

Πανεπιστήμιο Κρήτης
Τμήμα Φυσικής

Μεταπτυχιακό Πρόγραμμα Μικροηλεκτρονικής-
Οπτοηλεκτρονικής

Μεταπτυχιακή Διατριβή

ΜΕΛΕΤΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΠΙΤΕΥΞΗ LASER
ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΚΑΘΕΤΗΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ
(VCSEL) ΜΕΤΑΒΛΗΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ

Συμεών Τσίντζος

Επιβλέπων Καθηγητής: Νικόλαος Πελεκάνος

Ηράκλειο, Απρίλιος 2006

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Κεφάλαιο 1	1
1.1 Εισαγωγή	2
1.2 Εφαρμογές σε συστήματα WDM	3
1.3 Διοδικά laser μεταβλητού μήκους κύματος	6
1.3.1 Laser συμβολής μεταβλητού μήκους	7
1.3.2 Contra Directional filtering lasers	8
A. DBR lasers	8
B. DFB lasers	9
1.3.3 Lasers with co-directional filtering	11
1.3.4 Σύμφωνα laser εξωτερικής κοιλότητας	12
1.3.5 Laser κάθετης εκπομπής μεταβλητού μήκους κύματος	13
Αναφορές κεφαλαίου 1	16
Κεφάλαιο 2	18
2.1 Θεωρία πινάκων για πολυστρωματικές δομές	19
2.2 Πολυστρωματικές δομές περιοδικών μέσων από δύο υλικά	23
2.3 Ιδιότητες των DBR στο μήκος κύματος σχεδίασης	28
Αναφορές κεφαλαίου 2	31
Κεφάλαιο 3	32
3.1 VCSELS	33
3.2 Καθορισμός μήκους κύματος εκπομπής	38
3.3 Κατανομή ηλεκτρικού πεδίου-Παράγοντας οπτικού περιορισμού	41
3.4 Μηχανισμοί μεταβολής του δείκτη διάθλασης	44
3.5 Μεταβολή του συντελεστή ανάκλασης συναρτήσει του δείκτη διάθλασης για μια δομή VCSEL	48
Αναφορές κεφαλαίου 3	50
Κεφάλαιο 4	52
4.1 Εισαγωγή	53
4.2 Σύνοψη προηγούμενων αποτελεσμάτων	54

4.3	Πειραματική διαδικασία	60
4.3.1	Κατασκευή δειγμάτων	60
4.3.2	Χαρακτηρισμός δειγμάτων σε θερμοκρασία 300 K	63
4.4	Χαρακτηρισμός δειγμάτων σε χαμηλή θερμοκρασία	67
4.4.1	Μετρήσεις με συνεχές ρεύμα	67
4.4.2	Μετρήσεις με μεταβαλλόμενο ρεύμα	72
	Αναφορές κεφαλαίου 4	77
	Συμπεράσματα	78

Κεφάλαιο 1

LASER ΜΕΤΑΒΛΗΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ

Κεφάλαιο 1

1.1 Εισαγωγή

Οι κυριότερες εφαρμογές των διοδικών laser μεταβλητού μήκους κύματος είναι στις οπτικές τηλεπικοινωνίες, στη φασματοσκοπία και στο χαρακτηρισμό οπτικών οργάνων. Τα κυριότερα χαρακτηριστικά που πρέπει να πληρούνται από τα laser αυτά είναι συνεχής μεταβολής του μήκους κύματος, οπτική ισχύς, μεγάλο διάστημα μεταβολής του μήκους κύματος και στενό φασματικό εύρος (line width) του μήκους κύματος εκπομπής. Στον πίνακα 1 φαίνονται οι κυριότερες εφαρμογές των laser μεταβλητού μήκους κύματος καθώς και τα χαρακτηριστικά που πρέπει να πληρούν τα αυτά. Καθώς όμως οι οπτικές τηλεπικοινωνίες είναι ο σημαντικότερος τομέας εφαρμογής των laser μεταβλητού μήκους κύματος θα εστιάσουμε κυρίως σε αυτόν.

Performance demand	Optical communications			Sensing		Measurement		
	Wavelength division multiplexing	Coherent optical communications	Wavelength reference	Optical radar	Spectroscopy	Fibre characterisation	Device characterisation	Optical spectrum analysis
Continuous tuning		•	•	•		•	•	•
Tuning range	•	•		•	•	•	•	•
Power		•	•	•	•	•		
Line width		•	•	•	•			•
Modulation bandwidth	•	•		•			•	

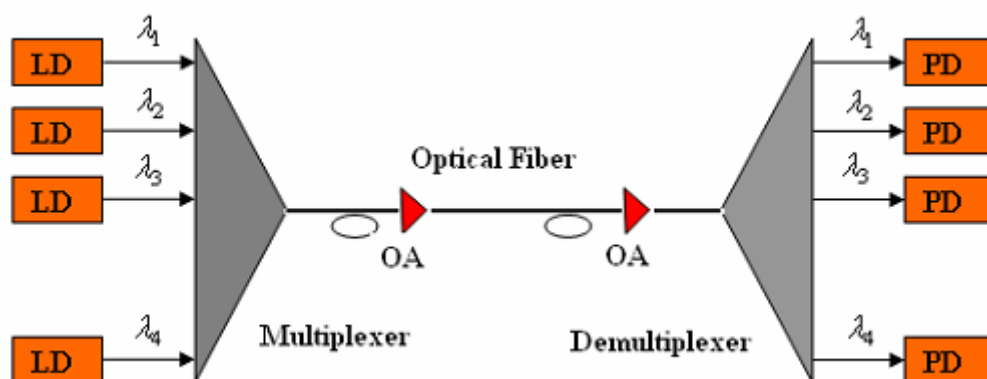
Πίνακας 1: Κυριότερες εφαρμογές των laser μεταβλητού μήκους κύματος.

Αν και η ανακάλυψη των οπτικών ινών έγινε στις αρχές του 1960, ανοίγοντας το δρόμο για τη μεταφορά οπτικών σημάτων μέσα από αυτές, η μεγάλη επανάσταση στις οπτικές τηλεπικοινωνίες έγινε στις αρχές του 1990 με την τεχνολογία WDM (Wave-Division-Multiplexing). Ο κινητήριος μοχλός για την ανάπτυξη της τεχνολογίας WDM είναι η αυξανόμενη ζήτηση για γρήγορες και με μεγάλης χωρητικότητας γραμμές μεταφοράς οι οποίες χρησιμοποιούνται είτε στο διαδίκτυο (Internet) είτε σε τοπικά δίκτυα. Πλέον, η ανταλλαγή δεδομένων, όπως εικόνες, videos, εφαρμογές Java, απαιτούν δίκτυα μεγαλύτερης χωρητικότητας εν συγκρίσει με τα ήδη υπάρχοντα που χρησιμοποιούνται στα δίκτυα σταθερής τηλεφωνίας. Έτσι,

ενώ ο όγκος των φωνητικών εφαρμογών αυξάνει κάθε χρόνο με ρυθμό περίπου 7%, ο ρυθμός αύξησης της διακίνησης δεδομένων αυξάνει αντίστοιχα κατά 90% στις μέρες μας [1]. Στη συνέχεια θα αναφέρουμε κάποιες εφαρμογές των διοδικών laser σε WDM συστήματα και σε δίκτυα οπτικών τηλεπικοινωνιών.

1.2 Εφαρμογές σε συστήματα WDM.

Η τεχνολογία WDM μπορεί να υποστηρίξει την αύξηση της διακίνησης του όγκου πληροφορίας λόγω των τεχνολογικών βελτιώσεων που έχουν γίνει τα τελευταία χρόνια στις οπτικές ίνες και στις άλλες οπτοηλεκτρονικές συσκευές που χρησιμοποιούνται στα οπτικά δίκτυα. Το χαμηλό κόστος, η μεγάλη ταχύτητα μεταφοράς δεδομένων (50 Tbit/sec) και η μικρή εξασθένηση του οπτικού σήματος (0.2 dB/km) καθιστούν τις οπτικές ίνες σαν το καλύτερο μέσο μεταφορά οπτικών σημάτων. Παράλληλα, οι οπτικές και οπτοηλεκτρονικές συσκευές που χρησιμοποιούνται στα οπτικά δίκτυα για τη δημιουργία, την αποστολή, την ενίσχυση και τη λήψη του οπτικού σήματος άνοιξαν ένα νέο πεδίο έρευνας, μέσω του οποίου βελτιώθηκαν οι τεχνικές αποδόσεις τους και το κόστος παραγωγής τους. Ανάμεσα σε αυτές τις διατάξεις τα διοδικά laser κρατούν πρωταρχικό ρόλο καθώς αποτελούν τις πηγές παραγωγής του οπτικού σήματος.



Σχήμα 1.1: Αναπαράσταση ενός point-to-point οπτικού δικτύου. LD: διοδικό laser, PD: φωτοδέκτης, OA: οπτικός ενισχυτής.

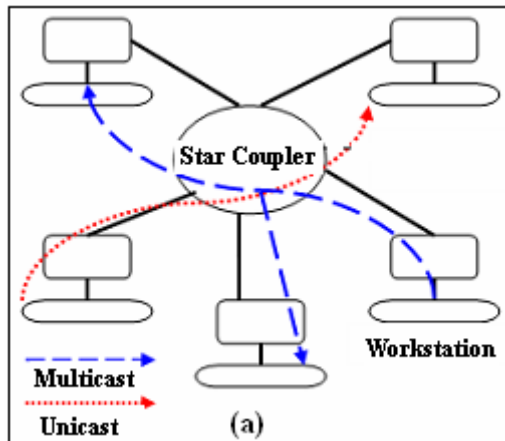
Η πρώτη εφαρμογή των διοδικών laser μεταβλητού μήκους κύματος θα ήταν να αντικαταστήσουν τα DFB lasers που χρησιμοποιούνται σήμερα σε point-to-point δίκτυα. Στην εικόνα 1.1 απεικονίζεται η γεωμετρία ενός point-to-point δικτύου με χρήση WDM τεχνολογίας. N οπτικές πηγές, συνήθως DFB lasers, εκπέμπουν N διαφορετικά μήκη κύματος, τα οποία πολυπλέκονται (multiplexing) και στη συνέχεια

μεταδίδονται μέσω μιας οπτικής ίνας. Στο άλλο άκρο της οπτικής ίνας τα μήκη κύματος διαχωρίζονται από έναν αποπολυπλέκτη (demultiplexer), και ανιχνεύονται από φωτοανιχνευτές (photo detectors). Ανάλογα με την απόσταση διάδοσης του σήματος, χρησιμοποιούνται στο ενδιάμεσο είτε οπτικοί ενισχυτές (Optical Amplifiers) είτε οπτικοί αναμεταδότες (Optical Regenerators). Κάθε μήκος κύματος που διαδίδεται μέσα στην ίνα αναφέρεται σαν οπτικό κανάλι και μπορεί να μεταφέρει δεδομένα ανεξάρτητα από τα άλλα κανάλια. Τα σημερινά DWDM (Dense-Wave-Division-Multiplexing) συστήματα τηλεπικοινωνιών λειτουργούν στο οπτικό παράθυρο των 1550 nm στο οποίο είναι δυνατή η χρήση των EDFA (Erbium-Doped-Fiber-Amplifier) οπτικών ενισχυτών. Η απόσταση μεταξύ των οπτικών καναλιών μπορεί να είναι πολλαπλάσια ή υποπολλαπλάσια των 100 GHz (0.8 nm) [2]. Όταν η ζήτηση υπερβαίνει τη χωρητικότητα των ήδη εγκατεστημένων οπτικών ινών, η χρήση WDM τεχνολογίας αποδεικνύεται να είναι πιο φθηνή από την εγκατάσταση νέας οπτικής ίνας, εφόσον το μήκος μετάδοσης είναι μεγαλύτερο από 50 km [3]. Ο μέγιστος αριθμός καναλιών που χρησιμοποιείται στην αγορά είναι 64 [3] ενώ σε συνθήκες εργαστηρίου ο αριθμός αυτός είναι αρκετά μεγαλύτερος [4, 5].

Δεδομένου ότι κάθε κανάλι χαρακτηρίζεται από ένα μήκος κύματος που εκπέμπει ένα διοδικό laser η αύξηση του αριθμού των καναλιών οδηγεί σε αύξηση του αριθμού των διοδικών laser τα οποία χρησιμοποιούνται σαν πηγές και επομένως σε αύξηση του κόστους. Η αύξηση του κόστους επιβαρύνεται επιπλέον από το γεγονός ότι για κάθε laser το οποίο χρησιμοποιείται πρέπει να υπάρχουν και εφεδρικά laser αντικατάστασης για την περίπτωση κάποιας βλάβης. Τα διοδικά laser μεταβλητού μήκους κύματος μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν εφεδρικές συσκευές μειώνοντας έτσι των αριθμό τους, από τη στιγμή που μπορούν να καλύπτουν ένα μεγάλο φάσμα μηκών κύματος, και συνεπώς το κόστος. Παράλληλα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το άνοιγμα νέων καναλιών σε ήδη εγκατεστημένα δίκτυα χωρίς πρόσθετη επιβάρυνση στο κόστος.

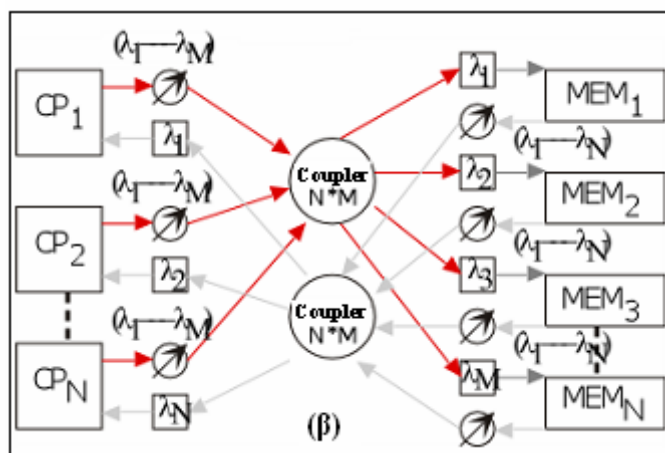
Η πρώτη εφαρμογή που κατέδειξε τη λειτουργικότητα των laser μεταβλητού μήκους κύματος είναι τα broadcast-and-select οπτικά τοπικά δίκτυα. Ένα WDM τοπικό οπτικό δίκτυο, τύπου star, μπορεί να κατασκευαστεί συνδέοντας τους επιμέρους δικτυακούς κόμβους με ένα κεντρικό ζεύκτη (Passive Star Coupler) μέσω οπτικών ινών, σχήμα 1.2. Κάθε κόμβος επικοινωνεί με τον κεντρικό ζεύκτη μέσω ενός οπτικού σήματος καθορισμένου μήκους κύματος το οποίο παράγεται από ένα διοδικό laser. Τα οπτικά σήματα από όλους τους κόμβους συνδυάζονται στο ζεύκτη.

Η ισχύς του σήματος από κάθε κόμβο διαιρείται ισοδύναμα και προωθείται σε όλους τους κόμβους μέσω των οπτικών ινών που οδηγούν στους δέκτες τους. Ο δέκτης κάθε κόμβου, χρησιμοποιώντας ένα οπτικό φίλτρο συντονίζεται μόνο με ένα από τα μήκη κύματος. Έτσι, μπορεί να δεχθεί την πληροφορία που του αποστέλλει ένας άλλος κόμβος. Πρέπει να τονίσουμε ότι ανταλλαγή πληροφορίας μπορεί να γίνει μεταξύ περισσότερων από δύο κόμβων αρκεί οι δέκτες τους να είναι συντονισμένοι στο μήκος κύματος του κόμβου εκπομπού (multicast service).



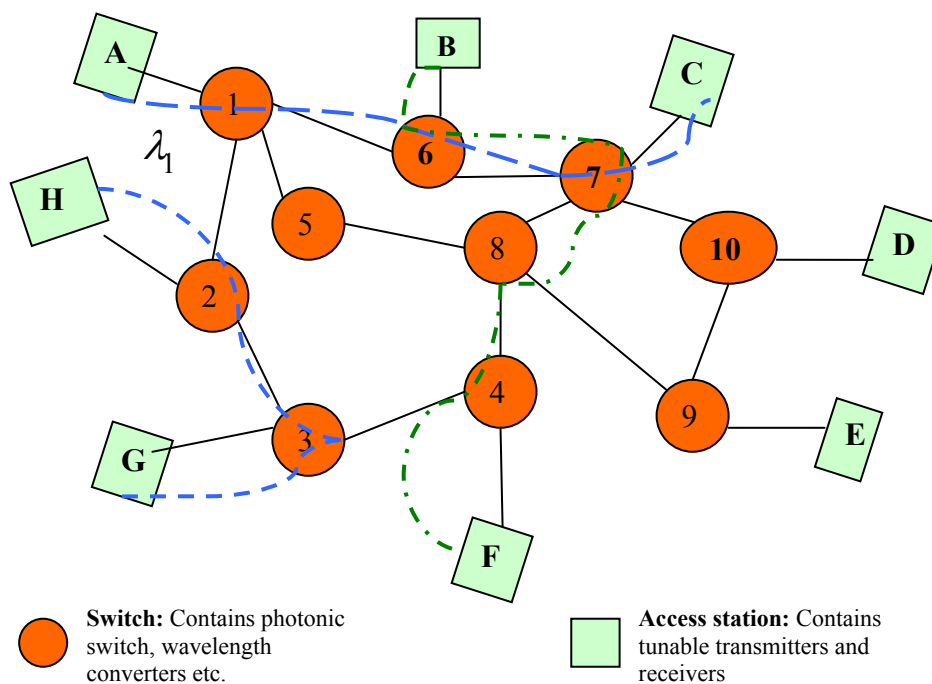
Σχήμα 1.2: Σχηματικό διάγραμμα ενός broadcast-select οπτικού δικτύου με τύπου star..

Στο σχήμα 1.3 εικονίζεται ένα δίκτυο παράλληλης λειτουργίας υπολογιστών στο οποίο χρησιμοποιούνται σαν μεταδότες laser μεταβλητού μήκους κύματος. Η αρχιτεκτονική του δικτύου είναι τύπου star και η επικοινωνία μεταξύ των επεξεργαστών και της κοινής μνήμης γίνεται μέσω δύο ζευκτών. Προκειμένου ο επεξεργαστής 1 να στείλει πληροφορία στη μνήμη 2 αναγκάζει τον εκπομπού του να εκπέμπει στο μήκος κύματος λειτουργίας λ_2 του δέκτη της μνήμης 2.



Σχήμα 1.3: Εφαρμογή ενός broadcast-select οπτικού δικτύου σε δίκτυο παράλληλης λειτουργίας υπολογιστών. CP: Επεξεργαστής, MEM: Μνήμη.

Μια άλλη περίπτωση εφαρμογής των laser μήκους κύματος είναι τα wavelength-routed οπτικά δίκτυα. Τα δίκτυα αυτά αποτελούνται από ένα πλήθος φωτονικών διακοπών οι οποίοι συνδέονται μεταξύ τους με οπτικές ίνες σχηματίζοντας μια αυθαίρετη τοπολογία. Παράδειγμα εφαρμογής των δικτύων αυτών είναι το Internet. Κάθε χρήστης συνδέεται με ένα διακόπτη μέσω μιας οπτικής ίνας σχηματίζοντας ένα κόμβο στο δίκτυο. Κάθε κόμβος είναι εξοπλισμένος με πομπούς και δέκτες οι οποίοι είναι μεταβλητού μήκους κύματος. Ο πομπός σε κάθε κόμβο στέλνει δεδομένα στο δίκτυο ενώ ο δέκτης λαμβάνει δεδομένα από το δίκτυο. Η επικοινωνία σε ένα wavelength-routed δίκτυο γίνεται μέσω ενός οπτικού καναλιού το οποίο συνδέει δύο κόμβους του δικτύου. Για παράδειγμα στο σχήμα 1.4, οπτικό κανάλι επικοινωνίας πραγματοποιείται μεταξύ των κόμβων A, C με μήκος κύματος λ_1 και με τη βοήθεια των διακοπών 1, 6, 7.



Σχήμα 1.4: Σχηματικό διάγραμμα ενός wavelength-routed οπτικού δικτύου με τεχνολογία WDM.

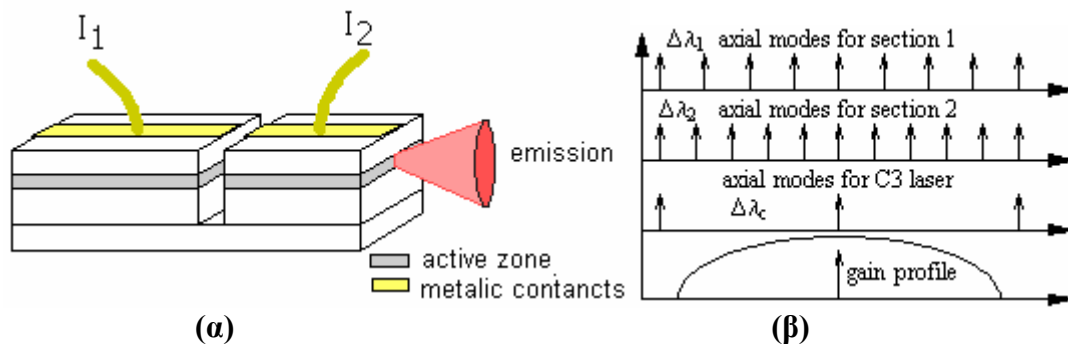
1.3 Διοδικά laser μεταβλητού μήκους κύματος

Τα διοδικά laser μεταβλητού μήκους κύματος μπορούν να χωριστούν σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με το μηχανισμό που προκαλεί τη μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής. Οι τρεις αυτές κατηγορίες περιλαμβάνουν τα laser συμβολής όπως τα C3 και Y laser, τα contradirectional filtering lasers όπως τα DBR, DFB και τέλος τα

codirectional filtering lasers όπως τα VCF. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε αναλυτικά το μηχανισμό μεταβολής του μήκους κύματος για τις τρεις αυτές κατηγορίες.

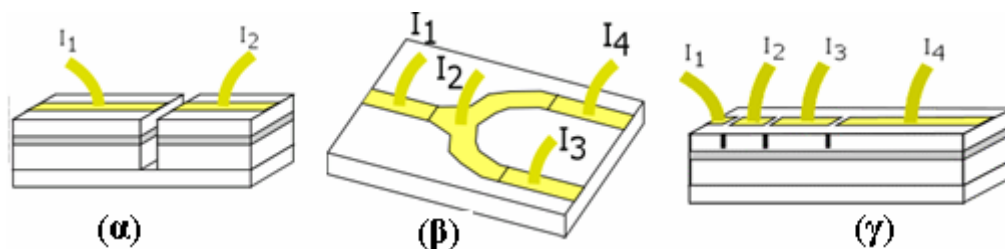
1. Laser συμβολής μεταβλητού μήκους

Τα laser συμβολής ανήκουν στις πρώτες προσπάθειες κατασκευής διοδικών laser μεταβλητού μήκους κύματος. Ο πιο γνωστός αντιπρόσωπος της κατηγορίας είναι το laser C3 (coupled cleaved cavity) [6]. Η συσκευή αποτελείται από δύο συζευγμένες οπτικές κοιλότητες διαφορετικού μήκους και διαφορετικού ενεργού δείκτη διάθλασης. Οι διαφορές αυτές έχουν σαν αποτέλεσμα η απόσταση των ρυθμών για τις δύο κοιλότητες να είναι διαφορετική όπως δείχνει και το σχήμα 1.5(β). Όταν η ζεύξη των δύο κοιλοτήτων είναι ισχυρή, δηλαδή όταν οι δύο κοιλότητες βρίσκονται αρκετά κοντά, το μήκος κύματος του ρυθμού του C3, ταυτίζεται με το μήκος κύματος των ρυθμών των δύο κοιλοτήτων για τους οποίους η αλληλοεπικάλυψη είναι μέγιστη. Μεταβάλλοντας το ρεύμα έγχυσης σε μία από τις δύο κοιλότητες, μεταβάλλεται ο ενεργός δείκτης διάθλασης με αποτέλεσμα να τροποποιείται το ζεύγος των ρυθμών που επικαλύπτεται και συνεπώς το μήκος εκπομπής του C3.



Σχήμα 1.5 : Σχηματικό διάγραμμα (α) ενός C3 laser και (β) περιγραφή του μηχανισμού Vernier μέσω του οποίου γίνεται η επιλογή του μήκους κύματος εκπομπής για το C3 laser

Τον ίδιο μηχανισμό μεταβολής του μήκους κύματος χρησιμοποιούν και οι συσκευές laser που φαίνονται στο σχήμα 1.6. Ωστόσο, ο πρόσθετος αριθμός των ρευμάτων που χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο του μηχανισμού μεταβολής του μήκους κύματος αυξάνει την πολυπλοκότητα τους.

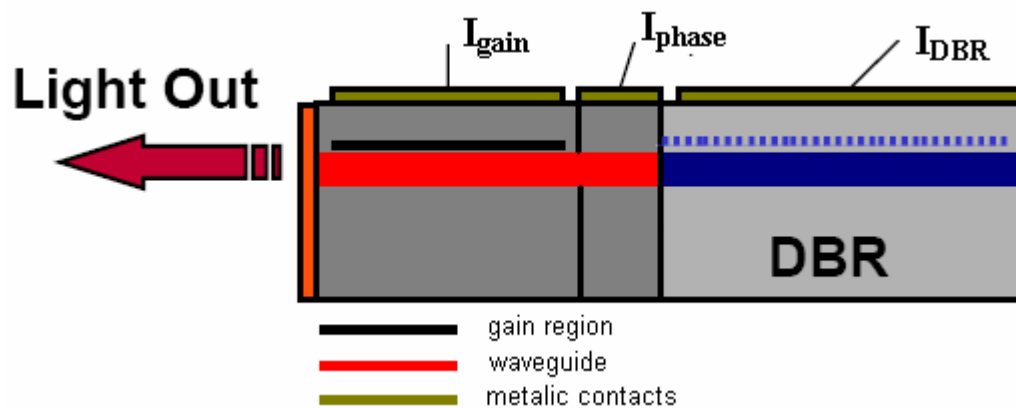


Σχήμα 1.6: Σχηματικό διάγραμμα διαφόρων τύπων laser συμβολής. (α) C3 laser, (β) Y laser [7], (γ) Fabry -Perrot laser τεσσάρων τμημάτων [8].

2. Contra directional filtering lasers

A. DBR lasers

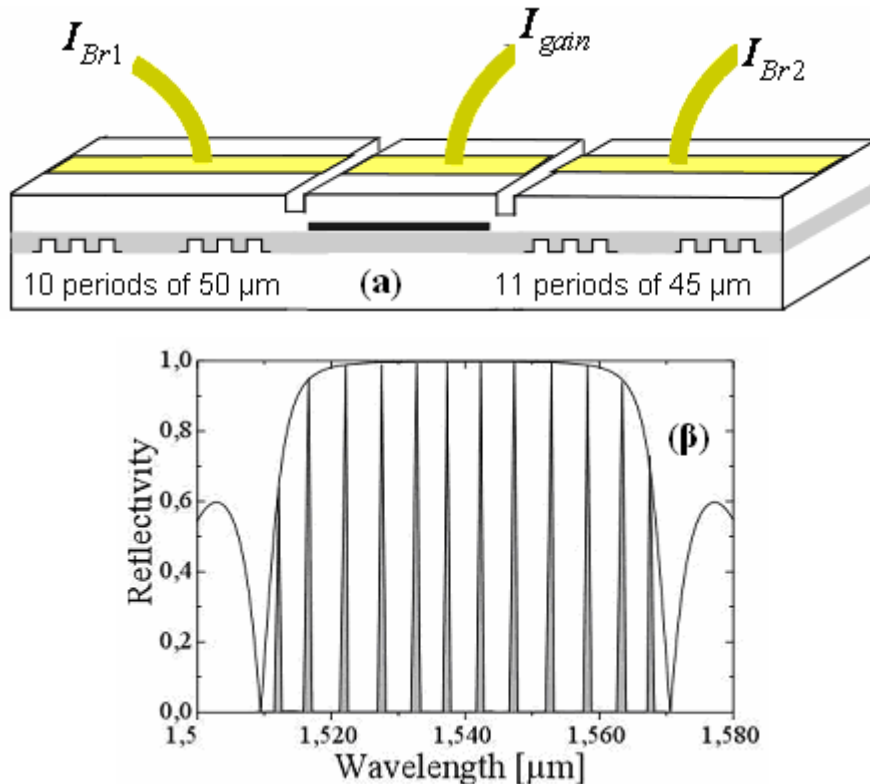
Τα laser με κατανεμημένα κάτοπτρα Bragg αποτελούνται συνήθως από τρία τμήματα: α) το τμήμα στο οποίο βρίσκεται η ενεργός περιοχή, β) το τμήμα στο οποίο μεταβάλλεται η φάση διάδοσης και γ) από το κάτοπτρο Bragg. Καθένα από αυτά τα τμήματα μπορεί και ελέγχεται ανεξάρτητα από ένα ρεύμα όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7. Οι ρυθμοί τους οποίους υποστηρίζει η κοιλότητα δίνονται από τη σχέση $\phi_B + \phi_c = 2m\pi$, όπου ϕ_B είναι η φάση του κατόπτρου Bragg και ϕ_c η φάση του πεδίου κατά τη διάδοση στην κοιλότητα. Ο ρυθμός εκπομπής του laser είναι αυτός για τον οποίο ο συντελεστής ανάκλασης κατόπτρου Bragg είναι μέγιστος. Το ρεύμα I_{Bragg} το οποίο εγχύεται στο κάτοπτρο Bragg προκαλεί την μεταβολή του μήκους κύματος Bragg μέσω της μεταβολής του δείκτη διάθλασης. Το ρεύμα I_{phase} προκαλεί τη μεταβολή της φάσης της ανακλαστικότητας μέσω της μεταβολής του δείκτη διάθλασης. Ελέγχοντας κατάλληλα και τα τρία ρεύματα μπορούμε να πετύχουμε συνεχή μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής για περισσότερο από 10nm [8].



Σχήμα 1.7: Σχηματικό διάγραμμα ενός DBR laser τριών τμημάτων.

Χρησιμοποιώντας τις αρχές του DBR laser είναι δυνατό να εφαρμόσουμε το φαινόμενο Vernier, που περιγράψαμε στα laser συμβολής, κατασκευάζοντας SG-DBR lasers (Sample Grating DBR) [9,10]. Η διαφορά των SG-DBR είναι ότι αποτελούνται από δύο κάτοπτρα Bragg, καθένα από τα οποία περιέχει μια περιοδική διαμόρφωση του πλάτους και της φάσης του φράγματος περίθλασης (grating). Εξαιτίας της περιοδικής διαμόρφωσης ο συντελεστής ανάκλασης του SG κατόπτρου παρουσιάζει αρκετές κορυφές οι οποίες ισαπέχουν μεταξύ τους. Τα δύο SG κάτοπτρα

σχεδιάζονται ώστε να λειτουργούν στο ίδιο μήκος κύματος Bragg αλλά η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών του συντελεστή ανάκλασης είναι διαφορετική για κάθε κάτοπτρο. Η μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής γίνεται μέσω του μηχανισμού Vernier. Μεταβάλλοντας το ρεύμα σε κάθε κάτοπτρο μεταβάλλεται και η ανακλαστικότητα. Ο ρυθμός εκπομπής του laser καθορίζεται από το μήκος κύματος στο οποίο υπάρχει ταύτιση δύο κορυφών των συντελεστών ανάκλασης των δύο κατόπτρων.

