



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ**

**ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ ΣΤΗ
ΜΙΚΡΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Μελέτη ολοκληρωμένων λείζερ κβαντικών τελειών με σκοπό
την υλοποίηση αμιγώς οπτικών νευρώνων για υψίρρυθμα
συστήματα επεξεργασίας**

Μενέλαος Η. Σκοντράνης

Επιβλέπων : **Χάρης Μεσαριτάκης, Αν. Καθηγητής Πανεπιστήμιο Αιγαίου**

ΑΘΗΝΑ

ΙΟΥΝΙΟΣ 2019

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Μελέτη ολοκληρωμένων λέιζερ κβαντικών τελειών με σκοπό την υλοποίηση αμιγώς οπτικών νευρώνων για υψίρρυθμα συστήματα επεξεργασίας

Μενέλαος Ηλίας Σκοντράνης

A.M.: MM285

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ : **Χάρης Μεσαριτάκης**, Αν. Καθηγητής Πανεπιστήμιο Αιγαίου

Ιούνιος 2019

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η συγκεκριμένη διπλωματική εργασία έχει ως σκοπό την μελέτη της διεγερσιμότητας των λείζερ κβαντικών τελειών με σκοπό την προσομοίωση ενός βιολογικού νευρώνα. Οι συνεχείς απαιτήσεις για αύξηση της ταχύτητας επεξεργασίας και του εύρους ζώνης, σε συνδυασμό με τον κορεσμό των επιδόσεων των ηλεκτρονικών συστημάτων, έχουν ωθήσει την σημερινή επιστημονική κοινότητα στη μελέτη και ανάπτυξη ριζοσπαστικών συστημάτων επεξεργασίας δεδομένων τα οποία βασίζονται σε βιομιμητικές τεχνικές επεξεργασίας. Θεμέλιος λίθος των συστημάτων αυτών αποτελεί ο νευρώνας. Τα ενδογενή πλεονεκτήματα των λείζερ αλλά και οι πρόσφατες έρευνες που υπέδειξαν την βιομιμητική τους συμπεριφορά, τα καθιστούν ως μια πολλά υποσχόμενη δομή για την υλοποίηση των τεχνητών νευρώνων.

Η δομή που προσομοιώθηκε στην παρούσα εργασία αποτελείται από δύο μονότροπα λείζερ κβαντικών τελειών, συνδεδεμένα σε Master-Slave συνδεσμολογία. Τα δυο λείζερ έχουν σταθερές συνθήκες πόλωσης, οι οποίες προκαλούν εκπομπή μόνο από τη Ground State (GS) ενεργειακή στάθμη. Η έξοδος του Master εγχέεται στο Slave, διαταρράσσοντας την λειτουργία του τελευταίου, με αποτέλεσμα να αλλάζει η έξοδος αυτού. Τα δυο λείζερ έχουν μια μικρή συχνотική απόσταση df σε ότι αναφορά την συχνότητα εκπομπής τους, ενώ το πλάτος του πεδίου που εγχέεται στο Slave καθορίζεται από την τιμή του συντελεστή έγχυσης r_{inj} . Για τη μελέτη της δομής, αναπτύχθηκε κώδικας στο πρόγραμμα MATLAB, βασισμένο σε αριθμητικό μοντέλο που κάνει χρήση πολυπληθυσμιακών εξισώσεων για τις ενεργειακές ζώνες του υλικού.

Αρχικά προσομοιώθηκε η λειτουργία ενός ανεξάρτητου λείζερ κβαντικών τελειών όπου παρατηρήθηκε ότι η αύξηση του ρεύματος άντλησης προκαλεί έναρξη της εξαναγκασμένης εκπομπής αρχικά από τη GS και μετέπειτα από την Excited State (ES) ενεργειακή στάθμη με ταυτόχρονη αύξηση της εκπεμπόμενης ισχύος. Το σημαντικότερο φαινόμενο που παρατηρήθηκε είναι ότι μετά μετά την έναυση του ES πεδίου, αύξηση του ρεύματος άντλησης επιφέρει μείωση του GS πεδίου, η οποία οφείλεται στην ασυμμετρία των χρόνων μεταφοράς οπών και ηλεκτρονίων.

Σε ότι αναφορά την περίπτωση των δυο λείζερ παρατηρείται ότι το εγχυόμενο πεδίο μπορεί να αλλάξει ριζικά την λειτουργία του Slave. Πιο συγκεκριμένα, η έγχυση GS πεδίου στο Slave, ανάλογα με τις τιμές των df και r_{inj} , μπορεί να προκαλέσει αύξηση του πλάτους του πεδίου του Slave, αλλαγή της εξόδου του από σταθερή σε περιοδική ή άναμα του ES πεδίου με ταυτόχρονο σβήσιμο του GS πεδίου. Η τελευταία περίπτωση εμφανίζεται εντονότερα στα αρνητικά df και είναι ιδιαίτερα σημαντική καθώς αποτελεί τη βάση για την υλοποίηση του κατασταλτικού νευρώνα. Το παραγόμενο ES πεδίο μπορεί να παρουσιάσει σταθερή, περιοδική ή παλμική συμπεριφορά ανάλογα με τις τιμές των df και r_{inj} .

Τέλος πολώνοντας τη δομή κοντά στην περιοχή άναματος του ES και εισάγοντας τετραγωνικούς παλμούς μείωσης του r_{inj} , παράγονται στενοί παλμοί στο ES με ταυτόχρονη παραγωγή αρνητικών παλμών στο GS. Επιπλέον μεταβάλλοντας την συχνότητα, το πλάτος και τη διάρκεια των παλμών μείωσης προκύπτει ότι η δομή μπορεί να προσομοιάσει τη fire-and-integrate λειτουργία, η οποία αποτελεί βασικό χαρακτηριστικό των βιολογικών νευρώνων.

ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ: οπτικές βιομιμητικές διατάξεις

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: κβαντικές τελείες, βιομιμητικά συστήματα, οπτικοί νευρώνες

ABSTRACT

This work is focused on the theoretical study of excitability in quantum dot lasers in order to simulate a biological neuron. The constantly growing needs for high speed processors and greater bandwidth, in combination with the saturating performance of electronic devices has driven the scientific society to study and develop new bio-inspired data processing systems. The basic unit of a biological neural network is the neuron. Taking into account, the inherited advantages of the quantum dot lasers and the recent studies that confirmed their functional similarities with their biological counterparts, quantum dot lasers are the best candidate for the realization of an artificial neuron.

The structure simulated in this work consists of two single mode single section quantum dot lasers connected in Master-Slave configuration. The two lasers have stable bias conditions, which forces them to emit only from the Ground State (GS). The Master's optical field is injected in the Slave's field, disturbing its constant function and thus changing the Slave's output field. The two lasers have a slightly difference Δf in the emitting frequency, while the amplitude of the injected field is controlled by the injection coefficient r_{inj} . For the simulation of the structure a MATLAB code was developed, based on the multipopulation rate equation model.

Firstly, a free running quantum dot laser was simulated, in which the increase of the pump caused the stimulated emission from the GS. Further increment of the pump current caused the start of stimulated emission from the Excited State (ES). Greater pump current caused greater field amplitude in both states. Most importantly if the pump current increased more than the ES threshold then the GS field quenched and started to decrease its amplitude. This effect was attributed in the asymmetry of transport times of electrons and holes.

For the case of the two quantum dot lasers the injected field can radically alter the Slave's output. Specifically, the Master's GS injected field, depending on Δf and r_{inj} values, can increase the amplitude of the Slave's GS field, alter its output from constant to periodic or cause the start of the ES stimulated emission with simultaneous GS quenching. The start of the ES stimulated emission is of high importance since it can be used for the realization of the inhibitory neuron. Lastly, the ES output shows periodic, constant or pulsating behavior depending on the values of Δf and r_{inj} .

In the final section, the structure was polarized with constant pump current, Δf and r_{inj} . With simultaneous injection of negative r_{inj} pulses the injected field is altered causing the generation of sharp ES pulses. At the same time negative GS pulses are observed. Further, by altering the frequency, amplitude and width of the negative r_{inj} pulses, fire-and-integrate behavior has been confirmed which is one of the paramount characteristics of the biological neurons.

SUBJECT AREA: optical bio-inspired structures

KEYWORDS: quantum dot lasers, bio-inspired structures, optical neurons

Αφιερώνεται στους γονείς μου

Ηλία και Ζανέτα

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήθω τον επιβλέποντα της διπλωματικής αυτής εργασίας κ. Χάρη Μεσαριτάκη, ο οποίος με τις γνώσεις του και τις κατατοπιστικές του οδηγίες με βοήθησε να ολοκληρώσω επιτυχώς τη διπλωματική αυτή εργασία. Σε καίριες στιγμές συνέβαλε με θετικό και αποτελεσματικό τρόπο στο να ολοκληρωθεί η εργασία αυτή, βελτιώνοντας και εμένα τόσο σαν σπουδαστή, όσο και ως άνθρωπο.

Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω και τον κ. Γεώργιο Σαραντόγλου, με τον οποίο είχαμε μια άριστη συνεργασία καθόλη τη διάρκεια των μεταπτυχιακών σπουδών. Μέσω της συνεργασίας μας ξεπεράστηκαν διάφορα εμπόδια που προέκυψαν στη πορεία παρέχοντας επιστημονική αλλά και ψυχολογική συμπαράσταση.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω του γονείς μου Ηλία και Ζανέτα για όλη την συμπαράσταση, υπομονή και υποστήριξη που μου παρείχαν ανελλιπώς όλα αυτά τα χρόνια.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΚΑΙ ΔΟΜΗ ΕΝΟΣ ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΟΥ ΛΕΙΖΕΡ.....	23
1.1 Ιστορική αναδρομή	23
1.2 Η εξίσωση Schrodinger	24
1.2.1 Γενική μορφή της εξίσωσης Schrodinger και χρονοανεξάρτητη εξίσωση Schrodinger	24
1.2.2 Ηλεκτρόνιο σε πηγάδι δυναμικού.....	24
1.3 Ενεργειακές ζώνες στα στερεά	28
1.3.1 Δημιουργία των ενεργειακών ζωνών	28
1.3.2 Αγωγοί, μονωτές και ημιαγωγοί	30
1.3.3 Αγωγοί άμεσου και έμμεσου ενεργειακού χάσματος	31
1.4 Η επαφή p-n.....	33
1.4.1 Δομή της επαφής p-n	33
1.4.2 Η επαφή p-n σε ισορροπία.....	35
1.4.3 Ορθή και ανάστροφη πόλωση της επαφής p-n	36
1.4.4 Ακτινοβολικές επανασυνδέσεις	36
1.5 Εκπομπή και απορρόφηση φωτός	39
1.6 Ημιαγωγικά Λείζερ	41
1.6.1 Δομή και λειτουργία.....	42
1.6.2 Κέρδος κατωφλίου και διαμήκης τρόποι	44
1.6.3 Λείζερ ομοιοπεαφής και ετεροεπαφής	45
1.7 Εφαρμογές των λείζερ	47
2. ΛΕΙΖΕΡ ΚΒΑΝΤΙΚΩΝ ΤΕΛΕΙΩΝ	49
2.1 Δομή των κβαντικών τελειών και χωρικός περιορισμός	49
2.2 Υλικά και διαδικασίες κατασκευής των κβαντικών τελειών	51
2.3 Εφαρμογές των παλμικών λείζερ κβαντικών τελειών	54
2.3.1 Οπτικές επικοινωνίες.....	54
2.3.2 Ολοκληρωμένα συστήματα	55
2.3.3 Βιο-φωτονικές και ιατρικές εφαρμογές	55
3. ΧΡΗΣΗ ΤΩΝ ΛΕΙΖΕΡ ΚΒΑΝΤΙΚΩΝ ΤΕΛΕΙΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΝΕΥΡΩΝΩΝ ΚΑΙ ΝΕΥΡΩΝΙΚΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ	57
3.1 Εισαγωγή	57
3.2 Σύγχρονες τάσεις στον τομέα της επεξεργασίας δεδομένων.....	57
3.3 Βιολογικοί οργανισμοί και βιομιμητικοί υπολογιστές	58
3.3.1 Εισαγωγή των βιολογικών νευρώνων στα συστήματα επεξεργασίας.....	58
3.3.2 Λειτουργία του νευρώνα.....	59
3.3.3 Γενείς νευρωνικών δικτύων	60
3.3.4 Spiking νευρωνικά δίκτυα.....	61
3.4 Χρήση της φωτονικής και των λείζερ για την προσομοίωση νευρωνικών δικτύων	62
4..... ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΕΝΟΣ ΛΕΙΖΕΡ.....	65

4.1 Θεωρητική παρουσίαση του μοντέλου λειτουργίας του Laser	65
4.2 Κώδικας και συναρτήσεις.....	71
4.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης για ένα ανεξάρτητο λέιζερ	72
4.3.1 Ισχύς εξόδου εκπομπής από κάθε ενεργειακή στάθμη του λέιζερ	72
4.3.2 Πιθανότητες κατάληψης και ρυθμοί μεταβολής ηλεκτρονίων και οπών για κάθε ενεργειακή ζώνη	74
4.3.3 Διαγράμματα κέρδους	78
4.3.4 Πλάτος του Πεδίου που παράγεται από το λέιζερ	81
5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΔΥΟ ΛΕΙΖΕΡ ΣΕ ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΙΑ MASTER-SLAVE.....	85
5.1 Εισαγωγή.....	85
5.2 Αποτελέσματα προσομοίωσης για τη λειτουργία του λέιζερ υπό την επίδραση εξωτερικού πεδίου	86
5.2.1 Εξάρτηση του πλάτους από τη συχνотική απόσταση (df)	86
5.2.2 Εξάρτηση της ισχύος από τον συντελεστή έγχυσης (r_{inj})	89
5.2.3 Μέση τιμή του πλάτους συναρτήσει των df και r_{inj}	92
5.2.4 Πιθανότητες κατάληψης και κέρδος στην περίπτωση έναρξης εξαναγκασμένης εκπομπής από την ES ενεργειακή στάθμη	93
5.3 Χρήση του συστήματος Master-Slave laser για την υλοποίηση ενός κατασταλτικού νευρώνα 95	
5.3.1 Εξάρτηση της απόκρισης του συστήματος από το πλάτος του παλμού διαταραχής και τη συχνότητα των παλμών διαταραχής	96
5.3.2 Εξάρτηση της απόκρισης του συστήματος από το DT.....	98
5.4 Το σύστημα των δύο QD λέιζερ ως ένας κατασταλτικός νευρώνας	99
6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	101
6.1 Συμπεράσματα της διπλωματικής εργασίας	101
6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα.....	101
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι.....	103
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	115

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 1 Το πηγάδι άπειρου δυναμικού [7]	25
Εικόνα 2 Η πρώτη βασική κατάσταση (Ground State) και οι δύο πρώτες διεγερμένες καταστάσεις (Excited State1 και Excited State 2) στην περίπτωση του άπειρου κβαντικού πηγαδιού. (a) Οι κυματοσυναρτήσεις του ηλεκτρονίου και (b) οι κατανομές πιθανότητας των αντίστοιχων κυματοσυναρτήσεων. Οι αντίστοιχες ενέργειες φαίνονται στη δεξιά στήλη. [7]	28
Εικόνα 3 Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων ενός υλικού συναρτήσει της απόστασης των ατόμων [8]	29
Εικόνα 4 Ενεργειακές στάθμες ενός απομονωμένου ατόμου, τεσσάρων ατόμων που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και ενεργειακές ζώνες σε ένα στερεό.[7]	29
Εικόνα 5 Απεικόνιση των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας για τις τρεις περιπτώσεις των υλικών. (a) Αγωγός με ημικατειλημμένη ζώνη αγωγιμότητας και αλληλοεπικάλυψη ζωνών σθένους και αγωγιμότητας. (b) Ημιαγωγός με μικρό ενεργειακό χάσμα. (c) Μονωτής με μεγάλο ενεργειακό χάσμα [8].....	31
Εικόνα 6 Διέγερση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Στη θέση του διεγερμένου ηλεκτρονίου δημιουργείται μια οπή.(b) Η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στις οπές και τα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού.[7].....	32
Εικόνα 7 Σχεδιαγράμματα των ενεργειακών ζωνών στο (a) Si και στο (b) GaAs. Οι κενοί κύκλοι αντιστοιχούν σε οπές της ζώνης σθένους ενώ οι χρωματισμένοι σε ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας [8].....	32
Εικόνα 8(a) Εισαγωγή ενός άτομο Αρσενικού (As) στο κρυσταλλικό πλέγμα του Si. (b) Εισαγωγή ενός ατόμου Βορίου (B) στο κρυσταλλικό πλέγμα του Si. [8].....	34
Εικόνα 9 (a) Οι ενεργειακές στάθμες που εισάγουν οι δότες (E_D) (b) Οι ενεργειακές στάθμες που εισάγουν οι αποδέκτες (E_A) [8]	35
Εικόνα 10 (α) Περιοχή φορτίου χώρου σε μια p-n επαφή (b) Διάγραμμα του ενδογενούς πεδίου που αναπτύσσεται στην p-n επαφή λόγω του ενδογενούς δυναμικού. Το εμβαδόν του τριγώνου που ορίζεται από τη γαλάζια επιφάνεια είναι ίσο με το ενδογενές δυναμικό της δομής. (c) Διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών σε μια p-n επαφή και απεικόνιση των ρευμάτων διάχυσης και ολίσθησης. [8]	36
Εικόνα 11 Η επαφή p-n και η διαμόρφωση των ενεργειακών ζωνών της όταν είναι σε (a) ισορροπία, (b) ορθά πολωμένη και (c) ανάστροφα πολωμένη.[8]	37
Εικόνα 12 V-I χαρακτηριστική της p-n επαφής. [8].....	37
Εικόνα 13 Ορθά πολωμένη επαφή p-n. Η έγχυση των φορέων μειονότητας προκαλεί την ακτινοβολική επανασυνδεσή τους με τους φορείς πλειονότητας της επαφής.[7]	38
Εικόνα 14 Ακτινοβολικές επανασυνδέσεις μεταξύ (α) ζώνης αγωγιμότητας και ενεργειακή στάθμη αποδέκτη, (b) ενεργειακή στάθμη δότη και ζώνης σθένους και (c) ενεργειακών σταθμών δοτών και αποδεκτών.[7]	39
Εικόνα 15 Μετατροπές ενέργειας σε ένα άτομο εντός της ενεργούς περιοχής: (a) Απορρόφηση ενέργειας $\Delta E = E_2 - E_1$ από την πηγή άντλησης. (b) Αυθόρμητη εκπομπή φωτονίου ενέργειας ΔE (c) Εξαναγκασμένη εκπομπή ενός φωτονίου ενέργειας ΔE (d) Απορρόφηση φωτονίου ενέργειας ΔE (e) μη ακτινοβολική αποδιέγερση ηλεκτρονίου [9]	40
Εικόνα 16 Βασική δομή ενός λέιζερ που βασίζεται σε μια επαφή p-n, η οποία είναι τοποθετημένη ανάμεσα σε δυο καθρέφτες δημιουργώντας μια κοιλότητα Fabry-Perot. [11]	42
Εικόνα 17 Η κοιλότητα Fabry-Perot με μήκος ενεργούς περιοχής L , τοποθετημένη ανάμεσα σε δύο ανακλαστήρες με ανακλαστικότητες R_1 και R_2	45
Εικόνα 18 Δομή, διάγραμμα ενεργειακών ζωνών, διάγραμμα του δείκτη διάθλασης και διάγραμμα της παραγωγής φωτός για (a) μια ομοιοεπαφή και (b) μια ετεροεπαφή.[8] .	46

Εικόνα 19 (α) Δομή κβαντικών νημάτων. (β) Δομή κβαντικών τελειών.[8]	50
Εικόνα 20 Η δομή του ενεργού υλικού (πάνω) και η αντίστοιχη πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων (κάτω) για Α) ομοιογενές υλικό, Β) κβαντικό φρέαρ, Γ) κβαντικό καλώδιο και Δ) κβαντική τελεία[8].....	50
Εικόνα 21 Καμπύλες κέρδους για δομές ομοιογενούς (Bulk), κβαντικού φρέατος(QW), κβαντικού νήματος (Wire) και κβαντικών τελειών (Dot).[8].....	51
Εικόνα 22 Σχηματική αναπαράσταση της διεργασίας κατασκευής κβαντικών τελειών μέσω της μεθόδου Stranski-Krastanow	51
Εικόνα 23 Χωρική κατανομή των κβαντικών τελειών αναλογα με την κρυσταλλική διεύθυνση του κρυσταλλικού πλέγματος.....	52
Εικόνα 24 (α) Οπτικό φάσμα λείζερ κβαντικών τελειών με διαφορετικό αριθμό στρωμάτων κβαντικών τελειών (β) Διατομή και κάτοψη του ενεργού υλικού [25]	53
Εικόνα 25 Μεταβολή της κεντρικής φασματικής κορυφής και του εύρους της οπτικής γραμμής συναρτήσει του αριθμού των στρωμάτων κβαντικών τελειών[28]	54
Εικόνα 26 Σχηματική αναπαράσταση ενός νευρώνα [37]	60
Εικόνα 27 (α) Συνάρτηση ενεργοποίησης ή συνάρτηση Heaviside (b) Σιγμοειδής συνάρτηση για διάφορες τιμές τις παραμέτρου α . Όταν το α τείνει στο άπειρο η σιγμοειδής συνάρτηση ταυτίζεται με την συνάρτηση Heaviside [37]	61
Εικόνα 28: Η διαφορά των χρονικών αποκρίσεων μεταξύ βιολογικών, σύγχρονων ηλεκτρικών spiking και οπτικών νευρώνων [37].....	62
Εικόνα 29 Διάταξη δύο λείζερ κβαντικών τελειών σε συνδεσμολογία Master-Slave.[47]	64
Εικόνα 30 Πειραματικά αποτελέσματα για τον διεγερτικό νευρώνα [47]	64
Εικόνα 31 Πειραματικά αποτελέσματα για τον κατασταλτικό νευρώνα [47]	64
Εικόνα 32 Διαμόρφωση των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας σύμφωνα με το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για την υλοποίηση του κώδικα.[48]	65
Εικόνα 33 Διάγραμμα εκπεμπόμενης ισχύος του λείζερ για κάθε ενεργειακή στάθμη συναρτήσει του ρεύματος άντλησης. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στην ισχύ εξόδου της GS, η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην ισχύ εξόδου της ES ενώ η μαύρη διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην συνολική ισχύ εξόδου και από τις δύο στάθμες	73
Εικόνα 34 Διαγράμματα κανονικοποιημένης ισχύος εξόδου συναρτήσει του ρεύματος άντλησης για χρόνο μεταφοράς οπών (a) 5ps, (b) 20ps και (c) 30ps.	75
Εικόνα 35 Χρονική εξέλιξη των πιθανοτήτων κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών των GS και ES ενεργειακών σταθμών για $I_{bias} = 130mA$	75
Εικόνα 36 Χρονική εξέλιξη της πιθανότητας κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών των GS και ES ενεργειακών σταθμών για $I_{bias} = 350mA$	76
Εικόνα 37 Ρυθμοί μεταβολής οπών και ηλεκτρονίων για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 130mA$	77
Εικόνα 38 Ρυθμοί μεταβολής οπών και ηλεκτρονίων για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES γαι ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 350mA$	77
Εικόνα 39 Πιθανότητες κατάληψης ηλεκτρονίων των GS και ES ενεργειακών σταθμών για διάφορους χρόνους μεταφοράς ηλεκτρονίων στην κατάσταση ισορροπίας	78
Εικόνα 40 Διαγράμματα κέρδους για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για διάφορους χρόνους μεταφοράς οπών για $I_{bias} = 130mA$	79
Εικόνα 41 Διαγράμματα κέρδους για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για διάφορους χρόνους μεταφοράς οπών για $I_{bias} = 350mA$	80
Εικόνα 42 Διαγράμματα κέρδους συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης για τη GS ενεργειακή στάθμη.	80
Εικόνα 43 Διαγράμματα κέρδους συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης για τη ES ενεργειακή στάθμη.....	81

Εικόνα 44 Διαγράμματα πλάτους της κάθε στάθμης συναρτήσει του χρόνου για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 130mA$	82
Εικόνα 45 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου της κάθε στάθμης για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 350mA$	82
Εικόνα 46 Κανονικοποιημένο πλάτος του πεδίου της GS ενεργειακής στάθμης συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης	83
Εικόνα 47 Κανονικοποιημένο πλάτος του πεδίου της ES ενεργειακής στάθμης συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης	83
Εικόνα 48 Διάταξη της συνδεσμολογίας Master-Slave που περιγράφεται από τον κώδικα της προσομοίωσης	85
Εικόνα 49 Πλάτος του Slave για διάφορες θετικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.02$	87
Εικόνα 50 Πλάτος του Slave για διάφορες αρνητικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.02$	87
Εικόνα 51 Πλάτος του Slave για διάφορες θετικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.1$	88
Εικόνα 52 Πλάτος του Slave για διάφορες αρνητικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.1$	89
Εικόνα 53 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για κάθε ενεργειακή στάθμη για ένα συγκεκριμένο $df = 300MHz$ και διάφορες ισχείς έγχυσης	90
Εικόνα 54 Διαγράμματα ισχύος των GS και η ES ενεργειακή στάθμη για διάφορες ισχείς έγχυσης και για $df = 600MHz$	91
Εικόνα 55 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου για κάθε ενεργειακή στάθμη για $df = -1500MHz$ για διάφορες ισχείς έγχυσης.	92
Εικόνα 56 Διαγράμματα μέσης τιμής του πλάτους της GS στάθμης συναρτήσει του df και του r_{inj} για $\tau_s^h = 20ps$	93
Εικόνα 57 Διαγράμματα μέσης τιμής του πλάτους της ES στάθμης συναρτήσει του df και του r_{inj} για $\tau_s^h = 20ps$	93
Εικόνα 58 Διαγράμματα χρονικής εξέλιξης των πιθανοτήτων κατάληψης των φορέων, του κέροδους και του πλάτους του πεδίου για κάθε ενεργειακή στάθμη για $I_{bias} = 130mA$, $df = -1500MHz$ και $r_{inj} = 0.132$	94
Εικόνα 59 Παλμός διαταραχής με συχνότητα παραγωγής 4GHz και DC=0.2.....	96
Εικόνα 60 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για συχνότητα παραγωγής παλμών f=4GHz, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5GHz$ και DT=0.2 για διάφορα πλάτη των παλμών διαταραχής.	97
Εικόνα 61 Λεπτομερής αναράσταση των παραγόμενων παλμών της Εικόνας 57. Το μέσο πλάτος των παραγόμενων παλμών είναι 0.215ns	98
Εικόνα 62 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για συχνότητα παραγωγής παλμών f=20GHz, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5GHz$ και DT=0.2	98
Εικόνα 63 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για διάφορες τιμές του DC (συχνότητα παραγωγής παλμών διαταραχής $f_d=4GHz$, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5GHz$ και πλάτος των παλμών διαταραχής $A_d=0.021$).....	99

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 1 Χρονικές σταθερές που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση	69
Πίνακας 2 Σταθερές που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση	70

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Τα θεωρητικά αποτελέσματα που παρουσιάζονται στα πλαίσια της διπλωματικής εργασίας πραγματοποιήθηκαν στο τμήμα Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών.

1. ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΚΑΙ ΔΟΜΗ ΕΝΟΣ ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΟΥ ΛΕΙΖΕΡ

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια αναλυτική παρουσίαση της δομής και της λειτουργίας ενός ημιαγωγικού λέιζερ, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη δημιουργία των ενεργειακών ζωνών της δομής καθώς επίσης και στις αλληλεπιδράσεις ύλης-φωτός. Με τον τρόπο αυτό θα διασαφηνηθούν οι φυσικοί μηχανισμοί στους οποίους βασίζονται τόσο οι ηλεκτρικές όσο και οι οπτικές ιδιότητες των ημιαγωγικών λέιζερ. Αρχικά, γίνεται μια ιστορική αναδρομή στις επιστημονικές θεωρίες που ανακαλύφθηκαν τον 20^ο και 21^ο αιώνα (ενότητα 1.1) καθώς μέσω αυτών κατέστη δυνατή η κατανόηση και η εξήγηση των φαινομένων πάνω στα οποία βασίζεται η λειτουργία των λέιζερ. Έπειτα γίνεται παρουσίαση και ανάλυση της εξίσωσης Schrodinger (ενότητα 1.2) ώστε να γίνει κατανοητή η συμπεριφορά του ηλεκτρονίου κατά την κίνηση αυτού σε ένα πηγάδι δυναμικού. Η συγκεκριμένη κατανομή δυναμικού είναι παρόμοια με αυτή που υπάρχει στη κρυσταλλική δομή ενός ημιαγωγικού λέιζερ. Ακολουθεί η εξήγηση της δημιουργίας και της διαμόρφωσης των ενεργειακών ζωνών σε ένα στερεό (ενότητα 1.3), η οποία βασίζεται στην εξίσωση Schrodinger. Στη συνέχεια γίνεται ανάλυση της επαφής p-n (ενότητα 1.4), η οποία αποτελεί τη βάση πάνω στην οποία αναπτύσσονται όλα τα ημιαγωγικά λέιζερ. Ακολουθεί μια παρουσίαση των αλληλεπιδράσεων ύλης φωτός τονίζοντας την απορρόφηση και την εκπομπή αυτού. Όλα τα παραπάνω χρησιμοποιούνται με σκοπό την ανάλυση της λειτουργίας ενός ημιαγωγικού λέιζερ (ενότητα 1.6). Τέλος παρουσιάζονται σύγχρονες εφαρμογές των λέιζερ στον χώρο των τηλεπικοινωνιών και της ιατρικής αλλά και δομές ημιαγωγικών λέιζερ με καλύτερα χαρακτηριστικά λειτουργίας.

1.1 Ιστορική αναδρομή

Η αλματώδης ανάπτυξη της τεχνολογίας που παρατηρήθηκε τον 20^ο και 21^ο αιώνα οφείλεται στην άνθιση του τομέα της θεωρητικής φυσικής, η οποία ξεκίνησε στις αρχές του 20^{ου} αιώνα. Οι ανακαλύψεις που έγιναν κατά το διάστημα αυτό συντάραξαν την επιστημονική κοινότητα καθώς έρχονταν σε αντίθεση με τους προϋπάρχοντες ευρέως αποδεκτούς νόμους της φυσικής. Το σημαντικότερο επίτευγμα αυτής της επιστημονικής επανάστασης είναι η θεωρία της κβαντομηχανικής, η οποία άλλαξε τον τρόπο με τον οποίο αντιλαμβανόμαστε τον μικροσκοπικό και μακροσκοπικό κόσμο. Η ίδια η φύση της κβαντομηχανικής έρχεται σε αντιπαράθεση με τον καλά εδραιωμένο επιστημονικό ντετερμινισμό και πρότεινε ένα διαφορετικό τρόπο θεώρησης του φυσικού κόσμου. Ο σωματοκυματικός δυϊσμός των φωτονίων, η έννοια της απροσδιοριστίας και η αλληλεπίδραση ενέργειας-ύλης είναι μερικές μόνο από τις ριζοσπαστικές αρχές που εισήγαγε η κβαντική μηχανική στη θεώρηση του κόσμου. Οι πρωτοποριακές ιδέες της και ο πολύπλοκος μαθηματικός φορμαλισμός ήταν οι κύριοι λόγοι για τους οποίους δέχθηκε σκληρή κριτική στα πρώτα χρόνια της ανάπτυξης της. Χαρακτηριστικές είναι οι δηλώσεις μεγάλων πνευμάτων της εποχής όπως αυτή του Ρ. Φέινμαν «Είμαι σίγουρος πλέον ότι κανείς δεν καταλαβαίνει τι είναι η κβαντική φυσική» ή ακόμα και θεμελιωτών της θεωρίας όπως ο Α. Αϊνστάιν «ο θεός δεν παίζει ζάρια με το σύμπαν». Ωστόσο η πειραματική επιβεβαίωση της θεωρίας οδήγησε στην επιστημονική αποδοχή της και στην μετέπειτα αξιοποίηση της για την ανάπτυξη εφαρμογών οι οποίες έφεραν επανάσταση στον χώρο της τεχνολογίας. Η ανάπτυξη των πρώτων δομών τρανζίστορ και κατ' επέκταση των πρώτων μικροεπεξεργαστών, η δημιουργία νέων διαγνωστικών μεθόδων στο χώρο της ιατρικής (ηλεκτρονική μικροσκοπία, μαγνητική τομογραφία), η

ανάπτυξη των πρώτων δομών παραγωγής σύγχρονης οπτικής ακτινοβολίας (λέιζερ) και η υλοποίηση εξωτικών εφαρμογών όπως η κβαντική κρυπτογραφία [1]-[3], η κβαντική τηλεμεταφορά [4]-[5] και η δημιουργία κβαντικών υπολογιστών [6] είναι μερικές μόνο από τις εφαρμογές των οποίων η υλοποίηση κατέσται δυνατή χάρις την κβαντομηχανική. Στην επόμενη ενότητα θα αναλύσουμε μια από τις πιο σημαντικές και διάσημες εξισώσεις της κβαντομηχανικής, την εξίσωση Schrodinger.

1.2 Η εξίσωση Schrodinger

1.2.1 Γενική μορφή της εξίσωσης Schrodinger και χρονοανεξάρτητη εξίσωση Schrodinger

Μια από τις πιο διάσημες και βασικές σχέσεις της κβαντομηχανικής είναι η εξίσωση Schrodinger, η οποία δίδεται παρακάτω

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) - V\Psi = -i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (1.1)$$

όπου $i = \sqrt{-1}$, V είναι η δυναμική ενέργεια του σωματιδίου και Ψ η κυματοσυνάρτηση του. Τόσο η δυναμική ενέργεια όσο και η κυματοσυνάρτηση εξαρτώνται από τον χρόνο και τη θέση του σωματιδίου. Αυτό σημαίνει ότι $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$ και $V = V(x, y, z, t)$. Η εξίσωση (1.1) είναι γνωστή και ως χρονοεξαρτώμενη εξίσωση Schrodinger. Η επίλυσή της είναι ιδιαίτερα περίπλοκη και είναι δυνατή μόνο σε περιορισμένες περιπτώσεις. Ωστόσο για τους σκοπούς της διπλωματικής εργασίας μπορεί να υποθεί ότι οι δυνάμεις που δέχεται το σωματίδιο και επομένως η δυναμική του ενέργεια παραμένουν σταθερές με τον χρόνο. Λαμβάνοντας υπόψιν την προαναφερθείσα υπόθεση και λύνοντας την εξίσωση Schrodinger στη μία διάσταση η εξίσωση (1.1) παίρνει την παρακάτω μορφή

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x))\psi(x) = 0 \quad (1.2)$$

Η εξίσωση (1.2) είναι γνωστή και ως χρονοανεξάρτητη εξίσωση Schrodinger. Η κυματοσυνάρτηση $\psi(x)$ είναι ανεξάρτητη του χρόνου ενώ E είναι η ολική ενέργεια του σωματιδίου. Στο σημείο αυτό να σημειωθεί ότι $|\psi(x)|^2$ εκφράζει την πιθανότητα να βρεθεί το σωματίδιο στην θέση x . [7]

1.2.2 Ηλεκτρόνιο σε πηγάδι δυναμικού

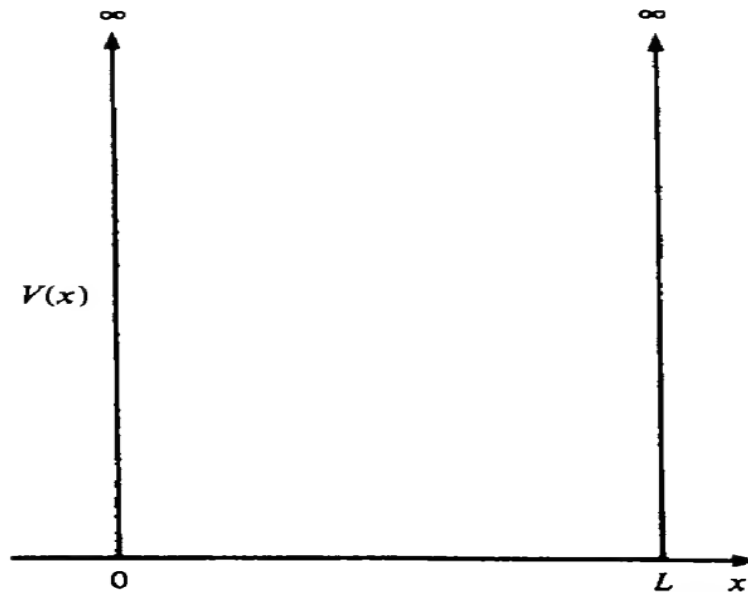
Η λύση της (1.1) είναι ιδιαίτερα δύσκολη για τις περισσότερες ρεαλιστικές κατανομές δυναμικού. Ωστόσο, υπάρχουν διάφορες φυσικές καταστάσεις, π.χ. ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο παγιδευμένο σε ένα μέταλλο ή φορείς φορτίου παγιδευμένοι από δύο φράγματα δυναμικού μιας ετεροεπαφής, οι οποίες μπορούν να προσεγγιστούν με αποδεκτή ακρίβεια από την περίπτωση ενός ηλεκτρονίου παγιδευμένο σε ένα πηγάδι άπειρου δυναμικού. Η προαναφερθείσα περίπτωση φαίνεται στην Εικόνα 1.

Το δυναμικό εντός του πηγαδιού είναι μηδέν ενώ εντός των ορίων είναι άπειρο. Επομένως ισχύει:

$$V(x) = 0, \quad 0 < x < L \quad (1.3 \alpha)$$

και

$$V(x) = \infty, \quad x \leq 0, x \geq L \quad (1.3 \beta)$$



Εικόνα 1 Το πηγάδι άπειρου δυναμικού [7]

Η εξίσωση (1.2) στην περίπτωση του πηγαδιού άπειρου δυναμικού γίνεται

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi(x) = 0 \quad (1.4)$$

που είναι η κυματική εξίσωση ενός ελεύθερου σωματιδίου εντός της περιοχής όπου $V(x) = 0$.

Η λύση της (1.4) είναι

$$\psi(x) = A \sin(kx) + B \cos(kx) \quad (1.5)$$

όπου A και B είναι σταθερές και

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (1.6)$$

Εφαρμόζοντας τις οριακές συνθήκες (1.3) προκύπτει ότι η κυματοσυνάρτηση $\psi(x)$ πρέπει να είναι μηδέν στα όρια του πηγαδίου. Αν δεν ισχύσει αυτό τότε θα υπήρχε και μη μηδενική τιμή της $|\psi|^2$ εκτός του πηγαδίου, το οποίο είναι αδύνατο καθώς κανένα σωματίδιο δεν μπορεί να περάσει ένα άπειρο πηγάδι δυναμικού. Έτσι ισχύει

$$\psi(0) = 0 \quad (1.7 \alpha)$$

και

$$\psi(L) = 0 \quad (1.7 \beta)$$

Εφαρμόζοντας την (1.7 α) στην (1.5) προκύπτει ότι $B=0$ ενώ από την (1.7 β) προκύπτει ότι

$$\sin(kL) = 0 \quad (1.8)$$

Επομένως πρέπει να ισχύει ότι το kL είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του π . Επομένως η (1.5) παίρνει τη μορφή

$$\psi(x) = A \sin(kx) \quad (1.9)$$

με

$$k = \frac{n\pi}{L} \quad n=1,2,3... \quad (1.10)$$

Αντικαθιστώντας το k από την (1.10) στην (1.6) προκύπτει ότι

$$\left(\frac{2mE_n}{h^2} \right)^{1/2} = \frac{n\pi}{L} \quad (1.11)$$

Από την (1.11) προκύπτει ότι

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8mL^2} \quad (1.12)$$

Έτσι για κάθε τιμή του n η ενέργεια του σωματιδίου δίδεται από την εξίσωση (1.12). Από την (1.12) προκύπτει ότι η ενέργεια του σωματιδίου είναι κβαντισμένη και n είναι ο κβαντικός αριθμός.

Η τιμή του A στην εξίσωση (1.9) μπορεί να υπολογιστεί από τη συνθήκη κανονικοποίησης που δίδεται παρακάτω

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^* \Psi dx dy dz = 1 \quad (1.13)$$

Από την (1.13) προκύπτει ότι $A = \sqrt{2/L}$ και επομένως η λύση της (1.4) είναι

$$\psi_n = \left(\frac{2}{L}\right)^{1/2} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (1.14)$$

Οι κυματοσυναρτήσεις ψ_n και οι αντίστοιχες ενέργειες E_n , οι οποίες αποκαλούνται ιδιοσυναρτήσεις και ιδιοτιμές της ενέργειας, περιγράφουν την κβαντική κατάσταση του σωματιδίου εντός του πηγαδιού. Η μορφή των ψ_n και των κατανομών πιθανοτήτων $|\psi_n|^2$ φαίνεται στην Εικόνα 2. Η λύση του μονοδιάστατου πηγαδιού δυναμικού μπορεί εύκολα να επεκταθεί και στις τρεις διαστάσεις. Υποθέτουμε ότι όλες οι πλευρές του κύβου δυναμικού έχουν το ίδιο μήκος οι ιδιοσυναρτήσεις παίρνουν την εξής μορφή

$$\psi_n = \left(\frac{8}{L}\right)^{1/2} \sin(k_1 x) \sin(k_2 y) \sin(k_3 z) \quad (1.15)$$

με $k_1 = \frac{n_1\pi}{L}$, $k_2 = \frac{n_2\pi}{L}$ και $k_3 = \frac{n_3\pi}{L}$. Οι ιδιοτιμές της ενέργειας δίδονται ακόμα από την (1.12). Επομένως

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8mL^2}$$

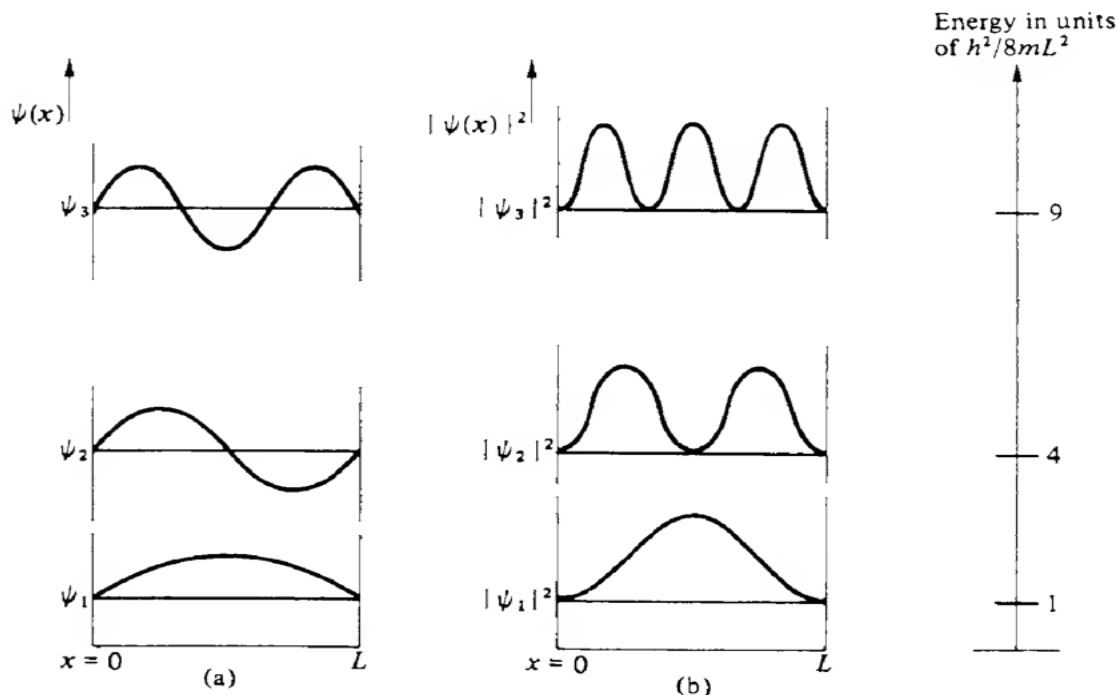
Αλλά αυτή τη φορά ισχύει

$$n^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 \quad (1.16)$$

Συνεπώς λοιπόν κάθε κατάσταση καθορίζεται από τρεις κβαντικούς αριθμούς. Κάθε συνδυασμός αυτών ορίζει μια διαφορετική ιδιοσυνάρτηση. Επιπλέον από άλλες έρευνες έχει αποδηχθεί ότι κάθε ηλεκτρόνιο έχει μια ιδιοστροφομή, οι δυνατές τιμές της οποίας είναι δύο και έχουν αντίθετο πρόσημο. Οι τιμές αυτές καθορίζονται από έναν τέταρτο κβαντικό αριθμό m_s , ο οποίος μπορεί να πάρει δύο τιμές $+1/2$ και $-1/2$. Επομένως κάθε κατάσταση του ηλεκτρονίου για να προσδιοριστεί πλήρως χρειάζεται τέσσερις κβαντικούς αριθμούς (n_1, n_2, n_3, m_s) . Στην πραγματικότητα κάθε τρισδιάστατο πρόβλημα δυναμικού απαιτεί τέσσερις κβαντικούς αριθμούς για να λυθεί.

Στην λύση του προβλήματος του πηγαδιού άπειρου δυναμικού υποθέσαμε την ύπαρξη ενός μόνο ηλεκτρονίου. Στην περίπτωση όμως που υπάρχουν περισσότερα ηλεκτρόνια εντός του πηγαδιού, όπως γίνεται στην περίπτωση ενός στερεού, θα πρέπει να εξεταστεί ο τρόπος κατανομής των ηλεκτρονίων στις κβαντικές καταστάσεις. Η αρχική πρόβλεψη θα ήταν ότι τα ηλεκτρόνια τείνουν να καταλάβουν τις κατώτερες ενεργειακές καταστάσεις. Ωστόσο, η απαγορευτική αρχή του Pauli αλλάζει ριζικά την κατανομή τους. Σύμφωνα με αυτή, οποιαδήποτε κβαντική κατάσταση (n_1, n_2, n_3) μπορεί να καταλαμβάνεται από το πολύ δύο ηλεκτρόνια τα οποία θα πρέπει να έχουν διαφορετικούς m_s αριθμούς. Επομένως, σε ένα τρισδιάστατο κβαντικό πηγάδι στο οποίο υπάρχουν περισσότερα από ένα ηλεκτρόνια, τα οποία δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ

τους, καμία κβαντική κατάσταση δεν μπορεί να έχει παραπάνω από δυο ηλεκτρόνια, ενώ αν έχει δύο ηλεκτρόνια θα πρέπει να έχει διαφορετικούς αριθμούς m_s . [7]



Εικόνα 2 Η πρώτη βασική κατάσταση (Ground State) και οι δύο πρώτες διεγερμένες καταστάσεις (Excited State1 και Excited State 2) στην περίπτωση του άπειρου κβαντικού πηγαδιού. (a) Οι κυματοσυναρτήσεις του ηλεκτρονίου και (b) οι κατανομές πιθανότητας των αντίστοιχων κυματοσυναρτήσεων. Οι αντίστοιχες ενέργειες φαίνονται στη δεξιά στήλη. [7]

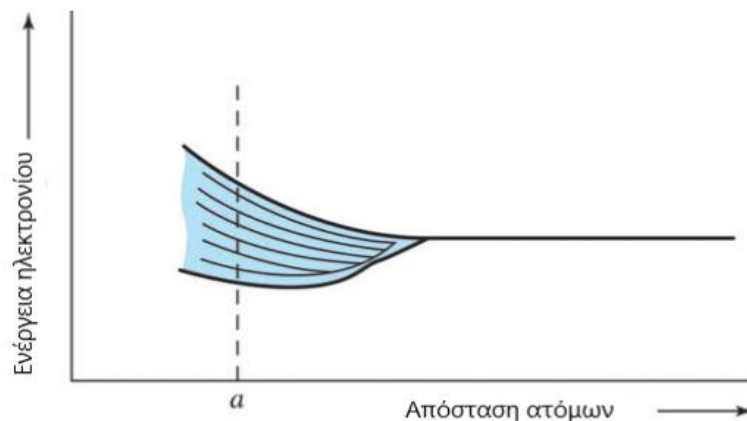
1.3 Ενεργειακές ζώνες στα στερεά

Στην ενότητα αυτή θα γίνει παρουσίαση των ενεργειακών ζωνών ενός στερεού. Αρχικά αναλύεται ο τρόπος και η αιτία σχηματισμού των ενεργειακών ζωνών, η οποία πηγάζει από την απαγορευτική αρχή του Pauli. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται οι ενεργειακές ζώνες στους αγωγούς, στους μονωτές και στους ημιαγωγούς τονίζοντας τις διαφορές μεταξύ τους. Τέλος, γίνεται αναφορά στην εξάρτηση της ενέργειας από την ορμή των ηλεκτρονίων η οποία επηρεάζει τις ζώνες αγωγιμότητας και σθένους οδηγώντας στην ομαδοποίηση των ημιαγωγών σε ημιαγωγούς έμμεσου και άμεσου ενεργειακού χάσματος.

