



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Δ.Π.Μ.Σ.

ΜΙΚΡΟΣΥΣΤΗΜΑΤΑ & ΝΑΝΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ, ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΕΠΙΔΡΑΣΗ
ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΜΗ - ΠΤΗΤΙΚΕΣ ΜΝΗΜΕΣ,
ΜΕΤΑΛΛΙΚΩΝ ΚΑΙ ΗΜΙΑΓΩΓΙΜΩΝ ΝΑΝΟΚΡΥΣΤΑΛΛΩΝ

ΜΠΟΥΣΟΥΛΑΣ ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Δ. ΤΣΟΥΚΑΛΑΣ

ΑΘΗΝΑ 2012



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Δ.Π.Μ.Σ.

ΜΙΚΡΟΣΥΣΤΗΜΑΤΑ & ΝΑΝΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ, ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΕΠΙΔΡΑΣΗ
ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΜΗ - ΠΤΗΤΙΚΕΣ ΜΝΗΜΕΣ,
ΜΕΤΑΛΛΙΚΩΝ ΚΑΙ ΗΜΙΑΓΩΓΙΜΩΝ ΝΑΝΟΚΡΥΣΤΑΛΛΩΝ

ΜΠΟΥΣΟΥΛΑΣ ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Δ. ΤΣΟΥΚΑΛΑΣ

ΑΘΗΝΑ 2012

Μπούσουλας Α. Παναγιώτης

Πτυχιούχος Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, ΕΜΠ
Copyright © Μπούσουλας Α. Παναγιώτης, 2012

Με επιφύλαξη παντός νόμιμου δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσεως, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό, πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα, που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο, εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, μελετήθηκε η ενσωμάτωση νανοκρυστάλλων Pt και Au, ανάμεσα σε μήτρες μονωτικών (SiO_2 tunnel oxide and HfO_2 control oxide), για την εφαρμογή τους στην τεχνολογία των μη-πτητικών μνημών. Οι μεταλλικοί νανοκρυσταλλίτες παρουσιάζουν πλεονεκτήματα ως προς τους αντίστοιχους ημιαγωγίμους νανοκρυσταλλίτες Si ή Ge, που συνδέονται με την υψηλότερη πυκνότητα καταστάσεων γύρω από τη στάθμη Fermi και την ποικιλία έργων εξαγωγής. Η σύνθεση των νανοκρυστάλλων πραγματοποιήθηκε με τη μέθοδο της ιοντοβολής (sputtering). Μελετήθηκαν παράμετροι (χρόνος εναπόθεσης, ροή αδρανούς αερίου, μέγεθος ζώνης συσσωμάτωσης) με τις οποίες μπορεί κανείς να αναπτύξει μεταλλικούς νανοκρυσταλλίτες σε μήτρα SiO_2 , ώστε να κατασκευαστούν λειτουργικά κύτταρα μνήμης. Με τη συνδρομή του μικροσκοπίου TEM, μελετήθηκαν δομικά οι εναποτιθέμενοι νανοκρυσταλλίτες. Τα πειράματα απέδειξαν ότι η αύξηση του χρόνου εναπόθεσης οδηγεί αφενός σε μεγαλύτερου μεγέθους νανοκρυστάλλους και αφετέρου στο σχηματισμό νησίδων, οι οποίες μπορούν να ανταλλάσσουν φορτία μεταξύ τους (Pt nanocrystals). Ο μεγαλύτερος χρόνος εναπόθεσης οδηγεί, επίσης, σε μεγαλύτερες επιφανειακές πυκνότητες, όπως και η υψηλότερη ροή αδρανούς αερίου. Με τη βοήθεια ηλεκτρικών μεθόδων χαρακτηρισμού, προσδιορίστηκε ο ρόλος των παραπάνω παραμέτρων στο παράθυρο μνήμης (σε συνεχή και παλμική λειτουργία), στους μηχανισμούς αγωγιμότητας, στην ικανότητα συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου και στη γήρανση σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας, με τα βέλτιστα αποτελέσματα να εμφανίζουν οι νανοκρυστάλλοι Au.

Μελέτη για την ύπαρξη παγίδων εντός των στρωμάτων των διηλεκτρικών, έδειξε ότι είναι δυνατή η φόρτιση/εκφόρτιση τους, με αποτέλεσμα την ύπαρξη παράθυρου μνήμης (της τάξης 2 – 3 V). Οι παγίδες προέρχονται και από τα δύο οξειδία, με το μεγαλύτερο ποσοστό τους να αποδίδεται στο HfO_2 , λόγω κενών θέσεων οξυγόνου στο πλέγμα του. Αύξηση της θερμοκρασίας εναπόθεσης (500 °C) του HfO_2 , έδειξε ότι το παράθυρο μνήμης μειώνεται σημαντικά (<1 V), ωστόσο τέτοιες υψηλές θερμοκρασίες θεωρούνται γενικά μη αποδεκτές στη βιομηχανία των μη – πτητικών μνημών, καθώς δύναται να προκαλέσουν διάχυση των υποκείμενων νανοκρυστάλλων και ανάπτυξη εσωτερικών τάσεων. Μετρήσεις XRD, φανέρωσαν ότι σε θερμοκρασία εναπόθεσης 300 °C, το HfO_2 παρουσιάζει το μεγαλύτερο βαθμό κρυστάλλωσης.

Στα πλαίσια ενός κοινού ευρωπαϊκού προγράμματος μεταξύ ESA – Micron – ΕΜΠ, προμηθευτήκαμε από την εταιρεία Micron δισκίδια 8 inch, κατασκευασμένα με τις προδιαγραφές του τεχνολογικού κόμβου των 90 nm, σύμφωνα με το ITRS. Το βασικό στοιχείο των δισκιδίων, ήταν τρανζίστορ MOSFET με νανοκρυστάλλους Si, τοποθετημένα σε παράλληλες συστοιχίες (CAST). Κάθε CAST περιέχει συνολικά

διαφορετικό αριθμό τρανζίστορ, με το μέγεθός του να κυμαίνεται από 16 kbit έως 16 Mbit. Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός, μας αποκάλυψε τα πολύ καλά χαρακτηριστικά μνήμης των διατάξεων (ευδιάκριτο παράθυρο μνήμης, εξαιρετική αντοχή σε τεχνητή γήρανση και συγκράτηση φορτίου), μαζί με ορισμένες αδυναμίες (ακτινική εξάρτηση του παράθυρου μνήμης, υψηλά ρεύματα διαρροών πύλης σε CAST με μεγάλο αριθμό τρανζίστορ).

Με σκοπό να μελετήσουμε την επίδραση των ενεργητικών σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας, διαφόρων προελεύσεων (γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες, ηλιακές εκλάμψεις, στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας, ηλιακοί άνεμοι, μαγνητικές καταιγίδες), ακτινοβολήσαμε μαζί μη-πτητικές μνήμες MOS & MOSFET, με εμφυτευμένους νανοκρυστάλλους Au & Si, αντίστοιχα. Η διαρκής μείωση των διαστάσεων των μικροηλεκτρονικών κυκλωμάτων, με τη συνεπακόλουθη αύξηση της πολυπλοκότητά τους, σε συνδυασμό με τη διαχρονική επιθυμία της ανθρωπότητας για πληροφόρηση και κατανόηση του διαστημικού περιβάλλοντος (μέσω δορυφόρων και διαστημικών σταθμών), καθιστά επιβεβλημένη τέτοιου είδους μελέτη.

Η μελέτη των φαινομένων ολικής δόσης ιονισμού (TID), ύστερα από την ακτινοβολήση των διατάξεών μας με ακτίνες – γ (^{60}Co), ενέργειας 1 – 2 MeV, και δέσμη πρωτονίων, ενέργειας 8 MeV, μας αποκάλυψε την ανεκτική συμπεριφορά τους σε συνήθεις δόσεις ακτινοβολίας. Ύστερα από την ταχύτατη επανασύνδεση των παραγόμενων από την ακτινοβολία, ζευγών ηλεκτρονίων/οπών, οι μηχανισμοί που καθορίζουν τις απώλειες φορτίου είναι η φωτοεκπομπή και η εξουδετέρωση (ουδετεροποίηση) του φορτίου των νανοκρυστάλλων, από φορείς που επιβίωσαν από την επανασύνδεση και παγιδεύτηκαν στο οξειδίο. Σε ακραίες δόσεις παρατηρήθηκε ολική απώλεια φορτίου και αντιστροφή της κατάστασης προγραμματισμού (bit flip), ωστόσο χωρίς κάποια θωράκιση ή βελτιωμένο σχεδιασμό των περιφερειακών κυκλωμάτων, που τροφοδοτούν με τάση τα κύτταρα μνήμης, αυτά θα τεθούν εκτός λειτουργίας πιο σύντομα, προτού η ακτινοβολία πλήξει τα κύτταρα μνήμης.

Η μελέτη των μεμονωμένων επιδράσεων (SEE), μετά από ακτινοβολήση με δέσμη ιόντων $^{63}\text{Cu}^{+7}$, ενέργειας 30 MeV, έδειξε τις καταστροφικές διαθέσεις των βαρέων ιόντων. Η ακτινοβολήση έγινε με τέτοια δόση, ώστε να εξασφαλίσουμε μόνο μία κρούση με κάθε κύτταρο μνήμης, και τα αποτελέσματα έδειξαν μεγάλες μετατοπίσεις της τάσης κατωφλίου, από τις περιοχές που διείσδυσαν τα ιόντα. Οι απώλειες φορτίου αποδίδονται στο σχηματισμό ενός μεταβατικού αγωγίμου μονοπατιού στο οξειδίο πύλης, που εκφορτίζει μερικά ή ολικά τους νανοκρυστάλλους. Αξίζει να σημειώσουμε την εξαιρετική συμπεριφορά των μη-πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους σε σχέση με τις συμβατικές μνήμες αιωρούμενης πύλης, στην επίδραση ακτινοβολίας.

ABSTRACT

In this thesis, the integration of metallic nanocrystals (Pt & Au – ncs) into thin layers of SiO₂ (tunnel oxide) and HfO₂ (control oxide), was studied, in order to explore their implementation in the technology of non-volatile memories. Metal nanocrystals present advantages in comparison with semiconductor nanocrystals, related with the higher density of states around the Fermi level and the diversity of work functions. The synthesis of nanocrystals was achieved by sputtering. Different parameters were studied (deposition time, flux of inert gas, size of aggregation zone), by them is feasible to fabricate metallic nanocrystals in an insulating matrix (SiO₂), in order to produce functional memory cells. With the assistance of TEM microscope, the deposited nanocrystals were structural analyzed. The experiments showed that at elevated depositions time, bigger and elongated (not isolated) nanocrystals are formed, which can lead to charge exchange between them (Pt nanocrystals). The elevated deposition time, leads also to a higher surface density, like and a higher flux of inert gas. By the utilization of electrical characterization techniques, the influence of the above parameters was extracted, with respect to memory window (continuous and pulse function), on conduction mechanisms, on the capability to preserve the stored charge (retention) and on ageing effect at protracted conditions (endurance), with the optimum results achieving by Au nanocrystals.

Studies on presence of traps inside the dielectric layers, showed that is possible the charging/discharging of them, with result the formation of a memory window (in the order of 2 – 3 V). The traps originate from both oxides, with their bigger percentage it is attributed to HfO₂, because of the vacancies of Oxygen in his lattice. Rising of the deposition temperature (500 °C) of HfO₂, revealed that the memory window is significantly reduced (<1 V), however such big temperatures are generally considered unacceptable at the industry of non-volatile memories, as they can cause diffusion of the underlying nanocrystals and generate intrinsic stresses. XRD measurements revealed that at 300 °C deposition temperature, HfO₂ crystallizes at the higher quantity.

According to a common European project, among ESA – Micron – NTUA, we were supplied by the company 8 inch wafers, manufactured with the specifications of technological node of the 90 nm, according to the ITRS. The basic element of the wafers, were the transistor MOSFET with Si nanocrystals, connected in a parallel configuration (CAST). Each CAST consist of different number of transistors, with its dimension varies from 16 kbit to 16 Mbit. Electrical characterization showed the outstanding memory characteristics of the devices (distinct memory window, exceptional tolerance at artificial ageing and charge

preservation time), with some weaknesses (radial dependence of memory window, high gate leakage current in CAST with large number of transistors).

In order to study the effect of energetic particles of cosmic radiation, various origins (galactic cosmic rays, solar flares, coronal mass ejection, solar winds, magnetic storms), we irradiated both MOS & MOSFET non-volatile memories, with embedded Au & Si nanocrystal, respectively. The permanent reduction of dimensions of microelectronic systems with the concomitant increase in complexity, in combination with the diachronic desire of humanity for information and comprehension of space environment (through satellites and space stations), renders imposed such type study.

The study of total ionizing dose effects (TID), after the irradiation of our devices with γ – rays (^{60}Co), with energy between 1 – 2 MeV, and proton beam, with energy 8 MeV, revealed their acceptable behavior at normal irradiation doses. Afterwards the extremely fast recombination of radiation-induced electron/holes, the mechanisms that define charge losses are photoemission and neutralization of the nanocrystals charge, by carriers which survived form recombination and trapped in the oxide. At extreme irradiation doses, total charge loss was observed with reversion of the programming state (bit flip), however without any shielding or improvement design of peripheral circuitry, which supply with bias the memory cells, they will fail very soon, before the radiation hits the memory cells.

The study of single-event effects (SEE), after irradiation with copper ions beam ($^{63}\text{Cu}^{+7}$), with energy 30 MeV, showed the devastating disposals of heavy ions. The irradiation dose was chosen, in order to assure only one hit with every memory cell, and the results revealed large displacements of threshold voltage, from the irradiated regions. The charge losses are attributed to the formation of a transient conductive path, in the gate oxide, which discharge partially or totally the nanocrystals. It's worth of note the outstanding improvement of non-volatile memories with nanocrystals over the conventional floating-gate memories, in terms of radiation tolerance.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η ειπώνηση μιας εργασίας μεταπτυχιακού επιπέδου, δε μπορεί να είναι ατομική υπόθεση, αλλά προϊόν συνεργασίας σε πολλά επίπεδα. Όλη η προσωπική προσπάθεια δε θα είχε κανένα αποτέλεσμα, εάν δεν υπήρχε η διαδραστικότητα με διαφορετικά άτομα, σε επιστημονικό και τεχνικό επίπεδο.

Ξεκινώντας τις ευχαριστίες, δε θα μπορούσα από το να μη ξεκινήσω από τον Επιβλέποντα μου, Καθηγητή ΕΜΠ, και Διευθυντή του Ινστιτούτου Μικροηλεκτρονικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος, Δρ. Δημήτριο Τσουκαλά, για το ενδιαφέρον που επέδειξε για την πορεία της εργασίας, την καθοδήγηση που προσέφερε και το συντονισμό των απαιτητικών πειραμάτων ακτινοβόλησης.

Ο άνθρωπος που συνέβαλλε τα μέγιστα στην ολοκλήρωση της εργασίας, είναι ο Δρ. Emanuele Verrelli. Η σχεδόν καθημερινή του ενασχόληση με την πορεία των πειραμάτων, η επιστημονική και πειραματική του κατάρτιση και ο ζήλος που έδειξε αποτέλεσε πηγή δύναμης για τη συνέχιση της μελέτης μου. Οφείλω να τον ευχαριστήσω για τη διάρκεια δύο εβδομάδων ακτινοβόληση που πραγματοποίησε με επιτυχία στις εγκαταστάσεις της ESA στην Ολλανδία, τη συμμετοχή του στις άλλες δύο ακτινοβολήσεις στο Δημόκριτο, τις διάφορες εναποθέσεις που έκανε κατά την κατασκευή των δειγμάτων, τις μετρήσεις XRD και τις υποδείξεις για την ανάλυση των αποτελεσμάτων.

Στη συνέχεια θα ήθελα να ευχαριστήσω τα παρακάτω άτομα, τα οποία συνδέθηκαν άμεσα με την ειπώνηση της παρούσας εργασίας:

Τον πτυχιούχο της ΣΕΜΦΕ, κ.κ. Γιώργο Ζαχόπουλο, για τη μετάδοση της εμπειρίας που είχε αποκομίσει από τη διπλωματική του εργασία, τις χρήσιμες συμβουλές του για τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό των state of the art δισκιδίων της Micron και τις μεθόδους επεξεργασίας των μετρήσεων.

Το φοιτητή της ΣΕΜΦΕ, κ.κ. Νικηφόρο Ζυγούρη, για τη βοήθεια στην κατασκευή των δειγμάτων και τη άψογη συνεργασία, στα πλαίσια της δικής του διπλωματικής εργασίας.

Τον Ερευνητή βαθμού Β του Ινστιτούτου Επιστήμης των Υλικών, Δρ. Νίκο Μπούιο, για την πραγματοποίηση των μετρήσεων TEM.

Το τεχνικό προσωπικό του Ινστιτούτου Μικροηλεκτρονικής, για την κοπή του 8 – inch δισκιδίου της Micron σε δείγματα.

Το τεχνικό και επιστημονικό προσωπικό του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής, για τη συμβολή τους στις δύο επιτυχημένες ακτινοβολήσεις με δέσμη πρωτονίων και δέσμη ιόντων χαλκού.

Όλα τα μέλη του εργαστηρίου που συναρπάξαμε και συνεργαστήκαμε όλο αυτό το διάστημα, και συγκεκριμένα τους ΥΔ Βαγγέλη Σκοτάδη και Σπύρο Σταθόπουλο, τον M. Sc. Δημήτρη Μουσαδάκο και το Δημήτρη Τσιαλούκη.

Τέλος θα ήθελα να σταθώ στη στήριξη που μου προσέφερε η οικογένειά μου, και ιδιαίτερα οι γονείς μου, για την πραγματοποίηση αυτής της προσπάθειας. Αναμφίβολα, όλη η προσπάθεια αφιερώνεται σ' αυτούς.

Πίνακας Περιεχομένων

ΠΕΡΙΛΗΨΗ	i
ABSTRACT	iii
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	v
ΠΡΟΛΟΓΟΣ	1
Κεφάλαιο 1: Ο Πυκνωτής MOS	6
1.1 Εισαγωγή.....	6
1.2 Ιδανικός Πυκνωτής MOS.....	6
1.2.1 Κατάσταση Μηδενικής Πόλωσης	7
1.2.2 Κατάσταση Πόλωσης.....	8
1.2.3 Οι χαρακτηριστικές $C - V$ καμπύλες του ιδανικού πυκνωτή MOS.....	12
1.3 Πραγματικός Πυκνωτής MOS.....	15
1.4 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	19
Κεφάλαιο 2: Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου MOSFET	21
2.1 Εισαγωγή.....	21
2.2 Η Δομή του MOSFET.....	21
2.3 Φυσική Λειτουργία του MOSFET.....	23
2.4 Το ρεύμα στις τρεις καταστάσεις λειτουργίας του MOSFET προσαύξησης.....	25
2.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	30
Κεφάλαιο 3: Διηλεκτρικά Υλικά	32
3.1 Εισαγωγή.....	32
3.2 Μηχανισμοί αγωγιμότητας στα διηλεκτρικά υλικά.....	32
3.2.1 Μηχανισμός σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim	33
3.2.2 Μηχανισμός ενισχυμένης σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim	35
3.2.3 Μηχανισμός άμεσης σήραγγας φορέων, τροποποιημένης σήραγγας τύπου F – N και διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων.....	36
3.2.4 Αγωγιμότητα με άλματα φορτίου και εκπομπή Poole – Frenkel	39
3.2.5 Αγωγιμότητα περιοριζόμενη από φορτία χώρου.....	40
3.2.6 Εκπομπή Richardson – Schottky.....	41
3.3 Το διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2).....	43
3.3.1 Η δομή του διοξειδίου του πυριτίου	43
3.3.2 Διέλευση Φορτίου από το διοξείδιό του πυριτίου	45
3.3.3 Διηλεκτρική κατάρρευση	46

3.4 Υλικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς.....	50
3.4.1 Το διοξείδιο του χαφνίου (HfO_2).....	52
3.4.2 Επίδραση της θερμοκρασίας εναπόθεσης στο HfO_2	54
3.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	66
Κεφάλαιο 4: Μη - Πτητικές Μνήμες.....	72
4.1 Εισαγωγή.....	72
4.2 Μνήμες <i>Flash</i> με αιωρούμενη πύλη.....	74
4.3 Μνήμες με νανοκρυστάλλους στην αιωρούμενη πύλη.....	77
4.4 Μηχανισμοί αποθήκευσης φορτίου.....	82
4.5 Σύγκριση NC με FG μνήμες.....	84
4.6 Ανερχόμενες τεχνολογίες.....	85
4.7 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	90
Κεφάλαιο 5: Μνήμες MOS με Μεταλλικούς Νανοκρυστάλλους.....	93
5.1 Εισαγωγή.....	93
5.2 Τεχνικές εναπόθεσης λεπτών υμενίων.....	93
5.2.1 Η τεχνική της ιοντοβολής (<i>sputtering</i>).....	93
5.2.2 Συστήματα ιοντοβολής.....	97
5.2.3 Θερμική εξάχνωση (<i>Thermal evaporation</i>).....	101
5.2.4 Εξάχνωση με δέσμη ηλεκτρονίων (<i>e – gun evaporation</i>).....	102
5.3 Παραγωγή νανοσωματιδίων.....	103
5.3.1 Παραγωγή νανοσωματιδίων με την τεχνική της ιοντοβολής.....	106
5.3.2 Παράγοντες που επηρεάζουν το σχηματισμό νανοσωματιδίων.....	109
5.4 Πειραματική ανάπτυξη των δειγμάτων.....	114
5.5 Δομικός χαρακτηρισμός των δειγμάτων.....	120
5.5.1 Δομικός χαρακτηρισμός δειγμάτων με νανοκρυστάλλους πλατίνας (<i>Pt</i>).....	121
5.5.2 Δομικός χαρακτηρισμός δειγμάτων με νανοκρυστάλλους χρυσού (<i>Au</i>).....	128
5.6 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των δειγμάτων.....	131
5.7 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους <i>Pt</i> (<i>pros 0</i>).....	137
5.7.1 Χαρακτηριστικές $C - V$ και φαινόμενα μνήμης.....	137
5.7.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης.....	145
5.7.3 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους.....	147
5.7.4 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας.....	149
5.7.5 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου.....	158
5.8 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους <i>Pt</i> (<i>pros 35</i>).....	161
5.8.1 Χαρακτηριστικές $C - V$ και φαινόμενα μνήμης.....	161
5.8.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης.....	165
5.8.3 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους.....	166
5.8.4 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας.....	168

5.8.5 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου	173
5.9 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους Au ($\rho < 0$).....	175
5.9.1 Χαρακτηριστικές $C - V$ και φαινόμενα μνήμης	176
5.9.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης.....	180
5.9.3 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους	181
5.9.4 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητής διάρκειας	183
5.9.5 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας	185
5.9.6 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου	190
5.9.7 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας	193
5.10 Συμπεράσματα	195
5.11 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	197
Κεφάλαιο 6: Μνήμες MOSFET με Ημιαγώγιμους Νανοκρυστάλλους	201
6.1 Εισαγωγή.....	201
6.2 Ηλεκτρικός Χαρακτηρισμός	205
6.2.1 Χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος – τάσης.....	207
6.2.2 Εξάρτηση του ρεύματος από το μέγεθος του $CAST$	212
6.2.3 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους	213
6.2.4 Μελέτη του παράθρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητής διάρκειας	214
6.2.5 Μελέτη του παράθρου μνήμης στη γραμμική και υπο - κατωφλιακή περιοχή.....	215
6.2.6 Ακτινική εξάρτηση του παράθρου μνήμης	216
6.2.7 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας	217
6.2.8 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	218
6.3 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	219
Κεφάλαιο 7: Η Ακτινοβολία στο Διάστημα	221
7.1 Εισαγωγή.....	221
7.2 Διαστημικό περιβάλλον.....	221
7.2.1 Παγιδευμένοι πληθυσμοί	222
7.3 Ατμοσφαιρικό περιβάλλον	223
7.4 Η ακτινοβολία στη Γη.....	223
7.5 Ηλιακές εκλάμψεις και στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας	224
7.6 Μαγνητόσφαιρα.....	226
7.7 Μαγνητικές καταιγίδες	227
7.8 Ζώνες ακτινοβολίας $Van Allen$	228
7.9 Κοσμική ακτινοβολία.....	229
7.10 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	230

Κεφάλαιο 8: Επίδραση Ακτινοβολίας στις Μη-Πτητικές Μνήμες.....	232
8.1 Εισαγωγή.....	232
8.2 Επίδραση της ακτινοβολίας στο οξειδίο πυκνωτή MOS.....	233
8.2.1 Οι διαδοχικές φάσεις μετά την ακτινοβόληση του MOS.....	233
8.3 Επίδραση της ακτινοβολίας στις μνήμες FG – MOSFET.....	235
8.3.1 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω TID.....	235
8.3.2 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω SEE.....	237
8.3.3 Ικανότητα συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	239
8.4 Επίδραση της ακτινοβολίας στις μνήμες NC – MOSFET.....	240
8.4.1 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω TID.....	241
8.4.2 Ικανότητα συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	242
8.4.3 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω SEE.....	243
8.5 Συμπεράσματα.....	246
8.6 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	247

Κεφάλαιο 9: Ακτινοβόληση μνημών NC – MOS.....	252
9.1 Εισαγωγή.....	252
9.2 Ακτινοβόληση με ακτίνες – γ (^{60}Co).....	252
9.2.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες.....	256
9.2.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες.....	258
9.2.3 Υπολογισμός του παγιδευμένου στο οξειδίο φορτίου.....	263
9.2.4 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας.....	268
9.2.5 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	269
9.3 Ακτινοβόληση με δέσμη πρωτονίων (^1H).....	273
9.3.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες.....	278
9.3.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες.....	280
9.3.3 Υπολογισμός του παγιδευμένου στο οξειδίο φορτίου.....	283
9.3.4 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας.....	286
9.3.5 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	287
9.4 Συμπεράσματα.....	290
9.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	292

Κεφάλαιο 10: Ακτινοβόληση μνημών NC – MOSFET.....	294
10.1 Εισαγωγή.....	294
10.2 Ακτινοβόληση με ακτίνες – γ (^{60}Co).....	294
10.2.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες.....	295
10.2.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες.....	297
10.2.3 Εξάρτηση της κλίσης της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ από τη δόση.....	304
10.2.4 Εξάρτηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου από τη δόση.....	305

10.2.5	Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας.....	306
10.2.6	Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου.....	309
10.3	Ακτινοβόληση με δέσμη πρωτονίων (^1H).....	310
10.3.1	Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες.....	311
10.3.2	Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες.....	313
10.3.3	Εξάρτηση της κλίσης της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ από τη δόση.....	317
10.3.4	Εξάρτηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου από τη δόση.....	317
10.3.5	Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας.....	318
10.4	Μεμονωμένες επιδράσεις	321
10.5	Ακτινοβόληση με δέσμη ιόντων χαλκού ($^{63}\text{Cu}^{+7}$).....	324
10.5.1	Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες και αφόρτιστες μνήμες.....	326
10.5.2	Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας.....	328
10.6	Συμπεράσματα.....	329
10.7	Βιβλιογραφικές Αναφορές.....	332

*“Το σημαντικότερο στην επιστήμη δεν είναι τόσο το να
έχει κανείς καινούργια δεδομένα όσο το να βρίσκει
νέους τρόπους να στοχάζεται πάνω σ’ αυτά”*

Sir William Lawrence Bragg

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Για περισσότερο από τα τελευταία 25 χρόνια, οι μνήμες τύπου flash έχουν εξελιχθεί ως οι εμπορικά επικρατούσες μη πτητικές-μνήμες στο χώρο των φορητών διατάξεων, που είναι ευρεία διαδεδομένες στην καθημερινή μας ζωή. Η παραγωγή τους έχει αυξηθεί με εκθετικό ρυθμό, κυρίως λόγω των καινοτόμων τεχνολογιών και σχεδιασμών που έχουν επιτευχθεί, οι οποίες έχουν αναδείξει την τεχνολογία των μνημών flash ως την πιο κλιμακούμενη ανάμεσα στις τεχνολογίες CMOS. Οι μνήμες flash έχουν ήδη ξεπεράσει το τεχνολογικό κατώφλι των 32 nm, και η σμίκρυνσή τους αποτελεί πρόκληση λόγω αρκετών θεμάτων, που άπτονται της ηλεκτρικής λειτουργίας και αξιοπιστίας τους. Τα προβλήματα σχετίζονται με τα πολύ υψηλά ηλεκτρικά πεδία που τα λεπτά υμένα των οξειδίων διέλευσης και οξειδίου ελέγχου πρέπει να υποβληθούν, δίχως χάνοντας την αντοχή τους και την ικανότητά τους να διατηρούν δεδομένα για περισσότερο από 10 χρόνια. Η υπέρβαση αυτών των δυσκολιών απαιτεί εντυπωσιακές ανακαλύψεις στη δομή των κυττάρων μνήμης και στα χρησιμοποιούμενα υλικά. Η ενσωμάτωση διακριτών παγίδων αποθήκευσης, όπως νανοκρυσταλλίτες, αμβλύνει τα προβλήματα ηλεκτρικής λειτουργίας και αξιοπιστίας, ακόμα και εάν η ολοκλήρωση των νανοκρυστάλλων σε υπέρ – κλιμακούμενες τεχνολογίες είναι αρκετά δύσκολη, λόγω του υψηλού έλεγχου που απαιτείται στις διακυμάνσεις της πυκνότητας των νανο-κηλίδων.

Οι νανοκρυσταλλίτες έρχονται λοιπόν, προς αντικατάσταση της αιωρούμενης πύλης, στην οποία αποθηκεύεται το φορτίο και η οποία περιβάλλεται από διηλεκτρικά των οποίων το πάχος χαρακτηρίζεται μεγάλο και καθίσταται απαγορευτικό για τις επόμενες γενιές διατάξεων. Η χρήση νανοκρυσταλλιτών σε μια τέτοια διάταξη θα επιτρέψει τη χρήση λεπτότερων διηλεκτρικών με θετικό αντίκτυπο στην ταχύτητα και στην πυκνότητα των διατάξεων. Στον τομέα αυτό, τίθενται πολλά ζητήματα ως προς την κατασκευή (μέγεθος, πυκνότητα, ομοιομορφία, υλικό), τη συμβατότητα και την ενσωμάτωση σε συμβατικές διεργασίες κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, αλλά και την ερμηνεία της λειτουργίας και της αποθήκευσης φορτίων. Επιπλέον τίθεται και ένα ζήτημα επίδρασης των χαρακτηριστικών καθενός νανοκρυσταλλίτη ξεχωριστά στο κύτταρο, αφού προχωρώντας προς νεότερες γενιές τρανζίστορ, η επιφάνεια της πύλης καλύπτει ολοένα και μικρότερη επιφάνεια, πράγμα που σημαίνει ότι σε μια δομή μνήμης θα υπάρχει σημαντικά περιορισμένος αριθμός νανοκρυσταλλιτών, οπότε και η ομοιομορφία θα παίζει σημαντικό ρόλο.

Όσον αφορά την επίδραση της ιοντίζουσας ακτινοβολίας στις διατάξεις μνήμης, είναι φανερό ότι η διακριτή αποθήκευση φορτίου μειώνει στο ελάχιστο τις απώλειες από δημιουργούμενες παγίδες στο οξείδιο, οι οποίες αναμένεται να είναι σημαντικά μικρότερες από τις αντίστοιχες στο οξείδιο των συμβατικών μνημών αιωρούμενης πύλης, λόγω του μικρότερου πάχους του οξειδίου. Το μικρό ποσοστό κάλυψης της

επιφάνειας πύλης από τους νανοκρυστάλλους, σε συνδυασμό με τη μη ανακατανομή φορτίου ύστερα από κάποια απώλεια, έχουν προσδώσει ιδιαίτερη αντοχή στις διατάξεις στην επιρροή των μεμονωμένων επιδράσεων.

Η εργασία αποτελείται από δέκα κεφάλαια. Το περιεχόμενο των κεφαλαίων είναι το ακόλουθο:

Στα **Κεφάλαια 1 & 2** γίνεται μια αναφορά στη φυσική λειτουργία των διατάξεων MOS & MOSFET, αντίστοιχα, που αποτελούν τους δομικούς λίθους των διατάξεων μνήμης. Παρουσιάζονται αναλυτικά οι διάφορες καταστάσεις επαγόμενες από την εξωτερική πόλωση και η επίδραση των παγιδευμένων στο οξείδιο φορτίων στην τάση επιπέδων ζωνών, για πυκνωτή MOS, και στην τάση κατωφλίου, για τρανζίστορ MOSFET.

Στο **Κεφάλαιο 3** αναπτύσσονται οι μηχανισμοί αγωγιμότητας, που έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία, για τα διηλεκτρικά υλικά. Το πάχος των διηλεκτρικών υλικών, το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και η μικροδομή τους καθορίζει τη δράση ενός ή περισσοτέρων μηχανισμών. Εστιάζουμε την προσοχή μας στο SiO₂ (που αποτελεί το οξείδιο διέλευσης στις διατάξεις μας), όσον αφορά τη μικροδομή του, την ανάπτυξη εσωτερικών τάσεων και την αλληλουχία των γεγονότων που ευθύνονται για τα φαινόμενα διηλεκτρικής κατάρρευσης. Το άλλο διηλεκτρικό υλικό που εξετάζουμε είναι το HfO₂ (οξείδιο ελέγχου), το οποίο είναι επιφορτισμένο να απομονώνει το μέταλλο πύλης από τους νανοκρυστάλλους, μην επιτρέποντας τη διέλευση ηλεκτρονίων. Η υψηλότερη διηλεκτρική του σταθερά σε συνδυασμό με το μεγαλύτερο πάχος του, κατορθώνουν μέχρι κάποιο βαθμό να επιτελέσουν τον παραπάνω ρόλο. Ύστερα από μια παρουσίαση των ιδιοτήτων του HfO₂, μελετάμε την επίδραση της θερμοκρασίας εναπόθεσης στο παράθυρο μνήμης διατάξεων MOS, δίχως νανοκρυστάλλους.

Στο **Κεφάλαιο 4** γίνεται μια εισαγωγή στις ηλεκτρονικές διατάξεις μνήμης που κατασκευάζονται με τις σημερινές τεχνολογίες, στα προβλήματα τους και στην ανάγκη χρήσης υλικών στα οποία επιτυγχάνεται διακριτή αποθήκευση του φορτίου της μνήμης. Ιδιαίτερη βαρύτητα δίνεται στην περιγραφή της λειτουργίας των μνημών στις οποίες η αιωρούμενη πύλη αποτελείται από νανοκρυστάλλους. Τονίζονται οι διαφορές ανάμεσα στις ποικίλες κατηγορίες νανοκρυστάλλων (μετάλλων, στοιχειακών ημιαγωγών) ώστε να αποσαφηνιστούν οι ιδιαιτερότητες κάθε μιας και κατ' επέκταση τα πεδία των τεχνολογικών εφαρμογών στα οποία είναι κατάλληλα για να χρησιμοποιηθούν. Επίσης γίνεται μια σύντομη αναφορά στις ανερχόμενες τεχνολογίες – προσεγγίσεις, στο χώρο των μη-πτητικών μνημών.

Στο **Κεφάλαιο 5** παρουσιάζεται αναλυτικά η μέθοδος κατασκευής δειγμάτων MOS με νανοκρυστάλλους Au & Pt, και οι διάφορες τεχνικές που επιστρατεύθηκαν για την υλοποίησή τους. Το ενδιαφέρον μας στρέφεται προς την τεχνική DC magnetron sputtering, βάση της οποίας έγινε η παραγωγή των νανοκρυστάλλων, και στις διάφορες παραμέτρους που εμπλέκονται στο σχηματισμό τους (ροή αδρανούς αερίου, μέγεθος ζώνης συσσωμάτωσης, θερμοκρασία, ισχύς του sputtering, μήκος συσσωμάτωσης, χρόνος εναπόθεσης). Η εξαγωγή συμπερασμάτων όσον αφορά τη συνολική λειτουργία των διατάξεων, επιτυγχάνεται με δομικό χαρακτηρισμό εικόνων TEM και μεθόδους ηλεκτρικού χαρακτηρισμού. Η ανάλυση των εικόνων TEM ανέδειξε την εξάρτηση των παραπάνω παραμέτρων του DC magnetron sputtering με τη διάμετρο και την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων. Η βελτιστοποίηση των χαρακτηριστικών μνήμης, δηλαδή η αύξηση του παραθύρου μνήμης, η ικανοποιητική ταχύτητα λειτουργίας και διατήρηση του φορτίου για πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα, ήταν άμεσα εξαρτώμενη από την ατμόσφαιρα και τις συνθήκες εναπόθεσης. Σε δείγματα με νανοκρυστάλλους Pt, χαμηλής επιφανειακής πυκνότητας διαπιστώθηκαν αρκετά μεγάλα παράθυρα μνήμης, με σημαντική ωστόσο διαφορά ανάμεσα στις διαφορετικές μνήμες στο ίδιο δείγμα. Σε υψηλότερες επιφανειακές πυκνότητες τα πράγματα αλλάζουν ριζικά με τις πλευρικές απώλειες φορτίου και τη φραγή Coulomb, να αναλαμβάνουν πρωταγωνιστικό ρόλο. Τα δείγματα με νανοκρυστάλλους Au, παρουσίασαν εντυπωσιακά χαρακτηριστικά μνήμης σ' όλες τις πυκνότητες. Για όλα τα δείγματα γίνεται παρουσίαση των συμβαλλόμενων μηχανισμών αγωγιμότητας καθώς και της εξέλιξης της παραμένουσας ειδικής αντίστασης των διηλεκτρικών, συναρτήσει της πυκνότητας.

Στο **Κεφάλαιο 6** γίνεται αναλυτική παρουσίαση των state of the art δισκιδίων της εταιρείας Micron και η μελέτη των λειτουργικών τους χαρακτηριστικών, ως μη-πτητικές διατάξεις μνήμης.

Το **Κεφάλαιο 7** ασχολείται με την παρουσίαση του διαστημικού περιβάλλοντος με τους διάφορους πληθυσμούς σωματιδίων που είναι παγιδευμένα στη γήινη μαγνητόσφαιρα σε ζώνες (ζώνες Van Allen) και με τα διερχόμενα σωματίδια από γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες και ηλιακά γεγονότα.

Στο **Κεφάλαιο 8** συνοψίζεται η θεωρία που έχει διατυπωθεί στη βιβλιογραφία για την επίδραση ενεργητικών σωματιδίων σε ηλεκτρονικές διατάξεις στερεάς κατάστασης. Η επίδραση των σωματιδίων χωρίζεται σε δύο κύρια φαινόμενα: (1) φαινόμενα ολικής δόσης ιοντισμού (TID) και (2) μεμονωμένες επιδράσεις (SEE), με τα σωματίδια που εμπλέκονται στην πρώτη κατηγορία να είναι πρωτόνια, ηλεκτρόνια, ακτίνες – γ , ακτίνες – X, ενώ μεμονωμένες επιδράσεις παρατηρούνται ύστερα από τη διέλευση βαρέων ιόντων. Αρκετές δεκάδες αναφορές τονίζουν την εξαιρετική αντοχή των μη-πτητικών μνημών στις επιδράσεις ακτινοβολίας και των δύο παραπάνω τύπων,

συγκρινόμενη με τις συμβατικές μνήμες με αιωρούμενη πύλη. Η διαφοροποίηση ως προς αυτή τη συμπεριφορά πηγάζει από τη διακριτή αποθήκευση φορτίου και τα πλεονεκτήματα που άπτονται από αυτήν.

Στο **Κεφάλαιο 9** παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ακτινοβόλησης πυκνωτών MOS με νανοκρυστάλλους Au, με ακτίνες – γ (^{60}Co) και δέσμη πρωτονίων. Σε συνήθεις δόσεις φαίνεται ότι τα δύο αυτά είδη ακτινοβολίας δεν είναι ικανά να αλλοιώσουν σημαντικά τα λειτουργικά χαρακτηριστικά των διατάξεων. Λόγω του μεγαλύτερου συντελεστή LET των πρωτονίων, στα αντίστοιχα δείγματα υπολογίστηκαν μεγαλύτεροι πληθυσμοί ζευγών ηλεκτρονίων/οπών, στο οξειδίο διέλευσης. Οι φορείς που επιβίωσαν από τη διαδικασία της επανασύνδεσης, προκάλεσαν τις παρατηρούμενες μετατοπίσεις στις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, με τις μεγαλύτερες να καταγράφονται στις μνήμες που είχαν προγραμματιστεί πριν την ακτινοβόληση στην κατάσταση εγγραφής. Σε πολύ υψηλές (ακραίες) δόσεις προτού μας απασχολήσει η επίδραση της ακτινοβολίας στα κύτταρα μνήμης (που προκαλεί σημαντικά προβλήματα, όπως υψηλά ρεύματα διαρροής πύλης επαγόμενα από την ακτινοβολία και bit flip), πρέπει πρώτα να εξασφαλίσουμε ότι τα περιφερειακά κυκλώματα θα συνεχίσουν την αδιάλειπτη λειτουργία τους.

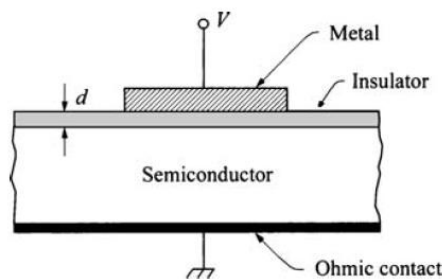
Στο **Κεφάλαιο 10** παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ακτινοβόλησης τρανζίστορ MOSFET με νανοκρυστάλλους Si, με ακτίνες – γ (^{60}Co), δέσμη πρωτονίων και δέσμη ιόντων χαλκού ($^{63}\text{Cu}^{+7}$). Και εδώ σε συνήθεις δόσεις δεν παρατηρήθηκαν μεγάλες μεταβολές στα λειτουργικά χαρακτηριστικά των μνημών, με τη μεγαλύτερη μετατόπιση να καταγράφεται σε κύτταρα μνήμης προγραμματισμένα στην κατάσταση εγγραφής, ύστερα από την ακτινοβόληση με ιόντα χαλκού. Είναι εντυπωσιακό το γεγονός ότι η επιφανειακή ροή των ιόντων ήταν τέσσερις τάξεις μεγέθους μικρότερη απ' αυτή των ακτίνων – γ και δύο τάξεις μικρότερη απ' αυτή των πρωτονίων, όμως η μεγάλη ικανότητα των ιόντων να αποδίδουν ενέργεια στην ύλη (LET), προκάλεσε τις μετατοπίσεις. Η αύξηση της αιώρησης υποκατωφλίου (sub-threshold swing) που υπολογίστηκε με την αύξηση της δόσης ακτινοβολίας συνδέεται άμεσα με την αύξηση των διεπιφανειακών καταστάσεων μεταξύ του υποστρώματος Si και του οξειδίου του. Σ' υψηλές δόσεις καταγράφηκαν σημαντικές μεταβολές (bit flip, αύξηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου, απώλειες παράθυρου μνήμης σε συνθήκες τεχνητής γήρανσης), ωστόσο τα περιφερειακά κυκλώματα συνεχίζουν να αποτελούν σημαντικό πρόβλημα.

Κεφάλαιο 1: Ο Πυκνωτής MOS

1.1 Εισαγωγή

Ένα από τα σημαντικότερα ηλεκτρονικά στοιχεία, που βρίσκουν εφαρμογή τόσο στους σύγχρονους τομείς έρευνας και τεχνολογίας, όσο και στην ίδια τη μελέτη των ημιαγωγικών διατάξεων, είναι η ομάδα πυκνωτών μονωμένης πύλης MIS (Metal – Insulator – Semiconductor). Ουσιαστικά μια δομή MIS είναι ένα σύστημα που αποτελείται από έναν ημιαγωγό (τύπου p ή n), πάνω στον οποίο έχει αναπτυχθεί ένα μονωτικό στρώμα και πάνω από αυτό ένα στρώμα μετάλλου (Σχήμα 1.1). Συνήθως σαν ημιαγωγός χρησιμοποιείται το πυρίτιο (Si), σαν μονωτής το διοξείδιο του πυριτίου (SiO₂) και σαν μέταλλο το αλουμίνιο (Al) ή το πολυκρυσταλλικό πυρίτιο (poly – Si) εμπλουτισμένο με υψηλής πυκνότητας προσμίξεις.

Η διάδος MOS αποτελεί το βασικό στοιχείο των τρανζίστορ επίδρασης πεδίου (MOS Field Effects Transistors, MOSFETs), που κυριαρχούν πλέον στη βιομηχανία κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων (σε ποσοστό που ανέρχεται σε 92%). Η δομή MIS προτάθηκε πρώτη φορά το 1959 απ' τους Moll¹, Pfann και Garrett² ως πυκνωτής μεταβλητής τιμής ελεγχόμενης από την τάση πύλης. Τα χαρακτηριστικά του αναλύθηκαν έπειτα από τους Frankl³ και Lindner⁴ και η πρώτη επιτυχημένη απόπειρα κατασκευής MIS (με διηλεκτρικό το SiO₂) έγινε το 1960, απ' τους Ligenza και Spitzer⁵. Αυτή η γονιμοποιός πειραματική επιτυχία γρήγορα οδήγησε και στην πρώτη αναφορά για το τρανζίστορ MOSFET από τους Kahng και Atalla⁶.



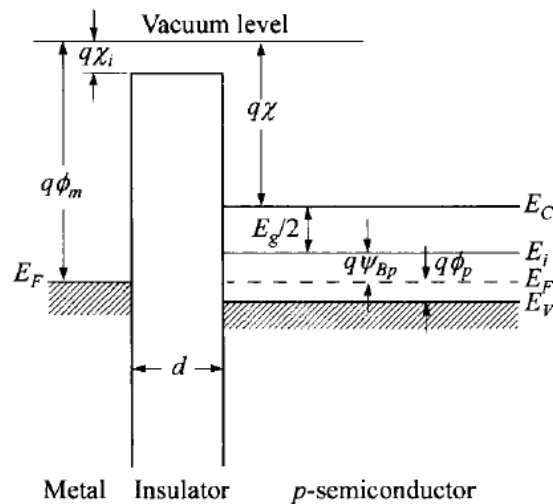
Σχήμα 1.1: Δομή πυκνωτή MOS, στην πιο απλή του μορφή (d είναι το πάχος του διηλεκτρικού, V η εφαρμοζόμενη τάση και το υπόστρωμα παραμένει γειωμένο μέσω μιας ωμικής επαφής).

1.2 Ιδανικός Πυκνωτής MOS

Η δομή ενός ιδανικού πυκνωτής MOS παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.1. Καθ' όλη τη διάρκεια του κεφαλαίου θα χρησιμοποιήσουμε τη σύμβαση ότι η τάση V είναι θετική

όταν το μέταλλο πύλης είναι θετικά πολωμένο αναφορικά με το ημιαγώγιμο υπόστρωμα και το υπόστρωμα είναι τύπου p (εάν και η μεταφορά των συμπερασμάτων σε πυκνωτές με υπόστρωμα τύπου n είναι απλή). Το ενεργειακό διάγραμμα για ένα ιδανικό πυκνωτή p - MOS χωρίς πόλωση (δηλαδή σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας) παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.2. Ένας ιδανικός πυκνωτής ορίζεται ως εξής⁷:

1. Τα μόνα φορτία που μπορούν να υπάρξουν στη δομή κάτω από οποιαδήποτε κατάσταση πόλωσης είναι του ημιαγωγού και εκείνα στη μεταλλική επιφάνεια πλευρικά του μονωτή (με αντίθετο πρόσημο). Δηλαδή δεν υπάρχουν παγίδες φορτίου στις διεπιφάνειες μετάλλου – μονωτή και μονωτή – ημιαγωγού ούτε κάποιο είδος φορτίου στο οξείδιο.
2. Δεν υπάρχει μεταφορά φορτίου μέσα από το μονωτή σε συνθήκες συνεχούς (dc) πόλωσης.
3. Για μηδενική πόλωση ισχύει η συνθήκη επίπεδων ζωνών, δηλαδή η στάθμη Fermi του μετάλλου βρίσκεται στο ίδιο επίπεδο με τη στάθμη Fermi του ημιαγωγού.



Σχήμα 1.2: Ενεργειακό διάγραμμα ενός ιδανικού πυκνωτή MOS σε ισορροπία ($V = 0$) για ένα p - τύπου ημιαγωγό.

1.2.1 Κατάσταση Μηδενικής Πόλωσης

Στο παραπάνω Σχήμα 1.2 φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα ενός ιδανικού p - type MOS σε κατάσταση μηδενικής πόλωσης ($V_G = 0$). Οι στάθμες Fermi του μετάλλου και του ημιαγωγού βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο που σημαίνει ότι η διαφορά των έργων εξόδου για το μέταλλο ($q\Phi_m$) και τον ημιαγωγό ($q\Phi_s$) για την περίπτωση ιδανικής διόδου MOS θα είναι μηδενική:

$$q\Phi_{ms} = q(\Phi_m - \Phi_s) = q\Phi_m - \left[q\chi + \frac{E_g}{2} + q\Psi_B \right] = 0 \quad (1.1)$$

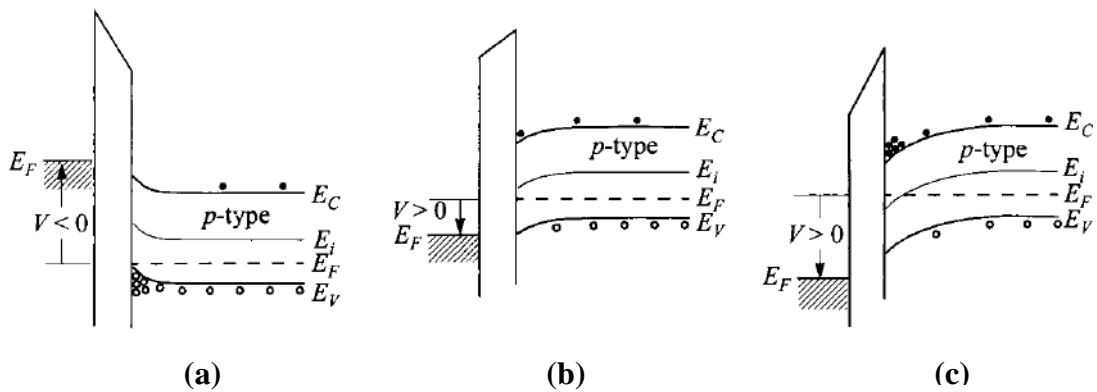
όπου $q\chi$ η ηλεκτρονική συγγένεια (electron affinity) του ημιαγωγού, η οποία ορίζεται ως η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στη στάθμη του κενού και τη ζώνη αγωγιμότητας και $q\Psi_B$ η ενεργειακή διαφορά της στάθμης Fermi του ενδογενούς ημιαγωγού από το επίπεδο Fermi του νοθευμένου (p – type) ημιαγωγού, δηλαδή $E_i - E_F$ (η στάθμη Fermi για τον ενδογενή ημιαγωγό βρίσκεται στο μέσο του ενεργειακού χάσματος και ως εκ τούτου ισούται με $\frac{E_g}{2}$). Η ποσότητα $q\Psi_B$ υπολογίζεται και από τη σχέση:

$$q\Psi_B = k_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (1.2)$$

όπου k_B η σταθερά του Boltzman, T η απόλυτη θερμοκρασία, N_A η συγκέντρωση αποδεκτών στο πυρίτιο και n_i η ενδογενής συγκέντρωση των φορέων στη συγκεκριμένη θερμοκρασία. Με άλλα λόγια σε έναν ιδανικό πυκνωτή MOS, οι ενεργειακές ζώνες είναι επίπεδες, και οι στάθμες Fermi του μετάλλου (E_{Fm}) και του πυριτίου (E_{Fs}) αντίστοιχα είναι ευθυγραμμισμένες (σε αντίθετη περίπτωση, αν δηλαδή στις δύο άκρες του στερεού υπάρχει διαφορά στο επίπεδο Fermi ΔE_F , τότε η διαφορά αυτή θα είχε ως αποτέλεσμα την παραγωγή εξωτερικού – ηλεκτρικού – έργου, το οποίο όμως δεν παρατηρείται σε πειραματικό επίπεδο) και δεν υπάρχουν πτώσεις τάσεις μέσα στο οξειδίο και μέσα στο πυρίτιο για μηδενική εξωτερική τάση πόλωσης ($V_G = 0$). Η κατάσταση αυτή ονομάζεται συνθήκη επίπεδων ενεργειακών ζωνών (flat – band condition).

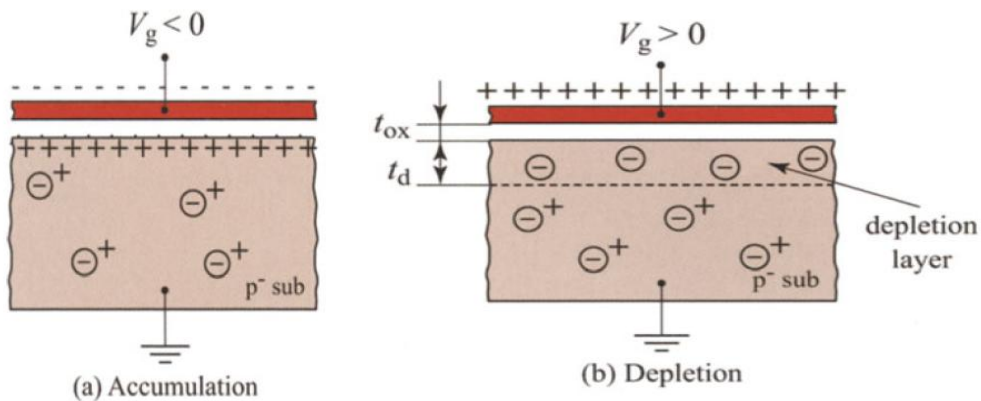
1.2.2 Κατάσταση Πόλωσης

Εάν εφαρμόσουμε στη δίοδο MOS συνεχή τάση V , τότε στην επιφάνεια του μονωτή που είναι σε επαφή με τον ημιαγωγό αναπτύσσονται επαγωγικά φορτία του ίδιου προσήμου με την εξωτερική πόλωση (καθώς ο μονωτής δεν επιτρέπει κάτω από κανονικές συνθήκες – θα αναφερθούμε στο Κεφάλαιο 3 – τη διέλευση ηλεκτρικού ρεύματος δημιουργεί, κατά την εφαρμογή εξωτερικής πόλωσης, αυτά τα φορτία στις διεπιφάνειες του με άλλα υλικά με σκοπό να εξουδετερώσουν τα φορτία της πόλωσης και να διατηρήσουν τη διαφορά δυναμικού στο εσωτερικό του μονωτή μηδέν). Η παρουσία των επαγωγικών φορτίων έχει ως αποτέλεσμα την τροποποίηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των φορέων στις διεπιφάνειες και την κάμψη των ενεργειακών ζωνών.



Σχήμα 1.3: Το ενεργειακά διαγράμματα ιδανικού p - MOS για μη μηδενική τάση πύλης για: (a) Αρνητική πόλωση – Συσσώρευση, (b) Θετική πόλωση – Απογύμνωση και (c) Ισχυρή θετική πόλωση – Αντιστροφή.

α) $V < 0$: Κατάσταση Συσσώρευσης (Accumulation)



- ⊖ : fixed negative charge carriers (acceptor atoms)
- ⊕ : mobile positive charge carriers (free holes)
- : mobile negative charge carriers (free electrons)

Σχήμα 1.4: Διατομή ενός ιδανικού πυκνωτή MOS για ένα p - τύπου ημιαγωγό στην κατάσταση συσσώρευσης και απογύμνωσης. Υπάρχει μια χωρητικότητα μεταξύ της πύλης και του υποστρώματος.

Η κατάσταση που συμβαίνει όταν το υπόστρωμα είναι γειωμένο και μια αρνητική τάση εφαρμόζεται στο ηλεκτρόδιο πύλης, απεικονίζεται στο Σχήμα 1.4(α). Το αρνητικό φορτίο της πύλης αντισταθμίζεται από μια ίση ποσότητα θετικού φορτίου στο υπόστρωμα που συσσωρεύεται στη διεπιφάνεια Si/SiO₂, με αποτέλεσμα την κάμψη των ενεργειακών ζωνών προς τα πάνω. Αυτή η συσσώρευση συνεχίζεται μέχρι την εξίσωση των δύο φορτίων στις δύο περιοχές. Η στάθμη Fermi πλησιάζει το άκρο της ζώνης σθένους E_v και δεν έχουμε ροή ρεύματος ($\frac{dE_F}{dx} = 0$ ιδανικός πυκνωτής),

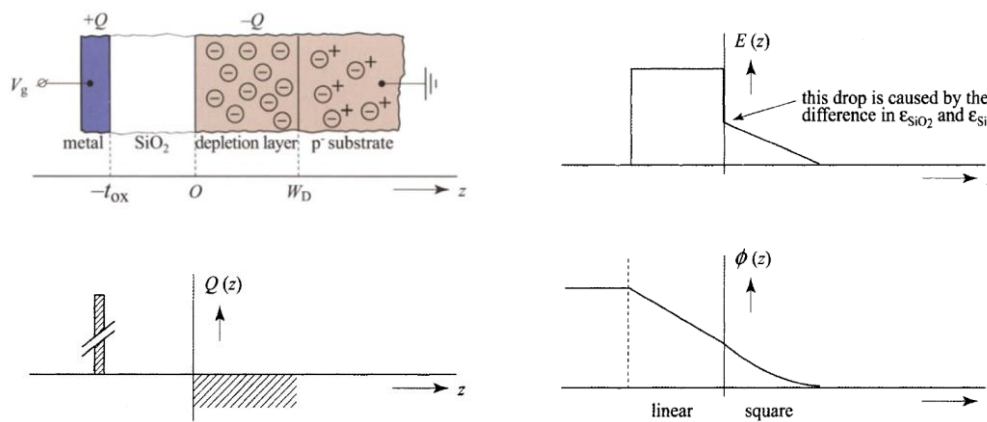
άρα παραμένει επίπεδη εντός του ημιαγωγού. Το αποτέλεσμα δε διαφέρει πολύ από ένα ιδανικό πυκνωτή παραλλήλων πλακών.

β) $V > 0$: Κατάσταση Απογύμνωσης (Depletion)

Μια διαφορετική κατάσταση εξελίσσεται όταν πολώσουμε θετικά το ηλεκτρόδιο πύλης, σε αντιστοιχία με το γειωμένο υπόστρωμα. Το θετικό φορτίο της πύλης πρέπει να εξισορροπηθεί από ένα αρνητικό φορτίο στη διεπιφάνεια Si/SiO₂. Οι ελεύθερες θετικές οπές απωθούνται από την επιφάνεια του υποστρώματος αποφέροντας μια περιοχή απογυμνωμένη από ελεύθερους φορείς και αρνητικά φορτισμένη (λόγω των ιονισμένων προσμίξεων). Οι ενεργειακές ζώνες στην περιοχή της διεπιφάνειας Si/SiO₂ κάμπτονται προς τα κάτω και η στάθμη Fermi E_F πλησιάζει το μέσο του ενεργειακού χάσματος E_i. Η διαδικασία σταματά όπως και προηγουμένως, δηλαδή μέχρι την εξίσωση ίσων ποσοτήτων φορτίων στις δύο περιοχές της διάταξης. Στην περιοχή της επιφάνειας του Si και σε βάθος X_d το οποίο εξαρτάται από την τιμή της ανάστροφης πόλωσης, οι προσμίξεις αποδεικτών ιονίζονται. Είναι σημαντικό να κατανοήσουμε ότι η περιοχή απογύμνωσης περιέχει μόνο σταθερά φορτία, όπως τα ιόντα της πρόσμιξης που έχουν καταλάβει μια θέση στο κρυσταλλικό πλέγμα του υποστρώματος, και όχι ευκίνητους φορείς. Η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου δίνεται από τη σχέση:

$$Q_{SC} = -qN_A X_d \tag{1.3}$$

όπου N_A είναι η συγκέντρωση αποδεικτών και X_d το εύρος της περιοχής απογύμνωσης. Η καλύτερη κατανόηση των παραπάνω είναι συνδεδεμένη με την επίλυση της εξίσωσης Poisson και της εύρεσης διαφόρων κατανομών που μας ενδιαφέρουν, όπως της κατανομής φορτίου Q(z), του ηλεκτρικού πεδίου E(z) και του ηλεκτρικού δυναμικού φ(z) ως συνάρτηση της απόστασης z από τη διεπιφάνεια Si – SiO₂. Η προηγούμενη δουλειά έχει γίνει εδώ και πολλά χρόνια⁸ και στο Σχήμα 1.5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα.



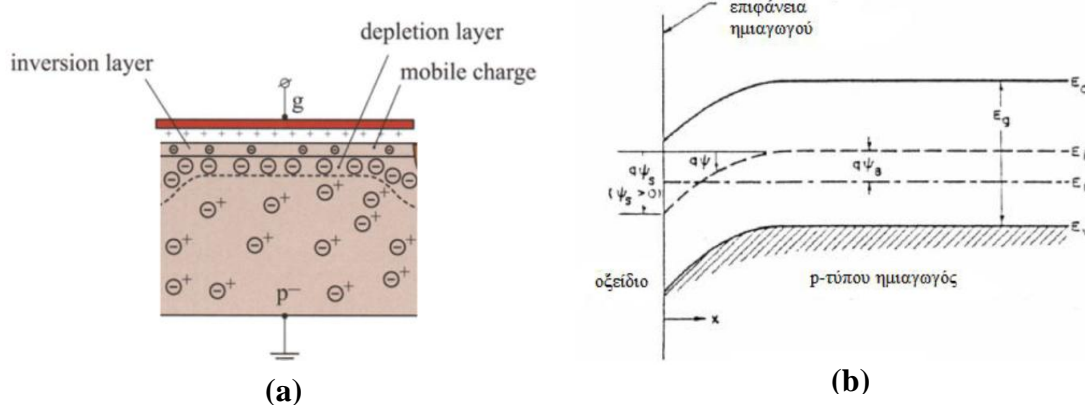
Σχήμα 1.5: Τα διάφορα τμήματα ενός ιδανικού πυκνωτή MOS για ένα p - τύπου ημιαγωγό, μαζί με τα αντίστοιχα διαγράμματα της κατανομής φορτίου Q(z), του ηλεκτρικού πεδίου E(z)

και του ηλεκτρικού δυναμικού $\phi(z)$, που προκύπτουν ως λύση της μονοδιάστατης εξίσωσης

$$\text{Poisson } \frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}.$$

γ) $V \gg 0$: Κατάσταση Αντιστροφής (Inversion)

Όταν εφαρμόζεται ακόμα μεγαλύτερη θετική τάση στην πύλη, η κάμψη των ζωνών είναι αρκετά μεγάλη ώστε η E_F τέμνει και πηγαίνει πάνω από το ενδογενές επίπεδο Fermi E_i κοντά στην περιοχή της διεπιφάνειας. Επιπλέον αυξάνεται και το φορτίο Q_{sc} αφού το πεδίο γίνεται ισχυρότερο και διεισδύει ακόμη περισσότερο στον ημιαγωγό. Κάποια στιγμή γίνεται πιο δύσκολη η συσσώρευση φορτίου Q_{sc} μέσω της περαιτέρω επέκτασης του στρώματος απογύμνωσης και καθίσταται ενεργειακά προτιμότερη η έλξη ηλεκτρονίων αγωγιμότητας μέσα στο στρώμα απογύμνωσης και η δημιουργία κοντά στην επιφάνεια ενός πολύ λεπτού στρώματος ηλεκτρονίων πλάτους X_n . Περαιτέρω αύξηση της τάσης δε μεταβάλλει το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης X_d αλλά αυξάνει τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή πάχους X_n . Ορισμένα από τα ηλεκτρόνια αυτά έλκονται από το κύριο σώμα του ημιαγωγού, όπου ήταν φορείς μειονότητας, τα πιο πολλά όμως από αυτά δημιουργούνται θερμικά από τη ρήξη των δεσμών Si – Si στην περιοχή απογύμνωσης, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ζευγών e – h και το διαχωρισμό τους από το πεδίο^{9,10}. Η επανασύνδεση των ηλεκτρονίων με άλλους φορείς αποτρέπεται σε μεγάλο βαθμό από το γεγονός ότι το στρώμα απογύμνωσης περιέχει πολύ λίγους φορείς. Επομένως η θετική τάση είναι ικανή, εκτός από τη δημιουργία απογύμνωσης, να προκαλέσει και συσσώρευση φορέων μειονότητας (e) στην επιφάνεια Si έτσι ώστε τοπικά (σε βάθος μερικών Å) ο ημιαγωγός να έχει συμπεριφορά τύπου n. Το φαινόμενο αυτό καλείται αντιστροφή.



Σχήμα 1.6: (a) Διατομή ενός ιδανικού πυκνωτή MOS για ένα p - τύπου ημιαγωγό στην κατάσταση αντιστροφής, (b) Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών στην επιφάνεια p - τύπου ημιαγωγού στην κατάσταση αντιστροφής.

Το συνολικό φορτίο του ημιαγωγού θα δίνεται από τη σχέση:

$$Q_s = Q_n - qN_A w_{max} = Q_s - \sqrt{2q\epsilon_s N_A (2\psi_B)} \tag{1.4}$$

όπου $\Psi_B = \frac{\Psi_s}{2}$ ή αλλιώς $\Psi_s = 2\Psi_B$. Με βάση το παραπάνω Σχήμα, το δυναμικό Ψ_s είναι η ποσότητα που ορίζεται ως η απόσταση του επιπέδου E_i πριν την εφαρμογή της τάσης, από το επίπεδο E_i που έχει καμφθεί λόγω εφαρμογής της τάσης. Για:

- $\Psi_s = 0$ έχουμε συνθήκη επιπέδων ζωνών (flat band)
- $\Psi_s < 0$ έχουμε συσσώρευση οπών (accumulation)
- $\Psi_s > 0$ έχουμε απογύμνωση οπών (depletion)
- $\Psi_s > \Psi_B$ έχουμε αντιστροφή (inversion)

Στην κατάσταση ισχυρής αντιστροφής αποδεικνύεται¹⁰ ότι ισχύει η συνθήκη:

$$\Psi_{s(inv)} \cong 2\Psi_B = \frac{2k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (1.5)$$

όπου T η θερμοκρασία (K), $k_B = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV} \times \text{K}^{-1}$ η σταθερά Boltzmann και n_i η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του ημιαγωγού.

1.2.3 Οι χαρακτηριστικές $C - V$ καμπύλες του ιδανικού πυκνωτή MOS

Οι ιδιότητες του οξειδίου καθώς και της διεπιφάνειας Si/SiO₂ επηρεάζουν καθοριστικά τις ηλεκτρικές ιδιότητες και τη λειτουργία των κυκλωμάτων που κατασκευάζονται με βάση τη δομή MOS. Για το σκοπό αυτό είναι απαραίτητος ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός τόσο του διοξειδίου SiO₂, όσο και της επιφάνειας του ημιαγωγού. Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός μπορεί να γίνει με τη βοήθεια μετρήσεων των χαρακτηριστικών χωρητικότητας – τάσης ($C - V$). Οι μετρήσεις των χαρακτηριστικών $C - V$ περιλαμβάνουν την περιοχή μικρών σημάτων. Δηλαδή η εφαρμοζόμενη πόλωση αποτελείται από μια συνεχή συνιστώσα πάνω στην οποία υπερτίθεται μια εναλλασσόμενη μικρού πλάτους (της τάξης των $\frac{k_B T}{q} = 25mV$). Εάν

εφαρμόσουμε τάση V στα άκρα μιας ιδανική διόδου MOS, ένα μέρος της V_{ox} , κατανέμεται στο διηλεκτρικό και το υπόλοιπο Ψ_s στον ημιαγωγό. Επομένως, θα έχουμε την ακόλουθη ισότητα:

$$V = V_{ox} + \Psi_s \quad (1.6)$$

Ισχύουν επίσης οι σχέσεις $V_{ox} = \frac{|Q_s|}{C_{ox}}$ όπου Q_s η επιφανειακή πυκνότητα φορτίων του

ημιαγωγού, C_{ox} η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας του οξειδίου και $C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{x_{ox}}$,

όπου ϵ_i η διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου και x_{ox} το πάχος του οξειδίου. Θα

μελετήσουμε στη συνέχεια τη συμπεριφορά της χαρακτηριστικής C – V της διάταξης MOS στις διάφορες καταστάσεις πόλωσης.

α) V<0: Κατάσταση Συσσώρευσης

Η δομή συμπεριφέρεται σαν ένας πυκνωτής, με διηλεκτρικό το οξείδιο πάχους x_{ox} , διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_i και χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας C_{ac} :

$$C_{ac} = C_{ox} = \frac{\epsilon_i}{x_{ox}} (F \cdot cm^{-2}) \tag{1.7}$$

όπου $\epsilon_i=4\epsilon_0$ η διηλεκτρική σταθερά του διοξειδίου SiO₂, και $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} F \cdot cm^{-1}$ η διηλεκτρική διαπερατότητα του κενού. Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση της συσσώρευσης η χωρητικότητα της διάταξης, που είναι η μέγιστη συνολική χωρητικότητα, είναι ανεξάρτητη από την εξωτερική πόλωση V όπως επίσης και από τη συχνότητα του εναλλασσόμενου σήματος που προκαλεί τις μεταβολές φορτίων.

β) V>0: Κατάσταση Απογύμνωσης

Η δομή μπορεί να θεωρηθεί ισοδύναμη με σύστημα δύο πυκνωτών συνδεδεμένων σε σειρά. Η περιοχή απογύμνωσης του ημιαγωγού συμπεριφέρεται σαν διηλεκτρικό χωρητικότητας C_d που συνδέεται σε σειρά με το διηλεκτρικό SiO₂ χωρητικότητας C_{ox} . Αν C η συνολική χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της διόδου, τότε θα ισχύει:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_d} \Rightarrow C = \frac{C_{ox} C_d}{C_{ox} + C_d} \left(\frac{F}{cm^2} \right) \tag{1.8}$$

και η χωρητικότητα της περιοχή απογύμνωσης θα δίνεται από τη σχέση $C_d = \frac{\epsilon_s}{X_d}$, με $\epsilon_s=12\epsilon_0$ η διηλεκτρική σταθερά του πυριτίου. Αποδεικνύεται¹¹ ότι η ολική χωρητικότητα της διάταξης MIS στην κατάσταση απογύμνωσης δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{C} = \sqrt{\frac{1}{C_{ox}^2} + \frac{2V}{qN_A \epsilon_s}} (F \cdot cm^{-2})^{-1} \tag{1.9}$$

Η σχέση αυτή αποτελεί τη θεωρητική έκφραση της χαρακτηριστικής C – V στην περίπτωση απογύμνωσης και παρατηρούμε πως είναι ανεξάρτητη της συχνότητας του εναλλασσόμενου ρεύματος. Επομένως, για την περίπτωση αυτή ισχύει ότι η συνολική χωρητικότητα μειώνεται με την αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης στην πύλη.

γ) V>>0: Κατάσταση Αντιστροφής

Στην κατάσταση αυτή θα πρέπει να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις εναλλασσόμενης πόλωσης:

γ1) Εξωτερικό σήμα υψηλής συχνότητας

Τα φορτία στην επιφάνεια του ημιαγωγού δε μπορούν να «παρακολουθήσουν» τη μεταβολή της υψηλής συχνότητας (1MHz) του εξωτερικού σήματος (Σχήμα 1.7)

Στην περίπτωση αυτή ο αριθμός των ηλεκτρονίων στο στρώμα αντιστροφής δεν μπορεί ν' αυξηθεί για μικρές μεταβολές της τάσης στην πύλη, γιατί δεν βρίσκονται άλλα ηλεκτρόνια στο υπόστρωμα ώστε να προστεθούν σ' αυτά του στρώματος αντιστροφής. Έτσι για να ισορροπηθεί το φορτίο της πύλης που μεταβάλλεται αλλάζει το φορτίο της περιοχής απογύμνωσης. Και σ' αυτή την περίπτωση έχουμε σύστημα δύο πυκνωτών σε σειρά με συνολική χωρητικότητα C_{inv} που δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{C_{inv}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_d} \quad (1.10)$$

Όταν η αντιστροφή είναι ισχυρή, η περιοχή απογύμνωσης αποκτά το μέγιστο βάθος x_{dmax} και η αντίστοιχη πυκνότητα φορτίου χώρου είναι $qN_{A}x_{dmax}$. Η ελάχιστη εξωτερική πόλωση που απαιτείται για την περίπτωση αυτή υπολογίζεται από τη σχέση:

$$V_T = \frac{qN_A x_{dmax}}{C_{ox}} + \Psi_{s,inv} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A (2\Psi_B)}}{C_{ox}} + 2\Psi_B = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A (2\Psi_B)}}{C_{ox}} + \frac{2k_B T}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (1.11)$$

Η τιμή αυτή της πόλωσης καλείται τάση κατωφλίου (threshold voltage) για την οποία η αντίστοιχη χωρητικότητα της διάταξης παίρνει την ελάχιστη τιμή. Η τάση κατωφλίου είναι ένα κρίσιμο μέγεθος για τη λειτουργία των κυκλωμάτων που βασίζονται στην τεχνολογία MOS, διότι οι μεταβολές της επηρεάζουν σημαντικά τις χαρακτηριστικές των transistors MOSFET.

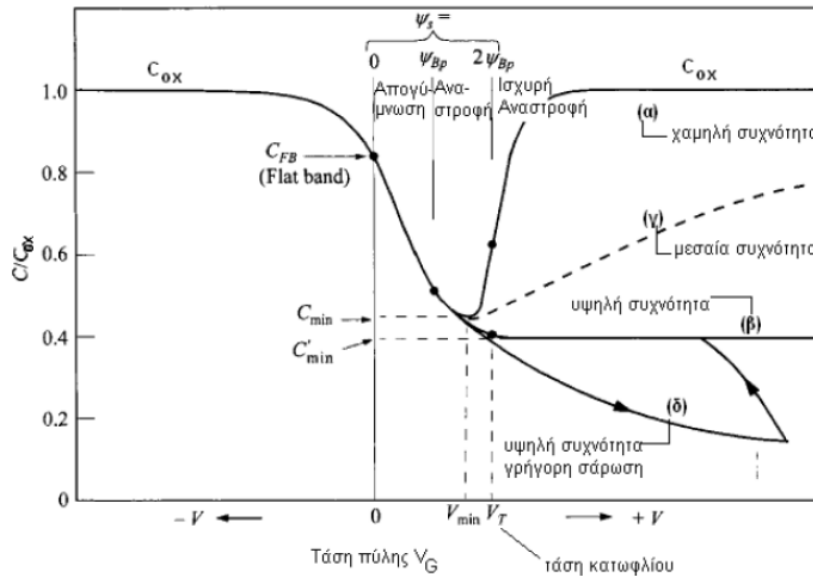
γ2) Εξωτερικό σήμα χαμηλής συχνότητας

Λόγω της χαμηλής συχνότητας του σήματος, η μεταβολή των εξωτερικών φορτίων μπορεί να αντισταθμιστεί από τη μεταβολή των φορτίων του στρώματος αντιστροφής. Στις χαμηλές συχνότητες (5-100 Hz) προλαβαίνουν να δημιουργηθούν ηλεκτρόνια στο υπόστρωμα τα οποία εμπλουτίζουν το στρώμα αντιστροφής, το οποίο ακολουθεί τις μεταβολές στην πύλη. Στην περίπτωση που έχουμε γρήγορο ρυθμό μεταβολής της τάσης για υψηλή συχνότητα δεν παρατηρείται δημιουργία στρώματος αναστροφής, αλλά εμφανίζεται το φαινόμενο της βαθιάς απογύμνωσης (deep depletion). Άμεσο αποτέλεσμα είναι η μεγαλύτερη μείωση της χωρητικότητας κάτω από το C_{min} . Στην περίπτωση αυτή η περιοχή απογύμνωσης δεν επηρεάζει την διάταξη και η ολική χωρητικότητα ισούται με αυτή του οξειδίου:

$$C_{inv} = C_{ox} = \frac{\varepsilon_i}{x_0} \quad (1.12)$$

Και εδώ παρατηρούμε πως η χωρητικότητα C_{inv} της διάταξης είναι ανεξάρτητη της πόλωσης V και της συχνότητας του σήματος. Στο Σχήμα 1.7 φαίνεται η

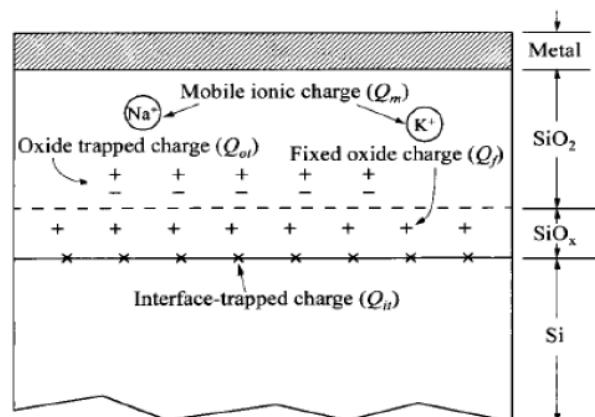
χαρακτηριστική C-V για τις διάφορες καταστάσεις πόλωσης μιας ιδανικής διόδου MOS.



Σχήμα 1.7: Η εξάρτηση της καμπύλης χωρητικότητας - τάσης με την συχνότητα για έναν ιδανικό πυκνωτή MOS.

1.3 Πραγματικός Πυκνωτής MOS

Μια πραγματική διόδος MOS περιέχει φορτία ή προσμίξεις τόσο στο εσωτερικό του οξειδίου της όσο και στην περιοχή της διεπιφάνειας Si/SiO₂. Η εισόδος των προσμίξεων αυτών πραγματοποιείται κυρίως κατά τη διάρκεια των διαδικασιών της ανάπτυξης του οξειδίου. Στο παρακάτω Σχήμα δίνεται η δομή ενός πραγματικού πυκνωτή MOS, ο οποίος αποτελείται από ένα στρώμα μονοκρυσταλλικού Si ακολουθούμενο από ένα λεπτό στρώμα SiO_x, το οποίο είναι ημιτελώς οξειδωμένο Si και στη συνέχεια στοιχειομετρικό άμορφο SiO₂ (η ένωση SiO_x είναι στοιχειομετρική όταν x = 2 και μη στοιχειομετρική όταν 1 < x < 2). Τα φορτία αυτά είναι κυρίως τεσσάρων ειδών (Σχήμα 1.8):



Σχήμα 1.8: Τομή πραγματικής διόδου MOS.

Τα φορτία που αναπτύσσονται μέσα στο οξείδιο του πυριτίου αποτελούν ένα παράγοντα απόκλισης της συμπεριφοράς της διάταξης από την πραγματική. Τα φορτία που σχετίζονται με το διοξείδιο του πυριτίου στις πραγματικές διατάξεις πιστοποιήθηκαν το 1978. Τα φορτία είναι τα εξής¹²:

- Φορτίο παγιδευμένο στη διεπιφάνεια (Interface Trapped Charge, Q_{it})
- Σταθερό (δέσιμο) φορτίο του οξειδίου (Fixed Trapped Charge, Q_f)
- Παγιδευμένο φορτίο στο οξείδιο (Oxide Trapped Charge, Q_{ot})
- Ευκίνητο φορτίο οξειδίου (Mobile Oxide Charge, Q_m)

Στους παραπάνω συμβολισμούς το Q αντιπροσωπεύει το καθαρό ανά μονάδα επιφάνειας φορτίο. Οι ιδιότητες και τα χαρακτηριστικά αυτών των φορτίων συζητιούνται εν συντομία παρακάτω.

1. Φορτία παγιδευμένα στη διεπιφάνεια ή Επιφανειακές καταστάσεις

Στη διεπιφάνεια Si/SiO_2 το περιοδικό κρυσταλλικό πλέγμα του πυριτίου τερματίζεται απότομα και μαζί με αυτό και όλες οι ιδιότητες που σχετίζονται με την περιοδικότητά του. Έτσι, ένας από τους τέσσερις ομοιοπολικούς δεσμούς καθενός από τα άτομα της επιφάνειας του πυριτίου μένει ελεύθερος και αιωρείται. Μερικοί από τους δεσμούς αυτούς έχουν προσελκύσει άτομα υδρογόνου και άλλοι καλύπτονται από άτομα οξυγόνου κατά τη διάρκεια της οξείδωσης, ενώ ένα ποσοστό τους συνεχίζει να παραμένει ανάλυπτο και μπορεί να καταστεί παγίδα φορτίου. Ουσιαστικά δημιουργούνται ενεργειακές καταστάσεις μέσα στην απαγορευμένη περιοχή του ενεργειακού χάσματος του πυριτίου στη διεπιφάνεια με το οξείδιο ή πολύ κοντά σε αυτή, που μπορούν να ανταλλάσσουν φορτία (ηλεκτρόνια ή οπές) με το πυρίτιο σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα κατά τις μεταξύ των ζωνών μεταβάσεις φορτίων. Το πλήθος των διεπιφανειακών καταστάσεων δίνεται από:

$$D_{it} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{it}}{dE} \quad (1.13)$$

Στην πράξη έχουν παρατηρηθεί πυκνότητες τέτοιων φορτίων της τάξης $10^{14} / \text{m}^2$.

2. Σταθερό ή δέσιμο φορτίο

Το φορτίο αυτό είναι κυρίως θετικό και εντοπίζεται σε μια απόσταση της τάξεως των $20 - 30 \text{ \AA}$ από τη διεπιφάνεια οξειδίου/πυριτίου. Σαν αιτία της υπάρξεώς του αναφέρεται η υποστοιχειομετρική περιοχή του SiO_x που ακολουθεί αμέσως μετά από το πυρίτιο σαν μια μεταβατική περιοχή, η οποία μετεξελίσσεται σε καθαρό στοιχειομετρικό οξείδιο. Η περιοχή αυτή λόγω ελλείμματος οξυγόνου αφήνει μερικώς ιονισμένα άτομα πυριτίου μακριά από τη διεπιφάνεια και ταυτόχρονα επιφανειακές καταστάσεις στη διεπιφάνεια. Η τιμή του ανά μονάδα επιφάνειας

δέσμιου φορτίου Q_f εξαρτάται από την τελική θερμοκρασία της οξείδωσης και της ανόπτησης σε ουδέτερο περιβάλλον, που συνήθως ακολουθεί την οξείδωση καθώς επίσης και την κρυσταλλογραφική διεύθυνση του υποστρώματος του πυριτίου, και κυμαίνεται από $10^{14} / \text{m}^2$ μέχρι $10^{16} / \text{m}^2$.

3. Παγιδευμένο φορτίο στο οξείδιο

Το φορτίο αυτό οφείλεται σε οπές ή ηλεκτρόνια που παγιδεύονται στο κυρίως σώμα του οξειδίου. Οι οπές και τα ηλεκτρόνια παράγονται από πρόσπτωση ιοντίζουσας ακτινοβολίας ή από βομβαρδισμό των υποστρωμάτων με υψηλής ενέργειας φωτόνια ή σωματίδια, γεγονός που συμβαίνει σε πολλά στάδια της διαδικασίας κατασκευής των σύγχρονων ολοκληρωμένων κυκλωμάτων (όπως η ιοντική εμφύτευση ή η επιμετάλλωση) ή από τις συνθήκες οξείδωσης κατά την ανάπτυξη του οξειδίου. Εάν η κατανομή της πυκνότητας του φορτίου είναι $\rho_{or}(x)$ τότε το συνολικό φορτίο θα δίνεται από τη σχέση:

$$Q_{or} = \frac{1}{d} \int_0^d \rho_{or}(x) dx \quad (1.14)$$

όπου d το εύρος της αντίστοιχης περιοχής του οξειδίου. Οι πυκνότητες του φορτίου Q_{or} κυμαίνονται από $< 10^{13} / \text{m}^2$ μέχρι $10^{17} / \text{m}^2$.

4. Ευκίνητα φορτία του οξειδίου

Αυτά είναι κυρίως ιόντα αλκαλίων (Na^+ , K^+ , κ.λπ.) καθώς και ιόντα υδρογόνου (H^+ ή H_3O^+) και βαριά μέταλλα, τα οποία ενσωματώνονται στο οξείδιο κατά τα διάφορα στάδια κατασκευής του οξειδίου. Τα ιόντα των αλκαλίων είναι ευκίνητα άτομα ακόμα και στη θερμοκρασία δωματίου όταν υπάρχουν ηλεκτρικά πεδία κατά μήκος του SiO_2 . Το φορτίο αυτό δίνεται από τη σχέση:

$$Q_m = \frac{1}{d} \int_0^d \rho_m(x) dx \quad (1.15)$$

όπου $\rho_m(x)$ η κατανομή της πυκνότητας του φορτίου Q_m και d το εύρος της αντίστοιχης περιοχής του οξειδίου. Οι πυκνότητες του φορτίου Q_m κυμαίνονται από $10^{14} / \text{m}^2$ μέχρι $10^{16} / \text{m}^2$ ή και υψηλότερες και σχετίζονται με τα υλικά των διεργασιών, τις χημικές ουσίες που χρησιμοποιούνται και γενικά με το χειρισμό του πυριτίου.

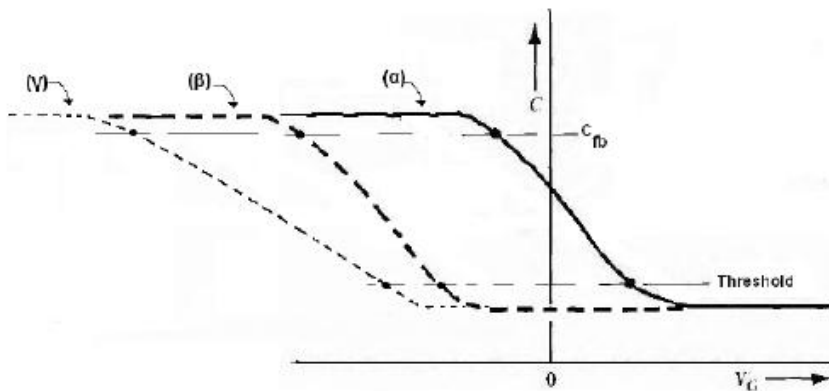
Η παρουσία φορτίων εντός του οξειδίου προκαλεί μετατόπιση της τάσης επίπεδης ζώνης κατά μία ποσότητα ΔV , η οποία βάση του νόμου του Gauss ισούται με:

$$\Delta V = -\frac{1}{\epsilon_i} \left[\frac{1}{d} \int_0^d x \rho(x) dx \right] \quad (1.16)$$

όπου $\rho(x)$ η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου. Η επίδραση των φορτίων αυτών στη μετατόπιση της τάσης σχετίζεται με το που βρίσκονται μέσα στο οξειδίο. Ποιοτικά, μπορούμε να πούμε ότι τα θετικά φορτία εντός του οξειδίου ισοδυναμούν με μια πρόσθετη θετική τάση στην πύλη, που σημαίνει ότι απαιτείται μικρότερη τιμή θετικής πόλωσης ώστε να παραχθεί η ίδια χωρητικότητα, όπως φαίνεται και στο επόμενο Σχήμα για έναν ημιαγωγό p – τύπου. Έτσι, για θετικά παγιδευμένα φορτία η μετατόπιση έχει φορά προς τις αρνητικές τάσεις. Αντίστοιχα, για αρνητικά φορτία η μετατόπιση έχει φορά προς τις θετικές τάσεις. Επίσης η ύπαρξη επιφανειακών καταστάσεων δεν προκαλεί μόνο την μετατόπιση αλλά και την κύρτωση της ήδη μετατοπισμένης C - V και λόγω της κάμψης των ενεργειακών ζωνών πρέπει να εφαρμοστεί μια τάση (V_{fb} - τάση επιπέδων ζωνών), ώστε να εξουδετερωθεί τόσο το παγιδευμένο φορτίο όσο και η διαφορά των έργων εξόδου ϕ_{ms} .

$$V_{FB} = \Phi_{ms} - \frac{Q_{it} + Q_f + Q_{ot} + Q_m}{C_{ox}} \quad (1.17)$$

όπου ϕ_{ms} είναι το δυναμικό που αντιστοιχεί στη διαφορά έργων εξόδου μετάλλου – ημιαγωγού και V_{FB} η τάση που πρέπει να εφαρμοστεί ώστε οι ενεργειακές ζώνες να ευθυγραμμιστούν.



Σχήμα 1.9: Αποκλίσεις από την ιδανική συμπεριφορά μια επαφής MOS (α) ιδανική, (β) επίδραση φορτίων στο οξειδίο και διαφοράς έργων εξόδου, (γ) επίδραση του Q_{it} .

1.4 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Variable Capacitance with Large Capacity Change*” J. L. Moll, Wescon Conv. Rec., Pt. 3, p. 32 (1959).
- ²“*Semiconductor Varactor Using Space - Charge Layers*” W. G. Pfann and C. G. B. Garrett, Proc. IRE, 47, 2011, (1959).
- ³“*Some Effects of Material Parameters on the Design of Surface Space - Charge Varactors*” D. R. Frankl, Solid -State Electron, 2, 71, (1961).
- ⁴“*Semiconductor Surface Varactor*” R. Lindner, Bell Syst. Technology Journal, 41, 803, (1962).
- ⁵“*Silicon - Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices*” D. Kahng and M. M. Atalla, IRE - AIEE Solid - state Device Res. Con, Carnegie Inst. of Technology, Pittsburgh, PA, (1960).
- ⁶“*The Mechanisms for Silicon Oxidation in Steam and Oxygen*” J. R. Ligenza and W. G. Spitzer, J. Phys. Chem. Solids, 14, 131, (1960).
- ⁷“*Physics of Semiconductor Devices*”, S. M. Sze, Willey Interscience, 3rd edition (2007).
- ⁸ “*MOS Physics and Technology*”, E. H. Nicollian and J. R. Brews Willey, New York, (1982).
- ⁹«*Αρχές Ηλεκτρονικών Υλικών και διατάξεων*», S.O Kasap, μετάφραση Θ. Δρίτσας εκδόσεις Παπασωτηρίου, 2η έκδοση, (2004).
- ¹⁰“*Nanometer CMOS ICs - From basics to ASICs*”, H. J .M. Veendrick, Springer, (2008).
- ¹¹Απόσπασμα σημειώσεων του μαθήματος 6^{ου} εξαμήνου «*Διατάξεις Ημιαγωγών*», Δ. Τσαμάκης, ΣΗΜΜΥ – ΕΜΠ, (2006).
- ¹²Απόσπασμα σημειώσεων του μαθήματος 8^{ου} εξαμήνου «*Φυσική των Μικροηλεκτρονικών Διατάξεων*», Δ. Τσουκαλάς, ΣΕΜΦΕ – ΕΜΠ, (2008).

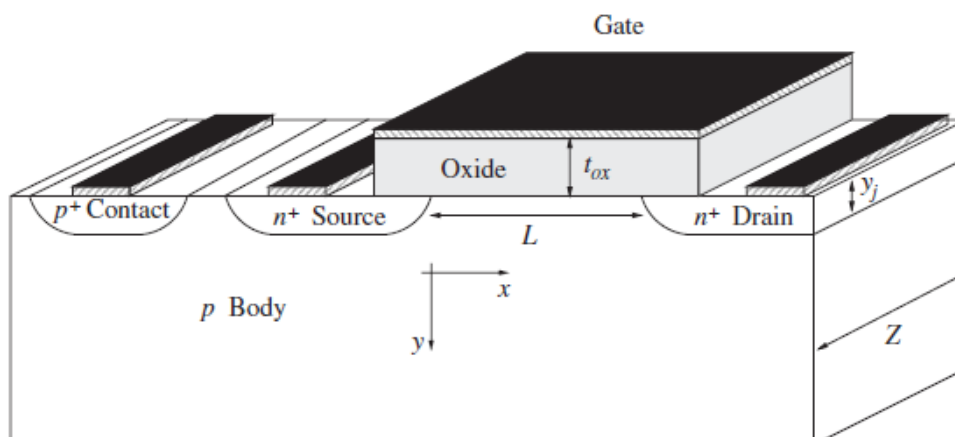
Κεφάλαιο 2: Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου MOSFET

2.1 Εισαγωγή

Το MOS τρανζίστορ ή MOSFET ή κρυσταλλοτρίοδος είναι ένα τρανζίστορ επίδρασης πεδίου, (Field Effect Transistor), όπως δηλώνει το δεύτερο συνθετικό του ονόματός του. Είναι τρανζίστορ απομονωμένης εισόδου, γι' αυτό και αναφέρεται στη βιβλιογραφία και ως IGFET (Insulated Gate Field Effect Transistor). Η ηλεκτρική συμπεριφορά του είναι παρόμοια με αυτήν του JFET (Junction Field Effect Transistor). Η δομή, όμως, των δύο τρανζίστορ είναι διαφορετική. Προτάθηκε το 1952 από τον Shokley. Ωστόσο, παρόλο που η δομή του MOSFET είναι απλούστερη τόσο του JFET όσο και του διπολικού τρανζίστορ BJT, η τεχνολογία ανάπτυξης ολοκληρωμένων κυκλωμάτων με MOS καθυστέρησε μέχρι το 1969¹, διότι χρειάστηκε να ξεπεραστούν κάποιες τεχνικές δυσκολίες. Έκτοτε, ο σχεδιασμός ψηφιακών, αρχικά και κατόπιν αναλογικών MOS κυκλωμάτων, προχώρησε με πολύ γρήγορους ρυθμούς.

2.2 Η Δομή του MOSFET

Το MOSFET είναι ένα «σάντουιτς» τριών υλικών, μετάλλου - οξειδίου - ημιαγωγού, όπως υποδεικνύεται στο Σχήμα 7.1. Η δομή αυτή δικαιολογεί την επικρατούσα ονομασία του στοιχείου ως MOSFET (**M**etal **O**xide **S**emiconductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) ή απλώς MOS τρανζίστορ. Η κατασκευή του MOSFET γίνεται με διαδοχική επίπεδη διαστρωμάτωση υλικών (planar process), με φωτολιθογραφικές διεργασίες. Στο Σχήμα 2.1 διακρίνουμε το ημιαγωγίμο υλικό, το οποίο είναι ελαφρώς νοθευμένο Si τύπου p, (εάν πρόκειται για τρανζίστορ διαύλου n, δηλαδή nMOS), που αποτελεί το υπόστρωμα (substrate), πάνω στο οποίο δομείται το τρανζίστορ.



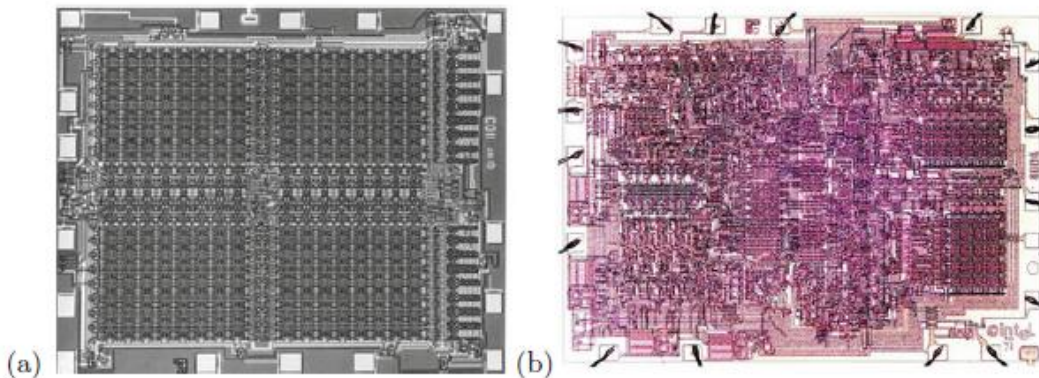
Σχήμα 2.1: Δομή MOSFET διαύλου n, σε τομή. Διακρίνονται οι περιοχές της πηγής, της πύλης, της υποδοχής και του υποστρώματος. Οι γκριζες περιοχές δηλώνουν ωμικές επαφές με το υπόστρωμα².

Πάνω στο υπόστρωμα δημιουργούνται, με διάχυση ή άλλες τεχνικές, δυο περιοχές ισχυρής νόθευσης, τύπου n+, σε πολύ κοντινή απόσταση μεταξύ τους. Η ελάχιστη απόσταση μεταξύ των περιοχών διάχυσης καθορίζεται από την τεχνολογία κατασκευής, (π.χ. 0.18 μm process). Οι περιοχές αυτές αποτελούν τον απαγωγό D (drain) και την πηγή S (source) του τρανζίστορ. Από κατασκευαστική άποψη δεν υπάρχει διάκριση μεταξύ απαγωγού και πηγής, αφού το MOS τρανζίστορ είναι συμμετρικό στη δομή του, σε αντίθεση με το BJT. Πάνω στο υπόστρωμα και μεταξύ των δυο περιοχών διάχυσης, εναποτίθεται λεπτό στρώμα μονωτικού υλικού, συνήθως, διοξειδίου του πυριτίου, SiO₂. Στη συνέχεια της διεργασίας, πάνω από το μονωτικό υλικό εναποτίθεται αγωγίμο μεταλλικό υλικό. Το μέταλλο αποτελεί την πύλη G (Gate) του τρανζίστορ.

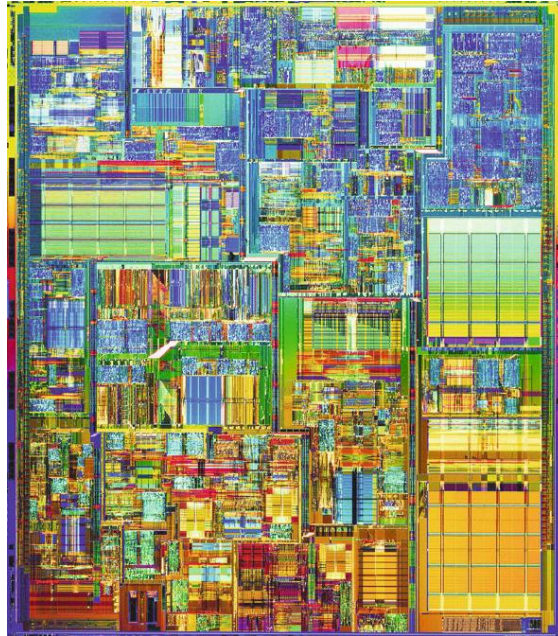
Με την ανάπτυξη των τριών στρωμάτων μετάλλου - οξειδίου - ημιαγωγού, είναι φανερό ότι, σχηματίζεται ένας πυκνωτής, ο οποίος έχει για παράλληλους οπλισμούς την πύλη και το υπόστρωμα και ως διηλεκτρικό το SiO₂. Το ηλεκτρικό πεδίο αυτού του πυκνωτή ελέγχει τη ροή του ρεύματος στο διάυλο ηλεκτρικής αγωγής, που σχηματίζεται, υπό ορισμένες συνθήκες πόλωσης, μεταξύ του απαγωγού D και πηγής S. Στη λειτουργία αυτή θα αναφερθούμε αργότερα. Χαρακτηριστικά γνωρίσματα του MOSFET είναι:

- α) οι πολύ μικρές φυσικές διαστάσεις του. Χρειάζεται περίπου το 20 - 30% της επιφάνειας, που απαιτείται για ένα BJT.
- β) η χαμηλή κατανάλωση ισχύος.
- γ) η μεγάλη αντίσταση εισόδου της τάξης των 10¹⁴ Ω.
- δ) η δυνατότητα κατασκευής με διεργασία επίπεδης διαστρωμάτωσης υλικών (planar process).

Ο συνδυασμός αυτών των χαρακτηριστικών βοηθάει στην ανάπτυξη ολοκληρωμένων κυκλωμάτων μεγάλης κλίμακας ολοκλήρωσης, VLSI, (Very Large Scale Integration) (Σχήματα 2.2 & 2.3)³.



Σχήμα 2.2: (α) Intel TM 11031 KByte (1024 κύτταρα μνήμης) δυναμική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (DRAM), κατασκευασμένη σε 4 πλέγματα με 32 σειρές και στήλες, (1970), διαστάσεις δισκιδίου: $2.9 \times 3.5 \text{ mm}^2$, (b) Intel TM 4004 μικροεπεξεργαστής (1971), διαστάσεις δισκιδίου: $2.8 \times 3.8 \text{ mm}^2$, γραμμές κυκλωμάτων: $10 \mu\text{m}$, 300 MOS τρανζίστορς, συχνότητα λειτουργίας: 108 kHz.

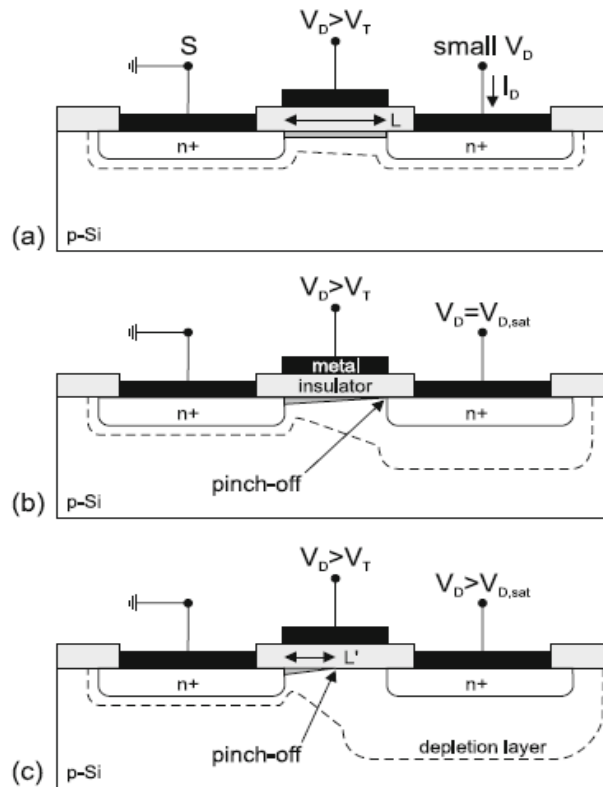


Σχήμα 2.3: Intel TM Pentium 4 μικροεπεξεργαστής (2000), γραμμές κυκλωμάτων: $0.18 \mu\text{m}$, 42 εκατομμύρια τρανζίστορς, συχνότητα λειτουργίας: 1.5 GHz.

2.3 Φυσική Λειτουργία του MOSFET

Για την καλύτερη κατανόηση της λειτουργίας του MOSFET, θα εξετάσουμε διαδοχικά τη συμπεριφορά του σε διαφορετικές συνθήκες πόλωσης, που απεικονίζονται στο Σχήμα.2.4⁴. Σε όλες τις περιπτώσεις θεωρούμε το υπόστρωμα B του τρανζίστορ καθώς και την πηγή S συνδεδεμένα προς τη γη. Η κεντρική ιδέα της λειτουργίας των MOSFET είναι η ακόλουθη: Η εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού μεταξύ πύλης και πηγής δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο το οποίο διαπερνά το διηλεκτρικό της πύλης και δημιουργεί (MOSFET προσαύξησης) ή τροποποιεί (MOSFET διακένωσης) ένα στρώμα αναστροφής. Το στρώμα αναστροφής έχει αντίθετο τύπο αγωγιμότητας από αυτό του υποβάθρου και ταυτόσημο με αυτό των διαχύσεων σε πηγή και απαγωγό. Εάν όλοι οι ακροδέκτες του τρανζίστορ βρίσκονται σε μηδενικό δυναμικό, το τρανζίστορ βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας. Στην κατάσταση αυτή σχηματίζονται δυο δίοδοι μεταξύ των περιοχών υψηλής νόθευσης n^+ και του υποστρώματος. Σε κάθε μια δίοδο διακρίνεται η περιοχή εκκένωσης φορέων. Επομένως, λόγω της παρουσίας των περιοχών αυτών, ο απαγωγός D και η

πηγή S του τρανζίστορ βρίσκονται σε ηλεκτρική απομόνωση μεταξύ τους και άρα $I_{DS} = 0$.



Σχήμα 2.4: (a) MOSFET προσαύξησης n - καναλιού (enhancement NMOS). Δημιουργία του n - καναλιού όταν η θετική τάση V_{GS} ξεπεράσει την τιμή κατωφλίου V_T , (b) Τροποποίηση της μορφής του καναλιού υπό την επίδραση διαφοράς δυναμικού V_{DS} μεταξύ απαγωγού και πηγής και (c) Κατάσταση κορεσμένης αγωγιμότητας (saturated conduction).

Όταν το θετικό δυναμικό της πύλης ξεπεράσει κάποια τιμή, $V_{GS} > V_T$, τότε, η περιοχή του υποστρώματος κάτω από την πύλη αναστρέφεται, δηλαδή, από ημιαγωγός τύπου-p μετατρέπεται σε ημιαγωγό τύπου-n, (Σχήμα 2.4(a)). Επομένως, ένας αγωγίμος διάυλος τύπου-n σχηματίζεται μεταξύ απαγωγού D και πηγής S. Το όριο δυναμικού της πύλης, πάνω από το οποίο προκαλείται η αναστροφή στους φορείς αγωγιμότητας στο τμήμα του ημιαγωγού κάτω από την πύλη, ονομάζεται δυναμικό κατωφλίου και συμβολίζεται ως V_T . Μετά τη δημιουργία του αγωγίμου διαύλου, ρεύμα θα ρέει δι' αυτού, εφ' όσον υπάρξει διαφορά δυναμικού μεταξύ του απαγωγού και της πηγής. Το ρεύμα διαμέσου του διαύλου αγωγιμότητας, είναι ρεύμα ηλεκτρονίων. Τρανζίστορ αυτού του τύπου ονομάζονται τρανζίστορ διαύλου-n ή NMOS. Με ανάλογο τρόπο αναπτύσσονται και τρανζίστορ διαύλου-p ή PMOS. Σ' αυτά φορείς αγωγιμότητας είναι οι οπές. Είναι, ωστόσο, χαρακτηριστικό ότι, το MOSFET είναι μονοπολικό τρανζίστορ, (unipolar), αφού το ρεύμα δι' αυτού συνίσταται από ένα είδος φορέων⁵. Η μορφή του διαύλου αγωγιμότητας εξαρτάται από το δυναμικό του απαγωγού. Για μικρά θετικά δυναμικά απαγωγού, $V_{DS} < V_{GS} -$

V_T , η μορφή του διαύλου είναι σχεδόν ομοιόμορφη, (Σχήμα 2.4(a)), το δε ρεύμα I_{DS} δια του διαύλου μεταβάλλεται σχεδόν γραμμικά με την τάση V_{DS} , (Σχήμα 2.5). Στην περίπτωση αυτή λέμε ότι, το τρανζίστορ λειτουργεί στην ωμική του περιοχή (ohmic or linear region).

Καθώς το δυναμικό του απαγωγού αυξάνεται, το εύρος του διαύλου αλλάζει, δηλαδή, γίνεται πιο ευρύ στην περιοχή της πύλης και στενότερο στην περιοχή του απαγωγού. Αυτό οφείλεται στο ότι, η διαφορά δυναμικού μεταξύ πύλης G και του υποστρώματος B του ημιαγωγού είναι μεγαλύτερη στην περιοχή της πηγής απ' ότι, στην περιοχή του απαγωγού. Για συγκεκριμένη τιμή της V_{GS} υπάρχει μια οριακή τιμή της V_{DS} , $V_{DS} = V_{GS} - V_T$, πέραν της οποίας το εύρος του διαύλου στην περιοχή του απαγωγού στραγγαλίζεται (pinch off), (Σχήμα 2.4(b)). Στην κατάσταση αυτή, το ρεύμα δια μέσου του διαύλου παραμένει σχεδόν σταθερό ανεξάρτητα από την τάση του απαγωγού, (Σχήμα 2.5). Τότε λέμε ότι, το τρανζίστορ λειτουργεί στην περιοχή του κόρου, (saturation region). Μεγαλύτερες τιμές της V_{DS} , πέραν της οριακής τιμής, μειώνουν το ενεργό μήκος του διαύλου, με συνέπεια μια μικρή γραμμική αύξηση του ρεύματος του απαγωγού I_D (Σχήμα 2.4(c)). Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως διαμόρφωση του μήκους του διαύλου (channel length modulation) και δικαιολογεί την κλίση της χαρακτηριστικής $I_{DS} - V_{DS}$ του MOSFET στην περιοχή του κόρου, (Σχήμα 2.5).

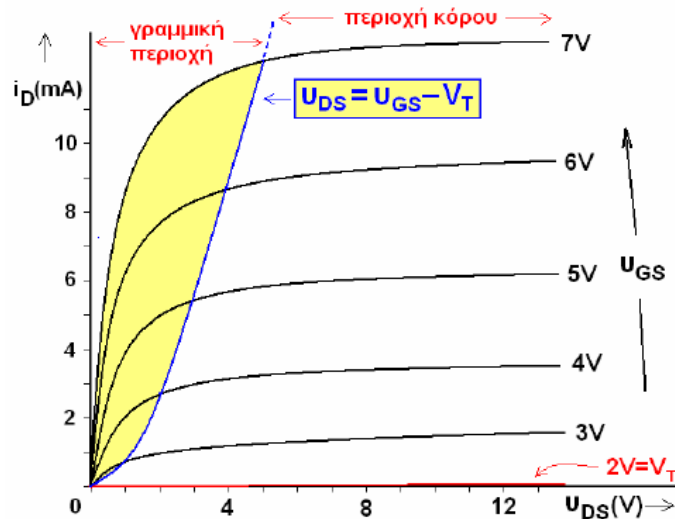
Σύμφωνα με τη φυσική λειτουργία του MOSFET, που περιγράψαμε στην προηγούμενη παράγραφο, η τάση κατωφλίου V_T του τρανζίστορ καθορίζει σημαντικά τη λειτουργία του στοιχείου. Η τιμή της τάσης κατωφλίου εξαρτάται από τη συγκέντρωση των προσμίξεων τύπου-p στο υπόστρωμα του nMOS τρανζίστορ. NMOS τρανζίστορ με θετική τιμή της V_T ονομάζονται MOSFET προσαύξησης. Εάν στην περιοχή του υποστρώματος, κάτω από την πύλη, προστεθεί μικρή ποσότητα προσμίξεων τύπου-n, τότε η τάση κατωφλίου μειώνεται. Εάν προστεθεί ακόμα μεγαλύτερη ποσότητα προσμίξεων τύπου-n, τότε, δημιουργείται κάτω από την πύλη ένας μόνιμος διάυλος αγωγιμότητας τύπου-n, η δε τιμή της V_T καθίσταται αρνητική. NMOS τρανζίστορ με αρνητική τιμή της V_T ονομάζονται MOSFET εκκένωσης.

2.4 Το ρεύμα στις τρεις καταστάσεις λειτουργίας του MOSFET προσαύξησης

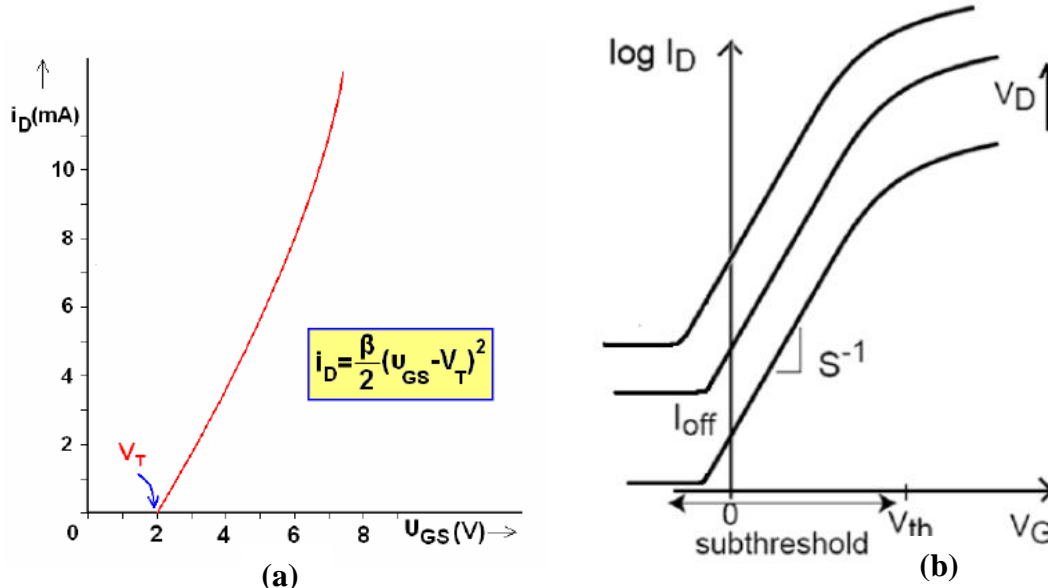
Στα Σχήματα 2.5 και 2.6 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές ρεύματος του MOSFET προσαύξησης. Ο γεωμετρικός τόπος που χωρίζει τη μη κορεσμένη

αγωγιμότητα από την κορεσμένη στο Σχήμα 2.5 αντιστοιχεί στα σημεία εκείνα για τα οποία κλείνει ο δίαυλος στον απαγωγό, και κατά συνέπεια ισχύει:

$$V_{GD} = V_T \Rightarrow V_{GS} - V_{DS} = V_T \Rightarrow V_{DS} = V_{GS} - V_T \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.5: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{ds}$ MOSFET προσαύξησης για αυξανόμενες τάσεις πύλης.



Σχήμα 2.6: (a) Χαρακτηριστική μεταφοράς $I_{ds} - V_{gs}$ MOSFET προσαύξησης. Η χαρακτηριστική μεταφοράς υπολογίζεται για σταθερή τιμή της V_{ds} , (b) Η χαρακτηριστική καμπύλη $I_{ds} - V_{gs}$ για αυξανόμενες τάσεις V_{ds} σε ημιλογαριθμική κλίμακα.

Γενικά για το ρεύμα στις τρεις διαφορετικές καταστάσεις λειτουργίας του MOSFET προσαύξησης n-καναλιού ισχύουν τα ακόλουθα (σύμφωνα με την προσέγγιση φύλλου – φορτίου)^{6,7}:

1. Περιοχή αποκοπής (cut - off ή sub - threshold περιοχή). Στην περιοχή αυτή, που αντιστοιχεί σε $V_{GS} < V_T$, ο δίαυλος κλείνει στη θέση της πηγής (δε σχηματίζεται δηλαδή καθόλου δίαυλος) και το ρεύμα που ρέει μεταξύ πηγής και απαγωγού στην ιδανική περίπτωση είναι μηδέν. Στην πραγματικότητα όμως, λόγω του ότι οι ενέργειες των ηλεκτρονίων ακολουθούν την κατανομή Boltzmann, υπάρχουν πάντα κάποια ενεργητικά ηλεκτρόνια στην πηγή που εισέρχονται στην p-περιοχή και φτάνουν στον απαγωγό δημιουργώντας ένα ρεύμα διαρροής (sub-threshold leakage) που είναι εκθετική συνάρτηση της τάσης V_{GS} . Αυτό το ρεύμα δίνεται από τον τύπο:

$$I_{d,sub} = e \frac{q(V_g - V_T)}{k_B T} \quad (2.2)$$

Για την περιοχή αποκοπής μια σημαντική παράμετρος είναι η αντίστροφη κλίση S της καμπύλης $\log I_{DS} - V_{GS}$ (Σχήμα 2.6(b)). Χαρακτηριστικό είναι πως η ποσότητα αυτή αυξάνεται με την αύξηση των διεπιφανειακών καταστάσεων - παγίδων μεταξύ Si/SiO₂. Το sub-threshold swing υπολογίζεται από τη σχέση:

$$S = \left[\frac{d \log(I_{DS})}{dV_{GS}} \right]^{-1} \left(\frac{mV}{decade} \right) \quad (2.3)$$

2. Περιοχή τριόδου ή γραμμικής λειτουργίας. Οι συνθήκες για να βρεθεί το MOSFET σε αυτήν την περιοχή λειτουργίας είναι: $V_{GS} > V_T$ και $V_{DS} < V_{GS} - V_T$. Το τρανζίστορ αρχίζει να λειτουργεί καθώς τώρα δημιουργείται ένα n - τύπου κανάλι που συνδέει πηγή και απαγωγό και επιτρέπει τη ροή ρεύματος μεταξύ των δύο αυτών περιοχών. Στην περιοχή αυτή το MOSFET συμπεριφέρεται σαν μια αντίσταση ελεγχόμενη από τάση. Μια αντίσταση που ελέγχεται τόσο από την τάση V_{DS} όσο και από την τάση V_{GS} . Λόγω αυτής της εξάρτησης, το ρεύμα I_{DS} που διαρρέει το κανάλι θα γραφεται σαν συνάρτηση των τάσεων V_{DS} και V_{GS} :

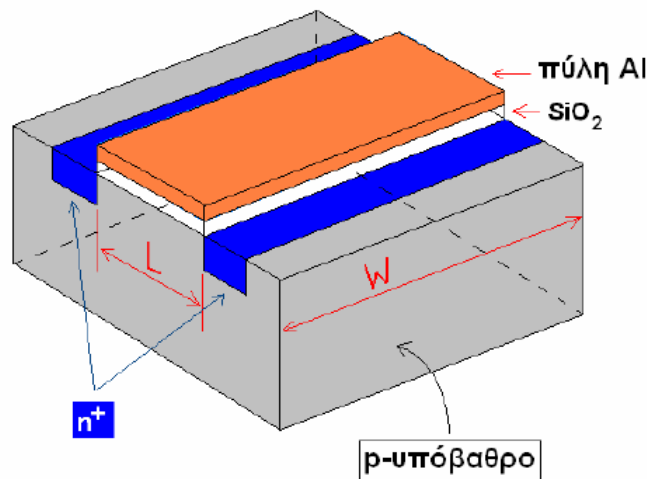
$$\begin{aligned} I_{DS} &= \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] = \\ &= \frac{\mu_n \varepsilon W}{t_{ox} L} \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] = \\ &= \beta \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

όπου μ_n ευκινησία των ελευθέρων φορέων, ε η ηλεκτρική διαπερατότητα του οξειδίου, C_{ox} η χωρητικότητα της πύλης ανά μονάδα επιφάνειας, t_{ox} το πάχος του μονωτικού οξειδίου πύλης, W το εύρος του καναλιού (Σχήμα 2.7), L το μήκος του καναλιού, V_T η τάση κατωφλίου $V_T = V_{FB} + 2\Psi_B + \frac{\sqrt{4\varepsilon q N_A \Psi_B}}{C_{ox}}$ και β ο παράγοντας ενίσχυσης (gain factor) του MOS τρανζίστορ.

3. Περιοχή κόρου (saturation). Οι συνθήκες για να βρεθεί το MOSFET σε αυτήν την περιοχή λειτουργίας είναι: $V_{GS} > V_T$ και $V_{DS} > V_{GS} - V_T$. Το κανάλι - όπως ήδη προαναφέρθηκε - είναι εν μέρει σχηματισμένο. Καλύπτει ένα συγκεκριμένο κλάσμα του συνολικού μήκους L του εν δυνάμει καναλιού, από την πηγή μέχρι ένα μήκος L' , όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.4(c), ενώ στο υπόλοιπο τμήμα μέχρι τον απαγωγό είναι κλειστό. Το ρεύμα κάτω από αυτές τις συνθήκες μπορεί να θεωρηθεί σε πρώτη προσέγγιση ανεξάρτητο της τάσης V_{DS} :

$$I_{DS} = \frac{\mu_n C_{ox}}{2} \frac{W}{L} [(V_{GS} - V_T)^2] = \frac{\beta}{2} [(V_{GS} - V_T)^2] \quad (2.5)$$

Οι εξισώσεις (2.4) και (2.5) ισχύουν και για PMOS τρανζίστορ με τη διαφορά ότι πρέπει ρεύματα και τάσεις έχουν αντίθετο πρόσημο και η ευκινησία των ηλεκτρονίων, μ_n , να αντικατασταθεί από την ευκινησία των οπών, μ_p .



Σχήμα 2.7: MOSFET προσαύξησης n - καναλιού (enhancement NMOS). Γεωμετρικά χαρακτηριστικά.

Παρατηρώντας τις χαρακτηριστικές του Σχήματος 2.5, γίνεται φανερό πως η εξίσωση (2.5) ισχύει μόνο σε πρώτη προσέγγιση αφού οι χαρακτηριστικές στην περιοχή του κόρου δεν είναι οριζόντιες αλλά το ρεύμα I_{DS} παρουσιάζει μια ασθενική αύξηση συναρτήσει της τάσης V_{DS} . Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στη διαμόρφωση του μήκους του διαύλου κατά τη μεταβολή της τάσης V_{DS} και όταν λαμβάνεται υπόψη η εξίσωση (2.5) τροποποιείται στην:

$$I_{DS} = \frac{\beta}{2} [(V_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda V_{DS})] \quad (2.6)$$

όπου λ (το $1/\lambda$ ονομάζεται τάση Early) είναι ένας εμπειρικός παράγοντας διαμόρφωσης του μήκους του καναλιού (channel length modulation factor) που η τιμή του μεταβάλλεται στην περιοχή $0.02 - 0.04 \text{ V}^{-1}$.

Επίσης ο έλεγχος του δυναμικού κατωφλίου, V_T , είναι ένα πολύ βασικό ζήτημα στη μικροηλεκτρονική. Υπάρχουν δύο κύριοι τρόποι για να ρυθμιστεί σε επιθυμητά επίπεδα το δυναμικό κατωφλίου. Ο ένας είναι η μεταβολή, με εμφύτευση ιόντων, της συγκέντρωσης προσμίξεων στη διεπιφάνεια πυριτίου μονωτή και ο άλλος είναι η χρήση μονωτικού υλικού διαφορετικού από το διοξείδιο του πυριτίου. Χαρακτηριστικό παράδειγμα στην τελευταία περίπτωση είναι η χρήση του νιτριδίου του πυριτίου (Si_3N_4) ως μονωτικού υλικού. Το Si_3N_4 έχει διηλεκτρική σταθερά 7.5 ενώ το SiO_2 3.9, γεγονός που σημαίνει ότι αν για το ίδιο πάχος μονωτικού υλικού χρησιμοποιηθεί το νιτρίδιο αντί του διοξειδίου του πυριτίου, το στρώμα που θα προκύψει θα αντιστοιχεί σε λεπτότερο στρώμα διοξειδίου του πυριτίου. Η τάση για περιορισμό των διαστάσεων στη μικροηλεκτρονική έχει οδηγήσει στην αναζήτηση διηλεκτρικών πύλης με υψηλή διηλεκτρική σταθερά.

Το διοξείδιο του πυριτίου έχει χρησιμοποιηθεί ως διηλεκτρικό πύλης εδώ και πολλές δεκαετίες. Καθώς όμως τα τρανζίστορ ολοένα συρρικνώνονται σε μέγεθος, το πάχος του διοξειδίου του πυριτίου που χρησιμοποιείται ως διηλεκτρικό πύλης ολοένα μικραίνει με στόχο την αύξηση της χωρητικότητας πύλης (gate capacitance) και τη βελτιστοποίηση των επιδόσεων. Καθώς όμως το πάχος του οξειδίου πέφτει κάτω από τα 2 nm τα ρεύματα διαρροής λόγω φαινομένου tunneling αυξάνονται δραστικά υποβαθμίζοντας την αξιοπιστία της συσκευής και οδηγώντας σε ανεπιθύμητη κατανάλωση ενέργειας. Η αντικατάσταση του διοξειδίου του πυριτίου από μονωτικό υλικό με υψηλότερη διηλεκτρική σταθερά καθιστά εφικτή την επίτευξη υψηλής χωρητικότητας πύλης χωρίς τα ανεπιθύμητα φαινόμενα ρευμάτων διαρροής. Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση που δίνει τη χωρητικότητα της πύλης (αγνοώντας κβαντομηχανικά φαινόμενα και φαινόμενα δημιουργίας περιοχών διακένωσης από το υπόβαθρο πυριτίου και την πύλη):

$$C = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0 A}{t_{ox}} \quad (2.7)$$

όπου A η επιφάνεια του πυκνωτή που σχηματίζεται και ϵ_0 η ηλεκτρική διαπερατότητα του κενού, γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι αν αντί του στρώματος του διοξειδίου του πυριτίου πάχους κάτω του 1.5 nm, που παρουσιάζει προβλήματα λόγω ρευμάτων διαρροής, χρησιμοποιηθεί ένα διηλεκτρικό υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_{ox} συγκριτικά με αυτήν του SiO_2 πάχους 3 nm τότε μπορεί να επιτευχθεί η ίδια χωρητικότητα χρησιμοποιώντας παχύτερο διηλεκτρικό πύλης και κατ'επέκταση μειώνοντας σημαντικά τα ρεύματα διαρροής. Ήδη από το 2007 εταιρείες όπως οι Intel, IBM, NEC κ.ά. έχουν στα πλάνα τους και έχουν ήδη υλοποιήσει τη μετάβαση σε διηλεκτρικά πύλης υψηλότερης διηλεκτρικής σταθεράς από αυτήν του SiO_2 βασισμένα στο στοιχείο Χάφνιο (Hf), με πιθανότερα διηλεκτρικά τα: HfSiON , HfO_2 και HfSiO ενώ επίσης έχει παρουσιαστεί ενδιαφέρον και για οξείδια ή πυριτίδια του ζirkονίου.

2.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*A Historical Perspective on the Development of MOS Transistors and Related Devices*,” D. Kahng, ZEEE Transactions on Electron Devices, ED - 23,655 (1976).
- ²“*MOSFET Theory and Design*”, R. M. Warner, Jr. and B. L. Grung, Oxford University Press, Oxford, (1999).
- ³“*The Physics of Semiconductors - An Introduction Including Nanophysics and Applications*”, Marius Grundmann, Second Edition, Springer-Verlag Berlin, (2010).
- ⁴“*Physics of Semiconductor Devices*”, S.M. Sze, Willey Interscience, 3rd edition, (2007).
- ⁵“*Operational Modeling of the MOS Transistor*”, Second Edition, Yannis Tsvividis New York: McGraw-Hill, (1999)
- ⁶“*Understanding Modern Transistors and Diodes*”, David L. Pulfrey, Cambridge University Press, (2010).
- ⁷“*Physics of Semiconductor Devices*”, J. P. Colinge and C. A. Colinge, Kluwer Academic Publishers, (2002).

Κεφάλαιο 3: Διηλεκτρικά Υλικά

3.1 Εισαγωγή

Όταν ένα ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να διατηρηθεί με μηδενικές ή σχεδόν μηδενικές απώλειες ισχύος μέσα σε ένα υλικό, τότε αυτό χαρακτηρίζεται ως διηλεκτρικό ή ηλεκτρικός μονωτής. Στην πραγματικότητα το διηλεκτρικό δεν είναι ιδανικός μονωτής, αφού κάποιος αριθμός ηλεκτρονίων το διαπερνά. Εξαιτίας των διαδικασιών αλλαγής πολικότητας του υλικού, μέρος της ηλεκτρικής ενέργειας χάνεται ως θερμότητα. Διηλεκτρικό υλικό είναι επομένως εκείνο που έχει την ικανότητα να αποθηκεύει ενέργεια κατά την επιβολή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Όταν εφαρμόζεται μια σταθερή τάση κατά μήκος των παραλλήλων πλακών - οπλισμών ενός πυκνωτή, με διηλεκτρικό ανάμεσα τους, τότε αποθηκεύεται περισσότερη ενέργεια. Αυτό σημαίνει ότι το διηλεκτρικό αυξάνει την ικανότητα αποθήκευσης ενέργειας στον πυκνωτή, εξουδετερώνοντας κάποια από τα φορτία των ηλεκτροδίων που θα συνέβαλλαν στη διαμόρφωση της συνολικής πεδιακής έντασης μεταξύ των οπλισμών. Η μετρούμενη χωρητικότητα κατά την παρουσία διηλεκτρικού εξαρτάται από τα ηλεκτρικά φορτία του υλικού και σχετίζεται με τη διηλεκτρική σταθερά. Ισχύει η σχέση:

$$C = \epsilon_r C_0 \Rightarrow \epsilon_r = \frac{C}{C_0} \quad (3.1)$$

όπου C , C_0 είναι οι χωρητικότητες με παρουσία διηλεκτρικού και του κενού αντίστοιχα και ϵ_r είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού. Τα διηλεκτρικά υλικά χρησιμοποιούνται στην κατασκευή των πυκνωτών. Είναι τα πλέον κατάλληλα για να εμποδίσουν τη δημιουργία ηλεκτρικών ρευμάτων διαμέσου της μάζας τους, ενώ παράλληλα διατηρούν τις διαφορές δυναμικού στα τμήματα των ηλεκτροτεχνικών διατάξεων και εγκαταστάσεων.

3.2 Μηχανισμοί αγωγιμότητας στα διηλεκτρικά υλικά

Στους μονωτές, ανεξάρτητα το πόσο «καλοί» είναι, κάτω από ορισμένες συνθήκες είναι δυνατό να παρατηρηθεί μεταφορά φορτίου. Μια πληθώρα φαινομένων αγωγιμότητας συμβαίνει όταν μονωτικά υλικά τοποθετηθούν ανάμεσα σε δύο ηλεκτρόδια. Η εξακριβωση του κυρίαρχου μηχανισμού αγωγιμότητας είναι σημαντική για την κατανόηση των χαρακτηριστικών ρεύματος – τάσης της δομής υπό μελέτη. Δύο διευρυμένες κατηγορίες περιγράφουν αυτούς τους μηχανισμούς: μηχανισμοί που περιορίζονται από φράγματα δυναμικού (barrier – limited) και μηχανισμοί που περιορίζονται από τη δομή του υλικού (bulk – limited). Οι μηχανισμοί που περιορίζονται από φράγματα δυναμικού αναπτύσσονται στην εγγύτητα της διεπιφάνειας μεταξύ του μονωτή και των επαφών (ηλεκτροδίων). Η

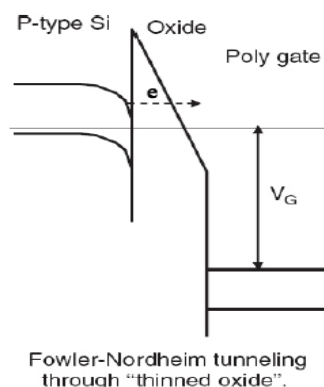
μεταφορά φορτίου μέσα στο μονωτή περιορίζει την αγωγιμότητα. Η εκπομπή Schottky και το φαινόμενο σήραγγας είναι τα πιο αντιπροσωπευτικά παραδείγματα αυτού του είδους του μηχανισμού αγωγιμότητας. Στην περίπτωση των μηχανισμών αγωγιμότητας που περιορίζονται από τη δομή του υλικού, το ρεύμα περιορίζεται από τη μεταφορά φορτίων διαμέσου του μονωτή. Με άλλα λόγια, ενώ αρκετός αριθμός φορέων εγχέεται στο μονωτή, δεν καταφέρνουν να βρεθούν στο άλλο ηλεκτρόδιο λόγω των δυσκολιών που επιβάλλει η δομή του μονωτικού υλικού στη μεταφορά φορτίου. Η εκπομπή Frenkel – Poole και η ενδογενής αγωγιμότητα αποτελούν παραδείγματα αυτού του μηχανισμού. Οι πιθανοί μηχανισμοί αγωγιμότητας που ευθύνονται για τη ροή ρεύματος είναι οι ακόλουθοι:

- Σήραγγας Fowler – Nordheim και τροποποιημένη διέλευση Fowler – Nordheim (Fowler - Nordheim tunneling and modified F – N)
- Άμεσης σήραγγας (Direct tunneling – DT)
- Διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων (Trap assisted tunneling – TAT)
- Αγωγιμότητα με άλματα φορτίου (Hopping conduction)
- Εκπομπή Poole – Frenkel (Poole – Frenkel emission – P – F)
- Αγωγιμότητα περιοριζόμενη από φορτία χώρου (Space charge limited current – SCLC)
- Εκπομπή Richardson – Schottky (Richardson – Schottky emission)

Ανάλογα με τις ιδιότητες του συγκεκριμένου μονωτή (ύψος ενεργειακού φράγματος, ενεργός μάζα ηλεκτρονίων και οπών, παγίδες, κ.ά.), ένας ή δύο μηχανισμοί κυριαρχούν εις βάρος των υπολοίπων για δεδομένη πόλωση.

3.2.1 Μηχανισμός σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim

Είναι ένας κβαντικός μηχανισμός διείσδυσης φορέων με τη βοήθεια του ηλεκτρικού πεδίου, ο οποίος μελετήθηκε το 1928 από τους Fowler και Nordheim¹. Η διάβαση σήραγγας Fowler – Nordheim, είναι ένας από τους πιο βασικούς μηχανισμούς έγχυσης φορέων στις διατάξεις επιπλέουσας πύλης (θα αναφερθούμε σε επόμενο κεφάλαιο), και είμαι ένας μηχανισμός επαγόμενος από ηλεκτρικό πεδίο.



Σχήμα 3.1: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών κατά την ανάπτυξη του μηχανισμού Fowler – Nordheim σε λεπτά οξειδία. Το ηλεκτρικό πεδίο των εγγεόμενων φορέων ισούται με τη μέση τιμή του πεδίου στο οξείδιο. Ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας του Si διαπερνούν μέσω του φαινομένου σήραγγας τον τριγωνικό φραγμό δυναμικού.

Εξαιτίας της ύπαρξης ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας του Si βλέπουν έναν τριγωνικό φραγμό δυναμικού ύψους 3.2 eV (Σχήμα 3.1). Το πλάτος του φραγμού εξαρτάται από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο εντός του οξειδίου (E_{ox}). Αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου (E_{ox}) δημιουργεί μείωση του πλάτους του τριγωνικού δυναμικού. Για ηλεκτρικά πεδία της τάξης των 10 MV / cm, το πλάτος του τριγωνικού φραγμού δυναμικού είναι ~ 3 nm, γεγονός το οποίο επιτρέπει τη μετακίνηση αρκετών ηλεκτρονίων. Η πυκνότητα ρεύματος (J) η οποία δημιουργείται από ένα τέτοιο πεδίο είναι της τάξης των 10^7 A / m². Οι Lenzlinger και Snow² απέδειξαν ότι η πυκνότητα ρεύματος για το μηχανισμό σήραγγας του τύπου Fowler - Nordheim δίνεται από τη σχέση:

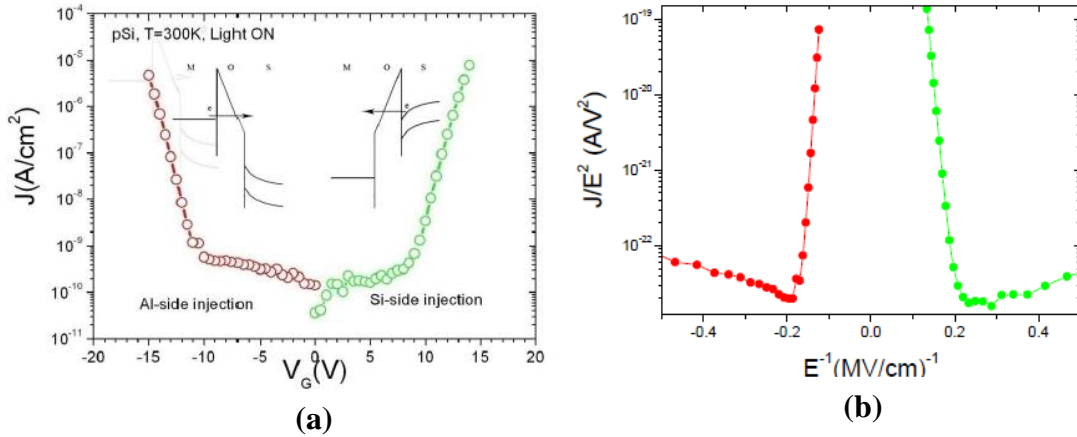
$$J_{FN} = AE_{ox}^2 e^{\left(\frac{B}{E_{ox}}\right)} \quad (3.2)$$

$$\text{όπου } A = \frac{q^3 m_e}{16\pi^2 \hbar m_{ox} \phi_0} = 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{m_e}{m_{ox}} \frac{1}{\phi_0} \left(\frac{A}{V^2}\right),$$

$$B = \frac{4\sqrt{2m_{ox}\phi_0^2}}{3q\hbar} = 6.83 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{m_e}{m_{ox}} \phi_0^2} \left(\frac{V}{cm}\right) \quad \text{και} \quad E_{ox} = \frac{V_{ox}}{d_{ox}} = \frac{V_{app} - V_{FB} - \phi_s}{d_{ox}}. \quad \text{Με } m_e$$

συμβολίζουμε τη μάζα του ηλεκτρονίου, m_{ox} τη μάζα του ηλεκτρονίου εντός του οξειδίου, Φ_0 το φραγμό δυναμικού στη διεπιφάνεια έγχυσης (για τη διεπιφάνεια Si/SiO₂ $\Phi_0 = 3.2$ eV), E_{ox} την ένταση ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου και Φ_s το δυναμικό επιφανείας για το Si (στην κατάσταση απογύμνωσης). Η παράμετρος B υπολογίζεται με τη βοήθεια της γραφικής παράστασης $\log\left(\frac{J}{E_{ox}^2}\right) = f\left(\frac{1}{E_{ox}}\right)$, η οποία πρέπει να είναι ευθεία γραμμή. Γνωρίζοντας το παράγοντα B μπορούμε να υπολογίσουμε το φραγμό δυναμικού Φ_0 .

Ο μηχανισμός σήραγγας τύπου F - N είναι ένας μηχανισμός αγωγιμότητας εξαρτώμενος από το υλικό των ηλεκτροδίων τα οποία χρησιμοποιούνται και όχι ένας μηχανισμός όπου η αγωγιμότητα επηρεάζεται από τα χαρακτηριστικά του οξειδίου. Μόλις τα ηλεκτρόνια έχουν διεισδύσει στο φραγμό ταξιδεύουν στη ζώνη αγωγιμότητας του οξειδίου με την υψηλή κορεσμένη ταχύτητα των 10^7 cm/s³. Αν χρησιμοποιηθούν διαφορετικά μέταλλα ως ηλεκτρόδια, ο φραγμός δυναμικού (Φ_0) θα είναι διαφορετικός. Επίσης η πυκνότητα ρεύματος εξαρτάται από την ενεργό μάζα των φορτίων, η οποία επίσης εξαρτάται από το υλικό των ηλεκτροδίων.

