

Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών Ηλεκτρονικά Συστήματα
Τηλεπικοινωνιών & Αυτοματισμών/Τμήμα Ηλεκτρονικών Μηχανικών

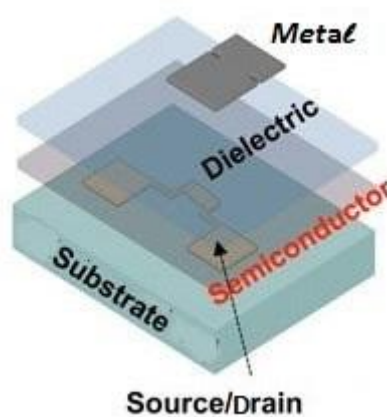


Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός συμβατικών πυκνωτών MOS και MIS με πολυμερικά ημιαγώγιμα λεπτά στρώματα

Μεταπτυχιακή εργασία

Επιβλέπων καθηγητής: Καπετανάκης Ελευθέριος

Μαρινάκης Ιωάννης (MTT24)



«Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός συμβατικών πυκνωτών MOS και MIS με πολυμερικά ημιαγώγιμα λεπτά στρώματα».

“Electrical characterization of conventional MOS capacitors and MIS with polymeric semiconductor thin films”.

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία

Επιβλέπων καθηγητής: Καπετανάκης Ελευθέριος

Εξεταστική επιτροπή: Καπετανάκης Ελευθέριος
Σάλτας Βασίλειος
Πετρίδης Κωνσταντίνος

Μαρινάκης Ιωάννης (ΜΤΤ24)

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πρόλογος.....σελ.	7
Σκοπός.....	7
Περίληψη.....	8
Purpose.....	9
Abstract.....	9

ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

1ο Κεφάλαιο: Ανόργανοι Ημιαγωγοί.....	10
1.1 Γενικά.....	10
1.2 Ενδογενείς ημιαγωγοί.....	11
1.3 Ημιαγωγοί με προσμείξεις.....	13
1.3.1 Ημιαγωγοί n-τύπου.....	13
1.3.2 Ημιαγωγοί p-τύπου.....	14
1.3.3 Συγκέντρωση φορέων των ενδογενών και εξωγενών ημιαγωγών.....	15
1.4 Ενεργειακές στάθμες στους εξωγενείς ημιαγωγούς.....	16
1.5 Συγκεντρώσεις φορέων.....	18
1.6 Εξάρτηση από τη θερμοκρασία.....	22
1.7 Υπολογισμός της ενέργειας Fermi.....	23
2ο Κεφάλαιο: Οργανικοί Ημιαγωγοί.....	26
2.1 Γενικά.....	26
2.2 Ηλεκτρονική διάταξη του ατόμου του άνθρακα.....	26
2.3 Πολυμερικά υλικά.....	29
2.4 Συζυγή Πολυμερικά υλικά.....	30
2.5 Οργανικοί ημιαγωγοί με προσμίξεις.....	33
2.5.1 Οργανικοί ημιαγωγοί n-τύπου και p-τύπου.....	33
2.5.2 Αγωγιμότητα των οργανικών ημιαγωγών.....	36
2.6. Εφαρμογές οργανικών υλικών.....	40
2.6.1 Οργανικοί δίοδοι εκπομπής φωτός.....	41
2.6.2 Οργανικά φωτοβολταϊκά ηλιακά κελιά.....	41
2.6.3 Οργανικά Transistors.....	41
3ο Κεφάλαιο: Δομή MOS.....	43
3.1.1 MOSFETS Πυριτίου.....	43
3.1.2 Λειτουργία των MOSFETs πυριτίου.....	44
3.1.2.α Συσσώρευση ($V_G < 0$).....	44
3.1.2.β Απογύμνωση ($0 < V_G < V_T$).....	45
3.1.2.γ Αντιστροφή ($0 < V_T < V_G$).....	45
3.1.2.γ.i Γραμμική περιοχή (Linear regime).....	46
3.1.2.γ.ii Περιοχή κόρου (Saturation regime).....	46
3.1.3 Ισοδύναμη χωρητικότητα του MOSFET.....	47
3.2 Η Δομή MOS ως πυκνωτής.....	48
3.3 Πόλωση της διάταξης MOS.....	49

3.3.1 Τάση ισορροπίας.....	49
3.3.2 Κατάσταση της Συσσώρευσης ($V_G - V_{fb} < 0$).....	53
3.3.3 Κατάσταση της Απογύμνωσης ($V_G - V_{fb} > 0$).....	57
3.3.4 Κατάσταση της Αντιστροφής ($V_G - V_{fb} \gg 0$).....	61
3.3.5 Ανασκόπηση των καταστάσεων πόλωσης της διάταξης MOS.....	66
3.4 Χωρητικότητα της δομής MOS.....	68
3.4.α Κατάσταση της Συσσώρευσης (Accumulation).....	68
3.4.β Κατάσταση της Απογύμνωσης (Depletion).....	68
3.4.γ Κατάσταση της Αντιστροφής (Inversion).....	72
3.4.γ.i Εξωτερικό σήμα υψηλής συχνότητας.....	72
3.4.γ.ii Εξωτερικό σήμα χαμηλής συχνότητας.....	74
3.5 Ισοδύναμη χωρητικότητα στις καταστάσεις πόλωσης.....	76
3.6 Η πραγματική επαφή MOS.....	76
3.6.1 Επίδραση των ατελειών του μονωτικού.....	76
3.6.2 Χαρακτηριστική C-V του πραγματικού πυκνωτή MOS.....	78
3.6.3 Χαρακτηριστική C-V Διπλής σάρωσης.....	82
3.6.4 Χαρακτηριστική G-V του πραγματικού πυκνωτή MOS.....	83
3.6.5 Υπολογισμός της πυκνότητας των Διεπιφανειακών καταστάσεων.....	85
3.6.5.i Η μέθοδος της αγωγιμότητας (Conductance method).....	86
3.6.5.ii Μέθοδος Hill-Colleman.....	88
3.7 Ενεργειακή κατανομή των Διεπιφανειακών παγίδων στο ενεργειακό χάσμα.....	89
3.8 Σειριακή αντίσταση.....	90
4ο Κεφάλαιο: Δομή MIS.....	93
4.1 Οργανικά Transistors (OFETs).....	93
4.1.1 Αρχιτεκτονική των οργανικών Transistors.....	93
4.1.2 Υλικά κατασκευής των OFETs.....	94
4.1.2.1 Οργανικοί ημιαγωγοί.....	94
4.1.2.2 Οργανικά διηλεκτρικά.....	94
4.1.2.3 Οργανικά ηλεκτρόδια.....	95
4.1.2.4 Οργανικό υπόστρωμα.....	95
4.1.3 Αρχή λειτουργίας των OFETs.....	95
4.1.4 Κυριότεροι παράμετροι των OFETs.....	96
4.1.4.1 Ευκινησία φορέων.....	96
4.1.4.2 Τάση κατωφλίου.....	96
4.1.4.3 Αντίσταση επαφής.....	97
4.1.4.4 Συχνότητα on/off καταστάσεων.....	97
4.1.5.1 Τρόποι λειτουργίας του OFET με ημιαγωγό p-τύπου.....	97
4.1.5.1.α Κατάσταση της συσσώρευσης.....	98
4.1.5.1.β Κατάσταση της απογύμνωσης.....	100
4.1.5.1.γ Κατάσταση της αντιστροφής.....	101
4.1.5.2 Υπολογισμός του ρεύματος των OFETs.....	102
4.1.6 Λόγος “on/off”.....	103
4.1.7 Χαρακτηριστικές καμπύλες των OFETs.....	105
4.1.8 Χωρητικότητα του καναλιού.....	106

4.2 Η δομή MIS ως πυκνωτής.....	107
4.2.1 Γενικά.....	107
4.2.2 Καταστάσεις πόλωσης.....	108
4.2.2.α Ισχυρή συσσώρευση ($V_G \ll V_{fb} < 0$).....	109
4.2.2.β Μέτρια συσσώρευση ($V_G < V_{fb}$).....	116
4.2.2.γ Ασθενή συσσώρευση ($V_G > V_{fb}$).....	117
4.2.3 Χαρακτηριστική C-V της δομής MIS.....	118

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

5ο Κεφάλαιο: Χαρακτηρισμός των δομών MOS.....	120
5.1 Γενικά.....	120
5.2 Διαδικασία κατασκευής πυκνωτών MOS σε υποστρώματα Πυριτίου.....	120
5.3 Χαρακτηριστικά των δειγμάτων.....	121
5.4 Χαρακτηριστική C-V της δομής n-MOS.....	123
5.4.1 Χαρακτηριστική της ιδανική δομής n-MOS.....	123
5.4.1.α Υπολογισμός της διαφοράς των έργων εξαγωγής.....	123
5.4.1.β Καμπύλες C-V του ιδανικού πυκνωτή n-MOS.....	124
5.4.2 Χαρακτηριστική C-V πραγματικού πυκνωτή n-MOS.....	125
5.4.2.1 Υπολογισμός παραμέτρων.....	125
5.4.2.2 Μετατόπιση των καμπυλών Τάσης-Χωρητικότητας.....	128
5.4.2.3 Παραμόρφωση των καμπύλων C-V.....	129
5.4.2.4 Καταστάσεις λειτουργίας του πυκνωτή n-MOS.....	130
5.4.2.5 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης υπό φως.....	131
5.4.3 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες.....	132
5.4.3.α Διασπορά στην συσσώρευση.....	132
5.4.3.β Διασπορά στην Αντιστροφή.....	133
5.4.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωσης.....	133
5.5 Περιοχή απογυμνώσεως του πυκνωτή n-MOS.....	135
5.6 Χαρακτηριστική απωλειών της δομής n-MOS.....	136
5.7 Υπολογισμός των διεπιφανειακών καταστάσεων.....	137
5.8 Χαρακτηριστική C-V της δομής p-MOS.....	140
5.8.1 Χαρακτηριστική της ιδανική επαφής p-MOS.....	140
5.8.1.α Υπολογισμός της διαφοράς των έργων εξαγωγής.....	140
5.8.1.β Καμπύλες C-V της ιδανικής δομής p-MOS.....	142
5.8.2 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης (C-V).....	142
5.8.3 Χαρακτηριστική C-V πραγματικού πυκνωτή p-MOS.....	143
5.8.3.1 Προσδιορισμός της τάσης V_{fb}	143
5.8.3.2 Μετατόπιση της καμπύλης Τάσης-Χωρητικότητας.....	144
5.8.3.3 Παραμόρφωση των καμπύλων C-V.....	146
5.8.3.4 Καταστάσεις λειτουργίας της επαφής p-MOS.....	146
5.8.3.5 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης με φως.....	146
5.8.3.6 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες.....	147
5.8.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωση.....	148
5.9 Περιοχή απογυμνώσεως του πυκνωτή p-MOS.....	149
5.10 Χαρακτηριστική απωλειών της δομής p-MOS.....	150

5.11 Υπολογισμός των διεπιφανειακών καταστάσεων.....	151
5.12 Χαρακτηριστική Χωρητικότητα-Συχνότητας.....	152
5.13 Συμπεράσματα.....	154
6ο κεφάλαιο: Χαρακτηρισμός των δομών MIS.....	155
6.1 Προετοιμασία των δειγμάτων.....	155
6.2 Χαρακτηριστικά των δειγμάτων.....	156
6.3 Χαρακτηριστική C-V της δομής p-MIS.....	157
6.3.1 Ιδανική δομής p-MIS.....	157
6.3.2 Χαρακτηριστική C-V πυκνωτή p-MIS.....	158
6.3.2.1 Υπολογισμός παραμέτρων.....	158
6.3.2.1.α Πυκνότητα φορέων.....	158
6.3.2.1.β Τάση ισορροπίας.....	161
6.3.2.1.γ Φορτία διηλεκτρικού.....	162
6.3.2.2 Μετατόπιση της καμπύλης Τάσης-Χωρητικότητας.....	163
6.3.2.3 Καταστάσεις πόλωσης του πυκνωτή MIS.....	163
6.3.2.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωσης.....	165
6.3.3 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες.....	166
6.4 Χαρακτηριστική C-V και C-G της δομής p-MIS.....	167
6.5 Συμπεράσματα.....	168
Επίλογος.....	171
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	173
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	175

Πρόλογος

Η παρούσα Εργασία πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Διηλεκτρικής Φασματοσκοπίας (πρώην Εργ. Γεωφ. & Συσμολογίας) του Τμήματος Μηχανικών Φυσικών Πόρων Περιβάλλοντος του Ελληνικού Μεσογειακού Πανεπιστημίου/Τμήμα Ηλεκτρονικών Μηχανικών, στο χρονικό διάστημα από το Σεπτέμβριο του 2019 έως τον Ιανουάριο του 2020.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα Καθηγητή Δρ. Καπετανάκη Ελευθέριο για την ανάθεση του θέματος και την συνεχή και στενή παρακολούθηση καθ' όλη τη διάρκεια υλοποίησης του θέματος αυτού. Η επιστημονική υποστήριξη και η διαρκής καθοδήγηση του ήταν καθοριστική για την ολοκλήρωση της εργασίας αυτής.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή Δρ. Σάλτα Βασίλειο για την συνεισφορά του.

Σκοπός

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η διεξαγωγή μετρήσεων για τη μελέτη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των δομικών στοιχείων των Transistors επίδρασης πεδίου με κρυσταλλικό και οργανικό ημιαγωγό. Δηλαδή, εξετάζονται οι δομές MOS των MOSFETs (Metal Oxide Semiconductor Field-Effect Transistors) και οι MIS των MISFETs (Metal Insulator Semiconductor field-effect Transistors) αντιστοίχως με πολυμερές μονωτικό και ημιαγωγό, ώστε να εντοπιστούν οι διαφορές τους.

Ειδικότερα οι οργανικοί ημιαγωγοί χρησιμοποιούνται στα οργανικά τρανζίστορ επίδρασης πεδίου (Organic Field-Effect Transistors) τα οποία έχουν γίνει αντικείμενο εκτεταμένης έρευνας λόγω της προοπτικής τους για χρήση σε εφαρμογές εύκαμπτων και ελαφρών ηλεκτρονικών διατάξεων χαμηλού κόστους.

Περίληψη

Στην Εργασία αυτή γίνεται μια αναφορά σχετικά με τους κρυσταλλικούς (ανόργανους) ενδογενείς και εξωγενείς ημιαγωγούς (1^ο Κεφάλαιο) όπως και για τους οργανικούς (πολυμερικούς) ημιαγωγούς. Ειδικότερα στους τελευταίους ημιαγωγούς (2^ο Κεφάλαιο) αναλύεται η χημική δομή των πολυμερικών υλικών τα οποία χρησιμοποιούνται για την κατασκευή των ημιαγωγών αυτών. Καθώς επίσης γίνεται και μια αναφορά για την χρησιμότητα των οργανικών υλικών στην ηλεκτρονική τεχνολογία σχετικά με τους ανόργανους ημιαγωγούς .

Επίσης, αναλύεται ο λόγος που τα δομικά στοιχεία MOS και MIS των Transistors επίδρασης πεδίου παρουσιάζουν χωρητική συμπεριφορά στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης, ισοδυναμώντας με διατάξεις πυκνωτών (3^ο & 4^ο Κεφάλαιο).

Εργαστηριακά μελετήθηκε η χρήση των δομών MOS με ημιαγωγίμο υπόστρωμα πυριτίου n-τύπου και p-τύπου αντιστοίχως (5^ο Κεφάλαιο). Επίσης, μετρήθηκαν εργαστηριακά δομές πυκνωτών MIS με οργανικό ημιαγωγό το πολυθειοφαίνιο p-τύπου (6^ο Κεφάλαιο).

Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των δομών πραγματοποιήθηκε μέσω της λήψης μετρήσεων της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας σε διάφορες τάσεις πόλωσης και συχνότητες. Από την ανάλυση των ηλεκτρικών μετρήσεων υπολογίσθηκαν διάφοροι παράμετροι που χαρακτηρίζουν τις δομές MOS και MIS.

Συγκεκριμένα στις διατάξεις MOS και MIS οριοθετήθηκαν οι διάφορες καταστάσεις πόλωσης, προσδιορίστηκε στη θερμοκρασία δωματίου, η πυκνότητα της νόθευσης των ημιαγωγών, η τάση επίπεδης ζώνης, και η τάση κατωφλίου. Επίσης, υπολογίσθηκαν το πάχος του διηλεκτρικού, τα διεπιφανειακά φορτία του οξειδίου, η σειριακή αντίσταση επαφών καθώς και οι απώλειες που προβάλλει το διηλεκτρικό. Επιπλέον, στους πυκνωτές MOS ελήφθησαν μετρήσεις με τον ημιαγωγό εκτεθειμένο και στο ορατό φως.

Purpose

The purpose of this work is to conduct measurements to study the electrical properties of Transistors field-effect components with crystalline and organic semiconductor. That is, the MOS structures of MOSFETs (Metal Oxide Semiconductor Field-Effect Transistors) and MISFETs (Metal-Insulator-Semiconductor field-effect Transistors) respectively with polymeric insulator and semiconductor are investigated to identify their differences.

In particular, organic semiconductors are used in organic field-effect transistors which have been the subject of extensive research due to their potential for use in applications of flexible and lightweight low-cost electronic devices.

Abstract

In this work a reference is made to the crystalline (inorganic) intrinsic and extrinsic semiconductors (Chapter 1) as well as to the organic (polymeric) semiconductors. In particular, regarding to the latter semiconductors (Chapter 2), the chemical structure of the polymeric materials which used to manufacture these semiconductors is analysed too. As well as a reference is made to the usefulness of organic materials in electronic technology regarding to inorganic semiconductors.

It is also analyzed why the MOS and MIS components of the Field Impact Transistors exhibit capacitive behavior in the various polarization states, equivalent to capacitors (Chapter 3 & 4).

The electrical properties of MOS structures with n-type and p-type semiconductor substrates were studied (Chapter 5). Laboratory structures of MIS capacitors with an organic semiconductor p-type polythiophene (Chapter 6) were also measured.

The electrical characterization of the structures was carried out by taking measurements of capacitance and conductivity at various polarization voltages and frequencies. Various parameters characterizing the MOS and MIS structures were calculated from the analysis of the electrical measurements.

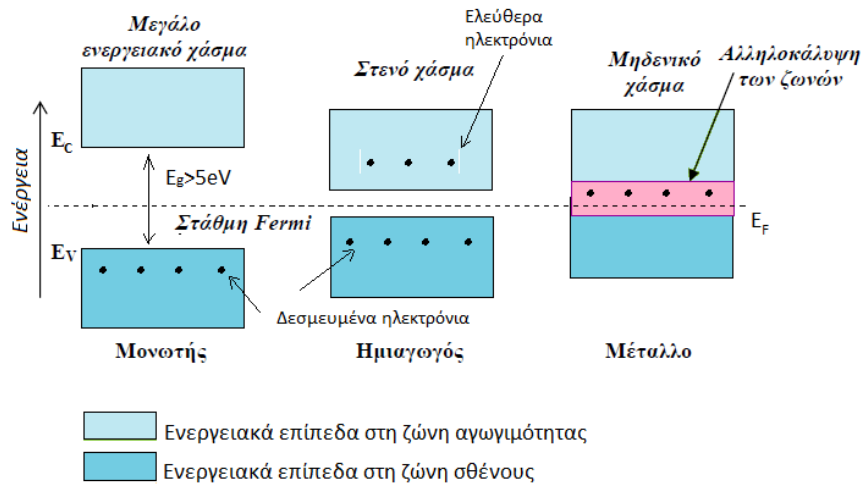
Specifically, the different polarization states were determined in MOS and MIS, at room temperature, semiconductor doping density, flat band voltage, and threshold voltage. The thickness of the dielectric, the interfacial oxide charges, the serial contact resistance as well as the dielectric losses were also calculated. In addition, measurements with the semiconductor even exposed to visible light were taken on the MOS capacitors.

1ο Κεφάλαιο: Ανόργανοι Ημιαγωγοί

1.1 Γενικά

Οι ημιαγωγοί (Semiconductors) αποτελούν μια κατηγορία στερεών σωμάτων που χαρακτηρίζονται από μικρό αριθμό ελεύθερων φορέων (ηλεκτρονίων) σε αντίθεση με τα μέταλλα (αγωγοί) που παρουσιάζουν μεγάλο πλήθος ελεύθερων ηλεκτρονίων (free electrons) και τους μονωτές (Insulators) που διαθέτουν ελάχιστα ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Συγκεκριμένα οι ημιαγωγοί έχουν τιμές ειδικής αγωγιμότητας (specific conductance) στην περιοχή $10^2-10^5 \Omega^{-1}cm^{-1}$, ενώ στα μέταλλα είναι της τάξεως των $10^6 \Omega^{-1}cm^{-1}$ και οι μονωτές μικρότερες του $10^{-14} \Omega^{-1}cm^{-1}$. Μια άλλη σημαντική διαφορά που εμφανίζουν οι τρεις αυτές κατηγορίες στερεών είναι αυτή που σχετίζεται με το μέτρο που εμφανίζει το ενεργειακό χάσμα E_g (energy gap) μεταξύ των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους (Σχήμα:1-1).



Σχήμα: 1-1 Η σχετική θέση των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας για τις τρεις κατηγορίες υλικών. Στους μονωτές ισχύει $E_g > 5eV$, ενώ στους ημιαγωγούς, $E_g = 1,12eV$ (Si), $E_g = 0,67eV$ (Ge) και $E_g = 1,41eV$ (GaAs). Η στάθμη ενέργειας Fermi E_F είναι η υψηλότερη κατάσταση που είναι κατειλημμένη από φορείς στη θερμοκρασία 0K.

Σύμφωνα με τη θεωρία των ενεργειακών ζωνών (band theory), οι ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών καθορίζονται από την ηλεκτρονική τους δομή, καθώς τα ηλεκτρόνια (electrons) τους κινούνται μεταξύ διακριτών ενεργειακών σταθμών που καλούνται ζώνες (bands).

Εκ των ανωτέρω είναι προφανές ότι το ενεργειακό χάσμα εκφράζεται από την σχέση:

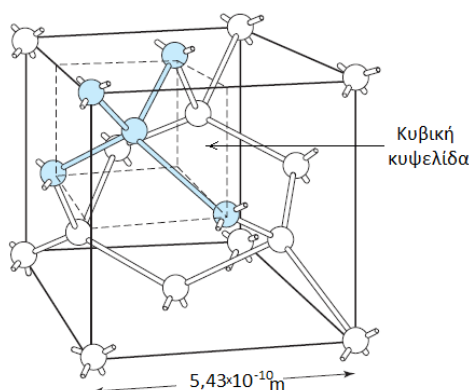
$$E_g = E_c - E_v \quad (\text{εξ. 1.1})$$

όπου, E_v είναι η ενέργεια των ηλεκτρονίων στη ζώνη σθένους (Valence Band) και E_c η ενέργεια στη ζώνη αγωγιμότητας (Conduction Band).

Στους αγωγούς (Conductors) λόγω του μηδενικού περίπου ενεργειακού χάσματος είναι εύκολη η μεταπήδηση ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Στα μονωτικά υλικά είναι σχεδόν αδύνατη η μεταπήδηση ενός από τα ηλεκτρόνια σθένους, στη ζώνη αγωγιμότητας, λόγω υψηλών τιμών του E_g ($\approx 5\text{eV}$). Ενώ στους ημιαγωγούς όμως, αν τα ηλεκτρόνια σθένους απορροφήσουν ενέργεια με κάποιο τρόπο (π.χ. με την εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου ή με ανύψωση της θερμοκρασίας), είναι δυνατό να ξεπεράσουν το ενεργειακό χάσμα E_g ($\approx 1\text{eV}$) το οποίο έχει πολύ μικρές τιμές, να εισέλθουν στη ζώνη αγωγιμότητας και να καταστούν ελεύθερα. Οι κενές θέσεις που αφήνουν στη ζώνη σθένους καλούνται οπές (holes) h^+ οι οποίες θεωρούνται θετικά φορτισμένοι φορείς, επειδή κάθε μια αντιστοιχεί στην έλλειψη (κενή θέση) ενός αρνητικά φορτισμένου ηλεκτρονίου.

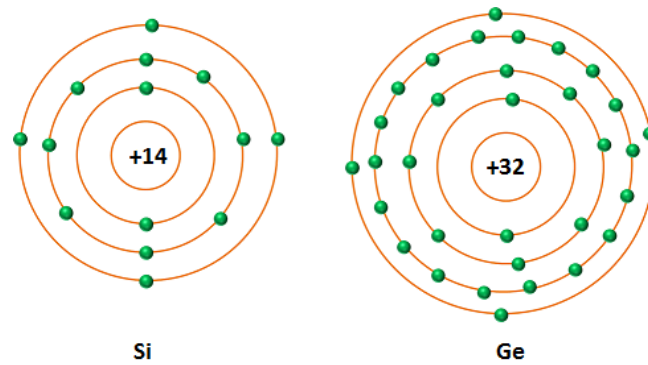
1.2 Ενδογενείς ημιαγωγοί

Ενδογενείς ημιαγωγοί (intrinsic semiconductors) αποκαλούνται αυτοί οι οποίοι δεν έχουν καμιά πρόσμειξη, είναι δηλαδή, «καθαροί» (Σχήμα:1-2) με άλλα λόγια, αποτελούνται από μονοκρυσταλλικά υλικά. Οι πλέον συνηθισμένοι ημιαγωγοί που χρησιμοποιούνται στη μικροηλεκτρονική και γενικότερα στην ηλεκτρονική τεχνολογία ανήκουν στην ομάδα IVA του Περιοδικού Πίνακα (Παράρτημα1-1) όπως είναι, κυρίως, το Πυρίτιο (Silicon-Si) και σε πολύ μικρότερη έκταση, το Γερμάνιο (Germanium-Ge). Μεταγενέστερα χρησιμοποιούνται και σύνθετοι ημιαγωγοί βελτιωμένων ιδιοτήτων, όπως το αρσενικούχο γάλλιο (GaAs), το φωσφορικό ίνδιο (InP), το γαλλιούχο ίνδιο (InGa) κ.α.



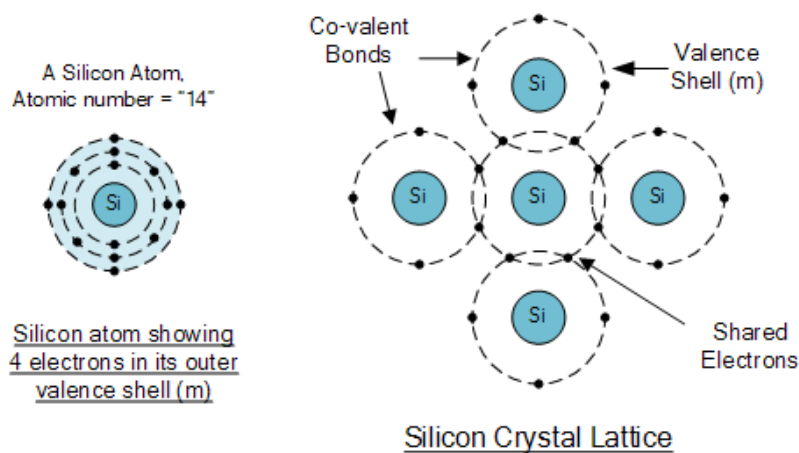
Σχήμα:1-2 Κρυσταλλική δομή του ενδογενούς ημιαγωγού Si. Κάθε σφαίρα είναι ένα άτομο Si το οποίο σχηματίζει δεσμούς με τα τέσσερα πλησιέστερα γειτονικά άτομα (σκούρο χρώμα). Ο κρύσταλλος ουσιαστικά, είναι η περιοδική επανάληψη στο χώρο της κυβικής κυψελίδας (τετραεδρικός ομοιοπολικός δεσμός) ^[33].

Το άτομο του Ge αποτελείται από τον πυρήνα με 32 πρωτόνια γύρω από τον οποίο περιστρέφονται κατά τροχιές 32 ηλεκτρόνια, ενώ του Si από 14 πρωτόνια και 14 ηλεκτρόνια αντιστοίχως (Σχήμα: 1-3).

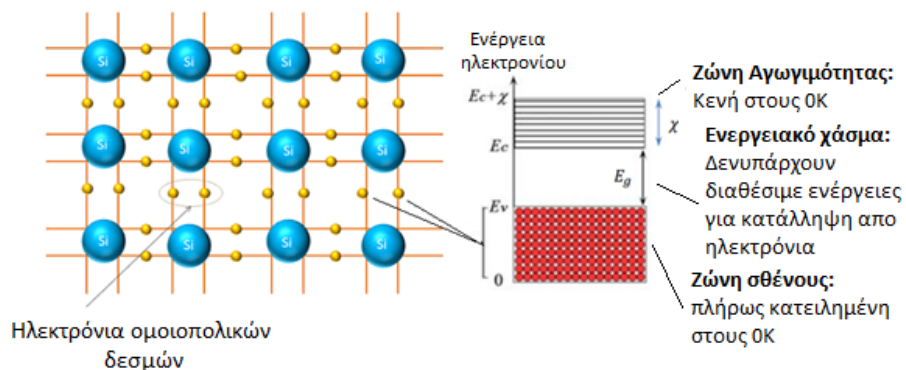


Σχήμα:1-3 Ατομική δομή του Πυριτίου (Si) και του Γερμανίου (Ge) ^[65].

Τέτοια στοιχεία έχουν τέσσερα ηλεκτρόνια στην εξωτερική στιβάδα (Σχήμα:1-3) ή διαφορετικά, ο αριθμός της στιβάδας σθένους είναι 4. Κάθε άτομο γερμανίου ή πυριτίου συνεισφέρει κάθε ένα, από τα τέσσερα ηλεκτρόνια σθένους, με τα αντίστοιχα ηλεκτρόνια σθένους των γειτονικών ατόμων, δημιουργώντας ομοιοπολικούς δεσμούς (covalents bonds) ώστε να συγκρατούνται τα άτομα μεταξύ τους αποτελώντας το κρυσταλλικό πλέγμα (Σχήμα:1-2& 1-4).



Σχήμα:1-4 Σύνδεση των ατόμων του πυριτίου με ομοιοπολικούς δεσμούς ^[66].



Σχήμα:1-5 Διάταξη ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος Si. Στη θερμοκρασία 0Κ όλα τα ηλεκτρόνια σθένους που συμμετέχουν στους ομοιοπολικούς δεσμούς, βρίσκονται στη ζώνη σθένους ^[65].

Όταν η θεοκρασία του ημιαγωγού είναι κοντά στο απόλυτο μηδέν (0K) όλα τα ηλεκτρόνια σθένους συγκρατούνται στους ομοιοπολικούς δεσμούς. Ενώ στις θερμοκρασίες δωματίου (300K) λόγω ταλαντώσεων είναι δυνατό να μεταπηδήσουν ορισμένα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας, ξεπερνώντας το ενεργειακό χάσμα (Σχήμα: 1-5), το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό και ως, θερμικές διασπάσεις των ομοιοπολικών δεσμών Έτσι δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας και αντίστοιχες οπές στη ζώνη σθένους. Όταν στον ημιαγωγό εφαρμοστεί ηλεκτρικό πεδίο θα συμβεί όχι μόνο μετακίνηση των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας αλλά ταυτόχρονα και των οπών κατά την αντίθετη φορά (Σχήμα: 1-5).

Είναι προφανές ότι στην θερμική διέγερση, η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων n_e και των οπών n_{+h} είναι ίσες για τους ενδογενείς ημιαγωγούς ώστε ο ημιαγωγός στο σύνολο του να παρουσιάζεται ηλεκτρικά ουδέτερος:

$$n_{ei} = n_{hi} = n_i \text{ (εξ. 1.2)}$$

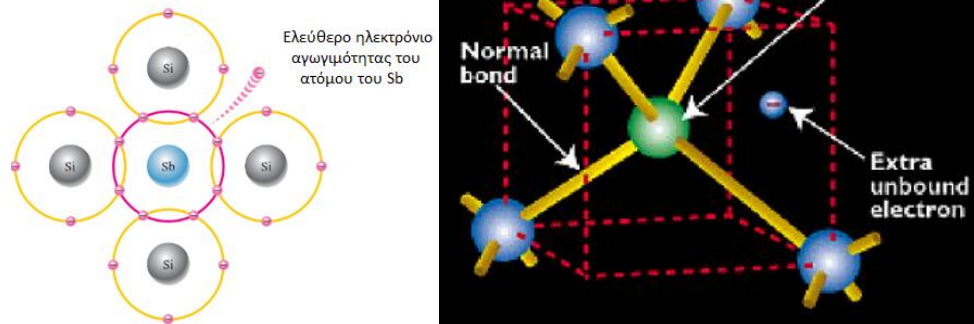
όπου ο δείκτης “i” (intrinsic) επισημαίνει ότι αναφέρεται περί ενδογενή ημιαγωγό.

1.3 Ημιαγωγοί με προσμίξεις

Ένας τρόπος αύξησης της αγωγιμότητας των ημιαγωγών είναι ο εμπλουτισμός (doping) τους αποκτώντας ελεύθερους φορείς ηλεκτρικού φορτίου (ηλεκτρόνια ή οπές). Αυτό πραγματοποιείται με την εισαγωγή στην ζώνη αγωγιμότητας φορέων φορτίου (προσμίξεις) στους ενδογενείς (καθαρούς) κρυστάλλους για την αύξηση της ηλεκτρικής τους αγωγιμότητας. Οι ημιαγωγοί με προσμίξεις καλούνται και **εξωγενείς ημιαγωγοί** (Extrinsic semiconductor).

1.3.1 Ημιαγωγοί n-τύπου

Αν σε ένα ενδογενή ημιαγωγό Ge ή Si, αντικατασταθούν από μερικά άτομα ενός χημικού στοιχείου της VA ομάδας του Περιοδικού Πίνακα (Παράρτημα 1-1), όπως τα άτομα Αρσενικού (As), του Φωσφόρου (P) ή Αντιμονίου (Sb). Τέτοια άτομα είναι πεντασθενή τα οποία σε αυτήν την περίπτωση καλούνται δότες (Donors). Κάθε άτομο του δότη που αντικαθιστά από ένα άτομο Si, τα 4 ηλεκτρόνια σθένους από τα 5, θα δημιουργήσουν με τα αντίστοιχα 4 ηλεκτρόνια των γειτονικών ατόμων του ημιαγωγού, ομοιοπολικούς δεσμούς ενώ το 5ο ηλεκτρόνιο θα μείνει αμέτοχο στο δεσμό, παραμένοντας ασθενικά με το άτομο προέλευσης. Τότε με την απορρόφηση ενός πολύ μικρού ποσού ενέργειας (θερμότητα περιβάλλοντος, φως κλπ.) είναι αρκετή ώστε το επιπλέον ηλεκτρόνιο να αποσπαστεί από το άτομο παραμένοντας αδέσμευτο (Σχήμα:1-6) αφήνοντας πίσω του ένα θετικό ιόν της πρόσμειξης. Το ηλεκτρόνιο αυτό που καθίσταται ελεύθερο όπου μπορεί να μετακινηθεί εντός του κρυστάλλου σχετικά εύκολα λόγω της θερμικής κίνησης ακόμη και στη θερμοκρασία δωματίου.



Σχήμα:1-5 Αντικατάσταση ενός ατόμου πυριτίου με ένα άτομο πεντασθενούς στοιχείου όπως του Αντιμονίου ^[66].

Αυξάνοντας τον αριθμό των δοτών σ' ένα ενδογενές ημιαγωγό, αυξάνεται και το πλήθος των ελεύθερων ηλεκτρονίων άρα και η ηλεκτρική αγωγιμότητα με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός μικρού ρεύματος, όταν ο ημιαγωγός βρεθεί υπό ηλεκτρικό πεδίο.

Επομένως οι φορείς, που περιέχονται τώρα στον κρύσταλλο του Si, είναι: α) σπές και ελεύθερα ηλεκτρόνια, που προέρχονται λόγω των θερμικών διασπάσεων των ομοιοπολικών δεσμών και β) τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, που προέρχονται από τα άτομα της πεντασθενούς πρόσμιξης που εισήχθη στον κρύσταλλο.

Είναι φανερό ότι τελικά τα ελεύθερα ηλεκτρόνια στον κρύσταλλο είναι πολύ περισσότερα από τις σπές γ'αυτό ένας τέτοιος ημιαγωγός, ονομάζεται **n-τύπου** (negative). Οι κύριοι φορείς του ρεύματος σε αυτούς τους ημιαγωγούς είναι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, τα οποία ονομάζονται φορείς πλειονότητας (majority carriers) ενώ οι σπές αποτελούν τους φορείς μειονότητας (minority carriers).

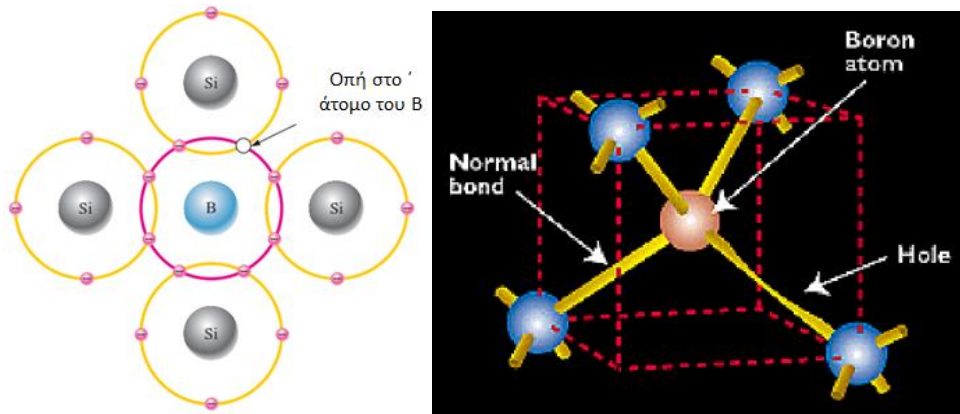
1.3.2 Ημιαγωγοί p-τύπου

Εάν αντί για μία πεντασθενή πρόσμιξη εισαχθεί στον κρύσταλλο του Si μία τρισθενής πρόσμιξη, δηλαδή άτομα στοιχείων της IIIA ομάδας του Περιοδικού Πίνακα, όπως είναι τα άτομα του Αργιλίου (Al), του Βόριου (B) του Γάλλιου (Ga), όπου έχουν τρία ηλεκτρόνια στην εξωτερική τους στοιβάδα, τότε καθ'ένα από τα άτομα της τρισθενούς πρόσμιξης, το οποίο θα ονομάζεται αποδέκτης (Acceptors), αντικαθιστά ένα άτομο Si στον κρύσταλλο, δημιουργώντας με τα τρία ηλεκτρόνια σθένους, που διαθέτει, τρεις ομοιοπολικούς δεσμούς με τρία από τα 4 γειτονικά του άτομα Si, ενώ με το 4ο γειτονικό άτομο δημιουργεί έναν ασυμπλήρωτο δεσμό σθένους (Σχήμα:1-6).

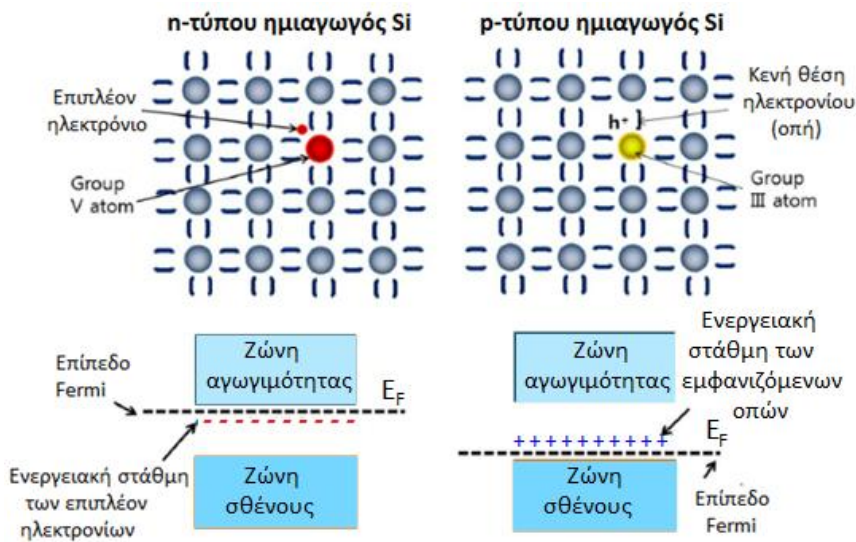
Η θέση του ηλεκτρονίου που «λείπει» για να συμπληρωθεί ο ομοιοπολικός δεσμός, στο κρυσταλλικό πλέγμα, λέγεται «οπή» (hole). Η οπή μπορεί να καλυφθεί από ένα ηλεκτρόνιο σθένους ενός γειτονικού ατόμου Si που θα μεταπηδήσει στη θέση αυτή φορτίζοντας έτσι αρνητικά το άτομο (αρνητικό ιόν) του αποδέκτη.

Είναι φανερό ότι οι οπές υπερτερούν αριθμητικά σε σχέση με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου, με αποτέλεσμα η αγωγιμότητα αυτού του είδους του ημιαγωγού, να οφείλεται κυρίως στις θετικές οπές. Για αυτό, αυτού του είδους οι ημιαγωγοί ονομάζονται **p-τύπου** (positive) αφού οι «θετικές» οπές είναι φορείς πλειονότητας, ενώ τα ελεύθερα ηλεκτρόνια φορείς μειονότητας.

Τέλος, να διευκρινηστεί ότι, όπως οι ημιαγωγοί n-τύπου, έτσι και οι p-τύπου, όπως άλλωστε συμπεραίνεται και από την παραπάνω ανάλυση, είναι ηλεκτρικά ουδέτεροι.



Σχήμα:1-6 Αντικατάσταση ενός ατόμου πυριτίου με ένα άτομο τρισθενούς στοιχείου όπως, του Βόριου ^[66].



Σχήμα: 1-7 Ημιαγωγοί n-τύπου και p-τύπου λόγω των προσμίξεων. Στους μεν n-τύπου, τα επιπλέον ηλεκτρόνια μεταβαίνουν στη ζώνη αγωγιμότητας στους δε p-τύπου, οι ελεύθερες οπές παραμένουν στα άτομα των αποδεκτών και στη ζώνη σθένους. Η υψηλότερη κατάσταση που είναι κατειλημμένη από φορείς στη θερμοκρασία OK είναι η στάθμη ενέργειας Fermi E_F .

1.3.3 Συγκέντρωση φορέων των ενδογενών και εξωγενών ημιαγωγών

Αν N_D είναι η συγκέντρωση των συνολικών ατόμων του δότη και N_D^+ η συγκέντρωση όσων ατόμων τελικά παραχωρούν το 5ο ηλεκτρόνιο τους όπου ιονίζονται θετικά τα αντίστοιχα

μεγέθη για τα άτομα αποδέκτες θα είναι N_A και N_A^- ενώ n_e είναι η συγκέντρωση των αρνητικών φορέων (ηλεκτρονίων) και n_h των θετικών φορέων (οπών). Επειδή ο ημιαγωγός είναι ηλεκτρικά ουδέτερος, το συνολικό αρνητικό φορτίο, που προέρχεται από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και αρνητικά ιόντα, θα πρέπει να ισούται με το αντίστοιχο θετικό φορτίο των οπών και των θετικών ιόντων, δηλαδή:

$$n_e + N_A^- = n_h + N_D^+ \quad (\text{εξ. 1.3})$$

Ο ημιαγωγός θα ονομάζεται ενδογενής εάν:

$$N_A^- \ll n_{ei}$$

ή

$$N_D^+ \ll n_{ei}$$

Ενώ θα είναι εξωγενής όταν:

$$N_A^- \gg n_{ei}$$

ή

$$N_D^+ \gg n_{ei}$$

Όπως προκύπτει από τις προηγούμενες παραγράφους ο ενδογενής ημιαγωγός θα είναι p-τύπου όταν:

$$N_A^- \gg N_D^+$$

ενώ θα είναι n-τύπου, αν ισχύει:

$$N_A^- \ll N_D^+$$

1.4 Ενεργειακές στάθμες στους εξωγενείς ημιαγωγούς

Σύμφωνα με την συνθήκη του Bohr (της κβαντικής μηχανικής) το 5ο ηλεκτρόνιο του ατόμου δότη (§1.3.1) που απομένει χαλαρά συνδεδεμένο με το μητρικό του άτομο (με ακτίνα r) έχει δυναμική ενέργεια:

$$V(r) = \frac{kq^2}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (\text{εξ. 1.4})$$

όπου:

ϵ_0 , η διηλεκτρική σταθερά του κενού ($1/4\pi \cdot 10^9 \text{ Cb}^2/\text{Ntm}^2$ ή F/m)

ϵ_r , η απόλυτη (σχετική) διηλεκτρική σταθερά του υλικού (ημιαγωγού)

k , μια σταθερά εξαρτώμενη από το σύστημα μονάδων ($k=1/4\pi\epsilon_0$) και q , το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο του ηλεκτρονίου ($-1,602 \times 10^{-19} \text{ Cb}$)

Η ενέργεια των στιβάδων των υδρογονοειδή ατόμων (έχουν ατομικό αριθμό μονάδα) είναι [1].

$$E_n = -\frac{m_0 k^2 q^4}{2\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 n^2} = -\frac{13,6(\text{eV})}{n^2} \quad (\text{εξ. 1.5})$$

Στην περίπτωση του 5ο ηλεκτρονίου του δότη (των ημιαγωγών n-τύπου) η σχέση αυτή προσαρμόζεται:

$$E_D = -\frac{m_n^* k^2 q^4}{2\varepsilon_r^2 \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} \quad (\text{εξ. 1.6})$$

όπου m_n^* είναι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου η οποία είναι διαφορετική από τη μάζα ηρεμίας m_0 . Σύμφωνα με την (εξ.1.5) η τελευταία (εξ.1.6) μετατρέπεται:

$$E_D = -\frac{m_n^* m_0 k^2 q^4}{2\varepsilon_r^2 m_0 \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} = -\frac{1}{\varepsilon_r^2} \frac{m_n^*}{m_0} 13,6(\text{eV}) \quad (\text{εξ. 1.7})$$

Στην περίπτωση του ημιαγωγού n-τύπου, το ηλεκτρόνιο του δότη θα κινηθεί ελεύθερο στον κρύσταλλο, όταν αποκτήσει ενέργεια ίση τουλάχιστον με αυτήν της ζώνης αγωγιμότητας E_C ξεπερνώντας έτσι το ενεργειακό χάσμα E_g . Δηλαδή, τότε η ενέργεια του ηλεκτρονίου θα είναι:

$$E_D = E_C - \frac{1}{\varepsilon_r^2} \frac{m_n^*}{m_0} 13,6(\text{eV}) \quad (\text{εξ. 1.8})$$

Όταν $m_n^*/m_0=1/2$ και $\varepsilon_r=11,7$ η διαφορά των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας, της (εξ.1.8) θα είναι:

$$E_C - E_D \approx 0,05\text{eV}$$

Συνεπώς, η στάθμη E_D βρίσκεται ελαχίστως ποιο κάτω από το όριο E_C της ζώνης αγωγιμότητας. Αυτός είναι ο λόγος της αυξημένης αγωγιμότητας των ημιαγωγών n-τύπου, δηλαδή, τα ηλεκτρόνια που περισσεύουν από τους δότες (που δεν συμμετέχουν στους ομοιοπολικούς δεσμούς) έχοντας ενέργεια E_D μπορούν εύκολα να μεταπηδήσουν (τουλάχιστον ευκολότερα από τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους) στη ζώνη αγωγιμότητας. Ανάλογες σκέψεις ισχύουν και για τους ημιαγωγούς p-τύπου, δηλαδή:

$$E_A = E_V + \frac{1}{\varepsilon_r^2} \frac{m_p^*}{m_0} 13,6(\text{eV}) \quad (\text{εξ. 1.9})$$

Σε ένα απλό ατομικό μοντέλο, όπως αυτό του υδρογόνου, η δύναμη μεταξύ του ηλεκτρονίου και του πυρήνα λόγω της έλξης Coulomb λειτουργεί ως κεντρομόλος δύναμη, δηλαδή:

$$k \frac{q^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

$$\Leftrightarrow$$

$$kq^2r = mv^2r^2$$

$$\Leftrightarrow$$

$$kmq^2r = (mvr)^2$$

το δεξιό τμήμα είναι το τετράγωνο της στροφορμής που σύμφωνα με τη θεωρία του Bohr για την στροφορμή, ισχύει:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}$$

ή

$$(mvr)^2 = \left(n \frac{h}{2\pi}\right)^2 \Rightarrow$$

$$r = \frac{h^2}{2\pi kmq^2} n^2 = a_0 n^2$$

Στην περίπτωση του ημιαγωγού τα ηλεκτρόνια κινούνται σε περιβάλλον με σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_r έχοντας μάζα ενεργείας m_n^* , συνεπώς:

$$r = \frac{\epsilon_r h^2}{2\pi k m_n^* q^2} n^2 = \epsilon_r \frac{m_0}{m_n^*} \frac{h^2}{2\pi k m_0 q^2} n^2 = \epsilon_r \frac{m_0}{m_n^*} a_0 n^2 \quad (\text{εξ. 1.10})$$

Εάν $m_n^*/m_0=1/2$, $\epsilon_r=11,7$ τότε η ελάχιστη ακτίνα ($n=1$) θα είναι:

$$r = 23,4a_0 = 12,4 \cdot 10^{-10}m$$

1.5 Συγκεντρώσεις φορέων

Για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης των φορέων χρειάζονται δυο στοιχεία, την στατιστική κατανομή Fermi-Dirac $f_{FD}(E)$ και την πυκνότητα καταστάσεων $g_e(E)$ και $g_p(E)$ των αρνητικών και των θετικών φορέων αντιστοίχως.

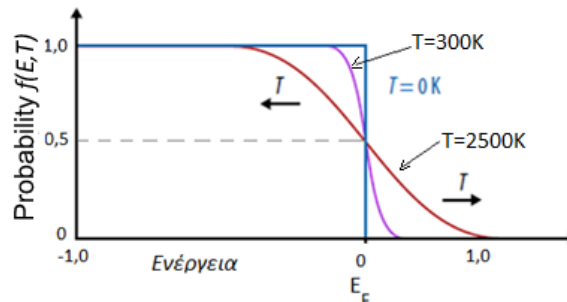
Η ενεργειακή στάθμη Fermi E_F είναι μια τιμή της ενέργειας (Σχήμα: 1-8) κατά την οποία η πιθανότητα (probability) να καταληφθεί μια ενεργειακή κατάσταση είναι 0,5 (50%). Δηλαδή, η ενέργεια Fermi αποτελεί ένα δείκτη πιθανότητας κατά πόσο υπάρχουν συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας και οπών στη ζώνη σθένους. Στους μονωτές η στάθμη Fermi συναντάται στη ζώνη σθένους, ενώ στους αγωγούς ευρίσκεται στη ζώνη αγωγιμότητας. Στους ημιαγωγούς η ενέργεια Fermi ευρίσκεται μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας (Σχήμα: 1-7) και μπορεί να δρα είτε ως μονωτής, είτε ως αγωγός.

Η πιθανότητα $f(E)$, να ανιχνευθεί ένα ηλεκτρόνιο σε μια ενεργειακή στάθμη E δίνεται από ή διαφορετικά, η πιθανότητα καταλήψεως μιας κβαντικής ενεργειακής καταστάσεως καθενός ηλεκτρονίου υπολογίστηκε από τους Fermi-Dirac σύμφωνα με την σχέση:

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/K_B T}} \quad (\text{εξ. 1.11})$$

όπου, E_F είναι η ενέργεια Fermi, K_B μια σταθερά του Boltzmann για τη μετατροπή μονάδων από τους βαθμούς Kelvin (K) σε κατάλληλες μονάδες ενέργειας και T η θερμοκρασία στην ίδια κλίμακα.

Στη θερμοκρασία $T=0K$ όλες οι στάθμες που είναι χαμηλότερες από τη στάθμη Fermi είναι κατειλημμένες ($E < E_F$, $f(E)=1$) ενώ οι ανώτερες από τη στάθμη Fermi είναι κενές επειδή η πιθανότητα καταλήψεως είναι μηδέν ($E > E_F$, $f(E)=0$). Δηλαδή, η υψηλότερη ενεργειακή κατάσταση που είναι κατειλημμένη από ηλεκτρικούς φορείς στη θερμοκρασία $T=0K$, είναι η στάθμη ενέργειας Fermi^[12].



Σχήμα: 1-8 Κατανομή ενέργειας Fermi. Πιθανότητα κατάληψης (occupation probability) σε διάφορες θερμοκρασίες.

Για ενέργειες μεγαλύτερες από αυτήν της ζώνης αγωγιμότητας E_C , δηλαδή, όταν φορείς είναι ελεύθερα ηλεκτρόνια, η συνάρτηση $f_n(E)$ ταυτίζεται με την $f_{FD}(E)$:

$$f_n(E) = f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/K_B T}}, E \geq E_C \quad (\text{εξ. 1.12})$$

ενώ για ενέργειες μικρότερες της ζώνης σθένους E_V , δηλαδή, όταν φορείς είναι οι οπές, η πιθανότητα καταλήψεως των αντίστοιχων κβαντικών καταστάσεων είναι μονάδα μείων την πιθανότητα καταλήψεως από ηλεκτρόνια, δηλαδή:

$$f_p(E) = 1 - f_{FD}(E) = 1 - \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/K_B T}} = \frac{e^{(E-E_F)/K_B T}}{1 + e^{(E-E_F)/K_B T}}, E \leq E_V \quad (\text{εξ. 1.13})$$

Θεωρώντας στην (εξ.1.12), ότι το εκθετικό μέρος είναι μεγαλύτερο της μονάδος προσεγγίζεται ως:

$$f_n(E) \simeq e^{-(E-E_F)/K_B T}$$

ομοίως και στην (εξ.1.13), ισχύει:

$$f_n(E) \simeq e^{(E-E_F)/K_B T}$$

Η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων είναι:

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{8m}{h^2} \right)^2 \sqrt{E} \quad (\text{εξ. 1.14})$$

Αυτό σημαίνει ότι οι καταστάσεις ανά μονάδα όγκου στο διάστημα ενέργειας από E μέχρι dE είναι $g(E)dE$.

Θεωρώντας ότι ως φορείς κινούνται ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας τότε η διασπορά της πυκνότητας καταστάσεων ανά μονάδα όγκου, εάν η μάζα αντικατασταθεί με m_n^* και η ενέργεια E , με $E-E_C$, θα είναι:

$$g_n(E) = N_C \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C}, \quad E \geq E_C \quad (\text{εξ. 1.15})$$

όπου, N_C είναι το πλήθος των ισοδύναμων ελαχίστων ενεργειακών σταθμών της ζώνης αγωγιμότητας.

Στην περίπτωση των οπών η διασπορά της πυκνότητας καταστάσεων είναι:

$$g_p(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E}, \quad E \leq E_V \quad (\text{εξ. 1.16})$$

Η συγκέντρωση n_e των ελεύθερων ηλεκτρονίων (αρνητικοί φορείς) προκύπτει από το γινόμενο της (εξ.1.12) με την (εξ.1.15) και ολοκληρώνοντας από E_C ως το άπειρο, ήτοι ^[2] :

$$\begin{aligned} n_e &= \int_{E_C}^{\infty} dE g_n(E) f_n(E) = \int_{E_C}^{\infty} dE \frac{N}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_C} e^{-(E-E_F)/K_B T} \\ &= \frac{N}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_C}^{\infty} dE \sqrt{E - E_C} e^{-(E-E_F)/K_B T} \end{aligned}$$

Η λύση του ολοκληρώματος δίδει:

$$n_e = \frac{N}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{(k_B T)^3}} e^{-(E_C-E_F)/K_B T} = \frac{N}{4} \left(\frac{8m_n^*}{\pi h^2 k_B T} \right)^{3/2} e^{-(E_C-E_F)/K_B T}$$

⇔

$$n_e = N_C e^{-(E_C-E_F)/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.17. α})$$

όπου ετέθη:

$$N_C = \frac{N}{4} \left(\frac{8K_B T m_n^*}{\pi h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{εξ. 1.17. } \beta)$$

όπου λέγεται (εξ.1.17.β) ενεργός πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας. Στις θερμοκρασίες δωματίου ($T=300\text{K}$) είναι $2,8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ για το Si και $4,7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ για το GaAs (αρσενικούχο γάλλιο).

Δηλαδή, σύμφωνα με την παραπάνω σχέση (εξ.1.17.α) η στάθμη Fermi βρίσκεται σημαντικά πιο κάτω από την στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας.

Με παρόμοιο τρόπο γίνεται ο υπολογισμός της συγκέντρωσης των θετικών φορέων (οπών). Δηλαδή, ολοκληρώνοντας το γινόμενο των (εξ.1.13) και (εξ.1.16), θα προκύψει:

$$\begin{aligned} n_h &= \int_{-\infty}^{E_V} dE g_p(E) f_p(E) = \int_{-\infty}^{E_V} dE \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_V - E} e^{(E_V - E_F)/K_B T} \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{8\pi^2 m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V} dE \sqrt{E_V - E} e^{(E_V - E_F)/K_B T} \\ &\Leftrightarrow \\ n_h &= N_V e^{(E_V - E_F)/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.18. } \alpha) \end{aligned}$$

όπου ετέθη:

$$N_V = \frac{1}{4} \left(\frac{8K_B T m_n^*}{\pi h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{εξ. 1.18. } \beta)$$

η οποία (εξ.1.18.β) λέγεται ενεργός πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη σθένους. Στις θερμοκρασίες δωματίου είναι $1,04 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ για το Si και $7,0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ για το GaAs.

Το γινόμενο των (εξ.1.17.α) και (εξ.1.18.α) δίδει τις συνολικές συγκεντρώσεις των φορέων, δηλαδή:

$$\begin{aligned} n_e n_h &= N_C N_V e^{-(E_C - E_F)/K_B T} e^{(E_V - E_F)/K_B T} \\ &\Leftrightarrow \\ n_e n_h &= N_C N_V e^{-(E_C - E_V)/K_B T} \end{aligned}$$

Η εκθετική διαφορά, δηλαδή:

$$E_g = E_C - E_V$$

είναι μια χαρακτηριστική παράμετρος του ημιαγωγού που ονομάζεται ενεργειακό χάσμα (Band gap). Συνεπώς:

$$n_e n_h = N_C N_V e^{-E_g/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.19})$$

Οι σχέσεις (εξ.1.17.α), (εξ.1.18.α) και (εξ.1.19) ισχύουν εξ'ίσου για ενδογενείς και εξωγενείς ημιαγωγούς το μόνο που αλλάζει είναι η ενέργεια Fermi.

1.6 Εξάρτηση από την θερμοκρασία

Αντικαθιστώντας τα N_C και N_V στην (εξ.1.19) από τις (εξ.1.17.β) και (εξ.1.18.β) προκύπτει:

$$n_e n_h = N_C N_V e^{-E_g/KT} = \frac{8^3 (K_B T)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2}}{16 \pi^3 h^6} e^{-E_g/K_B T} \Rightarrow$$

$$n_e n_h = 32 \frac{K_B^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2}}{\pi^3 h^6} T^3 e^{-E_g/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.20})$$

Επίσης το ενεργειακό χάσμα εξαρτάται από τη θερμοκρασία (Σχήμα:1-9) σύμφωνα με την πειραματική σχέση:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{T+b} \quad (\text{εξ. 1.21})$$

όπου a και b είναι σταθερές οι οποίες χαρακτηρίζουν το υλικό σύμφωνα με τον ακόλουθο πίνακα:

	$E_g(0)(\text{eV})$	$a (\text{eV/grad})$	$b (\text{grad})$
Si	1,170	4,73	636
Ge	0,744	4,77	235
GaAs	1,519	5,41	204

Πίνακας:1.1 Ενεργειακά χάσματα διαφόρων ημιαγωγών και οι σταθερές a και b ^[1].

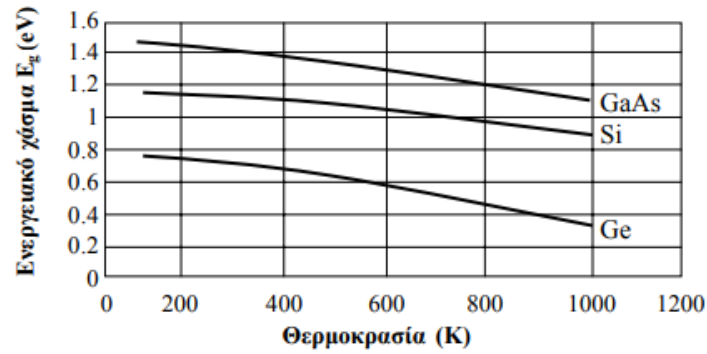
Συνδυάζοντας τις δυο τελευταίες σχέσεις (εξ.1.20) και (εξ.1.21), προκύπτει:

$$nh = AT^3 e^{-E_g(0)/K_B T + \alpha T^2/K_B(T+b)} \quad (\text{εξ. 1.22})$$

όπου ετέθη η σταθερά:

$$A = 32 \frac{K_B^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2}}{\pi^3 h^6}$$

Αυτή η συμπεριφορά συμβαίνει επειδή λόγω της θερμικής ενέργειας, αυξάνει το πλάτος των ατομικών ταλαντώσεων και ως εκ τούτου, μεγαλώνει η απόσταση μεταξύ των ατόμων. Μια αύξηση των διατομικών αποστάσεων, ελαττώνει το δυναμικό που «βλέπουν» τα ηλεκτρόνια του κρυσταλλικού στερεού και αυτό με τη σειρά του μικραίνει το ενεργειακό χάσμα.



Σχήμα 1-9 Εξάρτηση του ενεργειακού χάσματος των Ge, Si και GaAs από τη θερμοκρασία [8].

Να σημειωθεί ότι, με την αύξηση της θερμοκρασίας η κατανομή Fermi απλώνεται και είναι δυνατό να υπάρξουν συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων σε ενέργειες υψηλότερες της στάθμης Fermi και επομένως μερικά ηλεκτρόνια μπορούν να βρεθούν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτή η μεταπήδηση των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας, έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση οπών στη ζώνη σθένους.

1.7 Υπολογισμός της ενέργειας Fermi

Για τους καθαρούς (ενδογενείς) ημιαγωγούς αντικαθιστώντας τις (εξ.1.17.α) και (εξ.1.18.α) στην (εξ.1.2), προκύπτει:

$$\begin{aligned}
 N_C e^{-(E_C - E_{Fi})/K_B T} &= N_V e^{(E_V - E_{Fi})/K_B T} \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln(N_C e^{-(E_C - E_{Fi})/K_B T}) &= \ln(N_V e^{(E_V - E_{Fi})/K_B T}) \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln(N_C) + \ln(e^{-(E_C - E_{Fi})/K_B T}) &= \ln(N_V) + \ln(e^{(E_V - E_{Fi})/K_B T}) \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln(N_C) + [-(E_C - E_{Fi})/K_B T] \ln(e) &= \ln(N_V) + (E_V - E_{Fi})/K_B T \ln(e) \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln(N_C) + [-(E_C - E_{Fi})/K_B T] &= \ln(N_V) + (E_V - E_{Fi})/K_B T \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln(N_C) - \ln(N_V) &= \frac{E_C - 2E_{Fi} + E_V}{K_B T} \Leftrightarrow \\
 &\Leftrightarrow \\
 \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) &= \frac{E_C - 2E_{Fi} + E_V}{K_B T} \Rightarrow
 \end{aligned}$$

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{K_B T}{2} \ln \left(\frac{N_C}{N_V} \right) \quad (\text{εξ. 1.23})$$

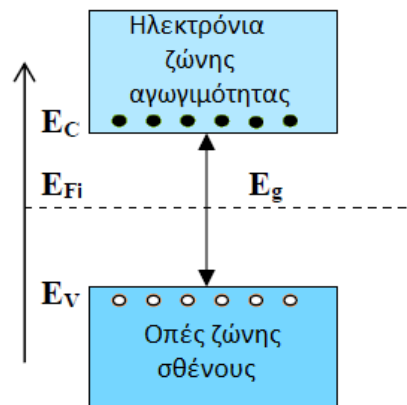
Χρησιμοποιώντας και τις (εξ.1.17.β) και (εξ.1.18.β), τότε η (εξ.1.23) μετατρέπεται:

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{K_B T}{2} \frac{3}{2} \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right) \Rightarrow$$

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{3K_B T}{4} \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right) \quad (\text{εξ. 1.24})$$

Η τελευταία (εξ.1.24) αποτελεί την ενδογενή ενέργεια Fermi.

Στη θερμοκρασία δωματίου ($T=300\text{K}$) ισχύει ότι η στάθμη Fermi για τους ενδογενή ημιαγωγούς βρίσκεται περίπου στο μέσο του ενεργειακού χάσματος E_g (Σχήμα: 1-10).



Σχήμα 1-10. Διέγερση φορέων, από την ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας και δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίων-οπών.

Στην περίπτωση των εξωγενών ημιαγωγών n-τύπου, η ενέργεια Fermi σύμφωνα με την (εξ.1.17.α) μπορεί να γραφτεί:

$$E_F = E_C - K_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (\text{εξ. 1.25})$$

Αντιστοίχως, στην περίπτωση των εξωγενών ημιαγωγών p-τύπου, σύμφωνα με την (εξ.1.18.α) θα ισχύει:

$$E_F = E_V - K_B T \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad (\text{εξ. 1.26})$$

Αν στην σχέση (εξ.1.2) που αφορά τους ενδογενείς ημιαγωγούς, αντικατασταθούν οι (εξ.1.17.α) και (εξ.1.18.α), προκύπτει:

$$n_i = N_C e^{-(E_C - E_{Fi})/K_B T} = N_V e^{(E_V - E_{Fi})/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.27})$$

οπότε, από την (εξ.1.27) λαμβάνονται οι εκφράσεις:

$$N_C = n_i e^{(E_C - E_{Fi})/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.28. α})$$

και

$$N_V = n_i e^{(E_{Fi} - E_V)/K_B T} \quad (1.28. \beta)$$

Εάν οι τελευταίες, (εξ.1.28.α) και (εξ.1.28.β) αντικατασταθούν στις (εξ.1.17.α) και (εξ.1.18.α), θα προκύψουν:

$$N_D = n_i e^{(E_F - E_{Fi})/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.29. } \alpha)$$

$$N_A = n_i e^{(E_{Fi} - E_F)/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.29. } \beta)$$

Όπου, E_{Fi} είναι η ενδογενής στάθμη Fermi και το n_i συμβολίζει την πυκνότητα των φορέων μειονότητας.

Αντικαθιστώντας στην (εξ.1.17.α) την (εξ.1.28.α), εξάγεται η σχέση:

$$n_e = n_i e^{(E_F - E_{Fi})/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.30. } \alpha)$$

Ομοίως, από τις (εξ.1.18.α),(1.28.β) λαμβάνεται:

$$n_h = n_i e^{(E_{Fi} - E_F)/K_B T} \quad (\text{εξ. 1.30. } \beta)$$

Οι δύο τελευταίες σχέσεις (εξ.1.30.α,β) δηλώνουν την συγκέντρωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων και οπών αγωγιμότητας στους εξωγενείς ημιαγωγούς n-τύπου και p-τύπου, αντιστοίχως.

2ο Κεφάλαιο: Οργανικοί Ημιαγωγοί

2.1. Γενικά

Ένα μόριο ορίζεται ως οργανικό όταν αποτελείται από χημικές ενώσεις με βασικό στοιχείο τον άνθρακα. Κατά συνέπεια, για την περιγραφή του τρόπου με τον οποίο λειτουργούν καθώς και τις χημικές ιδιότητες των οργανικών υλικών, είναι αναγκαίο να αναφερθεί η ατομική δομή του ατόμου του άνθρακα και ο τρόπος με τον οποίο σχηματίζει χημικούς δεσμούς με άλλα άτομα (του ίδιου στοιχείου, ή διαφορετικών στοιχείων).

Τα οργανικά υλικά συγκροτούνται από πολυατομικά μόρια τα οποία συνδέονται μεταξύ τους με ασθενείς ενδομοριακές δυνάμεις αντιθέτως με τους ανόργανους κρυσταλλικούς ημιαγωγούς, που συνδέονται με τους ισχυρούς ομοιοπολικούς δεσμούς (covalent bonds).

2.2 Ηλεκτρονική διάταξη του ατόμου του άνθρακα

Όλες οι οργανικές χημικές ενώσεις έχουν ως βασικό στοιχείο τον άνθρακα, ο οποίος έχει πλούσια χημική συμπεριφορά, διότι^[5]:

α) Έχει σχετικά μικρό ατομικό αριθμό επιτρέποντας να συμμετάσχει σε μεγάλο πλήθος χημικών ενώσεων.

β) Εξαιτίας της μεσαίας ηλεκτραρνητικότητας μπορεί να δημιουργεί ομοιοπολικούς δεσμούς σχεδόν με σχεδόν όλα τα χημικά στοιχεία συμπεριλαμβανομένου και άλλων ατόμων άνθρακα.

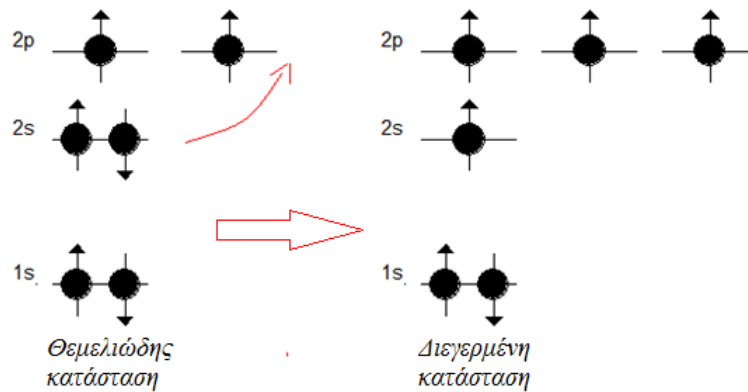
γ) Ανήκει στην ομάδα IVA του περιοδικού πίνακα (Παράρτημα:2-1) επιτρέποντας να σχηματίσει τέσσερις δεσμούς δύνοντας να διαμορφώσει ενώσεις μακρών μοριακών αλυσίδων.

δ) Μπορεί να υβριδιστεί (hybridization) επιτρέποντας να δημιουργεί απλούς, διπλούς και τριπλούς δεσμούς.

Ο άνθρακας συναντάται στη φύση σε τρία ισότοπα, τον άνθρακα C^{-12} , τον C^{-13} και τον C^{-14} όπου, ο αριθμός που ακολουθεί το κάθε σύμβολο του ατόμου άνθρακα, δείχνει τον συνολικό αριθμό πρωτονίων και νετρονίων στον πυρήνα. Ο άνθρακας C^{-12} (έξι πρωτόνια και 6 νετρόνια) είναι το σταθερότερο και επικρατέστερο από τα τρία ισότοπα ανήκοντας στην IVA ομάδα του περιοδικού πίνακα. Αποτελούμενος από 6 τροχιακά ηλεκτρόνια, δύο καταλαμβάνουν την πρώτη στιβάδα και την τροχιά $1s$, με τα υπόλοιπα τέσσερα να καταλαμβάνουν θέσεις στη 2η στιβάδα. Δηλαδή, η πρώτη στιβάδα έχει μονάχα μια συμπληρωμένη υποστιβάδα την $1s^2$, που καταλαμβάνει δυο ηλεκτρόνια ενώ, η δεύτερη στιβάδα (όπου είναι και εξωτερική) έχει δυο υποστιβάδες, τις τροχιές $2s^2 2p^2$ όπου η κάθε μια περιέχει από δυο ηλεκτρόνια. Έτσι, το άτομο του άνθρακα στη θεμελιώδη κατάσταση έχει ηλεκτρονική δομή: $1s^2, 2s^2 2p^2$ (Παράρτημα: 2.11) με την εξωτερική στιβάδα να αποτελείται από τέσσερα ηλεκτρόνια, δυο καταλαμβάνουν την τροχιά $2s$ (είναι συμπληρωμένη) και τα άλλα δυο την $2p$ (ασυμπλήρωτες), τα οποία συμμετέχουν στον σχηματισμό ομοιοπολικών δεσμών (Σχήμα: 2-1).

Όταν το άτομο του C, σχηματίζει δεσμούς, τότε ένα ηλεκτρόνιο της υποστιβάδας $2s$ (της 2ης στιβάδος) προσλαμβάνει ενέργεια, και διεγερόμενο προωθείται σε μια ανώτερη κενή

θέση στην τροχιά 2p (Σχήμα: 2-1). Άρα, τότε το άτομο του άνθρακα θα διαθέτει στην εξωτερική του στοιβάδα τέσσερις ημισυμπληρωμένες ατομικές τροχιακές θέσεις (Σχήμα: 2.1), έχοντας έτσι τη δυνατότητα σχηματισμού τετρασθενών ενώσεων.



Σχήμα: 2-1 Τροχίες ηλεκτρονίων του ατόμου του άνθρακα στη θεμελιώδη και στη διεγερμένη κατάσταση. Κάθε υποστιβάδα έχει θέσεις για ζεύγη ηλεκτρονίων αντίθετου spin (βελάκια). Σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli σε κάθε θέση της υποστιβάδας, μπορούν να χωρέσουν μέχρι δυο ηλεκτρόνια διαφορετικού spin.

