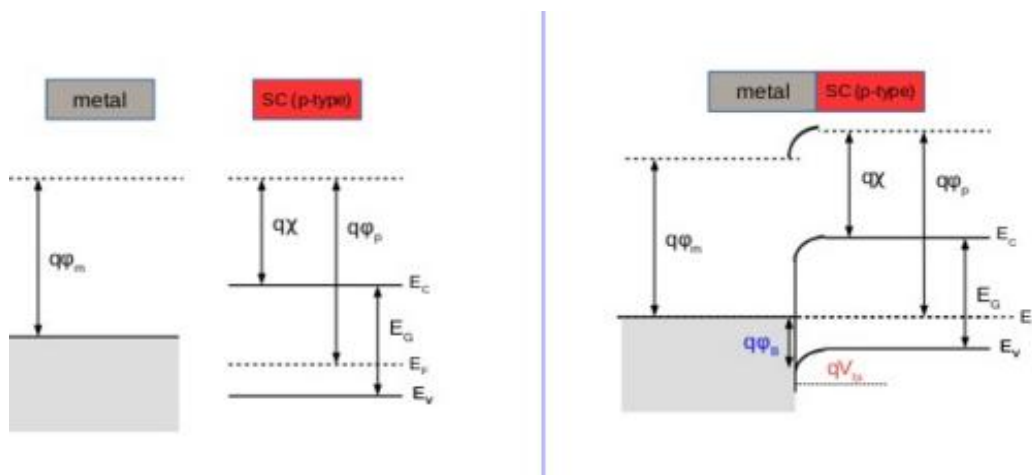


Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών
Σπουδών
«Μικροσυστήματα & Νανοδιατάξεις»

Μελέτη της επαφής μετάλλου-υποξείδια μετάλλων-
ημιαγωγού και βελτιστοποίηση της μεθόδου εξαγωγής
των παραμέτρων διόδων Schottky

ΤΣΙΑΤΟΥΡΑΣ ΑΘΑΝΑΣΙΟΣ

A.M.: 09913023



ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΔΡ. ΔΑΒΑΖΟΓΛΟΥ ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ

ΑΘΗΝΑ 2015

Μελέτη της επαφής μετάλλου-υποξείδια μετάλλων-
ημιαγωγού και βελτιστοποίηση της μεθόδου
εξαγωγής των παραμέτρων διόδων Schottky

Ευχαριστίες

Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να ευχαριστήσω τα ακόλουθα άτομα που συντέλεσαν στην ολοκλήρωση αυτής της διπλωματικής. Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω αρχικά τον υπεύθυνο καθηγητή Δρ. Δαβάζογλου Δημήτριο τόσο για το ότι με δέχθηκε στην ομάδα του στο Ε.Κ.ΕΦ.Ε. «Δημόκριτος», όσο και στο ότι με εισήγαγε στην ερευνητική σκέψη, την διαρκή αναζήτηση και την αμφισβήτηση θεωριών που αποκλίνουν της πραγματικότητας στη μεταβατική περίοδο από την φοιτητική ζωή σε αυτή του εν δυνάμει ερευνητή. Θα ήθελα ακόμα να ευχαριστήσω τη Δρ. Μαρία Βασιλοπούλου και την ερευνητική της ομάδα για την εκπαίδευση μου στη χρήση του εργαστηριακού εξοπλισμού όπως επίσης και στον Δρ. Γεώργιο Παπαδημητρόπουλο- συνεργάτη του κυρίου Δαβάζογλου- για τον παραπάνω λόγο αλλά και την ομαλή μου ένταξη στην ερευνητική ομάδα. Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω τον πτυχιούχο, πλέον, Ιωάννη- Στέφανο Καρυστινό για τη βοήθεια του κατά την επεξεργασία των αποτελεσμάτων των μετρήσεων. Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους λοιπούς ερευνητές και τεχνικούς του Δημοκρίτου που κατά καιρούς ήρθα σε επαφή κατά την κατασκευή των δειγμάτων, όπως επίσης ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω και στο Δ.Π.Μ.Σ. «Μικροσυστήματα και Νανοδιατάξεις» όπου δεν θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί τίποτα από τα παραπάνω αν δεν με είχαν εμπιστευθεί κατά την επιλογή τους αρχικά.

Bevi lo scibile tomo per tomo,
sarai chiarissimo, senz' esser uomo.

Giuseppe Giusti

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1	ΠΡΟΛΟΓΟΣ	10
1.1	ΠΕΡΙΛΗΨΗ	10
1.2	ABSTRACT	11
2	ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΛΕΠΤΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ	12
2.1	Ορισμοί των υμενίων, των επικαλύψεων και των επιφανειών	12
2.1.1	Τεχνολογία λεπτών υμενίων	13
2.2	Τεχνολογία Κενού	13
2.2.1	Χρησιμότητα του κενού	14
2.2.2	Βασική Πίεση- Πίεση Λειτουργίας	15
2.2.3	Συστήματα κενού- Αντλίες	15
2.2.4	Μανόμετρα πίεσης	16
2.3	Φυσική εναπόθεση ατμών	17
2.3.1	Στάδια παραγωγής λεπτών υμενίων από ατμούς	17
2.3.2	Εξάχνωση	17
2.3.3	Επιταξία Μοριακής Δέσμης	18
2.3.4	Εξάχνωση σε ιοντική μορφή	18
2.3.5	Ιοντοβολή (Sputtering)	19
2.4	Χημική εναπόθεση ατμών	20
2.4.1	Παραλλαγές χημικής εναπόθεσης ατμών	21
2.5	Εναπόθεση ατομικού στρώματος (ALD)	21
3	ΕΠΑΦΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ- ΗΜΙΑΓΩΓΟΥ	24
3.1	Εισαγωγή	24
3.2	Σχηματισμός του φράγματος	24
3.2.1	Ιδανική κατάσταση	25
3.2.2	Περιοχή απογύμνωσης	27
3.3	Το φαινόμενο Schottky	28
3.4	Διαδικασίες μεταφοράς ρεύματος	31

3.4.1	Θεωρία Θερμιονικής Εκπομπής	32
3.4.2	Ρεύμα Σήραγγος.....	36
3.5	ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΟΥ ΥΨΟΥΣ ΦΡΑΓΜΑΤΟΣ	39
3.5.1	Μέτρηση Τάσης – Ρεύματος.....	39
3.5.2	Μετρημένα Ύψη Φραγμάτων	41
3.6	ΦΡΑΓΜΑ SCHOTTKY ΣΤΑ ΗΛΙΑΚΑ ΚΥΤΤΑΡΑ.....	43
4	ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΧΑΛΚΟΥ, ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ ΚΑΙ ΟΞΕΙΔΙΩΝ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ	46
4.1	Χαλκός	46
4.2	Αλουμίνιο	46
4.2.1	Σύγκριση Χαλκού-Αλουμινίου	47
4.3	Ιδιότητες οξειδίων των μετάλλων	49
4.3.1	Οξείδιο του Βολφραμίου (WO ₃).....	49
4.3.2	Οξείδιο του Μολυβδαινίου (MoO ₃).....	50
5	ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ ΚΑΘΑΡΙΣΜΟΥ ΔΙΣΚΙΔΙΩΝ ΠΥΡΙΤΙΟΥ	52
5.1	Εγχάραξη Piranha.....	52
5.2	Εμβάπτιση σε Υδροφθορικό Οξύ (HF dip).....	52
6	ΦΩΤΟΛΙΘΟΓΡΑΦΙΑ.....	53
7	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΑΤΟΜΙΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΜΕ ΘΕΡΜΑΙΝΟΜΕΝΟ ΝΗΜΑ (HOT WIRED- ATOMIC LAYER DEPOSITION).....	54
8	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΕΞΑΧΝΩΤΗ ΧΑΛΚΟΥ	56
9	ΜΕΤΡΗΣΗ ΕΝΤΑΣΗΣ ΔΥΟ ΣΗΜΕΙΩΝ.....	59
10	ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΘΟΔΩΝ ΕΞΑΓΩΓΗΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΔΙΟΔΟΥ- ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	60
10.1	Χαρακτηριστικές I-V.....	61
10.2	Μέθοδος Norde.....	66
10.2.1	Συμπεράσματα μεθόδου Norde.....	71
10.3	Μέθοδος Cheung	73
10.3.1	Συμπεράσματα μεθόδου Cheung	78

10.4	Νόμος Child- Langmuir.....	82
10.4.1	Εισαγωγή	82
10.4.2	Παραγωγή του νόμου Child- Langmuir.....	84
	Η δίοδος των παράλληλων πλακών	84
10.4.3	Προσαρμογή του μοντέλου στις αρχικές I-V	85
10.4.4	Ανάλυση αποτελεσμάτων των 2 εκθετικών.....	90
10.4.5	Ανάλυση αποτελεσμάτων νόμου Child- Langmuir	95
11	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	98
12	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	101
12.1	Χαρακτηριστικές I-V των υπόλοιπων δειγμάτων	101
12.2	Φράγμα δυναμικού (Φ_B)	103
12.2.1	Μέθοδος Norde.....	103
12.2.2	Μέθοδος Cheung	104
12.2.3	Νόμος Child- Langmuir	104
12.3	Παράγοντας Ιδανικότητας (n)	105
12.3.1	Μέθοδος Cheung	105
12.3.2	Νόμος Child- Langmuir	106
12.4	Σειριακή αντίσταση (R_s).....	107
12.4.1	Μέθοδος Norde.....	107
12.4.2	Μέθοδος Cheung	108
12.4.3	Νόμος Child- Langmuir.....	108

1 ΠΡΟΛΟΓΟΣ

1.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής αρχικός σκοπός ήταν η μελέτη της διεπαφής μετάλλου- ημιαγωγού του πυριτίου τόσο με την προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων από υποξειδία μετάλλων (μολυβδαινίου, βολφραμίου) όσο και με την εναλλαγή των μεταλλικών επαφών (αλουμινίου, χαλκού) που θα βελτίωναν τις παραμέτρους της διόδου Schottky. Παράμετροι όπως το ύψος του φράγματος δυναμικού (ϕ_b), ο παράγοντας ιδανικότητας (n) και η σειριακή αντίσταση (R_s) για τις οποίες έχει γίνει πληθώρα μελετών, αλλά όχι και στον τομέα των υποξειδίων αυτών των μετάλλων. Μετά όμως την επεξεργασία των αποτελεσμάτων από τις χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος- τάσης (I-V) με τις δύο από τις πιο γνωστές μεθόδους των Norde (1979) και Cheung (1986), που χρησιμοποιούνται κατά κόρον, και την εξαγωγή των ζητούμενων παραμέτρων σε μία προσπάθεια να γίνει αναπαράσταση της αρχικής I-V από την εξίσωση της διόδου τα αποτελέσματα ήταν απογοητευτικά και για τις δύο μεθόδους. Έτσι σκοπός της εργασίας έγινε η βελτιστοποίηση της προσαρμογής μιας εξίσωσης πάνω στην αρχική I-V, που μας οδήγησε στο να παρατηρήσουμε ότι για πολύ χαμηλές τάσεις και για ενδιάμεσες η καμπύλη περιγράφεται από δύο εκθετικά όπως περιγράφονται από την εξίσωση μιας διόδου, αλλά για μεγάλες τάσεις το εκθετικό χάνεται και η καμπύλη περιγράφεται από το νόμο των Child- Langmuir τα αποτελέσματα των οποίων θα αναλυθούν παρακάτω.

Λέξεις, κλειδιά: Δίοδος Schottky, υποξειδία μετάλλων, μέθοδος Norde, μέθοδος Cheung, Νόμος Child- Langmuir.

1.2 ABSTRACT

In the context of this diploma thesis the original purpose was to study the metal-semiconductor interface of silicon both by introducing intermediate layers of metal substoichiometric oxides (molybdenum, tungsten) and by changing the metal contacts (aluminum, copper) which would improve the parameters of a Schottky diode. Parameters such as the Barrier Height (ϕ_{β}), the ideality factor (n) and series resistance (R_s) for which numerous studies have been published, but not in the field of these substoichiometric metals. But after processing the results of the characteristic curves current- voltage (I-V) with two of the best known methods of Norde (1979) and Cheung (1986), that used extensively, and the export of the requested parameters in an attempt to represent the initial I-V by the use of the equation of the diode the results were disappointing for both methods. So afterwards the aim of this thesis was to optimize the adjustment of an equation on the initial I-V, which led us to observe that, for very low and intermediate voltages the curve is described by two exponentials as described by the diode equation, but for large voltages the exponential is lost and the curve is described by Child- Langmuir's law the results of which will be analyzed below.

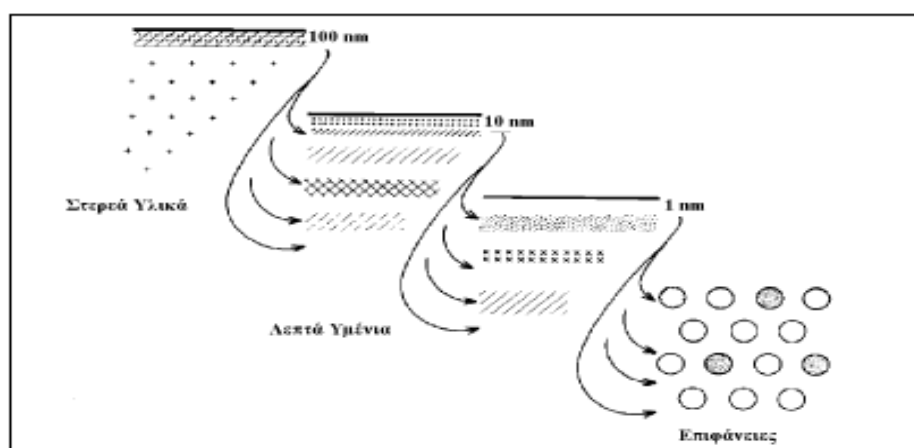
Keywords: Schottky diode, substoichiometric metal oxides, Norde's method, Cheung's method, Child- Langmuir's law.

2 ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΛΕΠΤΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ

2.1 Ορισμοί των υμενίων, των επικαλύψεων και των επιφανειών

Τα υμένια είναι τεχνητές δομές που η μία διάστασή τους είναι πολύ μικρότερη από τις άλλες δύο. Οι κατηγορίες λεπτών υμενίων είναι οι ακόλουθες:

- Παχιά υμένια (ή επικαλύψεις) ορίζονται τα υμένια με πάχος μεγαλύτερο του 0,5 μm
- Λεπτά υμένια ορίζονται αυτά που έχουν πάχος από ~ 5 nm έως 0,5 μm
- Υπερ-λεπτά υμένια με πάχος μικρότερο των 5 nm
- Επιφάνειες ορίζονται τα δύο ως πέντε εξωτερικά ατομικά στρώματα ενός στερεού με πάχος από 0,3 nm έως περίπου τα 3 nm.

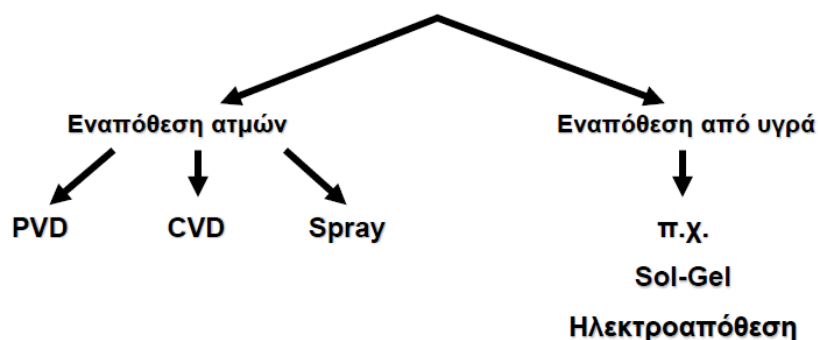


Σχήμα 1: Διάκριση υμενίων με βάση το πάχος τους.

Τα υπερ-λεπτά υμένια και οι επιφάνειες είναι χαρακτηριστικά υλικών στη νανοκλίμακα.

2.1.1 Τεχνολογία λεπτών υμενίων

Για την παραγωγή λεπτών υμενίων έχουν αναπτυχθεί διάφορες τεχνικές:



Σχήμα 2: Οι σημαντικότερες κατηγορίες των τεχνικών εναπόθεσης λεπτών υμενίων.

2.2 Τεχνολογία Κενού

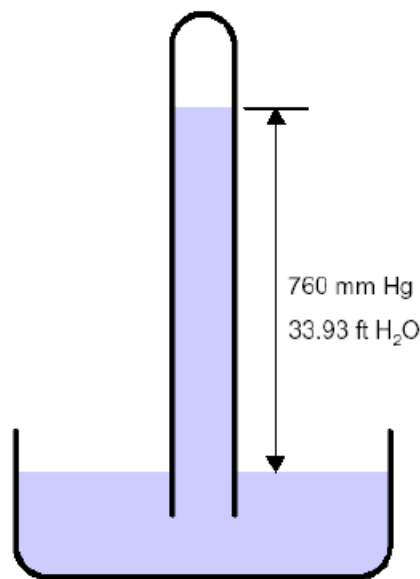
Με τον όρο κενό εννοούμε ένα χώρο, η πίεση του οποίου είναι μικρότερη από την ατμοσφαιρική. Ένα περιβάλλον κενού είναι ένα σύνθετο και, παρόλο που ενδεχομένως ο όρος παραπλανεί, δεν είναι ούτε αδρανές ούτε άδειο. Για πρακτικούς λόγους διακρίνουμε τέσσερις περιοχές στο εύρος στο εύρος και τις κλίμακες μέτρησης και επίτευξης του κενού, όπως φαίνεται και στον παρακάτω πίνακα:

Χαρακτηρισμός κενού	Τάξη μεγέθους κενού
Χαμηλό (Low ή Rough Vacuum)	1013 mbar – λίγα mbar
Μέσο (Medium Vacuum)	Λίγα mbar – 10^{-3} mbar
Υψηλό (High Vacuum, HV)	10^{-3} mbar – 10^{-7} mbar
Υπερ- υψηλό κενό (Ultra High Vacuum, (UHV)	$< 10^{-7}$ mbar

Πίνακας 1: Κατάταξη του κενού συναρτήσει της τάξης μεγέθους του.

1 atmosphere =

- 760 mm Hg = 760 torr
- 760,000 millitorr or microns
- 29.9213 in. Hg
- 14.6959 psi
- 1.01325 bar
- 1013.25 millibar
- 101,325 pascals (Pa)
- 407.189 in. H₂O
- 33.9324 ft. H₂O



1 Pascal = 1 N/m ²
1 Torr = 1 mm Hg
1 micron = 1 μm Hg

Σχήμα 3: Μονάδες μέτρησης της πίεσης στο κενό.

2.2.1 Χρησιμότητα του κενού

Υπάρχουν 6 κύριοι λόγοι για τους οποίους το κενό είναι απαραίτητο:

1. Απομάκρυνση ενεργών ατμοσφαιρικών συστατικών που μπορούν να προκαλέσουν φυσικές ή χημικές αντιδράσεις (π.χ. σε ηλεκτρικές λάμπες, συσκευασία προϊόντων)
2. Επίτευξη διαφοράς πίεσης (π.χ. για συγκράτηση, ανύψωση, μεταφορά)
3. Μείωση μεταφοράς ενέργειας (π.χ. για θερμική και ηλεκτρονική μόνωση)
4. Απομάκρυνση προσροφημένων ή διαλυμένων αερίων και πτητικών υγρών από την κύρια μάζα υλικών (π.χ. degassing λαδιών και λυοφιλοποίηση (freeze-drying))
5. Αύξηση της απόστασης που πρέπει να διανύσει ένα σωματίδιο πριν συγκρουστεί με ένα άλλο, βοηθώντας έτσι τα σωματίδια να διανύσουν την απόσταση ανάμεσα σε μια πηγή και ένα στόχο χωρίς συγκρούσεις (π.χ. παραγωγή επικαλύψεων, σωλήνες ακτινών- X και τηλεόρασης, επιταχυντές σωματιδίων κ.ά.)
6. Παραγωγή καθαρών επιφανειών (χρήσιμη στην παρασκευή καθαρών λεπτών υμενίων και σε μελέτες επιφάνειας για εφαρμογές, όπως διάβρωση, κατάλυση, μικροηλεκτρονική, κ.ά.)

2.2.2 Βασική Πίεση- Πίεση Λειτουργίας

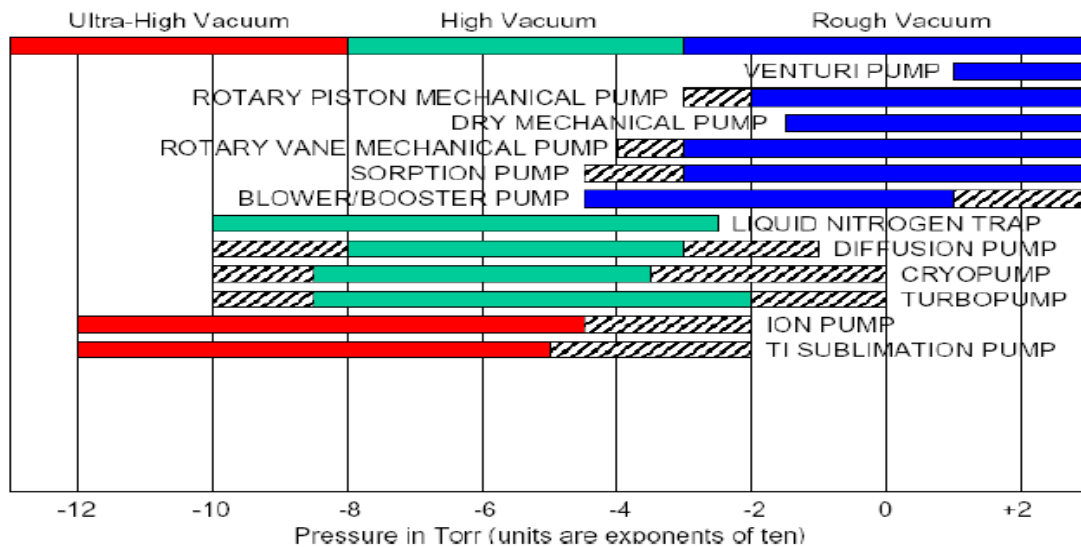
Η βασική πίεση είναι χαρακτηριστική πίεση του κάθε συστήματος κενού/ανάπτυξης και ορίζεται ως: Η χαμηλότερη δυνατή πίεση που μπορεί να επιτευχθεί σε ένα θάλαμο κενού σε κατάσταση πλήρους άντλησης και μηδενικής παροχής αερίων/υγρών και χωρίς την ενεργοποίηση των πηγών ατμών. Η βασική πίεση είναι χαρακτηριστική του συστήματος κενού και όχι των διεργασιών που μπορούν να συμβούν εντός του θαλάμου.

Η πίεση λειτουργίας είναι χαρακτηριστική πίεση της κάθε διεργασίας και μετράται κατά τη διάρκεια της διεργασίας με τις παροχές αερίων/ υγρών σταθερές και τις πηγές ατμών ανοιχτές.

2.2.3 Συστήματα κενού- Αντλίες

Το ιδανικό σύστημα κενού αποτελείται από έναν πλήρως αεροστεγή θάλαμο κενού συνδεδεμένο με μια τελεία αντλία. Η αντλία είναι σε θέση να αιχμαλωτίσει οποιοδήποτε μόριο περάσει την είσοδο της, ενώ δεν συνεισφέρει ανεπιθύμητα αέρια και ατμούς στην ατμόσφαιρα του θαλάμου. Κανένας από τους υπάρχοντες τύπους αντλιών δεν διαθέτει όλα τα ιδανικά χαρακτηριστικά. Για παράδειγμα, οι πραγματικές αντλίες δεν είναι εξίσου αποτελεσματικές στην άντληση διαφορετικών αερίων, ενώ επιτυγχάνουν ικανοποιητική «ταχύτητα» σε περιορισμένη περιοχή πιέσεων.

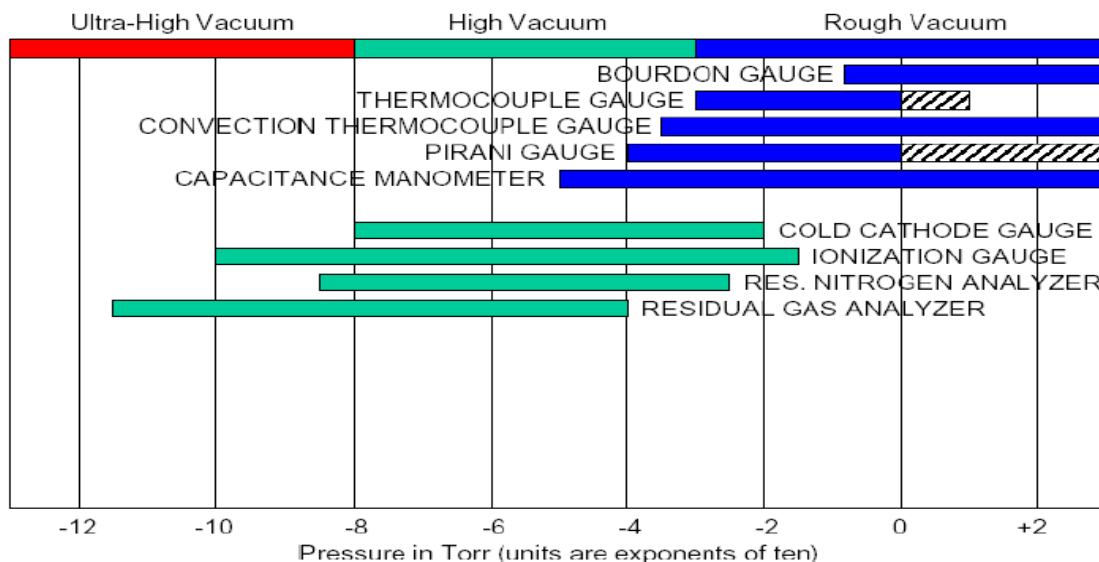
Υπάρχουν δύο κύριοι τύποι αντλιών και αυτοί είναι: (1) Οι αντλίες μεταφοράς αερίων (gas transfer pump). Οι αντλίες αυτές απομακρύνουν τα μόρια των αερίων από τον αντλούμενο όγκο και τα αποδίδουν σε ένα ή περισσότερα στάδια συμπίεσης σε υψηλότερη πίεση. Παραδείγματα τέτοιων αντλιών: rotary- vane, rotary piston, mechanical booster (roots pump), turbomolecular pump. (2) Οι αντλίες σύλληψης (capture pumps). Σε αυτές τα αέρια παραμένουν μέσα στην αντλία αφού κατακρατούνται στα εσωτερικά τους τοιχώματα με ρόφηση, συμπύκνωση κ.ά.. Παραδείγματα τέτοιων αντλιών: sorption pump, sublimation pump, sputter- ion pump, cryopump.



Σχήμα 4: Χρήση αντλιών ανάλογα με το είδος του κενού.

2.2.4 Μανόμετρα πίεσης

Οι πιέσεις που χρησιμοποιούνται σε διαδικασίες κενού καλύπτουν ένα πολύ μεγάλο εύρος, από τα 1013 mbar (ατμοσφαιρική) έως 10^{-10} mbar. Το γεγονός αυτό καθιστά τη μέτρηση των πιέσεων δύσκολη, αφού δεν υπάρχει ένα και μοναδικό φυσικό φαινόμενο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε όλο το εύρος των πιέσεων. Για το λόγο αυτό υπάρχει μια σειρά από μετρητικές διατάξεις για τη μέτρηση της πίεσης ενός θαλάμου κενού, καθεμία από τις οποίες έχει ένα χαρακτηριστικό εύρος μέτρησης.



Σχήμα 5: Χρήση μανομέτρων ανάλογα με το είδος του κενού.

2.3 Φυσική εναπόθεση ατμών

2.3.1 Στάδια παραγωγής λεπτών υμενίων από ατμούς

Η παραγωγή των λεπτών υμενίων με φυσική εναπόθεση ατμών περιλαμβάνει τις παρακάτω τεχνικές:

- Παραγωγή ατμών με φυσικές ή χημικές διεργασίες
- Εξάχνωση
- Εκκένωση τόξου
- Ιοντοβολή από συμπαγής στόχους
- Ροή πτητικών (αέριων) αντιδραστηρίων
- Μεταφορά των ατμών στην επιφάνεια του υποστρώματος
- Συμπύκνωση των ατμών στην επιφάνεια του υποστρώματος
- Προσρόφηση
- Επιφανειακή διάχυση
- Χημικές αντιδράσεις
- Πυρηνοποίηση και ανάπτυξη υμενίου

2.3.2 Εξάχνωση

Η τεχνική της εξάχνωσης είναι μία από τις πρώτες που αναπτύχθηκαν και ακόμα και σήμερα διακρίνεται για την υψηλή ποιότητα και καθαρότητα των υμενίων που παράγει. Τα υμένια που παράγονται με την τεχνική της εξάχνωσης έχουν εφαρμογές στη μικροηλεκτρονική, οπτική, τηλεπικοινωνίες, επιφανειακή κατεργασία και την ετερογενή κατάλυση.

Τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα της εξάχνωσης είναι τα εξής:

1. Η καθαρότητα των παραγόμενων υλικών και
2. Οι μεγάλοι ρυθμοί εναπόθεσης, η ευκολία στη χρήση και το σχετικά χαμηλό κόστος.

Ενώ τα κυριότερα μειονεκτήματα της μεθόδου είναι:

- Ο περιορισμένος αριθμός των υλικών που μπορούν να εξαχνωθούν
- Η δυσκολία επίτευξης της επιθυμητής σύστασης στα κράματα και
- Ο περιορισμένος βαθμός ελέγχου και επέμβασης στη διαδικασία εναπόθεσης που περιορίζει τη δυνατότητα προεπιλογής των ιδιοτήτων του τελικού προϊόντος.

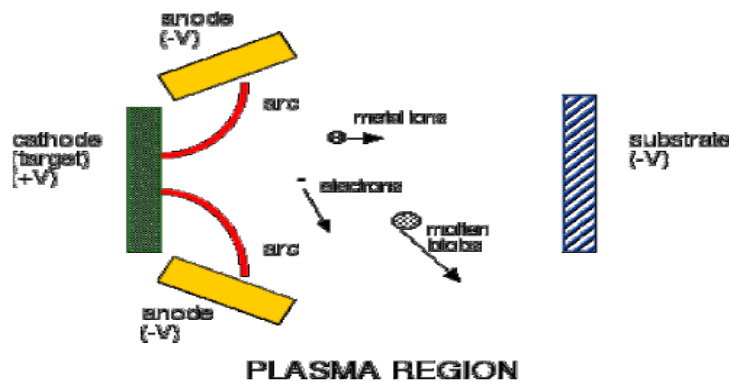
2.3.3 Επιταξία Μοριακής Δέσμης

Η Επιταξία Μοριακής Δέσμης είναι μια παραλλαγή της εξάχνωσης με πολύ ιδιαίτερα χαρακτηριστικά. Η επιταξία μεταξύ υμενίου και υποστρώματος επιτυγχάνεται με τη σχετική μικρή πλεγματική ασυνάφεια μεταξύ των υλικών. Η συγκεκριμένη διαδικασία λαμβάνει χώρα σε συνθήκες πολύ χαμηλής βασικής πίεσης (συνήθως υπερ- υψηλού κενού) και αντίστοιχα πολύ χαμηλής πίεσης λειτουργίας (συνήθως 10^{-5} - 10^{-6} mbar), ενώ απαιτείται πολύ υψηλή θερμοκρασία υποστρώματος (~1600 °C). Επίσης η μέση ελεύθερη διαδρομή (Main Free Path) είναι κατά πολύ μεγαλύτερο από το μέγεθος του θαλάμου (συνθήκη μοριακής δέσμης- κριτήριο Knudsen), αλλά παρόλα αυτά ο ρυθμός εναπόθεσης είναι πολύ χαμηλός.

2.3.4 Εξάχνωση σε ιοντική μορφή

2.3.4.1 Εναπόθεση τόξου (Cathodic Vacuum Arc)

- Εξάχνωση μέσω εκκένωσης τόξου
- Μεγάλη ροή ρεύματος λόγω του αγώγιμου τόξου



Σχήμα 6: Αναπαράσταση πειραματικής διάταξης εναπόθεσης τόξου.

2.3.4.2 Εξάχνωση παλμικού Laser

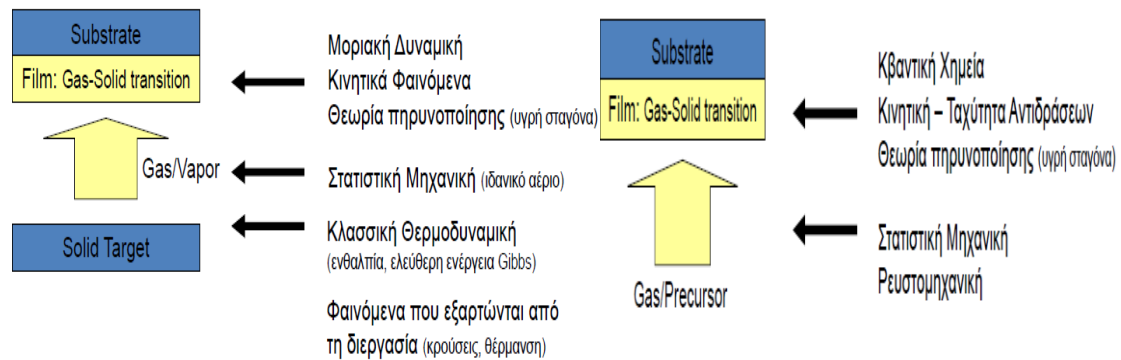
- Η ανάπτυξη υμενίων με την τεχνική εξάχνωσης παλμικού laser βασίζεται στη μαζική απορρόφηση φωτονίων από τον υλικό στόχο όταν ακτινοβολείται από μια δέσμη laser μήκους κύματος που αντιστοιχεί σε ενέργεια μεγαλύτερη από το ενεργειακό χάσμα του υλικού
- Όταν τα φωτόνια απορροφηθούν ατμοί του υλικού εξέρχονται εκρηκτικά (ablation)
- Κατά τη διαδικασία του «ablation» χώρα αλληλεπιδράσεις φωτονίων στερεού και φωτονίων- ατμών.

2.3.5 Ιοντοβολή (Sputtering)

Όταν ένα στερεό βομβαρδίζεται από ενεργητικά άτομα υπάρχει πιθανότητα να προκληθεί εκτόξευση των επιφανειακών του ατόμων. Αυτό το φαινόμενο βρίσκει πλατιά εφαρμογή στην εναπόθεση λεπτών υμενίων με βομβαρδισμό «στόχων» από τα αντίστοιχα προς εξάχνωση υλικά από ενεργητικά ιόντα ευγενών αερίων. Το υλικό που πρόκειται να εναποτεθεί αποτελεί κάθοδο σε σύστημα εκκένωσης αίγλης και βομβαρδίζεται από ιονισμένα άτομα ευγενούς αερίου, με το υλικό που απελευθερώνεται («εξαχνώνεται») να συλλέγεται αν εφαρμοστεί μια διαφορά δυναμικού μεταξύ καθόδου- ανόδου και σε χαμηλή πίεση στο υπόστρωμα που βρίσκεται στην άνοδο.

2.4 Χημική εναπόθεση ατμών

Η χημική εναπόθεση ατμών είναι η ανάπτυξη υλικών μέσω χημικών αντιδράσεων αέριων αντιδραστηρίων. Η αντίδραση καταλήγει σε ένα στερεό προϊόν (υλικό) και αέρια προϊόντα τα οποία μεταφέρονται εκτός του αντιδραστήρα από τις αντλίες. Η διαδικασία αυτή μπορεί να παρασκευάσει ημιαγωγούς, μέταλλα, οξειδία, νιτρίδια και οργανικά υλικά. Συνήθως, οι διεργασίες της χημικής εναπόθεσης ατμών λαμβάνουν χώρα σε υψηλές θερμοκρασίες και χαμηλές πιέσεις (χωρίς να είναι πάντα απαραίτητο). Όλες οι διεργασίες της τεχνικής απαιτούν την ύπαρξη μιας ενεργειακής πηγής για τη διάσπαση των αέριων αντιδραστηρίων και την έναρξη της χημικής αντίδρασης.



Σχήμα 7: Αναπαράσταση των διαφορετικών φαινομένων που εμφανίζονται μεταξύ φυσικής και χημικής εναπόθεσης ατμών.

Οι κύριες εφαρμογές της χημικής εναπόθεσης ατμών είναι στην τεχνολογία CMOS και διατάξεων μικροηλεκτρονικής: (1) Ημιαγωγοί (π.χ. Si, Ge, InP, GaAs, GaN), (2) Αγωγοί είτε μέταλλα (π.χ. Cu, W, Al) είτε πολύ ντοπαρισμένα δισκίδια Si, (3) Μονωτές (π.χ. SiO₂, Si₃N₄, Diamond Like Carbon) και (4) Υλικά φραγμού (π.χ. TiN, TaN)

2.4.1 Παραλλαγές χημικής εναπόθεσης ατμών

2.4.1.1 Χημική εναπόθεση ατμών χαμηλής πίεσης (LPCVD)

- Πίεση λειτουργίας $10^{-2} - 10$ Torr
- Είναι η τεχνική παρασκευής Si από SiH_4 .

2.4.1.2 Χημική εναπόθεση ατμών υποβοηθούμενη από πλάσμα (PECVD)

- Πίεση λειτουργίας $10^{-2} - 10$ Torr
- Ενέργεια ιόντων 30- 300 eV
- Η τεχνική παραγωγής DLC από CH_4 ή C_2H_2 .

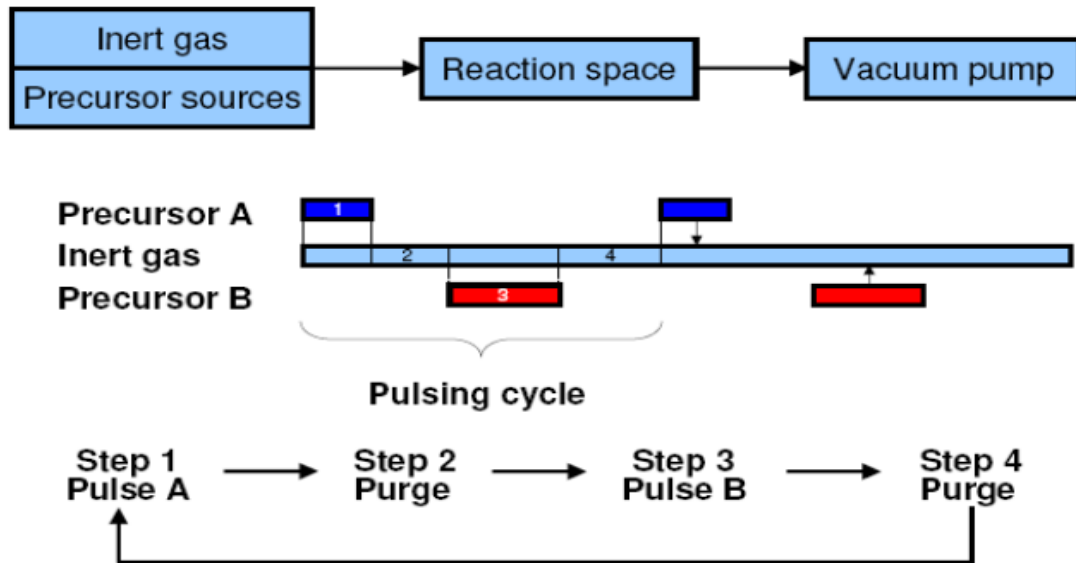
2.4.1.3 Χημική εναπόθεση ατμών μεταλλοργανικών υμενίων (MOCVD)

- Κάνει χρήση μεταλλοργανικών σύμπλοκων ενώσεων σε πιέσεις σαν την LPCVD και σε υψηλές θερμοκρασίες.
- Είναι η καταλληλότερη τεχνική για νιτρίδια.