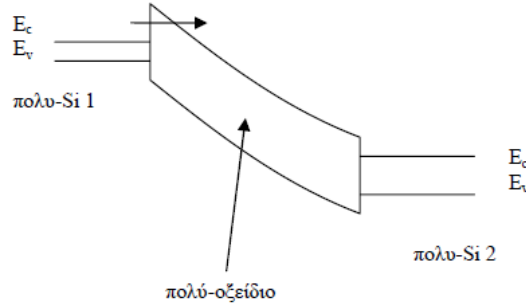


Σχήμα 3.2: (a) Πειραματική χαρακτηριστική $I - V$ που έχει ληφθεί για ένα p - τύπου MOS πυκνωτή, $N_A=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T = 300\text{K}$, πάχος SiO_2 19 nm και επαφές αλουμινίου. Το φως του μικροσκοπίου παρέμενε ανοικτό κατά τη διάρκεια της μέτρησης, προκειμένου να εξασφαλιστεί ένας λογικός αριθμός φορέων μειοψηφίας στην περιοχή της αντιστροφής (πράσινη καμπύλη), (b) Διάγραμμα $F - N$ για τα δεδομένα της προηγούμενης μέτρησης. Είναι φανερό ότι για E^{-1} κάτω από $0.2 \text{ cm} / \text{MV}$ (δηλαδή E παραπάνω από $5 - 6 \text{ MV} / \text{cm}$), η αγωγιμότητα $F - N$ εκδηλώνεται.

3.2.2 Μηχανισμός ενισχυμένης σήραγγας τύπου *Fowler - Nordheim*

Μια ειδική περίπτωση του μηχανισμού σήραγγας $F - N$ έχουμε, όταν στρώμα SiO_2 αναπτύσσεται πάνω σε πολυκρυσταλλικό Si (poly - Si)⁴. Το οξείδιο που αναπτύσσεται με αυτόν τον τρόπο ονομάζεται «πολυοξείδιο». Η διεπιφάνεια πολυοξείδιο/poly - Si εμφανίζει μεγάλη τραχύτητα. Αυτή η τραχύτητα έχει ως αποτέλεσμα να αναπτύσσεται ένα ανομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο εντός του οξειδίου. Στα σημεία με έντονη τραχύτητα το ηλεκτρικό πεδίο πολλαπλασιάζεται με αποτέλεσμα να εμφανίζεται το φαινόμενο σήραγγας σε πολύ μικρότερη μέση τιμή του ηλεκτρικού πεδίου ($\sim 2 \text{ MV} / \text{cm}$ στα πολυοξείδια αντί $10 \text{ MV} / \text{cm}$ σε κανονικό διηλεκτρικό στρώμα SiO_2). Σε αυτά τα σημεία με έντονη τραχύτητα εμφανίζεται υψηλή πυκνότητα ρεύματος λόγω της μεγάλης διέλευσης φορέων. Η υψηλή πυκνότητα του ρεύματος έχει ως αποτέλεσμα να παγιδεύονται τοπικά σε αυτά τα σημεία ηλεκτρικά φορτία. Αυτά τα φορτία, διαμέσου του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργούν, οδηγούν τοπικά σε μείωση του ρεύματος διέλευσης. Έτσι κατά το μηχανισμό ενισχυμένης σήραγγας $F - N$ ενώ, αρχικά εμφανίζεται μη ομογενές ηλεκτρικό πεδίο εντός του οξειδίου τελικά το ηλεκτρικό πεδίο γίνεται ομογενές λόγω της μείωσης της πυκνότητας του ρεύματος διαρροής στα σημεία παγίδευσης των φορέων. Στο Σχήμα 3.3 απεικονίζεται σχηματικά ο μηχανισμός ενισχυμένης σήραγγας. Εδώ η διέλευση των φορέων δε γίνεται διαμέσου του λεπτού οξειδίου, αλλά διαμέσου του πολυοξειδίου μεταξύ των δυο πυλών. Είναι δύσκολο να αναπτυχθεί κάποιο μοντέλο

για αυτόν τον τύπο σήραγγας, λόγω της δυσκολίας να περιγραφεί με ακρίβεια σε πιο σημείο εμφανίζεται το ενισχυμένο ηλεκτρικό πεδίο εξαιτίας της τραχύτητας στη διεπιφάνεια πολύ – Si/πολυοξείδιο.



Σχήμα 3.3: Σχηματική αναπαράσταση μηχανισμού ενισχυμένης σήραγγας F - N. Η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου του πολύ - οξειδίου μεταξύ της απομονωμένης πύλης και της πύλης ελέγχου.

3.2.3 Μηχανισμός άμεσης σήραγγας φορέων, τροποποιημένης σήραγγας τύπου F – N και διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων

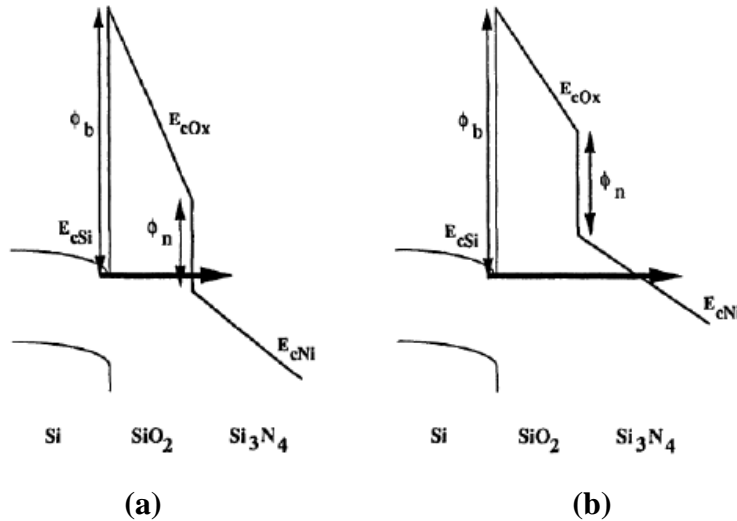
Σε σύγχρονες διατάξεις (MNOS ή NMOS – like) είναι σύνηθες η χρήση στοιβάδων διηλεκτρικών, με αποτέλεσμα να κατασκευάζονται υπέρλεπτα οξείδια πάχους <3 nm. Αυτό έχει ως συνέπεια το ρεύμα έγχυσης μέσω του μηχανισμού σήραγγας να πραγματοποιείται είτε απευθείας (direct) από τη ζώνη αγωγιμότητας του πυριτίου στη ζώνη αγωγιμότητας του νιτρίδιου διαμέσου του φράγματος δυναμικού του οξειδίου (τραπεζοειδής φραγμός), όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.4(a), είτε μέσω του φράγματος δυναμικού του οξειδίου και του νιτρίδιου (τροποποιημένη σήραγγα τύπου F – N τραπεζοειδής και τριγωνικός φραγμός), όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.4(b), είτε διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων του στρώματος του νιτρίδιου (Σχήμα 3.5). Η εκδήλωση των παραπάνω μηχανισμών εξαρτάται έντονα από τις τιμές του ηλεκτρικού πεδίου και το πάχος των οξειδίων. Χρησιμοποιώντας το προσεγγιστικό μοντέλο των Wentel – Kramers - Brillouin (WKB) αποδεικνύεται^{5,6} ότι η πυκνότητα ρεύματος στο μηχανισμό άμεσης διέλευσης δίνεται από τον τύπο:

$$J(V_s, t_{ox}) = \frac{\alpha}{t_{ox}^2} \left\{ - \left[V_B - \frac{V_{ox}(V_s, t_{ox})}{2} \right] \cdot \exp \left[-bt_{ox} \left(V_B - \frac{V_{ox}(V_s, t_{ox})}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] + \left[V_B + \frac{V_{ox}(V_s, t_{ox})}{2} \right] \cdot \exp \left[-bt_{ox} \left(V_B + \frac{V_{ox}(V_s, t_{ox})}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \quad (3.3)$$

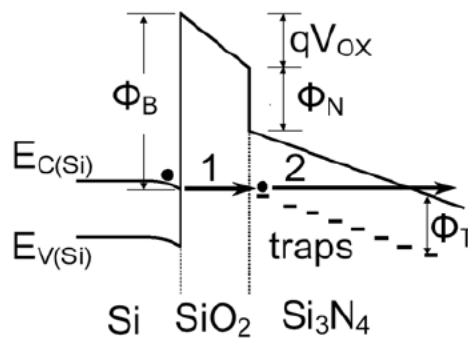
όπου $\alpha = \frac{q^2}{2\pi\hbar}$, $b = \frac{4\pi\sqrt{2m_{ox}q}}{h}$, Όπου q το φορτίο του ηλεκτρονίου, m_{ox} η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο SiO_2 και V_B ο φραγμός δυναμικού μεταξύ πύλης και οξειδίου. Η εφαρμοζόμενη τάση στην πύλη δίνεται από τη σχέση:

$$V_G = V_S + V_{FB} + V_{ox}(V_S, t_{ox}) \quad (3.4)$$

όπου V_S είναι το δυναμικό επιφάνειας ($V_S < 0$ για την περιοχή συσσώρευσης και $V_S > 0$ για την περιοχή απογύμνωσης και αντιστροφής).



Σχήμα 3.4: (a) Σχηματική αναπαράσταση απευθείας διέλευσης διαμέσου φραγμού δυναμικού μεταξύ Si / SiO₂ σε δομή Si / SiO₂ / Si₃N₄, (b) Σχηματική αναπαράσταση μηχανισμού τροποποιημένης σήραγγας Fowler - Nordheim διαμέσου διπλού φραγμού δυναμικού. Ο πρώτος φραγμός είναι μεταξύ Si / SiO₂ ενώ ο δεύτερος φραγμός είναι SiO₂ / Si₃N₄ σε δομή Si / SiO₂ / Si₃N₄.



Σχήμα 3.5: Διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων στο νιτρίδιο, σε δομή Si / SiO₂ / Si₃N₄.

Η παραπάνω εξίσωση (3.3) μπορεί σύντομα να γραφτεί ως εξής^{7,8}:

$$J = \lambda_n \Gamma_{ox}(E_0) \Gamma_n(E_0) \quad (3.5)$$

όπου λ_1 σταθερά, n ο συνολικός αριθμός των φορέων και $\Gamma_{ox}(E_0)$ ο κβαντικός συντελεστής σήραγγας φορέων διαμέσου του οξειδίου ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

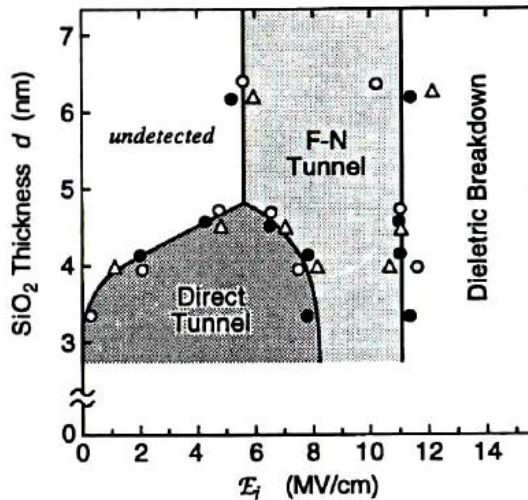
$$\Gamma_{ox}(E_0) = \exp \left\{ -\frac{8\pi\sqrt{2m_{ox}}}{3qhE_{ox}} \cdot \left[(\Phi_B - E)^{\frac{3}{2}} - (\Phi_B - E_{ox}t_{ox} - E)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (3.6)$$

όπου E_{ox} η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εντός του SiO_2 και E η ενέργεια ηλεκτρικών φορέων κατά τη διέλευση διαμέσου του φραγμού δυναμικού (με $\Gamma(E_0)$ συμβολίζεται ο συντελεστής σήραγγας φορέων ο οποίος σχετίζεται με την ενέργεια της πρώτης υποζώνης του Si). $\Gamma_n(E_0)$ είναι ο κβαντικός συντελεστής σήραγγας φορέων διαμέσου του δεύτερου φραγμού ύψους Φ_n . Αυτός ο συντελεστής δίνεται από τη σχέση:

$$\Gamma_n(E_0) = \exp \left\{ -\frac{8\pi\sqrt{2m_n}}{3qhE_n} \cdot \left[(\Phi_B - \Phi_n)^{\frac{3}{2}} - (E_{ox}t_{ox} - E)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (3.7)$$

όπου E_{ox} η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εντός του Si_3N_4 .

Όταν $(\Phi_b - \Phi_n - E_{ox}t_{ox} - E) < 0$ αλλά $(\Phi_b - E_{ox}t_{ox} - E) > 0$ (ισχυρά ηλεκτρικά πεδία), έχουμε άμεση σήραγγα μόνο διαμέσου του πρώτου φραγμού του οξειδίου (Σχήμα 3.4(a)), οπότε $\Gamma_n(E) = 1$. Όταν $(\Phi_b - E_{ox}t_{ox} - E) < 0$ (πολύ ισχυρά ηλεκτρικά πεδία) έχουμε φαινόμενο σήραγγας τύπου F - N. Εάν $(\Phi_b - \Phi_n - E_{ox}t_{ox} - E) > 0$ (ενδιάμεσα ηλεκτρικά πεδία) έχουμε τροποποιημένη διάβαση σήραγγας F - N, οπότε $\Gamma_{ox}(E_0) = 1$ (Σχήμα 3.4(b)). Τέλος εάν $(\Phi_b - \Phi_n - \Phi_t - E_{ox}t_{ox} - E) > 0$ (ασθενή ηλεκτρικά πεδία) είναι δυνατή η διέλευση σήραγγας μέσω παγίδων στο νιτρίδιο (Σχήμα 3.5). Στην απλούστερη περίπτωση μια διάταξης MOS με ένα διηλεκτρικό (SiO_2 για παράδειγμα) ο μηχανισμός άμεσης σήραγγας εκδηλώνεται σε μικρά ηλεκτρικά πεδία σε αντίθεση με τη διάβαση σήραγγας τύπου F - N που απαιτεί υψηλότερα ηλεκτρικά πεδία, σε εξάρτηση πάντα από το πάχος του οξειδίου⁹, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.6.



Σχήμα 3.6: Διάγραμμα των μηχανισμών αγωγιμότητας σε υπέρλεπτο υμένιο SiO₂ συναρτήσει του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

3.2.4 Αγωγιμότητα με άλματα φορτίου και εκπομπή Poole – Frenkel

Αρκετά καινούργια υλικά, υποψήφια ως διηλεκτρικά πύλης υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς, παρουσιάζουν παγίδες και συμπεριφορά παρόμοια με το Si₃N₄, το οποίο έχει μελετηθεί εκτεταμένα τα τελευταία 50 χρόνια. Από τη στιγμή λοιπόν, που τα υμένα Si₃N₄ περιέχουν παγίδες, διακριτές στάθμες και μικρότερο ενεργειακό χάσμα από τα συμβατικά υμένα SiO₂, οι μηχανισμοί αγωγιμότητάς τους είναι αρκετά διαφορετικοί. Μετρώντας τις χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης της δομής Au – Si₃N₄ – Si, με τα διάφορα πάχη νιτριδίου να κυμαίνονται από 30 – 300 nm, ο Sze¹⁰ έδειξε ότι το ρεύμα εξαρτάται από τη δομή (bulk – controlled) παρά από τα ηλεκτρόδια (electrode – controlled). Η πυκνότητα του ρεύματος αγωγιμότητας στο υμένιο του νιτριδίου είναι το άθροισμα τριών συνιστωσών, όλες ελεγχόμενες από το συμπαγές μέρος των υλικών της διάταξης, όπως προτάθηκε από τους Mead¹¹ και Hill¹²:

$$J = J_1 + J_2 + J_3 \quad (3.8)$$

όπου $J_1 = C_1 E_{ox} \exp\left(-\frac{q}{k_B T} \Phi_1\right) \cdot \exp\left(\frac{1}{k_B T} \sqrt{\frac{q^3}{\pi \epsilon_n}} \sqrt{E_{ox}}\right)$ (ρεύμα Poole – Frenkel),

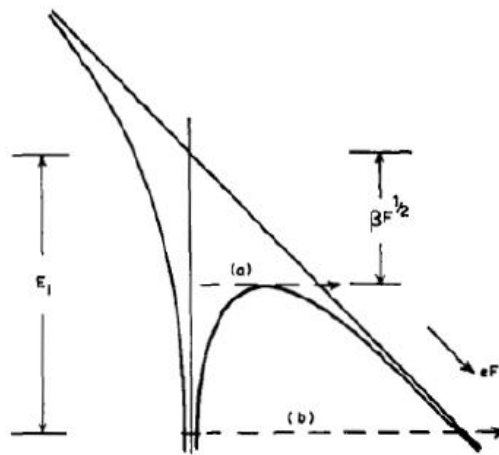
$$J_2 = C_2 E_{ox}^2 e^{\left(-\frac{E_2}{E_{ox}}\right)} \quad (\text{ρεύμα τύπου Fowler – Nordheim}) \quad \text{και} \quad J_3 = C_3 E_{ox} \exp\left(-\frac{q \Phi_3}{k_B T}\right)$$

(ρεύμα με άλματα φορτίου). Στις παραπάνω εξισώσεις E_{ox} είναι το πεδίο στο οξείδιο, Φ_1 είναι το ενεργειακό φράγμα του νιτριδίου, Φ_q είναι το ενεργειακό φράγμα των διακριτών σταθμών νιτριδίου, ϵ_n η διηλεκτρική του σταθερά, k_B η σταθερά Boltzmann και T η απόλυτη θερμοκρασία.

Η πυκνότητα ρεύματος J_1 προέρχεται από τη θερμική διέγερση, ενισχυμένη από το ηλεκτρικό πεδίο, παγιδευμένων ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως εσωτερικό φαινόμενο Schottky ή φαινόμενο Poole – Frenkel¹³. Η σταθερά αναλογίας C_1 είναι συνάρτηση της πυκνότητας των κέντρων παγίδευσης φορέων. Η εξακρίβωση της αγωγιμότητας P – F επιτυγχάνεται σχεδιάζοντας τη γραφική παράσταση $\ln\left(\frac{J}{E}\right) = f(\sqrt{E})$, η οποία πρέπει να είναι ευθεία όπως υποδεικνύει η ακόλουθη εξίσωση:

$$\ln\left(\frac{J}{E_{ox}}\right) = \ln A + \frac{1}{k_B T} \sqrt{\frac{q^3}{\pi \epsilon_n}} \sqrt{E_{ox}} \quad (3.9)$$

με $\ln A = \ln C_1 - \frac{q}{k_B T} \cdot \Phi_1$. Η πυκνότητα ρεύματος J_2 αποδίδεται στον ιονισμό που προκαλεί το πεδίο στα παγιδευμένα ηλεκτρόνια, από πιθανότατα ίδια κέντρα παγίδευσης όπως για την πυκνότητα ρεύματος J_1 , στη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτή είναι μια διαδικασία σήραγγας, κατά κύριο λόγο ανεξάρτητη από τη θερμοκρασία. Οι ποσότητες E_2 και C_2 είναι συνάρτηση της ενεργού μάζας του ηλεκτρονίου και του βάθους του δυναμικού παγίδευσης, που έχει τη μορφή πηγαδιού. Τέλος, η πυκνότητα ρεύματος J_3 οφείλεται σε άλματα φορτίου θερμικά διεγερμένων ηλεκτρονίων από μία διακριτή στάθμη σε άλλη¹⁴. Η διαδικασία αποφέρει μια ωμική χαρακτηριστική $I - V$, εκθετικά εξαρτώμενη από τη θερμοκρασία, με ενέργεια ενεργοποίησης $q\Phi_3$.



Σχήμα 3.7: Το φαινόμενο Poole – Frenkel. Η ενέργεια ιονισμού E_i μειώνεται από το εφαρμοζόμενο πεδίο F , στην κατεύθυνση του πεδίο κατά $\beta F^{1/2}$. Η εκπομπή ηλεκτρονίων δύναται να πραγματοποιηθεί είτε από το επάνω μέρος του ελαττωμένου σε ύψους φραγμού (a), είτε μέσω μετάβαση σήραγγας (b), παράγοντας τις πυκνότητες ρεύματος J_1 και J_2 αντιστοίχως.

3.2.5 Αγωγιμότητα περιοριζόμενη από φορτία χώρου

Αυτός ο μηχανισμός αγωγιμότητας είναι ισχυρά περιοριζόμενος από τη συμπαγή δομή του υλικού και αφορά διηλεκτρικά με υψηλό βαθμό αταξίας στη δομή τους. Αγωγιμότητα περιοριζόμενη από φορτία χώρου παρουσιάζεται σε ένα υλικό όταν ο ρυθμός εκπομπής των φορτίων από το ηλεκτρόδιο είναι μεγαλύτερος από το ρυθμό διάδοσης του φορτίου στο υλικό. Τότε αναπτύσσεται στο εσωτερικό του υλικού μία περιοχή φορτίων χώρου εμποδίζοντας την περαιτέρω διάδοση του φορτίου. Σε χαμηλές τιμές εφαρμοζόμενης τάσης η χαρακτηριστική $I - V$ είναι γραμμική, ενώ καθώς η τάση αυξάνεται οι φορείς παγιδεύονται σε παγίδες του υλικού και η ένταση του ρεύματος αποκτά μια πολυωνυμική εξάρτηση από την εφαρμοζόμενη τάση¹⁵. Αυτή η δυναμική εξάρτηση του ρεύματος (και κατά προέκταση της πυκνότητας ρεύματος) από την τάση συνοψίζεται στην παρακάτω αναλογία:

$$J \propto V^n \quad (3.10)$$

όπου το n εξαρτάται από την κατανομή των κέντρων παγίδευσης (χωρική και ενεργειακή) στο εσωτερικό του διηλεκτρικού.

Υπάρχουν δύο απαιτήσεις που πρέπει να ικανοποιούνται για να παρατηρήσουμε φαινόμενα περιορισμού από φορτία χώρου σε μετρήσιμες τάξεις μεγέθους: (α) ένα τουλάχιστον από τα ηλεκτρόδια πρέπει να έχει καλή ωμική επαφή με το μονωτή ώστε να εξασφαλίζεται η αδιάλειπτη τροφοδοσία του μονωτή με πλεονάζοντα ηλεκτρόνια και (β) ο μονωτής πρέπει να είναι σχετικά ελεύθερος από ατέλειες που παγιδεύουν τους φορείς μειώνοντάς τους την ταχύτητα ολίσθησης και κατά συνέπεια την ένταση του αντίστοιχου ρεύματος.

3.2.6 Εκπομπή Richardson – Schottky

Η εκπομπή Schottky έχει κοινά γνωρίσματα με τη θερμοϊονική εκπομπή ηλεκτρονίων από ένα «ζεστό» μέταλλο στο κενό. Η θερμοϊονική εκπομπή περιγράφεται από την ακόλουθη ισότητα:

$$J = C_{RD} \cdot T^2 \cdot e^{\frac{\Phi_M}{k_B T}} \quad (3.11)$$

όπου Φ_M είναι το έργο εξόδου του μετάλλου και C_{RD} η σταθερά Richardson. Για τη θερμοϊονική εκπομπή τα ηλεκτρόνια πρέπει να αποκτήσουν τουλάχιστον ενέργεια ίση με Φ_M , που είναι τυπικά 4 – 5 eV για τα συνηθισμένα μέταλλα. Τα ύψη των φραγμάτων δυναμικού Schottky (Φ_B), ωστόσο, είναι σημαντικά μικρότερα (στην περιοχή του 1 eV), επειδή τα ηλεκτρόνια χρειάζονται μόνο την ενέργεια για την πρόσβαση στην άδεια ζώνη αγωγιμότητας του διηλεκτρικού. Η τιμή του ύψους του φράγματος δυναμικού εξαρτάται από τις διεπιφάνειες μετάλλου/διηλεκτρικού και διηλεκτρικού/ημιαγωγού. Στο Σχήμα 3.8 συγκρίνονται οι δύο μηχανισμοί αγωγιμότητας.

Η πυκνότητα ρεύματος για την εκπομπή Schottky παρέχεται από την εξίσωση Richardson – Dushman:

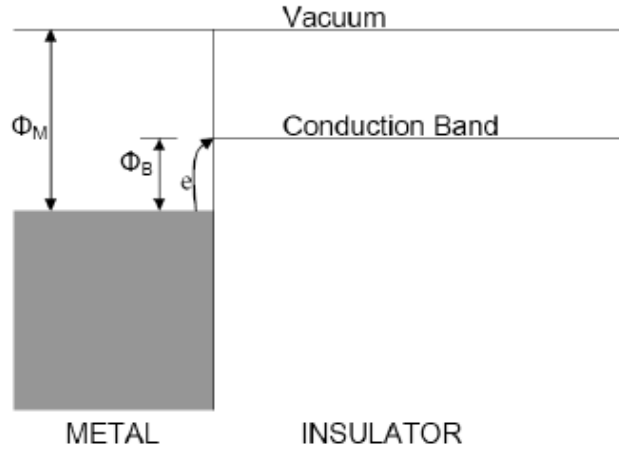
$$J = A \cdot T^2 \cdot \exp \left[\frac{1}{k_B T} \sqrt{\frac{q^2 E_{ox}}{4\pi\epsilon_{ox}}} \right] \quad (3.12)$$

όπου $A = C_{RD} \cdot e^{\frac{\Phi_M}{k_B T}}$. Οι μεταβλητές T και E_{ox} είναι η θερμοκρασία και το πεδίο στο οξειδίο, αντιστοίχως, ενώ οι σταθερές k_B , q και ϵ_{ox} αναπαριστούν τη σταθερά Boltzmann, το ηλεκτρικό φορτίο και τη διηλεκτρική σταθερά, αντιστοίχως¹⁶. Η γραφική παράσταση $\ln\left(\frac{J}{T^2}\right) = f(\sqrt{E})$ πρέπει να δώσει μια ευθεία με την τεταγμένη επί την αρχή να ισούται με $\ln(A)$. Ο προεκθετικός όρος A μπορεί εν συνεχεία να

χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή του ύψους φράγματος δυναμικού Schottky, Φ_B . Η σταθερά Richardson μπορεί να βρεθεί από τη σχέση:

$$C_{RD} = \frac{4\pi q m_{ox} k_B^2}{h^3} \quad (3.13)$$

όπου m_{ox} είναι η ενεργός μάζα των φορέων. Για ελεύθερα ηλεκτρόνια προσεγγιστικά ισούται με $C_{RD} = 120 \text{ A cm}^{-2}\text{K}^{-2}$.



Σχήμα 3.8: Μηχανισμός αγωγιμότητας Schottky. Φ_B είναι το ύψος του φραγμού Schottky. Είναι αξιοσημείωτη η διαφορά ανάμεσα στο φράγμα Schottky και στο φράγμα που απαιτείται από τα ηλεκτρόνια να διαπεράσουν για θερμιονική εκπομπή, Φ_M .

Process	Expression	Voltage & temperature dependence
Tunneling	$J \propto \mathcal{E}_i^2 \exp\left[-\frac{4\sqrt{2}m^*(q\phi_B)^{3/2}}{3q\hbar\mathcal{E}_i}\right]$	$\propto V^2 \exp\left(\frac{-b}{V}\right)$
Thermionic emission	$J = A^{**}T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B - \sqrt{q\mathcal{E}_i/4\pi\epsilon_i})}{kT}\right]$	$\propto T^2 \exp\left[\frac{q}{kT}(a\sqrt{V} - \phi_B)\right]$
Frenkel-Poole emission	$J \propto \mathcal{E}_i \exp\left[\frac{-q(\phi_B - \sqrt{q\mathcal{E}_i/\pi\epsilon_i})}{kT}\right]$	$\propto V \exp\left[\frac{q}{kT}(2a\sqrt{V} - \phi_B)\right]$
Ohmic	$J \propto \mathcal{E}_i \exp\left(\frac{-\Delta E_{ac}}{kT}\right)$	$\propto V \exp\left(\frac{-c}{T}\right)$
Ionic conduction	$J \propto \frac{\mathcal{E}_i}{T} \exp\left(\frac{-\Delta E_{ai}}{kT}\right)$	$\propto \frac{V}{T} \exp\left(\frac{-d'}{T}\right)$
Space-charge-limited	$J = \frac{9\epsilon_i\mu V^2}{8d^3}$	$\propto V^2$

A^{**} = effective Richardson constant. ϕ_B = barrier height. \mathcal{E}_i = electric field in insulator. ϵ_i = insulator permittivity. m^* = effective mass. d = insulator thickness. ΔE_{ac} = activation energy of electrons. ΔE_{ai} = activation energy of ions. $V \approx \mathcal{E}_i d$. $a \approx \sqrt{q/4\pi\epsilon_i d}$. b , c , and d' are constants.

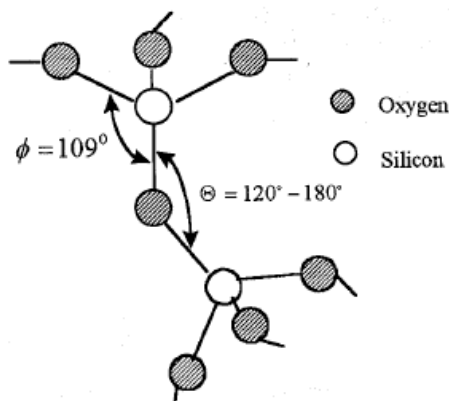
Σχήμα 3.9: Σύνοψη των μηχανισμών αγωγιμότητας που έχουν παρουσιαστεί για τα διηλεκτρικά υλικά. Παρουσιάζεται επίσης η χαρακτηριστική τους εξάρτηση από την τάση και τη θερμοκρασία¹⁷.

3.3 Το διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2)

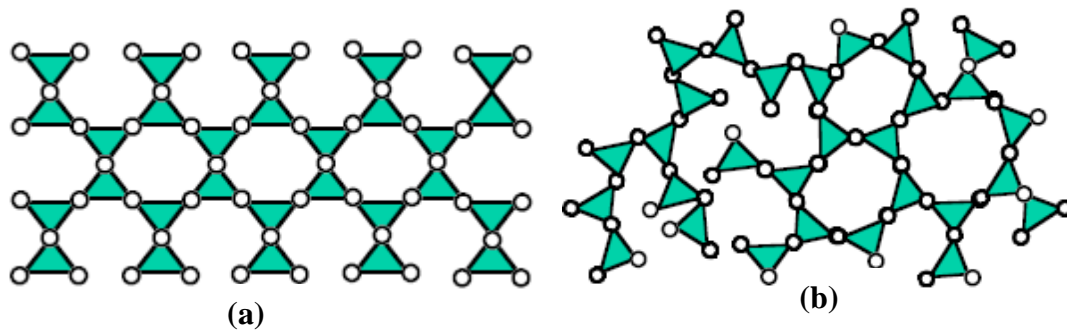
Το SiO_2 είναι το πιο σημαντικό υλικό στην τεχνολογία Si, ίσως περισσότερο και από το ίδιο το Si. Και αυτό, διότι ενώ το Ge και το GaAs παρουσιάζουν υψηλότερη ευκινησία ηλεκτρονίων από ότι το Si, δε χρησιμοποιούνται ευρέως, κυρίως διότι δεν έχουν φυσικό οξείδιο να προστατεύει την επιφάνεια τους, ούτε σταθερό θερμικό οξείδιο ως διηλεκτρικό. Η ύπαρξη σταθερού διηλεκτρικού αποτελεί κύρια παράμετρο στο σχεδιασμό ενός συστήματος επεξεργασίας πληροφορίας (π.χ. τρανζίστορ, αισθητήρες, διατάξεις μνήμης, κ.α.) για τη δημιουργία στο υλικό ενεργειακών φραγμών για τα ηλεκτρόνια (\rightarrow φορείς της πληροφορίας). Κάθε, λοιπόν, ηλεκτρονική διάταξη πρέπει να περιέχει τουλάχιστον ένα ενεργειακό φραγμό, για να ελέγχει τη θέση και τη ροή των ηλεκτρονίων. Η παρασκευή του SiO_2 είναι μια θερμική διεργασία που πραγματοποιείται είτε στους κλασσικούς φούρνους οξείδωσης σε υψηλές θερμοκρασίες (850 – 1000 °C), είτε σε αντιδραστήρες πλάσματος με χημική εναπόθεση από ατμό σε χαμηλές θερμοκρασίες (<400 °C), είτε με την πρόσφατη τεχνική της ατομικής εναπόθεσης στοιβάδων (Atomic Layer Deposition – ALD) σε θερμοκρασίες >400 °C. Αξίζει να σημειώσουμε ότι η τεχνική ALD αποτελεί ίσως τη μόνη αξιόπιστη μέθοδο για την εναπόθεση υπέρλεπτων στοιβάδων, και αναμένεται η διεύρυνση της χρήσης στην εποχή της νανοτεχνολογίας.

3.3.1 Η δομή του διοξειδίου του πυριτίου

Η πρωταρχική δομική μονάδα ενός στερεού που αποτελείται από SiO_2 , είναι το τετραέδρο SiO_4 . Η τοπική ατομική διάταξη του τετραέδρου, με γωνία δεσμού 109° μεταξύ $\text{O} - \text{Si} - \text{O}$ (Σχήμα 3.10), διατηρείται σε όλες τις μορφές του SiO_2 (άμορφο, κρυσταλλική, υαλώδης) (Σχήμα 3.11). Το άμορφο SiO_2 (το οποίο μας ενδιαφέρει) επιδεικνύει ακόμη τον τοπικό προσανατολισμό ενός τετραέδρου. Η σύνδεση αυτών των τετραέδρων προκειμένου να σχηματιστεί ένα στερεό επιτυγχάνεται με τη συνένωση των τετραέδρων στα άκρα τους. Η γωνία συνένωσης ανάμεσα στα άτομα $\text{Si} - \text{O} - \text{Si}$, στα άκρα διπλανών τετραέδρων, φαίνεται στο Σχήμα 3.10. Αυτή η γωνία, που κυμαίνεται γενικά από $120^\circ - 180^\circ$, παράγει το συνεχές δίκτυο τυχαία κατανομημένων τετραέδρων για το σχηματισμό του άμορφου SiO_2 .

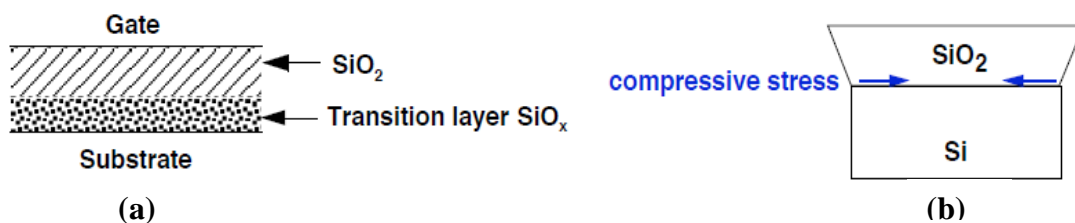


Σχήμα 3.10: Η μικροδομή του SiO_2 επιβάλλει μια δομή ενεργειακών ζωνών με ένα μεγάλο ενεργειακό χάσμα ($\sim 9\text{eV}$)¹⁸.

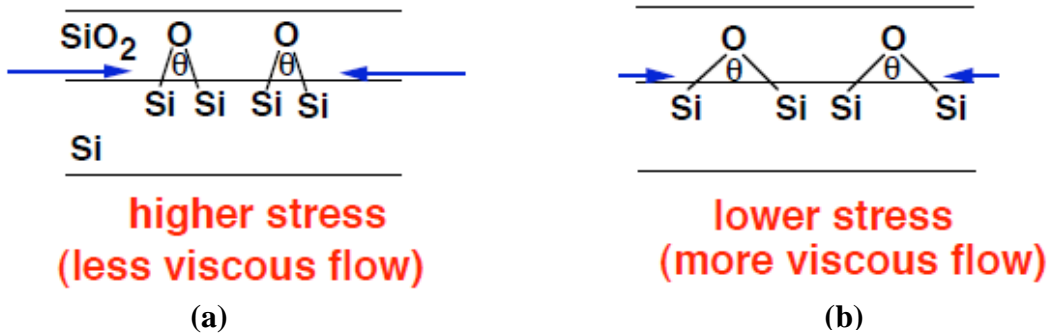


Σχήμα 3.11: (a) Κρυσταλλική μορφή SiO_2 (quartz – πυκνότητα $2.65 \text{ gr} / \text{cm}^3$), (b) άμορφο SiO_2 (πυκνότητα $2.2 \text{ gr} / \text{cm}^3$).

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε δύο σημαντικά ελαττώματα του SiO_2 , που αποτελούν μια ενοχλητική πηγή προβλημάτων στις ολοένα και μικρότερες διαστάσεις. Το πρώτο παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.12(a) και αναφέρεται στο σχηματισμό στη επιφάνεια του Si μόλις εκτεθεί στον αέρα του φυσικού ή αυτογενές οξειδίου (native oxide), με αποτέλεσμα την αύξηση των παγίδων και των διεπιφανειακών καταστάσεων. Η αντιμετώπισή του συνίσταται στη χρήση HF στο τελικό στάδιο καθαρισμού της επιφάνειας του Si, με στόχο τη μετατροπή της σε υδροφοβική, με υδρογονωμένους τους ελεύθερους δεσμούς. Το δεύτερο εικονίζεται στο Σχήμα 3.12(b) και οφείλεται στην ίδια τη διαδικασία της οξείδωσης. Λόγω της διαφοράς μοριακής πυκνότητας μεταξύ Si και SiO_2 (Si: $28 \text{ gr} / \text{mol}$, SiO_2 : $60 \text{ gr} / \text{mol}$), το παραγόμενο υμένιο SiO_2 διογκώνεται σε σχέση με το Si (συγκεκριμένα κατά τη θερμική οξείδωση έχουμε αύξηση όγκου κατά 126% από $\text{Si} \rightarrow \text{SiO}_2$). Η διόγκωση του υλικού κατά την οξείδωση δημιουργεί φαινόμενα τάσεων, ιδιαίτερα κατά την οξείδωση μη επίπεδων επιφανειών. Άλλη συνέπεια της διόγκωσης είναι ότι δημιουργούνται ελεύθεροι δεσμοί στη διεπιφάνεια, οι οποίοι δρουν σαν παγίδες ελεύθερων φορέων. Για την ελαχιστοποίηση των παγίδων, γίνεται ανόπτηση σε υψηλή θερμοκρασία υπό ροή αερίου N_2 ή μείγματος 90% N_2 / 10% H_2 (forming gas). Επίσης κατά την οξείδωση καταναλώνεται πυρίτιο (για SiO_2 πάχους t , καταναλώνεται στρώμα Si πάχους $0.45t$).



Σχήμα 3.12: (a) Δομική ανομοιογένεια κατά τη μετάβαση από το Si στο SiO₂, με το σχηματισμό ενός στρώματος από υποστοιχειομετρικό SiO_x, (b) ανάπτυξη συμπιεστικών τάσεων λόγω της διόγκωσης του παραγόμενου SiO₂.

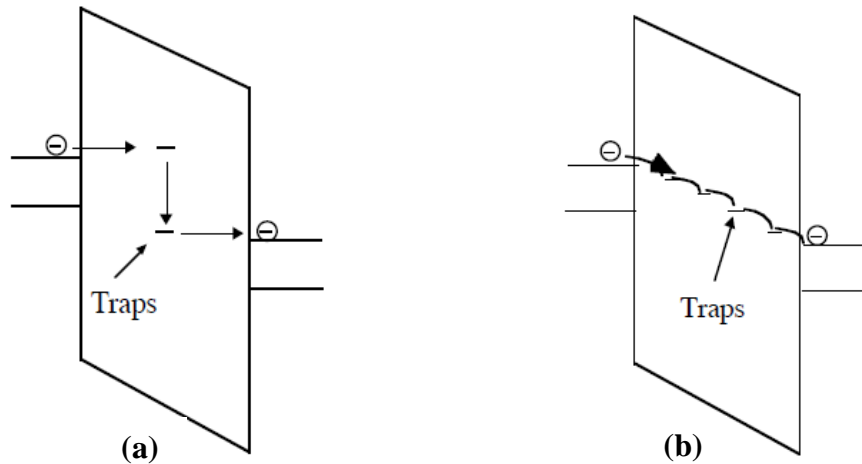


Σχήμα 3.13: Εξαιτίας των τάσεων που αναπτύσσονται στη διεπιφάνεια Si – SiO₂, οι δεσμοί Si – O παραμορφώνονται είτε ισχυρά (a) είτε ασθενώς (b), με αποτέλεσμα να απαιτείται μικρότερη ενέργεια για τη διάρρηξή τους^{19,20}.

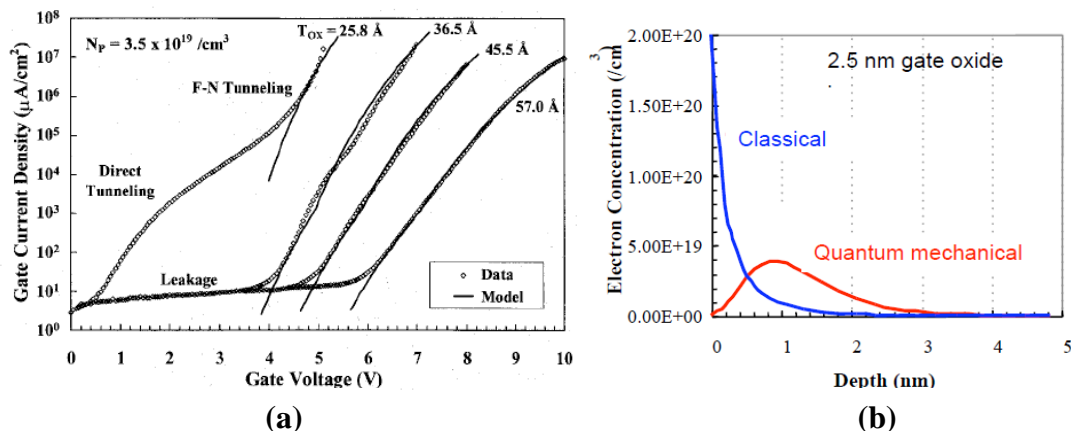
Η επίδραση της διόγκωσης είναι εντονότερη σε πολύ λεπτά υμένα, έχοντας ως αποτέλεσμα τη μεγάλη μείωση της τάσης κατάρρευσης του διηλεκτρικού²¹.

3.3.2 Διέλευση Φορτίου από το διοξείδιου του πυριτίου

Το SiO₂ είναι ένας μονωτής με ειδική αντίσταση της τάξεως του 10⁵ Ω cm, που όμως δεν είναι άπειρη. Κατά συνέπεια σε μια διάταξη με το συγκεκριμένο διηλεκτρικό μπορούν να διέλθουν θεωρητικά ηλεκτρόνια μέσα από το οξείδιο σε οποιαδήποτε εφαρμοζόμενη τάση. Απλά για μεσαία ηλεκτρικά πεδία στο οξείδιο ($E_{ox} < 5 \times 10^6$ V / cm) τα προκύπτοντα ρεύματα διαρροής είναι αμελητέα. Για μεγαλύτερα όμως ηλεκτρικά πεδία τα ρεύματα αυτά αυξάνονται ραγδαία με την εφαρμοζόμενη τάση (για παράδειγμα πριν μερικά χρόνια σε έναν αναστροφέα CMOS εφαρμοζόταν τάση 5 V σε οξείδιο πάχους 500 Å, ενώ στις μέρες μας έχουμε πτώση τάσης 2 – 3 V σε οξείδια πάχους μόλις 40 Å. Είναι κάτι παραπάνω από εμφανές η αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου). Τα ηλεκτρόνια για να διέλθουν στο οξείδιο πρέπει να υπερνικήσουν ένα φραγμό δυναμικού της τάξεως των $q\Phi_{ox} = 3.2$ eV. Κάτι τέτοιο λίγα ηλεκτρόνια το κατορθώνουν. Τα περισσότερα διέρχονται στο οξείδιο μέσω του κβαντομηχανικού φαινομένου σήραγγας, το οποίο ευνοείται είτε όταν κατά τη διάρκεια της εξωτερικής πόλωσης το εύρος του φραγμού στενεύει είτε, όταν τα ηλεκτρόνια αποκτούν μεγάλη ενέργεια, ώστε να διαπεράσουν τον πλήρη φραγμό έχοντας αυξημένο συντελεστή διέλευσης. Οι δύο παραπάνω μηχανισμοί είναι οι μηχανισμοί σήραγγας Fowler – Nordheim και άμεσης σήραγγας (direct tunneling). Επίσης, οι ελεύθεροι φορές αξιοποιώντας τις παγίδες του οξειδίου, μπορούν να διέλθουν μέσα από αυτό μέσω του στοχαστικού φαινομένου της σήραγγας, ακόμα και σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία^{22,23} (Σχήμα 3.14).



Σχήμα 3.14: (a) Ρεύμα σήραγγας που αποδίδεται στην παρουσία παγίδων στο διηλεκτρικό, (b) η αύξηση της πυκνότητας παγίδων θα αποφέρει μεγαλύτερο ρεύμα διαρροής. Η ηλεκτρική καταπόνηση (electrical stress) μπορεί να αυξήσει τον αριθμό των παγίδων. Το αντίστοιχο ρεύμα καλείται ρεύμα διαρροής επαγόμενο από την καταπόνηση (Stress Induced Leakage Current - SILC)²⁴.



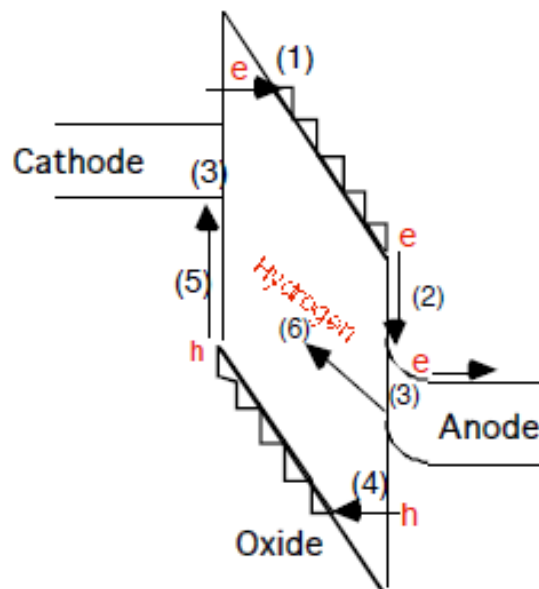
Σχήμα 3.15: (a) Χαρακτηριστικές ρεύματος σήραγγας συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης για διάφορα πάχη ενός λεπτού υμενίου SiO_2 . Είναι αξιόλογο το ρεύμα διαρροής που οφείλεται στα 25.8 Å SiO_2 , λόγω του μηχανισμού της άμεσης σήραγγας (direct tunneling)²⁵, (b) Συγκέντρωση των ηλεκτρονίων ως συνάρτηση της απόστασης από τη διεπιφάνεια Si/SiO_2 όπως προβλέπεται από το κλασσικό και το κβαντομηχανικό μοντέλο για μια δομή MOS²⁶.

3.3.3 Διηλεκτρική κατάρρευση

Η διεπιφάνεια Si/SiO_2 , λόγω της απότομης μετάβασης από το περιοδικό κρυσταλλικό πλέγμα του πυριτίου στην άμορφη διευστάθεια του διοξειδίου του, εμφανίζει παγίδες φορτίου, οι οποίες οφείλονται στο γεγονός ότι ένας από τους τέσσερις ομοιοπολικούς δεσμούς καθενός από τα άτομα της επιφάνειας του πυριτίου μένει ελεύθερος και αιωρείται (η παγίδα φορτίου δεν είναι τίποτα άλλο από μια ενεργειακή κατάσταση μέσα στην απαγορευμένη περιοχή του ενεργειακού χάσματος

του πυριτίου στη διεπιφάνεια με το οξείδιο ή πολύ κοντά σ' αυτή, που μπορεί να ανταλλάσει φορτία με το πυρίτιο σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα κατά τις μεταξύ των ζωνών μεταβάσεις των φορτίων). Ως αποτέλεσμα έχουμε την ύπαρξη ενός μεγάλου αριθμού παγίδων στη διεπιφάνεια με αντίστοιχη πυκνότητα D_{it} . Οξείδια που έχουν αναπτυχθεί θερμικά ή έχουν εναποτεθεί περιέχουν παγίδες και στο εσωτερικό τους, οι οποίες μπορούν να παγιδεύσουν ηλεκτρόνια και οπές. Ωστόσο ένα καλής ποιότητας θερμικό οξείδιο περιέχει πολύ λίγες τέτοιες παγίδες, σε αντίθεση με τα εναποτιθέμενα οξείδια. Επίσης, όπως είδαμε προηγουμένως, η ηλεκτρική καταπόνηση μπορεί να δημιουργήσει καινούργιες παγίδες στη διεπιφάνεια και στο εσωτερικό του οξειδίου. Το σύνολο των παγίδων είναι καθολικά υπεύθυνο για τα προβλήματα και την καταστροφή των διηλεκτρικών. Αυτή λαμβάνει χώρα όταν υψηλά πεδία εφαρμοστούν στο υμένιο του οξειδίου και ένας μεγάλος αριθμός φορτίων διέρχεται από αυτό. Καθώς αυξάνεται η εφαρμοζόμενη τάση, τα ρεύματα που οφείλονται σε αυτά τα φορτία αυξάνονται ραγδαία, με αποτέλεσμα από μια τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης και μετά το οξείδιο να χάνει τις μονωτικές ιδιότητες. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διηλεκτρική κατάρρευση του οξειδίου (dielectric breakdown).

Αρκετά μοντέλα^{27,28,29} έχουν αναπτυχθεί από διάφορες ερευνητικές ομάδες προκειμένου να εξηγηθεί η υποβάθμιση των διηλεκτρικών ιδιοτήτων ενός μονωτή και εν τέλει η κατάρρευσή του. Το βασικό στοιχείο των μοντέλων απεικονίζεται στο Σχήμα 3.16.

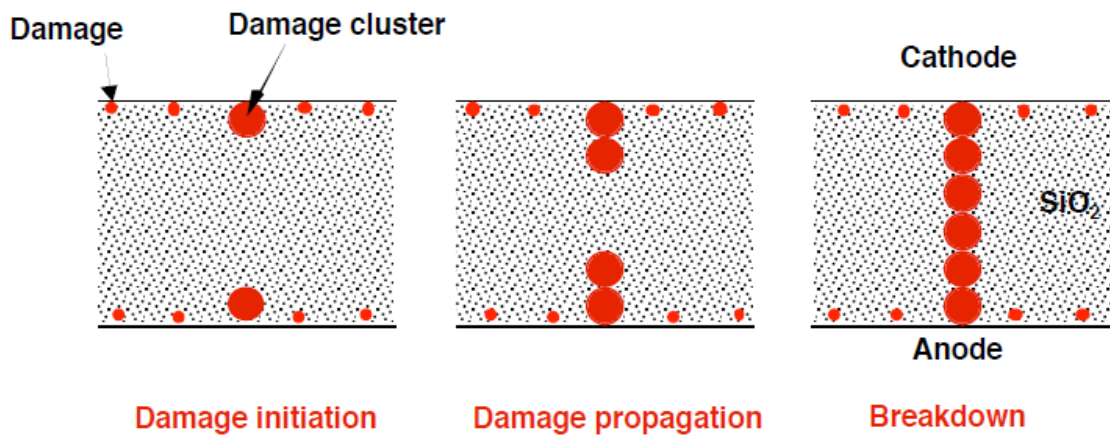


Σχήμα 3.16: Διάγραμμα μηχανισμών διηλεκτρικής υποβάθμισης: (1) έγχυση ηλεκτρονίων, (2) απελευθέρωση ενέργειας από ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας (θερμά ηλεκτρόνια), (3) σπάσιμο επιφανειακών δεσμών και δημιουργία παγίδων, (4) παραγωγή οπών υψηλής ενέργειας (θερμών οπών), (5) απελευθέρωση ενέργειας από θερμή οπή και δημιουργία νέων παγίδων στο εσωτερικό του μονωτή, (6) απελευθέρωση υδρογόνου και δημιουργία παγίδων.

Εάν το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά υψηλό, χάρη στη διάβαση σήραγγας Fowler – Nordheim ή στην έγχυση θερμών ηλεκτρονίων (το φαινόμενο θα αναλυθεί στο επόμενο κεφάλαιο), είναι εφικτή η διείσδυση ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας του οξειδίου. Ωστόσο η παρεχόμενη ενέργεια από το πεδίο χάνεται από τις σκεδάσεις στο άμορφο πλέγμα του οξειδίου είτε στο κρυσταλλικό του πυριτίου. Κάποια από τα ηλεκτρόνια χάνουν όλη την ενέργειά τους στο οξείδιο και παγιδεύονται σ' αυτό, εάν υπάρχουν παγίδες στο εσωτερικό του. Αρκετά ηλεκτρόνια, όμως, συνεχίζουν την πορεία τους στη ζώνη αγωγιμότητας του οξειδίου και τελικά στην άνοδο μεταπίπτουν στη ζώνη αγωγιμότητας του πυριτίου, χάνοντας την πλεονάζουσα ενέργειά τους, που μπορεί να είναι 3 – 9 eV. Η απόδοση αυτής της ενέργειας στον κρυστάλλο μπορεί να προκαλέσει ζημιά μέσω αρκετών τρόπων:

- Σπάσιμο δεσμών μεταξύ Si – O στη διεπιφάνεια. Οι αιωρούμενοι δεσμοί αποτελούν παγίδες τόσο για ηλεκτρόνια όσο και για οπές.
- Απελευθέρωση υδρογόνου στη διεπιφάνεια, το οποίο είναι δυνατόν να έχει ενσωματωθεί στη διάταξη κατά τη διάρκεια των διεργασιών παρασκευής του οξειδίου^{30,31,32}. Η απελευθέρωση υδρογόνου αφήνει αιωρούμενους δεσμούς πυριτίου στη διεπιφάνεια, με αποτέλεσμα την αύξηση των παγίδων. Το ατομικό υδρογόνο χρησιμοποιείται για την αδρανοποίηση διεπιφανειακών καταστάσεων. Εισάγεται ύστερα από τη διαδικασία της επιμετάλλωσης κατά τη διάρκεια ενός βήματος ανόπτησης με forming gas στους 400 – 450 °C. Αδρανοποιεί τις παγίδες σχηματίζοντας δεσμούς τύπου Si – O – H. Παρόλα αυτά, οι δεσμοί είναι πολύ ασθενείς και μπορούν εύκολα να σπάσουν από θερμές οπές. Το υδρογόνο μπορεί επίσης να προέρχεται και από άλλα βήματα διεργασιών, όπως plasma CVD ή LPCVD για το σχηματισμό SiO₂ ή Si₃N₄.
- Ιονισμό λόγω κρούσης στη διεπιφάνεια και παραγωγή και άλλων θερμών ηλεκτρονίων και οπών^{33,34}. Οι θερμές οπές μπορούν να εγχυθούν στη ζώνη σθένους του οξειδίου μέσω σήραγγας F – N και να προκαλέσουν, παρόμοια με την περίπτωση των θερμών ηλεκτρονίων, δημιουργία παγίδων. Αξίζει να σημειώσουμε ότι η έγχυση θερμών ηλεκτρονίων είναι περισσότερο πιθανή από την έγχυση οπών, διότι (α) τα ηλεκτρόνια έχουν πιο μικρή ενεργό μάζα, οπότε μπορούν να κερδίσουν πιο εύκολα ενέργεια από το πεδίο σε σχέση με τις οπές και (β) ο φραγμός δυναμικού στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ είναι μεγαλύτερος για τις οπές (4.6 eV) από ότι για τα ηλεκτρόνια (3.2 eV).
- Άλλο μοντέλο³⁵ ισχυρίζεται ότι το ηλεκτρικό πεδίο καθ' αυτό, μπορεί να προκαλέσει πόλωση των δεσμών της διεπιφάνειας και τελικά διάρρηξη, κάτω από ένα συνδυασμό ηλεκτρικής καταπόνησης και θερμικής ενέργειας που μεταδίδεται σ' αυτούς.

Όλα τα παραπάνω μοντέλα έχουν ένα κοινό σημείο, ότι η ζημιά προέρχεται από τη διάρρηξη των δεσμών, ενώ τα παγιδευμένα φορτία μπορούν να προκαλέσουν μεταβολή των ιδιοτήτων της διάταξης. Εάν η ζημιά είναι εκτεταμένη, πραγματοποιείται κατάρρευση του οξειδίου. Από τη στιγμή που η κατάρρευση συνοδεύεται από φυσικούς μηχανισμούς, είναι μη αντιστρεπτή. Δύο τύποι διηλεκτρικών καταρρέσεων παρατηρούνται συνήθως στις διατάξεις πυριτίου: η απότομη κατά την οποία η τιμή της έντασης του ρεύματος αυξάνεται κατά αρκετές τάξεις μεγέθους για μια ορισμένη τιμή του εφαρμοζόμενου πεδίου ή σε μια ορισμένη χρονική στιγμή και η βαθμιαία, κατά την οποία το ρεύμα αυξάνεται σταδιακά, μέχρις ότου ξεπεράσει μια ορισμένη τιμή, που θεωρείται ως όριο για τις μονωτικές ιδιότητες του οξειδίου. Επίσης μπορεί να γίνει η διάκριση σε ενδογενή και εξωγενή κατάρρευση (Σχήματα 3.17 & 3.18).



Σχήμα 3.17: Απεικόνιση της ενδογενούς κατάρρευσης του SiO_2 .



Σχήμα 3.18: Απεικόνιση της εξωγενούς κατάρρευσης του SiO_2 .

Στην ενδογενή κατάρρευση η ζημιά αρχίζει σε όλη τη διεπιφάνεια του υμενίου, ωστόσο η κατάρρευση του οξειδίου δε συμβαίνει ομοιόμορφα σε ολόκληρη τη διεπιφάνεια. Συνήθως βρίσκει ένα «αδύνατο σημείο» για το σχηματισμό ενός συσσωματώματος. Η ζημιά αρχίζει στην άνοδο (πρωτεύων ζημιά) και στην κάθοδο (δευτερεύων ζημιά). Τελικά η ζημιά διαδίδεται σε ολόκληρο το πάχος του διηλεκτρικού, έχοντας σχηματίσει ένα αγώγιμο μονοπάτι, που οδηγεί στην οριστική κατάρρευση του διηλεκτρικού. Τέτοιου είδους κατάρρευση είναι συνήθης σε

διηλεκτρικά που παράγονται σε διεργασίες με χαμηλό αριθμό μολύνσεων. Αντίθετα, στην εξωγενή κατάρρευση η ζημιά αρχίζει από μια εξωγενή ατέλεια στο οξείδιο, που προέρχεται πιθανότατα από τη διαδικασία της εναπόθεσης (και αποτελεί εφιάλτη για τις τεχνικές εναπόθεσης). Σταδιακά επηρεάζει το υπόλοιπο μέρος του διηλεκτρικού, προοικαλώντας την κατάρρευση του.

3.4 Υλικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς

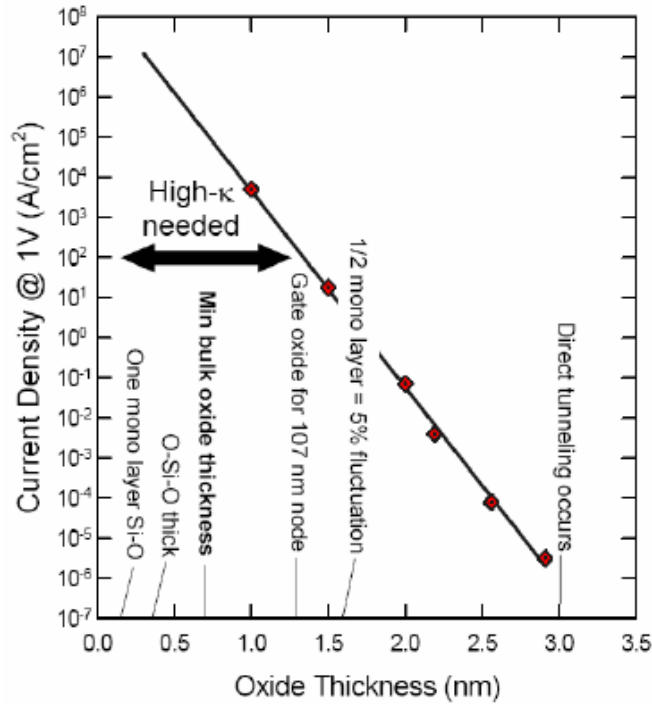
Η ανάγκη διατήρησης των κατάλληλων χαρακτηριστικών των διατάξεων MOSFETs με τη μείωση των διαστάσεων και η καταστολή διάφορων φαινομένων που σχετίζονται μ' αυτή (π.χ. διαρροή επαγόμενη από την πύλη, φαινόμενα μικρού διαύλου), απαιτεί την παράλληλη μείωση κατά τον ίδιο παράγοντα και του οξειδίου πύλης. Στον τεχνολογικό κόμβο των 65 nm με μήκος πύλης 32 nm, το πάχος του SiO₂ πρέπει να είναι περίπου 0.9 nm. Το πάχος αυτό είναι ήδη χαμηλά από το τεχνολογικά επιτρεπτό όριο για μαζική παραγωγή (~1 nm) και πολύ κοντά στο θεωρητικό όριο (0.7 nm πάχος) του συμπαγούς SiO₂^{36,37,38}. Περαιτέρω μείωση των διαστάσεων θα πρέπει να συνοδεύεται από ακόμα λεπτότερα διηλεκτρικά υμένα πύλης, γεγονός που είναι δυνατό να επιτευχθεί με τη χρήση υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς (high – k materials). Με τη χρήση τέτοιων υλικών, μπορεί να επιτευχθεί μεγαλύτερη χωρητικότητα πύλης με λεπτότερα υμένα. Έχοντας ως αναφορά την ίδια τιμή χωρητικότητας που υλοποιείται με το SiO₂, το ενεργό πάχος των υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς μειώνεται κατά $\frac{\kappa_{ox}}{\kappa_{high-k}}$ (όπου κ_{ox} και κ_{high-k}

οι διηλεκτρικές σταθερές του SiO₂ και των υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς, αντίστοιχα). Αυτή είναι και η ιδέα του ισοδύναμου πάχους οξειδίου (Equivalent Oxide Thickness – EOT), που ορίζεται ως εξής:

$$EOT = \frac{\kappa_{ox}}{\kappa_{high-k}} t_{high-k} \quad (3.14)$$

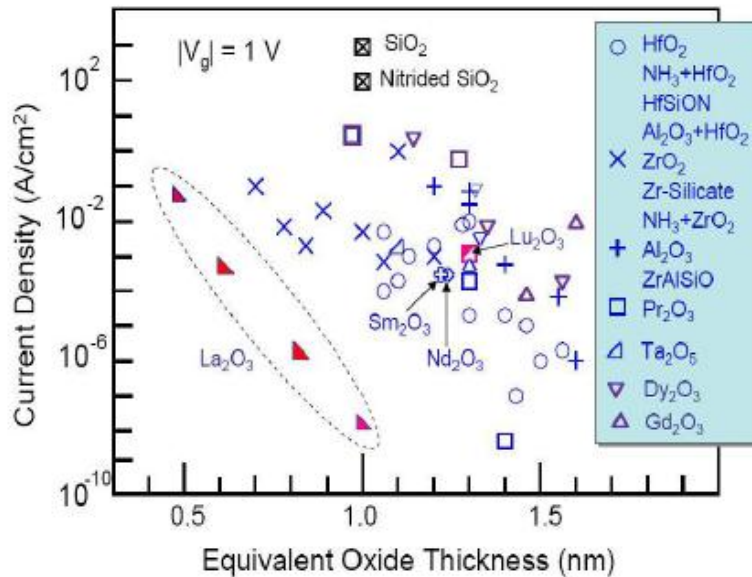
όπου t_{high-k} είναι το φυσικό πάχος του υμενίου κ_{high-k} .

Με τη χρήση υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς δε διαφαίνεται ότι μπορούν να αντιμετωπιστούν οι φυσικοί περιορισμοί της συνεχόμενης κλιμάκωσης των διαστάσεων, ωστόσο επιτυγχάνεται μείωση των υψηλών ρευμάτων διαρροής στις διατάξεις MOS. Στο Σχήμα 3.19 απεικονίζονται τα θεωρητικά επίπεδα των ρευμάτων διαρροής για υπέρλεπτα πάχη υμενίων SiO₂³⁹. Σύμφωνα με θεωρητική μελέτη⁴⁰, το ρεύμα διαρροής για 1.2 nm πάχος SiO₂ υπερβαίνει τα 100 A / cm² για τάση πύλης μόλις 1 V. Τέτοια μεγάλα ρεύματα οδηγούν σε μη αποδεκτή έκλυση θερμότητας σε κυκλώματα υψηλής κλιμακας ολοκλήρωσης. Με τη χρήση παχύτερων υμενίων υψηλής κ_{high-k} , αυτό το θέμα έχει ξεπεραστεί αρκετά επιτυχώς.



Σχήμα 3.19: Ρεύμα άμεσης σήραγγας στο διοξείδιο του πυριτίου. Οξειδίο λεπτότερο από 1.2 nm θα είχε μεγάλα ρεύματα διαρροής από την πύλη και δυσκολίες στον έλεγχο της κατασκευής του – είναι αναγκαία η χρήση υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς.

Στο Σχήμα 3.20 παρουσιάζεται το ρεύμα διαρροής διάφορων διηλεκτρικών που έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία^{41,42,43}.



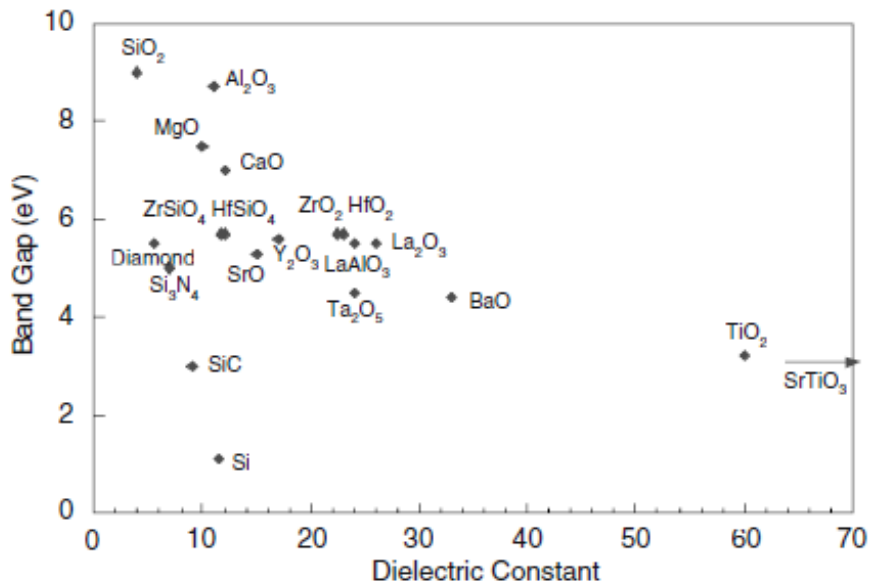
Σχήμα 3.20: Παραδείγματα μείωσης του ρεύματος διαρροής με τη χρήση υλικών υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς.

Είναι εμφανής η μείωση του ρεύματος διαρροής κατά αρκετές τάξεις μεγέθους που επιτυγχάνεται με την αντικατάσταση των συμβατικών υμενίων SiO₂ με υλικά υψηλής

κ_{high-k} , με ίδια τιμή EOT. Ένα καλό παράδειγμα της ωφέλειας που αποκομίζουμε με τη χρήση αυτών των υλικών, είναι η οικογένεια των επεξεργαστών Intel i (i2, i3, i5 & i7) που σε σύγκριση με την οικογένεια επεξεργαστών Pentium, παρουσιάζουν μικρότερη απώλεια ενέργειας λόγω θερμότητας. Αυτό οφείλεται αφενός στη τοποθέτηση ενός υμενίου HfO_2 σαν διηλεκτρικό πύλης και αφετέρου στη βελτιωμένη ταχύτητα μαζί με άλλα τεχνικά χαρακτηριστικά.

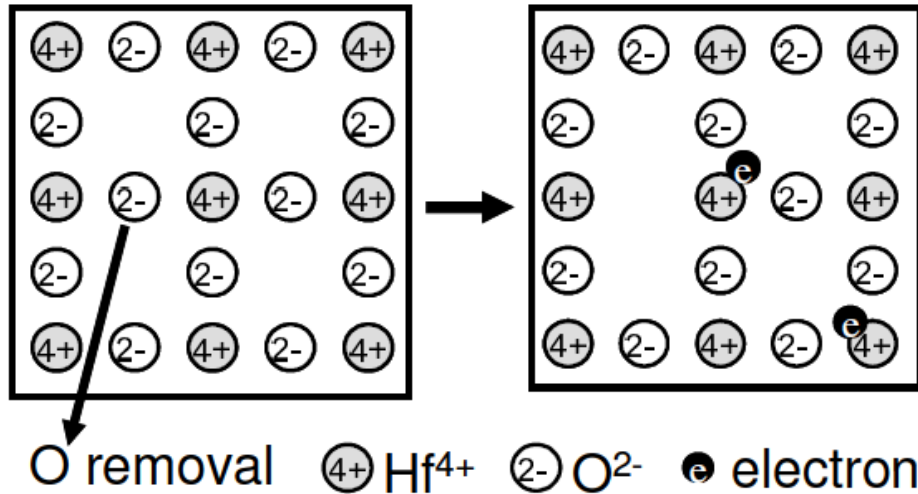
3.4.1 Το διοξείδιο του χαφνίου (HfO_2)

Αρκετά διηλεκτρικά υλικά υποψήφια ως υλικά υψηλής κ_{high-k} έχουν μελετηθεί (Σχήμα 3.21). Τα οξείδια των ιοντικών μετάλλων παρουσιάζουν υψηλό βαθμό πόλωσης των δεσμών μετάλλου – οξυγόνου, αποφέροντας υψηλότερες τιμές διηλεκτρικής σταθεράς, σε σύγκριση με τα ισοσθενή διηλεκτρικά υλικά. Από την άλλη πλευρά, όμως, τα διηλεκτρικά υλικά υποφέρουν από αρκετά σοβαρά προβλήματα, όπως θερμική αστάθεια, «φτωχές» διεπιφανειακές ιδιότητες με το πυρίτιο, σχηματισμό πυριτιδίων στις διεπιφάνειες, χαμηλή ευκινησία και υψηλή πυκνότητα διεπιφανειακών παγίδων. Τα προβλήματα αυτά πηγάζουν από τη φάση σχηματισμού των διηλεκτρικών. Στην ενότητα αυτή θα επικεντρώσουμε την προσοχή μας στο διοξείδιο του HfO_2 , και θα διερευνήσουμε την αιτία των παραπάνω προβλημάτων.



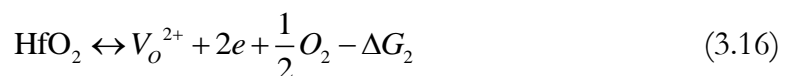
Σχήμα 3.21: Ενεργειακό χάσμα ως συνάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς για εν δυνάμει υποψήφιους αντικαταστάτες των σημερινών διηλεκτρικών πύλης⁴⁴.

Τα σοβαρά ενδογενή προβλήματα που παρουσιάζει το HfO_2 , οφείλονται στον ιοντικό χαρακτήρα του χημικού δεσμού (Σχήμα 3.22). Έχει αναφερθεί ότι το HfO_2 περιέχει πολύ μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε κενές θέσεις O, από ότι το SiO_2 . Ας δούμε όμως το φυσικό μηχανισμό για το σχηματισμό αυτών των ατελειών.



Σχήμα 3.22: Απεικόνιση της έλλειψης οξυγόνου κατά το σχηματισμό ιοντικής μορφής HfO₂.

Ο κρύσταλλος HfO₂ στην ιοντική του μορφή περιέχει άτομα Hf και O στη μορφή των ιόντων Hf⁴⁺ και O²⁻, αντιστοίχως. Εάν σχηματιστεί μια κενή θέση O ύστερα από την απομάκρυνση του O από το δίκτυο δεσμών του HfO₂, δημιουργούνται δύο πλεονάζοντα ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν άδειες ενεργειακές στάθμες που βρίσκονται χαμηλότερα από την κορυφή της ζώνης αγωγιμότητας του HfO₂⁴⁵. Αυτό προέρχεται από την αύξηση της εντροπίας των ηλεκτρονίων κατά την κατάληψη των κενών ενεργειακών καταστάσεων. Υποθέτουμε ότι τα άτομα του O βρίσκονται σε κατάσταση ισορροπίας, δηλαδή ο σχηματισμός και η αναπλήρωση των κενών θέσεων O εξισορροπείται από την προσέλκυση και την απελευθέρωση ατόμων O από την αέρια φάση, κατά τη διάρκεια παραγωγής του διηλεκτρικού. Ο σχηματισμός κενής ουδέτερης θέσης O (V_O⁰) μπορεί να συμβεί κατά την παγίδευση δύο ηλεκτρονίων στο HfO₂ (αντίδραση 3.15) και μιας διπλής θετικής κενής θέσης (V_O²⁺) με τη συμβολή δύο ηλεκτρονίων αγωγιμότητας (αντίδραση 3.16).



όπου ΔG_1 και ΔG_2 είναι οι ελεύθερες ενέργειες που απαιτούνται για το σχηματισμό κενών θέσεων O.

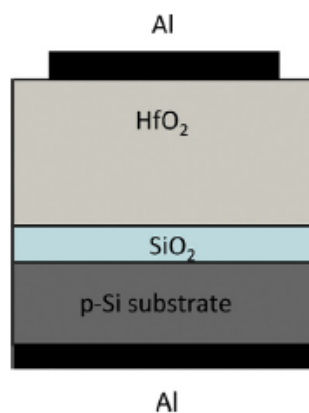
Έχει υπολογιστεί, στο HfO₂, ότι η ενέργεια σχηματισμού κενής θέσης O, E(V_O⁰) είναι περίπου 6.4 eV⁴⁶, και η πειραματικώς μετροημένη στάθμη V_O⁰ περίπου 1.2 eV παρακάτω από το άκρο της ζώνης αγωγιμότητας του HfO₂⁴⁷. Στο SiO₂ οι αντίστοιχες ενέργειες είναι 5.2 eV και 7 eV χαμηλότερα από το άκρο της ζώνης αγωγιμότητας του SiO₂⁴⁸ (η χαμηλότερη ενέργεια οφείλεται στο γεγονός ότι η απομάκρυνση O από το πλέγμα επάγει μια σημαντική «χαλάρωση» (relaxation) στο πλέγμα και οδηγεί στο σχηματισμό καινούργιου δεσμού Si – Si). Έτσι

διαπιστώνουμε ότι η συγκέντρωση κενών θέσεων O στο HfO_2 είναι μεγαλύτερη από το ομόλογό του SiO_2 , ανεξάρτητα από το γεγονός ότι η ενέργεια σχηματισμού κενής θέσης O είναι χαμηλότερη από ότι στο SiO_2 . Η υψηλότερη συγκέντρωση πηγάζει, όπως τονίσαμε προηγουμένως, στην ιοντική φύση του πλέγματος του HfO_2 .

Η δομή των ατελειών στα υλικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς είναι εξαιρετικά πολύπλοκη. Ωστόσο σχετίζεται άμεσα με την αξιοπιστία των διηλεκτρικών, όπως επίδραση στην τάση κατωφλίου, ρεύμα διαρροής και κατάρρευση, που κάνει επιτακτική την ανάγκη κατανόησης της φύσης των ατελειών. Το αποτέλεσμα όλων των ατελειών ουσιαστικά είναι η παγίδευση ελεύθερων φορέων. Έχουν δημοσιευτεί αρκετές μελέτες για την ελαχιστοποίηση της επίδρασης αυτών των ατελειών, όπως η ροή forming gas⁴⁹, θερμική θεραπεία (annealing)⁵⁰, εισαγωγή ατόμων N^{51,52,53}, και χαμηλή θερμοκρασία εναπόθεσης^{54,55}. Στην επόμενη ενότητα θα εξετάσουμε την επίδραση της θερμοκρασίας εναπόθεσης στις ιδιότητες του HfO_2 .

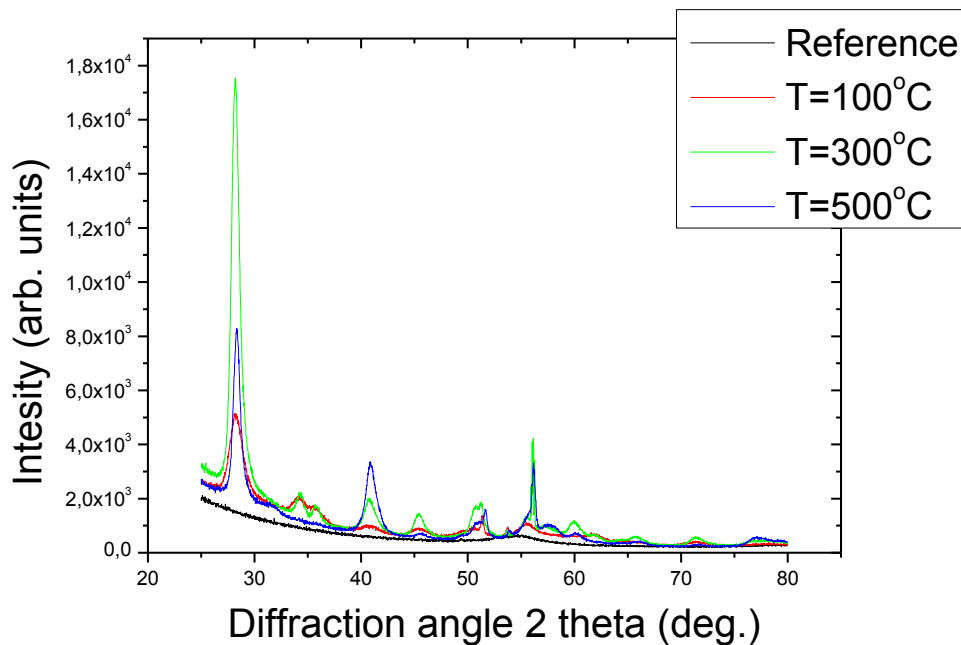
3.4.2 Επίδραση της θερμοκρασίας εναπόθεσης στο HfO_2

Για την επίδραση της θερμοκρασίας εναπόθεσης στο διοξείδιο του χαφνίου κατασκευάστηκαν και μελετήθηκαν τρία δείγματα. Η βασική τους δομή απεικονίζεται στο Σχήμα 3.23. Σε υπόστρωμα πυριτίου p – τύπου έχει αναπτυχθεί, με τη μέθοδο της ξηρής οξείδωσης, θερμικό οξείδιο πάχους 3.5 nm στους 850 °C. Στη συνέχεια σε θάλαμο υπερυψηλού κενού έχουν εναποτεθεί 20 nm HfO_2 με τη μέθοδο της ιοντοβολής σε ραδιοσυχνότητες (RF – Sputtering). Κατά τη διάρκεια της εναπόθεσης η ροή Ar ήταν 60 sccm, η πίεση 8×10^{-3} mbar, ο ρυθμός εναπόθεσης κρατούνταν σταθερός σε 0.1 Å / sec με ισχύ $P = 200$ Watt και το τελικό πάχος του HfO_2 ήταν 20 nm. Στη συνέχεια εξαχνώθηκε αλουμίνιο στις δύο πλευρές του πυκνωτή MIS και σχηματοποιήθηκε με τη μέθοδο της λιθογραφίας στο επάνω μέρος. Οι παραπάνω διεργασίες θα παρουσιαστούν αναλυτικά σε επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 3.23: Σχήμα ενός πυκνωτή με δύο στοιβάδες διηλεκτρικών. Το SiO_2 αντιπροσωπεύει το οξείδιο σήραγγας και το HfO_2 το οξείδιο ελέγχου, σε μια υποθετική μνήμη. Οι ωμικές επαφές έχουν σχηματιστεί με εναπόθεση αλουμινίου.

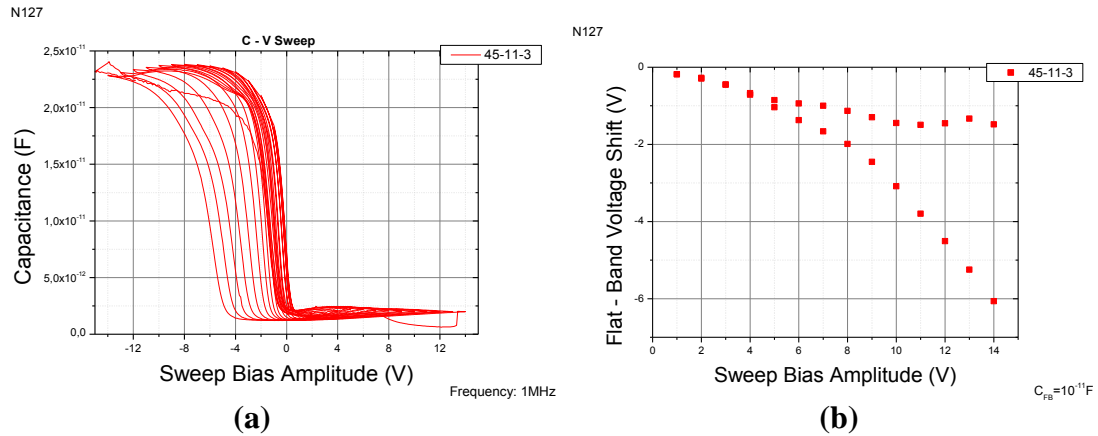
Με την παραπάνω μέθοδο εναποτέθηκαν σε τρία διαφορετικά δείγματα (N125, N126 & N127) οξείδια του χαφνίου με διαφορετικές θερμοκρασίες εναπόθεσης (100, 300 & 500 °C), και μέσω της φασματοσκοπίας ακτίνων – Χ αναζητούμε αρχικά την επίδραση της θερμοκρασίας στο βαθμό κρυσταλλικότητας του διοξειδίου. Θεωρητικά θα περιμενε κανείς με την αύξηση της θερμοκρασίας το HfO_2 να μετατρέπεται από άμορφο σε πολυκρυσταλλικό, ωστόσο εκτός από τη θερμοκρασία υπάρχουν και άλλοι κρίσιμοι παράγοντες που επηρεάζουν το βαθμό κρυσταλλικότητας του διοξειδίου, όπως οι διαστάσεις των εναποτιθέμενων νανοκρυστάλλων που απαρτίζουν το λεπτό υμένιο, το πάχος του υμενίου, η μέση μεταξύ τους απόσταση, η διεπιφάνεια $\text{SiO}_2 - \text{HfO}_2$ και ο βαθμός ομοιομορφίας της επιφάνειας του δείγματος. Από το Σχήμα 3.24 παρατηρούμε μία κορυφή σ' όλες τις θερμοκρασίες στις 28°. Αυτή η κορυφή είναι χαρακτηριστική για το εναποτιθέμενο διοξείδιο, παρατηρούμε ωστόσο μεγαλύτερη ένταση στους 300 °C σε σχέση με τους 500 °C. Φαίνεται λοιπόν ότι σε θερμοκρασία εναπόθεσης 300 °C το υμένιο του HfO_2 να παρουσιάζει υψηλότερο βαθμό κρυστάλλωσης.



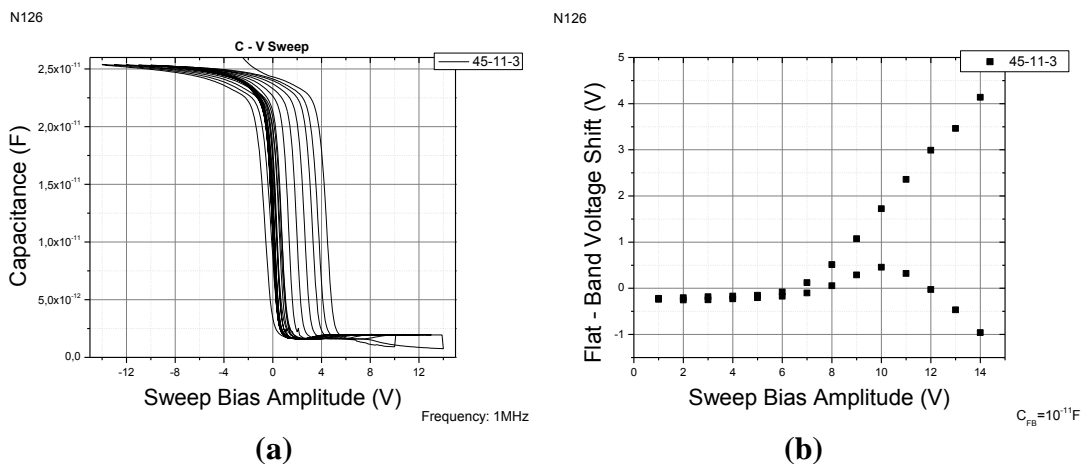
Σχήμα 3.24: Φάσμα των περιθλώμενων κορυφών συναρτήσει της γωνίας ανίχνευσης σε διάφορες θερμοκρασίες ανάπτυξης του δείγματος. Το δείγμα αναφοράς είναι το πυρίτιο.

Το διοξείδιο του χαφνίου κρυσταλλώνεται σε τρεις μορφές: τη μονοκλινική, την ορθορομβική και την τετραγωνική, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία^{56,57,58}. Η πρώτη κορυφή αντιστοιχεί στη μονοκλινική κρυσταλλική μορφή όπως και η κορυφή στις 41° περίπου, ενώ η κορυφή στις 52° στην ορθορομβική (μετασχηματισμός κρυσταλλικής φάσης). Τέλος η κορυφή κοντά στις 55° (όπου φαίνεται και μια συμμετοχή του υποστρώματος του πυριτίου) αντιστοιχεί στη μονοκλινική φάση.

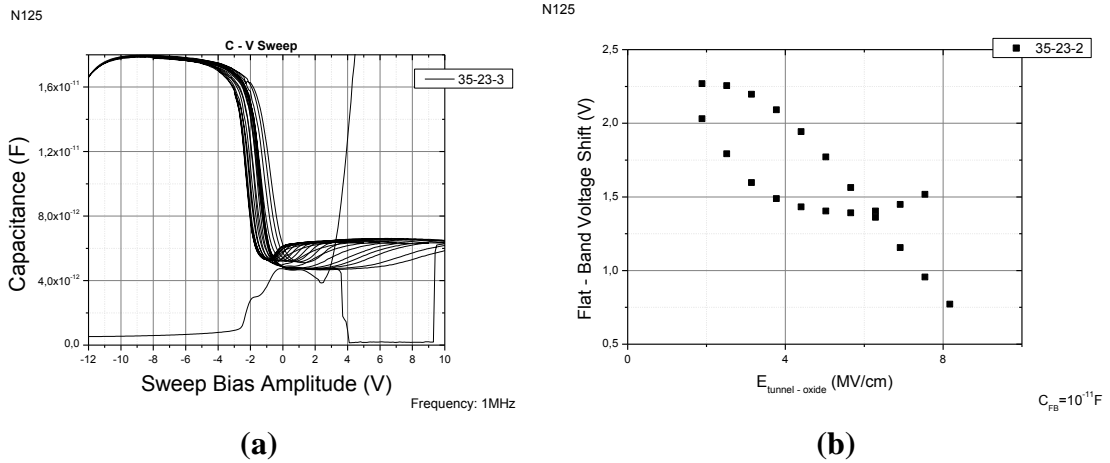
Για την ποσοτικοποίηση των προηγούμενων συμπερασμάτων, ελήφθησαν και ηλεκτρικές μετρήσεις ρεύματος – τάσης ($I - V$) και χωρητικότητας – τάσης ($C - V$). Οι συνδεσμολογίες και οι μετρητικές διατάξεις θα περιγραφούν σε επόμενο κεφάλαιο. Οι χαρακτηριστικές $C - V$ ελήφθησαν σε υψηλές συχνότητες ($f = 1 \text{ MHz}$) AC ρεύματος και παρουσιάζονται στα Σχήματα 3.25, 3.26 & 3.27. Οι καμπύλες ελήφθησαν για τάσεις πύλης από την κατάσταση αντιστροφής έως την κατάσταση συσσώρευσης και αντίστροφα.



Σχήμα 3.25: (a) Χαρακτηριστικές $C - V$ με σάρωση της τάσης πύλης από την κατάσταση αντιστροφής στην κατάσταση συσσώρευσης και αντίστροφα, (b) Διάγραμμα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών στην αναστροφή (επάνω μέρος της καμπύλης) και στην συσσώρευση (κάτω μέρος της καμπύλης).



Σχήμα 3.26: (a) Χαρακτηριστικές $C - V$ με σάρωση της τάσης πύλης, (b) Διάγραμμα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών.



Σχήμα 3.27: (a) Χαρακτηριστικές C – V με σάρωση της τάσης πύλης, (b) Διάγραμμα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών.

Η μετρούμενη ολική χωρητικότητα στην περιοχή της συσσώρευσης, απουσία συνεχούς ρεύματος (DC) διαρροής, είναι το αποτέλεσμα δυο χωρητικοτήτων σε σειρά, μια οφειλόμενης στο στρώμα SiO₂ και μιας οφειλόμενης στο στρώμα HfO₂. Η σχέση η οποία δίνει την ολική χωρητικότητα όταν έχουμε δύο χωρητικότητες σε σειρά είναι η εξής:

$$\frac{1}{C_{total}} = \frac{d_{SiO_2}}{4\epsilon_0 A} + \frac{d_{HfO_2}}{\kappa\epsilon_0 A} \quad (3.17)$$

όπου d το πάχος στρώματος του αντίστοιχου διηλεκτρικού, κ η διηλεκτρική σταθερά του HfO₂, A το εμβαδό οπλισμού πυκνωτή (τετραγωνικός πλευράς 100 μm) και C_{total} η συνολική μετρούμενη χωρητικότητα στην περιοχή της συσσώρευσης. Με τη βοήθεια της παραπάνω σχέσης υπολογίστηκε η σχετική διηλεκτρική σταθερά (κ) η οποία παρουσιάζεται στον Πίνακα 3.1. Από τον Πίνακα 3.1 προκύπτει ότι αύξηση της θερμοκρασίας ανάπτυξης του στρώματος HfO₂ οδηγεί σε αύξηση της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς (κ) του στρώματος αυτού, μέχρι τη θερμοκρασία των 300 °C. Αυτή είναι και η θερμοκρασία στην οποία αναπτύσσεται το στρώμα HfO₂ με την υψηλότερη τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς κ = 7.5. Στη βιβλιογραφία έχουν αναφερθεί και αρκετά υψηλότερες τιμές⁵⁹.

Πίνακας 3.1

Όνομα δείγματος	Θερμοκρασία εναπόθεσης	C _{ox} (F)	Σχετική διηλεκτρική σταθερά κ
N125	500 °C	1.8×10 ⁻¹¹	4.94

N126	300 °C	2.5×10^{-11}	7.5
N127	100 °C	2.4×10^{-11}	7.1

Θεωρώντας πάντα, ότι υπάρχουν δύο χωρητικότητες σε σειρά, μια του HfO_2 και μια του SiO_2 , αποδεικνύονται εύκολα με τη βοήθεια των κλασικών τύπων της ηλεκτροστατικής, οι εξισώσεις για την πτώση τάσης πάνω στο οξειδίο ελέγχου και σήραγγας (οι χαρακτηρισμοί αυτοί των οξειδίων προέρχονται από τις διατάξεις μνήμης και θα αποσαφηνιστούν σε επόμενα κεφάλαια). Συγκεκριμένα υποθέτουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι σε όλους τους χώρους κάθετο στους οπλισμούς του πυκνωτή, και ως τούτου, κάθετο στη διεπιφάνεια $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$. Επομένως ισχύει η συνοριακή συνθήκη $\kappa_{\text{HfO}_2} E_{\text{HfO}_2} = \epsilon_{\text{SiO}_2} E_{\text{SiO}_2}$, αγνοώντας το περατωτικό πεδίο στις παρυφές των οπλισμών (δηλαδή το πεδίο που υπάρχει στα άκρα ενός πυκνωτή, εκεί που θεωρούμε ότι μηδενίζεται απότομα το εσωτερικό ομογενές πεδίο). Η διαφορά δυναμικού μεταξύ των οπλισμών του πυκνωτή είναι $V_{\text{gate}} = d_{\text{HfO}_2} E_{\text{HfO}_2} + d_{\text{SiO}_2} E_{\text{SiO}_2}$.

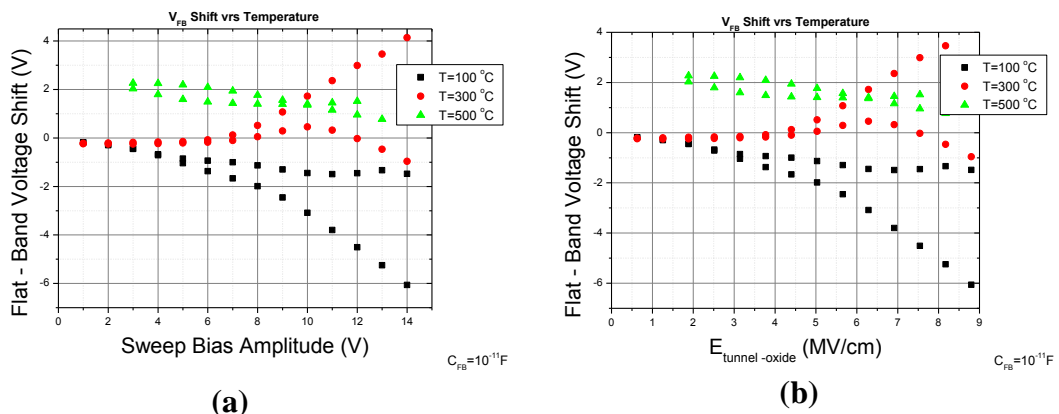
Αξιοποιώντας τις δύο τελευταίες εξισώσεις σε συνδυασμό με τους ορισμούς για τα ηλεκτρικά πεδία $E_{\text{HfO}_2} = \frac{V_{\text{control-oxide}}}{d_{\text{HfO}_2}}$ και $E_{\text{SiO}_2} = \frac{V_{\text{tunnel-oxide}}}{d_{\text{SiO}_2}}$ καταλήγουμε στις σχέσεις:

$$V_{\text{tunnel-oxide}} = \frac{\kappa_{\text{HfO}_2} d_{\text{SiO}_2} V_{\text{gate}}}{\epsilon_{\text{SiO}_2} d_{\text{HfO}_2} + \kappa_{\text{HfO}_2} d_{\text{SiO}_2}} = \frac{6.5 \cdot 35 \cdot V_{\text{gate}}}{4 \cdot 200 + 6.5 \cdot 35} = 0.22 V_{\text{gate}} \quad (3.18)$$

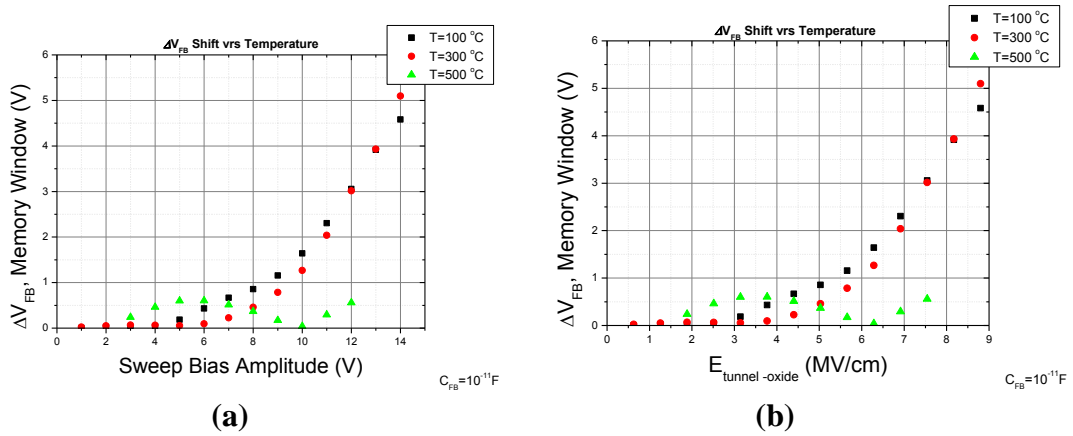
$$V_{\text{control-oxide}} = \frac{\epsilon_{\text{SiO}_2} d_{\text{HfO}_2} V_{\text{gate}}}{\epsilon_{\text{SiO}_2} d_{\text{HfO}_2} + \kappa_{\text{HfO}_2} d_{\text{SiO}_2}} = \frac{4 \cdot 200 \cdot V_{\text{gate}}}{4 \cdot 200 + 6.5 \cdot 35} = 0.78 V_{\text{gate}} \quad (3.19)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε ως κ τη μέση τιμή των διηλεκτρικών σταθερών.

Για να κάνουμε μια σύγκριση των παραπάνω αποτελεσμάτων παρουσιάζονται κάποια συγκριτικά διαγράμματα.



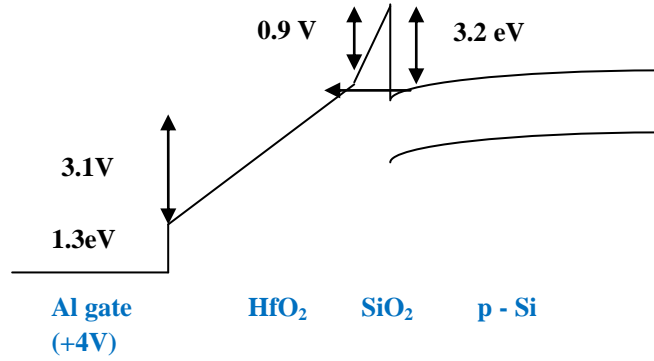
Σχήμα 3.28: (a) Διαγράμμα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών ως συνάρτηση της τάσης πύλης, (b) ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου στο SiO_2 .



Σχήμα 3.29: (a) Διάγραμμα της απόστασης τάσης επιπέδων ζωνών ως συνάρτηση της τάσης πύλης, (b) ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου στο SiO_2 .

Από το Σχήμα 3.29 παρατηρούμε φαινόμενα υστέρησης στις θερμοκρασίες μέχρι 300°C . Η ύπαρξη παγίδων όπως είναι γνωστό θα δημιουργούσε φαινόμενα υστέρησης λόγω φόρτισης - εκφόρτισης των παγίδων. Αυτή η παρατήρηση συμφωνεί με τη θεωρία για το HfO_2 και υποδηλώνει την ύπαρξη θετικών ακίνητων φορτίων εντός του οξειδίου (κενές θέσεις οξυγόνου) σε θερμοκρασίες μικρότερες από 300°C . Παρατηρούμε ότι τα δείγματα τα οποία αναπτύχθηκαν σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 300°C δεν εμφανίζουν φαινόμενα υστέρησης. Αυτή η συμπεριφορά μπορεί να συσχετισθεί με αλλαγή στη μικροδομή των δειγμάτων. Δηλαδή, είναι δυνατό να υπάρχουν συνοριακές περιοχές (grain boundaries) μεταξύ των κρυσταλλιτών οι οποίες δρουν ως αγωγίμοι διάλυοι και επιτρέπουν τη διέλευση και παγίδευση των ελεύθερων φορέων. Επίσης σε υψηλές θερμοκρασίες, η μη ύπαρξη φαινομένων υστέρησης, ενδεχομένως να οφείλεται στην αύξηση της μη στοιχειομετρίας του HfO_2 .

Όσο αφορά τους μηχανισμούς αγωγιμότητας, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις της πυκνότητας ρεύματος αγωγιμότητας των εναποτιθέμενων οξειδίων. Στα Σχήματα 3.32, 3.33 & 3.34 που ακολουθούν παρουσιάζουμε τις χαρακτηριστικές $J - E$ των διατάξεων αυτών οι οποίες ελήφθησαν στην περιοχή της συσσώρευσης (αρνητικές τάσεις πόλωσης) και στη περιοχή της αναστροφής (θετικές τάσεις πόλωσης). Όλες οι χαρακτηριστικές ελήφθησαν σε πυκνωτές MOS με εμβαδόν ηλεκτροδίου πύλης 10^{-4}cm^2 και με ρυθμό κλιμάκωσης της τάσης 0.1V/s . Ο κύριος μηχανισμός σήραγγας των φορέων από το υπόστρωμα ο οποίος λαμβάνει χώρα όταν το πάχος του SiO_2 στρώματος είναι μικρότερο από 4nm , είναι ο μηχανισμός της άμεσης σήραγγας. Στο Σχήμα 3.30 απεικονίζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών για εφαρμοζόμενη τάση πύλης $V_{\text{gate}} = +4\text{V}$. Οι πτώσεις τάσης στα άκρα του οξειδίου σήραγγας και του οξειδίου πύλης είναι αντίστοιχα 0.9V και 3.1V , όπως υπολογίστηκε με βάση τις σχέσεις (3.18 & 3.19). Το ύψος του φραγμού δυναμικού μεταξύ Si/SiO_2 είναι 3.2eV . Η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου τραπεζοειδούς φραγμού δυναμικού.



Σχήμα 3.30: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης $V_{\text{gate}} = +4 \text{ V}$. Ενώ η πτώση τάσης είναι μεγαλύτερη στο οξείδιο ελέγχου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά μικρότερο λόγω του μεγαλύτερου πάχους. Η διαφορά των ηλεκτρικών πεδίων υποδηλώνεται με τη μεγαλύτερη κλίση της ζώνης αγωγιμότητας του οξειδίου σήραγγας.

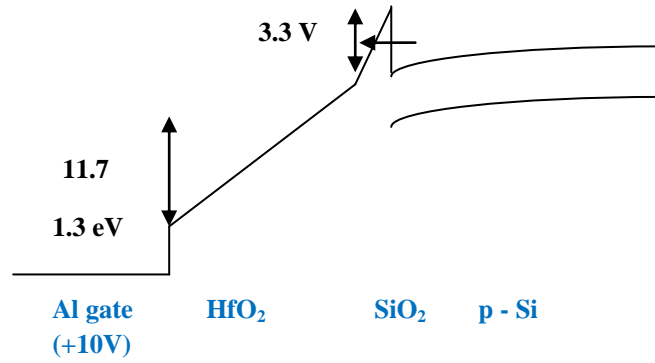
Φαινόμενο σήραγγας τύπου Fowler - Nordheim έχουμε όταν η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου του τριγωνικού φραγμού δυναμικού. Προκειμένου να συμβεί αυτό θα πρέπει η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του λεπτού οξειδίου SiO₂ να είναι μεγαλύτερη από 9 MV / cm. Η τιμή αυτή προκύπτει, αρκεί να παρατηρήσουμε στο Σχήμα 3.31 ότι, για να αποκτήσει ο φραγμός δυναμικού Si/SiO₂ τριγωνικό σχήμα πρέπει το ηλεκτρικό πεδίο εντός του οξειδίου διέλευσης ($E_{\text{tunnel-oxide}}$) να είναι μεγαλύτερο από:

$$E_{\text{tunnel-oxide}} > \frac{3.2 \text{ V}}{3.5 \text{ nm}} \cong 9 \frac{\text{MV}}{\text{cm}} \quad (3.20)$$

όπου 3.2 eV είναι το ύψος του φραγμού Si / SiO₂, ενώ 3.5 nm είναι το πάχος του SiO₂. Αντίστοιχα για ανάστροφη πόλωση, η συνθήκη (σε απόλυτη τιμή) για την εκδήλωση σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim είναι:

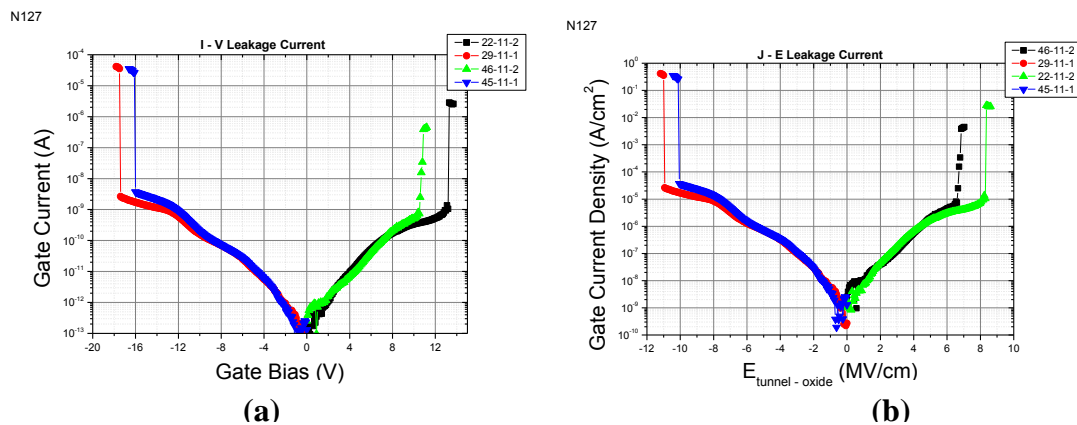
$$E_{\text{control-oxide}} > \frac{1.3 \text{ V}}{20 \text{ nm}} \cong 0.7 \frac{\text{MV}}{\text{cm}} \quad (3.21)$$

όπου 1.3 eV είναι το ύψος του φραγμού Al / HfO₂, ενώ 20 nm είναι το πάχος του HfO₂. Το κατώφλι για την έναρξη του μηχανισμού σήραγγας από την πύλη είναι πολύ μικρότερο από το αντίστοιχο, για διέλευση των ηλεκτρονίων, από το υπόστρωμα, με βάση το μηχανισμό Fowler – Nordheim. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατό στην ανάστροφη πόλωση να πραγματοποιείται ταυτόχρονα με την έγχυση οπών από το υπόστρωμα και έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη.

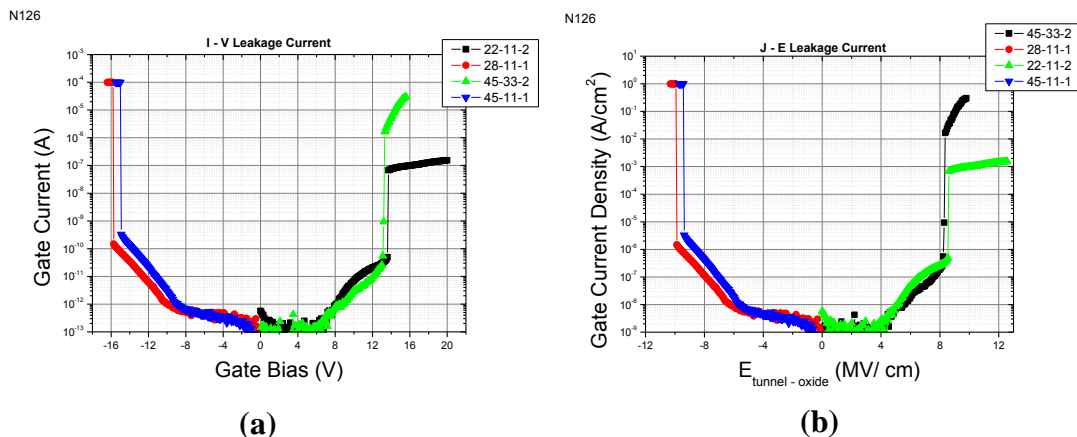


Σχήμα 3.31: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης $V_{gate} = +15$ V. Το φράγμα δυναμικού έχει αποκτήσει τριγωνικό σχήμα και το ύψος του φραγμού έχει μειωθεί σημαντικά.

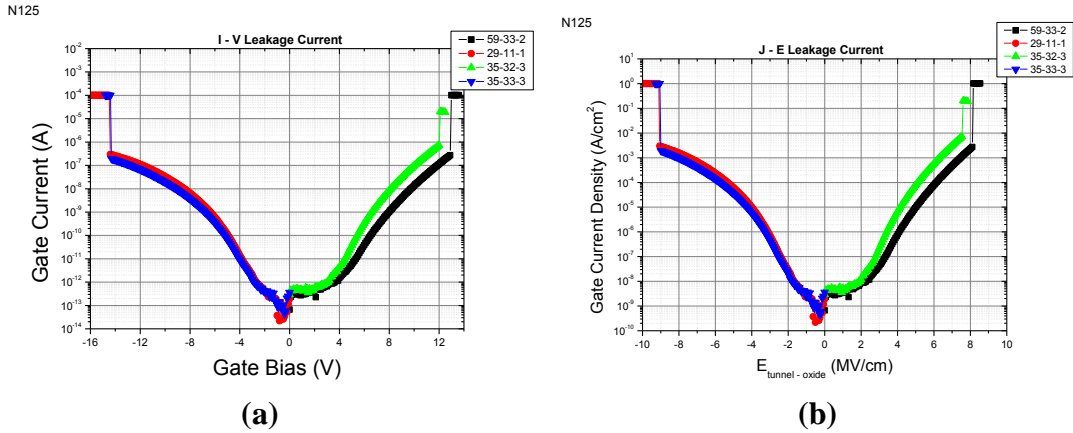
Αξίζει, λοιπόν να μελετήσουμε πως μεταβάλλονται οι φραγμοί δυναμικού των οξειδίων για την έγχυση ηλεκτρονίων, συναρτήσει της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, κατά την εκδήλωση του μηχανισμού Fowler – Nordheim. Ο λόγος που εξετάζουμε τη διέλευση σήραγγας για τα ηλεκτρόνια είναι ότι αφενός έχουν μικρότερη ενεργό μάζα από τις οπές και αφετέρου το ύψος του φραγματος δυναμικού για έγχυση ηλεκτρονίων είναι μικρότερο από ότι για τις οπές.



Σχήμα 3.32: (a) Τυπικές I – V χαρακτηριστικές για θετικές (αντιστροφή) και αρνητικές (συσσώρευση) τάσεις πύλης, υπό συνεχή λευκό φωτισμό, σε διάφορες περιοχές του πυκνωτή, (b) Τυπικές J – E χαρακτηριστικές, με E να υπολογίζεται στην περιοχή του οξειδίου σήραγγας.



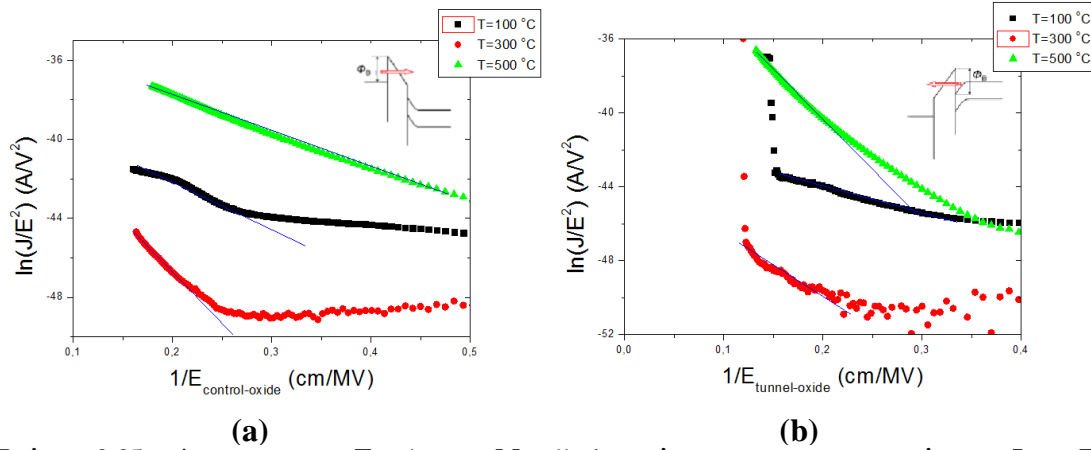
Σχήμα 3.33: (a) Τυπικές I – V χαρακτηριστικές για θετικές (αντιστροφή) και αρνητικές (συσσώρευση) τάσεις πύλης, (b) Τυπικές J – E χαρακτηριστικές, με E να υπολογίζεται στην περιοχή του οξειδίου σήραγγας.



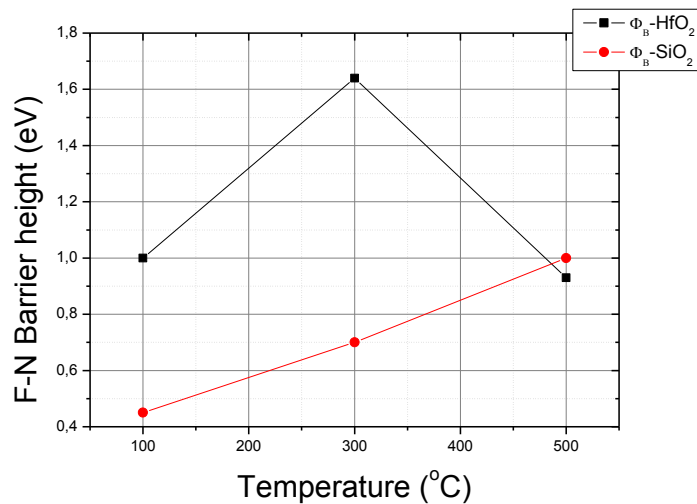
Σχήμα 3.34: (a) Τυπικές I – V χαρακτηριστικές για θετικές (αντιστροφή) και αρνητικές (συσσώρευση) τάσεις πύλης, (b) Τυπικές J – E χαρακτηριστικές, με E να υπολογίζεται στην περιοχή του οξειδίου σήραγγας.

Για την εξακρίβωση του μηχανισμού των F – N σχεδιάστηκαν διαγράμματα της μορφής $\ln\left(\frac{J}{E^2}\right) = f(E^{-1})$, όπου η σχέση (3.2) απεικονίζεται με μία ευθεία, και από

την τεταγμένη επί την αρχή και την κλίση της οποίας είναι δυνατό να προσδιορισθούν οι σταθερές A και B αντίστοιχα και άρα ο φραγμός δυναμικού Φ_B . Είναι προφανές ότι στην περίπτωσή μας το HfO₂ και το SiO₂ θα διαθέτουν διαφορετική συγκέντρωση παγίδων, λόγω των διαφορετικών τρόπων παρασκευής τους. Η διαφορά αυτή θα πρέπει να αντικατοπτρίζεται και στις διαφορετικές τιμές που θα έχουν οι φραγμοί δυναμικού στην περίπτωση έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα, Φ_{B, SiO_2} (αρνητικές τάσεις πόλωσης) και από το ηλεκτρόδιο πύλης, Φ_{B, HfO_2} (θετικές τάσεις πόλωσης). Για τον υπολογισμό των φραγμών σχεδιάσαμε τα διαγράμματα F - N για όλες τις χαρακτηριστικές J - E των παραπάνω Σχημάτων και οι οποίες παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.35 που ακολουθεί. Στα γραμμικά τμήματα των διαγραμμάτων έχουν χαραχθεί και οι προσαρμοσμένες ευθείες ελαχίστων τετραγώνων προκειμένου να υπολογιστούν οι σταθερές A και B και στη συνέχεια οι φραγμοί Φ_{B, SiO_2} , Φ_{B, HfO_2} . Στον υπολογισμό των τιμών των φραγμών δυναμικού Φ_{B, SiO_2} , Φ_{B, HfO_2} δεχθήκαμε^{60,61} ότι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο SiO₂ και στο HfO₂ είναι αντίστοιχως $m_{SiO_2}^* = 0.5m_e$ και $m_{HfO_2}^* = 0.1m_e$, όπου m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου. Στην περίπτωση της μέτρησης της J - E του οξειδίου για αρνητικές τάσεις πόλωσης (συσσώρευση) δεχόμαστε ότι τα ηλεκτρόνια εγχέονται από το μεταλλικό ηλεκτρόδιο της πύλης.



(a) (b)
 Σχήμα 3.35: Διαγράμματα Fowler - Nordheim, όπως προέκυψαν από τις J - E χαρακτηριστικές του Σχήματος 3.32 για τον υπολογισμό του φραγμού δυναμικού των ηλεκτρονίων όταν εγγέονται στο οξείδιο (a) από το μέταλλο της πύλης και (b) από το υπόστρωμα.



Σχήμα 3.36: Διαγράμματα της μεταβολής των φραγμών δυναμικού για την έγχυση ηλεκτρονίων από το ηλεκτρόδιο Φ_{B,HfO_2} της πύλης και το υπόστρωμα Φ_{B,SiO_2} όπως προέκυψαν από τα διαγράμματα F - N του Σχήματος 3.32.

Η απόκλιση από την ευθεία στο Σχήμα 3.35 οφείλεται στη συμμετοχή και άλλων μηχανισμών αγωγιμότητας σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία⁵⁵. Τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό των φραγμών δυναμικού παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.36 και είναι τα εξής:

(α) Για θερμοκρασίες εναπόθεσης μέχρι 300°C οι δύο φραγμοί δυναμικού βρέθηκε ότι $\Phi_{B,HfO_2} > \Phi_{B,SiO_2}$. Αυτό ήταν αναμενόμενο καθώς το πάχος του SiO₂ είναι αρκετά λεπτό ώστε να κυριαρχούν μηχανισμοί αγωγιμότητας, όπως άμεσου φαινομένου σήραγγας (κατά την οποία τα ηλεκτρόνια διαπερνούν τον τριγωνικό φραγμό του διοξειδίου), η αγωγιμότητα μέσω ατελειών κλπ, με αποτέλεσμα την γρήγορη αποθήκευση φορτίων σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία. Η τοπική αύξηση του ηλεκτρικού φορτίου στο διοξείδιο έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του εσωτερικού

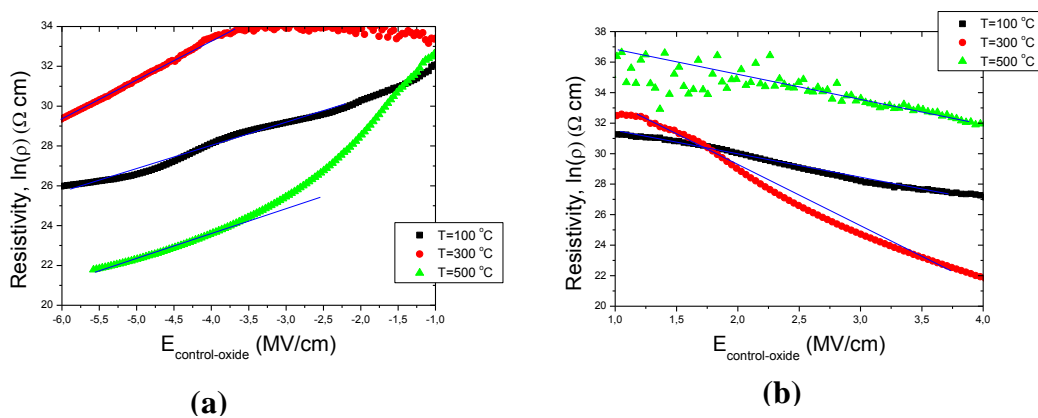
ηλεκτρικού πεδίου στα άκρα του, με αποτέλεσμα τον υπολογισμό μικρότερου φραγμού δυναμικού.

(β) Όταν όμως εναποθέτουμε στους 500 °C, οι φραγμοί είναι σχεδόν ίσοι. Αυτό οφείλεται στο ότι πλέον έχουν δημιουργηθεί μεγάλες παγίδες φορτίου οι οποίες ευκολότερα παγιδεύουν φορείς που εγγέονται και από το υπόστρωμα και από την πύλη, δημιουργώντας εξίσου ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στα άκρα των διοξειδίων.

Σε προσπάθειες μοντελοποίησης δομών MNOS⁶² γίνεται αναφορά στην εξάρτηση της ειδικής αντίστασης ρ (Ω cm) (dielectric resistivity) των πιο γνωστών διηλεκτρικών που χρησιμοποιούνταν για δομές MIS, όπως SiO_2 , Si_3N_4 και Al_2O_3 . Σύμφωνα με πειραματικά αποτελέσματα για διαφορετικά διηλεκτρικά ολοκληρωμένα σε πυκνωτές MIS βρέθηκε ότι ισχύει η ακόλουθη εμπειρική σχέση:

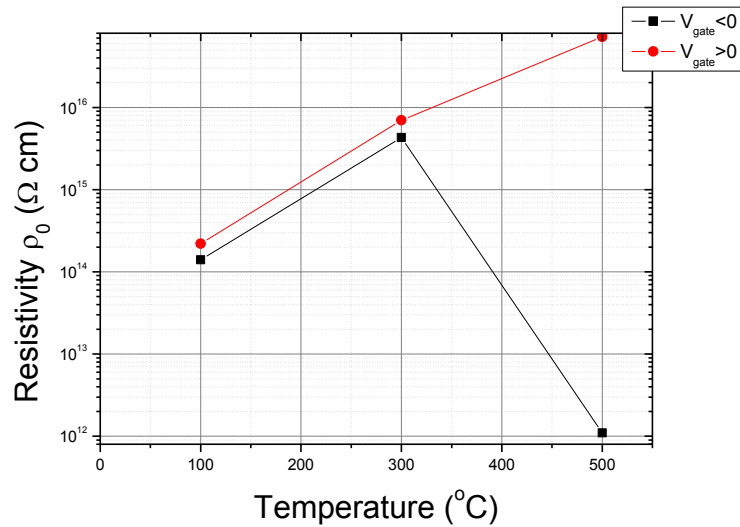
$$\rho = \rho_0 \exp(-aE) \quad (3.20)$$

όπου ρ_0 είναι η ειδική αντίσταση με μηδενικό εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και a η σταθερά μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου, χαρακτηριστικές παράμετροι και οι δύο για κάθε διηλεκτρικό και οι οποίες εξαρτώνται από το πάχος και την γεωμετρία του ηλεκτροδίου πύλης. Επομένως, αξιοποιώντας τις πειραματικές μετρήσεις που παρουσιάσαμε στο Σχήμα 3.37, υπολογίστηκε η ειδική αντίσταση του HfO_2 . Η εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από τη θερμοκρασία εναπόθεσης παρουσιάζεται στα γραφήματα του Σχήματος 3.38. Παρατηρούμε ότι σε όλες τις περιπτώσεις για θετική πόλωση έχουμε επαλήθευση της σχέσης 3.20 επιβεβαιώνοντας και πειραματικά πλέον την εκθετική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από το εφαρμοζόμενο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο ανεξαρτήτως της πολικότητάς του. Όταν εφαρμόζουμε αρνητικές τάσεις στο ηλεκτρόδιο της πύλης (δηλ. όταν έχουμε έγχυση ηλεκτρονίων από το ηλεκτρόδιο πύλης), παρατηρείται ακόμα η εκθετική εξάρτηση πιο έντονα στην περιοχή των υψηλότερων αρνητικών τάσεων.



Σχήμα 3.37: Διαγράμματα στα οποία παρουσιάζεται η εκθετική εξάρτηση της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης των υμενίων HfO_2 , όπως προέκυψαν από τα αντίστοιχα διαγράμματα των Σχημάτων 3.31, 3.32 & 3.33, για (a) αρνητικές τάσεις πόλωσης και (b) για θετικές τάσεις της πύλης.

Υπάρχει επομένως η δυνατότητα παρακολούθησης της μεταβολής των μονωτικών ιδιοτήτων των οξειδίων χρησιμοποιώντας την χαρακτηριστική σταθερά ρ_0 . Έτσι παρατηρούμε από το Σχήμα 3.36 ότι αφενός η παραμένουσα ειδική αντίσταση του υμενίου είναι χαμηλότερη για αρνητικές τάσεις πόλωσης και αφετέρου μια διαφορά πέντε τάξεων μεγέθους στη θερμοκρασία των 500 °C. Η διαφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στο διαφορετικό ύψος του φράγματος δυναμικού $F - N$ που αντιμετωπίζουν οι ελεύθεροι φορείς στις δύο καταστάσεις πόλωσης και στην ισχυρή έγχυση, στην περίπτωση της αρνητικής πόλωσης, οπών από το $p -$ τύπου υπόστρωμα και ηλεκτρονίων από την πύλη.



Σχήμα 3.38: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η εξάρτηση της ειδικής αντίστασης, με μηδενικό εξωτερικό πεδίο, του υμενίου HfO_2 από την πόλωση της πύλης για τις θερμοκρασίες που μελετήθηκαν.

Στη βιβλιογραφία υπάρχουν μελέτες και υπολογισμοί^{63,64} για την πυκνότητα των φορτίων που παγιδεύονται στο εσωτερικό του HfO_2 και τη διεπιφάνεια του με το SiO_2 , καθώς και ένα πρόσφατο μοντέλο για την περιγραφή των μηχανισμών παγίδευσης φορέων⁶⁵.

3.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Electron emission intense field*”, R. H. Fowler and L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. London, Vol. A119, p. 173, (1928).
- ²“*Fowler - Nordheim tunneling in thermally grown SiO₂*”, M. Lenzlinger and E. H. Snow, Appl. Phys., Vol. 40, p. 278, (1969).
- ³“*High field electronic properties of SiO₂*”, R. C. Hughes, Sol. St. Electronics., Vol. 21, p. 251, (1978).
- ⁴“*Ανάπτυξη, χαρακτηρισμός και μελέτη μεταλλικών νανοκρυστάλλων στη διεπιφάνεια SiO₂ / HfO₂ με εφαρμογή σε δομές στοιχείων μνήμης*, Χ. Σαργέντης, Διδακτορική Διατριβή, ΣΗΜΜΥ – ΕΜΠ, (2007).
- ⁵“*Gate dielectrics and MOS ULSIs*”, Hory T., Springer New York, (1997)
- ⁶“*Modeling of direct tunneling and surface roughness effects on C-V characteristics of ultra - thin gate MOS capacitors*,” J. L. Zhang, J. S. Yuan, Y. Ma, and A. S. Oates, Solid-State Electronics, Vol. 45, no. 2, pp. 373 – 377, (2001).
- ⁷“*Discharge capacitance transient techniques*”, C. Busseret, A. Souifi, T. Baron, G. Guillot, Superlattices and Microstructures, Vol. 28, 6, (2000).
- ⁸“*Modeling of nonvolatile floating gate quantum dot memory*”, El - Sayed Hasaneen, E. Heller, R. Bansal, W. Huang, F. Jain, Solid State Electronics, 48, p. 2055 – 59, (2004).
- ⁹“*VLSI Symposium, Digest of technical papers*”, M. Itsumi, S. Muramoto, p.22, (1985).
- ¹⁰“*Current Transport and Maximum Dielectric Strength of Silicon Nitride Films*”, M. S. Sze, J. Appl. Phys, 7, 2951, (1967).
- ¹¹“*Electron Transport Mechanisms in Thin Insulating Films*”, Mead CA, Physical Rev., 128, p. 2088 - 2093, (1962).
- ¹²“*Poole - Frenkel conduction in amorphous solids*”, Philosophical Magazine, Hill, Robert M., 23:181, 59 – 86, (1971)
- ¹³“*On the Theory of Electric Breakdown of Dielectrics and Electronic Semiconductors*,” Frenkel J. Tech Phys (USSR), 5, 685.(1938).
- ¹⁴“*The theory of impurity conduction*”, Mott N. F., Twose W.D. Adv Phys, 10:107, (1961).
- ¹⁵“*Space – charged – limited currents in solids*”, A. Rose, Physical Review, Volume 97, No 6, 1538 – 1544, (1955).
- ¹⁶“*Oxygen annealing modification of conduction mechanism in thin rf sputtered Ta₂O₅ on Si*”, E. Atanassova, N. Novkovski, A. Paskaleva, M. Pecovska - Gjorgievich, Solid-State Electronics 46, 1887 - 98, (2002).
- ¹⁷“*Physics of Semiconductor Devices*”, S.M. Sze, Willey Interscience, 3rd edition. (2007).
- ¹⁸“*Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown in SiO₂ thin films*,” J. W. McPherson and H. C. Mogul, J. Appl. Phys., vol. 84, no. 3, pp. 1513– 1523, (1998).

- ¹⁹"Effect of Physical Stress on the Degradation of Thin SiO₂ Films under Electrical Stress", T. C. Yang and, K. C. Saraswat, IEEE Trans. Electron Dev., (2000).
- ²⁰"Intrinsic stress and stress gradients at the SiO₂ / Si interface in structures prepared by thermal oxidation of Si and subjected to rapid thermal annealing" J. T. Fitch, C. H. Bjorkman and G. Lucovsky, J. Vac. Sci. Technol., Vol. B 7, no. 4, p. 775, (1989).
- ²¹"Disturbed Bonding States in SiO₂ Thin - Films and Their Impact on Time - Dependent Dielectric Breakdown", J. W. McPherson and H. C. Mogul, IEEE IRPS, (1998)
- ²²"Hole injection SiO₂ breakdown model for very low voltage lifetime extrapolation" K. F. Schuegraf and C. Hu, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 41, no. 5, p. 761, (1994).
- ²³"Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons" D. J. DiMaria and J. W. Stasiak, J. Appl. Phys., Vol. 65, no. 6, p. 2342, (1989).
- ²⁴"Trapped hole enhanced stress induced leakage currents in NAND EEPROM tunnel oxides", G. J. Hemink, K. Shimizu, S. Aritome and R. Shiota, International Reliability Physics, Symposium Proceedings, p.117, (1996).
- ²⁵"Accurate determination of ultrathin gate oxide thickness and effective polysilicon doping of CMOS devices", Gupta, et al., IEEE Electron Dev. Lett., (1997).
- ²⁶T – Y Oh, PhD thesis, Stanford University. (2004).
- ²⁷"Correlation of trap generation to charge to break - down (Q_{bd}): a physical damage model of dielectric breakdown", P. P. Apte and K. C. Saraswat, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 41, no. 9, p. 1595, (1994).
- ²⁸"A model relating wearout to breakdown in thin oxide," D. J. Dumin, J. R. Maddux, R. S. Scott and R. Subramoniam, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 41, no. 9, p. 1570, (1994).
- ²⁹"Modeling and characterization of gate oxide reliability", J. C. Lee, I - C. Chen and C. Hu, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 35, no. 12, p. 2268, (1988).
- ³⁰"Charge Trap Generation in LPCVD Oxide Under High Field Stressing", N. Bhat, P. Apte and K. C. Saraswat, IEEE Trans. Electron Devices., Vol. 43, No. 4, p. 554-560, (1996).
- ³¹"Hole injection SiO₂ breakdown model for very low voltage lifetime extrapolation" K. F. Schuegraf and C. Hu, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 41, no. 5, p. 761, (1994).
- ³²"Hot electron induced hydrogen redistribution and defect generation in metal oxide semiconductor capacitors", D. A. Buchanan, et al., J. Appl. Phys., Vol. 76, no. 6, p. 3595, (1994).
- ³³"Impact ionization, trap creation, degradation, and breakdown in silicon dioxide films on silicon", D. J. DiMaria, E. Cartier and D. Arnold, J. Appl. Phys., Vol. 73, no. 7, p. 3367, (1993).
- ³⁴"High field related thin oxide wearout and breakdown", D. J. Dumin, S. K. Mopuri, S. Vanchinathan, R. S. Scott, R. Subramoniam and T. G. Lewis, IEEE Trans. Electron Dev. Vol. 42, no. 4, p. 760, (1995).
- ³⁵"SiO₂ degradation with charge injection polarity", P. P. Apte and K. C. Saraswat, IEEE Electron Dev. Let., Vol. 14, no. 11, p. 512, (1993).

- ³⁶ “*The road to miniaturization*”, H. Wong and H. Iwai, Phys. World, 18(9), pp 40 – 44, (2005).
- ³⁷ “*On the scaling issues and high - κ replacement of ultrathin gate dielectrics for nanoscale MOS transistors*”, H. Wong and H. Iwai, Microelectron. Engineer. 83, pp 1867 – 1904, (2006).
- ³⁸ “*High- κ gate dielectrics: current status and materials Properties Considerations*”, G. D. Wilk, R. M. Wallace, and J. M. Anthony, J. Appl. Phys., Vol. 89, 2001, pp.5243-7275, (2001).
- ³⁹ “*Electrical Techniques for the Characterization of Dielectric Films*,” T. Kundu, R. Garg, N.A. Chowdhury and D. Misra, Interface, vol. 14, No. 3, pp. 17 - 19, (2005).
- ⁴⁰ “*Quantum – mechanical modeling of electron tunneling current from the inversion layer of ultra – thin – oxide nMOSFET’s*”, S - H. Lo, D. Buchanan, Y. Taur and W. Wang, IEEE Electron Device Lett. 18, pp 209 – 211, (1997).
- ⁴¹ “*Electronic Device Architectures for Nano - CMOS Era, From Ultimate CMOS Scaling to Beyond CMOS Devices*”, Simon Deleonibus, CEA - LETI, France, Pan Stanford Publishing, (2009).
- ⁴² “*Materials Fundamentals of Gate Dielectrics*”, A. A. Demkov and A. Navrotsky, Published by Springer, (2005).
- ⁴³ “*Gate Dielectric Integrity: Material, Process, and Tool Qualification*”, D. C. Gupta and G. A. Brown, ASTM, (2000).
- ⁴⁴ “*Gate stack and silicide issues in silicon processing*”, R. Liu, S. Zollner, P. Fejes, R. Gregory, S. Lu, K. Reid, D. Gilmer, B. Nguyen, Z. Yu, R. Droopad, J. Curless, A. Demkov, J. Finder, K. Eisenbeiser, II. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 670, K1.1, (2001).
- ⁴⁵ “*Extended Abstracts of International Conference on Solid State Device and Materials*”, K. Yamada, Tokyo, Japan, p 257 – 260, (1986).
- ⁴⁶ “*Comparative study of defect energetics in HfO₂ and SiO₂*”, W. L. Scopel, Antonio J. R. da Silva, W. Orellana, A. Fazzio, Appl. Phys. Lett. 84, pp 1492 – 1494, (2004).
- ⁴⁷ “*Observation of bulk HfO₂ defects by spectroscopic ellipsometry*” H. Takeuchi, D. Ha and T - J. King, J. Vac. Sci. Technol. A 22, pp 1337 – 1341, (2004).
- ⁴⁸ “*Hole-Injection-Induced Structural Transformation of Oxygen Vacancy in α -Quartz*”, A. Oshiyama, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2, 37, pp L232 – L234, (1998).
- ⁴⁹ “*Electrical properties of high- κ gate dielectrics: Challenges, current issues, and possible solutions*”, M. Houssa, L. Pantisano, L – A Ragnarsson, R. Degraeve, T. Schram, G. Pourtois, S. De Gendt, G. Groesenekenb and M. M. Heyns, Mater. Sci. Engineer. R 51, pp 37 – 85, (2006).
- ⁵⁰ “*Interface Bonding Structure of Hafnium Oxide Prepared by Direct Sputtering of Hafnium in Oxygen*,” H. Wong, K. L. Ng, N. Zhan, M. C. Poon and C. W. Kok, J. Vac. Sci. Technol. B. 22(3), pp.1094-1100, (2004).
- ⁵¹ “*Annealing properties of open volumes in HfSiO_x and HfAlO_x gate dielectrics studied using monoenergetic positron beams*”, A. Uedono, K. Ikeuchi, K. Yamabe, T. Ohdaira, M.

Muramatsu, R. Suzuki, A. S. Hamid, T. Chikyow, K. Torii and K. Yamada, J. Appl. Phys. 98, 023506, (2005).

⁵²“*Interfacial Growth in HfO_xN_y Gate Dielectrics Deposited Using [(C₂H₅)₂N]₄Hf with O₂ and NO,*” M. Lee, Z.H. Lu, W.T. Ng, D. Landheer, X. Wu, and S. Moisa, Applied Physics Letters, Vol. 83, No. 13, pp. 2638-2640, Sep. 2003.

⁵³“*Plasma Nitridation and Microstructure of high - k ZrO₂ Thin Films Fabricated by Cathodic Arc Deposition*”, A. P. Huang, R. K. Y. Fu, P. K. Chu, L. Wang, W. Y. Cheung, J. B. Xu, and S. P. Wong, Journal of Crystal Growth, Vol. 277, no. 1 - 4, pp. 422 – 427, (2005).

⁵⁴“*Effects and mechanisms of nitrogen incorporation in hafnium oxide by plasma immersion implantation,*” H.Wong, B. Sen, B. L. Yang, A. P. Huang and P. K. Chu, J. Vac. Sci. Technol. B, 25 pp 1853 – 1858 (2007).

⁵⁵“*Optimization of hafnium oxide for use in nanoparticle memories*”, E. Verrelli, D. Tsoukalas, Microelectronic Engineering 88, 1189 – 1193, (2011)

⁵⁶“*Crystallisation and Tetragonal-Monoclinic Transformation in ZrO₂ and HfO₂ Dielectric Thin Films*”, C. Zhao, G. Roebben, M. Heyns, O. Van Der Biest, Trans Tech Publications, Switzerland, (2002).

⁵⁷“*Morphology and crystallization kinetics in HfO₂ thin films grown by atomic layer deposition*”, M.-Y. Ho and H. Gong, G. D. Wilk, B. W. Busch, M. L. Green, P. M. Voyles, D. A. Muller, M. Bude, W. H. Lin, A. See, M. E. Loomans, S. K. Lahiri, Petri I. R., J. of Ap. Phys., Vol. 93, No 3, (2003).

⁵⁸“*XRD and EXAFS studies of HfO₂ crystallization in SiO₂ - HfO₂ films*”, N.D. Afify, G. Dalba, U. Mahendra Kumar Koppolu, C. Armellini, Y. Jestin, F. Rocca, Materials Science in Semiconductor Processing 9, 1043–1048, (2006).

⁵⁹“*Electrical and physic - chemical characterization of HfO₂/SiO₂ gate oxide stacks prepared by atomic layer deposition*”, J.-F. Damlencourt, O. Renault, D. Samour, A.-M. Papon, C. Leroux, F. Martin, S. Marthon, M.-N. Séméria, X. Garros, Solid - State Electronics 47, p. 1613 - 1616, (2003).

⁶⁰“*On tunneling in metal-oxide-semiconductor structures*”, Z.A. Weinberg, Journal of Applied Physics, 53, 5052 – 5056, (1982)

⁶¹“*Structural and electrical characteristics of RF - sputtered HfO₂ high- k based MOS capacitors*”, P.M. Tirmali, A. G. Khairnar, B. N. Joshi, A.M. Mahajan, Solid - State Electronics, 62, 44 – 47, (2011).

⁶²“*Functional modeling of non - volatile MOS memory devices*”, H.C. Card and M.I. Elmasry, Solid - State Electronics, 19, 863 – 870, (1976)

⁶³“*Deposition and electrical characterization of hafnium oxide films on silicon*”, E. Verrelli, D. Tsoukalas and D. Kouvatso, phys. stat. sol. (c), 5, No. 12, 3720 – 3723, (2008).