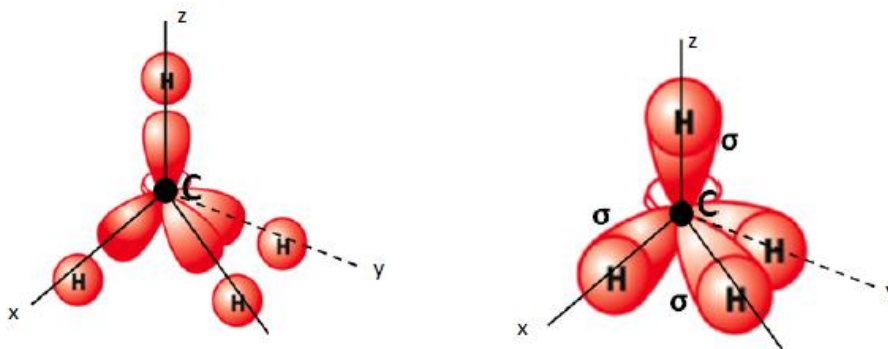
Επομένως, οι δεσμοί του C με τα τέσσερα άτομα υδρογόνου λ.χ. στο μεθάνιο CH₄ δεν είναι ισότιμοι μιας και θα σχηματιζόντουσαν με επικάλυψη τριών ηλεκτρονίων της 2p και ενός της 1s υποστιβάδας, με τα εξωτερικά ηλεκτρόνια των υδρογόνων. Αυτό όμως δε συμβαίνει αλλά σύμφωνα με τον Linus Pauli, η θεωρία του τροχιακού υβριδισμού (Orbital Hybridism), ισχύει όταν:

- Κατά τον υβριδισμό, συνδυάζονται δύο ή περισσότερα διαφορετικού τύπου αμιγή τροχίες του ίδιου ατόμου, προς δημιουργία νέων ατομικών στιβάδων.
- Ο αριθμός των υβριδικών τροχιών είναι ίσος με τον αριθμό των ατομικών τροχιών που συνδυάζονται.
- Οι υβριδικές τροχίες διαφέρουν από τις αμιγή ατομικές τροχίες από τις οποίες δημιουργήθηκαν ως προς την ενέργεια, το σχήμα και τον προσανατολισμό.

Δηλαδή, η διαφορά κατά τον υβριδισμό είναι ότι αντί οι ομοιοπολικοί δεσμοί να πραγματοποιούνται μεταξύ των αμιγώς υποστιβάδων s ή p των ατόμων που συνενώνονται, γίνονται και μεταξύ των διαφορετικών τους υποστιβάδων.

Έτσι, η ιδιαιτερότητα του CH₄ μπορεί να ερμηνευθεί αν θεωρηθεί ο υβριδισμός του ηλεκτρονίου της τροχιάς 2s με τα τρία ηλεκτρόνια στη θέση 2p του ατόμου του άνθρακα, προς σχηματισμό τεσσάρων sp³ στιβάδων (η s περιλαμβάνει 1 και η p, τρία ηλεκτρόνια), όπως φαίνεται παρακάτω (Σχήμα: 2-2).

Τα τέσσερα ηλεκτρόνια των θέσεων 2sp³ του άνθρακα επικαλύπτουν μερικώς την υποστιβάδα 1s των ατόμων του υδρογόνου. Έτσι δημιουργούνται τέσσερις ομοιοπολικοί δεσμοί οι οποίοι αναφέρονται συνήθως ως σ-δεσμοί (σ-bonds).



Σχήμα 2-2. Σχηματισμός τεσσάρων σ -δεσμών από την αλληλοεπικάλυψη των τροχιών άνθρακα και υδρογόνου κατά τον άξονα που συνδέει τους πυρήνες που οδηγεί στον σχηματισμό του μορίου του μεθανίου (CH_4). Τα ηλεκτρόνια των s -υποστιβάδων εμφανίζουν σφαιρικό σχήμα, και τα ηλεκτρόνια των p -υποστιβάδων δύο ελλειψοειδής λοβούς οι οποίοι χωρίζονται από ένα νοητό επίπεδο με τον πυρήνα^[8].

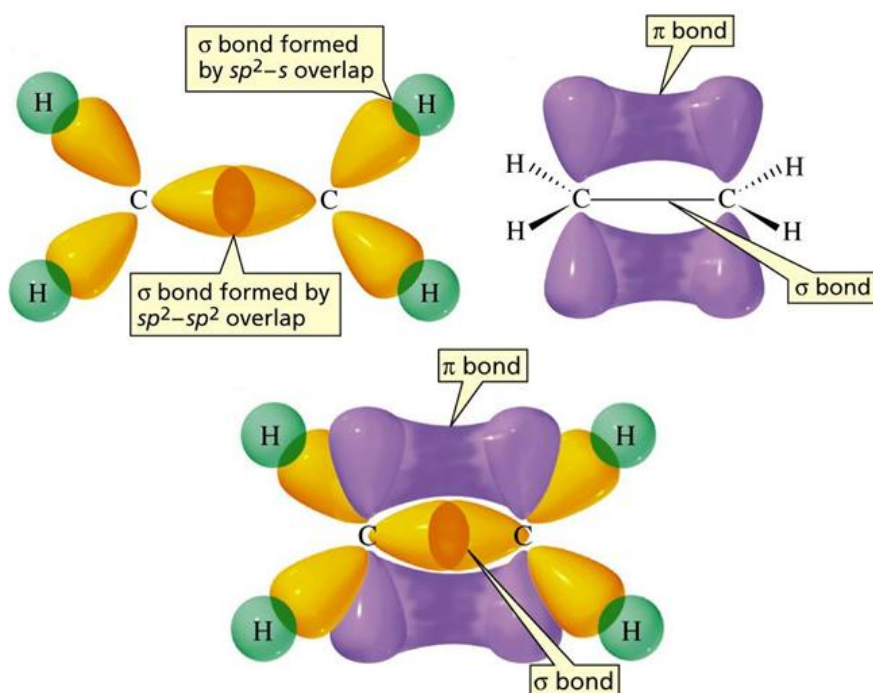
Τα άτομα του άνθρακα στο αιθυλένιο, όπως και σε άλλες ενώσεις όπου εμφανίζεται ο διπλός δεσμός $\text{C}=\text{C}$, χαρακτηρίζονται από μια άλλη μορφή υβριδισμού, τον $2sp^2$ υβριδισμό. Στην περίπτωση αυτή, συντελείται υβριδισμός μεταξύ των ηλεκτρονίων της $2s$ υποστιβάδας και των δύο της $2p$, οπότε και σχηματίζονται υποστιβάδες $2sp^2$ που καταλαμβάνουν τα τρία ηλεκτρόνια εβρισκόμενες στο ίδιο επίπεδο έχοντας προσανατολισμό που σχηματίζουν τις τρεις κορυφές ισόπλευρου τριγώνου (Σχήμα:2-2). Το τέταρτο ηλεκτρόνιο της υποστιβάδας $2p$ (το οποίο δεν έχει υποστεί υβριδισμό) βρίσκεται στο επίπεδο κάθετο προς αυτό που ορίζουν τα τρία ηλεκτρόνια των $2sp^2$ υποστιβάδων^[6].

Όταν οι τροχές $2sp^2$ δυο ατόμων άνθρακα πλησιάσουν έτσι ώστε να σχηματιστούν δεσμοί μεταξύ τους, λαμβάνει χώρα η επικάλυψη υποστιβάδων σε δύο επίπεδα (Σχήμα: 2.4), ήτοι:

α) Εμφανίζεται ένας σ -δεσμός (Σχήμα: 2-3) λόγω μετωπικής αλληλεπικάλυψης των υποστιβάδων τους $2sp^2$. Ο δεσμός αυτός έχει τη διεύθυνση της ευθείας που ενώνει τους πυρήνες των δύο ατόμων του άνθρακα. Τα άλλα δύο ηλεκτρόνια της $2sp^2$ του άνθρακα επικαλύπτουν την υποστιβάδα $1s$ των δύο ατόμων του υδρογόνου, σχηματίζοντας έτσι άλλους δύο σ -δεσμούς. Δηλαδή, ο σ -δεσμός προκύπτει με επικαλύψεις των αντίστοιχων ατομικών υποστιβάδων $s-s$, $s-p$ και $p-p$ κατά τον άξονα που συνδέει τους πυρήνες των δύο συνδεόμενων ατόμων. Οι σ -δεσμοί είναι αρκετά ισχυροί δημιουργώντας μεγάλο ενεργειακό χάσμα εύρους $E_g \approx 7-10\text{eV}$, ανάμεσα στα δεσμικά τροχιακά ηλεκτρόνια (της ζώνης σθένους) και στα κενά αντιδεσμικά (της ζώνης αγωγιμότητας) τροχιακά. Ένα τόσο ευρύ ενεργειακό χάσμα καθιστά το υλικό ως μονωτή και τα πολυμερή αυτού του είδους ονομάζονται «κορεσμένα» διότι περιλαμβάνουν κορεσμένους χημικούς δεσμούς. Δηλαδή, τα άτομα του άνθρακα είναι αποκλειστικά ενωμένα με άλλα άτομα άνθρακα και υδρογόνου συμμετέχοντας σε κάθε τέτοιο δεσμό δύο ηλεκτρόνια.

β) Κατά τη προσέγγιση των δύο ατόμων άνθρακα, λαμβάνει χώρα και μια μερική επικάλυψη μεταξύ των εναπομεινάντων (και μη υβριδισμένων) $2p$ υποστιβάδων. Η επικάλυψη αυτή οδηγεί στο σχηματισμό ενός δεύτερου δεσμού μεταξύ των ατόμων του άνθρακα, κάθετη στο επίπεδο των σ -δεσμών ο οποίος καλείται π -δεσμός (π -bond). Δηλαδή, ο δεσμός (Σχήμα: 2-3) που προκύπτει με πλευρικές επικαλύψεις $2p-2p$ των ατομικών

υποστιβάδων των οποίων οι άξονες είναι παράλληλοι, είναι οι π-δεσμοί. Οι δεσμοί αυτοί είναι ακόρεστοι, διότι περιλαμβάνουν ένα μόνο ηλεκτρόνιο ανά τροχιακό p_z , ενώ αυτό θα μπορούσε να φέρει δύο ηλεκτρόνια^[ΜΕΛΕΤΗ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΜΙΚΡΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΦΒ -ΣΑΒΒΑΣ ΤΟΥΣΑΣ].



Σχήμα: 2-3. Αλληλοεπικάλυψη υποστιβάδων (υβριδισμός) στο μόριο του αιθυλενίου ($CH_2=CH_2$). Τα άτομα στο μόριο συγκρατούνται με σ-δεσμούς (κίτρινο χρώμα) και με π- δεσμούς (μώβ)^[83].

Να σημειωθεί ότι, οι π-δεσμοί είναι ασθενέστεροι από τους σ-δεσμούς (περίπου 65 kcal/mol για τους π-δεσμούς και 80 kcal/mol για τους σ-δεσμούς). Αυτό πρακτικά συμβαίνει διότι, σε γεωμετρικό επίπεδο, οι σ-δεσμοί χαρακτηρίζεται από πολύ μεγαλύτερη περιοχή επικάλυψης σε σχέση με τους π-δεσμούς, με αποτέλεσμα να παρατηρείται ισχυρότερη εποικοδομητική επικάλυψη μεταξύ των υποστιβάδων.

Τα ηλεκτρόνια που συμμετέχουν στους σ-δεσμούς είναι ουσιαστικά περιορισμένα στο χώρο μεταξύ των πυρήνων, ενώ τα ηλεκτρόνια των π-δεσμών έχουν τη δυνατότητα να κινηθούν εντός μεγαλύτερων περιοχών, οπότε και η αλληλεπίδρασή τους με τον πυρήνα είναι ασθενέστερη.

Τέλος, τα δύο $2sp^3$ άτομα του άνθρακα C (που είναι ενωμένα με απλό δεσμό) είναι ελεύθερα να περιστραφούν περί τον άξονα του δεσμού, κάτι που δε συμβαίνει με τα $2sp^2$ (διπλός δεσμός) άτομα.

2.3 Πολυμερικά υλικά

Τα **πολυμερή** (polymers) ή πολυμερικά, είναι χημικές ενώσεις αποτελούμενες από μεγάλα μόρια (μακρομόρια) που συνίστανται από μικρότερες επαναλαμβανόμενες μοριακές δομικές μονάδες (repeating structural unit) ή αλυσίδες διαφόρων μορφών και σχηματισμών, τα λεγόμενα **μονομερή** (monomers). Ο αριθμός των επαναλαμβανόμενων

τέτοιων μονάδων χαρακτηρίζει το βαθμό πολυμερισμού (degree of polymerization)^[ΜΕΛΕΤΗ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΜΙΚΡΟΗΛ/ΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΦΒ -ΣΑΒΒΑΣ ΤΟΥΣΑΣ]

Τα μόρια που προκύπτουν από ένα μόνο είδος επαναλαμβανόμενης δομικής μονάδας, ονομάζονται **ομοιοπολυμερή** (homopolymers), ενώ τα συμπολυμερή (copolymers) είναι αυτά που δημιουργούνται από διαφορετικές επαναλαμβανόμενες μοριακές μονάδες.

Επί παραδείγματι, το πολυμερές πολυαιθυλένιο (polyethylene) έχει ως μονομερές το αιθυλένιο ή Ethylene ($\text{CH}_2=\text{CH}_2$) και δομική μονάδα το άτομο του μεθυλενίου (CH_2).

Οι πρωτεΐνες, το DNA και η κυτταρίνη (cellulose) είναι ένα είδος πολυμερών ενώσεων. Ενώ, τα πλαστικά είναι ένα άλλο είδος πολυμερικών υλικών με τις εξαιρετικές τους μηχανικές ιδιότητες, όπως είναι η στρέψη, η ευκαμψία, η ηλεκτρική μονωτικότητα κλπ. Τα πολυμερή που χρησιμοποιούνται στα πλαστικά είναι συνήθως μεγάλης μοριακής μάζας τα οποία λαμβάνονται μέσω συνθετικών οργανικών ενώσεων.

Στα πολυμερικά υλικά μεταξύ των αλυσίδων των μακρομορίων ενεργούν δυνάμεις Van der Waals ή και δυνάμεις δίπολου, όπου δυσκολεύουν κατά πολύ η μεταφορά φορτίου. Οι δυνάμεις Van der Waals των πολυμερικών ημιαγωγών είναι πολύ ασθενέστερες σχετικά των αντιστοίχων δυνάμεων των ανόργανων ημιαγωγών (π.χ. Si, GaAs κλπ). Αυτό έχει αντίκτυπο στις μηχανικές και θερμικές ιδιότητες των οργανικών ημιαγωγών. Οδηγεί σε μειωμένη σκληρότητα, σε χαμηλότερο σημείο τήξης, αλλά κυρίως σε απεντοπισμό των ηλεκτρονιακών κυματοσυναρτήσεων μεταξύ των γειτονικών μορίων, με άμεσα αποτελέσματα στις οπτικές ιδιότητες των υλικών.

Επίσης, όλα τα ηλεκτρόνια των ομοιοπολικών δεσμών της αλυσίδας του μακρομορίου, των πολυμερικών υλικών, είναι εντοπισμένα δηλαδή, περιορίζονται τοπικά και δεν κινούνται ελεύθερα (π.χ. κατά μήκος όλης της αλυσίδας). Κατά συνέπεια, τα συνήθη πολυμερή είναι μονωτές του ηλεκτρικού ρεύματος, γεγονός που έχει οδηγήσει στη ευρεία χρησιμοποίησή τους ως μονωτικά υλικά.

2.4 Συζυγή Πολυμερικά υλικά

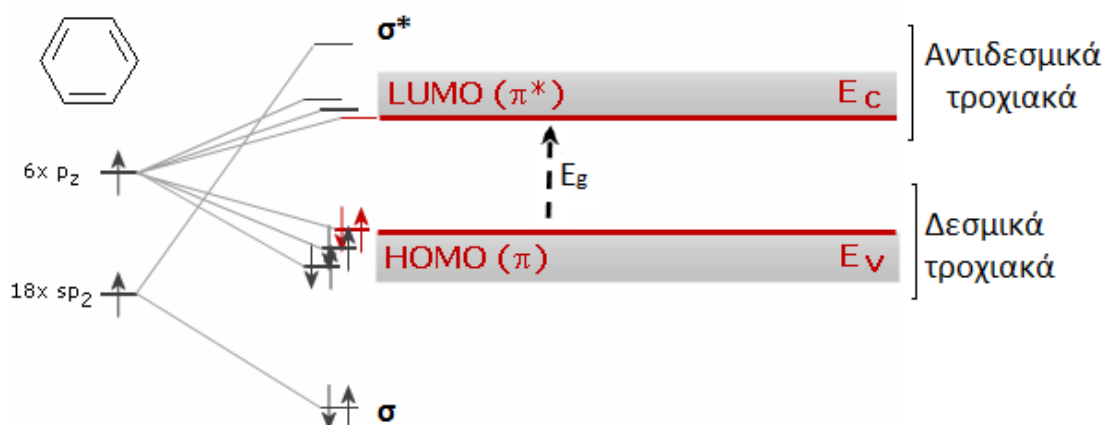
Μια συζυγή (conjugated) οργανική δομή αποτελείται από μια εναλλαγή απλών και διπλών δεσμών μεταξύ των ατόμων του άνθρακα στην μοριακή αλυσίδα του πολυμερούς. Όπου, οι απλοί δεσμοί είναι γνωστοί ως σ-δεσμοί και οι διπλοί περιέχουν τόσο σ-δεσμούς όσο και π-δεσμούς (Σχήμα:2-6)^[5].

Στα πολυμερή υλικά η εναλλαγή μεταξύ απλών και διπλών δεσμών κατά μήκος της μοριακής αλυσίδας δημιουργεί παραμορφώσεις Peierls. Η παραμόρφωση αυτή οδηγεί στη δημιουργία ενεργειακού χάσματος, όπου στα συζυγή πολυμερή κυμαίνεται μεταξύ 1,5-3 eV. Δηλαδή, σημαντικά μικρότερο από το χάσμα 7-10 eV που εμφανίζουν τα κορεσμένα πολυμερή.

Επειδή όπως αναφέρθηκε παραπάνω (§2.1), οι π-δεσμοί είναι ασθενέστεροι των σ-δεσμών, τα ηλεκτρόνια που συμμετέχουν στους π-δεσμούς είναι πολύ πιο ευκίνητα από εκείνα των σ-δεσμών έτσι, μπορούν να μεταπηδούν ευκολότερα ανάμεσα στα άτομα του

άνθρακα χάρη στην αμοιβαία επικάλυψη των π-τροχιακών ηλεκτρονίων άρα και των ενεργειακών επιπέδων. Η επικάλυψη των υποστιβάδων p_z (κατά των άξονα των z) διαχωρίζει τον εκφυλισμό τους με αποτέλεσμα να παράγονται δυο «νέα» τροχιακά ηλεκτρόνια ένα δεσμικό τροχιακό ηλεκτρόνιο χαμηλότερης ενέργειας (π-τροχιακό) και ένα αντι-δεσμικό τροχιακό υψηλότερης ενέργειας (π*-τροχιακό). Όπως και με τη ζώνη σθένους και τη ζώνη αγωγιμότητας των ανόργανων ημιαγωγών, έτσι και στους οργανικούς, παρατηρείται ότι η κατειλημμένη ζώνη του π-δεσμού (ζώνη σθένους) αντιστοιχεί στην υψηλότερη κατειλημμένη μοριακή τροχιά (Highest Occupied Molecular Orbital ή HOMO) και η μη-κατειλημμένη π*-ζώνη (ζώνη αγωγιμότητας) αντιστοιχεί στη χαμηλότερη μη-κατειλημμένη μοριακή τροχιά (Lowest Unoccupied Molecular Orbital ή LUMO) (Σχήμα: 2-5) [8].

Συνεπώς, τα δέσμια και μη δέσμια ηλεκτρόνια των υποστιβάδων $2sp^2$ βρίσκονται σε ενεργειακές ζώνες οι οποίες είναι πλήρως κατειλημμένες ή άδειες. Η υψηλότερη κατειλημμένη ζώνη ονομάζεται ζώνη σθένους ή HOMO και η χαμηλότερη μη κατειλημμένη ζώνη, ονομάζεται ζώνη αγωγιμότητας ή LUMO.



Σχήμα: 2-4 Δημιουργία μοριακών ζωνών σε ένα πολυμερικό σύστημα. Οι αντίστοιχες καταστάσεις E_c , E_v που ισχύουν στους κρυστάλλους των οργανικών ενώσεων είναι οι HOMO και LUMO. Το ενεργειακό χάσμα μεταξύ των HOMO και LUMO είναι μικρότερο στην περίπτωση των π-π* μεταβάσεων, το οποίο μειώνεται όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της μοριακής αλυσίδας [5], [7], [8].

Για μια «άπειρη» συζυγή μοριακή αλυσίδα, η διαφορά ενέργειας μεταξύ των ενεργειακών επιπέδων γίνεται απειροελάχιστη και οι ενέργειες μπορούν να περιγραφούν καλύτερα ως συνεχείς ζώνες παρά ως διακριτά επίπεδα επειδή οι ισχυροί δεσμοί δίνουν ευρείες ενεργειακές ζώνες. Οι στάθμες HOMO και οι LUMO εκφυλίζονται (αντιστοιχούν σε περισσότερες καταστάσεις) εάν οι δεσμοί στη συζυγή αλυσίδα είναι ίσες κατά μήκος. Έτσι, οι κατειλημμένες-π και οι μη κατειλημμένες-π* καταστάσεις αρχίζουν να συμπίπτουν δημιουργώντας μια ημικατειλημμένη ζώνη (Σχήμα: 2-4).

Η εμφάνιση αγωγίμων χαρακτηριστικών σε αυτά τα υλικά οφείλεται στα άλματα (hoppings)^[8] των ηλεκτρονίων μεταξύ των δεσμικών π και αντιδεσμικών π* καταστάσεων. Οι σαφώς ασθενέστεροι π-δεσμοί συγκριτικά με τους σ-δεσμούς, καθιστά τις μεταβάσεις π-

π^* να έχουν μικρότερο ενεργειακό χάσμα E_g από ότι στις σ - σ^* (Σχήμα: 2-4). Γι'αυτό το ενεργειακό χάσμα μεταξύ του HOMO και του LUMO των π - π^* , κυμαίνεται μεταξύ 1-4eV. Λόγω αυτής της χαρακτηριστικής αρχιτεκτονικής, παρατηρείται μετακίνηση ηλεκτρονίων από τη ζώνη HOMO στην LUMO. Έτσι το πολυμερές συμπεριφέρεται σαν ημιαγωγός και γι' αυτό η ζώνη- π μπορεί να θεωρηθεί σαν ζώνη σθένους ενώ η ζώνη- π^* ως ζώνη αγωγιμότητας^{[5], [7], [8]}.

Παρόλα αυτά, τα συζυγή πολυμερή δεν είναι αγωγιμα αφού δεν διαθέτουν ελεύθερα ηλεκτρόνια σθένους όπως τα μέταλλα επειδή είναι κατά κύριο λόγο δεσμευμένα στους ομοιοπολικούς δεσμούς. Αυτό όμως μπορεί να αλλάξει μέσω χημικών ή ηλεκτροχημικών διαδικασιών των προσμείξεων (doping), η οποία θα περιγραφεί παρακάτω.

Στον ακόλουθο πίνακα (Πίνακας:2.1) συγκρίνονται ορισμένα χαρακτηριστικά μεγέθη μονωτών, αγωγών και των συζυγών πολυμερικών υλικών.

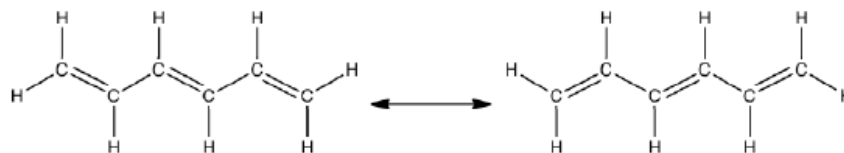
ΙΔΙΟΤΗΤΑ	ΜΟΝΩΤΕΣ	ΑΓΩΓΟΙ	ΣΥΖΥΓΗ ΠΟΛΥΜΕΡΗ
Ηλεκτρική Αγωγιμότητα ($1/\Omega cm$)	$10^{-22} - 10^{-12}$	$10^{-4} - 10^6$	$10^{-11} - 10^5$
Φορείς	-	Ηλεκτρόνια σθένους ημισυμπληρωμένων τροχιακών	Ηλεκτρόνια των συζυγών διπλών δεσμών
Συγκέντρωση φορέων ανά cm^3	-	$10^{22} - 10^{23}$	$10^{12} - 10^{19}$
Επίδραση Ατελειών	Ισχυρή Επίδραση	Αμελητέα επίδραση	Ατέλειες σε ποσοστό 0,1-1% αλλάζουν την αγωγιμότητα κατά 2 – 3 τάξεις μεγέθους
Μαγνητικές Ιδιότητες	Διαμαγνητικά	Φερρομαγνητικά και Διαμαγνητικά	Παραμαγνητικά

Πίνακας 2.1. Χαρακτηριστικά μεγέθη μονωτών, αγωγών και συζυγών πολυμερικών ^[ΜΕΛΕΤΗ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΜΙΚΡΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΦΒ -ΣΑΒΒΑΣ ΤΟΥΣΑΣ]

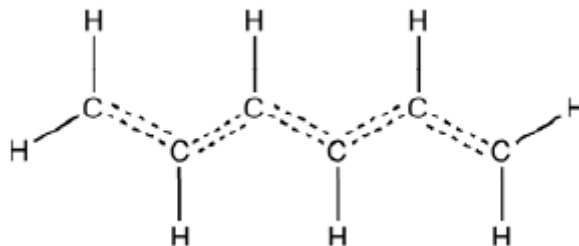
Μακρές αλυσίδες συζυγών μορίων καλούνται συζυγή πολυμερή όπως το trans πολυακετυλένιο (Σχήμα: 2-5) το οποίο αποτελείται μόνο από άτομα άνθρακα και υδρογόνου. Επειδή, όπως ειπώθηκε, οι σ -δεσμοί είναι ισχυρότεροι από του π - δεσμούς το ενεργειακό χάσμα, των π -δεσμών είναι μικρότερο από αυτό των σ -δεσμών και για αυτό τα συζυγή πολυμερή έχουν τις εξής ιδιότητες^[24]:

- i) Το ενεργειακό χάσμα είναι μικρό (1-4 eV) εμφανίζοντας ημιαγωγιμη συμπεριφορά,
- ii) οι πολυμερικές αλυσίδες μπορούν σχετικά εύκολα να αναχθούν ή να οξειδωθούν,
- iii) εμφανίζουν υψηλές κινητικότητες φορτίων και
- iv) οι φορείς φορτίου δεν είναι ηλεκτρόνια ή οπές αλλά μάλλον περιγράφονται καλύτερα ως οιονεί σωματίδια (quasi-particles), τα πολαρόνια και τα σολιτόνια.

Το trans-πολυακετυλένιο θα ήταν ηλεκτρικά αγωγιμο αν η απόσταση μεταξύ δυο οποιονδήποτε ατόμων άνθρακα ήταν σταθερή. Στη περίπτωση αυτή, οι διπλοί δεσμοί θα ήταν ομοιόμορφα κατανεμημένοι στην αλυσίδα του πολυμερούς (Σχήμα:2-6)^{[6], [24]}.



Εικόνα: 2-5. Μοριακή αλυσίδα του *Trans*-πολυακετυλενίου. Τα συζυγή μόρια χαρακτηρίζονται από εναλλαγή απλών και διπλών δεσμών κατά μήκος του σκελετού τους [ΜΕΛΕΤΗ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΜΙΚΡΟΗΛ/ΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΦΒ -ΣΑΒΒΑΣ ΤΟΥΣΑΣ], [5].



Εικόνα: 2-6. Ομοιόμορφη κατανομή διπλών δεσμών στο *trans*-πολυακετυλένιο [ΜΕΛΕΤΗ ΟΡΓΑΝΙΚΩΝ ΜΙΚΡΟΗΛ/ΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ & ΦΒ -ΣΑΒΒΑΣ ΤΟΥΣΑΣ].

Για την παραπάνω μοριακή αλυσίδα (Σχήμα:2-6) δεν επιτυγχάνεται η χαμηλότερη ενέργεια E_g χάσματος του συστήματος. Στο άτομο του άνθρακα, η προτιμώμενη ενεργειακή κατάσταση είναι αυτή κατά την οποία απέχει από ένα γειτονικό του άτομο απόσταση λίγο μικρότερη $\sim 1,34 \times 10^{-10} \text{m}$ σχετικά με την απόστασή του από ένα άλλο γειτονικό άτομο άνθρακα $\sim 1,47 \times 10^{-10} \text{m}$. Αυτή η ανομοιομορφία του μήκους των δεσμών καλείται φαινόμενο του Peierls (Peierls effect) και είναι η αιτία της ημιαγωγικής φύσης του πολυακετυλενίου (Polyacetylene) αφού επιβάλλει την ανάπτυξη ενεργειακού διάκενου μεταξύ των ζωνών σθένους (HOMO) και αγωγιμότητας (LUMO).

2.5 Οργανικοί Ημιαγωγοί με προσμίξεις

Όταν σε αυτά τα πολυμερή γίνουν προσμίξεις, θα αποκτήσουν αγωγιμότητα, που ακόμη μπορεί να υπερβαίνει τις τιμές των πολύ γνωστών ανόργανων ημιαγωγών.

Τα υλικά που περιέχουν τέτοια μόρια υπό κανονικές συνθήκες (300K) συμπεριφέρονται ως μονωτές. Επί παραδείγματι, το τεφλόν (πολυτετραφθοροαιθυλένιο ή PTFE) έχει ειδική αγωγιμότητα $10^{-14} \Omega \text{cm}^{-1}$ όταν τα μέταλλα έχουν αντίστοιχες τιμές 10^6 - $10^{10} \Omega \text{cm}^{-1}$. Η προσθήκη προσμίξεων (doping) σε τέτοια οργανικά υλικά αυξάνει κατά πολλές τάξεις μεγέθους, την ηλεκτρική τους αγωγιμότητα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το πολυακετυλένιο (PA) που με προσμίξεις ατμών ιωδίου I_2 η ειδική αγωγιμότητα του εκτοξεύεται από $10^{-7} \Omega \text{cm}^{-1}$ μέχρι και $10^7 \Omega \text{cm}^{-1}$.

2.5.1 Οργανικοί ημιαγωγοί n-τύπου και p-τύπου

Όπως με τους κλασικούς (ανόργανους) ημιαγωγούς, (Si, Ge, AsGa), έτσι και με τα συζυγή πολυμερικά υλικά εμφανίζουν πάρα πολύ μικρή αγωγιμότητα στη καθαρή τους μορφή. Έτσι, για να καταστεί ένα πολυμερές υλικό ηλεκτρικά αγώγιμο θα πρέπει να μμηθεί το

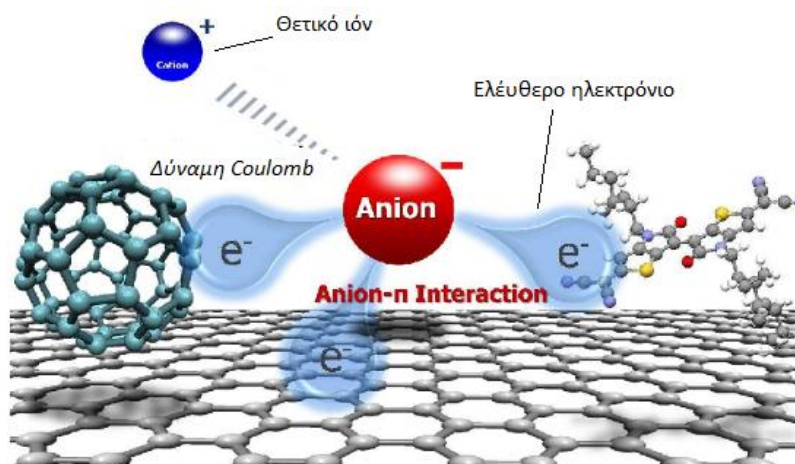
μέταλλο δηλαδή, να αποκτήσει ελεύθερους φορείς ηλεκτρικού φορτίου. Αυτό επιτυγχάνεται με την διαδικασία του εμπλουτισμού δηλαδή, της νόθευσης (doping) αλλάζοντας την ηλεκτρονική δομή άρα και το ενεργειακό χάσμα E_g διευκολύνοντας τη μετάβαση των φορέων σθένους από την κατάσταση HOMO στην LUMO^[21].

Η διαφορά των συζυγών πολυμερών με τους ανόργανους ημιαγωγούς έγκειται στο ότι παρουσιάζουν διαφορετικό μηχανισμό προσθήκης προσμίξεων αλλά και αγωγής του ηλεκτρικού ρεύματος. Όπως αναλύθηκε (§1.3) στους ανόργανους ημιαγωγούς, η διαδικασία προσθήκης προσμίξεων γίνεται με αντικατάσταση ατόμων του πλέγματος με άλλα άτομα διαφορετικού αριθμού ηλεκτρονίων σθένους. Στην περίπτωση των πολυμερών, αυτό γίνεται με παρεμβολή ομάδων ατόμων μέσα στις αλυσίδες τους που δρουν οξειδωτικά (αποσπώντας ηλεκτρόνια από την πολυμερική αλυσίδα) οι οποίοι λέγονται δέκτες ηλεκτρονίων, ή αναγωγικά, με δότες ηλεκτρονίων (προσφέροντας ηλεκτρόνια) κάτι που ευνοείται από την παρουσία των π-δεσμών, ενώ οι σ-δεσμοί διατηρούν την κύρια αλυσίδα ανέπαφη συγκρατώντας τα άτομα στη θέση τους.

Συγκεκριμένα οι απαραίτητοι ελεύθεροι φορείς φορτίου με τη διαδικασία της νόθευσης, στα συζυγή πολυμερικά παρέχονται με δυο μεθόδους:

α) Με μερική αναγωγή του πολυμερικού ημιαγωγού, μέσω προσμίξεων με ηλεκτροθετικά στοιχεία όπως τα αλκαλικά μέταλλα (π.χ. Na,K), αποτελώντας δότες ηλεκτρονίων όπου η διαδικασία αυτή ονομάζεται n-νόθευση (n-doping). Οπότε, ο συζυγής κορμός της οργανικής ένωσης θα πρέπει να γίνει ηλεκτρονιακά ατελής ώστε η στάθμη LUMO να μειωθεί για να μπορεί να δεχτεί ηλεκτρόνια.

Το κάθε προστιθέμενο ηλεκτρόνιο εντοπίζεται σε κάθε σημείο της πολυμερικής αλυσίδας έχοντας ως αποτέλεσμα την εμφάνιση νέων ενεργειακών επιπέδων εντός του ενεργειακού χάσματος και την εμφάνιση ενός αρνητικού ιόντος (Σχήμα:2-7). Έτσι εμφανίζεται ο ημιαγωγός **n-τύπου** (negative) επειδή διαθέτει ως φορείς πλειονότητας, ελεύθερα ηλεκτρόνια (electron transporting). Να σημειωθεί ότι οι ημιαγωγοί n-τύπου δεν αποτελούν γενικότερα σταθερές ενώσεις με αποτέλεσμα όταν έρθουν σε επαφή με τις ατμοσφαιρικές συνθήκες οι αγώγιμες ιδιότητες τους να υποβαθμίζονται σημαντικά.



Σχήμα: 2-7 Χημική δομές προσμίξεων των οργανικών ημιαγωγών n-τύπου. Με την διαδικασία της αναγωγής εμφανίζονται ελεύθερα ηλεκτρόνια και θετικά ιόντα

β) Με μερική οξείδωση του πολυμερούς, μέσω προσμίξεων με δέκτες ηλεκτρονίων όπως, με ατμούς ιωδίου I_2 ή με πενταφθοριούχο αρσενικό (AsF_5), η διαδικασία αυτή ονομάζεται p-νόθευση (p-doping). Επειδή ο ημιαγωγός θα διαθέτει ως φορείς πλειονότητας, ελεύθερες οπές (holes transporting) λέγεται **τύπου-p** (positive).

Όταν ένα ηλεκτρόνιο προστίθεται στη βάση της ζώνης αγωγιμότητας ενός συζυγούς πολυμερικού ημιαγωγού, η ζώνη αγωγιμότητας πληρείται μερικώς και σχηματίζεται ένα ανιόν (αρνητικό ιόν) το οποίο καλείται πολαρόνιο (polaron). Ο αριθμός των πολαρονίων αυξάνεται με την αύξηση των ατόμων που χρησιμοποιούνται κατά τη νόθευση. Στις υψηλές συγκεντρώσεις των προσμίξεων, τα εντοπισμένα πολαρόνια μπορούν να επικαλύψουν τα γειτονικά άτομα, οδηγώντας σε νέες ενεργειακές ζώνες. Οι νέες αυτές ζώνες είναι δυνατόν να βρίσκονται μεταξύ ή και εντός των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους αποτελώντας την οδό μέσω της οποίας μπορούν να κινηθούν τα ηλεκτρόνια.

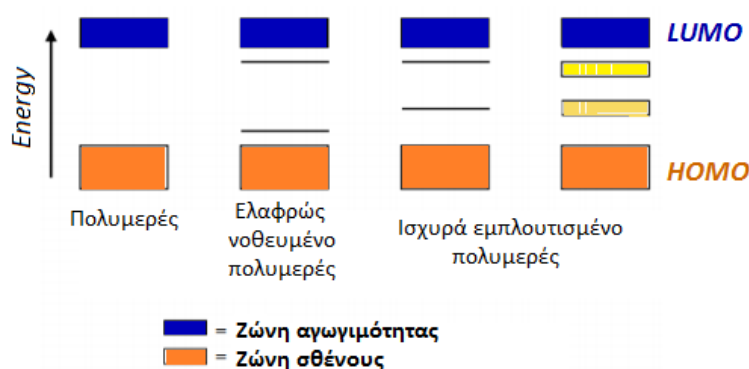
Οι p-τύπου οργανικοί ημιαγωγοί είναι οι ποιο διαδεδομένοι και παράλληλα έχουν αναπτυχθεί περισσότερο όσο αφορά στην απόδοση και τις ιδιότητες τους. Αντιθέτως, οι n-τύπου οργανικοί ημιαγωγοί συναντιούνται λιγότερο και υπάρχουν ορισμένοι λόγοι για την αργή ανάπτυξή τους:

α) Τα ηλεκτρόνια έχουν την τάση να παγιδεύονται εύκολα από την υγρασία (H_2O) και τον αέρα (O_2).

β) Οι συνήθεις οργανικοί ημιαγωγοί έχουν σχετική μικρή ηλεκτρονοσυγγένεια, οπότε χρειάζεται να προστεθούν υποκαταστάτες που τραβάνε ηλεκτρόνια, ώστε να σταθεροποιηθεί η ανιοντική μορφή των μορίων και να γίνει έτσι αποτελεσματικότερη η μεταφορά ηλεκτρονίων.

γ) Τα συνηθισμένα μέταλλα που χρησιμοποιούνται ως ηλεκτρόδια (Au, Ni) για τον εμπλουτισμό εμφανίζουν υψηλό έργο εξόδου (εξαγωγής) ευνοώντας τη μεταφορά των οπών. Ενώ, μέταλλα με χαμηλό έργο εξαγωγής, όπως το αλουμίνιο (Al), ο χαλκός (Cu), αποφεύγονται επειδή οξειδώνονται εύκολα.

Η πλειοψηφία των πολυμερικών ημιαγωγών έχει ηλεκτρική αγωγιμότητα από 10^{-1} έως $10^5 \Omega cm^{-1}$. Η μεγάλη αυτή περιοχή αγωγιμοτήτων στις οποίες κυμαίνεται το κάθε πολυμερές, εξαρτάται από τη χημική σύσταση των μορίων τους και το βαθμό οξείδωσης ή αναγωγής κατά τη διαδικασία της νόθευσης.



Σχήμα: 2-8. Ενεργειακά επίπεδα για συζυγή πολυμερή με προσμείξεις. Με τη νόθευση δημιουργούνται περισσότερες στάθμες ενέργειας μεταξύ της ζώνης σθένους και αγωγιμότητας ^[24].

Ημιαγωγός	Ευκινησία φορέων (cm ² /Vs)	Λόγος I _{ON} /I _{OFF}
Poly(3-hexylthiophene), P3HT	10 ⁻¹ -0,1	10 ² -10 ⁶
Poly(3,3-dioctyl quarter thiophene, PQT-12	0,14	0,14-10 ⁷
Poly(2,5-bis(3-hexadecylthiophene-2-yl)thieno[3,2]thiophene),PBTTT	<1	<1-10 ⁷

Πίνακας: 2-II. Είδη ορισμένων πολυμερικών p-τύπου ημιαγωγών και τα χαρακτηριστικά των αντίστοιχων οργανικών Transistors ^[22].

Πολυμερικές ενώσεις	Ενεργειακό χάσμα (eV)	Αγωγιμότητα (1/Ωcm)
<i>Πολυακετυλένιο και ανάλογα (Polyacetylene and analogues)</i>		
Polyacetylene (1977)	1,5	10 ³ -1,7x10 ⁵
Polygyrrole (1979)	3,1	10 ² -7,5x10 ³
Polythiophene (1981)	2,0	10-10 ³
<i>Πολυφαινυλένιο και ανάλογα (Polyphenylene and analogues)</i>		
Poly(paraphenylene) (1979)	3,0	10 ² -10 ³
Poly(p-phenylenevinylene) (1979)	2,5	3-5x10 ³
Polyaniline (1980)	3,2	3-200

ΠΙΝΑΚΑΣ: 2-III Ηλεκτρική αγωγιμότητα διαφόρων πολυμερικών ενώσεων και το αντίστοιχο έργο εξαγωγής ^[31].

2.5.2 Αγωγιμότητα των οργανικών ημιαγωγών

Όπως αναφέρθηκε (§2.2) στους οργανικούς ημιαγωγούς τα μόρια συνδέονται μεταξύ τους, με ασθενείς διαμοριακές δυνάμεις (Van Der Waals) οι οποίες είναι σημαντικά μικρότερες των αντιστοιχών ενεργειών των ομοιοπολικών δεσμών των ανόργανων ημιαγωγών. Λόγω της χαλαρής σύνδεση των μορίων οι ενεργειακές ζώνες παρουσιάζουν μεγαλύτερο χάσμα μεταξύ τους άρα και αυξημένο ενεργειακό χάσμα E_g μεταξύ της ζώνης HOMO και LUMO.

Υπολογισμοί που διεξήχθησαν για οργανικούς μοριακούς κρυστάλλους, χωρίς ατέλειες στο πλέγμα τους, δίνουν εύρος ζώνης περί τα 0,1-0,5eV δηλαδή, μια τάξη μεγέθους μικρότερο απ' ότι στο πυρίτιο. Το μικρό αυτό εύρος ζώνης συνδέεται με τις χαμηλές τιμές ευκινησίας στους οργανικούς ημιαγωγούς και τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ελεύθερων φορέων φορτίου και του πλέγματος, επηρεάζοντας έτσι την ευκινησία τους.

Η ευκινησία (mobility) των φορέων εκφράζει την μέση ταχύτητα ολίσθησεως τους λόγω της επιβαλλόμενης εξωτερικής ηλεκτρικής τάσης ανά μονάδα ηλεκτρικού πεδίου, σύμφωνα με την σχέση^[23]:

$$\mu = \frac{v_d}{\mathbb{E}} \quad (\text{εξ. 2.1})$$

όπου μ είναι η ευκινησία, v_d η ταχύτητα ολίσθησης των φορέων και \mathbb{E} η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

Οπότε, ο παράγοντας μ , εκφράζει την οριακή ταχύτητα ολισθήσεως των φορέων ανά μονάδα εφαρμοζόμενου εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Η σκέδαση των φορτίων, λόγω ατελειών του υλικού (μη καθαρότητα) και ταλαντώσεων της δομής μειώνει την ταχύτητα ολίσθησης των φορέων φορτίου και άρα την ευκινησία τους.

Κάθε φορέας με μάζα ενεργείας m^* υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου θα επιταχύνεται από τη δράση της σταθερής δύναμης $F = q\mathbb{E}$ γι' αυτό θα ισχύει^[32]:

$$m^* \frac{d}{dt} v_d = q\mathbb{E} \quad (\text{εξ. 2.2})$$

Η λύση όμως, της διαφορικής αυτής εξίσωσης (εξ.2.2) είναι:

$$v_d = v_d(0) + \frac{q\mathbb{E}}{m^*} \tau \quad (\text{εξ. 2.3})$$

η οποία δείχνει ότι τα φορείς φορτίου q , επιταχύνονται χωρίς όριο, όσο υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο. Όμως, δεν συμβαίνει συνεχής αύξηση της ταχύτητας, αλλά πολύ σύντομα σταθεροποιείται άρα και το ρεύμα λαμβάνει μια σταθερή τιμή όταν το πεδίο είναι σταθερό. Η διαφορική εξίσωση (εξ.2.2) υποδηλώνει την παντελή απουσία εμποδίων στην κίνηση των φορέων. Στην πραγματικότητα οι φορείς συγκρούονται με τα άτομα και με τα ελαττώματα στον κρύσταλλο, όμως υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί που επιβραδύνουν την κίνηση των φορέων, όπως η σκέδαση από φωτόνια. Για να συμπεριληφθούν τα παραπάνω φαινόμενα στην κίνηση των ηλεκτρονίων εισάγεται η έννοια του χρόνου τ , που αποτελεί ένα μέτρο της διάρκειας μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων (σκεδάσεων) που σχετίζεται με την μέση ελεύθερη διαδρομή των φορέων. Επομένως η εξίσωση της κινητικότητας (εξ.2.2) θα γράφεται:

$$m^* \left(\frac{d}{dt} v_d + \frac{1}{\tau} v_d \right) = q\mathbb{E} \quad (\text{εξ. 2.4})$$

Η ευκινησία των φορέων καθορίζει την ειδική αγωγιμότητα σ , του υλικού^[50]:

$$\sigma = nq\mu \quad (\text{εξ. 2.5. α})$$

όπου n , είναι η πυκνότητα φορέων φορτίου και q το στοιχειώδες φορτίο ($1,602 \times 10^{-19}$ Cb).

Όταν στην αγωγιμότητα του υλικού συνυπάρχουν ηλεκτρόνια και οπές τότε ο τύπος της ειδικής αγωγιμότητας (εξ.2.5.α) μετατρέπεται:

$$\sigma = n_e q \mu_e + n_h q \mu_h \quad (\text{εξ. 2.5. β})$$

όπου οι δείκτες e (electrons) και h (holes) αφορούν τα ηλεκτρόνια και τις οπές αντιστοίχως.

Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση (εξ.2.4), η σχέση της ευκινησίας (εξ.2.1) μπορεί να γραφτεί και ως εξής:

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (\text{εξ. 2.6})$$

Όπως φαίνεται και παρακάτω πίνακα (Πίνακα: 2-IV) η ευκινησία των ελευθέρων ηλεκτρονίων των οργανικών ημιαγωγών n-τύπου, κυμαίνεται, $\mu_e=10^3\text{-}10^2\text{cm}^2/\text{Vs}$ ενώ στους p-τύπου των οπών είναι περίπου $\mu_h=10^6$ μέχρι $1\text{cm}^2/\text{Vs}$. Ακόμη, μπορεί να αναφερθεί και η μεγαλύτερη εξάρτηση που εμφανίζουν οι οργανικοί ημιαγωγοί σχετικά με τους ανόργανους ημιαγωγούς από την σταθερότητα των περιβαλλοντικών συνθηκών εις το οποίο βρίσκονται.

300K	μ_e	μ_h
Si	1350	475
Polymers	$10^3 - 10^2$	$10^6 - 1$

Πίνακας: 2.IV Ευκινησίες φορέων ημιαγωγών στη θερμοκρασία δωματίου (300K).

Υπάρχει δηλαδή, άμεση εξάρτηση της ευκινησίας των φορέων με τη μορφολογία του υλικού. Έτσι, οι ατέλειες (μη ομοιογένεια) και η μη καθαρότητα της μοριακής δομής προκαλούν δυσκολίες στην μετακίνηση των φορέων φορτίου σε συνδυασμό με το μεγαλύτερο χάσμα E_g . Επίσης, προωθούν είτε τον σχηματισμό νέων ενεργειακών καταστάσεων εντός του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού, οδηγώντας σε παγίδες φορτίου συγκεκριμένα, παγίδες ηλεκτρονίων (electronic traps), είτε σκεδάζουν τα φορτία, μειώνοντας έτσι την ευκινησία άρα και την αγωγιμότητα έχοντας αντίκτυπο στην απόδοση του υλικού όταν αυτό αποτελεί μέρος μιας διάταξης.

Συνεπώς, πολλοί παράγοντες που μπορούν να επηρεάσουν τις ευκινησίες των φορέων φορτίου, όπως το μοριακό στοίβαγμα (molecular packing), η αταξία της μοριακής δομής, η θερμοκρασία, το ηλεκτρικό πεδίο η μηχανική πίεση κλπ.

Επιπλέον, οι οργανικοί ημιαγωγοί n-τύπου παρουσιάζουν μικρότερη ευκινησία σχετικά με τους p-τύπου. Αυτό μπορεί να οφείλεται στην υψηλότερη πυκνότητα των παγίδων φορτίου συγκριτικά με εκείνη των οπών, που περιορίζουν επιλεκτικά την αποτελεσματική ταχύτητα των φορέων.

Οι κινητικότητες των φορέων, στην θερμοκρασία των 300K, στους πολυμερικούς ημιαγωγούς, έχουν εύρος τιμών από 1 έως $10\text{cm}^2/\text{Vs}$ όταν στο πυρίτιο, μπορούν να φτάσουν τα $1350\text{cm}^2/\text{Vs}$ για τα ηλεκτρόνια και τα $475\text{cm}^2/\text{Vs}$ για τις οπές αντιστοίχως. Η κινητικότητα των φορέων συναρτήσει της θερμοκρασίας παρουσιάζει μια αρνητική εξάρτηση ($d\mu/dT < 0$), σύμφωνα με την προσεγγιστική σχέση ^[7]:

$$\mu \approx K_B T^{-n} \quad (\text{εξ. 2.7})$$

Δηλαδή, στις αυξήσεις της θερμοκρασίας η κινητικότητα των φορέων ρεύματος ελαττώνεται λόγω των δονήσεων πλέγματος. Από την άλλη μεριά κοντά στην θερμοκρασία δωματίου ένας αυξημένος αριθμός ηλεκτρονίων διεγείρονται μεταβαίνοντας από την ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας αυξάνοντας ισχυρά τον αριθμό των φορέων ρεύματος n_e και n_h .

Ο μηχανισμός αγωγιμότητας των οργανικών ημιαγωγών όπως ειπώθηκε (§2.3), οφείλεται στις μεταπηδήσεις (hopping) φορτίων μεταξύ των καταστάσεων π-π* δηλαδή, μεταξύ δεσμικών και αντιδεσμικών καταστάσεων που επικρατεί στα οργανικά στερεά οδηγώντας σε αρκετά χαμηλότερες τιμές κινητικότητας (στην καλύτερη περίπτωση, $10^{-3} \text{cm}^2/\text{Vs}$). Η εξάρτηση της κινητικότητας από τη θερμοκρασία δεν είναι σύμφωνη με τη σχέση (εξ.2.7) αλλά στην πραγματικότητα παρουσιάζει πιο σύνθετη συμπεριφορά εξαρτημένη και από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο.

Ισχύει επίσης, η εμπειρική σχέση μεταξύ κινητικότητας και της διηλεκτρικής σταθεράς του πολυμερικού ημιαγωγού:

$$\mu \approx \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (\text{εξ. 2.8})$$

όπου, ϵ_s είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού.

Σε μακροσκοπικό επίπεδο, η πυκνότητα ρεύματος j εντός του υλικού εξαρτάται από την πυκνότητα των φορέων φορτίου n και την ταχύτητα ολισθήσεως τους u_d οπότε, σύμφωνα με την (εξ.2.1) θα ισχύει^[7]:

$$j = nqu_d = nq\mu E \quad (\text{εξ. 2.9})$$

Οπότε, σύμφωνα με την σχέση του σ (εξ.2.2.α) η σχέση της κινητικότητας (εξ.2.6) γράφεται ως:

$$j = \sigma E \quad (\text{εξ. 2.10})$$

Το μέγεθος της αγωγιμότητας καθώς και η εξάρτηση της θερμοκρασίας από την σ , διαφέρει για διαφορετικά επίπεδα εμπλουτισμού. Δια ασθενείς πυκνότητες προσμίξεων στις χαμηλές θερμοκρασίες, η αγωγιμότητα ελαττώνεται στις αυξήσεις της θερμοκρασίας. Η συμπεριφορά αυτή είναι παρόμοια με αυτή των μετάλλων, όπου οι δονήσεις του πλέγματος αποτελούν εμπόδιο στην ολίσθηση των ηλεκτρονίων. Στη θερμοκρασία δωματίου σημειώνεται η εγγενής επίδραση, αυξάνοντας τον αριθμό των φορέων, ενισχύοντας έτσι την αγωγιμότητα. Ως συνέπεια η αγωγιμότητα σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες της θερμοκρασίας δωματίου καθορίζεται από δύο ανταγωνιστικές δράσεις: α) την αύξηση της ειδικής αγωγιμότητας σ , με αύξηση του αριθμού των ελεύθερων φορέων και β) τη μείωση της σ , με αντίστοιχη ελάττωση της ευκινησίας.

Αξίζει να σημειωθεί ότι η κινητικότητα των ηλεκτρονίων ή των οπών, ελαττώνεται επίσης ελαφρώς όταν άτομα προσμίξεων προστίθενται σε έναν ημιαγωγό. Για υψηλότερες πυκνότητες προσμίξεων η εξάρτηση της αγωγιμότητας από την θερμοκρασία είναι λιγότερο έντονη λόγω του ήδη υψηλού αριθμού φορέων.

Ωστόσο, η εξαιρετικά χαμηλή ηλεκτρική αγωγιμότητα των πολυμερών σε θερμοκρασία δωματίου και η γρήγορη ελάττωση της αγωγιμότητας με την αύξηση της θερμοκρασίας αποτελούν μία ένδειξη ότι τα ιόντα κινούνται.

2.6 Εφαρμογές Οργανικών υλικών

Τα πολυμερικά υλικά δίνουν τη δυνατότητα στους οργανικούς ημιαγωγούς να χρησιμοποιούνται σε πολλές τεχνολογικές εφαρμογές, αντικαθιστώντας τους συνηθείς (ανόργανους) ημιαγωγούς.

Οι ποικίλες ιδιότητες, καθώς και η εύκολη επεξεργασία των αγώγιμων πολυμερών, τα καθιστά κατάλληλα για ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών. Αποτελούν υποψήφια υλικά για πολλές ηλεκτρονικές, ηλεκτροοπτικές και ηλεκτροχημικές εφαρμογές χάρη στη χαμηλή τους πυκνότητα και στη μηχανική ευκαμψία^{[31],[32]}.

Γενικά τα πολυμερή υλικά συνδυάζουν τα εξής:

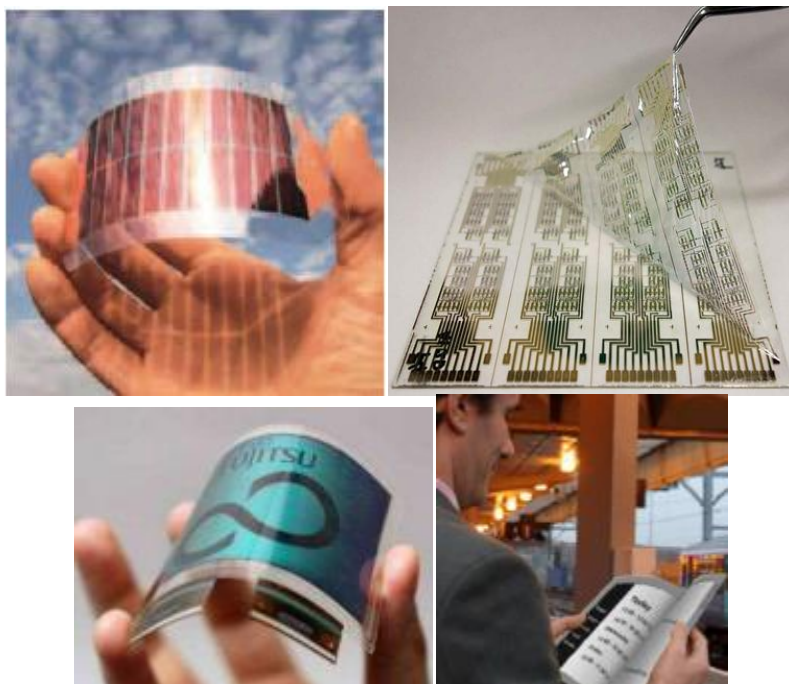
- Έλεγχος των ιδιοτήτων τους, κατά το στάδιο της σύνθεσης τους, προσδίδοντας επιθυμητές ιδιότητες.
- Χαμηλό κόστος του υλικού
- Ευκολία παρασκευής στις χαμηλές θερμοκρασίες.
- Καλές μηχανικές ιδιότητες όπως, πλαστικότητα, ευκαμψία, εύκολη μορφοποίηση (λαμβάνοντας οποιοδήποτε σχήμα), αντοχή στη θραύση κλπ.
- Εύκολη μεταβολή των ιδιοτήτων τους όπως, η αγωγιμότητα.
- Έχουν χαμηλή πυκνότητα, άρα και χαμηλό ειδικό βάρος.
- Ευκολία προσαρμογής (tailoring) των ιδιοτήτων των υλικών για συγκεκριμένες εφαρμογές π.χ. με την χημική τροποποίηση των υλικών.
- Καλή ηλεκτρική και θερμική αγωγιμότητα.
- Παρουσίαση καλών αποτελεσμάτων και στις υψηλές θερμοκρασίες.
- Επειδή αποτελούνται από άνθρακα, οι οργανικοί ημιαγωγοί είναι και βιοδιασπώμενοι.

Όλα τα παραπάνω χαρακτηριστικά καθιστούν την τεχνολογία των οργανικών ηλεκτρονικών κατάλληλη για τη δημιουργία εύκαμπτων και πολύ λεπτών (~0,3nm) διατάξεων (Σχήμα: 2-9). Παράλληλα οι ιδιότητες των οργανικών υλικών μπορούν να αποτελέσουν ένα σημαντικό βήμα για την μείωση του κόστους κατασκευής ηλεκτρονικών διατάξεων.

Ένα από τα σημαντικότερα μειονεκτήματα των οργανικών ημιαγωγών, τόσο των p-τύπου όσο και των n-τύπου, είναι η χαμηλή σταθερότητα σε αντιδράσεις οξειδωσης και αναγωγής. Παρουσία της υγρασία και του οξυγόνου, δημιουργούνται ιόντα H^+ (υδρογόνου), OH^- (υδροξυλίου) καθώς και μόρια του οξυγόνου O_2 , τα οποία είναι δεκτικά σε τέτοιες αντιδράσεις. Οι πιο πιθανές αντιδράσεις σε μη σταθερά n-τύπου υλικά είναι η αναγωγή του H^+ και του O_2 στο νερό. Αυτό οδηγεί στη μετατροπή του αρνητικά φορτισμένου ημιαγωγού σε ουδέτερο και στην ύπαρξη ριζών H^- και OH^- οι οποίες εμποδίζουν την αποτελεσματική μεταφορά των φορέων (ευκινησία) φορτίου.

Επομένως εκτός του ότι οι οργανικοί ημιαγωγοί έχουν χαμηλή ευκινησία των φορέων τους εξ' αρχής, σε σχέση με τους ανόργανους ημιαγωγικούς κρυστάλλους, παρουσιάζουν και

μικρότερο χρόνος ζωής που επιδεικνύουν κυρίως λόγω της ευαισθησίας στον αέρα, στην υγρασία και το υπεριώδες φως.



Σχήμα: 2-9. Εφαρμογές των πολυμερικών υλικών στην ηλεκτρονική τεχνολογία π.χ οθόνες και φωτοβολταϊκά στοιχεία με πάχος και ευληγισία όπως ενός λεπτού φύλλου χαρτιού κλπ.

Μερικά παραδείγματα καινοτόμων προϊόντων βασισμένα σε εύκαμπτα ηλεκτρονικά είναι οι εύκαμπτες οθόνες, το ηλεκτρονικό «χαρτί» τα φωτοβολταϊκά κελιά κ.α. Αναλυτικότερα οι σημαντικότερες εφαρμογές των οργανικών ημιαγωγών είναι ^{[5], [14]}:

2.6.1 Οργανικοί δίοδοι εκπομπής φωτός

Οι οργανικοί δίοδοι εκπομπής φωτός OLEDs (organic light-emitting diode) χρησιμοποιούνται για την κατασκευή εύκαμπτων πολύ λεπτών επίπεδων οθονών (ηλεκτρονικό «χαρτί») που συνδυάζουν χαμηλό κόστος και ενεργειακή απόδοση. Η εξοικονόμηση ενέργειας των οργανικών δίοδων εκπομπής φωτός είναι σε θέση να ξεπεράσει αυτών με μη οργανικούς (κρυσταλλικούς) ημιαγωγούς.

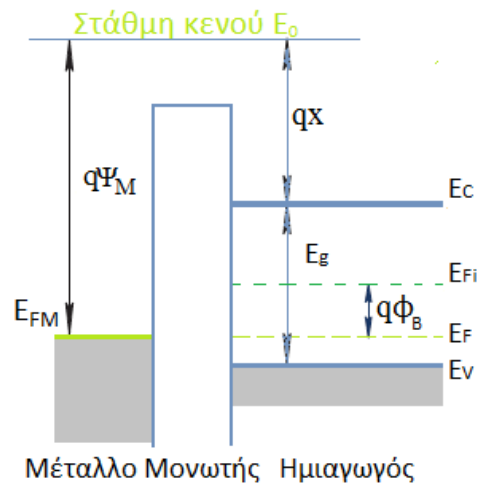
2.6.2 Οργανικά φωτοβολταϊκά ηλιακά κελιά

Τα ηλιακά κελιά OPV (Organic Photovoltaics) από οργανικούς ημιαγωγούς εξακολουθούν να αποτελούν πεδίο έρευνας και ανάπτυξης, ως διατάξεις χαμηλού κόστους για την εκμετάλλευση της ηλιακής ενέργειας. Άλλα πλεονεκτήματα είναι το χαμηλό βάρος και η μεγάλη ευκαμψία των διατάξεων των λεπτών υμενίων.

2.6.3 Οργανικά Transistors (OFETs)

Τα οργανικά τρανζίστορς (Organic Field Effect Transistors-OFETs) βρίσκουν πληθώρα εφαρμογών σε καινοτόμες ηλεκτρονικές διατάξεις όπως κυκλώματα οθονών OLED, οργανικά RFID (Radio-frequency identification), οργανικά ολοκληρωμένα κυκλώματα, συστήματα αισθητήρων κ.α. Εξαιτίας της χαμηλής ευκινησίας των οργανικών ημιαγωγών, τα OFETs δεν μπορούν να συναγωνιστούν την απόδοση των ανόργανων τρανζίστορς

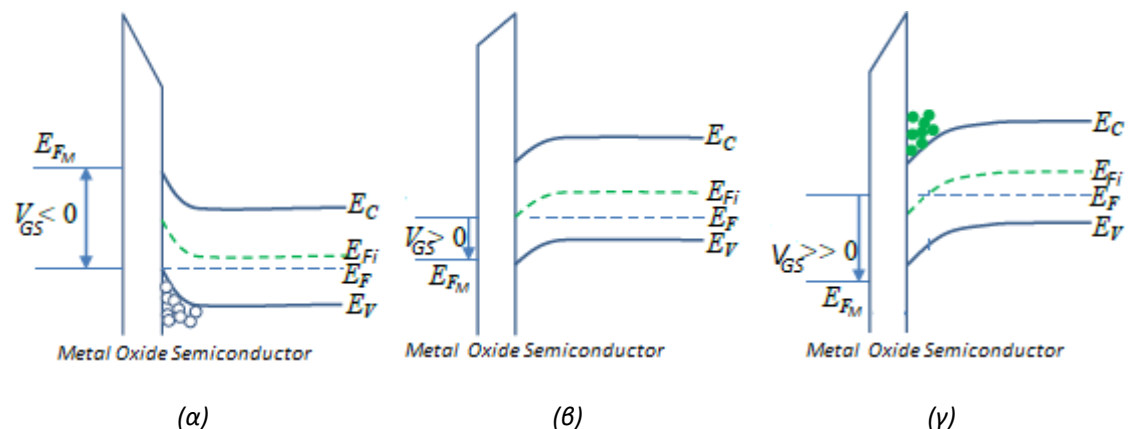
επίδρασης πεδίου που βασίζονται σε μονοκρυσταλλικούς ανόργανους ημιαγωγούς που έχουν ευκινήσιες φορέων φορτίου, περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες.



Σχήμα 3-2 Διάγραμμα ζώνης του MOSFET στην περίπτωση μηδενικής τάσης πύλης στην περίπτωση μηδενικής διαφοράς των έργων εξαγωγής πύλης-ημιαγωγό. Το επίπεδο Fermi μετατοπίζεται για να κλείσει τη ζώνη σθένους λόγω των προσμείξεων p-τύπου και η τιμή του ισούται με το επίπεδο Fermi του ηλεκτροδίου της πύλης. E_{Fi} είναι το μέσο του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού. Το ενεργειακό επίπεδο κενού (vacuum level) είναι η στάθμη όπου ένα ηλεκτρόνιο βρίσκεται σε ηρεμία σε άπειρη απόσταση από το δεδομένο σύστημα. Συχνά λαμβάνεται ως σταθερή ενεργειακή στάθμη αναφοράς.

3.1.2 Λειτουργία των MOSFETs πυριτίου

Για το συγκεκριμένο MOSFET n-τύπου (Σχήμα 3-1), η λειτουργία του θα μπορούσε να διαχωριστεί στις τρεις ακόλουθες κατηγορίες αναλόγως, με την τάση V_G πόλωσης του ηλεκτροδίου της πύλης. Το ηλεκτρόδιο Source και το υπόστρωμα γειώνονται αποκτώντας μηδενικό δυναμικό ($V_S = V_{sub} = 0V$).



Σχήμα: 3-3 Διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών στους τρεις τρόπους λειτουργίας του MOSFET, α) Accumulation, β) Depletion, γ) Inversion.

3.1.2.α Συσσώρευση ($V_G < 0$)

Εάν εφαρμοστεί ένα αρνητικό δυναμικό V_G , το ηλεκτρικό πεδίο της πύλης προσελκύει φορείς πλειονότητας (οπές) από το υπόστρωμα προς το μέρος της διεπαφής του ημιαγωγού-οξειδίου. Έτσι, η περιοχή αυτή φορτίζεται θετικά με φορτίο Q_{acc} ανά μονάδα επιφάνειας. Με αποτέλεσμα λόγω της συσσώρευσης (accumulation) των οπών, να

επέρχεται η κάμψη των ζωνών του Si από τη μεριά του διηλεκτρικού της πύλης (Σχήμα 3-3.α).

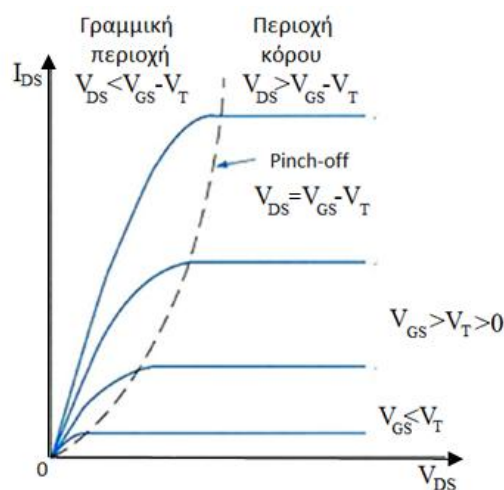
3.1.2.β Απογύμνωση ($0 < V_G < V_T$)

Όταν το δυναμικό της πύλης V_G είναι θετικό και μικρότερο από μια τιμή κατωφλίου (threshold) V_T , απωθεί τις σπές μακριά από τη διεπιφάνεια Si-oxide διώχνοντας τις προς το υπόστρωμα, απογυμνώντας (depletion) έτσι την περιοχή από τους ελεύθερους φορείς πλειονότητας (Σχήμα 3-3.β). Οπότε απομένουν μόνο τα ακίνητα αρνητικά ιόντα (των αποδεκτών) κοντά στη διεπαφή, καθιστώντας την αρνητικά φορτισμένη με πυκνότητα φορτίου Q_{dep} .

3.1.2.γ Αντιστροφή ($0 < V_T < V_G$)

Μεγαλύτερη σημασία από τις διάφορες περιοχές λειτουργίας του MOSFET έχει η κατάσταση της αντιστροφής, καθώς τότε εμφανίζεται ο αγωγίμος δίαυλος επιτρέποντας την ηλεκτρική αγωγιμότητα μεταξύ των Drain-Source. Η θετικότερη τάση V_G μεγαλύτερη από την V_T , το επίπεδο Fermi των ηλεκτρονίων σθένους του υποστρώματος, θα μετακινηθεί προς τη ζώνη αγωγιμότητας (Σχήμα: 3-3.γ), έτσι ώστε να προκαλείται ένας μεγάλος αριθμός ελευθέρων φορέων μειονότητας (ηλεκτρόνια). Οπότε, δημιουργείται κοντά στην διεπιφάνεια Si-oxide, ένα στρώμα ελευθέρων ηλεκτρονίων (φορείς μειονότητας), όπου η περιοχή αυτή ονομάζεται στρώμα αντιστροφής (Inversion) πυκνότητας φορτίου Q_{inv} . Το φορτίο αυτό δημιουργεί ουσιαστικά τον αγωγίμο δίαυλο και συνεπώς, την ηλεκτρική σύνδεση μεταξύ των δύο άκρων Drain-Source.

Υπάρχει ένα όριο τάσης πύλης (V_T), κατά την οποία η συγκέντρωση των επαγόμενων αρνητικών φορτίων των ηλεκτρονίων, είναι ίση με τη συγκέντρωση των σπών του υποστρώματος. Εφαρμόζοντας μια τάση V_{DS} στο Drain ως προς το γειωμένο Source, θα δημιουργηθεί ένα ρεύμα I_{DS} κατά μήκος του διαύλου (μεταξύ των Source-Drain).



Σχήμα: 3-4 Ρεύμα εντός του καναλιού του n-MOSFET σε διάφορες τάσεις πύλης. Η διακεκομμένη γραμμή διαχωρίζει τη γραμμική λειτουργία από τον κόρο. Σε μικρές τάσεις V_{DS} , υπάρχει γραμμική εξάρτηση του ρεύματος I_{DS} συναρτήσει της τάσης πύλης V_{GS} .

Αξιοσημείωτο, είναι ότι, τόσο στην περιοχή της συσσώρευσης όσο και της απογύμνωσης, δεν υπάρχει αγώγιμο κανάλι, και συνεπώς καμία ηλεκτρική επικοινωνία μεταξύ των δυο άκρων του καναλιού (Drain-Source) δηλαδή, είναι πλήρως απομονωμένοι^[20].

3.1.2.γ.i Γραμμική περιοχή (Linear regime)

Ισχύει για μικρές τιμές της τάσης μεταξύ των Drain-Source (Σχήμα: 3-4), δηλαδή:

$$V_{DS} < (V_{GS} - V_T)$$

Στην περίπτωση αυτή το ρεύμα του διαύλου είναι ανάλογο της τάσης V_{DS} :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left(V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS} \quad (\text{εξ. 3.1})$$

όπου, W και L είναι το πλάτος και το μήκος καναλιού αντιστοίχως, C_{ox} είναι η ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της περιοχής μεταξύ του διηλεκτρικού (οξειδίου) και του ηλεκτροδίου της πύλης.

Προκειμένου ο δίαυλος που δημιουργείται να είναι αγώγιμος, η τάση πύλης θα πρέπει να ξεπερνάει μια συγκεκριμένη τιμή τάσης V_T . Πρακτικά, η τιμή V_T προσεγγίζει το μηδέν στη λειτουργία του Transistor στην περιοχή της συσσώρευσης.

Όταν $V_{DS}=(V_{GS}-V_T)$ η συσσώρευση φορέων στο κανάλι αρχίζει να μειώνεται και κατά συνέπεια παρατηρείται αύξηση της αντίστασης. Αυτό μεταφράζεται ως μείωση της κλίσης στις καμπύλες $I-V$ (Σχήμα: 3-4), όπου η συγκέντρωση φορτίων στο ηλεκτρόδιο του απαγωγού τείνει να μηδενιστεί. Τότε ο αγώγιμος δίαυλος, βρίσκεται στην κατάσταση "pinch off" («στραγγαλισμού»).

3.1.2.γ.ii Περιοχή κόρου (Saturation regime)

Μεγαλύτερες τιμές της τάσης V_{DS} :

$$V_{DS} > (V_{GS} - V_T)$$

το σημείο «στραγγαλισμού» μετακινείται πλησιέστερα προς το ηλεκτρόδιο της πηγής και οδηγεί σε μια περιοχή απογύμνωσης μεταξύ του σημείου και του ηλεκτροδίου του απαγωγού. Τότε το ενεργό μήκος του καναλιού, μειώνεται και το ρεύμα του απαγωγού παραμένει σταθερό, φθάνοντας στον κορεσμό όταν:

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_T$$

Η περιοχή αυτή ονομάζεται περιοχή κόρου (saturation regime). Το μέτρο του ρεύματος εντός του καναλιού σταθεροποιείται (Σχήμα: 3-4) στην τιμή^{[20], [45]}:

$$I_{DSsat} = \frac{W}{2L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 \quad (\text{εξ. 3.2})$$

3.1.3 Ισοδύναμη χωρητικότητα του MOSFET

Στα MOSFETs όπως αναφέρθη, ανάμεσα στην πύλη, το διηλεκτρικό και το υπόστρωμα εμφανίζεται μια χωρητική συμπεριφορά αφού η δομή MOS (Metal Oxide Semiconductor) των MOSFETs μοιάζει με έναν επίπεδο πυκνωτή έχοντας παράλληλους οπλισμούς (Σχήμα: 3-6) το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της πύλης (Gate) και το ημιαγωγίμο υπόστρωμα (Substrate).

Οπότε, η ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας C_{ox} , πάνω στο μονωτικό στρώμα (διηλεκτρικό) δίνεται από την σχέση:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.4})$$

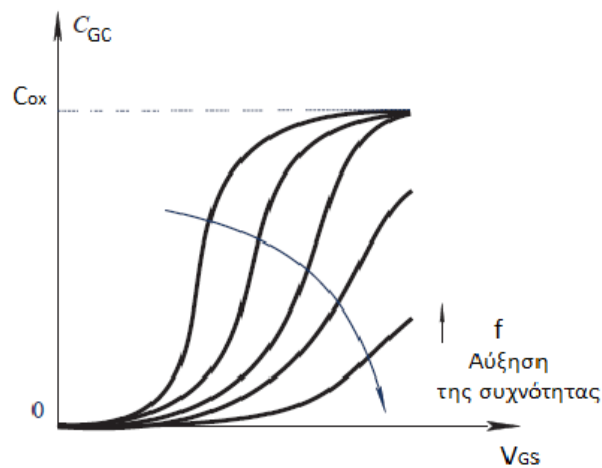
όπου, d_{ox} είναι το πάχος του μονωτή της πύλης και ϵ_{ox} , η απόλυτη (ή σχετική) διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού υλικού (οξειδίου).