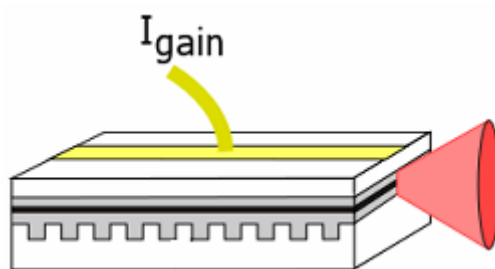


Σχήμα 1.8: (α) Σχηματικό διάγραμμα ενός SG-laser, (β) συντελεστής ανάκλασης ενός περιοδικά διαμορφωμένου κατόπτρου Bragg συναρτήσει του μήκους κύματος.

B. DFB lasers

Η άλλη μεγάλη κατηγορία των laser στην οποία χρησιμοποιείται φράγμα περίθλασης Bragg για την επιλογή του ρυθμού εκπομπής είναι τα DFB (distributed feedback) lasers [11, 12]. Το φράγμα περίθλασης Bragg αποτελείται από έναν κυματοδηγό, n-τύπου, με δείκτη διάθλασης μικρότερο από αυτόν της ενεργού περιοχής και μεγαλύτερο από αυτόν του υποστρώματος. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.9, η περιοδική μεταβολή του πάχους του φράγματος περίθλασης οδηγεί σε περιοδική μεταβολή του ενεργού δείκτη διάθλασης με συνέπεια την ζεύξη των ρυθμών που διαδίδονται προς διαφορετικές κατευθύνσεις μέσα στην κοιλότητα. Η

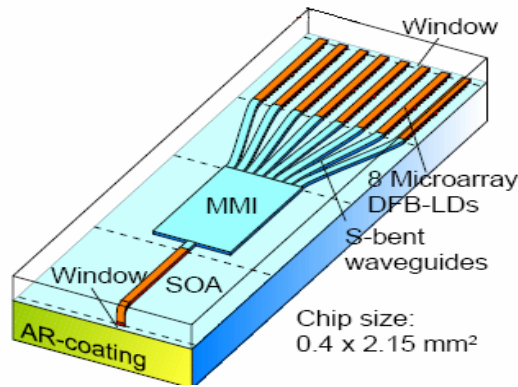
ζεύξη των ρυθμών και η μονορυθμική λειτουργία των DFB lasers επιτυγχάνεται ικανοποιώντας την συνθήκη Bragg [13].



Σχήμα 1.9: Σχηματικό διάγραμμα ενός DFB laser

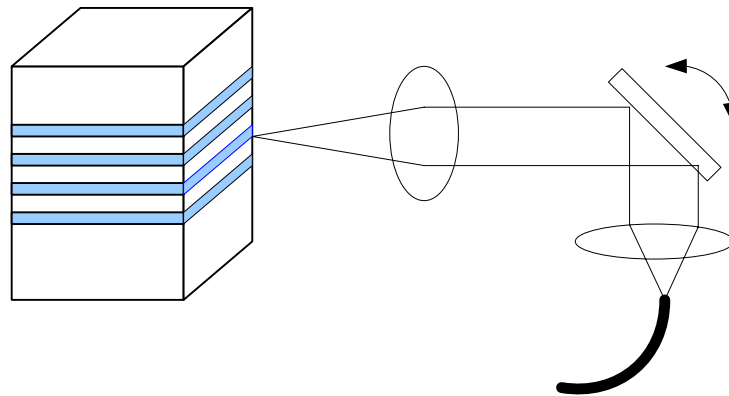
Ο μηχανισμός μεταβολής του μήκους κύματος στα DFB laser γίνεται με μεταβολή της θερμοκρασίας στην κοιλότητα, με αποτέλεσμα τη μεταβολή του ενεργού δείκτη διάθλασης αυτής. Επειδή, όμως, η μεταβολή του δείκτη διάθλασης με τη θερμοκρασία είναι αρκετά μικρή [14], απαιτείται μεγάλη θερμοκρασιακή διαφορά για την μετατόπιση του μήκους κύματος κατά ορισμένα νανόμετρα. Για παράδειγμα, στο μοντέλο LCW508ET της εταιρίας Nortel το μέγιστο εύρος εκπομπής του laser είναι 3 nm μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία από 0 σε 40 °C [15].

Δεδομένου ότι το εύρος εκπομπής από ένα μόνο DFB laser είναι αρκετά μικρό, συνήθως 5 nm, τα DFB lasers με μεγάλο φάσμα εκπομπής αποτελούνται από αρκετές κοιλότητες οι οποίες είναι σχεδιασμένες να εκπέμπουν σε διαφορετικά μήκη κύματος [16]. Η εικόνα 1.10, δείχνει ένα συνδυασμό από συστοιχίες DFB laser οι οποίες συνενώνονται σε ένα πολυρυθμικό ζεύκτη συμβολής (Multimode Interference Coupler). Κάθε συστοιχία εκπέμπει σε διαφορετικό εύρος μηκών κύματος ενώ τίθεται σε λειτουργία ανεξάρτητα από τις άλλες, μέσω ενός ηλεκτρονικού συστήματος ελέγχου το οποίο είναι ικανό να μεταβάλλει και τη θερμοκρασία λειτουργίας. Κάθε συστοιχία μπορεί να μεταβάλλει το μήκος κύματος εξόδου κατά 3-4 nm. Με N-DFB συστοιχίες μπορεί να επιτευχθεί ένα εύρος μηκών κύματος περίπου 4N nm. Το laser που απεικονίζεται στην εικόνα 1.10 αποτελείται από 8 συστοιχίες και μπορεί να εκπέμπει σε φάσμα εύρους 40 nm [17].



Σχήμα 1.10 : Συστοιχία από DFB laser μεταβλητού μήκους κύματος από την εταιρεία NEC.

Η ίδια αρχή λειτουργίας χρησιμοποιείται και στη συστοιχία από DFB laser που δείχνει το σχήμα 1.11, με τη διαφορά ότι η επιλογή του μήκους κύματος εκπομπής γίνεται από ένα μικρό-ηλεκτρομηχανικό (micro-electromechanical) κάτοπτρο [18]. Το συνολικό εύρος εκπομπής που επιτυγχάνεται με τη διάταξη αυτή είναι 32 nm

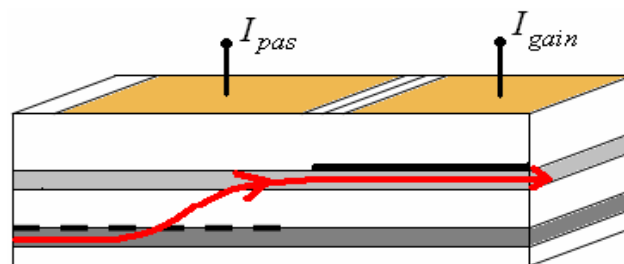


Σχήμα 1.12: Σχηματικό διάγραμμα συστοιχίας DFB lasers, όπου η επιλογή του μήκους κύματος γίνεται με μικρό-ηλεκτρομηχανικό κάτοπτρο.

3. Lasers with co-directional filtering

Σε αντίθεση με τα DFB laser όπου η το μήκος κύματος εκπομπής καθορίζεται από τη ζεύξη δύο ρυθμών με διαφορετική κατεύθυνση διάδοσης, στα co-directional lasers το μήκος κύματος εκπομπής καθορίζεται από τη ζεύξη δύο ρυθμών με την ίδια κατεύθυνση διάδοσης. Η επιλογή του μήκος κύματος γίνεται με ζεύξη δύο διαφορετικών κυματοδηγών μέσω μιας διαταραχής με περίοδο Λ . Το σχήμα 1.13 δείχνει μία τέτοια διάταξη laser. Η ζεύξη μεταξύ των κυματοδηγών επιτυγχάνεται μέσω ενός φράγματος Bragg το οποίο έχει δημιουργηθεί στο δεύτερο κυματοδηγό. Τα laser αυτά είναι γνωστά σαν GACC (Grating assisted co-directionally coupled). Το μήκος κύματος εκπομπής καθορίζεται μέσω της σχέσης $\lambda = (n_{1,eff} - n_{2,eff}) \cdot \Lambda$, όπου

$n_{1,eff}$ και $n_{2,eff}$ είναι οι ενεργοί δείκτες διάθλασης των δύο κυματοδηγών [8]. Έτσι, όταν ο δείκτης διάθλασης ενός εκ των δύο κυματοδηγών τροποποιείται, η σχετική μεταβολή του μήκους κύματος ισούται με: $\Delta\lambda/\lambda = \Delta n_{eff} / (n_{1,eff} - n_{2,eff}) = F \Delta n_{eff} / n_{1,eff}$ και όχι με $\Delta n_{eff} / n_{eff}$ όπως στα DBR lasers. Ο παράγοντας $F = n_{1,eff} / (n_{1,eff} - n_{2,eff})$ δίνει την αύξηση της σχετικής μεταβολής του μήκους κύματος των co-directional lasers εν συγκρίσει με τις δομές laser όπου η μεταβολή αυτή ισούται με τη σχετική μεταβολή του δείκτη διάθλασης.

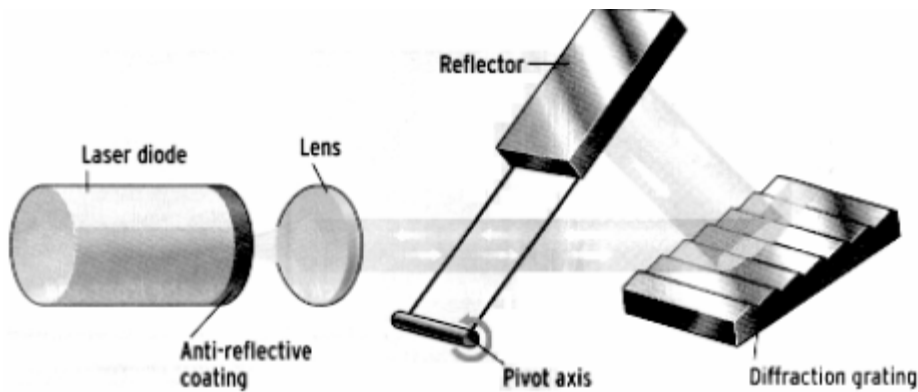


Σχήμα 1.13: Σχηματικό διάγραμμα ενός GACC laser

4. Σύμφωνα laser εξωτερικής κοιλότητας.

Τα laser μεταβλητού μήκους κύματος με εξωτερική κοιλότητα περιέχουν ένα cleaved κάτοπτρο από τη μια μεριά και ένα κάτοπτρο το οποίο μπορεί και επιλέγει το μήκος κύματος εκπομπής, συνήθως ένα φράγμα περίθλασης Bragg, από την άλλη. Ρυθμίζοντας τον επιλογέα των μηκών κύματος στη σωστή θέση παίρνουμε το επιθυμητό μήκος κύματος εκπομπής. Laser εξωτερικής κοιλότητας και με μεγάλο μήκος κοιλότητας επιδεικνύουν υψηλή ισχύ εξόδου [19], στενό φασματικό εύρος και μπορούν εύκολα να εκπέμψουν σε όλο το φάσμα του οπτικού κέρδους [2]. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούνται ευρύτατα σε ελέγχους και μετρήσεις οπτικού εξοπλισμού. Ωστόσο, η αξιοπιστία τους σαν πηγές σε συστήματα τηλεπικοινωνίας είναι αμφισβητήσιμη λόγω των θερμικών και μηχανικών ασταθειών που παρουσιάζουν.

Στο laser εξωτερικής κοιλότητας Littman-Metcalf χρησιμοποιείται ένα κινητό κάτοπτρο και ένα φράγμα περίθλασης Bragg. Στην περίπτωση αυτή το κάτοπτρο μπορεί και κινείται καθώς περιστρέφεται. Η κίνηση αυτή αλλάζει το ενεργό μήκος της κοιλότητας με αποτέλεσμα να αλλάζει ταυτόχρονα και το κεντρικό μήκος του φράγματος περίθλασης ώστε να ακολουθείται η κίνηση ενός μόνο ρυθμού της κοιλότητας.



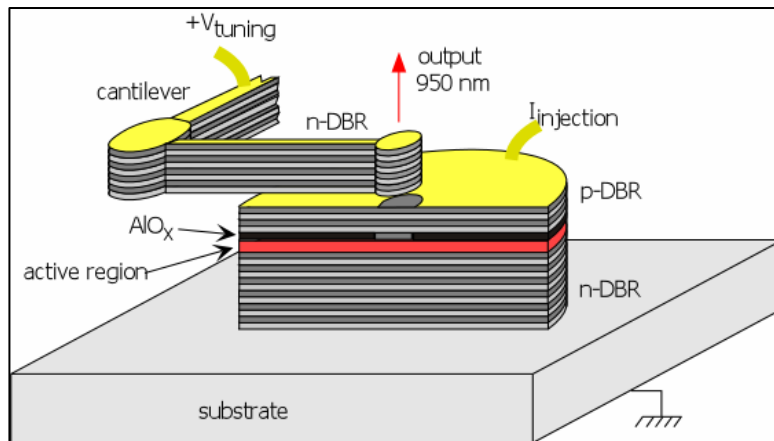
Σχήμα 1.14: Σχηματικό διάγραμμα ενός Littman-Metcalf laser εξωτερικής κοιλότητας

Με τη γεωμετρία Littman-Metcalf, επιτυγχάνεται συνεχής μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής της τάξης των 40 nm. Ωστόσο, ο μεγάλος χρόνος αλλαγής του μήκους κύματος, περίπου 10 ms, αποτελεί ένα μειονέκτημα για τα laser με εξωτερική κοιλότητα [20].

5. Laser κάθετης εκπομπής μεταβλητού μήκους κύματος

Τα laser κάθετης εκπομπής αναφέρονται σαν VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) και σε αντίθεση με τα laser που περιγράψαμε παραπάνω, η διεύθυνση στην οποία εκπέμπουν είναι κάθετη προς την επιφάνειά τους. Οι τρεις βασικές δομές VCSEL μεταβλητού μήκους κύματος είναι το c-VCSEL [21], το membrane-VCSEL [22] και το HS-VCSEL [23].

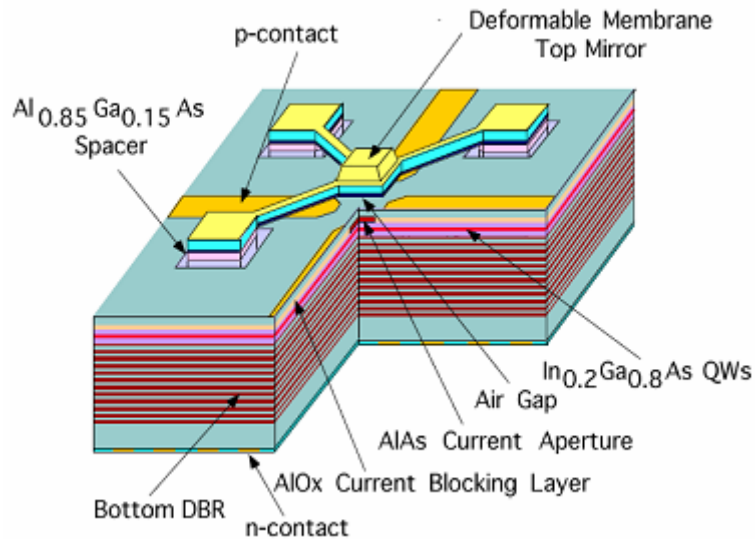
Η εικόνα 1.15 δείχνει ένα VCSEL με ενσωματωμένη γεφυρωτή (cantilever) μικρο-ηλεκτρομηχανική δομή (micro-electromechanical structure-MEMS). Αυτού του είδους δομές VCSEL αναφέρονται σαν cantilever-VCSEL (c-VCSEL). Η δομή αποτελείται από το κάτω n-DBR, την κοιλότητα με την ενεργό περιοχή και ένα πάνω κάτοπτρο. Το πάνω κάτοπτρο, αποτελείται από ένα p-DBR και ένα n-DBR ενδιάμεσα των οποίων υπάρχει αέρας. Το πάνω n-DBR αιωρείται ελεύθερο πάνω από την κοιλότητα του laser υποστηριζόμενο από ένα cantilever.



Σχήμα 1.15: Σχηματικό διάγραμμα ενός *c-VCSEL*.

Για να γίνει καλύτερα κατανοητός ο τρόπος με τον οποίο το laser επιλέγει το μήκος κύματος εκπομπής θα θεωρήσουμε σαν κοιλότητα όλη τη δομή που περικλείεται μεταξύ των δύο n-DBR. Η επιλογή του μήκους κύματος εκπομπής γίνεται εφαρμόζοντας τάση μεταξύ του p- και του πάνω n-DBR. Η τάση αυτή δημιουργεί ηλεκτροστατική δύναμη η οποία ωθεί το cantilever προς τη μεριά του p-DBR, μειώνοντας το πάχος του αέρα και συνεπώς το μήκος αυτής της πολύπλοκης κοιλότητας. Έτσι, το μήκος κύματος που εκπέμπει το laser μετατοπίζεται σε μικρότερα μήκη κύματος. Η μέγιστη απόκλιση του cantilever από την αρχική θέση του εξαρτάται από τις μηχανικές ιδιότητές του και από την ηλεκτροστατική δύναμη. Το μέγιστο της απόκλισης από την αρχική του θέση είναι ίσο με το ένα τρίτο του πάχους του στρώματος του αέρα.

Ο τρόπος λειτουργίας ενός membrane-VCSEL είναι παρόμοιος με αυτόν των *c-VCSEL* που περιγράψαμε προηγουμένως. Η διάταξη αποτελείται από ένα n-DBR, την κοιλότητα με την ενεργό περιοχή και από μια μεμβράνη η οποία λειτουργεί σαν πάνω το πάνω κάτοπτρο. Η μεμβράνη συγκρατείται από τέσσερις βάσεις και μεταξύ αυτής και της κοιλότητας υπάρχει αέρας. Ο μηχανισμός μεταβολής του μήκους κύματος επιτυγχάνεται εφαρμόζοντας τάση μεταξύ της μεμβράνης και της p- επαφής. Η ηλεκτροστατική δύναμη που αναπτύσσεται έλκει τη μεμβράνη προς τη μεριά του υποστρώματος μεταβάλλοντας το μήκος της κοιλότητας και το μήκος κύματος του ρυθμού εκπομπής.



Σχήμα 1.16: Σχηματικό διάγραμμα ενός *membrane VCSEL*.

Αναφορές Κεφαλαίου 1

1. Biswanath Mukherjee, “WDM optical communication networks: Progress and challenges”, IEEE Journal on Selected Areas in Communications, vol. 18, no. 10, 2000.
2. Veli Heikkinen, “Tunable laser module for fiber optic communications”, VVT Electronics, Phd Dissertation, Internet
3. S.Melle, C. P. Pfistner, “Amplifiers and multiplexing technologies expand network capacity”, Lightwave Mag. pp. 42-46, Dec. 2000.
4. T. N. Nielsen, A. J. Stentz et al, “3.28-Tb/s Transmission Over 3 100 km of Nonzero-Dispersion Fiber Using Dual C- and L-Band Distributed Raman Amplification”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12, No. 8, August 2000.

5. F. Boubal, E. Brandon, "4.16 Tbit/s (104 /spl times/ 40 Gbit/s) unrepeated transmission over 135 km in S+C+L bands with 104 nm total bandwidth", Optical Communication, 2001. ECOC' 01. 27th European Conference on, Volume: 1, 2001.
6. G. P. Agrawal, "Semiconductor lasers", Van Nostrand Reinhold, 2nd Edition.
7. O. Hildebrand, M. Schilling et al. "Integrated interferometric injection laser: Novel fast and broad-band tunable monolithic light source", IEEE Journal of Quantum Electronics vol. 27, pp.1616, 1991.
8. L. A. Coldren, "Diode Lasers and Photonic Circuits", Wiley
9. V. Jayaraman, A. Mathur, L. A. Coldren, "Extended tuning range in sample grating DBR lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 5, 1993
10. V. Jayaraman, Z. M. Chuang, L. A. Coldren, "Theory, design, and performances of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics vol. 29, pp.1824, 1993.
11. Amnon Yariv, "Optical Electronics",
12. K. Sato, Y. Nakato, "Wavelength tuning characteristics of widely tunable distributed forward- and backward- coupling semiconductor lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, pp. 257, 1995
13. S. L. Chuang, "Physics of Optoelectronic Devices", Wiley
14. Franck Delorme, "Widely tunable 1.55- μ m lasers for wavelength division multiplexed optical fiber communications", IEEE Journal of Quantum Electronics vol. 29, vol. 34, no. 9. pp.1824, 1993.
15. Nortel Networks 2002. LCW508ET tunable DFB laser-8 channel. Preliminary datasheet. 4 p.
16. D. M. Adams, C. Gamache, et al, "Module-packaged tunable laser and wavelength locker delivering 40 mW of fibre-coupled power on 34 channels." Electronics Letters, vol. 37, no. 11, pp.691.
17. N. Nakatateyama, K. Naniwae et al, "Wavelength-selectable microarray light sources for S-, C-, and L- band WDM systems", ", IEEE Photonics Technology Letters, vol.15, pp. 903-905, 2003
18. B. Pezeshki, E. Vail et al, "20-mW widely tunable laser module using DFB array and MEMS selection", ", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, no. 10, pp 1457, 2002

19. D. Anthon, J. D. Berger et al, “External cavity diode lasers for network applications”, Internet
20. T. Day, “External cavity tunable diode lasers for network deployment”, http://www.new-focus.com/Online_Catalog/Literature/Tunable2.pdf
21. C. J. Ghang-Hasnain, “ Tunable VCSEL”, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 6, no. 6, 2000.
22. M. C. Larson, B. Pezeshki, J. S. Harris, “Vertical coupled-cavity microinterferometer on GaAs with deformable-membrane top mirror”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, pp 382, 2002.
23. P. Tayebati, P. Wang et al, “Half symmetric cavity tunable Microelectromechanical VCSEL with single spatial mode”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 12, pp 1679, 1998.

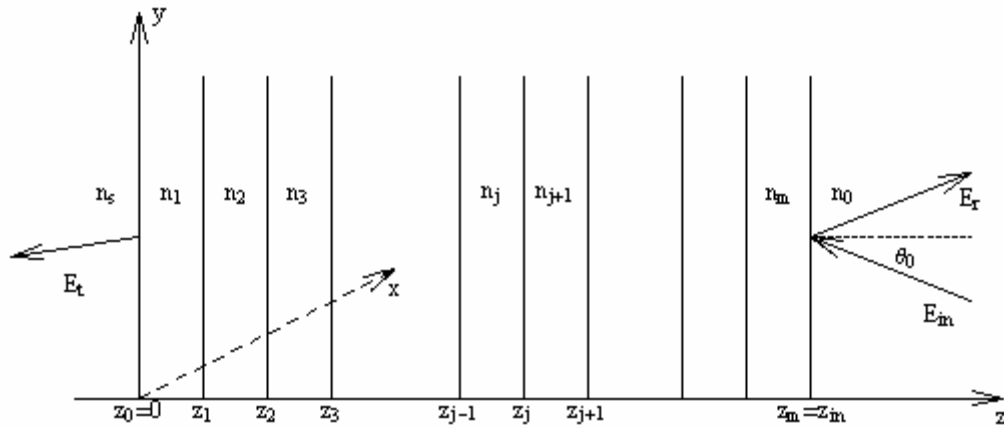
Κεφάλαιο 2

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΚΑΤΑΝΕΜΗΜΕΝΩΝ ΚΑΤΟΠΤΡΩΝ BRAGG

Κεφάλαιο 2

2.1 Θεωρία πινάκων για πολυστρωματικές δομές

Στην παράγραφο αυτή θα παραθέσουμε τη θεωρία μέσω της οποίας μπορεί να μελετηθεί οποιαδήποτε πολυστρωματική δομή. Θεωρούμε, για το λόγο αυτό, ένα πολυστρωματικό μέσο το οποίο περιβάλλεται από δύο υλικά με δείκτες n_s και n_0 . Κάθε στρώμα έχει πάχος d_j και δείκτη διάθλασης n_j ενώ η φορά των αξόνων είναι αυτή που καθορίζεται στο σχήμα 2.1.



Σχήμα 2.1: Πολυστρωματικό μέσο αποτελούμενο από διάφορα στρώματα με δείκτη διάθλασης n_j και πάχους $d_j = z_j - z_{j-1}$.

Οι εξισώσεις Maxwell απουσία ρευμάτων και φορτίων γράφονται για ένα μη μαγνητικό υλικό

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{και} \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.1)$$

όπου \vec{E} είναι το ηλεκτρικό πεδίο και \vec{H} το μαγνητικό. Θεωρούμε στη συνέχεια ένα επίπεδο μονοχρωματικό κύμα το οποίο προσπίπτει στη συνοριακή επιφάνεια υπό γωνία θ_0 . Αν το κύμα είναι της μορφής $\vec{E} = \vec{E} \exp(i\omega t)$ και $\vec{H} = \vec{H} \exp(i\omega t)$, αντικαθιστώντας στη (2.1) παίρνουμε

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -i \frac{\omega}{c} \vec{H} \Rightarrow \nabla \times \vec{E} = -ik \vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= i \frac{\omega \cdot \varepsilon}{c} \vec{E} \Rightarrow \nabla \times \vec{H} = ik\varepsilon \vec{E} \end{aligned} \quad (2.2)$$

, όπου χρησιμοποιήσαμε τη σχέση που συνδέει το κυματόνυσμα k με τη συχνότητα ω . Μπορούμε να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις πόλωσης του ηλεκτρομαγνητικού (H/M) πεδίου. Στην πρώτη, επιλέγουμε το ηλεκτρικό πεδίο να είναι κάθετο στο επίπεδο πρόσπτωσης, s-πόλωση, ενώ στη δεύτερη το ηλεκτρικό πεδίο να είναι παράλληλο στο επίπεδο πρόσπτωσης, p-πόλωση. Στη συνέχεια, θα θεωρήσουμε μόνο την s-πόλωση του H/M πεδίου προκειμένου να εξάγουμε όσο πιο συνοπτικά γίνεται τα αποτελέσματα που χρειαζόμαστε.

Στην περίπτωση της s- πόλωσης το H/M πεδίο έχει μόνο μία συνιστώσα διάφορη του μηδενός την E_x , σύμφωνα με το σχήμα 2.1. Αναλύοντας τις σχέσεις (2.2) έχουμε

$$\begin{aligned} H_x = 0 \quad (\alpha) \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} = -ikH_y \quad (\beta) \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = ikH_z \quad (\gamma) \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = ik\varepsilon E_x \quad (\delta) \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (\epsilon) \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad (\sigma\tau) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (β) και (γ) των εξισώσεων (2.3) βρίσκουμε

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(z) E_x = 0 \quad (2.4)$$

Η λύση της προηγούμενης εξίσωσης δίνεται με τη μέθοδο χωριζόμενων μεταβλητών θέτοντας $E_x(y, z) = g(y) \cdot u(z)$. Οι δύο νέες εξισώσεις που προκύπτουν είναι

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} = k^2 a^2 g(y) \quad (\alpha) \\ \frac{\partial^2 u(z)}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(z) u(z) = k^2 a^2 u(z) \quad (\beta) \end{aligned} \quad (2.5)$$

όπου a είναι μια σταθερά. Η λύση της (2.5 α) είναι της μορφής

$$g(y) = \exp(ikay) \quad (2.6)$$

Προτού προχωρήσουμε στην επίλυση της (2.5 β) θα προσδιορίσουμε τη σταθερά a . Όπως αναφέραμε το προσπίπτον κύμα είναι ένα επίπεδο κύμα και η εξίσωση που το διέπει είναι της μορφής

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_{in} \exp(-i\vec{k}\vec{r} + i\omega t) = \\ &= \vec{E}_{in} \exp\left[ik\sqrt{\varepsilon_0} (z \cos \theta_0 + y \sin \theta_0) + i\omega t \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Συγκρίνοντας την εξάρτηση από τη μεταβλητή y των σχέσεων (2.6) και (2.7) βρίσκουμε ότι

$$a = \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta_0 \quad (2.8)$$

Εφόσον το a είναι σταθερό για όλα τα στρώματα, συμπεριλαμβανομένου και του υποστρώματος, η σχέση (2.8) παριστάνει το νόμο του Snell. Η λύση της (2.5β) μπορεί να γραφεί με τη βοήθεια της (2.8) για κάθε ένα από τα επιμέρους στρώματα ως εξής

$$u(z) = c_1 \cos[kn_j \cos \theta_j (z - z_{j-1})] + c_2 \sin[kn_j \cos \theta_j (z - z_{j-1})] \quad (2.9)$$

Έχοντας υπολογίσει το ηλεκτρικό πεδίο, οι συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου υπολογίζονται από τις σχέσεις (2.3 β) και (2.3 γ). Η τελική μορφή της λύσης τόσο για το ηλεκτρικό όσο και για το μαγνητικό πεδίο δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \{u(z), 0, 0\} \cdot \exp(ikay) \\ \vec{H} &= \{0, v(z), au(z)\} \cdot \exp(ikay) \end{aligned} \quad (2.10)$$

με

$$v(z) = in_j \cos \theta_j \left\{ -c_1 \sin[kn_j \cos \theta_j (z - z_{j-1})] + c_2 \cos[kn_j \cos \theta_j (z - z_{j-1})] \right\} \quad (2.11)$$

Οι σταθερές c_1 , c_2 υπολογίζονται θέτοντας $z = z_{j-1}$ στις σχέσεις που δίνουν τα $u(z)$ και $v(z)$. Έτσι, βρίσκουμε $c_1 = u(z_{j-1})$ και $c_2 = i \frac{v(z_{j-1})}{n_j \cos \theta_j}$. Η πλήρης λύση του Η/Μ πεδίου απαιτεί τον προσδιορισμό των $u(z_{j-1})$ και $v(z_{j-1})$ σε όλες τις επιφάνειες z_j . Ο προσδιορισμός αυτός γίνεται θέτοντας $z = z_j$ στις (2.9) και (2.11). Το αποτέλεσμα είναι

$$\begin{aligned} u(z_j) &= u(z_{j-1}) \cos \phi_j + \frac{i}{q_j} v(z_{j-1}) \sin \phi_j \\ v(z_j) &= iq_j u(z_{j-1}) \sin \phi_j + v(z_{j-1}) \cos \phi_j \end{aligned}$$

ή σε μορφή πίνακα

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_{z=z_j} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos \phi_j & \frac{i}{q_j} \sin \phi_j \\ iq_j \sin \phi_j & \cos \phi_j \end{bmatrix}}_M \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}_{z=z_{j-1}} \quad (2.12)$$

$$\text{όπου } \phi_j = kn_j d_j \cos \theta_j, \quad q_j = n_j \cos \theta_j, \quad d_j = z_j - z_{j-1}$$

Ο πίνακας M αποτελεί τον χαρακτηριστικό πίνακα κάθε στρώματος. Η σχέση (2.12) μας επιτρέπει τον προσδιορισμό των $u(z_j)$, $v(z_j)$ και επομένως του Η/Μ πεδίου σε κάθε στρώμα.