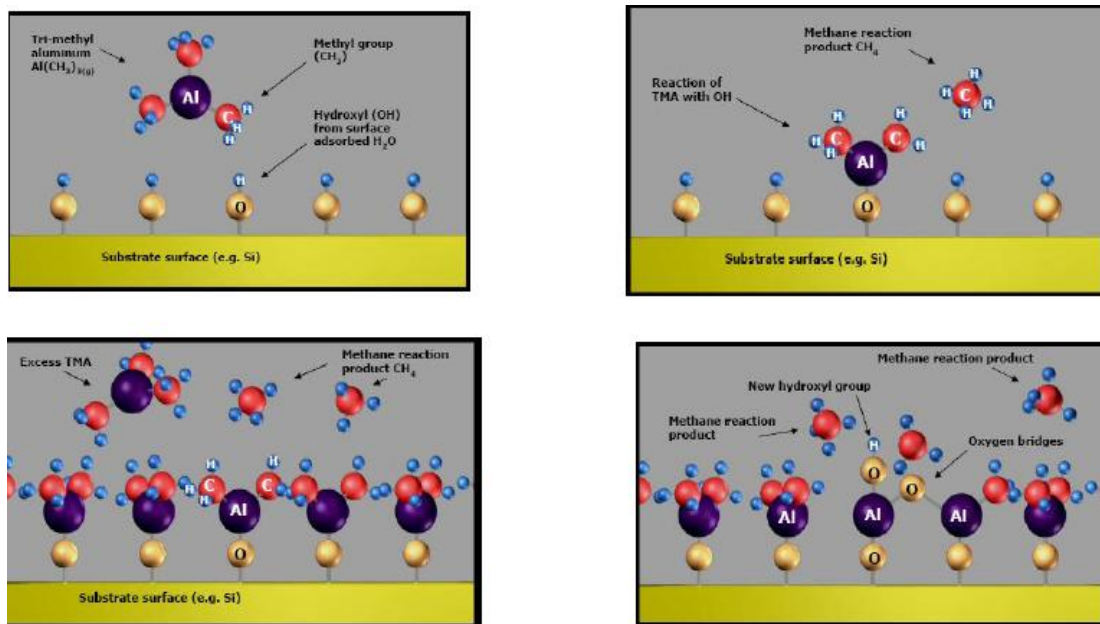
Ο πιο δημοφιλής ημιαγωγός της κατηγορίας III-V είναι το GaN. Το υψηλότερης ποιότητας GaN αναπτύσσεται με την τεχνική MOCVD με αντιδραστήρια το τριμέθυλο- γάλλιο και την αμμωνία.

2.5 Εναπόθεση ατομικού στρώματος (ALD)

Η εναπόθεση ατομικού στρώματος είναι μια μοντέρνα παραλλαγή της MOCVD με το επιπλέον χαρακτηριστικό της αυτοπεριοριζόμενης αντίδρασης (self-limiting reaction). Η εναπόθεση ατομικού στρώματος επιτυγχάνεται με την εναλλαγή ροής αντιδραστηρίων τα οποία αντιδρούν για την ανάπτυξη ενός μονοστρώματος και μετά αδρανοποιούνται λόγω της χημείας της ανεπτυγμένης επιφάνειας. Έτσι επιτυγχάνεται έλεγχος σε ατομικό επίπεδο.[1, 2, 3, 4]



Σχήμα 8: Περιγραφή των σταδίων ενός κύκλου ALD.



Σχήμα 9: Σχηματική αναπαράσταση των αντιδράσεων μεταξύ υποστρώματος-αέριων αντιδραστηρίων που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια ενός παλμού στο ALD.

3 ΕΠΑΦΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ- ΗΜΙΑΓΩΓΟΥ

3.1 Εισαγωγή

Η πρώτη συστηματική έρευνα στις ανορθωτικές διατάξεις M-H οφείλεται στον Braun, ο οποίος το 1874 παρατήρησε την εξάρτηση της συνολικής αντίστασης ενός σημείου επαφής αφενός μεν από το δυναμικό πόλωσης και αφετέρου δε από τις διεπιφανειακές καταστάσεις. Το 1931 ο Wilson διατύπωσε την θεωρία μεταφοράς (transport theory) στους ημιαγωγούς βασιζόμενος στη θεωρία ζωνών (band theory) των στερεών. Η θεωρία αυτή εφαρμόστηκε μετά στις επαφές M-H. Το 1938 ο Schottky πρότεινε ότι το φράγμα δυναμικού θα μπορούσε να προκύψει από μόνιμα χωρικά φορτία στον ημιαγωγό χωρίς την παρουσία χημικού στρώματος. Το μοντέλο που προέκυψε από αυτήν την πρόταση είναι γνωστό ως φράγμα Schottky (Schottky barrier). Το 1938, ο Mott επινόησε ένα πιο κατάλληλο θεωρητικό μοντέλο το οποίο είναι γνωστό ως φράγμα Mott. Τα μοντέλα αυτά αναπτύχθηκαν περαιτέρω από τον Bethe το 1942 με αποτέλεσμα να προκύψει το μοντέλο της θερμοϊονικής εκπομπής που περιγράφει με ακρίβεια την ηλεκτρική συμπεριφορά.

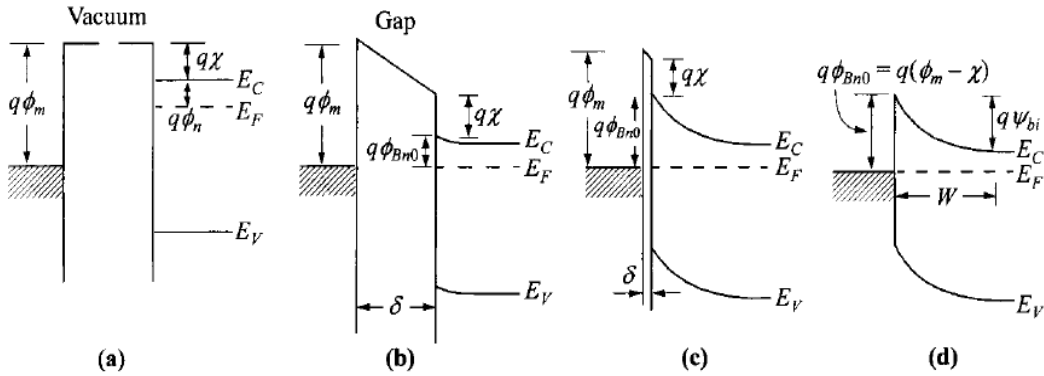
Λόγω της σημαντικότητας τους στο συνεχές ρεύμα και σε εφαρμογές μικροκυμάτων, καθώς επίσης και ως μέρη άλλων ημιαγωγικών διατάξεων, οι επαφές M-H έχουν μελετηθεί εκτενώς. Συγκεκριμένα χρησιμοποιούνται ως φωτοανιχνευτές, ηλιακά κύτταρα, ηλεκτρόδια πύλης στα MESFETs κ.α. Επίσης, η μεταλλική επαφή σε ημιαγωγούς με υψηλή συγκέντρωση προσμίξεων, σχηματίζει μια ωμική επαφή η οποία είναι απαραίτητη για κάθε ημιαγωγική συσκευή ώστε να διέρχεται το ρεύμα εντός και εκτός της διάταξης.

3.2 Σχηματισμός του φράγματος

Κατά τον σχηματισμό μιας επαφής M-H, δημιουργείται ένα φράγμα δυναμικού στην διεπιφάνεια. Το φράγμα αυτό είναι υπεύθυνο για τον έλεγχο της μεταβίβασης καθώς επίσης και για την συμπεριφορά της χωρητικότητας. Παρακάτω αναλύονται τα βασικά διαγράμματα ενεργειακών ζωνών.

3.2.1 Ιδανική κατάσταση

Στο παρακάτω σχήμα αναπαριστάται ένα διάγραμμα ενεργειακών ζωνών μεταξύ της επαφής μετάλλου-ημιαγωγού σε τέσσερις διαφορετικές συνθήκες.



Σχήμα 10: Διαγράμματα ενεργειακών ζωνών επαφής M-H. (a) Μέταλλο και ημιαγωγός σε ξεχωριστά συστήματα, (b) συνδεδεμένα σε ένα σύστημα, (c) καθώς μειώνεται η απόσταση δ και (d) όταν η απόσταση δ γίνει μηδέν.

Στην πρώτη περίπτωση βλέπουμε τις ενεργειακές ζώνες ενός μετάλλου με υψηλή τιμή έργου εξόδου και ενός n-τύπου ημιαγωγού που δεν βρίσκονται σε επαφή. Αν τους επιτραπεί η επικοινωνία τότε θα υπάρχει φορτίο που θα ρέει από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο και το σύστημα θα βρίσκεται σε θερμική ισορροπία. Έτσι τα επίπεδα Fermi θα ευθυγραμμιστούν. Συγκεκριμένα το επίπεδο Fermi στον ημιαγωγό «χαμηλώνει» κατά μια ποσότητα ίση με τη διαφορά μεταξύ των δύο έργων εξόδων. Ως έργο εξόδου ορίζεται η ενεργειακή διαφορά μεταξύ του κενού και του επιπέδου Fermi. Η ποσότητα αυτή ορίζεται ως $q\phi_m$ στο μέταλλο και είναι ίση με $q^*(\chi+\phi_n)$ όπου $q\chi$ είναι η απόσταση από το επίπεδο του κενού έως τη ζώνη αγωγιμότητας (ZA) E_C του ημιαγωγού και $q\phi_n$ είναι η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της ZA και του επιπέδου Fermi. Η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο έργων εξόδων $\phi_m - (\chi + \phi_n)$ ονομάζεται δυναμικό επαφής. Όσο η απόσταση δ , μεταξύ της επαφής, μειώνεται το ηλεκτρικό πεδίο στο κενό αυξάνεται και ένα αυξανόμενο αρνητικό φορτίο αναπτύσσεται στην επιφάνεια του μετάλλου. Ένα ισοδύναμο και θετικό φορτίο θα πρέπει να εμφανιστεί στην περιοχή απογύμνωσης του ημιαγωγού. Όταν η απόσταση δ γίνει αρκετά μικρή και συγκρίσιμη με τις ενδοατομικές αποστάσεις το κενό γίνεται διαπερατό για τα ηλεκτρόνια και παρατηρείται η περίπτωση όπως αναπαρίσταται στην τελευταία περίπτωση του παραπάνω σχήματος (δ). Είναι σαφές ότι η τιμή του ύψους του φράγματος $q\phi_{Bn0}$ δίνεται από τη σχέση:

$$q\varphi_{Bn0} = q(\varphi_m - \chi)$$

Σχέση 1

Το ύψος του φράγματος είναι απλά η διαφορά μεταξύ του έργου εξόδου του μετάλλου και της ηλεκτρονικής συγγένειας του ημιαγωγού. Για μία ιδανική επαφή μεταξύ ενός μετάλλου και ενός p-τύπου ημιαγωγού, το ύψος του φράγματος $q\varphi_{Bn0}$ δίνεται από τη σχέση:

$$q\varphi_{Bp0} = E_g - q(\varphi_m - \chi)$$

Σχέση 2

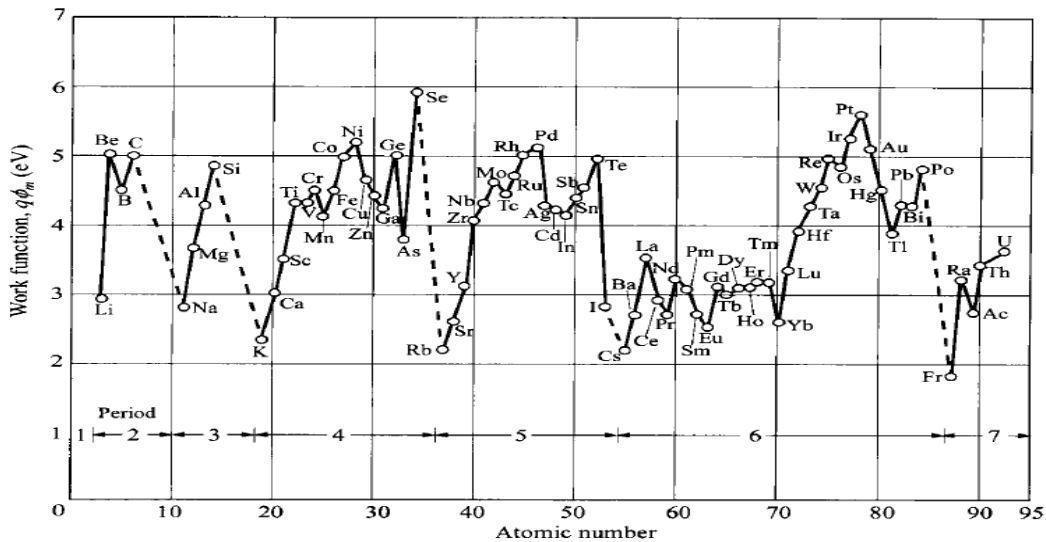
Έτσι, για οποιονδήποτε συνδυασμό M-H, το άθροισμα του ύψους των φραγμάτων για n-τύπου και p-τύπου υποστρώματα αναμένεται να είναι ίσο με το ενεργειακό χάσμα, ή

$$q(\varphi_{Bn0} + \varphi_{Bp0}) = E_g$$

Σχέση 3

Πρακτικά οι απλές σχέσεις (1) και (2) δεν επαληθεύονται πειραματικά. Για τα μέταλλα, η ποσότητα $q\varphi_m$ κυμαίνεται μεταξύ 2-6 eV. Οι πιο αξιόπιστες τιμές για καθαρές επιφάνειες δίνονται στο παρακάτω σχήμα. Οι κύριες αποκλίσεις των πειραματικών τιμών από την ιδανική κατάσταση είναι:

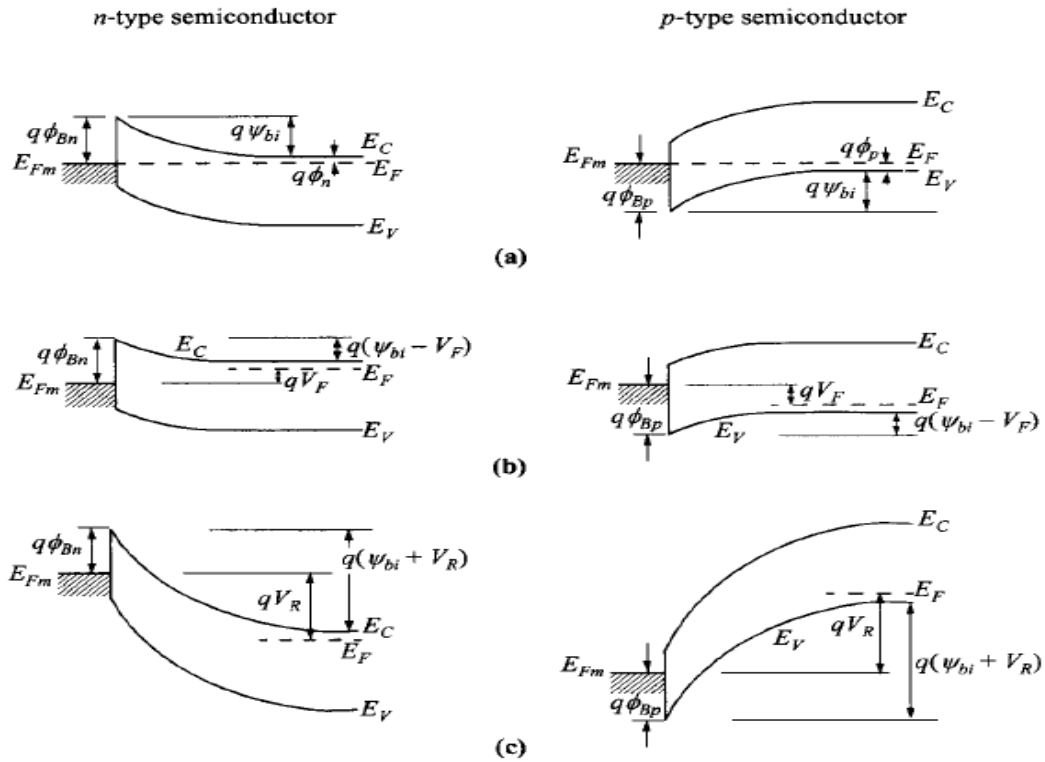
Η ύπαρξη ενός αναπόφευκτου επιφανειακού στρώματος, οπότε έχω την περίπτωση (c) του παραπάνω σχήματος και
 Η ύπαρξη διεπιφανειακών καταστάσεων.



Σχήμα 11: Έργα εξόδου των μετάλλων για καθαρές επιφάνειες στο κενό συναρτήσει των ατομικών αριθμών.

3.2.2 Περιοχή απογύμνωσης

Από την παραπάνω ανάλυση γίνεται σαφές ότι κατά τον σχηματισμό μιας διάταξης M-H, η ζώνη σθένους (ΖΣ) και η ζώνη αγωγιμότητας (ΖΑ) του ημιαγωγού κάμπτονται με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να επέλθει μια σαφή ενεργειακή σχέση με το επίπεδο Fermi του μετάλλου. Τα διαγράμματα των ενεργειακών ζωνών για μέταλλα σε n- και p-τύπου υλικά και για διαφορετικές συνθήκες δυναμικού πόλωσης, αναπαρίστανται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 12: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για μέταλλα σε n- και p- τύπου ημιαγωγούς και για διαφορετικές συνθήκες δυναμικού πόλωσης. (a) Θερμική ισορροπία, (b) ορθή πόλωση και (c) ανάστροφη πόλωση.

Για επαφές με n-τύπου ημιαγωγούς, υπό τις προσεγγίσεις $\rho \approx qN_D$ για $x < W_D$ και $\rho \approx 0$ και $E \approx 0$ για $x > W_D$, όπου W_D το πλάτος απογύμνωσης:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(\psi_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad \text{Σχέση 4}$$

$$|E(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W_D - x) = \epsilon_m - \frac{qN_D x}{\epsilon_s} \quad \text{Σχέση 5}$$

$$E_c(x) = q\phi_{Bn} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_s} \left(W_D x - \frac{x^2}{2} \right) \quad \text{Σχέση 6}$$

όπου ο όρος kT/q προκύπτει από την συνεισφορά των φορέων πλειονότητας (ηλεκτρόνια στην n πλευρά) και ε_m είναι η μέγιστη ισχύς του πεδίου για $x=0$:

$$E_m = E(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s}(\psi_{bi}-V-\frac{kT}{q})} = \frac{2[\psi_{bi}-V-(kT/q)]}{W_D} \quad \text{Σχέση 7}$$

Το χωρικό φορτίο Q_{sc} ανά μονάδα εμβαδού του ημιαγωγού και η χωρητικότητα της περιοχής απογύμνωσης C_D ανά μονάδα εμβαδού δίνονται από τις σχέσεις:

$$Q_{sc} = qN_D W_D = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D \left(\psi_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)} \quad \text{Σχέση 8}$$

$$C_D = \frac{\varepsilon_s}{W_D} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2[\psi_{bi}-V-(kT/q)]}} \quad \text{Σχέση 9}$$

Η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί και ως:

$$\frac{1}{C_D^2} = \frac{2[\psi_{bi}-V-(kT/q)]}{q\varepsilon_s N_D} \quad \text{Σχέση 10}$$

ή

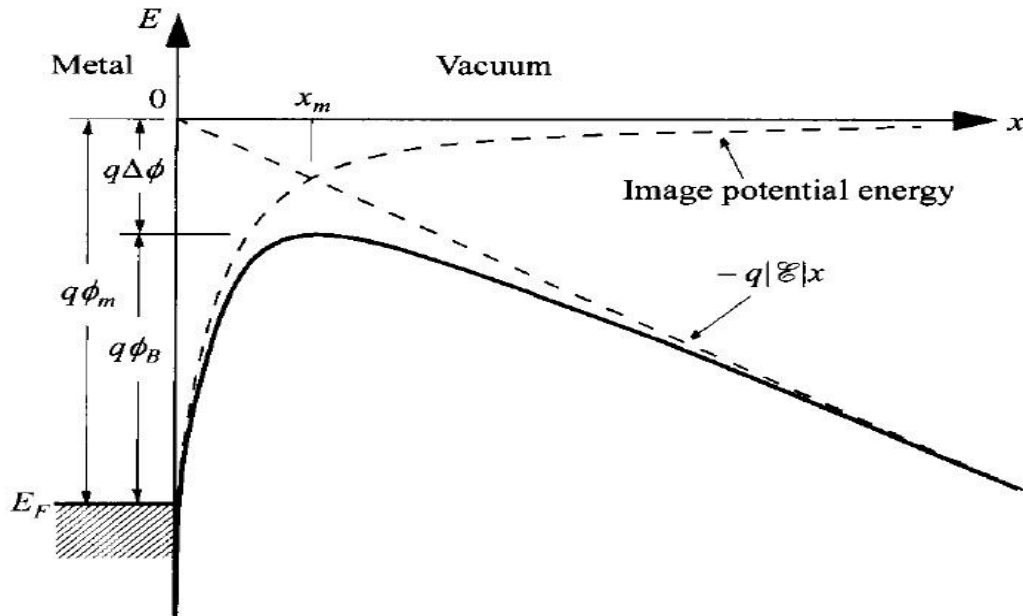
$$N_D = \frac{2}{q\varepsilon_s} \left[-\frac{1}{\frac{d(1/C_D^2)}{dV}} \right] \quad \text{Σχέση 11}$$

Αν η ποσότητα N_D είναι σταθερή σε όλη την περιοχή απογύμνωσης, τότε η γραφική παράσταση $1/C^2 - V$ είναι μία ευθεία γραμμή. Αν όχι, η διαφορική τιμή της χωρητικότητας C μπορεί να υποδείξει την εικόνα των προσμίξεων μέσω της παραπάνω σχέσης.

3.3 Το φαινόμενο Schottky

Χαμήλωμα λόγω της δύναμης- «είδωλο» (Image-Force Lowering), γνωστό και ως φαινόμενο Schottky, αποκαλείται το επαγόμενο χαμήλωμα λόγω της δύναμης «είδωλο» της ενέργειας του φράγματος για εκπομπή φορέα φορτίου υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Ας υποθέσουμε ένα σύστημα μετάλλου-κενού. Η ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια έτσι ώστε ένα ηλεκτρόνιο να αποδράσει στο κενό (ιονιστεί) από μία αρχική ενέργεια του επιπέδου Fermi ορίζεται ως έργο εξόδου φ_m , όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Όταν ένα ηλεκτρόνιο βρίσκεται σε απόσταση x από το μέταλλο, ένα θετικό φορτίο θα αναπτυχθεί στην επιφάνεια του μετάλλου. Η

ελκτική δύναμη μεταξύ του ηλεκτρονίου και του θετικού φορτίου είναι ισοδύναμη με την δύναμη που θα υπήρχε μεταξύ του ηλεκτρονίου και ενός ίσου θετικού φορτίου τοποθετημένου στην θέση $-x$.



Σχήμα 13: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών μετάλλου- κενού. Το φράγμα χαμηλώνει λόγω του πεδίου και της δύναμης- «είδωλο».

Το θετικό αυτό φορτίο αναφέρεται ως φορτίο ‘είδωλο’, η ελκτική δύναμη ως δύναμη «είδωλο» και δίνεται από τη σχέση:

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0(2x^2)} = \frac{-q}{16\pi\epsilon_0x^2} \quad \text{Σχέση 12}$$

Όπου ϵ_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Το έργο που απαιτείται για την απομάκρυνση του ηλεκτρονίου προς το άπειρο από το σημείο x δίνεται από τη σχέση

$$E(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0x} \quad \text{Σχέση 13}$$

Η παραπάνω ενέργεια αντιστοιχεί στη δυναμική ενέργειας ενός ηλεκτρονίου σε απόσταση x από την μεταλλική επιφάνεια, όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα. Όταν εφαρμόζεται ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο E (στο παράδειγμά μας στην $-x$ κατεύθυνση), η συνολική δυναμική ενέργεια PE συναρτήσει της απόστασης δίνεται από το άθροισμα:

$$PE(x) = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0x} - q|E|x \quad \text{Σχέση 14}$$

Η εξίσωση αυτή έχει μέγιστη τιμή. Το χαμήλωμα του φράγματος Schottky $\Delta\phi$ και η θέση του χαμηλώματος x_m (παραπάνω σχήμα), δίνονται από την συνθήκη $d(PE)/dx=0$,

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0|E|}} \quad \text{Σχέση 15}$$

ή

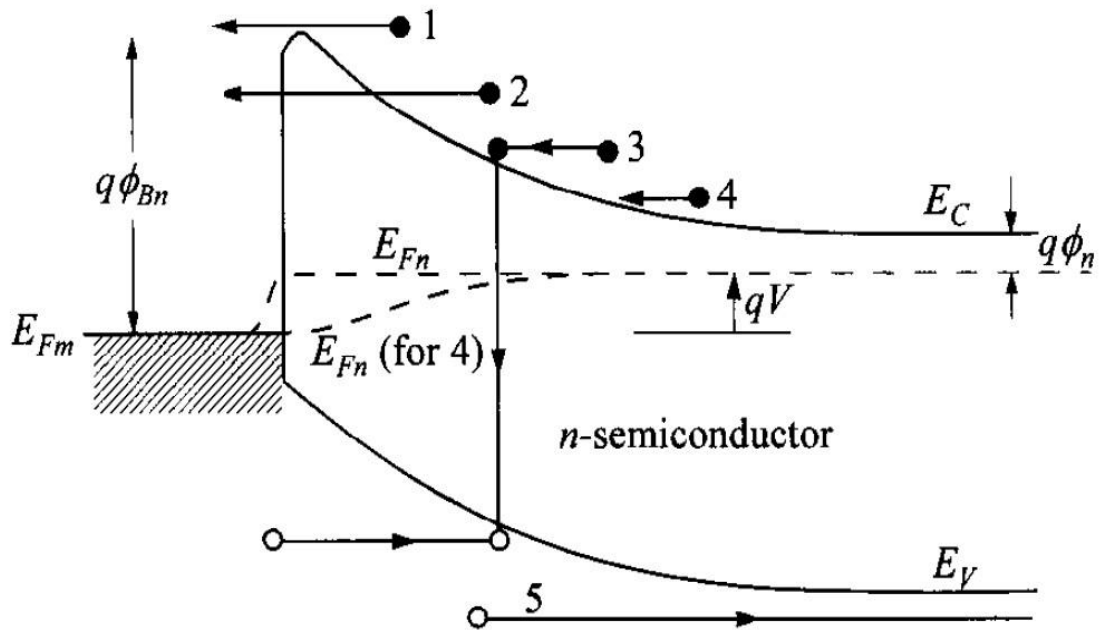
$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q|E|}{4\pi\epsilon_0}} = 2|E|x_m \quad \text{Σχέση 16}$$

Από τις σχέσεις 15 και 16 υπολογίζουμε $\Delta\phi=0.12\text{V}$ και $x_m=6\text{nm}$ για $E=10^5 \text{ V/cm}$ και $\Delta\phi=1.2\text{V}$ και $x_m=1\text{nm}$ για $E=10^7 \text{ V/cm}$. Έτσι, σε υψηλά πεδία το φράγμα Schottky χαμηλώνει αρκετά και το ενεργό έργο εξόδου του μετάλλου για θερμοϊονική εκπομπή ($q\phi_B$) μειώνεται. Τα αποτελέσματα αυτά μπορούν επίσης να ισχύσουν για συστήματα M-H. Ωστόσο, το πεδίο πρέπει να αντικατασταθεί από το κατάλληλο πεδίο στην διεπιφάνεια και η διηλεκτρική τιμή του κενού ϵ_0 από την κατάλληλη διηλεκτρική τιμή ϵ_s χαρακτηριστική του ημιαγωγού, οπότε:

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q|E|}{4\pi\epsilon_0}} \quad \text{Σχέση 17}$$

Υπενθυμίζεται ότι το πεδίο σε μία διάταξη M- H δεν είναι μηδέν ακόμα και για μηδενική πόλωση, εξαιτίας της ύπαρξης του πεδίου από τα χωρικά φορτία. Λόγω των μεγάλων τιμών ϵ_s σε ένα σύστημα M- H, το χαμήλωμα του φράγματος είναι μικρότερο από αυτό σε ένα σύστημα μετάλλου-κενού. Αν και το χαμήλωμα του φράγματος είναι μικρό, έχει βαθιά επίδραση στις διαδικασίες μεταφοράς ρεύματος στα συστήματα M- H.

Στο παρακάτω σχήμα αναπαρίστανται τα ενεργειακά διαγράμματα συμπεριλαμβανομένου του φαινομένου Schottky για n-τύπου ημιαγωγό υπό διαφορετικές συνθήκες πόλωσης. Παρατηρούμε ότι για ορθή πόλωση ($V>0$), το πεδίο και η δύναμη- «είδωλο» είναι μικρότερα και το ύψος του φράγματος $q\phi_{Bn0}-q\Delta\phi_F$ είναι ελαφρώς μεγαλύτερο σε σχέση με αυτό για μηδενική πόλωση $q\phi_{Bn}=q\phi_{Bn0}-q\Delta\phi$. Για ανάστροφη πόλωση ($V<0$) το ύψος του φράγματος $q\phi_{Bn0}-q\Delta\phi_R$ είναι ελαφρώς μικρότερο. Στην ουσία, το ύψος του φράγματος εξαρτάται από το δυναμικό πόλωσης.



Σχήμα 15: Οι 5 βασικές διαδικασίες μεταφοράς υπό ορθή πόλωση: (1) Θερμιοκή εκπομπή, (2) φαινόμενο σήραγγος, (3) επανασύνδεση, (4) διάχυση ηλεκτρονίων και (5) διάχυση οπών.

Για ημιαγωγούς υψηλής ευκινησίας (π.χ. Si, GaAs), η μεταφορά μπορεί να περιγραφεί επαρκώς από την θεωρία θερμιοκής εκπομπής. Παρακάτω θα αναλυθούν οι δύο πρώτες βασικές διαδικασίες μεταφοράς.

3.4.1 Θεωρία Θερμιοκής Εκπομπής

Η θεωρία θερμιοκής εκπομπής διέπεται από τις υποθέσεις ότι (1) το ύψος του Φράγματος $q\phi_{Bn}$ κατά πολύ μεγαλύτερο της ποσότητας kT ($kT = 25\text{meV}$ για θερμοκρασία δωματίου $T = 300\text{K}$), (2) θερμική ισορροπία αποκαθίσταται στο επίπεδο που καθορίζει την εκπομπή και (3) η ύπαρξη ενός δικτύου ροής ρεύματος δεν επηρεάζει την ισορροπία αυτή, έτσι ώστε μπορεί να γίνει η υπέρθεση δύο ροών ρεύματος – μία από το μέταλλο στον ημιαγωγό και η άλλη από τον ημιαγωγό στο μέταλλο, η κάθε μία με διαφορετικό επίπεδο Fermi (Quasi Fermi Level). Αν η θερμιοκή εκπομπή είναι ο μοναδικός μηχανισμός, τότε το E_{Fn} είναι σταθερό εντός της περιοχής απογύμνωσης (Σχήμα 1.6). Λόγω αυτών των υποθέσεων, το σχήμα του φράγματος είναι ασήμαντο και η ροή ρεύματος εξαρτάται μόνο από το ύψος φράγματος. Η πυκνότητα ρεύματος $J_{s \rightarrow m}$ από τον ημιαγωγό στο μέταλλο δίνεται από την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων με τιμές ενεργειών επαρκείς έτσι ώστε να υπερπηδήσουν το φράγμα δυναμικού αντίθετα της κατεύθυνσης x :

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} q u_x \overline{dn} \quad \text{Σχέση 18}$$

Όπου $E_F + q\phi_B$ είναι η ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια για θερμοϊονική εκπομπή εντός του μετάλλου και u_x είναι η ταχύτητα φορέων προς την κατεύθυνση της μεταφοράς. Η πυκνότητα ηλεκτρονίων σε μία οριακή ενεργειακή έκταση δίνεται από:

$$dn = N(E)F(E)dE = \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left(\frac{-E - E_c + q\phi_n}{kT}\right) dE \quad \text{Σχέση 19}$$

Όπου $N(E)$ και $F(E)$ η πυκνότητα καταστάσεων και η συνάρτηση επιμερισμού, m^* η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στον ημιαγωγό και $q\phi_n$ η ποσότητα ($E_c - E_F$). Αν απαιτηθεί ότι όλες οι ενέργειες των ηλεκτρονίων στη ΖΑ είναι κινητικές ενέργειες, τότε:

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* u^2 \quad \text{Σχέση 20}$$

$$dE = m^* u du \quad \text{Σχέση 21}$$

$$\sqrt{E - E_c} = u \sqrt{m^*/2} \quad \text{Σχέση 22}$$

$$(20) + (22) \Rightarrow dn = 2 \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-q\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m^* u^2}{kT}\right) (4\pi u^2 du) \quad \text{Σχέση 23}$$

Η εξίσωση (23) μας δίνει τον αριθμό των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου που έχουν ταχύτητες μεταξύ u και $u+du$ προς όλες τις κατευθύνσεις. Αν η ταχύτητα αναλυθεί στις συνιστώσες τις με την συνιστώσα x παράλληλη στην κατεύθυνση της μεταφοράς, τότε:

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 \quad \text{Σχέση 24}$$

Μέσω του μετασχηματισμού $4\pi u^2 du = du_x du_y du_z$ και μέσω των (18), (23) και (24):

$$J_{s \rightarrow m} = 2q \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-q\phi_n}{kT}\right) \int_{u_{0x}}^{\infty} u_x \exp\left(-\frac{m^* u_x^2}{2kT}\right) du_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* u_y^2}{2kT}\right) du_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* u_z^2}{2kT}\right) du_z = 4\pi q m^* k^2 h^3 T^2 \exp(-q\phi_n/kT) \exp(-m^* u_{0x}^2/2kT) \quad \text{Σχέση 25}$$

Η ταχύτητα u_{0x} είναι η ελάχιστη απαιτούμενη ταχύτητα στην κατεύθυνση x για να υπερπηδηθεί το φράγμα και δίνεται από:

$$\frac{1}{2} m^* u_{0x}^2 = q(\psi_{bi} - V) \quad \text{Σχέση 26}$$

Η (25) + (26) γίνονται:

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

Σχέση 27

και
$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$$
 Σχέση 28

όπου k η σταθερά Boltzmann και h η σταθερά Planck, A^* είναι η ενεργός σταθερά Richardson για θερμοϊονική εκπομπή, αμελώντας τις επιδράσεις των σκεδάσεων των οπτικών φωνονίων και των κβαντομηχανικών ανακλάσεων. Για ελεύθερα ηλεκτρόνια ($m^* = m_0$) η σταθερά Richardson A είναι $120 A^* \text{cm}^{-2} \text{K}^{-2}$. Όταν λαμβάνεται υπόψη το χαμήλωμα από την δύναμη «είδωλο», το ύψος του φράγματος ϕ_{Bn} στην (27) μειώνεται κατά $\Delta\phi$. Για ημιαγωγούς με ιστροπική ενεργό μάζα στο χαμηλότερο ελάχιστο της ΖΑ όπως στο n-τύπου GaAs, , όπου m_0 μάζα ελεύθερου ηλεκτρονίου. Για ημιαγωγούς πολλαπλών ζωνών η κατάλληλη τιμή της σταθεράς Richardson A^* σχετιζόμενη με ένα ενεργειακό ελάχιστο της ΖΑ δίνεται από:

$$\frac{A^*}{A} = \frac{1}{m_0} \sqrt{l_1^2 m_y^* m_z^* + l_2^2 m_z^* m_x^* + l_3^2 m_x^* m_y^*}$$

Σχέση 29

όπου l_1, l_2, l_3 τα διανύσματα της θέσης και m_x^*, m_y^*, m_z^* οι συνιστώσες του τανυστή ενεργού μάζας.

Για το Si το ελάχιστο της ΖΑ συμβαίνει για τις διευθύνσεις $\langle 100 \rangle$, $m_l^* = 0.98m_0$ και $m_t^* = 0.19m_0$. Η ελάχιστη τιμή A^* συμβαίνει για τις διευθύνσεις $\langle 100 \rangle$:

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Si\langle 100 \rangle} = \frac{2m_t^*}{m_0} + \frac{4\sqrt{m_l^* m_t^*}}{m_0} = 2.1$$

Σχέση 30

Στις διευθύνσεις $\langle 111 \rangle$ όλα τα ελάχιστα συνεισφέρουν ισοδύναμα στο ρεύμα, αποδίδοντας τη μέγιστη τιμή A^* :

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Si\langle 111 \rangle} = \frac{6}{m_0} \sqrt{\frac{(m_t^*)^2 + 2m_l^* m_t^*}{3}} = 2.2$$

Σχέση 31

Για οπές στο Si και στο GaAs, τα δύο ενεργειακά μέγιστα για $k=0$ δίνουν προσεγγιστικά ισοτροπική ροή ρεύματος για τις ελαφριές και τις βαριές οπές. Προσθέτοντας τα ρεύματα σε αυτούς τους φορείς παίρνουμε:

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{p\text{-type}} = \frac{m_{lh}^* + m_{hh}^*}{m_0} \quad \text{Σχέση 32}$$

Στον παρακάτω πίνακα δίνονται οι τιμές A^*/A για το Si και GaAs.