Η πυκνότητα φορτίου, ανά μονάδα επιφάνειας του διαύλου θα είναι:

$$Q_{ox} = \int_{-\infty}^{V_G} C_{GC} dV \quad (\text{εξ. 3.5})$$

Η ισοδύναμη χωρητικότητα ανάμεσα στην πύλη και στο Source-Drain ορίζεται ως:

$$C_{GC} = \frac{Q_{ox}}{V_G} \quad (\text{εξ. 3.6})$$

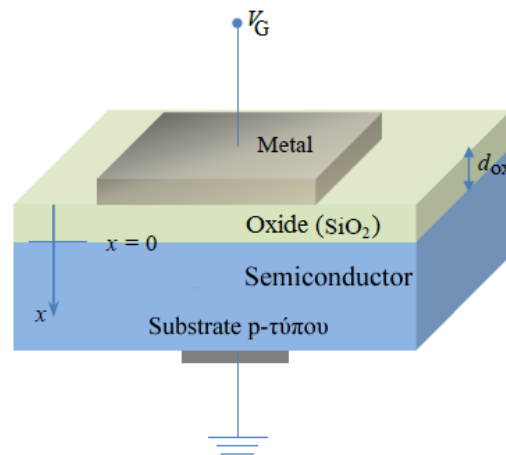


Σχήμα: 3-5 Μεταβολή της χωρητικότητας C_{GS} συναρτήσει της V_{GS} . Στις υψηλές συχνότητες της τάσης πύλης δεν ισχύει η γραμμικότητα επειδή οι φορείς χαμηλής ευκινησίας δεν θα έχουν αρκετό χρόνο για να διαχέονται από τις επαφές στο κανάλι.

Εκ των ανωτέρω γίνεται φανερό ότι, στα MOSFETs απαιτείται ένα μεγάλο C_{ox} για τη μείωση της τάσης λειτουργίας και αυτό επιτυγχάνεται είτε βελτιώνοντας την σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_{ox} , του διηλεκτρικού υλικού είτε μειώνοντας το πάχος του (d_{ox}).

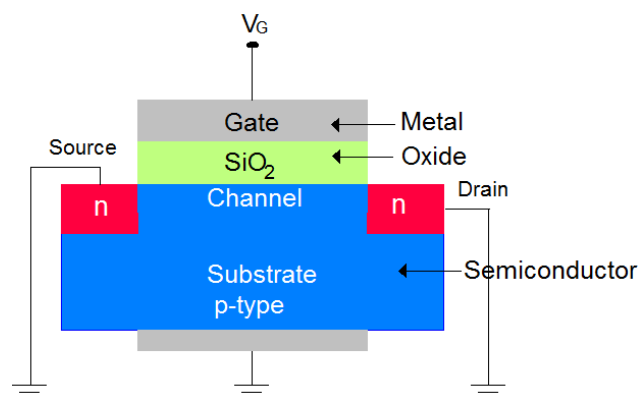
3.2 Η Δομή MOS ως πυκνωτής

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως (§3.1.3), η επαφή MOS είναι μια διάταξη Μετάλλου-Διηλεκτρικού και Ημιαγωγού (Σχήμα: 3-6) η οποία αποτελεί το δομικό στοιχείο των τρανζίστορ επίδρασης πεδίου (MOS Field Effects) όπως είναι τα MOSFETs (Σχήμα:3-1). Τέτοιες διατάξεις ανήκουν στην γενικότερη κατηγορία των δομών MIS (Metal Insulator Semiconductor) δηλαδή, Μετάλλου-Μονωτή-Ημιαγωγού. Σε αυτό το κεφάλαιο εξετάζεται η περίπτωση όπου το διηλεκτρικό είναι οξείδιο (SiO_2) σχηματίζοντας τη δομή MOS.



Σχήμα: 3-6 Γενική άποψη μιας δομής MOS (Metal Oxide Semiconductor) ^[84].

Ουσιαστικά, η παραπάνω δομή (Σχήμα:3-6) αποτελεί τμήμα ενός τρανζίστορ n-MOSFET αν βραχυκυκλωθούν τα άκρα των επαφών των Drain-Source (Σχήμα: 3-7) με γειωμένο το ημιαγωγίμο υπόστρωμα.



Σχήμα: 3-7 Ένα τρανζίστορ n-MOSFET με βραχυκυκλωμένα τα άκρα των Source & Drain με το υπόστρωμα αποτελεί έναν πυκνωτής MOS.

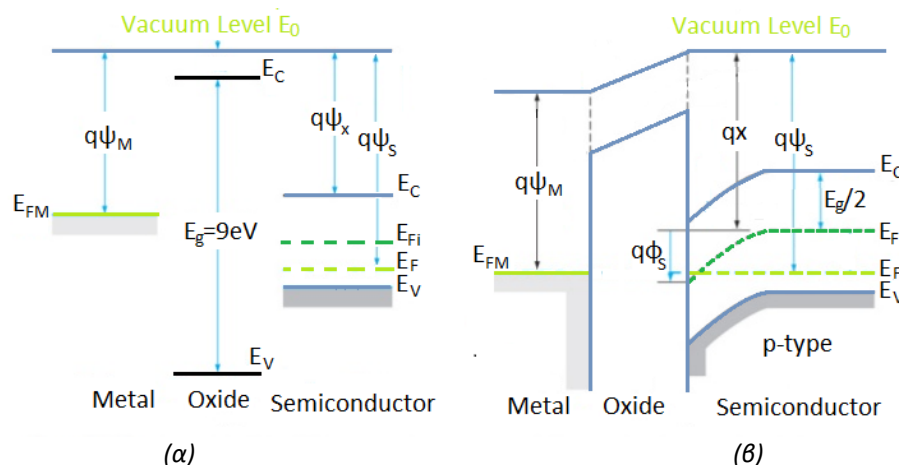
Η παραπάνω διάταξη (Σχήμα: 3-7) ομοιάζει με πυκνωτή p-MOS (Σχήμα: 3-6) αφού ο ημιαγωγός και η μεταλλική στρώση αποτελούν τους οπλισμούς του ενώ το οξείδιο το διηλεκτρικό. Ένα δυναμικό ή τάση V_G , ως προς το γειωμένο υπόστρωμα, θεωρείται ότι εφαρμόζεται στην επαφή της πύλης (Gate) όπως φαίνεται στο ίδιο σχήμα.

Επομένως, επειδή η διάταξη MOS συμπεριφέρεται ως πυκνωτής υπό συνθήκες οποιαδήποτε κατάσταση πόλωσης V_G , θα υπάρχουν φορτία στον ημιαγωγό (υπόστρωμα) με αντίθετο πρόσημο από εκείνα στη μεταλλική διεπιφάνεια πλευρικά του μονωτή. Επίσης, θεωρείται ότι δεν υπάρχει μεταφορά φορτίου μέσα από το διηλεκτρικό υπό συνθήκες συνεχούς τάσης (direct current-dc) πόλωσης επειδή παρουσιάζει θεωρητικά, άπειρη αντίσταση.

3.3 Πόλωση της διάταξης MOS

3.3.1 Τάση ισορροπίας

Όταν τα τρία διαφορετικά υλικά έρθουν σε επαφή, με ημιαγωγό υποστρώματος p-τύπου, ώστε να σχηματιστεί η δομή MOS, τότε για την ευθυγράμμιση των ενεργειακών επιπέδων Fermi παρατηρείται αλλαγή στα ενεργειακά διαγράμματα. Δηλαδή, λόγω της διαφοράς των έργων εξαγωγής του μεταλλικού ηλεκτροδίου και του ημιαγωγού, πραγματοποιείται κάμψη των ζωνών του μετάλλου και στην διεπιφάνεια διηλεκτρικού-ημιαγωγού προς τα κάτω, κατά $q\phi_{s0}$ (Σχήμα 3-8.β). Με ϕ_{s0} παριστάνεται το επιφανειακό δυναμικό του ημιαγωγού στη διεπιφάνεια κατά την επαφή των υλικών.



Σχήμα 3-8 Ενεργειακό διάγραμμα των τριών στοιχείων της διάταξης MOS με ημιαγωγό p-τύπου, α) πριν τα υλικά έρθουν σε επαφή και β) Μετά που τα υλικά έρθουν σε επαφή, τα επίπεδα Fermi ευθυγραμμίζονται, προκαλώντας κάμψη των ενεργειακών επιπέδων στη διεπιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού. Όπου, E_{Fi} είναι η ενέργεια Fermi του ενδογενούς (καθαρού) ημιαγωγού, $q\chi$ (electron affinity) είναι η ενέργεια που απαιτείται για να εξαχθεί από τον ημιαγωγό, ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης αγωγιμότητα και V_{ox} η τάση του οξειδίου.

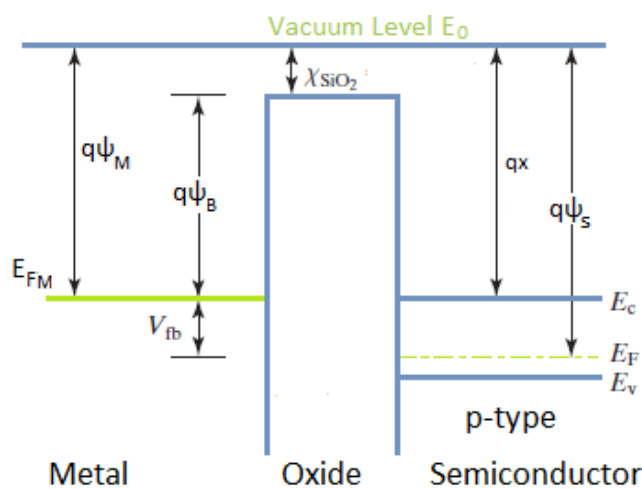
Επομένως για μηδενική πόλωση ($V_G=0$) ισχύει η συνθήκη των επιπέδων ζωνών, δηλαδή, η στάθμη Fermi E_{FM} του μετάλλου βρίσκεται στο ίδιο επίπεδο με την αντίστοιχη στάθμη Fermi του ημιαγωγού E_F (Σχήμα: 3-8).

Στην ιδανική περίπτωση που το διηλεκτρικό είναι απαλλαγμένο από ατέλειες άρα δεν υπάρχει φορτίο στο οξείδιο ή στη διεπιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού, η διαφορά μεταξύ των επιπέδων Fermi (ή των έργων εξαγωγής) του μεταλλικού ηλεκτροδίου $q\psi_M$ ως προς αυτή του ημιαγωγού $q\psi_S$ του υποστρώματος, χαρακτηρίζεται ως διαφορά δυναμικού V_{fb0} , η οποία καλείται τάση ισορροπίας ή τάση επίπεδης ζώνης (flat-band Voltage). Ο όρος αυτός

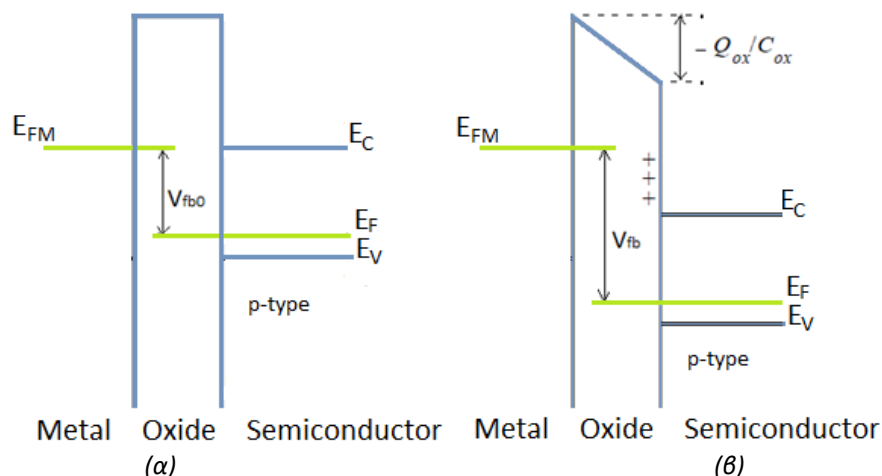
αντιστοιχεί στην τάση $V_{fb0}^{[33]}$, (Σχήμα:3.10.α) που πρέπει να εφαρμοστεί στην πύλη, ώστε το ενεργειακό επίπεδο Fermi E_{FM} του ηλεκτροδίου της πύλης να ξεπεράσει το αντίστοιχο επίπεδο Fermi του p-τύπου ημιαγωγού (n-τύπου ισχύει το αντίθετο) για να αντισταθμιστεί το πεδίο στη διεπιφάνεια που δημιουργείται από τις διαφορές των έργων εξαγωγής. Επομένως, η τάση V_{fb0} , ισούται με τη διαφορά των έργων εξαγωγής (Work Function Difference) μεταξύ του ηλεκτροδίου της πύλης και του ημιαγωγίμου υποστρώματος, δηλαδή ^[33]:

$$qV_{fb0} = q\psi_M - q\psi_S \quad (\text{εξ. 3.7})$$

όπου τα ψ_M, ψ_S , είναι τα δυναμικά που αντιστοιχούν στα έργα εξαγωγής (work function) του ηλεκτροδίου της πύλης και του ημιαγωγού αντιστοίχως ή αλλιώς η διαφορά των ενεργειακών επιπέδων Fermi ως προς την στάθμη κενού E_0 (vacuum level).

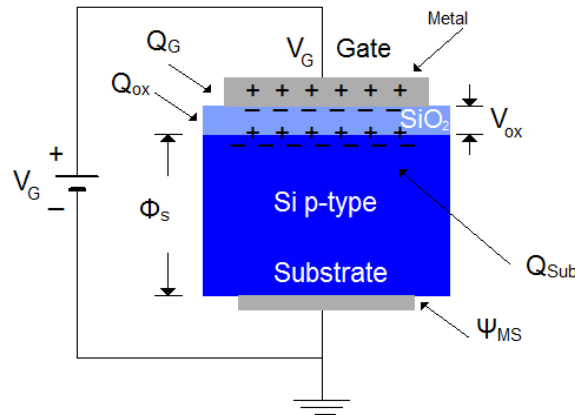


Σχήμα:3-9 Ενεργειακό διάγραμμα της δομής MOS μετά την εφαρμογή της συνθήκης των επίπεδων ζωνών, δηλαδή της τάσης $V_{fb}^{[33]}$.



Σχήμα: 3-10 α) Συνθήκης των επίπεδων ζωνών χωρίς φορτίο οξειδίου. β) Συνθήκης των επίπεδων ζωνών με φορτίο Q_{ox} στη διεπιφάνεια οξειδίου-υποστρώματος. Επειδή, στη διεπιφάνεια του διηλεκτρικού εμφανίζονται διεπιφανειακά φορτία Q_{ox} προκαλούν την κάμψη των ενεργειακών ζωνών προς τα κάτω και τη διεύρυνση της ενεργειακής αποκλίσεως Fermi μεταξύ των επιπέδων Fermi των υλικών της πύλης και του υποστρώματος.

Να σημειωθεί ότι, το έργο εξαγωγής αντιπροσωπεύει την ελάχιστη ενέργεια που χρειάζεται ένας φορέας της στάθμης Fermi, ώστε να εγκαταλείψει το υλικό εις το οποίο κρατείται δέσμο.



Σχήμα: 3-11 Δημιουργία του ανταγωνιστικού πεδίου εντός του μονωτικού στρώματος ως προς το επιβεβλημένο. Κατανομή τάσεων και φορτίων κατά μήκος του κάθετου άξονα του ηλεκτροδίου της πύλης.

Με άλλα λόγια, η τάση V_{fb0} είναι αυτή που πρέπει να εφαρμοστεί στην πύλη, για την αναίρεση της διαφορά δυναμικού Ψ_{MS} που δημιουργείται όταν έρθουν σε επαφή το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της πύλης με τον ημιαγωγό, εξαιτίας των διαφορετικών έργων εξαγωγής τους, ήτοι:

$$V_{fb0} \equiv \Psi_{MS} = \Psi_M - \Psi_S \quad (\text{εξ. 3.8})$$

Η τιμή της τάσης αυτής είναι σταθερή και ανεξάρτητη της πολώσεως του πυκνωτή. Το V_{ox} αναφέρεται στην πτώση τάσης που παρατηρείται στα άκρα του στρώματος του οξειδίου, λόγω του φορτίου που είναι συσσωρευμένο ακριβώς από πάνω του. Το δε, Φ_s ονομάζεται επιφανειακό δυναμικό του ημιαγωγού κάτω από το στρώμα του διηλεκτρικού ως προς το γειωμένο υπόστρωμα, που προφανώς εξαρτάται από το φορτίο Q_{sub} του ημιαγωγίμου υποστρώματος.

Εφαρμόζοντας τον νόμο τάσεων του Kirchhoff στον βρόγχο της πολωμένης διατάξεως MOS (Σχήμα:3-11), εξάγεται η εξίσωση της κατανομής των δυναμικών (ή τάσεων) ως προς το γειωμένο υπόστρωμα^[15]:

$$V_G = \Psi_{MS} + V_{ox} + \Phi_s \quad (\text{εξ. 3.9})$$

Σύμφωνα με την αρχή διατήρησης του φορτίου, και δεδομένου ότι δεν εισάγονται φορτία στην διάταξη, το ολικό φορτίο θα έχει μηδενικό άθροισμα, δηλαδή:

$$Q_G + Q_{ox} + Q_{Sub} = 0 \quad (\text{εξ. 3.10})$$

Θεωρώντας τη διάταξη MOS ομοιόμορφη ως προς το κάθετο επίπεδο, μπορούν να θεωρηθούν τα φορτία της παραπάνω σχέσης (εξ.3.10), ως φορτία ανά μονάδα επιφάνειας, χωρίς να ενδιαφέρουν πλέον οι οριζόντιες γεωμετρικές διαστάσεις του πυκνωτή.

Επίσης, να σημειωθεί ότι, η ηλεκτρική τάση στα άκρα του διηλεκτρικού (οξειδίου), ισούται με:

$$V_{ox} = \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.11})$$

Πρέπει στην διάταξη MOS να εφαρμοστεί ένα δυναμικό (ή τάση) στην πύλη, η οποία να έχει την τιμή της τάσης ισορροπίας V_{fb} , ώστε το φορτίο του ημιαγωγού Q_{sub} να αλληλοεξουδετερώνεται με αυτό της επιφάνειας του οξειδίου Q_{ox} . Τότε, ο ημιαγωγός θα διατηρηθεί παντού ουδέτερος^[15], δηλαδή να ισχύει^[45]:

$$Q_{sub} = 0 \quad (\text{εξ. 3.12. α})$$

όπου, τότε το επιφανειακό δυναμικό του ημιαγωγού θα είναι^[45]:

$$\Phi_s = 0 \quad (\text{εξ. 3.12. β})$$

γ'αυτό σύμφωνα με την (εξ.3.12.α) η (εξ.3.10) μετατρέπεται:

$$Q_G = -Q_{ox} \quad (\text{εξ. 3.12. γ})$$

Επομένως η (εξ.3.11), με βάση την (εξ.3.12.γ), δύναται να αποδοθεί και ως:

$$V_{ox} = \frac{Q_G}{C_{ox}} = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.13})$$

Σύμφωνα με την (εξ.3.12.β) και την (εξ.3.11), η (εξ.3.9) μπορεί να γραφτεί:

$$V_G = V_{fb} = \Psi_{MS} + V_{ox} = \Psi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.14})$$

άρα:

$$V_{fb} = \Psi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.15. α})$$

Άρα, η τάση V_{fb} ισούται με τη διαφορά δυναμικού μεταξύ των ενεργειακών επιπέδων Fermi του ηλεκτροδίου της πύλης και του ημιαγωγού (Ψ_{MS}) μαζί με την τάση Q_{ox}/V_{ox} λόγω της παρουσίας των φορτίων του οξειδίου. Όπου, η τάση V_{fb} διαφέρει από την V_{fb0} (εξ.3.8) λόγω της παρουσία του Q_{ox} , γ'αυτό ονομάζεται πάλι τάση ισορροπίας ή τάση επίπεδης ζώνης (flat-band Voltage).

Από την (εξ.3.8), συνάγεται ότι η (εξ.3.15.α) μπορεί να γραφτεί και ως:

$$V_{fb} - V_{fb0} = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.15. β})$$

Εκ της τελευταίας σχέσεως (εξ.3.15.β) συνάγεται ότι το φορτίο του οξειδίου, που θεωρείται ότι βρίσκεται στη διεπιφάνεια οξειδίου-υποστρώματος, επάγει ένα ηλεκτρικό πεδίο στο διηλεκτρικό με επιφανειακό δυναμικό, $-Q_{ox}/C_{ox}$ το οποίο προκαλεί την ως άνω ενεργειακή μετατόπιση των επιπέδων Fermi (Σχήμα: 3-10.β).

Σύμφωνα με τις (εξ.3.15) και (εξ.3.11), η (εξ.3.9) δύναται να γραφτεί ως^[20]:

$$V_G = V_{fb0} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \Phi_S \quad (\text{εξ. 316})$$

Εάν στη διάταξη MOS επιβληθεί μια σταθερή τάση V_G πολώσεως (Σχήμα:3-11.), τότε στην επιφάνεια του οξειδίου, που βρίσκεται σε επαφή με το μέταλλο, επάγονται αντίθετου πρόσημου φορτία των οποίων η ποσότητα τους εξαρτάται άμεσα από την εφαρμοζόμενη τάση. Επίσης, στην διεπιφάνεια του μονωτή με το ημιαγωγίμο υπόστρωμα, επάγονται φορτία Q_{ox} του ίδιου πρόσημου με την εξωτερική τάση πόλωσης V_G . Δημιουργώντας έτσι εντός του οξειδίου, ένα αντίθετο ανταγωνιστικό πεδίο ως προς αυτό που δημιουργεί η τάση πύλης (Σχήμα:3-11). Για τη διατήρηση της ηλεκτρικής ουδετερότητας του συστήματος προς την πλευρά του ημιαγωγού που συνορεύει με την μονωτική στρώση (διεπιφάνεια μονωτή-ημιαγωγού), επάγονται φορτία Q_{sub} ίσα αλλά αντίθετου πρόσημου από αυτά του ηλεκτροδίου της πύλης.

Όλα αυτά συμβαίνουν επειδή το διηλεκτρικό δεν επιτρέπει υπό κανονικές συνθήκες, τη διέλευση ηλεκτρικού ρεύματος αλλά τα μόρια του πολώνονται ευθυγραμμιζόμενα (Σχήμα:3-11) σύμφωνα με το εξωτερικό επιβεβλημένο ηλεκτρικό πεδίο της V_G , με σκοπό να εξουδετερώσουν τα φορτία της πόλωσης ώστε να διατηρήσουν τη διαφορά δυναμικού στο εσωτερικό του διηλεκτρικού μηδέν.

Η παρουσία των επαγωγικών φορτίων έχει ως αποτέλεσμα την τροποποίηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των φορτίων (φορέων) στις διεπιφάνειες και την κάμψη των ενεργειακών ζωνών.

Συνεπώς, η εφαρμογή της εξωτερικής τάσης πόλωσης V_G , προκαλεί την κάμψη των ενεργειακών ζωνών του ημιαγωγού, κοντά στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-μονωτή. Η φορά της κάμψης των ζωνών (προς τα πάνω ή προς τα κάτω) καθώς και το κατά πόσο έντονη είναι, εξαρτάται τόσο από την πολικότητα και το μέγεθος της εφαρμοζόμενης τάσης V_G όσο και από τον τύπο του ημιαγωγού του υποστρώματος. Γι'αυτό αναλόγως με την τάση πόλωσης της πύλης, διακρίνονται οι ακόλουθες τρεις καταστάσεις:

3.3.2 Κατάσταση της Συσσώρευσης ($V_G - V_{fb} < 0$)

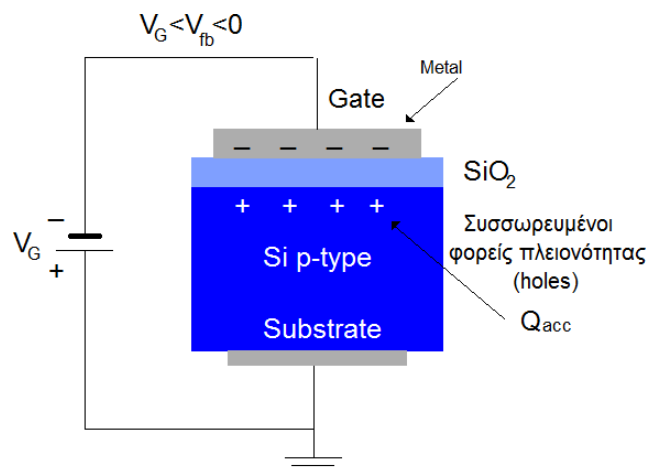
Εφαρμόζοντας αρνητική τάση ως προς το γειωμένο υπόστρωμα, ώστε να είναι αρνητικότερη της V_{fb} ($V_G < V_{fb} < 0$), το ηλεκτρόδιο της πύλης (Σχήμα:3-12) αποκτάει αρνητικό φορτίο. Το αρνητικό δυναμικό της πύλης έλκει τους ευκίνητους θετικούς φορείς πλειονότητας (οπές) του υποστρώματος, μετακινώντας τους προς την επιφάνεια του. Η μετακίνηση των φορέων συνεχίζεται μέχρι το συσσωρευμένο φορτίο (**Accumulation**) των οπών Q_{acc} εξισωθεί κατά μέτρο με το αντίστοιχο φορτίο του ηλεκτροδίου της πύλης Q_G . Στην πραγματικότητα δεν μετακινούνται οπές αλλά ηλεκτρόνια σθένους του ημιαγωγού, αφήνοντας πίσω τους οπές με αποτέλεσμα να φαίνεται ότι μετακινήθηκαν εκείνες.

Έτσι, το αρνητικό φορτίο της πύλης αντισταθμίζεται με μια ίση ποσότητα θετικού φορτίου των οπών που συσσωρεύονται στη διεπιφάνεια μεταξύ του ημιαγωγού Si και του οξειδίου (Σχήμα: 3-12). Με αποτέλεσμα στην επιφάνεια του διηλεκτρικού από την μεριά της πύλης, οι ενεργειακές ζώνες να κάμπτονται προς τα πάνω κατά qV_G και ομοίως προς τα πάνω στη διεπιφάνεια μονωτή-ημιαγωγού (Σχήμα: 3-13.α)^[19] κατά $q\phi_s$, εξαιτίας του θετικού φορτίου των συσσωρευμένων οπών. Όπου, ϕ_s είναι το επιφανειακό (surface) δυναμικό εκ των συσσωρευμένων οπών, στην επιφάνεια του ημιαγωγού (διεπιφάνεια μεταξύ Si-SiO₂). Επακόλουθο της κάμψης των ενεργειακών ζωνών είναι να μειώνεται η απόσταση μεταξύ της στάθμης Fermi, E_F του ημιαγωγού (Σχήμα: 3-13.α) και του πυθμένα της ζώνης σθένους E_C δημιουργώντας μια εκθετική αύξηση των φορέων πλειονότητας (οπές) στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-οξειδίου υπερβαίνοντας την συγκέντρωση των ενδογενών φορέων αγωγιμότητας n_i . Τότε η συγκέντρωση (εξ.1.30.β) των συσσωρευμένων οπών θα είναι^{[19],[33]}:

$$h_s = n_i e^{(E_{Fi} - E_F)/K_B T} \quad (\text{εξ. 3.17})$$

όπου q , είναι το στοιχειώδες φορτίο των οπών ($1,602 \times 10^{-19}$ Cb).

Επειδή, ο ημιαγωγός Si είναι p-τύπου, για να είναι ηλεκτρικά ουδέτερος πρέπει η πυκνότητα των οπών να είναι ίση με τη συγκέντρωση των ατόμων των αποδεκτών σε όλο τον όγκο του ημιαγωγού εκτός από την περιοχή της διεπιφάνειάς του με το οξύδιο, όπου έχει δημιουργηθεί ένα θετικά φορτισμένο στρώμα των συσσωρευμένων οπών.



Σχήμα: 3-12 Κατάσταση της Συσσώρευσης (Accumulation) στον πυκνωτή MOS.

Στην μελετώμενη περίπτωση της συσσώρευσης, η (εξ.3.9) μπορεί να αποδοθεί και ως^[33]:

$$V_G = V_{fb} + \phi_s + V_{ox} \quad (\text{εξ. 3.18})$$

Όταν $V_G = V_{fb}$, τότε σύμφωνα με την (εξ.3.16) ισχύει: $\phi_s = 0$

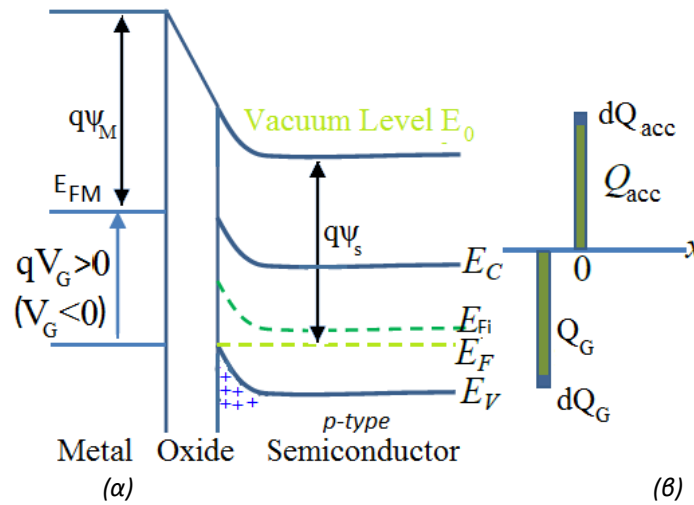
Άρα, η (εξ.3.18) απλοποιείται στην:

$$V_G = V_{fb} + V_{ox} \quad \Rightarrow$$

$$V_{ox} = (V_G - V_{fb}) < 0 \quad (\text{εξ. 3.19})$$

η V_{ox} είναι αρνητική διότι:

$$|V_G| > |V_{fb}|$$



Σχήμα: 3-13 α) Διαγράμματα ενεργειακών ζωνών με τάση πόλωσης $V_G < 0$. Από τη μεριά του ημιαγωγού που συνορεύει με το οξείδιο, μετακινήθηκαν ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας απομένοντας οι συσσωρευμένες οπές. Η τάση V_G ισούται με τη διαφορά των επιπέδων Fermi μεταξύ πύλης και ημιαγωγού. β) Αντίστοιχη κατανομή των φορτίων στο ηλεκτρόδιο της πύλης και στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-μονωτή. Οποιαδήποτε μικρή μεταβολή της τάσης πόλωσης, η οποία μπορεί να προέλθει από μια υπερτιθέμενη εναλλασσόμενη τάση μικρού πλάτους, προκαλεί μεταβολή του φορτίου του ηλεκτροδίου της πύλης κατά μια ποσότητα dQ_G με αποτέλεσμα την αντίστοιχη μεταβολή του φορτίου dQ_{acc} στην πλευρά του υποστρώματος^[19].

Να σημειωθεί ότι, εάν το υπόστρωμα ήταν n-τύπου, τότε αντί για συσσωρευμένες οπές θα υπήρχαν συσσωρευμένα ηλεκτρόνια.

Εφαρμόζοντας το νόμο του Gauss εντός του μονωτικού, επιφανείας S , προκύπτει:

$$\oint \vec{E}_{ox} d\vec{S} = -\frac{Q_{acc}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.20})$$

όπου, E_{ox} είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στα άκρα του οξειδίου.

Οπότε, το ανά μονάδα επιφάνειας (Cb/cm^2) συσσωρευμένο φορτίο πλειονότητας Q_{acc} , στον ημιαγωγό θα είναι:

$$Q_{acc} = -\epsilon_0 \epsilon_{ox} E_{ox} \quad (\text{εξ. 3.21. α})$$

ή

$$E_{ox} = -\frac{Q_{acc}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \quad (3.21. \beta)$$

Συνεπώς, σύμφωνα με την (εξ.3.21.β), η διαφορά δυναμικού στα άκρα του μονωτικού θα είναι:

$$V_{ox} = \int_0^{d_{ox}} \vec{E}_{ox} d\vec{s} = -\frac{Q_{acc}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} d_{ox} \Rightarrow$$

$$Q_{acc} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} V_{ox} = Q_{sub} \quad (\text{εξ. 3.22})$$

όπου s , είναι η απόσταση ενός σημείου από το ηλεκτρόδιο της πύλης εντός του διακένου μεταξύ της πύλης και του ημιαγωγίμου υποστρώματος. Η απόσταση αυτή έχει όρια:

$$0 \leq s \leq d_{ox}$$

Από την τελευταία σχέση (εξ.3.22), εξάγεται το συμπέρασμα:

$$\frac{Q_{acc}}{V_{ox}} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}}$$

ή

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{d_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.23})$$

όπου,

C_{ox} είναι η ανά μονάδα επιφάνειας (F/cm^2) χωρητικότητα της δομής λόγω του οξειδίου, ϵ_{ox} είναι, η απόλυτη (σχετική) διηλεκτρική σταθερά του διοξειδίου πυριτίου SiO_2 ($\epsilon_{ox}=3,9$) και ϵ_0 , η διηλεκτρική διαπερατότητα του κενού ($\epsilon_0=8,854 \times 10^{-14} F/cm$).

Η (εξ.3.22) σύμφωνα με την (εξ.3.23), μετατρέπεται στην:

$$Q_{acc} = -C_{ox} V_{ox} \quad (\text{εξ. 3.24})$$

ή, σύμφωνα με την (εξ.3.19), δύναται να γραφτεί και ως:

$$Q_{acc} = -C_{ox}(V_G - V_{fb}) \quad (\text{εξ. 3.25. α})$$

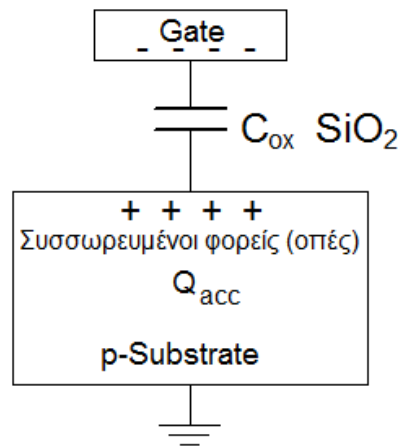
ή

$$C_{ox} = -\frac{Q_{acc}}{(V_G - V_{fb})} = C_{acc} \quad (\text{εξ. 3.25. β})$$

Άρα, η ισοδύναμη χωρητικότητα C_{acc} , στην κατάσταση της συσσώρευσης, ισούται με αυτήν του οξειδίου C_{ox} (Σχήμα: 3-14).

Το μείον, στις παραπάνω εκφράσεις, υποδηλώνει ότι το φορτίο Q_{sub} του υποστρώματος, που εμφανίζεται στον ημιαγωγό, είναι πάντα αντιθέτου πρόσημου από την εφαρμοζόμενη τάση.

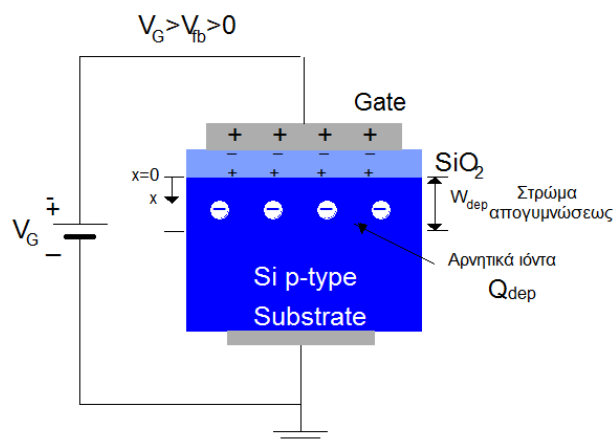
Συνεπώς, στην περίπτωση της συσσώρευσης η συνολική χωρητικότητα της διάταξης, που είναι και η μέγιστη, είναι ανεξάρτητη της εξωτερικής τάση πόλωσης V_G .



Σχήμα: 3-14 Ισοδύναμη χωρητικότητα στην κατάσταση της συσσώρευσης.

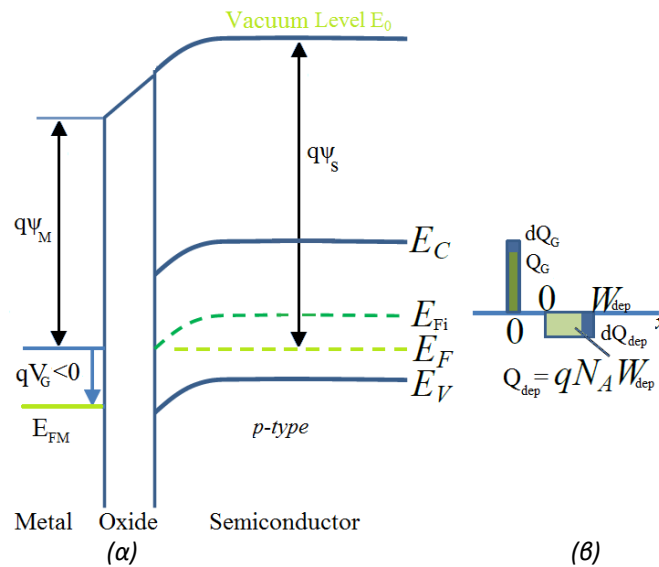
3.3.3 Κατάσταση της Απογύμνωσης ($V_G - V_{fb} > 0$).

Όταν η πύλη πολωθεί με ένα θετικού πρόσημου δυναμικό $V_{fb} > V_G > 0$ (ως προς το γειωμένο υπόστρωμα) τότε οι ενεργειακές ζώνες κάμπτονται προς τα κάτω. Δηλαδή, προς την πλευρά της πύλης κατά qV_G και στη διεπιφάνεια Si-SiO₂, επίσης προς τα κάτω (κατά $q\phi_s$) ώστε η στάθμη Fermi (E_F) του ημιαγωγού να πλησιάζει το μέσο του ενεργειακού χάσματος (E_{Fi}) μεταξύ των ζωνών E_C και E_V (Σχήμα: 3-15.α).



Σχήμα:3-15 Κατάσταση της απογύμνωσης (Depletion) στον πυκνωτή MOS.

Οι ελεύθερες φορείς πλειονότητας (θετικές οπές), του ημιαγωγού p-τύπου, απωθούνται μακριά από την διεπιφάνεια του υποστρώματος με το οξείδιο, προς το εσωτερικό του ημιαγωγού, απογυμνώνοντας τον από φορείς. Με συνέπεια τη δημιουργία ενός στρώματος απογυμνώσεως (**depletion layer**) πεπερασμένου εύρους W_{dep} , το οποίο είναι αρνητικά φορτισμένο με φορτίο Q_{dep} εξαιτίας των αρνητικών ιόντων των αποδεκτών από τις προσμίξεις του εξωγενούς ημιαγωγού (Σχήμα: 3-15). Περαιτέρω αύξηση της θετικής τάσης πύλης V_G οδηγεί, σε μεγαλύτερη περιοχή απογύμνωσης του ημιαγωγού. Η διαδικασία της μετακίνησης των οπών σταματά όπως και στην περίπτωση της συσσώρευσης, μέχρι την εξίσωση των ποσοτήτων των φορτίων Q_{dep} με το αντίστοιχο θετικό φορτίο Q_G του ηλεκτροδίου της πύλης.



Σχήμα:3-16 α) Ενεργειακές στάθμες στην κατάσταση της απογύμνωσης με εξωτερική τάση πόλωσης $V_G > 0$. Εμφανίζεται κάμψη των ενεργειακών ζωνών του ημιαγωγού, στη διεπιφάνεια με το μονωτή, προς τα κάτω. Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας επανασυνδέονται με τις οπές της ζώνης σθένους, «αδειάζοντας» την περιοχή από φορείς. β) Αντίστοιχη κατανομή των φορτίων στο ηλεκτρόδιο της πύλης και στην απογυμνωμένο τμήμα του ημιαγωγού.

Στην πραγματικότητα, όπως ειπώθηκε και προηγουμένως (§3.3.2), η απογύμνωση προήλθε λόγω της μετακίνησης ηλεκτρονίων σθένους του ημιαγωγού, προς τη μεριά του διηλεκτρικού επανασυνδέοντας τις οπές προκύπτοντας τα αρνητικά ιόντα.

Το εύρος της περιοχής απογυμνώσεως εξαρτάται από την τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης V_G . Είναι φανερό ότι, οποιαδήποτε μεταβολή του φορτίου dQ_G , της μεταλλικής στρώσης, προκαλεί μια αντίστοιχη μεταβολή dQ_{dep} (Σχήμα: 3-16.β)^[19] του φορτίου της περιοχής απογύμνωσης του ημιαγωγού. Αυτό συνεπάγεται στη μεταβολή του εύρους W_{dep} της απογυμνωμένης περιοχής του ημιαγωγού κατά dW_{dep} .

Με την αύξηση της τάσης πύλης, ολοένα και μεγαλύτερο πλήθος φορέων πλειονότητας (οπές) απομακρύνεται (απωθούμενοι από τη θετική V_G) από τη διεπιφάνεια μεταξύ Si-SiO₂, με αποτέλεσμα τη διεύρυνση της περιοχής απογύμνωσης η οποία τείνει να σταθεροποιηθεί σε μια μέγιστη τιμή W_{dmax} , αυξάνοντας έτσι το αρνητικό της φορτίο.

Σε αυτήν την περίπτωση, αντιστοίχως με την (εξ.3.25.β), η ισοδύναμη χωρητικότητα του πυκνωτή MOS μπορεί να γραφτεί ως:

$$C_{dep} = -\frac{Q_{dep}}{V_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.26})$$

Συνοψίζοντας, έχει καταστεί προφανές, ότι η περιοχή απογύμνωσης έχει εκκενωθεί από ελεύθερους φορείς πλειονότητας (οπές) απομείναντας μόνο τα ακίνητα αρνητικά ιόντα των

προσμείξεων, που έχουν καταλάβει μια θέση στο κρυσταλλικό πλέγμα του υποστρώματος. Έτσι η απογυμνωμένη περιοχή θα φέρει πυκνότητα φορτίου, ανά μονάδα επιφάνειας^{[11], [33]}:

$$Q_{\text{dep}} = -qN_A W_{\text{dep}} = Q_{\text{sub}} \quad (\text{εξ. 3.27})$$

όπου, q είναι το φορτίο των οπών, N_A είναι η συγκέντρωση των αποδεκτών και W_{dep} το βάθος της περιοχής απογυμνώσεως.

Το επιφανειακό δυναμικό ϕ_s ως συνάρτηση της απόστασης x (Σχήμα: 3-15) μπορεί να ληφθεί χρησιμοποιώντας μία μονοδιάστατη εξίσωση Poisson^[84]:

$$\frac{d^2\phi_s}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (\text{εξ. 3.28. α})$$

όπου, $\rho(x)$ είναι η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου στη θέση x της απογυμνωμένης περιοχής, το οποίο προσεγγιστικά είναι: $\rho_s \approx -qN_A$, επομένως η (εξ.3.28.α) επεκτείνεται:

$$\frac{d^2\phi_s}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s} = -\frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (\text{εξ. 3.28. β})$$

Η γενική λύση της διαφορικής εξίσωσης (3.28.β) είναι:

$$\phi_s = -\frac{qN_A}{2\epsilon_0\epsilon_s}x^2 + c_1x + c_2 \quad (\text{εξ. 3.28. γ})$$

Επειδή, το βάθος W_{dep} της περιοχής απογυμνώσεως, είναι συνάρτηση του x θα ισχύει:

$$\frac{d\phi_s}{dx} = \int_0^{x=W_{\text{dep}}} \frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s} dx = \frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s} W_{\text{dep}} + c_1 \quad (\text{εξ. 3.28. δ})$$

υποθέτοντας:

$$\left. \frac{d\phi_s}{dx} \right|_{W_{\text{dep}}} = 0$$

τότε:

$$c_1 = -\frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s} W_{\text{dep}} \quad (\text{εξ. 3.28. ε})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.3.28.ε) στην (εξ.3.28.δ), προκύπτει:

$$\phi_s = -\frac{qN_A}{2\epsilon_0\epsilon_s}x^2 - \frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s}W_{\text{dep}}x + c_2 \quad (\text{εξ. 3.28. στ})$$

θεωρώντας:

$$\phi_s|_{W_{\text{dep}}} = 0$$

τότε, από την (εξ.3.28.στ), λαμβάνεται:

$$c_2 = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} W_{\text{dep}}^2 \quad (\text{εξ. 3.28. ζ})$$

Επομένως, σύμφωνα με την (εξ.3.28.ζ), από την (3.28.στ) προκύπτει:

$$\phi_s = -\frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} x^2 - \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_s} W_{\text{dep}}x + \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} W_{\text{dep}}^2 = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} W_{\text{dep}}^2 \left(1 - \frac{x^2}{W_{\text{dep}}^2} - 2\frac{x}{W_{\text{dep}}} \right)$$

Παραλείποντας τον εντός παρενθέσεως όρο:

$$\phi_s = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} W_{\text{dep}}^2 \quad (\text{εξ. 3.29. α})$$

ή

$$W_{\text{dep}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s}{qN_A}} \quad (\text{εξ. 3.29. β})$$

όπου, ϕ_s είναι το επιφανειακό δυναμικό στην κατάσταση της απογύμνωσης και ε_s είναι απόλυτη διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού της απογυμνωμένης περιοχής.

Σύμφωνα με την (εξ.3.28.β), η (εξ.3.27) μετατρέπεται^{[11],[33]}:

$$Q_{\text{dep}} = -qN_A W_{\text{dep}} = -qN_A \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s}{qN_A}} = -qN_A \frac{(2\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s)^{1/2}}{(qN_A)^{1/2}}$$

$$\Leftrightarrow$$

$$Q_{\text{dep}} = -\sqrt{2qN_A\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s} \quad (\text{εξ. 3.30})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.3.30) στην (εξ.3.26), η τελευταία (εξ.3.30) μετατρέπεται:

$$C_{\text{dep}} = \frac{\sqrt{2qN_A\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s}}{V_{\text{ox}}} \quad (\text{εξ. 3.31. α})$$

ή

$$V_{\text{ox}} = \frac{\sqrt{2qN_A\varepsilon_0\varepsilon_s\phi_s}}{C_{\text{dep}}} \quad (\text{εξ. 3.31. β})$$

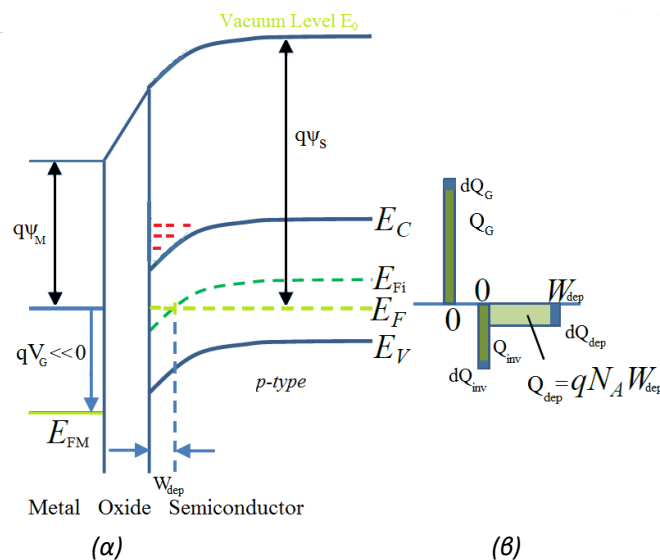
Αντικαθιστώντας στην (εξ.3.31.β) την (εξ.3.29.α), προκύπτει:

$$V_{ox} = \frac{\sqrt{2qN_A \epsilon_0 \epsilon_s \left(\frac{qN_A W_{dep}^2}{2\epsilon_s} \right)}}{C_{ox}} = \frac{\sqrt{(qN_A)^2 W_{dep}^2}}{C_{ox}} = \frac{qN_A W_{dep}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.32})$$

Σύμφωνα με τις, (εξ.3.29.α) και (εξ.3.32), η (εξ.3.30) αναπτύσσεται ως ^{[11], [33]}:

$$V_G = V_{fb} + \phi_s + V_{ox} = V_{fb} + \frac{qN_A W_{dep}^2}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + \frac{qN_A W_{dep}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.33})$$

3.3.4 Κατάσταση της Αντιστροφής ($V_G - V_{fb} \gg 0$)



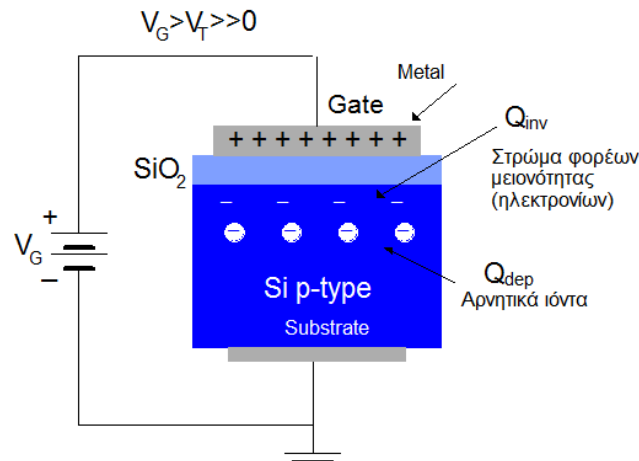
Σχήμα: 3-17 α) Ενεργειακές στάθμες στην κατάσταση της αντιστροφής ($V_G \gg 0$). Αυξάνονται τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας ενώ μερικές οπές έχουν επανασυνδεθεί με τα ηλεκτρόνια. Στην κατάσταση της αντιστροφής η προς τα κάτω κάμψη των ζωνών, τόσο στην πύλη όσο και στη διεπιφάνεια μονωτή-ημιαγωγού, είναι εντονότερη από ότι στην απογύμνωση. β) Αντίστοιχη κατανομή των ηλεκτρικών φορτίων στην πύλη, στο στρώμα αντιστροφής και στην απογυμνωμένη περιοχή ^[19].

Περαιτέρω αύξηση της τάσης πύλης ίση με την τάση κατωφλίου (threshold) V_T , γίνεται δυσκολότερη η επέκταση του στρώματος απογυμνώσεως επειδή το επίπεδο Fermi των ηλεκτρονίων σθένους κοντά στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-μονωτή, λόγω της μεγαλύτερης προς τα κάτω κάμψης των ζωνών, πλησιάζει προς τη ζώνη αγωγιμότητας E_C (Σχήμα: 3-17.α). Προκύπτοντας ένας μεγάλος αριθμός ελευθέρων φορέων μειονότητας (ηλεκτρόνια) λόγω θερμικών διασπάσεων των μοριακών δεσμών του κρυσταλλικού πλέγματος. Δημιουργώντας έτσι, ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών (electrons-holes).

Οπότε, καθίσταται ενεργειακώς προτιμότερο η έλξη των ηλεκτρονίων μειονότητας προς στην περιοχή απογυμνώσεως, ωθώντας τα προς την επιφάνεια που συνορεύει με το οξείδιο. Τότε ηλεκτρόνια αρχίζουν να στοιβάζονται στη διεπιφάνεια του Si με το μονωτικό,

δημιουργώντας ένα πολύ λεπτό στρώμα ηλεκτρονίων πάχους W_{inv} με φορτίο αντιστροφής, ανά μονάδα επιφάνειας Q_{inv} επιπρόσθετο με το υπάρχον φορτίο Q_{dep} των αρνητικών ιόντων της απογυμνωμένης περιοχής (Σχήμα: 3-17.β)^[19].

Αυτό συμβαίνει διότι η επανασύνδεση των ηλεκτρονίων μειονότητας με τις οπές, αποτρέπεται σε μεγάλο βαθμό επειδή στον απογυμνωμένο χώρο περιέχονται λίγες οπές αφού έχουν απωθηθεί προς τα κάτω από τη θετική πύλη. Επομένως, στις δυο προηγούμενες καταστάσεις πόλωσης, παρατηρούνταν μετακίνηση φορέων πλειονότητας, στην παρούσα, εμφανίζεται μετακίνηση των φορέων μειονότητας.



Σχήμα: 3-18. Φορτία Q_{inv} και Q_{dep} στον πυκνωτή p -MOS κατά την κατάσταση της αντιστροφής.

Συνεπώς, η επιφάνεια του ημιαγωγού Si προς το διηλεκτρικό, αντιστρέφεται (**Inversion**) και από p -τύπου συμπεριφέρεται σαν n -τύπου διαχωριζόμενη από τον υπόλοιπο που παραμένει p -τύπου, λόγω του ότι υπερτερούν τα ηλεκτρόνια έναντι των οπών. Συνεπώς, τα ηλεκτρόνια στον ημιαγωγό, από φορείς μειονότητας μετατρέπονται σε φορείς πλειονότητας (Σχήμα: 3-17.β).

Με άλλα λόγια, αυξάνεται ο αριθμός των φορέων μειονότητας (ηλεκτρονίων) σε τέτοιο βαθμό ώστε να υπερβεί τη συγκέντρωση των ενδογενών φορέων αγωγιμότητας (του ενδογενούς ημιαγωγού) n_{ei} , αφετέρου δε, μειώνεται η συγκέντρωση των φορέων πλειονότητας (οπών) σε τέτοιο βαθμό ώστε να γίνεται μικρότερη της συγκέντρωσης από αυτήν που έχει ένας καθαρός ημιαγωγός n_{hi} . Η κατάσταση αυτή οδηγεί στον σχηματισμό ενός λεπτού στρώματος φορέων μειονότητας (ηλεκτρονίων), όπου η περίπτωση αυτή λέγεται αντιστροφή (**inversion condition**).

Το φορτίο αντιστροφής ουσιαστικά κάνει αισθητή την παρουσία του στην τάση κατωφλίου V_T , όταν δηλαδή, γίνει τουλάχιστον ίσο με αυτό της περιοχής απογύμνωσης που οφείλεται στους αποδέκτες N_A των προσμίξεων ($Q_{dep}=Q_{inv}$). Η περίπτωση αυτή χαρακτηρίζεται ως κατάσταση της ασθενούς αντιστροφής (**weak inversion condition**).

Περαιτέρω αύξηση της τάσης πύλης πέρα της τιμής κατωφλίου ($V_G > V_T$), οδηγεί σε αύξηση των φορτίων αντιστροφής, έτσι ώστε, τελικά, η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην επιφάνεια να ξεπεράσει τη συγκέντρωση των οπών στον όγκο του πυριτίου. Η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως ισχυρή αντιστροφή (**strong inversion**).

Επομένως, όπως ισχύει και στην συσσώρευση (εξ.3.17), η συγκέντρωση των φορτίων (ηλεκτρονίων) του στρώματος αντιστροφής σύμφωνα με την (εξ.1.30.α), θα αυξάνεται εκθετικά με το επιφανειακό δυναμικό ϕ_s , δηλαδή^{[19],[33]}:

$$Q_{inv} = n_i e^{(E_F - E_{Fi})/K_B T} \quad (\text{εξ. 3.34})$$

Επίσης, το φορτίο Q_{dep} της περιοχής απογύμνωσης, είναι ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας του επιφανειακού δυναμικού ϕ_s (εξ.3.30) και επομένως είναι πολύ μικρότερο του φορτίου Q_{inv} του στρώματος αντιστροφής ($Q_{dep} \ll Q_{inv}$).

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, μεγαλύτερη αύξηση της V_G πέρα της τάσης κατωφλίου, δε μεταβάλλει το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης επειδή τα αρνητικά φορτία (Q_{inv} , Q_{dep}) δεν επιτρέπουν την παραπέρα απόσυρση των οπών προς τα κάτω, αποτρέποντας την περαιτέρω διεύρυνση της περιοχής απογυμνώσεως, με αποτέλεσμα να σταθεροποιείται σε μια μέγιστη τιμή W_{dmax} (Σχήμα: 3-21). Ταυτοχρόνως αυξάνει η συγκέντρωση των φορτίων αντιστροφής (Q_{inv}) στην περιοχή πάχους W_{inv} (Σχήμα: 3-22.γ) ενώ το Q_{dep} σταθεροποιείται (Σχήμα: 3-22.β). Έτσι το συνολικό συγκεντρωμένο αρνητικό φορτίο ($Q_{inv} + Q_{dep}$) αυξάνεται στις αυξήσεις της τάσης πολώσεως της πύλης λόγω διεύρυνσης του Q_{inv} .

Επομένως, η συγκέντρωση φορτίων ($Q_{inv} + Q_{dep}$) κοντά στο διηλεκτρικό από τη μεριά του υποστρώματος, δημιουργεί μια ισοδύναμη χωρητικότητα, ανά μονάδα επιφάνειας^[33]:

$$C_{ox} = - \left(\frac{Q_{dep} + Q_{inv}}{V_{ox}} \right) \quad (\text{εξ. 3.35. α})$$

ή

$$V_{ox} = - \frac{(Q_{dep} + Q_{inv})}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.35. β})$$

Λαμβάνοντας υπόψη την (εξ.3.27), ο αριθμητής της (εξ.3.35.α) μετατρέπεται:

$$Q_{dep} + Q_{inv} = -qN_A W_{dmax} + Q_{inv} \quad (\text{εξ. 3.36})$$

όπου, η (εξ.3.27) στην περίπτωση της αναστροφής γράφεται^{[11],[33]}:

$$Q_{dep} = -qN_A W_{dmax} \quad (\text{εξ. 3.37})$$

Αντικαθιστώντας στην σχέση (εξ.3.18) την (εξ.3.31.β), η τάση κατωφλίου εις στην οποία εμφανίζεται η παραπάνω αντιστροφή ($V_G \geq V_T$), θα είναι^[33]:

$$V_T = V_{fb} + \phi_{s,inv} + \frac{\sqrt{2qN_A \epsilon_0 \epsilon_{ox} 2\phi_B}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.38})$$

όπου, ϕ_B είναι η διαφορά ανάμεσα στην στάθμη Fermi E_F του ημιαγωγού με την ενδογενή ενέργεια Fermi E_{Fi} στο ηλεκτρικά ουδέτερο τμήμα του υποστρώματος.

Επειδή, όμως το Q_{ox} αλλάζει την τιμή του V_{fb} , τότε θα αλλάξει επίσης το V_T μέσω της εξίσωσης (εξ.3.15.α).

Όπου, $2\phi_B$ είναι το ύψος των δυναμικών στις δυο διεπιφάνειες που το διηλεκτρικό έρχεται σε επαφή από τη μια μεριά με το ηλεκτρόδιο και από την άλλη με το υποστρώμα, το οποίο καθορίζει την τάση V_T . Δηλαδή, το δυναμικό (Σχήμα: 3-20) αυτό, υποδηλώνει την οριακή συνθήκη κατά την οποία οι φορείς πλειονότητας εξισώνεται με τους φορείς μειονότητας ($N_A=N_D$), όπου παρατηρείται η ελάχιστη χωρητικότητα C_{min} (Σχήμα: 3-23).

Λόγω του ότι το επιφανειακό δυναμικό $2\phi_B$ του υποστρώματος, προέρχεται από φορείς μειονότητας, με τη βοήθεια της (εξ.1.29.β), δύναται να εκφραστεί ως:

$$\ln(N_A) = \ln(n_i e^{(E_{Fi}-E_F)/K_B T}) \Leftrightarrow$$

$$\ln(N_A) = \ln(n_i) + (E_{Fi} - E_F)/K_B T \Leftrightarrow$$

$$E_{Fi} - E_F = K_B T \ln(N_A/n_i)$$

Συνεπώς, το δυναμικό ϕ_B που αντιστοιχεί στη ενεργειακή διαφορά Fermi, μεταξύ του ενδογενούς ημιαγωγού (E_{Fi}) και του εμπλουτισμένου ημιαγωγού (E_F), βρίσκεται διαιρώντας με το φορτίο q , δηλαδή:

$$\phi_{s,inv} = 2\phi_B = \frac{2K_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{εξ. 3.39})$$

όπου, n_i είναι η συγκέντρωση των φορέων μειονότητας.

Συνεπώς, σύμφωνα με την (εξ.3.39) για την (εξ.3.38) θα ισχύει:

$$V_T = V_{fb} + \frac{\sqrt{2qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{ox}2\phi_B}}{C_{ox}} + \frac{2k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{εξ. 3.40})$$

Όπως φαίνεται από την τελευταία σχέση η τάση κατωφλίου εξαρτάται από την πυκνότητα των προσμίξεων του υποστρώματος καθώς και από τη διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου.

Ενώ, στην περίπτωση n-MOS πυκνωτή, η (εξ.3.38) μετατρέπεται^[33]:

$$V_T = V_{fb} - 2\phi_B - \frac{\sqrt{2qN_D\varepsilon_0\varepsilon_{ox}|2\phi_B|}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.41})$$

και η (εξ.3.40), ως:

$$V_T = V_{fb} - \frac{\sqrt{2qN_D\varepsilon_0\varepsilon_{ox}|2\phi_B|}}{C_{ox}} - \frac{2k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (\text{εξ. 3.42})$$

όπου, $V_T < 0$.

Επεκτείνοντας την ανάλυση, η σχέση (εξ.3.33) λαμβάνοντας υπόψη και τη (εξ.3.35.β), δύναται να αποδοθεί και ως:

$$V_G = V_{fb} + \phi_s + V_{ox} = V_{fb} + \phi_s - \frac{(Q_{dep} + Q_{inv})}{C_{ox}}$$

ή

$$V_G = V_{fb} + \phi_s - \frac{(Q_{dep} + Q_{inv})}{C_{ox}} = V_{fb} + \phi_s - \frac{Q_{dep}}{C_{ox}} - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.43})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.3.30) στην τελευταία (εξ.3.43), προκύπτει:

$$V_G = V_{fb} + \phi_s + \frac{\sqrt{2qN_A\epsilon_0\epsilon_{ox}2\phi_B}}{C_{ox}} - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.44})$$

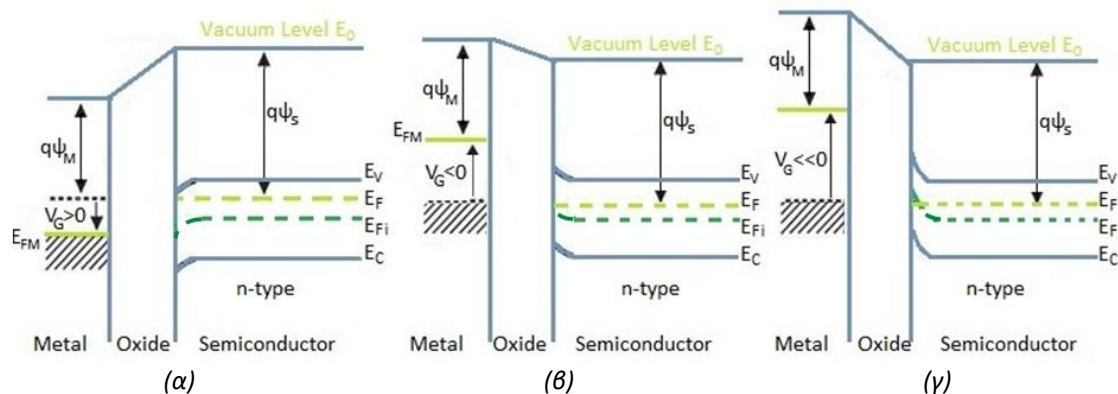
Συγκρίνοντας την σχέση αυτήν (εξ.3.44) με την (εξ.3.38), η τελευταία απλοποιείται στην:

$$V_G = V_T - \frac{Q_{inv}}{C_{ox}} \Rightarrow$$

$$C_{ox} = -\frac{Q_{inv}}{(V_G - V_T)} \quad (\text{εξ. 3.45})$$

Η εξίσωση (εξ.3.45) επιβεβαιώνει ότι η διάταξη MOS παρουσιάζει μεγάλη χωρητικότητα στην κατάσταση της ισχυρής αντιστροφής όταν η τάση πόλωσης ξεπεράσει την V_T ($V_G > V_T$). Να σημειωθεί ότι στα n-MOSFETs (Σχήμα: 3-7) το φορτίο Q_{inv} των ηλεκτρονίων αναστροφής, μπορεί να προέλθει από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (φορείς πλειονότητας) του n-τύπου ημιαγωγού των περιοχών Drain και Source.

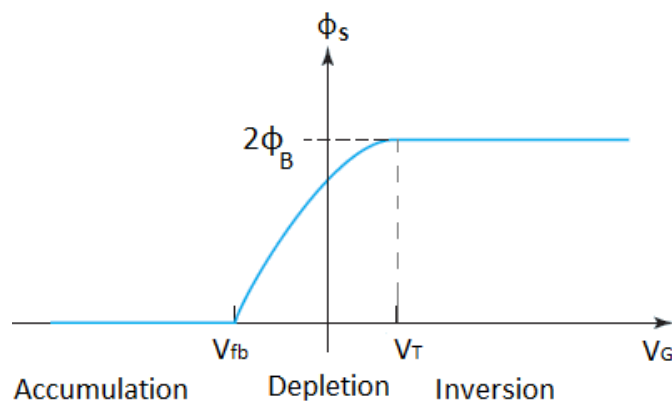
Τέλος, να επισημανθεί ότι στην περίπτωση n-τύπου ημιαγωγού υποστρώματος (n-MOS), οι ενεργειακές στάθμες στις τρεις καταστάσεις πόλωσης, κάμπτονται αντίθετα από ότι περιγράφηκε όταν το υπόστρωμα ήταν p-τύπου (Σχήμα:3-19).



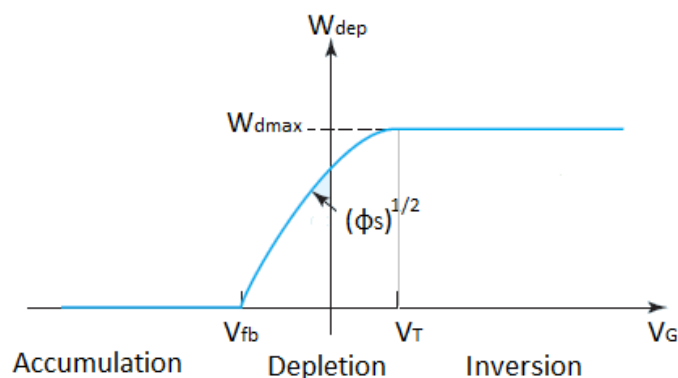
Σχήμα: 3-19 Διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών στους τρεις τρόπους πόλωσης του πυκνωτή n-MOS, α) Accumulation, β) Depletion, γ) Inversion.

3.3.5 Ανασκόπηση των καταστάσεων πόλωσης της διάταξης MOS

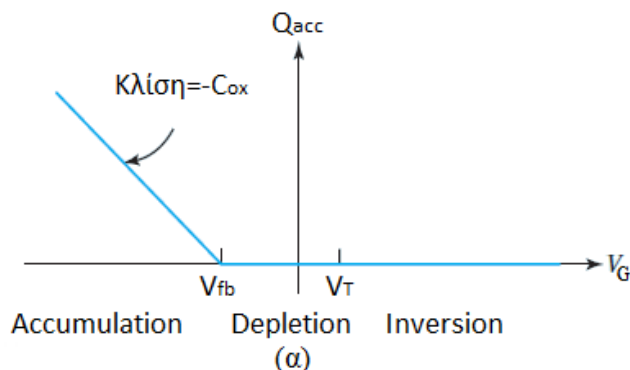
Στα ακόλουθα σχήματα φαίνονται οι μεταβολές των παραπάνω μεγεθών ($\phi_s, W_{\text{dep}}, Q_{\text{acc}}, Q_{\text{dep}}, Q_{\text{inv}}, Q_{\text{sub}}$) όπως αναφέρθηκαν στις τρεις καταστάσεις πόλωσης^[33].

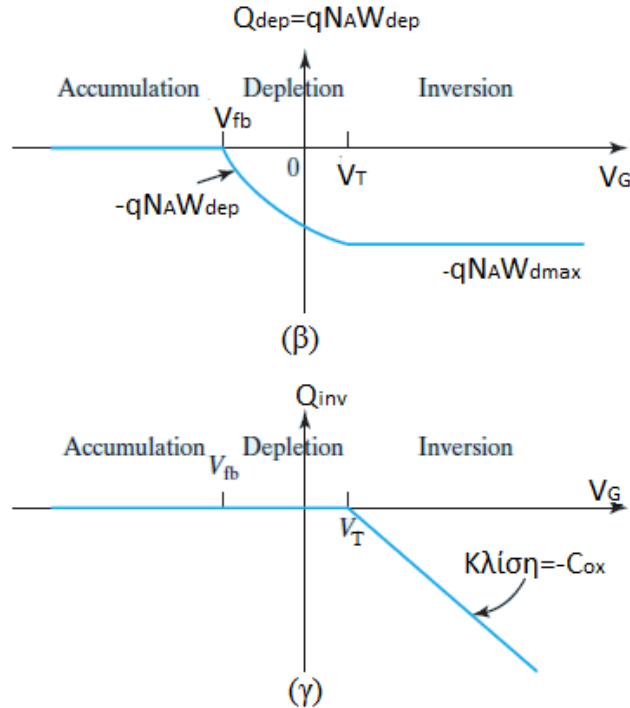


Σχήμα: 3-20 Το επιφανειακό δυναμικό του ημιαγωγού είναι $\phi_s=0$ όταν $V_G=V_{fb}$ (εξ.3.43), ενώ αυξάνεται γραμμικά στις αυξήσεις της τάσης πύλης μέχρι να σταθεροποιηθεί στην τάση κατωφλίου που ξεκινά η κατάσταση της αντιστροφής.



Σχήμα: 3-21 Πλάτος της περιοχής απογυμνώσεως στις τρεις καταστάσεις πόλωσης. Μετά την τάση V_{fb} αρχίζει να δημιουργείται ένα στρώμα απογυμνώσεως το οποίο σταθεροποιείται μετά την τάση κατωφλίου V_T .



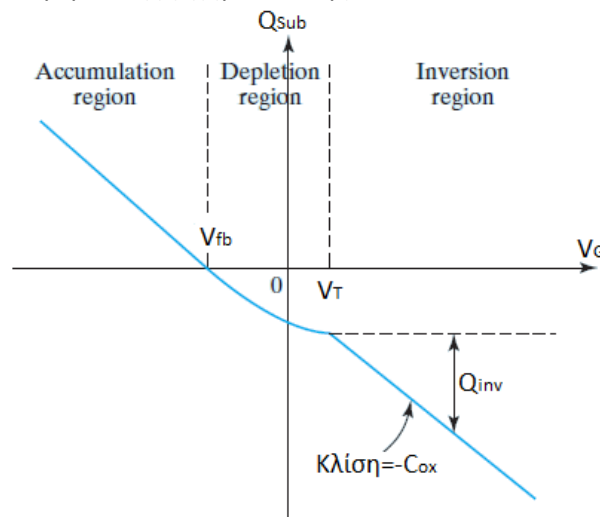


Σχήμα: 3-22. (α) Το ηλεκτρικό φορτίο συσσώρευσης Q_{acc} και η αντίστοιχη χωρητικότητα, που οφείλεται στην συσσώρευση των φορέων πλειονότητας του ημιαγωγού, μειώνεται στο p -τύπου υπόστρωμα, όσο η τάση πύλης γίνεται λιγότερη αρνητική.

(β) Το φορτίο απογύμνωσης Q_{dep} είναι μηδενικό στην κατάσταση της συσσώρευσης ($V_G < V_{fb} < 0$), στην λειτουργία της απογύμνωσης αυξάνεται σχεδόν τετραγωνικά ενώ σταθεροποιείται στην κατάσταση της αντιστροφής ($V_G > V_T > 0$) επειδή η περιοχή απογύμνωσης παραμένει σταθερή.

(γ) Το φορτίο αντιστροφής Q_{inv} αυξάνεται γραμμικά όταν $V_G > V_T > 0$, επειδή η θετική πύλη συσσωρεύει όλο και περισσότερα ηλεκτρόνια αντιστροφής με αποτέλεσμα την αύξηση της χωρητικότητας.

Αξιοσημείωτη είναι η σχεδόν γραμμική σχέση του φορτίου συσσώρευσης Q_{acc} και αντιστροφής Q_{inv} ως προς την τάση πόλωσης. Η γραμμικότητα αυτή χάνεται στις περιοχές της καταστάσεως της απογύμνωσης (Σχήμα: 3-22.β).



Σχήμα: 3-23 Συνολικό φορτίο του υποστρώματος, Q_{sub} ανά μονάδα επιφάνειας (Cb/cm^2) στις τρεις καταστάσεις πόλωσης. Στην κατάσταση της αντιστροφής το φορτίο στον ημιαγωγό μπορεί να θεωρηθεί ως το άθροισμα των Q_{dep} και Q_{inv} . Το διάγραμμα προέκυψε από την συνένωση των διαγραμμάτων φορτίου (Σχήμα: 3-22).

3.4 Χωρητικότητα της δομής MOS

Όπως έχει γίνει αντιληπτό η ισοδύναμη (συνολική) χωρητικότητα (Σχήμα: 3-24) της διατάξεως MOS, στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης ορίζεται ως:

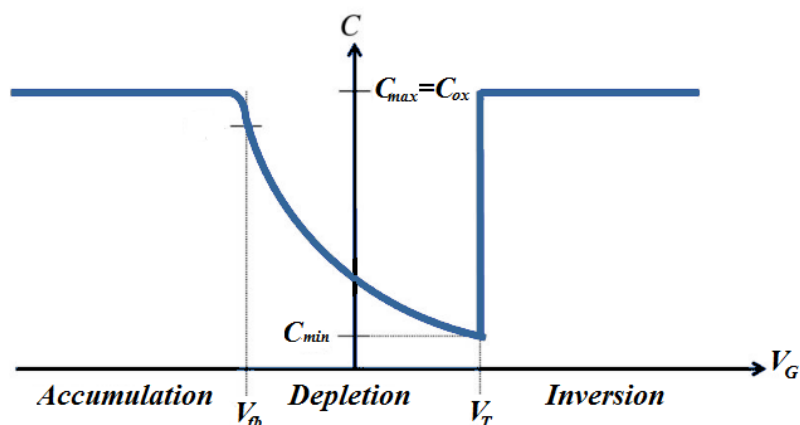
$$C = \frac{dQ_G}{dV_G} = -\frac{dQ_{Sub}}{dV_G} \quad (\text{εξ. 3.46})$$

όπου, Q_G είναι το συγκεντρωμένο φορτίο στο ηλεκτρόδιο της πύλης ενώ Q_{Sub} το φορτίο του υποστρώματος (Σχήμα: 3-23).