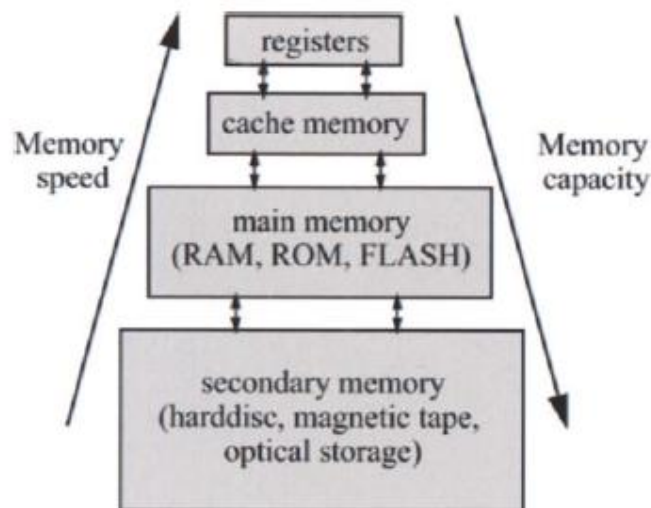
⁶⁴“*Trapping properties of sputtered hafnium oxide films: Bulk traps vs. interface traps*”, E. Verrelli, G. Galanopoulos, I. Zouboulis, D. Tsoukalas, Thin Solid Films 518,5579 – 5584, (2010)

⁶⁵“*Modeling of charge - trapping non-volatile-memories based on HfO₂*”, Emanuele Verrelli, Dimitris Tsoukalas, Article in press, Microelectronic Engineering, (2011).

Κεφάλαιο 4: Μη - Πτητικές Μνήμες

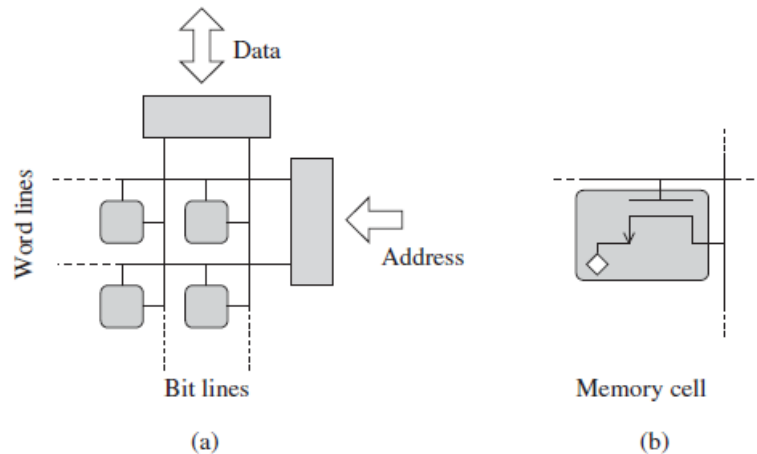
4.1 Εισαγωγή

Η εισαγωγή των προϊόντων υψηλής τεχνολογίας στις ηλεκτρονικές συσκευές έχει σημειώσει τεράστια άνοδο. Υπεύθυνη για την άνοδο αυτή και ιδιαίτερης τεχνολογικής σημασίας είναι η μεταφερότητα (portability) και η διασυνδεσιμότητα (interfacing) των συσκευών αυτών. Οι ηλεκτρονικές διατάξεις μνήμης για την τεχνολογία των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων και της Μικροηλεκτρονικής κατέχουν και συνεχίζουν να κατέχουν εξέχοντα ρόλο. Η βιομηχανία των μνημών καλύπτει το 15% της αγοράς των ημιαγωγών. Η εξέλιξη της τεχνολογίας οδηγεί στην εισαγωγή καινοτόμων διατάξεων μνήμης οι οποίες εκμεταλλεύονται διάφορα φαινόμενα (ηλεκτρικά, μαγνητικά, αλλαγής φάσης κλπ). Η εξέλιξη της τεχνολογίας των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων είναι στενά συνδεδεμένη με την υλοποίηση διατάξεων μνημών. Μια από τις σημερινές κυρίαρχες εταιρίες στο χώρο των ημιαγωγών, ξεκίνησε τις δραστηριότητές της στις αρχές της δεκαετίας του 70 ως κατασκευάστρια διατάξεων μνήμης (Integrated Electronics – Intel) και εισήγαγε τις δυναμικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης (DRAM - Dynamic Random Access Memory). Η χρήση μνημών από ημιαγωγούς οδήγησε στην μερική αντικατάσταση άλλων τύπων μνήμης (π.χ. μαγνητικοί δίσκοι ή ταινίες), οι οποίοι είναι πολύ πιο αργοί στην προσπέλαση, έχουν μεγαλύτερο κόστος και μικρότερη αξιοπιστία.



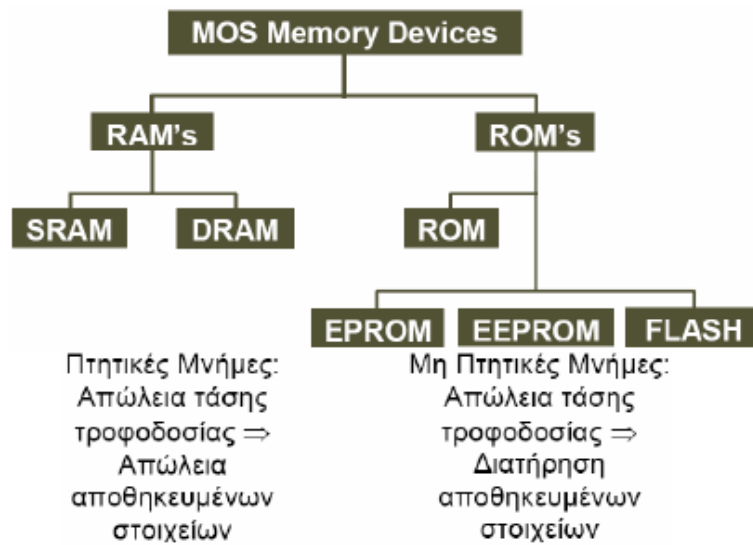
Σχήμα 4.1: Σύγκριση διαφόρων τύπων μνημών ως προς την ταχύτητα και τη χωρητικότητά τους.

Στο Σχήμα 4.2 παρουσιάζεται η τυπική οργάνωση ενός στοιχείου μνήμης.



Σχήμα 4.2: (a) Βασική διάταξη μιας συστοιχίας κυττάρων μνήμης. Κάθε κύτταρο αποθηκεύει ένα δυαδικό ψηφίο, χρησιμοποιώντας διάφορες τεχνολογίες ανάλογα με το είδος της μνήμης. Τα κύτταρα διατάσσονται σ' ένα πίνακα γραμμών (X) και στηλών (Y). Στη συμβολή κάθε γραμμής και στήλης βρίσκεται ένα κύτταρο μνήμης, το οποίο συνδέεται με μια κατακόρυφη γραμμή ψηφίου (Bit Line – BL) και μια οριζόντια γραμμή λέξης (Word Line – WL). Οι γραμμές ψηφίου χρησιμοποιούνται για τη μεταφορά δεδομένων από και προς τα κύτταρα μνήμης, ενώ οι γραμμές λέξης για την επιλογή της επιθυμητής ομάδας κυττάρων, από τα οποία διαβάζονται οι ή στα οποία εγγράφονται δεδομένα, (b) Ένα κύτταρο μνήμης που αποτελείται από ένα μεμονωμένο τρανζίστορ. Στην πύλη συνδέεται η γραμμή λέξης και στην υποδοχή η γραμμή ψηφίου¹.

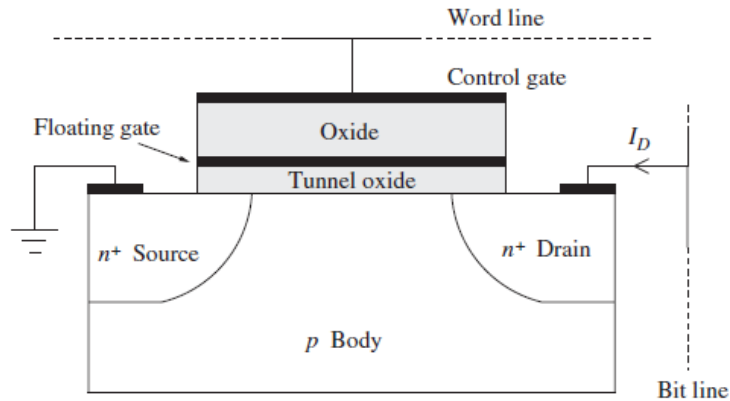
Οι διατάξεις μνήμης διαχωρίζονται σε σχέση με το εάν για τη συγκράτηση της πληροφορίας απαιτούν συνεχή τροφοδοσία με επαναλαμβανόμενους κύκλους φρεσκαρίσματος ή με το εάν παρέχουν τη δυνατότητα συγκράτησης της πληροφορίας για μεγάλο χρονικό διάστημα χωρίς την ανάγκη τροφοδοσίας. Αυτή η διαφοροποίηση ως προς τη διάρκεια αποθήκευσης της πληροφορίας, οδηγεί στην κατηγοριοποίηση των μνημών σε πτητικές και μη - πτητικές (Σχήμα 4.3). Στην κατηγορία των μη-πτητικών μνημών ανήκει μια πληθώρα δομών, όπου έχουν σαν σκοπό την εγγραφή - διαγραφή πληροφοριών και τη διατήρησή τους όταν η μνήμη απομακρυνθεί από την τροφοδοσία. Οι πιο γνωστές μη - πτητικές μνήμες είναι οι EPROM (Electrically Programmable Read Only Memories), και EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memories). Οι μνήμες αυτές, στηρίζονται στην τεχνολογία αιωρούμενης πύλης³, εν γένει έχουν την ίδια δομή και διαφοροποιούνται ως προς τον τρόπο με τον οποίο πραγματοποιείται η διαγραφή τους, όπου για τις μεν EPROM γίνεται με την έκθεση σε υπεριώδες φως, ενώ για τις EEPROM γίνεται ηλεκτρικά.



Σχήμα 4.3: Διαγράμματα στα οποία παρουσιάζεται η ταξινόμηση των ηλεκτρονικών διατάξεων μνήμης τεχνολογίας MOS².

4.2 Μνήμες Flash με αιωρούμενη πύλη

Οι μνήμες τύπου Flash επινοήθηκαν ως μια λειτουργική βελτίωση των μνημών EPROM, που είχαν ανακαλυφθεί στις αρχές της δεκαετίας του 1980⁴. Οι μνήμες ονομάζονται Flash διότι υπάρχει η δυνατότητα να εκτελείται διαγραφή ταυτόχρονα σε όλη την έκταση της μνήμης ή σ' ένα τομέα αυτής⁵. Η τεχνολογία με την οποία επιτυγχάνεται η υλοποίηση αυτών των μη πτητικών μνημών βασίζεται στην ύπαρξη ενός αγώγιμου στρώματος, που ονομάζεται αιωρούμενη πύλη (floating gate - FG), στο διηλεκτρικό της πύλης ενός MOSFET (Σχήμα 4.4) και στο οποίο γίνεται η αποθήκευση μιας ποσότητας ηλεκτρικού φορτίου (π.χ. ηλεκτρονίων). Η ύπαρξη ή όχι φορτίου στην αιωρούμενη πύλη διαμορφώνει την τάση επιπέδων ζωνών V_{fb} του πυκνωτή της πύλης, κάτι το οποίο, για τα χαρακτηριστικά του τρανζίστορ, μεταφράζεται στη διαμόρφωση της τάσης κατωφλίου V_{th} . Η αλλαγή της τάσης κατωφλίου πρέπει να είναι τόση ώστε να μπορούν να οριστούν δύο διαφορετικές καταστάσεις στις οποίες το τρανζίστορ άγει ή δεν άγει (καταστάσεις on ή off), ώστε να ορίζονται το λογικό «1» και λογικό «0» στο κύτταρο της μνήμης. Η έγχυση, για παράδειγμα, αρνητικού φορτίου στην αιωρούμενη πύλη ενός τρανζίστορ NMOS οδηγεί στην ολισθήση της τάσης κατωφλίου προς θετικότερες τιμές. Τα όρια ολισθήσης του V_{th} , δηλαδή οι τιμές που λαμβάνει όταν υπάρχουν ή δεν υπάρχουν φορτία στην αιωρούμενη πύλη, ορίζει το παράθυρο λειτουργίας της διάταξης.

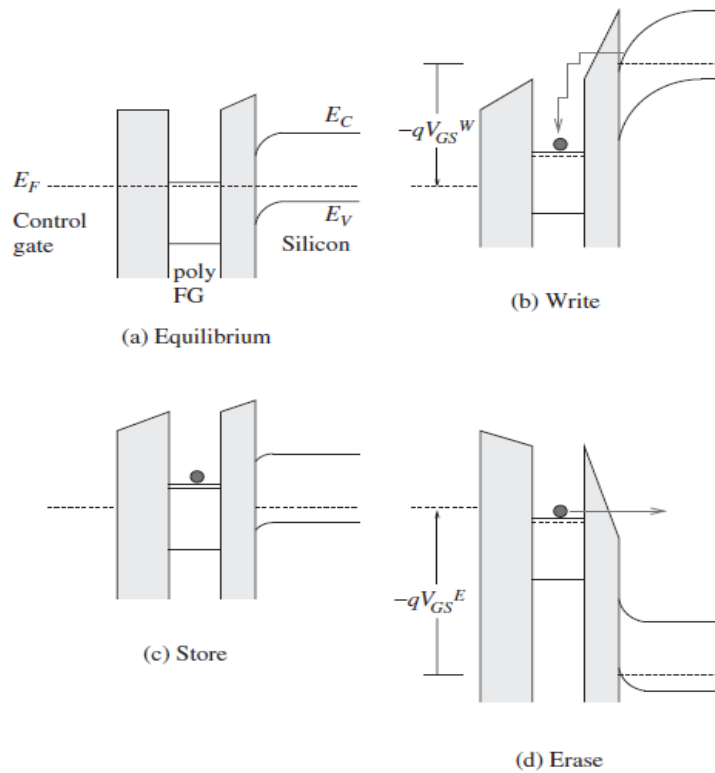


Σχήμα 4.4: Μεμονωμένο κύτταρο μνήμης τύπου Flash, αποτελούμενο από δύο πύλες (με τη μία να είναι η αιωρούμενη) και τις συνδέσεις με τις γραμμές λέξεις και ψηφίου.

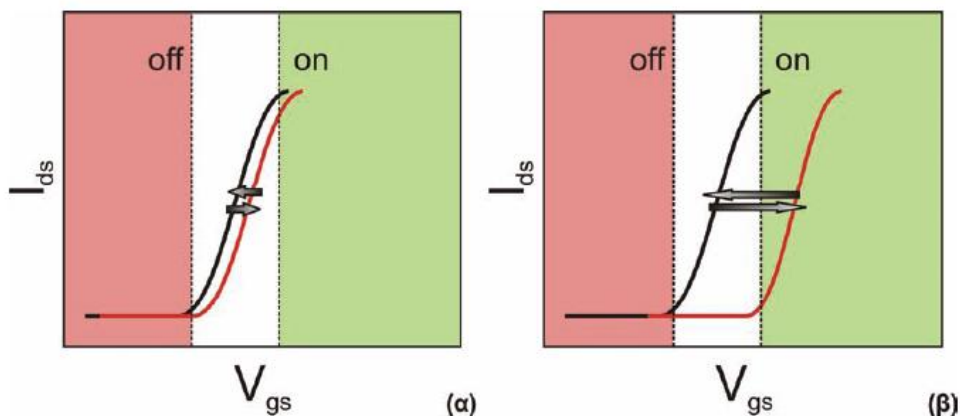
Η αιωρούμενη πύλη περιβάλλεται από δύο διηλεκτρικά στρώματα. Το πρώτο, που την απομονώνει από το κανάλι του MOSFET, είναι συνήθως ένα λεπτό στρώμα SiO_2 (≥ 8 nm) και ονομάζεται οξειδίο έγχυσης (injection oxide, TIN) ή οξειδίο σήραγγας (tunnel oxide, TO). Το δεύτερο, που τη διαχωρίζει από το ηλεκτρόδιο της πύλης ελέγχου, αποτελείται από ένα παχύ στρώμα SiO_2 ή από μια ακολουθία στρωμάτων $\text{SiO}_2 - \text{Si}_3\text{N}_4 - \text{SiO}_2$ (οξειδίου - νιτριδίου - οξειδίου, στοιβία ONO) ή high - k διηλεκτρικά με ισοδύναμο πάχος οξειδίου 15 - 20 nm και ονομάζεται οξειδίο προσκόμματος ή αποκλεισμού (blocking oxide) ή οξειδίο πύλης ελέγχου (control oxide, CO) ή ενδιάμεσο διηλεκτρικό (interpoly dielectric, IPD). Η μεταβολή της τάσης V_{th} του MOSFET στις δομές αυτές δίνεται από τη σχέση⁶:

$$\Delta V_{th} = \frac{Q}{C_{CO}} = \frac{1}{\epsilon_{CO}\epsilon_0 A} t_{CO} Q \quad (4.1)$$

όπου ϵ_{CO} , t_{CO} είναι η διηλεκτρική σταθερά και το πάχος του διηλεκτρικού της πύλης ελέγχου, Q το φορτίο στην αιωρούμενη πύλη και A η επιφάνεια της πύλης ελέγχου. Στο Σχήμα 4.5 παρουσιάζονται οι διαδικασίες εγγραφής/διαγραφής στην αναπαράσταση των ενεργειακών ζωνών, ενώ στο Σχήμα 4.6 παρουσιάζονται τυπικές χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ για ένα τρανζίστορ το οποίο έχει μικρό ΔV_{th} και για ένα που παρουσιάζει μεγάλο ΔV_{th} . Όταν το τρανζίστορ δεν μπορεί να δώσει μεγάλο ΔV_{th} , τότε δεν είναι δυνατό να διαχωριστούν οι δύο καταστάσεις on και off. Αυτή η συμπεριφορά δεν είναι αποδεκτή και το κύτταρο μνήμης δεν είναι λειτουργικό. Στην αντίθετη περίπτωση, μετά από μια ολίσθηση, η νέα χαρακτηριστική οδηγεί το τρανζίστορ στην κατάσταση on και έτσι το κύτταρο είναι λειτουργικό, αφού μπορεί να προγραμματιστεί να βρίσκεται στη μια από τις δύο καταστάσεις.



Σχήμα 4.5: Ενεργειακά διαγράμματα για ένα κύτταρο μνήμης τύπου Flash. Η πύλη ελέγχου είναι μεταλλική, η αιωρούμενη πύλη είναι poly - Si (n^+) και το υπόστρωμα p - τύπου. (a) Κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, (b) Κατάσταση εγγραφής μέσω διέλευσης σήραγγας ενός ηλεκτρονίου από το κανάλι στην αιωρούμενη μνήμη, (c) Κατάσταση αποθήκευσης για μελλοντική ανάγνωση και (d) Κατάσταση διαγραφής μέσω σήραγγας από την αιωρούμενη πύλη στο κανάλι. Η εφαρμογή των κατάλληλων πολώσεων υποδεικνύεται από την κάμψη των ενεργειακών ζωνών και η ένταση των ηλεκτρικών πεδίων από την κλίση των ενεργειακών ζωνών των οξειδίων.

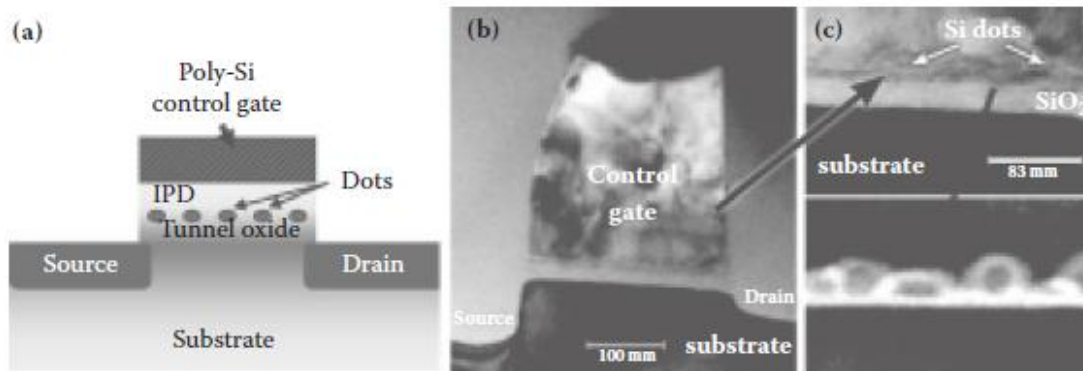


Σχήμα 4.6: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ τρανζίστορ με αιωρούμενη πύλη κατά τη διαδικασία εγγραφής/διαγραφής. (α) Στην περίπτωση κατά την οποία το παράθυρο τάσης κατωφλίου είναι μικρό, μετά από μια διαδικασία εγγραφής ή διαγραφής, η χαρακτηριστική του τρανζίστορ δεν ολισθαίνει τόσο ώστε να είναι δυνατός ο διαχωρισμός των δύο καταστάσεων. (β) Η ορθή λειτουργία του κυττάρου πραγματοποιείται όταν μετά από μια διαδικασία εγγραφής ή

διαγραφής η ολίσθηση είναι τέτοια ώστε να είναι δυνατός ο διαχωρισμός της κατάστασης on από την κατάσταση off.

4.3 Μνήμες με νανοκρυστάλλους στην αιωρούμενη πύλη

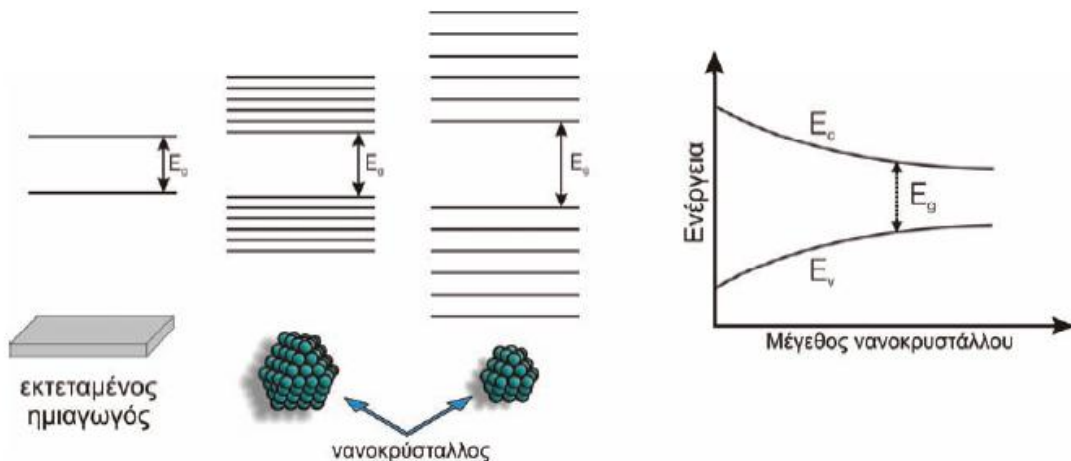
Η τεχνολογία των μνημών Flash αδυνατεί να ακολουθήσει στο μέλλον τους κανόνες σμίκρυνσης των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, οι οποίοι ορίζουν μια αναλογική ελάττωση σε όλες τις διαστάσεις των τρανζίστορ κατά ένα πολλαπλασιαστικό παράγοντα 0.7 ανά τεχνολογικό κόμβο του οδικού χάρτη τεχνολογίας ημιαγωγών (ITRS). Η μετάβαση σε τεχνολογικό κόμβο κάτω των 100 nm, οδηγεί σε σοβαρά προβλήματα αξιοπιστίας των δομών αιωρούμενης πύλης και ουσιαστικά η προσέγγιση αυτή αποτυγχάνει να ανταπεξέλθει στις απαιτήσεις της βιομηχανίας των μη - πτητικών μνημών. Το πρόβλημα εστιάζεται στο πάχος του οξειδίου σήραγγας, αφού αυτό δεν μπορεί να μειωθεί κάτω από τα 7 nm, λόγω των επικείμενων διαρροών. Η άρση των περιορισμών στην ελάττωση του πάχους του οξειδίου σήραγγας μπορεί να επιτευχθεί με την αντικατάσταση της ηλεκτρικά συνεχούς αιωρούμενης πύλης από διακριτές νησίδες νανοκρυσταλλιτών^{7,8} (Σχήμα 4.7). Η έννοια της εισαγωγής των νανοκρυσταλλιτών βρίσκεται στην υλοποίηση παγίδων φορτίου μέσα στο διηλεκτρικό πύλης, όπου μπορούν να αποθηκεύονται φορτία με ελεγχόμενο τρόπο. Η πρόταση αυτή, οδηγεί σε μια δομή, η οποία είναι λιγότερο ευαίσθητη σε φαινόμενα διαρροής, μιας και το ενδεχόμενο ύπαρξης μιας ατέλειας στο οξείδιο σήραγγας οδηγεί σε απώλεια μικρού μέρους του φορτίου, κάτι το οποίο δεν συνεπάγεται την απώλεια της πληροφορίας από το κύτταρο και αυτό διότι το φορτίο.



Σχήμα 4.7: (a) Σχηματική αναπαράσταση ενός κυττάρου μνήμης νανοκρυσταλλιτών στη θέση του συνεχές στρώματος της αιωρούμενης πύλης, μιας τυπικής μνήμης Flash, (b) Εικόνα από μικροσκόπιο TEM, όπου γίνεται φανερή η δομή της στοιβάδας των διηλεκτρικών και των νανοσωματιδίων, (c) Διατομή της δομής από TEM, που δείχνει τα νανοσωματίδια Si.^{9,10}

Λύνοντας το πρόβλημα της ελάττωσης του πάχους του οξειδίου σήραγγας, ξεκινούν να αναδεικνύονται τα πλεονεκτήματα που επιφέρουν οι μικρότερες διαστάσεις των διατάξεων. Λεπτότερα οξείδια οδηγούν σε μικρότερες τάσεις λειτουργίας και σε ταχύτερες διαδικασίες εγγραφής/διαγραφής. Η επίτευξη μεγαλύτερης χωρητικότητας

των μνημών ανά ψηφίδα μπορεί να επιτευχθεί με την αύξηση της πυκνότητας ολοκλήρωσης.



Σχήμα 4.8: Η εμφάνιση του κβαντικού εντοπισμού και η διαμόρφωση του ενεργειακού χάσματος σύμφωνα με το μέγεθος της κβαντικής τελείας – νανοκρυστάλλου.

Τα χαρακτηριστικά των κβαντικών τελειών (quantum dots) ή νανοκρυσταλλιδίων είναι σαφώς διαφορετικά από αυτά που εμφανίζουν τα ίδια υλικά όταν έχουν μεγάλο όγκο, εξαιτίας των πολύ μικρών διαστάσεων, οι οποίες προκαλούν την έγερση κβαντικών φαινομένων (κβαντικός εντοπισμός, quantum confinement) που τροποποιούν τις ιδιότητες των υλικών, όπως για παράδειγμα το ενεργειακό τους χάσμα, το διαχωρισμό των ενεργειακών καταστάσεων στις ζώνες αγωγιμότητας και σθένους και κατά συνέπεια της πυκνότητας των διαθέσιμων ενεργειακών καταστάσεων σε αυτές. Οι διαστάσεις των νανοκρυστάλλων είναι τέτοιες ώστε πρακτικά οι νανοκρυστάλλοι αντιμετωπίζονται ως συστήματα δύο ή και μίας διάστασης. Η ενεργός μάζα των ηλεκτρικών φορέων στους νανοκρυστάλλους υπολογίζεται θεωρώντας ότι αυτοί συμπεριφέρονται ως ελεύθερα σωματίδια μέσα σε ένα κουτί (particle in box, PB) του οποίου τα τοιχώματα προσδιορίζονται από το νανοκρυστάλλο. Ένα τέτοιο σύστημα^{11,12} είναι γνωστό ότι οδηγεί σε διακριτό φάσμα ιδιοκαταστάσεων για τα ηλεκτρόνια και τις οπές (Σχήμα 4.8), τα οποία σαν φερμιόνια κατανέμονται σύμφωνα με τη στατιστική Fermi – Dirac, υπακούοντας στην απαγορευτική αρχή του Pauli. Με το ίδιο σκεπτικό μπορούμε να υπολογίσουμε και το ενεργειακό χάσμα ενός νανοκρυστάλλου E_{Gnc} , αν δηλαδή θεωρήσουμε ότι είναι κύβος πλευράς L οπότε:

$$E_{Gnc} = E_{Cnc}^0 - E_{Vnc}^0 \quad (4.2)$$

όπου $E_{Cnc}^0 = E_C + \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_t^* L^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_l^* L^2}$ και $E_{Vnc}^0 = E_V - \frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m_{hh}^* L^2}$ είναι οι καταστάσεις

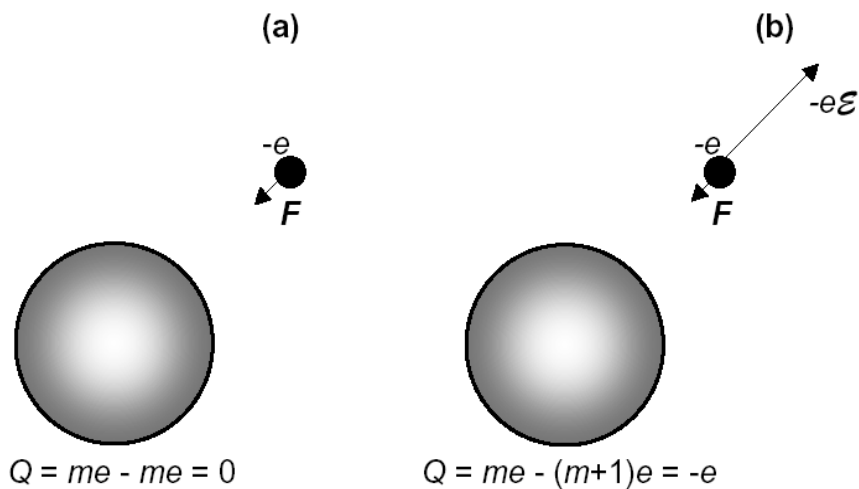
χαμηλότερης ενέργειας (ground state) για τη ζώνη αγωγιμότητας και τη ζώνη σθένους αντίστοιχα, ενώ E_C , E_V είναι τα αντίστοιχα μεγέθη για υλικό μεγάλου όγκου (bulk) και m_t^* , m_l^* είναι οι ενεργές μάζες ηλεκτρονίων σε κάθετη και παράλληλη διεύθυνση και m_{hh}^* η ενεργός μάζα των βαριών οπών.

Ταυτόχρονα, η αποθήκευση ηλεκτρικών φορτίων στις διακριτές ιδιοενέργειες της ζώνης σθένους ή αγωγιμότητας έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση φραγμού ή αποκλεισμού Coulomb (Coulomb blockade). Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται μεγαλύτερη διάρκεια συγκράτησης του αποθηκευμένου φορτίου στον νανοκρυστάλλο και συνεπώς εξασφαλίζεται η διατήρηση της αποθηκευμένης στη μνήμη πληροφορίας για πάρα πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα, δίνοντας την δυνατότητα για κατασκευή διατάξεων NVM.

Φραγή Coulomb¹³, ονομάζεται το φαινόμενο στο οποίο παρατηρείται μια αναστολή του ρεύματος διαμέσου ενός υλικού, στην περίπτωση που η χωρητικότητα των μεταλλικών του στοιχείων (κόκκων ή στην περίπτωσή μας νανοκρυστάλλων) είναι χαμηλή. Η χαμηλή χωρητικότητα επιβάλλεται από τη σχέση (4.3), που μας υπολογίζει την ενέργεια φόρτισης ενός νανοκρυστάλλου:

$$E_C = \frac{e^2}{2C_{nc}} \quad (4.3)$$

όπου η χωρητικότητά του (self - capacitance) είναι¹⁴ $C_{nc} = 4\pi\epsilon_{CO} \left(\frac{t_{nc}}{2} \right)$, με t_{nc} να είναι η διάμετρος του νανοκρυστάλλου και ϵ_{CO} η διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου ελέγχου. Είναι εύκολα κατανοητό ότι το φαινόμενο της φραγής Coulomb, έχει σημασία εάν η ενέργεια Coulomb είναι μεγαλύτερη από τη θερμική ενέργεια. Διαφορετικά θερμικές διαταραχές θα επηρεάζουν την κίνηση των ηλεκτρονίων, αλλοιώνοντας τα φαινόμενα κβάντισης. Η απαραίτητη προϋπόθεση είναι $E_C = \frac{e^2}{2C} > k_B T$, όπου k_B είναι η σταθερά του Boltzmann και T η απόλυτη θερμοκρασία.



Σχήμα 4.9: (a) Καθώς ένα ηλεκτρόνιο πλησιάζει μια μικρή αφόρτιστη μεταλλική σφαίρα θα νιώσει μια μικρή ελκτική δύναμη εξαιτίας του εικονικού φορτίου που επάγεται στην επιφάνεια

της σφαίρας, (b) Μόλις η σφαίρα φορτιστεί από ένα ηλεκτρόνιο, τα επόμενα ηλεκτρόνια που θα την προσεγγίσουν θα νιώσουν μια ισχυρή απωθητική δύναμη Coulomb.

Μια δεύτερη συνθήκη για την παρατήρηση φαινομένων φόρτισης είναι ότι οι κβαντικές διαταραχές των ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλου, πρέπει να είναι αμελητέες. Τα ηλεκτρόνια πρέπει να είναι καλά εντοπισμένα σ' αυτούς. Εάν δεν είναι εντοπισμένα, δε θα παρατηρήσουμε φαινόμενα φόρτισης, αφού οι νανοκρυστάλλοι δε θα είναι μεμονωμένες κβαντικές κηλίδες αλλά ένας ομοιόμορφος κβαντικός χώρος. Η φόρτιση ενός νανοκρυστάλλου με ακέραιο αριθμό ηλεκτρονίων θα είναι αδύνατη, αφού το ηλεκτρόνιο θα μοιράζεται μεταξύ περισσότερων του ενός. Η φραγή Coulomb θα εξαφανιστεί αφού δε θα υπάρχει πια ένα κατώτερο όριο φορτίου, με το οποίο θα μπορούσε να φορτιστεί ο νανοκρυστάλλος. Αυτό οδηγεί στην απαίτηση ότι όλες οι επαφές σήραγγας δε θα πρέπει να επιτρέπουν τη διάχυση των ηλεκτρονίων, έτσι ώστε να τα περιορίζουν στους νανοκρυστάλλους. Η «διαχυτότητα» της επαφής εκφράζεται από την αντίσταση σήραγγας R_T που πρέπει να ανταποκρίνεται στην ακόλουθη συνθήκη για την παρατήρηση διακριτών φαινομένων φόρτισης:

$$R_T > \frac{h}{e^2} \approx 25.8k\Omega, \text{ όπου } h \text{ η σταθερά του Planck. Αυτή η τιμή πρέπει να γίνει αντιληπτή ως τάξη μεγέθους, παρά ένα ακριβές κατώφλι.}$$

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονίσουμε ότι η ύπαρξη του φραγμού Coulomb εμποδίζει όχι μόνο την αποθήκευση ενός δεύτερου ηλεκτρονίου, αλλά δυσκολεύει και την επαναφορά του αποθηκευμένου ηλεκτρονίου πίσω στο υπόστρωμα (κανάλι) Si. Η ενέργεια που απαιτείται τελικά, για την αποθήκευση ενός ηλεκτρονίου σε μια κβαντική τελεία, είναι το άθροισμα της ηλεκτροστατικής ενέργειας E_c και της διαφοράς ενέργεια ΔE_n μεταξύ δύο διαδοχικών ενεργειακών σταθμών λόγω κβαντικού περιορισμού:

$$E = E_c + \Delta E_n \quad (4.4)$$

Είναι λοιπόν σημαντικό πως κάθε νανοκρυστάλλος μπορεί ν' αποθηκεύσει συγκεκριμένο αριθμό φορέων λόγω του φράγματος Coulomb (υπό την προϋπόθεση ότι τηρούνται οι δύο παραπάνω συνθήκες) και του κβαντικού περιορισμού που αναφέρθηκε προηγουμένως. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μικρές τάσεις αλλά και μικρούς χρόνους προγραμματισμού της μνήμης.

Η σχέση που συνδέει το παράθυρο της τάσης κατωφλίου ΔV_{th} με την πυκνότητα n_{qd} και το μέγεθος t_{qd} των νανοκρυσταλλιδίων¹⁵ είναι:

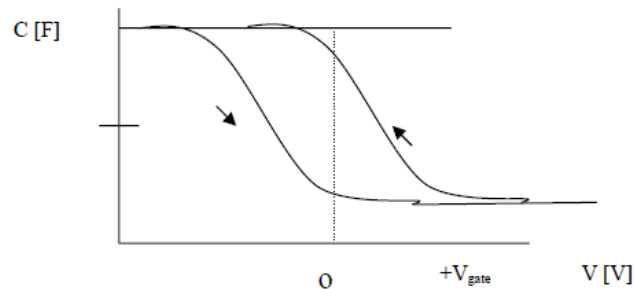
$$\Delta V_{th} = \frac{qvn_{nc}}{\epsilon_{CO}} \left(t_{CO} + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{CO}}{\epsilon_{nc}} t_{nc} \right) \quad (4.5)$$

όπου n_{nc} , t_{nc} , ϵ_{nc} είναι η επιφανειακή συγκέντρωση, η διάμετρος και η διηλεκτρική σταθερά των νανοκρυστάλλων αντίστοιχα και t_{CO} , ϵ_{CO} είναι το πάχος και η

διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου ελέγχου αντιστοίχως. Ο ακέραιος n δηλώνει τον αριθμό των ηλεκτρονίων που αποθηκεύονται σε κάθε νανοκρυστάλλο. Από τη σχέση αυτή παρατηρεί κανείς την αναλογία μεταξύ του παραθύρου της τάσης κατωφλίου και της πυκνότητας. Έτσι για τη λήψη μεγαλύτερου παραθύρου θα πρέπει να υφίσταται μεγαλύτερη πυκνότητα. Στο σημείο αυτό όμως τίθεται ζήτημα συγκρασημού, αφού η μεγάλη πυκνότητα, η οποία οδηγεί σε μεγάλο παράθυρο, μπορεί να οδηγήσει επίσης και σε ηλεκτρική επικοινωνία μεταξύ των νανοκρυσταλλιδών, κάτι το οποίο δεν είναι επιθυμητό. Η ηλεκτρική επικοινωνία μεταξύ των νανοκρυσταλλιδών (ενδοεπικοινωνία, cross - talk) ερμηνεύεται από την πιθανότητα να συμβεί άμεσο φαινόμενο σήραγγας μεταξύ των νανοκρυσταλλιδών. Για την αποφυγή του φαινομένου αυτού, μεταξύ γειτονικών νανοκρυσταλλιδών πρέπει να υπάρχει ένα στρώμα οξειδίου με πάχος 4 - 5 nm. Το γεγονός αυτό αποτελεί έναν περιορισμό σχετικά με την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων που μπορούμε να επιτύχουμε. Στην περίπτωση ενός πυκνωτή MOS με νανοκρυστάλλους, η μετατόπιση της τάσης V_{fb} λόγω της αποθήκευσης φορτίου δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta V_{fb} = -\frac{\Delta Q}{C_{ox}} \quad (4.6)$$

όπου C_{ox} η συνολική χωρητικότητα του οξειδίου πύλης και ΔQ η μεταβολή των αποθηκευμένων ηλεκτρικών φορτίων στους νανοκρυστάλλους.



Σχήμα 4.10: Χαρακτηριστική $C - V$ διόδου $p - MOS$ με νανοκρυστάλλους στη διεπιφάνεια για ορθή και ανάστροφη φορά σάρωσης τάσης πύλης.

Εκτός από τους ημιαγωγίμους νανοκρυστάλλους, τα τελευταία 12 χρόνια γίνεται σημαντική προσπάθεια ανάπτυξης ενσωμάτωσης στις διατάξεις μνήμης μεταλλικών νανοκρυστάλλων^{16,17,18}. Τα βασικά τους πλεονεκτήματα έναντι των ημιαγωγίμων είναι¹⁹:

- Η υψηλότερη πυκνότητα καταστάσεων γύρω από την στάθμη Fermi, χάρις στην οποία το κύτταρο μνήμης δεν επηρεάζεται από τις κάθε είδους μικρο - διακυμάνσεις της, συμβάλλοντας στην μεγαλύτερη σταθερότητα της τάσης κατωφλίου.
- Η ισχυρότερη σύζευξη με το αγωγίμο κανάλι του MOSFET.

- Η μεγάλη ποικιλία έργων εξαγωγής, που προσφέρει ένα επιπλέον βαθμό ελευθερίας στον έλεγχο της ισορροπίας ανάμεσα σε υψηλές ταχύτητες λειτουργίας με χαμηλές τάσεις λειτουργίας και το μεγάλο χρόνο διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου. Το έργο εξαγωγής των νανοκρυστάλλων επηρεάζει και το βάθος του πηγαδιού δυναμικού στην περιοχή του νανοκρυσταλλίτη και των αριθμό των καταστάσεων των ηλεκτρονίων του υποστρώματος που είναι δυνατό να διαπεράσουν το οξειδίο ελέγχου με φαινόμενο σήραγγας.

Το βασικότερο μειονέκτημα των δομών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους είναι η μη αποδεδειγμένη ακόμα συμβατότητα των δομών που περιέχουν αυτούς με τις κλασσικές διεργασίες κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Η παρουσία ενός μετάλλου μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα γιατί η διάχυση του μετάλλου μπορεί να μολύνει τον καθαρό χώρο (π.χ. τους φούρνους οξειδωσης).

4.4 Μηχανισμοί αποθήκευσης φορτίου

Στις διατάξεις μνήμης, προκειμένου να γίνει ο προγραμματισμός της πληροφορίας, απαιτείται έγχυση των ηλεκτρικών φορτίων από το υπόστρωμα, στο εσωτερικό των νανοκρυστάλλων ή στην απομονωμένη πύλη ή σε στρώμα το οποίο περιέχει παγίδες φορτίου (π.χ. στρώμα νιτριδίου). Η έγχυση των φορέων γίνεται διαμέσου ενός στρώματος SiO₂ πάχους μεταξύ 2 έως 8 nm με διάφορους μηχανισμούς. Η πλειοψηφία των μηχανισμών που λαμβάνουν μέρος έχει περιγραφεί λεπτομερώς στο Κεφάλαιο 3, οπότε εδώ θα εστιάσουμε σε δύο βασικούς μηχανισμούς.

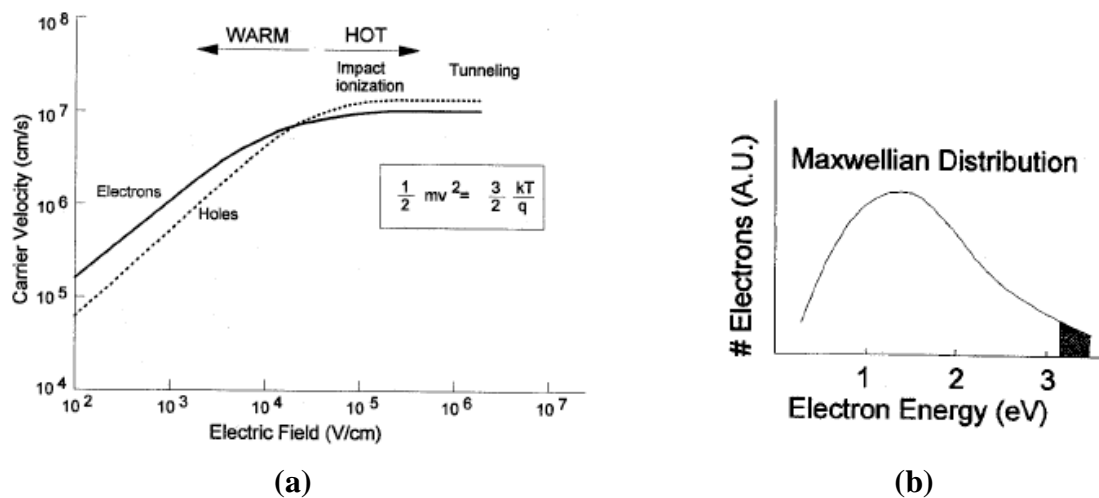
A) Μηχανισμός άμεσης σήραγγας και σήραγγας τύπου Fowler- Nordheim:

Για να έχουμε αποθήκευση ηλεκτρονίων στην αιωρούμενη πύλη θα πρέπει να έχουμε έγχυση ηλεκτρονίων από το κανάλι του MOSFET ($V_{CG} > V_{th}$) διαμέσου του στρώματος του οξειδίου έγχυσης. Αυτό επιτυγχάνεται είτε μέσω του φαινομένου σήραγγας (tunneling effect) είτε με την δημιουργία θερμών φορέων (hot carriers) (Σχήμα 4.12). Στην περίπτωση του φαινομένου σήραγγας τα ηλεκτρόνια διαπερνούν τον τριγωνικό φραγμό δυναμικού που δημιουργεί το μονωτικό στρώμα διοξειδίου του πυριτίου όταν υπόκειται σε υψηλά ηλεκτρικά πεδία (>8 MV/cm, Fowler - Nordheim tunneling) και αποθηκεύονται στην αιωρούμενη πύλη. Όταν το στρώμα αυτό του διοξειδίου είναι αρκετά λεπτό (<3 nm) τότε η πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο να διαβεί τον τριγωνικό φραγμό που δημιουργεί το μονωτικό στρώμα είναι αρκετά μεγάλη και μακροσκοπικά αυτό αντιστοιχεί στην υψηλή τιμή ρεύματος την οποία μετρούμε σε χαμηλά ηλεκτρικά πεδία. Ο ρυθμός με τον οποίο τα ηλεκτρόνια διαπερνούν τον τριγωνικό φραγμό δυναμικού εξαρτάται σχεδόν αποκλειστικά από τον κβαντικό συντελεστή διαπερατότητας της κυματοσυνάρτησης του ηλεκτρονίου

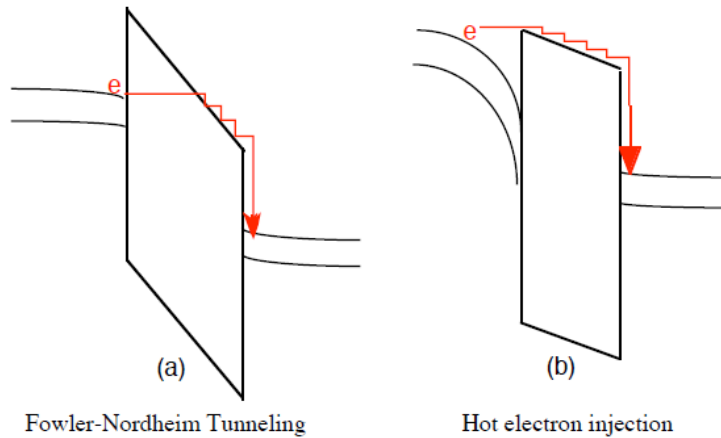
μέσα στο υλικό που υλοποιεί το φραγμό δυναμικού. Ο κβαντομηχανικός αυτός μηχανισμός ονομάζεται άμεσο φαινόμενο σήραγγας (direct tunneling effect).

B) Μηχανισμός έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων καναλιού (Channel Hot Electron Injection, CHEI)

Στην περίπτωση των θερμών φορέων τα ηλεκτρόνια αποκτούν κινητική ενέργεια, πολύ μεγαλύτερη από την θερμική ενέργεια των ατόμων του πλέγματος πυριτίου²⁰ (Σχήμα 4.11), ώστε μπορούν να υπερπηδήσουν τον φραγμό δυναμικής ενέργειας 3.2 eV που δημιουργεί η διαφορά ανάμεσα στις ζώνες αγωγιμότητας του πυριτίου και του οξειδίου. Η αποθήκευση του φορτίου στην αιωρούμενη πύλη δεν είναι τοπική: Το φορτίο μόλις εισέλθει σε αυτήν κατανέμεται ομοιόμορφα σε όλο τον όγκο του εξαιτίας της αγωγιμότητας που έχει. Η εκτεταμένη εφαρμογή των λειτουργιών εγγραφής με θερμούς φορείς επιταχύνει την υποβάθμιση της ποιότητας του οξειδίου πύλης εξαιτίας της μεγάλης συγκέντρωσης ατελειών που προκαλούν οι φορείς κατά την διέλευση. Ειδικότερα στην περίπτωση εγγραφής όπου $V_D \geq 2V_{CG}$ έχουμε την περίπτωση θερμών φορέων χιονοστιβάδας στην περιοχή του απαγωγού (Drain Avalanche Hot Carriers, DAHC) στην οποία έχουμε την μέγιστη καταστροφή του οξειδίου. Η καταπόνηση του διηλεκτρικού πύλης μετριάζεται για την περίπτωση έγχυσης θερμών φορέων από το κανάλι όταν $V_D \cong V_{CG}$ και περιορίζεται αισθητά στην περίπτωση έγχυσης με μηχανισμό F - N. Μια πολύ σημαντική διαφορά μεταξύ του προηγούμενου μηχανισμού σήραγγας και του περιγραφόμενου είναι ότι ο συγκεκριμένος μηχανισμός έγχυσης χρησιμοποιείται αποκλειστικά για την εγγραφή της πληροφορίας στη μνήμη και όχι κατά τη διαγραφή. Το βασικό μειονέκτημα αυτού του τρόπου έγχυσης των φορέων είναι το χαμηλό ποσοστό των θερμών ηλεκτρονίων τα οποία διαπερνούν τον φραγμό Si/SiO₂.



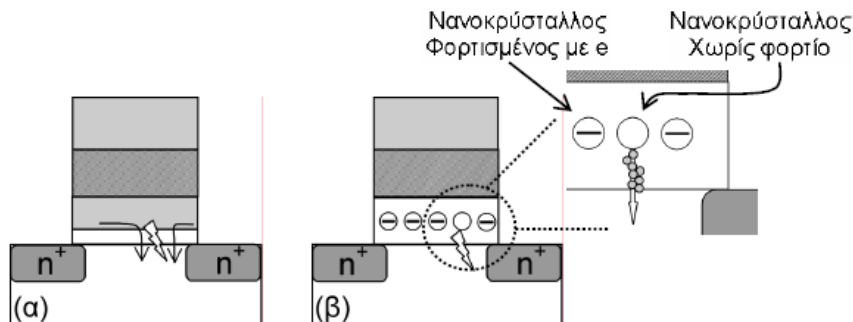
Σχήμα 4.11: (a) Ταχύτητα των εγχόμενων ηλεκτρονίων και οπών στη ζώνη αγωγιμότητας του SiO₂ ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου, (b) Ενεργειακή κατανομή των εγχόμενων ηλεκτρονίων.



Σχήμα 4.12: (a) Μηχανισμός σήραγγας Fowler – Nordheim διαμέσου τριγωνικού φραγμού δυναμικού, (b) Μηχανισμός έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων.

4.5 Σύγκριση NC με FG μνήμες

Η απαίτηση για σμίκρυνση των διαστάσεων των μνημών Flash ανέδειξε πλήθος προβλημάτων στην προσπάθεια διατήρησης ως βασικό κύτταρο μνήμης το FG - MOSFET και την ανάγκη επινόησης νέων τεχνολογιών, όπως η NC - MOSFET. Η διακριτή αποθήκευση φορτίου, σ' αυτού του τύπου τις μνήμες, εξασφαλίζει τη διατήρηση της αποθηκευμένης πληροφορίας ακόμη και σε λεπτότερα στρώματα οξειδίων σήραγγας όπου η απώλεια φορτίου εξαιτίας της ύπαρξης ατελειών είναι ευκολότερη (SILC). Ο λόγος είναι ότι στην περίπτωση της κλασικής Flash - EEPROM τεχνολογίας όπου η αιωρούμενη πύλη αποτελείται από ενιαίο στρώμα υψηλής αγωγιμότητας πολυκρυσταλλικό πυρίτιο μια ατέλεια αποτελεί αιτία διαρροής για όλο το αποθηκευμένο φορτίο (Σχήμα 4.13(α)). Αντίθετα, στην περίπτωση της μνήμης νανοκρυσταλλιτών μόνο το φορτίο το οποίο βρίσκεται αποθηκευμένο στην περιοχή πάνω από την ατέλεια θα διαφύγει (Σχήμα 4.13(β)) καθώς τα φορτία που βρίσκονται αποθηκευμένα σε γειτονικούς νανοκρυστάλλους δεν είναι δυνατό να βρεθούν στην περιοχή πάνω από την ατέλεια και να διαρρεύσουν στο υπόστρωμα πυριτίου. Έτσι, μια ατέλεια θα επηρέαζε μόνο μικρό αριθμό νανοκρυσταλλιτών, οδηγώντας σε απώλεια του φορτίου μόνο γειτονιά της. Συνολικά όμως το κύτταρο συνεχίζει να λειτουργεί λόγω, ακριβώς του πολύ μικρού αριθμού των νανοκρυσταλλιτών που χάνουν το φορτίο τους.



Σχήμα 4.13: Η εμφάνιση μιας ατέλειας σε οποιαδήποτε θέση στο οξειδίο σήραγγας (TO) μεταξύ της αιωρούμενης πύλης και του καναλιού Si ενός κυττάρου μνήμης προκαλεί (α) στην περίπτωση κλασσικής τεχνολογίας Flash - EEPROM πλήρη διαρροή του αποθηκευμένου φορτίου στην αιωρούμενη πύλη οδηγώντας σε απώλεια της αποθηκευμένης πληροφορίας, ενώ (β) στην περίπτωση της μνήμης νανοκρυσταλλινών η απώλεια του φορτίου είναι μόνο τοπική και συνεπώς η αποθηκευμένη πληροφορία διατηρείται².

Επίσης, ο περιορισμένος αριθμός ηλεκτρονίων που μετακινούνται κάθε φορά, επιτρέπει στις δομές των νανοκρυσταλλινών να φιλοξενούν περιορισμένο αριθμό ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα, τη βελτίωση της ταχύτητας και την ελάττωση της κατανάλωσης ισχύος των διατάξεων. Οι μνήμες νανοκρυσταλλινών χαρακτηρίζονται από μεγάλη ανθεκτικότητα στην εμφάνιση παρασιτικών ρευμάτων λόγω φαινομένου SILC (Stress Induced Leakage Current) και δημιουργίας ατελειών στο οξειδίο. Επομένως, έχουν μεγαλύτερη αξιοπιστία και μεγάλο χρόνο ζωής.

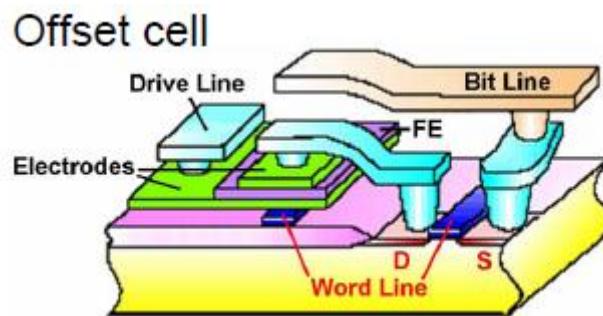
Από την άλλη πλευρά, ωστόσο, οι μνήμες NC - MOSFET εμφανίζουν και μειονεκτήματα²¹. Υπάρχουν προβλήματα στον έλεγχο της ομοιομορφίας τόσο του μεγέθους όσο και της επιφανειακής πυκνότητας των νανοκρυστάλλων. Επιπρόσθετα, στον αντίποδα του πλεονεκτήματος της χρήσης λεπτών οξειδίων, που οδηγεί σε ταχύτερους χρόνους και τάσεις προγραμματισμού, βρίσκεται η συγκράτηση των φορτίων. Η συμβατότητα των λεπτών οξειδίων με την μακροπρόθεσμη παγίδευση φορτίων σε νανοκρυσταλλίτες προκύπτει από τον κβαντικό εντοπισμό που συμβαίνει σ' αυτούς. Ολοκληρωμένη εικόνα για το τι συμβαίνει με τα φορτία στους νανοκρυσταλλίτες και για τους μηχανισμούς με τους οποίους συγκρατούνται δεν υπάρχει ακόμη. Αρχικά, κατά τη εγγραφή, οι φορείς μεταβαίνουν σε υψηλές ενεργειακές στάθμες μέσα στο νανοκρυσταλλίτη και στη συνέχεια κατανέμονται σε χαμηλότερες. Παρόλ' αυτά η πιθανότητα μετάβασης των φορτίων πίσω στο κανάλι μέσω φαινομένου άμεσης σήραγγας και από τις χαμηλές στάθμες είναι εμφανής. Εκεί ακριβώς εστιάζεται το πρόβλημα της συγκράτησης των φορτίων, δηλαδή στο μέγεθος της πιθανότητας να συμβεί φαινόμενο σήραγγας.

4.6 Ανερχόμενες τεχνολογίες

Παρά τις πάρα πολύ καλές επιδόσεις των NC - MOSFET, μια σειρά από άλλες δομές – υλικά έχουν αποδείξει ότι μπορούν στο μέλλον να αποτελέσουν δυνατούς ανταγωνιστές τους. Το ενδιαφέρον έχει επικεντρωθεί κυρίως σε υλικά τα οποία εμφανίζουν δύο σταθερές καταστάσεις με διαφορετική αγωγιμότητα (bi - stable materials). Τα υλικά αυτά ολοκληρώνονται κυρίως με δομές/διατάξεις στις οποίες είναι εύκολη η ανίχνευση των δύο αυτών καταστάσεων αγωγιμότητας (π.χ. στην πύλη ενός MOSFET, στα άκρα μιας διόδου). Στην παράγραφο αυτή θα δοθεί μια πολύ σύντομη εικόνα των πλέον αξιοσημείωτων τεχνικών και πρωτοτύπων που αναδεικνύουν τη δυναμική στον χώρο των μη πτητικών μνημών²².

A) Σιδηροηλεκτρική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (Ferroelectric Random Access Memory, FeRAM)

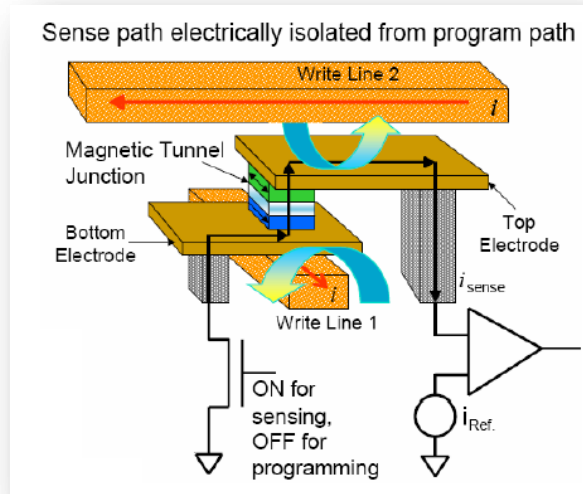
Η δομή του κυττάρου μιας σιδηροηλεκτρικής μνήμης στηρίζεται σε έναν πυκνωτή του οποίου το διηλεκτρικό αποτελείται από PbZrTi (PZT) (Σχήμα 4.14). Η λογική κατάσταση (bit) «1» ή «0» εξαρτάται από την φορά των διπόλων στις σιδηροηλεκτρικές περιοχές του PZT²³. Για να προγραμματίσουμε ένα κύτταρο μνήμης, θα πρέπει το ηλεκτρικό πεδίο το οποίο θα εφαρμόσουμε στους παράλληλους οπλισμούς του πυκνωτή με το PZT και το οποίο μπορεί να έχει φορά πάνω ή κάτω να προσανατολίσει τις σιδηροηλεκτρικές περιοχές του PZT αντίστοιχα πάνω ή κάτω.



Σχήμα 4.14: Κύτταρο μνήμης FeRAM αρχιτεκτονικής 1T1C. Ο πυκνωτής με το PZT διηλεκτρικό επηρεάζει το δυναμικό στην περιοχή της πηγής ενός MOSFET μεταβάλλοντας έτσι την πυκνότητα ρεύματος που το διαρρέει.

B) Μαγνητική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (Magnetic Random Access Memory, MRAM)

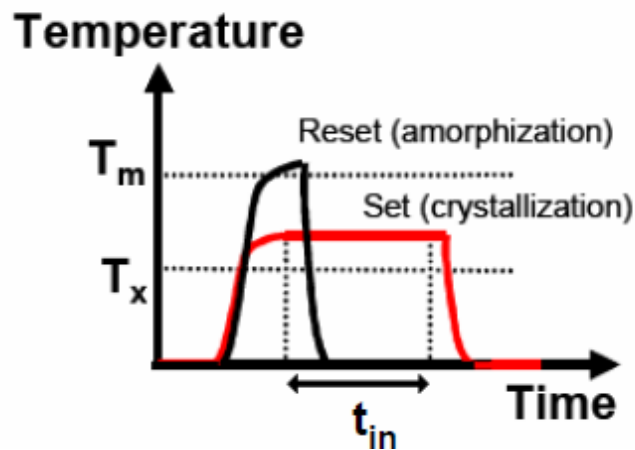
Στον τύπο αυτό μνήμης αξιοποιείται το φαινόμενο του σιδηρομαγνητισμού για να επιτευχθεί η αποθήκευση δεδομένων. Στα σιδηρομαγνητικά υλικά τα άτομα είναι μικροσκοπικοί μαγνήτες, οι οποίοι προσανατολιζόμενοι με το βόρειο πόλο τους προς μια κατεύθυνση δημιουργούν τις σιδηρομαγνητικές περιοχές. Η βασική διάταξη μιας μνήμης MRAM είναι η μαγνητική διόδος σήραγγος (Magnetic tunnel junction, MTJ)^{24,25}, η οποία υλοποιείται με την διαδοχική επίστρωση τριών υλικών: ένα σιδηρομαγνητικό υλικό σταθερής μαγνήτισης, ένα λεπτό μονωτικό στρώμα (tunneling barrier), και ένα σιδηρομαγνητικό υλικό (Σχήμα 4.15). Στο τελευταίο αυτό στρώμα η φορά της μαγνήτισης μεταβάλλεται ανάλογα με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, το οποίο δημιουργεί ευθύγραμμος αγωγός ο οποίος διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα (bit line). Η αποθήκευση της πληροφορίας «0» ή «1» εξαρτάται από το αν οι δύο μαγνητίσεις έχουν την ίδια ή αντίθετες φορές. Η ανάγνωση της αποθηκευμένης πληροφορίας γίνεται με την ανίχνευση της αντίστασης της MTJ, η οποία έχει μικρή αντίσταση όταν τα δύο υλικά έχουν παράλληλες μαγνητίσεις και μεγάλη όταν είναι αντιπαράλληλες.



Σχήμα 4.15: Ο πυρήνας της μνήμης MRAM είναι η διόδος MTJ, η αντίσταση της οποίας καθορίζεται από την κατεύθυνση των μαγνητίσεων των δύο σιδηρομαγνητικών στρωμάτων. Στη συνέχεια, η διόδος MTJ μπορεί να ελέγχει την λειτουργία ενός στοιχείου (π.χ. MOSFET) μέσω του οποίου να γίνει εύκολη η διαδικασία υλοποίησης του κυττάρου μνήμης.

Γ) Μνήμη τυχαίας προσπέλασης αλλαγής φάσης (Phase – change Memory, PCM)

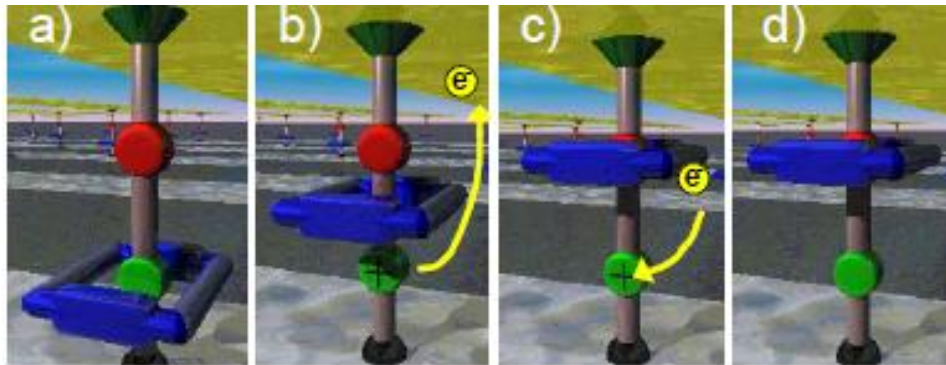
Η λειτουργία της μνήμης αυτής βασίζεται σε κράματα $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST, chalcogenide alloys) τα οποία αφού υποστούν μια διαδικασία θέρμανσης και ψύξης αποκτούν μία μόνιμη κατάσταση που μπορεί να είναι κρυσταλλική ή άμορφη²⁶. Οι χρόνοι και οι θερμοκρασίες που επιτυγχάνονται κατά τις διαδικασίες θέρμανσης και ψύξης καθορίζουν την τελική φάση του GST στρώματος. Η κρυσταλλική φάση έχει μικρότερη αντίσταση από την άμορφη. Η λογική κατάσταση «1» ή «0», εξαρτάται από τη φάση στην οποία βρίσκεται το στρώμα GST, δηλαδή προσδιορίζεται από την αγωγιμότητα του στρώματος GST.



Σχήμα 4.16: Εξάρτηση της κρυσταλλικής και της άμορφης κατάστασης από τη θερμοκρασία.

Δ) Μοριακή μνήμη (Molecular memory)

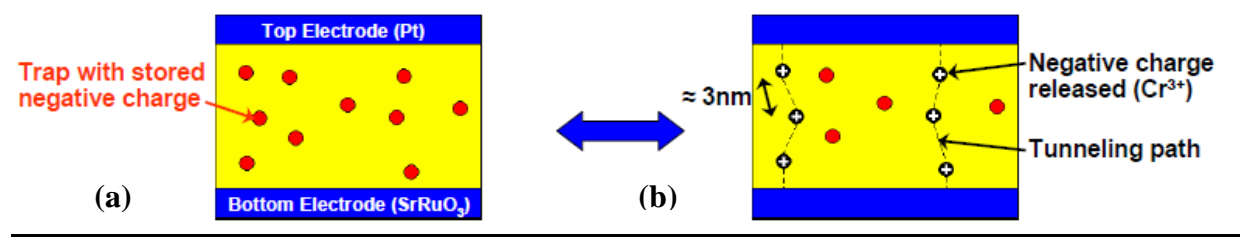
Στις μοριακές διατάξεις μνήμης η μετάβαση από τη μία ηλεκτρονική κατάσταση στην άλλη γίνεται εντός του μορίου (switching)^{27,28}. Με την τοποθέτηση ηλεκτροφίλων ή ηλεκτρόφοβων ομάδων στις άκρες του μορίου επιτυγχάνεται ανορθωτική συμπεριφορά. Χρησιμοποιώντας τις διαδικασίες της οξείδωσης και της αναγωγής (Σχήμα 4.17), γίνεται η μετάβαση από την αγώγιμη στη μη αγώγιμη κατάσταση. Οι ιδιότητες μεταφοράς είναι ίδιες με το φαινόμενο της φραγής Coulomb.



Σχήμα 4.17: (a) Περικύκλωση του μορίου από μια οργανική αλυσίδα, (b) Διαδικασία της οξείδωσης, (c) Απώθηση Coulomb (d) Διαδικασία της αναγωγής.

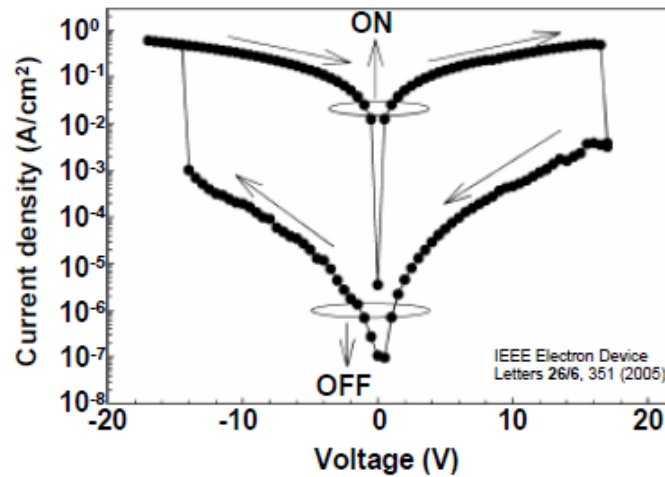
Ε) Μνήμη αλλαγής αντίστασης ενός μονωτή (Insulator resistance change memory)

Η δομή του κυττάρου μιας μνήμης αλλαγής αντίστασης ενός μονωτικού στρώματος στηρίζεται στην ελεγχόμενη από την τάση μετάβαση από μια αγώγιμη κατάσταση σε μία μη αγώγιμη σε υλικά τα οποία εμφανίζουν δύο σταθερές καταστάσεις με διαφορετική αγωγιμότητα (bi - stable materials) ή τρεις σταθερές καταστάσεις (ternary materials). Τέτοια υλικά είναι οι περοβσκίτες. Οι περοβσκίτες είναι σύνθετες ενώσεις τύπου ABD_3 , όπου το D είναι συνήθως οξυγόνο, το B συνήθως μεταβατικό στοιχείο και το A είναι συνήθως απλό μέταλλο (π.χ. αλάλιο ή αλκαλική γαία). Οι τυπικές ενώσεις που χρησιμοποιούνται στις μνήμες είναι $SrTiO_3$ ή $SrZrO_3$, ντοπαρισμένα με προσμειζεις μεταβατικών μετάλλων, όπως Cr^{+3} . Η λογική κατάσταση «1» ή «0» αποδίδεται στην πλήρωση ή στην κένωση παγίδων (Cr^{+3} ή ενδογενών ατελειών) λόγω κρούσεων ή ιονισμών από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο (Σχήμα 4.18)^{29,30,31}.



Σχήμα 4.18: (a) Κατάσταση off. Αποθήκευση αρνητικών φορτίων στις παγίδες του μονωτή και χαμηλό ρεύμα διαρροής, (b) Κατάσταση on. Απελευθέρωση των ηλεκτρονίων από τις παγίδες και σχηματισμός αγώγιμων μονοπατιών για τη διέλευση ρεύματος διαρροής, μέσω του φαινομένου σήραγγας.

Η αλλαγή της αντίστασης απεικονίζεται στις χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης, με τις μεταβολές ανάμεσα στις καταστάσεις on και off να κυμαίνονται μέχρι 5 τάξεις μεγέθους (Σχήμα 4.19).



Σχήμα 4.19: Εξάρτηση της πυκνότητας ρεύματος από την τάση για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής.

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται τα βασικά λειτουργικά χαρακτηριστικά διαφόρων τύπων μνημών.

Πίνακας 4.1

	DRAM	Flash	FeRAM	FeFET	MRAM	PCM	PMC
Retention time	≈ ms	100 years	> 10 years	≈ days	> 10 years	> 10 years	≈ 10 years (*)
Write Cycles	> 10 ¹⁵	< 10 ⁶	> 10 ¹⁵	> 10 ¹⁵	≈ 10 ¹⁵	> 10 ¹³	≈ 10 ¹⁶ (*)
Write access time	< 50 ns	≈ 40 μs	< 20 ns	< 20 ns	< 30 ns	≈ 50 ns	< 30 ns
Resistance drop	-	< 10 ⁵	-	< 10 ⁵	< 2	< 10 ⁴	< 10 ⁵
Scalability	moderate	good	moderate	moderate	moderate	very good	very good
Power consumption	high	low	low	low	low	low	very low

* extrapolation

FET: Ferroelectric Field Effect Transistor, PMC: Programmable Metallization Cell

4.7 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Semiconductor Memories - Technology, Testing, and Reliability*”, Ashok K. Sharma, Wiley – Interscience, (1997).
- ²“*Νανοσωματίδια ως δομικά στοιχεία σε ηλεκτρονικές διατάξεις*”, Παναγιώτης Σ. Δημητράκης, Διδακτορική Διατριβή, ΣΕΜΦΕ – ΕΜΠ, (2006).
- ³“*Nonvolatile semiconductor memory technology*”, G. Groeseneken, H. E. Maes, J. Van Houdt, J. S. Witters, “*Basics of nonvolatile semiconductor memory devices*”, W. D. Brown, J. E. Brewer, Eds. New York: IEEE Press, pp. 1 – 88, (1998).
- ⁴“*Memory behavior in a floating - gate avalanche - injection MOS (FAMOS) structure,*” D. Frohman – Bentchkowsky, Appl. Phys. Lett., Vol. 18, pp. 332–334, (1971).
- ⁵“*A new flash E2PROM cell using triple polysilicon technology,*” F. Masuoka, M. Asano, H. Iwahashi, T. Komuro, and S. Tanaka, Proceedings of the International Electron Devices Meeting — IEDM, Vol. 30, pp. 464–467, (1984).
- ⁶“*Flash Memories*”, R.S. Shen, et al, Chapter 51, The VLSI Handbook, ed. W.- K. Chen, Boca Raton, CRC Press LLC, (2000).
- ⁷“*Volatile and non - volatile memories in silicon with nano - crystal storage*”, S. Tiwari, F. Rana, K. Chan, H. Hanafi, Wei Chan, D. Buchanan, Electron Devices Meeting, (1995).
- ⁸“*Nanocrystal Memories*”, E. Kapetanakis, P. Normand, K. Beltsios, D. Tsoukalas, Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Vol 6, 321-340, (2004).
- ⁹“*Volatile and nonvolatile memories with nano-crystal storage,*” S. Tiwari, F. Rana, K. Chan, H. Hanafi, W. Chan, and D. Buchanan, Proceedings of the International Electron Devices Meeting — IEEE - IEDM, pp. 521, (1995).
- ¹⁰“*A 6V embedded 90nm silicon nanocrystal nonvolatile memory,*” R. Muralidhar, et al., Proceedings of the International Electron Devices Meeting — IEEE - IEDM, pp. 601– 604, (2003).
- ¹¹“*Quantum Physics*”, S. Gasiorowicz, 3rd Edition, John Wiley, (2003).
- ¹²“*Energy states in quantum dots*”, A. Williamson, edited by E. Borovitskaya, M.S. Shur (Selected Topics in Electronics and Systems – Vol. 25), 15-44, World Scientific. (2002).
- ¹³“*Transport in Nanostructures*”, D.K. Ferry and S.M. Goodnick, Cambridge University Press, (1999).
- ¹⁴“*Impact of Crystal Size and Tunnel Dielectric on Semiconductor Nanocrystal Memory Performance*”, Min She, Tsu-Jae King, IEEE Trans. Electron Devices, ED - 50, 1934–1940, (2003).
- ¹⁵“*A Silicon nanocrystals based memory*”, S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi, A. Hartstein, E. F. Crabbe and K. Chan, Applied Physics Letters 68, 1377– 379, (1996).
- ¹⁶“*Metal Nanocrystal Memories— Part I: Device Design and Fabrication*”, Z. Liu, C. Lee, V. Narayanan, G. Pei, E.C. Kan, IEEE Trans. Electron Devices, ED-49, 1606– 1613, (2002).

- ¹⁷ “*Metal nanocrystals memories—Part II: Electrical characteristics*,” Z. Liu, C. Lee, V. Narayanan, G. Pei, and E. C. Kan, IEEE Trans. Electron Devices, ED-49, 1614–1622, (2002).
- ¹⁸ “*Charge storage in a metal – oxide – semiconductor capacitor containing cobalt nanocrystals*”, Dengtao Zhao, Yan Zhu and Jianlin Liu, Solid - State Electronics, 50, 268-271, (2006).
- ¹⁹ “*Work function modification of indium-tin-oxide used in organic light emitting devices*”, S.M. Tadayyon, K. Griffiths, P.R. Norton, C. Tripp, and Z. Popovic, J. Vac. Sci. Technol. A, Vac. Surf. Films, Vol. 17, pages 1773 - 1778, (1999).
- ²⁰ “*Hot - carrier effects in MOS devices*”, E. Takeda, C. Y. Yang, A. Miura-Hamada, Academic Press, (1995).
- ²¹ “*Non - volatile memory technologies: emerging concepts and new materials*”, R. Bez, A. Pirovano, Materials Science in Semiconductor Processing 7, 349–355, (2004).
- ²² “*Nanoelectronics and Information Technology*”, Rainer Waser, 1st edition, Wiley -VCH, Weinheim, (2003).
- ²³ “*Integration of SrBi₂Ta₂O₉ thin films for high density ferroelectric random access memory*”, Wouters D. J. et al, J. Appl. Phys., 100, 051603, (2006).
- ²⁴ “*Fundamentals of MRAM Technology*”, J. M. Slaughter, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, B. N. Engel, J. Janesky, N. D. Rizzo and S. Tehrani Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, Vol. 15/1, 19 - 25, (2002).
- ²⁵ “*Magnetic Random Access Memory*”, N. P. Vasileva and S. I. Kasatkin, Automation and remote control, Vol. 64/9, 1369-1385, (2003).
- ²⁶ “*Electronic Switching in Phase - Change Memories*”, Agostino Pirovano, A. L. Lacaíta, A. Benvenuti, F. Pellizzer and R. Bez IEEE Transactions on electron devices, Vol. 51/3, 452-459, (2004).
- ²⁷ “*Nanoscale molecular - switch devices fabricated by imprint lithography*”, Y. Chen, D. A. A. Ohlberg, X. Li, D. R. Stewart, R. S. Williams, Applied Physics Letters, 82/10, 1610, (2003).
- ²⁸ “*Nanoscale memory devices*”, Andy Chung, Jamal Deen, Jeong-SooLee and M. Meyyappan, Topical review, Nanotechnology 21, 412001, (2010).
- ²⁹ “*Current - driven insulator – conductor transition and nonvolatile memory in chromium - doped SrTiO₃ single crystals*”, Y. Watanabe, J. G. Bednorz, A. Bietsch, Ch. Gerber, D. Widmer and A. Beck, Applied Physics Letters, 78/23, 3738, (2001).
- ³⁰ “*Electrical current distribution across a metal – insulator – metal structure during bistable switching*”, C. Rossel, G. I. Meijer, D. Bremaud and D. Widmer, Journal of Applied Physics, 90/6, 2892, (2001).
- ³¹ “*Resistive non - volatile memory devices*”, Rainer Waser, Microelectronic Engineering 86, 1925 – 1928, (2009).

Κεφάλαιο 5: Μνήμες MOS με Μεταλλικούς Νανοκρυστάλλους

5.1 Εισαγωγή

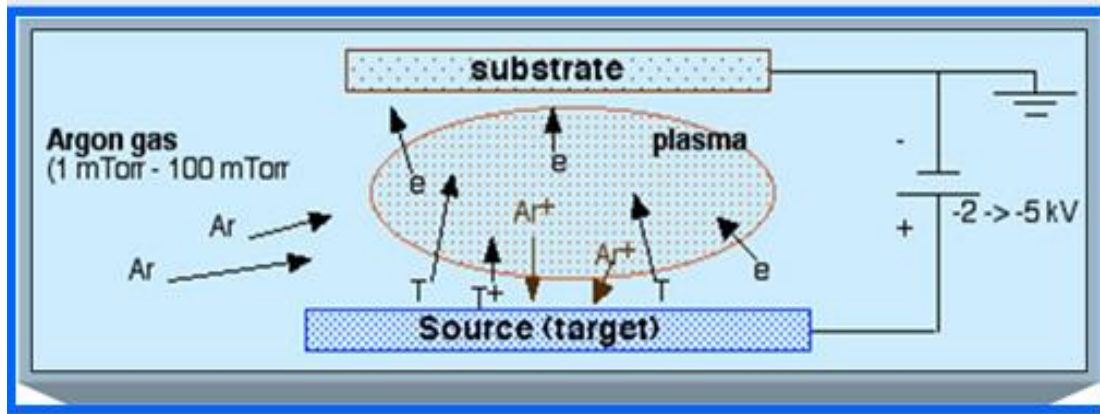
Με στόχο να αναδείξουμε τα πλεονεκτήματα των μη πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους, που παρουσιάσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, κατασκευάσαμε και μελετήσαμε δομικά και ηλεκτρικά μνήμες τύπου MOS με εναποτιθέμενους νανοκρυστάλλους πλατίνας (Pt) και χρυσού (Au), σε διάφορα μεγέθη και επιφανειακές πυκνότητες. Το βασικό στοιχείο της κατασκευής των διατάξεων αυτών είναι πως το οξειδίο πύλης των πυκνωτών αποτελείται από δύο διαφορετικά υλικά. Το ένα είναι το SiO₂ το οποίο αποτελεί το οξειδίο σήραγγας (tunnel oxide) και το άλλο είναι το HfO₂ το οποίο αποτελεί το οξειδίο ελέγχου (control oxide). Το κίνητρο για την κατασκευή μικτού τύπου οξειδίου, είναι η ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου στο οξειδίο σήραγγας, το οποίο με τη σειρά του θα βοηθήσει στο να πετύχουμε μειωμένες τάσεις εγγραφής/διαγραφής. Η κατασκευή μη πτητικών μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους προϋποθέτει πως η εναπόθεση των νανοκρυστάλλων δε θα επιφέρει καταστροφές στην ποιότητα των άλλων υλικών της διάταξης, όπως το οξειδίο αλλά και το υπόστρωμα. Γι' αυτό το λόγο η θερμοκρασία κατά τη διάρκεια της εμφύτευσης δε θα πρέπει να είναι αρκετά υψηλή (1000 °C). Τόσο υψηλές θερμοκρασίες θα μπορούσαν να επιτρέψουν τη διάχυση των νανοσωματιδίων τόσο στο στρώμα του διηλεκτρικού όσο και στο ίδιο το υπόστρωμα του Si, καταστρέφοντας τη λειτουργία των μνημών.

5.2 Τεχνικές εναπόθεσης λεπτών υμενίων

Η κατασκευή λεπτών υμενίων (film) είναι ιδιαίτερης σημασίας για την αξιοπιστία και τη σωστή λειτουργία των διατάξεων μνήμης, οπότε αξίζει να κάνουμε μια αναφορά στις χρησιμοποιούμενες μεθόδους.

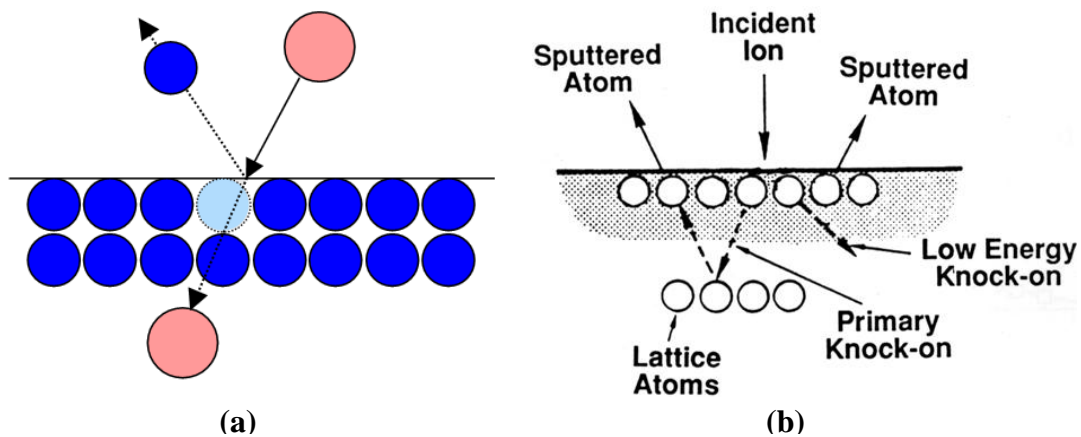
5.2.1 Η τεχνική της ιοντοβολής (sputtering)

Όταν η επιφάνεια ενός στερεού βομβαρδίζεται με ενεργητικά σωματίδια (π.χ. επιταχυνόμενα ιόντα) τότε τα άτομα της επιφάνειας του στερεού οπισθοσκοιδαζονται λόγω κρούσεων μεταξύ προσπιπτόντων ιόντων και επιφανειακών ατόμων (Σχήμα 5.1). Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ιοντοβολή (sputtering)¹. Όταν ένα λεπτό φύλλο βομβαρδίζεται με ενεργητικά σωματίδια κάποια από τα σκεδαζόμενα άτομα εισέρχονται στο φύλλο. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται “transmission - sputtering”. Στην περίπτωση που το ενεργητικό ιόν εισχωρήσει μέσα στο στερεό τότε έχουμε την εμφύτευσή του (implantation).



Σχήμα 5.1: Διαδικασία εναπόθεσης με sputtering.

Στον ενδιάμεσο χώρο, μεταξύ του στόχου και του υποστρώματος, δημιουργείται πλάσμα αδρανούς υλικού (συνήθως αργού), το οποίο μέσω των κρούσεων του με το στόχο αποκολλά μόρια του, που επικάθονται πάνω στο υπόστρωμα. Το σύστημα ευρίσκεται μέσα σε ένα θάλαμο κενού εντός του οποίου διοχετεύεται το αέριο. Με την εφαρμογή ηλεκτρικής τάσης μεταξύ των ηλεκτροδίων (της τάξεως των kV) ξεσπά ηλεκτρική εκκένωση στο αέριο και δημιουργείται το πλάσμα. Με τον όρο πλάσμα εννοούμε αέριο που περιέχει ηλεκτρόνια καθώς και ιόντα θετικά και αρνητικά.

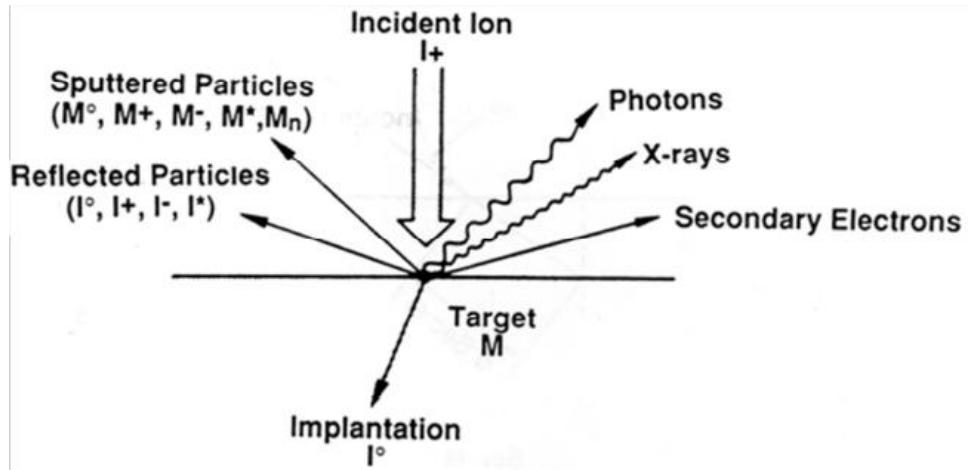


Σχήμα 5.2: (a) Η αποκόλληση ενός ατόμου του στόχου από τη σύγκρουση με ένα άτομο του πλάσματος (b) φαινόμενα ανταλλαγής ορμής των προσπιπτόντων ιόντων, των εξαγόμενων ατόμων και των πλεγματικών ατόμων.

Καθώς ο στόχος βομβαρδίζεται με ιόντα, λαμβάνουν χώρα μια σειρά από διαδικασίες (Σχήμα 5.3):

- Απελευθέρωση ουδέτερων ατόμων
- Ουδετεροποίηση και οπισθοσκέδαση των προσπιπτόντων ιόντων (backscattered particles)
- Εκπομπή ακτίνων – X (X – ray emission)
- Παραγωγή – γένεση φωτονίων (photon generation)

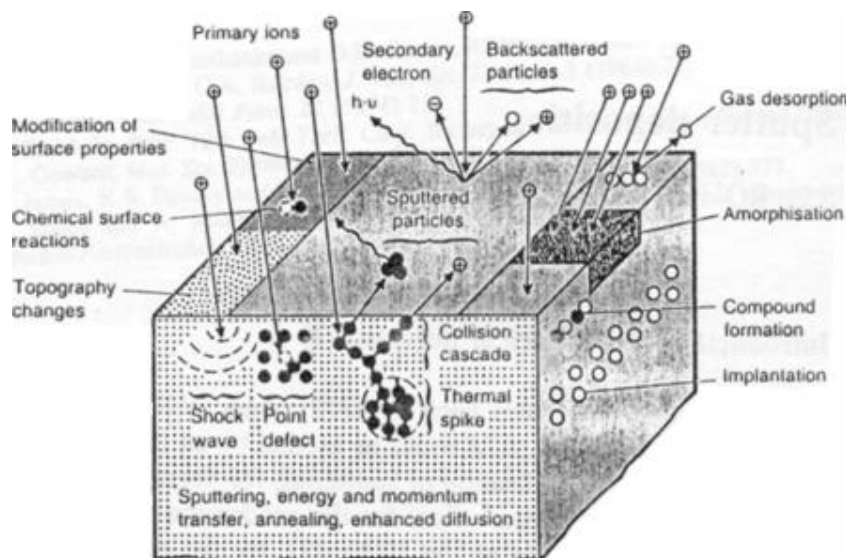
- Εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων (secondary electron emission)
- Διασκορπισμός των ατόμων του αερίου που βρίσκονται στην επιφάνεια του στόχου (gas desorption)



Σχήμα 5.3: Αλληλεπίδραση ιόντος – υλικού.

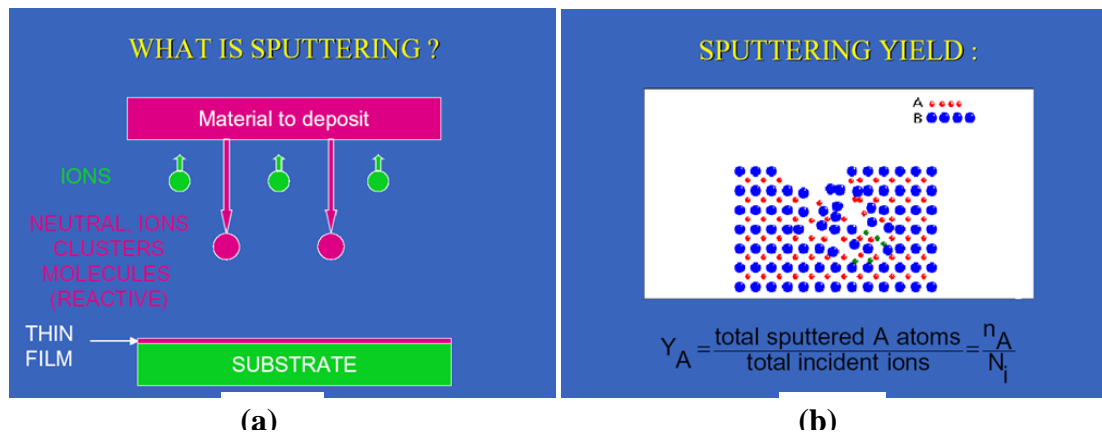
Στο βομβαρδισμένο στόχο (υλικό) μπορούν να συμβούν τα ακόλουθα φαινόμενα:

- Αμορφοποίηση του στόχου
- Εμφύτευση του ιόντος
- Ενώσεις στοιχείων
- Δημιουργία διαδοχικών κρούσεων
- Τοπική θέρμανση
- Σημειακές ατέλειες
- Διάδοση κρουστικών κυμάτων



Σχήμα 5.4: Αλληλεπιδράσεις ιόντων – υλικών σ' όλο τον όγκο ενός στερεού.

Η φύση της διαδικασίας της τεχνικής sputtering είναι τέτοια που επιτρέπει στα διαθέσιμα ιόντα να χρησιμοποιηθούν με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να διαμορφωθεί η χημεία και η δομή του υμενίου κατά τα επιθυμητά. Για παράδειγμα, η τεχνική sputtering στην οποία εφαρμόζεται αρνητική τάση πόλωσης στο υπόστρωμα (bias sputtering) και η τεχνική sputtering με υποβοήθηση δέσμης (ion beam assisted sputtering) αξιοποιούν το βομβαρδισμό του υμενίου με ιόντα κατά την διάρκεια της ανάπτυξής του. Αυτό οδηγεί σε διάφορα φαινόμενα κατά την διαδικασία ανάπτυξης ενός υμενίου, όπως intermixing, αύξηση της κινητικότητας των ατόμων που επικάθονται στο δείγμα, κλπ., τα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν και να ελεγχθούν κατάλληλα.

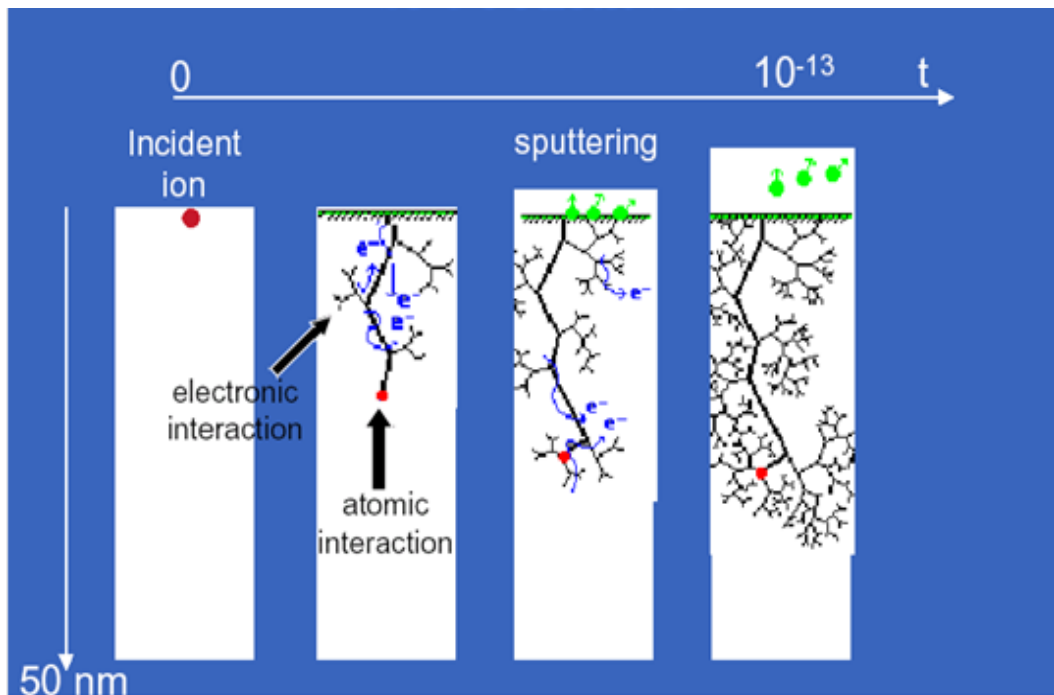


Σχήμα 5.5: (a) Η φυσική εξήγηση της διαδικασίας της ιοντοβολής, (b) Η απόδοση της διαδικασίας sputtering.

Το sputtering χρησιμοποιείται ευρύτατα για τον καθαρισμό επιφανειών και την αφαίρεση υλικού από ένα στερεό σώμα (etching), στην εναπόθεση λεπτών υμενίων, στην ανάλυση επιφανειών και επιφανειακών στρώσεων, και σε τεχνικές sputtering με πηγές ιόντων. Οι τεχνικές sputtering είναι από τις πιο γνωστές και διαδεδομένες μεθόδους εναπόθεσης. Αυτό οφείλεται στην απλότητα των φυσικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα, στην ευκολία χρήσης, προσαρμογής και τροποποίησης αυτών των τεχνικών. Οι τεχνικές sputtering χρησιμοποιούνται ευρέως για την παραγωγή ημιαγωγών, ημιαγωγικών και φωτοβολταϊκών διατάξεων καθώς και σε διάφορες άλλες βιομηχανικές χρήσεις. Υλικά με υψηλό σημείο τήξης όπως κεραμικά, πυρίμαχα μέταλλα τα οποία είναι δύσκολο να εναποθεθούν με τεχνικές εξάχνωσης, μπορούν να εναποθεθούν με την τεχνική sputtering. Οι τεχνικές sputtering εκτείνονται από το απλό dc discharge sputtering που περιορίζεται στο sputtering των αγώγιμων στόχων, στο rf sputtering, όπου οποιοσδήποτε στόχος ανεξάρτητα από την αγωγιμότητά του μπορεί να εναποθεθεί, μέχρι και την εξεζητημένη τεχνική ion beam sputtering που είναι μια πολύ καλά ελεγχόμενη διαδικασία εναπόθεσης υλικών.

Ένα μειονέκτημα της τεχνικής sputtering είναι ότι απαιτείται συγκεκριμένη διαμόρφωση του συστήματος εναπόθεσης για ορισμένα υλικά στόχου, ενώ οι υψηλοί ρυθμοί εναπόθεσης που επιτυγχάνονται με χρήση magnetron sputtering σε

ορισμένες περιπτώσεις αναιρούνται. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η συγκέντρωση του πλάσματος δημιουργείται σε μια περιορισμένη περιοχή της συνολικής επιφάνειας του στόχου στην οποία εντοπίζεται η αλληλεπίδραση του μαγνητικού και του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό οδηγεί στο σχηματισμό ενός κρατήρα στο στόχο καθώς όλο και περισσότερο υλικό γίνεται sputtered από αυτή την συγκεκριμένη περιοχή. Γενικά, σε ένα συμβατικό σύστημα magnetron sputtering αναμένεται να εναποτεθεί μόνο το 25 – 30% του συνολικού υλικού του στόχου. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος χρησιμοποιείται συνήθως η περιστροφή του στόχου ή η εφαρμογή κατάλληλου μαγνητικού πεδίου με γραμμές όσο το δυνατόν πιο παράλληλες προς την επιφάνεια του στόχου.



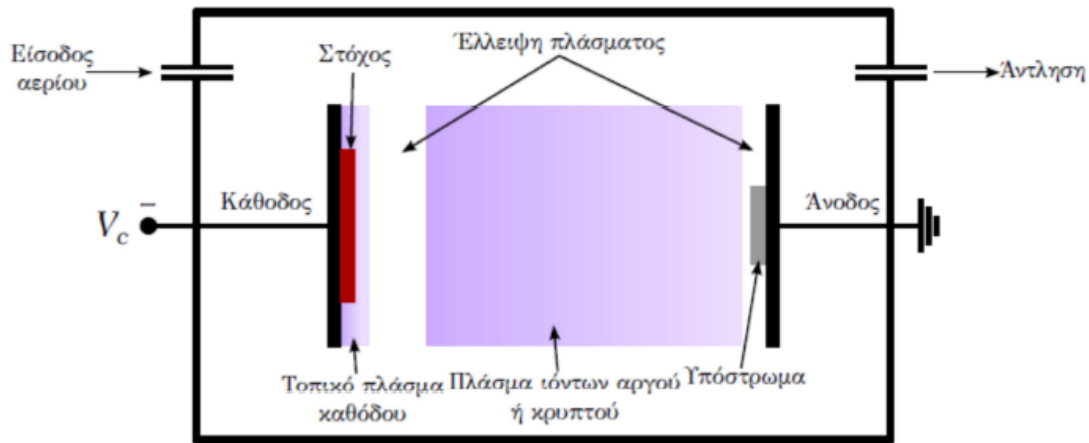
Σχήμα 5.6: Φυσικοί μηχανισμοί της διαδικασίας sputtering.

5.2.2 Συστήματα ιοντοβολής

Υπάρχει μια μεγάλη ποικιλία τρόπων και συστημάτων εναπόθεσης που βασίζονται στο sputtering. Εδώ θα επικεντρωθούμε στα τρία βασικά συστήματα. Το DC sputtering, το RF sputtering και το magnetron sputtering.

α) DC Sputtering

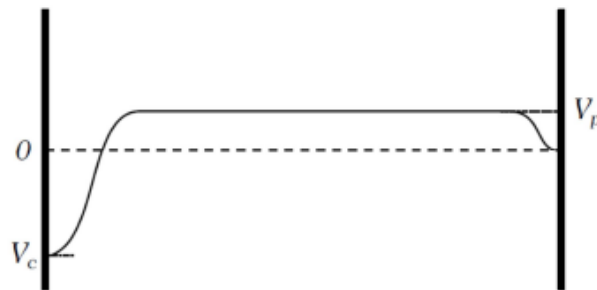
Το DC sputtering είναι η απλούστερη μορφή εκ των τριών συστημάτων. Στο Σχήμα 5.7 μπορούμε να δούμε μια σχηματική απεικόνιση της λειτουργίας ενός τέτοιου συστήματος.



Σχήμα 5.7: Η αρχή λειτουργίας μιας διάταξης DC sputtering

Με την εφαρμογή της τάσης ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο ξεσπά ηλεκτρική εκκένωση στο αδρανές αέριο και δημιουργείται πλάσμα. Στο πλάσμα που δημιουργήθηκε διακρίνονται δύο περιοχές²: α) ο κύριος όγκος του πλάσματος που είναι σχεδόν ουδέτερος και ανταποκρίνεται στον ορισμό του πλάσματος και β) οι οριακές στοιβάδες ή «φράκτες» ηλεκτρονίων που αναπτύσσονται όταν το πλάσμα έρχεται σε επαφή με επιφάνεια. Η θερμοκρασία του αερίου είναι περίπου αυτή του περιβάλλοντος και περίπου ίση με αυτή των αυτών των ιόντων στον κύριο όγκο του πλάσματος (ψυχρό πλάσμα). Αντίθετα, τα ηλεκτρόνια είναι πολύ θερμά (δεκάδες χιλιάδες K). Η αυξημένη θερμοκρασία (ενέργεια) των ηλεκτρονίων οφείλεται στο ότι ενώ επιταχύνονται (κερδίζουν ενέργεια) από τα πεδία που αναπτύσσονται στο πλάσμα, μεταφέρουν πολύ λίγη ενέργεια στο αέριο κατά τις ελαστικές συγκρούσεις με τα βαρύτερα ουδέτερα σωματίδια. Από την άλλη πλευρά, τα ιόντα έχουν χαμηλή θερμοκρασία διότι μεταφέρουν σχεδόν όλη τους την ενέργεια σε μια ελαστική σύγκρουση με ουδέτερα μόρια. Όταν η ενέργεια των ηλεκτρονίων αυξηθεί πολύ, τότε αυτά υφίστανται και μη ελαστικές συγκρούσεις κατά τις οποίες χάνουν ενέργεια, με αποτέλεσμα η ενέργειά τους να μην αυξάνεται επ' άπειρον. Στο ηλεκτρόδιο της καθόδου τοποθετείται ο στόχος του υλικού προς εναπόθεση, ενώ στην άνοδο τοποθετείται το υπόστρωμα στο οποίο θέλουμε να γίνει η εναπόθεση. Τα θετικά ιόντα του πλάσματος επιταχύνονται προς το αρνητικά πολωμένο ηλεκτρόδιο. Η τάση η οποία εφαρμόζεται στην άνοδο μπορεί να φέρει τα ιόντα να έχουν ενέργειες ακόμα και αρκετές χιλιάδες eV καθώς προσπίπτουν στον στόχο. Καθώς, λοιπόν, προσπίπτουν στο στόχο, εξάγουν άτομα του στόχου τα οποία με τη σειρά τους μπορούν να κινηθούν μέσα στο πλάσμα και να συμπυκνωθούν στην επιφάνεια του υποστρώματος. Είναι προφανές ότι λόγω της φύσης της διαδικασίας, επιβάλλεται ότι το υλικό του στόχου πρέπει να είναι αγώγιμο. Για την περίπτωση μη αγώγιμων υλικών μπορεί να χρησιμοποιηθεί το RF sputtering.

Τα φαινόμενα που συμβαίνουν στον κύριο όγκο είναι διαφορετικά από αυτά που συμβαίνουν στην οριακή στοιβάδα που σχηματίζεται όταν το πλάσμα έρθει σε επαφή με επιφάνεια. Τα ηλεκτρόνια κινούνται με μεγαλύτερη ταχύτητα από τα ιόντα. Έτσι, φτάνουν συντομότερα από τα ιόντα στην επιφάνεια με την οποία το πλάσμα έρχεται σε επαφή. Το αποτέλεσμα είναι η επιφάνεια να φορτιστεί αρνητικά, το δυναμικό της να γίνει χαμηλότερο από αυτό του πλάσματος και τα ηλεκτρόνια να απωθούνται από αυτή. Συνεπώς, η οριακή στοιβάδα αδειάζει από ηλεκτρόνια και το δυναμικό που αναπτύσσεται δρα σαν ένας «φράκτης» ηλεκτρονίων. Αυτό που έχει σαν συνέπεια την ανομοιομορφία κατανομής του πλάσματος που αναπτύσσεται στο θάλαμο. Όπως μπορούμε να δούμε και στο Σχήμα 5.8 η κατανομή του πλάσματος δεν είναι συνεχής, αλλά εμφανίζει δύο σκοτεινές περιοχές, μία κοντά στην άνοδο και μία κοντά στην κάθοδο.



Σχήμα 5.8: Η κατανομή του δυναμικού μέσα στο θάλαμο.

Η έλλειψη πλάσματος κοντά στην περιοχή του αρνητικού ηλεκτροδίου καλείται σκοτεινή περιοχή Crookes και έχει έκταση από 100 μm ως 10 mm. Η άλλη σκοτεινή περιοχή που σχηματίζεται κοντά στην άνοδο καλείται σκοτεινή περιοχή Faraday και έχει σημαντικά μικρότερη έκταση ούτως ώστε να επηρεάσει την εναπόθεση.

β) RF Sputtering

Βελτίωση της προηγούμενης τεχνικής, κυρίως ως προς τη δυνατότητα εναπόθεσης υλικών που δεν είναι αγωγίμα, αποτελεί το RF sputtering. Για την παραγωγή νανοσωματιδίων και λεπτών υμενίων από μονωτικά υλικά με τη χρήση του DC sputtering απαιτούνται απαγορευτικά μεγάλες τάσεις ($>10^9$ V) και μάλιστα με πολύ μικρή προβλεπόμενη απόδοση. Η λογική πίσω από αυτή την τεχνική βρίσκεται στην εφαρμογή ενός μικρού εναλλασσόμενου σήματος στα ηλεκτρόδια. Σε συχνότητες κάτω των 50 kHz τα ιόντα είναι αρκετά ευκίνητα και τα φαινόμενα του DC sputtering υπερτερούν. Σε μεγαλύτερες συχνότητες τα ηλεκτρόνια θα αρχίσουν να ταλαντώνονται υπό την επίδραση του εναλλασσόμενου πεδίου στην περιοχή του πλάσματος και θα έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν τα άτομα του πλάσματος κοντά στον στόχο επιταχύνοντας έτσι τη διαδικασία. Η συχνότητα η οποία χρησιμοποιείται για αυτές τις διεργασίες είναι τα 13.56 MHz. Οι τάσεις RF μπορούν

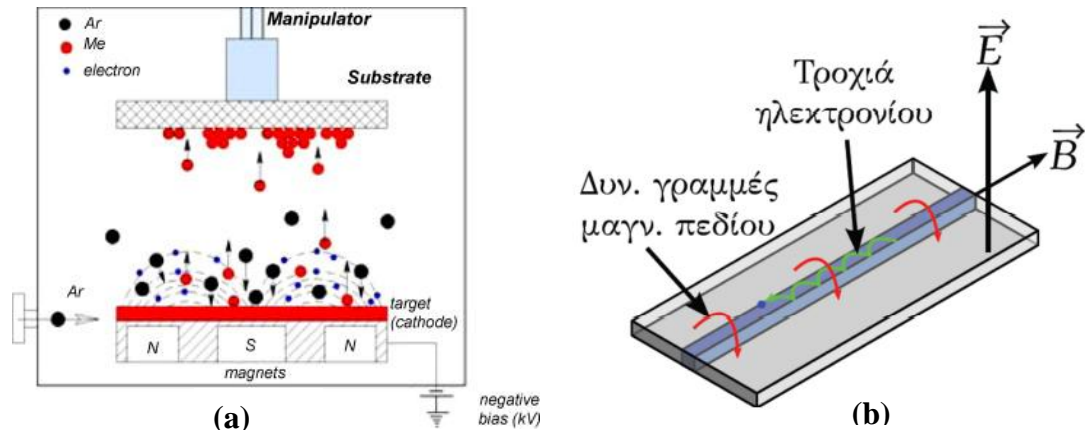
να συζευχθούν χωρητικά ανάμεσα στα ηλεκτρόδια, ενώ η συσσώρευση θετικού φορτίου αναιρείται από τις συγκρούσεις των ηλεκτρονίων στο στόχο. Η συσσώρευση ηλεκτρονίων τόσο στην άνοδο όσο και στην κάθοδο εγγυάται ότι τα δύο ηλεκτρόδια θα είναι μονίμως πολωμένα. Τέλος, θα αναφέρουμε ότι λόγω της διαφορετικής κινητικότητας των ιόντων από τα ηλεκτρόνια (τα τελευταία είναι πιο δραστήρια) ένα θετικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο θα τραβάει προς το μέρος του περισσότερο ρεύμα από τα ηλεκτρόνια από ότι ένα αρνητικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο θα τραβάει από τα ιόντα. Για αυτόν τον λόγο η εκκένωση του πλάσματος είναι ασύμμετρη. Λόγω αυτής της ασυμμετρίας τα δυναμικά στα δύο ηλεκτρόδια θα εξαρτώνται από τις επιφάνειές τους.

γ) Magnetron Sputtering

Η μέθοδος αυτή αποτελεί παραλλαγή της μεθόδου του DC sputtering. Το magnetron έρχεται να δώσει λύση στην χαμηλή απόδοση του DC, καθώς στην περίπτωση εκείνη τα περισσότερα ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργειά τους προτού ιονίσουν τα άτομα του αερίου. Στην περίπτωση του magnetron, ισχυροί μαγνήτες στην περιοχή του στόχου (Σχήμα 5.9(a)) χρησιμοποιούνται για την παραγωγή μαγνητικού πεδίου σε γωνία με το ηλεκτρικό που δημιουργείται ανάμεσα στα ηλεκτρόδια, λόγω της DC τάσης. Όταν ένα μαγνητικό πεδίο, B , υπερτίθεται στο ηλεκτρικό πεδίο, E , η δύναμη Lorentz που δέχονται τα ηλεκτρόνια, φορτίου q , μάζας m_e και ταχύτητας v θα είναι:

$$F = \frac{m_e dv}{dt} = -q(E + v \times B) \quad (5.1)$$

όπου θ η γωνία που σχηματίζουν τα διανύσματα των δύο πεδίων μεταξύ τους. Αν δεν υπήρχε το μαγνητικό πεδίο, τότε ηλεκτρόνια εκτός του κεντρικού άξονα (δηλαδή με ταχύτητες τέτοιες ώστε $\theta \neq 0$) θα έφευγαν από το χώρο της εκκένωσης και θα χάνονταν στα τοιχώματα του θαλάμου. Με αυτόν τον τρόπο τα ηλεκτρόνια παραμένουν καθηλωμένα κοντά στην κάθοδο. Επομένως το χρονικό διάστημα κατά το οποίο το ηλεκτρόνιο βρίσκεται κοντά στην κάθοδο παρατείνεται και συνεπώς, αυξάνεται η πιθανότητα να συγκρουστεί με κάποιο άτομο του αερίου. Σε πραγματικές εφαρμογές, βέβαια, οι διευθύνσεις των δύο πεδίων είναι κάθετες μεταξύ τους, δηλαδή το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο στο στόχο και το μαγνητικό παράλληλο σε αυτόν. Αυτό επιτυγχάνεται τοποθετώντας ένα μαγνήτη σε μορφή δακτυλίου ή πλαισίου κάτω από τον στόχο, ούτως ώστε οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές να ξεκινάνε κάθετα στο στόχο, στη συνέχεια να κάμπτονται παράλληλα σε αυτόν και, τέλος, να επιστρέφουν κάθετα σε αυτόν. Συνεπώς τα ηλεκτρόνια που φεύγουν από την κάθοδο επιταχύνονται προς την άνοδο κάνοντας μια ελικοειδή κίνηση αλλά όταν συναντούν το παράλληλο μαγνητικό πεδίο η τροχιά τους κάμπτεται αναγκάζοντάς τα να επιστρέφουν προς τον στόχο (Σχήμα 5.9(b)).



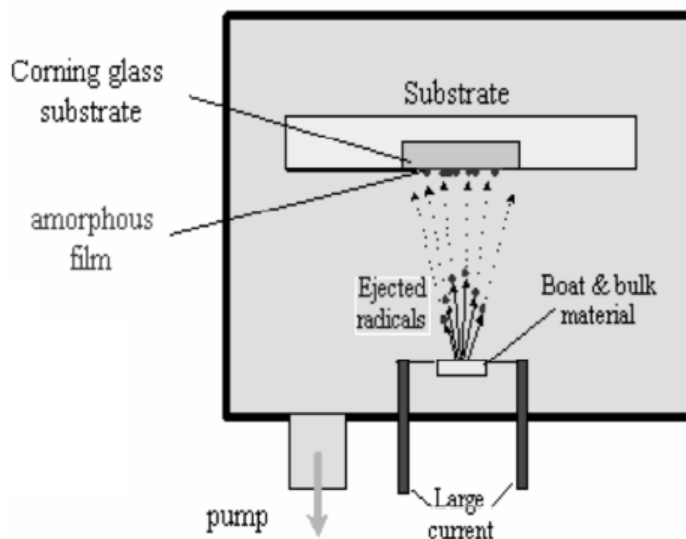
Σχήμα 5.9: (a) Τυπικό σύστημα magnetron sputtering, (b) Η παγίδευση των ηλεκτρονίων σε ένα επίπεδο magnetron.

Η μεγάλη επιτυχία του magnetron ανάγεται στο γεγονός ότι ένα πολύ μεγάλο ποσοστό των ηλεκτρονίων αξιοποιείται για τον ιονισμό των ατόμων του αερίου. Έτσι σε έναν συνήθη κύκλο εναπόθεσης, αρχικά, ηλεκτρόνια της καθόδου παγιδεύονται στο μαγνητικό πεδίο. Κατόπιν συγκρούονται με ένα άτομο του αερίου του πλάσματος το οποίο ιοντίζουν. Αυτό με τη σειρά του λόγω της κρούσης κινείται προς τον στόχο στην κάθοδο στον οποίον προσκρούει και αφαιρεί μερικά άτομα από την επιφάνεια. Στη συνέχεια το ιόν του αερίου συγκρούεται ξανά με τα προηγούμενα ηλεκτρόνια που έχουν μαζευτεί στην περιοχή του πεδίου και παραλαμβάνει ένα ηλεκτρόνιο ώστε να γίνει ηλεκτρικά ουδέτερο. Μετά συγκρούεται και πάλι με τα άφθονα ηλεκτρόνια που βρίσκονται κοντά στην κάθοδο κ.ο.κ.. Με αυτόν τον τρόπο, το magnetron μπορεί να δώσει λεπτά υμένα από ελαφριά μέταλλα με ρυθμούς ταχύτερους και από $1 \mu\text{m} / \text{min}$, δηλαδή τάξεις μεγέθους μεγαλύτερους από τους συνήθεις ρυθμούς του DC ή του RF sputtering. Θα επανέρθουμε παρακάτω σ' αυτή τη μέθοδο.

5.2.3 Θερμική εξάχνωση (Thermal evaporation)

Στη θερμική εξάτμιση χρησιμοποιείται ένα πυρίμαχο σκεύος μέσα στο οποίο τοποθετείται το υλικό που θα εξατμιστεί (στόχος). Το σκεύος είναι κατασκευασμένο συνήθως από κατάλληλο κεραμικό υλικό, όπως η αλουμίνα (Al_2O_3) και η ζιρκονία (ZrO_2), είτε από κάποιο δύστηγο μέταλλο όπως το βολφράμιο (W), ταντάλιο (Ta) ή μολυβδένιο (Mo). Κριτήριο επιλογής είναι να μην αντιδρά χημικά ο στόχος με το πυρίμαχο σκεύος αλλά ούτε και να σχηματίζει μαζί του κάποιο ευτηκτικό κράμα. Εάν το σκεύος είναι κεραμικό, τότε τυλίγεται γύρω του κατάλληλη αντίσταση που θα το θερμάνει (φαινόμενο Joule). Εάν είναι μέταλλο, τότε εφαρμόζεται τάση απευθείας στα άκρα του (5 – 100 Volt). Το ρεύμα που διέρχεται από την αντίσταση ή το μεταλλικό σκεύος είναι από μερικές δεκάδες έως μερικές εκατοντάδες Ampere. Κρατώντας τη θερμοκρασία του στόχου σταθερή, επιτυγχάνεται σταθερός ρυθμός

εξάτμισης και τα υμένα που παρασκευάζονται παρουσιάζουν ομοιόμορφη κατανομή πάχους και υψηλό βαθμό κρυσταλλικότητας. Στόχοι με μεγάλη θερμική αγωγιμότητα (π.χ άργυρος, χρυσός) που δεν εξατμίζονται εύκολα με την μέθοδο εξάτμισης με δέσμη ηλεκτρονίων, εξατμίζονται εύκολα με αυτή τη μέθοδο. Στο Σχήμα 5.10 φαίνεται πώς ακριβώς γίνεται απόθεση του λεπτού υμενίου σε τυπικά συστήματα υψηλού κενού. Ένα μεγάλο ρεύμα διαρρέει ένα πυρίμαχο χωνευτήριο από δύστηκτο υλικό στο οποίο έχει τοποθετηθεί το υλικό που θέλουμε να εναποθέσουμε. Λόγω της υψηλής θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στο χωνευτήριο, το υλικό υγροποιείται και κατόπιν εξατμίζεται. Ο ατμός συμπυκνώνεται στο υπόστρωμα σχηματίζοντας το λεπτό υμένιο. Η όλη διαδικασία λαμβάνει χώρα σε υψηλό κενό ($10^{-7} - 10^{-6}$ mbarr).



Σχήμα 5.10: Σχηματική παράσταση της δημιουργίας του λεπτού υμενίου.

5.2.4 Εξάχνωση με δέσμη ηλεκτρονίων (*e - gun evaporation*)

Η εξάχνωση με δέσμη ηλεκτρονίων επιτυγχάνεται οδηγώντας μια δέσμη ηλεκτρονίων που παράγεται από διάπυρο νήμα βολφραμίου, στο στόχο. Ο στόχος βρίσκεται τοποθετημένος στην επιφάνεια μιας υδρόψυκτης θήκης από επινικελωμένο χαλκό. Σε περίπτωση που ο στόχος έχει πολύ υψηλή θερμική αγωγιμότητα, τοποθετείται μέσα σε πυρίμαχο σκεύος ώστε να μονώνεται θερμικά από την υδρόψυκτη θήκη. Η δέσμη ηλεκτρονίων διαγράφει καμπύλη τροχιά, λόγω της ύπαρξης μαγνητικού πεδίου και προσπίπτει στην επιφάνεια του στόχου. Η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων μετατρέπεται σε θερμική μετά την πρόσκρουση στην επιφάνεια του στόχου. Έτσι δημιουργεί τοπικά σε μια επιφάνεια διαμέτρου 1 - 2 mm μια μικρή λίμνη αναβράζοντος υλικού που εξατμίζεται. Οι ατμοί συμπυκνώνονται στο υπόστρωμα και σχηματίζεται το λεπτό υμένιο. Η εντοπισμένη θέρμανση του υλικού σε συνδυασμό με την απαγωγή θερμότητας λόγω της συνεχούς υδρόψυξης ελαττώνουν

σημαντικά τις ανεπιθύμητες εκροές αερίων από τα περιβάλλοντα εξαρτήματα. Τα περισσότερα μέταλλα μπορούν να εξατμιστούν με τον τρόπο αυτό, ενώ σημαντικό πλεονέκτημα της τεχνικής αυτής είναι η επιτυχής εξάτμιση ακόμα και πολύ δύστηκτων μετάλλων, όπως το βολφράμιο. Στα μειονεκτήματα της μεθόδου είναι ο σχετικά μικρός κώνος εκπομπής και η έντονη εξάρτηση του ρυθμού εξάτμισης από το ρεύμα της δέσμης ηλεκτρονίων.

5.3 Παραγωγή νανοσωματιδίων

Έχει αποδειχθεί ότι διάφορες τεχνικές διεργασιών για την παραγωγή νανοσωματιδίων, όπως η τεχνική της πυροσυσσωμάτωσης (sintering), είναι αποτελεσματικότερες όταν το υλικό κατασκευάζεται από λεπτόκοικα σωματίδια και όχι από μεγαλύτερα σωματίδια με την ίδια πυκνότητα συσσωμάτωσης. Κατά καιρούς, έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορες μέθοδοι, για τη σύνθεση και τον έλεγχο των ιδιοτήτων των νανοσωματιδίων, οι οποίες εξαρτώνται τόσο από το είδος του υλικού όσο και από τη χρήση για την οποία προορίζεται. Τα νανοσωματίδια μπορούν να κατασκευαστούν από ένα μεγάλο εύρος υλικών όπως κοινά μέταλλα, κεραμικά, μεταλλικά οξείδια, πυρίτιο ή ακόμη και πολυμερή. Η μορφολογία τους παρουσιάζει μεγάλη ποικιλία και καθορίζεται από τη χρήση τους και από τις ιδιότητες που πρέπει να προσδεθούν σ' αυτά. Για όλα τα νανοκρυσταλλικά υλικά, που παρασκευάζονται από διάφορες μεθόδους σύνθεσης, ιδιαίτερο ρόλο έχει η μόλυνση της επιφάνειας και των ενδοεπιφανειών. Η σύνθεση, όσον αφορά τις μεθόδους με τις οποίες αναπτύσσονται τα νανοσωματίδια, χωρίζονται ως εξής^{3,4}:

- Μέθοδος στερεάς κατάστασης ή μηχανικές διεργασίες
- Μέθοδοι ατμού
- Χημική σύνθεση ή υγρές χημικές (κολλοειδείς) διεργασίες

Κάθε κατηγορία περιλαμβάνει κάποιες συγκεκριμένες μεθόδους οι οποίες ανάλογα με την επιλογή των υλικών και χρήση των νανοσωματιδίων παρουσιάζουν πλεονεκτήματα και κάποια μειονεκτήματα έναντι των άλλων.

1. Μέθοδος στερεάς κατάστασης ή μηχανικές διεργασίες

Μέχρι τη δεκαετία του 70, οι μηχανικές διεργασίες των σωματιδίων (σκόνες) χρησιμοποιούνταν ως μέθοδος σύνθεσης νέων κραμάτων και μιγμάτων φάσεων σε βιομηχανική κλίμακα. Οι μέθοδοι αυτοί προσέδωσαν το ενδιαφέρον για την παρασκευή άμορφων και νανοδομημένων υλικών για ένα μεγάλο εύρος κραμάτων, κεραμικών και συνθετικών υλικών. Ο μηχανισμός σχηματισμού της μικροδομής είναι πολύ διαφορετικός από άλλες μεθόδους σύνθεσης νανοσωματιδίων. Η μικροδομή που προκύπτει είναι βέβαια η ίδια. Με τη μέθοδο αυτή μπορούν να ξεπεραστούν οι ποσοτικοί περιορισμοί στην παραγωγή νανοκρυσταλλικών υλικών. Το πλεονέκτημα των μεθόδων στερεάς κατάστασης είναι το χαμηλό κόστος εξοπλισμού και η

απλότητα της συνολικής διαδικασίας. Στα μειονεκτήματα περιλαμβάνονται κάποιοι τεχνικοί περιορισμοί όπως η αδυναμία παραγωγής πολύ λεπτών σωματιδίων καθώς και η αδυναμία επίτευξης ομοιογένειας στο μέγεθος τους.

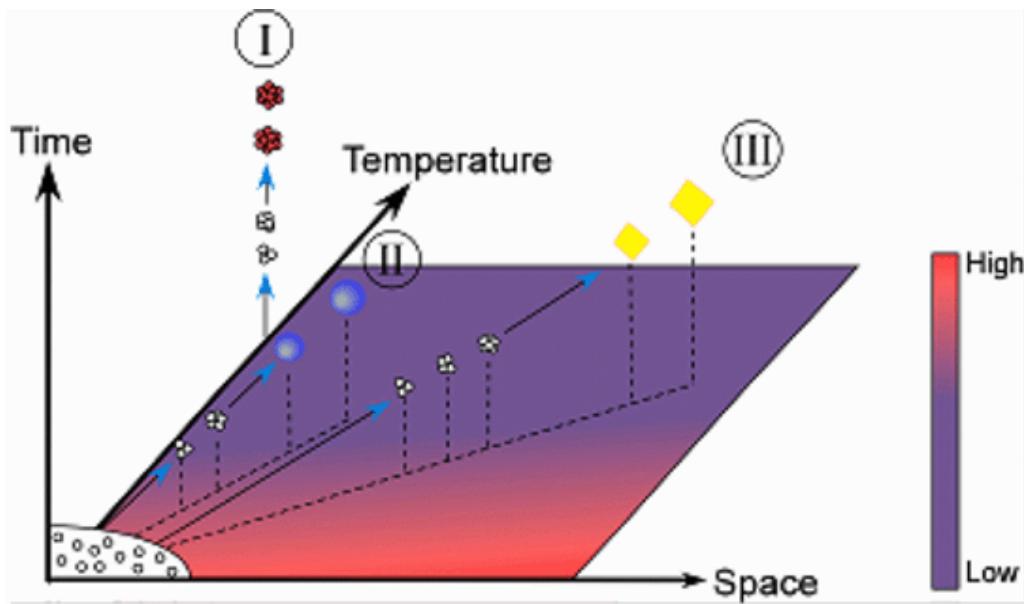
2. Μέθοδοι ατμών

Η ανάπτυξη στερεών από ατμούς (συμπύκνωση) στηρίζεται στον μετασχηματισμό φάσης από μια μη – κρυσταλλική σε μια κρυσταλλική κατάσταση. Η συμπύκνωση αρχίζει με την δημιουργία πυρήνων (clusters). Το είδος της πυρηνοποίησης εξαρτάται από το μέσο δημιουργίας των πυρήνων. Αν οι πυρήνες αναπτυχθούν μέσα σε αέριο, το οποίο συμπυκνώνεται για να σχηματίσει πρωτογενείς πυρήνες, αναφερόμαστε σε ομογενή πυρηνοποίηση, ενώ αν αναπτυχθούν σε ξένα σωματίδια που υπάρχουν στο αέριο (π.χ. ιόντα, σωματίδια σκόνης ή επιφάνειες), τότε μιλάμε για ετερογενή πυρηνοποίηση. Η παραγωγή πυρήνων ή μεγαλύτερων νανοσωματιδίων από την αέρια φάση απαιτεί την δημιουργία υπεριορεσμού με μια από τις δύο παρακάτω τεχνικές: α) με διαστολή των ατμών και β) άμεση θερμική εξάερωση, ιοντοβολή (sputtering), ή αποκόλληση με laser.

3. Χημική σύνθεση ή υγρές χημικές (κolloειδείς) διεργασίες

Κατά τη σύνθεση νανοσωματιδίων με επιθυμητές ιδιότητες, πρέπει να ληφθούν υπόψη οι δομικές (κρυσταλλική ή άμορφη δομή, μέγεθος, σχήμα, μορφολογία) και οι χημικές ιδιότητες (σύνθεση του όγκου, της διεπιφάνειας και της επιφάνειας). Η χημική σύνθεση επιτρέπει το χειρισμό της ύλης σε μοριακό επίπεδο και συνεπώς μπορεί να επιτευχθεί καλή χημική ομοιογένεια. Υπάρχουν δυσκολίες που προκύπτουν κατά τις χημικές διαδικασίες. Σε πολλές περιπτώσεις η χημεία των ενώσεων είναι δύσκολη και επικίνδυνη. Υπάρχει επίσης, πιθανότητα να παγιδευτούν κατά τη διαδικασία, διάφορες ακαθαρσίες στο τελικό προϊόν, οι οποίες πρέπει να αποφεύγονται ή να ελαχιστοποιούνται για να έχουμε τις επιθυμητές ιδιότητες. Τέλος, ένα γεγονός που μπορεί να μεταβάλλει τις ιδιότητες (σε κάθε βήμα της σύνθεσης) του υλικού είναι η συσσώρευση συσσωματωμάτων.

Στο Σχήμα 5.11 σημειώνονται οι διαφορές ανάμεσα στις διάφορες τεχνικές παραγωγής νανοσωματιδίων⁵. Για τις κolloειδείς μεθόδους, η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη νανοσωματιδίων συμβαίνουν σχεδόν στην ίδια θερμοκρασία και στον ίδιο χώρο. Η μόνη διαφορά είναι στη χρονική κλίμακα ώστε η ανάπτυξη να ακολουθεί διαδοχικά την πυρηνοποίηση. Η χρονική διαφορά ανάμεσα στην πυρηνοποίηση και στην ανάπτυξη αποτελεί το κλειδί για τη μη διασπορά των νανοσωματιδίων⁶. Ως εκ τούτου, τα περισσότερα νανοσωματίδια που παράγονται με κolloειδείς μεθόδους έχουν αραιά ομοιόμορφη κατανομή⁷. Το μειονέκτημα αυτής της κατασκευής είναι ότι σχηματίζονται στον ίδιο χώρο. Είναι δύσκολο (εάν όχι αδύνατο) να ελέγξουμε τις κρυσταλλικές ιδιότητές τους, διότι κάθε υψηλή θερμοκρασία θα προκαλούσε έντονη συσσωμάτωση των νανοσωματιδίων⁸.



Σχήμα 5.11: Τρισδιάστατο διάγραμμα στο χώρο των φάσεων κατά το σχηματισμό νανοσωματιδίων με τη χρήση (I) υγρών χημικών (κολλοειδών) μεθόδων, (II) παραδοσιακών μεθόδων φυσικής εναπόθεσης από ατμό και (III) με την πρωτότυπη μέθοδο της διακοπόμενης συμπύκνωσης ενός αερίου. Η έγχρωμη κλίμακα σχετίζεται με τις τιμές της θερμοκρασίας.

Από την άλλη πλευρά, κάθε φυσική διαδικασία εναπόθεσης από ατμό θα πρέπει να έχει το πλεονέκτημα του διαχωρισμού της πυρηνοποίησης και της ανάπτυξης και στις τρεις διαστάσεις: χρόνος, χώρος και θερμοκρασία. Ωστόσο, οι τεχνικές διακοπόμενης συμπύκνωσης βασίζονται στην πτώση της θερμοκρασίας από τις συγκρούσεις μεταλλικών ατόμων υψηλής ενέργειας και μορίων αδρανούς αερίου χαμηλής ενέργειας, κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης. Η διαφορά ενέργειας είναι συνήθως τόσο μεγάλη που τα μεταλλικά άτομα «ψύχονται» πολύ γρήγορα. Βασικά αυτό σημαίνει ότι η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη δεν έχουν επαρκή ενέργεια για να προκαλέσουν διάχυση των ατόμων, και τον περισσότερο χρόνο τα νανοσωματίδια παραμένουν εγκλωβισμένα στο χώρο παραγωγής τους, μέχρι να παρασυρθούν από το αδρανές αέριο.

Στις μέρες μας, η μέθοδος της διακοπόμενης συμπύκνωσης (που τυπικά υλοποιείται από συστήματα magnetron sputtering) βρίσκει ευρεία εφαρμογή στις διεργασίες φυσικής εναπόθεσης από ατμό, όπου ιόντα υψηλής κινητικής ενέργειας χτυπούν τα υλικά – στόχους με στόχο την παραγωγή ελεύθερων ατόμων που θα συνθέσουν τα νανοσωματίδια. Για το πλάσμα που δημιουργείται σ' ένα σύστημα magnetron sputtering, η μέση ενέργεια των ιόντων έχει εκτιμηθεί⁹:

$$E_i = 0.73 \times V_{DC} \text{ (eV)} \quad (5.2)$$

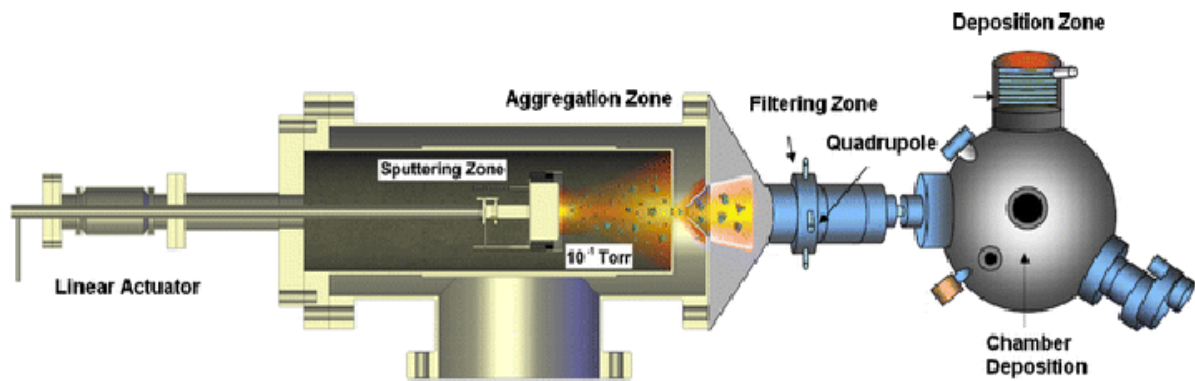
όπου V_{DC} είναι η εφαρμοζόμενη τάση συνεχούς ρεύματος στο στόχο. Στις περισσότερες περιπτώσεις, η τάση που χρησιμοποιείται είναι 250 V. Τυπικά, τα ιόντα

αργού έχουν μια μέση ενέργεια 183 eV, η οποία αντιστοιχεί σε θερμοκρασία 2.1×10^6 K. Η ενέργεια των μεταλλικών ατόμων που έχουν παραχθεί ύστερα από την ιοντοβολή, έχει υπολογιστεί περίπου $5 - 20$ eV¹⁰, η οποία αντιστοιχεί σε θερμοκρασίες από 5.8×10^4 K έως 2.3×10^5 K. Μαζί, οι ενέργειες των ιόντων και των μεταλλικών ατόμων, είναι πολύ παραπάνω από την ενέργεια που απαιτείται για τα τυπικά μέταλλα, που χρησιμοποιούνται για εναποθέσεις, ώστε να βρίσκονται στην αέρια φάση (Fe: 3143K, Pt: 4073K)¹¹. Αυτή η παραπάνω ενέργεια χρησιμοποιείται για άλλους σκοπούς στην τεχνική της διασκοπτόμενης συμπύκνωσης.

Το πλάσμα, παρέχει επίσης, στα μεταλλικά ιόντα συγκεκριμένο ποσό ενέργειας κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης της καθόδου. Παράλληλα, τα υψηλής ενέργειας ιόντα μπορούν να μεταφέρουν την ενέργειά τους στα περιβάλλοντα ουδέτερα μόρια του αδρανούς αερίου, ταξιδεύοντας μέσα από μεταλλικά άτομα στα διάφορα στάδια της ανάπτυξης τους, συγκρουόμενα μ' αυτά. Ως εκ τούτου, το πλάσμα λειτουργεί σαν πηγή ενέργειας για ολόκληρο το σύστημα. Από την άλλη πλευρά, τα υψηλής ενέργειας μεταλλικά άτομα δύναται να χάσουν την ενέργεια τους από τα περιβάλλοντα μόρια του αδρανούς αερίου, που λειτουργούν ως υποδοχείς ενέργειας με σκοπό την έκλυση θερμότητας. Οι υποδοχείς ενέργειας συνήθως βρίσκονται σε χαμηλή θερμοκρασία καθ' όλη τη διάρκεια της εναπόθεσης, χάρις την κυκλοφορία ενός ψυχρού μέσου όπως κρύο νερό ή υγρό άζωτο. Η έκλυση ενέργειας στην πλειοψηφία των συστημάτων είναι τόσο αποδοτική, ώστε τα άτομα συμμετέχουν στη διαδικασία της πυρηνοποίησης και της ανάπτυξης με πολύ περιορισμένη ενέργεια, όπως αναφέρανε παραπάνω. Ο έλεγχος του ρυθμού απωλειών ενέργειας, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένα επιπρόσθετο εργαλείο για τον έλεγχο του περιβάλλοντος ανάπτυξης των νανοσωματιδίων.

5.3.1 Παραγωγή νανοσωματιδίων με την τεχνική της ιοντοβολής

Η τεχνική παραγωγής νανοσωματιδίων με τη μέθοδο της ιοντοβολής, αποτελεί μια από τις δύο διαδικασίες της φυσικής εναπόθεσης ατμών (Physical Vapor Deposition – PVD) (η άλλη είναι η εξάχνωση). Η μέθοδος σύνθεσης νανοσωματιδίων που εφαρμόστηκε για την παραγωγή των δειγμάτων μας, μπορεί να περιγραφεί ως μια τεχνική «διασκοπτόμενης συμπύκνωσης αερίου». Τα νανοσωματίδια παράγονται με τη μέθοδο DC magnetron sputtering, ακολουθούμενη από συμπύκνωση αέριας φάσης. Τελικά τα νανοσωματίδια που παράγονται τείνουν να κατέχουν ένα επιπλέον ηλεκτρόνιο. Το πλεονάζον ηλεκτρόνιο επιτρέπει τον ηλεκτροστατικό χειρισμό τους. Τα νανοσωματίδια μπορούν να επιταχυνθούν προς το υπόστρωμα παράγοντας μια μεγάλη ποικιλία μορφολογιών, όπως μεμονωμένες νησίδες του υλικού εναπόθεσης μέχρι πολύ λεπτά στρώματα επικάλυψης (υμένια).