Το πλάτος του προσπίπτοντος κύματος, όπως είναι γραμμένο στη σχέση (2.7), συνδέεται με τα $u(z)$, $v(z)$ στο σημείο $z = z_{in}$ ως εξής

$$\begin{aligned} E_{in} &= u(z_{in}) \\ E_{in} &= v(z_{in})/q_0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Γράφοντας για το ανακλώμενο κύμα μια αντίστοιχη σχέση με την (2.7) παίρνουμε ξανά για το σημείο $z = z_{in}$

$$\begin{aligned} E_r &= u(z_{in}) \\ E_r &= -v(z_{in})/q_0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

όπου E_r είναι το πλάτος του ανακλώμενου κύματος. Ομοίως, συμβολίζοντας με E_t το πλάτος του μεταδιδόμενου κύματος στο $z = 0$ βρίσκουμε

$$\begin{aligned} E_t &= u(0) \\ E_t &= v(0)/q_s \end{aligned} \quad (2.15)$$

Οι συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης για το H/M πεδίο ορίζονται όπως είναι γνωστό από τις σχέσεις

$$r = \frac{E_r}{E_{in}} \quad \text{και} \quad t = \frac{E_t}{E_{in}} \quad (2.16)$$

Επιβάλλοντας σα συνοριακή συνθήκη το πλάτος του μεταδιδόμενου πεδίου να είναι ίσο με τη μονάδα, $E_t = 1$, και με τη βοήθεια των σχέσεων (2.13)-(2.15) οι εξισώσεις (2.16) γράφονται στη μορφή

$$\begin{aligned} r(k) &= \frac{q_{in}u(z_{in}, k) - v(z_{in}, k)}{q_{in}u(z_{in}, k) + v(z_{in}, k)} \\ t(k) &= \frac{2q_{in}}{q_{in}u(z_{in}, k) + v(z_{in}, k)} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Η σχέση (2.12) μας επιτρέπει να συνδέσουμε τις τιμές των συναρτήσεων $u(z)$, $v(z)$ στα σημεία $z = z_{in}$ και $z = 0$. Έτσι, αν M_s είναι ο πίνακας όλης της δομής εφαρμόζοντας και τη συνοριακή συνθήκη $E_t = 1$ βρίσκουμε για τα $u(z_{in}, k)$, $v(z_{in}, k)$

$$\begin{aligned} u(z_{in}, k) &= m_{11} + m_{12}q_s \\ v(z_{in}, k) &= m_{21} + m_{22}q_s \end{aligned} \quad (2.18)$$

όπου m_{ij} είναι τα στοιχεία του ολικού πίνακα M_s . Αντικαθιστώντας τις (2.18) στις (2.17) βρίσκουμε τις τελικές εκφράσεις για το συντελεστή ανάκλασης και μετάδοσης του πεδίου

$$r(k) = \frac{q_{in} (m_{11} + m_{12}q_s) - (m_{21} + m_{22}q_s)}{q_{in} (m_{11} + m_{12}q_s) + (m_{21} + m_{22}q_s)} \quad (2.19)$$

$$t(k) = \frac{2q_{in}}{q_{in} (m_{11} + m_{12}q_s) + (m_{21} + m_{22}q_s)}$$

Οι συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης για την ένταση του πεδίου ορίζονται ως

$$R = |r(k)|^2 \quad (2.20)$$

$$T = \frac{q_s}{q_{in}} |t(k)|^2$$

Κλείνοντας την παράγραφο αυτή, πρέπει να παρατηρήσουμε ότι στην περίπτωση της p-πόλωσης οι προηγούμενες σχέσεις παραμένουν ίδιες με τη μόνη διαφορά ότι

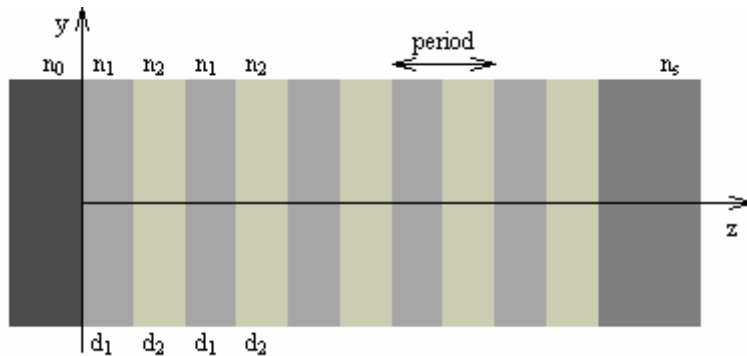
$$q_j = \frac{n_j}{\cos \theta_j} \quad (2.21)$$

2.2 Περιοδικές δομές πολυστρωματικών μέσων από δύο υλικά

Τα καταναμημένα κάτοπτρα Bragg (Distributed Bragg Reflectors-DBR) τα οποία χρησιμοποιούνται σαν κάτοπτρα στα VCSEL είναι πολυστρωματικά περιοδικά μέσα που αποτελούνται από δύο υλικά με δείκτες διάθλασης n_1 , n_2 και πάχος d_1 , d_2 αντίστοιχα. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.2, η περίοδος ορίζεται μέσω της σχέσης

$$\Lambda = d_1 + d_2 \quad (2.22)$$

Αν επιπλέον, τα επιμέρους στρώματα που αποτελούν το κάτοπτρο έχουν οπτικό πάχος ίσο με ένα τέταρτο του μήκους κύματος ($d_i = \lambda_0/4n_i$) για το οποίο σχεδιάζονται, τότε όλα τα κύματα που ανακλώνται στις ενδοεπιφάνειες συμβάλουν δημιουργικά δημιουργώντας υψηλή ανακλαστικότητα.



Σχήμα 2.2: Καταναμημένο κάτοπτρο Bragg αποτελούμενο από δύο υλικά με δείκτες διάθλασης n_1 , n_2 και πάχη $d_1 = \lambda_0/4n_1$, $d_2 = \lambda_0/4n_2$ αντίστοιχα.

Ο χαρακτηριστικός πίνακας μιας περιόδου για ένα DBR είναι προφανώς το γινόμενο των χαρακτηριστικών πινάκων των επιμέρους στρωμάτων που αποτελούν την περίοδο.

$$M_{per} = M_1 \cdot M_2 \quad (2.23)$$

Έτσι, αν το κάτοπτρο DBR αποτελείται από N περιόδους ο ολικός πίνακας που περιγράφει το μέσο είναι

$$M_s = (M_{per})^N = (M_1 \cdot M_2)^N \quad (2.24)$$

Το ενδιαφέρον σε αυτές τις δομές είναι ότι ο ολικός πίνακας της δομής μπορεί να γραφεί σε κλειστή αναλυτική μορφή με τη βοήθεια των πολυώνυμων Chebyshev δευτέρου είδους [1]

$$M_s = (M_1 \cdot M_2)^N = \begin{bmatrix} m_{11}U_{N-1}(\xi) - U_{N-2}(\xi) & m_{12}U_{N-1}(\xi) \\ m_{21}U_{N-1}(\xi) & m_{22}U_{N-1}(\xi) - U_{N-2}(\xi) \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

m_{ij} είναι τα στοιχεία του πίνακα της περιόδου, U_N τα πολυώνυμα Chebyshev και ξ το όρισμά τους. Τα πολυώνυμα U_N και το όρισμα ξ ορίζονται αντίστοιχα μέσω των σχέσεων

$$U_N(\xi) = \frac{\sin[(N+1)\cos^{-1}(\xi)]}{\sin[\cos^{-1}(\xi)]}, \quad \xi = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} \quad (2.26)$$

Προκειμένου να κατανοήσουμε τη φυσική των περιοδικών μέσων που αποτελούνται από δύο υλικά, θα εκμεταλλευτούμε την περιοδικότητα που εμφανίζει ο δείκτης διάθλασης. Εφόσον ισχύει $n(z+\Lambda) = n(z)$, χρησιμοποιώντας το θεώρημα Floquet η λύση της κυματικής εξίσωσης για ένα τέτοιο περιοδικό μέσο μπορεί να γραφεί σαν

$$\vec{E}_K(y, z) = E_K(z) \exp(-iKz) \exp(-ikay)$$

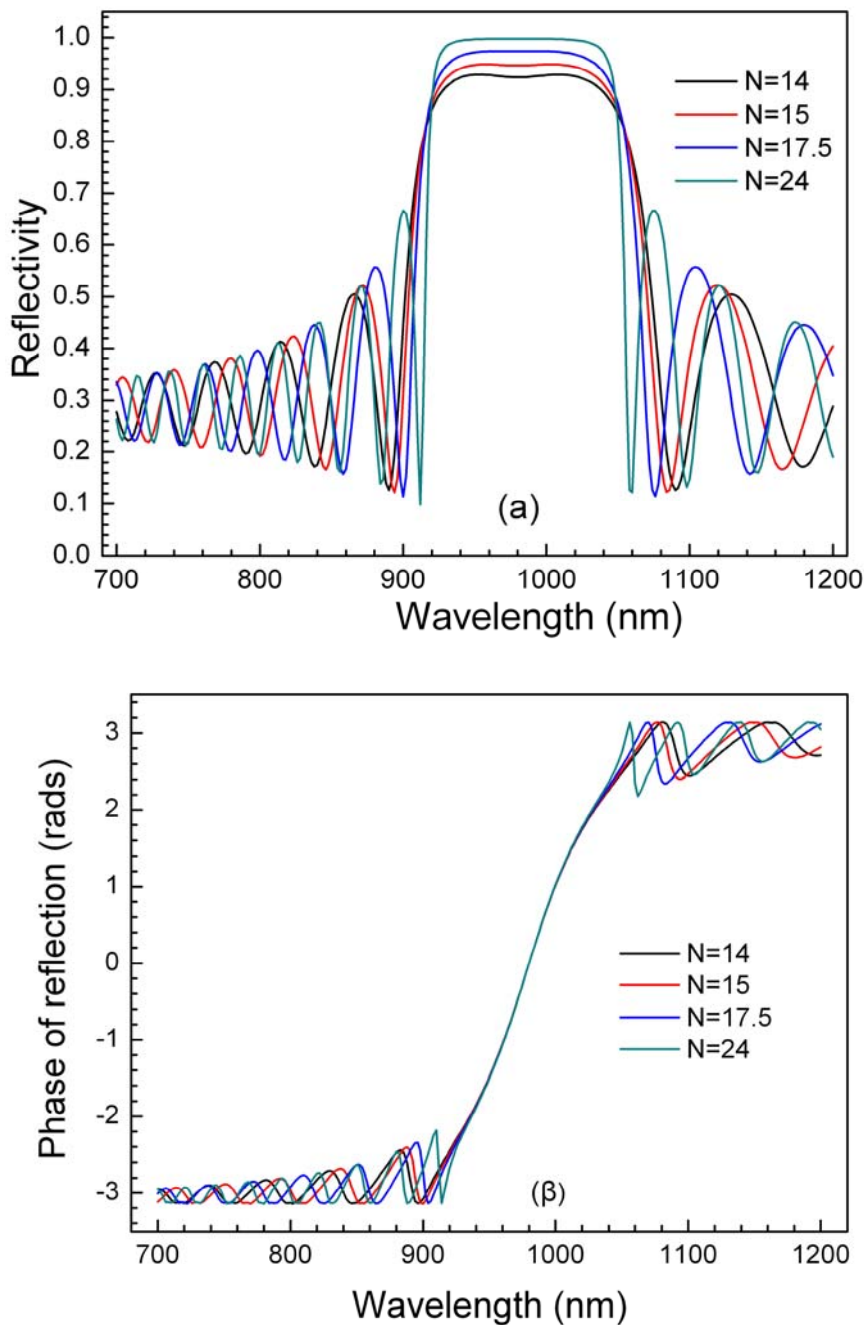
όπου η συνάρτηση $E_K(z)$ διατηρεί την περιοδικότητα του δείκτη διάθλασης. $E_K(z+\Lambda) = E_K(z)$ και K είναι το κυμαάνυσμα Bloch. Από την περιοδικότητα της συνάρτησης $E_K(z)$ μπορεί ναδειχτεί [2] ότι η σχέση διασποράς για ένα τέτοιο κύμα είναι της μορφής

$$\cos(K\Lambda) = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} = \xi \quad (2.27)$$

Αν δεν υπάρχει απορρόφηση οι δείκτες διάθλασης είναι πραγματικοί και επομένως και το όρισμα ξ . Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να διαχωρίσουμε δύο περιπτώσεις.

Αν $|\xi| < 1$, το όρισμα του συνημιτόνου είναι πραγματικό και επομένως και το κυμαάνυσμα Bloch, οπότε στο περιοδικό μέσο μπορούν να διαδίδονται κύματα. Αν

$|\xi| \geq 1$, το όρισμα του συνημιτόνου είναι μιγαδικός αριθμός και συνεπώς το K . Σε αναλογία με τα στερεά, στην τελευταία περίπτωση, έχουμε δημιουργία χασμάτων μέσα από τα οποία το κύμα δε μπορεί να διαδοθεί. Η περιοχή των μηκών κύματος για τα οποία ισχύει $|\xi| \geq 1$ ονομάζεται ζώνη υψηλής ανακλαστικότητας και το περιοδικό μέσο λειτουργεί σαν κάτοπτρο. Ο συντελεστής ανάκλασης R στην περιοχή αυτή αυξάνει μονοτονικά με τον αριθμό των περιόδων για ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος.



Σχήμα 2.3: (α) Συντελεστής ανάκλασης R και (β) μεταβολή της φάσης του συντελεστή ανάκλασης συναρτήσει του μήκους κύματος για διάφορες τιμές του αριθμού περιόδων N . Το

DBR αποτελείται από $AlAs/GaAs$, σχεδιασμένο για $\lambda_0 = 980 \text{ nm}$, ενώ η πρόσπτωση γίνεται από αέρα.

Προκειμένου να βρούμε τα όρια της περιοχής υψηλής ανακλαστικότητας θα υποθέσουμε κάθετη πρόσπτωση. Στην περίπτωση αυτή $\phi = kn_1d_1 = kn_2d_2 = \frac{\pi\lambda_0}{2\lambda}$. Οι περιοχές υψηλής ανακλαστικότητας καθορίζονται γενικότερα από την συνθήκη

$$\xi(\lambda, \theta_0) = -1 \quad (2.28)$$

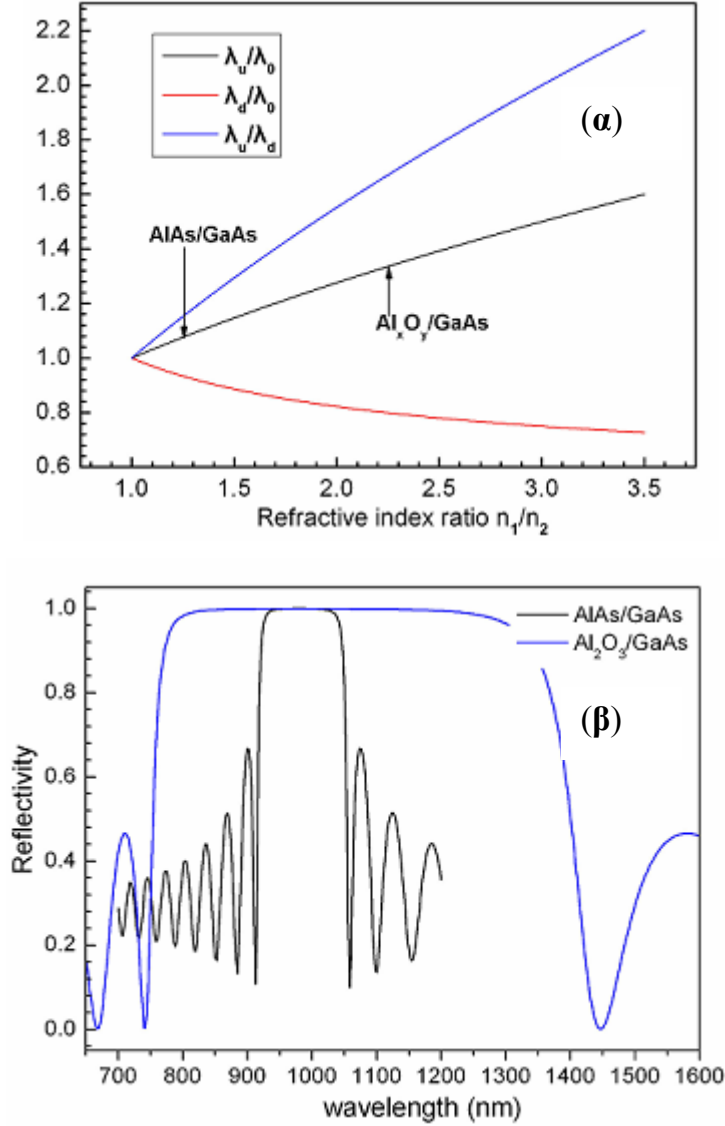
Αντικαθιστώντας, το ξ από τη σχέση (2.26) και έχοντας υπολογίσει τα στοιχεία m_{11} , m_{22} του πίνακα M_{per} βρίσκουμε για κάθετη πρόσπτωση

$$\cos\left(\frac{\pi\lambda_0}{\lambda}\right) = \frac{n_1^2 + n_2^2 - 6n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} = \alpha \quad (2.29)$$

Λύνοντας την (2.29) βρίσκουμε το πάνω και κάτω όριο της ζώνης υψηλής ανάκλασης.

$$\begin{aligned} \lambda_u &= \lambda_0 \frac{\pi}{\pi(2m+1) - \arccos(-\alpha)} \\ \lambda_d &= \lambda_0 \frac{\pi}{\pi(2m+1) + \arccos(-\alpha)} \\ m &= 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (2.30)$$

όπου, τα λ_u , λ_d είναι το πάνω και κάτω όριο αντίστοιχα. Την κύρια ζώνη υψηλής ανάκλασης την παίρνουμε για $m=0$. Στο σχήμα 2.4(α) φαίνεται η εξάρτηση των πηλίκων λ_u/λ_0 και λ_d/λ_0 από το λόγο των δεικτών διάθλασης. Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι όσο ο λόγος των δεικτών διάθλασης αυξάνει, αυξάνει αντίστοιχα και η περιοχή υψηλής ανάκλασης. Το ίδιο συμπέρασμα επιβεβαιώνεται και από την εικόνα που συγκρίνει την ανακλαστικότητα ενός DBR $AlAs/GaAs$ με αυτή ενός $Al_2O_3/GaAs$. Ενδιαφέρον όμως, παρουσιάζει το γεγονός ότι οι θέσεις των ορίων δεν εξαρτώνται από τον αριθμό των περιόδων. Επειδή, στην εικόνα 2.3 δε φαίνεται να ισχύει αυτό, θα συμπληρώσουμε στον ορισμό της ζώνης υψηλής ανάκλασης, ότι είναι η περιοχή των μηκών κύματος στην οποία ο συντελεστής μετάδοσης T τείνει στο μηδέν καθώς ο αριθμός των περιόδων τείνει στο άπειρο [1].



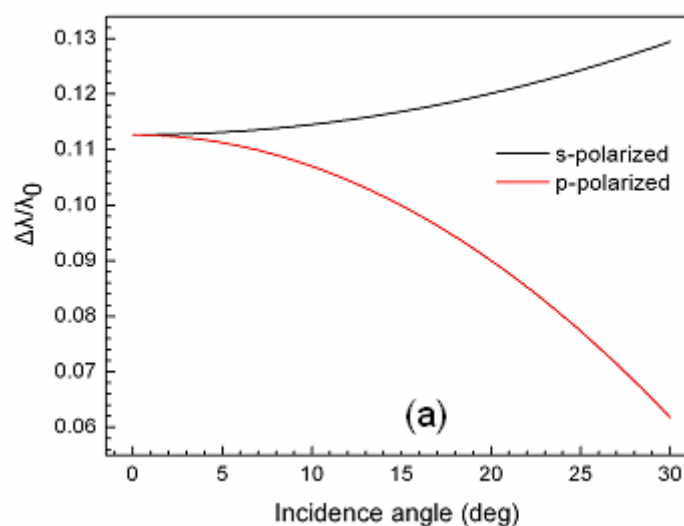
Σχήμα 2.4: (α) Μεταβολή των λόγων λ_u/λ_0 , λ_d/λ_0 και λ_u/λ_d συναρτήσει του λόγου των δεικτών διάθλασης n_1/n_2 . (β) Σύγκριση του συντελεστή ανάκλασης R συναρτήσει του μήκους κύματος για AlAs/GaAs και Al₂O₃/GaAs DBR..

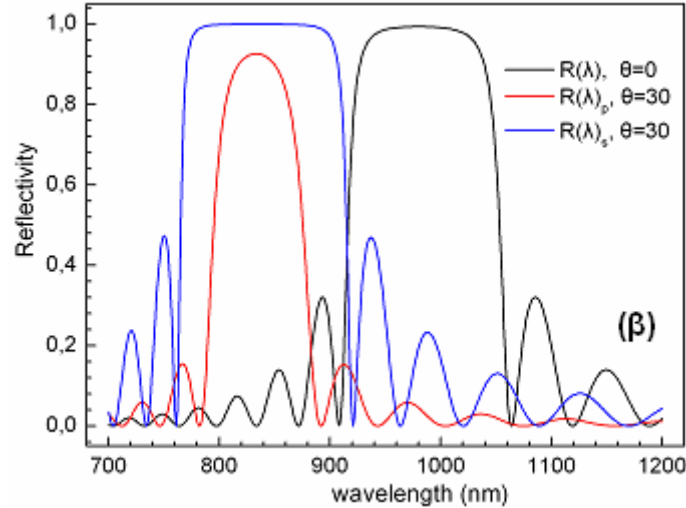
Παρόμοιες σχέσεις με αυτές που δείξαμε για την κάθετη πρόσπτωση ισχύουν και στην περίπτωση της πλάγιας πρόσπτωσης τόσο για την s- όσο και για την p- πόλωση [3]. Στην περίπτωση αυτή οι αποκλίσεις από τα άκρα της ζώνης υψηλής ανάκλασης για κάθετη πρόσπτωση δίνονται από

$$\frac{\Delta\lambda_u}{\lambda_u} = \left[\frac{-1}{4} \left(\frac{1}{n_H^2} + \frac{1}{n_L^2} \right) \pm \frac{\lambda_u}{\lambda_0} \frac{\sqrt{n_H n_L} (n_H - n_L)}{n_H^2 n_L^2} \right] n_0^2 \theta_0^2$$

$$\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_d} = \left[\frac{-1}{4} \left(\frac{1}{n_H^2} + \frac{1}{n_L^2} \right) \mp \frac{\lambda_d}{\lambda_0} \frac{\sqrt{n_H n_L} (n_H - n_L)}{n_H^2 n_L^2} \right] n_0^2 \theta_0^2$$
(2.31)

όπου, λ_u , λ_d είναι τα όρια της ζώνης υψηλής ανάκλασης για κάθετη πρόσπτωση και $\Delta\lambda_u$, $\Delta\lambda_d$ είναι οι αποκλίσεις από τα όρια αυτά αντίστοιχα. Οι δείκτες H , L , στους δείκτες διάθλασης, υποδηλώνουν το υλικό με μεγαλύτερο και μικρότερο δείκτη διάθλασης αντιστοίχως. Το θετικό πρόσημο της πρώτης σχέσης και το αρνητικό της δεύτερης, μπροστά από το δεύτερο όρο, ισχύουν για την περίπτωση της s-πόλωσης. Ομοίως το αρνητικό πρόσημο της πρώτης και το θετικό της δεύτερης αναφέρονται στην p-πόλωση. Οι εκφράσεις (2.31) δείχνουν μια μετατόπιση των ορίων της ζώνης υψηλής ανάκλασης σε μικρότερα μήκη κύματος και για τις δύο πολώσεις καθώς η γωνία πρόσπτωσης αυξάνει. Ωστόσο, για την s-πόλωση το κάτω όριο λ_d μετατοπίζεται πιο γρήγορα από το λ_u και συνεπώς το εύρος $\Delta\lambda$, ($\Delta\lambda = \lambda_u - \lambda_d$), της περιοχής υψηλής ανάκλασης αυξάνεται. Αντιθέτως, στην p-πόλωση η μετατόπιση του κάτω ορίου είναι μικρότερη απ' ό,τι του πάνω, καθώς αυξάνει η γωνία πρόσπτωσης, και το εύρος της ζώνης υψηλής ανάκλασης μειώνεται. Η συμπεριφορά αυτή αντικατοπτρίζεται πλήρως στις εικόνες 2.5(α) και 2.5(β), όπου φαίνεται η κλασματική μεταβολή της περιοχής υψηλής ανάκλασης $\Delta\lambda/\lambda_0$ συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης και ο συντελεστής ανάκλασης R με το μήκος κύματος για δύο διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης.





Σχήμα 2.5: (α) Σύγκριση της μεταβολής του λόγου $\Delta\lambda/\lambda_0$ συναρτήσει της γωνιάς πρόσπτωσης και (β) του συντελεστή ανάκλασης R συναρτήσει του μήκους κύματος για $AlAs/GaAs$ DBR, για s - και p -πόλωση του ηλεκτρικού πεδίου.

2.3) Ιδιότητες των DBR στην περιοχή του μήκους κύματος σχεδίασης

Η ανακλαστικότητα ενός DBR στη ζώνη υψηλής ανακλαστικότητας μπορεί να υπολογιστεί θέτοντας το μήκος κύματος ίσο με το μήκος κύματος σχεδίασης λ_0 , λόγω της μικρής διασποράς του R στην περιοχή του μήκους σχεδίασης. Για το κεντρικό μήκος κύματος λ_0 και για κάθετη πρόσπτωση το πλάτος του συντελεστή ανάκλασης του πεδίου είναι δίνεται από τη σχέση [4]

$$r_{2N} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}, \quad (a) \quad r_{2N+1} = \frac{1 - \frac{n_1^2}{n_0 n_s} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_1^2}{n_0 n_s} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \quad (b) \quad (2.32)$$

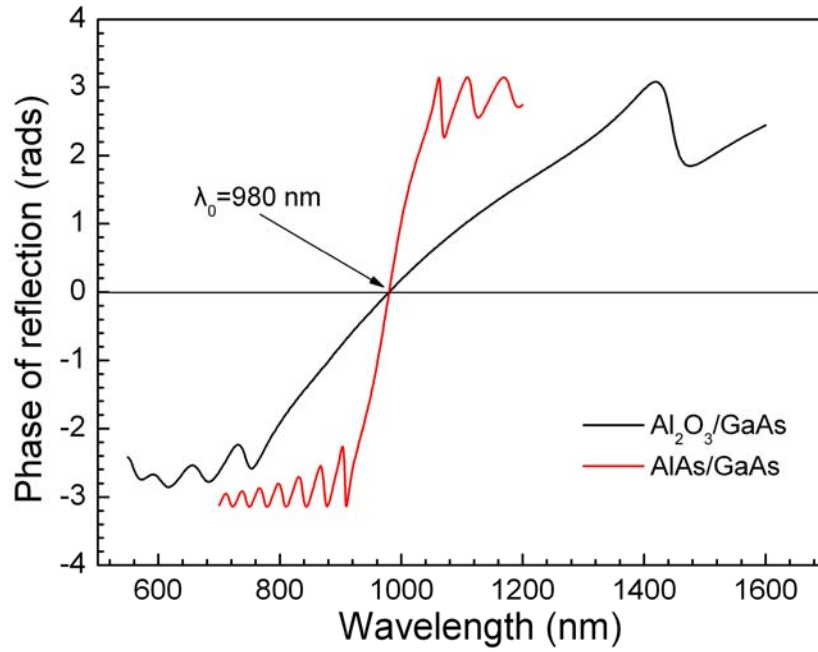
Η πρώτη από τις σχέσεις (2.32) ισχύει όταν ο αριθμός των στρωμάτων που συνθέτουν το κάτοπτρο είναι άρτιος, ενώ η δεύτερη για την περίπτωση όπου ο αριθμός αυτός είναι περιττός. Η φάση του συντελεστή ανάκλασης, για ένα μεγάλο αριθμό περιόδων, είναι ίση με το μηδέν όταν το κύμα προσπίπτει πρώτα στο υλικό με το μικρότερο δείκτη διάθλασης ($n_1 = n_L$) και ίση με π όταν η πρόσπτωση γίνεται πάνω στο υλικό με το μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης ($n_1 = n_H$).

Είναι ενδιαφέρον να αναλύσουμε λίγο περισσότερο τις συνέπειες που έχει μια μικρή απόκλιση τόσο της γωνιάς πρόσπτωσης από τη $\theta_0 = 0$ όσο και από το μήκος

κύματος σχεδίασης λ_0 στην απόδοση του καθρέφτη. Οι παράμετροι οι οποίοι επηρεάζονται από τις μεταβολές αυτές είναι τα q_j και τα ϕ_j όπως αυτά ορίστηκαν στη σχέση (2.12). Οι μεταβολές αυτές, για τους συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης στην περιοχή γύρω από το λ_0 είναι αμελητέες. Σε αντίθεση, ο αντίκτυπος των μεταβολών αυτών στη φάση της ανακλαστικότητας r είναι σημαντικός. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.6, στην περιοχή του μήκους σχεδίασης η φάση έχει σχεδόν γραμμική συμπεριφορά και εξαρτάται από τη διαφορά των δεικτών διάθλασης μέσω των παρακάτω σχέσεων [1]

$$\begin{aligned} \phi_r &= \pi + \pi \frac{n_0}{n_H - n_L} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\pi}{2} \frac{n_0^3}{n_H n_L (n_H - n_L)} \theta_0^2 & (\alpha) \\ \phi_r &= \pi \frac{n_H n_L}{n_0 (n_H - n_L)} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\pi}{2} \frac{n_0 (n_H^2 - n_H n_L + n_L^2)}{n_H n_L (n_H - n_L)} \theta_0^2 & (\beta) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Η σχέση (2.33α) ισχύει για πρόσπτωση στο υλικό με το μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης ενώ η (2.33β) για πρόσπτωση στο υλικό με το μικρότερο δείκτη. Βλέπουμε πως η φάση της ανάκλασης του πεδίου αυξάνει γραμμικά με το μήκος κύματος και με το τετράγωνο της γωνίας πρόσπτωσης. Πρέπει να τονίσουμε πως οι σχέσεις αυτές είναι προσεγγιστικές και ισχύουν για μικρές μεταβολές τόσο του μήκους κύματος όσο και της γωνίας πρόσπτωσης. Μπορούμε να διακρίνουμε από τις (2.33) πως η φάση γίνεται περισσότερη επίπεδη αυξάνοντας τη διαφορά των δεικτών διάθλασης γεγονός που φαίνεται καθαρά και στο σχήμα 2.6. Το στοιχείο αυτό είναι αρκετά σημαντικό για το σχεδιασμό κοιλιοτήτων laser, καθώς επιδιώκουμε οι μεταβολές της φάσης των κατόπτρων να είναι όσο το δυνατόν μικρότερες στην περιοχή λειτουργίας ώστε να επιτυγχάνεται καλός συντονισμός του ηλεκτρικού πεδίου στην κοιλότητα.



Σχήμα 2.6: Μεταβολή της φάσης της ανακλαστικότητας συναρτήσει του μήκους κύματος, για *AlAs/GaAs* DBR, $N=24$, και για *Al₂O₃/GaAs* DBR, $N=5$.