1.3.1 Δημιουργία των ενεργειακών ζωνών

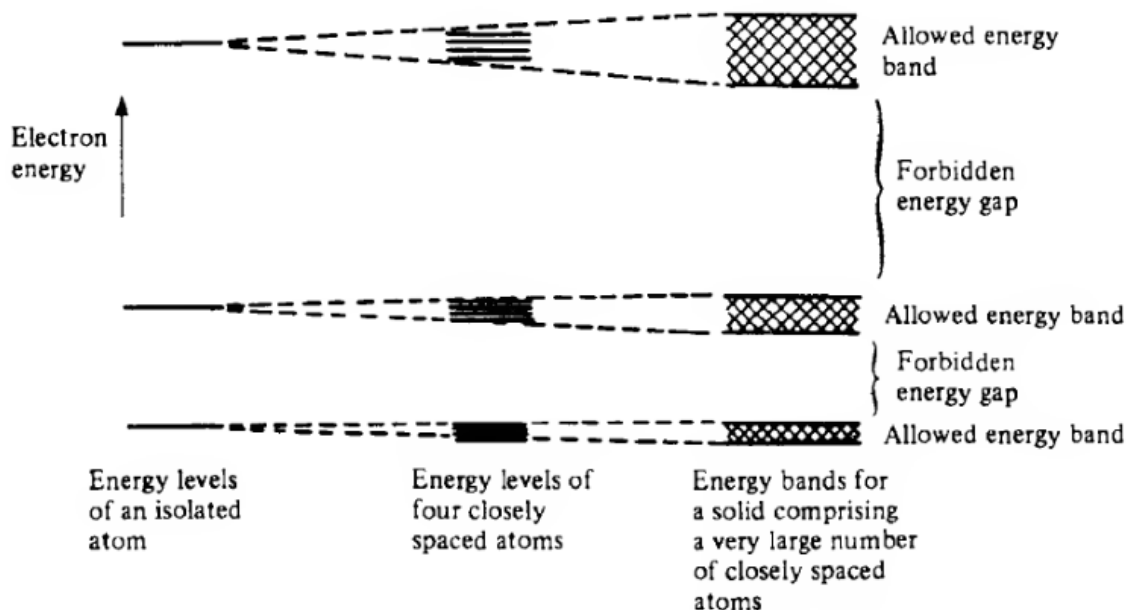
Καθώς τα άτομα πλησιάζουν κοντά για να σχηματίσουν ένα στερεό, διάφορες αλληλεπιδράσεις συμβαίνουν μεταξύ των ατόμων. Οι ελκτικές και απωθητικές δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ των ατόμων, έρχονται σε ισορροπία μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να σχηματίζεται η κρυσταλλική δομή του στερεού. Κατά τη διαδικασία της δημιουργίας του κρυστάλλου, σημαντικές αλλαγές συμβαίνουν και στις ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων, οι οποίες ευθύνονται για τις διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών. Όταν τα άτομα είναι απομονωμένα, όπως σε ένα αέριο, η αλληλεπίδραση των κυματοσυναρτήσεων των ηλεκτρονίων είναι μηδενική. Επομένως κάθε άτομο μπορεί να

έχει τη δικιά του ιδανική στάθμη ενέργειας χωρίς να επηρεάζεται από τα υπόλοιπα. Ωστόσο, η περίπτωση των στερεών είναι εντελώς διαφορετική.



Εικόνα 3 Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων ενός υλικού συναρτήσει της απόστασης των ατόμων [8]

Καθώς η απόσταση των ατόμων μικραίνει, οι κυματοσυναρτήσεις των ηλεκτρονίων ξεκινούν να αλληλεπικαλύπτονται, παραβιάζοντας έτσι την απαγορευτική αρχή του Pauli. Συνεπώς όταν τα άτομα πλησιάσουν σε μια απόσταση μικρότερη από κάποια κρίσιμη απόσταση a παρατηρείται το φαινόμενο του διαχωρισμού της κοινής ενεργειακής στάθμης, σε νέες στάθμες, ο αριθμός των οποίων είναι ίσος με τον αριθμό των αλληλεπιδρόντων ηλεκτρονίων δια δυο (λόγω του m_s κβαντικού αριθμού) (Εικόνα 3). Λόγω του μεγάλου αριθμού των ηλεκτρονίων, δημιουργούνται ενεργειακές καταστάσεις οι οποίες έχουν πολύ μικρή απόσταση μεταξύ τους, σχηματίζοντας με τον τρόπο αυτό περιοχές με μεγάλη πυκνότητα καταστάσεων οι οποίες εκτείνονται έως και μερικά eV. Ανάμεσα στις ενεργειακές ζώνες υπάρχουν οι απαγορευμένες ζώνες στις ο-



Εικόνα 4 Ενεργειακές στάθμες ενός απομονωμένου ατόμου, τεσσάρων ατόμων που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και ενεργειακές ζώνες σε ένα στερεό.[7]

ποίες δεν υπάρχει καμία επιτρεπτή ενεργειακή κατάσταση. Με τον τρόπο αυτό σχηματίζονται οι λεγόμενες ενεργειακές ζώνες οι οποίες διαχωρίζονται από απαγορευμένες ενεργειακές περιοχές (Εικόνα 4). [7] [8]

Οι χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες των κατώτερων ενεργειακών ζωνών καταλαμβάνονται πρώτες από ηλεκτρόνια και είναι πλήρως κατειλημμένες. Για τον λόγο αυτό δεν επιδρούν σημαντικά στις ιδιότητες του στερεού. Αναμφίβολα οι σημαντικότερες ενεργειακές ζώνες είναι η ζώνη σθένους (valance band) και η ζώνη αγωγιμότητας (conduction band), οι οποίες αντιστοιχούν στη δεύτερη και στην πρώτη ενεργειακά υψηλότερη ζώνη. Η απαγορευμένη περιοχή ανάμεσα τους είναι γνωστή ως ενεργειακό χάσμα του υλικού (Energy gap E_g) (Εικόνα 5). Το E_g εκφράζει το ποσό ενέργειας που πρέπει να δαπανηθεί ώστε ένα ηλεκτρόνιο να διεγερθεί στη ζώνη αγωγιμότητας αφήνοντας μια οπή στη ζώνη σθένους. [8]

1.3.2 Αγωγοί, μονωτές και ημιαγωγοί

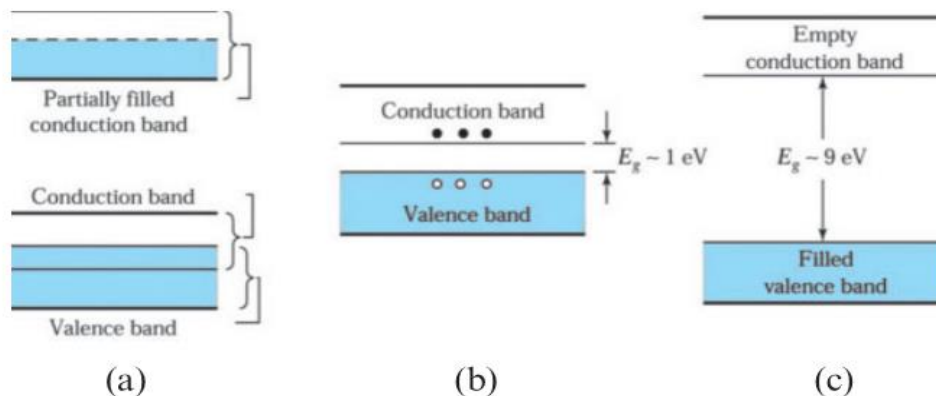
Οι διαφορές των υλικών προκύπτουν από το βαθμό στον οποίο είναι κατειλημμένες οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας. Τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν τις ενεργειακές στάθμες των ενεργειακών ζωνών ξεκινώντας από τις ενεργειακά χαμηλότερες. Κάθε ηλεκτρόνιο καταλαμβάνει μια ενεργειακή στάθμη και έτσι συμπληρώνονται οι ενεργειακές ζώνες με ηλεκτρόνια. Αν όμως τα ηλεκτρόνια απορροφήσουν ενέργεια από ένα εξωτερικό πεδίο, τότε μπορούν να διεγερθούν σε ανώτερες ενεργειακές στάθμες ή αν το ενεργειακό χάσμα των ζωνών είναι μικρό, να μεταπηδήσουν στην επόμενη ενεργειακή ζώνη. Έτσι τα υλικά χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες για να χαρακτηριστούν οι ηλεκτρικές τους ιδιότητες. [7]

Η πρώτη κατηγορία είναι αυτή των μεταλλικών αγωγών, στα οποία η υψηλότερη ενεργειακά κατειλημμένη ζώνη είναι μερικώς γεμάτη με ηλεκτρόνια (Εικόνα 5.α) ή υπάρχει αλληλοεπικάλυψη των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας (Εικόνα 5.β). Αυτό σημαίνει πώς τα ηλεκτρόνια με την επιβολή ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου μπορούν εύκολα να αυξήσουν την ενέργεια τους, καταλαμβάνοντας μια υψηλότερη ενεργειακή στάθμη, συνεισφέροντας στην υψηλή αγωγιμότητα του υλικού. [8]

Η δεύτερη κατηγορία είναι οι μονωτές. Στους μονωτές η ζώνη σθένους είναι εντελώς κατειλημμένη με ηλεκτρόνια ενώ το ενεργειακό χάσμα του υλικού είναι πολύ μεγάλο, της τάξης των 4eV (Εικόνα 5.γ). Συνεπώς ελάχιστα ηλεκτρόνια διεγείρονται στην επόμενη στάθμη ενώ η αγωγιμότητα του υλικού είναι αμελητέα. [8]

Η τρίτη και σημαντικότερη κατηγορία υλικών είναι αυτή των ημιαγωγών. Οι ημιαγωγοί αποτελούν το φυσικό υπόστρωμα πάνω στο οποίο αναπτύσσεται μια επαφή p-n, η λειτουργία της οποίας αναλύεται στην επόμενη παράγραφο. Η ενεργειακή δομή των ημιαγωγών είναι παρόμοια με αυτή των μονωτών με την σημαντική διαφορά ότι το ενεργειακό χάσμα τους είναι αρκετά πιο μικρό σε σχέση με αυτό των μονωτών (περίπου 1eV). Έτσι όταν ένας ημιαγωγός βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου, η ζώνη σθένους είναι πλήρως κατειλημμένη, ενώ η ζώνη αγωγιμότητας είναι εντελώς άδεια. Αν όμως τα ηλεκτρόνια απορροφήσουν ενέργεια από το περιβάλλον (π.χ. με τη χρήση ενός εξωτερικού πεδίου), τότε λόγω του μικρού E_g , είναι δυνατή η διέγερσή τους στη ζώνη αγωγιμότητας του υλικού, δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό ηλεκτρικό ρεύμα.

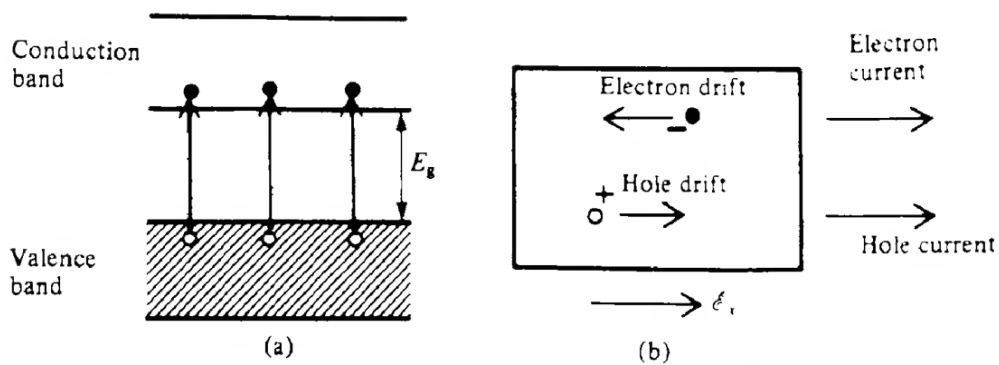
Επιπρόσθετα, τα διεγερμένα ηλεκτρόνια αφήνουν πίσω κενές ενεργειακές καταστάσεις. Αποτέλεσμα αυτού είναι η κίνηση των ηλεκτρονίων στη σχεδόν πλήρως κατειλημμένη ζώνη σθένους. Ο υπολογισμός της κίνησης των ηλεκτρονίων στη σχεδόν πλήρως κατειλημμένη ζώνη σθένους είναι ιδιαίτερα επίπονη διαδικασία, καθώς υπάρχουν πάρα πολλά ηλεκτρόνια που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Αποδεικνύεται ότι η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στη ζώνη σθένους είναι ισοδύναμη με τη συνεισφορά που θα προέκυπτε από ένα μικρό αριθμό θετικά φορτισμένων φορέων σε μια άδεια ζώνη. Μια μη κατειλημμένη ενεργειακή κατάσταση υποδηλώνει την απουσία ενός ηλεκτρονίου και μπορεί να θεωρηθεί ως μια οπή. Ο αριθμός των οπών είναι ίσος με τον αριθμό των μη κατειλημμένων ενεργειακών καταστάσεων στη ζώνη σθένους. Στη γενική περίπτωση οι οπές θεωρούνται ως σωματίδια, τα οποία συμπεριφέρονται ως ηλεκτρόνια αλλά έχουν αντίθετο φορτίο. Ο τρόπος με τον οποίο δημιουργούνται οι οπές εξηγείται εύκολα με την απεικόνιση της θεωρίας των ενεργειακών ζωνών. Σε οποιαδήποτε θερμοκρασία μεγαλύτερη του απόλυτου μηδέν, μερικά ηλεκτρόνια βρίσκουν την απαιτούμενη ενέργεια και διεγείρονται στη ζώνη αγωγιμότητας λόγω θερμικής διέγερσης. Όταν τα ηλεκτρόνια εκτελούν τέτοιες μεταβάσεις τότε δημιουργείται μια κενή ενεργειακή θέση στη ζώνη σθένους (Εικόνα 6 (α)). Έτσι δημιουργείται ένα ζευγάρι ηλεκτρονίου-οπής. Εάν εφαρμοστεί ένα ηλεκτρικό πεδίο στον ημιαγωγό τότε οι οπές και τα ηλεκτρόνια κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις (Εικόνα 6(b)) συνεισφέροντας στο ηλεκτρικό ρεύμα που αναπτύσσεται στο υλικό. Επομένως οι φορείς αγωγιμότητας στους ημιαγωγούς είναι δυο, τα ηλεκτρόνια και οι οπές. [7] [8]



Εικόνα 5 Απεικόνιση των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας για τις τρεις περιπτώσεις των υλικών. (a) Αγωγός με ημικατειλημμένη ζώνη αγωγιμότητας και αλληλοεπικάλυψη ζωνών σθένους και αγωγιμότητας. (b) Ημιαγωγός με μικρό ενεργειακό χάσμα. (c) Μονωτής με μεγάλο ενεργειακό χάσμα [8]

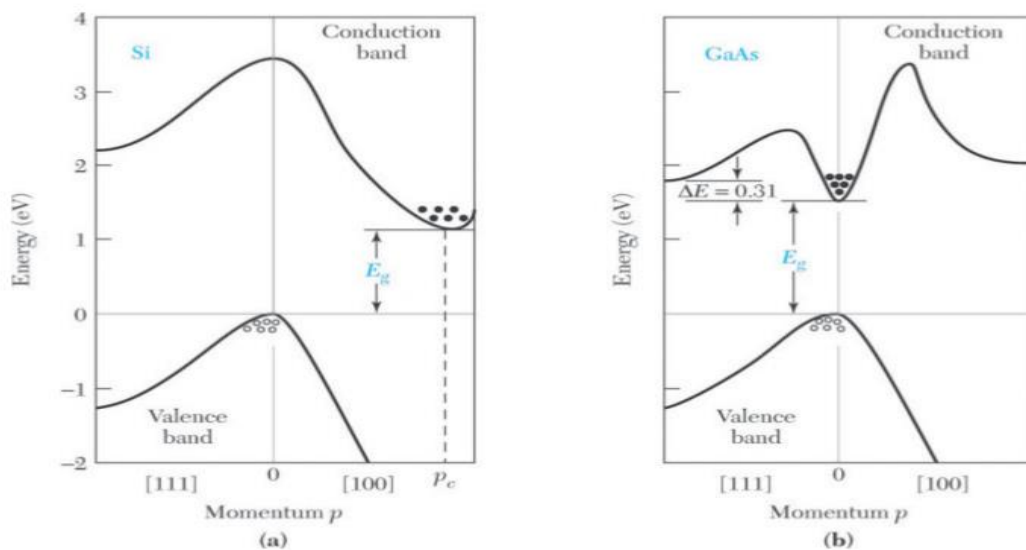
1.3.3 Αγωγοί άμεσου και έμμεσου ενεργειακού χάσματος

Στη μέχρι στιγμής ανάλυση μας θεωρήσαμε ότι η κατώτερη ενεργειακή στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας και η ανώτερη ενεργειακή στάθμη της ζώνης σθένους παραμένουν ανεπηρέαστες από την ορμή των ηλεκτρονίων. Ωστόσο, όπως φαίνεται και από την Εικόνα 7, η παραπάνω υπόθεση δεν ισχύει. Ο λόγος στον οποίο οφείλεται η πολύπλο-



Εικόνα 6 Διέγερση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Στη θέση του διεγερμένου ηλεκτρονίου δημιουργείται μια οπή. (b) Η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στις οπές και τα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού. [7]

Η σχέση Ενέργειας ορμής εντοπίζεται στο γεγονός ότι οι κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις του κρυστάλλου του ημιαγωγού δεν παραμένουν σταθερές για όλους τους ημιαγωγούς. Υπάρχουν κατηγορίες ημιαγωγών, στους οποίους το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας εντοπίζεται στη διεύθυνση $p = 0$. Αυτό σημαίνει



Εικόνα 7 Σχεδιαγράμματα των ενεργειακών ζωνών στο (a) Si και στο (b) GaAs. Οι κενοί κύκλοι αντιστοιχούν σε οπές της ζώνης σθένους ενώ οι χρωματισμένοι σε ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας [8]

ότι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου εντός του κρυστάλλου είναι η ίδια σε όλες τις διευθύνσεις κίνησης του. Επομένως η κίνηση του είναι ανεξάρτητη από τη κρυσταλλική διεύθυνση του ημιαγωγού. Αντίθετα όταν το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας εντοπίζεται σε διεύθυνση $p \neq 0$, τότε η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου είναι διαφορετική για κάθε διεύθυνση κίνησής του. Επομένως η κίνηση του ηλεκτρονίου εξαρτάται από τις κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις του κρυσταλλικού πλέγματος του ημιαγωγού. [8]

Η εξάρτηση των ενεργειακών ζωνών από την ορμή έχει σαν αποτέλεσμα το μέγιστο της ζώνης σθένους και το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας να μην συμβαίνουν πάντοτε για την ίδια διεύθυνση της ορμής. Σε κάποια υλικά όπως το πυρίτιο (Si) (Εικόνα

7.α) οι τιμές αυτές δεν συμβαίνουν για την ίδια διεύθυνση της ορμής ενώ σε άλλα υλικά, όπως το αρσενικούχο γάλλιο (GaAs), να συμβαίνουν για την ίδια (Εικόνα 7.β). Αυτή η διαφοροποίηση προκαλεί τον διαχωρισμό των ημιαγωγών σε ημιαγωγούς έμμεσου ενεργειακού χάσματος και ημιαγωγούς άμεσου ενεργειακού τύπου. Στους ημιαγωγούς έμμεσου ενεργειακού χάσματος, το μέγιστο της ζώνης σθένους και το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας λαμβανουν χώρα για διαφορετικές διευθύνσεις της ορμής (Εικόνα 7.α), ενώ στην περίπτωση των ημιαγωγών άμεσου ενεργειακού χάσματος οι προαναφερθείσες τιμές συμβαίνουν για την ίδια διεύθυνση της ορμής (Εικόνα 7.β). Συνεπώς το Si είναι ένα στοιχείο έμμεσου ενεργειακού χάσματος ενώ το GaAs είναι άμεσου ενεργειακού χάσματος. [8]

Η διαφοροποίηση αυτή των ημιαγωγών έχει μεγάλο αντίκτυπο στη διαδικασία της επανασύνδεσης των φορέων. Όταν ένα ηλεκτρόνιο αποδιεγερθεί από τη ζώνη αγωγιμότητας στη ζώνη σθένους, τότε αυτό επανασυνδέεται με μια οπή παράγοντας ένα φωτόνιο (η συγκεκριμένη διαδικασία αναλύεται στην ενότητα 1.5). Κατά τη διαδικασία της επανασύνδεσης ισχύει η αρχή διατήρησης της ορμής. Στους ημιαγωγούς άμεσου ενεργειακού χάσματος οι διαζωνικές μεταβάσεις γίνονται άμεσα, καθώς δεν χρειάζεται καμία αλλαγή στην ορμή του ηλεκτρονίου. Αντίθετα, στους ημιαγωγούς έμμεσου ενεργειακού χάσματος θα πρέπει να υπάρξει μια αλλαγή στη διεύθυνση της ορμής του ηλεκτρονίου. Η αλλαγή αυτή γίνεται μέσω της συμμετοχής ενός επιπλέον σωματιδίου, του φωνωνίου. Η συμμετοχή ενός επιπλέον σωματιδίου στη διαδικασία της επανασύνδεσης μειώνει σημαντικά την πιθανότητα πραγματοποίησης των ακτινοβολικών επανασυνδέσεων. Για τον λόγω αυτό τα ημιαγωγικά λέιζερ χρησιμοποιούν ημιαγωγούς άμεσου ενεργειακού χάσματος καθώς οι ακτινοβολικές επανασυνδέσεις είναι αποδοτικότερες σε αυτούς.[7][8]

1.4 Η επαφή p-n

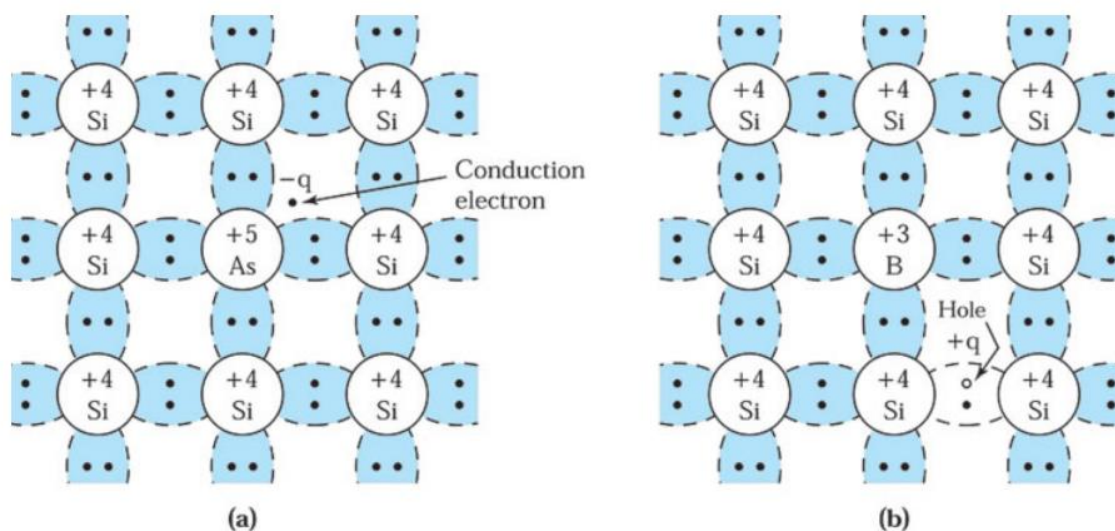
Μια από της πιο πολυχρησιμοποιούμενες διατάξεις της συγχρονής εποχής είναι η επαφή p-n, καθώς χρησιμοποιείται σε πάρα πολλές εφαρμογές τόσο της ηλεκτρονικής όσο και της οπτικής τεχνολογίας. Σε ότι αναφορά την οπτική τεχνολογία, η αξία της επαφής p-n φαίνεται από το γεγονός ότι αποτελεί το βασικό υπόστρωμα πάνω στο οποίο αναπτύσσεται ένα ημιαγωγικό λέιζερ. Συνεπώς η παρουσίαση τόσο της δομής της όσο και της αρχής λειτουργίας της είναι αναγκαία για την μετέπειτα κατανόηση της λειτουργίας των λέιζερ.

1.4.1 Δομή της επαφής p-n

Η δομή της επαφής p-n αποτελείται από έναν ημιαγωγό, συνήθως πυρίτιο (Si) ή γερμάνιο (Ge), ο οποίος αποτελείται από δυο τμήματα. Το πρώτο τμήμα ονομάζεται p-τύπου και είναι νοθευμένο με αποδέκτες ενώ το δεύτερο τμήμα ονομάζεται n-τύπου και είναι νοθευμένο με δότες. Η διαδικασία της νόθευσης (doping) είναι η σκοπιμή εισαγωγή προσμίξεων στον ημιαγωγό, με σημαντικές επιπτώσεις στους φορείς της δομής.

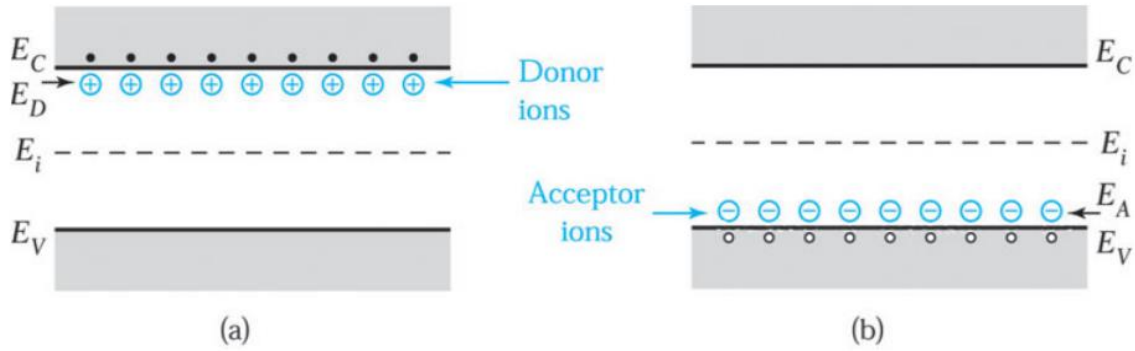
Οι ημιαγωγοί είναι συνήθως τετρασθενή υλικά (Si, Ge). Αυτό σημαίνει ότι η εξωτερική στοιβάδα των ατόμων τους, διαθέτει τέσσερα ηλεκτρόνια για να φτιάξει δεσμούς και να συμπληρωθούν οι εξωτερικές στοιβάδες των ατόμων. Η νόθευση γίνεται συνήθως με στοιχεία της V και III ομάδας του περιοδικού πίνακα. Τα στοιχεία της V ομάδας χρησιμεύουν ως δότες ενώ τα στοιχεία της III ομάδας ως αποδέκτες. Πιο συγκεκριμένα, οι δότες διαθέτουν πέντε ηλεκτρόνια στην εξωτερική τους στοιβάδα ενώ

οι δότες τρία. Τα πέντε ηλεκτρόνια του δότη συνάπτουν ομοιοπολικούς δεσμούς με τα τέσσερα ηλεκτρόνια του πυριτίου. Όμως ο διαφορετικός αριθμός των ηλεκτρονίων προκαλεί τη δημιουργία τεσσάρων ισχυρών ομοιοπολικών δεσμών ενώ το πέμπτο ηλεκτρόνιο του δότη έχει μια ασθενή έλξη με τον πυρήνα του δότη (Εικόνα 8a). Αυτό σημαίνει ότι με μια μικρή απορρόφηση ενέργειας, το περισσευόμενο ηλεκτρόνιο μπορεί να διεγερθεί στη ζώνη αγωγιμότητας του υλικού, αφήνοντας τον πυρήνα θετικά φορτισμένο. Ουσιαστικά οι δότες εισάγουν ενεργειακές στάθμες E_D στο υλικό οι οποίες βρίσκονται μέσα στην απαγορευμένη ζώνη αλλά κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας (Εικόνα 9a). Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται μια περίσσεια ηλεκτρονίων για αυτό και ο ημιαγωγός σε αυτή τη περίπτωση ονομάζεται n-τύπου καθώς διαθέτει μια περίσσεια αρνητικά φορτισμένων φορέων. Τα κυριότερα στοιχεία πρόσμιξης που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία n-τύπου ημιαγών είναι ο φώσφορος (P) και το αρσενικό (As). [8]



Εικόνα 8(a) Εισαγωγή ενός άτομο Αρσενικού (As) στο κρυσταλλικό πλέγμα του Si. (b) Εισαγωγή ενός ατόμου Βορίου (B) στο κρυσταλλικό πλέγμα του Si. [8]

Στην περίπτωση της νόθευσης του υλικού με αποδέκτες συμβαίνει μια παρόμοια διαδικασία η οποία όμως παράγει οπές αντί για ηλεκτρόνια. Οι αποδέκτες είναι τρισθενή υλικά. Επομένως τα τρία ηλεκτρόνια της εξωτερικής στοιβάδας συνάπτουν ομοιοπολικούς δεσμούς με τα τετρασθενή άτομα του κρυσταλλού. Όμως το άτομο του αποδέκτη έχει ένα ηλεκτρόνιο λιγότερο. Έτσι δημιουργείται μια έλλειψη ηλεκτρονίου, η οποία ονομάζεται οπή (Εικόνα 8b). Ουσιαστικά, ο αποδέκτης εισάγει νέες ενεργειακές στάθμες στο υλικό E_A , οι οποίες βρίσκονται μέσα στην απαγορευμένη ζώνη και πιο κοντά στη ζώνη σθένους (Εικόνα 9b). Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει μια πληθώρα οπών στον ημιαγωγό (θετικά φορτισμένων σωματιδίων), για αυτό και λέμε ότι ο ημιαγωγός είναι p-τύπου. Για τη νόθευση των ημιαγωγών με σκοπό τη δημιουργία p-τύπου ημιαγωγών χρησιμοποιούνται στοιχεία όπως το βόριο (B) και το γάλλιο (Ga). [8]



Εικόνα 9 (a) Οι ενεργειακές στάθμες που εισάγουν οι δότες (E_D) (b) Οι ενεργειακές στάθμες που εισάγουν οι αποδέκτες (E_A) [8]

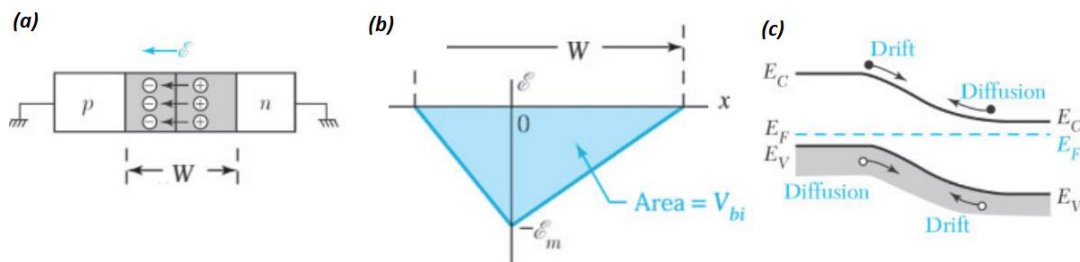
1.4.2 Η επαφή p-n σε ισορροπία

Λόγω της νόθευσης που υπάρχει σε κάθε τμήμα του ημιαγωγού δημιουργείται μια διαφορετική περίσσεια φορέων σε κάθε τμήμα του ημιαγωγού. Στην p-τύπου περιοχή υπάρχει μια περίσσεια οπών p_p , ενώ στην n-τύπου περιοχή μια περίσσεια ηλεκτρονίων n_n . Οι p_p και n_n φορείς αποτελούν τους φορείς πλειονότητας της δομής. Ωστόσο στην p-τύπου περιοχή υπάρχει μικρή συγκέντρωση ηλεκτρονίων n_p , ενώ στην n-τύπου περιοχή υπάρχει μια μικρή συγκέντρωση οπών p_n . Οι n_p και p_n φορείς αποτελούν τους φορείς μειονότητας της δομής. Η διαφορά στις συγκεντρώσεις των φορέων πλειονότητας είναι τάξης μεγέθους μεγαλύτερη από αυτή των φορέων μειονότητας. [7]

Λόγω της μεγάλης χωρικής διαφοράς στην πυκνότητα συγκέντρωσης των φορέων, ξεκινά μια διαδικασία διάχυσης των φορέων πλειονότητας προς το αντίθετο τμήμα. Έτσι, ξεκινούν να διαχέονται οπές από την p-τύπου περιοχή προς την n-τύπου περιοχή, αφήνοντας αρνητικά φορτισμένα τα άτομα των αποδεκτών (Εικόνα 10a). Η απογύμνωση της περιοχής από τους ηλεκτρικούς φορείς προκαλεί την ανάπτυξη ενός αρνητικού δυναμικού στην p-τύπου περιοχή. Το ίδιο φαινόμενο συμβαίνει και για τα ηλεκτρόνια, αφήνοντας θετικά φορτισμένα τα άτομα των δοτών (Εικόνα 10a), ενώ το αναπτυσσόμενο δυναμικό είναι θετικό. Έτσι στη δομή αναπτύσσεται μια περιοχή φορτίου χώρου, η οποία έχει απογυμνωμένα ιόντα και εκτείνεται τόσο στο p-τύπου όσο και στο n-τύπου τμήμα της δομής. Η περιοχή αυτή ευθύνεται για το ενδογενές δυναμικό της επαφής, ενώ το μέτρο του εξαρτάται από την θερμοκρασία και τα επίπεδα συγκεντρώσεις των αποδεκτών και των δοτών (Εικόνα 10a). Το ενδογενές δυναμικό παράγει με τη σειρά του ένα ενδογενές πεδίο E_{intr} , το οποίο έχει φορά από την n-τύπου περιοχή στην p-τύπου περιοχή (Εικόνα 10b). Το πεδίο αυτό εμποδίζει την περαιτέρω διάχυση των φορέων πλειονότητας (p_p και n_n), ενώ ταυτόχρονα ευνοεί την ολίσθηση των φορέων μειονότητας (p_n και n_p). Συνεπώς δημιουργούνται δύο ρεύματα στη δομή. Το J_{diff} , το οποίο οφείλεται στη διάχυση των φορέων πλειονότητας, και το J_{drif} το οποίο οφείλεται στην ολίσθηση των φορέων μειονότητας από το ενδογενές πεδίο του ημιαγωγού. (Εικόνα 10c). Η διάχυση των φορέων συνεχίζεται μέχρι να ισχύει

$$J_{diff} + J_{drif} = 0 \quad (1.17)$$

Τότε λέμε ότι η επαφή βρίσκεται σε ισορροπία, καθώς δεν υπάρχει ροή ρεύματος προς καμία από τις δύο διευθύνσεις. [7]



Εικόνα 10 (α) Περιοχή φορτίου χώρου σε μια p-n επαφή (b) Διάγραμμα του ενδογενούς πεδίου που αναπτύσσεται στην p-n επαφή λόγω του ενδογενούς δυναμικού. Το εμβαδόν του τριγώνου που ορίζεται από τη γαλάζια επιφάνεια είναι ίσο με το ενδογενές δυναμικό της δομής. (c) Διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών σε μια p-n επαφή και απεικόνιση των ρευμάτων διάχυσης και ολίσθησης. [8]

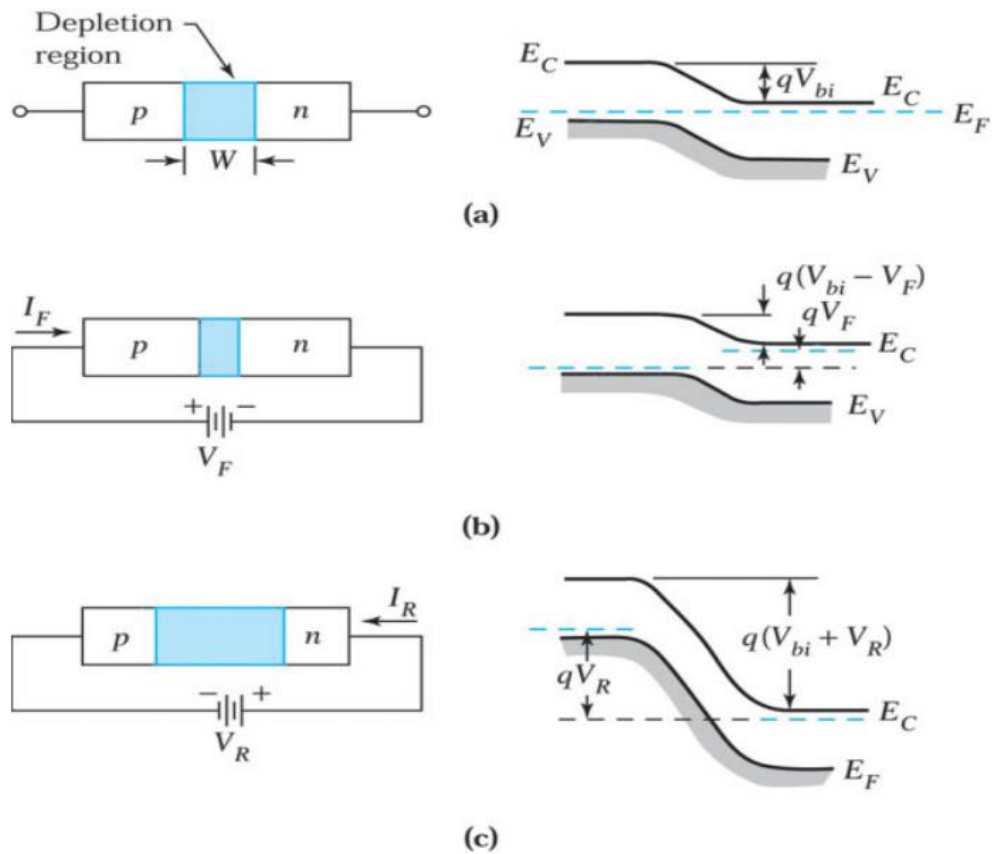
1.4.3 Ορθή και ανάστροφη πόλωση της επαφής p-n

Όταν στην επαφή p-n τοποθετήσουμε μια πηγή με τον θετικό της πόλο στην p-τύπου περιοχή και τον αρνητικό πόλο στην n-τύπου περιοχή, τότε λέμε ότι η επαφή p-n έχει πολωθεί ορθά. Στην αντίθετη περίπτωση λέμε ότι η επαφή έχει πολωθεί ανάστροφα. Στην περίπτωση της ορθής πόλωσης παρατηρείται μια μείωση του φράγματος δυναμικού (Εικόνα 11b) που αναπτύσσεται στον ημιαγωγό. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το πεδίο της δομής είναι αντίθετο από το πεδίο που δημιουργεί η πηγή. Έτσι οι φορείς πλειονότητας μπορούν να υπερπηδήσουν τον φραγμό δυναμικού και να συνεχίζουν να διαχέονται στη δομή. Ως εκ τούτου, το J_{diff} γίνεται το κυρίαρχο ρεύμα στη δομή.

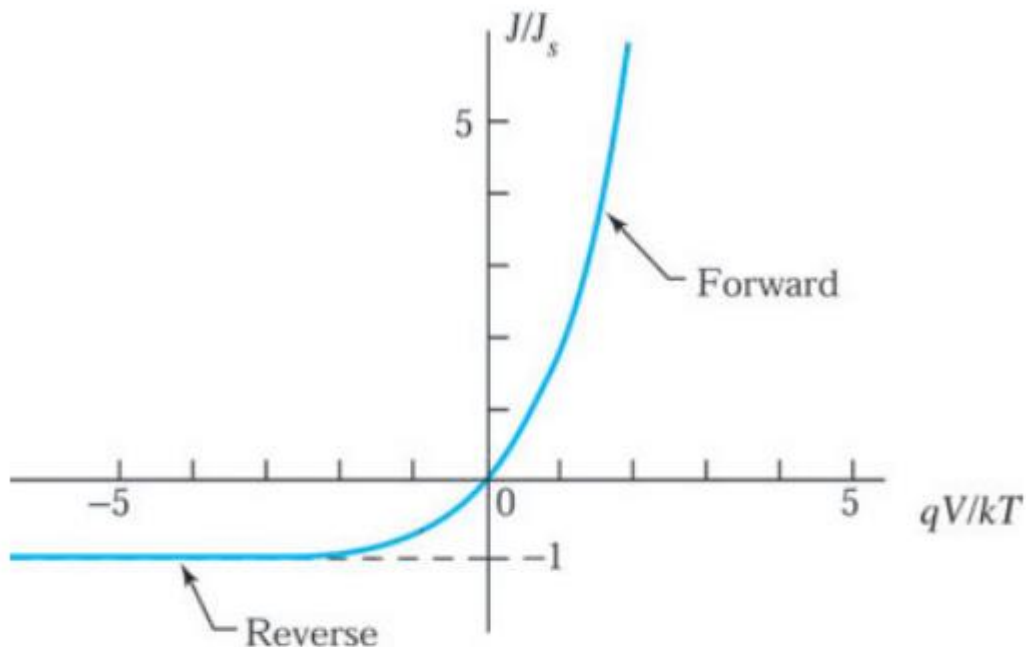
Όταν στην επαφή εφαρμοστεί ανάστροφη τάση, τότε το φράγμα δυναμικού αυξάνεται ακόμα περισσότερο καθώς η ένταση του ενδογενούς πεδίου της επαφής αυξάνεται ακόμα περισσότερο. (Εικόνα 11c). Συνεπώς ελάχιστοι φορείς μπορούν να διαχέονται στη δομή, ενώ υπάρχει ένα μικρό ρεύμα λόγω της ολίσθησης των φορέων μειονότητας. Η χαρακτηριστική V-I της επαφής p-n φαίνεται στην Εικόνα 12.

1.4.4 Ακτινοβολικές επανασυνδέσεις

Το πιο ενδιαφέρον φαινόμενο το οποίο συμβαίνει στην p-n επαφή είναι η ακτινοβολική επανασύνδεση των φορέων. Πιο συγκεκριμένα όταν η επαφή είναι ορθά πολωμένη, τότε οι φορείς πλειονότητας εγχύονται κατά μήκος της επαφής, διαπερνούν την περιοχή φορτίου χώρου και εισέρχονται στην απέναντι πλευρά της επαφής. Μόλις όμως οι φορείς πλειονότητας περάσουν την περιοχή φορτίου χώρου, γίνονται φορείς μειονότητας, καθώς εισέρχονται σε αντίθετου τύπου περιοχές. Έτσι η συγκέντρωση των φορέων μειονότητας παίρνει μια απότομη αύξηση η οποία καλείται έγχυση φορέων.



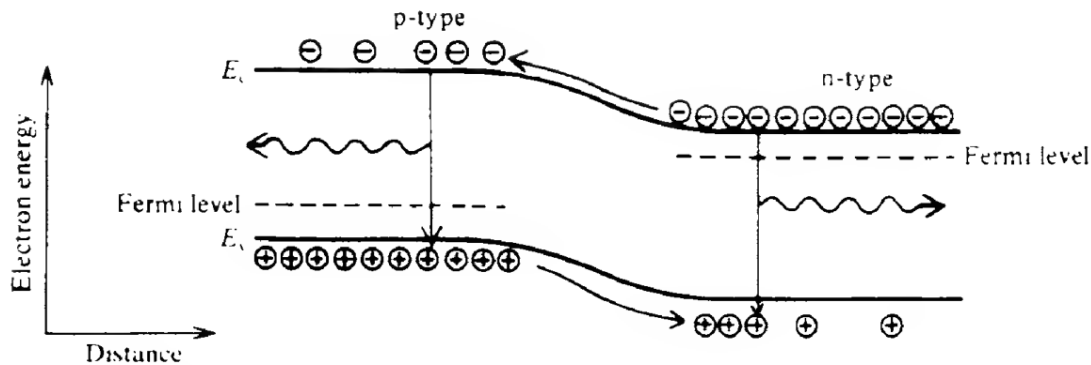
Εικόνα 11 Η επαφή p-n και η διαμόρφωση των ενεργειακών ζωνών της όταν είναι σε (a) ισορροπία, (b) ορθά πολωμένη και (c) ανάστροφα πολωμένη.[8]



Εικόνα 12 V-I χαρακτηριστική της p-n επαφής. [8].

Η περίσσεια των φορέων μειονότητας διαχέεται κατά μήκος της δομής μέχρι να επανασυνδεθεί ακτινοβολικά με κάποιον από τους φορείς πλειονότητας (Εικόνα 13).

Όταν η δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη, τότε δεν υπάρχει έγχυση φορέων κατά μήκος της διόδου. Συνέπεια του παραπάνω γεγονότος είναι η ανυπαρξία ακτινοβολικών επανασυνδέσεων.



Εικόνα 13 Ορθά πολωμένη επαφή p-n. Η έγχυση των φορέων μειονότητας προκαλεί την ακτινοβολική επανασυνδεσή τους με τους φορείς πλειονότητας της επαφής.[7]

Ιδανικά σε μια δίοδο LED κάθε εγχυόμενος φορέας θα δώσει ένα φωτόνιο όταν επανασυνδεθεί. Στην πράξη όμως η αποδοτικότητα της διόδου ορίζεται ως ο λόγος του ρυθμού των εκπεμπόμενων φωτονίων προς το ρυθμό παροχής ηλεκτρονίων από την πηγή άντλησης. Το παραπάνω πηλίκο ονομάζεται εσωτερική κβαντική απόδοση της πηγής. Ο αριθμός των ακτινοβολικών επανασυνδέσεων είναι ανάλογος του αριθμού των εγχυόμενων φορέων και κατ' επέκταση του ρεύματος της διόδου. Όταν ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους επανασυνδέεται απευθείας με μια οπή της ζώνης σθένους τότε το μήκος κύματος του εκπεμπόμενου φωτονίου δίδεται από τον παρακάτω τύπο

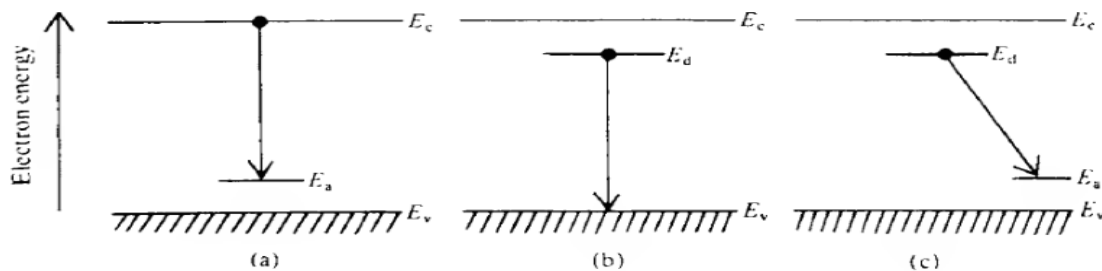
$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} \quad (1.18)$$

όπου λ το μήκος κύματος του εκπεμπόμενου φωτονίου, c η ταχύτητα του φωτός και E_g το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού. Όμως οι ατέλειες του κρυστάλλου λόγω προσμίξεων από ξένα άτομα εισάγουν νέες ενεργειακές στάθμες μέσα στην απαγορευμένη ζώνη. Αυτό σημαίνει οι επανασυνδέσεις μεταξύ των εισαγόμενων σταθμών και των ζωνών έχουν μικρότερη ενεργειακή απόσταση και κατ' επέκταση μεγαλύτερο μήκος κύματος. Ωστόσο το λ_g αποτελεί το μικρότερο μήκος κύματος εκπομπής καθώς αντιστοιχεί στην μέγιστη ενεργειακή απόσταση των ζωνών.

Υπάρχουν διάφορες διαδικασίες ακτινοβολικών επανασυνδέσεων. Οι τρεις κυριότερες διαδικασίες ακτινοβολικών επανασυνδέσεων είναι οι διαζωνικές μεταβάσεις, η επανασύνδεση μέσω ατελειών του κρυστάλλου και η εξιτονική επανασύνδεση. Στις διαζωνικές επανασυνδέσεις υπάρχει παραγωγή φωτονίων ή φωνονίων. Το είδος του παραγόμενου σωματιδίου εξαρτάται από το αν ο ημιαγωγός είναι έμμεσου ή άμεσου ενεργειακού χάσματος όπως δείξαμε και στην υποενότητα 1.3.3. Πιο συγκεκριμένα, αν ο ημιαγωγός είναι άμεσου ενεργειακού χάσματος, τότε η επανασύνδεση είναι ακτινοβολική και παράγεται ένα φωτόνιο. Αν ο ημιαγωγός είναι έμμεσου ενεργειακού χάσματος τότε υπάρχει παραγωγή φωνονίου, ωστόσο η πιθανότητα ακτινοβολικής επανασύνδεσης είναι πάρα πολύ μικρή. Για το λόγο αυτό θεωρούμε ότι οι επανασυνδέσεις στους ημιαγωγούς έμμεσου ενεργειακού χάσματος είναι μη ακτινοβολικές.[7]

Η επόμενη κατηγορία ακτινοβολικών επανασυνδέσεων είναι μέσω ατελειών του κρυστάλλου. Πιο συγκεκριμένα, η εισαγωγή δοτών και αποδεκτών στην επαφή p-n εισάγει νέες ενεργειακές στάθμες στην απαγορευμένη ζώνη, οι οποίες επιτρέπουν ακτινοβολικές επανασυνδέσεις των φορέων, παράγοντας μεγαλύτερα μήκη κύματος (Εικόνα 14). Ωστόσο, τα θερμικά διεγερμένα ηλεκτρόνια τείνουν να καλύψουν αυτές τις ενεργειακές στάθμες μειώνοντας σημαντικά την ισχύ του φαινομένου.

