μέθοδοι διάδοσης μιας οπτικής πληροφορίας ήταν με τα σήματα καπνού και το άναμμα των πυρσών. Την παλιά εποχή, οι άνθρωποι επικοινωνούσαν με τις φρυκτωρίες, όπου με το άναμμα πυρσών από φρυκτωρία σε φρυκτωρία έφθανε η πληροφορία κινδύνου στην ενδοχώρα κατά τη διάρκεια της νύχτας. Το οπτικό αυτό σύστημα βελτιώθηκε αργότερα (2ο π. Χ. αιώνα) με την κατασκευή ενός οπτικού τηλεγράφου με τον οποίο μπορούσε να σταλεί ένα σύνθετο μήνυμα χωρίς προ-συνεννόηση.

Ο Samuel Morse (1854) και ο Graham Bell (1876) έθεσαν τα θεμέλια για τις σύγχρονες τηλεπικοινωνίες. Τη δεκαετία του '50 αρχίζει να εμφανίζεται η ηλεκτρονική επεξεργασία της πληροφορίας, που θα οδηγήσει, στις μέρες μας, στην ψηφιακή μετάδοση δεδομένων (ΟΕ 2011).

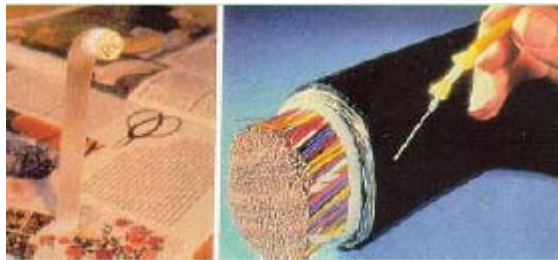
Η μετάδοση δεδομένων στηρίζεται σε τεχνικές, που χαρακτήριζαν την κάθε «εποχή».



Εικόνα 1.5 Παρεμβολή δύο κυμάτων ποικίλης διαφοράς φάσης

Εποχή του χαλκού (20^{ος} αιώνας και μετά):

Γίνεται χρήση χάλκινων καλωδίων για την μεταφορά διαμορφωμένων ηλεκτρικών σημάτων. Χρησιμοποιούνται πλήθος χάλκινων καλωδίων, εξ αιτίας της περιορισμένης ικανότητας μετάδοσης της πληροφορίας από καλώδιο σε καλώδιο (βλ. Εικόνα 1.6) (OE 2011).



Εικόνα 1.6 Χρήση χάλκινων καλωδίων

Εποχή των ασύρματων επικοινωνιών (19^{ος} αιώνας και μετά):

Γίνεται μετάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στον ελεύθερο χώρο (ραδιοφωνικά κύματα, κινητή τηλεφωνία).

Εποχή των ημιαγωγών:

Σήμερα, έχει γίνει αντικατάσταση των δαπανηρών και βαρέων χάλκινων καλωδίων με οπτικές ίνες που κοστίζουν ελάχιστα, διαθέτουν πολύ μεγάλη χωρητικότητα για μετάδοση των πληροφοριών, επηρεάζονται ελάχιστα από εξωτερικές παρεμβολές και επιτυγχάνουν σημαντικές εμβέλειες. Το πλεονέκτημα των ψηφιακών επικοινωνιών στηρίζεται στην ικανότητα υψηλού ρυθμού μετάδοσης δεδομένων (μέχρι 4×10^{10} bit/s) με υπερταχείς φωτεινούς παλμούς διάρκειας μερικών ps ($1\text{ps} = 10^{-12}$ s) (OE 2011).

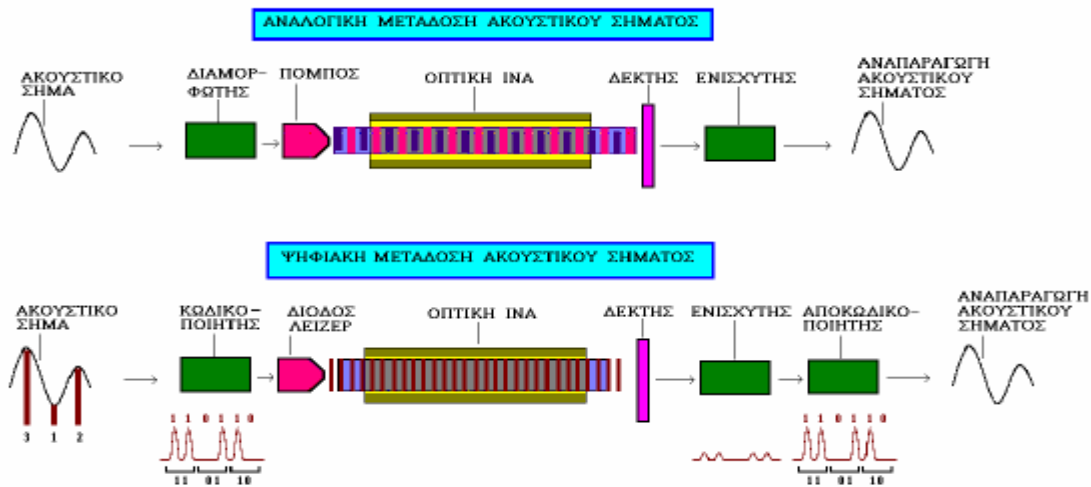
1.2.1 Τεχνική μετάδοση της πληροφορίας

Η τεχνική μετάδοσης μιας πληροφορίας αποτελείται από τα εξής μέρη (βλ. Εικόνα 1.7):

i. Πομπός που μετατρέπει το ηλεκτρικό σήμα (πληροφορία) σε φωτεινό σήμα. Η πληροφορία διαμορφώνεται συνήθως σε ψηφιακή μορφή, δηλαδή σε ακολουθία εκατομμυρίων παλμών,

ii. Οπτική ίνα με ενδεχομένως ενδιάμεσους αναμεταδότες,

iii. Δέκτης που αποκαθιστά, στο σταθμό λήψης, το ηλεκτρικό σήμα (ΟΕ 2011).



Εικόνα 1.7 Αναλογική και ψηφιακή μετάδοση ακουστικού σήματος

1.3 Επισκόπηση της πτυχιακής εργασίας

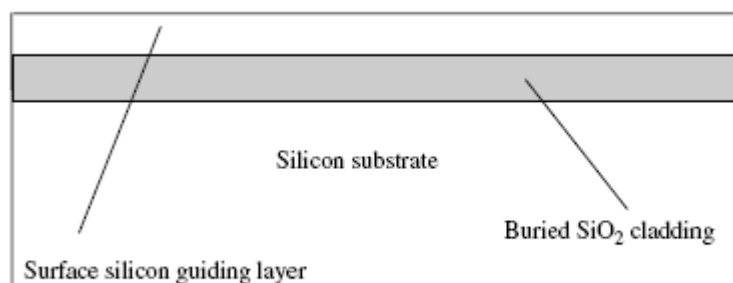
Η παρούσα πτυχιακή εργασία περιέχει, πέραν της εισαγωγής και άλλα πέντε κεφάλαια. Στο **δεύτερο κεφάλαιο** αναφέρονται και αναλύονται, περιγραφικά και μαθηματικά, βασικές έννοιες για την ανάλυση των κυματοδηγών όπως ο νόμος του Snell, ο νόμος του Fresnel, οι εξισώσεις του Maxwell, που αποτελούν τις βασικότερες εξισώσεις για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, και η κυματική εξίσωση. Γίνεται επίσης περιγραφή των τεχνολογιών, των χαρακτηριστικών και των επιδόσεων των οπτικών ινών. Το **τρίτο κεφάλαιο** ασχολείται με τη Φωτονική πυριτίου. Εδώ αναλύεται η θεωρία πάνω στην οποία εφαρμόζεται πρακτικά το λογισμικό σχεδιασμού φωτονικών συσκευών LaserMOD. Η ανάλυση ξεκινά με τη βασική απάντηση στην ερώτηση: γιατί χρησιμοποιούμε πυρίτιο; Ύστερα, αναλύονται διάφοροι τύποι κυματοδηγών που υπάρχουν στην αγορά και τα διάφορα χαρακτηριστικά και ιδιότητες τους. Επίσης γίνεται αναφορά στις εξισώσεις του πραγματικού και μιγαδικού δείκτη διάθλασης, οι οποίες είναι ζωτικής σημασίας για τη μοντελοποίηση των πειραμάτων που θα διεξαχθούν στη συνέχεια. Στο **τέταρτο κεφάλαιο** κάνουμε μαθηματική ανάλυση εξισώσεων που είναι άκρως συνδεδεμένες με τη μοντελοποίηση των πειραμάτων μας. Οι εξισώσεις αυτές είναι, η κυματική εξίσωση που συνδέεται με την εξίσωση Helmholtz, η εξίσωση Poisson, η εξίσωση συνέχειας του φορέα, η εξίσωση θερμότητας του πλέγματος. Στο **πέμπτο κεφάλαιο**

μπαίνουμε στο πρακτικό μέρος της πτυχιακής εργασίας και γίνεται εξοικείωση με το λογισμικό LaserMOD της εκτέλεσης πέντε. Τα πειράματα αυτά αποτελούν σχεδιασμούς των εξής φωτονικών συσκευών: α) ο SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης, β) ο SOI κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης, γ) ο SOI διαμορφωτής Mach-Zehnder, δ) η SOI Y-διακλάδωση και ε) ο SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας. Τέλος, στο **έκτο κεφάλαιο** εμπεδώνουμε τη γνώση μας στο λογισμικό LaserMOD με τη δημιουργία μιας καινούριας φωτονικής συσκευής, η οποία βασίζεται στη βιβλιογραφία παραθέτοντας όλα τα σχετικά αποτελέσματα που προκύπτουν από το πείραμα.

2 Κυματοδηγοί και οπτικές ίνες

2.1 Ορισμός κυματοδηγού

Ένας κυματοδηγός είναι μια δομή που καθοδηγεί κύματα, όπως ηλεκτρομαγνητικά ή ηχητικά κύματα. Υπάρχουν διαφορετικοί τύποι κυματοδηγών για κάθε τύπο κύματος (π.χ. βλ. Εικόνα 2.1). Η αρχική και πιο κοινή έννοια είναι ένας κοίλος αγωγίμος σωλήνας μετάλλων που χρησιμοποιείται για να φέρει τα ραδιοκύματα υψηλής συχνότητας, και ιδιαίτερα τα μικροκύματα. Οι κυματοδηγοί διαφέρουν ως προς τη γεωμετρία τους που μπορεί να περιορίσει την ενέργεια σε μια διάσταση σε μια διάσταση (π.χ. κυματοδηγοί πλακών) ή σε δύο διαστάσεις (π.χ. κυματοδηγοί ινών ή καναλιών). Επιπλέον, διαφορετικοί κυματοδηγοί απαιτούνται για να καθοδηγήσουν διαφορετικές συχνότητες. Για παράδειγμα, μια οπτική ίνα που καθοδηγεί φως (υψηλή συχνότητα) δεν θα καθοδηγήσει τα μικροκύματα (που έχουν μια πολύ χαμηλότερη συχνότητα). Εμπειρικά, το πλάτος ενός κυματοδηγού πρέπει να είναι του ίδιου μεγέθους με το μήκος κύματος του καθοδηγημένου κύματος. Όταν συζητάμε για οπτικούς κυματοδηγούς και όχι για οπτικές ίνες, η συζήτηση περιορίζεται στη θεωρητική δομή τριών στρωμάτων που αποτελείται από τον πυρήνα και δύο επιστρώσεις εξωτερικού τοιχώματος. Η στρώση πυριτίου είναι λίγα μικρόμετρα σε πυκνότητα, και το θαμμένο διοξείδιο του πυριτίου είναι περίπου μισό μικρόμετρο. Ο σκοπός της θαμμένης στρώσης οξειδίου είναι να συμπεριφέρεται ως η χαμηλή επίστρωση εξωτερικού τοιχώματος και συνεπώς να εμποδίζει το πεδίο που σχετίζεται με τους οπτικούς ρυθμούς ώστε να μη διαπεράσει το υπόστρωμα πυριτίου από κάτω (Reed & Knights 2004).

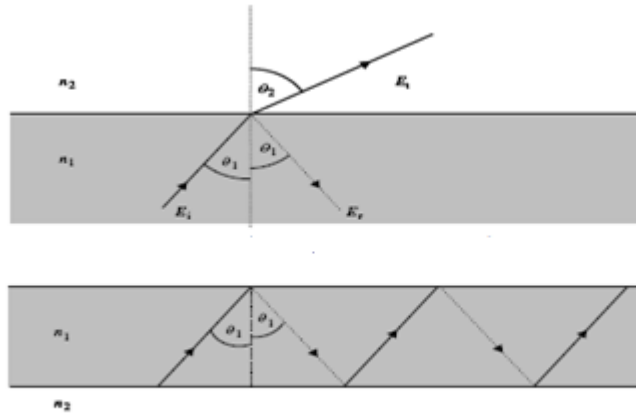


Εικόνα 2.1 SOI επίπεδος κυματοδηγός

Ο νόμος του Snell ορίζει ότι

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.1)$$

όπου θ_1 η γωνία πρόσπτωσης, θ_2 η γωνία ανάκλασης, n_1 ο δείκτης διάθλασης του υλικού 1, n_2 ο δείκτης διάθλασης του υλικού 2 (βλ. Εικόνα 2.2) (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 2.2 α) Ακτίνες φωτός διαθλώμενες και αντανακλώμενες στη διεπαφή δύο μέσων και β) Συνολική εσωτερική αντανάκλαση σε δύο διεπαφές που καταδεικνύουν την έννοια ενός κυματοδηγού

2.2 Συντελεστές ανακλαστικότητας

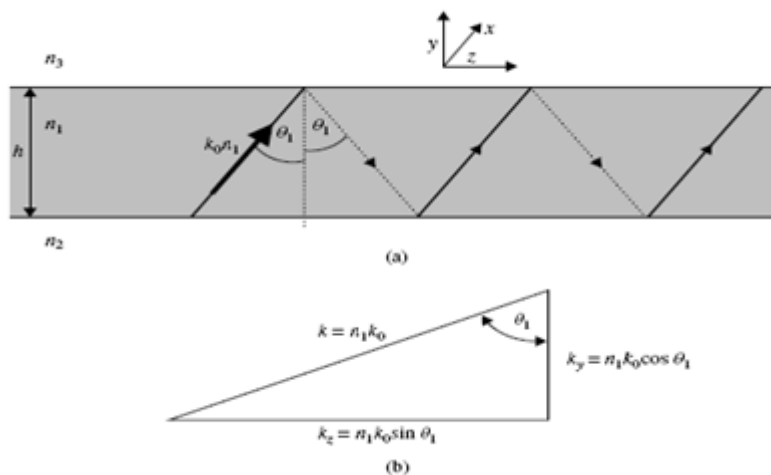
Για να κατανοηθεί πλήρως η έννοια του οπτικού κυματοδηγού είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί η ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Είναι γνωστό ότι τα ανακλώμενα και μεταδιδόμενα κύματα μπορούν να περιγραφούν από τη φόρμουλα Fresnel $E_r = rE_i$, όπου το r είναι ο μιγαδικός συντελεστής ανακλαστικότητας. Ο συντελεστής ανακλαστικότητας είναι μια συνάρτηση της γωνίας συμβάντος και της πόλωσης του φωτός. Αυτός ο συντελεστής εξαρτάται από τις TE και TM συνθήκες. Η TE ορίζεται ως η συνθήκη όπου τα ηλεκτρικά πεδία των κυμάτων είναι κάθετα στο πεδίο του συμβάντος και η TM ορίζεται ως η συνθήκη όπου τα μαγνητικά πεδία των κυμάτων είναι κάθετα στο πεδίο του συμβάντος. Με τη βοήθεια της φόρμουλας Fresnel και του νόμου του Snell βρίσκουμε τους συντελεστές για το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο αντίστοιχα,

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}, \quad r_{TM} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (2.2)$$

Η φάση ενός κυματοδηγού είναι $\phi = kz \pm \omega t$, όπου η παράγωγός της ως προς το χρόνο είναι η γωνιακή συχνότητα $\omega = 2\pi f$, και η παράγωγός της ως προς την απόσταση είναι ο κυματαριθμός $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (Reed & Knights 2004).

2.3 Ρυθμοί ενός πεδιακού κυματοδηγού

Μια ακτίνα φωτός μπορεί να περάσει από έναν κυματοδηγό ύψους h και αφού υποστεί ανάκλαση συγκεκριμένης γωνίας, να οδηγηθεί στην έξοδο του κυματοδηγού (βλ. Εικόνα 2.3).



Εικόνα 2.3 α) διάδοση σε έναν επίπεδο κυματοδηγό, β) σχέση μεταξύ των σταθερών διάδοσης στις y, z και κυματο-κανονικές κατευθύνσεις

Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα αυτά και καθαρή γεωμετρία, καταλήγουμε ότι ο κυματάρριθμος στο z -επίπεδο θα είναι $k_z = n_1 k_0 \sin \theta_1$ όπου k_0 είναι ο θεμελιώδης κυματάρριθμος, στο y -επίπεδο $k_y = n_1 k_0 \cos \theta_1$ και η φάση στο συγκεκριμένο επίπεδο θα είναι $\phi_h = 2k_y h = 2k_0 n_1 h \cos \theta_1$. Με αυτή τη μέθοδο μπορεί κανείς να κατανοήσει ότι μόνο συγκεκριμένοι ρυθμοί μπορούν να περάσουν από τον κυματοδηγό, δηλαδή το φως μπορεί να περάσει μόνο σε συγκεκριμένες και όχι τυχαίες γωνίες θ . Κάθε ρυθμός διάδοσης έχει το δικό του αριθμό m . Για παράδειγμα, ο πρώτος TE ρυθμός, ο θεμελιώδης ρυθμός, περιγράφεται ως TE_0 . Ένας κυματοδηγός μπορεί εύκολα να υποστηρίξει ένα μοναδικό ρυθμό για κάποια

συγκεκριμένη πόλωση του φωτός. Τέτοιοι κυματοδηγοί αυτοί ονομάζονται μονορυθμικοί (Reed & Knights 2004).

2.4 Εξισώσεις του Maxwell

Οι εξισώσεις του Maxwell είναι ένα σύνολο τεσσάρων μερικών διαφορικών εξισώσεων που περιγράφουν πώς τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία αφορούν τις πηγές, την πυκνότητα δαπανών και την πυκνότητα ρεύματός τους, και πώς εξελίσσονται στο μέλλον. Χωριστά οι τέσσερις εξισώσεις που αποτελούν το σύγχρονο σύνολο εξισώσεων Maxwell είναι γνωστές ως νόμος του Gauss, νόμος του Gauss για το μαγνητισμό, νόμο του Faraday της επαγωγής, και νόμος του Ampere με τη διόρθωση Maxwell. Μαζί με το νόμο δύναμης Lorentz, αυτές οι εξισώσεις διαμορφώνουν τη βάση της κλασσικής ηλεκτροδυναμικής, της κλασσικής οπτικής, και των ηλεκτρικών κυκλωμάτων (Fowler 2009). Οι εξισώσεις αυτές δίνονται στον πίνακα 2.1.

Πίνακας 2.1 Αναπαράσταση των βασικών εξισώσεων του Maxwell

Name	Differential form	Integral form
Gauss's law	$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$	$\oiint_{\partial V} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = Q_f(V)$
Gauss's law for magnetism	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\oiint_{\partial V} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$
Maxwell–Faraday equation (Faraday's law of induction)	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial \Phi_{B,S}}{\partial t}$
Ampère's circuital law (with Maxwell's correction)	$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	$\oint_{\partial S} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_{f,S} + \frac{\partial \Phi_{D,S}}{\partial t}$

2.5 Κυματική εξίσωση

Η κυματική εξίσωση

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

όπου ∇^2 η Λαπλασιανή, v η ταχύτητα και E η ενέργεια του πεδίου, περιγράφει τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Λύνοντας την κυματική εξίσωση για κυματοδηγούς παρουσιάζονται οι ρυθμοί των κυματοδηγών μαθηματικά. Έχοντας αυτήν την εξίσωση και την εξίσωση του ηλεκτρικού πεδίου (2.4) σε όλα τα επίπεδα

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} + E_z \vec{k} \quad (2.4)$$

ορίζουμε τις συνοριακές συνθήκες του κυματοδηγού. Κάνοντας ανάλυση στην x -κατεύθυνση και σύμφωνα με τις συνοριακές συνθήκες καταλήγουμε ότι στο υψηλό υπόστρωμα θα ισχύει

$$E_x(y) = E_u \exp\left[-k_{yu}\left(y - \frac{h}{2}\right)\right] \quad \text{για } y \geq \frac{h}{2} \quad (2.5)$$

,όπου k_{yu} ο κυματάριθμος στο υψηλό υπόστρωμα, h το ύψος του κυματοδηγού, στον πυρήνα θα ισχύει

$$E_x(y) = E_c \exp[-jk_{yc}y] \quad \text{για } -\frac{h}{2} \leq y \leq \frac{h}{2} \quad (2.6)$$

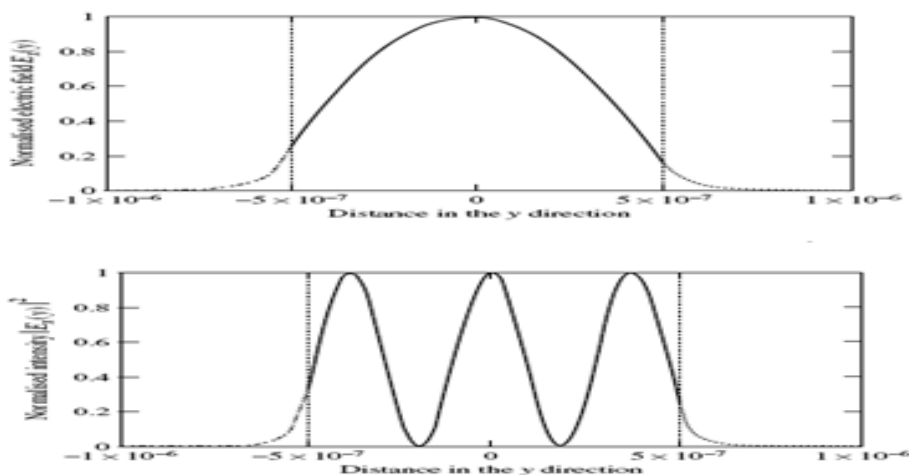
,όπου k_{yc} ο κυματάριθμος στον πυρήνα και στο χαμηλό υπόστρωμα θα ισχύει

$$E_x(y) = E_\ell \exp[k_{yl}\left(y + \frac{h}{2}\right)] \quad \text{για } y \leq -\frac{h}{2} \quad (2.7)$$

,όπου k_{yl} ο κυματάριθμος στο χαμηλό υπόστρωμα. Με περαιτέρω ανάλυση καταλήγουμε ότι

$$E_u = \frac{k_{yc}}{k_{yu}} E_c \sin\left(k_{yc} \frac{h}{2} + \phi\right) \quad \text{και} \quad E_\ell = \frac{k_{yc}}{k_{yl}} E_c \sin\left(k_{yc} \frac{h}{2} - \phi\right) \quad (2.8)$$

(Reed & Knights 2004). Όσον αφορά το διάγραμμα των ρυθμών μπορεί να παρατηρηθεί ότι για μοναδικό ρυθμό έχουμε γραφική παράσταση σε σχήμα «καμπάνας», δηλαδή μια Gauss κατανομή, ενώ για πολλαπλούς ρυθμούς έχουμε ημιτονοειδείς μορφές, ανάλογα με τον αριθμό m . Για παράδειγμα, για $m = 2$ έχουμε 3 κορυφές, όπως παρατηρείται στην εικόνα 2.4 (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 2.4 α) Σχεδιάγραμμα ηλεκτρικών πεδίων του θεμελιώδους ρυθμού ($m = 0$), β) Σχεδιάγραμμα έντασης του δεύτερου άρτιου ρυθμού ($m = 2$)

2.6 Οπτικές ίνες και επικοινωνίες

2.6.1 Δομή των οπτικών ινών

Μια οπτική ίνα είναι μια λεπτή, εύκαμπτη, διαφανής ίνα που ενεργεί ως κυματοδηγός, ή «ελαφρύς σωλήνας», για να διαβιβάσει το φως μεταξύ των δύο άκρων της ίνας. Ο τομέας της εφαρμοσμένης επιστήμης και της εφαρμοσμένης μηχανικής που ασχολείται με το σχεδιασμό και την εφαρμογή των οπτικών ινών είναι γνωστός ως οπτική ινών.

Η οπτική ίνα αποτελεί ένα αρκετά συνηθισμένο είδος καλωδίου στις σύγχρονες καλωδιώσεις. Χρησιμοποιείται, κυρίως, όπου οι αποστάσεις είναι μεγάλες και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί το καλώδιο συνεστραμμένων ζευγών και όπου οι απαιτήσεις σε ρυθμούς μετάδοσης είναι αρκετά αυξημένες. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε οπτική ίνα για να καλύψουμε απόσταση 5 Km ενώ οι ρυθμοί μετάδοσης δεδομένων φθάνουν τα 10 Gbps. Η βασική κατασκευή μιας οπτικής ίνας φαίνεται στην εικόνα 2.5. Στο κέντρο του καλωδίου υπάρχει η οπτική ίνα, η οποία κατασκευάζεται από γυαλί ικανό να μεταφέρει φωτεινή δέσμη συγκεκριμένου μήκους κύματος με πολύ λίγες απώλειες. Την οπτική ίνα περιβάλλει ειδική επίστρωση υλικού με μικρότερο δείκτη διάθλασης από το υλικό της ίνας, το οποίο ονομάζεται cladding ή buffer. Το υλικό αυτό βοηθά στη συνεχή ανάκλαση της φωτεινής δέσμης, η οποία θα πέσει μέσα στην οπτική ίνα, εφόσον η γωνία πρόσπτωσης είναι μεγαλύτερη της οριακής καθώς σε άλλη περίπτωση θα έχουμε διάθλαση στην εξωτερική επίστρωση (cladding). Με αυτό τον τρόπο η οπτική ίνα εγκλωβίζει τη δέσμη του φωτός και την οδηγεί στην άκρη της.

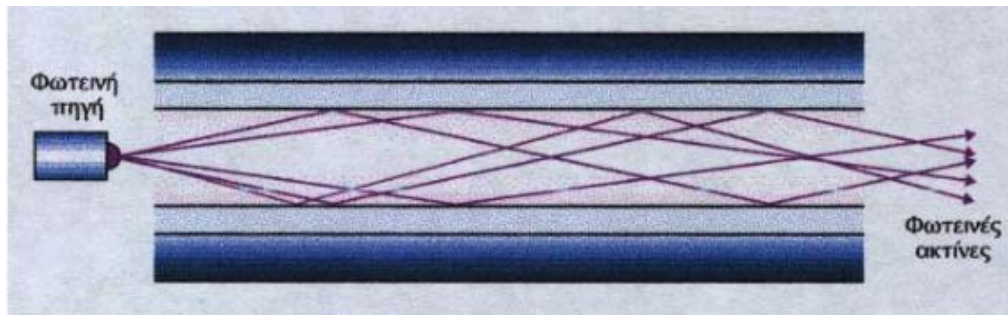


Εικόνα 2.5 α) Δομή της οπτικής ίνας, β) εργαστηριακή απεικόνιση οπτικής ίνας

Την επίστρωση περιβάλλει δέσμη συνθετικών ινών, οι οποίες έχουν στόχο την προστασία της ίνας από πιθανά τραβήγματα, που είναι επικίνδυνο να σπάσει το γυαλί, το οποίο αποτελεί και τον πυρήνα της ίνας. Όλα τα παραπάνω περικλείονται σε εξωτερικό πλαστικό περίβλημα όμοιο με αυτό των καλωδίων συνεστραμμένων ζευγών (Communications 2002).

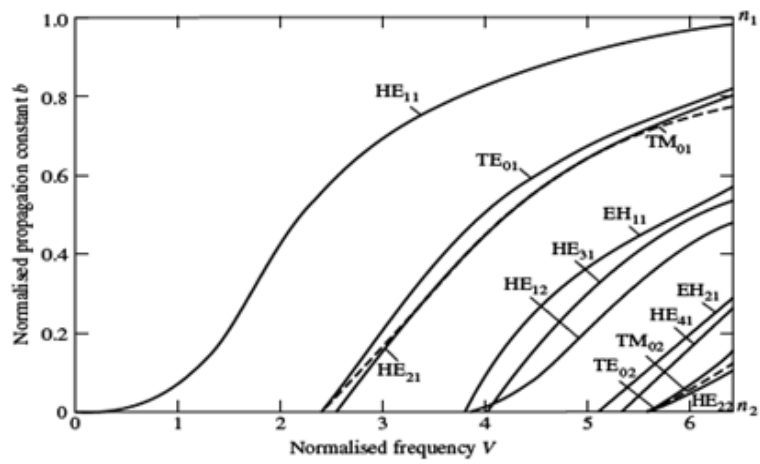
2.6.2 Ρυθμοί μιας οπτικής ίνας

Η μεγαλύτερη διαφορά μεταξύ της οπτικής ίνας και του πεδιακού κυματοδηγού είναι το γεγονός ότι η οπτική ίνα περιορίζει το φως σε δύο, αντί σε μία, διάσταση. Με εφαρμογή της λεγόμενης βηματικής μεθόδου (Reed & Knights 2004) η ακτίνα θα ακολουθήσει το μονοπάτι σε μορφή zig-zag διαμέσου της ίνας, περνώντας μέσα από την ίνα με σχεδόν παρόμοιο τρόπο όπως οι κυματοδηγοί. Αυτές οι ακτίνες αναφέρονται ως μεσημβρινές ακτίνες (βλ. Εικόνα 2.6).

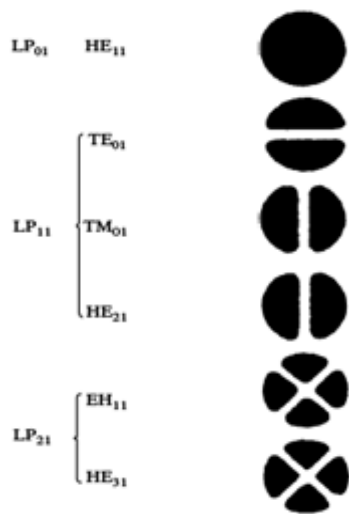


Εικόνα 2.6 Απεικόνιση οπτικής ίνας με τη μέθοδο του βηματικού δείκτη

Ωστόσο, υπάρχει η πιθανότητα μια ακτίνα να πολλαπλασιαστεί μέσα στην ίνα. Η ακτίνα αυτή ονομάζεται λοξή και ακολουθεί ένα ελικοειδές μονοπάτι διαμέσου της ίνας, δίχως να περνάει από τον άξονα της. Όλες αυτές οι ακτίνες είναι αποτέλεσμα της ολικής ανάκλασης, αλλιώς δεν θα έμεναν περιορισμένες μέσα στον κυματοδηγό, αλλά οι γωνίες διάδοσης των λοξών ακτινών είναι τέτοιες ώστε να είναι πιθανό για τους συντελεστές των E (ηλεκτρικού) και H (μαγνητικού) πεδίων να είναι εγκάρσιοι στον άξονα της ίνας. Έτσι, οι ρυθμοί που παράγονται από αυτές τις ακτίνες ονομάζονται HE_{lm} ή EH_{lm} ανάλογα με το αν το E ή το H πεδίο κυριαρχούν στο εγκάρσιο πεδίο. Αυτό σημαίνει ότι μερικές από τις ρυθμικές λύσεις έχουν περίπου την ίδια σταθερά διάδοσης, κι έτσι αυτές οι λύσεις συνήθως υπολογίζονται από τους γραμμικά πολωμένους ρυθμούς (Linearly Polarized modes) και χαρακτηρίζονται ως LP_{lm} . Παρακάτω, φαίνονται τα σχεδιαγράμματα των ρυθμών ανάλογα με το ποιος κυριαρχεί την κάθε στιγμή στο πεδίο, (βλ. Εικόνα 2.7), όπως και το τι μορφή παίρνουν οι ρυθμοί ανάλογα με τον αριθμό που χαρακτηρίζει τον καθένα (βλ. Εικόνα 2.8). Για να γίνει η προσέγγιση πιο κατανοητή, ο πίνακας 2.2 δείχνει την αντιστοιχία μεταξύ των LP και των ακριβών ρυθμών (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 2.7 Διάδοση σταθεράς των ακριβών ρυθμών που σχεδιάζονται συναρτήσει της κανονικοποιημένης συχνότητας

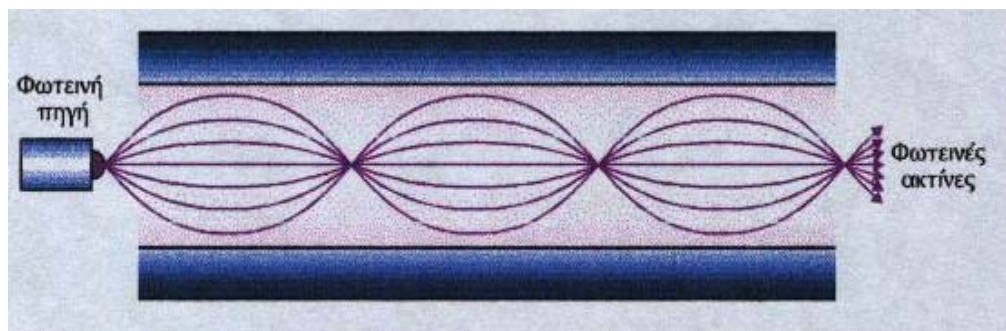


Εικόνα 2.8 Σχεδιαγράμματα έντασης των τριών ρυθμών χαμηλής τάξης LP

Πίνακας 2.2 Σχέση μεταξύ των κατά προσέγγιση ρυθμών LP και των ακριβών ρυθμών

Linearly polarised	Exact modes
LP ₀₁	HE ₁₁
LP ₁₁	HE ₂₁ , TE ₀₁ , TM ₀₁
LP ₂₁	HE ₃₁ , EH ₁₁
LP ₀₂	HE ₁₂
LP ₃₁	HE ₄₁ , EH ₂₁
LP ₁₂	HE ₂₂ , TE ₀₂ , TM ₀₂
LP _{l_m}	HE _{2_m} , TE _{0_m} , TM _{0_m}
LP _{l_m} ($l \neq 0$ or 1)	HE _{l+1,_m} , EH _{l-1,_m}

Με τη διαβαθμισμένη μέθοδο μπορούμε να φανταστούμε ότι οι ακτίνες είναι μια σειρά από διακριτά βήματα, όπου υπάρχουν διαφορετικά μέγιστα κι ελάχιστα μέσα στην ίνα και αυτό σημαίνει ότι η ακτίνα μπορεί να μην περάσει από τον πυρήνα της ίνας (βλ. Εικόνα 2.9).



Εικόνα 2.9 Απεικόνιση οπτικής ίνας με τη μέθοδο του διαβαθμισμένου δείκτη

Όσον αφορά τους ρυθμούς των οπτικών ινών σε σχέση με αυτούς των κυματοδηγών, οι δισδιάστατοι ορθογωνικοί ρυθμοί των κυματοδηγών απαιτούν δύο υποστίξεις για να τα αναγνωρίσουν. Παρ' όλα αυτά, δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ίδια συνθήκη όπως στις οπτικές ίνες, επειδή οι ορθογωνικοί κυματοδηγοί δεν είναι κυκλικά συμμετρικοί. Έτσι, είναι φυσικό να χρησιμοποιήσουμε καρτεσιανές συντεταγμένες. Σε έναν ορθογωνικό κυματοδηγό υπάρχουν δύο οικογένειες ρυθμών, ο HE ρυθμός και ο EH ρυθμός, που πολώνονται στις TE και TM κατευθύνσεις αντίστοιχα. Έτσι, αυτοί οι ρυθμοί αναφέρονται συχνά σαν E^x ή E^y ρυθμοί, βεβαίως εξαρτάται από το πώς είναι πολωμένοι στη x ή y κατεύθυνση (Reed & Knights 2004).

2.6.3 Χαρακτηριστικά και επιδόσεις

Οι επιδόσεις μιας οπτικής ίνας συνδέονται με τον ρυθμό μετάδοσης του σήματος στην ίνα, με το αν, δηλαδή, η ίνα είναι πολύτροπη ή μονότροπη και με το μήκος κύματος του φωτός, που εκπέμπεται από την πηγή. Στις μονορυθμικές οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται μήκη κύματος μεταξύ 1310 και 1550 nm. Στις πολυρυθμικές οπτικές ίνες έχουμε μήκη κύματος από 850 έως 1300 nm. Θα πρέπει να τονιστεί ότι για δεδομένη εγκατάσταση, θα πρέπει να χρησιμοποιείται μόνο ένας τρόπος μετάδοσης και μόνο ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος από τις πηγές σε όλη την έκταση της εγκατάστασης. Οι οπτικές ίνες μπορούν να μεταφέρουν σήματα σε πολύ μεγάλο εύρος ζώνης σε μεγάλες αποστάσεις με πολύ μικρή εξασθένιση του σήματος. Οι πολυρυθμικές οπτικές ίνες μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε αποστάσεις, που υπερβαίνουν τα 3 Km, ενώ οι μονορυθμικές οπτικές ίνες μπορούν να υπερβούν τα 10 Km. Υπάρχουν, όμως, και άλλοι παράγοντες, οι οποίοι περιορίζουν τις παραπάνω αποστάσεις μετάδοσης. Τέτοιοι παράγοντες είναι το εύρος ζώνης της πηγής και του δέκτη των σημάτων σε μια οπτική ίνα καθώς και η χρωματική διασπορά του μεταδιδόμενου σήματος μέσα στην οπτική ίνα. Αύξηση της διασποράς με την απόσταση εξασθενίζει το σήμα. Επίσης, επιβαρυντικός παράγοντας είναι η χρήση συνδέσμων και διακλαδωτών στην πορεία των οπτικών ινών. Θα πρέπει να σημειώσουμε, ότι στις πολυρυθμικές οπτικές ίνες είναι πιο ανεκτό να χρησιμοποιήσουμε συνδετήρες και διακλαδωτές απ' ότι στις μονορυθμικές. Επίσης, στις πολυρυθμικές οπτικές ίνες μπορούν να χρησιμοποιηθούν χαμηλού κόστους πηγές LED, ενώ οι μονορυθμικές οδηγούνται συνήθως από πηγή LASER. Τυπική τιμή εξασθένισης σήματος για μια 62.5/125 πολύτροπη οπτική ίνα είναι 3.5 dB/Km για σήμα με μήκος κύματος 850 nm και 1.0 dB/Km για μήκος κύματος 1300 nm. Τυπικό μέγεθος εξασθένισης σήματος για μονορυθμική οπτική ίνα είναι 0.5 dB/Km στα 1310 nm και 0.4 dB/Km στα 1550nm (Communications 2002). Συνοπτικά, αναφέρουμε σε ένα πίνακα τα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα των οπτικών ινών σε σχέση με τα συμβατικά καλώδια (βλ. Πίνακα 2.3).

Πίνακας 2.3 Πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα των οπτικών ινών

Πλεονεκτήματα	Μειονεκτήματα
Μεγάλη χωρητικότητα της τάξης των Gbps	Δυσκολία στη σύνδεση, με συνέπεια την ανάγκη ύπαρξης επιδέξιων εγκαταστατών
Με νέες τεχνικές πολυπλεξίας με διαίρεση μήκους κύματος (Wave Division Multiplexing) επιτυγχάνονται ταχύτητες της τάξης των Tbps	Δυσκολία διασύνδεσης πολλών χρηστών πάνω σε ένα καλώδιο
Μικρό μέγεθος και βάρος	Ακριβές για μικρές αποστάσεις
Χαμηλή εξασθένηση	-
Απρόσβλητη σε περιβαλλοντικές παρεμβολές	-
Υψηλή ασφάλεια – δυσκολία στις υποκλοπές	-
Μεγάλες εγκαταστάσεις μειώνουν το κόστος	-

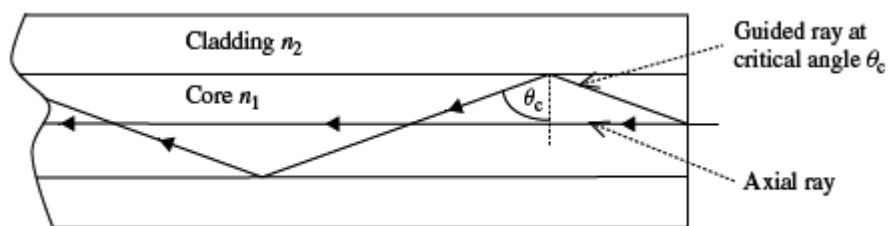
2.6.4 Διασπορά στις οπτικές ίνες

Υπάρχουν δύο είδη διασποράς στις οπτικές ίνες, η ρυθμική και η χρωματική.

2.6.4.1 Ρυθμική διασπορά

Η ρυθμική διασπορά (επίσης αποκαλούμενη συνδυασμένη διασπορά) είναι το φαινόμενο όπου η ταχύτητα ομάδας του φωτός, που διαδίδεται σε μια πολυρυθμική ίνα, εξαρτάται όχι μόνο από την οπτική συχνότητα αλλά και από το σχετικό τρόπο διάδοσης. Η επίδραση μπορεί να θεωρηθεί ως διαφορεική καθυστέρηση ρυθμού (DMD) και εξαρτάται έντονα από τη μορφή του δείκτη διάθλασης της ίνας μέσα και γύρω από τον πυρήνα της ίνας. Παραδείγματος χάριν, η επίδραση θα εξαφανιζόταν για έναν παραβολικής μορφής δείκτη, ενώ για ένα βηματικής μορφής δείκτη οι ρυθμοί υψηλής τάξης έχουν τις χαμηλότερες ταχύτητες ομάδας, και αυτό μπορεί να οδηγήσει σε διαφορεική καθυστέρηση ομάδας αρκετών νάνο-δευτερολέπτων ανά χιλιόμετρο. Στα συστήματα επικοινωνιών οπτικών ινών που βασίζονται σε πολυρυθμικές ίνες, η συνδυασμένη διασπορά μπορεί σοβαρά να περιορίσει το επιτεύξιμο ποσοστό μετάδοσης στοιχείων (ποσοστό δυαδικών ψηφίων). Ένας σύντομος

παλμός εισαγωγής που προωθείται σε ένα πλήθος ρυθμών θα οδηγήσει σε μια ακολουθία παλμών παραγωγής, που έχουν ένα σχετικό διάστημα που καθορίζεται από τη συνδυασμένη διασπορά. Προκειμένου να αποφευχθεί η ισχυρή διαστρέβλωση σημάτων, είναι συνήθως απαραίτητο να κρατηθούν οι παλμοί για αρκετό διάστημα ούτως ώστε να διατηρηθεί μια λογική χρονική επικάλυψη των συστατικών από τους διαφορετικούς ρυθμούς, με αποτέλεσμα αυτό να θέτει αναπόφευκτα ένα όριο στο ποσοστό στοιχείων. Ο φυσικός τρόπος για να εξουδετερωθεί η συνδυασμένη διασπορά είναι να χρησιμοποιηθούν οι συνδέσεις ινών βασισμένες στις μονορυθμικές ίνες, η συνδυασμένη όμως διασπορά μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με τη χρησιμοποίηση των πολλαπλού ρυθμού ινών με έναν παραβολικής μορφής δείκτη διάθλασης (ELPT1 2011).



