

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**Μελέτη ετεροδομών AlGaN/GaN και κατασκευή  
τρανζίστορς τύπου HFET**

ΚΩΣΤΟΠΟΥΛΟΣ Δ. ΑΘΑΝΑΣΙΟΣ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

*Στους γονείς μου*

*Γρηγορία και Δημήτρη*

# Περιεχόμενα

<b>Πρόλογος</b>	1
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1</b>	5
<i>Εισαγωγή</i>	5
1.1.1. Ενεργειακές στάθμες κβαντικών πηγαδιών	5
1.1.2. Τριγωνικό κβαντικό πηγάδι	6
1.1.3. Διδιάστατη πυκνότητα καταστάσεων	7
<b>ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΕΤΕΡΟΔΟΜΕΣ</b>	8
1.2.1 Ενεργειακά διαγράμματα ετεροεπαφών	8
1.2.2 Δομές HEMT σε ετεροεπαφές AlGaAs/GaAs (Modulation Doping)	9
<i>Αναφορές-Βιβλιογραφία</i>	12
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2</b>	13
<i>Ιδιότητες Νιτρίδιων</i>	13
2.1.1 Ιστορική αναδρομή	13
2.1.2 Εισαγωγή	13
2.1.3 Κρυσταλλική δομή III-νιτρίδιων	16
2.1.4 Υποστρώματα ανάπτυξης	17
2.1.5 Πεδία πόλωσης	19
2.1.6 Πολικότητα νιτρίδιων (Polarity)	24
<i>Κβαντικές Ετεροδομές νιτρίδιων</i>	25
2.2.1 Πεδία πόλωσης σε κβαντικές ετεροδομές νιτρίδιων	25
2.2.2 Πεδία πόλωσης σε κβαντικές ετεροδομές νιτρίδιων $Al_xGa_{1-x}N/GaN$	25
2.2.3 Πεδία πόλωσης σε κβαντικές ετεροδομές GaN/AlGaN/GaN	28
2.2.4 Φορτία πόλωσης και διδιάστατο αέριο ηλεκτρονίων (2DEG)	29
<i>Αναφορές-Βιβλιογραφία</i>	31

<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3</b>	33
<b><i>Οπτική λιθογραφία</i></b>	33
3.1.1 Προετοιμασία δειγμάτων, απολίπανση	33
3.1.2 Διαδικασία οπτικής λιθογραφίας	34
<b><i>Τεχνικές χάραξης των ημιαγωγών</i></b>	37
3.2.1 Ξηρή χημική χάραξη ή χάραξη σε περιβάλλον πλάσματος	37
<b><i>Εξάχνωση μετάλλων</i></b>	38
3.3.1 Εξαχνωτής δέσμης ηλεκτρονίων (e-beam evaporator)	38
<b><i>Μικροσκοπία Ατομικών Δυνάμεων (A.F.M)</i></b>	40
3.4.1 Βασική θεωρία	40
3.4.2 Πειραματική διάταξη	40
<b><i>Μετρήσεις ρεύματος-τάσης (I-V) και χωρητικότητας-τάσης (C- V) σε διόδους Schottky</i></b>	42
3.5.1 Εισαγωγή (Περιοχή Απογύμνωσης)	42
3.5.2 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης	43
3.5.3 Μέτρηση κατανομής φορτίου	44
3.5.4 Υπολογισμός συντελεστή ιδανικότητας και φραγμού δυναμικού σε επαφές Schottky με μετρήσεις ρεύματος τάσης	45
<b><i>Μέτρηση ποιότητας ωμικών επαφών</i></b>	46
3.6.1 Μοντέλο Γραμμών Μεταφοράς (T.L.M)	46
<b><i>Αναφορές-Βιβλιογραφία</i></b>	48
<b>Κεφάλαιο 4</b>	49
<b><i>Πειραματικός προσδιορισμός πολικότητας</i></b>	49
4.1.1 Εισαγωγή στη πολικότητα GaN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> αναπτυγμένου με RF-MBE	49
4.1.2 Ανάπτυξη μεθόδου για το προσδιορισμό της πολικότητας του GaN	50
4.1.3 Επίδραση της πολικότητας στη κατανομή φορέων σε κβαντικές ετεροδομές AlGaN/GaN HFET	55
<b><i>Διεργασίες κατασκευής διατάξεων</i></b>	58
4.2.1 Επαφές Schottky	58

4.2.2	Μελέτη επαφών Schottky και μετρήσεις ρεύματος-τάσης σε διαφορετικές θερμοκρασίες	64
4.2.3	Ωμικές επαφές σε τύπου-n GaN	69
4.2.4	Ξηρή χημική απόξεση με την τεχνική RIE	70
	<b>Θεωρητικοί υπολογισμοί σε HFET δομές</b>	73
4.3.1	Μελέτη ετεροεπαφών $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ πολικότητας μετώπου-Ga	73
4.3.2	Μελέτη ετεροεπαφών $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_xGa_{1-x}N$ πολικότητας μετώπου-N	77
4.3.3	Μελέτη διπλών ετεροεπαφών $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_yGa_{1-y}N/GaN$ πολικότητας μετώπου-Ga	80
	<b>Κατασκευή και χαρακτηρισμός τρανζίστορς HFET</b>	87
4.4.1	HFET μονής ετεροεπαφής $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ (χωρίς εμπλουτισμό του στρώματος $Al_xGa_{1-x}N$ )	87
4.4.2	HFET μονής ετεροεπαφής $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ (με εμπλουτισμό του στρώματος $Al_xGa_{1-x}N$ )	91
4.4.3	HFET διπλής ετεροεπαφής $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_yGa_{1-y}N/GaN$	92
4.4.4	HFET διπλής ετεροεπαφής $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_yGa_{1-y}N/GaN$ με εμπλουτισμό δοτών πυριτίου	95
	<b>Αναφορές-Βιβλιογραφία</b>	97
	<b>Κεφάλαιο 5</b>	99
	<b>Συμπεράσματα</b>	99
1.	Καθορισμός πολικότητας	99
2.	Θεωρητικοί υπολογισμοί στις δομές HFET AlGaN/GaN	99
3.	Επαφές μετάλλων-νιτριδίων	100
4.	Πειραματικά αποτελέσματα για AlGaN/GaN HFET τρανζίστορς	101
	<b>Παράρτημα I</b>	
	Η αυτοσυνεπής επίλυση των εξισώσεων Poisson-Schrödinger	103
	<b>Παράρτημα II</b>	
	Επίδραση UV ή DUV ακτινοβολίας σε φωτορητίνη θετικού τύπου	107
	<b>Δημοσιεύσεις-Ανακοινώσεις του Α. Δ. Κωστόπουλου</b>	109

## Πρόλογος

Οι ημιαγωγοί III-V νιτριδίων αποτελούν τη σημαντικότερη περιοχή έρευνας υλικών μικροηλεκτρονικής τα τελευταία χρόνια, λόγω των πολλών και σημαντικών τεχνολογικών εφαρμογών τους, όπως οπτοηλεκτρονικές διατάξεις σε μικρά μήκη κύματος (πράσινο-μπλέ-υπεριώδες), ηλεκτρονικές διατάξεις ισχύος και υψηλής ταχύτητας. Οι κρυσταλλικές δομές των III-νιτριδίων (βουρζίτη), λόγω της έλλειψης κέντρου συμμετρίας που παρουσιάζουν χαρακτηρίζονται από την ύπαρξη άξονα πόλωσης κατά τη διεύθυνση [0001], ο οποίος είναι υπεύθυνος για τη δημιουργία πεδίων πόλωσης (αυθόρμητης και πιεζοηλεκτρικής). Η ασυνέχεια της συνολικής πόλωσης στα δύο διαδοχικά στρώματα μιας ετεροεπαφής  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  οδηγεί στον σχηματισμό διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) στη διεπιφάνεια  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ , που μπορεί να αποτελέσει το κανάλι τρανζίστορος ετεροεπαφών (GaN HFETs)

Τα GaN HFETs συγκεντρώνουν τεράστιο ενδιαφέρον, αφού συνδυάζουν ασυναγώνιστες δυνατότητες για λειτουργία σε υψηλή συχνότητα, ισχύ και θερμοκρασία. Τρανζίστορος HFET-ισχύος από GaN προβλέπεται να δίνουν 10-πλάσια πυκνότητα ισχύος συγκριτικά με συμβατικά HFET-ισχύος από GaAs. Αυτό οφείλεται στην υψηλή ταχύτητα κόρου των ηλεκτρονίων ( $2.5 \times 10^7$  cm/s), το υψηλό πεδίο κατάρρευσης (3 MV/cm) (που οφείλεται στο μεγάλο ενεργειακό χάσμα των ημιαγωγών) και τις εξαιρετικά υψηλές συγκεντρώσεις 2DEG (της τάξης  $10^{13}$  cm<sup>-2</sup>) που επάγονται από πιεζοηλεκτρικά πεδία στις ελαστικά παραμορφωμένες ετεροεπαφές AlGaN/GaN. Σημαντικά επιπλέον πλεονεκτήματα αποτελούν οι υψηλές τιμές θερμικής αγωγιμότητας και η αντοχή του υλικού στη χημική διάβρωση, την ακτινοβολία και την μηχανική καταπόνηση.

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας ήταν η μελέτη των ηλεκτρονικών ιδιοτήτων δομών AlGaN/GaN HFET και των διεργασιών κατασκευής τρανζίστορος. Ο στόχος ήταν η ανάπτυξη της απαιτούμενης τεχνογνωσίας για το φυσικό σχεδιασμό των GaN HFET τρανζίστορος και η ανάπτυξη των βασικών διαδικασιών για κατασκευή διατάξεων βασισμένων σε ημιαγωγικές ετεροδομές GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , αναπτυγμένων με MBE πάνω σε υποστρώματα (0001)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (σαπφείρου).

Η πολικότητα (μετώπου-N ή μετώπου-Ga) των επιταξιακών υμενίων GaN/ Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> καθορίζει την διεύθυνση της πόλωσης του υλικού και έχει καθοριστική σημασία για τις ιδιότητες των πιεζοηλεκτρικών ετεροδομών. Συγκεκριμένα, η κατεύθυνση της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης επιβάλλει οι δομές AlGa<sub>x</sub>N/GaN HEMT κανονικού τύπου (ο ημιαγωγός μεγαλύτερου ενεργειακού χάσματος, AlGa<sub>x</sub>N, είναι πάνω από το GaN) να αναπτύσσονται πάνω σε GaN μετώπου-Ga, ενώ το υλικό μετώπου-N είναι συμβατό με δομές αντεστραμμένου HEMT. Για τον αξιόπιστο προσδιορισμό της πολικότητας του υλικού, αναπτύχθηκε διαδικασία βασισμένη σε επιλεκτική απόξεση του GaN μετώπου-N από διάλυμα KOH, σε συνδυασμό με παρατήρηση της επιφάνειας με Μικροσκοπία Ατομικών Δυνάμεων (AFM).

Η φυσική και η τεχνολογία επαφών σε ημιαγωγούς νιτριδίων μελετήθηκε χρησιμοποιώντας διαφορετικά μέταλλα, με ανορθωτική και ωμική συμπεριφορά, σε συνδυασμό με διαφορετικούς τρόπους προετοιμασίας της επιφάνειας του ημιαγωγού πριν την εναπόθεση των μετάλλων. Κατασκευάσαμε διόδους Schottky με χαρακτηριστικά επαρκή για το σχηματισμό της πύλης των HFET τρανζίστορς. Δείξαμε ότι η επαφή ιριδίου-GaN έχει ανορθωτική συμπεριφορά με φραγμό δυναμικού Φ<sub>B</sub> περίπου 0.9eV και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη κατασκευή της πύλης σε τρανζίστορς. Βρέθηκε ότι η μεταβολή του συντελεστή ιδανικότητας όλων των διόδων με την θερμοκρασία συνδέεται άμεσα με την προετοιμασία που έχει υποστεί η επιφάνεια του υλικού πριν την επιμετάλλωση ενώ ο φραγμός δυναμικού καθώς και η μεταβολή του με την θερμοκρασία εξαρτάται αποκλειστικά από το μέταλλο της επαφής.

Η κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου σε απλές και διπλές ετεροδομές AlGa<sub>x</sub>N/GaN διερευνήθηκε επιλύοντας τις εξισώσεις Poisson-Schrödinger, με σκοπό την φυσική κατανόηση της εξάρτησης του 2DEG (μέγεθος, θέση) από το σχεδιασμό των στρωμάτων της HFET ετεροδομής. Βρέθηκε ότι σε μονές δομές Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN HFET (SH-FET) αρκούν 10-20 nm πάχους AlGa<sub>x</sub>N ώστε να σχηματιστεί 2DEG στην διεπιφάνεια Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN με πυκνότητα της τάξης του 10<sup>13</sup>cm<sup>-2</sup>. Δείξαμε ότι σε διπλές HFET δομές Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN HFET (DH-FET) δεν σχηματίζεται πάντοτε 2DEG στο πηγάδι (QW) GaN, αλλά αυτό εξαρτάται από το λόγο πάχους του πάνω (TB)

προς κάτω (LB) στρώματος AlGaN. Επίσης, το QW GaN είναι απογυμνωμένο όταν το πάχος του LB ξεπεράσει αυτό του TB.

Τέλος, κατασκευάσαμε HFET τρανζίστορς και μελετήσαμε τις ηλεκτρικές τους ιδιότητες. Σε SH-FET HFET τρανζίστορς, ο εμπλουτισμός του φραγμού δυναμικού AlGaN είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση του ρεύματος κορεσμού  $I_{DSS}$  των τρανζίστορς. Επιπλέον όταν το ποσοστό του αλουμινίου στο κράμα είναι μεγαλύτερο από 15%, η τάση της πύλης ( $V_{GS}$ ) αδυνατούσε να ελέγξει το μεγάλο ρεύμα του καναλιού ( $I_{DSS}$ ). Στα DH-FET τρανζίστορς το ρεύμα διαρροής της πύλης περιοριζέτο σημαντικά με αύξηση του πλάτους του κάτω φραγμού AlGaN. Τα τρανζίστορς DH-FET λειτουργούσαν και σε αρκετά υψηλές τιμές θετικής τάσης πύλης (πάνω από +2V), με σημαντική αύξηση του ρεύματος κορεσμού.

Τα χαρακτηριστικά των τρανζίστορς που κατασκευάστηκαν κρίνονται απολύτως ικανοποιητικά, ως πρώτη προσέγγιση στη τεχνολογία των GaN HFET τρανζίστορς. Περαιτέρω βελτίωση αναμένεται μέσα από (α) ελαχιστοποίηση της σειριακής αντίστασης της πηγής, (β) βελτιστοποίηση της σχεδίασης της HFET δομής για επαύξηση του ρεύματος στο κανάλι, χωρίς υποβάθμιση της ανορθωτικής συμπεριφοράς της διόδου Schottky της πύλης, (γ) αδρανοποίηση της επιφάνειας και κατάλληλο σχεδιασμό της HFET δομής για καλύτερο έλεγχο και σταθερότητα του ρεύματος του καναλιού και (δ) βελτιστοποίηση του επιταξιακού HFET υλικού που αναπτύσσεται με MBE.

Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στα εργαστήρια της Ομάδας Μικροηλεκτρονικής (MRG) του Τμήματος Φυσικής, Πανεπιστήμιο Κρήτης και του Ινστιτούτου Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ (IHΔΛ) του ΙΤΕ, υπό την καθοδήγηση του επίκουρου καθηγητή Αλέξανδρου Γεωργακίλα. Η εκπαίδευση μου στις διεργασίες κατασκευής διατάξεων έγινε από τον Δρ. Γ. Κωσταντινίδη, ενώ ο Δρ. Μ. Ζερβός με βοήθησε στους θεωρητικούς υπολογισμούς των HFET δομών με το πρόγραμμα επίλυσης των εξισώσεων Poisson-Schrödinger που ετοίμασε. Θέλω αν τους ευχαριστήσω όλους θερμά καθώς και όλο το προσωπικό της Ομάδας Μικροηλεκτρονικής. Ειδικότερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Μ. Σφενδουράκη για τη σημαντική του βοήθεια σε θέματα κατασκευής διατάξεων, την Κ. Τσαγκαράκη για την βοήθειά της στην εκμάθηση του Μικροσκοπίου Ατομικών Δυνάμεων (AFM) και την Μ. Καγιαμπάκη για τη βοήθειά της στην εκμάθηση των



τεχνικών I-V και C-V. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω το φίλο και συνεργάτη Σ. Μικρούλη για την εξαιρετική συνεργασία μας

Η εργασία αυτή υποστηρίχθηκε από χρηματοδοτήσεις της ΓΓΕΤ στα πλαίσια του έργου ΠΕΝΕΔ 99ΕΔ 320 ‘Φυσική και Τεχνολογία Τρανζίστορς Επίδρασης Πεδίου με Ετεροδομές GaN’ και του έργου συνεργασίας Ελλάδας-Γερμανίας ‘Τεχνολογία και χαρακτηρισμός τρανζίστορς HFET του ημιαγωγού GaN’

## *Κεφάλαιο 1*

### *Κβαντικές Ετεροδομές*

## Εισαγωγή

### 1.1.1 Ενεργειακές στάθμες κβαντικών πηγαδιών

Ένα μεγάλο μέρος της ερευνητικής δραστηριότητας στο τομέα των υλικών και των διατάξεων μικροηλεκτρονικής αποτελεί η ανάπτυξη κβαντικών ετεροδομών υλικών διαφορετικού ενεργειακού χάσματος. Στη συνέχεια του κεφαλαίου θα αναφερθούμε σε στοιχεία της θεωρίας κβαντικών ετεροδομών, στη δημιουργία διδιάστατου φερμιονικού αερίου σε ετεροδομές καθώς και στην αρχή λειτουργίας των τρανζίστορς που βασίζονται σε κβαντικές ετεροδομές τύπου HEMT.

Η απλούστερη κβαντική ετεροδομή αποτελείται από ένα λεπτό στρώμα υλικού A το οποίο αναπτύσσεται μεταξύ δύο στρωμάτων ενός υλικού B, όπου το υλικό B έχει μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα από το A ώστε οι φορείς να εντοπίζονται χωρικά λόγω της ασυνέχειας των ενεργειακών ζωνών των δύο υλικών. Τα ενεργειακά επίπεδα της ζώνης αγωγιμότητας μπορεί να υπολογιστούν με τη προσέγγιση της συνάρτησης περιβλήματος<sup>[1]</sup> χρησιμοποιώντας το μοντέλο Kane<sup>[2]</sup> για τη περιγραφή των ηλεκτρονικών καταστάσεων στις περιοχές των υλικών A και B. Η κυματοσυνάρτηση των ηλεκτρονίων προσεγγιστικά δίνεται από τη σχέση 1.

$$\psi = \sum_{A,B} e^{i\mathbf{k}_v \cdot \vec{r}} u_{c\mathbf{k}}^{A,B}(\vec{r}) \chi_n(z) \quad (1)$$

Όπου  $z$  είναι η διεύθυνση ανάπτυξης της δομής,  $\mathbf{k}_v$  είναι το κυματόνισμα των ηλεκτρονίων σε διεύθυνση κάθετη στον άξονα  $z$ ,  $u_{c\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  είναι η κυματοσυνάρτηση Bloch στα υλικά A και B αντίστοιχα και  $\chi_n(z)$  είναι η συνάρτηση περιβλήματος η οποία αποτελεί καλή προσεγγιστική λύση της εξίσωσης Schrödinger

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_c(z) \right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z) \quad (2)$$

Οι οριακές συνθήκες στη διεπιφάνεια των δύο υλικών είναι α) η συνέχεια της συνάρτησης περιβλήματος και β) η συνέχεια του ρεύματος πιθανότητας που εκφράζεται ως  $[1/m^*(z)][d\chi_n(z)/dz]$ .

### 1.1.2 Τριγωνικό κβαντικό πηγάδι

Μία καλή προσεγγιστική λύση των ενεργειακών καταστάσεων ενός κβαντικού πηγαδιού, που σχηματίζεται στην ετεροεπαφή δύο ημιαγωγών, αποτελεί η λύση του ιδανικού άπειρου τριγωνικού πηγαδιού<sup>[3]</sup>. Το τριγωνικό κβαντικό πηγάδι αποτελείται από άπειρο φραγμό δυναμικού στη περιοχή για  $z \leq 0$  και γραμμική μεταβολή του δυναμικού για  $z \geq 0$ . Η εξίσωση Schrödinger για τη συνάρτηση περιβλήματος σε αυτή τη περίπτωση είναι:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d\chi_n(z)}{dz^2} + eFz\chi_n(z) = E_n\chi_n(z) \quad (3)$$

Οι λύσεις της παραπάνω εξίσωσης είναι συναρτήσεις Airy της μορφής:

$$Ai \left[ \left( \frac{2m}{\hbar^2 e^2 F^2} \right)^{1/3} (eFz - E_n) \right]$$

Οι ενεργειακές καταστάσεις του πηγαδιού για μικρές τιμές του κβαντικού αριθμού  $n$  δίνονται από τη σχέση 4.

$$E_n \cong \left( \frac{\hbar^2}{2m} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e F}{2} \left( n + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (4)$$

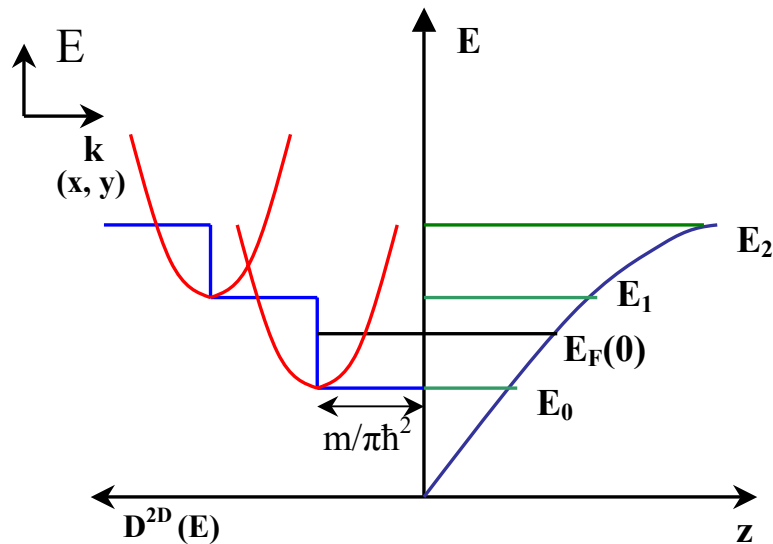
### 1.1.3 Διδιάστατη πυκνότητα καταστάσεων

Η συνάρτηση της πυκνότητας καταστάσεων (*Density Of States*), εκφράζει τη πυκνότητα των ηλεκτρονικών καταστάσεων ανά μονάδα όγκου του κρυστάλλου και ανά μονάδα ενέργειας. Σε τρισδιάστατα συστήματα η πυκνότητα καταστάσεων ως συνάρτηση της ενέργειας δίνεται από το τύπο:

$$D^{3D}(E) = \frac{1}{L^3} \frac{dN}{dE} = 4\pi \left[ \frac{2m}{\hbar^2} \right]^{3/2} \sqrt{E} \quad (5)$$

Σε κβαντικά συστήματα ετεροεπαφών έχουμε εντοπισμένη κίνηση των φορέων στη  $z$  διάσταση, κατά συνέπεια κβάντωση της ενέργειας σε αυτή τη διάσταση, και ελεύθερη κίνηση των φορέων στις άλλες δύο διαστάσεις (επίπεδο  $x$ - $y$ ). Σε αυτή τη περίπτωση η πυκνότητα καταστάσεων είναι ίση με:

$$D^{2D}(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2} \quad (6)$$



Εικόνα 1: Ενεργειακά επίπεδα και πυκνότητα καταστάσεων (DOS) κβαντικής ετεροδομής

Η πυκνότητα καταστάσεων είναι ανεξάρτητη της ενέργειας στις δύο διαστάσεις. Η σημαντικότερη διαφορά μεταξύ τρισδιάστατων και διδιάστατων συστημάτων ημιαγωγών είναι ότι στα τρισδιάστατα συστήματα υπάρχουν ενεργειακές καταστάσεις για ενέργειες αμέσως μετά το χάσμα του ημιαγωγού, ενώ σε κβαντικά πηγάδια ετεροδομών έχουμε επιτρεπτές ενεργειακές καταστάσεις για ενέργειες μεγαλύτερες ή ίσες με  $E_G + E_0$ , όπου  $E_G$  το χάσμα του ημιαγωγού και  $E_0$  η ενέργεια της θεμελιώδους στάθμης του πηγαδιού, που δημιουργείται λόγω της ετεροεπαφής (Εικ.1).

## ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΕΤΕΡΟΔΟΜΕΣ

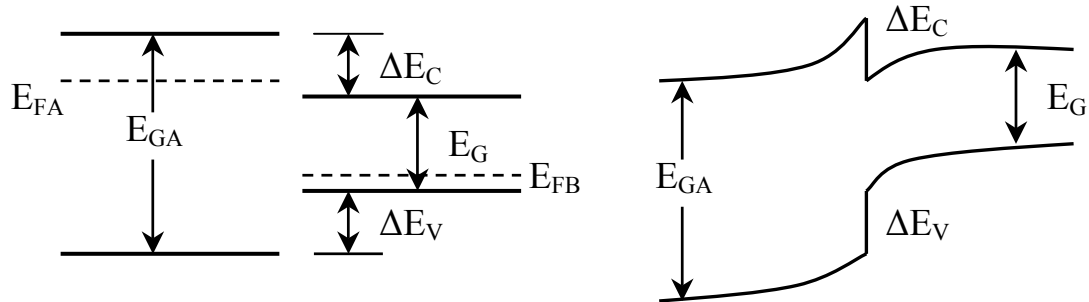
### 1.2.1 Ενεργειακά διαγράμματα ετεροεπαφών

Το ενεργειακό διάγραμμα μιας ετεροεπαφής καθορίζεται από το ενεργειακό χάσμα καθώς και τις εμφανιζόμενες ασυνέχειες της ζώνης αγωγιμότητας ( $\Delta E_C$ ) και της ζώνης σθένους ( $\Delta E_V$ ) των δύο ημιαγωγών. Υπάρχουν δύο διαφορετικοί τύποι απλών ετεροεπαφών. Ο τύπος της ετεροεπαφής καθώς και η ενέργεια της στάθμης Fermi καθορίζουν το σχηματισμό κβαντικού πηγαδιού στη διεπιφάνεια των δύο ημιαγωγών καθώς και τον τύπο φορέα που καταλαμβάνει τις στάθμες του πηγαδιού.

### Κβαντικές ετεροδομές τύπου I

Αυτός ο τύπος κβαντικών ετεροδομών σχηματίζεται όταν στο ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού με το μικρότερο ενεργειακό χάσμα  $E_{GB}$  προσθέσουμε τις ασυνέχειες της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους (λόγω ετεροεπαφής) και προκύψει ενέργεια ίση με την ενέργεια χάσματος του μεγάλου ημιαγωγού  $E_{GA}$  (Εικ. 2). Ο τύπος του

κβαντικού πηγαδιού που θα δημιουργηθεί στη διεπιφάνεια εξαρτάται από τη σχετική θέση των σταθμών Fermi στους δύο ημιαγωγούς.



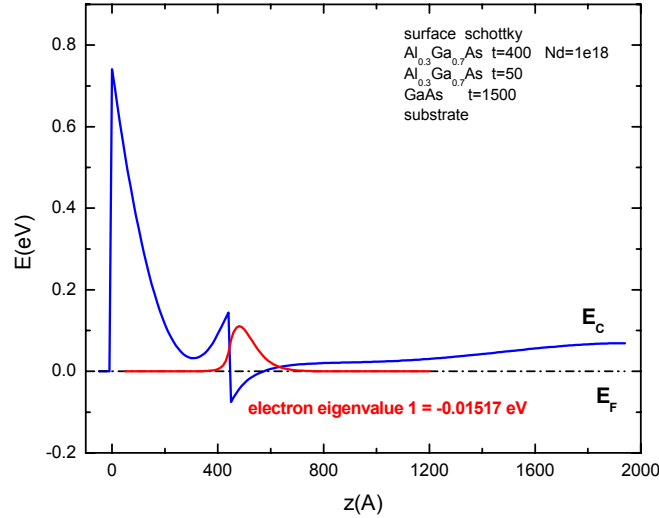
Εικόνα 2: Κβαντική ετεροδομή τύπου I με δημιουργία πηγαδιού ηλεκτρονίων στη διεπιφάνεια των δύο ημιαγωγών<sup>[1]</sup>

### 1.2.2 Δομές HEMT σε ετεροεπαφές AlGaAs/GaAs (Modulation Doping)

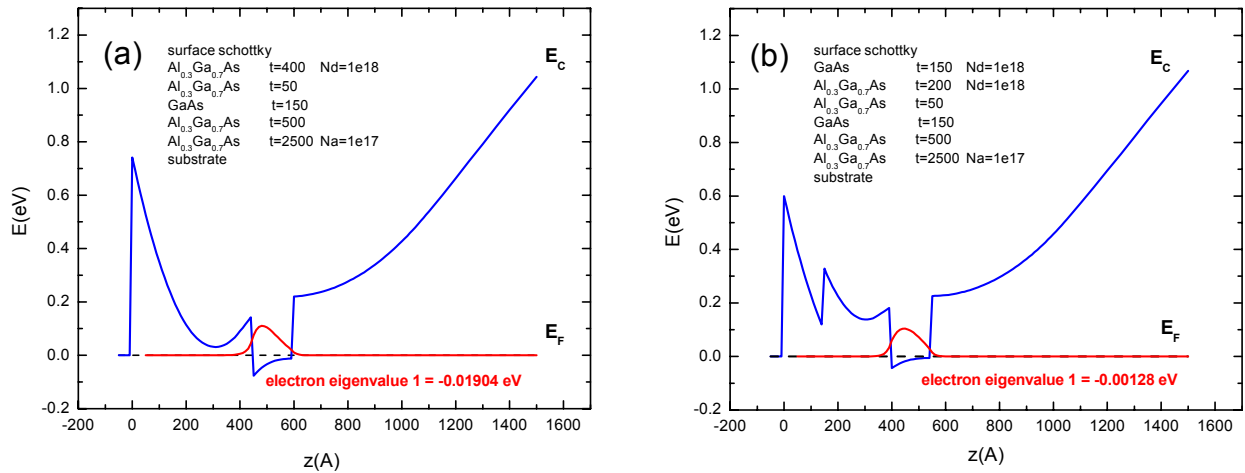
Σε αυτή τη παράγραφο θα αναφερθούμε στη φυσική λειτουργία κβαντικών ετεροδομών HEMT των σύνθετων αρσενικούχων ημιαγωγών III-V (της οικογένειας του GaAs) και συγκεκριμένα, πρόκειται για τις απλές ετεροεπαφές HEMT AlGaAs/GaAs.

Η λειτουργία των παραπάνω ετεροδομών βασίζεται στον επιλεκτικό εμπλουτισμό του στρώματος AlGaAs με προσμίξεις δοτών. Η ετεροεπαφή AlGaAs/GaAs είναι τύπου I. Σε θερμοκρασία περιβάλλοντος έχουμε πλήρη ιονισμό των προσμίξεων. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μεταφέρονται στο κβαντικό τριγωνικό πηγάδι που σχηματίζεται στο στρώμα GaAs (Εικ. 3). Η μεταφορά των ηλεκτρονίων σταματά όταν η στάθμη Fermi του διδιάστατου φερμιονικού αερίου συμπίπτει με την ενέργεια ιονισμού των δοτών στο ουδέτερο μέρος του στρώματος AlGaAs (πέρα από τα όρια της περιοχής απογύμνωσης). Η εισαγωγή ενός επιπλέον στρώματος AlGaAs σαν στρώμα απομόνωσης μπορεί να περιορίσει περαιτέρω τους φορείς στο στρώμα GaAs (Εικ. 4). Όπως μπορούμε να δούμε στην περιγραφή των ετεροδομών των Εικόνων 3 και 4, μεταξύ των στρωμάτων του GaAs και του εμπλουτισμένου AlGaAs υπάρχει ένα λεπτό ανόθευτο στρώμα AlGaAs (spacer),

που σκοπό έχει την ελάττωση των σκεδάσεων Coulomb των ηλεκτρονίων του πηγαδιού από τα θετικά φορτισμένα ιόντα των προσμίξεων.

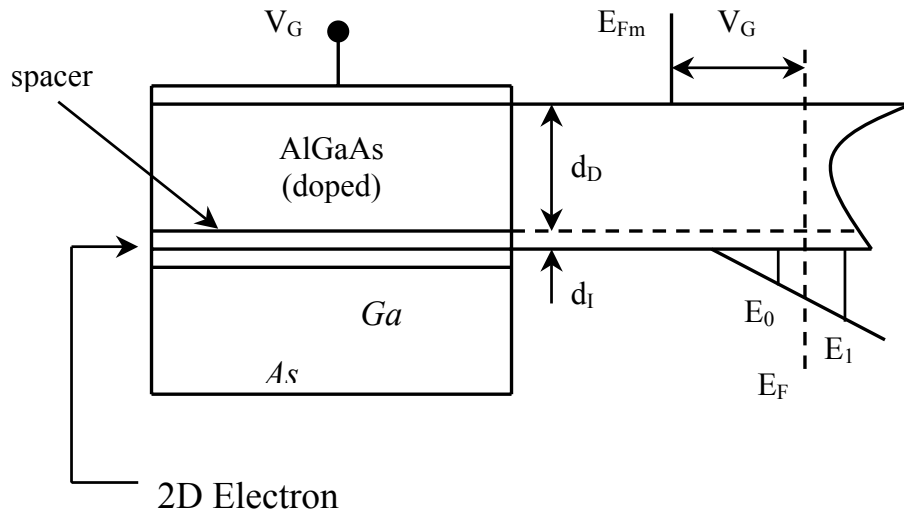


Εικόνα 3: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας σε απλή δομή  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ .



Εικόνα 4: Υπολογισμός ενεργειακών διαγραμμάτων ζώνης αγωγιμότητας και ιδιοκαταστάσεων σε κβαντικά πηγάδια (QW) ετεροδομών (a)  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  και (b)  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ , με επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson





Εικόνα 5: Σχηματικό διάγραμμα ετεροδομής AlGaAs/GaAs

Τα ενεργειακά διαγράμματα των Εικόνων 3 και 4 έχουν υπολογιστεί με την επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson. Η κβαντική δομή που παρουσιάζεται στην Εικ. 3 αποτελείται από 400Å  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (φραγμός δυναμικού) με συγκέντρωση δοτών πυριτίου,  $N_D=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 50Å ανόθευτο  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (spacer) και 1500Å GaAs. Το πηγάδι που δημιουργείται στην ετεροεπαφή παρουσιάζει μια ενεργειακή κατάσταση με ενέργεια μικρότερη της ενέργειας της στάθμης Fermi. Η κυματοσυνάρτηση των ηλεκτρονίων στη στάθμη αυτή είναι αρκετά εκτεταμένη στο στρώμα του GaAs. Δομές όπως αυτή της Εικ. 3 παρουσιάζουν παράλληλη αγωγιμότητα στο κύριο (bulk) μέρος του ημιαγωγού. Στα τρανζίστορ που κατασκευάζονται σε τέτοιες δομές πολλές φορές η τάση της πύλης δεν μπορεί να ελέγχει πλήρως το ρεύμα του καναλιού. Η επίλυση του προβλήματος της παράλληλης αγωγιμότητας επέρχεται με τη προσθήκη ενός επιπλέον στρώματος  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  με νόθευση αποδεκτών μετά το στρώμα του GaAs. Σε αυτή την περίπτωση έχουμε το σχηματισμό ενός περίπου τετραγωνικού κβαντικού πηγαδιού στο στρώμα του GaAs με συνέπεια το καλύτερο χωρικό εντοπισμό των φορέων. Τέτοια είναι η δομή της Εικ. 4(a), που αποτελείται από 400Å  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (φραγμός δυναμικού) με συγκέντρωση δοτών  $N_D=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 50Å ανόθευτο  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (spacer), 150Å GaAs (QW), 500Å ανόθευτο  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (για ελαχιστοποίηση των σκεδάσεων από τις ιονισμένες προσμίξεις) και 2500Å  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  με συγκέντρωση αποδεκτών

$N_A=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ένα επιπλέον πρόβλημα που παρουσιάζουν οι δομές των Εικόνων 3 και 4(a) είναι τα ρεύματα διαρροής από το κανάλι προς τη πύλη, αφού φορείς από το κανάλι μέσω φαινομένου σήραγγος διαπερνούν το φραγμό δυναμικού AlGaAs. Η προσθήκη ενός επιπλέον στρώματος GaAs στην επιφάνεια της δομής έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του ενεργού φραγμού δυναμικού που βλέπουν οι φορείς από το κανάλι και την ελαχιστοποίηση των ρευμάτων διαρροής Εικ. 4(b). Σε όλες τις παραπάνω δομές η συγκέντρωση του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) είναι της τάξης του  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

## Αναφορές-Βιβλιογραφία

- [1] *G. Bastard. Phys. Rev. B. 24, 5693 (1981)*
- [2] *E. O. Kane. J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957)*
- [3] *C. Weisbuch, B. Vinter, Quantum semiconductor structures, Academic Press (1991)*

## *Κεφάλαιο 2*

### *Ημιαγωγοί Νιτρίδιων*

## *Ιδιότητες Νιτριδίων*

### **2.1.1 Ιστορική αναδρομή**

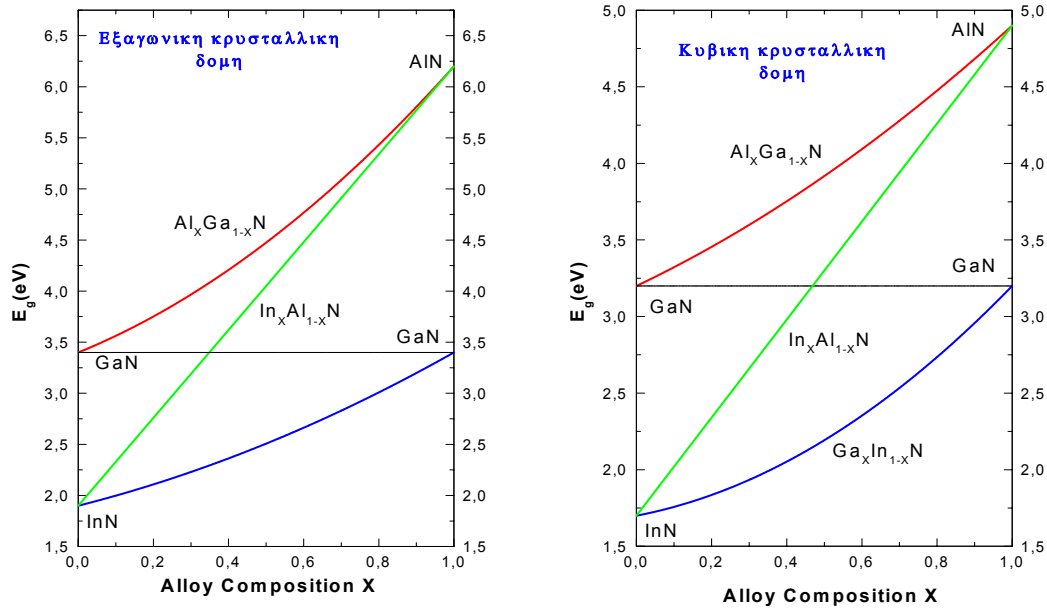
Για πρώτη φορά έγινε σύνθεση GaN από τους Juza και Hahn<sup>[1]</sup> το 1938, κατά το πέρασμα αμμωνίας πάνω από θερμούς ατμούς Γαλλίου. Με την ίδια μέθοδο, το 1959 ο Grimmeiss<sup>[2]</sup> παρατήρησε σχηματισμό μικροκρυστάλλων GaN, ενώ οι Maruska και Tietjen<sup>[3]</sup> έκαναν εναπόθεση υμενίου GaN μεγάλης επιφάνειας σε υπόστρωμα Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> το 1969 με τη μέθοδο CVD (Chemical Vapor Deposition).