Η τελευταία κατηγορία ακτινοβολικών επανασυνδέσεων είναι η εξιτονική. Το εξιτόνιο είναι ένα ζευγός οπής-ηλεκτρονίου, τα οποία περιστρέφονται σε μεγάλη απόσταση μεταξύ τους γύρω από το κέντρο βαρύτητας τους. Ο δεσμός οπής-ηλεκτρονίου είναι ασθενής ενώ οι ενεργειακές στάθμες του εξιτονίου εισάγονται λίγο πιο κάτω από τη ζώνη αγωγιμότητας. Τα εξιτόνια μπορούν να κινούνται μέσα στο πλέγμα του ημιαγωγού ενώ κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες μπορούν να μείνουν δεμένα γύρω από κάποια ατέλεια του πλέγματος. Οι ενεργειακές στάθμες τους είναι σαφώς καθορισμένες έτσι ώστε η επανασύνδεση ηλεκτρονίου-οπής να συμβαίνει μέσω αυτών των ενδιάμεσων ενεργειακών καταστάσεων. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατή η ακτινοβολική επανασύνδεση φορέων στους ημιαγωγούς έμμεσου ενεργειακού χάσματος χωρίς την παραγωγή κάποιου φωνονίου. [7]



Εικόνα 14 Ακτινοβολικές επανασυνδέσεις μεταξύ (α) ζώνης αγωγιμότητας και ενεργειακή στάθμη αποδέκτη, (b) ενεργειακή στάθμη δότη και ζώνης σθένους και (c) ενεργειακών σταθμών δοτών και αποδεκτών.[7]

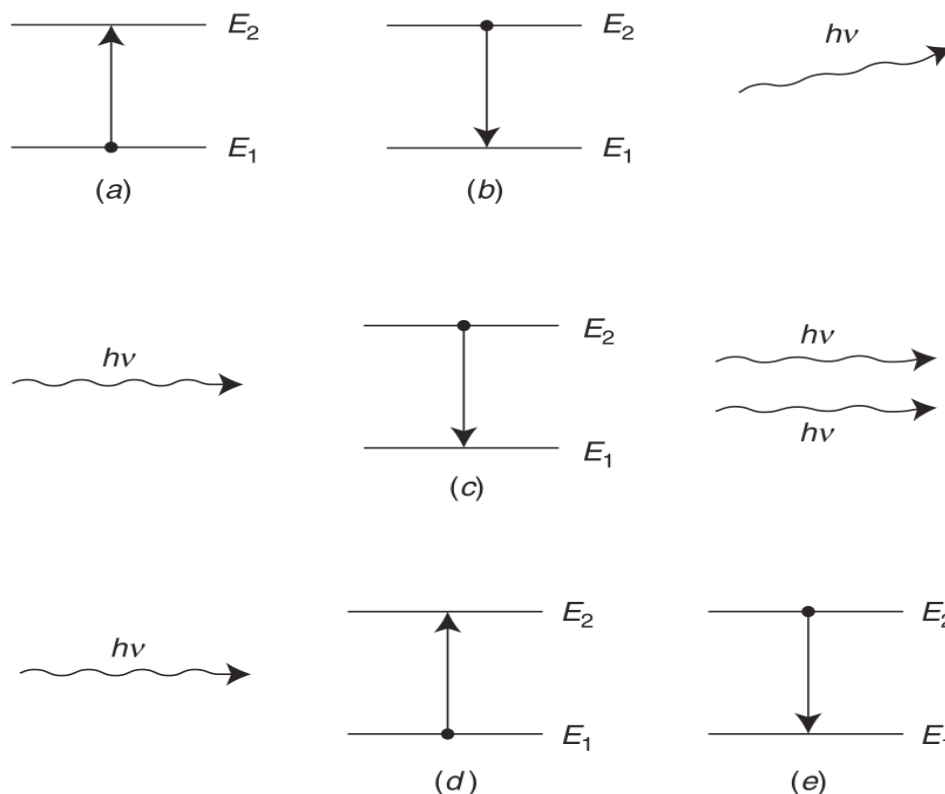
1.5 Εκπομπή και απορρόφηση φωτός

Η σύγχρονη θεωρία για την απορρόφηση και εκπομπή του φωτός από κάποιο υλικό προτάθηκε από τον Α. Αϊνστάιν το 1905 κατά τη διάρκεια μελέτης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Σύμφωνα με τη θεωρία του, η διαφορά ενέργειας των ηλεκτρονίων πριν και μετά από την έγχυση φωτός, είναι ίση με την ενέργεια του απορροφούμενου φωτός από το υλικό. Η θεωρία αυτή, υιοθετήθηκε από τον Bohr για την επεξήγηση της διέγερσης των ηλεκτρονίων σε ανώτερες ενεργειακές στάθμες αλλά και την ενεργειακή πτώση των ηλεκτρονίων κατά την αποδιέγερση τους. Πιο συγκεκριμένα, η απορρόφηση του φωτός διέγειρε τα ηλεκτρόνια σε ανώτερες ενεργειακές στάθμες μέσα στο άτομο, χωρίς αυτά να διαλύουν το δεσμό τους με τον πυρήνα. Αντίστοιχα, κατά την εκπομπή φωτός, τα ηλεκτρόνια αποδιεγείρονταν σε χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες, ενώ η διαφορά ενέργειας μετατρέποταν σε ακτινοβολία.[9] Το παραπάνω φαινόμενο περιγράφεται από την παρακάτω σχέση

$$\Delta E = hf \quad (1.19)$$

όπου ΔE η ενεργειακή διαφορά των δυο σταθμών E_1 και E_2 με $E_2 > E_1$, h η σταθερά του Planck και f η συχνότητα των εκπεμπόμενων φωτονίων. Σύμφωνα με την (1.19) όταν ένα ηλεκτρόνιο απορροφήσει ενέργεια ΔE , τότε αυτό διεγείρεται από την ενεργειακή κατάσταση 1 στην ενεργειακή κατάσταση 2. Η συνηθέστερη πηγή διέγερσης είναι άλλα φωτόνια των οποίων η συχνότητα δίδεται από την (1.19). Αντίστοιχα όταν το ηλεκτρόνιο αποδιεγερθεί από την ενεργειακή κατάσταση 2 στην ενεργειακή κατάσταση 1 τότε απελευθερώνει ενέργεια ΔE με τη μορφή φωτός. Η συχνότητα του παραγόμενου φωτονίου δίδεται από την (1.19). [10]

Οι δύο αυτές επεκτάσεις του Αινστάιν βοήθησαν τον Bohr να παρουσιάσει το κβαντομηχανικό μοντέλο του ατόμου το 1913. Σύμφωνα με το μοντέλο του, τα ηλεκτρόνια κινούνται γύρω από τον πυρήνα σε προκαθορισμένες τροχιές, οι οποίες αντιστοιχούν σε συγκεκριμένες ενέργειες. Τα ηλεκτρόνια μπορούν να αλλάζουν τροχιές, άρα και ενέργειες, κάνοντας «κβαντικά άλματα» με ταυτόχρονη απορρόφηση ή απελευθέρωση ενέργειας. Οι αλλαγές αυτές συμβαίνουν κυρίως σε ηλεκτρόνια των εξωτερικών στοιβάδων στα οποία οι δεσμοί με τον πυρήνα είναι πιο χαλαροί. Το ποσό της απαιτούμενης ενέργειας εξαρτάται από το κβαντικό σύστημα και κυμαίνεται από 1 έως 6eV. Έτσι το φάσμα ακτινοβολίας για τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών τροχειών είναι στην περιοχή του οπτικού. Για αλλαγές τροχειών των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στις εσωτερικές τροχιές, η απαιτούμενη ενέργεια είναι σαφώς μεγαλύτερη λόγω των ισχυρότερων δυνάμεων που ασκεί ο πυρήνας, ενώ το φάσμα εκπομπής είναι στην περιοχή των ακτίνων Χ. Η εκπομπή και η απορρόφηση φωτονίων αποτελούν τις δυο βασικές διαδικασίες στις οποίες βασίζεται η λειτουργία του λέιζερ. [9]



Εικόνα 15 Μετατροπές ενέργειας σε ένα άτομο εντός της ενεργούς περιοχής: (a) Απορρόφηση ενέργειας $\Delta E = E_2 - E_1$ από την πηγή άντλησης. (b) Αυθόρμητη εκπομπή φωτονίου ενέργειας ΔE (c) Εξαναγκασμένη εκπομπή ενός φωτονίου ενέργειας ΔE (d) Απορρόφηση φωτονίου ενέργειας ΔE (e) μη ακτινοβολική αποδιέγερση ηλεκτρονίου [9]

Βασισμένοι στην παραπάνω θεωρία, δημιουργούνται οι παρακάτω φυσικές αλληλεπιδράσεις ύλης-φωτός οι οποίοι φαίνονται στην Εικόνα 15:

(a) Απορόφηση ενέργειας $\Delta E = E_2 - E_1$ από την πηγή άντλησης. Το άτομο διεγείρεται από την ενεργειακή στάθμη 1 στη στάθμη 2. Πιο συγκεκριμένα, ένα ηλεκτρόνιο μέσα στο άτομο μεταπηδάει από μια εσωτερική τροχιά σε μια εξωτερική τροχιά.

(b) Αυθόρμητη εκπομπή ενός φωτονίου ενέργειας $h\nu = E_2 - E_1$. Το άτομο μεταπηδάει από την ενεργειακή στάθμη 2 στην κατώτερη ενεργειακή στάθμη 1. Η διαδικασία αυτή συμβαίνει αυθόρμητα χωρίς καμία εξωτερική επίδραση.

(c) Εξαναγκασμένη εκπομπή. Το άτομο μεταπηδάει από την ενεργειακή στάθμη 2 στην κατώτερη ενεργειακή στάθμη 1 και παράγεται ένα φωτόνιο ενέργειας $h\nu = E_2 - E_1$ το οποίο είναι ακριβής αντιγραφή ενός προυπάρχοντος φωτονίου. Συνεπώς τα δύο φωτόνια είναι συμφασικά. Η διαδικασία προκαλείται από ένα άλλο φωτόνιο για τον λόγο αυτό και ονομάζεται εξαναγκασμένη εκπομπή.

(d) Απορόφηση φωτονίου ενέργειας $h\nu = E_2 - E_1$. Το άτομο διεγείρεται από την ενεργειακή στάθμη 1 στη στάθμη 2. Όπως και στην περίπτωση (c) η διαδικασία προκαλείται από ένα φωτόνιο.

(e) Μη ακτινοβολική αποδιέγερση. Το άτομο αποδιεγείρεται από την ενεργειακή στάθμη 2 στην ενεργειακή στάθμη 1 αλλά δεν παράγεται κανένα φωτόνιο. Η ενέργεια $E_2 - E_1$ παίρνει άλλη μορφή όπως αυξημένες δονήσεις του ατόμου, αυξημένη περιστροφική ενέργεια του μορίου ή αναδιάταξη των ηλεκτρονίων στο άτομο. [9]

1.6 Ημιαγωγικά Λέιζερ

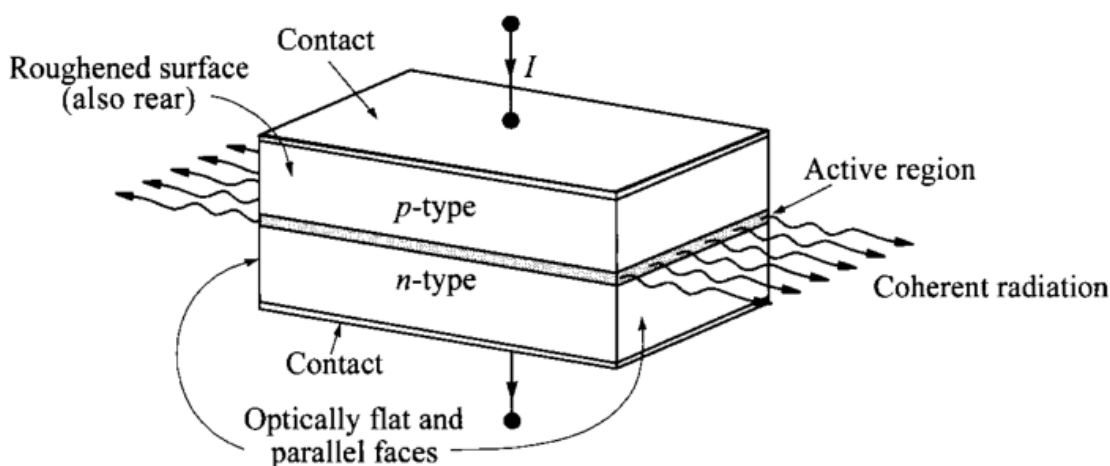
Μια από τις πιο πολυχρησιμοποιημένες συσκευές της σύγχρονης τεχνολογικής επανάστασης είναι το Laser. Η ιδέα του λέιζερ ξεκίνησε να δημιουργείται από τον Α. Αϊνστάιν κατά τη διάρκεια μελέτης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, το οποίο περιγράφηκε στην ενότητα 1.5. Η μεγαλειώδης αυτή ανακάλυψη έδωσε στις ερευνητικές ομάδες το απαραίτητο θεωρητικό υπόβαθρο για την μελέτη, σχεδίαση, ανάλυση και υλοποίηση τέτοιων δομών. Κατά την ανάπτυξη των Laser υλοποιήθηκαν διάφορες δομές και χρησιμοποιήθηκαν διάφορα υλικά τόσο για την διέγερση όσο και την ακτινοβολική επανασύνδεση των ηλεκτρικών φορέων. Χαρακτηριστικά παραδείγματα υλικών που χρησιμοποιήθηκαν στην ενεργό περιοχή αποτελούν διάφορα αέρια (He , Ne , CO_2 και ιόντα Ar), υγρά διαλύματα (rhodamine, stilbene, umbelliferone, tetracene, malachite green κ.α.) και στερεά (ρουμπινίου, τιτανίου-ζαφειρίου, ερβίου κλπ). Στην παρούσα διπλωματική θα χρησιμοποιηθούν ημιαγωγικά λέιζερ, τα οποία αν και ανήκουν στα λέιζερ στερεής κατάστασης, παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές σε σχέση με τα υπόλοιπα λέιζερ αυτής της κατηγορίας. Τα υποδεέστερα χαρακτηριστικά λειτουργίας τους (μικρότερη ισχύς, μεγαλύτερο εύρος οπτικής δέσμης, μειωμένη δυνατότητα συντονισμού κλπ) εξισορροπούνται από τη δυνατότητα μαζικής παραγωγής, το χαμηλό κόστος και τη χαμηλή κατανάλωση ενέργειας. Τα προαναφερθέντα πλεονεκτήματά είναι οι λόγοι για τους οποίους τα ημιαγωγικά λέιζερ έχουν επικρατήσει σε ένα μεγάλο πλήθος εφαρμογών ενάντι των υπολοίπων.

Στην ενότητα αυτή θα παρουσιαστεί αρχικά η δομή και η βασική λειτουργία ενός ημιαγωγικού λέιζερ, έπειτα θα υπολογιστούν το κέρδος και οι διαμήκεις τρόποι του και

τέλος θα παρουσιαστούν τα πλεονεκτήματα του αποτελεσματικού περιορισμού των φορέων μέσω της ανάλυσης των λέιζερ ομοιοεπαφής και ετεροεπαφής.

1.6.1 Δομή και λειτουργία

Στην εικόνα 16 φαίνεται η δομή ενός πραγματικού λέιζερ. Πρόκειται ουσιαστικά για επαφή p-n, η οποία έχει τοποθετηθεί ανάμεσα σε δύο καθρέφτες. Εφαρμόζοντας κατάλληλο ρεύμα πόλωσης μπορούμε να επιτύχουμε την εκπομπή φωτός στις διευθύνσεις που δείχνει η Εικόνα 16. Οι υπόλοιπες πλευρές της επαφής, με κατάλληλη επεξεργασία, γίνονται τραχές για να αποκλειστεί η εκπομπή φωτός σε άλλες διευθύνσεις. Η συγκεκριμένη δομή αποτελεί μια κοιλότητα Fabry Perot η οποία χρησιμοποιείται ευρέως στα σύγχρονα ημιαγωγικά λέιζερ.[11]



Εικόνα 16 Βασική δομή ενός λέιζερ που βασίζεται σε μια επαφή p-n, η οποία είναι τοποθετημένη ανάμεσα σε δυο καθρέφτες δημιουργώντας μια κοιλότητα Fabry-Perot. [11]

Ο απλούστερος τρόπος για να περιγράψουμε τη λειτουργία ενός λέιζερ είναι με την χρήση ενός μοντέλου δύο σταθμών ενέργειας, όπως αυτό που απεικονίζεται στην Εικόνα 15. Έστω οι δύο ενεργειακές στάθμες 1 και 2, με ενέργειες E_1 και E_2 αντίστοιχα. Έστω N_1 και N_2 οι πληθυσμοί των ηλεκτρονίων σε αυτές τις ενεργειακές στάθμες. Οποιαδήποτε μετάβαση μεταξύ των σταθμών 1 και 2 γίνεται με την απορρόφηση ή εκπομπή ενός φωτονίου του οποίου η συχνότητα f υπολογίζεται από την σχέση $hf = E_2 - E_1$, όπου h σταθερά του Planck. Αρχικά, ένα φωτόνιο ενέργειας $\Delta E = E_2 - E_1$ διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο από την στάθμη 1 στην στάθμη 2 με την διαδικασία της απορρόφησης (Εικόνα 15d). Η διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση 2 είναι ασταθής. Έτσι το ηλεκτρόνιο μετά από κάποιο χρόνο τ_{sp} (κυμαίνεται από $10^{-9}s$ έως $10^{-3}s$ ανάλογα με το ενεργειακό χάσμα και την πυκνότητα των κέντρων επανασύνδεσης των φορέων) αποδιεγείρεται και δίνει ένα φωτόνιο ενέργειας hf , χωρίς καμία εξωτερική παρέμβαση. Η συγκεκριμένη διαδικασία ονομάζεται αυθόρμητη εκπομπή (Εικόνα 15b). Τα φωτόνια που παράγονται από αυτή τη διαδικασία είναι τυχαία ως προς τον χώρο και χρόνο. Η αυθόρμητη εκπομπή είναι ο κύριος μηχανισμός πάνω στον οποίο βασίζεται η λειτουργία των διόδων LED. Ωστόσο όταν ένα φωτόνιο ενέργειας hf αλληλεπιδράσει με ένα διεγερμένο ηλεκτρόνιο τότε το ηλεκτρόνιο αποδιεγείρεται εξαναγκασμένο από το φωτόνιο και παράγεται ένα φωτόνιο ίδιας συχνότητας και ίδιας φάσης με αυτό που αποδιέγειρε το αρχικά διεγερμένο ηλεκτρόνιο (Εικόνα 15c). Η συγκεκριμένη διαδικασία

ονομάζεται εξαναγκασμένη εκπομπή και είναι ο κύριος μηχανισμός παραγωγής φωτονίων και κατ' επέκταση ακτινοβολίας στα λείζερ. Στο σημείο αυτό θα ορίσουμε τους ρυθμούς απορρόφησης R_{abs} , αυθόρμητης εκπομπής R_{sp} και εξαναγκασμένης εκπομπής R_{st} ως εξής [11]

$$R_{abs} = B_{12}N_1\varphi \quad (1.20 \alpha)$$

$$R_{sp} = A_{21}N_2 \quad (1.20 \beta)$$

$$R_{st} = B_{21}N_2\varphi \quad (1.20 \gamma)$$

όπου B_{12} , A_{21} και B_{21} είναι οι συντελεστές του Einstein για την απορρόφηση, την αυθόρμητη και την εξαναγκασμένη εκπομπή, ενώ φ είναι η ένταση του φωτός. Όπως φαίνεται και από τις σχέσεις (1.20 α-γ) οι ρυθμοί απορρόφησης και εξαναγκασμένης εκπομπής είναι ανάλογοι της έντασης του φωτός ενώ ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής είναι ανεξάρτητος αυτής. Όταν το λείζερ βρίσκεται στην ισορροπία ο λόγος των συγκεντρώσεων των ηλεκτρονίων των δύο σταθμών δίδεται από την κατανομή Boltzman

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) \quad (1.21)$$

όπου k η σταθερά του Boltzman και T η απόλυτη θερμοκρασία. Η ακτινοβολία του μέλανος σώματος δίδεται από την παρακάτω σχέση

$$\varphi(f) = \frac{8\pi n_r^3 hf^3}{c^3} \left[\frac{1}{\exp(hf/kT) - 1} \right] \quad (1.22)$$

εφόσον η διάταξη βρίσκεται σε ισορροπία ισχύει η παρακάτω σχέση $R_{abs} = R_{sp} + R_{st}$. Επομένως ισχύει

$$B_{12}N_1\varphi = N_2(A_{21} + B_{21}\varphi) \quad (1.23)$$

για να ισχύει η συγκεκριμένη σχέση για όλες τις θερμοκρασίες θα πρέπει

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.24 \alpha)$$

και

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n_r^3 hf^3}{c^3} \quad (1.24 \beta)$$

Κατά τη λειτουργία του λείζερ η αυθόρμητη εκπομπή είναι πολύ μικρή σε σχέση με την απορρόφηση και την εξαναγκασμένη εκπομπή και επομένως μπορεί να αμεληθεί. Συνεπώς η καθαρή οπτική έξοδος του λείζερ θα είναι

$$R_{st} - R_{abs} = B_{21} (N_2 - N_1) \phi \quad (1.25)$$

Συνεπώς για να έχουμε εξαναγκασμένη εκπομπή και οπτική έξοδο στο λέιζερ θα πρέπει να ισχύει $N_2 - N_1 > 0$. Η συνθήκη αυτή είναι γνωστή και ως συνθήκη αναστροφής πληθυσμών. Σε θερμική ισορροπία, υπάρχουν περισσότερα άτομα στην στάθμη 1 από ότι στην στάθμη 2. Ωστόσο με την χρήση κάποια εξωτερικής πηγής άντλησης μπορούμε να πετύχουμε τη συνθήκη αυτή. Στην επαφή p-n τον ρόλο της πηγής άντλησης διαδραματίζει το ρεύμα που διαρρέει την επαφή όταν αυτή είναι ορθά πολωμένη. [11]

1.6.2 Κέρδος κατωφλίου και διαμήκης τρόποι

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα γίνει υπολογισμός του κέρδους κατωφλίου και των διαμηκών τρόπων του λέιζερ. Έστω ότι το πεδίο στην κοιλότητα Fabry-Perot της Εικονας 17 διαδίδεται κατά τον άξονα z. Τότε το πεδίο εντός της κοιλότητας δίδεται από τον παρακάτω τύπο

$$E = E_0 \exp[j(\omega t - kz)] \quad \text{με} \quad k = n \frac{\omega}{c} - \frac{1}{2} j a_{abs} \quad (1.26)$$

όπου E το πεδίο, E_0 το πλάτος του, ω η κυκλική συχνότητά του, j η φανταστική μονάδα, n το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης, c η ταχύτητα του φωτός και a_{abs} οι απώλειες ανά μονάδα μήκους. Θεωρώντας ένα κύμα διαδιδόμενο στην +z διεύθυνση και ένα ακόμα στην -z και αντικαθιστώντας το k στην 1.26 προκύπτουν τα εξής πεδία

$$E_f(z) = E_{f0} \exp\left(-j \frac{n\omega}{c} z - \frac{1}{2} a_{abs} z\right) \exp(j\omega t) \quad (1.27 \alpha)$$

$$E_b(z) = E_{b0} \exp\left(-j \frac{n\omega}{c} (L - z) - \frac{1}{2} a_{abs} (L - z)\right) \exp(j\omega t) \quad (1.27 \beta)$$

Τα δύο πεδία συνδέονται μέσω των συντελεστών ανάκλασης των καθρεφτών R_1 και R_2 μέσω των παρακάτω σχέσεων

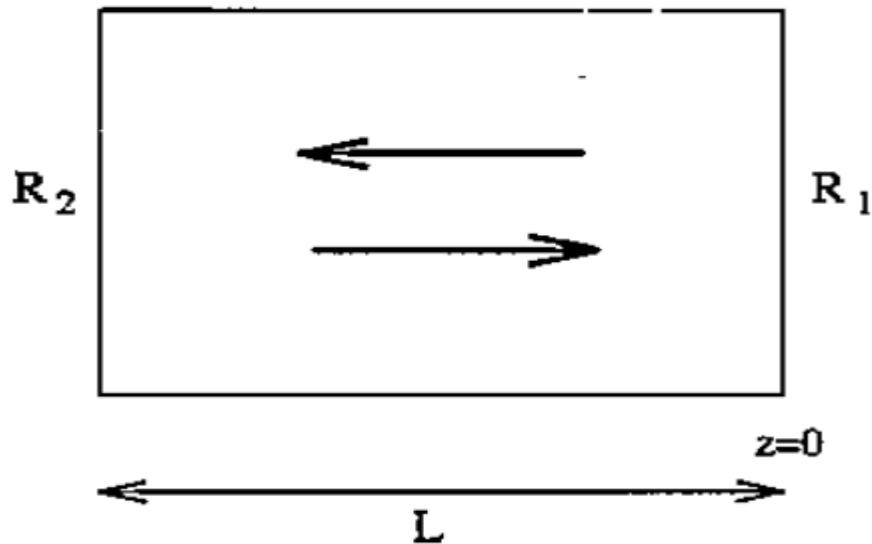
$$E_{f0} = \sqrt{R_1} E_b(0) \quad (1.28 \alpha)$$

και

$$E_{b0} = \sqrt{R_2} E_f(L) \quad (1.28 \beta)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (1.27 α-β) και (1.28 α-β) προκύπτει ότι για να μπορούν να διατηρηθούν οι ταλαντώσεις του λέιζερ θα πρέπει

$$\sqrt{R_1 R_2} \exp\left(-2j \frac{n\omega}{c} L - a_{abs} L\right) = 1 \quad (1.29)$$



Εικόνα 17 Η κοιλότητα Fabry-Perot με μήκος ενεργούς περιοχής L , τοποθετημένη ανάμεσα σε δύο ανακλαστήρες με ανακλαστικότητες R_1 και R_2

Από την (1.29) προκύπτει ότι το κέρδος που έχει το λέιζερ στο κατώφλι του είναι

$$g_{th} = a_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (1.30)$$

Από τον φανταστικό όρο της (1.29) προκύπτουν οι συχνότητες των διαμήκων τρόπων του λέιζερ οι οποίες δίδονται από την παρακάτω σχέση

$$\omega_m = m \frac{\pi c}{nL} \quad (1.31)$$

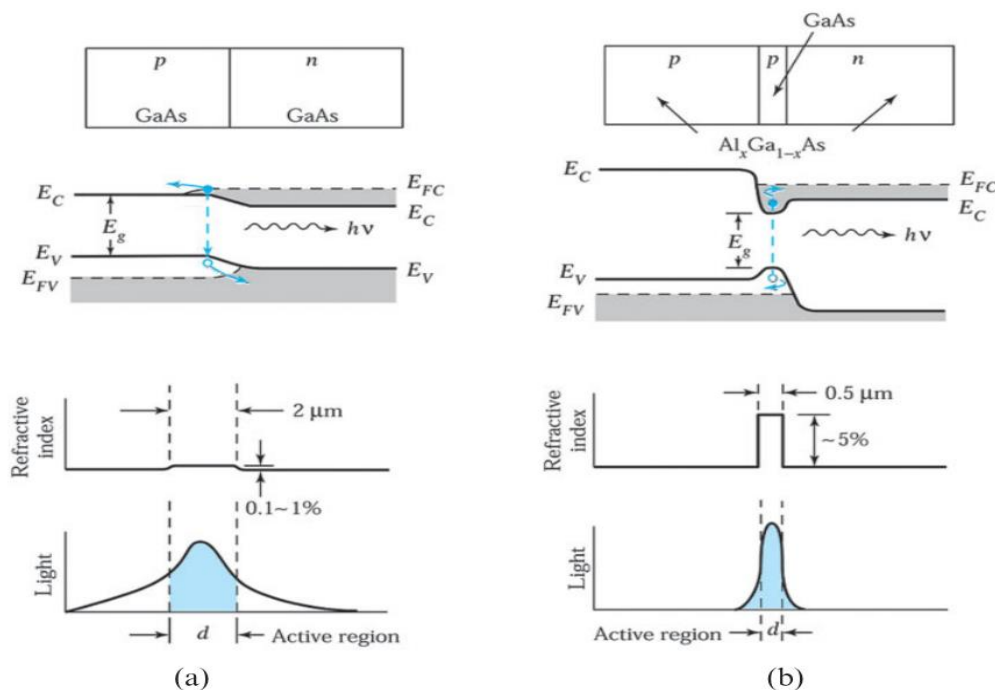
όπου ο m είναι ένας ακέραιος αριθμός και ω_m η κυκλική συχνότητα του m διαμήκη τρόπου.[7][8]

1.6.3 Λέιζερ ομοιοεπαφής και ετεροεπαφής

Σε ένα λέιζερ ομοιοεπαφής, το υλικό της ενεργούς περιοχής του λέιζερ είναι το ίδιο με αυτό της p-τύπου και n-τύπου περιοχής. Όταν εφαρμοστεί ορθή τάση στην επαφή, τότε η επανασύνδεση των φορέων λαμβάνει χώρα σε μια αρκετά μεγάλη περιοχή, το μήκος της οποίας εξαρτάται από το μήκος διάχυσης των φορέων πλειονότητας. Στις ομοιοεπαφές το μήκος διάχυσης των φορέων είναι αρκετά μεγάλο. Αποτέλεσμα αυτού είναι κάποιοι φορείς να επανασυνδέονται ακτινοβολικά εντός της ενεργού περιοχής, στην οποία υπάρχει αναστροφή πληθυσμών, ενώ κάποιες ακτινοβολικές επανασυνδέσεις να συμβαίνουν εκτός αυτής. Οι ακτινοβολικές επανασυνδέσεις που συμβαίνουν εντός της ενεργού περιοχής συμβάλουν στην αύξηση της εξαναγκασμένης εκπομπής λόγω της υπάρχουσας αναστροφής πληθυσμών ενώ αυτές που συμβαίνουν εκτός της ενεργούς περιοχής αποσβαίνουν λόγω απωλειών (Εικόνα 18a). Επιπλέον, η αλλαγή του δείκτη διάθλασης στην επαφή ανάμεσα στην ενεργό περιοχή και στο υπόλοιπο τμήμα της επαφής, λόγω της διαφοράς των συγκεντρώσεων των φορέων,

είναι της τάξης του 0.1–1% (Εικόνα 18a). Η διαφορά αυτή προκαλεί τη κυματοδότηση της παραγόμενης ακτινοβολίας στη δομή και την μετέπειτα έξοδο της. Ωστόσο, τα μεγάλα ρεύματα άντλησης ($\sim 400\text{mA}$) που χρειάζονται για την αναστροφή πληθυσμών και το μεγάλο κομμάτι ισχύος που χάνεται λόγω της κυματοδότησης μειώνουν σημαντικά την απόδοση των ομοιοεπαφών. [7][8]

Στα ημιαγωγικά λέιζερ διπλής ετεροεπαφής ένα λεπτό στρώμα ημιαγωγικού υλικού τοποθετείται ανάμεσα σε δύο στρώματα διαφορετικού ημιαγωγικού υλικού (Εικόνα 18b). Από το διάγραμμα ενεργειακών ζωνών μιας ετεροεπαφής (Εικόνα 18b), παρατηρούμε ότι οι ακτινοβολικές επανασυνδέσεις ευνοούνται στην περιοχή του λεπτού στρώματος ημιαγωγικού υλικού, λόγω του μικρότερου ενεργειακού χάσματος. Επιπλέον λόγω του μεγάλου ενεργειακού φραγμού οι φορείς εγκλωβίζονται στην περιοχή αυτή. Ως εκ τούτου υπάρχει σημαντικός περιορισμός των φορέων (Εικόνα 18b). Έτσι οι ακτινοβολικές επανασυνδέσεις συμβαίνουν στην προαναφερθείσα περιοχή. Επιπρόσθετα, λόγω του διαφορετικού υλικού, η μεταβολή του δείκτη διάθλασης στις ετεροεπαφές είναι της τάξης του $\sim 5\%$ με αποτέλεσμα να υπάρχει καλύτερη κυματοδότηση της παραγόμενης ακτινοβολίας (Εικόνα 18b). Λαμβάνοντας υπόψιν όλα τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι οι ετεροεπαφές λόγω του αποδοτικότερου χωρικού περιορισμού των φορέων επιτρέπουν μικρότερα ρεύματα κατωφλίου και αύξηση της παραγόμενης ισχύος μέσω της αποδοτικής κυματοδότησης της ακτινοβολίας. [7][8]



Εικόνα 18 Δομή, διάγραμμα ενεργειακών ζωνών, διάγραμμα του δείκτη διάθλασης και διάγραμμα της παραγωγής φωτός για (a) μια ομοιοεπαφή και (b) μια ετεροεπαφή.[8]

Με την εξέλιξη της τεχνολογίας ανακαλύφθηκαν οι δομές των κβαντικών φρεάτων, των κβαντικών νημάτων και των κβαντικών τελειών. Οι δομές αυτές προσφέρουν αποτελεσματικότερο περιορισμό των φορέων και βελτιώνουν σημαντικά τις επιδόσεις των συγκεκριμένων λέιζερ. Στο επόμενο κεφάλαιο θα παρουσιαστεί αναλυτικότερα η δομή των κβαντικών τελειών.

1.7 Εφαρμογές των λέιζερ

Η χρήση των ημιαγωγικών λέιζερ σηματοδότησε μια νέα εποχή στον τομέα των τηλεπικοινωνιών και επέφερε σημαντικές αλλαγές στον τομέα της ιατρικής. Στις τηλεπικοινωνίες εφευρέθηκαν νέα συστήματα μετάδοσης και επεξεργασίας των πληροφοριών. Η χρήση σύμφωνης οπτικής φέρουσας επέτρεψε την διάδοση σημάτων (με τη χρήση οπτικών ινών) με μικρότερες απώλειες, εξαλείφοντας τους περιορισμούς του εύρους ζώνης των ηλεκτρικών σημάτων. Παράλληλα, αναπτύχθηκαν συστήματα επεξεργασίας οπτικών σημάτων τα οποία είναι απαλλαγμένα απ τις οπτικοηλεκτρικές και ηλεκτροοπτικές μετατροπές, άροντας με τον τρόπο αυτό τις αδυναμίες των ηλεκτρικών σημάτων (μικρότερη συχνότητα λειτουργίας, μικρό εύρος ζώνης κλπ). Στον τομέα της ιατρικής αναπτύχθηκαν νέες τεχνικές τομογραφίας (φωτο-ακουστική τομογραφία, τομογραφία χαμηλής συμφωνίας κλπ). Τέλος, η αντικατάσταση των ακτίνων Χ και Γ με χαμηλότερης ενέργειας ακτίνες έκανε δυνατή την απεικόνιση δομών του ανθρωπίνου σώματος χωρίς να θέτει σε κίνδυνο τα κύτταρα και τους ιστούς του.

Λαμβάνοντας υπόψιν τις προαναφερθείσες εφαρμογές εύκολα μπορεί να γίνει αντιληπτή η αξία των λέιζερ. Η θεμελίωση τους στον χώρο της βιομηχανίας, της ιατρικής και της τεχνολογίας, η περαιτέρω βελτίωση των λειτουργικών χαρακτηριστικών τους και η εισαγωγή τους σε περισσότερους τομείς αποτελεί κύριο μέλημα της σύγχρονης επιστημονικής κοινότητας.

Το κύριο μειονέκτημα των ημιαγωγικών λέιζερ έγκυται στο γεγονός ότι τα ημιαγωγικά λέιζερ παρουσιάζουν σημαντικά κατώτερες επιδόσεις (ισχύς εξόδου, χρονική διάρκεια παλμών, μέγιστη ισχύς κορυφής κλπ) σε σχέση με τα λέιζερ στερεάς κατάστασης. Οι αδυναμίες των ημιαγωγικών λέιζερ οφείλονται στο διαφορετικό φυσικό μηχανισμό διέγερσης των παλμών. Πιο συγκεκριμένα, το ενεργό υλικό των ημιαγωγικών λέιζερ παρουσιάζει έντονη μη γραμμικότητα, η οποία προκαλεί ισχυρή μεταβολή των χαρακτηριστικών του ενεργού υλικού (δείκτης διάθλασης) κατά την μεταβολή της οπτικής έντασης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την στιγμιαία μεταβολή της φάσης των διαδιδόμενων παλμών (chirp). [13] Το φαινόμενο αυτό σε συνδυασμό με την ενδογενή χρωματική διασπορά των ημιαγωγικών λέιζερ προκαλεί την χρονική διεύρυνση των οπτικών παλμών, των οποίων η χρονική διάρκεια είναι της τάξης των μερικών ps. Επιπλέον, ο κορεσμός της απολαβής των ημιαγωγικών λέιζερ προκαλεί τον περιορισμό της ισχύος εξόδου τους, ρίχνοντας την ισχύ κορυφής στα 100mW ενώ τα αντίστοιχα λέιζερ στερεής κατάστασης παράγουν παλμούς με ισχύς κορυφής που φτάνουν τα δεκάδες KW.[14]

Ο ενδογενής χαρακτήρας των μειονεκτημάτων αυτών καθιστά την αντιμετώπισή τους εξαιρετικά δύσκολη καθώς θα πρέπει να τροποποιηθούν οι φυσικές ιδιότητες των υλικών. Όμως τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί λέιζερ των οποίων η δομή τους δεν βασίζεται ούτε σε ομογενείς ημιαγωγούς (bulk), ούτε σε κβαντικά πηγάδια (quantum well). Οι νέες αυτές δομές ονομάζονται κβαντικά νήματα (quantum wires) και κβαντικές τελείες (quantum dots). Τα μοναδικά χαρακτηριστικά τους, επιτρέπουν τον μεγαλύτερο δυνατό περιορισμό των ενδογενών μειονεκτημάτων των ημιαγωγικών λέιζερ, καθιστώντας τις δομές αυτές ως βέλτιστη λύση για τα ημιαγωγικά λέιζερ.

2. ΛΕΙΖΕΡ ΚΒΑΝΤΙΚΩΝ ΤΕΛΕΙΩΝ

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάστηκαν οι βασικές αρχές πάνω στις οποίες βασίζεται η λειτουργία των συμβατικών ημιαγωγικών λέιζερ. Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση των λέιζερ κβαντικών τελειών και των διαφορών τους με τα ημιαγωγικά λέιζερ. Αρχικά θα παρουσιαστεί η δομή των κβαντικών τελειών και θα τονιστεί ο ρόλος του τρισδιάστατου χωρικού περιορισμού των φορέων στα λέιζερ κβαντικών τελειών, γεγονός που αποτελεί την κύρια και σημαντικότερη διαφορά τους με τα κοινά ημιαγωγικά λέιζερ. Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν οι ήδη υπάρχουσες ώριμες τεχνικές μαζικής παραγωγής καθώς επίσης και τα υλικά που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή τους. Τέλος, θα παρουσιαστούν διάφορες εφαρμογές των παλμικών λέιζερ κβαντικών τελειών στις οπτικές επικοινωνίες, στα ολοκληρωμένα συστήματα και στις βιοφωτονικές και ιατρικές εφαρμογές. Τα λέιζερ κβαντικών τελειών μπορούν να παράξουν στενούς οπτικούς παλμούς με τη χρήση εξωτερικής έγχυσης από ένα άλλο λέιζερ κβαντικών τελειών όπως θα δείξουμε και στο κεφάλαιο 5.

2.1 Δομή των κβαντικών τελειών και χωρικός περιορισμός

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα (1.7) τα ημιαγωγικά λέιζερ παράγουν παλμούς μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας σε σχέση με τα υπόλοιπα λέιζερ στερεάς κατάστασης. Για τη μείωση της χρονικής διάρκειας των παλμών στα ημιαγωγικά λέιζερ, καθοριστικό παράγοντα παίζει ο χωρικός περιορισμός των ηλεκτρικών φορέων του ενεργού μέσου. Στην ενότητα αυτή θα γίνει παρουσίαση της δομής των κβαντικών τελειών με σκοπό να απεικονιστεί η χωρική κατανομή τους αλλά και να αναδειχθεί η σημασία του χωρικού περιορισμού των φορέων.

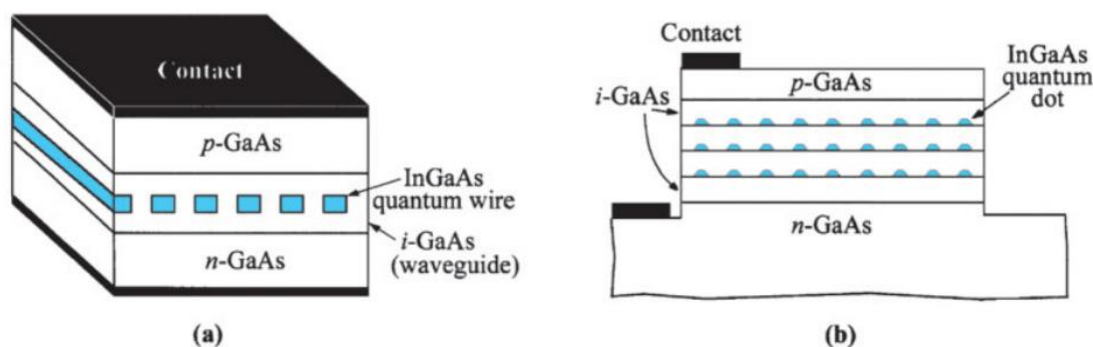
Όπως δείξαμε και στην ενότητα 1.6, τα πρώτα ημιαγωγικά λέιζερ που κατασκευάστηκαν διέθεταν ομοιογενές (bulk) ενεργό υλικό με αποτέλεσμα να παρουσιάζουν εξαιρετικά μικρή αποδοτικότητα λόγω υψηλών οπτικών και ηλεκτρικών απωλειών [15]. Η αντικατάσταση του ομοιογενούς ενεργού υλικού με την εταιροεπαφή έφερε σημαντική βελτίωση στις επιδόσεις των ημιαγωγικών λέιζερ. Τα λέιζερ εταιροεπαφής διαθέτουν ένα στρώμα ημιαγωγικού υλικού με χαμηλό ενεργειακό χάσμα και ως εκ τούτου υψηλό δείκτη διάθλασης. Το στρώμα αυτό περιβάλλεται από διάφορα στρώματα διαφορετικών υλικών με υψηλότερο ενεργειακό χάσμα και μικρότερο δείκτη διάθλασης. Αυτό έχει σαν συνέπεια τον αποτελεσματικότερο οπτικό και ηλεκτρονικό περιορισμό των φορέων της δομής. Αποτέλεσμα αυτού του περιορισμού ήταν η μείωση του ρεύματος κατωφλίου (κατά δύο τάξεις μεγέθους) και ως εκ τούτου η ραγδαία ανάπτυξη των λέιζερ [16].

Η χρήση της εταιροεπαφής κατέστησε σαφή την σημασία του χωρικού περιορισμού των φορέων του λέιζερ, βελτιώνοντας σημαντικά τις επιδόσεις των ήδη υπάρχοντων λέιζερ ενώ παράλληλα επέτρεψε νέες ηλεκτροοπτικές ιδιότητες. Για την καλύτερη κατανόηση της έννοιας του χωρικού περιορισμού παρατίθεται ο τύπος 2.1, ο οποίος περιγράφει το μήκος κύματος θερμικών ηλεκτρονίων (thermalized electrons) κατά Broglie, όπου h η σταθερά του Planck, m^* η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου και E η ενέργεια

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m^*E}} \quad (2.1)$$

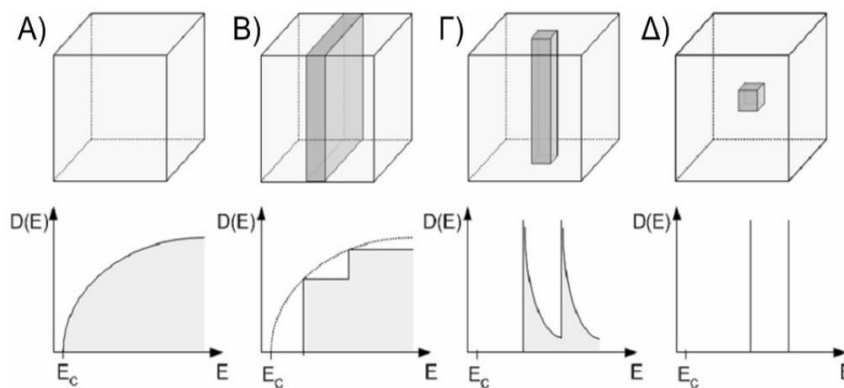
Λαμβάνοντας υπόψιν την σχέση (2.1) και εφαρμόζοντας την στα ημιαγωγικά υλικά, προκύπτει ότι αν μια διάσταση της δομής είναι συγκρίσιμη με το λ_B , τότε οι ηλεκτρικοί φορείς θα περιοριστούν χωρικά σε αυτή τη διάσταση ενώ θα κινούνται ελεύθερα στις υπόλοιπες. Η παραπάνω περίπτωση εφαρμόζεται στις δομές κβαντικού φρέατος. Εάν ο περιορισμός επιτευχθεί και σε μια ακόμα διάσταση, συνολικά σε δύο διαστάσεις, τότε πρόκειται για μια δομή κβαντικού νήματος (Εικόνα 19α), ενώ στην περίπτωση του τρισδιάστατου χωρικού περιορισμού των φορέων πρόκειται για τη δομή των κβαντικών τελειών (Εικόνα 19β). [8]

Ο περιορισμός της κίνησης των φορέων επιφέρει δραστικές αλλαγές στην πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων. Όπως φαίνεται και από την Εικόνα 20, η συνεχής μείωση των βαθμών ελευθερίας στην κίνηση των φορέων, επιφέρει αλλαγές

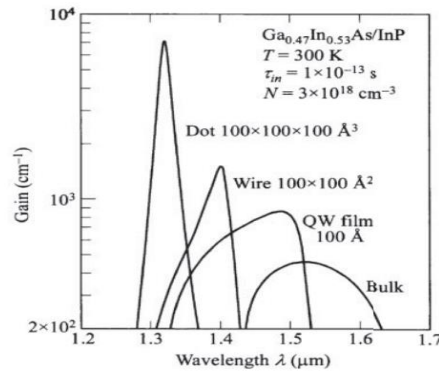


Εικόνα 19 (α) Δομή κβαντικών νημάτων. (β) Δομή κβαντικών τελειών.[8]

στην πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων καθώς αυτή μετατρέπεται από συνεχή (17α) σε ημισυνεχή (20β και 20γ) και τέλος σε διακριτή (20δ). Ουσιαστικά, η μείωση της πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων ισοδυναμεί με μείωση του αριθμού των ηλεκτρονίων που απαιτούνται να διεγερθούν ώστε να χαρακτηριστεί μια ενεργειακή κατάσταση πλήρης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την δραστική μείωση του ρεύματος κατωφλίου καθώς επίσης και την επίδραση της θερμοκρασίας στην απόδοση της διάταξης. Τέλος, ο χωρικός περιορισμός των φορέων επιδρά και στις καμπύλες κέρδους των δομών καθώς αυτές παρουσιάζουν υψηλότερα μέγιστα σε συγκεκριμένα μήκη κύματος ενώ το φασματικό τους εύρος συρρικνώνεται σημαντικά (Εικόνα 21). [8]



Εικόνα 20 Η δομή του ενεργού υλικού (πάνω) και η αντίστοιχη πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων (κάτω) για Α) ομοιγενές υλικό, Β) κβαντικό φρέαρ, Γ) κβαντικό καλώδιο και Δ) κβαντική τελεία[8]

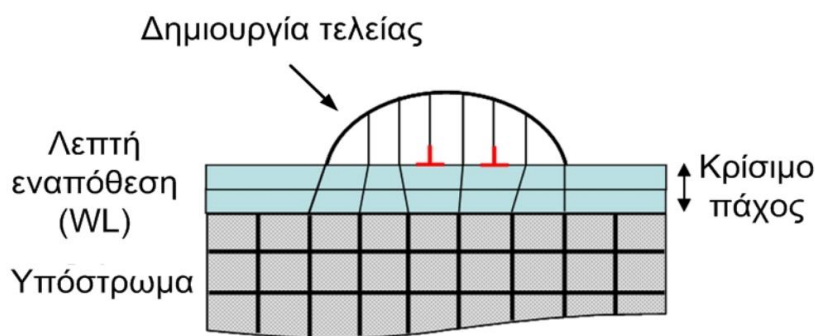


Εικόνα 21 Καμπύλες κέρδους για δομές ομοιογενούς (Bulk), κβαντικού φρέατος(QW), κβαντικού νήματος (Wire) και κβαντικών τελειών (Dot).[8]

2.2 Υλικά και διαδικασίες κατασκευής των κβαντικών τελειών

Η κατασκευή των κβαντικών τελειών βασίζεται στην χρήση κραμάτων υλικών της III και V ομάδας του περιοδικού πίνακα, τα οποία αναπτύσσονται πάνω σε ένα ημιαγωγικό υπόστρωμα. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι κβαντικές τελείες που αναπτύσσονται από κράμα $InGaAs/InAs$, το οποίο αναπτύσσεται πάνω σε $GaAs$ υπόστρωμα. Οι φυσικές παράμετροι της δομής αυτής επιτρέπουν την εκπομπή από $1\mu m$ έως $1.55\mu m$. Εάν το κράμα υποστρώματος είναι InP τότε η δομή εκπέμπει σε διαφορετικό φάσμα μηκών κύματος ($1.4\mu m - 1.9\mu m$). [17]

Όσο αναφορά την κατασκευή των κβαντικών τελειών, η πιο αποδοτική τεχνική ανάπτυξης κβαντικών τελειών σε κάποιο υπόστρωμα είναι η μέθοδος Stranski-Krastanow (Εικόνα 22). Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην αυτοοργάνωση τρισδιάστατων νησίδων υλικού, λόγω επιταξιακής εναπόθεσης υπό την παρουσία μηχανικής παραμόρφωσης.[17]-[18] Πιο συγκεκριμένα, όταν ένα στρώμα ημιαγωγού (A) αναπτύσσεται μέσω επιταξίας πάνω σε ένα άλλο στρώμα ημιαγωγού (B), τότε το νέο στρώμα αναπτύσσεται σταδιακά. Όταν όμως το πάχος του στρώματος του νέου ημια-



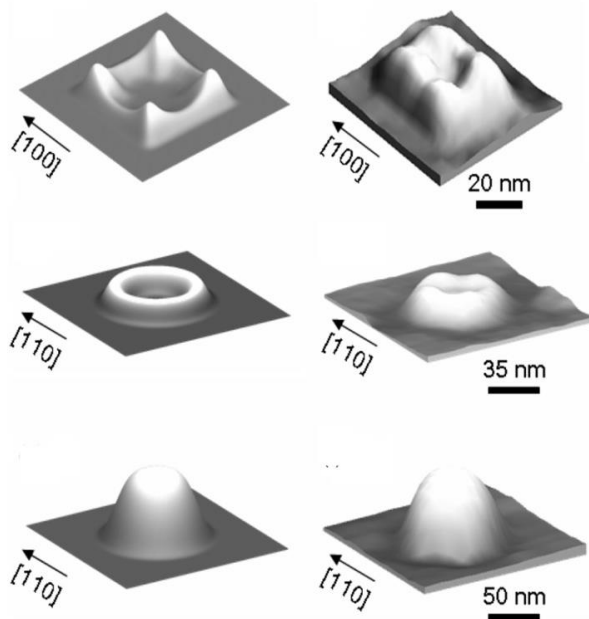
Εικόνα 22 Σχηματική αναπαράσταση της διεργασίας κατασκευής κβαντικών τελειών μέσω της μεθόδου Stranski-Krastanow

γωγού (B) ξεπεράσει ένα κρίσιμο όριο πάχους, τότε αναπτύσσονται νησίδες υλικού με διαστάσεις νανομέτρων (quantum dots). Έτσι δημιουργείται ένα λεπτό στρώμα πάνω στο οποίο έχουν διαμορφωθεί οι κβαντικές τελείες. Για την επιτυχή ολοκλήρωση της μεθόδου και την σωστή διαμόρφωση των κβαντικών τελειών είναι απαραίτητο η σταθερά του κρυσταλλικού πλέγματος του υπερκείμενου υλικού πάνω στο οποίο έχουν δημιουργηθεί οι κβαντικές τελείες, να είναι μεγαλύτερη από αυτή του υποστρώματος.