Εικόνα 2.10 Η προέλευση της ρυθμικής διασποράς

2.6.4.2 Χρωματική διασπορά

Χρωματική διασπορά ενός οπτικού μέσου είναι το φαινόμενο στο οποίο η ταχύτητα φάσης και η ταχύτητα ομάδας του φωτός, που διαδίδεται σε ένα διαφανές μέσο, εξαρτώνται από την οπτική συχνότητα. Ένα σχετικό ποσοτικό μέτρο είναι η διασπορά ταχύτητας ομάδας (ELPT2 2011).

Ο ελάχιστος χρόνος και ο μέγιστος χρόνος που ταξιδεύει η ακτίνα στην ίνα είναι αντίστοιχα

$$t_{\min} = \frac{L n_1}{c} \quad \text{και} \quad t_{\max} = \frac{L n_1^2}{c n_2} \quad (2.9)$$

όπου L το μήκος της ίνας, c η ταχύτητα του φωτός. Η καθυστέρηση δίνεται ως

$$\delta t_{si} = t_{\max} - t_{\min} = \frac{L n_1^2}{c n_2} \Delta, \quad \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.10)$$

Η χρωματική διασπορά είναι αποτέλεσμα του ότι μια οπτική πηγή δεν είναι καθαρά μονοχρωματική. Η ταχύτητα ομάδας δίνεται από τον τύπο

$$u_g = \frac{\delta\omega}{\delta\beta} \quad (2.11)$$

Όπου δ διαφορά δύο ποσοτήτων και β η σταθερά διάδοσης και η καθυστέρηση διάδοσης σε κάθε δοθείσα τιμή του ω από

$$\tau = \frac{L}{u_g} \quad (2.12)$$

Παραγωγίζοντας παίρνουμε μας δίνει το αποτέλεσμα

$$\frac{\partial\tau}{\partial\omega} = L \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} \quad (2.13)$$

Η χρωματική διασπορά συχνά περιγράφεται από την παράμετρο διασποράς ταχύτητας ομάδας, D , όπου

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} \right) \quad (2.14)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (2.20) και (2.21) προκύπτει η διαφορά καθυστέρησης διάδοσης (βλ. Εικόνα 2.11)

$$\delta t_{ch} = |D|L\Delta\lambda \quad (2.15)$$

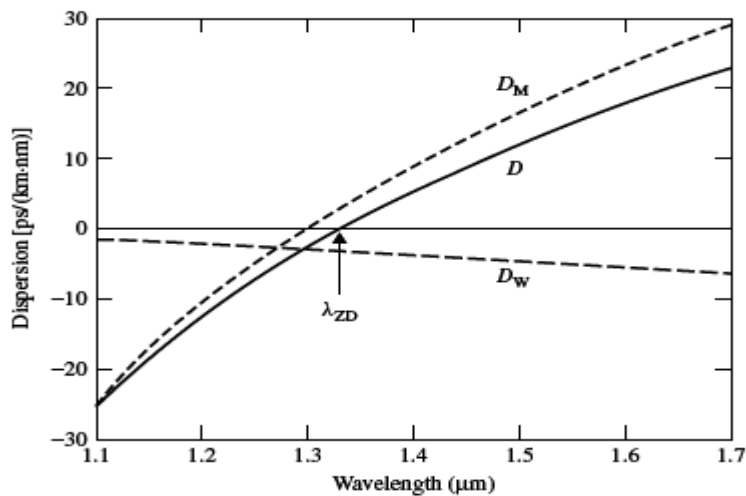
Υπάρχουν δύο συνεισφορές στη χρωματική διασπορά, η υλική και η κυματοδηγική διασπορά. Η υλική διασπορά προκαλείται από τη μεταβολή του n με το λ και ισχύει μόνο για μονορυθμικούς κυματοδηγούς. Η κυματοδηγική διασπορά προκαλείται από τη μεταβολή του λεγόμενου αποτελεσματικού δείκτη διάθλασης n_{eff} με το λ και ισχύει κι αυτή για

μονορυθμικούς κυματοδηγούς $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$ (Ζεργιώτη 2011).

Γενικά, η έννοια του αποτελεσματικού δείκτη έρχεται στην επιφάνεια σε εφαρμογές δισδιάστατων κυματοδηγών. Η προσέγγιση στο να βρούμε τις σταθερές διάδοσης για τον κυματοδηγό είναι να τον εκτιμήσουμε σαν ένα συνδυασμό δύο επίπεδων κυματοδηγών, έναν οριζόντιο κι έναν κάθετο. Ύστερα διαδοχικά λύνουμε τις χαρακτηριστικές εξισώσεις του επίπεδου κυματοδηγού πρώτα στη μια κατεύθυνση και μετά στην άλλη. Πρέπει να υπάρξει έγνοια για την εμπλεκόμενη πόλωση (Reed & Knights 2004).

2.6.5 Μονορυθμικές ίνες

Μια μονορυθμική οπτική ίνα (SMF) είναι μια οπτική ίνα με σκοπό να φέρει μόνο μια ενιαία ακτίνα του φωτός (ρυθμός). Οι ρυθμοί είναι οι πιθανές λύσεις της εξίσωσης Helmholtz, η οποία λαμβάνεται με το συνδυασμό των εξισώσεων του Maxwell και των οριακών συνθηκών. Αυτοί οι ρυθμοί καθορίζουν τον τρόπο που το κύμα ταξιδεύει μέσω του διαστήματος, δηλ. πώς το κύμα κατανέμεται στο διάστημα. Τα κύματα μπορούν να έχουν τον ίδιο ρυθμό αλλά έχουν διαφορετικές συχνότητες.



Εικόνα 2.11 Η ποικιλότητα στη χρωματική διασπορά με μήκος κύματος

Αυτό συμβαίνει στις μονορυθμικές ίνες, όπου μπορούμε να έχουμε τα κύματα με διαφορετικές συχνότητες, αλλά του ίδιου ρυθμού, που σημαίνει ότι κατανέμονται στο διάστημα με τον ίδιο τρόπο, και αυτός μας δίνει μια ενιαία ακτίνα του φωτός. Όταν οι ακτίνες ταξιδεύουν παράλληλα στο μήκος της ίνας, αυτό καλείται εγκάρσιος ρυθμός αφού οι ηλεκτρομαγνητικές δονήσεις του συνυπάρχουν κάθετα (εγκάρσια) στο μήκος της ίνας. Μια οπτική ίνα είναι κυλινδρική σε μορφή, έτσι όταν επιλύουμε την κυματική εξίσωση για τις οπτικές ίνες, οι κυλινδρικές συντεταγμένες χρησιμοποιούνται (r , φ και z), αντί για τις καρτεσιανές (x , y και z). Σε μια μονορυθμική ίνα μόνο η θεμελιώδης μορφή υποστηρίζεται, και η ακτινική κατανομή του πεδίου παίρνει τη μορφή εξίσωσης Bessel στον πυρήνα, $J_0(r)$, συνδεόμενη με τροποποιημένες εξισώσεις Bessel στο περίβλημα (cladding), $K_0(r)$ (βλ. Εικόνα 2.12) (Reed & Knights 2004)

Τέλος, αναφέρονται οι έννοιες της κανονικοποιημένης συχνότητας, της κανονικοποιημένης σταθεράς διάδοσης και της αποκοπής του μήκους κύματος. Η κανονικοποιημένη συχνότητα εκφράζεται από την εξίσωση

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.16)$$

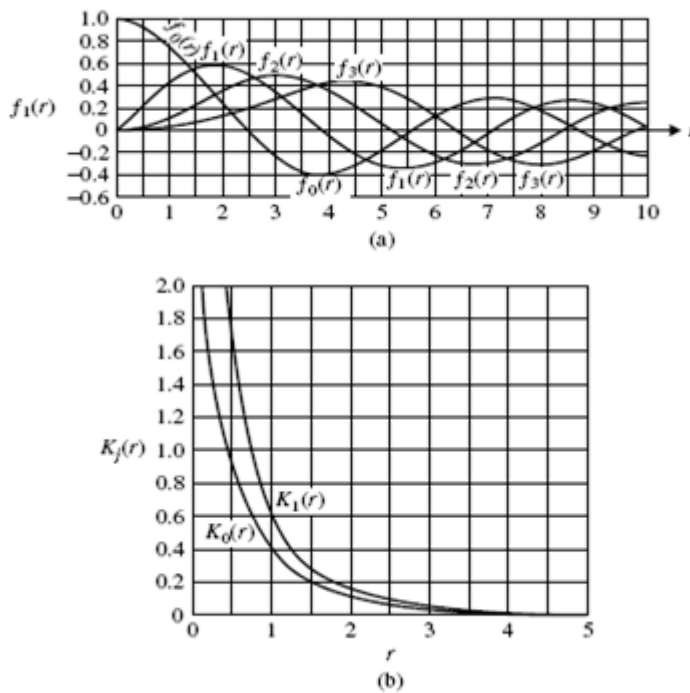
(βλ. Εικόνα 2.13), η κανονικοποιημένη σταθερά διάδοσης από την εξίσωση

$$b = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_2^2}{2n_1^2 \Delta} \quad (2.17)$$

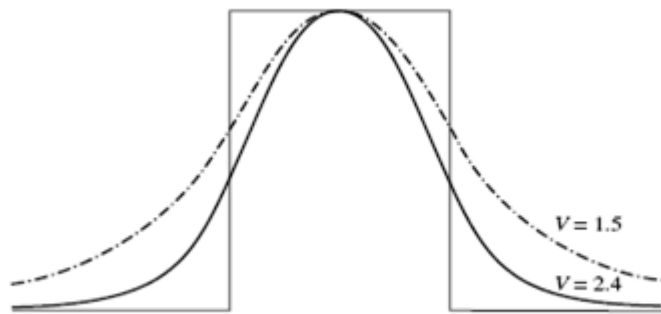
και η αποκοπή του μήκους κύματος εκφράζεται από την εξίσωση

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{V} a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.18)$$

(Reed & Knights 2004).



Εικόνα 2.12 α) ποικιλότητα των πρώτων τεσσάρων συναρτήσεων Bessel, β) ποικιλότητα των πρώτων δύο τροποποιημένων συναρτήσεων Bessel



Εικόνα 2.13 Μορφή τομέων του θεμελιώδους ρυθμού μιας ίνας βηματικού δείκτη για τις κανονικοποιημένες συχνότητες $V=1.5$ και $V=2.4$

3 Φωτονική πυριτίου σε μονωτή

3.1 Εισαγωγή

Το πυρίτιο είναι το χημικό στοιχείο Si (Silicon) (βλ. Εικόνα 3.1) με ατομικό αριθμό 14. Είναι το πιο κοινό μεταλλοειδές, τετρασθενές και ενώ είναι το όγδοο πιο κοινό στοιχείο στον κόσμο ως προς τη μάζα, πολύ σπάνια εμφανίζεται ως καθαρά ελεύθερο στοιχείο στη φύση.



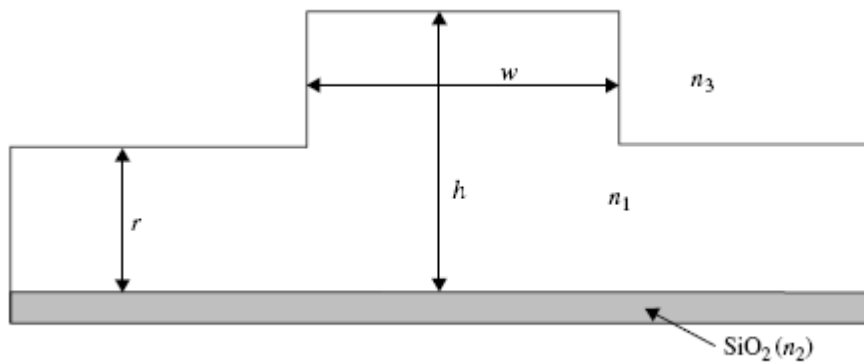
Εικόνα 3.1 Κομμάτι πυριτίου

Διανέμεται ευρύτερα στις σκόνες, τις άμμους, τα πλανητοειδή και τους πλανήτες σε διάφορες μορφές διοξειδίου πυριτίου (silica) ή σε πυριτικά άλατα. Στη γήινη κρούστα, το πυρίτιο είναι το δεύτερο - το αφθονότερο στοιχείο μετά από το οξυγόνο και αποτελεί το 27.7% της κρούστας της γης. Το πυρίτιο έχει πολλές βιομηχανικές χρήσεις. Είναι το κύριο συστατικό των περισσότερων συσκευών ημιαγωγών, κυριότερα στα ολοκληρωμένα κυκλώματα ή μικροτσιπ. Για τις οπτικές επικοινωνίες πυριτίου, χρησιμοποιούνται βασικότερα τα μήκη κύματος, 1.3 και 1.55 μm , επειδή σε αυτά τα μήκη η διάδοση του φωτός επιτυγχάνει τη μέγιστη απόδοσή του. Η χρήση του συναντάται στην κεραμική, στα τσιμέντα και κάθε είδους γυαλιών. Είναι επίσης ένα συστατικό των σιλικόνων, μια κατηγορία-όνομα για τις διάφορες συνθετικές πλαστικές ουσίες φτιαγμένες από πυρίτιο, οξυγόνο, άνθρακα και υδρογόνο, που συγγέεται συχνά με το ίδιο το πυρίτιο. Το πυρίτιο είναι ένα απαραίτητο στοιχείο στη βιολογία και τα μικροσκοπικά ίχνη του απαιτείται από τα ζώα. Είναι σημαντικό στο μεταβολισμό των φυτών, ιδιαίτερα σε πολλές χλόες. Το πυριτικό οξύ (ένας τύπος

πυριτίου) αποτελεί τη βάση της εντυπωσιακής σειράς προστατευτικών κοχυλιών των μικροσκοπικών διατομών (Silicon 2011).

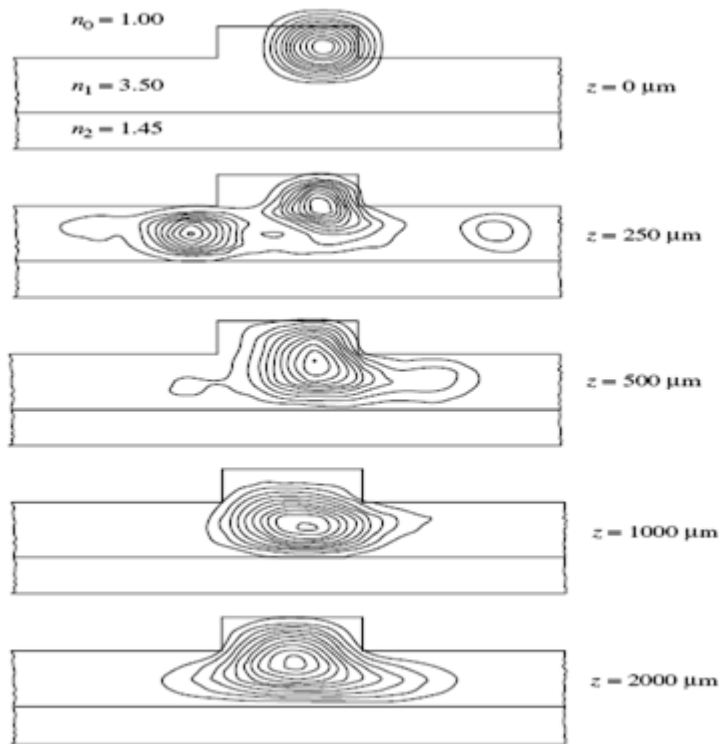
3.2 Μεγάλοι μονορυθμικοί πλευρικοί κυματοδηγοί

Ένας πλευρικός κυματοδηγός είναι ένας κυματοδηγός στον οποίο το καθοδηγούμενο στρώμα, βασικά, περιλαμβάνει μια λουρίδα (ή περισσότερες) πλάκας επικολλημένη σε αυτό. Οι πλευρικοί κυματοδηγοί παρέχουν επίσης τον περιορισμό του κύματος σε δύο διαστάσεις ("Silicon." 2011). Αν η γεωμετρία του κυματοδηγού είναι σωστά σχεδιασμένη (βλ. Εικόνα 3.2), ρυθμοί υψηλού τάξης διαρρέουν έξω από τον κυματοδηγό σε πολύ μικρή απόσταση, αφήνοντας μόνο το θεμελιώδη ρυθμό να διαδίδεται.



Εικόνα 3.2 Γεωμετρία κυματοδηγού πλευρών

Γενικά, τίθεται ο περιορισμός ότι $0.5 \leq r \leq 1.0$ μm , ούτως ώστε όλοι οι ρυθμοί εκτός από το θεμελιώδη να αποκόπτονται με αποτέλεσμα ο κυματοδηγός να συμπεριφέρεται ως μονορυθμικός. Στην εικόνα 3.3 επιδεικνύεται ότι οι χαρακτηριστικοί ρυθμοί ενός πλευρικού κυματοδηγού σχετίζεται με τη γεωμετρία του κυματοδηγού (Reed & Knights 2004). (βλ. Εικόνα 3.3)



Εικόνα 3.3 Προσομοίωση διάδοσης ακτινών ενός πλευρικού κυματοδηγού

3.3 Απώλεια σε έναν οπτικό κυματοδηγό

Όταν ο δείκτης διάθλασης είναι μιγαδικός της μορφής $n' = n_R + jn_I$, τότε εμφανίζεται ο όρος-συνεισφορά $\exp^{-k_0 n_I z}$ ή $\exp^{-\frac{1}{2} \alpha z}$, όπου ο α ονομάζεται συντελεστής απωλειών. Έχοντας καθορίσει το συντελεστή απωλειών, πρέπει να σκεφτούμε τι είδους διάδοση μπορεί να αντέξει ένα ολοκληρωμένο οπτικό κύκλωμα. Οι απώλειες για SOI κυματοδηγούς είναι τυπικά στην κλίμακα 0.1-0.5 dB/cm (Reed & Knights 2004).

Οι απώλειες σε έναν οπτικό κυματοδηγό προέρχονται από τρεις πηγές: το διασκορπισμό, την απορρόφηση και την ακτινοβολία.

3.3.1 Διασκορπισμός

Ο διασκορπισμός σε έναν οπτικό κυματοδηγό μπορεί να είναι δύο τύπων: διασκορπισμός όγκου και διασκορπισμός διεπιφάνειας. Ο διασκορπισμός όγκου προκαλείται από ατέλειες στον όγκο του υλικού του κυματοδηγού, όπως τα κενά, τα μολυντικά άτομα, ή κρυσταλλικές

ατέλειες. Ο διασκορπισμός διεπιφάνειας οφείλεται στη σκληρότητα στη διεπιφάνεια μεταξύ του πυρήνα και των επιστρωμάτων του κυματοδηγού. Συνήθως, σε μια καλά εγκατεστημένη τεχνολογία κυματοδηγού, ο διασκορπισμός όγκου είναι αμελητέος, επειδή το υλικό έχει βελτιωθεί σε ένα ικανοποιητικό επίπεδο. Για νέα ή πειραματικά υλικά συστήματα, ωστόσο, ο διασκορπισμός όγκου πρέπει πάντα να υπολογίζεται. Ο διασκορπισμός διεπιφάνειας μπορεί να μην είναι αμελητέος, ακόμα και για ένα σχετικά καλά σχεδιασμένο σύστημα, επειδή οι απώλειες μπορεί να είναι σημαντικές ακόμα και για σχετικά απαλές διεπιφάνειες. Ο διασκορπισμός όγκου μπορεί να συνεισφέρει στην οπτική απώλεια (Reed & Knights 2004).

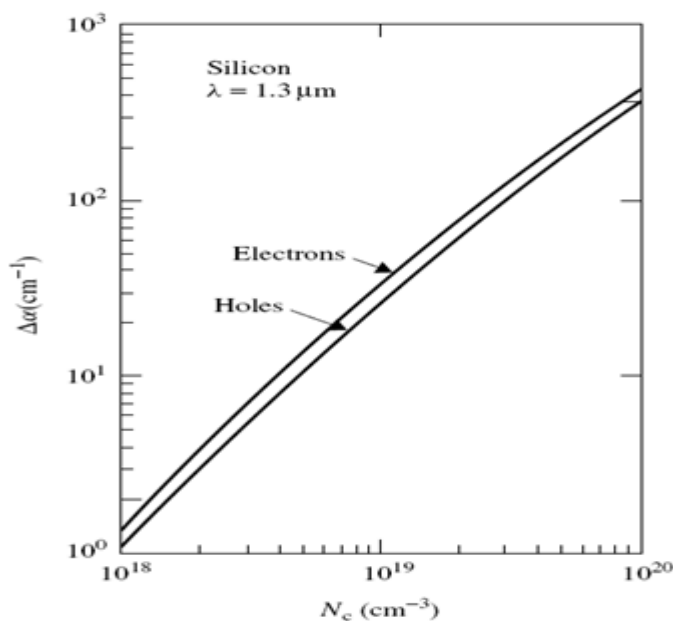
3.3.2 Απορρόφηση

Οι δύο κύριες πηγές απορρόφησης για κυματοδηγούς είναι η διαζωνική απορρόφηση και η απορρόφηση ελεύθερου φορέα. Η διαζωνική απορρόφηση συμβαίνει όταν φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από το χάσμα της ζώνης, απορροφούνται για να ενεργοποιήσουν τα ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Έτσι, για να αποφύγουμε τη διαζωνική απορρόφηση, πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένα μήκος κύματος μακρύτερο από το μήκος κύματος της άκρης της απορρόφησης του υλικού κυματοδηγού. Το πυρίτιο είναι ένα εξαιρετικό υλικό για να υλοποιήσουμε τα παραπάνω. Η διαζωνική απορρόφηση ενός υλικού δε σημειώνει μια απότομη μεταβολή από τη δυνατή απορροφητικότητα στη μεταδοτικότητα, έτσι πρέπει να προσέξουμε όταν επιλέγουμε ένα μήκος κύματος για μια δοθείσα τεχνολογία. Γι' αυτό το λόγο, οι κυματοδηγοί μπορούν να υποστούν αμελητέα διαζωνική απορρόφηση, με κατάλληλη επιλογή μήκους κύματος. Η απορρόφηση ελεύθερου φορέα, ωστόσο, μπορεί να είναι υψηλή στους κυματοδηγούς. Η συσσώρευση ελεύθερων φορέων θα επηρεάσει και τους πραγματικούς και τους φανταστικούς δείκτες διάθλασης. Για συσκευές που κατασκευάζονται από πυρίτιο, η διαμόρφωση της πυκνότητας του ελεύθερου φορέα χρησιμοποιείται για να διαμορφώσει σκόπιμα το διαθλαστικό δείκτη. Οι αλλαγές στην απορρόφηση σε ημιαγωγούς μπορεί να περιγραφεί από την εξίσωση Drude-Lorenz:

$$\Delta\alpha = \frac{e^3 \lambda_0^2}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n} \left(\frac{N_e}{\mu_e (m_{ce}^*)^2} + \frac{N_h}{\mu_h (m_{ch}^*)^2} \right) \quad (3.1)$$

όπου e είναι το ηλεκτρονικό φορτίο, c η ταχύτητα του φωτός, μ_e η κινητικότητα των ηλεκτρονίων, μ_h η κινητικότητα των οπών, m_{ce}^* η αποτελεσματική μάζα των ηλεκτρονίων, m_{ch}^* η αποτελεσματική μάζα των οπών, N_e η συσσώρευση των ελεύθερων ηλεκτρονίων, N_h

η συσσώρευση των ελεύθερων οπών, ϵ_0 η επιτρεπτότητα στο κενό και λ_0 το μήκος κύματος του κενού (Reed & Knights 2004). Η εικόνα 3.5 δείχνει τις απώλειες του πυριτίου για τα ηλεκτρόνια και τις οπές.



Εικόνα 3.4 Επιπρόσθετη απώλεια του πυριτίου εξ αιτίας των ελεύθερων φορέων

3.3.3 Ακτινοβολία

Η απώλεια ακτινοβολίας από ένα ευθύ οπτικό κυματοδηγό πρέπει ιδανικά να είναι αμελητέα. Αυτού του είδους η απώλεια υποδηλώνει διαρροή από τον κυματοδηγό στο γύρω μέσο, τυπικά το υψηλό ή το χαμηλό εξωτερικό τοίχωμα, ή για τον κυματοδηγό πλευρών μέσα στην επίπεδη περιοχή πλάι στον οδηγό. Αν ο κυματοδηγός είναι καλά σχεδιασμένος αυτή η απώλεια δε θα είναι κανονικά μεγάλη, αν και ανεπιθύμητες αναστατώσεις στον κυματοδηγό εξαιτίας, για παράδειγμα, μιας ελαφρά κατεστραμμένης μάσκας κατασκευής, μπορεί να προκαλέσουν διασκορπισμό του φωτός από τον ένα ρυθμό στον άλλο. Ο δεύτερος ρυθμός μπορεί με τη σειρά του να προκαλέσει απώλεια ακτινοβολίας αν αυτός ο ρυθμός έχει διαρροή. Μια άλλη περίπτωση που μπορεί να προκαλέσει απώλεια ακτινοβολίας είναι η κυρτότητα του κυματοδηγού, αφού αυτή θα αλλάξει τη γωνία συμβάντος στον τοίχο του κυματοδηγού. (Reed & Knights 2004).

3.4 Σύζευξη σε οπτικό κύκλωμα

Η σύζευξη του φωτός σε ένα ολοκληρωμένο οπτικό κύκλωμα είναι εννοιολογικά ασήμαντη, αλλά στην εφαρμογή είναι ένα σημαντικό πρόβλημα. Υπάρχει μια ποικιλία τεχνικών που μπορεί να οδηγήσει σε σύζευξη, όπως η σύζευξη ‘end-fire’, η σύζευξη άκρου, η σύζευξη πρίσματος και η διαβαθμισμένη σύζευξη.

3.4.1 Σύζευξη πρίσματος και διαβαθμισμένη σύζευξη

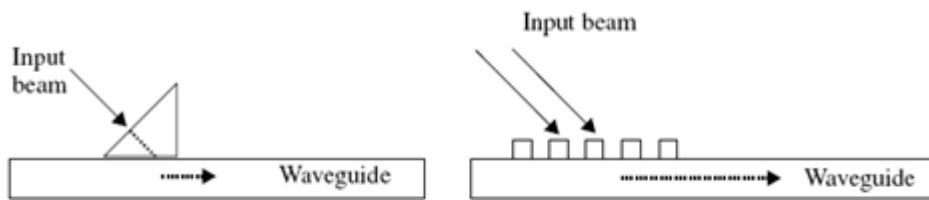
Η σύζευξη πρίσματος και η διαβαθμισμένη σύζευξη εισάγουν μια δέσμη φωτός εισόδου διαμέσου της επιφάνειας του κυματοδηγού, σε συγκεκριμένη γωνία (βλ. Εικόνα 3.5). Αυτό οδηγεί στο ταίριασμα της φάσης με συγκεκριμένη σταθερά διάδοσης μέσα στον κυματοδηγό, ενεργοποιώντας την κινητικότητα ενός συγκεκριμένου ρυθμού. Η σύζευξη πρίσματος δεν είναι τόσο χρήσιμη. Οι συνθήκες σύζευξης είναι τέτοιες ώστε το υλικό από το οποίο είναι φτιαγμένο το πρίσμα πρέπει να έχει υψηλότερο δείκτη διάθλασης από τον κυματοδηγό. Η σύζευξη πρίσματος μπορεί να βλάψει την επιφάνεια του κυματοδηγού και δεν είναι κατάλληλη να χρησιμοποιηθεί σε ένα επιφανειακό τοίχωμα, ταιριάζει όμως καλύτερα σε επίπεδους κυματοδηγούς και σίγουρα δεν ταιριάζει σε υλικά συστήματα που χρησιμοποιούν κυματοδηγούς πλευρών όπως η τεχνολογία πυριτίου (Reed & Knights 2004).

Οι διαβαθμισμένοι συζευκτήρες παρέχουν ένα μέσο σύζευξης σε ατομικούς ρυθμούς και είναι χρήσιμοι για σύζευξη σε στρώματα κυματοδηγών ενός μεγάλου εύρους πυκνότητας. Για να συζευχτεί το φως σε ένα κυματοδηγικό ρυθμό, είναι αναγκαίο τα συστατικά των ταχυτήτων των φάσεων στην κατεύθυνση της διάδοσης (z κατεύθυνση) να είναι τα ίδια. Αυτό αναφέρεται ως η συνθήκη ταίριασμα της φάσης (phase match)

$$\beta = k_z = k_0 n_3 \sin \theta_a \quad (3.2)$$

Αξίζει, επίσης, να σημειωθεί ότι εφόσον ένα βαθύ χάραγμα επηρεάζει το δείκτη διάθλασης ενός κυματοδηγού περισσότερο από ότι κάνει μια αβαθής διαβάθμιση, η ενεργοποίηση του μηχανισμού σύζευξης μπορεί να προσθέσει περισσότερη απώλεια στον αυξανόμενο διασκορπισμό. Ο διασκορπισμός προκύπτει από το χάραγμα εξαιτίας της απότομης αύξησης της ασυνέχειας του διαθλαστικού δείκτη μεταξύ του κάθε μέρους της διαβάθμισης. Το γεγονός ότι το πυρίτιο έχει πολύ μεγάλο διαθλαστικό δείκτη, ενισχύει αυτό

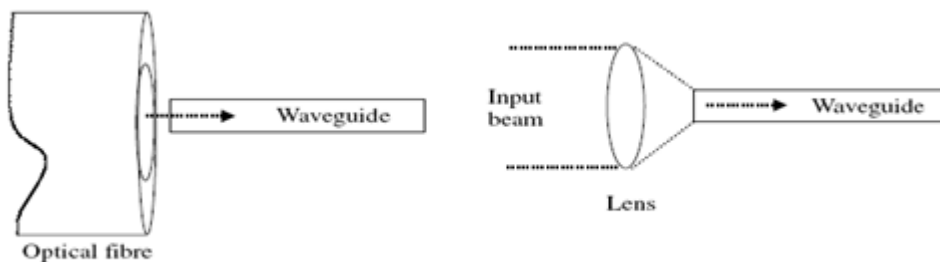
το φαινόμενο. Συνεπώς είναι σημαντικό να σχεδιάσουμε προσεχτικά οποιοδήποτε διαβαθμισμένο συζευκτήρα. (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 3.5 α) Σύζευξη πρίσματος, β) Διαβαθμισμένη σύζευξη

3.4.2 Σύζευξη άκρου και σύζευξη ‘end-fire’

Η σύζευξη ‘end-fire’ και η σύζευξη άκρου είναι πολύ παρόμοιες, εμπεριέχοντας έντονο φως στο τέλος του κυματοδηγού (βλ. Εικόνα 3.6). Η διαφορά μεταξύ των δύο μεθόδων είναι ότι στη σύζευξη άκρου τοποθετούνται οι δύο συσκευές ή κυματοδηγοί, η μία πίσω από την άλλη, έτσι ώστε το πεδίο ρυθμού της μεταδιδόμενης συσκευής να πέφτει πάνω στην προτομή της δεύτερης συσκευής, ενώ η σύζευξη ‘end-fire’ ενσωματώνει ένα φακό για να εστιάσει στην εισαγόμενη ακτίνα πάνω στην προτομή της ληφθείσας συσκευής. Και στις δυο περιπτώσεις, το φως εισάγεται στο τέλος του κυματοδηγού και μπορεί πιθανόν να διεγείρει όλους τους ρυθμούς του κυματοδηγού. Όταν μια δέσμη φωτός είναι πάνω στην προτομή ενός οπτικού κυματοδηγού, η αποδοτικότητα με την οποία το φως διαιρείται μέσα στον κυματοδηγό είναι μια συνάρτηση του (i) πόσο καλά ταιριάζουν τα πεδία διέγερσης και οι ρυθμοί του κυματοδηγού, (ii) του βαθμού της ανάκλασης της έδρας του κυματοδηγού, (iii) της ποιότητας της προτομής του κυματοδηγού και (iv) της αταξίας του χώρου της διέγερσης και των πεδίων κυματοδηγού (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 3.6 α) Σύζευξη άκρου, β) Σύζευξη ‘end-fire’

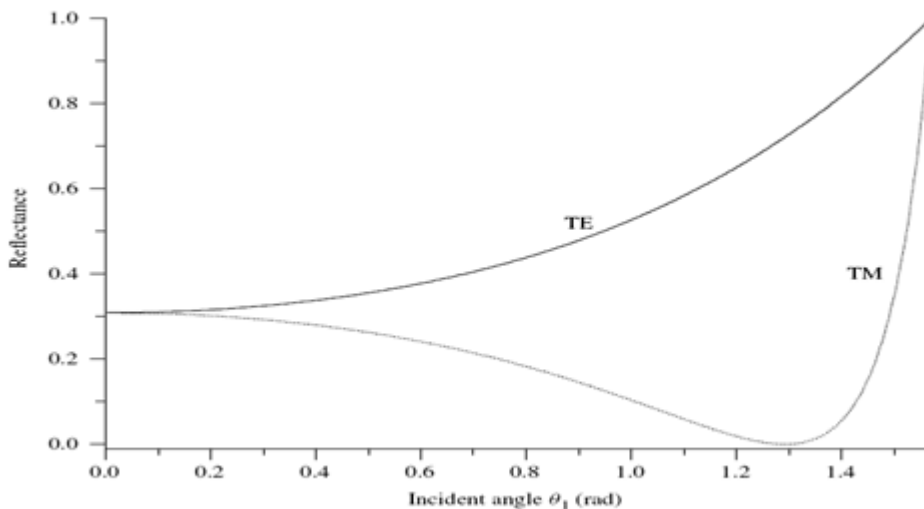
Το ταίριασμα της διέγερσης των πεδίων συνήθως εκτιμάται με το να υλοποιηθεί η πλήρης επικάλυψη μεταξύ του πεδίου διέγερσης και του πεδίου κυματοδηγού. Για να εκτιμηθεί αυτό το φαινόμενο ολοκληρωτικά, όλοι οι ρυθμοί του κυματοδηγού πρέπει να συμπεριληφθούν στο πεδίο κυματοδηγού. Η πλήρης επικάλυψη, Γ των δύο πεδίων E και ε δίνεται από τον τύπο: (Reed & Knights 2004).

$$\Gamma = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} E \varepsilon dx}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} E^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^2 dx \right]^{1/2}} \quad (3.3)$$

Η ανάκλαση από την προτομή του κυματοδηγού καθορίζεται από τους δείκτες διάθλασης των μέσων που περιλαμβάνονται στη σύζευξη από το ένα μέσο στο άλλο. Έτσι, οι αντίστοιχες ανακλαστικότητες δίνονται από τους τύπους:

$$R_{TE} = r_{TE}^2 = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad , \quad R_{TM} = r_{TM}^2 = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.4)$$

όπου $\theta_1, \theta_2, n_1, n_2$ εξηγήθηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο. Οι δύο συναρτήσεις R_{TE} και R_{TM} σχεδιάζονται στην εικόνα 3.7 σε μια διεπαφή αέρα/πυριτίου.

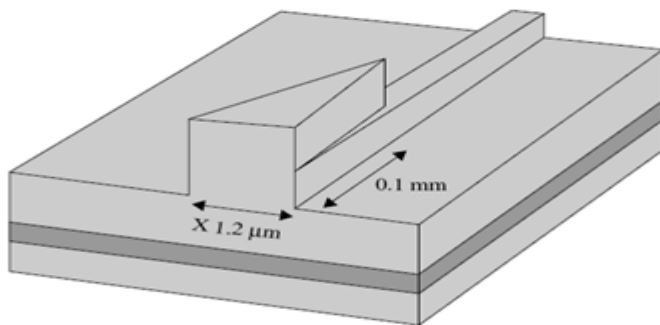


Εικόνα 3.7 Ανάκλαση σε μια διεπαφή αέρα/πυριτίου

Για μια διεπιφάνεια πυριτίου αυτή η ανάκλαση είναι περίπου 31% και εισάγει μια επιπρόσθετη απώλεια των 1.6 dB. Μία απώλεια 1.6 dB για κάθε έδρα του κυματοδηγού είναι υπολογίσιμη και μειώνεται σε εμπορικές συσκευές με τη χρήση αντί-ανακλαστικού στρώματος επικάλυψης (Reed & Knights 2004). Η ποιότητα της προτομής του κυματοδηγού εξαρτάται από την τεχνική προετοιμασίας. Τρεις βασικές δυνατότητες είναι διαθέσιμες για την προετοιμασία της προτομής των ημιαγωγών διακοπών: το σχίσιμο, το βερνίκωμα και το χάραγμα. Το σχίσιμο υλοποιείται εισάγοντας μηχανικά μια μικρή σχισμή στην άκρη του δείγματος και ακολούθως με άσκηση πίεσης στο δείγμα ώστε να ραγίσει κατά μήκος του πρωτεύοντος κρυσταλλικού πεδίου. Αυτή η τεχνική είναι δύσκολη στην εκτέλεση κάτι που την καθιστά ακατάλληλη για εμπορική εφαρμογή, και η χρήση της περιορίζεται για εργαστηριακή έρευνα. Το βερνίκωμα είναι, πιθανόν, η πιο διαδεδομένη τεχνική προετοιμασίας της έδρας του κυματοδηγού. Η προτομή του δείγματος βερνικώνεται από επικάλυψη με λειαντικά υλικά με διαδοχικά μειούμενα χαλικωμένα μεγέθη. Οι προτομές μπορούν επίσης να προετοιμαστούν από χημικό ή ξηρό χάραγμα. Είναι μια τεχνική που μπορεί να υλοποιηθεί, σε εξαιρετικά υψηλό επίπεδο, για εμπορική εφαρμογή (Reed & Knights 2004).

3.4.3 Ισχυρή Σύζευξη κυματοδηγών για εμπορικές εφαρμογές

Η σύζευξη άκρου μπορεί να χρησιμοποιηθεί εμπορικά αν η ίνα και ο κυματοδηγός έχουν παρόμοια μεγέθη ρυθμών. Ωστόσο, όλες οι τεχνικές σύζευξης γίνονται πιο δύσκολες όσο οι διαστάσεις των κυματοδηγών μειώνονται. Η τρισδιάστατη απολεπτινόμενη μεταφορά κυματοδηγού μπορεί, θεωρητικά, να προσφέρει ένα μονολιθικά ολοκληρωμένο μέσο με το οποίο μπορεί να επιτευχθεί αποδοτική σύζευξη. Ο τρισδιάστατος κωνικός κυματοδηγός είναι μια κλιμακωτή μεταφορά από μια μεγάλη, τοποθετημένη σταυρωτά, κυματοδηγική περιοχή σε μια μικρότερη (βλ. Εικόνα 3.8). Ακόμα και για τους κυματοδηγούς μερικών μικρομέτρων σε σταυρωτή τοποθέτηση, ένας κωνικός κυματοδηγός έχει πλεονέκτημα επειδή χαλαρώνει τις ευθυγραμμισμένες αντοχές μεταξύ της εισαγόμενης ίνας και του κυματοδηγού (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 3.8 Σχέδιο κάθετων και οριζόντιων κωνικών κυματοδηγών

3.4.4 Απώλεια διάδοσης σε ολοκληρωμένους οπτικούς κυματοδηγούς

3.4.4.1 Απώλεια παρεμβολής και απώλεια διάδοσης

Όταν ένας οπτικός κυματοδηγός μετρείται, το αντικείμενο της μέτρησης πρέπει να είναι ξεκάθαρο. Υπάρχει συχνά σύγχυση μεταξύ της απώλειας παρεμβολής και της απώλειας διάδοσης. Η απώλεια παρεμβολής ενός κυματοδηγού ή μιας συσκευής είναι μια ολική απώλεια σχετιζόμενη με την εισαγωγή αυτού του στοιχείου μέσα σε ένα σύστημα κι έτσι περιλαμβάνει την έμφυτη απώλεια του ίδιου του κυματοδηγού και των απωλειών της σύζευξης που σχετίζονται με τη διέγερση της συσκευής. Η απώλεια διάδοσης σχετίζεται με τη διάδοση του κυματοδηγού ή της συσκευής, αποκλείοντας τις απώλειες της σύζευξης (Reed & Knights 2004). Υπάρχουν τρεις βασικές πειραματικές τεχνικές που σχετίζονται με τη μέτρηση των κυματοδηγών: (α) η μέθοδος «cut-back», (β) η μέθοδος αντήχησης Fabry-Perot και (γ) η μέτρηση διασκορπισμένου φωτός.

3.4.4.2 Η μέθοδος «cut-back»

Η μέθοδος «cut-back» είναι εννοιολογικά η πιο απλή μέθοδος μέτρησης ενός οπτικού κυματοδηγού και είναι σχετίζεται συχνά είτε με τη σύζευξη ‘end-fire’ είτε με τη σύζευξη άκρου. Ένας κυματοδηγός μήκους L_1 διεγείρεται από μία από τις μεθόδους σύζευξης και καταγράφονται η ισχύς εξόδου από τον κυματοδηγό, I_1 , και η ισχύς εισόδου στον κυματοδηγό, I_0 . Ο κυματοδηγός τότε μικραίνει σε ένα άλλο μήκος, L_2 , και η μέτρηση επαναλαμβάνεται για να καθορίσουμε την καινούρια ισχύ εξόδου, I_2 , ενώ η ισχύς εισόδου

διατηρείται σταθερή. Η απώλεια διάδοσης του μήκους του κυματοδηγού ($L_1 - L_2$) είναι συνάρτηση της μεταβολής στην ισχύ εξόδου για την κάθε μέτρηση. Άρα καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$\alpha = \left(\frac{1}{L_1 - L_2} \right) \ln(I_2/I_1) \quad (3.5)$$

Μια πειραματική μέτρηση φαίνεται στην εικόνα 3.9 (Reed & Knights 2004).