Semiconductor	Si	GaAs
p-type	0.66	0.62
n-type <100>	2.1	0.063 (low field) 0.55 (high field)
n-type <111>	2.2	” ”

Πίνακας 2: Τιμές A^*/A

Αφού το ύψος του φράγματος για τα ηλεκτρόνια που κινούνται από το μέταλλο στον ημιαγωγό παραμένει το ίδιο υπό δυναμικό πόλωσης, η ροή ρεύματος παραμένει ανεπηρέαστη από την εφαρμοζόμενη τάση. Έτσι, θα πρέπει να είναι ίση με την ροή ρεύματος από τον ημιαγωγό στο μέταλλο όταν επιβληθεί θερμική ισορροπία (π.χ. όταν $V=0$). Το ρεύμα αυτό προκύπτει αν στην (27) θέσουμε $V=0$,

$$J_{s \rightarrow m} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad \text{Σχέση 33}$$

Η συνολική πυκνότητα ρεύματος δίνεται από το άθροισμα των (27), (33):

$$J_n = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_n}{kT}\right)\right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] = J_{TE} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \quad \text{Σχέση 34}$$

όπου

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad \text{Σχέση 35}$$

Μία εναλλακτική προσέγγιση για την εξαγωγή του ρεύματος από θερμοϊονική εκπομπή είναι η ακόλουθη: Χωρίς την αποσυναρμολόγηση των συνιστωσών της ταχύτητας, μόνο ηλεκτρόνια με ενέργειες μεγαλύτερες του φράγματος θα συνεισφέρουν στο ρεύμα. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυτών δίνεται από:

$$n = N_c \exp\left(\frac{-q(\phi_{Bn} - V)}{kT}\right) \quad \text{Σχέση 36}$$

Είναι γνωστό ότι για μία κατανομή Maxwell των ταχυτήτων, το ρεύμα από τυχαίες κινήσεις των φορέων δια μέσου ενός επιπέδου δίνεται από:

$$J = nq \frac{u_{ave}}{4} \quad \text{Σχέση 37}$$

όπου u_{ave} είναι η μέση θερμική ταχύτητα

$$u_{ave} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}} \quad \text{Σχέση 38}$$

Από τις (37)+(36)+(38) =>

$$J = \frac{4(kT)^2 q \pi m^*}{h^3} \exp\left[\frac{-q(\phi_{Bn}-V)}{kT}\right] \quad \text{Σχέση 39}$$

3.4.2 Ρεύμα Σήραγγος

Για ημιαγωγούς με υψηλή συγκέντρωση προσμίξεων ή/και για χρήση σε χαμηλές θερμοκρασίες, το ρεύμα σήραγγος γίνεται σημαντικότερο. Το ρεύμα σήραγγος $J_{s \rightarrow m}$ από τον ημιαγωγό στο μέταλλο είναι ανάλογο με τον συντελεστή κβαντικής διέλευσης πολλαπλασιασμένο με την πιθανότητα κατάληψης στον ημιαγωγό και την πιθανότητα μη κατάληψης στο μέταλλο, οπότε:

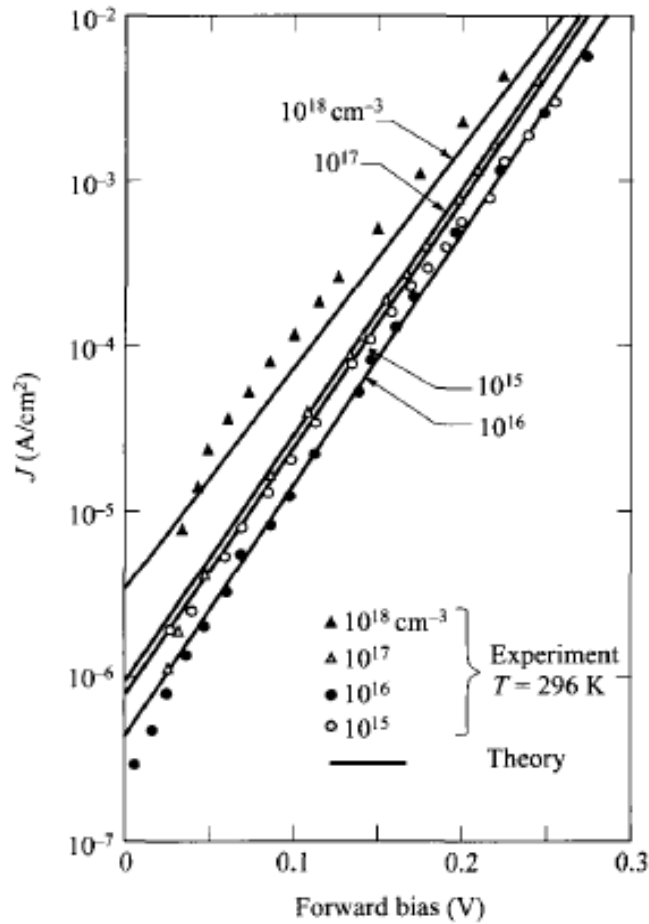
$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^{**} T^2}{kT} \int_{E_{Fm}}^{q\phi_{Bn}} F_s T(E) (1 - F_m) dE \quad \text{Σχέση 40}$$

F_s και F_m είναι οι συναρτήσεις κατανομών Fermi– Dirac για τον ημιαγωγό και το μέταλλο αντίστοιχα και $T(E)$ η πιθανότητα διέλευσης η οποία εξαρτάται από το πλάτος του φράγματος σε συγκεκριμένη ενέργεια. Αντίστοιχη έκφραση για $J_{m \rightarrow s}$ είναι η ίδια εξίσωση με τα F_s και F_m αντεστραμμένα.

Η συνολική πυκνότητα ρεύματος που περιέχει το ρεύμα από θερμοϊονική εκπομπή και σήραγγος, μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση:

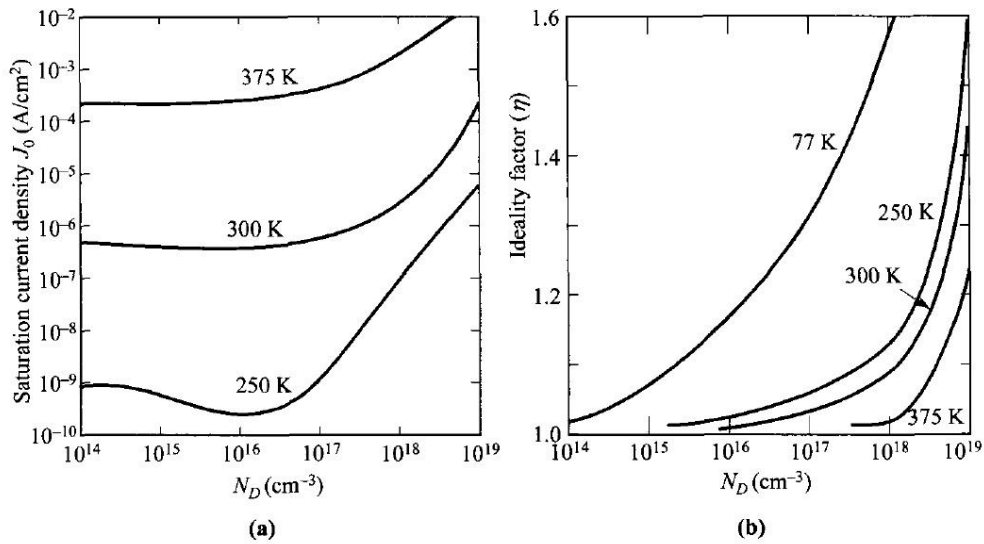
$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right] \quad \text{Σχέση 41}$$

όπου J_0 η πυκνότητα ρεύματος κόρου (για $V=0$) και (η) ο παράγοντας ιδανικότητας, σχετιζόμενος με την κλίση, όπως αποτυπώνεται στο παρακάτω σχήμα. Για ελάχιστο ή καθόλου ρεύμα σήραγγος ή για επανασύνδεση στην περιοχή απογύμνωσης, η τιμή J_0 καθορίζεται από την θερμοϊονική εκπομπή και (η) τιμή η τείνει στην μονάδα. Για υψηλές συγκεντρώσεις προσμίξεων ή/και για χαμηλές θερμοκρασίες, το φαινόμενο σήραγγος λαμβάνει χώρα και οι δύο παραπάνω τιμές αυξάνουν.



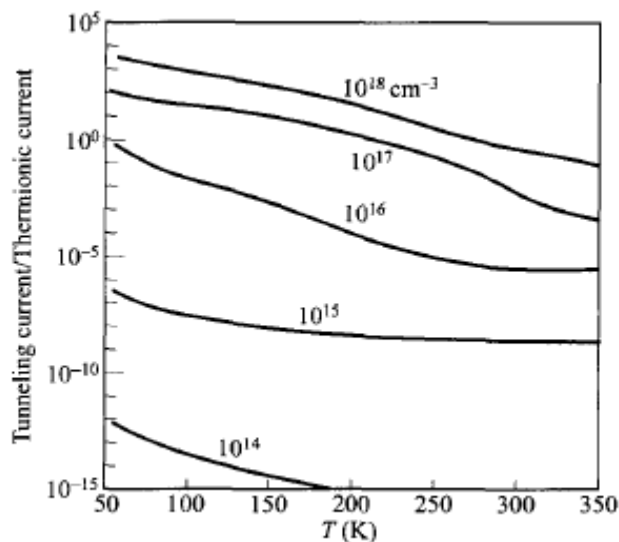
Σχήμα 16: Θεωρητικές και πειραματικές χαρακτηριστικές J- V για φράγματα Schottky Au- Si.

Στο παρακάτω σχήμα, παρουσιάζονται η πυκνότητα ρεύματος κόρου καθώς επίσης και ο παράγοντας ιδανικότητας η για διόδους Au- Si σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Παρατηρούμε ότι για $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ η πυκνότητα ρεύματος παραμένει σταθερή, αλλά αρχίζει να αυξάνεται για μεγαλύτερες τιμές προσμίξεων. Ο παράγοντας η τείνει στη μονάδα για χαμηλές τιμές προσμίξεων και υψηλές θερμοκρασίες. Ωστόσο, απομακρύνεται από τη μονάδα όταν οι τιμές προσμίξεων αυξάνονται ή η τιμή της θερμοκρασίας μειώνεται.



Σχήμα 17: (α) Πυκνότητα ρεύματος κόρου συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμίξεων. (β) Παράγοντας ιδανικότητας (η) συναρτήσει της συγκέντρωσης προσμίξεων για διόδους Schottky Au- Si.

Στο σχήμα που ακολουθεί αναπαρίσταται ο λόγος του ρεύματος σήραγγος προς το θερμιονικό ρεύμα για διόδους Au-Si. Για $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ και $T \geq 300 \text{ K}$, ο λόγος είναι αρκετά μικρότερος της μονάδας. Ωστόσο, για μεγαλύτερες τιμές προσμίξεων και χαμηλότερες τιμές θερμοκρασιών, ο λόγος γίνεται αρκετά μεγαλύτερος της μονάδας, υποδεικνύοντας ότι πλέον κυριαρχεί το ρεύμα σήραγγος.



Σχήμα 18: Εξάρτηση του ρεύματος σήραγγος προς το θερμιονικό ρεύμα συναρτήσει της θερμοκρασίας για διόδους Au- Si.

3.5 ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΟΥ ΎΨΟΥΣ ΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

Υπάρχουν τέσσερις μέθοδοι για τη μέτρηση του ύψους φράγματος μίας επαφής M-H: (1) ρεύματος - τάσης, (2) ενεργοποίησης - ενέργειας, (3) χωρητικότητας - τάσης και (4) φωτοηλεκτρικές μέθοδοι. Παρακάτω θα αναλυθεί μόνο η πρώτη με την οποία και έγινε η ανάλυση αποτελεσμάτων. *Επίσης επισημαίνεται εδώ ότι κατά την ανάλυση των αποτελεσμάτων (Κεφάλαιο 10) θα αναλυθούν και άλλες αυτές του Norde και του Cheung καθώς επίσης και η εφαρμογή του νόμου του Child στη χαρακτηριστική μιας διόδου και πως αυτή κρίνεται ικανότερη μέθοδος για την εξαγωγή των παραμέτρων μιας διόδου.*

3.5.1 Μέτρηση Τάσης - Ρεύματος

Για μέτριες τιμές προσμίξεων, οι χαρακτηριστικές I-V για ορθή κατεύθυνση με $V > 3kT/q$ δίνονται από:

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(\Delta\phi+V)}{kT}\right] \quad \text{Σχέση 42}$$

Επειδή A^{**} και $\Delta\phi \leq V$, χαρακτηριστική J-V, δίνεται από την εξίσωση $J=J_0 \exp(qV/\eta kT)$ όπου η ο παράγων ιδανικότητας.

$$\eta = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln J)} = \left[1 + \frac{d\Delta\phi}{dV} + \frac{kT}{q} \frac{d \ln(A^{**})}{dV}\right]^{-1} \quad \text{Σχέση 43}$$

Στο παρακάτω σχήμα, αναπαρίστανται δύο παραδείγματα όπου $\eta=1.02$ για την δίοδο W- Si και $\eta=1.04$ για την δίοδο W- GaAs. Η εξαγόμενη τιμή της πυκνότητας ρεύματος για μηδενική πόλωση είναι το ρεύμα κόρου J_0 και το ύψος του φράγματος δίνεται από τη σχέση:

$$\phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^{**} T^2}{J_0}\right) \quad \text{Σχέση 44}$$

Η θεωρητική σχέση μεταξύ J_0 και ϕ_B σε θερμοκρασία περιβάλλοντος αναπαρίστανται στο Σχήμα 1.11 για $A^{**}=120 \text{ A/cm}^2\text{-K}^2$. Για άλλες τιμές της σταθεράς A^{**} αρκούν παράλληλες ευθείες για την εξαγωγή της κατάλληλης σχέσης.

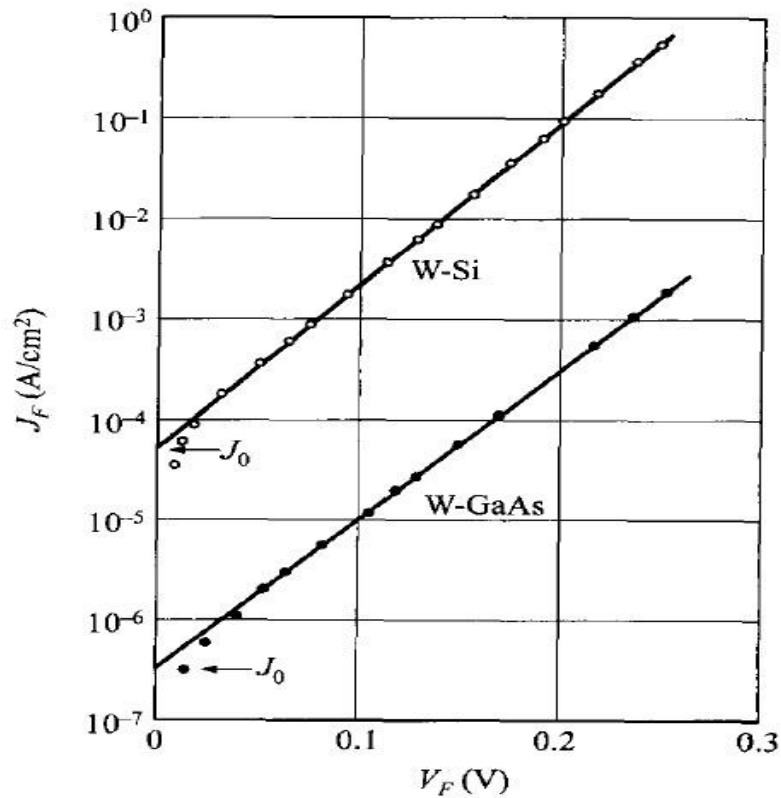
Για την αντίθετη κατεύθυνση, η επικρατούσα εξάρτηση της τάσης, οφείλεται κυρίως στο χαμήλωμα του φράγματος Schottky, ή

$$J_R \approx J_0 \approx A^{**}T^2 \exp \left[-\frac{q(\varphi_{B0} - \sqrt{qE_m/4\pi\epsilon_s})}{kT} \right] \quad \text{Σχέση 45}$$

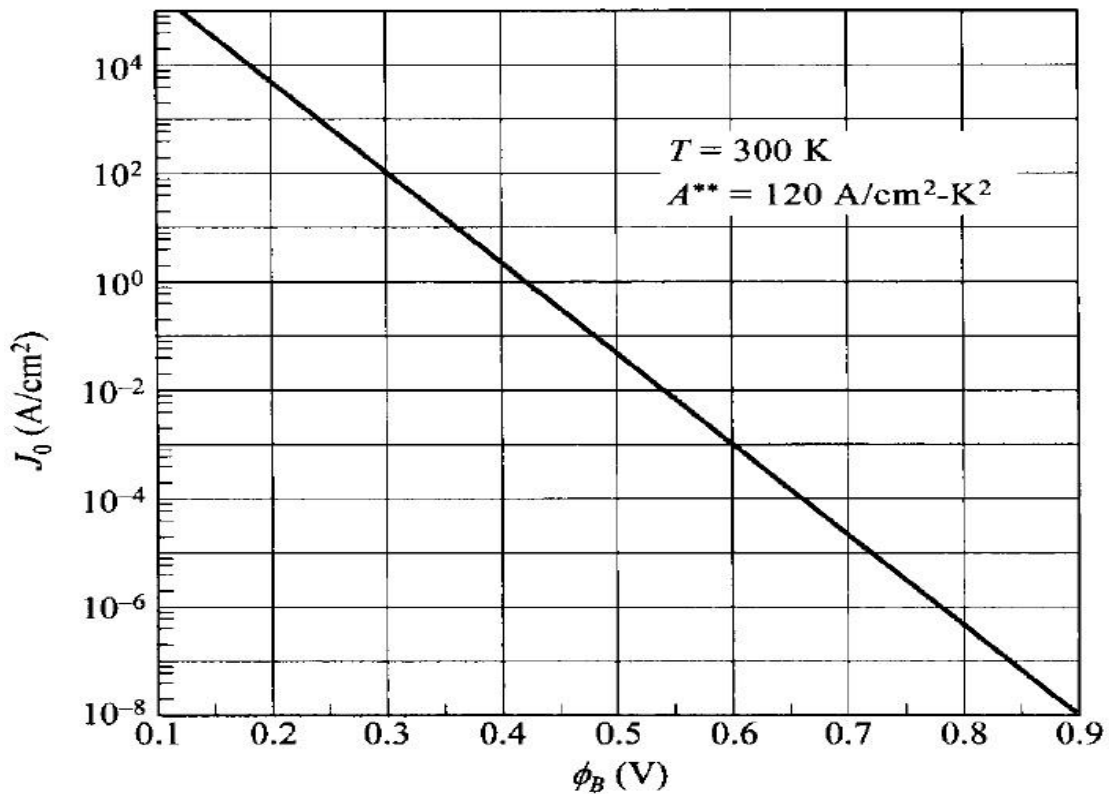
όπου

$$E_m = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s} \left(V_R + \psi_{bi} - \frac{kT}{q} \right)} \quad \text{Σχέση 46}$$

Αν το ύψος φράγματος $q\varphi_{Bn}$ είναι επαρκώς μικρότερο από το ενεργειακό κενό έτσι ώστε το ρεύμα από επανασύνδεση στην περιοχή απογύμνωσης να είναι μικρό συγκρινόμενο με το ρεύμα εκπομπής Schottky, τότε το ανάστροφο ρεύμα θα αυξάνει σταδιακά με ανάστροφη πόλωση όπως δίνεται στην σχέση 45 λόγω του image-force lowering.



Σχήμα 19: Πυκνότητα ρεύματος συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης για διόδους W-GaAs.



Σχήμα 20: Θεωρητικές τιμές πυκνότητας ρεύματος κόρου σε 300 K συναρτήσει του ϕ_B για $A^{**} = 120 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$

3.5.2 Μετρημένα Ύψη Φραγμάτων

Για την μέτρηση των υψών των φραγμάτων, έχουν χρησιμοποιηθεί οι παραπάνω μέθοδοι. Για επαφές με καθαρές διεπιφάνειες, οι μέθοδοι αυτοί αποδίδουν τιμές με απόκλιση $\pm 0.02 \text{ V}$. Μεγάλες διαφορές μεταξύ των μεθόδων μπορούν να προέρχονται από επιμολύνσεις των διεπιφανειών, ύπαρξης μονωτικού στρώματος, ρεύμα διαρροής στις άκρες. Οι τιμές των υψών κάποιων μετάλλων έναντι κάποιων ημιαγωγών δίνονται στον παρακάτω πίνακα. Οι επαφές αυτές έχουν κατασκευαστεί από μέταλλα υψηλής καθαρότητας σε αξιόπιστα συστήματα κενού.

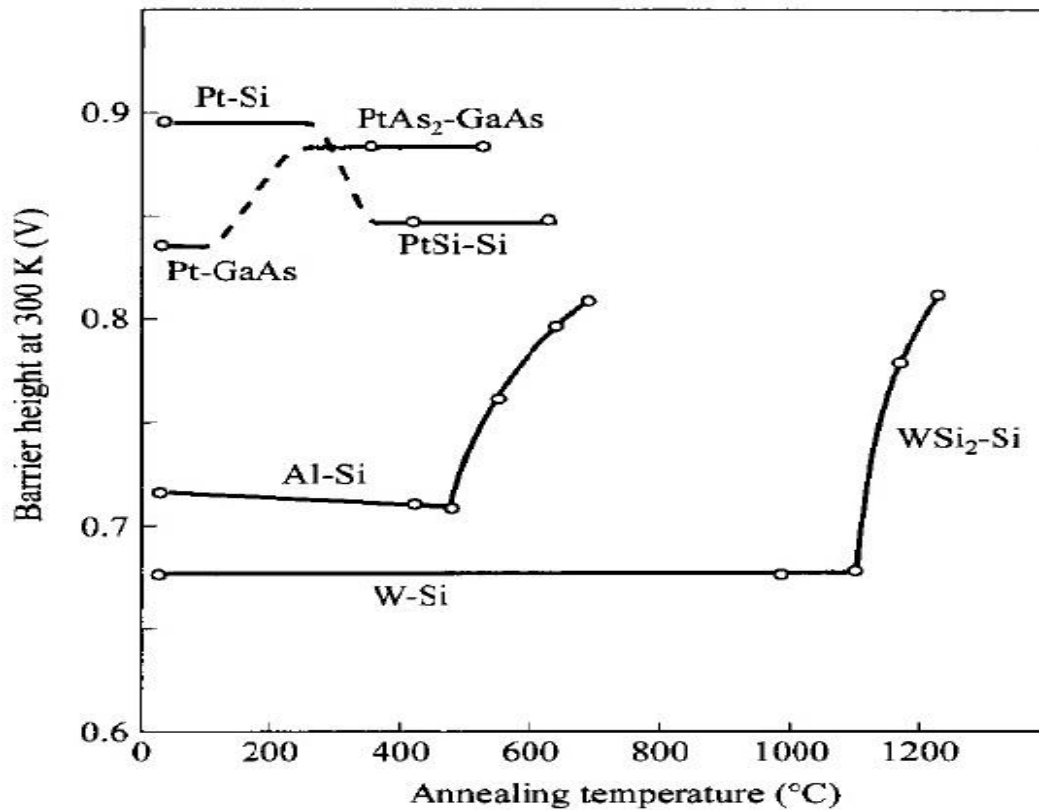
Θα πρέπει να επισημανθεί ότι το ύψος του φράγματος είναι ευαίσθητο σε ότι αφορά την επιφανειακή προεργασία πριν την εναπόθεση και τις θερμοκρασιακές κατεργασίες που ακολουθούν μετά. Στο σχήμα που παρατίθεται παρακάτω αναπαρίστανται τα ύψη σε n-τύπου Si και GaAs μετρημένα σε θερμοκρασία περιβάλλοντος μετά από ανόπτηση σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Όταν η ανόπτηση

για την δίοδο Al- Si πραγματοποιείται για θερμοκρασία άνω των 450 °C, το ύψος του φράγματος αρχίζει να αυξάνει λόγω της διάχυσης του Si στο Al.

Επίσης, για μέταλλα που σχηματίζουν ενώσεις με το Si, το ύψος φράγματος αλλάζει απότομα όταν προσεγγίζεται η ευτηκτική θερμοκρασία. Το ύψος φράγματος μιας Pt-Si δίοδου είναι 0.9 V. Μετά από ανόπτηση σε 300 °C ή υψηλότερα, αρχίζει να σχηματίζεται PtSi στην διεπιφάνεια και το ϕ_{Bn} μειώνεται σε 0.85 V. Για επαφές Pt-GaAs το ύψος φράγματος αυξάνει από 0.84 V σε 0.87 V όταν σχηματίζεται PtAs₂ στην διεπιφάνεια. Για δίοδο W-Si το ύψος φράγματος παραμένει σταθερό μέχρι θερμοκρασία ανόπτησης υπερβεί τους 1000 °C όπου και σχηματίζεται WSi₂.

	Si	GaAs	Ge	AlAs	SiC	GaP	GaSb	InP	ZnS	ZnSe	ZnO
E_g	1.12	1.42	0.66	2.16	3.0	2.24	0.67	1.29	3.6	2.82	3.2
Ag	0.83	1.03	0.54			1.2	0.45	0.54	1.81	1.21	
Al	0.81	0.93	0.48		1.3	1.06	0.6	0.5	0.8	0.75	0.68
Au	0.83	1.05	0.59	1.2	1.4	1.3	0.61	0.52	2.2	1.51	0.65
Bi		0.9					0.2			1.14	
Ca	0.4	0.56									
Co	0.81	0.86	0.5		1.4						
Cr	0.60	0.82			1.2	1.18		0.45			
Cu	0.8	1.08	0.5		1.3	1.2	0.47	0.42	1.75	1.1	0.45
Fe	0.98	0.84	0.42							1.11	
Hf	0.58	0.82				1.84					
In		0.83	0.64				0.6		1.5	0.91	0.3
Ir	0.77	0.91	0.42								
Mg	0.6	0.66				1.04	0.3		0.82	0.49	
Mo	0.69	1.04			1.3	1.13					
Ni	0.74	0.91	0.49		1.4	1.27		0.32			
Os	0.7		0.4								
Pb	0.79	0.91	0.38							1.15	
Pd	0.8	0.93			1.2		0.6	0.41	1.87		0.68
Pt	0.9	0.98		1.0	1.7	1.45			1.84	1.4	0.75
Rh	0.72	0.90	0.4								
Ru	0.76	0.87	0.38								
Sb		0.86					0.42			1.34	
Sn		0.82						0.35			
Ta		0.85							1.1		0.3
Ti	0.6	0.84			1.1	1.12					
W	0.66	0.8	0.48								

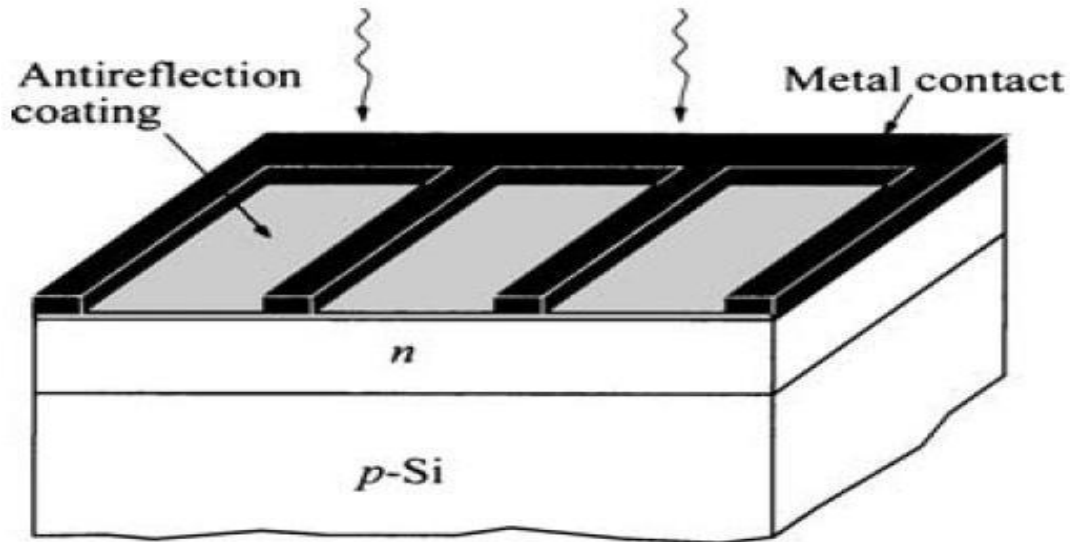
Πίνακας 3: Μετρημένα, σε θερμοκρασία 300 K, ϕ_{Bn} n- type ημιαγωγού. Τα ϕ_{Bp} , για p-type ημιαγωγό υπολογίζονται από τη σχέση $\phi_{Bp} + \phi_{Bn} \approx E_g/q$.



Σχήμα 21: Ύψη φραγμάτων σε n-type Si & GaAs μετρημένα σε θερμοκρασία δωματίου μετά από ανόπτηση για διαφορετικές θερμοκρασίες.

3.6 ΦΡΑΓΜΑ SCHOTTKY ΣΤΑ ΗΛΙΑΚΑ ΚΥΤΤΑΡΑ

Σε ένα ηλιακό κύτταρο, το μέταλλο πρέπει να είναι αρκετά λεπτό έτσι ώστε να επιτρέπει να φτάνει στον ημιαγωγό μία ουσιαστική ποσότητα φωτός. Φως μικρού μήκους κύματος που εισέρχεται στον ημιαγωγό, απορροφάται από κυρίως στην περιοχή απογύμνωσης. Φως μεγάλου μήκους κύματος απορροφάται στην ουδέτερη περιοχή, δημιουργώντας έτσι ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών όπως σε μία επαφή p-n. Για εφαρμογές ηλιακών κυττάρων, η διέγερση των φορέων από το μέταλλο στον ημιαγωγό συνεισφέρει λιγότερο του 1% του συνολικού φωτορεύματος οπότε δεν λαμβάνεται υπόψη.



Σχήμα 22: Σχηματική αναπαράσταση ηλιακού κυττάρου p-n επαφής Si.

Τα πλεονεκτήματα των επαφών Schottky είναι:

- 1) Απαιτούν διαδικασίες χαμηλών θερμοκρασιών, δεν απαιτούνται υψηλές θερμοκρασίες για διάχυση ή ανόπτηση
- 2) Προσαρμόζονται και σε πολυκρυσταλλικά και λεπτών υμενίων ηλιακά κύτταρα
- 3) Υψηλή αντίσταση στην ακτινοβολία λόγω υψηλού ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην επιφάνεια
- 4) Υψηλό ρεύμα εξαγωγής και φασματική απόκριση, επειδή η ύπαρξη μιας περιοχής απογύμνωσης στην επιφάνεια του ημιαγωγού μπορεί να μειώσει τα φαινόμενα χαμηλής διάρκειας ζωής και ταχύτητας επανασύνδεσης κοντά στην επιφάνεια.

Οι δύο μεγάλες συνεισφορές στο φωτόρευμα προέρχονται από την περιοχή απογύμνωσης και από την ουδέτερη περιοχή του υποστρώματος. Η συλλογή από την περιοχή απογύμνωσης είναι παρόμοια με αυτή σε μία επαφή p-n, οδηγώντας σε ένα φωτόρευμα:

$$J_{dr} = qT(\lambda)\varphi(\lambda)[1 - \exp(-aW_D)] \quad \text{Σχέση 47}$$

όπου $T(\lambda)$ είναι ο συντελεστής διαπερατότητας του μετάλλου. Το φωτόρευμα από την περιοχή του υποστρώματος δίνεται από την σχέση:

$$J_n = qD_n \left(\frac{dn_p}{dx} \right)_{x_j+W_D} = \frac{q\varphi T(\lambda)aL_n}{a^2L_n^2-1} \exp[-aW_D] * \left\{ aL_n - \frac{(S_nL_n/D_n) - [\cos h(H'/L_n)] - \exp(-aH') + \sin h(H'/L_n) + aL_n \exp(-aH')}{(S_nL_n/D_n) \sin h(H'/L_n) + \cos h(H'/L_n)} \right\} \quad \text{Σχέση 48}$$

Όπου H' η ουδέτερη περιοχή του υποστρώματος. Αν η πίσω επαφή είναι ωμική και το πάχος της διάταξης είναι αρκετά μεγαλύτερο από το μήκος διάχυσης $H' \gg L_p$ το φωτόρευμα από την περιοχή του υποστρώματος απλοποιείται σε:

$$J_n = \frac{q\phi T(\lambda) a L_n}{a^2 L_n^2 - 1} \exp[-aW_D] \quad \text{Σχέση 49}$$

Το συνολικό φωτόρευμα ισούται με το άθροισμα των (47) και (49).

Οι χαρακτηριστικές I-V μιας επαφής Schottky υπό φωτισμό δίνονται από τη σχέση

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] - I_L \quad \text{Σχέση 50}$$

και

$$I_s = AA^{**} \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad \text{Σχέση 51}$$

Για τα περισσότερα συστήματα M-H κατασκευασμένα σε ομοιόμορφα εμπλουτισμένα υποστρώματα, το μέγιστο ύψος φράγματος είναι περίπου $2/3(E_g)$. Συνεπώς, το δυναμικό είναι χαμηλότερο από αυτό μιας επαφής p-n, οπότε η V_{oc} είναι επίσης χαμηλότερη. Ωστόσο, το ύψος φράγματος μπορεί να αυξηθεί μέχρι το ενεργειακό χάσμα εισάγοντας ένα λεπτό, βαριά εμπλουτισμένο στρώμα (10 nm) αντίθετου τύπου κοντά στην επιφάνεια του ημιαγωγού.[5]

4 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΧΑΛΚΟΥ, ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ ΚΑΙ ΟΞΕΙΔΙΩΝ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι ιδιότητες των δύο μετάλλων (Cu, Al) που χρησιμοποιήθηκαν για τις μεταλλικές επαφές, γίνεται σύγκριση μεταξύ τους και στη συνέχεια παρουσιάζονται οι ιδιότητες των οξειδίων των μετάλλων που εναποτέθηκαν ως ενδιάμεσο υμένιο, δηλαδή του οξειδίου του Βολφραμίου (WO_3) και Μολυβδαινίου (MoO_3).

4.1 Χαλκός

Χημικό στοιχείο με σύμβολο Cu και ατομικό αριθμό 29. Βρίσκεται στην 11η ομάδα του περιοδικού πίνακα και στην 4η περίοδο και ανήκει στα μέταλλα μεταπτώσεως. Έχει χρώμα ερυθρωπό και χαρακτηριστική μεταλλική λάμψη ενώ είναι μαλακός (σκληρότητα 3 στην κλίμακα Mohs), δύστηκτος (σημείο τήξης $1084\text{ }^\circ\text{C}$, σημείο βρασμού $2562\text{ }^\circ\text{C}$) και πολύ καλός αγωγός της θερμότητας (θερμική αγωγιμότητα $401\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$) και του ηλεκτρισμού (ειδική αντίσταση $1.7\text{ }\mu\Omega\cdot\text{cm}$ στους $20\text{ }^\circ\text{C}$). Η πυκνότητα του είναι $8.96\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ενώ εμφανίζεται με τέσσερις αριθμούς οξείδωσης: +1, +2, +3 και +4. Η κρυσταλλική του δομή είναι κυβικού εδροκεντρωμένου (FCC) (πλεγματική σταθερά $a=3.61\text{ nm}$) ενώ η ηλεκτρονική του δομή είναι: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1$. [6]

Σε νανοδομημένα υμένια χαλκού οι ειδικές αντιστάσεις είναι μεγαλύτερες από ότι του μαζικού (bulk) υλικού και αυξάνουν μη γραμμικά καθώς οι διαστάσεις των νανοδομών μειώνονται [7]. Καθώς οι διαστάσεις των δομών αυτών πλησιάζουν το μήκος της ελεύθερης διαδρομής του χαλκού σε θερμοκρασία δωματίου (περίπου 40 nm) η συμβολή της σκέδασης από την επιφάνεια και από τα όρια των κόκκων (grain boundaries) γίνεται σημαντική, αυξάνοντας την ειδική αντίσταση.[8]

4.2 Αλουμίνιο

Το αλουμίνιο είναι ένα χημικό στοιχείο με σύμβολο Al και ατομικό αριθμό 13. Βρίσκεται στην 13η ομάδα του περιοδικού πίνακα και στην 3η περίοδο και ανήκει στα μέταλλα μεταπτώσεως. Έχει χρώμα ασημί έως και αμβλύ γκρι ανάλογα την τραχύτητα της επιφάνειας, ενώ είναι μαλακό όπως ο χαλκός (σκληρότητα 2.75 στην κλίμακα Mohs), όχι και τόσο δύστηκτο (σημείο τήξης $660\text{ }^\circ\text{C}$, σημείο βρασμού

2519°C) λιγότερο καλός αγωγός της θερμότητας (θερμική αγωγιμότητα $237 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$) και του ηλεκτρισμού (ειδική αντίσταση $2.8 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ στους $20 \text{ }^\circ\text{C}$). Η πυκνότητα του είναι $2.70 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ενώ εμφανίζεται με τρεις αριθμούς οξειδωσης: +1, +2 και +3. Η κρυσταλλική του δομή είναι κυβικού εδροκεντρωμένου (FCC) ($a= 4.05 \text{ nm}$) ενώ η ηλεκτρονική του δομή είναι: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$. [9]

4.2.1 Σύγκριση Χαλκού-Αλουμινίου

Ένα από τα μεγαλύτερα πλεονεκτήματα του χαλκού, σε σχέση με το Al, είναι η μικρή ειδική αντίστασή του, όπως αυτή φαίνεται και στον παρακάτω πίνακα, η οποία επιτρέπει μείωση της καθυστέρησης RC και άρα ταχύτερη διάδοση σημάτων καθώς και βελτιωμένη απόδοση μικροεπεξεργαστών και γρήγορων στατικών μνημών RAM. [10]

Μέταλλο	Ειδική αντίσταση ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)
Ασήμι (Ag)	1.63
Χαλκός (Cu)	1.67
Χρυσός (Au)	2.35
Αλουμίνιο (Al)	2.67
Βολφράμιο (W)	5.65

Πίνακας 4: Πίνακας ειδικών αντιστάσεων 5 χαρακτηριστικών μετάλλων

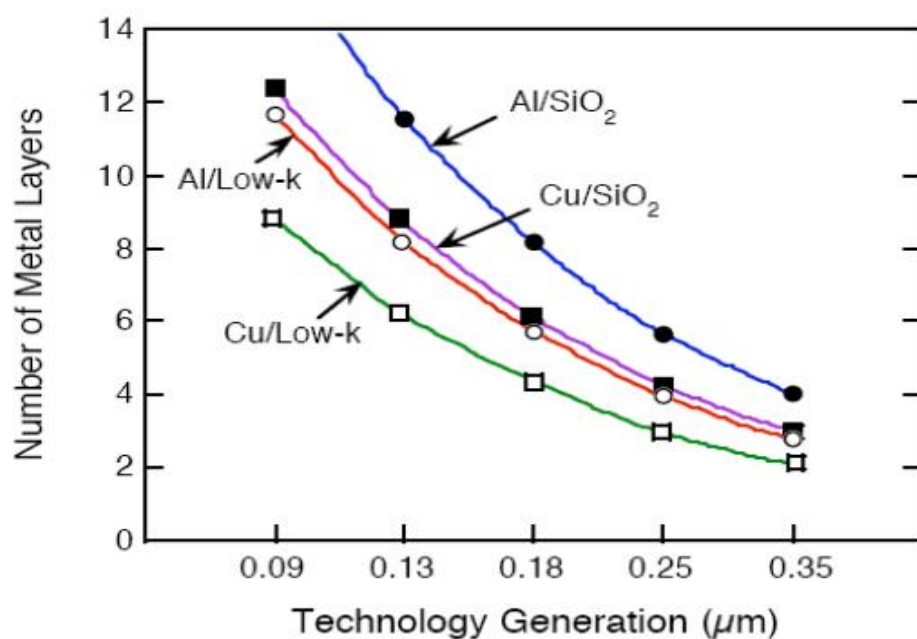
Ακόμη ένας λόγος για τον οποίο ο χαλκός συνιστάται ως ένα από τα πιο ελκυστικά υλικά στη μικροηλεκτρονική βιομηχανία, είναι η εξαιρετικά υψηλή αντίσταση του στην «ηλεκτρομετανάστευση». Για αυτό το λόγο χρησιμοποιούνται γραμμές χαλκού που επιτρέπουν πολύ μεγαλύτερες πυκνότητες ρεύματος (π.χ. κυκλώματα με τρανζίστορες υψηλής ισχύος). [11, 12]

Ιδιότητα	Αλουμίνιο	Χαλκός
Σημείο τήξης	$660 \text{ }^\circ\text{C}$	$1083 \text{ }^\circ\text{C}$
E_a for lattice diffusion	1.4 eV	2.2 eV
E_a for grain boundary diffusion	0.4 - 0.8 eV	0.7 - 1.2 eV

Πίνακας 5: Παρουσίαση ιδιοτήτων των δύο μετάλλων που καταδεικνύουν τη ευκολότερη ηλεκτρομετανάστευση στο αλουμίνιο.