Στην Εικόνα 22 παρουσιάζονται τυπικές μορφές κβαντικών τελειών που μπορούν να παραχθούν μέσω της μεθόδου Stranski-Krastanow. Οι διαφορετικές χωρικές κατανομές που αποκτούν οι νησίδες υλικού σχετίζονται με τις διαφορετικές κρυσταλλικές διευθύνσεις του υποστρώματος. Η παραπάνω διαπίστωση φαίνεται αναλυτικότερα στην Εικόνα 23.

Αν και η μέθοδος Stranski-Krastanow είναι μια εξαιρετικά περίπλοκη διαδικασία, χρησιμοποιεί τυπικές μεθόδους επιταξίας, όπως η επιταξία μοριακής δέσμης (Molecular Beam Epitaxy) και η χημική εναπόθεση μετάλλου (Metal Organic Chemical Vapor Deposition). Η χρήση των τυπικών αυτών μεθόδων προσφέρει σημαντικά πλεονεκτήματα καθώς πρόκειται για ώριμες τεχνολογίες στις οποίες τα τεχνικά τους προβλήματα έχουν επιλυθεί. Συνεπώς υποβοηθάται η εμπορική τους εξάπλωση μιας και δεν απαιτείται η ανακάλυψη νέων τεχνικών επιταξίας.

Η φύση της διαδικασίας ανάπτυξης των κβαντικών τελειών εισάγει μια διακύμανση στις χωρικές διαστάσεις των κβαντικών τελειών με αποτέλεσμα να παρατηρούνται κάποιες στατιστικές αποκλίσεις. Η διακύμανση αυτή εξαρτάται από την τεχνική που θα ακολουθηθεί και μπορεί να μειωθεί σε λίγες ποσοστιαίες μονάδες. [19]-[20]. Επιπλέον, αν χρησιμοποιηθεί επίπεδη (planar) τεχνολογία, οι ακριβείς θέσεις που θα αναπτυχθούν οι κβαντικές τελείες είναι τυχαίες. Για να αναπτυχθούν οι κβαντικές τελείες σε προκαθορισμένες περιοχές, τότε θα πρέπει σε προηγούμενο στάδιο της μεθόδου, οι περιοχές του υποστρώματος που θα ευνοήσουν την ανάπτυξη κβαντικών τελειών, να έχουν υποστεί ειδική επεξεργασία ώστε να ευνοηθεί η ανάπτυξη τους [21].



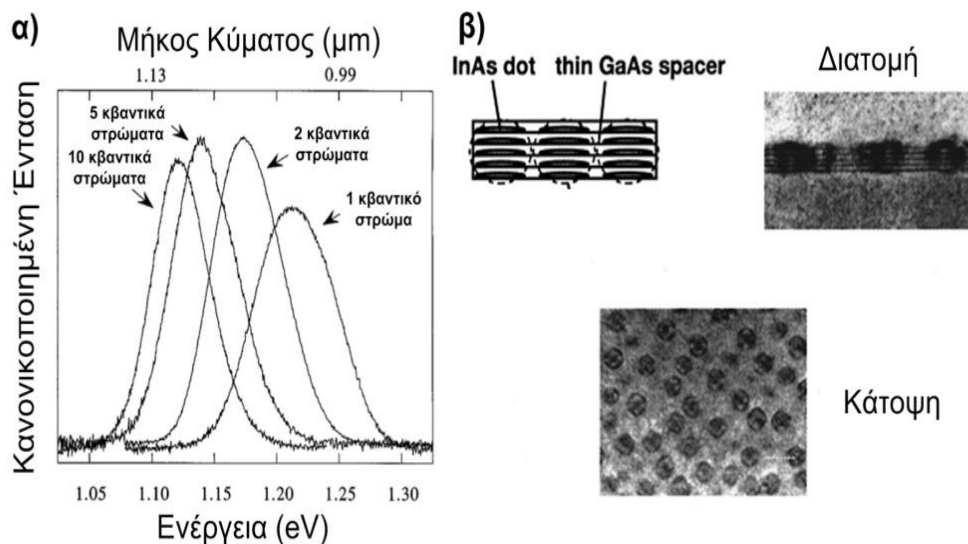
Εικόνα 23 Χωρική κατανομή των κβαντικών τελειών αναλογα με την κρυσταλλική διεύθυνση του κρυσταλλικού πλέγματος

Τέλος, η παρούσα τεχνολογία κατασκευής κβαντικών τελειών επιτρέπει την κατασκευή δομών στις οποίες η χωρική πυκνότητα των κβαντικών τελειών κυμαίνεται από 10^9 cm^{-2} έως 10^{11} cm^{-2} [22]. Ακόμα όμως και η μέγιστη τιμή των 10^{11} cm^{-2} θεωρείται σχετικά χαμηλή με αποτέλεσμα τόσο ο χωρικός περιορισμός του οπτικού τρόπου όσο και η διαθέσιμη απολαβή του να είναι περιορισμένη. Ως εκ τούτου οι διατάξεις με ένα στρώμα κβαντικών τελειών διαθέτουν μικρή εκπεμπόμενη ισχύ. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος αυτού θα πρέπει είτε να αυξηθεί το πλάτος της δομής, είτε να αυξηθεί το συνολικό μήκος της. Δυστυχώς και οι δυο λύσεις έχουν αρνητικές επιπτώσεις καθώς

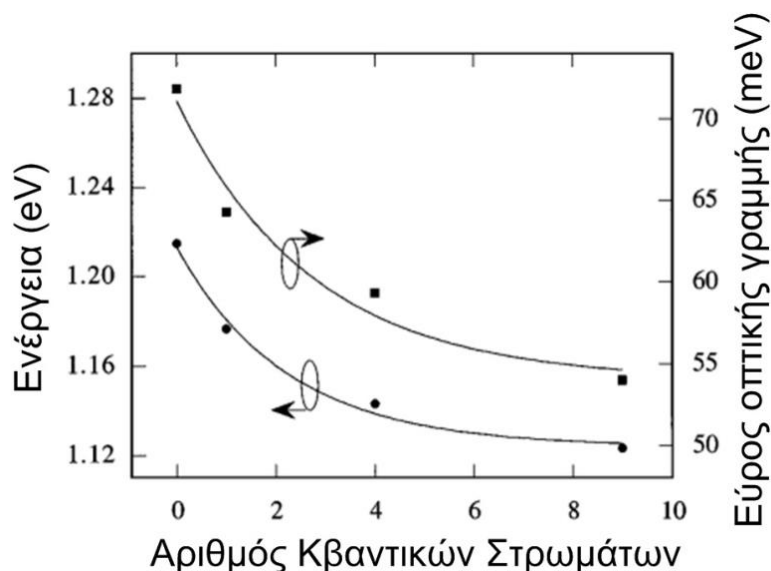
στην πρώτη περίπτωση η αύξηση του πλάτους της δομής θα διεγείρει και τρόπους ανώτερης τάξης κάνοντας το λέιζερ να μην είναι χωρικά μονότροπο, ενώ στη δεύτερη περίπτωση θα αυξηθούν οι απώλειες και οι μεγάλες διαστάσεις του λέιζερ θα καθιστήσουν αδύνατη την υψηλή ολοκλήρωση της διάταξης.

Η αντιμετώπιση της περιορισμένης εκπνευμένης ισχύος έγινε με την χρήση επιταξίας πολλαπλών στρωμάτων κβαντικών τελειών, η οποία επέτρεπε την εναπόθεση πολλών στρωμάτων κβαντικών τελειών στην ίδια διάταξη. Έτσι αυξήθηκε ραγδαία η πυκνότητα των κβαντικών τελειών αλλά και το μέγεθος της ενεργούς κοιλότητας του λέιζερ [23]-[24]. Ουσιαστικά πρόκειται για μια τεχνική η οποία περιλαμβάνει την εναπόθεση ενός λεπτού στρώματος πάνω από το πρώτο στρώμα τελειών (buffer), το οποίο επιτρέπει την επιταξία νέων τελειών οι οποίες παρουσιάζουν την ίδια χωρική κατανομή με τις υποκείμενες [25]-[27].

Η κοινή χωρική κατανομή των νέων στρωμάτων έχει εξαιρετικά μεγάλη σημασία διότι εξασφαλίζει μεγάλη πυκνότητα τελειών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να παρατηρείται μικρό οπτικό εύρος, λόγω της περιορισμένης διακύμανσης του μεγέθους των τελειών αλλά και μεγαλύτερη απολαβή σε κάθε μήκος κύματος. Απαραίτητη προϋπόθεση για την ομοιογενή χωρική κατανομή των κβαντικών τελειών (Εικόνα 24) είναι το πάχος του βοηθητικού στρώματος να είναι αρκετά μικρό (10nm) ώστε οι μηχανικές δυνάμεις που δημιουργήσαν το πρώτο στρώμα να επηρεάσουν με τον ίδιο τρόπο και το υπερκείμενο στρώμα τελειών. Αν η χωρική ομοιογένεια δεν υπάρξει τότε παρατηρείται αύξηση του φασματικού εύρους και μείωση της διαθέσιμης απολαβής σε κάθε φασματική περιοχή. Όπως γίνεται αντιληπτό και από την Εικόνα 24 η αύξηση των κβαντικών στρωμάτων επιφέρει μείωση της οπτικής γραμμής καθώς και την ολίσθηση του φάσματος σε μικρότερες τιμές. [28] Η νέα αυτή καινοτομία βελτίωσε δραστικά την απολαβή των λέιζερ και οδήγησε σε εκτενέστερη έρευνα τόσο των κατασκευαστικών παραμέτρων των κβαντικών τελειών όσο και του αριθμού των στρωμάτων τους .



Εικόνα 24 (α) Οπτικό φάσμα λέιζερ κβαντικών τελειών με διαφορετικό αριθμό στρωμάτων κβαντικών τελειών (β) Διατομή και κάτοψη του ενεργού υλικού [25]



Εικόνα 25 Μεταβολή της κεντρικής φασματικής κορυφής και του εύρους της οπτικής γραμμής συναρτήσει του αριθμού των στρωμάτων κβαντικών τελειών[28]

2.3 Εφαρμογές των παλμικών λέιζερ κβαντικών τελειών

Στη συγκεκριμένη ενότητα θα παρουσιαστούν διάφορες εφαρμογές των λέιζερ κβαντικών τελειών. Τα λειτουργικά τους χαρακτηριστικά δείχνουν ότι μπορούν να ικανοποιήσουν πληθώρα αναγκών στον τομέα των τηλεπικοινωνιών, της τεχνολογίας αλλά και της ιατρικής. Συνεπώς η συνεχής βελτίωση των λειτουργικών χαρακτηριστικών τους αποτελεί επιτακτική ανάγκη. Όπως αναδείχθηκε από τις προηγούμενες ενότητες τα λέιζερ κβαντικών τελειών παρουσιάζουν τις καλύτερες επιδόσεις (μικρό φασματικό εύρος, μικρό ρεύμα κατωφλίου, χαμηλή θερμοκρασιακή εξάρτηση της δομής) από τα υπόλοιπα λέιζερ. Επομένως η αντικατάσταση των λέιζερ κβαντικού φρέατος με τα λέιζερ κβαντικών θα πρέπει να αποτελέσει άμεση προτεραιότητα με σκοπό την βελτίωση των συστημάτων στα οποία ανήκουν.

2.3.1 Οπτικές επικοινωνίες

Τα λέιζερ κβαντικών τελειών θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για πληθώρα τηλεπικοινωνιακών εφαρμογών. Η υψηλή παραγωγή παλμών και ο χαμηλός θόρυβος φάσης, τα καθιστούν ιδανικά για σχεδίαση και ανάπτυξη τηλεπικοινωνιακών συστημάτων. Πιο συγκεκριμένα, τα λέιζερ κβαντικών τελειών θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν σε δίκτυα διαμοιρασμού χρονοθυρίδων (time division multiplexing systems). Τα δίκτυα αυτά διαθέτουν ροές πληροφορίας χαμηλού ρυθμού οι οποίες πολυπλέκονται χρονικά δημιουργώντας μια ενιαία ροή πληροφορίας πολύ υψηλότερου ρυθμού. Τα λέιζερ κβαντικών τελειών, εκμεταλλευόμενα τον μεγάλο ρυθμό επανάληψης αλλά και τους εξαιρετικά στενούς οπτικούς παλμούς θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν τόσο ως πηγές όσο και ως συστήματα ανάκτησης του χρονισμού (clock recovery systems) αυξάνοντας με τον τρόπο αυτό τον ρυθμό του δικτύου.

Εκτός από την παραπάνω εφαρμογή, τα λέιζερ κβαντικών τελειών θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν και για την ανάπτυξη συστημάτων πολυπλεξίας μήκων κύματος (wavelength multiplexing systems). Ειδικότερα, η ανομοιογένεια των διαστάσεων των τελειών οδηγεί σε αύξηση του φασματικού εύρους του λέιζερ. Με τη χρήση των διαθέσιμων τεχνικών χωρισμού του φάσματος σε τμήματα (slicing) μπορούν να δημιουργηθούν ανεξάρτητα μήκη κύματος, καθένα από τα οποία μεταφέρει ανεξάρτητη

πληροφορία, δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό ένα σύστημα πολυπλεξίας μηκών κύματος, στο οποίο οι συμβατικές πηγές έχουν αντικατασταθεί από ένα μόνο λέιζερ. Η δομή που περιγράφεται παραπάνω έχει χρησιμοποιηθεί δημιουργώντας ενενήντα τρεις διαφορετικές ροές πληροφορίας από ένα μόνο λέιζερ κβαντικών τελειών στη φασματική περιοχή των $1638nm-1646nm$. [29]

Μια άλλη εφαρμογή των λέιζερ κβαντικών τελειών είναι στις διαστημικές επικοινωνίες. Ο τρισδιάστατος χωρικός περιορισμός των φορέων και οι διακριτές ενεργειακές στάθμες των λέιζερ κβαντικών τελειών επιτρέπουν στις διατάξεις αυτές να παρουσιάζουν εξαιρετική ανοχή στις ατέλειες που δημιουργούνται λόγω ύπαρξης σωματιδίων υψηλής ενέργειας σε σχέση με τις διατάξεις κβαντικού φρέατος. Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι να μην μειώνεται η απόδοση των διατάξεων με την πάροδο του χρόνου το οποίο είναι υψίστης σημασίας για τις διαδορυφορικές επικοινωνίες στις οποίες η αντικατάσταση των λέιζερ είναι πρακτικώς αδύνατη [30].

Τέλος μια μελλοντική πιθανή εφαρμογή των λέιζερ είναι στην χαοτική κρυπτογραφία. Η ικανότητα των λέιζερ να παράγουν οπτικά φέροντα υψηλής πολυπλοκότητας χωρίς την χρήση περίπλοκων συστημάτων οπτικής ανατροφοδότησης τα οδηγεί σε μια χαοτική περιοχή λειτουργίας η οποία είναι κατάλληλη για κρυπτογραφία και ασφάλεια στις επικοινωνίες [31].

2.3.2 Ολοκληρωμένα συστήματα

Τα παλμικά λέιζερ έχουν χρησιμοποιηθεί σε ολοκληρωμένα συστήματα είτε ως οπτικές διασυνδέσεις (optical interconnectors) εντός του επεξεργαστή είτε μεταξύ των επεξεργαστών (inter-chip), είτε μεταξύ επεξεργαστών και μητρικής πλακέτας (interboard) [32]. Ο ρόλος των παλμικών λέιζερ σε τέτοιες εφαρμογές αφορά την υλοποίηση ενός οπτικού ρολογιού εντός της μητρικής πλακέτας για την αποφυγή αλληλοπαρεμβολών (crosstalk) μεταξύ των ηλεκτρικών γραμμών. Λόγω της ύπαρξης των υπολοίπων ηλεκτρονικών στοιχείων, τα παλμικά λέιζερ θα πρέπει να παράγουν παλμούς με μικρότερη συχνότητα. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούνται λέιζερ με μεγάλο μήκος κοιλότητας ($>8mm$). Αν χρησιμοποιηθούν λέιζερ κβαντικού φρέατος, τότε το αυξημένο μήκος της δομής εισάγει μεγάλες απώλειες με αποτέλεσμα να απαιτούνται εξαιρετικά αυστηρές προδιαγραφές για τα υπόλοιπα υποστηρικτικά συστήματα (κυματοδηγοί εξαιρετικά χαμηλών απωλειών, απαίτηση για υψηλή σύζευξη του φωτός με το λέιζερ) [33]. Οι χαμηλές απώλειες και το μικρό ρεύμα κατωφλίου των λέιζερ κβαντικών τελειών τα καθιστά βέλτιστη επιλογή για την χρήση σε ολοκληρωμένα συστήματα τα οποία απαιτούν χαμηλούς ρυθμούς παραγωγής παλμών.

2.3.3 Βιο-φωτονικές και ιατρικές εφαρμογές

Στις τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές και στα ολοκληρωμένα κυκλώματα τα παλμικά λέιζερ κβαντικών τελειών έχουν διεισδύσει βελτιώνοντας σημαντικά τις επιδόσεις των διατάξεων. Όμως οι απαιτήσεις της βιοφωτονικής και της ιατρικής ικανοποιούνται, κατά κύριο λόγο, με τη χρήση παλμικών λέιζερ στερεάς κατάστασης, με ότι προβλήματα εισάγει η χρήση αυτών. Επιλέον, η υλοποίηση πολλών εφαρμογών καθίσταται ακόμα αδύνατη είτε λόγω των περιορισμένων επιδόσεων των λέιζερ κβαντικών τελειών, είτε λόγω της αδυναμίας ολοκλήρωσης των λέιζερ στερεάς κατάστασης. Συνεπώς η βελτίωση των λειτουργικών χαρακτηριστικών των ημιαγωγικών δομών θα μπορέσει να προσφέρει πολλά στον χώρο της ιατρικής.

Μια εφαρμογή των παλμικών λέιζερ είναι η οπτική τομογραφία χαμηλής συμφωνίας (optical coherence tomography). Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην ιντερφερομετρία και

επιτρέπει την απεικόνιση βιολογικών δομών με μικρομετρική ανάλυση. Πιο συγκεκριμένα, μια πηγή φωτός με μεγάλο φασματικό εύρος, και άρα μικρό μήκος συμφωνίας, ακτινοβολεί ένα βιολογικό ιστό. Το μεγαλύτερο τμήμα της ακτινοβολίας σκεδάζεται αλλά ένα μικρό τμήμα της ανακλάται και μαζί με ένα σήμα αναφοράς οδηγείται σε ένα ιντερφερόμετρο (Mach Zehnder-Michelsson), στο οποίο πραγματοποιείται η συμβολή του ανακλώμενου σήματος και του σήματος αναφοράς. Λόγω της διάδοσης του σήματος μέσα στο βιολογικό ιστό προκαλείται μια μεταβολή στη φάση του. Όταν το ανακλώμενο σήμα συμβάλει με το σήμα αναφοράς τότε η διαφορά φάσης των δύο σημάτων μετατρέπεται σε διαφορά ισχύος δίνοντας πληροφορίες για τη δομή του ιστού. Το μεγάλο φασματικό εύρος απαιτείται έτσι ώστε το μήκος συμφωνίας να παραμείνει μικρό και κατα συνέπεια το μήκος του ιντερφερομέτρου να μην γίνει απαγορευτικά μεγάλο. Ως πηγές για αυτού του είδους την τομογραφία χρησιμοποιήθηκαν οι LED, οι οποίες διαθέτουν μεγάλο φασματικό εύρος αλλά μικρή ισχύ εκπομπής [34], και παλμικά λέιζερ στερεάς κατάστασης τα οποία παρέχουν μεγάλη οπτική ισχύ και μεγάλο οπτικό φάσμα λόγω των πολύ στενών οπτικών πλαμών που παράγουν [35]. Η εφαρμογή των λέιζερ κβαντικών τελειών μπορεί να επιτευχθεί είτε χρησιμοποιώντας λέιζερ των οποίων η μη ομογενής απολαβή ξεπερνά τα 100nm , είτε με τη χρήση τους σε παλμική λειτουργία. Στην πρώτη περίπτωση οι ειδικές τεχνικές κατασκευής θα αυξήσουν τη μη ομογενή απολαβή των λέιζερ ενώ στη δεύτερη περίπτωση η μικρή χρονική διάρκεια των οπτικών παλμών θα δημιουργήσει ένα πλούσιο οπτικό περιεχόμενο που είναι απαραίτητο για το συγκεκριμένο είδος τομογραφίας. Η εισαγωγή των λέιζερ κβαντικών τελειών θα μείωνε δραστικά τόσο το μέγεθος όσο και την πολυπλοκότητα των δομών αυτών.

Μια άλλη εφαρμογή των παλμικών λέιζερ κβαντικών τελειών είναι η φωτο-ακουστική τομογραφία. Συνδυάζοντας τα πλεονεκτήματα της οπτικής τομογραφίας και της τομογραφίας υπερήχων, η αρχή λειτουργίας αυτής της μεθόδου βασίζεται στη διέγερση των υπό μελέτη ιστών με τη χρήση ακτινοβολίας, της οποίας το μήκος κύματος απορροφάται έντονα από τους υπό εξέταση ιστούς. Οι διεγερμένοι ιστοί δημιουργούν υπερήχους λόγω θερμικής διαστολής, οι οποίοι ανιχνεύονται από ειδικούς αισθητήρες. Το βασικό πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι το μεγάλο βάθος διείσδυσης με το ελάχιστο θερμικό αντίκτυπο στα κύτταρα λόγω του γεγονότος ότι η λειτουργία τους δεν βασίζεται στην ανάκλαση αλλά στην απορρόφηση. Τέλος, τα χαμηλά επίπεδα σκέδασης των υπερήχων προσφέρουν εξαιρετικά καλή διακριτική ικανότητα που μπορεί να φτάσει τα λίγα μικρόμετρα [36].

Στα συστήματα αυτά το χρονικό εύρος των οπτικών παλμών καθορίζει τη διακριτική ικανότητα του συστήματος. Επιπλέον το χρονικό εύρος τους θα πρέπει να είναι μικρότερο από το χρόνο μεταφοράς της θερμότητας (thermal diffusion) ώστε να ελαχιστοποιηθούν οι θερμικές επιπτώσεις της ακτινοβολίας. Οι σύγχρονες συσκευές παράγουν παλμούς της τάξης των μερικών ns ή και μερικών δεκάδων ps. Η εισαγωγή των λέιζερ κβαντικών τελειών θα μειώσει δραστικά το μέγεθος και την πολυπλοκότητα των δομών ενώ παράλληλα θα αυξηθεί η διακριτική ικανότητα των διατάξεων, επιτρέποντας την λεπτομερέστερη τομογραφία των ιστών ή ακόμα και την τομογραφία συγκεκριμένων ιστών.

3. ΧΡΗΣΗ ΤΩΝ ΛΕΙΖΕΡ ΚΒΑΝΤΙΚΩΝ ΤΕΛΕΙΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΝΕΥΡΩΝΩΝ ΚΑΙ ΝΕΥΡΩΝΙΚΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ

3.1 Εισαγωγή

Όπως αναδείχθηκε και στο δεύτερο κεφάλαιο της παρούσας διπλωματικής εργασίας τα λέιζερ κβαντικών τελειών έχουν εισέλθει δυναμικά στο χώρο των τηλεπικοινωνιών, της ιατρικής αλλά και της τεχνολογίας. Το μεγάλο φασματικό εύρος, η μικρή χρονική διάρκεια των παραγόμενων παλμών, το μικρό ρεύμα κατωφλίου, οι ταχύτατοι χρόνοι αποκατάστασης των φορέων, η θερμοκρασιακή ανεξαρτησία σε μεγάλο εύρος θερμοκρασιών και η μικρή επιρροή του θορύβου είναι οι κύριοι λόγοι για τους οποίους τα λέιζερ κβαντικών τελειών έχουν αποκτήσει πρωταγωνιστικό ρόλο στους προαναφερθείς τομείς. Μια άλλη πιθανή εφαρμογή των λέιζερ κβαντικών τελειών είναι η χρήση τους σε συστήματα επεξεργασίας δεδομένων. Για λόγους που θα εξηγηθούν στη συνέχεια του κεφαλαίου, είναι επιτακτική η ανάγκη για ριζική αλλαγή του τρόπου επεξεργασίας δεδομένων και η στροφή προς τις non Von-Neuman αρχιτεκτονικές. Τα νευρωνικά δίκτυα φαινονται να είναι μια πολλά υποσχόμενη λύση για την υλοποίηση non Von-Neuman συστημάτων επεξεργασίας. Θεμέλιος λίθος ενός νευρωνικού δικτύου είναι ο νευρώνας, η λειτουργία του οποίου θα αναλυθεί παρακάτω. Από πρόσφατες έρευνες έχειδειχθεί ότι τα λέιζερ κβαντικών τελειών, όταν πολωθούν με τις κατάλληλες συνθήκες πόλωσης, μπορούν να προσομοιάσουν την λειτουργία του βιολογικού νευρώνα βασιζόμενα στην εναλλαγή του φάσματος ακτινοβολίας. Το προαναφερθέν μοντέλο οπτικού νευρώνα θα παρουσιαστεί στην ενότητα 3.5.

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο θα παρουσιαστούν αρχικά οι σύγχρονες τάσεις στη διάδοση και επεξεργασία των πληροφοριών όπως επίσης οι ολοένα και περισσότερο αυξανόμενες απαιτήσεις των νέων εφαρμογών που ανέδειξε ο 21^{ος} αιώνας. Έπειτα θα παρουσιαστούν οι λόγοι οι οποίοι δεν επιτρέπουν την περαιτέρω σμίκρυνση των διαστάσεων της CMOS τεχνολογίας και ως εκ τούτου είναι αδύνατη η αύξηση της υπολογιστικής ισχύος χωρίς να αυξηθούν οι διαστάσεις των επεξεργαστών. Στη συνέχεια θα αναλυθούν η βασική λειτουργία ενός νευρώνα, οι διάφορες γενειές νευρωνικών δικτύων (πρώτη, δεύτερη και Τρίτη (spiking) γενειά) ενώ θα γίνει μια αναφορά σε διάφορα πρωτότυπα συστήματα τα οποία προσομοιώνουν την λειτουργία των βιολογικών νευρώνων. Έπειτα θα παρουσιαστούν οι λόγοι για τους οποίους τα λέιζερ κβαντικών τελειών μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προσομοίωση νευρώνων και νευρωνικών δικτύων ενώ στη συνέχεια θα παρουσιαστεί το πειραματικό μοντέλο ενός οπτικού νευρώνα βασισμένο σε δυο λέιζερ κβαντικών τελειών. Τέλος, θα αναλυθεί ο βασικός μηχανισμός διέγερσης ενός δυναμικού συστήματος που προσομοιάζει την λειτουργία ενός νευρώνα, με την χρήση της θεωρίας των διασταυρώσεων (Bifurcation theory).

3.2 Σύγχρονες τάσεις στον τομέα της επεξεργασίας δεδομένων

Η ανάπτυξη της CMOS τεχνολογίας και της φωτονικής, έχουν οδηγήσει την σημερινή επιστημονική κοινότητα στην εξής κατάσταση. Η φωτονική έχει κυριαρχήσει στα συστήματα μετάδοσης πληροφοριών και δεδομένων, λόγω του τεράστιου εύρους ζώνης και των εξαιρετικά χαμηλών απωλειών που προσφέρουν οι οπτικές ίνες. Ταυτόχρονα, η ηλεκτρονική έχει επικρατήσει στα συστήματα επεξεργασίας πληροφοριών,[37] καθώς η ανάπτυξη της CMOS τεχνολογίας επέτρεψε την κατασκευή τρανζίστορ με πολύ μικρές διαστάσεις, τα οποία προσφέρουν πυκνή ολοκλήρωση,

δημιουργώντας επεξεργαστές με πολύ μεγάλη δυνατότητα επεξεργασίας. Με τον τρόπο αυτό επιτεύχθηκε ταχύτατη διάδοση της πληροφορίας με ταυτόχρονη αύξηση της επεξεργαστικής δυνατότητας των υπολογιστών. Ωστόσο, νέες εφαρμογές που αναδείχθηκαν τον 21^ο αιώνα όπως η αναγνώριση σχεδίων (pattern recognition), η επεξεργασία φυσικής γλώσσας (natural language processing), ο έλεγχος κίνησης για αυτόνομα ρομπότ (motion control for autonomous robotics), η μηχανική όραση (machine vision) και η λήψη αποφάσεων (decision making) απαιτούν όλο και μεγαλύτερη ταχύτητα επεξεργασίας και συνάμα αυξανόμενο εύρος ζώνης. [38]. Όλα τα παραπάνω καθιστούν επιτακτική την ανάγκη αύξησης τόσο της ταχύτητας μετάδοσης όσο και της ταχύτητας επεξεργασίας. Η μεγαλύτερη πρόκληση για την σημερινή ερευνητική κοινότητα είναι η εξής: “Είναι δυνατή η ενοποίηση των δύο αυτών τομέων (ηλεκτρονικής και φωτονικής) πάνω σε ένα κοινό υπόστρωμα, με σκοπό την ανάπτυξη και παραγωγή συστημάτων που διαθέτουν τα πλεονεκτήματα και των δυο τομέων;”.

Δυστυχώς η περαιτέρω βελτίωση της CMOS τεχνολογίας είναι ιδιαίτερα δύσκολη καθώς έχει φτάσει στα φυσικά όριά της. Ο νόμος του Moore δεν μπορεί πλέον να ικανοποιηθεί καθώς η συνεχής μείωση των διαστάσεων των CMOS οδηγεί σε δραματική αύξηση της παραγόμενης θερμότητας, η οποία δεν μπορεί να απαχθεί αποτελεσματικά.

Επιπρόσθετα, η αρχή της απροσδιοριστίας του Heisenberg δεν επιτρέπει την περαιτέρω μείωση των διαστάσεων των CMOS τρανζίστορ καθώς δεν θα είναι εφικτή η πρόβλεψη του διανύσματος κατάστασης (θέση και ταχύτητα) των ηλεκτρονίων στα CMOS τρανζίστορ με αποδεκτή ακρίβεια. Συνεπώς η μελέτη και ανάπτυξη νέων ριζοσπαστικών υπολογιστικών αρχιτεκτονικών, οι οποίες δεν ανήκουν στην Von Neuman αρχιτεκτονική, καθίσταται επιτακτική. Το ίδιο ισχύει και για τις μονάδες οι οποίες θα αποτελούν τα νέα αυτά πρωτοποριακά συστήματα επεξεργασίας.

3.3 Βιολογικοί οργανισμοί και βιομιμητικοί υπολογιστές

Στην ενότητα 3.2 αναλύθηκε το ζήτημα που έχει προκύψει από τις συνεχώς αυξανόμενες απαιτήσεις για ταχύτερους επεξεργαστές. Η CMOS τεχνολογία, που αποτελεί τη βάση για τις σημερινές μονάδες επεξεργασίας, έχει φτάσει στα φυσικά της όρια, γεγονός που ωθεί τους επιστήμονες σε νέες ριζοσπαστικές τεχνολογίες. Μια πολλά υποσχόμενη λύση στο πρόβλημα αυτό είναι τα βιομιμητικά συστήματα επεξεργασίας πληροφοριών τα οποία θα παρουσιαστούν παρακάτω.

3.3.1 Εισαγωγή των βιολογικών νευρώνων στα συστήματα επεξεργασίας

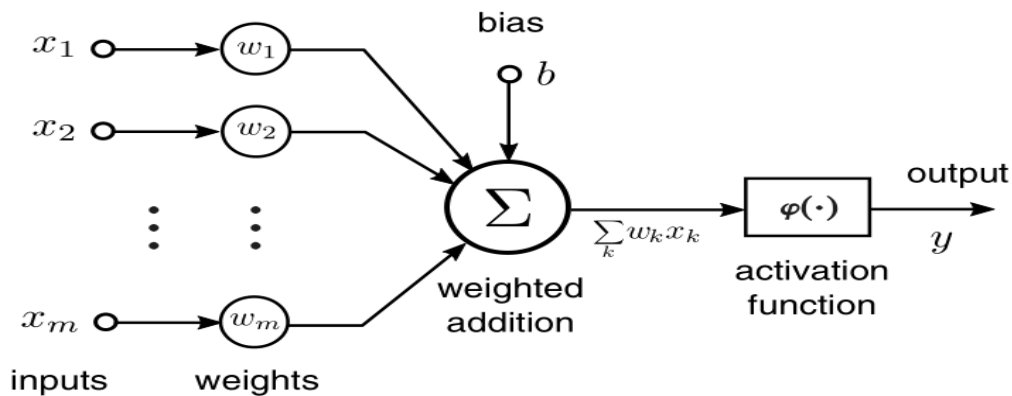
Από τις αρχές της ανθρώπινης ιστορίας ο άνθρωπος προσπάθησε να κατανοήσει τον τρόπο λειτουργίας και τη δομή του ανθρώπινου εγκεφάλου. Ο Ramón y Cajal ανακάλυψε την κυτταρική δομή του εγκεφάλου, η οποία αποτελείται από ένα τεράστιο δίκτυο διασυνδεδεμένων νευρώνων και κυττάρων γλίας. Παρά το γεγονός ότι η βιολογική και χημική λειτουργία του εγκεφάλου παραμένει ανεξιχνίαστη, είναι ευρέως αποδεκτό ότι το σημαντικότερο ρόλο στην εγκεφαλική επεξεργασία πληροφοριών παίζουν οι νευρώνες. Το 1928 ο Edgar Douglas Adrian παρατήρησε ότι τα νευρικά κύτταρα παράγουν μια σειρά ηλεκτρικών παλμών [39]. Πιο συγκεκριμένα, όταν ένας νευρώνας τεθεί υπό την επήρεια ενός ερεθίσματος τότε παράγει μια σειρά στερεοτυπικών δυναμικών ενεργοποίησης, τα οποία ονομάζονται Spikes. Το εισερχόμενο ερέθισμα, είτε θα προκαλέσει την αλλαγή της κατάστασης του νευρώνα, παράγοντας ένα Spike το οποίο θα διαδοθεί μέσω του νευρωνικού άξονα, είτε θα

διατηρήσει την κατάσταση του νευρώνα χωρίς να προκαλέσει κάποια αντίδραση από αυτόν. Η προαναφερθείσα απόκριση ακολουθεί μια all-or-none λογική. Συνεπώς η πληροφορία κωδικοποιείται στον χρόνο άφιξης των Spikes, δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό την χρονική κωδικοποίηση. Επιπλέον, ο Adrian παρατήρησε πως η ανταπόκριση του νευρώνα σε στατικά ερεθίσματα επηρεάζεται από την ισχύ του ερεθίσματος. Ειδικότερα, παρατήρησε πως το στατικό ερέθισμα προκαλούσε την παραγωγή μιας παλμοσειράς διαδοχικών Spikes τα οποία είχαν ίδιο πλάτος, ενώ η συχνότητά τους αυξανόταν με την αύξηση της έντασης του ερεθίσματος. Συνεπώς η πληροφορία της έντασης του ερεθίσματος κωδικοποιείται στον ρυθμό παραγωγής των Spikes.[40]

Εμπνευσμένοι από την λειτουργία του εγκεφάλου, οι μηχανικοί ξεκίνησαν να αποδίδουν μερικά χαρακτηριστικά των βιολογικών επεξεργασιών όπως η πολυπλοκότητα, η ευρωστία και η αποτελεσματικότητα τους στα νευρωνικά δίκτυα, καταφέροντας με τον τρόπο αυτό να σχεδιάσουν τεχνητά συστήματα με τα προαναφερθέντα χαρακτηριστικά. Το 1990, ο Mead εκτίμησε ότι η ενεργειακή αποτελεσματικότητα των βιολογικών νευρωνικών δικτύων είναι επτά τάξεις μεγέθους καλύτερη από αυτή του καλύτερου ψηφιακού επεξεργαστή [41]. Ακόμα και με τους σύγχρονους ψηφιακούς επεξεργαστές η ενεργειακή απόδοση παραμένει στα ίδια επίπεδα [42]. Στην σημερινή επιστημονική κοινότητα οι όροι του νευρώνα, της σύναψης και του νευρωνικού δικτύου συνυπάρχουν και μοιράζονται στους τομείς της μηχανικής και της νευροεπιστήμης. Η σημερινή πρόκληση των μηχανικών και των σχεδιαστών νευρωνικών κυκλωμάτων είναι η εύρεση του ελαχίστου συνόλου των χαρακτηριστικών εκείνων τα οποία θα δώσουν στους τεχνητούς επεξεργαστές τα πλεονεκτήματα των βιολογικών νευρωνικών δικτύων.[37]

3.3.2 Λειτουργία του νευρώνα

Όπως υποθήκε και στην υποενότητα 3.3.1 ο θεμέλιος λίθος όλων των νευρωνικών δικτύων είναι ο νευρώνας. Συνεπώς η λεπτομερής ανάλυση της λειτουργίας του είναι επιτακτική. Ακολουθώντας την αρχή λειτουργίας του εγκεφάλου κάθε τεχνητό νευρωνικό δίκτυο αποτελείται από τρία βασικά στοιχεία: έναν μη γραμμικό κόμβο (νευρώνας), μια διασύνδεση (δίκτυο) και έναν τρόπο αναπαράστασης της πληροφορίας (κωδικοποίηση). Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 26 κάθε νευρώνας δέχεται πολλαπλές εισόδους από πολλούς νευρώνες. Οι συνδέσεις μεταξύ των νευρώνων ονομάζονται συνάψεις. Η συνολική είσοδος του νευρώνα είναι ένας γραμμικός συνδυασμός των εξόδων άλλων νευρώνων που συνδέονται σε αυτόν (άθροιση με βάρη των εισόδων του νευρώνα). Έπειτα ο νευρώνας εκτελεί μια ολοκλήρωση του συνολικού σήματος εισόδου στον χρόνο και παράγει μια μη γραμμική απόκριση. Η μη γραμμική απόκριση μπορεί να αναπαρασταθεί από μια συνάρτηση ενεργοποίησης η οποία είναι μονότονη και έχει περιορισμένο εύρος τιμών. Μια τέτοια συνάρτηση απεικονίζεται στην Εικόνα 27. Τέλος, η έξοδος του νευρώνα θα διαδοθεί σε όλους τους νευρώνες με τους οποίους είναι συνδεδεμένος ο νευρώνας. Οι συνδέσεις αυτές έχουν κάποιο βάρος το οποίο μπορεί να είναι ένας θετικός αριθμός, επομένως πρόκειται για έναν excitatory νευρώνα, είτε να είναι ένας αρνητικός αριθμός, επομένως πρόκειται για inhibitory νευρώνα. Συνεπώς το βάρος της κάθε σύναψης μπορεί να αντιπροσωπευθεί σαν ένας πραγματικός αριθμός και το δίκτυο διασυνδέσεων σαν ένας πίνακας. Η κωδικοποίηση είναι ο τρόπος με τον οποίο οι πραγματικές μεταβλητές μπορούν να αναπαρασταθούν με τη χρήση spiking σημάτων. [37] Στη συνέχεια θα γίνει μια αναφορά στις τρεις γενικές νευρωνικών δικτύων και θα παρουσιαστούν οι διαφορές τους.



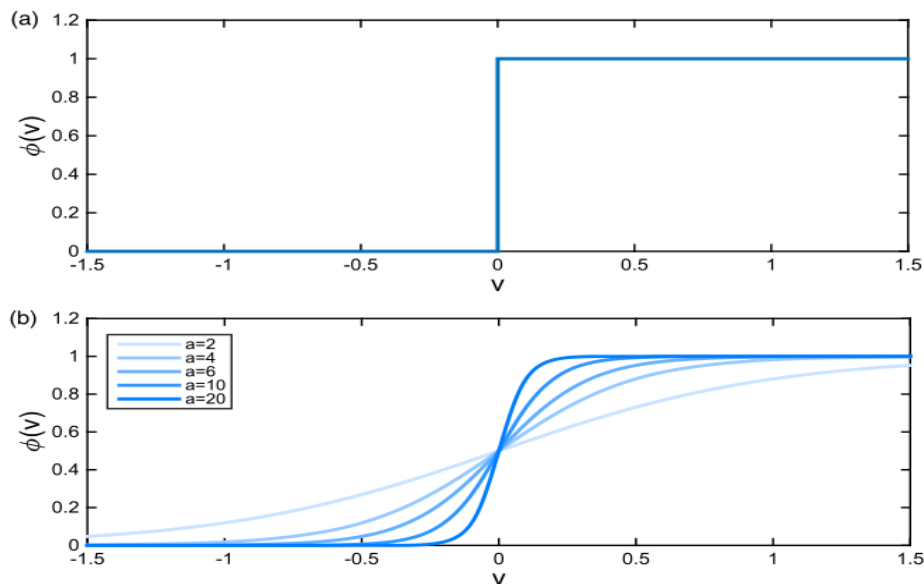
Εικόνα 26 Σχηματική αναπαράσταση ενός νευρώνα [37]

3.3.3 Γενειές νευρωνικών δικτύων

Σύμφωνα με τον Maass η εξέλιξη των νευρωνικών δικτύων έχει αναδείξει τρεις γενιές νευρωνικών δικτύων. Η πρώτη βασίζεται στο νευρωνικό μοντέλο McCulloch-Pitts, το οποίο αναφέρεται και ως αντίληπτρο.[43] Οι νευρώνες αυτής της γενιάς αποτελούνται από έναν γραμμικό συνδυαστή ο οποίος ακολουθείται από μια step (Heaviside function) συνάρτηση μεταφοράς (Εικόνα 27 α). Το αποτέλεσμα της άθροισης με βάρη συγκρίνεται με το κατώφλι και ανάλογα με το αποτέλεσμα της άθροισης, ο νευρώνας θα παράξει μια δυαδική έξοδο. Οι νευρώνες αυτής της γενιάς μπορούν να προσομοιώσουν οποιοδήποτε Boolean κύκλωμα πράγμα που τους καθιστά ιδανικούς για την εκτέλεση ψηφιακών υπολογισμών.[44]

Η δεύτερη γενιά νευρωνικών δικτύων είναι ίδια με την πρώτη γενιά με την διαφορά πως η step συνάρτηση μεταφοράς (Heaviside function) αντικαθίσταται από μια συνεχή μονότονη συνάρτηση μεταφοράς (Εικόνα 27 b) με αποτέλεσμα οι είσοδοι και οι έξοδοι να μπορούν να αναπαρασταθούν ως αναλογικές ποσότητες. Τα νευρωνικά δίκτυα αυτής της γενιάς μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αναλογική επεξεργασία καθώς μπορούν να αναπαραστήσουν οποιαδήποτε συνεχή συνάρτηση με συνεχές φάσμα.

Η πρώτη και η δεύτερη γενιά νευρωνικών δικτύων αποτελούν πλέον ώριμες εφαρμογές της τεχνητής νοημοσύνης που υπάρχουν στα πιο σύγχρονα συστήματα. Αν όμως στη δεύτερη γενιά νευρωνικών δικτύων προστεθεί και η έννοια του χρόνου και των επαναλαμβανόμενων συνδέσεων, τότε θα είναι εφικτή η επεξήγηση κάποιων νευρωνικών κυκλωμάτων του εγκεφάλου. Ωστόσο οι προαναφερθείσες προσθήκες δεν δίδουν εξηγήσεις για την ταχύτητα εκτέλεσης των αναλογικών υπολογισμών από τους νευρώνες. Για παράδειγμα, οι νευροεπιστήμονες το 1990 έδειξαν ότι μια φλοιώδη περιοχή του εγκεφάλου της μαϊμού μακάκα μπορεί να αναλύσει και να κατηγοριοποιήσει οπτικά σχέδια σε μόλις 30ms παρά το γεγονός ότι ο ρυθμός παραγωγής παλμών των νευρώνων είναι συνήθως κάτω από 100Hz, το οποίο ικανοποιεί άμεσα την υπόθεση περί ρυθμικής κωδικοποίησης (rating coding). Επιπλέον, νέες μελέτες έδειξαν ότι οι βιολογικοί νευρώνες χρησιμοποιούν τον ακριβή χρόνο άφιξης των παλμών ως έναν τρόπο χρονικής κωδικοποίησης (temporal coding). Οι παραπάνω ανακαλύψεις οδηγούν την επιστημονική κοινότητα στην επανομαζόμενη τρίτη γενιά νευρωνικών δικτύων που βασίζονται στην spiking επεξεργασία παλμών.[37]



Εικόνα 27 (a) Συνάρτηση ενεργοποίησης ή συνάρτηση Heaviside (b) Σιγμοειδής συνάρτηση για διάφορες τιμές της παραμέτρου a . Όταν το a τείνει στο άπειρο η σιγμοειδής συνάρτηση ταυτίζεται με την συνάρτηση Heaviside [37]

3.3.4 Spiking νευρωνικά δίκτυα

Στη τρίτη γενιά νευρωνικών δικτύων η μη γραμμική συνάρτηση ενεργοποίησης αντικαθίσταται από ένα δυναμικό σύστημα. Το πιο κοινό μοντέλο του spiking νευρώνα είναι το μοντέλο κατωφλίου-παραγωγής παλμού το οποίο διαθέτει τις παρακάτω πέντε ιδιότητες:

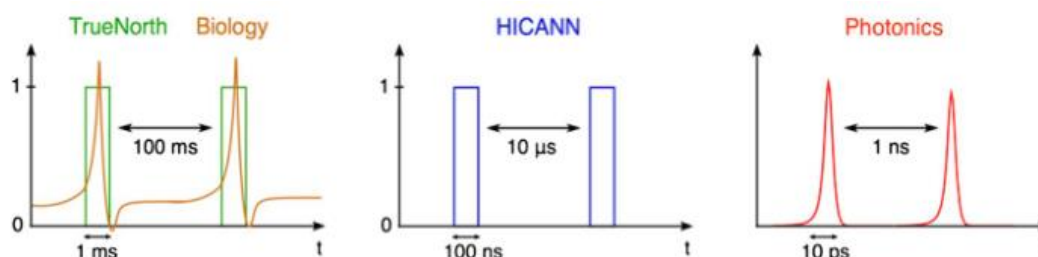
- 1) Άθροιση με βάρη: Η ικανότητα του νευρώνα να αθροίζει με θετικά ή αρνητικά βάρη τις εισόδους του νευρώνα.
- 2) Ολοκλήρωση : η ικανότητα του νευρώνα να ολοκληρώνει το συνολικό σήμα των εισόδων (άθροιση με βάρη)
- 3) Κατώφλι : Η ικανότητα να αποφασίζει ο νευρώνας για το αν θα παράξει spike ή όχι. Αν το συνολικό σήμα είναι πάνω από το κατώφλι παράγεται spike διαφορετικά ο νευρώνας παραμένει σε κατάσταση ισορροπίας.
- 4) Περίοδος αποκατάστασης : Η χρονική περίοδος μετά την παραγωγή κάποιου spike κατά την οποία ο νευρώνας δεν μπορεί να παράξει κανένα νέο spike.
- 5) Παραγωγή παλμών : Η ικανότητα παραγωγής καινούργιων spike.