Αναφορές Κεφαλαίου 2

1. Sh. A. Furman, A. V. Tikhonravov, “Basics of Optics of Multilayer Systems”, Editions Frontieres

2. P. Yeh, "Optical Waves in Layered Media", Wiley
3. K. V. Popov et al, "Broadband high-reflection multilayer coatings at oblique angles of incidence", Applied Optics, vol. 36, no. 10, pp. 2139, 1992.
4. H. E. Li, K. Iga, "Vertical Cavity Surface Emitting Laser Devices", Springer
5. A. B. Djuricic, A. D. Racic, "Modeling the optical constants of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys", Journal of Applied Physics, vol. 86, no. 1, pp. 445, 1999

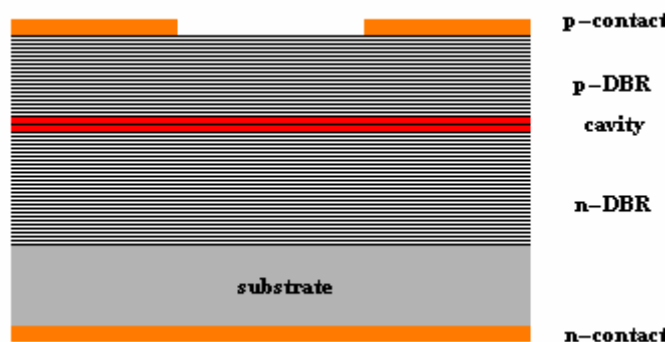
Κεφάλαιο 3

ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ VCSELs ΚΑΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ

Κεφάλαιο 3

3.1 VCSELs

Τα laser που εκπέμπουν κάθετα προς την επιφάνεια (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers VCSELs) σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν για πρώτη φορά από τον Iga και τους συνεργάτες του, στα τέλη του 1970, στο Ινστιτούτο Τεχνολογίας του Τόκιο [1]. Σε αντίθεση με τα edge-emitting laser τα VCSELs εκπέμπουν σε διεύθυνση παράλληλη με τη διεύθυνση ανάπτυξης της δομής. Ένα VCSEL αποτελείται συνήθως από δύο καταναμημένα κάτοπτρα Bragg, διαφορετικού doping, ενδιάμεσα των οποίων υπάρχει η κοιλότητα. Στο κέντρο της κοιλότητας βρίσκεται η ενεργός περιοχή η οποία αποτελείται από κάποια στρώματα με υψηλό οπτικό κέρδος. Συνήθως, η ενεργός περιοχή αποτελείται από κβαντικά πηγάδια ενώ πιο σπάνια χρησιμοποιούνται και κβαντικές τελείες [2]. Μια τυπική δομή VCSEL δείχνει το σχήμα 3.1



Σχήμα 3.1: Σχηματικό διάγραμμα μιας τυπικής δομής VCSEL.

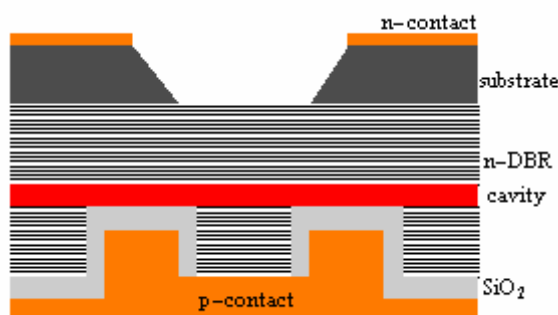
Η συνολική ιδέα για την κατασκευή VCSELs με υψηλή απόδοση και χαμηλό κατώφλι συνοψίζεται στο τρίπτυχο “high”, “small” και “well confined”. Το “high” σημαίνει υψηλή ανακλαστικότητα, το “small” μικρή ενεργή περιοχή και το “well confined” μεγάλο οπτικό και ηλεκτρικό εντοπισμό στη μικρή ενεργό περιοχή. Προφανώς, η υψηλή ανακλαστικότητα και η μικρή ενεργός περιοχή οδηγούν σε μικρό ρεύμα κατώφλιου. Από την άλλη, ο καλός ηλεκτρικός και οπτικός περιορισμός οδηγεί σε αύξηση του συντελεστή μετατροπής ηλεκτρικής ισχύος σε οπτική (wallplug efficiency).

Πέρα από το διαμήκη περιορισμό του οπτικού πεδίου, ο οποίος επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας κάτοπτρα DBR υψηλής ανακλαστικότητας, πρέπει να πετύχουμε και περιορισμό του εγκάρσιου ηλεκτρικού πεδίου. Ο περιορισμός αυτός

επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας μηχανισμούς κυματοδήγησης μέσω του οπτικού κέρδους (gain-guiding) ή μέσω του δείκτη διάθλασης (index-guiding). Στο μηχανισμό κυματοδήγησης οπτικού κέρδους, μεταβάλλεται η εγκάρσια πυκνότητα των εγχυόμενων φορέων. Η μεταβολή αυτή δημιουργεί χωρική ανομοιογένεια στο οπτικό κέρδος και συντελεί στον οπτικό περιορισμό του οπτικού ρυθμού [3]. Ο μηχανισμός κυματοδήγησης μέσω του δείκτη διάθλασης οφείλεται στην ασυνέχεια του δείκτη διάθλασης μεταξύ της ενεργού περιοχής και των στρωμάτων επικάλυψης (cladding layers). Η μεταβολή στο δείκτη διάθλασης περιορίζει τον οπτικό ρυθμό, μέσω των ολικών ανακλάσεων που συμβαίνουν στην επιφάνεια ασυνέχειας [3]. Στη συνέχεια, θα περιγράψουμε ορισμένες δομές VCSEL που ο οπτικός εγκάρσιος περιορισμός του ηλεκτρικού πεδίου γίνεται με τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς.

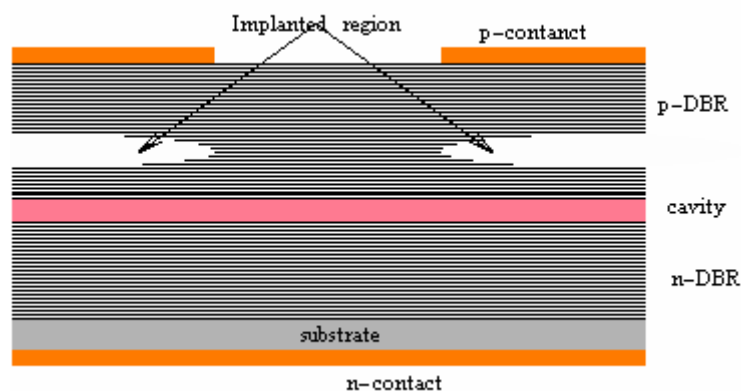
A. Κυματοδήγηση οπτικού κέρδους

Ο μηχανισμός κυματοδήγησης μέσω του οπτικού κέρδους μπορεί να επιτευχθεί σχηματίζοντας μια κυκλική μεταλλική επαφή κοντά στο ενεργό στρώμα. Η συγκέντρωση των εγχυόμενων φορέων καθορίζει την περιοχή του οπτικού κέρδους η οποία διαλέγει εκείνο τον εγκάρσιο ρυθμό με βέλτιστη αλληλοεπικάλυψη με την περιοχή οπτικού κέρδους. Το σχήμα 3.2 δείχνει ένα gain-guided VCSEL, το οποίο είναι παρόμοιο με ένα metal-stripe facet emitting laser. Με την τεχνική αυτή ένα gain-guided VCSEL λειτούργησε στα 850 nm σε θερμοκρασία δωματίου και σε συνθήκες συνεχούς λειτουργίας [4]. Το κυριότερο πλεονέκτημα αυτής της δομής είναι ο εύκολος τρόπος κατασκευής της. Από την άλλη ο περιορισμός του εγκάρσιου πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος των φορέων είναι ασθενής με συνέπεια το ρεύμα κατοφλίου να είναι μεγάλο.



Σχήμα 3.2: Τυπική δομή VCSEL στην οποία ο εγκάρσιος οπτικός περιορισμός επιτυγχάνεται με εγκάρσια μεταβολή του οπτικού κέρδους.

Το ρεύμα κατωφλίου μπορεί να μειωθεί αν η διάχυση του ρεύματος περιοριστεί κατά μήκος της εγκάρσιας διεύθυνσης. Αυτό επιτυγχάνεται με εμφύτευση ιόντων (ion implantation) στο p-doped DBR προκειμένου να αυξήσουμε την ηλεκτρική αντίσταση [5]. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3, η ιοντικά εμφυτευμένη περιοχή επιλέγεται με τέτοιο τρόπο ώστε να ελέγξουμε τη ροή του ρεύματος των φορέων προς την ενεργό περιοχή. Ωστόσο, ο έλεγχος της παράπλευρης διάχυσης των φορέων στην ενεργό περιοχή δεν είναι ικανοποιητικός. Μια εναλλακτική προσέγγιση είναι να εφαρμόσουμε ιοντική εμφύτευση και στην ενεργό περιοχή. Αυτό, όμως, θα αυξήσει τις οπτικές απώλειες της συσκευής λόγω των σκεδάσεων από τα ιόντα και θα δημιουργήσει κανάλια μη ακτινοβολητικής επανασύνδεσης των φορέων στην ενεργό περιοχή. Τα κυριότερα μειονεκτήματα της ιοντικής εμφύτευσης είναι ότι σε συνθήκες λειτουργίας υψηλής ισχύος, υψηλότερης τάξης εγκάρσιοι ρυθμοί μπορούν να δημιουργηθούν εξαιτίας των thermal lensing και spatial hole burning φαινομένων. Επίσης, η αύξηση της ηλεκτρικής αντίστασης μπορεί να αυξήσει το ρυθμό παραγωγής θερμότητας μέσα στην κοιλότητα του laser.

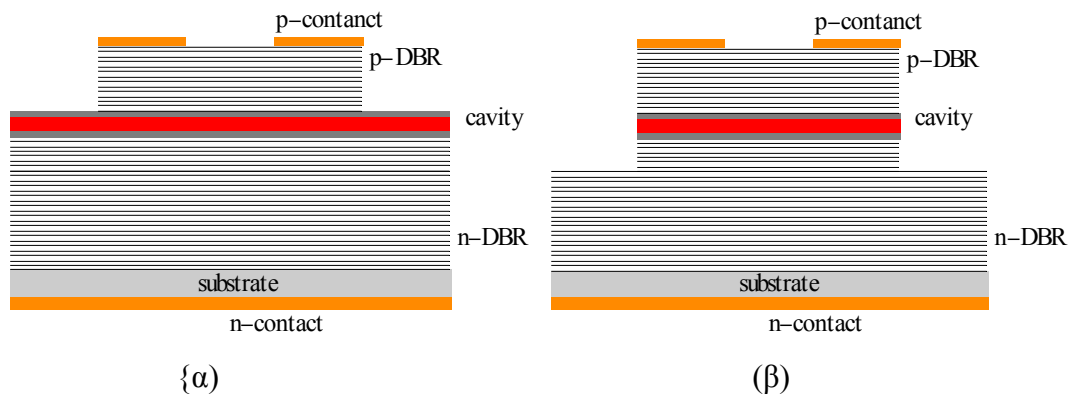


Σχήμα 3.3: Σχηματικό διάγραμμα ενός VCSEL με ιοντικά εμφυτευμένες περιοχές για τον περιορισμό των εγχυόμενων φορέων στην ενεργή περιοχή.

B. Κυματοδήγηση δείκτη διάθλασης

Τα VCSELs που βασίζονται σε κυματοδήγηση μέσω του δείκτη διάθλασης, παρουσιάζουν καλύτερο εγκάρσιο περιορισμό του οπτικού πεδίου. Στην εικόνα 3.4 φαίνονται δύο πιθανές δομές index-guided VCSELs, τα οποία αναφέρονται στη βιβλιογραφία σαν airposted VCSELs [6, 7]. Ο μηχανισμός κυματοδήγησης επιτυγχάνεται λόγω της μεγάλης διαφοράς του δείκτη διάθλασης μεταξύ του ημιαγωγού και του αέρα παρέχοντας ισχυρό εγκάρσιο περιορισμό του εγκάρσιου

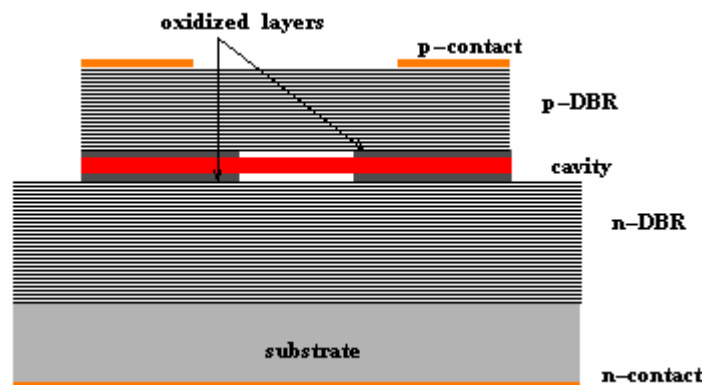
οπτικού πεδίου. Ωστόσο, η περίθλαση και οι απώλειες λόγω σκέδασης αυξάνουν μειώνοντας τη διάμετρο της ενεργής περιοχής (sidewall roughness).



Σχήμα 3.4: (α) Σχηματικό διάγραμμα *air-posted VCSELs* με την ενεργό περιοχή κάτω και (β) μέσα στην *air-posted* περιοχή.

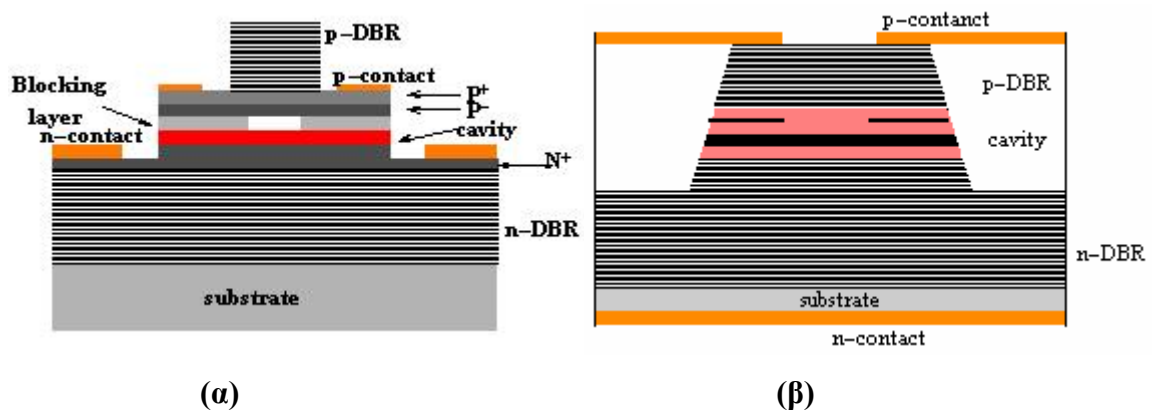
Η μονορυθμική λειτουργία των *airposted* δομών δεν είναι τόσο σταθερή, ιδιαίτερος σε μεγάλα ρεύματα εγχύσεως, εξαιτίας της μεγάλης διαφοράς του δείκτη διάθλασης μεταξύ του πυρήνα (core) του κυματοδηγού και του αέρα. Επιπλέον, η χαμηλή ηλεκτρική και θερμική αγωγιμότητα που παρουσιάζουν τα *airposted VCSELs* δημιουργούν σημαντικά προβλήματα λειτουργίας σε υψηλές τάσεις τα οποία συνοδεύονται και με αύξηση της θερμοκρασίας στη δομή.

Τα *oxide-aperture VCSELs* αποτελούν αυτή τη στιγμή την πιο ενδιαφέρουσα *index-guided* δομή VCSEL εφόσον είναι η μόνη *index-guided* δομή που διατίθεται στο εμπόριο. Η εικόνα 3.5 δείχνει ένα VCSEL με δύο δακτυλίους οξειδίου. Τα VCSEL με μόνο ένα δακτύλιο οξειδίου είναι παρόμοια με αυτό του σχήματος 3.5 με τη διαφορά ότι δεν υπάρχει δακτύλιος κάτω από το ενεργό στρώμα [8].



Σχήμα 3.5: Σχηματικό διάγραμμα ενός VCSEL με διπλή σπή οξειδίου

Οι δακτύλιοι οξειδίου δημιουργούνται με επιλεκτική οξείδωση του ήδη υπάρχοντος ημιαγωγικού στρώματος (συνήθως $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ με $x \geq 0.92$) το οποίο βρίσκεται ακριβώς δίπλα από την ενεργό περιοχή [9, 10]. Το οξείδιο Al_2O_3 που δημιουργείται στη θέση του ημιαγωγού έχει μικρότερο δείκτη διάθλασης. Έτσι, η διαφορά των δεικτών διάθλασης μεταξύ της ενεργού περιοχής και της περιοχής που την περιβάλλει, ελέγχεται μέσω του πάχους του οξειδίου και της σχετικής του θέσης ως προς την οπτική κοιλότητα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, το εγκάρσιο ηλεκτρικό πεδίο να περιορίζεται σε μεγάλο βαθμό λόγω του οξειδίου. Επιπλέον, το ρεύμα οδηγείται στην ενεργό περιοχή από την οπή στο μέσο των δακτυλίων οξειδίου, αυξάνοντας έτσι το συντελεστή wallplug. Το μειονέκτημα που δημιουργείται λόγω της αυξημένης ηλεκτρικής αντίστασης των p- και n-DBRs μπορεί να αντιμετωπιστεί χρησιμοποιώντας παράπλευρη έγχυση φορέων μέσα στην κοιλότητα όπως στο σχήμα 3.6(α). Αυτό, μπορεί να πραγματοποιηθεί αντικαθιστώντας το blocking στρώμα του σχήματος 3.6(α) από ένα δακτύλιο οξειδίου ή περικλείοντας την κοιλότητα από δύο δακτυλίους οξειδίου [11]. Έτσι επιτυγχάνεται επιπλέον μείωση της τάσης τροφοδοσίας καθώς και της κατανάλωσης ισχύος του VCSEL στο κατώφλι.



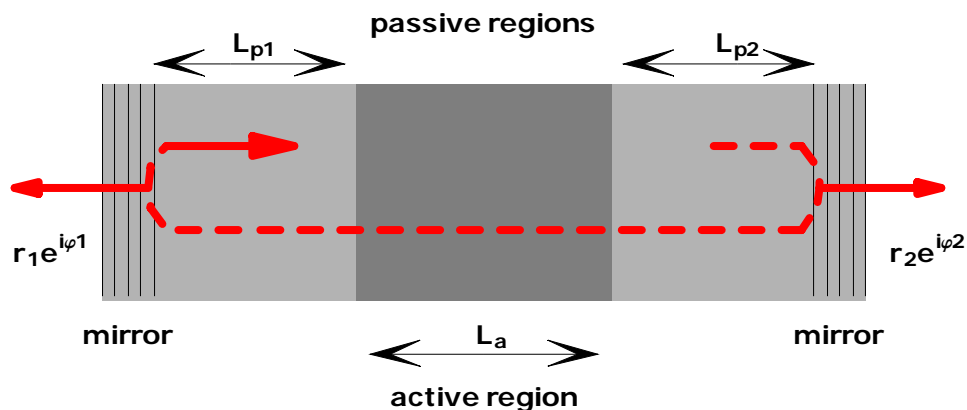
Σχήμα 6: (α) Σχηματικό διάγραμμα ενός intracavity VCSEL και (β) ενός VCSEL με tapered κυματοδηγό.

Αν και τα oxide aperture VCSELs είναι οι πιο υποσχόμενες συσκευές για αντικατάσταση των LEDs που χρησιμοποιούνται σε τοπικά (Local Area Networks-LAN) και αστικά (Metropolitan Area Networks-MAN) δίκτυα, παρουσιάζουν δύο μειονεκτήματα. Το πρώτο, είναι η διέγερση υψηλότερων εγκάρσιων ρυθμών, το οποίο σχετίζεται με τη μεγάλη διαφορά των δεικτών διάθλασης και του υπάρχοντος ημιαγωγικού στρώματος. Χρησιμοποιώντας σχεδιασμό tapered κυματοδηγών

μπορούμε να εξασθενίσουμε την διέγερση υψηλότερων εγκάρσιων ρυθμών [12], έτσι ώστε μονορυθμική λειτουργία να επιτυγχάνεται για μεγάλο εύρος εγχυόμενων ρευμάτων. Το δεύτερο μειονέκτημα σχετίζεται με την ισχύ εξόδου. Στα VCSELs η ισχύς εξόδου συνδέεται με την επιφάνεια της ενεργού περιοχής στην οποία ενισχύονται οι εγκάρσιοι ρυθμοί. Επειδή, ο δακτύλιος οξειδίου είναι πολύ μικρός, η μέγιστη ισχύς εξόδου περιορίζεται στα 10 mW. Αυξάνοντας τη διάμετρο του δακτυλίου οξειδίου, είναι δυνατόν να επιτευχθεί υψηλότερη ισχύς εξόδου. Η διέγερση, όμως, των εγκάρσιων οπτικών ρυθμών, γίνεται αναπόφευκτη στην περίπτωση αυτή ακόμη και με τη χρήση tapered κυματοδηγού.

3.2 Καθορισμός μήκους κύματος εκπομπής

Το laser είναι ένα σύστημα το οποίο αποτελείται από μια ενεργό περιοχή η οποία ενισχύει την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που δημιουργείται από την αυθόρμητη εκπομπή, από μια οπτική κοιλότητα η οποία περιορίζει το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και πιθανώς από παθητικές περιοχές. Στα διοδικά laser, το οπτικό κέρδος δημιουργείται εγχέοντας ρεύμα στην ενεργό περιοχή, ενώ η κοιλότητα αποτελείται από δύο κάτοπτρα ανακλαστικότητας r_1 , r_2 με αντίστοιχες φάσεις ϕ_1 , ϕ_2 . Τα κάτοπτρα δημιουργούν την απαραίτητη ανάδραση ώστε το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο να διαδίδεται στην κοιλότητα. Για να μεγιστοποιήσουμε την αλληλεπίδραση, μεταξύ των εξαναγκασμένα εκπεμπόμενων φωτονίων με την περιοχή κέρδους, τοποθετούμε τη ζώνη κέρδους σε έναν οπτικό κυματοδηγό πετυχαίνοντας τον εγκάρσιο περιορισμό των ηλεκτρομαγνητικών ρυθμών στην ενεργό περιοχή.



Σχήμα 3.7: Σχηματική αναπαράσταση μιας κοιλότητας ημιαγωγικού laser

Προκειμένου να καθορίσουμε το μήκος κύματος εκπομπής μιας κοιλότητας laser, όπως αυτή που φαίνεται στο σχήμα 3.7, πρέπει να λύσουμε ταυτόχρονα το ακόλουθο σύστημα εξισώσεων [13]

$$\Gamma g_{th}(\lambda_c)L_a = \alpha_a(\lambda_c)L_a + \alpha_p(\lambda_c)L_p + \ln\left(\frac{1}{r_1(\lambda_c)r_2(\lambda_c)}\right) \quad (3.1)$$

$$-\frac{2\pi n_a(\lambda_c)L_a}{\lambda_c} - \frac{2\pi n_p(\lambda_c)L_p}{\lambda_c} + \frac{\phi_1(\lambda_c)}{2} + \frac{\phi_2(\lambda_c)}{2} = m \cdot \pi \quad (3.2)$$

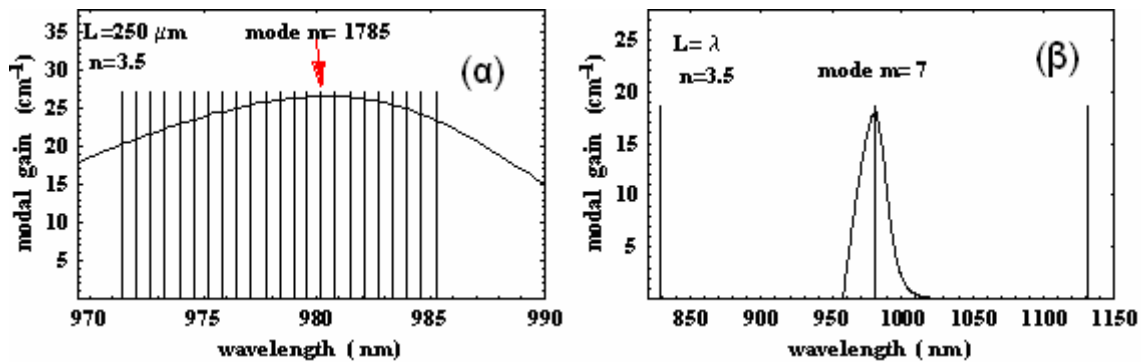
όπου, Γ είναι ο διαμήκης παράγοντας περιορισμού, g_{th} το οπτικό κέρδος στο κατώφλι, α οι απώλειες του laser, L το μήκος, r_1 και r_2 οι ανακλαστικότητες των κατόπτρων και ϕ_1 , ϕ_2 οι φάσεις των μιγαδικών ανακλαστικοτήτων r_1 και r_2 . Οι δείκτες a, p αναφέρονται στην ενεργό και παθητική περιοχή της κοιλότητας αντίστοιχα. Η πρώτη σχέση περιγράφει το κατώφλι πάνω από το οποίο το οπτικό κέρδος γίνεται μεγαλύτερο από τις απώλειες της κοιλότητας και των κατόπτρων και συνεπώς τίθεται σε λειτουργία το laser. Από τη δεύτερη σχέση του συστήματος, προσδιορίζονται τα μήκη κύματος που μπορεί να υποστηρίξει η κοιλότητα. Ωστόσο, μόνο οι ρυθμοί οι οποίοι βρίσκονται μέσα στη φασματική περιοχή του οπτικού κέρδους πρόκειται να ενισχυθούν και να δώσουν δράση laser.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.8, το πλεονέκτημα που εμφανίζουν τα VCSELs εν συγκρίσει με τα υπόλοιπα in-plane lasers είναι ότι υποστηρίζουν ένα μόνο διαμήκη ρυθμό. Ο κύριος λόγος για τον οποίο συμβαίνει αυτό είναι ότι το μήκος της κοιλότητας ενός VCSEL είναι πολύ μικρό. Για ένα επίπεδο laser το μήκος της κοιλότητας είναι συνήθως 200-1000 μm . Σε αντίθεση το μήκος κοιλότητας ενός VCSEL είναι συνήθως ημιακέραιο ή ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος εκπομπής. Δεδομένου, ότι η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών ρυθμών που μπορεί να υποστηρίξει μια κοιλότητα δίνεται από τη σχέση [14]

$$\Delta\lambda \approx -\frac{\lambda^2}{2n_{eff}L} \quad (3.3)$$

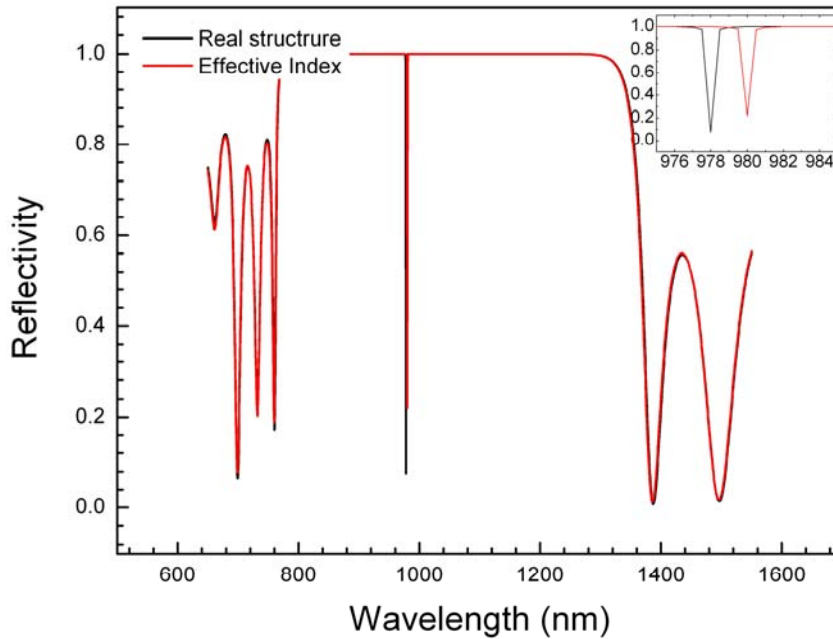
, όπου n_{eff} ο ενεργός δείκτης διάθλασης της κοιλότητας, βλέπουμε πως όσο αυξάνει το μήκος L μειώνεται η απόσταση μεταξύ των ρυθμών. Έτσι, για το επίπεδο laser της εικόνας 3.8(α) βρίσκουμε ότι $\Delta\lambda = 0,628 \text{ nm}$, ενώ για το VCSEL του σχήματος 3.8(β) $\Delta\lambda = 151 \text{ nm}$. Εφόσον, η φασματική περιοχή του οπτικού κέρδους είναι πολύ

μικρότερη από την απόσταση των ρυθμών του VCSEL, η κοιλότητα του τελευταίου υποστηρίζει μόνο το ρυθμό που βρίσκεται μέσα στο οπτικό κέρδος.



Σχήμα 3.8: Καμπύλη του τροποποιημένου οπτικού κέρδους (modal gain) συναρτήσει του μήκους κύματος για κβαντικό πηγάδι InGaAs το οποίο βρίσκεται (α) σε κοιλότητα μήκους $L=250\mu\text{m}$ και (β) σε κοιλότητα ίση με ένα μήκος κύματος $\lambda=980\text{ nm}$.

Συγκεκριμένα, για ένα VCSEL, ο ρυθμός που υποστηρίζει η κοιλότητα μπορεί να βρεθεί υπολογίζοντας τον συντελεστή ανάκλασης R της δομής. Η ανακλαστικότητα R συναρτήσει του μήκους κύματος για ένα VCSEL το οποίο έχει σχεδιαστεί να εκπέμπει σε μήκος κύματος $\lambda_0=980\text{ nm}$, φαίνεται στο σχήμα 3.9. Τα κάτοπτρα αποτελούνται από $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ με αριθμό περιόδων $N_b=5$ και $N_t=4$ για το κάτω (μεταξύ υποστρώματος και κοιλότητας) και πάνω DBR αντίστοιχα. Η κοιλότητα αποτελείται από τρία κβαντικά πηγάδια InGaAs ($x=20\%$). Ολόκληρη η δομή της κοιλότητας φαίνεται στον πίνακα 1. Σε αντίθεση με την ανακλαστικότητα ενός κατόπτρου DBR στη ζώνη υψηλής ανάκλασης υπάρχει ένα βύθισμα (dip). Η φασματική θέση του βυθίσματος καθορίζει το διαμήκη ρυθμό στον οποίο εκπέμπει το VCSEL.



Σχήμα 3.9: Συντελεστής ανάκλασης μιας δομής VCSEL συναρτήσει του μήκους κύματος, υπολογισμένος με δύο διαφορετικούς τρόπους που εξηγούνται στο κείμενο. Στο ένθετο, παρουσιάζεται σε μεγέθυνση η περιοχή του ρυθμού της κοιλότητας.

	AlGaAs	GaAs	AlGaAs	(InGaAs/AlGaAs) × 2	InGaAs	AlGaAs	GaAs	AlGaAs
x (%)	15	----	30	20/15	20	30	----	15
d (nm)	101.7	10	8	10/ 8	10	8	10	101.7
n (λ=980nm)	3.45	3.52	3.38	3.342/3.45	3.342	3.38	3.52	3.45

Πίνακας 1: Δομή της κοιλότητας που χρησιμοποιήθηκε στον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης του σχήματος 3.9.