Στην τελευταία σχέση (εξ.3.46) τέθηκε:

$$-\frac{dQ_{Sub}}{dV_G}$$

επειδή το φορτίο του υποστρώματος έχει πάντα αντίθετο πρόσημο από αυτό της πύλης.



Σχήμα: 3-24 Μεταβολή του πηλίκου τιμών Q_{Sub}/V_G . (Σχήμα: 3-23). Στις περιοχές που η κλίση του Q_{Sub}/V_G είναι σταθερή ως προς την V_G (Σχήμα 3-22) είναι σταθερό και το dQ_{Sub}/dV_G . Η V_{fb} διαχωρίζει την περιοχή συσσώρευσης από την περιοχή απογύμνωσης, ενώ η τάση κατωφλίου V_T χωρίζει την κατάσταση απογυμνώσεως από την περιοχή αντιστροφής. Η πυκνότητα των προσμειξεων επηρεάζει το εύρος της κάθε μιας από τις καταστάσεις αυτές.

Πρέπει να σημειωθεί ότι, η παραπάνω καμπύλη C-V (Σχήμα: 3-24) είναι μετατοπισμένη ως προς των άξονα των τάσεων όπως ορίζεται από την σχέση (εξ.3.15.α).

3.4.α Κατάσταση της Συσσώρευσης (Accumulation)

Όπως ειπώθηκε (§3.3.α), στην περίπτωση της συσσώρευσης των φορέων πλειονότητας, η τιμή της τάσης V_G που εφαρμόζεται στην επαφή της πύλης, δεν προκαλεί μεταβολή στον τύπο των φορτίων του υποστρώματος Si. Η δε χωρητικότητα της διάταξης καθορίζεται από τις παραμέτρους του διηλεκτρικού (εξ.3.23) SiO_2 . Οπότε η μόνη χωρητικότητα η οποία λαμβάνει χώρα στην συνολική είναι αυτή του οξειδίου (εξ.3.25.β).

3.4.β Κατάσταση της Απογύμνωσης (Depletion)

Όπως παρατηρείται και παρακάτω (Σχήμα:3-25) τα συγκεντρωμένα φορτία Q_{dep} , τα οποία δημιουργούν το ηλεκτρικό πεδίο με το ηλεκτρόδιο της πύλης, δεν είναι επιφανειακά αλλά απέχουν τώρα μεγαλύτερη απόσταση ($d_{ox}+W_{dep}$) από τα αντίστοιχα συσσωρευμένα φορτία

Q_{acc} της κατάστασης κατά την συσσώρευση. Δηλαδή, μεταξύ της διευρυμένης αποστάσεως $d_{ox}+W_{dep}$ μεσολαβεί εκτός της διηλεκτρικής σταθερά του οξειδίου και αυτή της περιοχής απογυμνώσεως του ημιαγωγού ϵ_s . Οπότε, η συνολική χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της σχέση(εξ.3.23), μειώνεται περίπου, κατά:

$$C \simeq \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox} \epsilon_s}{d_{ox} + W_{dep}}$$

Δεδομένου ότι η εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση εμφανίζεται εν μέρει στο οξείδιο V_{ox} και στον ημιαγωγό ϕ_s , σύμφωνα με την (εξ.3.18) αμελώντας την V_{fb} , θα ισχύει:

$$V_G = V_{ox} + \phi_s = -\frac{Q_{acc}}{C_{ox}} + \phi_s \quad (\text{εξ. 3.47})$$

Η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας, του ημιαγωγού στην απογυμνωμένη περιοχή θα είναι:

$$C_{dep} = -\frac{dQ_{dep}}{d\phi_s} \quad (\text{εξ. 3.48})$$

Παραγωγίζοντας την (εξ.3.47) ως προς dQ_{dep} προκύπτει:

$$\frac{dV_G}{d(-Q_{dep})} = \frac{dV_{ox}}{d(-Q_{dep})} + \frac{d\phi_s}{d(-Q_{dep})}$$

\Leftrightarrow

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{dep}} \quad (\text{εξ. 3.49. α})$$

ή

$$C = \frac{C_{dep} C_{ox}}{C_{dep} + C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.49. β})$$

Η τελευταία σχέση (εξ.3.49.β) δίδει την συνολική χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας, στην κατάσταση της απογύμνωσης, όπου η χωρητικότητα απογύμνωση είναι ^{[11],[33]}:

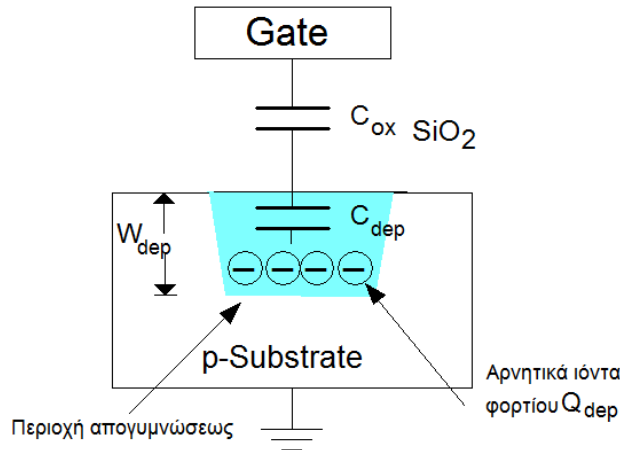
$$C_{dep} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{W_{dep}} \quad (\text{εξ. 3.50})$$

Εκ της (εξ.3.50) συνάγεται ότι η περιοχή απογύμνωσης, συμπεριφέρεται ως διηλεκτρικό απόλυτης διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_s , με χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας C_{dep} , η οποία δίνεται από την ίδια σχέση.

Δηλαδή, η δομή MOS μπορεί να θεωρηθεί ισοδύναμα, ως ένα σύστημα δύο πυκνωτών συνδεδεμένων σε σειρά (Σχήμα: 3-25) όπου, η περιοχή απογύμνωσης του υποστρώματος συμπεριφέρεται ως ένας πυκνωτής χωρητικότητας C_{dep} εβρισκόμενος σε σειρά με τον C_{ox} του διηλεκτρικού. Οπότε η συνολική χωρητικότητα C ανά μονάδα επιφάνειας (F/cm^2) θα εκφράζεται από την (εξ.3.49.α).

Σύμφωνα με την (εξ.3.50), η (εξ.3.49.α) δύναται να μετατραπεί για την ολική χωρητικότητα της δομής ανά μονάδα επιφάνειας, ως εξής:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{W_{\text{dep}}}} + \frac{1}{C_{\text{ox}}} = \frac{W_{\text{dep}}}{\epsilon_0 \epsilon_s} + \frac{1}{C_{\text{ox}}} \quad (\text{εξ. 3.51})$$



Σχήμα: 3-25 Ισοδύναμη χωρητική συμπεριφορά στην κατάσταση της απογύμνωσης (depletion).

Από την τελευταία σχέση (εξ.3.51) συνάγεται ότι στην κατάσταση της απογύμνωσης όσο αυξάνεται η τάση πύλης λόγω διεύρυνσης της περιοχής απογυμνώσεως, η ολική χωρητικότητα θα μειώνεται (Σχήμα: 3-24) ελαχιστοποιούμενη στην τάση κατωφλίου V_T κατά την οποία ξεκινάει η επόμενη κατάσταση της αντιστροφής.

Από την (εξ.3.33) δύναται να υπολογιστεί το W_{dep} :

$$-\frac{qN_A W_{\text{dep}}^2}{2\epsilon_s} - \frac{qN_A W_{\text{dep}}}{C_{\text{ox}}} + V_G - V_{\text{fb}} = 0$$

⇔

$$W_{\text{dep}} = \frac{\frac{qN_A}{C_{\text{ox}}} \pm \sqrt{\left(\frac{qN_A}{C_{\text{ox}}}\right)^2 - 4\left(-\frac{qN_A}{2\epsilon_0 \epsilon_s}\right)(V_G - V_{\text{fb}})}}{-\frac{2qN_A}{2\epsilon_s}} =$$

$$\frac{\frac{qN_A}{C_{\text{ox}}} \pm \sqrt{\left(\frac{qN_A}{C_{\text{ox}}}\right)^2 + 2\left(\frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s}\right)(V_G - V_{\text{fb}})}}{-\frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s}} =$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_s C_{ox}} \pm \frac{\sqrt{q N_A^2 \left(\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q N_A \varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)}}{\frac{q N_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}} =$$

$$-\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_s C_{ox}} \pm \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q N_A \varepsilon_0 \varepsilon_s} \right)}}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

θεωρείται ως αποδεκτή η πρώτη λύση ^{[11], [33]}:

$$W_{dep} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \left[-\frac{1}{C_{ox}} + \sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_A}} \right] \quad (\text{εξ. 3.52})$$

Συνεπώς, αντικαθιστώντας στην (εξ.3.49.α) τις σχέσεις (εξ.3.50) και (εξ.3.51), προκύπτει:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{dep}} + \frac{1}{C_{ox}} = \frac{1}{\varepsilon_s} \frac{1}{-\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \left[-\frac{1}{C_{ox}} + \sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_A}} \right]} + \frac{1}{C_{ox}} =$$

$$-\frac{1}{C_{ox}} + \sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_A}} + \frac{1}{C_{ox}}$$

$$\Leftrightarrow$$

$$\frac{1}{C} = \sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_A}} \Rightarrow$$

$$C = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2(V_G - V_{fb})}{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_A}}} \quad (\text{εξ. 3.53})$$

Από αυτήν την σχέση (εξ.3.53) φαίνεται ότι η χωρητικότητα μειώνεται στις αυξήσεις της V_G μέχρι την V_T (Σχήμα: 3-24), η οποία ισχύει ευρύτερα στην κατάσταση της απογύμνωσης των διατάξεων MIS.

Επιπλέον, πρέπει να σημειωθεί ότι η χωρητικότητα της διάταξης MOS στην κατάσταση της απογυμνώσεως, όπως και σ' αυτήν της συσσώρευσης, εμφανίζεται ανεξάρτητη της

συχνότητας στην περίπτωση της υπέρθεσης ενός εναλλασσόμενου σήματος που θα μπορούσε να επιβληθεί στην πύλη μαζί με την συνεχή τάση πόλωσης V_G .

3.4.γ Κατάσταση της Αντιστροφής (Inversion)

Το φορτίο αντιστροφής Q_{inv} κάνει ουσιαστικά αισθητή την παρουσία του, όταν γίνει τουλάχιστον ίσο με αυτό της περιοχής απογύμνωσης. Ο χρόνος που απαιτείται για να σχηματιστεί ένα τέτοιο στρώμα είναι της τάξης ^[11]:

$$\frac{Q_{dep}}{J_R} = \frac{N_A}{(n_i)\tau_i} \quad (\text{εξ. 3.54})$$

όπου, J_R είναι η πυκνότητα του ρεύματος γένεσης και επανασύνδεσης ηλεκτρονίων-οπών και τ_i , ο χρόνος ζωής των φορέων μειονότητας (10^{-4} - 10^{-9} sec ανάλογα με την ποιότητα του υποστρώματος Si). Ο χρόνος αυτός είναι 0,1-1sec και δίνει μία εκτίμηση του χρόνου απόκρισης των φορέων του στρώματος αντιστροφής. Κατά συνέπεια για εναλλασσόμενες τάσεις πόλωσης της πύλης με συχνότητες μεγαλύτερες των 100Hz, το φορτίο αντιστροφής δεν ανταποκρίνεται στο εφαρμοζόμενο εναλλασσόμενο σήμα.

Συνεπώς, διαχωρίζεται η ανάλυση στην κατάσταση αντιστροφής στις περιπτώσεις χαμηλών (Low Frequency-LF) και υψηλών συχνοτήτων (High Frequency-HF) της επιβαλλόμενης ac τάσης στην πύλη.

3.4.γ.ι Εξωτερικό σήμα υψηλής συχνότητας

Στην περίπτωση εφαρμογής τάσεων υψηλών συχνοτήτων (HF), η μεταβολή dQ_G του φορτίου του ηλεκτροδίου της πύλης αντισταθμίζεται από μια αντίστοιχη μικρή μεταβολή της περιοχής απογύμνωσης, κατά dQ_{dep} (Σχήμα: 3-17.β) λόγω του ότι το φορτίο αντιστροφής, που αποτελείται από φορείς μειονότητας, δεν προλαβαίνει να «ακολουθήσει» τις γρήγορες μεταβολές του πεδίου της εναλλασσόμενης τάσης στην πύλη.

Με άλλα λόγια, οι ρυθμοί γέννησης-επανασύνδεσης των φορέων (χρόνος ζωής) μειονότητας είναι μικροί και έτσι δεν μπορούν να ακολουθήσουν το γρήγορο ρυθμό μεταβολής της τάσης και επομένως, δεν προφθάνουν να δημιουργηθούν αρκετά ηλεκτρόνια αντιστροφής και τότε το βάθος της περιοχής απογύμνωσης φθάνει στη μέγιστη τιμή W_{dmax} (Σχήμα: 3-17.β) στην ολοένα αυξανόμενη τάση πύλης. Οπότε, δημιουργείται ένα μικρό στρώμα φορτίων αντιστροφής. Άμεσο αποτέλεσμα είναι η μεγαλύτερη μείωση της χωρητικότητας περιοριζόμενη στην τιμή C_{min} (Σχήμα: 3-24 & 3-28). Η ελάχιστη εξωτερική τάση πόλωσης που απαιτείται για την περίπτωση αυτή υπολογίζεται από τη σχέση (εξ.3.40).

Συνεπώς, η δομή MOS συμπεριφέρεται ως ένα σύστημα δύο ισοδύναμων πυκνωτών σε σειρά μειωμένης συνολική χωρητικότητα C_{min} (Σχήμα: 3-26.β), επομένως θα ισχύει:

$$\frac{1}{C_{min}} = \frac{1}{C_{inv}} = \frac{1}{C_{dep}} + \frac{1}{C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.55})$$

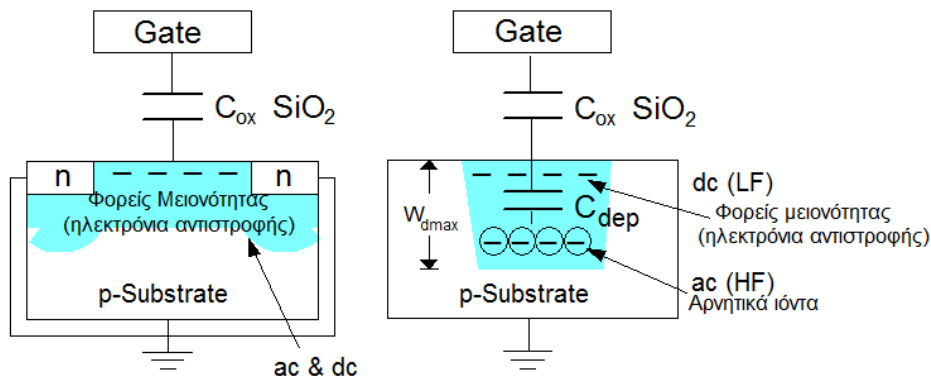
όπου:

$$C_{\text{dep}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{W_{\text{dmax}}} \quad (\text{εξ. 3.56})$$

και

και σύμφωνα με την (εξ.3.29.β) η (εξ.3.56) τροποποιείται:

$$W_{\text{dmax}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s 2\phi_B}{qN_A}} \quad (\text{εξ. 3.57})$$



Σχήμα: 3-26 α) Ισοδύναμη χωρητικότητα στην κατάσταση της αντιστροφής με παροχή ηλεκτρονίων αντιστροφής από την περιοχή του ημιαγωγού n-τύπου για τα n-MOSFET. β) Χωρητική συμπεριφορά της δομής p-MOSFET στην κατάσταση της αντιστροφής, με παροχή ηλεκτρονίων λόγω θερμικών διασπάσεων των μοριακών ομοιοπολικών δεσμών στον ημιαγωγό του υποστρώματος (περίπτωση dc). Στην ac (HF) περίπτωση δεν προλαβαίνει να δημιουργηθεί στρώμα αντιστροφής με αποτέλεσμα τη διεύρυνση της περιοχής απογυμνώσεως^[33].

Με την βοήθεια της (εξ.3.39), η (εξ.3.57) δύναται να εξελιχθεί^{[11],[33]}:

$$W_{\text{d,max}} = \sqrt{\frac{4\epsilon_0 \epsilon_s \frac{k_B T}{q} \ln(N_A/n_i)}{qN_A}} \quad (\text{εξ. 3.58})$$

Οπότε η σχέση (εξ.3.55) αναπτύσσεται ως εξής^[19]:

$$\frac{1}{C_{\text{min}}} = \frac{1}{C_{\text{inv}}} = \frac{1}{C_{\text{dep}}} + \frac{1}{C_{\text{ox}}} = \frac{1}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{W_{\text{dmax}}}} + \frac{1}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}}}{d_{\text{ox}}}} = \frac{1}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{\sqrt{\frac{4\epsilon_0 \epsilon_s \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{qN_A}}}} + \frac{1}{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}}}{d_{\text{ox}}}} =$$

$$\frac{\sqrt{\frac{4\epsilon_0 \epsilon_s \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{qN_A}}}{\epsilon_0 \epsilon_s} + \frac{d_{\text{ox}}}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}}} = \frac{\sqrt{\frac{4\epsilon_0 \epsilon_s \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{qN_A}}}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}} \epsilon_s} \epsilon_{\text{ox}} + \frac{d_{\text{ox}}}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{ox}}} =$$

$$\frac{\sqrt{\frac{4\varepsilon_0\varepsilon_s\varepsilon_{ox}^2K_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{q^2N_A}} + \varepsilon_s d_{ox}}{\varepsilon_0\varepsilon_{ox}\varepsilon_s} = \frac{\sqrt{\frac{4\varepsilon_0\varepsilon_s\varepsilon_{ox}^2K_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)}{\varepsilon_s^2q^2N_A}} + d_{ox}}{\varepsilon_0\varepsilon_{ox}} \Rightarrow$$

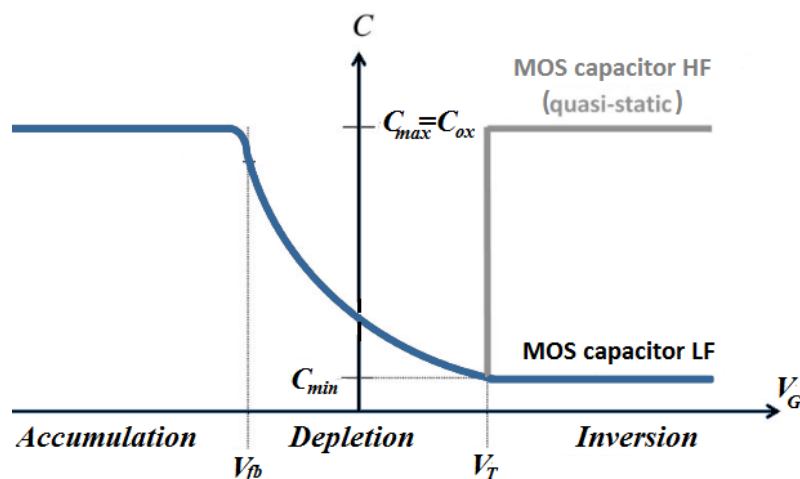
$$C_{min} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{ox}}{d_{ox} + \sqrt{\frac{4\varepsilon_0^2\varepsilon_{ox}^2K_B T \ln(N_A/n_i)}{\varepsilon_0\varepsilon_s q^2 N_A}}} \quad (\text{εξ. 3.59})$$

3.4.γ.ii Εξωτερικό σήμα χαμηλής συχνότητας

Στις χαμηλές συχνότητες (LF), περίπου μέχρι 100Hz, προλαβαίνουν να δημιουργηθούν φορτία αντιστροφής (ηλεκτρόνια) στο υπόστρωμα εμπλουτίζοντας το στρώμα αντιστροφής. Οπότε, η μεταβολή του φορτίου dQ_G , του μεταλλικού ηλεκτροδίου αντισταθμίζεται εξ' ολοκλήρου από μια μικρή μεταβολή του στρώματος αντιστροφής, dQ_{inv} (Σχήμα: 3-17.β). Έτσι, το επαγόμενο φορτίο αντιστροφής αντισταθμίζεται από τους φορείς μειονότητας του ημιαγωγού, οι οποίοι μπορούν να ακολουθήσουν τις μεταβολές του πεδίου σε αυτές τις συχνότητες. Αυτό σημαίνει ότι η περιοχή απογύμνωσης δεν επηρεάζει τη χωρητικότητα της διάταξης και όλη η μεταβολή του φορτίου εξισορροπείται από το λεπτό στρώμα αντιστροφής. Στην περίπτωση αυτή η ολική χωρητικότητα C_{inv} ανά μονάδα επιφάνειας της διάταξης, είναι ίση με τη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας του οξειδίου (Σχήμα: 3-24) και δίνεται από τη σχέση:

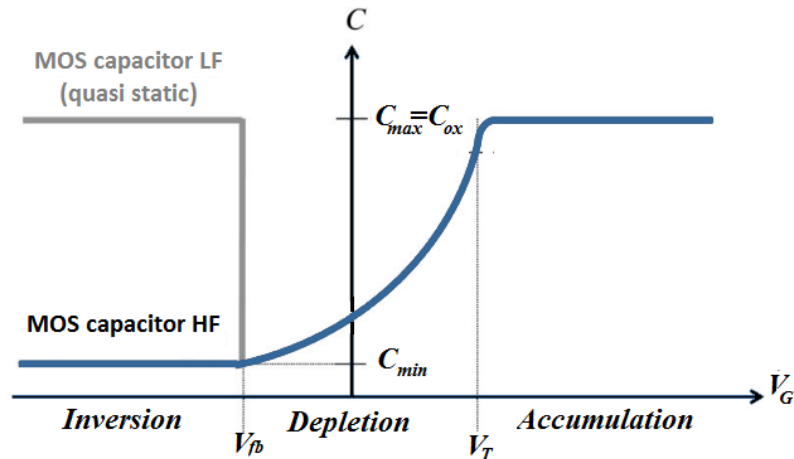
$$C_{inv} = C_{ox} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{ox}}{d_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.60})$$

Η λειτουργία αυτή ονομάζεται σχεδόν-στατική ή ημι-στατική (Quasi Static-QS).

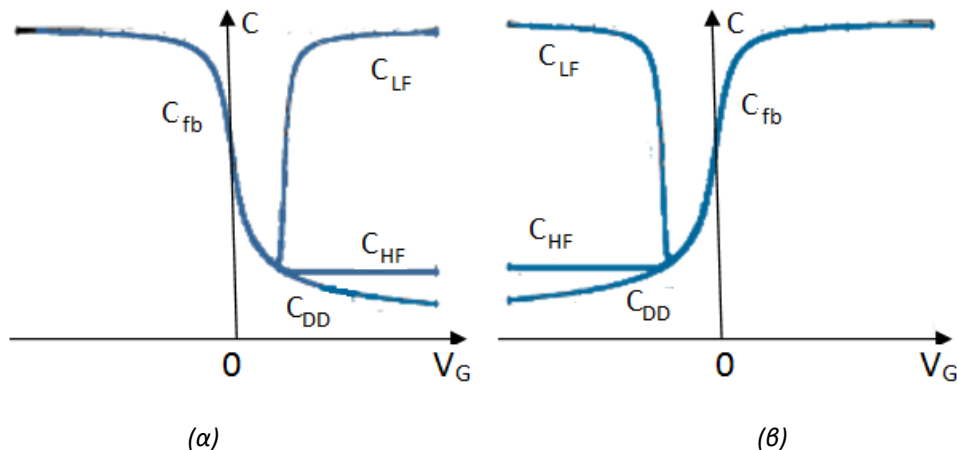


Σχήμα: 3-27.α Χαρακτηριστική C-V ιδανικής δομής p-MOS στις τρεις καταστάσεις πόλωσης. Στην τάση κατωφλίου παρατηρείται η ελάχιστη χωρητικότητα, ενώ η κατάσταση της απογύμνωσης στις τάσεις $V_T > V_G > V_{fb}$.

Δηλαδή, στην κατάσταση της αντιστροφής (Σχήμα: 3-27) στην περίπτωση του “quasi-static” αντί για τους συσσωρευμένους φορείς πλειονότητας όπως παρατηρείται κατά τη λειτουργία της συσσώρευσης (accumulation), υπάρχει συσσώρευση φορέων μειονότητας γι’αυτό η χωρητικότητα της δομής εμφανίζεται να έχει ίδια τιμή με αυτήν που υπήρχε στην κατάσταση της συσσώρευσης (εξ.3.25.β).



Σχήμα: 3-27.β Αντίστοιχες καμπύλες C-V στην περίπτωση n-MOS πυκνωτή.



Σχήμα: 3-28 Καμπύλες τις βαθιάς απογύμνωσης (DD) στους πυκνωτές α) p-MOS και β) n-MOS αντιστοίχως ^[58].

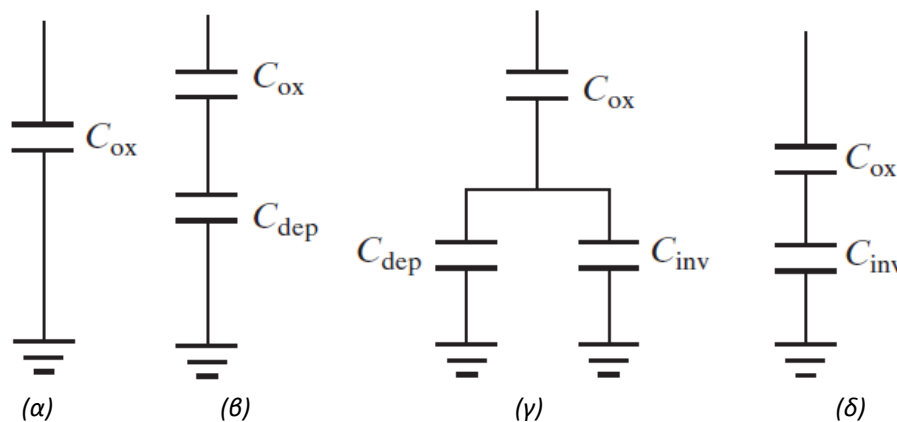
Η καμπύλη της βαθιάς απογύμνωσης (Deep Depletion) μπορεί να επιτευχθεί όταν ο ρυθμός σάρωσης της dc τάσης πύλης, είναι πολύ υψηλός όπου δεν προλαβαίνει να σχηματιστεί καθόλου το φορτίο του στρώματος της αντιστροφής κατά τη διάρκεια της σάρωσης, με το ευρος της περιοχής απογυμνώσεως να εκτείνεται πέρα της μέγιστης W_{dmax} στην ολοένα αυξανόμενη τάση πύλης πέρα της V_T , με αποτέλεσμα η χωρητικότητα C_{min} να μειώνεται περαιτέρω στην C_{DD} (Σχήμα: 3-28).

Τέλος, οι φορείς μειονότητας ανταποκρίνονται σε υψηλότερους ρυθμούς σάρωσης της dc τάσης όταν αυξάνεται η συγκέντρωση τους n_i και σε υψηλότερες συχνότητες στις αυξήσεις της θερμοκρασίας ή του φωτός.

3.5 Ισοδύναμη χωρητικότητα στις καταστάσεις πόλωσης

Στα επόμενα ισοδύναμα κυκλώματα (Σχήμα: 3-29) εξηγείται η μετάβαση της καμπύλης C-V (Σχήμα: 3-27) από την περιοχή απογύμνωσης στην κατάσταση της αντιστροφής. Στην περιοχή της απογύμνωσης (Σχήμα: 3-29.β) παραλείπεται η C_{inv} επειδή δεν υπάρχει φορτίο αντιστροφής. Επομένως, υπάρχει ο συνδυασμός των εν σειρά ισοδύναμων χωρητικοτήτων C_{ox} και C_{dep} . Καθώς η τάση V_G αυξάνεται ξεπερνώντας την V_T , η C_{inv} μεγαλώνει καθ'ότι αρχίζει να εμφανίζεται το φορτίο αντιστροφής άρα και η συνολική χωρητικότητα αυξάνεται (Σχήμα: 3-29.γ & Σχήμα: 2-27) ομαλά προς το C_{ox} . Για τάσεις πέρα της τάσης κατωφλίου ($V_G > V_T$), λόγω εμφάνισης στον ημιαγωγό της χωρητικότητας C_{inv} η ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας, θα ισούται:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{inv}} \quad (\text{εξ. 3.61})$$



Σχήμα: 3-29 Ισοδύναμες χωρητικότητες στις περιπτώσεις: α) Συσώρευση, β) Απογύμνωση, γ) Ασθενής αντιστροφή $V_G \approx V_T$ και δ) Ισχυρής αντιστροφής ($V_G > V_T$)^[33].

3.6 Η πραγματική επαφή MOS

Οι διάφορες ατέλειες που υπάρχουν σε μια δομή MOS, μπορεί να διαφοροποιήσουν την χωρητική της συμπεριφορά στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης. Τέτοιες ατέλειες μπορεί να είναι^[19]:

- α) Τα φορτία στο οξειδίο και οι παγίδες φορτίου στη διεπιφάνεια οξειδίου και ημιαγωγού εξ'αιτίας των ατελειών που εντοπίζονται στον όγκο του διηλεκτρικού εκ κατασκευής του.
- β) Ο εκφυλισμός της μονωτικής συμπεριφοράς των διηλεκτρικών υλικών για μικρά πάχη, δημιουργώντας ρεύματα διαρροής.
- γ) Η διαφορά των έργων εξαγωγής μεταξύ του μετάλλου και του ημιαγωγού.
- ε) Η σειριακή αντίσταση των επαφών (serial contact resistance) της δομής MOS με την πηγή τάσης πόλωσης.

3.6.1 Επίδραση των ατελειών του μονωτικού

Η σημαντικότερη αιτία αποκλίσεων της καμπύλης C-V (Σχήμα: 3-28) από την ιδανική συμπεριφορά μιας δομής MOS (Σχήμα: 3-27), είναι οι ατέλειες που δημιουργούνται κατά την κατασκευή του διηλεκτρικού υλικού. Προκαλώντας την εμφάνιση εντοπισμένων

ηλεκτρικών φορτίων (Σχήμα:3.30) στον όγκο εντός του διηλεκτρικού υλικού και στην διεπιφάνεια Si-SiO₂, αποτελώντας βασικό παράγοντα στην ηλεκτρική συμπεριφορά της δομής MOS^[19].

Τα ηλεκτρικά αυτά φορτία, μπορούν να διαχωριστούν με κριτήριο τη φύση τους ή τη θέση τους μέσα στο διηλεκτρικό, στις παρακάτω υποκατηγορίες^{[15],[16],[23]}:

α) Σταθερά φορτία του οξειδίου (fixed oxide charge) Q_f , πρόκειται περί ακίνητων συνήθως θετικών φορτίων τα οποία εντοπίζονται κυρίως σε μια περιοχή πολύ κοντά στη διεπιφάνεια SiO₂-Si τα οποία δεν επηρεάζεται από εξωτερικούς παράγοντες και παραμένουν σταθερά στις διάφορες καταστάσεις φόρτισης.

Μπορούν να δράσουν σαν παγίδες φορτίου (traps charge) αμφοτέρου τύπου, παγιδεύοντας δηλαδή, ηλεκτρόνια ή οπές αναλόγως με τη διαθεσιμότητα του τύπου των φορέων. Η επίδραση του φορτίου αυτού στη χαρακτηριστική C-V εμφανίζεται ως μια παράλληλη μετατόπιση ως προς τον άξονα των τάσεων. Η μετατόπιση αυτή εμφανίζεται ως θετική για αρνητικό σταθερό φορτίο και ως αρνητική για θετικό φορτίο.

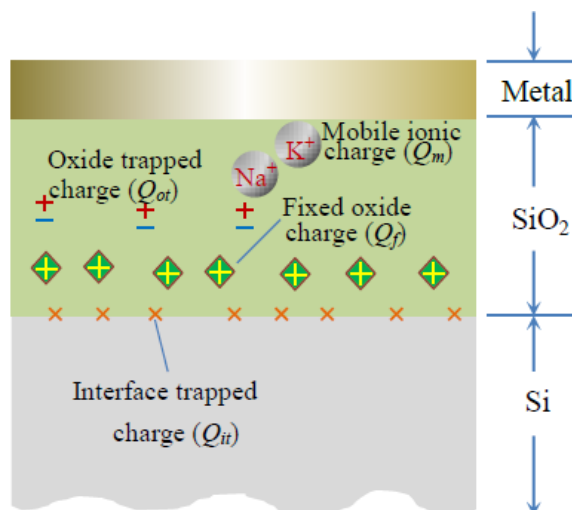
β) Παγιδευμένο φορτίο στη διεπιφάνεια Si-SiO₂ (Interface trapped Charge) Q_{it} εντοπίζεται στη διεπιφάνεια Si-SiO₂ εξαιτίας της τραχύτητας των δυο εφαπτόμενων επιφανειών, λειτουργώντας ως παγίδες φορτίων (traps charge) μέσα στο ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού (Σχήμα 3-38). Μπορούν να ανταλλάξουν ευκίνητους φορείς με τον ημιαγωγό, δρώντας ως δότες (Donors) ή αποδέκτες (Acceptors) (Σχήμα: 3-38) αναλόγως με την τάση πύλης.

Η αιτία δημιουργίας των Q_{it} δεν έχει πλήρως εξακριβωθεί, πιθανότατα οφείλουν την ύπαρξη τους στους ασυμπλήρωτους δεσμούς στην επιφάνεια του ημιαγωγού. Κατά τη διάρκεια της οξείδωσης, οι ασυμπλήρωτοι δεσμοί του Si που υπάρχουν στα επιφανειακά του στρώματα, καλύπτονται από άτομα οξυγόνου. Όσοι από αυτούς τους δεσμούς παραμένουν ασυμπλήρωτοι, μετατρέπονται σε «ενεργές παγίδες» φορτίου. Αιτία δημιουργίας τέτοιων παγίδων, μπορεί να είναι επίσης το «σπάσιμο» των μοριακών δεσμών του ημιαγωγού (π.χ. λόγω θερμότητας-θερμική οξείδωση) με συνέπεια τα προκύπτοντα ελεύθερα ηλεκτρόνια, αποκτώντας αρκετή κινητική ενέργεια και υπερπηδώντας το φράγμα δυναμικού, να δημιουργούν ατέλειες στο υλικό. Τέλος, άλλα αιτία των διεπιφανειακών καταστάσεων μπορεί να οφείλεται στην κατάληψη θέσεων στο πλέγμα από άτομα των προσμίξεων.

Μεγάλο ποσοστό τέτοιων φορτίων μπορεί να εξουδετερωθεί με ανόπτηση σε χαμηλή θερμοκρασία (~400-450°C) σε περιβάλλον υδρογόνου ή μείγμα υδρογόνου/αζώτου (forming gas)^[16].

γ) Παγιδευμένα φορτία του οξειδίου (oxide trapped charge) Q_{ot} σχετίζονται κυρίως με τις ατέλειες στον όγκο του οξειδίου, και εντοπίζεται στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Παγιδεύουν θετικά ή αρνητικά φορτία που μπορεί να οφείλονται σε οπές ή παγιδευμένα ηλεκτρόνια στο οξείδιο ως αποτέλεσμα ιονίζουσας ακτινοβολίας, ή στην έγχυση φορέων λόγω των φαινομένων της χιονοστιβάδος, της σήραγγας Fowler-Nordheim ή άλλων μηχανισμών.

δ) Ευκίνητα φορτίο του οξειδίου (mobile oxide charge) Q_m είναι κυρίως ιόντα όπως αλκαλικά ιόντα (K^+, Na^+), ιόντα υδρογόνου και ρίζες υδροξυλίου. Ολισθαίνουν εντός του οξειδίου κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου στη θερμοκρασία δωματίου.



Σχήμα: 3-30 Φορτία που εντοπίζονται στον όγκο και στη διεπιφάνεια των SiO_2 - Si , λόγω των ατελειών^{[58],[84]}.

Κάθε μια από αυτές τις κατηγορίες ηλεκτρικών φορτίων, έχει διαφορετική επίδραση στη χαρακτηριστική C-V, αφού τα φορτία αυτά επηρεάζουν με διαφορετικό τρόπο το επιφανειακό δυναμικό ϕ_s του ημιαγωγού.

Οι παραπάνω υποκατηγορίες φορτίων-ατελειών αφορούν στο SiO_2 και τη διεπιφάνεια που σχηματίζει αυτό με το ημιαγωγικό υπόστρωμα. Για οποιοδήποτε άλλο διηλεκτρικό υλικό, εκτός από αυτά τα φορτία-ατέλειες, μπορεί να υπάρχουν και πολλές άλλες ομάδες φορτίων οι οποίες σχετίζονται με τη φύση του, με τον τρόπο ανάπτυξης του, καθώς και με την ποιότητα της διεπιφάνειας που σχηματίζει με το ημιαγωγικό υπόστρωμα.

3.6.2 Χαρακτηριστική C-V του πραγματικού πυκνωτή MOS

Η διαφορά των έργων εξαγωγής μεταξύ του μεταλλικού ηλεκτροδίου και του ημιαγωγού (εξ.3.8) καθώς και τα τρία είδη των εντοπισμένων φορτίων (Q_f, Q_{ot}, Q_m) εντός του όγκου του διηλεκτρικού (τόσο σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες όσο συχνότητες πολώσεως), προκαλούν τέτοια αλλαγή στο επιφανειακό δυναμικό, ϕ_s , του ημιαγωγού ώστε να μετατοπίζουν την καμπύλη C-V παράλληλα ως προς τον άξονα των τάσεων V_G αλλάζοντας έτσι και την τάση V_{fb} και την τάση κατωφλίου V_T εις την οποία εμφανίζεται η κατάσταση της αντιστροφής.

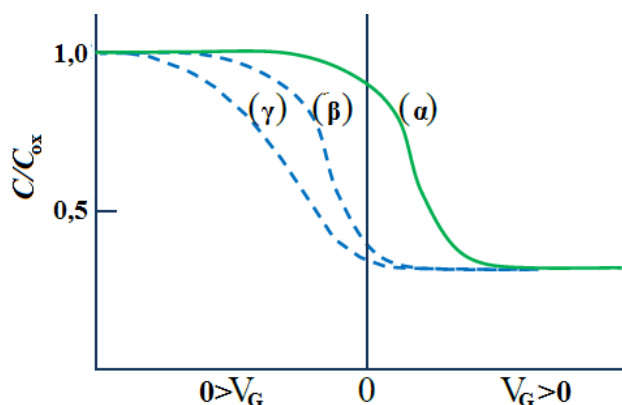
Η φορά της παράλληλης αυτής μετατόπισης η οποία γίνεται ώστε να αντισταθμιστεί το παγιδευμένο φορτίο, εξαρτάται από το είδος των φορτίων αυτών. Είναι φανερό ότι η τιμή της τάσης V_{fb} , η οποία όπως έχει ήδη αναφερθεί (§3.3.1), είναι η τάση που πρέπει να εφαρμοστεί ώστε οι ενεργειακές ζώνες του ηλεκτροδίου της πύλης με αυτές του

ημιαγωγίμου υποστρώματος να ευθυγραμμιστούν, επηρεάζεται και από την ύπαρξη των ατελειών του διηλεκτρικού υλικού. Το σύνολο των φορτίων αυτών, ισοδυναμεί με το φορτίο επιφανειακής πυκνότητας Q_{ox} , δηλαδή^{[16], [19]} :

$$Q_{ox} = Q_f + Q_{ot} + Q_m \quad (\text{εξ. 3.62})$$

Σύμφωνα με την σχέση (εξ.3.15.α) η χαρακτηριστική C-V μετατοπίζεται παράλληλα ως προς τον άξονα της V_G αναλόγως και με την τάση Q_{ox}/C_{ox} που καθορίζει τη V_{fb} . Επομένως, η μετατόπιση αυτή έχει φορά προς τις αρνητικές τάσεις πύλης V_G , για θετικά παγιδευμένα φορτία Q_{ox} και προς τις θετικές τάσεις V_G για αρνητικά παγιδευμένα φορτία αντιστοίχως (Σχήμα:3-31).

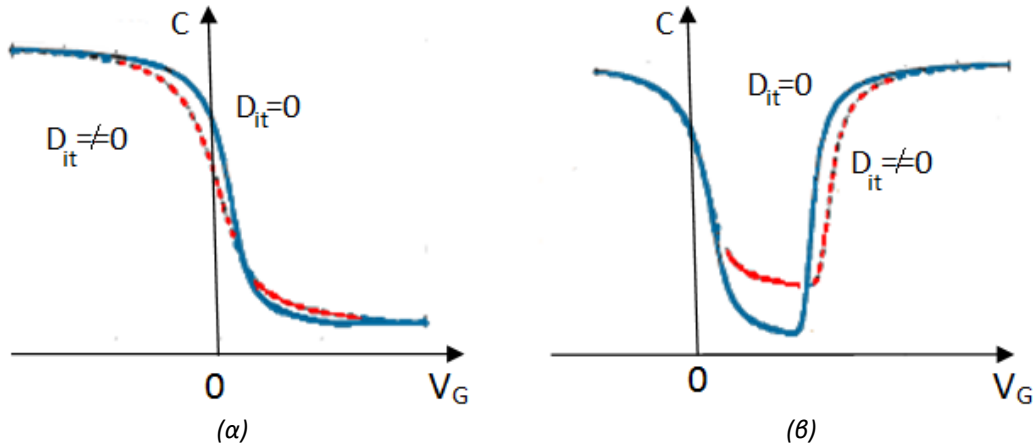
Παρακάτω (Σχήμα: 3-31) παρουσιάζεται η ιδανική χαρακτηριστική C-V μιας δομής MOS, σε σύγκριση με τη μετατοπισμένη λόγω του ολικού φορτίου Q_{ox} και της διαφοράς των έργων εξαγωγής μετάλλου-ημιαγωγού ($\Psi_{MS}=V_{fb0}$) και η μετατοπισμένη-παραμορφωμένη C-V λόγω της επίδρασης και της πυκνότητας των διεπιφανειακών φορτίων Q_{it} με πυκνότητα διεπιφανειακών καταστάσεων (Density Interface) D_{it} .



Σχήμα: 3-31 Χαρακτηριστική C-V της διάταξης MOS: α) Ιδανική περίπτωση, β) μετατοπισμένη λόγω του ολικού φορτίου Q_{ox} και της διαφοράς των έργων εξαγωγής μετάλλου-ημιαγωγού (γ) μετατοπισμένη ή και παραμορφωμένη C-V λόγω της επίδρασης και των παγιδευμένων διεπιφανειακών φορτίων Q_{it} ^{[16], [19]}.

Δηλαδή, η παραμόρφωση της χαρακτηριστική C-V (Σχήμα:3-32) λόγω των διεπιφανειακών παγίδων φορτίου (charge interface traps) Q_{it} που βρίσκονται στο οξείδιο, δεν μετατοπίζουν μόνο την καμπύλη C-V (όπως κάνουν κυρίως τα φορτία Q_f) αλλά της προκαλούν και ένα τράβηγμα ή μια διαπλάτυνση (stretching out effect) επειδή τα φορτία Q_{it} δεν παραμένουν σταθερά στις μεταβολές της εξωτερικής τάσης πόλωσης.

Οι διεπιφανειακές παγίδες φορτίου ανταποκρίνονται στις χαμηλές συχνότητες, δημιουργώντας μια «παρασιτική» ισοδύναμη χωρητικότητα διεπιφανειακών καταστάσεων C_{it} (Capacitance of interface traps) παράλληλη με αυτήν του ημιαγωγού C_s (Σχήμα: 3.37.α), γ'αυτό η καμπύλη αυτή εκτείνεται καθέτως του άξονα της τάσης (Σχήμα:3-37.β).



Σχήμα: 3-32 Επίδραση του D_{it} στις καμπύλες χωρητικότητας-τάσης στον πυκνωτή p -MOS^[58], α) υψηλής συχνότητας (HF), β) χαμηλής συχνότητα (LF).

Συνεπώς σύμφωνα με την (εξ.3.49.β), η συνολική χωρητικότητα στην κατάσταση της αντιστροφή και της απογύμνωσης στις χαμηλές συχνότητες (LF), θα ισούται^[58]:

$$\frac{1}{C_{LF}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s + C_{it}} \Rightarrow$$

$$C_{LF} = \frac{1}{\left(\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s + C_{it}}\right)} \quad (\text{εξ. 3.63})$$

ή

$$C_{LF} = \frac{1}{\frac{C_s + C_{it} + C_{ox}}{C_{ox}(C_s + C_{it})}} \Leftrightarrow C_{LF} = \frac{C_{ox}(C_s + C_{it})}{C_s + C_{it} + C_{ox}} \Leftrightarrow$$

$$C_{LF}C_s + C_{LF}C_{it} + C_{LF}C_{ox} = C_{ox}C_s + C_{ox}C_{it} \Leftrightarrow$$

$$C_{LF}C_s + C_{LF}C_{ox} - C_{ox}C_s = C_{ox}C_{it} - C_{LF}C_{it} \Leftrightarrow$$

$$C_{LF}C_s + C_{LF}C_{ox} - C_{ox}C_s = C_{it}(C_{ox} - C_{LF}) \Rightarrow$$

$$C_{it} = \frac{C_{ox}C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} - C_s \quad (\text{εξ. 3.64})$$

όπου, C_s είναι η χωρητικότητα του ημιαγωγού των καταστάσεων της αντιστροφής και της απογύμνωσης η οποία είναι παράλληλη με την C_{it} .

Η πυκνότητα των διεπιφανειακών καταστάσεων (Density of interface traps) για μια συγκεκριμένη τιμή τάσης V_G , σύμφωνα με την (εξ.3.64), θα είναι^[58]:

$$D_{it} = \frac{C_{it}}{q} = \frac{1}{q} \left(\frac{C_{ox}C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} - C_s \right) \quad (\text{εξ. 3.65})$$

Η χωρητικότητα C_{it} , οφείλεται στο μηχανισμό παγίδευσης-αποπαγίδευσης φορέων που ενεργοποιείται με την κάμψη των ενεργειακών ζωνών δημιουργώντας την C_{it} .

Η εξίσωση αυτή (εξ.3.65) είναι κατάλληλη για τον προσδιορισμό της πυκνότητας των παγίδων της διεπαφής σε όλες τις καταστάσεις λειτουργίας του πυκνωτή MOS, κάθε φορά για μια συγκεκριμένη τάση V_G πολώσεως.

Στην εξεταζόμενη περίπτωση, σύμφωνα με τις σχέσεις (εξ.3.49.α) & (εξ.3.55), θα ισχύει:

$$\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s} \Leftrightarrow$$

$$\frac{1}{C_s} = \frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{ox}} \Leftrightarrow$$

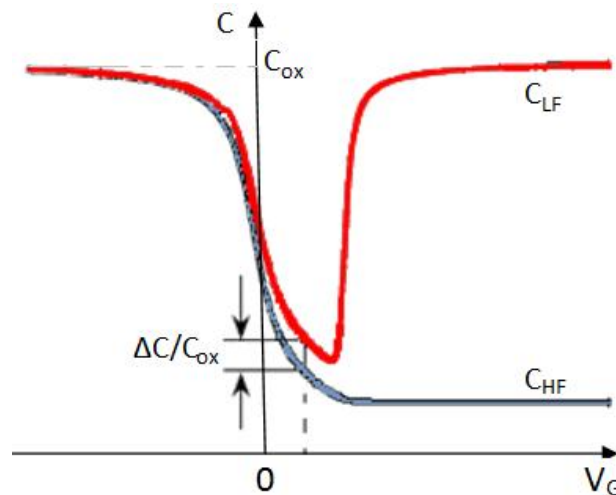
$$C_s = \frac{C_{HF}C_{ox}}{C_{ox} - C_{HF}} \quad (\text{εξ. 3.66})$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (εξ.3.66) στην (εξ.3.65) προκύπτει το D_{it} ως προς τις καμπύλες LH και HF της C-V, δηλαδή^{[39], [58]}:

$$D_{it} = \frac{1}{q} \left(\frac{C_{ox}C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} - \frac{C_{HF}C_{ox}}{C_{ox} - C_{HF}} \right) \Leftrightarrow$$

$$D_{it} = \frac{C_{ox}}{q} \left(\frac{C_{LF}/C_{ox}}{1 - C_{LF}/C_{ox}} - \frac{C_{HF}/C_{ox}}{1 - C_{HF}/C_{ox}} \right) \quad (\text{εξ. 3.67})$$

Η σχέση αυτή (εξ.3.67) υπολογίζει την πυκνότητα των διεπιφανειακών ενεργειακών καταστάσεων η οποία λέγεται «ημιστατική μέθοδο» (“quasistatic” ή “high-low”)^[16]. Η μέθοδος αυτή δηλαδή, συγκρίνει μια LF καμπύλη C-V με μια αντίστοιχη υψηλής HF C-V όπου, οι παγίδες δεν ανταποκρίνονται στις γρήγορες μεταβολές της ac τάσης.



Σχήμα:3-33 Καμπύλες C-V υψηλής (HF) και χαμηλής συχνότητας (LF) που δείχνουν τη μετατόπιση του C/C_{ox} λόγω των διεπιφανειακών παγίδων (interface traps) ενός p-MOS πυκνωτή^[58].

Τέλος, να σημειωθεί ότι η επίδραση στην τάση επίπεδης ζώνης είναι μεγαλύτερη όταν το φορτίο βρίσκεται στη διεπιφάνεια υποστρώματος ημιαγωγού-οξειδίου, απ'ότι όταν βρίσκεται μεταξύ της διεπιφάνειας του ηλεκτροδίου της πύλης και του διηλεκτρικού.

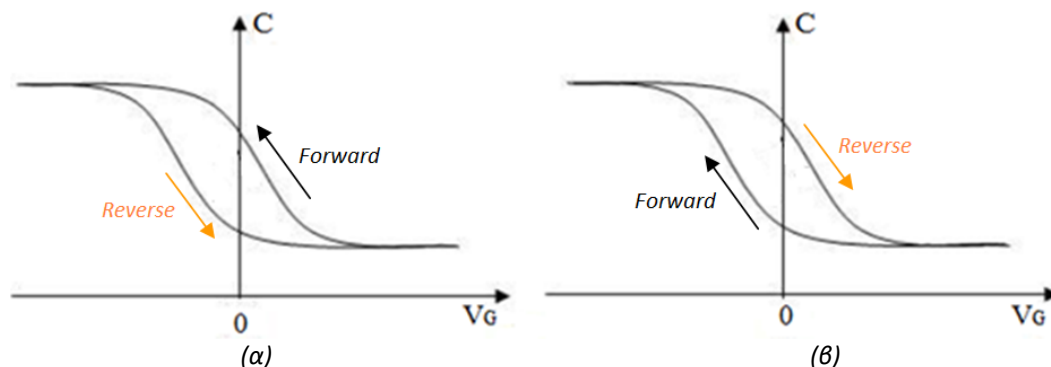
3.6.3 Χαρακτηριστική C-V Διπλής σάρωσης

Η καμπύλη «διπλής σάρωσης» (Double Sweep) γνωστή ως C-V δίνει σημαντικές πληροφορίες σχετικά με τις ατέλειες που υπάρχουν σε μια δομή MOS. Στην περίπτωση αυτή λαμβάνονται μετρήσεις χωρητικότητας συναρτήσει της τάσης πύλης, σαρώνοντας με σταθερό βήμα τις τάσεις V_G ξεκινώντας πάντα, από την κατάσταση της αντιστροφής προς την συσσώρευση και αντιστρόφως. Δηλαδή, για τις διατάξεις p-MOS, η σάρωση της dc τάσης ξεκινά από $+V_G$ έως $-V_G$ (Forward) και αντιστρόφως (Reverse) από $-V_G$ έως $+V_G$. Αντιθέτως, στις n-MOS δομές, από $-V_G$ προς $+V_G$ και προς τα πίσω.

Αποτέλεσμα των μετρήσεων αυτών είναι ο σχηματισμός ενός βρόγχου υστέρησης (loop hysteresis), όπου από το εύρος και τη φορά σχηματισμού του, απορρέουν τα εξής συμπεράσματα^[19]:

α) Αριστερόστροφη ολίσθηση του βρόγχου (Σχήμα: 3.34.α) αποδίδεται στην έγχυση φορέων (carrier injection), και συγκεκριμένα ηλεκτρονίων, από το υπόστρωμα στον όγκο του οξειδίου.

β) Δεξιόστροφη ολίσθηση του βρόγχου (Σχήμα: 3.34.β) οφείλεται στην έγχυση οπών από το μέταλλο στον όγκο του οξειδίου ή στην παρουσία ευκίνητου φορτίου εντός του διηλεκτρικού.

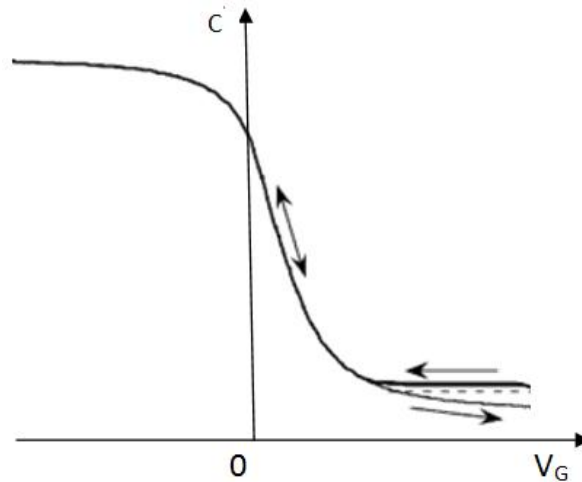


Σχήμα: 3-34 C-V Double Sweep για ημιαγωγό p-τύπου, α) αριστερόστροφος σχηματισμός β) δεξιόστροφος σχηματισμός βρόγχου υστέρησης^[19].

Τα φορτία που βρίσκονται στο διηλεκτρικό Q_{ox} , προκαλούν μετατόπιση της τάσης επίπεδης ζώνης, κατά^[58]:

$$Q_{ox} = -C_{ox}\Delta V_{fb} \quad (\text{εξ. 3.68})$$

Κατά την «διπλή σάρωση» των p-MOS πυκνωτών, όταν η συνεχής τάσης πόλωσης ξεκινά από θετικές τιμές προς τις αρνητικές ($V_G \rightarrow -V_G$) και όταν ο ρυθμός σάρωσης της dc τάσης είναι υψηλός προλαβαίνουν να δημιουργηθούν αρκετά φορτία αντιστροφής. Ενώ κατά την επιστροφή της dc τάσης ($-V_G \rightarrow +V_G$) δεν προφθάνουν να δημιουργηθούν αρκετοί φορείς μειονότητας με αποτέλεσμα η περιοχή απογυμνώσεως να εκτείνεται πέρα της W_{dmax} εμφανίζοντας το φαινόμενο της βαθιάς απογύμνωσης (Σχήμα: 3.35)^[58].



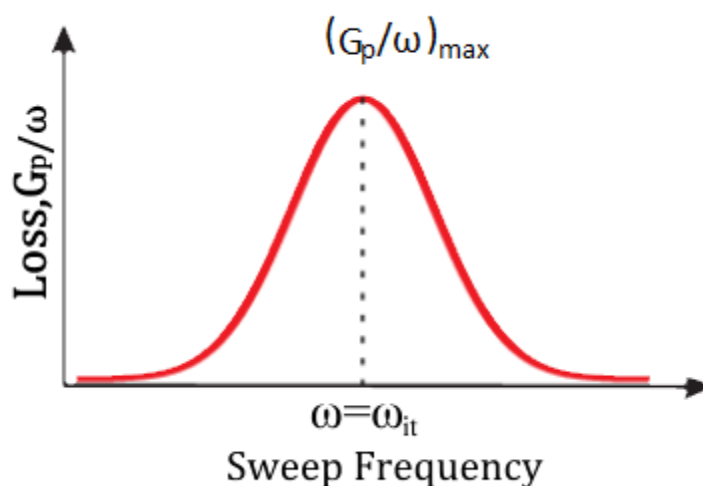
Σχήμα: 3-35 Επίδραση της κατεύθυνσης και του ρυθμού σάρωσης στην HF χωρητικότητα (C_{HF}) για ημιαγωγό με υπόστρωμα p-τύπου.

3.6.4 Χαρακτηριστική G-V του πραγματικού πυκνωτή MOS

Από τις μετρήσεις της αγωγιμότητας (Conductance) συναρτήσει της τάσης πύλης (χαρακτηριστικές G-V) ανιχνεύεται το ενεργειακό επίπεδο πληρότητας των διεπιφανειακών παγίδων. Η μεταβολή της ισοδύναμης αγωγιμότητας συναρτήσει της τάσης, συνδέεται με απώλεια ενέργειας (energy Loss) στο διηλεκτρικό του πυκνωτή MOS, η οποία συμβαίνει λόγω των αλλαγών στην πληρότητα των διεπιφανειακών παγίδων από φορείς.

Οι διεπιφανειακές παγίδες, όπως έχει ήδη αναφερθεί (§3.9.1), είναι ατέλειες στη διεπιφάνεια Si-SiO₂. Κάθε τέτοια παγίδα έχει μια ή περισσότερες ενεργειακές θέσεις εντός του ενεργειακού χάσματος E_g του ημιαγωγού. Οι παγίδες αυτές μπορούν να αλληλεπιδράσουν είτε με τη ζώνη αγωγιμότητας E_c είτε με τη ζώνη σθένους E_v του ημιαγωγού, δεσμεύοντας ή αποδεσμεύοντας ηλεκτρόνια ή οπές αντιστοίχως. Το μικρού πλάτους εναλλασσόμενο σήμα, το οποίο εφαρμόζεται στην πύλη της δομής, κάμπτεται διαδοχικά τις άκρες των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους του Si γύρω από το επίπεδο Fermi κατά k_B/T (Σχήμα:3-38). Το αποτέλεσμα είναι, οι φορείς πλειονότητας να δεσμεύονται ή να αποδεσμεύονται από τις διεπιφανειακές παγίδες, μεταβάλλοντας με αυτόν τον τρόπο την πληρότητα των ενεργειακών καταστάσεων (Σχήμα: 3.39). Όπως είναι φυσικό, οι ενεργειακές καταστάσεις που βρίσκονται κοντύτερα στο επίπεδο Fermi συνεισφέρουν περισσότερο σε αυτή τη μεταβολή. Η απώλεια ενέργειας που συνοδεύει αυτή τη δέσμευση-αποδέσμευση φορτίων στις διεπιφανειακές παγίδες γίνεται αντιληπτή σχεδόν σε όλες τις συχνότητες, εξαιρουμένων των πολύ χαμηλών συχνοτήτων ενώ στις υψηλές, οι παγίδες δεν ανταποκρίνονται. Έτσι, για ολόκληρο τον κύκλο του ac σήματος κατά την ανταλλαγή φορτίων παρουσιάζεται απώλεια ενέργειας (Energy Loss) η οποία εμφανίζεται ως μέγιστο στη χαρακτηριστική G_p/ω (Σχήμα: 3-36). Η απώλεια παριστάνεται στο ισοδύναμο κύκλωμα της παράλληλης μοντελοποίησης (Σχήμα: 3-37.α) της δομής MOS, μέσω της αντιστάσεως R_{it} . Να σημειωθεί ότι στις πολύ μικρές συχνότητες, όσοι φορείς παγιδεύονται άλλοι τόσοι προλαβαίνουν να αυτοπαγιδευθούν τείνοντας η R_{it} να μηδενιστεί.

Στο μέγιστο, της παραπάνω καμπύλης (Σχήμα: 3-36)^[58] άρα και οι μέγιστες απώλειες, παρουσιάζεται όταν οι διεπιφανειακές παγίδες είναι σε συντονισμό με την συχνότητα του εφαρμοζόμενου εναλλασσόμενου σήματος, όπου παρατηρείται μέγιστη εκπομπή φορέων. Αυτό συμβαίνει διότι ο χρόνος τ_{it} απόκρισης των παγίδων συμπίπτει με το ρυθμό μεταβολής του εναλλασσόμενου σήματος.



Σχήμα: 3-36. Μεταβολή της αγωγιμότητας της παράλληλης μοντελοποίησης του πυκνωτή MOS συναρτήσει της συχνότητας, η οποία μεγιστοποιείται στην συχνότητα (ω_{it}) που παρατηρείται η μέγιστη εκπομπή φορέων.

Στην περίπτωση αυτή, η σύνθετη μιγαδική αγωγιμότητα του ισοδύναμου κυκλώματος (Σχήμα: 3-37.α) θα είναι:

$$\begin{aligned} Y_{\alpha} &= j\omega C_s + \frac{1}{R_{it} + \frac{1}{j\omega C_{it}}} = j\omega C_s + \frac{j\omega C_{it}}{1 + j\omega R_{it} C_{it}} = j\omega C_s + \frac{j\omega C_{it}}{1 + j\omega R_{it} C_{it}} \\ &= j\omega C_s + \frac{j\omega C_{it}}{1 + j\omega \tau_{it}} = j\omega C_s + \frac{j\omega C_{it}}{1 + j\omega \tau_{it}} \frac{(1 - j\omega \tau_{it})}{(1 + j\omega \tau_{it})} \\ &= j\omega C_s + \frac{\omega^2 C_{it} \tau_{it} + j\omega C_{it}}{1 + \omega_{it}^2 \tau_{it}^2} \quad (\text{εξ. 3.69. α}) \end{aligned}$$

Επειδή (εξ.3.65)^[63]:

$$C_{it} = qD_{it}$$

η (εξ.3.69.α) μετατρέπεται:

$$Y_{\alpha} = j\omega C_s + \frac{\omega^2 q D_{it} \tau_{it} + j\omega q D_{it}}{1 + \omega_{it}^2 \tau_{it}^2} \quad (\text{εξ. 3.69. β})$$

Όπου, το τ_{it} μπορεί να ερμηνευτεί και ως διεπιφανειακή χρονική σταθερά (interface trap time constant) των στοιχείων R_{it} - C_{it} (Σχήμα: 3-37.α), η οποία ισούται^[54]:

$$\tau_{it} = R_{it}C_{it} = \frac{1}{v_d \sigma N_A e^{-\left(\frac{q\phi_s}{k_B T}\right)}} \quad (\text{εξ. 3.70. α})$$

Η αντίσταση R_{it} (Σχήμα: 3-37.α) εκφράζει τις απώλειες που οφείλονται στο γεγονός ότι ο αριθμός των φορέων που παγιδεύονται είναι μεγαλύτερος από αυτόν που επανεκπέμπονται (αποπαγιδεύεται) δημιουργώντας μια καθυστέρηση τ_{it} στην εκπομπή των φορέων κατά τη διάρκεια μιας περιόδου του ac σήματος, επειδή η εκπομπή φορέων είναι πιο αργή διαδικασία από αυτή της παγίδευσης. Όπου, τότε θα ισχύει:

$$\omega = \omega_{it} = \frac{1}{\tau_{it}} \quad (\text{εξ. 3.70. β})$$

Δηλαδή, ο όρος τ_{it} είναι ο χρόνος ζωής ή απόκρισης των διεπιφανειακών παγίδων φορτίου και προσδιορίζει την συμπεριφορά τους συναρτήσει με την συχνότητα ενώ σ , είναι η ειδική αγωγιμότητα του ημιαγωγού.

Αντιστοίχως με προηγουμένως (εξ.3.69.β), η σύνθετη μιγαδική αγωγιμότητα της παράλληλης μοντελοποίησης (Σχήμα: 3-37.β), θα είναι:

$$Y_\beta = G_p + j\omega C_p \quad (\text{εξ. 3.71})$$

Εξισώνοντας τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη μεταξύ τους των παραπάνω ισοδύναμων σχέσεων (εξ.3.69.β) και (εξ.3.71), προκύπτουν οι εκφράσεις:

$$G_p = \frac{\omega^2 q D_{it} \tau_{it}}{1 + \omega_{it}^2 \tau_{it}^2} \Rightarrow$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{\omega q D_{it} \tau_{it}}{1 + \omega_{it}^2 \tau_{it}^2} \quad (\text{εξ. 3.72})$$

$$C_p = C_s + \frac{q D_{it}}{1 + \omega_{it}^2 \tau_{it}^2} \quad (\text{εξ. 3.73})$$

Η παραπάνω καμπύλη των απωλειών (Σχήμα: 3-36) περιγράφεται από την παραπάνω σχέση (εξ.3.72.α), δηλαδή^{[34], [63]}:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q D_{it}}{2\omega \tau_{it}} \ln[1 + (\omega \tau_{it})^2] \quad (\text{εξ. 3.74})$$

Συνεπώς, σύμφωνα με την (εξ.3.74) το μέγιστο της διεπιφανειακής καμπύλης αντιστοιχεί:

$$D_{it} = \frac{2G_p \omega_{it} \tau_{it}}{q \omega_{it}} = \frac{2G_p \omega_{it} (1/\omega_{it})}{q \omega_{it}} = \frac{2G_p}{q \omega_{it}} \quad (\text{εξ. 3.75})$$

3.6.5 Υπολογισμός της πυκνότητας των Διεπιφανειακών καταστάσεων

Ένα κρίσιμο μέγεθος που χαρακτηρίζει την ορθή λειτουργία μιας δομής MOS είναι το πλήθος (πυκνότητα) των διεπιφανειακών καταστάσεων D_{it} που υπάρχουν σε αυτή. Όπως

αναλύθηκε (§3.9.2) ως διεπιφανειακές καταστάσεις ορίζονται οι παγίδες-ατέλειες που εντοπίζονται στην διεπιφάνεια του μονωτικού στρώματος και του ημιαγωγού.

Εκτός της ημιστατικής μεθόδου (§3.9.2) (εξ.3.67), υπάρχουν διάφοροι μέθοδοι για τον προσδιορισμό της πυκνότητας των διεπιφανειακών καταστάσεων. Από τις πλέον διαδεδομένες μεθόδους υπολογισμού των D_{it} , είναι η μέθοδος της αγωγιμότητας (Conductance Method) και η μέθοδος των Hill-Coleman.

3.6.5.i Η μέθοδος της αγωγιμότητας (Conductance method)

Στην κυκλωματική μοντελοποίηση του πυκνωτή MOS (Σχήμα 3-37.α)^[19] τα χωρητικά φαινόμενα προέρχονται από τη χωρητικότητα που εμφανίζει το οξειδίο C_{ox} , τη χωρητικότητα του ημιαγωγού C_s και τη χωρητικότητα C_{it} , της διεπιφάνειας οξειδίου-ημιαγωγού εξαιτίας των διεπιφανειακών παγιδευμένων φορτίων.

Κατά την παράλληλη (parallel) μοντελοποίηση της δομής MOS (Σχήμα:3-36.β) απλουστεύεται το αρχικό ισοδύναμο κυκλωματικό μοντέλο (Σχήμα:3-37.α) όπου C_p είναι η ισοδύναμη χωρητικότητα των C_s, C_{it} και G_p είναι η αγωγιμότητα που εκφράζει τον αντίστοιχο μηχανισμό των απωλειών της R_{it} .

Από την ανάλυση των δύο ισοδύναμων κυκλωμάτων (Σχήμα: 3-37.α,β) προκύπτει η σχέση που δίνει ποσοτικά την πυκνότητα των διεπιφανειακών παγίδων κατά την απογύμνωση.

$$D_{it} = \frac{I_R}{I_C} = \frac{V_p G_p}{V_p / \frac{1}{\omega C_p}} = \frac{V_p G_p}{V_p / \frac{1}{\omega(C_s + C_{it})}} = \frac{G_p}{\omega C_p} = \frac{G_p}{\omega \left(\frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} + \frac{\epsilon_{it}}{d_{it}} \right) S} \quad (\text{εξ. 3.76})$$

όπου, I_R και I_C είναι το ρεύμα του αριστερού και του δεξιού κλάδου του ισοδύναμου κυκλώματος (Σχήμα: 3-37.γ) του πυκνωτή MOS.

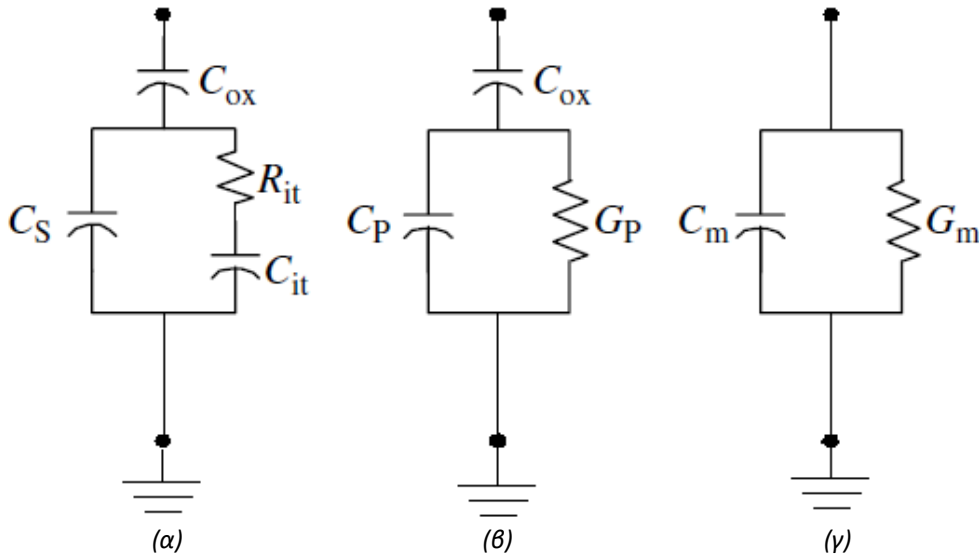
Λαμβάνοντας υπόψη την προηγούμενη υπόθεση (εξ.3.76) αλλά και την (εξ.3.75) γράφεται προσεγγιστικά^{[19],[63],[64]}:

$$D_{it} \approx \frac{2,5}{qS} \left(\frac{G_p}{\omega} \right)_{\max} [eV^{-1}/cm^2] \quad (\text{εξ. 3.77})$$

S : το εμβαδόν επιφάνειας των σπλισμών του πυκνωτή και

$\omega = 2\pi f$ με f συμβολίζεται η συχνότητα.

$(G_p/\omega)_{\max}$: είναι η τιμή της ποσότητας G_p/ω στο σημείο όπου το G_p συναρτήσει της κυκλικής συχνότητας, παρουσιάζει μέγιστο (Σχήμα: 3-36).



Σχήμα: 3-37 Ισοδύναμα κυκλώματα της παράλληλης μοντελοποίησης της δομής MOS. α) Μελετώμενη δομή MOS στην πόλωση της απογύμνωσης, β) Απλουστευμένη εικόνα του παράλληλου ισοδύναμου κυκλώματος (α), γ) Κυκλωματικό μοντέλο σύμφωνα με τις πειραματικές μετρήσεις.

όπου, C_m και G_m είναι οι πειραματικά μετρούμενες (measurements) τιμές της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας.

Η ισοδύναμη αγωγιμότητα των παράλληλων στοιχείων C_p και G_p του κυκλώματος (Σχήμα:3-37.β), θα είναι:

$$G_p + j\omega C_p \quad (\text{εξ. 3.78})$$

Οπότε, η ολική σύνθετη μιγαδική αντίσταση του ίδιου κυκλώματος (εξ.3.78) ορίζεται:

$$Z_\beta = \frac{1}{G_p + j\omega C_p} + \frac{1}{j\omega C_{ox}} \quad (\text{εξ. 3.79. α})$$

Ομοίως, η ισοδύναμη αντίσταση του μοντελοποιημένου κυκλώματος (Σχήμα: 3-37 .γ) των μετρήσεων, θα είναι:

$$Z_\gamma = \frac{1}{G_m + j\omega C_m} \quad (\text{εξ. 3.79. β})$$

Λόγω ισοδυναμίας των παραπάνω κυκλωμάτων (Σχήμα:3-37.β) και (Σχήμα:3-37.γ) θα ισχύει:

$$Z_\beta = Z_\gamma$$

\Leftrightarrow

$$\frac{1}{G_p + j\omega C_p} + \frac{1}{j\omega C_{ox}} = \frac{1}{G_m + j\omega C_m} \Leftrightarrow$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{G_p + j\omega C_p} &= \frac{1}{G_m + j\omega C_m} - \frac{1}{j\omega C_{ox}} = \frac{j\omega C_{ox} - G_m - j\omega C_m}{(G_m + j\omega C_m)j\omega C_{ox}} = -\frac{G_m - j\omega(C_{ox} - C_m)}{j\omega C_{ox}(G_m + j\omega C_m)} \Rightarrow \\
G_p + j\omega C_p &= -\frac{j\omega C_{ox}(G_m + j\omega C_m)}{G_m - j\omega(C_{ox} - C_m)} = -\frac{j\omega C_{ox}G_m - \omega^2 C_m C_{ox}}{G_m - j\omega(C_{ox} - C_m)} = \\
&= -\frac{j\omega C_{ox}G_m - \omega^2 C_m C_{ox}}{G_m - j\omega(C_{ox} - C_m)} \cdot \frac{[G_m + j\omega(C_{ox} - C_m)]}{[G_m + j\omega(C_{ox} - C_m)]} = \\
&= -\frac{j\omega C_{ox}G_m^2 - \omega^2 C_{ox}G_m(C_{ox} - C_m) - \omega^2 G_m C_m C_{ox} - j\omega^3 C_m C_{ox}(C_{ox} - C_m)}{G_m^2 + \omega^2(C_{ox} - C_m)^2} = \\
&= -\frac{j\omega C_{ox}G_m^2 - \omega^2 C_{ox}^2 G_m + \omega^2 G_m C_m C_{ox} - \omega^2 G_m C_m C_{ox} - j\omega^3 C_m C_{ox}(C_{ox} - C_m)}{G_m^2 + \omega^2(C_{ox} - C_m)^2} = \\
&= \frac{\omega^2 C_{ox}^2 G_m - j\omega C_{ox}[G_m^2 + \omega^2 C_m C_{ox}(C_{ox} - C_m)]}{G_m^2 + \omega^2(C_{ox} - C_m)^2}
\end{aligned}$$

Συνεπώς, το πραγματικό τμήμα που δίνει την ποσότητα G_p/ω συναρτήσει των μετρούμενων μεγεθών C_m και G_m , θα είναι^{[19],[64]}:

$$\begin{aligned}
G_p &= \frac{\omega^2 G_m C_{ox}^2}{C_m^2 + \omega^2(C_{ox} - C_m)^2} \Rightarrow \\
\frac{G_p}{\omega} &= \frac{\omega G_m C_{ox}^2}{C_m^2 + \omega^2(C_{ox} - C_m)^2} \quad (\text{εξ. 3.80})
\end{aligned}$$

Η σχέση αυτή διορθώνει την ποσότητα G_p/ω , όταν υπάρχουν σφάλματα (π.χ. σειριακές αντιστάσεις).