Μια επιπλέον επιθυμητή δυνατότητα των νευρωνικών δικτύων τρίτης γενιάς είναι η προσαρμοστικότητα, η οποία αναφέρεται στην ικανότητα τροποποίησης και ρύθμισης των ιδιοτήτων των αποκρίσεων σε αργές χρονικές κλίμακες. Οι ιδιότητες 2-5 ορίζουν την έννοια της διεγερτικότητας η οποία είναι υψίστης σημασίας για τα λέιζερ που προσομοιώνουν την νευρωνική λειτουργία. [37]

Ο Maass έδειξε πως η τρίτη γενιά νευρωνικών δικτύων αποτελεί μια γενίκευση των προηγούμενων δυο γενεών σε ότι αφορά την λειτουργικότητα και την υπολογιστική ισχύ. Για συγκεκριμένες υπολογιστικές εφαρμογές, οι νευρώνες της τρίτης γενιάς μπορούν να αντικαταστήσουν μεγάλο αριθμό συμβατικών νευρώνων διατηρώντας παράλληλα την αρχική ανοσία στον θόρυβο. Δυστυχώς η προσομοίωση τέτοιων νευρώνων μέσω υπολογιστή είναι ιδιαίτερα ακριβή λόγω της σειριακής φύσης της αρχιτεκτονικής των Κεντρικών Μονάδων Επεξεργασίας. Επιπλέον, η απαίτηση για

μεγάλη ακρίβεια στο διαχωρισμό του χρόνου αυξάνουν ακόμα περισσότερο την δυσκολία και το χρόνο της προσομοίωσης. Ιδιαίτερη σημασία έχει η ενέργεια των παραγόμενων spikes. Η παραγωγή ενός spike κοστίζει στον νευρώνα ένα ποσό ενέργειας το οποίο είναι ανάλογο με την απόσταση που θα πρέπει να διανύσει το spike αφού το μέσω διάδοσης είναι διασκορπιστικό και έχει απώλειες. Συνεπώς η αρχική ισχύς του spike θα πρέπει να είναι ικανή, ώστε ο εξασθενημένος παλμός που θα φτάσει στον επόμενο νευρώνα να μπορεί να τον διεγείρει. Αυτή η ιδιότητα είναι γνωστή ως συνθήκη αλληλουχίας (cascadability) των νευρώνων. Η συνθήκη αυτή εξασφαλίζει πως το spike θα φτάσει στους επόμενους νευρώνες και θα μπορέσει να επεξεργαστεί παράλληλα από αυτούς. Επιπρόσθετα, το bit πληροφορίας δεν καταστρέφεται από την διάδοση σε ένα διασκορπιστικό και με απώλειες μέσο καθώς η πληροφορία εμπεριέχεται στον χρόνο άφιξης των παλμών. Επομένως μπορεί να αναπαραχθεί από ενδιάμεσους νευρώνες. Οι ενδιάμεσοι νευρώνες ανακατασκευάζουν το αρχικό σχήμα και πλάτος των spike αφαιρώντας τον προστιθέμενο θόρυβο σε κάθε ενδιάμεσο νευρώνα του δικτύου. Έτσι μπορούμε να έχουμε spikes που είναι ανεπηρέαστα από τυχαίες διαδικασίες (θόρυβο) με κόστος την απαιτούμενη κατανάλωση ενέργειας που απαιτείται για την ενεργοποίηση των ενδιάμεσων νευρώνων. [37]

Μέχρι στιγμής έχουν αναπτυχθεί διάφορα πρωτότυπα για spiking επεξεργασία. Τα πρωτότυπα αυτά έχουν σαν βάση CMOS αναλογικά κυκλώματα, ψηφιακούς νευροσυναπτικούς πυρήνες αλλά και μη CMOS συσκευές. Οι διάφορες τεχνολογίες που αναπτύχθηκαν κατα καιρούς είναι οι εξής: το Neurogrid του πανεπιστημίου του Stanford, το TrueNorth της IBM που αναπτύχθηκε στα πλαίσια του DARPA's SYNAPSE προγράμματος και το HICANN του πανεπιστημίου της Χαϊδελβέργης. Οι χρονικές αποκρίσεις των προαναφερθέντων τεχνολογιών φαίνονται στην Εικόνα 28.



Εικόνα 28: Η διαφορά των χρονικών αποκρίσεων μεταξύ βιολογικών, σύγχρονων ηλεκτρικών spiking και οπτικών νευρώνων [37]

Συνοψίζοντας τα παραπάνω, ένα spike σύστημα επεξεργασίας αποτελείται από ένα συνδυασμό μη γραμμικών νευρώνων που υπακούν στην all-or-none αρχή, διεγερτικές (excitatory) ή κατασταλτικές (inhibitory) συνάψεις και ένα σύστημα κωδικοποίησης που υπόψιν τον θόρυβο και τις ανακρίβειες στα βάρη των συνάψεων. Η απλότητα στο σχεδιασμό αυτών των δομών θα επιτρέψει την μελλοντική υλοποίηση ενός τεχνητού Spike Νευρωνικού Δικτύου.[37]

3.4 Χρήση της φωτονικής και των λέιζερ για την προσομοίωση νευρωνικών δικτύων

Τα αποτελέσματα των πρόσφατων ερευνών στον τομέα της φωτονικής δείχνουν ότι υπάρχουν σημαντικές ομοιότητες μεταξύ φωτονικής και βιολογικών νευρώνων. Πιο συγκεκριμένα ένα λέιζερ που λειτουργεί στη διεγερσιμη περιοχή μπορεί να παράγει παλμούς (spikes) όπως ακριβώς ένας νευρώνας. Η διεγερσιμότητα ενός δυναμικού

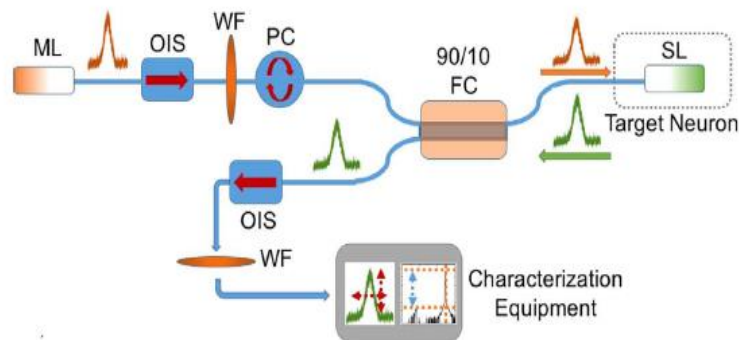
συστήματος είναι η δυνατότητα παραγωγής παλμών με την all-or-none συμπεριφορά. Το αξιοσημείωτο στην περίπτωση των λείζερ είναι ότι επιτυγχάνουν παρόμοιες λειτουργίες με τους βιολογικούς νευρώνες, με την ειδοποιό διαφορά ότι οι λειτουργίες τους (χρονική ανάλυση, περίοδος αποκατάστασης κλπ) είναι τάξης μεγέθους γρηγορότερες (περίπου 100 εκατομμύρια) σε σχέση με τους βιολογικούς νευρώνες (Εικόνα 28). [45]

Ενώ οι von Neumann επεξεργαστές βασίζονται στις point-to-point επικοινωνίες μνήμης, οι νευρομορφικοί επεξεργαστές βασίζονται σε έναν μεγάλο αριθμό διασυνδέσεων (εκατοντάδες προς ένα συνδέσεις ανά επεξεργαστή) [46]. Η εύρεση των αναλογιών μεταξύ μιας διαδικασίας επεξεργασίας και των φυσικών ιδιοτήτων μιας δομής θα μπορούσε να αυξήσει σημαντικά την απόδοση και την αποτελεσματικότητα της διαδικασίας. Όπως η οπτική χρησιμοποιείται στη διασύνδεση των συμβατικών CPU το ίδιο θα μπορούσε να ισχύσει και για τις αρχές οπτικών δικτύων με σκοπό την εφαρμογή τους στο χώρο των νευρωνικών δικτύων. Πολλές φυσικές διαδικασίες των φωτονικών συσκευών έχουν δείξει σημαντικές αναλογίες με τα βιολογικά μοντέλα επεξεργασίας, εκμεταλλευόμενα κυρίως μη γραμμικά φαινόμενα. Συνεπώς οι ολοκληρωμένες οπτικές πλατφόρμες προσφέρουν μια εναλλακτική προσέγγιση από την αντίστοιχη των ηλεκτρονικών. Οι μεγάλες ταχύτητες εναλλαγής, το μεγάλο επικοινωνιακό εύρος ζώνης και το χαμηλό Crosstalk που επιτυγχάνεται στα φωτονικά τα καθιστά κατάλληλα για ολοκληρωμένα κυκλώματα υπερταχείας spiking επεξεργασίας με μεγάλη πυκνότητα διασυνδέσεων.

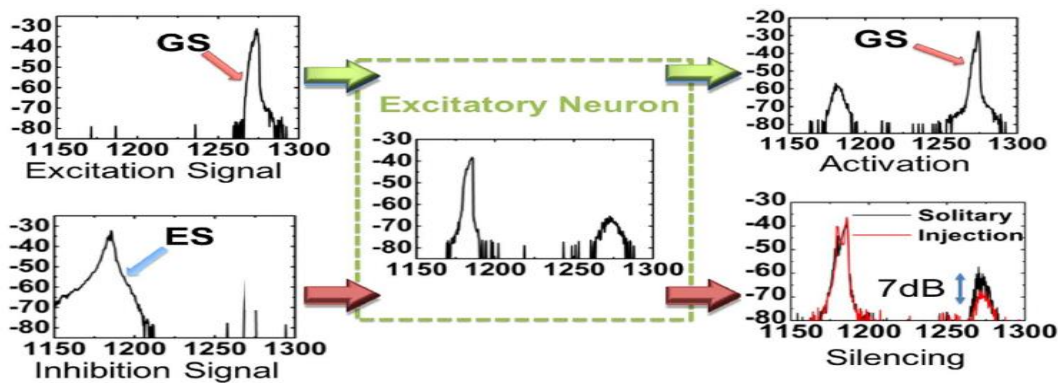
Η προσπάθεια σύνδεσης της φυσικής της φωτονικής με τη φυσική λειτουργία της βιομιμικής spiking επεξεργασίας θα μπορούσε να υλοποιήσει δομές οι οποίες θα χρησιμοποιούνταν σε εφαρμογές που απαιτούν ταχύτητα, ακρίβεια χρόνου και ευρωστέα ως προς τον θόρυβο. Τέτοιες εφαρμογές είναι ο προσαρμοστικός έλεγχος, η εκμάθηση, η αντίληψη, ο έλεγχος κίνησης, η αισθητική επεξεργασία, τα αυτόνομα ρομπότ και η επεξεργασία στο RF φάσμα. [37]

Πρόσφατα, παρουσιάστηκε ένα μοντέλο νευρώνα το οποίο βασίζεται σε ένα σύστημα δυο λείζερ κβαντικών τελειών [47]. Το κάθε λείζερ αποτελείται από δυο τμήματα, έχει μήκος 2mm και αποτελείται από InAs/InGaAs. Τα δύο λείζερ βρίσκονται σε μια συνδεσμολογία Master Slave, στην οποία η ισχύς εξόδου του Master εγχέεται στο Slave, καθορίζοντας την έξοδο του τελευταίου. Η συνδεσμολογία Master-Slave φαίνεται στην Εικόνα 29. Η συγκεκριμένη θεώρηση βασίζεται στην εκπομπή των λείζερ κβαντικών τελειών από δύο ξεχωριστές στάθμες. Πιο συγκεκριμένα, αν θεωρήσουμε ότι η ακτινοβολία από τη χαμηλή στάθμη ενέργειας (GS) αντιστοιχεί στο διεγερτικό (excitatory) σήμα και η εκπομπή από τη στάθμη υψηλής ενέργειας αντιστοιχεί στο κατασταλτικό (inhibitory) σήμα, τότε είναι δυνατόν με τις κατάλληλες συνθήκες πόλωσης να δημιουργήσουμε ένα διεγερτικό και έναν κατασταλτικό νευρώνα.

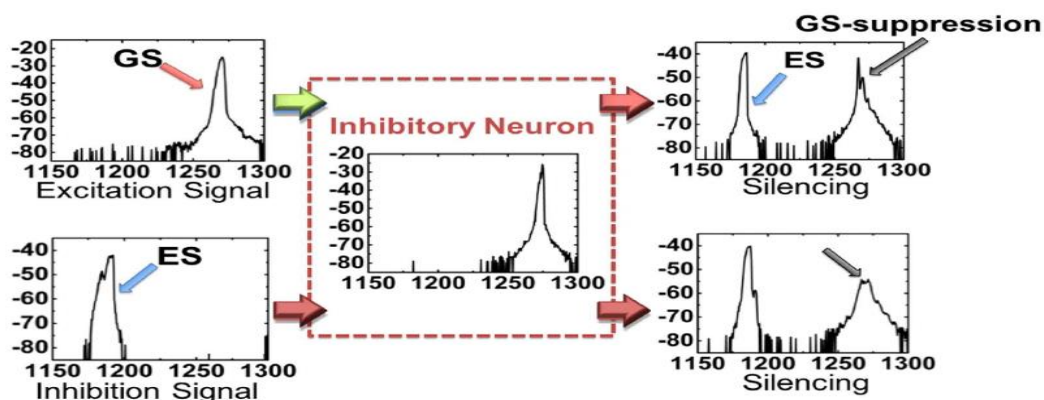
Ο διεγερτικός νευρώνας (excitatory neuron) (Εικόνα 30) υλοποιείται πολώνοντας το λείζερ στην περιοχή στην οποία υπάρχει μόνο ES ακτινοβολία. Έτσι όταν εγχυθεί από το Master GS σήμα τότε το Slave παύει να παράγει ES ακτινοβολία και αρχίζει η εκπομπή από τη GS στάθμη. Όταν στο Slave εγχυθεί ES σήμα τότε αυτό συνεχίζει να εκπέμπει ES ακτινοβολία επηρεάζοντας μόνο την ισχύ σε κάποιες συχνότητες του ES φάσματος και όχι την συχνοτική περιοχή εκπομπής. Αντίθετα, στην υλοποίηση του κατασταλτικού νευρώνα (inhibitory neuron) (Εικόνα 31) το λείζερ θα πρέπει να πολωθεί στην περιοχή ακτινοβολίας μόνο από το GS φάσμα. Πιο συγκεκριμένα, όταν εγχυθεί GS σήμα στο Slave τότε παρατηρείται μια μείωση και καταστολή της GS ακτινοβολίας ενώ ταυτόχρονα παρατηρείται και έναρξη της ES ακτινοβολίας. Στην περίπτωση που εγχυθεί ES ακτινοβολία τότε ξεκινάει η ES ακτινοβολία του λείζερ. Συνεπώς και στις δύο περιπτώσεις ο κατασταλτικός νευρώνας-λείζερ παράγει ES κατασταλτικούς παλμούς.



Εικόνα 29 Διάταξη δύο λέιζερ κβαντικών τελειών σε συνδεσμολογία Master-Slave.[47]



Εικόνα 30 Πειραματικά αποτελέσματα για τον διεγερτικό νευρώνα [47]



Εικόνα 31 Πειραματικά αποτελέσματα για τον κατασταλτικό νευρώνα [47]

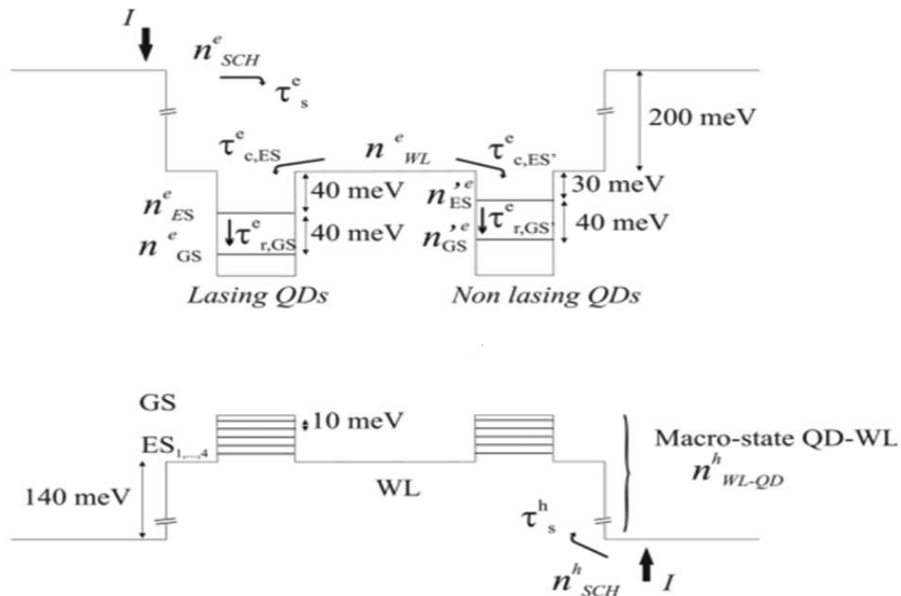
Η συγκεκριμένη μελέτη[47] ήταν πειραματική, ωστόσο αποτέλεσε το κίνητρο και την έμπνευση αυτής της διπλωματικής εργασίας όπως θα δείξουμε και στο κεφάλαιο πέντε.

4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΕΝΟΣ ΛΕΙΖΕΡ

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση της λειτουργίας ενός λέιζερ κβαντικών τελειών. Αρχικά, θα γίνει παρουσίαση του μοντέλου πάνω στο οποίο βασίστηκε η διπλωματική εργασία μαζί με όλες τις τροποποιήσεις που εισήχθησαν στο μοντέλο. Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν διαγράμματα ισχύος εξόδου συναρτήσει του ρεύματος άντλησης, διαγράμματα χρονικής εξέλιξης των φορέων, του κέρδους και του πλάτους των πεδίων της κάθε στάθμης καθώς επίσης και την εξάρτηση αυτών από το χρόνο μεταφοράς των οπών. Ο συγκεκριμένος χρόνος ευθύνεται για το φαινόμενο της καταστολής της ισχύος εκπομπής από τη GS ενεργειακή στάθμη. Τέλος, παρουσιάζονται διαγράμματα της χρονικής εξέλιξης του πλάτους των πεδίων για διάφορους χρόνους μεταφοράς των οπών με σκοπό να αναδειχθεί ο ρόλος του στο φαινόμενο του quenching.

4.1 Θεωρητική παρουσίαση του μοντέλου λειτουργίας του Laser

Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση του QD Laser βασίστηκε στην προσέγγιση της Mariangela Gioannini [48]. Σύμφωνα με την συγκεκριμένη προσέγγιση το σύστημα ενός QD Laser περιγράφεται πλήρως από μια σειρά εξισώσεων ρυθμών οι οποίες προβλέπουν την χρονική εξέλιξη του πληθυσμού των ηλεκτρονίων, οπών σε θερμοκρασία δωματίου. Η διαμόρφωση της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας φαίνεται στην Εικόνα 32.



Εικόνα 32 Διαμόρφωση των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας σύμφωνα με το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για την υλοποίηση του κώδικα.[48]

Η ζώνη αγωγιμότητας του QD Laser αποτελείται από τέσσερις ενεργειακές στάθμες. Την Ground State (GS), την Excited State (ES), τη Wetting Layer (WL) και τη Separate Confinement Heterostructure (SCH), η οποία είναι μια απομακρυσμένη ενεργειακά ζώνη που δημιουργείται λόγω της ετεροδομής του Laser. Ο ενεργειακός διαχωρισμός της GS ενεργειακής στάθμης και της ES ενεργειακής στάθμης είναι 40meV. Το ίδιο ισχύει και για την ενεργειακή διαφορά της WL στάθμης και της ES στάθμης. Τέλος, η SCH και η WL απέχουν 200meV. Στη ζώνη σθένους υπάρχουν επτά

ενεργειακές στάθμες. Η Ground State (GS), τέσσερις Excited States (ES_1, ES_2, ES_3 και ES_4), η Wetting Layer (WL) και η Separate Confinement Heterostructure (SCH). Η GS, η ES_1 , η ES_2 , η ES_3 , η ES_4 και η WL απέχουν μεταξύ τους 10meV. Τέλος, η SCH με το WL απέχει 140meV. Λόγω του μικρού ενεργειακού διαχωρισμού των GS, ES_1 , ES_2 , ES_3 , ES_4 και WL σταθμών οι ενεργειακές αυτές στάθμες ομαδοποιούνται σε μια μακροσκοπική ενεργειακή στάθμη WL-QD, η οποία περιλαμβάνει όλες τις προαναφερθείσες στάθμες.

Το σύστημα εξισώσεων που περιγράφει την χρονική εξέλιξη του πληθυσμού των ηλεκτρονίων, των οπών και των φωτονίων σε κάθε ενεργειακή στάθμη του QD Laser περιγράφεται από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\frac{dn_{SCH}^e}{dt} = \frac{n_i I}{n_l n_d w L q} - \frac{n_{SCH}^e}{\tau_s^e} + \frac{n_{WL}^e}{\tau_{esc,WL}^e} \quad (4.1)$$

$$\frac{dn_{WL}^e}{dt} = \frac{n_{SCH}^e}{\tau_s^e} - \frac{n_{WL}^e}{\tau_{esc,WL}^e} - \frac{n_{WL}^e}{\tau_{nr,WL}^e} - \frac{n_{WL}^e}{\tau_{c,ES}^e} (1 - \rho_{ES}^e) + \frac{n_{ES}^e}{\tau_{esc,ES}^e} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{ES}^e}{dt} = & \frac{n_{WL}^e}{\tau_{c,ES}^e} (1 - \rho_{ES}^e) - \frac{n_{ES}^e}{\tau_{esc,ES}^e} - \frac{n_{ES}^e}{\tau_{r,GS}^e} (1 - \rho_{GS}^e) + \frac{n_{GS}^e}{\tau_{esc,GS}^e} (1 - \rho_{ES}^e) \\ & - R_{st,ES} - R_{sp,ES} - \frac{n_{ES}^e}{\tau_{nr,ES}^e} \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\frac{dn_{GS}^e}{dt} = \frac{n_{ES}^e}{\tau_{r,GS}^e} (1 - \rho_{GS}^e) - \frac{n_{GS}^e}{\tau_{esc,GS}^e} (1 - \rho_{ES}^e) - R_{st,GS} - R_{sp,GS} - \frac{n_{GS}^e}{\tau_{nr,GS}^e} \quad (4.4)$$

$$\frac{dn_{SCH}^h}{dt} = \frac{n_i I}{n_l n_d w L} - \frac{n_{SCH}^h}{\tau_s^h} + \frac{n_{WL-QD}^h}{\tau_{esc,WL-QD}^h} \quad (4.5)$$

$$\frac{dn_{WL-QD}^h}{dt} = \frac{n_{SCH}^h}{\tau_s^h} - \frac{n_{WL-QD}^h}{\tau_{esc,WL-QD}^h} - R_{sp,tot} - R_{st,tot} - R_{nr,tot} \quad (4.6)$$

$$\frac{ds_{GS}}{dt} = \beta_{sp} R_{sp,GS} + \left(g_{GS} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) s_{GS} \quad (4.7)$$

$$\frac{ds_{ES}}{dt} = \beta_{sp} R_{sp,ES} + \left(g_{ES} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) s_{ES} \quad (4.8)$$

Στους παραπάνω τύπους με $n_k^{e,h}$ συμβολίζονται ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων (αντιστοιχεί στο e) και οπών (αντιστοιχεί στο h) για κάθε ενεργειακή κατάσταση $k = SCH, WL, ES, GS, WL - QD$, με $\rho_k^{e,h}$ συμβολίζεται η πιθανότητα κατάληψης της κάθε ενεργειακής κατάστασης για ηλεκτρόνια (e) και οπές (h) και με s_k συμβολίζεται ο αριθμός φωτονίων στην GS και ES . Με $\tau_{s,c,esc,r,nr;k}^{e,h}$ συμβολίζονται οι διάφορες σταθερές χρόνου οπών (h) και ηλεκτρονίων (e). Πιο συγκεκριμένα με s συμβολίζεται η σταθερά χρόνου μεταφοράς από το SCH στο WL , με c συμβολίζεται η σταθερά χρόνου μεταφοράς από το WL στο ES ενώ με $esc;k$ συμβολίζεται η σταθερά χρόνου μετάβασης από την GS στην ES ($k=GS$), από την ES στο WL ($k=ES$) και από το WL στο SCH ($k=WL$). Επιπλέον, με r συμβολίζεται η σταθερά χρόνου μετάβασης από την ES στην GS . Τέλος, με $nr;WL,ES,GS$ συμβολίζεται η σταθερά χρόνου των μη ακτινοβολικών επανασυνδέσεων των φορέων από την κάθε ενεργειακή κατάσταση. Με $R_{sp;GS,ES,tot}$ συμβολίζεται ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής ενώ με $R_{st;GS,ES,tot}$ ο όρος της εξαναγκασμένης εκπομπής για την κάθε στάθμη. Ο όρος tot αναφέρεται στην συνολική αυθόρμητη και εξαναγκασμένη εκπομπή και από τις δυο στάθμες (GS και ES). Με τ_{ph} συμβολίζεται ο χρόνος ζωής των φωτονίων ο οποίος δίδεται από τον εξής τύπο:

$$\tau_{ph} = \frac{n_{eff}}{c \left(\alpha_{loss} + \frac{1}{2L} \log \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right)} \quad (4.9)$$

όπου α_{loss} είναι οι απώλειες της δομής, c η ταχύτητα του φωτός για διάδοση στο κενό, n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης της ενεργούς περιοχής, L είναι το μήκος της δομής και R_1 και R_2 είναι οι συντελεστές ανάκλασης των κατόπτρων. Με g_k συμβολίζεται το κέρδος στη GS και την ES ενεργειακή στάθμη. Ακόμη, n_i είναι η εσωτερική κβαντική απόδοση των κβαντικών τελειών, I το ρεύμα πόλωσης του QD Laser, q το φορτίου του ηλεκτρονίου, n_l ο αριθμός των στρωμάτων των κβαντικών τελειών, n_d η πυκνότητα των κβαντικών τελειών ανά μονάδα επιφάνειας, w το πλάτος της επιφάνειας του QD Laser και β_{sp} η σταθερά της αυθόρμητης εκπομπής. Στο σημείο αυτό να σημειωθεί ότι στην προσομοίωση που εκτελέστηκε, θεωρήθηκε ότι όλες οι κβαντικές τελείες λειτουργούν πάνω από το κατώφλι του lasing. Για το λόγο αυτό, η επιρροή των non-lasing κβαντικών τελειών δεν λαμβάνεται υπόψιν. Επιπλέον, οι όροι που αναφέρονται σε πληθυσμούς ηλεκτρονίων είναι κανονικοποιημένοι ως προς τον συνολικό αριθμό κβαντικών τελειών.

Η πιθανότητα κατάληψης μιας ενεργειακής στάθμης για τα ηλεκτρόνια ρ_k^e δίδεται από τον τύπο

$$\rho_k^e = \frac{n_k^e}{\mu_k} \quad (4.10)$$

όπου μ_k είναι ο βαθμός εκφυλισμού της κάθε στάθμης ($\mu_{GS} = 2$ και $\mu_{ES} = 4$). Ο υπολογισμός της πιθανότητας κατάληψης μιας ενεργειακής στάθμης για τις οπές γίνεται μέσω του παρακάτω τύπου:

$$\rho_k^h = \frac{1}{1 + e^{(E_k^h - E_f^h)/KT}} \quad (4.11)$$

όπου E_k^h είναι η ενέργεια των σταθμών των οπών, K είναι η σταθερά του Boltzman, T είναι η θερμοκρασία σε Kelvin ενώ η E_f^h είναι η quasi-Fermi ενέργεια, η οποία υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο

$$n_{WL-QD}^h = \delta_{WL}^h \log \left(1 + e^{(E_f^h - E_{WL}^h)/KT} \right) + \sum_{k=GS, ES_{1,2,3,4}} \mu_k^h \rho_k^h \quad (4.12)$$

όπου δ_{WL}^h είναι η δισδιάστατη πυκνότητα σταθμών των οπών στη WL στάθμη κανονικοποιημένη ως προς τον συνολικό αριθμό των κβαντικών τελειών. Η σταθερά αυτή δίδεται από τον παρακάτω τύπο

$$\delta_{WL}^h = \frac{mKT}{\pi \hbar^2 n_d} \quad (4.13)$$

Για κάθε χρονική στιγμή ο υπολογισμός της quasi-Fermi γίνεται ως εξής. Αρχικά υπολογίζεται η n_{WL-QD}^h από την εξίσωση [4.6] και έπειτα η quasi-Fermi από την [4.12]. Οι όροι $R_{sp;k}$ και $R_{st;k}$ υπολογίζονται από τους παρακάτω τύπους

$$R_{sp,GS;ES} = \frac{\mu_{GS,ES} \rho_{GS,ES}^e \rho_{GS,ES_1}^h}{\tau_{spGS,ES}} \quad (4.14)$$

$$R_{st,GS;ES} = \frac{(\rho_{GS,ES}^e + \rho_{GS,ES_1}^h - 1)}{\tau_{gGS,ES}} s_{GS,ES} \quad (4.15)$$

όπου $\tau_{spGS,ES}$ είναι η χρονική σταθερά για την αυθόρμητη εκπομπή και $\tau_{gGS,ES}$ είναι η χρονική σταθερά του κέρδους για την αντίστοιχη στάθμη.

Το κέρδος του Laser υπολογίζεται από την (4.16) σχέση

$$g_{GS,ES} = \frac{\rho_{GS,ES}^e + \rho_{GS,ES_1}^h - 1}{\tau_{gGS,ES}} \quad (4.16)$$

ενώ ο αριθμός των φωτονίων για την κάθε ενεργειακή στάθμη δίδεται από την παρακάτω σχέση

$$\frac{ds_{GS,ES}}{dt} = \left(g_{GS,ES} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) s_{GS,ES} + \beta_{sp} R_{spGS,ES} \quad (4.17)$$

Για τις ανάγκες της προσομοίωσης έγιναν τροποποιήσεις στον κώδικα ώστε να εισαχθεί ο όρος $E_{GS,ES}$ που αντιστοιχεί στο ηλεκτρικό πεδίο του Laser και δίδεται από την (4.18) σχέση

$$\frac{dE_{GS,ES}}{dt} = (1 + a_{GS,ES} j) \left(g_{GS,ES} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) E_{GS,ES} + E_{spGS,ES} \quad (4.18)$$

όπου $\alpha_{GS,ES}$ είναι ο παράγοντας διεύρυνσης της φασματικής γραμμής (Line Enhancement Factor) για την κάθε στάθμη ενώ ο όρος της αυθόρμητης εκπομπής δίδεται από την σχέση (4.19)

$$E_{spGS,ES} = \sqrt{\frac{\beta_{sp} R_{spGS,ES}}{2dt}} final \quad (4.19)$$

όπου $S_{spGS,ES}$ είναι ο αριθμός φωτονίων της αυθόρμητης εκπομπής, dt το χρονικό βήμα της προσομοίωσης και $final$ είναι μια τυχαία μιγαδική μεταβλητή της οποίας το πραγματικό και το φανταστικό μέρος κυμαίνεται μεταξύ του -1 και του 1. Η κατανομή τόσο του πραγματικού όσο και του φανταστικού μέρους ακολουθεί κανονική κατανομή με μέση τιμή 0 και τυπική απόκλιση 1/6. Επιπλέον τροποποιήθηκε και η εξίσωση που δίνει το $R_{stGS,ES}$ όρο. Η νέα εξίσωση του όρου είναι η εξής

$$R_{st,GS;ES} = \frac{(\rho_{GS,ES}^e + \rho_{GS,ES_1}^h - 1)}{\tau_{gGS,ES}} |E_{GS,ES}|^2 \quad (4.20)$$

Οι τιμές των χρονικών σταθερών που χρησιμοποιήθηκαν στον κώδικα δίδονται στον Πίνακα 1 ενώ οι τιμές των υπολοίπων σταθερών δίδονται στον Πίνακα 2.

Πίνακας 1 Χρονικές σταθερές που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση

Σταθερές χρόνου	Μετάβαση		Σύμβολο	Χρόνος
	Από	Σε		
$\tau_s^{e,h}$	SCH	WL	ts_e ts_h	5ps (e) 20ps (h)
$\tau_{esc;WL}^{e,h}$	WL	SCH	tesc_e_WL tesc_h_WLQD	100ps(e) 250ps(h)

$\tau_{c;ES}^e$	WL	ES	tc_e_ES	0.6ps
$\tau_{esc;ES}^e$	ES	WL	tesc_e_ES	0.96ps
$\tau_{r;GS}^e$	ES	GS	tr_e_GS	1ps
$\tau_{esc;GS}^e$	GS	ES	tesc_e_GS	2.32ps
$\tau_{nr;WL,GS,ES}^e$	-	-	tnr_WL tnr_GSES	900ps (WL) 2ns (ES,GS)
$\tau_{sp;GS,ES}$	-	-	Tsp	2ns (ES,GS)
$\tau_{g;GS,ES}$	-	-	tg_GS tg_ES	5ps (GS) 2.8 (ES)
dt	-	-	Dt	0.2ns

Πίνακας 2 Σταθερές που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση

Σταθερά	Σύμβολο	Τιμή
Φανταστική μονάδα	j	$\sqrt{-1}$
Σταθερά του Planck	H	$6.62607 \cdot 10^{-34} J \cdot s$
Συντελεστής Διευρυνσης Φασματικής γραμμής	LEF	1.3
Ταχύτητα του φωτός	C	$3 \cdot 10^8 m / s$
Κεντρικό μήκος κύματος εκπομπής στο Ground State	lambda_GS	1275nm
Κεντρικό μήκος κύματος εκπομπής στο Excited State	lambda_ES	1170nm
Ενεργειακή στάθμη WL	Ewl	0J
Ενεργειακή στάθμη ES ₄	Ees4	10mJ
Ενεργειακή στάθμη ES ₃	Ees3	20mJ
Ενεργειακή στάθμη ES ₂	Ees2	30mJ
Ενεργειακή στάθμη ES ₁	Ees1	40mJ
Ενεργειακή στάθμη GS	Egs	50mJ
Σταθερά Boltzman	K	$8.6 \cdot 10^{-5} eV$
Θερμοκρασία	T	300° K
Βαθμός εκφυλισμού Ground State	mGS	2
Βαθμός εκφυλισμού Excited State	mES	4
Μάζα ηλεκτρονίου	m0	$m_0 = 9.10938188 \cdot 10^{-31} kg$
Σταθερά του Planck (σε eV)	h_bar	$6.58211928 \cdot 10^{-16} eV \cdot s$
Διηλεκτρική σταθερά του κενού	e0	$8.85 \cdot 10^{-12} F / m$
Φορτίο του ηλεκτρονίου	Q	$1.6021764 \cdot 10^{-19} C$
Εσωτερική κβαντική απόδοση	Ni	0.97
Αριθμός στρωμάτων ενεργούς περιοχής	Nl	8
Πυκνότητα κβαντικών τελειών	Nd	$4 \cdot 10^{14} / m^2$
Μήκος ενεργούς περιοχής	L	6mm

Πλάτος ενεργούς περιοχής	W	3μm
Σταθερά αυθόρμητης εκπομπής	Bsp	10 ⁻⁴
Ανακλαστικότητα κατόπτρου No1	R1	0.05
Ανακλαστικότητα κατόπτρου No2	R2	0.95
Δείκτης διάθλασης ενεργούς περιοχής	n_eff	3.6
Απώλειες του QD Laser	A	360 / m

4.2 Κώδικας και συναρτήσεις

Η επίλυση των εξισώσεων του συστήματος γίνεται με βάση τη μέθοδο του Euler σύμφωνα με την οποία η τωρινή τιμή μιας συνάρτησης δίδεται από την αμέσως προηγούμενη τιμή της προσθέτοντας το γινόμενο της παραγώγου στην τωρινή στιγμή επί μια απειροελάχιστη χρονική μεταβολή dt . Ο τύπος ο οποίος περιγράφει την παρακάτω σχέση είναι ο εξής:

$$E(\tau + dt) = \left. \frac{dE}{dt} \right|_{t=\tau} \cdot dt + E(\tau) \quad (4.21)$$

Συνεπώς οι πληθυσμοί ηλεκτρονίων, οπών και φωτονίων καθώς και τα πεδία υπολογίζονται με την προαναφερθείσα μέθοδο. Υπάρχει και η μέθοδος Ruter Guta αλλά προτιμήθηκε η μέθοδος του Euler καθώς απαιτεί μικρότερο χρονικό βήμα, μειώνοντας τον απαιτούμενο χρόνο προσομοίωσης χωρίς να παρατηρούνται διαφορές στα αποτελέσματα της προσομοίωσης.

Οι εντολές του κώδικα της προσομοίωσης περιγράφονται παρακάτω. Αρχικά, γίνεται δήλωση των σταθερών που χρησιμοποιούνται στην προσομοίωση και αρχικοποιούνται οι τιμές των φορέων, των φωτονίων και των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων για όλες τις ενεργειακές ενεργειακές στάθμες. Έπειτα υπολογίζονται οι τιμές των πιθανοτήτων κατάληψης των ηλεκτρονίων για τις GS και ES στάθμες, καθώς επίσης και η quasi-Fermi στάθμη των οπών, επιτρέποντας έτσι τον υπολογισμό των πιθανοτήτων κατάληψης των οπών την πρώτη χρονική στιγμή. Στη συνέχεια υπολογίζονται οι ρυθμοί αυθόρμητης και εξαναγκασμένης εκπομπής. Χρησιμοποιώντας τα παραπάνω αποτελέσματα, υπολογίζονται οι κανονικοποιημένοι πληθυσμοί των ηλεκτρονίων και των οπών της επόμενης χρονικής στιγμής σε κάθε στάθμη, οι οποίοι χρησιμοποιούνται με την σειρά τους για τον υπολογισμό του κέρδους σε κάθε ενεργειακή στάθμη. Ακολουθεί ο υπολογισμός του όρου E_{sp} και του κέρδους. Μόλις ολοκληρωθούν όλα τα παραπάνω μπορούμε να υπολογίσουμε τη συνολική τιμή του πεδίου E σε κάθε στάθμη του Laser. Η συγκεκριμένη διαδικασία γίνεται για κάθε χρονική στιγμή μέχρι την ολοκλήρωση της προσομοίωσης.

Οι συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται στον κώδικα είναι οι εξείς και δίδονται παρακάτω

1. `simulation_field_one_laser` είναι η κεντρική συνάρτηση που καλεί όλες τις υπόλοιπες και ορίζει τις σταθερές

2. `normrnd` δημιουργεί τυχαία αριθμούς των οποίων η μέση τιμή και η τυπική απόκλιση δίδονται από τον χρήστη. Χρησιμοποιείται για την εισαγωγή του θορύβου στην προσομοίωση.
3. `INITIALIZATION` αρχικοποιεί τις τιμές των πληθυσμών των ηλεκτρονίων, των οπών, των φωτονίων, του όρου αυθόρμητης εκπομπής και του συνολικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου
4. `ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY` υπολογίζει την πιθανότητα κατάληψης των δυο σταθμών ES και GS
5. `ELECTRON_SCH` υπολογίζει τον κανονικοποιημένο πληθυσμό ηλεκτρονίων στην SCH στάθμη
6. `ELECTRON_WL` υπολογίζει τον κανονικοποιημένο πληθυσμό ηλεκτρονίων στην WL στάθμη
7. `QUASI_FERMI` υπολογίζει την quasi-Fermi στάθμη των οπών
8. `HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY` υπολογίζει την πιθανότητα κατάληψης οπών για κάθε στάθμη στη ζώνη σθένους
9. `SPONTANEOUS_RATE` υπολογίζει τον ρυθμό αυθόρμητης εκπομπής για κάθε στάθμη GS και ES
10. `STIMULATED_RATE` υπολογίζει τον ρυθμό εξαναγκασμένης εκπομπής για κάθε στάθμη ES και GS
11. `ELECTRON_ES` υπολογίζει τον πληθυσμό των ηλεκτρονίων στην ES στάθμη
12. `ELECTRON_GS` υπολογίζει τον πληθυσμό των ηλεκτρονίων στην GS στάθμη
13. `HOLE_SCH` υπολογίζει τον πληθυσμό των οπών στην SCH στάθμη
14. `NON_RADIATIVE_RATE` υπολογίζει τον ρυθμό των μη ακτινοβολικών επανασυνδέσεων
15. `TOTAL_RATES` υπολογίζει τον συνολικό ρυθμό αυθόρμητης ή εξαναγκασμένης εκπομπής και από τις δύο στάθμες
16. `HOLES_WLQD` υπολογίζει τον πληθυσμό των οπών στην μακροσκοπική WLQD στάθμη
17. `GAIN_COEFFICIENT` υπολογίζει το κέρδος της κάθε στάθμης
18. `PHOTON_DENSITY` υπολογίζει τον κανονικοποιημένο πληθυσμό φωτονίων για κάθε στάθμη ES και GS
19. `SPONTANEOUS_FIELD` υπολογίζει τον όρο της αυθόρμητης εκπομπής του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου για την κάθε στάθμη
20. `TOTAL_FIELD` υπολογίζει το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο του QD Laser για την GS στάθμη
21. `EXCITED_FIELD` υπολογίζει το πεδίο της ES ενεργειακής στάθμης

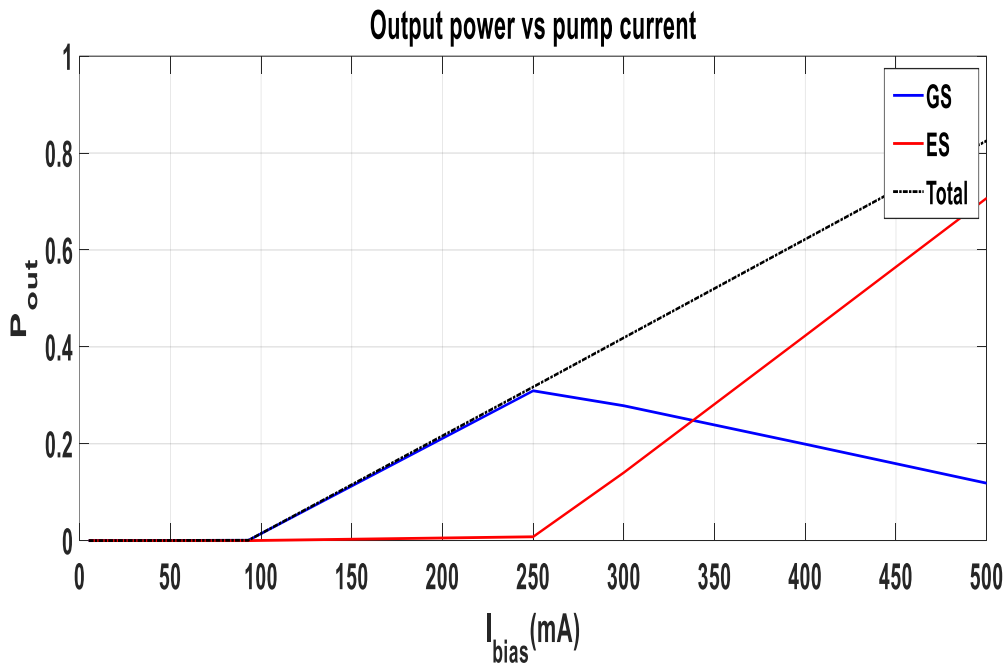
4.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης για ένα ανεξάρτητο λέιζερ

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα για την προσομοίωση ενός ανεξάρτητου λέιζερ. Αρχικά παρουσιάζονται τα διαγράμματα ισχύος εξόδου του λέιζερ συναρτήσει του ρεύματος άντλησης

4.3.1 Ισχύς εξόδου εκπομπής από κάθε ενεργειακή στάθμη του λέιζερ

Στην Εικόνα 33 παρουσιάζεται το διάγραμμα της ισχύος εξόδου του λέιζερ συναρτήσει του ρεύματος άντλησης. Σύμφωνα με το διάγραμμα της Εικόνας 33 προκύπτει ότι για ρεύματα άντλησης $I < 93mA$, το λέιζερ είναι σβηστό καθώς κυριαρχεί

ο μηχανισμός της αυθόρμητης εκπομπής ενώ καμία ενεργειακή στάθμη δεν είναι ικανή να ξεκινήσει την εξαναγκασμένη εκπομπή του λέιζερ. Ωστόσο για ρεύμα άντλησης $93mA < I < 250mA$ παρατηρείται έναρξη της εξαναγκασμένης εκπομπής από τη GS ενεργειακή στάθμη ενώ περαιτέρω αύξηση του ρεύματος άντλησης προκαλεί αύξηση της ισχύος από τη GS στάθμη. Για το παραπάνω εύρος τιμών του ρεύματος άντλησης η εκπεμπόμενη ισχύς στην ES ενεργειακή στάθμη είναι μηδενική. Συνεπώς το ρεύμα κατωφλίου της GS είναι $I_{GS_{thresh}} = 93mA$. Περαιτέρω αύξηση του ρεύματος άντλησης ($I_{ES_{thresh}} > 250mA$) προκαλεί την έναρξη της εξαναγκασμένης εκπομπής από την ES ενώ παρατηρείται μια μείωση της ισχύος εκπομπής από το GS (quenching). Συνεπώς το ρεύμα κατωφλίου για την έναρξη εξαναγκασμένης εκπομπής από την ES είναι $I_{ES_{thresh}} = 250mA$.



Εικόνα 33 Διάγραμμα εκπεμπόμενης ισχύος του λέιζερ για κάθε ενεργειακή στάθμη συναρτήσει του ρεύματος άντλησης. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στην ισχύ εξόδου της GS, η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην ισχύ εξόδου της ES ενώ η μαύρη διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην συνολική ισχύ εξόδου και από τις δύο στάθμες

Το φαινόμενο της μείωσης ισχύος εκπομπής από τη GS στάθμη, όταν ξεκινάει η εξαναγκασμένη εκπομπή από την ES ενεργειακή στάθμη (quenching), οφείλεται στην διαφορά των χρόνων μεταφοράς $\tau_s^{e,h}$ ηλεκτρονίων και οπών από το SCH στο WL [48]. Αυτό φαίνεται και από τα διαγράμματα της Εικόνας 34. Πιο συγκεκριμένα, αν οι χρόνοι μεταφοράς ηλεκτρονίων και οπών γίνουν ίσοι, δηλαδή $\tau_s^e = \tau_s^h = 5ps$, τότε αυξάνεται το ρεύμα κατωφλίου της ES. Ωστόσο το quenching της GS παύει να υπάρχει, καθώς για ρεύμα άντλησης $I_{bias} > 560mA$ παρατηρείται μείωση του ρυθμού αύξησης της GS χωρίς όμως να υπάρχει μείωση της τιμής ισχύος της (Εικόνα 34a). Αν όμως ο χρόνος μεταφοράς των οπών γίνει $\tau_s^h = 30ps$, ενώ ο χρόνος μεταφοράς των ηλεκτρονίων παραμένει ίδιος $\tau_s^e = 5ps$ (Εικόνα 34c), τότε παρατηρείται μείωση του ρεύματος κατωφλίου της ES ενώ παράλληλα υπάρχει όξυνση του quenching της GS. Ειδικότερα

στην περίπτωση που $\tau_s^h = 20\text{ ps}$ και $I_{bias} > 250\text{ mA} = I_{ES_{th}}$, ο ρυθμός μείωσης της ισχύος από τη GS στάθμη είναι

$$\left. \frac{dP_{GS}}{dI_{bias}} \right|_{\tau_s^h=20\text{ ps}} = \frac{0.07528 - 0.31}{560 - 250} = -0.7571 \cdot 10^{-3} / \text{mA} \quad (4.22 \text{ α})$$

ενώ για $\tau_s^h = 30\text{ ps}$ και $I_{bias} > 560\text{ mA} = I_{ES_{th}}$

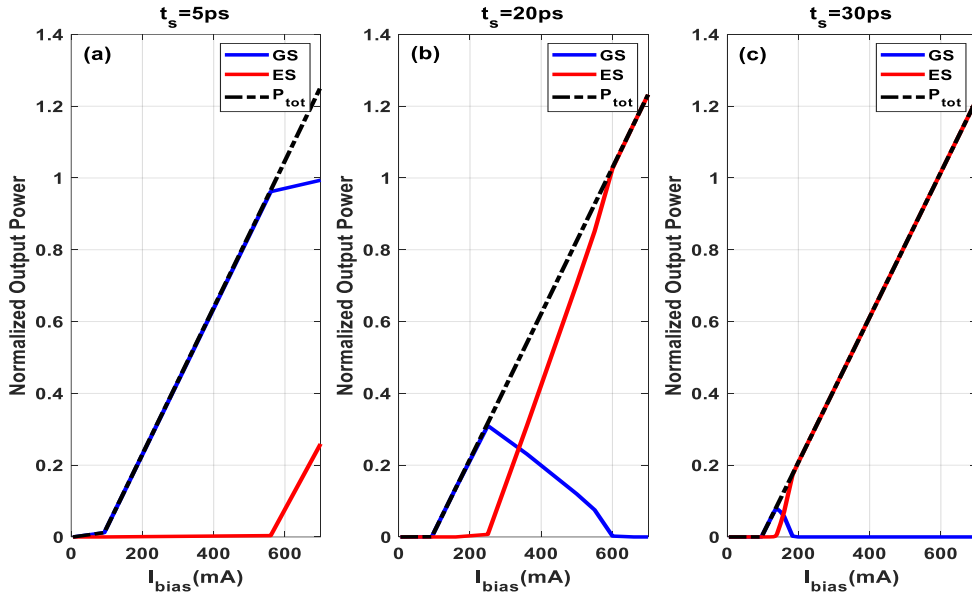
$$\left. \frac{dP_{GS}}{dI_{bias}} \right|_{\tau_s^h=30\text{ ps}} = \frac{0.002141 - 0.05728}{184 - 160} = -2.29745 \cdot 10^{-3} / \text{mA} \quad (4.22 \text{ β})$$

Συνεπώς ο ρυθμός μείωσης της ισχύος από τη GS είναι μεγαλύτερος όσο αυξάνεται ο χρόνος μεταφοράς τ_s^h . Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι το quenching εξαρτάται άμεσα από την ασυμμετρία στους χρόνους μεταφοράς οπών και ηλεκτρονίων, αφού η ισότητα των χρόνων μεταφοράς ηλεκτρονίων και οπών ($\tau_s^e = \tau_s^h$) επιφέρει εξάλειψη του φαινομένου ενώ η αύξηση της ασυμμετρίας των χρόνων μεταφοράς ($\tau_s^e = 5\text{ ps}, \tau_s^h = 30\text{ ps}$) προκαλεί πιο έντονη και γρήγορη τη μείωση της εκπεμπόμενης ισχύος από τη GS όπως φαίνεται και από τις σχέσεις (4.22 α και β).