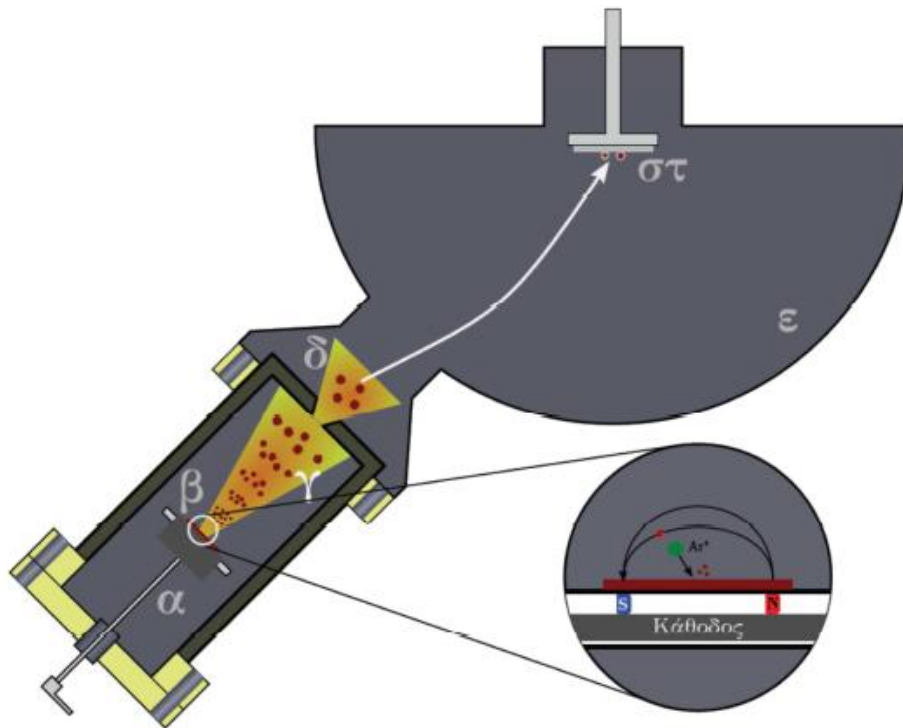


Σχήμα 5.12: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος magnetron sputtering του εργαστηρίου. Διακρίνονται ο γραμμικός ενεργοποιητής, μέσω του οποίου εφαρμόζεται υψηλή τάση στο σύστημα, η ζώνη εναπόθεσης, η ζώνη συσσωμάτωσης των παραγόμενων νανοσωματιδίων, η ζώνη φιλτραρίσματος όπου επιτυγχάνεται η παραγωγή νανοσωματιδίων επιθυμητής κατανομής (όσον αφορά το μέγεθος) και τέλος ο θάλαμος εναπόθεσης όπου βρίσκεται τοποθετημένο το δείγμα.

Το σχήμα των νανοσωματιδίων επηρεάζεται από αρκετές διαφορετικές παραμέτρους. Η κεφαλή του magnetron sputtering μπορεί να μετακινηθεί μέσα στη ζώνη συμπύκνωσης. Μειώνοντας την απόσταση από την κεφαλή μέχρι το πρώτο άνοιγμα εκτόνωσης, μειώνεται η απόσταση και ο χρόνος όπου συμβαίνει η συμπύκνωση και επομένως ελαττώνεται το μέσο μέγεθος των νανοσωματιδίων. Η πηγή επιτρέπει την εισαγωγή αερίου (ήλιο ή αργό) που θα λειτουργήσει ως φορέας των παραγόμενων νανοσωματιδίων. Αυξάνοντας το ρυθμό ροής του αερίου παρατηρείται μείωση του μέσου μεγέθους των παραγόμενων νανοσωματιδίων, εξαιτίας της μείωσης του χρόνου παραμονής τους στη ζώνη συσσωμάτωσης. Η πίεση στη ζώνη άντλησης (ή συσσωμάτωσης) των νανοσωματιδίων είναι περίπου 1×10^{-3} mbar ενώ η πίεση στο θάλαμο εναπόθεσης είναι περίπου 5×10^{-5} mbar. Λόγω αυτή της βαθμίδας στην πίεση, τα νανοσωματίδια παρασύρονται στον θάλαμο εναπόθεσης και επικάθονται στο δείγμα.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, η ανάπτυξη στερεών από ατμούς (συμπύκνωση) στηρίζεται στο μετασχηματισμό φάσης από μια μη – κρυσταλλική σε μια κρυσταλλική κατάσταση. Η συμπύκνωση αρχίζει με την δημιουργία πυρήνων. Αφού παραχθούν οι ατμοί, κατά την διάρκεια της διαστολής ψύχονται, ξεπερνούν το όριο συνύπαρξης υγρού / στερεού και γίνονται υπέρκοροι. Η πυκνότητα των πυρήνων που δημιουργούνται εξαρτώνται από τον βαθμό υπερχορεσμού. Αξίζει να αναφέρουμε ότι υπάρχουν δύο βασικές διαφορές ανάμεσα στους πυρήνες και τα νανοσωματίδια. Πρώτον τα νανοσωματίδια που παράγονται απ' ευθείας από υπέρκορους ατμούς είναι συνήθως μεγαλύτερα (1 – 100 nm) από τους πυρήνες και δεύτερον τα νανοσωματίδια παράγονται, συνήθως σε πολύ μεγαλύτερες ποσότητες από τους πυρήνες. Ο λόγος χρήσης του αδρανούς αερίου είναι ότι οι συχνές συγκρούσεις με τα άτομα του

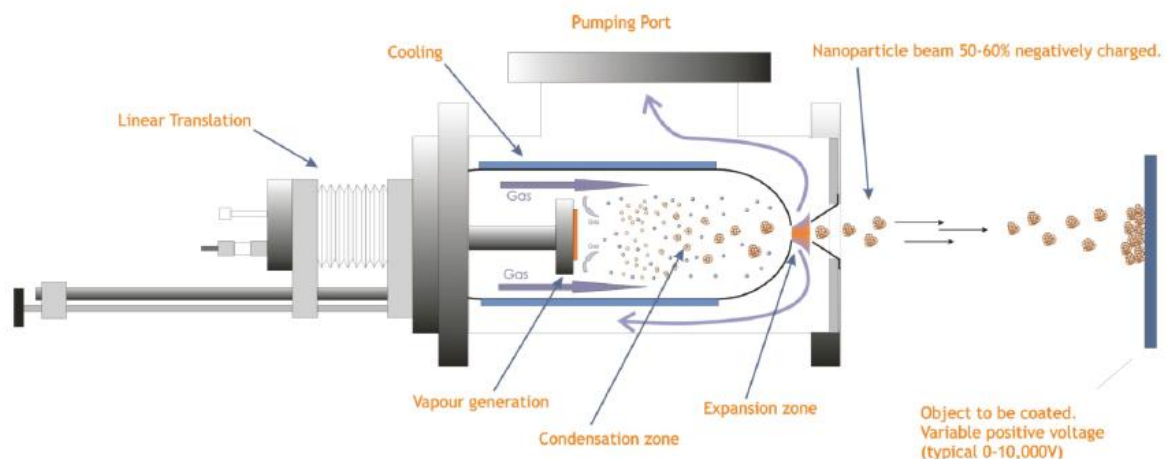
αδρανούς αερίου μειώνουν το βαθμό διάχυσης των ατόμων μακριά από την περιοχή της πηγής. Αν ο ρυθμός διάχυσης δεν περιοριστεί ικανοποιητικά, δεν επιτυγχάνεται υπερχορεσμός. Εκτός από τη δημιουργία υπέρκορων ατμών, σημαντικό φαινόμενο είναι η συσσωμάτωση σωματιδίων. Αν η πυκνότητα των σωματιδίων είναι σχετικά μικρή και ο χρόνος, πριν συλληθούν τα σωματίδια, είναι σχετικά μικρός, τότε το ποσοστό συσσωμάτωσης τους είναι μικρό. Με την πάροδο του χρόνου, αφού σχηματιστούν τα σωματίδια, συγκρούονται και είτε ενώνονται το ένα με το άλλο για να σχηματίσουν ένα μεγαλύτερο σωματίδιο, είτε θρομβώνονται. Το ποια από τις δύο διαδικασίες θα προκύψει εξαρτάται από τη θερμοκρασία και τη διαθέσιμη ενέργεια¹².



Σχήμα 5.13: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος magnetron sputtering του εργαστηρίου σε τομή. Τα μέρη του συστήματος είναι τα εξής: α) Βραχίονας ρύθμισης θέσης του στόχου, β) στόχος με τη διάταξη magnetron, γ) ζώνη συμπύκνωσης (ή συσσωμάτωσης) νανοσωματιδίων, δ) διάφραγμα εξόδου, ε) θάλαμος εναπόθεσης, στ) υπόστρωμα.

Ας εξετάσουμε με μεγαλύτερη ακρίβεια τον τρόπο παραγωγής των νανοσωματιδίων στη διάταξή μας. Η κατάσταση dc πλάσματος προκαλείται με το αδρανές αέριο Ar να είναι περιορισμένο κοντά στον στόχο χάρη στο μαγνητικό πεδίο του DC magnetron sputtering. Το αποτέλεσμα είναι η δημιουργία υπέρκορων ατμών του στόχου που περιέχουν άτομά του. Τυπικά, παρασύρονται στην ζώνη συσσωμάτωσης από το αδρανές αέριο όπου υφίστανται την διαδικασία της συμπύκνωσης και της πυρηνοποίησης, με αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας κατανομής νανοσωματιδίων με ποικιλία μεγέθους. Άτομα του στόχου με πολύ υψηλές κινητικές ενέργειες ψύχονται από το αέριο (ισοδύναμα οδηγούνται σε καταστάσεις χαμηλότερης κινητικής ενέργειας) προκαλώντας την πυρηνοποίηση των σωματιδίων (σμήνη σωματιδίων) του

στόχου. Η πυρηνοποίηση αυτών των μικρών σωματιδίων (κόκκων) ακολουθείται από την ανάπτυξη κόκκων σε μεγαλύτερα σωματίδια (σμήνη). Η ανάπτυξη των σμηνών εξαρτάται έντονα από τις διατομικές συγκρούσεις (εδώ γίνεται φανερή η παρουσία του αδρανούς αερίου). Μόλις τα σμήνη μεγαλώσουν και υπερβούν μια κρίσιμη ακτίνα, μεγαλύτερα σμήνη μεγαλώνουν από κόκκους που ήδη έχουν αναπτυχθεί πάνω σε σμήνη με μεγαλύτερο ρυθμό απ' ότι νέοι κόκκοι σχηματίζονται. Αφού το αδρανές αέριο είναι πρωτίστως υπεύθυνο για τη διεργασία δημιουργίας σμηνών (συμπύκνωση), η πίεση του χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της κατανομής του μεγέθους των σμηνών.



Σχήμα 5.14: Απεικόνιση της διαδικασίας εναπόθεσης.

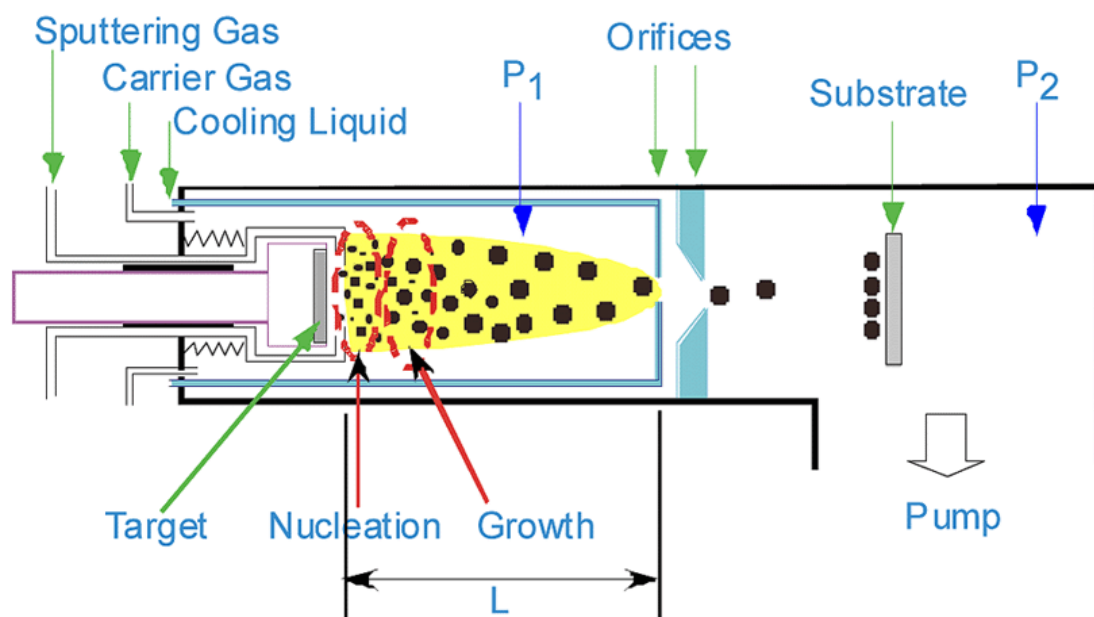
Η ανάπτυξη και η πυρηνοποίηση των σμηνών διακόπτεται καθώς τα σμήνη εισέρχονται μέσω μιας μικρής οπής στη ζώνη φιλτραρίσματος, όπου επικρατεί σημαντικά χαμηλότερη πίεση (Σχήμα 5.14). Από εδώ «παίρνουμε» τα νανοσωματίδια που θα εναποθέσουμε στο δείγμα μας¹³. Οι συνθήκες εναπόθεσης που επηρεάζουν την επιφανειακή πυκνότητα των νανοσωματιδίων και την κατανομή του μεγέθους τους, είναι η θερμοκρασία του υποστρώματος, ο χρόνος εναπόθεσης, η ισχύς της εναπόθεσης και ο ρυθμός ροής του αδρανούς αερίου. Κάποιες απ' αυτές θα εξετάσουμε στην επόμενη ενότητα.

5.3.2 Παράγοντες που επηρεάζουν το σχηματισμό νανοσωματιδίων

Οι κυριότεροι πειραματικοί παράγοντες που εν δυνάμει επηρεάζουν το σχηματισμό των νανοσωματιδίων είναι η πίεση, η θερμοκρασία, η ισχύς του sputtering και το επονομαζόμενο μήκος συσσωμάτωσης (aggregation length), το οποίο ορίζεται ως η απόσταση ανάμεσα στην κεφαλή του sputtering και την πρώτη οπή (Σχήμα 5.15). Η πίεση, η ισχύς του sputtering και το μήκος συσσωμάτωσης είναι ευθέως μετρήσιμα και ως εκ τούτου τα κύρια αντικείμενα διερεύνησης. Οι περιοχές πυρηνοποίησης και

ανάπτυξης δεν είναι εύκολα προσιτές για μέτρηση της θερμοκρασίας. Μια έμμεση ένδειξη της τιμής της θερμοκρασίας θα δοθεί παρακάτω.

Για την κατανόηση της διαδικασίας σχηματισμού νανοσωματιδίων με τη μέθοδο της διακοπτόμενης συμπύκνωσης, έχουν χρησιμοποιηθεί θεωρητικά μοντέλα που περιλαμβάνουν προσομοιώσεις με τη μέθοδο Monte – Carlo¹⁴. Το μοντέλο υποθέτει ότι η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη συμβαίνουν στο θάλαμο παραγωγής. Η διαδικασία ανάπτυξης τερματίζεται όταν μόνο τα νανοσωματίδια εξέλθουν του θαλάμου παραγωγής. Εάν η υπόθεση αυτή ευσταθεί, το μέγεθος των σωματιδίων θα πρέπει να είναι συνάρτηση του μήκους συσσωμάτωσης L . Έχουν πραγματοποιηθεί μελέτες για την παραπάνω εξάρτηση του μήκους συσσωμάτωσης. Διαπιστώθηκε ότι ενώ το μήκος αύξανε συνεχώς έως και τρεις φορές, το μέγεθος των σωματιδίων παρέμενε σχεδόν σταθερό. Ωστόσο, αυτό το εύρημα δε σημαίνει ότι το μέγεθος των σωματιδίων δεν εξαρτάται από το μήκος συσσωμάτωσης. Στο θάλαμο παραγωγής, άτομα βρίσκονται διασκορπισμένα σε όλο τον όγκο του. Το μέγεθος των σωματιδίων πρέπει να αυξάνεται κατά μια μετρήσιμη ποσότητα όταν τα σωματίδια συνεχίζουν να αναπτύσσονται, προσροφώντας ελεύθερα άτομα. Παρόλ' αυτά, η ανάπτυξη των σωματιδίων είναι μια δυναμική διαδικασία, που επίσης περιλαμβάνει το διαχωρισμό επιφανειακών ατόμων (εξάτμιση). Όταν η συγκέντρωση των γειτονικών ατόμων γίνει αρκετά χαμηλή ώστε η προσρόφηση να εξισορροπείται από το διαχωρισμό, το μέγεθος του σωματιδίου θα σταματήσει να αυξάνεται. Ένας ακριβής ορισμός για το μήκος συσσωμάτωσης θα πρέπει λοιπόν να περιορίζεται στο μήκος που καλύπτει μόνο την περιοχή πυρηνοποίησης και ανάπτυξης. Τυπικές τιμές για το μήκος συσσωμάτωσης είναι από 55 - 0 mm.



Σχήμα 5.15: Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού συστήματος sputtering για εναπόθεση νανοσωματιδίων. Η κεφαλή του magnetron sputtering είναι τοποθετημένη εντός θαλάμου με

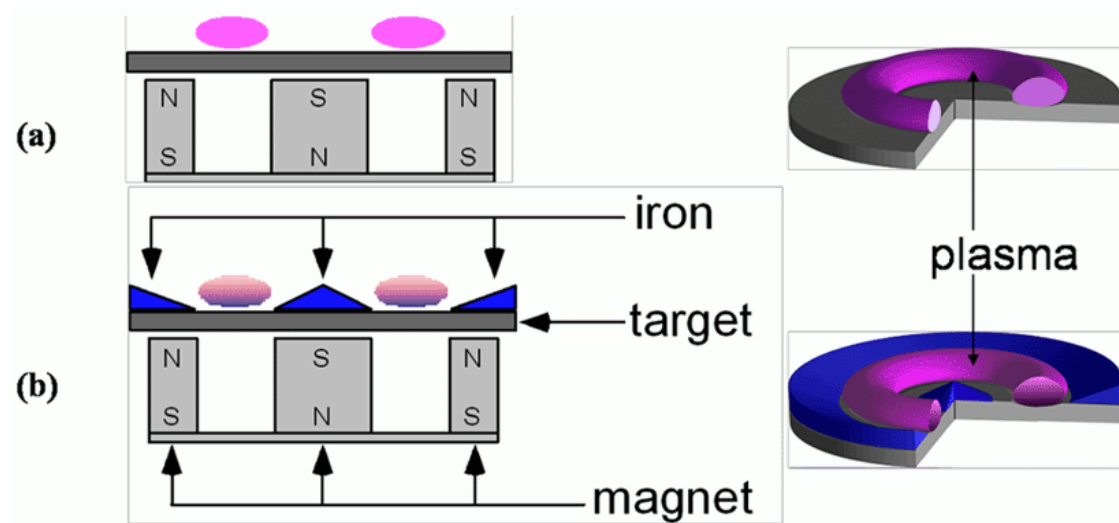
διπλά τοιχώματα και ψύχεται με νερό. Μπορεί να μετακινείται οριζόντια, επιτρέποντας την ανάπτυξη μιας ποικιλίας δομών με νανοσωματίδια, όσον αφορά τη διάμετρο και την πυκνότητά τους. Ο θάλαμος παραγωγής νανοσωματιδίων χωρίζεται από δύο μικρές οπές από το θάλαμο επαπόθεσης, όπου βρίσκεται τοποθετημένο το δείγμα. Αδρανές αέριο (συνήθως Ar) χρησιμοποιείται για την παροχή υψηλής πίεσης στη ζώνη ανάπτυξης. Η αντλία κενού που τοποθετείται στο τέλος της διάταξης, δημιουργεί την απαραίτητη διαφορά πίεσης στους δύο θαλάμους, η οποία οδηγεί τα νανοσωματίδια στο δείγμα. Η πίεση P_1 κυμαίνεται μεταξύ 150 – 600 mTorr και η P_2 είναι μικρότερη από 3 mTorr για την πλειοψηφία των πειραμάτων.

Η μελέτη για την επίδραση της πίεσης και της ισχύος στην ανάπτυξη των νανοσωματιδίων έγινε χρησιμοποιώντας μια ειδική διάταξη για την κεφαλή του magnetron sputtering, που θα περιγραφεί παρακάτω. Πρώτα ας εξηγήσουμε γιατί χρειάζεται αυτή η ειδική διάταξη. Ο λόγος έγκειται στην εξεύρεση της σημαντικής επίδρασης του μαγνητικού πεδίου. Η απουσία εξάρτησης μεταξύ του μήκους L και του μεγέθους του σωματιδίου συνεπάγεται ότι η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη συμβαίνουν μέσα σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια του στόχου. Σ' αυτό το γεγονός συνεπικουρεί ένα επιπρόσθετο στοιχείο, που είναι η επίδραση του μαγνητικού πεδίου στη μορφολογία των σωματιδίων. Σε οποιαδήποτε διεργασία για την παρασκευή σωματιδίων που χρησιμοποιεί πηγή magnetron sputtering, ο κρατήρας του sputtering στο στόχο δεν έχει αναφερθεί ότι έχει άμεσο αντίκτυπο στη δομή των σωματιδίων. Ο λόγος είναι ότι ο σχηματισμός του υμενίου λαμβάνει μέρος στο υπόστρωμα που βρίσκεται αρκετά μακριά από την πηγή των ατόμων (τυπικά 20 – 30 cm). Παρόμοια εάν η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη συμβαίνει μακριά από την επιφάνεια του στόχου, περιμένουμε να μην υπάρχει εξάρτηση του βάρους του κρατήρα και της μορφολογίας των σωματιδίων.

Το πλάσμα που δημιουργείται από το αέριο Ar σε ένα σύστημα magnetron sputtering έχει χαρακτηριστεί από ένα κυλινδρικό μοντέλο Langmuir¹⁵. Το μοντέλο έδειξε ότι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων αυξάνεται με την αύξηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Ως εκ τούτου η διαδικασία ιονισμού θα πρέπει να ενισχύεται σε ένα ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο. Αυτό είναι ένα πολύ σημαντικό συμπέρασμα για την κατασκευή νανοσωματιδίων. Σε ένα τυπικό επίπεδο σύστημα DC magnetron sputtering, η άνοδος είναι γειωμένη και μια αρνητική τάση εφαρμόζεται στην κάθοδο (στόχος). Το μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται για να παγιδεύσει δευτερογενή ηλεκτρόνια, τα οποία θα ολισθήσουν ανάμεσα στους πόλους του μαγνήτη ως συνέπεια των μαγνητικών και ηλεκτροστατικών δυνάμεων. Η παγίδευση των ηλεκτρονίων αυξάνει σημαντικά το ρυθμό ιονισμού και ως συνέπεια καθίσταται εφικτή η διατήρηση του πλάσματος σε χαμηλές πιέσεις και τάσεις. Έχει μελετηθεί θεωρητικά¹⁶, ότι υπάρχει μια ισχυρή συσχέτιση ανάμεσα στην πυκνότητα του πλάσματος και στην ένταση του μαγνητικού πεδίου. Με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου, η κορυφή της πυκνότητας του πλάσματος μετακινείται πιο κοντά στην κάθοδο. Η κατανομή της μαγνητική ροής έχει επίσης αποδειχθεί ότι επηρεάζει την

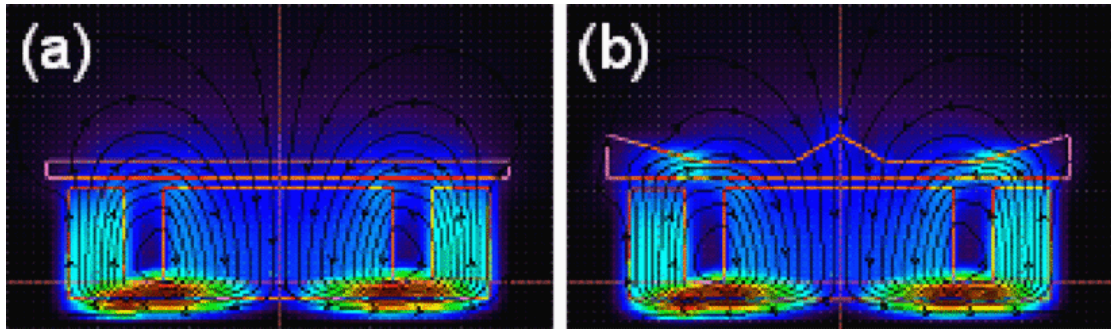
κατανομή του πλάσματος¹⁷. Επομένως, με την κατάλληλη προσαρμογή του μαγνητικού πεδίου, υπάρχει δυνατότητα τροποποίησης της πυκνότητας και της κατανομής του πλάσματος.

Σε ένα τυπικό σύστημα sputtering υψηλής πίεσης¹⁸, η ενέργεια που χάνεται από τα άτομα και τα σωματίδια κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης είναι τόσο μεγάλη και συμβαίνει αρκετά γρήγορα ώστε να μην καθίσταται αποδοτική η έκλυσή της από το αδρανές αέριο και να έχουμε ανόπτηση των διαφόρων υλικών. Έτσι, χρειάζονται νέοι σχεδιασμοί που θα μας επιτρέπουν να ελέγχουμε το πλάσμα ώστε να έχει μια ευρύτερη κατανομή και ελεγχόμενη ένταση, με στόχο την ύπαρξη ενός κατάλληλου θερμικού περιβάλλοντος για την κατασκευή νανοσωματιδίων. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί τροποποιώντας τη διαμόρφωση της καθόδου (Σχήμα 5.16). Σε αντίθεση με ένα παραδοσιακό σύστημα magnetron sputtering (Σχήμα 5.16(a)), τοποθετούμε ένα μεταβλητό δακτυλίδι σιδήρου σε κωνική μορφή στο στόχο, προκειμένου να διαμορφώσουμε την κατανομή του επιφανειακού μαγνητικού πεδίου όπως και τη ροή του αερίου (Σχήμα 5.16(b)). Ο σίδηρος χρησιμοποιείται επειδή έχει υψηλή τιμή μαγνητικής επιδεικτικότητας, η οποία εξασφαλίζει μικρή αντίσταση στη μαγνητική ροή. Επίσης προσελκύει τη μαγνητική ροή γειτονικών πεδίων και με τη συνδρομή της μαγνήτισης του, την αυξάνει.



Σχήμα 5.16: Απεικόνιση της τροποποίησης της κεφαλής του sputtering στη μέθοδο της διακοπτόμενης συμπύκνωσης. (a) Η τυπική διαμόρφωση που παράγει το μηχανισμό II (b) Η διαμόρφωση που παράγει το μηχανισμό I (με μεταβλητό δακτύλιο σιδήρου). Τα διαφορετικά χρώματα του πλάσματος στις δύο περιπτώσεις αντιστοιχούν στις διαφορετικές συγκεντρώσεις ιόντων/ηλεκτρονίων.

Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 5.16(a), η κεφαλή ενός τυπικού sputtering έχει ένα επίπεδο στόχο απευθείας στο επάνω μέρος των μόνιμων μαγνητών (μερικές φορές χρησιμοποιείται ένα ενδιάμεσο στρώμα μετάλλου για την επίτευξη καλύτερου κενού).



Σχήμα 5.17: Απεικόνιση του μοντέλου για τις δύο δομές του Σχήματος 5.16. Είναι φανερό ότι η προσθήκη δακτυλίων σιδήρου, αυξάνει τοπικά την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Τα διαφορετικά χρώματα αντιστοιχούν σε διαφορετική πυκνότητα μαγνητικής ροής. Η προσομοίωση έγινε με τη χρήση ενός λογισμικού, που ονομάζεται Vizimag.

Η ενίσχυση της πυκνότητας του πλάσματος μας παρέχει τη δυνατότητα να διαμορφώσουμε ένα κατάλληλο θερμικό περιβάλλον για την κατασκευή νανοσωματιδίων. Ο βαθμός επικάλυψης ανάμεσα στη ζώνη ανάπτυξης και στη ζώνη του πλάσματος, οδηγεί σε δύο διαφορετικούς μηχανισμούς ανάπτυξης σωματιδίων. Στον πρώτο (μηχανισμός I) η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη των σωματιδίων ολοκληρώνεται προτού αφήσουν τη «θερμή» ζώνη, δηλαδή την περιοχή υψηλής συγκέντρωσης ηλεκτρονίων και ιόντων. Τα σωματίδια ταξιδεύουν στη «ψυχρή» ζώνη, όπου η πυκνότητα των μορίων του αδρανούς αερίου είναι αρκετά υψηλή ώστε να σταματήσει τα υψηλής ενέργειας σωματίδια. Ως αποτέλεσμα, τα σωματίδια διατηρούν τη θερμοκρασιακή τους κατάσταση. Ένα τυπικό σημάδι αυτού του μηχανισμού είναι το σχετικά μεγάλο μέγεθος των σωματιδίων. Στη δεύτερη περίπτωση (μηχανισμός II), η «θερμή» ζώνη είναι τόσο στενή, ώστε η πυρηνοποίηση και η ανάπτυξη να συμβαίνουν όταν τα άτομα ταξιδεύουν προς τη «ψυχρή» ζώνη. Εδώ τα μεταλλικά άτομα χάνουν τόσο γρήγορα την ενέργειά τους και μετατρέπονται σε σωματίδια όπως ακριβώς στις χημικές μεθόδους (σχηματισμός πολλών πυρήνων λόγω της υψηλής αναλογίας υπεριορεσμού). Πολύ μικρά σωματίδια με τοπική κρυσταλλικότητα αποτελούν σημάδια του μηχανισμού αυτού. Ο μηχανισμός I είναι στις περισσότερες περιπτώσεις προτιμότερος καθώς η υψηλότερη θερμοκρασία πυρηνοποίησης και ανάπτυξης θα δώσει σωματίδια σε χωρική τάξη με κρυσταλλική δομή.

Όσον αφορά την επίδραση της πίεσης στο σχηματισμό των νανοσωματιδίων, αυτή σχετίζεται άμεσα με το θερμικό περιβάλλον. Το θερμικό περιβάλλον μπορεί να τροποποιηθεί μεταβάλλοντας τη σχετική ισορροπία ανάμεσα στην πηγή ενέργειας (πλάσμα) και στην υποδοχή ενέργειας (αδρανές αέριο). Η πηγή ενέργειας καθορίζεται κυρίως, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, από την ισχύ του magnetron sputtering. Η υποδοχή ενέργειας καθορίζεται από την εισροή αδρανούς αερίου. Όταν η ταχύτητα άντλησης για τη δημιουργία κενού διατηρείται σταθερή, μια υψηλή εισροή αερίου συνεπάγεται υψηλότερη πίεση. Η εξάρτηση της πίεσης στο

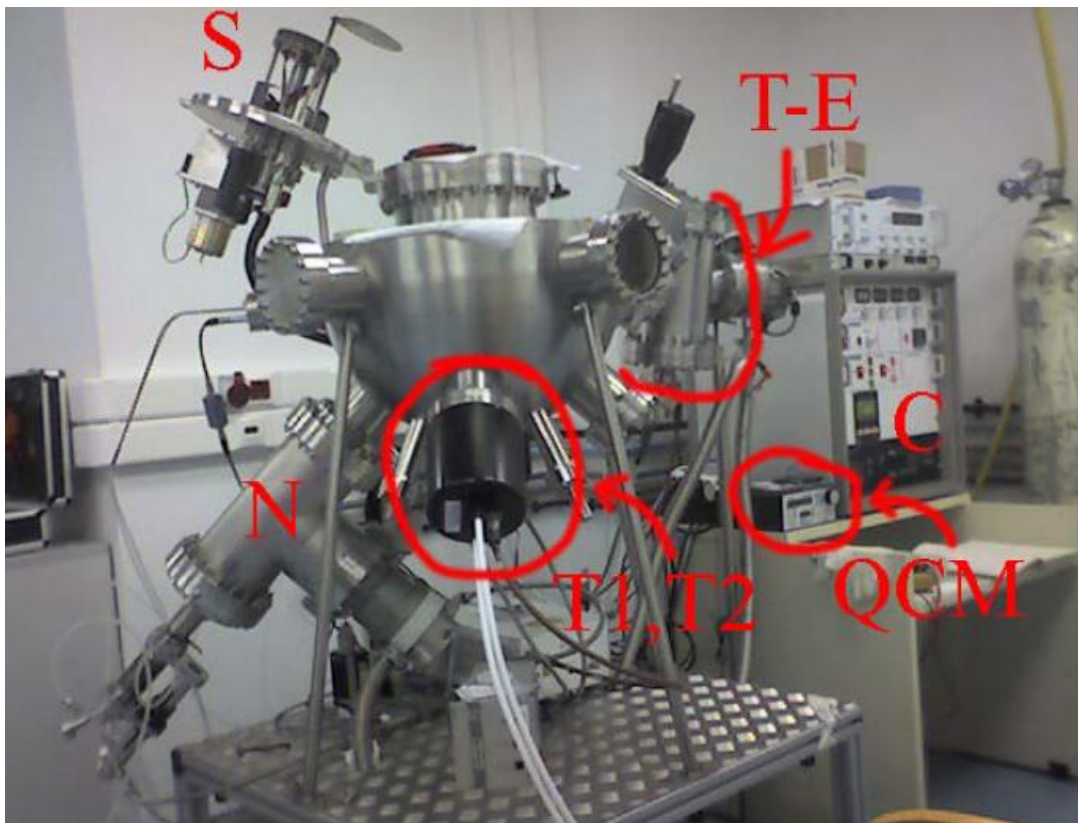
σχηματισμό των σωματιδίων κατά αυτόν τον τρόπο γίνεται ουσιώδης. Τα σωματίδια του αερίου παραλαμβάνουν ενέργεια από τα μεταλλικά άτομα και το πλάσμα και τη μεταφέρουν στο εξωτερικό της διάταξης, με την άντληση. Η διαδικασία απωλειών ενέργειας είναι πολύ αποδοτική στις υψηλές πιέσεις, που ευνοούν το σχηματισμό νανοσωματιδίων. Η αποδοτικότητα μεταφοράς ενέργειας εξαρτάται από τη συγκέντρωση του αερίου και την πίεση. Όσο υψηλότερη είναι η πίεση, τόσο συχνότερες είναι οι συγκρούσεις, που αποτελούν συμβάντα θερμικής απορρόθμισης. Από την άλλη πλευρά, μειώνοντας την πίεση μπορούμε να αυξήσουμε την ενέργεια των αναπτυσσόμενων νανοσωματιδίων. Η πίεση του αδρανούς αερίου ελέγχεται με τη χρήση ροόμετρων παροχής μάζας. Η πίεση του αερίου στο θάλαμο παραγωγής είναι ευθέως ανάλογη με το ρυθμό ροής του αερίου. Την ίδια στιγμή, οι τάσεις στο sputtering διατηρούνται σχεδόν σταθερές, το οποίο σημαίνει ότι η κινητική ενέργεια των ιόντων του αερίου είναι σχεδόν ανεξάρτητη από την πίεση του αερίου. Αυτό διευκολύνει τη μελέτη μας, καθώς μόνο οι συγκεντρώσεις παίζουν ρόλο όταν μιλάμε για ισορροπία ενέργειας. Επιπλέον, κάνουμε αυτή την υπόθεση, διότι η κινητική ενέργεια σε τέτοια συστήματα φτάνει σε δυναμική ισορροπία πολύ γρήγορα, εξαιτίας της πολύ μικρής μέσης ελεύθερης διαδρομής για όλα τα στοιχεία σε υψηλές πιέσεις.

5.4 Πειραματική ανάπτυξη των δειγμάτων

Έχοντας παρουσιάσει με λεπτομέρεια τις μεθόδους κατασκευής λεπτών υμενίων και νανοσωματιδίων, που αποτελούν τα κύρια συστατικά των διατάξεών μας, είμαστε σε θέση να παρουσιάσουμε τη μέθοδο ανάπτυξης των δειγμάτων. Πάνω σε δισκίο p – Si, κρυσταλλογραφικής κατεύθυνσης (100), με ειδική αντίσταση $\rho = 2 - 5 \Omega \text{ cm}$ κατασκευάζεται λεπτό στρώμα SiO₂, πάχους 3.5 nm (οξειδίο σήραγγας) με τη μέθοδο της ξηρής θερμικής οξείδωσης. Η οξείδωση γίνεται σε φούρνο στους 850 °C, υπό ροή μοριακού οξυγόνου (O₂). Η δημιουργία του συγκεκριμένου πάχους διαρκεί περίπου 10 min. Ακολουθεί ανόπτηση στους 920 °C σε αδρανές περιβάλλον αζώτου (N₂) για 20 min. Η ανόπτηση έχει ως σκοπό να μειωθεί, όσο είναι δυνατόν, ο αριθμός παγίδων στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ καθώς και στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Η παραπάνω διεργασία πραγματοποιήθηκε στον καθαρό χώρο του Ινστιτούτου Μικροηλεκτρονικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Η κατασκευή των δειγμάτων συνεχίστηκε στον καθαρό χώρο του κτηρίου Φυσικής του Ε.Μ.Π. Αρχικά καθαρίζουμε το κομμάτι του δισκιδίου του Si, στο οποίο έχει ήδη αναπτυχθεί θερμικά ένα στρώμα SiO₂, με μίγμα H₂SO₄ και H₂O₂ σε αναλογία 2:1 για περίπου 10 λεπτά (Piranha Cleaning). Με αυτή τη διαδικασία απομακρύνουμε τυχόν μικροσωματίδια, όπως σκόνη, από την επιφάνεια του δισκιδίου. Στη συνέχεια, έχοντας ήδη δημιουργήσει κενό στο σύστημα εναπόθεσης DC magnetron sputtering της τάξεως των 10⁻⁵ mbar, ξεκινάμε τη διαδικασία της εναπόθεσης των νανοσωματιδίων μέσα στο οξειδίο SiO₂. Χρησιμοποιήθηκαν

μεταλλικά νανοσωματίδια πλατίνας και χρυσού διαφορετικών μεγεθών και σε διαφορετικούς χρόνους εναπόθεσης, όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.1. Στη συνέχεια, αφού ολοκληρώθηκε η διαδικασία της εμφύτευσης των νανοσωματιδίων προχωρήσαμε στην εναπόθεση στρώματος HfO_2 (control oxide) συνολικού πάχους 20 nm, πάνω απο το ήδη υπάρχον στρώμα SiO_2 , με τη μέθοδο RF sputtering. Η διαδικασία της εναπόθεσης έγινε με ισχύ 200W κατευθειαν απο στόχο HfO_2 υψηλής καθαρότητας. Να σημειωθεί πως κατά τη διάρκεια της διεργασίας η ροή του αργού Ar ήταν 60 sccm ενώ του O_2 10 sccm. Αμέσως μετά προχωρήσαμε στην διαδικασία της επιμετάλλωσης η οποία έγινε σε συνθήκες υψηλού κενού (6×10^{-6} mbar) με σκοπό να επιτύχουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερη καθαρότητα στο εναποτιθέμενο αλουμίνιο. Οι ρυθμός εξάχνωσης των υλικών προς το υπόστρωμα μετρώνται με αισθητήρες κρυστάλλου χαλαζία (Σχήμα 5.18).



Σχήμα 5.18: Το σύστημα εναπόθεσης αποτελείται απο ένα θάλαμο υπέρ υψηλού κενού (UHV - Ultra High Vacuum), τρεις αντλίες (μια απλή και 2 τούρμπο), δύο πηγές ραδιοσυχνότητας για εναπόθεσης μονωτικών υλικών (RF sputtering sources – T1,T2), ένα μικρό θάλαμο για την διαδικασία της επιμετάλλωσης η οποία γίνεται είτε μέσω θερμικής εξάχνωσης είτε μέσω του e - gun για λεπτότερα φιλμ μετάλλου (T – E), ένα θάλαμο (Nanogen source – N) για την παραγωγή των νανοσωματιδίων, μια περιστρεφόμενη βάση για το δείγμα (Sample Holder), τον κρυστάλλο SiO_2 για τη μέτρηση του ρυθμούς εναπόθεσης (Quartz Controller Monitor - QCM) και την κονσόλα ελέγχου (controller rack – C).



(a)

(b)

Σχήμα 5.19: (a) Η περιστρεφόμενη βάση και η είσοδος του θαλάμου, (b) Το εσωτερικό του θαλάμου εναπόθεσης. Στην εικόνα φαίνονται οι δύο πηγές εναπόθεσης (RF magnetron sputtering sources) στη μια εκ των οποίων έχει τοποθετηθεί ο στόχος HfO_2 και ο μετρητής quartz (πάνω δεξιά) που χρησιμοποιείται για την ακριβή μέτρηση του πάχους του υλικού της εναπόθεσης.



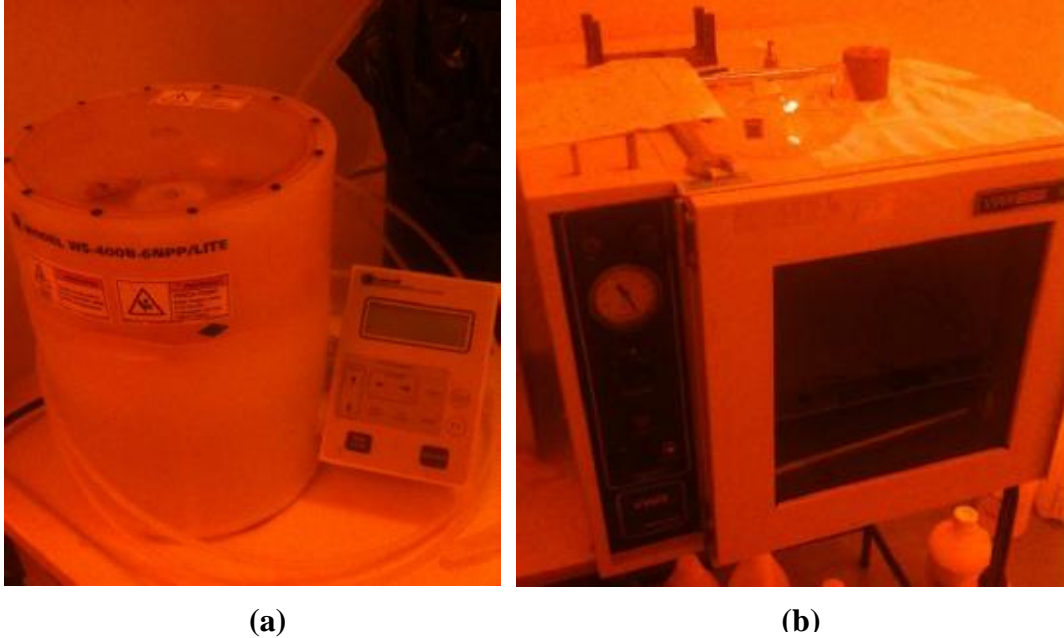
(a)

(b)

Σχήμα 5.20: Ο θάλαμος μέσα στον οποίο γίνεται η διαδικασία της επιμετάλλωσης είτε μέσω (a) θερμικής εξάχνωσης (b) είτε μέσω του e-gun.

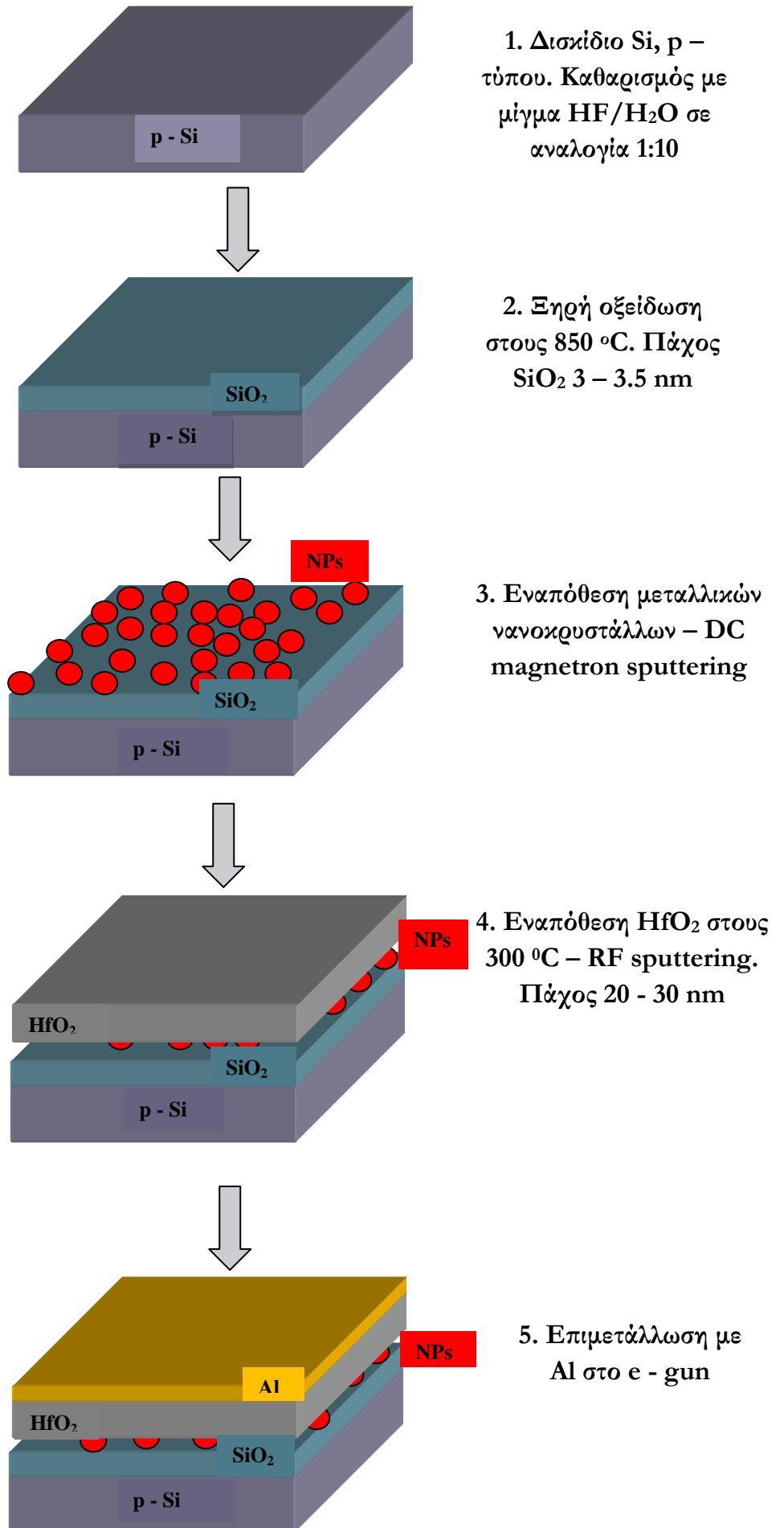
Στη συνέχεια έγινε η λιθογραφία. Τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε μια συσκευή με περιστρεφόμενη βάση (Σχήμα 5.21 (α)) στην οποία έχουμε τη δυνατότητα καθώς το δείγμα περιστρέφεται να προσθέτουμε τη φωτοευαίσθητη ρητίνη με σκοπό να πετύχουμε την πλήρη και όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφη επικάλυψη του δείγματος με το υλικό. Το πολυμερές φωτοευπαθές υλικό (ρητίνη) που χρησιμοποιήθηκε ήταν το μοντέλο AZ5214. Ο ρόλος της ρητίνης είναι πολύ σημαντικός για την κατασκευή και την αξιοπιστία των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων που έχουν σχεδιαστεί στην μάσκα (περίγραμμα). Η διεργασία της φωτολιθογραφίας μπορεί να οριστεί ως «γλυπτική» της ρητίνης που έχουμε εναποθέσει πάνω στο υπόστρωμά μας, με την εφαρμογή

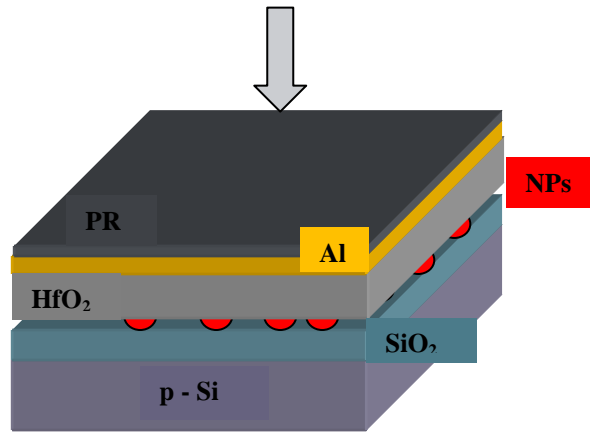
κατάλληλου ηλεκτρομαγνητικού κύματος (φως). Η βασική ιδέα είναι ότι η πολυμερική αλυσίδα της ρητίνης αποτελείται και από κάποια συστατικά (compounds - PAC) που όταν εκτεθούν σε μια πηγή φωτός μεταβάλλονται χημικά (φωτοχημικά), έτσι ώστε κατά την ύστερη ανάπτυξή τους σε διάλυμα βάσης (developer), διαλύονται και «εξαφανίζονται» στις περιοχές εκείνες που είχε γίνει η έκθεση.



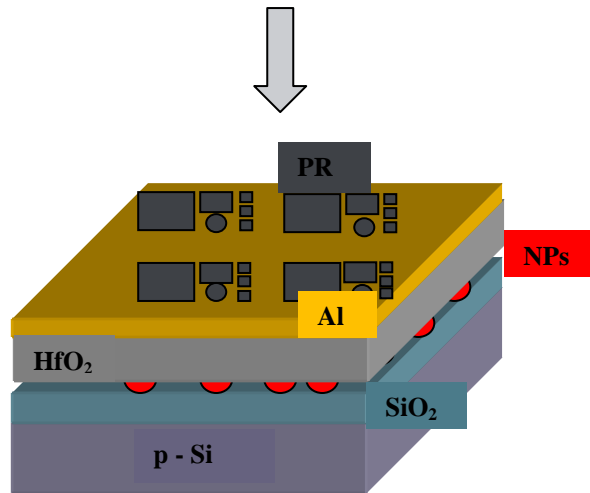
Σχήμα 5.21: (a) Η διάταξη του spin – coating για την επίστρωση της ρητίνης μέσω της φυγόκεντρου δύναμης, (b) Ο φούρνος για το «ψήσιμο» της ρητίνης

Στη συνέχεια τα δείγματα «ψήθηκαν» στο φούρνο στους 90 °C για 10 λεπτά (Σχήμα 5.21(b)), με στόχο την βέλτιστη προσκόλληση (adhesion) της ρητίνης στο υπόστρωμα και την απομάκρυνση του διαλύτη, και ακολούθησε η τοποθέτηση της μάσκας στο δείγμα και η έκθεσή τους σε υπεριώδες φως. Η μάσκα αποτελούνταν από σύνολα τετραγωνικών επαφών οριοθετημένα σε blocks, διαστάσεων 400 × 400, 200 × 200 και 100 × 100 μm, ενώ υπήρχαν και κυκλικές επαφές διαμέτρου 112.85 μm. Αμέσως μετά την έκθεση χρησιμοποιήθηκε το διάλυμα βάσης με σκοπό να εμφανίσουμε τις δομές και τα δείγματα ξαναψήθηκαν για 10 λεπτά στους 120 °C για τη σταθεροποίηση και σκλήρυνση της ρητίνης. Τέλος τα δείγματα εκτέθηκαν σε διάλυμα φωσφορικού οξέος (H₃PO₄) με σκοπό να απομακρυνθεί το αλουμίνιο από τις ακάλυπτες με ρητίνη περιοχές και να δημιουργηθούν οι επαφές (etching), απομακρύνθηκε η ρητίνη που πλέον δε χρειαζόμασταν σε διάλυμα ακετόνης (που συχνά συνοδεύεται από λουτρό υπερήχων) και ακολούθησε η τελική επιμετάλλωση του πίσω μέρους των δειγμάτων. Οι παραπάνω διεργασίες αναπαρίστανται στο παρακάτω διάγραμμα ροής.

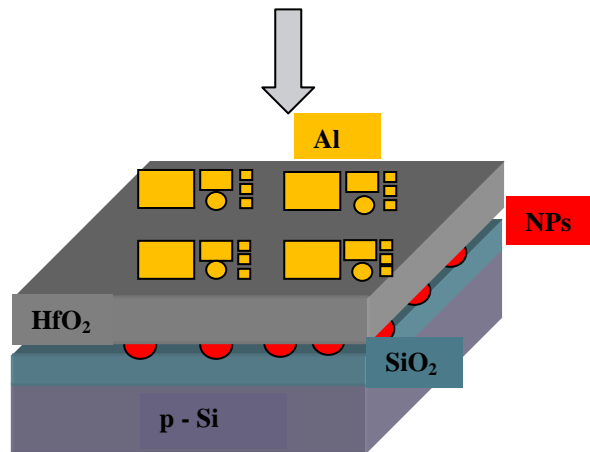




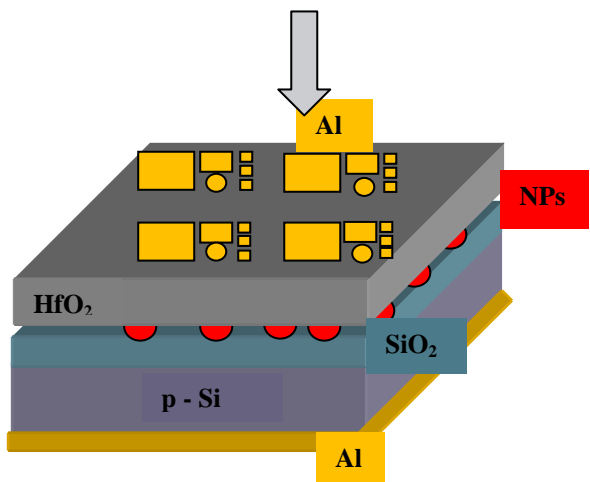
6. Εναπόθεση ρητίνης στον spin – coating (5000 rpm for 1 min)



7. Έκθεση της ρητίνης (θετικού τόνου) σε υπεριώδες φως για 6 sec μέσα από μάσκα (contact printing - λιθογραφία) και εγχάραξη στον developer



8. Σχηματοποίηση (εγχάραξη) του Al σε H_3PO_4 στους $65\text{ }^\circ C$ για 10 min και αφαίρεση της ρητίνης που προστάτευε το Al σε acetone (lift – off)



9. Προσθήκη Al στην πίσω πλευρά για το σχηματισμό ωμικής επαφής

Σχήμα 5.22: Κάτοψη της πορείας των διεργασιών για την παρασκευή πυκνωτών MOS με νανοσωματίδια. Τα υμένια δεν απεικονίζονται υπό κλίμακα. Κάθε διεργασία με οργανικά ή ανόργανα χημικά συνοδεύεται από πολύ καλό πλύσιμο με απιονισμένο νερό και στέγνωμα των δισκιδίων με αέριο άζωτο.

Πίνακας 5.1

Δείγμα	Στοιχείο	Χρόνος εναπόθεσης (min)	Θερμοκρασία υποστρώματος (K)	Ροή Ar (sccm)	Απόσταση ζώνης συμπύκνωσης – πρώτης οπής (pos)	Ρεύμα εναπόθεσης (A)
N124	Pt	9	300	40	0	0.1
N123	Pt	13	300	40	0	0.1
N122	Pt	30	300	40	0	0.1
N133	Pt	37	300	60	0	0.1
N134	Pt	55	300	60	0	0.1
N135	Pt	72	300	60	0	0.1
N136	Pt	12	300	50	35	0.1
N137	Pt	22	300	50	35	0.1
N138	Pt	32	300	50	35	0.1
N139	Pt	42	300	50	35	0.1
N140	Au	25	300	80	0	0.1
N141	Au	50	300	80	0	0.1
N142	Au	75	300	80	0	0.1
N143	Au	110	300	80	0	0.1

5.5 Δομικός χαρακτηρισμός των δειγμάτων

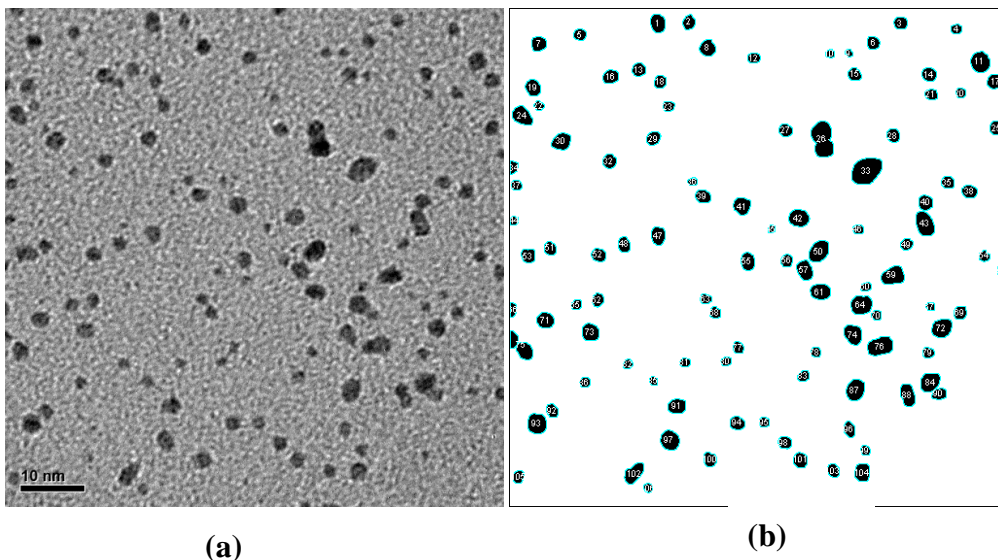
Έχοντας κατασκευάσει τα δείγματα, το επόμενο βήμα ήταν ο δομικός χαρακτηρισμός τους. Έτσι έγινε ο συσχετισμός των συνθηκών ανάπτυξης των δομών με νανοκρυστάλλους με το μέγεθος, την πυκνότητα και το σχήμα αυτών. Αυτό επιτυγχάνεται με τη συνδρομή ηλεκτρονικού μικροσκοπίου διέλευσης (TEM) με την μελέτη εικόνων επίπεδης τομής, που παρατηρήθηκαν από μικρά κυκλικά δείγματα άνθρακα (carbon grids) που είχαμε τοποθετήσει ακριβώς δίπλα από τα δείγματά μας, κατά τη διεργασία της εναπόθεσης νανοσωματιδίων. Το μικροσκόπιο διέλευσης ηλεκτρονίων λειτουργεί με δέσμη ηλεκτρονίων τα οποία επιταχύνονται υπό τάση 200 kV. Το μικροσκόπιο το οποίο χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία είναι το μικροσκόπιο Philips CM20, το οποίο βρίσκεται στο Ινστιτούτο Επιστήμης των Υλικών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» (Σχήμα 5.23).



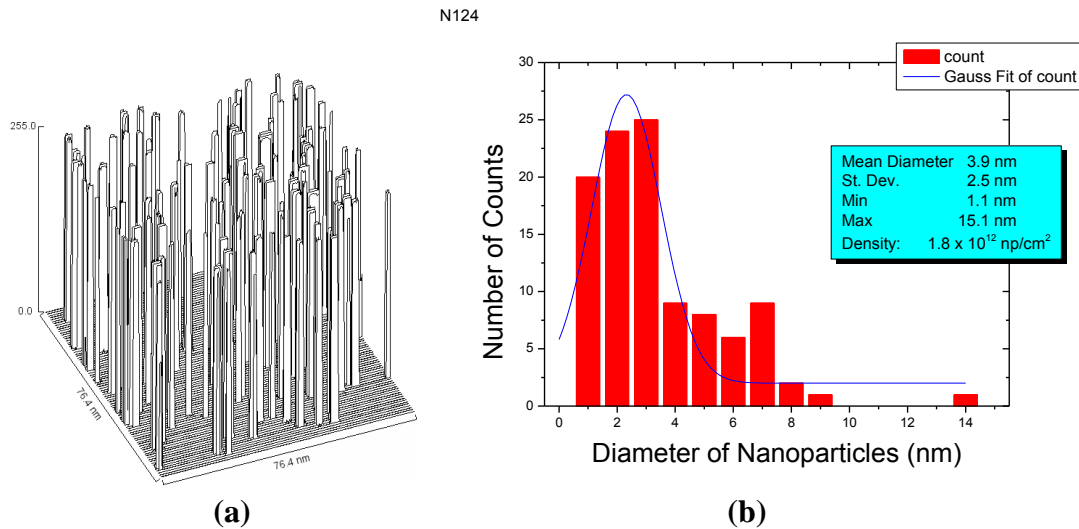
Σχήμα 5.23: Εικόνα του μικροσκοπίου διέλευσης ηλεκτρονίων (TEM) τύπου Philips CM20 το οποίο χρησιμοποιήθηκε για τον δομικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων.

5.5.1 Δομικός χαρακτηρισμός δειγμάτων με νανοκρυστάλλους πλατίνας (Pt)

Στο Σχήμα 5.24(a) παρουσιάζεται η εικόνα επίπεδης τομής του δείγματος N124. Από τη συγκεκριμένη εικόνα φαίνεται καθαρά ότι κατασκευάστηκαν διακριτοί νανοκρυστάλλοι Pt. Αναλύοντας την εικόνα αυτή χρησιμοποιώντας το λογισμικό “Image J” της Java, βρίσκουμε και καταμετρούμε τους υπάρχοντες νανοκρυστάλλους. Η εικόνα η οποία προκύπτει με τη χρήση αυτού του προγράμματος φαίνεται στο Σχήμα 5.24(b). Με αυτό τον τρόπο υπολογίστηκε η μέση διάμετρος των νανοκρυστάλλων Pt, η τυπική απόκλιση αυτών και η επιφανειακή τους πυκνότητα. Στο Σχήμα 5.25(a) απεικονίζεται το ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων του συγκεκριμένου δείγματος σε τρεις διαστάσεις, ενώ στο 5.25(b) σε δύο διαστάσεις.

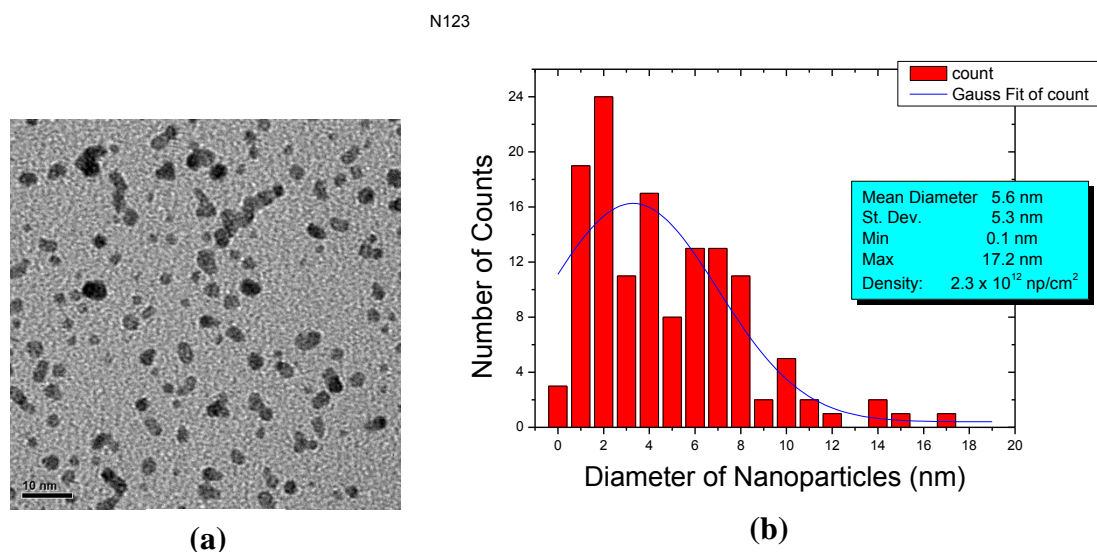


Σχήμα 5.24: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N124 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Καταγραφή των νανοκρυστάλλων της εικόνας (a) με χρήση κατάλληλου λογισμικού.

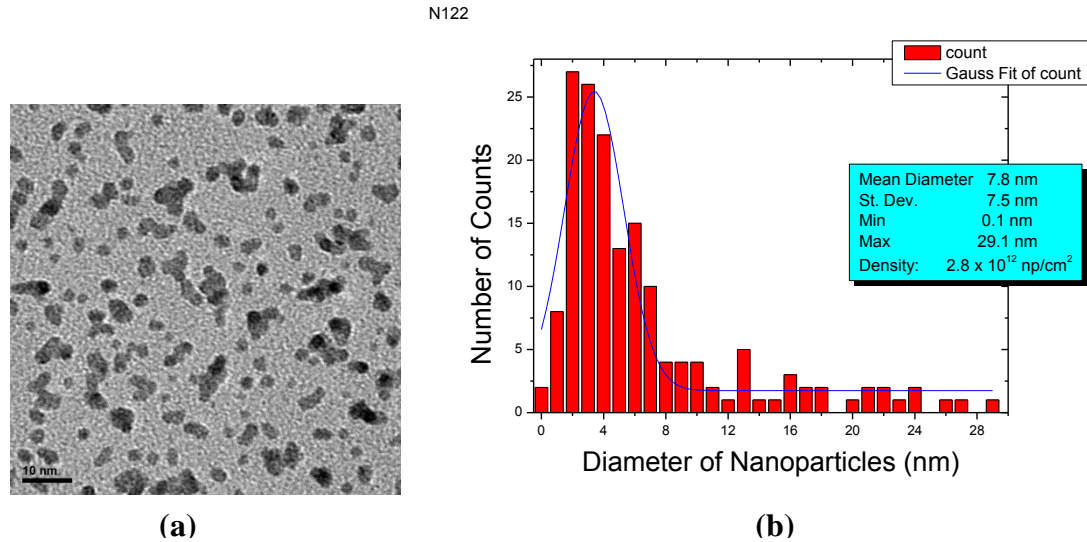


Σχήμα 5.25: (a) Τρισδιάστατο ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου με βάση τις διαστάσεις της εικόνας και έχοντας καταμετρήσει τον αριθμό των νανοκρυστάλλων, υπολογίζεται η επιφανειακή τους πυκνότητα, (b) Δισδιάστατο ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί την κατανομή Gauss.

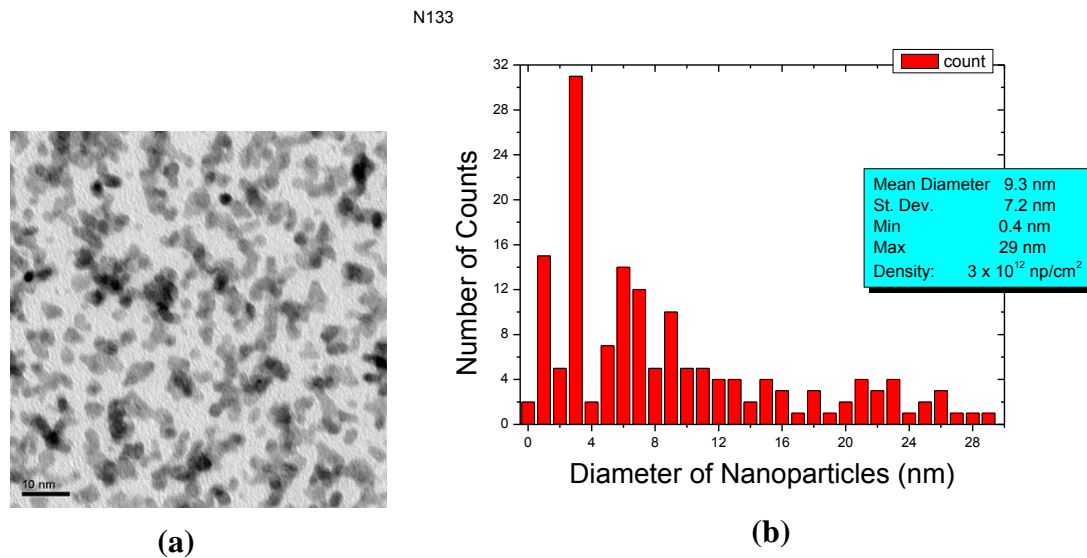
Όπως φαίνεται στον Πίνακα 5.1, οι κύριες παράμετροι με τις οποίες πειραματιστήκαμε, ήταν ο χρόνος εναπόθεσης και η απόσταση της ζώνης συμπύκνωσης από την πρώτη οπή. Θεωρητικά, κάποιος αναμένει αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας με την αύξηση του χρόνου εναπόθεσης και αύξηση του μεγέθους των νανοκρυστάλλων με τη διεύρυνση της απόστασης της ζώνης συμπύκνωσης από την πρώτη οπή. Κάτι τέτοιο διαπιστώθηκε και στην πράξη, όπως φαίνεται στα Σχήματα που ακολουθούν.



Σχήμα 5.26: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N123 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί την κατανομή Gauss.

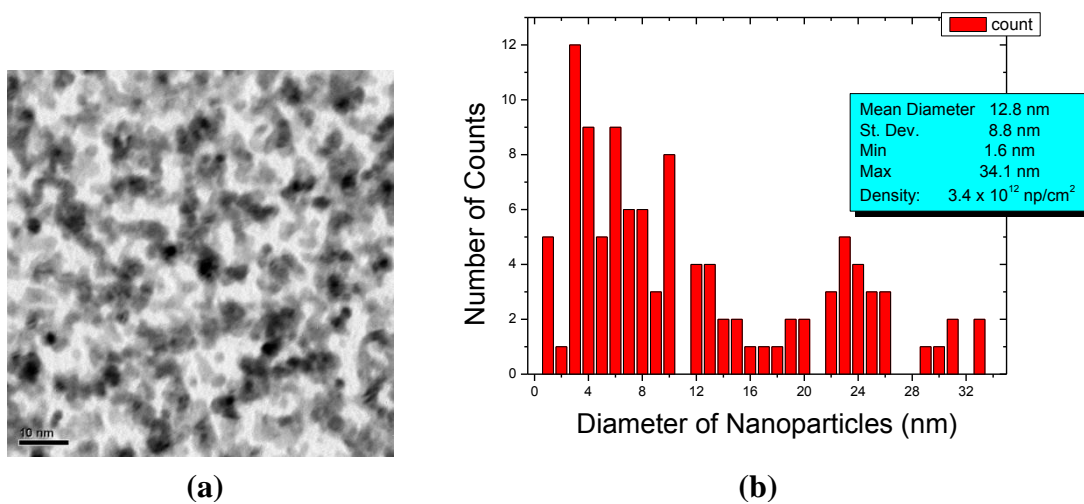


Σχήμα 5.27: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N122 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί την κατανομή Gauss.



Σχήμα 5.28: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N133 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

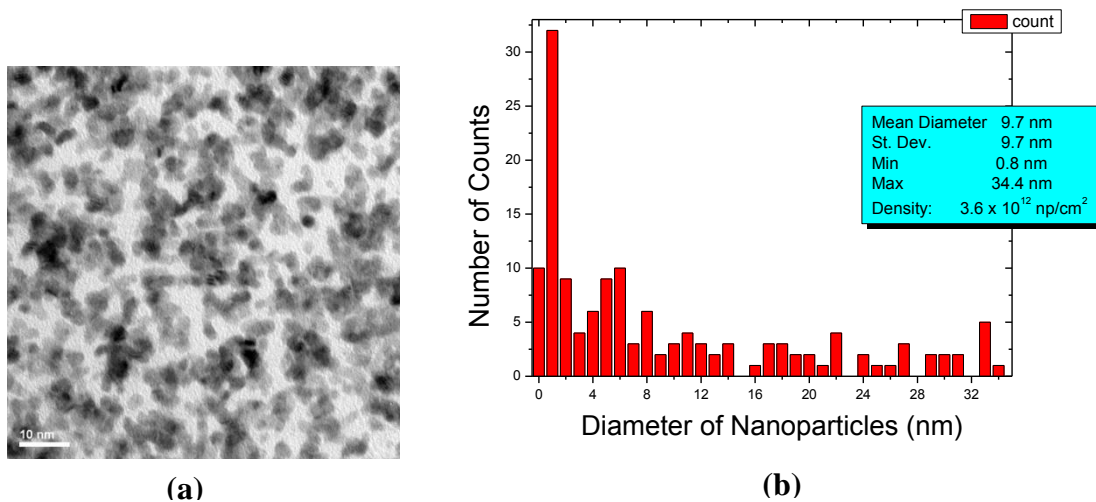
N134



Σχήμα 5.29: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N134 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρός τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

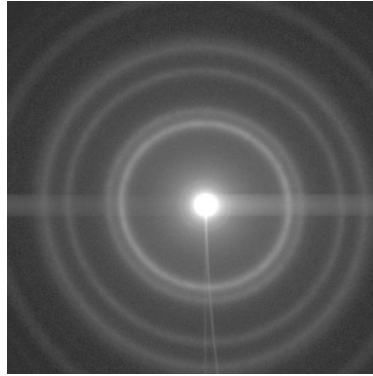
Παρατηρούμε ότι όσο μεγαλώνει ο χρόνος εναπόθεσης, οι σχηματισθέντες νανοκρυσταλλοί βρίσκονται σε επαφή μεταξύ τους σε αραιτά σημεία, με αποτέλεσμα το σχηματισμό νησίδων. Αυτό συμβαίνει διότι τα άτομα Pt, τα οποία πέφτουν πάνω στην επιφάνεια του SiO₂, επικολλώνται στα κέντρα πυρήνωσης ή δημιουργούν νέα κέντρα, ενώ δεν έχουν αρκετή κινητική ενέργεια έτσι ώστε οι σχηματισθέντες νανοκρυσταλλοί να απομακρυνθούν ο ένας από τον άλλο. Επίσης η επιφανειακή πυκνότητα αυξάνεται με μικρότερο ρυθμό σε μεγαλύτερους χρόνους εναπόθεσης.

N135



Σχήμα 5.30: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N135 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρός τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

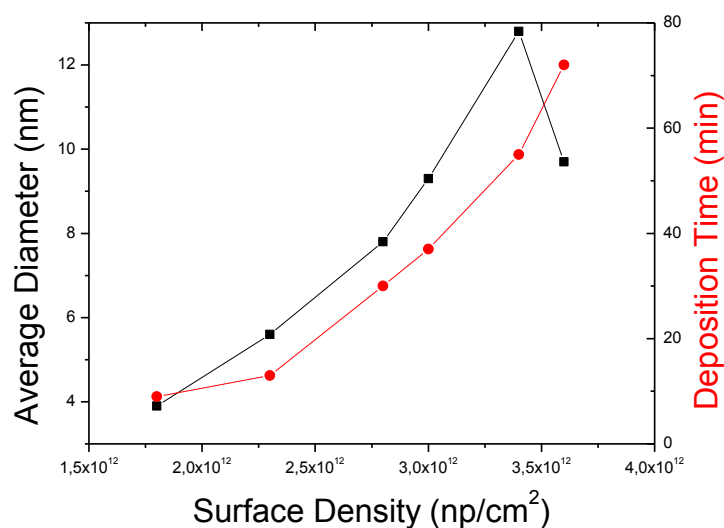
Στο Σχήμα 5.31 φαίνεται η εικόνα περίθλασης ηλεκτρονίων στο δείγμα N135 με νανοκρυστάλλους Pt. Το γεγονός ότι στην εικόνα αυτή εμφανίζονται ομόκεντροι κύκλοι υποδηλώνει το γεγονός ότι οι νανοκρυστάλλοι Pt έχουν τυχαίο προσανατολισμό, όπως άλλωστε θα περίμενε κανείς από το γεγονός ότι οι αναπτύσσονται πάνω σε άμορφο υλικό. Το μικρό σχετικά εύρος των ομόκεντρων κύκλων υποδηλώνει το μεγάλο μέγεθος των νανοκρυστάλλων Pt.



Σχήμα 5.31: Φάσμα περίθλασης ηλεκτρονίων στο δείγμα N135 με νανοκρυστάλλους Pt.

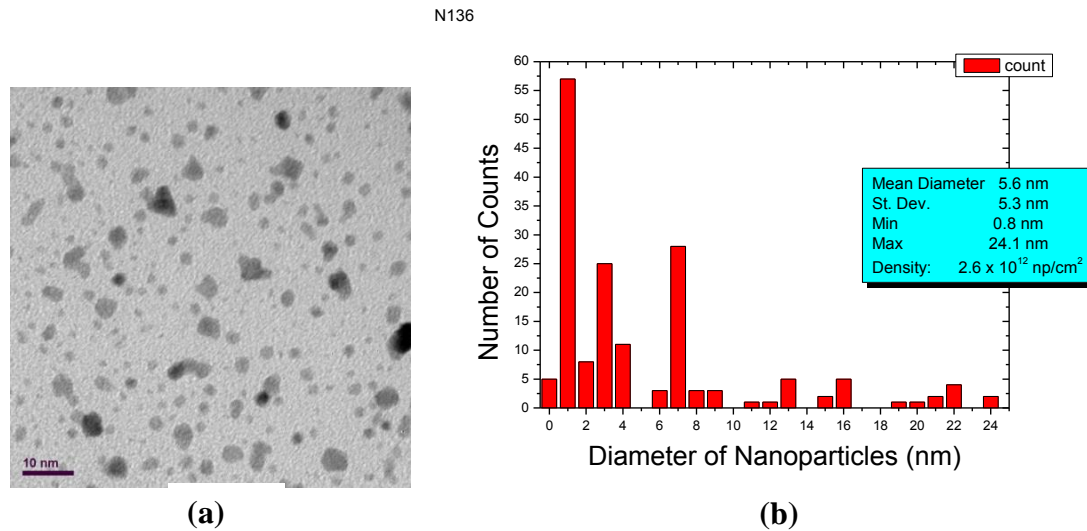
Ένα άλλο φαινόμενο που αξίζει αναφοράς, είναι ότι λόγω της θερμοκρασίας ανάπτυξης του στρώματος HfO_2 (300 °C), αυτό αναμένεται να έχει πολικρυσταλλική δομή, όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία¹⁹. Αυτή η πολικρυσταλλική δομή μπορεί να προκαλέσει προβλήματα στους νανοκρυστάλλους που έχουν ήδη εναποτεθεί, όπως πλεγματικοί κροσσοί (lattice fringes) γύρω από τα άτομα Pt. Στο Σχήμα 5.32 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά η μέση διάμετρος και η επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων Pt, όπως υπολογίστηκαν στα παραπάνω γραφήματα.

Pt nanoparticles

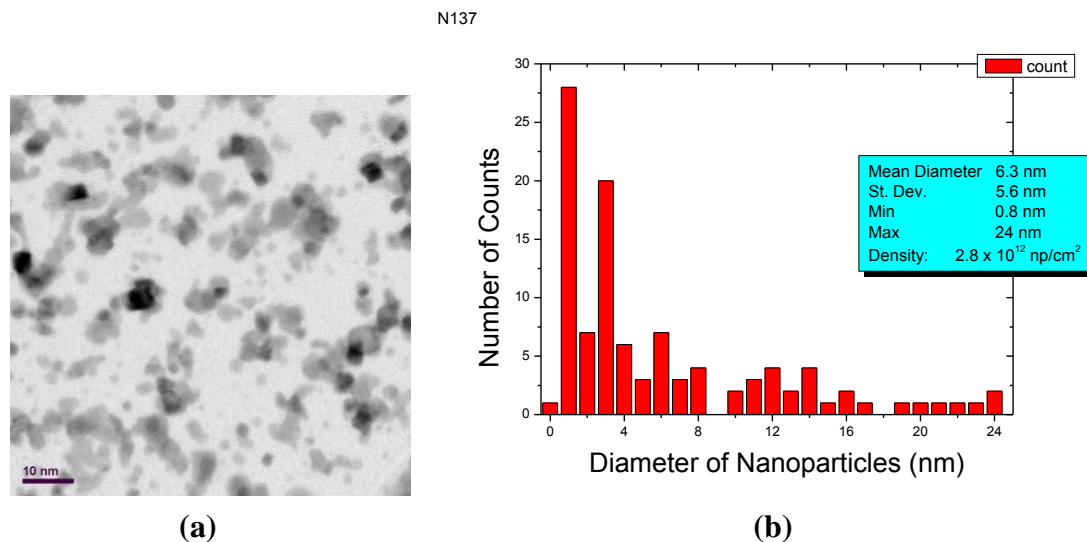


Σχήμα 5.32: Διάγραμμα όπου παρουσιάζεται η μεγάλη αύξηση του μέσου μεγέθους των νανοκρυστάλλων Pt με την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας, που με τη σειρά της αυξάνεται με την αύξηση του χρόνου εναπόθεσης.

Για τα τέσσερα επόμενα δείγματα με νανοκρυστάλλους Pt, η απόσταση μεταξύ ζώνης συμπύκνωσης και πρώτης οπής βρίσκεται στα 14 cm (σε αντίθεση με προηγούμενως που ήταν στα 10 cm).

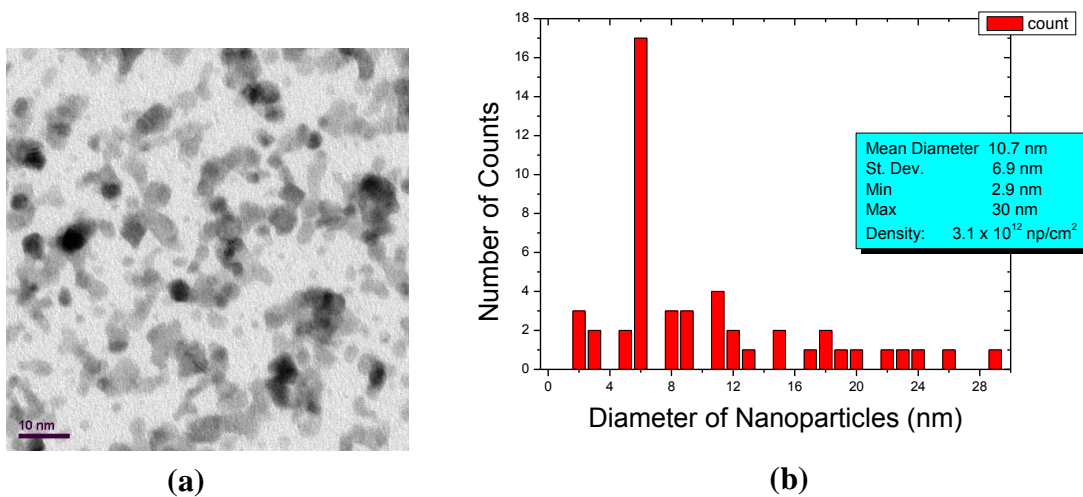


Σχήμα 5.33: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N136 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.



Σχήμα 5.34: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N137 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

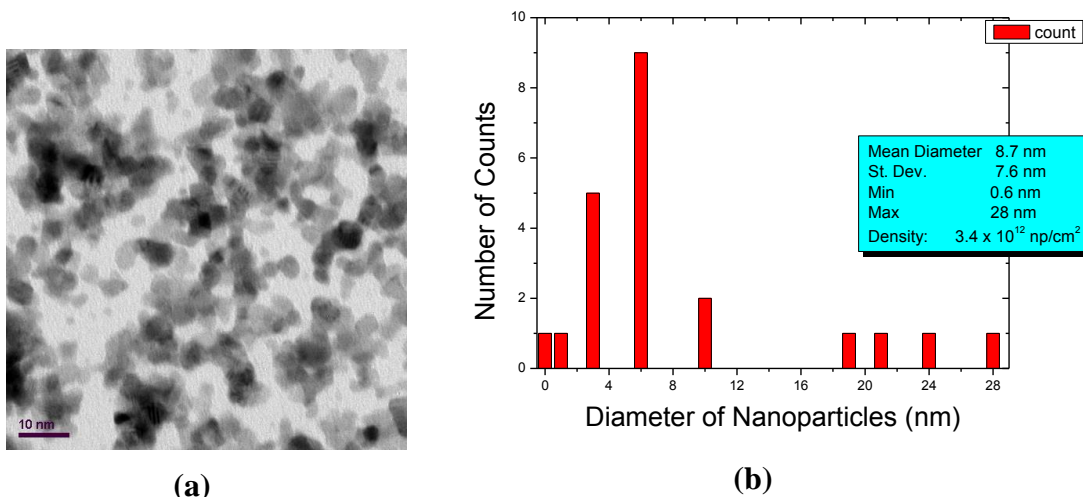
N138



Σχήμα 5.35: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N138 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρός τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

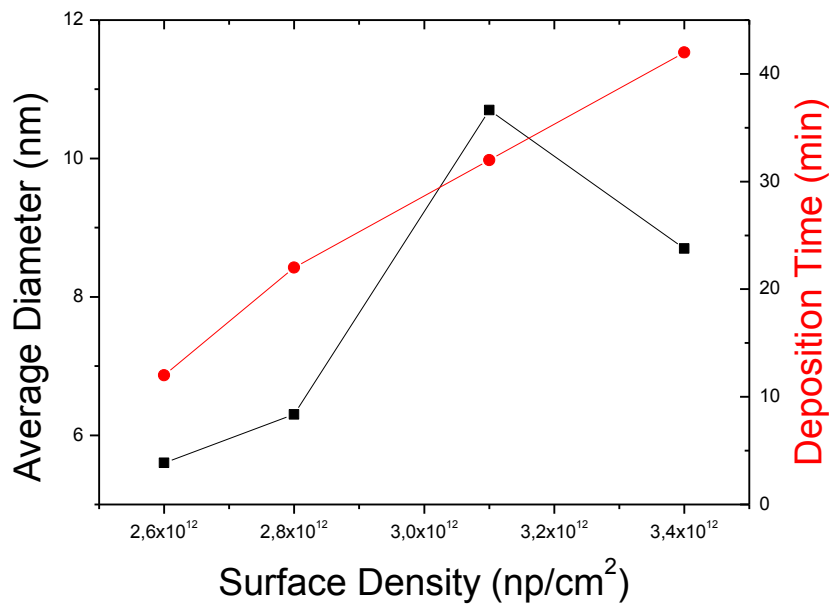
Αναμένουμε λοιπόν, μεγαλύτερου μεγέθους νανοκρυστάλλους, διότι θα έχουν στη διάθεση τους περισσότερο χρόνο για τις διαδικασίες της πυρηνοποίησης και της ανάπτυξης. Διαπιστώθηκε και στην πράξη, όπως φαίνεται στα Σχήματα, ο σχηματισμός νανοκρυστάλλων μεγάλου μεγέθους. Επίσης παρατηρήθηκε, όπως και προηγουμένως αύξηση του μέσου μεγέθους και της επιφανειακής πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, με την αύξηση του χρόνου εναπόθεσης.

N139



Σχήμα 5.36: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N139 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρός τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

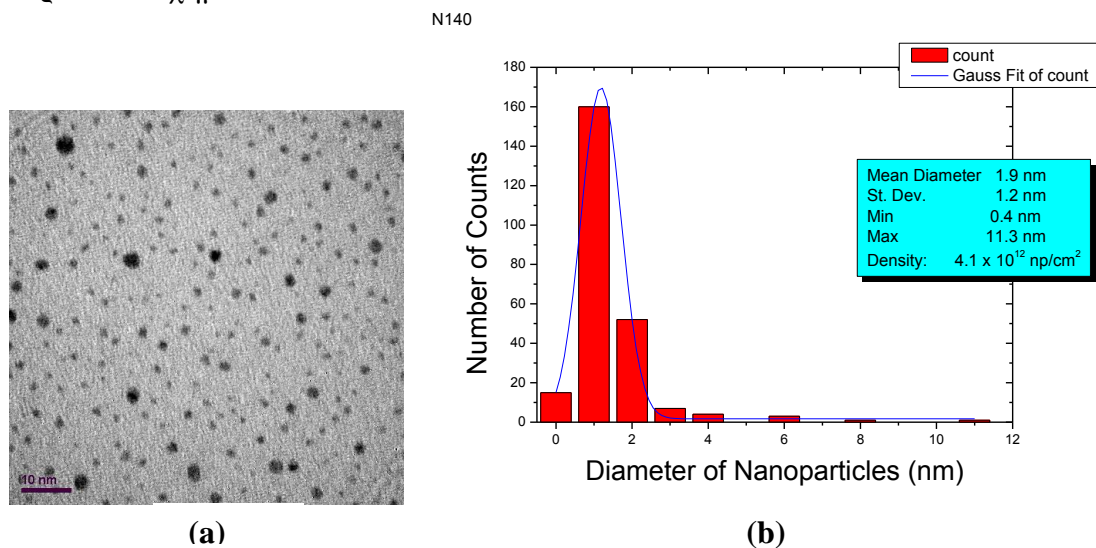
Pt nanoparticles



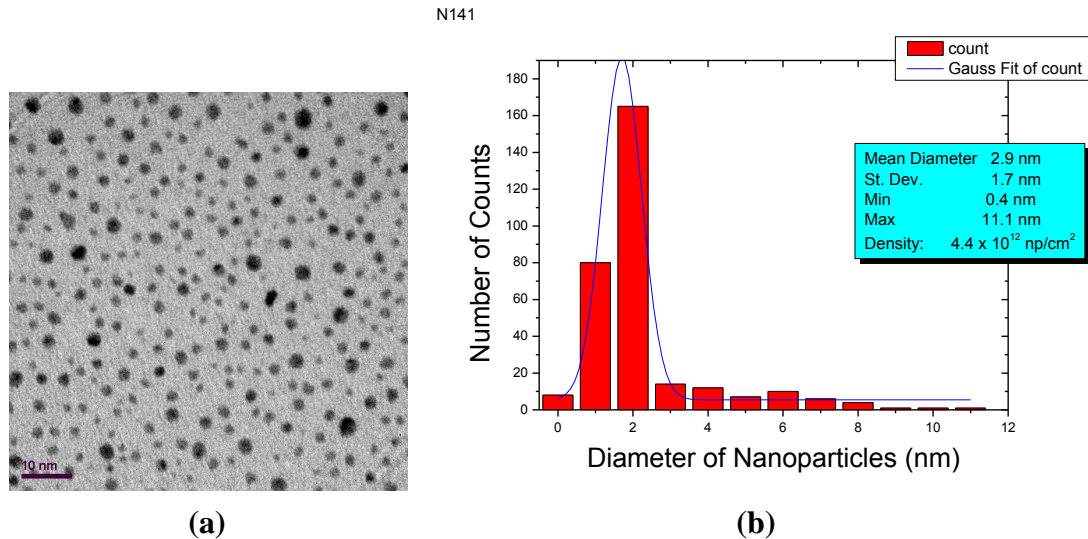
Σχήμα 5.37: Διάγραμμα όπου παρουσιάζεται η μεγάλη αύξηση του μέσου μεγέθους των νανοκρυστάλλων Pt με την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας, που με τη σειρά της αυξάνεται με την αύξηση του χρόνου εναπόθεσης.

5.5.2 Δομικός χαρακτηρισμός δειγμάτων με νανοκρυστάλλους χρυσού (Au)

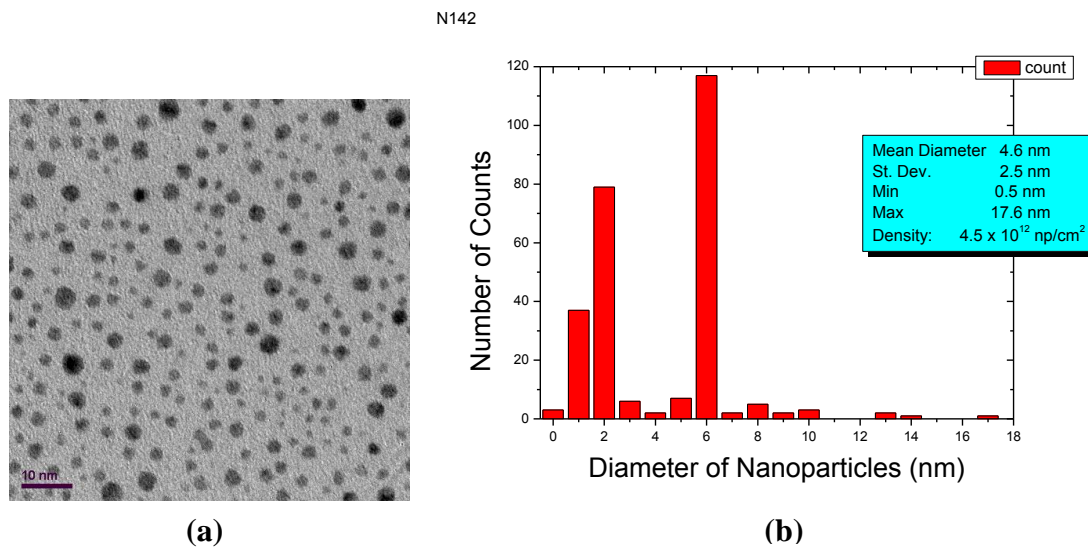
Στα τέσσερα τελευταία δείγματα εναποτέθηκαν νανοκρυστάλλοι Au, και τα αποτελέσματα από την ανάλυση εικόνων TEM επίπεδης τομής παρουσιάζονται στα παρακάτω Σχήματα.



Σχήμα 5.38: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N140 με νανοκρυστάλλους Au με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί την κατανομή Gauss.

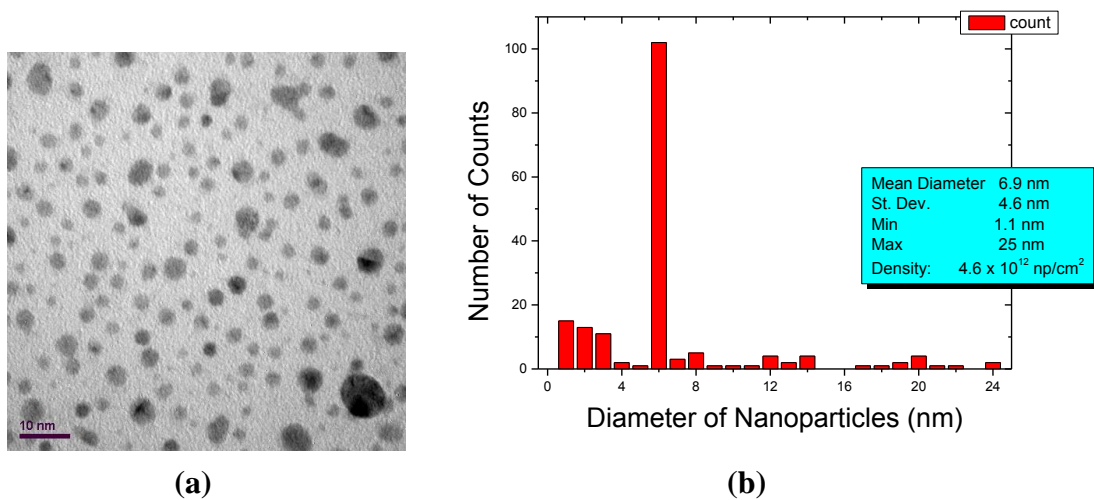


Σχήμα 5.39: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N141 με νανοκρυστάλλους Au με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί την κατανομή Gauss.



Σχήμα 5.40: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N142 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

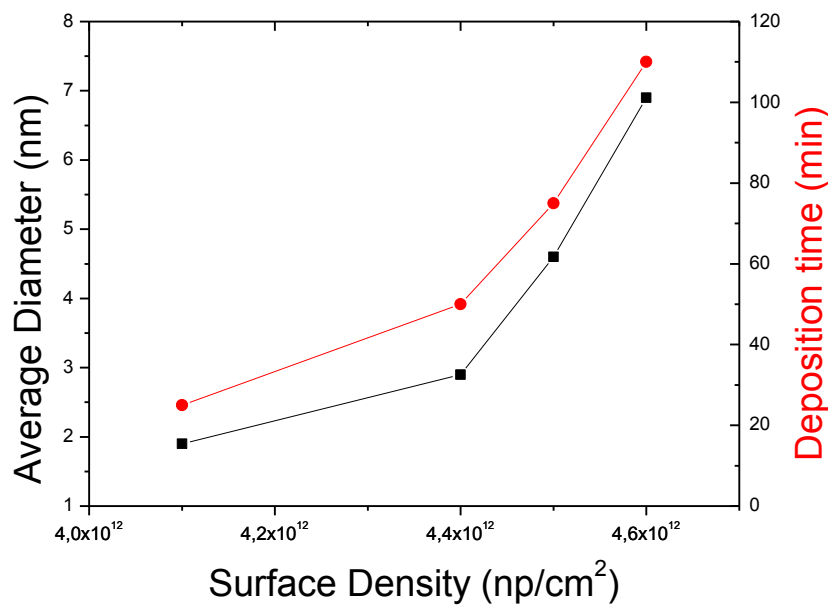
N143



Σχήμα 5.41: (a) Εικόνα TEM επίπεδης τομής του δείγματος N142 με νανοκρυστάλλους Pt με μεγέθυνση 320.000 φορές, (b) Ιστόγραμμα της διαμέτρου των νανοκρυστάλλων, όπου διαπιστώνεται ότι η διάμετρος τους ακολουθεί μάλλον τυχαία κατανομή.

Παρατηρήθηκε πάλι μια αύξηση στη μέση διάμετρο των νανοκρυστάλλων Au, όπως και με τους νανοκρυστάλλους Pt. Ωστόσο, οι νανοκρυστάλλοι Au παρουσιάζουν μικρότερες διαστάσεις, μεγαλύτερη ομοιομορφία και δε σχηματίζουν συμπλέγματα σε όλες τις πυκνότητες. Επίσης, παρουσιάζουν μεγαλύτερη επιφανειακή πυκνότητα σε σχέση με τους νανοκρυστάλλους Pt, γεγονός που οφείλεται στη μεγαλύτερη ροή Ar (80 sccm σε σχέση με 40 ή 50 sccm για Pt).

Au Nanoparticles



Σχήμα 5.42: Διάγραμμα όπου παρουσιάζεται η μεγάλη αύξηση του μέσου μεγέθους των νανοκρυστάλλων Au με την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας, που με τη σειρά της αυξάνεται με την αύξηση του χρόνου εναπόθεσης.

5.6 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός των δειγμάτων

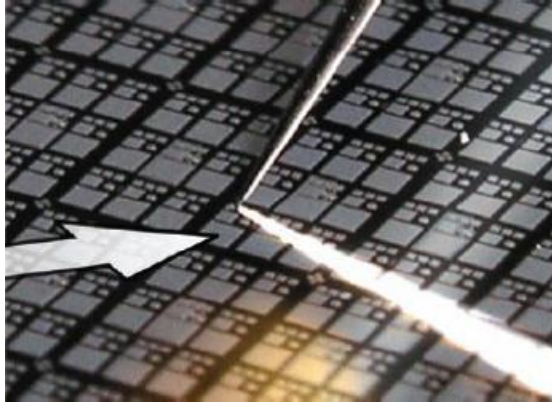
Για τον ηλεκτρικό χαρακτηρισμό των παρασκευασθέντων MOS πυκνωτών χρησιμοποιήθηκαν τα εξής μετρητικά όργανα:

α) Αναλυτή σύνθετης αντίστασης (impedance analyzer) τύπου Agilent 4284A (pF) με το οποίο γίνεται μέτρηση της χωρητικότητας (C) καθώς και της διαγωγιμότητας (G) συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης πύλης (V_{gate}) (καμπύλες C - V και G - V). Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιούνται για ένα πλήθος συχνοτήτων εναλλασσομένου ρεύματος από συχνότητα $f = 1$ kHz έως 1 MHz. Το πλάτος του εναλλασσομένου ρεύματος σε όλες τις μετρήσεις είναι σταθερό και ίσο με 25 mV_{p-p} . Το συγκεκριμένο όργανο είναι εφοδιασμένο με εσωτερική πηγή τάσης η οποία εφαρμόζεται στην πύλη (V_{gate}).

β) Όργανο 4140B pA meter/DC Voltage Source της Hewlett – Packard. Το όργανο αυτό χρησιμοποιείται για να μετρήσουμε τις στατικές χαρακτηριστικές I - V. Αυτό γίνεται επιλέγοντας την λειτουργία “staircase mode” η οποία αυξάνει την εφαρμοζόμενη τάση στη πύλη με σταθερό βήμα το οποίο επιλέγεται από το χρήστη μετρώντας στη συνέχεια την ένταση του ρεύματος (I) έπειτα από χρονική καθυστέρηση (καθορίζεται και αυτή από τον χρήστη). Η χρονική αυτή καθυστέρηση εξασφαλίζει την εξασθένηση του μεταβατικού χαρακτήρα του ρεύματος που προκαλεί η μεταβολή της τάσης.

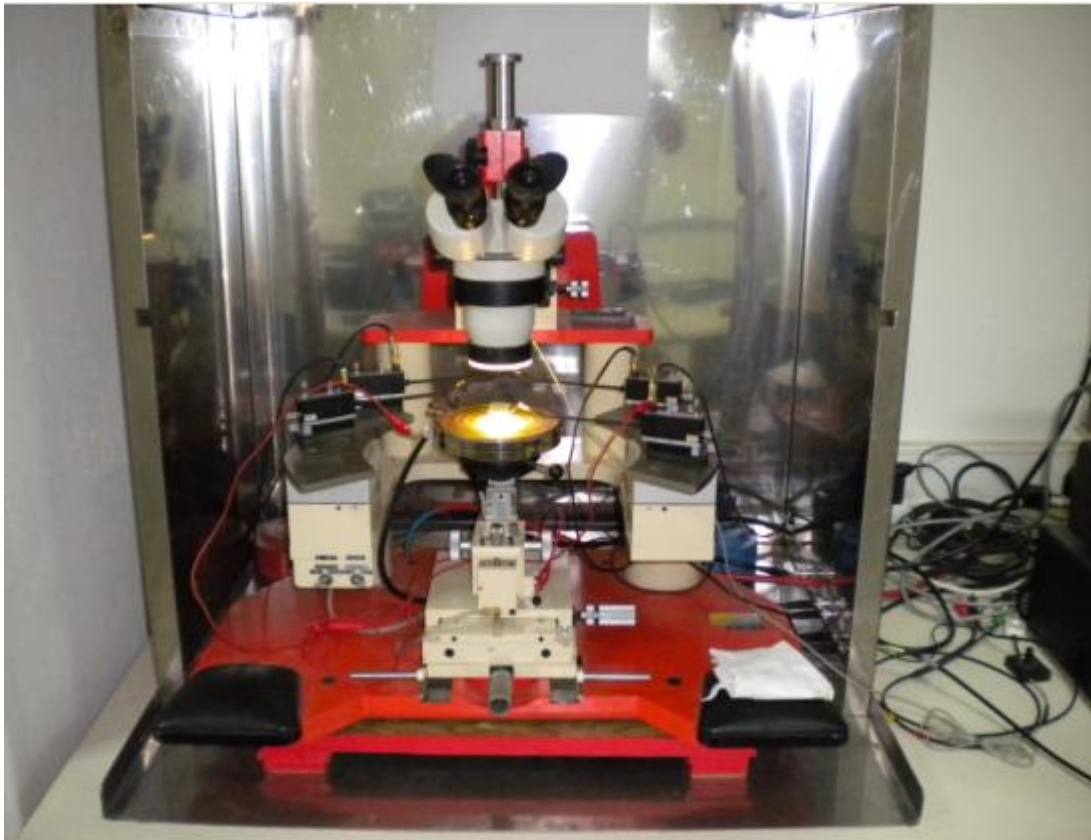
γ) Γεννήτρια παλμών τύπου Keithley 230, για την παραγωγή παλμών εύρους έως 10 msec. Αυτή χρησιμοποιείται προκειμένου να διαπιστωθεί η δυναμική λειτουργία των παρασκευασθέντων δομών μνήμης. Συγκεκριμένα στην πύλη εφαρμόζεται ένας παλμός συγκεκριμένης χρονικής διάρκειας και πλάτους και αμέσως μετά μετρείται η μετατόπιση που επέφερε ο παλμός στην τάση επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}).

Για τη λήψη των μετρήσεων, το δείγμα με τους πυκνωτές MOS τοποθετείται σε μία μεταλλική βάση. Περιφερειακά της βάσης υπάρχουν μετακινούμενες ακίδες βολφραμίου με τρεις βαθμούς ελευθερίας, στην άλλη άκρη των οποίων συνδέονται τα όργανα μέτρησης. Με αυτό τον τρόπο, οι ακίδες μπορούν να ακουμπήσουν στις πύλες των πυκνωτών, ώστε να λαμβάνεται η επαφή (Σχήμα 5.43). Η μεταλλική βάση, στην οποία είναι τοποθετημένο το δείγμα, συνδέεται και αυτή στα όργανα μέτρησης ώστε να αποτελέσει την επαφή του υποστρώματος. Στη διάταξη είναι προσαρτημένο οπτικό μικροσκόπιο, το οποίο διευκολύνει την τοποθέτηση των ακίδων. Ολόκληρη η διάταξη (Σχήμα 5.44) εδράζεται μέσα σε μεταλλικό σιοτεινό θάλαμο, ο οποίος βοηθά στη θωράκιση από παρασιτικά ρεύματα ηλεκτροστατικής φύσεως και στην αποφυγή φωτισμού του δείγματος κατά τη διάρκεια μέτρησης.



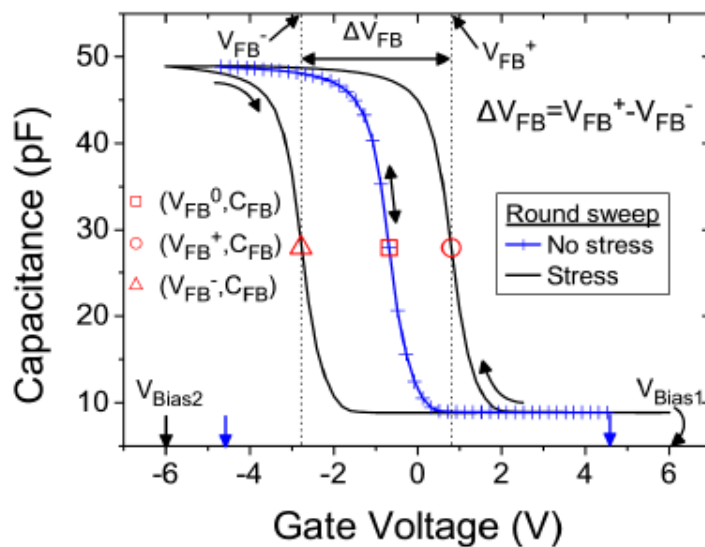
Σχήμα 5.43: Το δείγμα στηρίζεται στη μεταλλική βάση με βοήθεια κενού και η ακίδα είναι τοποθετημένη επάνω στην πύλη ενός πυκνωτή με εμβαδό $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

Η σύνδεση των ακίδων και της βάσης με τα όργανα μέτρησης γίνεται με ομοαξονικά καλώδια BNC (Bayonet Neill Concelman), με το κεντρικό σύρμα να συνδέεται με την ακίδα και το εξωτερικό να συνδέεται με το θάλαμο, ο οποίος γειώνεται. Το δείγμα συγκρατείται στη μεταλλική βάση με τη βοήθεια κενού, που αναπτύσσεται μέσω άντλησης από οπές που έχουν ανοιχθεί εκεί. Τα όργανα είναι συνδεδεμένα με ηλεκτρονικό υπολογιστή μέσα από θύρα GPIB (General Purpose Interface Bus) και ελέγχονται με ρουτίνες του προγράμματος LabView™ 7.0 της National Instruments.



Σχήμα 5.44: Ο θάλαμος μέτρησης με το σύστημα των τεσσάρων ακίδων.

Πριν παρουσιάσουμε τις μετρήσεις θα δώσουμε τον ορισμό του παραθύρου μνήμης καθώς και τη μέθοδο υπολογισμού του²⁰, που θα εφαρμόσουμε κατά κόρον στην ανάλυση των ηλεκτρικών μετρήσεων. Η μέθοδος προσδιορισμού του παραθύρου μνήμης σε έναν πυκνωτή MOS με νανοκρυστάλλους γίνεται με τη μέτρηση της χαρακτηριστικής $C - V$ σε έναν πλήρη κύκλο, για διαφορετικά όρια σάρωσης της τάσης πόλωσης. Συγκεκριμένα, αφού ορισθούν τα όρια των τάσεων πόλωσης στις οποίες επιθυμούμε να μελετήσουμε τα φαινόμενα αποθήκευσης φορτίου (Σχήμα 5.45), π.χ. V_{Bias1} , V_{Bias2} , καταγράφεται η $C - V$ (συνήθως 1MHz) για τάσεις από $V_{Bias1} \rightarrow V_{Bias2} \rightarrow V_{Bias1}$.



Σχήμα 5.45: Τυπικές χαρακτηριστικές $C - V$ ενός πυκνωτή p - MOS με νανοκρυστάλλους Si για διαφορετικά όρια τάσεων. Στην πρώτη περίπτωση οι τάσεις πόλωσης στις οποίες καταγράφεται η χαρακτηριστική δεν προκαλούν την αποθήκευση φορτίου στους νανοκρυστάλλους Si. Αν αυξηθούν τα όρια μέτρησης της χαρακτηριστικής τότε παρατηρείται αποθήκευση φορτίου η οποία αντικατοπτρίζεται στην υστέρηση που εμφανίζει πλέον η χαρακτηριστική.

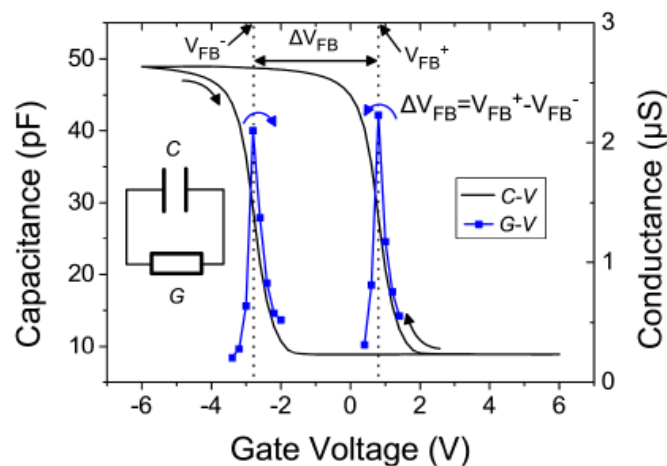
Κατά την εφαρμογή της τάσης V_{Bias1} αναμένεται η έγχυση ηλεκτρονίων (p - MOS) από το υπόστρωμα στο οξείδιο και κατά συνέπεια στους νανοκρυστάλλους. Ομοίως κατά την εφαρμογή της τάσης V_{Bias2} αναμένεται η έγχυση οπών από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους και η ταυτόχρονη έγχυση ηλεκτρονίων από τους νανοκρυστάλλους στο υπόστρωμα. Επομένως, η μέτρηση της χαρακτηριστικής $C - V$ κατά την ορθή φορά σάρωσης της τάσης ($V_{Bias1} \rightarrow V_{Bias2}$) επιτρέπει τον προσδιορισμό της τάσης V_{FB}^+ εξαιτίας του αρνητικού φορτίου που αποθηκεύεται στους νανοκρυστάλλους, ενώ κατά την ανάστροφη φορά σάρωσης της τάσης ($V_{Bias2} \rightarrow V_{Bias1}$) επιτρέπει τον προσδιορισμό της τάσης V_{FB}^- εξαιτίας του θετικού φορτίου που αποθηκεύεται στους νανοκρυστάλλους. Η διαφορά στις τάσεις V_{FB} του κλάδου της

χαρακτηριστικής κατά την ορθή φορά και του αντίστοιχου κλάδου κατά την ανάστροφη φορά ονομάζεται υστέρηση ή παράθυρο μνήμης:

$$\Delta V_{FB} = V_{FB}^+ - V_{FB}^- \quad (5.3)$$

Αν οι τάσεις V_{Bias1} , V_{Bias2} δεν προκαλούν την αποθήκευση φορτίου στους νανοκρυστάλλους, τότε δεν παρατηρείται υστέρηση στην χαρακτηριστική, δηλαδή $V_{FB}^+ = V_{FB}^- = V_{FB}^0$ και $\Delta V_{FB} = 0$, όπου V_{FB}^0 είναι η τάση επιπέδων ζωνών για τον πυκνωτή p - MOS χωρίς κανένα φορτίο αποθηκευμένο στο οξειδίο. Επίσης, αν $V_{FB}^+ = V_{FB}^0$ τότε δεν έχουμε αποθήκευση αρνητικού φορτίου και αν $V_{FB}^- = V_{FB}^0$ τότε δεν έχουμε αποθήκευση θετικού φορτίου. Ακολουθώντας την ίδια λογική, η διαφορά $\Delta V_{FB}^+ = V_{FB}^+ - V_{FB}^0$ εκφράζει την ποσότητα του αρνητικού φορτίου που έχει αποθηκευτεί στους νανοκρυστάλλους, ενώ η διαφορά $\Delta V_{FB}^- = V_{FB}^- - V_{FB}^0$ εκφράζει την ποσότητα του αποθηκευμένου θετικού φορτίου.

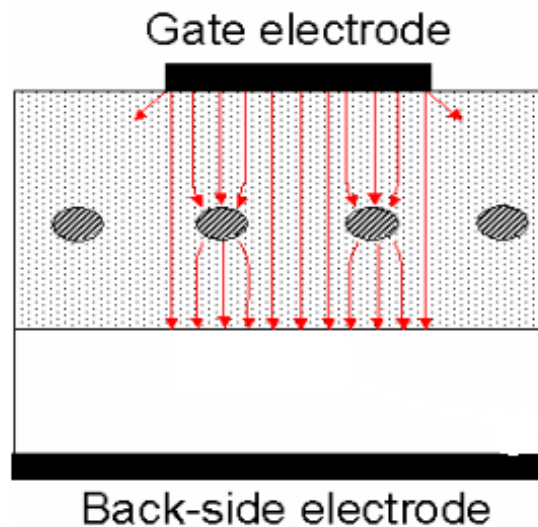
Η μέτρηση της χαρακτηριστικής C - V γίνεται με τη χρήση αναλυτή σύνθετης αντίστασης θεωρώντας ότι η υπό εξέταση διάταξη του πυκνωτή MOS αποτελείται από ένα αμιγώς χωρητικό μέρος και από μια αντίσταση συνδεδεμένα παράλληλα, όπως παρουσιάζεται και στο ένθετο του Σχήματος 5.46. Έτσι, ταυτόχρονα με την μέτρηση της χωρητικότητας (C) γίνεται και η μέτρηση της αγωγιμότητας (G). Η τελευταία εκφράζει τις απώλειες ενέργειας κατά τη σάρωση της τάσης πόλωσης και η χαρακτηριστική G - V παρουσιάζει μέγιστο όταν η τάση γίνει ίση με V_{FB} . Συνεπώς, η μέτρηση της ΔV_{FB} μπορεί να γίνει και από την διαφορά των μεγίστων της χαρακτηριστικής G - V κατά την ορθή και ανάστροφη φορά κλιμάκωσης της τάσης πόλωσης και θα πρέπει να συμπίπτει με την τιμή της ΔV_{FB} που προκύπτει από τη χαρακτηριστική C - V.



Σχήμα 5.46: Τυπικές χαρακτηριστικές C - V και G - V πυκνωτή p - MOS η οποία παρουσιάζει υστέρηση εξαιτίας της αποθήκευσης θετικών και αρνητικών φορτίων στους νανοκρυστάλλους Si. Η καταγραφή των δύο χαρακτηριστικών γίνεται ταυτόχρονα από το όργανο μέτρησης (αναλυτής σύνθετης αντίστασης) θεωρώντας ότι ο μετρούμενος πυκνωτής αποτελείται από έναν πυκνωτή και μια αντίσταση συνδεδεμένα παράλληλα.

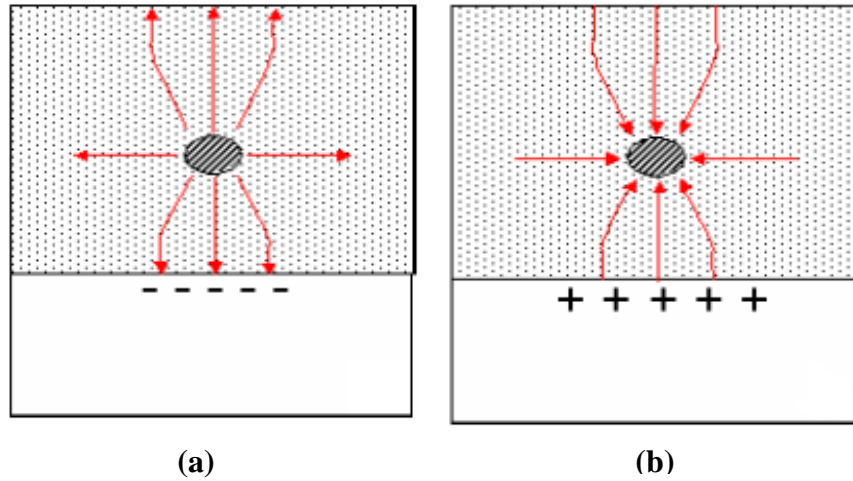
Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός βασίστηκε εκτός από τη μέτρηση των χαρακτηριστικών Χωρητικότητας – Τάσης (C - V, σε διάφορες συχνότητες) και στη μέτρηση των χαρακτηριστικών Ρεύματος – Τάσης (I - V). Οι χαρακτηριστικές λαμβάνονται πάντοτε με τον πυκνωτή MOS να βρίσκεται υπό συνεχή λευκό φωτισμό (φως μικροσκοπίου), για τη δημιουργία ενός λογικού αριθμού φορέων μειονότητας. Στο μετρητικό σύστημα που χρησιμοποιήθηκε ο φωτισμός των δειγμάτων προερχόταν από τον λαμπτήρα πυρακτώσεως του μικροσκοπίου του σταθμού ακίδων μέτρησης. Με το φως δημιουργούνται φορείς μειονότητας στα άκρα του ηλεκτροδίου πύλης, οι οποίοι μπορούν να διαχυθούν περίπου ένα μήκος Debye κάτω από αυτό, δημιουργώντας έτσι μια πηγή φορέων στα άκρα του πυκνωτή MOS^{21,22}.

Πριν την παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων είναι σκόπιμο επίσης να γίνει μια σύντομη ηλεκτροστατική περιγραφή του προβλήματος του πυκνωτή MOS με νανοκρυστάλλους, η οποία θα βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση των ιδιοτήτων των διατάξεων που μελετάμε. Στην περίπτωση του πυκνωτή MOS με νανοκρυστάλλους, το ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι ομογενές (παράλληλες και ισόπυχνες δυναμικές γραμμές) καθώς γύρω από τους νανοκρυστάλλους οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου θα εκτρέπονται²³.



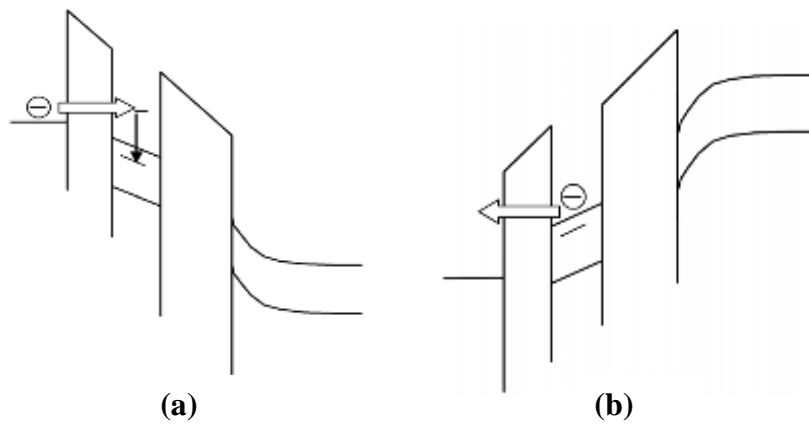
Σχήμα 5.47: Μονοδιάστατη απεικόνιση ενός πυκνωτή MOS με νανοκρυσταλλίτες και οι διαταραχές του ηλεκτρικού πεδίου κατά την εφαρμογή τάσης πόλωσης στους ακροδέκτες του πυκνωτή MOS.

Κάθε φορτισμένος νανοκρυστάλλος, που μπορεί προσεγγιστικά να θεωρηθεί ως αγώγιμη σφαίρα, επηρεάζει επίσης κατά τόπους την κατάσταση φορτίου στην διεπιφάνεια και κατά συνέπεια το δυναμικό επιφανείας με αποτέλεσμα την αντιστοιχη ολισθήση της τάσης επιπέδων ζωνών (ή κατωφλίου): αποθήκευση αρνητικού (θετικού) φορτίου στους νανοκρυστάλλους προκαλεί αύξηση (ελάττωση) της (Σχήμα 5.48).

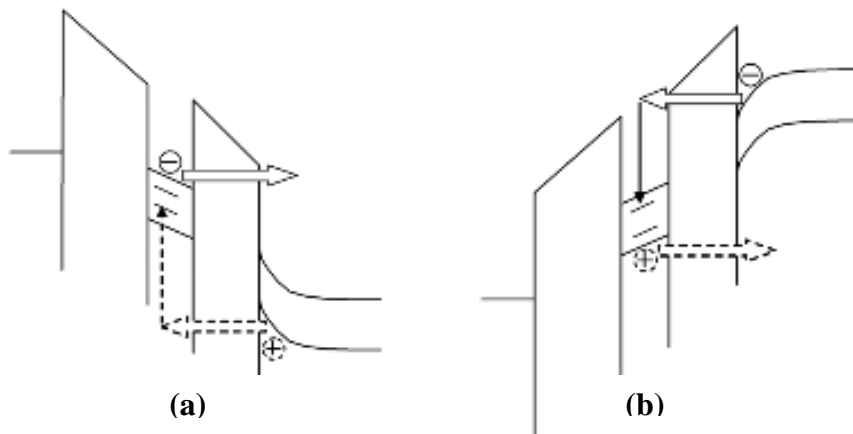


Σχήμα 5.48: (a), (b) Προσεγγιστική περιγραφή του ηλεκτρικού πεδίου το οποίο παράγει σφαιρικός φορτισμένος νανοκρυστάλλος με θετικό και αρνητικό φορτίο αντίστοιχα και η επίδρασή του στο ημιαγώγιμο υπόστρωμα.

Στα σχήματα 5.49 και 5.50 παρουσιάζονται οι μηχανισμοί ανταλλαγής φορτίων των νανοκρυστάλλων με το ηλεκτροδίο τη πύλης και το υπόστρωμα, αντίστοιχα.



Σχήμα 5.49: Σχηματική αναπαράσταση της ανταλλαγής φορτίου μεταξύ των νανοκρυστάλλων και ηλεκτροδίου πύλης για πόλωση στη (a) συσσώρευση και (b) αναστροφή.



Σχήμα 5.50: Σχηματική αναπαράσταση της ανταλλαγής φορτίου μεταξύ των νανοκρυστάλλων και του υποστρώματος για πόλωση στη (a) συσσώρευση και (b) αναστροφή.

Η ανταλλαγή φορτίων μεταξύ των νανοκρυστάλλων και του ηλεκτροδίου πύλης είναι μη επιθυμητή, καθώς μπορεί να οδηγήσει σε κατάρρευση του διηλεκτρικού λόγω των πολλών ενεργειακά διαθέσιμων ηλεκτρονίων που βρίσκονται στο ηλεκτρόδιο πύλης. Το φαινόμενο περιορίζεται με τη χρήση παχύτερου στρώματος οξειδίου ελέγχου, υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς, γεγονός που οδηγεί σε χαμηλό ηλεκτρικό πεδίο (περίπου στο 1/3 του ηλεκτρικού πεδίου που αναπτύσσεται στο στρώμα σήραγγας, όπως θα δούμε παρακάτω).

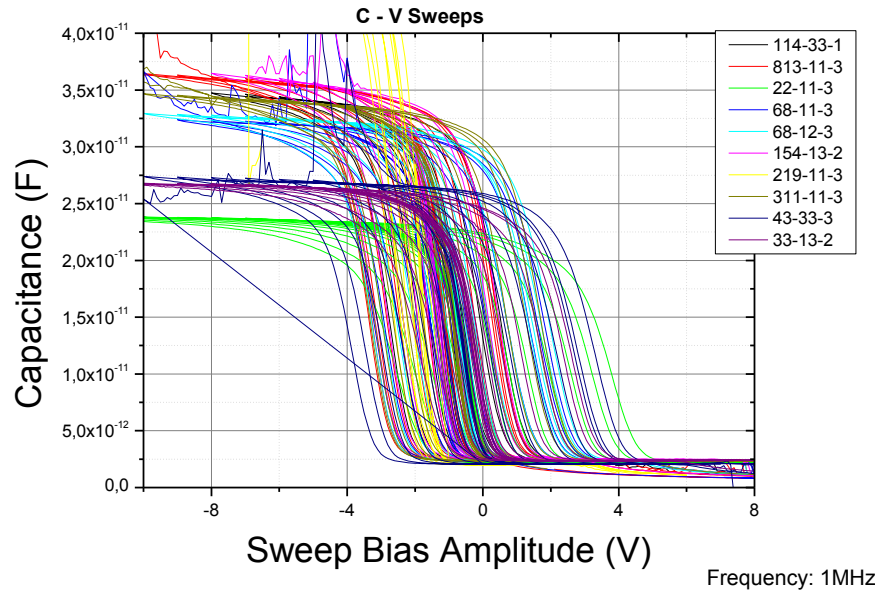
5.7 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους Pt (pros 0)

Στα παρακάτω Σχήματα παρουσιάζονται οι μετρήσεις C - V, σε υψηλές συχνότητες ($f = 1\text{MHz}$), για όλα τα δείγματα που περιέχουν νανοκρυστάλλους Pt. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν αποκλειστικά σε τετραγωνικούς πυκνωτές εμβαδού $A = 10^{-4}\text{cm}^2$, σε θερμοκρασία δωματίου, από την περιοχή συσσώρευσης (αρνητικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si) έως την περιοχή αντιστροφής (θετικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si).

5.7.1 Χαρακτηριστικές C – V και φαινόμενα μνήμης

Στο Σχήμα 5.51, όπου έχει ληφθεί χαρακτηριστική C – V με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης σε διάφορες περιοχές, παρατηρείται ότι το δείγμα N124, το οποίο περιέχει νανοκρυστάλλους Pt, εμφανίζει καθαρά φαινόμενο υστέρησης. Συγκεκριμένα όταν εφαρμόζονται αρνητικές τάσεις στην πύλη, οπές από το υπόστρωμα (p-Si) διαμέσου φαινομένου σήραγγας αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους (ή ισοδύναμα ηλεκτρόνια διαμέσου του φαινομένου σήραγγας μεταβαίνουν από τους νανοκρυστάλλους στο υπόστρωμα). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μετακίνηση των καμπυλών C - V παράλληλα με προς τον άξονα της τάσης προς αρνητικές τιμές. Αυτή η μετακίνηση δικαιολογείται από το γεγονός ότι χρειάζεται να εφαρμόσουμε μεγαλύτερες τιμές αρνητικών τάσεων στην πύλη για να επιτύχουμε συσσώρευση στο υπόστρωμα, καθώς μέρος της εφαρμοζόμενης τάσης εξουδετερώνεται από το θετικό φορτίο που έχει αποθηκευτεί στους νανοκρυστάλλους. Αντιθέτως, όταν εφαρμόζονται θετικές τάσεις στην πύλη, ηλεκτρόνια από το υπόστρωμα διαμέσου φαινομένου σήραγγας αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους (ή ισοδύναμα οπές ακολουθούν αντίθετη πορεία). Αυτό έχει ως συνέπεια οι καμπύλες C - V να μετακινούνται παράλληλα προς τον άξονα της τάσης προς θετικές τιμές. Η μετατόπιση δικαιολογείται με παρόμοιο σκεπτικό, όπως αναπτύχθηκε παραπάνω.

N124



Σχήμα 5.51: Πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις χωρητικότητας (υψηλής συχνότητας) σε πυκνωτές MOS με νανοκρυστάλλους Pt. Οι τάσεις πύλης που εφαρμόστηκαν είναι 1→-1V, 2→-2→2V, 3→-3→3V, κ.ο.κ., μέχρι την κατάρρευση του πυκνωτή.

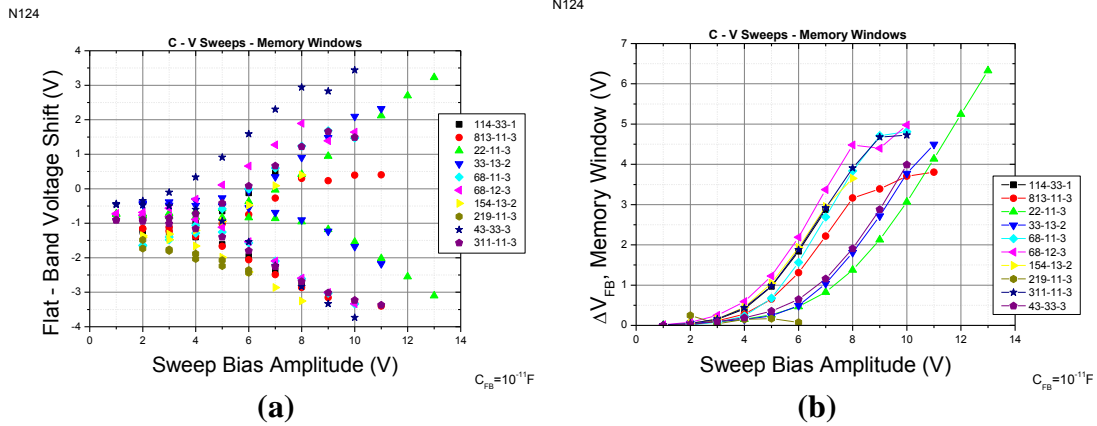
Επίσης, στο Σχήμα 5.51 παρατηρείται ότι η βαθμιαία αύξηση της τάσης πύλης (V_{gate}) προκαλεί βαθμιαία αύξηση έως ενός ορισμένου ορίου, στο παράθυρο μνήμης (ΔV_{FB}). Αυτό συμβαίνει γιατί στους νανοκρυστάλλους αποθηκεύεται ολοένα και μεγαλύτερος αριθμός ηλεκτρικών φορτίων (οπές ή ηλεκτρόνια). Για κάθε ζεύγος θετικής - αρνητικής τάσης πύλης ($+V_{gate}$, $-V_{gate}$) του Σχήματος 5.51 μπορεί να υπολογιστεί το παράθυρο μνήμης, το οποίο ισούται με τη μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}). Η μεταβολή της τιμής ΔV_{FB} προκύπτει από τη σχέση $\Delta V_{FB} = V_{FB}^+ - V_{FB}^-$, όπως είδαμε στην προηγούμενη ενότητα. Η χωρητικότητα επίπεδης ζώνης υπολογίζεται με τη βοήθεια του τύπου:

$$C_{FB} = \frac{C_{FBS} \cdot C_{ox}}{C_{FBS} + C_{ox}} \quad (5.4)$$

όπου C_{ox} η συνολική χωρητικότητα του οξειδίου (περιοχή συσσώρευσης) και C_{FBS} η χωρητικότητα επίπεδης ζώνης του Si. Η χωρητικότητα αυτή δίνεται από τη σχέση $C_{FBS} = \frac{\epsilon_{Si}}{L_D}$, όπου $\epsilon_{Si} = 11.9\epsilon_0$ είναι η στατική διηλεκτρική σταθερά του πυριτίου και L_D το μήκος Debye, το οποίο δίνεται από τον τύπο:

$$L_D = \sqrt{\frac{KT\epsilon_{Si}}{N_A e^2}} \quad (5.5)$$

με N_A η συγκέντρωση αποδεκτών του υποστρώματος Si.

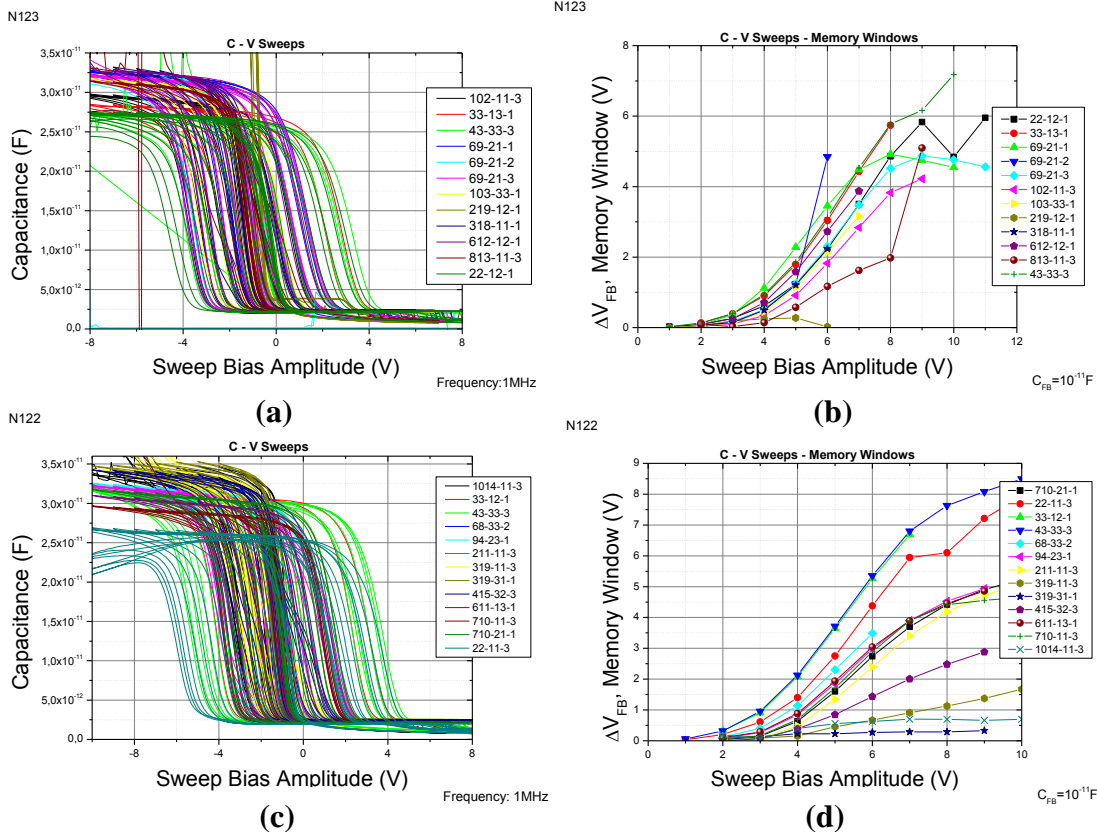


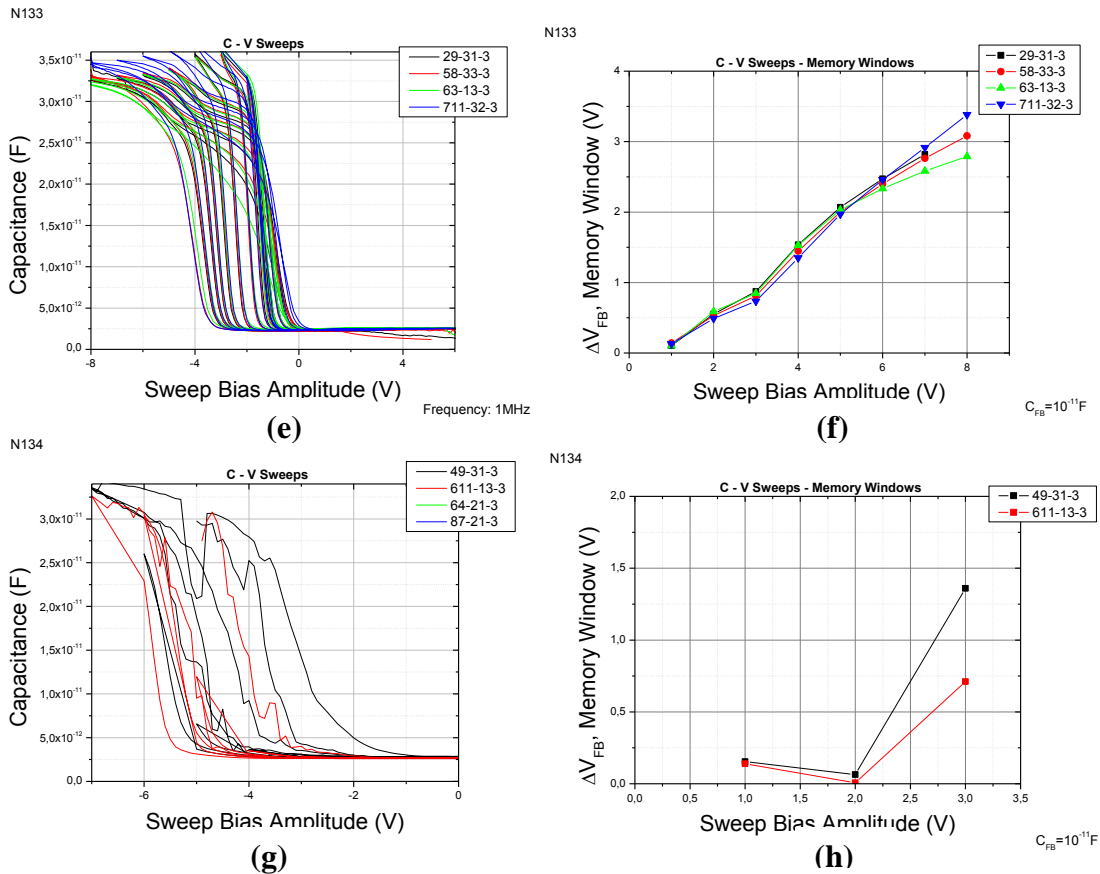
Σχήμα 5.52: (a) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει της τάσης πόλωσης της πύλης και τα αντίστοιχα (b) Παράθυρα μνήμης. Οι τιμές προέρχονται από το Σχήμα 5.51.

Θεωρώντας δύο χωρητικότητες στη σειρά, ισχύει $\frac{1}{C_{ox}} = \frac{d_{SiO_2}}{4\epsilon_0 A} + \frac{d_{HfO_2}}{k\epsilon_0 A}$, και λύνοντας ως προς τη διηλεκτρική σταθερά του διοξειδίου του HfO₂ παίρνουμε:

$$k = \frac{\frac{d_{HfO_2}}{\epsilon_0 A}}{\frac{1}{C_{ox}} - \frac{d_{SiO_2}}{4\epsilon_0 A}} \quad (5.6)$$

Τις τιμές C_{ox} τις προμηθευόμαστε από τα Σχήματα 5.53, και έτσι γνωρίζοντας κατασκευαστικά τα πάχη των διοξειδίων και την επιφάνεια των οπλισμών των πυκνωτών MOS, δημιουργούμε τον Πίνακα 5.2.





Σχήμα 5.53: (a), (c), (e), (g) Πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις χωρητικότητας (υψηλής συχνότητας) σε πυκνωτές MOS με νανοκρυστάλλους Pt, με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, και (b), (d), (f), (h) Παράθυρα μνήμης που προκύπτουν από τη μεταβολή της τάσης επιπέδων ζωνών. Στα γραφήματα (e) και (g) παρατηρείται ότι η μετατόπιση των καμπυλών προς τις αρνητικές τάσεις (αποθήκευση οπών στους νανοκρυστάλλους) είναι πολύ μεγαλύτερη σε σχέση με τη μετατόπιση των καμπυλών προς τις θετικές τάσεις (αποθήκευση ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλους). Αυτό σημαίνει ότι στα συγκεκριμένα δείγματα υπάρχει ένας αριθμός θετικών παγίδων, οι οποίες εμποδίζουν τη μετακίνηση ίσου αριθμού ηλεκτρονίων και οπών από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους, αφού αυτές οι παγίδες δεσμεύουν κάποια από τα ηλεκτρόνια.