Το κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ο υπολογισμός των D_{it} απευθείας από τα μετρούμενα μεγέθη (Σχήμα: 3-37.γ) με μεγάλη ακρίβεια. Επιπλέον για τον υπολογισμό των διεπιφανειακών καταστάσεων μέσω της μεθόδου της αγωγιμότητας για διάφορες θερμοκρασίες είναι δυνατή η ενεργειακή κατανομή των παγίδων εντός του ενεργειακού χάσματος E_g μεταξύ της ζώνης σθένους και αγωγιμότητας του ημιαγωγού. Σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι η αδυναμία εφαρμογής της σε σύνθετους ημιαγωγούς (π.χ ημιαγωγούς III-V του περιοδικού πίνακα) λόγω της χαμηλής τους αγωγιμότητας.

3.6.5.ii Μέθοδος Hill-Colleman

Η μέθοδος του Hill-Colleman^[19] αποτελεί έναν εναλλακτικό τρόπο για το γρήγορο υπολογισμό των διεπιφανειακών καταστάσεων που υπάρχουν στην εκάστοτε δομή. Το πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής έναντι άλλων, και κυρίως της μεθόδου της αγωγιμότητας που αναλύθηκε στη προηγούμενη παράγραφο, είναι η δυνατότητα υπολογισμού των διεπιφανειακών καταστάσεων από μια μόνο καμπύλη χωρητικότητας και αγωγιμότητας συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης, σε μια μόνο συχνότητα (single frequency method). Η μέθοδος αυτή είναι ευαίσθητη σε μεγάλο εύρος πλήθους διεπιφανειακών καταστάσεων,

D_{it} , από 10^9 έως 10^{12} eV^{-1}/cm^2 . Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή, το πλήθος των διεπιφανειακών καταστάσεων που υπάρχουν σε μια δομή υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$D_{it} = \frac{2}{qS} \frac{G_{m,max}/\omega}{\left(\frac{G_{m,max}}{\omega C_{ox}}\right)^2 + \left(1 - \frac{C_m}{C_{ox}}\right)^2} \quad (\text{εξ. 3.81})$$

όπου,

q : το φορτίο του ηλεκτρονίου.

S : το εμβαδόν του μεταλλικού ηλεκτροδίου της πύλης.

ω : η κυκλική συχνότητα

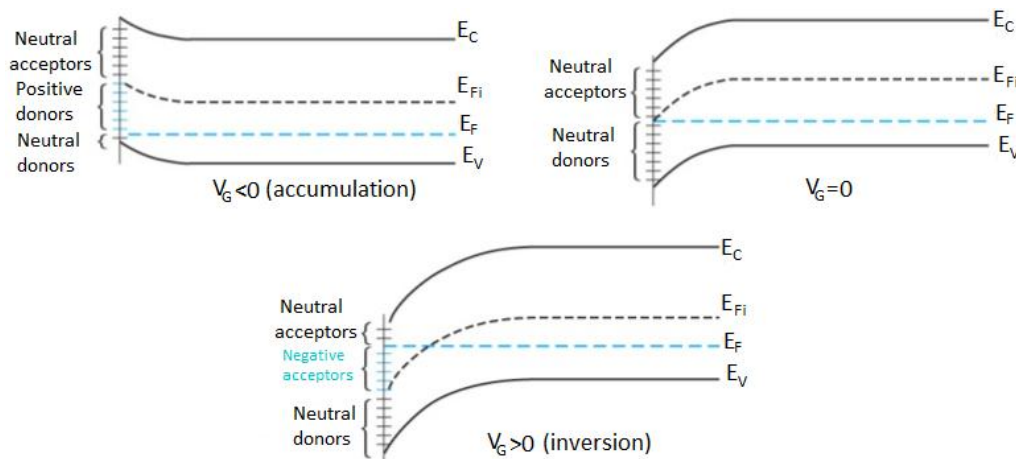
$G_{m,max}$: το μέγιστο που εμφανίζει η καμπύλη της αγωγιμότητας στη συχνότητα ω .

C_{ox} : η τιμή της χωρητικότητας στη περιοχή της συσσώρευσης (C_{acc}).

C_m : η πειραματικά μετρούμενη τιμή της χωρητικότητας για τάση ίδια με αυτή κατά την οποία εμφανίζεται το μέγιστο στην καμπύλη της αγωγιμότητας.

3.7 Ενεργειακή κατανομή των Διεπιφανειακών παγίδων στο ενεργειακό χάσμα

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω (§3.6.4), οι διεπιφανειακές παγίδες είναι ατέλειες στη διεπιφάνεια των διηλεκτρικού-ημιαγωγού, οι οποίες εντοπίζονται εντός του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού (Σχήμα:3-38). Αν βρίσκονται κάτω από την E_{Fi} τότε συμπεριφέρονται ως δότες (Donors) επειδή δίνουν ηλεκτρόνια, ενώ όταν εντοπίζονται πάνω από αυτήν την στάθμη συμπεριφέρονται ως αποδέκτες (Acceptors) επειδή λαμβάνουν ηλεκτρόνια^{[19],[39]}.



Σχήμα:3-38 Επίδραση της εξωτερικής τάσης πόλωσης V_G στις διεπιφανειακές παγίδες στον ημιαγωγό p -τύπου. Οι γαλάζιες έντονες γραμμές συμβολίζουν τις κατειλημμένες διεπιφανειακές παγίδες^[39].

Η ενεργειακή κατανομή των παγίδων στο χάσμα του ημιαγωγού δίδεται από την παρακάτω σχέση^[19] :

$$E_t - E_V = \ln\left(\frac{su_{th}N_V}{2\pi f}\right) \quad (\text{εξ. 3.82})$$

όπου,

E_t : η ενέργεια της κάθε διεπιφανειακής παγίδας (trap)

E_v : η ενέργεια της ζώνης σθένους

N_v : η ενεργός πυκνότητα των καταστάσεων στη ζώνη σθένους

K_B : η σταθερά του Boltzman

u_{th} : η θερμική ταχύτητα των φορέων (για υποστρώματα τύπου-p οι φορείς είναι οι οπές)

f : η συχνότητα όπου εντοπίζεται το μέγιστο της ποσότητας (G_p/ω) της χαρακτηριστικής (G_p/ω)

s : η ενεργός διατομή σύλληψης - εκπομπής φορέα από την παγίδα και

T : η θερμοκρασία.

Οι ποσότητες N_v και u_{th} υπολογίζονται αντίστοιχα μέσω των επόμενων σχέσεων:

$$\frac{1}{2} m_h^* u_{th}^2 = \frac{3}{2} K_B T \quad (\text{εξ. 3.83. α})$$

και

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{εξ. 3.83. β})$$

όπου,

m_h^* : ενεργός μάζα των οπών και

h : η σταθερά του Plank

3.8 Σειριακή αντίσταση

Συνήθως στην πράξη στην κυκλωματική μοντελοποίηση (Σχήμα: 3-37.α) υπάρχει και η σειριακή αντίσταση των επαφών (serial contact resistance) r_s (Σχήμα: 3-39)^[62], η οποία υπολογίζεται στην κατάσταση της συσσώρευσης, όπου η μοναδική χωρητικότητα που υπάρχει είναι η C_{ox} .

Συγκρίνοντας τα ισοδύναμα κυκλώματα του παραπάνω σχήματος (Σχήμα: 3-37.γ και δ) και θεωρώντας ότι $R_{it} \ll r_s$, προκύπτει:

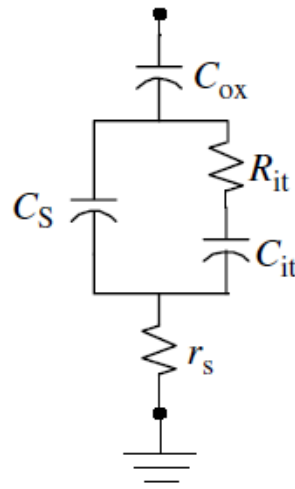
$$\frac{1}{G_{m(acc)} + j\omega C_{m(acc)}} = r_s - j \frac{1}{\omega C_{ox}} \Leftrightarrow$$

$$\frac{(G_{m(acc)} - j\omega C_{m(acc)})}{(G_{m(acc)} + j\omega C_{m(acc)})(G_{m(acc)} - j\omega C_{m(acc)})} = r_s - j \frac{1}{\omega C_{ox}}$$

Κάνοντας τις πράξεις και κρατώντας μόνο το πραγματικό μέρος, προκύπτει ^{[16], [64], [58]}:

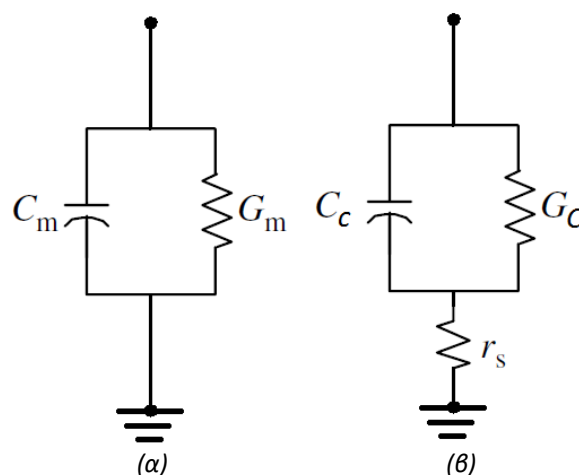
$$r_s = \frac{G_{m(acc)}}{G_{m(acc)}^2 + \omega^2 C_{m(acc)}^2} \quad (\text{εξ. 3.84})$$

όπου, $G_{m(\text{acc})}$ και $C_{m(\text{acc})}$ είναι οι μετρούμενες τιμές στην κατάσταση της συσσώρευσης στη μεγαλύτερη συχνότητα του ac σήματος ($\sim 1\text{MHz}$).



Σχήμα:3-39 Ισοδύναμο κύκλωμα εάν στο κύκλωμα της παράλληλης μοντελοποίησης (Σχ.3-36.α) ληφθεί υπόψη και η σειριακή αντίσταση των επαφών ^[58].

Οι αντιστάσεις επαφών επιφέρουν σφάλματα επηρεάζοντας τη μέτρηση χωρητικότητας-τάσης και αγωγιμότητας-τάσης στην περιοχή της συσσώρευσης στις υψηλές συχνότητες του ac σήματος. Επιφέροντας μια διασπορά των πειραματικών καμπυλών (διαφορετικές τιμές C_{acc} για κάθε συχνότητα) φαινόμενο το οποίο εκτός από τις σειριακές αντιστάσεις επαφών, μπορεί να αποδοθεί σε ρεύματα διαρροής, ή σε παρασιτικά φαινόμενα που σχετίζονται με τις επαφές της δομής, ή τέλος σε πιθανή εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς από τη συχνότητα της εφαρμοζόμενης τάσης.



Σχήμα: 3-40 α)Κυκλωματικό μοντέλο της δομής MOS σύμφωνα με το όργανο των εργαστηριακών μετρήσεων. β)Θεωρητική μοντελοποίηση για τη διόρθωση (Correction) της μετρούμενης χωρητικότητας και αγωγιμότητας, συνυπολογίζοντας την σειριακή αντίσταση των επαφών ^[58].

Συγκρίνοντας τα δυο κυκλώματα της παράλληλης μοντελοποίησης (Σχήμα: 3-40), απορρέει:

$$\frac{1}{G_m + j\omega C_m} = \frac{1}{G_C + j\omega C_C} + r_s$$

\Leftrightarrow

$$\frac{1}{G_C + j\omega C_C} = \frac{1}{G_m + j\omega C_m} - r_s = \frac{1 - G_m r_s - j\omega C_m r_s}{G_m + j\omega C_m} \Rightarrow$$

$$G_C + j\omega C_C = \frac{G_m + j\omega C_m}{1 - G_m r_s - j\omega C_m r_s} = \frac{G_m + j\omega C_m}{1 - G_m r_s - j\omega C_m r_s} \left(\frac{1 - G_m r_s + j\omega C_m r_s}{1 - G_m r_s + j\omega C_m r_s} \right) =$$

$$\frac{G_m - G_m^2 r_s + \omega^2 C_m^2 r_s + j\omega C_m}{(1 - G_m r_s)^2 + (\omega r_s C_m)^2}$$

Συνεπώς η διορθωμένη λόγω της r_s , χωρητικότητα (capacity correction) και αγωγιμότητα (Conductance correction) αντιστοίχως, θα δίνονται από τις ακόλουθες σχέσεις ^{[16], [64]} :

$$C_C = \frac{C_m}{(1 - r_s G_m)^2 + (\omega r_s C_m)^2} \quad (\text{εξ. 3.85})$$

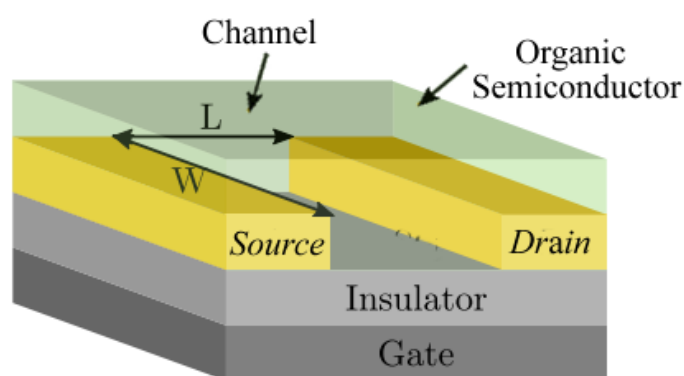
$$G_C = \frac{G_m - G_m^2 r_s + \omega^2 C_m^2 r_s}{(1 - G_m r_s)^2 + (\omega r_s C_m)^2} = \frac{G_m - (G_m^2 - \omega^2 C_m^2) r_s}{(1 - G_m r_s)^2 + (\omega r_s C_m)^2} \quad (\text{εξ. 3.86})$$

4ο Κεφάλαιο: Δομή MIS

4.1 Οργανικά Transistors (OFETs)

4.1.1 Αρχιτεκτονική των οργανικών Transistors

Τα οργανικά Transistors επίδρασης πεδίου (Organic Field-Effect Transistors-OFETs), τα οποία ανήκουν στην κατηγορία των οργανικών MISFETs (Metal Insulator Semiconductor Field-Effect Transistors), περιλαμβάνουν ένα οργανικό (πολυμερές) ημιαγωγικό (organic semiconductor) υλικό τοποθετημένο μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων της πηγής (Source) και του απαγωγού (Drain) διαμορφώνοντας έναν αγωγικό δίαυλο (organic channel). Ένα τρίτο ηλεκτρόδιο, η πύλη (Gate), είναι μονωμένη από τον ημιαγωγό μέσω μιας οργανικής ή ανόργανης διηλεκτρικής ταινίας που λέγεται διηλεκτρικό (dielectric). Όλες αυτές οι στρώσεις τοποθετούνται πάνω σε ένα μονωτικό υπόστρωμα (Substrate) αποτελώντας τη βάση όπως, είναι το γυαλί ή το πλαστικό κ.α. (Σχήμα: 4-1)^[14].



Σχήμα: 4-1 Τυπική δομή ενός οργανικού τρανζίστορ (OFET). Το κανάλι όπου κινούνται οι φορείς αγωγιμότητας είναι στον οργανικό ημιαγωγό μεταξύ Source και Drain.

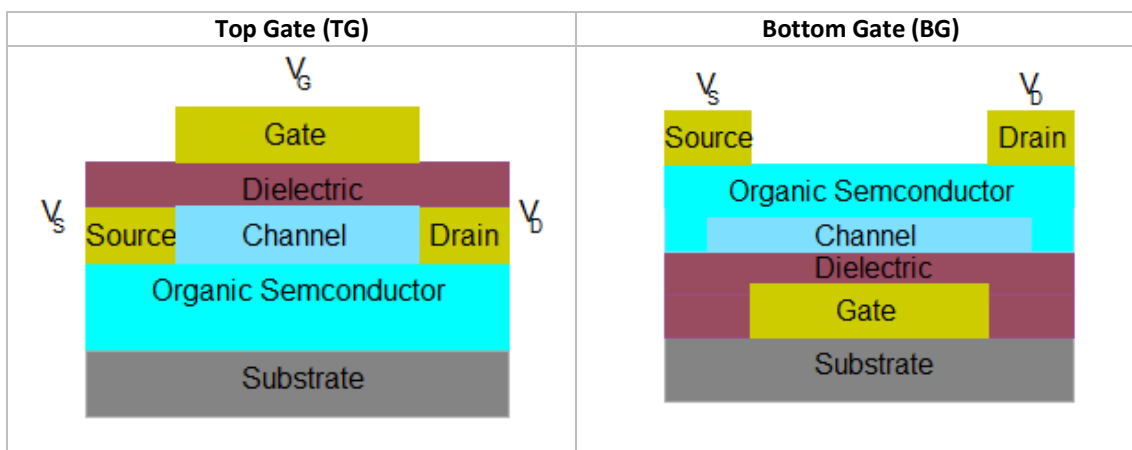
Τα οργανικά Transistors (OFETs) διαφέρουν με τα MOSFETs κυρίως, στα εξής:

α) Το αγωγικό κανάλι δεν βρίσκεται στο μεγαλύτερο μέρος του υποστρώματος, αλλά στη λεπτή μεμβράνη του οργανικού ημιαγωγού.

β) Τα μεταλλικά ηλεκτρόδια Source και Drain ερχόμενα σε επαφή με τον οργανικό ημιαγωγό λόγω της διαφοράς των έργων εξαγωγής, σχηματίζουν ένα φραγμό δυναμικού Schottky με αποτέλεσμα να μειώνεται σημαντικά το ρεύμα στην κατάσταση της αποκοπής ("off").

Με βάση τη θέση του ηλεκτροδίου της πύλης υπάρχουν δυο βασικές αρχιτεκτονικές δομές των OFETs (Σχήμα: 4-2)^{[22], [31]}.

Γενικά, η λειτουργία των οργανικών τρανζίστορ είναι παρόμοια με αυτή των αντίστοιχων (MOSFETs) με ανόργανο ημιαγωγό κυρίως, με την σημαντική διαφορά, που αναφέρθηκε και προηγουμένως, ότι λειτουργούν μόνο στην πόλωση της συσσώρευσης.



Σχήμα 4-2 Τα OTFTs μπορούν να υλοποιηθούν σε δυο βασικές διαφορετικές δομές αναλόγως με τις σχετικές θέσεις των ηλεκτροδίων. Το ηλεκτρόδιο της πύλης πάνω από τον ημιαγωγό (Top Gate) ή κάτω από τον ημιαγωγό (Bottom Gate). Ο τύπος BG παρουσιάζει γενικά χαμηλότερες επιδόσεις από ό,τι ο TG όπως, χαμηλότερη ευκινησία φορέων και υψηλότερη αντίσταση επαφής.

Με την αύξηση της τάσης της πύλης, τα φορτία θα εγχυθούν από το ηλεκτρόδιο Source ή Drain στην οργανική μεμβράνη, σχηματίζοντας έναν αγώγιμο δίαυλο με διεύθυνση παράλληλη προς το διηλεκτρικό της πύλης.

Επειδή οι οπές είναι ευκολότερο να εγχυθούν από τις μεταλλικές επαφές στους οργανικούς ημιαγωγούς, τα περισσότερα από τα OFETs είναι p-τύπου. Στην κατάσταση αγωγιμότητας (“on”) η V_G είναι αρνητική όπως και το δυναμικό στο Drain ενώ η επαφή Source, είναι γειωμένη.

4.1.2 Υλικά κατασκευής των OFETs

4.1.2.1 Οργανικοί ημιαγωγοί

Ένα συνηθισμένο υλικό που χρησιμοποιείται ως οργανικός ημιαγωγός (Organic semiconductor) είναι το πολυ(3-εξυλοθειοφαινίο)-Poly(3-hexylthiophene) ή εν συντομία P3HT, παρουσιάζει εξαιρετικές ιδιότητες αγωγιμότητας, έχοντας ενεργειακό χάσμα 2eV Είναι από τα λίγα πολυμερή που έχουν χρησιμοποιηθεί σε διατάξεις OFETs εξαιτίας της σχετικά καλής τιμής της ευκινησίας των οπών ($\sim 0,1 \text{cm}^2/\text{Vs}$).

4.1.2.2 Οργανικά διηλεκτρικά

Η μεμβράνη των οργανικών διηλεκτρικών (Organic dielectrics) πρέπει να έχει υψηλή σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_r , για την επίτευξη καλύτερης χωρητικότητας μειώνοντας την τάση λειτουργίας των OFETs. Στην ιδανική περίπτωση ένα υλικό υψηλού ϵ_r , θα μπορεί να προσφέρει υψηλές τιμές χωρητικότητας και χαμηλά ρεύματα διαρροής.

Το σημαντικότερο μειονέκτημα των πολυμερικών υλικών είναι οι μικρές τιμές διηλεκτρικής σταθεράς που επιδεικνύουν με αποτέλεσμα να έχουν χαμηλότερη χωρητικότητα σε σχέση με αντίστοιχα ανόργανα διηλεκτρικά.

Μερικά πολυμερικά υλικά όπως, το polyimide (PI), η πολυβινυλοφαινόλη (polyvinylphenol, PVP), το πολύ μεθακρυλικό μεθύλιο (PMMA), η πολυβινυλική αλκοόλη (PVA) και η κατηγορία γυαλιών περιδίνησης (silsesquioxanes) λ.χ. το πολυ-παρα-ξυλυλένιο (Parylene) έχουν σχετική διηλεκτρική σταθερά περίπου έως και 3,5 και ένταση ηλεκτρικού πεδίου διάσπασης 10MV/cm.

4.1.2.3 Οργανικά ηλεκτρόδια

Εναλλακτικά με το χρυσό (Au) μπορεί να χρησιμοποιηθούν ο άνθρακας ως ηλεκτρόδιο των άκρων Source-Drain και της πύλης. Αποφεύγεται άλλα αγώγιμα υλικά που οξειδώνονται όπως είναι το αλουμίνιο Al ή ο χαλκός Cu, διότι δημιουργούν μονωτικό στρώμα οξειδίου.

Επίσης, άλλα οργανικά υλικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ηλεκτρόδια επαφής είναι, το αιθυλενοδιοξυθειοφαίνιο (ethylenedioxythiophene), το polyaniline (PANI), το polypyrrole (PPy) κλπ.

4.1.2.4 Οργανικό υπόστρωμα

Το οργανικό υπόστρωμα (Organic substrate) εφαρμόζεται κυρίως ως μηχανική υποστήριξη στην οποία είναι τοποθετημένα τα στοιχεία των οργανικών διατάξεων όπου η ποιότητα της επιφάνειας του μπορεί επίσης να επηρεάσει τις επιδόσεις του OFET. Τέτοια υλικά μπορεί να είναι το γυαλί, το πολυϊμίδιο (polyimide), το πολυαιθυλένιο (polyethylene), το polyethylene naphthalate (PEN), το polyethylene terephthalate (PET) και το πολυανθρακικό (polycarbonate) αναλόγως με τη συγκεκριμένη εφαρμογή. Για παράδειγμα, οθόνες με οπίσθιο φωτισμό υγρών κρυστάλλων απαιτούν διαυγή, διαφανή υποστρώματα, όπως είναι το γυαλί, το PET, το PEN κ.α.

4.1.3 Αρχή λειτουργίας των OFETs

Οι περιορισμοί στην απόδοση των OFETs, οφείλονται κυρίως στις χαμηλές ευκινήσιες των ελευθέρων φορέων (ηλεκτρονίων ή οπών) στα υλικά του οργανικού καναλιού. Εξαιτίας των μοριακών ταλαντώσεων και των μεγάλων ενδομοριακών αποστάσεων (περίπου 0,35nm), η αγωγιμότητα στις οργανικές ταινίες μικρών μορίων καθορίζεται από το ρυθμό μεταπήδησης των ηλεκτρονίων ή των οπών μεταξύ των οργανικών μορίων του διαύλου. Εκτιμάται ότι σημασία στη λειτουργία των OFETs καθορίζουν οι ιδιότητες των διεπαφών, δηλαδή:

α) οι διεπαφές μεταξύ των ημιαγωγών και των ηλεκτροδίων, όπου η έγχυση (injection) φορέων γίνεται από τα ηλεκτρόδια στους ημιαγωγούς και

β) οι διεπαφές μεταξύ των ημιαγωγών και των μονωτών, όπου η μεταφορά φορέων πραγματοποιείται στο στρώμα των ημιαγωγών.

Οι ιδιότητες των διεπαφών αυτών καθορίζουν την απόδοση της διατάξεως του οργανικού Transistor. Ειδικότερα, ο έλεγχος της μοριακής δομής και η μορφολογία του οργανικού ημιαγωγού στη διεπαφή ημιαγωγού-μονωτή δηλαδή, της περιοχής όπου πραγματοποιείται η μεταφορά φορέων, είναι κρίσιμη για την ενίσχυση της απόδοσης των OFETs, αφού η απόδοση των διατάξεων αυτών είναι ευαίσθητη στα χαρακτηριστικά των μονωτικών επιφανειών.

Πάντως, οι επιδόσεις των OFETs φαίνεται ότι μπορούν να φανούν ανταγωνιστικές και να αντικαταστήσουν σε μερικές περιπτώσεις, την ήδη υπάρχουσα τεχνολογία των ανόργανων Transistors που απαιτούν μεγάλη επιφάνεια κάλυψης, ευκαμψία, κατασκευή σε χαμηλές θερμοκρασίες και κυρίως, χαμηλό κόστος.

4.1.4 Κυριότεροι παράμετροι των OFETs

4.1.4.1 Ευκινησία φορέων

Ένας σημαντικότερος παράμετρος χαρακτηρισμού ενός FET είναι η ευκινησία, των φορέων. Επειδή, τα πολυμερή είναι αραιότερα διατεταγμένα, γι' αυτό η ευκινησία των ελεύθερων φορέων των οργανικών ημιαγωγών είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μικρότερες σε σχέση με αυτές των συμβατικών FETs με μονοκρυσταλλικούς ανόργανους ημιαγωγούς (Si και Ge).

Η διασύνδεση του διηλεκτρικού με τον οργανικό ημιαγωγό μειώνει την κινητικότητα λόγω των επιπρόσθετων «παγίδων» φορτίου. Η κινητικότητα των φορέων στα OFETs είναι ανάλογη του δυναμικού πύλης V_G διότι, μειώνει την παγίδευση φορτίων^{[22], [31]}.

$$\mu = \frac{\sigma}{qn} = \mu_0 \frac{\tau}{\tau + \tau_{tr}} \quad (\text{εξ. 4.1})$$

όπου, σ είναι η αγωγιμότητα του διαύλου, q το φορτίο των ηλεκτρονίων n , η πυκνότητα των ελεύθερων φορέων εντός του καναλιού, μ_0 είναι η ευκινησία φορέων δίχως παγίδες φορτίου και τ_{tr} ο χρόνος παγίδευσης φορτίου.

Λόγω της παρουσίας παγίδων, μόνο ένας ορισμένος αριθμός ελεύθερων φορέων φορτίου συμβάλλει στο ρεύμα του καναλιού I_{DS} .

4.1.4.2 Τάση κατωφλίου

Για να καταστεί το κανάλι αγωγίμο, η τάση πύλης θα πρέπει να ξεπερνάει μια συγκεκριμένη τιμή τάσης αναφοράς (Threshold) V_T . Θεωρητικά, η τιμή V_T πρέπει να προσεγγίζει το μηδέν. Ωστόσο, λόγω της διαφοράς του έργου εξαγωγής (work function) μεταξύ των ηλεκτροδίων και του ημιαγωγού καθώς και η ύπαρξη παγίδων φορτίου στη διεπιφάνεια μεταξύ του μονωτή και του ημιαγωγού, η V_T παρουσιάζει απόκλιση από το μηδέν.

Στα OFETs, η τάση κατωφλίου εκφράζει την κατάσταση που η πυκνότητα των κινούμενων φορτίων είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα των παγιδευμένων φορτίων, λόγω της

παγίδευσης φορτίου των οργανικών ημιαγωγών. Γι'αυτό, οι παγίδες φορτίου διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στον προσδιορισμό της τάσης V_T .

4.1.4.3 Αντίσταση επαφής

Στα MOSFETs πυριτίου, οι περιοχές επαφής των ημιαγωγών με τα ηλεκτρόδια παρουσιάζουν πολύ χαμηλή σειριακή αντίσταση επαφής (Contact resistance). Όμως στα OFETs, η επαφή των μεταλλικών ηλεκτροδίων με τον οργανικό ημιαγωγό δημιουργεί έναν υψηλό φραγμό δυναμικού Schottky λόγω της συσσώρευσης φορτίων (ηλεκτρονίων). Ο φραγμός αυτός οφείλεται στις διαφορετικές ενέργειες των ζωνών αγωγιμότητας των δυο διαφορετικών υλικών, αυξάνοντας έτσι την αντίσταση επαφής με αποτέλεσμα να απαιτείται υψηλότερη τάση V_G για την μείωση του.

4.1.4.4 Συχνότητα on/off καταστάσεων

Η συχνότητα "on/off" είναι ο ρυθμός των "on" και "off" καταστάσεων όπου μεταξύ των επαφών Source-Drain δημιουργείται αγωγιμότητα. Λόγω, της περιορισμένης ευκινησίας των φορέων των οργανικών ημιαγωγών, η συχνότητα του λόγου "on/off" είναι περιορισμένη σε σχέση με αυτές των συμβατικών FETs γι'αυτόν το λόγο, τα οργανικά FETs έχουν μικρότερη απόδοση. Συνεπώς, τα OFETs δεν ενδείκνυνται για εφαρμογές που απαιτούν πολύ υψηλούς ρυθμούς μεταγωγής από την "on" στην "off" κατάσταση (switching speeds).

4.1.5.1 Τρόποι λειτουργίας του OFET με ημιαγωγό p-τύπου

Το συνολικό κινούμενο φορτίο ανά μονάδα επιφάνειας το οποίο συσσωρεύεται κατά την εφαρμογή τάσης στην πύλη V_{GS} όταν $V_{DS}=0$ (Σχήμα: 4-3) υπολογίζεται ως:

$$Q = C_i(V_{GS} - V_T) \quad (\text{εξ. 4.2})$$

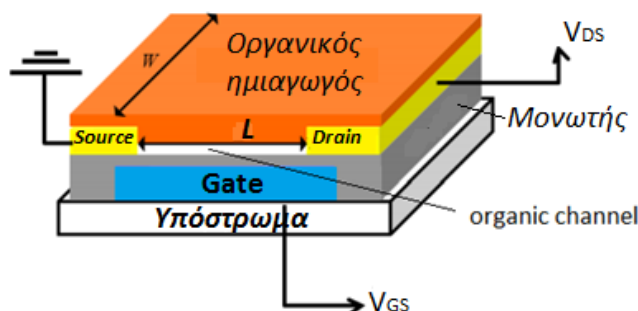
όπου, C_i είναι η ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας εξ'αιτίας του διηλεκτρικού, της δομής μετάλλου-μονωτή-ημιαγωγού η οποία μοιάζει με έναν επίπεδο πυκνωτή, χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας:

$$C_i = \epsilon_0 \frac{\epsilon_i}{d_i} \quad (\text{εξ. 4.3})$$

και ϵ_0 η διαπερατότητα του κενού, ϵ_i η σχετική διηλεκτρική σταθερά και d_i το πάχος του μονωτικού στρώματος αντιστοίχως.

Όταν εφαρμοστεί τάση στο ηλεκτρόδιο Drain, τότε το δυναμικό στον ημιαγωγό εξαρτάται από τη θέση x στο κανάλι (Σχήμα: 4-8) και ως εκ τούτου, η πυκνότητα φορτίου θα ισούται:

$$Q(x) = C_i[V_{GS} - V_T - V(x)] \quad (\text{εξ. 4.4})$$



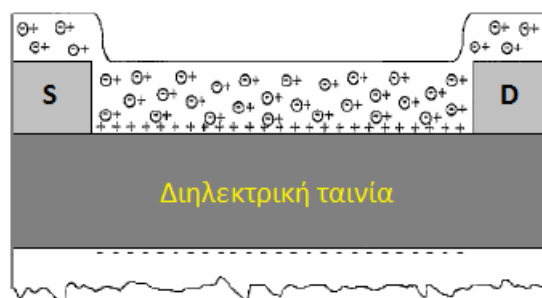
Σχήμα: 4-3 $V_D=0$, $V_{GS}<0$ Δημιουργία του αγώγιμου διαύλου ^[22].

Στην ιδανική περίπτωση κατά την “on” λειτουργία οι επαφές Source και Drain θα πρέπει να λειτουργούν ως ωμικές επαφές για τους φορείς πλειονότητας του οργανικού ημιαγωγού.

Σε αντίθεση με τα MOSFETs εις στα οποία δημιουργείται μια ζώνη αντιστροφής (inversion layer) κατά την λειτουργία τους, τα OFETs τυπικά λειτουργούν στην κατάσταση της συσσώρευσης (accumulation).

4.1.5.1.α Κατάσταση της συσσώρευσης

Όταν εφαρμόζεται μια αρνητική τάση $V_{GS}<0$ (για n-τύπου ημιαγωγό είναι θετική) η οποία να ισούται κατά μέτρο μικρότερο από την τάση κατωφλίου ($V_{GS}<V_T$) <0 , στο ηλεκτρόδιο της πύλης ως προς το γειωμένο ηλεκτρόδιο Source, τότε κατά μήκος της διεπιφάνειας του διηλεκτρικού-ημιαγωγού, λαμβάνει χώρα πτώση τάσης. Οπότε, εμφανίζεται κάμψη των ενεργειακών ζωνών (band bending) του ημιαγωγού. Με επακόλουθο φορείς φορτίου (αντίθετου πρόσημου από την τάση πόλωσης της πύλης), να εγχέονται από τα ηλεκτρόδια Source-Drain και να συσσωρεύονται στην διεπιφάνεια ημιαγωγού-διηλεκτρικού σχηματίζοντας ένα αγώγιμο κανάλι (Σχήμα: 4-4). Η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως κατάσταση της Συσσώρευση (Accumulation). Η εφαρμογή μιας αρνητικής διαφοράς δυναμικού $V_{DS}<0$ μεταξύ των ηλεκτροδίων πηγής-απαγωγού, προκαλεί τη ροή των φορέων φορτίου κατά μήκος της διεπιφάνειας, η οποία εκφράζεται ως ρεύμα I_{DS} (source-drain current) και τότε το τρανζίστορ βρίσκεται στην κατάσταση “on”.



Σχήμα: 4-4 Δημιουργία μιας ζώνης θετικού φορτίου, συσσώρευσης όταν επιβάλλεται μια αρνητική τάση στην πύλη ($V_{GS}<0$, $V_{DS}=0$) ^[23].

Αν επιβληθεί μία μικρή αρνητική τάση στο ηλεκτρόδιο Drain V_{DS} , το ρεύμα που θα αναπτυχθεί από την πηγή προς στον απαγωγό I_{DS} θα είναι ανάλογο με την αγωγιμότητα του οργανικού καναλιού σ , σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση^[23]:

$$\sigma \cong \left(\frac{W}{\alpha L} \right) \frac{I_{SD}}{V_{DS}} \Big|_{V_{GS}=0, V_{DS} \rightarrow 0} \quad (\text{εξ. 4.5})$$

όπου, W είναι το πλάτος και L , το μήκος του καναλιού (απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων Source - Drain) ενώ με α , συμβολίζεται το πάχος του διαύλου.

Όταν το διηλεκτρικό παρουσιάζει ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας C_i , τότε το συσσωρευόμενο φορτίο θα είναι σύμφωνα με την (εξ.4.4) ως, $C_i(V_{GS}-V_T)$. Θεωρώντας ότι, η πτώση τάσης στον ημιαγωγό είναι αμελητέα, τότε ίσης ποσότητας αρνητικό φορτίο αποθηκεύεται στη διεπιφάνεια μεταξύ του ηλεκτροδίου της πύλης και του διηλεκτρικού υμενίου. Επομένως από τις συσσωρεύσεις φορτίων στις δυο επιφάνειες της διηλεκτρικής λωρίδας, εμφανίζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο.

Εάν στο Drain εφαρμοστεί μια αρνητικότερη τάση $V_G-V_T < V_{DS} < 0$ τότε το ρεύμα εντός του αγωγίμου διαύλου I_{DS} θα είναι μεγαλύτερο από αυτό της προηγούμενης σχέσεως (εξ.4.5), αυξανόμενο γραμμικά στις αυξήσεις της V_{DS} . Εάν η τάση της πύλης μεταβληθεί κατά μέτρο δV_G , τότε και το συσσωρευόμενο φορτίο θα μεταβληθεί ανά μονάδα επιφάνειας, ως:

$$(\delta V_{GS} - V_T) C_i \quad (\text{εξ. 4.6})$$

και γενικώς σε όλη την έκταση του καναλιού, θα μεταβληθεί, κατά: $WL(\delta V_{GS} - V_T) C_i$.

Συνεπώς, αν η αρνητική τάση V_{GS} αυξάνεται, τότε το επιπλέον ρεύμα σύμφωνα με τις σχέσεις (εξ.4.5), (εξ.4.6) και (εξ.3-2), θα είναι^{[22],[23]}:

$$I_{SD} = \sigma \frac{W}{L} V_{DS} = ne\mu \frac{W}{L} dV_{DS}$$

\Leftrightarrow

$$\delta I_{SD} = \frac{W}{L} \mu C_i V_{DS} \delta V_{GS} \quad (\text{εξ. 4.7})$$

Η αμοιβαία αγωγιμότητα ή αλλιώς η διαγωγιμότητα (transconductance) ορίζει κατά πόσο μια τάση στην πύλη αναπτύσσει ένα ρεύμα στο Drain, ήτοι^{[23], [31]}:

$$g_m = \frac{\partial I_{SD}}{\partial V_{GS}} \Big|_{V_{DS} \rightarrow 0} \quad (\text{εξ. 4.8})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.4.7) προκύπτει^[23]:

$$g_m = \frac{W}{L} \mu C_i V_{DS} \quad (\text{εξ. 4.9})$$

Από την (εξ.4.7) προκύπτει η ευκίνησία των φορέων υπό την επίδραση του πεδίου του συσσωρευόμενου φορτίου συναρτήσει της τάσης πύλης V_{GS} , άρα θα ισχύει ^[23]:

$$g_m = \frac{W}{L} \mu C_i V_{DS} \Rightarrow$$

$$\mu = \frac{W}{L C_i V_{DS}} g_m \quad (\text{εξ. 4.10})$$

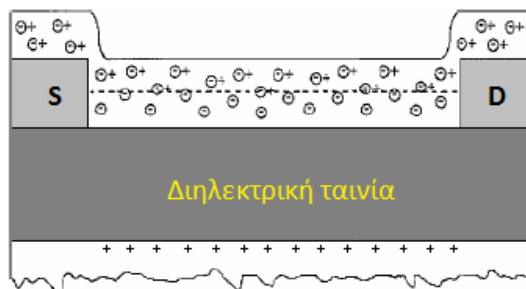
Αντικαθιστώντας την (εξ.4.8) στην (εξ.4.10), προκύπτει ^[23]:

$$\mu = \left(\frac{W}{L C_i V_{DS}} \right) \frac{\partial I_{SD}}{\partial V_{GS}} \Big|_{V_{DS} \rightarrow 0}$$

Συνεπώς στο εύρος τιμών της V_{DS} ($V_{GS} < V_{DS} < 0$) το ρεύμα I_{DS} αυξάνεται γραμμικά, οπότε το transistor λειτουργεί στη γραμμική περιοχή (Linear regime).

4.1.5.1.β Κατάσταση της απογύμνωσης

Εάν στο ηλεκτρόδιο της πύλης εφαρμοστεί μια θετική τάση $V_{GS} > 0$ θα παρατηρηθεί η αντίστροφη κατάσταση από αυτήν που περιγράφηκε παραπάνω (§4.1.5.1.α). Δηλαδή, οι ζώνες κάμπτονται αντιστρόφως στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-διηλεκτρικού, απογυμνώνοντας την από τα ελεύθερα ηλεκτρικά φορτία (Σχήμα: 4-5). Η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως Απογύμνωση (Depletion).



Σχήμα: 4-5 Δημιουργία μιας ζώνης απογύμνωσης υπό την επίδραση της θετικής τάσης πύλης και μηδενικής τάση στο Drain ($V_{GS} > 0, V_{DS} = 0$). Οι διακεκομμένες γραμμές υποδεικνύουν το εύρος της περιοχής απογυμνώσεως ^[23].

Με συνεχή αύξηση της θετικής τάσης πύλης, η ζώνη απογυμνώσεως θα διευρύνεται συνεχώς μέσα στο στρώμα του ημιαγωγού, ώσπου να απογυμνωθεί ολοκληρωτικά. Το βάθος (εύρος) της περιοχής απογυμνώσεως (depletion region), θα είναι ^[23]:

$$W_{dep} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{C_i} \left[\left(1 + \frac{2 C_i^2 V_{GS}}{q N_A \epsilon_0 \epsilon_s} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (\text{εξ. 4.11})$$

όπου, ϵ_s είναι η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού και N_A η πυκνότητα των φορέων νόθευσης του ημιαγωγού p-τύπου.

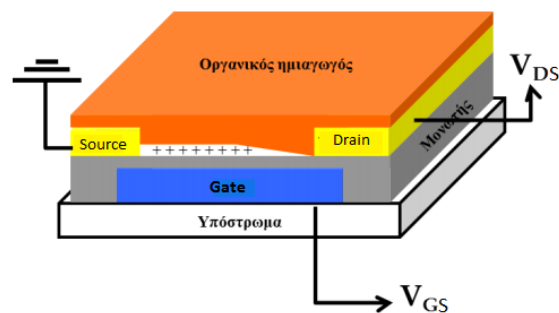
Συνεπώς, αναμένεται ότι το ρεύμα καναλιού I_{SD} θα μειώνεται, καθώς η θετική τάση στην πύλη θα αυξάνει επειδή η περιοχή θα απογυμνώνεται περαιτέρω από ηλεκτρικούς φορείς.

Για τον καθορισμό της ευκινησίας και της αγωγιμότητας, είναι χρήσιμο οι μετρήσεις να γίνονται σε χαμηλές τάσεις V_{DS} . Στην πράξη, όμως, τα τρανζίστορ χρησιμοποιούνται στην περιοχή των υψηλών τάσεων V_{DS} .

Αν ο απαγωγός γίνει αρνητικότερος της πύλης, δηλαδή:

$$V_{DS} < (V_{GS} - V_T) < 0$$

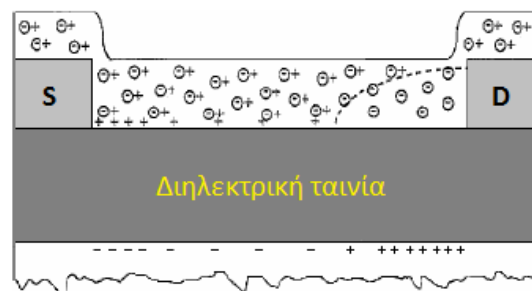
τότε, στην επαφή Drain θα παρουσιαστεί μία ζώνη απογυμνώσεως η οποία θα διευρύνεται στις αυξήσεις της τάσης V_{DS} (Σχήμα 4-7). Τότε, η συσσώρευση φορέων μειώνεται και κατά συνέπεια παρατηρείται αύξηση της αντίστασης του καναλιού. Με αποτέλεσμα να μειώνεται η γραμμικότητα της καμπύλης (Σχήμα: 4-11) έως ότου, $V_{DS}=V_{GS}-V_T$ και η συγκέντρωση φορτίων στο ηλεκτρόδιο του απαγωγού μηδενιστεί. Το κανάλι (Σχήμα: 4-6) τότε, βρίσκεται στην κατάσταση του στραγγαλισμού ("pinch off") όπως είχε περιγραφεί και για τα MOSFETs (§3.1.2.γ.i).



Σχήμα: 4-6 Περιοχή στραγγαλισμού $V_D = V_G - V_T$ του καναλιού κοντά στο Drain (pinch-off) [22].

Όταν $V_{DS} < V_{GS} < 0$ το σημείο "pinch-off" μετακινείται πλησιέστερα προς το ηλεκτρόδιο Source δημιουργώντας μια περιοχή απογύμνωσης μεταξύ του σημείου και του ηλεκτροδίου του Drain. Τότε, το ενεργό μήκος του καναλιού, μειώνεται κατά L' (Σχήμα: 4-6 & 4-7). Το ρεύμα στο Drain παραμένει σταθερό και φτάνει στο κορεσμό όταν $V_{DSsat} = V_{GS} - V_T$. Η περιοχή αυτή ονομάζεται περιοχή κόρου (saturation regime).

Τέλος, αυξάνοντας την τάση V_{DS} διευρύνεται η περιοχή απογυμνώσεως.



Σχήμα 4-7: Δημιουργία της ζώνης απογύμνωσης κοντά στην επαφή του Drain, όταν έχει αρνητικότερο δυναμικό από αυτό της πύλης ($V_{DS} < V_{GS} < 0$) [23].

4.1.5.1.γ Κατάσταση της αντιστροφής

Σύμφωνα με την σχέση (εξ.4.7) αναμένεται ότι σε χαμηλές V_{DS} , το I_{DS} θα μειώνεται καθώς η θετική τάση στην πύλη θα αυξάνει επειδή το συνολικό φορτίο στον ημιαγωγό συνεχώς μειώνεται. Στα n-τύπου MOSFETs (Σχήμα:3-7) πυριτίου και για υψηλές θετικές τάσεις πύλης παράγεται ένα στρώμα αντιστροφής αρνητικού φορτίου στον ημιαγωγό στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-μονωτή. Αυτό δεν παρατηρείται στα οργανικά MISFETs, επειδή τα μεταλλικά ηλεκτρόδια των επαφών Source και Drain δημιουργούν λόγω του φραγμού Schottky, μεγάλες αντιστάσεις επαφών για την έγχυση (injection) ηλεκτρονίων στον οργανικό ημιαγωγό. Επιπλέον, ο ρυθμός θερμικής παραγωγής φορέων (thermal generation rate), είναι πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερος από ότι του πυριτίου αφού οι οργανικοί ημιαγωγοί είναι υλικά με μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα συγκριτικά με τους συμβατικούς (κρυσταλλικούς) ημιαγωγούς.

4.1.5.2 Υπολογισμός του ρεύματος των OFETs

Εξ' των ανωτέρων συνάγεται ότι όταν η τάση Drain είναι αρνητική, το κανάλι δύναται να θεωρηθεί ότι αποτελείται από στοιχειώδη κανάλια διαφορετικών τοπικών αγωγιμοτήτων λόγω της διαφορετικής πυκνότητας των συγκεντρωμένων φορέων.



Σχήμα: 4-8 Διαστάσεις κατά μήκος του αγωγίμου διαύλου του OFET ^[23].

Μια περιοχή στοιχειώδους μήκους δx κατά μήκος του καναλιού, που απέχει απόσταση x από το ηλεκτρόδιο Source (Σχήμα: 4-8), θα έχει επιφανειακό δυναμικό V_x . Τότε, η αγωγιμότητα G , της λωρίδας μεταξύ του σημείου αυτού μέχρι το ηλεκτρόδιο Gate θα είναι συνάρτηση της διαφοράς δυναμικού τους, ήτοι:

$$G = G(V_G - V_T - V_x) \quad (\text{εξ. 4.12})$$

Επειδή το κανάλι έχει πλάτος W , θα επικρατεί ανάλογη αντίσταση:

$$\frac{\delta x}{WG(V_G - V_T - V_x)} \quad (\text{εξ. 4.13})$$

Εφόσον μεταξύ Source και Drain διαρρέεται από ρεύμα εντάσεως I_{DS} τότε θα επικρατεί μια διαφορά δυναμικού:

$$\delta V_x = I_{DS} \frac{\delta x}{WG(V_G - V_T - V_x)} \quad (\text{εξ. 4.14})$$

Δεδομένου ότι η συνολική πτώση τάσης μεταξύ της πηγής και του απαγωγού είναι V_{DS} και αν το μήκος του καναλιού είναι L , τότε το ρεύμα θα είναι^[5]:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} G(V_G - V_T - V_x) dV_x \quad (\text{εξ. 4.15})$$

4.1.6 Λόγος “on/off”

Εκ των παραπάνω συνάγεται ότι με την πύλη πολωμένη με την τάση συσσώρευσης και όταν επικρατούν τάσεις $V_{GS} < 0$, $V_{DS} < 0$ τότε το Transistor βρίσκεται στην αγώγιμη κατάσταση “on” ενώ αν $V_{GS} = 0$, $V_{DS} < 0$ θα είναι στην μη αγώγιμη λειτουργία (αποκοπή) “off” .

Το επιφανειακό δυναμικό στη διεπιφάνεια ημιαγωγού-διηλεκτρικού θεωρείται ως $-V_x$. Αν $V_x > V_{GS}$, τότε η πυκνότητα του συσσωρευμένου φορτίου ανά μονάδα επιφάνειας θα είναι:

$$C_i(V_{GS} - V_T - V_0 - V_x) \quad (\text{εξ. 4.16})$$

όπου V_0 είναι μια μικρή τάση αντιστάθμισης (offset) λόγω της ενεργειακής διαφοράς των επιπέδων Fermi μεταξύ του ημιαγωγού και της επαφής της πύλης.

Η αντίσταση της περιοχής αυτής λαμβάνοντας υπόψη και την (εξ.3.2), θα είναι^[22]:

$$\frac{\delta x}{qN_A \alpha \mu W + \mu C_i (V_{GS} - V_T - V_0 - V_x) W} \quad (\text{εξ. 4.17})$$

Αν $V_{GS} > V_x$, τότε δημιουργείται μία ζώνη απογύμνωσης W_{dep} , σύμφωνα με την εξίσωση (εξ.4.11). Επιπλέον, εκ της τελευταίας σχέσεως (εξ.4.17), η (εξ.4.14) δύναται να εξαχθεί:

$$\delta V_x = I_{SD} \frac{\delta x}{qN_A \alpha \mu W + \mu C_i (V_{GS} - V_T - V_0 - V_x) W} \quad (\text{εξ. 4.18})$$

Ομοίως, η πτώση τάσης στην περιοχή απογυμνώσεως είναι:

$$I_{DS} \frac{\delta x}{W(\alpha - W_{dep}) q \mu N_A}$$

οπότε, το ρεύμα σ'αυτήν την περίπτωση, όπως και με την (εξ.4.15), θα είναι:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} [qN_A \alpha \mu + \mu C_i (V_{GS} - V_T - V_0 - V_x)] dV_x + \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} (\alpha - W) q N_A \mu dV_x \quad (\text{εξ. 4.19. } \alpha)$$

αμελώντας την πτώση τάση στην περιοχή απογυμνώσεως, απλοποιείται, στην:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \int_0^{V_{DS}} [qN_A \alpha \mu + \mu C_i (V_{GS} - V_T - V_0 - V_x)] dV_x \quad (\text{εξ. 4.19. } \beta)$$

Άρα:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \alpha N_A \mu V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left(V_{GS} - V_T - V_0 - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS} \quad (\text{εξ. 4.20. α})$$

Με την βοήθεια της (εξ.3.2), η (εξ.4.20.α) δύναται να γραφεί και ως:

$$I_{DS} = \sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left(V_{GS} - V_T - V_0 - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS} \quad (\text{εξ. 4.20. β})$$

Αμελώντας την V_0 , η (εξ.4.20.β) γράφεται και ως εξής:

$$I_{DS} = \sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left(V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) V_{DS} \quad (\text{εξ. 4.20. γ})$$

ή

$$I_{DS} = \sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad (\text{εξ. 4.20. δ})$$

Όπου, το ρεύμα αυτό ισχύει στην περίπτωση της γραμμικής λειτουργίας (Linear regime).

Επιπλέον, επειδή:

$$\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} = \sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] = 0 \Rightarrow$$

$$V_{GS} - V_T = V_{DS}$$

η (εξ. 4.20.δ) μετατρέπεται:

$$I_{DS} = \sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{L} \mu C_i \left[(V_{GS} - V_T)^2 - \frac{(V_{GS} - V_T)^2}{2} \right] =$$

$$\sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{2L} \mu C_i (V_{GS} - V_T)^2 = I_{on} \quad (\text{εξ. 4.21})$$

όπου το ρεύμα αυτό ισχύει στην κατάσταση κόρου (saturation regime).

Αν $V_{GS}=0$ τότε το OFET βρίσκεται σε αποκοπή (cut off), οπότε η απογύμνωση εκτείνεται σε όλο τον αγώγιμο δίαυλο. Δεδομένου πως η V_{DS} τείνει στο μηδέν, η εξίσωση (εξ.4.20.α) εκφυλίζεται στην παρακάτω μορφή:

$$I_{SD} = \frac{\sigma W \alpha}{L} V_{DS} = I_{off} \quad (\text{εξ. 4.22})$$

το ρεύμα αυτό λαμβάνει πολύ χαμηλές τιμές όπου, ουσιαστικά ισούται με τη χωρητικότητα του διηλεκτρικού (εξ.4.3).

Διαιρώντας τις σχέσεις (εξ.4.21) & (εξ.4.22) προκύπτει ο λόγος των ρευμάτων on/off όταν ο ημιαγωγός περιέχει υψηλής συγκεντρώσεως προσμείξεις και η περιοχή απογυμνώσεως είναι αμελητέα, δηλαδή:

$$\frac{I_{on}}{I_{off}} = \frac{\sigma \frac{W}{L} \alpha V_{DS} + \frac{W}{2L} \mu C_i (V_{GS} - V_T)^2}{\frac{\alpha \sigma W}{L} V_{DS}} \quad (\text{εξ. 4.23. α})$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι $V_{GS} = V_{DS}$, η (εξ.4.23.α) απλοποιείται στην:

$$\frac{I_{on}}{I_{off}} = 1 + \frac{\mu C_i (V_{GS} - V_T)^2}{\alpha \sigma} \quad (\text{εξ. 4.23. β})$$

Ο λόγος αυτός ισχύει για ημιαγωγούς που φέρουν μεγάλου βαθμού προσμείξεις και η απογύμνωση είναι αμελητέα.

Χωρίς απόδειξη παρατίθεται ότι όταν ο ημιαγωγός είναι ελαφρώς νοθευμένος και η απογύμνωση είναι ολική, το παραπάνω πηλίκων I_{on}/I_{off} (εξ.4.23.β) γράφεται προσεγγιστικά [22] :

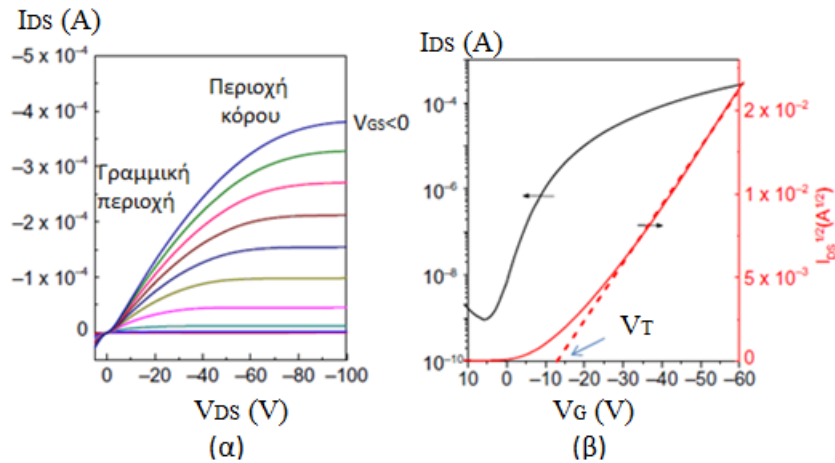
$$\frac{I_{on}}{I_{off}} \cong \frac{\mu}{\alpha^2 \sigma q N_A} C_i^2 V_{DS} \quad (\text{εξ. 4.24})$$

Από την εξίσωση (4.23.β) είναι σαφές ότι για την επίτευξη υψηλής αναλογίας “on/off” θα πρέπει να επιδιωχθεί η χρήση λεπτών στρωμάτων ημιαγωγών με υψηλή αναλογία ευκινησίας προς αγωγιμότητα και διηλεκτρικό υψηλής πυκνότητας ανά μονάδα επιφάνειας.

Από την εξίσωση (εξ.4.24) φαίνεται πως, ελαφρώς νοθευμένα ημιαγωγίμα στρώματα θα ενισχύσουν περαιτέρω την αναλογία “on/off” λόγω πολύ χαμηλών “off” ρευμάτων εξ' αιτίας της απογύμνωσης.

4.1.7 Χαρακτηριστικές καμπύλες των OFETs

Δύο καμπύλες είναι αυτές που χαρακτηρίζουν τα Transistors, α) οι χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου $I_{DS}=f(V_{DS})$ για σταθερή V_{GS} (Σχήμα: 4-9.α) και β) οι καμπύλες μεταφοράς $I_{DS}=f(V_{GS})$ για σταθερή V_{DS} (Σχήμα: 4-9.β) όπου τότε, διακρίνονται τρεις περιοχές λειτουργίας. Η πρώτη περιοχή, για $V_{GS}>0$, αντιστοιχεί στη κατάσταση “off” όπου το μετρούμενο ρεύμα του Drain λαμβάνει πολύ χαμηλές τιμές, σχεδόν μηδενικές τότε το Transistor βρίσκεται σε αποκοπή (cutoff region). Στη συνέχεια για αρνητικές τιμές του $V_{GS}<0$, το ρεύμα I_{DS} αυξάνει σημαντικά, γεγονός που οφείλεται στη σημαντική αύξηση της πυκνότητας φορτίων (γραμμική περιοχή). Στη τρίτη περιοχή, για πολύ αρνητικές τιμές της V_{GS} , το ρεύμα I_{DS} σταθεροποιείται και παρατηρείται κορεσμός.



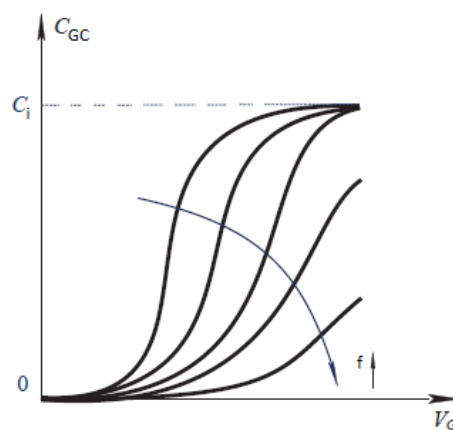
Σχήμα: 4-9 Τυπικές χαρακτηριστικές καμπύλες (α) εξόδου και (β) μεταφοράς ενός οργανικού FET^[22].

Επίσης, ένας σημαντικός παράγοντας είναι η ευθυγράμμιση του έργου εξόδου των ηλεκτροδίων με τις στάθμες HOMO του οργανικού ημιαγωγού. Όπως ειπώθηκε (§4.1.5.1.γ) και παραπάνω η ύπαρξη ενεργειακού φράγματος μεταξύ επαφών και ημιαγωγού, αυξάνει την αντίσταση επαφών μειώνοντας την αποτελεσματική έγχυση φορέων, γεγονός που επηρεάζει δραματικά τις χαρακτηριστικές καμπύλες των Transistors.

4.1.8 Χωρητικότητα του καναλιού

Όπως και στα Transistors πυριτίου (εξ.3.5) η πυκνότητα φορτίου στην επιφάνεια του αγωγίμου διαύλου θα είναι:

$$Q_i = \int_{-\infty}^{V_G} C_{GC} dV \quad (\text{εξ. 4.26})$$



Σχήμα: 4-13 Μεταβολή της C_{GS} συναρτήσει της V_G για διάφορες συχνότητες. Στις υψηλές συχνότητες της τάσης πύλης δεν ισχύει η γραμμικότητα επειδή οι φορείς χαμηλής ευκινησίας δεν έχουν αρκετό χρόνο για να διαχέονται από τις επαφές στο κανάλι^[31].

Όπου, η ισοδύναμη χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας του καναλιού (εξ.3.6), μεταξύ της Gate και των Source-Drain θα είναι:

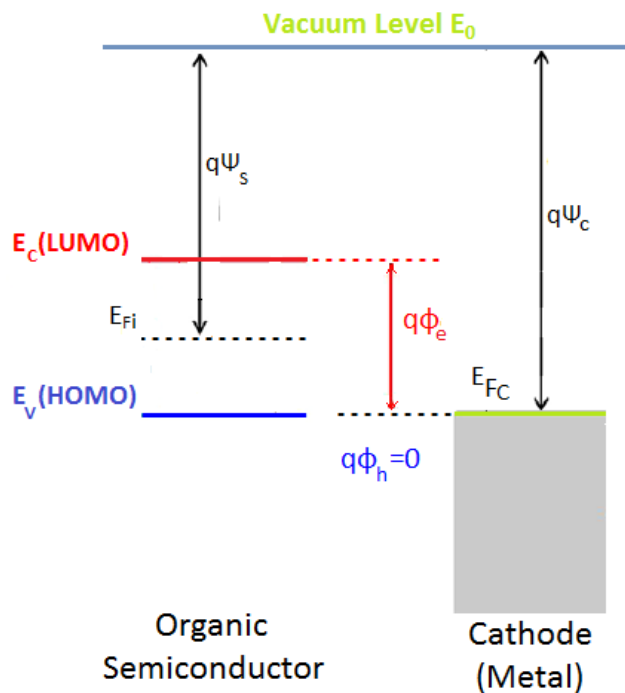
$$C_{GC} = \frac{Q_i}{V_G} \quad (\text{εξ. 4.27})$$

η οποία καθορίζεται σύμφωνα με την σχέση (εξ.4.3).

4.2 Η δομή MIS ως πυκνωτής

4.2.1 Γενικά

Όπως οι δομές MOS (§3.2) έτσι και οι αντίστοιχοι πυκνωτές Μετάλλου-Μονωτή-οργανικού Ημιαγωγού (Metal Insulator Semiconductor-MIS) αποτελούν τη βασική δομή των οργανικών Transistors (Σχήμα: 4-1) επίδρασης πεδίου (Metal-Insulator-Semiconductor field-effect Transistors- MISFETs).



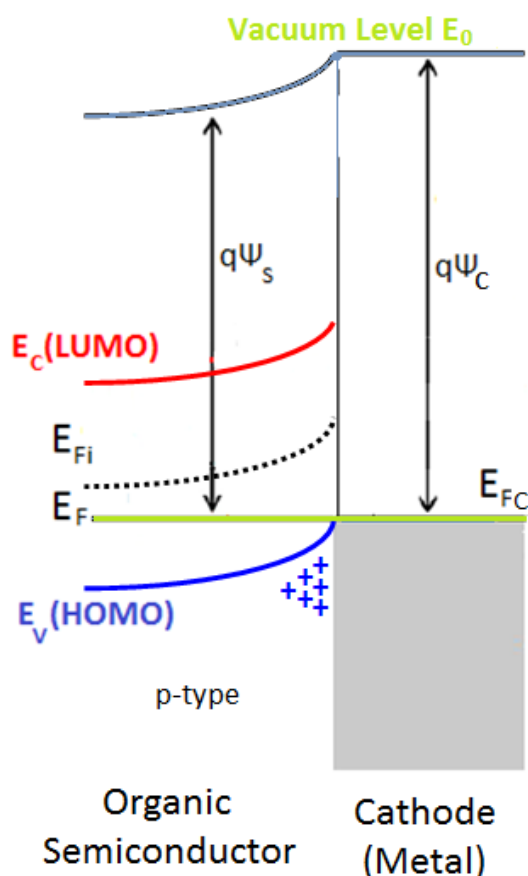
Σχήμα: 4-14 Ενεργειακό διάγραμμα της καθόδου και του ημιαγωγού πριν έρθουν σε επαφή. Το επίπεδο Fermi του μετάλλου της καθόδου πρέπει να είναι κοντινό με το HOMO του ημιαγωγού ώστε να ευνοείται η μεταφορά σπών από το ηλεκτρόδιο προς τον ημιαγωγό.

Όταν ο οργανικός ημιαγωγός είναι ενδογενής για να αποκτήσει ελεύθερους φορείς, ως μεταλλικό ηλεκτρόδιο της καθόδου επιλέγεται κατάλληλο υλικό όπου η στάθμη Fermi να είναι κοντινή με τη ζώνη HOMO ή LUMO του οργανικού ημιαγωγού. Έτσι, την στιγμή που ο ημιαγωγός έρθει σε επαφή με το μεταλλικό υπόστρωμα (κάθοδος), συμβαίνει ροή και ανακατανομή φορέων έως ότου τα επίπεδα Fermi των δύο υλικών ευθυγραμμιστούν. Τότε, εμφανίζεται φορτίο στην επιφάνεια του μετάλλου (Σχήμα: 4-15) και το δυναμικό στη διεπιφάνεια θα είναι συνάρτηση της απόστασης από την επιφάνεια εξαρτημένο από την πυκνότητα των φορέων.

Μεταξύ του μεταλλικού ηλεκτροδίου της καθόδου (Cathode) και του ημιαγωγού, λόγω των διαφορετικών έργων εξαγωγής, σχηματίζεται ένας φραγμός δυναμικού Schottky. Εάν επιθυμείται ο ημιαγωγός να εμπλουτιστεί με οπές ώστε να καταστεί p-τύπου, επιλέγεται καθοδικό ηλεκτρόδιο μεγαλύτερου έργου εξαγωγής από αυτό του ημιαγωγού, ώστε το επίπεδο Fermi (E_{FC}) να προσεγγίζει την στάθμη HOMO του οργανικού ημιαγωγού (Σχήμα: 4-14). Επομένως, η επαφή S-C (ημιαγωγός-κάθοδος) να παρουσιάζει ένα σημαντικό ύψος φραγμού δυναμικού για τα ηλεκτρόνια ϕ_e σε σύγκριση με εκείνο των οπών, ϕ_h ^[46].

4.2.2 Καταστάσεις πόλωσης

Κατά την επαφή της καθόδου με τον ημιαγωγό για τον σχηματισμό της δομής MIS, λόγω του χαμηλού ϕ_h εγχέονται (injection) οπές από το ηλεκτρόδιο της καθόδου προς τον ημιαγωγό οι οποίες διαχέονται (diffusion) λόγω του αντίθετου ηλεκτρικού πεδίου που υπάρχει με το ηλεκτρόδιο της πύλης (λόγω διαφοράς έργων εξαγωγής) προς όλη την έκταση του ημιαγωγού^[46]. Ενώ στη διεπιφάνεια μεταξύ του μονωτικού και του ημιαγωγού, εξ' αιτίας των παγίδων φορτίου προκύπτουν σταθερά παγιδευμένα φορτία πυκνότητας Q_f (Σχήμα: 4-5). Έτσι ο ημιαγωγός εμπλουτίστηκε με φορείς και συγκεκριμένα με οπές και από ενδογενής μετατράπηκε σε εξωγενής p-τύπου.



Σχήμα: 4-15 Ενεργειακές καταστάσεις μετά την επαφή της μεταλλικής καθόδου με τον ημιαγωγό της δομής MIS, όπου τα επίπεδα Fermi ισοσταθμίζονται. Λόγω της προσχώρησης οπών από την κάθοδο επέρχεται στη διεπιφάνεια με τον ημιαγωγό κάμψη των ζωνών προς τα πάνω.

Η πυκνότητα των οπών που εισάγονται στον ημιαγωγό από το καθοδικό ηλεκτρόδιο, εξαρτάται από τη διαφορά των έργων εξαγωγής μεταξύ του ηλεκτροδίου και του επαπτόμενου ημιαγωγού έτσι ώστε η στάθμη HOMO να προσεγγίζει την στάθμη Fermi της καθόδου^[14]. Η συγκέντρωση των οπών υπολογίζονται από την σχέση (εξ.1.11) της συνάρτησης της πυκνότητας των καταστάσεων $D(E)$ και της διανομής Fermi-Dirac για τις οπές όπως παρακάτω^[42]:

$$h_d = \int_{-\infty}^{\infty} D(E)[1 - f_{FD}(E, E_F)] dE \quad (\text{εξ. 4.28})$$

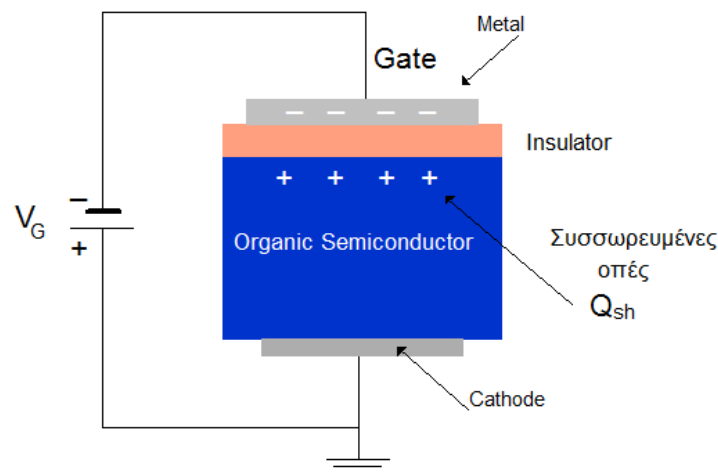
Το πλήθος των οπών στη διεπιφάνεια καθόδου-ημιαγωγού επιτυγχάνεται με την ενσωμάτωση του αποτελέσματος της συνάρτησης πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων (E) και της διανομής Fermi-Dirac για τις οπές.

Όπως περιγράφηκε και στις δομές MOS (§3.3), έτσι και στις MIS αναλόγως με την εφαρμοζόμενη τάση πύλης V_G και την τάση επίπεδης ζώνης V_{fb} , διακρίνονται τρεις περιοχές λειτουργίας κατά την οποία διαφοροποιείται η ισοδύναμη χωρητικότητα, κατά:

$$C = \frac{dQ_G}{dV_G} \quad (\text{εξ. 4.29})$$

Επομένως, αναλόγως με την τάση πολώσεως στην πύλη διακρίνονται οι κάτωθι καταστάσεις.

4.2.2.α Ισχυρή Συσσώρευση ($V_G < V_{fb} < 0$)



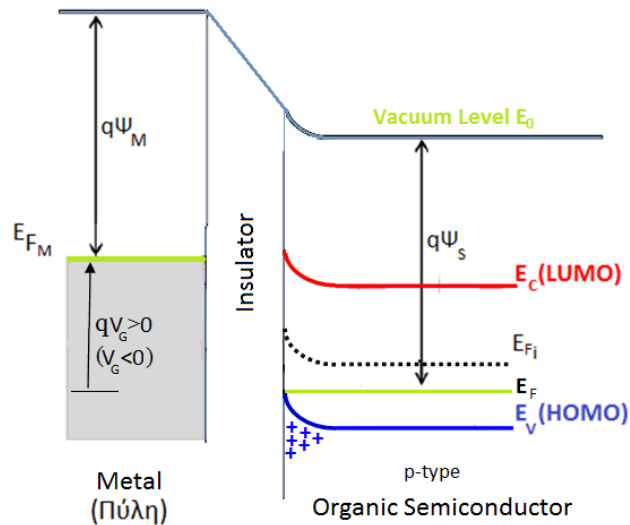
Σχήμα: 4-15 Διάταξη φορέων στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης στον πυκνωτή MIS.

Κατά την εφαρμογή ενός αρνητικού δυναμικού στην πύλη V_G , η κάθοδος φορτίζεται θετικά με φορτίο ανά μονάδα επιφάνειας Q_{sc} με αποτέλεσμα οι ενεργειακές στάθμες να κάμπτονται προς τα κάτω (Σχήμα: 4-16). Στη συνέχεια, οι οπές που εγχέονται από την κάθοδο έλκονται προς τη διεπαφή ημιαγωγού-διηλεκτρικού (S-I) από την αρνητική πύλη, δημιουργώντας μια συσσώρευση οπών εντός του ημιαγωγού, πυκνότητας φορτίου Q_{sh}

(Σχήμα: 4-3). Δηλαδή, ο ημιαγωγός συμπεριφέρεται ως p-τύπου. Στην περιοχή της ισχυρής συσσώρευσης (**strong accumulation**), η ισοδύναμη χωρητικότητα C , προσεγγίζει τη χωρητικότητα του διηλεκτρικού C_i , όπως ακριβώς συμβαίνει με τους πυκνωτές MOS (§3.3.2) η οποία ανά μονάδα επιφάνειας θα ισοδυναμεί:

$$C = C_i = \frac{Q_{sh}}{V_i} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d_i} \quad (\text{εξ. 4.30})$$

όπου, ϵ_i και d_i είναι η απόλυτη διηλεκτρική σταθερά και το πάχος του διηλεκτρικού αντιστοίχως.



Σχήμα: 4-16 Το αρνητικό δυναμικό της πύλης μετακινεί το επίπεδο E_{FM} προς τα πάνω κατά qV_G . Επίσης στην διεπιφάνεια μονωτή-ημιαγωγού, εμφανίζεται κάμψη των ενεργειακών επιπέδων προς τα πάνω λόγω των συσσωρευμένων οπών.

Σύμφωνα με το β' νόμο του Kirchhoff η τάση του ηλεκτροδίου της πύλης καταμερίζεται:

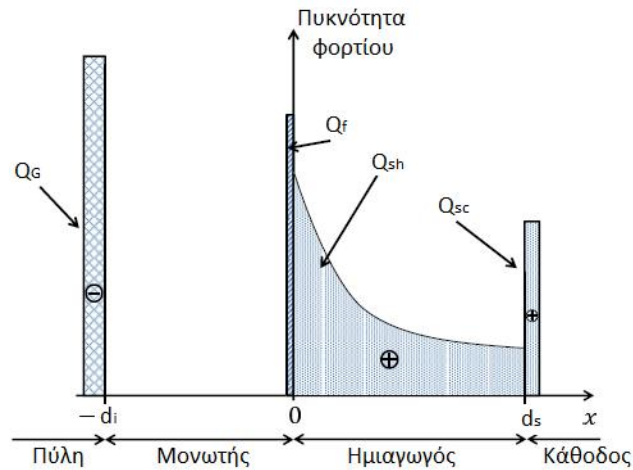
$$V_G = V_{fb} + V_i + \Phi_s \quad (\text{εξ. 4.31})$$

όπου, V_i είναι το δυναμικό στην επιφάνεια του μονωτικού και Φ_s είναι το επιφανειακό δυναμικό προς τη διεπιφάνεια μεταξύ ημιαγωγού-διηλεκτρικού.