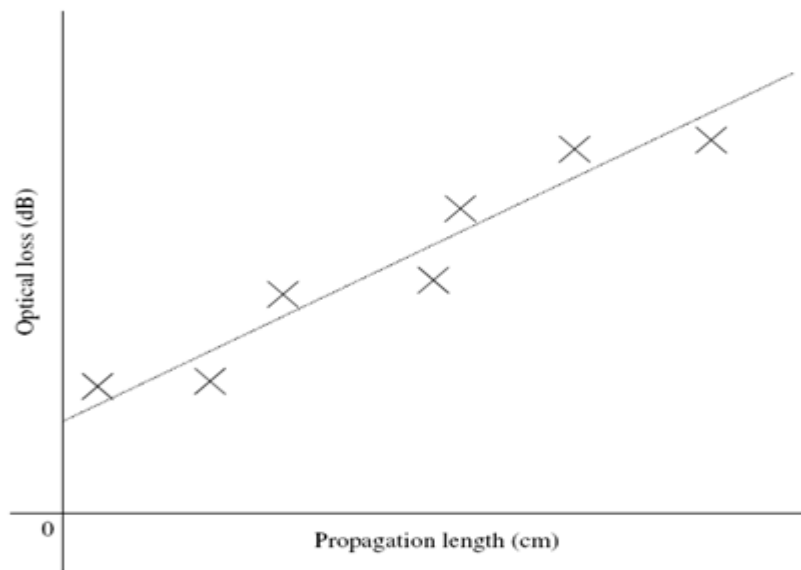
Να σημειωθεί ότι υπάρχουν και άλλες παραλλαγές της τεχνικής cut-back οι οποίες αν και πιο σταθερές είναι εγγενώς λιγότερο ακριβείς (Reed & Knights 2004).

3.4.4.3 Η μέθοδος αντήχησης Fabry-Perot

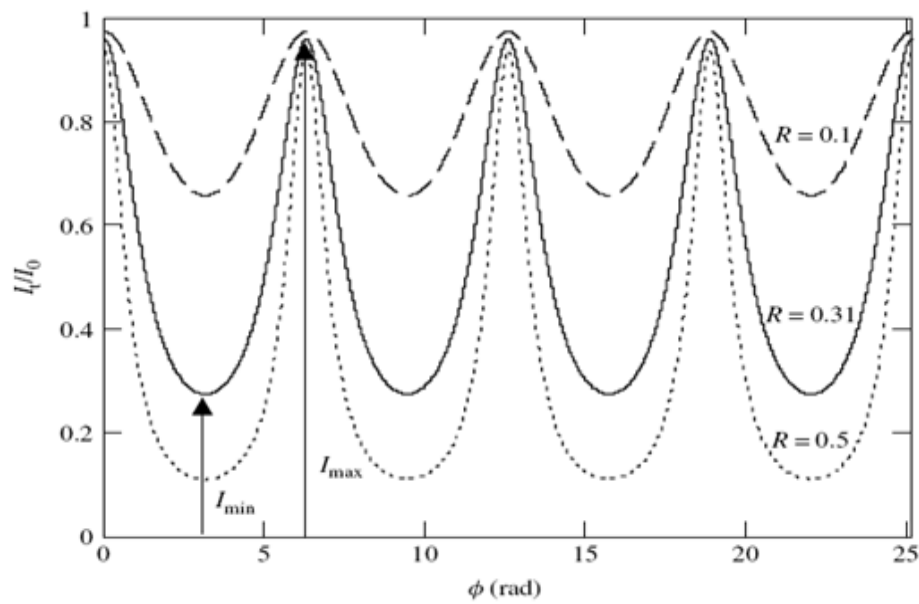
Ένας οπτικός κυματοδηγός με γυαλισμένες πλευρές είναι παρόμοιος σε δομή με την κοιλότητα του λέιζερ. Ωστόσο, οποιαδήποτε επικάλυψη στην πλευρά του κυματοδηγού μπορεί να αλλάξει αυτήν την ανακλαστικότητα. Συνεπώς, η δομή κυματοδηγού μπορεί να θεωρηθεί ως μια κοιλότητα σε συντονισμό, με τα κύματα να υποβάλλονται σε πολλαπλές αντανακλάσεις καθώς περνούν κατά μήκος του κυματοδηγού και αντίστροφα. Αυτή η κοιλότητα ονομάζεται κοιλότητα Fabry-Perot. Η οπτική ένταση που μεταδίδεται σε μια τέτοια κοιλότητα, I_t , σχετίζεται με την ένταση του φωτός, I_0 , μέσω της εξίσωσης:

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha L}}{(1 - R e^{-\alpha L})^2 + 4 R e^{-\alpha L} \sin^2(\phi/2)} \quad (3.6)$$

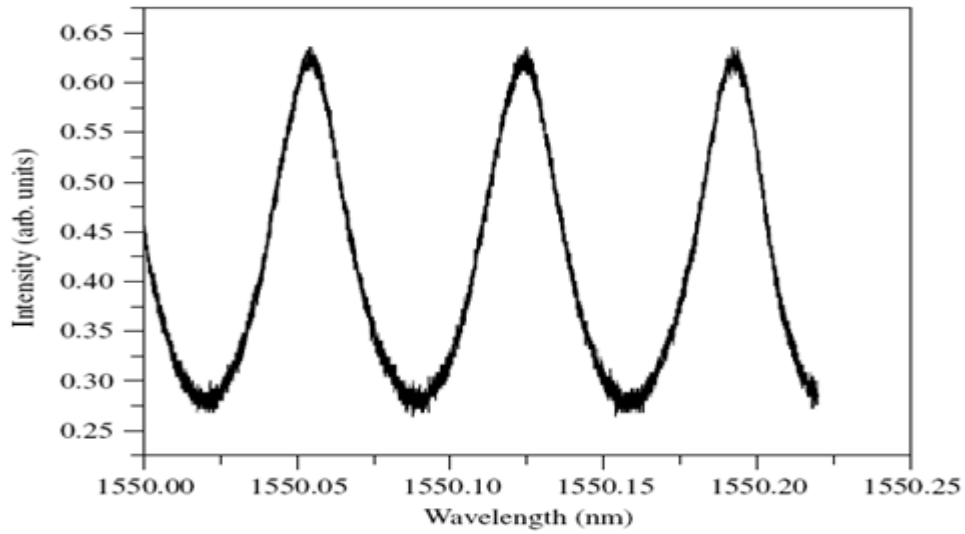
όπου R είναι η έκφραση ανακλαστικότητας, L το μήκος κυματοδηγού, α η απώλεια συντελεστή, και ϕ η διαφορά φάσης μεταξύ των διαδοχικών κυμάτων της κοιλότητας (βλ. Εικόνες 3.10, 3.11, 3.12) (Reed & Knights 2004).



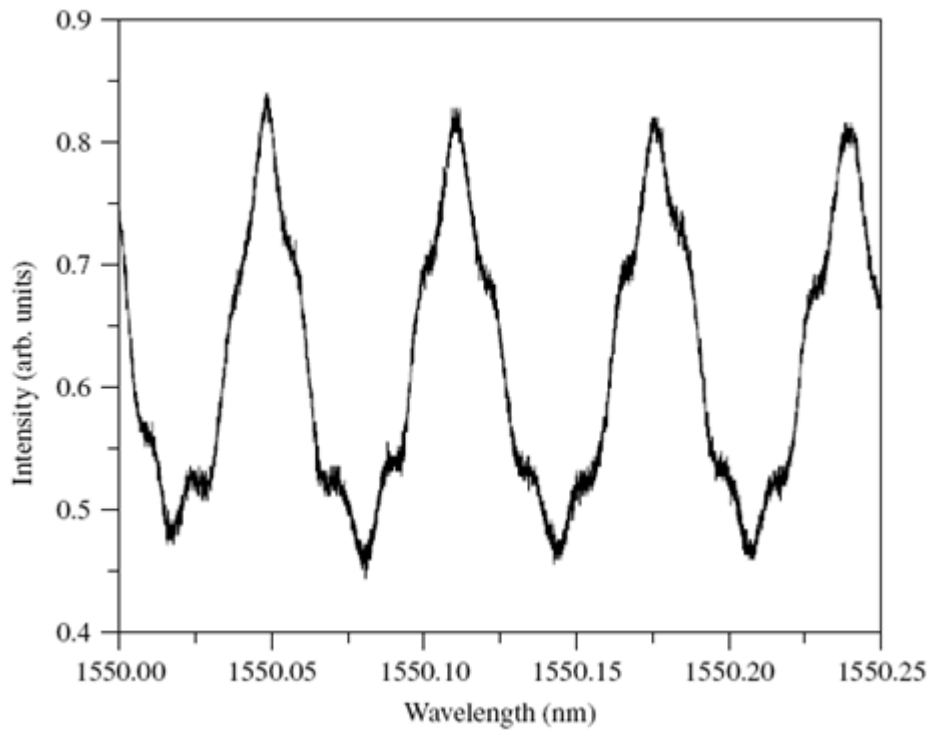
Εικόνα 3.9 Διασκορπισμός οπτικών μετρήσεων απώλειας με κυματοδηγό μήκους



Εικόνα 3.10 Σχέδιο της συνάρτησης μεταφοράς Fabry-Pérot για τρεις διαφορετικές ανακλαστικότητες καθρεπτών



Εικόνα 3.11 Σκανάρισμα Fabry-Perot ενός μονοχρωματικού κυματοδηγού



Εικόνα 3.12 Σκανάρισμα Fabry-Perot πολυχρωματικού κυματοδηγού

3.4.4.4 Μέτρηση του διασκορπισμένου φωτός

Η μέτρηση του διασκορπισμένου φωτός από την επιφάνεια ενός κυματοδηγού μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό της απώλειας. Η υπόθεση στην οποία

βασίζεται αυτή η μέθοδος είναι ότι το ποσό της σκέδασης φωτός είναι ανάλογο με το διαδιδόμενο φως. Οι οπτικές ίνες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη συλλογή του διασκορπισμένου φωτός από την επιφάνεια ενός κυματοδηγού, και μπορεί να σαρωθεί κατά μήκος της επιφάνειας. Ωστόσο, είναι σαφές ότι το φως διασκορπίζεται σημαντικά μόνον εάν η απώλεια του κυματοδηγού είναι υψηλή και διαδίδεται σχετικά υψηλή ισχύς στον κυματοδηγό (Reed & Knights 2004).

3.5 Μηχανισμοί οπτικής διαμόρφωσης στο πυρίτιο

Μια από τις απαιτήσεις μιας ολοκληρωμένης οπτικής τεχνολογίας, ιδίως μιας σχετικής με την επικοινωνία, είναι η ικανότητά της να εκτελεί οπτική διαμόρφωση. Είναι ευρέως αποδεκτό ότι το πλέον αποτελεσματικό μέσο για την εφαρμογή οπτικής διαμόρφωσης στο πυρίτιο, μέσω ενός ηλεκτρικού σήματος, είναι η χρήση της έγχυσης ή μείωσης μεταφορέα. Ας εξετάσουμε μερικές ηλεκτρικές τεχνικές διαμόρφωσης για να ανακαλύψουμε γιατί δεν είναι χρήσιμες στο πυρίτιο, παρόλο που χρησιμοποιούνται σε άλλες ολοκληρωμένες οπτικές τεχνολογίες.

3.5.1 Ηλεκτρικές επιδράσεις πεδίου

Η εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου σε ένα υλικό μπορεί να οδηγήσει σε αλλαγή στους πραγματικούς και φανταστικούς δείκτες διάθλασης. Μια αλλαγή στον πραγματικό δείκτη διάθλασης, Δn , με εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, είναι γνωστή ως ηλεκτροανάκλαση, και μια αλλαγή στο φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης, $\Delta \alpha$, με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, είναι γνωστή ως ηλεκτροαπορρόφηση. Τα αποτελέσματα του πρωτογενούς ηλεκτρικού πεδίου που είναι χρήσιμα σε υλικά ημιαγωγών για να προκαλέσουν είτε ηλεκτροαπορρόφηση ή ηλεκτροανάκλαση είναι το φαινόμενο Pockel, το φαινόμενο Kerr, και το φαινόμενο Franz-Keldysh (Reed & Knights 2004).

3.5.1.1 Φαινόμενο Pockel

Το φαινόμενο Pockel, επίσης γνωστό ως το γραμμικό ήλεκτρο-οπτικό φαινόμενο, προκαλεί μια αλλαγή στον πραγματικό δείκτη διάθλασης, Δn , η οποία είναι ανάλογη με το εφαρμοζόμενο πεδίο, E . Το φαινόμενο Pockel γενικά προκαλεί μια αλλαγή στο δείκτη διάθλασης που εξαρτάται από την κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου σε

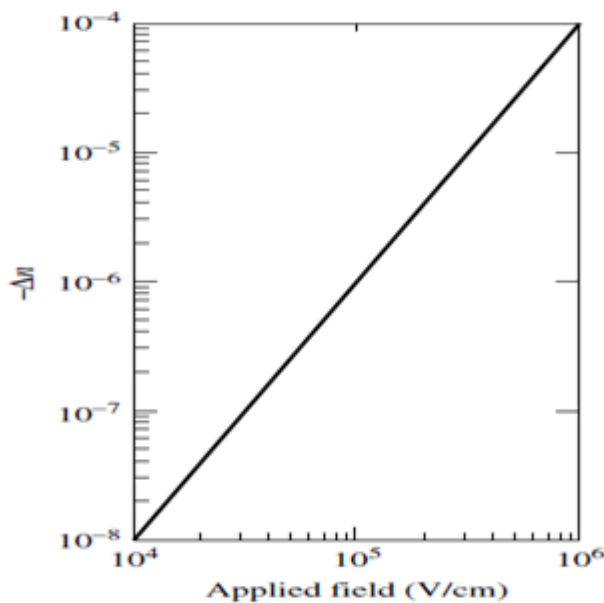
σχέση με τους κρυσταλλικούς άξονες. Επομένως, το φαινόμενο είναι συνήθως πολωμένα εξαρτημένο, αν και απλουστεύσεις συμβαίνουν σε κάθε δεδομένη κατεύθυνση λόγω της συμμετρίας της κρυσταλλικής δομής ενός συγκεκριμένου υλικού. Η γεωμετρία της δομής κρυστάλλου πυρίτιο είναι τέτοια που το φαινόμενο Pockel εξαφανίζεται εντελώς, για αυτό και δεν είναι μια επιλογή για την οπτική διαμόρφωση σε πυρίτιο (Reed & Knights 2004).

3.5.1.2 Φαινόμενο Kerr

Το φαινόμενο Kerr είναι ένα ηλεκτρικό φαινόμενο πεδίου δεύτερης τάξης στο οποίο η αλλαγή στον πραγματικό δείκτη διάθλασης, Δn , είναι ανάλογη με το τετράγωνο του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό το φαινόμενο είναι παρόν στο πυρίτιο, αν και είναι σχετικά αδύναμο. Η αλλαγή μπορεί να εκφράζεται ως:

$$\Delta n = s_{33} n_0 \frac{E^2}{2} \quad (3.7)$$

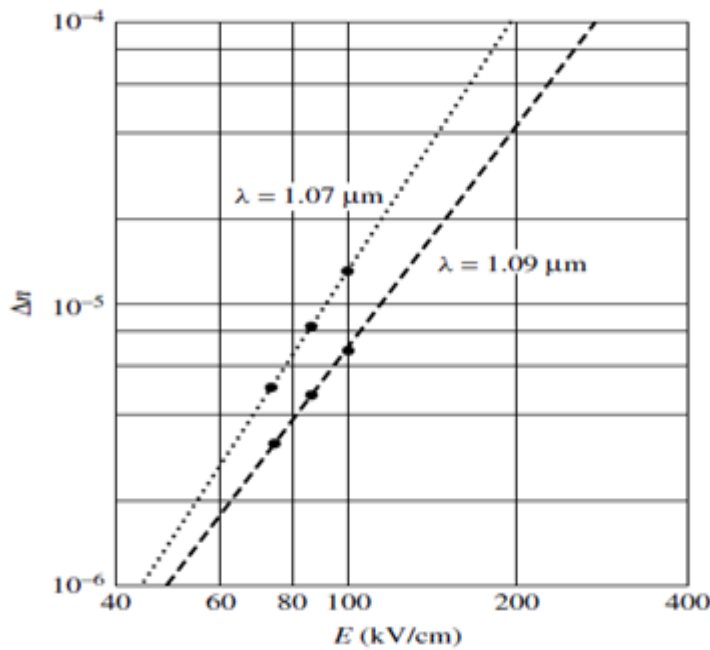
όπου το s_{33} είναι ο συντελεστής Kerr, n_0 ο μη διαταραγμένος δείκτης διάθλασης, και E είναι το εφαρμοζόμενο πεδίο (Reed & Knights 2004). Στην εικόνα 3.13 δείχνεται το φαινόμενο Kerr σε πυρίτιο ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου στα 300 K και $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.



Εικόνα 3.13 Το φαινόμενο Kerr σε πυρίτιο ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου στα 300 K και $\lambda=1.3 \mu\text{m}$

3.5.1.3 Φαινόμενο Franz-Keldysh

Σε αντίθεση με το φαινόμενο Pockel και το φαινόμενο Kerr, το φαινόμενο Franz-Keldysh δημιουργεί ηλεκτροανάκλαση και ηλεκτροαπορρόφηση, κατά κύριο λόγο όμως την τελευταία. Το αποτέλεσμα οφείλεται στη στρέβλωση των ενεργειακών ζωνών του ημιαγωγού πάνω σε μια εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου (Reed & Knights 2004). Στην εικόνα 3.14 παρατηρείται το φαινόμενο Franz-Keldysh στο πυρίτιο στα 300K και για δύο τιμές του λ .



Εικόνα 3.14 Το φαινόμενο Franz-Keldysh στο πυρίτιο στα 300K και για δύο τιμές του λ

3.5.2 Έγχυση ή μείωση μεταφορέα

Είναι σαφές ότι αλλάζοντας τη συγκέντρωση των ελεύθερων φορτίων μπορεί να αλλάξει ο δείκτης διάθλασης του υλικού. Επίσης, είδαμε ότι την εξίσωση Drude-Lorenz (3.1) που δίνει την απώλεια απορρόφησης.

Η αντίστοιχη εξίσωση που συνδέει τις συγκεντρώσεις μεταφορέα, N , για μεταβολή του δείκτη διάθλασης, Δn , είναι:

$$\Delta n = \frac{-e^2 \lambda_o^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left(\frac{N_e}{m_{ce}^*} + \frac{N_h}{m_{ch}^*} \right) \quad (3.8)$$

Οι Soref & Bennett μελέτησαν τα αποτελέσματα στην επιστημονική βιβλιογραφία για να αξιολογήσουν τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης, Δn , για να παράγουν πειραματικά καμπύλες απορρόφησης για ένα ευρύ φάσμα πυκνοτήτων ηλεκτρονίων και οπών, επί ενός

ευρέος φάσματος μηκών κύματος. Ειδικότερα, εστιάζεται στα μήκη κύματος επικοινωνιών των 1.3 μm και 1.55 μm . Παρήγαγαν τις ακόλουθες εξαιρετικά χρήσιμες παραστάσεις, που χρησιμοποιούνται σήμερα για την αξιολόγηση των αλλαγών που οφείλονται στην έγχυση ή μείωση των μεταφορέων στο πυρίτιο:

- Για $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$:

$$\Delta n = \Delta n_e + \Delta n_h = -\left[8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e + 8.5 \times 10^{-18} (\Delta N_h)^{0.8}\right] \quad (3.9)$$

$$\Delta \alpha = \Delta \alpha_e + \Delta \alpha_h = 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6.0 \times 10^{-18} \Delta N_h \quad (3.10)$$

- Για $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$:

$$\Delta n = \Delta n_e + \Delta n_h = -\left[6.2 \times 10^{-22} \Delta N_e + 6.0 \times 10^{-18} (\Delta N_h)^{0.8}\right] \quad (3.11)$$

$$\Delta \alpha = \Delta \alpha_e + \Delta \alpha_h = 6.0 \times 10^{-18} \Delta N_e + 4.0 \times 10^{-18} \Delta N_h \quad (3.12)$$

όπου Δn_e η αλλαγή στο δείκτη διάθλασης που προκύπτει από τη μεταβολή στην ελεύθερη συγκέντρωση μεταφορέα ηλεκτρονίων, Δn_h η αλλαγή στο δείκτη διάθλασης που προκύπτει από τη μεταβολή στην ελεύθερη συγκέντρωση φορέα οπών, $\Delta \alpha_e$ η αλλαγή στην απορρόφηση που προκύπτει από τη μεταβολή στην ελεύθερη συγκέντρωση μεταφορέα ηλεκτρονίων, $\Delta \alpha_h$ η αλλαγή στην απορρόφηση που προκύπτει από τη μεταβολή στην ελεύθερη συγκέντρωση φορέα οπών (Reed & Knights 2004).

3.5.3 Το θερμο-οπτικό φαινόμενο

Εκτός από τα φαινόμενα του ηλεκτρικού πεδίου και την έγχυση των ελεύθερων φορέων στο πυρίτιο, μια άλλη τεχνική διαμόρφωσης έχει αποδειχθεί βιώσιμη για οπτικές συσκευές διαμόρφωσης στο πυρίτιο. Είναι το θερμο-οπτικό φαινόμενο, κατά το οποίο ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου μεταβάλλεται με την εφαρμογή θερμότητας στο υλικό. Ο θερμο-οπτικός συντελεστής του πυριτίου είναι (Reed & Knights 2004) : $\frac{dn}{dT} = 1.86 \times 10^{-4} K^{-1}$.

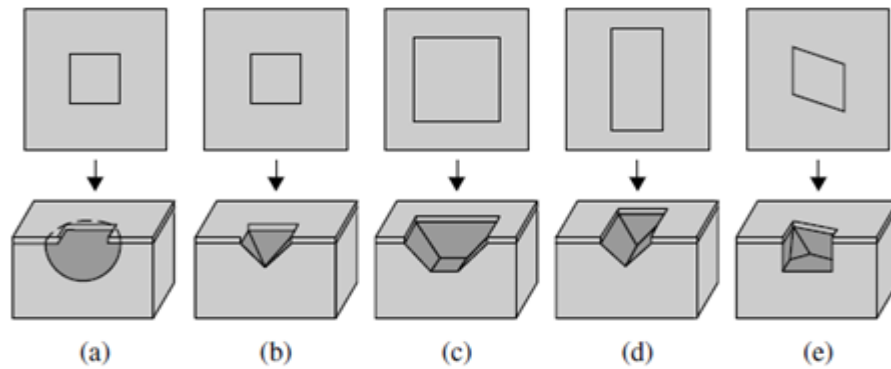
3.6 Πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα της Φωτονικής πυριτίου

Τα πλεονεκτήματα της Φωτονικής πυριτίου συνοψίζονται ως εξής:

- Σταθερό, καλά κατανοητό υλικό
- Σταθερό εγγενές οξείδιο διαθέσιμο για την επένδυση/την ηλεκτρική απομόνωση
- Σχετικά χαμηλού κόστους υποστρώματα

- Οπτικά διαφανές στα σημαντικά μήκη κύματος 1.3 μm και 1.55 μm
- Καλά-χαρακτηρισμένα επεξεργασμένο υλικό
- Οπτική τεχνολογία υψηλού περιορισμού
- Ο υψηλός δείκτης διάθλασης σημαίνει μικρές συσκευές .
- Το υλικό ημιαγωγών προσφέρει τη δυνατότητα της οπτικής και ηλεκτρονικής ολοκλήρωσης
- Η υψηλή θερμική αγωγιμότητα σημαίνει υψηλής ισχύος συσκευές ή ανοχή υψηλής πυκνότητας συσκευασίας
- Η έγχυση μεταφορέων σημαίνει ότι η οπτική διαμόρφωση είναι πιθανή
- Το θερμο-οπτικό φαινόμενο σημαίνει ότι υπάρχει μια δεύτερη δυνατότητα για την οπτική διαμόρφωση
- Η Μικρομηχανική μέσω V-αυλακώσεων κάνει πιθανή μια αποτελεσματική υβριδική τεχνολογία (Reed & Knights 2004)

Ο όρος ‘Μικρομηχανική’ αναφέρεται στο γεγονός ότι το πυρίτιο είναι επαρκώς ευέλικτο ώστε πολύ ακριβής χάραξη του υλικού να είναι δυνατή έτσι ώστε να μπορεί να παραχθεί μια ποικιλία από ενδιαφέροντα σχήματα σε υπόστρωμα πυριτίου, στην κλίμακα micron. Το κρίσιμο στάδιο της Μικρομηχανικής είναι το στάδιο της χάραξης. Δύο τύποι χάραξης είναι διαθέσιμες για Μικρομηχανική: οι ιστροπικοί χαρακτες που επιτίθενται στο κρύσταλλο πυριτίου με τον ίδιο ρυθμό σε όλες τις κατευθύνσεις, και ως εκ τούτου τείνουν να κάνουν στρογγυλωμένα σχήματα, και οι ανιστροπικοί χαρακτες που εργάζονται σε διαφορετικές τιμές, σε διαφορετικές κατευθύνσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα. Τυπικοί ιστροπικοί χαρακτες είναι μείγματα υδροφθορικού, νιτρικού και οξικού οξέος. Τυπικοί ανιστροπικοί χαρακτες είναι καυτά αλκαλικά διαλύματα όπως υδατικό υδροξείδιο του καλίου (KOH), υδροξείδιο του νατρίου (NaOH), και η EDP (ένα μείγμα αιθυλενοδιαμίνης, πυροκατεχίνη και νερό). Οι ανιστροπικοί χαρακτες είναι οι πιο χρήσιμοι για μικρομηχανική πυριτίου επειδή επιτρέπουν ειδικά σχήματα που πρέπει να χαραχθούν (βλ. Εικόνα 3.16) (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 3.16 Χάραγμα του πυριτίου μέσω ισοτροπικών και ανισοτροπικών χαρακτών

Ένα άλλο κοινό χαρακτηριστικό που βασίζεται στη φωτονική πυριτίου είναι η χαραγμένη V-αυλάκωση, στην οποία οι οπτικές ίνες έχουν καθοριστεί με στόχο την επίτευξη καλής ευθυγράμμισης με οπτικούς κυματοδηγούς (βλ. Εικόνα 3.17) (Reed & Knights 2004).



Εικόνα 3.17 Οπτική ίνα σε μια V - αυλάκωση

Τα μειονεκτήματα της φωτονικής πυριτίου συνοψίζονται ως εξής:

- Δεν υπάρχει το φαινόμενο Rockel (όπως εξηγήθηκε παραπάνω)
- Το έμμεσο εύρος ζώνης σημαίνει ότι οι εγγενείς οπτικές πηγές δεν είναι πιθανές
- Ο υψηλός δείκτης διάθλασης σημαίνει ότι εγγενώς οι μικρές συσκευές (π.χ. κικκλίδωμα) είναι δύσκολο να κατασκευαστούν
- Οι μηχανισμοί διαμόρφωσης τείνουν να είναι σχετικά αργοί

- Οι θερμικές επιδράσεις μπορούν να είναι προβληματικές για μερικά οπτικά κυκλώματα (Reed & Knights 2004)

4 Μαθηματική ανάλυση βασικών εξισώσεων

Σε αυτό το κεφάλαιο θα κάνουμε μια λεπτομερή ανάλυση πάνω στις μαθηματικές εξισώσεις που διέπουν τη φύση της πτυχιακής αυτής διατριβής, για να εξετάσουμε με ακρίβεια τις ιδιότητες που έχουν οι φωτονικές συσκευές που εξετάζονται όταν το φως τις διαπερνάει για να καταλήξουμε σε συγκεκριμένα αποτελέσματα.

Αυτές οι συσκευές συνδέονται άμεσα με το παρακάτω διάγραμμα block (βλ. Εικόνα 4.1) επειδή, μεταβάλλοντας τις διάφορες παραμέτρους μες στο λογισμικό, μπορούμε να έχουμε διαφορετικά αποτελέσματα για να τα συγκρίνουμε με τα ήδη υπάρχοντα που έχουμε από διάφορες πειραματικές μελέτες.

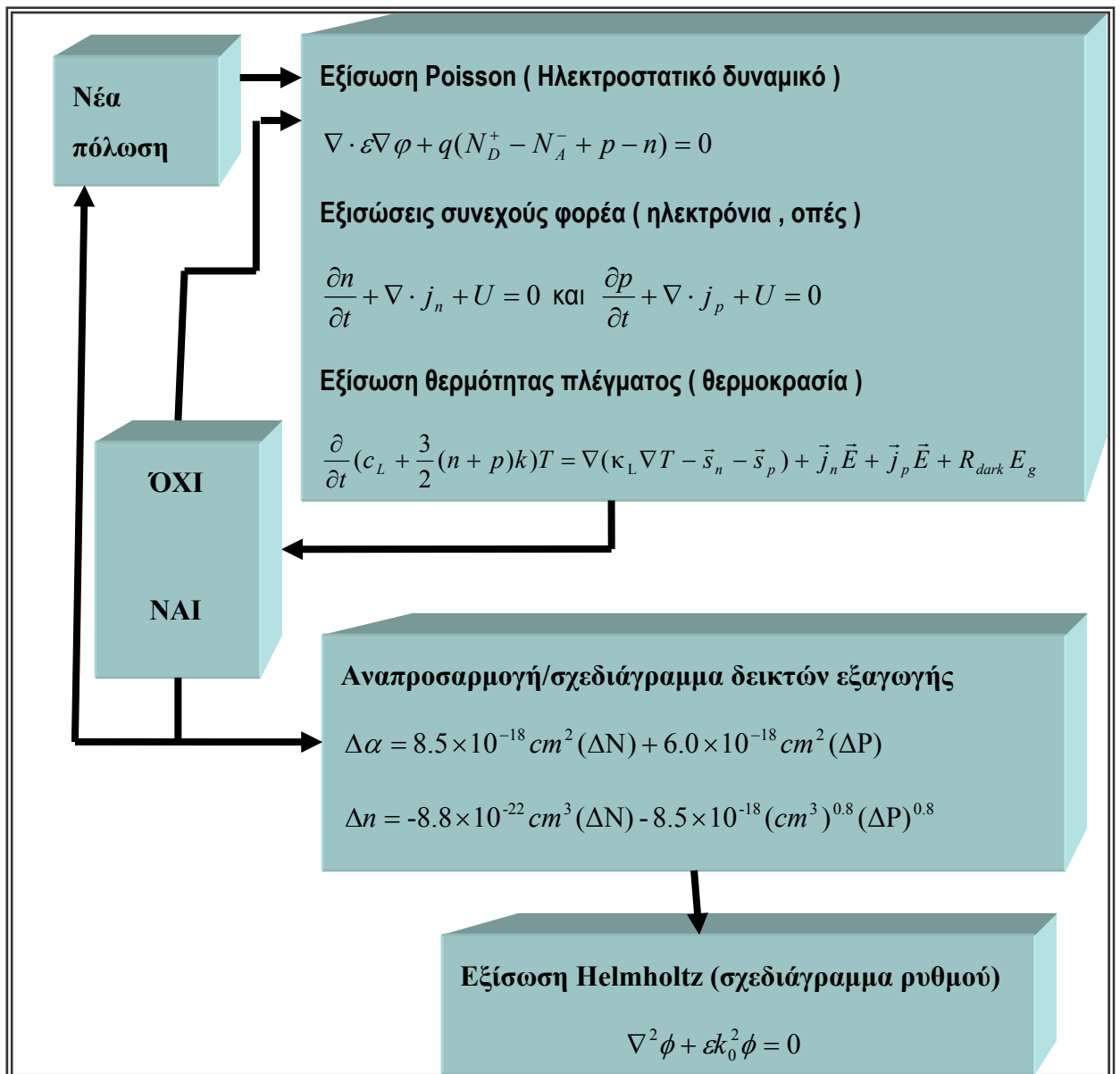
Σε αυτό το σημείο θα ξεκινήσουμε τη μαθηματική μας ανάλυση εξερευνώντας τη μέθοδο διάδοσης ακτινών (beam propagation method, BPM). Η BPM είναι η πιο διαδεδομένη τεχνική διάδοσης για κατασκευή ολοκληρωμένων και οπτικών φωτονικών συσκευών κι ένα από τα πιο εμπορικά λογισμικά για αυτή τη διαδικασία.

Η BPM είναι μια αριθμητική μέθοδος για την προσέγγιση της ακριβούς κυματικής εξίσωσης για μονοχρωματικά κύματα και την επίλυση των προκύπτουσών εξισώσεων. Σε αυτό το κεφάλαιο, η βασική προσέγγιση επιδεικνύεται εφαρμόζοντας το πρόβλημα υπό τους περιορισμούς του βαθμωτού πεδίου και της παραξονικότητας. Η υπόθεση του βαθμωτού πεδίου επιτρέπει η κυματική εξίσωση να γραφτεί στην πολύ γνωστή μορφή της εξίσωσης Helmholtz για μονοχρωματικά κύματα:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k^2(x, y, z)\phi = 0. \quad (4.1)$$

Περαιτέρω ανάλυση της εξίσωσης Helmholtz θα κάνουμε παρακάτω. Σε τυπικά προβλήματα κυμάτων η ταχύτερη μεταβολή στο πεδίο ϕ είναι η μεταβολή της φάσης εξαιτίας της διάδοσης κατά μήκος του καθοδηγούμενου άξονα και υποθέτοντας ότι αυτός ο άξονας βρίσκεται κατά μήκος της z -κατεύθυνσης. Τότε εισάγουμε ένα μεταβαλλόμενο πεδίο u τέτοιο ώστε

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{ikz} \quad (4.2)$$



Εικόνα 4.1 Block διάγραμμα της συνδεσμολογίας των βασικών εξισώσεων που θα χρησιμοποιηθούν για τη διεκπεραίωση της πτυχιακής διατριβής

Εδώ το \bar{k} είναι ένας σταθερός αριθμός που επιλέγεται για να παρουσιάσει τη μέση μεταβολή φάσης του πεδίου ϕ , και καλείται κυματάριθμος αναφοράς. Συνήθως, ο κυματάριθμος εκφράζεται σε συνάρτηση με το δείκτη διάθλασης αναφοράς, \bar{n} , όπου $\bar{k} = k_0 \bar{n}$. Εάν εισάγουμε την προηγούμενη παράσταση (4.2) στην εξίσωση Helmholtz (4.1) έχουμε:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (4.3)$$

Υποθέτοντας ότι η δεύτερη παράγωγος του u ως προς z είναι μικρή σε σχέση με τους άλλους όρους, έχουμε:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (4.4)$$

Είναι σημαντικό να αναγνωριστεί τι έχει κερδηθεί και τι έχει χαθεί στην ανωτέρω προσέγγιση. Κατ' αρχάς, η παραγοντοποίηση της ταχείας μεταβολής φάσης επιτρέπει στον αργά μεταβαλλόμενο τομέα να αντιπροσωπευθεί αριθμητικά σε ένα διάμηκες πλέγμα (δηλ. κατά μήκος του z). Δεύτερον, η «αποβολή» της δεύτερης παραγώγου ως προς z στην εξίσωση (4.4) επιτρέπει στην εξίσωση να λυθεί με απλή «ολοκλήρωση» κατά μήκος της κατεύθυνσης διάδοσης z . Αυτό το τελευταίο σημείο αποτελεί έναν κύριο παράγοντα στην αποδοτικότητα της BPM επιφέροντας μια χρονική μείωση έναντι της πλήρους αριθμητικής λύσης της αρχικής εξίσωσης Helmholtz (Feit & Fleck 1978, Yevick 1994, Scarmozzino 2000).

Στη συνέχεια, προχωρούμε στην αριθμητική ανάλυση και την ανάπτυξη των συνοριακών συνθηκών της παραπάνω εξίσωσης. Η εξίσωση (4.4) είναι μια παραβολική μερική διαφορική εξίσωση που μπορεί να ολοκληρωθεί ως προς z με τη χρήση διάφορων καθορισμένων αριθμητικών τεχνικών. Εδώ, η BPM εφαρμόζει την τεχνική γνωστή ως τη μέθοδο Fourier βηματικού διαχωρισμού (Feit & Fleck 1978). Στην προσέγγιση πεπερασμένης διαφοράς, το πεδίο, στο (x, y) -επίπεδο, παρουσιάζεται μόνο σε διακριτά σημεία στο πλέγμα και σε διακριτά επίπεδα κατά μήκος της z . Για απλότητα, η προσέγγιση παρουσιάζεται παρακάτω για ένα πεδίο σε 2 διαστάσεις (x, z) .

Ας υποθέσουμε ότι το u_i^n υποδεικνύει το πεδίο σε ένα σημείο του πλέγματος i και του επιπέδου n , και υποθέτουμε ότι τα σημεία πλέγματος και τα επίπεδα διαχωρίζονται ισότιμα από το Δx και Δz , αντίστοιχα. Εφαρμόζοντας τη μέθοδο Crank-Nicholson στην εξίσωση (4.4) η σχέση μεταξύ του γνωστού επιπέδου n και του άγνωστου επιπέδου $n + 1$ δίνεται ως εξής:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\delta^2}{\Delta x^2} + \left(k(x_i, z_{n+1/2})^2 - \bar{k}^2 \right) \right) \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \quad (4.5)$$

Εδώ το δ^2 αναπαριστά τον καθορισμένο διαφορικό τελεστή δευτέρου βαθμού όπου $\delta^2 u_i = (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i)$ και $z_{n+1/2} = z_n + \Delta z/2$. Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να διαμορφωθεί στη μορφή ενός καθορισμένου πίνακα για ένα άγνωστο πεδίο u_i^{n+1} , σε όρους

γνωστών ποσοτήτων: $a_i u_{i-1}^{n+1} + b_i u_i^{n+1} + c_i u_{i+1}^{n+1} = d_i$ (Yevick & Hermansson 1990, Chung & Dagli 1990, Scarmozzino & Osgood 1991).

Αφού το πεδίο μπορεί μόνο να αναπαρασταθεί σε πεπερασμένο υπολογιστικό χωρίο, όταν η παραπάνω εξίσωση εφαρμόζεται στα συνοριακά σημεία $i = 1$ και N , αναφέρεται σε άγνωστες ποσότητες έξω από το χωρίο. Για αυτά τα σημεία, η παραπάνω εξίσωση, πρέπει να αντικατασταθεί από κατάλληλες συνοριακές συνθήκες που ολοκληρώνουν το σύστημα των εξισώσεων. Η σωστή επιλογή αυτών των συνθηκών είναι κρίσιμη, αφού μια ‘κακή’ επιλογή μπορεί να οδηγήσει σε μια τεχνητή ανάκλαση του συμβάντος του φωτός στο όριο πίσω στην υπολογιστική επικράτεια. Μια συνήθης χρησιμοποιούμενη συνοριακή συνθήκη ονομάζεται διαφανής συνοριακή συνθήκη (transparent boundary condition, TBC). Η βασική προσέγγιση είναι να υποθέσουμε ότι κοντά στο όριο το πεδίο συμπεριφέρεται σαν εξωστρεφές επίπεδο κύμα, με χαρακτηριστικά (πλάτος, κατεύθυνση) τα οποία είναι καθορισμένα δυναμικά διαμέσου κάποιου αλγόριθμου (Hadley 1991,1992).

Οι επιδράσεις της πόλωσης μπορούν να συμπεριληφθούν στη BPM αναγνωρίζοντας ότι το ηλεκτρικό πεδίο E είναι ένα διάνυσμα και ξεκινώντας την ανάλυση από τη γνωστή διανυσματική εξίσωση του κύματος αντί από την εξίσωση Helmholtz. Κατά μια προσέγγιση, οι εξισώσεις κατασκευάζονται ως προς τις εγκάρσιες συνιστώσες του πεδίου (E_x και E_y) και καταλήγοντας στις παρακάτω εξισώσεις για τα μεταβλητά πεδία u_x και u_y :

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = A_{xx} u_x + A_{xy} u_y \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = A_{yx} u_x + A_{yy} u_y \quad (4.7)$$

για τελεστές $A_{xx}, A_{yy}, A_{xy}, A_{yx}$ που μπορούν να βρεθούν στο Clauberg & Von Allmen 1991, Huang & Xu 1993.

Οι τελεστές A_{xx} και A_{yy} αναφέρονται στην εξάρτηση της πόλωσης εξαιτίας των διαφορετικών συνοριακών συνθηκών και περιγράφουν τέτοια φαινόμενα όπως τις διαφορετικές σταθερές διάδοσης, τη μορφή του πεδίου, τις απώλειες, κ.ο.κ. για TE και TM πεδία. Οι όροι A_{xy} και A_{yx} αναφέρονται στη σύζευξη της πόλωσης και των υβριδικών ρυθμών εξαιτίας των γεωμετρικών επιδράσεων, όπως η επιρροή των γωνιών κ.ο.κ. Με την απλοποίηση $A_{xy} = A_{yx} = 0$, τα στοιχεία του εγκάρσιου πεδίου παθαίνουν απόζευξη,

απλοποιώντας το πρόβλημα ώστε να δίνουμε περισσότερη σημασία στις πιο σημαντικές επιδράσεις πόλωσης (Clauberg & Von Allmen 1991, Huang & Xu 1993).

Στη συνέχεια, αναλύουμε διεξοδικά τις βασικές εξισώσεις που διέπουν το θέμα μας οι οποίες φαίνονται στο block διάγραμμα παραπάνω. Αυτές είναι η εξίσωση Poisson, η εξίσωση συνέχειας φορέα (carrier continuity equation), η εξίσωση θερμότητας πλέγματος (lattice heat equation) και η εξίσωση Helmholtz στην οποία θα δοθεί ευρεία μαθηματική ανάλυση.