### **2.1.2 Εισαγωγή**

Οι ημιαγωγοί III-V νιτιδίων αποτελούν τη σημαντικότερη περιοχή έρευνας υλικών μικροηλεκτρονικής τα τελευταία χρόνια λόγω των πολλών και σημαντικών τεχνολογικών εφαρμογών τους, όπως οπτοηλεκτρονικές διατάξεις σε μικρά μήκη κύματος (πράσινο-μπλέ-υπεριώδες), ηλεκτρονικές διατάξεις ισχύος και υψηλής ταχύτητας, κ.α. Ο βασικός λόγος είναι το μεγάλο ευθύ (direct gap) ενεργειακό χάσμα της οικογένειας των ημιαγωγών νιτριδίων, οι υψηλές ταχύτητες κόρου των ηλεκτρονίων, καθώς και τα εσωτερικά πιεζοηλεκτρικά και αυθόρμητα πεδία πόλωσης που αναπτύσσονται σε αυτή την κατηγορία υλικών.

Η οικογένεια των III-V ημιαγωγών νιτριδίων αποτελείται από τους σύνθετους ημιαγωγούς: αζωτούχο αλουμίνιο (AlN), αζωτούχο γάλλιο (GaN), αζωτούχο ίνδιο (InN) καθώς επίσης και τα αντίστοιχα τριμερή και τετραμερή κράματα, που σχηματίζουν τα χημικά στοιχεία: In, Ga, N (In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>N, In<sub>x</sub>Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-x-y</sub>N). Οι ημιαγωγοί νιτριδίων δεν υπάρχουν σε μορφή κρυσταλλικού υποστρώματος, οπότε και αναπτύσσονται ετεροεπιταξιακά πάνω σε άλλα υποστρώματα [όπως θα δούμε και στη παράγραφο (2.1.4)]. Η επιλογή του υποστρώματος επιτρέπει τη διαφοροποίηση της κρυσταλλικής δομής του ημιαγωγού σε κυβική και εξαγωνική και αντίστοιχα μεταβάλλεται και το ενεργειακό τους χάσμα.

Για την εξαγωνική κρυσταλλική δομή, πλέγμα βουρζίτη, έχουμε ότι το χάσμα των νιτριδίων μπορεί να πάρει τιμές μεταξύ 1.9 eV για το InN, 3.4 eV για το GaN και 6.2 eV για το AlN, ενώ για κυβικό πλέγμα έχουμε χάσμα 1.7 eV για το InN, 3.2 eV για το GaN και 4.9 eV για το AlN, όπως μπορούμε να δούμε στην Εικ. 1.

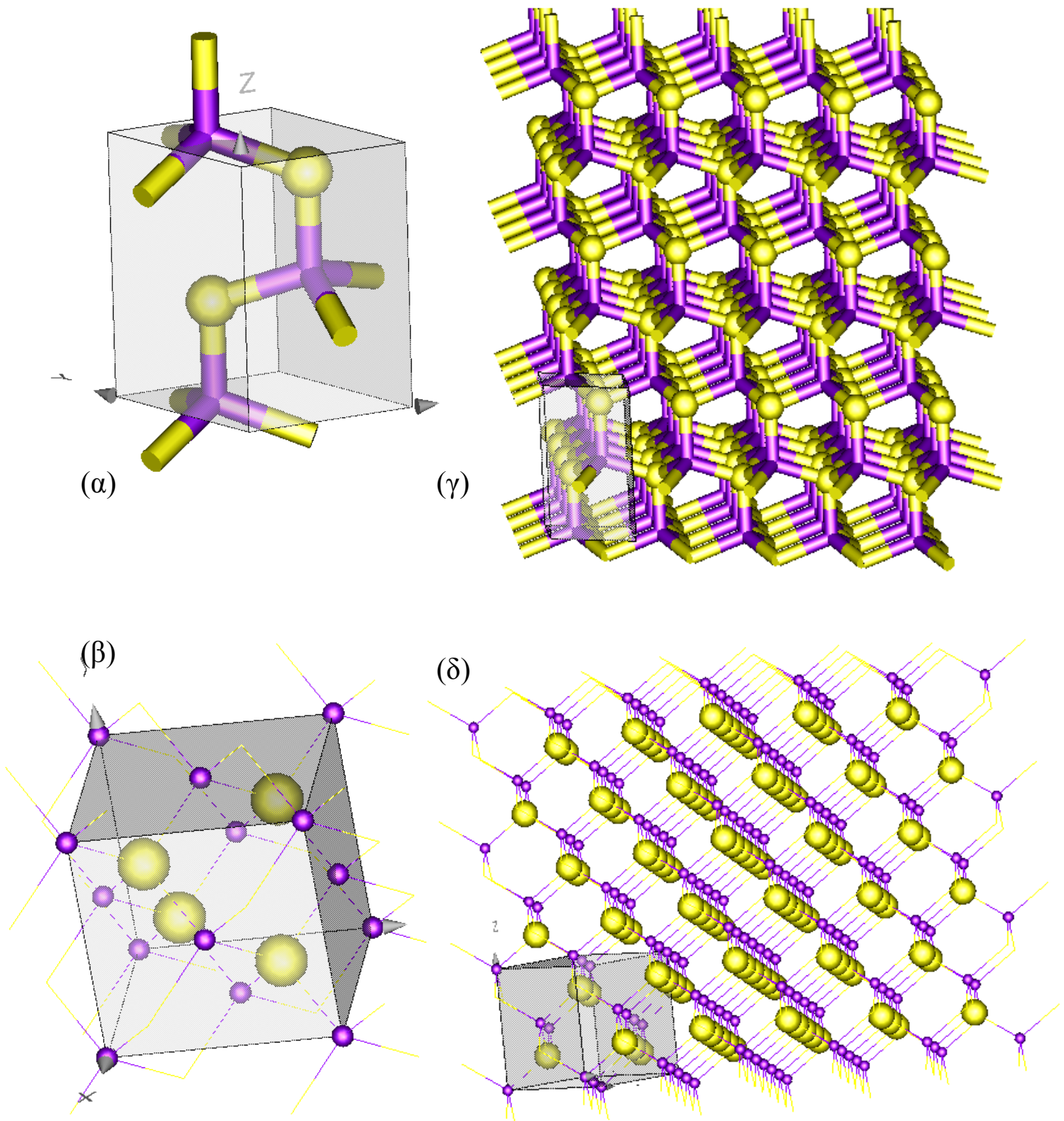


Εικόνα 1: Μεταβολή ενεργειακού χάσματος ημιαγωγών νιτριδίων. Αριστερά για εξαγωνική κρυσταλλική δομή, δεξιά για κυβική δομή

Οι παράμετροι μεταβολής του ενεργειακού χάσματος των δυο κρυσταλλικών δομών παρουσιάζονται στο παρακάτω Πίνακα 1 όπως έχουν υπολογιστεί σύμφωνα με τη βιβλιογραφία<sup>[9-11]</sup>.

Πίνακας 1

$E_g(x) = xE_g(AC) + (1-x)E_g(BC) - bx(1-x)$			
Εξαγωνική δομή	Παράγοντας b (eV)	ΚΥΒΙΚΗ ΔΟΜΗ	Παράγοντας b (eV)
AlGaN	1.3	AlGaN	0.53
InGaN	0.57	InGaN	1.03
AlInN	Γραμμική σχέση	AlInN	Γραμμική σχέση



Εικόνα 2: Μοναδιαία κυψελίδα GaN για (α) εξαγωνικό και (β) κυβικό πλέγμα και αντίστοιχες κρυσταλλικές δομές (γ) βουρζίτη και (δ) σφαλερίτη

### 2.1.3 Κρυσταλλική δομή ΙΙΙ-νιτρίδιων

Σε αντίθεση με τους γνωστότερους ημιαγωγούς της ομάδας ΙΙΙ-V, όπως για παράδειγμα το GaAs και το InP, που σχηματίζουν κυβικό πλέγμα με δομή σφαλερίτη (zincblende), οι ημιαγωγοί της ομάδας ΙΙΙ-νιτρίδιων χαρακτηρίζονται από δομή εξαγωνική και πλέγμα βουρζίτη, ενώ είναι δυνατόν να εμφανιστούν και στην ασταθή κυβική φάση (σφαλερίτη).

Η εξαγωνική κρυσταλλική δομή των νιτρίδιων μπορεί να περιγραφεί από το μήκος της βάσης του εξαγώνου  $a_0$ , το ύψος του εξαγωνικού πρίσματος  $c_0$  καθώς και μια παράμετρο  $u$  που εκφράζει το μήκος του δεσμού ανιόντος-κατιόντος κατά την διεύθυνση του [0001] κρυσταλλογραφικού άξονα. Λόγω της μεγάλης διαφοράς που παρουσιάζουν τα νιτρίδια στη ιοντική ακτίνα του ανιόντος και του κατιόντος ( $Al^{3+}$ : 0.39Å,  $Ga^{3+}$ : 0.47Å,  $In^{3+}$ : 0.79Å)<sup>[9]</sup> οι σύνθετοι ημιαγωγοί της οικογένειας διαφέρουν αρκετά στη πλεγματική σταθερά, στην ενέργεια σύνδεσης του δεσμού ανιόντος-κατιόντος καθώς και στο ενεργειακό χάσμα που παρουσιάζουν, όπως μπορούμε να δούμε στο Πίνακα 2 για θερμοκρασία  $T=300$  K.

Πίνακας 2: Πλεγματικές σταθερές, ενεργειακά χάσματα και ενέργειες σύνδεσης νιτρίδιων εξαγωνικής δομής. (\*:με  $m=In, Ga, Al$ , και  $n=N$ )

Βουρζίτης 300 K	AlN	GaN	InN
$a_0$ (Å) <sup>[7]</sup>	3.112	3.189	3.54
$c_0$ (Å) <sup>[7]</sup>	4.982	5.185	5.705
$a_0 / c_0$ (exp.) <sup>[7]</sup>	1.601	1.6259	1.6116
$a_0 / c_0$ (calc.) <sup>[8]</sup>	1.619	1.6336	1.627
$u_0$ <sup>[8]</sup>	0.38	0.376	0.377
$a_{Bohr}$ (Å) <sup>[8]</sup>	5.814	6.04	6.66
$E_B$ (m-n)* (eV) <sup>[7]</sup>	2.88	2.2	1.98

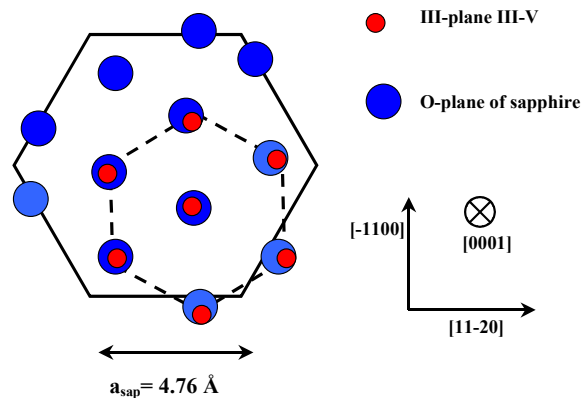
### 2.1.4 Υποστρώματα ανάπτυξης νιτρίδιων

Στη συνέχεια θα αναφέρουμε λίγα στοιχεία για τα υποστρώματα που χρησιμοποιούνται στην ετεροεπιταξιακή ανάπτυξη υμενίων των ΙΙΙ-νιτριδίων.

### 1. Σάπφειρος, $\text{Al}_2\text{O}_3$ (sapphire)

Ο σάπφειρος είναι το πιο συνηθισμένο υπόστρωμα για ετεροεπιταξιακή ανάπτυξη νιτριδίων. Τα βασικά πλεονεκτήματα του  $\text{Al}_2\text{O}_3$  είναι ότι κατασκευάζεται εύκολα σε αρκετά μεγάλη επιφάνεια με καλή κρυσταλλική ποιότητα και μπορεί η επιφάνεια του να είναι λεία σε ατομικό επίπεδο. Τέλος το κόστος του είναι αρκετά μικρό σε σχέση με τα υποστρώματα ανθρακούχου πυριτίου (SiC).

Ο σάπφειρος είναι υλικό διάφανο λόγω του μεγάλου ενεργειακού χάσματος που παρουσιάζει ( $E_g = 9\text{eV}$ ) και χαρακτηρίζεται από καλή σταθερότητα σε υψηλές θερμοκρασίες. Η τεχνολογία της ανάπτυξης υμενίων νιτριδίων πάνω σε  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) είναι αρκετά ώριμη. Η κρυσταλλική διεύθυνση ανάπτυξης του GaN είναι παράλληλη με αυτή του  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (ανάπτυξη κατά την [0001]), αλλά η μοναδιαία κυψελίδα του GaN περιστρέφεται κατά γωνία  $30^\circ$  γύρω από τον  $c$  άξονα, σε σχέση με τη κυψελίδα του ζαφειριού<sup>[4]</sup> (Εικ. 3), και η κρυσταλλογραφική [1-100] του GaN είναι παράλληλη στην [1-210] του  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Τέλος η διαφορά στη πλεγματική σταθερά μεταξύ GaN και ζαφειρού είναι  $\sim 15\%$ .



Εικόνα 3: Κυψελίδα  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) και GaN, με περιστροφή του GaN κατά  $30^\circ$  ως προς το  $c$  άξονα (διεύθυνση [0001])

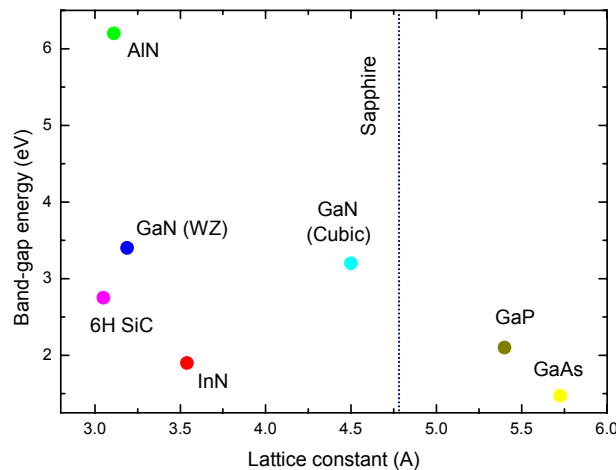
Η ποιότητα του αναπτυσσόμενου υλικού παρουσιάζει διαφορά ανάλογα με το κρυσταλλογραφικό επίπεδο του σαπφείρου και γενικά καλύτερη ποιότητα υλικού αναπτύσσεται πάνω στο (0001)  $c$  κρυσταλλογραφικό επίπεδο, του σαπφείρου.



## 2. Ανθρακούχο Πυρίτιο (SiC)

Αρκετή έρευνα έχει πραγματοποιηθεί και στη ανάπτυξη υμενίων πάνω σε υποστρώματα SiC. Το σημαντικότερο πλεονέκτημα του έναντι του  $\text{Al}_2\text{O}_3$  είναι η μικρή πλεγματική διαφορά του GaN με το SiC, η οποία είναι 3.5% (Εικ. 4). Αυτό δίνει τη δυνατότητα ανάπτυξης κρυστάλλων GaN με αρκετά μικρή συγκέντρωση ατελειών.

Το σημαντικότερο πλεονέκτημα των υποστρωμάτων SiC είναι η μεγάλη θερμική αγωγιμότητα του SiC,  $\sigma = 450\text{W/mK}$ , έναντι του σαπφείρου,  $\sigma = 30\text{W/mK}$ , που επιτρέπει τη κατασκευή τρανζίστορς υψηλότερης ισχύος. Τέλος η παραμένουσα τάση ελαστικής παραμόρφωσης (stress) των υμενίων που αναπτύσσονται πάνω σε υποστρώματα SiC έχει αναφερθεί ότι είναι μικρότερη έναντι αυτών σε υποστρώματα σαπφείρου. Τα σημαντικά μειονεκτήματα του SiC είναι το μεγάλο κόστος, το μικρό μέγεθος των υποστρωμάτων και η υψηλή συγκέντρωση ατελειών (όπως οι microripes). Ειδικότερα, το κόστος είναι εξαιρετικά υψηλό σήμερα για υποστρώματα ημιμονωτικού SiC, τα οποία χρειάζονται για την κατασκευή τρανζίστορς.



Εικόνα 4: Ενεργειακό χάσμα ημιαγωγών ως συνάρτηση της πλεγματικής τους σταθεράς

## 3. Πυρίτιο (Si)

Το Si είναι ένα κλασσικό ημιαγωγικό υπόστρωμα και έχει, επίσης, χρησιμοποιηθεί για την ανάπτυξη των III-νιτριδίων αν και η πλεγματική διαφορά του GaN με το πυρίτιο είναι περίπου 23%<sup>[6]</sup>. Πάνω σε υποστρώματα Si με κρυσταλλογραφικό επίπεδο (100) η δομή του αναπτυσσόμενου GaN είναι κυβική, ενώ

πάνω σε Si (111) το GaN αναπτύσσεται με δομή βουρζίτη (WZ).

### 2.1.5 Πεδία πόλωσης

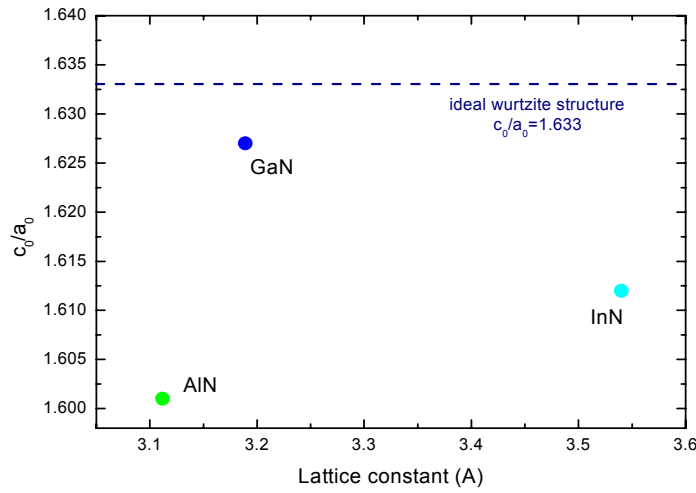
Οι κρυσταλλικές δομές βουρζίτη κατά τη διεύθυνση [0001], καθώς και οι δομές σφαλερίτη κατά την διεύθυνση [111] λόγω της έλλειψης κέντρου συμμετρίας που παρουσιάζουν χαρακτηρίζονται από την ύπαρξη άξονα πόλωσης, ο οποίος είναι υπεύθυνος για τη δημιουργία πεδίων πόλωσης σε αυτές τις δομές. Στους εξαγωνικούς ημιαγωγούς της οικογένειας των III-νιτριδίων παρουσιάζονται πεδία λόγω δύο ειδών πόλωσης, αυθόρμητης και πιεζοηλεκτρικής, στις οποίες θα αναφερθούμε στη συνέχεια.

#### 1. Αυθόρμητη πόλωση

Αυθόρμητη πόλωση εμφανίζεται σε πολικούς ημιαγωγούς με πλέγμα βουρζίτη χαμηλής κρυσταλλικής συμμετρίας και οφείλεται σε απόκλιση των κρυσταλλικών σταθερών από τις τιμές του ιδανικού πλέγματος. Κατά συνέπεια έχουμε τη δημιουργία μοριακών δίπολων που εμφανίζονται στο πλέγμα ως ένα μακροσκοπικό πεδίο πόλωσης. Το αυθόρμητο πεδίο πόλωσης έχει σταθερή διεύθυνση κατά τον [0001] άξονα-c του πλέγματος του βουρζίτη και εκφράζεται ως:

$$\vec{P}_{SP} = P_{SP} \cdot \vec{c} \quad (2.1)$$

όπου:  $P_{SP}$  η αριθμητική τιμή της πόλωσης



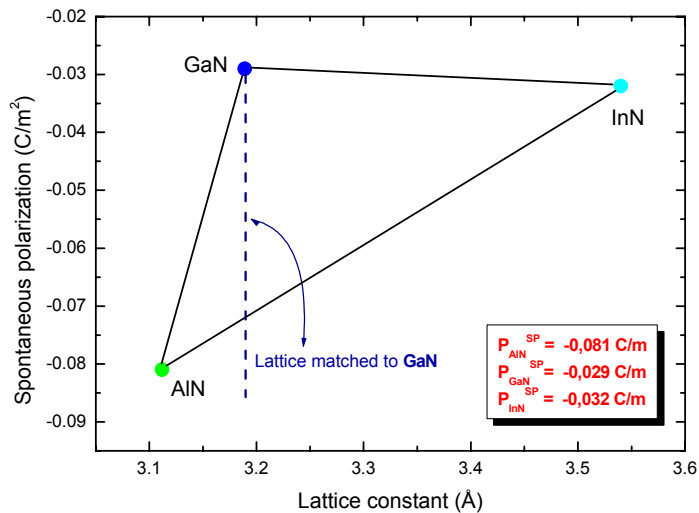
Οι ημιαγωγοί νιτριδίων παρουσιάζουν απόκλιση του κρυσταλλικού τους πλέγματος ως προς το ιδανικό πλέγμα βουρζίτη (Εικ. 5) και κατά συνέπεια παρουσιάζουν αυθόρμητη πόλωση, που η τιμή της αυξάνει, καθώς πάμε από το GaN στο InN και στο AlN, αφού το  $u$  αυξάνει, ο λόγος  $c/a$  μειώνεται και η διαφορά από το λόγο των πλεγματικών σταθερών του ιδανικού εξαγωνικού πλέγματος αυξάνει. Η αυθόρμητη πόλωση στα νιτρίδια έχει υπολογιστεί θεωρητικά<sup>[9]</sup> και έχει τιμή (Πίνακας 3) πολύ μεγαλύτερη σε σχέση με του άλλους σύνθετους ημιαγωγούς της κατηγορίας III-V, ενώ είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τη αυθόρμητη πόλωση που συναντάτε σε σιδηροηλεκτρικά υλικά, δομής περοβσκίτη. Το πρόσημο της αυθόρμητης πόλωσης στην ομάδα των III- νιτριδίων είναι αρνητικό<sup>[9]</sup>, ορίζοντας ως θετικής την διεύθυνση από το άτομο μετάλλου (κατιόν) προς το κοντινότερο γειτονικό άτομο αζώτου (ανιόν) κατά τη διεύθυνση του κρυσταλλογραφικού άξονα  $c$  [0001].

*Εικόνα 5: Κρυσταλλικές σταθερές νιτριδίων και απόκλιση από το ιδανικό πλέγμα βουρζίτη.*

Η αυθόρμητη πόλωση που εμφανίζεται στα τριμερή κράματα των III-νιτριδίων ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ,  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ ) μπορεί να υπολογιστεί ακολουθώντας τον νόμο του Vegard (γραμμική προσέγγιση) και για τα τετραμερή  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$  υπάρχει η σχέση (2.2), που αποτελεί γενική προσέγγιση.

$$P_{SP}^{\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}}(x, y) = xP_{SP}^{\text{AlN}} + yP_{SP}^{\text{InN}} + (1-x-y)P_{SP}^{\text{GaN}} \quad (2.2)$$

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από τα σχήματα των Εικόνων 5 και 6, η αυθόρμητη πόλωση είναι σημαντική για συστήματα νιτριδίων με μεγάλη συγκέντρωση αλουμινίου (Al) ενώ είναι ασθενέστερη για κρυσταλλικές δομές που αποτελούνται από Ga-In-N. Επιπλέον σε συστήματα τετραμερών μπορούμε να ελέγχουμε την τιμή της αυθόρμητης πόλωσης και να δημιουργούμε ετεροδομές πάνω σε GaN ώστε η κρυσταλλική σταθερά πλέγματος του  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$  να είναι ίση με τη σταθερά πλέγματος του GaN (Εικ. 6), πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία καλών διεπιφανειών (lattice match), με μικρή συγκέντρωση κρυσταλλικών ατελειών.



Εικόνα 6: Θεωρητικός υπολογισμός αυθόρμητης πόλωσης σε συστήματα νιτριδίων ακολουθώντας το νόμο του Vegard

## 2. Πιεζοηλεκτρικό πεδίο

Άλλο ένα σημαντικό πεδίο λόγω πόλωσης που παρουσιάζεται σε δομές III-N είναι το πιεζοηλεκτρικό πεδίο. Το πιεζοηλεκτρικό πεδίο οφείλεται σε ελαστική παραμόρφωση του υλικού.

Στις ετεροεπαφές ημιαγωγών έχουμε την εναπόθεση λεπτών υμενίων πάνω σε κάποιο υπόστρωμα. Το υμένιο κατά την εναπόθεση του ακολουθεί τη πλεγματική σταθερά του υποστρώματος (ψευδομορφική ανάπτυξη) για μερικά ατομικά στρώματα του αναπτυσσόμενου υλικού. Η διαφορά στη πλεγματική σταθερά και το θερμικό

συντελεστή διαστολής των δυο υλικών οδηγεί στην εμφάνιση ελαστικής παραμόρφωσης στο ‘δέσμιο’ υμένιο κατά την επιταξιακή ανάπτυξη ή/και την ψύξη του δείγματος μετά την ανάπτυξη. Το πιεζοηλεκτρικό πεδίο πόλωσης μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\vec{P}_{PZ} = \vec{e} \otimes \vec{\varepsilon} \quad (2.3)$$

όπου  $\mathbf{e}$  είναι ο πιεζοηλεκτρικός τανυστής και  $\boldsymbol{\varepsilon}$  ο τανυστής παραμόρφωσης. Στην τυπική περίπτωση ενός ψευδομορφικού υμενίου, τα διατμητικά στοιχεία του τανυστή της παραμόρφωσης είναι μηδενικά, ενώ ο πιεζοηλεκτρικός τανυστής έχει τρία ανεξάρτητα στοιχεία, δύο εκ των οποίων είναι αυτά που δημιουργούν πιεζοηλεκτρική πόλωση  $P_{PE}$  η οποία εμφανίζεται στον  $\mathbf{c}$ -άξονα. Οπότε έχουμε ότι ισχύει:

$$P_{PZ} \cdot \vec{c} = \left\{ e_{33} \varepsilon_Z + e_{31} (\varepsilon_X + \varepsilon_Y) \right\} \cdot \vec{c} \quad (2.4)$$

όπου η παραμόρφωση κατά τον  $\mathbf{c}$ -άξονα δίνεται από την Εξ. (2.5)

$$\varepsilon_Z = \frac{c - c_0}{c} \quad (2.5)$$

ενώ η παραμόρφωση στο επίπεδο της βάσης ( $x, y$ ) υποθέτουμε ότι είναι ισοτροπική και δίνεται από την Εξ. (2.6)

$$\varepsilon_X = \varepsilon_Y = \frac{a - a_0}{a_0} \quad (2.6)$$

Όπου  $e_{33}$  και  $e_{31}$  είναι πιεζοηλεκτρικοί συντελεστές ενώ το  $a$  και  $c$  είναι πλεγματικές σταθερές για το παραμορφωμένο στρώμα υλικού. Η σχέση που συνδέει τις πλεγματικές σταθερές  $a$  και  $c$  με τις ελαστικές σταθερές για ένα εξαγωνικό παραμορφωμένο στρώμα υλικού είναι:

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a - a_0}{a_0} \quad (2.7)$$

Τέλος συνδυάζοντας τις παραπάνω εξισώσεις έχουμε ότι η πιεζοηλεκτρική πόλωση που εμφανίζεται κατά τη διεύθυνση του  $\mathbf{c}$ -άξονα είναι ίση με:

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (2.8)$$

Η γραμμικότητα της Εξίσωσης (2.4) ισχύει για μικρές τιμές της παραμόρφωσης και ορίζει την πιεζοηλεκτρική πόλωση μέσω του πιεζοηλεκτρικού τανυστή, που εξαρτάται μόνο από την μεταβολή των πλεγματικών σταθερών  $a$  και  $c$ . Από μικροσκοπικής πλευράς, η παράλληλη και η κάθετη παραμόρφωση κατά το άξονα- $c$  παράγουν μια εσωτερική μετατόπιση του κατιόντος (Ga, In, Al) του πλέγματος έναντι του ανιόντος αζώτου (N), δηλαδή μεταβολή της παραμέτρου  $u$  του πλέγματος του βουρζίτη. Η μέτρηση της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης γίνεται μέσω της μεταβολής της μακροσκοπικής πλεγματικής σταθεράς καθώς και της μεταβολής της παραμέτρου  $u$  (Το  $u$  εκφράζει το μήκος του δεσμού ανιόντος-κατιόντος κατά την διεύθυνση του [0001] κρυσταλλογραφικού άξονα).

Οι πιεζοηλεκτρικές σταθερές των ημιαγωγών ΙΙΙ-νιτριδίων έχουν υπολογιστεί (Πίνακας 3) και έχει βρεθεί ότι οι τιμές τους είναι περίπου δέκα φορές μεγαλύτερες αυτών του GaAs. Επιπλέον, το πρόσημο τους είναι αντίθετο του πρόσημου των άλλων ημιαγωγών της ομάδας ΙΙΙ-V.

*Πίνακας 3: Αυθόρμητη πόλωση, πιεζοηλεκτρικοί συντελεστές και διηλεκτρικές σταθερές των AlN, GaN, InN.*

Βουρζίτης T=300K	AlN	GaN	InN
$P_{SP}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.081	-0.029	-0.032
$E_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	1.46	0.73	0.97
	1.55	1	-
	-	0.65	-
	1.29	0.63	-
$E_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.6	-0.49	-0.57
	-0.58	-0.36	-
	-0.38	-0.32	-
$E_{15}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.48	-0.3	-
	-	-0.33	-

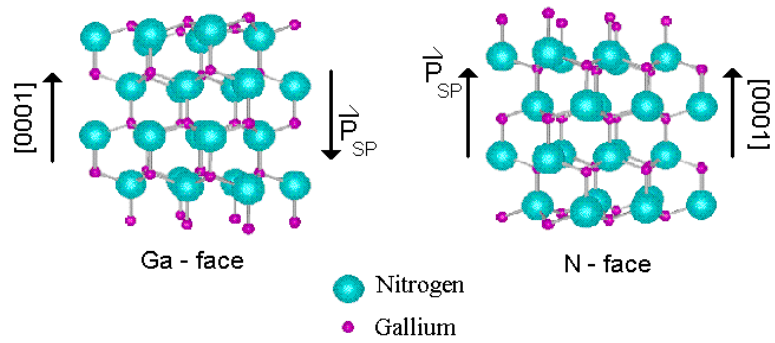
$\epsilon_{11}$ (C/m <sup>2</sup> )	9.0	9.5	-
$\epsilon_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	10.7	10.4	14.6

### 2.1.6 Πολικότητα νιτριδίων (Polarity)

Πριν γίνει αναφορά στην επίδραση της αυθόρμητης και πιεζοηλεκτρικής πόλωσης στις κβαντικές ετεροδομές ΙΙΙ-νιτριδίων είναι απαραίτητο να ορίσουμε την έννοια της πολικότητας (polarity) του υλικού.

Οι μη κεντροσυμμετρικοί κρύσταλλοι παρουσιάζουν δύο διαφορετικές ακολουθίες ατομικών στρωμάτων σε αντίθετη διεύθυνση παράλληλα στον κύριο κρυσταλλογραφικό άξονα, που στη περίπτωση της δομής των νιτριδίων είναι ο  $c$ -άξονας. Έτσι, οι ημιαγωγοί ΙΙΙ-νιτριδίων με δομή βουρζίτη αναπτύσσονται με διαφορετική ‘πολικότητα’ κατά την κρυσταλλογραφική διεύθυνση [0001] και την [000-1], οι οποίες είναι γνωστές ως πολικότητα μετώπου-ΙΙΙ (με ΙΙΙ: Ga, In, Al) και μετώπου-N, αντίστοιχα. Ως χαρακτηριστικό παράδειγμα αναφέρουμε το GaN. Το GaN πολικότητας μετώπου-Ga χαρακτηρίζεται από μονούς δεσμούς από ένα άτομο Ga του κρυστάλλου προς ένα άτομο N κατά την διεύθυνση [0001], ενώ στη πολικότητα μετώπου-N έχουμε μονό δεσμό από ένα άτομο N του κρυστάλλου προς ένα άτομο Ga κατά την διεύθυνση [000-1].

Η αυθόρμητη πόλωση των νιτριδίων έχει βρεθεί ότι παίρνει αρνητική τιμή και κατά συνέπεια το διάνυσμα της αυθόρμητης πόλωσης σε ημιαγωγό με πολικότητα μετώπου-N έχει κατεύθυνση όμοια της [000-1], ενώ για πολικότητα μετώπου-ΙΙΙ το διάνυσμα της αυθόρμητης πόλωσης έχει κατεύθυνση αντίθετη της [0001], όπως μπορούμε να δούμε στην Εικ. 7.



*Εικόνα 7: Σχηματική αναπαράσταση δύο υμενίων GaN που αναπτύσσονται με πολικότητα μετώπου-Ga και μετώπου-N κατά τις διευθύνσεις [0001] και [000-1], αντίστοιχα.*

Οι (0001) και (000-1) επιφάνειες δεν είναι ισοδύναμες και διαφέρουν τόσο στις χημικές όσο και στις φυσικές ιδιότητες τους, όπως θα δούμε στη παράγραφο ‘Ανάπτυξη μεθόδου για προσδιορισμό πολικότητας (polarity) του GaN’ (4.1.2).



## Κβαντικές ετεροδομές νιτριδίων

### 2.2.1 Πεδία πόλωσης σε κβαντικές ετεροδομές νιτριδίων

Απουσία εξωτερικών ηλεκτρικών πεδίων, η συνολική μακροσκοπική πόλωση  $\vec{P}$  που εμφανίζουν οι ημιαγωγοί νιτριδίων μπορεί να εκφραστεί ως το διανυσματικό άθροισμα της αυθόρμητης πόλωσης  $\vec{P}_{SP}$ , που ορίζεται ως η πόλωση που εμφανίζει το πλέγμα σε θερμοδυναμική ισορροπία και της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης  $\vec{P}_{PE}$ , αποτέλεσμα της παραμόρφωσης του πλέγματος, σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$\vec{P} = \vec{P}_{SP} + \vec{P}_{PE} \quad (2.9)$$

Η κατανομή των φορέων σε κβαντικές ετεροδομές III-νιτριδίων καθορίζεται από τη κατεύθυνση των πεδίων πόλωσης, τα οποία εξαρτώνται από την πολικότητα και τη παραμόρφωση των κρυστάλλων.

### 2.2.2 Πεδία πόλωσης σε μονές κβαντικές ετεροδομές $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

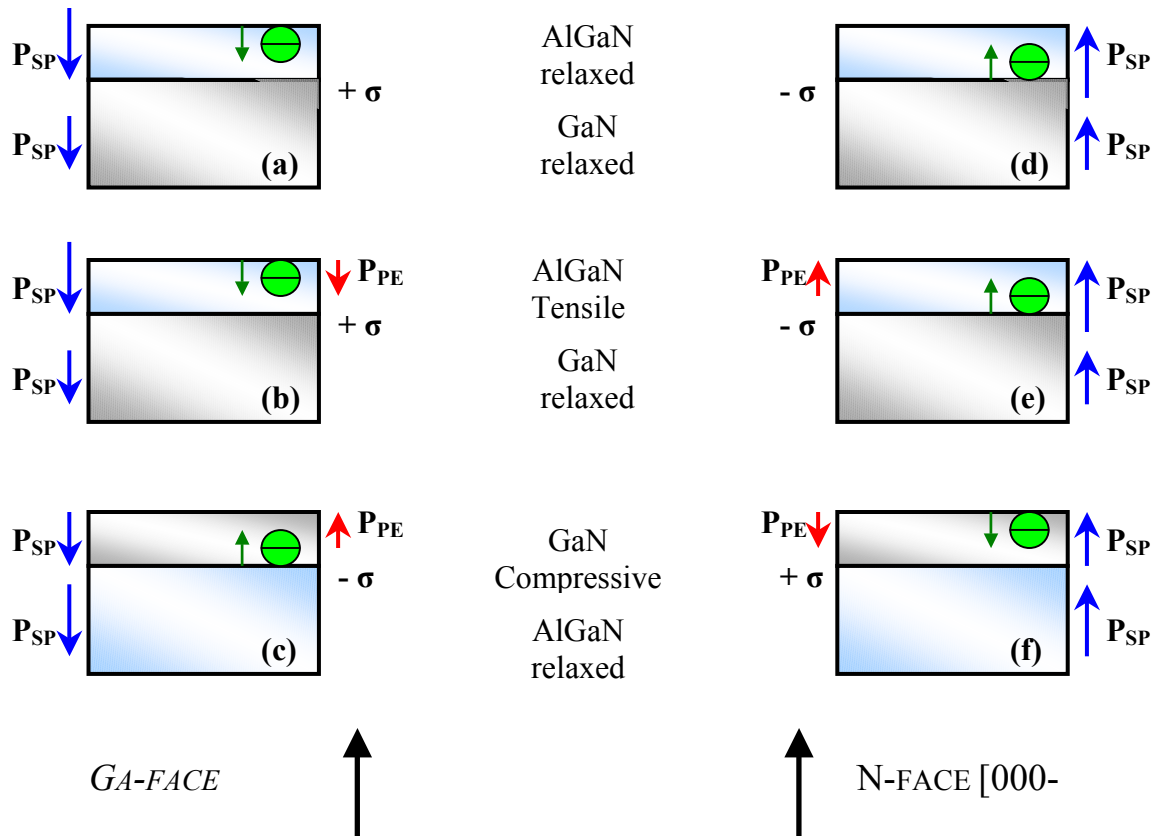
Στη συνέχεια θα αναφερθούμε σε κβαντικές ετεροδομές και θα αναλύσουμε την επίδραση των πεδίων πόλωσης σε δομές  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ . Σύμφωνα με την Εξ. (2.8), έχουμε ότι η πιεζοηλεκτρική πόλωση του υμενίου  $\text{AlGaN}$  εξαρτάται από το παράγοντα της Εξ. (2.10) (που στη περίπτωση των III-νιτριδίων είναι αρνητικός),

$$\left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0 \quad (2.10)$$
 καθώς και το ποσοστό του αλουμινίου στο κράμα. Κατά

συνέπεια, η τιμή της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης του υμενίου  $\text{AlGaN}$  είναι αρνητική για εκτατική παραμόρφωση και θετική για συμπιεστική παραμόρφωση, αντίστοιχα. Οι διευθύνσεις της πιεζοηλεκτρικής καθώς και της αυθόρμητης πόλωσης είναι παράλληλες στη περίπτωση εκτατικής και αντιπαράλληλες στη περίπτωση συμπιεστικής παραμόρφωσης του υμενίου  $\text{AlGaN}$ . Η φορά του διανύσματος της αυθόρμητης και της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης εξαρτάται από την πολικότητα της ετεροεπαφής. Όταν η ετεροεπαφή αναπτύσσεται κατά τη διεύθυνση  $[0001]$ , με πολικότητα μετώπου-Ga, τα διανύσματα των πολώσεων έχουν φορά από την επιφάνεια προς το υπόστρωμα ενώ όταν η πολικότητα της επαφής είναι μετώπου-N, με ανάπτυξη

κατά τη διεύθυνση [000-1], τα παραπάνω διανύσματα έχουν αντίθετη φορά. Στην Εικ. 8 παρουσιάζονται διάφορες περιπτώσεις μονών ετεροδομών<sup>[10]</sup> AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> και Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub> συναρτήσει της παραμόρφωσης του AlGa<sub>N</sub> και του Ga<sub>N</sub>, αντίστοιχα, καθώς και της κρυσταλλογραφικής διεύθυνσης ανάπτυξης των ετεροδομών.