Όπως έχει αναφερθεί και με τις δομές MOS (§3.3.1), η V_{fb} είναι η τάση που πρέπει να εφαρμοστεί ώστε να εξουδετερωθεί η τάση (ηλεκτρικό πεδίο) λόγω της διαφοράς των έργων εξαγωγής των υλικών πύλης-ημιαγωγού και των φορτίων του διηλεκτρικού από την ύπαρξη των ατελειών του. Θεωρώντας ότι, το σύνολο των φορτίων των ατελειών αυτών (εξ.3.15.α) ισοδυναμεί με φορτίο επιφανειακής πυκνότητας Q_f , θα ισχύει^{[42],[55]}:

$$V_{fb} = \Psi_{MS} - \frac{Q_f}{C_i} \quad (\text{εξ. 4.32})$$

όπου, Ψ_{MS} είναι η διαφορά δυναμικού λόγω της διαφοράς των έργων εξαγωγής μεταξύ του μεταλλικού ηλεκτροδίου της πύλης (ή της καθόδου) και του ημιαγωγού.



Σχήμα: 4-17 Κατανομή φορτίων στη δομή MIS. Q_f είναι η πυκνότητα των σταθερών φορτίων που δημιουργούνται κατά την διασύνδεση του διηλεκτρικού με τον ημιαγωγό, d_i είναι το πάχος του διηλεκτρικού και d_s του ημιαγωγού^[42].

Όπως ισχύει και για τις διατάξεις MOS (εξ.3.17), η συγκέντρωση των οπών που συσσωρεύονται στον ημιαγωγό στο σημείο που συνορεύει με το διηλεκτρικό ($x=0$) μεταβάλλεται εκθετικά με την ϕ_s άρα^[42]:

$$h(0) = h_d e^{-q\phi_s/k_B T} \quad (\text{εξ. 4.33. α})$$

όπου, h_d είναι η συγκέντρωση των οπών στη διεπαφή μεταξύ του ημιαγωγού με το Kathodικό ηλεκτρόδιο.

Θέτοντας:

$$V_t = \frac{k_B T}{q}$$

επειδή V_t είναι το θερμικό δυναμικό (thermal potential)^[42], τότε η προηγούμενη σχέση (εξ.4.33.α) ορίζεται ως:

$$h(0) = h_d e^{-\phi_s/V_t} \quad (\text{εξ. 4.33. β})$$

Εφαρμόζοντας τον νόμο του Gauss στην περιοχή που εφάπτονται το διηλεκτρικό με τον ημιαγωγό ($x=0$) και θεωρώντας αμελητέο το διεπιφανειακό φορτίο ($Q_i=0$), τότε το ηλεκτρικό πεδίο που υπάρχει σ'αυτή τη διασύνδεση ανά μονάδα επιφάνειας θα είναι:

$$E(0) = -\frac{Q_G}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (\text{εξ. 4.34})$$

Το μείον, στην παραπάνω έκφραση υποδηλώνει ότι το φορτίο, που εμφανίζεται στον ημιαγωγό, είναι αντιθέτου πρόσημου από την εφαρμοζόμενη τάση στην πύλη.

Επειδή μεταξύ της επιφάνειας του μονωτικού και του ημιαγωγού εμφανίζεται φορτίο $Q_G=C_i V_i$ η παραπάνω σχέση (εξ.4.34) μετατρέπεται:

$$\mathbb{E}(0) = -\frac{C_i V_i}{\epsilon_0 \epsilon_s} \Rightarrow$$

$$V_i = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_s \mathbb{E}(0)}{C_i} \quad (\text{εξ. 4.35. } \alpha)$$

όπου:

$$Q_s = -\epsilon_0 \epsilon_s \mathbb{E}(0) \quad (\text{εξ. 4.35. } \beta)$$

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου συναρτήσει της θέσης x ($0 \leq x \leq d_s$) εντός του ημιαγωγού, περιγράφεται με τη βοήθεια της εξίσωσης του Poisson^[42]:

$$\mathbb{E}(x) \frac{d}{dx} \mathbb{E}(x) - V_t \frac{d^2}{dx^2} \mathbb{E}(x) = 0 \quad (\text{εξ. 4.36})$$

Ολοκληρώνοντας και τα δυο μέλη της (εξ.4.9) ως προς dx , λαμβάνεται:

$$\frac{\mathbb{E}(x)^2}{2} - V_t \frac{d}{dx} \mathbb{E}(x) = c \quad (\text{εξ. 4.37. } \alpha)$$

όπου, c είναι μια σταθερά.

Πολλαπλασιάζοντας την προηγούμενη (εξ.4.37.α) επί «2» και θέτοντας:

$$2c = D^2 \quad (\text{εξ. 4.37. } \beta)$$

προκύπτει:

$$\mathbb{E}(x)^2 - D^2 = 2V_t \frac{d}{dx} \mathbb{E}(x) \Rightarrow$$

$$dx = \frac{2V_t - d\mathbb{E}(x)}{\mathbb{E}(x)^2 - D^2} \Rightarrow$$

$$\frac{x - x_o}{2V_t} = \int \frac{d\mathbb{E}(x)}{\mathbb{E}(x)^2 - D^2} = \frac{1}{D} f(u) \quad (\text{εξ. 4.37. } \gamma)$$

Τίθεται:

$$u = E/D$$

οπότε η (εξ.4.37.γ) μετατρέπεται:

$$f(u) = \int \frac{du}{u^2 - 1} = -\coth^{-1}(u) \quad (\text{εξ. 4.37.δ})$$

όπου, το τόξο της υπερβολικής συνεφαπτομένης ισούται:

$$\coth^{-1}(u) = \text{Arc coth}(u)$$

Από τις (εξ. 4.37. γ), (εξ. 4.37. δ) προκύπτει:

$$-\coth^{-1}\left(\frac{D}{\mathbb{E}(x)}\right) = \frac{D}{2V_t}(x - x_o) \Rightarrow$$

$$\mathbb{E}(x) = D \coth\left(-\frac{D}{2V_t}[x - x_o]\right) = -2V_t k \coth(k[x - 2V_t \xi])$$

Επομένως, για έναν ημιαγωγό με πεπερασμένο πάχος, η γενική λύση της (εξ.4.36) είναι:

$$\mathbb{E}(x) = -2V_t k \coth(k[x - 2V_t \xi]) \quad (\text{εξ. 4.38})$$

όπου k και ξ , είναι σταθερές

$$D = 2V_t k$$

και

$$x_o = 2V_t \xi$$

Σύμφωνα με την πρώτη εξίσωση του Maxwell, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου συναρτήσει της θέσης x , εντός του ημιαγωγού θα είναι:

$$\nabla \cdot \mathbb{E}(x) = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (\text{εξ. 4.39})$$

ενώ η πυκνότητα φορτίου ρ_h (ή Q_{sp}), των οπών θα είναι:

$$\rho_h(x) = qh(x) \quad (\text{εξ. 4.40})$$

επομένως, η (εξ.4.39) θα γραφτεί:

$$\frac{\partial}{\partial x} \mathbb{E}(x) = \frac{qh(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s} \Rightarrow$$

$$h(x) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{q} \frac{\partial}{\partial x} \mathbb{E}(x) \quad (\text{εξ. 4.41})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.4.38) στην (εξ.4.41), προκύπτει η συγκέντρωση των οπών σε απόσταση x (Σχήμα: 4-17)^[42], από τη διεπιφάνεια με το μονωτικό εντός του ημιαγωγού:

$$h(x) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q} \frac{\partial}{\partial x} \{-2V_t k \coth(k[x - 2V_t \xi])\} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q} \frac{2V_t k^2}{\sinh^2(k[x - 2V_t \xi])} \quad (\text{εξ. 4.42})$$

διότι,

$$\coth(x)' = -\frac{1}{\sinh^2(x)}$$

Επίσης ισχύουν:

$$i. 2V_t \xi = d_s \pm x_1 \quad (\text{εξ. 4.43. } \alpha)$$

όταν $x=d_s$, τότε:

$$ii. h(x = d_s) = h_d = h_d \frac{(kx_d)^2}{\sinh^2(k[x - 2V_t \xi])} = h_d \frac{(kx_d)^2}{\sinh^2(\pm kx_1)} \Rightarrow$$

$$1 = \frac{(kx_d)^2}{\sinh^2(\pm kx_1)} \Rightarrow$$

$$x_1 = \frac{\sinh^{-1}(kx_d)}{k} = \frac{\text{arc sinh}(kx_d)}{k} \quad (\text{εξ. 4.43. } \beta)$$

όπου, h_d είναι η συγκέντρωση των οπών στη διεπαφή μεταξύ του ημιαγωγού με το καθοδικό ηλεκτρόδιο.

$$iii. h_d (kx_d)^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q} 2V_t k^2 \Rightarrow$$

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{q} = \frac{h_d (kx_d)^2}{2V_t k^2} \quad (\text{εξ. 4.43. } \gamma)$$

και

$$x_d = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s V_t / q h_d} \quad (\text{εξ. 4.43. } \delta)$$

Εάν ισχύουν οι παραπάνω συνθήκες (εξ.4.43.α-γ), η (εξ.4.42) μετατρέπεται:

$$h(x) = h_d \frac{2V_t k^2}{\sinh^2(k[x - 2V_t \xi])} \quad (\text{εξ. 4.44})$$

Ο υπολογισμός του δυναμικού στην επιφάνεια του ημιαγωγού γίνεται αντικαθιστώντας την (εξ.4.38), άρα^[42]:

$$\Phi_s = - \int_0^{d_s} \mathbb{E}(x) dx = \int_0^{d_s} -2V_t k \coth(k[x - 2V_t \xi]) \quad (\text{εξ. 4.45})$$

επειδή:

$$\int \coth x dx = \ln(\sinh x)$$

η (εξ.4.45) μετατρέπεται:

$$\begin{aligned} \Phi_s &= \int_{x=0}^{x=d_s} \mathbb{E}(x) dx = \int_0^{d_s} -2V_t k \coth(k[x - 2V_t \xi]) dx \\ &= -\frac{2V_t k}{k} \ln\{\sinh(k[x - d_s \pm x_1])\} \Big|_0^{d_s} \\ &= 2V_t \ln\{\sinh(k[x \pm x_1 - d_s]) - \sinh(k[\pm x_1])\} \\ &= 2V_t \ln\left(\frac{\sinh(k[x \pm x_1 - d_s])}{\sinh(\pm kx_1)}\right) \quad (\text{εξ. 4.46}) \end{aligned}$$

Συνεπώς, το ολικό φορτίο Q_s εντός του ημιαγωγού, υπολογίζεται ως^[42]:

$$Q_s(\Phi_s) = \sqrt{Q_{sc}^2 + Q_{sh}^2}, \quad \text{όταν } \Phi_s < 0 \quad (\text{εξ. 4.47})$$

όπου^[42]:

$$Q_{sc} = \varepsilon_0 \varepsilon_s \mathbb{E}(d_s) = \sqrt{2q\varepsilon_0 \varepsilon_s V_t h_d (k^2 x_d^2 + 1)^2} \quad (\text{εξ. 4.48. α})$$

$$Q_{sh} = \sqrt{2q\varepsilon_0 \varepsilon_s V_t h_d \left(e^{-\frac{\Phi_s}{V_t}} - 1 \right)} \quad (\text{εξ. 4.48. β})$$

Το Q_{sc} είναι το επιφανειακό φορτίο που υπάρχει στη διεπαφή ημιαγωγού-καθοδού και το Q_{sh} είναι η πραγματική πυκνότητα του χωρικού φορτίου που συσσωρεύεται εντός του ημιαγωγού.

Επομένως, στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης το συνολικό φορτίο του ημιαγωγού ισούται με αυτό των συσσωρευμένων οπών^[42]:

$$Q_s \simeq Q_{sh}$$

4.2.2.β Μέτρια συσσώρευση ($V_G > V_{fb}$).

Σε αυτή την περίπτωση η άνοδος καθίσταται θετικότερη από προηγουμένως, με αποτέλεσμα οι οπές να αποσύρονται από τη διεπιφάνεια διηλεκτρικού-ημιαγωγού προς την κάθοδο. Οπότε, ελαττώνεται γραμμικά η συσσώρευση των οπών άρα και το φορτίο Q_{sh}

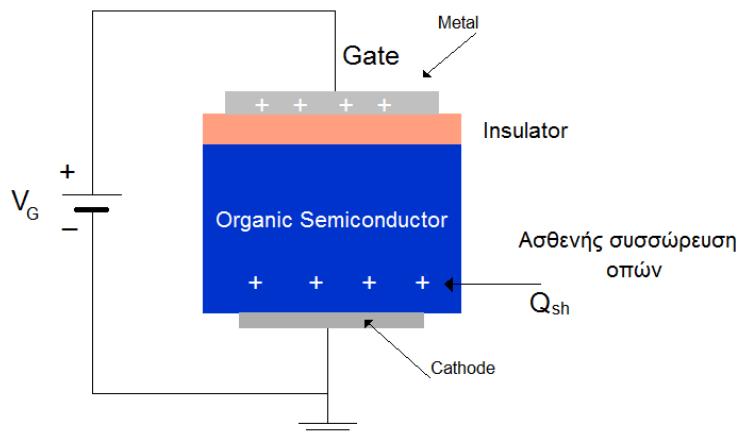
ενισχυόμενο το Q_{sc} . Δι' αυτό το λόγο η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως μέτρια συσσώρευση (**moderate accumulation**).

Δηλαδή, στη μέτρια συσσώρευση ο ημιαγωγός αραιώνει από τους συσσωρευμένους φορείς (οπές) προς τη διεπιφάνεια διηλεκτρικό-ημιαγωγό αρχίζοντας να συμπεριφέρεται ως μονωτικό ισοδύναμης χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας C_s εβρισκόμενη σε σειρά με την C_i . Παρομοίως δηλαδή, όπως είχε περιγραφεί για τους πυκνωτές MOS κατά την απογύμνωση (§3.4.β). Συνεπώς, η συνολική χωρητικότητα C της διατάξεως MIS αρχίζει να μειώνεται κατά^[42]:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_s} \Rightarrow$$

$$C = \frac{C_i C_s}{C_i + C_s} \quad (\text{εξ. 4.49})$$

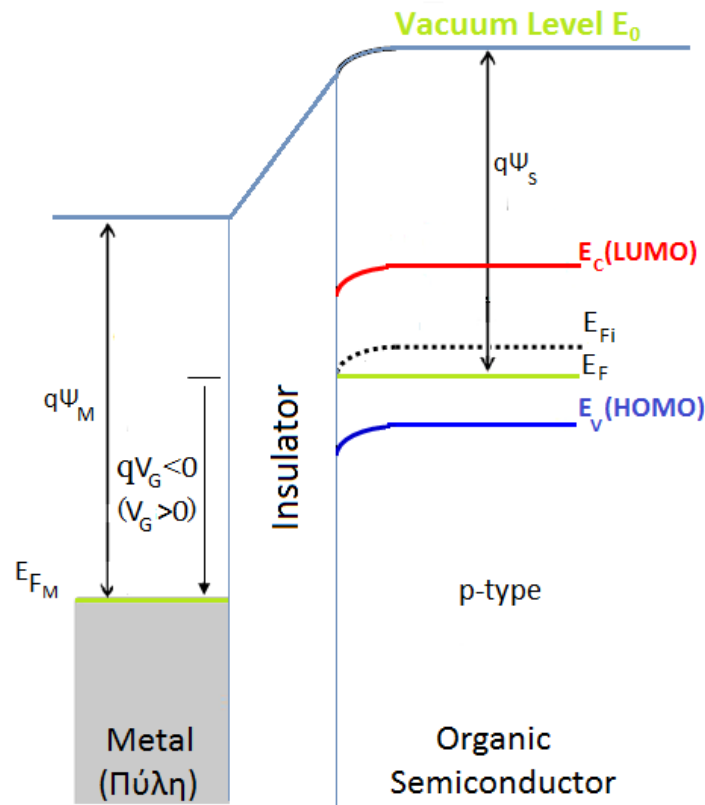
4.2.2.γ Ασθενή συσσώρευση ($V_G \gg V_{fb} > 0$)



Σχήμα: 4-18 Απόσυρση των οπών προς την κάθοδο κατά την ασθενή συσσώρευση.

Το θετικό δυναμικό της πύλης απωθεί τις συσσωρευμένες οπές από τη διεπιφάνεια μονωτικού-ημιαγωγού ωθώντας τις, προς την κάθοδο με αποτέλεσμα να αραιώσει περισσότερο (ή και να εκκενώνεται) ο ημιαγωγός από φορείς αντισταθμίζοντας έτσι με μια ίση ποσότητα θετικού φορτίου των οπών στη διεπιφάνεια μεταξύ του ημιαγωγού-καθόδου Q_{sc} (Σχήμα: 4-18). Επομένως στην επιφάνεια του διηλεκτρικού από την μεριά της πύλης, οι ενεργειακές ζώνες να κάμπτονται προς τα κάτω κατά qV_G και προς τα πάνω κατά $q\Phi_s$, από τη μεριά του ημιαγωγού (Σχήμα: 4-19). Έτσι το συνολικό φορτίο εντός του ημιαγωγού θα είναι:

$$Q_s(\Phi_s) = -\sqrt{Q_{sc}^2 + Q_{sh}^2}, \text{ όταν } \Phi_s > 0 \quad (\text{εξ. 4.50})$$



Σχήμα:4-19 Ενεργειακό διάγραμμα στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης. Ο οργανικός ημιαγωγός δεν φτάνει στην πλήρης απογύμνωση, όπως συμβαίνει στους πυκνωτές MOS πυριτίου, λόγω της χαμηλής ευκινησίας των φορέων.

Επειδή στην περιοχή της ασθενούς συσσώρευσης, οι οπές απομακρύνθηκαν από τη διασύνδεση μονωτή-ημιαγωγού αποσυρόμενες προς την κάθοδο, η συνολική συγκέντρωση φορέων (οπών) εντός του ημιαγωγού καθίσταται μικρή, δηλαδή θα ισχύει^[42]:

$$Q_{sh} \ll Q_{sc}$$

Με άλλα λόγια, στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης (**weak accumulation**) η οποία μπορεί να χαρακτηριστεί και ως περιοχής της μερικής απογύμνωσης (some depletion), ο ημιαγωγός συμπεριφέρεται ως μονωτής άρα και ως διηλεκτρικό έχοντας σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_s διατηρώντας ένα ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο σε όλο το μήκος με το ϕ_s να αυξάνεται γραμμικά συναρτήσει της τάσης V_G .

Τότε η προηγούμενη σχέση (εξ.4.49) της ολικής χωρητικότητας μετατρέπεται^[42]:

$$\frac{1}{C_{min}} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_{sc}} \Rightarrow$$

$$C = C_{\min} = \frac{C_i C_{sc}}{C_i + C_{sc}} \quad (\text{εξ. 4.51})$$

Συνεπώς, η συνολική χωρητικότητα ελαχιστοποιείται στην τιμή C_{\min} , δηλαδή, είναι ένας συνδυασμός εν σειράς της C_i με την ισοδύναμη χωρητικότητα του ημιαγωγού C_{sc} που συμπεριφέρεται ως διηλεκτρικό αφού άδειασε από οπές επειδή συσσωρεύτηκαν προς την κάθοδο. Η νέα ισοδύναμη χωρητικότητα του ημιαγωγού στην ασθενής συσσώρευση θα ισούται:

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{d_s} \quad (\text{εξ. 4.52})$$

Επίσης, τότε το συνολικό φορτίο του ημιαγωγού θα είναι:

$$Q_s \approx -C_{sc} \Phi_s \quad (\text{εξ. 4.53})$$

όπου:

$$dQ_s = -C_s d\phi_s \quad (\text{εξ. 4.54})$$

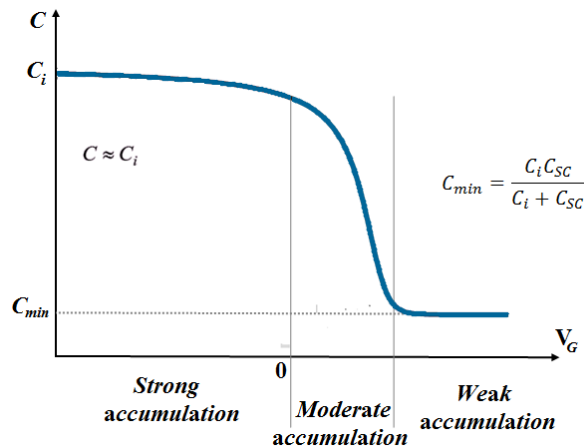
οπότε:

$$C_{sc} \approx C_s$$

Δηλαδή, η κατάσταση αυτή ομοιάζει με την περίπτωση της απογύμνωσης (depletion) που μελετήθηκε στις διόδους MOS (§3.4 .β).

4.2.3 Χαρακτηριστική C-V της δομής MIS

Οι καμπύλες C-V (Σχήμα: 4-20)^[42] χρησιμοποιούνται για τη μελέτη των χαρακτηριστικών των τρανζίστορ οργανικής λεπτής μεμβράνης (Organic thin film transistors-OTFTs) που αποτελούνται από τέτοιες δομές.



Σχήμα:4-20 Χαρακτηριστική C-V του πυκνωτή MIS στις τρεις περιοχές λειτουργίας^[42]. Η αραιώση του ημιαγωγού άρα και η χωρητικότητα στην ασθενής συσσώρευση, σταθεροποιείται.

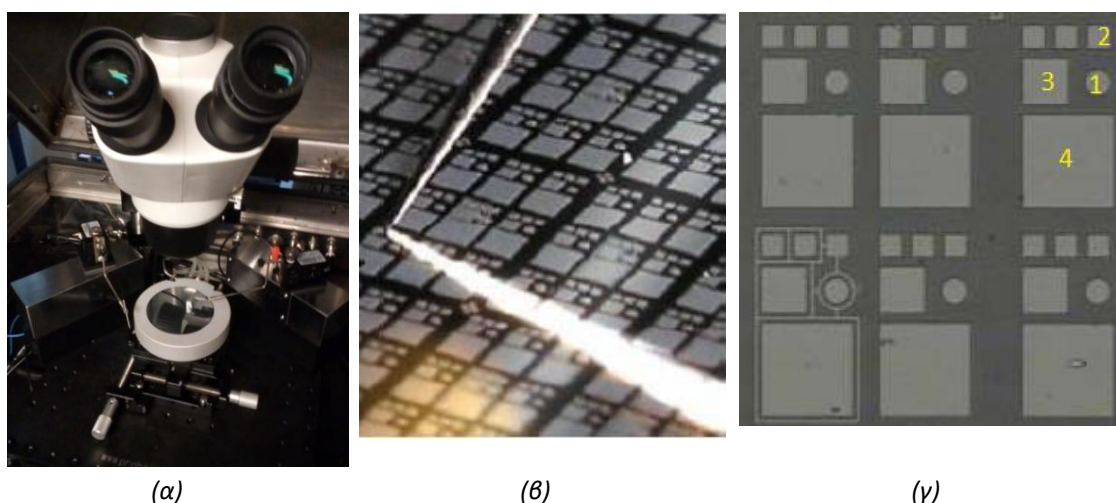
Επειδή στους οργανικούς ημιαγωγούς το ενεργειακό χάσμα είναι μεγαλύτερο από εκείνο των κλασικών ημιαγωγών και λόγω της χαμηλής ευκινησίας των φορέων, ο ρυθμός θερμικής παραγωγής φορέων (thermal generation rate), είναι πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερος απ' ότι στο πυρίτιο. Γι' αυτόν το λόγο οι οργανικές διατάξεις MIS δεν φθάνουν ποτέ στην κατάσταση της αντιστροφής αφού, όσα ηλεκτρόνια αντιστροφής παράγονται επανασυνδέονται από τις υπάρχουσες σπές λόγω της μη αμιγώς απογύμνωσης του ημιαγωγού. Επιπλέον σε αυτό συμβάλει και το οξυγόνο και η υγρασία του προβάλλοντος όπου δεσμεύουν τέτοια ηλεκτρόνια. Δεδομένου ότι, το στρώμα αντιστροφής δεν σχηματίζεται στους οργανικούς ημιαγωγούς οπότε, σε όλες τις τάσεις πόλωσης ο ημιαγωγός εξακολουθεί να συμπεριφέρεται ως p-τύπου.

Όπως είχε αναλυθεί και για τις πραγματικές δομές MOS (§3.6.2), η παρουσία της υψηλής πυκνότητας διεπιφανειακών καταστάσεων που παρατηρείται συχνά στις δομές MIS, μπορεί να μετατοπίζει και να παραμορφώνει τις καμπύλες C-V. Μπορούν να παρατηρηθούν τόσο θετικές όσο και αρνητικά φορτισμένες καταστάσεις διεπαφής, αναλόγως με τα πολυμερή που χρησιμοποιούνται ως διηλεκτρικό και ως ημιαγωγό. Καθώς αυξάνεται η συχνότητα, οι παγίδες διασύνδεσης δεν θα είναι πλέον σε θέση να αλλάξουν το φορτίο τους με τη συχνότητα σάρωσης, επομένως η μετατόπιση που παράγουν είναι χαμηλότερη. Αν και τα πολυμερή έχουν υψηλή πυκνότητα διεπιφανειακών καταστάσεων, η επίδρασή τους έχει παρατηρηθεί μόνο σε υψηλές συχνότητες και σε δομές MIS όπου η πυκνότητα των καταστάσεων διεπαφής ήταν επαρκώς μικρή.

5ο Κεφάλαιο: Χαρακτηρισμός των δομών MOS

5.1 Γενικά

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η καλή ηλεκτρική συμπεριφορά των δομών MOS είναι μείζονος σημασίας για την ορθή και αποδοτική λειτουργία των FET transistors. Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των δομών MOS γίνεται με τη μελέτη της εξάρτησης της χωρητικότητας από την τάση πόλωσης (χαρακτηριστική C-V) και της αγωγιμότητας (χαρακτηριστική G-V) καθώς και της χαρακτηριστικής «διπλής σάρωσης» (Double Sweep C-V).



Σχήμα 5-1: α) Εσωτερικό του σταθμού μετρήσεων (probe stations) όπου τοποθετείται το δίσκιο που φέρει τους πυκνωτές. β) Εξωτερική όψη του δισκίου MOS πυριτίου που χρησιμοποιήθηκε. γ) Μεγέθυνση μιας περιοχής της δομής όπου εμφανίζονται πυκνωτές με: (1) κυκλικό οπλισμό διαμέτρου 112,85 μm και (2), (3), (4) πυκνωτές με τετραγωνικούς οπλισμούς διαστάσεων 100x100 μm², 200x200 μm² και 400x400 μm² αντιστοίχως.

5.2 Διαδικασία κατασκευή πυκνωτών MOS σε υποστρώματα Πυριτίου

Για την μελέτη των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών των υποστρωμάτων και των οξειδίων που δημιουργήθηκαν, κατασκευάστηκαν πυκνωτές MOS στα εργαστήρια του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος». Η κατασκευή ενός πυκνωτή MOS με αλουμίνιο ως μέταλλο πύλης είναι μια καθιερωμένη διαδικασία για τη μελέτη μέσω ηλεκτρικών μετρήσεων («ηλεκτρικός χαρακτηρισμός») του συστήματος Si/SiO₂ δηλαδή, τόσο του διηλεκτρικού όσο και του υποστρώματος. Η ειδική επεξεργασία για την δημιουργία πυκνωτών MOS ακολουθεί άμεσα την διεργασία της οξείδωσης.

Αμέσως μετά την οξείδωση τα δείγματα τοποθετούνται στον εξαχνωτή όπου και πραγματοποιείται εξάχνωση μετάλλου αλουμινίου (Al) με τυπικό πάχος 500nm. Ακολουθεί η σχηματοποίηση με λιθογραφία και εγχάραξη του Al. Η λιθογραφία πραγματοποιείται με θετικού τόνου ρητίνη, η οποία επιστρώνεται στα δείγματα (με περιστροφή για 30sec στις 7000στροφές/min) και ακολουθεί θέρμανση σε φούρνο στους 95°C για 10min. Στη

συνέχεια, τα δείγματα τοποθετούνται στον ευθυγραμμιστή μασκών και ακολουθεί έκθεση σε ακτινοβολία με μήκος κύματος στα 365 nm για χρόνο ~ 7 sec. Κατόπιν, ακολουθεί εμφάνιση για 1min περίπου και ξέπλυμα με απιονισμένο νερό. Οι δομές παρατηρούνται στο οπτικό μικροσκόπιο και αν είναι ικανοποιητικές, ακολουθεί θέρμανση στους 120°C για 10min για τη σκλήρυνση της ρητίνης. Μετά τη λιθογραφία, τα δείγματα προχωρούν προς το στάδιο της εγχάραξης του αλουμινίου. Η εγχάραξη γίνεται σε δοχείο με ειδικό διάλυμα, το οποίο έχει τοποθετηθεί σε νερό θερμοκρασίας 65°C. Αυτό που απομένει είναι η κατασκευή της ωμικής επαφής στο πίσω μέρος του δείγματος. Για το σκοπό αυτό πραγματοποιείται εξάχνωση Al στην πίσω επιφάνεια, αφού πρώτα προστατευτεί με ρητίνη η άνω επιφάνεια. Μετά το πέρας της διεργασίας, απομακρύνεται η ρητίνη με εμβάπτιση σε διάλυμα ακετόνης που εκτίθεται σε υπέρηχους και στη συνέχεια σε διάλυμα προπανόλης και τελικά απιονισμένου νερού. Πλέον, τα δείγματα είναι έτοιμα προς μέτρηση. Πριν τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό πραγματοποιείται ανόπτηση (forming gas) για χρόνο της τάξεως των 20min σε αέριο μείγμα υδρογόνου (H_2) κατά 10% και αζώτου (N_2), σε θερμοκρασίες 320-400°C. Οι πυκνωτές που δημιουργήθηκαν είναι τεσσάρων διαφορετικών διαστάσεων (Σχήμα: 5-1.γ).

Συνοπτικά τα βήματα κατασκευής των πυκνωτών είναι τα εξής:

1. Εξάχνωση αλουμινίου στην εμπρόσθια επιφάνεια.
2. Εναπόθεση ρητίνης με spinner.
3. Ψήσιμο ρητίνης.
4. Θετική λιθογραφία με UV (υπεριώδης) ακτινοβολία & μάσκα πυκνωτών.
5. Εμφάνιση σε AZ developer.
6. Ψήσιμο ρητίνης.
7. Εγχάραξη Al για τη δημιουργία πυκνωτών στην άνω επιφάνεια.
8. Αφαίρεση ρητίνης άνω επιφάνειας.
9. Επίστρωση παχιάς ρητίνης για την προστασία της άνω επιφάνειας.
10. Αφαίρεση οξειδίου οπίσθιας επιφάνειας.
11. Εξάχνωση Al για τη δημιουργία της πίσω επαφής.
12. Απομάκρυνση ρητίνης στην άνω επιφάνεια.
13. Ανόπτηση σε forming gas (380°C για χρόνο 20 min).

5.3 Χαρακτηριστικά των δειγμάτων

Μελετήθηκαν εργαστηριακά δυο δισκία ($Al/SiO_2/Si/Al$), τα οποία φέρουν ανόργανους πυκνωτές MOS πυριτίου n-τύπου και p-τύπου διαστάσεων $400 \times 400 \mu m^2$. Το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της πύλης είναι αλουμινένιο τοποθετημένα πάνω σε μεταλλικό υπόστρωμα ίδιου είδους μετάλλου. Συγκεκριμένα, το ένα δισκίο είναι τύπου n-MOS και το άλλο p-MOS, με χαρακτηριστικά τα οποία αναγράφονται παρακάτω (Πίνακας: 5-1).

Τύπος	Συγκέντρωση προσμίξεων (cm^{-3})	Πάχος διηλεκτρικού (nm)	Εμβαδόν επιφανείας ηλεκτροδίου πύλης (cm^2)	Διηλεκτρική σταθερά SiO_2	Διηλεκτρική σταθερά Si
n-MOS	$N_D = 5 \times 10^{15}$	$d_{ox} = 20$	$S = 16 \times 10^{-4}$	$\epsilon_{ox} = 3,9$	$\epsilon_s = 11,9$
p-MOS	$N_A = 1 \times 10^{16}$	$d_{ox} = 10$	$S = 16 \times 10^{-4}$	$\epsilon_{ox} = 3,9$	$\epsilon_s = 11,9$

Πίνακας 5-1: Χαρακτηριστικά των πυκνωτών MOS που εξετάστηκαν εργαστηριακά

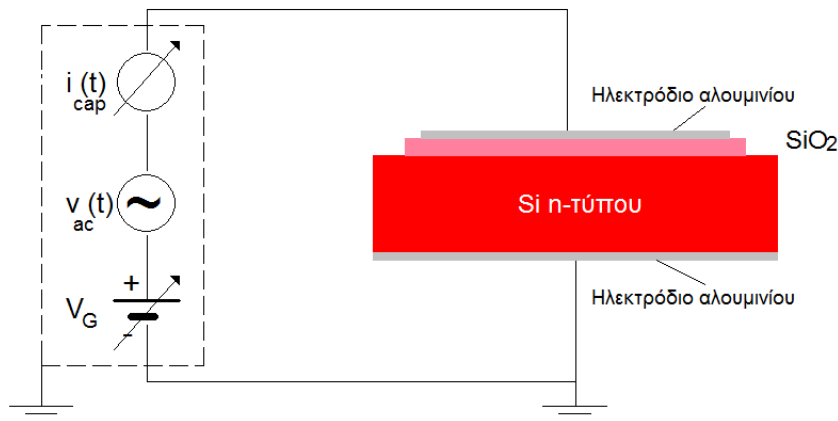
Στην εργασία αυτή, μετρήθηκε (measurement) εργαστηριακά η χωρητικότητα C_m και η αγωγιμότητα G_m , καθ' ενός πυκνωτή MOS με διάταξη Αναλυτού Απόκρισης Συχνότητας (Frequency Responce Analyzer). Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκε η διάταξη “Alpha-N” Analyzer όπου χρησιμοποιεί τη μέθοδο της διηλεκτρικής φασματοσκοπίας (Broadband Dielectric Spectroscopy-BDS)^[85]. Ο τρόπος μέτρησης σχετίζεται με την μεταβολή του φορτίου dQ_G που επιφέρει μια μικρή μεταβολή dV_G της τάσης πόλωσης που εφαρμόζεται στην πύλη του πυκνωτή όταν το υπόστρωμα είναι γειωμένο μέσω ενός καθοδικού ηλεκτροδίου (Σχήμα: 5-2). Μετρώντας το χωρητικό ρεύμα φόρτισης υπολογίζεται η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα από τις σχέσεις:

$$C_m = \frac{i(t)}{\omega v(t)} \quad (\text{εξ. 5.1. α})$$

$$G_m = \frac{i(t)}{v(t)} = \omega C \quad (\text{εξ. 5.1. β})$$

Άρα, το φανταστικό μέρος (imaginary part) της μετρούμενης αγωγιμότητας G_m , που υπολογίζεται για το παράλληλο ισοδύναμο κύκλωμα (Σχήμα: 3.36.γ), είναι ανάλογο με την αντίστοιχη μετρούμενη χωρητικότητα, C_m , δηλαδή:

$$\text{Im}[G_m] = j\omega C_m \quad (\text{εξ. 5.1. γ})$$



Σχήμα: 5-2 Ισοδύναμη κυκλωματική διάταξη της γέφυρας διηλεκτρικής φασματοσκοπίας (Broadband Dielectric Spectroscopy-BDS) για τη μέτρηση των C_m και G_m του πυκνωτή n-MOS στις dc και ac τάσεις πόλωσης.

Η εφαρμοζόμενη τάση πόλωσης πύλης, αποτελείται από μια συνεχή dc συνιστώσα, μέχρι 5V, υπερτιθέμενη με μια ημιτονοειδής εναλλασσόμενη ac τάση μικρού πλάτους ενεργής τιμής $V_{rms}=25mV$ ($k_B T/q$) ώστε να επικρατεί γραμμική απόκριση του ac ρεύματος που δημιουργείται στον πυκνωτή, διαφορετικά θα επιδρούσαν φαινόμενα εναλλασσόμενου πεδίου από το διηλεκτρικό. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν μέσα σε κλειστό σκοτεινό στεγανό θωρακισμένο θάλαμο αλλά και με ορατό φως εντός του θαλάμου, στη θερμοκρασία δωματίου (300K). Ενώ, η λήψη των μετρήσεων πραγματοποιήθηκε με το λογισμικό “WinDeta”.

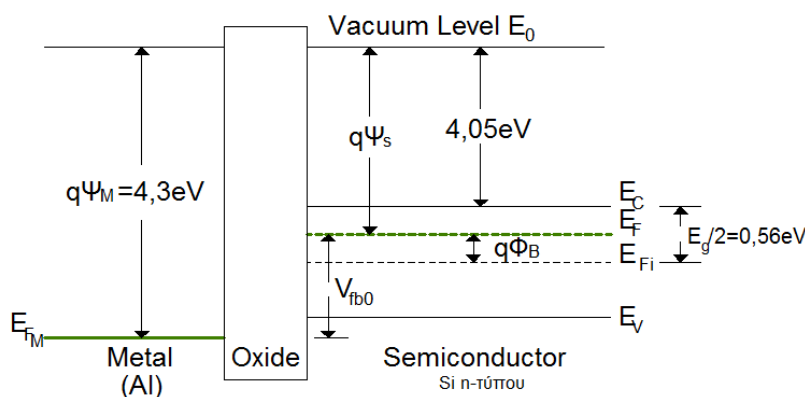
Οι μετρήσεις ελήφθησαν με διπλή σάρωσης (Double Sweep) της dc τάσης από -5V μέχρι +5V με βήμα 0,1V, ξεκινώντας από την κατάσταση της αντιστροφής και καταλήγοντας στην συσσώρευση και αντιστρόφως, με υψηλές και χαμηλές συχνότητες σάρωσης.

5.4 Χαρακτηριστική C-V της δομής n-MOS

5.4.1 Χαρακτηριστική της ιδανική δομής n-MOS

Στο εδάφιο αυτό, εξετάζεται η καμπύλης C-V, στην ιδανική (ideal) περίπτωση που η χρησιμοποιούμενη δομή n-MOS είναι απαλλαγμένη από φορτία στο οξειδίο ($Q_{ox}=0$). Επομένως, η θέση της τάσης V_{fb} θα καθορίζεται, από τη διαφορά των έργων εξαγωγής (εξ.3.8) μεταξύ των Al και Si.

5.4.1.α Υπολογισμός της διαφοράς των έργων εξαγωγής



Σχήμα: 5-3 Διάγραμμα των ενεργειακών επιπέδων ενός πυκνωτή n-MOS με ιδανικό διηλεκτρικό (απαλλαγμένο από ατέλειες και φορτία) κατά την επιβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (ισορροπίας) V_{fb} . Όπου $q\psi_M$ είναι το έργο εξαγωγής του αλουμινένιου (Al) ηλεκτροδίου και $q\psi_s$ το αντίστοιχο έργο του ημιαγωγού Si n-τύπου. Κατά τον εμπλουτισμό του ενδογενούς ημιαγωγού για τη μετατροπή σου σε n-τύπου, το επίπεδο Fermi πλησιάζει τη ζώνη αγωγιμότητας κατά, $q\phi_B = K_B T \ln(N_D/n_i)$. Η ενεργειακή διαφορά των επιπέδων E_{FM} και E_F αντιστοιχεί στην τάση πύλης.

Από την (εξ.1.29.α) προκύπτει:

$$\ln(N_D) = \ln[n_i e^{(E_F - E_{Fi})/K_B T}] \Leftrightarrow$$

$$(E_F - E_{Fi})/K_B T = \ln(N_D/n_i) \Rightarrow$$

$$E_F - E_{Fi} = K_B T \ln(N_D/n_i)$$

ή

$$\phi_B = K_B T \ln(N_D/n_i) \quad (\text{εξ. 5.2})$$

όπου, ϕ_B είναι η διαφορά μεταξύ της ενέργειας Fermi E_{Fi} του ενδογενούς ημιαγωγού και της ενέργειας Fermi E_F , του εξωγενούς ημιαγωγού. Το E_{Fi} , βρίσκεται στο μέσο του ενεργειακού χάσματος (Σχήμα: 5-3) του εμπλουτισμένου ημιαγωγού Si.

Κατά τον εμπλουτισμό του ημιαγωγού Si σε n-τύπου, η ενεργειακή στάθμη E_F μετατοπίζεται πάνω από την E_{Fi} , κατά $q\phi_B$ (εξ.5.1) επηρεάζοντας το έργο εξαγωγής του ημιαγωγού. Τότε, σύμφωνα με το διάγραμμα των ενεργειακών επιπέδων (Σχήμα: 5-3), το έργο εξαγωγής του ημιαγωγού n-τύπου, θα είναι:

$$q\psi_{s,n} = 4,05 + \frac{E_g}{2} - (E_F - E_{Fi}) = 4,05 + \frac{E_g}{2} - K_B T \ln(N_D/n_i)$$

$$q\psi_{s,n} = 4,271 \text{ eV}$$

όπου ετέθη:

$$E_g/2 = 0,56 \text{ eV}$$

$$n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$K_B = 8,617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$$

$$T = 300 \text{ K (θερμοκρασία δωματίου)}$$

$$N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

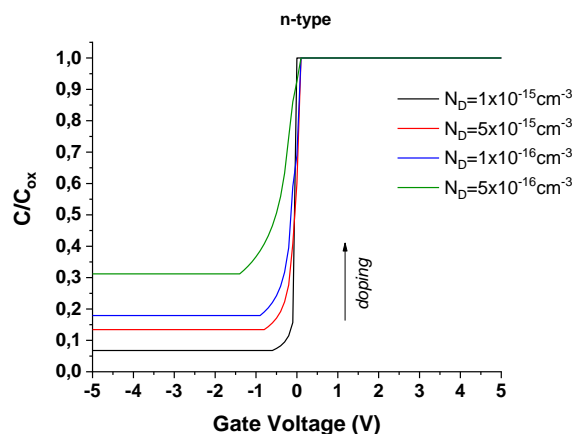
Επομένως, η διαφορά των έργων εξαγωγής (τάση επίπεδης ζώνης) μεταξύ του μεταλλικού ηλεκτροδίου και του ημιαγωγού, υπολογίζεται (εξ.3.8) ως:

$$V_{fb0} = \psi_{MS} = \psi_M - \psi_{S,n} = 4,30 - 4,271 = 0,029 \text{ V}$$

Επειδή η πυκνότητα των προσμίξεων του ημιαγωγού είναι $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, από την (εξ.3.42) και την (εξ.3.59) υπολογίζεται η θεωρητική τιμή της τάσης κατωφλίου και της C_{min} αντιστοίχως (Πίνακας: 5-II).

5.4.1.β Καμπύλες C-V του ιδανικού πυκνωτή n-MOS

Παρακάτω, παρουσιάζονται οι θεωρητικές καμπύλες C-V (Σχήμα:5-4) για διάφορες πυκνότητες προσμίξεων N_D κατά την οποία η τάση V_{fb} ισούται μόνο με τη διαφορά των έργων εξαγωγής ψ_{MS} .



Σχήμα: 5-4 Εξάρτηση της C-V χαρακτηριστικής από την πυκνότητα των προσμίξεων του υποστρώματος.

Συγκεκριμένα παρατηρείται ότι, η πυκνότητα των προσμίξεων επηρεάζει την ελάχιστη χωρητικότητα C_{\min} (εξ.3.59) στην περιοχή της αντιστροφής καθώς και την κλίση της καμπύλης κατά την απογύμνωση, άρα και κατ' επέκταση τη μορφή της συνολικής χαρακτηριστικής^[16].

5.4.2 Χαρακτηριστική C-V πραγματικού πυκνωτή n-MOS

5.4.2.1 Υπολογισμός παραμέτρων

Η τάση επιπέδων ζωνών V_{fb} είναι αυτή κατά την οποία η μετρούμενη χωρητικότητα ισούται με την χωρητικότητα των επιπέδων ζωνών C_{fb} . Η χωρητικότητα αυτή υπολογίζεται από τις επόμενες σχέσεις^{[15], [16]}:

$$\frac{1}{C_{fb}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{fbs}} \quad (\text{εξ. 5.3. } \alpha)$$

όπου, η χωρητικότητα του ημιαγωγού στην κατάσταση των επιπέδων ζωνών (flatband capacitance), δίδεται από την σχέση:

$$C_{fb,s} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{L_D} S \quad (\text{εξ. 5.3. } \beta)$$

ενώ, το μήκος "Debye"^[16] του εμπλουτισμένου ημιαγωγού, βρίσκεται από την σχέση :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox} K_B T}{q^2 N_D}} \quad (\text{εξ. 5.4})$$

το οποίο υπολογίζεται $L_D=1,05 \times 10^{-6} \text{cm}$.

όπου, ετέθη:

$$\epsilon_0=8,854 \times 10^{-14} \text{F/cm}$$

$$\epsilon_{ox}=3,9$$

$$K_B= 1,38 \times 10^{-23} \text{J/K}$$

$$T=300\text{K}$$

$$q=1,602 \times 10^{-19} \text{Cb}$$

$$N_D=5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$$

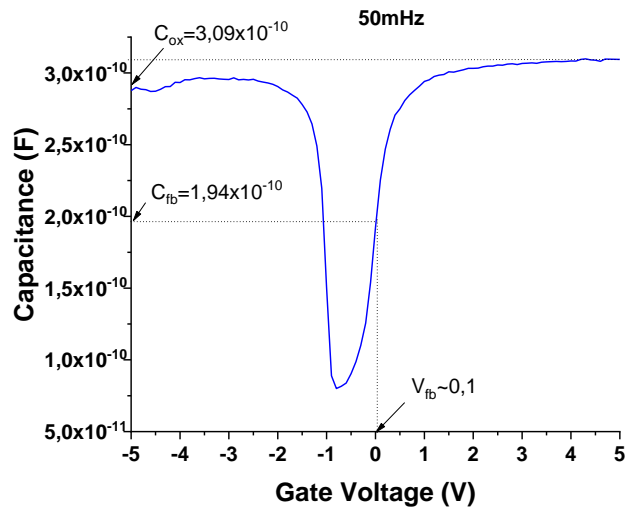
Άρα, η χωρητικότητα που αντιστοιχεί στην κατάσταση των επιπέδων ζωνών (εξ.5.3.β) θα είναι $C_{fb,s}=5,23 \times 10^{-10} \text{F}$.

Επομένως, η συνολική χωρητικότητα στην κατάσταση των επιπέδων ζωνών θα είναι:

$$C_{fb} = \frac{C_{fb,s} C_{ox}}{C_{fb,s} + C_{ox}} \quad (\text{εξ. 5.5})$$

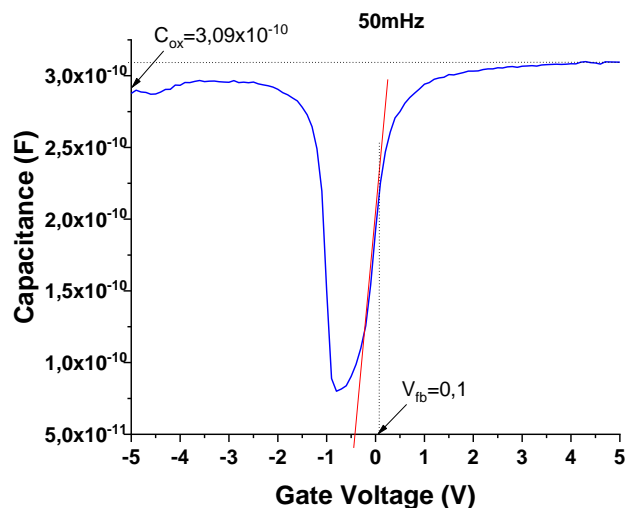
όπου, υπολογίζεται $C_{fb}=1,94 \times 10^{-10} \text{F}$ ($1,21 \times 10^{-7} \text{F/cm}^2$) η οποία σύμφωνα με τις μετρήσεις (Σχήμα: 5-5), αντιστοιχίζεται στην τάση μεταξύ 0-0,1V. Εκτιμάται όμως ότι αντιστοιχεί στην

μετρούμενη τάση κάτω των $V_{fb} \approx 0,1V$. Η τάση αυτή υπολογίζεται στις χαμηλότερες συχνότητες αφ' ενός λόγω της καλύτερης απόκρισης των φορέων και αφ' ετέρου λόγω της μικρότερης παραμόρφωσης της καμπύλης της χωρητικότητας από τα Q_{it} (Σχήμα: 3-32).



Σχήμα:5-5.α Ο προσδιορισμός της τάσης επίπεδης ζώνης γίνεται στη χαμηλότερη συχνότητα (50mHz) που πάρθηκαν μετρήσεις λόγω καλύτερης απόκρισης των φορέων και της χαμηλότερης αντίστασης επαφών.

Επίσης, η ίδια τάση, μπορεί να υπολογιστεί και με γραφικό τρόπο, χαράσσοντας μια ευθεία γραμμή, εφαπτόμενη με το γραμμικό τμήμα της καμπύλης C-V (Σχήμα: 5-5.β). Το τελευταίο σημείο της ευθείας από τη μεριά της συσσώρευσης, αναλογεί στην ίδια περίπου τάση $V_{fb} \approx 0,1V$.



Σχήμα:5-5.β Γραφικός υπολογισμός της τάσης V_{fb} χαράσσοντας μια βοηθητική ευθεία στο γραμμικό τμήμα της χαρακτηριστικής. Οι τάσεις V_{fb} και V_T προσδιορίζονται στις μικρότερες συχνότητες.

Τα φορτία Q_{ox} , που βρίσκονται στον όγκο του οξειδίου, υπολογίζονται από την σχέση (εξ.3.15.β):

$$Q_{ox} = (V_{fb} - V_{fb0})C_{ox} = (0,1 - 0,029)1,93 \times 10^{-7} = -1,37 \times 10^{-8} \text{Cb/cm}^2$$

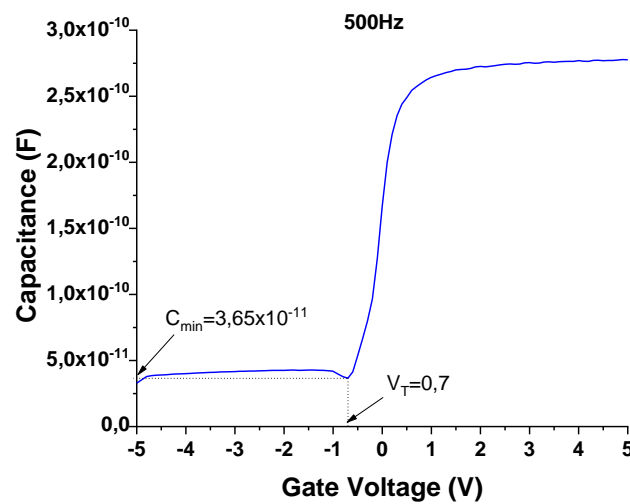
το οποίο αντιπροσωπεύει πλήθος ηλεκτρονίων:

$$\frac{-2,11 \times 10^{-8}}{-1,602 \times 10^{-19}} = 8,55 \times 10^{10} \text{electrons/cm}^2$$

και τάση οξειδίου:

$$V_{ox} = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = -\frac{1,37 \times 10^{-8}}{1,93 \times 10^{-7}} = -0,07 \text{V}$$

Όλοι οι παραπάνω υπολογισμοί παρατίθενται στον επόμενο πίνακα (Πίνακα: 5-II).



Σχήμα: 5-6 Προσδιορισμός των $V_T = -0,7 \text{V}$ και $C_{min} = 3,65 \times 10^{-11} \text{F}$ στη χαμηλότερη από τις HF συχνότητες (500Hz).

Στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης ($C_{acc} = C_{ox}$) από την (εξ.5.23) υπολογίζεται το πάχος του οξειδίου στην χαμηλότερη συχνότητα (50mHz) επειδή είναι σωστότερη μέτρηση λόγω της μικρότερης σειριακής αντίστασης (§3.8):

$$d_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{C_{ox}} = 1,78 \times 10^{-6} \text{cm} = 17,8 \text{nm}$$

	V_{fb} (V)	V_T (V)	C_{ox} (F)	C_{ox} (F/cm ²)	d_{ox} (nm)	C_{min} (F)
Υπολογιστικά: $Q_{ox} = 0$	0,029	-0,85V	$2,76 \times 10^{-10}$	$1,726 \times 10^{-7}$	20	$2,11 \times 10^{-11}$
Πειραματικά: $Q_{ox} = -1,37 \times 10^{-8} \text{Cb/cm}^2$ ή $8,55 \times 10^{10} \text{elect./cm}^2$	0,1	-0,70	$3,09 \times 10^{-10}$	$1,93 \times 10^{-7}$	17,8	$3,65 \times 10^{-11}$

Πίνακας: 5-II. Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων στον n-MOS πυκνωτή.

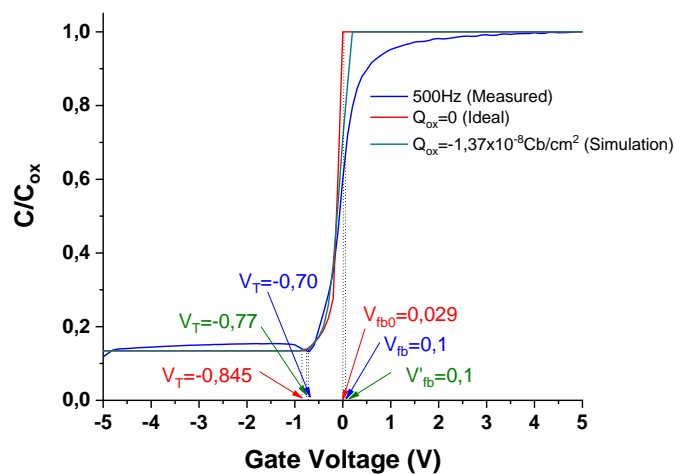
Να σημειωθεί ότι η θεωρητική C_{min} υπολογίστηκε (εξ.3.59) ως $C_{min} = 2,11 \times 10^{-11} \text{F}$.

5.4.2.2 Μετατόπιση των καμπυλών Τάσης-Χωρητικότητας

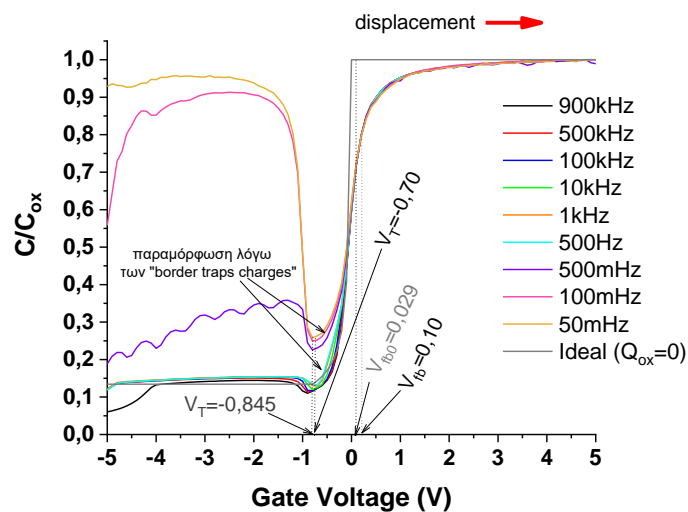
Μετά τον υπολογισμό του Q_{ox} δύναται να χαραχθεί μία θεωρητική καμπύλη (Σχήμα: 5-7) η οποία λαμβάνοντας υπόψιν το φορτίο του οξειδίου μετατοπίζεται από την ιδανική ($Q_{ox}=0$) κατά $-Q_{ox}/C_{ox}$. Έτσι, οι νέες τάσεις επίπεδης ζώνης και κατωφλίου που αντιστοιχούν σ'αυτή την περίπτωση, υπολογίζονται από την (εξ.3.15.α) και την (εξ.3.41) αντιστοίχως ως:

$$V'_{fb} = \Psi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = 0,029 - \left(-\frac{1,37 \times 10^{-8}}{1,93 \times 10^{-7}} \right) = 0,1V$$

$$V'_T = -V_T - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = -0,70 - \left(-\frac{1,37 \times 10^{-8}}{1,93 \times 10^{-7}} \right) = -0,77V$$



Σχήμα: 5-7 Προσθέτοντας στην ιδανική χαρακτηριστική ($Q_{ox}=0$) το φορτίο του οξειδίου, που υπολογίστηκε πειραματικά, τότε η προκύπτουσα νέα HF καμπύλη πλησιάζει την αντίστοιχη πειραματική των 500Hz.



Σχήμα: 5-8 Μετατόπιση των πειραματικών καμπυλών C-V σε διάφορες συχνότητες σάρωσης προς τα δεξιά ως προς την αντίστοιχη ιδανική ($Q_{ox}=0$) χαρακτηριστική.

Οι πειραματικές καμπύλες C-V (Σχήμα: 5-8), είναι μετατοπισμένες (displacement) προς τα δεξιά (θετικές τάσεις πύλης V_G) ως προς τη θεωρητική καμπύλη (Ideal για $Q_{ox}=0$) εξαιτίας των Q_{ox} . Οπότε, επειδή η ολίσθηση είναι προς τα δεξιά, εξάγεται το συμπέρασμα, ότι πρόκειται περί αρνητικών σταθερών παγιδευμένων φορτίων (ηλεκτρονίων) Q_f (§3.6.1) στο οξειδίο, τα οποία προήλθαν, κυρίως, από την έγχυση των φορέων πλειονότητας του ημιαγωγού. Η μετακίνηση αυτή γίνεται προς θετικότερες τάσεις πολώσεως, ώστε να αντισταθμιστεί το παγιδευμένο αρνητικό φορτίο στη διεπιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού.

Η μετατόπιση αυτή, γίνεται μέγιστη στην περιοχή της αντιστροφής ενώ ελαχιστοποιείται κατά την συσσώρευση. Συγκεκριμένα η μετατόπιση των τάσεων V_T είναι 0,14V (0,845-0,7) ενώ των $V_{fb} \sim 0,071V$ (Σχήμα: 5-7). Η συμπεριφορά αυτή αποδίδεται και στη μεταβολή των φορτίων Q_{it} των διεπιφανειακών καταστάσεων τα οποία προκαλούν μια διαπλάτυση των πειραματικών καμπύλων μετατοπίζοντας τη στάθμη Fermi προς τα πάνω.

5.4.2.3 Παραμόρφωση των καμπύλων C-V

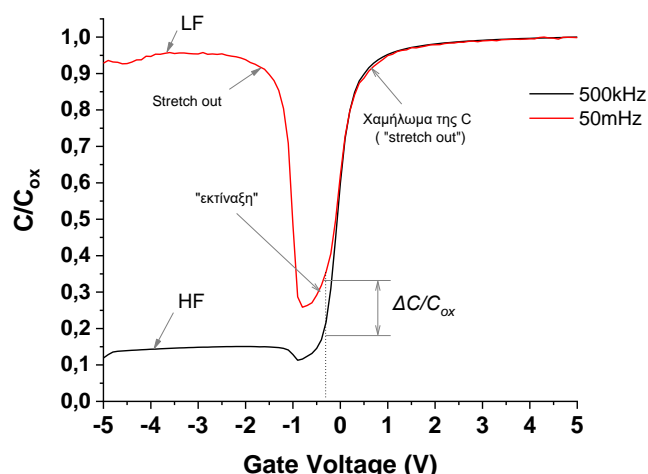
Οι χαρακτηριστικές δεν ολισθαίνουν μόνο παραλλήλως ως προς τον άξονα των τάσεων εξαιτίας των σταθερών φορτίων του οξειδίου Q_f (§3.6.1), όπως παρουσιάστηκε προηγουμένως (§5.4.2.2), αλλά λόγω των διεπιφανειακών φορτίων Q_{it} , προκαλείται και μια οριζόντια διαπλάτυση (stretch out) των καμπύλων C-V. Επειδή τα φορτία Q_{it} των διεπιφανειακών καταστάσεων δεν παραμένουν σταθερά καθώς μεταβάλλεται η εξωτερική τάση πόλωσης V_G , αλλάζει η έγχυση φορτίου από τον ημιαγωγό προς τις παγίδες μετατοπίζοντας την στάθμη Fermi του ημιαγωγού.

Το “stretch out” είναι εντονότερο στις καμπύλες υψηλών συχνοτήτων απ’ότι των χαμηλών (Σχήμα: 5-9) επειδή τα Q_{it} προσαρμόζονται ευκολότερα στις χαμηλές συχνότητες απ’ότι στις μεγαλύτερες. Ανταποκρινόμενα στο ρυθμό εναλλαγής του πεδίου του ac σήματος.

Δηλαδή, κατά την επιβολή της ac τάσης, η διεργασία εκπομπής φορέων από τις διεπιφανειακές παγίδες είναι πιο αργή από αυτή της σύλληψης, με αποτέλεσμα το φορτίο που παραμένει παγιδευμένο να είναι μεγαλύτερο σχετικά με αυτό στην περίπτωση των χαμηλών συχνοτήτων. Διότι, στις χαμηλές συχνότητες όσοι φορείς παγιδεύονται άλλοι τόσοι προλαβαίνουν να αποπαγιδευθούν.

Για το λόγο αυτό, η χωρητικότητα κατά την ασθενή συσσώρευση, στις χαμηλές συχνότητες (LF), όπως και σε όλο το εύρος της περιοχής της απογύμνωσης, είναι λίγο μεγαλύτερη (Σχήμα: 5-9). Εμφανίζοντας μια «εκτίναξη» της C-V καμπύλης (Σχήμα: 5-9), εξαιτίας της δημιουργούμενης ισοδύναμη χωρητικότητα C_{it} η οποία είναι παράλληλη προς αυτήν του απογυμνωμένου ημιαγωγού C_s (Σχήμα:3-36.α).

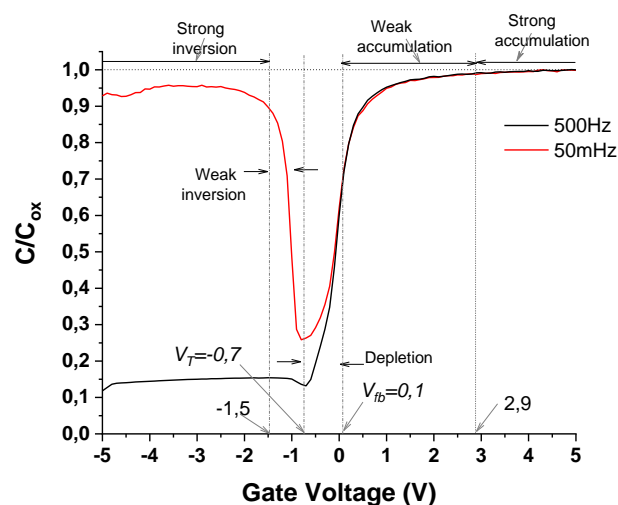
Συνεπώς, εκ των παραπάνω απορρέει το συμπέρασμα ότι, μεγαλύτερη παραμόρφωση συντελείται κυρίως στις χαμηλότερες συχνότητες, λόγω της μεγαλύτερης ανταπόκρισης των παγιδευμένων διεπιφανειακών φορτίων (border traps charge) Q_{it} .



Σχήμα: 5-9 Απόκλιση μεταξύ της καμπύλης LF σε σχέση με την HF, η οποία οφείλεται στα διαπιφανειακά φορτία Q_{it} διότι στις υψηλότερες ac συχνότητες ανταποκρίνονται λιγότερο.

5.4.2.4 Καταστάσεις λειτουργίας του πυκνωτή n-MOS

Συγκρίνοντας τις πειραματικές C-V γραφικές παραστάσεις (Σχήμα: 5-10) στην περίπτωση επιβολής υψίσυχνου σήματος (HF), επειδή ο χρόνος ζωής των φορέων μειονότητας (οπές) είναι μικρότερος σε σχέση με τον γρήγορο ρυθμό μεταβολής της τάσης V_G , δεν προφθάνουν να δημιουργηθούν αρκετές οπές. Γι' αυτό δημιουργείται ένα μικρό στρώμα φορτίων αντιστροφής άρα και μια μικρή ισοδύναμη χωρητικότητα. Στην περίπτωση αυτή η δομή MOS συμπεριφέρεται ως ένα σύστημα δύο ισοδύναμων πυκνωτών σε σειρά με συνέπεια να μειώνεται η συνολική χωρητικότητα όπως περιγράφεται από την εξίσωση (εξ.3.55) και (Σχήμα: 3-27.δ). Ενώ όταν το επιβαλλόμενο ac σήμα, είναι χαμηλής συχνότητας (LF), προλαβαίνουν να δημιουργηθούν αρκετοί φορείς μειονότητας δηλαδή, οπές (εξ.3.60).

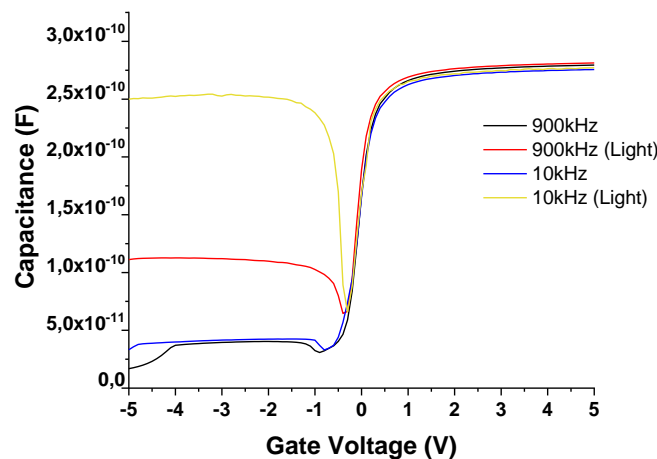


Σχήμα: 5-10 Παρουσίαση των πειραματικών C-V χαρακτηριστικών του n-τύπου πυκνωτή στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης των HF και LF περιπτώσεων, ως προς την θεωρητική (Ideal $Q_{ox}=0$).

5.4.2.5 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης υπό φως

Όταν οι παραπάνω μετρήσεις (C-V) πραγματοποιηθούν με τον πυκνωτή εκτεθειμένο στο ορατό φως, η καμπύλη HF πλησιάζει την LF (Σχήμα: 5-13) στην αντιστροφή. Το πλησίασμα των καμπύλων, εξαρτάται από διάφορους παράγοντες όπως, την συγκέντρωση n_i των φορέων μειονότητας, το χρόνο ζωής τους τ_i , το πάχος του ημιαγωγού και από το C_{ox} . Αυτό συμβαίνει επειδή οι φορείς μειονότητας κατά την αντιστροφή (inversion), ανταποκρίνονται και σε υψηλότερες συχνότητες στις αυξήσεις της έντασης του φωτός λόγω αύξησης της ευκινησία τους προλαβαίνοντας τις μεταβολές του ac σήματος. Καθώς επίσης αυξάνεται και ο ρυθμός παραγωγής φορέων μειονότητας (οπών) από φωτοϊονισμούς επειδή το επίπεδο Fermi κάμπτετε περισσότερο προς τα κάτω (Σχήμα: 3-17) πλησιάζοντας την ζώνη σθένους, ενισχύοντας έτσι το στρώμα του φορτίου αντιστροφής που δημιουργείται από οπές^[61]. Επομένως η ισοδύναμη χωρητικότητα στην κατάσταση αυτήν (εξ.3.45), τείνει προς την C_{ox} όπως ακριβώς συμβαίνει και με τις χαμηλές συχνότητες.

Επίσης, με το ορατό φως (Σχήμα: 5-11), μειώνεται η τάση κατωφλίου V_T κατά μέτρο, λόγω της αύξησης των φορέων μειονότητας (εξ.3.41) ενώ αλλάζει ασθενώς και η τάση V_{fb} . Η μετατόπιση των χαρακτηριστικών C-V, είναι μέγιστη στην περιοχή της αντιστροφής ενώ ελαχιστοποιείται στην κατάσταση της συσσώρευσης.



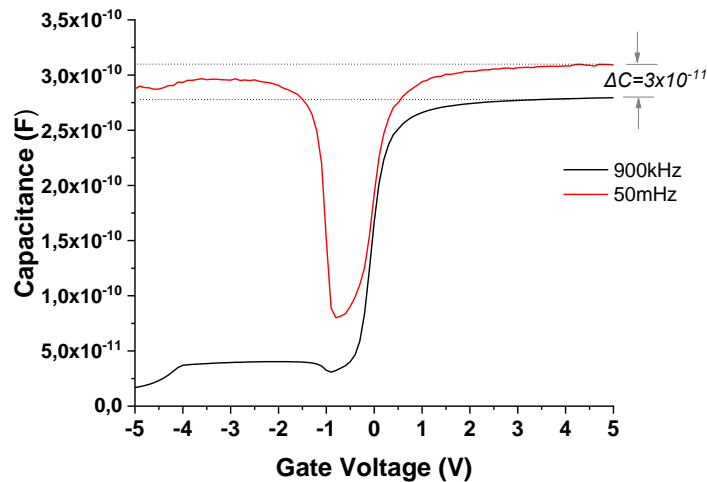
Σχήμα: 5-11 Σύγκριση καμπυλών C-V σε μια χαμηλότερη και στην υψηλότερη συχνότητα με φως και χωρίς φως αντιστοίχως.

Όπως διακρίνεται (Σχήμα: 5-11) στην κατάσταση της συσσώρευσης η χωρητικότητα είναι λίγο μεγαλύτερη στην φωτιζόμενη περίπτωση, πιθανότατα, εξαιτίας της καλύτερης ευκινησίας των φορέων.

Να σημειωθεί ότι δεν κατέστη εφικτό να ληφθούν ικανοποιητικές μετρήσεις υπό φως, σε χαμηλότερες συχνότητες όπως είχε γίνει όταν πάρθηκαν μετρήσεις σε σκοτεινό θάλαμο.

5.4.3 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες

5.4.3.α Διασπορά στην Συσσώρευση



Σχήμα: 5-12 Σύγκριση των καμπυλών C-V στα 900kHz και 50mHz. Η χωρητικότητα των 50mHz είναι υψηλότερη κατά 3×10^{-11} F (ή 9,7%) από αυτήν των 900kHz εξ' αιτίας της μικρής σειριακής αντιστάσεως επαφών.

Στις διάφορες συχνότητες, που πάρθηκαν μετρήσεις, παρατηρείται μια μικρή διασπορά της χωρητικότητας κατά ΔC (Σχήμα: 5-12)^[62] που επικρατεί στην κατάσταση της συσσώρευσης, δηλαδή, υπάρχουν διαφορετικές C_{acc} για κάθε συχνότητα, φαινόμενο το οποίο ενδεχομένως να αποδοθεί στις αντιστάσεις επαφών (contact resistance) που υπάρχουν στη δομή, σε πιθανά ρεύματα διαρροής (κυρίως στις χαμηλές συχνότητες) εντός του μονωτικού, ή σε παρασιτικά φαινόμενα που σχετίζονται με τις επαφές της δομής, ή τέλος και σε πιθανή εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς από την συχνότητα της εφαρμοζόμενης τάσης (συνήθως στο SiO₂ είναι σταθερή). Όλοι, αυτοί οι παράγοντες διαφοροποιούν τις C-V και G-V χαρακτηριστικές. Επίσης, τέτοια διασπορά εντοπίζεται και στην περιοχή της απογύμνωσης ως αποτέλεσμα των διεπιφανειακών παγίδων φορτίου.

Η αντίσταση επαφών στις διόδους MOS, έχει να κάνει με προβλήματα κατά τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό τους, η οποία είναι μεγαλύτερη στις υψηλότερες συχνότητες επειδή οι φορείς δεν προλαβαίνουν να προσαρμοστούν στο γρήγορο ρυθμό της τάσης πόλωσης.

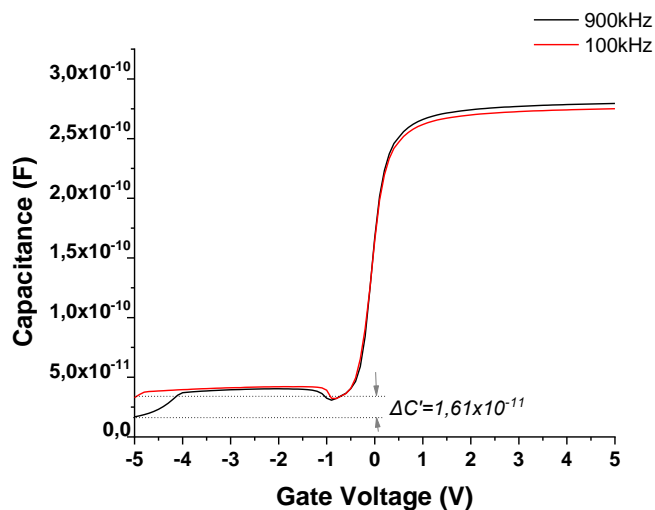
Συγκεκριμένα, τα προβλήματα αυτά σχετίζονται με την αδυναμία δημιουργίας καλής ωμικής επαφής στο πίσω μέρος του ημιαγωγού με το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της καθόδου, εξ' αιτίας της ύπαρξη ξένων ουσιών μεταξύ ακίδας μέτρησης (κατά τις εργαστηριακές μετρήσεις) και της μεταλλικής επαφής με το ηλεκτρόδιο της πύλης καθώς, επίσης και λόγω της ανομοιομορφία στην κατανομή των προσμίξεων του ημιαγωγού δημιουργώντας ενεργειακό φράγμα μεταξύ των επαφών και του ημιαγωγού. Όλοι αυτοί οι παράγοντες αυξάνουν την αντίσταση επαφών μειώνοντας την αποτελεσματική έγχυση φορέων (carrier injection), γεγονός που επηρεάζει δραματικά τις χαρακτηριστικές καμπύλες.

Συγκεκριμένα, η εν λόγω αντίσταση, επηρεάζει τις C-V και G-V μετρήσεις στην περιοχή της συσσώρευσης όσο αυξάνεται η συχνότητα. Αυτός άλλωστε, είναι ένας βασικός λόγος που δεν κατέστη δυνατό να ληφθούν σωστές μετρήσεις σε συχνότητες άνω των 900kHz.