4.1 Εξίσωση Poisson

Για τη μεταφορά φορέων μέσω μαζικών περιοχών ημιαγωγών, εφαρμόζεται συνήθως το σύστημα εξισώσεων κλίσης-διάχυσης (εξισώσεις συνέχειας μεταφορέων, εξίσωση Poisson). Προαιρετικά, μπορεί να συνδεθεί και μια εξίσωση θερμότητας δικτυωτού πλέγματος για να περιγράψει τα αυτό-θερμαινόμενα αποτελέσματα.

Η εξίσωση Poisson είναι μια μερική διαφορική εξίσωση ελλειπτικού τύπου με ευρεία χρησιμότητα στην ηλεκτροστατική, στη μηχανολογική μηχανική και στη θεωρητική φυσική. Έχει πάρει το όνομά της από το Γάλλο μαθηματικό, γεωμέτρη και φυσικό Simeon-Denis Poisson. Η εξίσωση Poisson δίνεται ως

$$\Delta\phi = f \quad \text{ή} \quad \nabla^2\phi = f \quad (4.9)$$

όπου το Δ είναι ο συντελεστής Laplace, και το f και το ϕ είναι πραγματικές ή μιγαδικές συναρτήσεις.

Η τρισδιάστατη καρτεσιανούς μορφή της εξίσωσης (4.9):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi(x, y, z) = f(x, y, z) \quad (4.10)$$

(TWME 2011, Evans 1998, Polyanin 2002).

Στην περίπτωση της εργασίας μας η εξίσωση Poisson παίρνει τη μορφή:

$$\nabla \varepsilon \nabla \phi = q(n_e + n_h - N_D^+ + N_A^-), \quad (4.11)$$

όπου τα φορτία δίνονται από τις πυκνότητες των ηλεκτρονίων n_e και οπών n_h και ιονισμένων δοτών N_D^+ και ληπτών N_A^- οι οποίοι εκφράζονται ως εξής

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{F_e - E_D}{k_B T}\right)}, \quad N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - F_h}{k_B T}\right)} \quad (4.12)$$

Οι παράγοντες g_D και g_A είναι συνήθως ίσοι με 2 και 4 αντίστοιχα. Οι ενέργειες ενεργοποίησης για δότες E_D και για λήπτες E_A είναι παράμετροι υλικών και οι $F_{e/h}$ είναι οι ενέργειες Fermi για ηλεκτρόνια και οπές αντίστοιχα (Gruppen & Hess 1998, Piprek 2003, Scarmozzino et al. 2000, Haensch et al. 1989, Arora et al. 1982, Soref & Bennett 1987).

4.2 Εξίσωση Συνέχειας

Η εξίσωση συνέχειας στη Φυσική είναι μια διαφορική εξίσωση που περιγράφει τη μεταφορά ενός είδους συντηρητικής ποσότητας όπως η μάζα, η ενέργεια, η ορμή, το ηλεκτρικό φορτίο και άλλες φυσικές ποσότητες.

Η γενική μορφή της εξίσωσης συνέχειας δίνεται ως

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot f = s, \quad (4.13)$$

όπου η ϕ είναι πραγματική ή μιγαδική συνάρτηση, f είναι μια διανυσματική συνάρτηση περιγράφοντας τη ροή της ϕ και η s είναι μια συνάρτηση που περιγράφει την παραγωγή και απομάκρυνση της ϕ . Όροι που παράγουν ($s > 0$) ή απομακρύνουν ($s < 0$) το ϕ αναφέρονται ως «πηγές» και «δίνες», αντίστοιχα. Στην περίπτωση αυτή, όπου το ϕ είναι μια συντηρητική ποσότητα που δεν μπορεί να δημιουργηθεί ή να καταστραφεί (όπως η ενέργεια), η εξίσωση συνέχειας γίνεται:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot f = 0 \quad (4.14)$$

επειδή το s είναι 0.

Για να συνδέσουμε τις εξισώσεις συνέχειας με την παρούσα εργασία, θα πρέπει πρωτίστως να εισάγουμε αυτήν την έννοια στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία, η εξίσωση συνέχειας μπορεί να χαρακτηριστεί είτε ως εμπειρικός νόμος εκφράζοντας τη διατήρηση του φορτίου, ή μπορεί να παραχθεί σαν συνέπεια δύο εξισώσεων του Maxwell.

Μία από τις εξισώσεις του Maxwell ο νόμος του Ampere, υποδηλώνει ότι

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (4.15)$$

και παίρνοντας την απόκλιση και στις δύο πλευρές καταλήγουμε στην εξίσωση

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \nabla \bar{D}}{\partial t} = 0, \quad (4.16)$$

όπου \vec{H} η μαγνητική διέγερση, \bar{D} η ηλεκτρική μετατόπιση και \vec{J} η ρευματική πυκνότητα.

Ένας άλλος νόμος του Maxwell, ο νόμος του Gauss, υποδηλώνει ότι

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (4.17)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (4.17) στην εξίσωση (4.16), θα πάρουμε:

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (4.18)$$

η οποία είναι και η εξίσωση συνέχειας, η οποία εδώ υποδεικνύει ότι η απόκλιση της πυκνότητας του ρεύματος είναι ίση με το αρνητικό ποσοστό της αλλαγής της πυκνότητας φορτίου, ρ :

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (4.19)$$

Η πυκνότητα του ρεύματος είναι η κίνηση της πυκνότητας του φορτίου. Η εξίσωση συνέχειας ουσιαστικά ισοδυναμεί με τη διατήρηση του φορτίου (Pedlosky 1987, Clancy 1975).

Άρα, καταλήγουμε στις εξισώσεις που επιζητούμε για την επίλυση του πειραματικού μέρους της εργασίας, οι οποίες απορρέουν από τους παραπάνω νόμους που περιγράψαμε. Οπότε, οι εξισώσεις συνέχειας του φορέα είναι:

Για δύο διαστάσεις:

$$e \frac{\partial n_{e/h}^{2D}}{\partial t} = \pm \nabla \cdot \vec{J}_{e/h,\parallel} - eR^{dark} - eR^{stim} - eR^{spon,bound} + eR_{e/h}^{capture} \quad \text{ή} \quad (4.20)$$

Για τρεις διαστάσεις:

$$e \frac{\partial n_{e/h}^{3D}}{\partial t} = \pm \nabla \cdot \vec{J}_{e/h} - eR^{dark} - eR^{spon,bulk} - eR_{e/h}^{capture} \quad (4.21)$$

Εδώ, το e είναι το ηλεκτρικό φορτίο, το $R_{e/h}^{capture}$ τα ποσοστά σύλληψης για ηλεκτρόνια και οπές αντίστοιχα, το R^{dark} το μη-ακτινοβολούμενο ποσοστό επανασύνδεσης, το $R^{spon,bound}$ και $R^{spon,bulk}$ τα στιγμιαία ποσοστά επανασύνδεσης για τους συνοριακούς φορείς και το συνεχές αντίστοιχα και το R^{stim} το διεγερμένο ποσοστό επανασύνδεσης. Τα $\vec{J}_{e/h}$ και $\vec{J}_{e/h,\parallel}$ περιγράφουν τα ρεύματα. Για τις συνοριακές συνθήκες, πρέπει να θεωρηθεί μόνο η ροή του φορέα μέσα στο επίπεδο κβαντικού πηγαδιού, που υποδεικνύεται από το \parallel , αφού η κατανομή του φορέα, στην κατεύθυνση μεγέθυνσης, καθορίζεται από τις κυματοσυναρτήσεις μέσα στο

δυναμικό περιορισμού (Gruppen & Hess 1998, Piprek 2003, Scarmozzino et al. 2000, Haensch et al. 1989, Arora et al. 1982, Soref & Bennett 1987).

4.3 Εξίσωση Θερμότητας Πλέγματος

Σε αυτό το σημείο θέλουμε να εξηγήσουμε, με λιτό μαθηματικό τρόπο, την εξίσωση θερμότητας πλέγματος, μία εξίσωση που αποτελεί μια από τις βασικές εξισώσεις που διέπουν την πτυχιακή εργασία.

Θα γίνει, όμως, μια μικρή εισαγωγή στη «μητέρα» της εξίσωσης θερμότητας πλέγματος όπου είναι η γενική εξίσωση θερμότητας (heat equation). Η εξίσωση θερμότητας είναι μια σημαντική μερική διαφορική εξίσωση η οποία περιγράφει την κατανομή της θερμότητας (ή πολυπλοκότητα στη θερμοκρασία) σε μια δεδομένη περιοχή κατά το χρόνο. Για μια συνάρτηση $u(x, y, z, t)$ τριών χωρητικών μεταβλητών (x, y, z) και της χρονικής μεταβλητής t , η εξίσωση θερμότητας είναι:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - a \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (4.22)$$

όπου το a είναι μια θετική σταθερά. Για υπολογιστική ευκολία, θεωρούμε το $a = 1$. Για την περίπτωση της πολυπλοκότητας της θερμοκρασίας, η $u(x, y, z, t)$ είναι η θερμοκρασία και η a είναι η θερμική διαχυτικότητα.

Η εξίσωση θερμότητας είναι θεμελιώδους σημασίας σε διαφορετικά επιστημονικά πεδία. Στα μαθηματικά, είναι η πρωτότυπη παραβολική μερική διαφορική εξίσωση. Στη θεωρία πιθανοτήτων, η εξίσωση θερμότητας συνδέεται με τη μελέτη της κίνησης Brownian μέσω της εξίσωσης Fokker-Planck. Στα οικονομικά μαθηματικά, χρησιμοποιείται για να λύσει την μερική διαφορική εξίσωση Black-Scholes. Η εξίσωση διάχυσης, μια πιο γενικά εκδοχή της εξίσωσης θερμότητας, έρχεται σε σύνδεση με τη μελέτη της χημικής διάχυσης και άλλων σχετικών διαδικασιών. Σύμφωνα με τη εξίσωση (4.22), η συνάρτηση u παριστάνει τη θερμοκρασία ενός σώματος. Είναι μερικές φορές βολικό να αλλάξουμε τις μονάδες και να αναπαραστήσουμε το u σαν την πυκνότητα θερμότητας ενός μέσου. Γίνεται υπόθεση ότι ένα σώμα υπακούει την εξίσωση θερμότητας και, επιπροσθέτως, παράγει τη δική της θερμότητα ανά μονάδα όγκου σε ένα ποσοστό δεδομένο από μια γνωστή συνάρτηση q που μεταβάλλεται στο χώρο και στο χρόνο. Έτσι, η θερμότητα ανά μονάδα όγκου u ικανοποιεί την εξίσωση: (Cannon 1984, Crank, Nicolson & Hartree 1947, Evans 1998, Carslaw & Jaeger 1973, Wilmott et al. 1995, Perona & Malik 1990)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + q \quad (4.23)$$

Με την παραπάνω εξίσωση μπορούμε να παράγουμε την εξίσωση θερμότητας πλέγματος που ζητούμε, η οποία είναι:

$$\left(C_L + \frac{3}{2} k_B (n_e + n_h) \right) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_L \nabla T - \vec{S}_e - \vec{S}_h) + H \quad (4.24)$$

Παρακάτω, δίνονται οι εξισώσεις του κάθε όρου της εξίσωσης θερμότητας πλέγματος οι οποίοι είναι:

- $C_L = c_L \rho$, (4.25)

όπου εκφράζεται η θερμική χωρητικότητα του πλέγματος, με c_L μια συγκεκριμένη θερμοκρασία και ρ η πυκνότητα του υλικού.

- $\kappa_L(T) = \kappa_L(300K) \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{\kappa_L}}$, (4.26)

όπου δηλώνει ότι η θερμική αγωγιμότητα του πλέγματος μεταφέρει μια εξάρτηση θερμοκρασίας

- $\vec{S}_{e/h} = \mp P_{e/h} T \vec{J}_{e/h} - \kappa_{e/h} \nabla T$, (4.27)

που είναι η εξίσωση των ενεργειακών ροών των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα

- $\kappa_{e/h} = n_{e/h} k_B T \mu_{e/h} P_{e/h}$, (4.28)

όπου αποτελεί τη θερμική αγωγιμότητα των αερίων των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα, με αντιστοιχία στην εξίσωση (4.30)

Το H στην εξίσωση (4.24) είναι το άθροισμα διαφορετικών συμβολών θερμικών πηγών,

$$H = H_{Joule} + H_{recombination} + H_{transient} \quad (4.29)$$

Οι αντίστοιχες εξισώσεις των τριών αυτών συμβολών φαίνονται παρακάτω (Gruppen & Hess 1998, Piprek 2003, Scarmozzino et al. 2000, Haensch et al. 1989, Arora et al. 1982, Soref & Bennett 1987).

$$H_{Joule} = -\frac{1}{q} \left(\vec{J}_e \nabla F_e + \vec{J}_h \nabla F_h \right) \quad (4.30)$$

$$H_{recombination} = (F_e - F_h) R^{dark} \quad (4.31)$$

$$H_{transient} = -T \left(\frac{\partial F_e}{\partial T} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial F_h}{\partial T} \frac{\partial n_h}{\partial t} \right) \quad (4.32)$$

4.4 Εξίσωση Helmholtz

Θα κλείσουμε το κεφάλαιο επιλύοντας τη γνωστή σε όλους μας εξίσωση Helmholtz. Η εξίσωση Helmholtz, η οποία έχει πάρει το όνομά της από τον Hermann von Helmholtz είναι μια ελλειπτική μερική διαφορική εξίσωση η οποία συμβολίζεται ως εξής:

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0 \quad (4.33)$$

όπου ∇^2 είναι η Λαπλασιανή, k είναι ο κυματαριθμός και A είναι το πλάτος.

Η εξίσωση Helmholtz συχνά προκύπτει στη μελέτη των φυσικών προβλημάτων που περιλαμβάνουν μερικές διαφορικές εξισώσεις στο χώρο και στο χρόνο. Η εξίσωση Helmholtz, η οποία αναπαριστά τη μορφή χρονικής εξάρτησης της αρχικής εξίσωσης κύματος, έρχεται ως απόρροια από την εφαρμογή της τεχνικής του διαχωρισμού των μεταβλητών για να μειωθεί η πολυπλοκότητα της ανάλυσης. Για παράδειγμα, θεωρείται η κυματική εξίσωση

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) u(r, t) = 0 \quad (4.34)$$

Ο διαχωρισμός των μεταβλητών αρχίζει υποθέτοντας ότι η κυματική συνάρτηση $u(r, t)$ είναι στην πραγματικότητα διαχωρίσιμη:

$$u(r, t) = A(r)T(t) \quad (4.35)$$

Αντικαθιστώντας αυτήν τη μορφή στην κυματική εξίσωση, και ύστερα απλοποιώντας, παίρνουμε την ακόλουθη εξίσωση:

$$\frac{\nabla^2 A}{A} = \frac{1}{c^2 T} \frac{d^2 T}{dt^2} \quad (4.36)$$

Παρατηρείται ότι η παράσταση στο αριστερό μέλος της εξίσωσης εξαρτάται μόνο από το r , ενώ το δεξιό μέλος της εξίσωσης εξαρτάται μόνο από το t . Με αποτέλεσμα, αυτή η εξίσωση να είναι έγκυρη κατά γενικό κανόνα αν και μόνο αν και τα δύο μέλη της εξίσωσης είναι ίσα με μια σταθερή τιμή. Από αυτήν την παρατήρηση, παίρνουμε δύο εξισώσεις, μία για την $A(r)$ και μία άλλη για την $T(t)$:

$$\frac{\nabla^2 A}{A} = -k^2 \quad (4.37)$$

$$\text{και} \quad \frac{1}{c^2 T} \frac{d^2 T}{dt^2} = -k^2 \quad (4.38)$$

όπου διαλέξαμε την παράσταση $-k^2$ για την τιμή της σταθεράς. Διαμορφώνοντας την εξίσωση (4.37), παίρνουμε την εξίσωση Helmholtz:

$$\nabla^2 A + k^2 A = (\nabla^2 + k^2)A = 0 \quad (4.39)$$

Με τον ίδιο τρόπο, αφού υποθέτουμε ότι η γωνιακή συχνότητα $\omega \stackrel{def}{=} kc$, αντικαθιστούμε στην εξίσωση (4.38) όπου γίνεται:

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + \omega^2 T = \left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega^2 \right) T = 0 \quad (4.40)$$

όπου το k είναι το κυματικό διάνυσμα και ω είναι η γωνιακή συχνότητα.

Αρμονικές λύσεις

Είναι σχετικά εύκολο να δειχθεί ότι λύσεις της εξίσωσης Helmholtz θα πάρουν τη μορφή:

$$A(r) = C_1 e^{ikr} + C_2 e^{-ikr} \quad (4.41)$$

που αντιστοιχεί στη χρονική αρμονική λύση

$$T(t) = D_1 e^{i\omega t} + D_2 e^{-i\omega t} \quad (4.42)$$

για αυθαίρετες σταθερές C και D , οι οποίες εξαρτώνται από τις αρχικές συνθήκες και τις συνοριακές συνθήκες και αναφέρονται στη σχέση διασποράς

$$k = |\vec{k}| = \frac{\omega}{c}. \quad (4.43)$$

Έχουμε τώρα την εξίσωση Helmholtz για τη χωρική μεταβλητή r και μια δεύτερης τάξης συνήθη διαφορική εξίσωση στο χρόνο. Η λύση στο χρόνο θα είναι ένας γραμμικός συνδυασμός συναρτήσεων ημιτόνου και συνημίτονου, με τη γωνιακή συχνότητα ω , ενώ η μορφή της λύσης στο διάστημα θα εξαρτηθεί από τις συνοριακές συνθήκες. Οι μετασχηματισμοί Laplace ή Fourier χρησιμοποιούνται συχνά για να απεικονίσουν μια υπερβολική μερική διαφορική εξίσωση σε μια μορφή της εξίσωσης Helmholtz. Λόγω της σχέσης της με την κυματική εξίσωση, η εξίσωση Helmholtz προκύπτει σε προβλήματα σε τομείς της φυσικής όπως τη μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, της σεισμολογίας, και της ακουστικής.

4.4.1 Επίλυση της εξίσωσης Helmholtz χρησιμοποιώντας διαχωρισμό των μεταβλητών

Η γενική λύση της χωρικής εξίσωσης Helmholtz, που εκφράζεται από την εξίσωση (4.39) μπορεί να ληφθεί χρησιμοποιώντας διαχωρισμό των μεταβλητών. Αν το επίπεδο είναι κύκλος με ακτίνα a , τότε είναι πρέπον να εισάγουμε πολικές συντεταγμένες r και θ . Η εξίσωση Helmholtz παίρνει τη μορφή:

$$A_{rr} + \frac{1}{r} A_r + \frac{1}{r^2} A_{\theta\theta} + k^2 A = 0 \quad (4.44)$$

Μπορεί να επιβληθεί η συνοριακή συνθήκη ότι το A εξαφανίζεται για $r = \alpha$, έτσι

$$A(a, \theta) = 0 \quad (4.45)$$

Η μέθοδος του διαχωρισμού των μεταβλητών οδηγεί στις δοκιμαστικές λύσεις της μορφής:

$$A(r, \theta) = R(r)\Theta(\theta) \quad (4.46)$$

όπου το Θ πρέπει να είναι περιοδικό με περίοδο 2π . Αυτό οδηγεί στις εξισώσεις

$$\Theta'' + m^2\Theta = 0 \quad (4.50)$$

και

$$r^2 R'' + rR' + r^2 k^2 R - m^2 R = 0 \quad (4.51)$$

που υπόκεινται στην περιοδική συνθήκη όπου $\Theta = a \cos m\theta + \beta \sin m\theta$ και ότι ο m πρέπει να είναι ακέραιος. Η συνιστώσα R έχει τη μορφή λύσης (βλ. Επίλυση με τη μέθοδο δυναμοσειρών)

$$R(r) = \gamma J_m(\rho) \quad (4.53)$$

Για κάποια σταθερά γ όπου η συνάρτηση Bessel $J_m(\rho)$ ικανοποιεί την εξίσωση Bessel:

$$\rho^2 J_m'' + 2\rho J_m' + (\rho^2 - m^2)J_m = 0 \quad (4.54)$$

και $\rho = kr$. Η ακτινωτή συνάρτηση J_m έχει απείρως πολλές ρίζες για κάθε τιμή του n . Η συνοριακή συνθήκη ότι το A εξαφανίζεται όταν $r = \alpha$ θα ικανοποιηθεί αν οι ανταποκρινόμενοι κυματαριθμοί δίνονται από $k_{m,n} = \frac{1}{\alpha} \rho_{m,n}$.

Η γενική λύση A τότε παίρνει τη μορφή ενός διπλά άπειρου αθροίσματος όρων περιλαμβάνοντας προϊόντα των $\sin m\theta$ ή $\cos m\theta$ και $J_m(k_{m,n}r)$.

Τρισδιάστατες λύσεις

Σε σφαιρικές συντεταγμένες, η αντίστοιχη λύση είναι:

$$A(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l (\alpha_{lm} j_l(kr) + b_{lm} y_l(kr)) Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (4.56)$$

Αυτή η λύση προέρχεται από τη χωρική λύση της κυματικής εξίσωσης και της εξίσωσης διάχυσης. Εδώ, οι $j_l(kr)$ και $y_l(kr)$ είναι οι σφαιρικές συναρτήσεις Bessel και η $Y_l^m(\theta, \varphi)$ είναι οι σφαιρικές αρμονικές (Abramowitz & Stegun, 1964). Σημειώνεται ότι αυτές οι μορφές είναι γενικές λύσεις, και απαιτούν συνοριακές συνθήκες για κάθε συγκεκριμένη περίπτωση. (Sommerfeld, 1949).

5 Σχεδιασμός με το λογισμικό LaserMOD

RSOFT

Τι είναι η RSOFT?

Το περιβάλλον CAD RSoft είναι το πρόγραμμα πυρήνων της παθητικής ακολουθίας συσκευών RSoft, και επιτρέπει στους ερευνητές και τους μηχανικούς να δημιουργήσουν συστήματα για το σχέδιο των συσκευών κυματοδηγού οπτικών κυκλωμάτων και άλλων φωτονικών συσκευών. Ενεργεί ως πρόγραμμα ελέγχου για τις παθητικές ενότητες συσκευών RSoft, συμπεριλαμβανομένων των BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM, ModePROP και LaserMOD και καθορίζει τις υλικές ιδιότητες και η δομική γεωμετρία της συσκευής που μελετάται (RSOFT 2011).

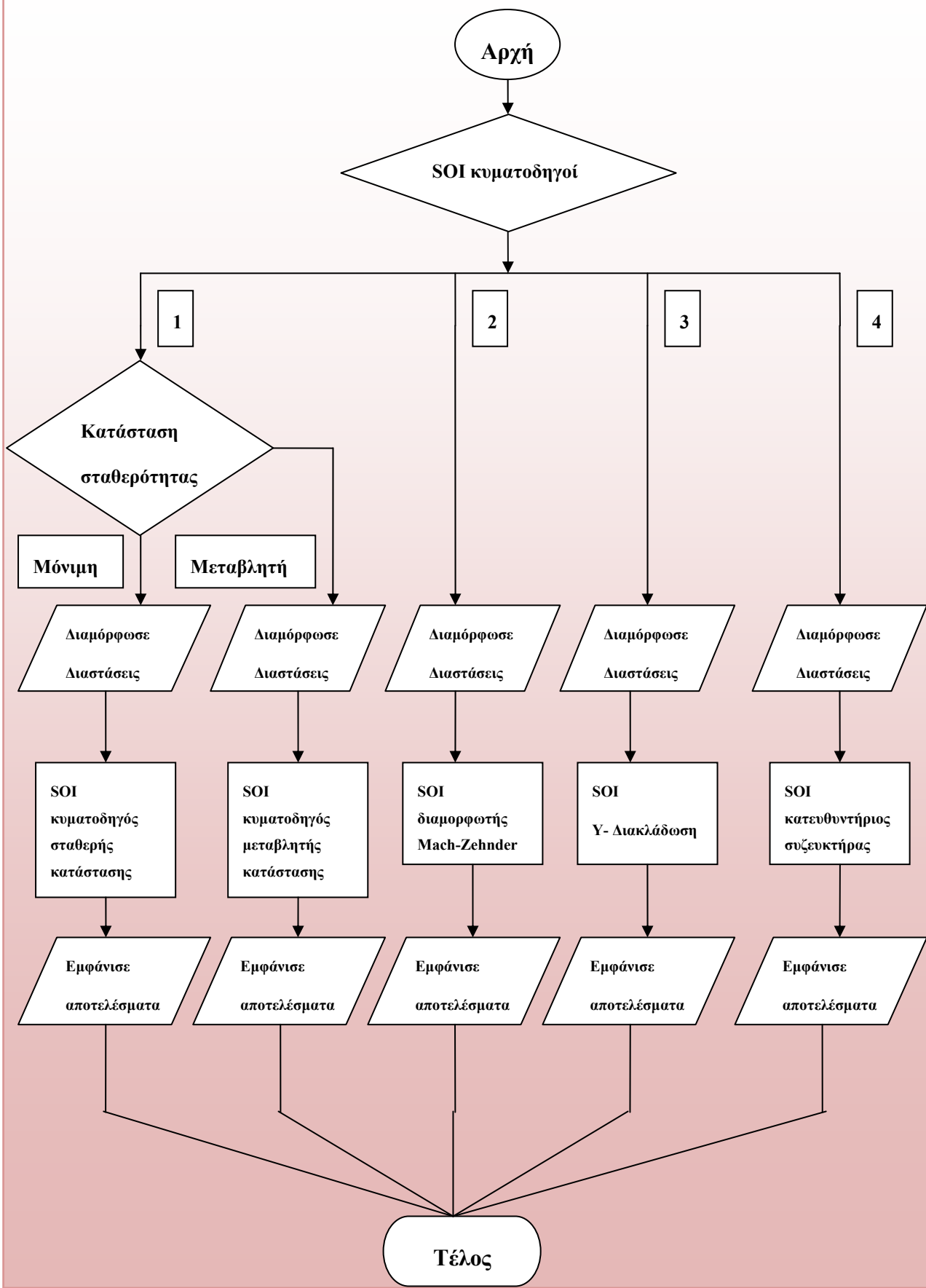
Τι είναι το LaserMOD?

Το LaserMOD είναι ένα φωτονικό εργαλείο λογισμικού σχεδιασμού συσκευών για τις οπτικές, ηλεκτρονικές και θερμικές ιδιότητες των ημιαγωγών λέιζερ και παρόμοιων ενεργών συσκευών. Σε αυτές τις συσκευές, η θερμική μεταφορά ροής και μεταφορέων μπορεί να έχει έντονες επιπτώσεις στη γενική απόδοση μέσω της καιόμενης και αυτό-θερμαινόμενης χωρικής τρύπας (RSOFT 2011).

Παρακάτω, θα αναλύσουμε τη λειτουργία πέντε από τις σημαντικότερες φωτονικές συσκευές όπου είναι οι εξής :

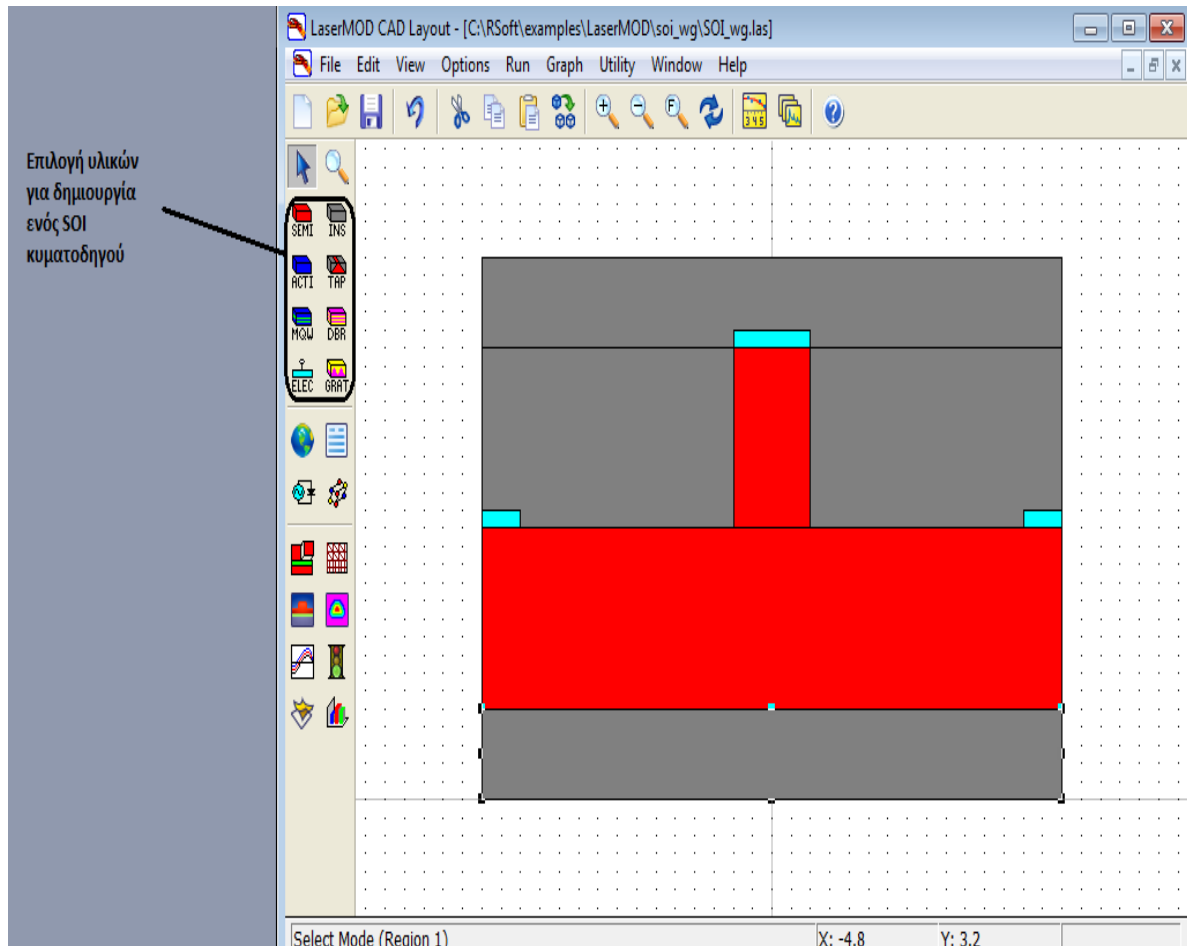
- i. Ο SOI κυματοδηγός μόνιμης κατάστασης
- ii. Ο SOI κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης
- iii. Ο SOI διαμορφωτής Mach-Zehnder
- iv. Η SOI Y- διακλάδωση
- v. Ο SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας

Λογικό διάγραμμα για τη συνολική διεργασία που θα ακολουθηθεί



SOI κυματοδηγός μόνιμης κατάστασης

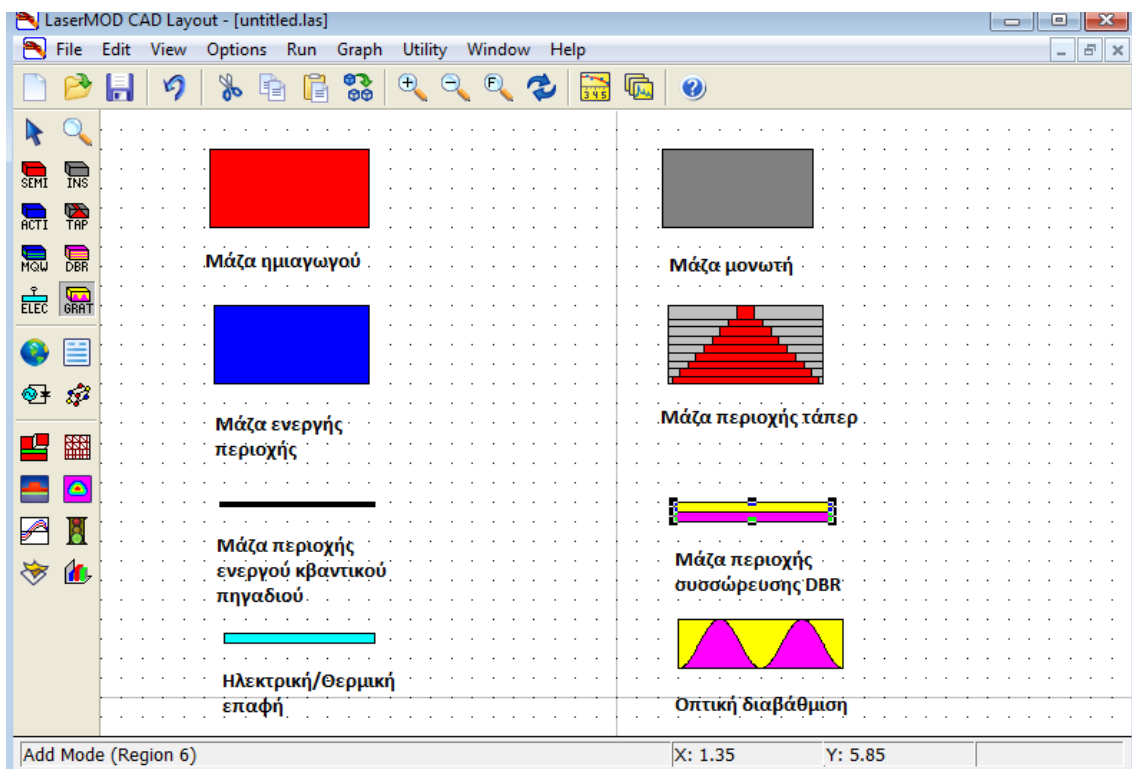
Αρχίζουμε με τον SOI κυματοδηγό μόνιμης κατάστασης. Από το LaserMOD μπορούμε να αναπαραστήσουμε αυτόν τον κυματοδηγό ο οποίος δείχνεται στην εικόνα 5.1:



Εικόνα 5.1 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένο από το λογισμικό LaserMOD

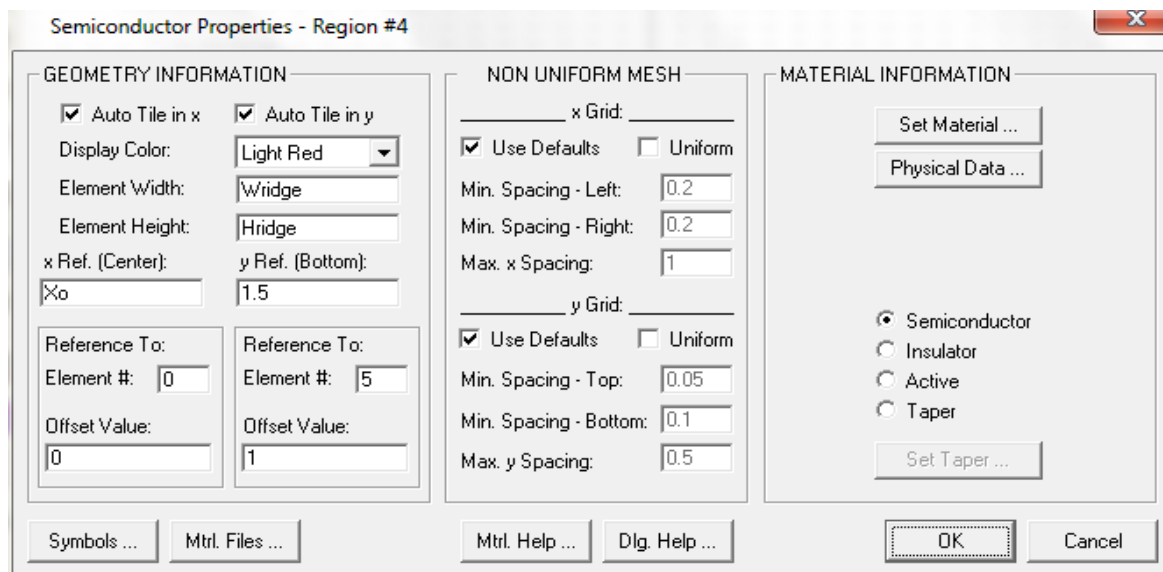
Τα περικυκλωμένα εικονίδια έχουν το καθένα τη σημασία του. Το πρώτο εικονίδιο (από αριστερά προς δεξιά και από πάνω προς κάτω) καλείται SEMI κι επιλογή του επιτρέπει το σχεδιασμό μιας μάζας ενός ημιαγωγού. Στο παρόν παράδειγμα ο ημιαγωγός φτιαγμένος από πυρίτιο είναι με το κόκκινο χρώμα. Το δεύτερο εικονίδιο καλείται INS κι επιλογή του επιτρέπει το σχεδιασμό μιας μάζας ενός μονωτή. Στο παρόν παράδειγμα, ο μονωτής φτιαγμένος από διοξείδιο του πυριτίου είναι με το χρώμα γκρι. Αυτές οι δύο επιλογές είναι οι σημαντικότερες για έναν κυματοδηγό πυριτίου σε μονωτή (SOI). Οι επιλογές 3 έως 6 αποτελούν υλικά σχήματα τα οποία δε θα χρησιμοποιήσουμε στους κυματοδηγούς που θα

σχεδιάσουμε, όμως θα κάνουμε μια αναφορά περί τίνος πρόκειται. Η επιλογή 3 επιτρέπει το σχεδιασμό μιας μάζας ενεργούς περιοχής, η επιλογή 4 το σχεδιασμό μιας μάζας περιοχής σε κωνικό κυματοδηγό, η επιλογή 5 το σχεδιασμό μιας μάζας περιοχής κβαντικού πηγαδιού και η περιοχή 6 το σχεδιασμό μιας μάζας περιοχής DBR, που σημαίνει περιοχή σαν το κβαντικό πηγάδι με τη συνύπαρξη δύο υλικών. Τέλος, η επιλογή 7 ενεργοποιεί τα διάφορα ηλεκτρόδια που συνδέουμε μεταξύ των δύο υλικών για να υπάρχει σωστή επαφή μεταξύ τους και η επιλογή 8 αποτελεί την περιοχή της οπτικής διαβάθμισης και χρησιμοποιείται μόνο για το προφίλ του δείκτη διάθλασης εκτελώντας τον υπολογισμό των οπτικών ιδιοτήτων του κυματοδηγού. Στην παρακάτω εικόνα 5.2 δείχνουμε τις 8 προαναφερθείσες επιλογές για το σχεδιασμό ενός κυματοδηγού.



Εικόνα 5.2 Μάζες (bulks) υλικών που μπορούν να σχεδιαστούν από το λογισμικό LaserMOD

Επιπλέον, μπορούμε να δημιουργήσουμε δικά μας υλικά πατώντας το δεξί κλικ του ποντικιού πάνω σε ένα συγκεκριμένο υλικό της συσκευής που σχεδιάσαμε. Για παράδειγμα, αν πατήσουμε δεξί κλικ πάνω στο κόκκινο λεπτό υλικό, θα μας παρουσιαστεί η εικόνα 5.3:

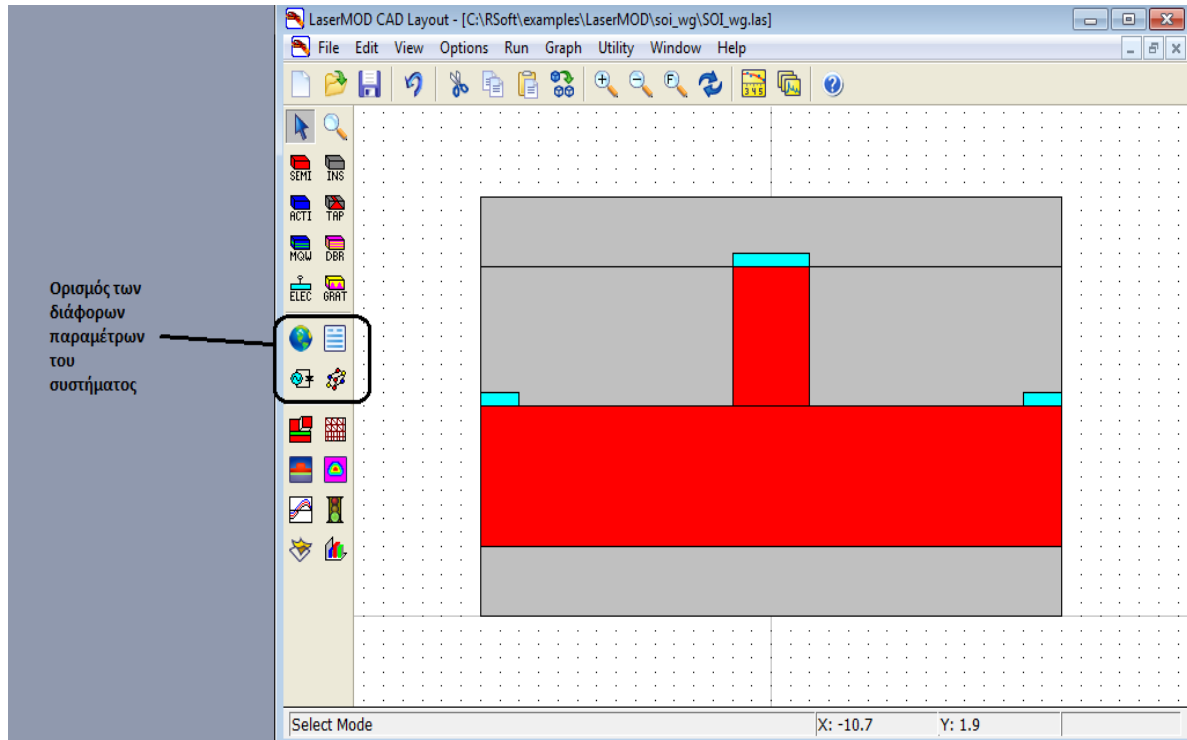


Εικόνα 5.3 Στοιχεία του κάθε υλικού

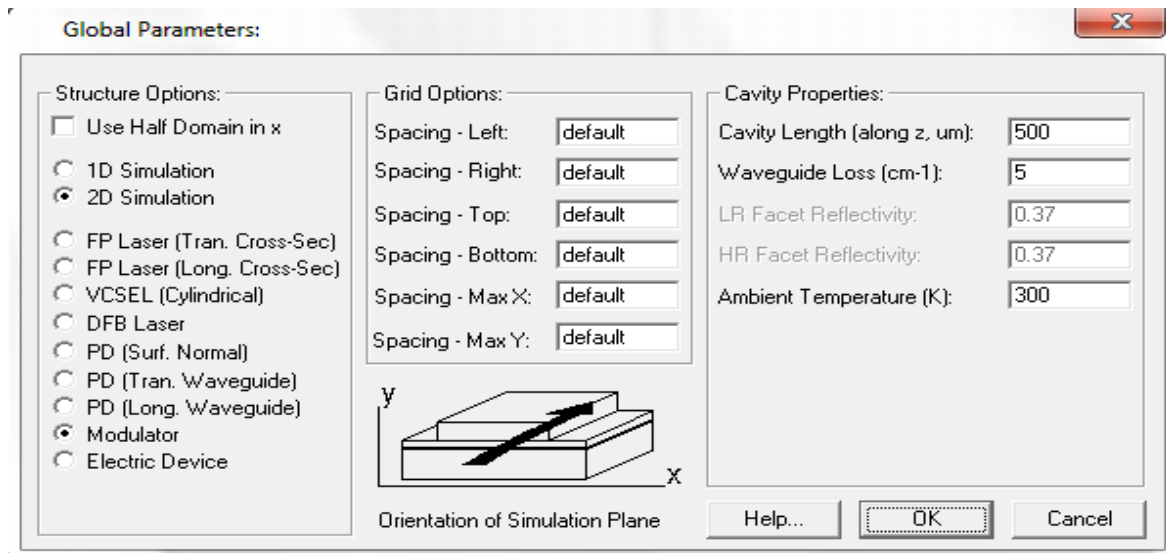
Όπως παρατηρούμε, μπορούμε να καθορίσουμε το ύψος και το πλάτος του κυματοδηγού, όπου διαφορετικές διαστάσεις μας δίνουν και διαφορετικά αποτελέσματα. Επίσης, μπορούμε να παρατηρήσουμε πάνω δεξιά, στην εντολή Set Material, όπου μπορούμε να καθορίσουμε, στη συγκεκριμένη θέση, όποιο υλικό θέλουμε από μια λίστα υλικών που μας δίνεται, όπως και ακόμα μπορούμε να καθορίσουμε το χρώμα του υλικού για να μπορούμε να το αναγνωρίζουμε με την εντολή Display Color.