Οι διασυνδέσεις στα σύγχρονα ολοκληρωμένα κυκλώματα γίνονται όπως προαναφέραμε με χαλκό χρησιμοποιώντας την λεγόμενη δαμασκηνή τεχνολογία [13]. Η τεχνολογία αυτή συνίσταται διότι οι διάφορες χημικές ενώσεις που μπορεί να σχηματίσει ο χαλκός έχουν μικρή πτητικότητα και επομένως είναι αδύνατη η χρήση

μεθόδων ξηρής εγχάραξης. Στη συγκεκριμένη τεχνική αντί της εναπόθεσης και εγχάραξης μετάλλου με ακόλουθη εναπόθεση διηλεκτρικού, γίνεται πρώτα η εναπόθεση διηλεκτρικού και η εγχάραξή του για το σχηματισμό «αυλακιών» (trenches), τα οποία γεμίζονται από μέταλλο που στη συνέχεια υφίσταται χημικό-μηχανικό γυάλισμα (Chemical Mechanical Polishing, CMP) ώστε ο χαλκός να μείνει μόνο μέσα στα εγχαραγμένα «αυλάκια» και όχι πάνω στην επιφάνεια. Στη συνέχεια ακολουθεί εναπόθεση διηλεκτρικού υλικού για την απομόνωση των διασυνδέσεων. Χρησιμοποιώντας την παραπάνω τεχνική παρακάμπτεται το εμπόδιο της εγχάραξης του χαλκού. Η χρήση διασυνδέσεων χαλκού σε συνδυασμό με τη χρήση διηλεκτρικών μικρής διηλεκτρικής σταθεράς μειώνει το κόστος κατασκευής των ICs γιατί μειώνει τον αριθμό επιπέδων επιμετάλλωσης όπως είδαμε πιο πάνω.[14, 15]



Σχήμα 23: Σύγκριση του αριθμού στρωμάτων επιμετάλλωσης με χρήση χαλκού και αλουμινίου στις διασυνδέσεις.

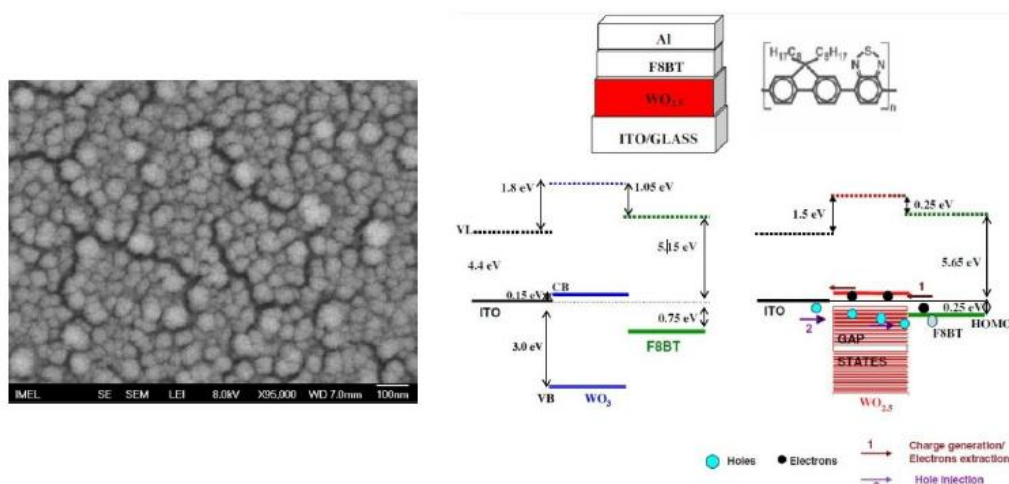
Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται η μεταβολή του αριθμού των επιπέδων επιμετάλλωσης που προσφέρει ο χαλκός σε σχέση με το αλουμίνιο. Λόγω της μικρότερης ειδικής αντίστασης και των υλικών με χαμηλότερες διηλεκτρικές σταθερές, έχουμε μείωση του αριθμού των επιπέδων επιμετάλλωσης καθώς περισσότερες γραμμές μπορούν να τοποθετηθούν σε λιγότερα επίπεδα μετάλλου χωρίς να αυξηθεί υπερβολικά η συνολική αντίσταση R και η χωρητικότητα C της γραμμής μεταφοράς.

4.3 Ιδιότητες οξειδίων των μετάλλων

4.3.1 Οξείδιο του Βολφραμίου (WO₃)

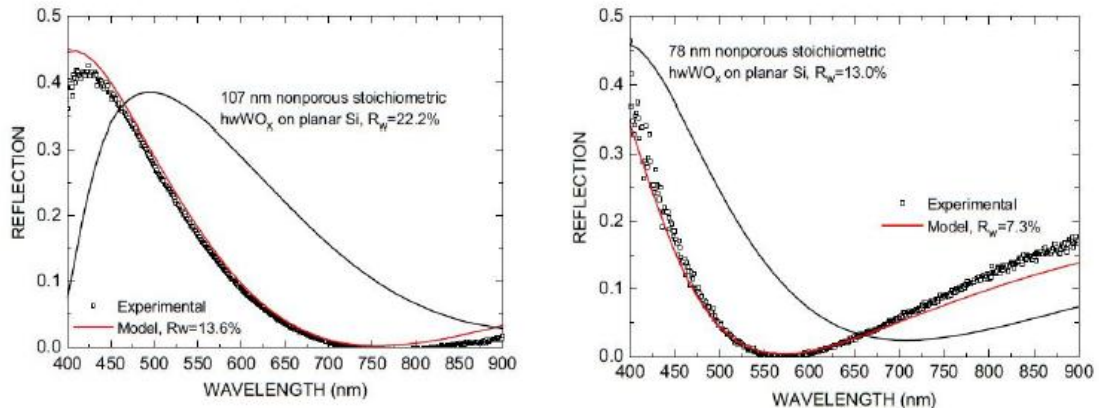
Λεπτά υμένα WO₃ χρησιμοποιούνται σε πλήθος εφαρμογών σήμερα. Το υλικό αυτό είναι ημιαγωγός n-τύπου ενεργειακού χάσματος $E_g = 3.2$ eV. Ενδεικτικές εφαρμογές όπου συναντάται είναι:

- Εύκαμπτες ηλεκτροχρωμικές οθόνες [16]
- Οργανικές φωτοдиодοι (OLEDs) για χαμηλότερη κατανάλωση [17] και καλύτερη απόδοση ως υμένα έγχυσης/εξαγωγής ηλεκτρονίων και οπών [18]
- Αισθητήρες αερίων [19]
- Αντιανακλαστικές επιστρώσεις[20].



Σχήμα 24: Αριστερά παρατηρούμε εικόνα δευτερευόντων ηλεκτρονίων από SEM όπου απεικονίζεται στοιχειομετρικό WO₃. Δεξιά απεικονίζεται ο μηχανισμός έγχυσης οπών σε μία οργανική φωτοдиодο.

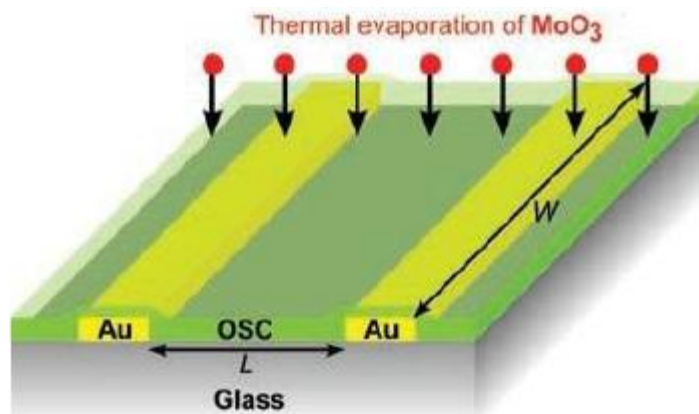
Σε ότι αφορά τις αντιανακλαστικές επιστρώσεις, ο δείκτης διάθλασης του οξειδίου εξαρτάται από την στοιχειομετρία, το πάχος και τα κενά εντός του υμενίου. Στο παρακάτω σχήμα αναπαρίσταται η ανάκλαση συναρτήσει του μήκους κύματος για υμένα WO_x (υποξείδιο του βολφραμίου) πάχους 107 nm και 78 nm σε υπόστρωμα Si. Παρατηρούμε ότι τα πειραματικά αποτελέσματα ανταποκρίνονται πλήρως με το θεωρητικό μοντέλο.



Σχήμα 25: Πειραματικά αποτελέσματα και θεωρητικό μοντέλο του υποξειδίου του βολφραμίου σε υπόστρωμα πυριτίου.

4.3.2 Οξείδιο του Μολυβδαινίου (MoO_3)

Το οξείδιο του Μολυβδαινίου χρησιμοποιείται ευρέως στα οργανικά ηλεκτρονικά όπως στις οργανικές διόδους εκπομπής φωτός (OLEDs) και στα οργανικά φωτοβολταϊκά (OPVs). Τα ενδιάμεσα υμένια MoO_3 χρησιμεύουν ως ηλεκτρόδια έγχυσης/ εξαγωγής φορέων αγωγιμότητας. Είναι ημιαγωγός n- τύπου με ενεργειακό χάσμα $E_g = \sim 3.1$ eV. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η λειτουργία μιας οργανικής διόδου. Οι φορείς αγωγιμότητας (οπές), μεταφέρονται μεταξύ των μεταλλικών γραμμών μέσω της διεπιφάνειας του οργανικού ημιαγωγού και του υμενίου MoO_3 . [21]



Σχήμα 26: Σχηματική αναπαράσταση οργανικής διόδου με υμένιο MoO_3 στην κορυφή.

5 ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ ΚΑΘΑΡΙΣΜΟΥ ΔΙΣΚΙΔΙΩΝ ΠΥΡΙΤΙΟΥ

Η αποφυγή των προσμίξεων είναι εξαιρετικά σημαντική για την επεξεργασία των ημιαγωγών και τα δισκίδια υπόκεινται σε πολλές εργασίες καθαρισμού κατά τη διάρκεια της διαδικασίας. Το μεγαλύτερο μέρος της επεξεργασίας γίνεται στον καθαρό χώρο. Τα δισκίδια πρέπει να διατηρούνται καλυμμένα όσο το δυνατόν περισσότερο χρόνο και διαρκή προσοχή απαιτείται για να τους εμποδίζει να έρχονται σε επαφή με επιφάνειες που μπορούν να τα μολύνουν. Δεδομένου ότι τα επίπεδα προσμίξεων, τα οποία μετρούνται συνήθως σε όρους άτομα ανά κυβικό εκατοστό, μπορεί να έχουν πολύ σημαντικές επιπτώσεις.

5.1 Εγχάραξη Piranha

Η εγχάραξη του Caro (ή Piranha etch) είναι μια γενική διαδικασία καθαρισμού. Είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την αφαίρεση οργανικών υπολειμμάτων στο δισκίδιο καθώς και σκληρυνθείσας φωτοευαίσθητης ουσίας. Το δισκίδιο βυθίζεται σε ένα καυτό διάλυμα υπεροξειδίου του υδρογόνου (H_2O_2) και θεικού οξέος (H_2SO_4). Αυτό μπορεί να κυμανθεί από 1: 1 αναλογία κατ' όγκο έως αναλογία 1: 3 κατ' όγκο. Η συνήθης διαδικασία είναι 1: 1, αλλά 1: 3 είναι πιο επιθετική. Αυτό ακολουθείται από μια διεξοδική πλύση σε απιονισμένο (DI) νερό και στεγνώνεται με αέριο άζωτο. Στη συνέχεια, το δισκίδιο είναι έτοιμο για το επόμενο βήμα επεξεργασίας.[22]

5.2 Εμβάπτιση σε Υδροφθορικό Οξύ (HF dip)

Το υδροφθορικό οξύ (HF) χρησιμοποιείται για να αφαιρέσει το φυσικό υμένιο διοξειδίου του πυριτίου πάνω στα δισκίδια. Εφόσον, δρα πολύ γρήγορα, χρειάζεται να εμβάπτιστεί το δισκίδιο στο διάλυμα για πάρα πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Το διάλυμα είναι ένα μείγμα HF σε απιονισμένο νερό αναλογίας από 2%, αυτή η αναλογία χρησιμοποιείται συνήθως, έως 10% HF κατ' όγκο. Το HF διαβρώνει το γυαλί και για αυτό θα πρέπει να χρησιμοποιούνται εξαρτήματα από άλλα υλικά όπως teflon (τετράφθορο- αιθυλένιο) ή νεοπρένιο. Ο χρόνος εμβάπτισης του δισκιδίου είναι δύο λεπτά, έπειτα ακολουθεί πλύση με τρεχούμενο απιονισμένο νερό. Εξετάζεται η επιφάνεια του δείγματος για την υδροφοβικότητα της αν αυτή σχηματίσει σφαιρίδια από νερό τα οποία κυλήσουν από αυτή η διαδικασία έχει επιτύχει, μιας και το οξύδιο είναι υδρόφιλο. Τέλος το δισκίδιο στεγνώνεται με αέριο άζωτο. [23]

6 ΦΩΤΟΛΙΘΟΓΡΑΦΙΑ

Η φωτολιθογραφία είναι σήμερα η πιο διαδεδομένη τεχνική που χρησιμοποιείται κατά κόρον στην μικροηλεκτρονική για την αποτύπωση οποιουδήποτε σχήματος.

Η τυπική διαδικασία μιας φωτολιθογραφίας είναι η εξής:

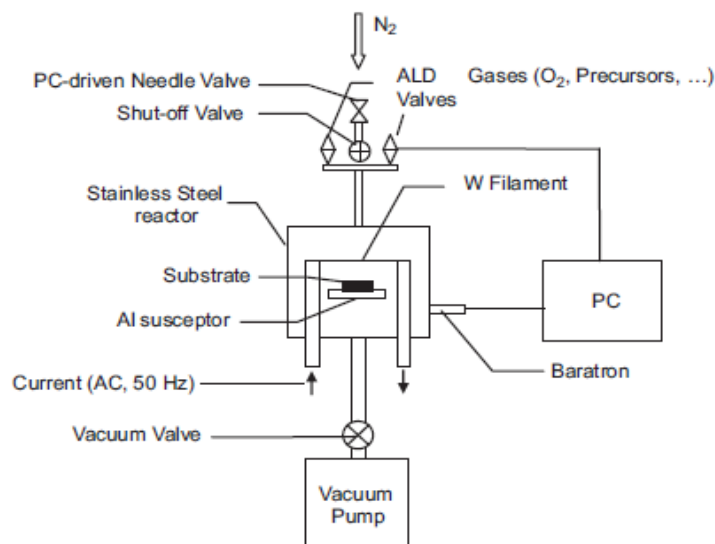
Επάνω σε δισκίο πυριτίου στο οποίο υπάρχει λεπτό στρώμα διοξειδίου του πυριτίου (SiO_2) εναποτίθεται μια φωτοευαίσθητη ρητίνη (συνήθως με spin coating) η οποία είτε καταστρέφεται ύστερα από έκθεση στην υπεριώδη ακτινοβολία είτε σκληραίνει. Γίνεται έκθεση του δισκίου σε υπεριώδες φως μέσω της μάσκας που έχει σχεδιασμένη την επιθυμητή μορφή και στη συνέχεια η περιοχή της ρητίνης που φωτίζεται από την υπεριώδη ακτινοβολία είτε καταστρέφεται και απομακρύνεται (θετικού τόνου), είτε σκληραίνει και μένει επάνω στο υμένιο SiO_2 στα σημεία όπου φωτίστηκαν, ενώ απομακρύνεται από τις περιοχές που δεν φωτίστηκαν (αρνητικού τόνου ρητίνη). Γίνεται υγρή εγχάραξη (etching) δηλαδή αφαίρεση υλικού με οξύ (συνήθως HF). Αφαιρείται από όλη την επιφάνεια το στρώμα του SiO_2 εκτός από εκεί όπου υπάρχει ακόμα το ρητίνη η οποία και το προστατεύει. Τέλος με την αφαίρεση της εναπομένοντος φωτοευαίσθητης ρητίνης προκύπτει η επιθυμητή μορφοποίηση του Si. [24]

Για την παρούσα διπλωματική, επειδή μελετήθηκαν τα υποξείδια του μολυβδαινίου και του βολφραμίου, δεν χρειαζόταν το οξείδιο του πυριτίου για αυτό αφαιρέθηκε κατά τις διεργασίες καθαρισμού των δισκιδίων. Επίσης το πυρίτιο ήταν p-τύπου και η φωτοευαίσθητη ρητίνη που χρησιμοποιήθηκε ήταν η AZ (πολυμερική ρητίνη), η οποία αφαιρέθηκε με τον αντίστοιχο «εμφανιστή» Developer.

7 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΥΜΕΝΙΩΝ ΑΤΟΜΙΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΜΕ ΘΕΡΜΑΙΝΟΜΕΝΟ ΝΗΜΑ (HOT WIRED- ATOMIC LAYER DEPOSITION)

Το σύστημα εναπόθεσης που χρησιμοποιείται σε αυτή τη μελέτη δείχνεται σχηματικά στο παρακάτω σχήμα. Αποτελείται από έναν αντιδραστήρα ανοξείδωτου χάλυβα στον οποίο το δείγμα τοποθετείται σε ένα δειγματοφορέα αλουμίνιου, 2 εκατοστά κάτω από το μεταλλικό νήμα, το οποίο θερμαίνεται από δύο χάλκινα ηλεκτρόδια στα οποία περνά ρεύμα (AC). Η θερμοκρασία του νήματος ελέγχεται από την τρέχουσα χρήση δεδομένων βαθμονόμησης που λαμβάνεται με ένα θερμοζεύγος από κασίτερο μηχανικά σταθεροποιημένο στο σύστημα. Η βασική πίεση ρυθμίζεται στο επιθυμητό σημείο με ένα εμπορικό σύστημα που περιέχει ένα Baratron και μία ελεγχόμενη από υπολογιστή needle- valve επιτρέποντας τη ροή των (ένα κάθε φορά) διαφόρων αερίων όπως O_2 , N_2 , H_2 ή FG μέσα στον αντιδραστήρα καθορίζοντας έτσι το περιβάλλον εναπόθεσης (βασική πίεση). Το H_2 και FG έχουν δώσει πολύ παρόμοια αποτελέσματα έτσι το τελευταίο προτιμάται, γιατί χειρισμός της είναι ασφαλέστερος. Το σύστημα είναι επίσης εξοπλισμένο με δύο βαλβίδες που χρησιμοποιούνται σε συστήματα απόθεσης ατομικού στρώματος (ALD) για την ταχεία έγχυση (εντός 50ms) από διάφορα αέρια, η έγχυση προκαλεί μια ταχεία αύξηση (ένα «παλμό») στην πίεση του αντιδραστήρα. Εναποθέσεις διεξήχθησαν σε κομμένα δείγματα πυριτίου (100), p-τύπου με διαστάσεις $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Για την εναπόθεση, μετά τη φόρτωση του δειγμάτων πυριτίου, το σύστημα βρισκόταν υπό κενό της τάξης των 10^{-2} Torr. Στη συνέχεια, η πίεση λειτουργίας του συστήματος ήταν στα 0.1 Torr και το σύρμα (W ή Mo) θερμαίνεται.[25]

Σχήμα 27: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης hot wired- ALD

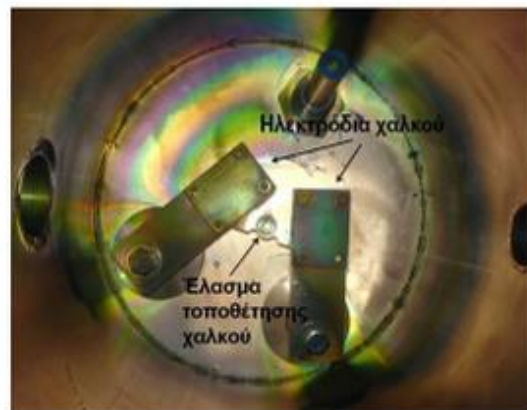
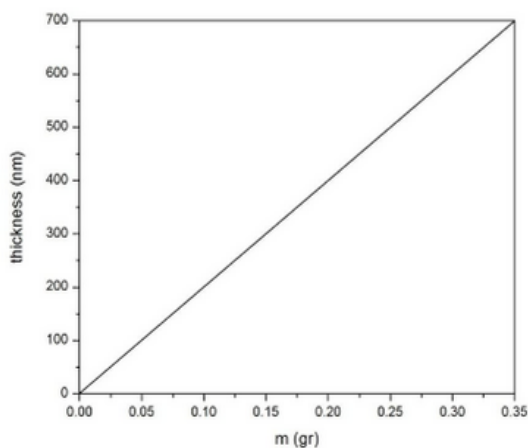


Πιο συγκεκριμένα, για την παρούσα διπλωματική όλα τα δείγματα έγιναν σε περιβάλλον Forming Gas (μείγμα αερίου με σύσταση 90% N₂ & 10% H₂), η βασική πίεση ήταν 3x10⁻² Torr, στη συνέχεια ρυθμιζόταν η ροή του αερίου- πίεση λειτουργίας στα 8x10⁻² Torr όπου και σε αυτή την πίεση θερμαινόταν το νήμα για συγκεκριμένο χρονικό διάστημα κάθε φορά. Αναλυτικά έγιναν εικοσιτέσσερις (24) εναποθέσεις δώδεκα (12) με νήμα βολφραμίου και 12 με νήμα μολυβδαινίου. Για κάθε νήμα οι χρόνοι εναπόθεσης ήταν δύο (2), πέντε (5) και δέκα (10) δευτερόλεπτα, έχοντας τελικά 4 δείγματα πυριτίου, (p-τύπου) διαστάσεων 2x2 cm², με υποξείδιο του βολφραμίου με χρόνο εναπόθεσης 2 δευτερόλεπτα, 4 δείγματα των 5 δευτερολέπτων και 4 δείγματα των 10 δευτερολέπτων. Τα παραπάνω ισχύουν και για τα 12 εναποτιθέμενα δείγματα με το νήμα του μολυβδαινίου. **Επίσης, σημειώνεται εδώ ότι ο συνολικός αριθμός των δειγμάτων είναι είκοσι οχτώ (28) και όχι εικοσιτέσσερα (24) κρατώντας τέσσερα (4) επιπλέον δείγματα ως αναφοράς (χωρίς οξείδια). Ο αριθμός των δειγμάτων θα εξηγηθεί στο επόμενο κεφάλαιο.**

8 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΕΞΑΧΝΩΤΗ ΧΑΛΚΟΥ

Το τελικό στάδιο στην παρασκευή των επαφών είναι η εναπόθεση των μεταλλικών επαφών χαλκού (Cu). Το σύστημα αποτελείται από τον αντιδραστήρα, το σύστημα κενού και το τροφοδοτικό διαφοράς δυναμικού.[12]

Αρχικά, κατάλληλη ποσότητα χαλκού τοποθετείται στο ειδικό έλασμα «βαρκάκι» από βολφράμιο, χρησιμοποιείται βολφράμιο επειδή είναι δύστηκτο μέταλλο $T = 3422^{\circ}\text{C}$ τριπλάσια περίπου από αυτή του χαλκού πράγμα που τον καθιστά κατάλληλο για εφαρμογή υψηλού δυναμικού για την εξάχνωση του χαλκού, και τα υποστρώματα σε σταθερή απόσταση (25 εκατοστά) επάνω από αυτό. Η εναπόθεση επιτυγχάνεται μέσω του αντιδραστήρα εξάχνωσης του εργαστηρίου ο οποίος έχει μέγιστο αριθμό θέσεων για δείγματα τέσσερα (4). Ο αντιδραστήρας είναι κατακόρυφου τύπου ψυχρών τοιχωμάτων και το υλικό κατασκευής του θαλάμου είναι ανοξείδωτο ατσάλι. Το ανοξείδωτο ατσάλι παρουσιάζει υψηλή θερμική αντοχή οπότε κατά τη διαδικασία θέρμανσης (όταν απαιτείται) του εσωτερικού του θαλάμου και των υποστρωμάτων δεν εκπέμπει ιόντα που θα μόλυναν το αναπτυσσόμενο υμένιο. Ταυτόχρονα είναι ιδιαίτερα ανθεκτικό στη χρήση των χαμηλών πιέσεων που εφαρμόζουμε.



Σχήμα 28: Αριστερά παρατηρείται η εξάρτηση του εναποτιθέμενου πάχους του υμενίου από τη μάζα του χαλκού. Δεξιά παρατηρούμε το εσωτερικό του χαλύβδινου αντιδραστήρα, όπου είναι εμφανές ότι από τη χρόνια χρήση τα τοιχώματα του αντιδραστήρα έχουν επικαλυφθεί με χαλκό.

Όσον αφορά το σύστημα κενού αυτό αποτελείται από δύο αντλίες κενού, μία μηχανική και μία αντλία διαχύσεως. Η πρώτη είναι υπεύθυνη για επίτευξη πρωταρχικού κενού ενώ η δεύτερη για φθάνει το κενό στο οποίο γίνονται οι εναποθέσεις. Το πρωταρχικό κενό επιτυγχάνεται εντός του εξαχνωτή μέσω μιας μηχανικής αντλίας, η οποία αντλεί για πίεση $< 10^{-2}$ Torr (περίπου 5×10^{-3} Torr). Εν συνεχεία για υψηλότερο κενό, υπεύθυνη είναι η αντλία διαχύσεως η οποία τροφοδοτείται με νερό ως μέσο ψύξης και υγρό άζωτο το οποίο δεν επιτρέπει τη ροή σωματιδίων από την αντλία πίσω στον εξαχνωτή. Η αντλία διαχύσεως επιτυγχάνει κενό έως και 10^{-6} Torr.

Όταν επιτευχθεί η απαιτούμενη πίεση τότε αυξάνεται η τάση στο βαρκάκι γύρω στα 250 Volt. Η υψηλή θερμοκρασία και το υψηλό κενό, δημιουργούν μεγάλη κινητικότητα στα μόρια του υλικού τα οποία κατευθύνονται προς ψυχρότερες περιοχές και έτσι αναπτύσσεται το λεπτό υμένιο χαλκού. Η τροφοδοσία του ελάσματος γίνεται μέσω δύο ηλεκτροδίων χαλκού και στα οποία εφαρμόζεται κάποια τάση μέσω ενός μετασχηματιστή που είναι συνδεδεμένος με ένα μεταβλητό μετασχηματιστή (variac).

Σχήμα 29: Αναπαράσταση ολόκληρης της διάταξης (εκτός αντλιών) του εξαχνωτή χαλκού.



Για την παρούσα διπλωματική το βάρος του χαλκού ήταν περίπου 0,0955 γραμμάρια για κάθε εναπόθεση που αντιστοιχεί σε πάχος 220 nm. Μετά το πέρας της εξαχνωσης στα δείγματα γινόταν ανόπτηση σε ειδικό θάλαμο στους 120°C για τριάντα (30) λεπτά σε ατμοσφαιρική πίεση και περιβάλλον αζώτου. Στην συνέχεια, για να αποκαλυφθούν οι δομές γινόταν Lift off, μια διαδικασία κατά την οποία τα δείγματα βυθίζονταν σε δοχείο με ακετόνη όπου με την βοήθεια συσκευής υπερήχων απομακρυνόταν από τις μη εμφανισμένες κατά τη λιθογραφία περιοχές η ρητίνη

συμπαρσέρνοντας μαζί και τον χαλκό εμφανίζοντας έτσι τη τελική δομή προς μελέτη, μετά ξεπλένονταν τα δείγματα με προπανόλη και στεγνώνονταν με αέριο άζωτο.

Επισημαίνεται ότι επειδή ήταν απαραίτητη στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής και η μελέτη επαφών με αλουμίνιο, οι εναποθέσεις αυτές έγιναν σε παρόμοιο θερμικό εξαχνωτή με τη διαφορά ότι δεν ακολουθήθηκε το στάδιο της ανόπτησης στις επαφές του αλουμινίου.

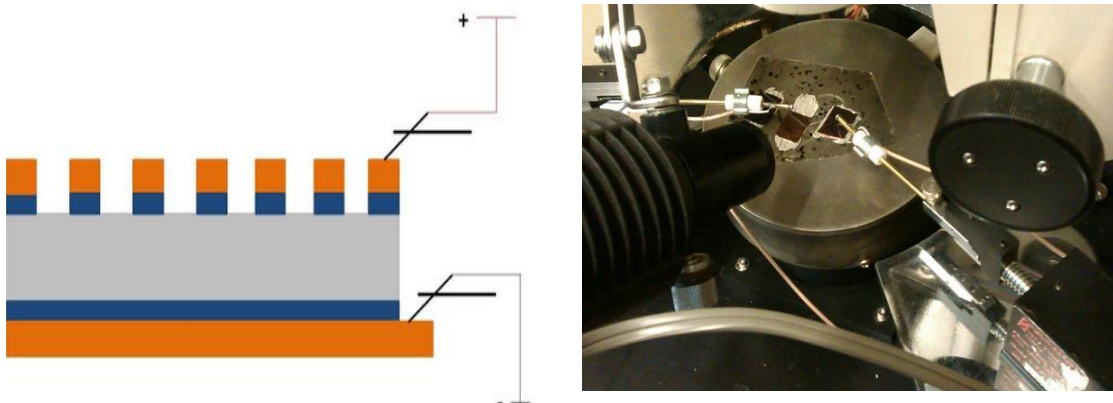
Συνολικά για τα 28 δείγματα που προαναφέρθηκαν έγιναν 4 διαφορετικές σειρές των 7 δειγμάτων. Στην πρώτη σειρά είχαμε επαφές χαλκού μπρος- πίσω, στην δεύτερη είχαμε επαφές χαλκού μπροστά- αλουμινίου πίσω, στην τρίτη είχαμε αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω και στην τέταρτη αλουμίνιο μπρος- πίσω, τα οποία φαίνονται αναλυτικά στον παρακάτω πίνακα.

<i>Δομή επαφών</i>	<i>Cu_{front}-Si-Cu_{back}</i>	<i>Cu_{front}-Si-Al_{back}</i>	<i>Al_{front}-Si-Cu_{back}</i>	<i>Al_{front}-Si-Al_{back}</i>
<i>Είδος οξειδίου & χρόνος εναπόθεσης</i>	Reference	Reference	Reference	Reference
	MoOx- 10sec	MoOx- 10sec	MoOx- 10sec	MoOx- 10sec
	MoOx- 5sec	MoOx- 5sec	MoOx- 5sec	MoOx- 5sec
	MoOx- 2sec	MoOx- 2sec	MoOx- 2sec	MoOx- 2sec
	WOx- 10sec	WOx- 10sec	WOx- 10sec	WOx- 10sec
	WOx- 5sec	WOx- 5sec	WOx- 5sec	WOx- 5sec
	WOx- 2sec	WOx- 2sec	WOx- 2sec	WOx- 2sec
	<i>Το x υποδηλώνει τη παρουσία μη στοιχειομετρικού οξειδίου</i>			

Πίνακας 6: Αναλυτική περιγραφή των δομών των 28 δειγμάτων που κατασκευάστηκαν και μετρήθηκαν και τα αποτελέσματά τους θα παρουσιαστούν παρακάτω.

9 ΜΕΤΡΗΣΗ ΕΝΤΑΣΗΣ ΔΥΟ ΣΗΜΕΙΩΝ

Η μέτρηση των χαρακτηριστικών ρεύματος των επαφών έγινε με την τεχνική μέτρησης έντασης δύο σημείων (Σχήμα 4.2). Πιο συγκεκριμένα, στην πάνω και κάτω επαφή εφαρμόζοταν διαφορά δυναμικού μέσω πηγής και ταυτόχρονη μέτρηση της έντασης από την ίδια συσκευή. Η συνδεσμολογία είχε ως εξής: Στην πάνω επαφή βρίσκονταν συνέχεια ο κόκκινος ακροδέκτης ενώ στην κάτω ο μαύρος ($V = 0$). Έτσι για σαρώσεις τάσεων από -5 Volt έως και 5 Volt που πραγματοποιήθηκαν, ο μαύρος ακροδέκτης ήταν πάντα ο ακροδέκτης αναφοράς ($V = 0$) ενώ ο κόκκινος έπαιρνε τάσεις άλλοτε θετικές και άλλοτε αρνητικές. Οι γραφικές παραστάσεις των μετρήσεων αποτελούνταν από 200 σημεία ενώ η μέγιστη τιμή ρεύματος επιλέχθηκε ίση με 1 Amper. Για να μπορούμε να πάρουμε κάτω επαφή όπως ίσως φαίνεται και στο **Σχήμα 30** τα δείγματα κολλήθηκαν με αγωγίμη πάστα ασημιού σε φύλλο Mica (πολυμερές υλικό που χρησιμοποιήθηκε για να μην υπάρχει αβεβαιότητα στις μετρήσεις από τα ρεύματα διαρροής). [12]



Σχήμα 30: Αριστερά σχηματική αναπαράσταση της μέτρησης δύο σημείων. Δεξιά φωτογραφία κατά τη μέτρηση όπου φαίνονται οι δύο Prober και το στερεοσκόπιο, εν μέρει, που είναι προσαρτημένο στην πειραματική διάταξη.

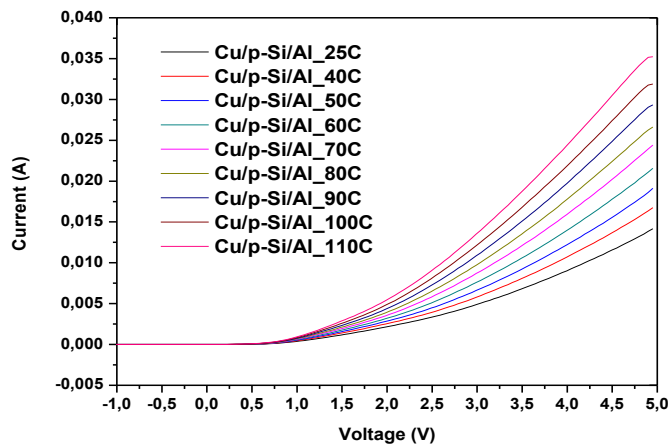
10 ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΘΟΔΩΝ ΕΞΑΓΩΓΗΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΔΙΟΔΟΥ- ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Καταρχάς πριν περάσουμε στην ανάλυση των αποτελεσμάτων να διευκρινίσουμε ότι οι μετρήσεις των χαρακτηριστικών ρεύματος- τάσης έγιναν με τις συνθήκες που περιγράφονται παραπάνω, για τάση από -5 έως 5 Volt σε διάφορες θερμοκρασίες από 25 έως 110°C με ένα βήμα 10°C ανά περίπου 6 λεπτά (θεωρούμε ότι η θερμοκρασία δωματίου είναι μεταξύ 25-28°C έτσι δεν υπάρχει διαφορετική μέτρηση για τη θερμοκρασία των 30°C). Επίσης να αναφερθεί εδώ ότι από τα παραπάνω δείγματα θα αναλυθούν διεξοδικά στα πλαίσια αυτού του κεφαλαίου τα δείγματα με τη δομή *Cu/Si/Al* και *Al/Si/Cu* καθώς έδειξαν τα πιο αξιοσημείωτα αποτελέσματα, ενώ τα υπόλοιπα αποτελέσματα θα παρατεθούν σε παράρτημα στο τέλος της διπλωματικής.

Έπειτα πριν περάσουμε στην ανάλυση των αποτελεσμάτων να σημειώσουμε ότι ξεκινήσαμε την επεξεργασία των αποτελεσμάτων χρησιμοποιώντας για την εξαγωγή των παραμέτρων μιας διόδου 2 από τις πιο ευρέως διαδεδομένες τεχνικές, αυτές του Norde και του Cheung, για να καταλήξουμε στα συμπεράσματα που ακολουθούν.