Εικόνα 8: Σχήμα που δείχνει τον σχηματισμό επιφανειακών φορτίων λόγω πόλωσης και την διεύθυνση της πιεζοηλεκτρικής και αυθόρμητης πόλωσης σε ετεροδομές AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> πολικότητας μετώπου-Ga και μετώπου-N, για διαφορετικές καταστάσεις ελαστικής παραμόρφωσης των στρωμάτων.



Υπολογίζοντας τη κλίση του συνολικού πεδίου πόλωσης  $\mathbf{P}$ <sup>[14]</sup> στο χώρο μπορούμε να βρούμε τη παραγόμενη πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου λόγω πόλωσης, σύμφωνα με το τύπο :

$$\rho_p = -\nabla \cdot \vec{P} \quad (2.11)$$

Η πυκνότητα φορτίου σε ετεροδομή AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, μπορεί να εκφραστεί ως<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned}
\sigma(P_{SP} + P_{PE}) &= P(\text{GaN}) - P(\text{AlGaN}) \\
&= \{P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PE}(\text{GaN})\} - \{P_{SP}(\text{AlGaN}) + P_{PE}(\text{AlGaN})\} \\
&= \{P_{PE}(\text{GaN}) - P_{PE}(\text{AlGaN})\} + \{P_{SP}(\text{GaN}) - P_{SP}(\text{AlGaN})\} \\
&= \sigma(P_{PE}) + \sigma(P_{SP})
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Αν η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου λόγω πόλωσης [που δίνεται από την Εξ.(2.12)] είναι θετική (+σ), τότε ελεύθερα ηλεκτρόνια θα τείνουν να αντισταθμίσουν το θετικό φορτίο +σ. Αυτά τα ηλεκτρόνια θα σχηματίζουν διδιάστατο φερμιονικό αέριο (2DEG) στο τριγωνικό κβαντικό πηγάδι της ετεροεπαφής με επιφανειακή πυκνότητα  $n_s$ , στη περίπτωση που η ασυνέχεια της ζώνης αγωγιμότητας ( $\Delta E_C$ ) είναι αρκετά μεγάλη και ικανή να δημιουργεί δέσμιες καταστάσεις ηλεκτρονίων. Στη περίπτωση που η πυκνότητα φορτίου πόλωσης είναι αρνητική (-σ) έχουμε τη συσσώρευση οπών στη διεπιφάνεια.

Σε ετεροεπαφές μετώπου-Ga όπου ένα πλήρως χαλαρωμένο υμένιο AlGaIn έχει αναπτυχθεί πάνω σε GaN (Εικ. 8a), το επιφανειακό φορτίο πόλωσης που εμφανίζεται στην ετεροεπαφή είναι θετικό (+σ), οπότε και θα έχουμε χωρικό εντοπισμό ελεύθερων ηλεκτρονίων στη διεπιφάνεια (2DEG). Σε ετεροεπαφή όμοια της προηγούμενης, αλλά με το υμένιο του AlGaIn να παρουσιάζει εκτατική παραμόρφωση (Εικ. 8b), παρατηρούμε όμοια συμπεριφορά στη κατανομή των επιφανειακών φορτίων πόλωσης (+σ), με μονή διαφορά ότι η πυκνότητα των φορτίων πόλωσης είναι τώρα μεγαλύτερη λόγω της αύξησης του  $[P(\text{AlGaIn}) - P(\text{GaN})]$ , διότι στον όρο  $P(\text{AlGaIn})$  έχει προστεθεί και η πιεζοηλεκτρική πόλωση. Σε ετεροεπαφές AlGaIn/GaN μετώπου-N, η αυθόρμητη και η πιεζοηλεκτρική πόλωση έχει αντίθετη διεύθυνση σε σύγκριση με τις δομές μετώπου-Ga, το διάνυσμα πόλωσης έχει φορά από το υπόστρωμα προς την επιφάνεια στις περιπτώσεις ετεροεπαφών των Εικόνων 8d και 8e. Τα φορτία πόλωσης που εμφανίζονται στη διεπιφάνεια AlGaIn/GaN είναι αρνητικά (-σ) και κατά συνέπεια έχουμε την συσσώρευση φορτίου οπών στη διεπιφάνεια, ώστε να αντισταθμιστούν τα φορτία πόλωσης. Τέλος, σε ετεροδομές GaN/AlGaIn όπου το υμένιο GaN αναπτύσσεται πάνω σε στρώμα AlGaIn, το υμένιο GaN παρουσιάζει συμπιεστική παραμόρφωση (πριν αρχίσει η χαλάρωση). Σε αυτή τη περίπτωση, τα διανύσματα



AlGaN /GaN (Εικ. 9). Η κατασκευή διπλών ετεροεπαφών GaN/AlGaN/GaN με πολικότητα μετώπου-N μπορεί να δώσει δομές στις οποίες τα ηλεκτρόνια (φορείς) θα είναι καλλίτερα εντοπισμένα χωρικά ώστε να ελέγχονται με την εφαρμογή εξωτερικής τάσης, δυνατότητα που δεν έχουμε στις μονές ετεροδομές. Στις διπλές ετεροεπαφές μετώπου-Ga, όπου το κανάλι των ηλεκτρονίων σχηματίζεται στη διεπιφάνεια AlGaN/GaN, το ενδιάμεσο υμένιο του AlGaN θα δρα ως φραγμός δυναμικού.

#### 2.2.4 Φορτία πόλωσης και διδιάστατο αέριο ηλεκτρονίων (2DEG)

Σε αυτή την παράγραφο θα υπολογίσουμε τα φορτία πόλωσης καθώς και την πυκνότητα των επιφανειακών ελεύθερων φορτίων (2DEG) σε κβαντικό πηγάδι ετεροεπαφής AlGaN/GaN, χρησιμοποιώντας τις σταθερές των υλικών που έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία.

Η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου πόλωσης ( $\pm\sigma$ ) σε μια ετεροεπαφή AlGaN/GaN εξαρτάται από το ποσοστό του Al στο κράμα του AlGaN. Η μεταβολή των φυσικών παραμέτρων (πλεγματική σταθερά, ελαστικές σταθερές, πιεζοηλεκτρικές σταθερές και αυθόρμητη πόλωση) του  $Al_xGa_{1-x}N$  ως συνάρτηση του  $x$  παρουσιάζονται στον Πίνακα 4 <sup>[9]</sup>, υποθέτοντας γραμμική μεταβολή μεταξύ των σταθερών του GaN και του AlN.

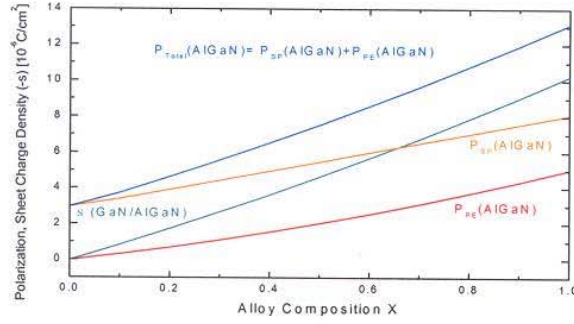
Πίνακας 4: Φυσικοί παράμετροι του AlGaN ως συνάρτηση του ποσοστού  $x$ , του αλουμινίου

$A(x)$ (Å)	$-0.077x + 3.189$
$C_{13}(x)$ (Gpa)	$5x + 103$
$C_{33}(x)$ (Gpa)	$-32x + 405$
$E_{31}(x)$ (C/m <sup>2</sup> )	$-0.11x + 0.73$
$E_{33}(x)$ (C/m <sup>2</sup> )	$0.73x + 0.73$
$P_{SP}(x)$ (C/m <sup>2</sup> )	$-0.052x - 0.029$

Το υμένιο του AlGaN αναπτύσσεται ψευδομορφικά πάνω στο υπόστρωμα του GaN οπότε παρουσιάζει και αυθόρμητη και πιεζοηλεκτρική πόλωση, ενώ το υπόστρωμα GaN έχει μόνο αυθόρμητη πόλωση αφού είναι πλήρως χαλαρωμένο. Το φορτίο πόλωσης στη διεπιφάνεια AlGaN/GaN δίνεται από την Εξ. (2.13)<sup>[11]</sup>:

$$|\sigma| = |P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{SP}(GaN)|$$

$$|\sigma| = \left| 2 \frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right\} + P_{SP}(x) - P_{SP}(0) \right| \quad (2.13)$$



Εικόνα 10: Υπολογισμός πεδίων πόλωσης σε υμένιο  $Al_xGa_{1-x}N$  καθώς και επιφανειακή πυκνότητα πόλωσης ως συνάρτηση του ποσοστού  $x$  του αλουμινίου στο κράμα. ( $1 \text{ C/m}^2 = 6.25 \cdot 10^{14} \text{ e/cm}^2$ )

Τέλος, η μέγιστη επιφανειακή πυκνότητα ελεύθερων φορέων που μπορεί να εντοπιστεί σε μη εμπλουτισμένη ετεροεπαφή  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  μπορεί να υπολογιστεί ως συνάρτηση της πυκνότητας φορτίου πόλωσης και δίνεται από τη Εξ. (2.14) για μονή ετεροδομή και Εξ. (2.15) για διπλή ετεροδομή<sup>[12][13]</sup>:

$$n_S(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon(x)}{d_{AlGaN} e^2} \right) [e\phi_B(x) + E_F(x) - \Delta E_C(x)] \quad \text{για } AlGaN/GaN \quad (2.14)$$

$$n_S(x) = \left\{ 1 + \frac{\varepsilon(x)}{\varepsilon(0)} \frac{d_{GaN}}{d_{AlGaN}} \right\}^{-1} \left\{ \frac{\sigma(x)}{e} - \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon(x)}{d_{AlGaN} e^2} \right) \cdot [e\phi_B^{eff}(x) + E_F(x) - \Delta E_C] \right\} \quad \text{για}$$

$$GaN/AlGaN/GaN \quad (2.15)$$

όπου  $\varepsilon(x)$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του  $Al_xGa_{1-x}N$  συναρτήσει του  $x$ ,  $d_{AlxGa1-xN}$  και  $d_{GaN}$  είναι τα πάχη των φραγμών  $Al_xGa_{1-x}N$  και  $GaN$  αντίστοιχα,  $e\Phi_b(x)$  ο

φραγμός Schottky από την επαφή της πύλης,  $\Delta E_C$  είναι η ασυνέχεια της ζώνης αγωγιμότητας στη διεπιφάνεια  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  και τέλος,  $E_F(x)$  είναι το επίπεδο της στάθμης Fermi ως προς τη ενέργεια της ζώνης αγωγιμότητας του GaN στο κυρίως μέρος του ημιαγωγού.

Πειραματικά παρατηρούνται αποκλίσεις στην συγκέντρωση των φορέων (2DEG) στο κβαντικό πηγάδι της ετεροεπαφής  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  με πιθανά αίτια την τραχύτητα της διεπιφάνειας, τη σταδιακή μεταβολή του ποσοστού του αλουμινίου κοντά στην επαφή, την παρουσία περιοχών υλικού και των δύο τύπων πολικότητας, καθώς και παγίδες ηλεκτρονίων από τις εξαρμώσεις και την επιφάνεια.

## Αναφορές-Βιβλιογραφία

- [1] R. Juza et al. *Z. Anorg. Allg. Chem.* **234**, 282 (1938)
- [2] H. Grimmeiss et al. *Natura (London)* **14a**, 264 (1959)
- [3] H. P. Maruska et al. *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969)
- [4] S. C. Jain et al. *J. Appl. Phys.* **87**, 965 (2000)
- [5] K. Dovidenko et al. *J. Appl. Phys.* **79**, 2439 (1996)
- [6] W. J. Meng et al. *J. Appl. Phys.* **75**, 3446 (1994)
- [7] J.H. Edgar *Group III Nitrides (London: INSPEC) (1991)*
- [8] Groczyca et al. *Solid State Commun.* **79** 1033 (1991)
- [9] F. Bernardini et al. *Phys. Rev. B* **56**, R10024 (1997)
- [10] O.Ambacher et al. *J. Appl. Phys.* **85**, 3222 (1999)
- [11] O.Ambacher et al. *J. Appl. Phys.* **87**, 3375 (2000)
- [12] P. M. Asbeck et al. *Electron. Lett.* **33** 1230 (1997)
- [13] E. T. Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1880 (1998)
- [14] D.J. Griffiths “Introduction of Electrodynamics”, 2nd edition, 1989-1996, Prentice Hall, Inc



## *Κεφάλαιο 3*

### *Πειραματικές Τεχνικές*

## Οπτική λιθογραφία

### 3.1.1 Προετοιμασία δειγμάτων, απολίπανση

Επειδή τα δείγματα GaN, που έχουν αναπτυχθεί με τη μέθοδο MBE, συνήθως εμφανίζουν στη επιφάνεια τους Ga, αρχικά κάνουμε εμβάπτιση του ημιαγωγού σε διάλυμα HCl σε θερμοκρασία  $T= 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ , το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την απομάκρυνση του Ga από την επιφάνεια.

Το επόμενο βήμα αποτελεί η διεργασία της απολίπανσης, που αποσκοπεί στην απομάκρυνση οργανικών ουσιών, παραδείγματος χάριν λίπους, από την επιφάνεια των δειγμάτων. Η διαδικασία αυτή περιλαμβάνει διαδοχικές εμβάπτισεις σε διαφορετικές οργανικές χημικές ενώσεις. Η σειρά των χημικών που χρησιμοποιούμε είναι καθορισμένη, αφού κάθε ένα χρησιμοποιείται για διαφορετικό σκοπό.

Συγκεκριμένα τα δείγματα απολιπαίνονται ως εξής: Αρχικά κάνουμε εμβάπτιση του ημιαγωγού σε τριχλωροαιθυλένιο, το οποίο έχει την ιδιότητα να απομακρύνει το λίπος, ενώ στη συνέχεια απομακρύνουμε τα υπολείμματα τριχλωροαιθυλενίου με εμβάπτιση σε ακετόνη. Η απομάκρυνση των υπολειμμάτων της ακετόνης γίνεται με εμβάπτιση σε διάλυμα ισο-προπανόλης (2-μέθυλο-προπανόλη). Τέλος, ξεπλένουμε τα δείγματα με απιονισμένο νερό (μεγάλης καθαρότητας, χωρίς μικροσωματίδια και μικροοργανισμούς και ειδικής αντίστασης  $\rho_c > 8\text{M}\Omega\text{cm}$ ) και στη συνέχεια τα στεγνώνουμε με αέριο άζωτο. Ο χρόνος εμβάπτισης σε κάθε χημικό είναι 2 λεπτά και ο χρόνος τελικού ξεπλύματος σε τρεχούμενο απιονισμένο νερό είναι επίσης 2 λεπτά. Πολλές φορές είναι απαραίτητο κατά την εμβάπτιση στα χημικά να χρησιμοποιούμε υπερήχους και θερμοκρασία  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Μετά το τέλος της παραπάνω διαδικασίας η επιφάνεια του δείγματος είναι ελεύθερη από οργανικές ουσίες. Ένας ποιοτικός έλεγχος που κάνουμε συνίσταται στο να μην υπάρχουν στίγματα στην επιφάνεια του ημιαγωγού. Στη περίπτωση στιγμάτων επαναλαμβάνουμε τη διαδικασία.

### 3.1.2 Διαδικασία οπτικής λιθογραφίας

Η διεργασία της φωτολιθογραφίας σκοπό έχει την δημιουργία γεωμετρικών σχημάτων στη επιφάνεια του ημιαγωγού. Η διαδικασία που ακολουθούμε είναι η παρακάτω: Εναποθέτουμε φωτορητίνη στον ημιαγωγό και στη συνέχεια τοποθετούμε το δείγμα σε φυγοκεντριστές ώστε το πάχος της φωτορητίνης να είναι ομοιόμορφο σε όλη την επιφάνεια του ημιαγωγού. Οι φωτορητίνες που χρησιμοποιούμε είναι οι AZ 5214 και AZ 4562. Ο χρόνος περιστροφής των δειγμάτων στο φυγοκεντριστή είναι 20-δευτερόλεπτα και η ταχύτητα περιστροφής είναι 4000 στροφές ανά δευτερόλεπτο. Με αυτές τις συνθήκες το πάχος του σχηματιζόμενου στρώματος της φωτορητίνης AZ 5214 είναι 1.2  $\mu\text{m}$  ενώ της AZ 4562 είναι περίπου 7  $\mu\text{m}$ .

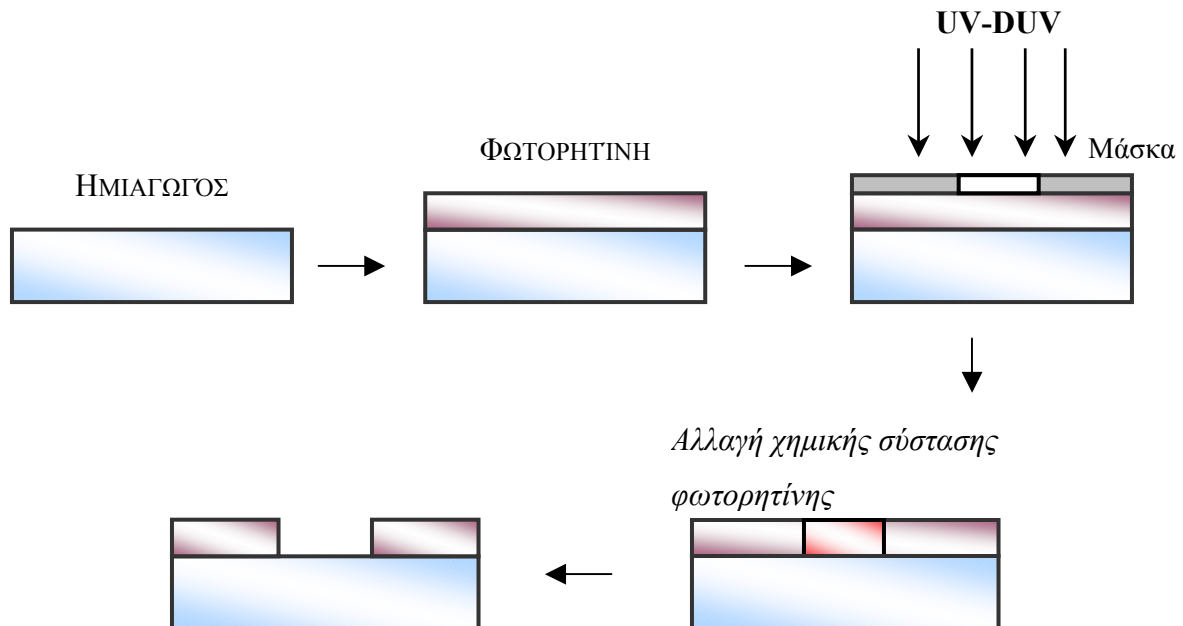
Οι φωτορητίνες έχουν την ιδιότητα ότι αλλάζει η χημική τους σύσταση κατά το φωτισμό τους με υπεριώδη (UV) ή βαθέως υπεριώδη (DUV) ακτινοβολία. Ο φωτισμός της φωτορητίνης γίνεται με λάμπα υδραργύρου (Hg) υψηλής πίεσης. Υπάρχουν δύο ειδών φωτορητίνες, αρνητικές και θετικές. Οι θετικές φωτορητίνες στη περιοχή όπου έχει αλλάξει η χημική τους σύσταση, λόγω ακτινοβολίας, απομακρύνονται όταν τοποθετηθούν σε αλκαλικό διάλυμα εμφανιστή AZ 400 (εμφάνιση της φωτορητίνης) ενώ οι αρνητικές παρουσιάζουν την αντίθετη ιδιότητα, δηλαδή η φωτορητίνη παραμένει πάνω στο υπόστρωμα όπου έχει εκτεθεί στην ακτινοβολία. Η χημική διεργασία της επίδρασης του φωτός στη φωτορητίνη παρουσιάζεται στο Παράρτημα II.

Μετά την επίστρωση της φωτορητίνης πάνω στα δείγματα, ακολουθεί θέρμανση τους σε φούρνο σταθερής θερμοκρασίας  $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$  για χρόνο ίσο με 20 λεπτά. Σκοπός της διαδικασίας αυτής είναι η σκλήρυνση της φωτορητίνης. Στη συνέχεια, τα δείγματα τοποθετούνται στον ευθυγραμμιστή μασκών όπου γίνεται η έκθεση φωτός (UV στα 300 nm), αφού πρώτα έχει επιλεγεί και ευθυγραμμιστεί η επιθυμητή μάσκα. Οι μάσκες φωτολιθογραφίας έχουν πάνω τους γεωμετρικά σχήματα (συνήθως κατασκευασμένα με τη χρήση  $\text{CrO}_2$ ). Η υπεριώδης ακτινοβολία δεν διαπερνά το οξείδιο και κατά συνέπεια κάποια τμήματα της φωτορητίνης αλλάζουν χημική σύσταση και κάποια άλλα όχι. Ακολουθεί η εμφάνιση της φωτορητίνης, που στη περίπτωση των φωτορητίνων AZ 5214

και AZ 4562 γίνεται σε διάλυμα, αναλογίας 1:4 εμφανιστή AZ 400 προς απιονισμένο νερό. Ο χρόνος εμφάνισης στο διάλυμα είναι 20-30 δευτερόλεπτα. Μετά το τέλος αυτής της διαδικασίας, το υμένιο της φωτορητίνης παρουσιάζει γεωμετρία όμοια της μάσκας που χρησιμοποιήσαμε κατά την έκθεση, δεδομένου ότι χρησιμοποιούμε φωτορητίνες θετικού τύπου. Τέλος, τα δείγματα επαναθερμαίνονται σε θερμοκρασία  $T= 110\text{ }^{\circ}\text{C}$  για χρόνο ίσο με 1 λεπτό, εάν ακολουθεί χημική επεξεργασία των δειγμάτων με οξέα, ώστε να 'αντέξει' το παραμένον φωτορεζίστ.

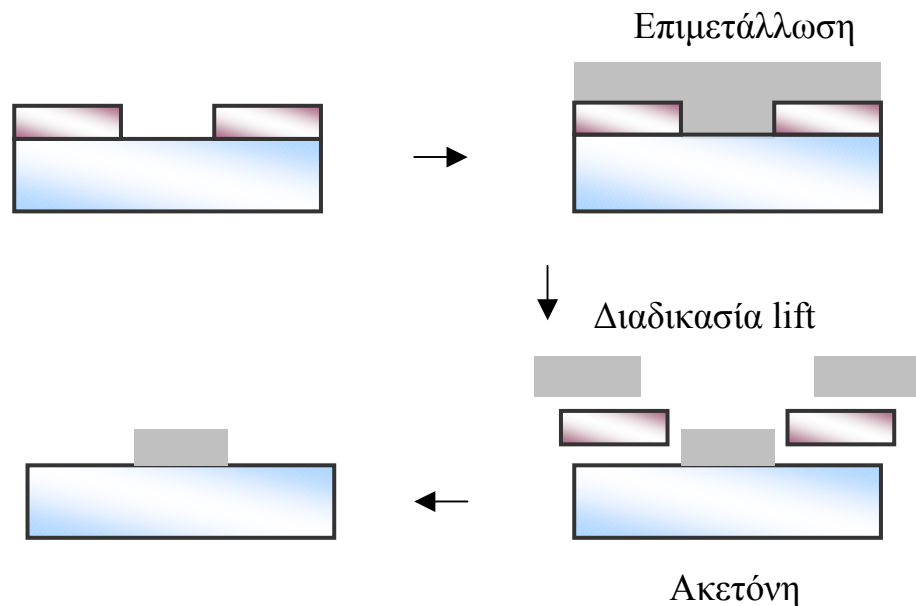
Οι διεργασίες που συνήθως ακολουθούν είναι:

- (1) **Η διεργασία της υγρής ή ξηρής χημικής χάραξης** που σκοπό έχει το σχηματισμό του στρώματος απομόνωσης (mesa) [διαδικασία που αναφέρεται στη παράγραφο (3.2.1)], όπου η φωτορητίνη δρα ως προστατευτική μάσκα αφού ο ρυθμός χάραξης της είναι μικρότερος έναντι του ρυθμού χάραξης του ημιαγωγού.
- (2) **Η διεργασία της επιμετάλλωσης** για το σχηματισμό ωμικών ή ανορθωτικών επαφών [διαδικασία που αναφέρεται στη παράγραφο (3.3.1)]



Εικόνα 1: Διαδικασία φωτολιθογραφίας με χρήση θετικής φωτορητίνης.

Μετά τη χημική χάραξη, τα δείγματα αρχικά ξεπλένονται με ακετόνη, ώστε να απομακρυνθούν τα υπολείμματα της φωτορητίνης και στη συνέχεια, με απιονισμένο νερό. Έπειτα ακολουθεί το επόμενο στάδιο της κατασκευαστικής διαδικασίας. Στη περίπτωση της επιμετάλλωσης, τα δείγματα τοποθετούνται σε θάλαμο κενού και ακολουθεί η εξάχνωση μετάλλων με χρήση δέσμης ηλεκτρονίων, μετά τα δείγματα τοποθετούνται σε ακετόνη, ώστε να γίνει ανύψωση και απομάκρυνση του μετάλλου (lift off) από τις περιοχές του ημιαγωγού που ήταν καλυμμένες με φωτορητίνη. Η διαδικασία της φωτολιθογραφίας παρουσιάζεται σχηματικά στην Εικ. 1 και η διαδικασία του lift off στην Εικ. 2.



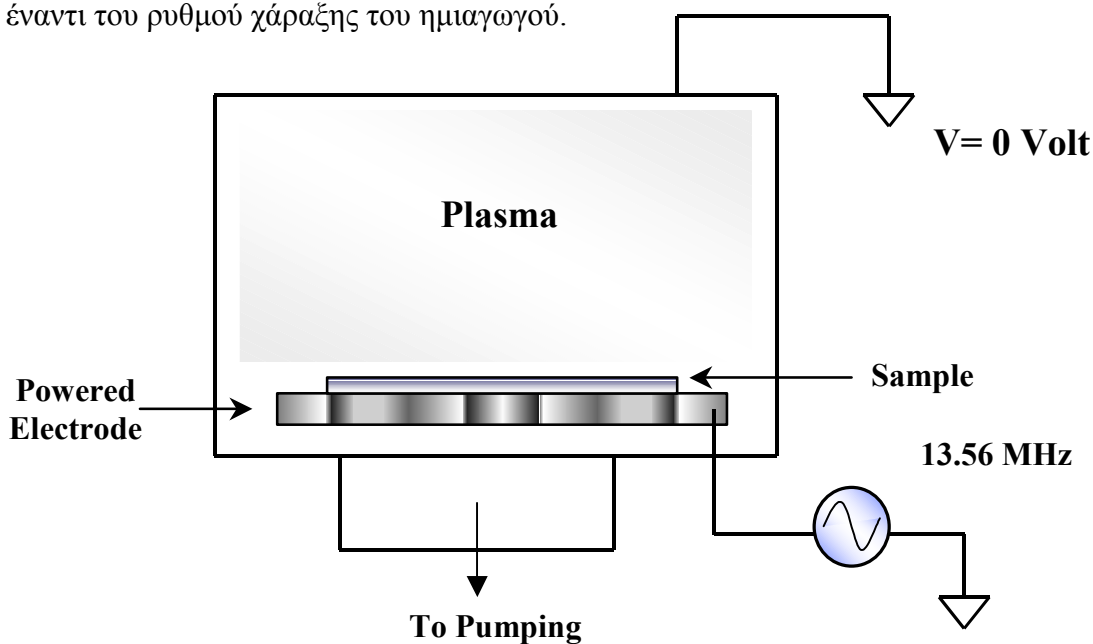
Εικόνα 2: Σχηματική παράσταση της επιμετάλλωσης και διαδικασίας ανύψωσης του μετάλλου (lift off) για το σχηματισμό μεταλλικών σχεδίων πάνω στον ημιαγωγό.

## Τεχνικές χάραξης των ημιαγωγών

### 3.2.1 Ξηρή χημική χάραξη ή χάραξη σε περιβάλλον πλάσματος

Σκοπός των τεχνικών χάραξης είναι η αφαίρεση υλικού από τον ημιαγωγό και η δημιουργία τρισδιάστατων γεωμετρικών σχημάτων. Σε διατάξεις διόδων και τρανζίστορς, η χάραξη χρησιμοποιείται για την ηλεκτρική απομόνωση των διαφορετικών διατάξεων (δημιουργία ‘βουνών’ mesa), ενώ σε ημιαγωγικά λέιζερ η χημική χάραξη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την δημιουργία των καθρεπτών της κοιλότητας.

Δεδομένου ότι για τη χάραξη του GaN δεν υπάρχει χημική ένωση υπό μορφή υγρού διαλύματος (wet etching), χρησιμοποιήσαμε την τεχνική της ξηρής χάραξης σε περιβάλλον πλάσματος (RIE: *Reactive Ion Etching*), που φαίνεται στην Εικ. 3. Σε θάλαμο κενού, εισάγουμε κατάλληλα αέρια σε συγκεκριμένες ποσότητες και με εφαρμογή RF-τάσης (13.56 MHz), μέσω γεννήτριας ισχύος, δημιουργούμε πλάσμα του οποίου τα ιόντα προκαλούν διάβρωση του υλικού (etching). Στο σχηματισμό του mesa, η φωτορητίνη δρα ως προστατευτική μάσκα, αφού ο ρυθμός χάραξης της είναι μικρότερος έναντι του ρυθμού χάραξης του ημιαγωγού.



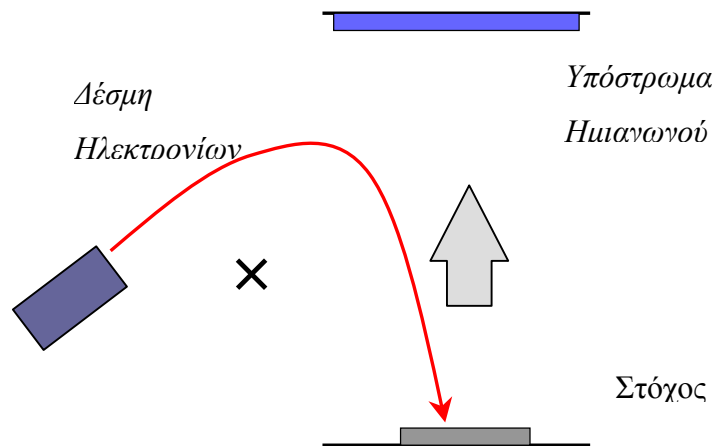
Εικόνα 3: Πειραματική διάταξη ξηρής χημικής χάραξης RIE (*Reactive Ion Etching*).

Στη τεχνολογία ξηρής χημικής χάραξης σε περιβάλλον πλάσματος σε υμένα GaN έχει γίνει χρήση αερίων  $\text{Cl}_2$  και  $\text{BCl}_3$ .

## Εξάχνωση μετάλλων

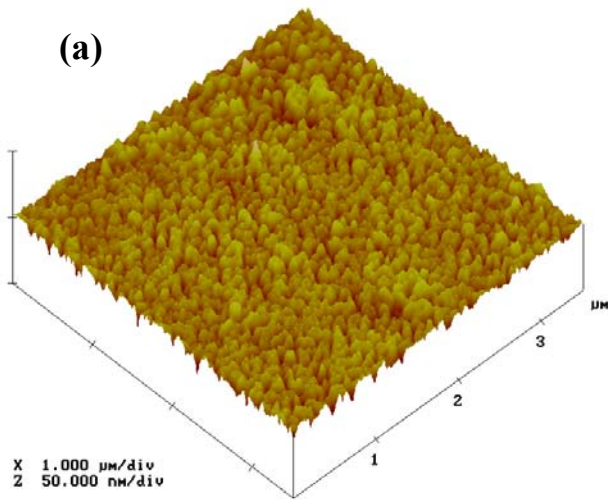
### 3.3.1 Εξαχνωτής δέσμης ηλεκτρονίων (e-beam evaporator)

Οι επιμεταλλώσεις πραγματοποιούνται με εξάχνωση μετάλλων με δέσμη ηλεκτρονίων σε θαλάμους κενού της τάξης  $10^{-7}$  Torr. Στην Εικ. 4 παρουσιάζεται, σχηματικά, η αρχή λειτουργίας του εξαχνωτή με δέσμη ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται επιταχύνονται μέσα σε ένα ηλεκτρικό πεδίο ( $\sim 10$  kV) ώστε να αποκτήσουν μεγάλη ενέργεια και στη συνέχεια προσπίπτουν στο στόχο του μετάλλου. Για να ελέγχουμε την ακριβή κίνηση της δέσμης των ηλεκτρονίων το σύστημα βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Στη συνέχεια, τα εξαχνωμένα άτομα μετάλλου εναποτίθενται πάνω στο υπόστρωμα του ημιαγωγού. Η εναπόθεση των μετάλλων με εξαχνωτή δέσμης ηλεκτρονίων είναι αρκετά κατευθυντική, με αποτέλεσμα η επιφάνεια του μετάλλου να ακολουθεί την τραχύτητα του υποστρώματος (Εικ. 5) και επιπλέον δεν προκαλεί καταστροφή της επιφάνειας του ημιαγωγού, όπως συμβαίνει με άλλες τεχνικές εναπόθεσης (π.χ sputtering).

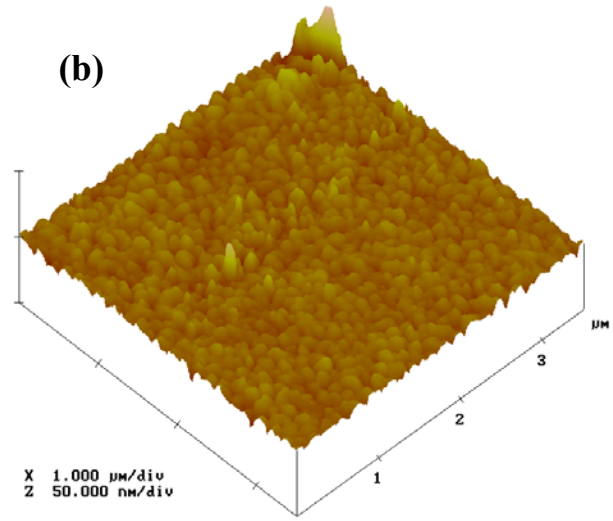


Εικόνα 4: Σχηματική παράσταση εξαχνωτή μετάλλου με δέσμη ηλεκτρονίων (e-beam).

AlGaN: Rms roughness 2.64 (nm)



AlGaN/Ti/Al: Rms roughness 2.67 (nm)



Εικόνα 5: Φωτογραφία AFM μικροσκοπίας (a) επιφάνειας ημιαγωγού AlGaN και (b) επιμετάλλωσης Ti/Al πάνω στον ημιαγωγό της φωτογραφία (a).



Εικόνα 6: Φωτογραφία εξαχνωτή μετάλλων με δέσμη ηλεκτρονίων, που χρησιμοποιήθηκε. Μοντέλο: Temescal BJD-1800 Electron Beam Evaporator



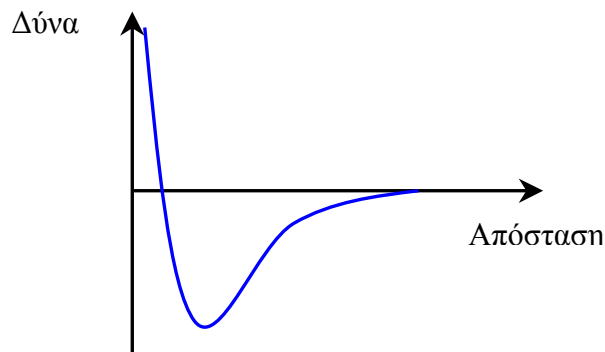
## Μικροσκόπιο Ατομικών Δυνάμεων

### *Atomic Force Microscope (A.F.M)*

#### 3.4.1 Βασική Θεωρία

Το 1986 οι G. Binnig και H. Rohrer τιμήθηκαν με το βραβείο Nobel φυσικής για την ανακάλυψη του μικροσκοπίου ατομικών δυνάμεων <sup>[3]</sup>. Η λειτουργία του μικροσκοπίου ατομικών δυνάμεων βασίζεται στη μέτρηση της δύναμης μεταξύ της ακίδας του μικροσκοπίου και του δείγματος. Η δύναμη εξαρτάται από τη φύση του δείγματος, την απόσταση της ακίδας από το δείγμα, καθώς και από τη γεωμετρία της ακίδας.

Καθώς η ακίδα προσεγγίζει την επιφάνεια του δείγματος έχουμε αλληλεπίδραση των τροχιακών των ηλεκτρονίων του δείγματος και της ακίδας<sup>[4]</sup>. Την μεταβολή της δύναμης ως συνάρτηση της απόστασης ακίδας-δείγματος μπορούμε να τη δούμε στην Εικ. 7.