Ένα πρώτο συμπέρασμα που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι υπάρχει μια κρίσιμη πυκνότητα μέχρι την οποία αυξάνεται το παράθυρο μνήμης, και ύστερα παρατηρούνται ολοένα και μικρότερες τιμές. Επίσης, στα τρία πρώτα δείγματα (N122, N123, N124) παρατηρείται ένα εντυπωσιακό εύρος τιμών για το παράθυρο μνήμης, που σχετίζεται άμεσα με την ανομοιομορφία του σχήματος και της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων Pt.

Πίνακας 5.2

Δείγμα	Πάχος SiO ₂ , d _{SiO2} (nm)	Πάχος HfO ₂ , d _{HfO2} (nm)	Θερμοκρασία εναπόθεσης HfO ₂ (°C)	C _{ox} (F)	Διηλεκτρική σταθερά του HfO ₂ , k
N124	3.5	20	300	3.2×10 ⁻¹¹	10.6
N123	3.5	20	300	3.1×10 ⁻¹¹	10.1
N122	3.5	20	300	3×10 ⁻¹¹	9.6
N133	3.5	20	300	3.5×10 ⁻¹¹	12.1
N134	3.5	20	300	3.4×10 ⁻¹¹	11.6
N135	3.5	20	300	4.6×10 ⁻¹¹	19.1

Με τη βοήθεια των κλασικών τύπων της ηλεκτροστατικής, όπως αποδείχθηκε στο Κεφάλαιο 3, οι πτώσεις τάσεις πάνω στο οξείδιο ελέγχου και οξείδιο σήραγγας δίνονται από τις σχέσεις:

$$V_{control-oxide} = \frac{4d_{HfO_2} V_{gate}}{4d_{HfO_2} + k_{SiO_2} d_{SiO_2}}, \quad V_{tunnel-oxide} = \frac{k_{HfO_2} d_{SiO_2} V_{gate}}{4d_{HfO_2} + k_{SiO_2} d_{SiO_2}} \quad (5.7)$$

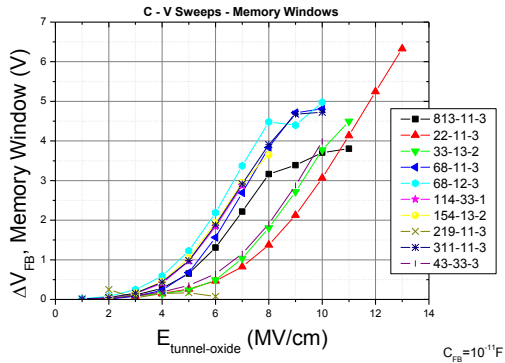
Θεωρώντας ως $k_{HfO_2} = 12.2$ τη μέση τιμή των διηλεκτρικών σταθερών από τον Πίνακα 5.2, οι πτώσεις τάσεις στα οξείδια υπολογίζονται: $V_{tunnel-oxide} = 0.35 \times V_{gate}$ και $V_{control-oxide} = 0.65 \times V_{gate}$. Γενικά η χρήση διηλεκτρικού στρώματος με υψηλή διηλεκτρική σταθερά ως οξειδίου πύλης τείνει να μειώσει την πτώση τάσης πάνω σε αυτό το στρώμα σε σύγκριση με την πτώση τάσης πάνω στο λεπτό οξείδιο σήραγγας. Στη παρούσα περίπτωση όμως, η πτώση τάσης πάνω στο οξείδιο ελέγχου είναι μεγαλύτερη σε σύγκριση με την τιμή στο οξείδιο σήραγγας, λόγω του ότι το πάχος του στρώματος του οξειδίου ελέγχου είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος του στρώματος του οξειδίου σήραγγας. Τα ηλεκτρικά πεδία εντός των λεπτών οξειδίων ελέγχου και διέλευσης δίνονται από τους γνωστούς τύπους:

$$E_{control-oxide} = \frac{V_{control-oxide}}{d_{control-oxide}} = \frac{0.65 \times V_{gate}}{2} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.8)$$

$$E_{tunnel-oxide} = \frac{V_{tunnel-oxide}}{d_{tunnel-oxide}} = \frac{0.35 \times V_{gate}}{0.35} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.9)$$

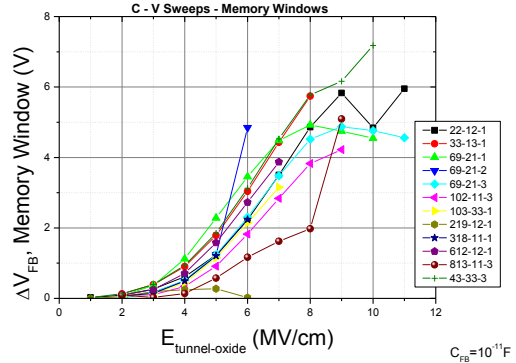
Με τη βοήθεια των σχέσεων (5.8) και (5.9) κατασκευάζονται τα διαγράμματα μεταβολής της τάσης επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}) συναρτήσει της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου σήραγγας (Σχήμα 5.54).

N124



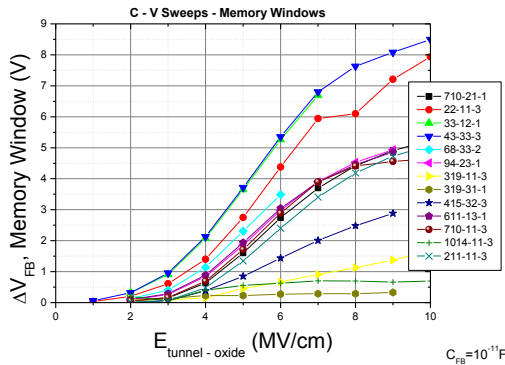
(a)

N123



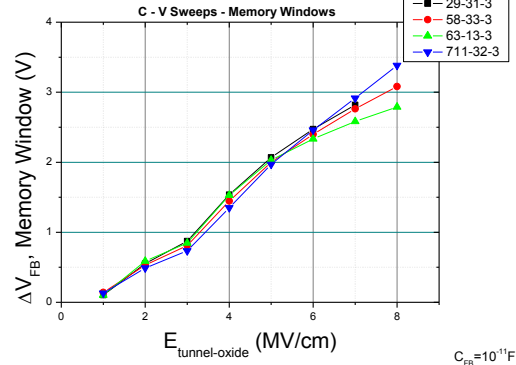
(b)

N122



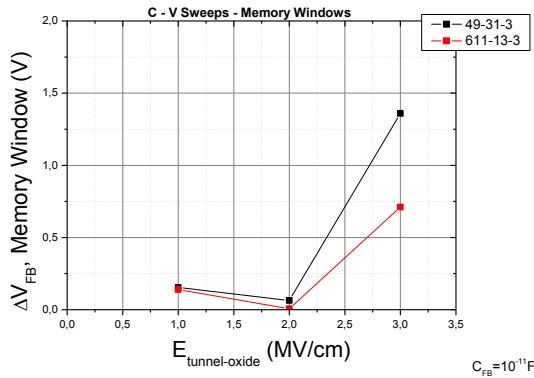
(c)

N133



(d)

N134



(e)

Σχήμα 5.54: (a), (b), (c), (d), (e) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης για τα δείγματα N124, N123, N122, N133 και N134 με νανοκρυστάλλους Pt. Το δείγμα N135 δεν εμφάνισε παράθυρο μνήμης.

Σε όλα τα γραφήματα του Σχήματος 5.54, παρατηρείται ότι η αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου προκαλεί αύξηση του αριθμού των ηλεκτρικών φορτίων ο οποίος αποθηκεύεται στους νανοκρυστάλλους (με συνέπεια την αύξηση του παράθυρου μνήμης), μέχρι κάποια μέγιστη τιμή. Ο αριθμός των ηλεκτρικών φορτίων ανά νανοκρύσταλλο υπολογίζεται με τη βοήθεια της σχέσης²⁴:

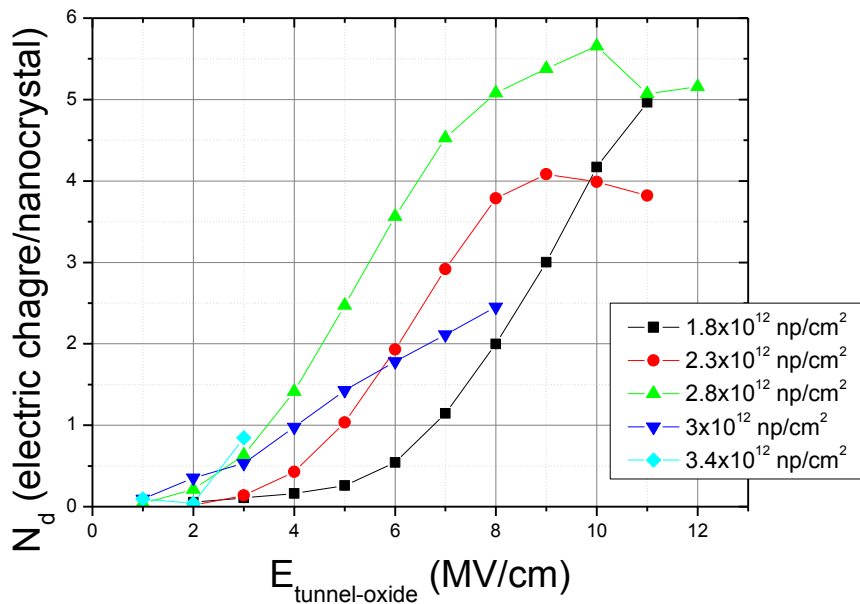
$$\Delta V_{FB} = -\frac{\Delta Q}{C_{OX}} \quad (5.10)$$

όπου C_{OX} η συνολική χωρητικότητα του διηλεκτρικού στρώματος πύλης, ενώ ΔQ είναι το συνολικό ηλεκτρικό φορτίο το οποίο αποθηκεύεται στους νανοκρυστάλλους. Υποθέτοντας ότι εντός του διηλεκτρικού στρώματος δεν αποθηκεύονται ηλεκτρικά φορτία, αυτό το φορτίο μπορεί να γραφτεί ως $\Delta Q = e N_d N$ όπου e το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου, N_d ο αριθμός των αποθηκευμένων ηλεκτρικών φορτίων ανά νανοκρυστάλλο και N αριθμός των νανοκρυστάλλων που υπάρχουν στο συγκεκριμένο πυκνωτή (υπολογίζεται από την επιφανειακή πυκνότητα που μας παρέχει η εικόνα TEM κατά τη δομική ανάλυση των δειγμάτων). Ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά νανοκρυσταλλίτη υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$\Delta V_{FB} = \frac{\Delta Q}{C_{OX}} = \frac{e N_d N}{\frac{A \epsilon_0}{\left(\frac{d_{SiO_2}}{4} + \frac{d_{HfO_2}}{k}\right)}} = \frac{e N_d A \sigma_N}{\frac{A \epsilon_0}{\left(\frac{d_{SiO_2}}{4} + \frac{d_{HfO_2}}{k}\right)}} = \frac{\left(\frac{d_{SiO_2}}{4} + \frac{d_{HfO_2}}{k}\right) e N_d \sigma_N}{\epsilon_0}$$

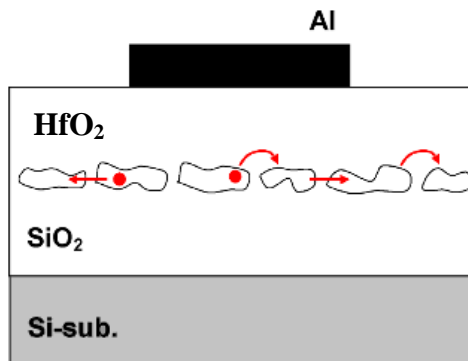
$$\Rightarrow N_d = \frac{\epsilon_0 \Delta V_{FB}}{\left(\frac{d_{SiO_2}}{4} + \frac{d_{HfO_2}}{k}\right) e \sigma_N} \quad (5.11)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (5.11), υπολογίζουμε τον αριθμό των ηλεκτρικών φορτίων που αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους, σ' όλα τα δείγματα (Σχήμα 5.55).



Σχήμα 5.55: Συγκριτικό διάγραμμα του αριθμού των αποθηκευμένων ηλεκτρικών φορτίων (ηλεκτρόνια ή οπές) ανά νανοκρυστάλλο, συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στο οξειδίο διέλευσης.

Εστιάζοντας στην τιμή $E_{\text{tunnel-oxide}} = 8 \left(\frac{MV}{cm} \right)$, όπου τα περισσότερα δείγματα εμφανίζουν μέγιστο παράθυρο μνήμης, παρατηρούμε μια αύξηση των αποθηκευμένων φορέων. Το φαινόμενο δικαιολογείται από την ύπαρξη μεγαλύτερου αριθμού νανοκρυστάλλων ανά μονάδα επιφάνειας, που μπορούν να αποθηκεύσουν φορείς. Ωστόσο σε μεγαλύτερες πυκνότητες (3×10^{12} nr / cm²) παρατηρείται μια αισθητή μείωση του αριθμού των αποθηκευμένων φορέων. Λογικά, θα αναμενόταν μια αύξηση των αποθηκευμένων φορέων και μια συνεπακόλουθη αύξηση του παράθυρου μνήμης. Έχουμε όμως παραβιάσει μια βασική συνθήκη των μη πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους, που αναφέραμε στο Κεφάλαιο 4. Η συνθήκη έγκειται στην ύπαρξη μιας απόστασης της τάξης των 5 nm μεταξύ των νανοκρυστάλλων. Έτσι εξασφαλίζεται η μη ανταλλαγή φορέων μεταξύ τους, που είναι ανεπιθύμητη, διότι ενώ υπάρχει η δυνατότητα αποθήκευσης μεγαλύτερου αριθμού φορέων λόγω μεγαλύτερης πυκνότητας, οι φορείς δεν παραμένουν εντοπισμένοι σ' ένα νανοκρυστάλλο, αλλά διαχέονται και σ' άλλους με αποτέλεσμα να μην μπορούμε να «διαβάσουμε» ηλεκτρικά μεγάλο παράθυρο μνήμης σ' ένα συγκεκριμένο πυκνωτή (Σχήμα 5.56). Αναλύοντας τις εικόνες TEM των δειγμάτων N133, N134, N135, διαπιστώνουμε ότι όχι μόνο δεν υφίσταται η απόσταση των 5 nm, αλλά έχουν σχηματιστεί νησίδες νανοκρυστάλλων που διευκολύνουν σε μεγαλύτερο βαθμό την απώλεια φορτίου, με αποκορύφωμα το δείγμα N135, το οποίο δεν εμφανίζει καθόλου φαινόμενα υστέρησης.

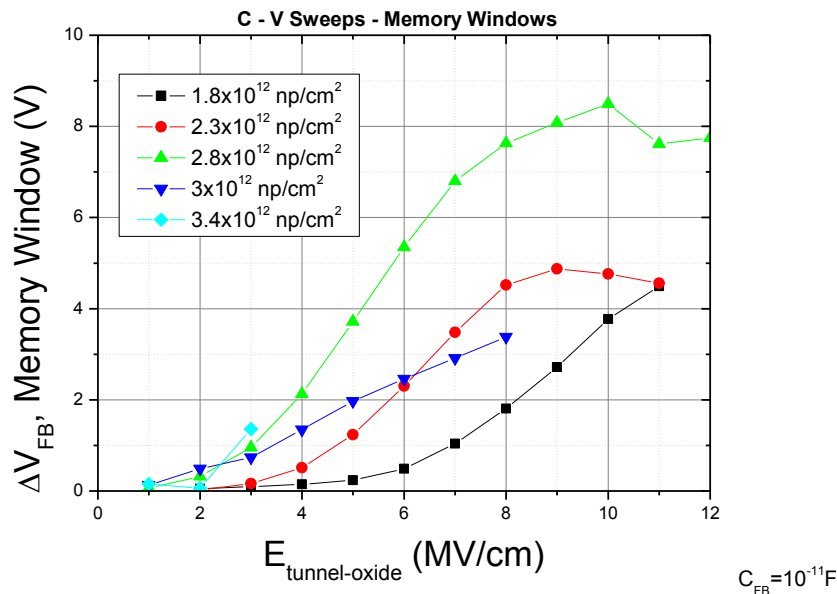


Σχήμα 5.56: Σχηματική αναπαράσταση της πλευρικής απώλειας του παγιδευμένου φορτίου στην περίπτωση όπου έχουμε σχηματισμό νησίδων Pt.

Ένα άλλο φαινόμενο που κάνει αισθητή την παρουσία του, είναι το φαινόμενο της φραγής Coulomb. Οι συνέπειες του είναι αφενός ο μικρός αριθμός των αποθηκευμένων φορέων (περίπου 2 – 5 για την παραπάνω τιμή του ηλεκτρικού πεδίου) και αφετέρου ο κορεσμός που παρατηρείται σε υψηλά ηλεκτρικά πεδία. Οι δύο συνέπειες προέρχονται από το απωστικό ηλεκτρικό πεδίο που έχουν δημιουργήσει οι αποθηκευμένοι φορείς (ηλεκτρόνια ή οπές), εμποδίζοντας την έλευση επιπλέον φορέων. Επίσης είναι δυνατό οι τοπικές μεταβολές του ηλεκτρικού

πεδίου εντός του οξειδίου σήραγγας να επηρεάζουν τον αριθμό των αποθηκευμένων φορέων.

Στο Σχήμα 5.57 παρουσιάζεται η εξάρτηση του παράθυρου μνήμης από την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων, που διακαιολογείται με βάση τον αριθμό των αποθηκευμένων φορέων, που υπολογίσαμε παραπάνω.

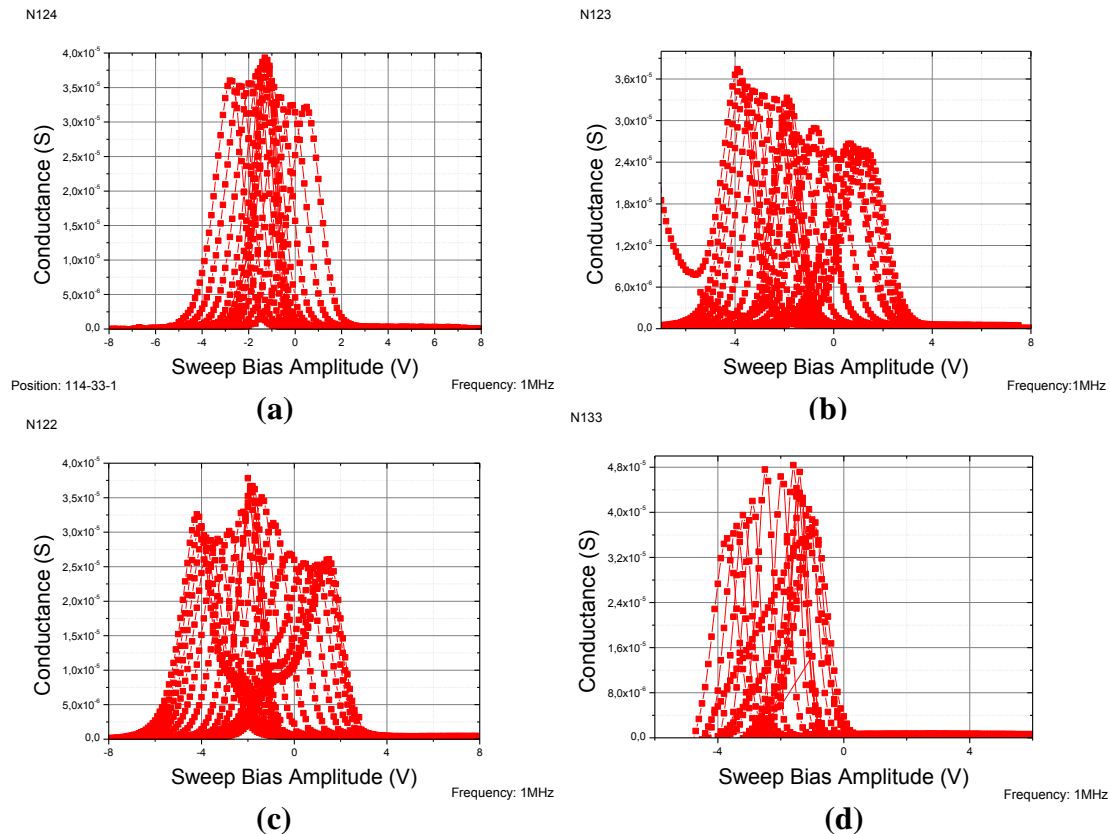


Σχήμα 5.57: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης.

5.7.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης

Κατά τη μέτρηση των χαρακτηριστικών διαγωγιμότητας - τάσης ($G - V$) ανιχνεύεται το ενεργειακό επίπεδο πληρότητας των παγίδων διεπιφάνειας, όπως αναφέραμε σε προηγούμενη ενότητα. Αυτό γίνεται με μέτρηση της απώλειας ενέργειας η οποία συμβαίνει λόγω των αλλαγών στην πληρότητα των παγίδων διεπιφάνειας από φορείς. Οι παγίδες διεπιφάνειας είναι ατέλειες οι οποίες βρίσκονται στη διεπιφάνεια μεταξύ Si/SiO₂. Κάθε τέτοια παγίδα έχει μια ή περισσότερες ενεργειακές καταστάσεις εντός του ενεργειακού διάκενου του Si. Οι παγίδες αυτές μπορούν να αλληλεπιδράσουν είτε με τη ζώνη αγωγιμότητας του Si δεσμεύοντας ή εκπέμποντας ηλεκτρόνια, είτε με τη ζώνη σθένους δεσμεύοντας ή εκπέμποντας οπές. Η δέσμευση ή η εκπομπή φορέων πλειονότητας δημιουργεί απώλεια ενέργειας η οποία παρατηρείται σχεδόν σε όλες τις συχνότητες, εκτός από τις πολύ χαμηλές στις οποίες οι παγίδες διεπιφάνειας αποκρίνονται άμεσα και τις πολύ υψηλές στις οποίες οι παγίδες διεπιφάνειας δεν απαντούν καθόλου. Η ενέργεια η οποία χάνεται με τη δέσμευση από τις παγίδες διεπιφάνειας των ηλεκτρονίων με υψηλή μέση ενέργεια μεταβιβάζεται με τη μορφή φωνονίων στο κρυσταλλικό πλέγμα. Αντίστοιχα, η ενέργεια η οποία απαιτείται, για να

γίνει εκπομπή των ηλεκτρονίων από τις παγίδες διεπιφάνειας στη ζώνη αγωγιμότητας του Si, παρέχεται από τα φωνόνια. Η ενέργεια που αποβάλλεται από τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια προς στιγμήν αυξάνει τη μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων του Si. Το σύνολο των ηλεκτρονίων επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση εκπέμποντας φωνόνια τα οποία θερμαίνουν το κρυσταλλικό πλέγμα. Στο Σχήμα 5.58 παρουσιάζονται οι μετρήσεις διαγωγιμότητας – τάσης που ελήφθησαν ταυτόχρονα με τις προαναφερθείσες μετρήσεις C - V για τα ίδια δείγματα.



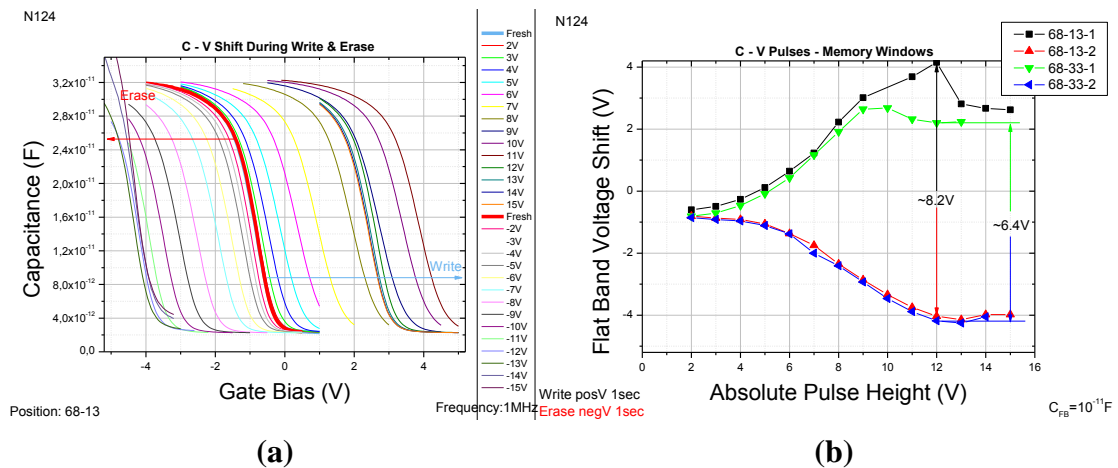
Σχήμα 5.58: (a), (b), (c), (d) Μετρήσεις διαγωγιμότητας σε υψηλές συχνότητες με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, δειγμάτων που περιέχουν νανοκρυστάλλους Pt.

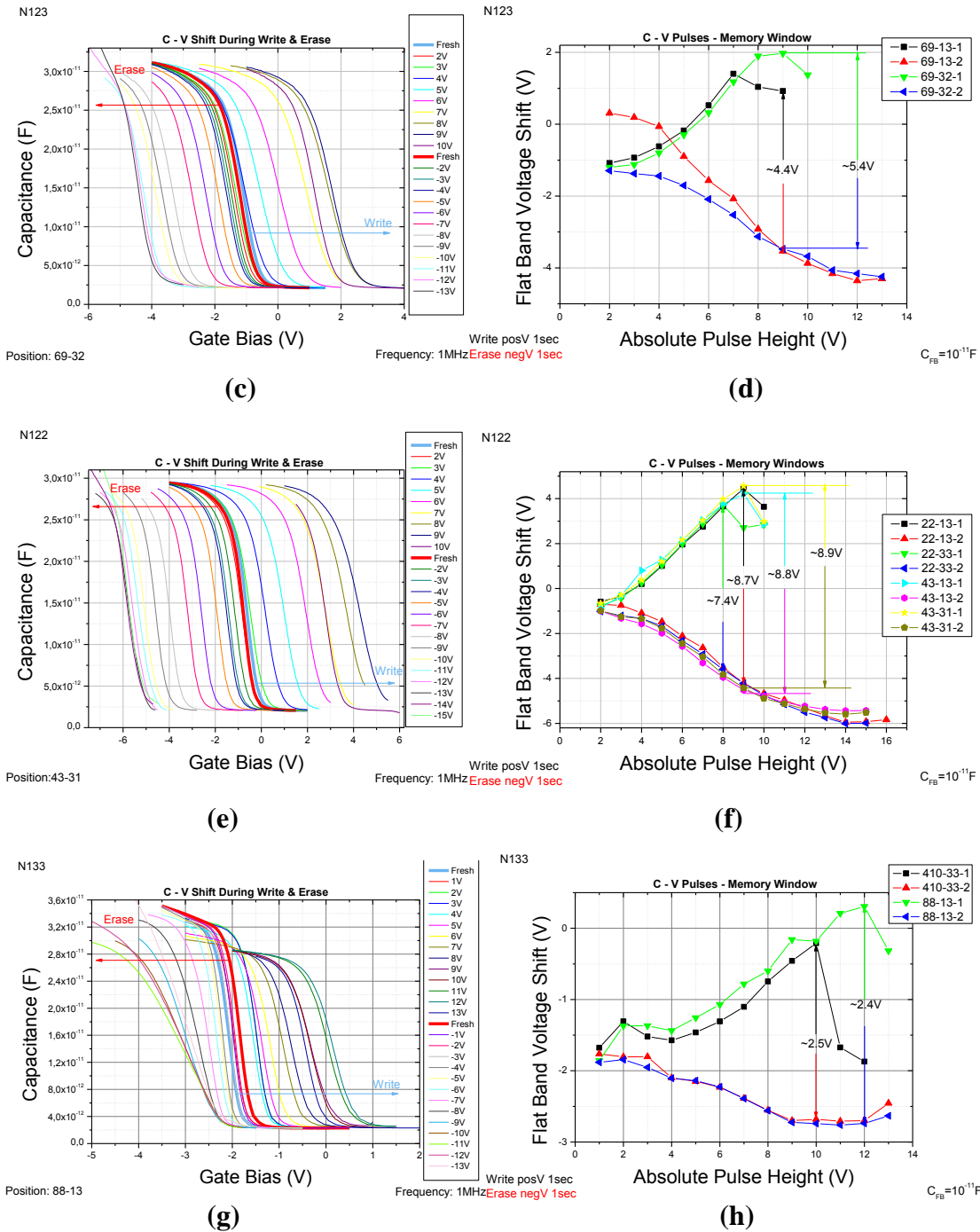
Παρατηρούμε ότι η κορυφή της καμπύλης μετατοπίζεται προς τα αριστερά (αρνητικές τάσεις) όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή αντιστροφής προς την περιοχή συσσώρευσης. Η συγκεκριμένη μετατόπιση των καμπυλών οφείλεται στο ότι οπές από το υπόστρωμα διαμέσου φαινομένου σήραγγας αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους (ή ηλεκτρόνια ακολουθούν αντίθετη πορεία). Αντιθέτως όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή συσσώρευσης προς την περιοχή αντιστροφής η κορυφή μετατοπίζεται προς τα δεξιά (θετικές τάσεις) σε σχέση με την αρχική της θέση στο δείγμα αναφοράς. Αυτή η μετατόπιση οφείλεται στην αποθήκευση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους διαμέσου φαινομένου σήραγγας (ή ισοδύναμα οι οπές ακολουθούν αντίθετη πορεία. Η απόσταση μεταξύ των κορυφών ισούται περίπου με την τάση επίπεδης ζώνης η οποία

υπολογίστηκε από τις C - V καμπύλες, για την ίδια τιμή της τάσης πύλης. Σημειώνεται ότι η ύπαρξη της κορυφής στις G - V καμπύλες σχετίζεται με τη μεταβολή της πληρότητας των παγίδων από ηλεκτρικά φορτία.

5.7.3 Μελέτη του παράθυρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους

Το επόμενο βήμα για τη μελέτη των διατάξεων μας, ύστερα από τη μελέτη των χαρακτηριστικών C - V με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, είναι η εφαρμογή τετραγωνικών παλμών καθορισμένης διάρκειας, αλλά μεταβλητού ύψους. Στην πραγματικότητα η λειτουργία των κυττάρων μνήμης γίνεται με εφαρμογή παλμών τάσης στην πύλη οι οποίοι υλοποιούν τις διαδικασίες εγγραφής και διαγραφής, και έτσι είναι αναγκαία η μελέτη της συμπεριφοράς των διατάξεων μας σε παλμική λειτουργία. Μετά την εφαρμογή ενός τετραγωνικού παλμού γίνεται πολύ γρήγορη σάρωση της τάσης πύλης και μέτρηση της αντίστοιχης χωρητικότητας στην περιοχή απογύμνωσης. Η σάρωση αυτή γίνεται για μικρή περιοχή κοντά στην τάση επίπεδης ζώνης, προκειμένου η συγκεκριμένη μέτρηση να επηρεάσει όσο το δυνατόν λιγότερο τη φόρτιση - εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων. Κατόπιν, ακολουθεί ο επόμενος τετραγωνικός παλμός και η διαδικασία επαναλαμβάνεται. Θεωρούμε ότι η μεταβολή της (ΔV_{FB}) οφείλεται αποκλειστικά στη διέγερση από τον τετραγωνικό παλμό. Τα αποτελέσματα για τα δείγματα N124, N123, N122 και N133 που ανταποκρίθηκαν επιτυχώς στην παλμική λειτουργία, παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.59.





Σχήμα 5.59: (a), (c), (e), (g) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V (κατά την «ανάγνωση» της κατάστασης της διάταξης) ύστερα από την εφαρμογή διακριτών τετραγωνικών παλμών καθορισμένου εύρους (1 sec) και μεταβλητού ύψους και (b), (d), (f), (h) μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (παράθυρο μνήμης) συναρτήσει του ύψους των παλμών.

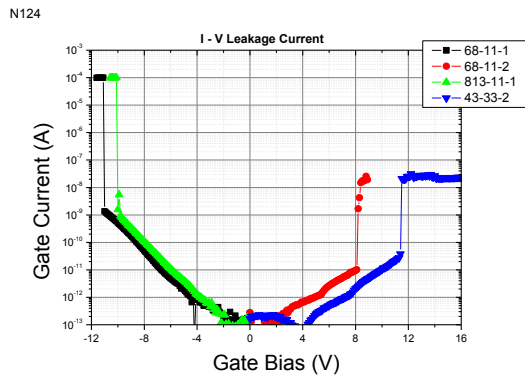
Το πρώτο συμπέρασμα που μπορούμε να κάνουμε είναι η εμφανής καταπόνηση που δημιουργεί η διαδικασία της διαγραφής στο στοιχείο μνήμης («χαλαεί» η μορφή των χαρακτηριστικών για μεγάλες τάσεις προγραμματισμού). Για να είμαστε ακριβείς, ολόκληρη η λειτουργία των μνημών στηρίζεται στη διέλευση φορέων μέσα από ένα διηλεκτρικό, που αναπόφευκτα οδηγεί στην καταπόνησή του. Ωστόσο, λόγω της

μεγαλύτερης ενεργού μάζας των οπών στο SiO_2^{25} , κατά την εισαγωγή τους στους νανοκρυστάλλους προκαλείται μεγάλη καταπόνηση του διηλεκτρικού και αναπτύσσονται τάσεις στο εσωτερικό του, δημιουργώντας συνθήκες για κατάρρευση (όπως περιγράψαμε στο Κεφάλαιο 3). Παρατηρούμε επίσης, ότι για τετραγωνικούς παλμούς ύψους $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 5 \text{ V}$ προκαλείτε φόρτιση των νανοκρυστάλλων και δημιουργία διακριτού παράθυρου μνήμης ($\geq 1 \text{ V}$). Αυτή η φόρτιση αυξάνεται με την αύξηση του ύψους του τετραγωνικού παλμού, έως ότου η τάση πύλης γίνει $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 9 \text{ V}$, όπου επέρχεται ο κορεσμός. Το μέγιστο παράθυρο μνήμης το οποίο επιτυγχάνεται με τους συγκεκριμένους παλμούς διάρκειας ποικίλει από 2.5 μέχρι 8.9 V. Εάν και δε μπορεί να εξαχθεί κάποιο άμεσο συμπέρασμα για την εξάρτηση του παράθυρου μνήμης σε παλμική λειτουργία από την πυκνότητα των νανοκρυστάλλων, είναι φανερό ότι στο δείγμα που έχουν σχηματιστεί νησίδες νανοκρυστάλλων (N133), το παράθυρο μνήμης είναι σημαντικά μικρότερο (έως και 4 φορές) από τα παράθυρα μνήμης των άλλων δειγμάτων, όπως είχαμε βρει και με τη μέθοδο σάρωσης της τάσης πύλης. Συγκρίνοντας τις τιμές ΔV_{FB} στα Σχήματα 5.53 και 5.59 φαίνεται ότι κάθε παλμός διάρκειας $t = 1 \text{ s}$ φορτίζει λιγότερους νανοκρυστάλλους από ότι η ίδια τιμή συνεχούς τάσης. Συγκεκριμένα στο διάγραμμα 5.59 (f) για συμμετρικούς παλμούς τάσης $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 5 \text{ V}$ έχουμε $\Delta V_{\text{FB}} = 2.2 \text{ V}$, ενώ για την αντίστοιχη συνεχή τάση πύλης στο διάγραμμα 5.53 (d) έχουμε έως και $\Delta V_{\text{FB}} = 4.5 \text{ V}$. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι, όσο αυξάνεται η διάρκεια του κάθε παλμού τόσο αυξάνεται και η μετατόπιση επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB})²⁶. Επίσης, στο Σχήμα 5.59 παρατηρούμε ότι το παράθυρο μνήμης δεν είναι συμμετρικό, όταν εφαρμόζονται παλμοί θετικής τάσης σε σχέση με την εφαρμογή αρνητικών παλμών τάσης. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται, όπως έχει προαναφερθεί στην ύπαρξη παγίδων εντός του διηλεκτρικού στρώματος ή στην περιογή των διεπιφανειών, τη διαφορετική ενεργό μάζα ηλεκτρονίων και οπών εντός του οξειδίου διέλευσης και στα διαφορετικά ύψη ενεργειακών φραγμών που αντιμετωπίζουν οι δύο φορείς, και έχει το ίδιο αποτέλεσμα τόσο όταν εφαρμόζονται παλμοί τάσης όσο και όταν εφαρμόζεται συνεχής τάση.

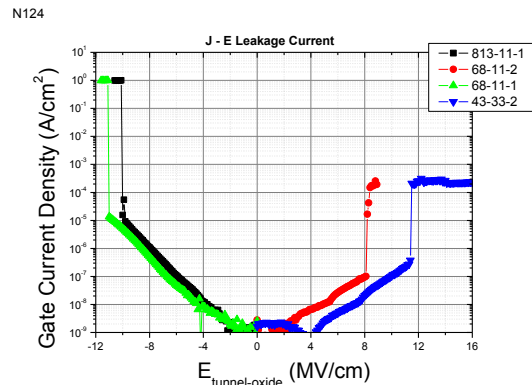
5.7.4 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας

Προκειμένου να διερευνηθεί ο τύπος διέλευσης σήραγγας των ηλεκτρικών φορέων κατά την εγγραφή/διαγραφή της πληροφορίας καθώς και να διαπιστωθεί η ποιότητα του οξειδίου διέλευσης μετρήθηκε το ρεύμα διαρροής (I) συναρτήσει της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου σήραγγας σε θερμοκρασία δωματίου για ορθή και ανάστροφη πόλωση (Σχήμα 5.60). Διαπιστώνουμε ότι το ρεύμα διαρροής στην ανάστροφη πόλωση είναι πολύ μεγαλύτερο από ότι στην ορθή πόλωση (σε χαμηλές επιφανειακές πυκνότητες νανοκρυστάλλων), κάτι το οποίο είναι σύμφωνο με

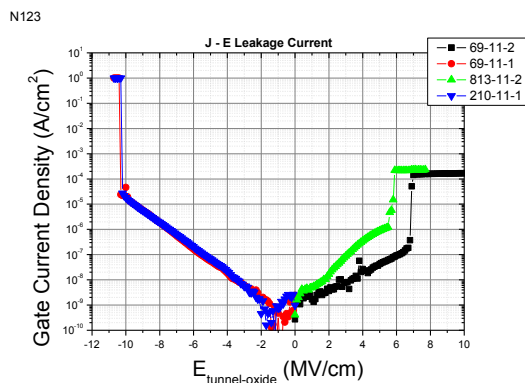
την θεωρία των κλασικών δομών p - MOS. Ο κύριος μηχανισμός σήραγγας των φορέων από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους ο οποίος λαμβάνει χώρα κατά την εγγραφή ή διαγραφή των πληροφοριών στην μνήμη είναι ο μηχανισμός της απευθείας σήραγγας φορέων. Αυτός ο μηχανισμός λαμβάνει χώρα κατά τον προγραμματισμό ή τη διαγραφή των πληροφοριών σε δομές μνήμης όταν το πάχος του SiO₂ στρώματος (οξειδίο πύλης) είναι μικρότερο από 4 nm^{27,28}.



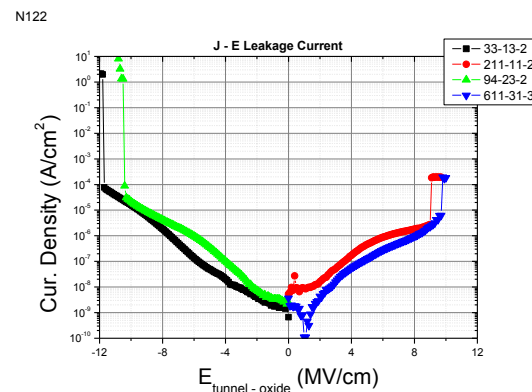
(a)



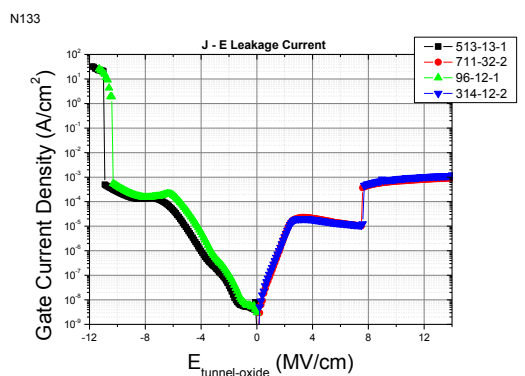
(b)



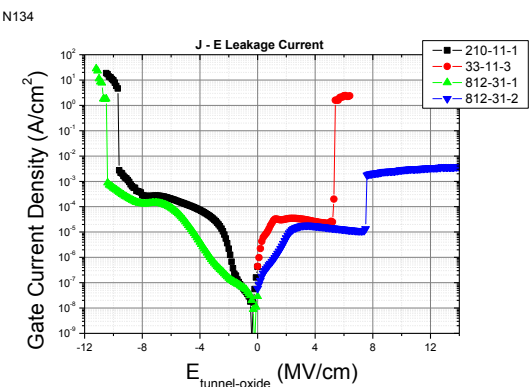
(c)



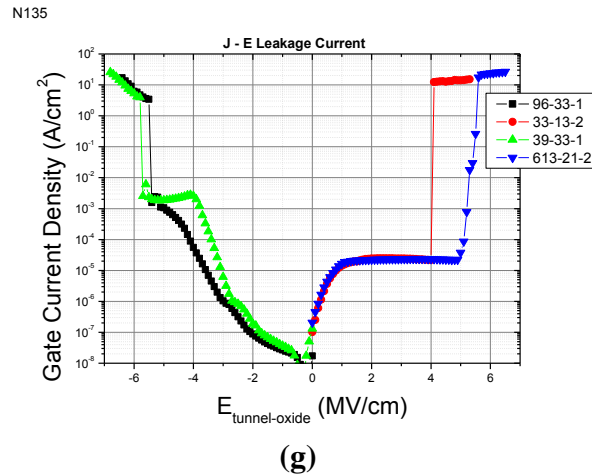
(d)



(e)

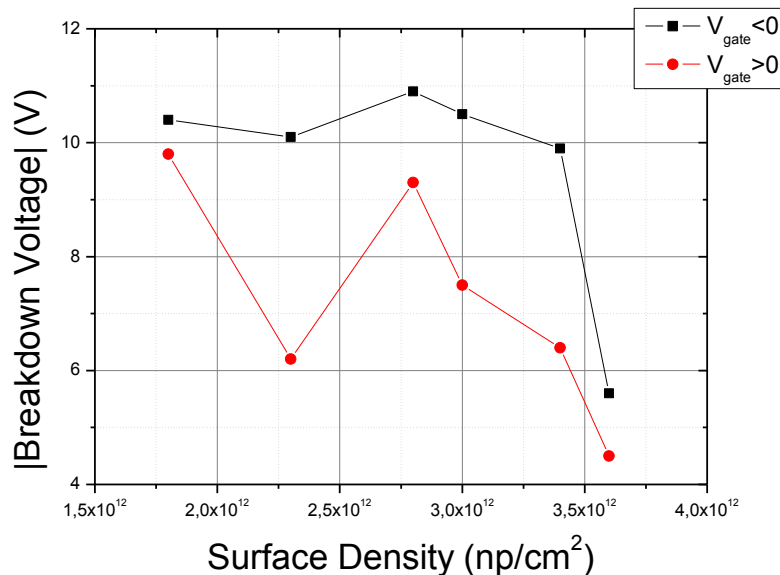


(f)



Σχήμα 5.60: (a) Χαρακτηριστικές ρεύματος – τάσης για ορθή και ανάστροφη πόλωση και (b), (c), (d), (e), (f) (g) Πυκνότητα ρεύματος συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου διέλευσης για ορθή και ανάστροφη πόλωση.

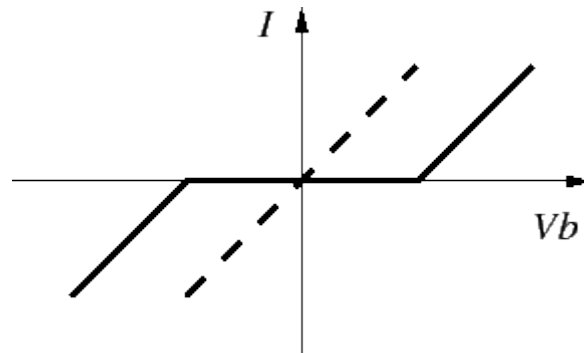
Το πρώτο συμπέρασμα που μπορούμε να διατυπώσουμε είναι μια μείωση στην τάση κατάρρευσης όσο μεγαλώνει η πυκνότητα των νανοκρυστάλλων, τόσο για ορθή όσο και ανάστροφη πόλωση (Σχήμα 5.61). Αυτή η μείωση προέρχεται από το γεγονός ότι η αύξηση της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, αυξάνει την αγωγιμότητα των οξειδίων, όπως θα δείξουμε στη συνέχεια.



Σχήμα 5.61: Εξάρτηση της τάσης κατάρρευσης από την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων σε ορθή και ανάστροφη πόλωση (απόλυτη τιμή).

Η πυκνότητα ρεύματος στην περίπτωση της άμεσης διέλευσης σήραγγας παρουσιάζει μεγάλη εξάρτηση από το πάχος του οξειδίου διέλευσης. Στα γραφήματα 5.60 (e), (f) (g) παρατηρούμε ότι στην καμπύλη J - E της ορθής πόλωσης έχουμε αλλαγή της κλίσης της καμπύλης, περίπου στη θέση $V_{gate} = +2$ V. Στην τάση αυτή γίνεται

πιθανότατα η φόρτιση των νανοκρυστάλλων Pt με ηλεκτρόνια (ή με την μετακίνηση οπών κατά αντίθετη φορά)²⁹. Σ' αυτό συνεπικουρεί το γεγονός της τοπικής μείωσης της έντασης του ρεύματος που οφείλεται στην εκδήλωση του φαινομένου φραγής Coulomb, και το οποίο εμποδίζει να εισέλθουν στους νανοκρυστάλλους επιπλέον ηλεκτρόνια. Οι χαρακτηριστικές των παραπάνω γραφημάτων δε μας αφήνουν αμφιβολία σχετικά με την εκδήλωση του μηχανισμού της φραγής Coulomb, ο οποίος είναι και ένας παράγοντας (όπως σωστά είχαμε υποθέσει στις χαρακτηριστικές $C-V$) που εξηγεί τις μικρές τιμές των παράθυρων μνήμης για αυτά τα τρία δείγματα.

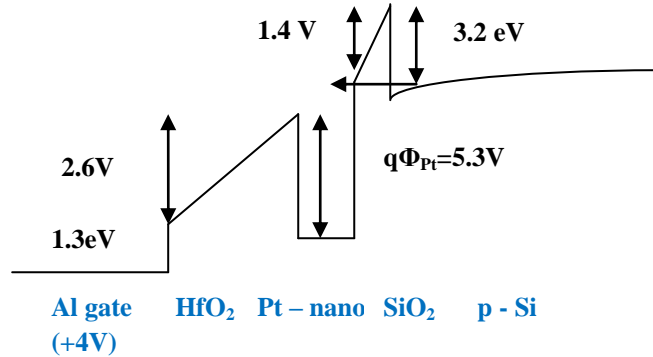


Σχήμα 5.62: Χαρακτηριστική ρεύματος – τάσης που διέπει το φαινόμενο της φραγής Coulomb.

Ωστόσο, η εκδήλωση αυτού του μηχανισμού δε δικαιολογείται σε μεγάλο βαθμό από τις εικόνες TEM και την απαραίτητη συνθήκη του μηχανισμού, που περιγράψαμε αναλυτικά στο Κεφάλαιο 4 (δηλαδή της «αδιαχυτότητας» της επαφής σήραγγας). Συγκεκριμένα, η συνθήκη επιβάλλει στα ηλεκτρόνια να παραμένουν εντοπισμένα στην περιοχή του νανοκρυστάλλου, και όχι να διασκορπίζονται σε γειτονικούς νανοκρυστάλλους (όπως επιτρέπει ο σχηματισμός νησίδων). Είναι πολύ πιθανόν κάποιοι νανοκρυστάλλοι των παραπάνω δειγμάτων να μη συμμετέχουν στο σχηματισμό νησίδων, και έτσι να έχουν τη δυνατότητα να φορτίζονται διακριτά με φορείς. Φαίνεται λοιπόν, ότι επιτυγχάνεται μια δυναμική ισορροπία μεταξύ του αριθμού των φορέων που αποθηκεύονται σ' ένα νανοκρυστάλλο και στην έναρξη του αποκλεισμού Coulomb. Δηλαδή, υπάρχει κάποιος συγκεκριμένος αριθμός φορέων σε κάθε νανοκρυστάλλο, ο οποίος μόλις ξεπεραστεί δίνει το έναυσμα για την εκδήλωση του αποκλεισμού Coulomb, καθώς καθίσταται ενεργειακά προτιμότερο για το στοιχείο μνήμης να εμποδίσει καινούργιους φορείς να εισέλθουν παρά να τους αφήσει ελεύθερους να κυκλοφορούν στις νησίδες νανοκρυστάλλων και να παγιδεύονται είτε σε παγίδες των περιβαλλόντων οξειδίων είτε σε μεμονωμένους νανοκρυστάλλους, αυξάνοντας έτσι τη συνολική ενέργεια του συστήματος.

Στο Σχήμα 5.63 απεικονίζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών κατά την εγγραφή της πληροφορίας, για εφαρμοζόμενη τάση πύλης $V_{\text{gate}} = +4$ V. Οι πτώσεις τάσης στα άκρα του οξειδίου σήραγγας και του οξειδίου πύλης είναι αντίστοιχα 1.4 V και 2.6 V, όπως υπολογίσθηκε με βάση τις σχέσεις (5.7). Το ύψος του φραγμού

δυναμικού μεταξύ Si / SiO₂ είναι 3.2 eV. Η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου τραπεζοειδούς φραγμού δυναμικού κάτι το οποίο σημαίνει ότι οι φορείς φτάνουν στους νανοκρυστάλλους από το υπόστρωμα διαμέσου φαινομένου άμεσης σήραγγας.



Σχήμα 5.63: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Pt / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης V_{gate} = +4 V. Ενώ η πτώση τάσης είναι μεγαλύτερη στο οξειδίο ελέγχου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά μικρότερο λόγω του μεγαλύτερου πάχους. Η διαφορά των ηλεκτρικών πεδίων υποδηλώνεται με τη μεγαλύτερη κλίση της ζώνης αγωγιμότητας του οξειδίου σήραγγας.

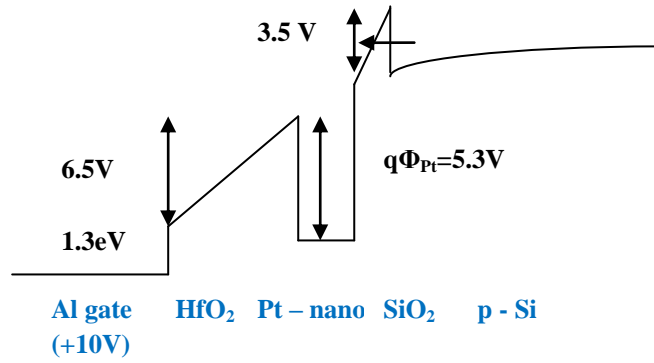
Φαινόμενο σήραγγας τύπου Fowler - Nordheim έχουμε όταν η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου του τριγωνικού φραγμού δυναμικού. Προκειμένου να συμβεί αυτό θα πρέπει η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του λεπτού οξειδίου σήραγγας SiO₂ να είναι μεγαλύτερη από 9 MV / cm. Η τιμή αυτή προκύπτει, αρκεί να παρατηρήσουμε στο Σχήμα 5.63 ότι, για να αποκτήσει ο φραγμός δυναμικού Si / SiO₂ τριγωνικό σχήμα πρέπει το ηλεκτρικό πεδίο εντός του οξειδίου διέλευσης ($E_{\text{tunnel-oxide}}$) να είναι μεγαλύτερο από:

$$E_{\text{tunnel-oxide}} > \frac{3.2 \text{ V}}{3.5 \text{ nm}} \cong 9 \frac{\text{MV}}{\text{cm}} \quad (5.12)$$

όπου 3.2 eV είναι το ύψος του φραγμού Si / SiO₂, ενώ 3.5 nm είναι το πάχος του οξειδίου σήραγγας. Αντίστοιχα για ανάστροφη πόλωση, η συνθήκη (σε απόλυτη τιμή) για την εκδήλωση σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim είναι:

$$E_{\text{control-oxide}} > \frac{1.3 \text{ V}}{20 \text{ nm}} \cong 0.7 \frac{\text{MV}}{\text{cm}} \quad (5.13)$$

όπου 1.3 eV είναι το ύψος του φραγμού Al / HfO₂, ενώ 20 nm είναι το πάχος του οξειδίου ελέγχου. Το κατώφλι για την έναρξη του μηχανισμού σήραγγας από την πύλη είναι πολύ μικρότερο από το αντίστοιχο, για διέλευση των ηλεκτρονίων, από το υπόστρωμα, με βάση το μηχανισμό Fowler – Nordheim. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατό στη διαδικασία διαγραφής (ανάστροφη πόλωση) να πραγματοποιείται ταυτόχρονα με την έγχυση οπών από το υπόστρωμα και έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη (γεγονός που είναι ανεπιθύμητο, όπως τονίσαμε παραπάνω).



Σχήμα 5.64: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Pt / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης V_{gate} = +10 V. Το φράγμα δυναμικού έχει αποκτήσει τριγωνικό σχήμα και το ύψος του φραγμού έχει μειωθεί σημαντικά.

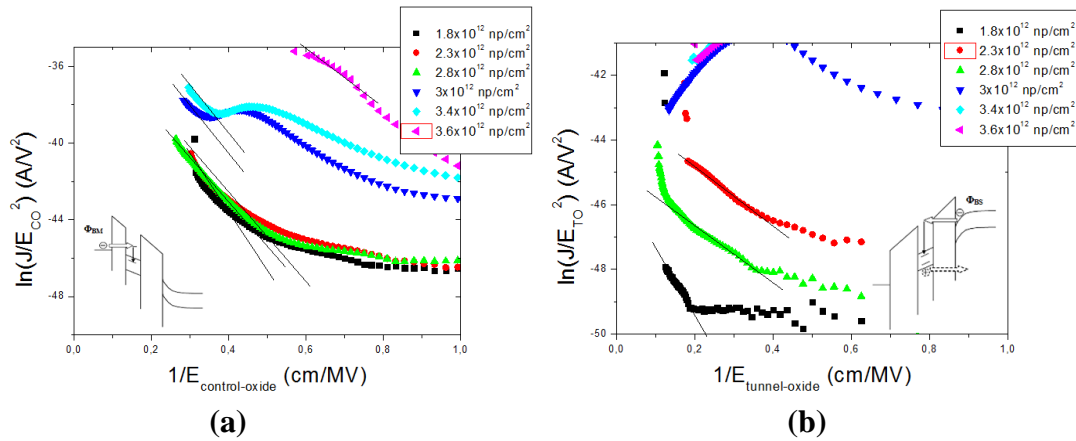
Αξίζει, λοιπόν να μελετήσουμε πως μεταβάλλονται οι φραγμοί δυναμικού των οξειδίων για την έγχυση ηλεκτρονίων, συναρτήσει της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, κατά την εκδήλωση του μηχανισμού Fowler – Nordheim. Ο λόγος που εξετάζουμε τη διέλευση σήραγγας για τα ηλεκτρόνια είναι ότι αφενός έχουν μικρότερη ενεργό μάζα από τις οπές³⁰ και αφετέρου το ύψος του φραγματος δυναμικού για έγχυση ηλεκτρονίων είναι μικρότερο από ότι για τις οπές. Για τα ηλεκτρόνια η ζώνη αγωγιμότητας του SiO₂ είναι 3.2 eV υψηλότερα από τη ζώνη αγωγιμότητας του Si, ενώ για τις οπές η ζώνη σθένους του SiO₂ είναι 4.6 eV χαμηλότερα της ζώνης σθένους του Si, αντιστοίχως³¹. Αντίστοιχα η ζώνη αγωγιμότητας του HfO₂ είναι υψηλότερα 1.3 eV από τη ζώνη αγωγιμότητας του Al, και η ζώνη σθένους 3.4 eV χαμηλότερα από τη ζώνη σθένους του Si. Υπενθυμίζουμε (Κεφάλαιο 3) ότι η πυκνότητα ρεύματος για το μηχανισμό σήραγγας του τύπου

Fowler-Nordheim δίνεται από τη σχέση $J_{FN} = AE_{ox}^2 e^{\left(\frac{B}{E_{ox}}\right)}$, όπου

$$A = \frac{q^3 m_e}{16\pi^2 \hbar m_{ox} \phi_0} = 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{m_e}{m_{ox}} \frac{1}{\phi_0} \left(\frac{A}{V^2}\right), \quad B = \frac{4\sqrt{2m_{ox}\phi_0^2}}{3q\hbar} = 6.83 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{m_e}{m_{ox}} \phi_0^2} \left(\frac{V}{cm}\right).$$

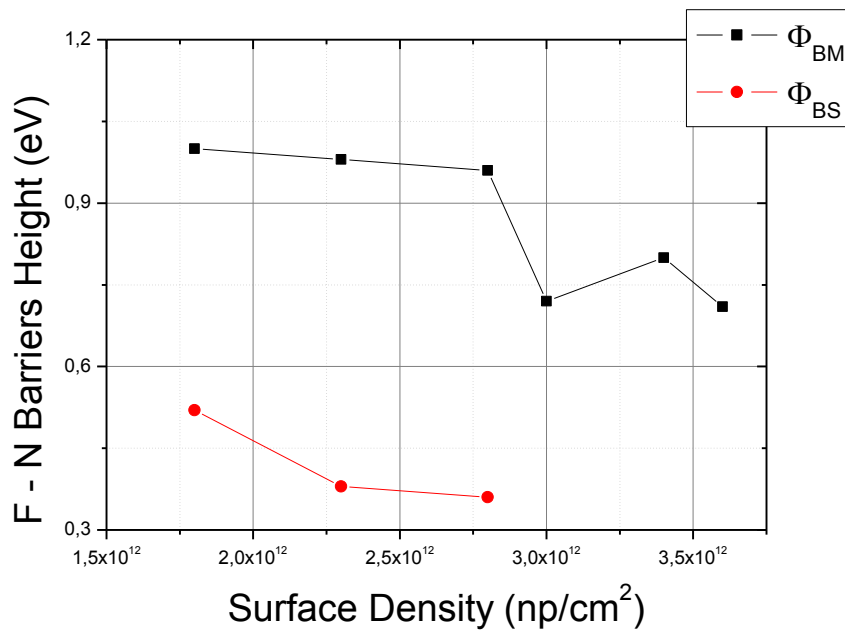
Η παράμετρος B υπολογίζεται με τη βοήθεια της γραφικής παράστασης $\log\left(\frac{J}{E_{ox}^2}\right) = f\left(\frac{1}{E_{ox}}\right)$, η οποία πρέπει να είναι ευθεία γραμμή. Γνωρίζοντας το

παράγοντα B μπορούμε να υπολογίσουμε το φραγμό δυναμικού Φ₀. Στο σχήμα 5.65 παρουσιάζονται τα διαγράμματα Fowler - Nordheim (F - N) για αρνητικές τιμές της τάσης πόλωσης της πύλης (διάγραμμα (a)) και για θετικές τιμές (διάγραμμα (b)) όπως προέκυψαν από τις χαρακτηριστικές J - E που περιγράψαμε στο Σχήμα 5.60. Και εδώ για τον υπολογισμό των φραγμών δυναμικού θεωρήσαμε ότι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο SiO₂ είναι ίση με την μισή μάζα ηρεμίας του ελεύθερου ηλεκτρονίου, ενώ ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο HfO₂ είναι ίση με το 1/10 της μάζας ηρεμίας του ελεύθερου ηλεκτρονίου.



Σχήμα 5.65: Διαγράμματα Fowler - Nordheim όπως προέκυψαν από τις χαρακτηριστικές J - E για τον υπολογισμό του φραγμού δυναμικού για τα ηλεκτρόνια όταν εγχέονται στους νανοκρυστάλλους (a) από το μέταλλο της πύλης και (b) από το υπόστρωμα. Τα ένθετα ενεργειακά διαγράμματα δείχνουν την πηγή έγχυσης των ηλεκτρονίων που δημιουργούν το μετρούμενο ρεύμα αγωγιμότητας.

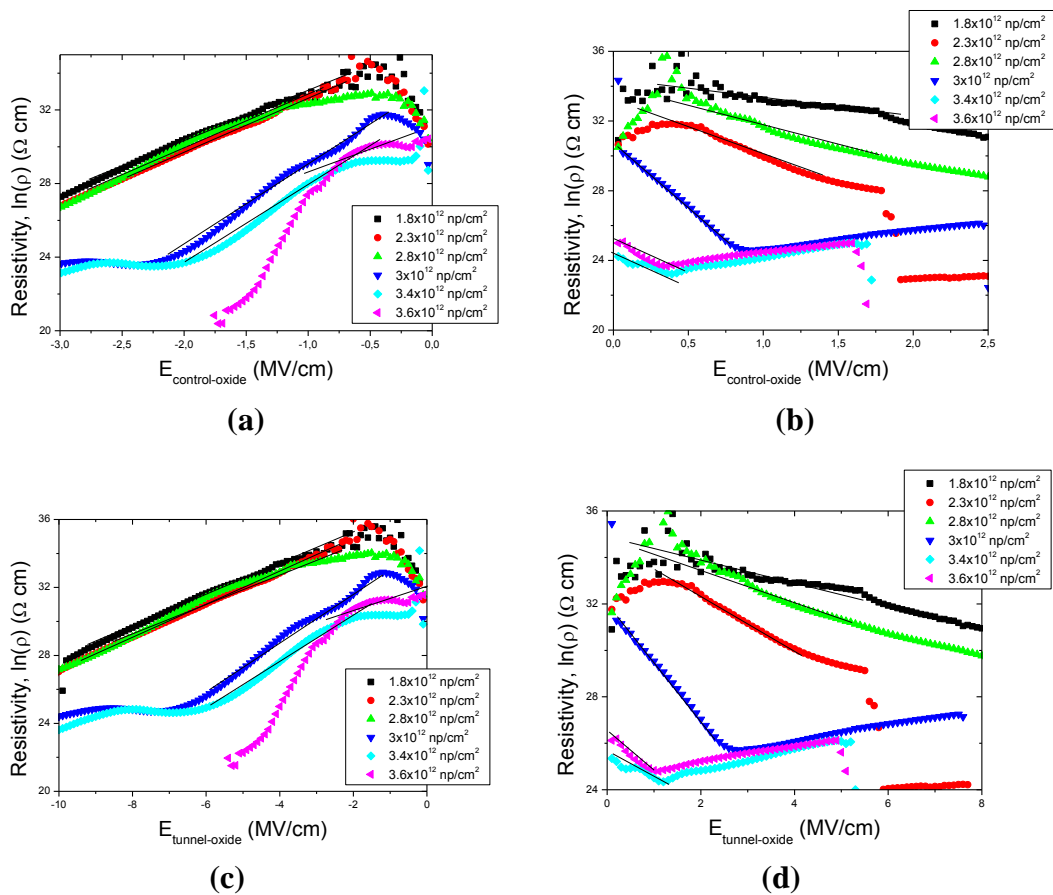
Οι καμπύλες Fowler – Nordheim παρουσιάζουν καλύτερη γραμμική συμπεριφορά για την έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη λόγω του μικρότερου κατωφλίου που απαιτείται για την εκδήλωση του μηχανισμού. Στην περίπτωση της έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα, για τις τρεις μεγαλύτερες πυκνότητες, δεν εκδηλώνεται ο μηχανισμός, καθώς οι πυκνωτές καταρρέουν πριν φτάσουν στο απαιτούμενο κατώφλι (Σχήμα 5.61). Στο Σχήμα 5.66 παρουσιάζουμε τους φραγμούς δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} όπως υπολογίστηκαν από τα διαγράμματα του Σχήματος 5.65.



Σχήμα 5.66: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολής των φραγμών δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} για όλες τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν.

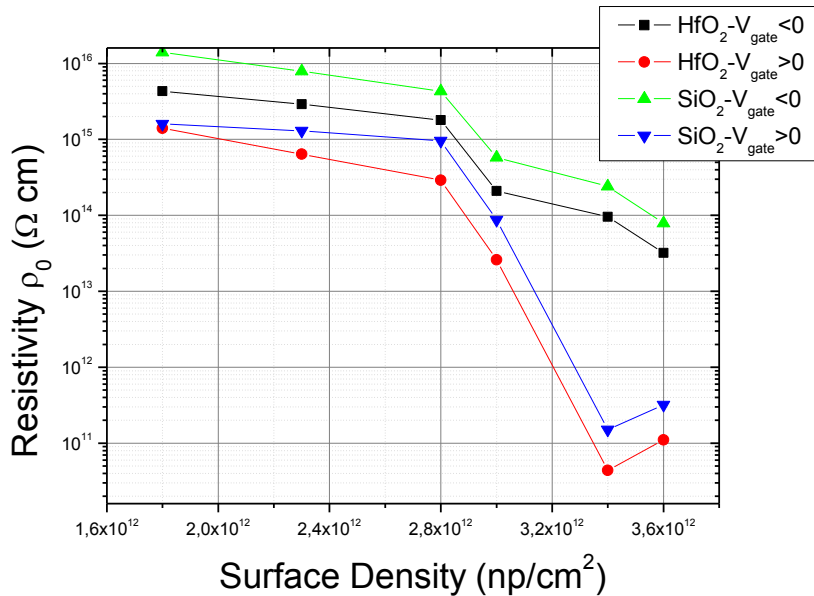
Από το Σχήμα 5.66 παρατηρούμε, όπως αναμενόταν, μια σαφή μείωση στο φράγμα δυναμικού κατά τη διάρκεια της έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους (από 3.2 eV σε περίπου 0.5 eV). Είναι πιθανό το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο να έχει προκαλέσει ιονισμό ηλεκτρονίων στο κρυσταλλικό υπόστρωμα, με συνέπεια την κατάληψη ενεργειακά υψηλότερων σταθμών, με αποτέλεσμα τη μείωση του ύψους του φράγματος. Επίσης, παίζουν ρόλο και οι ενεργειακές καταστάσεις στη διεπιφάνεια Si/SiO₂, οι οποίες σε υψηλά πεδία δημιουργούν αγωγίμους δρόμους προς τους νανοκρυστάλλους, μέχρι την τελική κατάρρευση του διηλεκτρικού. Από την άλλη πλευρά, δεν παρατηρείται μεγάλη μείωση στο ύψος του φράγματος δυναμικού του HfO₂ (από 1.3 eV σε περίπου 0.9 eV). Η μείωση μπορεί να δικαιολογηθεί από την εφαρμογή υψηλού ηλεκτρικού πεδίου. Υπενθυμίζουμε ότι στο μηχανισμό F – N οι φραγμοί δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} δεν εξαρτώνται από το πάχος του οξειδίου.

Ενδιαφέρον, όμως παρουσιάζει και η μελέτη της επίδρασης της επιφανειακής πυκνότητας στην ειδική αντίσταση των οξειδίων. Για τον λόγο αυτό ακολουθώντας την σχετική θεωρία που περιγράψαμε στο Κεφάλαιο 3 ($\rho = \rho_0 e^{-aE_{ox}}$), αναλύσαμε τις χαρακτηριστικές του Σχήματος 5.60 ώστε να είναι δυνατή η μελέτη της αγωγιμότητας των οξειδίων τόσο για την περίπτωση των αρνητικών τάσεων πόλωσης στην πύλη όσο και για την περίπτωση των θετικών. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στα διαγράμματα του Σχήματος 5.67.



Σχήμα 5.67: Διαγράμματα στα οποία παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων HfO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (a) ανάστροφη και (b) ορθή πόλωση. Αντίστοιχα παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων SiO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (c) ανάστροφη και (d) ορθή πόλωση.

Στα διαγράμματα αυτά είναι εμφανείς οι περιοχές του ηλεκτρικού πεδίου όπου έχουμε λογαριθμική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από αυτό και η οποία μας επιτρέπει τον υπολογισμό της παραμένουσας ειδικής αντίστασης ρ_0 ($\Omega \text{ cm}$). Είναι αξιοσημείωτο ότι για την περίπτωση των υψηλών πυκνοτήτων διακρίνουμε δύο περιοχές διαφορετικής ρ_0 , που υποδηλώνουν την εκδήλωση δύο διαφορετικών μηχανισμών αγωγιμότητας. Στην περιοχή των υψηλών πεδίων διακρίνουμε μεγάλη πτώση της ειδικής αντίστασης η οποία πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός ότι βρισκόμαστε στην περιοχή F – N. Οι μεταβολές της ειδικής αντίστασης ρ_0 των οξειδίων ανάλογα με τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.68.



Σχήμα 5.68: Διάγραμμα στο οποίο απεικονίζονται οι μεταβολές ειδικών αντιστάσεων ρ_0 των οξειδίων που μελετήθηκαν, για διαφορετικές επιφανειακές πυκνότητες.

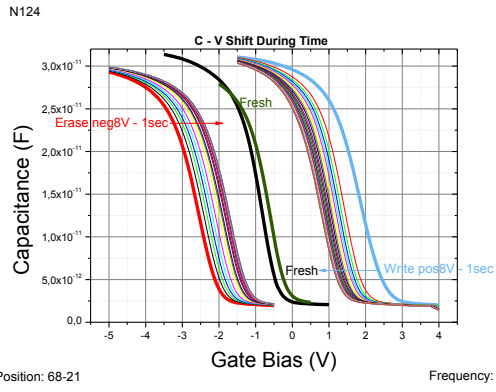
Από το Σχήμα 5.68 μπορούμε να εξάγουμε τα ακόλουθα συμπεράσματα:

- Η μείωση της ειδικής αντίστασης είναι συμβατή με τη μείωση των φραγμών δυναμικού που βρήκαμε παραπάνω.
- Η ειδική αντίσταση του HfO_2 είναι μικρότερη από την ειδική αντίσταση του SiO_2 σε όλες τις πολώσεις. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την υψηλή πυκνότητα διεπιφανειακών καταστάσεων ($D_{it} = 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) στη μεταβατική περιοχή Si/HfO_2 , καταδεικνύει την ακαταλληλότητα του HfO_2 ως οξειδίου σήραγγας.

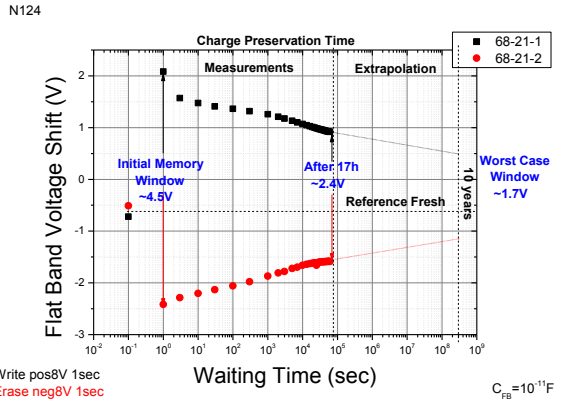
- Στην περιοχή της ανάστροφης πόλωσης ($V_{gate} < 0$) η έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη οδηγεί σε μικρότερη ειδική αντίσταση του οξειδίου ελέγχου σε σχέση από την έγχυση των βαρύτερων οπών από το υπόστρωμα, με αποτέλεσμα τη μεγαλύτερη ειδικά αντίσταση του οξειδίου σήραγγας. Ωστόσο, οι διαφορές παραμένουν μικρές, κυρίως λόγω του πολύ μεγαλύτερου πάχους του οξειδίου ελέγχου και της ύπαρξης πολλών παγίδων ηλεκτρονίων στο εσωτερικό του στρώματος αυτού.
- Στην περιοχή της ορθής πόλωσης ($V_{gate} > 0$) η ειδική αντίσταση είναι μικρότερη σε σχέση με την ανάστροφη πόλωση, ειδικά στις υψηλές πυκνότητες (3 – 4 τάξεις μεγέθους). Η διαφορά δικαιολογείται από την έγχυση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους και από τη διέλευση ηλεκτρονίων από τους νανοκρυστάλλους στην πύλη.
- Η ειδική αντίσταση του στρώματος του οξειδίου διέλευσης για έγχυση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα είναι μικρότερη από την ειδική αντίσταση του οξειδίου ελέγχου για έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με το μεγαλύτερο πάχος του οξειδίου ελέγχου και το πλήθος των παγίδων στο εσωτερικό του, καταδεικνύει ότι η έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη ενώ υφίσταται, δε φαίνεται να δημιουργεί σημαντικά προβλήματα στη λειτουργία των διατάξεων. Συγκεκριμένα, το πρόβλημα θα έπρεπε να εμφανίζεται στη διαδικασία της διαγραφής, ωστόσο δεν παρατηρήθηκε κάποια ασυμμετρία ή μετατόπιση προς θετικές τιμές στον κλάδο της διαγραφής, στα γραφήματα μεταβολής επίπεδης ζώνης, που θα υποδείκνυε την ύπαρξη αρνητικού φορτίου στους νανοκρυστάλλους.

5.7.5 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου

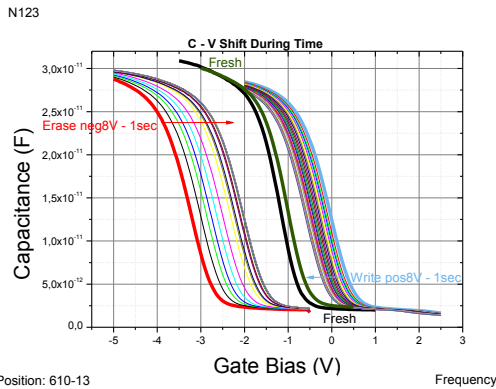
Μια σημαντική παράμετρος, αποφασιστικής σημασίας, που πρέπει να ελεγχθεί είναι η ικανότητα των διατάξεων μνήμης (πυκνωτών MOS) να διατηρούν το αποθηκευμένο φορτίο (charge retention), ώστε να φανεί η δυνατότητα εφαρμογής τους για την κατασκευή μη-πτητικών ηλεκτρονικών μνημών. Για τον λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές οι οποίοι τέθηκαν σε καταστάσεις εγγραφής και διαγραφής εφαρμόζοντας παλμούς διάρκειας 1 sec και ύψους ± 8 V, αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.69.



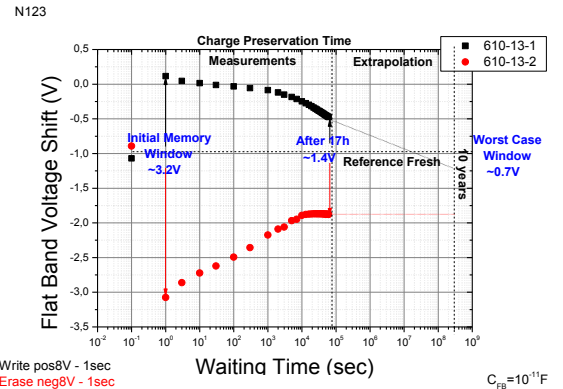
(a)



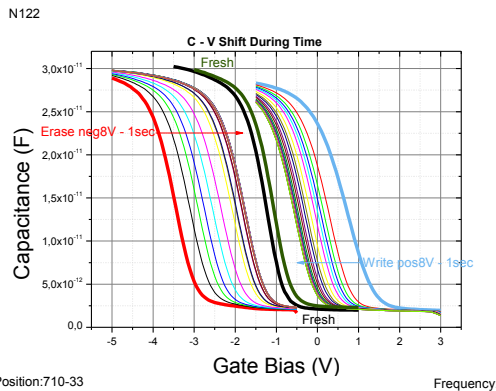
(b)



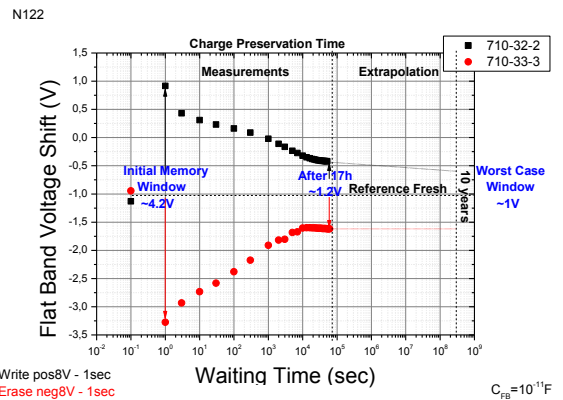
(c)



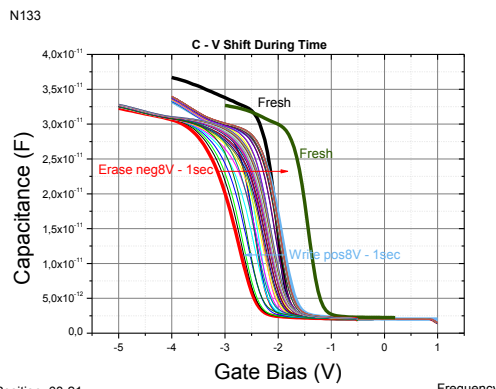
(d)



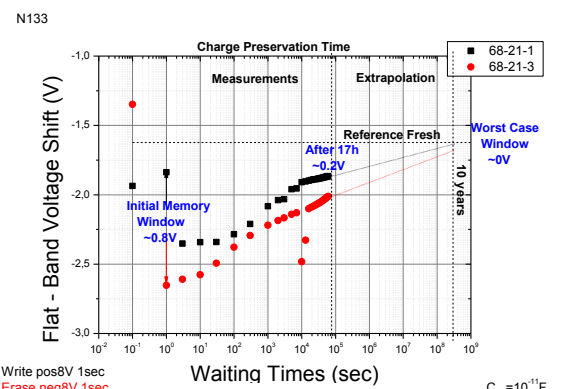
(e)



(f)



(g)



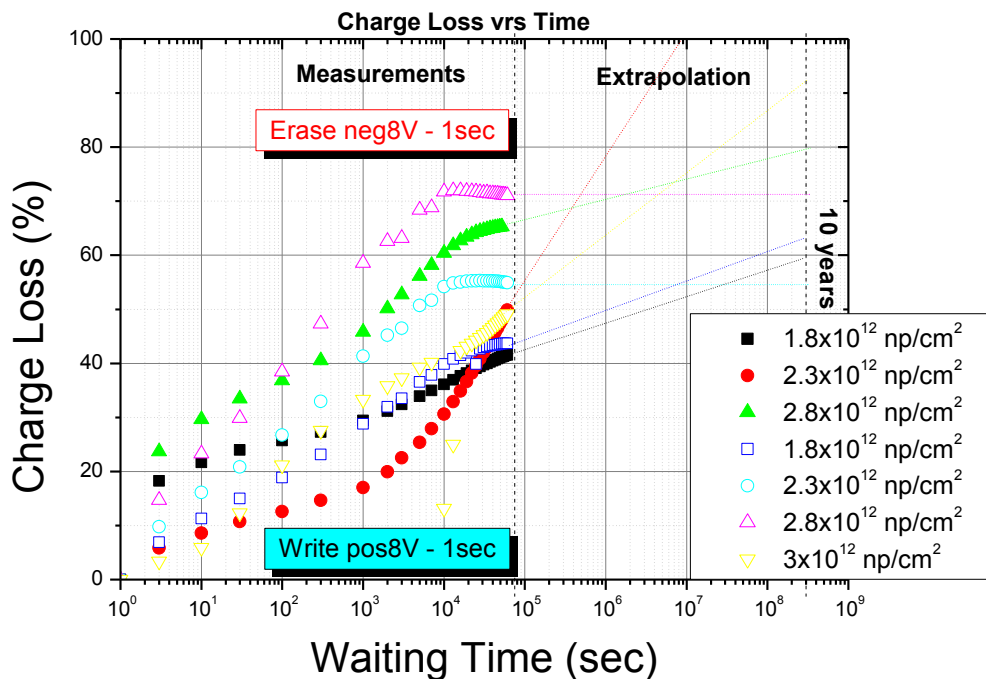
(h)

Σχήμα 5.69: (a), (c), (e), (g) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b), (d), (f), (h) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης πόλωσης διάρκειας 1s. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

Παρατηρούμε, ότι όπου η μεταβολή της τάσης V_{FB} των καταστάσεων εγγραφής και διαγραφής έχει τη μορφή $V_{FB}(t) = A + B \cdot \log(t)$ ³², επιτρέπεται ο υπολογισμός της ύστερα από χρονικό διάστημα 10 ετών, με τη χάραξη της γραμμικής προειβολής. Σε αντίθετη περίπτωση θεωρούμε, ότι η τάση V_{FB} παραμένει σταθερή, μετά την πάροδο 10 ετών, κάτω από φυσιολογικές συνθήκες λειτουργίας της διάταξης. Για να γίνει περισσότερο εμφανής η διαφορά στην ποσότητα του αποθηκευμένου φορτίου που διατηρείται, σχεδιάσαμε (Σχήμα 5.70) το ποσοστό του αποθηκευμένου φορτίου που χάνεται ύστερα από ορισμένο χρόνο. Το ποσοστό αυτό δίνεται από τη σχέση³³:

$$\text{Charge Lose (\%)} = \frac{V_{FB}(t=0) - V_{FB}(t)}{V_{FB}(t=0) - V_{FB0}} \times 100\% \quad (5.14)$$

όπου $V_{FB}(t=0)$ και V_{FB0} είναι η τιμή της τάσης επιπέδων ζωνών στην κατάσταση εγγραφής ή διαγραφής και πριν την εφαρμογή οποιουδήποτε παλμού τάσης (αρχική κατάσταση, fresh), αντίστοιχα.



Σχήμα 5.70: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο. Το δείγμα N133 έχει απολέσει το φορτίο του κατά τη διάρκεια της εγγραφής ύστερα από μόλις 1 sec, οπότε απουσιάζει από το διάγραμμα.

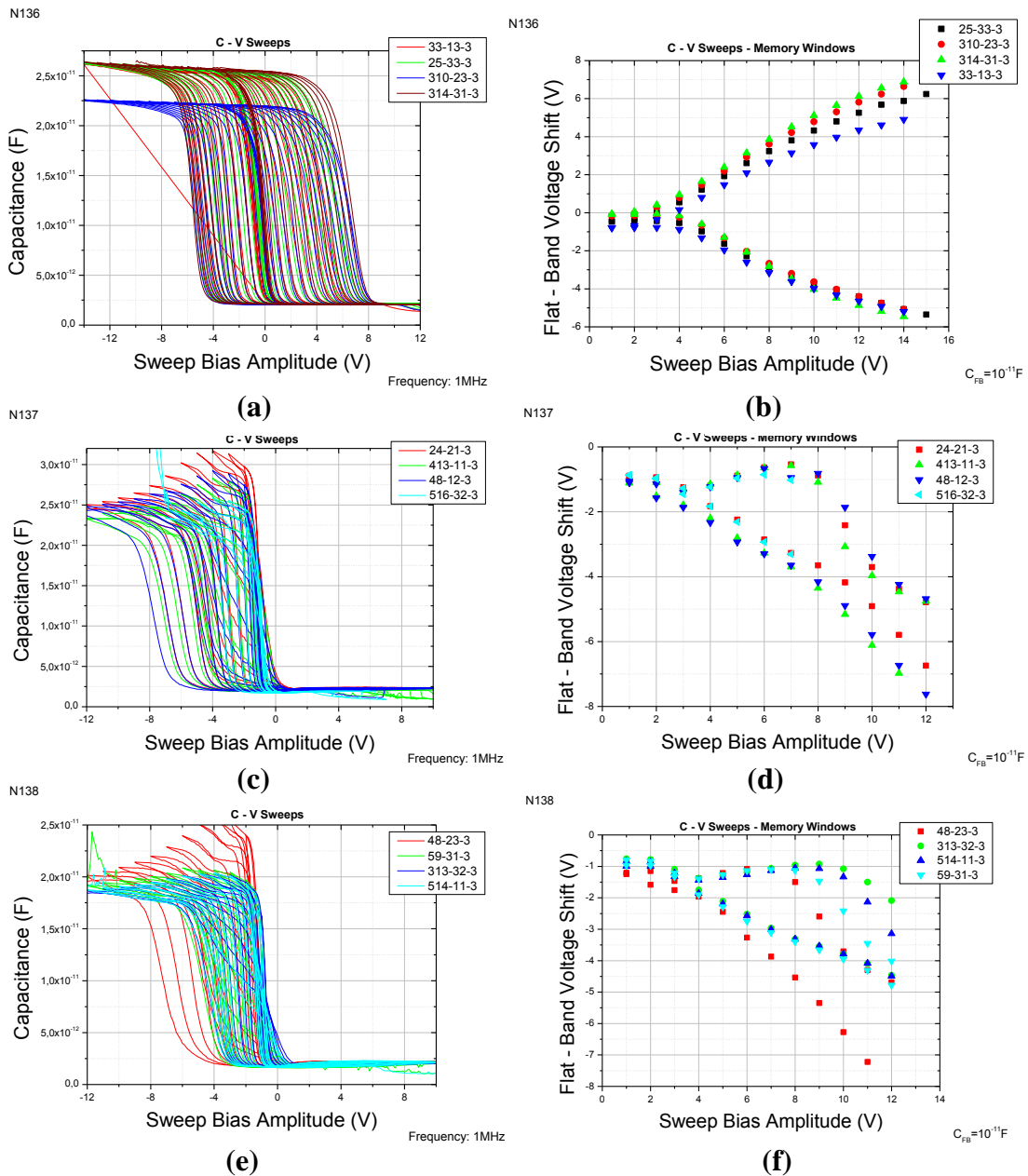
Παρατηρούμε ότι το δείγμα με την χαμηλότερη επιφανειακή πυκνότητα εμφανίζει τις μικρότερες απώλειες φορτίου, τόσο για τα ηλεκτρόνια όσο και για τις οπές (περίπου 60 %). Σε γενικές γραμμές παρατηρούμε ότι ο χρόνος διατήρησης των οπών είναι μικρότερος από ότι στην περίπτωση αποθήκευσης ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλους. Ένας παράγοντας ο οποίος μπορεί να σχετίζεται με την μείωση του χρόνου διατήρησης των οπών στους νανοκρυστάλλους μπορεί να είναι η ύπαρξη αρνητικών παγίδων (δηλαδή παγίδων οπών) στο συγκεκριμένο δείγμα. Η ύπαρξη αυτών των παγίδων ότι δημιουργεί ένα παράθυρο μνήμης μη συμμετρικό για αποθήκευση ηλεκτρονίων και οπών (όπως διαπιστώσαμε παραπάνω). Τα καλύτερα αποτελέσματα από πλευράς χρόνου διατήρησης των ηλεκτρικών φορτίων εμφανίζονται στα δείγματα όπου το παράθυρο μνήμης είναι όσο το δυνατόν πιο συμμετρικό δηλαδή ισχύει ότι $\Delta V_{FB}^+ = \Delta V_{FB}^-$ ³⁴. Επίσης σημαντικό ρόλο στην αποθήκευση των ηλεκτρικών φορτίων σε παρόμοιες δομές παίζει και ο αριθμός των παγίδων εντός του διηλεκτρικού στρώματος, εκτός από την παρουσία των νανοκρυστάλλων.

5.8 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους Pt (pos 35)

Η κύρια διαφορά με την προηγούμενη ενότητα είναι στη μεγαλύτερη απόσταση ανάμεσα στη ζώνη συμπύκνωσης και την οπή, από όπου τα νανοσωματίδια εισέρχονταν στο θάλαμο εναπόθεσης, κατά τη διάρκεια παραγωγής τους. Έτσι κατασκευάσαμε δείγματα με νανοκρυστάλλους μεγαλύτερης διαμέτρου. Στα παρακάτω Σχήματα παρουσιάζονται οι μετρήσεις C - V, σε υψηλές συχνότητες ($f = 1\text{MHz}$). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν αποκλειστικά σε τετραγωνικούς πυκνωτές εμβαδού $A = 10^{-4}\text{ cm}^2$, σε θερμοκρασία δωματίου, από την περιοχή συσσώρευσης (αρνητικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si) έως την περιοχή αντιστροφής (θετικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si).

5.8.1 Χαρακτηριστικές C – V και φαινόμενα μνήμης

Στο Σχήμα 5.71 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές C – V με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης σε διάφορες περιοχές και τα αντίστοιχα διαγράμματα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών, για τα δείγματα N136, N137 και N138, τα οποία περιέχουν νανοκρυστάλλους Pt, και εμφανίζουν καθαρά φαινόμενα υστέρησης, σε αντίθεση με το δείγμα N139.



Σχήμα 5.71: (a), (c), (e) Πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις χωρητικότητας (υψηλής συχνότητας) σε πυκνωτές MOS με νανοκρυστάλλους Pt, με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, και (b), (d), (f) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης που προκύπτει από τα τις χαρακτηριστικές C – V. Στα γραφήματα (c) και (e) παρατηρείται ότι η μετατόπιση των καμπυλών προς τις αρνητικές τάσεις (αποθήκευση οπών στους νανοκρυστάλλους) είναι πολύ μεγαλύτερη σε σχέση με τη μετατόπιση των καμπυλών προς τις θετικές τάσεις (αποθήκευση ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλους). Αυτό σημαίνει ότι στα συγκεκριμένα δείγματα υπάρχει ένας αριθμός θετικών παγίδων, οι οποίες εμποδίζουν τη μετακίνηση ίσου αριθμού ηλεκτρονίων και οπών από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους, αφού αυτές οι παγίδες δεσμεύουν κάποια από τα ηλεκτρόνια.

Με τη βοήθεια των παραπάνω γραφημάτων, δημιουργούμε τον Πίνακα 5.3, θεωρώντας πάντα δύο χωρητικότητες στη σειρά. Οι πτώσεις τάσεις πάνω στα οξείδια διέλευσης και ελέγχου, όπως υπολογίζονται από τις σχέσεις (5.7), είναι αντιστοίχως

$V_{tunnel-oxide} = 0.27 \times V_{gate}$ και $V_{control-oxide} = 0.73 \times V_{gate}$, θεωρώντας ως $k_{HfO_2} = 12.4$ τη μέση τιμή των διηλεκτρικών σταθερών από τον Πίνακα 5.3. Τα ηλεκτρικά πεδία εντός των λεπτών οξειδίων ελέγχου και διέλευσης δίνονται από τους γνωστούς τύπους:

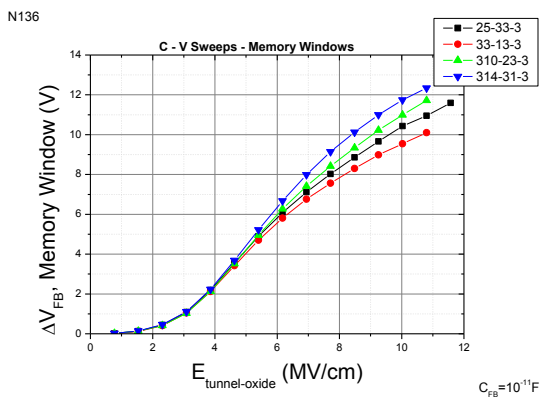
$$E_{control-oxide} = \frac{V_{control-oxide}}{d_{control-oxide}} = \frac{0.73 \times V_{gate}}{3} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.15)$$

$$E_{tunnel-oxide} = \frac{V_{tunnel-oxide}}{d_{tunnel-oxide}} = \frac{0.27 \times V_{gate}}{0.35} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.16)$$

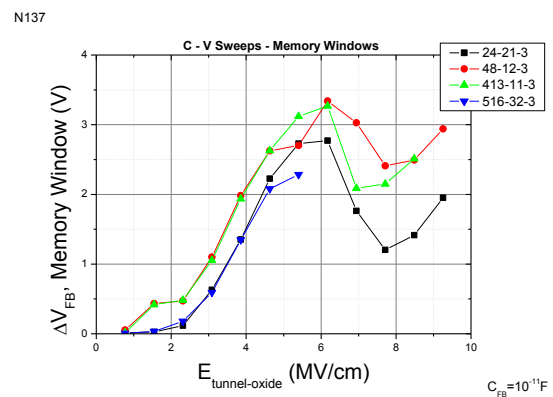
Με τη βοήθεια των παραπάνω σχέσεων κατασκευάζονται τα διαγράμματα μεταβολής της τάσης επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}) συναρτήσεως της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου σήραγγας (Σχήμα 5.72).

Πίνακας 5.3

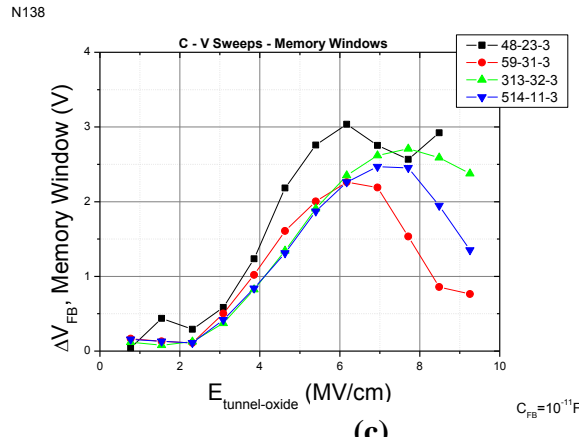
Δείγμα	Πάχος SiO ₂ , d _{SiO2} (nm)	Πάχος HfO ₂ , d _{HfO2} (nm)	Θερμοκρασία εναπόθεσης HfO ₂ (°C)	C _{ox} (F)	Διηλεκτρική σταθερά του HfO ₂ , k
N136	3.5	30	300	2.5×10 ⁻¹¹	11.3
N137	3.5	30	300	2.8×10 ⁻¹¹	13.1
N138	3.5	30	300	2.1×10 ⁻¹¹	8.7
N133	3.5	30	300	3.3×10 ⁻¹¹	16.6



(a)

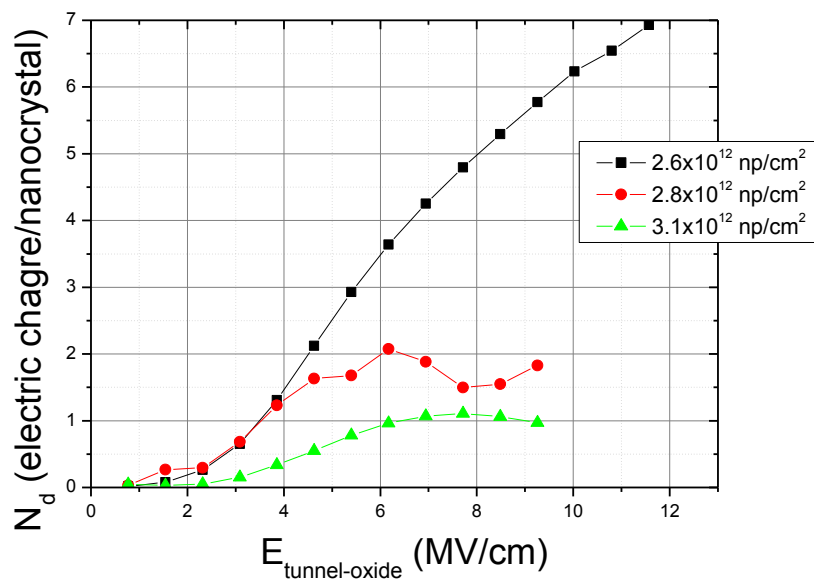


(b)



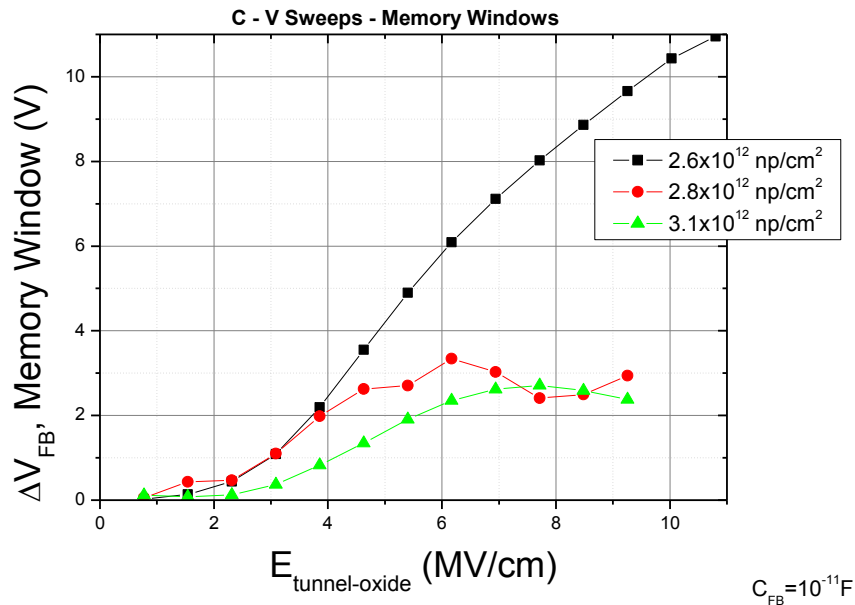
Σχήμα 5.72: (a), (b), (c) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης για τα δείγματα N136, N137 και N138, αντιστοίχως, με νανοκρυστάλλους Pt. Το δείγμα N139 δεν εμφάνισε παράθυρο μνήμης.

Παρατηρούμε ότι το παράθυρο μνήμης του δείγματος N136 είναι αρκετά μεγάλο και μπορεί να αιτιολογηθεί από το μεγάλο μέγεθος των νανοκρυστάλλων που είναι σε θέση να αποθηκεύσουν περισσότερους φορείς. Για τα υπόλοιπα δείγματα, παρατηρούνται σαφώς μικρότερα (αλλά ευδιάκριτα) παράθυρα μνήμης, προφανώς λόγω απωλειών φορτίων στις γειτονικές νησίδες, που έχουν σχηματιστεί σε υψηλότερες επιφανειακές πυκνότητες, και λόγω του φαινομένου της φραγής Coulomb. Χρησιμοποιώντας τη σχέση (5.11), υπολογίζουμε τον αριθμό των ηλεκτρικών φορτίων που αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους, σ' όλα τα δείγματα (Σχήμα 5.73).



Σχήμα 5.73: Συγκριτικό διάγραμμα του αριθμού των αποθηκευμένων ηλεκτρικών φορτίων (ηλεκτρόνια ή οπές) ανά νανοκρυστάλλο, συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στο οξείδιο διέλευσης.

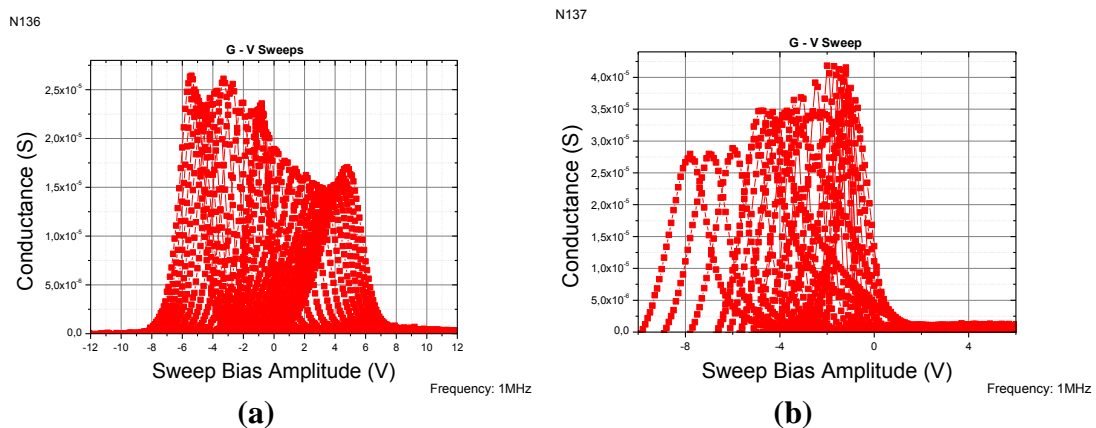
Είναι εμφανής η μείωση στον αριθμό των αποθηκευμένων φορέων ανά νανοκρύσταλλο που συντείνει στη μείωση του παράθυρου μνήμης (Σχήμα 5.74). Στις μεγάλες πυκνότητες, μάλιστα, ο αριθμός των αποθηκευμένων φορέων δεν ξεπερνά τους 2, φανερώνοντας της έντονης εκδήλωσης των δύο προαναφερθέντων φαινομένων.

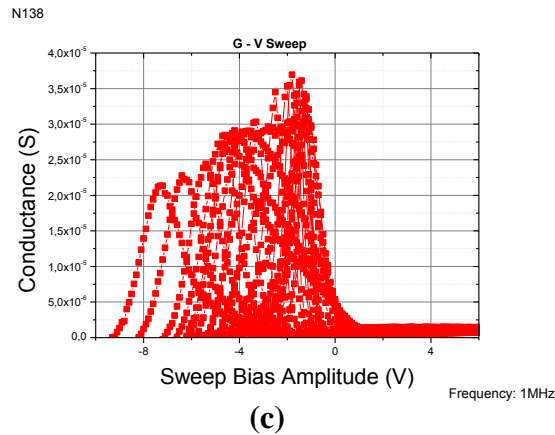


Σχήμα 5.74: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης.

5.8.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης

Στο Σχήμα 5.75 παρουσιάζονται οι μετρήσεις διαγωγιμότητας – τάσης που ελήφθησαν ταυτόχρονα με τις προαναφερθείσες μετρήσεις $C - V$ για τα ίδια δείγματα.



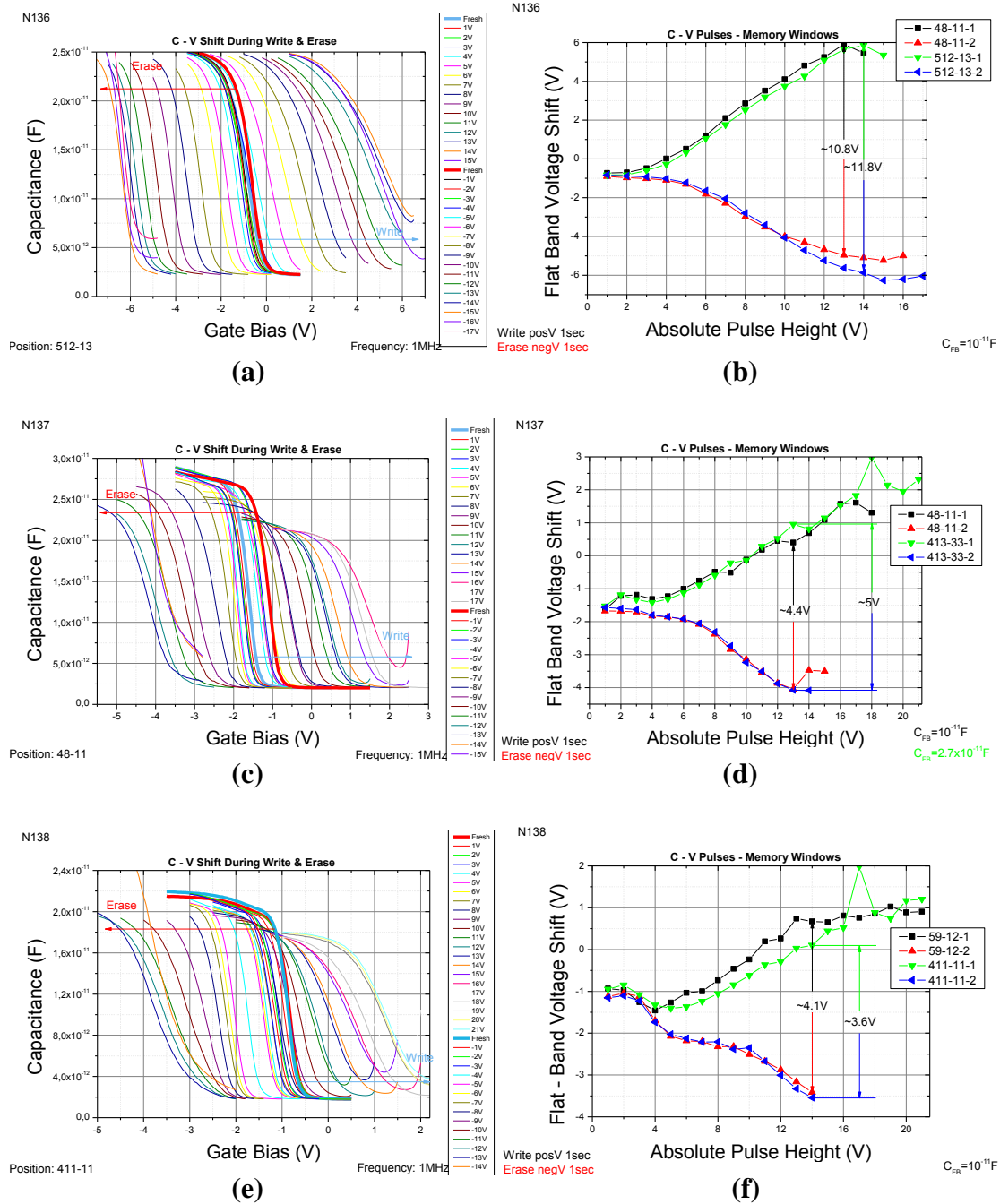


Σχήμα 5.75: (a), (b), (c) Μετρήσεις διαγωγιμότητας σε υψηλές συχνότητες με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, δειγμάτων που περιέχουν νανοκρυστάλλους Pt.

Παρατηρούμε ότι η κορυφή της καμπύλης μετατοπίζεται προς τα αριστερά (αρνητικές τάσεις) όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή αντιστροφής προς την περιοχή συσσώρευσης, ενώ αντιθέτως όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή συσσώρευσης προς την περιοχή αντιστροφής η κορυφή μετατοπίζεται προς τα δεξιά (θετικές τάσεις) σε σχέση με την αρχική της θέση στο δείγμα αναφοράς. Αυτή η μετατόπιση οφείλεται στην αποθήκευση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους διαμέσου φαινομένου σήραγγας (ή ισοδύναμα οι οπές ακολουθούν αντίθετη πορεία). Η απόσταση μεταξύ των κορυφών ισούται περίπου με την τάση επίπεδης ζώνης η οποία υπολογίστηκε από τις $C - V$ καμπύλες, για την ίδια τιμή της τάσης πύλης. Παρατηρείται επίσης μια ασύμμετρη μετατόπιση των καμπυλών προς τις θετικές και αρνητικές τιμές, λόγω της ύπαρξης θετικών παγίδων.

5.8.3 Μελέτη του παράθυρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους

Το επόμενο βήμα για τη μελέτη των διατάξεων μας, ύστερα από τη μελέτη των χαρακτηριστικών $C - V$ με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, είναι η εφαρμογή τετραγωνικών παλμών καθορισμένης διάρκειας, αλλά μεταβλητού ύψους. Τα αποτελέσματα για τα δείγματα N136, N137 και N13 παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.76.



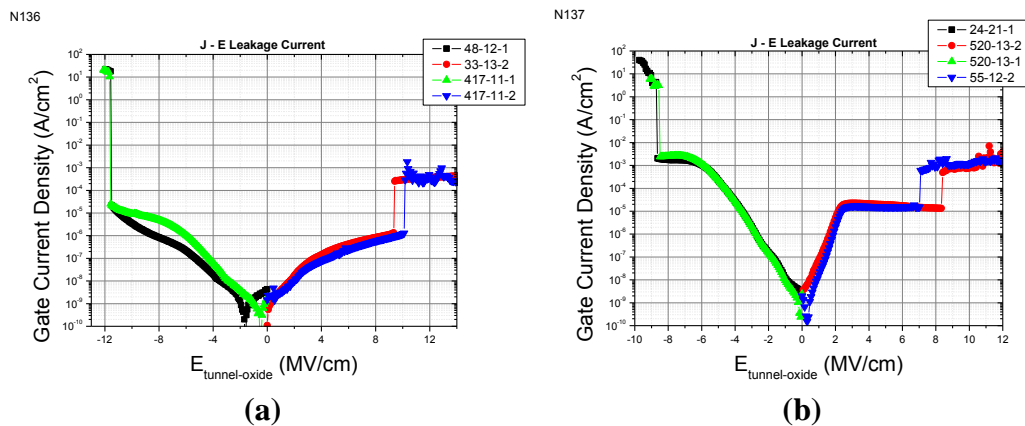
Σχήμα 5.76: (a), (c), (e) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V (κατά την «ανάγνωση» της κατάστασης της διάταξης) ύστερα από την εφαρμογή διακριτών τετραγωνικών παλμών καθορισμένου εύρους (1 sec) και μεταβλητού ύψους και (b), (d), (f) μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (παράθυρο μνήμης) συναρτήσει του ύψους των παλμών.

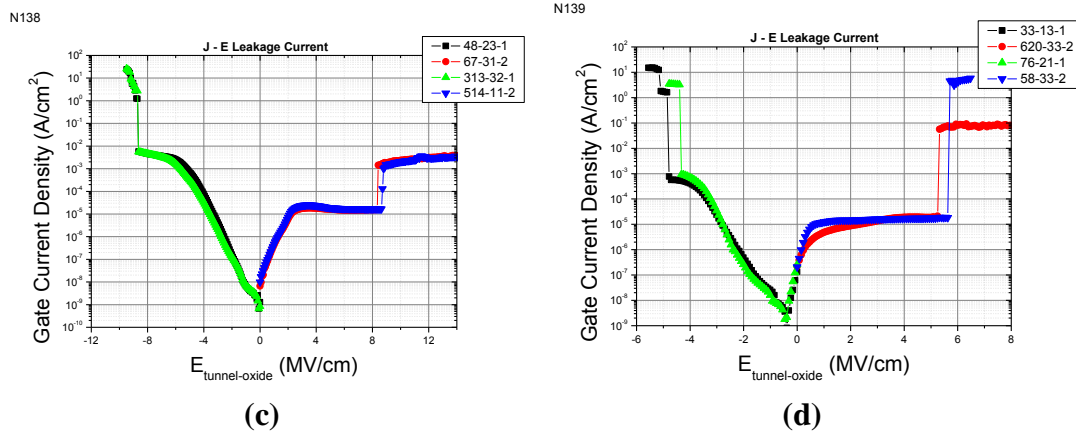
Είναι και εδώ εμφανής η καταπόνηση που δημιουργεί η διαδικασία της διαγραφής στο στοιχείο μνήμης. Παρατηρούμε ότι για τετραγωνικούς παλμούς ύψους $V_{gate-pulse} = \pm 6 V$ προκαλείτε φόρτιση των νανοκρυστάλλων και δημιουργία ευδιάκριτου παραθύρου μνήμης ($\geq 1 V$). Αυτή η φόρτιση αυξάνεται με την αύξηση του ύψους του τετραγωνικού παλμού, έως ότου η τάση πύλης γίνει περίπου $V_{gate-pulse} = \pm 12 V$, όπου

επέρχεται ο κορεσμός. Το μέγιστο παράθυρο μνήμης το οποίο επιτυγχάνεται με τους συγκεκριμένους παλμούς διάρκειας ποικίλει από 2.8 μέχρι 11.8 V. Εάν και δε μπορεί να εξαχθεί κάποιο άμεσο συμπέρασμα για την εξάρτηση του παράθυρου μνήμης σε παλμική λειτουργία από την πυκνότητα των νανοκρυστάλλων, είναι φανερό ότι στα δείγματα που έχουν σχηματιστεί νησίδες νανοκρυστάλλων, το παράθυρο μνήμης είναι σημαντικά μικρότερο (έως και 4 φορές) από το παράθυρο μνήμης του δείγματος N136, όπως είχαμε βρει και με τη μέθοδο σάρωσης της τάσης πύλης. Συγκρίνοντας τις τιμές ΔV_{FB} στα Σχήματα 5.74 και 5.76 φαίνεται ότι κάθε παλμός διάρκειας $t = 1$ s φορτίζει λιγότερους νανοκρυστάλλους από ότι η ίδια τιμή συνεχούς τάσης. Συγκεκριμένα στο γράφημα 5.76 (b) για συμμετρικούς παλμούς τάσης $V_{gate-pulse} = \pm 6$ V έχουμε $\Delta V_{FB} = 3$ V, ενώ για την αντίστοιχη συνεχή τάση πύλης στο διάγραμμα 5.74 (d) έχουμε έως και $\Delta V_{FB} = 6$ V. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι, όσο αυξάνεται η διάρκεια του κάθε παλμού τόσο αυξάνεται και η μετατόπιση επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}). Επίσης, παρατηρούμε ότι τα παράθυρα μνήμης είναι συμμετρικά σε μεγάλο βαθμό.

5.8.4 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας

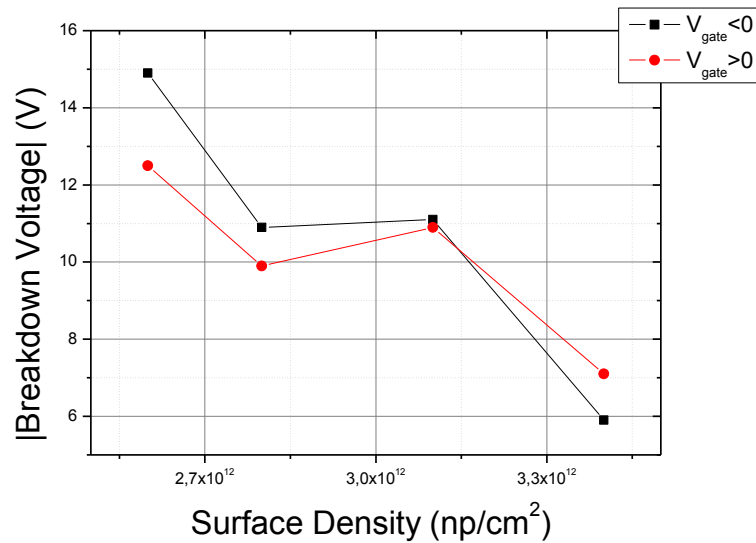
Στο Σχήμα 5.77 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $J - E$, με στόχο να εξακριβώσουμε τους μηχανισμούς αγωγιμότητας. Διαπιστώνουμε ότι το ρεύμα διαρροής στην ανάστροφη πόλωση είναι πολύ μεγαλύτερο από ότι στην ορθή πόλωση (σε χαμηλές επιφανειακές πυκνότητες νανοκρυστάλλων), κάτι το οποίο είναι σύμφωνο με την θεωρία των κλασικών δομών p - MOS. Ο κύριος μηχανισμός σήραγγας των φορέων από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους ο οποίος λαμβάνει χώρα σε στρώματα οξειδίου πύλης μικρότερα από 4 nm, κατά την εγγραφή ή διαγραφή των πληροφοριών στην μνήμη είναι ο μηχανισμός της απευθείας σήραγγας φορέων.





Σχήμα 5.77: (a), (b), (c), (d) Χαρακτηριστικές πυκνότητας ρεύματος συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου διέλευσης για ορθή και ανάστροφη πόλωση.

Στο Σχήμα 5.78 παρουσιάζεται η σαφής μείωση της τάσης κατωφλίου, και για τα δύο είδη πολώσεων, ως συνέπεια της αύξησης της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, η οποία αυξάνει την αγωγιμότητα των οξειδίων, όπως θα δείξουμε στη συνέχεια.

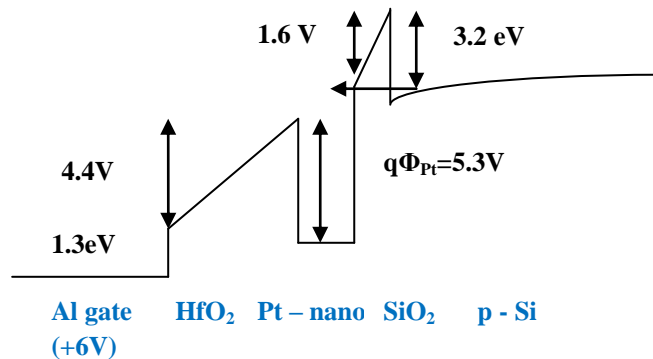


Σχήμα 5.78: Εξάρτηση της τάσης κατάρρευσης από την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων σε ορθή και ανάστροφη πόλωση (απόλυτη τιμή).

Η πυκνότητα ρεύματος στην περίπτωση της άμεσης διέλευσης σήραγγας παρουσιάζει μεγάλη εξάρτηση από το πάχος του οξειδίου διέλευσης. Στα γραφήματα 5.67 παρατηρούμε ότι στην καμπύλη J - E της ορθής πόλωσης έχουμε αλλαγή της κλίσης της καμπύλης, περίπου στη θέση $V_{gate} = +2$ V. Στην τάση αυτή γίνεται πιθανότατα η φόρτιση των νανοκρυστάλλων Pt με ηλεκτρόνια (ή με την μετακίνηση οπών κατά αντίθετη φορά). Σ' αυτό συνεπικουρεί το γεγονός της τοπικής μείωσης της έντασης του ρεύματος που οφείλεται στην εκδήλωση του φαινομένου φραγής Coulomb, και το οποίο εμποδίζει να εισέλθουν στους νανοκρυστάλλους επιπλέον ηλεκτρόνια. Το φαινόμενο παρατηρούμε ότι αφενός έχει μεγαλύτερη ένταση στη φόρτιση με

ηλεκτρόνια παρά με οπές (λόγω ανάπτυξης ισχυρότερου ηλεκτρικού πεδίου), και αφετέρου η αύξηση της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων οδηγεί σε ισχυρότερους αποκλεισμούς Coulomb.

Στο Σχήμα 5.79 απεικονίζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών κατά την εγγραφή της πληροφορίας, για εφαρμοζόμενη τάση πύλης $V_{gate} = +6$ V. Οι πτώσεις τάσης στα άκρα του οξειδίου σήραγγας και του οξειδίου πύλης είναι αντίστοιχα 1.6 V και 4.4 V, όπως υπολογίσθηκε με βάση τις σχέσεις (5.7). Η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου τραπεζοειδούς φραγμού δυναμικού κάτι το οποίο σημαίνει ότι οι φορείς φτάνουν στους νανοκρυστάλλους από το υπόστρωμα διαμέσου φαινομένου άμεσης σήραγγας.



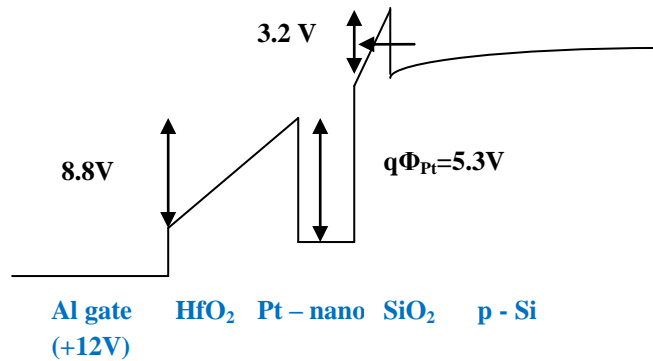
Σχήμα 5.79: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Pt / 30 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης $V_{gate} = +6$ V. Ενώ η πτώση τάσης είναι μεγαλύτερη στο οξείδιο ελέγχου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά μικρότερο λόγω του μεγαλύτερου πάχους. Η διαφορά των ηλεκτρικών πεδίων υποδηλώνεται με τη μεγαλύτερη κλίση της ζώνης αγωγιμότητας του οξειδίου σήραγγας.

Φαινόμενο σήραγγας τύπου Fowler - Nordheim έχουμε όταν η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου του τριγωνικού φραγμού δυναμικού. Προκειμένου να συμβεί αυτό θα πρέπει η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του λεπτού οξειδίου σήραγγας SiO₂ να είναι μεγαλύτερη από 9 MV/cm, όπως αποδείξαμε παραπάνω. Αντίστοιχα για ανάστροφη πόλωση, η συνθήκη (σε απόλυτη τιμή) για την εκδήλωση σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim είναι:

$$E_{control-oxide} > \frac{1.3 \text{ V}}{30 \text{ nm}} \cong 0.4 \frac{MV}{cm} \quad (5.17)$$

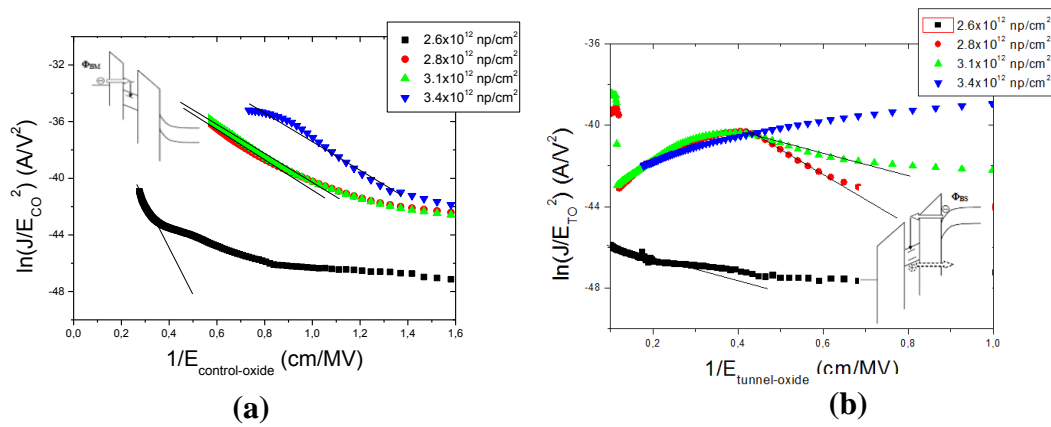
όπου 1.3 eV είναι το ύψος του φραγμού Al / HfO₂, ενώ 30 nm είναι το πάχος του οξειδίου ελέγχου. Το κατώφλι για την έναρξη του μηχανισμού σήραγγας από την πύλη είναι πολύ μικρότερο από το αντίστοιχο, για διέλευση των ηλεκτρονίων, από το υπόστρωμα, με βάση το μηχανισμό Fowler – Nordheim. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατό στη διαδικασία διαγραφής (ανάστροφη πόλωση) να πραγματοποιείται ταυτόχρονα με την έγχυση οπών από το υπόστρωμα και έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη (γεγονός που είναι ανεπιθύμητο, όπως τονίσαμε παραπάνω). Αξίζει, λοιπόν

να μελετήσουμε και εδώ πως μεταβάλλονται οι φραγμοί δυναμικού των οξειδίων για την έγχυση ηλεκτρονίων, συναρτήσει της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, κατά την εκδήλωση του μηχανισμού Fowler – Nordheim.



Σχήμα 5.80: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Pt / 30 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης $V_{gate} = +12$ V. Το φράγμα δυναμικού έχει αποκτήσει τριγωνικό σχήμα και το ύψος του φραγμού έχει μειωθεί σημαντικά.

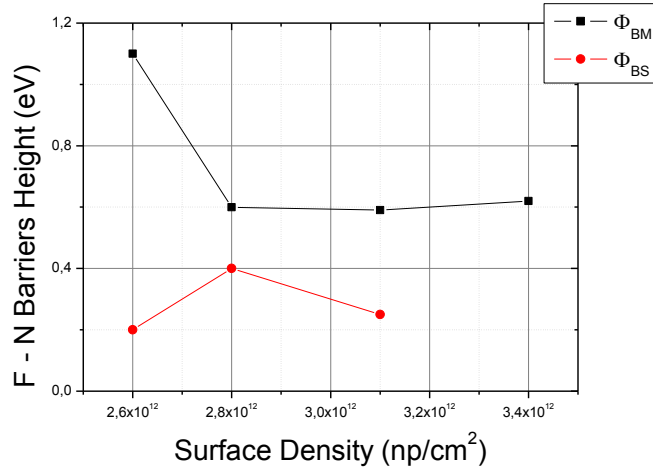
Στο Σχήμα 5.81 παρουσιάζονται τα διαγράμματα Fowler - Nordheim (F - N) για αρνητικές τιμές της τάσης πόλωσης της πύλης (διάγραμμα (a)) και για θετικές τιμές (διάγραμμα (b)).



Σχήμα 5.81: Διαγράμματα Fowler - Nordheim όπως προέκυψαν από τις χαρακτηριστικές J - E για τον υπολογισμό του φραγμού δυναμικού για τα ηλεκτρόνια όταν εγχέονται στους νανοκρυστάλλους (a) από το μέταλλο της πύλης και (b) από το υπόστρωμα. Τα ένθετα ενεργειακά διαγράμματα δείχνουν την πηγή έγχυσης των ηλεκτρονίων που δημιουργούν το μετρούμενο ρεύμα αγωγιμότητας.

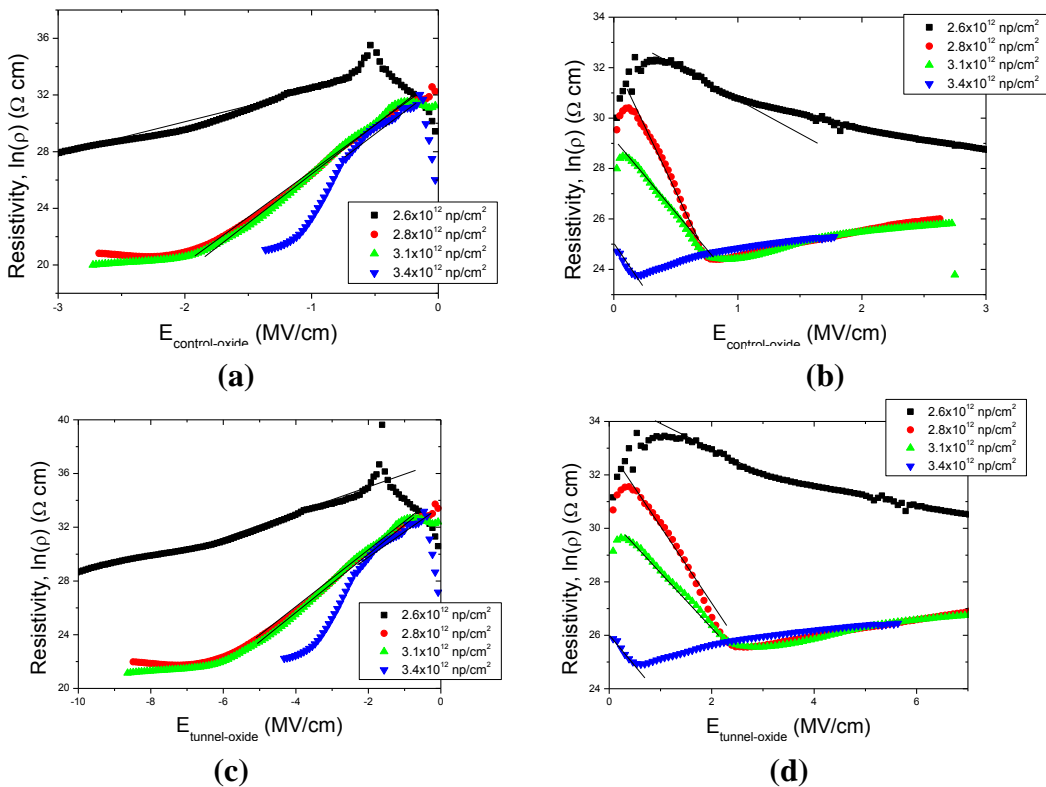
Οι καμπύλες Fowler – Nordheim παρουσιάζουν καλύτερη γραμμική συμπεριφορά για την έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη λόγω του μικρότερου κατωφλίου που απαιτείται για την εκδήλωση του μηχανισμού. Το δείγμα με τη μεγαλύτερη πυκνότητα δεν εμφάνισε αγωγιμότητα F – N στην περιοχή της ορθής πόλωσης, καθώς μέχρι το απαιτούμενο κατώφλι είχε ήδη καταρρεύσει. Στο Σχήμα 5.82

παρουσιάζουμε τους φραγμούς δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} όπως υπολογίστηκαν από τα διαγράμματα του Σχήματος 5.81.



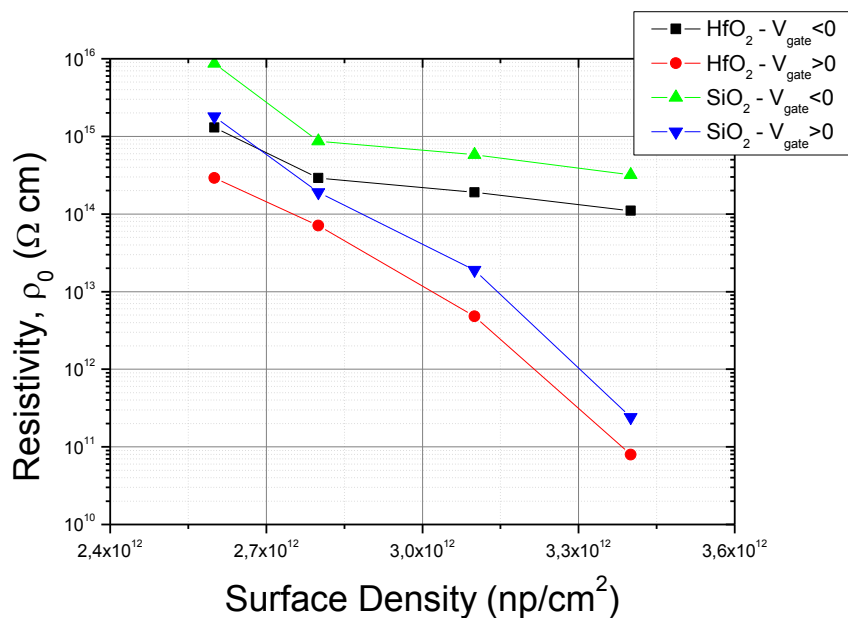
Σχήμα 5.82: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολής των φραγμών δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} για όλες τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν.

Από το παραπάνω γράφημα παρατηρούμε, όπως αναμενόταν, μια σαφή μείωση στο φράγμα δυναμικού κατά τη διάρκεια της έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους (από 3.2 eV σε περίπου 0.3 eV), λόγω της εφαρμογής υψηλού πεδίου. Από την άλλη πλευρά, δεν παρατηρείται μεγάλη μείωση στο ύψος του φράγματος δυναμικού του HfO_2 (από 1.3 eV σε περίπου 0.7 eV). Στο Σχήμα 5.83 παρουσιάζεται η μελέτη της επίδρασης της επιφανειακής πυκνότητας στην ειδική αντίσταση των οξειδίων.



Σχήμα 5.83: Διαγράμματα στα οποία παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων HfO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (a) ανάστροφη και (b) ορθή πόλωση. Αντίστοιχα παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων SiO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (c) ανάστροφη και (d) ορθή πόλωση.

Στα παραπάνω διαγράμματα είναι εμφανείς οι περιοχές του ηλεκτρικού πεδίου όπου έχουμε λογαριθμική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από αυτό και η οποία μας επιτρέπει τον υπολογισμό της παραμένουσας ειδικής αντίστασης ρ_0 ($\Omega \text{ cm}$). Στην περίπτωση των υψηλών πυκνοτήτων διακρίνουμε δύο περιοχές διαφορετικής ρ_0 , που υποδηλώνουν την εκδήλωση δύο διαφορετικών μηχανισμών αγωγιμότητας. Στην περιοχή των υψηλών πεδίων διακρίνουμε μεγάλη πτώση της ειδικής αντίστασης η οποία πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός ότι βρισκόμαστε στην περιοχή $F - N$. Οι μεταβολές της ειδικής αντίστασης ρ_0 των οξειδίων ανάλογα με τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.84.



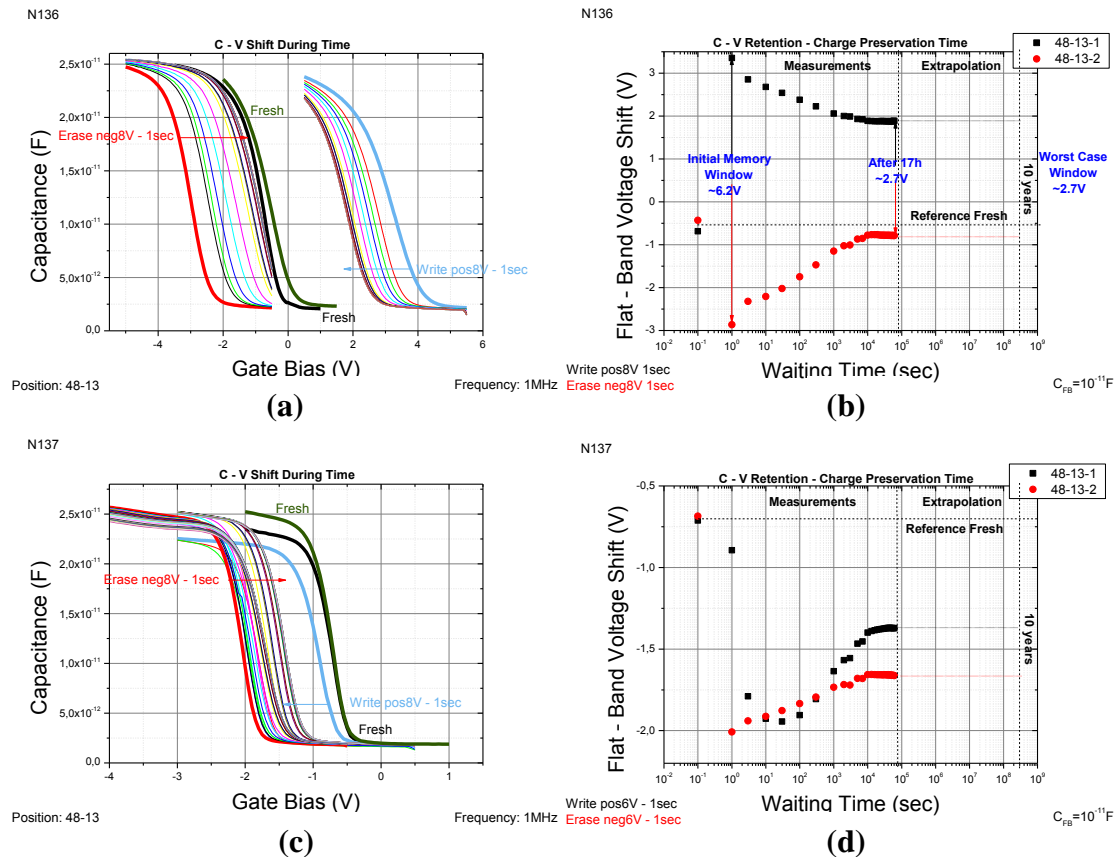
Σχήμα 5.84: Διάγραμμα στο οποίο απεικονίζονται οι μεταβολές ειδικών αντιστάσεων ρ_0 των οξειδίων που μελετήθηκαν, για διαφορετικές επιφανειακές πυκνότητες.

Τα συμπεράσματα είναι παρόμοια με αυτά που εξάχθηκαν στην περίπτωση νανοκρυστάλλων Pt, μικρότερης διαμέτρου.

5.8.5 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου

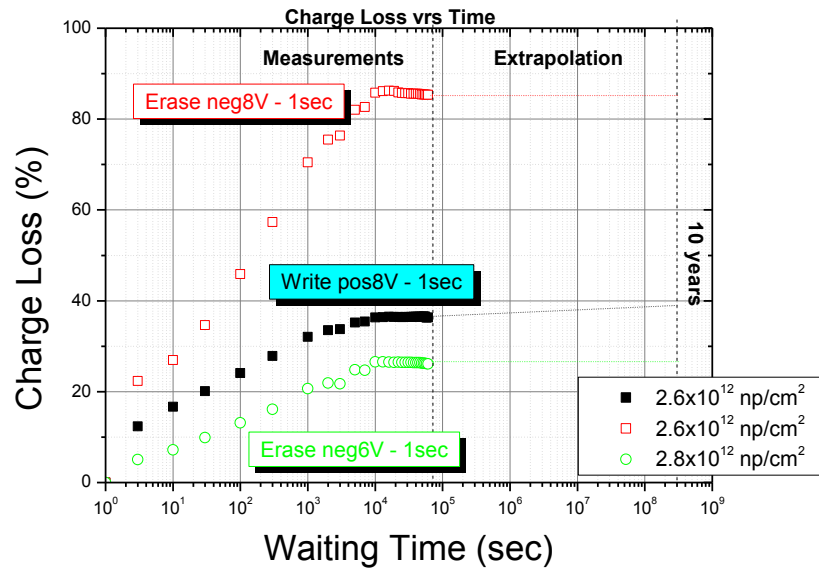
Η ικανότητα των διατάξεων μνήμης (πυκνωτών MOS) να διατηρούν το αποθηκευμένο φορτίο (charge retention), ελέγχθηκε σ' αυτή την ενότητα. Για τον λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές οι οποίοι τέθηκαν σε καταστάσεις εγγραφής

και διαγραφής εφαρμόζοντας παλμούς διάρκειας 1 sec και ύψους ± 8 V, αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.85.



Σχήμα 5.85: (a), (c) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών $C - V$, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b), (d) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης πόλωσης διάρκειας 1s. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

Για να γίνουν περισσότερο εμφανείς οι διαφορές των παραπάνω γραφημάτων, με τη βοήθεια της φόρμουλας (5.14), σχεδιάσαμε το Σχήμα 5.86.



Σχήμα 5.86: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο. Το δείγμα N137 έχει απολέσει το φορτίο του κατά τη διάρκεια της εγγραφής ύστερα από μόλις 1 sec, οπότε απουσιάζει από το διάγραμμα.