10.1 Χαρακτηριστικές I-V

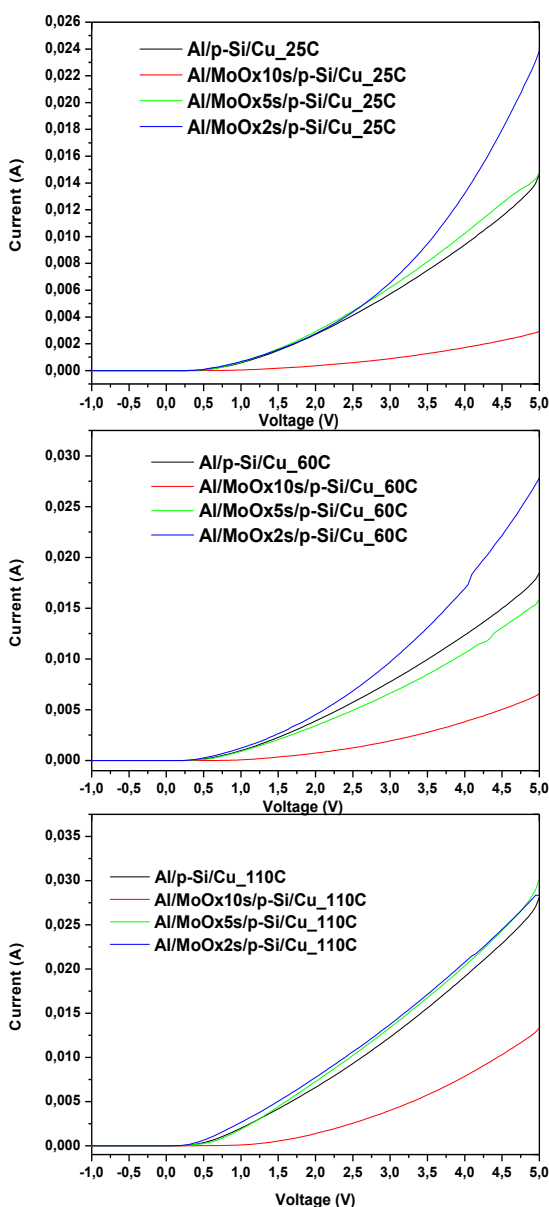
Σε αυτή την παράγραφο θα παρουσιαστούν οι χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης των δειγμάτων και θα αναφερθούν κάποια πρώτα συμπεράσματα που εξάγονται παρατηρώντας αυτές, πριν ξεκινήσει η επεξεργασία τους από τις μεθόδους που προαναφέρθηκαν.



Σχήμα 31: Αναπαράσταση I-V δείγματος αναφοράς με χαλκό στην μπροστά επαφή και αλουμίνιο στην πίσω για όλες τις θερμοκρασίες.

Παρατηρούμε στο παραπάνω γράφημα ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας προκαλείται αύξηση στην ένταση του ρεύματος, η οποία οφείλεται στην εν γένει λειτουργία των ημιαγωγών όπου η θερμική ενέργεια βοηθάει στην άρση κάποιων ηλεκτρονίων που βρίσκονται δεσμευμένα στη ζώνη σθένους να μετακινηθούν στη ζώνη αγωγιμότητας όπου θα μπορούν να μετακινηθούν ελεύθερα, άλλωστε ο αριθμός των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία (όπως επίσης και από το doping).

Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν κάποια γραφήματα με μικρότερο αριθμό θερμοκρασιών (25,60,110°C) για να μην προκληθεί σύγχυση από τον αριθμό των καμπυλών που να μπορεί να γίνει και κάποια σύγκριση μεταξύ τους.

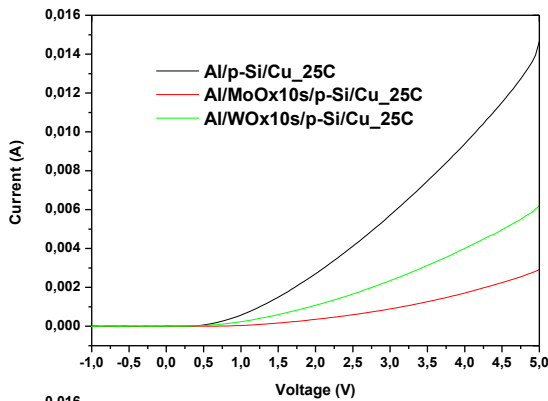


Σχήμα 32: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του μολυβδαινίου στους 25°C.

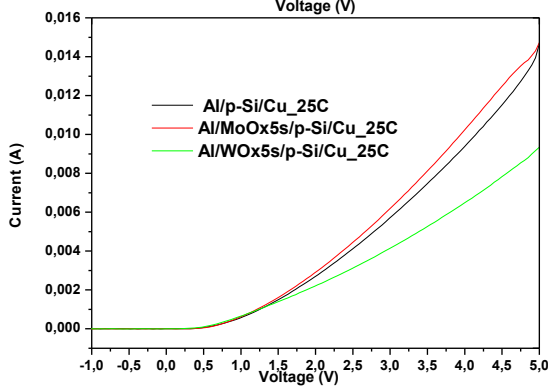
Σχήμα 33: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του μολυβδαινίου στους 60°C.

Σχήμα 34: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του μολυβδαινίου στους 110°C.

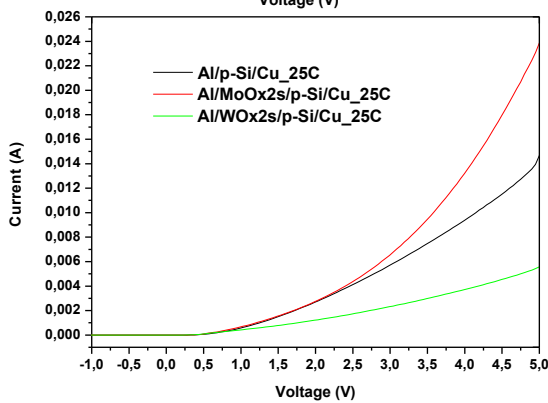
Σε αυτή τη σειρά διαγραμμάτων είναι εμφανές ότι για εναπόθεση υποξειδίου του μολυβδαινίου 10 δευτερολέπτων το ρεύμα και στις τρεις θερμοκρασίες είναι μικρότερο και από το αναφοράς και από τα δείγματα με τα λεπτότερα υμένια, άρα για τη συγκεκριμένη δομή αυτό το πάχος αυτού του υποξειδίου δρα ως μονωτικό στρώμα. Επιπλέον, σημαντικό είναι να αναφερθεί ότι στη μέγιστη θερμοκρασία η ένταση των δειγμάτων αναφοράς, MoOx 5sec, MoOx 2sec είναι σχεδόν η ίδια πράγμα που εξηγείται από το παραπάνω σχόλιο “ground state electrons” όταν το doping για όλα τα δείγματα είναι ίδιο.



Σχήμα 35: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 10 sec στους 25°C.

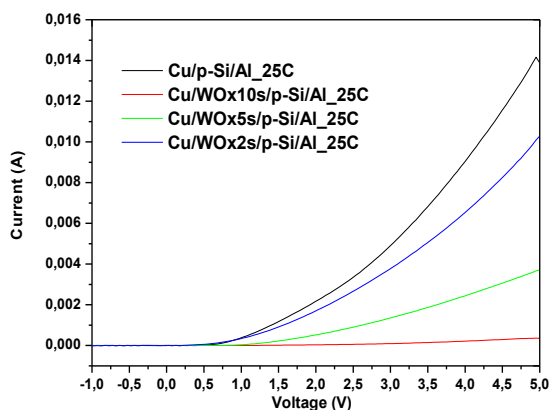


Σχήμα 36: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 5 sec στους 25°C.

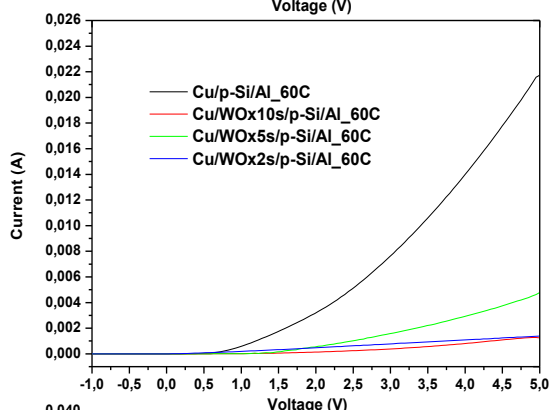


Σχήμα 37: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 2 sec στους 25°C.

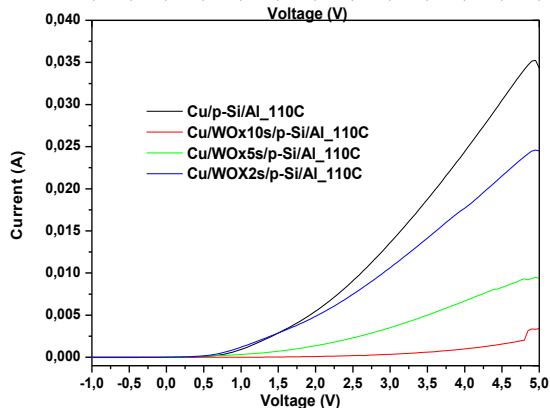
Αυτό που παρατηρείται στα παραπάνω διαγράμματα, που γίνεται σύγκριση σε διαφορετικά υποξειδία ίδιου πάχους, είναι ότι το υποξείδιο του μολυβδαινίου σε μικρότερα πάχη (5sec, 2sec) δίνει περισσότερο ρεύμα και από τα αντίστοιχα δείγματα με υποξείδιο του βολφραμίου αλλά και από το αναφοράς.



Σχήμα 38: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του βολφραμίου στους 25°C.



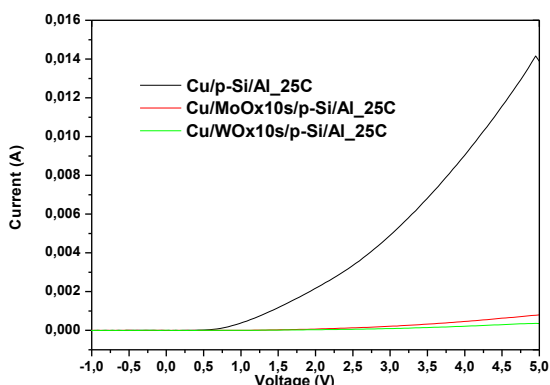
Σχήμα 39: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του βολφραμίου στους 60°C.



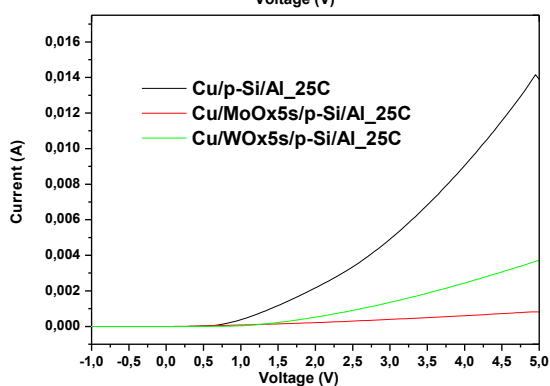
Σχήμα 40: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με τα διάφορα πάχη υποξειδίου του βολφραμίου στους 110°C.

Παρατηρούμε παραπάνω ότι για εναπόθεση υποξειδίου του βολφραμίου 10 δευτερολέπτων το ρεύμα και στις τρεις θερμοκρασίες δρα ως μονωτικό στρώμα, όπως με την αντίστοιχη περίπτωση για το μολυβδαίνιο στην ανάστροφη δομή. Επιπλέον, σημαντικό είναι να αναφερθεί ότι το δείγμα αναφοράς έχει σε όλες τις περιπτώσεις μεγαλύτερη ένταση. Επίσης από τους 25°C στους 60°C τα υποξείδια του βολφραμίου έχουν πολύ μικρότερα ρεύματα όπου πιθανώς να οφείλεται σε κορεσμό από επανασύνδεση ενώ σε αντίθεση στην μέγιστη θερμοκρασία η ένταση ξανααυξάνεται

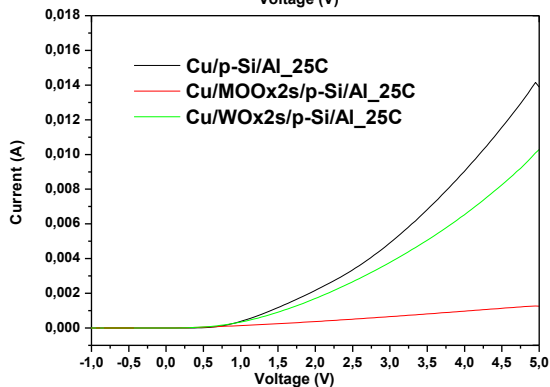
γεγονός που οφείλεται σε states που «ενεργοποιούνται» σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες.



Σχήμα 41: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 10 sec στους 25°C.



Σχήμα 42: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 5 sec στους 25°C.



Σχήμα 43: Συγκριτικό διάγραμμα του δείγματος αναφοράς της δομής με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω με διαφορετικά υποξειδία (Mo,W) με χρόνο εναπόθεσης 2 sec στους 25°C.

Αυτό που παρατηρείται στα παραπάνω διαγράμματα, που γίνεται σύγκριση σε διαφορετικά υποξειδία ίδιου πάχους, είναι ότι και τα δύο είδη υποξειδίων σε αυτή τη δομή έχουν μικρότερη ένταση και από το δείγμα αναφοράς με ελαφρώς καλύτερη συμπεριφορά για το υποξείδιο του βολφραμίου.

10.2 Μέθοδος Norde

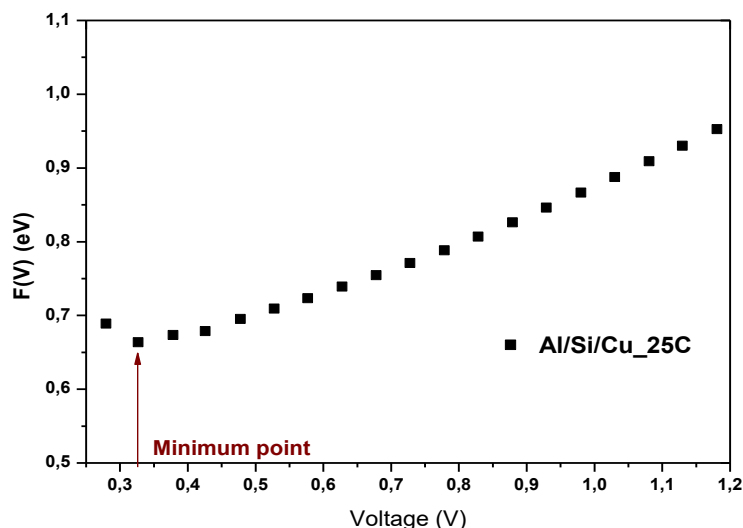
Ο Norde το 1979 εισήγαγε μία μέθοδο κατά την οποία αρχικά ξεκίνησε χρησιμοποιώντας τον τύπο που περιγράφει την χαρακτηριστική μιας διόδου [26]:

$$I = I_s(\exp(\beta * V_D) - 1) \quad \text{Σχέση 52}$$

Όπου $\beta=q/kT$ και V_D είναι η εφαρμοζόμενη τάση της διόδου για την οποία ισχύει $V_D = V - I * R_s$. Εάν τώρα αναπαραστήσουμε την I-V σε ένα διάγραμμα $\ln I$ ως προς V, για τάσεις ελάχιστα μεγαλύτερες του kT/q (δηλαδή $>0,025V$) υπό ιδανικές συνθήκες η γραφική θα είναι μια ευθεία γραμμή η τετμημένη της με τον y άξονα θα δώσει το ρεύμα κόρου. Αν όμως υπάρχει μια αντίσταση σε σειρά στη δίοδο η οποία δεν μπορεί να αμεληθεί τότε η τιμή του ρεύματος κόρου δε είναι πια αξιόπιστη. Το πρόβλημα με τη σειριακή αντίσταση μπορεί να αποφευχθεί χρησιμοποιώντας μια γραφική της παρακάτω εξίσωσης που εισήγαγε ο Norde με την τάση:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{A A^{**} T^2} \right) \quad \text{Σχέση 53}$$

Η παραπάνω εξίσωση εάν σχεδιαστεί με την τάση, για τάση μέχρι περίπου 1-1,5 Volt παρουσιάζει ένα ελάχιστο όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 44: Γραφική αναπαράσταση του F(V) με τη τάση για το δείγμα αναφοράς με χαλκό μπροστά και αλουμίνιο πίσω, όπου είναι εμφανές το ελάχιστο που παρουσιάζεται για μία τάση 0,325 Volt.

Για το παραπάνω γράφημα το φράγμα δυναμικού δίνεται από τη σχέση:

$$\varphi_{\beta} = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad \text{Σχέση 54}$$

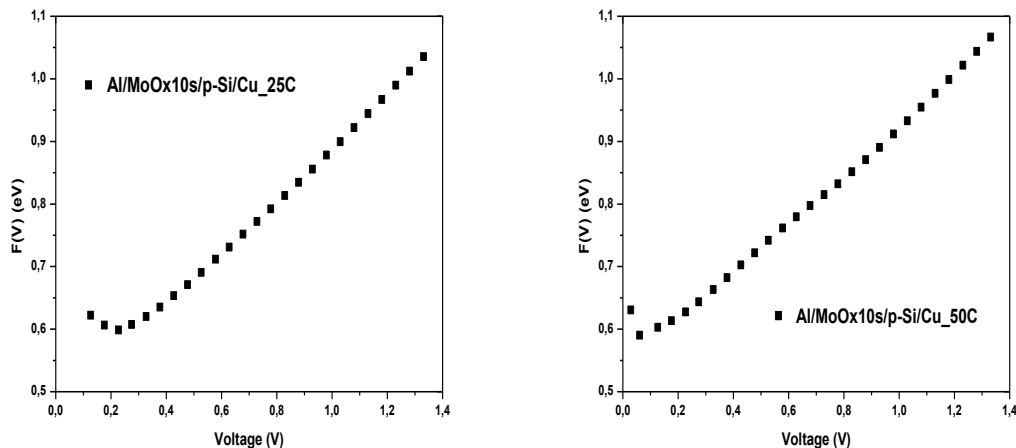
Όπου $F(V_{min})$ είναι η τιμή του κάθετου άξονα ($F(V)$) στο σημείο που εμφανίζεται το ελάχιστο και V_{min} είναι η τιμή της τάσης στο σημείο που εμφανίζεται το ελάχιστο.

Και στη συνέχεια η σειριακή αντίσταση υπολογίζεται από τη σχέση:

$$R_s = \frac{kT}{qI_{min}} \quad \text{Σχέση 55}$$

Όπου I_{min} είναι η τιμή του ρεύματος από τα δεδομένα που αντιστοιχεί στην τάση που εμφανίζεται το ελάχιστο από το γράφημα, V_{min} .

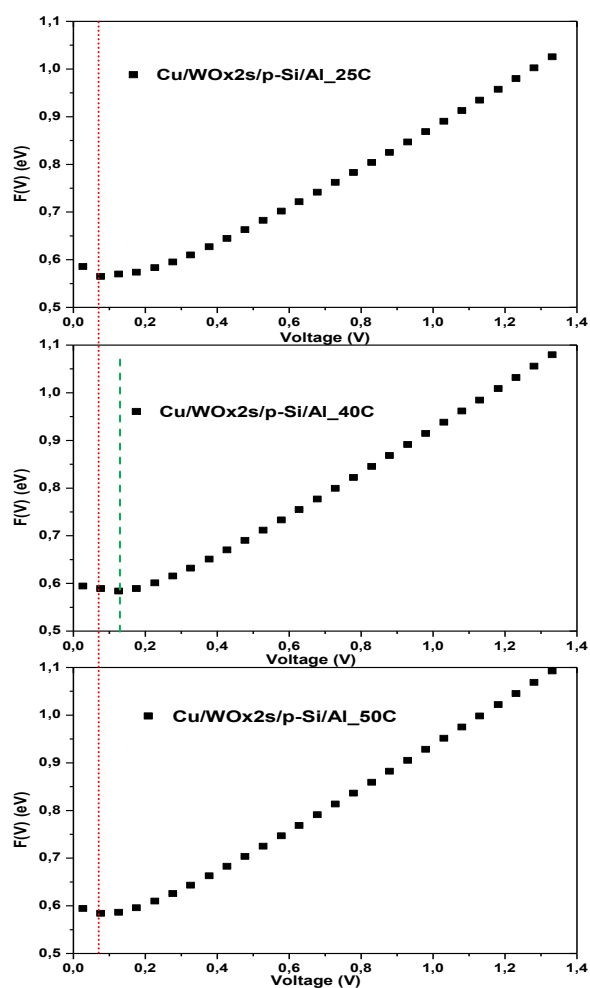
Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω σχέσεις παρουσιάζονται παρακάτω κάποια ενδεικτικά γραφήματα $F(V)$ με την τάση, για διάφορες θερμοκρασίες όπως επίσης θα παρουσιαστούν και γραφήματα του φ_{β} με την θερμοκρασία καθώς και της σειριακής αντίστασης με τη θερμοκρασία.



Σχήμα 45: Αριστερά γραφική αναπαράσταση του $F(V)$ με την τάση για δείγμα με δομή Al/MoOx10s/p-Si/Cu στους 25°C ενώ Δεξιά είναι η γραφική αναπαράσταση του ίδιου δείγματος στους 50°C.

Για το παραπάνω σχήμα, αριστερά η V_{min} είναι 0,227 Volt και $F(V)$ είναι 0,599 eV ενώ δεξιά έχουμε 0,061 Volt και 0.583 eV αντίστοιχα. Αυτό λοιπόν, που αξίζει να παρατηρήσουμε εδώ είναι πως με τη μεταβολή της θερμοκρασίας μετατοπίζεται το σημείο που εμφανίζεται το ελάχιστο με αποτέλεσμα να επηρεάζεται τόσο η εξαγόμενη τιμή του φράγματος δυναμικού με τη θερμοκρασία όσο και η σειριακή

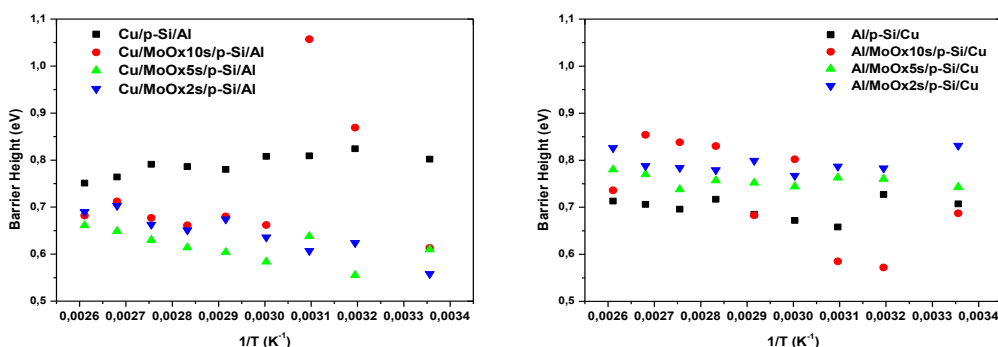
αντίσταση. Αυτό βέβαια προφανώς και είναι αναμενόμενο μιας και V_{\min} και ϕ_B είναι ποσά ανάλογα με βάση τη Σχέση 54. Όμως στην πλειοψηφία των δειγμάτων το σημείο αυτό μετατοπίζεται αριστερά ή δεξιά ανάλογα με τη θερμοκρασία χωρίς να ακολουθείται κάποιος συγκεκριμένος μοτίβο ανά μέταλλο ή υποξείδιο ή ακόμα και πάχος υποξειδίου.



Σχήμα 46: Γραφική αναπαράσταση του $F(V)$ με την τάση για το δείγμα $\text{Cu}/\text{WOx2s}/\text{p-Si}/\text{Al}$ στις θερμοκρασίες 25, 40 και 50°C, όπου παρατηρείται η μετατόπιση στους 40°C θερμοκρασία του ελάχιστου σημείου κατά μία θέση δεξιά από τις υπόλοιπες θερμοκρασίες.

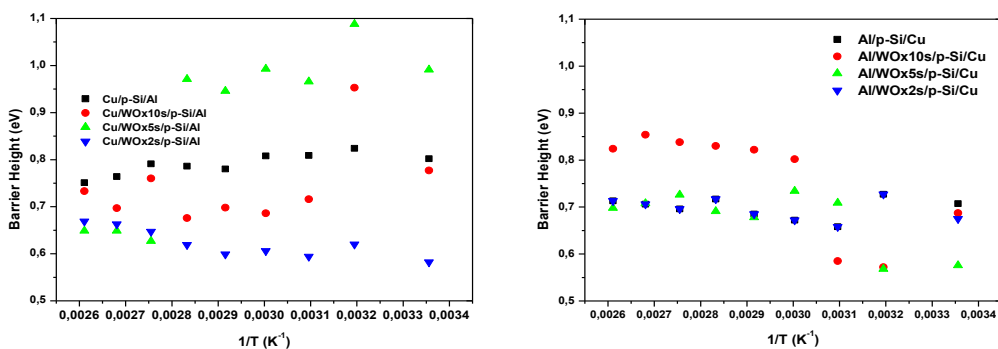
Τα παραπάνω γραφήματα, επισημαίνεται πως, έγιναν στον ίδιο κύκλο μετρήσεων χωρίς να έχει γίνει καμιά αλλαγή στο σύστημα μέτρησης ή στα σημεία επαφής των ακίδων και είναι μόνο αποτελέσματα που προέκυψαν από την επεξεργασία με τη χρήση της μεθοδολογίας αυτής.

Έπειτα παρουσιάζονται συγκριτικά γραφήματα του φράγματος δυναμικού με τη θερμοκρασία, των δειγμάτων αναφοράς με τα υποξείδια.



Σχήμα 47: Εξάρτηση του ϕ_B με το $1/T$ του υποξειδίου του Μολυβδαινίου για πάχη που σχηματίστηκαν ύστερα από εναπόθεση 2,5,10 δευτερολέπτων για δύο διαφορετικές δομές (χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω επαφή & αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω επαφή).

Παρατηρείται ότι τα παχύτερα υποξείδια (10 sec) έχουν την πιο ασταθή συμπεριφορά ανεξαρτήτως δομής. Επίσης παρατηρούμε ότι η δομή που απεικονίζεται αριστερά έχει ϕ_B μικρότερα του αντίστοιχου δείγματος αναφοράς, σε αντίθεση με τη δομή που αναγράφεται δεξιά. Οι τιμές των ϕ_B των δειγμάτων αναφοράς είναι σχετικά σταθερές με την αύξηση της θερμοκρασίας που αιτιολογείται από το γεγονός ότι δεν υπάρχουν ενδιάμεσα *states* ώστε να ενεργοποιούνται με την αύξηση της θερμοκρασίας.

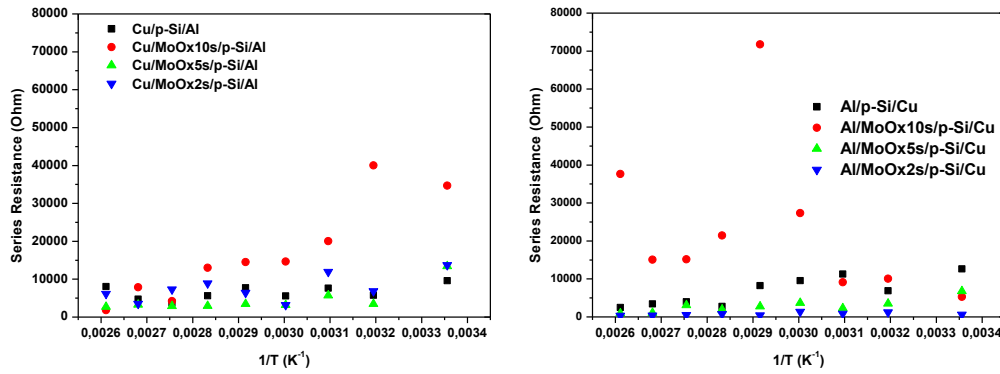


Σχήμα 48: Εξάρτηση του ϕ_B με το $1/T$ του υποξειδίου του Βολφραμίου για πάχη που σχηματίστηκαν ύστερα από εναπόθεση 2,5,10 δευτερολέπτων για δύο διαφορετικές δομές (χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω επαφή & αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω επαφή).

Στο Σχήμα 48 ότι το υποξείδιο των 5 sec ασταθή συμπεριφορά με τη θερμοκρασία, όπως επίσης και ότι τα υποξείδια της αριστερής δομής έχει ϕ_B μικρότερα από του αναφοράς. Επιπλέον, συγκριτικά το υποξείδιο του μολυβδαινίου με το βολφράμιο

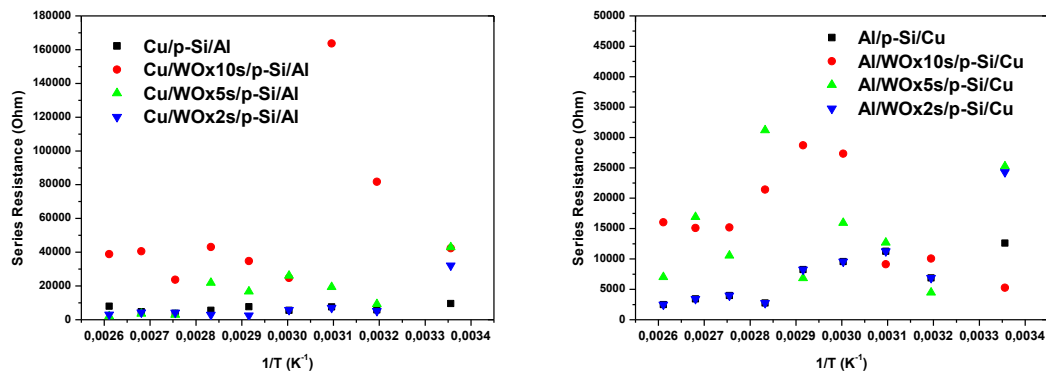
έχουν σχετικά παρόμοιες τιμές για την ίδια δομή είτε πρόκειται για τη δομή χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, είτε για τη δομή αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω.

Στα παρακάτω σχήματα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τη σειριακή αντίσταση που υπολογίστηκαν ανά θερμοκρασία, των δύο σειρών δειγμάτων.



Σχήμα 49: Εξάρτηση του R_s με το $1/T$ του υποξειδίου του Μολυβδαινίου για πάχη που σχηματίστηκαν ύστερα από εναπόθεση 2,5,10 δευτερολέπτων για δύο διαφορετικές δομές (χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω επαφή & αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω επαφή).

Στα παρόντα γραφήματα είναι εμφανές ότι η αντίσταση των παχύτερων υποξειδίων (10 sec) είναι μεγαλύτερη από των άλλων δειγμάτων ανά δομή.



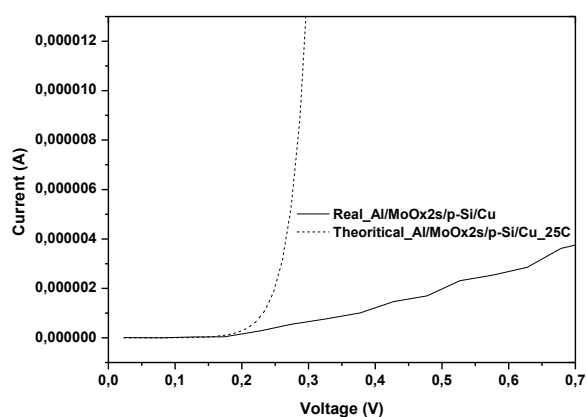
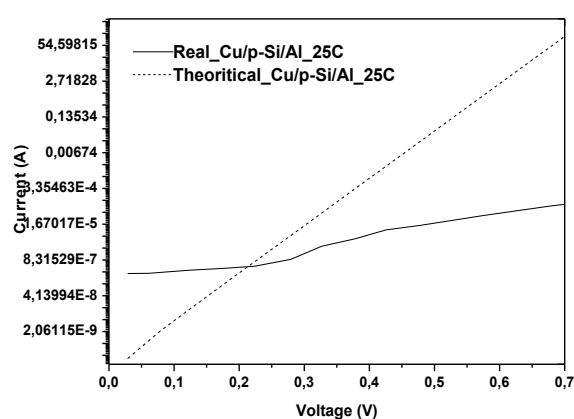
Σχήμα 50: Εξάρτηση του R_s με το $1/T$ του υποξειδίου του Βολφραμίου για πάχη που σχηματίστηκαν ύστερα από εναπόθεση 2,5,10 δευτερολέπτων για δύο διαφορετικές δομές (χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω επαφή & αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω επαφή).

Σε αυτά τα γραφήματα μεταξύ των διαφορετικών δομών δεν μπορεί να γίνει σύγκριση μιας και οι κλίμακες μεταξύ των δομών δεν είναι καν οι ίδιες. Το μόνο που αξίζει να παρατηρηθεί είναι ότι και σε αυτά τα γραφήματα η αντίσταση των

παχύτερων υποξειδίων (10 sec) είναι μεγαλύτερη από των άλλων δειγμάτων ανά δομή. Άρα συμπεραίνουμε ότι αυτό το πάχος για το υποξείδιο έχει συμπεριφορά μονωτικού υλικού στη δίοδο.

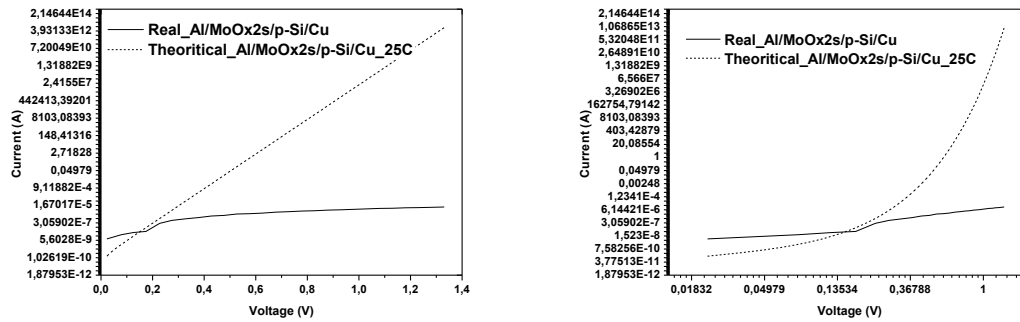
10.2.1 Συμπεράσματα μεθόδου Norde

Επόμενο βήμα στην επεξεργασία των αποτελεσμάτων ήταν η επαλήθευση των εξαγόμενων τιμών βάζοντας αυτές στην **Σχέση 52** (τυπική εξίσωση ρεύματος μιας δίοδου, περιγράφεται και στη **Σχέση 41** για πυκνότητα ρεύματος) και το αποτέλεσμα φαίνονται σε δύο τυπικά γραφήματα που ακολουθούν.



Σχήμα 51: Χαρακτηριστική καμπύλη ρεύματος-τάσης του δείγματος αναφοράς με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω σε λογαριθμική κλίμακα της πραγματικής μέτρησης με τη θεωρητική καμπύλη που προκύπτει από τα αποτελέσματα της μεθόδου του Norde.

Σχήμα 52: Χαρακτηριστική καμπύλη ρεύματος-τάσης του δείγματος με οξείδιο του μολυβδαινίου στα 2 sec με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω σε λογαριθμική κλίμακα της πραγματικής μέτρησης με τη θεωρητική καμπύλη που προκύπτει από τα αποτελέσματα της μεθόδου του Norde.



Σχήμα 53: Το παραπάνω γράφημα με λογαριθμική την κλίμακα του ρεύματος αριστερά και για ακόμη καλύτερη λεπτομέρεια με λογαριθμικούς και τους 2 άξονες (ρεύμα & τάση).

Αδιαμφισβήτητα από τα παραπάνω σχήματα φαίνεται ότι οι πειραματικές τιμές απέχουν πολύ από τις αντίστοιχες θεωρητικές, άρα τα αποτελέσματα είναι αμφισβητήσιμα. Η μέθοδος αυτή δεν έχει δοκιμαστεί από το Norde για διαφορετικές θερμοκρασίες και από όσους έχει χρησιμοποιηθεί (τελευταία αναφορά [27]) δεν γίνεται επαλήθευση των αποτελεσμάτων. Αρχικά, παρότι οι τιμές του φράγματος δυναμικού (ϕ_B) είναι σχετικά λογικές συναρτήσει της θερμοκρασίας (αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του ϕ_B) εντοπίζεται σε διάφορα δείγματα των **Σχημάτων 47, 48** με μια αυξομείωση περίπου 0,1-0,2 eV από θερμοκρασία σε θερμοκρασία πράγμα που δεν μπορεί να αιτιολογηθεί μιας και δεν προβλέπει το μοντέλο αυτό ενδιάμεσες ηλεκτρονιακές καταστάσεις μεταξύ των ενεργειακών ζωνών ή δομικές ατέλειες της διεπαφής μετάλλου ημιαγωγού. Αυτή αδυναμία της μεθόδου έγκειται στη μη ύπαρξη του παράγοντα ιδανικότητας της διόδου στην αρχική εξίσωση, συντελεστή που δείχνει τι συμβαίνει μεταξύ της διεπαφής μετάλλου-ημιαγωγού (ενδιάμεσα states, παγίδες, doping του ημιαγωγού κ.ά.) και ουσιαστικά επηρεάζει και το ποσό της μετρούμενης έντασης της χαρακτηριστικής. Οι τιμές της σειριακής αντίστασης από την άλλη έχουν μεγάλες αυξομειώσεις συναρτήσει της θερμοκρασίας, ενώ όμως δεν υπάρχει κάποια μέχρι τώρα αποδεδειγμένη εξάρτηση της σειριακής αντίστασης από την θερμοκρασία, αν είναι ανάλογα ή όχι ποσά, δεν δικαιολογεί αποκλίσεις μιας τάξης μεγέθους από τη μία θερμοκρασία στην άλλη και στην αμέσως επόμενη θερμοκρασία ξανά πτώση της αντίστασης όπως συμβαίνει για παράδειγμα στο δείγμα Cu/MoOx10s/p-Si/Al.