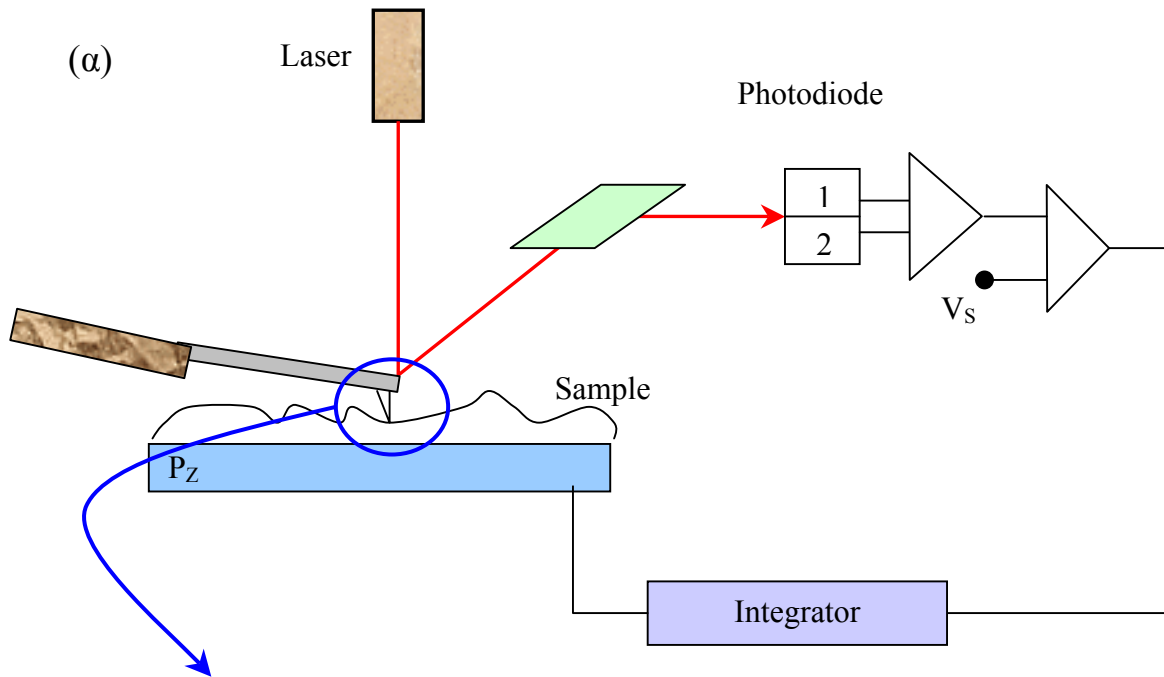


*Εικόνα 7: Μεταβολή της δύναμης ως συνάρτηση της απόστασης του δείγματος από την ακίδα του μικροσκοπίου. Στην περιοχή πάνω από τη γραμμή μηδενικής δύναμης η συνολική δύναμη είναι απωστική.*

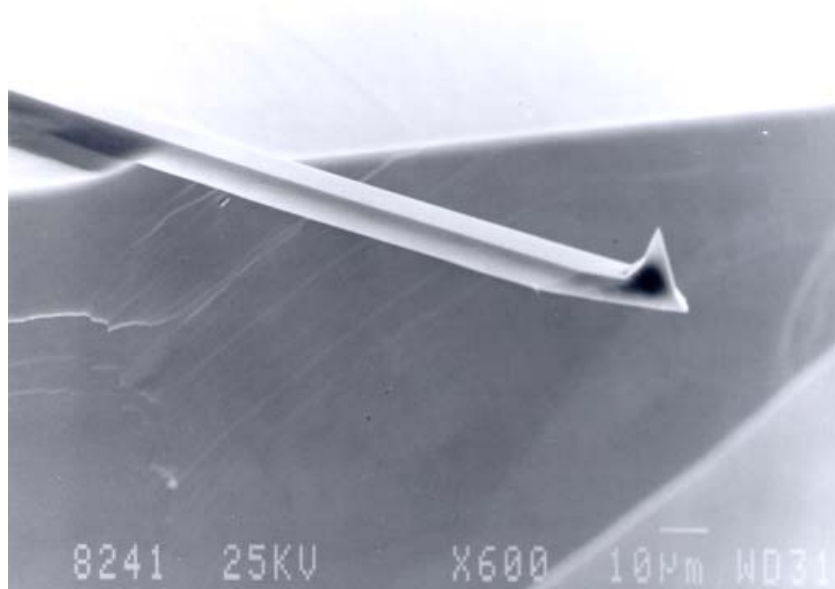
#### 3.4.2 Πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη του μικροσκοπίου ατομικών δυνάμεων [Εικ.8(α)] αποτελείται από μια ακίδα (ατομικών διαστάσεων) στην άκρη ενός ελάσματος

(cantilever, κατασκευασμένο λιθογραφικά) και από ένα λέιζερ, μια φωτοδίοδο, ένα σαρωτή (scanner), καθώς και ηλεκτρονικά επεξεργασίας δεδομένων.



(β)



Εικόνα 8: (α) Πειραματική διάταξη μικροσκοπίου ατομικών δυνάμεων, (β) Φωτογραφία ακίδος από μικροσκόπιο σάρωσης ηλεκτρονίων (SEM)

Κρατάμε τη δύναμη μεταξύ ακίδας και δείγματος σταθερή, οπότε σύμφωνα με το νόμο του Hooke η απόσταση  $x$  μεταξύ δείγματος και ακίδος θα διατηρείται επίσης σταθερή.

$$F = -kx \quad (3.1)$$

Η δέσμη ενός ημιαγωγικού λέιζερ εστιάζεται στη πίσω πλευρά της ακίδας και η ανακλώμενη δέσμη συλλέγεται από μια φωτοδίοδο, οπότε η μεταβολή της θέσης της ακίδος (λόγω της επιφανειακής μορφολογίας) έχει ως αποτέλεσμα η ανακλώμενη δέσμη να εστιάζεται σε διαφορετικό σημείο της φωτοδίοδου. Τέλος, το σήμα φωτός που συλλέγει η φωτοδίοδος μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα και αναλύεται μέσω συστήματος υπολογιστή, δίνοντας έτσι εικόνες της μορφολογίας της επιφάνειας με λεπτομέρειες ατομικού επιπέδου.

## Μετρήσεις ρεύματος-τάσης και χωρητικότητας-τάσης σε διόδους Schottky

### 3.5.1 Εισαγωγή (Περιοχή Απογύμνωσης)

Σε ανορθωτικές επαφές μετάλλου-ημιαγωγού (επαφές Schottky) έχουμε τη δημιουργία περιοχής απογύμνωσης από φορείς στη πλευρά του ημιαγωγού, όπως αυτό προκύπτει από την επίλυση της εξίσωσης Poisson [Εξ. (3.2)].

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (3.2)$$

*Κάνοντας την υπόθεση της απότομης επαφής είναι εύκολο να υπολογίσουμε τη περιοχή απογύμνωσης ( $W$ ) ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης εξωτερικής τάσης  $V_g^{[1]}$ .*

$$W^2 = 2\varepsilon \frac{V_{bi} - V_g}{qN} \quad (3.3)$$

Τέλος, πρέπει να προσθέσουμε ότι η συγκέντρωση του φορτίου από τις ιονισμένες προσμίξεις (φορτία χώρου) έχει σταθερή τιμή κατά μήκος της περιοχής

απογύμνωσης εκτός από τα όρια της και αυτό εισάγει έναν πρόσθετο όρο στο αριθμητή του κλάσματος της εξίσωσης (3.3) που όμως είναι αρκετά μικρός σε θερμοκρασία δωματίου (0.026 eV) και μπορούμε να τον αγνοήσουμε.

### 3.5.2 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης

Την απουσία φορέων αγωγιμότητας στη περιοχή απογύμνωσης (W) μπορούμε να τη δούμε ως την ύπαρξη ενός μονωτή μεταξύ του μετάλλου, το οποίο υπάρχει στην επιφάνεια του ημιαγωγού, και του αγωγίμου τμήματος του ημιαγωγού στα όρια της περιοχής απογύμνωσης<sup>[1]</sup>.

Η χωρητικότητα που εμφανίζει η επαφή δίνεται από τον τύπο του επίπεδου πυκνωτή, με τη διαφορά ότι η χωρητικότητα εξαρτάται από το μήκος της περιοχής απογύμνωσης (W) και κατά συνέπεια, από την εφαρμοζόμενη εξωτερική τάση και δίνεται από την Εξ. (3.4).

$$C = \varepsilon \frac{A}{W} \quad (3.4)$$

Όπου A είναι η επιφάνεια του μετάλλου και  $\varepsilon$  η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού. Αν εκφράσουμε το μήκος της περιοχής απογύμνωσης ως συνάρτηση των φυσικών χαρακτηριστικών του ημιαγωγού και της εξωτερικής τάσης, μπορούμε να πάρουμε πληροφορίες για το δυναμικό επαφής καθώς και για τη συγκέντρωση των προσμίξεων εμπλουτισμού του ημιαγωγού, σύμφωνα με την Εξ (3.5).

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V_g)}{qNA^2\varepsilon} \quad (3.5)$$

Οι μετρήσεις χωρητικότητας-τάσης βασίζονται στην εφαρμογή σταθερή τάσης (dc) στη δίοδο, ώστε να έχουμε δημιουργία περιοχής απογύμνωσης και κατά συνέπεια χωρητικότητα στην επαφή, ενώ η μέτρηση της χωρητικότητας γίνεται με την εφαρμογή εναλλασσόμενης τάσης (ac). Το πλάτος της εναλλασσόμενης τάσης είναι αρκετά μικρότερο από αυτό της συνεχούς τάσης ώστε να μην έχουμε μεταβολή της περιοχής απογύμνωσης και της χωρητικότητας της επαφής.

Η παρουσία παγίδων στον ημιαγωγό δημιουργεί προβλήματα στις μετρήσεις χωρητικότητας, αφού η εφαρμογή της εναλλασσόμενης τάσης έχει ως αποτέλεσμα τη κατάληψη και την εκφόρτιση των παγίδων από φορείς. Η ευαισθησία των παγίδων στη συχνότητα του εναλλασσόμενου σήματος μπορεί, όμως, να εφαρμοστεί σαν μια τεχνική μελέτης τους<sup>[1]</sup>.

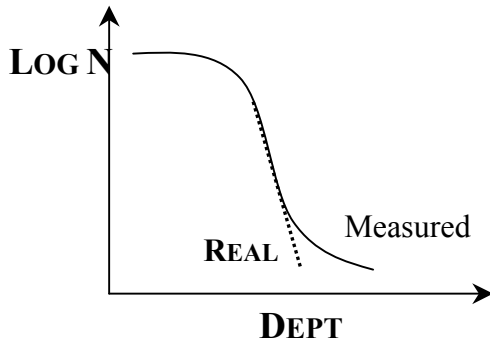
### 3.5.3 Μέτρηση κατανομής φορτίων

Για τη μελέτη ημιαγωγικών διατάξεων κβαντικών ετεροδομών, που η λειτουργία τους βασίζεται στο χωρικό εντοπισμό των φορέων, η τεχνική των μετρήσεων χωρητικότητας-τάσης δίνει τη δυνατότητα προσδιορισμού της χωρικής κατανομής των φορέων σε διεύθυνση κάθετη ως προς την επιφάνεια του δείγματος.

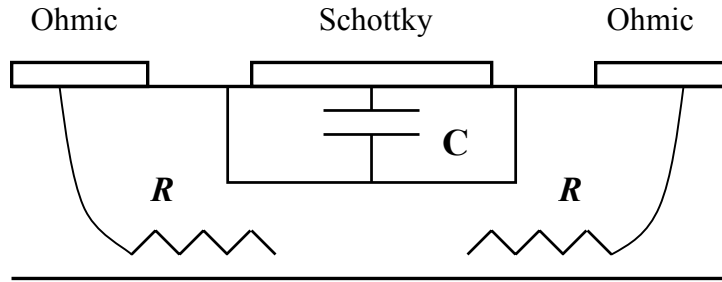
Συνδυάζοντας τις Εξισώσεις (3.4) και (3.5) μπορούμε να υπολογίσουμε την κατανομή των φορέων σε μια επαφή, σύμφωνα με την Εξ. (3.6):

$$N_D(x) = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left( \frac{dW^2}{dV} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

Ο υπολογισμός της κατανομής των φορέων σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια του ημιαγωγού δεν είναι δυνατός, αφού έχουμε περιορισμό στη θετική τάση που μπορούμε να εφαρμόσουμε στην επαφή (δυναμικό επαφής  $V_{bi} \sim 0.8 \text{ eV}$ ), αλλά και σε μεγάλες ανάστροφες τάσεις έχουμε υπερεκτίμηση της συγκέντρωσης των φορέων λόγω της σειριακής αντίστασης που παρουσιάζει η επαφή.



Εικόνα 9: Σχηματική αναπαράσταση μέτρησης φορέων ως συνάρτηση της απόστασης από την επιφάνεια της επαφής Schottky



Εικόνα 10: Σειριακή αντίσταση σε επαφή Schottky με εφαρμογή μεγάλης ανάστροφης τάσης.

### 3.5.4 Υπολογισμός συντελεστή ιδανικότητας και φραγμού δυναμικού σε επαφές Schottky με μετρήσεις ρεύματος-τάσης (I-V)

Γενικά, από τη θεωρία της επαφής Schottky γνωρίζουμε ότι το ρεύμα σε μια επαφή, ως συνάρτηση της τάσης ορθής πόλωσης που εφαρμόζουμε στα άκρα της, δίνεται από την Εξ. (3.7).

$$J(V) = J_0 \exp\left(\frac{qV}{mkT}\right) \quad (3.7)$$

Η παραπάνω σχέση χρησιμοποιείται γενικά για όλη την περιοχή τιμών εφαρμοζόμενων θετικών τάσεων (ορθής πόλωσης) και το  $m$  παίρνει διαφορετικές τιμές σε επιμέρους περιοχές ρεύματος ανάλογα με τον μηχανισμό αγωγιμότητας που επικρατεί.

Γενικά πρέπει να πούμε ότι το  $m$  είναι περίπου ίσο με δύο όταν το ρεύμα οφείλεται σε επανασύνδεση στην περιοχή απογύμνωσης, ενώ το  $m$  είναι περίπου μονάδα όταν η δίοδος έχει σχεδόν ιδανική συμπεριφορά. Τέλος σε αρκετά μεγάλα ρεύματα η δίοδος παρουσιάζει σειριακή αντίσταση. Λογαριθμίζοντας τη σχέση (3.7) μπορούμε να υπολογίσουμε τον συντελεστή ιδανικότητας από την κλίση της ευθείας που προκύπτει, ενώ από τη διατομή υπολογίζεται ο φραγμός δυναμικού της διόδου.

$$\ln(J) = \ln(J_S) + \frac{qV}{mkT} \quad (3.8)$$

όπου

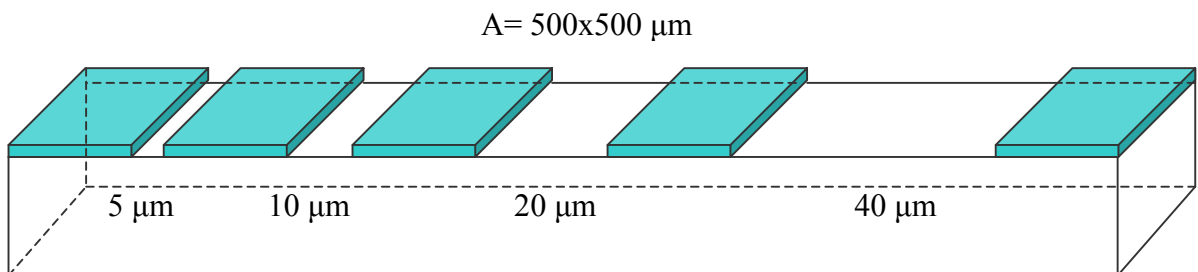
$$J_S = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.9)$$

## Μετρήσεις ποιότητας ωμικών επαφών

### 3.6.1 Μοντέλο Γραμμών Μεταφοράς

#### *Transmission Line Model (TLM)*

Οι μετρήσεις TLM<sup>[1]</sup> βασίζονται στη μέτρηση της αντίστασης R μεταξύ δύο ωμικών επαφών. Υπάρχουν αρκετές διαφορετικές γεωμετρίες σχεδίων για τις μετρήσεις TLM και οι πιο συνηθισμένες γεωμετρίες είναι των γραμμικών και των κυκλικών TLM. Θα αναφερθούμε σε γεωμετρία γραμμικού TLM την οποία και χρησιμοποιήσαμε για τις μετρήσεις μας.



Εικόνα 11: Σχηματική αναπαράσταση γεωμετρίας γραμμικού TLM

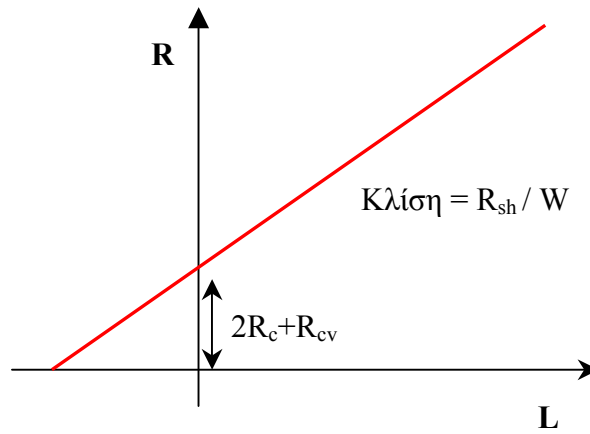
Η αντίσταση R που μετράμε ανάμεσα σε δύο ωμικές επαφές είναι ίση με το διπλάσιο της αντίστασης επαφής  $R_c$ , συν την αντίσταση του ημιαγωγού, μεταξύ των δύο

επαφών ( $R_{sh}L/W$ ), συν την αντίσταση επαφής  $R_{cv}$  των ακίδων του μετρητικού συστήματος με τις ωμικές επαφές.

$$R = 2R_c + \frac{R_{sh}}{W}L + R_{cv} \quad (3.10)$$

Όπου  $L$  είναι η απόσταση μεταξύ των μεταλλικών επαφών και  $W$  η διάσταση της επαφής και  $R_{sh}$  η αντίσταση φύλλου του ημιαγωγικού δείγματος.

Αρχικά υπολογίζουμε την αντίσταση επαφής  $R_{cv}$  τοποθετώντας τις ακίδες του μετρητικού πάνω στην ίδια επαφή. Στη συνέχεια υπολογίζουμε την αντίσταση  $R$  μετρώντας τάση και ρεύμα μεταξύ διαδοχικών ωμικών επαφών και κατασκευάζουμε διάγραμμα της αντίστασης ως συνάρτηση της μεταξύ τους απόστασης (Εικ. 12)



Εικόνα: 12

Η διατομή του γραφήματος είναι ίση με  $2R_c + R_{cv}$  και η κλίση είναι ίση με  $R_{sh}/W$ , οπότε μπορούμε να υπολογίσουμε τα  $R_c$  και  $R_{sh}$ , δεδομένου ότι οι διαστάσεις των επαφών είναι γνωστές αφού η γεωμετρία του TLM έχει κατασκευαστεί με φωτολιθογραφική τεχνική. Τέλος, η ειδική αντίσταση επαφή  $\rho_c$ , καθώς και η ειδική αντίσταση μεταφοράς  $r_t$ , μπορούν να υπολογιστούν μέσω των σχέσεων:

$$r_t = R_c W \quad (3.11)$$

$$\rho_c = \frac{r_t^2}{R_{ch}} \quad (3.12)$$



## Αναφορές-Βιβλιογραφία

- [1] *S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley and Son, New York, 1981.*
- [2] *R. J. Shul et al. Solid-State Electr. , 42, 2269 (1998)*
- [3] *G. Binnig et al. Phys. Rev. Lett. 50, 120 (1983)*
- [4] *AFM Imaging Modes, Topometrix Technical Report, 1993*

## *Κεφάλαιο 4*

### *Πειραματικά Αποτελέσματα*

## *Πειραματικός προσδιορισμός πολικότητας*

### **4.1.1 Εισαγωγή στη πολικότητα GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> αναπτυγμένου με RF-MBE**

Η πολικότητα των επιταξιακών ΙΙΙ-νιτριδίων πάνω σε υποστρώματα Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> επηρεάζεται από τις συνθήκες της ανάπτυξης του υλικού με MBE πηγή RF πλάσματος αζώτου (RF-MBE). Διερευνήσαμε το ρόλο της νιτρίδωσης του υποστρώματος σαπφείρου και του είδους του στρώματος προσαρμογής (GaN ή AlN), που αναπτύσσεται πρώτο πάνω στον σάπφειρο.

Η προετοιμασία του υποστρώματος του σαπφείρου (διαδικασία νιτρίδωσης) είναι μια σημαντική παράμετρος που βρήκαμε ότι επηρεάζει την πολικότητα των επιταξιακά αναπτυσσόμενων υμενίων με τη μέθοδο MBE. Η νιτρίδωση του υποστρώματος,<sup>[1]</sup> σκοπό έχει την αντικατάσταση ατόμων οξυγόνου του σαπφείρου από άτομα αζώτου ώστε να δημιουργηθεί στρώμα AlN. Η πλεγματική διαφορά του σαπφείρου με το GaN είναι περίπου 15%, ενώ του AlN με το GaN είναι μόνο 2,4% και κατά συνέπεια η μεταβολή της πλεγματικής σταθεράς από το Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> προς το GaN είναι πιο ομαλή με τη δημιουργία ενδιάμεσου στρώματος AlN (από νιτρίδωση).

Επειδή υπήρχαν θεωρητικές και πειραματικές αναφορές ότι το στρώμα προσαρμογής (AlN ή GaN) ελέγχει την πολικότητα του GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001), διερευνήσαμε επίσης την επίδραση του στρώματος προσαρμογής στην πολικότητα. Το στρώμα προσαρμογής είναι ένα αρχικό επιταξιακό στρώμα που χρησιμοποιείται στην ετεροεπιταξιακή ανάπτυξη με σκοπό την ‘ομαλή’ μετάβαση στο κρύσταλλο του επιταξιακού υλικού. Αναπτύσσεται συνήθως σε συνθήκες διαφορετικές από τα υπόλοιπα επιταξιακά στρώματα και αποσκοπεί (α) στην ελαχιστοποίηση της εισαγωγής κρυσταλλικών ατελειών και (β) στην ομαλοποίηση της επιφάνειας αναπτυσσόμενου υλικού το συντομότερο δυνατόν.

#### **4.1.2 Ανάπτυξη μεθόδου για προσδιορισμό πολικότητας (polarity) του GaN**

Ο πειραματικός προσδιορισμός της πολικότητας των υμενίων έγινε με τη βοήθεια χημικού διαλύματος υδροξυλίου του καλίου (KOH), το οποίο έχει την ιδιότητα της επιλεκτικής απόξεσης (etching). Δείγματα με πολικότητα μετώπου-N παρουσίασαν αλλαγή στη μορφολογία της επιφάνειας τους κατά την εμβάπτιση τους σε διάλυμα KOH, σε αντίθεση με τα πολικότητας μετώπου-Ga, στα οποία η μορφολογία της επιφάνειας τους έμεινε αναλλοίωτη. Μελετήθηκαν δείγματα ετεροδομών AlGaN/GaN στα οποία ήταν διαφορετική η θερμοκρασία νιτρίδωσης του υποστρώματος σαπφείρου, παράγοντας που βρέθηκε να επηρεάζει την πολικότητα των υμενίων όταν χρησιμοποιείται στρώμα προσαρμογής από GaN. Η νιτρίδωση του σάπφειρου στα δείγματα πολικότητας μετώπου-N είχε πραγματοποιηθεί σε θερμοκρασία  $T=200^{\circ}\text{C}$  ενώ στα πολικότητας μετώπου-Ga σε θερμοκρασία  $T=750^{\circ}\text{C}$ .

Αρχικά μελετήθηκε η επιφάνεια των δειγμάτων χρησιμοποιώντας το υψηλής ευκρίνειας μικροσκόπιο ατομικών διατάξεων (A.F.M). Στη συνέχεια, έγινε επιλεκτική απόξεση σε διάλυμα KOH : H<sub>2</sub>O (1:3.5) σε θερμοκρασία 300 °K για χρόνο 30 λεπτών και οι επιφάνειες παρατηρήθηκαν ξανά με AFM.

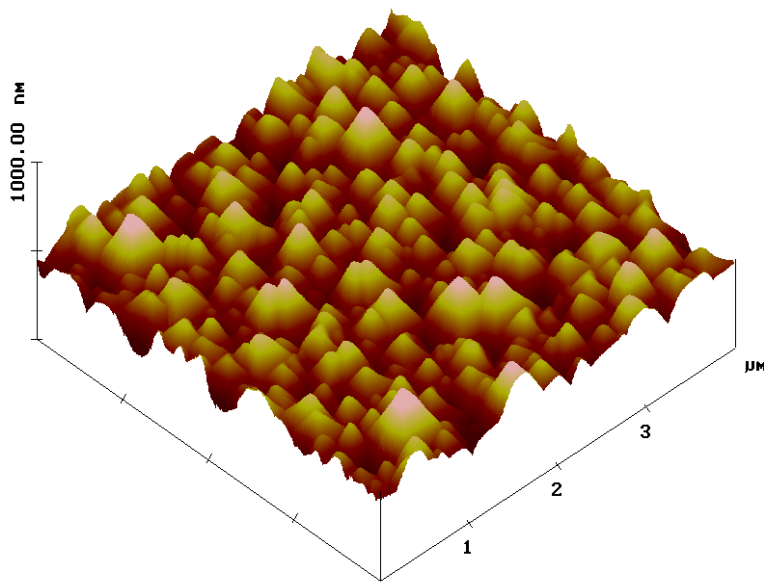
#### **Αποτελέσματα απόξεσης σε διάλυμα KOH δειγμάτων με διαφορετική πολικότητα**

Η μορφολογία υλικού μετώπου-N είτε μετώπου-Ga εξαρτάται από το λόγο της ροής του γαλλίου (Ga) προς τη ροή του ατομικού αζώτου (N) κατά την ανάπτυξη του κρυστάλλου με RF-MBE. Κατά την επιταξιακή ανάπτυξη δεν χρησιμοποιήθηκε συνεχής περιστροφή των υποστρωμάτων οπότε υπήρχαν περιοχές τους όπου η ροή αζώτου ήταν μεγαλύτερη από την ροή του γαλλίου (N-rich περιοχές) και σε αυτές τις περιοχές παρουσιάζετο μεγαλύτερη τραχύτητα στην επιφάνεια του GaN. Τα αποτελέσματα της

αντίδρασης της επιφάνειας των δειγμάτων με το διάλυμα KOH ήταν ανεξάρτητα από την αρχική μορφολογία του GaN, όπως φαίνεται στις Εικς. (3b,3d,3f) για GaN μετώπου-N και στις Εικς. (4b,4d) για μετώπου-Ga.

Στα δείγματα πολικότητας μετώπου-N η επίδραση του διαλύματος KOH είχε ως αποτέλεσμα την αλλαγή στη μορφολογία της επιφάνειας, καθώς και τη δραματική αλλαγή της τραχύτητας της. Η rms τραχύτητα των δειγμάτων σε πολλές περιπτώσεις έγινε σχεδόν τριπλάσια, μετά την επίδραση του διαλύματος KOH (Πίνακας 1)

Όλες οι επιφάνειες των δειγμάτων με πολικότητα μετώπου-N μετά τη χημική διεργασία με KOH παρουσίασαν παρόμοια μορφολογία της επιφάνειας τους, αποτελούμενη από μεγάλη πυκνότητα πυραμίδων, όπως βλέπουμε στην Εικ. 1.

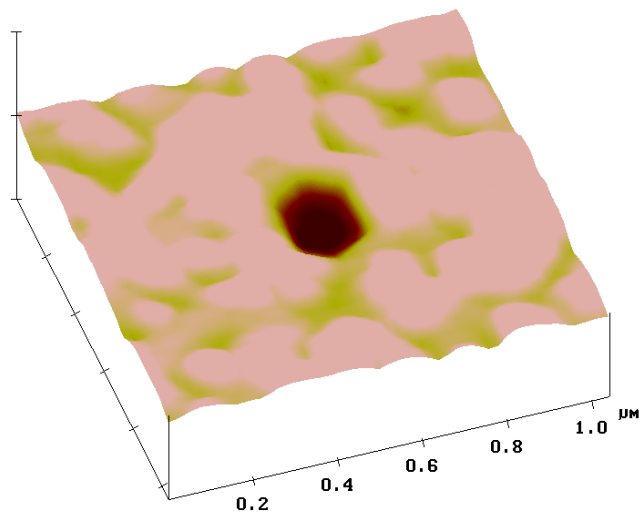


*Εικόνα 1: A.F.M εικόνα της τυπικής μορφολογίας των επιφανειών υλικού πολικότητας μετώπου-N μετά την αντίδραση με διάλυμα KOH*

Σε δείγματα με πολικότητα μετώπου-Ga δεν παρατηρήθηκαν μορφολογικές αλλαγές μετά την εμβάπτιση σε διάλυμα KOH και η rms τραχύτητα παρέμεινε σχεδόν αμετάβλητη, ανεξάρτητα από την αρχική μορφολογία της επιφάνειας. Αυτό φαίνεται καθαρά στις Εικς 4b και 4d που δείχνουν τα αποτελέσματα της αντίδρασης με KOH σε

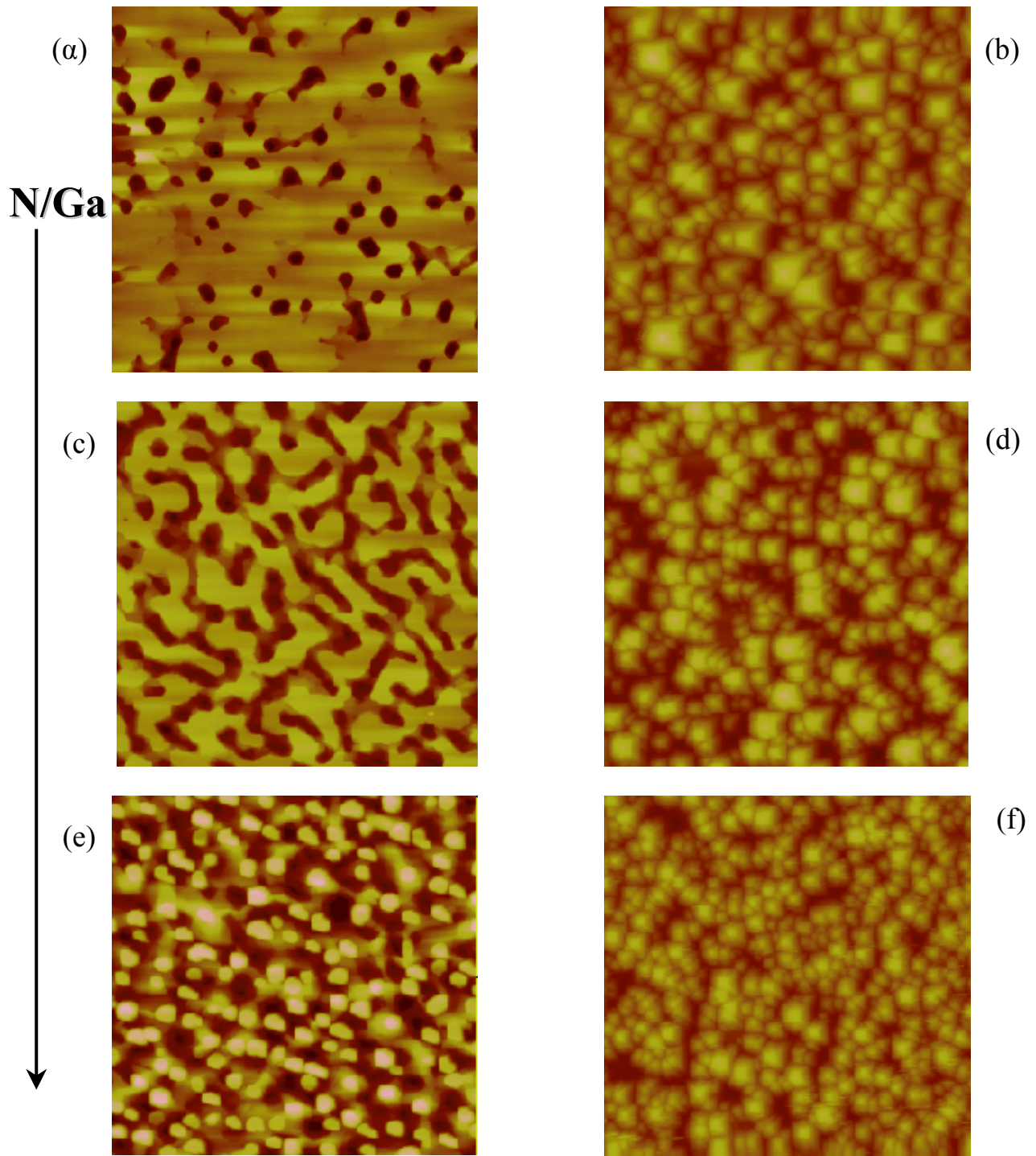
υλικό μετώπου-Ga με διαφορετική αρχική μορφολογία (οφειλόμενη σε διαφορετικό λόγο ροών N/Ga).

Στα δείγματα πολικότητας μετώπου-Ga στα οποία ήταν σχετικά αυξημένη η ροή γαλλίου, παρατηρήσαμε ατέλειες με εξαγωνική μορφή<sup>[2]</sup> στη επιφάνεια του AlGaIn με πυκνότητα περίπου  $10^8-10^9 \text{ cm}^{-2}$ , οι οποίες είχαν διάσταση περίπου 300 nm όπως μπορούμε να δούμε στην Εικ. 2. Αυτές οι μορφολογικές ατέλειες συνδέονται πιθανότατα με κρυσταλλικές ατέλειες του υλικού που καταλήγουν στην επιφάνεια.

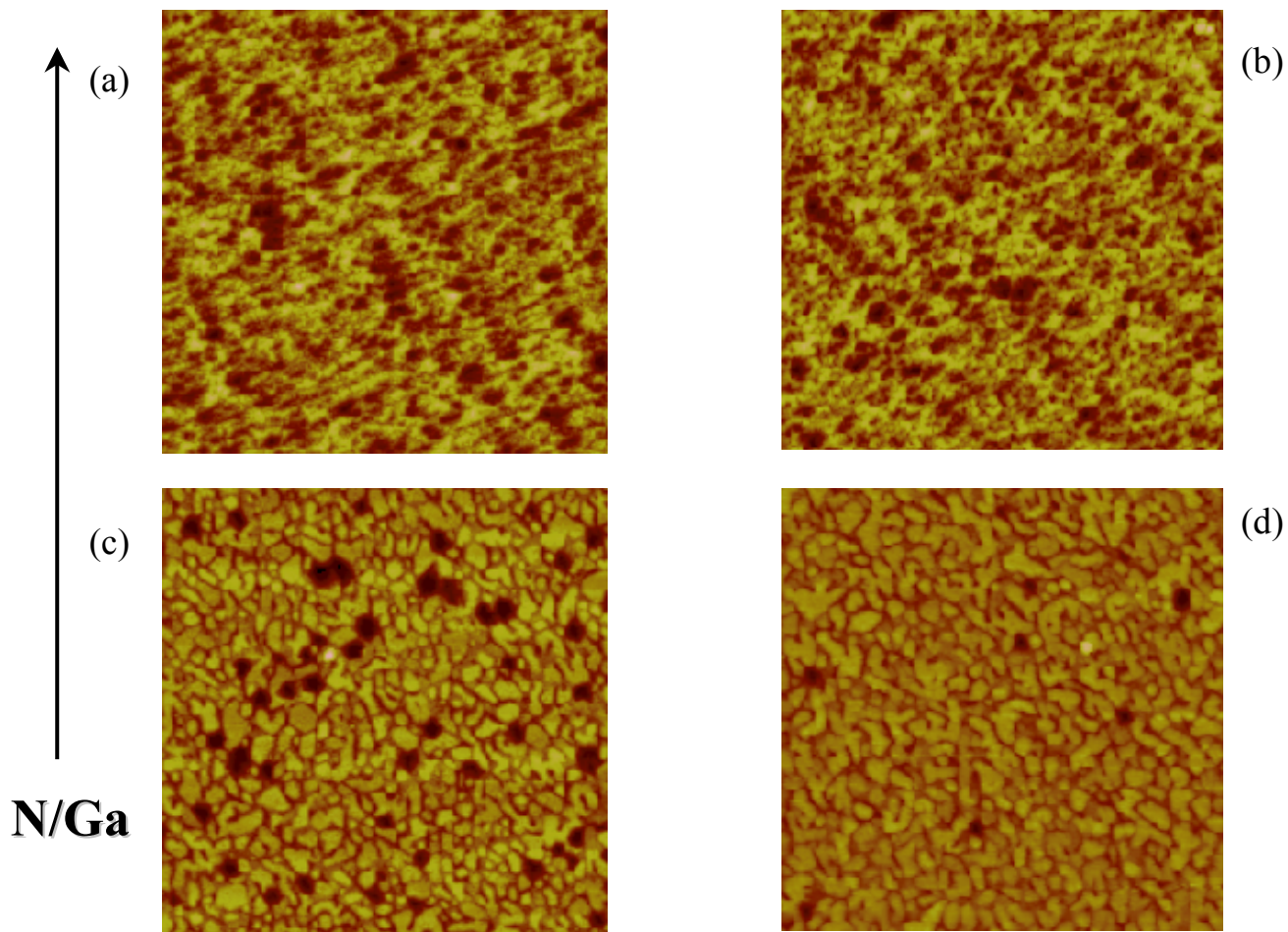


Εικόνα 2: Ατέλεια εξαγωνικής μορφής (*V-defect*) διάστασης  $\sim 300 \text{ nm}$

Τα συνολικά αποτελέσματα της επίδρασης του KOH στη μορφολογία της επιφάνειας, δειγμάτων λεπτών υμενίων GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ή ετεροδομών HFET AlGaIn/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> δίνονται στο Πίνακα 1.



*Εικόνα 3: Επίδραση διαλύματος KOH σε τρία δείγματα πολικότητας μετώπου-N ( $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ ) Ο λόγος ροών N/Ga αυξάνει από το πάνω προς το κάτω μέρος της εικόνας (βλέπε βέλος στην αριστερή πλευρά)*



*Εικόνα 4: Επίδραση διαλύματος KOH σε δύο δείγματα πολικότητας μετώπου-Ga ( $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ ). Ο λόγος ροών N/Ga αυξάνει από το κάτω προς το πάνω μέρος της Εικόνας (βλέπε βέλος στην αριστερή πλευρά)*

*Στις Εικ. 3 και 4 οι εικόνες της αριστερής πλευράς (π.χ: a, c, d) δείχνουν τη μορφολογία της επιφάνειας πριν την απόξεση με διάλυμα KOH, ενώ οι εικόνες της δεξιάς πλευράς δείχνουν την μορφολογία της επιφάνειας μετά από την αντίδραση με KOH*



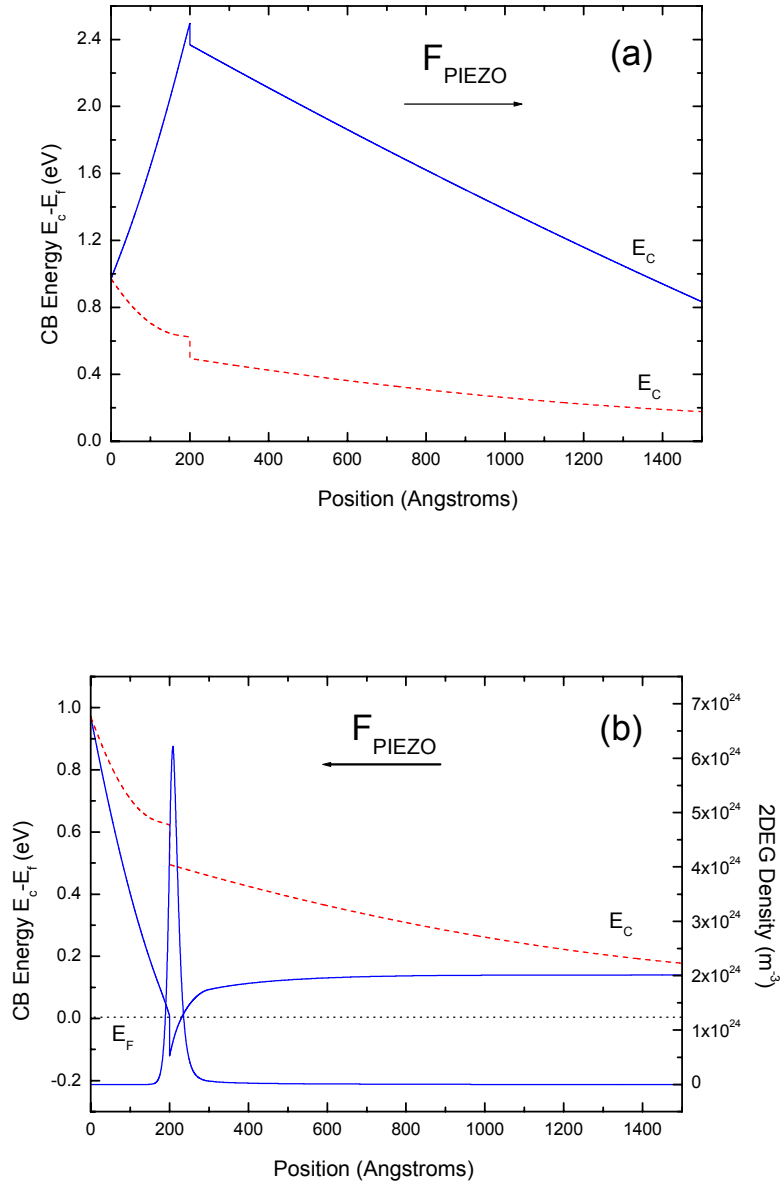
Πίνακας 1: Προσδιορισμός της πολικότητας σε δείγματα GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ή HFET AlGaN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> αναπτυγμένα με διαφορετικές συνθήκες νιτρίδωσης του Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ή στρώμα προσαρμογής. Δίνονται οι τιμές της rms τραχύτητας της επιφάνειας των δειγμάτων πριν και μετά την απόξεση με διάλυμα KOH, που προσδιορίστηκαν με AFM.