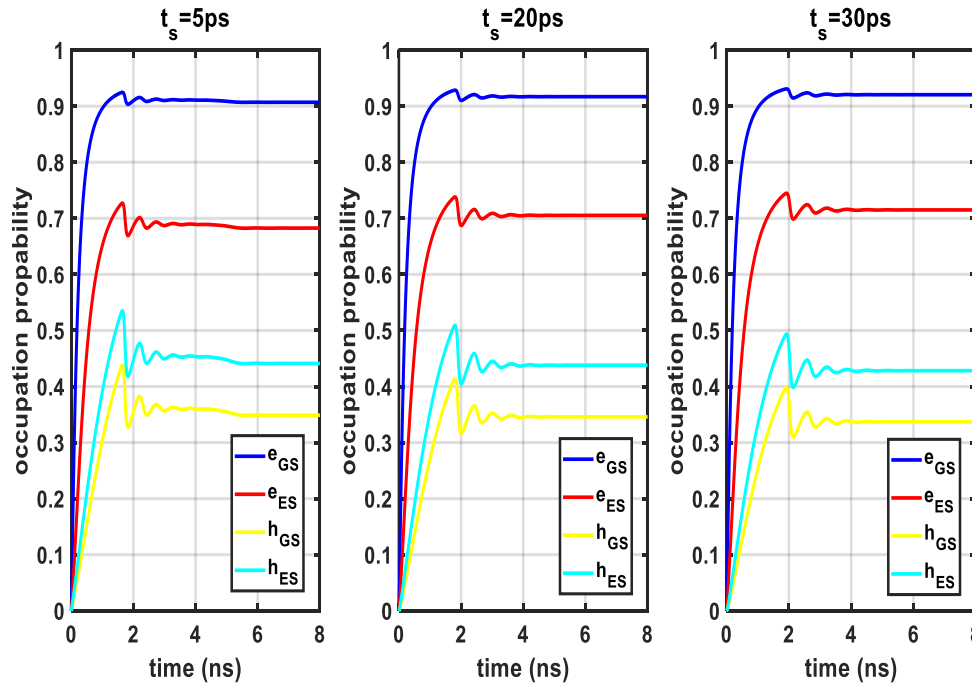
4.3.2 Πιθανότητες κατάληψης και ρυθμοί μεταβολής ηλεκτρονίων και οπών για κάθε ενεργειακή ζώνη

Στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη των πιθανοτήτων κατάληψης οπών και ηλεκτρονίων για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES, η χρονική εξέλιξη των ρυθμών μεταβολής των φορέων σε κάθε ενεργειακή στάθμη αλλά και οι πιθανότητες κατάληψης των ενεργειακών σταθμών για διάφορες τιμές του ρεύματος άντλησης για δύο τιμές του ρεύματος άντλησης (130mA και 350mA).

Όπως φαίνεται και από τα παρακάτω διαγράμματα οι πιθανότητες κατάληψης οπών και ηλεκτρονίων διαφέρουν. Αν και οι χρονικές εξελίξεις των φορέων έχουν την ίδια μορφή, τα επίπεδα κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών στις GS και ES ενεργειακές στάθμες διαφέρουν σημαντικά. Η πιθανότερη αιτία για την διαφορά αυτή είναι η μικρή ενεργειακή απόσταση μεταξύ των ενεργειακών σταθμών των οπών καθώς επίσης και η πληθώρα ενεργειακών καταστάσεων των οπών σε σχέση με τα ηλεκτρόνια. Πιο συγκεκριμένα ενώ τα ηλεκτρόνια έχουν δυο διεγερμένες ενεργειακές στάθμες (GS, ES), οι οπές έχουν πέντε διεγερμένες ενεργειακές στάθμες (GS, ES₁, ES₂, ES₃, ES₄), οπότε έχουν μικρή ενεργειακή απόσταση μεταξύ τους (10meV) όπως φαίνεται και από την Εικόνα 32. Αυτό προκαλεί την κατανομή των οπών σε πέντε ενεργειακές στάθμες, ενώ



Εικόνα 34 Διαγράμματα κανονικοποιημένης ισχύος εξόδου συναρτήσει του ρεύματος άντλησης για χρόνο μεταφοράς οπών (a) 5ps, (b) 20ps και (c) 30ps.

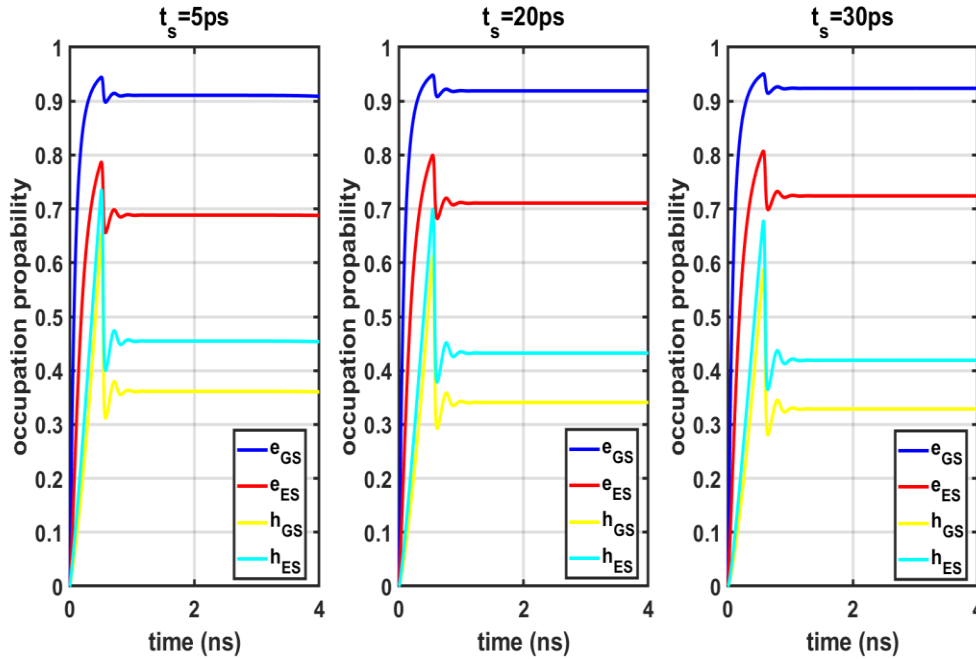


Εικόνα 35 Χρονική εξέλιξη των πιθανοτήτων κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών των GS και ES ενεργειακών σταθμών για $I_{bias} = 130mA$

των ηλεκτρονίων σε δυο. Συνεπώς οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων είναι κατειλημμένες σε μεγαλύτερο βαθμό απ αυτές των οπών, καθώς ο ίδιος αριθμός οπών μοιράζεται σε πέντε στάθμες, ενώ των ηλεκτρονίων σε δύο στάθμες [49].

Συγκρίνοντας τα διαγράμματα των Εικόνων 35 και 36 γίνεται αντιληπτή η επίδραση του ρεύματος άντλησης στη δομή. Ειδικότερα, η αύξηση του ρεύματος άντλησης επιφέρει αύξηση του πλάτους των ταλαντώσεων αποκατάστασης στους

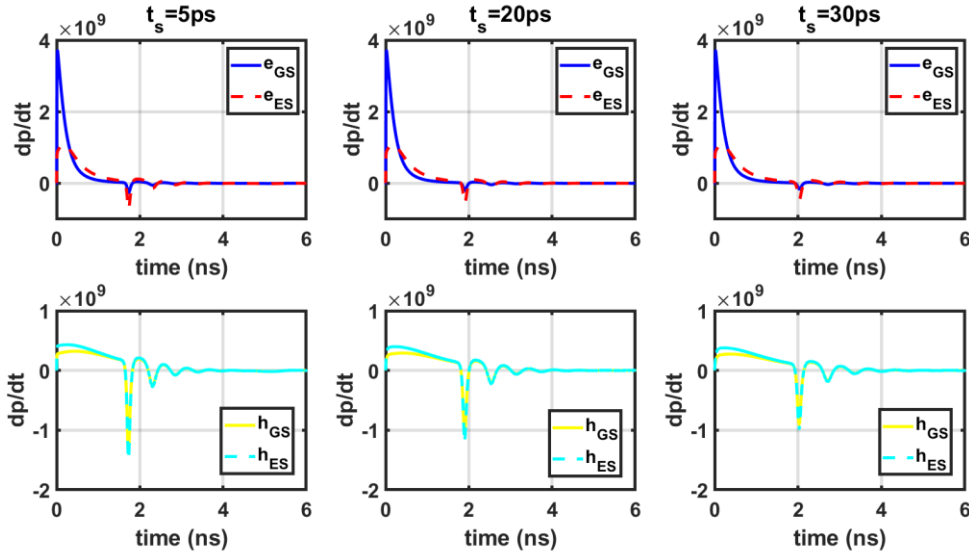
φορείς του λέιζερ κατά την έναρξη λειτουργίας του (Εικόνα 36). Οι ταλαντώσεις αυτές είναι εντονότερες στις οπές από ότι στα ηλεκτρόνια λόγω του ότι οι ενεργειακές στάθμες



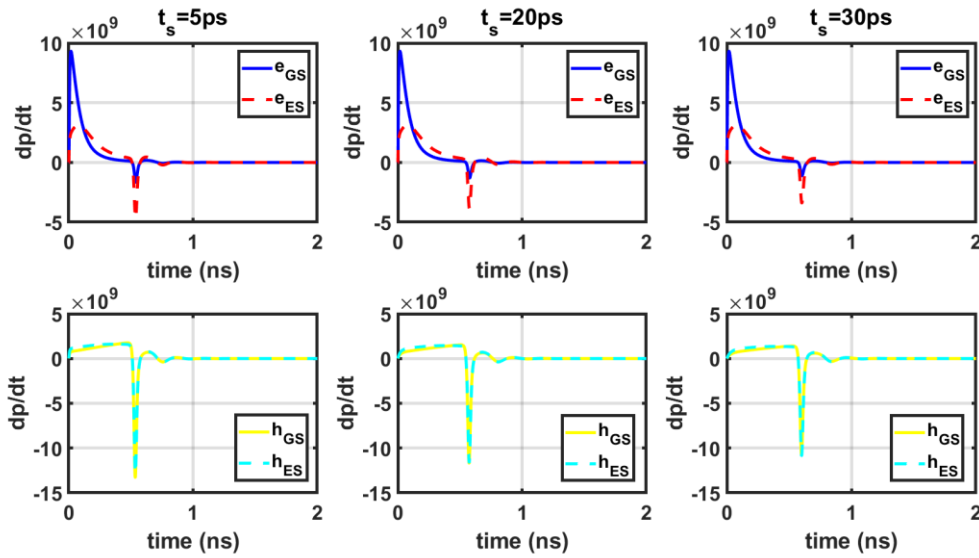
Εικόνα 36 Χρονική εξέλιξη της πιθανότητας κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών των GS και ES ενεργειακών σταθμών για $I_{bias} = 350mA$

των οπών είναι λιγότερο κατειλημμένες από τις αντίστοιχες των ηλεκτρονίων, επιτρέποντας με τον τρόπο αυτό μεγαλύτερες διακυμάνσεις στην πιθανότητα κατάληψης τους. Επιπρόσθετα, η μικρότερη ενεργειακή απόσταση των ενεργειακών σταθμών των οπών οξύνει το φαινόμενο αυτό, καθώς οι ενεργειακές μεταβάσεις των οπών είναι ευκολότερο να συμβούν. Οι αντίστοιχες στάθμες των ηλεκτρονίων είναι κατειλημμένες σε μεγαλύτερο βαθμό και για αυτό οι ταλαντώσεις αυτές έχουν πολύ μικρό πλάτος, καθώς η πληρότητα των ζωνών δεν επιτρέπει μεγάλες μεταβολές στις τιμές των πιθανοτήτων κατάληψης, ενώ η μεγάλη ενεργειακή απόσταση των σταθμών μειώνει την ένταση των ταλαντώσεων αυτών. Εκτός από τα παραπάνω, παρατηρούμε ότι η αύξηση του ρεύματος άντλησης επιφέρει ενίσχυση των ταλαντώσεων αποκατάστασης, η οποία οφείλεται στον μεγαλύτερο ρυθμό παροχής φορέων στη δομή, τόσο για τις οπές, όσο και για τα ηλεκτρόνια. Τέλος, ο χρόνος μεταφοράς των οπών επιδρά και αυτός στη τελική τιμή των πιθανοτήτων κατάληψης όταν αυτές ισορροπήσουν. Ειδικότερα, αύξηση του χρόνου μεταφοράς των οπών από την SCH ενεργειακή στάθμη στην WL ενεργειακή στάθμη επιφέρει μείωση της τελικής τιμής των οπών καθώς μειώνεται ο ρυθμός παροχής οπών στις ενεργειακές στάθμες GS και ES, ενώ η τελική πιθανότητα κατάληψης των ηλεκτρονίων αυξάνεται (Εικόνα 36).

Στα διαγράμματα των Εικόνες 37 και 38 φαίνονται οι ρυθμοί μεταβολής των φορέων για κάθε ενεργειακή στάθμη ενώ ταυτόχρονα γίνεται εμφανής η ισχυρότερη μεταβολή των οπών σε σχέση με τα ηλεκτρόνια. Αγνοώντας την αρχική απότομη αύξηση των ηλεκτρονίων, το μέγιστο κατά απόλυτη τιμή των οπών είναι μεγαλύτερο από την αντίστοιχη των ηλεκτρονίων. Ο λόγος της μεγάλης αυτής μεταβολής των ρυθμών, οφείλεται στη μικρότερη πιθανότητα κατάληψης των ενεργειακών ζωνών από τις οπές. Αυτό σε συνδυασμό με την απαγορευτική αρχή του Pauli επιτρέπει την μεγαλύτερη διακύμανση των φορέων. Επιπλέον η αύξηση του ρεύματος άντλησης επιφέρει αύξηση των διακυμάνσεων των ρυθμών μεταβολής λόγω της μεγαλύτερης παροχής φορέων στις ενεργειακές ζώνες.

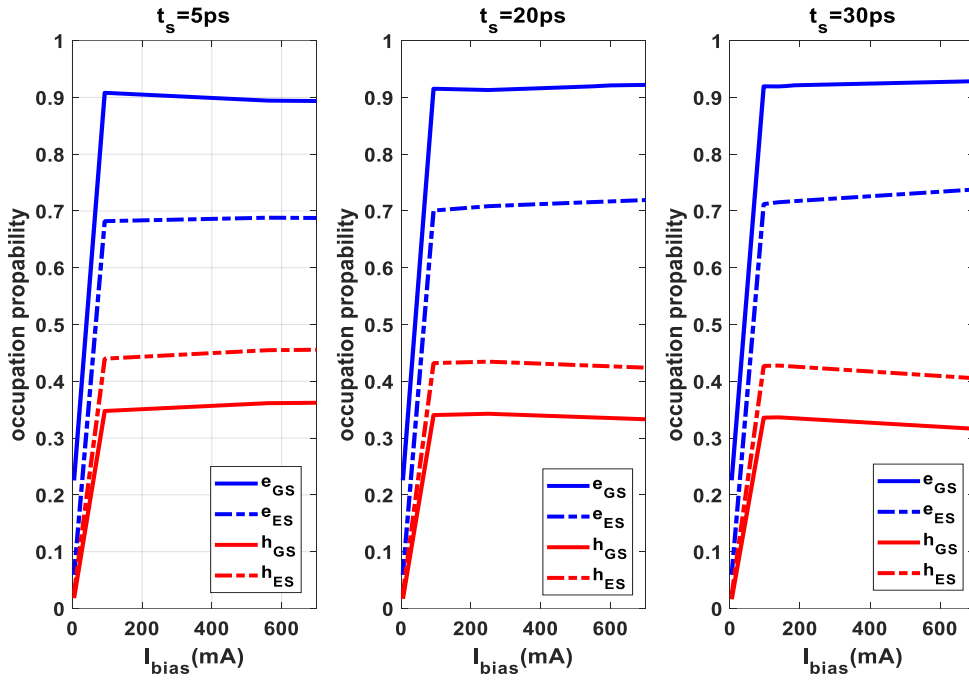


Εικόνα 37 Ρυθμοί μεταβολής οπών και ηλεκτρονίων για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 130mA$



Εικόνα 38 Ρυθμοί μεταβολής οπών και ηλεκτρονίων για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 350mA$

Στο τελευταίο διάγραμμα (Εικόνα 39) φαίνεται η εξάρτηση των πιθανοτήτων κατάληψης ηλεκτρονίων και οπών από το ρεύμα άντλησης. Αρχικά παρατηρείται μια απότομη αύξηση των πληθυσμών των φορέων γεμίζοντας τις ενεργειακές στάθμες GS και ES. Μόλις η τιμή του ρεύματος άντλησης ξεπεράσει το $I_{GS_{th}}$ τότε η ρ_{GS}^e ξεκινάει να μειώνεται ενώ οι υπόλοιπες πιθανότητες κατάληψης συνεχίζουν να αυξάνονται με μικρότερο ρυθμό. Αποτέλεσμα αυτού, είναι το κέρδος της GS ενεργειακής στάθμης να είναι πάνω από το κατώφλι και επομένως να παρατηρείται εξαναγκασμένη εκπομπή μόνο από τη GS στάθμη (Εικόνα 40). Η μείωση των ηλεκτρονίων και η αύξηση των οπών στη GS στάθμη γίνονται για να διατηρηθεί σταθερό το κέρδος της δομής όπως



Εικόνα 39 Πιθανότητες κατάληψης ηλεκτρονίων των GS και ES ενεργειακών σταθμών για διάφορους χρόνους μεταφοράς ηλεκτρονίων στην κατάσταση ισορροπίας

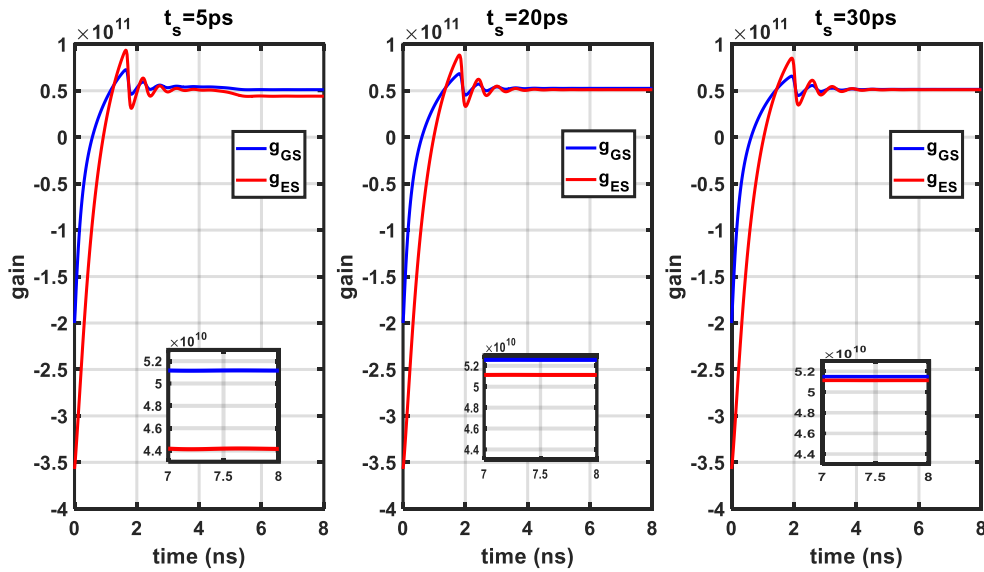
φαίνεται και στην επόμενη ενότητα. Αντίθετα το κέρδος της ES στάθμης παραμένει κάτω του κατωφλίου έναρξης της εξαναγκασμένης εκπομπής. Συνεπώς οι φορείς στην ES ενεργειακή στάθμη αυξάνονται μέχρις ότου το ρεύμα ξεπεράσει $I_{ES_{th}}$. Από εκεί και έπειτα παρατηρείται μείωση των οπών και αύξηση των ηλεκτρονίων και των δυο σταθμών. Ο λόγος αυτής της ασυμμετρίας οφείλεται στο γεγονός ότι ο ρυθμός παροχής οπών είναι μικρός (N_{SCH}^h / τ_s^h) και δεν γίνεται να αντισταθμίσει τη μείωση των οπών λόγω εξαναγκασμένης εκπομπής. Συνεπώς για να διατηρηθεί το κέρδος σταθερό θα πρέπει να αυξηθεί ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων και για τις δυο στάθμες. [48]

4.3.3 Διαγράμματα κέρδους

Στην συγκεκριμένη υποενότητα θα παρουσιαστούν τα διαγράμματα κέρδους του λέιζερ συναρτήσει του χρόνου και του ρεύματος άντλησης καθώς επίσης και της έντασης του οπτικού πεδίου συναρτήσει του χρόνου και του ρεύματος άντλησης.

Αρχικά σύμφωνα με τα διαγράμματα της Εικόνας 40 παρατηρούμε τη διαφορά των τελικών τιμών του κέρδους στην τελική κατάσταση του λέιζερ. Το κέρδος της κάθε στάθμης εξαρτάται από τις πιθανότητες κατάληψης της κάθε στάθμης, καθώς δίδεται από τη σχέση (4.16). Λαμβάνοντας υπόψιν τα διαγράμματα της Εικόνας 40 βλέπουμε ότι το κέρδος, όσον αφορά τη χρονική του εξέλιξη, ακολουθεί την ίδια συμπεριφορά με αυτή των φορέων. Στην πρώτη περίπτωση όπου $I_{bias} = 130mA$, παρατητούμε ότι το κέρδος της GS είναι μεγαλύτερο από το κέρδος της ES. Ωστόσο, όσο περισσότερο μεγαλώνει αυτή η ασυμμετρία, παρατηρούμε ότι η διαφορά στο κέρδος της GS και της ES μειώνεται. Πιο συγκεκριμένα, όσο αυξάνεται ο χρόνος μεταφοράς των οπών από

5ps σε 20ps, παρατηρείται αύξηση των κερδών και των δύο σταθμών ενέργειας, με την αύξηση στην ES στάθμη να είναι μεγαλύτερη. Συνεπώς το κέρδος της ES στάθμης έρ-

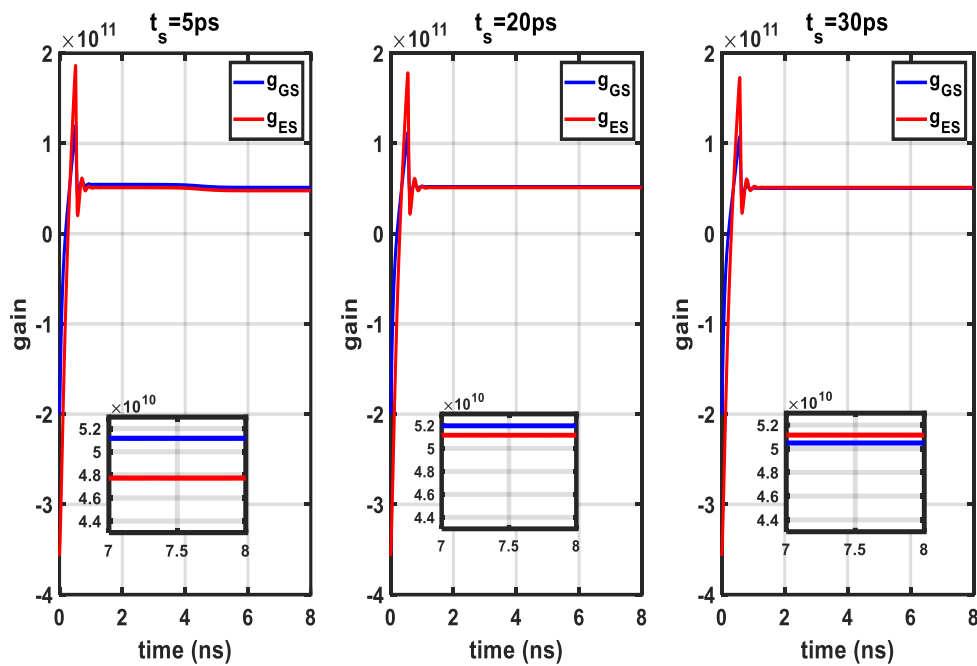


Εικόνα 40 Διαγράμματα κέρδους για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για διάφορους χρόνους μεταφοράς οπών για $I_{bias} = 130mA$

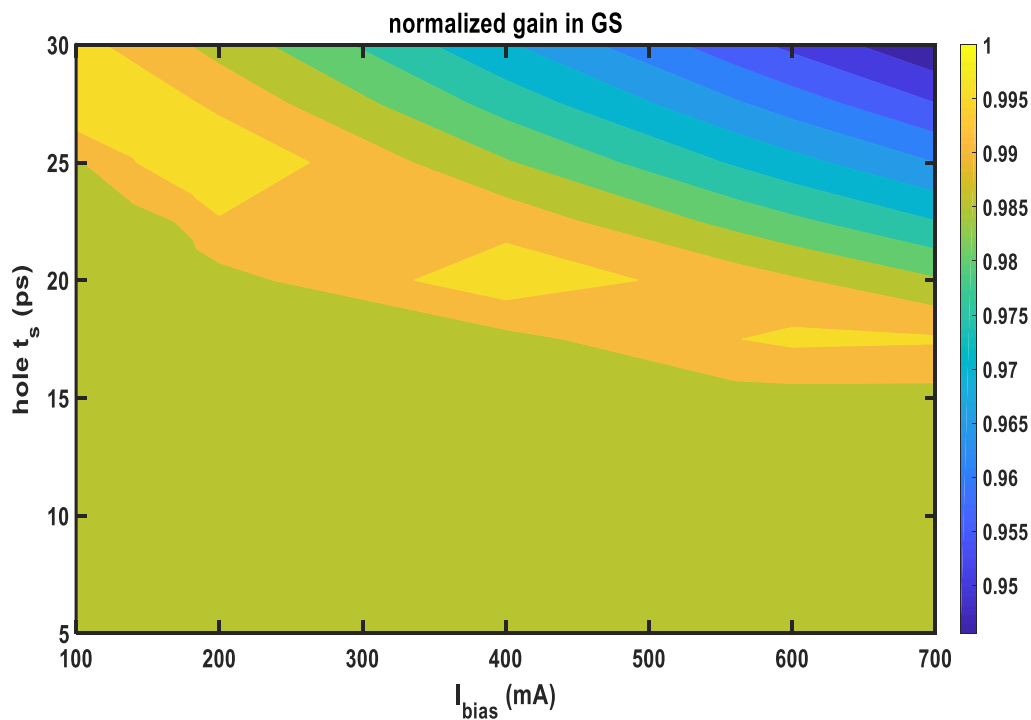
χεται κοντά στο κατώφλι της, μειώνοντας τη διαφορά του με το κέρδος της GS. Επιπλέον, περαιτέρω αύξηση του τ_s^h από 20ps σε 30ps, επιφέρει μείωση του κέρδους της GS στάθμης ενώ το κέρδος της ES στάθμης παραμένει σταθερό. Η μείωση του κέρδους οφείλεται στη μείωση των διαθέσιμων φορέων όπως φαίνεται και από την Εικόνα 39.

Στην περίπτωση όπου $I_{bias} = 350mA$ παρατηρείται αύξηση του κέρδους της ES, ενώ το κέρδος της GS στάθμης μειώνεται. Επιπλέον όσο περισσότερο αυξάνεται το τ_s^h τόσο περισσότερο αυξάνεται το κέρδος της ES στάθμης και μειώνεται το κέρδος της GS στάθμης. Μάλιστα στην περίπτωση όπου $\tau_s^h = 30ps$ το κέρδος της ES ενεργειακής στάθμης έχει γίνει μεγαλύτερο από αυτό της GS στάθμης. Η αλλόκοτη αυτή συμπεριφορά οφείλεται στην ασυμμετρία των χρόνων μεταξύ οπών και ηλεκτρονίων.

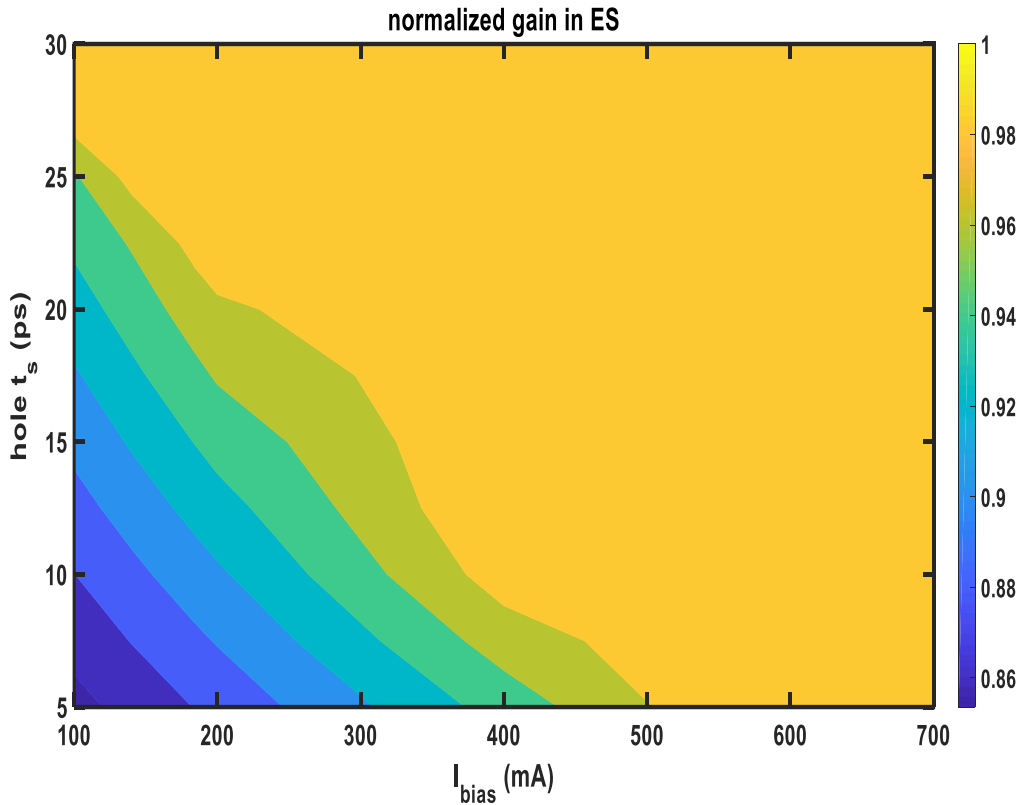
Τέλος στα διαγράμματα των Εικόνων 42 και 43 φαίνεται η εξάρτηση του κέρδους από τον χρόνο μεταφοράς των οπών και το ρεύμα άντλησης. Στα παραπάνω διαγράμματα γίνεται ιδιαίτερα φανερό το φαινόμενου περιορισμού του κέρδους του GS. Το φαινόμενο παρατηρείται εντονότερα για $\tau_s^h > 15ps$ ενώ όσο περισσότερο αυξάνεται το τ_s^h , τόσο εντονότερο είναι το φαινόμενο αυτό. Για $\tau_s^h < 15ps$ το φαινόμενο παύει να υπάρχει καθώς ο ρυθμός παροχής οπών στο σύστημα προλαβαίνει να αναπληρώσει τις χαμένες οπές λόγω εξαναγκασμένης εκπομπής.



Εικόνα 41 Διαγράμματα κέρδους για κάθε ενεργειακή στάθμη GS και ES για διάφορους χρόνους μεταφοράς οπών για $I_{bias} = 350mA$



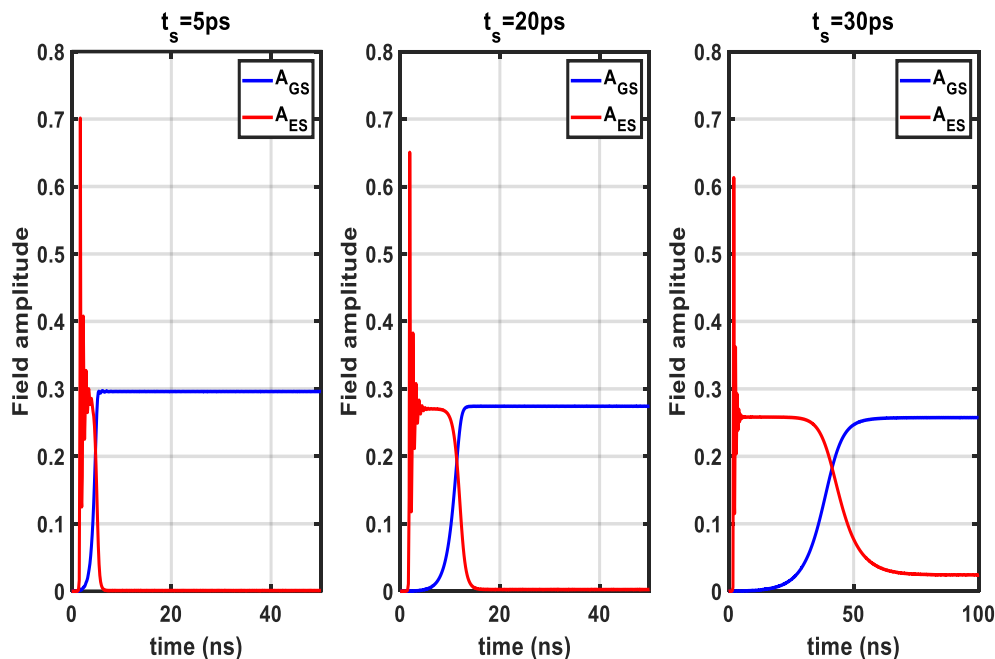
Εικόνα 42 Διαγράμματα κέρδους συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης για τη GS ενεργειακή στάθμη.



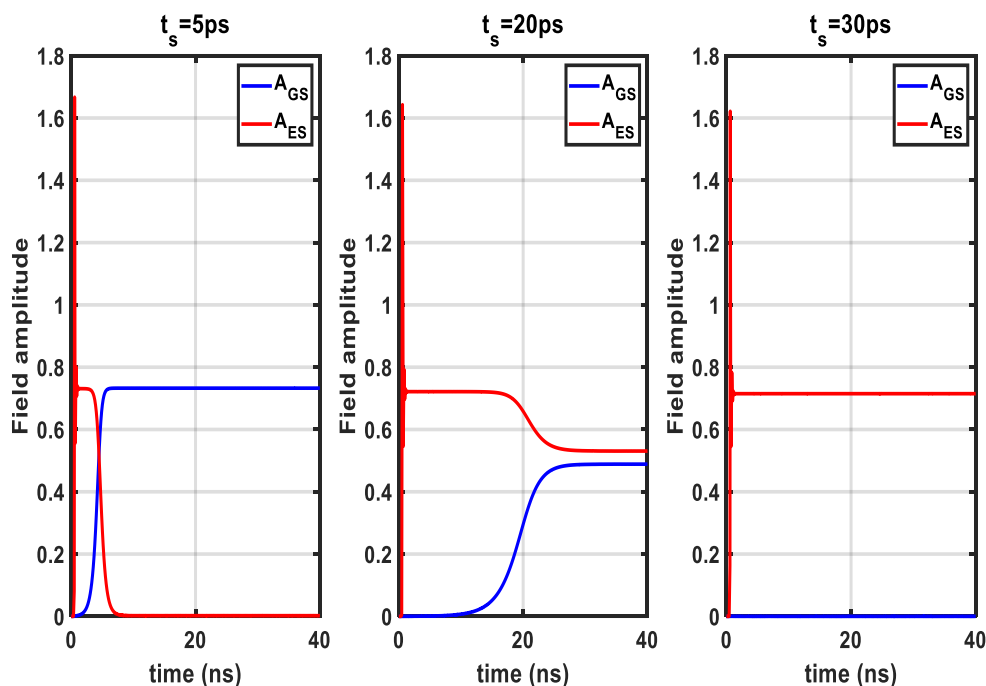
Εικόνα 43 Διαγράμματα κέρδους συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης για τη ES ενεργειακή στάθμη.

4.3.4 Πλάτος του Πεδίου που παράγεται από το λέιζερ

Στην υποενότητα αυτή θα αναλυθεί η συμπεριφορά του παραγώμενου από το λέιζερ πεδίου με την εκτενή χρήση διαγραμμάτων. Στα παρακάτω διαγράμματα φαίνεται η χρονική εξέλιξη του πλάτους του πεδίου για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 130mA$ και $I_{bias} = 350mA$. Αρχικά παρατηρούμε ότι το τ_s^h δεν επιδρά σημαντικά στις ταλαντώσεις αποκατάστασης της ES στάθμης, καθώς αυτές εξαρτώνται κυρίως από το ρεύμα άντλησης. Όσο μεγαλύτερο είναι το ρεύμα άντλησης τόσο γρηγορότερη είναι η απόσβεση αυτών. Επιπλέον παρατηρούμε ότι όσο περισσότερο μεγαλώνει το τ_s^h , τόσο περισσότερο μειώνεται το κατώφλι της ES στάθμης. Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 44 για $\tau_s^h = 30ps$ παρατηρείται ισχύς και στη ES στάθμη ενώ για μικρότερες τιμές του η ES στάθμη παραμένει σβηστή. Ταυτόχρονα παρατηρείται μείωση της ισχύος της GS στάθμης με την αύξηση του τ_s^h . Το φαινόμενο γίνεται ακόμα εντονότερο για μεγαλύτερες τιμές του ρεύματος άντλησης (Εικόνα 45). Πιο συγκεκριμένα για $I_{bias} = 350mA$ και $\tau_s^h = 20ps$ παρατηρείται σημαντική μείωση του πλάτους του πεδίου της GS με ταυτόχρονη αύξηση του πλάτους της ES, ενώ για $\tau_s^h = 30ps$ το πλάτος στη GS στάθμη είναι μηδενικό. Παράλληλα, το πλάτος της ES στάθμης αυξάνεται περισσότερο.



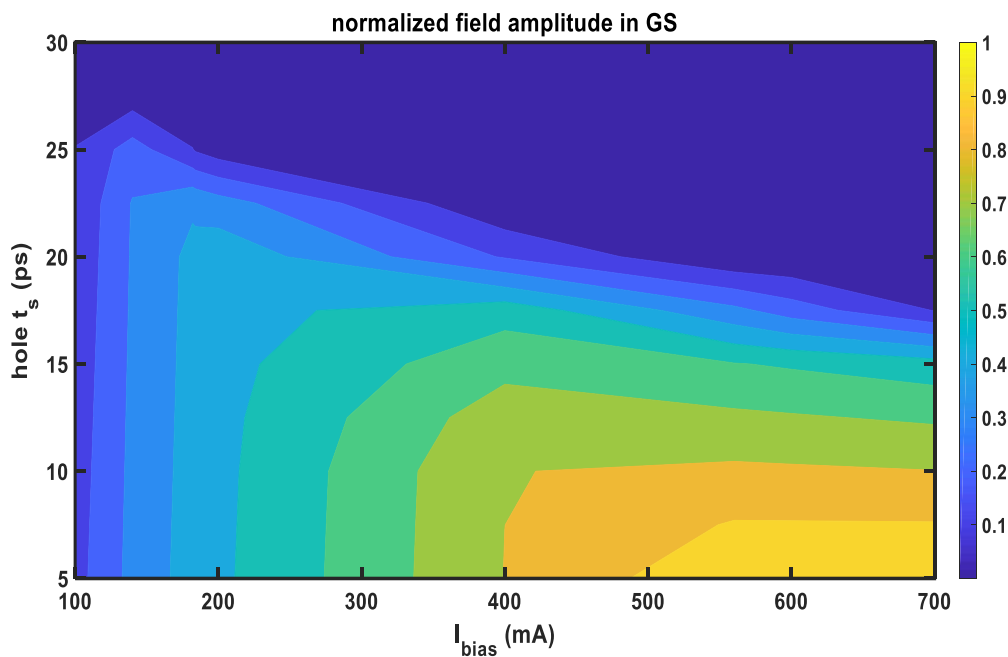
Εικόνα 44 Διαγράμματα πλάτους της κάθε στάθμης συναρτήσει του χρόνου για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 130mA$



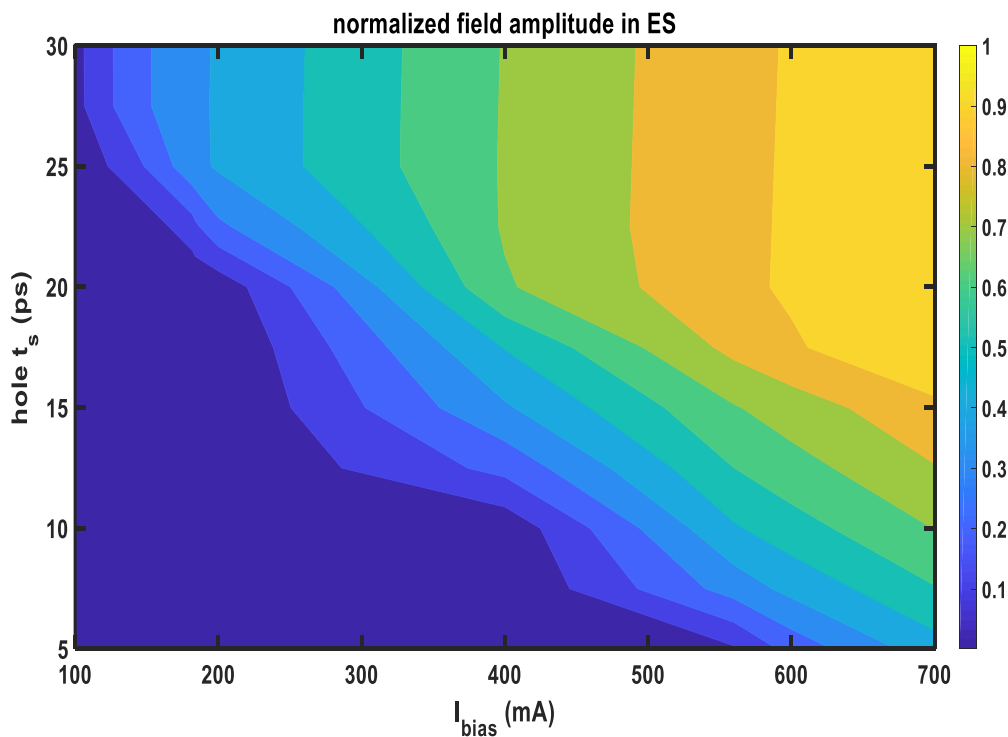
Εικόνα 45 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου της κάθε στάθμης για ρεύμα πόλωσης $I_{bias} = 350mA$

Τέλος παρουσιάζονται διαγράμματα της τελικής τιμής του πλάτους του πεδίου συναρτήσει του τ_s^h και του ρεύματος άντλησης (Εικόνα 46 και 47). Παρατηρούμε ότι αύξηση του τ_s^h επιφέρει μείωση του κατωφλίου της ES στάθμης και αύξηση του ρεύματος κατωφλίου της GS, προκλαώντας με τον τρόπο αυτό την όξυνση του quenching. Έτσι στις ακρέες τιμές του $\tau_s^h = 5ps$ και $\tau_s^h = 30ps$ παρατηρείται εκπομπή μόνο από τη μία στάθμη του λέιζερ. Πιο συγκεκριμένα, οι μικρές τιμές του τ_s^h (μικρή

ασυμετρία μεταξύ οπών και ηλεκτρονίων) ευνοούν τη GS εκπομπή ενώ οι μεγάλες τιμές (μεγάλη ασυμετρία μεταξύ οπών και ηλεκτρονίων) ευνοούν τη ES εκπομπή του λέιζερ.



Εικόνα 46 Κανονικοποιημένο πλάτος του πεδίου της GS ενεργειακής στάθμης συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης



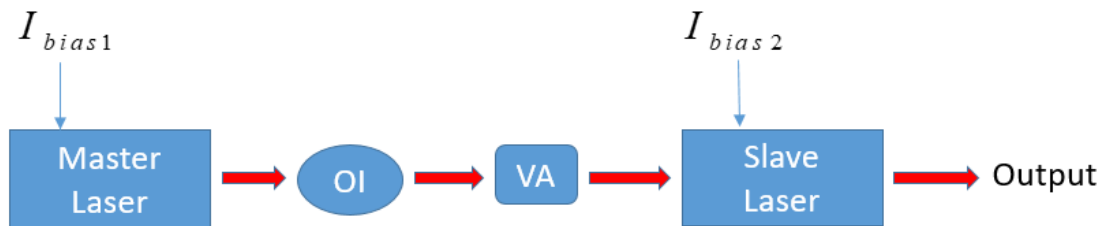
Εικόνα 47 Κανονικοποιημένο πλάτος του πεδίου της ES ενεργειακής στάθμης συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των οπών και του ρεύματος άντλησης

Μελέτη Ολοκληρωμένων Λέιζερ κβαντικών τελειών με σκοπό την υλοποίηση αμιγώς οπτικών νευρώνων για υπέρυθρα συστήματα επεξεργασίας

5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΔΥΟ ΛΕΙΖΕΡ ΣΕ ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΙΑ MASTER-SLAVE

5.1 Εισαγωγή

Η προσομοίωση που υλοποιήθηκε στο κεφάλαιο 4 ανέλυσε τη συμπεριφορά ενός ανεξάρτητου λέιζερ. Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο θα γίνει προσομοίωση ενός συστήματος δύο QD Laser, η συνδεσμολογία των οποίων φαίνεται στην Εικόνα 48. Το πρώτο Laser πολώνεται σε μια συγκεκριμένη τιμή ρεύματος I_{bias1} και παράγει ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο για κάθε στάθμη εκπομπής (Ground State (GS) και Excited State (ES)). Το δεύτερο Laser πολώνεται σε μια συγκεκριμένη τιμή ρεύματος I_{bias2} , η οποία μπορεί να είναι διαφορετική ή ίδια με αυτή του Master. Το Slave παράγει και αυτό με την σειρά του ένα άλλο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο για κάθε ενεργειακή στάθμη. Η διαφορά του Master με το Slave είναι ότι το Slave δέχεται σαν είσοδο το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που αποτελεί την έξοδο του Master. Έτσι, το συνολικό πεδίο στην έξοδο του Slave, εξαρτάται όχι μόνο από τις συνθήκες πόλωσης του Slave, αλλά και από το πεδίο του Master. Ο οπτικός απομονωτής (Optical Isolator (OI)) χρησιμεύει για την εξάλειψη των οπισθοσκεδάσεων που δημιουργούνται κατά την έγχυση του πεδίου του Master στο Slave, ενώ ο ρυθμιζόμενος εξασθενιστής χρησιμοποιείται για την ρύθμιση της ισχύος έγχυσης (r_{inj}). Σκοπός της συγκεκριμένης προσομοίωσης είναι η μελέτη των δυναμικών φαινομένων που παρατηρούνται κατά την οπτική έγχυση σε από ένα QD Laser σε ένα άλλο QD Laser.



Εικόνα 48 Διάταξη της συνδεσμολογίας Master-Slave που περιγράφεται από τον κώδικα της προσομοίωσης

Για την προσομοίωση του συστήματος που αποτελείται από δυο QD λέιζερ είναι απαραίτητο να τροποποιηθεί η εξίσωση του πεδίου που παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 4. Πιο συγκεκριμένα, θα πρέπει να εισαχθεί ένας όρος ακόμα στην εξίσωση του πεδίου. Ο όρος αυτός ευθύνεται για το εγχυόμενο πεδίο του Master στο Slave.

$$\frac{dE_{GS,ES}}{dt} = \left(1 + a_{GS,ES} j\right) \left(g_{GS,ES} - \frac{1}{\tau_{ph}}\right) E_{GS,ES} + E_{spGS,ES} + \frac{r_{inj}}{2Ln_{eff}/c} e^{j\Delta\omega t} E_{inj} \quad (5.1)$$

όπου r_{inj} είναι ο συντελεστής έγχυσης, $\Delta\omega$ είναι η συχνотική απόσταση μεταξύ των κεντρικών συχνοτήτων εκπομπής του Master και του Slave (detuning) και E_{inj} είναι το πεδίο του Master που θα εγχυθεί στο Slave.

Ολοκληρώνοντας την παραπάνω τροποποίηση είναι δυνατή η προσομοίωση του συστήματος δύο QD λέιζερ και εν συνεχεία θα ακολουθήσει η ανάλυση του για διάφορες περιπτώσεις πόλωσης.

5.2 Αποτελέσματα προσομοίωσης για τη λειτουργία του λέιζερ υπό την επίδραση εξωτερικού πεδίου

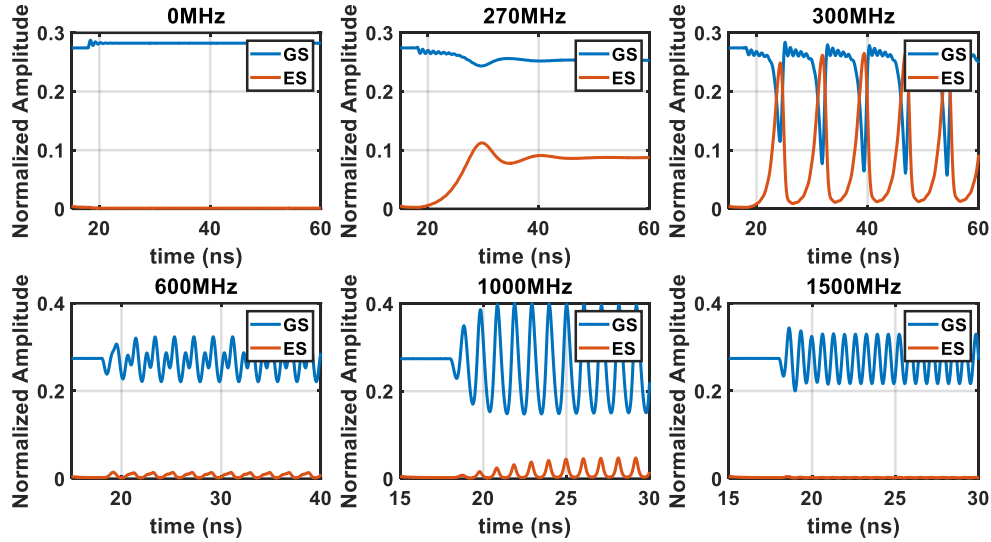
Στις προηγούμενες υποενότητες του κεφαλαίου τέσσερα παρουσιάστηκαν αναλυτικά διαγράμματα των πιθανοτήτων κατάληψης, των κέρδων και του πλάτους των πεδίων των ενεργειακών σταθμών GS και ES. Επιπλέον μελετήθηκε ενδελεχώς η επίδραση του ρεύματος άντλησης και του χρόνου μεταφοράς των οπών τ_s^h , ο οποίος παίζει τον σημαντικότερο ρόλο στη δομή. Από τα σημαντικότερα ευρήματα της μελέτης είναι η επιβεβαίωση της μείωσης του πλάτους του πεδίου της GS στάθμης (quenching) με την αύξηση του ρεύματος άντλησης, όπως επίσης και με την αύξηση της ασυμμετρίας των χρόνων τ_s^e και τ_s^h .