Για τον υπολογισμό της ανακλαστικότητας χρησιμοποιήθηκαν δύο τεχνικές. Στη μία, η ενεργός και οι παθητικές περιοχές αντικαταστάθηκαν από ένα στρώμα με ενεργό δείκτη διάθλασης ίσο με

$$n_{eff} = \sum_i n_i d_i$$

όπου, n_i και d_i είναι οι δείκτες διάθλασης και τα πάχη των στρωμάτων που αποτελούν την κοιλότητα. Στη δεύτερη περίπτωση η ανακλαστικότητα υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας την ακριβή δομή που συνθέτει την κοιλότητα. Οι δύο τεχνικές δεν παρουσιάζουν κάποια σημαντική διαφορά πέρα από μια μικρή μετατόπιση του βυθίσματος της ανακλαστικότητας, ένθετο σχήμα 3.9. Η διαφορά αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι χρησιμοποιώντας τη δεύτερη τεχνική λαμβάνονται υπ' όψιν στον υπολογισμό και οι επιμέρους ανακλάσεις λόγω των στρωμάτων που αποτελούν την ενεργό περιοχή. Οι ανακλάσεις αυτές μεταβάλλουν την ολική φάση του πεδίου σε μια

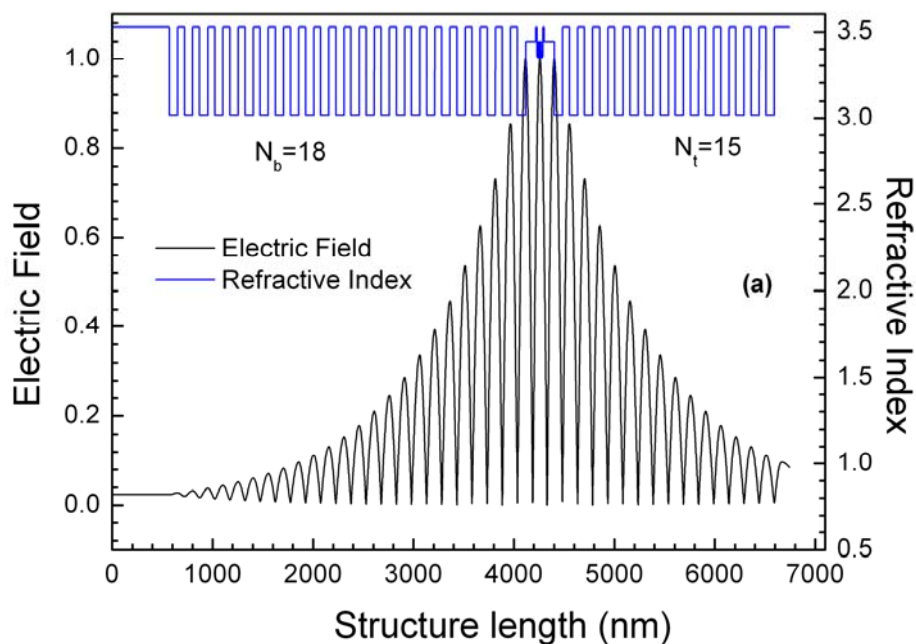
πλήρη διαδρομή με αποτέλεσμα να υπάρχει μια μετατόπιση του βυθίσματος του συντελεστή ανάκλασης από το μήκος σχεδίασης.

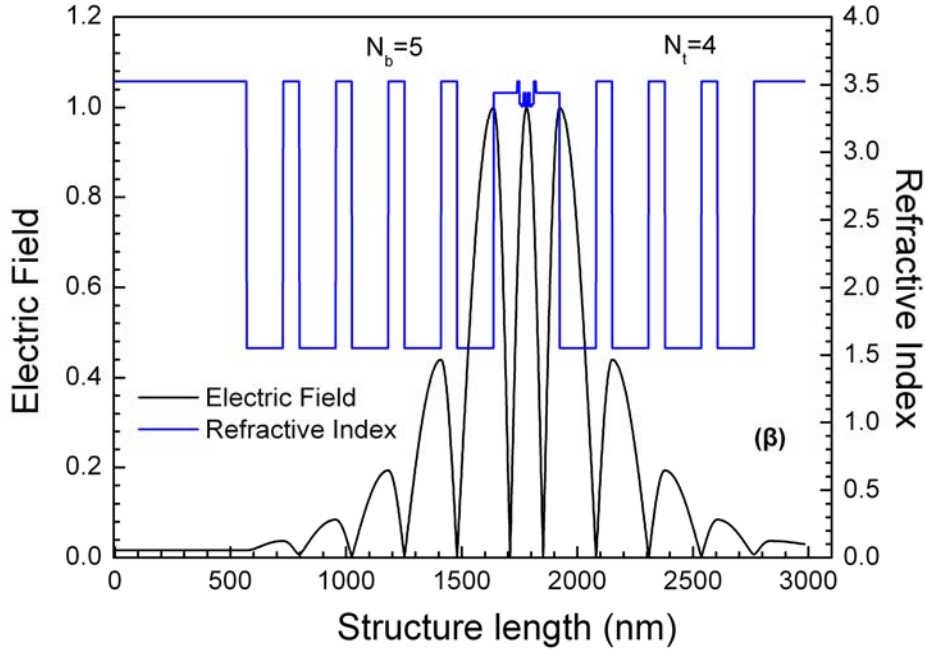
3.3 Κατανομή ηλεκτρικού πεδίου – Παράγοντας οπτικού περιορισμού

Η κατανομή του πλάτους του διαμήκης ηλεκτρικού πεδίου σε ένα VCSEL δίνεται από τη σχέση (2.10)

$$\vec{E} = \{u(z), 0, 0\} \exp(ikay)$$

Όπου τα $u(z)$, a έχουν οριστεί στις σχέσεις (2.9), (2.8) αντίστοιχα. Προκειμένου να γνωρίζουμε το ηλεκτρικό πεδίο σε κάθε στρώμα υπολογίζουμε τις τιμές των συναρτήσεων $u(z)$, $v(z)$ σε κάθε ενδοεπιφάνεια z_j μέσω της σχέσης (2.12) και με αρχικές συνθήκες στο $z=0$, $u(0)=0$ και $v(0)=q_s$. Έχοντας υπολογίσει το ηλεκτρικό πεδίο, παίρνοντας το μέτρο του βρίσκουμε την κατανομή του στο VCSEL. Η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου σε ένα VCSEL με κάτοπτρα AlAs/GaAs ή Al₂O₃/GaAs φαίνεται στα σχήματα 3.10. Το μήκος κύματος εκπομπής του VCSEL είναι σχεδιασμένο για $\lambda_0 = 980 \text{ nm}$ και η ενεργός περιοχή είναι αυτή που δίνεται στον πίνακα 1. Για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιήθηκε η τεχνική με τον ενεργό δείκτη διάθλασης όπως εξηγήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο.





Σχήμα 3.10: Κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της δομής ενός VCSEL με (α) κάτοπτρα AlAs/GaAs και (β) κάτοπτρα Al₂O₃/GaAs. N_b , N_t είναι ο αριθμός των περιόδων για το κάτω και πάνω DBR αντίστοιχα.

Όπως φαίνεται από την εικόνα 3.10, λόγω της υψηλής ανάκλασης των κατόπτρων δημιουργείται στην κοιλότητα ένα στάσιμο κύμα. Κατά το σχεδιασμό της κοιλότητας ενός VCSEL είναι σημαντικό τα ενεργά στρώματα της κοιλότητας να τοποθετούνται στο μέγιστο του στάσιμου κύματος ώστε να επιτυγχάνεται η μέγιστη ζεύξη μεταξύ των φορέων και των φωτονίων.

Έχοντας υπολογίσει την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου για το διαμήκη ρυθμό μπορούμε να υπολογίσουμε στη συνέχεια μια άλλη χρήσιμη ποσότητα, τον διαμήκη παράγοντα οπτικού περιορισμού. Ο παράγοντας αυτός δείχνει το ποσοστό της ενέργειας του ηλεκτρικού πεδίου που αλληλεπικαλύπτεται με την ενεργό περιοχή. Για την περίπτωση όπου η ενεργός περιοχή αποτελείται από κβαντικά πηγάδια, ο παράγοντας οπτικού περιορισμού δίνεται από τη σχέση [3]

$$\Gamma_z = \frac{\int |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (3.4)$$

Στον ακόλουθο πίνακα δίνονται οι παράγοντες οπτικού περιορισμού για VCSELs με κάτοπτρα AlAs/GaAs και Al₂O₃/GaAs και για δύο διαφορετικά μήκη κοιλότητας. Η δομή της κοιλότητας είναι ίδια με αυτήν που περιγράφεται στον πίνακα 1. Το μόνο που διαφέρει για την κοιλότητα με μήκος $\lambda/2$ είναι το πάχος του στρώματος της

παθητικής περιοχής (AlGaAs-15%) το οποίο εύκολα υπολογίζεται ότι είναι ίσο με $d = 30.543 \text{ nm}$.

	AlAs/GaAs $N_b=18, N_t=15$	Al ₂ O ₃ /GaAs $N_b=5, N_t=4$
Γ_z για $d_c = \lambda_0$	4.16%	6.53%
Γ_z για $d_c = \lambda_0/2$	4.35%	6.81%

Πίνακας 2: Τιμές του παράγοντα οπτικού περιορισμού για το διαμήκες ηλεκτρικό πεδίο. Το VCSEL είναι σχεδιασμένο να εκπέμπει σε $\lambda_0 = 980 \text{ nm}$.

Παρατηρούμε από τον πίνακα 2 ότι για το VCSEL με κάτοπτρα Al₂O₃/GaAs ο παράγοντας περιορισμού είναι μεγαλύτερος. Αυτό συμβαίνει διότι ο αριθμός των στρωμάτων που αποτελούν τα κάτοπτρα είναι μικρότερος, με συνέπεια να μειώνεται το μήκος στο οποίο κατανέμεται το πεδίο και επομένως ο παρανομαστής της (3.4).

3.4 Μηχανισμοί μεταβολής του δείκτη διάθλασης

Τα lasers που χρησιμοποιούνται σε οπτικές τηλεπικοινωνίες, σχεδιάζονται με τέτοιο τρόπο ώστε να υποστηρίζουν μόνο ένα ρυθμό εκπομπής. Ο πιο συνηθισμένος τρόπος μεταβολής του μήκους κύματος του ρυθμού εκπομπής είναι η μεταβολή του δείκτη διάθλασης, Δn , του υλικού της ενεργού περιοχής. Η μεταβολή του δείκτη διάθλασης γίνεται κυρίως με τρεις τρόπους: α) έγχυση φορέων στην ενεργό περιοχή (carrier injection) [15], β) μεταβολή της θερμοκρασίας (thermal heating) [16], γ) εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου (electrorefraction) [17]. Στον πίνακα 3.3, συνοψίζονται τα κυριότερα χαρακτηριστικά των μηχανισμών μεταβολής του δείκτη διάθλασης που αναφέραμε [18].

Phenomenon	Amplitude ($\Delta n/n$)	Switching Speed (t)
Carrier Injection	~ 0.01	few ns
Thermal Heating	~ 0.01	few ms
Electro-refraction	~ 0.002	~ 100 ps

Πίνακας 3:

Στην πράξη, ο πιο εύκολος, γρήγορος και αποδοτικός μηχανισμός μεταβολής του Δn είναι ο πρώτος αφού επιτυγχάνεται μεταβάλλοντας απλά το ρεύμα έγχυσης. Επειδή,

όμως, στις δομές τις οποίες μελετήσαμε χρησιμοποιείται τόσο ο πρώτος, carrier injection, όσο και ο τρίτος μηχανισμός, electro-refraction, θα αναφέρουμε λίγα λόγια για το τρόπο με τον οποίο επηρεάζουν τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης.

A. Carrier Injection

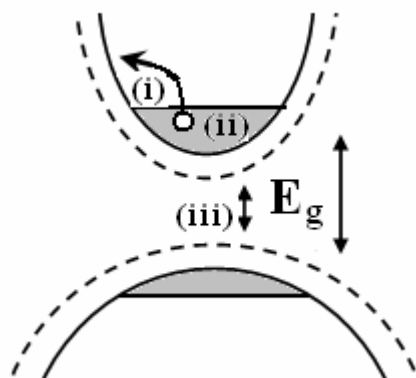
Η μεταβολή του δείκτη διάθλασης καθώς μεταβάλλεται η συγκέντρωση των φορέων στην ενεργό περιοχή οφείλεται στους επιμέρους μηχανισμούς: α) απορρόφηση των ελεύθερων φορέων (free carrier absorption), β) band-filling και γ) μείωση του χάσματος (bandgap shrinkage).

Η απορρόφηση ελεύθερων φορέων οφείλεται σε μεταβάσεις ηλεκτρονίων (ή οπών) μεταξύ καταστάσεων της ζώνης αγωγιμότητας (Z.A) (ή της ζώνης σθένους-Z.Σ.). Η μετάβαση ενός φορέα (ηλεκτρονίου ή οπής) από μία αρχική κατάσταση $|k\rangle$ σε μια τελική $|k'\rangle$ της ίδιας ζώνης είναι μια σύνθετη διαδικασία και η περιγραφή της ξεφεύγει από τη λογική αυτού του κειμένου. Πληροφορίες μπορεί να βρει κανείς στην αναφορά [19] καθώς και σε αναφορές που δίνονται μέσα σε αυτή.

Ο μηχανισμός του band-filing γίνεται περισσότερο αισθητός σε ημιαγωγούς με μικρό χάσμα. Στην περίπτωση ενός n-τύπου ημιαγωγού η στάθμη Fermi για τα ηλεκτρόνια βρίσκεται μέσα στη Z.A με συνέπεια οι καταστάσεις μεταξύ του κάτω άκρου της Z.A και της στάθμης Fermi να είναι κατειλημμένες. Έτσι, όλες οι καταστάσεις που βρίσκονται στην ενεργειακή αυτή περιοχή δεν μπορούν να λάβουν μέρος στη διαδικασία της απορρόφησης. Συνεπώς, το ενεργειακό κατώφλι για την απορρόφηση είναι η ενέργεια $E_g + F_e$, όπου E_g είναι η ενέργεια του χάσματος και F_e η ενέργεια Fermi των ηλεκτρονίων. Η μετατόπιση του άκρου της απορρόφησης λόγω του band-filling, είναι γνωστή σαν μετατόπιση Burstein-Moss.

Ο βασικός μηχανισμός του bandgap-shrinkage (ή bandgap-renormalization) [20, 21] πηγάζει από το γεγονός ότι τα εγχεόμενα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν τις καταστάσεις στο κάτω άκρο της Z.A. Αν η συγκέντρωσή τους είναι μεγάλη, οι κυματοσυναρτήσεις τους επικαλύπτονται δημιουργώντας ένα ηλεκτρονικό νέφος αλληλεπιδρόντων σωματιδίων. Έτσι, τα ηλεκτρόνια απωθούνται μεταξύ τους λόγω των δυνάμεων Coulomb με συνέπεια η ενέργεια του συστήματος να μειώνεται λόγω θωράκισης. Το τελικό αποτέλεσμα είναι η μείωση της ενέργειας του κάτω άκρου της Z.A. Παρόμοιος μηχανισμός ισχύει και για τις οπές αυξάνοντας την ενέργεια του

άκρου της ζώνης σθένους (Z.Σ). Η επίδραση του φαινομένου αυτού στο φάσμα της απορρόφησης είναι μια μετατόπιση του φάσματος σε χαμηλότερες ενέργειες.



Σχήμα 3.11: Βασικοί μηχανισμοί μεταβολής του δείκτη διάθλασης Δn λόγω της αύξησης της συγκέντρωσης των φορέων. i) Free carrier absorption, ii) band-filing, iii) bandgap-shrinkage.

B. Εφαρμογή Ηλεκτρικού πεδίου

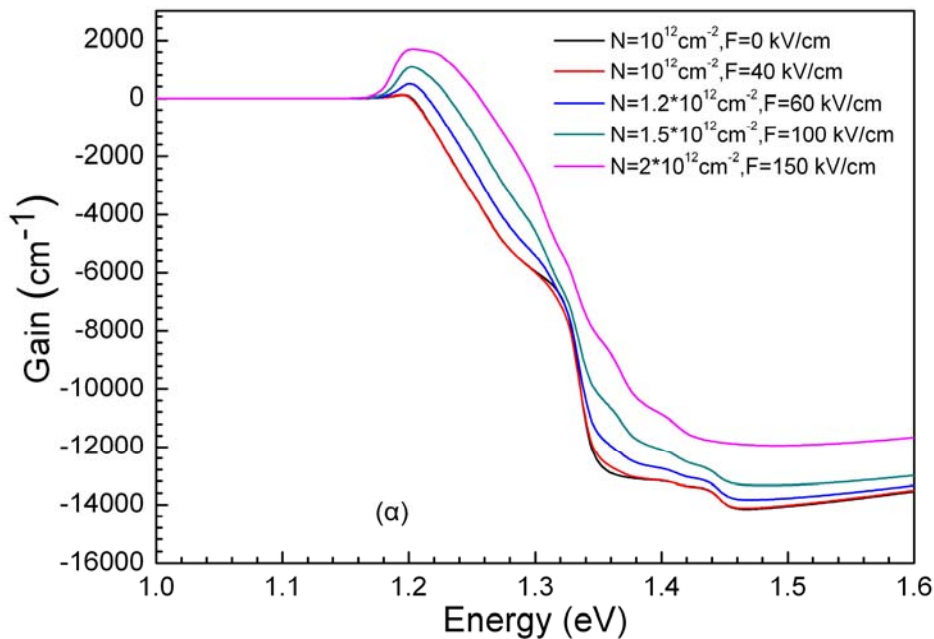
Η εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου σε ένα κβαντικό πηγάδι προκαλεί τη μεταβολή του δυναμικού που αισθάνονται οι φορείς του πηγαδιού και μεταβολή των ιδιοενεργειών τους. Δεδομένου, ότι τα ηλεκτρόνια και οι οπές φέρουν αντίθετο φορτίο, η εφαρμογή του ηλεκτρικού πεδίου θα έχει σαν αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια και οι οπές να κινηθούν σε αντίθετες κατευθύνσεις προς τα τοιχώματα του πηγαδιού. Ο διαχωρισμός αυτός των φορέων μειώνει την αλληλοεπικάλυψη των κυματοσυναρτήσεων και την πιθανότητα ακτινοβολητικής επανασύνδεσης τους. Η μείωση της πιθανότητας επανασύνδεσης, αντισταθμίζεται από το γεγονός, ότι η ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου καθιστά δυνατές μεταβάσεις μεταξύ καταστάσεων της Z.Σ και της Z.A, οι οποίες απουσία του πεδίου είναι διαγώνιες μεταξύ τους με αποτέλεσμα να μη συνεισφέρουν σε οπτικές διεργασίες. Ένα πρόσθετο χαρακτηριστικό της ύπαρξης του ηλεκτρικού πεδίου είναι η μείωση της ενέργειας των διαφόρων μεταβάσεων μεταξύ των καταστάσεων της Z.Σ και της Z.A. Αυτό οφείλεται στην κάμψη των ενεργειακών ζωνών του πηγαδιού με συνέπεια τη μείωση των ιδιοενεργειών των φορέων. Η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στο φάσμα της απορρόφησης είναι η μετατόπιση του τελευταίου σε χαμηλότερες ενέργειες.

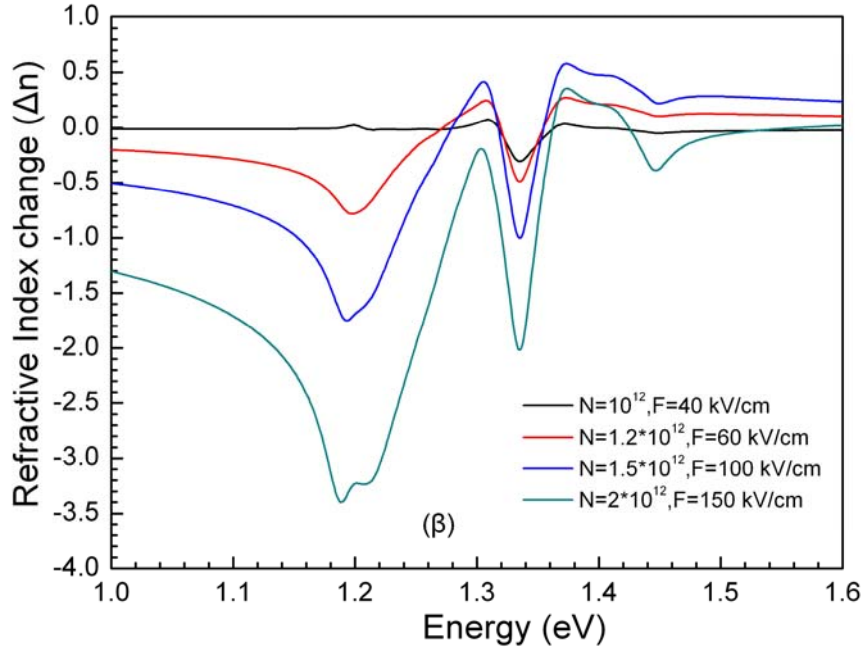
Σε μια πραγματική δομή laser, η συνεισφορά του κάθε μηχανισμού στη μεταβολή του δείκτη διάθλασης είναι δύσκολο να αναλυθεί ξεχωριστά. Έτσι, για να υπολογίσουμε τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης αρκεί να υπολογίσουμε την απορρόφηση της ενεργού περιοχής και με τη βοήθεια των σχέσεων Kramers-Kronig

[22] να υπολογίσουμε τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης. Συγκεκριμένα, στα σχήματα 3.12 φαίνεται η μεταβολή του φάσματος του οπτικού κέρδους για ένα κβαντικό πηγάδι $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (20%)/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (15%), όπως υπολογίστηκε για διάφορες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου και της συγκέντρωσης των φορέων, και η μεταβολή που προκαλείται στο δείκτη διάθλασης, όπως αυτή υπολογίζεται, μέσω της σχέσης

$$\Delta n(E, N, F) = \frac{c\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(E', N, F) - \alpha(E', N_0, F_0)}{E'^2 - E^2} dE' \quad (3.5)$$

Στην παραπάνω σχέση, E είναι η ενέργεια, N η συγκέντρωση των φορέων, F το ηλεκτρικό πεδίο, c η ταχύτητα του φωτός και $\alpha(E', N, F)$ είναι ο συντελεστής απορρόφησης. Οι αρχικές τιμές για τις ποσότητες N_0 και F_0 που χρησιμοποιήσαμε είναι 10^{12} cm^{-2} και 0 kV/cm αντίστοιχα. Τέλος, πρέπει να αναφέρουμε ότι τα φαινόμενα band-filling και band-gap shrinkage λήφθηκαν υπ' όψιν στους υπολογισμούς αυτούς κατά τον υπολογισμό του οπτικού κέρδους.





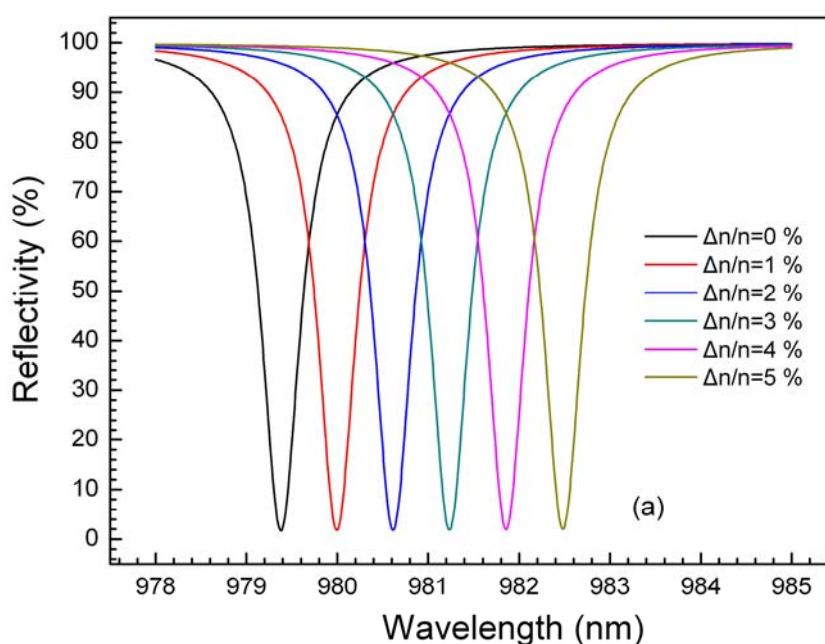
Σχήμα 3.12: (α) Φάσμα οπτικού κέρδους για ένα πηγάδι $In_xGa_{1-x}As$ (20%)/ $Al_xGa_{1-x}As$ (15%), συναρτήσει της ενέργειας, για διάφορες τιμές της συγκέντρωσης N των φορέων και του ηλεκτρικού πεδίου F . Το πάχος του πηγαδιού είναι 10 nm ενώ του φράγματος 8 nm. (β) Μεταβολή του δείκτη διάθλασης Δn συναρτήσει της ενέργειας. Οι μεταβολές υπολογίζονται από τη σχέση (3.5), όπου $N_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ και $F_0 = 0 \text{ kV/cm}$.

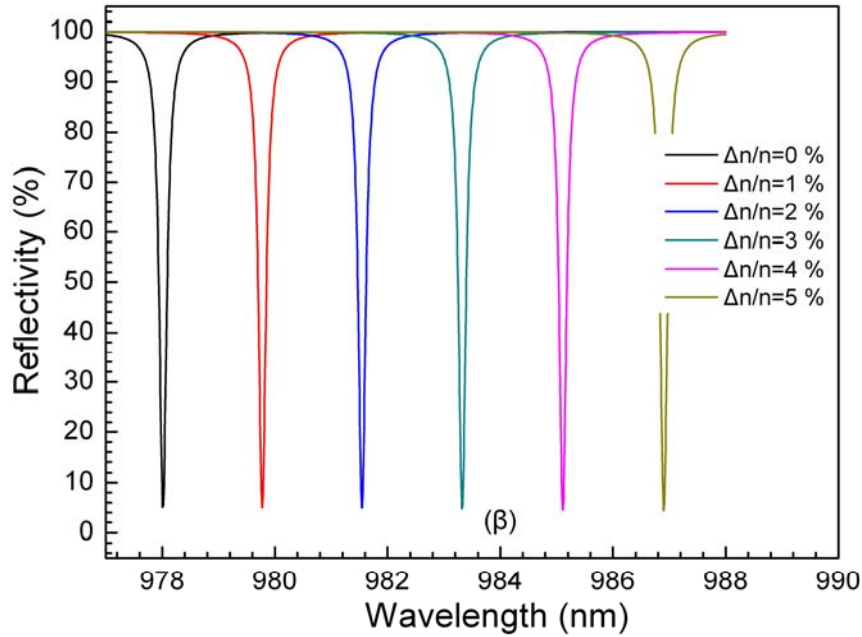
Ωστόσο, πρέπει να τονίσουμε ότι στην πράξη ο ρυθμός εκπομπής του laser εξαρτάται από τον ενεργό δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού. Επομένως, αυτό που μας ενδιαφέρει σε δομές laser, είναι να συνδέσουμε τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης του υλικού με τον ενεργό δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού [23]. Το τελευταίο βέβαια δεν είναι τόσο απλό, αφού ο ενεργός δείκτης διάθλασης εξαρτάται εν γένει από τη γεωμετρία του κυματοδηγού και ο υπολογισμός του απαιτεί αριθμητικές μεθόδους επίλυσης.

3.5 Μεταβολή του συντελεστή ανάκλασης συναρτήσει του δείκτη διάθλασης για μια δομή VCSEL.

Στην παράγραφο αυτή θα προσπαθήσουμε να κάνουμε μια εκτίμηση της μεταβολής του μήκους κύματος εκπομπής, λ_c , του ρυθμού που υποστηρίζει η κοιλότητα ενός VCSEL laser. Όπως ήδη έχει αναφερθεί, μια πρώτη εκτίμηση του λ_c , μπορεί να γίνει με τον υπολογισμό της φασματικής θέσης του βυθίσματος του συντελεστή ανάκλασης της κοιλότητας. Μεταβάλλοντας, το δείκτη διάθλασης των υλικών που αποτελούν την κοιλότητα προφανώς αλλάζει ο οπτικός δρόμος που

ακολουθεί το φως στην κοιλότητα και μέσω της σχέσης (3.2) θα αλλάξει και το λ_c . Επιπλέον, επειδή η απόσταση μεταξύ των ρυθμών σε μια κοιλότητα VCSEL είναι αρκετά μεγάλη, η μεταβολή του μήκους κύματος θα αφορά τον ίδιο ρυθμό έτσι ώστε το tuning που επιτυγχάνεται να είναι συνεχές. Η δομή από την οποία αποτελείται η κοιλότητα είναι αυτή που περιγράφεται στον πίνακα 2.1. Στα σχήματα 3.13, φαίνεται η μεταβολή του βυθίσματος του συντελεστή ανάκλασης για VCSEL με κάτοπτρα $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(90\%)/\text{GaAs}$ ή $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ για διάφορες τιμές της σχετικής μεταβολής του δείκτη διάθλασης $\Delta n/n$. Παρατηρούμε από τα εν λόγω σχήματα, ότι το διάστημα μεταβολής του λ_c , είναι αρκετά μεγαλύτερο στην περίπτωση όπου τα κάτοπτρα του VCSEL αποτελούνται από $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$. Αυτό οφείλεται στο γεγονός, ότι στην περίπτωση των $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ κατόπτρων ο οπτικός παράγοντας περιορισμού του πεδίου είναι μεγαλύτερος, με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο να “νιώθει” περισσότερο τις αλλαγές που συμβαίνουν στην ενεργό περιοχή. Οπότε, για την περίπτωση του σχήματος 3.13(α) η σχετική μεταβολή του tuning range είναι $\Delta\lambda/\lambda_0 = 0,316\%$, ενώ για το σχήμα 3.13(β) είναι $0,91\%$. Στην πραγματικότητα βέβαια, επειδή οι φορείς διαχέονται σε όλη την κοιλότητα, για να βρει κανείς την ακριβή συνεισφορά που έχει κάθε στρώμα στο δείκτη διάθλασης πρέπει να υπολογίσει την κατανομή των φορέων σε όλη την κοιλότητα ώστε να υπάρχει μια ρεαλιστικότερη εκτίμηση της μεταβολής του Δn σε κάθε επιμέρους στρώμα [23].





Σχήμα 3.13: Μεταβολή του βυθίσματος του συντελεστή ανάκλασης R , σε μια δομή VCSEL, συναρτήσει του μήκους κύματος για διάφορες τιμές της σχετικής μεταβολής του δείκτη διάθλασης $\Delta n/n$. Το VCSEL είναι σχεδιασμένο για λειτουργία στα 980 nm. Στην εικόνα (α) τα κάτοπτρα αποτελούνται από $Al_xGa_{1-x}As(90\%)/GaAs$, με αριθμό περιόδων $N_b = 18$ και $N_l = 15$, ενώ στην εικόνα (β) από $Al_2O_3/GaAs$ με αριθμό περιόδων $N_b = 5$ και $N_l = 4$.

Αναφορές Κεφαλαίου 3

1. K. Iga, F. Koyama, S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor lasers" IEEE J. Quantum Electronics, vol.24, pp 1845-55, 1988.
2. D.L Huffaker et al, "1.15 μm wavelength oxide confined quantum dot vertical cavity surface emitting laser", IEEE Photonics Technology Letters, vol.10, pp 185-187, 1998.
3. G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor Lasers", Van Nostrand Reinhold 2d edition.
4. S. Fung Yu, "Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers", Willey, 2003.

5. Y. J. Yang, T. G. Dziura et al. "Continuous wave single transverse mode vertical cavity surface emitting lasers fabricated by Helium implantation and zinc diffusion", *Electronic Letters*, vol. 28, no. 3, pp.274-275,1992.
6. H. Saito, K. Nishi et al. "Room temperature lasing operation of a quantum dot vertical cavity surface emitting lasers", *Apply Physics Letters*, vol. 69, no. 21, pp. 3140-42,1996.
7. P. Blixt, D. I. Babic et al. "Multimode fiber transmission using room temperature double fused 1.54 μm vertical cavity lasers", *IEEE photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 11, pp. 1564-67,1996.
8. T. H. Oh, D. L. Huffaker, D. G. Deppe, "Comparison of vertical cavity surface emitting lasers with half-wave cavity confined by single or double oxide apertures", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 7, pp.875-7, 1997.
9. K. D. Choquette et al, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*", vol.3,no. 3 pp.916-26, 1997.
10. S. A. Feld, J. P. Loehr et al, "In situ optical monitoring of AlAs wet oxidation using a novel low-temperature low-pressure stream furnace design", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 2, pp.197-200, 1998.
11. M. H. MacDougal et al. "Low resistance intracavity contacted oxide aperture VCSELs", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 9-11, 1997.
12. P. Schnitzer, M. Grabberr et al. "GaAs VCSEL's at $\lambda=780$ and 835 nm for short distance 2.5 Gb/s plastic optical fiber data links", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 7, pp. 767-9, 1999.
13. L. A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits", Willey, 1995.
14. H. E. Li. K. Iga, "Vertical cavity surface emitting lasers", Springer, 2003.
15. B. R. Bennet, R. A. Soref, J. A. Del Adamo, "Carrier induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, pp 113, 1990.
16. T. Kameda, H. Mori et al, "A DBR laser employing passive section heaters, with 10.8 nm tuning range and 1.6 MHz linewidth", *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 5, pp. 608, 1993.