Σύμφωνα με την (εξ.3.84) η σειριακή αντίσταση επαφών στην υψηλότερη συχνότητα (900kHz) υπολογίζεται ως:

$$r_s = \frac{G_{m(\text{acc})}}{G_{m(\text{acc})}^2 + \omega^2 C_{m(\text{acc})}^2} = 44,72\Omega$$

5.4.3.β Διασπορά στην Αντιστροφή



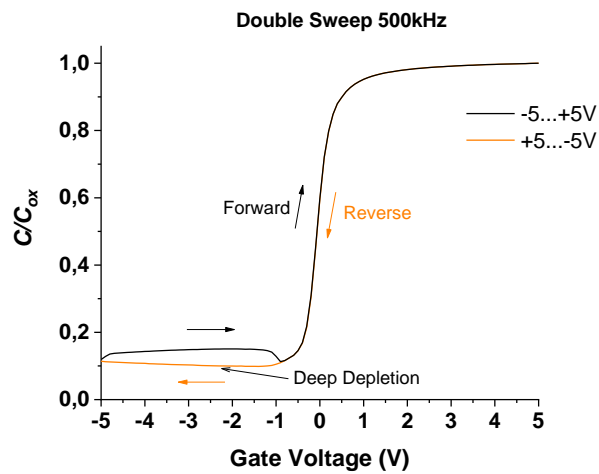
Σχήμα: 5-13 Σύγκριση των καμπυλών C-V στα 900kHz και 100kHz. Η χωρητικότητα στην αντιστροφή, των 100kHz, είναι υψηλότερη κατά $1,61 \times 10^{-11} \text{ F}$ (6,29%), από αυτήν των 900kHz. Η μικρή διασπορά $\Delta C'$ οφείλεται στις διεπιφανειακές παγίδες φορτίων ή σε πιθανά ρεύματα διαρροής.

Η συμπεριφορά των καμπυλών C-V στη χαμηλή συχνότητα, όπου παρατηρείται μια σχετικά υψηλή χωρητικότητα κατά την αντιστροφή (Σχήμα: 5-15), μπορεί να αποδοθεί στο αίτιο της κακής ποιότητας του μεγαλύτερου μέρους του αρχικού υλικού του Si ή λόγω της μη επαρκούς επιστρώσης της επιφάνειας κάτι το οποίο δημιουργεί μεγάλης πυκνότητας διεπιφανειακών παγίδων ή παγίδων λόγω των κενών στον όγκο του ημιαγωγού. Αυτές οι παγίδες θεωρείται ότι μεσολαβούν στη δημιουργία ζευγών οπών-ηλεκτρονίων κατά την απογύμνωση, έτσι ώστε να παρέχουν τις απαραίτητες προϋποθέσεις στους φορείς μειονότητας για τη δημιουργία του στρώματος αντιστροφής προσδίδοντας μια υψηλότερη τιμή στη χωρητικότητα.

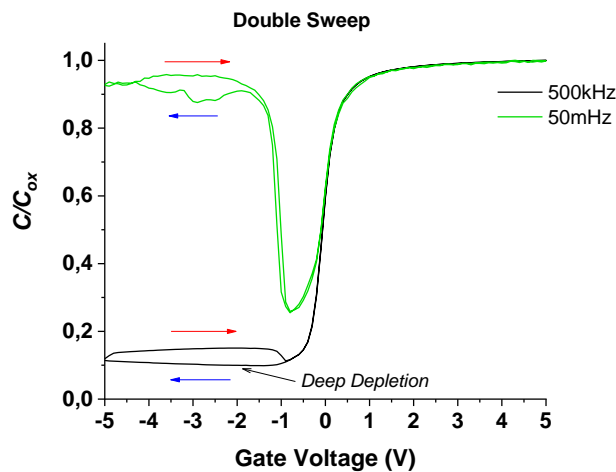
5.4.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωσης

Κατά την διπλή σάρωση (Σχήμα: 5-14) της n-MOS δομής, ξεκινώντας με σταθερό βήμα, από αρνητικές τιμές προς τις θετικές, της dc τάσης πολώσεως ($-V_G \rightarrow +V_G$) πριν την τάση κατωφλίου V_T , προφθάνουν να δημιουργηθούν αρκετοί φορείς μειονότητας δηλαδή φορτία αντιστροφής. Ενώ κατά την επιστροφή ($-V_G \leftarrow +V_G$) πριν την V_T και περνώντας την κατάσταση της απογύμνωσης, δεν προλαβαίνουν να εμφανιστούν αρκετοί φορείς μειονότητας, καθ'ότι

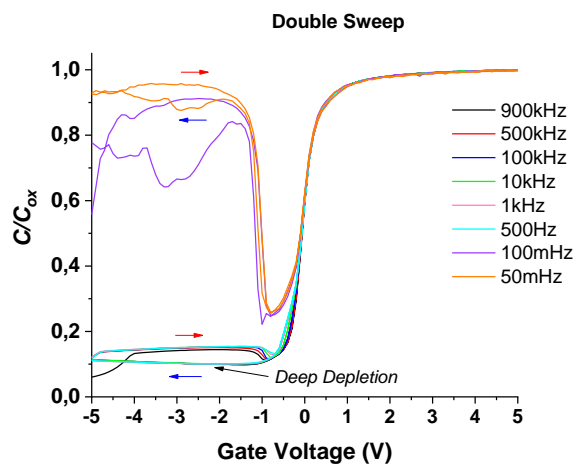
η ταχύτητα σάρωσης της dc τάσης είναι συγκριτικά μεγαλύτερη, με αποτέλεσμα η περιοχή απογυμνώσεως να εκτείνεται πέρα της W_{dmax} εμφανίζοντας το φαινόμενο της βαθιάς απογύμνωσης (Deep depletion).



(α)



(β)



(γ)

Σχήμα: 5-14 Χαρακτηριστικές C-V όπως προκύπτουν κατά τη διπλή σάρωση της dc τάσης πόλωσης. α) για μια συχνότητα, β) στην υψηλή και χαμηλή συχνότητα, γ) στις διάφορες συχνότητες 50mHz-900kHz.

Επίσης, με τη διπλή σάρωση δεν παρατηρήθηκε κάποια οριζόντια μετατόπιση της καμπύλης C-V που να δημιουργεί βρόγχο υστέρησης (Σχήμα: 5-16), πράγμα που αποδίδεται στη μη ύπαρξη των «συνοριακών παγίδων» φορτίων (border traps charges), οι οποίες εντοπίζονται στον όγκο του ίδιου του μονωτικού, δηλαδή, των παγιδευμένων Q_{ot} και ευκίνητων Q_m φορτίων εντός του οξειδίου (§3.6.1).

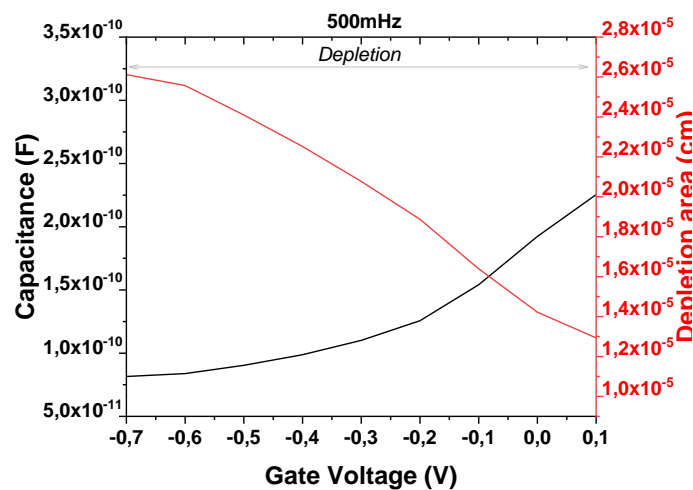
5.5 Περιοχή απογυμνώσεως του πυκνωτή n-MOS

Από την (εξ.3.51) υπολογίζεται το πάχος της περιοχής απογυμνώσεως:

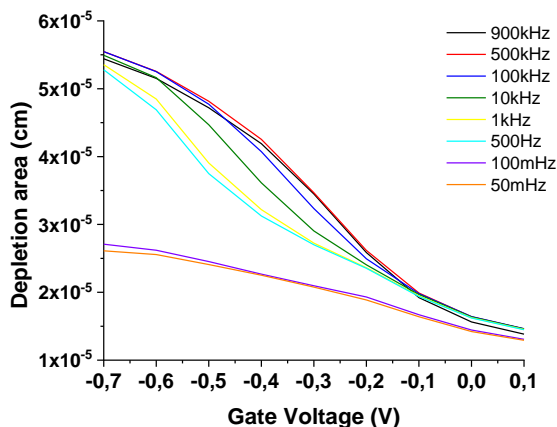
$$W_{dep} = \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \varepsilon_0 \varepsilon_s \quad (\text{εξ. 5.6})$$

Λαμβάνοντας όμως, υπόψιν, ότι η παραπάνω σχέση (εξ.5.6) ισχύει για χωρητικότητες ανά μονάδα επιφάνειας, ενώ κατά τις εργαστηριακές μετρήσεις μετρήθηκε η χωρητικότητα του πυκνωτή με συγκεκριμένη επιφάνεια S , η (εξ.5.6) μετατρέπεται^[16]:

$$W_{dep} = \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \varepsilon_0 \varepsilon_s / S \quad (\text{εξ. 5.7})$$



Σχήμα: 5-15 Καμπύλης C-V του n-τύπου πυκνωτή στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης και η αντίστοιχη μεταβολή της περιοχής απογυμνώσεως. Διακρίνεται η διεύρυνση της περιοχής απογυμνώσεως μετά την τάση V_{fb} μέχρι την V_T .

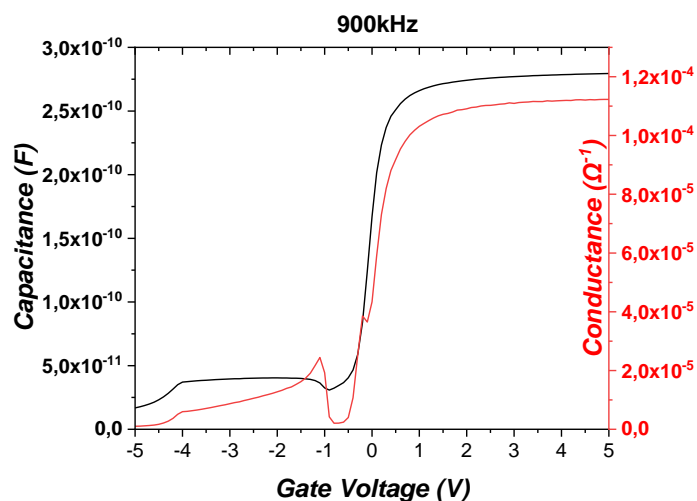


Σχήμα: 5-16 Μεταβολή της περιοχής απογυμνώσεως σε διάφορες συχνότητες, όπως προκύπτουν υπολογιστικά (εξ.4.6) από τις μετρήσεις C-V.

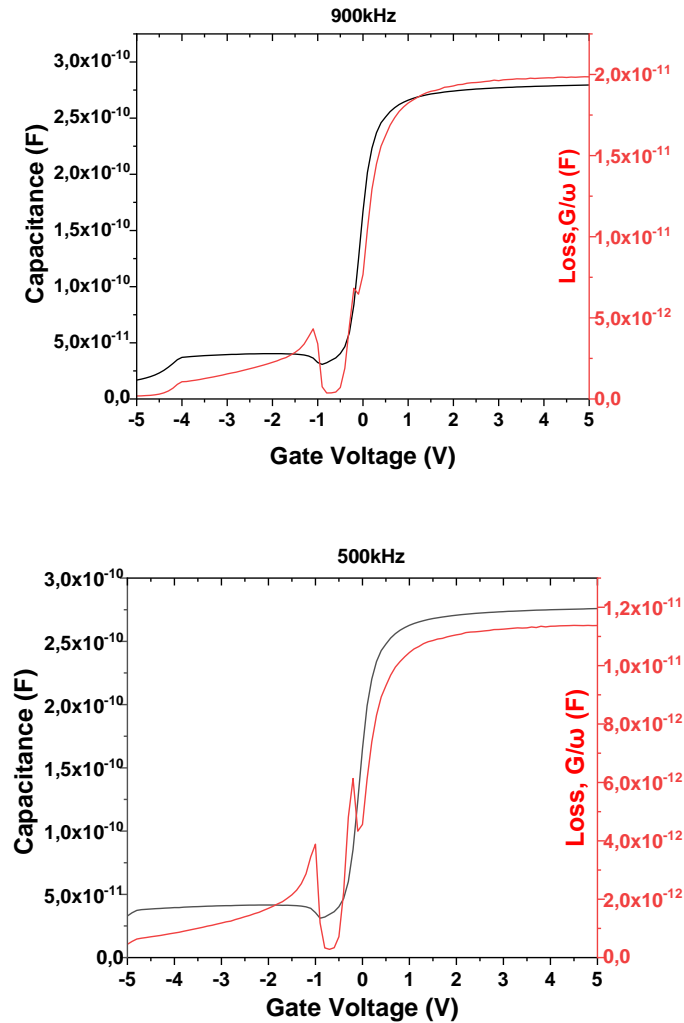
Το βάθος της περιοχής απογυμνώσεως (Σχήμα: 5-16) είναι μικρότερο στις χαμηλές συχνότητες εξ' αιτίας της μεγαλύτερης χωρητικότητας σε αυτήν την κατάσταση πόλωσης (εξ.3.50) & (εξ.3.49.α).

5.6 Χαρακτηριστική απωλειών της δομής n-MOS

Συγκρίνοντας τη μεταβολή της μετρούμενης χωρητικότητας με την αντίστοιχη μεταβολή της αγωγιμότητας παρατηρείται μια συμπίεση καθ' ότι είναι μεγέθη μεταξύ τους ανάλογα (εξ.5.1.γ).



Σχήμα: 5-17.α Καμπύλη C-V και G-V στην συχνότητα των 900kHz. Η χωρητικότητα με την αγωγιμότητα είναι μεγέθη μεταξύ τους ανάλογα (εξ.5.1.γ).

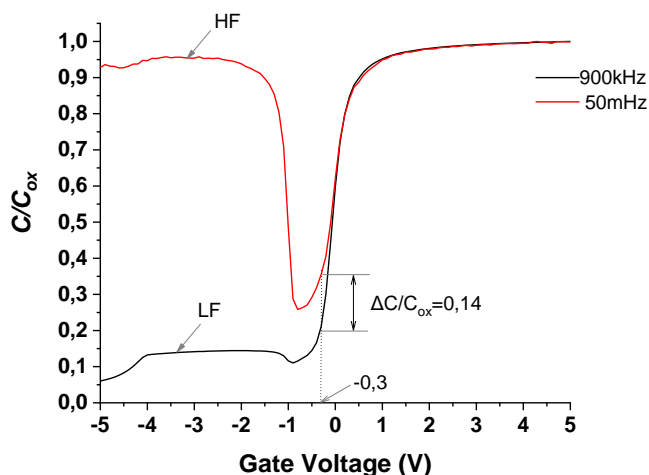


Σχήμα: 5-17.β Απώλειες του διηλεκτρικού στον πυκνωτή n-MOS στα 900kHz και 500kHz.

Το πηλίκων G_p/ω όπως έχει αναλυθεί (§3.6.4), εκφράζει τις απώλειες ενέργειας της δομής εξαιτίας των παγιδευμένων φορτίων επίσης και λόγω των αντιστάσεων επαφών και των πιθανών ρευμάτων διαρροής. Παρατηρείται ότι στις υψηλότερες συχνότητες οι απώλειες του διηλεκτρικού αυξάνονται (Σχήμα: 5-17.β) επειδή δυσκολεύεται περισσότερο η ανταπόκριση των διεπιφανειακών φορτίων του διηλεκτρικού.

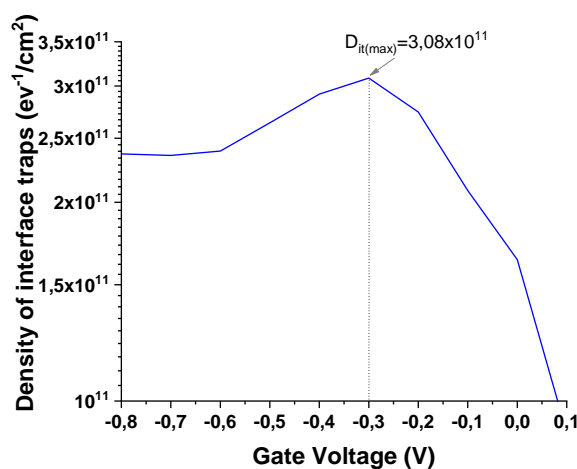
5.7 Υπολογισμός των διεπιφανειακών καταστάσεων

Όπως έχει λεχθεί (§3.6.2) το οξειδίο όπως και άλλα υλικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς, αντιδρούν με το ημιαγωγίμο υπόστρωμα σχηματίζοντας ένα διεπιφανειακό στρώμα φορτίων πυκνότητας Q_{it} . Το στρώμα αυτό αυξάνει κατά πολύ το πλήθος των διεπιφανειακών καταστάσεων και μειώνει τη διηλεκτρική σταθερά του συστήματος από αυτή του διηλεκτρικού στρώματος (οξειδίου).



Σχήμα: 5-18 «Εκτίναξη» της LF καμπύλης κατά την απογύμνωση, στις χαμηλές συχνότητες, λόγω των διεπιφανειακών παγίδων, οι οποίες λειτουργούν ως μια «παρασιτική» χωρητικότητα C_{it} παράλληλη με την C_s . Συγκρίνοντας τις χαρακτηριστικές HF και LF υπολογίζεται η πυκνότητα των διεπιφανειακών καταστάσεων D_{it} για κάθε τάση V_G .

Από την σχέση (εξ.3.67) υπολογίζεται η πυκνότητα των διεπιφανειακών καταστάσεων D_{it} ως προς τις dc τάσεις πολώσεως στην κατάσταση της απογύμνωση μέχρι και της ασθενούς συσώρευσης.



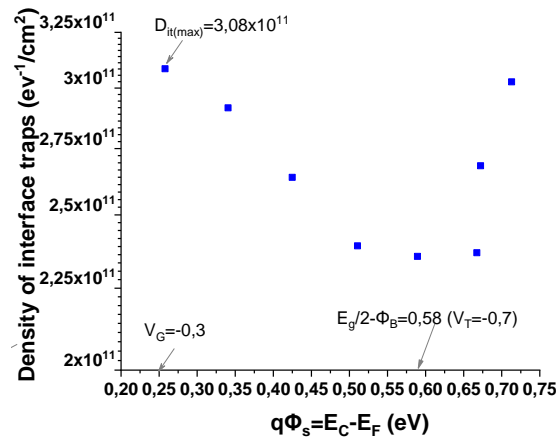
Σχήμα: 5-19 Τιμές πυκνότητας διεπιφανειακών καταστάσεων ως προς την τάση πύλης V_G στην κατάσταση λειτουργίας της απογύμνωσης εξ' αιτίας της παρασιτικής χωρητικότητας C_{it} .

Το επιφανειακό δυναμικό στον ημιαγωγό ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης πύλης, προσδιορίζεται από την χωρητικότητα που ισχύει στις χαμηλές συχνότητες (quasistatic capacitance), δηλαδή ^{[16], [34], [60]}.

$$\Phi_s = \int_{V_{fb}}^{V_G} \left(1 - \frac{C_{LF}}{C_{ox}}\right) dV = \left(1 - \frac{C_{LF}}{C_{ox}}\right) (V_G - V_{fb}) \quad (\text{εξ. 5.8})$$

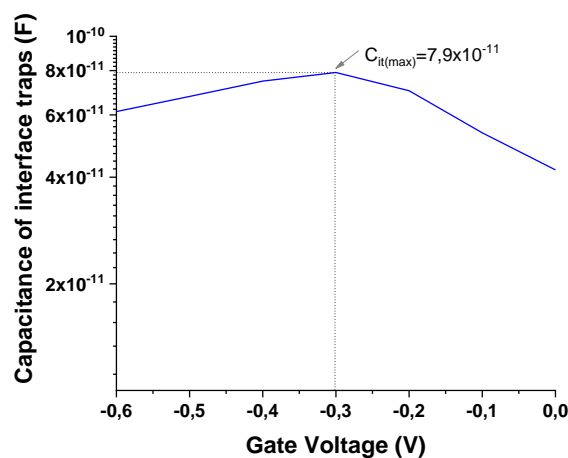
Ανάλογα με την τιμή της τάσης πύλης αλλάζει το δυναμικό ϕ_s στην επιφάνεια του ημιαγωγού προκύπτοντας οι διάφορες καταστάσεις πόλωσης. Δηλαδή, όταν $\phi_s=0$ η τάση πύλης αντιστοιχεί στην τάση επίπεδης ζώνης V_{fb} (εξ.3.43) και όταν, $\phi_s=\phi_B$ στην τάση κατωφλίου V_T [15].

Κατά τη διάρκεια εφαρμογής της εναλλασσόμενης τάσης, οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας κάμπτονται είτε προς τα πάνω είτε προς τα κάτω, με αποτέλεσμα η ενέργεια Fermi του ημιαγωγού να «σαρώνει» το ενεργειακό του χάσμα.



Σχήμα:5-20 Κατανομή των διεπιφανειακών παγίδων γύρω από την ενέργεια E_F για κάθε τάση πύλης ως προς την ενεργειακή απόσταση από τη ζώνη σθένους του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού. Όπως είναι προφανές σε κάθε τάση πόλωσης, η ενεργειακή σθάδμη Fermi μετακινείται.

Οι διεπιφανειακές παγίδες του φορτίου Q_{it} όπως έχει αναφερθεί (§3.6.2), κατανέμονται εντός του ενεργειακού χάσματος E_g του ημιαγωγού. Συγκεκριμένα στην τάση πύλης ίση με V_{fb} οι παγίδες βρίσκονται εντός του εύρους $E_C - E_F = \phi_B$, ενώ στην τάση κατωφλίου V_T μεταξύ $E_C - E_F = E_g/2 - \phi_B$.



Σχήμα: 5-21 Μεταβολή της ισοδύναμης χωρητικότητας C_{it} των διεπιφανειακών παγίδων φορτίου ως προς την τάση πύλης.

Με τη βοήθεια της εξίσωσης (εξ.3.65) υπολογίζεται η χωρητικότητα των διεπιφανειακών παγιδευμένων φορτίων C_{it} , δηλαδή:

$$C_{it(max)} = qD_{it(max)} = (1,602 \times 10^{-19}) 3,08 \times 10^{11} = 4,94 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$$

όπου, $C_{it}^{[61]}$ είναι η χωρητικότητα των παγίδων διασύνδεσης (Capacitance interface traps) η οποία εμφανίζεται στις χαμηλές συχνότητες.

Το μέγιστο φορτίο των διεπιφανειακών παγίδων υπολογίζεται ως:

$$Q_{it} = q \int_{E_F}^{E_0} D_{it} dE \quad (\text{εξ. 5.9})$$

δηλαδή:

$$Q_{it(max)} = C_{it(max)} \Phi_s = 4,94 \times 10^{-8} * 0,26 = 1,28 \times 10^{-8} \text{ Cb/cm}^2$$

το οποίο αντιστοιχεί σε πλήθος ηλεκτρονίων:

$$\frac{-1,28 \times 10^{-8}}{-1,602 \times 10^{-19}} = 7,99 \times 10^{10} \text{ electrons/cm}^2$$

Τα σχετικά αποτελέσματα καταγράφονται στον επόμενο πίνακα (Πίνακας: 5-III).

V_G (V)	Φ_s (V)	$D_{it(max)}$ (Number of traps/eVcm ²)	$Q_{it(max)}$ (Cb/cm ²)	number of electrons	$C_{it(max)}$ (F)
-0,3	0,26	$3,08 \times 10^{11}$	$-1,28 \times 10^{-8}$	$7,99 \times 10^{10}$	$7,90 \times 10^{-11}$

Πίνακας 5-III: Υπολογισμοί των παραμέτρων των διεπιφανειακών παγίδων

5.8 Χαρακτηριστική C-V της δομής p-MOS

5.8.1 Χαρακτηριστική της ιδανική επαφής p-MOS

Όπως περιγράφηκε και για τους πυκνωτές n-MOS (§5.4.1) στην ιδανική περίπτωση που η χρησιμοποιούμενη δομή p-MOS είναι απαλλαγμένη από φορτία στο οξειδίο, η τάση V_{fb} ισούται με τη διαφορά των έργων εξαγωγής μεταξύ του Al και του Si.

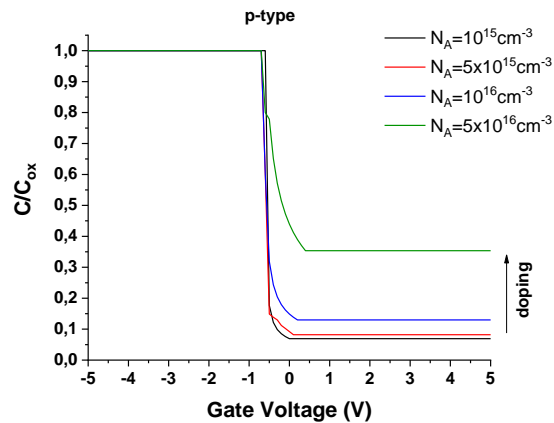
5.8.1.α Υπολογισμός της διαφοράς των έργων εξαγωγής

Αντιστοίχως, το έργο εξαγωγής του ημιαγωγού p-τύπου (Σχήμα: 5-22) υπολογίζεται:

$$q\psi_{s,p} = 4,05 + \frac{E_g}{2} + (E_F - E_{Fi}) = 4,05 + \frac{E_g}{2} + K_B T \ln(N_A/n_i)$$

5.8.1.β Καμπύλες C-V της ιδανικής δομής p-MOS

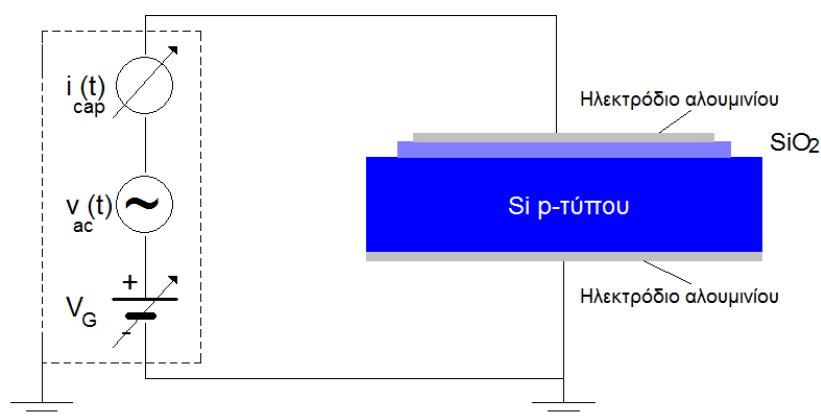
Παρακάτω, παρουσιάζονται οι θεωρητικές καμπύλες C-V (Σχήμα: 5-23) για διάφορες πυκνότητες προσμίξεων N_A όταν η τάση V_{fb} ισούται με τη διαφορά των έργων εξαγωγής ψ_{MS} ($Q_{ox}=0$). Πράγμα, που επηρεάζει τη χωρητικότητα C_{min} (εξ.3.59) στην κατάσταση της αντιστροφής.



Σχήμα: 5-23 Εξάρτηση της C-V χαρακτηριστικής από την πυκνότητα των προσμίξεων του ημιαγωγού.

5.8.2 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης (C-V)

Οι μετρήσεις, όπως και στην περίπτωση του n-MOS πυκνωτή, ελήφθησαν με διπλή σάρωση της dc τάσης από -5V μέχρι +5V με βήμα 0,1V, ξεκινώντας από την κατάσταση της αντιστροφής και καταλήγοντας στην συσσώρευση και αντιστρόφως, τόσο στις υψηλές όσο και στις χαμηλές συχνότητες σάρωσης (900kHz-500mHz).



Σχήμα: 5-24 Ισοδύναμο κύκλωμα της γέφυρας διηλεκτρικής φασματοσκοπίας για τη μέτρηση των C_m και G_m του p-MOS πυκνωτή.

5.8.3 Χαρακτηριστική C-V πραγματικού πυκνωτή p-MOS

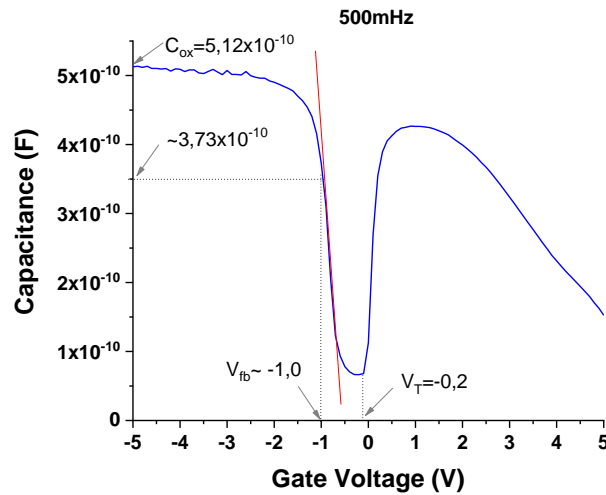
5.8.3.1 Προσδιορισμός της τάσης V_{fb}

Το μήκος “Debye” του εμπλουτισμένου ημιαγωγού, βρίσκεται με τον ίδιο τρόπο (εξ.5.4) όπως και με τους πυκνωτές n-MOS (§5.4.2.1) ήτοι, $L_D=2,36 \times 10^{-6}$ cm.

Τότε η χωρητικότητα του ημιαγωγού της κατάστασης επιπέδων ζωνών (εξ.5.3.β) θα είναι $C_{fb,s}=2,36 \times 10^{-10}$ F.

Επομένως, η συνολική χωρητικότητα στην κατάσταση των επίπεδων ζωνών (εξ.5.5) υπολογίζεται $C_{fb}=1,615 \times 10^{-10}$ F η οποία αντιστοιχεί (500mHz) στην τάση -0,76V.

Λαμβάνοντας όμως, υπόψιν και τη γραφική μέθοδος (Σχήμα: 3-25), θεωρείται περίπου, $V_{fb} \approx -1,0$ V.



Σχήμα: 5-25 Γραφικός προσδιορισμός της V_{fb} . Χαράσσεται μια ευθεία πάνω στο γραμμικό τμήμα της καμπύλης απογύμνωσης.

Στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης ($C_{acc}=C_{ox}$) από την (εξ.5.23) υπολογίζεται το πάχος του οξειδίου στην χαμηλότερη συχνότητα (500mHz), $d_{ox}=9,68 \times 10^{-7}$ cm=9,68nm.

Τα φορτία Q_{ox} , που βρίσκονται στον όγκο του οξειδίου, υπολογίζονται από την σχέση (εξ.3.15.β):

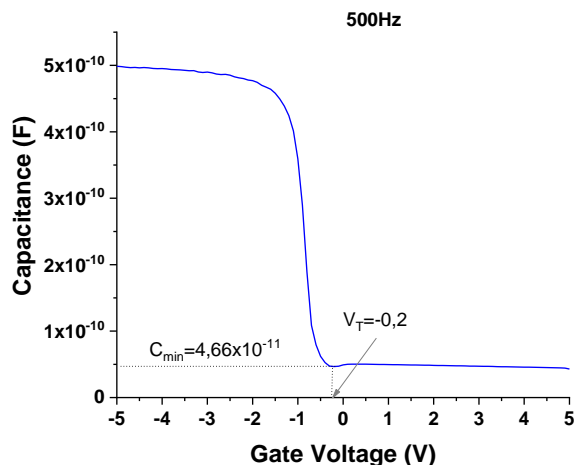
$$Q_{ox} = (V_{fb} - V_{fb0})C_{ox} = [-1,0 - (-0,67)]3,20 \times 10^{-7} = 1,056 \times 10^{-7} \text{ Cb/cm}^2$$

Για τον υπολογισμό του Q_{ox} , λήφθηκε η απόλυτη τιμή της παραπάνω διαφοράς. Το φορτίο αυτό αντιστοιχεί σε πλήθος οπών:

$$\frac{1,056 \times 10^{-7}}{1,602 \times 10^{-19}} = 6,59 \times 10^{11} \text{ holes/cm}^2$$

και τάση οξειδίου:

$$V_{ox} = -\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = -\frac{1,056 \times 10^{-7}}{3,20 \times 10^{-7}} = -0,33V$$



Σχήμα: 5-26 Εκτίμηση της τάσης V_T και C_{min} στη χαμηλότερη από τις HF συχνότητες.

	V_{fb} (V)	V_T (V)	C_{ox} (F)	C_{ox} (F/cm ²)	d_{ox} (nm)	C_{min} (F)
Υπολογιστικά: $Q_{ox}=0$	-0,67	0,21	$5,52 \times 10^{-10}$	$3,45 \times 10^{-7}$	10	$2,98 \times 10^{-11}$
Πειραματικά: $Q_{ox}=1,06 \times 10^{-7}$ Cb/cm ² ή $6,59 \times 10^{11}$ holes/cm ²	-1,0	-0,2	$5,12 \times 10^{-10}$	$3,20 \times 10^{-7}$	10,8	$4,66 \times 10^{-11}$

Πίνακας: 5-IV. Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων στον p-MOS πυκνωτή

5.8.3.2 Μετατόπιση της καμπύλης Τάσης-Χωρητικότητας

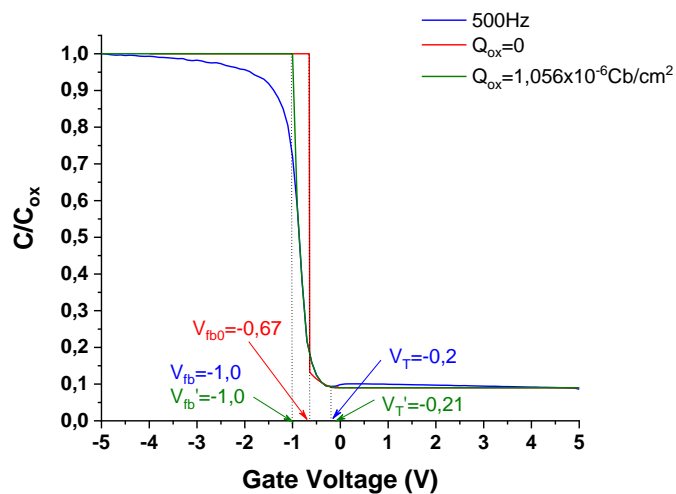
Μετά τον υπολογισμό του Q_{ox} δύναται να χαραχθεί μία θεωρητική καμπύλη C-V η οποία λαμβάνοντας υπόψιν και το φορτίο του οξειδίου θα είναι μετατοπισμένη από την ιδανική ($Q_{ox}=0$) κατά $-Q_{ox}/C_{ox}$ (Σχήμα: 5-25). Έτσι, οι νέες τάσεις επίπεδης ζώνης και κατωφλίου που αντιστοιχούν σ' αυτή την περίπτωση, υπολογίζονται από την (εξ.3.15.α) και την (εξ.3.41) αντιστοίχως:

$$V'_{fb} = \Psi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = -0,67 - \frac{1,056 \times 10^{-6}}{3,20 \times 10^{-7}} = -1,0V$$

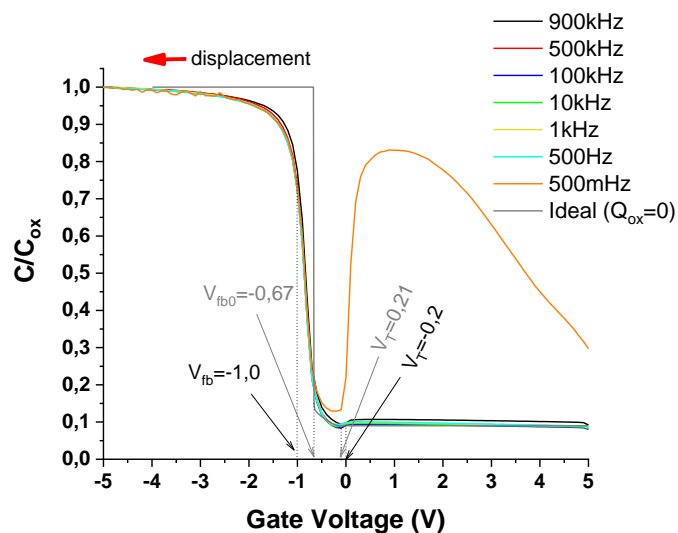
$$V'_T = V_T - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = 0,21 - \frac{1,056 \times 10^{-6}}{3,20 \times 10^{-7}} = -0,13V$$

Όπως και προηγουμένως (§5.4.2.2), οι καμπύλες C-V (Σχήμα: 5-7), είναι μετατοπισμένες αλλά αντίθετα όπως συνέβη με τους πυκνωτές n-MOS, δηλαδή προς τα αριστερά

(αρνητικές τάσεις πύλης) της θεωρητικής καμπύλης (Ideal, $Q_{ox}=0$) εξαιτίας του φορτίου Q_{ox} (Σχήμα: 5-26). Με άλλα λόγια οι πειραματικές χαρακτηριστικές μετατοπίζονται όπως ορίζεται από το πηλίκων Q_{ox}/C_{ox} . Συγκεκριμένα, η μετατόπιση αυτή γίνεται προς τις αρνητικότερες τάσεις πύλης, ώστε να αντισταθμιστεί το σταθερό παγιδευμένο διεπιφανειακό φορτίο Q_f στη διεπιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού. Επομένως, συμπεραίνεται ότι πρόκειται περί θετικών σταθερών φορτίων (οπών) Q_f στο οξείδιο (§3.6.1), τα οποία προέκυψαν κυρίως, κατά την έγχυση των φορέων πλειονότητας (οπών) του ημιαγωγού προς το διηλεκτρικό.

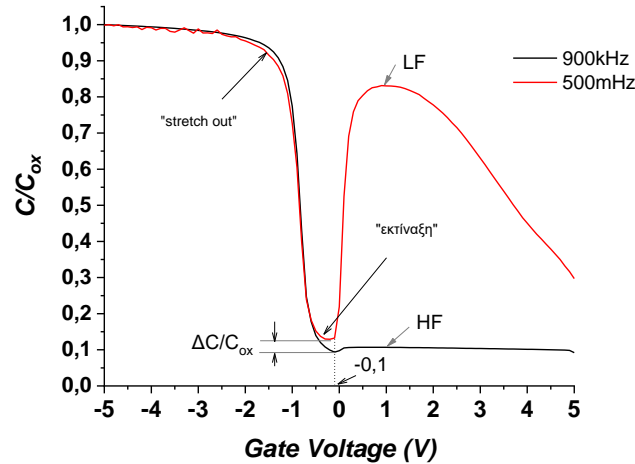


Σχήμα: 5-25 Λαμβάνοντας υπόψη το φορτίο Q_{ox} η θεωρητική καμπύλη ($Q_{ox}=0$) μετατοπίζεται προς τα αριστερά προσεγγίζοντας την αντίστοιχη πειραματική (500Hz).



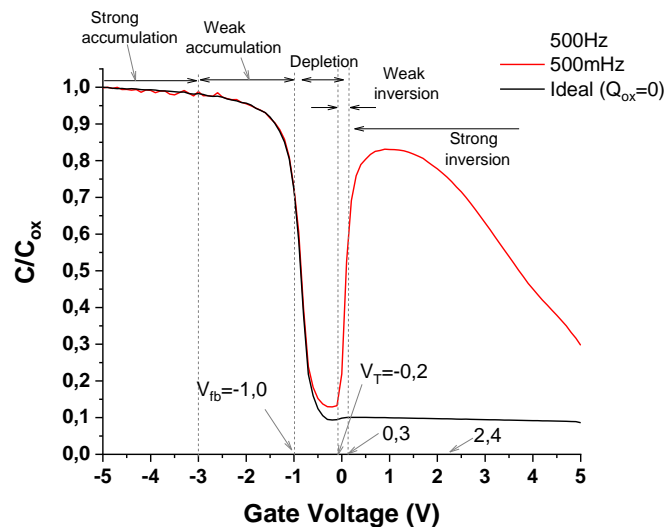
Σχήμα: 5-26 Μετατόπιση των πειραματικών καμπυλών C-V προς τα αριστερά σε σχέση με την ιδανική ($Q_{ox}=0$).

5.8.3.3 Παραμόρφωση των καμπύλων C-V



Σχήμα: 5-27 Απόκλιση (τράβηγμα προς τα πάνω) μεταξύ της καμπύλης LF σε σχέση με την HF, λόγω των Q_{it} , διότι στις υψηλότερες ac συχνότητες σάρωσης ανταποκρίνονται λιγότερο.

5.8.3.4 Καταστάσεις λειτουργίας της επαφής p-MOS

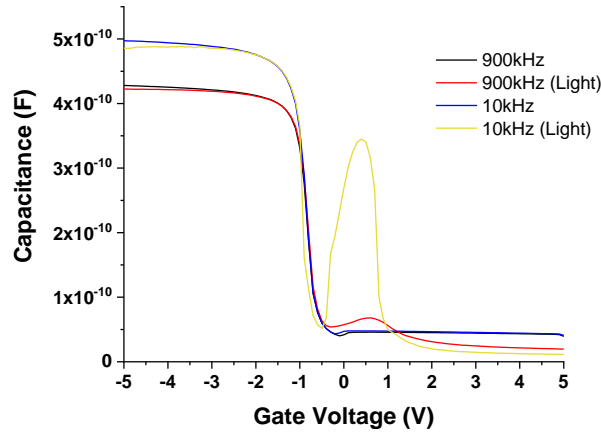


Σχήμα: 5-28 Καμπύλες C-V του p-MOS πυκνωτή στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης των περιπτώσεων HF και LF συγκριτικά, με την θεωρητική περίπτωση όπου δεν υπάρχουν φορτία στο οξειδίο ($Q_{ox}=0$).

5.8.3.5 Μετρήσεις Χωρητικότητας-Τάσης με φως

Στις μετρήσεις με φως ισχύουν όμοια με αυτά που ελέχθησαν στην περίπτωση των n-MOS πυκνωτών (§5.2.3.4). Στην περίπτωση με p-τύπου ημιαγωγό του υποστρώματος κατά την

αντιστροφή, το επίπεδο Fermi ανεβαίνει περισσότερο προς τα πάνω δημιουργώντας παραπάνω φορείς μειονότητας (ηλεκτρόνια) αποκρινόμενοι καλύτερα απ'ότι στην χωρίς φως κατάσταση.

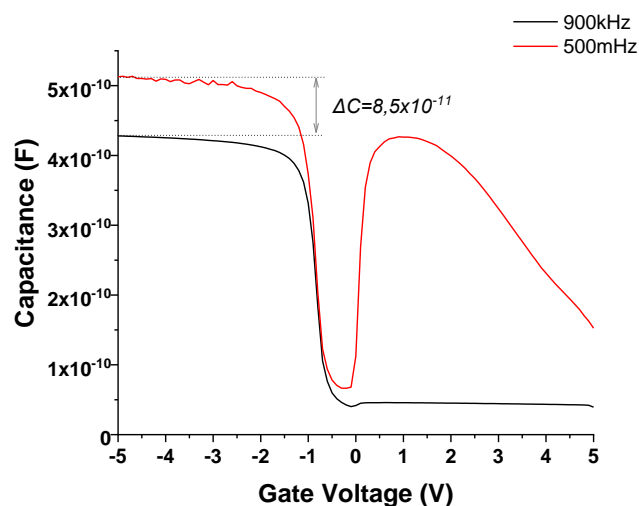


Σχήμα: 5-31 Σύγκριση καμπυλών C-V στη χαμηλή και υψηλή συχνότητα όπου πάρθηκαν μετρήσεις, με φως και χωρίς φως αντιστοίχως.

Στην περίπτωση αυτή παρατηρείται (Σχήμα: 5-31) ότι, οι καμπύλες C-V μετατοπίζονται προς τα αριστερά, μειώνοντας οι τάσεις V_{fb} και V_T (εξ.3.40).

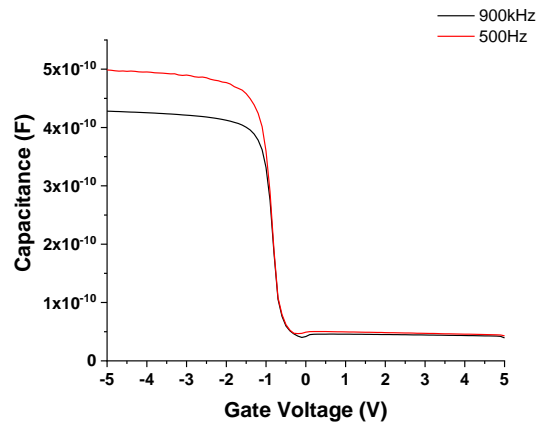
5.8.3.6 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες

Όπως και στην περίπτωση των n-MOS πυκνωτών, έτσι και στους p-MOS υπάρχει μια διασπορά χωρητικότητας στην κατάσταση της συσσώρευσης, στις διάφορες συχνότητες (Σχήμα: 5-32).



Σχήμα: 5-32 Σύγκριση μεταξύ των καμπυλών C-V, στην υψηλότερη (900kHz) και στην χαμηλότερη (500mHz) συχνότητα όπου πάρθηκαν μετρήσεις. Η χωρητικότητα χαμηλών συχνοτήτων (LF) είναι υψηλότερη κατά $8,47 \times 10^{-11} F$ (16,5%) απ'ότι στην HF περίπτωση.

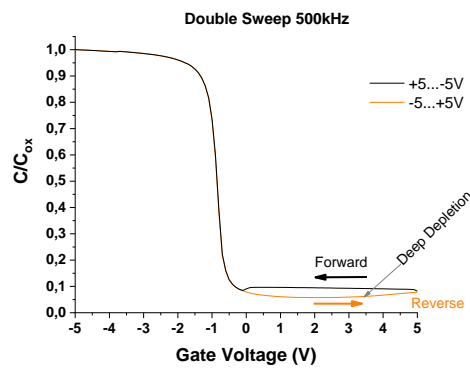
Η αντίσταση επαφών (εξ.3.84) η οποία ευθύνεται κυρίως για την εν λόγω διασπορά, υπολογίζεται ως $r_s=157,54\Omega$.



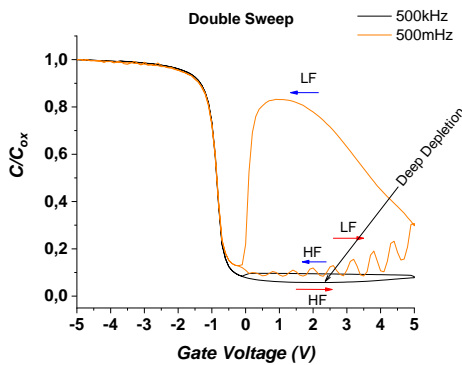
Σχήμα: 5-33 Δεν παρατηρήθηκε αξιόλογη διασπορά στην κατάσταση της αντιστροφής.

5.8.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωση

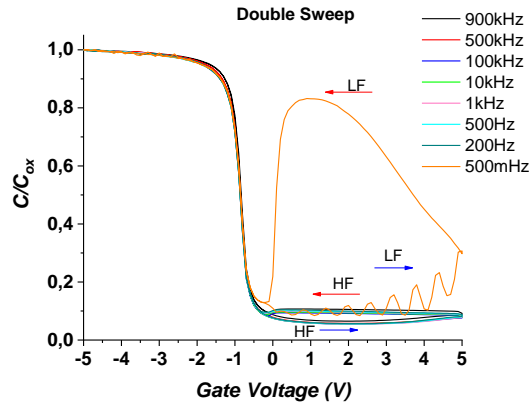
Κατά τη διπλή σάρωση της V_G , όπως και στους n-MOS πυκνωτές, δεν σχηματίστηκε βρόγχος υστέρησης (Σχήμα: 5-34), γεγονός που φανερώνει ότι δεν υπάρχουν αισθητά παγιδευμένα και ευκίνητα φορτία μέσα στον όγκο του διηλεκτρικού (§5.2.2).



(α)



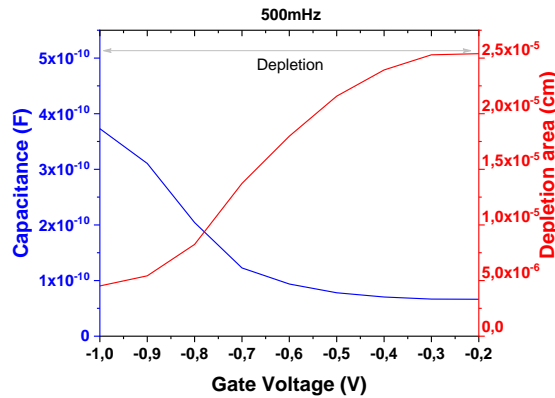
(β)



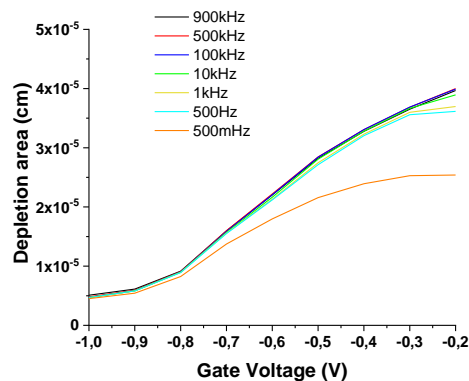
(γ)

Σχήμα: 5-34 Χαρακτηριστικές C-V κατά τη διπλή σάρωση της dc τάσης. α) σε μια συχνότητα, β) στην υψηλή και χαμηλή συχνότητα, γ) στις διάφορες συχνότητες 500mHz-900kHz.

5.9 Περιοχή απογυμνώσεως του πυκνωτή p-MOS



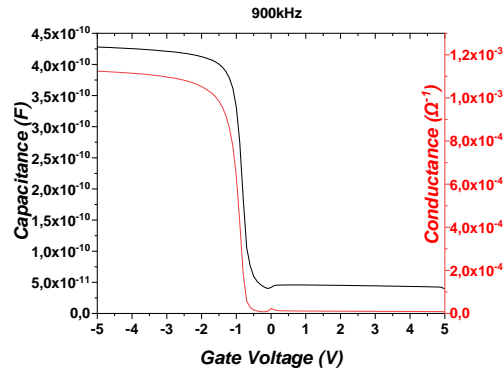
Σχήμα: 5-35 Μεταβολή της χωρητικότητας και του εύρους της περιοχής απογυμνώσεως ως προς την τάση πολώσεως της πύλης.



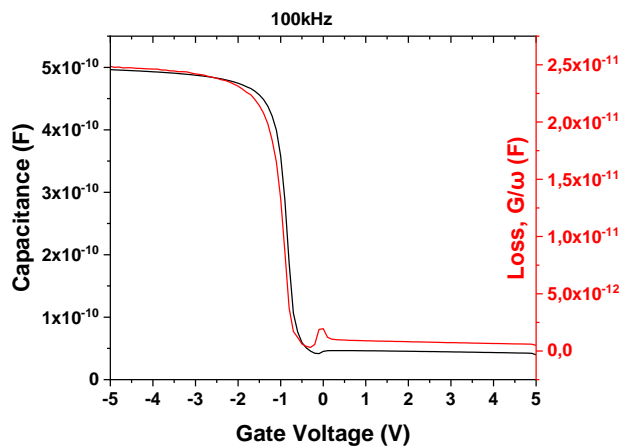
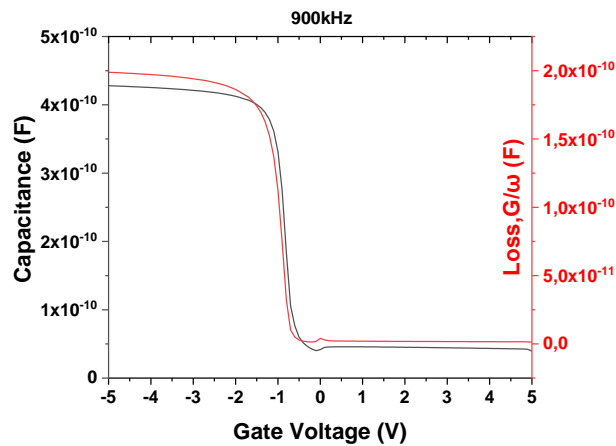
Σχήμα: 5-36 Μεταβολή της περιοχής απογυμνώσεως σε διάφορες συχνότητες, όπως προκύπτουν υπολογιστικά (εξ.5.6) από τις μετρήσεις της χωρητικότητας.

5.10 Χαρακτηριστική απωλειών της δομής p-MOS

Στις μικρότερες συχνότητες ο βαθμός απωλειών (§3.6.4) μειώνονται (Σχήμα: 5-37).

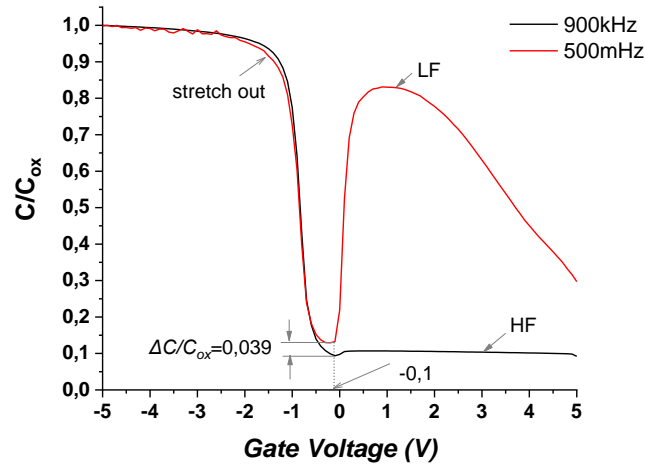


Σχήμα: 5-37 C-V και G-V χαρακτηριστικές στην συχνότητα των 900kHz. Η χωρητικότητα και η αγωγιμότητα είναι μεταξύ τους μεγέθη ανάλογα (εξ.5.1.γ).

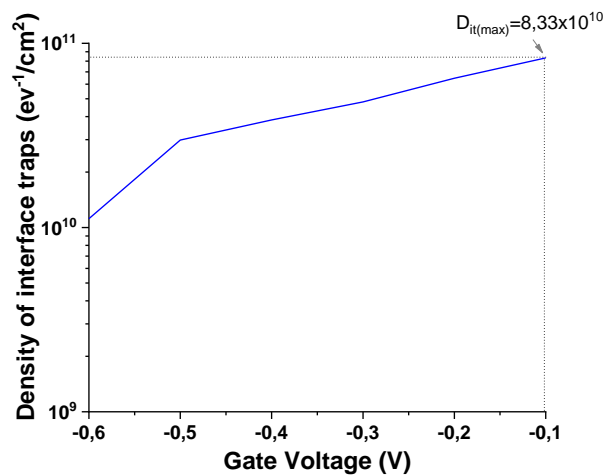


Σχήμα: 5-38 Μεταβολή των απωλειών του διηλεκτρικού στις διάφορες τάσεις πόλωσης του p-MOS πυκνωτή. Στις υψηλότερες συχνότητες οι απώλειες είναι περισσότερες.

5.11 Υπολογισμός των διεπιφανειακών καταστάσεων



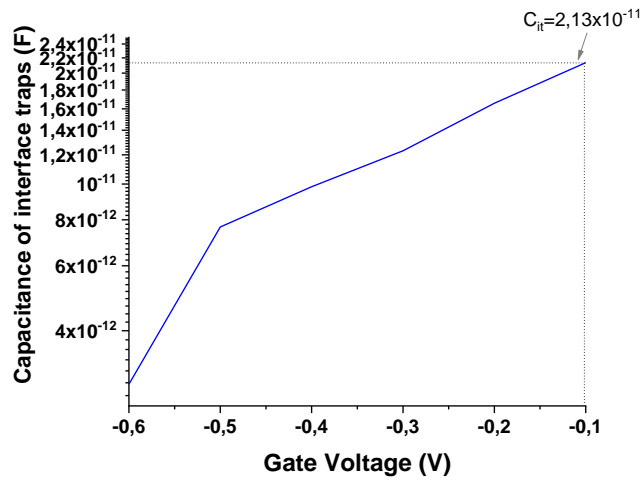
Σχήμα: 5-39 «Εκτίναξη» της χωρητικότητας στις χαμηλές συχνότητες (LF), λόγω των διεπιφανειακών παγίδων, οι οποίες λειτουργούν ως μια παρασιτική χωρητικότητα C_{it} ευρισκόμενη παράλληλα με την C_s . Συγκρίνοντας τις καμπύλες HF & LF υπολογίζεται η πυκνότητα των διεπιφανειακών καταστάσεων D_{it} για κάθε τάση V_G .



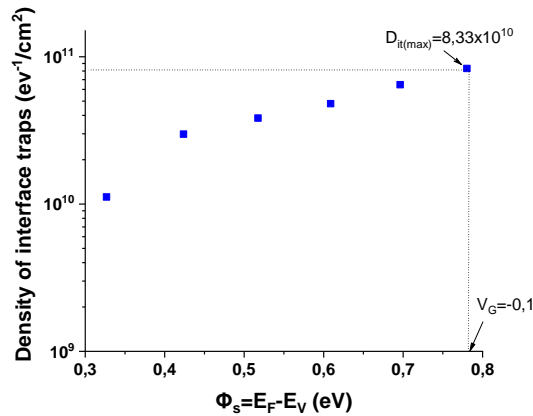
Σχήμα: 5-40 Τιμές πυκνότητας των διεπιφανειακών καταστάσεων ως προς την τάση πύλης στην περιοχή της απογύμνωσης.

$$C_{it(max)} = qD_{it(max)} = (1,602 \times 10^{-19}) 8,33 \times 10^{10} = 1,33 \times 10^{-8} F/cm^2$$

$$Q_{it(max)} = C_{it(max)} \Phi_s = 1,33 \times 10^{-8} * 0,78 = 1,03 \times 10^{-8} Cb/cm^2$$



Σχήμα: 5-41 Μεταβολή της ισοδύναμης χωρητικότητας C_{it} των διεπιφανειακών παγίδων.



Σχήμα: 5-42 Ενεργειακή κατανομή των διεπιφανειακών παγίδων ως προς την ενεργειακή απόσταση από τη ζώνη σθένους, εντός του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού.

Όταν η τάση πύλης ισούται με V_{fb} , οι παγίδες βρίσκονται μέσα στο εύρος $E_F - E_V = \phi_B$, ενώ στην τάση V_T , μεταξύ $E_F - E_V = E_g/2 + \phi_B$.

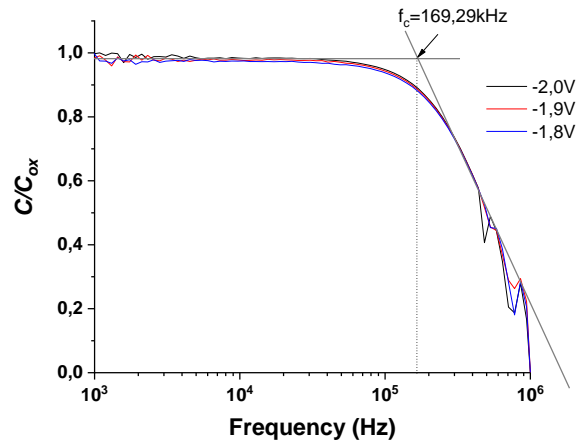
Τα σχετικά αποτελέσματα καταγράφονται στον επόμενο πίνακα (Πίνακας: 5-V).

V_G (V)	ϕ_s (V)	$D_{it(max)}$ (Number of traps/eVcm ²)	$Q_{it(max)}$ (Cb/cm ²)	number of holes	$C_{it(max)}$ (F)
-0,1	0,78	$8,32 \times 10^{10}$	$1,03 \times 10^{-8}$	$6,43 \times 10^{10}$	$2,13 \times 10^{-11}$

Πίνακας: 5-V Υπολογισμοί των διεπιφανειακών καταστάσεων

5.12 Χαρακτηριστική Χωρητικότητας-Συχνότητας

Σύμφωνα με τη γραφική μέθοδο Maxwell-Wagner,^[50] η συχνότητα αποκοπής (cut-off frequency) όπου μπορούν να ανταποκριθούν οι συσσωρευμένες οπές στην κατάσταση της συσσώρευσης, προσδιορίζεται γραφικά ως, $f_c = 169,29\text{kHz}$ (Σχήμα: 5-43).



Σχήμα:5-43 Απόκριση συχνότητας του υποστρώματος p-τύπου στην δομή p-MOS για διάφορες dc τάσεις πόλωσης στην κατάσταση της συσσώρευσης.

Η συχνότητα f_c μπορεί να ταυτιστεί με την συχνότητα χαλάρωσης f_R (relaxation frequency) των φορέων. Επομένως, ο χρόνος χαλάρωσης (relaxation time) τ , των φορέων του ημιαγωγού (εξ.3.70.β) δηλαδή, η μέση ελεύθερη διαδρομή τους (§2.4.2) η οποία είναι ανάλογη της ευκινησίας τους (εξ.5.12) θα είναι^[34]:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_R} = \frac{1}{2\pi 169,29 \times 10^3} = 9,4 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

Συνεπώς, η ειδική αγωγιμότητα του ημιαγωγού θα υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση^[50]:

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{\tau} \quad (\text{εξ. 5.11})$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{\tau} = \frac{8,854 \times 10^{-14} \times 2,9}{9,4 \times 10^{-7}} = 1,12 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}$$

Επίσης αν στην προηγούμενη εξίσωση ληφθεί υπόψη η (εξ.2.5.α), προκύπτει:

$$\tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{\sigma} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{q \mu h_s} \quad (\text{εξ. 5.12})$$

όπου, h_s είναι η συγκέντρωση των οπών στην κατάσταση της συσσώρευσης.

Τα παραπάνω αποτελέσματα συγκεντρώνονται στον επόμενο πίνακα (Πίνακας: 5-VI).

f_c (kHz)	τ (sec)	σ ($\Omega^{-1} \text{ cm}$)
169,29	$9,4 \times 10^{-7}$	$1,12 \times 10^{-6}$

Πίνακας: 5-VI Υπολογισμοί των παραμέτρων που σχετίζονται με την συχνότητα χαλάρωσης.

5.13 Συμπεράσματα

Στους p-MOS πυκνωτές, κατά την ισχυρή αντιστροφή, η χωρητικότητα του στρώματος αντιστροφής C_{inv} πλησιάζει την C_{ox} (Σχήμα: 5-26) σε μικρότερες σχετικά, συχνότητες απ' ότι συμβαίνει στους n-MOS πυκνωτές (Σχήμα:5-8). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι φορείς μειονότητας (ηλεκτρόνια) που αποτελούν το φορτίο αντιστροφής Q_{inv} (§3.4.γ) των p-MOS δομών, έχουν μεγαλύτερη ευκινησία ($\leq 1350\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) και άρα μικρότερο χρόνο ζωής, σχετικά με τις οπές ($\leq 450\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$), που δημιουργούν το αντίστοιχο φορτίο αντιστροφής των n-MOS πυκνωτών. Γι' αυτό και στις χαμηλές συχνότητες, το στρώμα και άρα η χωρητικότητα αντιστροφής των p-MOS πυκνωτών είναι πολύ μικρότερη από την C_{ox} απ' ότι συμβαίνει στους n-MOS, διότι τα ηλεκτρόνια (φορείς μειονότητας) επανασυνδέονται νωρίτερα (σε χρόνους 10^{-9} - 10^{-6} sec) απ' ότι οι οπές.

Όσο αφορά την ανταπόκριση των φορέων, στις μετρήσεις C-V που πάρθηκαν υπό ορατό φως, παρατηρήθηκαν βελτιωμένες αποκρίσεις των δομών MOS στις υψηλότερες συχνότητες και συγκεκριμένα μετρήθηκε μεγαλύτερη χωρητικότητα στην περιοχή πόλωσης της αντιστροφής απ' ότι χωρίς φως στις ίδιες συχνότητες. Δηλαδή, υπό ορατό φως βελτιώθηκε η επίδοση του πυριτίου, διότι η ενέργεια των φωτονίων (του ορατού φάσματος) ισούται με το ενεργειακό χάσμα του πυριτίου.

Επίσης, στις ίδιες χαρακτηριστικές παρατηρήθηκε ότι, στους n-MOS πυκνωτές με φως κατά την ισχυρή αντιστροφή, η χωρητικότητα παραμένει σχεδόν σταθερή (Σχήμα:5-11) ενώ στους p-MOS καταρρέει (Σχήμα: 5-31) οδηγώντας στη βαθιά απογύμνωση. Ίσως να οφείλεται στο μικρότερο χρόνο ζωής των ηλεκτρονίων αντιστροφής.

Συγκρίνοντας, τις απώλειες των διηλεκτρικών των n-MOS (Σχήμα: 5-17.β) και p-MOS (Σχήμα: 5-38) δομών, οι δεύτερες παρουσιάζουν μεγαλύτερες απώλειες. Γεγονός που μπορεί να αποδοθεί στη χαμηλότερη ευκινησία των παγιδευμένων οπών σχετικά με τα ηλεκτρόνια.

Στις p-MOS δομές παρατηρήθηκε λιγότερη πυκνότητα διεπιφανειακών φορτίων απ' ότι στις αντίστοιχες n-τύπου. Εικάζεται ότι σχετίζεται λόγω της βραδυκινησίας των παγιδευμένων οπών σχετικά με τα παγιδευμένα ηλεκτρόνια.

Επίσης, οι p-MOS διατάξεις παρουσιάζουν μεγαλύτερη σειριακή αντίσταση λόγω της χαμηλής ευκινησίας των φορέων πλειονότητας (οπών) σχετικά με τους αντίστοιχους φορείς (ηλεκτρόνια) των n-MOS πυκνωτών.

Τέλος, συμπεραίνεται ότι η δομή p-MOS πιθανώς να παρουσιάζει μεγαλύτερα ρεύματα διαρροής γι' αυτό εξάλλου και δεν κατέστη δυνατή η λήψη μετρήσεων σε χαμηλές συχνότητες της τάσης V_G όπως συνέβηκε στους πυκνωτές n-MOS που πάρθηκαν μετρήσεις μέχρι και 50mHz. Γεγονός το οποίο μπορεί να ερμηνευτεί επειδή στο χρησιμοποιούμενο πυκνωτή p-τύπου το διηλεκτρικό (SiO_2) είχε το μισό πάχος ($\sim 10\text{nm}$) από ότι στη δομή MOS n-τύπου ($\sim 20\text{nm}$).

6ο κεφάλαιο: Χαρακτηρισμός των δομών MIS

6.1 Προετοιμασία των δειγμάτων

Όλες οι διεργασίες κατασκευής των πυκνωτών MIS, εκτός από την εξάχνωση μετάλλων, πραγματοποιήθηκαν σε συνθήκες περιβάλλοντος σε περιβάλλον καθαρού δωματίου. Ένα δισκίο Si 4in (0,1016m) με προσανατολισμό <100> χρησιμοποιήθηκε ως υλικό έναρξης. Επίσης, μονωτικό στρώμα SiO₂ πάχους 100nm αναπτύχθηκε στο δισκίο Si μέσω θερμικής οξείδωσης. Εν συνεχεία, η πάνω πλευρά του υποστρώματος Si/SiO₂ καλύφθηκε πρώτα με ένα λεπτό συγκολλητικό στρώμα χρωμίου (Cr, πάχους 3nm) και μετά με ένα στρώμα χρυσού (Au, πάχους 50nm). Το δισκίο με δομή Si/SiO₂/Cr/Au κόβεται σε τετραγωνικά δείγματα διαστάσεων περίπου 1cmx1cm για την κατασκευή των πυκνωτών MIS.

Πριν την δημιουργία των πυκνωτών έγινε καθαρισμός του δείγματος, χρησιμοποιώντας μια τυπική διαδικασία καθαρισμού (ακετόνη, ισοπροπανόλη και απιονισμένο νερό). Μετά το δείγμα εκτέθηκε σε κατεργασία επιφάνειας πλάσματος οξυγόνου (500W, 5min), για την τροποποίηση του έργου εξαγωγής του χρυσού Au. Το πολύ-(3-εξυλοθειοφαίνιο) (P3HT, degree of regioregularity >98.5%, Mn=54000-75000 gr/mol) χρησιμοποιήθηκε ως οργανικός ημιαγωγός σε αυτή τη μελέτη, λόγω της πολύ καλής του διαλυτότητας σε οργανικούς διαλύτες, υψηλής κινητικότητας οπών και κρυσταλλικότητας τα οποία αποδίδονται στην μοριακή δομή του πολυμερούς. Το P3HT διαλύθηκε σε χλωροφόρμιο (CHCl₃) και επικαλύφθηκε στο υπόστρωμα. Ένα λεπτό στρώμα P3HT πάχους 220nm αποκτήθηκε με επίστρωση με περιστροφή του διαλύματος P3HT (συγκέντρωση=25mg/ml, ταχύτητα περιστροφής = 1000 στροφές/min, κατά τη διάρκεια 90sec). Το πολυμερές που επιλέχτηκε ως διηλεκτρικό πύλης είναι ο πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (poly(methyl methacrylate)-PMMA) μοριακού βάρους 996.000gr/mol. Το υψηλό μοριακό βάρος επελέγη για την επίτευξη καλύτερης ποιότητας υμενίων (ελεγχόμενο πάχος, ομοιομορφία) με την τεχνική επικάλυψης δια της περιστροφής (spin coating). Το PMMA διαλύθηκε σε διαλύτη Methyl isobutyl ketone (MIBK). Ένα λεπτό στρώμα PMMA πάχους περίπου 280nm αποκτήθηκε με επίστρωση και περιστροφή του διαλύματος PMMA (συγκέντρωση: 7% MIBK, ταχύτητα περιστροφής: 7000στρ/min, χρονικής διάρκεια 80sec) πάνω από το στρώμα P3HT. Τα στρώματα P3HT και PMMA ανακτήθηκαν στους 130°C για 5 min. Για τον προσδιορισμό των παχών των στρωμάτων P3HT και PMMA χρησιμοποιήθηκε προφίλομετρο με 13% απόκλιση στο 1μm για δείγματα αναφοράς. Ηλεκτρόδια πύλης χρυσού (πάχους~ 50nm και διαμέτρου περίπου 440μm) αποτέθηκαν πάνω στο πολυμερικό στρώμα PMMA, με τη χρήση μίας μάσκας σκιάς (shadow mask), με εξάχνωση μετάλλου με ρυθμό εναπόθεσης 0,8-1 (Σχήμα: 6-1).

Ως ηλεκτρόδιο πύλης και καθόδου, επιλέχτηκε ο χρυσός επειδή έχει υψηλό έργο εξαγωγής ($\psi_M=5,3\text{eV}$) με αποτέλεσμα να προσεγγίζει ικανοποιητικά την στάθμη HOMO του οργανικού ημιαγωγού (~5eV) δίνοντας καλή ωμική επαφή με το P3HT^[14]. Με αποτέλεσμα, το μειωμένο φραγμό δυναμικού Schottky άρα την καλύτερη έγχυση φορέων (injection carriers) και συγκεκριμένα, οπών από την κάθοδος στο πολυμερές μειώνοντας έτσι της τιμής της αντίστασης επαφής και αυξάνοντας την ευκινησίας των φορέων.

Το καθοδικό ηλεκτρόδιο χρησιμεύει για τη διοχέτευση φορέων (οπών) προς τον ενδογενή ημιαγωγό. Χρησιμοποιείται ο χρυσός (Au) επειδή, επικρατεί η άποψη ότι τα μέταλλα με υψηλό έργο εξόδου είναι καλύτερα για την έγχυση οπών στον οργανικό ημιαγωγό.

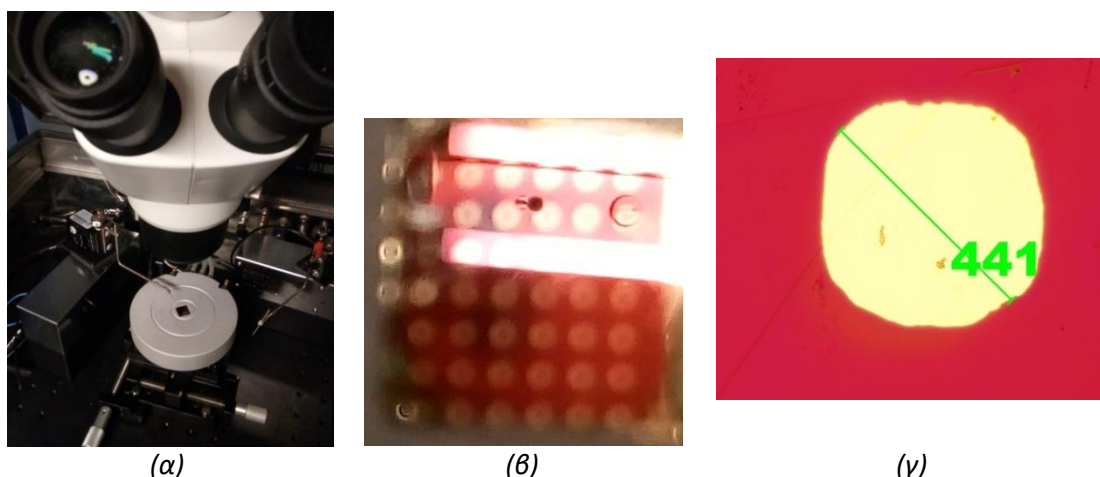
6.2 Χαρακτηριστικά των δειγμάτων

Το Ρ3ΗΤ είναι ένας συνθετικός ημιαγωγός ο οποίος έχει προσελκύσει σημαντικό ενδιαφέρον για την ανάπτυξη των οργανικών Transistors. Πρόκειται για έναν οργανικό επεξεργάσιμο υλικό σε μορφή διαλύματος (solution-processable) που εμφανίζει σχετικά υψηλή ευκινησία φορέων, έως και $0,1\text{cm}^2/\text{Vs}$. Γενικά οι επιδόσεις του Ρ3ΗΤ επηρεάζονται από περιβαλλοντικούς παράγοντες, πιθανώς λόγω της επαφής τους με το οξυγόνο του αέρα όπως έχει παρατηρηθεί στα OFETs.

Ενώ το πολύ-μεθακρυλικό μεθύλιο (Poly methyl methacrylate) εν συντομία ΡΜΜΑ, γνωστό και ως ακρυλικό γυαλί, επιλέγεται αντί για οξείδιο στα οργανικά transistors γιατί έχει διηλεκτρική σταθερά ($\epsilon_i=3,5$) κοντά με αυτή του SiO_2 , και μεγάλη ένταση ηλεκτρικού πεδίου διάσπασης $10\text{MV}/\text{cm}$. Είναι ένα άκαμπτο, ελαφρού και διαφανές θερμοπλαστικό πολυμερές υλικό που παρασκευάζεται με πολυμερισμό του μονομερούς μεθακρυλικού μεθυλίου (CH_3). Χρησιμοποιείται στα οργανικά ηλεκτρονικά εξαρτήματα ή διατάξεις που σχετίζονται με εκπομπή ή λήψη φωτός.