Υπάρχουν όμως και άλλες επιλογές του λογισμικού LaserMOD, όπως αναδεικνύεται στην εικόνα 5.4.

Θα δείξουμε άλλες τέσσερις επιλογές του λογισμικού LaserMOD. Η πρώτη επιλογή η οποία αντιπροσωπεύεται από το εικονίδιο της Γης, επιτρέπει στο χρήστη να εισάγει τις παγκόσμιες παραμέτρους. Ακολουθεί η εικόνα 5.5 η οποία δείχνει τις παραμέτρους που μπορούμε να μεταβάλλουμε με την εντολή αυτή.



Εικόνα 5.4 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένος από το λογισμικό LaserMOD

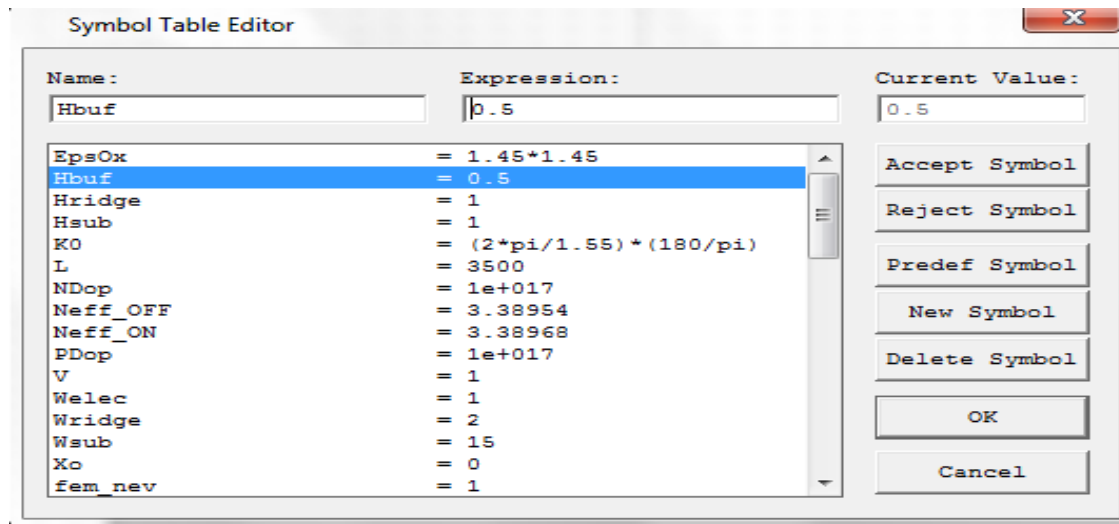


Εικόνα 5.5 Παγκόσμιοι παράμετροι για προσομοίωση του λογισμικού

Παρατηρούμε ότι δίνεται η επιλογή για μονοδιάστατη ή δισδιάστατη εφαρμογή, όπως επίσης και τι υλικό θα είναι αυτό. Στην περίπτωση μας θα δουλέψουμε με διαμορφωτές (modulators). Επίσης, παρατηρούμε ότι μπορούμε να καθορίσουμε σε κάθε σημείο της

συσκευής τις διαστάσεις της χρησιμοποιώντας τις επιλογές της δεύτερης και τρίτης στήλης της εικόνας 5.5.

Η δεύτερη επιλογή, η οποία αντιπροσωπεύεται με το εικονίδιο του σημειωματάριου, ανοίγει τον πίνακα συμβόλων όπου ο χρήστης μπορεί να δημιουργήσει νέες μεταβλητές και να τροποποιήσει υπάρχουσες μεταβλητές.

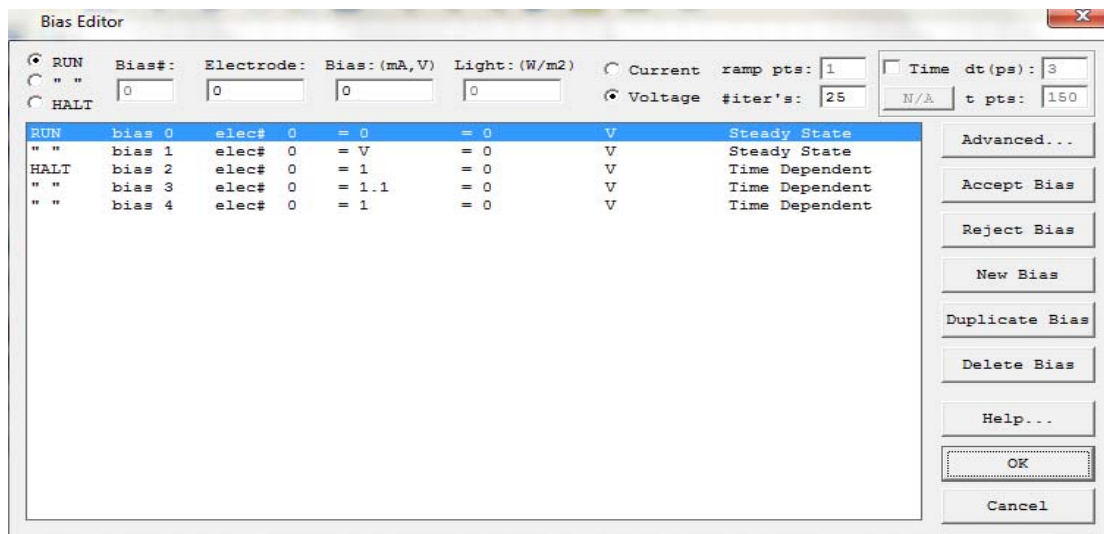


Εικόνα 5.6 Πίνακας συμβόλων και παραμέτρων του λογισμικού

Όπως παρατηρούμε από την εικόνα 5.6 μπορούμε να τροποποιήσουμε τις μεταβλητές του συστήματος και ανάλογα με τις προτιμήσεις μας κάνουμε αποδοχή ή απόρριψη της νέας τιμής. Επίσης, μπορούμε να δημιουργήσουμε νέο σύμβολο ή ακόμα και να διαγράψουμε ένα υπάρχον.

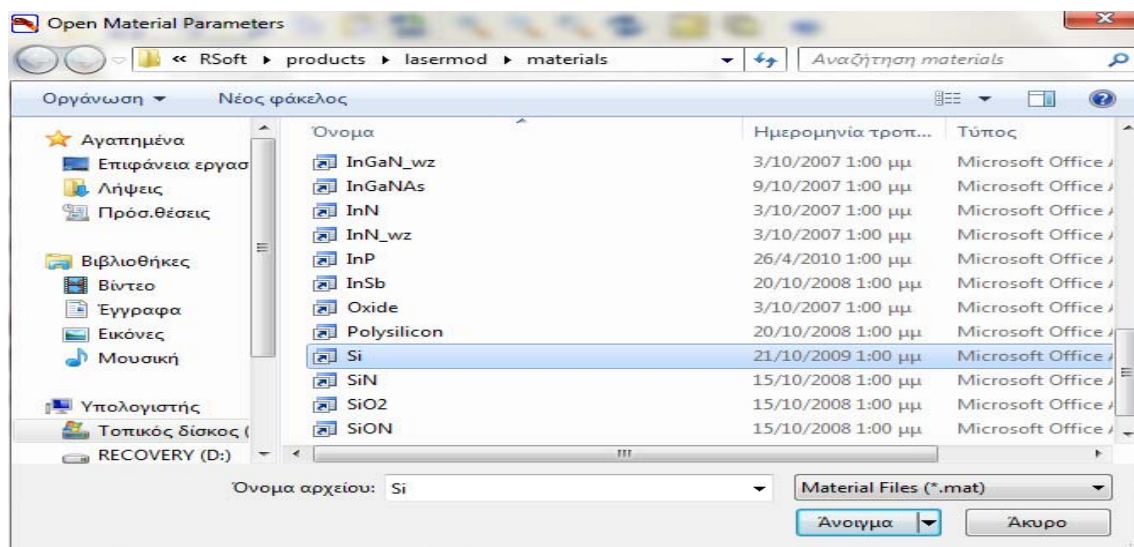
Η τρίτη επιλογή, η οποία αντιπροσωπεύεται με το εικονίδιο ενός ηλεκτρικού κυκλώματος το οποίο αποτελείται από μια δίοδο και μια εναλλασσόμενη πηγή τάσεως, επιτρέπει στο χρήστη να ανοίξει τον πίνακα των επαφών, όπου οι εμβέλεις των ηλεκτροδίων ρεύματος και τάσεως καθορίζονται για την προσομοίωση.

Από την εικόνα 5.7 παρατηρούμε ότι έχουμε επιτρέψει να τρέχει η προσομοίωση, τόσο για την πόλωση 0 όσο και για την πόλωση 1. Παρατηρούμε, ότι υπάρχουν και άλλες τρεις πολώσεις όμως έχουμε βάλει την εντολή HALT για να τα σταματήσει από το να τρέξουν μαζί με το υπόλοιπο σύστημα στην προσομοίωση. Στο συγκεκριμένο παράδειγμα χρειαζόμαστε μόνο δύο πολώσεις για τη μόνιμη κατάσταση. Στο πάνω δεξιά μέρος μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι μπορούμε να καθορίσουμε το χρόνο που χρειάζεται για προσομοίωση αυτών των πολώσεων.



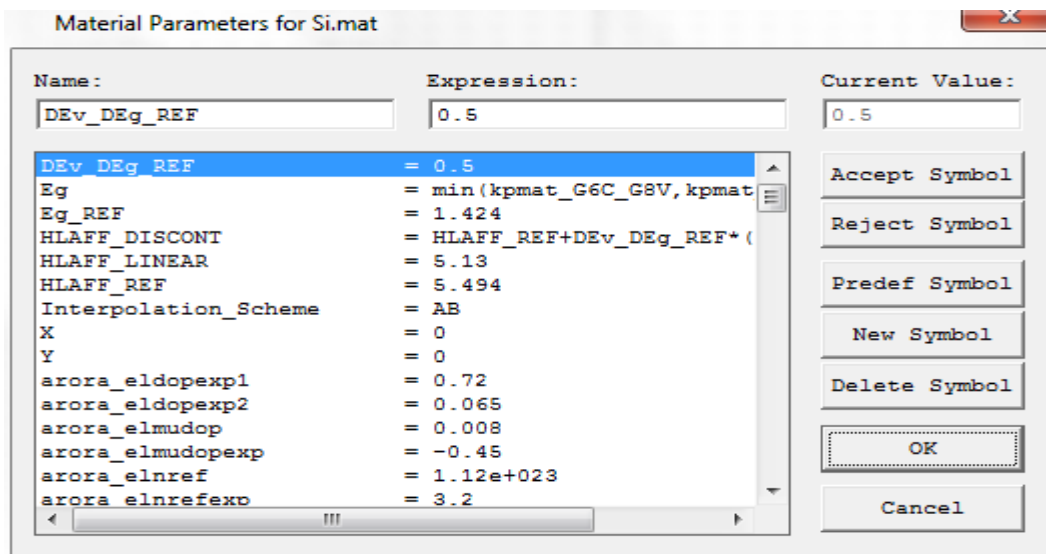
Εικόνα 5.7 Πίνακας των καθορισμένων πολώσεων του πειράματος

Η τέταρτη επιλογή, η οποία αντιπροσωπεύεται από μια μοριακή ένωση, επιτρέπει στο χρήστη να εισάγει οποιοδήποτε από τα συστήματα στη βιβλιοθήκη υλικών. (βλ. Εικόνα 5.8)



Εικόνα 5.8 Πίνακας διαθέσιμων υλικών στοιχείων του λογισμικού

Παρατηρούμε ότι με την ενεργοποίηση αυτής της εντολής, δίνεται η δυνατότητα να επιλέξουμε οποιοδήποτε υλικό για οποιοδήποτε σύστημα θέλουμε να δημιουργήσουμε.



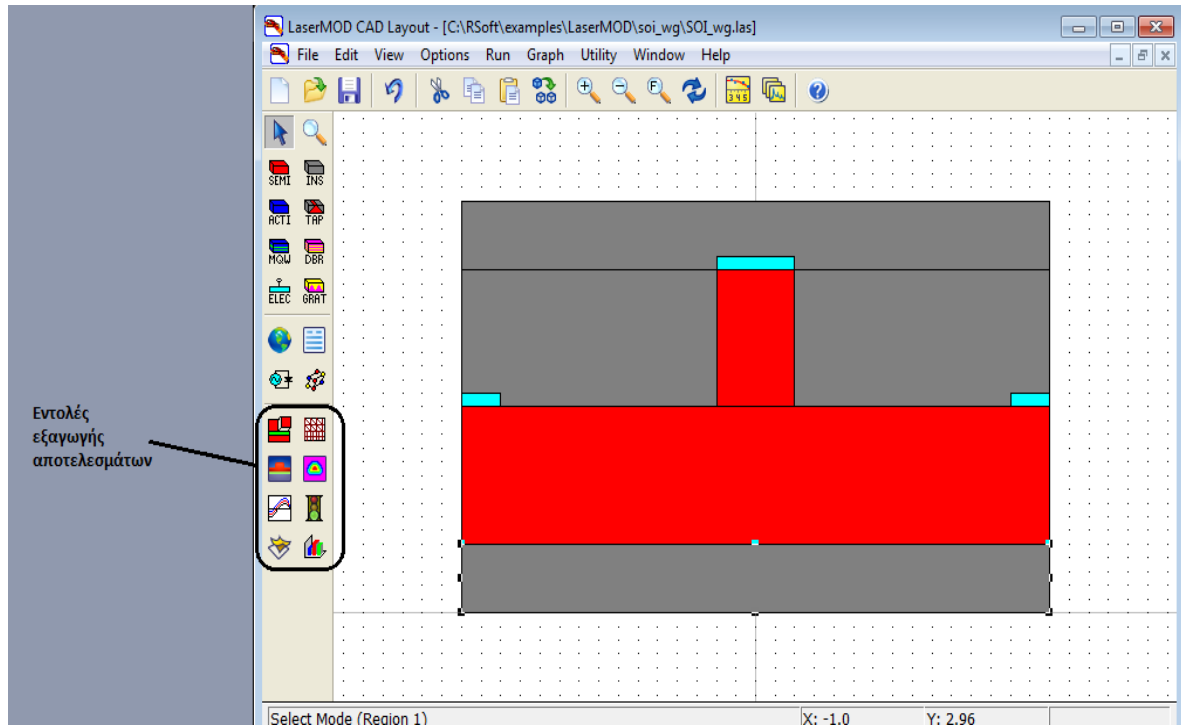
Εικόνα 5.9 Παράμετροι του υλικού πυριτίου (Si)

Για παράδειγμα, ανοίγοντας το φάκελο του πυριτίου (βλ. Εικόνα 5.9) μπορούμε να παρατηρήσουμε τις διάφορες παραμέτρους του και να αποφασίσουμε ποιες από αυτές θα κάνουμε αποδοχή και ποιες απόρριψη.

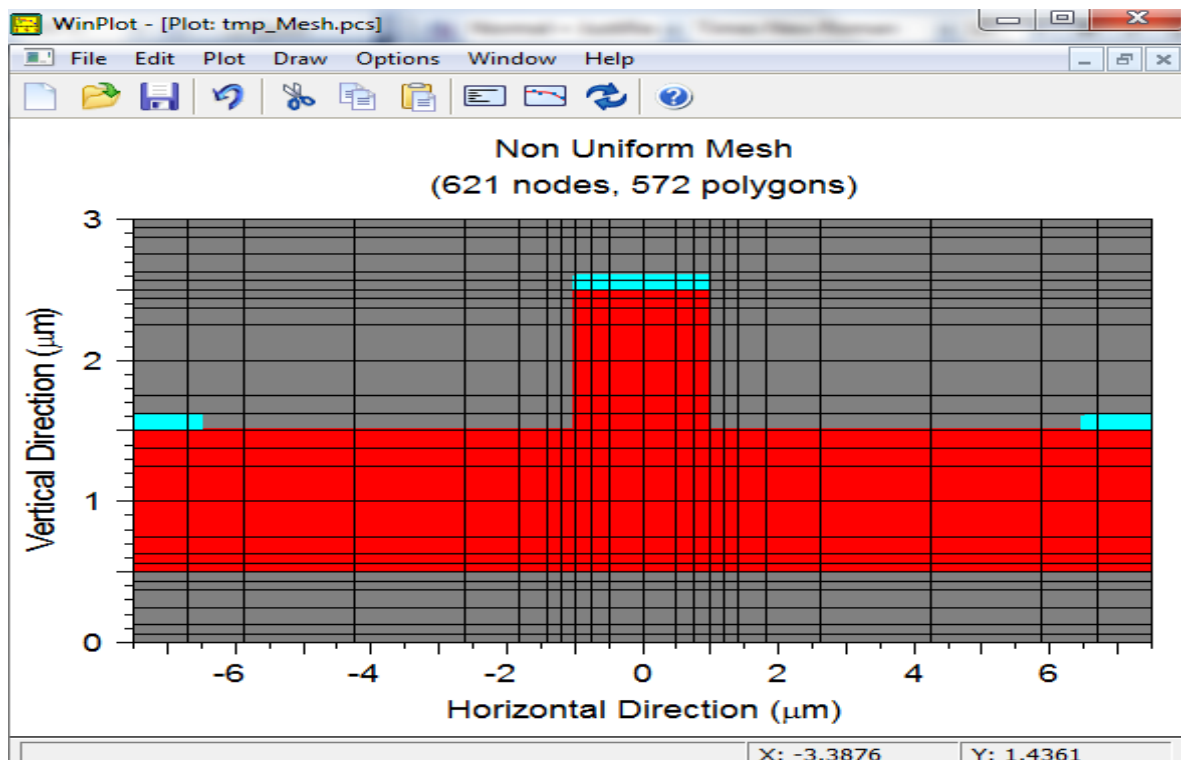
Στη συνέχεια, προχωράμε στο σημαντικότερο κομμάτι αυτού του παραδείγματος που είναι η εξαγωγή των διάφορων αποτελεσμάτων. Παρακάτω υποδεικνύεται η εικόνα 5.10 με τις εντολές που θα δουλεύουμε από εδώ και στο εξής για την εξαγωγή αποτελεσμάτων. Όπως παρατηρούμε έχουμε οχτώ επιλογές, με διαφορετική χρήση η κάθε μία.

Η πρώτη επιλογή βοηθά στη σωστή διαμόρφωση της SOI συσκευής. Δηλαδή αν έχουμε τοποθετήσει λάθος τις συσκευές, αυτή η επιλογή, σύμφωνα με τις αναφορές της υπάρχουσας βιβλιοθήκης του προγράμματος, θα μας τοποθετήσει αυτόματα τα υλικά στη σωστή τους θέση ώστε να έχουμε μια ολοκληρωμένη φωτονική συσκευή.

Η δεύτερη επιλογή που παρατηρούμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων δημιουργεί ένα πλέγμα του συγκεκριμένου σχεδίου. Μπορούμε να διακρίνουμε το πλέγμα στην εικόνα 5.11.

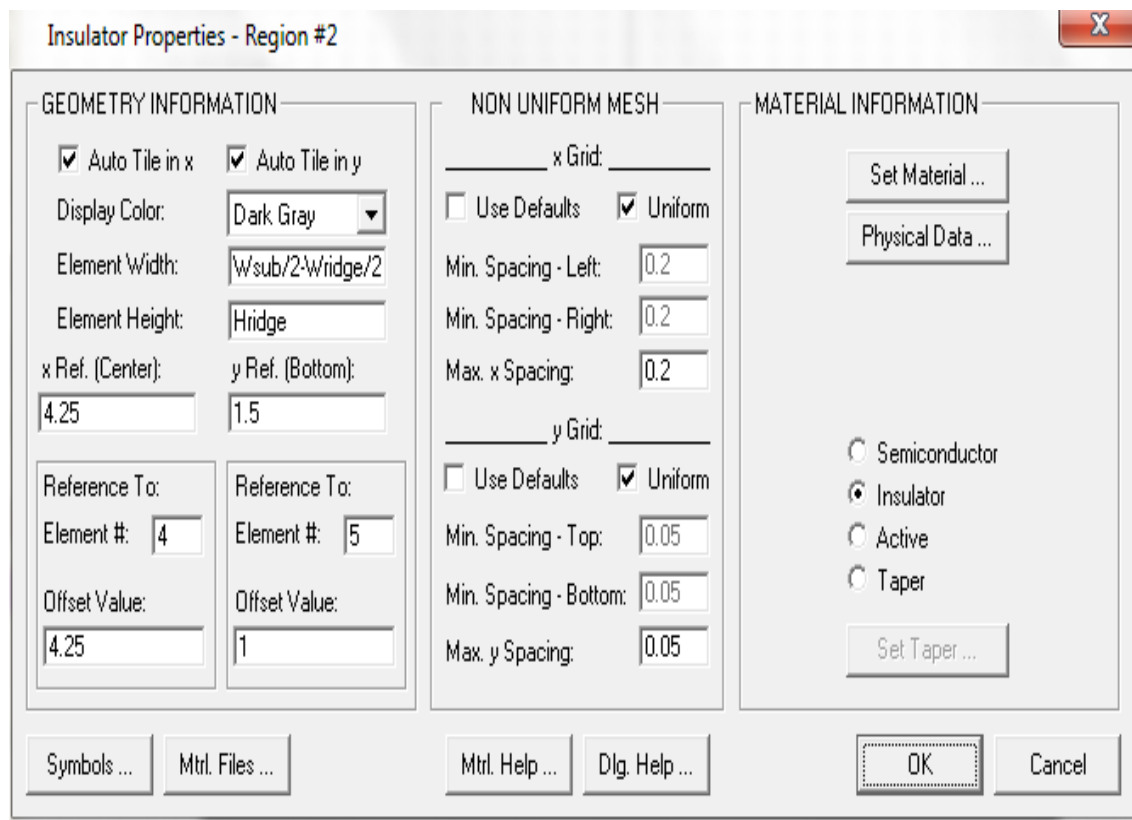


Εικόνα 5.10 SOI κυματοδηγός σταθερής κατάστασης σχεδιασμένος από το λογισμικό LaserMOD



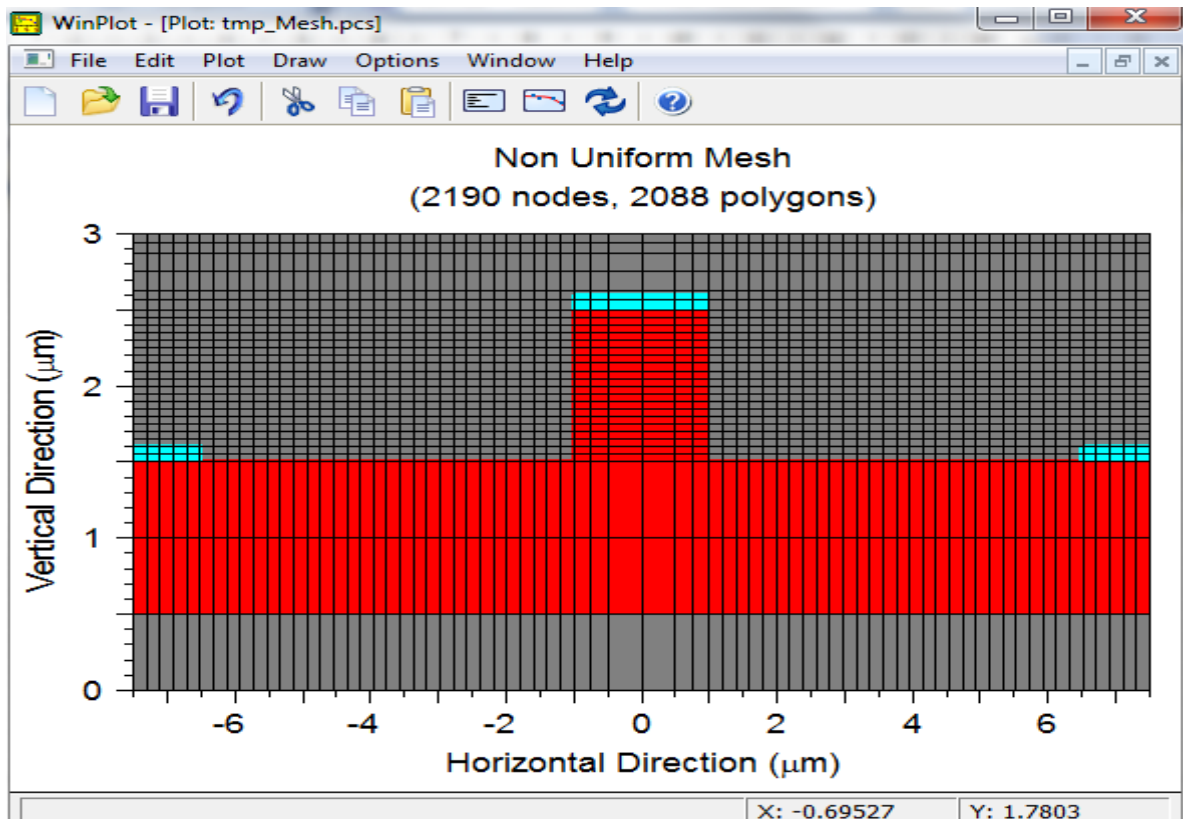
Εικόνα 5.11 Μη ομοιόμορφο πλέγμα του κυματοδηγού

Όπως παρατηρούμε, το πλέγμα δημιουργεί από μόνο του τα πολύγωνα (ορθογώνια) που είναι ευδιάκριτα στο σχήμα. Με το πλέγμα μπορούμε να αποκομίσουμε πληροφορίες για το κάθε σημείο του επιπέδου. Μπορούμε ξεκάθαρα να δούμε ότι τα πολύγωνα δεν είναι ίσα μεταξύ τους. Για παράδειγμα, στα σημεία της γκρι περιοχής όπου είναι η περιοχή του μονωτή (σε αυτήν την περίπτωση διοξειδίου του πυριτίου) και δεν υφίσταται αλλαγή υλικού, τα πολύγωνα είναι μεγάλα επειδή το υλικό είναι ένα, άρα, δε θα έχουμε απώλεια πληροφορίας. Όμως, όπως παρατηρούμε, όταν υπάρχει η διαφοροποίηση του υλικού σε όλα τα όριά του, τα πολύγωνα είναι περισσότερα και πιο μικρά. Αυτό γιατί γίνεται; Γίνεται επειδή σε αυτά τα συγκεκριμένα σημεία δε θέλουμε να έχουμε απώλεια πληροφορίας. Αν τα πολύγωνα παρέμεναν μεγάλα, όπως στην γκρι περιοχή, τότε θα κάλυπταν, στα οριακά σημεία, και την κόκκινη περιοχή και δε θα μπορούσαμε να διαχωρίσουμε τις πληροφορίες, που επιζητούμε, στην περιοχή του πυρήνα. Άρα, τα φτιάχνουμε μικρά κι έτσι έχουμε κέρδος χαμένης πληροφορίας. Επίσης, μπορούμε να κερδίσουμε παραπάνω πληροφορίες αν στην εικόνα 5.12 κάνουμε την επιλογή Uniform Mesh:



Εικόνα 5.12 Ιδιότητες μονωτή

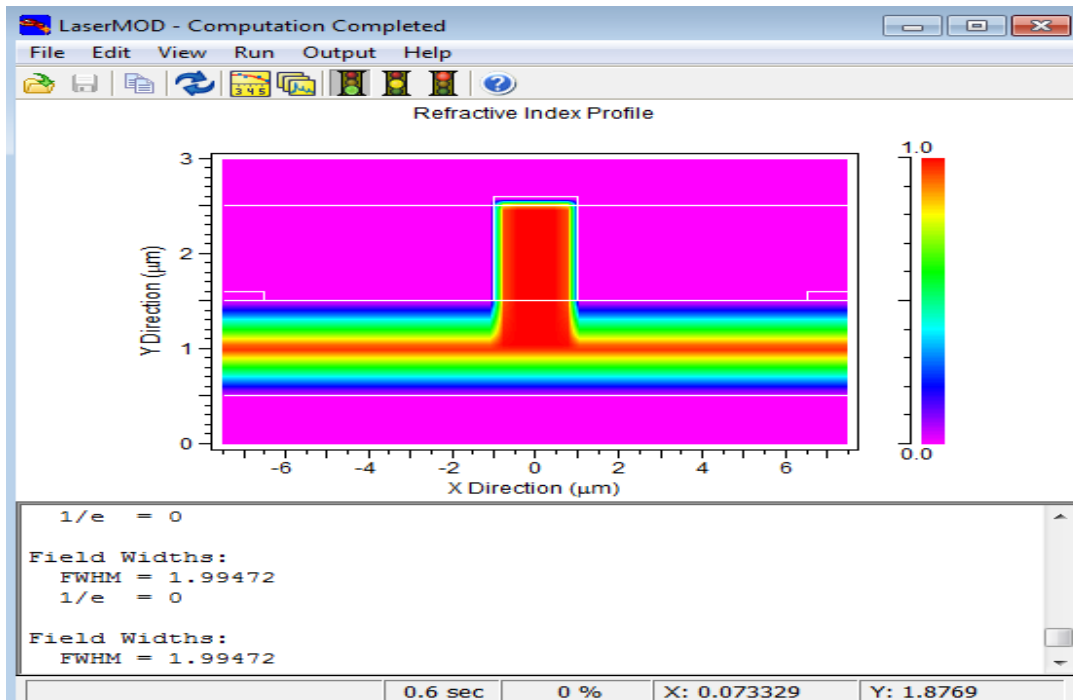
Τα αποτελέσματα του καινούριου και πιο λεπτομερούς πλέγματος φαίνονται στην εικόνα 5.13:



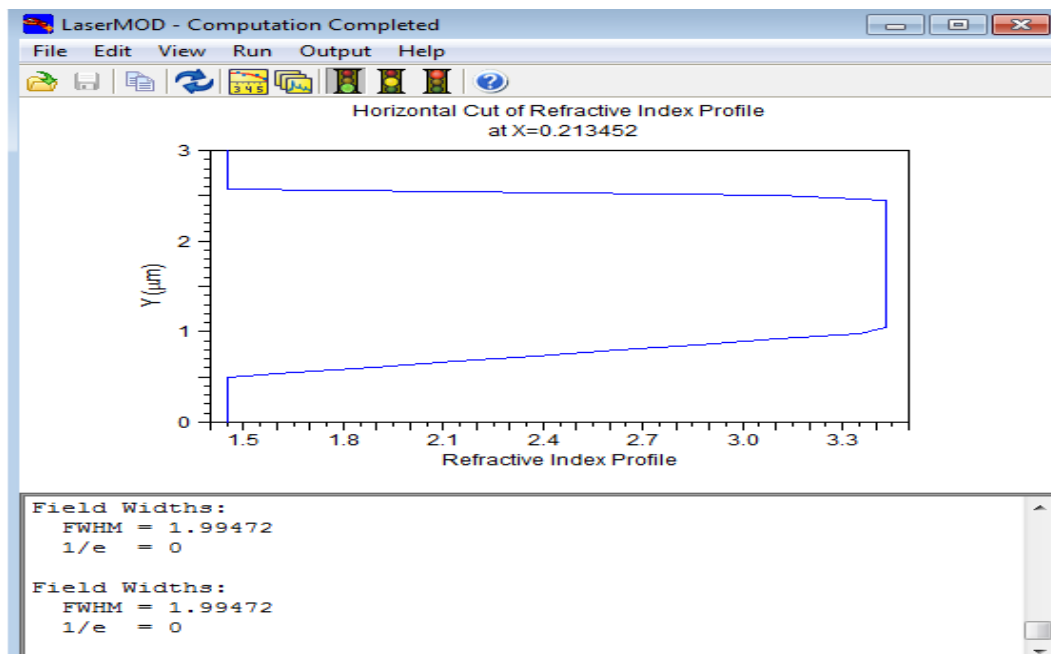
Εικόνα 5.13 Ομοιόμορφο πλέγμα με σημείο αναφοράς τους μονωτές

Η τρίτη επιλογή που παρατηρούμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων είναι το προφίλ του δείκτη διάθλασης του σχεδίου. Η εντολή αυτή επιτρέπει στο χρήστη να αναπαράγει προφίλ παραμέτρων για το συγκεκριμένο σχέδιο. Η εικόνα 5.14 θα βοηθήσει να κατανοήσουμε την έννοια του προφίλ του δείκτη διάθλασης.

Με το προφίλ του δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού μπορούμε να διακρίνουμε από ποια σημεία της συσκευής περνάει περισσότερο φως και από ποια όχι. Όπως βλέπουμε και από τη δεξιά μπάρα με το χρώμα κόκκινο είναι η περιοχή όπου υπάρχει μεγάλη συσσώρευση ηλεκτρονίων, άρα περνάει περισσότερο φως και όσο κατεβαίνουν τα χρώματα ερχόμαστε στη μωβ περιοχή όπου περνάει το λιγότερο φως. Πατώντας το δεξί κλικ του ποντικιού πάνω σε μια συγκεκριμένη περιοχή μας δίνει το διάγραμμα της οριζόντιας τομής του δείκτη διάθλασης για εκείνο το σημείο. Δίνουμε δύο παραδείγματα. Το ένα είναι για $X = 0.213452$ και $Y = 2.0235$ όπου το σημείο αυτό αντιστοιχεί στον πυρήνα του κυματοδηγού όπου υπάρχει μεγάλη συσσώρευση ηλεκτρονίων και το διάγραμμα φαίνεται στην εικόνα 5.15 :

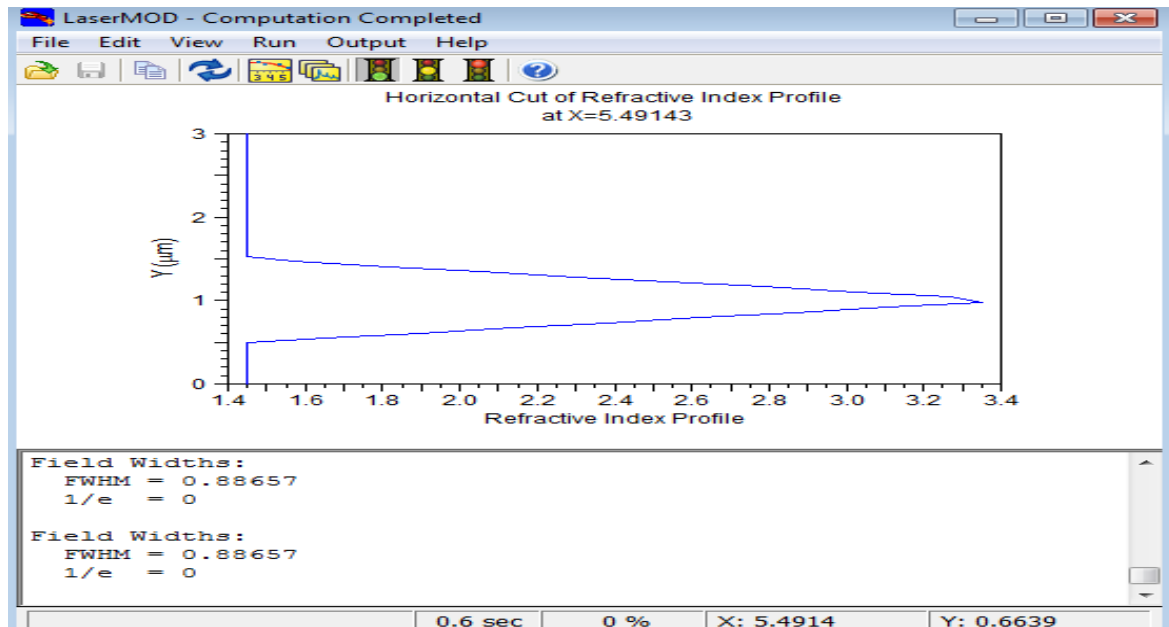


Εικόνα 5.14 Προφίλ δείκτη διάθλασης κυματοδηγού



Εικόνα 5.15 Οριζόντια τομή του προφίλ δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού στο σημείο X=0.213452

Το άλλο σημείο αντιστοιχεί σε περιοχή όπου δεν περνάει πολύ φως και αυτό το σημείο αντιστοιχεί στις συντεταγμένες $X = 5.4914$ και $Y = 0.6639$. Το διάγραμμα υποδεικνύεται στην εικόνα 5.16:



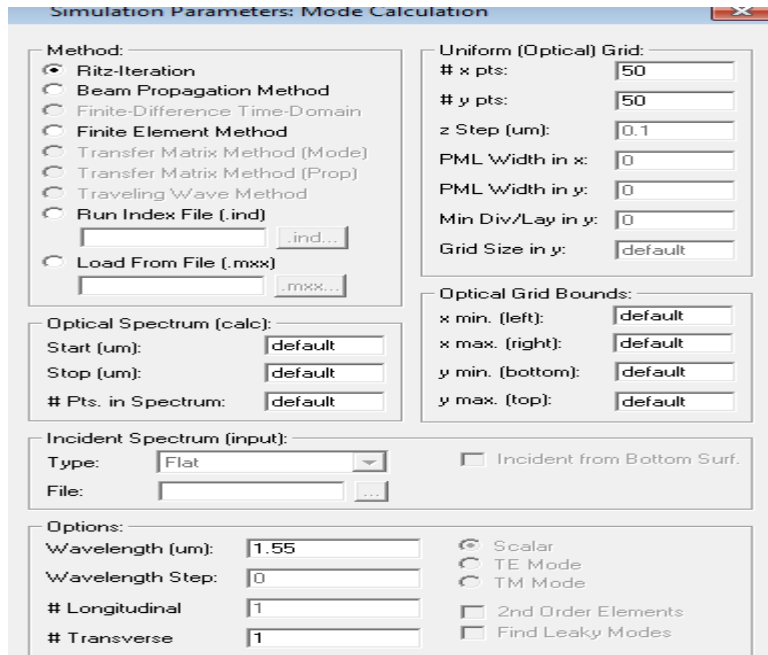
Εικόνα 5.16 Οριζόντια τομή του προφίλ δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού στο σημείο $X=5.49143$

Παρατηρούμε από τα δύο διαγράμματα ότι όσο πιο μεγάλη συσσώρευση ηλεκτρονίων υπάρχει τόσο πιο ομαλό είναι η οριζόντια τομή του δείκτη διάθλασης ενώ, όσο πιο λίγο φως περνάει από τον κυματοδηγό τόσο πιο απότομη τομή λαμβάνει μέρος στη συσκευή.

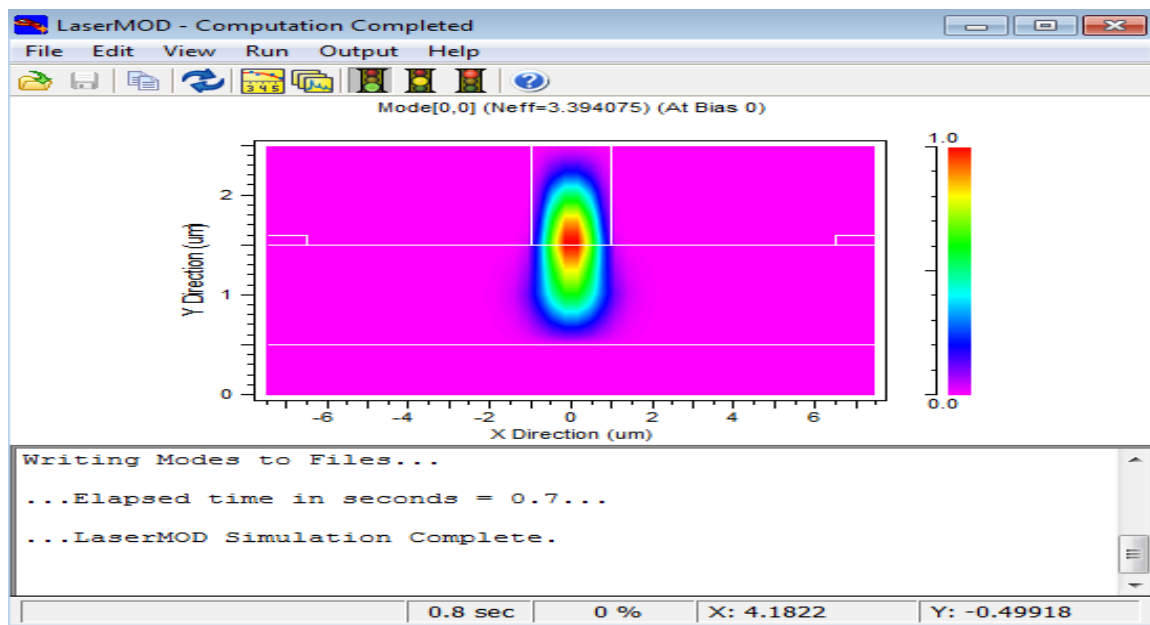
Η τέταρτη επιλογή που διακρίνουμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων είναι ο υπολογισμός ρυθμού. Η εντολή αυτή επιτρέπει στο χρήστη να υπολογίσει τους ρυθμούς και το οπτικό φάσμα του συγκεκριμένου σχεδίου. Από την παρακάτω εικόνα 5.18 μπορούμε να κατανοήσουμε το σχήμα του ρυθμού. Προτού όμως βγάλουμε το γράφημα του ρυθμού μας εμφανίζεται ένας πίνακας εντολών ο οποίος παρατηρείται στην εικόνα 5.17. Εκεί φαίνονται οι διάφορες μέθοδοι επιλογής ρυθμού και μήκους κύματος. Είναι πολύ λογικό να διαλέγουμε το $1.55 \mu\text{m}$ επειδή όπως είχαμε πει και στα προηγούμενα κεφάλαια είναι το ιδανικό μήκος κύματος για τις οπτικές επικοινωνίες με πυρίτιο. Έχοντας αυτά τα δεδομένα παίρνουμε το ρυθμό που φαίνεται στην εικόνα 5.18.