17. F. Delorme, A. Ramdane et al, "Ultra fast optical switching operation of DBR lasers using an electro-optical tuning section", IEEE Photonic Technology Letters, vol. 10, pp. 269, 1995.
18. F. Delorme, "Widely tunable 1.55- μm lasers for Wavelength-Division-Multiplexed optical fiber communications", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, pp. 1706, 1998
19. P. K. Basu, "Theory of Optical Processes in Semiconductors", Clarendon Press, Oxford
20. W. W. Chow, S. W. Koch, "Semiconductor Laser Fundamentals", Springer
21. H. Haug, S. W. Koch, "Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors", World Scientific
22. S. L. Chuang, "Physics of Optoelectronics Devices", Wiley
23. J. P. Weber, "Optimization of the carrier-induced effective index changes in InGaAsP waveguides. Application to tunable Bragg filters", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, no. 8, pp. 1801, 1994.

Κεφάλαιο 4

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Κεφάλαιο 4

4.1 Εισαγωγή

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 1, η μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής στα MEMs-VCSEL γίνεται με μηχανικό τρόπο μεταβάλλοντας το μήκος της κοιλότητας. Παρόλο, που τα MEMs-VCSEL αναπτύσσονται από εταιρείες με την προοπτική να κυκλοφορήσουν στο εμπόριο, εντούτοις το processing που απαιτείται για την κατασκευή τους παραμένει ιδιαίτερα πολύπλοκο και η όλη σύλληψη τους εγείρει θέμα αξιοπιστίας της διάταξης εκτός εργαστηριακού χώρου. Από τη σχέση (2.2), το μήκος κύματος εκπομπής, λ_c , ενός VCSEL μπορεί να μεταβληθεί αλλάζοντας το δείκτη διάθλασης της ενεργού περιοχής. Αυτή η δυνατότητα αποτελεί το σημείο εστίασης αυτής της εργασίας και συγκεκριμένα, μας ενδιαφέρει να εξετάσουμε τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης της ενεργού περιοχής, που προκαλείται από την παρουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου και τις συνέπειες που έχει η μεταβολή αυτή στο μήκος κύματος εκπομπής του laser. Όπως ήδη έχουμε περιγράψει η παρουσία του ηλεκτρικού πεδίου τροποποιεί το φάσμα της απορρόφησης και συνεπώς το φάσμα του δείκτη διάθλασης, σύμφωνα με το σχήμα 3.12.

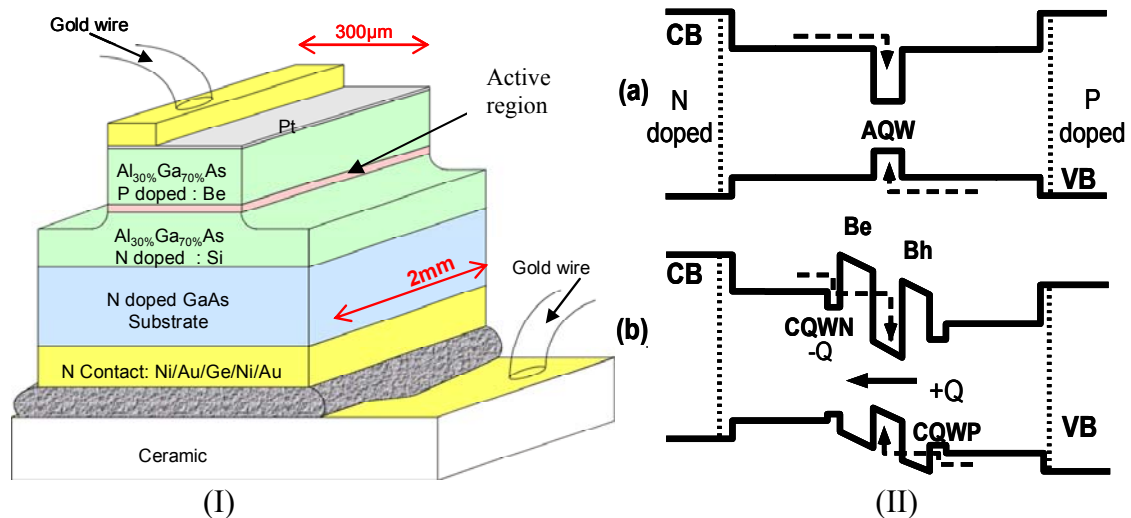
Στα VCSEL, ο ρυθμός που υποστηρίζεται από την κοιλότητα διαδίδεται κάθετα προς την ενεργό περιοχή, με αποτέλεσμα η περιοχή αλληλεπίδρασης του ρυθμού με το ενεργό στρώμα να περιορίζεται μόνο στο πάχος του στρώματος αυτού. Αυτό σημαίνει πως για να υπάρξει μια σημαντική μεταβολή του μήκους κύματος λόγω της μεταβολής του δείκτη διάθλασης, Δn , θα πρέπει το Δn να είναι αρκετά μεγάλο. Για το λόγο αυτό, και δεδομένου ότι η κατασκευή ενός VCSEL είναι πολύπλοκη, θα θέλαμε προτού προχωρήσουμε στην υλοποίηση δομών VCSEL να κάνουμε μια πρώτη εκτίμηση της μεταβολής του δείκτη διάθλασης της ενεργού περιοχής.

Μια πρώτη εκτίμηση του Δn , μπορεί να γίνει σε δομές edge emitting lasers όπου η κατασκευή τους όσον αφορά την επιταξιακή ανάπτυξη και το processing είναι πιο εύκολη. Ένας τρόπος, με τον οποίο μπορεί να εξάγει κανείς συμπεράσματα για το Δn είναι να παρακολουθήσει τη μετατόπιση που υφίστανται οι διαμήκεις ρυθμοί καθώς το ηλεκτρικό πεδίο μεταβάλλεται. Αν γνωρίζουμε τη φασματική θέση ενός διαμήκους ρυθμού για δύο διαφορετικές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου μπορούμε να υπολογίσουμε και τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης, όπως θα δούμε πιο αναλυτικά στη συνέχεια.

Στη συνέχεια του κεφαλαίου θα αναφέρουμε κάποια αποτελέσματα από προηγούμενα πειράματα που έχουν γίνει σε παρόμοιες δομές laser, ενώ στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα των πειραμάτων που έγιναν στα πλαίσια αυτής της εργασίας.

4.2 Σύνοψη προηγούμενων αποτελεσμάτων

Στην παράγραφο αυτή θα κάνουμε μια σύντομη ανασκόπηση κάποιων αποτελεσμάτων από πειράματα ηλεκτροφωταύγειας (electroluminescence-EL), σε δομές παρόμοιες με αυτές που εξετάσαμε, ώστε να αναδείξουμε κάποια προβλήματα που εμφανίστηκαν κατά τη μέτρηση του Δn στις δομές αυτές. Η δομή του laser που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα αυτά φαίνεται στο σχήμα 3.1. Πρόκειται για μια τυπική p-i-n δομή laser η οποία αποτελείται από δύο στρώματα $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=30\%$) p- και n-τύπου, τα οποία περιβάλλουν την ενεργό περιοχή. Το πάχος του κάθε στρώματος είναι 1.6 μm και λειτουργούν σαν στρώματα επικάλυψης για τον κυματοδηγό της κοιλότητας.

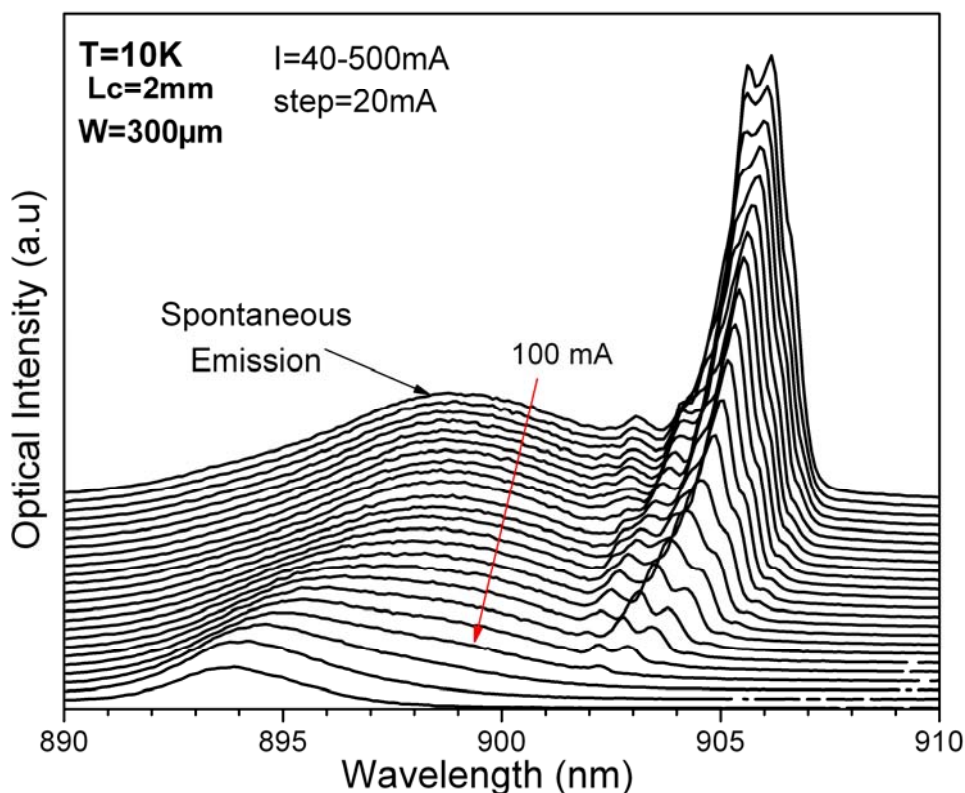


Σχήμα 4.1: (I) Σχηματικό διάγραμμα της δομής laser. (II) Περιγραφή της ενεργού περιοχής για α) το δείγμα αναφοράς και β) το δείγμα με τα τρία πηγιάδια. Η περιγραφή της ενεργού περιοχής δίνεται στο κείμενο.

Η ενεργός περιοχή αποτελείται από τρία κβαντικά πηγιάδια, σχήμα 4.1(IIβ). Το AQW έχει πάχος 10 nm και αποτελείται από $In_xGa_{1-x}As$ ($x=10\%$), ενώ τα CQWN και CQWP είναι πηγιάδια GaAs πάχους 4.5 και 6 nm αντίστοιχα. Τα φράγματα (barriers) που χωρίζουν τα δύο GaAs QWs από το μεσαίο πηγιάδι έχουν πάχος 12 (B_e) και 10 nm (B_h) αντίστοιχα και αποτελούνται από $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=30\%$). Ο ρόλος των GaAs QWs είναι να συγκρατούν τους φορείς, ηλεκτρόνια και οπές, κατά την έγχυση του ρεύματος, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο κάθετο στο InGaAs QW.

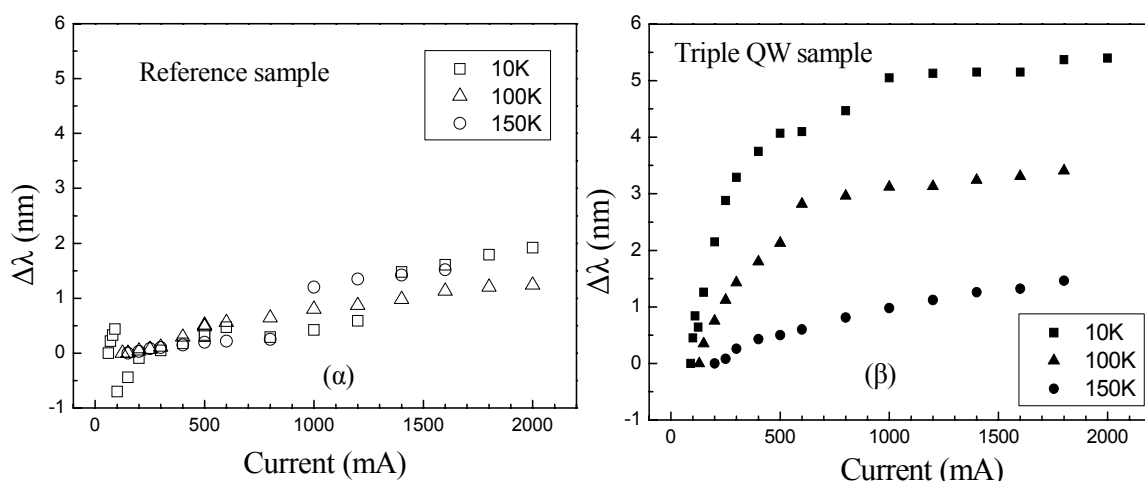
Έτσι, μεταβάλλοντας το εγγεόμενο ρεύμα μπορούμε να μεταβάλλουμε την συγκέντρωση των φορέων στα CQWs και επομένως την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Τέλος, ως δομή αναφοράς χρησιμοποιήθηκε η δομή της οποίας η ενεργός περιοχή αποτελείται από ένα InGaAs QW, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1 (IIα).

Η εικόνα 4.2 δείχνει μια σειρά φασμάτων, ένταση συναρτήσεως του μήκους κύματος, από πειράματα ηλεκτροφωταύγειας για τη δομή που περιγράψαμε προηγουμένως. Το ρεύμα που εφαρμόζεται στη δομή μεταβάλλεται από 40 έως 500 mA με βήμα 20 mA. Προκειμένου να αποφευχθεί η θέρμανση της συσκευής του laser, το ρεύμα που χρησιμοποιείται είναι παλμικό, με εύρος παλμού 200 ns και ρυθμό επανάληψης 5 kHz. Το φως που μαζεύεται στο φασματογράφο (spectrometer) προέρχεται από την επιφάνεια της δομής διαμέσου ενός ημιδιαφανούς μεταλλικού στρώματος Pt, ώστε να είναι δυνατή η ταυτόχρονη μέτρηση της αυθόρμητης και της εξαναγκασμένης εκπομπής του laser. Στα φάσματα του σχήματος 4.2, η πλατιά γραμμή η οποία μετατοπίζεται από τα ~893.7 στα ~898.7 nm αντιστοιχεί στην αυθόρμητη εκπομπή. Η πιο στενή γραμμή που εμφανίζεται στα 902 nm για ρεύμα 100 mA αντιστοιχεί στην εκπομπή laser.



Σχήμα 4.2: Μεταβολή της οπτικής έντασης συναρτήσεως του μήκους κύματος για διάφορες τιμές του εγγεόμενου ρεύματος. Στα φάσματα φαίνεται τόσο η αυθόρμητη όσο και η εξαναγκασμένη εκπομπή. Το κατώφλι του ρεύματος για δράση laser είναι τα 100 mA, ενώ το κόκκινο βέλος δείχνει το αντίστοιχο φάσμα

Πέρα από τη μετατόπιση των 5 nm που υφίσταται το φάσμα της αυθόρμητης εκπομπής, αυτό που έχει ενδιαφέρον είναι η μετατόπιση του φάσματος που αντιστοιχεί στην εκπομπή laser. Το κατώφλι του ρεύματος για τη δράση laser είναι περίπου 100 mA ενώ η κορυφή του φάσματος είναι στα 902 nm. Αυξάνοντας το ρεύμα μέχρι τα 500 mA παρατηρείται σταδιακή μετατόπιση του φάσματος μέχρι τα 906 nm. Τα 4 nm της μετατόπισης της κορυφής του laser για την περιοχή των ρευμάτων 100-500 mA, οφείλονται στην ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου του οποίου η ένταση σύμφωνα με την ανάλυση της [1] αυξάνει κατά 20 kV/cm πάνω από τα 75 kV/cm, τιμή που αντιστοιχεί στο ηλεκτρικό πεδίο στο κατώφλι. Η σύνδεση της μετατόπισης του μήκους κύματος εκπομπής του laser με την ύπαρξη του ηλεκτρικού πεδίου επιβεβαιώνεται από το σχήμα 4.3, το οποίο δείχνει το μήκος κύματος εκπομπής συναρτήσει του ρεύματος για τη δομή των τριών πηγαδιών του σχήματος 4.1(IIa) και για τη δομή αναφοράς.



Σχήμα 4.3: Μεταβολή του μήκους κύματος συναρτήσει του ρεύματος (α) για τη δομή αναφοράς και (β) για τη δομή με τα τρία πηγάδια για τρεις διαφορετικές τιμές της θερμοκρασίας.

Αυτό που φαίνεται είναι ότι στην περιοχή των ρευμάτων που συζητάμε, το μήκος κύματος του laser αναφοράς παραμένει σχετικά σταθερό, εν αντιθέσει με τη δομή των τριών πηγαδιών. Για τιμές ρευμάτων μεγαλύτερες από 500 mA παρατηρούμε, από το σχήμα 4.3(β), ότι η μεταβολή του μήκους κύματος υφίσταται κορεσμό. Πράγματι, μεταβάλλοντας το ρεύμα από 500 σε 2000 mA το μήκος κύματος μετατοπίζεται μόνο κατά 1 nm. Ο κορεσμός αυτός μπορεί να αποδοθεί σε διάφορους μηχανισμούς όπως: α) μείωση της ικανότητας των φραγμάτων να συγκρατούν τους φορείς στα CQWs λόγω της κάμψης των φραγμάτων δυναμικού από το ηλεκτρικό πεδίο, με αποτέλεσμα οι φορείς να διαφεύγουν πιο εύκολα από αυτά και το ηλεκτρικό πεδίο να μην αυξάνει

με τον ίδιο ρυθμό. β) Αύξηση της θωράκισης στο AQW λόγω της αυξανόμενης συγκέντρωσης των φορέων σε αυτό, με συνέπεια να μειώνεται η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στους φορείς.

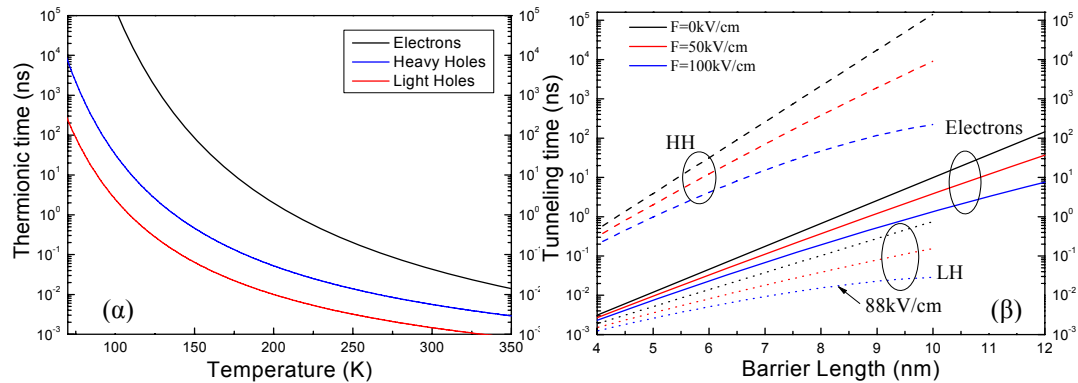
Τέλος, από το σχήμα 4.3(β) παρατηρούμε πως όσο αυξάνεται η θερμοκρασία η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στη μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής μειώνεται. Αυτό σημαίνει πως το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από τη συγκέντρωση των φορέων στα CQWs για κάποιο λόγο μειώνεται. Η εξασθένηση αυτή μπορεί να εξηγηθεί με μείωση της συγκέντρωσης των φορέων στα CQWs. Οι δύο κυριότεροι μηχανισμοί που μπορούν να συντελέσουν στη μείωση της συγκέντρωσης των φορέων στα CQWs με την αύξηση της θερμοκρασίας είναι η θερμιακή εκπομπή και το tunneling. Για να καθορίσουμε ποιος μηχανισμός από τους δύο είναι πιο σημαντικός, υπολογίσαμε τους χρόνους θερμιακής εκπομπής, τ_{th} , και tunneling, τ_{tun} . Ο υπολογισμός έγινε χρησιμοποιώντας ημικλασικά μοντέλα [2,3] και οι αντίστοιχες σχέσεις είναι

$$\tau_{th} = L_w \sqrt{\frac{2\pi}{kT}} \exp\left(\frac{\Delta E_n}{kT}\right)$$

$$\tau_{tun} = L_w \sqrt{\frac{2\pi}{E_n}} \exp\left(2L_{bar} \sqrt{\frac{2m_w^* \Delta E_n}{\hbar^2}}\right), \quad F = 0$$

$$\tau_{tun} = L_w \sqrt{\frac{2\pi}{E_n}} \exp\left(\frac{4\sqrt{2m_{bar}^*}}{3\hbar q F} \left((\Delta E_n)^{3/2} - (\Delta E_n - qFL_{bar})^{3/2}\right)\right), \quad F \neq 0$$

Στις παραπάνω σχέσεις L_w , L_{bar} , m_w^* , m_{bar}^* είναι αντίστοιχα τα μήκη και οι ενεργές μάζες του πηγαδιού και του φράγματος. $\Delta E_n = E_{bar} - E_n$, όπου E_{bar} είναι η ενέργεια του φράγματος και E_n οι ιδιοενέργειες του πηγαδιού. Τέλος, F είναι το ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος του φράγματος, q είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και \hbar η ανηγμένη σταθερά του Planck.



Σχήμα 4.4: (α) Θερμιονικός χρόνος εκπομπής συναρτήσει της θερμοκρασίας και (β) tunneling χρόνος συναρτήσει του μήκους του φράγματος για τα ηλεκτρόνια, τις βαριές και τις ελαφρές οπές. Οι παράμετροι της ετεροδομής αφορούν το σχήμα 4.1 και δίνονται παραπάνω.

Η μεταβολή του τ_{th} με τη θερμοκρασία και του τ_{tun} με το εύρος του φράγματος φαίνονται στο σχήματα 4.4. Θεωρώντας τα CQWs μεμονωμένα, το ΔE_1 για τα ηλεκτρόνια βρέθηκε ότι είναι ίσο με 172 meV, ενώ για τις βαριές (HH) και τις ελαφριές (LH) οπές 105 και 89 meV αντίστοιχα για T=300 K. Να σημειώσουμε ότι κατά τον υπολογισμό των τ_{th} , τ_{tun} δεν ελήφθησαν υπ' όψιν το bandgap-shrinkage και η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στις Z.Σ και Z.A της δομής. Οι τιμές τους για τιμή ηλεκτρικού πεδίου ίση με 100 kV/cm και θερμοκρασία ίση με 100 και 150 K δίνονται στον ακόλουθο πίνακα.

	τ_{th}^e (ns)	τ_{th}^{hh} (ns)	τ_{th}^{lh} (ns)	τ_{tun}^e (ns)	τ_{tun}^{hh} (ns)	τ_{tun}^{lh} (ns)
$T = 100K$	$3,87 \cdot 10^4$	42,3	3,03	-----	-----	-----
$T = 150K$	84,6	0,46	0,064	-----	-----	-----
$L_{bar} = 10nm$	-----	-----	-----	-----	221,7	0,028*
$L_{bar} = 12nm$	-----	-----	-----	119,7	-----	-----

Πίνακας 4.1: Χρόνοι θερμιονικής εκπομπής και tunneling των φορέων για τα CQWs. *: Ο χρόνος τ_{tun}^{lh} δίνεται για τιμή $F = 88kV/cm$, διότι η τιμή της παράστασης $(\Delta E - qFL_{bar})^{3/2}$ γίνεται μιγαδική για μεγαλύτερες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου.

Από τον παραπάνω πίνακα βλέπουμε πως τόσο ο τ_{th} όσο και ο τ_{tun} των LHs είναι μικρότεροι από τους αντίστοιχους των HH και των ηλεκτρονίων. Αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα πως οι LHs παίζουν εν δυνάμει σημαντικό ρόλο στην μείωση της επίδρασης του πεδίου στο μήκος εκπομπής. Στους 100 K ο χρόνος τ_{th}^{lh} είναι περίπου δύο τάξεις μικρότερος από τον τ_{tun}^{lh} πράγμα που υποδηλώνει πως ο κύριος μηχανισμός είναι το tunneling των LHs από το CQW P προς το AQW, ενώ στους 150 K οι δύο αυτοί χρόνοι γίνονται συγκρίσιμοι. Καταλήγουμε στο συμπέρασμα πως καθώς αυξάνεται το ρεύμα, και συνεπώς η συγκέντρωση των οπών στο CQWP, η στάθμη της LH καταλαμβάνεται ολοένα και από περισσότερους φορείς με αποτέλεσμα ο αριθμός των οπών που διαφεύγει προς το AQW να αυξάνεται. Αυτό έχει σα συνέπεια, πέραν μιας τιμής του ρεύματος (περιοχή κόρου στο σχήμα 4.3), το ηλεκτρικό πεδίο να μην αυξάνεται πλέον σημαντικά. Επιπλέον, η αύξηση της συγκέντρωσης των οπών στο AQW ταυτόχρονα με τη μεγάλη συγκέντρωση ηλεκτρονίων, δημιουργεί ένα

δίπολο το οποίο θωρακίζει το ηλεκτρικό πεδίο και επομένως μειώνει την επίδραση του φαινόμενου Stark στο μήκος εκπομπής του laser.

Αν και τα φάσματα, της εικόνας 4.2, παρουσιάζουν ένα σημαντικό $\Delta\lambda$ της τάξης των 4 nm για τη γραμμή του laser, εντούτοις είναι δύσκολο να προκύψει από αυτά κάποια άμεση πληροφορία για τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης Δn . Καταρχήν, η επιλογή μιας κοιλότητας μήκους 2 mm έχει σαν αποτέλεσμα η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών ρυθμών να είναι μόλις 0.06 nm. Η απόσταση αυτή είναι πολύ μικρότερη από την ανάλυση του φασματομέτρου που χρησιμοποιήθηκε (0.2 nm) με συνέπεια να μην μπορεί κανείς να διακρίνει τους διαμήκεις ρυθμούς. Επιπλέον, ξανακοιτώντας την εικόνα 4.2, παρατηρούμε πως στη γραμμή του laser υπάρχει μια περιοδική διαμόρφωση με περίοδο $\Delta\lambda_c \approx 0.6$ nm. Η περιοδική αυτή διαμόρφωση δεν μπορεί προφανώς να αποδοθεί στους διαμήκεις ρυθμούς εφόσον η απόσταση τους αναμένεται μόλις 0.06 nm. Η πιο πιθανή προέλευση της διαμόρφωσης αυτής, οφείλεται σε ζεύξη μεταξύ των ρυθμών που διαδίδονται στον κυματοδηγό του laser με τους ρυθμούς που μπορεί να υποστηρίξει το υπόστρωμα λειτουργώντας σαν συζευγμένος κυματοδηγός [4]. Δεδομένου, ότι ο δείκτης διάθλασης του υποστρώματος είναι μεγαλύτερος από αυτόν των στρωμάτων $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, το υπόστρωμα μπορεί να λειτουργήσει σαν κυματοδηγός για ένα μέρος του φωτός που διαφεύγει από τον κυματοδηγό του laser. Η ζεύξη αυτή έχει σαν αποτέλεσμα να δημιουργούνται νέοι υπερρυθμοί (supermodes) των οποίων η απόσταση δίνεται από συζευγμένη θεωρία ρυθμών (coupled mode theory) μέσω της σχέσης

$$\Delta\lambda_c = \frac{(n_s^2 - n_c^2)^{1/2} (\lambda/2Dn_c)}{dn_c/d\lambda - dn_s/d\lambda + (n_s^2 - n_c^2)/n_c\lambda}$$

Στην παραπάνω σχέση D είναι το πάχος του υποστρώματος και n_s , n_c οι δείκτες διάθλασης του υποστρώματος και των στρωμάτων επικάλυψης $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Για πάχος του υποστρώματος μεταξύ 120 και 170 μm , μετά τη λείπτυνση του (polishing), και για κατάλληλες τιμές των δεικτών διάθλασης [5], προκύπτει ότι οι θεωρητικές τιμές του $\Delta\lambda_c$ είναι μεταξύ των 0.43-0.6 nm. Οι τιμές αυτές βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τις πειραματικές πράγμα που μας ωθεί να δεχτούμε την ύπαρξη της ζεύξης μεταξύ των δύο κυματοδηγών.

Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι οι κορυφές που φαίνονται στη γραμμή του laser δεν είναι οι διαμήκεις ρυθμοί της κοιλότητας αλλά υπερρυθμοί που προκύπτουν

από τη ζεύξη των ρυθμών που υποστηρίζουν οι κυματοδηγοί του laser και του υποστρώματος. Η μεταβολή της φασματικής θέσης των υπερρυθμών, σχήμα 4.2, δεν οφείλεται αποκλειστικά στη μεταβολή του δείκτη διάθλασης, λόγω του ηλεκτρικού πεδίου, αλλά καθορίζεται και από το φαινόμενο Vernier, όπως το περιγράψαμε στο πρώτο κεφάλαιο. Για να εξάγει, λοιπόν, κανείς πληροφορία για το Δn της ενεργού περιοχής θα πρέπει να συνδέσει τη μεταβολή αυτή με τον ενεργό δείκτη διάθλασης των υπερρυθμών με τη βοήθεια της συζευγμένης θεωρίας ρυθμών. Κάτι τέτοιο όμως, απαιτεί πολυπαραμετρική αριθμητική επίλυση του προβλήματος, με συνέπεια να δυσχεραίνεται η εξαγωγή του Δn από πειραματικές μετρήσεις. Έτσι, κρίθηκε σκόπιμο αφενός να ξανασχεδιαστούν οι δομές κατάλληλα ώστε να περιοριστεί η σύζευξη αυτή και η παρουσία υπερρυθμών και αφετέρου να μικρύνουν οι διαστάσεις της κοιλότητας ώστε να παρατηρηθούν οι διαμήκεις ρυθμοί του κυρίως κυματοδηγού.

4.3 Πειραματική διαδικασία

4.3.1 Κατασκευή δειγμάτων

Στην παράγραφο αυτή θα περιγράψουμε πιο αναλυτικά τη διαδικασία κατασκευής των διοδικών laser που χρησιμοποιήσαμε στις πειραματικές μετρήσεις. Η ακόλουθη διαδικασία περιγράφει τον τρόπο κατασκευής cleaved edge emitting lasers φτιαγμένα από GaAs ή κράματα αυτού.

1) Σχεδιασμός Μασκών

Το σύνολο των μασκών που χρησιμοποιήθηκε αποτελείται από τρεις επιμέρους μάσκες, με τη βοήθεια των οποίων εκτελέστηκαν τα βήματα που απαιτούνται για την κατασκευή lasers. Στη συνέχεια αναφέρουμε τις τρεις αυτές μάσκες.