10.3 Μέθοδος Cheung

Ο Cheung το 1986 εισήγαγε μία πιο περίπλοκη μέθοδο κατά την οποία αρχικά ξεκίνησε χρησιμοποιώντας και αυτός την **Σχέση 52** που περιγράφει την χαρακτηριστική μιας διόδου[28]:

$$I = I_s(\exp(\beta * V_D) - 1)$$

Όπου $\beta=q/kT$ και V_D είναι η εφαρμοζόμενη τάση της διόδου για την οποία ισχύει $V_D= V-I*R_s$. Υποστήριξε επίσης ότι η επίδραση της σειριακής αντίστασης συχνά απεικονίζεται από μια σύνδεση σε σειρά μιας διόδου και μιας αντίστασης (R) μέσω της οποίας ρέει το ρεύμα. Αν στην παραπάνω σχέση αντικαταστήσουμε το ρεύμα με την πυκνότητα ρεύματος και την επαναδιατυπώσουμε ως προς την τάση θα έχουμε:

$$V = RA_{eff}J + n\phi_\beta + (n/\beta) \ln(J/A^{**}T^2) \quad \text{Σχέση 56}$$

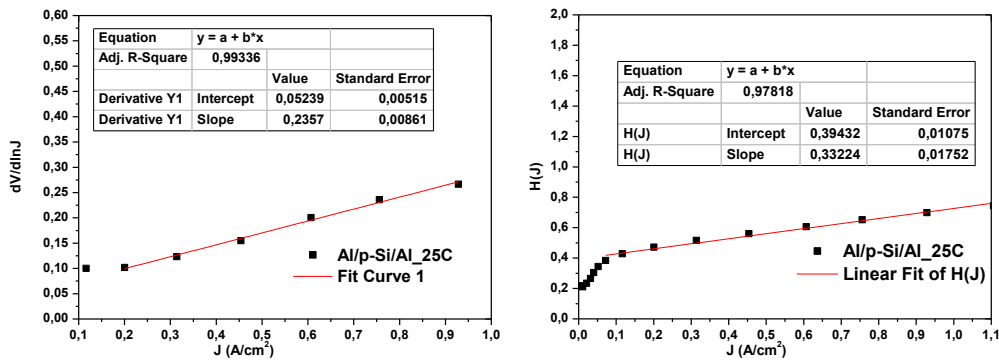
Όπου A_{eff} είναι η ενεργός διατομή, n ο παράγοντας ιδανικότητας, $\beta=q/kT$, A^{**} είναι η σταθερά του Richardson. Στην συνέχεια αν διαφορισθεί η **Σχέση 56** ως προς J θα γίνει:

$$\frac{d(V)}{d(\ln J)} = RA_{eff} + \frac{n}{\beta} \quad \text{Σχέση 57}$$

Όπου σχεδιάζοντας τη γραφική της παραπάνω εξίσωσης με την πυκνότητα ρεύματος και προσαρμόζοντας μια ευθεία σε αυτή η κλίση της θα μας δώσει το RA_{eff} και η τετμημένη με τον κατακόρυφο άξονα θα μας δώσει το n/β . Για να υπολογιστεί το ϕ_β ορίζει μια νέα σχέση $H(J)$:

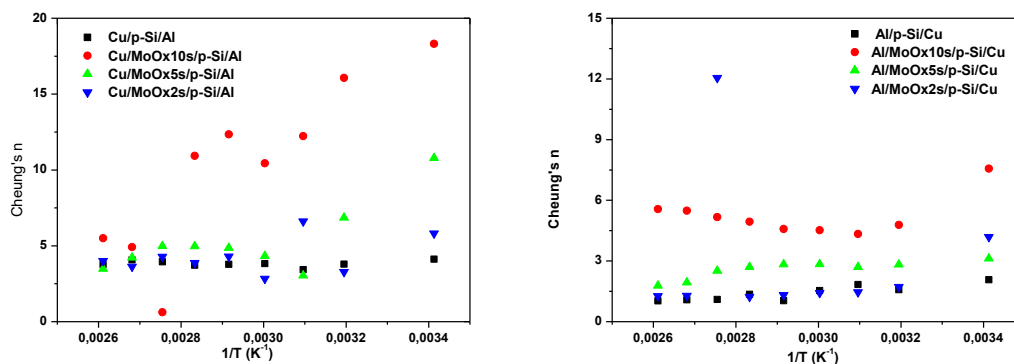
$$H(J) = RA_{eff}J + n\phi_\beta \quad \text{Σχέση 58}$$

Όπου σχεδιάζοντας τη γραφική της παραπάνω εξίσωσης με την πυκνότητα ρεύματος και προσαρμόζοντας μια ευθεία σε αυτή η κλίση της θα μας δώσει το RA_{eff} και η τετμημένη με τον κατακόρυφο άξονα θα μας δώσει το $n*\phi_\beta$. Η τιμή που θα υπολογιστεί για το R θα χρησιμοποιηθεί ως επαλήθευση της πρώτης τιμής της αντίστασης (**Σχέση 57**), ενώ χρησιμοποιώντας το n που υπολογίστηκε στο πρώτο γράφημα δίνεται η τιμή του ϕ_β .



Σχήμα 54: Αριστερά αναπαράσταση του $dV/d\ln J$ με το J , και δεξιά αναπαράσταση του $H(J)$ με το J για το δείγμα αναφοράς που έχει αλουμίνιο και στις δύο επαφές σε θερμοκρασία περιβάλλοντος καθώς και επίδειξη της προσαρμογής της ευθείας πάνω στα αποτελέσματα και για τα δύο γραφήματα.

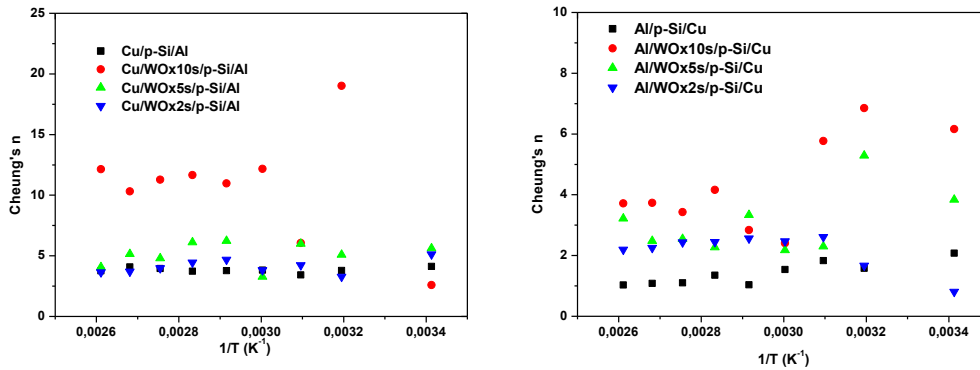
Έχοντας λοιπόν αναλύσει τον τρόπο με τον οποίο εξάγονται τα αποτελέσματα με τη χρήση αυτής της μεθόδου παρακάτω θα παρατεθούν συγκριτικά γραφήματα με τη θερμοκρασία για τα αποτελέσματα της μεθόδου αυτής για το n , το ϕ_B , το R_s αλλά και κάποια ενδεικτικά γραφήματα όπου θα συγκρίνονται οι δύο τιμές της σειριακής αντίστασης που προκύπτουν ανά μέτρηση.



Σχήμα 55: Αναπαράσταση του παράγοντα ιδανικότητας της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξείδια του μολυβδαινίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

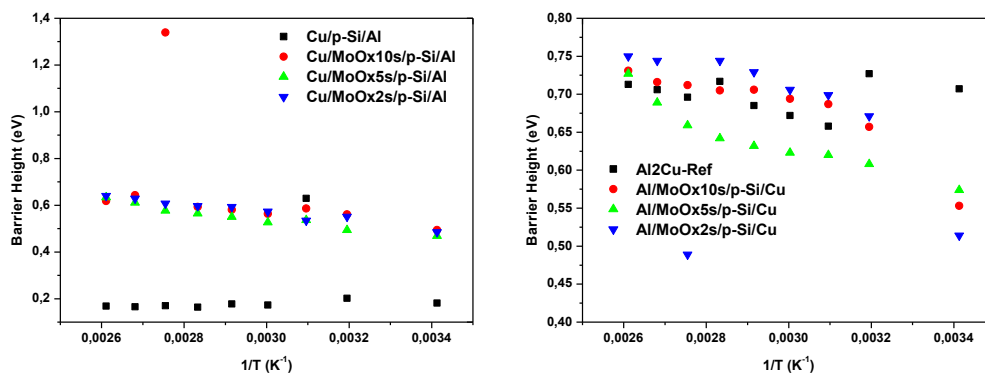
Στα παραπάνω διαγράμματα παρατηρείται ότι ο παράγοντας ιδανικότητας βελτιώνεται όσο μικραίνουμε το πάχος του οξειδίου και τείνουμε στην «δανική» περίπτωση του δείγματος αναφοράς. Αυτό, βέβαια, είναι αναμενόμενο επειδή το n είναι ένας συντελεστής που υποδηλώνει από την ύπαρξη ενδιάμεσων states στη

διεπιφάνεια μετάλλου- ημιαγωγού και ατελειών σε αυτή που προφανώς και έχουν δημιουργηθεί με την εναπόθεση ενός ημιαγωγικού λεπτού υποξειδίου πάνω στον ημιαγωγό. Επίσης παρατηρείται ότι σε γενικές γραμμές το n με την αύξηση της θερμοκρασίας βελτιώνεται κάτι που επίσης αιτιολογείται από το γεγονός ότι τα ενδιάμεσα states με την αύξηση της θερμοκρασίας διευκολύνεται η μετάβαση των φορέων αγωγιμότητας από την ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας.



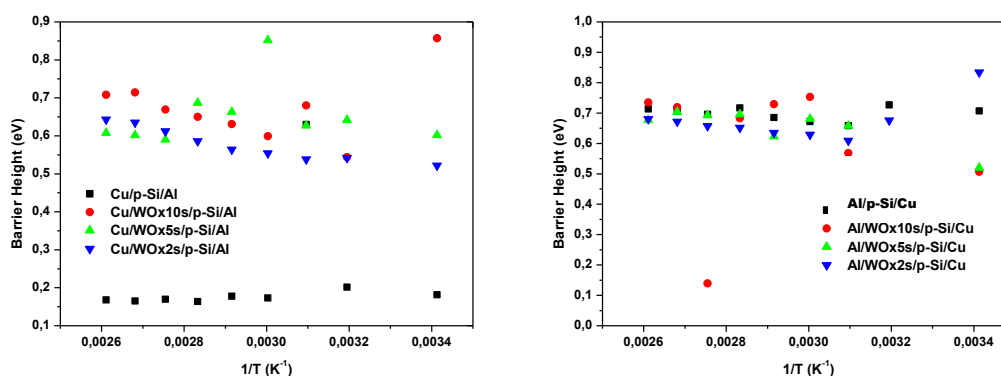
Σχήμα 56: Αναπαράσταση του παράγοντα ιδανικότητας της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξείδια του βολφραμίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται στα δείγματα όσον αφορά το πάχος του υποξειδίου, ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι από τα παραπάνω σχήματα καλύτερη συμπεριφορά (μικρότερα n) παρουσιάζουν τα υποξείδια του βολφραμίου ανεξάρτητα από τις μεταλλικές τους επαφές.



Σχήμα 57: Αναπαράσταση του ϕ_b της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξείδια του μολυβδαινίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

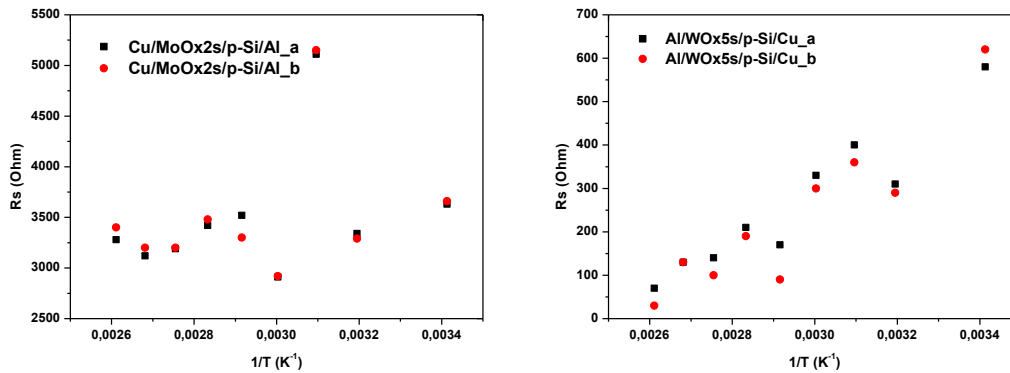
Στα παραπάνω γραφήματα φαίνεται πως τα υποξειδία του μολυβδαινίου με εναπόθεση 5 sec έχουν χαμηλότερες τιμές ϕ_B από τα υπόλοιπα γεγονός που θα μπορούσε να αποδοθεί σε κατασκευαστικό σφάλμα αν θεωρήσουμε ότι το νήμα του μολυβδαινίου είχε χρησιμοποιηθεί σε πολλές εναποθέσεις και τα υποξειδία που εναποθέτονταν είχαν μια σχετική ανομοιομορφία στο πάχος χωρίς να ξεχωρίζουν ιδιαίτερα οι περιπτώσεις για χρόνο εναπόθεσης των 2 και 5 sec. Επίσης, όπως έχει επεξηγηθεί και στην **παράγραφο 10.2** η αύξηση της θερμοκρασίας είναι λογικό να επιφέρει άνοδο στο ϕ_B .



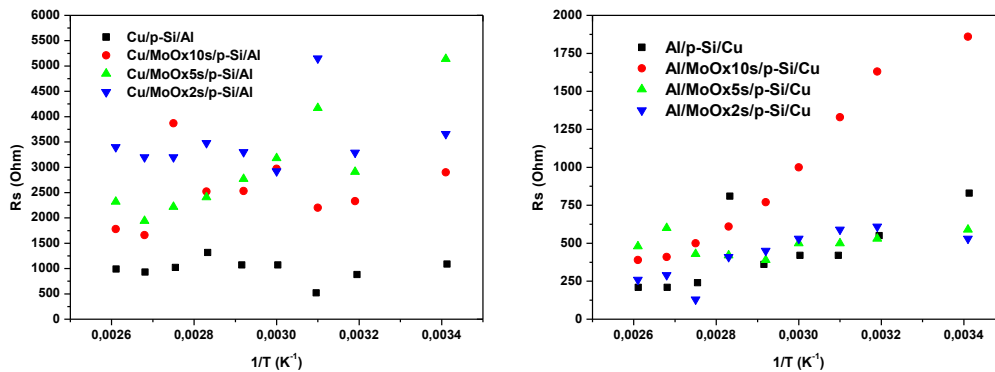
Σχήμα 58: Αναπαράσταση του ϕ_B της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξειδία του βολφραμίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

Εδώ παρατηρείται κάτι που μπορεί να επιβεβαιώνει τον παραπάνω συλλογισμό για αστοχία στην κατασκευή του δείγματος μιας και εδώ όπως είναι φυσικό τα λεπτότερα υμένια έχουν και μικρότερο φράγμα δυναμικού.

Στη συνέχεια θα συγκριθούν θα αποτυπωθούν συγκριτικά διαγράμματα της σειριακής αντίστασης με τη θερμοκρασία, πριν από αυτό όμως με τη βοήθεια δύο τυχαίων γραφημάτων που θα δείχνουν τη σειριακή αντίσταση με τη θερμοκρασία για το ίδιο δείγμα θα αποδείξουμε ότι οι τιμές του R_s που παίρνουμε από τις δύο διαφορετικές προσαρμογές ευθείας που εκτελούνται, στην περίπτωση του $dV/d\ln J$ vs J και $H(J)$ vs J αντίστοιχα, είναι σχεδόν ταυτόσημες.



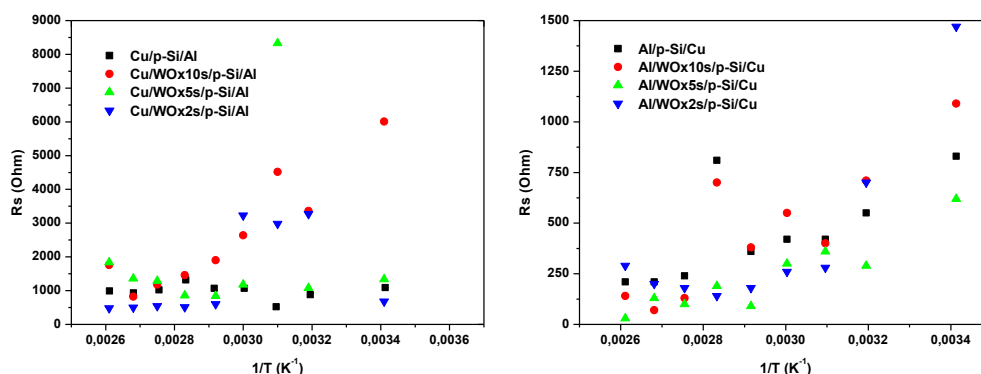
Σχήμα 59: Αναπαράσταση της σειριακής αντίστασης με τη θερμοκρασία για τα δύο διαφορετικά γραμμικά fitting όπου αποδεικνύεται ότι η απόκλιση της αντίστασης είναι σχεδόν αμελητέα.



Σχήμα 60: Αναπαράσταση του ϕ_B της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξείδια του μολυβδαινίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

Στα σχήματα παραπάνω σχήματα παρατηρείται πως η δεξιά δομή (αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω) έχει χαμηλότερες τιμές από την αριστερή πράγμα που φανερώνει πως η σειριακή αντίσταση δεν έχει άμεση εξάρτηση από το φράγμα δυναμικού, όπου δεν παρατηρείται αντίστοιχη συμπεριφορά συναρτήσεως της θερμοκρασίας. Έτσι μπορούμε να υποθέσουμε αν δεχθούμε την Σχέση 58, που εισήγαγε ο Cheung, που δείχνει ότι τα ποσά είναι ανάλογα ότι τα αποτελέσματα της μεθόδου είναι επισφαλής. Επιπλέον όπως έχει ήδη αναφερθεί αν και δεν υπάρχει για τα ενδιάμεσα στρώματα οξειδίων μια ασφαλής προσέγγιση για την εξάρτηση της αντίστασης από τη θερμοκρασία στα υποξείδια που εναποτέθηκαν στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής φαίνεται ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας μειώνεται η

αντίσταση, γεγονός που εξαιτίας του αριθμού των δειγμάτων και των μετρήσεων δεν μπορεί να θεωρηθεί τυχαίο.

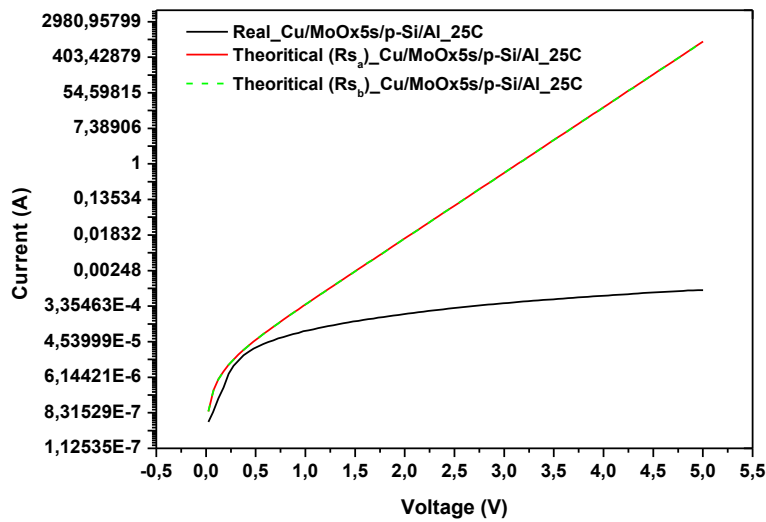


Σχήμα 61: Αναπαράσταση του ϕ_B της διόδου με τη θερμοκρασία για τα υποξείδια του μολυβδαινίου, αριστερά για τα δείγματα με χαλκό στην μπροστινή επαφή και αλουμίνιο στην πίσω, ενώ δεξιά με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω αντίστοιχα.

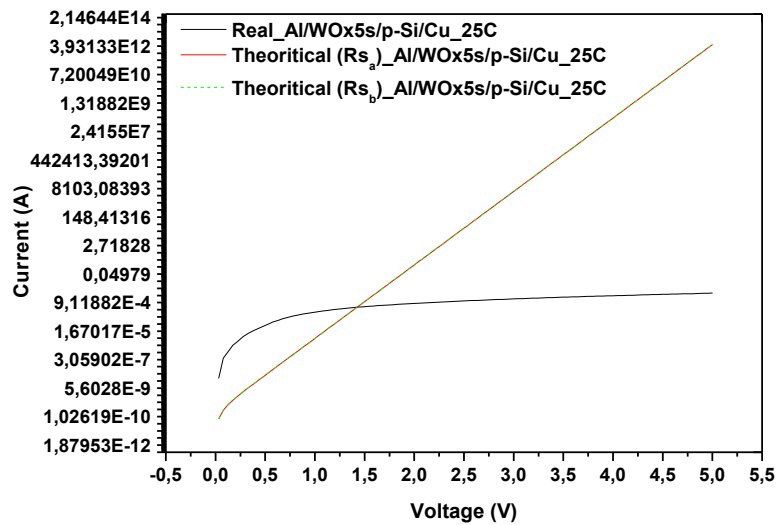
Ομοίως, παρατηρείται ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας μειώνεται η σειριακή αντίσταση, όπως επίσης και ότι οι δομές με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω έχει μικρότερες τιμές αντίστασης από τις αντίστοιχες με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω.

10.3.1 Συμπεράσματα μεθόδου Cheung

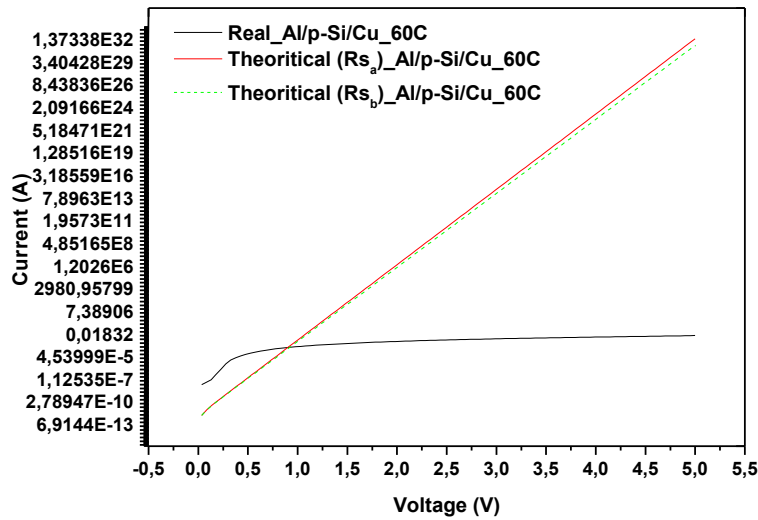
Όπως και στην μέθοδο Norde, έχοντας ολοκληρώσει την επεξεργασία των αποτελεσμάτων έγινε δοκιμή για την επαλήθευση των εξαγόμενων τιμών εισάγοντας τα αποτελέσματα των παραμέτρων στην αρχική σχέση που χρησιμοποίησε ο Cheung- και είναι η ίδια που χρησιμοποίησε ο Norde, αλλά αναφέρεται και από το Sze στα κεφάλαια 10 και 3 αντίστοιχα- με σκοπό να αναπαράγουμε την αρχική I-V ή έστω κάποιο κομμάτι αυτής, παίρνοντας τα παρακάτω σχήματα.



Σχήμα 62: Αναπαράσταση της αρχικής I-V σε λογαριθμική κλίμακα και αποτύπωση των δύο θεωρητικών I-V που προκύπτουν από την ανάλυση του Cheung (με κόκκινη ενιαία γραμμή χρησιμοποιείται η R_s από τον πρώτο υπολογισμό κατά τη μέθοδο Cheung, στην πράσινη διακεκομμένη γραμμή χρησιμοποιείται η αντίσταση από τον δεύτερο υπολογισμό του Cheung).



Σχήμα 63: Αναπαράσταση της αρχικής I-V σε λογαριθμική κλίμακα και αποτύπωση των δύο θεωρητικών I-V που προκύπτουν από την ανάλυση του Cheung (με κόκκινη ενιαία γραμμή χρησιμοποιείται η R_s από τον πρώτο υπολογισμό κατά τη μέθοδο Cheung, στην πράσινη διακεκομμένη γραμμή χρησιμοποιείται η αντίσταση από τον δεύτερο υπολογισμό του Cheung).



Σχήμα 64: Αναπαράσταση της αρχικής I-V σε λογαριθμική κλίμακα και αποτύπωση των δύο θεωρητικών I-V που προκύπτουν από την ανάλυση του Cheung (με κόκκινη ενιαία γραμμή χρησιμοποιείται η R_s από τον πρώτο υπολογισμό κατά τη μέθοδο Cheung, στην πράσινη διακεκομμένη γραμμή χρησιμοποιείται η αντίσταση από τον δεύτερο υπολογισμό του Cheung).

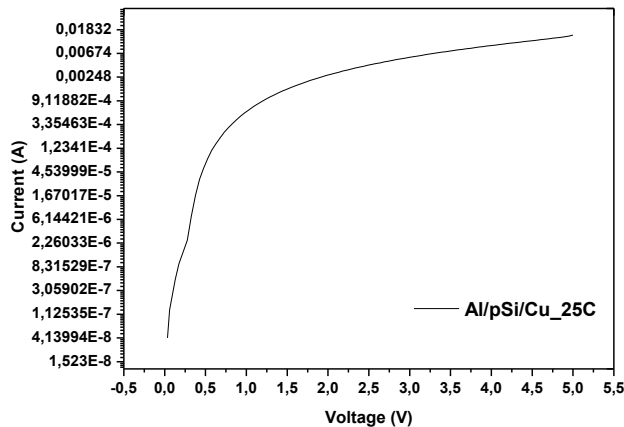
Έτσι λοιπόν και αυτή η μέθοδος που χρησιμοποιείται σήμερα από τους περισσότερους ερευνητές ανά τον κόσμο έχοντας δώσει, χωρίς υπερβολές αποτελέσματα για χιλιάδες δημοσιεύσεις, τίθεται υπό αμφισβήτηση μιας και δεν μπόρεσε να αναπαράγει την αρχική I-V ούτε στο ελάχιστο. Χωρίς, λοιπόν, να πρόκειται για υπερβολή μιας και δεν μπόρεσε να αναπαράγει την I-V ούτε του ενός υποξειδίου (μολυβδαίνιο) ούτε του άλλου (βολφράμιο) η μέθοδος αυτή είναι παντελώς αναξιόπιστη για την μελέτη τέτοιου είδους υποστοιχειομετρικών οξειδίων. Ασφαλώς, και δε θα μπορούσε να τεθεί το ζήτημα για τη διεργασία παρασκευής των δειγμάτων, μιας και επαναλαμβανόμενα ανεπιτυχή fitting δεν μπορεί να είναι σύμπτωση για αυτό το λόγο άλλωστε στο **Σχήμα 64** έχει δοκιμασθεί να γίνει αναπαράσταση της I-V σε θερμοκρασία μεγαλύτερη από αυτή του δωματίου και μάλιστα σε δείγμα αναφοράς για να μην υπάρχει σύγχυση με τα ενδιάμεσα states που δημιουργούνται από την παρουσία των υποξειδίων. Βέβαια στη δημοσίευση του Cheung ο ίδιος κατάφερε να αναπαράγει ένα κομμάτι της αρχικής I-V και να το παρουσιάσει σε επαφή W/GaAs που είχε υποστεί ανόπτηση στους 700°C αλλά σε αυτή τη θερμοκρασία πιθανόν να υπήρχε διάχυση του βολφραμίου στον ημιαγωγό, αλλά ακόμα και αν δεν ισχύει αυτό και τα αποτελέσματα να είναι αξιόπιστα έχει

σημειωθεί εξ' αρχής ότι η συγκεκριμένη μέθοδος υστερεί στα υμένια των μεταλλικών υποξειδίων όπως επίσης και στην εξαγωγή των παραμέτρων μιας διόδου συναρτήσει της θερμοκρασίας καθώς είναι ελάχιστες οι έρευνες που οι μετρήσεις έχουν γίνει για διαφορετικές θερμοκρασίες και οι περισσότερες εξ' αυτών μελετούν την συμπεριφορά της χαρακτηριστικής I-V σε θερμοκρασίες από 100 έως 400 K με ένα βήμα 50-100 K, που είναι ένα αρκετά μεγάλο βήμα για ασφαλή συμπεράσματα για την εξάρτηση της θερμοκρασίας με τις παραμέτρους μιας διόδου.

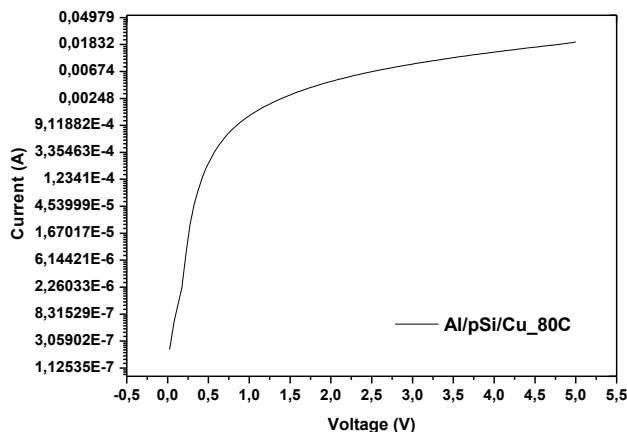
10.4 Νόμος Child- Langmuir

10.4.1 Εισαγωγή

Παρατηρώντας τα παραπάνω αποτελέσματα είναι εμφανές ότι και οι δύο μέθοδοι δεν μπορούν να περιγράψουν ολόκληρες τις I-V ή κάποια περιοχή αυτής. Έτσι νέος στόχος μας έγινε η καλύτερη δυνατή προσαρμογή μιας ή περισσοτέρων όπως αποδείχθηκε εξισώσεων που διέπουν τη φυσική μιας διόδου. Αφορμή για αυτό δόθηκε από την ενδελεχή παρατήρηση της χαρακτηριστικής I-V όπου όπως θα παρουσιαστεί παρακάτω σε διαφορετικές I-V, διαφορετικών δειγμάτων και σε διαφορετικές θερμοκρασίες, δεν περιγράφεται η διάδος από μία μόνο εκθετική μεταβολή.



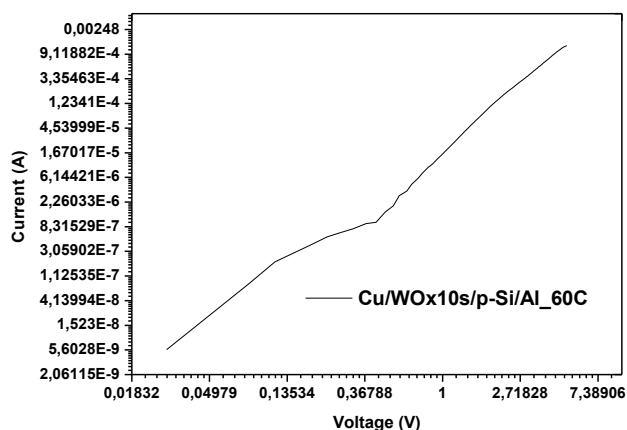
Σχήμα 65: Αναπαράσταση του δείγματος αναφοράς με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω στους 25°C.



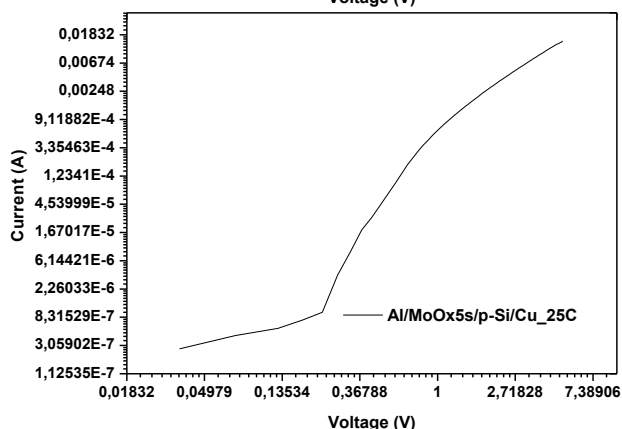
Σχήμα 66: Αναπαράσταση του παραπάνω δείγματος στους 80°C.

Είναι εμφανές ότι μελετώντας τις I-V σε λογαριθμική κλίμακα αποκαλύπτεται η παρουσία ενός ακόμα εκθετικού στις πολύ μικρές τάσεις, και ότι αυτό το εκθετικό με την άνοδο της θερμοκρασίας δεν χάνεται. Παρακάτω αποδεικνύεται ότι αυτό δεν

συμβαίνει μόνο στα δείγματα αναφοράς αλλά και σε αυτά στα οποία έχει εναποτεθεί υποξείδιο είτε μολυβδαινίου είτε βολφραμίου, οπότε δεν μπορεί να οφείλεται το παραπάνω φαινόμενο σε μετρητικό σφάλμα μιας και το επιπλέον εκθετικό εμφανίζεται σε όλα τα δείγματα τα οποία έχουν διαφορετικό τρόπο κατασκευής.



Σχήμα 67: Αναπαράσταση στους δείγματος με υποξείδιο βολφραμίου και χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω στους 60°C.



Σχήμα 68: Αναπαράσταση στους δείγματος με υποξείδιο μολυβδαινίου και αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω στους 25°C.

Όταν είναι και οι δύο άξονες λογαριθμικοί εμφανίζεται στις μεγάλες τάσεις ένα ευθύγραμμο τμήμα κάτι που μας ώθησε να αναπτύξουμε μια θεωρία όπου η διόδος θα περιγράφεται από δύο εκθετικά όπως φαίνεται στα **Σχήματα 65, 66** και μια περιοχή όπου $I \propto V^\chi$, όπως φαίνεται στα **Σχήματα 67, 68** σε τάσεις μεγαλύτερες του 1,5 Volt, μία θεωρία η οποία βρήκε βάση στο νόμο Child- Langmuir όπου $I \propto V^{3/2}$.

10.4.2 Παραγωγή του νόμου Child- Langmuir

Η δίοδος των παράλληλων πλακών

Ξεκινώντας από την εξίσωση του Poisson [29]:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{Σχέση 59}$$

Σχέση που χρειάζεται επειδή ο χώρος επηρεάζεται από το φορτίο. Υποθέτοντας ότι τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται από την κάθοδο με μηδενική ταχύτητα και μηδενικό δυναμικό. Έπειτα αυξάνεται η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων μέσω μιας αλλαγής στο δυναμικό:

$$\frac{1}{2} m u^2 = eV \quad \text{Σχέση 60}$$

Η πυκνότητα θέματος ($J=I/A$) σε όρους ταχύτητας και πυκνότητας φορτίου είναι:

$$J = |p u| \quad \text{Σχέση 61}$$

Όπου η απόλυτη τιμή χρησιμοποιείται για να απαλείψει την πιθανότητα προβλημάτων εξαιτίας αρνητικού σήματος. Στη συνέχεια έχουμε:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{J}{u \epsilon_0} = \frac{J}{\epsilon_0 \left(\sqrt{\frac{2eV}{m}} \right)} = \frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} \quad \text{Σχέση 62}$$

Για να ολοκληρωθεί αυτή η σχέση, η παραπάνω πολλαπλασιάζεται με dV/dx :

$$\frac{dV}{dx} \frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} V^{1/2} \frac{dV}{dx} \quad \text{Σχέση 63}$$

Έτσι έχουμε:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} \frac{dV}{dx} = \frac{d}{dx} \left[\frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} V^{1/2} \right] \quad \text{Σχέση 64}$$

Όπου η παραπάνω γίνεται:

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \left[\frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} V^{1/2} \right]^2 \quad \text{Σχέση 65}$$

Η σταθερά της ολοκλήρωσης απαλείφεται γιατί τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται με μηδενική ταχύτητα. ($V=0$ & $dV/dx=0$ όταν $x=0$).

$$\left(\frac{dV}{dx} \right) = \left[\frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2eV} \right)^{1/2} \right]^{1/2} V^{1/4} = \sqrt{\frac{J}{2e}} \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/4} V^{1/4} \quad \text{Σχέση 66}$$

Έπειτα έχουμε:

$$\left(\frac{dV}{dV^{1/4}}\right) = \sqrt{\frac{J}{2e}} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/4} dx \Rightarrow V^{3/4} = \sqrt{\frac{J}{2e}} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/4} x \quad \text{Σχέση 67}$$

Όπου για $x=d$, θα συνεχίσει να ισχύει $V=V_0$. Έτσι μπορούμε να λύσουμε ως προς την πυκνότητα ρεύματος:

$$V^{3/4} = \sqrt{\frac{J}{2e}} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/4} d \Rightarrow \epsilon_0 \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} = J \quad \text{Σχέση 68}$$

Η παρατήρηση ότι $J \propto V_0^{3/2}$ είναι γνωστή ως νόμος Child- Langmuir. Σε αυτή την περίπτωση, είναι ξεκάθαρο ότι η διάδος των παράλληλων πλακών δεν είναι μια συσκευή ωμικής συμπεριφοράς.

10.4.3 Προσαρμογή του μοντέλου στις αρχικές I-V

Μετά την ανάλυση της παραγωγής του νόμου Child- Langmuir, επανερχόμαστε στο μοντέλο που περιγράφηκε συνοπτικά παραπάνω. Εφόσον έχουμε δύο εκθετικά στην αρχή (υποδηλώνεται η ύπαρξη δύο διόδων) προσαρμόζουμε από μία εξίσωση της μορφής:

$$y = y_0 + A \exp\left(\frac{x}{t}\right) \quad \text{Σχέση 69}$$

Η οποία είναι παρόμοια με τη **Σχέση 41**:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right]$$

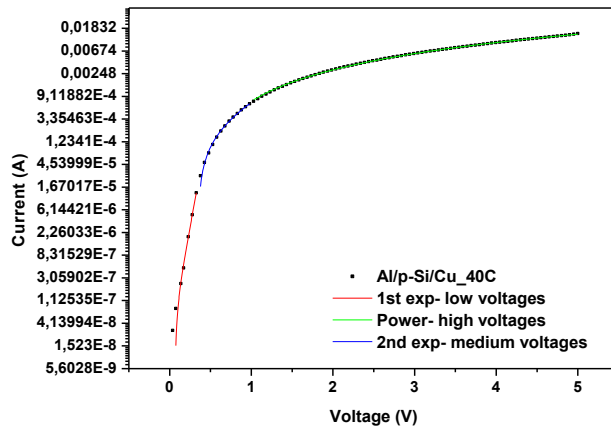
Και έτσι μπορούμε να εξάγουμε από την παραπάνω το φράγμα δυναμικού και τον παράγοντα ιδανικότητας της διόδου για κάθε ένα εκθετικό ξεχωριστά.

Για τη σειριακή αντίσταση, αφού θεωρήσουμε ότι έχει σημαντική επίδραση στην I-V καθώς η τάση αυξάνεται άρα αναφερόμαστε σε μεγάλες τάσεις (1,5- 5 Volt), προσαρμόζουμε μια συνάρτηση της μορφής:

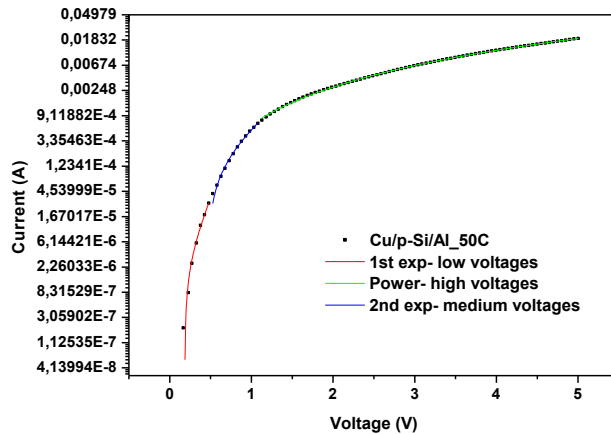
$$y = A|x - c|^p \quad \text{Σχέση 70}$$

Όπου χρησιμοποιώντας το πολυώνυμο $V^{3/2} = (V - I \cdot R_s)^p$ με το p που έχει προκύψει από το παραπάνω fitting στη γραφική, παίρνουμε μία εκτίμηση για την τιμή του R_s η οποία θεωρούμε ότι είναι αξιόπιστη μιας και προκύπτει για πολυωνυμική προσέγγιση

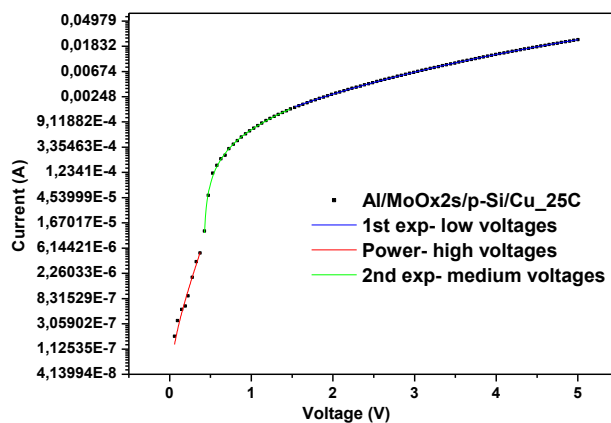
και αποδίδει μια τιμή για την αντίσταση σε συνάρτηση με την τάση. Έπειτα από όσα ειπώθηκαν περί της θεωρίας που αναπτύξαμε θα δείξουμε παρακάτω και αποτελέσματα από τα fitting πάνω σε ολόκληρη την χαρακτηριστική I-V.