Παρατηρούμε ότι ο ρυθμός είναι απόλυτα σωστός και ότι η συσκευή είναι σωστά σχεδιασμένη επειδή περνάει μόνο ένας ρυθμός διαμέσου του πυρήνα της SOI συσκευής. Με παρόμοιο τρόπο με το προφίλ του σχεδίου παρατηρούμε ότι στο κέντρο του ρυθμού που είναι

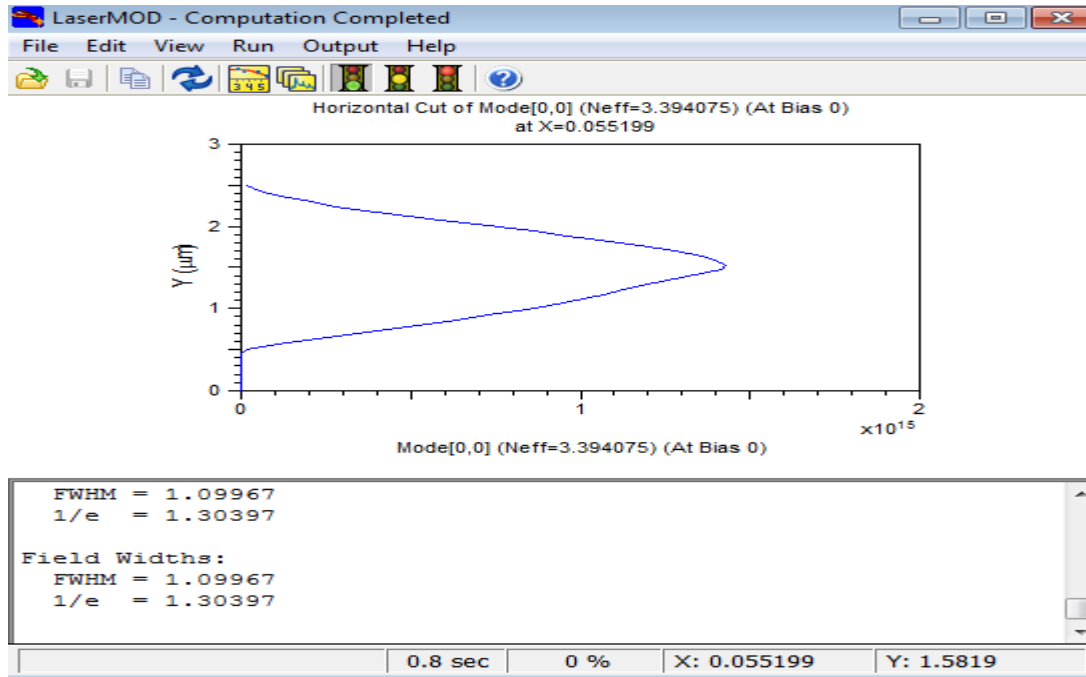
και το κέντρο του κυματοδηγού υπάρχει μεγαλύτερη συσσώρευση ηλεκτρονίων από ότι στις άλλες περιοχές επειδή περνάει περισσότερη ένταση φωτός. Και πάλι μπορούμε να πάρουμε δύο τομές του δείκτη διάθλασης σε δύο διαφορετικά σημεία. Το πρώτο σημείο το θεωρούμε στο κέντρο του ρυθμού το οποίο είναι: $X = 0.055199$ και $Y = 1.5819$ (βλ. Εικόνα 5.19).



Εικόνα 5.17 Παράμετροι προσομοίωσης για το ρυθμό του κυματοδηγού

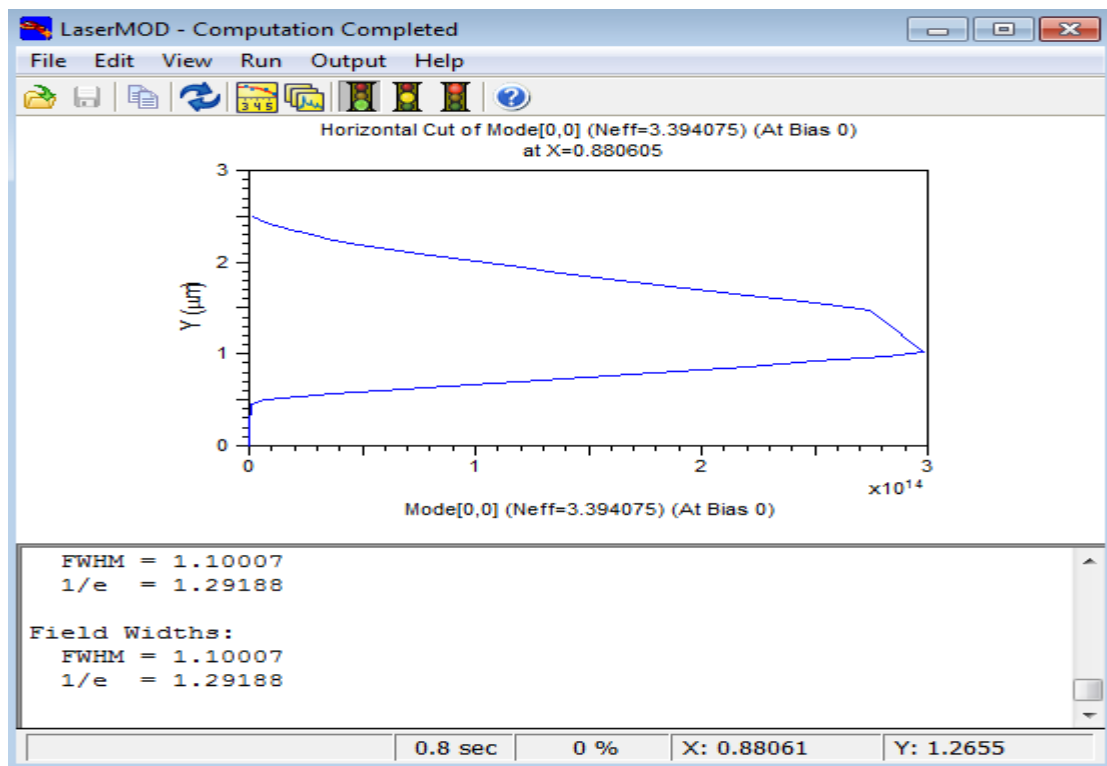


Εικόνα 5.18 Ρυθμός κυματοδηγού



Εικόνα 5.19 Οριζόντια τομή του ρυθμού του κυματοδηγού στο σημείο $X=0.055199$

Το δεύτερο σημείο το παίρνουμε σε μέρος όπου το χρώμα του δείκτη διάθλασης γίνεται από μπλε μωβ και είναι για $X = 0.88061$ και $Y = 1.2655$ (βλ. Εικόνα 5.20).

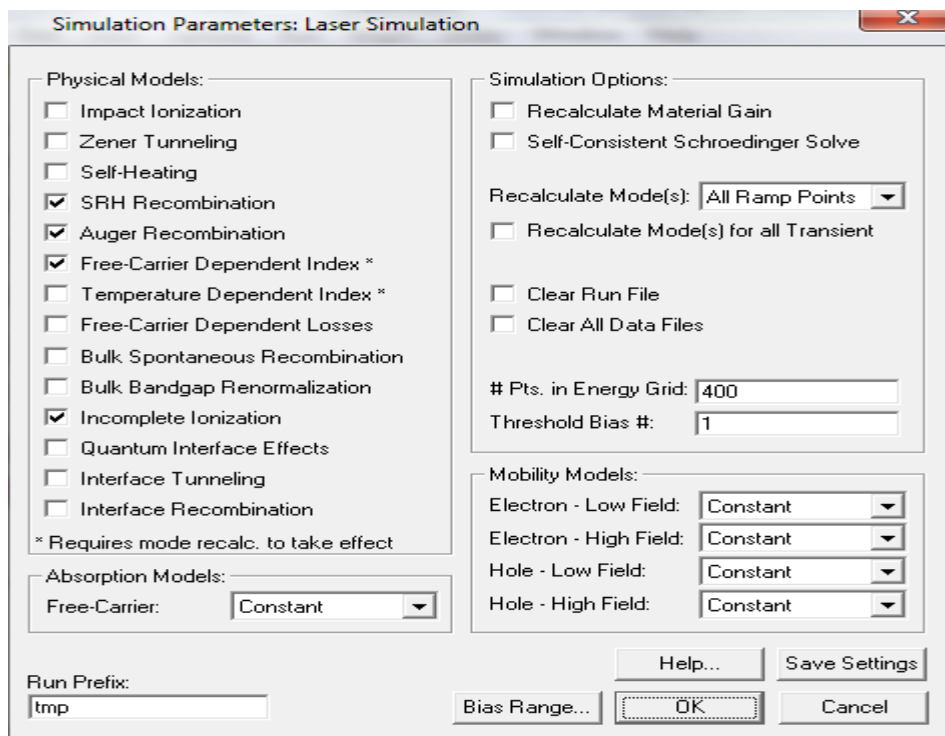


Εικόνα 5.20 Οριζόντια τομή του ρυθμού του κυματοδηγού στο σημείο $X=0.880605$

Παρατηρούμε και στα δύο διαγράμματα, ότι παίρνουμε παρόμοια αποτελέσματα με αυτά του προφίλ της συσκευής που λένε ότι στις περιοχές με μεγαλύτερη ένταση φωτός η τομή του δείκτη διάθλασης έχει πιο ομαλή μεταβολή από ότι η τομή του δείκτη διάθλασης στις περιοχές με μικρότερη ένταση φωτός, που η τομή έχει πιο απότομη μεταβολή. Ο αποτελεσματικός δείκτης διάθλασης του ρυθμού είναι εδώ $N_{eff} = 3.394075$.

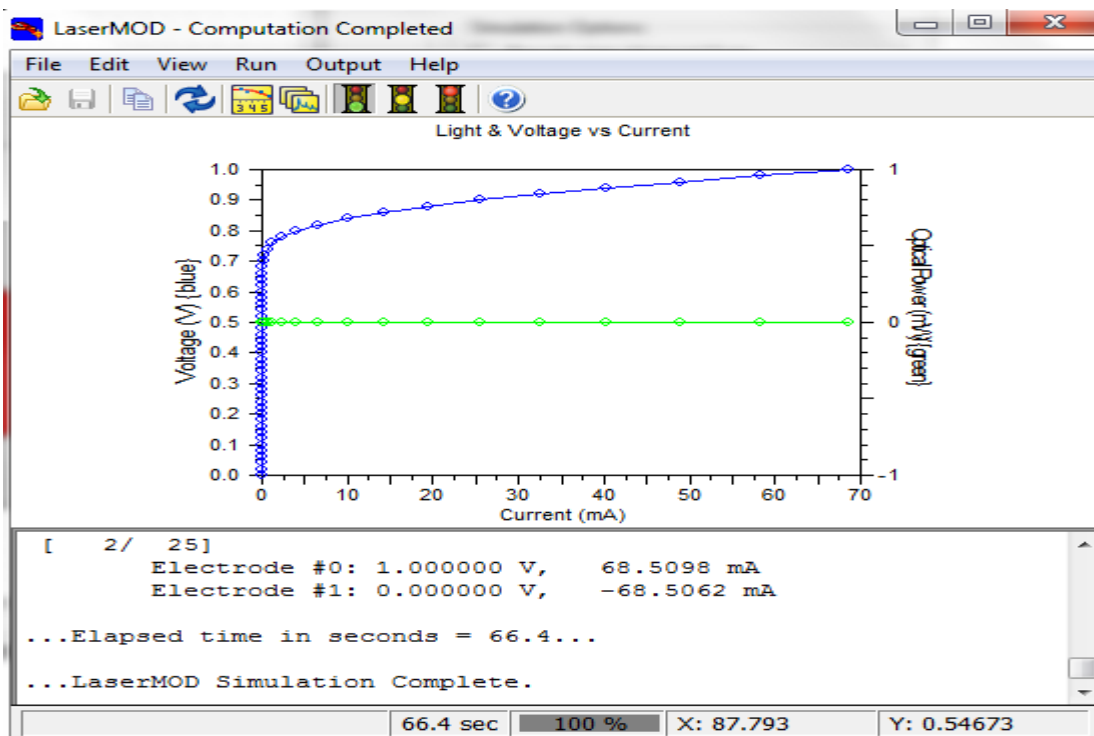
Η πέμπτη επιλογή που διακρίνουμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων επιτρέπει στο χρήστη να υπολογίσει το φάσμα του κέρδους των κβαντικών πηγαδιών για διαφορετικές θερμοκρασίες και πυκνότητες. Δεν έχουμε πολλά να πούμε για αυτήν την εντολή επειδή δε θα χρησιμοποιήσουμε καθόλου κβαντικά πηγάδια στην εργασία αυτή.

Η έκτη επιλογή που διακρίνουμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων επιτρέπει στο χρήστη να διεκπεραιώσει μια ολοκληρωμένη προσομοίωση laser, γι αυτό ονομάζεται κιάλας Simulate Laser, και αναπαράγει τα LIV χαρακτηριστικά και τη μεταβατική απόκριση της συγκεκριμένης συσκευής. Όταν ενεργοποιούμε αυτήν την εντολή εμφανίζεται ένας πίνακας με διάφορες παραμέτρους που ορίζουμε εμείς για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων. (βλ. Εικόνα 5.21)



Εικόνα 5.21 Παράμετροι προσομοίωσης του κυματοδηγού

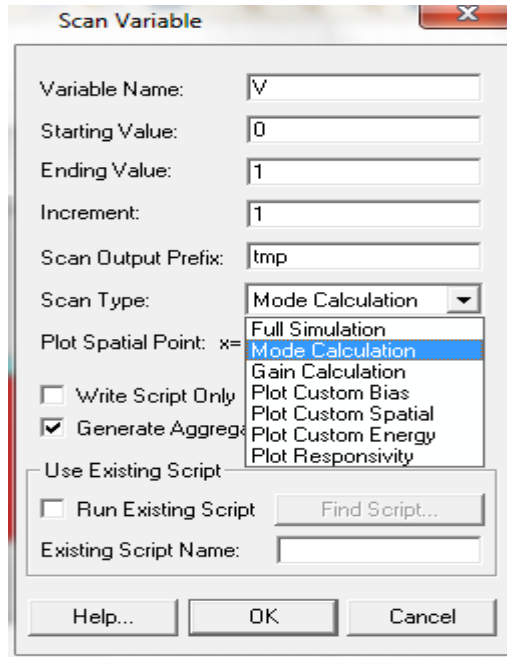
Χρειαζόμαστε αυτά τα δεδομένα για τη σωστή εξαγωγή των αποτελεσμάτων και πατώντας την επιλογή OK παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της εικόνας 5.22.



Εικόνα 5.22 Αποτελέσματα προσομοίωσης κυματοδηγού

Παρατηρούμε από τα αποτελέσματα ότι έχουμε συγχωνεύσει δύο γραφικές παραστάσεις σε μία, όπου η πρώτη γραφική παράσταση δείχνει την τάση σε συνάρτηση με το ρεύμα και η δεύτερη γραφική παράσταση την οπτική ισχύ (του φωτός) σε συνάρτηση με το ρεύμα. Στη γραφική παράσταση της τάσεως – ρεύματος παρατηρούμε ότι για μικρές τιμές της τάσης ενώ αυξάνεται η τάση, το ρεύμα παραμένει μηδέν. Όμως για τάση 0.7 V και πάνω, το ρεύμα αυξάνεται εκθετικά. Για παράδειγμα, όταν η τάση είναι κοντά στο 0.9 V, το ρεύμα έχει τιμή κοντά στα 32 mA και όταν η τάση είναι κοντά στο 1 V, το ρεύμα έχει τιμή κοντά στα 68 mA, τιμή η οποία είναι υπερδιπλάσια από την προηγούμενη. Στη γραφική παράσταση οπτικής ισχύος – ρεύματος παρατηρούμε ότι όσο και να αυξηθεί το ρεύμα, η οπτική ισχύς θα είναι μηδέν, πράγμα που δείχνει ότι η οπτική ισχύς δεν εξαρτάται από το ρεύμα.

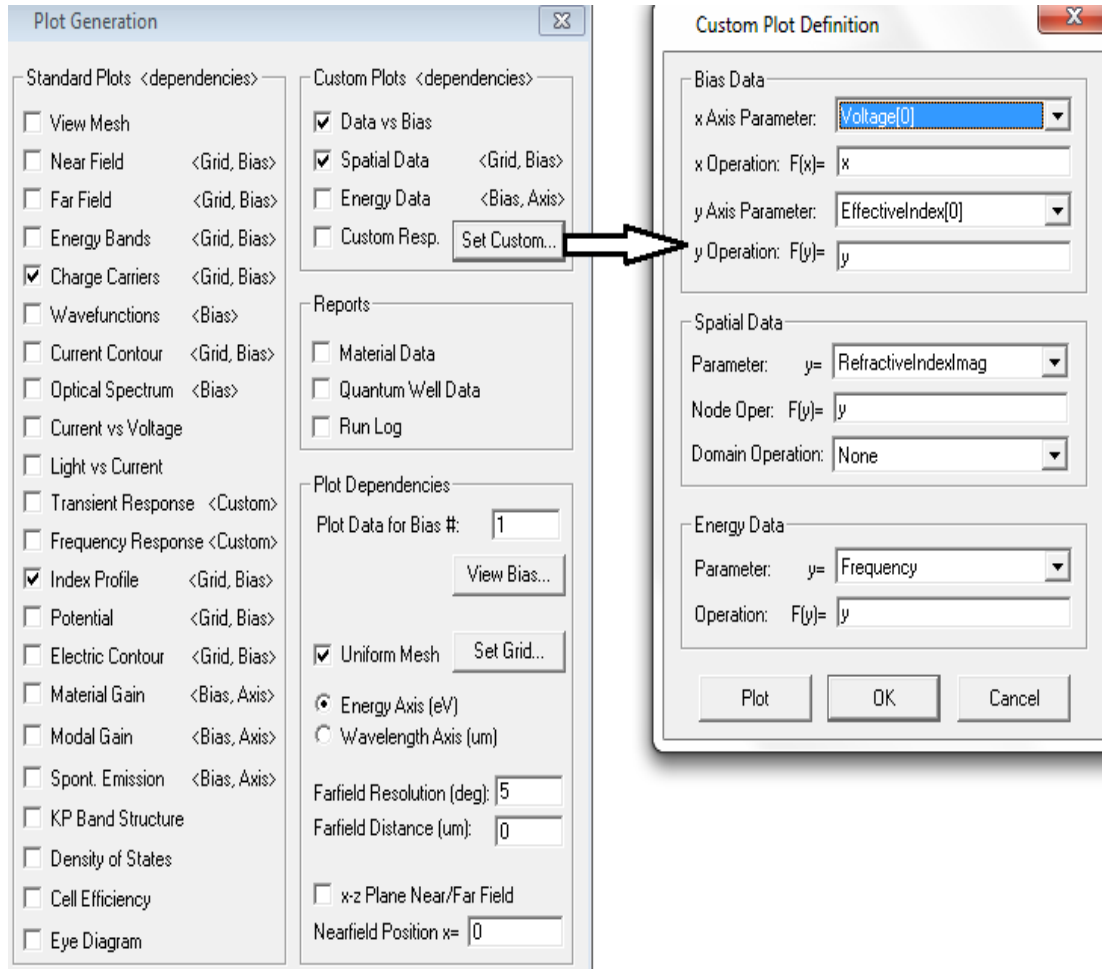
Η έβδομη επιλογή που διακρίνουμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων ονομάζεται Perform Parameter Scan και επιτρέπει στο χρήστη να αναπαραστήσει σάρωση μιας παραμέτρου πάνω σε μια μεταβλητή για να δει πώς αλλάζουν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης ως συνάρτηση αυτής της μεταβλητής. Οι παράμετροι αυτής της εντολής παρουσιάζονται στην εικόνα 5.23.



Εικόνα 5.23 Επιλογή τύπου προσομοίωσης

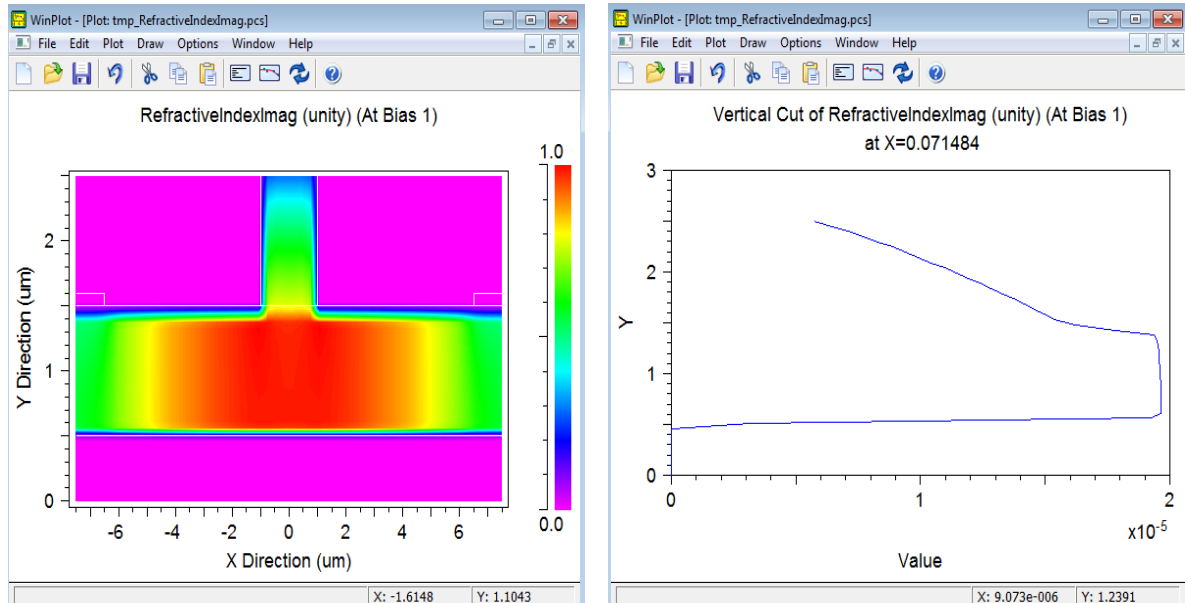
Ορίζουμε ποιο θα είναι το όνομα της μεταβλητής και από ποια τιμή θα αρχίζει η προσομοίωση και σε ποια τιμή θα τελειώνει. Σε αυτήν την περίπτωση, η μεταβλητή είναι η τάση V και αρχίζει από τα 0 V και τελειώνει στο 1 V . Επίσης, πρέπει να ορίσουμε το Scan Output Prefix ως tmp δηλαδή temporary, που σημαίνει ότι οποιαδήποτε προσομοίωση κι αν υλοποιηθεί θα γίνει προσωρινά και μετά θα διαγραφεί από τη βάση δεδομένων του λογισμικού. Με την εντολή Scan Type, τέλος, μπορούμε να επιλέξουμε ποια προσομοίωση θέλουμε να πραγματοποιηθεί. Παρατηρούμε ότι μπορούμε να κάνουμε προσομοίωση της συσκευής ή υπολογισμό ρυθμού ή υπολογισμό κέρδους ή ακόμα να βγάλουμε και τις αποκρίσεις του σχεδιασμού που υλοποιήσαμε.

Η όγδοη και τελευταία επιλογή που διακρίνουμε από τις εντολές εξαγωγής αποτελεσμάτων καλείται Generate Plot και επιτρέπει στο χρήστη να αναπαράγει μια ποικιλία καθορισμένων και εθιμικών διαγραμμάτων από τα αποτελέσματα των δεδομένων της προσομοίωσης. Επιλέγοντας τη συγκεκριμένη εντολή εμφανίζεται ένας ακόμη πίνακας παραμέτρων όπου έχουμε τη δυνατότητα επιλογής εμφάνισης πολλών διαφορετικών αποτελεσμάτων (βλ. Εικόνα 5.24).



Εικόνα 5.24 Παραγωγή επιλεγμένης γραφικής παράστασης

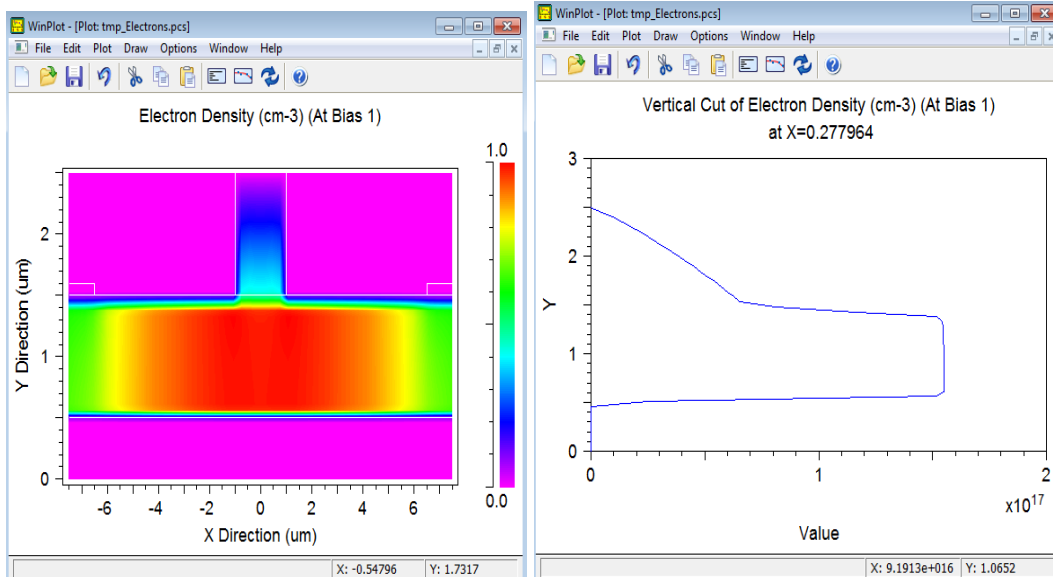
Παρατηρούμε από τον πίνακα στα αριστερά ότι μπορούμε να ορίσουμε αυτά τα αποτελέσματα που επιθυμούμε να δείξουμε. Υπάρχει μια μεγάλη γκάμα, λόγω χάριν, να δείξουμε το πλέγμα, τις ενεργειακές ζώνες, τους ελεύθερους φορείς, τις κυματοσυναρτήσεις, το οπτικό φάσμα, την απόκριση συχνότητας, το προφίλ του δείκτη διάθλασης και πολλά άλλα. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα, επιθυμούμε να δείξουμε την επίδραση των ελεύθερων φορέων στο προφίλ του δείκτη διάθλασης. Παρατηρούμε, επίσης, ότι με την επιλογή Set Custom, εμφανίζεται ένας άλλος πίνακας (στα δεξιά) όπου μπορούμε να σχεδιάσουμε τις γραφικές παραστάσεις του ρεύματος σε συνάρτηση με τον αποτελεσματικό δείκτη διάθλασης ή της τάσεως σε συνάρτηση με τον αποτελεσματικό δείκτη διάθλασης και άλλα πολλά για το θεμελιώδη ρυθμό. Επίσης, μπορούμε να σχεδιάσουμε και το προφίλ του φανταστικού αποτελεσματικού δείκτη που, όπως ξέρουμε από τα προηγούμενα κεφάλαια, είναι ο $\Delta\alpha$. Παρακάτω θα δείξουμε τέσσερις εικόνες οι οποίες αντικατοπτρίζουν χαρακτηριστικότητας αυτά τα οποία ζητάμε.



Εικόνα 5.25 α) προφίλ φανταστικού δείκτη διάθλασης, β) κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο $X=0.071484$

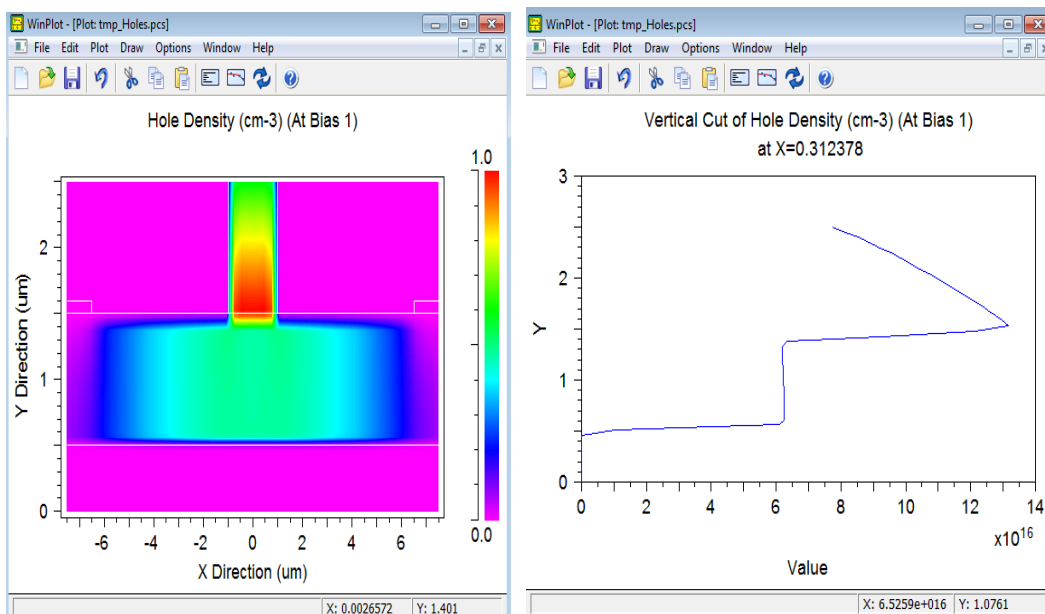
Η εικόνα 5.25 δείχνει το φανταστικό δείκτη διάθλασης που όπως είχαμε εξηγήσει και σε προηγούμενες εικόνες, με το κόκκινο χρώμα βρίσκεται η μεγαλύτερη συσσώρευση φορέων δηλαδή από εκείνα τα σημεία περνάει μεγαλύτερη ένταση φωτός. Παρατηρούμε επίσης και την κάθετη τομή της εικόνας σε κόκκινο σημείο και πόσο ομαλά αποκόπτεται ο δείκτης διάθλασης. Η εικόνα 5.26 δείχνει την πυκνότητα των ηλεκτρονίων στον κυματοδηγό ανάλογα σε ποια σημεία διέρχεται περισσότερο φως.

Προσέχουμε ότι τα προφίλ της πυκνότητας ηλεκτρονίων και του φανταστικού δείκτη διάθλασης έχουν παρόμοια σχήματα (ακόμα και στις τομές), διευκρινίζοντας ότι τα ηλεκτρόνια ελέγχουν την απώλεια σε αυτήν την κατασκευή. Αυτός είναι ο μηχανισμός πίσω από τους ήλεκτρο-απορροφητικούς διαμορφωτές, αφού αυτό ελέγχει την απώλεια του κυματοδηγού.



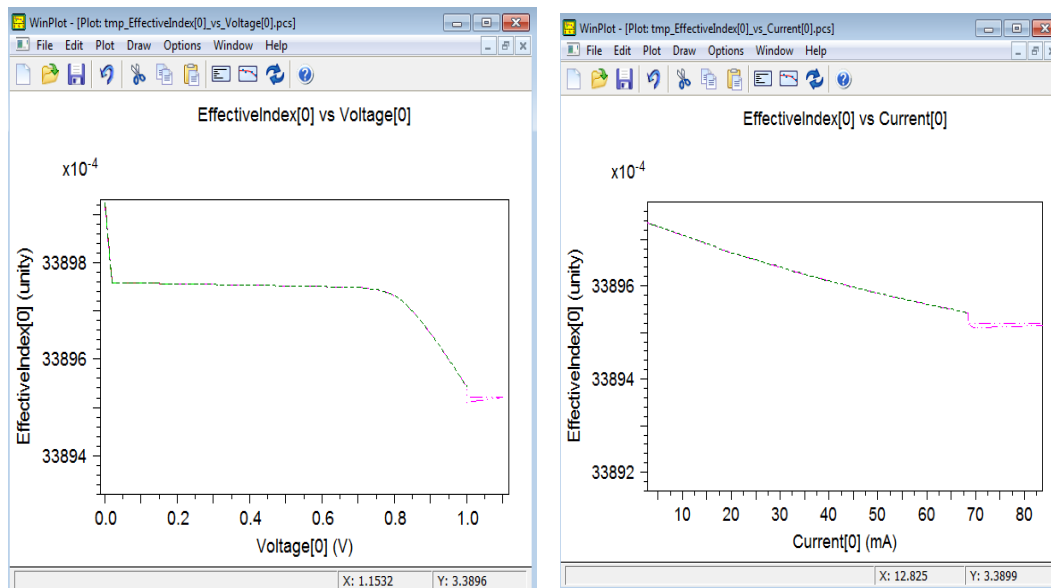
Εικόνα 5.26 α) Προφίλ πυκνότητας ηλεκτρονίων στον κυματοδηγό, β) Κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο σημείο $X=0.277964$

Επίσης, με την επιλογή του Generate Plot εμφανίζεται και το ακριβώς αντίθετο του προφίλ της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων και αυτό είναι το προφίλ της συγκέντρωσης οπών. Παρατηρούμε ότι κυριαρχεί το μπλε χρώμα, πράγμα που σημαίνει, λαμβάνοντας και τη στήλη των χρωμάτων από δίπλα, ότι έχουμε μικρή συγκέντρωση οπών για αυτό και η οπτική ισχύς των οπών είναι αδύναμη. (βλ. Εικόνα 5.27)



Εικόνα 5.27 α) Προφίλ πυκνότητας οπών στον κυματοδηγό, β) Κάθετη τομή του συγκεκριμένου προφίλ στο σημείο $X=0.312378$

Κλείνοντας αυτό το παράδειγμα, δείχνουμε τις γραφικές παραστάσεις του αποτελεσματικού δείκτη – τάσης και αποτελεσματικού δείκτη – ρεύματος, που φαίνονται στην εικόνα 5.28.



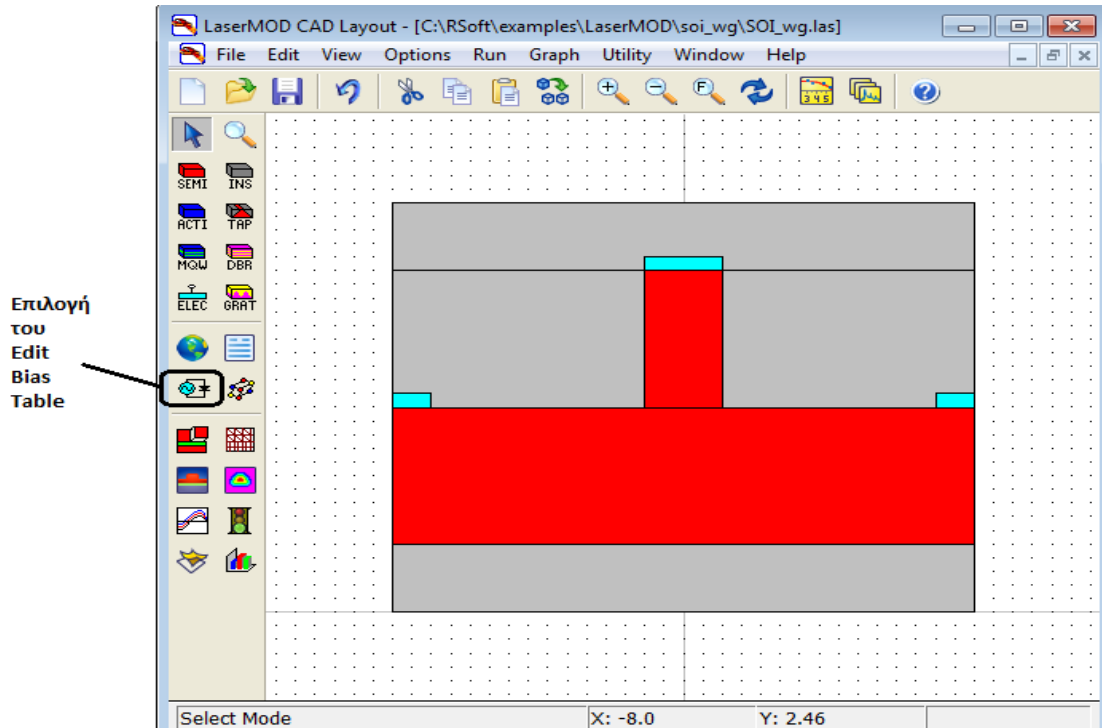
Εικόνα 5.28 Γραφικές παραστάσεις του αποτελεσματικού δείκτη – τάσης και αποτελεσματικού δείκτη – ρεύματος

Παρατηρούμε την αλλαγή στον αποτελεσματικό δείκτη διάθλασης εξ αιτίας της παρουσίας των φορέων (μειώσεις σχεδόν μονοτονικά με ρεύμα μες στη συσκευή).

Αυτός είναι ο μηχανισμός από τους ήλεκτρο-ανακλαστικούς διαμορφωτές, αφού αυτό ελέγχει το μήκος του οπτικού κομματιού του κυματοδηγού.

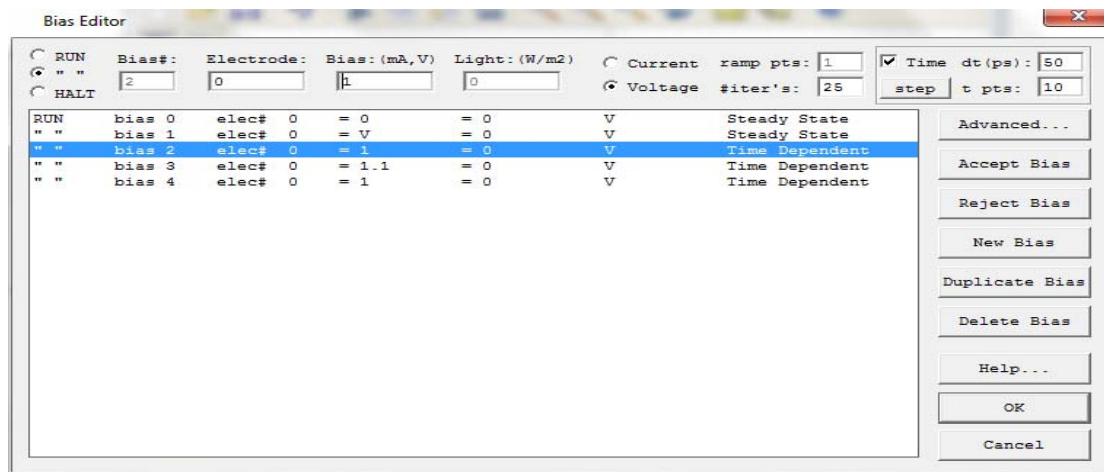
5.2 SOI κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης

Το δεύτερο παράδειγμα επίδειξης του λογισμικού LaserMOD αποτελεί ο κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης. Ο συγκεκριμένος κυματοδηγός είναι πανομοιότυπος με τον προηγούμενο κυματοδηγό εκτός από συγκεκριμένα χαρακτηριστικά τα οποία θα τα παρουσιάσουμε παρακάτω και θα τα συγκρίνουμε με τον προηγούμενο κυματοδηγό σταθερής κατάστασης. Ο κυματοδηγός μπορεί να διακριθεί στην εικόνα 5.29.