Το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της πύλης είναι από χρυσό και όλη η δομή είναι τοποθετημένη πάνω σε μεταλλικό υπόστρωμα ίδιου μετάλλου (Au/ΡΜΜΑ/Ρ3ΗΤ/Au) αποτελώντας την κάθοδο (Σχήμα: 6-2).

Μελετήθηκαν εργαστηριακά ένα δείγμα, το οποίο φέρει οργανικούς πυκνωτές MIS με ημιαγωγό το poly(3-hexylthiophene) ή εν συντομία Ρ3ΗΤ και διηλεκτρικό το Poly(methyl methacrylate) ΡΜΜΑ (Σχήμα 6-1).

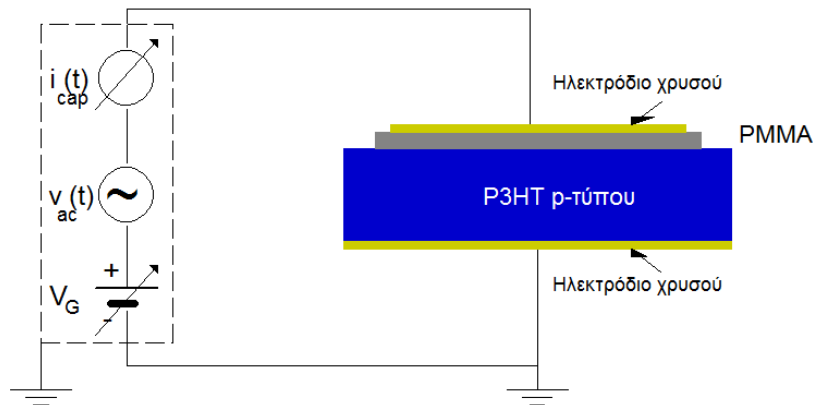


Σχήμα 6-1: α) Χώρος λήψης των μετρήσεων με το τοποθετημένο δίσκιο. β) Προς μέτρηση δείγμα το οποίο φέρει τους οργανικούς πυκνωτές MIS. γ) Επιφάνεια του ηλεκτροδίου της πύλης από χρυσό (Au) κάθε πυκνωτή, όπως φαίνεται από το μικροσκόπιο.

Τα χαρακτηριστικά του κάθε πυκνωτή p-MIS αναγράφονται παρακάτω (Πίνακας: 6-1).

Τύπος	Εμβαδόν επιφάνειας ηλεκτροδίου πύλης (cm^2)	Πάχος διηλεκτρικού (nm)	Πάχος P3HT (nm)	Διηλεκτρική σταθερά PMMA	Διηλεκτρική σταθερά P3HT
p-MIS	$S=15,2 \times 10^{-4}$	$d_i=280$	220	$\epsilon_i=3,5$	$\epsilon_s=2,9$

Πίνακας 6-1: Χαρακτηριστικά των πυκνωτών MIS που εξετάστηκαν εργαστηριακά.



Σχήμα: 6-2 Ισοδύναμο κύκλωμα της γέφυρας διηλεκτρικής φασματοσκοπίας για τη μέτρηση των C_m και G_m του πυκνωτή p-MIS.

Οι μετρήσεις ελήφθησαν υπό κανονικές συνθήκες δωματίου (300K, 55% υγρασία) με την ίδια μέθοδο όπως στις διατάξεις MOS (§ 5.1)^[85] σαρώνοντας την dc τάση πόλωσης από 30V μέχρι -10V με βήμα 0,1V, ξεκινώντας από την κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης και καταλήγοντας στην ισχυρή συσσώρευση και αντιστρόφως (Double Sweep), σε υψηλές σχετικά συχνότητες σάρωσης (900kHz έως 500Hz) με το ίδιο πλάτος ac τάσης (ενεργούς τιμής, $V_{rms}=25\text{mV}$) όπως και στις δομές πυριτίου.

Όπως μελετήθηκε στους πυκνωτές MOS (§5.7.3.5) πυριτίου, οι περιοχές επαφής των ημιαγωγών με τα ηλεκτρόδια παρουσιάζουν χαμηλή ωμική αντίσταση επαφών. Όμως στους οργανικούς πυκνωτές MIS, η επαφή των μεταλλικών ηλεκτροδίων με τον οργανικό ημιαγωγό δημιουργεί έναν υψηλό φραγμό δυναμικού Schottky λόγω της συσσώρευσης φορτίων. Ο φραγμός αυτός οφείλεται στις διαφορετικές ενέργειες των ζωνών αγωγιμότητας (έργων εξαγωγής) των δυο διαφορετικών υλικών, αυξάνοντας έτσι την αντίσταση επαφών με αποτέλεσμα να απαιτείται υψηλότερη τάση πόλωσης V_G για την μείωση του.

6.3 Χαρακτηριστική C-V της δομής p-MIS

6.3.1 Ιδανική δομής p-MIS

Στο εδάφιο αυτό, εξετάζεται η καμπύλη C-V, στην ιδανική περίπτωση που η χρησιμοποιούμενη δομή p-MIS είναι απαλλαγμένη από φορτία στο μονωτικό. Επομένως, η θέση της τάσης V_{fb} θα καθορίζεται θεωρητικά, σύμφωνα με τη διαφορά των έργων εξαγωγής (εξ.3.8) μεταξύ των Au-P3HT.

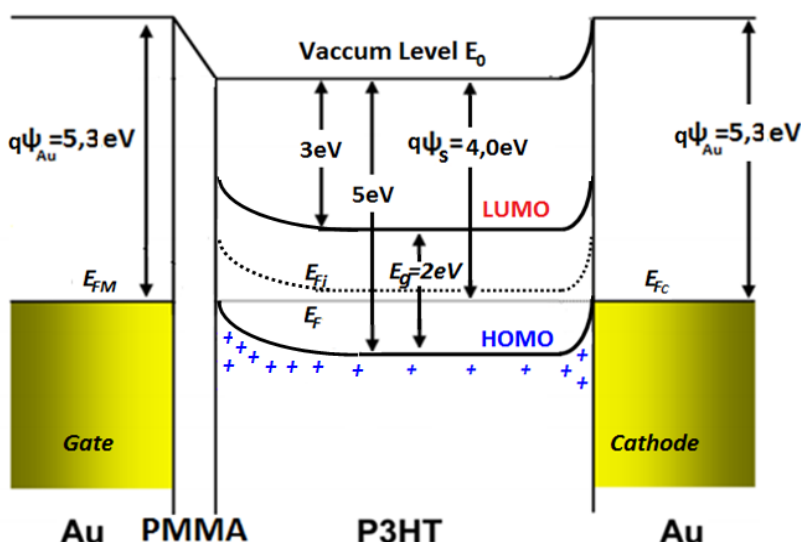
Η διαφορά των έργων εξαγωγής (Σχήμα: 6-3) μεταξύ του μεταλλικού ηλεκτροδίου της πύλης (ή της καθόδου) και του οργανικού ημιαγωγού, του πυκνωτή MIS (εξ.3.7.α) υπολογίζεται ως:

$$q\psi_{MS} = 5,3 - 4 = 1,3\text{eV}$$

Επίσης η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της καθόδου-ημιαγωγού ευνοεί τη μετακίνηση οπών από την κάθοδος προς τον ημιαγωγό διότι συναντούν ένα αρνητικό φραγμό δυναμικού (Σχήμα: 6.3) επειδή:

$$E_F - E_{\text{HOMO}} < E_{\text{Fi}} - E_{\text{LUMO}}$$

Ουσιαστικά μετακινήθηκαν ηλεκτρόνια της ζώνης LUMO του συνθετικού ημιαγωγού, προς το μέταλλο της καθόδου με αποτέλεσμα να φαίνεται ότι μετακινήθηκαν οπές.



Σχήμα: 6-3 Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών όταν τα δομικά στοιχεία του πυκνωτή (Au/PMMA/P3HT/Au) έρθουν σε επαφή μεταξύ τους ($V_G=0$).

Κατά την επαφή των στοιχείων που συγκροτούν την δομή MIS, τα επίπεδα Fermi του ημιαγωγού και του μονωτή, ισοσταθμίζονται (Σχήμα: 6-3) λόγω των οπών που διαχέονται στον ημιαγωγό εξαιτίας της διαφοράς των έργων εξαγωγής Au-P3HT. Η προς τα πάνω κάμψη των ενεργειακών επιπέδων του ημιαγωγού στη διεπιφάνεια με τον μονωτή, οφείλεται στην μικρή συσσώρευση οπών για να καλύψουν τις παγίδες φορτίου οι οποίες μετακινήθηκαν εξαιτίας της διαφοράς των έργων εξαγωγής.

6.3.2 Χαρακτηριστική C-V πυκνωτή p-MIS

6.3.2.1 Υπολογισμός παραμέτρων

6.3.2.1.α Πυκνότητα φορέων

Στην περίπτωση της ασθενούς συσσώρευσης (ή και της απογύμνωσης), ο ημιαγωγός έχει χωρητικότητα, η οποία είναι:

$$C_s = -\frac{dQ_s}{dV_G} = qS \frac{d}{dV_G} \int_0^W N_A dx = qSN_A(W) \frac{dW}{dV_G} \Rightarrow$$

$$N_A(W) = \frac{C_s(W)}{qS} \frac{dV_G}{dW} \quad (\text{εξ. 6.1})$$

Όπου, $qSN_A(W)$ είναι η συγκέντρωση φορτίου των φορέων στην αραιωμένη (απογυμνωμένη) περιοχή εύρους W ανά μονάδα επιφάνειας του ημιαγωγού, ή οποία ισχύει στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης (ή απογύμνωσης). Επειδή ο οργανικός ημιαγωγός σε αυτήν την κατάσταση πόλωσης συμπεριφέρεται ως επίπεδος πυκνωτής, θα ισχύει:

$$C_s = \epsilon_0 \epsilon_s \frac{S}{W_{\text{dep}}} \quad (\text{εξ. 6.2})$$

Διαφορίζοντας το W_{dep} ως προς την τάση πολώσεως, προκύπτει:

$$\frac{dW_{\text{dep}}}{dV_G} = \epsilon_0 \epsilon_s \frac{1}{C_s(W)} S \quad (\text{εξ. 6.3})$$

Αντικαθιστώντας την (εξ.6.3) στην (εξ.6.1) και λύνοντας ως προς $N_A(W)$ λαμβάνεται:

$$N_A(W) = -\frac{1}{q\epsilon_0\epsilon_s S^2} C^3 \frac{dV_G}{dC} = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_s S^2} \frac{dV_G}{d(1/C^2)}$$

ή απλούστερα:

$$N_A = 2 \left[q\epsilon_0\epsilon_s S^2 \frac{d}{dV_G} \left(1/C^2 \right) \right]^{-1} \quad (\text{εξ. 6.4})$$

Χρησιμοποιήθηκε η ιδιότητα:

$$d(1/C^2)/dV_G = -(2/C^2) dC/dV_G$$

Η παραπάνω σχέση (εξ.6.4) αποδείχθηκε από τους Mott-Schottky^{[29],[34],[50]} χρησιμοποιώντας την κλίση του γραμμικού τμήματος της καμπύλης $1/C^2-V_G$ (Σχήμα: 6-4). Προσαρμόζοντας την, στη μελετώμενη περίπτωση, υπολογίζεται η ενεργή (effective) συγκέντρωση των εγχεόμενων φορέων στον ημιαγωγό από το μέταλλο (κάθοδο) στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης. Επομένως, από την (εξ.6.1) υπολογίζεται η συγκέντρωση των φορέων^[43]: $N_A=1,12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ στη χαμηλότερη συχνότητα (500Hz).

όπου τέθηκε:

$$\epsilon_0=8,854 \times 10^{-14} \text{ F/cm}$$

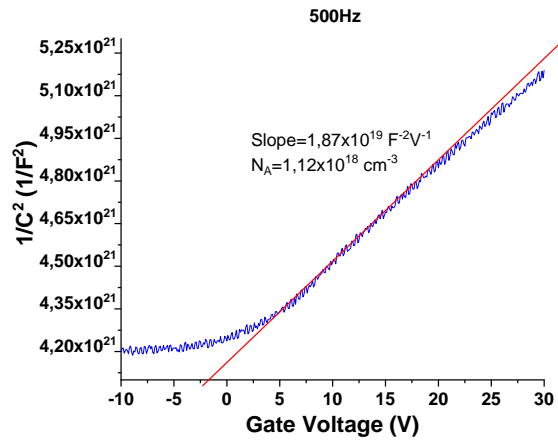
$$\epsilon_s=2,9$$

$$q=1,602 \times 10^{-19} \text{ Cb}$$

$$S=1,52 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

ενώ υπολογίστηκε η κλίση της ευθείας (Σχήμα: 6-4)^{[50],[52]}:

$$\frac{d}{dV_G} \left(\frac{1}{C^2} \right) = 1,87 \times 10^{19} \text{ F}^{-2} \text{ V}^{-1}$$



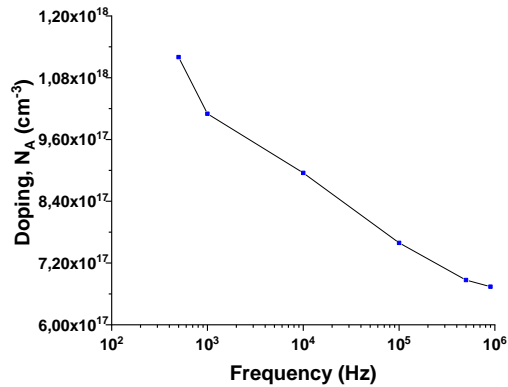
Σχήμα: 6-4 Χαρακτηριστική C-V σύμφωνα με την ανάλυση Mott-Schottky, στην χαμηλότερη συχνότητα (500kHz) όπου ελήφθησαν μετρήσεις^[50].

Η διαδικασία προσδιορισμού της πυκνότητας των προσμίξεων δεν είναι ακριβής, καθ'όσον ή συγκέντρωση τους επηρεάζεται από την συχνότητα της εναλλασσόμενης τάσης πολώσεως. Επίσης, οι φορείς δεν είναι προερχόμενοι μόνο από την κάθοδο αλλά και από διάφορους περιβαλλοντικούς παράγοντες «ακούσιων» προσμίξεων όπως το οξυγόνο και την υγρασία όπου οξειδώνουν τον ημιαγωγό. Δηλαδή, τα μόρια του αέρα ή του νερού μπορούν να δεσμεύσουν ηλεκτρόνια σθένους του ημιαγωγού, δημιουργώντας νέες οπές.

f (Hz)	Slope ($\text{F}^{-2} \text{V}^{-1}$)	N_A (cm^{-3})
500	$1,87 \times 10^{19}$	$1,12 \times 10^{18}$
1×10^3	$2,07 \times 10^{19}$	$1,01 \times 10^{18}$
10×10^3	$2,35 \times 10^{19}$	$8,95 \times 10^{17}$
100×10^3	$2,77 \times 10^{19}$	$7,59 \times 10^{17}$
500×10^3	$3,06 \times 10^{19}$	$6,87 \times 10^{17}$
900×10^3	$3,12 \times 10^{19}$	$6,74 \times 10^{17}$

Πίνακας 6-II: Τιμές συγκέντρωσης φορέων (οπών) στις διάφορες συχνότητες της τάσης πύλης.

Εφαρμόζοντας τη μέθοδος Mott-Schottky (εξ.6.4) σε διαφορετικές συχνότητες των καμπύλων C-V (Σχήμα: 6-8) η πυκνότητα των φορέων μειώνεται (Πίνακας 6-II) εντονότερα στις συχνότητες που είναι κάτω από τη συχνότητα των 10kHz (Σχήμα: 6-5). Η οποία πιθανών να σχετίζεται με την συχνότητα (χρόνο) χαλάρωσης των φορέων του P3HT. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να ερμηνευτεί ότι οι οπές που προήλθαν από την κάθοδο, στις μεγάλες συχνότητες επιτυγχάνεται μικρότερη συγκέντρωση.



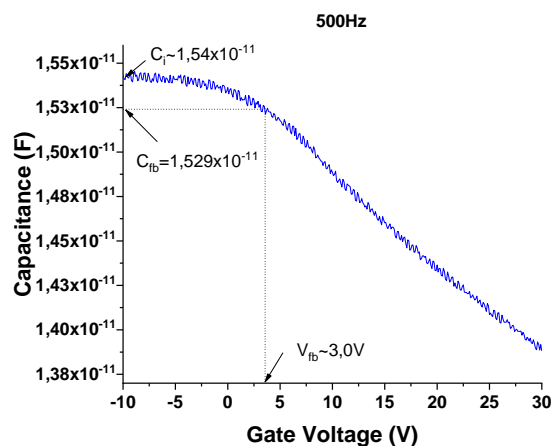
Σχήμα: 6-5 Μείωση της συγκέντρωσης των φορέων (οπών) με την αύξηση της συχνότητας.

6.3.2.1.β Τάση ισοροπίας

Αφού υπολογίστηκε η νόθευση του ημιαγωγού, βρίσκεται το μήκος “Debye” (εξ.5.4) ως: $L_D = 2,11 \times 10^{-7} \text{ cm}$.

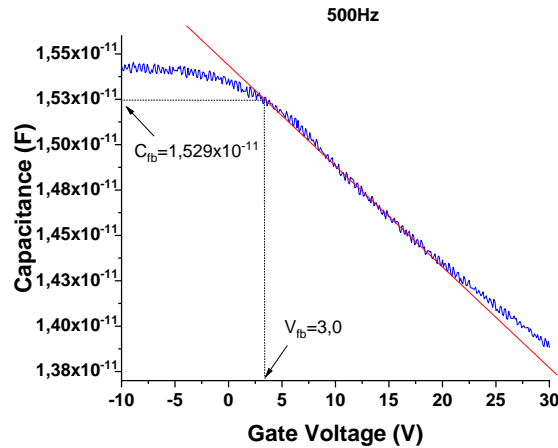
Ενώ, η χωρητικότητα του ημιαγωγού στην κατάσταση των επίπεδων ζωνών (flatband capacitance), υπολογίζεται (εξ.5.3.β), $C_{fb,s} = 2,23 \times 10^{-9} \text{ F}$ ($1,46 \times 10^{-6} \text{ F/cm}^2$).

Η χωρητικότητα στην χαμηλότερη συχνότητα (500Hz) όπου ελήφθησαν οι μετρήσεις, στην κατάσταση της πλήρους συσσώρευσης είναι $C_i = 1,54 \times 10^{-11} \text{ F}$ ($1,01 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$). Τότε η συνολική χωρητικότητα στην κατάσταση των επιπέδων ζωνών (εξ.5.5) υπολογίζεται ως $C_{fb} = 1,52944 \times 10^{-11} \text{ F}$ ($\approx 1,53 \times 10^{-11} \text{ F}$) ή $1,0 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$, η οποία σύμφωνα με τις μετρήσεις (500Hz) αντιστοιχεί στην τάση $V_{fb} \approx 3,0 \text{ V}$ (Σχήμα: 6-6).



Σχήμα:6-6 Προσδιορισμός της χωρητικότητας C_{fb} στη χαμηλότερη συχνότητα όπου πάρθηκαν μετρήσεις.

Γραφικά (Σχήμα: 6.7), η V_{fb} σύμφωνα με τις μετρούμενες καμπύλες C-V στη χαμηλότερη συχνότητα (500Hz), προσδιορίζεται πάλι, περίπου $V_{fb} \approx 3,0 \text{ V}$ και $C_{min} = 1,38 \times 10^{-11} \text{ F}$.



Σχήμα: 6-7 Γραφικός προσδιορισμός της χωρητικότητας που αντιστοιχεί στην τάση επίπεδης ζώνης. Στο πρώτο σημείο τομής μιας βοηθητικής ευθείας, με την καμπύλη αντιστοιχεί η τιμή της χωρητικότητας επίπεδης ζώνης C_{fb} ήτοι $V_{fb} \approx 3,0V$.

Στην Ισχυρή συσσώρευση όπου $C_i = 1,01 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$ (500Hz), το πάχος του διηλεκτρικού (εξ.3.22) υπολογίζεται ως $d_i = 3 \times 10^{-5} \text{ cm} = 300 \text{ nm}$.

6.3.2.1.γ Φορτία διηλεκτρικού

Τα σταθερά φορτία Q_f στη διεπιφάνεια μεταξύ του μονωτικού και του ημιαγωγού (εξ. 4.5) υπολογίζονται ^{[42], [43]} ως:

$$Q_f = -(V_{fb} - \Psi_{MS})C_i = -(3,0 - 1,3)1,01 \times 10^{-8} = -1,70 \times 10^{-8} \text{ Cb/cm}^2$$

το οποίο αντιστοιχεί σε πλήθος ηλεκτρονίων:

$$\frac{-4,74 \times 10^{-8}}{-1,602 \times 10^{-19}} = 1,06 \times 10^{11} \text{ electrons/cm}^2$$

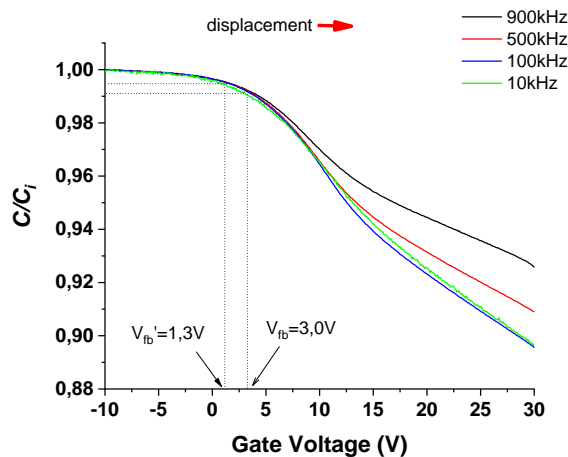
Οι παραπάνω υπολογισμοί καταγράφονται στον επόμενο πίνακα (Πίνακας: 6.III)

	$N_A \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$C_i \text{ (F)}$	$C_i \text{ (F/cm}^2\text{)}$	$d_i \text{ (nm)}$	$V_{fb} \text{ (V)}$	$C_{fb} \text{ (F)}$
Θεωρητικά: $Q_f = 0$	$1,66 \times 10^{18}$	$1,68 \times 10^{-11}$	$1,03 \times 10^{-8}$	280	1,3	$1,53 \times 10^{-11}$
Πειραματικά: $Q_f = -1,70 \times 10^{-8} \text{ Cb/cm}^2$ ή $1,06 \times 10^{11} \text{ elect./cm}^2$	$1,66 \times 10^{18}$	$1,54 \times 10^{-11}$	$1,01 \times 10^{-8}$	~300	3,0	$1,52 \times 10^{-11}$

Πίνακας: 6-III. Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων στον p-MIS πυκνωτή.

6.3.2.2 Μετατόπιση της καμπύλης Τάσης-Χωρητικότητας

Όπως εξετάστηκε στους πυκνωτές MOS (§3.6.2), έτσι και στους οργανικούς πυκνωτές, εξαιτίας των φορτίων του διηλεκτρικού, προκαλείται μια μετατόπιση των καμπυλών C-V προς τα δεξιά (Σχήμα: 6-8). Οπότε πρόκειται περί αρνητικών σταθερών παγιδευμένων φορτίων στο διηλεκτρικό, τα οποία πιθανότατα προέκυψαν από την απελευθέρωση υδρογόνου εξαιτίας της μεγάλης θετικής τάσης στην πύλη. Βέβαια η μετατόπιση των εν λόγω καμπυλών σχετίζεται και με το φραγμό έγχυσης των οπών.



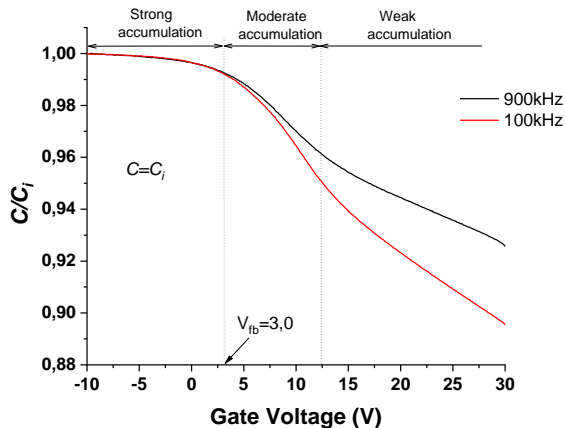
Σχήμα: 6-8 Μετατόπιση των πειραματικών καμπυλών C-V προς τα δεξιά. Χωρίς τα φορτία στο διηλεκτρικό η τάση επίπεδης ζώνης ισούται με τη διαφορά των έργων εξαγωγής ($V_{fb}'=1,3V$), ενώ εξαιτίας και των παγιδευμένων φορτίων μετατοπίζεται προς μια θετικότερη τάση ($V_{fb}=3,0V$).

Η παρουσία των αρνητικών φορτίων του διηλεκτρικού όπως συμπεραίνεται παρακάτω, οι οπές δεν συγκεντρώνονται μόνο πλησίον της καθόδου αλλά και μερικές μεταβαίνουν και προς τη διεπιφάνεια ημιαγωγού-μονωτή (Σχήμα: 6-3) από το ηλεκτρόδιο της πύλης.

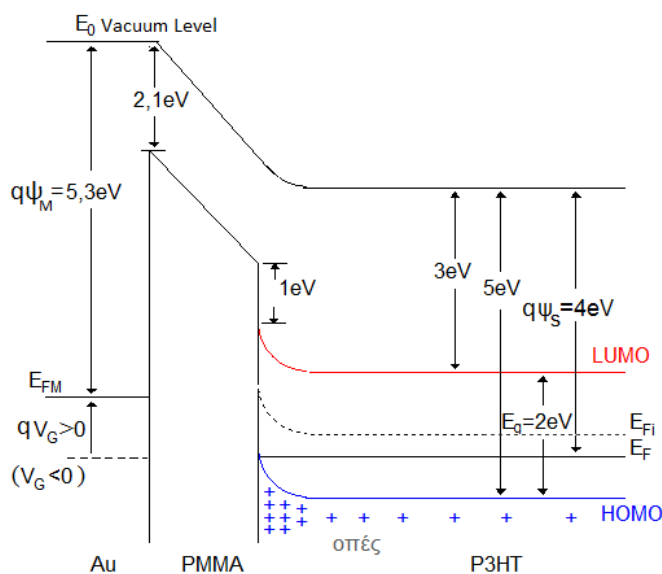
Επίσης, από τις παραπάνω καμπύλες (Σχήμα: 6-8) παρατηρείται ότι η αραιώση του ημιαγωγού από φορείς (οπές) μετά την τάση V_{fb} είναι εντονότερη στις χαμηλές συχνότητες λόγω του ότι αποκρίνονται καλύτερα στις μεταβολές της τάσης πολώσεως. Γι'αυτό άλλωστε, η κλίση των καμπυλών C-V μετά την τάση V_{fb} είναι μεγαλύτερη στις υψηλότερες συχνότητες σάρωσης.

6.3.2.3 Καταστάσεις πόλωσης του πυκνωτή MIS

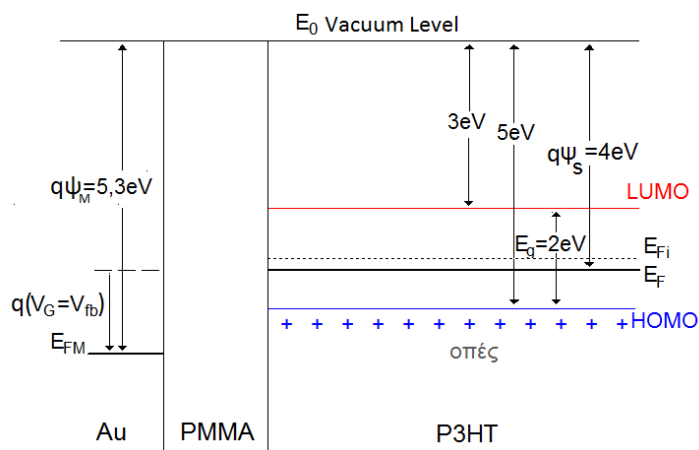
Σύμφωνα με τις χαρακτηριστικές της χωρητικότητας συναρτήσεως της τάσης (Σχήμα: 6-9), ο οργανικός ημιαγωγός P3HT δεν επιτρέπει την πλήρη απογύμνωση όπως συμβαίνει στο πυρίτιο. Επιπλέον στις χαμηλότερες συχνότητες ο ημιαγωγός αραιώνει ταχύτερα καθώς αυξάνεται η dc τάση πόλωσης ($V_G > 0$). Επίσης, οι οργανικές δομές MIS δεν φτάνουν ποτέ στην κατάσταση της αντιστροφής (Σχήμα: 6-9), όπως συμβαίνει στους MOS πυρίτιου. Αυτό συμβαίνει επειδή το P3HT έχει μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα ($E_g=2eV$) σχετικά με το Si ($E_g=1,2eV$) επομένως, ο ρυθμός θερμικής παραγωγής φορέων, είναι πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερος. Επίσης, επειδή ο ημιαγωγός δεν απογυμνώνεται εντελώς τα όποια παραγόμενα ηλεκτρόνια θα επανασυνδέονται μη δυνάμενα να σχηματιστεί φορτίο αντιστροφής.



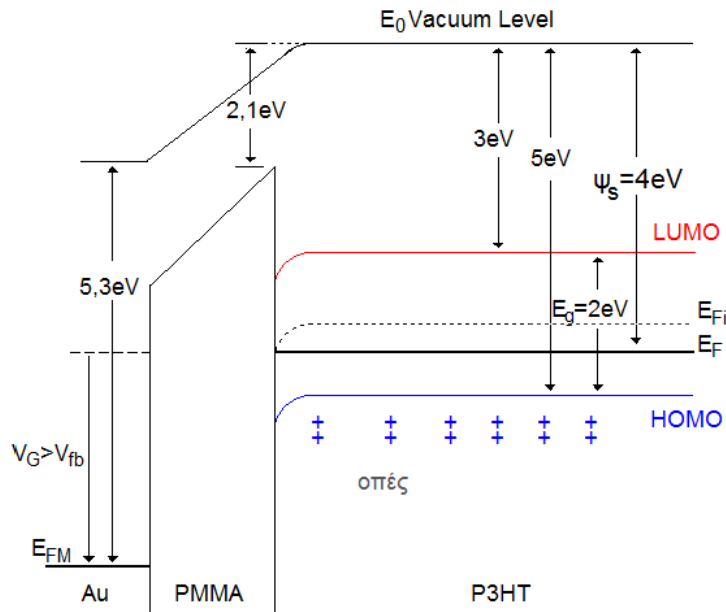
Σχήμα: 6-9 Καταστάσεις λειτουργίας του οργανικού πυκνωτή σε μια υψηλή και μια χαμηλότερη συχνότητα.



Σχήμα: 6-10.α Ενεργειακό διάγραμμα στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης (strong accumulation).



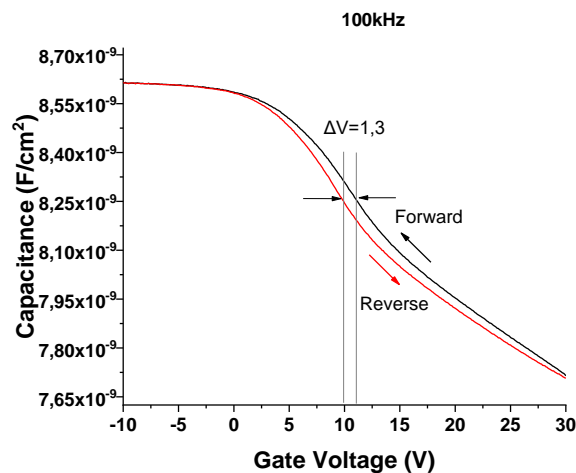
Σχήμα: 6-10.β Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών στην τάση ισορροπίας (flat band voltage).



Σχήμα:6-10.γ Ενεργειακό διάγραμμα στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης (Weak accumulation). Οι οπέδες έχουν συγκεντρωθεί κυρίως προς την κάθοδο.

6.3.2.4 Χαρακτηριστική C-V διπλής σάρωσης

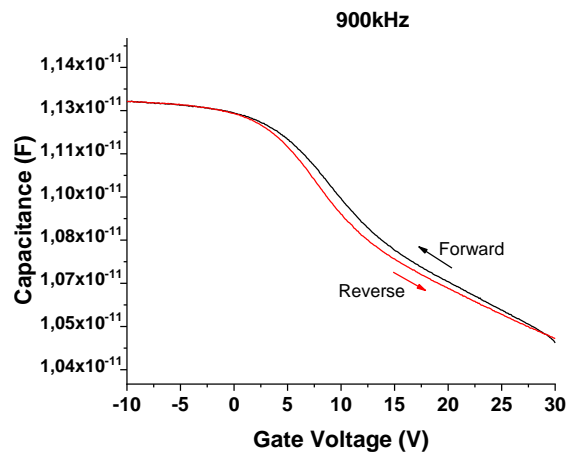
Ελήφθησαν μετρήσεις της χωρητικότητας συναρτήσει της τάσης πύλης, σαρώνοντας με σταθερό βήμα από $V_G > 0$ έως $V_G < 0$ και αντιστρόφως από $V_G < 0$ έως $V_G > 0$. Αποτέλεσμα των μετρήσεων αυτών είναι ο σχηματισμός βρόγχου υστέρησης, με φορά αριστερόστροφη (Σχήμα 6-11) η οποία αποδίδεται σε πιθανά ευκίνητα αρνητικά φορτία (ηλεκτρόνια ή ιόντα) στον όγκο του διηλεκτρικού ή μπορεί να αποδοθεί στην έγχυση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα προς το μονωτικό.



Σχήμα 6-11 Σχηματισμός βρόγχου υστέρησης κατά τη διπλή σάρωση της τάσης πόλωσης.

Τα φορτία που βρίσκονται στο διηλεκτρικό Q_i , προκαλούν μετατόπιση της τάσης επίπεδης ζώνης (εξ. 3.71) κατά $\Delta V_{fb} = 1,3V$ (Σχήμα 6-11). Συνεπώς, τα φορτία στο μονωτικό υπολογίζονται ως^[38]:

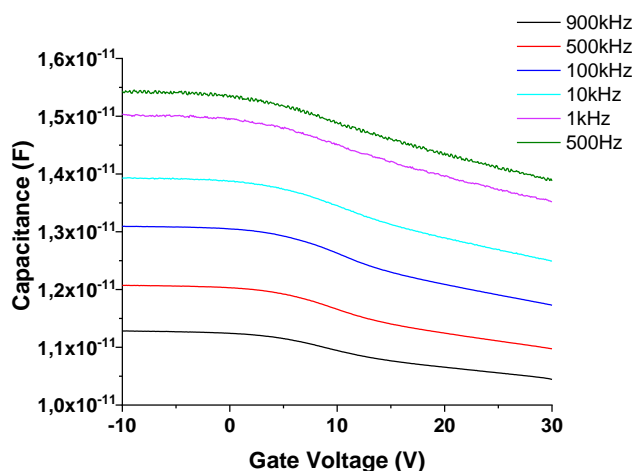
$$Q_i = -C_i \Delta V_{fb} = -1,01 \times 10^{-8} (11,3 - 10) = -1,31 \times 10^{-8} \text{Cb/cm}^2$$



Σχήμα: 6-12 Στις μεγαλύτερες συχνότητες της τάσης πόλωσης ο βρόγχος υστέρησης είναι στενότερος εξ' αιτίας της μικρότερης απόκρισης των φορτίων του διηλεκτρικού.

6.3.3 Διασπορά της χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες

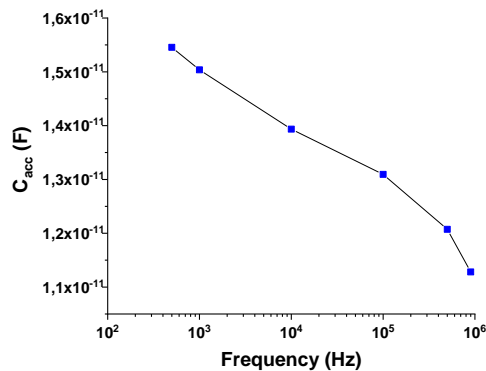
Όταν το ηλεκτρόδιο της πύλης είναι αρνητικά πολωμένο, οπές εγχέονται από την κάθοδο και συσσωρεύονται στη διεπιφάνεια μεταξύ του ημιαγωγού και του μονωτή της πύλης. Αυτό οδηγεί στην αύξηση της χωρητικότητας του πυκνωτή MIS πλησιάζοντας τη χωρητικότητα του διηλεκτρικού C_i . Συγκεκριμένα, η χωρητικότητα προσεγγίζει την C_i όταν η συχνότητα του ημιτονοειδούς σήματος είναι εξαιρετικά χαμηλή επειδή οι οπές συσσωρεύονται σε ολόκληρη την περιοχή της διεπαφής μονωτή-ημιαγωγού. Στις υψηλές συχνότητες, οι οπές που εισάγονται δεν προφθάνουν να ακολουθήσουν το ημιτονοειδές σήμα, οδηγώντας στην κατάσταση της ασθενούς συσσώρευσης (ή απογύμνωσης), μειώνοντας τη χωρητικότητα του πυκνωτή MIS.



Σχήμα: 6-13 Διασπορά της μετρούμενης χωρητικότητας στις διάφορες συχνότητες που πάρθηκαν μετρήσεις.

Η κατάσταση αυτή δημιουργεί όπως και στην περίπτωση των πυκνωτών MOS (§5.2.3.5.α) μια μεγαλύτερη διασπορά της ισοδύναμης χωρητικότητας (Σχήμα: 6-13) που επικρατεί στην κατάσταση της συσσώρευσης εμφανίζοντας μια μεγαλύτερη σειριακή αντίσταση επαφών.

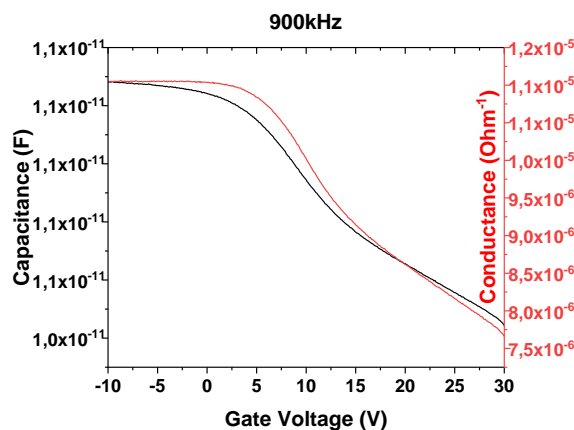
Η μεγάλη αυτή διαφορά οφείλεται κυρίως, στην υψηλή αντίσταση επαφών στις υψηλότερες συχνότητες, η οποία υπολογίζεται (εξ.3.84) ως $r_s=2636,44\Omega$. Επίσης, άλλος ένας παράγοντας που συμβάλει στη διασπορά αυτή, είναι η μεταβολή της διηλεκτρικής σταθερά του μονωτικού (PMMA) ως προς την συχνότητα^[55], η οποία μειώνεται αισθητότερα στις συχνότητες άνω των $\sim 100\text{kHz}$ (Σχήμα: 6-14). Συγκεκριμένα σύμφωνα με πρόσφατη μελέτη^[55], η διηλεκτρική σταθερά του PMMA στο 1MHz είναι 2,6.



Σχήμα: 6-14 Μεταβολή της χωρητικότητας στην κατάσταση της ισχυρής συσσώρευσης σε διαφορετικές συχνότητες. Για συχνότητες μικρότερες των 100 kHz, το C_{acc} φθίνει με μικρότερη κλίση.

Δεν κατέστη εφικτό να παρθούν μετρήσεις σε συχνότητες κάτω των 500Hz γεγονός που αποδίδεται σε πιθανά ρεύματα διαρροής τα οποία ενισχύονται στις χαμηλές συχνότητες.

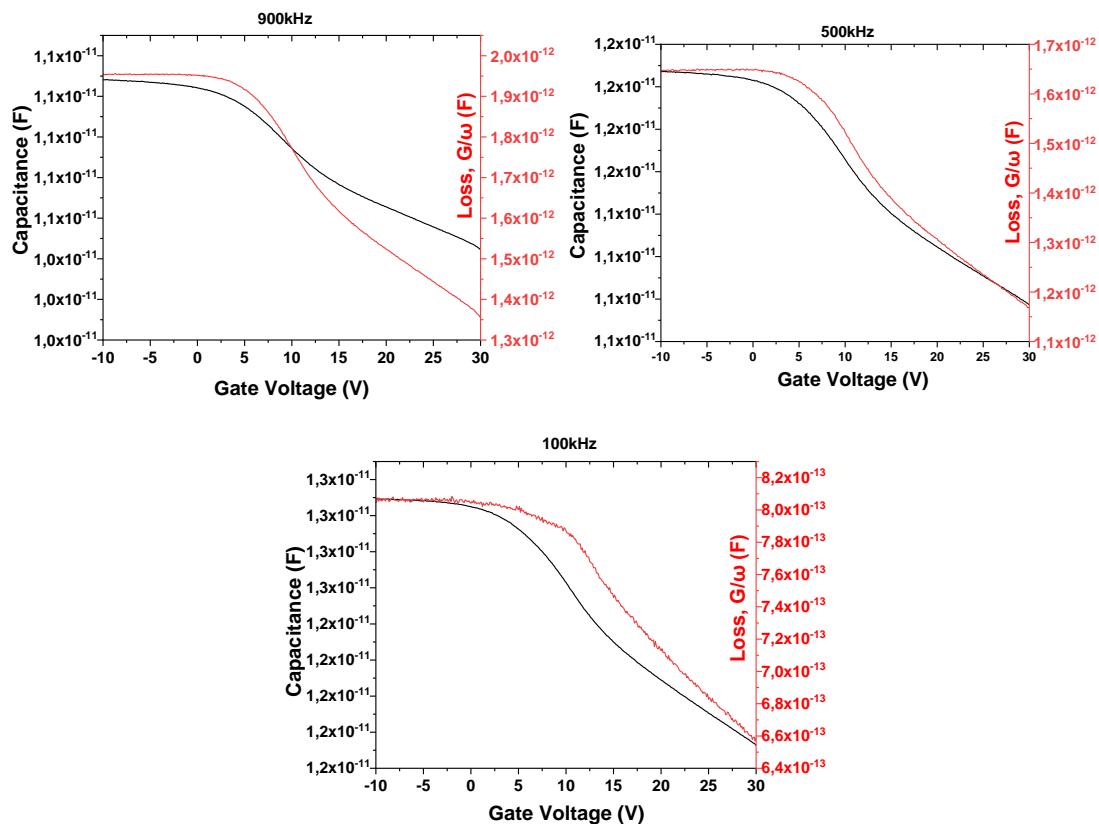
6.4 Χαρακτηριστική C-V και C-G της δομής p-MIS



Σχήμα: 6-15 Χαρακτηριστικές της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας σε όλο το εύρος της τάσης πολώσης.

Η απώλεια ενέργειας που συνοδεύει τη δέσμευση-αποδέσμευση των διεπιφανειακών παγιδευμένων φορτίων, στις μεταβολές του ac σήματος, γίνεται αντιληπτή σχεδόν σε όλες

τις συχνότητες, εξαιρουμένων των πολύ χαμηλών συχνοτήτων ενώ στις υψηλές αυξάνεται η δυσκολία ανταπόκρισης τους^{[49],[54]}. Γι'αυτό στις χαμηλότερες συχνότητες η αγωγιμότητα άρα και οι απώλειες, μειώνονται.



Σχήμα: 6-16 Επίδραση της συχνότητας στις απώλειες του διηλεκτρικού.

6.5 Συμπεράσματα

Συγκρίνοντας τις χαρακτηριστικές C-V των πυκνωτών MOS (Σχήμα: 5-10 & 5-28) με τις αντίστοιχες του οργανικού πυκνωτή MIS (Σχήμα: 6-9), παρατηρείται ότι η τάση πόλωσης όπως και η V_{fb} , στους πρώτους είναι κατά πολύ μικρότερη. Γεγονός που αποτελεί πολύ καλή ένδειξη ότι τα OFETs (MISFETs) που χρησιμοποιούν τη δομή MIS μπορούν να λειτουργήσουν μόνο σε υψηλότερες τάσεις πύλης από ότι τα MOSFETs.

Όπως φάνηκε παραπάνω (§6.2.2.1.α) το πλήθος των φορέων μειώνεται στις αυξήσεις της συχνότητας. Αυτό σχετίζεται με την αύξηση της περιοχής απογυμνώσεως (dW_{dep}) όπως παρατηρήθηκε στους πυκνωτές πυριτίου (Σχήμα: 5-16 & 5-36). Συνεπώς, στην προκειμένη περίπτωση, στις μεγαλύτερες συχνότητες, θα συντελείται μικρότερη συγκέντρωση φορέων κατά την ισχυρή συσσώρευση και μεγαλύτερο ποσοστό αραίωσης των φορέων (απογύμνωση ημιαγωγού) dW_{dep} κατά την πόλωση της ασθενούς συσσώρευσης (Weak accumulation), αντιστοίχως. Με αποτέλεσμα να μειώνεται το επίπεδο νόθευσης N_A του ημιαγωγού. Αυτό συμβαίνει διότι όπως είχε δείχτει στις δομές MOS, το εύρος της περιοχής απογύμνωσης και η συγκέντρωση των φορέων είναι μεγέθη μεταξύ τους αντιστρόφως ανάλογα (εξ.3.29.β).

Στις χαρακτηριστικές C-V (Σχήμα: 6-8) των πυκνωτών MIS, δεν παρατηρήθηκε η κατάσταση της πλήρους απογύμνωσης, όπως συμβαίνει στους πυκνωτές MOS πυριτίου, εξαιτίας της χαμηλής ευκινησίας των φορέων. Εξάλλου όπως έχει ειπωθεί (§6.2.2.3), οι οργανικοί ημιαγωγοί εν αντιθέσει με τους ανόργανους, δεν φθάνουν ποτέ στην κατάσταση της αντιστροφής συνεχίζοντας καθ'όλη την τάση V_G σάρωσης, ο ημιαγωγός να συμπεριφέρεται ως p-τύπου.

Επομένως, επειδή οι φορείς του P3HT είναι δυσκίνητοι σχετικά με το πυρίτιο, χρειάστηκε η dc τάση πόλωσης των δομών MIS να κυμανθεί σε μεγαλύτερα όρια απ'ότι των MOS.

Επιπλέον όταν ελήφθησαν μετρήσεις υπό ορατό φως, οι χαρακτηριστικές C-V (Σχήμα: 5-11 & 5-31) των δομών MOS αποκρινόταν καλύτερα στις υψηλές συχνότητες, ενώ των οργανικών δομών MIS παραμένουν αμετάβλητες. Το γεγονός αυτό οφείλεται επειδή η ενέργεια των φωτονίων του ορατού φάσματος, συμπίπτει με αυτήν του ενεργειακού χάσματος του πυριτίου. Ακόμα στην ίδια περίπτωση, η τάση κατωφλίου μειώνεται διότι, η εξίσωση των φορέων μειονότητας με των πλειονότητας, επιτυγχάνεται σε μικρότερη τάση πύλης.

Τα διηλεκτρικά των πολυμερικών υλικών σχετικά με το SiO_2 , έχουν περισσότερες ατέλειες παγιδεύοντας περισσότερα φορτία τόσο στις διεπιφάνειες όσο και στο εσωτερικό τους προκαλώντας σημαντική υστέρηση της χαρακτηριστικής C-V κατά τη διπλή σάρωση και μετατοπίζοντας την περισσότερο από ότι συμβαίνει στους συμβατικούς πυκνωτές MOS. Το γεγονός αυτό μπορεί να αποδοθεί στο αυξημένο πλήθος παγίδων του μονωτικού, τόσο στις διεπιφάνειες όσο και στο εσωτερικό του. Ένα άλλο αίτιο γι'αυτήν την κατάσταση μπορεί να θεωρηθεί ο μεγαλύτερος όγκος (πάχος) του διηλεκτρικού (PMMA) απ'ότι το SiO_2 .

Οι δομές MIS παρουσιάζουν μεγαλύτερες σειριακές αντιστάσεις επειδή οι φορείς τους έχουν χαμηλότερη ευκινησία απ'ότι στους αντίστοιχους συμβατικούς πυκνωτές πυριτίου. Επιπλέον, η επαφή του καθοδικού μεταλλικού ηλεκτροδίου με τον οργανικό ημιαγωγό δημιουργεί έναν υψηλό φραγμό δυναμικού Schottky λόγω της συσσώρευσης φορέων (οπών) εξαιτίας της διαφοράς των έργων εξαγωγής. Με άλλα λόγια, ο φραγμός αυτός οφείλεται στις διαφορετικές ενέργειες των ζωνών αγωγιμότητας των δυο διαφορετικών υλικών (καθόδου-ημιαγωγού), αυξάνοντας έτσι την αντίσταση επαφών.

Στους συνθετικούς πυκνωτές MIS παρατηρήθηκε μεγαλύτερη διασπορά της χωρητικότητας απ'ότι στους αντίστοιχους MOS αφενός, λόγω της μεγαλύτερης σειριακής αντιστάσεως αφ'ετέρου δε εξαιτίας πιθανής μεταβολής της διηλεκτρικής σταθεράς του PMMA συναρτήσει της συχνότητας ενώ το SiO_2 τη διατηρεί σχεδόν σταθερή. Αυτή η επίδραση μειώνει το C_{acc} στις αυξήσεις της συχνότητας της V_G , γι'αυτό οι καμπύλες C-V χαμηλώνου στις αυξημένες συχνότητες (Σχήμα: 6-13).

Επιπλέον στις οργανικές δομές MIS υπολογίστηκαν τουλάχιστον κατά μία τάξη μεγέθους, λιγότερες απώλειες απ'ότι στις MOS. Το οποίο μπορεί να αποδοθεί σε πιθανές λιγότερες διεπιφανειακές παγίδες D_{it} ίσως εξαιτίας της μη πλήρους απογύμνωσης του συνθετικού ημιαγωγού όπως συμβαίνει στους συμβατικούς ημιαγωγούς πυριτίου.

Τέλος, απορρέει το γενικό συμπέρασμα ότι, οι δομές MIS λειτουργούν σε υψηλότερες dc τάσεις πόλωσης παρουσιάζοντας ασταθέστερα χαρακτηριστικά σχετικά, με τις αντίστοιχες δομές MOS που κατασκευάζονται από συμβατικά υλικά. Για τον λόγο αυτό όταν, τα πολυμερικά υλικά χρησιμοποιηθούν για την κατασκευή ηλεκτρονικών διατάξεων (Transistors κλπ) θα είναι υποδεέστερα από εκείνα με συμβατικά υλικά.

Επίλογος

Μελετήθηκαν εργαστηριακά οι πυκνωτές MOS ημιαγωγίμου υποστρώματος πυριτίου και πυκνωτές MIS οργανικού ημιαγωγού (P3HT), οι οποίοι αποτελούν την κύρια δομή των MOSFETs και των συνθετικών MISFETs, αντιστοίχως.

Συγκεκριμένα ελήφθησαν μετρήσεις της χωρητικότητας και της αγωγιμότητας ως προς την τάση πόλωσης, σε χαμηλές και σχετικά υψηλότερες συχνότητες σάρωσης. Η χωρητικότητα έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον για αυτού τους είδους τα Transistors διότι, απαιτείται να διαθέτουν μεγάλη τιμή για τη μείωση της τάσης λειτουργίας (εξ.3.1 & εξ.4.21). Ταυτόχρονα η μέτρηση της ισοδύναμης αγωγιμότητας είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό των απωλειών του διηλεκτρικού.

Κατά την εργαστηριακή εξέταση των πυκνωτών MOS πυριτίου n-τύπου p-τύπου αφού μελετήθηκε η συμπεριφορά τους στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης συμπεράστηκε ότι τα ηλεκτρόνια, ως φορείς αγωγιμότητας, έχουν μεγαλύτερη ευκινησία απ' ότι οι οπές. Γεγονός που ευθύνεται για τις διαφορές που παρατηρήθηκαν στην συμπεριφορά, μεταξύ των δομών MOS n-τύπου και p-τύπου αντιστοίχως.

Ενώ κατά τον εργαστηριακό έλεγχο των οργανικών πυκνωτών MIS με οργανικό ημιαγωγό το P3HT p-τύπου, διαπιστώθηκε ότι οι οπές είναι λιγότερες ευκίνητες από τις αντίστοιχες οπές του πυριτίου (p-MOS) γεγονός το οποίο συμπεράστηκε επειδή ο ημιαγωγός δεν απογυμνώνεται τελείως όπως στο πυρίτιο παρότι, των υψηλότερων dc τάσεων πόλωσης που επιβλήθηκαν. Η χαμηλότερη αυτή ευκινησία συνέβαλε στην αύξηση της σειριακής αντίστασης των πυκνωτών MIS η οποία υπολογίστηκε πολύ μεγαλύτερη απ' ότι στους πυκνωτές πυριτίου. Πράγμα, το οποίο συνέβαλε στη μεγάλη διασπορά της ισοδύναμης χωρητικότητας της δομής στις διάφορες συχνότητες της τάσης πόλωσης.

Επίσης, να σημειωθεί ότι σχετικά με την ευκινησία των φορέων, στις μετρήσεις χωρητικότητας-τάσης που πάρθηκαν υπό ορατό φως, στους πυκνωτές MOS, παρατηρήθηκαν καλύτερες αποκρίσεις στις υψηλότερες συχνότητες και συγκεκριμένα μετρήθηκε μεγαλύτερη χωρητικότητα στην περιοχή πόλωσης της αντιστροφής. Ενώ στους οργανικούς ημιαγωγούς το ορατό φως δεν προκαλεί καμιά μεταβολή, διότι η ενέργεια κάθε φωτονίου (ορατού φάσματος) ισούται με το ενεργειακό χάσμα του πυριτίου.

Ταυτόχρονα, διαπιστώθηκε ότι σε όλο τον όγκο του πολυμερούς διηλεκτρικού (PMMA) υπάρχουν περισσότερες ατέλειες σχετικά με το SiO₂, λειτουργώντας ως παγίδες φορτίων προκαλώντας μεγάλη υστέρηση της χαρακτηριστικής C-V κατά τη διπλή σάρωση και μετατοπίζοντας την περισσότερο, από ότι συμβαίνει στους πυκνωτές MOS με διηλεκτρικό το διοξείδιο του πυριτίου. Η μετατόπιση αυτή επιφέρει μεταβολές στην τάση επίπεδης ζώνης και ευρύτερα στις τάσεις πύλης που οριοθετούν τις διάφορες καταστάσεις πόλωσης.

Τέλος, παρατηρήθηκε ότι οι δομές οι οποίες χαρακτηρίστηκαν, είχαν αυξημένες απώλειες στις υψηλότερες συχνότητες λόγω της μεγαλύτερης δυσκολίας ανταπόκρισης των παγιδευμένων φορτίων του διηλεκτρικού.

Από τα παραπάνω συνάγεται ότι, τα πολυμερή των δομών MIS όταν χρησιμοποιούνται στα οργανικά Transistors, θα χρειάζονται υψηλότερες τάσεις πόλωσης εμφανίζοντας

ασταθέστερα χαρακτηριστικά μειώνοντας την αξιοπιστία τους σχετικά με τις αντίστοιχες δομές MOS με συμβατικά υλικά.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

	III	IV	V	VI
Ατομικό βάρος	10,811	12,011	14,007	15,999
Ατομικός αριθμός	5	6	7	8
Σύμβολο	B	C	N	O
Όνομασία	Βόριο	Ανθρακας	Αζωτο	Οξυγόνο
Ενεργειακό χάσμα	1,1eV	5,47eV		
	16,981	28,086	30,974	32,064
	13	14	15	16
	Al	Si	P	S
	Αργίλιο	Πυρίτιο	Φωσφόρος	Θείο
	1,12eV	1,5eV	2,5eV	
II	65,37	69,72	72,59	74,922
	30	31	32	33
	Zn	Ga	Ge	As
	Ψευδάργυρος	Γάλλιο	Γερμάνιο	Αρσενικό
	0,66eV	1,2eV	1,7eV	
	112,40	114,82	118,69	121,75
	48	49	50	51
	Cd	In	Sn	Sb
	Κάδμιο	Ινδίο	Κασσίτερος	Αντιμόνιο
				52
				Te
				Τελουόριο
				0,36eV

Παράρτημα 1-1 Τμήμα του περιοδικού πίνακα των στοιχείων, με την παράθεση των στοιχειακών ημιαγωγικών υλικών.

IA		Periodic Table of the elements																0
1	H																	He
		IIA																
2	Li	Be															Ne	
			III A	IV A	V A	VI A	VII A											
3	Na	Mg	B	C	N	O	F	Ne	13	14	15	16	17	18				
			III B	IV B	V B	VI B	VII B	VIII	IB	IB	Al	Si	P	S	Cl	Ar		
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
6	Cs	Ba	* La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
7	Fr	Ra	+ Ac	Rf	Ha	106	107	108	109	110	111	112						

Naming conventions of new elements

* Lanthanide Series	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
+ Actinide Series	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Πηγή: http://www.rain.org/global-garden/img/periodic_table.gif

Παράρτημα:2-1. Περιοδικός Πίνακας Χημικών Στοιχείων.

Στιβάδες	Υποστιβάδες			
K	$1s^2$			
L	$2s^2$	p^6		
M	$3s^2$	p^6	d^{10}	
N	$4s^2$	p^6	d^{10}	f^{14}
O	$5s^2$	p^6	d^{10}	f^{14}
Q	$6s^2$	p^6	d^{10}	
R	$7s^2$			

Παράρτημα: 2-II Μέγιστος αριθμός ηλεκτρονίων που μπορεί να χωρέσει η κάθε υποστιβάδα ενός ατόμου. Οι εκθετικοί αριθμοί εκφράζουν το πλήθος των ηλεκτρονίων.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Δομή της ύλης-Σημειώσεις, Κουτσούμπας (<http://www.physics.ntua.gr/~kutsubas/>)
- [2] Φυσική Ημιαγωγών & Διατάξεων- Δ. Τριάντης
- [3] Σύνθεση και Χαρακτηρισμός Οργανικών Ημιαγωγών και Εφαρμογή τους σε Φωτοβολταϊκές Διατάξεις-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σοφίας Χ. Καραμάνου, 2014.
- [4] Ανάπτυξη Οργανικών λεπτών Υμενίων & Χαρακτηρισμός της επιφανειακής τους τοπογραφίας με SPM τεχνικές για εφαρμογή σε έκαμπτα Οργανικά Ηλεκτρονικά- Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Π. Καραγιαννίδης, 2008.
- [5] Ανάπτυξη οργανικών πολυμερικών και ανόργανων υλικών και μελέτη των δομικών ιδιοτήτων τους με τεχνικές ακτινών-Χ για εφαρμογές σε οργανικά φωτοβολταϊκά στοιχεία-Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πιτσαλίδης Χαράλαμπος, 2008.
- [6] βασική Οργανική Χαμεία-Α.Χ. Κοσμάτου- Γ.Α. Πηλίδη, 1984.
- [7] Μελέτη αποδόσεων οργανικών ηλιακών κελιών εκτυπωμένων με Roll to Roll διεργασία για εφαρμογές σε Φωτοβολταϊκές διατάξεις- Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Ευάγγελος Δούδης, 2017.
- [8] Φασματοσκοπική Μελέτη Φωτο-υποβάθμισης Μοριακών Υλικών για Οργανικά Φωτοβολταϊκά- Πανεπιστήμιο Κύπρου, Ιωάννης Σοφοκλέους, 2014.
- [9] Στοιχεία θεωρίας ημιαγωγών-Γ. Μήτσου
- [10] Μετρήσεις ηλεκτρικών παραμέτρων ημιαγωγών και διατάξεων- Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Δ. Τσαμάκης, 2011.
- [11] Ηλεκτρικές μετρήσεις σε Διατάξεις Ημιαγωγών-Ε.Μ.Π.-Τομέας Φυσικής Ερευνητικό Εργαστήριο Μικροηλεκτρονικής-Ηλεκτρικός Χαρακτηρισμός (http://www.physics.ntua.gr/ergasthria/askhseis_ergasthriou/ElectricMeasurements.pdf).
- [12] Ημιαγωγά Υλικά Θεωρία Διατάξεις--Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών & Μηχανικών Υπολογιστών-Α.Π.Θ, Γ.Λιτσαρδάκης, 1995.
- [13] Μελέτη Διεπιφανειών Οργανικών Ημιαγωγών με Ανόργανα Υποστρώματα με Εφαρμογή σε οργανικά Ηλεκτρονικά- Πανεπιστήμιο Πατρών, Δημήτρη Τσικριτζή, 2014.
- [14] Θεωρητική μελέτη οργανικών Υλικών και της Αλληλεπίδρασης Οργανικών και ανόργανων υλικών για τον σχηματισμό Ετεροδομών και ιδιότητες τους-Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Γεώργιου Μ. Βολωνάκη, 2013.
- [15] Ανάπτυξη προτύπου (model) για την ηλεκτρική συμπεριφορά διατάξεων MOS που βασίζονται σε οξειδία υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς-Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, Ιωσήφ Ι. Ανδρουλιδάκη, 2010.

- [16] Μελέτη της Επίδρασης του Αζώτου στα Ηλεκτρικά Χαρακτηριστικά των Διατάξεων MOS σε πυρίτιο υπό Μηχανική Τάση-Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Νικόλαος Π. Κελαϊδής, 2009.
- [17] Ανάπτυξη και μελέτη Λεπτών Υμενίων οργανικών ημιαγωγών και Υβριδικών Υλικών για εφαρμογή σε οργανικές Ηλεκτρονικές Διατάξεις-Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Δέσποινας Γεωργίου, 2012
- [18] Σύνθεση και Χαρακτηρισμός οργανικών ημιαγωγών και Εφαρμογή τους σε Φωτοβολταϊκές Διατάξεις-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σοφίας Χ. Καραμάνου, 2014.
- [19] Ανάπτυξη & Χαρακτηρισμός Οξειδίων Υψηλής Διηλεκτρικής Σταθεράς σε Διατάξεις MOS p Ge-Πανεπιστήμιο Πατρών, Μάρθα Α. Μποτζακάκη, 2015.
- [20] Μοντελοποίηση MOS τρανζίστορ σε υψηλές συχνότητες-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Μπαζίγου Αντωνίου, 2008.
- [21] ανάπτυξη και Χαρακτηρισμός οργανικών Υλικών για Εφαρμογή σε Οργανικά Ηλεκτρονικά-Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Χαράλαμπος Πιτσιλίδης, 2013.
- [22] Ανάπτυξη υβριδικών (οργανικών/ανόργανων) τρανζίστορ με την τεχνική απευθείας εγγραφής με laser-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Μαρίνα Μακρύγιαννη, 2017.
- [23] Ολιγομερικά Κρυσταλλικά υλικά για Εφαρμογές σε Οργανικές Διατάξεις Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Γεώργιος Χ. Χαϊδόγιαννος, 2007.
- [24] Άλατα Αρυλοσουλφονίου σε Πολυμερικές Μήτρες ως Διεπιφανειακά Στρώματα Οργανικών Οπτοηλεκτρονικών Διατάξεων-Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Λάμπρος Μπίζας, 2017.
- [25] Ανάπτυξη υβριδικών (οργανικών/ανόργανων) τρανζίστορ με την τεχνική απευθείας εγγραφής με Laser-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Μαρίνα Κ. Μακρύγιαννη, 2017.
- [26] κατασκευή και Χαρακτηρισμός Νανοδιατάξεων Ετεροεπαφών με Μοριακά και Ημιαγωγικά υλικά-Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Γεώργιος Χ. Χαϊδόγιαννος, 2002.
- [27] Μελέτη της Επίδρασης του Αζώτου στα Ηλεκτρικά Χαρακτηριστικά των Διατάξεων MOS σε πυρίτιο υπό Μηχανική Τάση-Νικόλαος Π. Κελαϊδής, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 2009.
- [28] Ανάπτυξη και Χαρακτηρισμός Δομών p-Si /T a₂O₅ /Al - Σπυρίδων Κόρκος, 2018.
- [29] Frequency behavior and the Mott–Schottky analysis in poly(3-hexyl thiophene) metal– insulator–semiconductor diodes- E. J. Meijer, A. V. G. Mangnus, C. M. Hart, D. M. de Leeuw, and T. M. Klapwijk, 2001.
- [30] Journal of Materials Chemistry C-Recent progress in printable organic field effect transistors, Wei Tang, a Yukun Huang, a Lei Han, a Ruili Liu, a Yuezeng Su, a Xiaojun Guo and Feng Yan, 2018.

- [31] Characterization and modeling of static properties and low-frequency noise in organic field-effect transistors (OFETs)- HAL, Yong Xu., 2012 (<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00747417>).
- [32] Polymer Electronics-Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, Mark Geoghegan, Georges Hadziioannou, 2013.
- [33] Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits- Chenming Calvin Hu.
- [34] Determination of Interface-State Distributions in Polymer-Based Metal-Insulator Semiconductor Capacitors by Impedance Spectroscopy-Hideyuki Hatta , Yuhi Miyagawa , Takashi Nagase , Takashi Kobayashi ,Takashi Hamada, Shuichi Murakami, Kimihiro Matsukawa and Hiroyoshi Naito, 2018.
- [35] MIS Capacitor Radiation Sensor with Giant Internal Signal Amplification on a Base of UHR Epi Silicon-‘National Institute for Astrophysics, Optics, and Electronics (INAOE), Electronics Department, Alexander Malik’, Volodymyr Grimalsky, Mark C. Tsou, Daniel Durini, Chi-Tang Lo.
- [36] General observation of n-type field-effect behaviour in organic semiconductors-Lay-Lay Chua¹, Jana Zaumseil, Jui-Fen Chang, Eric C.-W. Ou, Peter K.-H. Ho, Henning Sirringhaus¹ & Richard H. Friend.
- [37] MIS Capacitor Radiation Sensor with Giant Internal Signal Amplification on a Base of UHR Epi Silicon- Alexander Malik’, Volodymyr Grimalsky’, Mark C. Tsou, Daniel Durini’, Chi-Tang Lo”.
- [38] Capacitance-voltage characteristics of MIS capacitors using polymeric insulators- Journal of Information Display, Jaehoon Park a Jong Sun Choi, 2008 (<https://doi.org/10.1080/15980316.2008.9652049>).
- [39] Effect of interface traps for ultra-thin high-k gate dielectric based MIS devices on the capacitance-voltage characteristics- Slah Hlali, Neila Hizema, Liviu Militaru, Adel Kalboussi, Abdelkader Soufi , 2017 (www.elsevier.com/locate/microrel).
- [40] Schottky Barrier in Organic Transistors-IEEE Transactions On Electron Devices, 2017.
- [41] Current Status and Opportunities of Organic Thin-Film Transistor Technologies- Xiaojun Guo, Member, IEEE , Yong Xu, Member, IEEE , Simon Ogier, Tse Nga Ng, Mario Caironi, Andrea Perinot, Ling Li, Jiaqing Zhao, Wei Tang, Radu A. Sporea, Member, IEEE , Ahmed Nejim, Jordi Carrabina, Paul Cain, and Feng Yan, 2017 (http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html).
- [42] Modeling of Organic Metal–Insulator–Semiconductor Capacitor, Prashanth Kumar Manda , Logesh Karunakaran, Sandeep Thirumala , Anjan Chakravorty , Member, IEEE , and Soumya Dutta , Member, IEEE, 2019.
- [43] The methods to determine flat-band voltage V_{FB} in semiconductor of a MOS.

- [44] Structure-Institute of Electron Technology, K. Piskorski, H. M. Przewlocki.
- [45] Operation and modeling of The MOS Transistor- Yiannis Tsividis .
- [46] Injection barrier at metal/organic semiconductor junctions with a Gaussian density-of-states, LPICM, École polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau, France-School of Materials Science and Engineering, Gwangju Institute of Science and Technology, 2015.
- [47] Assessing the Width of Gaussian Density of States in Organic Semiconductors Supplementary Material-Francesco Maddalena, Carlo de Falco, Mario Caironi and Dario Natali.
- [48] Assessing the width of Gaussian density of states in organic semiconductors-Istituto Italiano di Tecnologia, via Pascoli Milano Italy, Francesco Maddalena a, Carlo de Falco, Mario Caironi, Dario Natali, 2014.
- [49] Extraction of the Built-in Potential for Organic Solar Cells From Current–Voltage Characteristics-Prashanth Kumar Manda , Saranya Ramaswamy, Soumya Dutta, 2019 (http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/index.html).
- [50] Role of Injection Barrier in Capacitance-Voltage Measurements of Organic Devices-Akash Nigam, Pradeep R. Nair, Malin Premaratne, Senior Member, V. Ramgopal Rao, Senior Member, 2014.
- [51] Supplement material - On the validity of unintentional doping densities extracted using Mott-Schottky analysis for thin film organic devices, Akash Nigam, Malin Premaratne, Pradeep Nair.
- [52] On the validity of unintentional doping densities extracted using Mott–Schottky analysis for thin film organic devices, Akash Nigam , Malin Premaratne, Pradeep R. Nair, 2013.
- [53] Frequency behavior and the Mott–Schottky analysis in poly(3-hexyl thiophene) metal– insulator–semiconductor diodes, E. J. Meijer, A. V. G. Mangnus, C. M. Hart, D. M. de Leeuw, and T. M. Klapwijk 2001 (<https://doi.org/10.1063/1.1378803>)
- [54] Interface states in polymer metal-insulatorsemiconductor devices, I. Torres, and D. M. Taylor, 2005 (<https://doi.org/10.1063/1.2081109>).
- [55] Frequency and Voltage Dependence of the Capacitance of MIS Structures Fabricated With Polymeric Materials, Magali Estrada, Senior Member, Fernando Ulloa, Student Member, Mario Ávila, José Sánchez, Antonio Cerdeira, Senior Member, Alejandra Castro-Carranza, Benjamín Iñíguez, Senior Member, Lluís F. Marsal, Senior Member, Josep Pallarés, Senior Member, 2013.
- [56] Electrical Characterization of Advanced MOS Devices-The University of Texas at Dallas, Eric M. Vogel, 2009.

- [57] A Single-Frequency Approximation for Interface-State Density Determination- California State University, W. A. Hillt and C. C. Coleman, 1979.
- [58] Semiconductor material and Device characterization-Dieter K. Schroder, 2006.
- [59] Electrical Characterization of Advanced MOS Devices-The University of Texas at Dallas, Eric M. Vogel, 2009.
- [60] A Simplified Graphical Evaluation of High-Frequency and Quasistatic Capacitance-Voltage Curves-Sigurd Wagner and C. N. Berglund, 1972.
- [61] Characterization of Interface Traps in MOS Devices Using Photonic Illumination Method- School of Information and Communication Engineering, Sungkyunkwan University, Suwon, Viktor A. Vikulov, 2003.
- [62] Extrinsic and Intrinsic Frequency Dispersion of High-k Materials in Capacitance-Voltage Measurements- J. Tao , C.Z. Zhao, C. Zhao, P. Taechakumput , M. Werner, S. Taylor and P. R. Chalker, 2012.
- [63] Interface Charge Density Measurement for Ultra Thin ZrO₂ Material Based MOS Devices Using Conductance Method-ScienceDirect, N. P. Maitya, R. R. Thakur, Reshmi Maity, R. K. Thapa, S. Baishya, 2015 (www.sciencedirect.com).
- [64] Comparison of methods to quantify interface trap densities at dielectric/III-V semiconductor interfaces-Department of Materials Science and Engineering, Pennsylvania State University, University Park, Pennsylvania 16802, USA, Roman Engel-Herbert , Yoontae Hwang and Susanne Stemmer, 2010 (<https://escholarship.org/uc/item/0nf6t24x>).
- [65] <http://www.physics-and-radio-electronics.com/electronic-devices-and-circuits/semiconductor/intrinsic-semiconductor/atomic-structure-of-silicon-and-germanium.html>
- [66] <https://instrumentationtools.com/n-type-p-type-semiconductors/>
- [67] https://www.electronics-tutorials.ws/diode/diode_1.html
- [68] http://transport.ece.illinois.edu/ece340f11-lectures/ece340lecture39-mos_capii.pdf
- [69] <https://slideplayer.com/slide/13563092/>
- [70] https://eclass.teiath.gr/modules/document/file.php/EE120/%CE%A3%CE%B7%CE%BC%CE%B5%CE%B9%CF%8E%CF%83%CE%B5%CE%B9%CF%82/chapter_3.pdf
- [71] https://ece.colorado.edu/~bart/book/book/chapter6/ch6_2.htm
- [72] <https://www.electrical4u.com/mos-capacitor-mos-capacitance-c-v-curve/>
- [73] https://apps.lumerical.com/other_application_mos-capacitor.html

- [74] http://en.citizendium.org/wiki/MOS_capacitor
- [75] <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/hehenberger/dissap2.html>
- [76] [https://eng.libretexts.org/Bookshelves/Materials_Science/Supplemental_Modules_\(Materials_Science\)/Semiconductors/Metal-Oxide-Semiconductor_\(MOS\)_Fundamentals](https://eng.libretexts.org/Bookshelves/Materials_Science/Supplemental_Modules_(Materials_Science)/Semiconductors/Metal-Oxide-Semiconductor_(MOS)_Fundamentals)
- [77] https://docs.google.com/viewer?url=http%3A%2F%2Fpeople.seas.harvard.edu%2F~jones%2Fes154%2Flectures%2Flecture_4%2Fpdfs%2F6.152J.FT01.MOSCap01.pdf
- [78] <http://www.seas.harvard.edu/.../6.152J.FT01.MOSCap01.pdf>
- [79] http://lampx.tugraz.at/~hadley/psd/L10/moscap_cv.php
- [80] <https://electricalstudy.sarutech.com/mos-capacitor-mos-capacitance-c-v-curve/index.html>
- [81] <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5000359>
- [82] <https://www.slideshare.net/dsvidhya/chapter-10-48704883>
- [83] https://www.researchgate.net/figure/a-Sigma-Single-bond-hybridization-for-ethylene-b-pi-Single-bond-hybridization_fig1_308888563
- [84] https://www.phenitec.co.jp/en/seihin/images/12_handoutai_buturi_en.pdf
- [85] https://www.novocontrol.de/php/ana_overview.php