Σχήμα 69: Αναπαράσταση του δείγματος αναφοράς με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω στους 40°C και επίδειξη της άρτιας εφαρμογής των σχέσεων που αναλύθηκαν παραπάνω κατά περίπτωση.



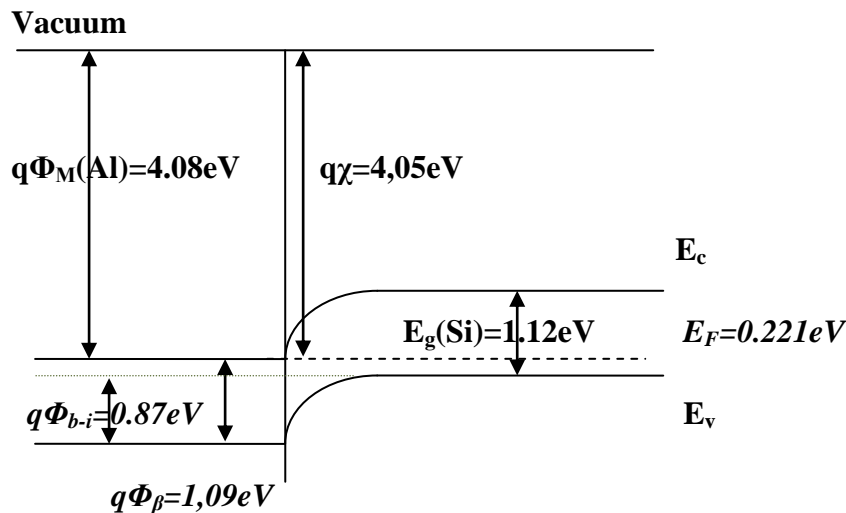
Σχήμα 70: Αναπαράσταση του δείγματος αναφοράς με χαλκό μπροστά- αλουμίνιο πίσω στους 50°C και επίδειξη της άρτιας εφαρμογής των σχέσεων που αναλύθηκαν παραπάνω κατά περίπτωση.



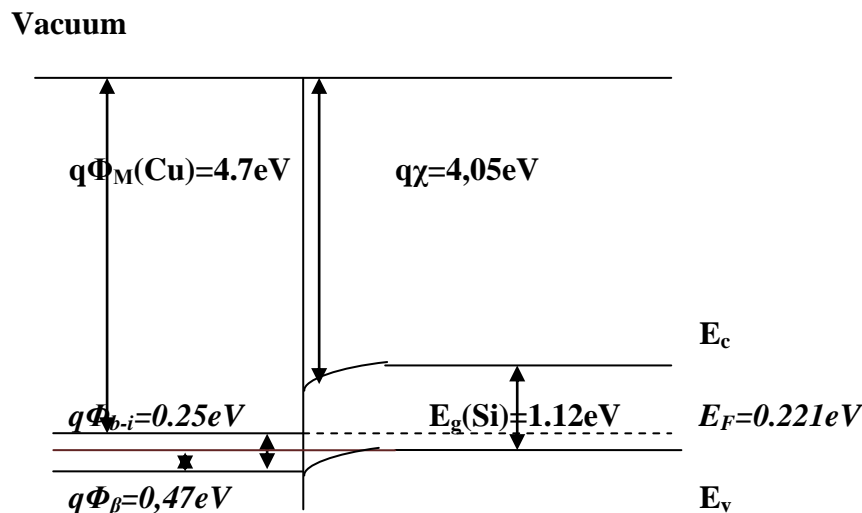
Σχήμα 71: Αναπαράσταση του δείγματος με εναπόθεση 2 sec υποξειδίου μολυβδαινίου με αλουμίνιο μπροστά- χαλκό πίσω στους 25°C και επίδειξη της άρτιας εφαρμογής των σχέσεων που αναλύθηκαν παραπάνω κατά περίπτωση.

Παραπάνω γίνεται αντιληπτό ότι η παρούσα μέθοδος έχει αποτελέσματα αξιόπιστα τουλάχιστον ως προς το fitting τα οποία θα αναλυθούν στα συγκριτικά γραφήματα που θα ακολουθήσουν.

Και επειδή όλα αυτά είναι απλώς μια θεωρία θα δείξουμε πως αυτή η μέθοδος που εισάγουμε μπορούν να αιτιολογηθούν με τα ενεργειακά διαγράμματα των επαφών που κατασκευάστηκαν για την διπλωματική αυτή, τα οποία δεν παρουσιάστηκαν παραπάνω εξαιτίας της αναξιπιστίας των αποτελεσμάτων των μεθόδων Norde, Cheung όπως εν τέλει αποδείχθηκε.



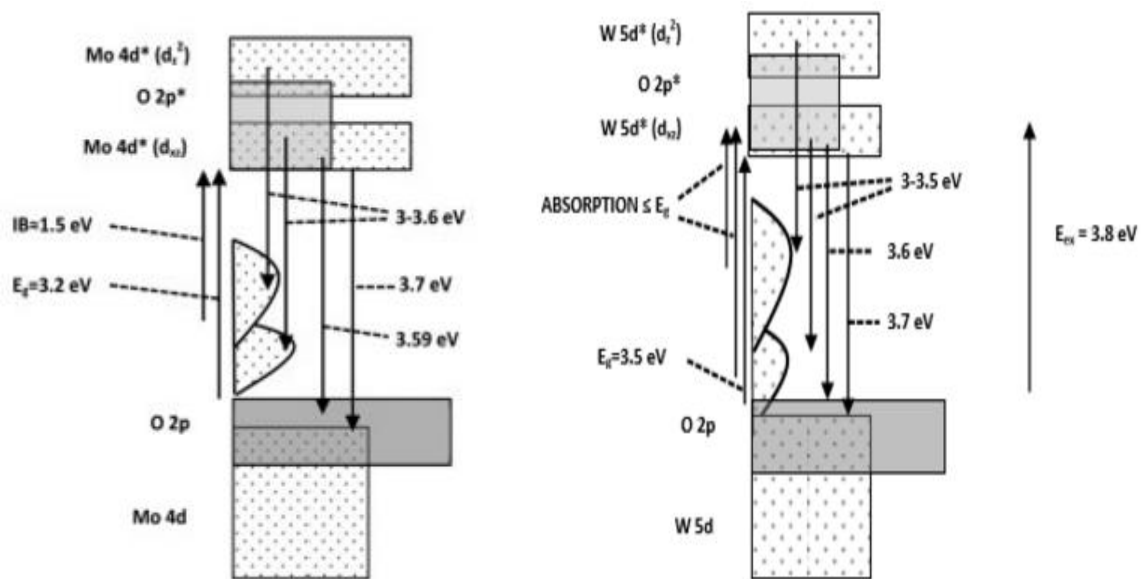
Σχήμα 72: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για την περίπτωση της επαφής αλουμινίου- πυριτίου.



Σχήμα 73: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για την περίπτωση της επαφής χαλκού- πυριτίου.

Επιπλέον, να προσθέσουμε κάτι που δεν εμφανίζεται στα παραπάνω γραφήματα ότι υπάρχουν δεσμοί μεταξύ μετάλλου- ημιαγωγού διαφορετικής ενέργειας όπως επίσης

και states που δημιουργούνται στην διεπιφάνεια είτε λόγω κατασκευαστικών ατελειών είτε λόγω ύπαρξης οξυγόνου (έστω και αν πρόκειται για native oxide) ή ακόμα και σε επιφανειακές παγίδες ηλεκτρονίων. Τα παραπάνω μπορούν να συντελέσουν στο να υπολογίζονται δύο διαφορετικά ϕ_B ένα που να οφείλεται στα ενδιάμεσα states τα οποία εξαντλούν ότι έχουν να δώσουν για πολύ μικρές τάσεις (έως 0,5V) και στη συνέχεια έχουμε την εμφάνιση του δεύτερου ϕ_B που έχει χαμηλότερες τιμές από το πρώτο και αντιστοιχεί στο ϕ_B της διόδου εξαιτίας της θερμοϊονικής εκπομπής.

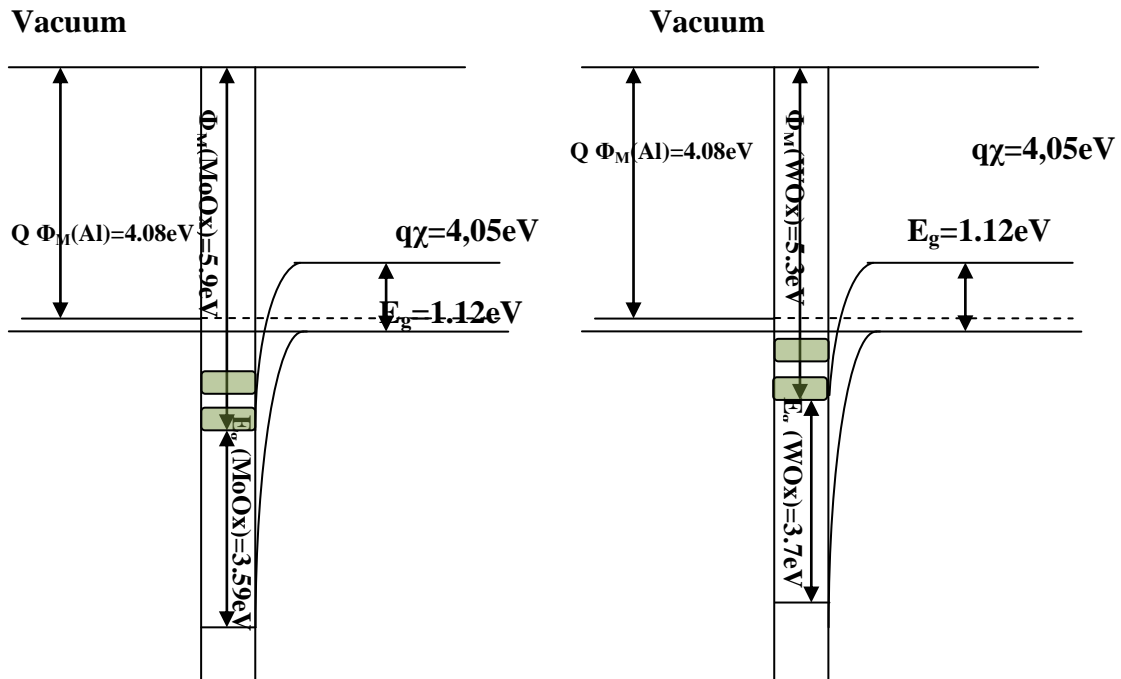


Σχήμα 74: Αναπαράσταση των ενεργειακών ζωνών, αριστερά: για το υποξείδιο του μολυβδαινίου, δεξιά: για το υποξείδιο του βολφραμίου.

Στα παραπάνω σχήματα παρατηρούμε ότι για υποστοιχειομετρικά οξείδια σε περιβάλλον Forming Gas, δημιουργούνται δύο ενδιάμεσες ζώνες μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας. Οι ζώνες αυτές οφείλονται η μεν από κάτω σε ελλείψεις οξυγόνου η δε από πάνω σε δεσμούς υδρογόνου εξαιτίας των ανιόντων υδροξυλίου που δημιουργούνται κατά την εναπόθεση. Το χάσμα έτσι διαμορφώνεται στα 3,59 eV για το υποξείδιο του μολυβδαινίου και στα 3.7eV για το υποξείδιο του βολφραμίου. Σημαντικό είναι εδώ να προσθέσουμε πως από γεωμετρικής άποψης και τα δύο υποξείδια έχουν d τροχιακά (Mo→4d, W→5d), τα οποία κάτι που υποδηλώνει πως ότι εκτός από την κατεύθυνση έχουν την τάση να απλώνονται πάρα πολύ και επειδή ο εκθετικός όρος των κυματοσυναρτήσεων των τροχιακών είναι της μορφής $e^{-r/n}$ (όπου n ο κύριος κβαντικός αριθμός 4 για το Mo, 5 για το W) οπότε το βολφράμιο θα απλώνεται περισσότερο στο χώρο κάτι που αναμένεται να επηρεάσει

και τις τιμές του φβ ανάλογα με την μεταλλική επαφή του εκάστοτε δείγματος.[29][30]

Στην επόμενη σελίδα απεικονίζονται τα ενεργειακά διαγράμματα του αλουμινίου-πυριτίου με τα υποξείδια αριστερά του μολυβδαινίου και δεξιά το υποξείδιο του βολφραμίου.

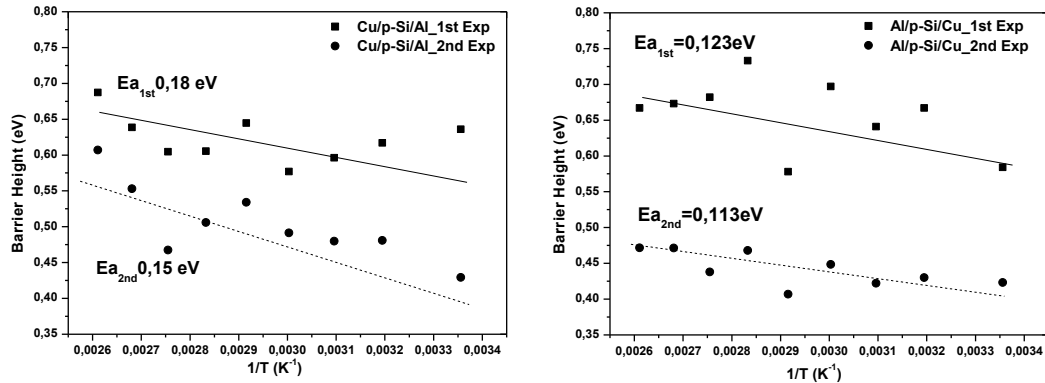


Σχήμα 75: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για την περίπτωση της επαφής αλουμινίου-πυριτίου με ενδιάμεσο στρώμα υποξειδίου του μολυβδαινίου, αριστερά και του βολφραμίου, δεξιά.

Στα παραπάνω διαγράμματα ενεργειακών ζωνών υπάρχουν οι σκιασμένες περιοχές που αναπαριστούν τις δύο διαφορετικές ζώνες στην ζώνη αγωγιμότητας του μολυβδαινίου και του βολφραμίου αντίστοιχα οι οποίες αναφέρονται σε διαφορετική κατεύθυνση τροχιακών (d_{xz} η κάτω μπάντα, d_{z2} η πάνω μπάντα).

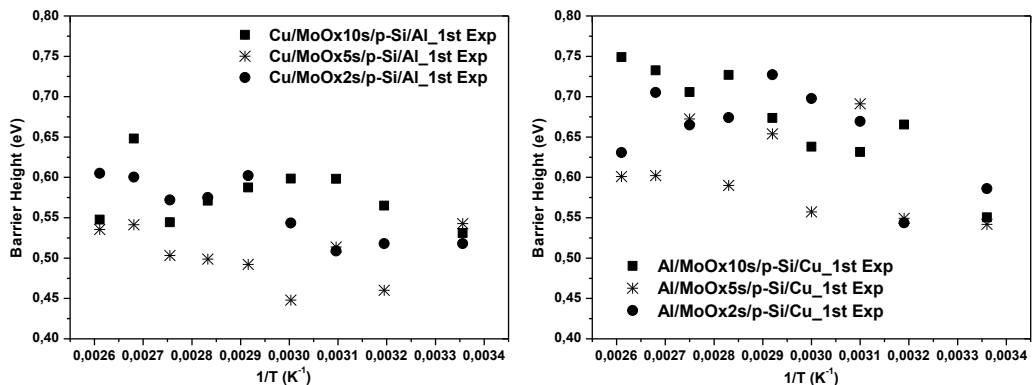
10.4.4 Ανάλυση αποτελεσμάτων των 2 εκθετικών

Αρχικά θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα των ϕ_b με την θερμοκρασία των υποξειδίων του μολυβδαινίου και τις διαφορές μεταξύ πρώτου και δεύτερου εκθετικού.



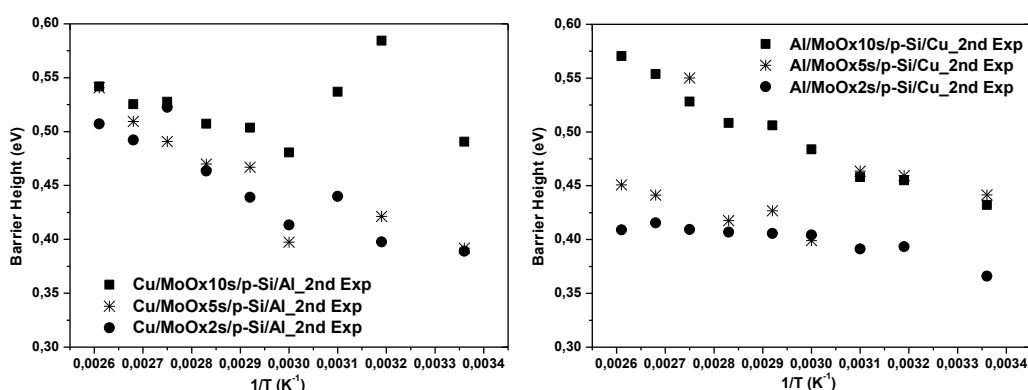
Σχήμα 76: Αναπαράσταση των δύο εκθετικών με τις τιμές του ϕ_b συναρτήσει της θερμοκρασίας για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Στα παραπάνω γραφήματα παρατηρείται ότι για τα δείγματα αναφοράς οι τιμές των ϕ_b ανά εκθετικό είναι περίπου ίδιες. Παρατηρείται όμως και πως το δείγμα με χαλκό στην μπροστινή επαφή έχει μεγαλύτερη διασπορά στις τιμές του και για τα δύο εκθετικά κάτι που αποτυπώνεται στην ενέργεια ενεργοποίησης η οποία εξαρτάται από την κλίση των σημείων στο γράφημα.



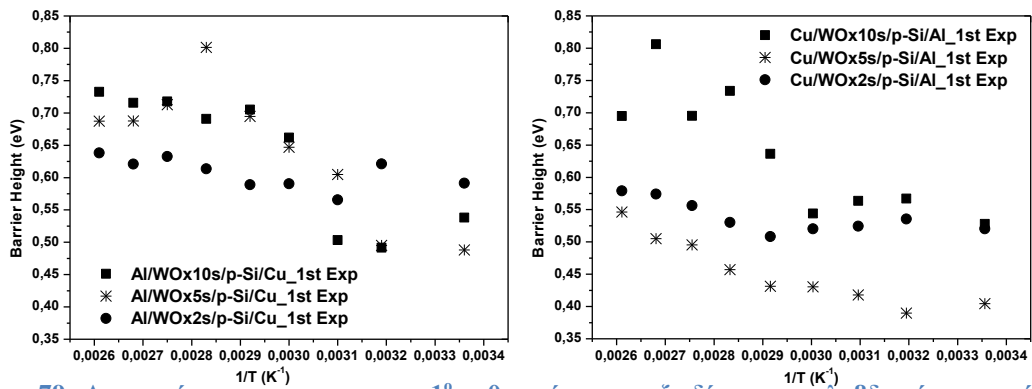
Σχήμα 77: Αναπαράσταση του ϕ_b για το 1^ο εκθετικό του υποξειδίου του μολυβδαινίου για πάχη από εναπόθεση των 10, 5, 2 sec για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Εδώ παρατηρούμε ότι οι τιμές του ϕ_B της αριστερής δομής είναι γενικά χαμηλότερες από αυτές της δομής δεξιά (αλουμίνιο μπροστά- χαλκός πίσω), κάτι που είναι λογικό μιας και το θεωρητικό ϕ_B της επαφής αλουμινίου- πυριτίου είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο της επαφής χαλκού- πυριτίου. Επιπλέον, κάτι που φαίνεται στα παραπάνω γραφήματα είναι πως το υποξείδιο στο οποίο έχει γίνει εναπόθεση 5 sec έχει και στις δύο περιπτώσεις τις χαμηλότερες τιμές. Τέλος να σχολιάσουμε πως σε θερμοκρασία δωματίου οι τιμές των ϕ_B είναι περίπου οι ίδιες ανά διαφορά πάχους.



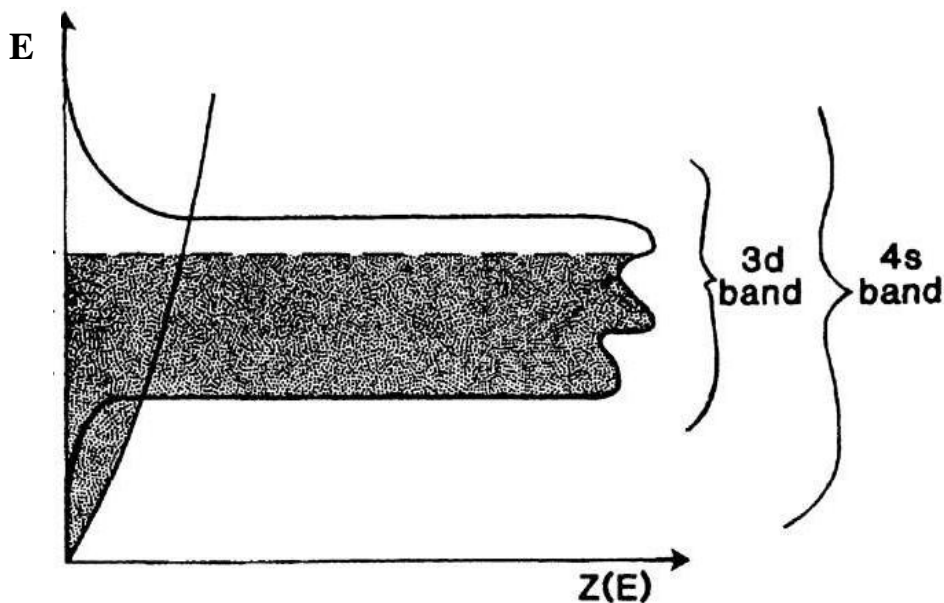
Σχήμα 78: Αναπαράσταση του ϕ_B για το 1^ο εκθετικό του υποξειδίου του μολυβδαινίου για πάχη από εναπόθεση των 10, 5, 2 sec για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Στο 2^ο εκθετικό που οι τιμές του ϕ_B είναι μικρότερες παρατηρούμε όπως και στα δείγματα αναφοράς ότι η αριστερή δομή (χαλκός μπροστά επαφή) έχει μεγαλύτερη διασπορά των σημείων στο γράφημα. Επίσης να επισημάνουμε το γεγονός ότι για το 2^ο εκθετικό μικρότερες τιμές ϕ_B έχει, ανεξαρτήτως μεταλλικών επαφών, το υμένιο με το λεπτότερο πάχος (2 sec).



Σχήμα 79: Αναπαράσταση του ϕ_B για το 1^ο εκθετικό του υποξειδίου του μολυβδαινίου για πάχη από εναπόθεση των 10, 5, 2 sec για τις δομές, αριστερά αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή και χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, δεξιά.

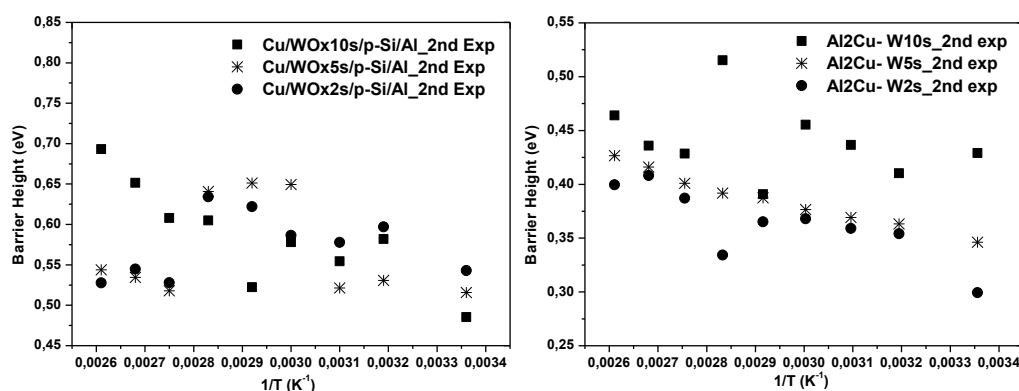
Στη δομή χαλκού μπροστά- αλουμινίου στην πίσω επαφή φαίνεται ότι η διασπορά των τιμών ϕ_B είναι μεγαλύτερη κάτι το οποίο είναι εμφανίζεται συστηματικά για αυτή τη δομή ανεξαρτήτως υποξειδίου, άρα συμπεραίνουμε ότι οφείλεται στη φύση του μετάλλου και στην προκειμένη περίπτωση στην πυκνότητα καταστάσεων του χαλκού.



Σχήμα 80: Αναπαράσταση της ενέργειας Fermi με την πυκνότητα καταστάσεων όπου στο σκιασμένο τμήμα φαίνεται η πυκνότητα καταστάσεων του χαλκού, ενώ η αντίστοιχη του αλουμινίου ακολουθεί τη μορφή της εκθετικής που ξεκινάει από το 0 στο παραπάνω γράφημα.

Παραπάνω φαίνεται ότι στο με την αύξηση της θερμοκρασίας προστίθεται μία ενισχυμένη μπάντα φορέων αγωγιμότητας η οποία επηρεάζει τις παραμέτρους της

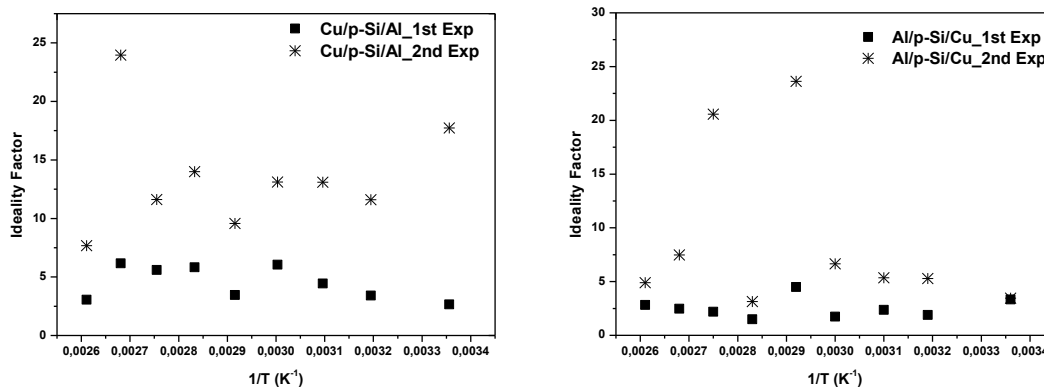
διόδου οδηγώντας στη διασπορά των αποτελεσμάτων που παρατηρήθηκε παραπάνω. Να προσθέσουμε, επίσης ότι με βάση την πυκνότητα καταστάσεων του αλουμινίου δεν προβλέπεται να παρουσιαστούν 2 εκθετικά παρόλα αυτά όμως εξαιτίας των ελλείψεων οξυγόνου και των δεσμών μετάλλου- ημιαγωγού εμφανίζονται 2 εκθετικά και στο αλουμίνιο.



Σχήμα 81: Αναπαράσταση του ϕ_B για το 1^ο εκθετικό του υποξειδίου του μολυβδαινίου για πάχη από εναπόθεση των 10, 5, 2 sec για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

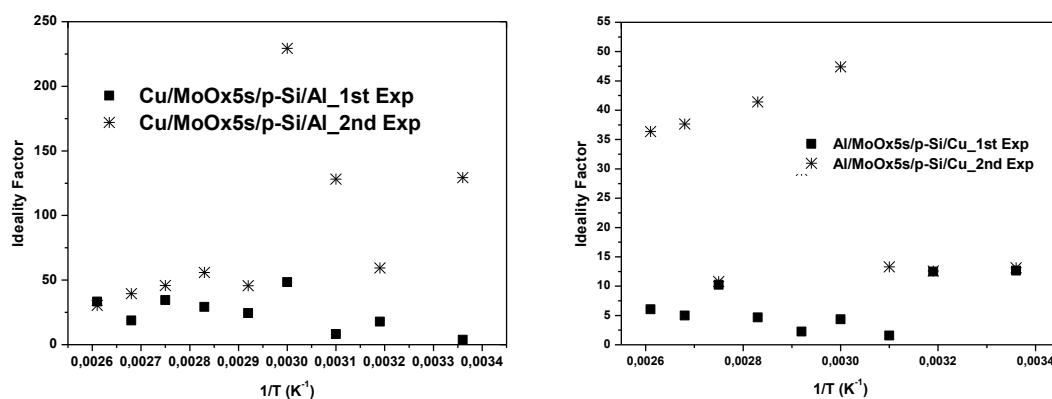
Στα παρόντα γραφήματα παρατηρείται ότι στο 2^ο εκθετικό του υποξειδίου του βολφραμίου η δομή με αλουμίνιο στην μπροστινή επαφή και χαλκό στην πίσω έχει μικρότερες τιμές από την αντίστοιχη δομή με χαλκό στην μπροστινή επαφή. Επιπλέον κάτι που παρατηρείται σε όλα τα γραφήματα με τα ϕ_B είναι ότι με την άνοδο της θερμοκρασίας αυξάνεται και το ϕ_B που δικαιολογείται όπως έχει ήδη αναφερθεί από την εξάρτηση της ενέργειας Fermi από τη θερμοκρασία άρα κατ' επέκταση και από το ϕ_B .

Στην συνέχεια, θα παρουσιαστούν τα γραφήματα με την εξάρτηση του παράγοντα ιδανικότητας από τη θερμοκρασία.



Σχήμα 82: Αναπαράσταση των δύο εκθετικών με τις τιμές του παράγοντα ιδανικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Στο παραπάνω γράφημα όπου απεικονίζεται ο παράγοντας ιδανικότητας με τη θερμοκρασία παρατηρείται πως το 2^ο εκθετικό έχει μεγαλύτερες τιμές καθώς σε μεγαλύτερες τάσεις η κλίση γίνεται μεγαλύτερη όπως φαίνεται και από τα διαγράμματα σε λογαριθμική κλίμακα. Επειδή όμως παρακάτω όπου εισάγονται και τα υποξείδια οι μετρούμενες τιμές μεταξύ των δύο εκθετικών είναι πολύ μεγάλες και δεν είναι εφικτό να γίνει κάποια σύγκριση μεταξύ τους όπως θα παρουσιαστεί και από τα παρακάτω ενδεικτικά σχήματα με τον παράγοντα ιδανικότητας.

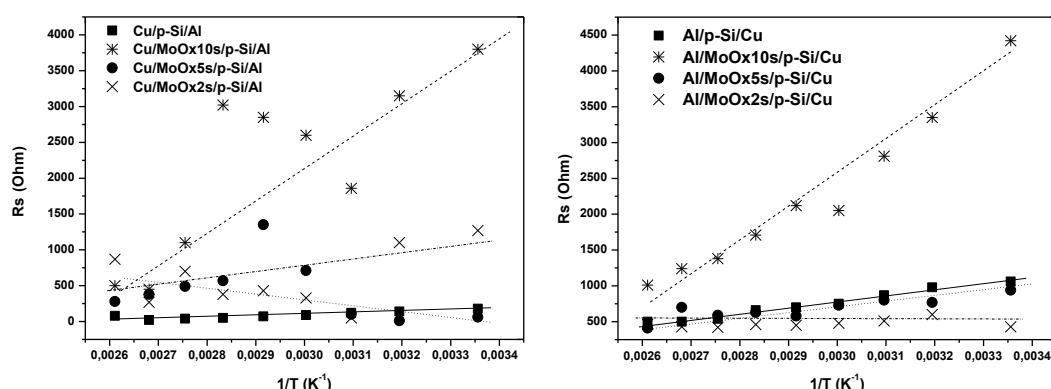


Σχήμα 83: Αναπαράσταση των δύο εκθετικών με τις τιμές του παράγοντα ιδανικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας με υποξείδιο του μολυβδαινίου στα 5 sec για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Είναι εμφανές ότι στα προηγούμενα γραφήματα τα αποτελέσματα του παράγοντα ιδανικότητας δεν ευνοούν τη σύγκριση μεταξύ των δομών, μιας και υπάρχουν αποκλίσεις μιας τάξης μεγέθους κάτι που συμβαίνει λίγο έως πολύ για κάθε δείγμα ανεξάρτητα από τη δομή του ή το πάχος του υποξειδίου του.

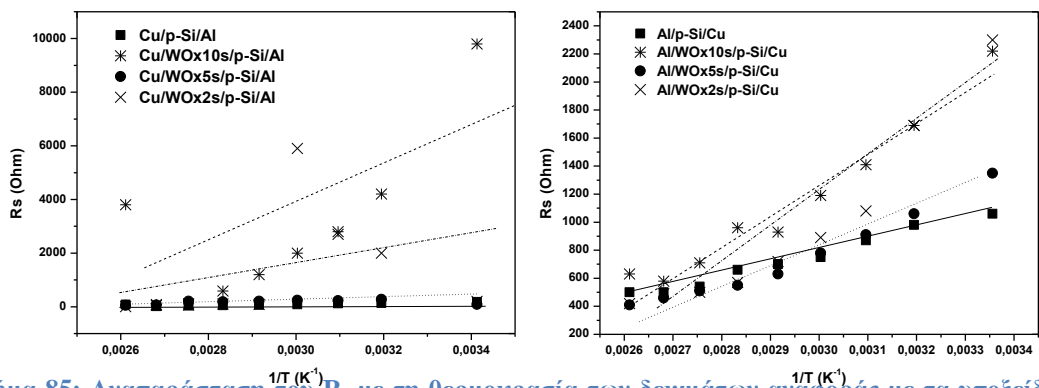
10.4.5 Ανάλυση αποτελεσμάτων νόμου Child- Langmuir

Όπως έχει ήδη αναφερθεί από τον παραπάνω νόμο εξάγαμε μια εκτίμηση για το μέγεθος της σειριακής αντίστασης που θα αναπαρασταθεί παρακάτω σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία σε σύγκριση με την εκάστοτε δομή. Επίσης, να αναφερθεί ότι θα δειχθούν γραφήματα της δύναμης p , η οποία χρησιμοποιήθηκε για την εύρεση της σειριακής αντίστασης, συναρτήσει της θερμοκρασίας καθώς και τα συμπεράσματα που εξήχθησαν από αυτά τα γραφήματα.



Σχήμα 84: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων αναφοράς με τα υποξείδια του μολυβδαινίου για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

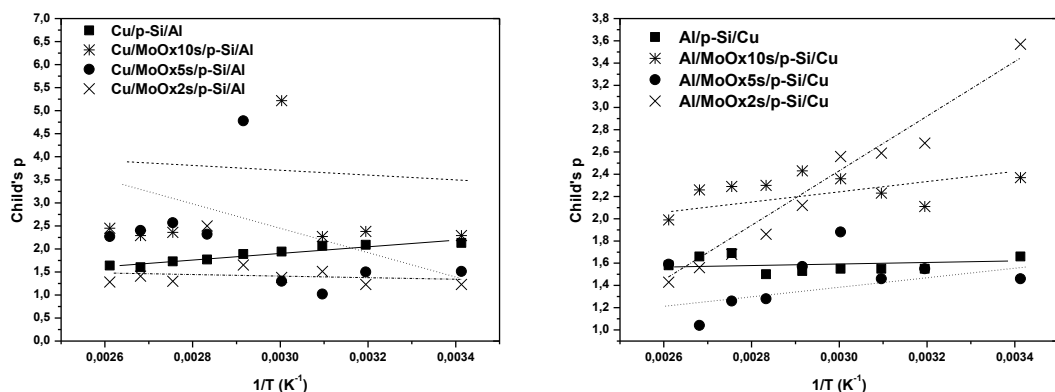
Εδώ παρατηρείται ότι το δείγμα με το παχύτερο υμένιο (10 sec) ανεξάρτητα από τη δομή έχει τις μεγαλύτερες τιμές για αντίσταση ενώ μάλιστα οι τιμές τους είναι σχεδόν ίδιες. Το δείγμα μάλιστα με το υμένιο των 2 sec στη δομή αλουμίνιο στην μπροστά επαφή- χαλκός στην πίσω έχει τις μικρότερες τιμές ακόμα και από το δείγμα αναφοράς κάτι που φαίνεται και από τις χαρακτηριστικές I-V όπου το συγκεκριμένο δείγμα έχει μεγαλύτερα ρεύματα για όλες τις θερμοκρασίες μέτρησης.



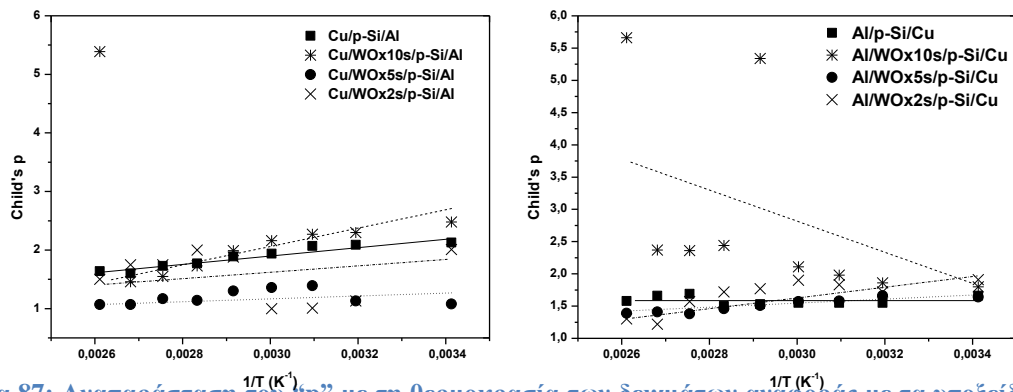
Σχήμα 85: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων αναφοράς με τα υποξειδία του βολφραμίου για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Και στο υποξείδιο του βολφραμίου παρατηρείται ότι το μεγαλύτερου πάχους υμένιο (10 sec) έχει τη μεγαλύτερη αντίσταση κάτι που δείχνει ότι για το συγκεκριμένο πάχος ανεξάρτητα από το είδος του υποξειδίου και για οποιαδήποτε μεταλλική επαφή δρα ως μονωτικό στρώμα και δεν βελτιώνει τις ιδιότητες της διόδου.