Δείγμα	Θερμοκρασία νιτρίδωσης °C	Στρώμα προσαρμογής	Πολικότητα (polarity)	rms τραχύτητα (nm)	rms τραχύτητα (nm) μετά KOH
#79	750	GaN	Ga	2.5	9.6
#80	200	GaN	N	5.7	41.5
#81	200	GaN	N	5.9	52.9
#82	750	GaN	Ga	1.6	1.9
#94	800	GaN	Ga	8.1	8.2
#94	800	GaN	Ga	8.6	5.0
#95	200	GaN	N	8.9	57.4
#95	200	GaN	N	18.2	59.5
#95	200	GaN	N	23.4	43.4

#### 4.1.3 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑΣ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΦΟΡΕΩΝ ΣΕ ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΕΤΕΡΟΔΟΜΕΣ ALGAN/GAN HFET

Η γνώση της πολικότητας του GaN πάνω σε υπόστρωμα Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, είναι μια κρίσιμη παράμετρος για το σχεδιασμό και την κατασκευή διατάξεων ετεροεπαφών βασισμένων σε GaN διότι ανάλογα με τη πολικότητα του κρυστάλλου αλλάζουν οι φυσικές ιδιότητες του. Σε ετεροεπαφές AlGaN/GaN η πολικότητα του GaN είναι αυτή που θα καθορίσει τη διεύθυνση του πιεζοηλεκτρικού πεδίου και κατά συνέπεια τη χωρική κατανομή των φορέων στην ετεροεπαφή. Σε υλικό πολικότητας μετώπου-Ga οι φορείς περιορίζονται χωρικά κοντά στην διεπιφάνεια AlGaN/GaN και μπορούμε να τους ελέγχουμε μέσω μιας

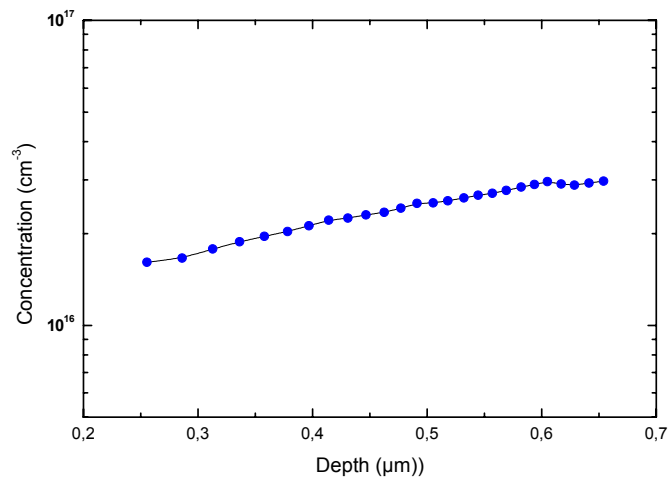
εφαρμοζόμενης εξωτερικής τάσης (σε επαφή Schottky), σε αντίθεση με την πολικότητα μετώπου-N, όπου ένα μεγάλο μέρος των φορέων είναι απεντοπισμένο στο κύριο μέρος του ημιαγωγού.



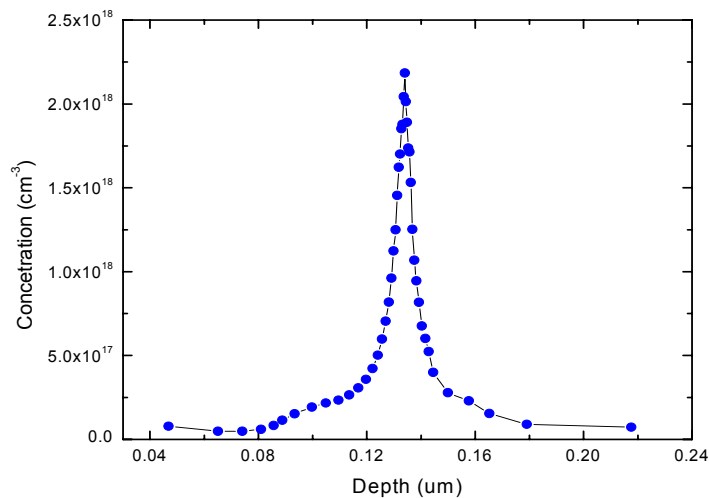
Εικόνα 5: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας (Z.A) ετεροεπαφής 20nmAlGaIn/20nmGaIn με την υπαρχή πιεζοηλεκτρικού πεδίου σε υλικό πολικότητας (a) μετώπου-N και

(b) μετώπου-Ga. Με στικτή γραμμή δίνεται πώς θα ήταν η Z.A εάν δεν υπήρχε πιεζοηλεκτρικό πεδίο.

Από την επίλυση των εξισώσεων Poisson-Schrödinger προκύπτει ότι ο απεντοπισμός των ηλεκτρονίων οφείλεται στη φορά του πιεζοηλεκτρικού πεδίου (Εικ. 5). Πειραματικά, μελετήσαμε τη κατανομή των φορέων σε ετεροδομές AlGaIn/GaN πολικότητας μετώπου-N και μετώπου-Ga με μετρήσεις χωρητικότητας τάσης (C-V) και τα αποτελέσματα δίνονται στις Εικ. 6 και 7. όπως φαίνεται στην Εικ. 7, οι C-V μετρήσεις έδειξαν τον σχηματισμό 2DEG μόνο στην ετεροεπαφή AlGaIn/GaN σε υλικό μετώπου-Ga.



Εικόνα 6: Προσδιορισμός από μετρήσεις C-V της χωρικής κατανομής φορέων σε μονής ετεροεπαφής AlGaIn/GaN πολικότητας μετώπου-N



Εικόνα 7: Προσδιορισμός από μετρήσεις C-V της χωρικής κατανομής φορέων σε διπλή ετεροεπαφή AlGaIn /GaIn /AlGaIn /GaIn πολικότητας μετώπου-Ga, με εντοπισμένη κατανομή ηλεκτρονίων κοντά στη διεπιφάνεια της δεύτερης ετεροεπαφής ( δείγμα 98)

## Διεργασίες κατασκευής διατάξεων

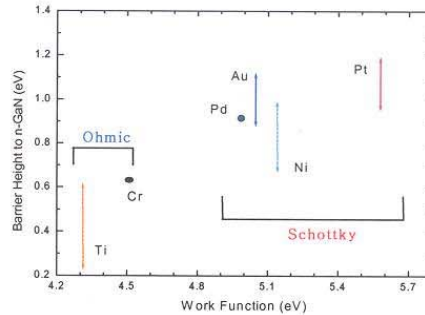
Οι βασικές διεργασίες κατασκευής τρανζίστορς αποτελούνται (α) από το σχηματισμό του στρώματος απομόνωσης (mesa) και (β) τη δημιουργία επαφών ανορθωτικής (Schottky) και ωμικής συμπεριφοράς. Πειραματικά αποτελέσματα των διεργασιών σχηματισμού του στρώματος απομόνωσης καθώς και πειραματικά αποτελέσματα ανορθωτικών επαφών σε υμένια GaN και AlGaN παρουσιάζονται στη συνέχεια.

### 4.2.1 Επαφές Schottky

Σύμφωνα με το απλό μοντέλο Schottky της επαφής μετάλλου-ημιαγωγού, ο φραγμός δυναμικού  $\Phi_B$  που σχηματίζεται είναι ίσος με τη διαφορά των έργων εξόδου μετάλλου-ημιαγωγού. Σε πολλούς ημιαγωγούς (π.χ Si, GaAs) έχει βρεθεί ότι ο φραγμός δυναμικού δεν εξαρτάται από το έργο εξόδου, αλλά παρουσιάζει σταθερή τιμή ανεξάρτητη του μετάλλου που σχηματίζει την επαφή Schottky [π.χ  $\Phi_B$  (GaAs)  $\sim 0.7\text{eV}$ ]. Ο σταθερός φραγμός δυναμικού έχει αποδοθεί στη ύπαρξη επιφανειακών καταστάσεων που ως αποτέλεσμα έχουν την καθήλωση (pinning) της στάθμης Fermi.

Σε επαφές μετάλλου-GaN έχει βρεθεί ότι ο φραγμός δυναμικού δεν είναι σταθερός αλλά εξαρτάται από το έργο εξόδου του μετάλλου. Το έργο εξόδου του GaN έχει μετρηθεί σε  $4.1\text{ eV}$  <sup>[4]</sup>, κατά συνέπεια, μέταλλα με μεγάλο έργο εξόδου (Ni, Pt, Pd, Au) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη κατασκευή επαφών Schottky και μέταλλα με μικρό έργο εξόδου (Ti, Al, Cr) για τη κατασκευή ωμικών επαφών.

Στη βιβλιογραφία αναφέρονται αρκετά διαφορετικές τιμές του φραγμού δυναμικού που αντιστοιχούν στο ίδιο μέταλλο (Εικ. 8) και οφείλονται σε διαφορετική προετοιμασία της επιφάνειας, καθώς και στη διαφορετική ποιότητα του υλικού. Τις υψηλότερες τιμές φραγμού δυναμικού παράγει ο λευκόχρυσος (Pt)<sup>[5], [6]</sup> με  $\Phi_B \sim 1.0\text{ eV}$  και το νικέλιο (Ni)<sup>[7], [8]</sup> με  $\Phi_B \sim 0.7$  ως  $1.0\text{ eV}$ .



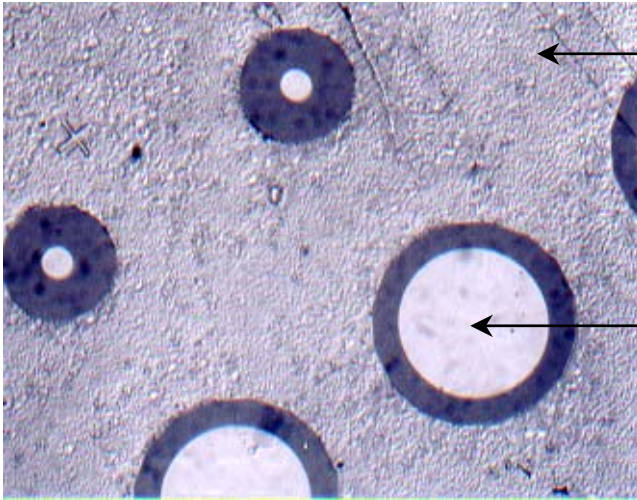
Εικόνα 8: Αποτελέσματα αναφερόμενα στη βιβλιογραφία για το φραγμός δυναμικού σε *n*-GaN ως συνάρτηση του έργου εξόδου<sup>[9]</sup> των μετάλλων.

Οι επαφές Schottky που κατασκευάσαμε αποτελούνταν από Ni/Au (30nm/80nm), πάνω σε υμένα GaN καθώς και σε ετεροδομές AlGaIn/GaN και τα χαρακτηριστικά τους συνοψίζονται στο Πίνακα 2. Στα δείγματα #90 και #91 (υμένα GaN), που η δομή τους παρουσιάζεται στην Εικ. 9, κατασκευάστηκαν δίοδοι Schottky οι οποίες χαρακτηρίστηκαν με μετρήσεις ρεύματος-τάσης (I-V) και χωρητικότητας-τάσης (C-V).

$t_n$ ( $\mu\text{m}$ ) <i>n</i> GaN (Si doped )
2.4 $\mu\text{m}$ <i>n</i> <sup>+</sup> GaN
Υπόστρωμα Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>

Εικόνα 9: Δομή των δειγμάτων #90, #91: Το πάχος  $t_n$  του *n*-στρώματος GaN ήταν 0.88  $\mu\text{m}$  στο #90 και 0.52  $\mu\text{m}$  στο #91.

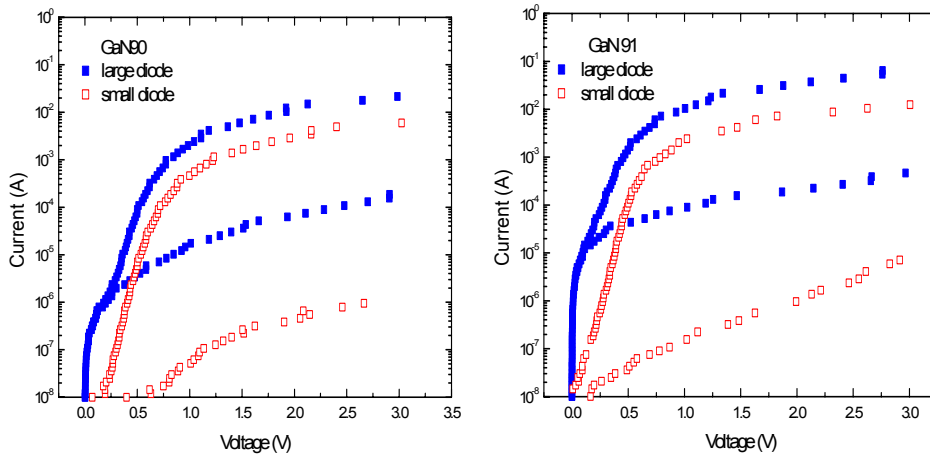
Οι χαρακτηριστικές ρεύματος-τάσης καθώς και χωρητικότητας-τάσης παρουσιάζονται παρακάτω. Κατασκευάστηκαν δίοδοι, διαμέτρου 100 nm και 600 nm αντίστοιχα, με επίπεδη γεωμετρία (Εικόνα 10).



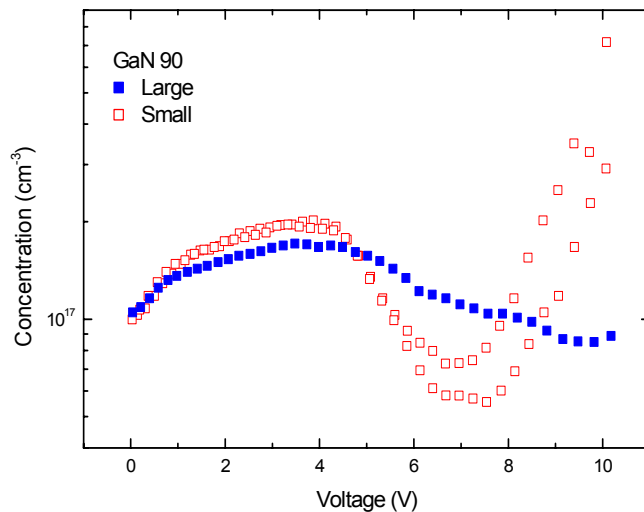
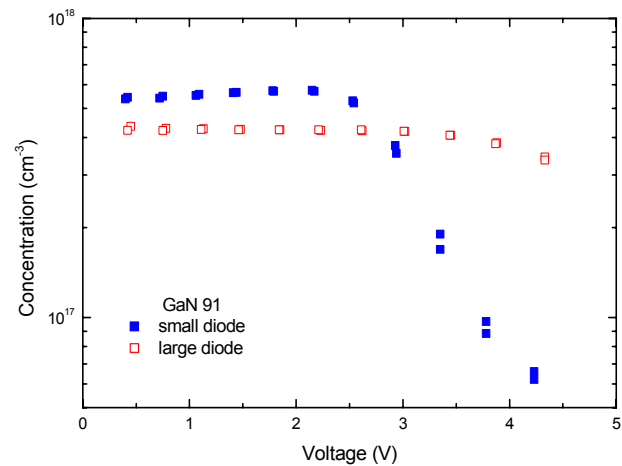
Μέταλλο ωμικής  
επαφής

Μέταλλο ανορθωτικής  
επαφής

Εικόνα 10: Δίοδοι Schottky, διαμέτρου 100 nm και 600 nm αντίστοιχα, με επίπεδη γεωμετρία



Σχήμα 11: I-V χαρακτηριστικές δειγμάτων #90, #91



Σχήμα 12: C-V μετρήσεις των δειγμάτων #90 και #91

Οι διόδοι μικρής διαμέτρου παρουσίασαν καλύτερη ανορθωτική συμπεριφορά τόσο στο δείγμα #90 όσο και στο δείγμα #91, με μικρότερο ρεύμα διαρροής και συντελεστή ιδανικότητας πιο κοντά στη μονάδα. Το δυναμικό επαφής ( $V_{bi}$ ) σε όλες τις διόδους υπολογίστηκε περίπου ίσο με 1 eV. Η συγκέντρωση φορέων στα δείγματα #90 και #91 υπολογίστηκε από τις C-V μετρήσεις. Στο #90 μετρήσαμε  $N_d = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  και στο #91 μετρήσαμε  $N_d = 4-5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Οι τιμές ήταν σε συμφωνία με τις συγκεντρώσεις φορέων που προσδιορίστηκαν από μετρήσεις φαινομένων Hall.

Πίνακας 2: Αποτελέσματα των μετρήσεων I-V και C-V σε διόδους Schottky και των μετρήσεων φαινομένου Hall που έδωσαν τη συγκέντρωση δοτών  $N_D$

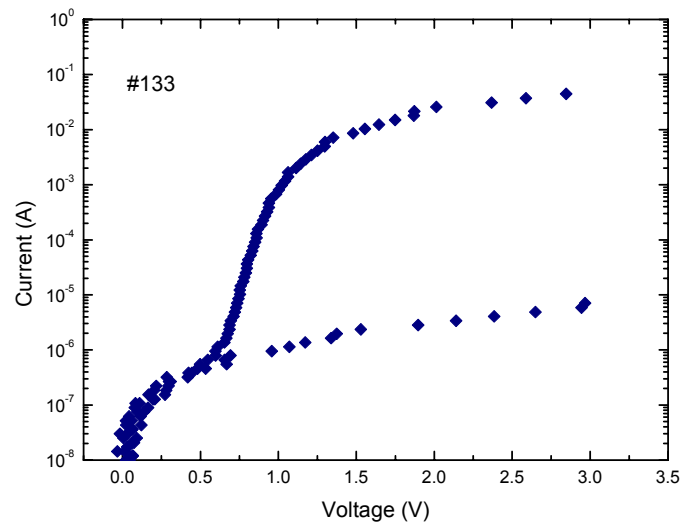
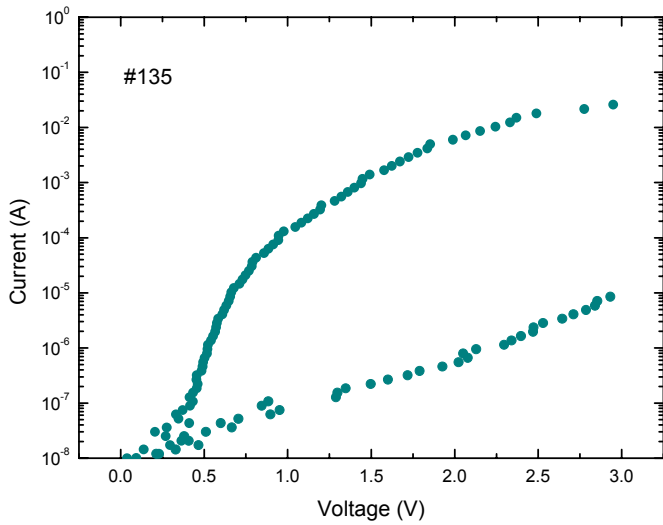
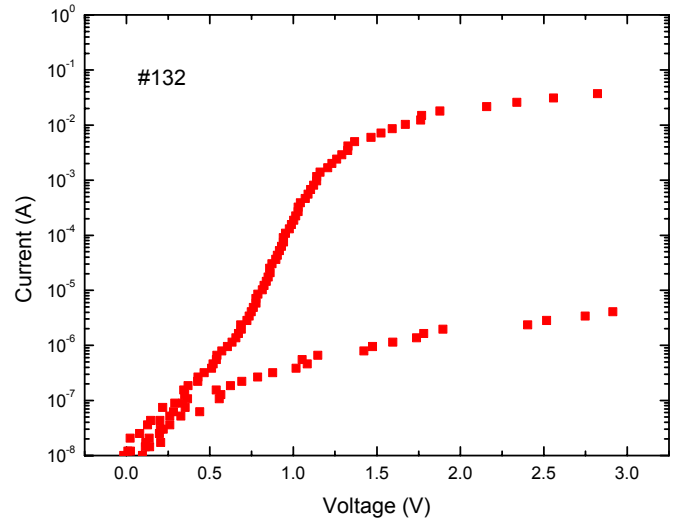
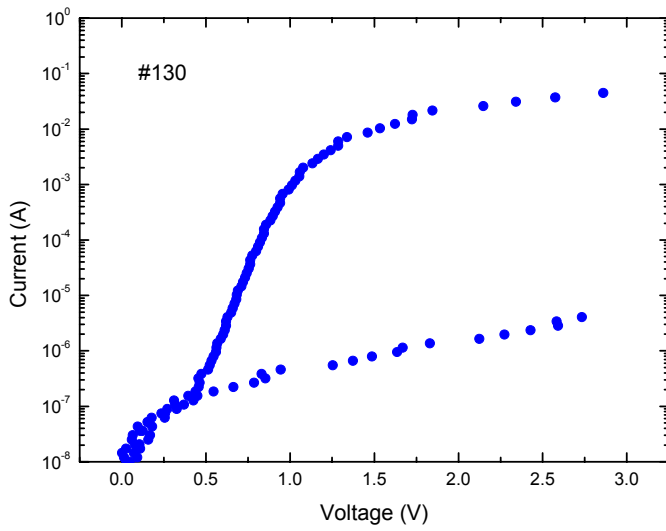
Δείγμα	Hall μετρήσεις $N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )		I-V μετρήσεις			C-V μετρήσεις	
			n	$\Phi_B$ (V)	$I_{\text{sat}}$ (A)	$V_{\text{bi}}$ (V)	$N_D$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
#90	$2.35 \times 10^{17}$	L diode	2.42	0.64	$2.89 \times 10^{-8}$	-0.97	$1 \times 10^{17}$
		S diode	1.85	0.69	$1.68 \times 10^{-10}$	-1.0	$1 \times 10^{17}$
#91	$4.87 \times 10^{17}$	L diode	3.02	0.52	$3.06 \times 10^{-8}$	-1.0	$4 \times 10^{17}$
		S diode	1.94	0.60	$4.17 \times 10^{-9}$	-1.1	$5 \times 10^{17}$
#130	----	S diode	2.14	0.70	$1.27 \times 10^{-10}$	----	----
#132	----	S diode	2.76	0.71	$9.9 \times 10^{-11}$	----	----
#133	----	S diode	1.76	0.85	$5.1 \times 10^{-13}$	----	----
#135	----	S diode	2.1	0.74	$4.4 \times 10^{-11}$	----	----

Η δομή των δειγμάτων #130, #132, #133, #135 παρουσιάζεται στον Πίνακα 3. Αυτές οι δομές αποτελούνται από διπλές ετεροδομές GaN/AlGaN. Η επιμετάλλωση της επαφής Schottky έγινε πάνω σε στρώμα AlGaN. Οι ετεροδομές αναπτύχθηκε πάνω σε  $n^+$  GaN μετά την επίταξη ενός στρώματος 0.35  $\mu\text{m}$  GaN χωρίς προσμίξεις.

Πίνακας 3: Δομή των δειγμάτων #130, #132, #133 και #135

Δείγμα	#130	#132	#133	#135
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$	5 nm	5 nm	5 nm	5 nm
GaN	5 nm	5 nm	5 nm	5 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	20 nm, $x=0.2$	10 nm, $x=0.15$	40 nm, $x=0.2$	20 nm, $x=0.3$
GaN	0.35 $\mu\text{m}$	0.35 $\mu\text{m}$	0.35 $\mu\text{m}$	0.35 $\mu\text{m}$
$n^+$ GaN	0.3 $\mu\text{m}$	0.3 $\mu\text{m}$	0.3 $\mu\text{m}$	0.3 $\mu\text{m}$
$\text{Al}_2\text{O}_3$	---	---	---	---





Εικόνα 13: I-V χαρακτηριστικές διόδων στα δείγματα #130, #132, #133, #135

Οι διόδοι που κατασκευάστηκαν στις διπλές ετεροεπαφές παρουσίασαν μεγαλύτερο φραγμό δυναμικού ( $\Phi_B$ ) σε σχέση με τις διόδους #90 και #91 αφού είχαμε επαφή μετάλλου με υμένιο AlGaIn (μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα).

#### 4.2.2 Μελέτη επαφών Schottky και μετρήσεις ρεύματος-τάσης σε διαφορετικές θερμοκρασίες

Στη δομή #147 που αναπτύχθηκε με τη μέθοδο MBE [0.66μm GaN/~ 2μm n<sup>+</sup>GaN /Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>], κατασκευάστηκαν δίοδοι και έγινε μελέτη των χαρακτηριστικών τους.

(A) Για διαφορετική προετοιμασία της επιφάνειας, πριν την επιμετάλλωση

(B) Για διαφορετικό μέταλλο ως ανορθωτική επαφή (επαφή Schottky)

(Γ) Για διαφορετική θερμοκρασία των δίοδων

Η ανορθωτική επαφή κατασκευάστηκε στη επιφάνεια του δείγματος ενώ η ωμική επαφή [Ti/Al (30nm/80nm)] κατασκευάστηκε πάνω στο στρώμα n<sup>+</sup>GaN, αφού πρώτα χαράχθηκε χημικά το στρώμα των 0.66 μm GaN, με τη μέθοδο RIE.

Τα χημικά διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν για την προετοιμασία της επιφάνειας πριν την εναπόθεση των μετάλλων Schottky ήταν

(1) 5% υδροχλωρικό οξύ (HCl)

(2) Καθαρισμός RCA. Ο καθαρισμός με RCA αποτελείται από δύο χημικά διαλύματα:

(α) NH<sub>4</sub>OH + H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> + H<sub>2</sub>O

(β) HCl + H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> + H<sub>2</sub>O

Το δείγμα εμβαπτίζεται διαδοχικά πρώτα στο διάλυμα (α) και στη συνέχεια στο διάλυμα (β). Η αναλογία των χημικών σε κάθε διάλυμα είναι 1/1/1, ενώ η θερμοκρασία σε κάθε διάλυμα είναι περίπου 70-80 °C.

Τα μέταλλα που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των δίοδων Schottky ήταν: Νικέλιο (Ni), Ιρίδιο (Ir), Βολφράμιο (W) και Χαλκός (Cu), στη περίπτωση προετοιμασίας της επιφάνειας του ημιαγωγού με διάλυμα 5% HCl, ενώ χρησιμοποιήθηκαν Ni, Ir και W, στη περίπτωση προετοιμασίας της επιφάνειας του ημιαγωγού με διάλυμα RCA.

Το μεγάλο έργο εξόδου των μετάλλων ήταν το κριτήριο για την κατασκευή των επαφών Schottky. Τα έργα εξόδου των μετάλλων που επιλέχθηκαν παρουσιάζονται στο Πίνακα 4.

Πίνακας 4: Έργα εξόδου μετάλλων

Μέταλλο Schottky	Ni <sup>[19]</sup>	Ir <sup>[20]</sup>	W <sup>[21]</sup>	Cu <sup>[19]</sup>
Έργο εξόδου (eV)	5.15	5.27	4.55	4.65

Το έργο εξόδου του W είναι σχετικά μικρό, αλλά ερευνήθηκε για την κατασκευή δίοδων αφού έχει μεγάλη θερμική σταθερότητα και μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε εφαρμογές υψηλών θερμοκρασιών-ισχύος.

Στις δίοδους που κατασκευάστηκαν πραγματοποιήσαμε μετρήσεις I-V σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Από τα I-V διαγράμματα σε κάθε θερμοκρασία, με βάση την Εξ. (4.1) υπολογίσαμε το ρεύμα κόρου (I<sub>sat</sub>) από τη διατομή και το συντελεστή ιδανικότητας από την κλίση, ενώ χρησιμοποιώντας την Εξ. (4.2) υπολογίσαμε τη σταθερά Richardson A\* από τη διατομή και το φραγμό δυναμικού [Barrier height (Φ<sub>B</sub>)] από την κλίση του διαγράμματος (I<sub>sat</sub>/ST<sup>2</sup>) ως προς 1/T.

$$I = I_{sat} \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) \Leftrightarrow \ln(I) = \ln(I_{sat}) + \frac{qV}{nKT} \quad (4.1)$$

$$I_{sat} = SA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{KT}\right) \Leftrightarrow \ln\left(\frac{I_{sat}}{ST^2}\right) = \ln A^* - \frac{q\Phi_B}{KT} \quad (4.2)$$

Η Εξ. (4.2) προκύπτει από την θεωρία<sup>[23]</sup> της επαφής Schottky και S είναι το εμβαδόν της διόδου. Η Εξ. (4.2) ισχύει στη περίπτωση που κάνουμε μετρήσεις γύρω από μια συγκεκριμένη θερμοκρασία ώστε ο συντελεστής ιδανικότητας και ο φραγμός δυναμικού να παραμένουν σταθερά.

Στην περίπτωση που έχουμε μετρήσεις σε ευρύ φάσμα θερμοκρασιών, όπου το  $\Phi_B$  μεταβάλλεται, τότε στην Εξ. (4.2) θα πρέπει να εισάγουμε την μεταβολή του φραγμού δυναμικού με την θερμοκρασία. Στις μετρήσεις που πραγματοποιήσαμε, σε όλες τις περιπτώσεις ο φραγμός δυναμικού μεταβαλλόταν γραμμικά με την θερμοκρασία:

$$\Phi_B = a + bT$$

και επομένως:

$$\ln\left(\frac{I_{sat}}{ST^2}\right) = \left\{ \ln A^* - \frac{qb}{K} \right\} - \frac{qa}{KT} \quad (4.3)$$

Η διατομή της γραφικής παράστασης του  $\ln(I_{sat}/ST^2)$  ως συνάρτηση του  $1/T$  ισούται με  $(\ln A^* - qb/K)$  και από αυτή υπολογίζεται η σταθερά Richardson ( $A^*$ ).

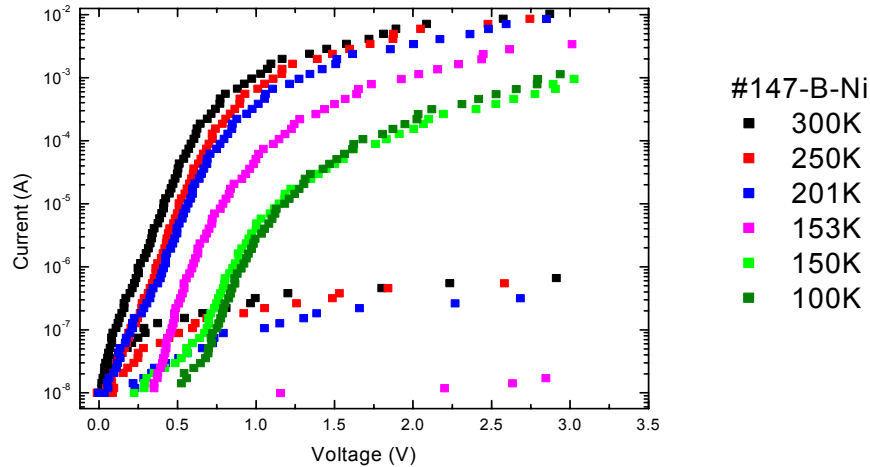
Η θεωρητική τιμή της σταθεράς Richardson εξαρτάται από την ενεργό μάζα των ηλεκτρονίων του ημιαγωγού και δίνεται από την Εξ. (4.4) και είναι ίση με  $24 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$  για το GaN.

$$A^* = \frac{4\pi q K_B m_n^*}{h^3} = 120 \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right) \frac{A}{\text{cm}^2 \text{K}^2} \quad (4.4)$$

Όπου  $m_n^*$ , είναι η ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων στο GaN ( $m_n^* = 0.22 m_n$ ) και  $m_n$  είναι η μάζα του ηλεκτρονίου στο κενό. Στη βιβλιογραφία έχουν αναφερθεί μεγάλες αποκλίσεις της σταθεράς Richardson από την θεωρητική τιμή της.<sup>[6], [7], [22]</sup>

## Αποτελέσματα διόδων

Στην Εικ. 14, φαίνονται χαρακτηριστικές μετρήσεις I-V, σε διάφορες θερμοκρασίες, για μία επαφή διόδου Schottky από Ni.



Εικόνα 14: I-V χαρακτηριστικές σε διαφορετικές θερμοκρασίες επαφής Schottky Ni/GaN

Συγκεντρωτικά, τα αποτελέσματα των μετρήσεων των διόδων Schottky παρουσιάζονται στο Πίνακα 5, για διόδους που η προετοιμασία της επιφάνειας του ημιαγωγού έγινε με διάλυμα 5% HCl και στο Πίνακα 6, για διόδους με προετοιμασία της επιφάνειας του ημιαγωγού με διάλυμα RCA.

Πίνακας 5: Αποτελέσματα από μετρήσεις I-V σε διόδους Schottky με προετοιμασία της επιφάνειας με διάλυμα 5% HCl

Μέταλλο Schottky	n	$\Phi_B$ (eV)	Isat (A)	$A^*$ ( $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ )
Νικέλιο	1.8	0.62	$2.12 \times 10^{-9}$	12
Ιρίδιο	2.05	0.88	$6.53 \times 10^{-14}$	36
Βολφράμιο	1.48	0.68	$2.07 \times 10^{-10}$	45
Χαλκός	1.65	0.78	$3.17 \times 10^{-12}$	16

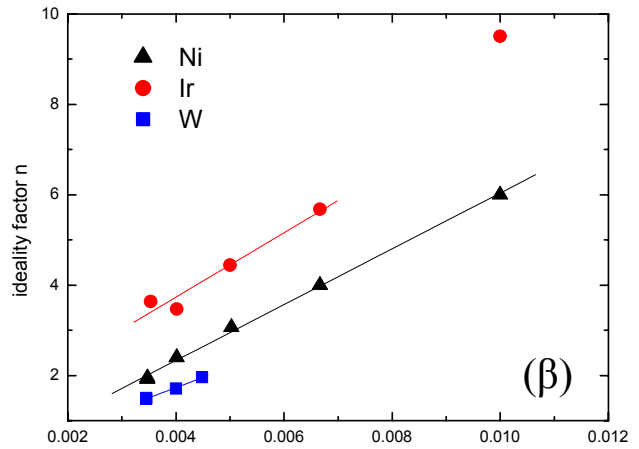
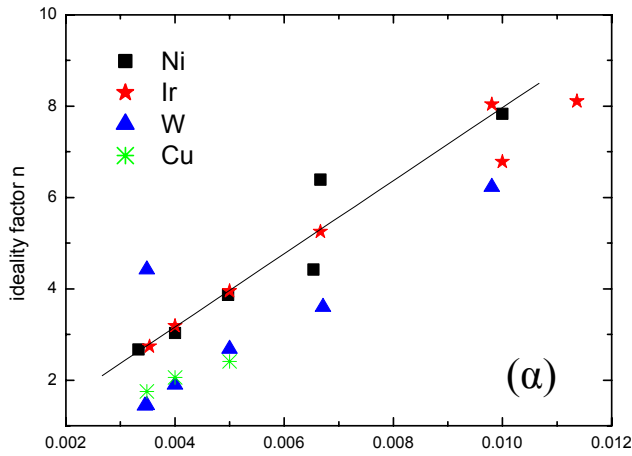
Πίνακας 6: Αποτελέσματα των μετρήσεων I-V σε διόδους Schottky με προετοιμασία της επιφάνειας με διάλυμα 'RCA'

Μέταλλο Schottky	n	$\Phi_B$ (eV)	Isat (A)	$A^*$ ( $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ )
Νικέλιο	1.73	0.64	$7.62 \times 10^{-10}$	14
Ιρίδιο	1.52	0.83	$3.65 \times 10^{-13}$	--
Βολφράμιο	1.4	0.58	$7.38 \times 10^{-9}$	37

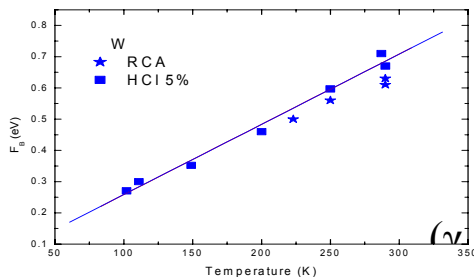
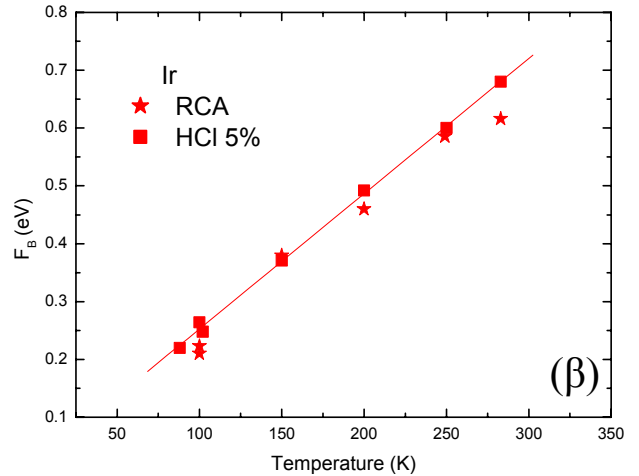
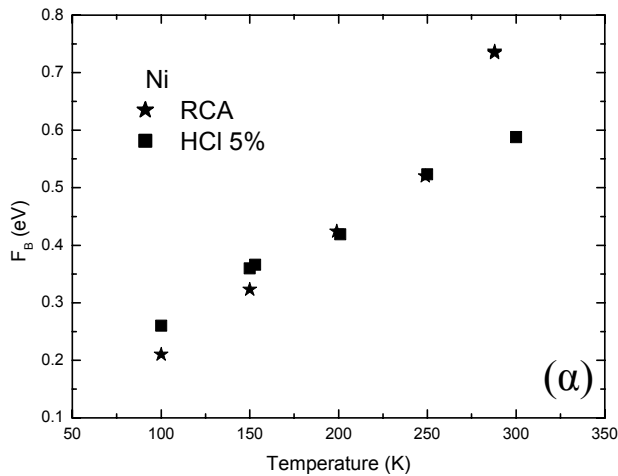
Όπως παρατηρούμε στις Εικ. 15 και Εικ. 16, η σχέση που συνδέει το συντελεστή ιδανικότητας και το φραγμό δυναμικού με τη θερμοκρασία των διόδων είναι γραμμική.