Εικόνα 5.29 SOI κυματοδηγός σχεδιασμένος στο λογισμικό LaserMOD

Με την παραπάνω επιλογή εικονιδίου οδηγούμαστε στο Bias Table (Πίνακα Πολώσεων) για να διαμορφώσουμε κατάλληλα τις παραμέτρους που εξαρτώνται από το χρόνο. Η εικόνα 5.30 μας δείχνει τη διαμόρφωση των πολώσεων:

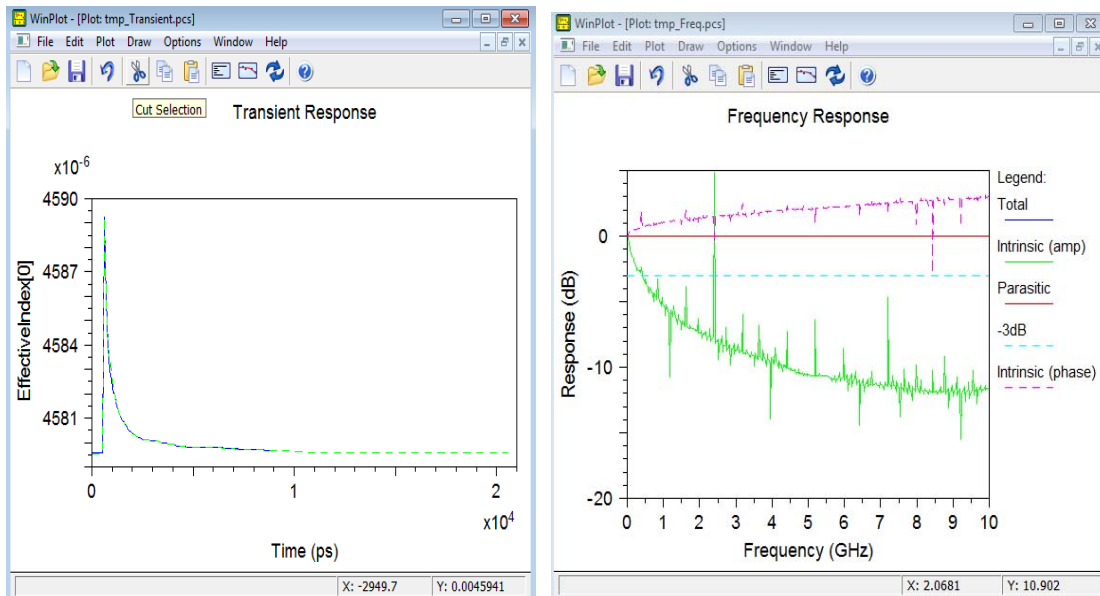


Εικόνα 5.30 Ενεργοποίηση άλλων 3 bias για να επιτευχθεί ο κυματοδηγός μεταβλητής κατάστασης

Παρατηρούμε από την εικόνα 5.30 ότι έχουμε ενεργοποιήσει και άλλες 3 πολώσεις οι οποίες δεν είναι σταθερές κατάστασης όπως οι δύο πρώτες αλλά εξαρτώμενες από το χρόνο. Για παράδειγμα, η πόλωση 2 είναι ρυθμισμένη σε χρόνο $50 \cdot 10$ ps όπως βλέπουμε και στον

εικόνα. Αυτό μας δίνει ένα βήμα χρόνου των 50 ps και 10 βήματα. Επίσης, η τιμή του 1 V θεωρείται το σημείο λειτουργίας.

Με αυτήν την επιλογή των πολώσεων μπορούμε να ελέγξουμε τη μορφή της γραφικής παράστασης της μεταβατικής απόκρισης και της απόκρισης συχνότητας. Παρακάτω βλέπουμε τα αντίστοιχα αποτελέσματα: (βλ. Εικόνα 5.31)



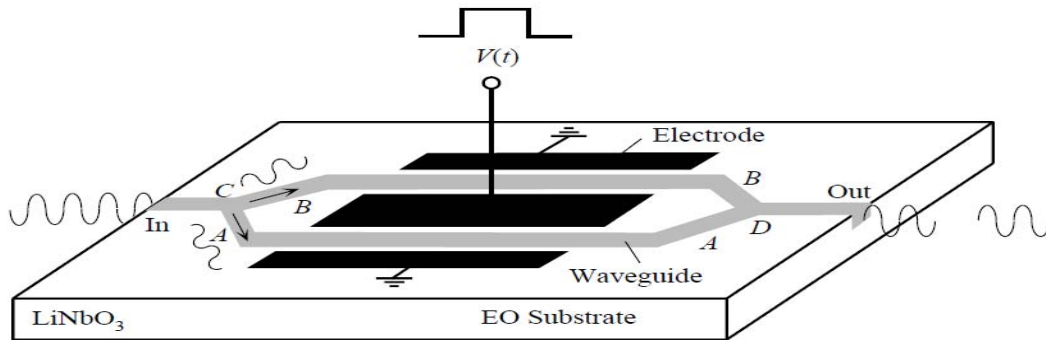
Εικόνα 5.31 α) Γραφική παράσταση της μεταβατικής απόκρισης, β) Γραφική παράσταση της απόκρισης συχνότητας

5.3 SOI διαμορφωτής Mach-Zehnder

Ο διαμορφωτής Mach-Zehnder είναι ένας ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής από νιοβικό λίθιο (LiNbO_3) στον οποίο η διάδοση του φωτός ελέγχεται από μία εξωτερικά επιβαλλόμενη τάση. Τα βασικά προτερήματα του διαμορφωτή Mach-Zehnder είναι η δυνατότητα λειτουργίας σε πολύ υψηλές ταχύτητες (έχουν παρουσιαστεί συσκευές που λειτουργούν στα 40 GHz) και το μηδενικό chirp των παλμών κατά την έξοδο. Από την άλλη, σημαντικά μειονεκτήματα αποτελούν η σχετικά υψηλή τάση λειτουργίας, οι οπτικές απώλειες (6-7 dB) της συσκευής καθώς και η ευαισθησία της στην πόλωση του οπτικού σήματος (βλ. Εικόνα 5.32).

Στο συγκεκριμένο πείραμα, θα δείξουμε το συγκεκριμένο διαμορφωτή με δύο μεθόδους. Η πρώτη μέθοδος βασίζεται καθαρά στα αποτελέσματα του LaserMOD και την παραγωγή

γραφικής παράστασης, ενώ η δεύτερη μέθοδος βασίζεται στην ολοκλήρωση του LaserMOD κι ενός άλλου παρόμοιου λογισμικού σχεδιασμού, του BeamPROP.

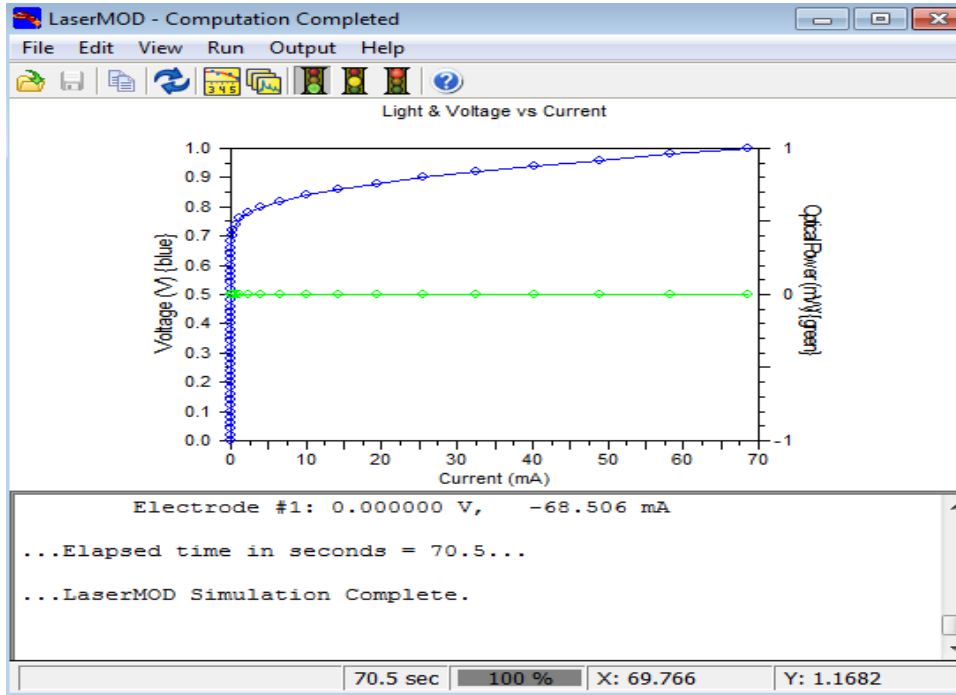


Εικόνα 5.32 Η δομή ενός οπτικού διαμορφωτή Mach-Zehnder. Το κύμα εισόδου διαχωρίζεται εξίσου σε δύο σύμφωνα κύματα A και B τα οποία υφίστανται μεταβολή φάσης και στη συνέχεια συμβάλλουν στην έξοδο

Αρχίζοντας με την πρώτη μέθοδο, θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την παρακάτω εξίσωση για τη μεταδιδόμενη ισχύ φωτός P ενός ιδανικού διαμορφωτή Mach-Zehnder. Αφού ο αποτελεσματικός δείκτης διάθλασης έχει υπολογιστεί για όλα τα σημεία πολώσεων (V), η εξίσωση χρειάζεται μόνο την υπόδειξη του αποτελεσματικού δείκτη διάθλασης στην OFF-state τάση (V_0) για να παράγει τα ολοκληρωμένα χαρακτηριστικά της συσκευής.

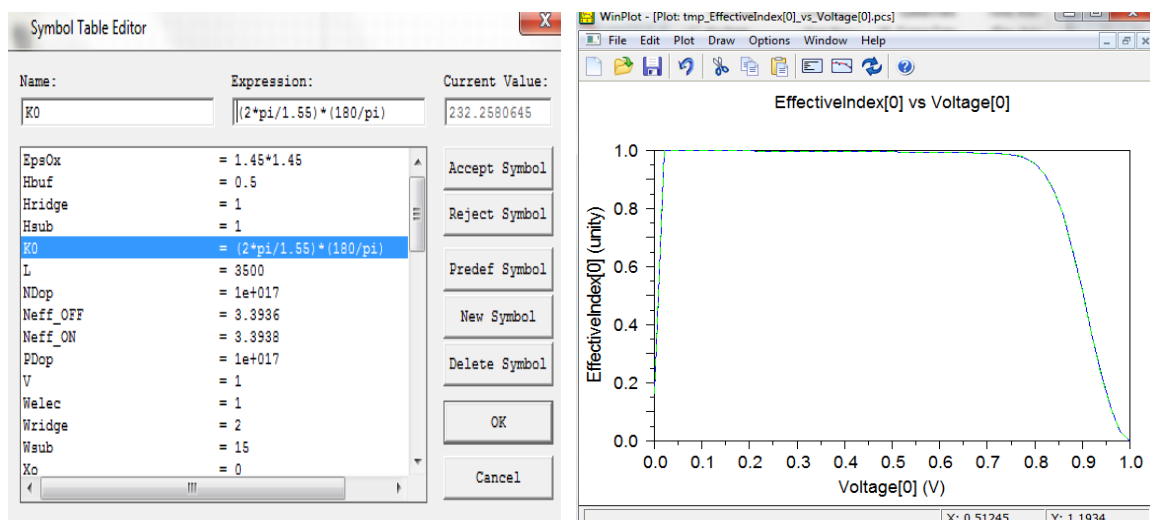
$$P = \frac{P_0}{2} [1 - \cos \Delta\phi] \quad , \quad \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (N_{eff}(V) - N_{eff}(V_0))L \quad (5.1)$$

Το μοντέλο του διαμορφωτή Mach-Zehnder είναι το ίδιο ακριβώς με του κυματοδηγού μόνιμης κατάστασης παραπάνω. Στην εικόνα 5.33 φαίνεται το γράφημα της τάσης-ρεύματος.



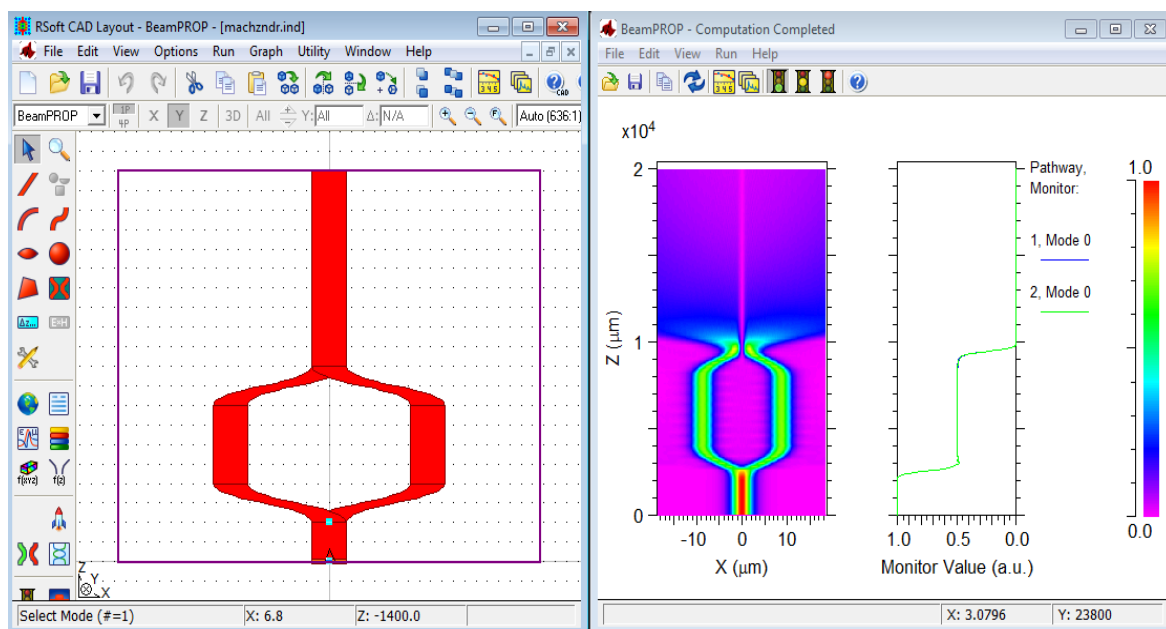
Εικόνα 5.33 Αποτελέσματα προσομοίωσης του διαμορφωτή Mach-Zehnder

Έχοντας τις παραμέτρους K_0 , L , N_{eff_OFF} και N_{eff_ON} διαμορφωμένες όπως φαίνεται στην εικόνα 5.34 (αριστερά) μπορούμε να δημιουργήσουμε τη γραφική παράσταση του αποτελεσματικού δείκτη (δεξιά).



Εικόνα 5.34 α) Πίνακας συμβόλων του διαμορφωτή Mach-Zehnder, β) Γραφική παράσταση αποτελεσματικού δείκτη διάθλασης – τάσης

Συνεχίζοντας με τη δεύτερη μέθοδο, θα δουλέψουμε με το BeamPROP, ένα παρεμφερές λογισμικό σχεδίασης το οποίο θα μας δείξει καλύτερα τη δομή του Mach-Zehnder διαμορφωτή. Στην εικόνα 5.35 φαίνεται το διάγραμμα του διαμορφωτή στα αριστερά και η γραφική παράσταση της διάδοσης του φωτός που παράγεται με επιλογή συγκεκριμένων τιμών των παραμέτρων στα δεξιά. Όπως παρατηρείται στην εικόνα, ο διαμορφωτής Mach-Zehnder αποτελείται από δύο διακλαδώσεις από τις οποίες διαχέεται το φως και στις δύο. Στη δεξιά εικόνα, βλέπουμε πιο ξεκάθαρα την πορεία του φωτός από την είσοδό του στο διαμορφωτή μέχρι την έξοδό του. Επίσης, παρατηρείται και η διακύμανση της τιμής της τάσεως σε κατάσταση OFF-state από τα 1 V στα 0 V.

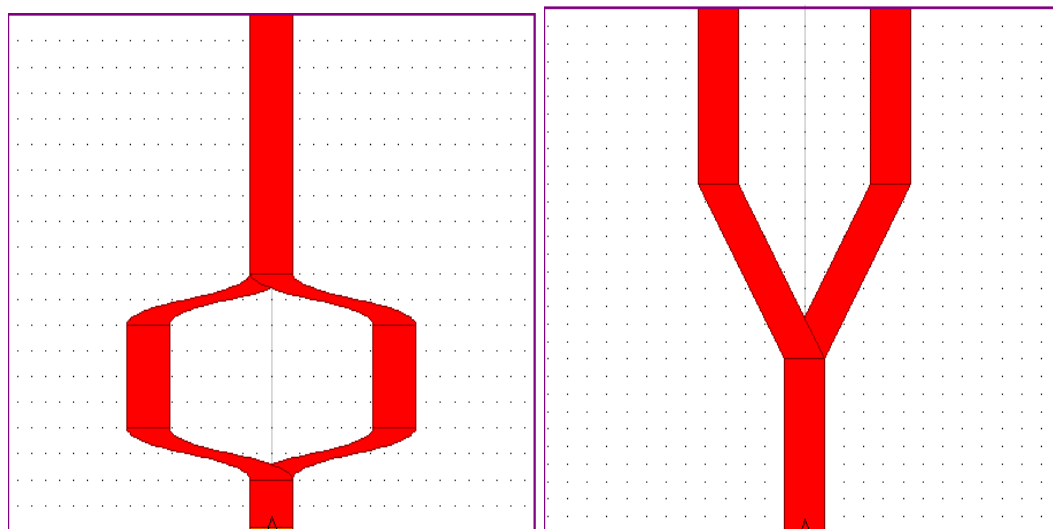


Εικόνα 5.35 Διαμορφωτής Mach-Zehnder στο λογισμικό BeamPROP, β) Διάδοση του φωτός στο διαμορφωτή σύμφωνα με τα αποτελέσματα του BeamPROP

5.4 SOI Y-διακλάδωση

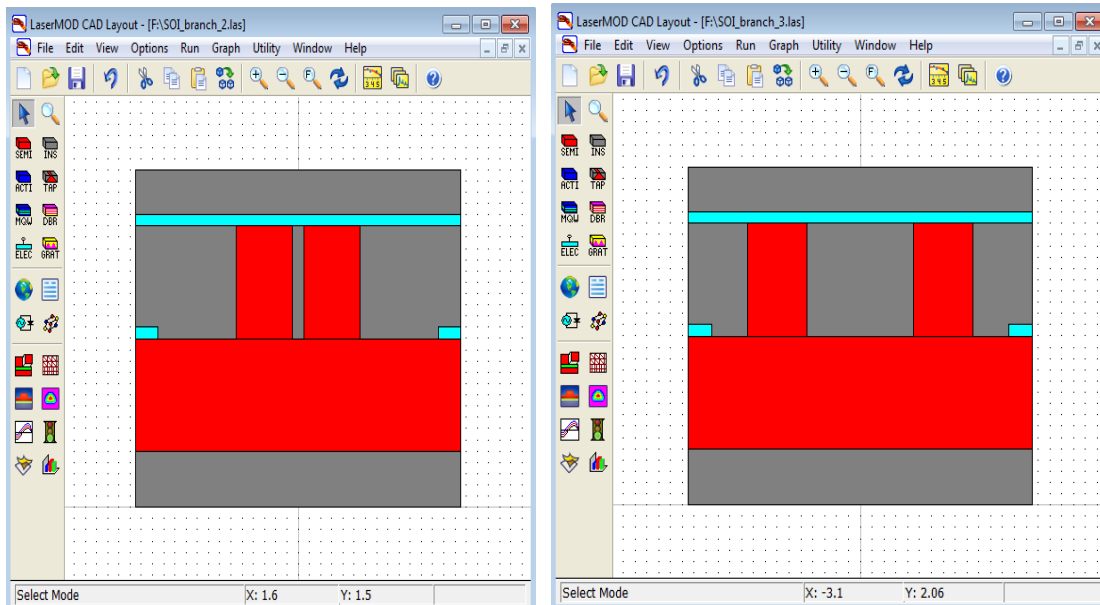
Οι μεγάλης ταχύτητας ηλεκτροπτικοί διαμορφωτές χρησιμοποιούνταν ευρέως σε πολλές εμπορικές και στρατιωτικές εφαρμογές. Πρόσφατα, τα πολυμερή σώματα ΕΟ έχουν προσελκύσει την εκτενή προσοχή ως υλικά με τα οποία μπορούν να υλοποιηθούν οι διαμορφωτές, λόγω των πλεονεκτημάτων τους, πάνω στα ανόργανα υλικά. Αυτά τα πλεονεκτήματα περιλαμβάνουν: (1) χαμηλή διασπορά στο δείκτη διάθλασης μεταξύ υπέρυθρων ακτινών και κυματικών συχνοτήτων, και (2) δυνατότητα για την οπτό-

ηλεκτρονική ολοκλήρωση λόγω των πολυμερών σωμάτων που επεξεργάζονται την ευελιξία. Σε ένα διαμορφωτή Mach-Zehnder απαιτείται μια πόλωση συνεχούς ρεύματος (dc) για να θέσει το διαμορφωτή σε σημείο ημί-ισχύος, έχοντας ως αποτέλεσμα περισσότερες περίπλοκες επεξεργασίες κυκλωμάτων. Αυτά τα προβλήματα μπορούν να αποφευχθούν χρησιμοποιώντας διαμορφωτές βασισμένους πάνω σε κατάλληλα σχεδιασμένες δομές κατευθυντήριων συζευκτών (Feit & Fleck 1978). Ένας διαμορφωτής Mach-Zehnder στην ουσία είναι δύο ενώσεις μιας Y-διακλάδωσης και αυτό μπορούμε να το δούμε καθαρά στην εικόνα 5.36 όπου δείχνουμε έναν διαμορφωτή Mach-Zehnder και μια Y-διακλάδωση. Όπως παρατηρούμε από την εικόνα 5.36, αριστερά υποδεικνύεται ένας διαμορφωτής Mach-Zehnder, ενώ δεξιά μια Y-διακλάδωση. Μπορεί να διακριθεί εύκολα ότι η σύνδεση 2 Y-διακλαδώσεων μπορούν να δώσουν ως αποτέλεσμα ένα διαμορφωτή Mach-Zehnder.



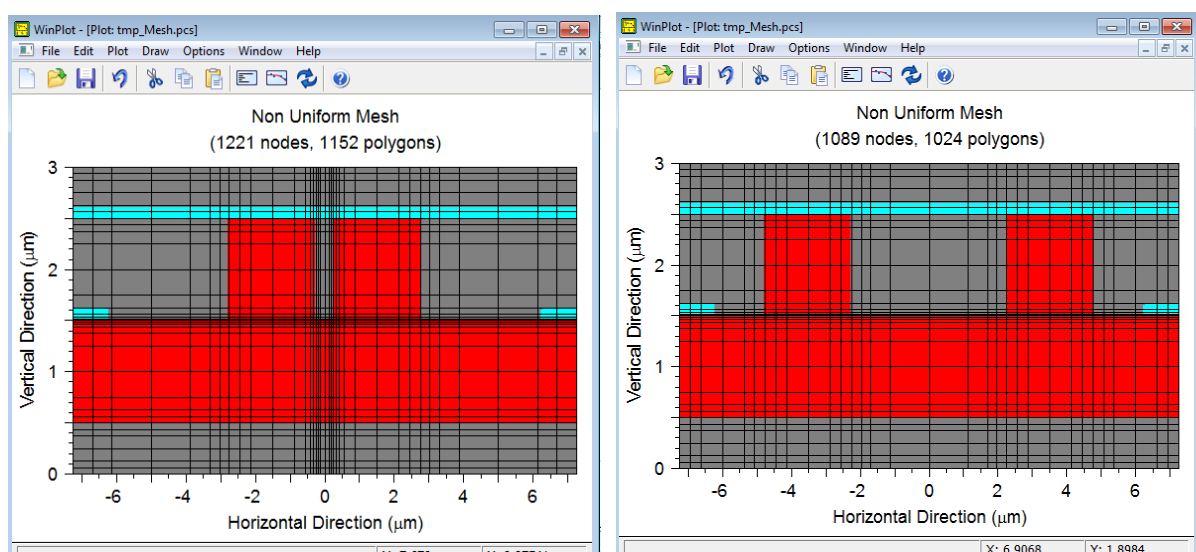
Εικόνα 5.36 α) Διαμορφωτής Mach-Zehnder στο λογισμικό BeamPROP, β) Y – διακλάδωση στο λογισμικό BeamPROP

Παρακάτω θα συνεχίσουμε με τα αποτελέσματα που θα μας δώσει το λογισμικό LaserMOD για να κατανοήσουμε περαιτέρω τη φύση μιας Y-διακλάδωσης. Θα κάνουμε σύγκριση δύο τυχαίων περιπτώσεων Y-διακλάδωσης. Στην πρώτη περίπτωση έχουμε διαχωρισμό της διακλάδωσης όπου κυμαίνεται σε απόσταση 0.5 μm , ενώ στη δεύτερη περίπτωση έχουμε διαχωρισμό της διακλάδωσης όπου κυμαίνεται σε απόσταση 4.5 μm . Υποδεικνύουμε τις περιπτώσεις αυτές στην εικόνα 5.37.



Εικόνα 5.37 γ – διακλάδωση σχεδιασμένη στο λογισμικό LaserMOD με απόσταση μεταξύ των διακλαδώσεων $0.5 \mu\text{m}$, β) γ – διακλάδωση σχεδιασμένη στο λογισμικό LaserMOD με απόσταση μεταξύ των διακλαδώσεων $4.5 \mu\text{m}$

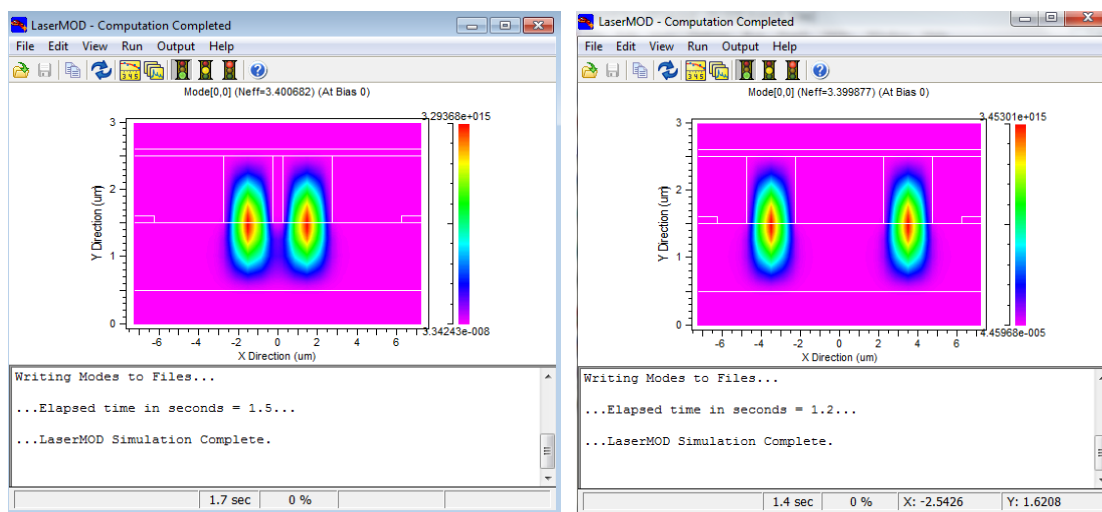
Παρατηρούμε στις δύο τυχαίες περιπτώσεις όπως τις εξηγήσαμε παραπάνω πώς το φως διαχωρίζεται και περνάει μέσα από τις δύο διακλαδώσεις. Για να δούμε περαιτέρω τις διαφορές τους, θα συγκρίνουμε τα πλέγματά τους και τους ρυθμούς τους ούτως ώστε να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι η απόσταση μεταξύ των διακλαδώσεων παίζει πολύ μεγάλο ρόλο. Τα πλέγματα των παραπάνω κυματοδηγών διακρίνονται στην εικόνα 5.38.



Εικόνα 5.38 Πλέγμα για κάθε μια από τις παραπάνω περιπτώσεις

Η απόρροια των παραπάνω εικόνων είναι ότι όταν οι διακλαδώσεις βρίσκονται σε κοντινότερη απόσταση τότε υπάρχει μεγαλύτερος κίνδυνος απώλειας πληροφορίας, γι αυτό, όπως μπορεί ξεκάθαρα να διακριθεί, στα σημεία όπου γίνεται αυτή η διακλάδωση, έχουμε περισσότερα και μικρότερα πολύγωνα, για να καλύψουμε τη λεπτομέρεια της εναλλαγής του υλικού σε πολύ μικρή απόσταση. Στην άλλη περίπτωση, όταν η απόσταση της διακλάδωσης είναι αρκετά μεγάλη δεν υπάρχει ρίσκο απώλειας πληροφορίας, γι αυτό δε χρειαζόμαστε και αρκετά πολύγωνα.

Συνεχίζουμε με την παραγωγή ρυθμού για τις παραπάνω περιπτώσεις κυματοδηγού:

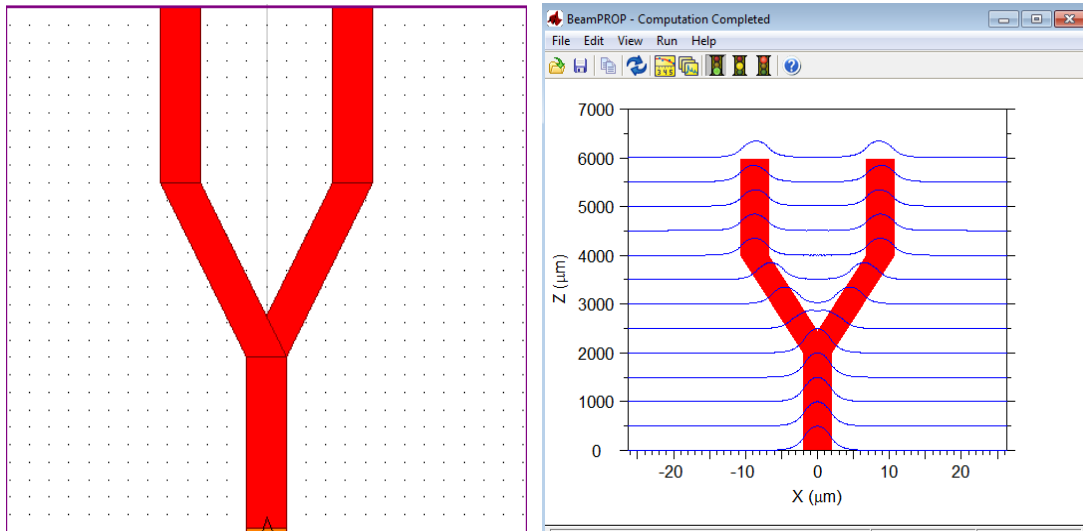


Εικόνα 5.39 Ρυθμοί κυματοδηγών αντίστοιχα για κάθε μια από τις παραπάνω περιπτώσεις

Παρατηρείται η διαφορά των κυματοδηγών από την εικόνα 5.39. Τα αποτελέσματα δείχνουν σωστά πως το φως σε κάθε διακλάδωση φέρεται μονορυθμικά, όμως διαφέρει στη μεταξύ τους απόσταση και αυτό επηρεάζει και το δείκτη διάθλασης ο οποίος αναγράφεται δίπλα από τα αποτελέσματα των εικόνων.

Παρακάτω, επιδεικνύονται αποτελέσματα από το λογισμικό BeamPROP τα οποία θα μπορούσαν να δώσουν καλύτερη εξήγηση για την πορεία του φωτός μέσα σε μια Y-διακλάδωση (βλ. Εικόνα 5.40). Αυτή είναι μια επίδειξη μιας Y-διακλάδωσης στο BeamPROP. Η εικόνα στα δεξιά δείχνει την πορεία του ρυθμού μέσα στον κυματοδηγό. Γενικά, οι ρυθμοί όπως γνωρίζουμε και από τα προηγούμενα κεφάλαια χαρακτηρίζονται από γκαουσιανή μορφή. Ανάλογα με το πόσες ‘καμπάνες’ σχηματίζονται τόσο είναι και το μέγεθος των ρυθμών. Παρατηρείται ορθώς, ότι σχηματίζεται μόνο μία ‘καμπάνα’, άρα αυτό σημαίνει πως περνάει μόνο ο θεμελιώδης ρυθμός. Παρατηρούμε, επίσης, την πορεία του

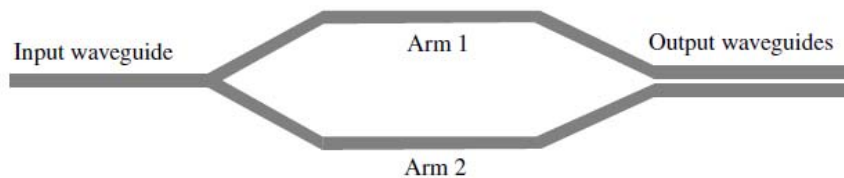
φωτός. Όταν υφίσταται η διακλάδωση το φως διαχωρίζεται. Αλλά, όπως παρατηρούμε, ο ρυθμός παραμένει ο θεμελιώδης, όμως σε αυτήν την περίπτωση αυτό συμβαίνει και στα δύο μονοπάτια που έχουν σχηματιστεί.



Εικόνα 5.40 α) Y – διακλάδωση στο λογισμικό BeamPROP, β) αποτελέσματα ρυθμού στο λογισμικό BeamPROP

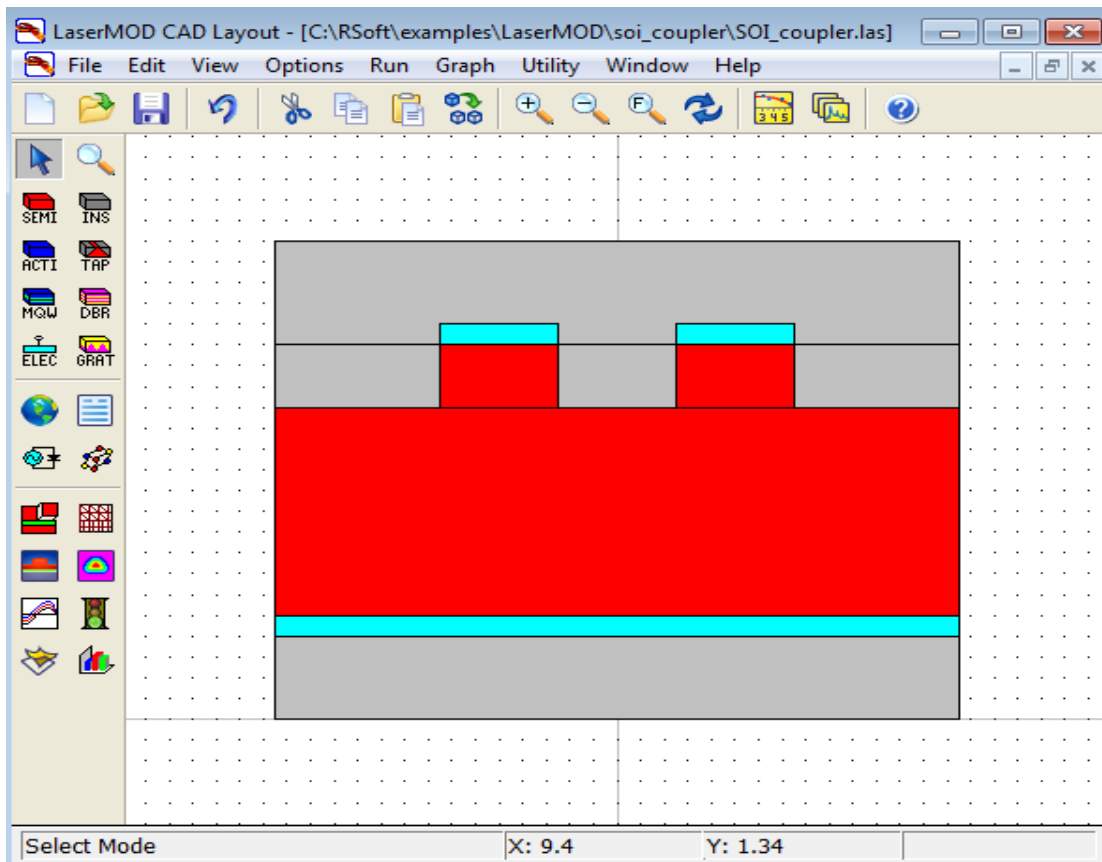
5.5 SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας

Ο συζευκτήρας κυματοδηγός σε κυματοδηγό είναι μια θεμελιώδους σημασίας συσκευή. Ας εξεταστεί ένα συμβολόμετρο Mach-Zehnder που διαμορφώνεται με ένα συζευκτήρα κυματοδηγού σε κυματοδηγό που αντικαθιστά τη μια ή και τις δύο Y-συνδέσεις του κυματοδηγού. Το φως θα είναι στη μία ή και στις δύο εξόδους κυματοδηγού ανάλογα με το σχεδιασμό του συζευκτήρα όπως και το μήκος αλληλεπίδρασης του συζευκτήρα (Reed & Knights 2004). (βλ. Εικόνα 5.41)



Εικόνα 5.41 SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας

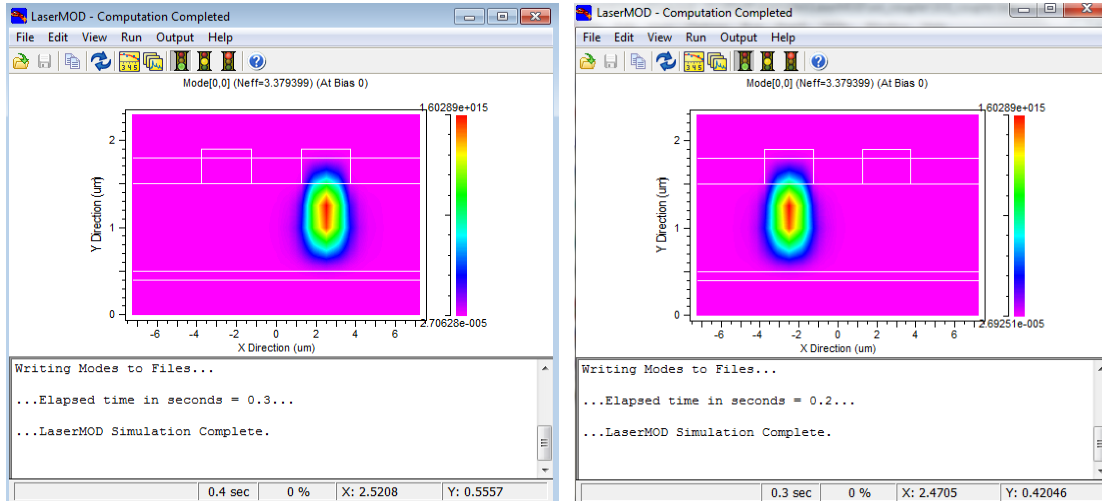
Σχεδιάζοντας με το λογισμικό LaserMOD μπορούμε να δούμε τη δομή του κατευθυντήριου συζευκτήρα.(βλ. Εικόνα 5.42)



Εικόνα 5.42 SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας σχεδιασμένος στο λογισμικό LaserMOD

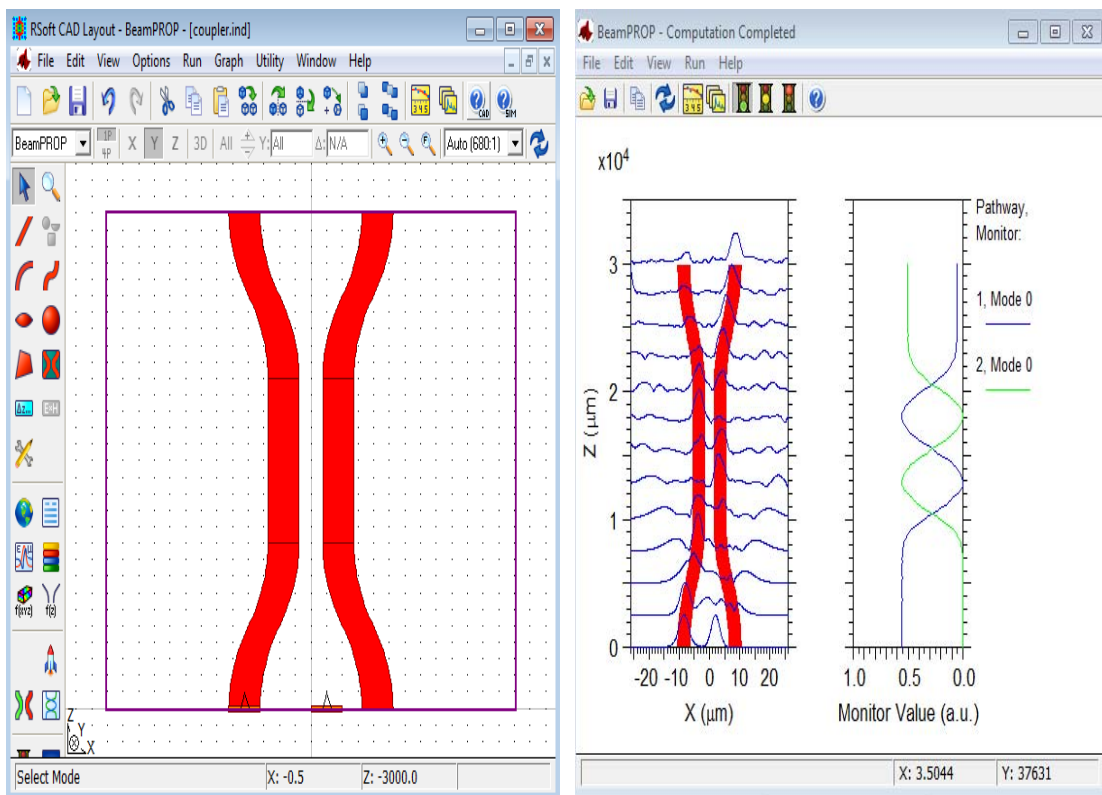
Στο συγκεκριμένο παράδειγμα γίνεται προσπάθεια για τον έλεγχο των ρυθμών. Δηλαδή προσπαθούμε να δούμε, ανάλογα με τις περιπτώσεις που θέλουμε, από ποια προεξοχή του κυματοδηγού διέρχεται το φως. Στην εικόνα 5.43 δείχνουμε δύο περιπτώσεις για το πως μπορεί να διέρχεται το φως.

Στην εικόνα αριστερά μετατρέπουμε το υλικό της αριστερής προεξοχής σε μονωτή οξειδίου, έτσι το φως διέρχεται μέσα από τον κυματοδηγό μόνο διαμέσου της δεξιάς προεξοχής. Αντίθετα, όπως φαίνεται στη δεύτερη εικόνα, το δεξιό μέρος της προεξοχής του κυματοδηγού έχει μετατραπεί σε μονωτή οξειδίου κι αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη διάδοση του φωτός μόνο από την αριστερή προεξοχή του κυματοδηγού. Με το κατευθυντήριο συζευκτήρα μας δίνεται η δυνατότητα επιλογής για να διαδοθεί το φως σε μία από τις δύο προεξοχές (ridges) ή ακόμα και στις δύο.