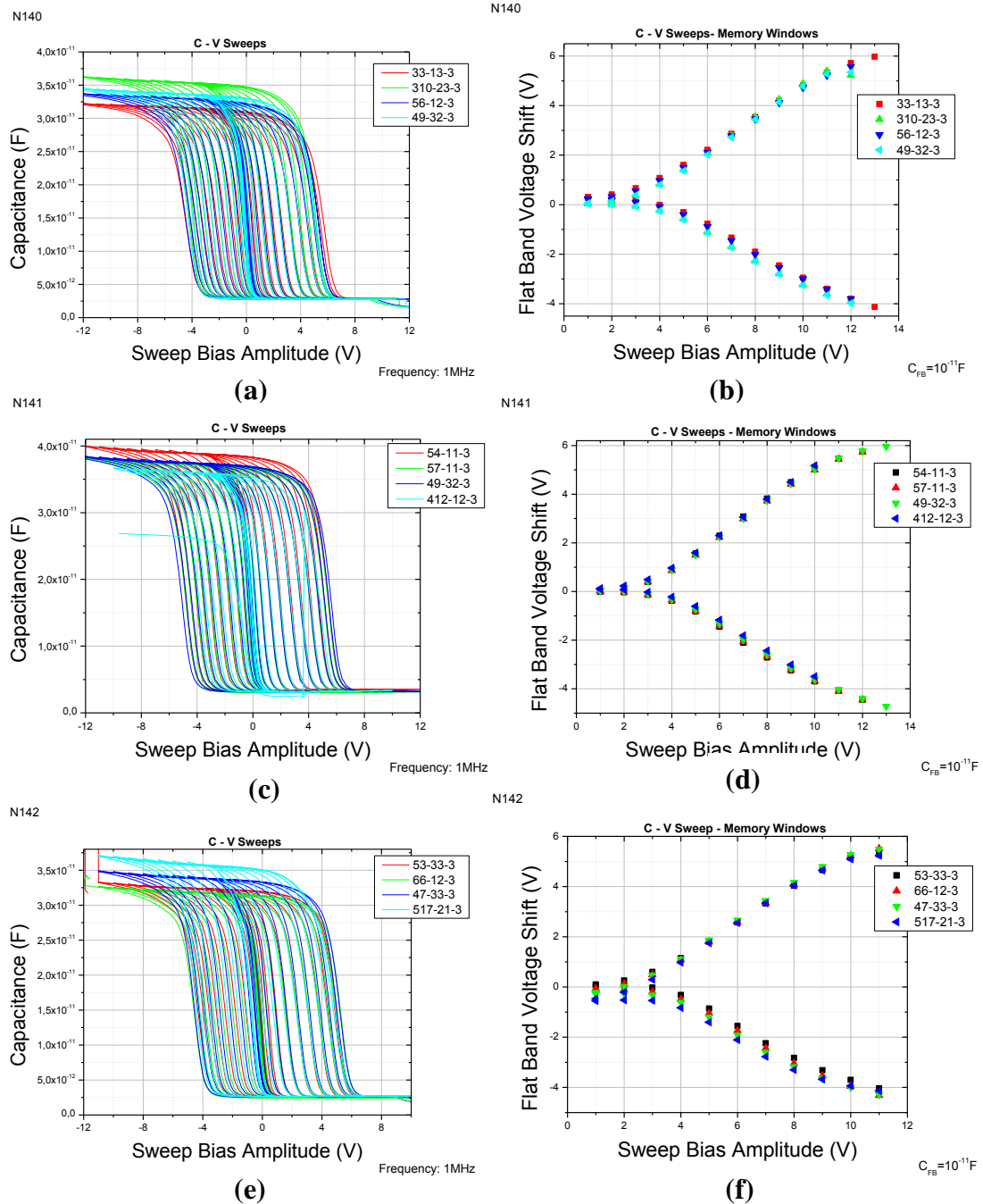
Στο Σχήμα 5.86 παρατηρούμε ότι η καμπύλη εκφόρτισης των νανοκρυστάλλων διαχωρίζεται σε δύο περιοχές: Η πρώτη περιοχή (0 - 10^4 s) χαρακτηρίζεται από ταχεία εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων ενώ, η δεύτερη περιοχή (10^4 - 10^5 s) χαρακτηρίζεται από πιο αργή εκφόρτιση αυτών. Αρχικά, γίνεται ταχεία εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων γιατί το ηλεκτρικό πεδίο εντός αυτών και γειτονικά σε αυτούς είναι πολύ υψηλό λόγω του ότι η ποσότητα του συνολικού αποθηκευμένου φορτίου αρχικά είναι μεγάλη. Με την εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου μειώνεται καθώς και η πιθανότητα διέλευσης των φορέων. Γι' αυτό το λόγο μειώνεται ο ρυθμός εκφόρτισης των νανοκρυστάλλων. Στο δείγμα N136, ο χρόνος διατήρησης των οπών είναι απελπιστικά μικρός (απώλειες της τάξης του 85 %), πιθανότατα λόγω της ύπαρξης αρνητικών παγίδων. Η αμέσως μεγαλύτερη πυκνότητα φαίνεται ότι βελτιώνει την κατάσταση, όσον αφορά τις οπές.

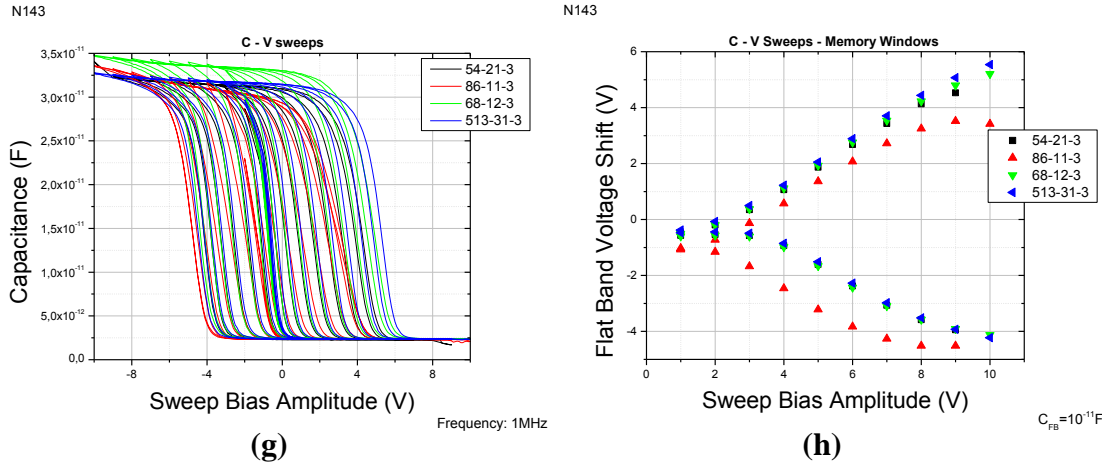
5.9 Ηλεκτρικός χαρακτηρισμός διατάξεων με νανοκρυστάλλους Au (pos 0)

Σ' αυτή την ενότητα θα μελετήσουμε τη συμπεριφορά των διατάξεων μας, με νανοκρυστάλλους χρυσού, σχετικά μικρής διαμέτρου. Στα παρακάτω Σχήματα παρουσιάζονται οι μετρήσεις C - V, σε υψηλές συχνότητες ($f = 1\text{MHz}$). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν αποκλειστικά σε τετραγωνικούς πυκνωτές εμβαδού $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$, σε θερμοκρασία δωματίου, από την περιοχή συσσώρευσης (αρνητικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si) έως την περιοχή αντιστροφής (θετικές τάσεις για υπόστρωμα p - Si).

5.9.1 Χαρακτηριστικές $C - V$ και φαινόμενα μνήμης

Στο Σχήμα 5.87 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $C - V$ με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης σε διάφορες περιοχές και τα αντίστοιχα διαγράμματα μεταβολής της τάσης επιπέδων ζωνών, για τα δείγματα N140, N141, N142 και N143, τα οποία περιέχουν νανοκρυστάλλους Au, και εμφανίζουν εντυπωσιακά φαινόμενα υστέρησης.





Σχήμα 5.87: (a), (c), (e), (g) Πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις χωρητικότητας (υψηλής συχνότητας) σε πυκνωτές MOS με νανοκρυστάλλους Au, με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, και (b), (d), (f), (h) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης που προκύπτει από τις χαρακτηριστικές C – V. Οι μετατοπίσεις είναι συμμετρικές και για τους δύο κλάδους (απουσία παγίδων).

Με τη βοήθεια των παραπάνω γραφημάτων, δημιουργούμε τον Πίνακα 5.4, θεωρώντας πάντα δύο χωρητικότητες στη σειρά, μία του οξειδίου ελέγχου και μία του οξειδίου πύλης.

Πίνακας 5.4

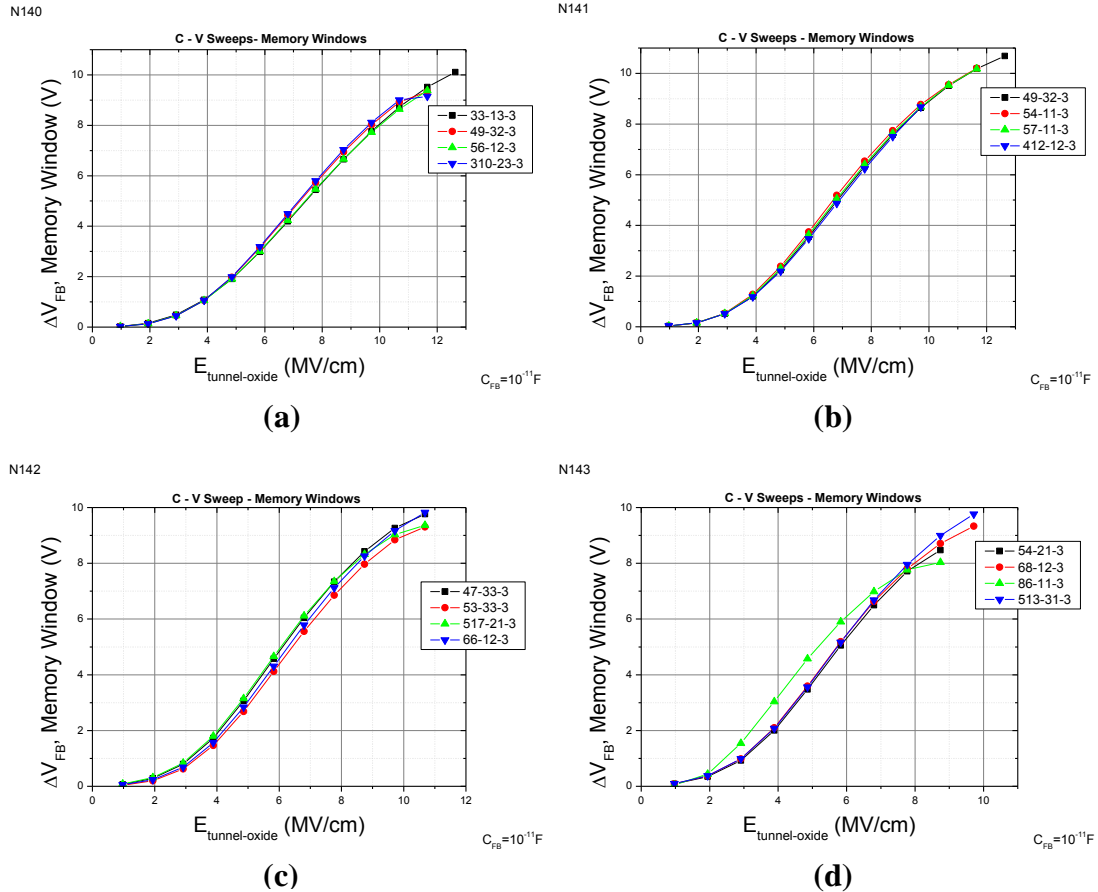
Δείγμα	Πάχος SiO ₂ , d _{SiO2} (nm)	Πάχος HfO ₂ , d _{HfO2} (nm)	Θερμοκρασία εναπόθεσης HfO ₂ (°C)	C _{ox} (F)	Διηλεκτρική σταθερά του HfO ₂ , k
N140	3.5	20	300	3.3×10 ⁻¹¹	11.1
N141	3.5	20	300	3.7×10 ⁻¹¹	13.2
N142	3.5	20	300	3.4×10 ⁻¹¹	11.6
N143	3.5	20	300	3.3×10 ⁻¹¹	11.1

Οι πτώσεις τάσεις πάνω στα οξειδία διέλευσης και ελέγχου, όπως υπολογίζονται από τις σχέσεις (5.7), είναι αντιστοίχως $V_{tunnel-oxide} = 0.34 \times V_{gate}$ και $V_{control-oxide} = 0.66 \times V_{gate}$, θεωρώντας ως $k_{HfO_2} = 11.8$ τη μέση τιμή των διηλεκτρικών σταθερών από τον Πίνακα 5.4. Τα ηλεκτρικά πεδία εντός των λεπτών οξειδίων ελέγχου και διέλευσης δίνονται από τους γνωστούς τύπους:

$$E_{control-oxide} = \frac{V_{control-oxide}}{d_{control-oxide}} = \frac{0.66 \times V_{gate}}{2} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.18)$$

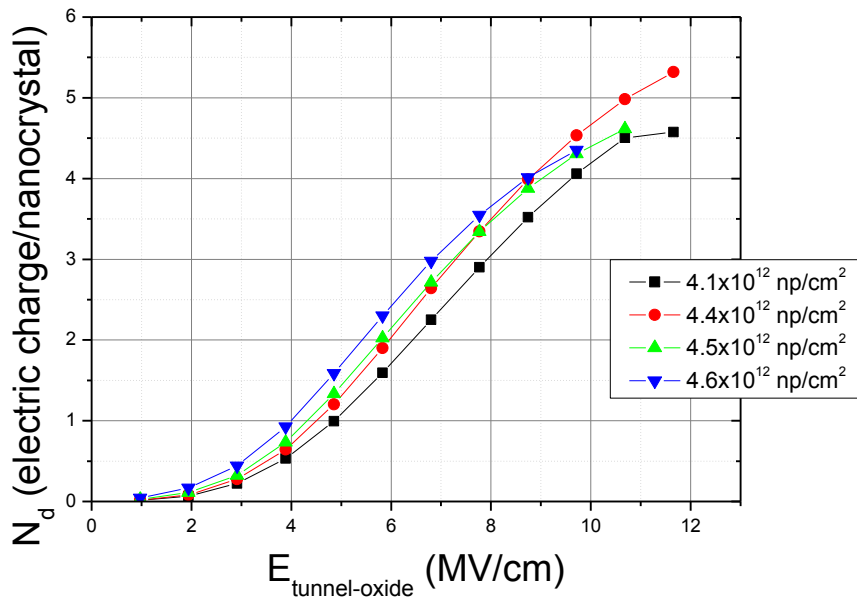
$$E_{tunnel-oxide} = \frac{V_{tunnel-oxide}}{d_{tunnel-oxide}} = \frac{0.34 \times V_{gate}}{0.35} \left(\frac{MV}{cm} \right) \quad (5.19)$$

Με τη βοήθεια των παραπάνω σχέσεων κατασκευάζονται τα διαγράμματα μεταβολής της τάσης επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}) συναρτήσεως της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου σήραγγας (Σχήμα 5.88).



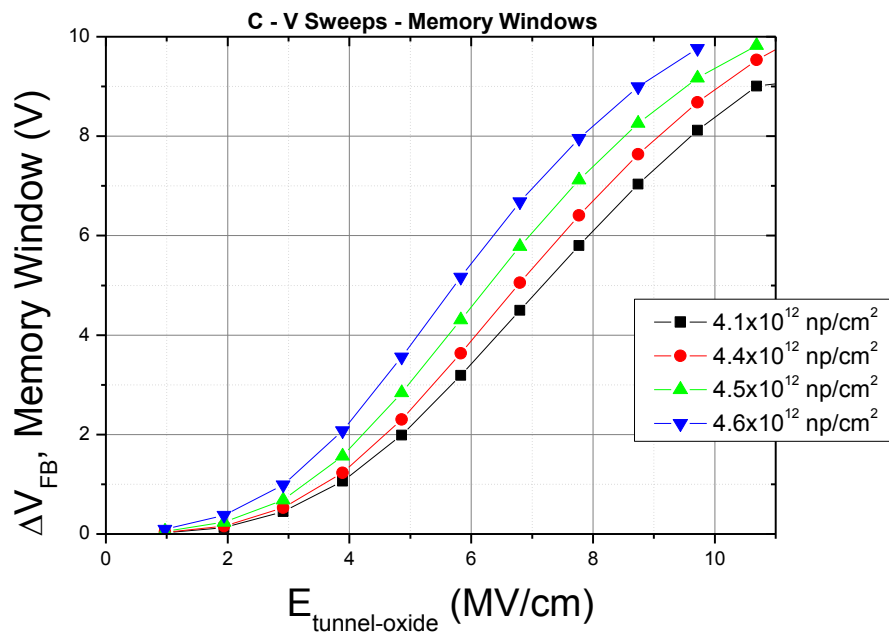
Σχήμα 5.88: (a), (b), (c), (d) Μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης για τα δείγματα N140, N141, N142 και N143, αντιστοίχως, με νανοκρυστάλλους Au.

Παρατηρούμε ότι όλα τα δείγματα παρουσιάζουν εντυπωσιακά μεγάλα παράθυρα μνήμης. Ο λόγος είναι ότι οι νανοκρυστάλλοι δεν έχουν σχηματίσει νησίδες, και έτσι έχουν ελαχιστοποιηθεί η πλευρική απώλεια φορτίου. Επίσης, το φαινόμενο της φραγής Coulomb, δε φαίνεται να επηρεάζει σημαντικά τη λειτουργία των διατάξεων.. Χρησιμοποιώντας τη σχέση (5.11), υπολογίζουμε τον αριθμό των ηλεκτρικών φορτίων που αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους, σ' όλα τα δείγματα (Σχήμα 5.89).



Σχήμα 5.89: Συγκριτικό διάγραμμα του αριθμού των αποθηκευμένων ηλεκτρικών φορτίων (ηλεκτρόνια ή οπές) ανά νανοκρυστάλλο, συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στο οξειδίο διέλευσης.

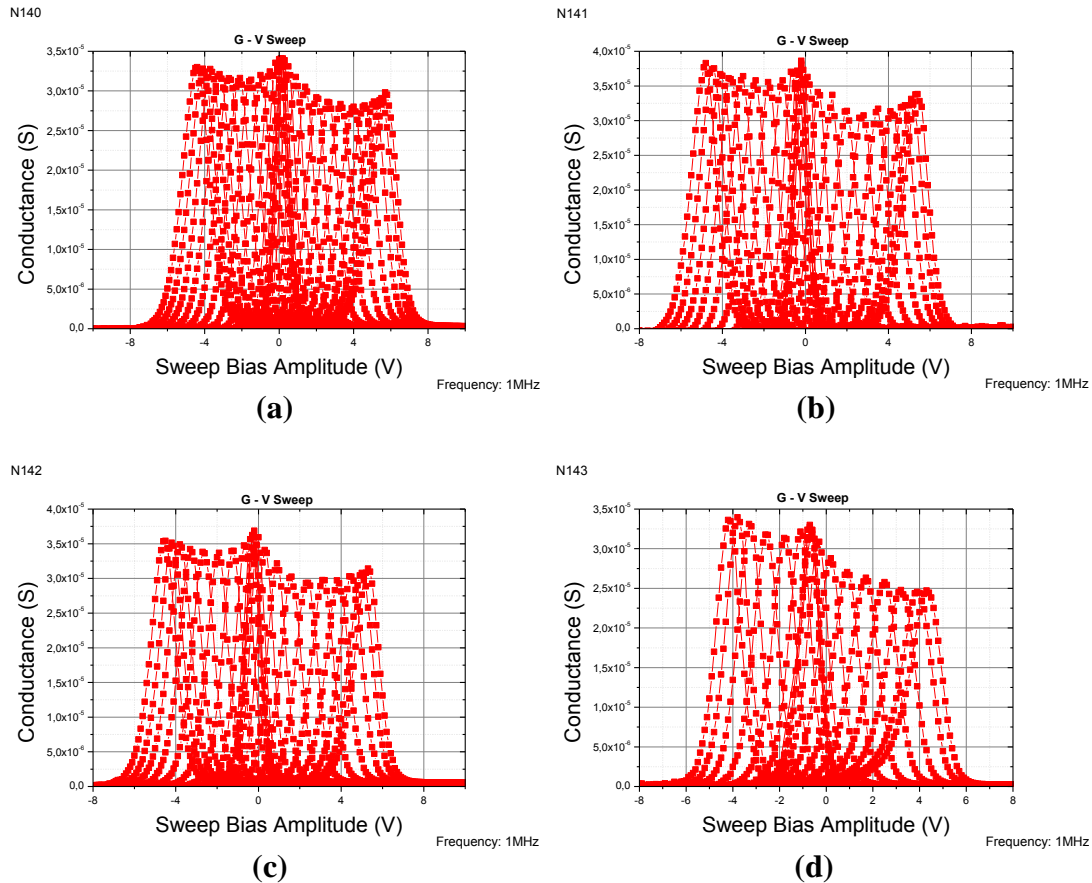
Ο αριθμός των αποθηκευμένων φορέων ανά νανοκρυστάλλο είναι αρκετά μεγάλος και αυξάνεται με την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας, οδηγώντας σε αντίστοιχο μοτίβο και το παράθυρο μνήμης. (Σχήμα 5.90).



Σχήμα 5.90: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (παράθυρο μνήμης) εντός του οξειδίου διέλευσης.

5.9.2 Χαρακτηριστικές $G - V$ και φαινόμενα μνήμης

Στο Σχήμα 5.91 παρουσιάζονται οι μετρήσεις διαγωγιμότητας – τάσης που ελήφθησαν ταυτόχρονα με τις προαναφερθείσες μετρήσεις $C - V$, για τα ίδια δείγματα.

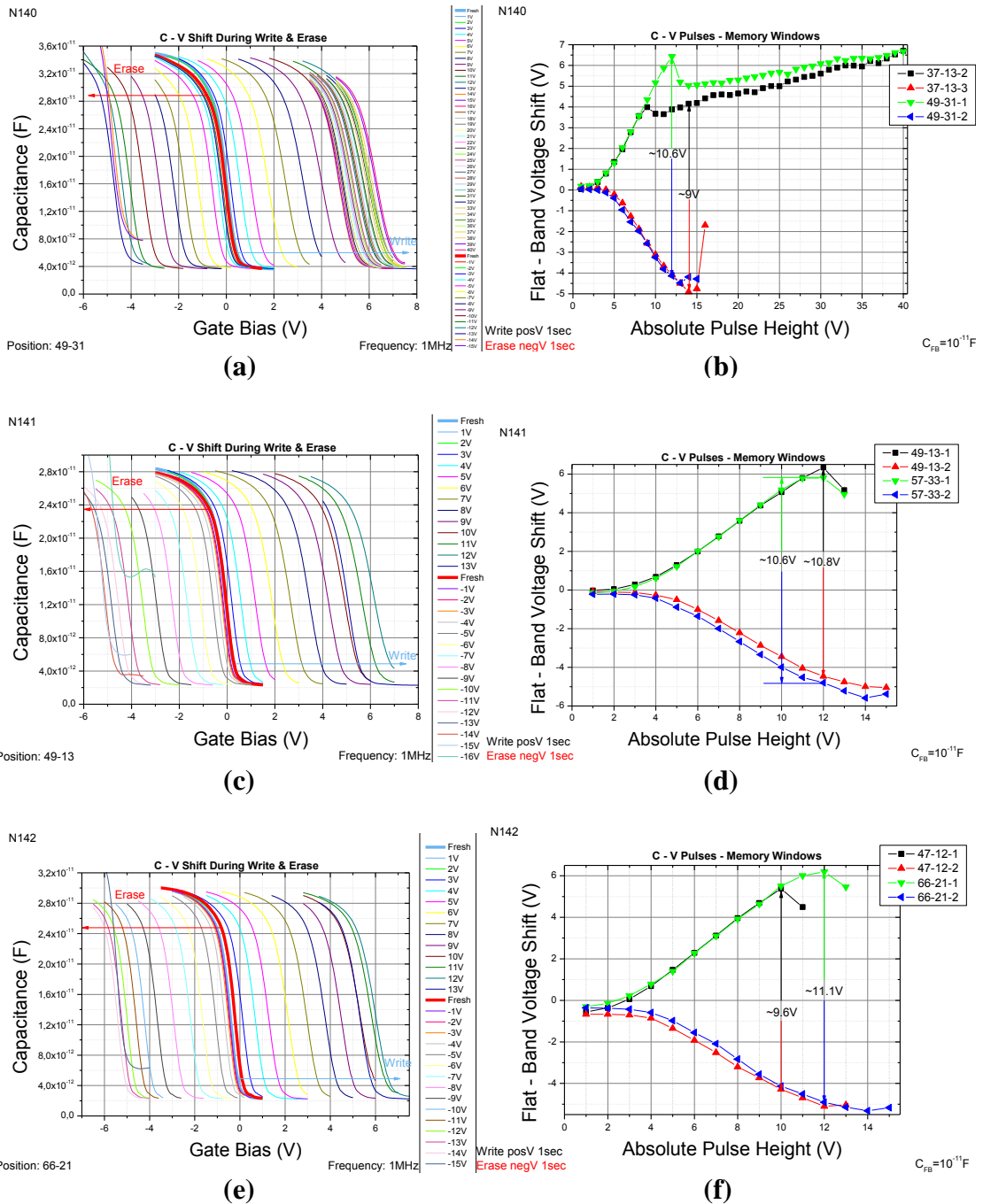


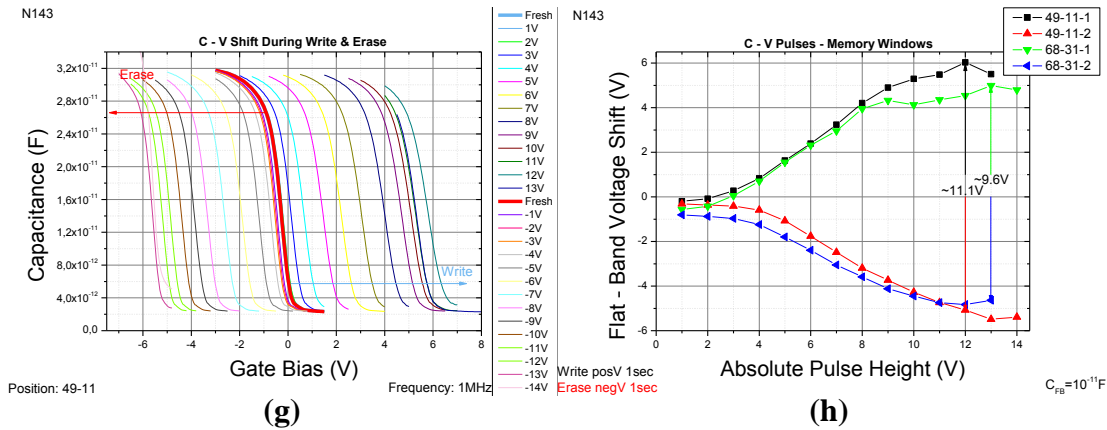
Σχήμα 5.91: (a), (b), (c), (d) Μετρήσεις διαγωγιμότητας σε υψηλές συχνότητες με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, δειγμάτων που περιέχουν νανοκρυστάλλους Au.

Παρατηρούμε ότι η κορυφή της καμπύλης μετατοπίζεται προς τα αριστερά (αρνητικές τάσεις) όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή αντιστροφής προς την περιοχή συσσώρευσης, ενώ αντίθετως όταν γίνεται σάρωση της τάσης πύλης από την περιοχή συσσώρευσης προς την περιοχή αντιστροφής η κορυφή μετατοπίζεται προς τα δεξιά (θετικές τάσεις) σε σχέση με την αρχική της θέση στο δείγμα αναφοράς. Αυτή η μετατόπιση οφείλεται στην αποθήκευση ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους διαμέσου φαινομένου σήραγγας (ή ισοδύναμα οι οπές ακολουθούν αντίθετη πορεία). Η απόσταση μεταξύ των κορυφών ισούται περίπου με την τάση επίπεδης ζώνης η οποία υπολογίστηκε από τις $C - V$ καμπύλες, για την ίδια τιμή της τάσης πύλης.

5.9.3 Μελέτη του παράθροου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους

Το επόμενο βήμα για τη μελέτη των διατάξεων μας, ύστερα από τη μελέτη των χαρακτηριστικών $C - V$ με κυκλική σάρωση της τάσης πύλης, είναι η εφαρμογή τετραγωνικών παλμών καθορισμένης διάρκειας, αλλά μεταβλητού ύψους. Τα αποτελέσματα για όλα τα δείγματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.92.

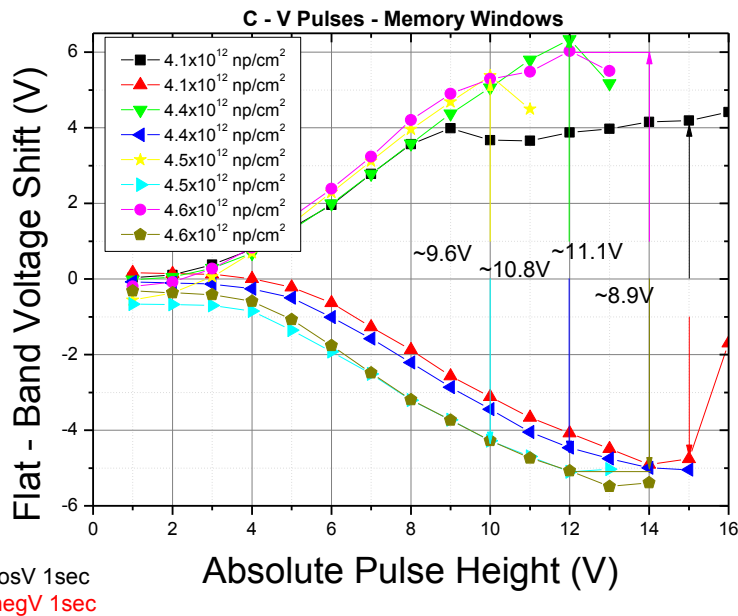




Σχήμα 5.92: (a), (c), (e), (g) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V (κατά την «ανάγνωση» της κατάστασης της διάταξης) ύστερα από την εφαρμογή διακριτών τετραγωνικών παλμών καθορισμένου εύρους (1 sec) και μεταβλητού ύψους και (b), (d), (f), (h) μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (παράθυρο μνήμης) συναρτήσει του ύψους των παλμών. Στο γράφημα (b) είναι εντυπωσιακό ότι για παλμούς ύψους +40 V, το διηλεκτρικό δεν καταρρέει, αλλά συνεχίζεται η μετακίνηση ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλους (με πολύ μικρότερο ρυθμό, βέβαια).

Είναι και εδώ εμφανής η καταπόνηση που δημιουργεί η διαδικασία της διαγραφής στο στοιχείο μνήμης. Παρατηρούμε ότι για τετραγωνικούς παλμούς ύψους $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 5 \text{ V}$ προκαλείτε φόρτιση των νανοκρυστάλλων και δημιουργία ευδιάκριτου παράθυρου μνήμης ($\geq 1 \text{ V}$). Αυτή η φόρτιση αυξάνεται με την αύξηση του ύψους του τετραγωνικού παλμού, έως ότου η τάση πύλης γίνει περίπου $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 12 \text{ V}$, όπου επέρχεται ο κορεσμός. Το μέγιστο παράθυρο μνήμης το οποίο επιτυγχάνεται με τους συγκεκριμένους παλμούς διάρκειας ποικίλει από 8.9 μέχρι 11.1 V., και διακρίνεται μια αύξηση του παράθυρου μνήμης με την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας (Σχήμα 5.93). Συγκρίνοντας τις τιμές ΔV_{FB} στα Σχήματα 5.88 και 5.92 φαίνεται ότι κάθε παλμός διάρκειας $t = 1 \text{ s}$ φορτίζει λιγότερους νανοκρυστάλλους από ότι η ίδια τιμή συνεχούς τάσης. Συγκεκριμένα στο γράφημα 5.92 (b) για συμμετρικούς παλμούς τάσης $V_{\text{gate-pulse}} = \pm 6 \text{ V}$ έχουμε $\Delta V_{FB} = 2.5 \text{ V}$, ενώ για την αντίστοιχη συνεχή τάση πύλης στο γράφημα 5.88 (a) έχουμε και $\Delta V_{FB} = 3 \text{ V}$. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι, όσο αυξάνεται η διάρκεια του κάθε παλμού τόσο αυξάνεται και η μετατόπιση επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}). Επίσης, παρατηρούμε ότι τα παράθυρα μνήμης είναι και εδώ συμμετρικά σε μεγάλο βαθμό.

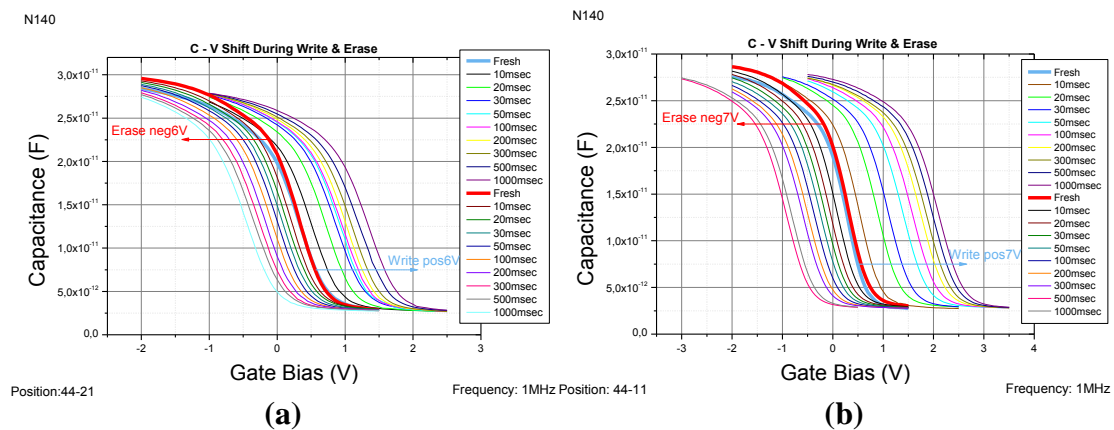
Au Nanoparticles

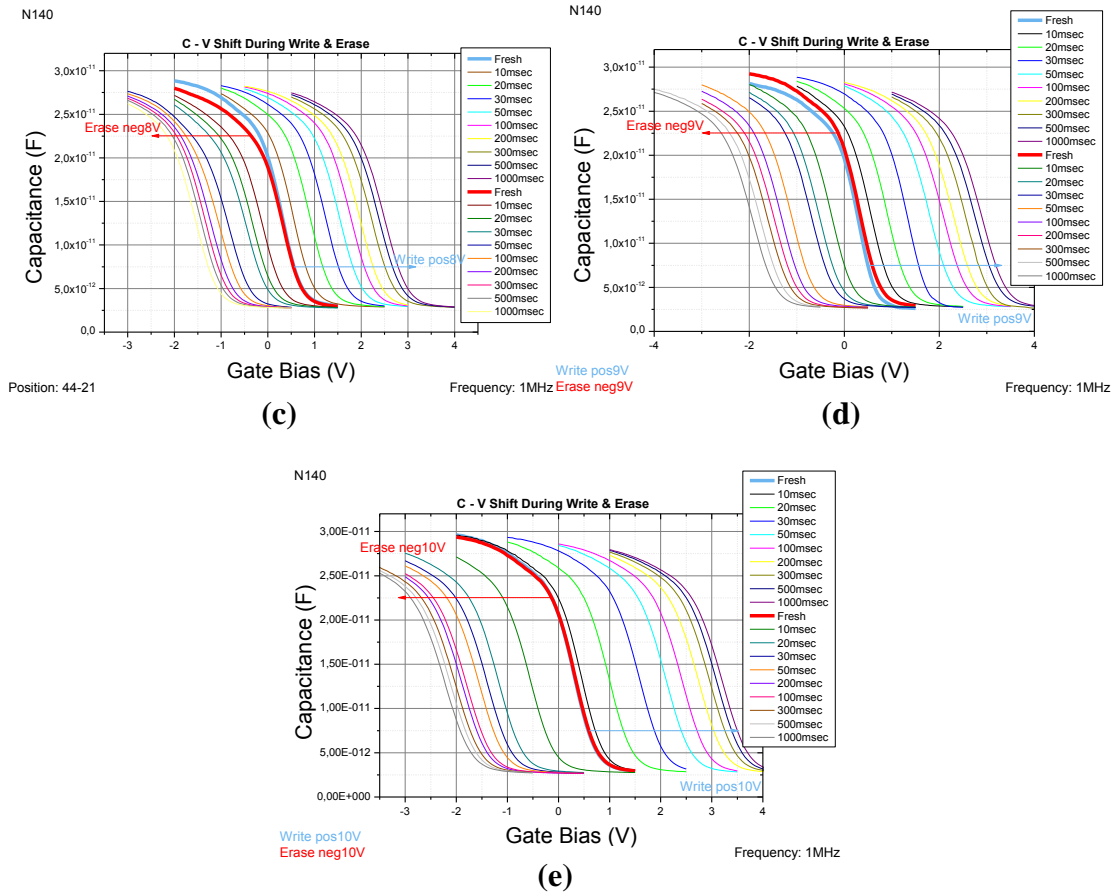


Σχήμα 5.93: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει του ύψους του παλμού προγραμματισμού, για όλες τις πυκνότητες.

5.9.4 Μελέτη του παράθυρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητής διάρκειας

Στη συνέχεια εξετάσαμε σ' ένα δείγμα την εφαρμογή τετραγωνικών παλμών καθορισμένου ύψους, αλλά μεταβλητής διάρκειας. Επαναλάβαμε τις μετρήσεις για διαφορετικά ύψη παλμών. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.94.





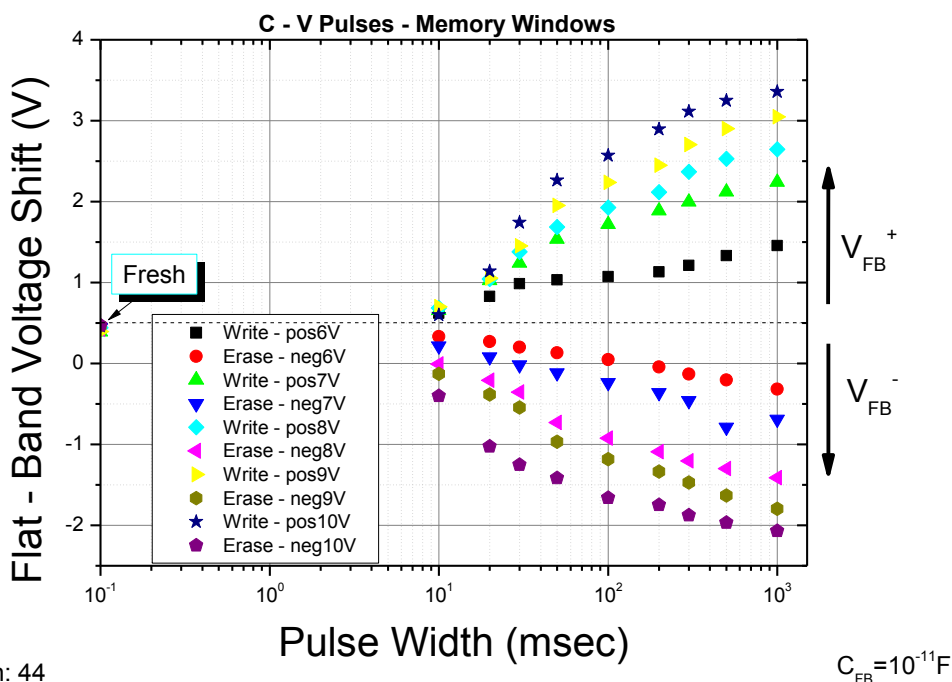
Σχήμα 5.94: (a), (b), (c), (d), (e) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V (κατά την «ανάνηψη» της κατάστασης της διάταξης) ύστερα από την εφαρμογή διακριτών τετραγωνικών παλμών καθορισμένου ύψους (6, 7, 8, 9, 10 αντιστοίχως) και μεταβλητής διάρκειας.

Η χρονική διάρκεια του παλμού εγγραφής ή διαγραφής καθορίζει το πλήθος των φορτίων που εγχέονται από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους και αντιστρόφα, δηλαδή:

$$Q_{nc} = \int_0^{t_p} J(t) \cdot A \cdot dt \quad (5.20)$$

όπου Q_{nc} είναι το φορτίο στους νανοκρυστάλλους, J η πυκνότητα ρεύματος έγχυσης λόγω φαινομένου σήραγγας, A η ενεργός διατομή των νανοκρυστάλλων και t_p η χρονική διάρκεια (ή πλάτος) του παλμού. Η πυκνότητα ρεύματος J για την περίπτωση της διέλευσης των φορέων μέσα από τριγωνικό φραγμό δυναμικού εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο στο οξειδίο. Η παγίδευση/αποπαγίδευση φορτίων στους νανοκρυστάλλους έχει σαν αποτέλεσμα την μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου στο οξειδίο δίνοντάς του μια ισχυρή χρονική εξάρτηση. Η χρονική αυτή εξάρτηση ερμηνεύει την εξάρτηση του μέγιστου φορτίου που μπορούμε να αποθηκεύσουμε (αφαιρέσουμε) σε (από) έναν νανοκρυστάλλο από την χρονική διάρκεια του παλμού εγγραφής (διαγραφής).

N140



Position: 44

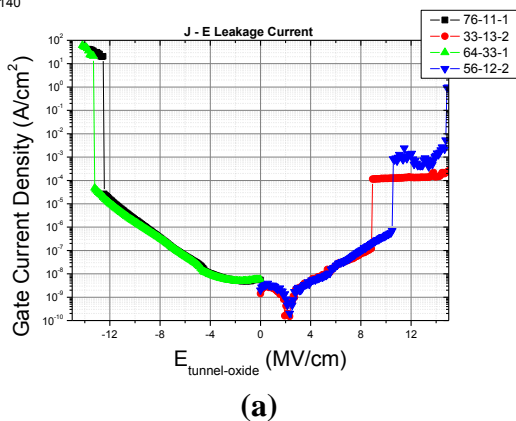
$C_{FB} = 10^{-11} F$

Σχήμα 5.95: Συγκριτικό διάγραμμα ολίσθησης της τάσης επίπεδης ζώνης συναρτήσει της διάρκειας του παλμού προγραμματισμού, για όλα τα ύψη. Η έγχυση ηλεκτρονίων ή οπών είναι εντονότερη σε υψηλότερες τάσεις (ύψη παλμών), με αποτέλεσμα να λαμβάνουμε μεγαλύτερα παράθυρα μνήμης.

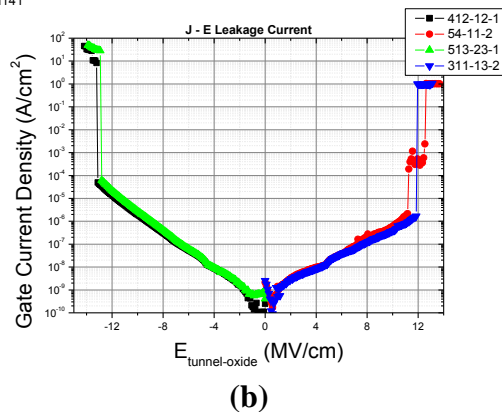
5.9.5 Χαρακτηριστικές $I - V$ και μηχανισμοί αγωγιμότητας

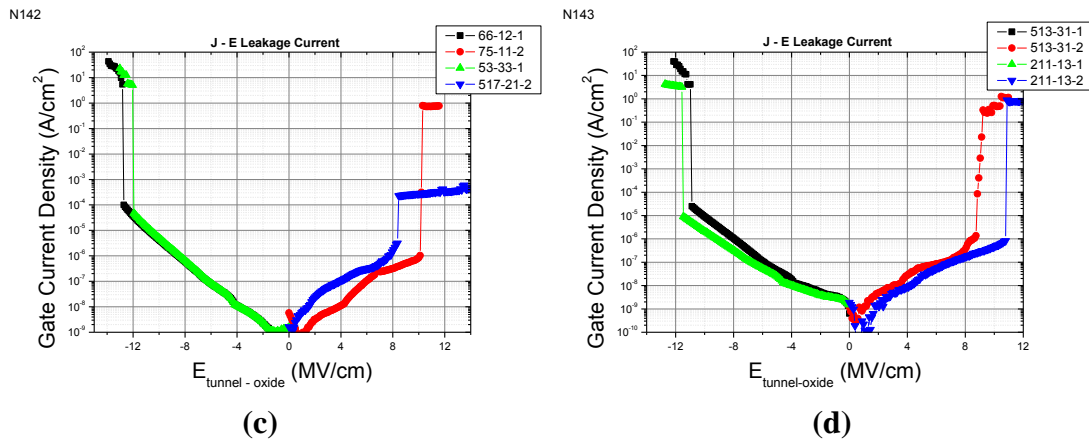
Στο Σχήμα 5.96 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $J - E$, με στόχο να εξακριβώσουμε τους μηχανισμούς αγωγιμότητας. Διαπιστώνουμε ότι το ρεύμα διαρροής στην ανάστροφη πόλωση είναι μεγαλύτερο από ότι στην ορθή πόλωση (σε χαμηλές επιφανειακές πυκνότητες νανοκρυστάλλων), κάτι το οποίο είναι σύμφωνο με την θεωρία των κλασικών δομών $p - MOS$. Ο κύριος μηχανισμός σήραγγας των φορέων από το υπόστρωμα προς τους νανοκρυστάλλους ο οποίος λαμβάνει χώρα σε στρώματα οξειδίου πύλης μικρότερα από 4 nm, κατά την εγγραφή ή διαγραφή των πληροφοριών στην μνήμη είναι ο μηχανισμός της απευθείας σήραγγας φορέων.

N140



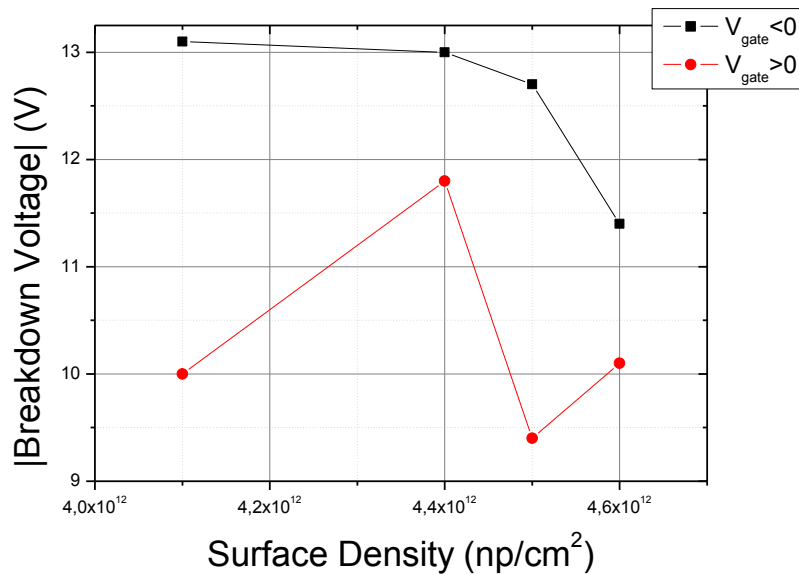
N141





Σχήμα 5.96: (a), (b), (c), (d) Χαρακτηριστικές πυκνότητες ρεύματος συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου διέλευσης για ορθή και ανάστροφη πόλωση.

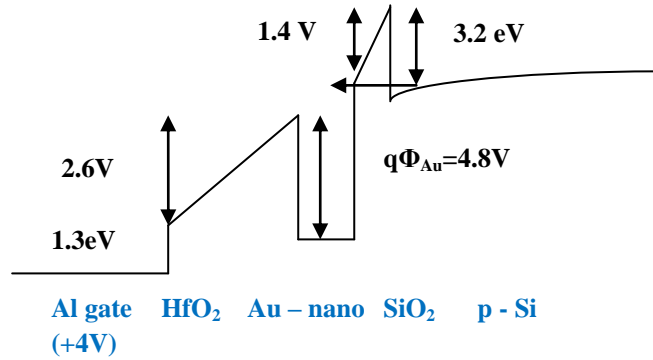
Στο Σχήμα 5.97 παρουσιάζεται η μείωση της τάσης κατωφλίου, και για τα δύο είδη πολώσεων, ως συνέπεια της αύξησης της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, η οποία αυξάνει την αγωγιμότητα των οξειδίων, όπως θα δείξουμε στη συνέχεια.



Σχήμα 5.97: Εξάρτηση της τάσης κατάρρευσης από την επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων σε ορθή και ανάστροφη πόλωση (απόλυτη τιμή).

Η πυκνότητα ρεύματος στην περίπτωση της άμεσης διέλευσης σήραγγας παρουσιάζει μεγάλη εξάρτηση από το πάχος του οξειδίου διέλευσης. Στα γραφήματα 5.96 παρατηρούμε ότι στην καμπύλη J - E της ορθής πόλωσης έχουμε αλλαγή της κλίσης της καμπύλης, περίπου στη θέση $V_{gate} = +4$ V. Στην τάση αυτή γίνεται πιθανότατα η φόρτιση των νανοκρυστάλλων Au με ηλεκτρόνια (ή με την μετακίνηση οπών κατά αντίθετη φορά). Στο Σχήμα 5.98 απεικονίζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών κατά την εγγραφή της πληροφορίας, για εφαρμοζόμενη τάση πύλης $V_{gate} = +4$ V. Οι πτώσεις τάσης στα άκρα του οξειδίου σήραγγας και του οξειδίου πύλης είναι

αντίστοιχα 1.4 V και 2.6 V, όπως υπολογίσθηκε με βάση τις σχέσεις (5.7). Η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου τραπεζοειδούς φραγμού δυναμικού κάτι το οποίο σημαίνει ότι οι φορείς φτάνουν στους νανοκρυστάλλους από το υπόστρωμα διαμέσου φαινομένου άμεσης σήραγγας.

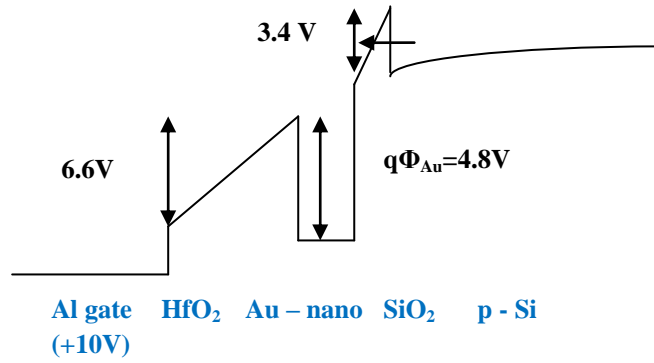


Σχήμα 5.98: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Au / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης V_{gate} = +4 V. Ενώ η πτώση τάσης είναι μεγαλύτερη στο οξειδίο ελέγχου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά μικρότερο λόγω του μεγαλύτερου πάχους. Η διαφορά των ηλεκτρικών πεδίων υποδηλώνεται με τη μεγαλύτερη κλίση της ζώνης αγωγιμότητας του οξειδίου σήραγγας.

Φαινόμενο σήραγγας τύπου Fowler - Nordheim έχουμε όταν η διέλευση των φορέων γίνεται διαμέσου του τριγωνικού φραγμού δυναμικού (Σχήμα 5.99). Προκειμένου να συμβεί αυτό θα πρέπει η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου εντός του λεπτού οξειδίου σήραγγας SiO₂ να είναι μεγαλύτερη από 9 MV/cm, όπως αποδείξαμε παραπάνω. Αντίστοιχα για ανάστροφη πόλωση, η συνθήκη (σε απόλυτη τιμή) για την εκδήλωση σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim είναι:

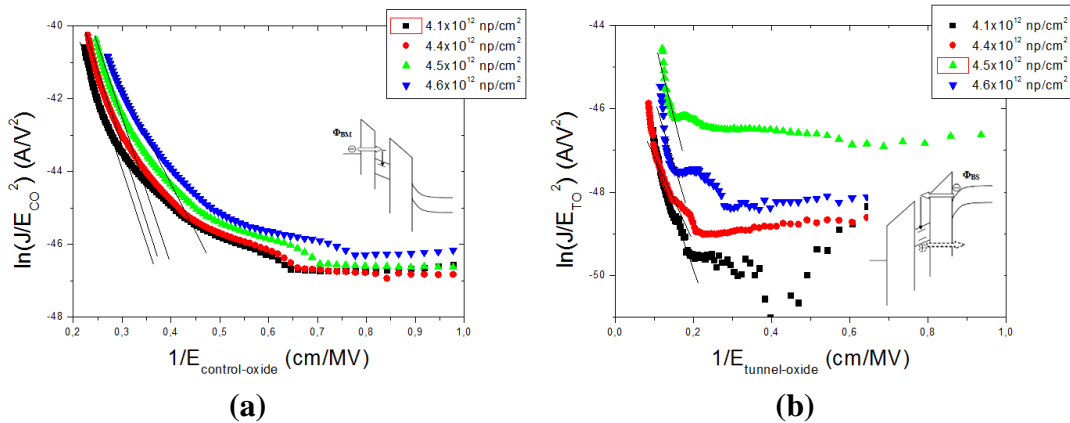
$$E_{control-oxide} > \frac{1.3 \text{ V}}{20 \text{ nm}} \cong 0.7 \frac{MV}{cm} \quad (5.21)$$

όπου 1.3 eV είναι το ύψος του φραγμού Al / HfO₂, ενώ 20 nm είναι το πάχος του οξειδίου ελέγχου. Το κατώφλι για την έναρξη του μηχανισμού σήραγγας από την πύλη είναι πολύ μικρότερο από το αντίστοιχο, για διέλευση των ηλεκτρονίων, από το υπόστρωμα, με βάση το μηχανισμό Fowler – Nordheim. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατό στη διαδικασία διαγραφής (ανάστροφη πόλωση) να πραγματοποιείται ταυτόχρονα με την έγχυση οπών από το υπόστρωμα και έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη (γεγονός που είναι ανεπιθύμητο, όπως τονίσαμε παραπάνω). Αξίζει, λοιπόν να μελετήσουμε και εδώ πως μεταβάλλονται οι φραγμοί δυναμικού των οξειδίων για την έγχυση ηλεκτρονίων, συναρτήσει της πυκνότητας των νανοκρυστάλλων, κατά την εκδήλωση του μηχανισμού Fowler – Nordheim.



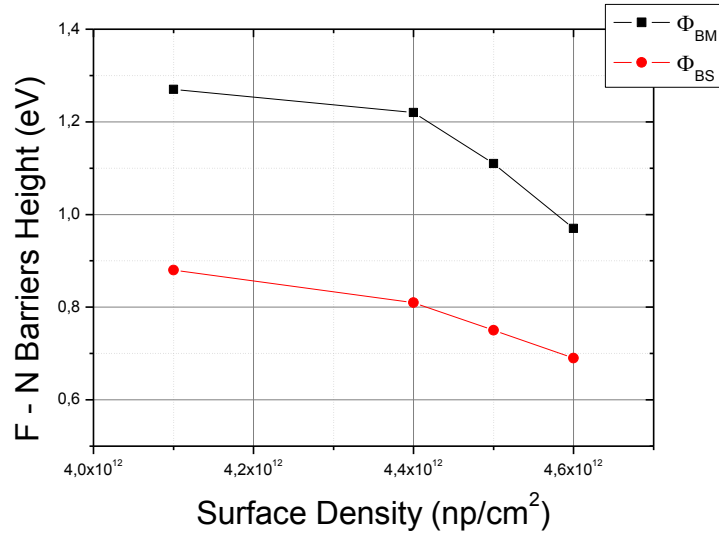
Σχήμα 5.99: Σχηματική αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών (δομή 3.5 nm SiO₂ / νανοκρυστάλλοι Au / 20 nm HfO₂ / πύλη Al) για ορθή πόλωση με τάση πύλης V_{gate} = +10 V. Το φράγμα δυναμικού έχει αποκτήσει τριγωνικό σχήμα και το ύψος του φραγμού έχει μειωθεί σημαντικά.

Στο Σχήμα 5.100 παρουσιάζονται τα διαγράμματα Fowler - Nordheim (F - N) για αρνητικές τιμές της τάσης πόλωσης της πύλης (διάγραμμα (a)) και για θετικές τιμές (διάγραμμα (b)).



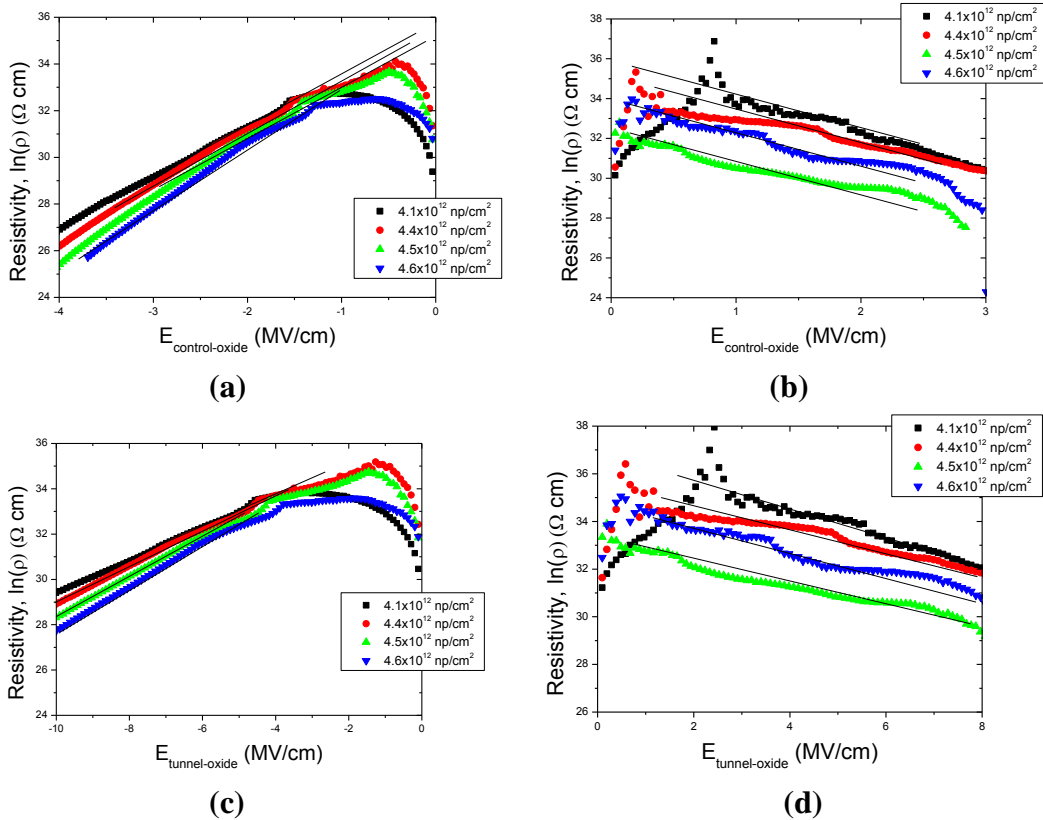
Σχήμα 5.100: Διαγράμματα Fowler - Nordheim όπως προέκυψαν από τις χαρακτηριστικές J - E για τον υπολογισμό του φραγμού δυναμικού για τα ηλεκτρόνια όταν εγχέονται στους νανοκρυστάλλους (a) από το μέταλλο της πύλης και (b) από το υπόστρωμα. Τα ένθετα ενεργειακά διαγράμματα δείχνουν την πηγή έγχυσης των ηλεκτρονίων που δημιουργούν το μετρούμενο ρεύμα αγωγιμότητας.

Οι καμπύλες Fowler – Nordheim παρουσιάζουν καλύτερη γραμμική συμπεριφορά για την έγχυση ηλεκτρονίων από την πύλη λόγω του μικρότερου κατωφλίου που απαιτείται για την εκδήλωση του μηχανισμού. Στο Σχήμα 5.101 παρουσιάζουμε τους φραγμούς δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} όπως υπολογίστηκαν από τα διαγράμματα του Σχήματος 5.100.



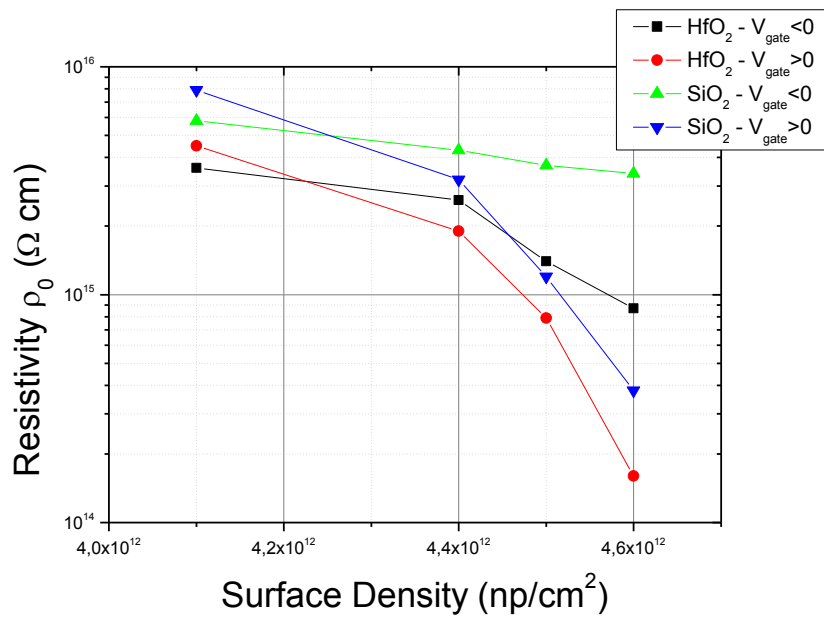
Σχήμα 5.101: Συγκριτικό διάγραμμα της μεταβολής των φραγμών δυναμικού Φ_{BM} και Φ_{BS} για όλες τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν.

Από το παραπάνω γράφημα παρατηρούμε, όπως αναμενόταν, μια σαφή μείωση στο φράγμα δυναμικού κατά τη διάρκεια της έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στους νανοκρυστάλλους (από 3.2 eV σε περίπου 0.7 eV), λόγω της εφαρμογής υψηλού πεδίου. Από την άλλη πλευρά, το ύψος του φραγματος δυναμικού του HfO₂ παρουσιάζει μικρή μείωση (από 1.3 eV σε περίπου 1 eV). Στο Σχήμα 5.102 παρουσιάζεται η μελέτη της επίδρασης της επιφανειακής πυκνότητας στην ειδική αντίσταση των οξειδίων.



Σχήμα 5.102: Διαγράμματα στα οποία παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων HfO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (a) ανάστροφη και (b) ορθή πόλωση. Αντίστοιχα παρουσιάζεται η ειδική αντίσταση των υμενίων SiO_2 σε όλες τις πυκνότητες για (c) ανάστροφη και (d) ορθή πόλωση.

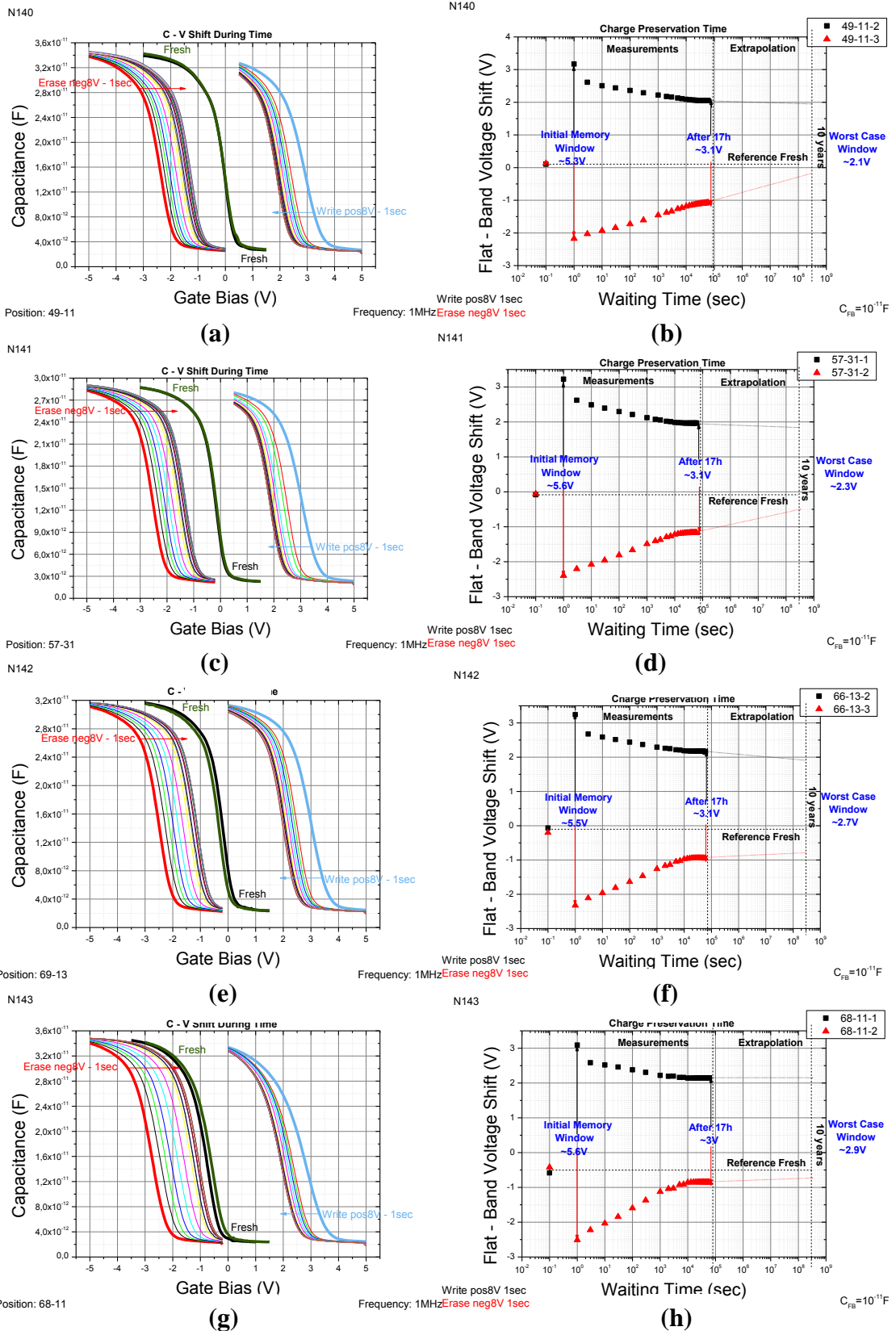
Στα παραπάνω γραφήματα είναι εμφανείς οι περιοχές του ηλεκτρικού πεδίου όπου έχουμε λογαριθμική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από αυτό και η οποία μας επιτρέπει τον υπολογισμό της παραμένουσας ειδικής αντίστασης ρ_0 ($\Omega \text{ cm}$). Στην περιοχή των υψηλών πεδίων διακρίνουμε μεγάλη πτώση της ειδικής αντίστασης η οποία πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός ότι βρισκόμαστε στην περιοχή $F - N$. Οι μεταβολές της ειδικής αντίστασης ρ_0 των οξειδίων ανάλογα με τις επιφανειακές πυκνότητες που μελετήθηκαν παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.103. Τα συμπεράσματα είναι παρόμοια με αυτά που εξάχθηκαν στην περίπτωση των νανοκρυστάλλων Pt. Αξίζει να παρατηρήσουμε ότι η παραμένουσα ειδική αντίσταση ρ_0 στην περίπτωση των νανοκρυστάλλων Au, παρουσιάζει μια διαφορά τρεις τάξεις μεγέθους στις υψηλές πυκνότητες σε σχέση με τους νανοκρυστάλλους Pt.



Σχήμα 5.103: Διάγραμμα στο οποίο απεικονίζονται οι μεταβολές ειδικών αντιστάσεων ρ_0 των οξειδίων που μελετήθηκαν, για διαφορετικές επιφανειακές πυκνότητες.

5.9.6 Μετρήσεις του χρόνου διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου

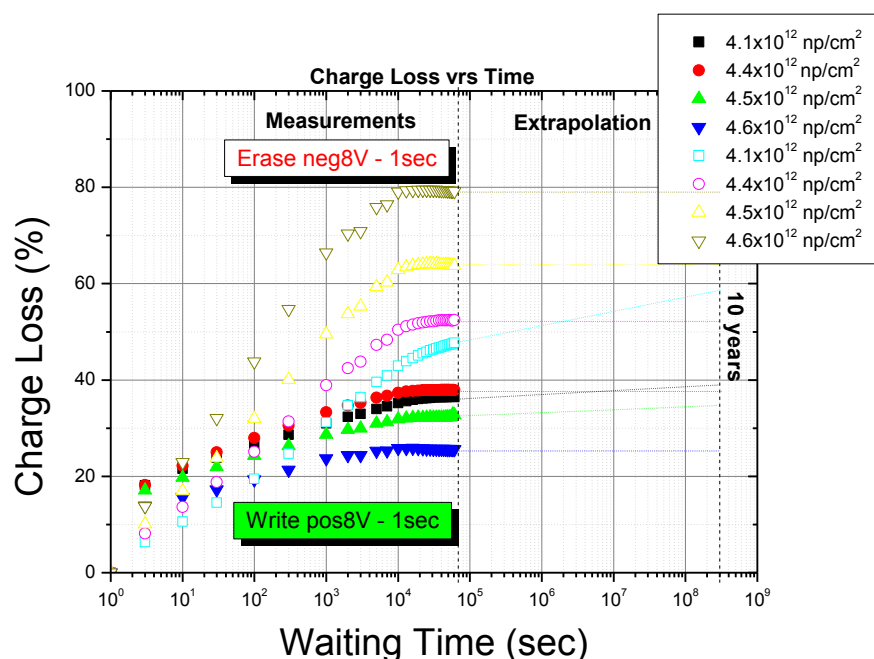
Η ικανότητα των διατάξεων μνήμης (πυκνωτών MOS) να διατηρούν το αποθηκευμένο φορτίο (charge retention), ελέγχθηκε σ' αυτή την ενότητα. Για τον λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκαν πυκνωτές οι οποίοι τέθηκαν σε καταστάσεις εγγραφής και διαγραφής εφαρμόζοντας παλμούς διάρκειας 1 sec και ύψους $\pm 8 \text{ V}$, αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.104.



Σχήμα 5.104: (a), (c), (e), (g) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b), (d), (f), (h) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης

πόλωσης διάρκειας 1s. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

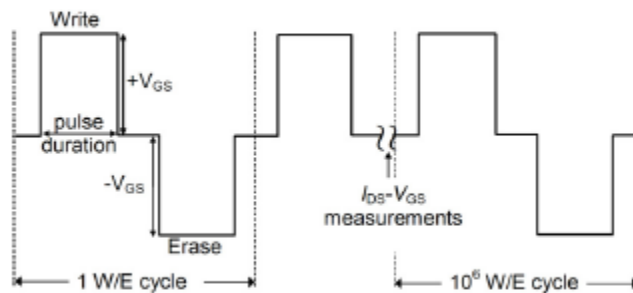
Οι γραμμικές προσαρμογές στα γραφήματα της τάσης επιπέδων ζωνών είναι λογαριθμικές συναρτήσεις του χρόνου εκφόρτισης. Αυτό δικαιολογείται από το γεγονός, ότι συντελεστής διέλευσης των φορέων $\Gamma(E)$ μεταβάλλεται κατά την εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων και δεν είναι σταθερός αφού εξαρτάται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εντός του οξειδίου. Αυτή η μεταβολή οφείλεται στην ύπαρξη ρεύματος διαρροής εντός του οξειδίου σήραγγας. Για να γίνουν περισσότερο εμφανείς οι διαφορές των παραπάνω γραφημάτων, με τη βοήθεια της φόρμουλας (5.14), σχεδιάσαμε το Σχήμα 5.105. Παρατηρούμε ότι η καμπύλη εκφόρτισης των νανοκρυστάλλων διαχωρίζεται σε δύο περιοχές: Η πρώτη περιοχή ($0 - 10^4$ s) χαρακτηρίζεται από ταχεία εκφόρτιση των νανοκρυστάλλων ενώ, η δεύτερη περιοχή ($10^4 - 10^5$ s) χαρακτηρίζεται από πιο αργή εκφόρτιση αυτών. Η ύπαρξη των δύο περιοχών ερμηνεύεται με τον ίδιο τρόπο όπως και στην περίπτωση των νανοκρυστάλλων Pt. Η αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας φαίνεται ότι βελτιώνει τις απώλειες κατά την αποθήκευση ηλεκτρονίων, αλλά αυξάνει σημαντικά τις απώλειες κατά την αποθήκευση οπών. Εστιάζοντας στα ηλεκτρόνια, είναι πιθανό στις υψηλές πυκνότητες, να δημιουργούνται περισσότερες διακριτές στάθμες στη ζώνη αγωγιμότητας του Au, με αποτέλεσμα να αποθηκεύεται περισσότερο φορτίο ηλεκτρονίων, οδηγώντας σε μεγαλύτερους χρόνους συγκράτησης, τόσο κατά την εγγραφή, όσο κατά τη διαγραφή (λόγω μικρότερης ενεργού μάζας των ηλεκτρονίων, μικρότερο ύψος φραγμού και περισσότερες υποζώνες, είναι δυνατό τα ηλεκτρόνια να μεταβούν ύστερα από τη διαδικασία της διαγραφής στο Au, και να προιαλέσουν απώλειες στις παγιδευμένες οπές).



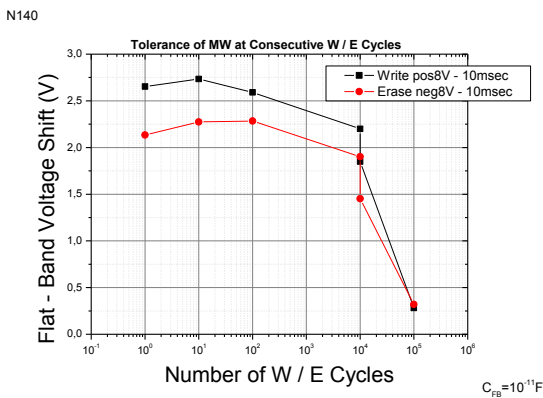
Σχήμα 5.105: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με το χρόνο, για όλες τις πυκνότητες.

5.9.7 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

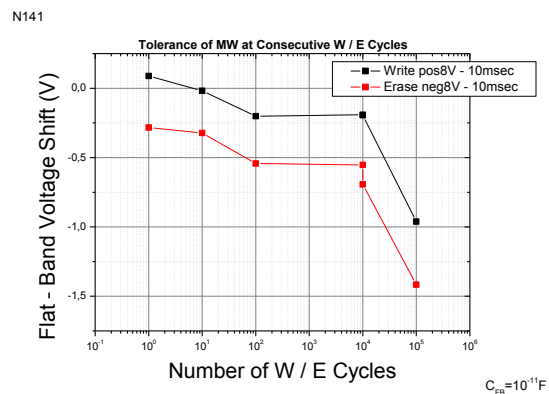
Η καταπόνηση των δειγμάτων έγινε με την εφαρμογή διαδοχικών παλμών τάσης εγγραφής/διαγραφής (Σχήμα 5.106). Έτσι μετράμε την αντοχή (endurance) των μνημών κατά τον επαναπρογραμματισμό τους μετά από έως και 10^5 κύκλους εγγραφής/διαγραφής. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.107. Παρατηρούμε ότι οι δύο κλάδοι μετατοπίζονται προς μικρότερες τιμές τάσης επιπέδων ζωνών, που σηματοδοτούν την ύπαρξη και τη δημιουργία αρνητικών παγίδων. Το φαινόμενο αποδίδεται στις τάσεις που δημιουργούν οι αλληπάλληλοι κύκλοι φόρτισης, και που τελικά επάγουν υψηλά ρεύματα διαρροής (ιδίως η διαδικασία της διαγραφής).



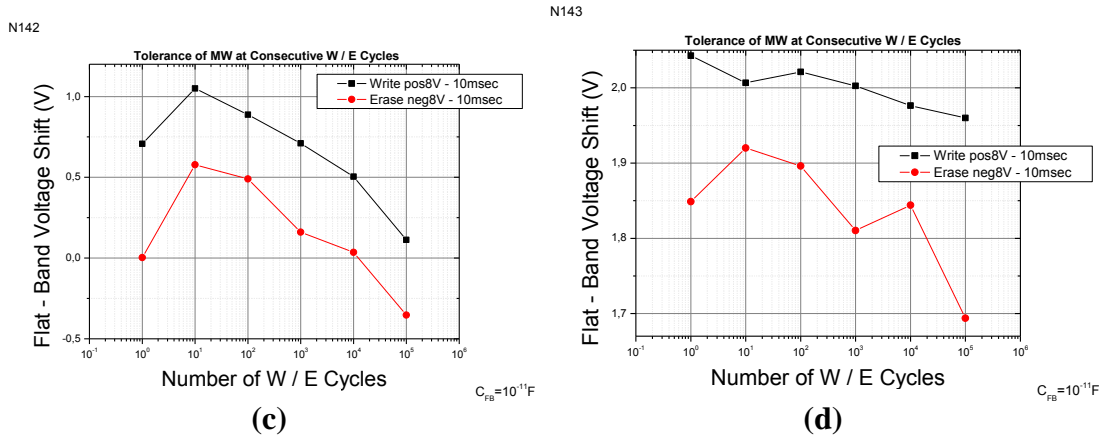
Σχήμα 5.106: Σχηματική αναπαράσταση της αλληλουχίας των κύκλων εγγραφής/διαγραφής (W/E) που εφαρμόστηκε στα δείγματα.



(a)

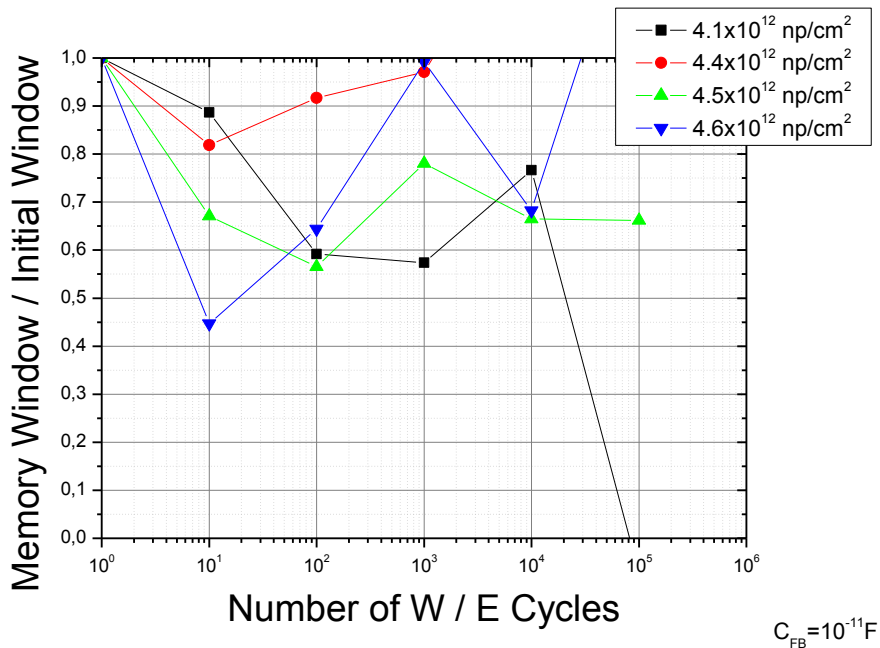


(b)



Σχήμα 5.107: (a), (b), (c), (d) Πειραματικά αποτελέσματα καταπόνησης των δειγμάτων N140, N141, N142 και N143 αντίστοιχα, με τάσεις εγγραφής/διαγραφής ±8 V, πλάτους 10 msec.

Με στόχο να καταγράψουμε τις απώλειες στα παράθυρα μνήμης των δειγμάτων, κατασκευάσαμε το διάγραμμα 5.108. Το δείγμα με τη χαμηλότερη πυκνότητα χάνει όλο το παράθυρο μνήμης μετά από 10⁵ κύκλους, ενώ τα υπόλοιπα διατηρούν σε γενικές γραμμές το 60 % του παράθυρου μνήμης τους. Δε διαφαίνεται κάποια συσχέτιση ανάμεσα στις απώλειες του παράθυρου μνήμης και ης επιφανειακής πυκνότητας των νανοκρυστάλλων. Το πρόβλημα εντοπίζεται στον κύριο όγκο των διηλεκτρικών στρωμάτων, όπου αναπτύσσονται παγίδες που δημιουργούν αυτές τις απώλειες ηλεκτρικών φορέων.



Σχήμα 5.108: Συγκριτικό διάγραμμα των απωλειών παραθύρου μνήμης κατά τη διάρκεια της καταπόνησης, σ' όλες τις πυκνότητες.

5.10 Συμπεράσματα

Η μελέτη δομών MOS με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους ανέδειξε αρνητικά από τα σημαντικά πλεονεκτήματα αυτών των διατάξεων, και κάποιες «ενοχλητικές» αδυναμίες. Η ανάλυση των εικόνων TEM, απέδειξε ότι στην προσπάθεια να αποκτήσουμε μεγάλα παράθυρα μνήμης, η αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας μπορεί να υπάρξει σύμμαχός μας, μέχρι ενός ορισμένου σημείου. Δε μπορούμε να καταφύγουμε σε πολύ υψηλές πυκνότητες, διότι οι πλευρικές απώλειες φορτίου μαζί με το φαινόμενο Coulomb αποκτούν κυρίαρχο ρόλο. Η ανάλυση των ηλεκτρικών μετρήσεων επιβεβαίωσε τις δύο παραπάνω υποθέσεις. Οι νανοκρυστάλλοι Pt σχετικά μικρής διαμέτρου (pros 0) επέδειξαν (στις τρεις χαμηλότερες επιφανειακές πυκνότητες) ικανοποιητικά χαρακτηριστικά ως προς το παράθυρο μνήμης, τόσο σε συνεχή όσο και σε παλμική λειτουργία, ωστόσο ο χρόνος διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου δεν ήταν ο αναμενόμενος. Στις επόμενες τρεις μεγαλύτερες πυκνότητες, λόγω της ισχυροποίησης των δύο παραπάνω μηχανισμών, το παράθυρο μνήμης μειώθηκε αισθητά (έως και τρεις φορές), με αποκορύφωμα το δείγμα N135 που δεν παρουσίασε καθόλου φαινόμενα υστέρησης. Σε συνδυασμός με τους πολύ μικρούς χρόνους διατήρησης φορτίου, καθίσταται προβληματική η λειτουργία αυτών των διατάξεων. Τα δείγματα πάλι με νανοκρυστάλλους Pt μεγαλύτερης διαμέτρου (pros 35), μας απέδωσαν ένα εντυπωσιακά μεγάλο παράθυρο μνήμης (~10 V) στη χαμηλότερη πυκνότητα (με μεγάλες απώλειες, όμως, στα αποθηκευμένα φορτία), ενώ τα υπόλοιπα παρουσίασαν προβληματική συμπεριφορά όπως παραπάνω, με αιχμή το δείγμα N139 που δεν παρουσίασε καθόλου φαινόμενα υστέρησης.

Τα δείγματα με νανοκρυστάλλους Au, από την άλλη πλευρά, έδειξαν ότι θα μπορούσαν να αποτελέσουν τους δομικούς λίθους μη - πτητικών μνημών, με αιωρούμενους νανοκρυστάλλους. Η ανάλυση TEM φανέρωσε το σφαιρικό σχήμα τους και την εντυπωσιακή ομοιομορφία στη διάταξη τους, χωρίς το σχηματισμό νησίδων. Οι ηλεκτρικές μετρήσεις ήρθαν να συμπληρώσουν την καλή εικόνα που είχαμε αρχίσει να σχηματίζουμε γι' αυτά, παρουσιάζοντας εντυπωσιακά μεγάλα παράθυρα μνήμης (~11 V), για όλες τις επιφανειακές πυκνότητες, και με τις δύο μεθόδους (συνεχής και παλμική). Ο χρόνος αποθηκευμένου φορτίου για τις χαμηλές πυκνότητες ήταν ικανοποιητικός, ωστόσο η τεχνητή γήρανση αποκάλυψε τις αδυναμίες που παρουσιάζουν γενικά οι μνήμες MOS με νανοκρυστάλλους.

Τα πλεονεκτήματα των μη - πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους που διαπιστώσαμε συνοψίζονται στα εξής:

- Το ότι σε κάθε νανοκρυστάλλο αποθηκεύεται μικρός αριθμός φορτίων προσφέρει πολύ σημαντικά πλεονεκτήματα αφού είναι δυνατόν να

παρασκευαστούν στοιχεία μνήμης με υψηλές ταχύτητες εγγραφής και με πολύ μικρή κατανάλωση ενέργειας.

- Σημαντικά μεγάλα παράθυρα μνήμης σε χαμηλές επιφανειακές πυκνότητες.
- Ανταπόκριση σε παλμική λειτουργία, με παλμούς εύρος 10 msec (Au).
- Ικανοποιητικός χρόνος διατήρησης φορτίου στις δομές με νανοκρυστάλλους Au.

Στον αντίποδα, τα μειονεκτήματα των μη - πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους είναι:

- Μεγάλες πλευρικές απώλειες φορτίου, όταν υφίσταται σχηματισμός νησίδων νανοκρυστάλλων.
- Απώλειες στο παράθυρο μνήμης κατά τη διάρκεια της τεχνητής γήρανσης.
- Ύπαρξη και σχηματισμός παγίδων κατά τη διάρκεια λειτουργίας της μνήμης.
- Κακοί χρόνοι διατήρησης φορτίου σε νανοκρυστάλλους Pt.
- Έντονη εξάρτηση των χαρακτηριστικών των μνημών, από τις συνθήκες και τις παραμέτρους του συστήματος εναπόθεσης.

5.11 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Nanomaterials: synthesis, properties and applications*”, A. S. Edelstein, R.C. Camarata, Institute of Physics Publishing, Bristol, U.K., (1996).
- ²“*Silicon VLSI Technology*”, J.D. Plummer, M.D. Deal and P.B. Griffin, Prentice Hall Electronics, (2000).
- ³“*Roadmap Report on Nanoparticles*”, Willems and van de Wildenberg, NRM Nanoroadmap Project, (2004).
- ⁴“*Νανοδομές και Νανοϋλικά: Σύθεση, Ιδιότητες & Εφαρμογές*”, Κ. Χαριτίδης, ΕΜΠ, Χημ. Μηχανικοί, (2006).
- ⁵“*Phase and heterostructure controlled fabrication of freestanding magnetic nanoparticles*”, J. P. Wang, J. M. Qiu, et al., Proc. APS Mar. Meeting, Baltimore, MD, Mar. 13–17, (2006).
- ⁶“*Monodispersed Particles*”, T. Sugimoto, 1st Amsterdam, the Netherlands: Elsevier, (2001).
- ⁷“*Synthesis and characterization of monodisperse nanocrystals and close - packed nanocrystal assemblies*”, C. B. Murray, C. R. Kagan, M. G. Bawendi, Ann. Rev. Mater. Sci., Vol. 30, p. 545 – 610, (2008).
- ⁸“*Direct synthesis of fct - FePt nanoparticles by chemical route*”, B. Jeyadevan, K. Urakawa, A. Hobo, N. Chinnasamy, K. Shinoda, K. Tohji, D. D. J. Djayaprawira, M. Tsunoda, M. Takahashi, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 42, no. 4A, pp. L350–L352, (2003-04).
- ⁹“*Monte Carlo simulation of ions in a magnetron plasma*”, M. J. Goeckner, J. A. Goree, T. E. Sheridan, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 19, p. 301–308, (2004).
- ¹⁰“*Substrate heating in cylindrical magnetron sputtering sources*”, J. A. Thornton Thin Solid Films, Vol. 54, issue (1), p. 23–31, (2010).
- ¹¹“*ASM handbooks*”, online ASM International, (2003), products.asminternational.org/hbk/
- ¹²“*Synthesis of nanoparticles in the gas phase for electronic, optical and magnetic applications*”, F. E. Kruis, H. Fissan, A. Peled, Journal of Aerosol Science, Review, Volume 29, 511 – 535, (1998).
- ¹³“*Deposition of size – selected Cu nanoparticles by inert gas condensation*”, M. G. Pinilla, E. Martinez, G. S. Vidaurri, E. P. Tijerina, Nanoscale Res. Letter, 5, 180 – 188, (2010).
- ¹⁴“*Cluster growth processes by direct simulation Monte Carlo method*”, H. Mizuseki, Y. Jin, Y. Kawazoe, L. T. Wille, Appl. Phys. A, Vol. 73, issue (6), p. 731–735, (2012).
- ¹⁵“*Characterization of an argon magnetron plasma by a cylindrical Langmuir probe*”, S. Y. Kim, J. S. Lee J., Mater. Sci. Lett., Vol. 16, p. 547–549, (2004).
- ¹⁶“*Analysis of three-dimensional DC magnetron discharge by the particle-in-cell / Monte Carlo method*”, K. Nanbu, S. Kondo Jpn., J. Appl. Phys., Vol. 36, p. 4808–4814, (2004).

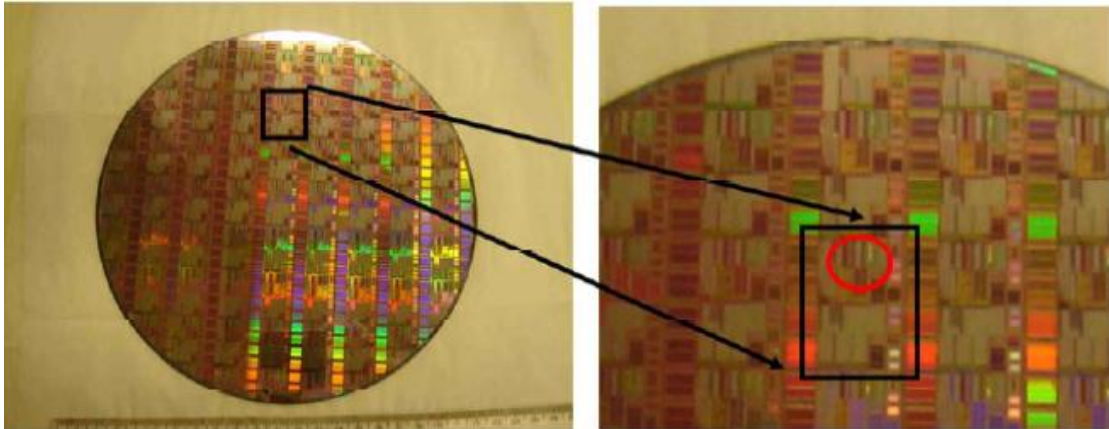
- ¹⁷ “*Computational studies of plasma generation and control in a magnetron sputtering system*”, S. Ido, M. Kashiwagi, M. Takahashi, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, p. 4450–4454, (2003).
- ¹⁸ “*The production of nanocrystalline powders by magnetron sputtering*”, H. Hahn, R. S. Averback, J. Appl. Phys., Vol. 67, p. 1113–1115, (2010).
- ¹⁹ “*Materials Science and Engineering*”, L. Pereira, A. Marques, H. Águas, N. Nedev, S. Georgiev, E. Fortunato, R. Martins, B, Vol. 109, issues 1-3, (2004).
- ²⁰ “*Νανοσωματίδια ως δομικά στοιχεία σε ηλεκτρονικές διατάξεις*”, Π. Δημητράκης, Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΦΕ, ΕΜΠ, (2006).
- ²¹ “*Determination of silicon - silicon dioxide interface state properties from admittance measurement under illumination*”, S. Kar, S. Varma, J. Appl. Phys. 58, 4256-4266, (1985).
- ²² “*Tunneling Current through Ultrathin Silicon Dioxide Films under Light Exposure*”, S. Morita, A. Shinozaki, Y. Morita, K. Nishimura, T. Okazaki, S. Urabe, M. Morita, Jpn. J. Appl. Phys. 43, 7857–7860, (2004).
- ²³ “*Concentration of Electric Field near Si Dot/Thermally-Grown SiO₂ Interface*”, Y. Ishikawa, M. Kosugi, T. Tsuchiya, M. Tabe, Jpn. J. Appl. Phys. 40, 1866–1869, (2001).
- ²⁴ “*Ανάπτυξη, χαρακτηρισμός και μελέτη μεταλλικών νανοκρυστάλλων στη διεπιφάνεια HfO₂ / SiO₂ με εφαρμογή σε δομές στοιχείων μνήμης*”, Χ. Σαργέντης, Διδακτορική Διατριβή, ΗΜΜΥ, ΕΜΠ, (2007).
- ²⁵ “*A Physical Model for Hole Direct Tunneling Current in P+ Poly - Gate PMOSFETs with Ultrathin Gate Oxides*”, Kuo - Nan Yang et al., IEEE Transactions on electron device, Vol. 47, No. 11, (2000).
- ²⁶ “*Theoretical and experimental investigation of Si nanocrystal memory device with HfO₂ high-*k* tunneling dielectric*”, J. J. Lee, X. Wang, W. Bai, N. Lu, D. Kwong, IEEE transactions on electron devices, Vol. 50, No. 10, (2003).
- ²⁷ “*Transport mechanisms and charge trapping in thin dielectric Si / nanocrystals structures*”, B. De Salvo, G. Ghibaudo, P. Luthereau, T. Baron, B. Guilaumot, G. Reimbold, Solid- State Electronics , 45, 1513, (2001).
- ²⁸ “*Influence of the thickness of the tunnel layer on the charging characteristics of Si nanocrystals embedded in an ultra-thin SiO₂ layer*”, C. Dumas, J. Grisolia, G. BenAssayag, C. Bonafos, S. Schamm, A. Claverie, A. Arbouet, M. Carrada, V. Paillard, M. Shalchian, Physica E 38, 80 – 84, (2007).
- ²⁹ “*Effects of forming gas annealing on the memory characteristics of Ge nanocrystals embedded in LaAlO₃ high - *k* dielectrics for flash memory device application*”, X.B. Lu, P. F. Lee, J. Y. Dai, Thin solid film, Vol.513,issues 1,2,p.182 – 6, (2006).
- ³⁰ “*Modeling of Tunneling Currents in Hf-Based Gate Stacks as a Function of Temperature and Extraction of Material Parameters*”, Andrea Campera, Giuseppe Iannaccone and Felice Crupi, IEEE Transactions on electron device, Vol. 54, No. 1, (2007).

- ³¹ “*An accurate determination of barrier heights at the HfO₂/Si interfaces*”, Ragesh Puthenkovilakam and Jane P. Chang, Journal of Applied Physics, Vol. 96, No 5, (2004).
- ³² “*Dynamic behavior of charge in MOS devices embedded with Pt and Au nanoparticles*”, Ch. Sargentis, K.Giannakopoulos, A.Travlos, D.Tsamakis, Materials Science in Semiconductor Processing 12, 57 – 63, (2009).
- ³³ “*Experimental and Theoretical Investigation of Nonvolatile Memory Data Retention*”, B. De Salvo, G. Ghilbaudo, G. Pananakakis, G. Reibold, F. Mondond, B. Guillaumot, P. Candelier, IEEE Trans. Electr. Devices 46, 1518 – 1524, (1999).
- ³⁴ “*Effects of interface traps on charge retention characteristics in Silicon-Quantum-Dot-Based MOS diodes*”, Y. Shi, K.Saito, H. Ishikuro, T. Hiramoto, Jpn. J. Appl. Phys., Vol.38, p.425 - 28, (1999).

Κεφάλαιο 6: Μνήμες MOSFET με Ημιαγώγιμους Νανοκρυστάλλους

6.1 Εισαγωγή

Η οργάνωση και λειτουργία των μνημών Flash περιγράφηκε σε γενικές γραμμές στο Κεφάλαιο 4. Κάθε μονάδα πληροφορίας (bit) αντιστοιχεί σ' ένα τρανζίστορ MOSFET (κύτταρο μνήμης) στην (ή από την) αιωρούμενη πύλη του οποίου αποθηκεύεται (ή απομακρύνεται) το φορτίο που απαιτείται για να έχουμε αντίστοιχα την τιμή «1» ή «0». Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι διατάξεις MOSFET με νανοκρυστάλλους Si, κατασκευασμένες με τις προδιαγραφές του τεχνολογικού κόμβου των 90 nm του ITRS, που προμηθευτήκαμε από την εταιρεία Micron (Σχήμα 6.1).

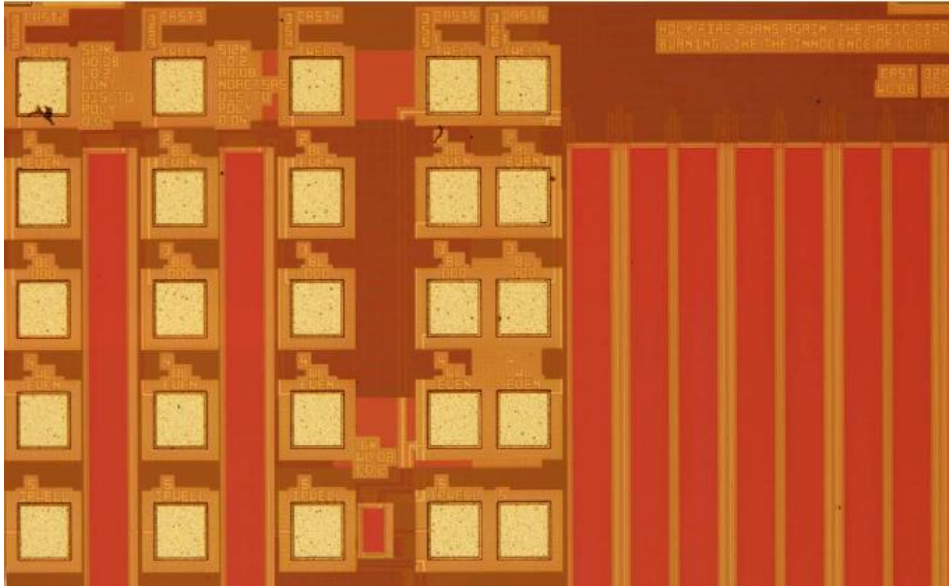


Σχήμα 6.1: Το 8 – inch δισκίδιο που προμηθευτήκαμε από την εταιρεία Micron. Το μαύρο τετράγωνο απεικονίζει τις διαστάσεις ενός μόνου chip στο δισκίδιο, ενώ ο κόκκινος κύκλος στην διπλανή εικόνα απεικονίζει την περιοχή όπου έχουν κατασκευαστεί οι συστοιχίες των MOSFET με νανοκρυστάλλους. Κάθε δισκίδιο αποτελείται από περίπου 60 chip, και το 1 / 4 του chip αποτελείται από NC – MOSFETs.

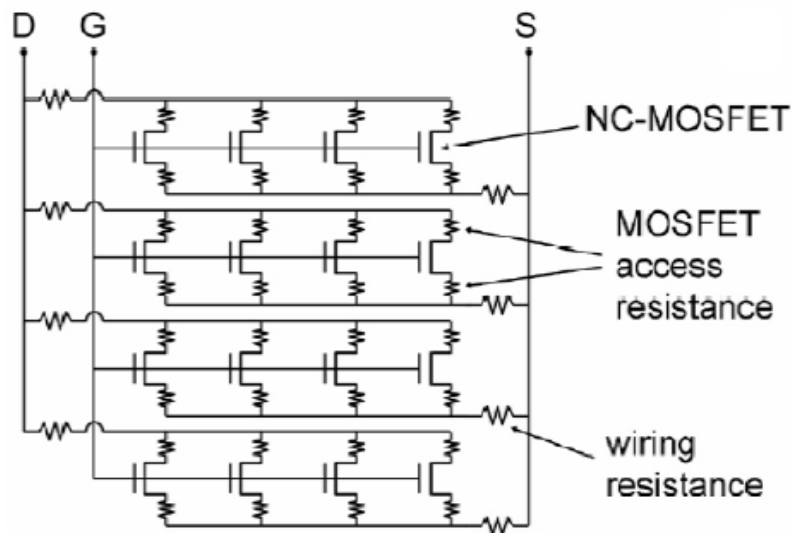
Στο δισκίδιο υπάρχουν δύο ειδών κύτταρα μνήμης:

- Μεμονωμένα κύτταρα μνήμης (single NC – MOSFET)
- Συστοιχίες κυττάρων μνήμης τοποθετημένων παράλληλα¹ (CAST – Cell Array Stress Test – Σχήμα 6.3)

Τα κύτταρα μνήμης NC – MOSFETs μπορούν να βρεθούν σε διαφορετικούς λόγους ασυμμετρίας ($a = \frac{W}{L}$), όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.4, όπου παρουσιάζονται οι θέσεις των 19 συνολικά CAST.

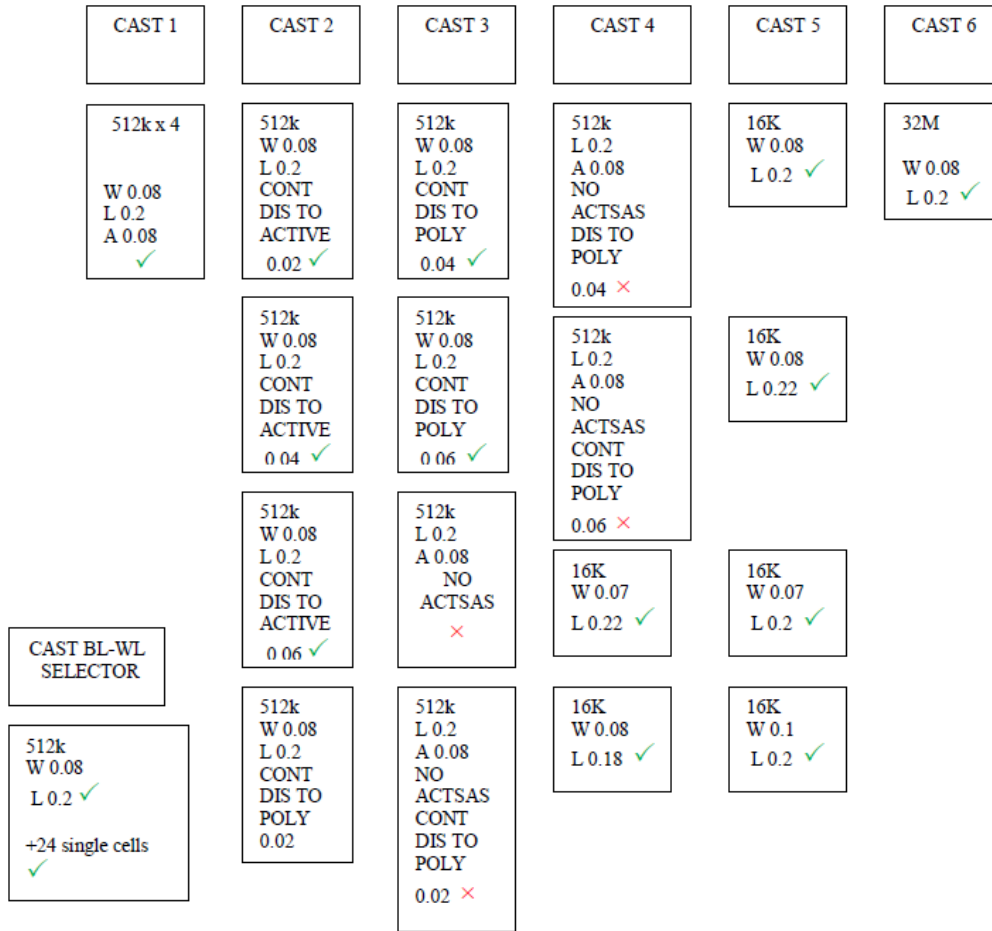


Σχήμα 6.2: Εικόνα όπου διακρίνονται τα CAST πάνω στο δισκίδιο. Φαίνονται τα CAST 2, 3, 4, 5 και 6.



Σχήμα 6.3: Παράλληλη σύνδεση των MOSFET κυττάρων μνήμης, σε δομή CAST.

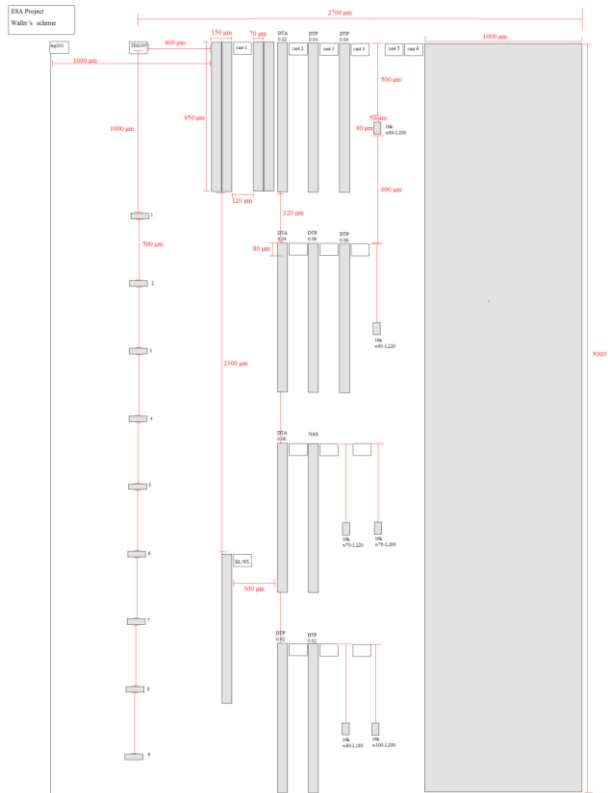
Η δομή CAST, μας παρέχει τη δυνατότητα για προγραμματισμό, διαγραφή και ανάγνωση της πληροφορίας ταυτόχρονα σ' όλα τα κύτταρα μνήμης. Όλα τα CAST είναι χωρισμένα σε δύο υπό – ομάδες, Odd και Even, και με αυτό τον τρόπο έχουμε τη δυνατότητα να μετρήσουμε τα μισά σε αριθμό τρανζίστορ του κάθε CAST. Επίσης σ' ένα CAST παρέχεται η δυνατότητα μέτρησης 24 μεμονωμένων κυττάρων μέσω ηλεκτρικών επαφών των γραμμών ψηφίου (BL) και γραμμών λέξης (WL), οι οποίες δίνουν πρόσβαση στην πύλη και στην υποδοχή, αντιστοίχως, του επιλεγμένου τρανζίστορ. Στον πίνακα 6.1 παρατίθενται ο συνολικός αριθμός των κυττάρων μνήμης που περιέχονται σε κάθε Cast, καθώς και ο τύπος του Cast.



Σχήμα 6.4: Αναλυτική παρουσίαση της θέσης, των διαστάσεων και του μεγέθους των CAST 1 – 6 πάνω στο δισκίδιο. Το σύμβολο «✓» δηλώνει ποια CAST δουλεύουν, ενώ το σύμβολο «✗» ποια δε δουλεύουν.

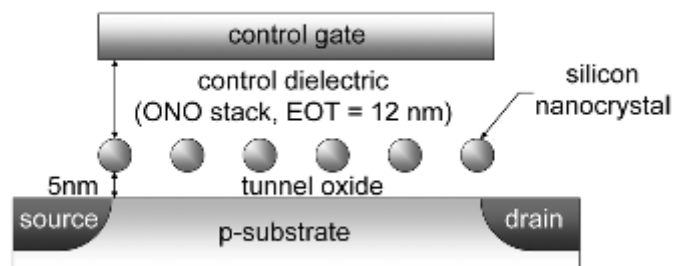
Πίνακας 6.1

Όνομα	Αριθμός κυττάρων (1k=1024 cells)	Τύπος
BL – WL Cells	24	Single Cells
Cast BL – WL	512k	Common
Cast – 1	2M = 2 × 1M	Even / Odd Sub - Casts
Cast – 2, Cast – 3, Cast – 4	512k = 2 × 256k	Even / Odd Sub - Casts
Cast – 4, Cast – 5	16k = 2 × 8k	Even / Odd Sub - Casts
Cast – 6	32M = 2 × 16M	Even / Odd Sub - Casts



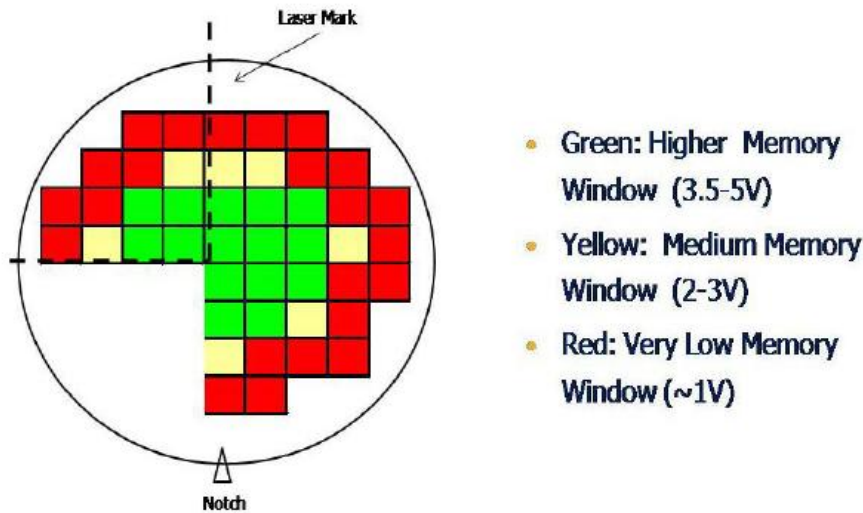
Σχήμα 6.5: Γεωμετρική παρουσίαση του μεγέθους των CAST 1 – 6. Το σχέδιο έχει κατασκευαστεί ύστερα από παρατήρηση των δισκιδίων σε οπτικό μικροσκόπιο.

Κάθε NC – MOSFET έχει μια δομή που παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.6. Το οξειδίο σήραγγας (tunnel oxide) είναι θερμικό SiO₂ πάχους 5 nm, το οξειδίο ελέγχου (control oxide) είναι κατασκευασμένο από ONO (oxide – nitride – oxide) με ισοδύναμο πάχος οξειδίου EOT = 12 nm, η πύλη είναι κατασκευασμένη από poly – Si, οι νανοκρυστάλλοι Si έχουν εναποτεθεί με τη μέθοδο της χημικής εναπόθεσης από ατμό (Chemical Vapor Deposition – CVD) και έχουν διάμετρο 3 nm, επιφανειακή πυκνότητα $5 \times 10^{11} - 10^{12}$ np / cm², ενώ έχει εκτιμηθεί ότι κάθε κύτταρο μνήμης απαρτίζεται από περίπου 80 νανοκρυστάλλους, στη διαμόρφωση $w / L = 0.08 \mu\text{m} / 0.2 \mu\text{m}$. Τα MOSFET είναι τύπου n προσαύξησης



Σχήμα 6.6: Διατομή ενός κυττάρου μνήμης NC – MOSFET, με εμφυτευμένους νανοκρυστάλλους Si.

Ένα στοιχείο που πρέπει να επισημανθεί είναι οι μεγάλες διαφορές που παρατηρήθηκαν στα παράθυρα μνήμης ανάμεσα σε δείγματα που προέρχονταν από διαφορετική θέση πάνω στο δισκίδιο (Σχήμα 6.7).



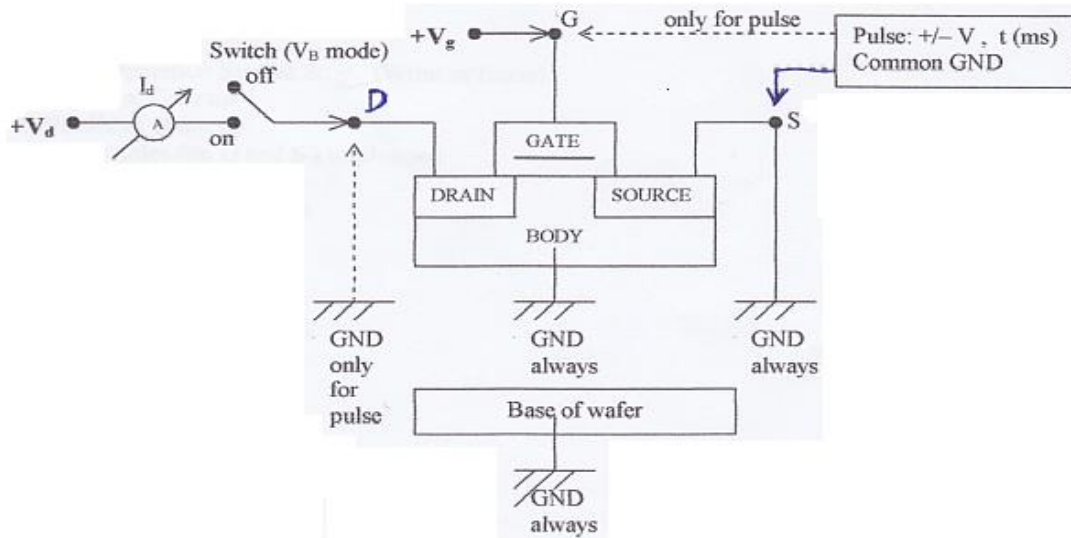
Σχήμα 6.7: Διακύμανση του παράθυρου μνήμης σε ολόκληρο το δισκίδιο λόγω της μη ομοιομορφίας του μεγέθους των νανοκρυστάλλων Si, και λόγω μεταβολής της επιφανειακής πυκνότητας.

Η εναπόθεση νανοκρυστάλλων με τη μέθοδο CVD είναι γνωστό ότι παράγει προβλήματα ανομοιομορφίας, με σημαντικότερο την ακτινική εξάρτηση της επιφανειακής πυκνότητας των νανοκρυστάλλων. Συγκεκριμένα εντοπίζεται μεγαλύτερη πυκνότητα στο κέντρο του δισκιδίου σε σχέση με την περιφέρεια, με αποτέλεσμα να καταγράφονται αρκετά μεγάλες διαφορές στο μετρούμενο παράθυρο μνήμης.

6.2 Ηλεκτρικός Χαρακτηρισμός

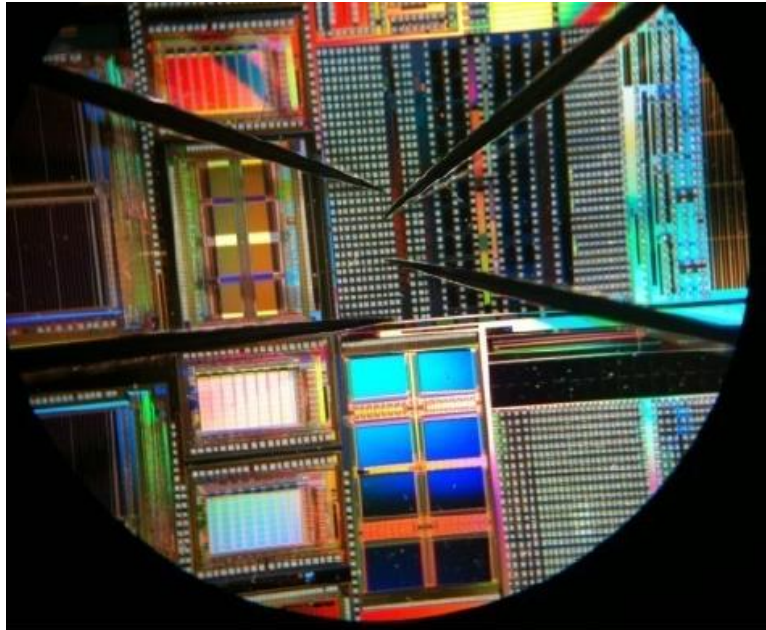
Η λειτουργία ενός κυττάρου NC – MOSFET ως διάταξη μνήμης καθορίζεται από τις χαρακτηριστικές ρεύματος εκροής – τάσης πύλης ($I_{ds} - V_{gs}$), από τις οποίες μπορεί να εξαχθεί η τάση κατωφλίου, ώστε να μπορούμε να αποφανθούμε πότε η διάταξη βρίσκεται σε κατάσταση λειτουργίας (ON) και άγει και πότε βρίσκεται σε κατάσταση αποκοπής (OFF) και δεν άγει. Η έγχυση ηλεκτρικών φορτίων στους νανοκρυστάλλους θα προκαλέσει μετατόπιση της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ και ως εκ τούτου της τάσης κατωφλίου. Η μετατόπιση θα είναι προς τις θετικές τάσεις εάν το αποθηκευμένο φορτίο είναι αρνητικό (έγχυση ηλεκτρονίων), ενώ μετατόπιση προς τις αρνητικές τάσεις υποδηλώνει θετικό αποθηκευμένο φορτίο (έγχυση οπών). Η διαδικασίες της εγγραφής/διαγραφής μπορούν να πραγματοποιηθούν με δύο

μηχανισμούς: έγχυση θερμών ηλεκτρονίων (CHE) ή διάβαση σήραγγας τύπου Fowler – Nordheim. Ο πρώτος μηχανισμός εφαρμόζεται κυρίως κατά τη διάρκεια της εγγραφής και απαιτεί την ταυτόχρονη εφαρμογή δύο παλμών, ένας στην πύλη και ένας στην υποδοχή, κρατώντας γειωμένες τις επαφές του υποστρώματος και της πηγής. Ο δεύτερος μηχανισμός, που εφαρμόζεται και για τις δύο διαδικασίες (εγγραφής/διαγραφής), απαιτεί την εφαρμογή ενός παλμού στην πύλη, διατηρώντας τις άλλες τρεις επαφές γειωμένες. Ο μηχανισμός που χρησιμοποιήσαμε για τον προγραμματισμό των δειγμάτων, ήταν ο F – N.



Σχήμα 6.8: Απεικόνιση των ηλεκτρικών συνδέσεων που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια του ηλεκτρικού χαρακτηρισμού.

Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, για τη διεξαγωγή των ηλεκτρικών μετρήσεων, τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε μεταλλική βάση και με βοήθεια μικροσκοπίου έγιναν οι απαραίτητες συνδέσεις ώστε να έρθουν σε επαφή οι μεταλλικές βελόνες με τους ακροδέκτες του δείγματος. Στη συνέχεια η διάταξη συνδέονταν με τα ανάλογα μετρητικά μηχανήματα, μέσω καλωδίων BNC, τα οποία ελέγχονταν από Η / Υ μέσω κάρτας GPIB. Για να λάβουμε τη χαρακτηριστική $I_{ds} - V_{gs}$, κρατώντας σταθερή τη V_{ds} , χρησιμοποιήθηκε ένας διακόπτης που τροφοδοτεί με σταθερή τάση τον απαγωγό και παράλληλα μετράει το ρεύμα από το ίδιο σημείο, καθώς σαρώνουμε την τάση στην πύλη (Σχήμα 6.8). Αντίστοιχη συνδεσμολογία χρησιμοποιείται για τη λήψη των χαρακτηριστικών $I_{ds} - V_{ds}$, κρατώντας σταθερή την τάση πύλης V_{gs} .



Σχήμα 6.9: Φωτογραφία ενός δείγματος και των μεταλλικών ακίδων μέσα από το οπτικό μικροσκόπιο.

6.2.1 Χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος – τάσης

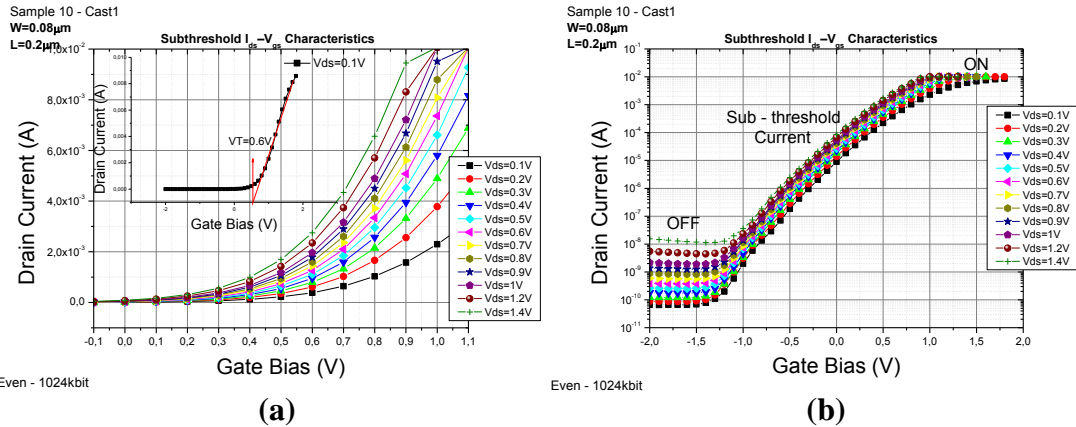
Αρχικά έπρεπε να ελέγξουμε το κατά πόσο οι διατάξεις που μας έχουν δοθεί παρουσιάζουν πράγματι χαρακτηριστικά τρανζίστορ, δηλαδή ενισχυτές ρεύματος. Γι' αυτό το λόγο μελετήθηκαν οι χαρακτηριστικές καμπύλες ρεύματος - τάσης για όλα τα μεγέθη των CAST, καθώς και για ένα μόνο MOSFET.

α) Cast 1 – Even – 1024 kbit

Στο Σχήμα 6.10 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για περίπου ένα εκατομμύριο τρανζίστορ, για διαφορετικές τάσεις υποδοχής V_{ds} . Η τάση κατωφλίου V_{th} πριν από την οποία το τρανζίστορ είναι στην κατάσταση OFF αφού δεν άγει ρεύμα, ενώ στη συνέχεια άγει (κατάσταση ON) μπορεί να προσδιοριστεί περίπου στα 0.6 V. Μπορούμε να διακρίνουμε τις τρεις περιοχές λειτουργίας:

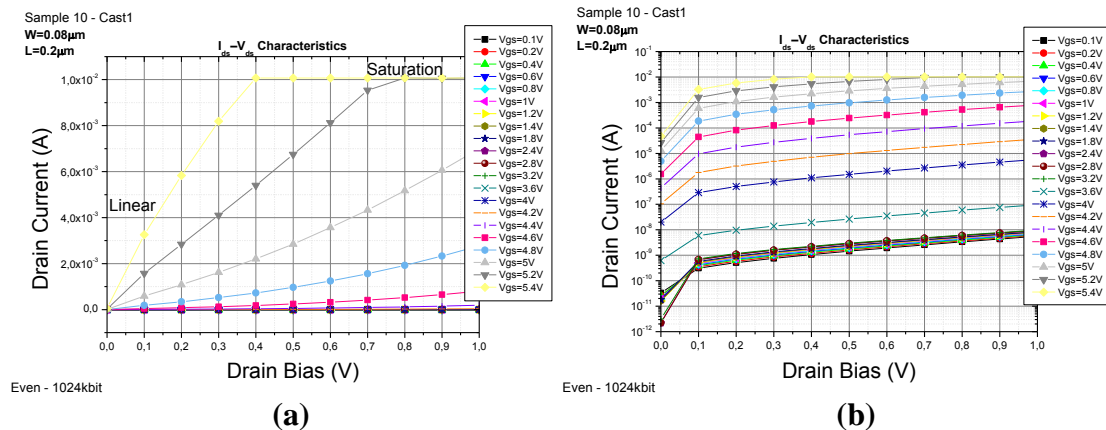
- Για τάση πύλης V_{gs} μέχρι τα -1.2 V βρισκόμαστε στην περιοχή αποκοπής.
- Από -1.2 – 0.6 V διακρίνουμε την καμπύλη υπο - κατωφλιακού ρεύματος (sub - threshold current).
- Πάνω από 0.6 V εντοπίζουμε τη γραμμική περιοχή λειτουργίας του τρανζίστορ (linear current).

Επίσης διαπιστώνουμε την αναμενόμενη συμπεριφορά των καμπυλών για αυξανόμενη τάση καναλιού V_{ds} καθώς και τον κορεσμό του ρεύματος I_{ds} .



Σχήμα 6.10: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για διαφορετικές τάσεις V_{ds} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

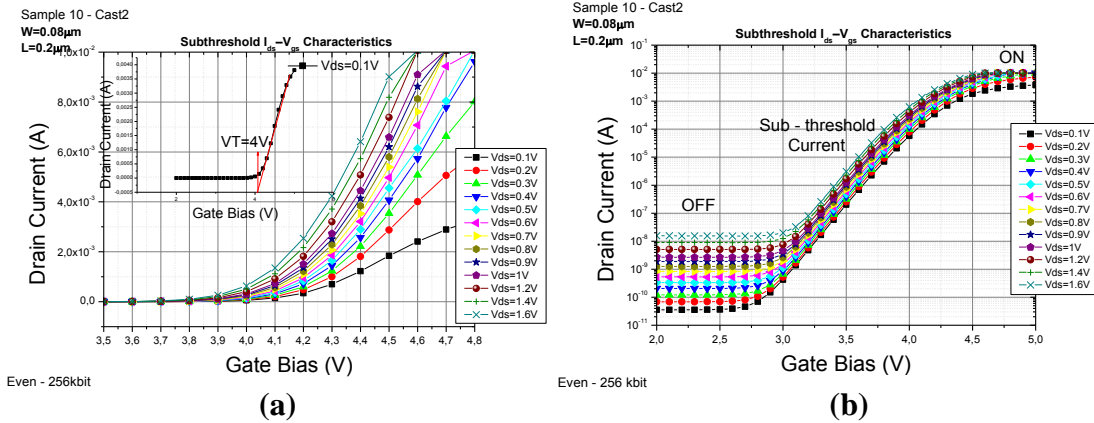
Στη συνέχεια παρατίθενται οι μετρήσεις για τις χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις υποδοχής V_{gs} (Σχήμα 6.11). Επιλέχθηκαν τιμές της V_{gs} πριν και μετά της τάσης κατωφλίου. Μπορούμε να διακρίνουμε την περιοχή γραμμικής αύξησης του ρεύματος (linear) καθώς και την περιοχή κορεσμού του ρεύματος (saturation) με την αύξηση της V_{ds} .



Σχήμα 6.11: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις V_{gs} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

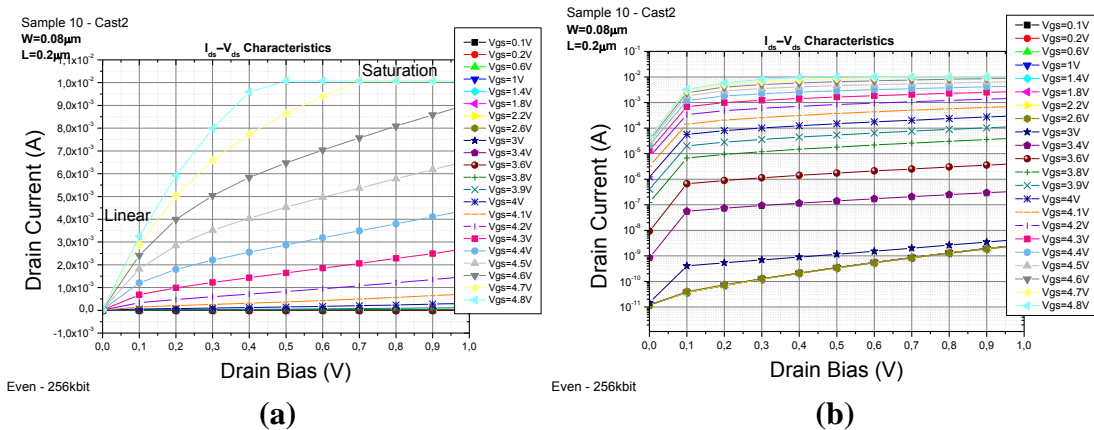
β) Cast 2 – Even – 256 kbit

Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και για την διαπίστωση της ορθής λειτουργίας των τρανζίστορ για το Cast2, όπου μετράμε 256 χιλιάδες κελιά μαζί. Οι καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$ που προκύπτουν είναι το αποτέλεσμα της συνεισφοράς όλων των τρανζίστορ και ο ρεύμα (τόσο στην περιοχή μετά την τάση κατωφλίου, όσο και πριν) είναι λίγο μικρότερο σε σχέση με το Cast 1. Επίσης παρατηρούμε τη διαφορετική τιμή της τάσης κατωφλίου, η οποία εκτιμάται γύρω στα 4 V.



Σχήμα 6.12: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για διαφορετικές τάσεις V_{ds} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

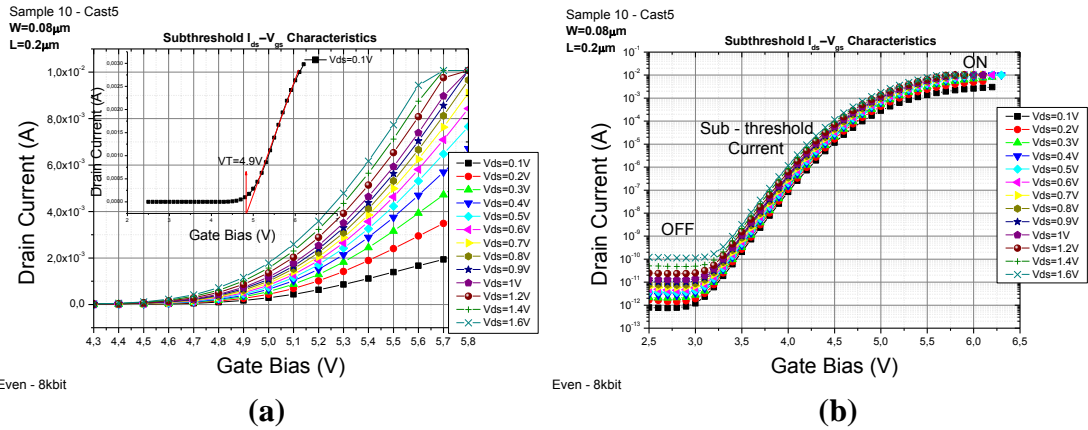
Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$ του Cast2 για διάφορες τιμές της τάσης πύλης V_{gs} , πριν και μετά την τάση κατωφλίου (Σχήμα 6.13).



Σχήμα 6.13: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις V_{gs} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

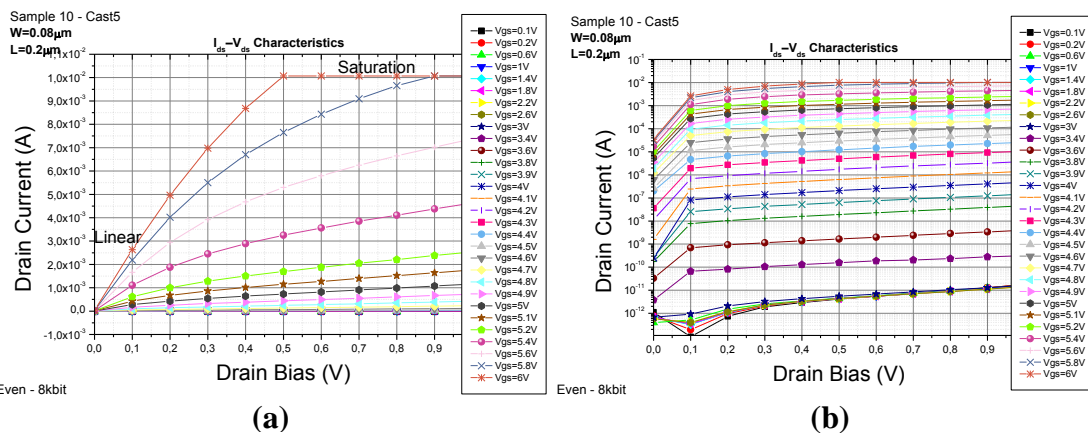
γ) Cast 5 – Even – 8 kbit

Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και για την διαπίστωση της ορθής λειτουργίας των τρανζίστορ για το Cast5, όπου μετράμε 8 χιλιάδες κελιά μαζί. Οι καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$ που προκύπτουν είναι το αποτέλεσμα της συνεισφοράς όλων των τρανζίστορ και ο ρεύμα (τόσο στην περιοχή μετά την τάση κατωφλίου, όσο και πριν) είναι μικρότερο σε σχέση με τα προηγούμενα Cast. Επίσης παρατηρούμε τη διαφορετική τιμή της τάσης κατωφλίου, η οποία εκτιμάται γύρω στα 4.9V .



Σχήμα 6.14: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για διαφορετικές τάσεις V_{ds} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

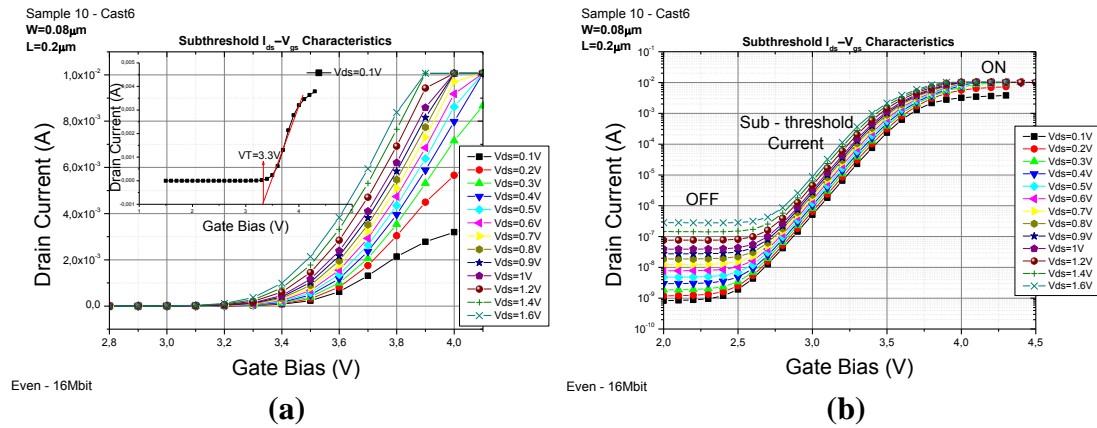
Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$ του Cast5 για διάφορες τιμές της τάσης πύλης V_{gs} , πριν και μετά την τάση κατωφλίου (Σχήμα 6.15).



Σχήμα 6.15: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις V_{gs} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

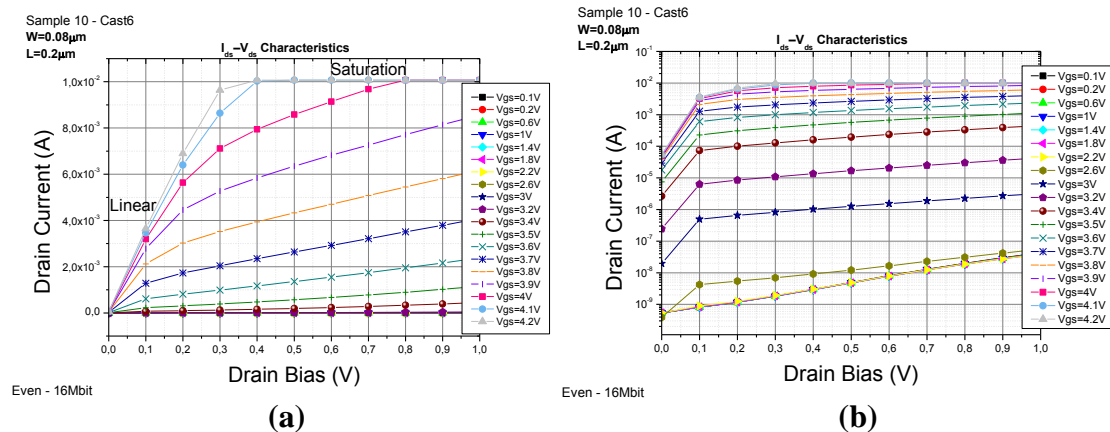
δ) Cast 6 – Even – 16 Mbit

Συνεχίζουμε με το Cast6, όπου μετράμε 16 εκατομμύρια κελιά μαζί. Οι καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$ που προκύπτουν είναι το αποτέλεσμα της συνεισφοράς όλων των τρανζίστορ και ο ρεύμα (τόσο στην περιοχή μετά την τάση κατωφλίου, όσο και πριν) είναι μεγαλύτερο σε σχέση με όλα τα προηγούμενα Cast. Επίσης παρατηρούμε τη διαφορετική τιμή της τάσης κατωφλίου, η οποία εκτιμάται γύρω στα 3.3 V.



Σχήμα 6.16: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για διαφορετικές τάσεις V_{ds} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

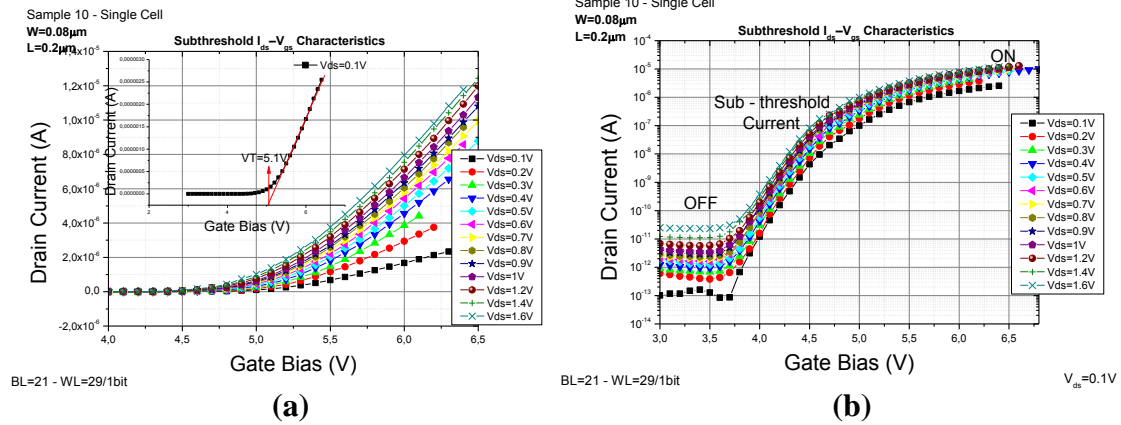
Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$ του Cast6 για διάφορες τιμές της τάσης πύλης V_{gs} , πριν και μετά την τάση κατωφλίου (Σχήμα 6.17).



Σχήμα 6.17: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις v_{gs} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

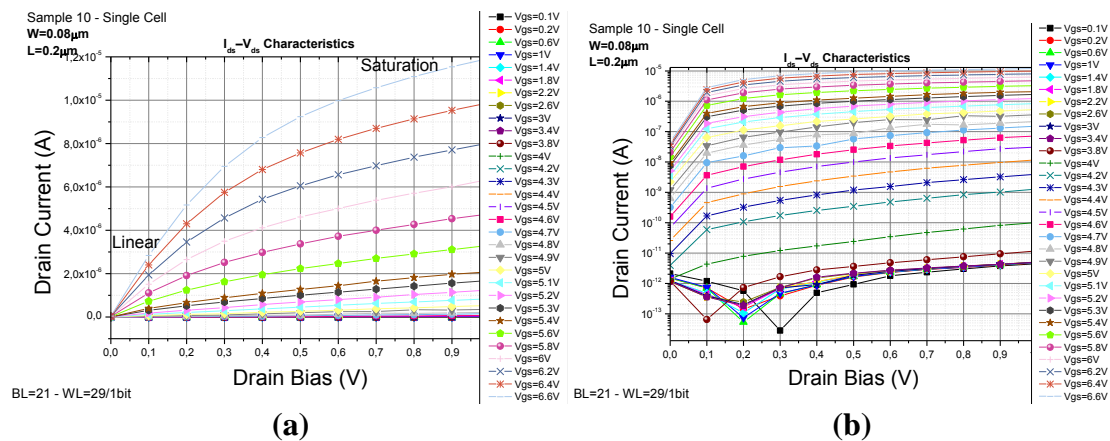
ε) Single Cell – 1 bit

Τέλος, παρουσιάζουμε τις μετρήσεις για ένα μόνο κελί. Οι καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$ μας δίνουν ρεύμα σημαντικά μικρότερο σε σχέση με όλα τα προηγούμενα Cast, ειδικά στην ενεργό περιοχή λειτουργίας. Επίσης παρατηρούμε τη διαφορετική τιμή της τάσης κατωφλίου, η οποία εκτιμάται γύρω στα 5.1 V.