Στις Εικς. 15(α) και 15(β) μπορούμε να δούμε ότι η μεταβολή του δείκτη ιδανικότητας με την θερμοκρασία συνδέεται άμεσα με την προετοιμασία που έχει υποστεί η επιφάνεια του υλικού πριν την επιμετάλλωση. Η κλίση του n ως συνάρτηση

του  $1/T$  είναι ίδια για όλες τις διόδους σε υλικό με ίδια προετοιμασία της επιφάνειας, ανεξάρτητα από την επιμετάλωση. Αντίθετα στις Εικ. 16(α)-16(γ) φαίνεται ότι ο φραγμός δυναμικού αλλά και η μεταβολή του με την θερμοκρασία εξαρτάται αποκλειστικά από το είδος της επιμετάλωσης και όχι από την προετοιμασία της επιφάνειας του υλικού.



Εικόνα 15: Μεταβολή του συντελεστή ιδανικότητας ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, για προετοιμασία της επιφάνειας πριν την εναπόθεση των μετάλλων (α) με διάλυμα RCA και (β) με διάλυμα 5% HCl.



Εικόνα 16: Μεταβολή του φραγμού δυναμικού ως συνάρτηση της θερμοκρασίας της επαφής Schottky με μέταλλο (α) Ni, (β) Ir και (γ) W [τα αστεράκια αναφέρονται σε προετοιμασία με διάλυμα RCA και τα τετράγωνα σε προετοιμασία με διάλυμα 5% HCl].

### 4.2.3 Ωμικές επαφές σε τύπου-n GaN

Γενικά, στη τεχνολογία κατασκευής επαφών με ωμική συμπεριφορά υπάρχουν δυσκολίες στην επίτευξη επαφών με χαμηλή ειδική αντίσταση επαφής ( $\rho_c$ ). Η δυσκολία οφείλεται στο μεγάλο ενεργειακό χάσμα των ημιαγωγών νιτριδίων. Στην περίπτωση του GaN, η στάθμη Fermi δεν παρουσιάζει καθήλωση στην επιφάνεια, οπότε για το σχηματισμό ωμικής επαφής σε n-GaN πρέπει να γίνει επιλογή μετάλλου με έργο εξόδου μικρότερο του έργου εξόδου του GaN (4.1 eV), ή/και η επιφάνεια του υμενίου να είναι αρκετά εμπλουτισμένη ώστε οι φορείς να περνούν μέσω φαινομένου σήραγγος (tunneling) το φραγμό δυναμικού της επαφής<sup>[23]</sup>.

Το αλουμίνιο (Al) έχει έργο εξόδου 4.08 eV, (πολύ κοντά στο έργο εξόδου του GaN), και είναι μια καλή επιλογή μετάλλου για το σχηματισμό ωμικής επαφής σε υμένιο n-GaN<sup>[10-12]</sup>. Από όλα τα κράματα μετάλλων που έχουν μελετηθεί στη βιβλιογραφία το πιο ευρέως χρησιμοποιημένο είναι το τιτάνιο/αλουμίνιο (Ti/Al).<sup>[11-17]</sup> Δύο μηχανισμοί έχουν προταθεί για να εξηγήσουν την ωμική συμπεριφορά του συστήματος GaN/Ti/Al. Σύμφωνα με το πρώτο μηχανισμό<sup>[18]</sup>, η ωμική συμπεριφορά του GaN/Ti/Al οφείλεται σε διάχυση ατόμων αζώτου (N) από το GaN προς το τιτάνιο, δημιουργώντας κενά αζώτου που δρουν ως καταστάσεις δοτών στην επιφάνεια του GaN. Σύμφωνα με το δεύτερο μηχανισμό<sup>[17]</sup>, η παρουσία του τιτανίου προκαλεί μείωση των οξειδίων Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> της επιφάνειας του GaN καθώς και σχηματισμό μεταλλικών κραμάτων τιτανίου-αλουμινίου που παρουσιάζουν μεταλλική συμπεριφορά με μικρό έργο εξόδου μεταξύ της επαφής και του υμενίου του GaN. Η θερμική ανόπτηση των επαφών γίνεται σε αρκετά υψηλές θερμοκρασίες, της τάξης των 700-900 °C, παρουσία αερίων αζώτου και αργού. Οι επαφές που βασίζονται στο αλουμίνιο παρουσιάζουν προβλήματα οξείδωσης κατά τη διαδικασία της θερμικής ανόπτησης σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 600 °C, δεδομένου ότι στα αέρια αζώτου και αργού εμπεριέχεται οξυγόνο σε μικρή συγκέντρωση (1/10<sup>6</sup>) αλλά ικανή να δημιουργήσει οξείδωση, με αποτέλεσμα την υποβάθμιση των επαφών.

Για την επίτευξη χαμηλής ειδικής αντίστασης χρησιμοποιείται και το πολυστρωματικό σύστημα επαφής Ti/Al/Ni/Au. Σε συστήματα επαφών Ti/Al<sup>[17]</sup> καθώς

και Ti/Al/Ni/Au <sup>[17], [18]</sup> έχει γίνει μελέτη με μικροσκοπία TEM και HREM για την παρατήρηση των δομικών αλλαγών των υμενίων καθώς και τη σύσταση των μεταλλικών επαφών. Σε ωμικές επαφές Ti/Al σε υμένια GaN <sup>[17]</sup>, μετά την θερμική ανόπτηση, παρατηρήθηκε η δημιουργία λεπτού στρώματος κυβικού TiN μεταξύ του ημιαγωγού και της επαφής καθώς και μεταλλικές φάσεις Al-Ti (Al<sub>3</sub>Ti), ενώ σε ωμικές επαφές Ti/Al/Ni/Au σε υμένια AlGaIn<sup>[18]</sup>, παρατηρήθηκε η δημιουργία λεπτού στρώματος TiN και AlN.

Στη κατασκευή των διατάξεων (διόδων και τρανζίστορς) ως ωμική επαφή χρησιμοποιήσαμε Ti/Al (30nm/170nm).

#### 4.2.4 Ξηρή χημική απόξεση με τη τεχνική RIE (Reactive Ion Etching)

Τα αέρια που εξετάσαμε και έδωσαν ικανοποιητικό ρυθμό χάραξης του GaN είναι το Cl<sub>2</sub> το BCl<sub>3</sub>, το CH<sub>4</sub>, καθώς και μίξη αερίων Cl<sub>2</sub> και BCl<sub>3</sub>. τα αποτελέσματα για απόξεση υμενίων GaN και AlGaIn παρουσιάζονται συνολικά στον Πίνακα 7.

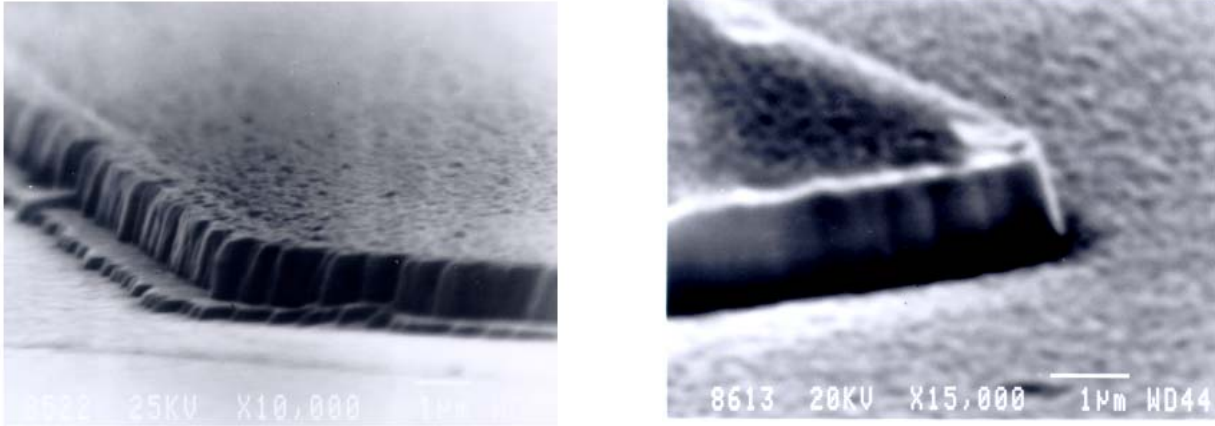
**Πίνακας 7: Συνθήκες με την απόξεσης GaN και AlGaN με την τεχνική RIE**

ΑΕΡΙΟ	$\text{BCl}_3$	$\text{Cl}_2$	$\text{BCl}_3 + \text{Cl}_2$
ΡΥΘΜΟΣ ΧΑΡΑΞΗΣ	10 NM/MIN	30 NM/MIN	30 NM/MIN
ΤΥΠΟΣ ΧΑΡΑΞΗΣ	ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΚΟ	ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΚΟ	ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΚΟ
ΙΣΧΥΣ R-F ΓΕΝΝΗΤΡΙΑΣ	75 WATT	75 WATT	75 WATT
ΡΟΗ ΑΕΡΙΟΥ	7 SCCM	7 SCCM	5 + 1 SCCM
ΠΙΕΣΗ ΘΑΛΑΜΟΥ	7MTORR	7MTORR	7MTORR
ΠΟΙΟΤΗΤΑ ΦΩΤΟΡΗΤΙΝΗΣ	ΙΚΑΝΟΠΟΙΗΤΙΚΗ	ΜΙΚΡΗ ΚΑΤΑΣΤΡΟΦΗ ΣΤΙΣ ΑΚΡΕΣ	ΙΚΑΝΟΠΟΙΗΤΙΚΗ

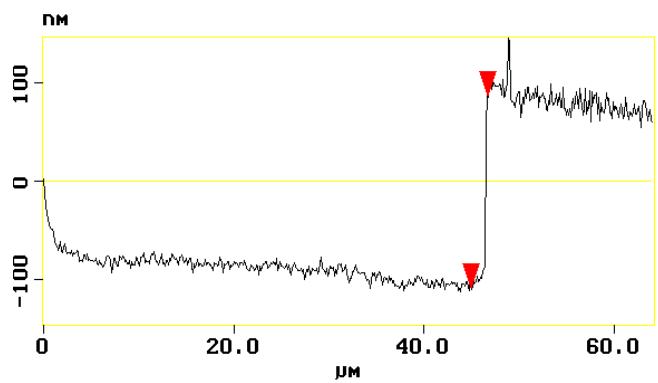
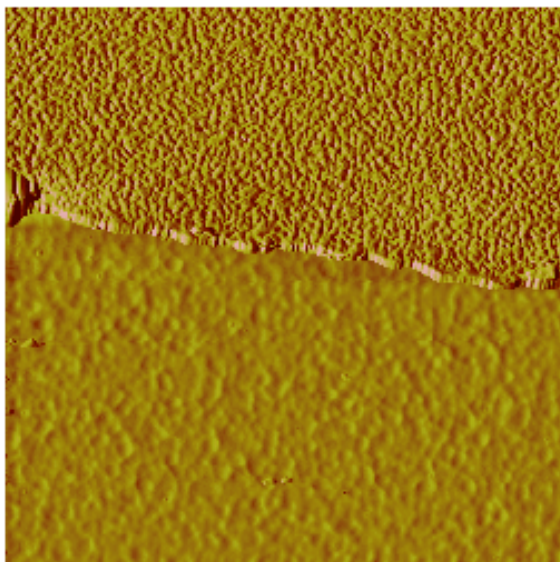
Ένα άλλο σημαντικό στοιχείο που εξετάσαμε είναι ο τύπος της απόξεσης, δηλαδή το κατά πόσο έχουμε τον ίδιο ρυθμό απόξεσης σε διαφορετικές κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις. Τα αποτελέσματα για τα παραπάνω αέρια έδειξαν ότι έχουμε ανισοτροπική απόξεση του ημιαγωγού. Ο ρυθμός απόξεσης σε διεύθυνση κάθετη στην επιφάνειας (κατά τον [0001] άξονα) ήταν πολύ μεγαλύτερος από τον ρυθμό σε διεύθυνση παράλληλη στην επιφάνεια και αποτέλεσμα αυτού ήταν ότι τα τοιχώματα του mesa ήταν σχεδόν κάθετα. Ο ρυθμός απόξεσης με χρήση πλάσματος αερίου  $\text{Cl}_2$  ήταν μεγαλύτερος σε σχέση με το ρυθμό απόξεσης με αέριο  $\text{BCl}_3$ , όμως το χλώριο παρουσιάζει δυσκολία χάραξης σε επιφάνειες που παρουσιάζουν στρώματα οξειδίων, ενώ το  $\text{BCl}_3$  είναι πολύ δραστικό στην απόξεση τους. Επιπλέον, το χλώριο καταστρέφει τη φωτορητίνη, οπότε που παρουσιάζονται προβλήματα στη διαδικασία του lift-off σε επιμεταλλώσεις. Το πρόβλημα του μικρού ρυθμού απόξεσης του αερίου  $\text{BCl}_3$ , καθώς και τα προβλήματα που παρουσιάζει η απόξεση με αέριο  $\text{Cl}_2$ , επιλύθηκαν με τη χρήση μίγματος αερίων  $\text{Cl}_2$  και  $\text{BCl}_3$  αφού επιτυγχάνεται ρυθμός ίσος με ρυθμό απόξεσης με αέριο  $\text{Cl}_2$ , αλλά δεν αντιμετωπίζει πρόβλημα η φωτορητίνη. Τέλος η χημική απόξεση με αέριο  $\text{CH}_4$  έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ανώμαλων τοιχωμάτων του mesa (Εικ. 17).



Ο ρυθμός απόξεσης που έχουμε επιτύχει είναι ικανοποιητικός για τη τεχνολογία κατασκευής διατάξεων HFET τρανζίστορς, αφού τα ενεργά στρώματα αυτών των δομών μπορούν να χαρακτηριστούν ως ‘επιφανειακά’.



Εικόνα 17: Φωτογραφία από SEM, σε υμενίου GaN μετά από R.I.E, με χρήση αερίου  $CH_4$  (αριστερά) και αερίου  $BCl_3$  (δεξιά).



(α)

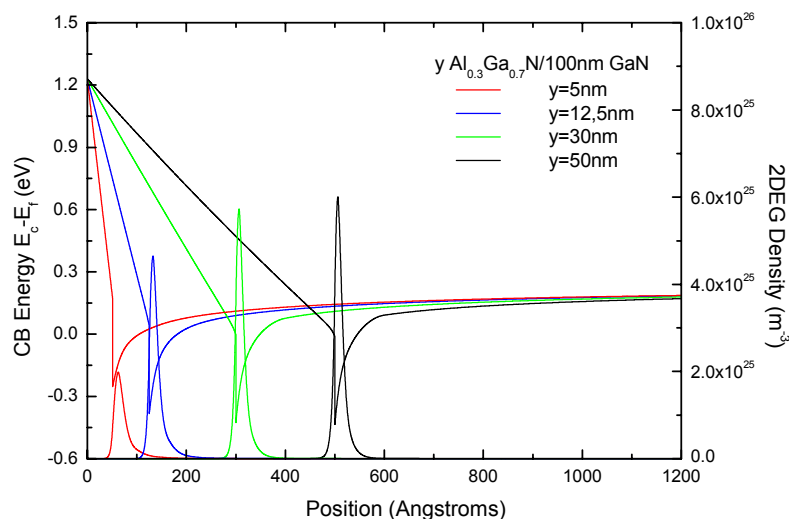
(β)

*Εικόνα 18: (α) Φωτογραφία από AFM που δείχνει τα αποτελέσματα απόξεσης με RIE σε λεπτό υμένιο GaN. Η κάτω πλευρά της φωτογραφίας αντιστοιχεί στη περιοχή που έγινε RIE ενώ η πάνω πλευρά ήταν προστατευμένη και αντιστοιχεί στην αρχική επιφάνεια του δείγματος (β) καταγράφοντας τη μεταβολή του ύψους της επιφάνειας του υμενίου GaN διασχίζοντας τις δύο πλευρές παρατηρούμε την ανισοτροπική απόξεση του GaN, με σκαλοπάτι απόξεσης  $l \sim 200 \text{ nm}$ .*

## Θεωρητικοί υπολογισμοί σε HFET δομές

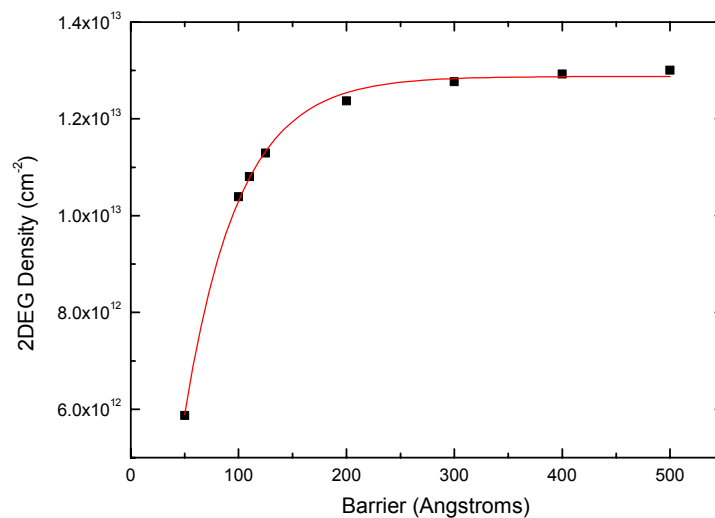
### 4.3.1 Μελέτη ετεροεπαφών $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ πολικότητας μετώπου-Ga

Για τη μελέτη της φυσικής λειτουργίας και των ιδιοτήτων των απλών ετεροδομών  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  επιλύσαμε τις εξισώσεις Schrödinger και Poisson (Παράρτημα Ι). Όπως έχει αναφερθεί στο Κεφ. 2, οι απλές ετεροδομές  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  συναντώνται με δύο πόλικότητες ανάλογα με το εάν η επιταξιακή ανάπτυξη γίνεται κατά την  $[0001]$  ή  $[000-1]$  διεύθυνση και αντίστοιχα μεταβάλλεται και η φορά του διανύσματος της αυθόρμητης και της πιεζοηλεκτρικής πόλωσης των στρωμάτων AlGaN και GaN. Ως συμπέρασμα καταλήξαμε ότι μόνο οι δομές  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ , με πολικότητα μετώπου-Ga δημιουργούν κβαντικό πηγάδι στη ζώνη αγωγιμότητας και διδιάστατο ηλεκτρονικό αέριο (2DEG) [βλέπε Εικ. 5 (α), επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson σε μονή HFET ετεροεπαφή  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  πολικότητας μετώπου-N].



Εικόνα 19: Ενεργειακό διάγραμμα ετεροεπαφής  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$  και κατανομή του 2DEG σε δομές με μεταβλητό πάχος του φραγμού  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ .

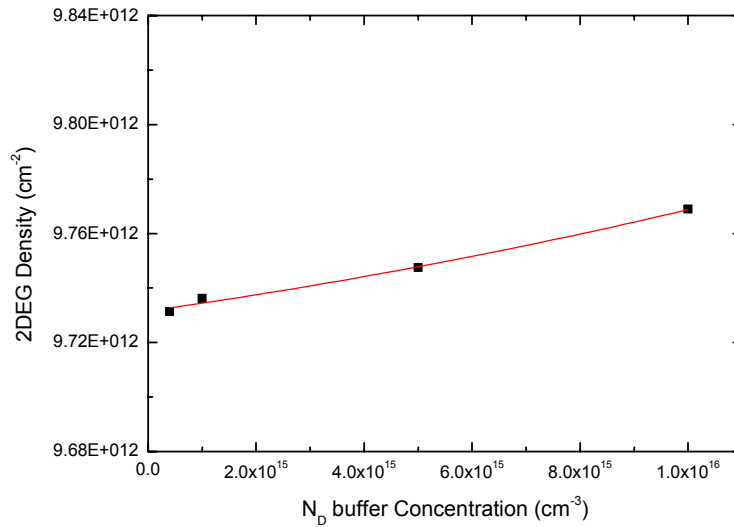
Σε ετεροεπαφές  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  με πολικότητα μετώπου-Ga μελετήσαμε θεωρητικά, με επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson, την επίδραση πάνω στο διδιάστατο ηλεκτρονικό αέριο (2DEG) (α) του πλάτους του φραγμού του AlGaN, (β) της συγκέντρωσης των φορέων στο στρώμα GaN (buffer) και (γ) της συγκέντρωσης των φορέων στο φραγμό AlGaN λόγω εμπλουτισμού του. Η δομή που προσομοιώθηκε, για τη μελέτη της επίδρασης του πλάτους του φραγμού AlGaN στο διδιάστατο ηλεκτρονικό αέριο, αποτελείται από ένα στρώμα AlGaN μεταβλητού πάχους, με σταθερό ποσοστό αλουμινίου στο κράμα του AlGaN ίσο με  $x=0.3$  και 200nm GaN. Στην Εικ. 19, βλέπουμε το ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας (CB) της ετεροεπαφής  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$  καθώς και την κατανομή του 2DEG, για μεταβολή του πάχους του φραγμού  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  από 5 ως 50nm.



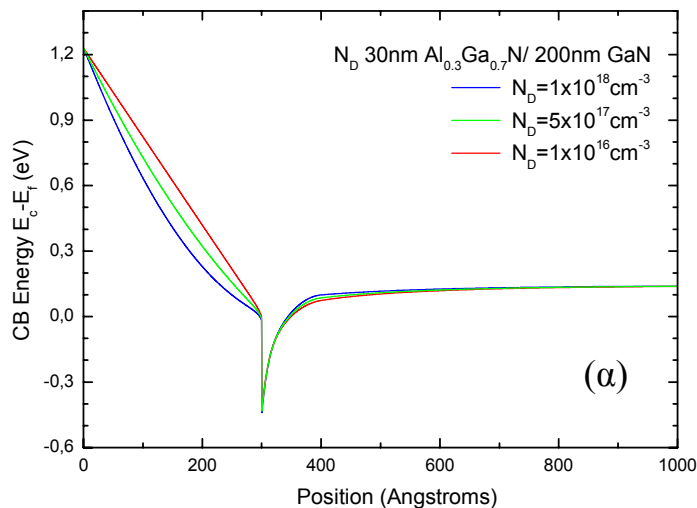
Εικόνα 20: Μεταβολή της πυκνότητας διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) ως συνάρτηση του πάχους του φραγμού δυναμικού AlGaN σε ετεροεπαφή  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$

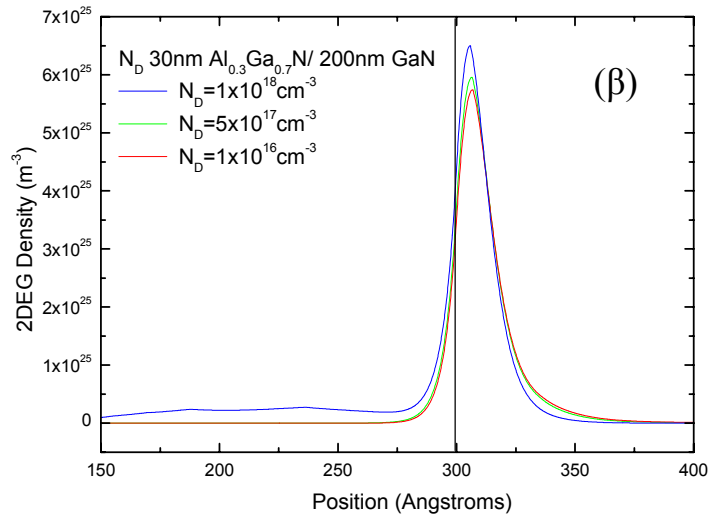
Η αύξηση του πλάτους του φραγμού δυναμικού ( $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ ), στη περιοχή των μικρών τιμών πλάτους προκαλεί μεγάλη αύξηση της πυκνότητας του 2DEG που δημιουργείται στο πηγάδι, ενώ αυξάνοντας περαιτέρω το πλάτος του φραγμού η πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου τείνει να σταθεροποιηθεί στη τιμή  $N_S \sim 1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (Εικ. 20).

Στη συνέχεια μελετήσαμε την επίδραση της συγκέντρωσης εμπλουτισμού του στρώματος GaN στη πυκνότητα 2DEG. Η δομή που προσομοιώθηκε αποτελείται από 40nm  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$  και 200nm GaN. Όπως παρατηρούμε στη Εικ. 21, μεταβολή της συγκέντρωσης εμπλουτισμού του στρώματος GaN (buffer) από  $N_D = 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  σε  $N_D = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  οδηγεί σε μικρή αύξηση της συγκέντρωσης του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου από  $9.73 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  σε  $9.78 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ .

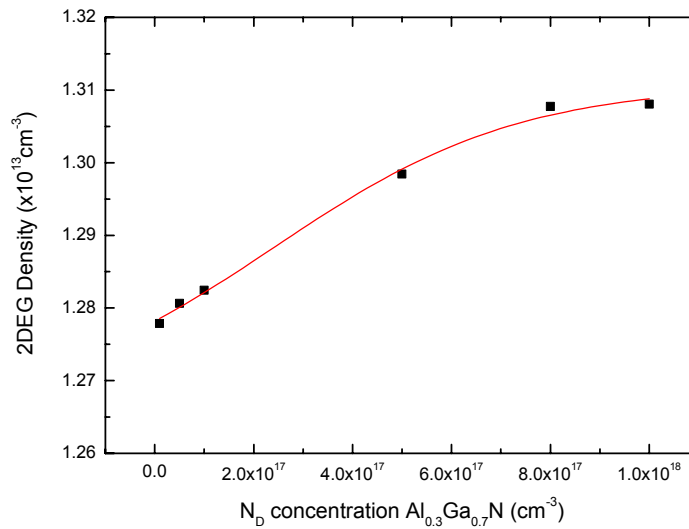


Εικόνα 21: Μεταβολή πυκνότητας διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) ως συνάρτησης της συγκέντρωσης εμπλουτισμού του στρώματος GaN σε ετεροεπαφή 40nm  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/200\text{nmGaN}$ .





Εικόνα 22: (α) Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας και (β) κατανομή 2DEG, σε ετεροεπαφή Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/GaN για διάφορες τιμές εμπλουτισμού (N<sub>D</sub>) του φραγμού Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N



Εικόνα 23: Μεταβολή του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου ως συνάρτηση του επιπέδου εμπλουτισμού (N<sub>D</sub>) του φραγμού δυναμικού AlGaN σε δομή 30nm Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/ 200nm GaN.

Τέλος η δομή που προσομοιώθηκε, για τη μελέτη της επίδρασης της συγκέντρωσης εμπλουτισμού του φραγμού AlGa<sub>x</sub>N πάνω στο 2DEG, αποτελείται από ένα στρώμα 30nm AlGa<sub>x</sub>N (με διαφορετικές συγκεντρώσεις εμπλουτισμού  $N_D$ ) με σταθερό ποσοστό Αλουμινίου στο κράμα του AlGa<sub>x</sub>N ίσο με  $x=0.3$  και 200nm GaN. Στις Εικ. 22 (α) και (β), βλέπουμε το ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας (CB) της ετεροεπαφής Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/GaN καθώς και τη κατανομή του 2DEG για διάφορες τιμές εμπλουτισμού ( $N_D$ ) του φραγμού Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N.

Από τα αποτελέσματα της επίλυσης των εξισώσεων Schrödinger και Poisson παρατηρούμε (Εικ. 23) ότι ο εμπλουτισμός του φραγμού δυναμικού AlGa<sub>x</sub>N επηρεάζει ελάχιστα τη συγκέντρωση του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου. Κατά συνέπεια η πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου εξαρτάται κυρίως από το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί η πιεζοηλεκτρική και η αυθόρμητη πόλωση.

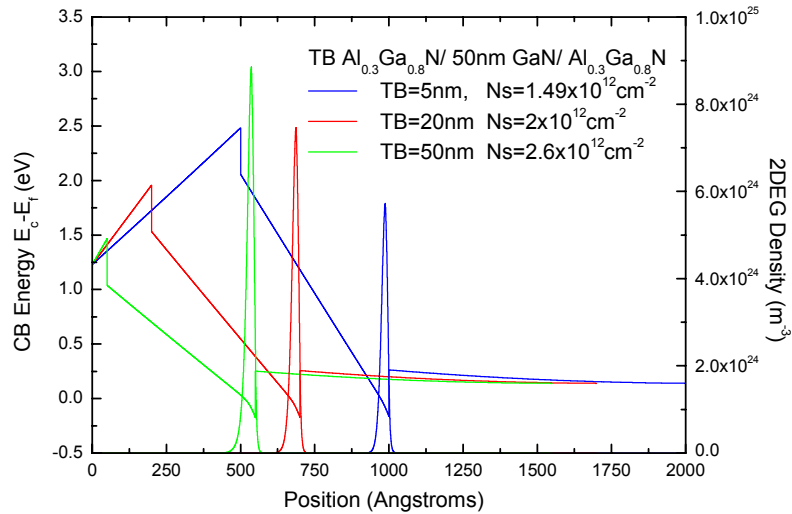
Για το σχεδιασμό τρανζίστορς HFET με δομή AlGa<sub>x</sub>N/GaN πολικότητας μετώπου-Ga, παρατηρούμε ότι για πάχος φραγμού δυναμικού AlGa<sub>x</sub>N περίπου 20 με 30nm έχουμε αρκετά μεγάλη πυκνότητα διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου της τάξης του  $N_S \sim 10^{13} \text{cm}^{-2}$ , ενώ η επιλογή του επιπέδου εμπλουτισμού του φραγμού δυναμικού AlGa<sub>x</sub>N καθώς και του στρώματος GaN δεν προβλέπεται να είναι κρίσιμη παράμετρος. Δηλαδή στη περίπτωση των ΙΙΙ-νιτριδίων, αντίθετα με τους ΙΙΙ-V ημιαγωγούς (π.χ GaAs/AlGaAs) είναι δυνατός ο σχηματισμός 2DEG καναλιού HFET χωρίς την εισαγωγή προσμίξεων.

#### **4.3.2 Μελέτη ετεροεπαφών Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N πολικότητας μετώπου-N**

Οι απλές δομές Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> με πολικότητα μετώπου-N δεν δημιουργούν κβαντικό πηγάδι και 2DEG, λόγω της φοράς των διανυσμάτων των πολώσεων (πιεζοηλεκτρικής και αυθόρμητης) που εμφανίζουν τα στρώματα AlGa<sub>x</sub>N και GaN.

Οι δομές Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N με πολικότητα μετώπου-N εμφανίζουν κβαντικό πηγάδι ηλεκτρονίων στην ετεροεπαφή GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. Στις δομές Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N τα στρώματα του AlGa<sub>x</sub>N είναι πλήρως χαλαρωμένα ενώ το

στρώμα GaN παρουσιάζει συμπιεστική παραμόρφωση. Σε αυτές τις δομές μελετήσαμε την επίδραση πάνω στο 2DEG (α) του πλάτους του πάνω φραγμού δυναμικού AlGaN (TB) [στην επιφάνεια της δομής] και (β) του ενδιάμεσου πλάτους του στρώματος GaN (QW).



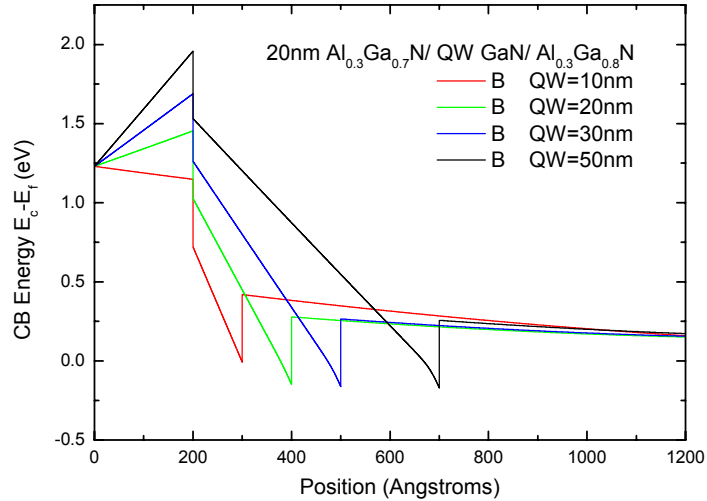
Εικόνα 24: Ενεργειακό διάγραμμα ετεροεπαφής  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/50nmGaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  και κατανομή του 2DEG σε δομές με μεταβλητό πάχος του πάνω φραγμού  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  (TB).

Η δομή που προσομοιώθηκε, για τη μελέτη της επίδρασης του πλάτους του φραγμού δυναμικού AlGaN στο 2DEG, αποτελείται από ένα στρώμα  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  (με μεταβαλλόμενο πάχος), 50nm GaN (QW) και 200nm  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ . Όπως παρατηρούμε στη Εικ. 24, μεταβολή του πλάτους του φραγμού δυναμικού AlGaN (TB) από 5nm σε 50nm οδηγεί σε μείωση της συγκέντρωσης του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου από  $2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  σε  $1.49 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Η δομή που έγινε προσομοίωση, για τη μελέτη της επίδρασης του πλάτους του στρώματος GaN (Q.W) στο 2DEG, αποτελείται από 20nm  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ , μεταβαλλόμενο πάχος GaN και 200nm  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ . Στην Εικ. 25, παρουσιάζονται τα ενεργειακά διαγράμματα της ζώνης αγωγιμότητας των δομών  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ , όπου το πλάτος του στρώματος GaN μεταβάλλεται από 10 ως 50nm. Όπως παρατηρούμε το πηγάδι που σχηματίζεται στην ετεροεπαφή GaN/ $Al_xGa_{1-x}N$  είναι αρκετά ρηχό. Η πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου για πλάτος του στρώματος GaN



μικρότερο από 30nm έχει τιμή μικρότερη από  $10^{12}\text{cm}^{-2}$ , ενώ για πλάτος QW ίσο με 50nm η πυκνότητα του 2DEG είναι  $N_S=2 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ .



Εικόνα 25: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας (CB) δομών  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  και κατανομή του 2DEG σε δομές με μεταβλητό πάχος του στρώματος GaN (QW).

Σε δομές  $\text{AlGaN}/\text{GaN}/\text{AlGaN}$  πολικότητας μετώπου-N, παρατηρούμε ότι η πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου στην ετεροεπαφή  $\text{GaN}/\text{AlGaN}$  έχει αρκετά μικρή τιμή ανεξάρτητα των παραμέτρων σχεδιασμού της δομής. Η πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου δεν είναι ικανοποιητική ώστε αυτές οι δομές να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη κατασκευή HFET τρανζίστορς.

Τέλος στη βιβλιογραφία έχουν μελετηθεί ετεροδομές  $\text{GaN}/\text{AlGaN}/\text{GaN}$ <sup>[23]</sup> πολικότητας μετώπου-N και έχει δείχθει ότι η πυκνότητα του 2DEG στην διεπιφάνεια  $\text{GaN}/\text{AlGaN}$  (στο άνω πηγάδι) είναι της τάξης  $10^{13}\text{cm}^{-2}$ .

### 4.3.3 Μελέτη διπλών ετεροεπαφών $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ πολικότητας μετώπου-Ga

Στη βιβλιογραφία υπάρχουν αρκετές δημοσιευμένες μελέτες που βασίζονται στη φυσική ερμηνεία και τη λειτουργία κβαντικών μονών ετεροδομών νιτριδίων  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ , αλλά δεν είχε γίνει συστηματική μελέτη των διπλών ετεροδομών  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ . Στα τρανζίστορ επίδρασης πεδίου ετεροδομής (HFET) που βασίζονται σε κλασικούς σύνθετους ημιαγωγούς III-V ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ) έχει παρατηρηθεί ότι η ανάπτυξη διπλών ετεροδομών έχει ως αποτέλεσμα την σημαντική αύξηση της συγκέντρωσης του διδιάστατου φερμιονικού αερίου (2DEG) στις διπλού καναλιού δομές, που ως συνέπεια έχει τη δημιουργία τρανζίστορς μεγαλύτερης ισχύος. Για τους λόγους αυτούς ήταν ενδιαφέρουσα η μελέτη των διπλών HFET ετεροδομών. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στη συνέχεια έδειξαν ότι η συμπεριφορά των διπλών ετεροδομών νιτριδίων είναι εντελώς διαφορετική από αυτή των διπλών ετεροδομών που σχηματίζουν οι κλασικοί III-V ημιαγωγοί.

Για τις DH-HFET δομές έγινε μία αναλυτική θεωρητική μελέτη με επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson στο εργαστήριο Μικροηλεκτρονικής (από το Δρ. Μ Ζερβό). Εδώ θα περιοριστούμε στη παρουσίαση εκείνων των αποτελεσμάτων που σχετίζονται απευθείας με την πειραματική δουλειά που πραγματοποιήσαμε και περιλαμβάνει την κατασκευή και ανάλυση διόδων Schottky και HFET τρανζίστορς από HFET δομές.

#### Περιγραφή δειγμάτων διπλών ετεροδομών

Για τη μελέτη της φυσικής λειτουργίας και των ιδιοτήτων των διπλών ετεροδομών αναπτύχθηκαν δομές με τη μέθοδο rf-MBE. Με την ίδια δομή κατασκευάστηκαν δίοδοι πάνω σε υπόστρωμα  $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  ισχυρού εμπλουτισμού  $n^+$ , καθώς και δίοδοι και τρανζίστορς πάνω σε υποστρώματα υψηλής αντίστασης. Οι δομές των δειγμάτων παρουσιάζονται στο Πίνακα 8. Στα παραπάνω δείγματα οι ωμικές επαφές

αποτελούνταν από Ti/Al (300Å/1700 Å) και οι ανορθωτικές από Ni/Au (300Å/800Å). Η θερμική ανόπτηση των ωμικών επαφών έγινε σε θερμοκρασία  $T= 800\text{ }^{\circ}\text{C}$  για χρόνο  $t= 1\text{min}$ , παρουσία αέριου αζώτου, ενώ ο θάλαμος θερμική ανόπτησης ήταν υπό πίεση  $P= 5 \times 10^{-6}\text{ mbar}$ . Οι δίοδοι που κατασκευάστηκαν στις δομές που είχαν αναπτυχθεί πάνω σε υπόστρωμα GaN υψηλής αντίστασης είχαν επίπεδη γεωμετρία, ενώ στα δείγματα με υπόστρωμα  $n^+$  GaN η επαφή Schottky κατασκευάστηκε στην επιφάνεια της δομής και η ωμική επαφή στο στρώμα  $n^+$ .

Η κατανομή του 2DEG υπολογίστηκε θεωρητικά με επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson και πειραματικά με μετρήσεις C-V σε επαφές Schottky. Επίσης μελετήθηκε η επίδραση του πλάτους των φραγμών δυναμικού (πάνω φραγμός  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  και κάτω φραγμός  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$  στην ετεροδομή  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ ), καθώς και ο ρόλος του κβαντικού πηγαδιού της δομής.