Παρακάτω θα ακολουθήσει η αναπαράσταση των p (§ 10.4.3) με τη θερμοκρασία και στο τέλος θα ακολουθήσει σχετικός σχολιασμός.



Σχήμα 86: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων αναφοράς με τα υποξειδία του μολυβδαινίου για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.



Σχήμα 87: Αναπαράσταση του “p” με τη θερμοκρασία των δειγμάτων αναφοράς με τα υποξείδια του βολφραμίου για τις δομές χαλκός μπροστά- αλουμίνιο πίσω, αριστερά και αλουμίνιο μπροστά χαλκός στην πίσω επαφή, δεξιά.

Είναι εμφανές από το συντελεστή “p” η τιμή του αποκλίνει από το 3/2 που είναι η αρχική υπόθεση από το νόμο Child- Langmuir, άρα η τιμή της αντίστασης μπορεί να θεωρηθεί εσφαλμένη αλλά όπως έχει προαναφερθεί πρόκειται για εκτίμηση και όχι για απόλυτη τιμή. Μάλιστα, η τιμή του “p” είναι κοντά στο 2 (αντί του 1.5) που θεωρητικά είναι αυτή που εμφανίζεται στο νόμο Mott-Gurney όπου ισχύει $I \propto V^2$, νόμος που ισχύει στην περίπτωση όπου έχουμε ηλεκτρόνια και οπές και αναφερόμαστε σε στερεό σε αντίθεση με το νόμο Child- Langmuir που είναι μια βαλλιστική περίπτωση (δεν έχουμε συγκρούσεις). Σε κάθε περίπτωση όμως καταλήγοντας και οι δύο νόμοι (Child- Langmuir, Mott Gurney) υποθέτουν την ύπαρξη μόνο ενός φορέα αγωγιμότητας και ότι το υλικό δεν έχει καμία ενδογενή αγωγιμότητα άρα δεν μπορούμε να πούμε ότι έχουμε λανθασμένη εκτίμηση από το νόμο που χρησιμοποιήσαμε και την μέθοδο που αναπτύξαμε αφού τα αποτελέσματα έρχονται εν γένει σε συμφωνία και τα fitting είχαν πολύ καλή εφαρμογή στις αρχικές I-V που ήταν και το ζητούμενο σε αυτή τη διπλωματική.

11 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] M. Ohring, *Materials Science of Thin Films*, Academic Press, 2001, Second Edition.
- [2] L. Freund και S. Suresh, *Thin Film Materials*, Cambridge University Press, 2004.
- [3] Σ. Λογοθετίδης, «Τεχνολογία Λεπτών Υμενίων και Επιφανειών,» ΑΠΘ, 2011.
- [4] Π. Πατσαλάς και Ι. Παναγιωτόπουλος, «Επιστήμη επιφανειών και Τεχνολογία Λεπτών Υμενίων,» University of Ioannina Press, Ioannina, 2011.
- [5] S. M. Sze και K. K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*, New Jersey: John Wiley & Sons, 2006, Third Edition.
- [6] Βικιπαίδεια, «Χαλκός,» 2005.
- [7] Q.-T. Jiang, T. Ming-Hsing και R. Havermann, «Line width dependence of copper resistivity,» σε *Interconnect Technology Conference*, Burlingame, USA, 2001.
- [8] S. Maitrejean, R. Gers, T. Mourier, A. Toffoli και G. Passemar, «Experimental measurements of electron scattering parameters in Cu narrow lines,» *Microelectronic Engineering*, τόμ. 83, pp. 2396-2401, 2006.
- [9] Βικιπαίδεια, «Αργίλιο,» 2005.
- [10] M. Hussein και J. He, «Materials' impact on interconnect process technology and reliability,» *Semiconductor Manufacturing*, τόμ. 18, αρ. 1, pp. 69-85, 2001.
- [11] C. Hau-Riege, «An introduction to Cu electromigration,» *Microelectronics Reliability*, τόμ. 44, αρ. 2, pp. 195-205, 2004.
- [12] Γ. Παπαδημητρόπουλος, «Εναπόθεση υμενίων χαλκού και οξειδίου του βολφραμίου με θερμική και θερμαινόμενου νήματος χημική εναπόθεση ατμών. Χαρακτηρισμός τους και εφαρμογή τους στη μικροηλεκτρονική,» σε *PhD Thesis*, NCSR Demokritos, 2009.
- [13] P. Andricacos, C. Uzoh, J. Dukovic, J. Horkans και H. Deligianni, «Damascene copper electroplating for chip interconnections,» *IBM Journal of Research and Development*, τόμ. 42, αρ. 5, pp. 567-574, 2010.
- [14] S. A. Campbell, *The Science and Engineering of Microelectronic Fabrication*, Oxford University Press, 1996.
- [15] J. Pallinti, S. Lakshminarayanan, W. Barth, P. Wright, M. Lu, S. Reder, L. Kwak, W. Catabay, D. Wang και F. Ho, «An overview of stress free polishing of Cu

with ultra low-k($k < 2.0$) films,» σε *Interconnect Technology Conference*, Gresham, 2003.

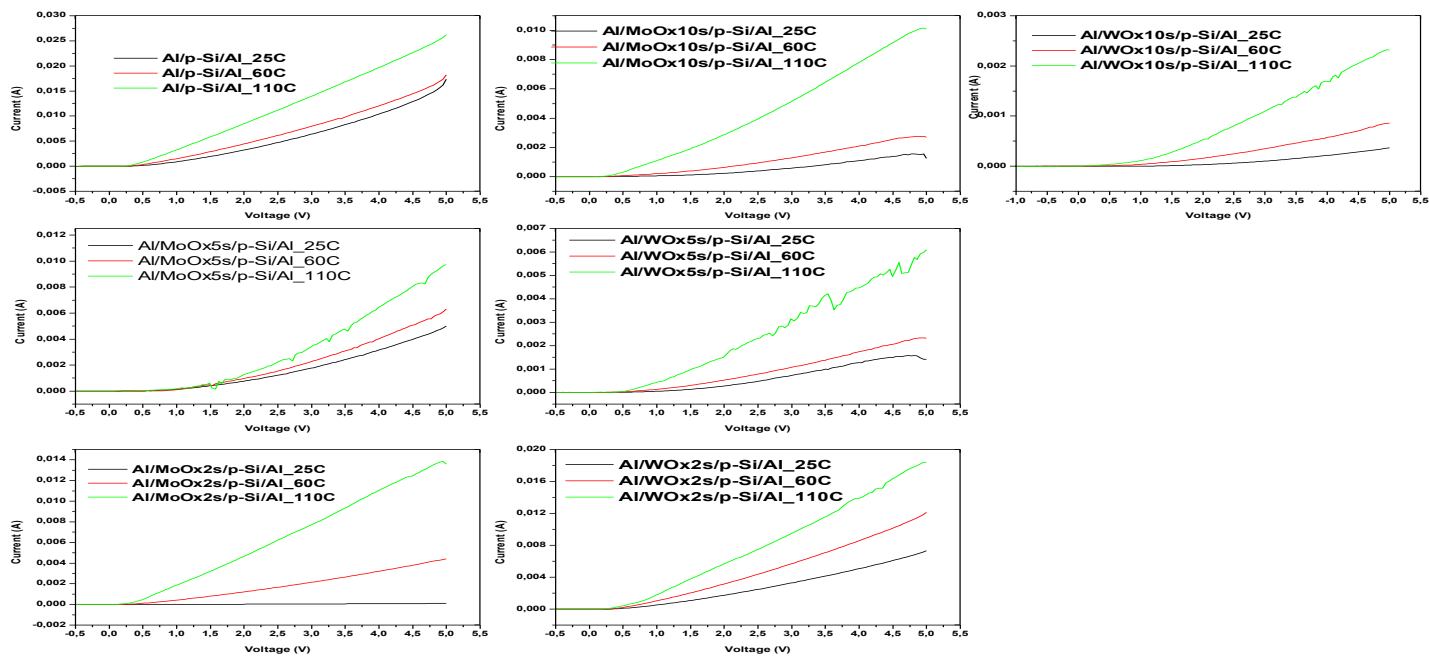
- [16] M. Vasilopoulou, A. Botsialas, P. Argitis, G. Aspiotis, G. Papadimitropoulos και D. Davazoglou, «Flexible WO₃ based electrochromic displays using proton conducting solid electrolytes,» *Physica Status Solidi C*, τόμ. 5, pp. 3868-3871, 2008.
- [17] M. Vasilopoulou, G. Papadimitropoulos, L. Palilis, D. Georgiadou, P. Argitis, S. Kennou, I. Kostis, N. Vourdas, N. Stathopoulos και D. Davazoglou, «High performance organic light emitting diodes using substoichiometric tungsten oxide as efficient hole injection layer,» *Organic Electronics*, τόμ. 13, αρ. 5, pp. 796-806, 2012.
- [18] M. Vasilopoulou, L. Palilis, D. Georgiadou, A. Douvas, P. Argitis, S. Kennou, L. Sygellou, G. Papadimitropoulos, I. Kostis, N. Stathopoulos και D. Davazoglou, «Reduction of Tungsten Oxide: A Path Towards Dual Functionality Utilization for Efficient Anode and Cathode Interfacial Layers in Organic Light-Emitting Diodes,» *Advanced Functional Materials*, τόμ. 21, αρ. 8, pp. 1489-1497, 2011.
- [19] G. Papadimitropoulos, I. Kostis, R. Triantafyllopoulou, V. Tsouti, M. Vasilopoulou και D. Davazoglou, «Investigation of porous hot-wire WO₃ thin films for gas sensing application,» *Microelectronic Engineering*, τόμ. 90, pp. 51-54, 2010.
- [20] N. Vourdas, K. Dalamagkidis, I. Kostis, M. Vasilopoulou και D. Davazoglou, «Omnidirectional antireflective properties of porous tungsten oxide films with in-depth variation of void fraction and stoichiometry,» *Optics Communications*, τόμ. 285, αρ. 24, pp. 5229-5234, 2012.
- [21] F. Wang, X. Qiao, T. Xiong και D. Ma, «The role of molybdenum oxide as anode interfacial modification in the improvement of efficiency and stability in organic light-emitting diodes,» *Organic Electronics*, τόμ. 9, αρ. 6, pp. 985-993, 2008.
- [22] P. Mak, «Piranha Clean Procedure,» Boston University Photonics Center, 2010.
- [23] K. M. Walsh, «Prudent Practices in the Laboratory,» University of Louisville, 1995.
- [24] J. D. Plummer, M. D. Deal και P. B. Griffin, *Silicon VLSI Technology*, Stanford University: Pearson, 2000.
- [25] M. Vasilopoulou και D. Davazoglou, «Hot-wire vapor deposited tungsten and molybdenum oxide films used for carrier injection/ transport in organic optoelectronic devices,» *Materials Science in Semiconductor Processing*, τόμ. 16, pp. 1196-1216, 2013.
- [26] H. Norde, «A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series

resistance,» *Journal of Applied Physics*, τόμ. 50, αρ. 7, pp. 5052-5053, 1979.

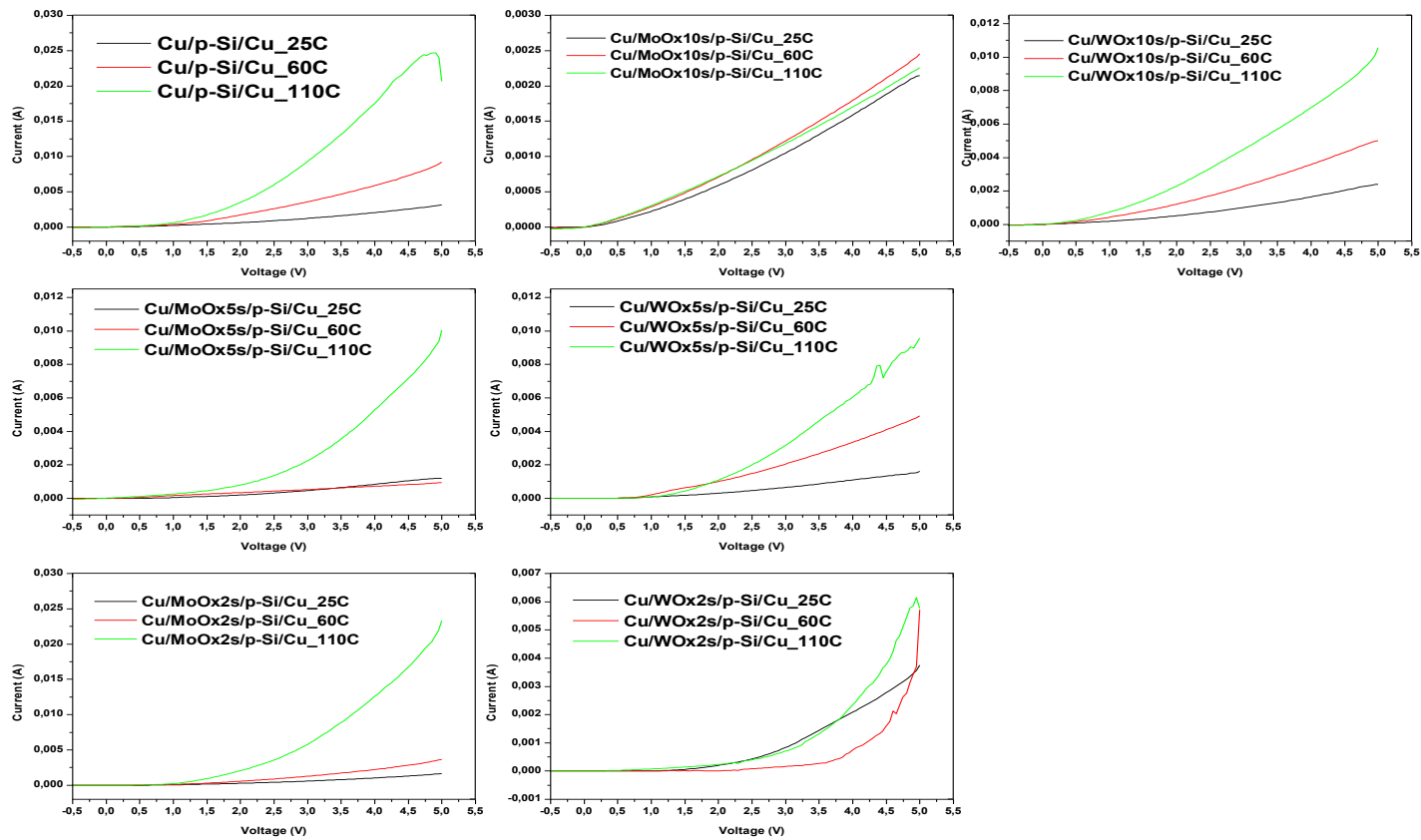
- [27] G. Güler, Ö. Güllü, S. Karatas και Ö. Bakkaloglu, «Analysis of the series resistance and interface state densities in metal semiconductor structures,» σε *International Conference On Superconductivity and Magnetism*, 2009.
- [28] S. Cheung και N. Cheung, «Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics,» *Applied Physics Letters*, τόμ. 49, αρ. 2, pp. 85-87, 1986.
- [29] M. Heald και J. Marion, *Classical Electromagnetic Radiation*, Thomson Brooks/Cole, 1994 (3d Edition).
- [30] M. Vasilopoulou, I. Kostis, N. Vourdas, G. Papadimitropoulos, A. Douvas, N. Boukos, S. Kennou και D. Davazoglou, «Influence of the Oxygen Substoichiometry and of the Hydrogen Incorporation on the Electronic Band Structure of Amorphous Tungsten Oxide Films,» *Journal of Physical Chemistry C*, τόμ. 118, αρ. 24, pp. 12632-12641, 2014.
- [31] I. Kostis, N. Vourdas, G. Papadimitropoulos, A. Douvas, M. Vasilopoulou, N. Boukos και D. Davazoglou, «Effect of the Oxygen Sub-Stoichiometry and of Hydrogen Insertion on the Formation of Intermediate Bands within the Gap of Disordered Molybdenum Oxide Films,» *Journal of Physical Chemistry C*, τόμ. 117, αρ. 35, pp. 18013-18020, 2013.

12 ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

12.1 Χαρακτηριστικές I-V των υπόλοιπων δειγμάτων



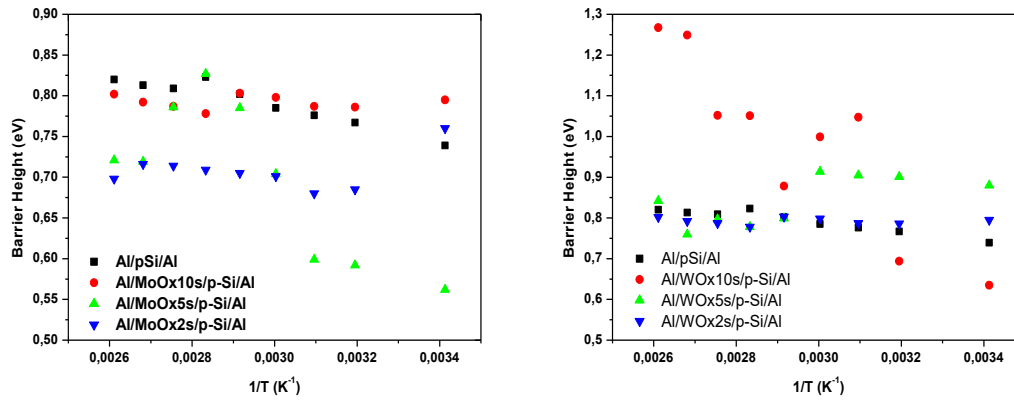
Σχήμα 88: Χαρακτηριστικές I-V όλων των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές.



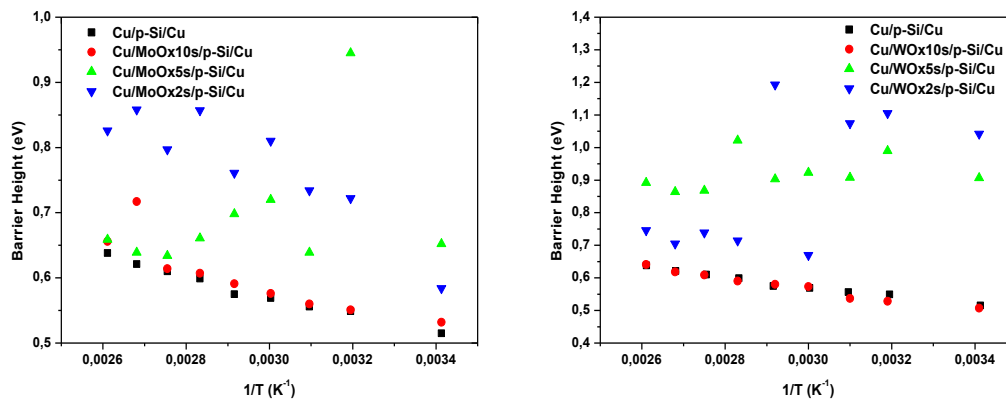
Σχήμα 89: Χαρακτηριστικές I-V όλων των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές.

12.2 Φράγμα δυναμικού (Φ_β)

12.2.1 Μέθοδος Norde



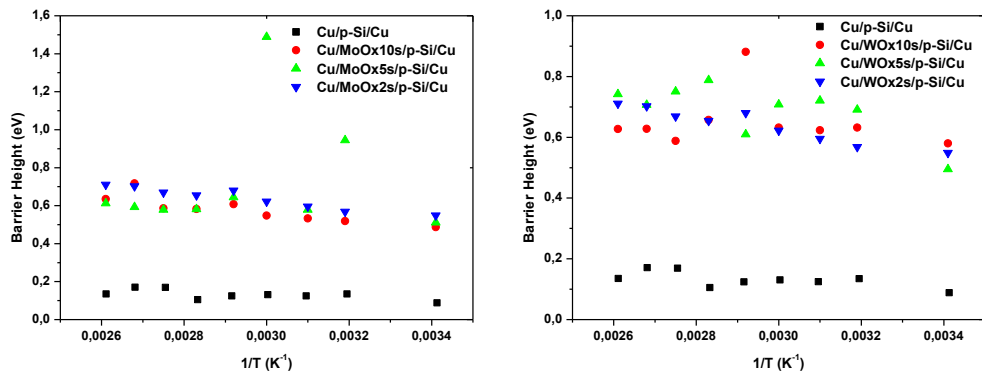
Σχήμα 90: Αναπαράσταση του ϕ_β με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο



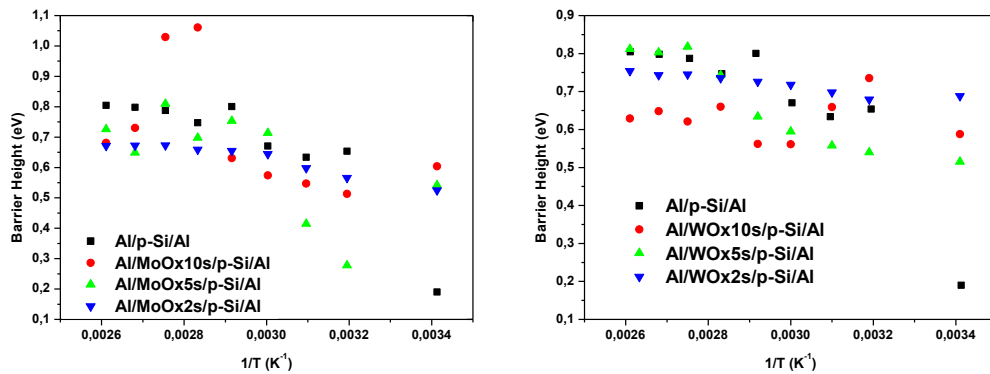
επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

Σχήμα 91: Αναπαράσταση του ϕ_β με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

12.2.2 Μέθοδος Cheung

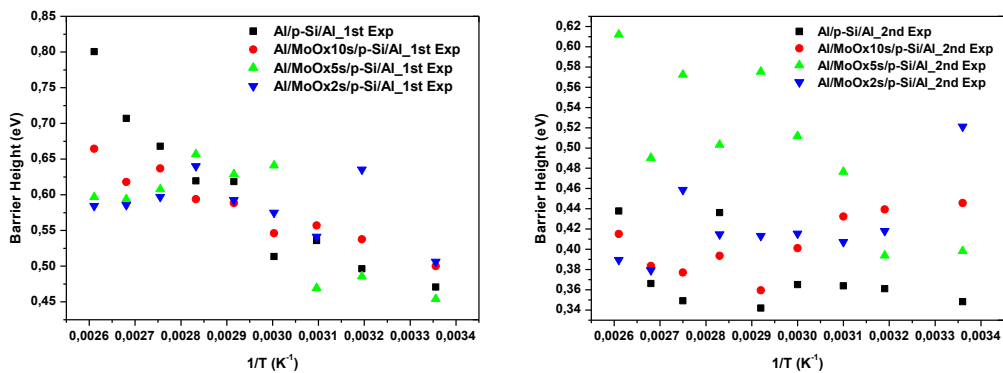


Σχήμα 92: Αναπαράσταση του ϕ_b με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

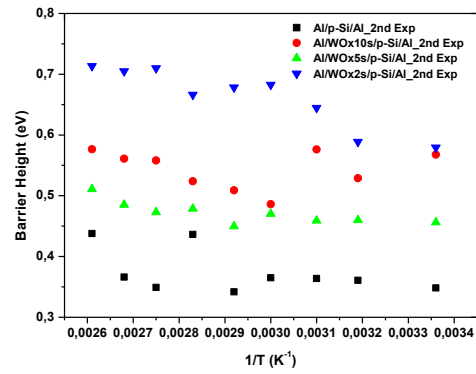
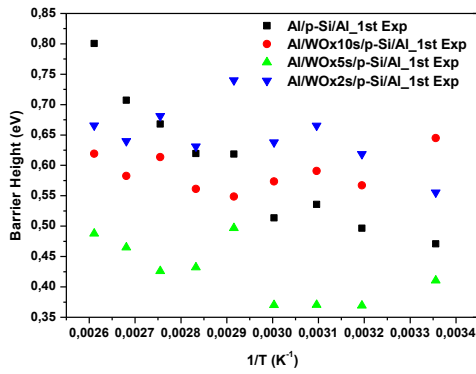


Σχήμα 93: Αναπαράσταση του ϕ_b με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

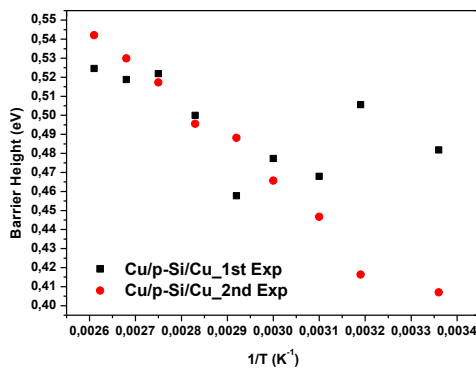
12.2.3 Νόμος Child- Langmuir



Σχήμα 94: Αναπαράσταση του ϕ_b με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές με τα υποξείδια του μολυβδαινίου αριστερά το πρώτο εκθετικό & δεξιά το δεύτερο.



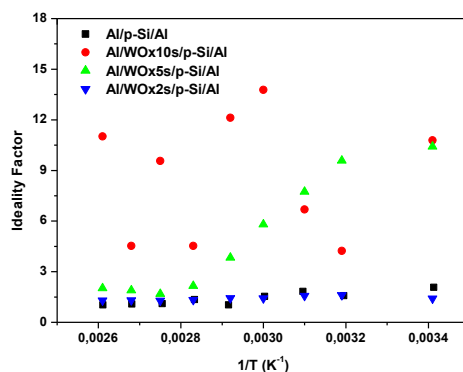
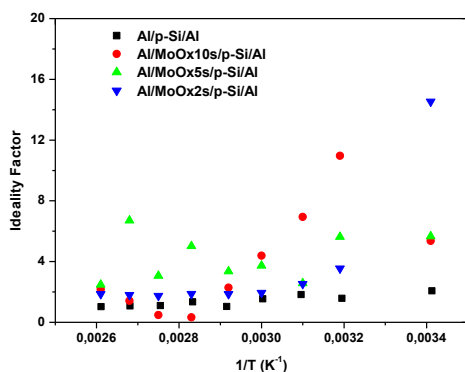
Σχήμα 95: Αναπαράσταση του ϕ_b με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές με τα υποξείδια του βολφραμίου αριστερά το πρώτο εκθετικό & δεξιά το δεύτερο.



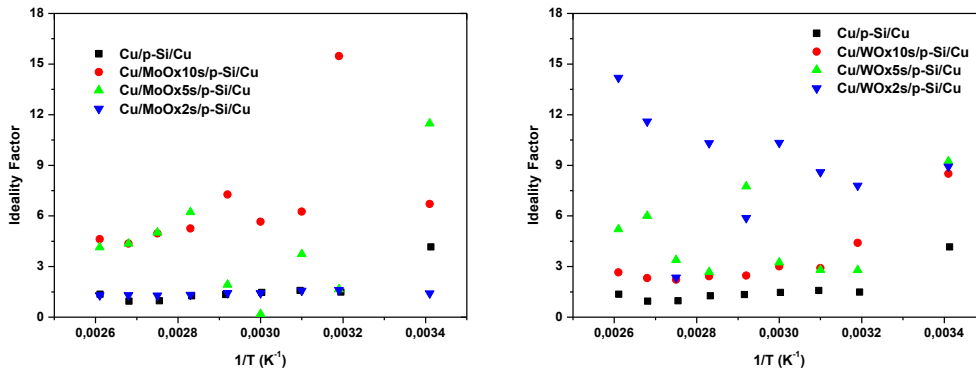
Σχήμα 96: Αναπαράσταση των δύο εκθετικών με τις τιμές του ϕ_b με τη θερμοκρασία του δείγματος αναφοράς με χαλκό και στις δύο επαφές.

12.3 Παράγοντας Ιδανικότητας (η)

12.3.1 Μέθοδος Cheung

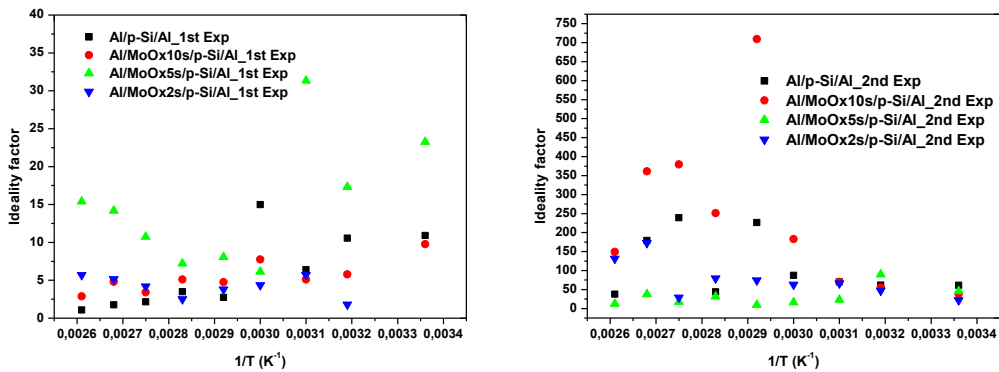


Σχήμα 97: Αναπαράσταση του η με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

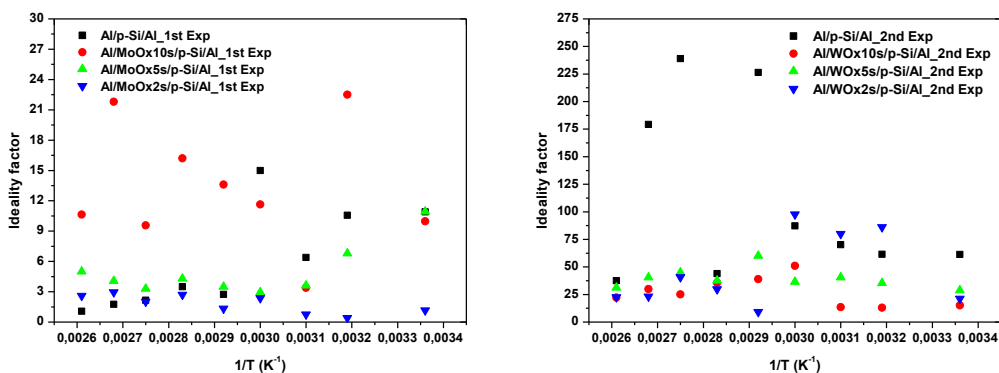


Σχήμα 98: Αναπαράσταση του n με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξειδία του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξειδία του βολφραμίου.

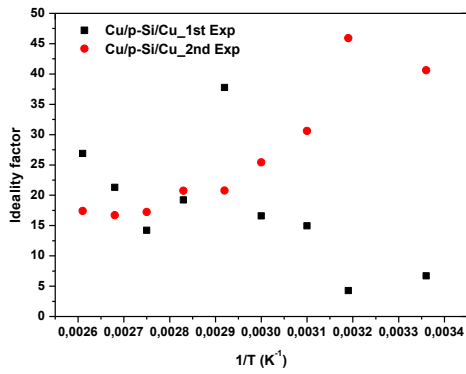
12.3.2 Νόμος Child- Langmuir



Σχήμα 99: Αναπαράσταση του n με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές με τα υποξειδία του μολυβδαινίου αριστερά το πρώτο εκθετικό & δεξιά το δεύτερο.



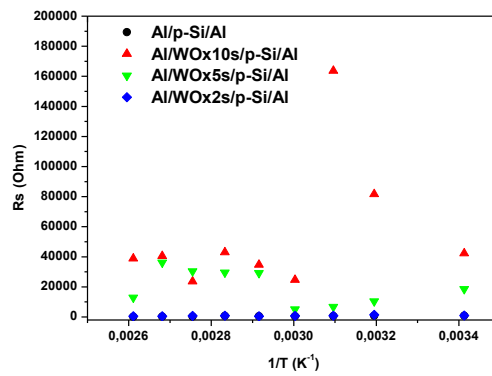
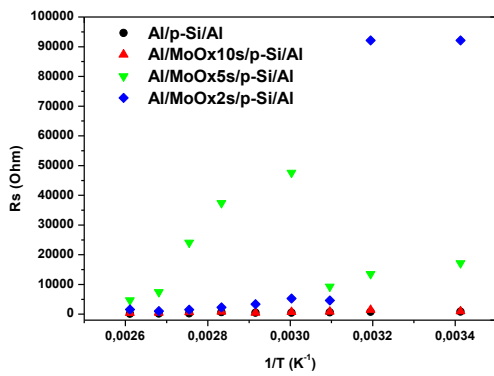
Σχήμα 100: Αναπαράσταση του n με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές με τα υποξειδία του βολφραμίου αριστερά το πρώτο εκθετικό & δεξιά το δεύτερο.



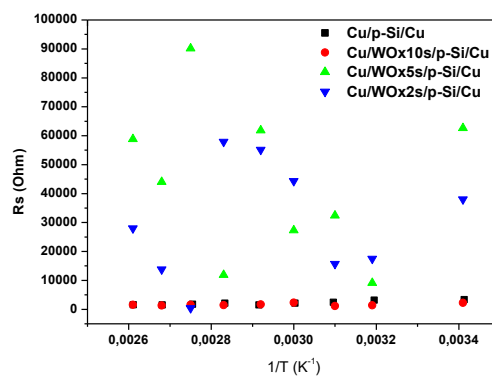
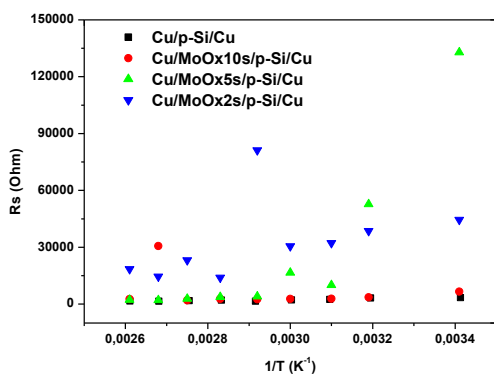
Σχήμα 101: Αναπαράσταση των δύο εκθετικών με τις τιμές του n με τη θερμοκρασία του δείγματος αναφοράς με χαλκό και στις δύο επαφές.

12.4 Σειριακή αντίσταση (R_s)

12.4.1 Μέθοδος Norde

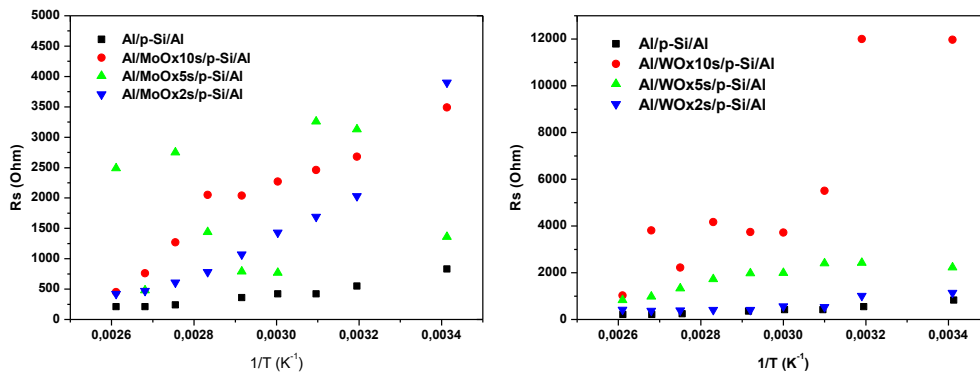


Σχήμα 102: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

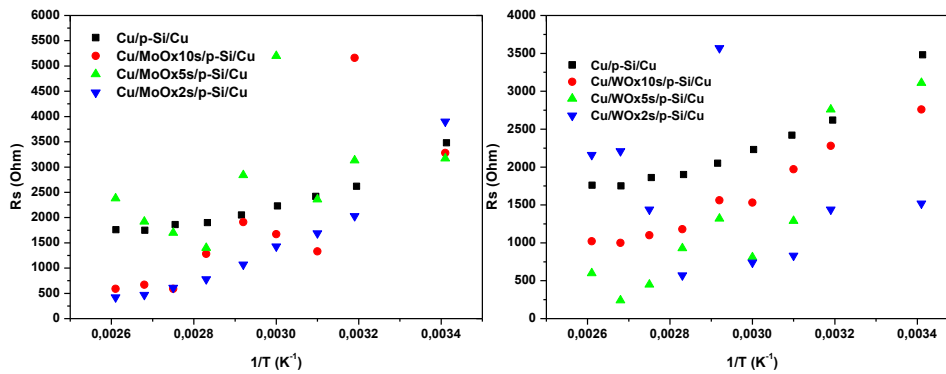


Σχήμα 103: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

12.4.2 Μέθοδος Cheung

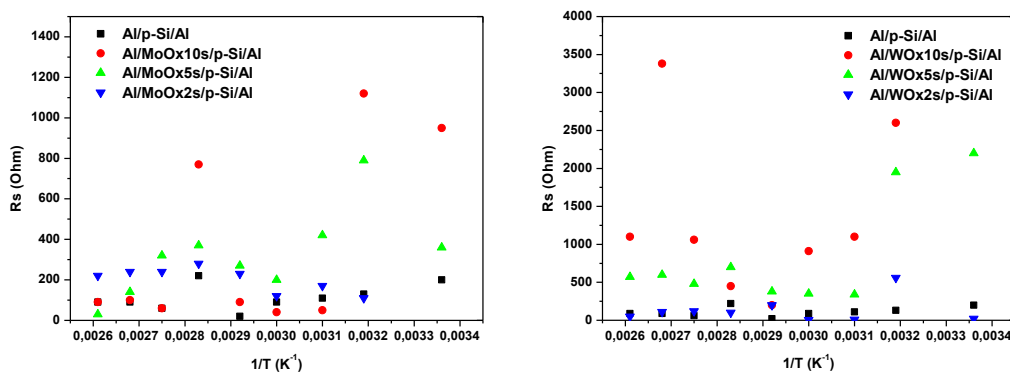


Σχήμα 104: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.



Σχήμα 105: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με χαλκό και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.

12.4.3 Νόμος Child- Langmuir



Σχήμα 106: Αναπαράσταση του R_s με τη θερμοκρασία των δειγμάτων με αλουμίνιο και στις δύο επαφές, αριστερά με τα υποξείδια του μολυβδαινίου & δεξιά με τα υποξείδια του βολφραμίου.