- P-contact mask: Η μάσκα αυτή καθορίζει την περιοχή του δείγματος πάνω στην οποία γίνεται η εναπόθεση μετάλλου, για το σχηματισμό της p-επαφής στο πάνω μέρος του mesa.
- Ridge mask: Χρησιμεύει για την κατασκευή των mesa των laser. Η μάσκα αυτή είναι σχεδιασμένη με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούνται ταυτόχρονα ένα σύνολο από mesa των οποίων το πάχος μεταβάλλεται από 10-50 μm , με βήμα 10 μm .
- N-contact mask: Τέλος, η μάσκα αυτή μπορεί να χρησιμεύσει για την κατασκευή n-επαφής από την μπροστινή πλευρά του wafer, καθώς και στην

εναπόθεση του μετάλλου διασύνδεσης (interconnect metal). Στην πράξη η μάσκα αυτή χρησιμοποιήθηκε για την εναπόθεση του μετάλλου διασύνδεσης.

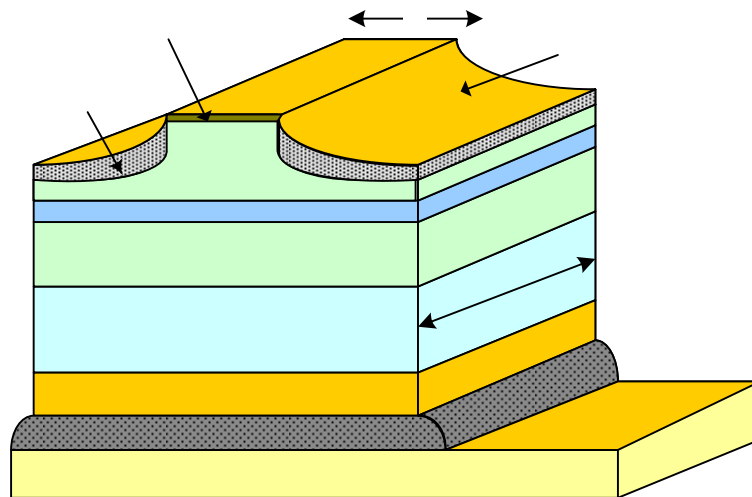
2) Πειραματική διαδικασία processing

- **P-contact:** Το πρώτο στάδιο της κατασκευής των διοδικών laser είναι η εναπόθεση του μετάλλου της p-επαφής στο δείγμα. Η p-επαφή αποτελείται από διαδοχικά στρώματα Τιτάνιου (Ti)/Πλατίνας (Pt) και από 100 nm Χρυσού (Au). Μετά την εναπόθεση, ακολουθεί ανόπτηση (annealing) του δείγματος για 60 sec, στους 410 °C και σε περιβάλλον αζώτου, ώστε να επιτευχθεί κραματοποίηση του μετάλλου με την επιφάνεια του ημιαγωγού.
- **Ridge:** Στο δεύτερο βήμα δημιουργήσαμε τα mesa του laser, χρησιμοποιώντας υγρή χάραξη (wet etching). Το διάλυμα που χρησιμοποιήθηκε για το σκοπό αυτό, αποτελείται από φωσφορικό και θειικό οξύ (H_3PO_4/H_2SO_4) καθώς και υπεροξείδιο του υδρογόνου (H_2O_2). Το βάθος της χάραξης ήταν τόσο, ώστε το mesa να αποτελείται μόνο από το πάνω στρώμα επικάλυψης, σταματώντας λίγο πάνω από την ενεργό περιοχή. Η επιλογή αυτή, στηρίζεται στην εξάλειψη της μη-ακτινοβολητικής επανασύνδεσης που λαμβάνει χώρα στα άκρα της ενεργού περιοχής, εφόσον αυτή συμπεριληφθεί στο mesa. Τέλος, η κατασκευή του mesa βελτιώνει την κυματοδότηση του ρυθμού που διαδίδεται στην κοιλότητα καθώς και τη διάχυση των φορέων προς την ενεργό περιοχή.
- **Dielectric:** Προκειμένου να διευκολύνουμε την εναπόθεση του interconnect μετάλλου και να μειώσουμε τη σκέδαση του οπτικού ρυθμού από τις ατέλειες της πλευρικής επιφάνειας του mesa, εναποθέσαμε διηλεκτρικό, Si_3N_4 . Η εναπόθεση του Si_3N_4 πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας PE-CVD (plasma enhanced-Chemical Vapor Deposition). Η εναπόθεση Si_3N_4 , διαρκεί τυπικά 35 min σε συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας 300 mTorr και 220 °C αντίστοιχα, για το σχηματισμό στρώματος διηλεκτρικού πάχους 0.3 μm. Στη συνέχεια, ακολουθεί ανόπτηση του δείγματος ώστε να επιτευχθεί η καλύτερη δυνατή επαφή μεταξύ του interconnect μετάλλου και του διηλεκτρικού. Το μέρος του διηλεκτρικού που κάλυψε την p-επαφή απομακρύνθηκε με RIE (Reactive Ion Etching) χρησιμοποιώντας CF_4/O_2 .
- **N-contact:** Η n-τύπου επαφή δημιουργείται στο πίσω μέρος του υποστρώματος. Πριν την εναπόθεση του μετάλλου, προηγείται λέπτυνση του

υποστρώματος με lapping. Στη συνέχεια, ακολουθεί εξάχνωση χρυσού (Au), γερμανίου (Ge) και 300 nm Au. Τέλος, πραγματοποιείται ανόπτηση της n-επαφής, προκειμένου να επιτευχθεί κραματοποίηση του μετάλλου με την επιφάνεια του ημιαγωγού.

- **Interconnect:** Ένα λεπτό στρώμα μετάλλου, 100 Å Cr και 300 nm Au, εξαχνώνεται στην πάνω πλευρά του δείγματος για τη δημιουργία του interconnect μεταλλικού στρώματος. Το Cr χρησιμοποιήθηκε ώστε να μεγιστοποιηθεί η συγκόλληση με το διηλεκτρικό, αυξάνοντας τη μηχανική σταθερότητα του μετάλλου διασύνδεσης.

Η τελική σχηματική μορφή των συσκευών laser φαίνεται στο σχήμα 4.5, ενώ η αναλυτική δομή της ενεργού περιοχής για τα διάφορα δείγματα που επεξεργαστήκαμε δίνονται αμέσως μετά, στον πίνακα 4.2.



Σχήμα 4.5: Σχηματική αναπαράσταση μιας συσκευής laser όπως προκύπτει μετά το processing που περιγράψαμε. Με w συμβολίζεται το εύρος του mesa και με L το μήκος της κοιλότητας.

	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	GaAs CQWN	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ B_e	$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ AQW	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ B_h	GaAs CQWP	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$
365	134 nm	-----	-----	12	-----	-----	134 nm
353	124 nm	4.5 nm	12 nm	12 nm	12 nm	20 nm	114 nm
364	124 nm	4.5 nm	10 nm	12 nm	8 nm	20 nm	114 nm
351	124 nm	4.5 nm	12 nm	12 nm	10 nm	20 nm	114 nm
360	124 nm	4.5 nm	12 nm	12 nm	8 nm	20 nm	114 nm

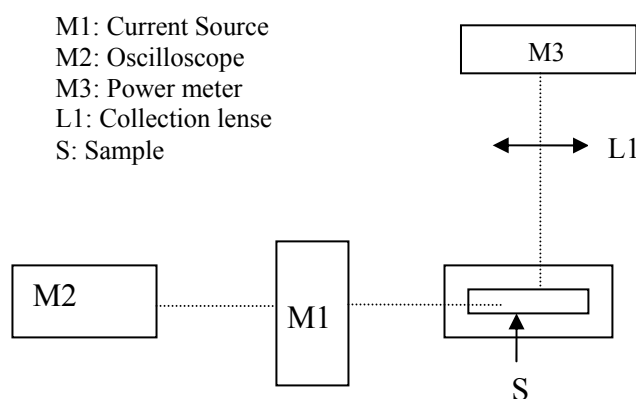
Πίνακας 4.2: Αναλυτική περιγραφή της ενεργού περιοχής των δειγμάτων που επεξεργαστήκαμε (processed)

Si_3N_4

AlGaAs (30%)
P-Doped: Be
Active Region

4.3.2 Χαρακτηρισμός των δειγμάτων σε θερμοκρασία 300 K.

Ο πρώτος χαρακτηρισμός των δειγμάτων έγινε με πειράματα ηλεκτροφωταύγειας σε θερμοκρασία δωματίου. Οι μετρήσεις αυτές έγιναν με σκοπό να χαρακτηρίσουμε τις δομές laser και να έχουμε μια πρώτη εικόνα της απόδοσής τους και της ποιότητας λειτουργίας τους. Στα πειράματα αυτά μετρήθηκε η ισχύς του εκπεμπόμενου σήματος του laser συναρτήσει του ρεύματος για τιμές ρεύματος άνω και κάτω της τιμής κατωφλίου. Το ρεύμα ήταν παλμικής λειτουργίας με εύρος παλμού 500 ns ενώ ο ρυθμός επανάληψης 10 kHz . Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήσαμε στις συγκεκριμένες μετρήσεις φαίνεται στο σχήμα 4.6.

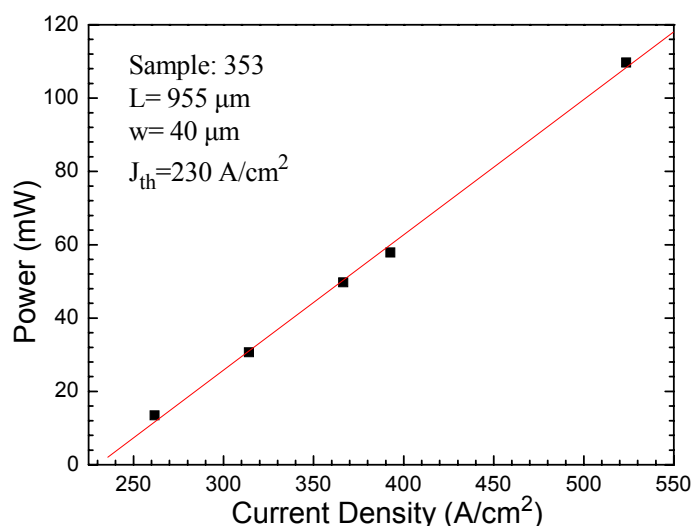


Σχήμα 4.6: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για τα πειράματα ηλεκτροφωταύγειας σε $T=300\text{ K}$.

Από τις μετρήσεις της οπτικής ισχύος συναρτήσει του ρεύματος μπορούμε να χαρακτηρίσουμε την απόδοση του laser από τις τιμές των ποσοτήτων που περιγράφουμε αναλυτικά στη συνέχεια.

1. Πυκνότητα ρεύματος κατωφλίου: Η πυκνότητα του ρεύματος κατωφλίου (J_{th}) μπορεί να εξαχθεί από την καμπύλη της οπτικής ισχύς συναρτήσει του ρεύματος. Επειδή στις μετρήσεις χρησιμοποιήσαμε παλμικό ρεύμα, οι τιμές της οπτικής ισχύος, η οποία μετράται στο power meter, πρέπει να διαιρεθούν με τον κύκλο λειτουργίας

(duty cycle) ο οποίος ορίζεται σαν το πηλίκο της διάρκειας του παλμού προς το ρυθμό επανάληψης. Επιπλέον, επειδή τα laser έχουν cleaved κάτοπτρα, με αποτέλεσμα να μετράμε το φως που εκπέμπεται από τη μια μεριά του laser, οι μετρήσεις της οπτικής ισχύος πολλαπλασιάζονται επί δύο, ώστε να συνυπολογίσουμε και το φως που εκπέμπεται από την άλλη πλευρά.



Σχήμα 4.7: Οπτική ισχύς συναρτήσει της πυκνότητας ρεύματος για τιμές πάνω από το κατώφλι. Το γράφημα αναφέρεται στο δείγμα 353 με μήκος κοιλότητας $955 \mu\text{m}$ και πάχους $40 \mu\text{m}$.

Το J_{th} υπολογίζεται προσαρμόζοντας στα πειραματικά σημεία της καμπύλης πάνω από το κατώφλι με την ευθεία $P = A + B \cdot J$ και η τιμή του ορίζεται από τη σχέση $J_{th} = -A/B$. Για την καμπύλη του σχήματος 4.7 η τιμή του J_{th} είναι 230 A/cm^2 , η οποία αντιστοιχεί σε ρεύμα κατωφλίου $I_{th} = 90 \text{ mA}$.

2. Απόδοση: Η απόδοση του laser μπορεί να περιγραφεί από διάφορες παραμέτρους όπως η απόδοση κλίσης (slope efficiency-S), η εξωτερική διαφορική απόδοση (external differential efficiency) και η κβαντική διαφορική απόδοση (differential quantum efficiency- η_d). Η slope efficiency (S) δείχνει πόσο γρήγορα αυξάνει η τιμή της εκπεμπόμενης ισχύος που συλλέγεται στο power-meter συναρτήσει του εγχεόμενου ρεύματος για τιμές πάνω από το κατώφλι. Το S υπολογίζεται μέσω της σχέσης $S = B/wL$, όπου w είναι το εύρος και L το μήκος της κοιλότητας του laser. Για το σχήμα 4.7 η τιμή του S είναι 0.483 W/A .

Η εξωτερική διαφορική απόδοση, ταυτίζεται με την κλίση της προσαρμοσμένης ευθείας που προκύπτει από την καμπύλη της ολικής εκπεμπόμενης ισχύος συναρτήσει

της πυκνότητας ρεύματος. Για laser με cleaved κάτοπτρα, η ποσότητα αυτή είναι απλώς διπλάσια του S .

Μια σημαντική παράμετρος για τη συσκευή του laser είναι η κβαντική διαφορική απόδοση. Η ποσότητα αυτή ορίζεται σαν το πηλίκο των φωτονίων που εκπέμπονται προς τον αριθμό των φορέων που εγχέονται στην συσκευή. Το η_d , μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά μέσω της σχέσης

$$\eta_d = \frac{q}{hv} \frac{dP}{dI}$$

διαιρώντας δηλαδή, την εξωτερική διαφορική απόδοση με την ενέργεια των φωτονίων. Η τιμή του η_d που προκύπτει από το γράφημα 4.7 είναι $\eta_d=0.785 W/A$.

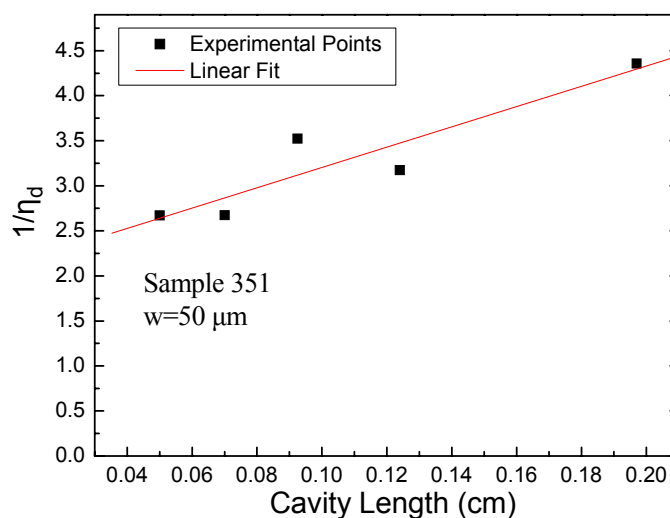
3. Συντελεστής απορρόφησης και εσωτερική κβαντική απόδοση.

Ο υπολογισμός του η_d μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε επιπλέον άλλες δύο χρήσιμες παραμέτρους όπως το συντελεστή απορρόφησης, a , λόγω σκεδάσεων από τον κυματοδηγό και την εσωτερική κβαντική απόδοση, η_i (quantum internal efficiency).

Η σχέση που συνδέει τις τρεις αυτές ποσότητες είναι

$$\eta_d = \eta_i \frac{(1/2L) \ln(1/R_1 R_2)}{a + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)}$$

όπου, R_1 , R_2 είναι οι συντελεστές ανάκλασης των κατόπτρων και L το μήκος της κοιλότητας. Η ποσότητα η_i παριστάνει το μέρος των φορέων που επανασυνδέεται ακτινοβολητικά για το σχηματισμό φωτονίων. Οι τιμές των a , η_i υπολογίζονται από την καμπύλη του $1/\eta_d$ συναρτήσεως του L , η οποία είναι ευθεία γραμμή.



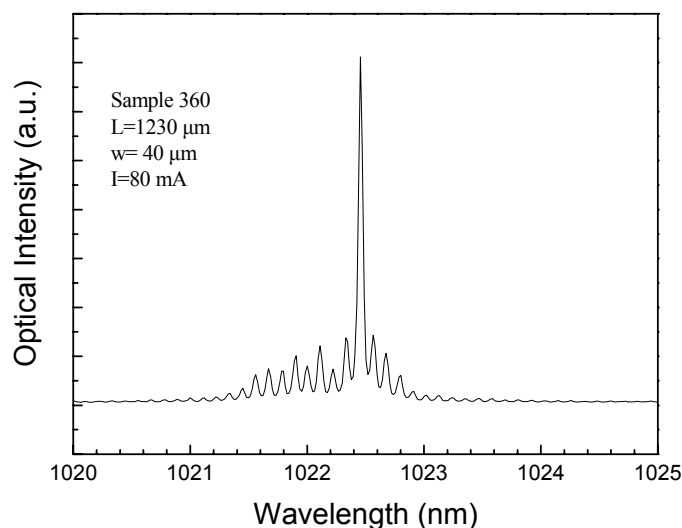
Σχήμα 4.8: $1/\eta_d$ συναρτήσει του μήκους κοιλότητας, για όλα τα laser με πάχος 50 μm του δείγματος 351.

Προσαρμόζοντας, την ευθεία $1/\eta_d = A + B \cdot L$ στα πειραματικά σημεία προσδιορίζουμε τα a , η_i μέσω των σχέσεων

$$\eta_i = \frac{1}{A} \quad \text{και} \quad a = \frac{B}{2A} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right).$$

Οι τιμές των ποσοτήτων αυτών που προκύπτουν από το σχήμα 3.7 είναι $\eta_i = 0.48$ και $a = (6.18 \pm 0.8) \text{cm}^{-1}$.

Κάποια ενδεικτικά αποτελέσματα για τις τιμές των ποσοτήτων που αναφέραμε και που προέκυψαν από την παραπάνω ανάλυση δίνονται στο παράρτημα I, για ορισμένες από τις δομές του πίνακα 4.2. Αυτό που μπορούμε να πούμε συμπερασματικά είναι ότι πετύχαμε με το συγκεκριμένο processing, να μειώσουμε το ρεύμα κατωφλίου σε τιμές κάτω των 100 mA, σε θερμοκρασία δωματίου. Επιπλέον, με την αύξηση του στρώματος επικάλυψης μεταξύ του υποστρώματος και της ενεργού περιοχής να εξαλείψουμε τη ζεύξη μεταξύ του κυματοδηγού της κοιλότητας και του υποστρώματος. Στο τελευταίο, κάποιο ρόλο δείχνει να παίζει και το γεγονός ότι κατά το processing δε συμπεριλάβαμε στο mesa την ενεργό περιοχή. Ωστόσο, όμως, δε μπορέσαμε να κατανοήσουμε ακριβώς το μηχανισμό ζεύξης των δύο κυματοδηγών. Για να κατανοήσουμε περισσότερο την προέλευση αυτού του μηχανισμού, προσπαθήσαμε να βρούμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου τόσο για τη διάταξη του σχήματος 4.1 όσο και για τη διάταξη του σχήματος (new processing). Η επίλυση του προβλήματος έγινε με αριθμητικές μεθόδους (finite-differences). Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης έδειξαν ότι το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου είναι σχεδόν μηδενικό στην συνοριακή επιφάνεια μεταξύ του υποστρώματος και του στρώματος επικάλυψης και στις δύο περιπτώσεις, οπότε και δε θα έπρεπε εξαρχής να υφίσταται θέμα ζεύξης.



Σχήμα 4.9: Οπτική ένταση συναρτήσει του μήκους κύματος για δομή laser του δείγματος 360. Η τιμή του ρεύματος στην οποία αντιστοιχεί το φάσμα είναι 80 mA και ισούται με το ρεύμα κατωφλίου.

Στο σχήμα 4.9, φαίνεται το φάσμα της οπτικής έντασης συναρτήσει του μήκους κύματος για ένα laser του δείγματος 360 με $L = 1230 \mu m$ και εύρος $w = 40 \mu m$. Το φάσμα αντιστοιχεί σε εκπομπή laser στο κατώφλι, δηλαδή για τιμή ρεύματος 80 mA το οποίο αντιστοιχεί και στο ρεύμα κατωφλίου. Παρατηρούμε, ότι η μόνη διαμόρφωση που υπάρχει στο φάσμα αυτό οφείλεται στους διαμήκεις ρυθμούς, εφόσον η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών είναι $0.11 nm$ ενώ η αντίστοιχη θεωρητική τιμή είναι $0.112 nm$, όπως υπολογίστηκε από τη σχέση (3.3).

4.4 Χαρακτηρισμός των δειγμάτων σε χαμηλή θερμοκρασία

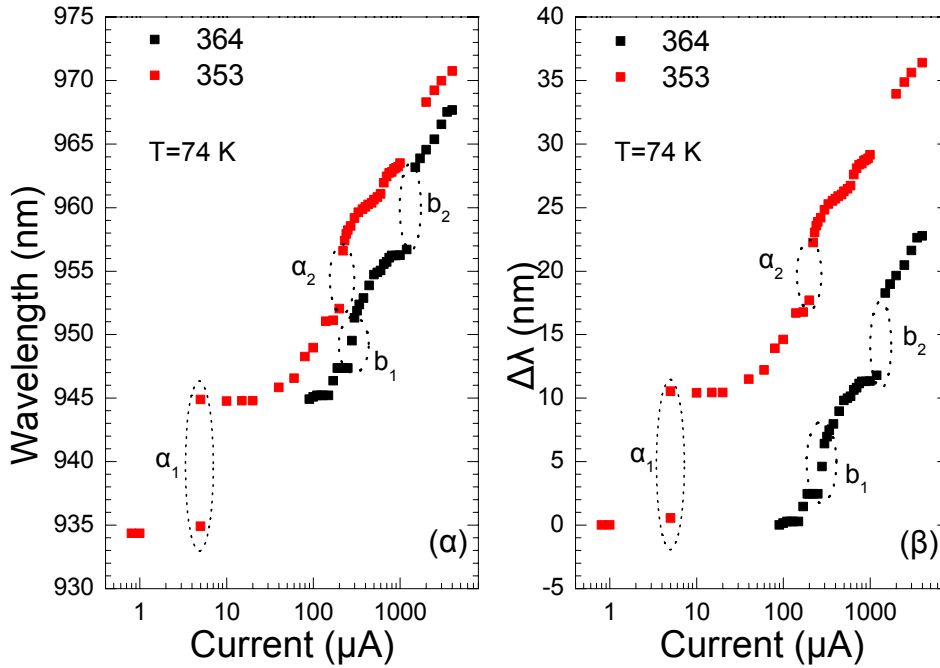
Μετά το χαρακτηρισμό των δειγμάτων με πειράματα ηλεκτροφωταύγειας σε θερμοκρασία δωματίου, επαναλάβουμε την ίδια διαδικασία σε χαμηλές θερμοκρασίες. Η ψύξη των δειγμάτων έγινε με υγρό άζωτο και συνεπώς η χαμηλότερη θερμοκρασία στην οποία έγιναν τα πειράματα ήταν 73.5-75 K. Τα δείγματα μετρήθηκαν τόσο υπό συνεχές (dc) όσο και υπό παλμικό (ac) ρεύμα. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήσαμε γεννήτρια συνεχούς ρεύματος για το χαρακτηρισμό των δειγμάτων στην περιοχή των ρευμάτων 1μΑ-4 mA και γεννήτρια ac ρεύματος για μεγαλύτερες τιμές των ρευμάτων. Αυτό έγινε ώστε να αποφύγουμε τη θέρμανση των συσκευών laser σε υψηλές τιμές ρεύματος, η οποία επηρεάζει την απόδοσή τους. Η γεωμετρία της πειραματικής διάταξης είναι παρόμοια με αυτή του σχήματος με τη μόνη διαφορά ότι το δείγμα τοποθετείται σε κρυοστάτη προκειμένου να ψυχθεί, και επιπλέον τη θέση

του μετρητή ισχύος (power-meter) παίρνει μια CCD camera η οποία είναι συνδεδεμένη με υπολογιστή προκειμένου να καταγράψουμε τα φάσματα. Στη συνέχεια παρουσιάζουμε αναλυτικά τα αποτελέσματα των πειραμάτων ηλεκτροφωταύγειας.

1. Μετρήσεις με συνεχές ρεύμα.

Θα ξεκινήσουμε με τις μετρήσεις ηλεκτροφωταύγειας που έγιναν σε χαμηλές τιμές ρεύματος. Στην περιοχή αυτή χρησιμοποιήσαμε συνεχές ρεύμα και τα φάσματα εκπομπής που πήραμε αφορούν την αυθόρμητη εκπομπή. Πρέπει να διευκρινίσουμε ότι οι μετρήσεις αυτές δεν χρησιμεύουν στον υπολογισμό της μεταβολής του δείκτη διάθλασης, σύμφωνα με τη μέθοδο που έχουμε ήδη περιγράψει. Ωστόσο, όμως, είναι απαραίτητες διότι μας δείχνουν από ποια τιμή περίπου του ρεύματος δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο στις διατάξεις laser που μελετήσαμε. Αυτό είναι αρκετά σημαντικό, διότι μας επιτρέπει να γνωρίζουμε την περιοχή των ρευμάτων στην οποία η επίδραση του φαινομένου Stark στο μήκος κύματος εκπομπής της διάταξης είναι ισχυρή. Έτσι, μπορούμε με κατάλληλο σχεδιασμό των δομών να προσαρμόσουμε τη λειτουργία του laser όσο το δυνατόν πιο κοντά στην περιοχή αυτή, αξιοποιώντας κατά το μέγιστο την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στη μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής.

Στις ακόλουθες εικόνες φαίνεται η μεταβολή του μήκους κύματος λ_c , δηλαδή στο μέγιστο του φάσματος εκπομπής, για τα δείγματα 353, 364 και η αντίστοιχη μεταβολή του μήκους κύματος, $\Delta\lambda$, ως προς την τιμή λ_0 που αντιστοιχεί στην εκπομπή όταν η δομή είναι αφόρτιστη, συναρτήσεως του ρεύματος. Να υπενθυμίσουμε, ότι η μόνη διαφορά των δειγμάτων 353, 364 είναι το πάχος των φραγμάτων B_e , B_h , όπως διευκρινίζεται στον πίνακα 4.2. Για το δείγμα 353, $B_e = B_h = 12nm$, ενώ για το 364 $B_e = 10nm$ και $B_h = 8nm$. Το λ_0 για το δείγμα 353 επιλέχθηκε ίσο με 934.3 nm, ενώ για το 364 ίσο με 944.9 nm.



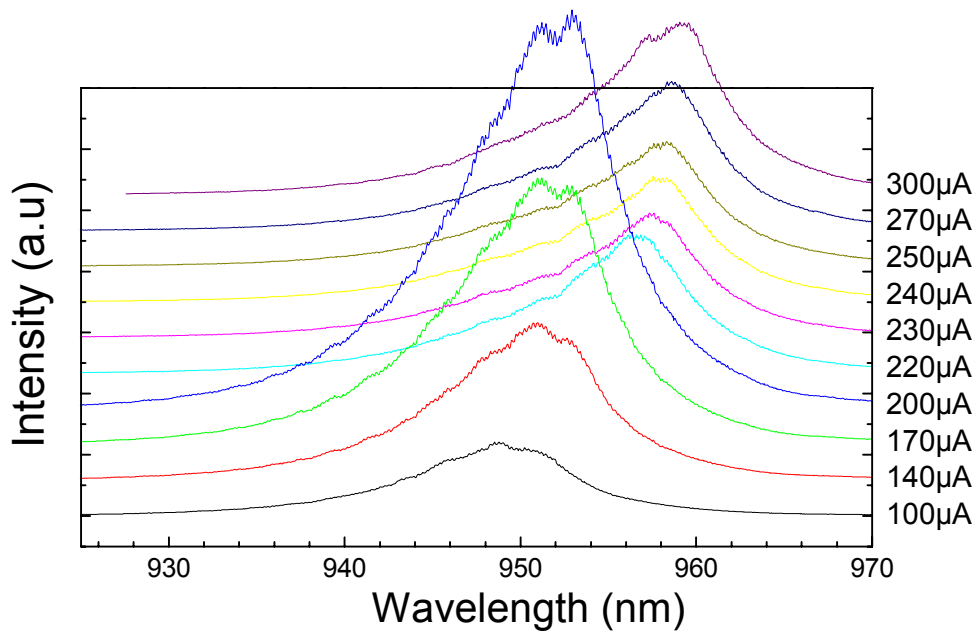
Σχήμα 4.10 : α) Μήκος κύματος εκπομπής συναρτήσει του ρεύματος για τα δείγματα 353, 364. β) Μεταβολή του μήκους κύματος συναρτήσει του ρεύματος για τα ίδια δείγματα και γ) μήκος κύματος εκπομπής συναρτήσει του ρεύματος για το δείγμα αναφοράς 365.