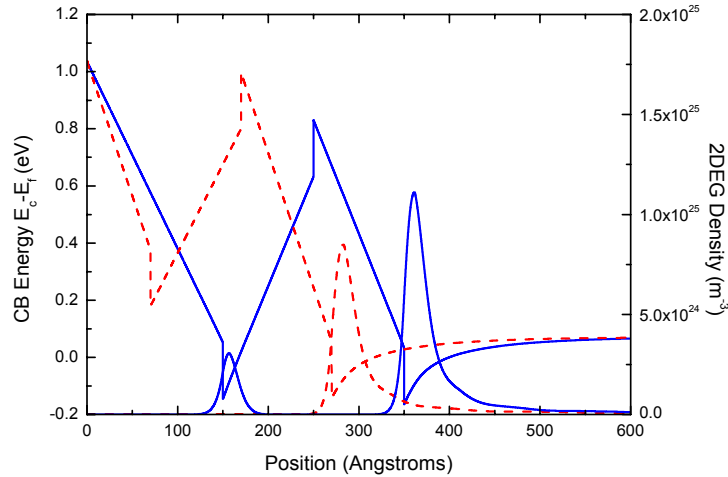
Πίνακας 8: Δομή δειγμάτων διπλής ετεροεπαφής  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$

Δείγμα	#132	#130	#133
<b>Άνω φραγμός</b>	5nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$	5nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$	5nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$
Κβαντικό πηγάδι	5nm GaN	5nm GaN	5nm GaN
Κάτω φραγμός	10nm $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$	20nm $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$	40nm $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$
Υπόστρωμα	0.3 $\mu\text{m}$ GaN	0.3 $\mu\text{m}$ GaN	0.3 $\mu\text{m}$ GaN

## ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Μία τυπική κατανομή της ζώνης αγωγιμότητας (C.B) μιας διπλής ετεροδομής  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}(\text{QW})/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$  παρουσιάζεται στην Εικ. 26, όπου έχουμε δομή  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/10\text{nm GaN}/10\text{nm Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  με δύο διαφορετικές τιμές πάχους άνω φραγμού. Έγινε υπολογισμός του διδιάστατου ηλεκτρονικού φορτίου (2DEG) με χρήση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson για πάχος άνω φραγμού 5 και 15 nm αντίστοιχα. Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε τη δημιουργία 2DEG στο τριγωνικό πηγάδι δυναμικού  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ , ενώ κατάληψη του κβαντικού πηγαδιού (QW) παρατηρείται

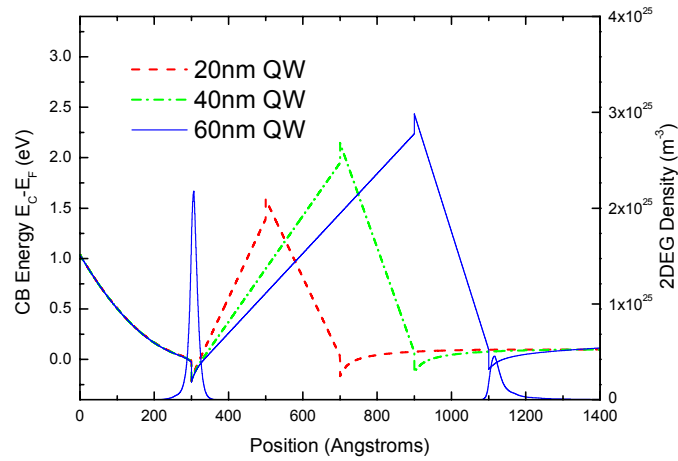
μόνο όταν το πάχος του άνω φραγμού ξεπεράσει το πάχος του κάτω φραγμού. Ακόμα οι υπολογισμοί έδειξαν ότι αυξάνοντας τον άνω φραγμό αυξάνει και η συνολική πυκνότητα του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου από  $N_s = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  για πάχος 5nm, σε  $N_s = 5.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  για πάχος 15nm του άνω φραγμού.



Εικόνα 26: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας (C.B) και κατανομή 2DEG διπλής ετεροδομής  $Al_{0.15}Ga_{0.85}N/10nmGaN/10nmAl_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN$  με πάχος άνω φραγμού 15nm (συνεχής γραμμή) και 5nm (στικτή γραμμή).

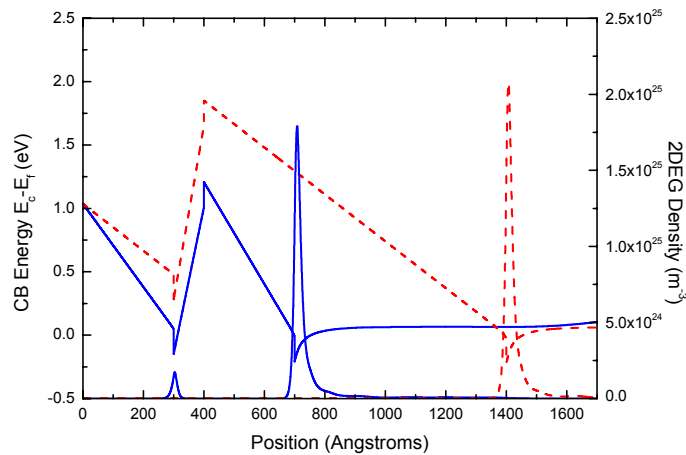
Στη συνέχεια μελετήσαμε την επίδραση του πλάτους του κβαντικού πηγαδιού (QW) στη κατανομή του 2DEG. Έγινε επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson στη δομή  $25nmAl_{0.15}Ga_{0.15}N/GaN/20nmAl_{0.15}Ga_{0.15}N/GaN$  με πλάτος QW ίσο με 20nm, 40nm και 60nm. Η αύξηση του πλάτους του κβαντικού πηγαδιού έχει ως αποτέλεσμα τη αύξηση της πυκνότητας φορέων σε αυτό, ενώ οι φορείς στο τριγωνικό πηγάδι που σχηματίζει ο κάτω φραγμός  $Al_yGa_{1-y}N/GaN$  μειώνονται (Εικ. 26).

Κάτι άλλο που πρέπει να σημειωθεί είναι ότι η αύξηση του πλάτους του QW έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του φραγμού δυναμικού που βλέπουν οι φορείς του τριγωνικού πηγαδιού. Στη περίπτωση δομής με πλάτος QW ίσο με 20 nm ο φραγμός στη κάτω διεπιφάνεια είναι 1.5 eV ενώ όταν το QW γίνει ίσο με 60 nm ο φραγμός αυξάνει σε 2.5 eV (Εικ. 27).



Εικόνα 27: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας (CB) και κατανομή 2DEG σε διπλή ετεροδομή  $25\text{nmAl}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}/10\text{nmAl}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  με μεταβαλλόμενο πλάτος WQ

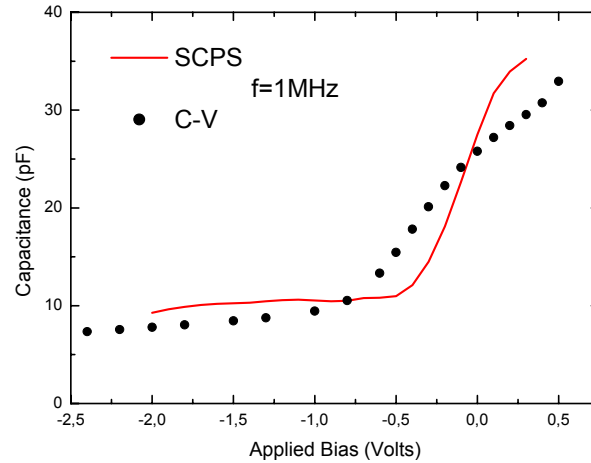
Τέλος μελετήθηκε η επίδραση του πλάτους του κάτω φραγμού δυναμικού στη κατανομή του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου. Οι δομές που χρησιμοποιήσαμε αποτελούνταν από  $30\text{nmAl}_{0.15}\text{Ga}_{0.15}\text{N}/10\text{nmGaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.15}\text{N}/\text{GaN}$  με μεταβλητό πάχος του κάτω φραγμού  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$ , 30 nm και 100 nm.



Εικόνα 28: Ενεργειακό διάγραμμα ζώνης αγωγιμότητας (CB) και κατανομή 2DEG σε διπλή ετεροδομή  $30\text{nmAl}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/10\text{nm GaN}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  με πλάτος κάτω φραγμού 100nm (στικτή γραμμή) και 30nm (συνεχής γραμμή)

Η πυκνότητα του 2DEG είναι περίπου ίδια και στις δύο περιπτώσεις πλάτους κάτω φραγμού, ενώ στη περίπτωση των 100 nm πλάτους του κάτω φραγμού το QW είναι πλήρως απογυμνωμένο.

Στα δείγματα #130, #132 και #133, που η δομή τους παρουσιάζεται στο Πίνακα 8, από μετρήσεις χωρητικότητας-τάσης υπολογίσαμε τη κατανομή του φορτίου.



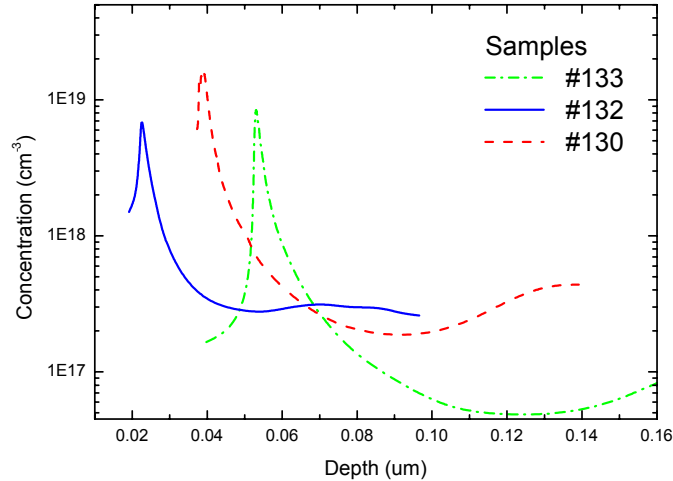
Εικόνα 29: Μέτρηση χωρητικότητας ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης (δείγμα #132). Με συνεχή γραμμή είναι τα θεωρητικά αποτελέσματα και με σημεία τα πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις C-V.

**Πίνακας 9: Διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) με μετρήσεις χωρητικότητας-τάσης και θεωρητικοί υπολογισμοί με επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson.**

Δείγμα	#132	#130	#133
$N_{S-SCPS} (x10^{12}cm^{-2})$	5.3	12	9.3
$N_{S-CV} (x10^{12}cm^{-2})$	4.9	10	9.2

Τα πειραματικά αποτελέσματα των μετρήσεων της πυκνότητας του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου έρχονται σε πλήρη συμφωνία με τους θεωρητικούς υπολογισμούς (Πίνακας 9). Όπως φαίνεται στην Εικ. 30, τα μέγιστα της κατανομής του φορτίου σε όλα

τα δείγματα παρουσιάζεται πολύ κοντά στο κάτω φραγμό  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$  ενώ και η πυκνότητα του φορτίου είναι αρκετά μεγάλη περίπου  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

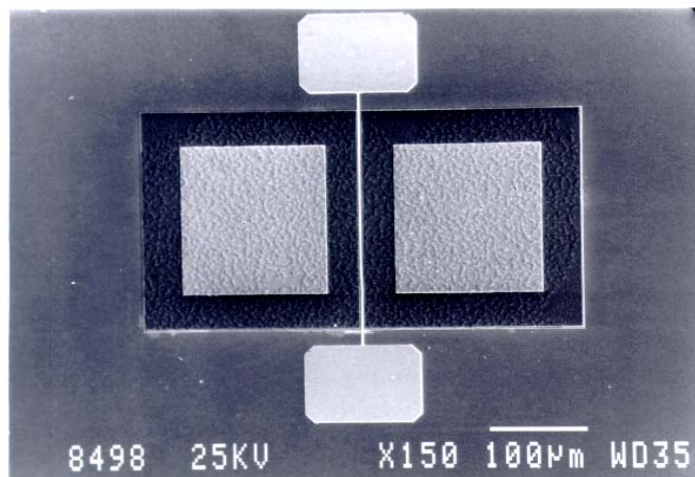


Σχήμα 30: Αποτελέσματα C-V μετρήσεων για την κατανομή φορτίου σε διπλή ετεροδομή (δείγματα: #130, #132, #133)

## Κατασκευή και χαρακτηρισμός τρανζίστορς HFET

Με βάση τις αναπτυχθείσες διεργασίες κατασκευής διατάξεων νιτριδίων (παράγραφος 4.2) σε υλικό που αναπτύχθηκε με τη μέθοδο MBE κατασκευάστηκαν HFET τρανζίστορς απλής και HFET διπλής ετεροδομής.

Η προσπάθεια αυτή εστίασε στην ανάπτυξη της βασικής κατασκευαστικής τεχνολογίας των GaN/AlGaN HFETs και στην αρχική διερεύνηση (σε συνδυασμό με την βασική μελέτη της παραγράφου 4.3) του κατάλληλου σχεδιασμού των HFETs για επαύξηση του 2DEG χωρίς χειροτέρευση των χαρακτηριστικών της επαφής Schottky της πύλης. Στα πλαίσια αυτά διερευνήθηκαν και οι επιπτώσεις του εμπλουτισμού των διαφόρων στρωμάτων των ετεροδομών πάνω στο ρεύμα  $I_{DSS}$  (ρεύμα πηγής-υποδοχής για εφαρμοζόμενη τάση πύλης ίση με 0V). Τέλος, κατασκευάστηκαν τρανζίστορς όπου η ωμική επαφή τοποθετήθηκε όχι στην επιφάνεια των δειγμάτων αλλά, με απόξεση του ημιαγωγού, σε σημείο πιο κοντά στο 2DEG, με σκοπό την δημιουργία ωμικών επαφών πηγής και απαγωγού με μειωμένη σειριακή αντίσταση.



Εικόνα 31: Γεωμετρία 1 $\mu\text{m}$  x 250 $\mu\text{m}$  HFET τρανζίστορ

#### 4.4.1 HFET μονής ετεροεπαφής $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (χωρίς εμπλουτισμό του φραγμού $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ )

Τα δείγματα #140, #141 και #142 συνίστατο από μονές HFET ετεροδομές με 30nm  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/150\text{nm GaN}$  και  $x=0.3, 0.15$  και  $0.2$  αντίστοιχα, και αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα  $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  υψηλής αντίστασης. Στο παρακάτω Πίνακα 10 συνοψίζονται τα αποτελέσματα dc χαρακτηρισμού των τρανζίστορς.

Πίνακας 10: Αποτελέσματα σε 1x250  $\mu\text{m}$  HFETs μονής ετεροεπαφής χωρίς εμπλουτισμό

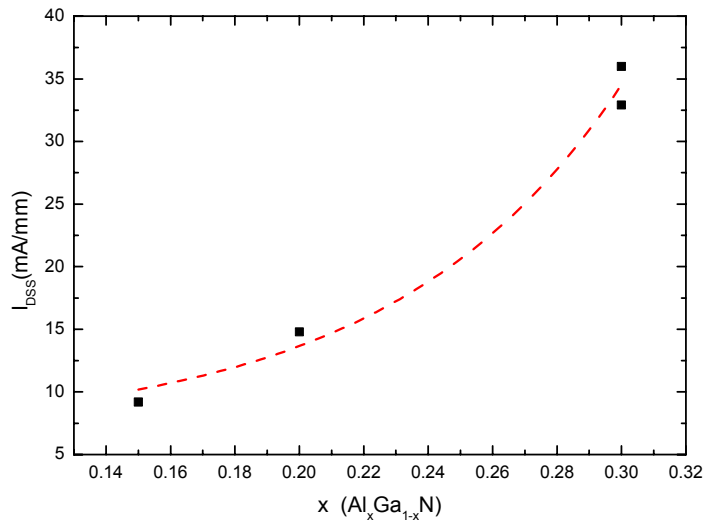
Δείγμα	Ρεύμα κορεσμού $I_{DSS}$ (mA/mm) για $V_G=0\text{V}$	Διαγωγιμότητα $g_m$ (mS/mm)	Τάση στραγγαλισμού $V_{po}$ (V)
# 140 ( $x=0.3$ )	85.4	36	-5
	85.8	32.9	-5 *
# 141 ( $x=0.15$ )	15.6	9.2	-3 **
# 142 ( $x=0.2$ )	21.7	14.8	-2

\*: Σε ορισμένα τρανζίστορ του #140 το κανάλι τους δεν 'έκλεινε'.



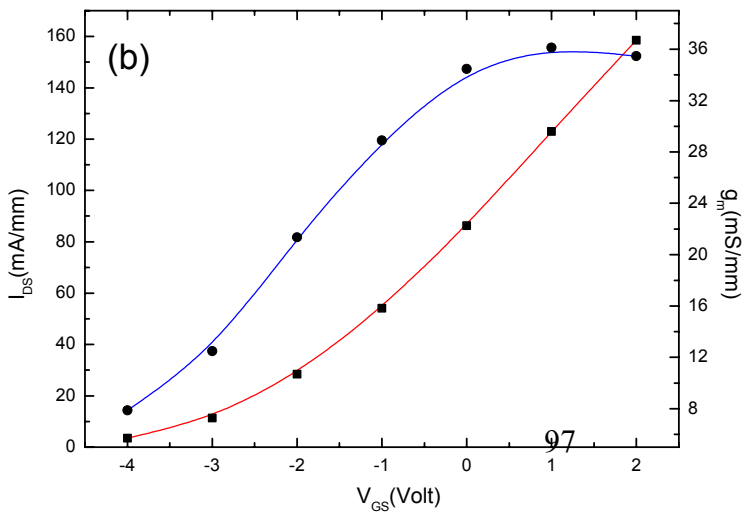
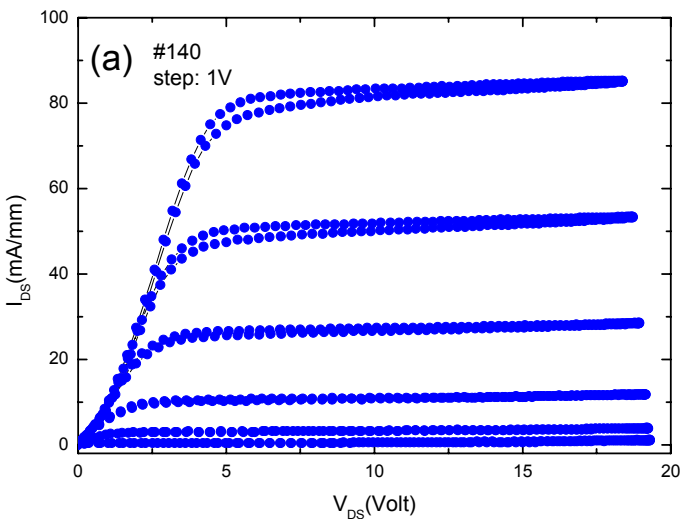
\*\* : Δεν έκλεινε ‘τελείως’ το κανάλι στο #141

Από τα παραπάνω αποτελέσματα φαίνεται ότι καθώς αυξάνει το ποσοστό του αλουμινίου  $x$  στο φραγμό, λόγω της αύξησης της ασυνέχειας τη ζώνης αγωγιμότητας έχουμε τη δημιουργία βαθύτερου τριγωνικού πηγαδιού. Η πυκνότητα 2DEG που δημιουργείται στο τριγωνικό πηγάδι αντικατοπτρίζεται από το ρεύμα κορεσμού  $I_{DSS}$  που παρουσιάζουν τα τρανζίστορ. Καθώς αυξάνει το ποσοστό του αλουμινίου στο φραγμό αυξάνει και το ρεύμα  $I_{DSS}$ .



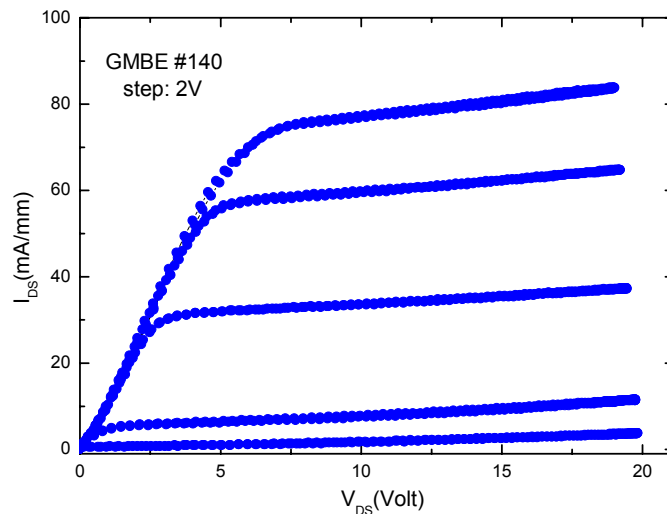
Εικόνα 32: Πειραματικά αποτελέσματα για την εξάρτηση του ρεύματος  $I_{DSS}$  ( $V_{gs} = 0V$ ) από το ποσοστό  $x$  του Al σε HFET μονής ετεροδομής  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

Η σχέση που συνδέει το ρεύμα κόρου  $I_{DSS}$  και το ποσοστό του αλουμινίου  $x$  κάνοντας προσαρμογή εκθετικού τρίτης τάξης βρέθηκε να είναι:  $Y = 13.37 + 0.427 \exp(x/0.072) - 1.78 \exp(x/7.55E58) - 4.84 \exp(x/5E119)$ .



Εικόνα 33: (a)  $I$ - $V$  χαρακτηριστικές HFET του δείγματος #140 με ποσοστό Al  $x=0.3$ , (b) Τα  $g_m$  και  $I_{DS}$  ως συνάρτηση της τάσης  $V_{GS}$  που εφαρμόζεται στη πύλη των HFET

Τα τρανζίστορς που κατασκευάστηκαν με εγχάραξη των ωμικών επαφών πλησιέστερα στην ετεροεπαφή AlGaIn/GaN στα δείγματα #141 και #142, παρουσίαζαν χειρότερα χαρακτηριστικά από αυτά με την επίπεδη γεωμετρία και πολύ μικρότερο ρεύμα κόρου. Στο δείγμα #140 το ρεύμα των HFETs με εγχάραξη των επαφών S και D ήταν συγκρίσιμο με τα τρανζίστορς επιφανειακών επαφών S και D αλλά δεν ήταν απόλυτα σταθερό στη περιοχή κόρου. Επίσης οι σειριακές αντιστάσεις  $R_S$  και  $R_D$  φαίνεται να έχουν αυξηθεί στη περίπτωση των εγχαραγμένων ωμικών, αφού για ίδια τάση  $V_{DS}$  (π.χ 5V) παρατηρείται περισσότερο ρεύμα  $I_{DS}$  στην Εικ. 33 Αντίθετα συγκρίνοντας τις χαρακτηριστικές των Εικ. 33 και Εικ. 34 για  $V_{DS} \sim 0V$  παρατηρείται ότι η εγχάραξη των ωμικών επαφών (Εικ. 34) δείχνει να έχει εξαλείψει ένα αρχικό φραγμό δυναμικού, που αλλάζει την κλίση των  $I$ - $V$  χαρακτηριστικών (πιο απότομη) μετά από  $V_{DS} \sim 1V$  στην Εικ.33.

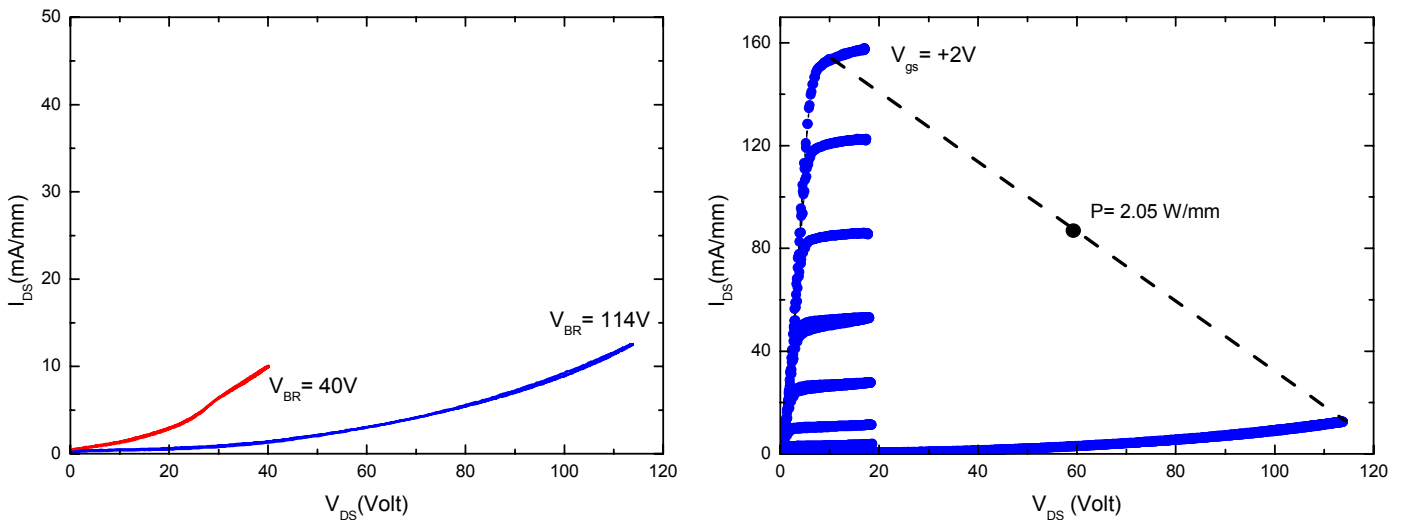


Εικόνα 34:  $I$ - $V$  χαρακτηριστική HFET του #140 με εγχάραξη των ωμικών επαφών S και D.

Τα αποτελέσματα αυτά δείχνουν την ανάγκη για περαιτέρω μελέτη της βελτιστοποίησης γεωμετρικών κατασκευαστικών διαδικασιών στα HFET τρανζίστορς. Πιστεύουμε ότι η εγχάραξη των ωμικών επαφών είναι απολύτως απαραίτητο βήμα για την ελαχιστοποίηση των σειριακών αντιστάσεων  $R_S$  και  $R_D$ , αλλά θα πρέπει να αντιμετωπιστεί πιο ολοκληρωμένα η κατασκευή και η βελτιστοποίηση τους ώστε να εξαλειφθούν οι τυχόν άμεσες ή έμμεσες αρνητικές επιδράσεις. Θέματα όπως η επιφανειακή μόλυνση του AlGaN ή/και ηλεκτροστατική απογύμνωση τους ενδεχομένως εμποδίζουν την πτώση της σειριακής αντίστασης.

Για το δείγμα #140 μετρήσαμε την τάση κατάρρευσης των HFET τρανζίστορς (Εικ. 35). Τα τρανζίστορς με επιφανειακές επαφές S και D είχαν τάση κατάρρευσης ίση με  $V_{BR} = 114$  V, ενώ τα τρανζίστορς με εγχαραγμένες επαφές S και D είχαν  $V_{BR} = 40$  V, για πόλωση της πύλης (G) σε συνθήκες αποκοπής του τρανζίστορ (συγκρίθηκαν τρανζίστορς με περίπου ίσο ρεύμα κορεσμού  $I_{DSS}$ ). Και στις δύο περιπτώσεις παρατηρήθηκε σταδιακή αύξηση του ρεύματος  $I_{DS}$  κατά την κατάρρευση. Η υψηλή τιμή  $V_{BR}$  δείχνει τις εξαιρετικές δυνατότητες χρήσης του υλικού AlGaN/GaN HFETs για υλοποίηση τρανζίστορ ισχύος (Εικ. 37b). Ο υπολογισμός της ισχύος έγινε σύμφωνα με την Εξ.4.5.

$$P_{OUT} = \frac{1}{8} I_{max} (V_{BR} - V_{Knee}) \quad (4.5)$$



Εικόνα 35: (a) Τάση κατάρρευσης των  $1\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  HFETs του δείγματος #140, (b) Δυνατότητα τρανζίστορ ισχύος με  $P= 2.05\text{W/mm}$

Τέλος σε όλα τα τρανζίστορ των δειγμάτων #140-142 μπορούσαμε να εφαρμόζουμε θετική τάση στη πύλη ίση με +2V χωρίς μεγάλο ρεύμα διαρροής.

#### 4.4.2 HFET μονής ετεροεπαφής $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ με εμπλουτισμένο $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

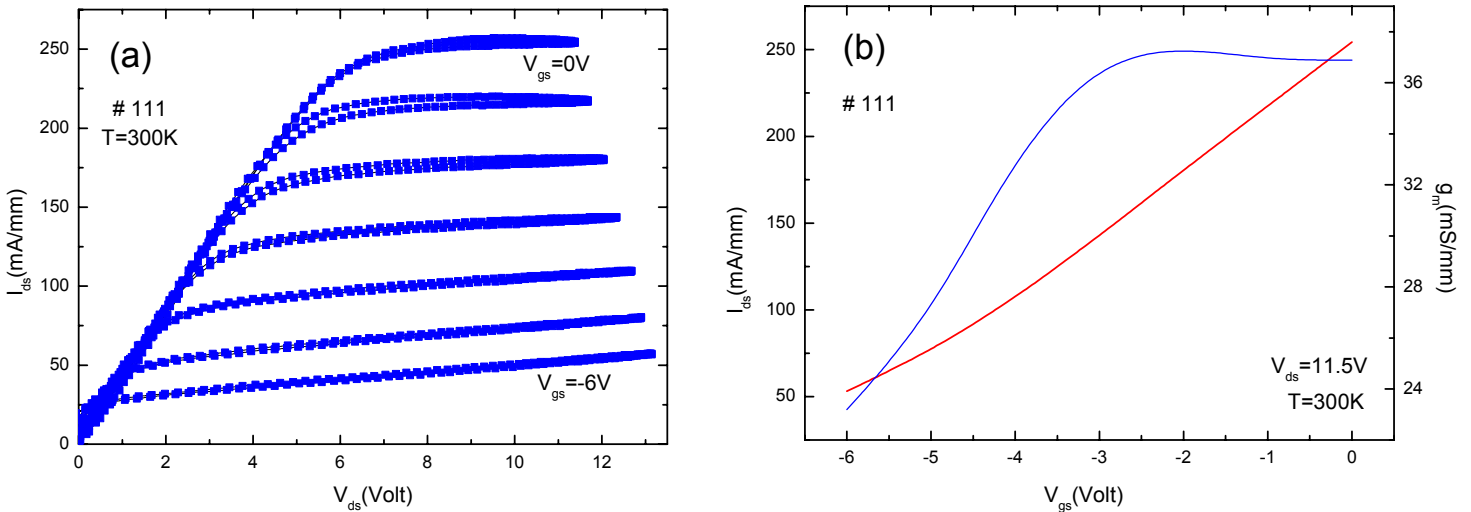
Στις απλές HFET ετεροδομές  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  διερευνήθηκε και ο ρόλος του εμπλουτισμού του φραγμού  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , με δότες πυριτίου (Si). Αναπτύχθηκαν μονές HFET ετεροδομές, όμοιες με τις δομές των δειγμάτων #140-142, αλλά στο στρώμα  $\text{AlGaN}$  έγινε εμπλουτισμός με δότες πυριτίου (Si). Μεταξύ του εμπλουτισμένου στρώματος  $\text{AlGaN}$  και του  $\text{GaN}$  αναπτύχθηκαν 5nm ‘spacer’ για ελαχιστοποίηση των σκεδάσεων του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου από τους ιονισμένους δότες.

Σύμφωνα με τη θεωρία των πιεζοηλεκτρικών  $\text{AlGaN}/\text{GaN}$  HFETs (θεωρητικοί υπολογισμοί παράγραφος 4.3.1), ο εμπλουτισμός του φραγμού  $\text{AlGaN}$  δεν αναμένεται να έχει ως αποτέλεσμα τη σημαντική μεταβολή του 2DEG, αφού η συγκέντρωση φορέων λόγω πιεζοηλεκτρικού πεδίου είναι εξαιρετικά μεγάλη (της τάξης  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ).

Τα πειραματικά αποτελέσματα, όμως, έδειξαν ότι ο ρόλος του εμπλουτισμού είναι σημαντικός πάνω στα υποστρώματα  $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  υψηλής αντίστασης, αφού το ρεύμα κόρου των HFETs αυξήθηκε σημαντικά, κοντά στις αναμενόμενες τιμές από τα πιεζοηλεκτρικά φορτία (ήταν πολύ μικρότερο χωρίς εμπλουτισμό). Επίσης, ένα άλλο σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι σε δομές με ποσοστό Al μεγαλύτερο από 15%, η πύλη δεν μπορούσε να ελέγξει το μεγάλο φορτίο του καναλιού (ρεύμα  $I_{\text{DSS}}$  της τάξης 1A/mm). Τα τρανζίστορ HFETs  $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  που κατασκευάστηκαν στη δομή #111 (με  $x=0.15$ ) παρουσίαζαν ρεύμα κόρου ίσο με 257 mA/mm και διαγωγιμότητα  $g_m= 37.25 \text{ mS/mm}$  σε  $V_{\text{DS}}=11.5 \text{ V}$ , αλλά το κανάλι δεν ‘έκλεινε’ ακόμα και σε τάση πύλης  $V_{\text{GS}}= -6 \text{ V}$  (Εικ. 36).

Η επίδραση του εμπλουτισμού στα χαρακτηριστικά των τρανζίστορ δεν είναι κατανοητή και θα πρέπει να αποτελέσει αντικείμενο περαιτέρω συστηματικής

ερευνητικής προσπάθειας. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι η εμφανιζόμενη απογύμνωση ενός πολύ μεγάλου φορτίου ηλεκτρονίων (2DEG με  $N_S \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) αποφεύγεται με ένα πολύ μικρό φορτίο από δότες ( $N_S \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Το φαινόμενο αυτό οπωσδήποτε σχετίζεται με την υψηλή αντίσταση του υποστρώματος GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> και τη μεγάλη συγκέντρωση ηλεκτρικών



παγίδων σε αυτό.

Εικόνα 36: (α)  $I$ - $V_{DS}$  χαρακτηριστική τυπικού HFET του δείγματος #111 (β) Εξάρτηση των  $I_{DS}$  και  $g_m$  από την τάση  $V_{GS}$

#### 4.4.3 HFET διπλής ετεροεπαφής Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N/GaN

Για τη μελέτη των HFET διπλής ετεροεπαφής κατασκευάστηκαν αρχικά δίοδοι Schottky σε υλικό (δείγματα #130, 132, 133) ανεπτυγμένο επάνω σε υποστρώματα  $n^+$  GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (παράγραφος 4.3.3). Στη συνέχεια οι ίδιες δομές αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> υψηλής αντίστασης και κατασκευάστηκαν HFET τρανζίστορες. Τα χαρακτηριστικά των τρανζίστορες και η αντιστοιχία τους με τις δομές στις οποίες κατασκευάστηκαν δίοδοι Schottky παρουσιάζονται στο Πίνακα 11. Τα δείγματα

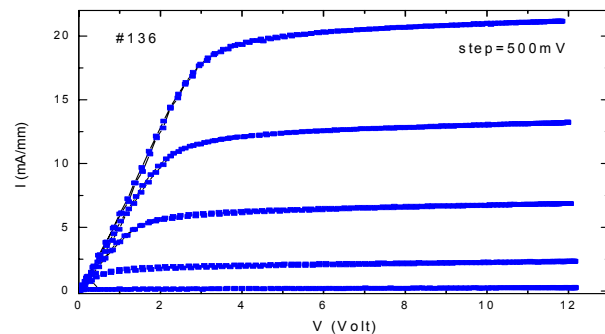
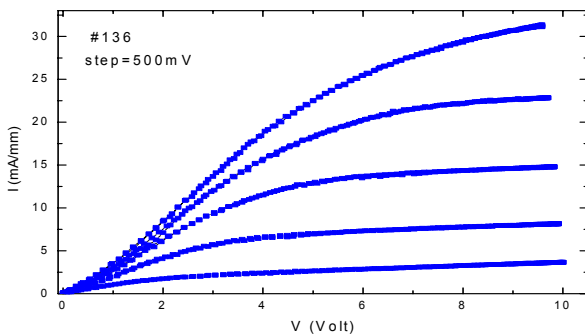
παρουσίαζαν αρκετή ανομοιομορφία, με συνέπεια το ρεύμα κόρου να παρουσιάζει αρκετές διακυμάνσεις.

Τα  $I_{DS} - V_{DS}$  χαρακτηριστικά των τρανζίστορς παρουσιάζονται στις Εικ. 37, 38 και 39. Στο δείγμα #136, τα DC τρανζίστορ που κατασκευάστηκαν παρουσίαζαν ρεύματα της τάξης των 20 με 30mA/mm και διαγωγιμότητα περίπου 16mS/mm, ενώ η τάση στραγγαλισμού του καναλιού ήταν ίση με -2V. Στο δείγμα #137 το ρεύμα κορεσμού ήταν αρκετά μικρό, ίσο με 9.7mA/mm και με πολύ μικρή διαγωγιμότητα, ενώ το δείγμα #139 είχε τα καλύτερα χαρακτηριστικά με ρεύμα κορεσμού περίπου 200 με 300mA/mm και διαγωγιμότητα περίπου 30mS/mm. Στο δείγμα #139 η τάση στραγγαλισμού του καναλιού μεταβαλλόταν από -6 ως -12V.

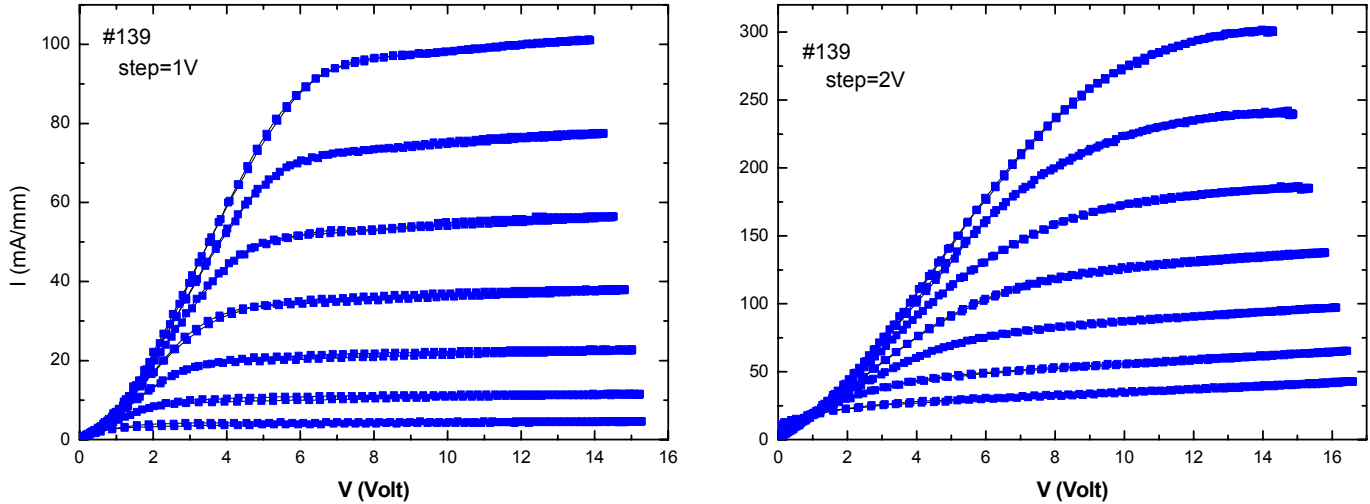
Πίνακας 11. Χαρακτηριστικά HFET τρανζίστορς 1μm x 250μm κατασκευασμένων από διπλές HFET ετεροδομές

Δείγμα	Αντιστοιχία με δομή διόδου	Ρεύμα κορεσμού $I_{DSS}$ (mA/mm) για $V_G = 0V$	Διαγωγιμότητα $g_m$ (mS/mm)	Τάση στραγγαλισμού $V_{po}$ (V)
# 136	# 130	31.3	16.7	-2 *
		21.2	16.1	-2
# 137	# 132	9.7	3.5	-1.2 *
# 138	----	130.5	38.5	-3.5
	----	60.1	----	-3.5
# 139	# 133	101.5	25	-6
		302.2	30.8	-12 *

\* : Τρανζίστορς που το κανάλι τους δεν 'κλείνει'.