Στις επόμενες υποενότητες του συγκεκριμένου κεφαλαίου θα μελετηθεί η λειτουργία του λέιζερ υπό την επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου προεχόμενο από ένα άλλο λέιζερ. Πιο συγκεκριμένα το πεδίο ενός εξωτερικού λέιζερ (Master) εγχέεται σε ένα δεύτερο λέιζερ (Slave) διαταράσσοντας τη λειτουργία του. Οι κύριες παράμετροι που θα μελετηθούν στην υποενότητα αυτή, είναι ο συντελεστής έγχυσης r_{inj} και η συχνотική απόσταση των δυο λέιζερ κβαντικών τελειών (detuning (df)). Σε όλη την ανάλυση που θα λάβει χώρα στο παρών κεφάλαιο έχουμε υποθέσει ότι το ρεύμα άντλησης του Slave είναι $I_{bias} = 130mA$ ενώ το πεδίο του Master είναι σταθερό, με πλάτος $A_m = 0.2$ και φάση $\varphi_m = 0$. Τέλος, στο Slave υποθέτουμε ότι εγχέεται μόνο το πεδίο της GS ενεργειακής στάθμης του Master. Η έγχυση στο Slave γίνεται όταν αυτό έχει ισορροπήσει και τα μεταβατικά του φαινόμενα (ταλαντώσεις αποκατάστασης) έχουν εξαλειφθεί.

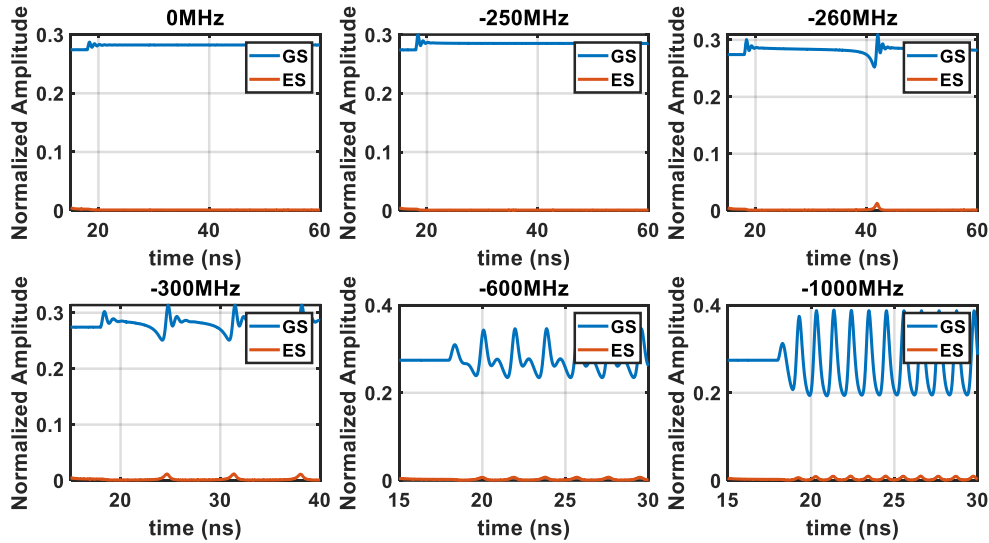
5.2.1 Εξάρτηση του πλάτους από τη συχνотική απόσταση (df)

Στα επόμενα διαγράμματα της παρούσας υποενότητας, φαίνεται η κανονικοποιημένη ισχύς εξόδου του Slave για σταθερό συντελεστή ισχύος $r_{inj} = 0.02$. Εξετάζοντας τις Εικόνες 49 και 50, γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι η έξοδος του Slave παρουσιάζει σημαντικές αλλαγές με τη διακύμανση της συχνотικής απόστασης των κεντρικών συχνотήτων εκπομπής. Για $df = 0$, παρατηρείται μια μικρή αύξηση της GS στάθμης λόγω του εγχυόμενου GS πεδίου ενώ η ES στάθμη παραμένει σβηστή (Εικόνα 49a). Στα θετικά df , τα ενδιαφέροντα φαινόμενα ξεκινούν να εμφανίζονται για $df = 270MHz$. Όπως φαίνεται και από την Εικόνα 49b, για $df = 270MHz$ παρατηρείται σημαντική μείωση του πεδίου της GS στάθμης, ενώ ταυτόχρονα υπάρχει άναμα της ES στάθμης. Ελαφρά αύξηση του df από $270MHz$ σε $df = 300MHz$, αλλάζει εντελώς την χρονική απόκριση του συστήματος. Πιο συγκεκριμένα, για $df = 300MHz$, το πεδίο της GS ενεργειακή στάθμη παράγει αρνητικούς παλμούς ενώ ταυτόχρονα παράγονται παλμοί στη ES στάθμη (Εικόνα 49c). Περαιτέρω αύξηση του df στα $600MHz$ (Εικόνα 49d) επιφέρει καταστολή της ισχύος της ES στάθμης, ενώ ταυτόχρονα παρατηρούνται ταλαντώσεις στη GS στάθμη. Για μεγάλες τιμές του df ($1000MHz$ και $1500MHz$) παρατηρούνται ημιτονικές ταλαντώσεις στη GS στάθμη, η συχνότητα των οποίων αυξάνεται με την αύξηση του df ενώ το πλάτος τους μειώνεται (Εικόνα 49 e και f). Όσο

αναφορά την απόκριση της ES στάθμης για μεγάλα df , παρατηρούμε κάποιους παλμούς μικρού πλάτους (Εικόνα 49ε), οι οποίοι εξαλείφονται με την αύξηση του df (Εικόνα 49 f).



Εικόνα 49 Πλάτος του Slave για διάφορες θετικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.02$

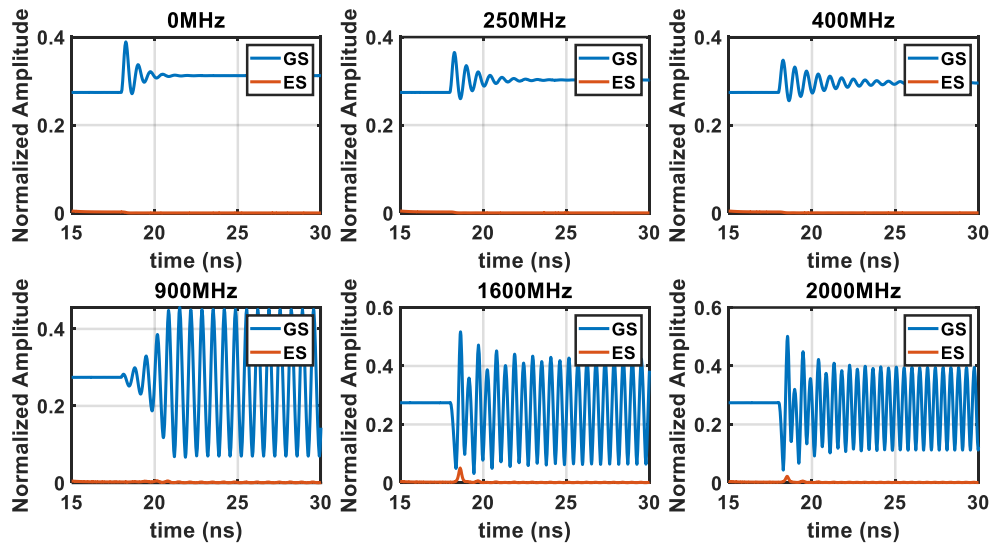


Εικόνα 50 Πλάτος του Slave για διάφορες αρνητικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.02$

Για αρνητικές τιμές του df (Εικόνα 50) έχουμε μια αλλόκοτη συμπεριφορά. Αρχικά για $df = -250MHz$ (Εικόνα 50b) παρατηρείται μόνο μια μικρή αύξηση του πεδίου του GS ενώ η ES στάθμη παραμένει σβηστή. Για $df = -260MHz$ (Εικόνα 50c) παρατηρούνται μικρές διαταραχές στη GS στάθμη ενώ η παραγώμενη ισχύς στη ES στάθμη είναι πολύ μικρή. Περαιτέρω αύξηση του df επιφέρει αύξηση των διαταραχών αυτών και στις δυο στάθμες (Εικόνα 50d). Για μεγάλες τιμές του df (-600MHz και -

1000MHz) παρατηρούνται ταλαντώσεις στην έξοδο του λέιζερ και για τις δυο στάθμες, η συχνότητα των οποίων αυξάνεται με την αύξηση του df .

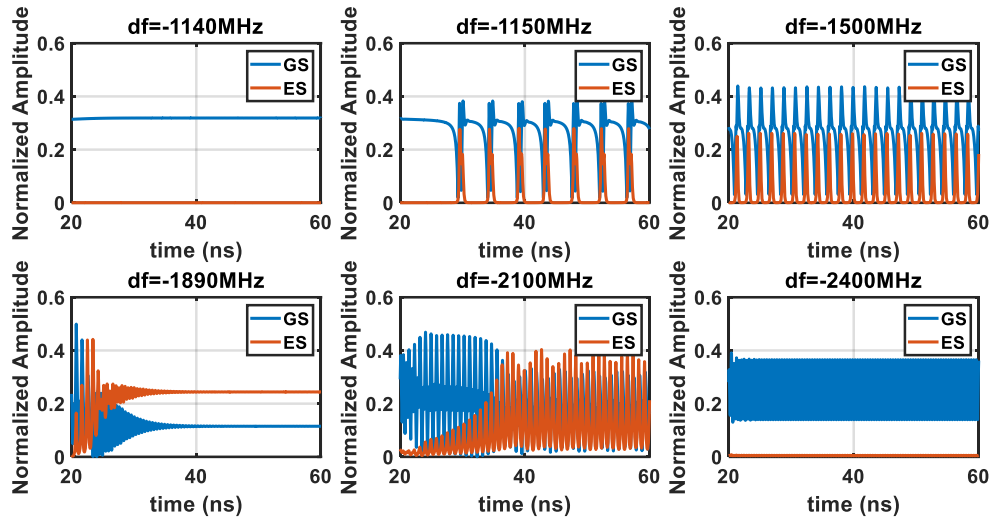
Ωστόσο, αυτή η συμπεριφορά παρατηρείται για μια συγκεκριμένη τιμή της έντασης έγχυσης ($r_{inj} = 0.02$). Αν αυξήσουμε την τιμή της έντασης σε $r_{inj} = 0.1$, τότε το λέιζερ αποκρίνεται διαφορετικά. Πιο συγκεκριμένα, παρατηρούμε ότι για θετικά df , η ES ενεργειακή στάθμη δεν εκπέμπει για καμία από τις τιμές του df που απεικονίζονται στην Εικόνα 51. Όπως θα δείξουμε και παρακάτω, το πεδίο της ES ενεργειακής στάθμης διεγείρεται για ένα περιορισμένο εύρος θετικών df και για συγκεκριμένες τιμές του r_{inj} , ενώ στις υπόλοιπες περιπτώσεις παραμένει σβηστό (Εικόνα 57). Στη συγκεκριμένη περίπτωση ($r_{inj} = 0.1$), είναι φανερό ότι για $df = 0$ η ισχύς του GS αυξάνεται και κλειδώνει σε ένα νέο επίπεδο ισχύος, χωρίς



Εικόνα 51 Πλάτος του Slave για διάφορες θετικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.1$

να κάνει ταλαντώσεις. Ωστόσο, όσο αυξάνεται το df παρατηρείται η εμφάνιση κάποιων ταλαντώσεων αποκατάστασης. Όσο πιο μεγάλο είναι το df τόσο πιο μικρή είναι η απόσβεση των ταλαντώσεων αποκατάστασης (Εικόνα 51b και c). Όμως από κάποια τιμή και πάνω οι ταλαντώσεις αυτές πάουν να αποσβένουν και παραμένουν αναλοιώτες, οδηγώντας σε μια περιοδική έξοδο του Slave. Περαιτέρω αύξηση του df επιφέρει αύξηση της συχνότητας των ταλαντώσεων αυτών και μειώνει το πλάτος τους (Εικόνα 51d, e και f).

Το μεγαλύτερο όμως ενδιαφέρον παρατηρείται για τις αρνητικές τιμές του df , καθώς εμφανίζονται πληθώρα δυναμικών συμπεριφορών. Πιο συγκεκριμένα για $df = -1140MHz$ το Slave κλειδώνει σε μια νέα τιμή ισχύος (Εικόνα 52a). Ωστόσο, για $df = -1150MHz$ εμφανίζονται αντίθετοι παλμοί στο πεδίο που εκπέμπεται από τη GS ενεργειακή στάθμη ενώ ταυτόχρονα με τους παλμούς αυτούς, εμφανίζονται και παλμοί στο πεδίο της ES στάθμης (Εικόνα 52b). Όσο αυξάνεται η συχνотική απόσταση των



Εικόνα 52 Πλάτος του Slave για διάφορες αρνητικές τιμές του df για $I_{bias} = 130mA$ και $r_{inj} = 0.1$

δύο λέιζερ (Master–Slave) ($df = -1500MHz$), τόσο περισσότερο αυξάνεται η συχνότητα παραγωγής των παλμών ενώ ταυτόχρονα έχουμε μείωση του πλάτους των παραγόμενων παλμών (Εικόνα 52c). Η συνέχιση της αύξησης της συχνότητας απόστασης των λέιζερ αλλάζει την απόκριση του. Συγκεκριμένα για ($df = -1890MHz$) παρατηρείται μείωση της ισχύος στη GS ενεργειακή στάθμη ενώ ταυτόχρονα παρατηρείται άναμα της ES ενεργειακής στάθμης, η τιμή της οποίας διατηρείται σταθερή (Εικόνα 49d). Περαιτέρω αύξηση του df προκαλεί ταλαντώσεις και στις δύο ενεργειακές στάθμες ($df = -2100MHz$) (Εικόνα 52e), ενώ για πολύ υψηλές τιμές του df παρατηρείται μείωση και καταστολή της εκπομπής από τη ES ενεργειακή στάθμη παράλληλα εμφανίζονται ταλαντώσεις στη GS ενεργειακή στάθμη ($df = -2400MHz$) (Εικόνα 52f).

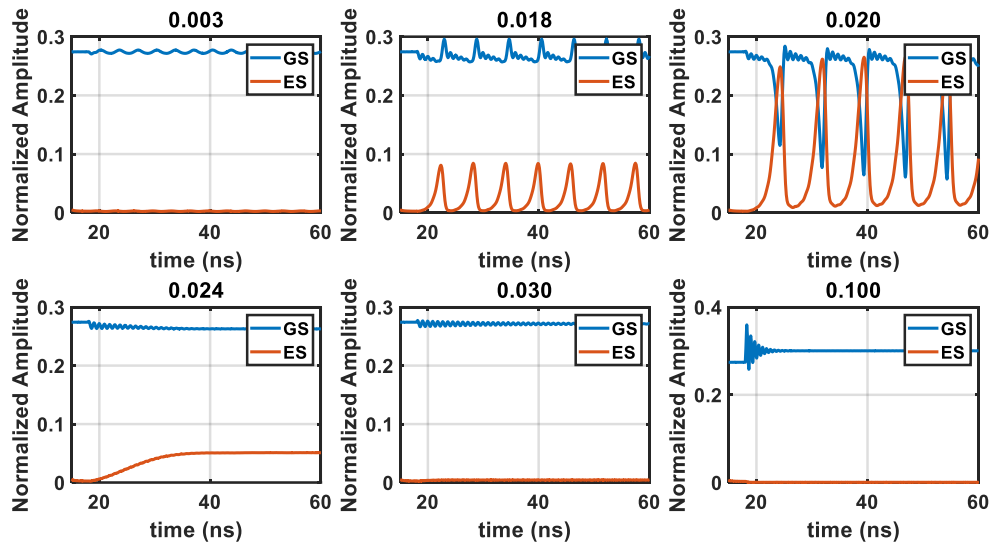
Για την πληρότερη κατανόηση της απόκρισης της δομής θα πρέπει να μελετηθεί και η εξάρτηση της απόκρισης από τον συντελεστή έγχυσης. Για τον λόγο αυτό, στην επόμενη υποενότητα του κεφαλαίου αυτού, θα μελετηθεί η επίδρασή του για διάφορες τιμές του df .

5.2.2 Εξάρτηση της ισχύος από τον συντελεστή έγχυσης (r_{inj})

Στη συγκεκριμένη υποενότητα θα μελετηθεί ο ρόλος του συντελεστή έγχυσης. Ο συντελεστής έγχυσης είναι μια από τις δύο κρισιμότερες παραμέτρους του συστήματος των δύο λέιζερ. Συνεπώς η ενδελεχής μελέτη αυτού είναι αναγκαία για την κατανόηση της επίδρασης του στο σύστημα.

Στα διαγράμματα που ακολουθούν, απεικονίζονται οι ισχύες εξόδου του Slave για τις δύο ενεργειακές στάθμες του και για συγκεκριμένο $df = 300MHz$. Πιο συγκεκριμένα παρατηρούμε ότι αρχικά η έγχυση προκαλεί μια περιοδική απόκριση στο Slave ($r_{inj} = 0.003$) (Εικόνα 53a). Στη συνέχεια, καθώς αυξάνεται ο συντελεστής έγχυσης, παρατηρούνται παλμοί μικρού πλάτους τόσο στη GS όσο και στην ES ενεργειακή στάθμη ($r_{inj} = 0.018$) (Εικόνα 53b). Το μέγιστο στην ES ενεργειακή στάθμη, συμβαίνει

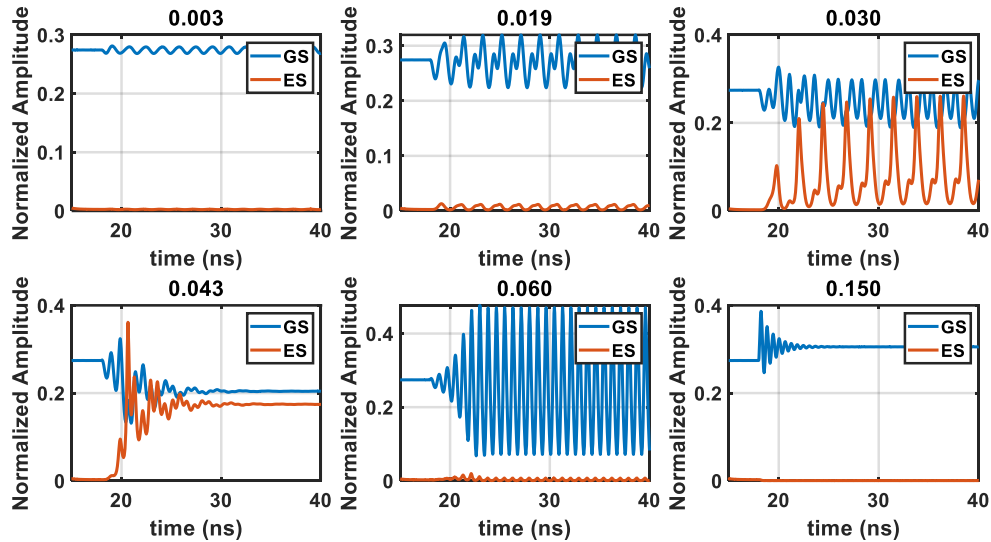
ταυτόχρονα με το ελάχιστο στη GS ενεργειακή στάθμη. Επιλέον το μέγιστο της GS στάθμης συμβαίνει αμέσως μετά το μέγιστο της ES στάθμης και λίγο πριν το ελάχιστο αυτής. Όμως για $r_{inj} = 0.020$ συμβαίνει μια αρκετά μεγάλη αλλαγή στην απόκριση της GS στάθμης. Ειδικότερα, ενώ η μορφή της απόκρισης της ES στάθμης παραμένει ίδια έχοντας όμως αυξημένο το πλάτος των παραγόμενων παλμών, στη GS ενεργειακή στάθμη παρατηρούνται αντίθετοι παλμοί (Εικόνα 53c). Σε αυτή την περίπτωση το ελάχιστο των παραγόμενων παλμών στη GS ενεργειακή στάθμη είναι το μέγιστο των αντίθετα παραγόμενων παλμών και συμπίπτει με το μέγιστο στην ES ενεργειακή στάθμη. Περαιτέρω αύξηση του συντελεστή έγχυσης σε $r_{inj} = 0.024$ επιφέρει εξάλειψη των παραγόμενων παλμών, αφού η ισχύς και στις δυο στάθμες, παίρνει μια σταθερή τιμή, με την GS ενεργειακή στάθμη να μειώνεται ενώ η ES ενεργειακή στάθμη αυξάνεται (Εικόνα 53d). Στη συνέχεια, επιπλέον αύξηση του συντελεστή έγχυσης σε $r_{inj} = 0.030$ επιφέρει καταστολή της εκπομπής από την ES ενεργειακή στάθμη ενώ η GS διατηρεί την περιοδική της απόκριση (Εικόνα 53e). Τέλος, για μεγάλες τιμές του συντελεστή έγχυσης ($r_{inj} = 0.100$) έχουμε σταθεροποίηση της ισχύος σε μεγαλύτερη τιμή στη GS ενεργειακή στάθμη ενώ η ES ενεργειακή στάθμη έχει μηδενική ισχύ (Εικόνα 53f).



Εικόνα 53 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για κάθε ενεργειακή στάθμη για ένα συγκεκριμένο $df = 300\text{MHz}$ και διάφορες ισχύεις έγχυσης

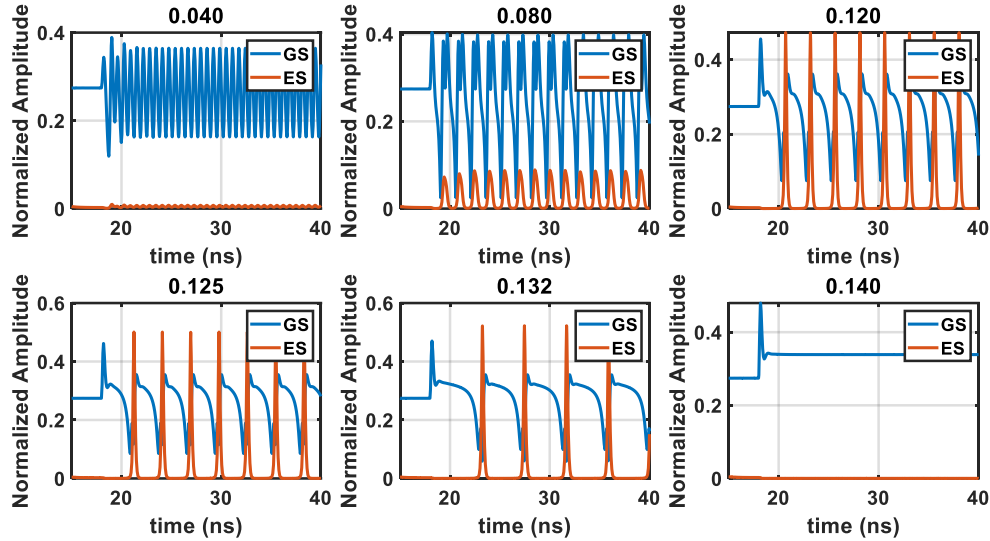
Αν αυξήσουμε τη συχνотική απόσταση των δύο λέιζερ σε $df = 600\text{MHz}$, τότε παρατηρείται η ίδια απόκριση με πριν αλλά για διαφορετικές τιμές του συντελεστή ισχύος. Επιπλέον, υπάρχουν κάποιες σημαντικές διαφορές ανάμεσα στις δυο περιπτώσεις. Συγκεκριμένα για $r_{inj} = 0.003$ και για $r_{inj} = 0.019$ παρατηρούνται περιοδικά φαινόμενα στην έξοδο του Slave (Εικόνα 54 a και b). Ωστόσο, η ES ενεργειακή στάθμη παραμένει σβηστή σε αντίθεση με πριν που ήταν αναμένη (Εικόνα 54b). Στη συνέχεια, παρατηρούμε ότι για $r_{inj} = 0.030$ παράγονται παλμοί στην ES ενεργειακή στάθμη ενώ οι αντίθετοι παλμοί στην GS ενεργειακή στάθμη εξαλείφονται (Εικόνα 54c). Τέλος, για τις υπόλοιπες ισχύεις έγχυσης $r_{inj} = 0.043$, $r_{inj} = 0.060$ και $r_{inj} = 0.150$ η ποιοτική απόκριση του

Slave είναι η ίδια με την προηγούμενη περίπτωση καθώς για $r_{inj} = 0.043$ (Εικόνα 54d) οι δυο στάθμες, GS και ES, κλειδώνουν σε μια συγκεκριμένη τιμή εξόδου με τη διαφορά ότι η μείωση του πλάτους της GS και η αύξηση του πλάτους της ES στάθμης είναι μεγαλύτερη από πριν. Για $r_{inj} = 0.060$ παρατηρούνται ταλαντώσεις στην έξοδο του λέιζερ όπως και πριν, ωστόσο το πλάτος τους είναι ιδιαίτερα αυξημένο λόγω της αυξημένης τιμής του συντελεστή έγχυσης (Εικόνα 54e), ενώ για $r_{inj} = 0.150$ (Εικόνα 54f) η GS ενεργειακή στάθμη κλειδώνει σε μια νέα τιμή, με την ES στάθμη παραμένει σβηστή και στις δυο περιπτώσεις.



Εικόνα 54 Διαγράμματα ισχύος των GS και η ES ενεργειακή στάθμη για διάφορες ισχύεις έγχυσης και για $df = 600\text{MHz}$

Θέτοντας $df = -1500\text{MHz}$ εκτελούμε την ίδια διαδικασία για διάφορες ισχύεις έγχυσης. Αρχικά βλέπουμε ότι για $r_{inj} = 0.040$ (Εικόνα 55a) η έξοδος του Slave για τη GS ενεργειακή στάθμη εκτελεί ταλαντώσεις ενώ η ES ενεργειακή στάθμη παραμένει σβηστή. Για $r_{inj} = 0.080$ η έξοδος της GS στάθμης παραμένει περιοδική ωστόσο παρατηρούνται κάποιοι αρνητικοί παλμοί ενώ ταυτόχρονα με αυτούς παρατηρούνται και παλμοί στη ES ενεργειακή στάθμη (Εικόνα 55b). Για $r_{inj} = 0.120$ οι παραγωγόμενοι παλμοί στην ES ενεργειακή στάθμη γίνονται στενότεροι χρονικά ενώ το πλάτος τους μεγαλώνει (Εικόνα 55c). Στη GS ενεργειακή στάθμη παράγονται αντίθετοι παλμοί, δηλαδή παλμοί μείωσης της GS στάθμης. Το ελάχιστο των παλμών στη GS στάθμη συμβαίνει στο έναυσμα των παλμών της ES στάθμης. Περαιτέρω αύξηση της ισχύος έγχυσης ($r_{inj} = 0.125, r_{inj} = 0.132$) μικραίνει τη συχνότητα παραγωγής παλμών από τη ES ενεργειακή με το πλάτος και η χρονική διάρκειά τους να διατηρείται σταθερή (Εικόνα 55 d και e). Η συγκεκριμένη συμπεριφορά είναι η πιο ενδιαφέρουσα καθώς επαληθεύει τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στην ενότητα 3.4, οδηγώντας με αυτόν τον τρόπο στην πιθανή κατασκευή ενός κατασταλτικού inhibitory νευρώνα. Τέλος, $r_{inj} = 0.140$ δεν εμφανίζονται παλμοί στο ES ενώ η GS ενεργειακή στάθμη παραμένει σταθερή σε μια συγκεκριμένη τιμή (Εικόνα 55f).

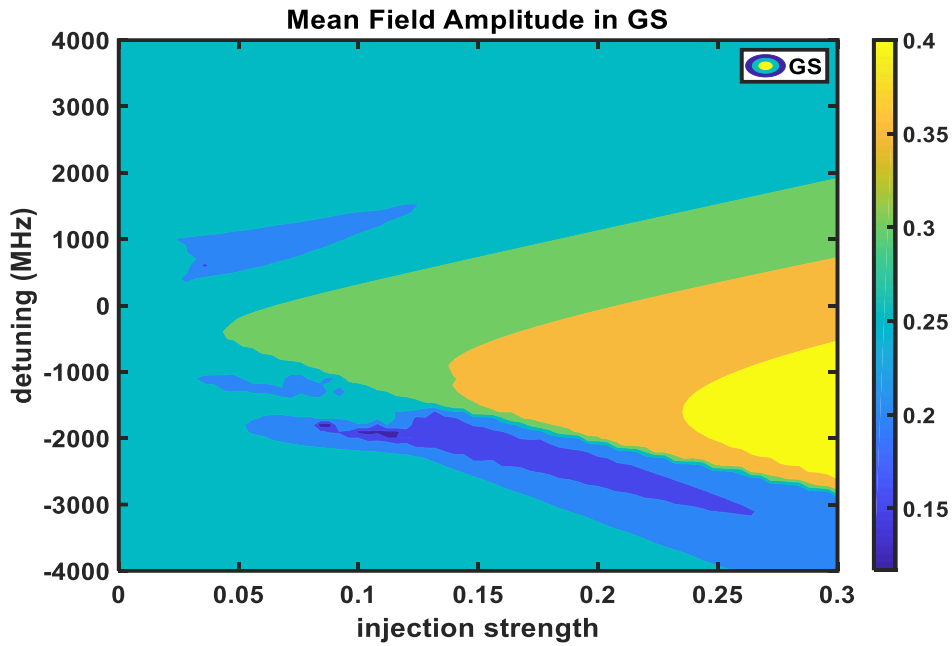


Εικόνα 55 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου για κάθε ενεργειακή στάθμη για $df = -1500\text{MHz}$ για διάφορες ισχύεις έγχυσης.

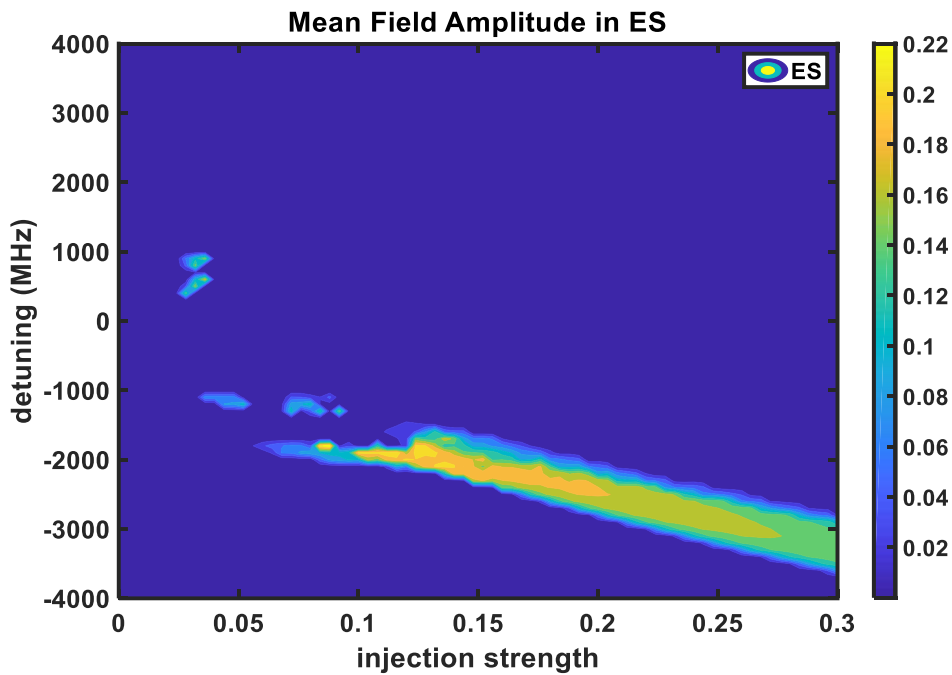
5.2.3 Μέση τιμή του πλάτους συναρτήσει των df και r_{inj}

Στα επόμενα διαγράμματα φαίνεται η μέση τιμή του πλάτους της κάθε ενεργειακής στάθμης συναρτήσει των df και το r_{inj} . Σύμφωνα με τα διαγράμματα των Εικόνων 56 και 57 το πλάτος της GS ενεργειακής στάθμης αυξάνεται σημαντικά για $r_{inj} > 0.050$ και για μικρές τιμές του detuning. Όπως θα δείξουμε και στην επόμενη ενότητα εντός αυτής της περιοχής (Εικόνα 56 πράσινο, πορτοκαλί και κίτρινο) το Slave είναι κλειδωμένο (Locked) στον τρόπο που του επιβάλλει το Master. Επιπλέον, σε αυτή την περιοχή, όσο αυξάνεται το r_{inj} τόσο αυξάνεται το πλάτος του GS πεδίου του Slave. Εκτός της περιοχής αυτής, το GS πεδίο του Slave εκτελεί ταλαντώσεις (Εικόνα 56 γαλάζιο) των οποίων η περίοδος και το πλάτος εξαρτώνται από το df και το r_{inj} . Ωστόσο υπάρχουν δύο περιοχές στις οποίες παρατηρείται σημαντική μείωση του πλάτους του πεδίου του GS (Εικόνα 56 μπλε). Η πρώτη περιοχή είναι για $0.5\text{GHz} < df < 1.5\text{GHz}$ και $0.025 < r_{inj} < 0.125$ ενώ η δεύτερη περιοχή είναι για αρνητικά df και είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη περιοχή στα θετικά df . Στις συγκεκριμένες περιοχές παρατηρείται μείωση του πλάτους του GS ενώ ταυτόχρονα παρατηρείται άναμα του ES (Εικόνα 57).

Αντίθετα με το πλάτος της GS, το πλάτος της ES στάθμης παραμένει μηδενικό για το μεγαλύτερο φάσμα df και r_{inj} . Ωστόσο υπάρχουν δυο περιοχές στις οποίες παρατηρείται έναυση της εκπομπής από την ES στάθμη, παρά το γεγονός ότι το Slave είναι πολωμένο στα 130mA , το οποίο θα του επέτρεπε εκπομπή μόνο από τη GS στάθμη. Οι περιοχές αυτές συμπίπτουν με τις περιοχές μείωσης της GS στάθμης. Ο φυσικός μηχανισμός, ο οποίος επιτρέπει το άναμα του ES αναλύεται στην επόμενη υποενότητα 5.2.4



Εικόνα 56 Διαγράμματα μέσης τιμής του πλάτους της GS στάθμης συναρτήσει του df και του r_{inj} για $\tau_s^h = 20 ps$

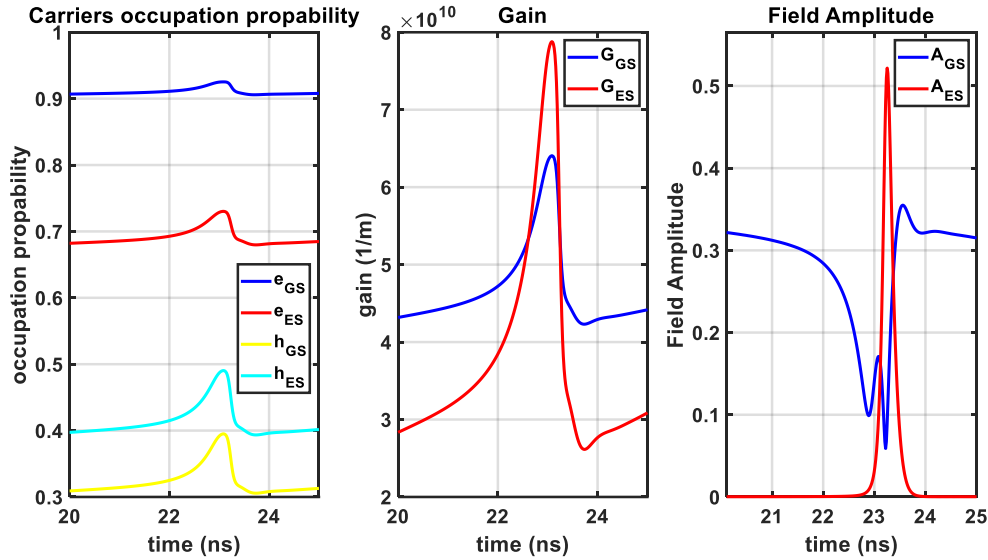


Εικόνα 57 Διαγράμματα μέσης τιμής του πλάτους της ES στάθμης συναρτήσει του df και του r_{inj} για $\tau_s^h = 20 ps$

5.2.4 Πιθανότητες κατάληψης και κέρδος στην περίπτωση έναρξης εξαναγκασμένης εκπομπής από την ES ενεργειακή στάθμη

Οι συμπεριφορές που μελετήθηκαν στις προηγούμενες υποενότητες της ενότητας 5.2 οφείλονται στην ασυμετρία των χρόνων μεταφοράς μεταξύ των οπών και των ηλεκτρονίων σε συνδυασμό με τι δύο παραμέτρους df και r_{inj} . Ο συνδυασμός των

παραμέτρων αυτών, επιδρά στις πιθανότητες κατάληψης των δυο σταθμών επιτρέποντας την εκπομπή από τη μια ή την άλλη στάθμη. Από τις πιο ενδιαφέρουσες συμπεριφορές που παρουσιάστηκαν στις προηγούμενες υποενότητες είναι όταν το ES παράγει στενούς ES παλμούς, με ταυτόχρονη μείωση της GS ακτινοβολίας. Στο παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη των πιθανοτήτων κατάληψης των φορέων, του κέρδους και του πλάτους του πεδίου της κάθε ενεργειακής στάθης (Εικόνα 58).



Εικόνα 58 Διαγράμματα χρονικής εξέλιξης των πιθανοτήτων κατάληψης των φορέων, του κέρδους και του πλάτους του πεδίου για κάθε ενεργειακή στάθμη για $I_{bias} = 130mA$, $df = -1500MHz$ και $r_{inj} = 0.132$

Όπως φαίνεται και από το παραπάνω διάγραμμα η έγχυση στο GS επιφέρει αύξηση στους φορείς και των δύο σταθμών. Είναι φανερό ότι η αύξηση στις οπές είναι πολύ πιο σημαντική. Εξαιτίας της απογορευτικής αρχής του Pauli, όσο πιο κατηλειμένη είναι μια ενεργειακή ζώνη, τόσο πιο δύσκολο είναι να αυξηθεί περαιτέρω ο πληθυσμός αυτής. Η μικρότερη πιθανότητα κατάληψη των οπών, τους επιτρέπει μεγαλύτερο εύρος μεταβολής μιας και οι ενεργειακές στάθμες των οπών είναι λιγότερο κατηλειμένες ($p_{GS,ES}^h = 0.3-0.5$) από αυτές των ηλεκτρονίων, οι οποίες είναι σχεδόν πλήρεις ($p_{ES,GS}^e = 0.68-0.92$). Επιπλέον, η μικρή ενεργειακή απόσταση των σταθμών των οπών τους επιτρέπει μεγαλύτερη μεταβολή καθώς με μικρές απορροφήσης ενέργειας, οι φορείς μπορούν να μεταπηδούν από την μία ενεργειακή κατάσταση στην άλλη. Συνεπώς, οι πιθανότητες κατάληψης των οπών μεταβάλλονται σημαντικά ενώ η μεταβολή των ηλεκτρονίων είναι πολύ μικρή λόγω της μεγάλης πιθανότητας κατάληψής τους.

Η μεταβολή των φορέων (κυρίως των οπών) επιφέρει την αύξηση των κερδών των ενεργειακών σταθμών. Η αρχική αύξηση του κέρδους της GS ενεργειακής στάθμης επιφέρει μείωση του πλάτους του πεδίου αυτής και μετέπειτα την αύξηση του. Ωστόσο, την χρονική στιγμή $t = 22.6ns$ το κέρδος της ES στάθμης γίνεται μεγαλύτερο από το κέρδος της GS στάθμης. Αποτέλεσμα αυτού είναι να ξεκινάει η εξαναγκασμένη εκπομπή από την ES ενεργειακή στάθμη ενώ ταυτόχρονα το πλάτος του πεδίου της GS στάθμης μειώνεται. Στη συνέχεια, το κέρδος και των δύο σταθμών πιάνει ταυτόχρονα

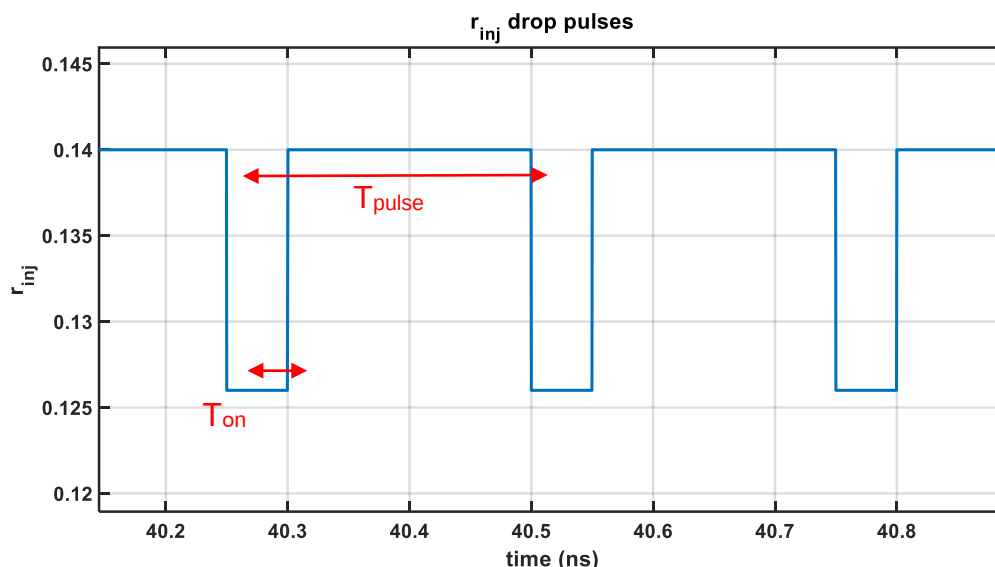
μια μέγιστη τιμή για $t = 23.09ns$ και έπειτα ξεκινάει η μείωση τους. Για $t = 23.25ns$ το κέρδος της ES στάθμης γίνεται μικρότερο από το κέρδος της GS στάθμης και η τιμή του πλάτους της ES στάθμης ξεκινάει να μειώνεται ενώ το πλάτος της GS αυξάνεται και επανέρχεται στα αρχικά επίπεδα. Το παραπάνω φαινόμενο επαναλαμβάνεται μιας και οι συνθήκες πόλωσης και οι τιμές των παραμέτρων παραμένουν σταθερές, παραγώντας συνεχόμενα παλμούς στη ES ενεργειακή στάθμη. Οι στενοί αυτοί παλμοί μοιάζουν σημαντικά με τους παλμούς που παράγει ένας νευρώνας και από εδώ και στο εξής θα αναφερόμαστε σε αυτούς ως spikes. Στην επόμενη υποενότητα θα δείξουμε ότι το παραπάνω σύστημα μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένας fire-and-integrate νευρώνας καθώς τα δύο συστήματα παρουσιάζουν σημαντικές ομοιότητες στον τρόπο λειτουργίας τους

5.3 Χρήση του συστήματος Master-Slave laser για την υλοποίηση ενός κατασταλτικού νευρώνα

Όπως δείξαμε και στην ενότητα 3.3 οι νευρώνες έχουν κάποιες συγκεκριμένες ιδιότητες οι οποίες εμφανίζονται σε κάθε έναν νευρώνα. Οι ιδιότητες αυτές είναι η άθροιση των εισόδων με βάρη, η ολοκλήρωσή τους, το κατώφλι, η περίοδος αποκατάστασης και η παραγωγή παλμών. Όλες αυτές οι ιδιότητες θα πρέπει να παρουσιάζονται ώστε να μπορούμε να έχουμε ένα νευρώνα. Στη συγκεκριμένη υποενότητα θα θεωρήσουμε ότι το Slave βρίσκεται υπό τη συνεχή έγχυση του Master. Το πεδίο του Master έχει πλάτος $A_m = 0.2$ ενώ η φάση του είναι $\varphi_m = 0$. Οι παράμετροι έγχυσης είναι σταθεροί σε όλο το κεφάλαιο και είναι $df = -1500MHz$ και $r_{inj} = 0.14$. Μόλις σταθεροποιηθεί η έξοδος του συστήματος, ξεκινάμε την εισαγωγή τετραγωνικών παλμών μείωσης στο r_{inj} (Εικόνα 59), προκαλώντας, όπως θα δείξουμε παρακάτω, δραστικές μεταβολές στην έξοδο του συστήματος (Spiking λειτουργία στη ES ενεργειακή στάθμη).

Η δομή της συγκεκριμένης ενότητας ορίζεται ως εξής. Αρχικά, δίδονται διαγράμματα του πλάτους του παραγόμενου πεδίου για τις δύο ενεργειακές στάθμες, για διάφορες τιμές του πλάτους του παλμού διαταραχής του r_{inj} (τετραγωνικός παλμός μείωσης). Η συχνότητα των παλμών αυτών παραμένει σταθερή. Στη συνέχεια, αναλύουμε την απόκριση του συστήματος, για ένα σταθερό πλάτος του παλμού διαταραχής, μεταβάλλοντας όμως τη συχνότητα παραγωγής των παλμών. Τέλος, μελετάμε την εξάρτηση της απόκρισης του συστήματος από το Duty Cycle (DC), το οποίο ορίζεται ως το πηλίκο της χρονικής διάρκειας στο οποίο ο παλμός έχει μια συγκεκριμένη μη μηδενική τιμή, προς τη περίοδο του παλμού (Εικόνα 59).

$$DC = \frac{T_{on}}{T_{pulse}}$$



Εικόνα 59 Παλμός διαταραχής με συχνότητα παραγωγής 4GHz και DC=0.2

5.3.1 Εξάρτηση της απόκρισης του συστήματος από το πλάτος του παλμού διαταραχής και τη συχνότητα των παλμών διαταραχής

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα παρουσιαστούν διαγράμματα χρονικής απόκρισης του συστήματος των δύο λείζερ για διάφορα πλάτη του παλμού διαταραχής. Οι παλμοί αυτοί έχουν σταθερή συχνότητα παραγωγής ενώ το DC των παλμών είναι ορισμένο σε 0.2.

Στα διαγράμματα των Εικόνων 60-63 βλέπουμε την απόκριση του Slave για παλμούς διαταραχής με συχνότητα 4GHz. Αρχικά παρατηρούμε ότι για παλμούς διαταραχής με πλάτος μικρότερο του 0.014 το Slave δεν μπορεί να ξεπεράσει το κατώφλι και επομένως δεν μπορεί να ξεκινήσει το ES Spiking. Η συγκεκριμένη απόκριση ικανοποιεί την πρώτη ιδιότητα των νευρώνων, η οποία προκαλεί την all-or-none απόκριση του συστήματος. Πιο συγκεκριμένα, αν η διαταραχή του συστήματος είναι κάτω από μια συγκεκριμένη τιμή ($r_{inj} < 0.018$), τότε το σύστημα δεν παράγει καμία απόκριση. Αντίθετα, αν είναι μεγαλύτερη αυτής ($r_{inj} \geq 0.018$), τότε το σύστημα παράγει ES Spikes. Όσο αυξάνεται το πλάτος των παλμών διαταραχής, παρατηρούμε ότι αυξάνεται και η συχνότητα παραγωγής τους. Αυτό σημαίνει ότι οι παλμοί ωθούν το σύστημα να ξεπεράσει το κατώφλι ταχύτερα. Η συγκεκριμένη ιδιότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κωδικοποίηση της έντασης του ερεθίσματος (rate encoding) [37]. Όσο πιο έντονο είναι το ερέθισμα (πλάτος παλμού διαταραχής), τόσοι περισσότεροι είναι οι παραγόμενοι παλμοί (Εικόνα 60) [37]. Σε αυτό το σημείο, θα θέλαμε να τονίσουμε ότι τόσο το πλάτος, όσο και το χρονικό εύρος μισής ισχύος (Full Width Half Maximum FWHM) των παραγόμενων παλμών, παραμένει σταθερό όπως φαίνεται και από την Εικόνα 61.