Εικόνα 5.43 α) Ρυθμός κατευθυντήριου συζευκτήρα με την αριστερή κορυφή ως μονωτή και τη δεξιά ως ημιαγωγό, β) Ρυθμός κατευθυντήριου συζευκτήρα με τη δεξιά κορυφή ως μονωτή και την αριστερή ως ημιαγωγό

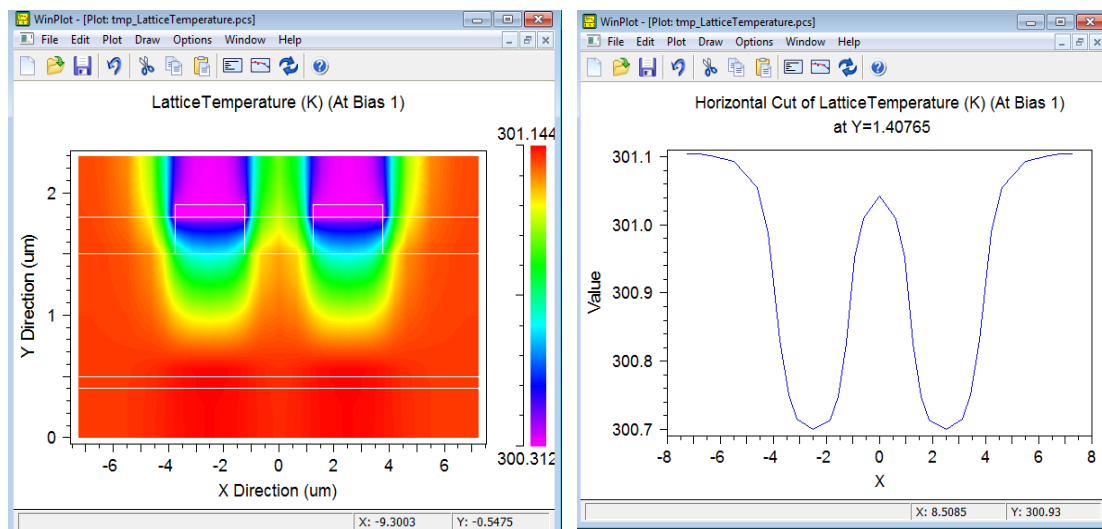
Στην εικόνα 5.44 θα δειχθεί το παράδειγμα του συζευκτήρα στο BeamPROP, με σκοπό να κατανοήσουμε καλύτερα τη διάδοση του φωτός μέσα από το συγκεκριμένο κυματοδηγό.



Εικόνα 5.44 α) SOI κατευθυντήριος συζευκτήρας σχεδιασμένος στο λογισμικό BeamPROP, β) Ρυθμός του διαδιδόμενου φωτός στο συζευκτήρα σύμφωνα με τα αποτελέσματα του BeamPROP

Θα μελετήσουμε καλύτερα την εικόνα δεξιά. Παρατηρούμε και από τη γραφική παράσταση ότι όταν η Monitor Value (Τιμή Ελέγχου) είναι στα 0.5 V, τότε το φως διαδίδεται από τη ναί εκ των δύο προεξοχών που αντιστοιχεί στην τιμή αυτή. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στο διαδιδόμενο ρυθμό της αριστερής προεξοχής, ενώ αντίστοιχα η πράσινη γραφική παράσταση στο διαδιδόμενο ρυθμό της δεξιάς προεξοχής. Αυτό παρατηρείται ξεκάθαρα στη συγκεκριμένη εικόνα. Όταν μία από τις γραφικές παραστάσεις βρίσκεται στο ανώτερο σημείο, τότε ο ρυθμός διαδίδεται μόνο από την αντίστοιχη προεξοχή, ενώ ο ρυθμός της άλλης προεξοχής είναι μηδέν. Επίσης, όταν είναι, για παράδειγμα στην τιμή 0.25, τότε οι ρυθμοί όπως φαίνονται από την εικόνα είναι σχεδόν ίδιοι με μειωμένη, όμως, ένταση φωτός.

Τελειώνουμε με το παράδειγμα του κατευθυντήριου συζευκτήρα παρουσιάζοντας τη θερμοκρασία του πλέγματος, όπως μας την επιδεικνύει το λογισμικό LaserMOD στην εικόνα 5.45.

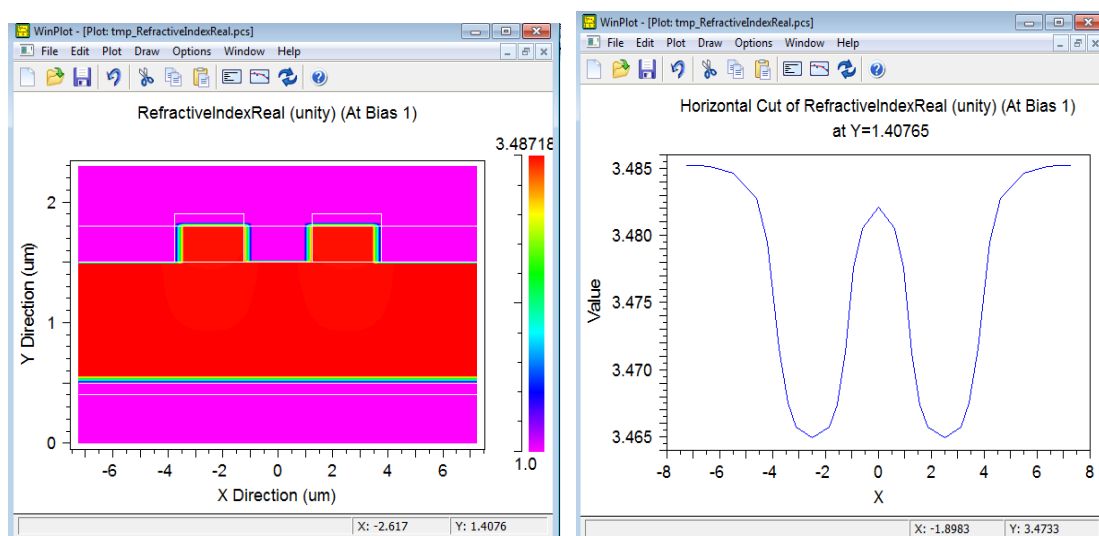


Εικόνα 5.45 α) Προφίλ θερμοκρασίας πλέγματος του κυματοδηγού, β) Οριζόντια τομή της θερμοκρασίας πλέγματος του κυματοδηγού στο $Y=1.40765$

Βλέπουμε τα αποτελέσματα της λαμβανόμενης θερμοκρασίας πλέγματος για το συγκεκριμένο κυματοδηγό. Στην παράσταση αριστερά το κάθε χρώμα που διακρίνεται στην εικόνα αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη θερμοκρασία μετρημένη σε βαθμούς Kelvin. Είναι ξεκάθαρο ότι η υψηλότερη θερμοκρασία βρίσκεται στο κάτω μέρος του κυματοδηγού όπου είναι και η είσοδος του φωτός στον κυματοδηγό, ενώ στις προεξοχές η θερμοκρασία μειώνεται επειδή απελευθερώνεται ενέργεια από τον κυματοδηγό. Στην εικόνα δεξιά,

πάρθηκε μια οριζόντια τομή του κυματοδηγού για ένα συγκεκριμένο τυχαίο σημείο το οποίο αναγράφεται στην εικόνα. Παρατηρούμε ότι σε εκείνο το σημείο Υ υπάρχουν συνεχόμενες αλλαγές της θερμοκρασίας, πηγαίνοντας κατά μήκος του X άξονα. Αυτό το βλέπουμε και από την πρώτη εικόνα με την εναλλαγή χρωμάτων. Από πορτοκαλί σε κίτρινο, ύστερα σε πράσινο, μετά πάλι σε κίτρινο κ.ο.κ.

Τέλος, για να ελέγξουμε τη διακύμανση του δείκτη διάθλασης σε αυτόν τον κυματοδηγό παίρνουμε τον πραγματικό δείκτη διάθλασης, Δn , και καταλήγουμε στην εικόνα 5.46.



Εικόνα 5.46 α) Προφίλ πραγματικού δείκτη διάθλασης του συζευκτήρα, β) Οριζόντια τομή του πραγματικού δείκτη διάθλασης στο $Y=1.40765$

Στην εικόνα αριστερά, παρατηρείται η διακύμανση του πραγματικού δείκτη διάθλασης. Από $n=1$ που θεωρείται το κενό έως $n=3.48718$ που είναι ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου. Στην εικόνα δεξιά, πήραμε την οριζόντια τομή στο ίδιο σημείο με προηγουμένως, για τον πραγματικό δείκτη διάθλασης, όπου οι εναλλαγές του, αν και σε μικρή κλίμακα, φαίνονται ξεκάθαρα στη γραφική παράσταση.

5.6 Προσομοίωση οπτικής κυματοδηγικής συσκευής πυριτίου

Η διαμόρφωση οπτικών σημάτων είναι ένας κρίσιμος λειτουργικός φραγμός στα φωτονικά συστήματα επικοινωνιών. Οι διαμορφωτές συμβολόμετρων Mach-Zehnder (MZI) που κατασκευάζονται από πυρίτιο ή πυρίτιο σε μονωτή (SOI) μπορούν να παρέχουν στο εμπόριο μέγεθος πληροφορίας μέχρι 40 Gb/s (Agrawal 2004).

Στα συστήματα ημιαγωγών, οι μηχανισμοί που συμβάλλουν στις κυρίαρχες αλλαγές στο δείκτη διάθλασης, τείνουν να είναι διαφορετικοί από εκείνους στο LiNbO₃. (Liu et al. 2004, Soref & Bennett 1987, Pang et al. 2004, Reed & Knights 2004, Cutolo et al. 1997, Barrios et al. 2003, Lipson 2004). Τέτοιοι μηχανισμοί περιλαμβάνουν τις καθарές επιδράσεις πεδίου, όπως τη Franz-Keldysh και Kerr, που εξηγήσαμε σε προηγούμενα κεφάλαια, όπως επίσης επιδράσεις που έχουν προκληθεί από τους μεταφορείς όπως η Burstein-Moss, η αποκανονικοποίηση του χάσματος του εύρους ζώνης, και η απορρόφηση ελεύθερων μεταφορέων (Soref & Bennett 1987, Soref et al. 1990, Vinchant et al. 1992). Στους διαμορφωτές πυριτίου, ο σχεδιασμός περιπλέκεται από την αύξηση στην απώλεια και τη χωρητικότητα με το μήκος της μετατόπισης φάσεως. Ενώ το αυξανόμενο μήκος μπορεί να επιτύχει μια μετατόπιση φάσης π στην επιθυμητή τάση, μπορεί επίσης να εισαγάγει, μια πάρα πολύ υψηλή απώλεια εισαγωγής του φωτός, ή μια πάρα πολύ υψηλή χωρητικότητα, οι οποίες μειώνουν έπειτα την απόδοση συχνότητας της συσκευής (Mendoza-Alvarez et al. 1988).

Μια δομή κυματοδηγού, για τους διαμορφωτές πυριτίου μεγάλης ταχύτητας, ικανή για την επίτευξη λειτουργίας διάφορων GHz ήταν (Liu et al. 2004) στηρίζεται σε μια MOS διαμόρφωση για να ελέγξει την πυκνότητα μεταφορέων στον κυματοδηγό. Οι μεταφορείς συσσωρεύονται στις στενές περιοχές, κάθε πλευράς ενός λεπτού στρώματος οξειδίων πυλών, παρά να ρέουν μεταξύ των επαφών και διανέμονται σε όλο τον κυματοδηγό. Αυτά τα στρώματα φορτίων προκαλούν μια διαταραχή δεικτών, ελέγχοντας κατά συνέπεια τη διαφορά φάσης μεταξύ των κλάδων μιας τοπολογίας MZI. Για να καθορίσει την απόδοση κατάστασης και συχνότητας μιας τέτοιας συσκευής, η κατανομή των μεταφορέων πρέπει να καθοριστεί με συνέπεια μέσω της επίλυσης των εξισώσεων της συζευγμένης ηλεκτρο-θερμικής μεταφοράς με την κατάλληλη απορρόφηση, τον επανασυνδυασμό, και τα πρότυπα κινητικότητας. Οι διάφορες συνεισφορές, στο μιγαδικό δείκτη διάθλασης, πρέπει, έπειτα, να εξαχθούν από τις κατανομές μεταφορέων, και το οπτικό πρόβλημα που λύνεται σε κάθε

πόλωση για την ανάλυση μόνιμης κατάστασης, και σε κάθε χρονική στιγμή για την ανάλυση συχνότητας.

5.6.1 Μεθοδολογία προσομοίωσης

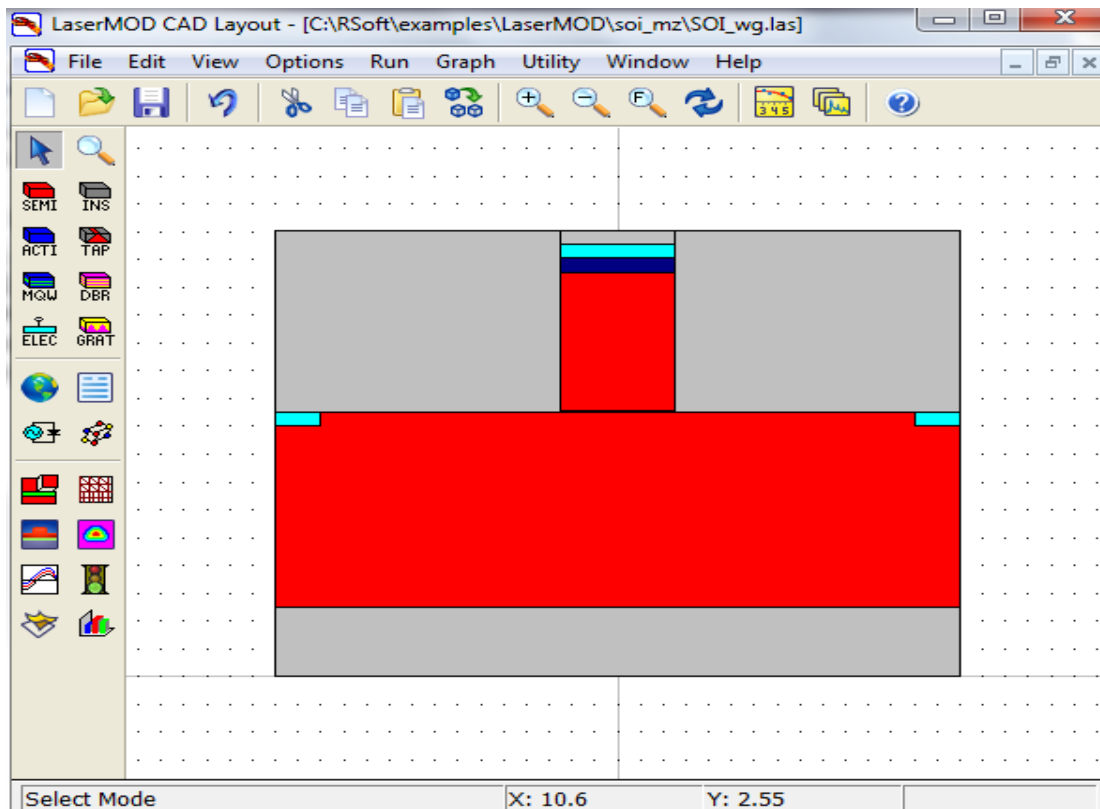
Η γενική μεθοδολογία προσομοίωσης, που παρουσιάζεται εδώ, περιλαμβάνει δύο στάδια, το πρώτο της οποίας είναι η μοντελοποίηση της ηλεκτρο-θερμικής μεταφοράς μέσω της δομής της συσκευής. Ο ενεργός προσομοιωτής συσκευών LaserMOD στρατολογείται για αυτό το σκοπό. Ο προσομοιωτής πρώτα εφαρμόζει την ολοκληρωμένη μέθοδο πακέτων λύνοντας την εξίσωση Poisson και τις εξισώσεις συνέχειας του μεταφορέα, παράλληλα με την εξίσωση θερμότητας δικτυωτού πλέγματος και τις εξισώσεις ποσοστού φωτονίων σε ένα πλήρως συνδεδεμένο σχέδιο (Gruppen & Hess 1998).

Για την παρούσα προσομοίωση, η εξίσωση θερμότητας και οι εξισώσεις ποσοστού φωτονίων δεν θα χρησιμοποιηθούν. Δεύτερον, εφαρμόζουμε τα πρότυπα που καθορίζουν το μιγαδικό δείκτη (δείκτης διάθλασης και απώλεια) από τις κατανομές μεταφορέων που απορρέουν από τη λύση των εξισώσεων μεταφορών. Οι τελευταίοι συμπεριλαμβάνονται στον ενεργό προσομοιωτή συσκευών. Αν και όλοι οι φυσικοί μηχανισμοί, που προσδιορίζονται στην προηγούμενη παράγραφο, είναι ενδιαφέροντες, η παρούσα προσομοίωση θα στραφεί, κυρίως, στις επιδράσεις που έχουν προκληθεί από τους μεταφορείς λόγω της απορρόφησης ελεύθερων μεταφορέων, δεδομένου ότι η δομή δοκιμής είναι SOI. Για την προσομοίωση θα χρησιμοποιήσουμε για το πυρίτιο μήκος κύματος στα 1.55 μm και θα δουλέψουμε με τις εξισώσεις που έχουν προαναφερθεί σε προηγούμενα κεφάλαια. Επίσης, για τον ιδανικό διαμορφωτή Mach-Zehnder, που θα υλοποιήσουμε, η φόρμουλα για την μεταδιδόμενη ισχύ είναι η εξίσωση 5.1.

5.6.2 Κατασκευή συσκευής

Η δοκιμαστική κατασκευή είναι ένας διαμορφωτής Mach-Zehnder με MOS κυματοδηγική γεωμετρία που μοιάζει με αυτήν που περιέγραψαν οι Liu et al. (Liu et al. 2004). Η εικόνα 6.1 παρουσιάζει τη διατομή του κυματοδηγού όπως καθορίζεται για την επηρεαζόμενη προσομοίωση κυματοδηγού. Η γεωμετρία κυματοδηγού δίνεται ως εξής: μια πλάκα πυριτίου Si με πλάτος 15 μm , ύψος 1.4 μm και συγκέντρωση πρόσμιξης n-τύπου περίπου $1.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (βλ. κόκκινο χρώμα), βρίσκεται πάνω από θαμμένο στρώμα διοξειδίου του πυριτίου (SiO_2). Η προεξοχή πυριτίου με συγκέντρωση πρόσμιξης

$3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ έχει πλάτος 2.5 μm , ύψος 1 μm (βλ. κορυφή κόκκινο χρώμα) κι έχει διοξειδίο του πυριτίου και στις δυο πλευρές του (βλ. γκρι χρώμα) και διαχωρίζεται από την πλάκα πυριτίου από μια πολύ λεπτή πύλη διοξειδίου του πυριτίου 11 nm ύψους (βλ. μαύρο χρώμα). Επίσης, ένα λεπτό στρώμα πυριτίου, ύψους 0.1 μm με υψηλή συγκέντρωση πρόσμιξης p-τύπου $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, κάθεται ακριβώς κάτω από την p-επαφή (βλ. σκούρο μπλε χρώμα). Η συσκευή έχει επιλεγθεί να λειτουργήσει για λειτουργικό πόλωση των 3 V.

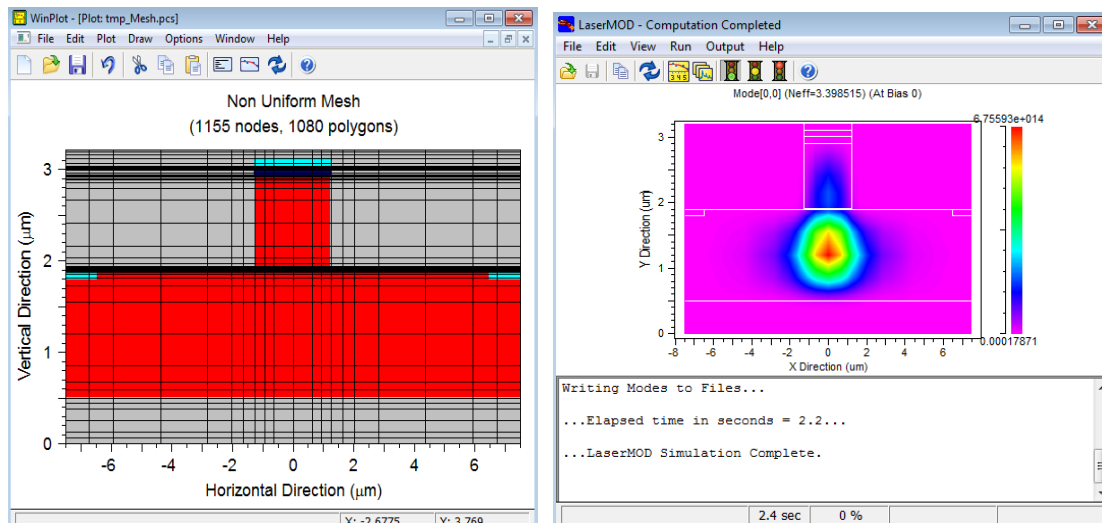


Εικόνα 5.47 Σχέδιο πειραματικού οπτικού διαμορφωτή

5.6.3 Αποτελέσματα

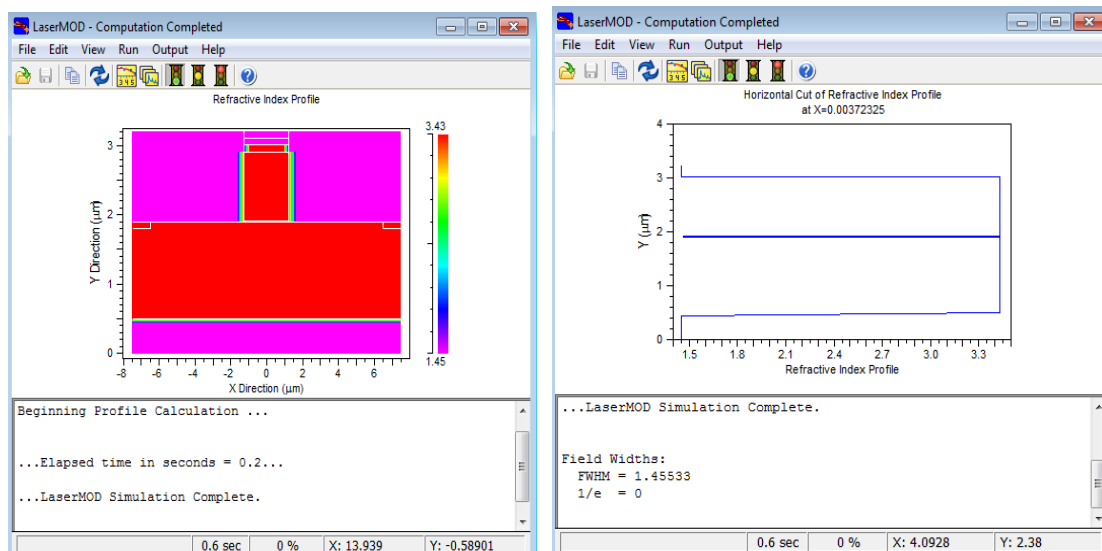
Σε αυτό το σημείο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του διαμορφωτή Mach-Zehnder, όσον αφορά το πλέγμα της συσκευής, την κατανομή του δείκτη διάθλασης στη συσκευή και τη γραφική παράσταση στο σημείο της πύλης διοξειδίου του πυριτίου, το ρυθμό που διέρχεται το φως μέσα από τη συσκευή και τέλος, την προσομοίωση της συσκευής που θα παρουσιαστεί σε μια γραφική παράσταση τάσεως-ρεύματος, πρώτα για πόλωση 3 V και ύστερα για 10 V.

Στην εικόνα 6.2 παρουσιάζονται οι μορφές του κυματοδηγού όταν ψηφιοποιείται σε ένα ανομοιόμορφο πλέγμα και στο ρυθμό με τον οποίο διέρχεται το φως μέσα από τον κυματοδηγό.



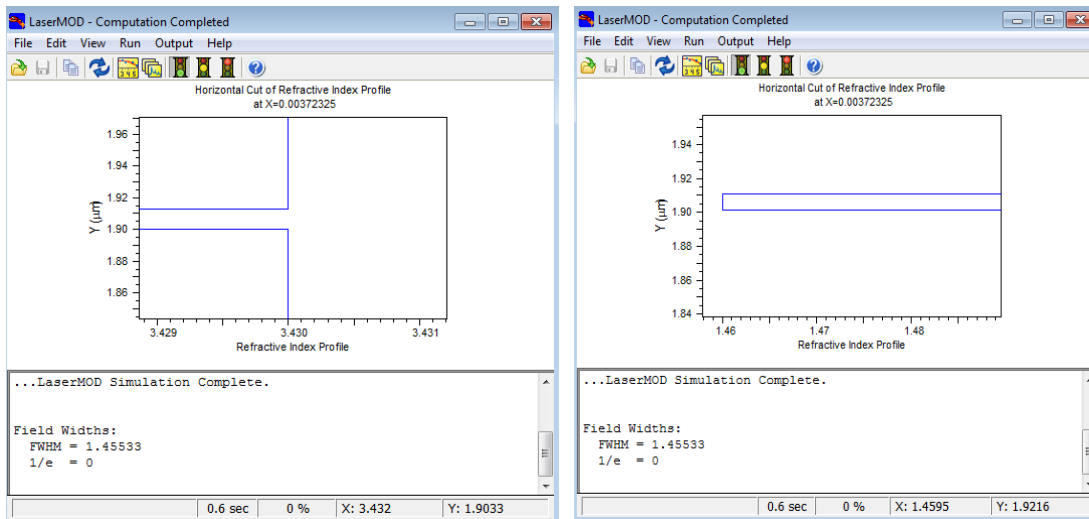
Εικόνα 5.48 α) Πλέγμα πειραματικής συσκευής, β) Ρυθμός διαδιδόμενου φωτός της πειραματικής συσκευής

Στη συνέχεια, θα πάρουμε τα αποτελέσματα του προφίλ του δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού και θα εξάγουμε τη γραφική παράσταση στο σημείο της πύλης του διοξειδίου του πυριτίου για να παρατηρηθεί η μεταβολή που λαμβάνει μέρος στο δείκτη διάθλασης. (βλ. Εικόνα 6.3)



Εικόνα 5.49 α) Προφίλ δείκτη διάθλασης πειραματικής συσκευής, β) Οριζόντια τομή προφίλ δείκτη διάθλασης στο $X=0.00372325$

Παρατηρούμε από τη γραφική παράσταση στο σημείο $X = 0.003$ ότι ο δείκτης διάθλασης για ένα συγκεκριμένο διάστημα Y κάνει μια απότομη αυξομείωση της τιμής του. Κάνοντας μεγέθυνση, στη μέγιστη και στην ελάχιστη τιμή που παίρνει, μπορούμε να δούμε τα παρακάτω αποτελέσματα. (βλ. Εικόνα 6.4)

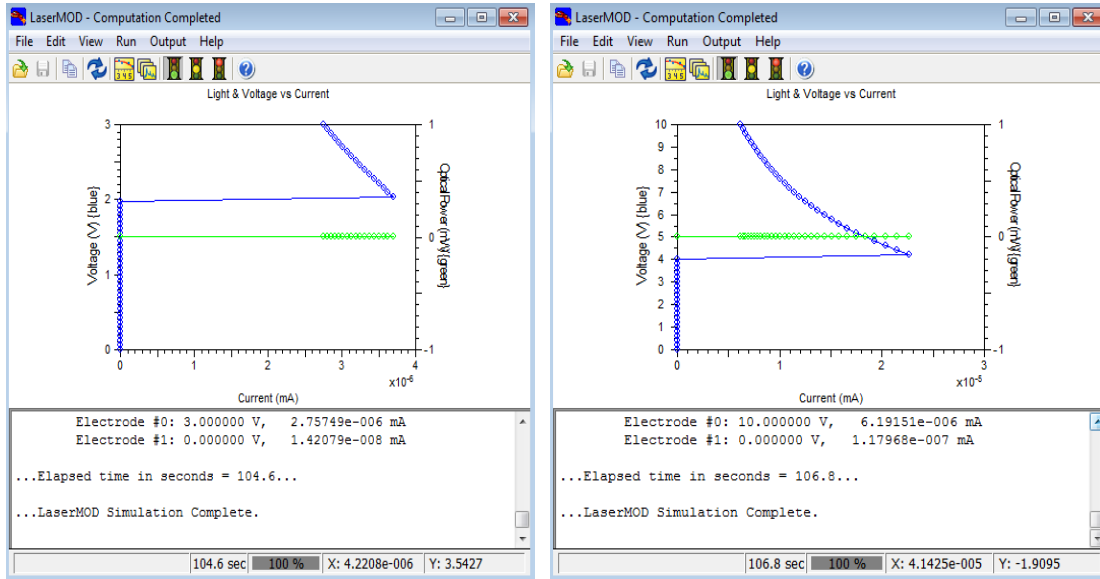


Εικόνα 5.50 α) Μέγιστο σημείο απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης, β) Ελάχιστο σημείο απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης

Παρατηρούμε ότι η μεταβολή στο Y διάστημα είναι μεταξύ του 1.90-1.91 μm ενώ ο δείκτης διάθλασης μεταβάλλεται από 1.46 έως 3.43. Παρατηρείται ότι μέσα σε ένα τόσο μικρό διάστημα ο δείκτης διάθλασης μεταβάλλεται πάρα πολύ και αυτό οφείλεται στις ιδιότητες της πύλης του διοξειδίου του πυριτίου.

Τέλος, επιδεικνύεται η προσομοίωση του διαμορφωτή Mach-Zehnder με τις γραφικές παραστάσεις τάσεως-ρεύματος για λειτουργία σε 3 V και σε 10 V. (βλ. Εικόνα 6.5)

Παρατηρούμε ότι οι γραφικές παραστάσεις είναι παρόμοιες, μόνο που έχουν κάποια διαφορά στις αριθμητικές τιμές των ενδείξεων. Στη γραφική παράσταση των 3 V η τάση μειώνεται όσο αυξάνεται το ρεύμα μέχρι το σημείο εντάσεως $3.8 \times 10^{-6} \text{ mA}$, όπου η τάση σε εκείνο το σημείο είναι 2 V και από εκεί κι έπειτα το ρεύμα τείνει στη μηδενική τιμή. Αντίστοιχα, για τη γραφική παράσταση των 10 V, η τάση μειώνεται όσο αυξάνεται το ρεύμα μέχρι το σημείο εντάσεως $2.3 \times 10^{-6} \text{ mA}$ όπου η τάση σε εκείνο το σημείο είναι 4 V και από εκεί κι έπειτα το ρεύμα τείνει στη μηδενική τιμή.



Εικόνα 5.51 Προσομοίωση της πειραματικής συσκευής για λειτουργία 3 V, β) Προσομοίωση πειραματικής συσκευής για λειτουργία 10 V

5.7 Συμπεράσματα

Έχουμε παρουσιάσει μια μεθοδολογία σχεδιασμού που επιτρέπει την προσομοίωση των ενσωματωμένων οπτικό-ηλεκτρονικών συσκευών κυματοδηγού συνδυάζοντας την αποδοτική λύση της εξίσωσης του Maxwell μέσω LaserMOD με το προβλεπτικό μοντέλο της ηλεκτρο-θερμικής μεταφοράς. Σε αυτήν την συμβολή, έχουμε εφαρμόσει την προσέγγιση στην προσομοίωση των διαμορφωτών πυριτίου που εκμεταλλεύονται το δείκτη διάθλασης για να επιτύχουν την απόδοσή τους..

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Σε αυτήν την πτυχιακή διατριβή έγινε θεωρητική μελέτη, σχεδιασμός και προσομοίωση Silicon On Insulator κυματοδηγών. Παρατηρήθηκε ότι σε όλα τα παραδείγματα αλλά και στο ξεχωριστό πείραμα που υλοποιήθηκε, το οποίο είχε σχέση με τη δημιουργία διαμορφωτή Mach-Zehnder με πύλη διοξειδίου του πυριτίου, ότι το αποτέλεσμα, που κατά βάση επιζητείται σε αυτά τα πειράματα, επιτεύχθηκε. Και αυτό είναι το αν ο σχεδιασμός μεταξύ των υλικών και των διάφορων παραμέτρων είναι σωστός και ακριβής, έτσι ώστε ο ρυθμός να είναι μονορυθμικός δηλαδή να διέρχεται από τη συσκευή μόνο ο θεμελιώδης ρυθμός του φωτός. Σύμφωνα με τα προαναφερθέντα, καταλήγουμε στο συμπέρασμα, ότι το πυρίτιο είναι ένα αξιόλογο υλικό με πολλές χρήσεις όπου στις οπτικές επικοινωνίες χρησιμοποιείται, κατά βάση, στα μήκη κύματος του φωτός 1.3 και 1.55 μm , όπου οι αντίστοιχοι πραγματικοί και φανταστικοί δείκτες διάθλασης δίνονται από τις εξισώσεις (3.11), (3.12) και (3.9), (3.10) στο κεφάλαιο 3. Στα πειράματα που υλοποιήθηκαν, χρησιμοποιήθηκε το μήκος κύματος 1.55 μm , όπου εν τέλει βοήθησε να βρεθούν πολύ πιο ακριβή και σωστά αποτελέσματα.

Σκοπός αυτής της πτυχιακής διατριβής είναι να συνεισφέρει στην αντιμετώπιση της πρόκλησης των ολοένα και αυξανόμενων απαιτήσεων των οπτικών επικοινωνιών. Οι οπτικές επικοινωνίες αρχίζουν να μεταδίδονται με ραγδαίο ρυθμό στην υφήλιο, κυρίως με την κατασκευή οπτικών ινών, κι έτσι η γνώση και υλοποίηση των συγκεκριμένων συσκευών είναι άκρως απαραίτητη. Η διπλωματική αυτή εργασία μπορεί να αποτελέσει αναφορά για την υλοποίηση μιας αντίστοιχης πειραματικής διάταξης ή για τη σύγκριση αποτελεσμάτων από άλλες παρόμοιες προσομοιώσεις και πειράματα. Οι προσομοιώσεις έγιναν έχοντας υπόψη και τις αντίστοιχες εξελίξεις στη φωτονική και την τεχνολογία των υλικών. Ίσως αυτό που αναδεικνύει καλύτερα αυτή η διπλωματική εργασία είναι το πόσο σημαντική και άμεσα εφαρμόσιμη είναι μια τεχνολογική εξέλιξη στις συσκευές και τις τεχνικές οπτικής μετάδοσης. Η έρευνα πάνω σε φωτονικές συσκευές έχει αρχίσει να διαδίδεται ευρέως στον κόσμο, πράγμα που σημαίνει ότι η φωτονική τεχνολογία, με οπτικούς κυματοδηγούς, σηματοδοτεί την αρχή μιας νέας γενιάς στις επικοινωνίες.

Βιβλιογραφία

Ζεργιώτη Ι. (2011), Μικροοπτικές διατάξεις – ολοκληρωμένα οπτικά, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο <<http://www.physics.ntua.gr/micronano/zergioti/lesson%202.pdf>>

Καλλή Κ. (2010) Σημειώσεις Φωτονικής, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογιών Πληροφορικής, Τεχνολογικό Πανεπιστήμιο Κύπρου, Λεμεσός, Κύπρος.

Abramowitz M. & Stegun I. eds. (1964), Handbook of Mathematical functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables, National Bureau of Standards. Washington, D. C.

Arora N.D., Hauser J.R. & Roulston D.J. (1982), Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature, IEEE Trans. Electron. Devices 29, p.292.

Agrawal G.P. (2004), Lightwave Technology Components and Devices, Chap 6.2, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken.

Bahaa E., Saleh A. & Teich M.C. (1991), Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley & Sons. ISBN 0-471-83965-5. Chapter 3, Beam Optics, pp. 80–107.

Barrios C.A., Almeida V.R., Panepucci R. & Lipson M. (2003), Electrooptic Modulation of Silicon-on-Insulator Submicrometer-Size Waveguide Devices, Journal of Lightwave Technology, **21**, pp. 2332-2339.

Bennett B., Soref R. & Del-Alamo J.A. (1990), Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP, IEEE Journal of Quantum Electronics, **26**, pp. 113-122.

Cannon J. (1984), The One-Dimensional Heat Equation, Encyclopaedia of mathematics and its applications, Addison-Wesley, ISBN 0-521-30243-9.

Carslaw H.S., Jaeger J.C. (1973), Conduction of Heat in Solids (2nd ed.), Oxford University Press, ISBN 9780198533689

Chung Y. & Dagli N. (1990), An assessment of finite difference beam propagation method, *J. Quantum Electron* 26, 1335.

Clancy L.J. (1975), *Aerodynamics*, Section 3.3, Pitman Publishing Limited, London.

Clauberg R. & Von Allmen P. (1991), “Vectorial beam propagation method for integrated optics”, *Electron. Lett.* 27, 654.

Communications (2002) < http://egnatia.ee.auth.gr/~aalexioy/fiber_op.htm>

Crank J., Nicolson P. & Hartree D. R. (1947), A Practical Method for Numerical Evaluation of Solutions of Partial Differential Equations of the Heat-Conduction Type, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 43: 50–67, doi:10.1017/S0305004100023197.

Cutolo A., Iodice M., Spirito P. & Zeni L. (1997), Silicon Electro-Optic Modulator Based on a Three Terminal Device Integrated in a Low-Loss Single-Mode SOI Waveguide, *Journal of Lightwave Technology*, 15, pp. 505-518.

Dong X., LiKamWa P., Loehr J. & Kaspi R. (1999), Current-Induced Guiding and Beam Steering in Active Semiconductor Planar Waveguide, *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, pp. 809-811.

ELPT1 (2011), *Encyclopedia of laser physics and Technology*: chromatic dispersion.

ELPT2 (2011), *Encyclopedia of laser physics and Technology*: intermodal dispersion.

Evans L.C. (1998), *Partial Differential Equations*, American Mathematical Society, ISBN 0-8218-0772-2.

Feit M.D. & Fleck J.A. (1978), Light propagation in graded-index optical fibres, *Appl. Opt.* 17, 3990.

Fowler M. (2009), *Maxwell's Equations and Electromagnetic Waves* Physics Department, UVA.

Okamoto K. (2006), Fundamentals of Optical Waveguides (Second Edition).

Gruppen M. & Hess K. (1998), Simulation of Carrier Transport and Nonlinearities in Quantum-Well Laser Diodes, IEEE Journal of Quantum Electronics, **34**, pp. 120-140.

Hadley G.R. (1991), Transparent boundary condition for the beam propagation method, Opt. Lett. **16**, 624; G.R. Hadley, (1992), Transparent boundary condition for the beam propagation method, J. Quantum Electron **28**, 363.

Haensch W., Vogelsang T., Kirchner R. & Orłowski M. (1989), Carrier transport near the Si/SiO₂ interface of a MOSFET, Solid-State Electron., vol. 32, p.839.

Huang W.P. & Xu C.L. (1993), Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method, J. Quantum Electron. **29**, 2639.

Lipson M. (2004), Overcoming the limitations of microelectronics using Si nanophotonics: solving the coupling, modulation and switching challenges, Nanotechnology, **15**, pp. S622–S627.

Liu A., Jones R., Liao L., Samara-Rubio D., Rubin D., Cohen O., Nicolaescu R. & Paniccia M. (2004), A high-speed silicon optical modulator based on a metal–oxide–semiconductor capacitor, Nature, **427**, pp. 615-618.

McQuarrie D.A. (2003), Mathematical Methods for Scientists and Engineers, University Science Books: Sausalito, California, Ch. 16. ISBN 1-891389-24-6.

Mendoza-Alvarez J.G., Coldren L.A., Alping A., Yan R.H., Hausken T., Lee K. & Pedrotti K. (1988), Analysis of Depletion Edge Translation Lightwave Modulators, Journal of Lightwave Technology, **6**, pp. 793-808.

OE (2011), University of Patras

<www.hep.upatras.gr/class/download/.../optikes_epikoinwnies.pdf>

Pang C.E., Chan S.P., Lim S.T. & Reed G.T. (2004), Optical Phase Modulators for MHz and GHz Modulation in Silicon-On-Insulator (SOI), *Journal of Lightwave Technology*, **22**, pp. 1573-1582.

Pedlosky J. (1987), *Geophysical fluid dynamics*. Springer. pp. 10–13. ISBN 9780387963877.

Perona P. & Malik J. (1990), Scale-Space and Edge Detection Using Anisotropic Diffusion, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* **12** (7): 629–639.

Piprek J. (2003), *Semiconductor Optoelectronic Devices*.

Polyanin A.D. (2002), *Handbook of Linear Partial Differential Equations for Engineers and Scientists*, Chapman & Hall/CRC Press, Boca Raton, ISBN 1-58488-299-9.

Reed G.T. & Knights A.P. (2004), *Silicon Photonics*, John Wiley & Sons Ltd.

Reed G.T. & Knights A.P. (2004), *Silicon Photonics An Introduction*, John Wiley & Sons Ltd., West Sussex,.

Riley K.F., Hobson M.P. & Bence S.J. (2002), *Mathematical methods for physics and engineering*, Cambridge University Press, ch. 19. ISBN 0-521-89067-5.

RSOFT (2011), <<http://www.rsoftdesign.com/products.php?sub=Component+Design&itm=RSoft+CAD+Environnement>>

Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R. & Helfert S. (2000), Numerical Techniques for Modelling Guided-Wave Photonic Devices, *J. Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 150.

Scarmozzino R. & Osgood Jr. R.M. (1991), Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications, *J. Opt. Soc. Amer. A* **8**, 724.

Silicon (2011), *Chemicool Periodic Table*. <<http://www.chemicool.com/elements/silicon.html>>

Sommerfeld A. (1949), *Partial Differential Equations in Physics*, Academic Press, New York, New York.

Soref R., Bennett B. (1987), Electrooptical Effects in Silicon, *IEEE Journal of Quantum Electronic* **23**, 123.

TWME (2011), Poisson Equation at EqWorld: The World of Mathematical Equations.

Vinchant J-F., Cavailles J.A., Erman M., Jarry P. & Renaud M. (1992), InP/GaInAsP Guided-Wave Phase Modulators Based on Carrier-Induced Effects: Theory and Experiment, *Journal of Lightwave Technology*, **10**, pp. 63-70.

Wilmott P., Howison S. & Dewynne J. (1995), *The Mathematics of Financial Derivatives: A Student Introduction*, Cambridge University Press.

Yanagawa H., Ueki K. & Kamata Y. (1990), Polarization- and Wavelength-Insensitive Guided Wave Optical Switch with Semiconductor Y Junction, *Journal of Lightwave Technology*, **8**, pp. 1192-1197.

Yevick D. (1994), A guide to electric field propagation techniques for guided-wave optics, *Opt. and Quant. Elec.* **26**, S185.

Yevick D. & Hermansson B. (1990), Efficient beam propagation techniques, *J. Quantum Electron.* **26**, 109.