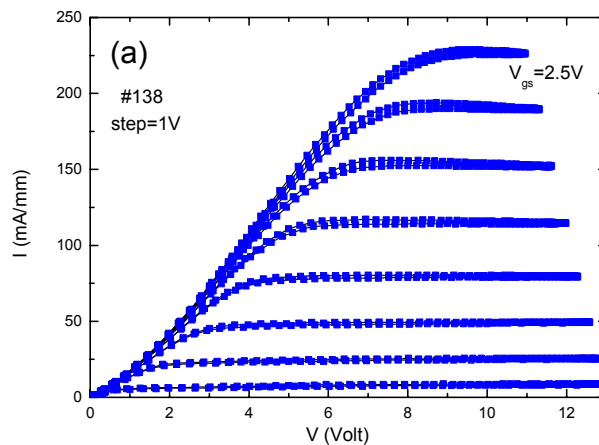
Σχήμα 37: Χαρακτηριστικές  $I_{DS} - V_{DS}$  διαφορετικών τρανζίστορς  $1\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  του δείγματος #136

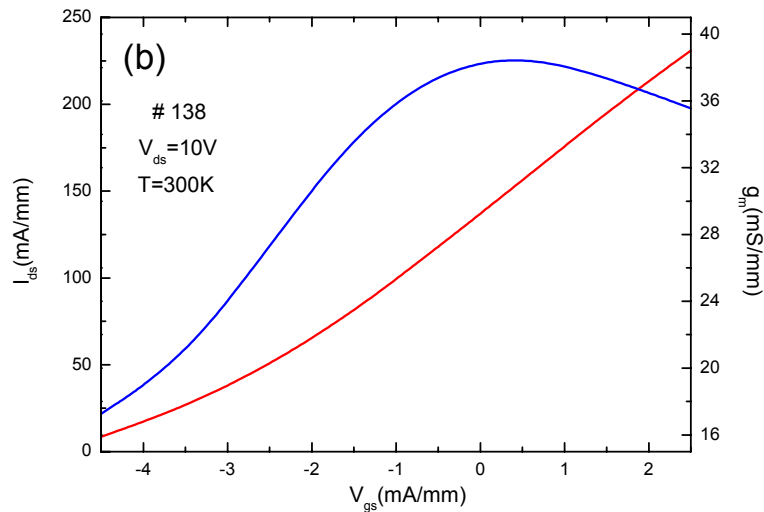


Σχήμα 38: Χαρακτηριστικές  $I_{DS} - V_{DS}$  διαφορετικών τρανζίστορς  $1\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  του δείγματος #139

Το ρεύμα κορεσμού των τρανζίστορς είναι αρκετά μικρό σε σχέση με τις τιμές ρεύματος που αναφέρονται στη βιβλιογραφία και δεν συμβαδίζει με την αρκετά μεγάλη συγκέντρωση 2DEG που προσδιορίστηκε με μετρήσεις C-V, πάνω σε υποστρώματα  $\text{n}^+$  GaN ( $N_S = 4.49 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  για #136)

Η δομή του δείγματος #138 αποτελείτο από  $5\text{nmAl}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/5\text{nmGaN}/20\text{nmAl}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/0.15\mu\text{m GaN}$  και τα χαρακτηριστικά των HFETs δίνονται στην Εικ. 39. Η παρατηρούμενη μείωση του  $I_{DS}$ , καθώς αυξάνει η τάση  $V_{DS}$ , οφείλεται πιθανότατα στην θέρμανση του τρανζίστορ (οι μετρήσεις έγιναν χωρίς ειδική συναρμολόγηση για ψύξη των HFET).

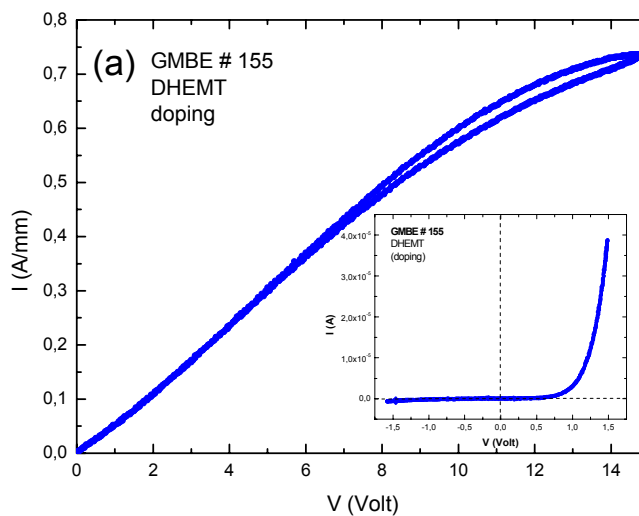




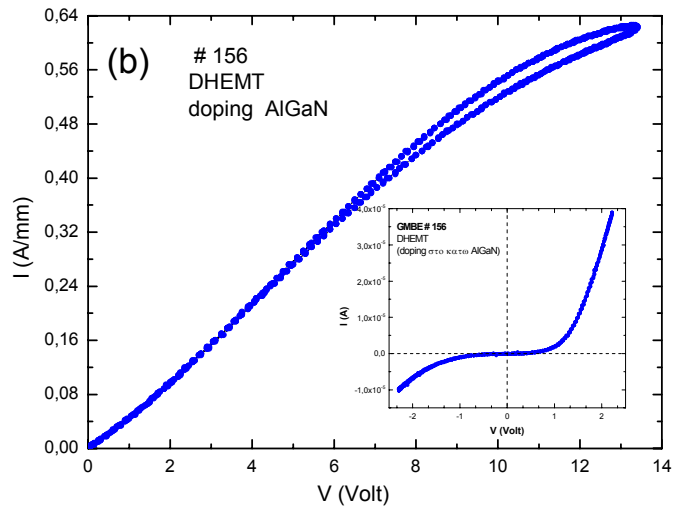
Εικόνα 39: (a)  $I_{DS}$ - $V_{DS}$  χαρακτηριστική HFET τρανζίστορ του δείγματος #138 και (b) Η εξάρτηση των  $I_{DS}$  και  $g_m$  από την  $V_{GS}$ .

#### 4.4.4 HFET διπλής ετεροεπαφής $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_yGa_{1-y}N/GaN$ με εμπλουτισμό δοτών πυριτίου

Στα δείγματα διπλών ετεροεπαφών #155-156 έγινε νόθευση με δότες πυριτίου στο κάτω φράγμα  $Al_yGa_{1-y}N$ . Τα τρανζίστορς που κατασκευάστηκαν παρουσίαζαν μεγάλο ρεύμα  $I_{DSS}$  της τάξης των 0.7 A/mm, αλλά (όπως και οι μονές ετεροδομές) παρουσίαζαν πρόβλημα στον έλεγχο του ρεύματος του καναλιού με εφαρμογή τάσης στη πύλη, ενώ είχαμε ικανοποιητική λειτουργία της διόδου πύλης-πηγής (G-S) και πύλης απαγωγού, όπως μπορούμε να δούμε στην Εικ. 40.







Εικόνα 40: (a)  $I_{DS}-V_{DS}$  και  $I_{GS}-V_{GS}$  σε HFET του δείγματος #155 και (b)  $I_{DS}-V_{DS}$  και  $I_{GS}-V_{GS}$  σε HFET του δείγματος #156

### Συμπεράσματα

Αναπτύχθηκε η βασική τεχνολογία κατασκευής των GaN/AlGaIn HFETs. Τα κατασκευασθέντα HFET τρανζίστορες, στα περιορισμένα χρονικά πλαίσια της εργασίας, υστερούν σε σχέση με τα καλύτερα αποτελέσματα της βιβλιογραφίας, αλλά αποδεικνύεται ξεκάθαρα η δυνατότητα υλοποίησης τρανζίστορες υψηλής ισχύος με βάση υλικό ετεροεπαφών GaN/AlGaIn ανεπτυγμένο με MBE.

Θα περιοριστούμε να τονίσουμε τα δύο σημαντικότερα θέματα που αναδεικνύονται από τη δουλειά μας και θα πρέπει να αντιμετωπιστούν στο μέλλον.

1. Πρέπει να κατανοηθεί με ποιόν τρόπο ο εμπλουτισμός του AlGaIn επιτρέπει την εμφάνιση της πολλαπλάσιας (πιεζοηλεκτρικής) 2DEG συγκέντρωσης στο κανάλι του HFET, ενώ η απουσία εμπλουτισμού σχεδόν εκμηδενίζει το αναμενόμενο πιεζοηλεκτρικό φορτίο του καναλιού.
2. Πρέπει να κατανοηθεί και να επιλυθεί το πρόβλημα του μη ελέγχου του ρεύματος του καναλιού ( $I_{DS}$ ) από την τάση της πύλης ( $V_{GS}$ ) στα HFETs με ιδιαίτερα μεγάλο  $I_{DSS}$ .

Τα θέματα αυτά καθώς και η γενικότερη βελτιστοποίηση της απόδοσης και σταθερότητας των HFET τρανζίστορς, απαιτούν μακρόχρονη ερευνητική προσπάθεια στις περιοχές της επιταξιακής ανάπτυξης και φυσικής των ΙΙΙ-νιτριδίων και στις διεργασίες κατασκευής των τρανζίστορς.

### ***Αναφορές-Βιβλιογραφία***

- [1] *S. Mikroulis et al. Proceedings of 1<sup>st</sup> Conference of Microelectronic Microsystems and Nanotechnology (MMN 2000)*
- [2] *R. S. Q. Fareed et al. Material Chemistry and Physics* **64**, 260 (2000)
- [3] *R. Gaska et al. Appl. Phys. Lett.* **76**, 64 (1998)
- [4] *J. Pankove et al. Appl. Phys. Lett.* **25**, 53 (1974)
- [5] *S. Mohammad et al. Electron. Lett.* **32**, 598 (1996)
- [6] *J. Guo et al. Appl. Phys. Lett.* **67**, 2653 (1995)
- [7] *J. Guo et al. J. Appl. Phys.* **80**, 1623 (1996)
- [8] *A. Schmitz et al. Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1464 (1996)
- [9] *S. J. Pearton et al. J. Appl. Phys.* **86**, 1 (1999)
- [10] *J. S. Foresi et al. Appl. Phys. Lett.* **62**, 2859 (1993)
- [11] *M. S. Lin et al. Appl. Phys. Lett.* **64**, 1003 (1994)
- [12] *A. I. Ping et al. J. Electron. Mater.* **25**, 819 (1996)
- [13] *Z. Fan et al. J. Electron. Mater.* **25**, 1703 (1996)
- [14] *L. F. Lester et al. Appl. Phys. Lett.* **69**, 2737 (1996)
- [15] *B. P. Luther et al. Appl. Phys. Lett.* **70**, 57 (1997)
- [16] *B. P. Luther et al. Appl. Phys. Lett.* **71**, 26 (1997)
- [17] *S. Ruvimov et al. Appl. Phys. Lett.* **69**, 1556 (1996)
- [18] *A. N. Brighth et al. J. Appl. Phys.* **89**, 3143 (2001)
- [19] *D. E. Estman Phys. Rev. Sect. B* **2**, 1 (1970)
- [20] *Wilson et al. J. Appl. Phys.* **37**, 3170 (1966)
- [21] *B. J. Hopkins et al. Procs. Phys. Soc. (London)* **81**, 590 (1963)

[22] *K. Suzue et al. J. Appl. Phys.* **80**, 4467 (1996)

[23] *J. A. Majewski et al. Phys. Stat. Sol. (a)* **179**, 285 (2000)

## *Κεφάλαιο 5*

### *Συμπεράσματα*

## 5. Συμπεράσματα

Στη παράγραφο αυτή θα αναφερθούν τα σημαντικότερα αποτελέσματα καθώς και τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την εργασία.

### (Α) ΚΑΘΟΡΙΣΜΟΣ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑΣ

Η πολικότητα του επιταξιακού υλικού έχει καθοριστική σημασία για τις ιδιότητες των πιεζοηλεκτρικών ετεροδομών. Βρέθηκε ότι δείγματα GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, αναπτυγμένα με MBE, έχουν πολικότητα μετώπου-N όταν χρησιμοποιείται στρώμα προσαρμογής GaN και χαμηλή θερμοκρασία νιτρίδωσης σαπφείρου, ενώ έχουν πολικότητα μετώπου-Ga όταν χρησιμοποιείται υψηλή θερμοκρασία νιτρίδωσης ή στρώμα προσαρμογής AlN. Ο καθορισμός της πολικότητας έγινε με τη βοήθεια χημικού διαλύματος καυστικού καλίου (KOH). Το GaN πολικότητας μετώπου-Ga είναι χημικά αδρανές υλικό και δεν αντιδρά με κανένα υγρό χημικό διάλυμα, ενώ το GaN πολικότητας μετώπου-N αντιδρά με το διάλυμα καυστικού καλίου, με συνέπεια την αύξηση της τραχύτητας της επιφάνειας, που παρατηρείται εύκολα με AFM.

### (β) Θεωρητικοί υπολογισμοί στις δομές HFET AlGaN/GaN

Με επίλυση των εξισώσεων Poisson και Schrödinger υπολογίστηκε η μεταβολή της ζώνης αγωγιμότητας ( $E_c$ ) συναρτήσει της απόστασης ( $z$ ) και προσδιορίστηκε η συγκέντρωση του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) σε δομές HFET μονής (SH) και διπλής (DH) ετεροεπαφής AlGaN/GaN.

Σε δομές HFET μονής ετεροεπαφής Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.8</sub>N/GaN, με πολικότητα μετώπου-Ga, βρέθηκε ότι αρκεί το πάχος φραγμού δυναμικού AlGaN να είναι πάνω από 10nm ώστε η πυκνότητα ( $N_s$ ) του διδιάστατου ηλεκτρονικού αερίου (2DEG) να είναι της τάξης του  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Οι υπολογισμοί έδειξαν ότι ο εμπλουτισμός του φραγμού δυναμικού

AlGaN καθώς και του στρώματος GaN (buffer), επηρεάζει ελάχιστα την συγκέντρωση του 2DEG. Κατά συνέπεια, η πυκνότητα του 2DEG εξαρτάται κυρίως από το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί η πιεζοηλεκτρική πόλωση.

Σε δομές HFET AlGaN/GaN/AlGaN, με πολικότητα μετώπου-N, το πηγάδι που σχηματίζεται στην ετεροεπαφή GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N είναι ρηχό, με πυκνότητα 2DEG της τάξης 10<sup>11</sup>cm<sup>-2</sup>-10<sup>12</sup>cm<sup>-2</sup>. Αυτές οι τιμές του 2DEG δεν είναι κατάλληλες για τη κατασκευή HFET τρανζίστορες υψηλής ισχύος.

Σε υλικό μετώπου-Ga έγινε συστηματική μελέτη των διπλών ετεροεπαφών (DH) Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N/GaN και τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με μετρήσεις C-V σε αντίστοιχα δείγματα. Διαπιστώθηκε ότι, αντίθετα με τους συμβατικούς III-V ημιαγωγούς, δεν σχηματίζεται πάντοτε 2DEG στο πηγάδι (QW) GaN (μεταξύ των 2 στρωμάτων φραγμού AlGaN), αλλά αυτό εξαρτάται από το πάχος του πάνω (TB) και κάτω (LB) στρώματος φραγμού AlGaN. Συγκεκριμένα, το QW GaN είναι απογυμνωμένο εάν το πάχος του LB AlGaN ξεπερνά αυτό του TB. Το 2DEG εμφανίζεται μόνο στην κατώτερη ετεροεπαφή AlGaN/GaN (κάτω από το QW GaN), ενώ επιτυγχάνεται σημαντική επαύξηση του φραγμού στην κάτω διεπιφάνεια του QW GaN, με αποτέλεσμα τον περιορισμό του ρεύματος διαρροής της πύλης. Τα πειραματικά αποτελέσματα των μετρήσεων της πυκνότητας του 2DEG ήταν σε πλήρη συμφωνία με τους θεωρητικούς υπολογισμούς. Οι μετρήσεις C-V, σε όλα τα δείγματα, έδειξαν ότι τα μέγιστα της κατανομής του φορτίου ήταν πολύ κοντά στον κάτω φραγμό Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N/GaN ενώ και η πυκνότητα του φορτίου ήταν αρκετά μεγάλη, περίπου 10<sup>13</sup>cm<sup>-2</sup>. Για την λειτουργία των διατάξεων, εντούτοις, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και ο σχηματισμός αερίου οπών (2DHG) όταν η αρνητική τάση της πύλης, που χρειάζεται για την απογύμνωση του 2DEG, οδηγήσει την ζώνη σθένους (E<sub>v</sub>) πάνω από την στάθμη Fermi (E<sub>F</sub>).

### (Γ) ΕΠΑΦΕΣ ΜΕΤΑΛΛΩΝ-ΝΙΤΡΙΔΙΩΝ

Μελετήθηκε η φυσική και η τεχνολογία επαφών σε ημιαγωγούς νιτρίδιων, χρησιμοποιώντας διαφορετικά μέταλλα με ανορθωτική συμπεριφορά, όπως τα νικέλιο (Ni), ιρίδιο (Ir), βολφράμιο (W) και χαλκό (Cu). Η προετοιμασία της επιφάνειας του

ημιαγωγού πριν την εναπόθεση του μετάλλου έγινε με χρήση δυο διαφορετικών χημικών διαλυμάτων, 5% HCl και το διάλυμα 'RCA'.

Η μελέτη αυτή έδειξε ότι (α) ο φραγμός δυναμικού των διόδων Schottky, εξαρτάτο αποκλειστικά από το είδος της επιμετάλλωσης και όχι από την προετοιμασία της επιφάνειας του υλικού, ενώ (β) η μεταβολή του δείκτη ιδανικότητας με την θερμοκρασία συνδέετο άμεσα με την προετοιμασία που είχε υποστεί η επιφάνεια του υλικού πριν την επιμετάλλωση. Από τεχνολογική άποψη, η κατασκευή διόδων Schottky με W αποτελεί πολύ σημαντικό αποτέλεσμα, αφού το W είναι κατάλληλο για διατάξεις υψηλών θερμοκρασιών-ισχύος. Το Ir είναι το ιδανικότερο μέταλλο για τη κατασκευή της πύλης σε τρανίστορς, λόγω του μεγάλου φραγμού δυναμικού  $\Phi_B \sim 0.9\text{eV}$  που εμφανίζει (μπορούν π.χ να εφαρμοσθούν μεγαλύτερες τιμές θετικής τάσης πύλης).

#### **(δ) Πειραματικά αποτελέσματα για AlGaIn/GaN HFET τρανζίστορς**

Τα I-V χαρακτηριστικά των τρανζίστορς μονής ετεροεπαφής AlGaIn/GaN έδειξαν ότι καθώς αυξάνει το ποσοστό του αλουμινίου στο κράμα του AlGaIn η πυκνότητα του 2DEG αυξάνει, διότι η ασυνέχεια στη ζώνη αγωγιμότητας είναι μεγαλύτερη.

Στα τρανζίστορς με εμπλουτισμένο φραγμό δυναμικού παρατηρήθηκε πάρα πολύ μεγάλη αύξηση του ρεύματος κορεσμού, σε σχέση με αυτά που κατασκευάστηκαν από υλικό χωρίς εμπλουτισμό. Αυτό το αποτέλεσμα έρχεται σε αντίθεση με τα θεωρητικά αποτελέσματα από την επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και Poisson. Ο ρόλος του εμπλουτισμού και η επίδραση του 2DEG δεν είναι κατανοητά. Επιπλέον, σε μονές δομές AlGaIn/GaN με εμπλουτισμό ήταν αδύνατος ο έλεγχος του ρεύματος του καναλιού ( $I_{DS}$ ) από την τάση της πύλης ( $V_{GS}$ ), όταν το ποσοστό του αλουμινίου στο κράμα AlGaIn του φραγμού, ήταν μεγαλύτερο από 15%.

Στα τρανζίστορς διπλών ετεροδομών παρατηρήθηκε ότι το ρεύμα των τρανζίστορς αυξάνετο με αύξηση του ποσοστού του αλουμινίου (x) στο κράμα του AlGaIn στον κάτω φραγμό (LB). Παρόμοια αύξηση του ρεύματος κόρου παρατηρήθηκε και αυξάνοντας το πλάτος του LB. Αυτά τα αποτελέσματα είναι σε ποιοτική συμφωνία με τα θεωρητικά αποτελέσματα από την επίλυση των εξισώσεων Schrödinger και

Poisson, όπου αύξηση του φραγμού LB είχε ως συνέπεια την αύξηση της πυκνότητας του 2DEG.

Συνοψίζοντας, στις δομές HFET τρανζίστορς που μελετήσαμε εντοπίσαμε τα εξής προβλήματα: (α) μικρή τιμή του ρεύματος κόρου σε δομές χωρίς εμπλουτισμό, (β) αδυναμία ελέγχου του ρεύματος του καναλιού ( $I_{DSS}$ ) από την τάση της πύλης ( $V_{GS}$ ) σε HFETs με εμπλουτισμό και ιδιαίτερα μεγάλο ρεύμα  $I_{DSS}$  και (γ) μέτρια τιμή διαγωγιμότητας  $\sim 40$  mS/mm. Τα προβλήματα αυτά μπορούν να αντιμετωπιστούν με περαιτέρω βελτίωση στην ανάπτυξη του υλικού HFET με MBE, στη σχεδίαση των HFET δομών και στη τεχνολογία κατασκευής των τρανζίστορς. Σημαντικά θέματα διερεύνησης αποτελούν ο εμπλουτισμός των HFET στρωμάτων, η ελάττωση των σειριακών αντιστάσεων των επαφών και η βελτίωση της ευκινησίας των ηλεκτρονίων του 2DEG (κανάλι). Στα θέματα αυτά θα πρέπει να προστεθεί το, αναφερόμενο στη βιβλιογραφία, πρόβλημα της αστάθειας ρεύματος των πιεζοηλεκτρικών HFET τρανζίστορς. Αστάθεια ρεύματος μπορεί να προκληθεί από την εξάρτηση του πιεζοηλεκτρικά επαγόμενου 2DEG από μεταβολές στο φορτίο της επιφάνειας (η αδρανοποίηση της επιφάνειας είναι απολύτως απαραίτητη) ή/και από την ύπαρξη παγίδων ηλεκτρονίων. Τα προβλήματα αυτά απαιτούν σημαντική περαιτέρω ερευνητική προσπάθεια πριν να φτάσουν τα AlGaIn/GaN HFETs σε επίπεδο αξιοποιήσιμης τεχνολογίας για νέα προϊόντα τρανζίστορς.



# Παράρτημα I

## Η αυτοσυνεπής επίλυση των εξισώσεων Poisson-Schrödinger

Το ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας σε θερμοδυναμική ισορροπία υπολογίστηκε από επίλυση των εξισώσεων Poisson-Schrödinger.

Επειδή η κατανομή του 2DEG δεν είναι γνωστή *a priori*, η μονοδιάστατη εξίσωση του Schrödinger για ένα ηλεκτρόνιο,

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \psi_i(z) \right) + V(z) \psi_i = E_i \psi_i(z) \quad (1)$$

λύνεται με αρχική συνθήκη δοκιμαστικού δυναμικού  $V(z)$ , όπου  $z$ : η διεύθυνση ανάπτυξης της ετεροεπαφής,  $\hbar$ : η σταθερά του Planck δια  $2\pi$ ,  $E_i$  και  $\psi_i$  είναι η ιδιοτιμή και η κυματοσυνάρτηση, αντίστοιχα, της  $i$  στάθμης. Η δυναμική ενέργεια  $V(z)$  σχετίζεται με το ηλεκτροστατικό δυναμικό  $\phi(z)$  σύμφωνα με τη σχέση

$$V(z) = -q\phi(z) + \Delta E_c(z) \quad (2)$$

όπου  $q$  το φορτίο του ηλεκτρονίου και  $\Delta E_c$  η ασυνέχεια στη ζώνη αγωγιμότητας στη διεπιφάνεια των GaN/AlGaIn. Αφού υπολογιστούν οι κυματοσυναρτήσεις που αντιστοιχούν σε δέσμιες καταστάσεις και οι αντίστοιχες ενέργειες, προσδιορίζεται η κατανομή του 2DEG σύμφωνα με τη στατιστική κατανομή Fermi-Dirac,

$$n_{2D}(z) = \frac{m^*(z)kT}{\pi\hbar^2} \sum_i \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right] |\Psi_i(z)|^2 \quad (3)$$

όπου ο συντελεστής της σχέσης (3) είναι η διδιάστατη πυκνότητα καταστάσεων,  $E_F$  είναι η στάθμη Fermi,  $k$  η σταθερά Boltzman και  $T$  η θερμοκρασία. Η τρισδιάστατη κατανομή των ηλεκτρονίων δίνεται από την Εξ. 4

$$n_{3D} = N_c F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_c}{kT} \right) \quad (4)$$

όπου  $N_c$  είναι η τρισδιάστατη ενεργός πυκνότητα καταστάσεων και  $F_{1/2}$  το ολοκλήρωμα Fermi-Dirac με τάξη ολοκλήρωσης  $1/2$ .

Η συνολική κατανομή ηλεκτρονίων ισούται με  $n_{\text{tot}}(z)=n_{3D}(z)+n_{2D}(z)$  και αντικαθίσταται στη εξίσωση Poisson μαζί με τη κατανομή θετικού φορτίου χώρου  $N_d^+(z)$  που δίνεται από την Εξ. 5

$$N_D^+ = N_D \left[ 1 - \frac{1}{g^{-1} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right] \quad (5)$$

όπου η ενέργεια ιονισμού του δότη  $E_D$  είναι ίση με 25meV και  $g$  ο βαθμός εκφυλισμού ίσος με 2. Στη κατανομή θετικών φορτίων χώρου συμπεριλαμβάνονται επίσης και τα φορτία στις ενδοεπιφάνειες εξαιτίας του πιεζοηλεκτρικού φαινομένου και της διαφοράς στην αυθόρμητη πόλωση των AlGaIn και GaN. Η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου δίνεται από τον τύπο:

$$|\sigma(x)| = \left| 2 \frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right\} + P_{SP}(x) - P_{SP}(0) \right| \quad (6)$$

όπου  $a(x)$  η σταθερά πλέγματος του  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ :  $a(x)=-0.077x+3.189$  (Å),  $e_{31}(x)=-0.11x-0.49$  (C/m<sup>2</sup>) και  $e_{33}(x)=0.73x+0.73$  (C/m<sup>2</sup>) είναι οι πιεζοηλεκτρικές σταθερές,  $C_{13}(x)=5x+103$  (GPa) και  $C_{33}(x)=-32x+405$  (GPa) ελαστικές σταθερές και  $P_{SP}(x)=-0.052x-0.029$  (C/m<sup>2</sup>) είναι η αυθόρμητη πόλωση στο  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .<sup>[1]</sup>

Στις μονές ετεροδομές  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  πολικότητας μετώπου-Ga που μελετήσαμε, εισάγαμε θετικό επιφανειακό φορτίο  $\sigma^+$  στις διεπιφάνειες  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  ενώ στις διπλές ετεροδομές  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ , εισάγαμε θετικό επιφανειακό φορτίο  $\sigma^+$  στις διεπιφάνειες  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  και  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$  και αρνητικό επιφανειακό φορτίο  $\sigma^-$  στη διεπιφάνεια  $\text{GaN}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ .

Η επίλυση της εξίσωσης του Poisson πραγματοποιείται έτσι ώστε να δώσει ένα διορθωτικό δυναμικό  $\delta\phi$  που προστίθεται στο αρχικό δοκιμαστικό δυναμικό και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι το  $\delta\phi$  να γίνει ίσο ή μικρότερο από 0.1 meV. Η

διαφορά στις ενέργειες της ζώνης αγωγιμότητας και της στάθμης Fermi, δηλαδή  $E_c-E_f$ , στο υπόστρωμα επιβάλλεται σταθερή ως συνοριακή συνθήκη και εκφράζει το επίπεδο εμπλουτισμού του, ενώ το ηλεκτρικό πεδίο είναι ίσο με μηδέν όταν επιτυγχάνεται σύγκλιση. Στο άλλο άκρο, η διαφορά  $E_c-E_f$  κρατείται σταθερή και ίση με το φραγμό δυναμικού  $\Phi_B$  στην επιφάνεια.

Η εγκυρότητα των υπολογισμών αυτοσυνεπούς επίλυσης των εξισώσεων Poisson-Schrödinger επιβεβαιώθηκε σε σύγκριση με τους υπολογισμούς των Tan et al<sup>[2]</sup> για AlGaAs/GaAs και Zhang et al<sup>[3]</sup> για απλή ετεροδομή AlGaIn/GaN. Εντούτοις, για τους υπολογισμούς στις διπλές ετεροδομές AlGaIn/GaN αυτής της μελέτης χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές ενεργού μάζας  $m^*=0.22m_0$ , διηλεκτρικής σταθεράς, ασυνέχειας ζώνης αγωγιμότητας  $\Delta E_C$ , φραγμού δυναμικού  $\Phi_B=1.3x+0.84$  (eV) καθώς και όλων των υπόλοιπων σχετικών σταθερών που υπήρχαν βιβλιογραφία.<sup>[4]</sup>

Το ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας, η κατάληψη των υποζωνών, και η κατανομή του 2DEG με εφαρμογή αρνητικής τάσης στη διπλή ετεροδομή, υπολογίσθηκαν αυξάνοντας το δυναμικό στην επιφάνεια κατά  $qV_a$ . Η τιμή του δυναμικού στην επιφάνεια για την ολοκληρωτική απογύμνωση του 2DEG ουσιαστικά αποτελεί και την τάση αποκοπής του HFET καναλιού.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

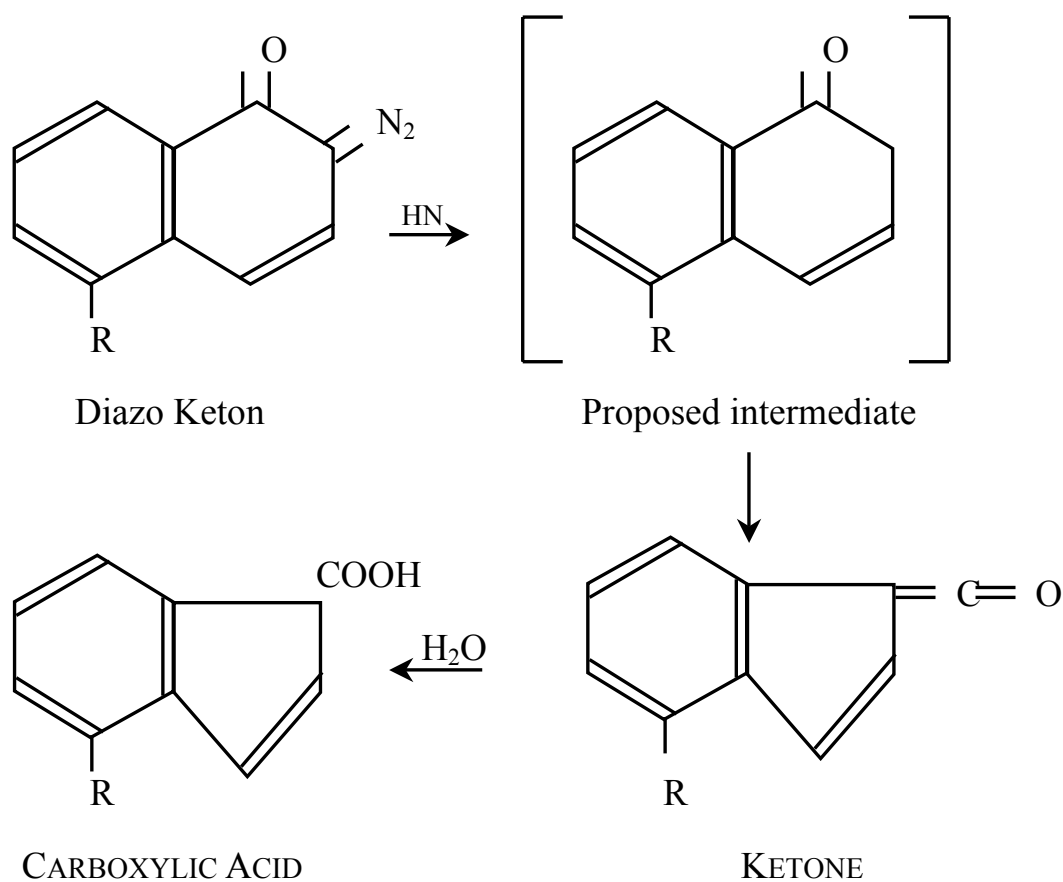
- [1] O.Ambacher et al. *J. Appl. Phys.* **85**, 3222 (1999)
- [2] Y.Zhang et al. *J.Appl.Phys.* **85**(1), 587(1999)
- [3] H. Tan et al. *J.Appl.Phys.* **68**(8),4071 (1990)
- [4] O. Ambacher et al. *J.Appl.Phys.* **87**(1),334 (2000)



## Παράρτημα II

### ΕΠΙΔΡΑΣΗ UV Η DUV ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΦΩΤΟΡΗΤΙΝΗ ΘΕΤΙΚΟΥ ΤΥΠΟΥ

Το κάτωθι σχήμα δείχνει τον τρόπο επίδρασης της υπεριώδους ακτινοβολίας σε φωτορητίνη. Κατά την απορρόφηση ακτινοβολίας από τη φωτορητίνη απομακρύνεται το άζωτο της χημικής ένωσης, με συνέπεια την αλλαγή της διαλυτότητας και το σχηματισμό μορίων κετόνης. Τέλος, η επίδραση του νερού στη κετόνη έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία καρβοξυλικού οξέος, που έχει την ιδιότητα να διαλύεται πολύ εύκολα σε διάλυμα αλκαλικού εμφανιστή.



### *Βιβλιογραφία*

[1] W. B. Glendinning, Handbook of VLSI microlithography, p 50, Noyes Publications

## Δημοσιεύσεις-Ανακοινώσεις

### Δημοσιεύσεις σε περιοδικά

**“The pinch-off behavior, charge distribution and current transport in AlGaN/GaN double heterojunction HFETs”**

*M. Zervos, A. Kostopoulos, G. Constantinidis, M. Kayambaki, S. Mikroulis, N. Flytzanis and A. Georgakilas*

**Phys. Stat. Sol.(a) 188**, No. 1, 259-262 (2001)

“Effects of the sapphire nitridation on the polarity and properties of Ga layers grown by plasma-assisted MBE”

A. Georgakilas, S. Mikroulis, V. Cimalla, M. Zervos, **A. Kostopoulos**, M. Androulidaki, Ph. Komninou, Th. Kehagias and Th. Karakostas

**Phys. Stat. Sol.(a) 188**, No. 2, 567-570 (2001)

“An investigation into the charge distribution and barrier profile tailoring in AlGaN/GaN double heterostructures by self consistent Poisson-Schrödinger calculations and capacitance-voltage profiling”

M. Zervos, **A. Kostopoulos**, G. Constantinidis, M. Kayambaki and A. Georgakilas

In print to **J.Appl.Phys.** (April 2002)

**“Control of the polarity of molecular-beam-epitaxy-grown GaN thin films by the surface nitridation of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) substrates”**

S. Mikroulis, **A. Kostopoulos**, V. Cimalla , E. Dimakis, Ph. Komninou and A. Georgakilas

Submitted to **Appl.Phys.Lett.**

ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΔΙΕΘΝΩΝ ΣΥΝΕΔΡΙΩΝ

**“Atomic force microscopy analysis of Ga-face and N-face GaN grown on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) by plasma-assisted molecular beam epitaxy”**

A. **Kostopoulos**, S. Mikroulis, E. Dimakis, K. Tsagaraki, G. Constantinidis, and A. Georgakilas

Proc. 3ed Internat. EuroConf. Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, **Proceedings of ASDAM 2000**, Smolenice, Slovakia, pp. 335-338, (IEEE, Piscataway NJ, 2000 - IEEE Catalog. No. 00EX386)

ΣΥΜΜΕΤΟΧΕΣ ΣΕ ΑΛΛΑ ΔΙΕΘΝΗ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

**“An investigation into the charge distribution and pinch off behavior of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> double heterostructure DH-FETs under Schottky and ohmic contacts”**

M. Zervos, A. **Kostopoulos**, G. Constantinidis, M. Kayambaki, S. Mikroulis and A. Georgakilas

**WOCSDICE 2001**, Cagliari-Sardinia, Italy, May 27-30, **Book of Extended Abstracts**, pp. 65-66, (2001)

**“Growth dependent properties of GaN on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) grown by radio frequency plasma-assisted assisted molecular beam epitaxy”**

S. Mikroulis, A. Georgakilas, G. Constantinidis, K. Amimer, V.Cimalla, A. **Kostopoulos**, E. Dimakis, M. Androulidaki, E.-M. Pavelescu, K. Tsagaraki, Z. Hatzopoulos, and V.Yu. Davidov

**10<sup>th</sup> HETECH** Workshop, Ulm, Germany, Sept. 17-19, 2000

**“The significant differences of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) substrate nitridation by a nitrogen radio frequency plasma source at high and low substrate temperatures”**

S. Mikroulis, M. Zervos, V. Cimalla, M. Androulidaki, A. **Kostopoulos**, Ph. Komninou, M. Calamiotou and A. Georgakilas

**WOCSDICE 2001**, Cagliari-Sardinia, Italy, May 27-30, **Book of Extended Abstracts**, pp. 65-66, (2001)

**“Technology and characterization of GaN-HFET devices”**

G. Constantinidis, M. Zervos, S. Mikroulis, **A. Kostopoulos**, Z. Hatzopoulos, A. Georgakilas, I. Daumiller and E.Kohn, in the **“Workshop on Material-New Material”**, organized by GSRT within the frame of the Greece-Germany bilateral cooperation program, FORTH – Heraklio, November 30 – December 1, 2000

*Συμμετοχές σε Ελληνικά Συνέδρια*

**“Material properties of GaN films with Ga- or N-face polarity grown by MBE on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) substrates under different grown conditions”**

**A. Kostopoulos**, S. Mikroulis, E. Dimakis, E.-M. Pavelescu, K. Tsagaraki, G. Constantinidis, A. Georgakilas, Ph. Komninou, Th. Kehagias, Th. Karakostas. Microelectronics, Microsystems and Nanotechnology (MMN 2000), **World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.** (ISBN 981-02-4769-9), pp 201-204

**“Investigation of the nitridation of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) substrates by a nitrogen radio frequency plasma source”**

S. Mikroulis, V.Cimalla, **A. Kostopoulos**, G. Constantinidis, M. Androulidaki, G. Drakakis, M. Zervos, M. Cengher and A. Georgakilas. Microelectronics, Microsystems and Nanotechnology (MMN 2000), **World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.** (ISBN 981-02-4769-9), pp 135-138