Η αύξηση της συχνότητας των παραγόμενων παλμών από 4GHz σε 20GHz (Εικόνα 62), επέφερε μια μικρή χρονική μετατόπιση, ωστόσο η χρονική απόκριση του Slave δεν μεταβλήθηκε σημαντικά. Ο λόγος είναι ότι η συνολική μεταβολή της ενεργειας από τους εισερχόμενους παλμούς, παραμένει σταθερή καθώς χρησιμοποιούμε το ίδιο DC. Ειδικότερα, αν ολοκληρώσουμε την ισχύ ενός τετραγωνικού παλμού με πλάτος A σε μια περίοδο, τότε έχουμε

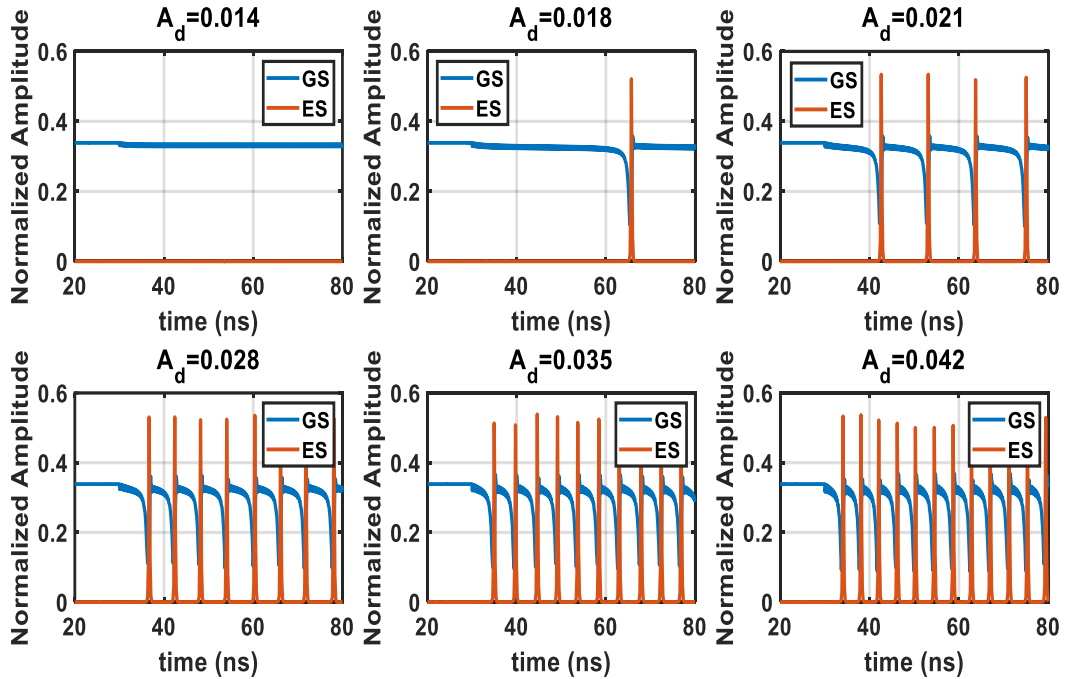
$$E_{pulse} = \int_{T_{pulse}} A^2 dt \Rightarrow E_{pulse} = \int_0^{DC \cdot T_{pulse}} A^2 dt$$

$$\Rightarrow E_{pulse} = DC \cdot T_{pulse} A^2 \Rightarrow E_{pulse} = \frac{DC}{f} A^2 \quad (5.2)$$

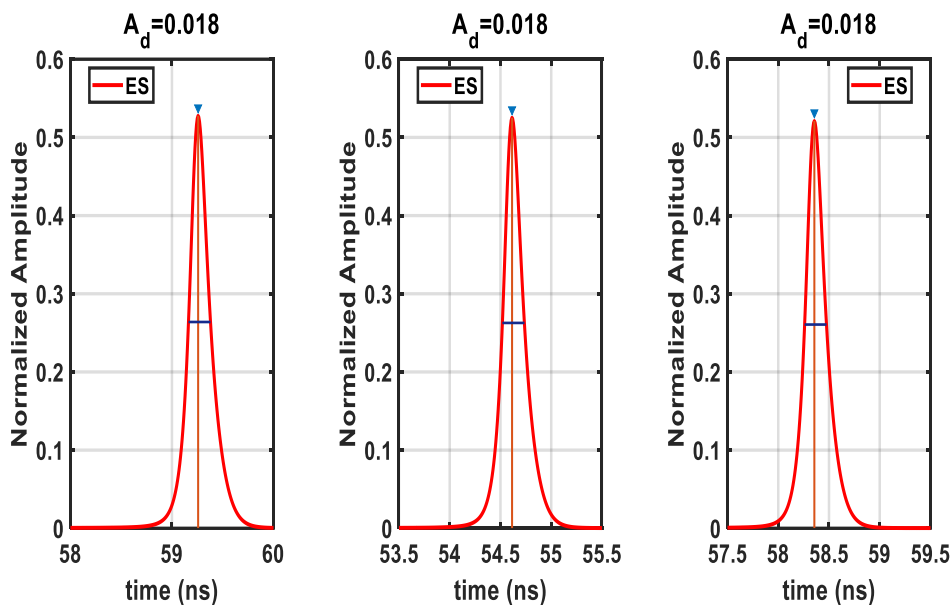
όπου f θα είναι η συχνότητα των παλμών. Λαμβάνοντας υπόψιν την σχέση 5.2, η ενέργεια που απορροφάται από το Slave σε χρόνο T , θα είναι το πλήθος των παραγόμενων παλμών στο χρονικό διάστημα T επί την ενέργεια του παλμού διαταραχής.

$$E_{total} = N_{pulses} \cdot E_{pulse} = \frac{T}{T_{pulse}} \frac{DC}{f} A^2 = T \cdot DC \cdot A^2 \quad (5.3)$$

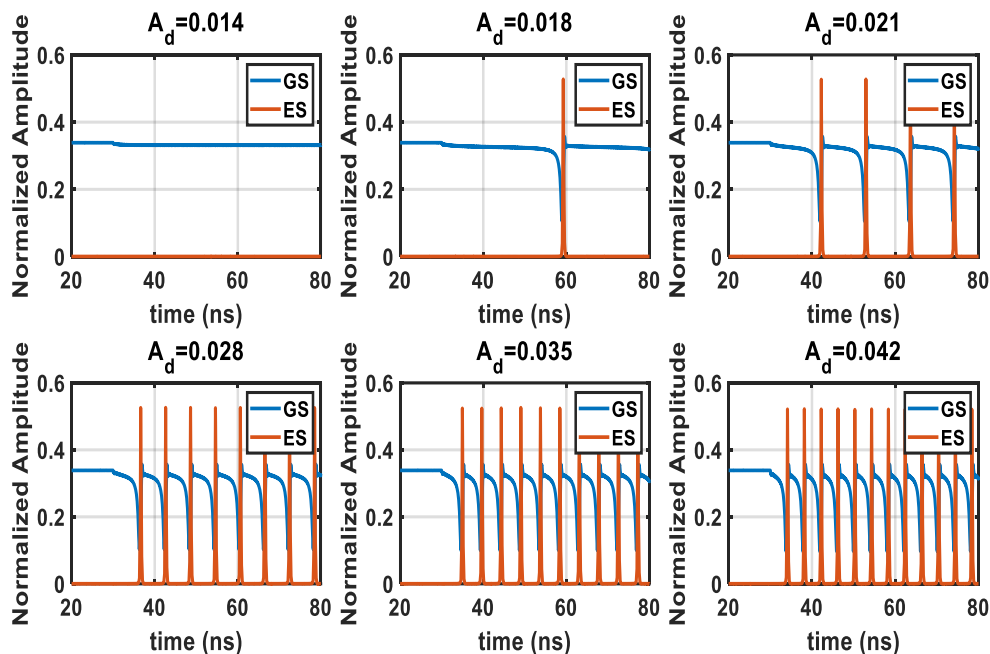
Όπως είναι εμφανές από την σχέση 5.3, η ενέργεια που απορρόφησε το Slave εξαρτάται μόνο από το χρόνο που υπόκειται στους παλμούς, το DC και το πλάτος των παλμών διαταραχής. Εφόσον, ο χρόνος προσομοίωσης είναι συγκεκριμένος το μόνο που μπορεί να επηρεάσει την ενέργεια και κατ'επέκταση τον αριθμό των παραγόμενων ES Spikes είναι το DC και το πλάτος A_d των διαταραχών. Στην επόμενη υποενότητα θα μελετήσουμε την εξάρτηση της χρονικής απόκρισης του συστήματος από το DT.



Εικόνα 60 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για συχνότητα παραγωγής παλμών $f=4\text{GHz}$, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5\text{GHz}$ και $DT=0.2$ για διάφορα πλάτη των παλμών διαταραχής.



Εικόνα 61 Λεπτομερής αναράσταση των παραγόμενων παλμών της Εικόνας 57. Το μέσο πλάτος των παραγόμενων παλμών είναι 0.215ns

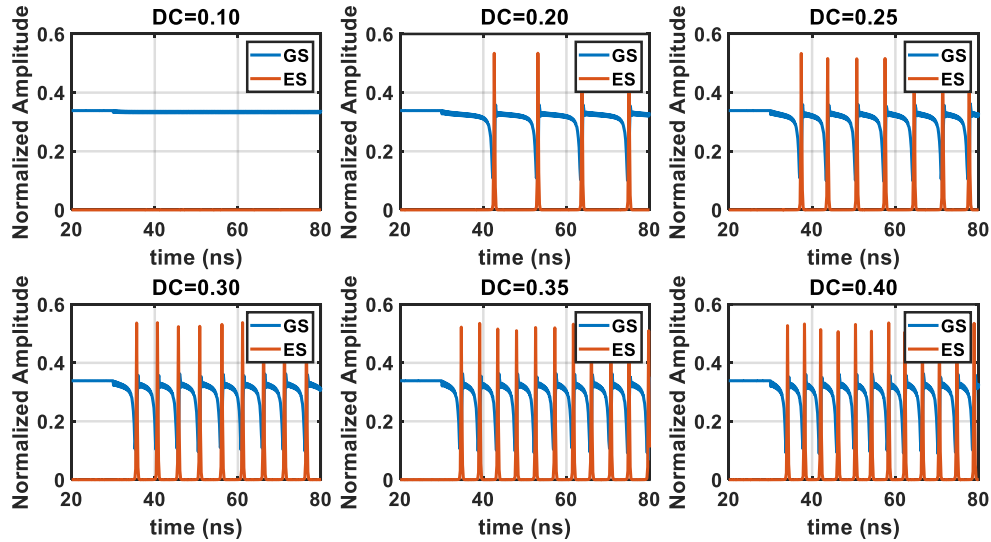


Εικόνα 62 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για συχνότητα παραγωγής παλμών $f=20\text{GHz}$, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5\text{GHz}$ και $DT=0.2$

5.3.2 Εξάρτηση της απόκρισης του συστήματος από το DT

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα παρουσιαστούν διαγράμματα χρονικής απόκρισης του συστήματος των δύο λέιζερ για διάφορα DT. Οι παλμοί διαταραχής έχουν σταθερή συχνότητα παραγωγής $f_d=4\text{GHz}$ ενώ το πλάτος τους παραμένει σταθερό $A_d=0.021$.

Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα της Εικόνας 63 όσο περισσότερο αυξάνεται το DC, τόσο αυξάνεται και ο αριθμός των παραγόμενων ES spikes. Ο λόγος για τον οποίο παρατηρείται η συγκεκριμένη συμπεριφορά, οφείλεται στο γεγονός ότι η μέση ενέργεια που απορροφάται από το Slave σε χρόνο T αυξάνεται με την αύξηση του DC. Συνεπώς το Slave, μπορεί να ξεπεράσει το κατώφλι του περισσότερες φορές, παράγοντας περισσότερα ES spikes. Τέλος, βλέπουμε ότι το Slave μπορεί να αθροίσει τις διαταραχές που δέχεται δίδοντας ένα spike μεγάλης ενέργειας μόλις ξεπερασθεί το κατώφλι του.



Εικόνα 63 Διαγράμματα πλάτους του πεδίου του Slave για διάφορες τιμές του DC (συχνότητα παραγωγής παλμών διαταραχής $f_d=4\text{GHz}$, $r_{inj}=0.14$, $df=-1.5\text{GHz}$ και πλάτος των παλμών διαταραχής $A_d=0.021$)

5.4 Το σύστημα των δύο QD λείζερ ως ένας κατασταλτικός νευρώνας

Λαμβάνοντας υπόψιν τα διαγράμματα των προηγούμενων ενοτήτων είναι φανερό ότι το σύστημα των δύο λείζερ (Master-Slave) μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένας νευρώνας. Πιο συγκεκριμένα μπορεί να παρουσιάσει τις ιδιότητες του κατωφλίου, της παραγωγής παλμών, της ολοκλήρωσης των εισόδων και της περιόδου αποκατάστασης.

Οι τρεις πρώτες ιδιότητες αναλύθηκαν και αποδείχθηκαν στην ενότητα 5.2. Λαμβάνοντας υπόψιν τα διαγράμματα των Εικόνων 60, 61, 62 και 63 παρατηρούμε ότι υπάρχει μια χρονική περίοδος κατά την οποία το λείζερ δεν μπορεί να παράξει νέο πλαμό. Το χρονικό αυτό διάστημα ονομάζεται περίοδος αποκατάστασης. Για την απόδειξη της ιδιότητας άθροισης των εισόδων με βάρη θα πρέπει να τροποποιηθεί ο κώδικας της προσομοίωσης ώστε να συμπεριλάβει την έγχυση περισσότερων λείζερ στο Slave.

Επιπλέον, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης επιβεβαιώνονται από τα πειραματικά αποτελέσματα του [47]. Εκτός από αυτό όμως, αν θεωρήσουμε ότι το GS σήμα είναι το διεγερτικό σήμα και το ES σήμα είναι το κατασταλτικό σήμα του νευρώνα, τότε είναι εφικτή η υλοποίηση ενός κατασταλτικού νευρώνα, καθώς με GS έγχυση (διεγερτικό σήμα) μπορούμε να παράξουμε ES κατασταλτικό σήμα (ES spike). Τέλος, αποδείξαμε ότι το σύστημα των δύο λείζερ μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την κωδικοποίηση της έντασης του ερεθίσματος (rate encoding) (Εικόνα 62 και 63).

Μελέτη Ολοκληρωμένων Λέιζερ κβαντικών τελειών με σκοπό την υλοποίηση αμιγώς οπτικών νευρώνων για υπέρυθρα συστήματα επεξεργασίας

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

6.1 Συμπεράσματα της διπλωματικής εργασίας

Στην παρούσα διπλωματική εργασία έγινε έγινε ενδελεχής μελέτη των λέιζερ κβαντικών τελειών χρησιμοποιώντας το μοντέλο που περιγράφεται στο [48], το οποίο περιέχει εξισώσεις ρυθμών τόσο για τα ηλεκτρόνια όσο και για τις οπές. Αρχικά μελετήθηκε η συμπεριφορά ενός μόνο (free running) λέιζερ κβαντικών τελειών σε ότι αναφορά την εκπεμπόμενη ισχύ εξόδου της κάθε ενεργειακής στάθμης. Με την εκτενή χρήση διαγραμμάτων χρονικής εξέλιξης των φορέων, του κέρδους και του πλάτους των πεδίων μελετήθηκε η επίδραση του ρεύματος άντλησης και του χρόνου μεταφοράς των οπών τ_h^s στη δομή. Από την ανάλυση μας επιβεβαιώθηκε το φαινόμενο της καταστολής του πεδίου από τη GS ενεργειακή στάθμη με την αύξηση του ρεύματος, ενώ καθοριστικός παράγοντας για το συγκεκριμένο φαινόμενο είναι η ασυμμετρία των χρόνων μεταφοράς οπών και ηλεκτρονίων. Πιο συγκεκριμένα, αύξηση της ασυμμετρίας αυτής επιφέρει όξυνση του φαινομένου καταστολής της GS ισχύος, ενώ μείωση αυτής επιφέρει άμβλυνση του φαινομένου. Επιπλέον, ο χρόνος μεταφοράς των οπών μεταβάλλει δραστικά το κατώφλι έναρξης εξαναγκασμένης εκπομπής από την ES ενεργειακή στάθμη. Τέλος, δόθηκαν διαγράμματα του πλάτους του πεδίου για κάθε ενεργειακή στάθμη στην κατάσταση ισορροπίας συναρτήσει του χρόνου μεταφοράς των και του ρεύματος άντλησης.

Σε ότι αναφορά τη δομή των δύο λέιζερ μελετήθηκαν τα φαινόμενα που παρατηρούνται κατά την έγχυση του οπτικού πεδίου από ένα λέιζερ κβαντικών τελειών σε ένα άλλο. Οι κύριες παράμετροι που καθορίζουν την συμπεριφορά του συστήματος είναι η συχνотική απόσταση των κεντρικών συχνοτήτων εκπομπής των δύο λέιζερ (df) και ο συντελεστής έγχυσης (r_{inj}). Πιο συγκεκριμένα, για μεγάλα df παρατηρήθηκε ότι η έξοδος του λέιζερ είναι περιοδική ενώ για μεγάλα r_{inj} και μικρά df η έξοδος του λέιζερ κλειδώνει σε μια συγκριμένη τιμή. Τα ενδιαφέροντα φαινόμενα παρατηρούνται στην ενδιάμεση περιοχή και κυρίως για αρνητικά df , καθώς παρατηρήθηκε εναλλαγή της ενεργειακής στάθμης εκπομπής. Ειδικότερα, ενώ το λέιζερ είναι πολωμένο ώστε να υποστηρίζει GS εκπομπή, εγχύοντας GS πεδίο στο Slave, παρατηρούνται παλμοί στη ES ενεργειακή στάθμη. Στη συνέχεια, για σταθερά df , r_{inj} και πόλωση του Slave, εισάγαμε παλμούς διαταραχής σε αυτό. Παρατηρήθηκε και πάλι παραγωγή ES παλμών (Spikes). Το σημαντικότερο όμως σε αυτή την περίπτωση, είναι ότι η εναλλαγή του φάσματος ακτινοβολίας της δομής θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την ανάπτυξη ενός κατασταλτικού νευρώνα καθώς η συμπεριφορά της παρουσιάζει σημαντικές ομοιότητες με αυτή των νευρώνων (κατώφλι, ολοκλήρωση των σημάτων, περίοδος αποκατάστασης, παραγωγή παλμών). Τέλος, παρατηρήθηκε και κωδικοποίηση της έντασης του ερεθίσματος καθώς αύξηση του πλάτους της διαταραχής επιφέρει αύξηση της συχνότητας των παραγόμενων παλμών (rate encoding).

6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Τα αποτελέσματα της διπλωματικής εργασίας δείχνουν ότι το σύστημα Master-Slave των δύο λέιζερ κβαντικών τελειών μπορεί να προσωμοιάσει την λειτουργία ενός νευρώνα. Ωστόσο για την πληρέστερη τεκμηρίωση και αποδοχή της νευρωνικής

συμπεριφοράς του συστήματος Master-Slave θα πρέπει να γίνει μια πιο ενεδεδεχόμενη μελέτη της δομής. Οι παρακάτω περιπτώσεις χρήζουν εκτενέστερης μελέτης για αυτό και προτείνονται ως αντικείμενα μελέτης μελλοντικών ερευνών.

Αρχικά, θα πρέπει να εξεταστούν και άλλες περιοχές πόλωσης του συστήματος καθώς επίσης και η περίπτωση ES έγχυσης στο σύστημα. Στην παρούσα διπλωματική μελετήθηκε η περίπτωση μόνο της GS έγχυσης σε λέιζερ που είναι πολωμένο ώστε να παρατηρείται μόνο GS ακτινοβολία. Μελλοντικές μελέτες θα μπορούσαν να γίνουν για τη μελέτη ES έγχυσης σε GS εκπεμπόμενο λέιζερ ή ES και GS έγχυσης σε ES πολωμένο λέιζερ.

Στη συνέχεια, θα μπορούσε να γίνει η ίδια προσομοίωση λαμβάνοντας υπόψιν όλους τους διαδιδόμενους τρόπου του λέιζερ καθώς επίσης και όλες τις ομάδες κβαντικών τελειών. Στη συγκεκριμένη εργασία, θεωρήσαμε ότι το λέιζερ αποτελείται από μια ομάδα πανομοιότυπων κβαντικών τελειών και έναν διαδιδόμενο τρόπο. Όμως κατά την ανάπτυξη των κβαντικών τελειών δημιουργούνται τελείες με ποικίλες διαστάσεις οι οποίες επηρεάζουν την απόκριση του λέιζερ. Συνεπώς για μια πιο ρεαλιστική προσομοίωση του συστήματος θα πρέπει να ληφθούν και οι παραπάνω δύο παράμετροι υπόψιν.

Τέλος για την αξιοποίηση του συστήματος ως ένας νευρώνας και την μετέπειτα χρήση αυτού στα νευρωνικά δίκτυα, προτείνεται η δυναμική ανάλυση του συστήματος με χρήση της θεωρίας διασταυρώσεων (Bifurcation Theory).

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι

Κώδικας προσομοίωσης του QD Laser

```
function simulation_field_two_lasers_GS_GS_Ibias_output_power

%pulses period
df=[-1.5]*1e9;           %detuning
r_inj=[0.14];           %injection strength
A_inj=0.2;               %injection amplitude
I_bias2=130e-3;          %bias current
time=80e-9;              %time simulation
on_2=30e-9;              %inverse pulse start time
on_1=18e-9;              %injection start
f_pulse=[20]*1e9;        %frequency of pulses
DT=[0.2];                %Duty Cycle of the Pulses
T_pulse=1./f_pulse;      %Pulse 's period
slap=[0.87 0.8 0.7];     %injection strength reduction
[p]=CONSTANTS();

fores=round(time/p.dt)
sigma=sqrt(100);
rng(132)
xGS=normrnd(0,1/60,1,fores);
rng(108)
yGS=normrnd(0,1/60,1,fores);
rng(827)
xES=normrnd(0,1/60,1,fores);
rng(834)
yES=normrnd(0,1/60,1,fores);

t=[p.dt:p.dt:time];
p_e_ES2=zeros(1,length(t));
n_e_ES2=zeros(1,length(t));
p_e_GS2=zeros(1,length(t));
n_e_GS2=zeros(1,length(t));
n_e_SCH2=zeros(1,length(t));
n_e_WL2=zeros(1,length(t));
Ehf2=zeros(1,length(t));
n_h_WLQD2=zeros(1,length(t));
p_h_GS2=zeros(1,length(t));
p_h_ES1_2=zeros(1,length(t));
Rsp_GS2=zeros(1,length(t));
Rsp_ES2=zeros(1,length(t));
Rst_GS2=zeros(1,length(t));
Er_GS2=zeros(1,length(t));
Ei_GS2=zeros(1,length(t));
Rst_ES2=zeros(1,length(t));
A_ES2=zeros(1,length(t));
Rnr2=zeros(1,length(t));
Rsptot2=zeros(1,length(t));
```

```

Rsttot2=zeros(1,length(t));
n_h_SCH2=zeros(1,length(t));
gGS2=zeros(1,length(t));
gES2=zeros(1,length(t));
Esp_GS2=zeros(1,length(t));
Esp_ES2=zeros(1,length(t));
P_GS_h=zeros(length(df),length(t));
P_GS_e=zeros(length(df),length(t));
P_ES_h=zeros(length(df),length(t));
P_ES_e=zeros(length(df),length(t));
G_GS=zeros(length(df),length(t));
G_ES=zeros(length(df),length(t));
dp_e_esdt=zeros(length(df),length(t));
dp_e_gsdt=zeros(length(df),length(t));
dp_h_esdt=zeros(length(df),length(t));
dp_h_gsdt=zeros(length(df),length(t));
meanGS=zeros(length(r_inj),length(df));
meanES=zeros(length(r_inj),length(df));
E_GS=zeros(length(slap),length(t));
E_ES=zeros(length(slap),length(t));
rinjt=zeros(length(t),length(r_inj));
%escape, capture, non-radiative, spontaneous, gain, relaxation &
transport times

%time step & time simulation
ts_hole=20e-12;
for cc_DT=1:length(DT)
    for cc_slap=1:length(slap)
        for cc_fp=1:length(f_pulse)
            T_pulse_on=DT(cc_DT)*T_pulse(cc_fp);
            for cc_r=1:length(r_inj)
                nr_pulses=0;
                for i=1:time/p.dt
                    if i*p.dt >= on_2
                        if i*p.dt<=(on_2+nr_pulses*T_pulse(cc_fp)
                            +T_pulse_on) && i*p.dt >=(on_2+nr_pulses
                                *T_pulse(cc_fp))

                            rinjt(i,cc_r)=slap(cc_slap)*r_inj(cc_r);

                        elseif i*p.dt > (on_2+nr_pulses*T_pulse(cc_fp)
                            +T_pulse_on) && i*p.dt < (on_2+(nr_pulses+1)
                                *T_pulse(cc_fp))

                            rinjt(i,cc_r)=r_inj(cc_r);

                        elseif i*p.dt >= on_2+(nr_pulses+1)*
                            T_pulse(cc_fp)

                            rinjt(i,cc_r)=slap(cc_slap)*r_inj(cc_r);
                            nr_pulses=nr_pulses+1;
                        end
                    elseif i*p.dt >= on_1 && i*p.dt < on_2

```



```

        rinjt(i,cc_r)=r_inj(cc_r);
    elseif i*p.dt < on_1
        rinjt(i,cc_r)=0;
    end
end
end
for cc_ts_hole=1:length(ts_hole)

p.ts_h=ts_hole(cc_ts_hole);

[n_e_SCH2(1),n_e_WL2(1),n_e_ES2(1),n_e_GS2(1),n_h_SCH2(1),n_h_WL
QD2(1),Er_GS2(1),Ei_GS2(1),A_ES2(1)]=INITIALIZATION();

%simulation of slave
    for cc_I_bias_slave=1:length(I_bias2)
        for cc_df=1:length(df)
            for cc_r=1:length(r_inj)
                nr_pulses=0;
                for i=2:fores

%occupation of each electron state in slave
[p_e_ES2(i-1)]=ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY(n_e_ES2(i-
1),p.mES);
[p_e_GS2(i-1)]=ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY(n_e_GS2(i-
1),p.mGS);

%calculation of electrons in SCH in slave
[n_e_SCH2(i)]=ELECTRON_SCH(n_e_SCH2(i-1),n_e_WL2(i-
1),I_bias2(cc_I_bias_slave),p);

%calculation of electrons in WL in slave
[n_e_WL2(i)]=ELECTRON_WL(n_e_SCH2(i-1),n_e_WL2(i-1),n_e_ES2(i-
1),p_e_ES2(i-1),p);

%calculate quasi Fermi level in slave
[Ehf2(i-1)]=QUASI_FERMI(n_h_WLQD2(i-1),p);

%calculate holes occupation in slave
[p_h_GS2(i-1)]=HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY(Ehf2(i-1),p.Egs,p);
[p_h_ES1_2(i-1)]=HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY(Ehf2(i-
1),p.Ees1,p);

%calculate spontaneous rates in slave
[Rsp_GS2(i-1)]=SPONTANEOUS_RATE(p_e_GS2(i-1),p_h_GS2(i-
1),p.mGS,p);
[Rsp_ES2(i-1)]=SPONTANEOUS_RATE(p_e_ES2(i-1),p_h_ES1_2(i-
1),p.mES,p);

%calculate stimulated rates in slave
[Rst_GS2(i-1)]=STIMULATED_RATE(p_e_GS2(i-1),p_h_GS2(i-
1),Er_GS2(i-1),Ei_GS2(i-1),p.mGS,p);
[Rst_ES2(i-1)]=STIMULATED_RATE(p_e_ES2(i-1),p_h_ES1_2(i-1),
A_ES2(i-1),0,p.mES,p);

```

```

%calculation of electrons in ES in slave
[n_e_ES2(i)]=ELECTRON_ES(n_e_WL2(i-1),n_e_ES2(i-1),n_e_GS2(i-1),p_e_ES2(i-1),p_e_GS2(i-1),Rsp_ES2(i-1),Rst_ES2(i-1),p);

%calculation of electrons in GS in slave
[n_e_GS2(i)]=ELECTRON_GS(n_e_ES2(i-1),n_e_GS2(i-1),p_e_ES2(i-1),p_e_GS2(i-1),Rsp_GS2(i-1),Rst_GS2(i-1),p);

%calculation of non-radiative rates in slave
[Rnr2(i-1)]=NON_RADIATIVE_RATE(n_e_GS2(i-1),n_e_ES2(i-1),n_e_WL2(i-1),p);

%calculation of total rates in slave
[Rsptot2(i-1)]=TOTAL_RATES(Rsp_GS2(i-1),Rsp_ES2(i-1));
[Rsttot2(i-1)]=TOTAL_RATES(Rst_GS2(i-1),Rst_ES2(i-1));

%calculation of holes in WLQD in slave
[n_h_WLQD2(i)]=HOLES_WLQD(n_h_SCH2(i-1),n_h_WLQD2(i-1),Rsptot2(i-1),Rsttot2(i-1),Rnr2(i-1),p);

%calculation of holes in SCH in slave
[n_h_SCH2(i)]=HOLE_SCH(n_h_SCH2(i-1),n_h_WLQD2(i-1),I_bias2(cc_I_bias_slave),p);

%calculate gain coefficient in slave
[gGS2(i-1)]=GAIN_COEFFICIENT(p_e_GS2(i-1),p_h_GS2(i-1),p.tg_GS);
[gES2(i-1)]=GAIN_COEFFICIENT(p_e_ES2(i-1),p_h_ES1_2(i-1),p.tg_ES);

[Esp_GS2(i-1)]=SPONTANEOUS_FIELD(Rsp_GS2(i-1),xGS(i-1),yGS(i-1),p);
[Esp_ES2(i-1)]=SPONTANEOUS_FIELD(Rsp_ES2(i-1),xES(i-1),yES(i-1),p);

%calculate Field
[Er_GS2(i),Ei_GS2(i)]=TOTAL_FIELD(Er_GS2(i-1),Ei_GS2(i-1),Esp_GS2(i-1),gGS2(i-1),A_inj,df(cc_df),rinjt(i,cc_r),i,p);
[A_ES2(i)]=EXCITED_FIELD(A_ES2(i-1),gES2(i-1),Esp_ES2(i-1),p);

if mod(i, 50000) == 0
    olokliwsi_slave=(i/(time/p.dt))*100
end
end

[p_e_ES2(i)]=ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY(n_e_ES2(i),p.mES);
[p_e_GS2(i)]=ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY(n_e_GS2(i),p.mGS);

%calculate quasi Fermi level in slave
[Ehf2(i),endiamesi_timi(i)]=QUASI_FERMI(n_h_WLQD2(i),p);

%calculate holes occupation in slave
[p_h_GS2(i)]=HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY(Ehf2(i),p.Egs,p);

```

```
[p_h_ES1_2(i)]=HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY(Ehf2(i),p.Ees1,p);

[gGS2(i)]=GAIN_COEFFICIENT(p_e_GS2(i),p_h_GS2(i),p.tg_GS);
[gES2(i)]=GAIN_COEFFICIENT(p_e_ES2(i),p_h_ES1_2(i),p.tg_ES);

E_tot_GS2=sqrt(Er_GS2.^2+Ei_GS2.^2);
P_GS_h(cc_r,:)=p_h_GS2;
P_GS_e(cc_r,:)=p_e_GS2;
P_ES_h(cc_r,:)=p_h_ES1_2;
P_ES_e(cc_r,:)=p_e_ES2;
G_GS(cc_r,:)=gGS2;
G_ES(cc_r,:)=gES2;
E_GS(cc_slap,:)=abs(E_tot_GS2);
E_ES(cc_slap,:)=abs(A_ES2);
meanGS(cc_df,cc_r)=mean(E_GS(cc_r,:));
meanES(cc_df,cc_r)=mean(E_ES(cc_r,:));
end
end
end
end
end
end

slap=(1-slap)*r_inj;
f_pulse=ceil(f_pulse*1e-9)
figure
subplot(1,3,1)
plot(t*1e9,E_GS(1,:),t*1e9,E_ES(1,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(1)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

subplot(1,3,2)
plot(t*1e9,E_GS(2,:),t*1e9,E_ES(2,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(2)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

subplot(1,3,3)
plot(t*1e9,E_GS(3,:),t*1e9,E_ES(3,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
```

```

title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(3)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

subplot(2,3,4)
plot(t*1e9,E_GS(4,:),t*1e9,E_ES(4,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(4)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

subplot(2,3,5)
plot(t*1e9,E_GS(5,:),t*1e9,E_ES(5,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(5)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

subplot(2,3,6)
plot(t*1e9,E_GS(6,:),t*1e9,E_ES(6,:), 'LineWidth',3)
legend("GS","ES")
xlabel("time (ns)")
ylabel("Normalized Amplitude")
title(sprintf("A_d=%1.3f",slap(6)))
xlim([20 time*1e9])
ylim([0 0.6])
set(gca,'FontSize',20,'FontWeight','Bold','LineWidth',2.5)
grid on

end

function [p]=CONSTANTS()
    %constants
    p.dt=0.25e-12;           %time step for the solution of
    p.j=sqrt(-1);
    p.h=6.626070e-34;        %Planck constant (J*s)
    p.LEF=1.2;               %line enhancment factor
    p.c=3e8;                  %speed of light(m/s)
    p.tesc_h_WLQD=250e-12;   %hole escape time WL->SCH
    p.tsp= 2e-9;              %carrier lifetime due to
                                spontaneous emission (same for ES
                                and GS)

    p.tg_GS=5e-12;           %time gain constant GS
    p.tg_ES=2.8e-12;         %time gain constant ES

```

```

p.tesc_e_WL=100e-12;           %electron escape time WL->SCH
p.ts_e=5e-12;                  %electron transport time in SCH-
>WL
p.tnr_WL=900e-12;              %carrier lifetime due to non-
                                radiative recombination WL
p.tc_e_ES=0.6e-12;             %electron capture WL->ES
p.tesc_e_ES=0.96e-12;          %electron escape time ES->WL
p.tr_e_GS=1e-12;               %electron relaxation time ES->GS
p.tesc_e_GS=2.32e-12;          %electron escape time GS->ES
p.tnr_GSES=2e-9;               %carrier lifetime due to non-
                                radiative recombination ES/GS

%Excited, Ground & Wetting Layer energy states
p.Ewl=0e-3;                    %Wetting Layer energy level      140
p.Ees4=10e-3;                  %Excited State 4 energy level    150
p.Ees3=20e-3;                  %Excited State 3 energy level    160
p.Ees2=30e-3;                  %Excited State 2 energy level    170
p.Ees1=40e-3;                  %Excited State 1 energy level    180
p.Egs=50e-3;                   %Ground State energy level      190

%constants
p.K=8.6e-5;                    %Boltzman constant (eV)
p.T=300;                       %temperature (k)
p.mGS=2;                       %degeneracy of GS
p.mES=4;                       %degeneracy of ES
p.m0=9.10938188e-31;           %electron mass (Kg)
h_bar=6.58211928e-16;          %Plank's constant (eV*s/2pi)
p.e0=8.85e-12;                 %electrical permittivity (F/m)
p.q= 1.6021764*1e-19;          %electron charge (C)

%Device features
m=p.m0*0.45;                   %hole effective mass in GaAs
p.ni=0.97;                     %internal quantum efficiency
p.nl=8;                        %layer density
p.nd=4e14;                     %dot density (1/m^2)
p.L=6e-3;                      %laser length
p.w=3e-6;                      %waveguide width
p.total_nd=p.nd*p.nl*p.L*p.w; %total number of dots
p.bsp=1e-4;                    %spontaneous emission constant
p.dWLQD=(m*p.K*p.T)/(pi*h_bar*h_bar*p.nd); %WL density of
                                states
p.R1 = 0.05;                   %Low Reflectivity
p.R2 = 0.95;                   %High Reflectivity
p.n_eff = 3.6;                 %effective refractive index of
cavity
p.a=360;                       %Material losses (m-1)
p.tp=1/(p.c/p.n_eff*(p.a+log(1/(p.R1*p.R2))/(2*p.L)));
                                %photon lifetime
end
function
[n0_e_SCH,n0_e_WL,n0_e_ES,n0_e_GS,n0_h_SCH,n0_h_WLQD,E0r_GS,E0i_
GS,A_ES0]=INITIALIZATION()
    n0_e_SCH=1e-5;              %electron density in SCH (1/m^2)

```

```

n0_e_WL=1e-5;           %electron density in WL (1/m^2)
n0_e_ES=1e-5;           %electron density in ES (1/m^2)
n0_e_GS=1e-5;           %electron density in GS (1/m^2)
n0_h_WLQD=1e-5;         %hole density in WLQD (1/m^2)
n0_h_SCH=1e-5;
E0r_GS=0;
E0i_GS=0;
A_ES0=0;
end

%calculate occupation of each electron state
function [p_e]=ELECTRON_OCCUPATION_PROPABILITY(n_e,m)
    p_e=n_e/m;
end

%calculate spontaneous rate
function [Rsp]=SPONTANEOUS_RATE(p_e,p_h,m,p)
    Rsp=m*p_e*p_h/p.tsp;
end

%calculate electrons in SCH
function
[n_e_SCH_meta]=ELECTRON_SCH(n_e_SCH_prin,n_e_WL_prin,I,p)
    n_e_SCH_meta=((I*p.ni)/(p.nl*p.w*p.L*p.nd*p.q)-n_e_SCH_prin
    /p.ts_e+n_e_WL_prin/p.tesc_e_WL)*p.dt+n_e_SCH_prin;
end

%calculate electrons in WL
function
[n_e_WL_meta]=ELECTRON_WL(n_e_SCH_prin,n_e_WL_prin,n_e_ES_prin,p
_e_ES,p)
n_e_WL_meta=(n_e_SCH_prin/p.ts_e - n_e_WL_prin*(1/p.tesc_e_WL +
1/p.tnr_WL+(1/p.tc_e_ES)*(1-p_e_ES)) +
n_e_ES_prin/p.tesc_e_ES)
*p.dt+n_e_WL_prin;
end

%calculation of electrons in ES
function
[n_e_ES_meta]=ELECTRON_ES(n_e_WL_prin,n_e_ES_prin,n_e_GS_prin,p
_e_ES,p_e_GS,Rsp_prin,Rst_prin,p)
    n_e_ES_meta=(n_e_WL_prin*(1-p_e_ES)/p.tc_e_ES -
n_e_ES_prin/p.tesc_e_ES - n_e_ES_prin*(1-
p_e_GS)/p.tr_e_GS
+ n_e_GS_prin*(1-p_e_ES)/p.tesc_e_GS - Rst_prin -
Rsp_prin
- n_e_ES_prin/p.tnr_GSES)*p.dt+n_e_ES_prin;
end

%calculation of Quasi Fermi
function [Ehf,endiamesi_timi]= QUASI_FERMI(n_h_WLQD,p)

```

```

E1=-1;
E2=1;
simaia=0;
timil=n_h_WLQD - (p.dWLQD*log(1+exp((E2-p.Ew1)/(p.K*p.T))) +
    p.mGS/(1+exp((p.Egs-E2)/(p.K*p.T))) +
    p.mES/(1+exp((p.Ees1-E2)/(p.K*p.T)))...
    + p.mES/(1+exp((p.Ees2-E2)/(p.K*p.T))) +
    p.mES/(1+exp((p.Ees3-E2)/(p.K*p.T)))...
    + p.mES/(1+exp((p.Ees4-E2)/(p.K*p.T))));

if timil<0
    while simaia==0
        Ehf_dok=(E1+E2)/2;
        endiamesi_timi=n_h_WLQD -
(p.dWLQD*log(1+exp((Ehf_dok-
    p.Ew1)/(p.K*p.T))) + p.mGS/(1+exp((p.EgsEhf_dok)
    /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees1-Ehf_dok)
    /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees2-Ehf_dok)
    /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees3-Ehf_dok)
    /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees4-Ehf_dok)
    /(p.K*p.T))));
        if endiamesi_timi>0
            E1=Ehf_dok;
        else
            E2=Ehf_dok;
        end
        if abs(endiamesi_timi)<1e-5
            simaia=1;
        end
    end
else
    if abs(timil)<1e-2
        Ehf_dok=0.05;
        endiamesi_timi=n_h_WLQD - (p.dWLQD*log(1+exp((Ehf_dok-
        p.Ew1)/(p.K*p.T))) + p.mGS/(1+exp((p.Egs-Ehf_dok)
        /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees1-
        Ehf_dok)/(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees2-Ehf_dok)
        /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees3-Ehf_dok)
        /(p.K*p.T))) + p.mES/(1+exp((p.Ees4-Ehf_dok)
        /(p.K*p.T))));
        while endiamesi_timi>1e-2
            Ehf_dok=Ehf_dok+0.001;
            endiamesi_timi=n_h_WLQD - (p.dWLQD*log(1+
            exp((Ehf_dok-p.Ew1)/(p.K*p.T))) + p.mGS/(1+
            exp((p.Egs-Ehf_dok)/(p.K*p.T))) + p.mES/(1+
            exp((p.Ees1-Ehf_dok)/(p.K*p.T)))+ p.mES
            /(1+exp((p.Ees2-Ehf_dok)/(p.K*p.T))) + p.mES/(1+
            exp((p.Ees3-Ehf_dok)/(p.K*p.T))) + p.mES
            /(1+exp((p.Ees4-Ehf_dok)/(p.K*p.T))));
        end
    else
        sprintf('ERROR!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!')
    end
end

```

```

        end
    end
    Ehf=Ehf_dok;
end

function [p_h]= HOLE_OCCUPATION_PROPABILITY(Ehf,E,p)
    p_h = 1/(1+exp((E-Ehf)/(p.K*p.T)));
end

function [Rst]= STIMULATED_RATE(p_e,p_h,Er,Ei,m,p)
    if m==2
        tg=p.tg_GS;
    else
        tg=p.tg_ES;
    end
    Rst=((p_e+p_h-1)*(Er^2+Ei^2))/tg;
end

function
[n_e_GS_meta]=ELECTRON_GS(n_e_ES_prin,n_e_GS_prin,p_e_ES,p_e_GS,
Rsp_prin,Rst_prin,p)
    n_e_GS_meta=(n_e_ES_prin*(1-p_e_GS)/p.tr_e_GS - n_e_GS_prin*
    (1-p_e_ES)/p.tesc_e_GS - Rst_prin - Rsp_prin - n_e_GS_prin
    /p.tnr_GSES)*p.dt+n_e_GS_prin;
end

function [Rnr]=NON_RADIATIVE_RATE(n_e_GS,n_e_ES,n_e_WL,p)
    Rnr=(n_e_GS+n_e_ES)/p.tnr_GSES+n_e_WL/p.tnr_WL;
end

function [R_tot]=TOTAL_RATES(R_GS,R_ES)
    R_tot=R_GS+R_ES;
end

function
[n_h_WLQD_meta]=HOLES_WLQD(n_h_SCH_prin,n_h_WLQD_prin,Rsptot,Rst
tot,Rnrtot,p)
    n_h_WLQD_meta=(n_h_SCH_prin/p.ts_h - n_h_WLQD_prin
    /p.tesc_h_WLQD - Rsptot - Rsttot -
    Rnrtot)*p.dt+n_h_WLQD_prin;
end

function [g]=GAIN_COEFFICIENT(p_e,p_h,tg)
    g=(p_e+p_h-1)/tg;
end

function [Esp]=SPONTANEOUS_FIELD(Rsp,x,y,p)
    Esp=sqrt(p.bsp*Rsp/(2*p.dt))*complex(x,y);
end

```



```

function
[E_r_meta,E_i_meta]=TOTAL_FIELD(E_r_prin,E_i_prin,Esp,gain,A_inj
,df,r_inj,i,p)
    test=0.5*(gain-1/p.tp);
    k_inj=(r_inj/ (2*p.L*p.n_eff/p.c))*sqrt((1-p.Rl^2)/p.n_eff)
        /p.Rl;
    E_r_meta=(E_i_prin*2*pi*df+test*(E_r_prin-p.LEF*E_i_prin)
        +k_inj*A_inj+real(Esp)*cos(2*pi*df*i*p.dt)-imag(Esp)*
        sin(2*pi*df*i*p.dt))*p.dt+E_r_prin;
    E_i_meta=(-E_r_prin*2*pi*df+test*(E_r_prin*p.LEF+E_i_prin)+
        imag(Esp)*cos(2*pi*df*i*p.dt)+real(Esp)*sin(2*pi*df*i*
        p.dt))*p.dt+E_i_prin;
end

function [A_meta]=EXCITED_FIELD(A_prin,gES,Esp,p)
    A_meta=(0.5*(gES-1/p.tp)*A_prin+real(Esp)*cos(angle(Esp))
        *p.dt+A_prin;
end

function
[n_h_SCH_meta]=HOLE_SCH(n_h_SCH_prin,n_h_WLQD_prin,I,p)
    n_h_SCH_meta=((p.ni*I)/(p.nd*p.nl*p.w*p.L*p.q)-n_h_SCH_prin
        /p.ts_h + n_h_WLQD_prin/p.tesc_h_WLQD)*p.dt+n_h_SCH_prin;
end

```

Μελέτη Ολοκληρωμένων Λέιζερ κβαντικών τελειών με σκοπό την υλοποίηση αμιγώς οπτικών νευρώνων για υψίρυθμα συστήματα επεξεργασίας

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. 84, 4729–4732 (2000)
- [2] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, and B. C. Sanders Phys. Rev. Lett. 85, 1330–1333 (2000)
- [3] Hoi-Kwan Lau and Hoi-Kwong Lo Phys. Rev. A 83, 012322 (2011)
- [4] Y. Eto, Y. Zhang, and T. Hirano Optics Express, Vol. 19, Issue 2, pp. 1360-1366 (2011)
- [5] E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. A. Slater, D. Oblak, F. Bussi eres, M. George, R. Ricken, W. Sohler and W. Tittel, Nature 469, pp. 512 (2011)
- [6] P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer A. Zeilinger, Nature Vol. 434 pp. 167 (2005)
- [7] J. Wilson, J. Hawkes, Optoelectronics an introduction
- [8] Semiconductors Devices Physics and Technology, S. M. Sze, M. K. Lee
- [9] Peter W. Milloni, Joseph H. Elberly, Laser Physics
- [10] A. Einstein, Annalen der Physik 17: 132–148 (1905).
- [11] Physics of Semiconductor Devices, Third Edition, S. M. Sze, Kwok K. NG
- [12] G. H. M. van Tartwijk, D. Lenstra, Semiconductor lasers with optical injection and feedback, Quantum Semiclass. Opt. 7 (1995) 87-143
- [13] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, H. D. Yang, S. Gao, P. Chen, Y. G. Zhang, S. L. Feng, and H. L. Wang, Appl. Phys. Lett. 95, 251111 (2009).
- [14] K. Kim, S. Lee, P.J. Delfyett, Opt. Express Vol. 13 pp.4600, (2005)
- [15] N.G. Basov, O.N. Krokhin, Y.M. Popov Soviet Physics JETP, Vol. 12, pp. 1033 (1961)
- [16] Z.I. Alferov, Reviews of Modern Physics, Vol. 73, pp. 767 (2001)
- [17] V. M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Y. Egorov and N.A. Maleev, Quantum Dot Lasers. New York: OxfordUniversity Press (2003)
- [18] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G.L. Roux, Appl. Phys. Lett. Vol. 47, pp.1099 (1985)
- [19] J. Tersoff, C. Teichert and M. G. Lagally, Phys. Rev. Lett. 76, 1675–1678 (1996)
- [20] I. Mukhametzhanov, Z. Wei, R. Heitz, and A. Madhukar, Appl. Phys. Lett. 75, 85 (1999)
- [21] J. Tatebayashi, M. Nishioka, T. Someya, and Y. Arakawa Appl. Phys. Lett. 77, 3382 (2000)
- [22] K. Akahane, N. Ohtani, Y. Okada and M. Kawabe, Journal of Crystal Growth Vol. 245, No.1 , pp. 31 (2002)
- [23] J. Bloch, J. Shah, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and S. N. G. Chu, Appl. Phys. Lett. 77, 2545 (2000)
- [24] L.F.Lester, A.Stintz, H.Li, T.C.Newell, E.A.Pease, B.A.Fuchs, and K.J.Malloy, IEEE Photon. Technol. Lett. Vol. 11, No. 8, pp.931 (1999)
- [25] K. Mukai, Y. Nakata, K.Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, and H. Shikawa, IEEE J. Quantum Electron. Vol.36, No. 4, pp.472, (2000)
- [26] J.Tersoff, C.TeichertandM.G.Lagally, Phys. Rev. Lett. Vol. 76, No.10, pp.1675 (1996)
- [27] H. Ishikawa, H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, M. Egawa, N. Otsuka, Y. Sugiyama, T. Futatsugi, and N. Yokoyama, J.Vac.Sci.Technol.A16 2 (1998)
- [28] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, and J.S. Harris, Phys. Rev. Lett. Vol. 76, No. 6, pp. 952 (1996)
- [29] J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barios, G. Pakulski, D. Poitras, G. Xiao, Z. Zhang, IEEE Electron Lett. Vol. 43, pp.458, (2007)
- [30] Z. Alferov, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. Vol. 6, No.6 pp. 832 (2000)
- [31] C. Mesaritakis, A. Argiris, C. Simos, H. Simos, A. Kapsalis, I. Krestnikov, D. Syvridis, Appl. Phys. Lett. 98, 051104 (2011)
- [32] G.A Keeler, B.E. Nelson, D. Agrawal, C. Debaes, N.C. Helman, A. Bhatnagar, D.A.B. Miller, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. Vol. 9, pp.477, (2003)
- [33] F. Camacho, E.A. Avrutin, P. Cusumano, A.S. Helmy, A.C. Bryce and J.H. Marsh, IEEE Photon. Technol. Lett. Vol.9, pp. 1208 (1997)
- [34] A F Fercher, W Drexler, C.K. Hitzenberger and T. Lasser, Reports on Progress in Physics Vol. 66 No. 2 pp.239 (2003)
- [35] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, A. Zhukov, Opt. Lett. Vol. 32, pp. 793 (2007)
- [36] X. Wang, Y. Pang, G. Ku, X. Xie, G. Stoica and L.V. Wang, Nature Biotechnology Vol. 21 pp.803 (2003)
- [37] Paul R. Pruncal, Bhavin J. Shastri, Thomas Ferreira De Lima, Mitchell A. Nahmias and Alexander N. Tait, “Recent progress in semiconductor excitable lasers for photonic spike processing”
- [38] Abu-Mostafa, Y. S. & Psaltis, D. Optical neural computers. Scientific American. 256(3), 88–95 (1987).
- [39] E. D. Adrian, The Basis of Sensation (Norton, 1928)
- [40] F. Rieke, Spikes: Exploring the Neural Code (MIT, 1999).

- [41] C. Mead, "Neuromorphic electronic systems," Proc. IEEE 78, 1629–1636 (1990).
- [42] J. Hasler and B. Marr, "Finding a roadmap to achieve large neuromorphic hardware systems," Front. Neurosci. 7, 118 (2013).
- [43] S. Haykin, Neural Networks and Learning Machines, 3rd ed. (Prentice Hall, 2009), Vol. 5
- [44] W. Maass, "Networks of spiking neurons: the third generation of neural network models," Neural Netw. 10, 1659–1671 (1997)
- [45] M. A. Nahmias, B. J. Shastri, A. N. Tait, and P. R. Prucnal, "A leaky integrate and-fire laser neuron for ultrafast cognitive computing," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 19, 1800212 (2013)
- [46] J. Hasler and B. Marr, "Finding a roadmap to achieve large neuromorphic hardware systems," Front. Neurosci. 7, 118 (2013)
- [47] Charis Mesaritis, Alexandros Kapsalis, Adonis Bogris, Dimitris Syvridis "Artificial Neuron Based on Integrated Semiconductor Quantum Dot Mode-Locked Lasers" (2016)
- [48] Mariangela Gioannini, "Ground-state power quenching in two-state lasing quantum dot lasers"
- [49] André Röhm, Benjamin Lingnau, and Kathy Lüdge "Understanding Ground-State Quenching in Quantum-Dot Lasers"