Σχήμα 6.18: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, για διαφορετικές τάσεις V_{ds} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$ για διάφορες τιμές της τάσης πύλης V_{gs} , πριν και μετά την τάση κατωφλίου (Σχήμα 6.19).

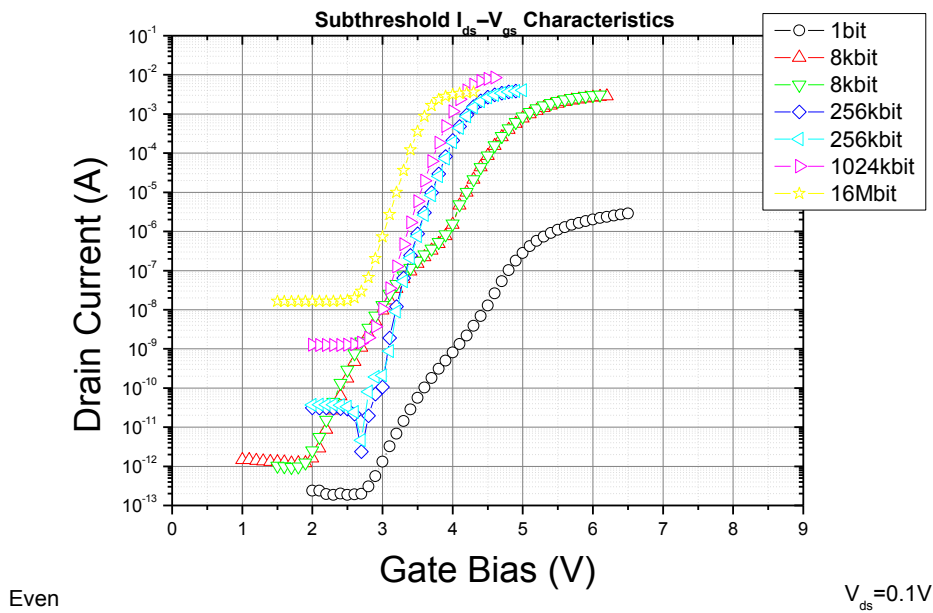


Σχήμα 6.19: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{ds}$, για διαφορετικές τάσεις V_{gs} , σε (a) Γραμμική κλίμακα, (b) Ημιλογαριθμική κλίμακα.

6.2.2 Εξάρτηση του ρεύματος από το μέγεθος του CAST

Η εξάρτηση του ρεύματος της υποκατωφλιακής περιοχής από το μέγεθος του CAST παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.20.

Sample 8 - All Casts



Σχήμα 6.20: Χαρακτηριστικές καμπύλες $I_{ds} - V_{gs}$, σε ημιλογαριθμική κλίμακα, για διάφορα μεγέθη CAST καθώς και για ένα μεμονωμένο τρανζίστορ.

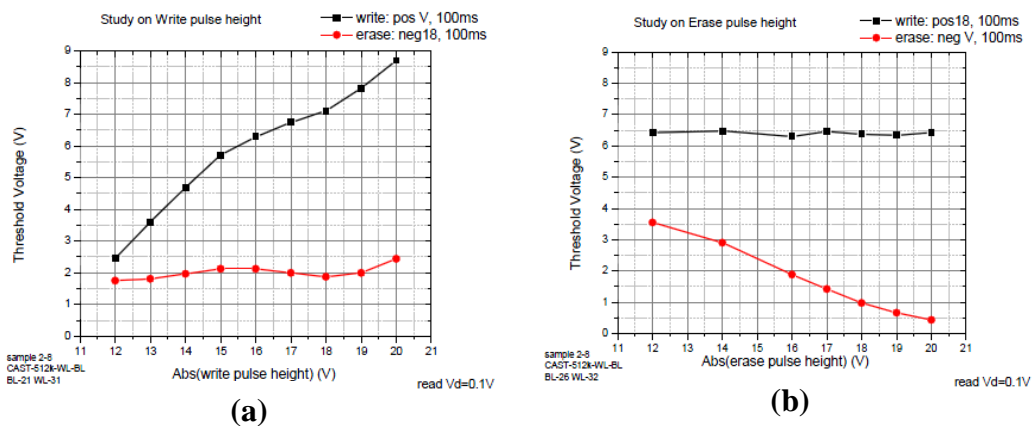
Εστιάζοντας στην τιμή $V_{gs} = 2 V$, παρατηρούμε ότι το ρεύμα υποκατωφλίου αυξάνεται κατά 6 τάξεις μεγέθους, από ένα μεμονωμένο κελί μέχρι τα 16 εκατομμύρια κελιά. Από αυτή τη μεγάλη αύξηση, φαίνεται ότι υπάρχει μια γραμμική σχέση ανάμεσα στον αριθμό των κελιών ενός CAST και του ρεύματος υποκατωφλίου.

6.2.3 Μελέτη του παράθυρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητού ύψους

Με σκοπό να μελετήσουμε τη συμπεριφορά των τρανζίστορ ως στοιχεία μνήμης, ακολουθήθηκε μια διαδικασία κατά την οποία επιλέχθηκαν οι βέλτιστοι παλμοί για τον προγραμματισμό των μνημών². Με τον όρο βέλτιστους παλμούς εννοούμε τους παλμούς εκείνους (εγγραφής/διαγραφής), με τους οποίους έχουμε το μέγιστο παράθυρο για όσο το δυνατόν χαμηλότερες τιμές στο ύψος τους. Το παράθυρο μνήμης, η διαφορά δηλαδή ΔV_T , είναι η σχετική μετατόπιση της καμπύλης $I_{ds} - V_{gs}$ ανάμεσα στις δύο καταστάσεις «0» και «1» και θα το ορίσουμε για τα μεμονωμένα τρανζίστορ απ' το ρεύμα $I_{ds} = 10^{-6} A$, ενώ για τα CAST σε $I_{ds} = 10^{-3} A$.

Για να μελετήσουμε την εξάρτηση του παραθύρου μνήμης από την τάση διαγραφής με σταθερή διάρκεια, εφαρμόστηκαν διαδοχικοί παλμοί με σταθερό παλμό εγγραφής (Write: +17 V, 100 msec), ενώ Erase (-V, 100 msec). Στην γράφημα 6.21 (b) παρατηρούμε την αύξηση του παραθύρου μνήμης καθώς αυξάνεται το ύψος του αρνητικού παλμού Erase από -12Volts έως τα -20 V. Είναι φανερό πως μετά τα -18 V επέρχεται κορεσμός του παραθύρου χωρίς να έχουμε κάποια σημαντική αύξηση σε αυτό. Έτσι επιλέχθηκε ως κατάλληλη τάση για τον αρνητικό παλμό τα -18 V.

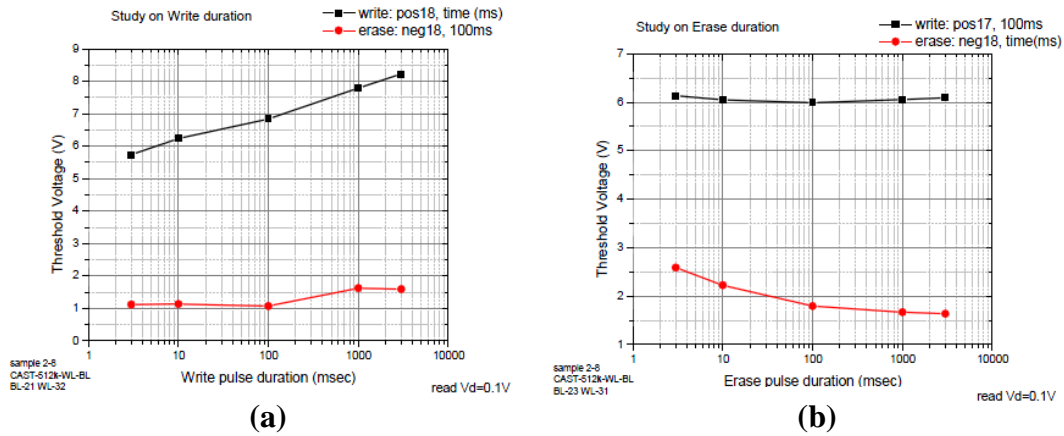
Έχοντας καταλήξει στον αρνητικό παλμό διαγραφής (Erase: -18 V, 100 msec), εφαρμόζουμε θετικούς παλμούς (Write: +V, 100msec) διαφορετικού ύψους και σταθερής διάρκειας. Βλέπουμε στο γράφημα 6.21 (a) πως εφαρμόστηκαν θετικοί παλμοί απο +12 V έως +20 V και μια αυξητική τάση στο παράθυρο μνήμης. Για την επιλογή του βέλτιστου ύψους του παλμού πρέπει να έχουμε υπ' όψιν πως μετά τα +19 V εισερχόμαστε σε μια επικίνδυνη περιοχή κατάρρευσης του διηλεκτρικού και γι' αυτόν το λόγο επιλέγουμε την ασφαλή τιμή των +18 V για το ύψος του παλμού εγγραφής.



Σχήμα 6.21: (a) Μελέτη του παραθύρου μνήμης μεταβάλλοντας το ύψος του θετικού παλμού εγγραφής, (b) Μελέτη του παραθύρου μνήμης μεταβάλλοντας το ύψος του αρνητικού παλμού διαγραφής.

6.2.4 Μελέτη του παραθύρου μνήμης με τετραγωνικούς παλμούς μεταβλητής διάρκειας

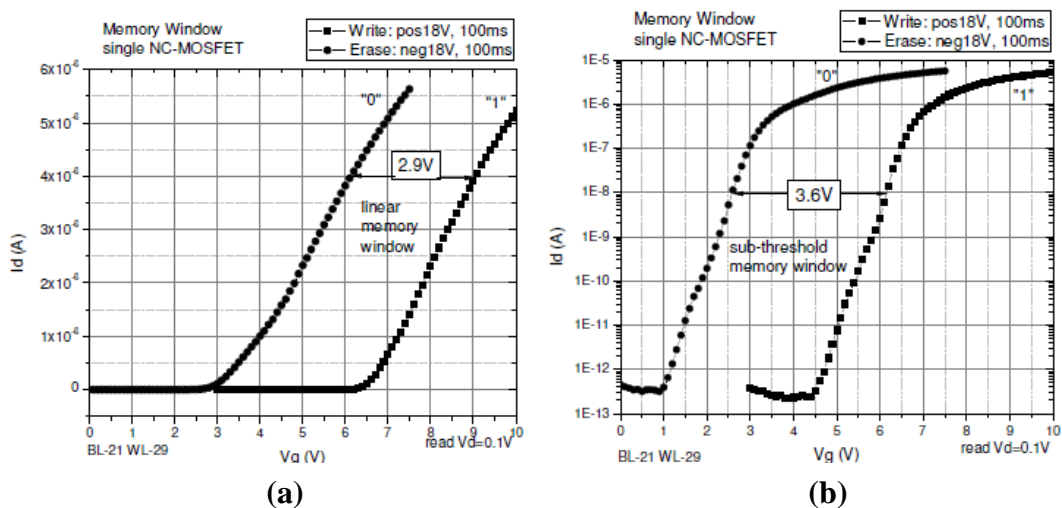
Βάσει της προηγούμενης διαδικασίας καταλήξαμε για το ύψος του παλμού διαγραφής στα -18 V. Αντίστοιχη διαδικασία πραγματοποιήθηκε για την επιλογή και της διάρκειας του παλμού (γράφημα 6.22 (b)). Εφαρμόσαμε σε άλλο τρανζίστορ του ίδιου δείγματος διαδοχικούς παλμούς εγγραφής (Write: +17 V, 100 msec) και διαγραφής (Erase: -18 V, t msec). Παρατηρούμε πως μετά τα 1000 msec έχουμε κορεσμό στο παράθυρο μνήμης. Επιλέγουμε για διάρκεια του παλμού τα 100 msec αφού χρόνοι μεγαλύτεροι απο τον επιλεγμένο θεωρούνται απαγορευτικοί για τη γρήγορη λειτουργία των τρανζίστορ. Για γρηγορότερη λειτουργία θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε και τα 10 msec, αφού δίνει ένα παράθυρο περίπου 0.5 V μικρότερο εξίσου ικανοποιητικό. Ανάλογα έχοντας επιλέξει το ύψος παλμού εγγραφής στα +18 V εργαστήκαμε με τον ίδιο τρόπο για να εκτιμήσουμε την διάρκειά του (γράφημα 6.22 (a)). Φαίνεται, όπως και προηγουμένως για τον αρνητικό παλμό διαγραφής, πως η καλύτερη διάρκεια παλμού εκτιμάται στα 100 msec.



Σχήμα 6.22: (a) Μελέτη του παραθύρου μνήμης μεταβάλλοντας τη διάρκεια του θετικού παλμού εγγραφής, (b) Μελέτη του παραθύρου μνήμης μεταβάλλοντας τη διάρκεια του αρνητικού παλμού διαγραφής.

6.2.5 Μελέτη του παραθύρου μνήμης στη γραμμική και υπο - κατωφλιακή περιοχή

Η επιλογή ενός διαφορετικού ρεύματος αναφοράς $I_{ds,T}$, από το οποίο ορίζουμε το παράθυρο μνήμης, οδηγεί σε ελαφρώς διαφορετικές τιμές ΔV_T ανάμεσα στη γραμμική και υπο-κατωφλιακή περιοχή του ρεύματος, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6.23.



Σχήμα 6.23: (a) Παράθυρο μνήμης στη γραμμική περιοχή του ρεύματος και στην (b) υπο - κατωφλιακή περιοχή, για ένα μεμονωμένο τρανζίστορ.

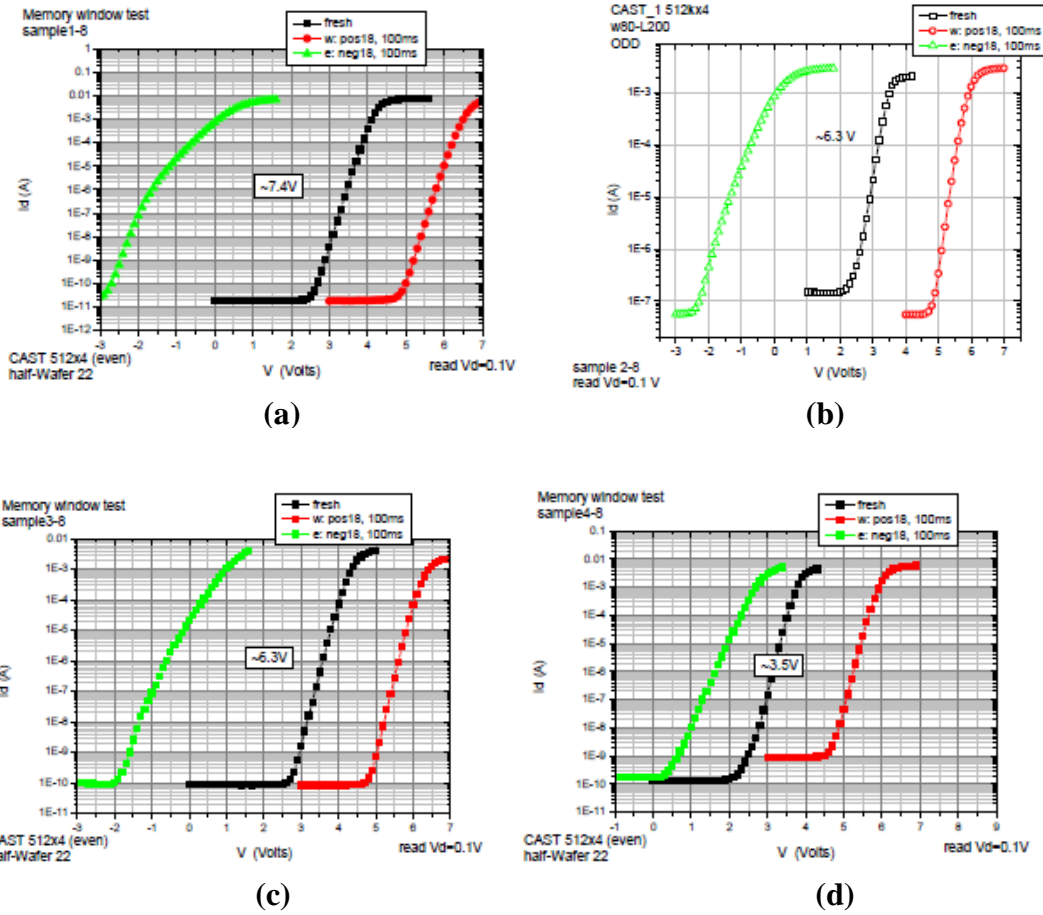
Συγκεκριμένα το παράθυρο μνήμης στην υπο - κατωφλιακή περιοχή είναι μεγαλύτερο κατά 0.7 V από εκείνο της γραμμικής περιοχής, ενώ θα περιμέναμε αμελητέες διαφορές, όπως συμβαίνει με τις μνήμες FG - MOSFET. Ο βασικός

λόγος ύπαρξης αυτής της διαφοράς οφείλεται στη μη ομοιόμορφη κατανομή των νανοκρυστάλλων, που δημιουργεί διακυμάνσεις στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Επίσης, η διαφορά στις διηλεκτρικές σταθερές των οξειδίων και των νανοσωματιδίων, δημιουργεί τοπικές μεταβολές στη χωρητικότητα του πυκνωτή της πύλης, και ως επέκταση στο δυναμικό του καναλιού καθώς αυξάνεται η τάση πύλης. Μία επίσης σημαντική αιτία, πρέπει να αναζητηθεί στις ίδιες τις διαδικασίες εγγραφής/διαγραφής³. Στην κατάσταση εγγραφής, όπου οι νανοκρυστάλλοι είναι αρνητικά φορτισμένοι, όταν εφαρμόζουμε θετική τάση στην πύλη στο υπόστρωμα δεν υπάρχει ομοιόμορφη αντιστροφή. Λόγω του αρνητικού αποθηκευμένου φορτίου, η απαιτούμενη αντιστροφή που δημιουργεί το κανάλι, είναι ασθενής κάτω από τους νανοκρυστάλλους και ισχυρή στις περιοχές ανάμεσα σ' αυτούς. Από την άλλη πλευρά, στη διαγραφή όπου οι νανοκρυστάλλοι φορτίζονται θετικά, η εφαρμογή θετικής τάσης στην πύλη, δημιουργεί ισχυρότερη αντιστροφή κάτω από τους νανοκρυστάλλους και ασθενέστερη ανάμεσά τους.

Με την εφαρμογή τάσης στην υποδοχή, για τη διέλευση ρεύματος τα ηλεκτρόνια στην κατάσταση εγγραφής πρέπει να υπερνικήσουν τα εντοπισμένα φράγματα δυναμικού κάτω από τους αρνητικά φορτισμένους νανοκρυστάλλους (γι' αυτό απαιτείται μεγαλύτερη V_T), ενώ στην κατάσταση διαγραφής έχουμε ένα ισχυρά αναστραμμένο υπόστρωμα, με αποτέλεσμα να χρειαζόμαστε μικρότερες τάσεις κατωφλίου για τη διέλευση ρεύματος. Για την περίπτωση της εγγραφής, στην περιοχή του υπο-κατωφλιακού ρεύματος, κυριαρχεί η διάχυση των ηλεκτρονίων από την πηγή στην υποδοχή με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται μέσα στα πηγάδια δυναμικού κάτω από τους αρνητικά φορτισμένους νανοκρυστάλλους, να κρατάνε χαμηλά το ρεύμα διάχυσης, αφού δυσκολεύονται να περάσουν το φράγμα δυναμικού. Στην περίπτωση της ισχυρής αντιστροφής, όμως, για μεγαλύτερες θετικές τάσεις πύλης συσσωρεύονται περισσότερα ηλεκτρόνια μέσα στα πηγάδια δυναμικού, με αποτέλεσμα κάποια απ' αυτά να αποκτούν την απαιτούμενη ενέργεια (που προκύπτει από το άθροισμα της θερμικής ενέργειας και της ενέργειας των σταθμών του πηγαδιού) για να ξεπεράσουν το φράγμα δυναμικού. Έτσι, λοιπόν, έχουμε μια επιπλέον αύξηση στο ήδη μεγάλο ρεύμα της γραμμικής περιοχής στην κατάσταση εγγραφής, με συνέπεια τη μείωση του παράθυρου μνήμης.

6.2.6 Ακτινική εξάρτηση του παράθυρου μνήμης

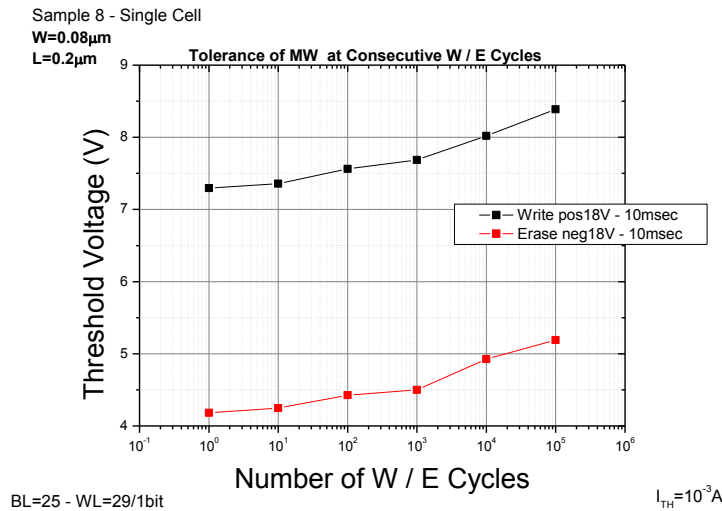
Για τους επιλεγμένους παλμούς προγραμματισμού μελετήθηκε το παράθυρο μνήμης για δείγματα που βρίσκονταν σε διαφορετικές θέσεις πάνω στο μητρικό δισκίδιο (Σχήμα 6.24). Διαπιστώνουμε ότι υπάρχουν μεγάλες μεταβολές στο μετρούμενο παράθυρο μνήμης, γεγονός που αντανακλά μεταβολές στην επιφανειακή πυκνότητα των νανοκρυστάλλων, όπως είχαμε αναφέρει παραπάνω. Από τα παρακάτω γραφήματα, που προέρχονται από το CAST 1, παρατηρούμε ότι κοντά στο κέντρο το παράθυρο μνήμης προκύπτει 6 – 7 V, ενώ κοντά στην περιφέρεια περίπου 3 V.



Σχήμα 6.24: Μεταβολή του παράθυρου μνήμης καθώς μετακινούμαστε από το (a) κέντρο του μητρικού δισκιδίου σε (b), (c) μεσαίες περιοχές και τελικά (d) στην περιφέρεια.

6.2.7 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

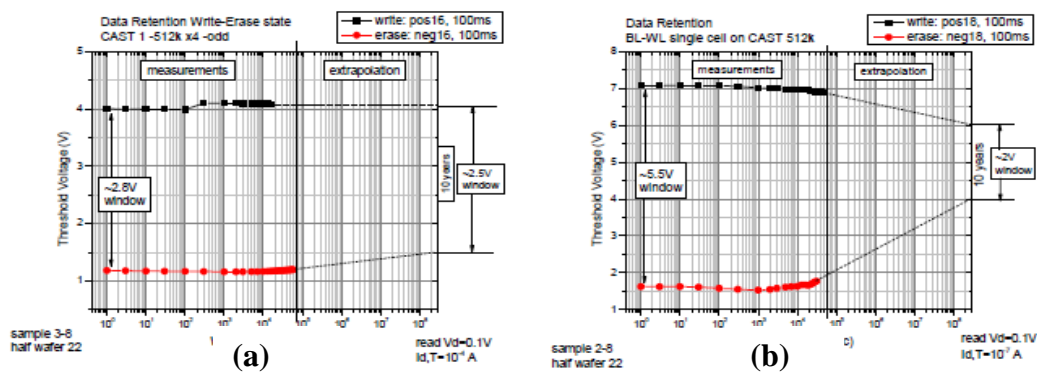
Η αντοχή των κυττάρων μνήμης ύστερα από διαδοχικούς προγραμματισμούς ελέγχτηκε στη συνέχεια, με τη μέθοδο που περιγράψαμε στο Κεφάλαιο 5. Το ύψος των παλμών εγγραφής/διαγραφής παρέμεινε το ίδιο, ενώ η διάρκειά τους μειώθηκε σε 10 msec, με σκοπό να προκύψουν «λογικοί» χρόνοι μετρήσεων (~ 2h). Εκτός από μια μικρή μετατόπιση στις καταστάσεις εγγραφής και διαγραφής, κυρίως λόγω της παγίδευσης ηλεκτρικών φορτίων από τη στοιβάδα ONO των διηλεκτρικών πύλης, η συμπεριφορά της διάταξης είναι εξαιρετική.



Σχήμα 6.25: Μεταβολή της τάσης κατωφλίου σε διαδοχικούς κύκλους προγραμματισμού, για ένα δείγμα από το κέντρο του δισκιδίου.

6.2.8 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

Ο χρόνος συγκράτησης φορτίου είναι το τελευταίο χαρακτηριστικό που πρέπει να ελεγχτεί, για να εξακριβωθεί η συνολική συμπεριφορά των κυττάρων μνήμης. Η διαδικασία ορίζει τη φόρτιση των κυττάρων με ηλεκτρικούς φορείς (ηλεκτρόνια ή οπές) και την καταγραφή της ικανότητας της μνήμης να διατηρεί το αποθηκευμένο φορτίο, ύστερα από τουλάχιστον 12 h μετρήσεων, και την προσαρμογή για 10 χρόνια. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 6.26. Το CAST 1 φαίνεται ότι διατηρεί το μεγαλύτερο μέρος του αποθηκευμένου φορτίου (απώλειες 10% στην προσαρμογή), σε αντιδιαστολή με το μεμονωμένο κύτταρο μνήμης που εμφανίζει μεγάλες απώλειες (απώλειες 64% στην προσαρμογή). Βέβαια πρέπει να σημειώσουμε την ύπαρξη στατιστικών διακυμάνσεων στο αποθηκευμένο φορτίο του ενός μόνου κυττάρου, οι οποίες περιορίζουν την αξιοπιστία των μετρήσεων, σε αντίθεση με τα χιλιάδες/εκατομμύρια κύτταρα, όπου οι στατικές διακυμάνσεις από κύτταρο σε κύτταρο εξαλείφονται από τη μέση συμπεριφορά ολοκλήρου του CAST.



Σχήμα 6.26: Μεταβολή της τάσης κατωφλίου για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες, ύστερα από 12 h σε θερμοκρασία δωματίου, στο (a) CAST 1 και (b) σ' ένα μεμονωμένο κύτταρο.

6.3 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“CAST: An electrical stress test to monitor single bit failures in Flash - EEPROM structures,” P. Cappelletti, R. Bez, D. Cantarelli, D. Nahmad, and L. Ravazzi, *Microelectron. Reliab.*, Vol. 37, pp. 473 – 481, (1997).
- ²“Ακτινοβόληση με πρωτόνια 7 MeV πυκνωτών MOS και τρανζίστορ MOSFET εμφυτευμένων με νανοσωματίδια πυριτίου”, Αράπης Παναγιώτης, Διπλωματική Εργασία, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, (2011).
- ³“Peculiar characteristics of nanocrystal memory cells programming window”, A. Gasperin, E. Amat, J. Martin, M. Porti, M. Nafria, Al. Paccagnella, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 27(1), (2009).

Κεφάλαιο 7: Η Ακτινοβολία στο Διάστημα

7.1 Εισαγωγή

Η εξέλιξη της τεχνολογίας και η ανάγκη για μεγαλύτερης κλίμακας ολοκλήρωση έχει οδηγήσει στη μείωση των διαστάσεων των κυκλωμάτων καθιστώντας τα ταυτόχρονα πιο επιρρεπή σε δυσλειτουργίες εξαιτίας της πιθανής τους έκθεσης σε ακτινοβολία. Το πρόβλημα αυτό γίνεται εντονότερο σε μικροηλεκτρονικά συστήματα που βρίσκονται σε κάποιο ύψος μέσα στην ατμόσφαιρα ή εκτός αυτής, περιπτώσεις στις οποίες η αδιάλειπτη λειτουργία καθίσταται ιδιαίτερα σημαντική. Οι τρόποι προστασίας ή αποφυγής που σήμερα εφαρμόζονται είναι η θωράκιση, η πρόβλεψη περιβάλλοντος ακτινοβολίας αυξημένης επικινδυνότητας και ο επανασχεδιασμός των κυκλωμάτων. Οι τρόποι προστασίας εξειδικεύονται περισσότερο ανάλογα με το είδος της ακτινοβολίας, και ως εκ τούτου είναι αναγκαία η μελέτη του διαστημικού, ατμοσφαιρικού και επίγειου περιβάλλοντος με βάση τους πληθυσμούς των σωματιδίων που υπάρχουν, την προέλευση και την ενέργειά τους¹.

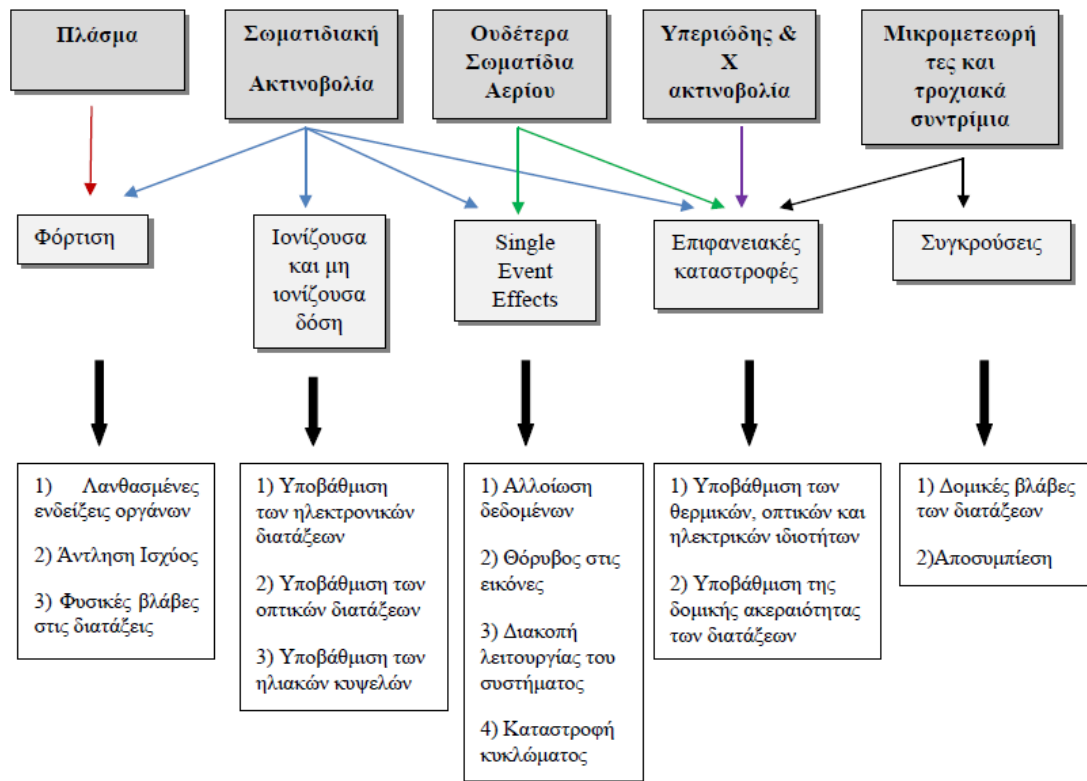
7.2 Διαστημικό περιβάλλον

Το φυσικό διαστημικό περιβάλλον, κατηγοριοποιείται σε δύο κατηγορίες ανάλογα με τους πληθυσμούς σωματιδίων που εμφανίζονται: (α) στα σωματίδια που είναι παγιδευμένα από τη γήινη μαγνητόσφαιρα σε ζώνες, περιλαμβάνοντας πρωτόνια, ηλεκτρόνια και βαρύτερα ιόντα, και (β) στα διερχόμενα σωματίδια που περιλαμβάνουν πρωτόνια, ηλεκτρόνια και βαρύτερα ιόντα όλων των στοιχείων του περιοδικού πίνακα. Η διερχόμενη ακτινοβολία στοιχειοθετείται από σωματίδια γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων (Galactic Cosmic Rays - GCR) και σωματίδια από ηλιακά γεγονότα όπως ηλιακές εκλάμψεις και στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας. Αυτά τα δύο είδη ηλιακών γεγονότων παράγουν ενεργητικά πρωτόνια, σωματίδια α, βαρέα ιόντα και ηλεκτρόνια που είναι τάξεις μεγέθους πιο άφθονα από αυτά της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας. Η μέγιστη ενέργεια των σωματιδίων που καταγράφονται στο διαστημικό περιβάλλον παρουσιάζονται στον Πίνακα 7.1.

Πίνακας 7.1

Είδος σωματιδίου	Μέγιστη Ενέργεια
Παγιδευμένα ηλεκτρόνια	Δεκάδες MeV
Παγιδευμένα πρωτόνια και βαρέα ιόντα	Εκατοντάδες MeV
Ηλιακά πρωτόνια	GeV
Ηλιακά βαρέα ιόντα	GeV
Γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες	TeV

Στο Σχήμα 7.1 παρουσιάζονται οι διάφορες πηγές ακτινοβολίας στο διάστημα και η επίδραση που έχουν στα μικροηλεκτρονικά συστήματα².



Σχήμα 7.1: Πηγές ακτινοβολίας και η επίδρασή τους στις ιδιότητες των διατάξεων.

7.2.1 Παγιδευμένοι πληθυσμοί

Ο Van Allen ανακάλυψε ότι γύρω από τη γη εμφανίζονται περιοχές όπου υπάρχουν πληθυσμοί παγιδευμένων πρωτονίων και ηλεκτρονίων. Το σχήμα των περιοχών αυτών θυμίζει ζώνες³. Τα επίπεδα των παγιδευμένων σωματιδίων όπως και οι θέσεις τους, εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από την ενέργεια των σωματιδίων, από το υψόμετρο, το γεωγραφικό πλάτος και από το επίπεδο της δραστηριότητας στον ήλιο, παράγοντες που εμφανίζουν ιδιαίτερα δυναμικό χαρακτήρα. Οι πληθυσμοί της περιοχής του χάσματος μεταξύ της εσωτερικής και εξωτερικής ζώνης, και οι πληθυσμοί της εξωτερικής ζώνης, μπορούν να αυξηθούν αρκετές τάξεις μεγέθους πάνω από τα συνήθη όρια, εξαιτίας αλλαγών στο σύστημα Ηλίου – Γης που προκαλούνται από ισχυρά ηλιακά γεγονότα. Λόγω της πολυπλοκότητας της κατανομής, οι παγιδευμένοι πληθυσμοί είναι δύσκολο να μοντελοποιηθούν και να προβλεφθούν.

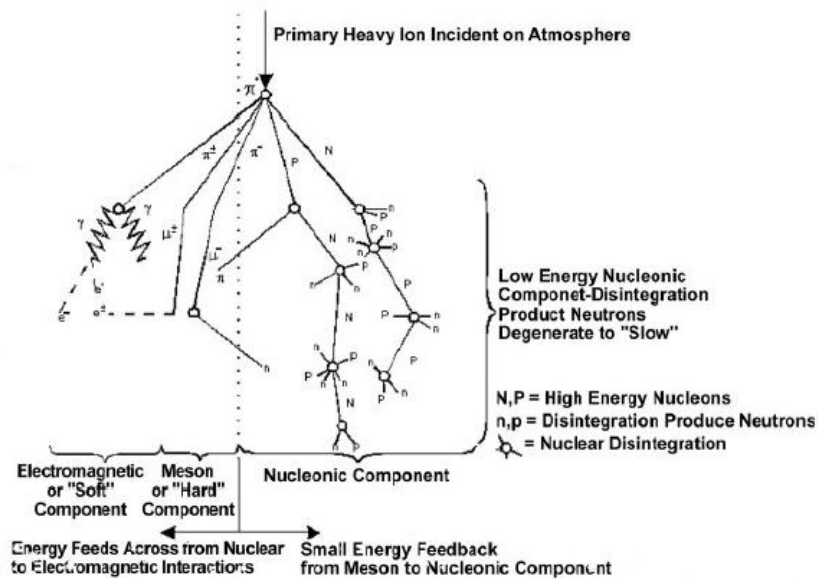
7.2.2 Διερχόμενοι πληθυσμοί

Οι πληθυσμοί σωματιδίων γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων είναι πληθυσμοί με συνεχή παρουσία, αργά μεταβαλλόμενοι, αποτελούμενοι από όλα τα στοιχεία του

περιοδικού πίνακα. Τα επίπεδα της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας διαμορφώνονται από τον εντετακτό ηλιακό κύκλο με μέγιστη ένταση κοντά στο ηλιακό ελάχιστο. Σε αυτά τα επίπεδα υπερτίθενται και απρόβλεπτες αυξήσεις στα επίπεδα ροής λόγω των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (Solar Energetic Particles) από ηλιακές καταιγίδες. Επειδή τα διερχόμενα σωματίδια διαπερνούν τη μαγνητική θωράκιση της Γης, μπορούν να φτάσουν σε διαστημικά συστήματα που βρίσκονται σε τροχιές κοντά σε αυτή, και είναι ιδιαίτερα επιβλαβή για τους δορυφόρους που βρίσκονται σε πολικές, υψηλά ελλειπτικές και γεωστατικές τροχιές.

7.3 Ατμοσφαιρικό περιβάλλον

Καθώς οι κοσμικές ακτίνες και τα ηλιακά σωματίδια εισέρχονται στην κορυφή της γήινης ατμόσφαιρας μειώνονται από αλληλεπιδράσεις με άτομα οξυγόνου και αζώτου⁴. Το αποτέλεσμα είναι ένας καταιγισμός δευτερευόντων σωματιδίων που προκύπτουν από μια σειρά αλληλεπιδράσεων όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.2. Τα παράγωγα των κοσμικών ακτίνων είναι πρωτόνια, ηλεκτρόνια, νετρόνια, βαρέα ιόντα, μίονια και πιόνια. Τα πιο σημαντικά παράγωγα όσον αφορά στις επιδράσεις της ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα είναι τα νετρόνια. Η πληροφόρησή μας για τα επίπεδα νετρονίων έρχεται από μετεωρολογικά μπαλόνια, αεροπλάνα και επίγειους σταθμούς μέτρησης. Οι ενέργειες των νετρονίων στην ατμόσφαιρα φτάνουν σε επίπεδα εκατοντάδων MeV.



Σχήμα 7.2: Οι κοσμικές ακτίνες φτάνοντας στην κορυφή της ατμόσφαιρας αλληλεπιδρούν δίνοντας μίονια, πιόνια, νετρόνια και άλλα σωματίδια.

7.4 Η ακτινοβολία στη Γη

Στη Γη εμφανίζεται τόσο φυσική όσο και ανθρωπογενής ακτινοβολία. Στον Πίνακα 7.2 παρουσιάζονται αυτές οι πηγές με την αντίστοιχη ετήσια ισοδύναμη δόση μετρούμενη σε μονάδες mSv (milliSievert).

Πίνακας 7.2

Πηγή	Είδος	Ετήσια δόση (mSv)
Επίγεια	Φυσική	0.26
Εισπνεόμενα ραδιονουκλίδια	Φυσική	1
Εσωτερικά ραδιονουκλίδια	Φυσική	0.26
Κοσμική ακτινοβολία	Φυσική	0.28
Κοσμογονικά ραδιονουκλίδια	Φυσική	0.01
Ιατρικών διαγνώσεων	Τεχνητή	0.92
Δοκιμές όπλων στην ατμόσφαιρα	Τεχνητή	0.05
Αεροπορικές μετακινήσεις	Φυσική	1.6 για πλήρωμα 0.03 για επιβάτες
Καταναλωτικά αγαθά	Τεχνητή	0.04
Πυρηνική ενέργεια	Τεχνητή	<<0.01

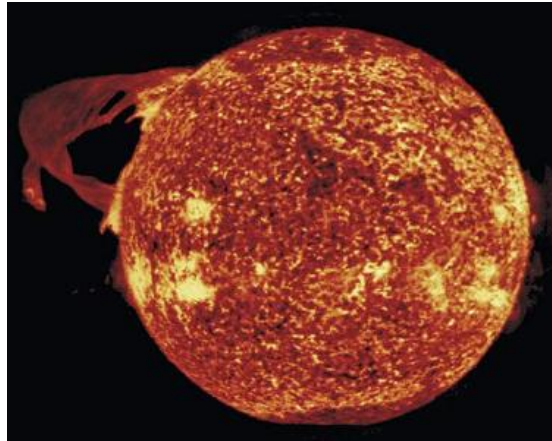
Οι πηγές που επηρεάζουν πιο σημαντικά τα μικροηλεκτρονικά συστήματα στη Γη (εκτός πυρηνικών εγκαταστάσεων) είναι επίγειες και κοσμικές ακτίνες που προκαλούν μεμονωμένες επιδράσεις (Single Event Effects – SEEs).

7.5 Ηλιακές εκλάμψεις και στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας

Δεδομένου ότι ο ήλιος είναι σε ρευστή κατάσταση, το ηλιακό μαγνητικό του πεδίο είναι πολύπλοκο και ιδιαίτερα μεταβλητό. Υπάρχει η μεταβολή μακράς διάρκειας με περίοδο 22 ετών και οι μικρής διάρκειας μεταβολές με τη μορφή έντονων, βραχείας διάρκειας καταιγίδων. Και οι δύο αυτές μεταβολές είναι υπεύθυνες για παρατηρήσιμες αλλαγές στο διαπλανητικό χώρο και στα επίπεδα ακτινοβολίας κοντά στη Γη. Οι δύο τύποι καταιγίδων που εμφανίζονται στον ήλιο και επηρεάζουν τα επίπεδα σωματιδιακής ακτινοβολίας είναι οι ηλιακές εκλάμψεις (solar flares) και οι στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας (coronal mass ejections)^{5,6}.

α) Ηλιακές εκλάμψεις

Οι ηλιακές εκλάμψεις εμφανίζονται ως ξαφνικές αυξήσεις της φωτεινότητας στη φωτόσφαιρα κοντά σε πολύπλοκους μαγνητικούς σχηματισμούς, τις ηλιακές κηλίδες (Σχήμα 7.3). Οι ηλιακές κηλίδες είναι οι ψυχρότερες περιοχές που φαίνονται σκοτεινές στο τηλεσκόπιο.

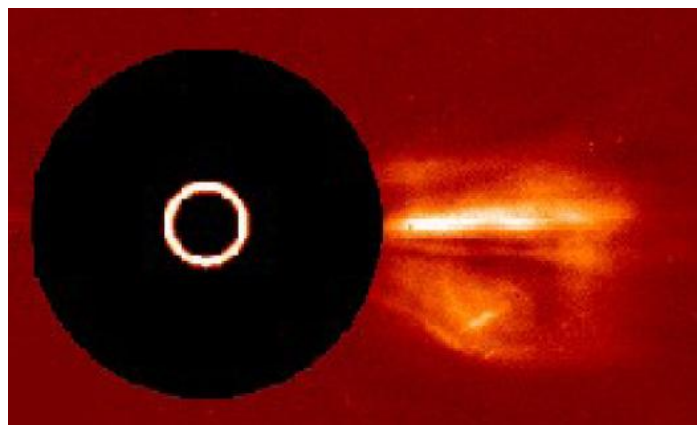


Σχήμα 7.3: Ηλιακές εκλάμψεις.

Οι εκλάμψεις είναι έντονες εκλύσεις ενέργειας που αφορούν αποιοπή και επανασύνδεση ισχυρών μαγνητικών γραμμών. Στην πραγματικότητα είναι τα πιο έντονα φαινόμενα του ηλιακού συστήματος. Κατά τη διάρκειά τους παρατηρείται αύξηση της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου στο διαπλανητικό χώρο, επειδή η ενέργεια που εκλύεται από την έκλαμψη επιταχύνει σωματίδια του ηλιακού πλάσματος (πρωτόνια, ηλεκτρόνια αλλά και βαρείς πυρήνες) σε μεγάλες ενέργειες.

β) Στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας

Οι στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας συμβαίνουν στο στρώμα του ήλιου έξω από τη φωτόσφαιρα, τη χρωμόσφαιρα. Μπορούμε να δούμε τη χρωμόσφαιρα μόνο αν φιλτράρουμε το έντονο φως της φωτόσφαιρας. Η χρωμόσφαιρα τότε φαίνεται σαν ένας φωτεινός δακτύλιος γύρω από τον ήλιο. Οι στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας παρατηρούνται σαν μεγάλες φυσαλίδες αερίου και μαγνητικού πεδίου. Απελευθερώνουν 10^{14} kg πλάσματος στο διαπλανητικό χώρο. Η διαδικασία αυτή προκαλεί μεγάλη αύξηση στην ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Το ωστικό κύμα της απελευθέρωσης του πλάσματος είναι αυτό που σχετίζεται με την επιτάχυνση σωματιδίων και τις μαγνητικές καταιγίδες στη Γη (Σχήμα 7.4).

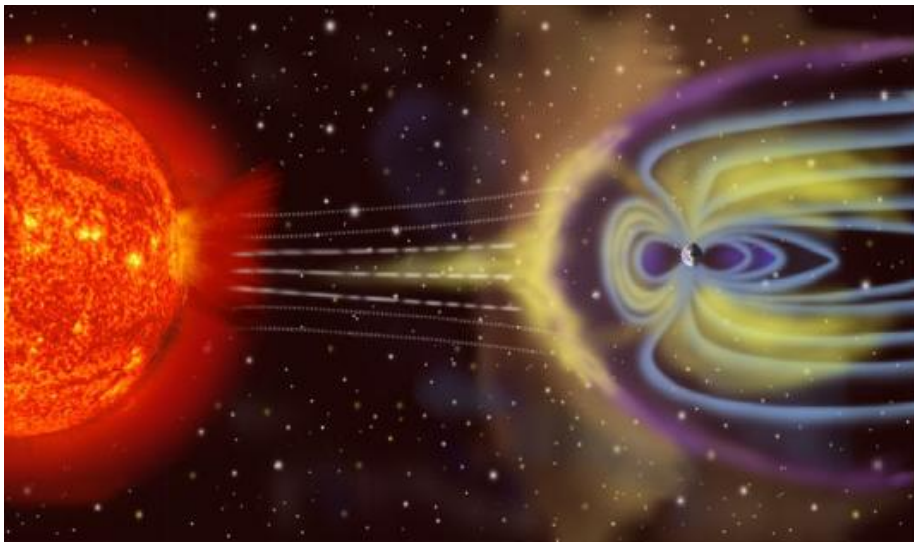


Σχήμα 7.4: Στεμματική εκτόξευση μάζας, όπου διακρίνεται η χρωμόσφαιρα σαν φωτεινός δακτύλιος.

Σε περιόδους μέγιστης ηλιακής δραστηριότητας έχουμε 2 - 3 στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας κάθε ημέρα, ενώ στο ελάχιστο έχουμε περίπου μία κάθε εβδομάδα. Αυτές διαταράσσουν την φυσιολογική ροή του ηλιακού ανέμου και γίνονται αισθητές στη Γη.

7.6 Μαγνητόσφαιρα

Μαγνητόσφαιρα ονομάζεται η περιοχή γύρω από ένα αστρονομικό αντικείμενο στην οποία κυριαρχούν φαινόμενα που οργανώθηκαν από το μαγνητικό του πεδίο. Η Γη, όπως και οι πλανήτες Ερμής, Δίας, Κρόνος, Ουρανός και Ποσειδώνας, περιβάλλονται από μαγνητόσφαιρα.



Σχήμα 7.5: Απεικόνιση της μαγνητόσφαιρας της Γης.

Η μαγνητόσφαιρα της Γης είναι μια περιοχή της οποίας το σχήμα στο χώρο προσδιορίζεται από την έκταση του γήινου μαγνητικού πεδίου, το πλάσμα του ηλιακού ανέμου και το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Στη μαγνητόσφαιρα, ένα μείγμα από ελεύθερα ιόντα και ηλεκτρόνια τα οποία προέρχονται είτε από τον ηλιακό άνεμο είτε από τη γήινη ιονόσφαιρα, περιορίζονται από μαγνητικές και ηλεκτρικές δυνάμεις που είναι πολύ ισχυρότερες από τις βαρυτικές. Παρά το όνομά της, η μαγνητόσφαιρα είναι σαφώς μη σφαιρική. Δύο παράγοντες καθορίζουν τη δομή και την συμπεριφορά της μαγνητόσφαιρας: Το μαγνητικό πεδίο της Γης και ο ηλιακός άνεμος.

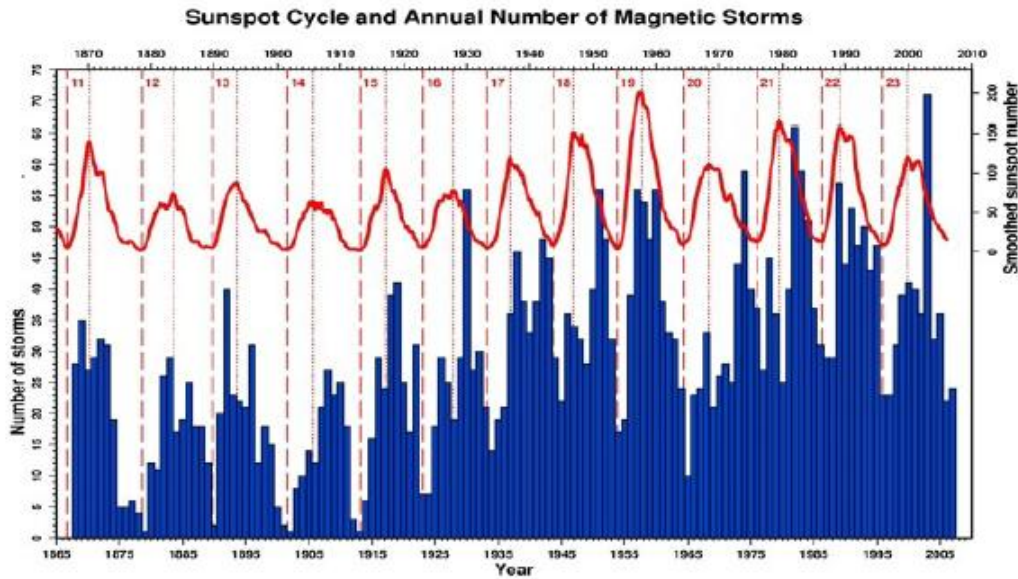
Το εσωτερικό πεδίο της Γης φαίνεται να δημιουργείται στον πυρήνα της με μια δυναμική διαδικασία που σχετίζεται με την κυκλοφορία υγρού μετάλλου, καθοδηγούμενο από εσωτερικές πηγές θερμότητας. Το μεγαλύτερο μέρος μοιάζει με το πεδίο ενός διπολικού μαγνήτη με κλίση περίπου 10° με τον άξονα περιστροφής της, αλλά επίσης υπάρχουν και πιο πολύπλοκες συνιστώσες τις οποίες υπέδειξε ο Gauss. Το διπολικό πεδίο έχει μια ένταση περίπου 30.000 – 60.000 nT στην

επιφάνεια της Γης, και η έντασή του ελαττώνεται αντιστρόφως ανάλογα με τον κύβο της απόστασης (όπως άλλωστε ισχύει για κάθε διπολικό πεδίο).

Ο ηλιακός άνεμος είναι μια γρήγορη εκροή θερμού πλάσματος από τον Ήλιο προς όλες τις κατευθύνσεις. Πάνω από την ισημερινό του ήλιου, η ταχύτητα του φτάνει τα 400 km/sec ενώ πάνω από τους πόλους μέχρι και το διπλάσιο. Η ροή τροφοδοτείται από την τεράστια (εκατομμυρίων βαθμών) θερμοκρασία του στέμματος. Η σύνθεση του μοιάζει με αυτή του Ήλιου, περίπου το 95% των ιόντων είναι πρωτόνια, περίπου 4% πυρήνες ήλιου και μόλις 1% βαρύτερων υλικών όπως C, O, Ne, Si, Mg μέχρι Fe και τα απαραίτητα ηλεκτρόνια ώστε να διατηρείται η ουδετερότητα του πλάσματος.

7.7 Μαγνητικές καταιγίδες

Αν ασκηθούν μεγάλες ώθήσεις στο πλάσμα, αυτό παράγει ηλεκτρικά πεδία που του επιτρέπουν να κινηθεί αποκρινόμενο στην ώθηση, και συνήθως κατά τη διαδικασία αυτή, το μαγνητικό πεδίο παραμορφώνεται. Σε αυτή την κατάσταση οι δυναμικές γραμμές της μαγνητόσφαιρας είναι συγκριτικά ισχυρά συνδεδεμένες με αυτές του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, επιτρέποντας σε ενέργεια και πλάσμα να εισέρχονται με αρκετά μεγάλους ρυθμούς. Αυτό διογκώνει τη μαγνητική ουρά και την κάνει ασταθή. Τελικά η δομή της ουράς αλλάζει απότομα και βίαια, μια διαδικασία που ονομάζεται μαγνητική υποκαταιγίδα. Καθώς η ουρά διογκώνεται δημιουργεί ένα ευρύτερο εμπόδιο στη ροή του ηλιακού ανέμου με αποτέλεσμα ο ηλιακός άνεμος να συνθλίβει το φαρδύτερο τμήμα της ουράς. Το αποτέλεσμα αυτής της συρρίκνωσης είναι η αποκοπή μαγνητικών γραμμών του πλάσματος, και η απώτερη μεριά του πλάσματος εμφανίζεται πλέον σαν ανεξάρτητη μαγνητική δομή. Το τμήμα της ουράς που είναι πλησιέστερα προς τη Γη, τραβιέται προς αυτήν, ενεργοποιώντας σωματίδια, παράγοντας ρεύματα Birkelan και πολικό σέλας⁷. Η διαδικασία αυτή μπορεί να επαναληφθεί πολλές φορές τη μέρα. Στο Σχήμα 7.6 φαίνεται η συσχέτιση του ηλιακού κύκλου με τον ετήσιο αριθμό μαγνητικών καταιγίδων. Αυτό συμβαίνει κατά τη διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων, όταν μετά από μια ηλιακή έκρηξη, ένα ταχέως μεταβαλλόμενο σύννεφο πλάσματος χτυπά στη Γη. Η ίδια η ατμόσφαιρα αποτελεί επίσης ένα ακόμη προστατευτικό φράγμα σε ότι αφορά στη ροή των κοσμικών σωματιδίων. Το αποτέλεσμα των παραπάνω διαδικασιών είναι η εμφάνιση σημαντικής εξάρτησης της καταγεγραμμένης ροής, ως συνάρτηση του ύψους και του γεωγραφικού πλάτους.



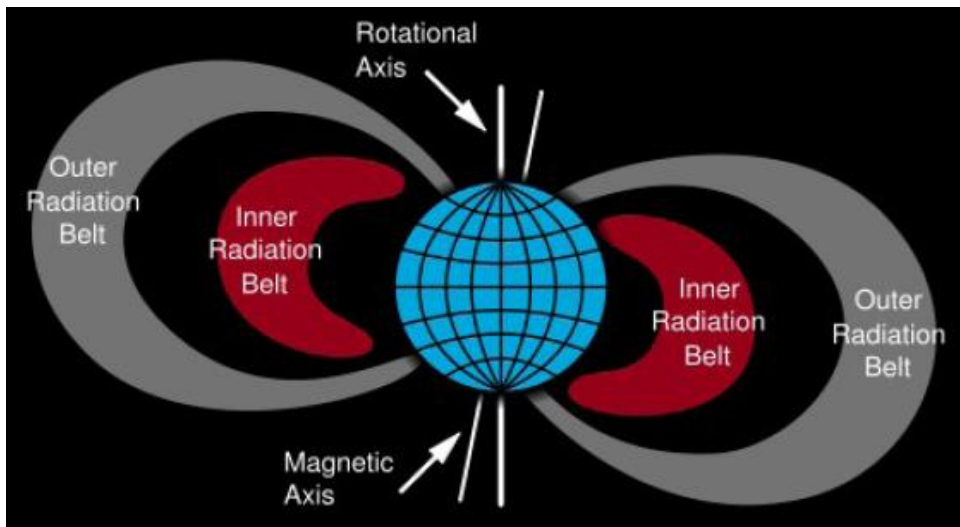
Σχήμα 7.6: Ηλιακός κύκλος και ετήσιος αριθμός μαγνητικών καταιγίδων.

7.8 Ζώνες ακτινοβολίας Van Allen

Οι ζώνες ακτινοβολίας Van Allen αποτελούνται από ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια που φέρονται να παγιδεύτηκαν από το γήινο μαγνητικό πεδίο. Είναι στενά συνδεδεμένες με το πολικό σέλας όπου τα σωματίδια συγκρούονται με τα μόρια από τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας και προκαλείται φθορισμός. Ο όρος Van Allen αναφέρεται συγκεκριμένα στις ζώνες ακτινοβολίας γύρω από τη Γη, ωστόσο παρόμοιες ζώνες έχουν ανακαλυφθεί και γύρω από άλλους πλανήτες. Δύο διακριτές ζώνες σχηματίζονται από ενεργητικά ηλεκτρόνια, ενώ μία τρίτη, ενιαία, σχηματίζεται από πρωτόνια (Σχήμα 7.7). Εντός αυτών των ζωνών υπάρχουν σωματίδια ικανά να διεισδύσουν σε θωράκιση ενός mm μολύβδου⁸.

α) Εξωτερική ζώνη Van Allen

Η μεγάλη εξωτερική ζώνη ακτινοβολίας έχει τη μεγαλύτερη ένταση περίπου σε ένα ύψος ανάμεσα σε 4 και 5 ακτίνες της Γης. Κυρίως παράγεται από την εισερχόμενη ακτινοβολία (ηλιακή και κοσμική) αλλά και από τοπικές επιταχύνσεις λόγω της μεταφοράς ενέργειας από το πλάσμα στα ηλεκτρόνια της ζώνης⁹. Αποτελείται κυρίως από υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια (0.1 - 10 MeV) παγιδευμένα στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Η ακτίνα της περιστροφικής τροχιάς των ενεργητικών πρωτονίων μέσα στο μαγνητικό πεδίο της Γης, είναι αρκετά μεγάλη ώστε να τα φέρει σε επαφή με την ατμόσφαιρα. Οι πληθυσμοί των παγιδευμένων σωματιδίων στην εξωτερική ζώνη εμφανίζουν σημαντική ποικιλία και περιέχουν εκτός από ηλεκτρόνια και διάφορα άλλα ιόντα. Τα περισσότερα από τα ιόντα αυτά είναι πρωτόνια αλλά υπάρχουν και συγκεκριμένα ποσοστά σωματιδίων α και κατιόντων οξυγόνου, όπως και στην ιονόσφαιρα, αλλά πολύ πιο ενεργητικά¹⁰.



Σχήμα 7.7: Απεικόνιση των ζωνών ακτινοβολίας της Γης.

β) Εσωτερική ζώνη Van Allen

Η εσωτερική ζώνη Van Allen εκτείνεται από υψόμετρο 700 έως 10.000 km (0.1 έως 1.5 ακτίνες της Γης) και περιέχει υψηλές συγκεντρώσεις ενεργητικών πρωτονίων με ενέργειες που υπερβαίνουν τα 100 MeV και ηλεκτρόνια στο φάσμα των εκατοντάδων keV, τα οποία έχουν παγιδευτεί από το ισχυρό μαγνητικό πεδίο αυτής της περιοχής σε σχέση με την εξωτερική ζώνη. Πρωτόνια ενεργειών πάνω από 50 MeV στα χαμηλότερα υψόμετρα της εσωτερικής ζώνης είναι το αποτέλεσμα της βήτα διάσπασης νετρονίων που προέρχονται από την προσπίπτουσα στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας κοσμική ακτινοβολία. Η πηγή των χαμηλότερης ενέργειας πρωτονίων οφείλεται στη διάχυση των πρωτονίων λόγω των μεταβολών του μαγνητικού πεδίου κατά τη διάρκεια των γεωμαγνητικών καταιγίδων¹¹.

7.9 Κοσμική ακτινοβολία

Η μαγνητόσφαιρα της Γης βομβαρδίζεται συνεχώς από μια σχεδόν ισοτροπική ροή ενεργητικών φορτισμένων σωματιδίων, κυρίως πυρήνες ατόμων απογυμνωμένους από όλα τα ηλεκτρόνια. Αυτά περιλαμβάνουν κατά 85% πρωτόνια, κατά 14% σωματία α και κατά 1% βαρύτερα ιόντα, καλύπτοντας όλο το εύρος των στοιχείων, κάποια από τα πιο άφθονα από τα οποία είναι για παράδειγμα πυρήνες άνθρακα και σιδήρου. Ταξιδεύουν περίπου με την ταχύτητα του φωτός έχοντας τεράστιες ενέργειες (περίπου 10^{21} eV) και φέρονται να έχουν ταξιδέψει μέσα στο γαλαξία για περίπου 10 εκατομμύρια χρόνια προτού φτάσουν στη Γη¹². Κατά ένα μέρος κρατιούνται έξω από το μαγνητικό πεδίο της Γης και επιτυγχάνουν μεγαλύτερη διείσδυση στις περιοχές κοντά στους πόλους σε σχέση με τον ισημερινό. Στο ελάχιστο του ηλιακού κύκλου οι κοσμικές ακτίνες έχουν μεγαλύτερη διεισδυτικότητα και φτάνουν κοντά στην Γη με μεγαλύτερη ένταση.

7.10 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Space, atmospheric and terrestrial radiation environments*”, Barth J. L, C. S. Dyer, E. G. Stassinopoulos, IEEE Trans. on Nuclear Science, 50, (3), p. 466 - 482, (2003).
- ²“*Flash Memories*”, Igor Stievano, Published by In Tech, (2011).
- ³“*Cosmic Ray Effects on Microelectronics*”, J.H. Adams, Part IV, NRL Memorandum Report, 5901, (1986).
- ⁴“*The variability of single event upset rates in the natural environment*”, J.H. Adams, IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol. NS-30, no. 6, pp. 4475 - 4480, (1983).
- ⁵“*The effects of solar flares on single event upset rates*”, J.H. Adams, A. Gelman, IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol. NS-31, no. 6, pp. 1212 - 1216, (1984).
- ⁶“*Effects on Spacecraft & Aircraft Electronics*”, Clive Dyer & David Rodgers, Space Department, DERA Farnborough, British Crown, (1998).
- ⁷“*Cosmic Rays and Earth*”, Duldig, M. L. Muon, Bieber, J. W., Eroshenko, E., Evenson, P., Fluckiger, E. O., Kallenbach, Space Sciences Series of ISSI 10, 207-226, (2010).
- ⁸“*Empirical model of proton fluxes in the equatorial inner magnetosphere*”, Milillo, A., S. Orsini, and I. A. Daglis *Report IFSI, 2000 - 6*, Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario, Frascati, Italy, (2000).
- ⁹“*Space Storms and Space Weather Hazards in Geospace*”, Anastasiadis A. and I.A. Daglis, *Hipparchos*, Vol. 1, No 9, p.7, (2001).
- ¹⁰“*Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*”, Martin Walt, (1994).
- ¹¹“*The Radiation belt and Magnetosphere*”, Wilmot Hess, (1968).
- ¹²“*Introduction to the Space Environment*”, Second Edition, Thomas F. Tascione, (1994).
- ¹³“*Space Radiation Environment*”, Henry B. Garrett, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, (1993).

Κεφάλαιο 8: Επίδραση Ακτινοβολίας στις Μη-Πτητικές Μνήμες

8.1 Εισαγωγή

Είναι ευρέως γνωστό ότι η έκθεση σε ιοντίζουσα ακτινοβολία υποβαθμίζει και αλλοιώνει τις ηλεκτρικές ιδιότητες των ηλεκτρονικών διατάξεων στερεάς κατάστασης. Οι επιδράσεις, για παράδειγμα, των ακτίνων γ , ακτίνων X , ηλεκτρονίων, πρωτονίων, νετρονίων και βαρέων ιόντων στις διατάξεις MOS, έχουν αποτελέσει αντικείμενο αριστών βιβλίων και άρθρων, για περισσότερο από τις δύο τελευταίες δεκαετίες^{1,2,21,22,23}. Για παράδειγμα, η αξιοπιστία των ηλεκτρονικών εξαρτημάτων που βρίσκονται στο διάστημα και οι δορυφορικές εφαρμογές που εξυπηρετούν, μπορούν να τεθούν σε σοβαρό κίνδυνο από φορτισμένα σωματίδια που προέρχονται από τον Ήλιο ή από γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες που διεισδύουν στο ηλιακό μας σύστημα³. Μπορούμε να αναφέρουμε τα γεγονότα του Νοεμβρίου 2003, όταν μία από τις μεγαλύτερες ηλιακές εκλάμψεις που έχουν καταγραφεί ποτέ, πραγματοποιήθηκε, θέτοντας εκτός λειτουργίας δορυφορικές και ασύρματες τηλεπικοινωνίες⁴. Τα υψηλής ενέργειας φορτισμένα σωματίδια από το διάστημα μπορούν επίσης να εισέλθουν στην ατμόσφαιρα και να παράγουν μια αλληλουχία δευτερογενών σωματιδίων, αποφέροντας μια σημαντική ροή νετρονίων στο επίπεδο της Γης, που απειλεί σοβαρά τα ηλεκτρονικά κυκλώματα.

Γενικά, όταν αντιμετωπίζουμε την επίδραση των ιοντιζουσών ακτινοβολιών στις ηλεκτρονικές διατάξεις, διακρίνουμε δύο κύρια φαινόμενα: α) την επίδραση της ολικής δόσης ιονισμού (Total Ionizing Dose – TID) και β) μεμονωμένες επιδράσεις (Single-Event Effects – SEEs). Οι επιδράσεις της TID προέρχονται, από την επαγόμενη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων – οπών, από την ακτινοβολία και την προσδευτική δημιουργία περιοχών με φορτίο στη διάταξη. Αριστέες πηγές ακτινοβολίας μπορούν να παράγουν φαινόμενα TID (π.χ. ακτίνες X , ακτίνες γ εκπαιμπόμενες από ^{60}Co , υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια και πρωτόνια). Εξαιτίας της πολύ μικρής πυκνότητας παραγόμενων ζευγών ηλεκτρονίων/οπών, από την ακτινοβολία, αμέσως μετά την παραγωγή τους τείνουν να επανασυνδεθούν σε πολύ μικρούς χρόνους (της τάξης των picoseconds⁵), σύμφωνα με το μοντέλο επανασύνδεσης⁶ κατά ζεύγη, όπου κάθε φορέας επανασυνδέεται μ' αυτόν που δημιουργήθηκε. Ο ιονισμός και η επανασύνδεση φορέων μπορούν να δημιουργήσουν παγιδευμένα φορτία, ατέλειες όγκου ή διεπιφανειακές ατέλειες. Η ενέργεια που απελευθερώνεται από τη διαδικασία της επανασύνδεσης είναι δυνατό να δημιουργήσει ατέλειες στον όγκο των οξειδίων ή στις διεπιφάνειες ημιαγωγού/διηλεκτρικού⁷. Αυτές οι παγίδες είναι υπεύθυνες για την πλειοψηφία των μηχανισμών υποβάθμισης των διατάξεων MOS, όπως το ρεύμα διαρροής επαγόμενο από την ακτινοβολία (Radiation Induced Leakage Current – RILC)^{8,9}, το οποίο

είναι ένα παρασιτικό ρεύμα διαρροής που εκδηλώνεται με διέλευση σήραγγας μέσω ουδέτερων παγίδων στο οξείδιο, που δημιουργήθηκαν κατά την ακτινοβόληση. Εάν οι παγίδες είναι κοντά στη διεπιφάνεια του πυριτίου με το οξείδιο του, δύναται να επηρεάσουν την περιοχή του υπο-κατωφλιακού ρεύματος σ' ένα τρανζίστορ MOSFET, αυξάνοντας την αιώρηση υποκατωφλίου (sub-threshold swing) καθώς και την τάση κατωφλίου (threshold voltage). Η διαδικασία επανασύνδεσης επηρεάζεται ισχυρά από την ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο τείνει να διαχωρίσει τα παραγόμενα ζεύγη και ως εκ τούτου περιορίζει την επανασύνδεση. Μ' αυτόν τον τρόπο δημιουργείται επιπλέον παγιδευμένο φορτίο, το οποίο με τη σειρά του μεταβάλλει την τάση κατωφλίου ενός MOSFET.

Οι μεμονωμένες αλληλεπιδράσεις εξαρτώνται από την ενέργεια που απελευθερώνεται από ένα μόνο εντοπισμένο σωματίδιο, υψηλής ενέργειας (τυπικά βαρύ ιόν), καθώς προσκρούει στην ηλεκτρονική διάταξη. Για κάθε ιόν που διαπερνά ένα υλικό, το ποσό της ενέργειας που χάνεται σε διεργασίες ιονισμού ανά μονάδα μήκους ορίζεται ως γραμμική μεταφορά ενέργειας (Linear Energy Transfer – LET), μετριέται σε μονάδες MeV cm²/mg, και είναι ευθέως ανάλογο με τον αριθμό των ζευγών ηλεκτρονίων/οπών που παράγονται ανά μονάδα μήκους. Από φυσική άποψη, η ενέργεια των προσκρουόμενων σωματιδίων μεταφέρεται στο πλέγμα, δημιουργώντας ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών, φωτόνια και φωνόνια. Η διαδικασία της επανασύνδεσης είναι αρκετά πολύπλοκη σε σχέση με τα φαινόμενα TID. Στο SiO₂, η επανασύνδεση ακλουθεί ένα μοντέλο^{10,11}, όπου είναι δυνατή η δημιουργία σμηνών από ατέλειες στο διηλεκτρικό, με αποτέλεσμα το σχηματισμό εντοπισμένων «μονοπατιών» για ρεύματα διαρροής ή εντοπισμένες περιοχές κατάρρευσης στο διηλεκτρικό. Από ηλεκτρικής σκοπιάς, τα SEE ευθύνονται για μια πληθώρα φαινομένων, όπως μεμονωμένη διάτρηση πύλης (single – event gate rupture)¹², διηλεκτρική κατάρρευση^{13,14}, μεμονωμένες μεταβάσεις σε κυκλώματα (single – event transient)¹⁵, μεμονωμένες διαταραχές (single – event upsets)¹⁶ και μεμονωμένο βραχυκύκλωμα (single – event latchup)¹⁷. Πριν εξετάσουμε την επίδραση της ακτινοβολίας στις μη πτητικές μνήμες, είναι ουσιώδες να κατανοήσουμε την επίδραση της ακτινοβολίας στο βασικό δομικό τους στοιχείο, που δεν είναι άλλο από το οξείδιό τους.

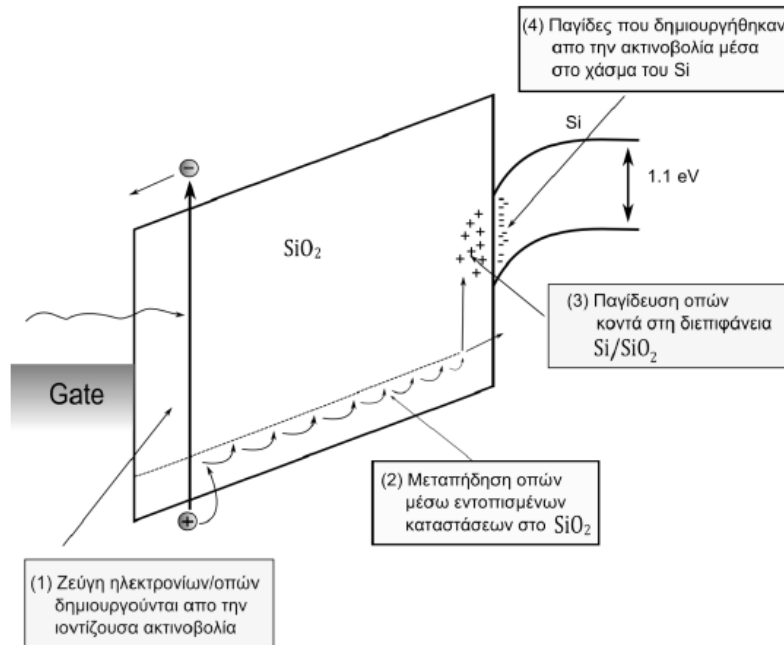
8.2 Επίδραση της ακτινοβολίας στο οξείδιο πυκνωτή MOS

Με την πρόσπτωση ακτινοβολίας στον πυκνωτή ικανής να ιονίσει το οξείδιο, λαμβάνουν χώρα μια σειρά από γεγονότα τα οποία αλλάζουν τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του.

8.2.1 Οι διαδοχικές φάσεις μετά την ακτινοβόληση του MOS

Ο ιονισμός του οξειδίου πύλης του πυκνωτή από την εισερχόμενη ακτινοβολία προκαλεί μια αλληλουχία γεγονότων, τα οποία απεικονίζονται στο Σχήμα 8.1. Το

φαινόμενο διακρίνεται σε τέσσερις διαδοχικές φάσεις^{18,19,20}, όπως παρουσιάζονται παρακάτω.



Σχήμα 8.1: Τα διαδοχικά στάδια μετά τον ιονισμό λόγω ακτινοβολήσης του πυκνωτή.

- **Φάση 1: Δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων – οπών**

Όταν η ionίζουσα ακτινοβολία διαπεράσει το οξείδιο, η ενέργεια που εναποτίθεται δημιουργεί ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών. Η απαιτούμενη ενέργεια ανά ζεύγος έχει μετρηθεί να είναι $E_{pair} = 17 \pm 1$ eV. Τα πρώτα κιλόμετρα 10^{-12} sec πραγματοποιείται επανασύνδεση ενός μεγάλου ποσοστού των ζευγών ηλεκτρονίων/οπών. Αυτό το ποσοστό εξαρτάται κυρίως από το εφαρμοζόμενο πεδίο, την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας καθώς και το είδος των εκάστοτε σωματιδίων της ακτινοβολίας. Επειδή στο SiO₂ τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται είναι πιο ευκίνητα από τις οπές, συλλέγονται από το ηλεκτρόδιο πύλης σε χρόνους της τάξεως 10^{-12} sec. Αντίθετα, οι οπές που δεν επανασυνδέθηκαν, παρουσιάζουν αρκετά χαμηλότερη ευκινησία με αποτέλεσμα να παραμένουν στις θέσεις δημιουργίας, προκαλώντας αρνητική μετατόπιση της τάσης κατωφλίου ή επιπέδων ζωνών, για τρανζίστορ ή πυκνωτή αντίστοιχα. Αυτή η πρώτη διαδικασία γένεσης και επανασύνδεσης φορέων είναι από τους κυριότερους μηχανισμούς που διαμορφώνει τη συμπεριφορά των μη-πτητικών μνημών μετά την ακτινοβόληση.

- **Φάση 2: Μετακίνηση οπών στο οξείδιο**

Στα επόμενα 10^{-7} sec έως sec μετά την ακτινοβόληση και σε συνθήκες θερμοκρασίας δωματίου, οι οπές που δεν επανασυνδέθηκαν μετακινούνται

απο το οξείδιο μέσα στο υπόστρωμα του πυριτίου, με βάση το μηχανισμό αγωγιμότητας με άλματα φορτίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, βραχυπρόθεσμα να υπάρχει μια σύντομη ανάκτηση της τάσης γεγονός που επηρεάζεται από παράγοντες όπως το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο, η θερμοκρασία και το πάχος του οξειδίου. Αξίζει να σημειωθεί πως για χαμηλότερες θερμοκρασίες ο χρόνος μετακίνησης των οπών αυξάνεται.

- **Φάση 3: Παγίδευση οπών μέσα στο οξείδιο, κοντά στη διεπιφάνεια**
Όταν οι οπές καταφέρουν και φτάσουν στη διεπιφάνεια Si/SiO₂, τότε κάποιες από αυτές συλλαμβάνονται από παγίδες στην περιοχή και παραμένουν για μεγάλα χρονικά διαστήματα, από ώρες μέχρι και χρόνια. Η παγίδευση των οπών στη διεπιφάνεια και η επακόλουθη χρονοβόρα ανόπτηση, προκαλεί αρνητική μετατόπιση της τάσης πύλης και εξαρτάται από τη θερμοκρασία, την ποιότητα του οξειδίου και το εφαρμοζόμενο πεδίο.
- **Φάση 4: Παγίδες διεπιφάνειας**
Τελευταίος παράγοντας που επηρεάζει τις ηλεκτρικές ιδιότητες του πυκνωτή MOS είναι η δημιουργία παγίδων στη διεπιφάνεια Si/SiO₂. Αυτές είναι τοπικές καταστάσεις με ενεργειακές καταστάσεις που εντοπίζονται μέσα στο ενεργειακό χάσμα του Si. Η κατάληψη τους καθορίζεται από το επίπεδο Fermi στη διεπιφάνεια. Μπορεί να εμφανιστούν αμέσως μετά την πρόσπτωση της ακτινοβολίας, είτε με καθυστέρηση (της τάξης των 10³ sec), σε θερμοκρασία δωματίου.

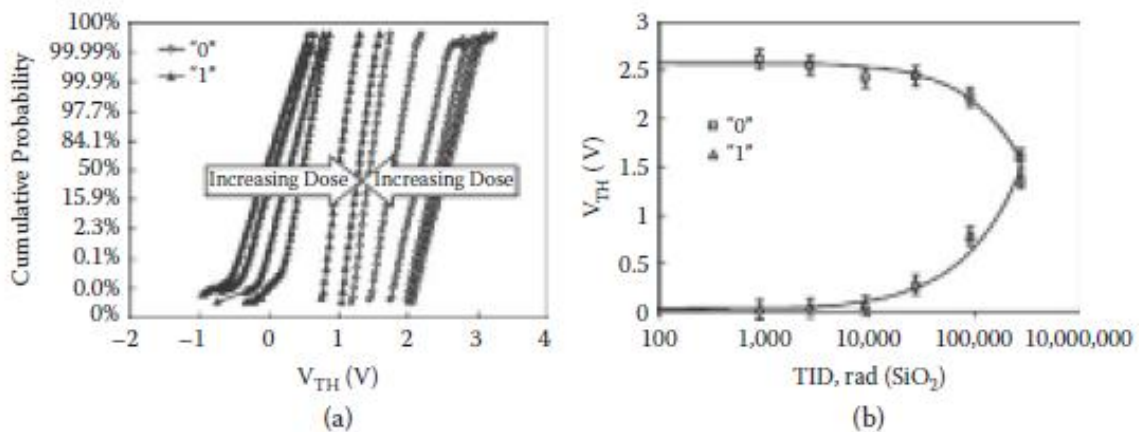
8.3 Επίδραση της ακτινοβολίας στις μνήμες FG – MOSFET

Η πλειοψηφία των μνημών Flash αποτελείται από διατάξεις τύπου FG – MOSFET, οι οποίες μπορούν να υποβληθούν σε φαινόμενα TID και SEE, δημιουργώντας προβλήματα στα στρώματα των διηλεκτρικών και στην αποθηκευμένη πληροφορία. Επιπρόσθετα με όλες τις επιδράσεις της ακτινοβολίας που έχουν παρατηρηθεί στις συμβατικές διατάξεις MOS, οι μνήμες FG – MOSFET παρουσιάζουν κάποια ασυνήθη συμπεριφορά ύστερα από την ακτινοβόληση τους, λόγω της παρουσίας του αποθηκευτικού μέσου. Μεταξύ αυτών, τα πιο σημαντικά προβλήματα είναι η άμεση απώλεια φορτίου μετά την ακτινοβόληση και η υποβάθμιση της ικανότητας διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου, η οποία παρεμποδίζει τη σωστή λειτουργία του κυττάρου μνήμης ακόμα και σε χαμηλές δόσεις.

8.3.1 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω TID

Το Σχήμα 8.2 συνοψίζει την επίδραση της απώλειας φορτίου λόγω TID, από την ακτινοβόληση μνημών FG – MOSFET με ακτίνες – γ²⁴ από πηγή ⁶⁰Co.

Συγκεκριμένα, στο γράφημα 8.2(a) παρουσιάζεται η πιθανότητα ολίσθησης της τάσης κατωφλίου, με βάση την κατανομή Weibull, για διάφορες δόσεις ιονισμού πριν και μετά την ακτινοβόληση. Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, τα κύτταρα FG – MOSFET προοδευτικά χάνουν το φορτίο τους. Αυτό έχει ως συνέπεια τη μετατόπιση της τάσης κατωφλίου σε μικρότερες τιμές για τα κύτταρα που ήταν προγραμματισμένα στην κατάσταση “1”, λόγω της απώλειας αρνητικού φορτίου, ενώ για τα κύτταρα που βρίσκονται στην κατάσταση “0” παρατηρείται μετατόπιση σε υψηλότερες τιμές, λόγω της απώλειας θετικού φορτίου. Το προοδευτικό «αλείσιμο» του παράθυρου μνήμης απεικονίζεται στο γράφημα 8.2(b). Παρόμοια αποτελέσματα έχουν αναφερθεί και για άλλες πηγές TID, όπως ακτίνες – X και πρωτόνια^{25,26}.



Σχήμα 8.2: (a) Αθροιστικές κατανομές της τάσης κατωφλίου σε μνήμες με επιπλέονσα πύλη, προγραμματισμένες είτε στην κατάσταση “0” είτε στην “1”, για διαφορετικές δόσεις ιονισμού, (b) Εξέλιξη της μέσης τάσης κατωφλίου ως συνάρτηση της ολική δόσης ιονισμού.

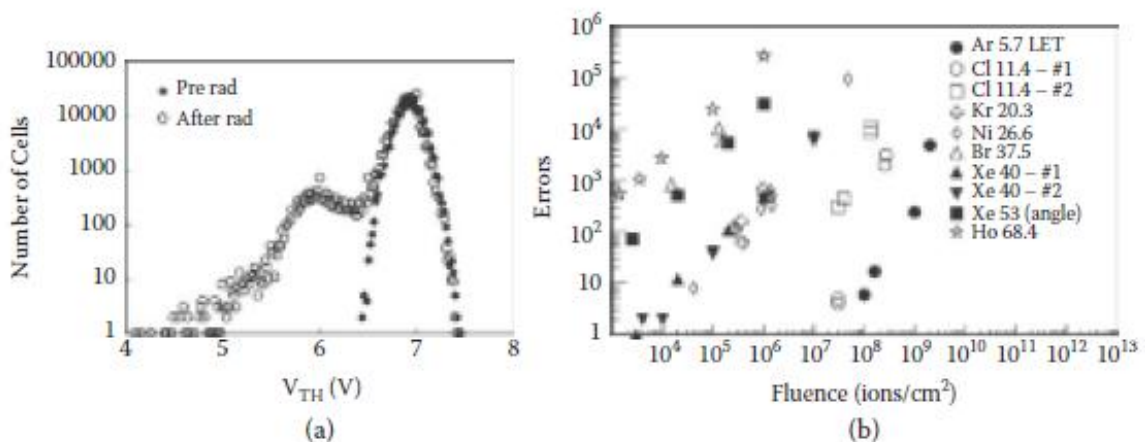
Δύο σημαντικοί μηχανισμοί συμβάλλουν στην απώλεια φορτίου:

- Ουδετεροποίηση του φορτίου της επιπλέονσας πύλης λόγω της δημιουργίας ζευγών ηλεκτρονίων/οπών στο οξειδιο ελέγχου ή πύλης, από την ιονίζουσα ακτινοβολία. Η ακτινοβολία παράγει ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών σ’ όλα τα οξείδια που περιβάλλουν την επιπλέονσα πύλη. Μέρος αυτών των φορέων επανασυνδέονται πολύ γρήγορα, σ’ εξάρτηση πάντα από το ηλεκτρικό πεδίο. Λόγω της μεγαλύτερης τους ευκινησίας, τα ηλεκτρόνια που «επιζούν» της διαδικασίας επανασύνδεσης, γρήγορα διεγείρονται θερμικά και παρασύροντα μακριά από το οξείδιο²⁷. Εν αντιθέσει, οι οπές μετακινούμενες αργά (λόγω μεγαλύτερης αδράνειας) κατά μήκος του οξειδίου, με ολίσθηση ή διάχυση, μπορούν να παγιδευτούν σ’ ατέλειες όγκου του οξειδίου ή στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ ή να κινηθούν κατά μήκος της επιπλέονσας μνήμης. Το ποσοστό των οπών που φτάνει στην επιπλέονσα πύλη επανασυνδέεται με μέρος του αποθηκευμένου φορτίου.
- Φωτοεκπομπή. Η προσπίπτουσα ακτινοβολία μπορεί να αλληλεπιδράσει άμεσα με τα ηλεκτρόνια ή τις οπές που βρίσκονται αποθηκευμένα στην

επιπλέον, η πύλη, μεταφέροντάς τους αρκετή ενέργεια, ώστε να υπερπηδήσουν το φραγμό δυναμικό του οξειδίου. Επίσης, φωτοεκπομπή μπορεί να συμβεί και στο υπόστρωμα καθώς και στην πύλη ελέγχου. Μέρος των παραγόμενων ηλεκτρονίων/οπών στο υπόστρωμα και στην πύλη ελέγχου μπορούν να υπερπηδήσουν τα αντίστοιχα φράγματα δυναμικού (των οξειδίων διέλευσης και ελέγχου) και να φτάσουν στην επιπλέον πύλη, ουδετεροποιώντας το αποθηκευμένο φορτίο. Η ισορροπία ανάμεσα στην φωτοεκπομπή υποστρώματος, φωτοεκπομπή πύλης ελέγχου και φωτοεκπομπή επιπλέον πύλης εξαρτάται άμεσα από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και την πολικότητα του φορτίου που έχει αποθηκευτεί στην επιπλέον πύλη.

8.3.2 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω SEE

Οι μεμονωμένες αλληλεπιδράσεις, που γενικά παράγονται από βαρέα ιόντα, δημιουργούν πολυπληθή ζευγάρια ηλεκτρονίων/οπών γύρω από το ίχνος της τροχιά τους. Το γράφημα 8.3(a) συνοψίζει την επίδραση των βαρέων ιόντων στην κατανομή της τάσης κατωφλίου, για διατάξεις με διαφορετικό αριθμό κελιών²⁸. Πριν την ακτινοβόληση, η κατανομή των τάσεων κατωφλίου έχει την αναμενόμενη μορφή Gauss. Μετά την ακτινοβόληση όμως, η κατανομή παρουσιάζει μια δεύτερη κορυφή, περίπου στα 6 V, εξαιτίας της απώλειας φορτίου από τα κύτταρα όπου έχουν διέλθει τα βαρέα ιόντα. Η ποσότητα της απώλειας φορτίου εξαρτάται από τις συνθήκες προγραμματισμού των κυττάρων, το συντελεστή LET του προσπίπτοντος ιόντος και τις προδιαγραφές του τεχνολογικού κόμβου κατασκευής των κυττάρων^{29,30}.



Σχήμα 8.3: (a) Κατανομή της τάσης κατωφλίου σε μνήμες με επιπλέον πύλη, πριν και μετά την ακτινοβόληση με 2×10^7 iodine ions / cm². Παρατηρούνται πολύ μεγάλες μεταβολές της τάσης κατωφλίου (της τάξης των 3V), (b) Αριθμός των σφαλμάτων ως συνάρτηση της δόσης των ιόντων και του συντελεστή LET. Για ιόντα με υψηλό συντελεστή LET, το 100% των κυττάρων που έχουν ακτινοβοληθεί, αποτυγχάνουν να διατηρήσουν το αποθηκευμένο φορτίο.

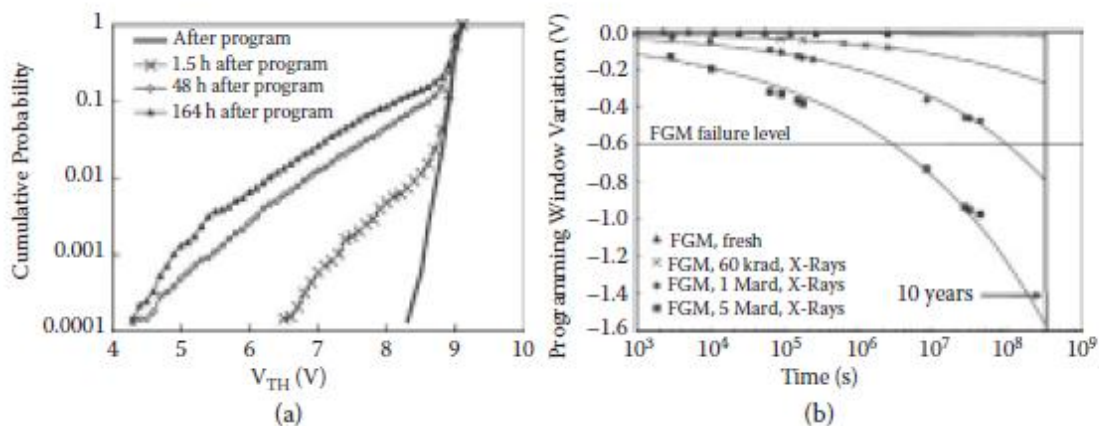
Ακόμα και αν ο σχηματισμός της δεύτερης κορυφής δεν είναι μη αναμενόμενος, λόγω της μεγάλης ενέργειας που απελευθερώνεται από την κρούση, η φυσική προέλευση αποτελεί θέμα προς διερεύνηση. Κατ' αρχήν, η εμφάνιση της δεύτερης κορυφής στην κατανομή της τάσης κατωφλίου μπορεί να ερμηνευτεί με βάση την καθολική μετατόπιση της V_{th} σε φαινόμενα TID, με την επιπρόσθετη θεώρηση ότι τα βαρέα ιόντα απελευθερώνουν τεράστια ποσότητα ενέργειας σ' έναν πολύ μικρό όγκο (microdose effect) και σ' ένα μικρό ποσοστό των κυττάρων. Ουδετεροποίηση και φωτοεκπομπή μπορούν να συμβούν τοπικά, οδηγώντας σε μερική ή ολική εκφόρτιση της επιπλέουσας πύλης. Βασιζόμενοι στο μοντέλο της αλληπάλληλης επανασύνδεσης, αρκετές χιλιάδες ζευγών ηλεκτρονίων/οπών θα πρέπει να παράγονται στο οξειδίο ελέγχου απ' ένα μόνο ιόν, λόγω του μεγάλου συντελεστή LET, ωστόσο ένα μικρό κλάσμα απ' αυτά επιζεί της ταχύτερης επανασύνδεσης. Τα ηλεκτρόνια που παραμένουν παρασύρονται γρήγορα προς το υπόστρωμα, λόγω της υψηλής ευκινησίας τους, ενώ οι οπές κινούνται αργά προς την επιπλέουσα πύλη, όπου και επανασυνδέονται με μέρος του αποθηκευμένου αρνητικού φορτίου. Το ίδιο μπορεί να συμβεί και στο οξειδίο ελέγχου. Παρόλ' αυτά, η παραπάνω εκτίμηση δε βρίσκεται σε συμφωνία με τον αριθμό των φορτίων που βρίσκονται αποθηκευμένα στην επιπλέουσα πύλη.

Ένα μοντέλο που διερευνητικά εξηγεί την άμεση απώλεια φορτίου, βασίζεται στην υπόθεση του σχηματισμού ενός μεταβατικού αγωγίμου μονοπατιού, γύρω από τη θέση κρούσης του ιόντος³². Σύμφωνα με το μοντέλο, η έντονη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων/οπών στην περιοχή διέλευσης του ιόντος σχηματίζει ένα αγωγίμο μονοπάτι, το οποίο μειώνει την απόσταση μεταξύ της επιπλέουσας πύλης και του υποστρώματος. Η αντίσταση ενός τέτοιου μονοπατιού εξαρτάται από το πάχος του οξειδίου και από το συντελεστή LET. Ένα θεωρήσουμε ότι η διάταξη FG – MOSFET ισοδυναμεί ηλεκτρικά με δύο πυκνωτές σε σειρά, ένας μεταξύ επιπλέουσας πύλης και υποστρώματος, πηγής και υποδοχής και ένας ανάμεσα στην πύλη ελέγχου και την επιπλέουσα πύλη, ο σχηματισμός του μονοπατιού κατά μήκος του οξειδίου διέλευσης μπορεί να εκφορτίσει την επιπλέουσα πύλη. Η ποσότητα του φορτίου που χάνεται εξαρτάται από τη χρονική σταθερά του ισοδύναμου κυκλώματος RC και το χρονικό διάστημα που απαιτείται για το κλείσιμο, του επαγόμενου από το χτύπημα των ιόντων, μονοπατιού. Με βάση το χρόνο επανασύνδεσης των φορέων και της ευκινησίας των ηλεκτρονίων, ο χρόνος αυτός έχει υπολογιστεί περίπου σε 10 fsec^{33,34,35}. Ωστόσο, ακόμα και εάν αυτό το φαινομενολογικό μοντέλο προσαρμόζεται στα πειραματικά δεδομένα, πρόσφατες εργασίες³⁶ αμφισβητούν την ύπαρξη του μεταβατικού αγωγίμου μονοπατιού καθώς και την έλλειψη φυσικών λεπτομερειών στους μηχανισμούς που διαμορφώνουν την αντίστασή του και τη μείωση των φραγμών δυναμικού των οξειδίων. Ένα περισσότερο συνεπές μοντέλο³⁷, ισχυρίζεται ότι η φωτοεκπομπή θερμών ζευγών ηλεκτρονίων/οπών, ύστερα από την κρούση του ιόντος, από το υπόστρωμα και την πύλη ελέγχου μπορεί να ουδετεροποιήσει μέρος του αποθηκευμένου φορτίου στην επιπλέουσα πύλη. Η

μελέτη του μοντέλου με αλγόριθμους προσομοίωσης έδειξε ότι το μέγεθος της τροχιάς των ιόντων στο Si είναι πολύ μεγαλύτερο απ' ό τι στο SiO₂, και είναι της τάξης των αρκετών δεκάδων nm.

8.3.3 Ικανότητα συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

Μία από τις σημαντικότερες λειτουργικές παραμέτρους των μη πτητικών μνημών είναι ο χρόνος διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου, που τυπικά είναι τουλάχιστον 10 χρόνια. Οι ιοντίζουσες ακτινοβολίες θέτουν σε σοβαρό κίνδυνο το παραπάνω κατώφλι και γενικά την ικανότητα της διάταξης να συγκρατεί φορτία. Η επίδραση της ακτινοβολίας εξαρτάται από τα φαινόμενα που επάγονται: SEE ή TID. Υπάρχουν αρκετές αναφορές στη βιβλιογραφία για μετρήσεις του χρόνου διατήρησης φορτίου σε FG – MOSFET ύστερα από ακτινοβόληση με βαρέα ιόντα^{38,39}. Όλες οι αναφορές σημειώνουν την πολύ κακή συμπεριφορά των κυττάρων μνήμης στη διατήρηση φορτίου, ύστερα από την κρούση ενός τουλάχιστον ιόντος. Στο γράφημα 8.4 (a), παρουσιάζεται μια τυπική κατανομή Weibull της V_{th} σε FG – MOSFET, που επαναπρογραμματίστηκε μετά την ακτινοβόληση και μετρήθηκε αμέσως μετά τον επαναπρογραμματισμό, μετά από 1.5 h, 48 h και 164 h.



Σχήμα 8.4: (a) Μετρήσεις χρόνου διατήρησης φορτίου σε FG – MOSFET, που είχαν ακτινοβοληθεί ένα μόνο ιόν iodine. Μεγάλες μεταβολές της τάσης κατωφλίου (5V) δείχνουν τη μεγάλη μείωση στο χρόνο αποθήκευσης ύστερα από πρόσκρουση ιόντων (b) Μετρήσεις διατήρησης φορτίου σε FG – MOSFET, που είχαν ακτινοβοληθεί με ακτίνες – X σε διαφορετικές δόσεις. Το επίπεδο αποτυχίας ορίζεται ως το 20% περάτωσης των απωλειών φορτίου. Η εξέλιξη των πειραματικών σημείων δείχνει ότι ακόμα και με δόση 60 krad (SiO₂), ο χρόνος διατήρησης φορτίου αλλάζει αρκετά. Η διάταξη αναμένεται να «αποτύχει» σε λιγότερο από 10 χρόνια, εάν ακτινοβοληθεί με δόση 1 Mrad (SiO₂), και ο χρόνος αποτυχίας μειώνεται και άλλο (περίπου σε 4 μήνες) εάν η διάταξη ακτινοβοληθεί με 1 Mrad (SiO₂).

Ακόμα και αν αμέσως μετά το νέο προγραμματισμό ολοκληρωθεί η διάταξη συμπεριφέρεται σαν να ήταν αφόρτιστη (μη ακτινοβολημένη), μόλις 1.5 h μετά κάνει την εμφάνισή της μια μεγάλη ουρά, υποδηλώνοντας μια αργή απώλεια φορτίου μόνο από τα κύτταρα που έχουν προσκρούσει τα ιόντα. Τέτοια ουρά είναι χαρακτηριστική

του σχηματισμού ενός μόνιμου μονοπατιού διέλευσης ρεύματος διαρροής σε διηλεκτρικά⁴⁰. Περαιτέρω χαρακτηρισμός σε μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα μετά τον προγραμματισμό, έδειξε μια διεύρυνση της ουράς, υποδεικνύοντας την ύπαρξη μικρότερων ρευμάτων διαρροής και σ' άλλα κύτταρα.

Στο γράφημα 8.4(b), παρουσιάζεται η επίδραση του φαινομένου TID σε FG – MOSFET⁴¹. Ο χρόνος διατήρησης φορτίου ενός ακτινοβολημένου κυττάρου μεταβάλλεται σημαντικά σε σχέση με τα μη ακτινοβολημένα κύτταρα, ακόμα και μετά από δόση 60 krad (SiO₂), ενώ διακυμάνσεις της τάξης του 1 V αναμένονται ύστερα από 10 χρόνια για δόση 1 Mrad (SiO₂). Από πλευράς εφαρμογών, η επίδραση των φαινόμενων TID στην ικανότητα διατήρησης φορτίου φαίνεται να είναι λιγότερο ανησυχητική, τουλάχιστον για δόσεις μικρότερες από 100 krad (SiO₂). Στην πραγματικότητα, σε επίπεδα δόσης των 100 krad (SiO₂), ολόκληρη η διάταξη μνήμης αρχίζει να αποτυγχάνει λόγω της υπέρμετρης υποβάθμισης των περιφερειακών κυκλωμάτων, κάτι που έχει αναγνωριστεί ως το αδύναμο σημείο των εμπορικών διατάξεων^{42,43}. Ωστόσο, εξελίσσοντας τις τεχνικές θωράκισης των περιφερειακών κυκλωμάτων, έτσι ώστε να ανεβάζουν το κατώφλι αποτυχίας, η επίδραση της TID στο χρόνο διατήρησης φορτίου αρχίζει να αποτελεί σημαντικό ζήτημα.

Η προσοδευτική μετατόπιση της τάσης κατωφλίου σε ακτινοβολημένα κύτταρα μνήμης προέρχεται από το σχηματισμό ουδέτερων παγίδων στο οξείδιο (TID) ή από τη δημιουργία συσσωματωμάτων από ατέλειες (SEE) στο οξείδιο σήραγγας. Τέτοιες παγίδες είναι υπεύθυνες για την εκδήλωση ρεύματος διαρροής επαγόμενου της ακτινοβολίας (RILC) και τοπικής κατάρρευσης του διηλεκτρικού, με αποτέλεσμα την εκφόρτιση της επιπλέονσας πύλης. Αναφέρουμε ότι ακόμα και πολύ μικρές τιμές του ρεύματος διαρροής (της τάξης των nA), είναι ικανές να εκφορτίσουν το αποθηκευτικό στρώμα σε περίπου 1 h. Η φυσική προέλευση^{44,45} των παγίδων που οδηγούν σε ρεύματα διαρροής έχουν αναγνωριστεί ως παρόμοιες με τις παγίδες που εμφανίζονται στα οξείδια πύλης ύστερα από ηλεκτρική καταπόνηση, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ρεύματος διαρροής (SILC)⁴⁶.

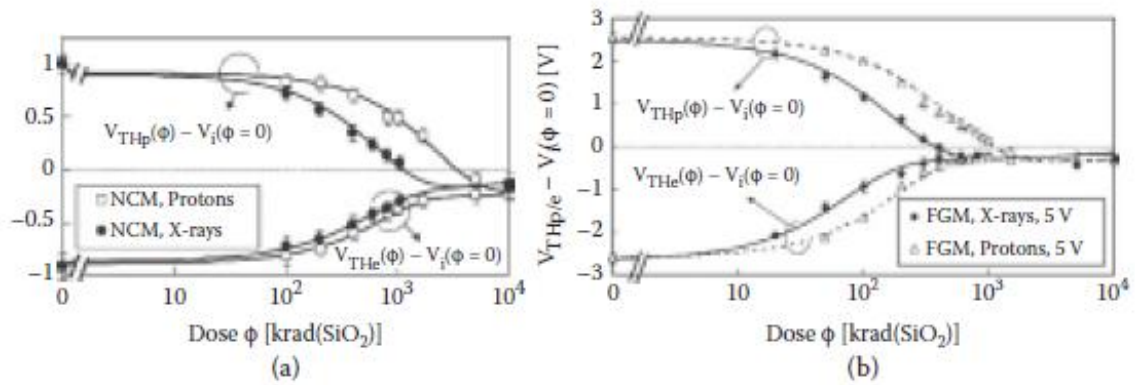
8.4 Επίδραση της ακτινοβολίας στις μνήμες NC – MOSFET

Στο Κεφάλαιο 4, αναφέραμε τα σημαντικά πλεονεκτήματα των μη πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους στη θέση της αιωρούμενης πύλης, που έλυσαν σε κάποιο βαθμό τα θέματα που αφορούν την κλιμάκωση των διατάξεων. Ωστόσο, θα περίμενε κανείς οι μνήμες NC – MOSFET, να «υποφέρουν» από την ακτινοβολία το ίδιο όπως οι μνήμες FG – MOSFET, διότι η βασική δομή των διηλεκτρικών παραμένει ίδια. Εντούτοις, η μεγάλη αντοχή των μνημών NC – MOSFET στην απώλεια φορτίου, έγκειται στην αποθήκευση φορτίου σε διακριτές νάνο-κηλίδες, παρά σ' ένα ολόκληρο στρώμα. Έτσι μια απώλεια φορτίου, λόγω ατελειών στο οξείδιο ή λόγω παγίδων

δημιουργούμενων από την ακτινοβόληση, αναμένεται να εκφορτίσει μόνο λίγους νανοκρυστάλλους, ενώ νανοκρυστάλλοι μακριά από την περιοχή των παγίδων δε θα επηρεαστούν καθόλου. Έτσι, αναμένεται μεγαλύτερη ευρωστία στις επιδράσεις της ακτινοβολίας, σε σχέση με τις μνήμες FG – MOSFET, ιδιαίτερα στις μεμονωμένες επιδράσεις.

8.4.1 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω TID

Τα φαινόμενα TID μπορούν να προκαλέσουν άμεση απώλεια φορτίου και υποβάθμιση της ικανότητας διατήρησης της αποθηκευμένης πληροφορίας, στις διατάξεις μη πτητικών μνημών. Έχοντας, κατ' αρχήν, οι μνήμες NC – MOSFET την ίδια δομή με τις μνήμες FG – MOSFET, επηρεάζονται από τα παραπάνω φαινόμενα. Λόγω της άμεσης απώλειας φορτίου, η τάση κατωφλίου μετατοπίζεται προς την ενδογενή της τιμή, υποδηλώνοντας μηδενικό αποθηκευμένο φορτίο στους νανοκρυστάλλους. Τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα γι' αυτή τη μετατόπιση, είναι τα ίδια, όπως και στην περίπτωση των μνημών FG – MOSFET: ουδετεροποίηση και φωτοεκπομπή του αποθηκευμένου φορτίου. Ωστόσο, οι συνεισφορές των δύο φαινομένων είναι μειωμένες σε σχέση με τις μνήμες FG – MOSFET. Συγκεκριμένα, η μείωση του πάχους του οξειδίου διέλευσης αποφέρει μικρότερο αριθμό φορέων δημιουργούμενων από την ακτινοβολία, στο οξείδιο, και επομένως μειώνεται η ουδετεροποίηση του αποθηκευμένου φορτίου. Το ρεύμα φωτοεκπομπής, από την άλλη πλευρά, έχει ακόμα μικρότερη επίδραση στις μνήμες NC – MOSFET, διότι η περιοχή που καλύπτεται από νανοκρυστάλλους είναι μόνο ένα τμήμα της συνολικής περιοχής πύλης. Ως εκ τούτου, η περισσότερη ενέργεια απελευθερώνεται σε περιοχές όπου δεν υπάρχουν νανοκρυστάλλοι. Αυτό βρίσκεται σε συμφωνία με την παρατήρηση, ότι μνήμες FG – MOSFET με μικρότερες διαστάσεις πύλης, χάνουν λιγότερη ποσότητα φορτίου λόγω του μειωμένου ρεύματος φωτοεκπομπής⁴⁷. Όλες αυτές οι ερμηνείες οδηγούν στο συμπέρασμα ότι οι μνήμες NC – MOSFET, αναμένεται να μην επηρεάζονται από τα φαινόμενα της φωτοεκπομπής και της ουδετεροποίησης, σε τέτοιο βαθμό, όπως οι μνήμες FG – MOSFET. Στα γραφήματα του Σχήματος 8.5⁴¹, παρουσιάζεται η μετατόπιση της τάσης κατωφλίου μνημών NC – MOSFET και FG – MOSFET. Είναι εμφανής η καλύτερη συμπεριφορά των μνημών NC – MOSFET, όπου διατηρούν ένα ηλεκτρικά «αναγνώσιμο» παράθυρο μνήμης, ύστερα από 1Mrad(SiO₂), ενώ στις μνήμες FG – MOSFET το παράθυρο έχει ήδη μηδενιστεί (και εάν παρατηρήσουμε ότι το παράθυρο μνήμης των FG – MOSFET ήταν διπλάσιο από αυτό των NC – MOSFET, τότε μπορούμε να υπολογίσουμε ότι οι απώλειες φορτίου των μνημών NC – MOSFET είναι τρεις φορές μικρότερες από τις μνήμες FG – MOSFET).

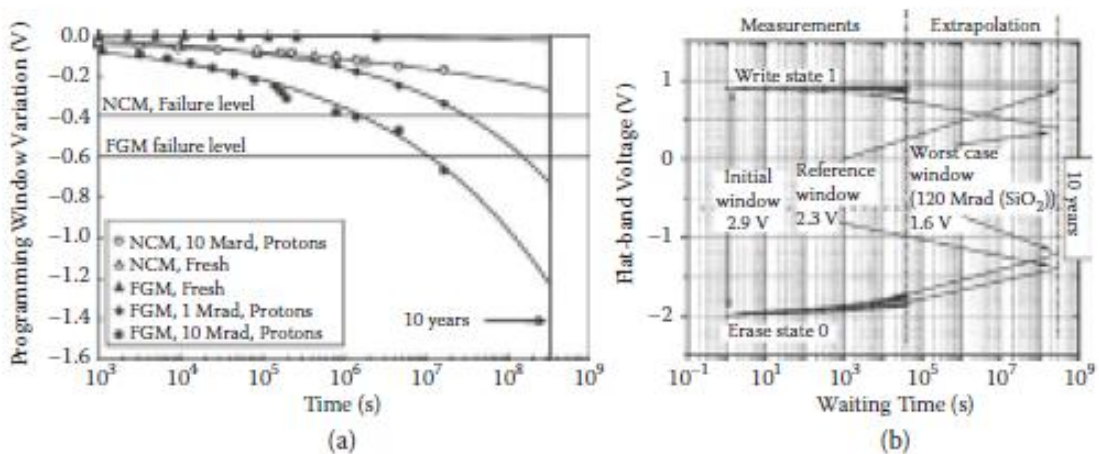


Σχήμα 8.5: (α) Μετατόπιση της τάσης κατωφλίου μνημών NC – MOSFET, ύστερα από ακτινοβολήση με πρωτόνια και ακτίνες – X, (β) Μετατόπιση της τάσης κατωφλίου μνημών FG – MOSFET, ύστερα από ακτινοβολήση με πρωτόνια και ακτίνες – X. Οι συνεχείς γραμμές και στα δύο διαγράμματα αναπαριστούν τα προτεινόμενα μοντέλα, για την περιγραφή των απωλειών φορτίου.

Αρκετά μοντέλα έχουν προταθεί, προκειμένου να ερμηνεύσουν και να ποσοτικοποιήσουν την άμεση απώλεια φορτίου^{48,49}.

8.4.2 Ικανότητα συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

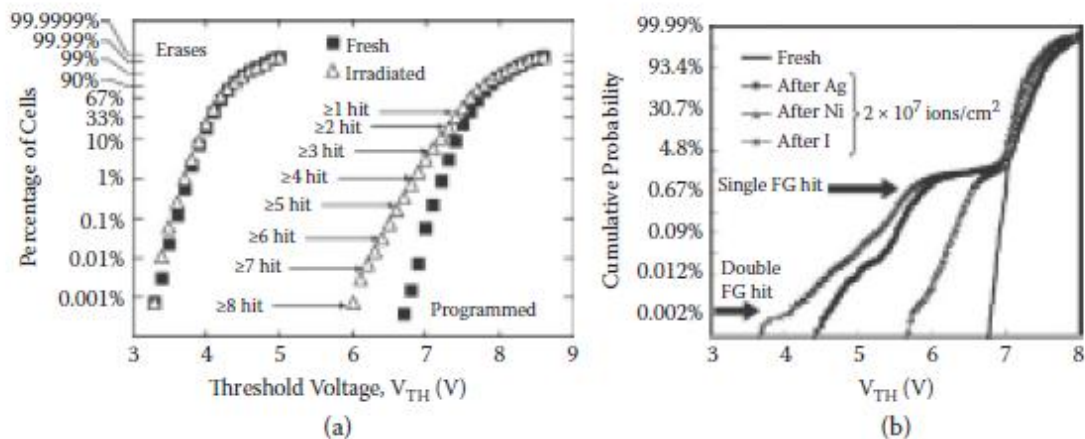
Τα φαινόμενα TID, παρουσιάζουν τυπικά μικρότερη επίδραση στη διατήρηση φορτίου, σε σχέση με τα φαινόμενα SEE. Τα γραφήματα του Σχήματος 8.6^{41,50}, δείχνουν ότι η ικανότητα διατήρησης πληροφορίας των μνημών NC – MOSFET (με εναπόθεση νανοκρυστάλλων με δύο διαφορετικές διεργασίες), απαιτεί ακτινοβολήση με υψηλές δόσεις, προκειμένου να παρατηρηθούν σημαντικές μεταβολές.



Σχήμα 8.6: (α) Σύγκριση της ικανότητας διατήρησης φορτίου μνημών NC – MOSFET (οι νανοκρυστάλλοι έχουν εναποτεθεί με CVD) και FG – MOSFET. Η ικανότητα των μνημών NC – MOSFET να διατηρούν φορτίο είναι σχεδόν ανεπηρέαστη, σε αντίθεση με τις μνήμες FG – MOSFET. (β) Ικανότητα διατήρησης φορτίου σε μνήμες NC – MOS, με τους νανοκρυστάλλους να έχουν εναποτεθεί με ιοντική εμφύτευση.

8.4.3 Άμεση απώλεια φορτίου λόγω SEE

Οι πιο εντυπωσιακές βελτιώσεις της τεχνολογίας των μνημών NC – MOSFET σε σύγκριση με τις FG – MOSFET, προέρχονται από την εξαιρετική τους συμπεριφορά σε μεμονωμένες επιδράσεις. Στις μνήμες NC – MOSFET, συμβαίνουν μικρές απώλειες φορτίου σε ένα μικρό ποσοστό των ακτινοβολημένων κυττάρων, οι οποίες δε φαίνεται να δημιουργούν ιδιαίτερα προβλήματα στη συνολική λειτουργία των μνημών. Ένα παράδειγμα παρουσιάζεται στο γράφημα (α) του Σχήματος 8.7³⁶. Τα δεδομένα αναφέρονται σε Cast 16 Mbit, ακτινοβολημένο με ιόντα Cu, ενέργειας 30 MeV. Τα οκτώ βέλη στο γράφημα αναπαριστούν τις πιθανότητες για τουλάχιστον 1, 2, 3, ..., 8 κρούσεις των ιόντων με ένα κύτταρο μνήμης. Παρά το γεγονός της εμφάνισης μιας μικρής ουράς στην κατανομή των τάσεων κατωφλίου, το αποθηκευμένο φορτίο στους νανοκρυστάλλους δεν εξουδετερώνεται πλήρως (ακόμα και εάν τα περισσότερα κύτταρα έχουν δεχθεί πολλαπλές κρούσεις). Συγκρίνοντας τα δεδομένα του γραφήματος (α) με αυτά του (b)³⁸, παρατηρούμε την εμφάνιση μιας μεγάλης ουράς, στην κατανομή της τάσης κατωφλίου, της τάξης του 1 V.



Σχήμα 8.7: (α) Αθροιστική κατανομή των τάσεων κατωφλίου μνημών NC – MOSFET, πριν και μετά την ακτινοβόληση με ιόντα Cu, δόσης 1.67×10^9 ions / cm², (β) Αθροιστική κατανομή των τάσεων κατωφλίου μνημών FG – MOSFET, πριν και μετά την ακτινοβόληση με ιόντα Ni, Ag και I, δόσης 1.67×10^9 ions/cm².

Είναι λοιπόν φανερό, ότι οι μνήμες NC – MOSFET ελαττώνουν την επίδραση των παρακάτω φαινομένων, που οδηγούν σε άμεση απώλεια φορτίου:

- Ο σχηματισμός ενός μεταβατικού αγώγιμου μονοπατιού κατά μήκος της τροχιάς του ιόντος, ο οποίος μπορεί μερικά ή ολικά να εκφορτίσει το αποθηκευμένο φορτίο. Έχει δείξει³⁶ ότι η διακριτή αποθήκευση φορτίου μειώνει ισχυρά την επίδραση οποιουδήποτε μεταβατικού αγώγιμου μονοπατιού, του οποίου η ακτίνα είναι αρκετά μικρή (10 nm), κυρίως λόγω του ότι ενώ οι νανοκρυστάλλοι που βρίσκονται στο ίχνος της

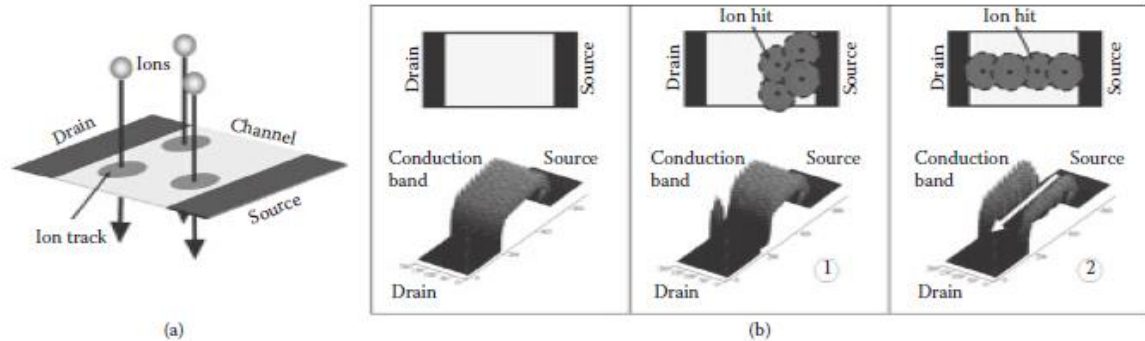
τροχιάς του ιόντος μπορεί να εκφορτιστούν, στους εναπομείναντες νανοκρυστάλλους δε θα συμβεί ανακατανομή του φορτίου.

- Η ουδετεροποίηση του αποθηκευμένου φορτίου με οπές που δημιουργήθηκαν στο οξειδίο ελέγχου και οξειδίο διέλευσης. Οι μνήμες NC – MOSFET βελτιώνουν την απώλεια φορτίου από αυτό το μηχανισμό, με δύο τρόπους. Πρώτον, με το μικρό ποσοστό των νανοκρυστάλλων που εμπλέκονται στη διαδικασία της ουδετεροποίησης, με αποτέλεσμα να μην έχουμε ανακατανομή του συνολικού αποθηκευμένου φορτίου. Δεύτερον, η αισθητή μείωση του πάχους του οξειδίου διέλευσης, έχει ως συνέπεια την παραγωγή μικρότερης ποσότητας φορέων, κατά τη διέλευση του ιόντος.

Δεν είναι εύκολο να βρεθεί μια σχέση ανάμεσα στις απώλειες φορτίου και στην τάση κατωφλίου ενός κυττάρου μνήμης με νανοκρυστάλλους. Στην πράξη, το πρόβλημα προέρχεται από τη διακριτή κατανομή αποθήκευσης φορτίου στις μνήμες NC – MOSFET, σε αντίθεση με τις μνήμες FG – MOSFET, όπου το φορτίο είναι ομοιόμορφα αποθηκευμένο στην επιπέδουσα πύλη. Τα πράγματα περιπλέκονται ακόμη περισσότερο από το γεγονός, ότι ενώ μερικοί νανοκρυστάλλοι μπορεί να απολέσουν το φορτίο τους, το εναπομείναν φορτίο δεν ανακατανέμεται στους υπόλοιπους νανοκρυστάλλους. Έτσι, εμφανίζονται τοπικές διακυμάνσεις της πυκνότητας φορτίου στο στρώμα των νανοκρυστάλλων, το οποίο επάγει τοπικές κατανομές του φράγματος δυναμικού στη διεπιφάνεια Si/SiO₂. Κατά συνέπεια, το κανάλι αρχίζει να σχηματίζεται νωρίτερα σ' αυτές τις περιοχές, όπου οι νανοκρυστάλλοι έχουν χάσει ορισμένα από τα ηλεκτρόνια τους. Αυτό σημαίνει, ότι η ενεργός μετατόπιση της τάσης κατωφλίου του κυττάρου, είναι συνάρτηση όχι μόνο της συνολικής απώλειας φορτίου, αλλά και της θέσης των εκφορτισμένων νανοκρυστάλλων. Για να επιτύχουμε ένα σημαντικό ρεύμα υποδοχής που θα οδηγήσει σε μια πρώιμη αλλαγή κατάστασης προγραμματισμού του κυττάρου, μια μεγάλη ποσότητα νανοκρυστάλλων πρέπει να χάσει μέρος του φορτίου του έτσι ώστε να σχηματιστεί ένα αγωγίμο μονοπάτι κατά μήκος του καναλιού του MOSFET, από την πηγή έως την υποδοχή.

Ένα μοντέλο για τις απώλειες φορτίου έχει προταθεί³⁶ προκειμένου να ερμηνεύσει τη μετατόπιση της τάσης κατωφλίου, βασισμένο σε μια στατιστική περιγραφή των κρούσεων των ιόντων. Το μοντέλο, μας επιτρέπει να αναλύσουμε τη μέση συμπεριφορά ενός μεγάλου αριθμού κυττάρων, ύστερα από ακτινοβόληση με βαρέα ιόντα, και να εξάγουμε την αναμενόμενη συμπεριφορά ενός μόνο κυττάρου, καθώς και διάφορες άλλες παραμέτρους, όπως το μέγεθος της κρούσης και η ποσότητα των απωλειών φορτίου ανά κρούση. Το μοντέλο παρουσιάζεται στο Σχήμα 8.8, υποθέτοντας ότι κάθε ιόν εκφορτίζει μερικά τους νανοκρυστάλλους που βρίσκονται στο εσωτερικό της τροχιάς του, προβάλλοντας στο κανάλι μια κηλίδα, όπου η τάση

κατωφλίου τοπικά ελαττώνεται. Δεδομένης της επιφανειακής ροής των ιόντων, ο αριθμός των κρούσεων ανά κύτταρο καθώς και οι θέσεις των κρούσεων, μπορούν στατιστικά να μοντελοποιηθούν, μέσω της εξίσωσης Poisson.



Σχήμα 8.8: (a) Κάθε κρούση από τα ιόντα παράγει μια περιοχή εκφορτισμένων νανοκρυστάλλων, σφαιρικού σχήματος. Οι κρούσεις των ιόντων είναι τυχαία κατανομημένες στην περιοχή της πύλης, (b) Σύγκριση ανάμεσα σε μία μη ακτινοβολημένη διάταξη και σε δύο πιθανά μοτίβα τετραπλών κρούσεων (το ενεργό μέγεθος της τροχιάς υποτίθενται $S = 100 \text{ nm}$). **Μοτίβο 1:** τέσσερις κρούσεις κοντά στην πηγή. **Μοτίβο 2:** τέσσερις κρούσεις τέλεια ευθυγραμμισμένες κατά μήκος του καναλιού και η αντίστοιχη προσομοίωση της αγωγιμότητας. Το μονοπάτι που δημιουργείται προκαλεί τη διέλευση ρεύματος και την εμφάνιση λανθασμένης κατάστασης της μνήμης.

Στο γράφημα 8.8(b), απεικονίζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων του φραγμού δυναμικού, ανάμεσα στην πηγή και των απαγωγό, για μία προγραμματισμένη διάταξη, πριν και μετά την ακτινοβολήση, υποθέτοντας δύο διαφορετικά μοτίβα: (1) τέσσερις κρούσεις εντοπισμένες κοντά στην πηγή και (2) τέσσερις κρούσεις τέλεια ευθυγραμμισμένες κατά μήκος του καναλιού. Στην περίπτωση (2), ένα μονοπάτι διαπίδυσης (percolation path) σχηματίζεται ανάμεσα στην πηγή και τον απαγωγό, με αποτέλεσμα το τρανζίστορ να άγει σε μικρότερες τάσεις κατωφλίου, σε σχέση με ένα αόριστο. Αντίθετα, στην περίπτωση (1), οι κρούσεις των ιόντων είναι πολύ κοντά μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να μη δημιουργείται μονοπάτι διαπίδυσης. Η μεγάλη διαφορά στις τάσεις κατωφλίου των δύο παραπάνω περιπτώσεων, δεν παρατηρείται στις συμβατικές διατάξεις επιπλέουσας πύλης, λόγω της επαγόμενης ανακατανομής του φορτίου, ανεξάρτητα από την ακριβή θέση πρόσκρουσης του ιόντος.

Όσον αφορά την ικανότητα συγκράτησης του αποθηκευμένου φορτίου, σύμφωνα με τις αναφορές της βιβλιογραφίας, παραμένει σχεδόν ανεπηρέστη^{51,52}, και πάλι λόγω της διακριτής αποθήκευσης φορτίου, παρά τη δημιουργία ρευμάτων διαρροής στο οξειδίο, λόγω παγίδων ή ατελειών, προκαλούμενες από την ακτινοβολία.

8.5 Συμπεράσματα

Η αποθήκευση πληροφορίας στις μη πτητικές μνήμες μπορεί να εκτεθεί σε σοβαρό κίνδυνο από την ιοντίζουσα ακτινοβολία, λόγω παροδικής ή μόνιμης ζημιάς στα στρώματα των διηλεκτρικών υλικών, που περιβάλλουν την επιπλέουσα πύλη. Πηγές TID, όπως πρωτόνια ή ακτίνες – X, προκαλούν μια προοδευτική απώλεια φορτίου, ολόκληρου του κυττάρου μνήμης. Οι επιδράσεις SEE, λόγω βαρέων ιόντων, προκαλούν μια δραματική μετατόπιση της τάσης κατωφλίου, προσκρούοντας στην επιπλέουσα πύλη, λόγω της απότομης εκφόρτισης, κυρίως μέσω του φαινομένου της φωτοεπιπομπής από το υπόστρωμα και την πύλη. Οι μεμονωμένες επιδράσεις αποκτούν ιδιαίτερη βαρύτητα στις σύγχρονες τεχνολογίες, όπου οι διαστάσεις των διατάξεων συνεχίζουν να μειώνονται, ακολουθώντας τον νόμο του Moore. Η προσέγγιση της διακριτής αποθήκευσης φορτίου, που υλοποιείται με την ενσωμάτωση νανοκρυστάλλων στη θέση της αιωρούμενης πύλης, αμβλύνει τα περισσότερα από τα επαγόμενα φαινόμενα της ακτινοβολίας. Αποτελέσματα πειραματικών μετρήσεων και προσομοιώσεων, που έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία, δείχνουν ότι τα χαρακτηριστικά των μνημών NC – MOSFET, βελτιώνουν την αντοχή απέναντι σε φαινόμενα ολικής δόσης ιονισμού. Οι μνήμες NC – MOSFET, μπορούν να «αντέξουν» τρεις έως δέκα φορές μεγαλύτερη δόση ακτινοβολίας, σε σχέση με τις συμβατικές μνήμες FG – MOSFET, όσον αφορά τις απώλειες φορτίου και την ικανότητα συγκράτησής του. Αρκετοί παράγοντες συμβάλλουν σ' αυτή την εντυπωσιακή συμπεριφορά, όπως η διακριτή αποθήκευση φορτίου, το μικρότερο ποσοστό κάλυψης της επιφάνειας και τα λεπτότερα πάχη διηλεκτρικών. Από την άλλη πλευρά, τα πειράματα SEE, δείχνουν ότι τουλάχιστον τρεις ή τέσσερις κρούσεις ιόντων είναι αρκετές ώστε να παρατηρήσουμε μια σημαντική μεταβολή στην τάση κατωφλίου. Ωστόσο, παρά το γεγονός ότι αρκετά κύτταρα μνήμης έχουν υποστεί πολλαπλές κρούσεις, είναι ακόμα λειτουργικά μετά την ακτινοβολήση, μη εμφανίζοντας μεταβολές στην ικανότητα διατήρησης φορτίου.

Όλες οι πρόσφατες εξελίξεις, φανερώνουν μια εξαιρετική βελτίωση της τεχνολογίας μη-πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους, σε σχέση με τις μνήμες επιπλέουσας πύλης, οι οποίες καθιστούν τις μνήμες νανοκρυστάλλων υποψήφιες για εφαρμογές σε αφιλόξενα διαστημικά περιβάλλοντα.

8.6 Βιβλιογραφικές αναφορές

- ¹“*Handbook of Radiation Effects*”, A. G. Holmes - Siedle and L. Adams, Oxford University Press, (2002).
- ²“*Special issue on single - event effects and space radiation environment*”, IEEE Trans. Nuclear Science, (1996).
- ³“*Cosmic ray radiation effects on space environment associated to intense solar and geomagnetic activity*,” H. Mavromichalaki, A. Papaioannou, G. Mariatos, M. Papailiou, A. Belov, E. Eroshenko, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, pp. 1089 – 1096, (2007).
- ⁴“*Extreme solar storm strikes Earth*,” S. Moore, IEEE Spectrum, Vol. 40, pp. 15 – 16, (2003).
- ⁵“*The relationship between ^{60}Co and 10 keV X - ray damage in MOS devices*,” J.M. Benedetto and H.E. Boesch, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 33, no. 6, p. 131, (1986).
- ⁶“*Initial recombination of ions*,” L. Osanger, Phys. Rev., Vol. 54, pp. 554 – 557, (1938).
- ⁷“*Comparison of ^{60}Co response and 10 KeV x - ray response in MOS capacitors*,” T. R. Oldham and J. M. McGarrity, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 30, pp. 4377 – 4381, (1983).
- ⁸“*Ionizing radiation induced leakage current on ultra-thin gate oxides*,” A. Scarpa, A. Paccagnella, F. Montera, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, G. Ghidini, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 44, no. 6, pp. 1818 – 1825, (1997).
- ⁹“*Radiation induced leakage current and stress induced leakage current in ultra - thin gate oxides*,” M. Ceschia, A. Paccagnella, A. Cester, A. Scarpa, and G. Ghidini, IEEE, Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, pp. 2375 – 2382, (1998).
- ¹⁰“*Clusters in ionization tracks of electrons in silicon dioxide*,” J.N. Bradford, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 33, pp. 1271 – 1275, (1986).
- ¹¹“*Recombination along the tracks of heavy Charged particles in SiO films*,” T.R. Oldham, J. Appl. Phys., Vol. 57, p. 2695, (1985).
- ¹²“*Single event gate rupture in thin gate oxides*,” F.W. Sexton, D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, P.E. Dodd, and G.L. Has, IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 44, no. 6, pp. 2345 – 2352, (1997).
- ¹³“*Heavy ion induced soft breakdown of thin gate oxides*,” J.F. Conley, Jr., J. S. Suehle, A. H. Johnston, B. Wang, T. Miyahara, E. M. Vogel, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, no. 6, pp. 1913 – 1916, (2001).
- ¹⁴“*Noise characteristics of radiation - induced soft breakdown current in ultrathin oxides*,” A. Cester, L. Bandiera, M. Ceschia, G. Ghidini, and A. Paccagnella, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, p. 2093, (2001).
- ¹⁵“*Sensitivity classification of analog single - event transients*,” A.L. Sternberg, L.W. Massengill, S. Buchner, R.L. Pease, and Y. Boulghassoul, Proceedings of RADECS, Vol. 85, (2002).

- ¹⁶ “Correlation of picosecond laser - induced latchup and energetic particle induced latchup in CMOS test structures,” S.C Moss, S.D. LaLumondiere, J.R. Scarpulla, K.P. MacWilliams, W.R. Crain, and R.Koga, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 42, pp. 1948 – 1956, (1995).
- ¹⁷ “The effect of cosmic rays on the soft error rate of a DRAM at ground level,” T.J. O’Gorman, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 41, pp. 553 – 557, (1994).
- ¹⁸ “Ionizing Radiation effects in MOS oxides”, T.R Oldham, World Scientific, (1999).
- ¹⁹ “Ionizing Radiation effects in MOS devices and circuits”, T. P. Ma and P. V. Dressendorfer, Wiley, (1989).
- ²⁰ “Measurement and Analysis of Radiation Effects in Devices and ICS”, IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, New Orleans, Louisiana. (1992).
- ²¹ “Oxide Reliability, A Summary of Silicon Oxide Wearout, Breakdown, and Reliability”, Selected topics in electronics and systems, M. S. Shur, World Scientific, (2002).
- ²² “Radiation effects and soft errors in integrated circuits and electronic devices”, Selected topics in electronics and systems, M. S. Shur, World Scientific, (2004).
- ²³ “Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices”, C. Claeys and E. Simoen, Springer – Verlag, (2002).
- ²⁴ “Charge loss after ⁶⁰Co irradiation of flash arrays,” G. Cellere, A. Paccagnella, S. Lora, A. Pozza, G. Tao, and A. Scarpa, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, pp. 2912 – 2916, (2004).
- ²⁵ “Effect of different total ionizing dose sources on charge loss from programmed floating gate cells,” G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, A. Candelori, and S. Lora, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, pp. 2372 – 2377, (2005).
- ²⁶ “Radiation response of floating gate EEPROM memory cells,” E. S. Snyder, P. J. McWhorter, T. A. Dellin, and J. D. Sweetman, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 36, pp. 2131 – 2139, (1989).
- ²⁷ “Charge - carrier transport phenomena in amorphous SiO₂: direct measurement of the drift mobility and lifetime,” R.C. Hughes, Phys. Rev. Lett., Vol. 30, pp. 1333 – 1336, (1973).
- ²⁸ “Radiation effects on floating - gate memory cells,” G. Cellere, P. Pellati, A. Chimenton, J. Wyss, A. Modelli, L. Larcher, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, pp. 2222 – 2228, (2006).
- ²⁹ “Microdose induced data loss on floating gate memories,” S.M. Guertin, D.M. Nguyen, and J.D. Patterson, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, pp. 3518 – 3524, (2006).
- ³⁰ “Single event upsets in floating gate memory cells,” N.Z. Butt and M.A. Alam, Proc. of International Reliability Physics Symposium, pp. 547 – 555, (2008).
- ³¹ “Angular dependence of heavy ion effects in floating gate memory arrays,” G. Cellere, A. Paccagnella, A. Visconti, M. Bonanomi, R. Harboe - Sorensen and A.Virtanen, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, pp. 2371 – 2378, (2007).

- ³² “*Transient conductive path induced by a single ion in 10 nm SiO₂ layer,*” G. Cellere, A. Paccagnella, A. Viconti, M. Bonanomi, and A. Candelori, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, pp. 3304 – 3311, (2004).
- ³³ “*Dynamics of dense laser - induced plasmas,*” E.J. Yoffa, Phys. Rev. B, Vol. 21, pp. 2415 – 2425, (1980).
- ³⁴ “*Track formation in SiO₂ quartz and the thermal - spike mechanism,*” A. Meftah, F. Brisard, J.M. Costantini, E. Dooryhee, M. Hage-Ali, H. Herviu, Phys. Rev. B, Vol.49, no. 18, pp. 12457 – 12463, (1994).
- ³⁵ “*Transient thermal process after a high energy heavy - ion irradiation of amorphous metals and semiconductors,*” M. Toulemonde, C. Dufour, and E. Paumier, Phys. Rev. B, Vol. 46, no. 22, pp. 14362 – 14369, (1992).
- ³⁶ “*Modeling of heavy ion induced charge loss mechanisms in nanocrystal memory cell,*” A. Cester, N. Wrachien, J. Schwank, G. Vizkelethy, R. Portoghese, and C. Gerardi, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 55, no. 6, pp. 2895 – 2903, (2008).
- ³⁷ “*Physics - based simulation of single - event effects,*” P.E. Dodd, IEEE Trans. Dev. Mat. Reliab., Vol. 5, pp. 343 – 357, (2005).
- ³⁸ “*Data Retention after heavy ion exposure of floating gate memory: analysis and simulation,*” L. Larcher, G. Cellere, A. Paccagnella, A. Chimenton, A. Candelori, and A. Modelli, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, pp. 2176 – 2183, (2003).
- ³⁹ “*A review of ionizing radiation effects in floating gate memories,*” G. Cellere and A. Paccagnella, IEEE Trans. Device and Material Reliability, Vol. 4, pp. 359 – 370, (2004).
- ⁴⁰ “*Radiation induced leakage current in floating gate memory cells,*” G. Cellere, L. Larcher, A. Paccagnella, A. Visconti, and M. Bonanomi, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, pp. 2144 – 2152, (2005).
- ⁴¹ “*Investigation of proton and α - ray irradiation effects on nanocrystal and floating gate memory cell arrays,*” N. Wrachien, A. Cester, R. Portoghese, and C. Gerardi, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 55, no. 6, pp. 3000 – 3008, (2008).
- ⁴² “*Total ionizing dose effects on flash memories,*” D. N. Nguyen, C. I. Lee, and A. H. Johnston, in Proc IEEE Radiation Effects Data Workshop, pp. 100 – 103, (1998).
- ⁴³ “*Radiation effects on advanced flash memories,*” D. N. Nguyen, S. M. Guertin, G. M. Swift and A. H. Johnston, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 46, pp. 1744 – 1750, (1999).
- ⁴⁴ “*Thickness dependence of stress-induced leakage currents in silicon oxide,*” E.F. Runnion, S.M. Glastone, R.S. Scott, D.J. Dumin, L. Lie, and J.C. Mitros, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 44, pp. 993 – 1001, (1997).
- ⁴⁵ “*Identification of stress - induced leakage current components and the corresponding trap models in SiO₂ films,*” K. Sakakibara, N. Ajika, M. Hatanaka, H. Miyoshi, and A. Yasuoka, IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 44, pp. 986 – 992, (1997).
- ⁴⁶ “*Mechanism for stress - induced leakage currents in thin silicon dioxide films,*” D.J. DiMaria and E. Cartier, J. Appl. Phys, Vol. 78, pp. 3883 – 3894, (1995).

⁴⁷ “*A model for TID effects on floating gate memory cells,*” G. Cellere, A. Paccagnella, A. Viconti, M. Bonanomi, P. Caprara, and S. Lora, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, pp. 3753 – 3758, (2004).

⁴⁸ “*Measurement of the effective sensitive volume of FAMOS cells of an ultraviolet erasable programmable read-only memory,*” L. Z. Scheick, P. J. McNulty and D. R. Roth, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, pp. 2428 – 2434, (2000).

⁴⁹ “*First failure predictions for EPROMs of the type flown on the MPTB satellite,*” P.J. McNulty, L.Z. Scheick, D.R. Roth, M.G. Davis, and M.R.S. Tortora, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47, pp. 2237 – 2243, (2000).

⁵⁰ “*Proton radiation effects on nanocrystal non - volatile memories,*” E. Verrelli, D. Tsoukalas, M. Kokkoris, R. Vlastou, P. Dimitrakis and P. Normand, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, pp. 975 – 981, (2007).

⁵¹ “*Thin oxide degradation after high energy ion irradiation,*” A. Candelori, M. Ceschia, A. Paccagnella, J. Wyss, D. Bisello, and G. Ghidini, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, pp.1735 – 1743, (2001).

⁵² “*Radiation tolerance of nanocrystal-based flash memory arrays against heavy ion irradiation,*” Cester, A., Wrachien, N., Gasperin, A., Paccagnella, A., Portoghese, R., Gerardi, C., IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 54, Issue 6, pp. 2196 – 2203, (2005).