Παρόμοια πειράματα έγιναν και στο δείγμα αναφοράς 365. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων για το συγκεκριμένο δείγμα έδειξαν ότι δεν υφίσταται κάποια αξιοσημείωτη μεταβολή στο μήκος εκπομπής, όπως άλλωστε αναμένεται, σε αντίθεση με τα άλλα δύο δείγματα στα οποία παρατηρούμε ισχυρή μετατόπιση του λ_c σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει την γένεση ηλεκτρικού πεδίου στα δείγματα 353, 364. Η μεταβολή που παρατηρήθηκε για το δείγμα αναφοράς είναι περίπου $\Delta\lambda = 1.5nm$, σε ισχυρά ρεύματα, και μπορεί να οφείλεται είτε σε θέρμανση της συσκευής είτε σε band-filling φαινόμενα. Για το δείγμα 353, η μεταβολή στο μήκος κύματος είναι $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 35.68nm$ καθώς το ρεύμα μεταβάλλεται από $I = 0.8\mu A$ σε $I = 4mA$. Αντίστοιχα, στο δείγμα 364 έχουμε $\Delta\lambda = 22.76nm$ για τιμές ρεύματος από $I = 90\mu A$ έως $I = 4mA$. Τέλος, το γεγονός ότι η μεταβολή του μήκους κύματος εκπομπής $\Delta\lambda$ για το δείγμα 353 είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την αντίστοιχη του 364, οφείλεται στο μεγαλύτερο πάχος των φραγμάτων B_c και B_h που έχει το πρώτο. Έτσι, τα φράγματα του 353 συγκρατούν πιο καλά τους φορείς με αποτέλεσμα το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο που μπορεί να

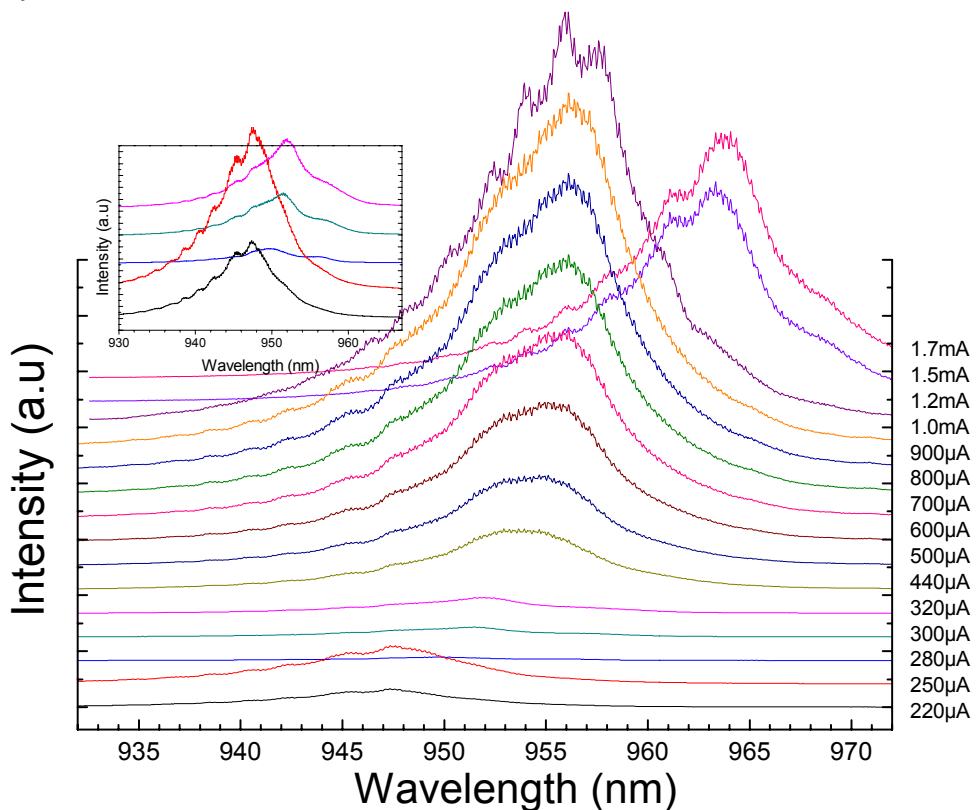
δημιουργηθεί να είναι πιο υψηλό και η επίδραση του στο λ_c να ξεκινάει από χαμηλότερα ρεύματα.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό που προκύπτει κοιτώντας τα σχήματα 4.10 είναι οι απότομες ασυνέχειες που παρουσιάζει το λ_c σε κάποιες τιμές του ρεύματος. Οι ασυνέχειες συμβολίζονται με a_i , b_i , για τα δείγματα 353 και 364 αντίστοιχα, στις εικόνες 4.10. Οι μεταβολές αυτές υποδηλώνουν πως για κάποιο λόγο το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνει απότομα με αποτέλεσμα το μήκος κύματος να μεταβαίνει απότομα σε μια πιο υψηλή τιμή. Πριν ξεκινήσουμε την ανάλυση μας θα πρέπει να τονίσουμε πως το ολικό ενεργό ηλεκτρικό πεδίο το οποίο αισθάνεται το AQW, προκύπτει από το πεδίο χωρικού φορτίου καθώς και από τη θωράκιση που προκαλούν οι φορείς στο AQW.

Καθώς αυξάνεται το ρεύμα, επομένως και το ηλεκτρικό πεδίο, οι ζώνες αγωγιμότητας και σθένους παραμορφώνονται. Έτσι, για κάποια τιμή του ρεύματος η κάμψη της ζώνης αγωγιμότητας θα επιφέρει την ευθυγράμμιση της θεμελιώδους στάθμης του AQW με αυτή του CQWP. Δεδομένου ότι τα ηλεκτρόνια έχουν μικρούς tunneling χρόνους, όπως είδαμε σε άλλη παράγραφο, μια επιπλέον αύξηση του ρεύματος θα έχει σαν αποτέλεσμα ένα μέρος των ηλεκτρονίων να περάσει στο CQWP. Μια τέτοια μετακίνηση θα είχε σαν αποτέλεσμα να αυξηθεί ο ρυθμός ακτινοβολητικών επανασυνδέσεων στο CQWP και να μειωθεί αντίστοιχα στο AQW μειώνοντας την ένταση της EL. Η υπόθεση αυτή, μπορεί να επιβεβαιωθεί όσον αφορά το AQW από τις εικόνες 4.11 και 4.12 οι οποίες δείχνουν φάσματα της έντασης της EL για διάφορες τιμές του ρεύματος για τα δείγματα 364-353.



Σχήμα 4.11: Ένταση ηλεκτροφωταύγειας συναρτήσει του μήκους κύματος, για το δείγμα 353, σε διάφορες τιμές του ρεύματος οι οποίες σημειώνονται δίπλα από κάθε φάσμα. Οι μετρήσεις έγιναν στους 74 K.



Σχήμα 4.12: Ένταση ηλεκτροφωταύγειας συναρτήσει του μήκους κύματος, για το δείγμα 364, σε διάφορες τιμές του ρεύματος οι οποίες σημειώνονται δίπλα από κάθε φάσμα. Στην ένθετη εικόνα φαίνονται τα φάσματα για $I=220-320 \mu A$. Οι μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασία 74 K.

Παρατηρούμε από το σχήμα 4.11 πως καθώς το ρεύμα αλλάζει από 200 σε 220 μA η ένταση της EL μειώνεται απότομα, ενώ ταυτόχρονα μετατοπίζεται η κορυφή της κατά 4.3 nm. Η μετατόπιση αυτή αντιστοιχεί στην ασυνέχεια α_2 του σχήματος

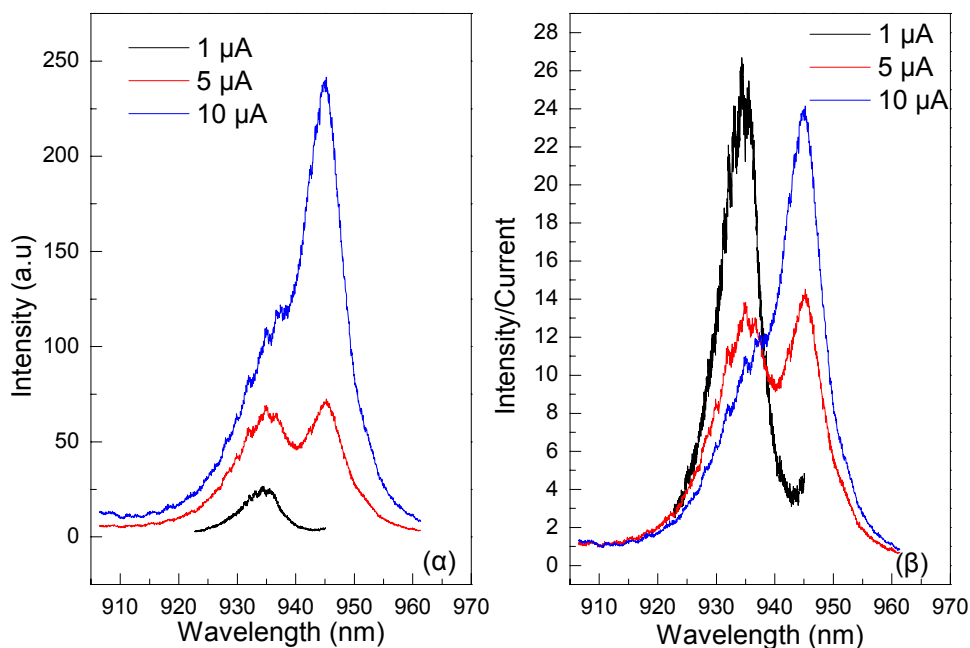
4.10. Για το δείγμα 364 βλέπουμε, από το σχήμα 4.12 πως το φαινόμενο αυτό εμφανίζεται σε δύο περιοχές ρευμάτων. Η πρώτη ασυνέχεια, b_1 , παρουσιάζεται μεταβάλλοντας το ρεύμα από 250 σε 300 μA δημιουργώντας έτσι μια μεταβολή του μήκους κύματος περίπου ίση με 4 nm, η οποία φαίνεται καλύτερα στο ένθετο. Αυξάνοντας το ρεύμα μέχρι τα 800 μA η μεταβολή $\Delta\lambda$ είναι σχεδόν γραμμική και δείχνει να σταθεροποιείται για τιμές ρευμάτων από 800 μA ως 1.2 mA. Στη συνέχεια μια αύξηση του ρεύματος από 1.2 ως 1.5 mA έχει ως αποτέλεσμα μια απότομη μεταβολή στο λ_c , b_2 , της τάξης των 6.5 nm, με ταυτόχρονη μείωση της έντασης. Τέλος αξίζει να σημειώσουμε, πως και για τα δύο δείγματα πριν από κάθε απότομη μεταβολή στο μήκος κύματος, υπάρχει μια μικρή περιοχή ρευμάτων στην οποία το μήκος εκπομπής τείνει να σταθεροποιηθεί .

Η αύξηση των ακτινοβολητικών επανασυνδέσεων στο CQWP, λογικά, θα πρέπει να επιφέρει μείωση της συγκέντρωσης των οπών και συνεπώς του πεδίου χωρικού φορτίου. Η αύξηση της έντασης της EL στο CQWP επιβεβαιώνεται από προηγούμενα πειράματα. Το παράδοξο, όμως, είναι ότι ταυτόχρονα με την αύξηση της έντασης της EL στο CQWP, στο AQW παρατηρείται μετάβαση του μέγιστου της EL σε ψηλότερα μήκη εκπομπής, γεγονός που μπορεί να συνδεθεί μόνο με αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου.

Προκειμένου να κατανοήσουμε αυτή τη συμπεριφορά πρέπει να λάβουμε υπόψη, πέρα από το ηλεκτρικό πεδίο χωρικού φορτίου, και τη θωράκιση λόγω των φορέων στο AQW. Πιστεύουμε ότι η μείωση της έντασης της ηλεκτροφωταύγειας στο AQW οφείλεται σε διαφυγή (resonant tunneling) των ηλεκτρονίων από το AQW στο CQWP. Αν αγνοούσαμε τις συνέπειες της θωράκισης, η διαφυγή των ηλεκτρονίων θα μείωνε το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργούν οι φορείς στα CQWS, λόγω επανασύνδεσης ηλεκτρονίων-οπών στο CQWP. Όμως, καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται από το AQW στο CQWP, το φαινόμενο της θωράκισης εξασθενεί με συνέπεια την αύξηση του ολικού ενεργού πεδίου στο AQW.

Η ασυνέχεια a_1 , του δείγματος 353, παρουσιάζει κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά. Καταρχήν, καθώς το λ_c μετατοπίζεται από 934.35nm ($I = 0.8\mu A$) σε 944.77nm ($I = 10\mu A$) η ένταση της εκπομπής, όπως φαίνεται από το σχήμα 4.13(α) δείχνει να αυξάνει. Ωστόσο, η αύξηση αυτή δεν είναι γραμμική, όπως αναμένεται, γεγονός που επιβεβαιώνεται από το σχήμα 4.13(β) όπου τα φάσματα της έντασης έχουν διαιρεθεί με την αντίστοιχη τιμή του ρεύματος. Αυξάνοντας στη

συνέχεια το ρεύμα μέχρι και τα 20 μA το λ_c δε μεταβάλλεται, όπως δείχνει το σχήμα 4.10(α), γεγονός που υποδηλώνει ότι η τιμή του πεδίου παραμένει σταθερή. Η διπλή κορυφή που παρουσιάζεται στα 5 μA υποδηλώνει ενδεχομένως την ύπαρξη κάποιας bistability, η οποία αναγκάζει το σύστημα να μεταβεί από μια παλιά σε μια νέα κατάσταση.



Σχήμα 4.13: (α) Ένταση συναρτήσει του μήκους κύματος για το δείγμα 353 για τρεις διαφορετικές τιμές του ρεύματος. (β) Ένταση προς ρεύμα συναρτήσει του μήκους κύματος.

2. Μετρήσεις με μεταβαλλόμενο ρεύμα

Στην προηγούμενη παράγραφο μελετήσαμε τη συμπεριφορά του μήκους κύματος εκπομπής κατά την εφαρμογή συνεχούς ρεύματος. Στην περιοχή αυτή των ρευμάτων, μέχρι 4 mA, όπως φαίνεται από τις εικόνες 4.11 και 4.12 η εκπομπή οφείλεται σε αυθόρμητη εκπομπή και όχι σε εξαναγκασμένη η οποία και θα σήμαινε δράση laser. Για τον υπολογισμό όμως της μεταβολής του δείκτη διάθλασης χρειάζονται φάσματα στα οποία να διακρίνονται οι διαμήκεις ρυθμοί. Έτσι, επαναλάβαμε την προηγούμενη διαδικασία για τιμές ρεύματος οι οποίες ξεκινούν λίγο κάτω από το κατώφλι και συνεχίζονται πάνω από αυτό. Η πειραματική διάταξη παρέμεινε η ίδια, ενώ η μόνη διαφορά έγκειται στο γεγονός ότι χρησιμοποιήσαμε ρεύμα παλμικής λειτουργίας με εύρος παλμού 500 ns και ρυθμό επανάληψης 10 kHz, προκειμένου να αποφύγουμε τυχόν θέρμανση της συσκευής.

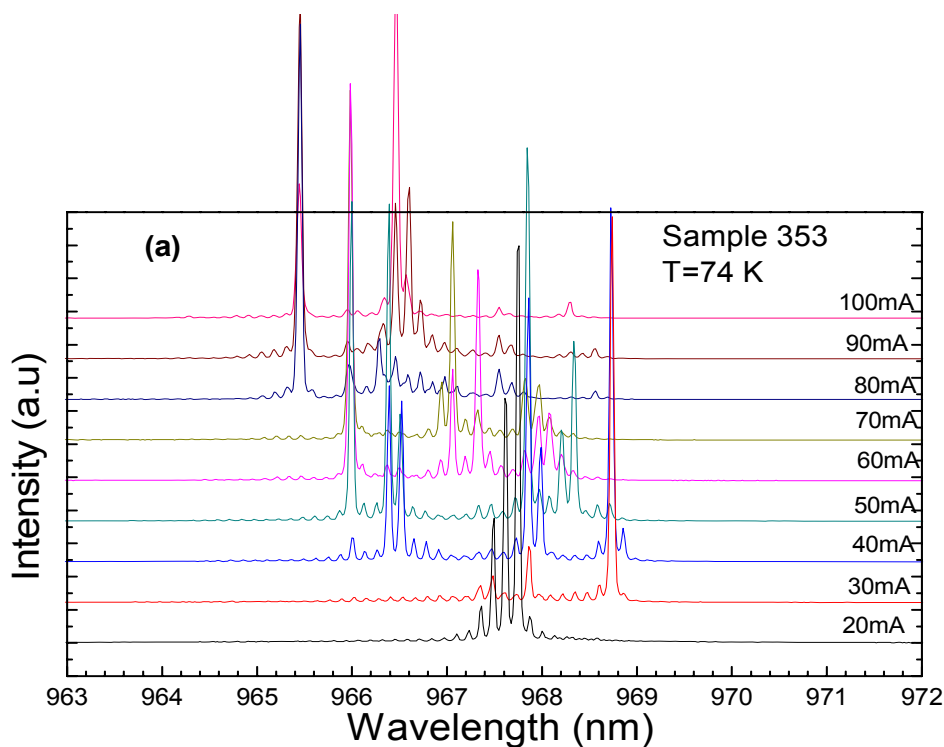
Ο υπολογισμός του Δn στηρίζεται στη φασματική μετατόπιση των διαμήκων ρυθμών καθώς μεταβάλλουμε το ρεύμα και συνεπώς το ηλεκτρικό πεδίο.

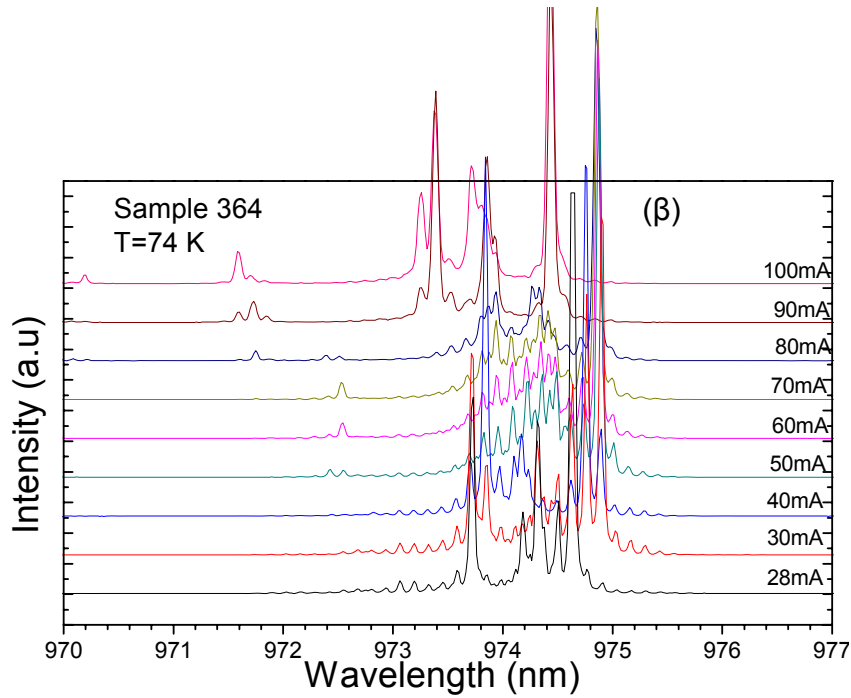
Συγκεκριμένα για τιμή ρεύματος ίση με το ρεύμα κατωφλίου στο φάσμα εκπομπής κυριαρχεί η εξαναγκασμένη εκπομπή η οποία και καταδεικνύει τους διαμήκεις ρυθμούς. Επιλέγουμε κάποιο διαμήκη ρυθμό και αρχίζουμε να παρακολουθούμε πως εξελίσσεται η φασματική του θέση καθώς αυξάνει το ρεύμα έγχυσης. Το Δn για δύο διαφορετικές τιμές του ρεύματος υπολογίζεται μέσω της σχέσης

$$n_2 - n_1 = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{2 \cdot \Delta \lambda_s \cdot L}.$$

Όπου, n_i , λ_i είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης και το μήκος κύματος του ρυθμού, $\Delta \lambda_s$ η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών ρυθμών και L το μήκος της κοιλότητας. Για το δείγμα 353 $L = 955 \mu m$ ενώ για το 364, $L = 960 \mu m$. Θα πρέπει να τονίσουμε ότι η παραπάνω σχέση υποθέτει ότι το $dn/d\lambda$ δεν αλλάζει με τη μεταβολή του ρεύματος.

Στις εικόνες 4.14 φαίνεται η μεταβολή της έντασης της ηλεκτροφωταύγειας για τα δείγμα 364 και 353 σε διάφορες τιμές του ρεύματος. Το ρεύμα κατωφλίου, στους 74K, για τα δείγματα 364 και 353 είναι 25 και 20 mA αντίστοιχα, ενώ το $\Delta \lambda_s$ όπως προκύπτει από τα φάσματα ισούται και στα δύο δείγματα με 0.131nm.





Σχήμα 4.14: (α) Ένταση ηλεκτροφωταύγειας συναρτήσει του μήκους κύματος για το δείγμα 353. (β) Ομοίως για το δείγμα 364. Τα φάσματα και των δύο εικόνων είναι στην περιοχή λειτουργίας του laser.

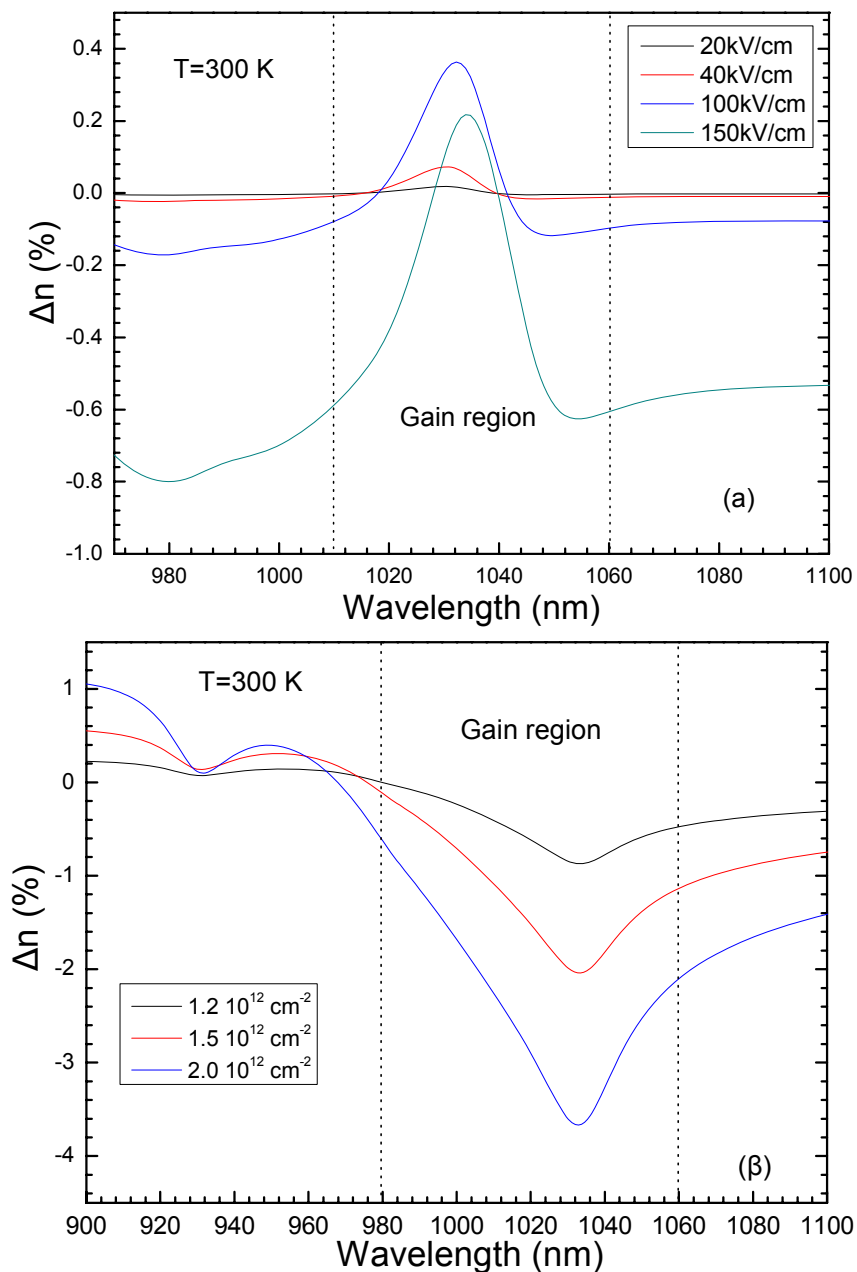
Από τα σχήματα 4.14, βλέπουμε πως παρά την αύξηση του ρεύματος δεν υπάρχει σημαντική μεταβολή του λ_c , αν αυτό συγκριθεί με τις μεταβολές που δείχνουν οι εικόνες 4.10(α) και 4.10(β). Αυτό οφείλεται στο ότι το φαινόμενο Stark για τα συγκεκριμένα δείγματα βρίσκεται σε κόρο στην περιοχή λειτουργίας που εξετάζουμε. Στο 364, η μέγιστη μετατόπιση προς μεγαλύτερα μήκη κύματος του λ_c είναι 0,354nm και συμβαίνει μεταβάλλοντας το ρεύμα από το I_{th} σε 30 mA. Αντίστοιχα για το 353, η μέγιστη μετατόπιση είναι 3 nm και παρατηρείται για $I = 30 mA$.

Όσο αφορά τους διαμήκεις ρυθμούς, από τις εικόνες 4.14 παρατηρείται μετάβαση τους σε μικρότερα μήκη κύματος για οποιαδήποτε τιμή του ρεύματος πάνω από το I_{th} . Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μετράμε μια αρνητική μεταβολή του δείκτη διάθλασης στη συγκεκριμένη περιοχή λειτουργίας. Οι τιμές της μεταβολής του Δn που εκτιμήσαμε από τα παραπάνω φάσματα φαίνονται στον ακόλουθο πίνακα.

	$\Delta I = I_f - I_{th}$	Δn	$\Delta n / n$
Sample 353	80 mA	~ -0.0471%	~ -0.0126%
Sample 364	75 mA	~ -0.091%	~ -0.0243%

Πίνακας 4.3: Πειραματικές μετρήσεις του Δn , $\Delta n / n$ για τα δείγματα 353, 364.

Η μετατόπιση των διαμηκών ρυθμών σε μικρότερα μήκη κύματος μπορεί να αποδοθεί είτε σε θωράκιση του ηλεκτρικού πεδίου από τους φορείς του AQW, είτε σε band-filling φαινόμενα. Για να κατανοήσουμε την επίδραση των δύο μηχανισμών στη μεταβολή του Δn , υπολογίσαμε την επίδραση του κάθε μηχανισμού ξεχωριστά, στη μεταβολή του δείκτη διάθλασης για το AQW. Οι παρακάτω εικόνες δείχνουν τη μεταβολή του Δn στην περιοχή του κέρδους καθώς μεταβάλλεται το ηλεκτρικό πεδίο για μια δοσμένη συγκέντρωση φορέων, εικόνα 4.15(α), και την ίδια μεταβολή αυξάνοντας τη συγκέντρωση των φορέων απουσία του πεδίου, εικόνα 4.15(β).



Σχήμα 4.15: α) Μεταβολή του δείκτη διάθλασης συναρτήσει του μήκους κύματος για διάφορες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου με συγκέντρωση φορέων ίση με $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. β) Ομοίως, για διάφορες τιμές της συγκέντρωσης των φορέων απουσία ηλεκτρικού πεδίου.

Όπως φαίνεται από το σχήμα 4.15(α) η αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου κρατώντας σταθερή τη συγκέντρωση των φορέων έχει σαν αποτέλεσμα η μεταβολή του δείκτη διάθλασης σε ένα μέρος της περιοχής του οπτικού κέρδους να είναι θετική. Αντίθετα, μεταβάλλοντας τη συγκέντρωση των φορέων απουσία ηλεκτρικού πεδίου το Δn είναι αρνητικό σε όλη την περιοχή του κέρδους. Στην περίπτωση όμως που μελετάμε, οι δύο μηχανισμοί συνυπάρχουν. Προκειμένου να γίνει μια σωστή εκτίμηση του Δn για τις διάφορες τιμές του ρεύματος έγχυσης θα πρέπει το τελευταίο να συνδεθεί με την κατανομή της συγκέντρωσης των φορέων στη δομή μας. Με τον τρόπο αυτό θα είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε τόσο την επίδραση τόσο του band-filling όσο και του ηλεκτρικού πεδίου.

Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να ισχυριστούμε ότι οι συγκεκριμένες δομές που μετρήθηκαν, βρίσκονται μακριά από το επιθυμητό σημείο λειτουργίας στο οποίο θα παρατηρούσαμε σημαντική μετατόπιση των διαμήκων ρυθμών σε μεγαλύτερα μήκη κύματος λόγω του φαινομένου Stark και συνεπώς σημαντική θετική μεταβολή του Δn . Οι τιμές του Δn που αναγράφονται στον πίνακα 4.3 δεν είναι σαφώς αυτές οι οποίες προσδοκούμε. Για το λόγο αυτό, έχει σχεδιαστεί μια νέα σειρά πειραμάτων μέσω των οποίων ευελπιστούμε να εκμεταλλευτούμε όσο το δυνατόν περισσότερο την επίδραση του φαινομένου Stark.

Αναφορές Κεφαλαίου 4

1. N. Le Thomas, N. T. Pelekanos, Z. Hatzopoulos, “Tunable laser diodes by Stark effect”, Applied Physics Letters, vol. 83, pp. 1304, 2003.
2. H. Schneider, K. V. Klitzing, “Thermionic emission and Gaussian transport of holes in a GaAs/AlGaAs multiple-quantum-well structure”, Physical Review B, vol. 80, pp. 4543, 2002.
3. S. M. Sze, “Physics of semiconductors devices”, Wiley Interscience
4. I. Avrutsky, R. Gordon et al, “Investigations of the spectral characteristics of 980-nm InGaAs-GaAs-AlGaAs lasers”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, pp. 1801, 1997.
5. B. Djurusic, A. D. Racic, “Modeling the optical constants of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys”, Journal of Applied Physics, vol. 86, no. 1, pp. 445, 1999

Συμπεράσματα

Η παρούσα εργασία αποτελείται από δύο μέρη. Στο πρώτο μέρος, αφού κάναμε μια σύντομη εισαγωγή στα laser μεταβλητού μήκους κύματος, στη συνέχεια εξετάσαμε κάποιες βασικές ιδιότητες των DBR κατόπτρων και των VCSEL με τη μέθοδο μεταφοράς πινάκων.

Όπως είδαμε τα DBR αποτελούν τη μοναδική επιλογή κατόπτρων στην κατασκευή VCSEL εφόσον μπορούμε να επιτύχουμε υψηλές τιμές ανακλαστικότητας σε ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος (Stop-Band). Για τη φασματική περιοχή των 980 nm που ενδιαφερόμαστε τα DBR που χρησιμοποιούνται στα VCSELs κατασκευάζονται κυρίως από GaAs/AlAs (AlGaAs) ή GaAs/Al₂O₃. Καθένα από αυτά τα δύο συστήματα παρουσιάζουν πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Για παράδειγμα, μελετώντας θεωρητικά τα GaAs/Al₂O₃ DBR είδαμε ότι παρουσιάζουν καλύτερες ιδιότητες εν συγκρίσει με GaAs/AlAs κάτοπτρα. Ωστόσο, όμως οι μηχανικές αστάθειες που έχουν παρατηρηθεί μεταξύ των στρωμάτων GaAs και Al₂O₃ δεν τα καθιστά αξιόπιστα για ευρεία χρήση.

Όσο αφορά τα VCSELs, τα κυριότερα πλεονεκτήματα τους είναι ότι παρουσιάζουν μονορυθμική λειτουργία και χαμηλό ρεύμα κατωφλίου. Το δικό μας ενδιαφέρον, εστιάστηκε κυρίως στο σχεδιασμό VCSEL με κάτοπτρα GaAs/AlAs (AlGaAs) ή GaAs/Al₂O₃ τα οποία θα μπορούν να εκπέμπουν στα 980 nm. Για το λόγο αυτό μελετήσαμε ορισμένες σημαντικές παραμέτρους όπως η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος μια δομής VCSEL, τον παράγοντα οπτικού περιορισμού και την ανακλαστικότητα. Στη συνέχεια μεταβάλλοντας το δείκτη διάθλασης της ενεργού περιοχής κάναμε μια πρώτη εκτίμηση της μεταβολής του μήκους κύματος εκπομπής παρατηρώντας τη μεταβολή της φασματικής θέσης του βυθίσματος του συντελεστή ανάκλασης. Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι τα VCSEL με κάτοπτρα GaAs/Al₂O₃ δείχνουν να παρουσιάζουν υψηλότερο παράγοντα οπτικού περιορισμού και μεγαλύτερο tuning range.

Στο δεύτερο μέρος της εργασίας, εκτελέσαμε κάποια πειράματα προκειμένου να εκτιμήσουμε τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης λόγω εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου στις δομές που περιγράφονται στον πίνακα 4.2. Παρόλο, που οι συγκεκριμένες δομές δεν είναι δομές VCSEL εντούτοις λόγω της ευκολίας στην κατασκευή τους μπορούν

να χρησιμοποιηθούν για κάποια πρώτα συμπεράσματα. Το πρώτο θετικό συμπέρασμα είναι ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι ικανό να προκαλέσει μια μεταβολή στο μήκος κύματος της τάξης των 25 nm. Βέβαια, η μεταβολή όπως ήδη αναφέραμε συμβαίνει στην πλειονότητα της σε περιοχή όπου δεν έχουμε εκπομπή laser αλλά αυθόρμητη. Συνεπώς, στόχος μας είναι να σχεδιάσουμε κατάλληλα τις δομές μας ώστε στην περιοχή λειτουργίας του lasing η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου να μην είναι κορεσμένη.