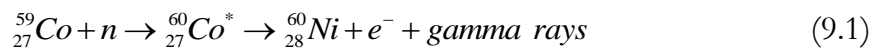
Κεφάλαιο 9: Ακτινοβόληση μνημών NC – MOS

9.1 Εισαγωγή

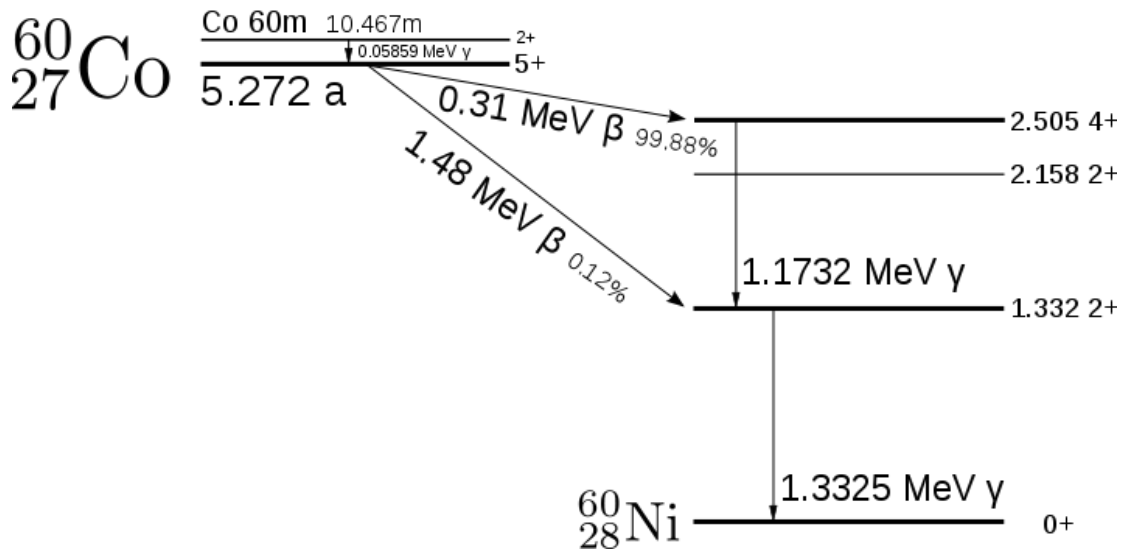
Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε τη διαδικασία και τα αποτελέσματα της ακτινοβόλησης πυκνωτών MOS με νανοκρυστάλλους Au, με ακτίνες γ (^{60}Co) και δέσμη πρωτονίων (^1H), σε αρκετά μεγάλο εύρος δόσεων. Τα δύο αυτά είδη ακτινοβολίας κατακλύζουν το διαστημικό περιβάλλον, καθιστώντας επιτακτική τη μελέτη και ανάλυση της επίδρασής τους στις ηλεκτρονικές διατάξεις (μη πτητικές μνήμες στην περίπτωση μας).

9.2 Ακτινοβόληση με ακτίνες γ (^{60}Co)

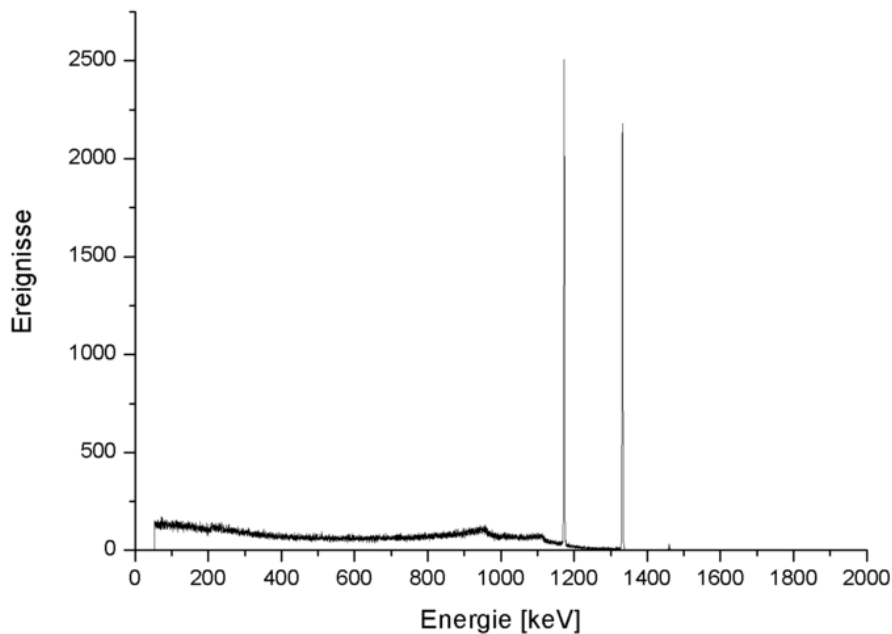
Η εκπομπή των ακτίνων γ προκαλείται κατά την αποδιέγερση μιας διεγερμένης πυρηνικής ενεργειακής κατάστασης ${}^Z_A X^*$ σε μία άλλη ενεργειακή κατάσταση του ίδιου πυρήνα ${}^Z_A X$. Η διαδικασία είναι αυθόρμητη και οδηγεί στην εκπομπή μονο-ενεργειακών «σιληρών» ακτίνων γ με ενέργειες της τάξεως των MeV. Η πηγή ακτίνων γ που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμά μας ήταν ένα από τα 22 ραδιενεργά ισότοπα του Co, το ^{60}Co . Το ^{60}Co παράγεται τεχνητά με ακτινοβόληση νετρονίων του ισότοπου ^{59}Co , και έχει χρόνο ημίσειας ζωής 5.27 χρόνια. Αποδιεγείρεται με β -διάσπαση (εκπομπή ηλεκτρονίων) στο σταθερό ισότοπο ^{60}Ni . Ο πυρήνας του ^{60}Ni εκπέμπει δύο διαφορετικές ακτίνες γ με ενέργειες 1.17 και 1.33 MeV, και ως εκ τούτου η αλληλουχία των πυρηνικών αντιδράσεων είναι η εξής:



Στο Σχήμα 9.1 παρουσιάζονται το σύνολο των αποδιεγέρσεων του ^{60}Co και $^{60\text{m}}\text{Co}$. Η πιθανότητα κατάληψης του μεσαίου ενεργειακού επιπέδου των 2.1 MeV μέσω β -διάσπασης είναι 0.0022%, αποδίδοντας μια μέγιστη ενέργεια ηλεκτρονίων της τάξης των 665 keV. Η παρουσία τριών ενεργειακών επιπέδων επιτρέπει την παραγωγή ακτίνων γ έξι διαφορετικών συχνοτήτων. Στο διάγραμμα απεικονίζονται οι δύο σημαντικότερες μεταβάσεις. Το $^{60\text{m}}\text{Co}$ είναι ένα ισομερές ισότοπο του ^{60}Co με χρόνο ημίσειας ζωής 10.5 min. Διασπάται είτε με εσωτερική μετάβαση στο ^{60}Co , εκπέμποντας ακτίνες γ 58.6 keV, είτε με σημαντικά μικρότερη πιθανότητα (0.22%), με β -διάσπαση στο ^{60}Ni .



Σχήμα 9.1: Αποδιέγερση του ισότοπου ^{60}Co μέσω ακτινοβολιών β και γ .

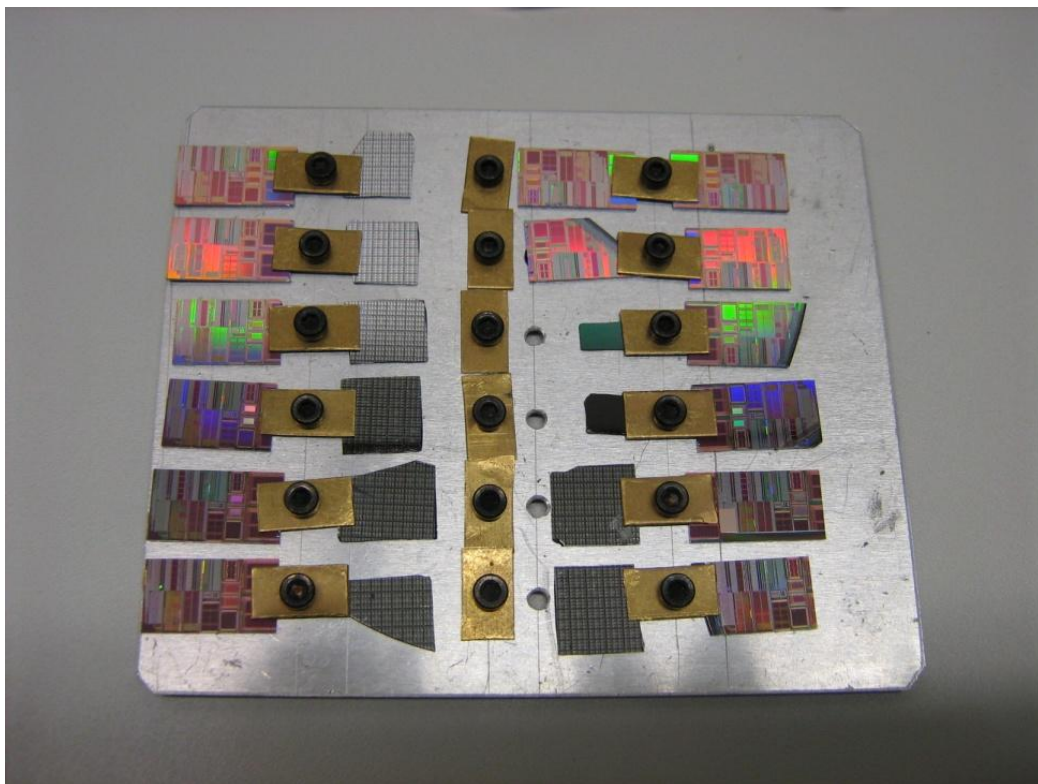


Σχήμα 9.2: Φάσμα ακτίνων γ από το ^{60}Co .

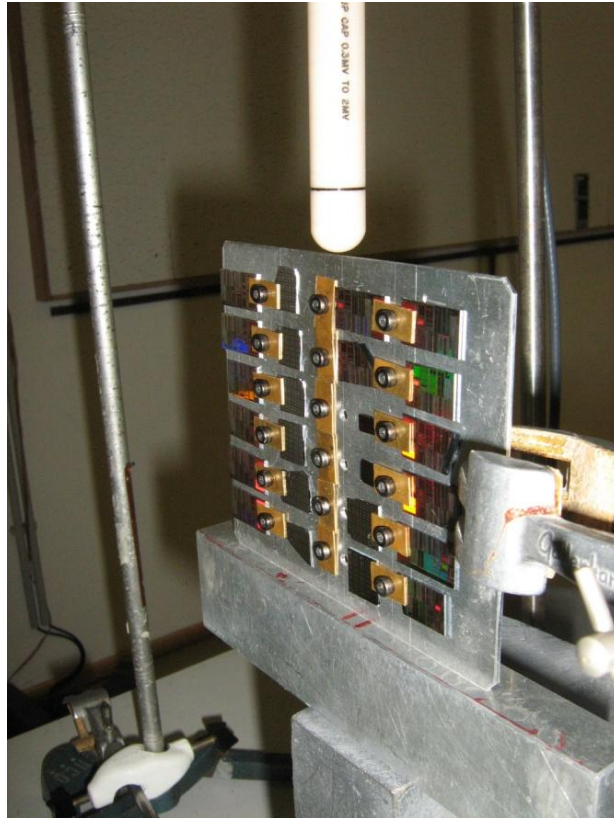
Η ακτινοβόληση με ακτίνες γ πραγματοποιήθηκε στις εγκαταστάσεις της ESA (European Space Agency) / ESTEC (European Space Research and Technology Centre) στην Ολλανδία (Σχήμα 9.3). Πριν την ακτινοβόληση τα δείγματα προσαρμόστηκαν πάνω σε μια μεταλλική βάση (Σχήμα 9.4) που στη συνέχεια στερεώθηκε σε κατακόρυφη θέση (Σχήμα 9.5) λίγο έξω από το θάλαμο που περιείχε την πηγή των ακτίνων γ (Σχήμα 9.6).



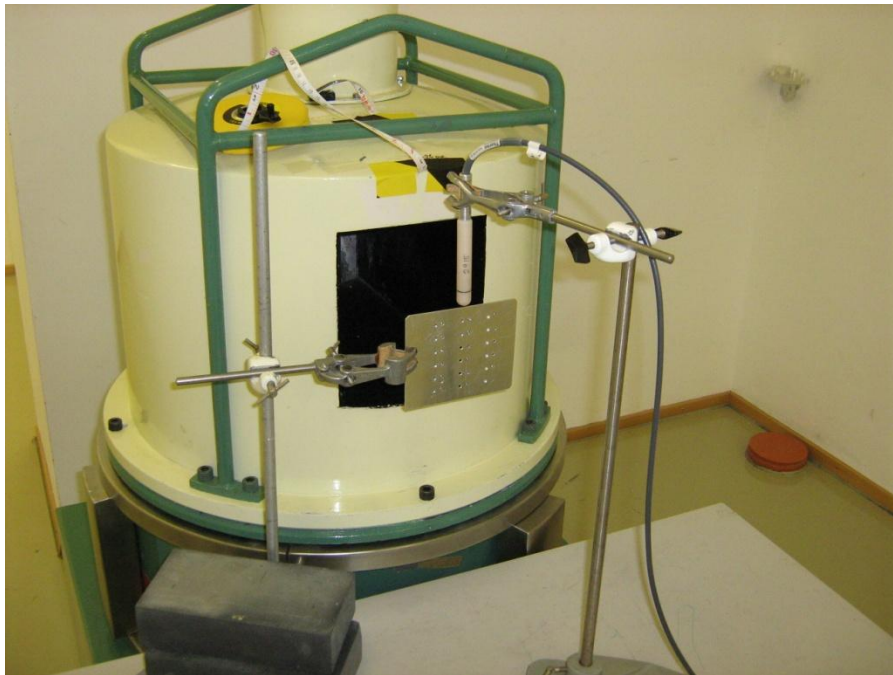
Σχήμα 9.3: Εικόνα του εργαστηρίου ακτίνων - γ. Οι τοίχοι έχουν ενισχυθεί με μόλυβδο και η πηγή του ^{60}Co βρίσκεται μέσα σε νερό κάτω από τον πράσινο θάλαμο.



Σχήμα 9.4: Εικόνα της μεταλλικής βάσης όπου τοποθετήθηκαν και στερεώθηκαν των συνολικά 22 δείγματα που ακτινοβολήθηκαν.



Σχήμα 9.5: Τοποθέτηση της μεταλλικής βάσης μπροστά από το άνοιγμα του θαλάμου της πηγής των ακτίνων γ , σε απόσταση περίπου 44 cm.



Σχήμα 9.6: Ευρύτερη εικόνα του θαλάμου και της βάσης των δειγμάτων. Η πηγή ανυψώνεται μηχανικά κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης ώστε μέσα από το άνοιγμα του θαλάμου να ακτινοβολούνται τα δείγματα.

Εάν υποθέσουμε ομοιόμορφη εκπομπή της ακτινοβολίας σε στερεά γωνία $\Omega = 4\pi$, υπολογίζουμε το εμβαδόν της σφαιρικής επιφάνειας που μπορεί να ανακόψει την πορεία των φωτονίων: $S = 4\pi r^2 = 2.43 \times 10^4 \text{ cm}^2$, όπου $r = 44 \text{ cm}$. Γνωρίζοντας τη συνολική ενεργότητα της πηγής ^{60}Co , $A = 62 \text{ TBq}$, υπολογίζουμε τον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά μονάδα επιφάνειας στα δείγματά μας:

$$\Phi_{flux} = \frac{A}{S} = \frac{62 \times 10^{12}}{2.43 \times 10^4} \frac{\text{photons} \cdot \text{sec}^{-1}}{\text{cm}^2} = 2.55 \times 10^9 \frac{\text{photons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}} \equiv 3.5 \frac{\text{rad}}{\text{sec}} (\text{water}) \quad (9.2)$$

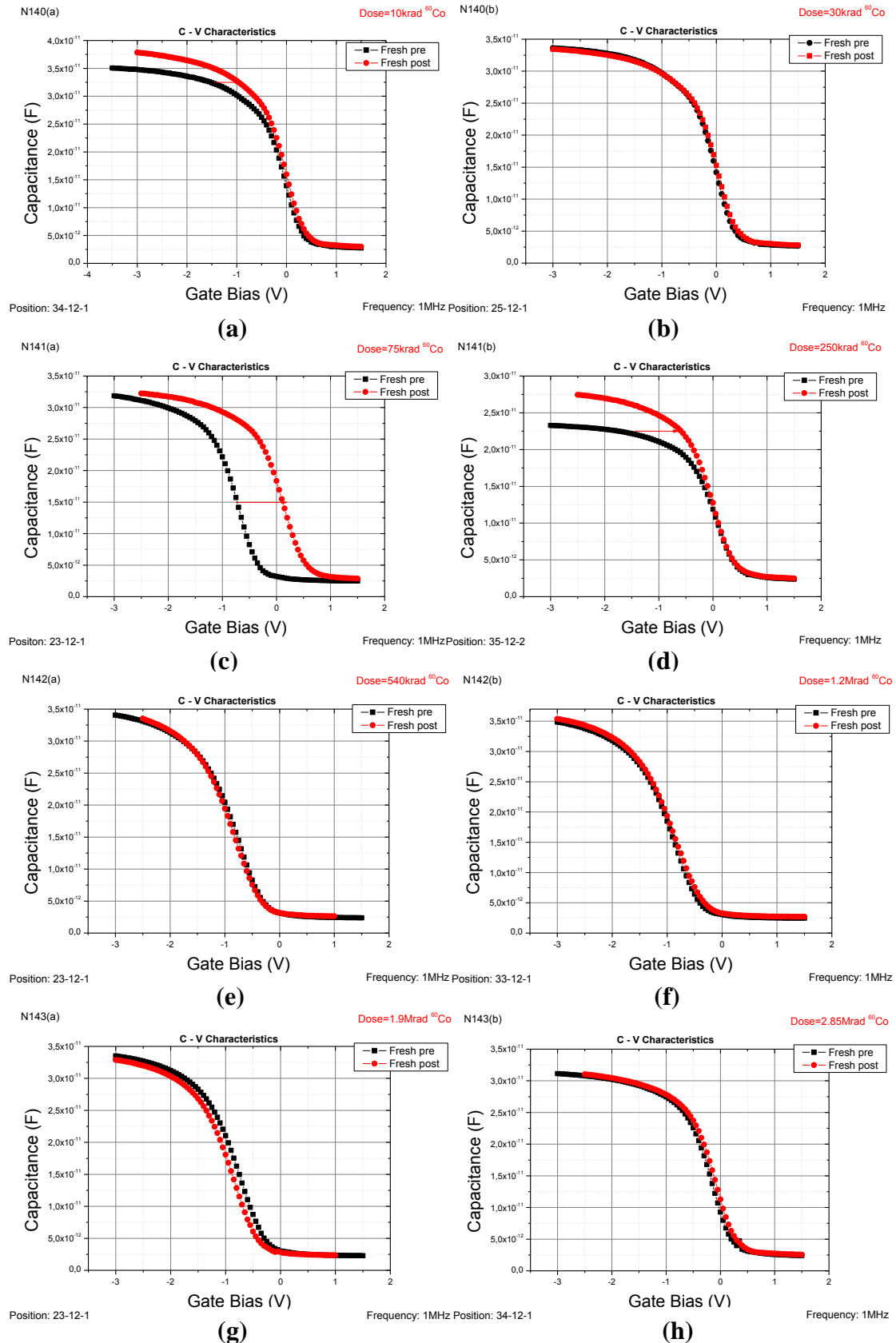
Η δόση της ακτινοβολίας στα δείγματα ανέρχεται στο 90% της δόσης στο νερό. Στον Πίνακα 9.1 παρουσιάζονται όλες οι δόσεις που ακτινοβολήθηκαν τα δείγματα. Η κύρια παράμετρος για τη μεταβολή της δόσης ήταν ο χρόνος ακτινοβόλησης. Έτσι γνωρίζοντας το ρυθμό εκπομπής φωτονίων υπολογίσαμε τη δόση σε krad και στη συνέχεια, με βάση την εξίσωση (9.2), υπολογίσαμε τον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά μονάδα επιφάνειας.

Πίνακας 9.1

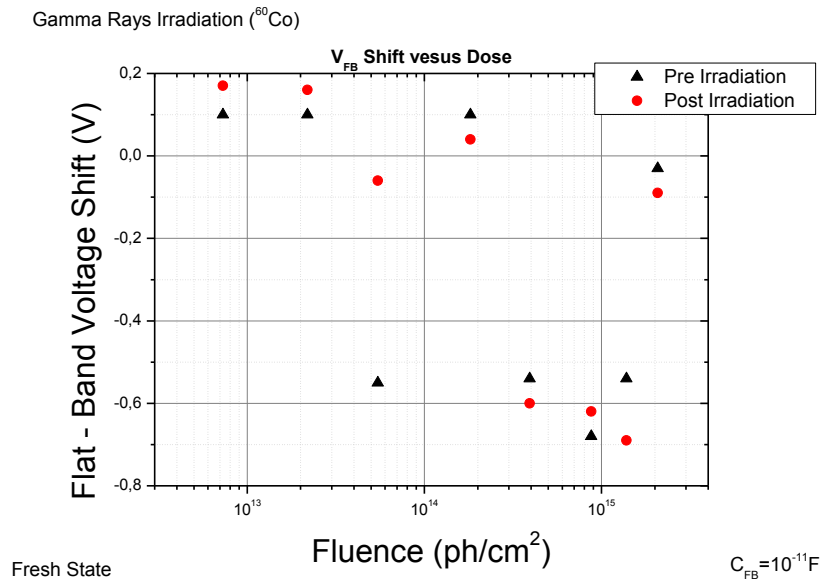
Δείγμα	Χρόνος Ακτινοβόλησης (sec)	Δόση (krad ^{60}Co) στο H_2O	Δόση (ph/cm ²) στο δείγμα
N140(a)	3×10^3	10	7.3×10^{12}
N140(b)	9.2×10^3	30	2.2×10^{13}
N141(a)	2.3×10^4	75	5.5×10^{13}
N141(b)	7.8×10^4	250	1.8×10^{14}
N142(a)	1.7×10^5	540	3.9×10^{14}
N142(b)	3.6×10^5	1200	8.7×10^{14}
N143(a)	6×10^5	1900	1.4×10^{15}
N143(b)	8.8×10^5	2850	2.1×10^{15}

9.2.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες

Στα γραφήματα του Σχήματος 9.7 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές C – V, που μετρήθηκαν σε αφόρτιστους πυκνωτές πριν και μετά την ακτινοβόληση, για κάθε δόση. Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα στο Σχήμα 9.8, παρατηρούμε ότι οι μετατοπίσεις είναι σχεδόν αμελητέες, με εξαίρεση μία δόση (75 krad ^{60}Co), όπου όμως η μετατόπιση είναι σχετικά μικρή και δεν οδηγεί τη μνήμη στις περιοχές των καταστάσεων εγγραφής/διαγραφής.



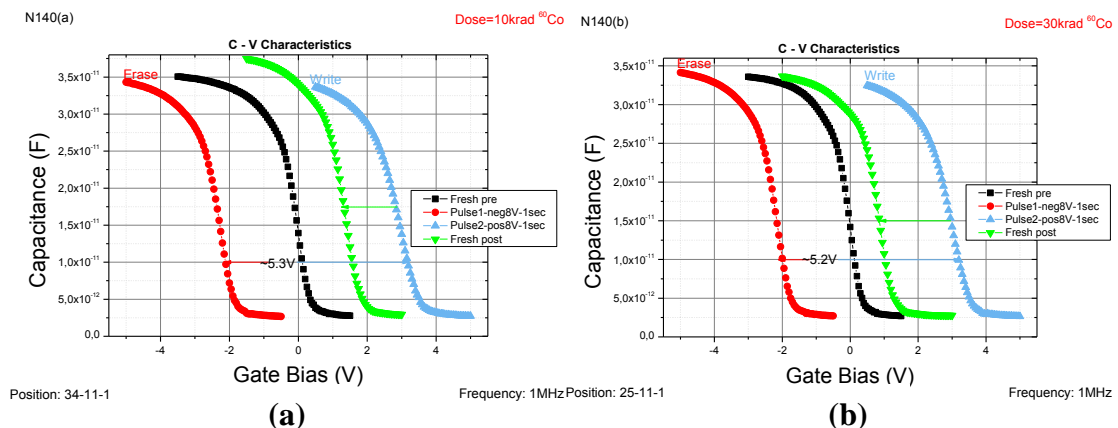
Σχήμα 9.7: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά αφόρτιστους πυκνωτές. Στο γράφημα (c) η μετατόπιση προς τις θετικές τιμές της τάσης πύλης μπορεί να οφείλεται στην παγίδευση αρνητικού φορτίου, που δημιουργήθηκε από την ακτινοβολία.

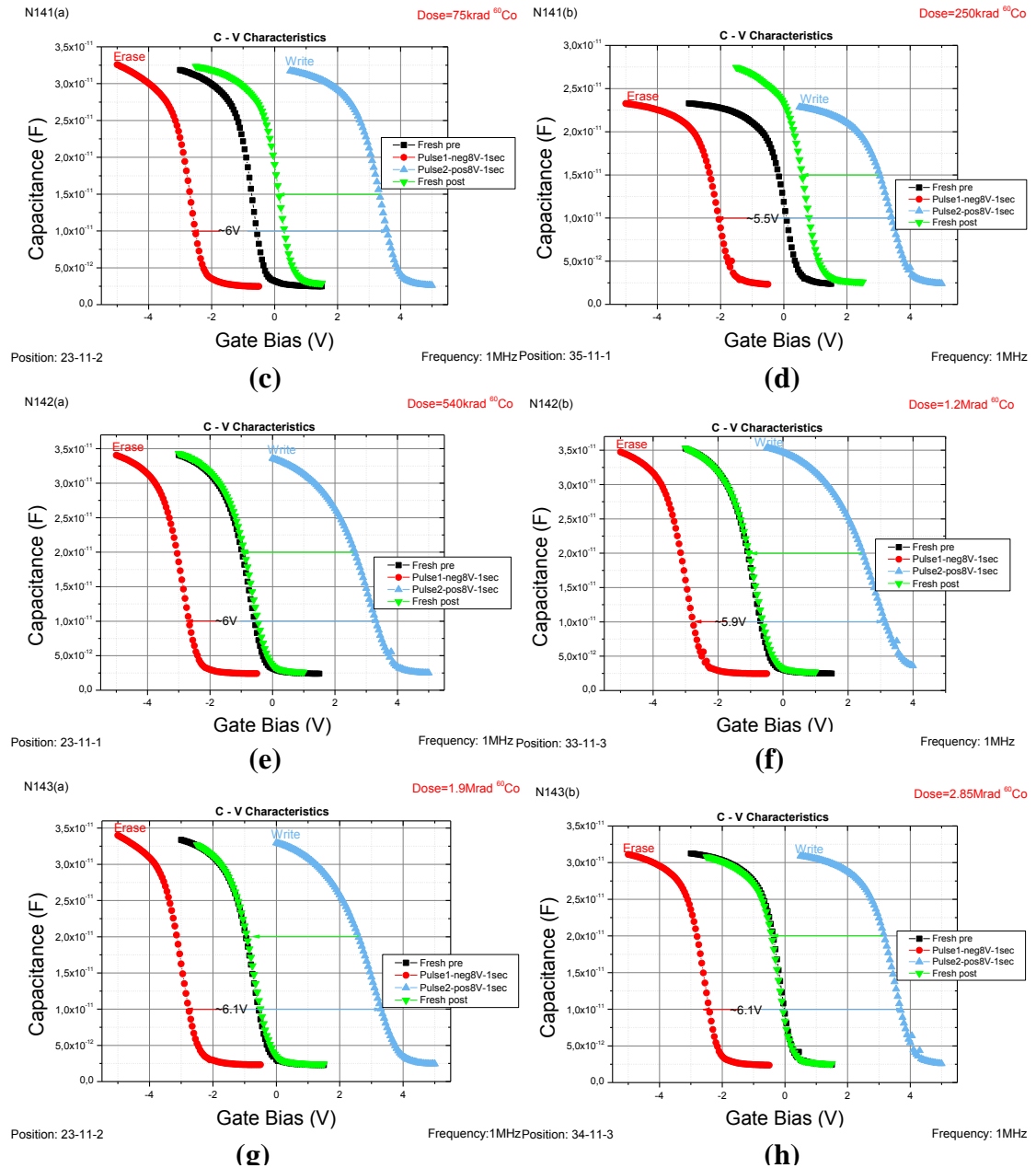


Σχήμα 9.8: Μετατόπιση της τάσης επιπέδων ζωνών, V_{fb} , για αφόρτιστους πυκνωτές πριν και μετά την ακτινοβόληση.

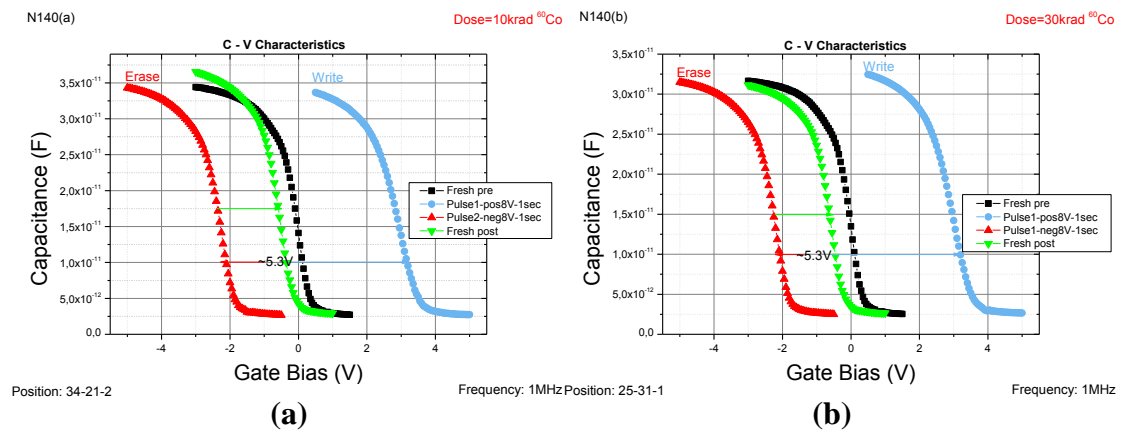
9.2.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες

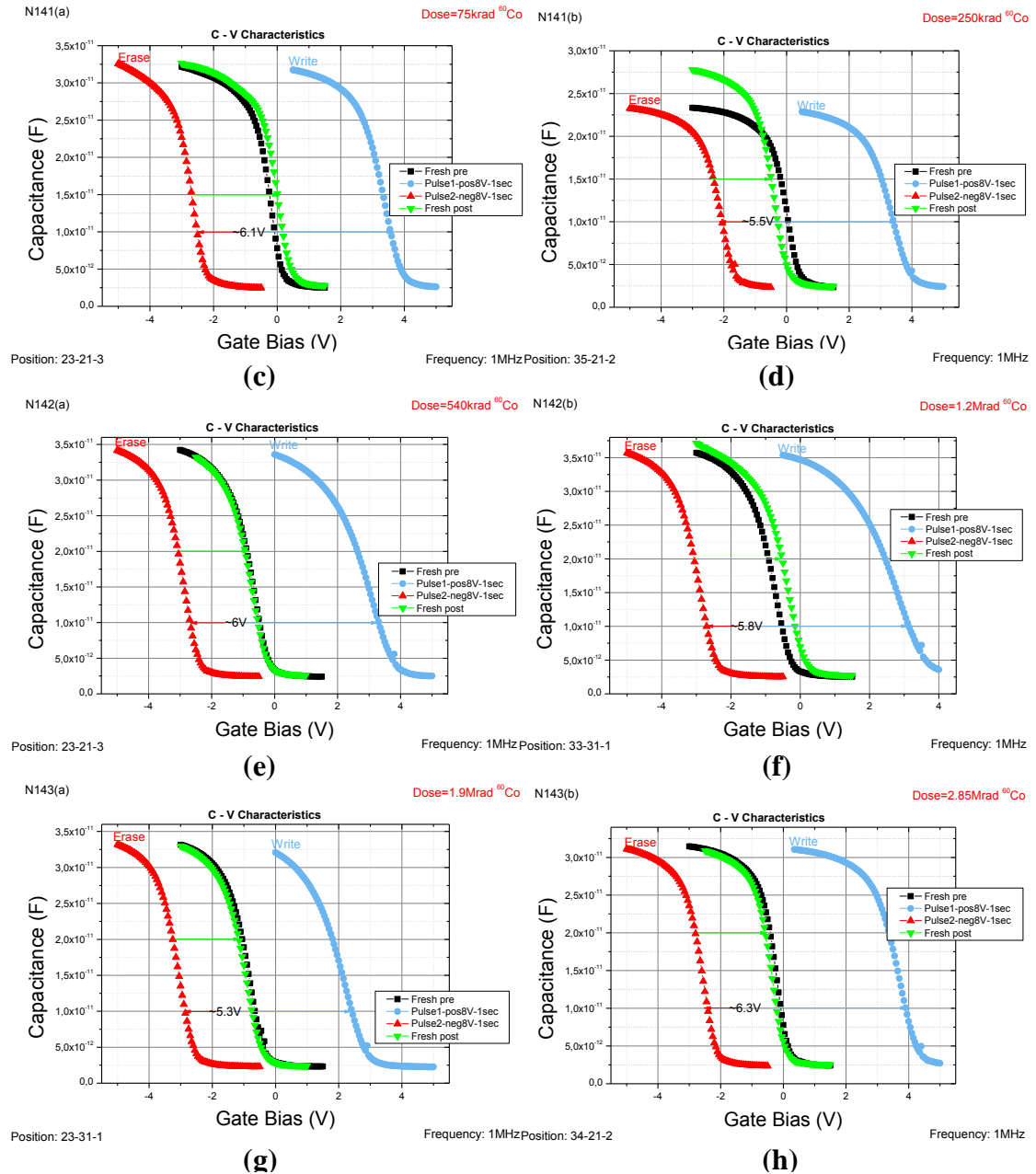
Στα γραφήματα των Σχημάτων 9.9 και 9.10 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $C - V$ για προγραμματισμένους πυκνωτές, για κάθε δόση. Οι συνθήκες προγραμματισμού, που εξετάστηκαν στο Κεφάλαιο 5, ήταν οι εξής: εγγραφή με τετραγωνικό παλμό ύψους $+8\text{ V}$ και διάρκειας 1 sec , και διαγραφή με τετραγωνικό παλμό ύψους -8 V και διάρκειας 1 sec . Στα γραφήματα αναγράφεται το παράθυρο μνήμης που προέκυψε πριν την ακτινοβόληση, που κυμαίνεται για όλα τα δείγματα μεταξύ $5.5 - 6\text{ V}$. Με μια πρώτη ανάγνωση των γραφημάτων, παρατηρούμε μια ολοένα και αυξανόμενη μετατόπιση των χαρακτηριστικών τόσο της κατάστασης εγγραφής όσο και διαγραφής, με την αύξηση της δόσης, προς την αφόρτιστη κατάσταση. Η μετατόπιση σταματά μετά από ένα κατώφλι δόσης ($540\text{ krad }^{60}\text{Co}$), όπου συνεχώς καταγράφονται χαρακτηριστικές στην αφόρτιστη περιοχή.





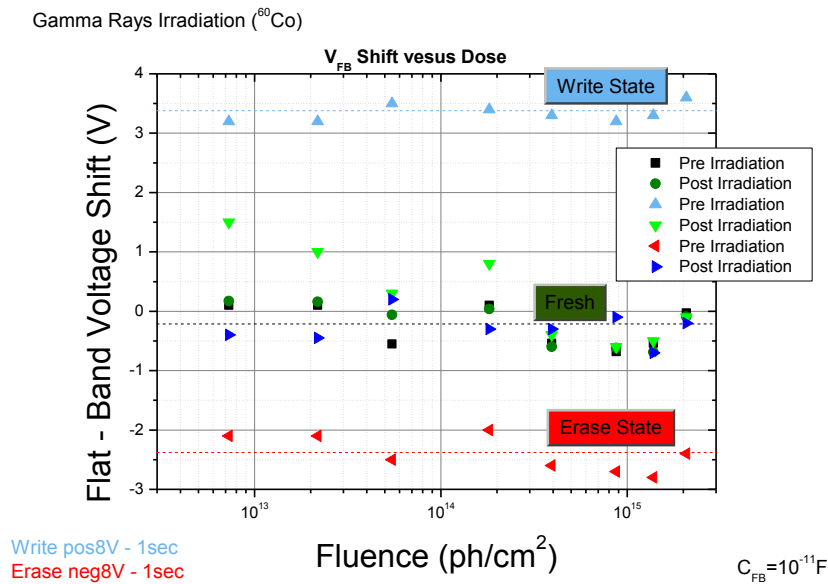
Σχήμα 9.9: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.





Σχήμα 9.10: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής.

Με σκοπό να ποσοτικοποιήσουμε τις παραπάνω μετατοπίσεις, στο Σχήμα 9.11 έχουμε σημειώσει τις μετατοπίσεις των τάσεων επιπέδων ζωνών, για όλες τις δόσεις.

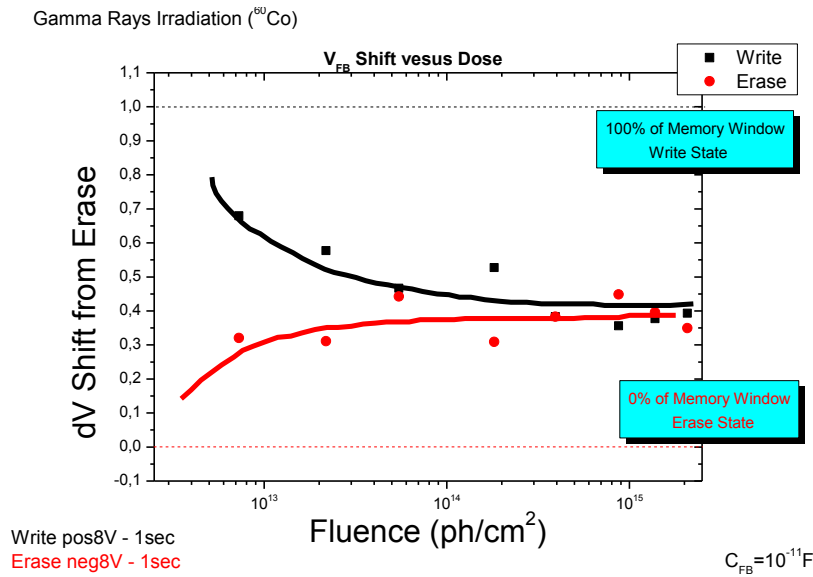


Σχήμα 9.11: Μετατόπιση της τάσης επιπέδων ζωνών, V_{fb} , για αφόρτιστους πυκνωτές πριν και μετά την ακτινοβόληση.

Τα συμπεράσματα που μπορούμε να διατυπώσουμε είναι:

- Η ακτινοβόληση με ακτίνες – γ ανήκει στην κατηγορία των φαινομένων TID, όπως περιγράφηκαν στο Κεφάλαιο 8. Η επίδραση της ακτινοβολίας στο φαινόμενο αυτό, μπορεί να περιγραφεί με βάση τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων/οπών και τη φωτοεκπομπή.
- Και στις δύο καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής παρατηρείται μια μετατόπιση προς την αφόρτιστη περιοχή για αυξανόμενες δόσεις. Ωστόσο σε καμία δόση δεν προκύπτει μετατόπιση από τη μία κατάσταση στην άλλη (bit flip).
- Οι μετατοπίσεις μπορούν να δικαιολογηθούν από το εισαγόμενο από την ακτινοβολία φορτίο.
- Η εκφόρτιση της κατάστασης διαγραφής πραγματοποιείται σε χαμηλότερες δόσεις από την εκφόρτιση της κατάστασης εγγραφής. Αυτό οφείλεται αφενός στην αρχικά ασύμμετρη μετατόπιση των χαρακτηριστικών $C - V$ στη φάση του προγραμματισμού και αφετέρου στην «επιβίωση» από την επανασύνδεση περισσότερων ηλεκτρονίων παρά οπών.

Για να γίνουν περισσότερο εμφανείς οι παραπάνω μετατοπίσεις, λαμβάνοντας υπόψη και τα διαφορετικά παράθυρα μνήμης, σχεδιάσαμε στο Σχήμα 9.12 τη μετατόπιση κάθε κατάστασης (εγγραφής/διαγραφής) μετά την ακτινοβόληση, από την κατάσταση διαγραφής πριν την ακτινοβόληση, και τη διαιρέσαμε με το αρχικό παράθυρο μνήμης.

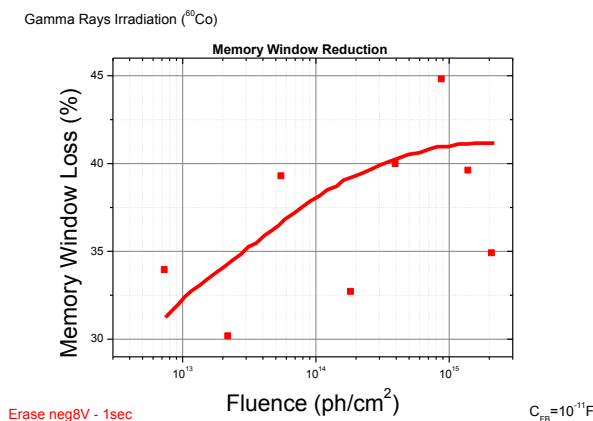


Σχήμα 9.12: Η ποσοστιαία μετατόπιση του ΔV_{FB} σε σχέση με το αρχικό παράθυρο μνήμης για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, για τις διαφορετικές τιμές δόσεων ακτινοβολίας.

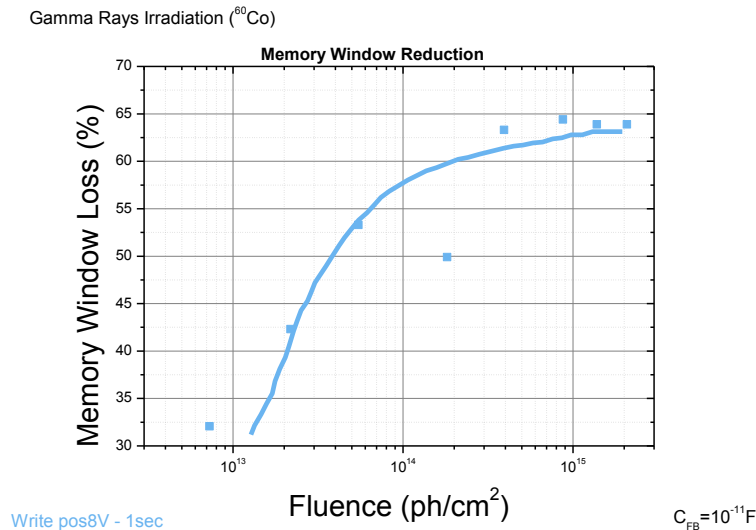
Μπορούμε να υπολογίσουμε την ποσοστιαία μεταβολή στο παράθυρο μνήμης που προιάλεσε η προσπίπτουσα ακτινοβολία, με βάση τη σχέση:

$$\left(\frac{MW_{initial} - MW_{final}}{MW_{initial}} \right) \times 100\% \quad (9.3)$$

όπου $MW_{initial}$ είναι το παράθυρο μνήμης πριν την ακτινοβόληση και MW_{final} το παράθυρο μνήμης μετά την ακτινοβόληση. Με βάση αυτή τη σχέση, στα Σχήματα 9.13 & 9.14 έχουμε υπολογίσει τις μεταβολές και για τις δύο καταστάσεις. Και για τις δύο περιπτώσεις παρατηρείται μια καθαρή τάση μείωσης του παράθυρου μνήμης, με τις μεγαλύτερες απώλειες να εμφανίζονται στις αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής. Αυτό οφείλεται αφενός στη μη ισοβαρή συμμετοχή των δύο κλάδων προγραμματισμού, όπως αναφέραμε παραπάνω, στο σχηματισμό του παράθυρου μνήμης και αφετέρου στη μεγαλύτερη ευκινησία των ηλεκτρονίων σε σχέση με τις οπές, σε συνδυασμό με τα χαμηλότερα φράγματα δυναμικού που αντιμετωπίζουν τα πρώτα.



Σχήμα 9.13: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.



Σχήμα 9.14: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

9.2.3 Υπολογισμός του παγιδευμένου στο οξείδιο φορτίου

Ο υπολογισμός του παγιδευμένου φορτίου, που δημιουργήθηκε λόγω της ακτινοβόλησης (αρχικά ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών) και ύστερα ένα μέρος του παγιδεύτηκε μέσα στο οξείδιο, θα μας βοηθήσει να κατανοήσουμε τις παραπάνω μετατοπίσεις. Το παγιδευμένο φορτίο στο οξείδιο, Q_{ot} (oxide trapped charge), όπως έχει αναφερθεί στο Κεφάλαιο 4, υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Q_{ot} = -\Delta V_{fb} \cdot C_{ox} \quad (9.4)$$

όπου ΔV_{fb} η μετατόπιση της τάσης επιπέδων ζωνών λόγω της ακτινοβόλησης και C_{ox} η χωρητικότητα στην περιοχή συσσώρευσης. Τα δύο αυτά μεγέθη υπολογίζονται από τα Σχήματα 9.7, 9.9 και 9.10. Όπως προκύπτει από τις παρατηρούμενες μετατοπίσεις τα φορτία που «επιζούν» από τη διαδικασία της επανασύνδεσης είναι αρνητικά (ηλεκτρόνια) στην περίπτωση της κατάστασης διαγραφής και θετικά (οπές) στην κατάσταση εγγραφής. Στις αφόρτιστες μνήμες παγιδεύτηκαν είτε αρνητικά είτε θετικά φορτία. Στους συγκεντρωτικούς Πίνακες 9.2 & 9.3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για όλα τα δείγματα.

Πίνακας 9.2

Samples	Dose (ph/cm ²)	Q _{ot} (10 ⁻¹¹ C) State “1”	Q _{ot} (10 ⁻¹¹ C) State “0”	Density Q _{ot} (10 ¹² h/cm ²) State “1”	Density Q _{ot} (10 ¹² e/cm ²) State “0”	# h / e pairs (10 ¹² pairs/cm ²)
N140(a)	7.3 × 10 ¹²	5.9	-5.9	3.7	3.7	0.4
N140(b)	2.2 × 10 ¹³	7.5	-5.1	4.6	3.2	1.2
N141(a)	5.5 × 10 ¹³	10.6	-8.9	6.6	5.5	3.1
N141(b)	1.8 × 10 ¹⁴	7.1	-4.8	4.4	3	10.2
N142(a)	3.9 × 10 ¹⁴	12.6	-7.8	7.8	4.9	22.1
N142(b)	8.7 × 10 ¹⁴	13.3	-9.6	8.3	5.9	49.1
N143(a)	1.4 × 10 ¹⁵	12.5	-6.9	7.8	4.3	77.8
N143(b)	2.1 × 10 ¹⁵	11.6	-6.8	7.1	4.2	116.5

Πίνακας 9.3

Samples	Dose (ph/cm ²)	Q _{ot} (10 ⁻¹¹ C) Fresh state	Density Q _{ot} (10 ¹² e or h/cm ²) Fresh state	# h / e pairs (10 ¹² pairs/cm ²)
N140(a)	7.3 × 10 ¹²	-0.3	0.2	0.4
N140(b)	2.2 × 10 ¹³	-0.2	0.1	1.2
N141(a)	5.5 × 10 ¹³	-1.6	0.9	3.1
N141(b)	1.8 × 10 ¹⁴	0.2	0.1	10.2
N142(a)	3.9 × 10 ¹⁴	0.2	0.1	22.1
N142(b)	8.7 × 10 ¹⁴	-0.2	0.1	49.1
N143(a)	1.4 × 10 ¹⁵	0.5	0.3	77.8
N143(b)	2.1 × 10 ¹⁵	0.2	0.1	116.5

Με σκοπό να μετατρέψουμε το παγιδευμένο φορτίο (μονάδες Cb) σε επιφανειακή πυκνότητα παγιδευμένου φορτίου (e or h/cm^2), διαιρέσαμε το αποτέλεσμα της σχέσης (9.4) με το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο $|q_e|=1.609 \times 10^{-19} Cb$ και την επιφάνεια του οπλισμού του πυκνωτή $A=10^{-4} cm^2$. Επειδή, όμως, το παγιδευμένο φορτίο που υπολογίστηκε είναι το παραμένον φορτίο μέσα στο οξείδιο, πρέπει να υπολογίσουμε και το φορτίο που δημιουργήθηκε αρχικά κατά τη διάρκεια της διέλευσης των ακτίνων – γ από τη διάταξη. Για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίων/οπών στο SiO_2 , όπως φαίνεται στον Πίνακα 9.4, απαιτούνται 17 eV.

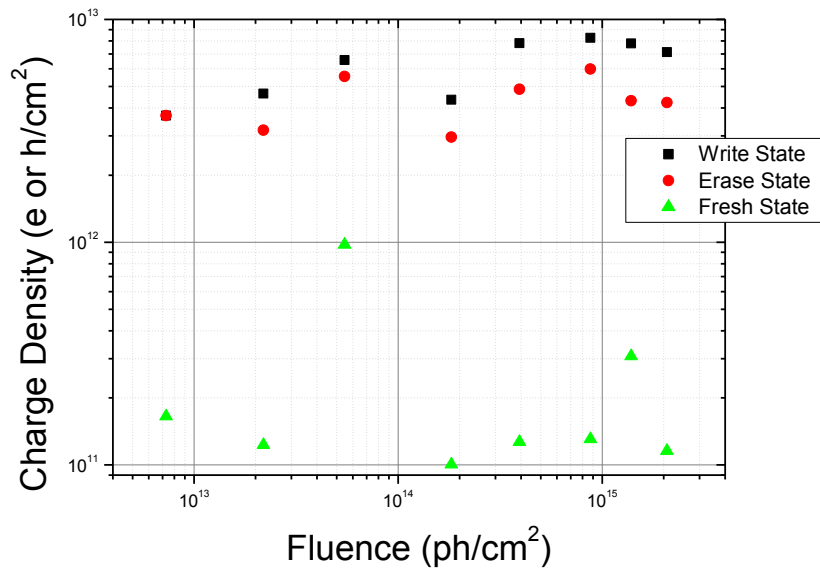
Πίνακας 9.4

Material	Air	silicon (Si)	germanium (Ge)	gallium-arsenide (GaAs)	silicon dioxide (SiO ₂)
Ion pair generation energy (w)	34 eV	3.6 eV	2.8 eV	4.8 eV	17 eV

Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα προσομοίωσης SRIM – TRIM, εκτιμούμε ότι η ενέργεια που $\frac{dE}{dx}$ που χάνουν ακτίνες – γ , 2 MeV, κατά τη διείσδυσή τους στο SiO_2 είναι $0.093 \frac{keV}{\mu m}$. Το πάχος του SiO_2 είναι 3.5 nm, ενώ το ισοδύναμο πάχος οξειδίου (Equivalent Oxide Thickness – EOT) του HfO_2 είναι 6.8 nm, σύμφωνα με τη σχέση $EOT = \frac{k_{SiO_2}}{k_{HfO_2}} = \frac{4}{11.8} 20nm \cong 6.8nm$. Επομένως το συνολικό πάχος του SiO_2 είναι 10.3 nm, και έτσι η ενέργεια που εναποτίθεται και προκαλεί τη γέννηση των ζευγών είναι $E_{pairs} = 9.6 \times 10^{-4} keV$. Γνωρίζοντας τη δόση για κάθε δείγμα, όπως και την ενέργεια που εναποθέτουν οι ακτίνες – γ μέσα στο οξείδιο, υπολογίζουμε το αρχικό πλήθος ζευγών ηλεκτρονίων/οπών:

$$\# h/e E_{pairs} (cm^{-2}) = \frac{dose \left(\frac{ph}{cm^2} \right) \cdot E_{pairs} (eV)}{17eV} \quad (9.5)$$

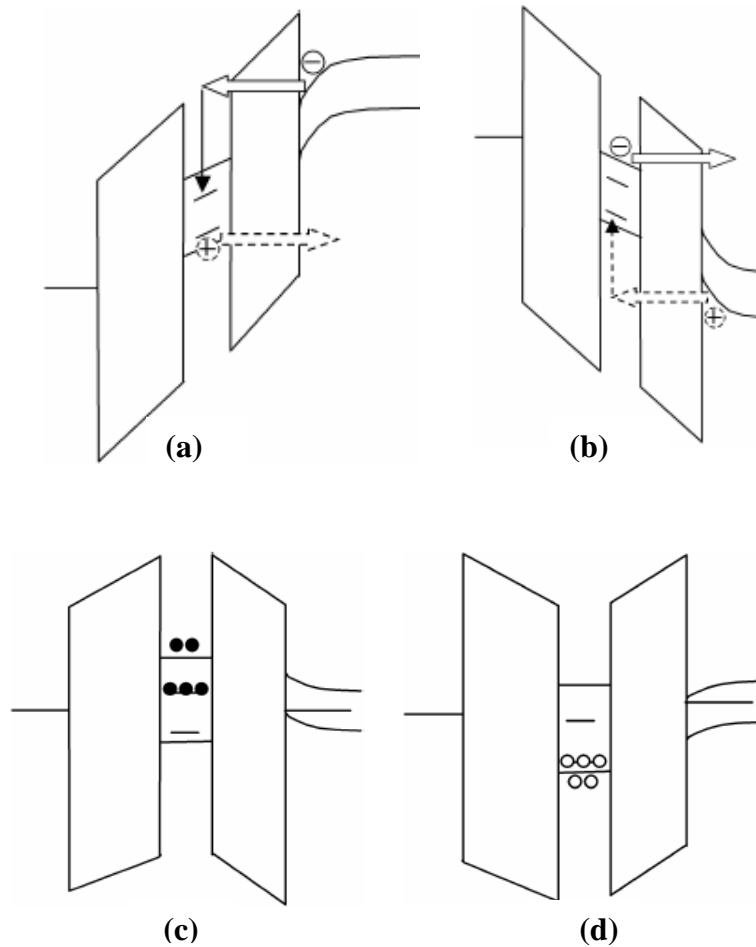
Με βάση τους παραπάνω υπολογισμούς σχηματίζουμε το γράφημα του Σχήματος 9.15.

Gamma Rays Irradiation (^{60}Co)

Σχήμα 9.15: Επιφανειακή πυκνότητα των οπών (εγγραφή) και ηλεκτρονίων (διαγραφή) που παγιδεύτηκαν στο οξείδιο NC – MOS, ως εξάρτηση της δόσης.

Τα συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν είναι:

- Σε αφόρτιστους NC – MOS ισχύει ότι $Density\ Q_{ot} \ll e/h\ pairs$, δηλαδή το παγιδευμένο φορτίο είναι μικρότερο του πλήθους των ζευγών ηλεκτρονίων/οπών που δημιουργήθηκαν αρχικά, το οποίο αποδεικνύει ότι σχετικά μικρός αριθμός φορέων επιβιώνει από την αρχική γρήγορη φάση της επανασύνδεσης. Σε προγραμματισμένους NC – MOS η συνθήκη ισχύει για δόσεις μεγαλύτερες από 5.5×10^{13} ph/cm². Η διαφορά ενδεχομένως να οφείλεται σε παγίδες που προϋπήρχαν στο οξείδιο και ενεργοποιήθηκαν από την πρόσπτωση της ακτινοβολίας.
- Ενώ το πλήθος των αρχικών ζευγών αυξάνει ανάλογα με τη δόση κατά τάξη μεγέθους, το παγιδευμένο φορτίο που παραμένει δεν έχει αντίστοιχη συμπεριφορά, αλλά παρουσιάζει ένα είδος κορεσμού.
- Στις προγραμματισμένες μνήμες το παγιδευμένο φορτίο είναι μεγαλύτερο κατά περίπου 2 τάξεις μεγέθους, απ' ότι στις αφόρτιστες. Αυτό σχετίζεται με το εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο που παράγεται από τους νανοκρυστάλλους, το οποίο μειώνει την πιθανότητα επανασύνδεσης οπών/ηλεκτρονίων (Σχήμα 9.16).

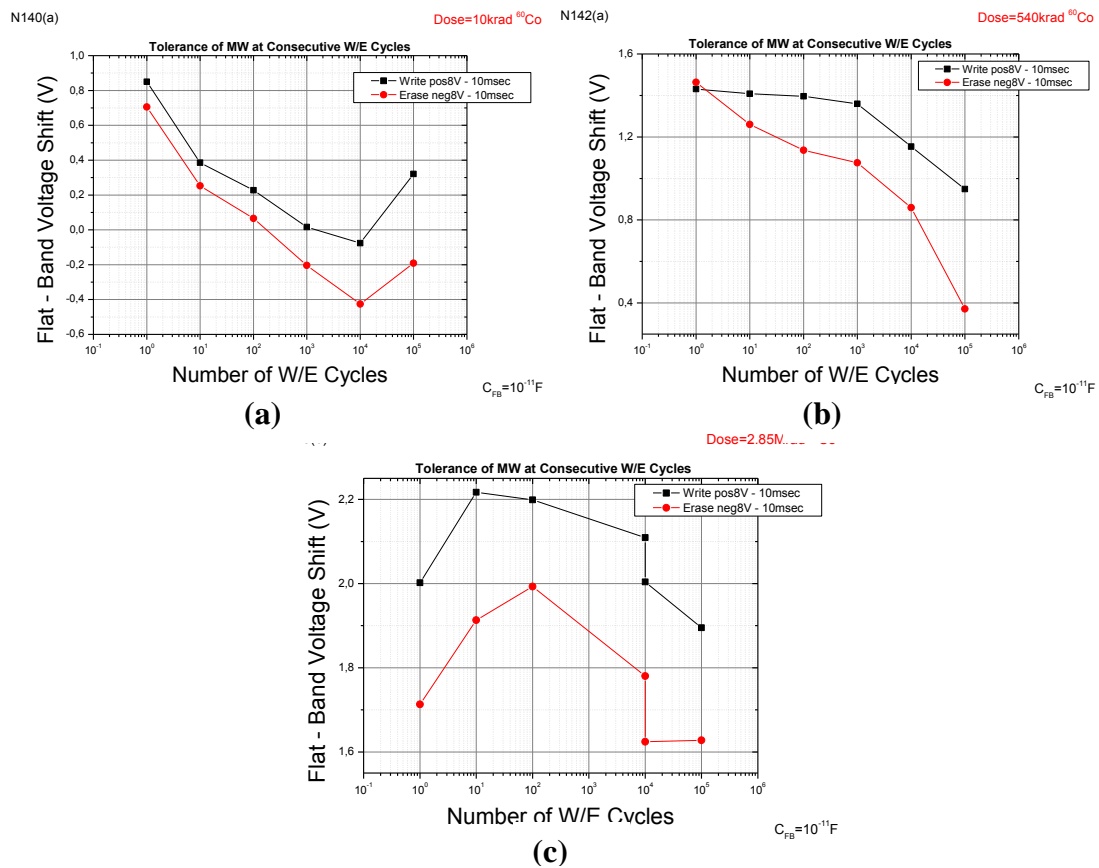


Σχήμα 9.16: Ενεργειακά διαγράμματα με τα οποία περιγράφονται οι μηχανισμοί (a) εγγραφής / αποθήκευσης αρνητικού φορτίου στους νανοκρυστάλλους, (b) διαγραφής / αποθήκευσης θετικού φορτίου στους νανοκρυστάλλους. Η αποθήκευση των αρνητικών και θετικών φορτίων στους νανοκρυστάλλους δημιουργεί ένα εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, υπό την επίδραση του οποίου (χωρίς την εφαρμογή εξωτερικής τάσης) τα ενεργειακά διαγράμματα (a) και (b) μετασχηματίζονται στα (c) και (d) αντίστοιχα.

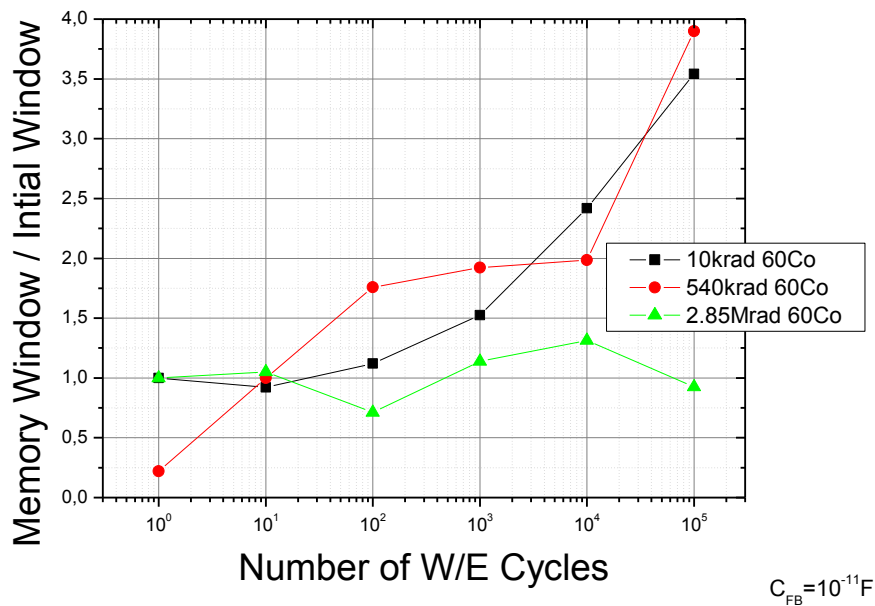
- Το θετικό φορτίο που παγιδεύτηκε στην κατάσταση εγγραφής είναι ελαφρώς μεγαλύτερο από το αρνητικό φορτίο που παγιδεύτηκε στην κατάσταση διαγραφής. Αυτή η διαφορά μπορεί να εξηγήσει και τις μεγαλύτερες μετατοπίσεις των αρχικά προγραμματισμένων μνημών στην κατάσταση εγγραφής, και οφείλεται στο ισχυρότερο ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργούν οι αρνητικά φορτισμένοι νανοκρυστάλλοι. Το ισχυρότερο ηλεκτρικό πεδίο προκύπτει από το μεγαλύτερο αριθμό ηλεκτρονίων που αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους στην κατάσταση εγγραφής και παρατηρείται στην ασύμμετρη μετατόπιση των δύο κλάδων προγραμματισμού.

9.2.4 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

Οι απαιτήσεις για τη σωστή λειτουργία των μη πτητικών μνημών, απαιτούν την ύπαρξη ενός ηλεκτρικά ευδιάκριτου παράθυρου μνήμης ($\geq 1V$), ύστερα από τουλάχιστον 10^5 κύκλους εγγραφής/διαγραφής. Λόγω της μη βέλτιστης ανταπόκρισης των δειγμάτων σε τετραγωνικούς παλμούς διάρκειας 10 msec (Κεφάλαιο 5), μελετήσαμε ενδεικτικά τρία ακτινοβολημένα δείγματα. Το ύψος των παλμών ήταν $\pm 8 V$. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 9.17, ενώ στο Σχήμα 9.20 παρουσιάζεται η εξέλιξη του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικά μετρούμενο παράθυρο.



Σχήμα 9.17: (a), (b), (c) Αντοχή των NC – MOS κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10^5 κύκλους, για δόσεις ακτινοβολίας 10 krad, 540 krad και 2.85 Mrad, αντιστοίχως.

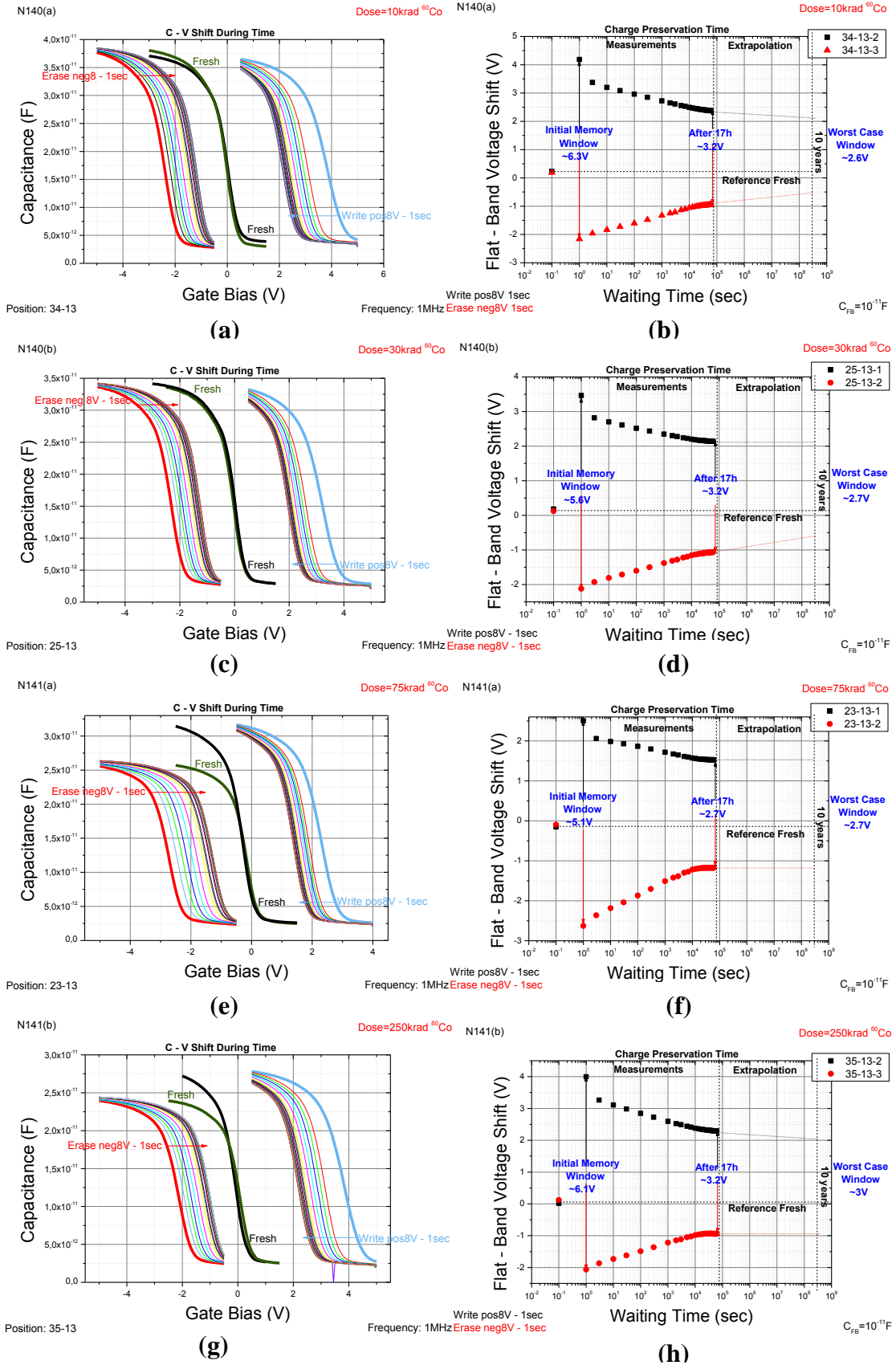
Gamma Rays Irradiation (^{60}Co)

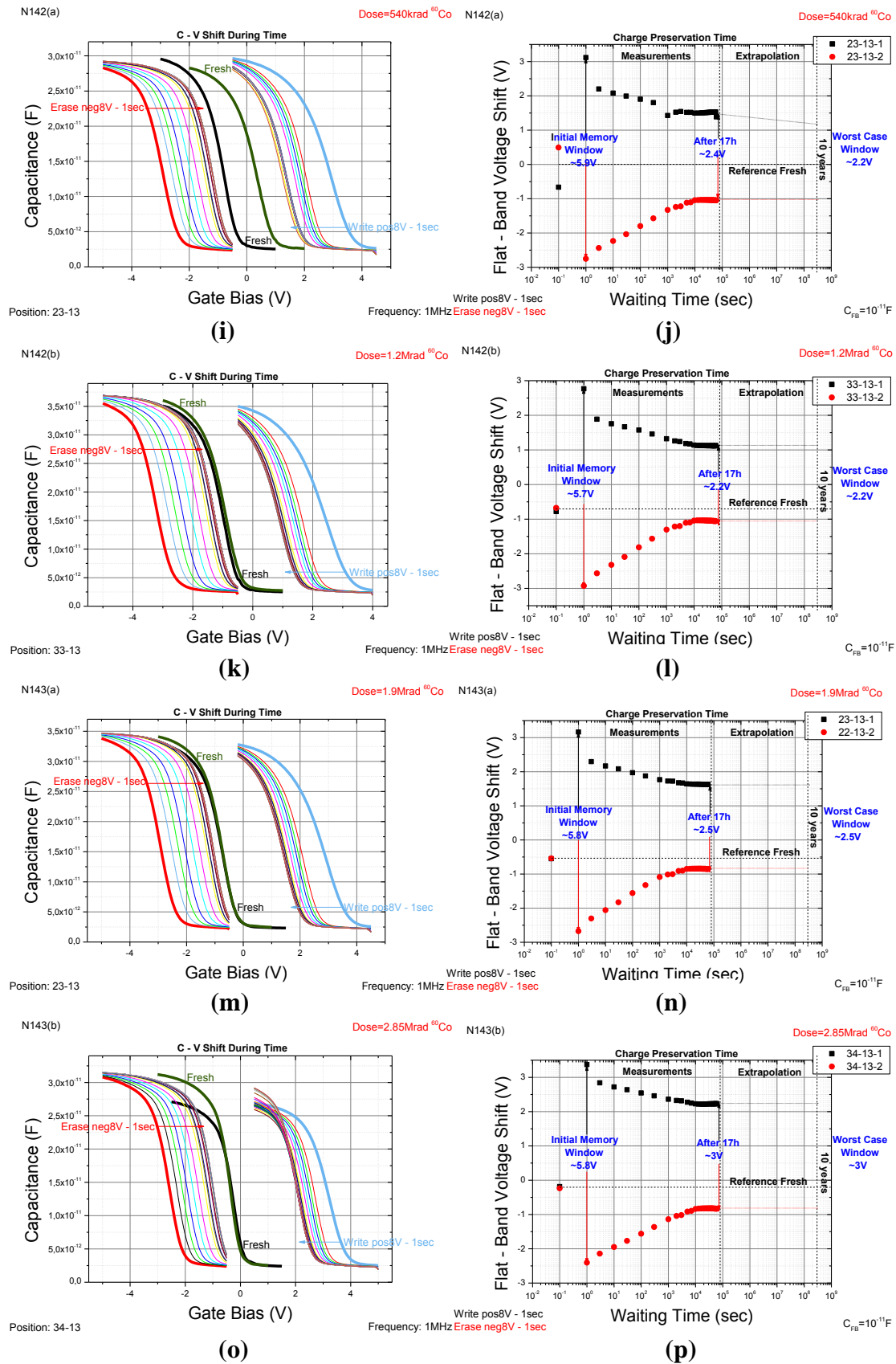
Σχήμα 9.18: Μεταβολή του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικό παράθυρο μνήμης, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

Από το παραπάνω γράφημα παρατηρούμε την αύξηση (!) του παράθυρου μνήμης με την αύξηση της δόσης της ακτινοβολίας. Ωστόσο, επειδή έχουμε καταπονήσει ένα μεμονωμένο κύτταρο μνήμης και με παλμούς μικρής διάρκειας (στους οποίους οι NC – MOS παρουσιάζουν παράθυρα μνήμης στα όρια του 1V), δεν πρέπει να αποδώσουμε μεγάλο ενδιαφέρον στις συγκεκριμένες μετρήσεις, στις οποίες οι τυχόν στατιστικές διακυμάνσεις του ενός κυττάρου μπορούν να οδηγήσουν σε λανθασμένα συμπεράσματα.

9.2.5 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

Η ικανότητα των κυττάρων μνήμης να διατηρούν την αποθηκευμένη πληροφορία, ώστε να είναι δυνατή η ανάγνωσή της σε μελλοντικό χρονικό διάστημα, είναι καθοριστικής σημασίας, όπως έχουμε συζητήσει στα προηγούμενα κεφάλαια. Η διαδικασία της ακτινοβόλησης θέτει υπό κίνδυνο αυτή την ικανότητα, και έτσι είναι απαραίτητη η μελέτη της επίδρασης της ακτινοβολίας της σ' αυτήν. Στα γραφήματα του Σχήματος 9.19 παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα του χρόνου διατήρησης φορτίου για όλα τα ακτινοβολημένα δείγματα, ύστερα από την εφαρμογή τετραγωνικών παλμών ύψους $\pm 8\text{ V}$ και εύρους 1 sec.





Σχήμα 9.19: (a), (c), (e), (g), (i), (k), (m), (o) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b), (d), (f), (h), (j), (l), (n), (p) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η

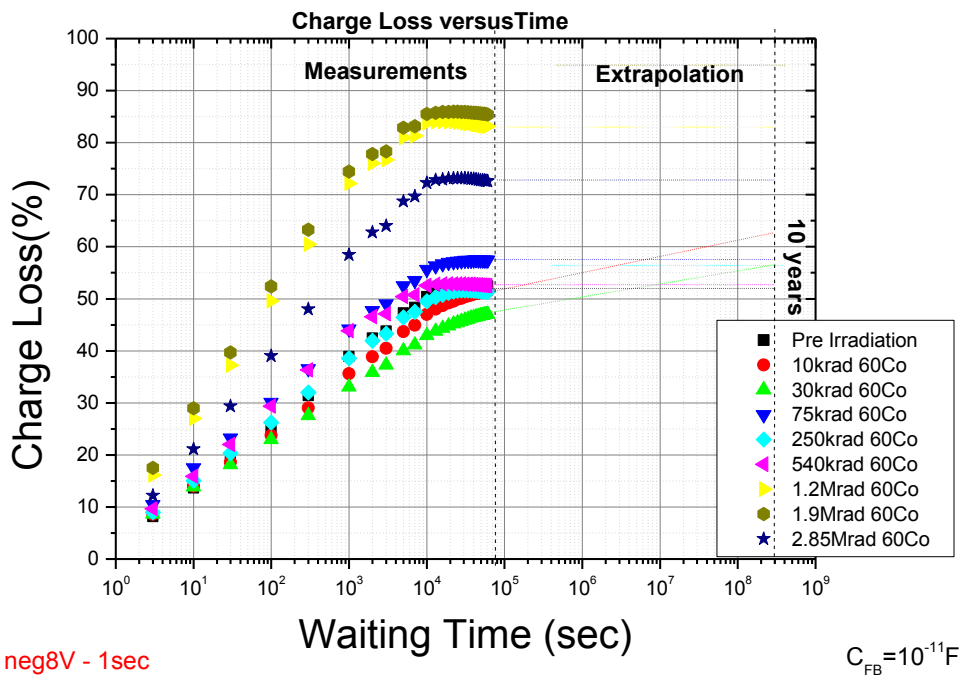
διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής, ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης πόλωσης διάρκειας 1s. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

Για να γίνει περισσότερο εμφανής η διαφορά στην ποσότητα του αποθηκευμένου φορτίου που διατηρείται, σχεδιάσαμε (Σχήμα 9.20 & 9.21) το ποσοστό του αποθηκευμένου φορτίου που χάνεται ύστερα από ορισμένο χρόνο. Το ποσοστό αυτό δίνεται από τη σχέση (Κεφάλαιο 5):

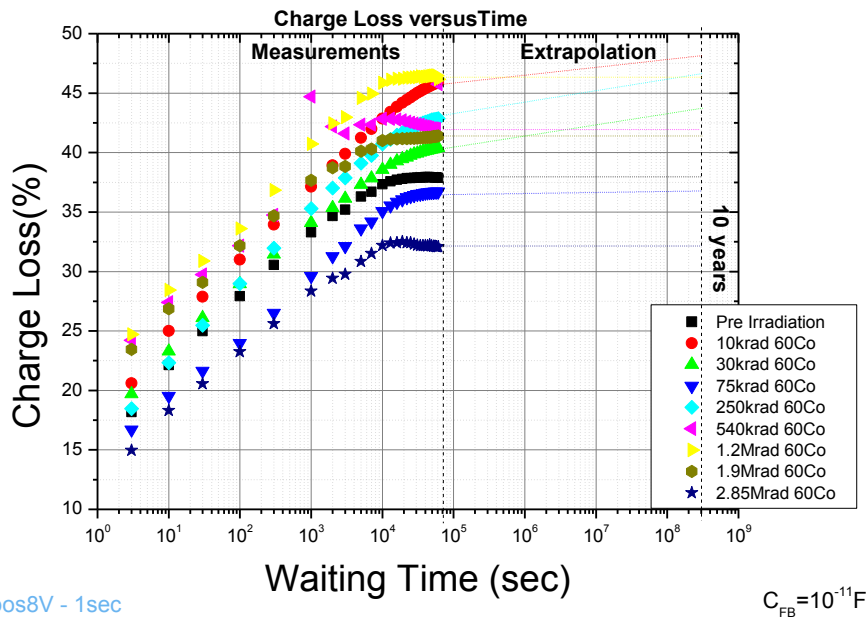
$$\text{Charge Lose (\%)} = \frac{V_{FB}(t=0) - V_{FB}(t)}{V_{FB}(t=0) - V_{FB0}} \times 100\% \quad (9.6)$$

όπου $V_{FB}(t=0)$ και V_{FB0} είναι η τιμή της τάσης επιπέδων ζωνών στην κατάσταση εγγραφής ή διαγραφής και πριν την εφαρμογή οποιουδήποτε παλμού τάσης (αρχική κατάσταση, fresh), αντίστοιχα. Από τα παρακάτω Σχήματα είναι εμφανής η ολοένα και μεγαλύτερη απώλεια φορτίου, για αυξανόμενες δόσεις, τόσο για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής (όπου παρατηρούνται και οι μεγαλύτερες απώλειες, όπως και για τα αντίστοιχους NC – MOS πριν την ακτινοβόληση) όσο και για την κατάσταση εγγραφής. Ωστόσο είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθούν περισσότερες μετρήσεις, στατιστικά επαρκείς, ώστε τα συμπεράσματά μας να είναι περισσότερο αξιόπιστα.

Gamma Rays Irradiation (^{60}Co)



Σχήμα 9.20: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο, για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής.

Gamma Rays Irradiation (^{60}Co)

Σχήμα 9.21: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο, για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.

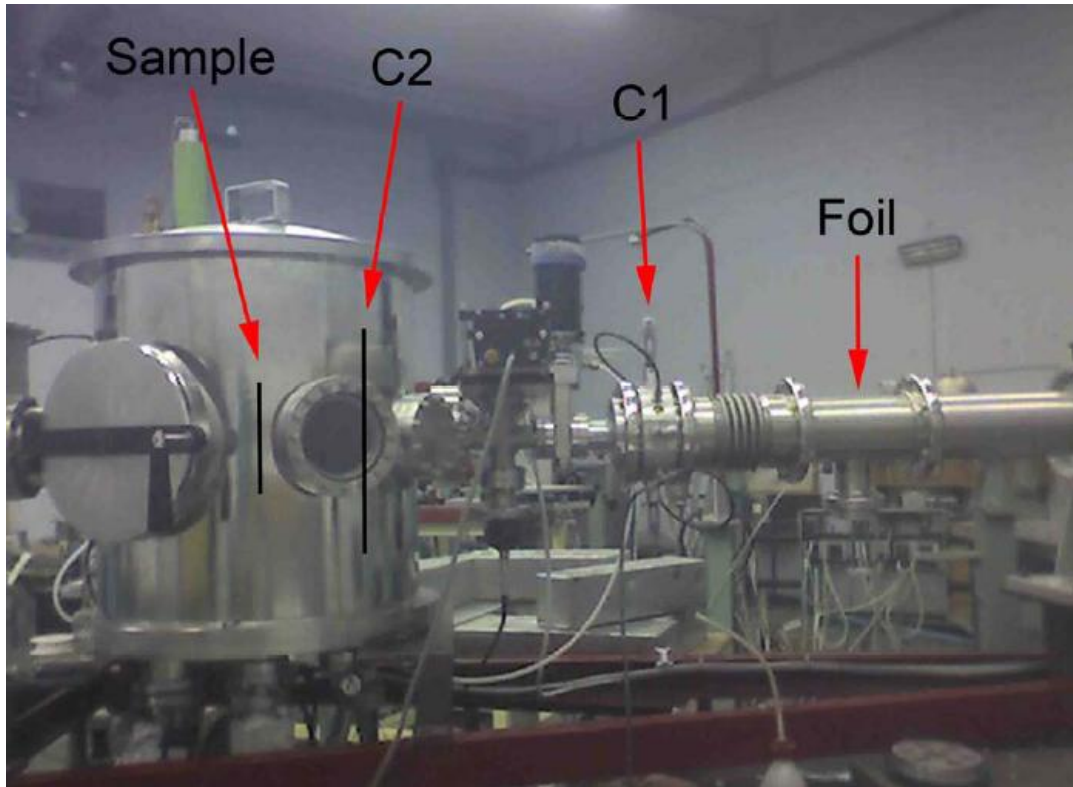
9.3 Ακτινοβόληση με δέσμη πρωτονίων (^1H)

Η δέσμη φορτισμένων σωματιδίων που απαιτείται δημιουργείται από μια εργαστηριακή διάταξη που επιταχύνει τα σωματάρια μέχρι να αποκτήσουν την επιθυμητή κινητική ενέργεια και στη συνέχεια τα κατευθύνει στο στόχο. Οι διατάξεις αυτές ονομάζονται επιταχυντές και η κατεύθυνση της δέσμης στην επιθυμητή περιοχή γίνεται με ηλεκτρομαγνήτες. Η ακτινοβόληση με δέσμη πρωτονίων (^1H beam), ενέργειας 8 MeV, έγινε στον επιταχυντή σωματιδίων τύπου TANDEM T11/25, που βρίσκεται εγκατεστημένος στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ», από το 1973, με δυνατότητες μέγιστου δυναμικού 5.5 MV. Ο ηλεκτροστατικός αυτός επιταχυντής χρησιμοποιεί μια γεννήτρια Van de Graaff για την ανάπτυξη της υψηλής διαφοράς δυναμικού στα άκρα του επιταχυντικού σωλήνα. Ο επιταχυντής TANDEM (η ονομασία προέρχεται από τη λατινική λέξη tandem που σημαίνει σε σειρά ή σε αλληλουχία) συγκροτείται ουσιαστικά από δύο απλούς ηλεκτροστατικούς επιταχυντές σε σειρά. Τα δύο άκρα του επιταχυντικού συστήματος διατηρούνται στο δυναμικό της γης, ενώ θετική υψηλή τάση αναπτύσσεται στο κέντρο της διάταξης όπου συναντώνται οι δύο επιταχυντικοί σωλήνες. Με τη διπλή χρήση του δυναμικού επιτυγχάνεται διπλασιασμός της διαθέσιμης ενέργειας των πρωτονίων. Οι πηγές των ιόντων βρίσκονται έξω από τον κυρίως επιταχυντή και η μέθοδος παραγωγής των ιόντων είναι η ιοντοβολής (sputtering).

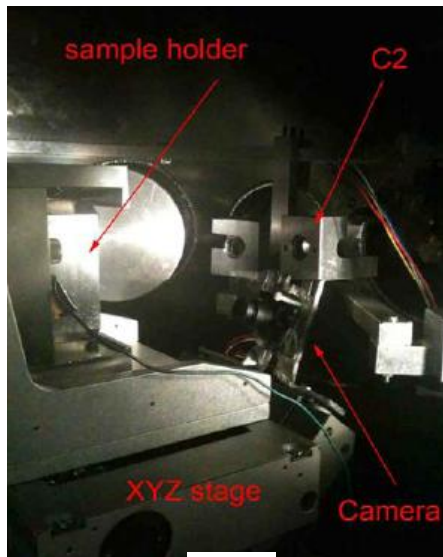


Σχήμα 9.22: Άποψη του χώρου του επιταχυντή TANDEM.

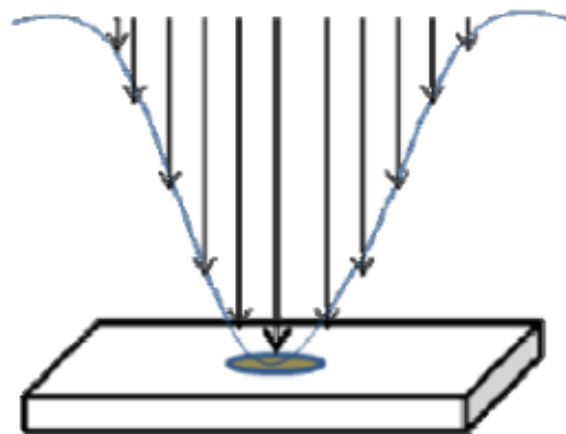
Πριν την ακτινοβόληση έπρεπε να ελέγξουμε το μέγεθος της δέσμης και να βρούμε έναν τρόπο ώστε η δέσμη να είναι ορατή σε εμάς μέσω της κάμερας που είχε τοποθετηθεί μέσα στον θάλαμο, όπου θα ακτινοβολούνταν τα δείγματα (Σχήμα 9.23). Για να καταφέρουμε να δημιουργήσουμε μια αρκετά μεγάλη δέσμη και όσο το δυνατό πιο ομοιόμορφη τοποθετήσαμε ένα φύλλο αλουμινίου (degrader) πάχους 10 μm σε απόσταση περίπου 1 m από τον στόχο. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνουμε μέσω της σκέδασης των πρωτονίων στο φύλλο Al το «άνοιγμα» της διαμέτρου της δέσμης. Στη συνέχεια λίγο πριν τον θάλαμο είχε τοποθετηθεί ένας collimator (collimator 1) από τον οποίο περνούσε μόνο ένα μικρό κομμάτι της εισερχόμενης δέσμης. Τέλος μπροστά από τον στόχο είχαμε βάλει έναν αυτοσχέδιο collimator (collimator 2) κυκλικής διατομής ο οποίος είχε ευθυγραμμιστεί με τη βοήθεια laser με το σημείο που θέλαμε να πέφτει η δέσμη. Με αυτές τις διαδικασίες καταφέραμε να δημιουργήσουμε μια ικανοποιητική, τόσο από πλευράς μεγέθους όσο και ομοιομορφίας, δέσμη για την ακτινοβόληση των δειγμάτων.



Σχήμα 9.23: Εικόνα του θαλάμου ακτινοβόλησης, των δύο collimator και του ελάσματος διεύρυνσης της δέσμης (foil).

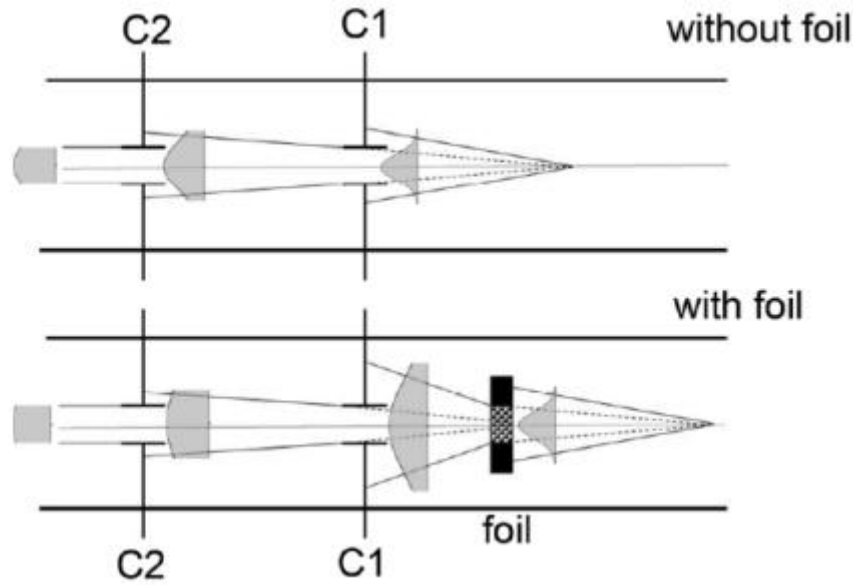


(a)



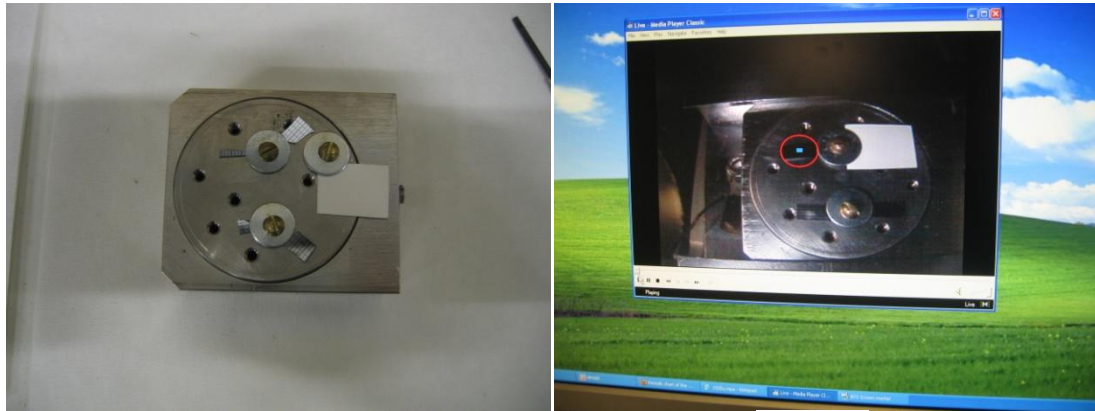
(b)

Σχήμα 9.24: (a) Εικόνα του εσωτερικού του θαλάμου όπου διακρίνονται η μεταλλική βάση τοποθέτησης των δειγμάτων, ο δεύτερος collimator, η κάμερα και το σύστημα μετατόπισης της βάσης (b) Η κατανομή Gauss της έντασης της προσπίπτουσας δέσμης. Η επιθυμητή δόση επιτυγχάνεται στο κέντρο της κηλίδας.



Σχήμα 9.25: Η θετική επίδραση του ελάσματος στην ομοιομορφία της δέσμης.

Οι διαστάσεις της κηλίδας της δέσμης μετρήθηκαν αλλοιώνοντας ένα κομμάτι χαρτί με επικάλυψη ZnS. Αυτό το υλικό χρησιμοποιείται κυρίως σε ιατρικές εφαρμογές και αλληλεπιδρώντας με ακτινοβολία, ενέργειας μεγαλύτερης ή ίσης των 500 KeV, έχει την ιδιότητα να φθορίζει.

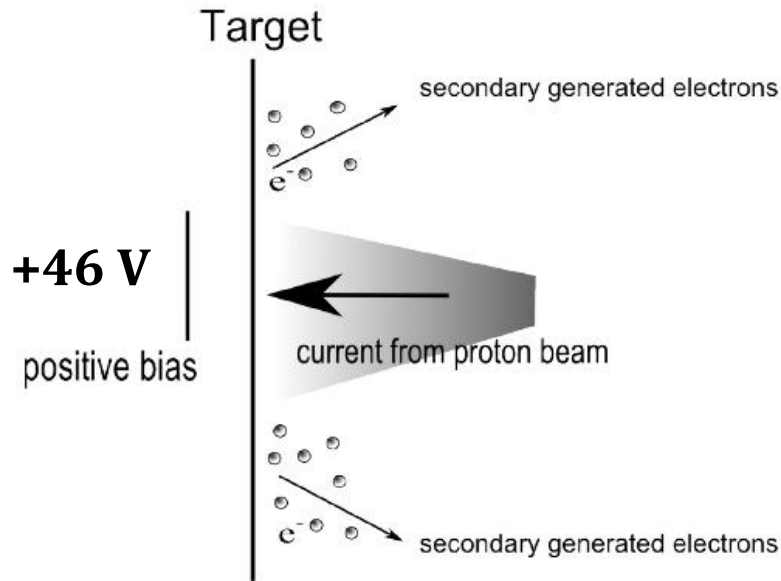


(a)

(b)

Σχήμα 9.26: (a) Η μεταλλική βάση που στερεώσαμε τα δείγματα και το χαρτί ZnS. Μετά από κάθε αλλαγή δειγμάτων ελέγχουμε τις διαστάσεις της δέσμης, (b) Μέγεθος και σχήμα της δέσμης όπως αποτυπώθηκε στο ZnS.

Η δημιουργία δευτερογενών ηλεκτρονίων, ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης της δέσμης με τον μεταλλικό στόχο, είχε σαν αποτέλεσμα τη μη ακριβή μέτρηση του ρεύματος των πρωτονίων που έπεφτε στο στόχο (και κατά συνέπεια στα δείγματα). Το πρόβλημα εντοπίστηκε στην εσφαλμένη ένδειξη ρεύματος (πιο αυξημένο από το πραγματικό). Έτσι τοποθετήθηκε μια μπαταρία μέσω της οποίας εφαρμόσαμε μια θετική τάση 46 Volt για να μπορέσουμε να απομακρύνουμε τα αρνητικά φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια) μακριά από το στόχο.



Σχήμα 9.27: Η παραγωγή δευτερογενών ηλεκτρονίων από την προσπίπτουσα δέσμη.

Υστερα από όλες τις παραπάνω ρυθμίσεις, ήμασταν σε θέση να προχωρήσουμε στην ακτινοβόληση των δειγμάτων μας. Αρχικά μας δόθηκε το ρεύμα πρόσπτωσης των πρωτονίων, το οποίο φροντίσαμε να μείνει σταθερό καθ' όλη την διάρκεια της ακτινοβόλησης, και ίσο με $I = 2 \text{ nA}$. Επιλέχθηκε αυτό το ρεύμα, ώστε για την συγκεκριμένη επιφάνεια πρόσπτωσης, να έχουμε εύλογους χρόνους ακτινοβόλησης. Απο το ρεύμα που μας δόθηκε, γνωρίζοντας τη διάμετρο της δέσμης $D = 0.9 \text{ cm}$ και ως συνέπεια το εμβαδόν της $S = 4\pi\left(\frac{D}{2}\right)^2 = 0.7 \text{ cm}^2$, μπορέσαμε να υπολογίσουμε την επιφανειακή ροή των σωματιδίων (flux):

$$Flux = \frac{2 \times 10^{-9} \text{ A}}{1.609 \times 10^{-19} \text{ Cb} \cdot 0.7 \text{ cm}^2} = 1.76 \times 10^{10} \frac{p}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \quad (9.7)$$

Στη συνέχεια έχοντας υπολογίσει το flux μπορούμε να υπολογίσουμε προσεγγιστικά τον απαιτούμενο χρόνο ακτινοβόλησης. Γνωρίζοντας βέβαια το ποσό του προσπίπτοντος φορτίου ανά 100 παλμούς σωματιδίων, αριθμός που μας δόθηκε απο τους χειριστές του επιταχυντή, μπορέσαμε να υπολογίσουμε το συνολικό αριθμό παλμών ώστε να πετύχουμε την επιθυμητή δόση σε κάθε δείγμα (Πίνακας 9.5).

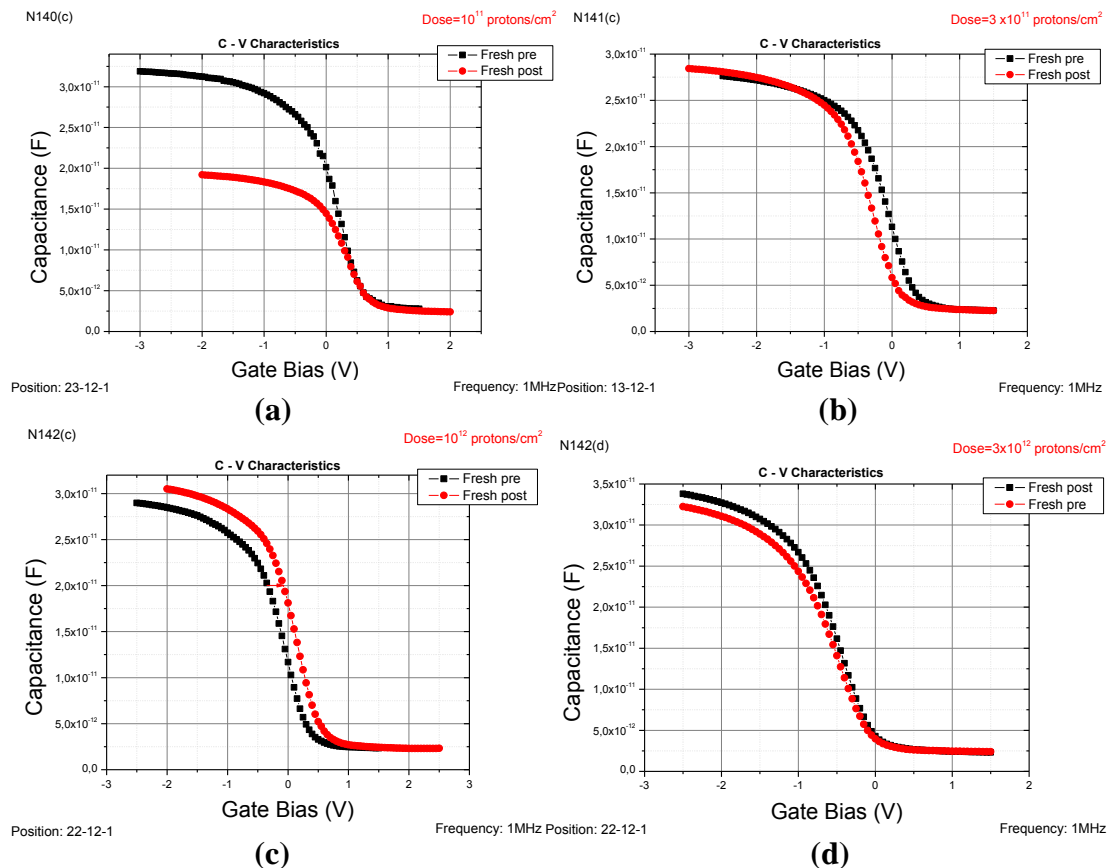
Πίνακας 9.5

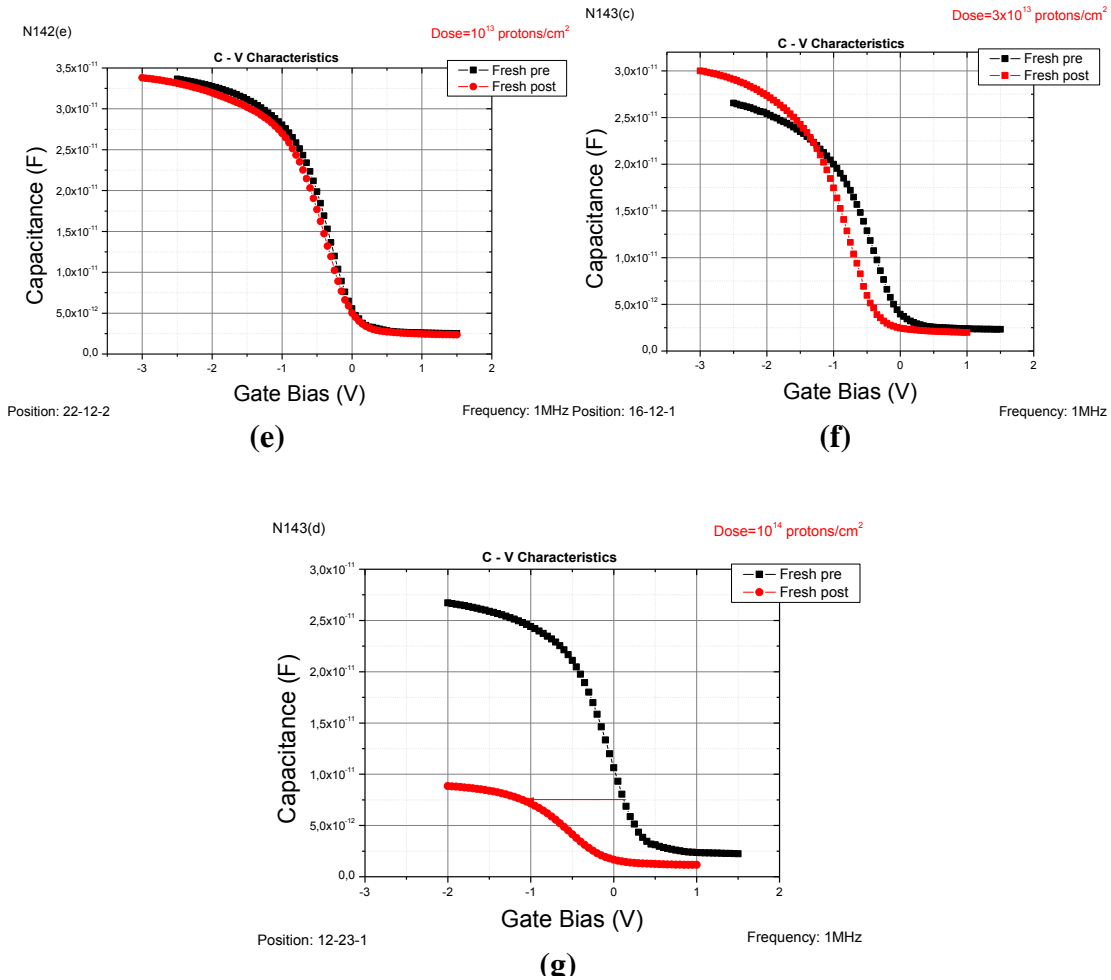
Δείγμα	Χρόνος Ακτινοβόλησης (sec)	Ρεύμα ακτινοβόλησης (nA)	Δόση (p/cm ²) στο δείγμα
N140(c)	6	2	10^{11}
N141(c)	17	2	3×10^{11}
N142(c)	57	2	10^{12}

N142(d)	170	2	3×10^{12}
N142(e)	568	2	10^{13}
N143(c)	1704	2	3×10^{13}
N143(d)	5680	2	10^{14}

9.3.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες

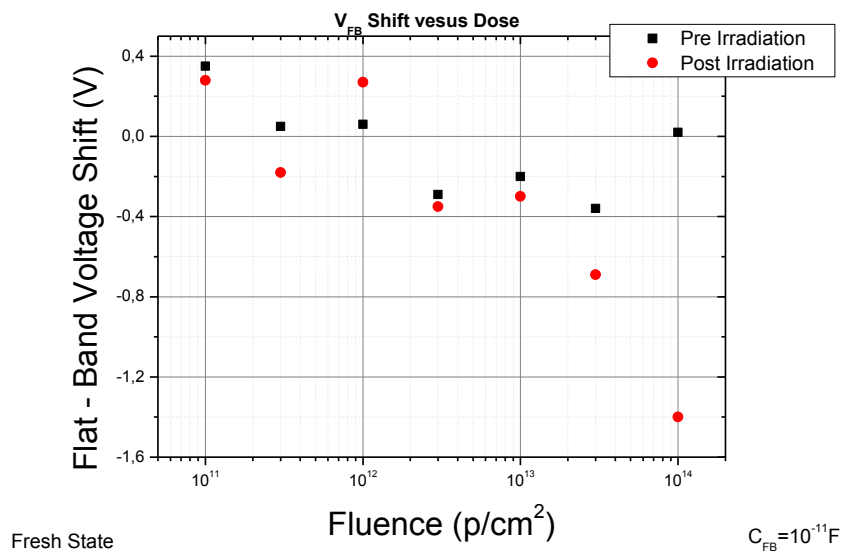
Στα γραφήματα του Σχήματος 9.28 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές C – V, που μετρήθηκαν σε αφόρτιστους πυκνωτές πριν και μετά την ακτινοβόληση, για κάθε δόση. Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα στο Σχήμα 9.29, παρατηρούμε ότι οι μετατοπίσεις είναι σχεδόν αμελητέες, εκτός από τη μεγαλύτερη δόση (10^{14} p / cm²), όπου φαίνεται η μνήμη να οδηγείται στην κατάσταση διαγραφής. Επίσης όλες οι μετατοπίσεις, εκτός από μία δόση (10^{12} p/cm²), είναι προς τις αρνητικές τάσεις πύλης, υποδηλώνοντας την παγίδευση θετικού φορτίου, γεγονός αναμενόμενο λόγω του θετικού φορτίου των πρωτονίων.





Σχήμα 9.28: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά αφόρτιστους πυκνωτές. Στο γράφημα (c) η μετατόπιση προς τις θετικές τιμές της τάσης πύλης να οφείλεται στην παγίδευση αρνητικού φορτίου, που δημιουργήθηκε από την ακτινοβολία, σε αντίθεση με τα υπόλοιπα γραφήματα.

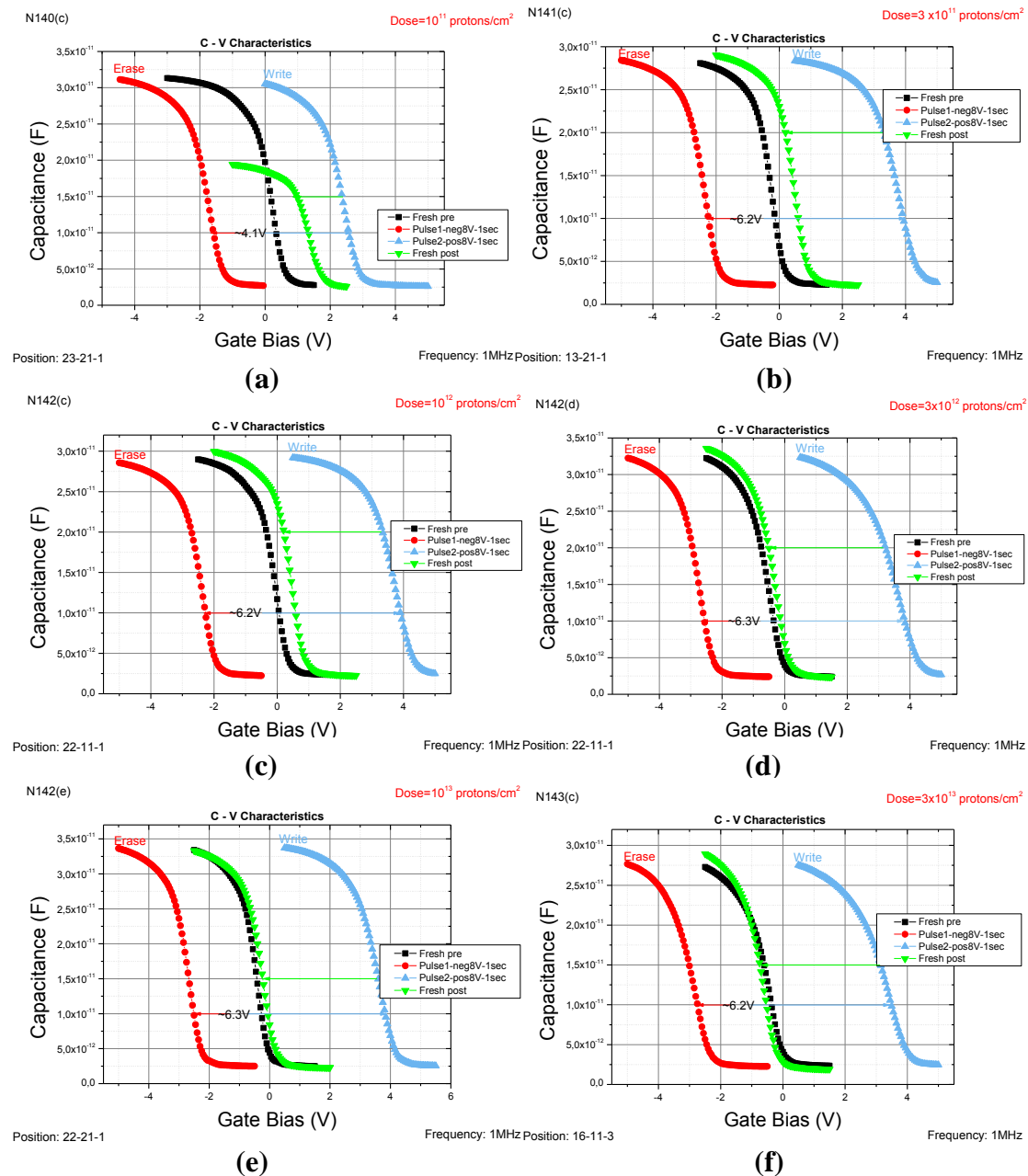
Protons Irradiation

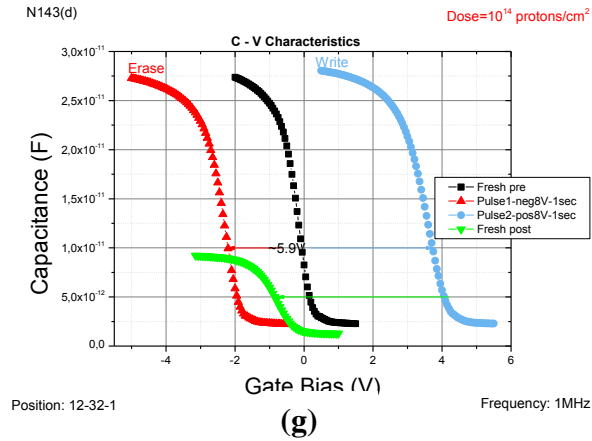


Σχήμα 9.29: Μετατόπιση της τάσης επιπέδων ζωνών, V_{fb}, για αφόρτιστους πυκνωτές πριν και μετά την ακτινοβόληση.

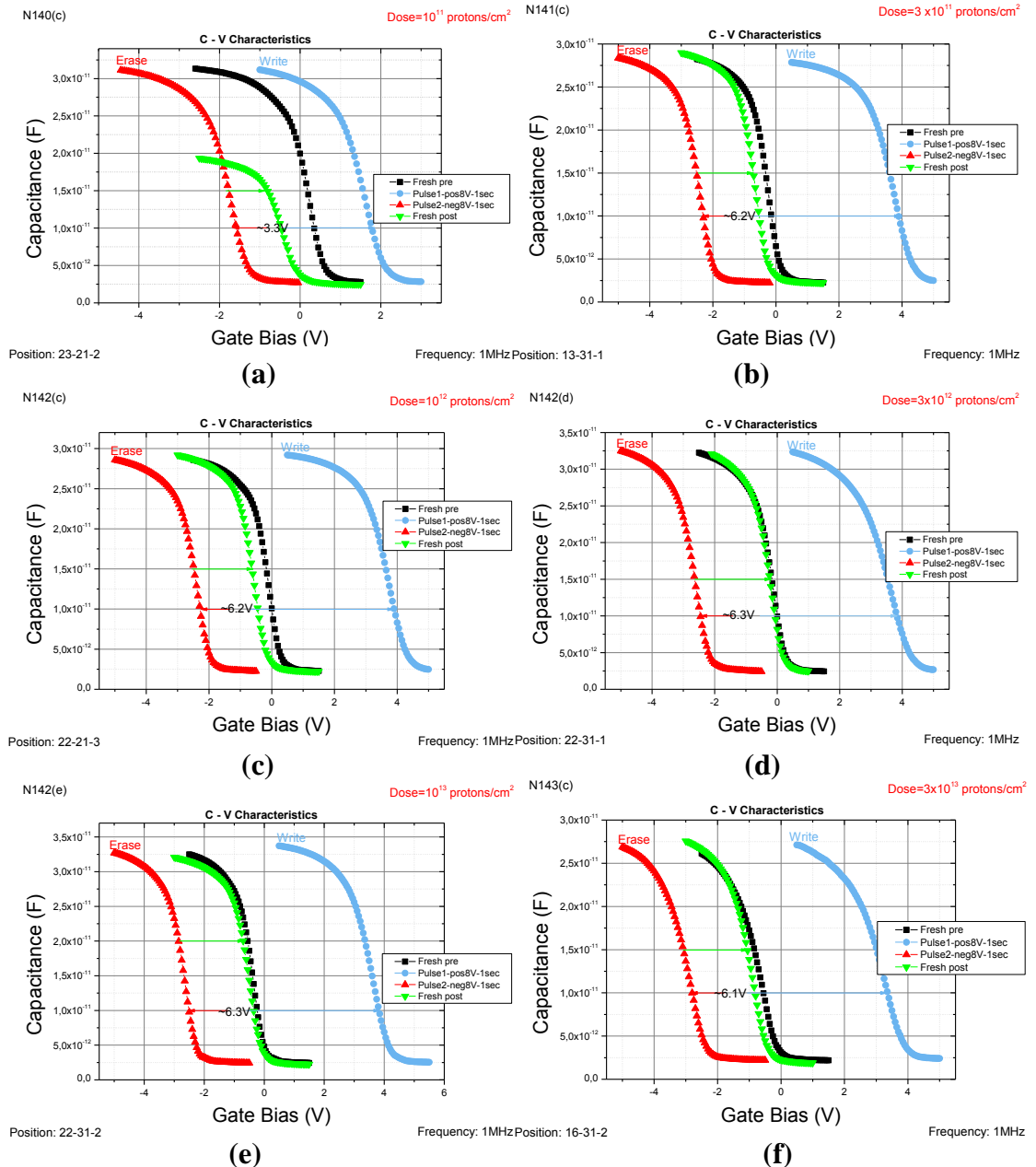
9.3.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες

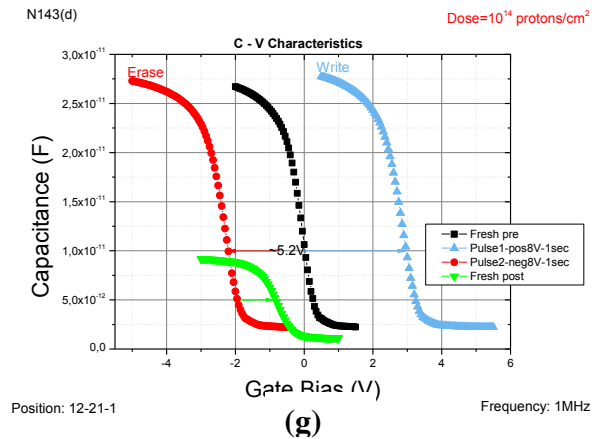
Στα γραφήματα των Σχημάτων 9.30 και 9.31 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $C - V$ για προγραμματισμένους πυκνωτές, για κάθε δόση. Οι συνθήκες προγραμματισμού ήταν οι ίδιες με αυτές που εφαρμόστηκαν στην ακτινοβόληση με ακτίνες γ . Στα γραφήματα αναγράφεται το παράθυρο μνήμης που προέκυψε πριν την ακτινοβόληση. Με μια πρώτη ανάγνωση των γραφημάτων, παρατηρούμε μια ολόενα και αυξανόμενη μετατόπιση των χαρακτηριστικών τόσο της κατάστασης εγγραφής όσο και διαγραφής, με την αύξηση της δόσης, προς την αφόρτιστη κατάσταση





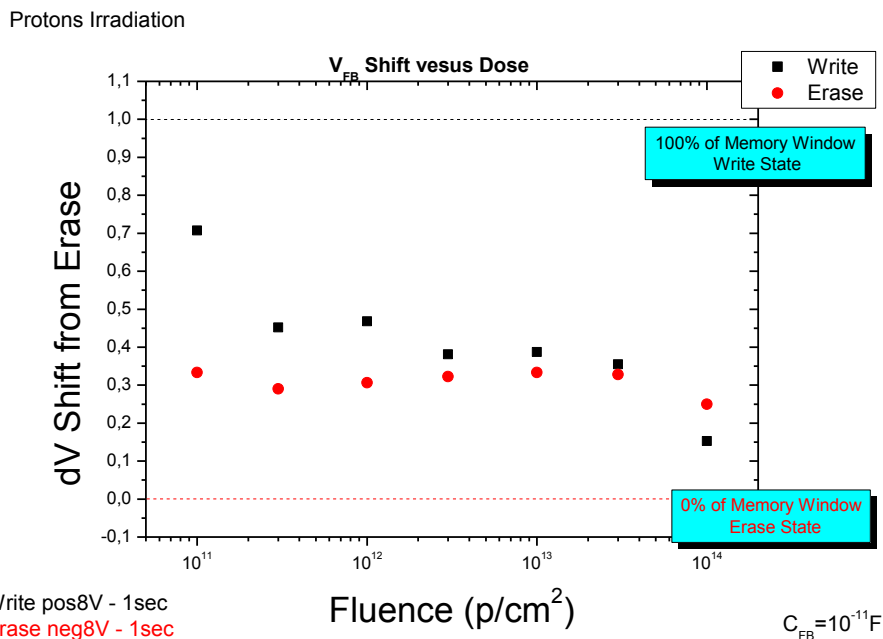
Σχήμα 9.30: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.





Σχήμα 9.31: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) Χαρακτηριστικές C – V πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής.

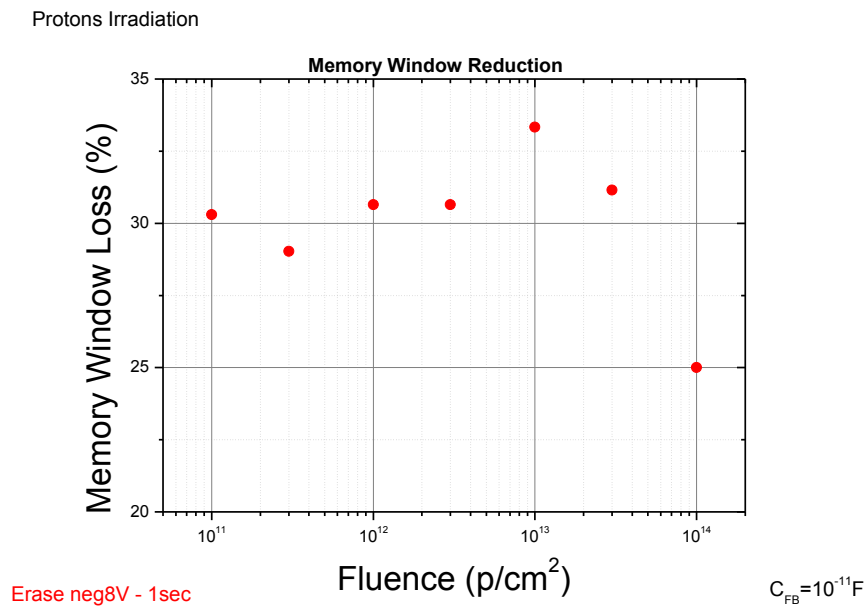
Για να γίνουν περισσότερα εμφανείς οι παραπάνω μετατοπίσεις, λαμβάνοντας υπόψη και τα διαφορετικά παράθυρα μνήμης, σχεδιάσαμε το Σχήμα 9.32, με τη μέθοδο που περιγράψαμε στην προηγούμενη ακτινοβόληση.



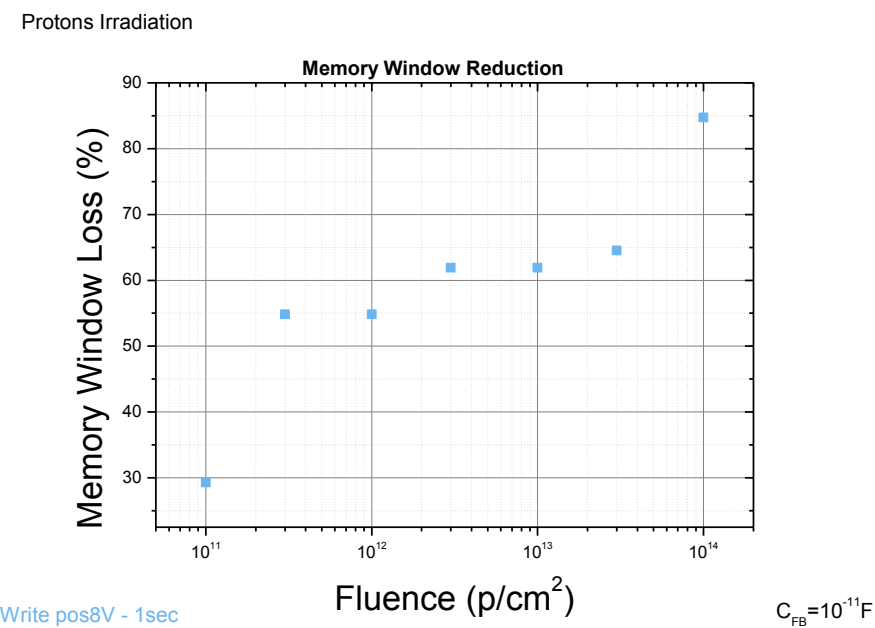
Σχήμα 9.32: Η ποσοστιαία μετατόπιση του ΔV_{FB} σε σχέση με το αρχικό παράθυρο μνήμης για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, για τις διαφορετικές τιμές δόσεων ακτινοβολίας.

Τα συμπεράσματα είναι παρόμοια με την ακτινοβόληση ακτίνων – γ, ωστόσο εδώ παρατηρούμε επιπλέον η μεγαλύτερη δόση έχει επιφέρει τη μετατόπιση της κατάστασης εγγραφής στην κατάσταση διαγραφής, συνεπώς έχει επέλθει λανθασμένη αλλαγή της κατάστασης (bit flip). Με βάση τη σχέση (9.3) υπολογίσαμε την ποσοστιαία μεταβολή στο παράθυρο μνήμης που προκάλεσε η προσπίπτουσα ακτινοβολία (Σχήματα 9.33 & 9.34). Και για τις δύο περιπτώσεις παρατηρείται μια

καθαρή τάση μείωσης του παράθυρου μνήμης, με τις μεγαλύτερες απώλειες να εμφανίζονται στις αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής, λόγω της μεγαλύτερης πυκνότητας παγιδευμένου θετικού φορτίου.



Σχήμα 9.33: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.



Σχήμα 9.34: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

9.3.3 Υπολογισμός του παγιδευμένου στο οξειδίο φορτίου

Ο υπολογισμός του παγιδευμένου φορτίου, που δημιουργήθηκε λόγω της ακτινοβόλησης (αρχικά ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών) και ύστερα ένα μέρος του

παγιδεύτηκε μέσα στο οξείδιο, θα μας βοηθήσει να κατανοήσουμε τις παραπάνω μετατοπίσεις. Το παγιδευμένο φορτίο στο οξείδιο, Q_{ot} (oxide trapped charge), υπολογίζεται με βάση τη σχέση (9.4). Όπως προκύπτει από τις παρατηρούμενες μετατοπίσεις τα φορτία που «επιζούν» από τη διαδικασία της επανασύνδεσης είναι αρνητικά (ηλεκτρόνια) στην περίπτωση της κατάστασης διαγραφής και θετικά (οπές) στην κατάσταση εγγραφής. Στις αφόρτιστες μνήμες παγιδεύτηκαν είτε αρνητικά είτε θετικά φορτία. Στους συγκεντρωτικούς Πίνακες 9.6 & 9.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για όλα τα δείγματα.

Πίνακας 9.6

Samples	Dose (p/cm ²)	Q_{ot} (10 ⁻¹¹ C) State "1"	Q_{ot} (10 ⁻¹¹ C) State "0"	Density Q_{ot} (10 ¹² h/cm ²) State "1"	Density Q_{ot} (10 ¹² e/cm ²) State "0"	# h / e pairs (10 ¹² pairs/cm ²)
N140(c)	10 ¹¹	2.5	-2.1	1.5	1.3	0.6
N141(c)	3 × 10 ¹¹	9.5	-5.2	5.9	3.2	1.9
N142(c)	10 ¹²	9.9	-5.5	6.2	3.4	6.2
N142(d)	3 × 10 ¹²	13.2	-6.6	8.2	4.1	18.7
N142(e)	10 ¹³	13.1	-7.1	8.2	4.4	62.4
N143(c)	3 × 10 ¹³	12	-6	7.5	3.7	187
N143(d)	10 ¹⁴	4.5	-1.2	2.8	7.3	624

Από τον παραπάνω πίνακα είναι εμφανής η μεγαλύτερη ποσότητα παγιδευμένου θετικού φορτίου, που μπορεί να ερμηνεύσει τις παρατηρούμενες μετατοπίσεις. Η μετατροπή του παγιδευμένου φορτίου (μονάδες Cb) σε επιφανειακή πυκνότητα παγιδευμένου φορτίου (e or h/cm²), έγινε με τον ίδιο τρόπο όπως στις ακτίνες – γ.

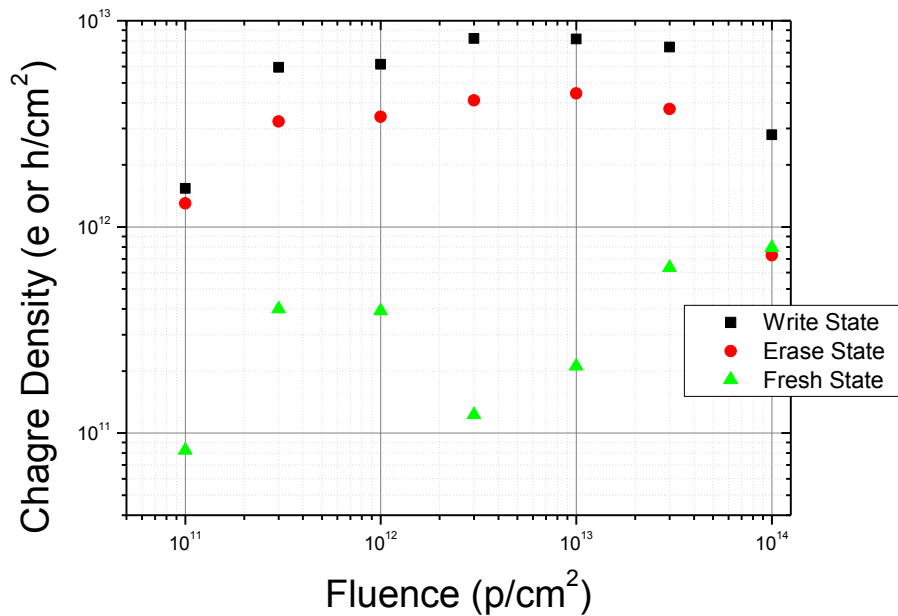
Πίνακας 9.7

Samples	Dose (ph/cm ²)	Q_{ot} (10 ⁻¹¹ C) Fresh state	Density Q_{ot} (10 ¹² e or h/cm ²) Fresh state	# h / e pairs (10 ¹² pairs/cm ²)
N140(c)	10 ¹¹	0.1	0.08	0.6

N141(c)	3×10^{11}	0.6	0.4	1.9
N142(c)	10^{12}	-0.6	0.4	6.2
N142(d)	3×10^{12}	0.2	0.1	18.7
N142(e)	10^{13}	0.3	0.2	62.4
N143(c)	3×10^{13}	1	0.6	187
N143(d)	10^{14}	1.3	0.8	624

Τα αποτελέσματα των δύο παραπάνω πινάκων συνοψίζονται στο Σχήμα 9.35. Τα συμπεράσματα είναι παρόμοια μ' αυτά της ακτινοβόλησης των ακτίνων – γ, με την προσθήκη της αλλαγής κατάστασης από “1” σε “0”.

Protons Irradiation



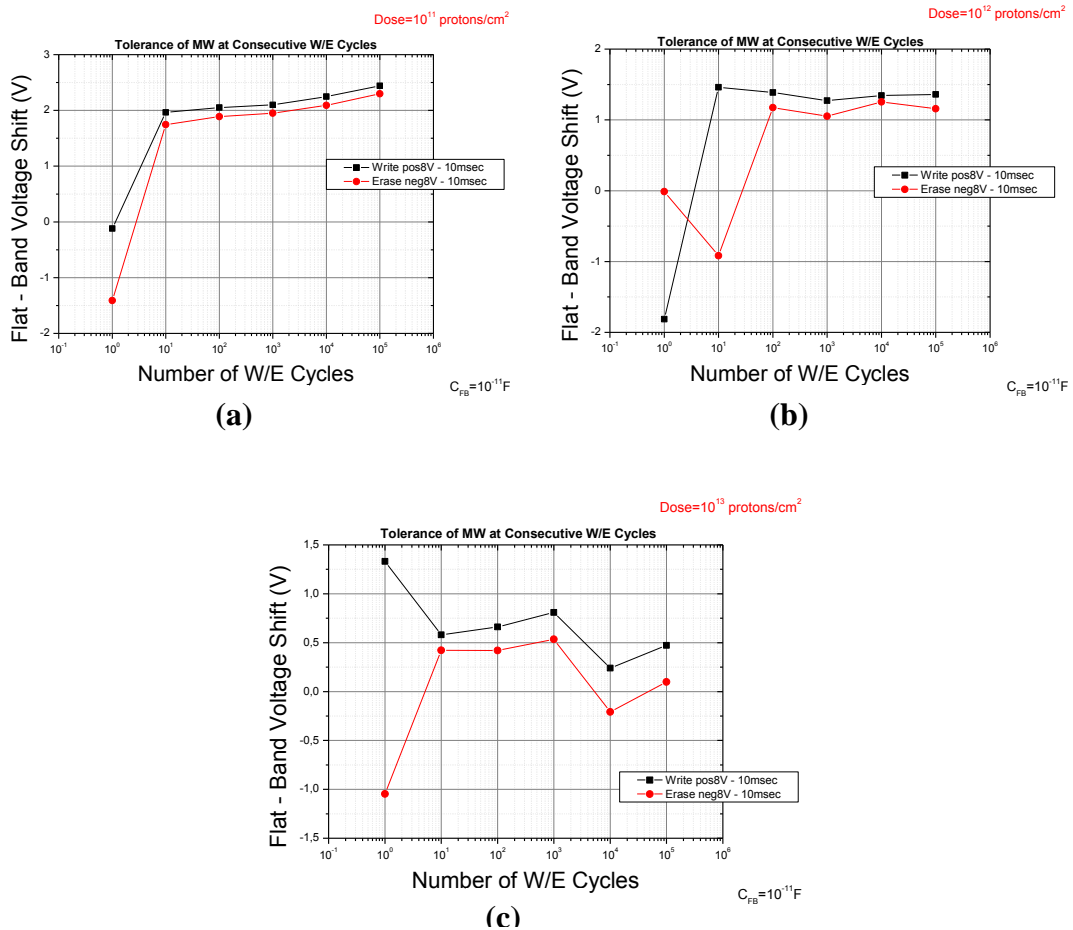
Σχήμα 9.35: Επιφανειακή πυκνότητα των οπών (εγγραφή) και ηλεκτρονίων (διαγραφή) που παγιδεύτηκαν στο οξείδιο NC – MOS, ως εξάρτηση της δόσης.

Επίσης υπολογίσαμε και το φορτίο που δημιουργήθηκε αρχικά κατά τη διάρκεια της διέλευσης των πρωτονίων από τη διάταξη. Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα προσομοίωσης SRIM – TRIM, εκτιμούμε ότι η ενέργεια που $\frac{dE}{dx}$ που χάνουν πρωτόνια, 8 MeV, κατά τη διείσδυσή τους στο SiO₂ είναι $10.3 \frac{keV}{\mu m}$. Το συνολικό πάχος του SiO₂ είναι 10.3 nm, και έτσι η ενέργεια που εναποτίθεται και προκαλεί τη γέννηση των ζευγών είναι $E_{pairs} = 0.106 keV$. Γνωρίζοντας τη δόση για κάθε δείγμα,

όπως και την ενέργεια που εναποθέτουν τα πρωτόνια μέσα στο οξειδίο, υπολογίζουμε το αρχικό πλήθος ζευγών ηλεκτρονίων/οπών, με βάση τη σχέση (9.5).

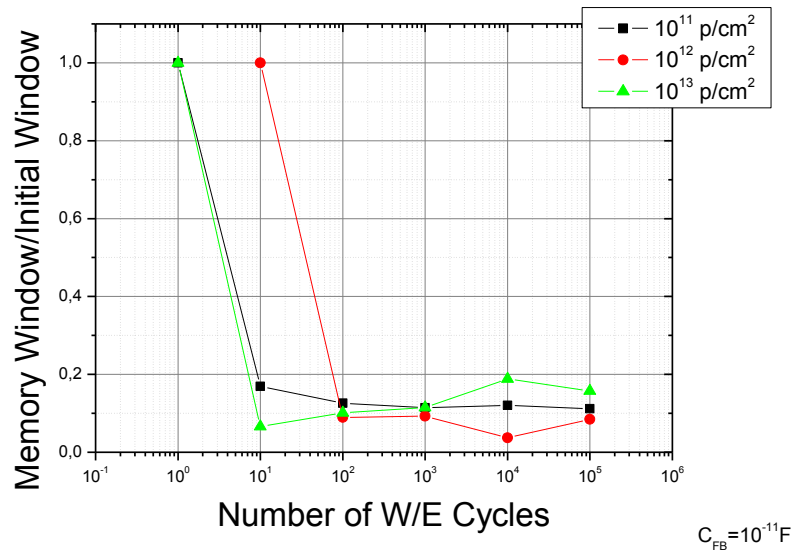
9.3.4 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

Η μελέτη της απόκρισης των ακτινοβολημένων δειγμάτων κάτω από συνθήκες τεχνητής γήρανσης, έγινε με τις ίδιες συνθήκες όπως στην προηγούμενη ακτινοβόληση. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 9.36, ενώ στο Σχήμα 9.37 παρουσιάζεται η εξέλιξη του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικά μετρούμενο παράθυρο.



Σχήμα 9.36: (a), (b), (c) Αντοχή των NC – MOS κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10^5 κύκλους, για δόσεις ακτινοβολίας 10^{11} , 10^{12} και 10^{13} p / cm², αντιστοίχως.

Protons Irradiation

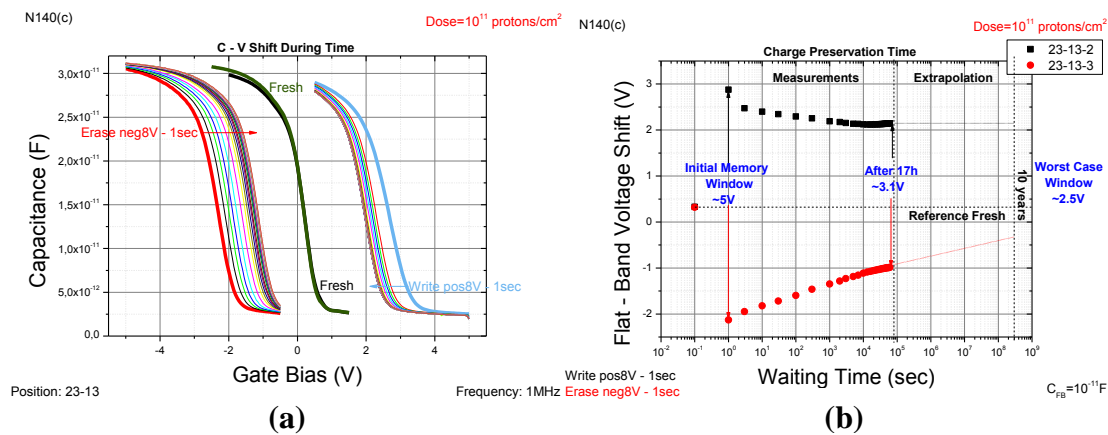


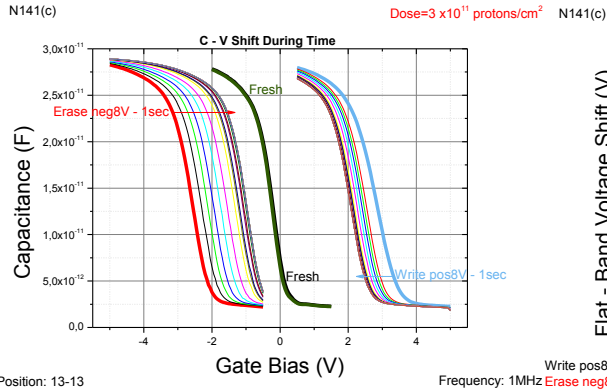
Σχήμα 9.37: Μεταβολή του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικό παράθυρο μνήμης, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

Από το παραπάνω γράφημα παρατηρούμε την τεράστια μείωση του παράθυρου μνήμης για όλες τις δόσεις της ακτινοβολίας. Ωστόσο, δε θα πρέπει να αμελούμε και τις στατιστικές διακυμάνσεις του ενός μόνου κυττάρου.

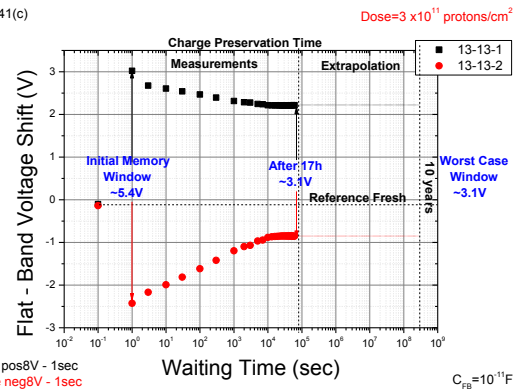
9.3.5 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

Στα γραφήματα του Σχήματος 9.38 παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα του χρόνου διατήρησης φορτίου για όλα τα ακτινοβολημένα δείγματα, ύστερα από την εφαρμογή τετραγωνικών παλμών ύψους ± 8 V και εύρους 1 sec. Για να γίνει περισσότερο εμφανής η διαφορά στην ποσότητα του αποθηκευμένου φορτίου που διατηρείται, σχεδιάσαμε (Σχήμα 9.40 & 9.41) το ποσοστό του αποθηκευμένου φορτίου που χάνεται ύστερα από ορισμένο χρόνο, σύμφωνα με τη σχέση (9.6).

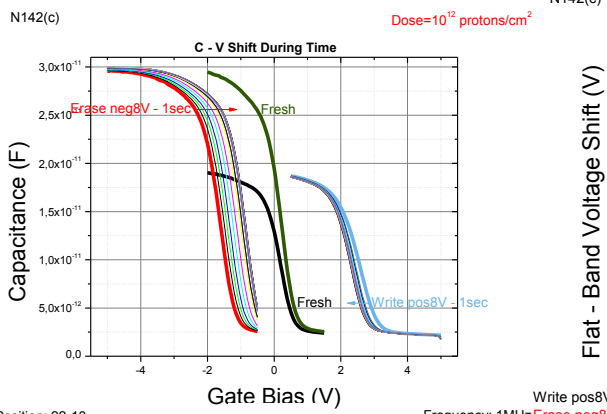




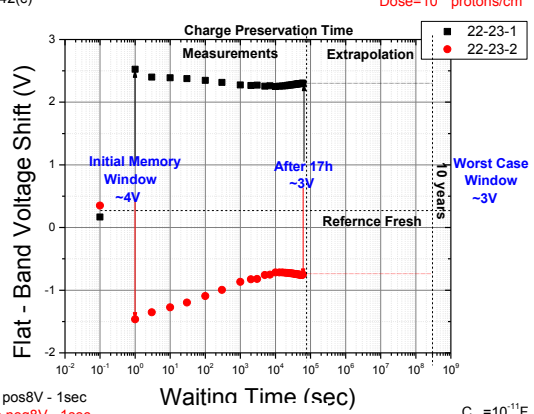
(c)



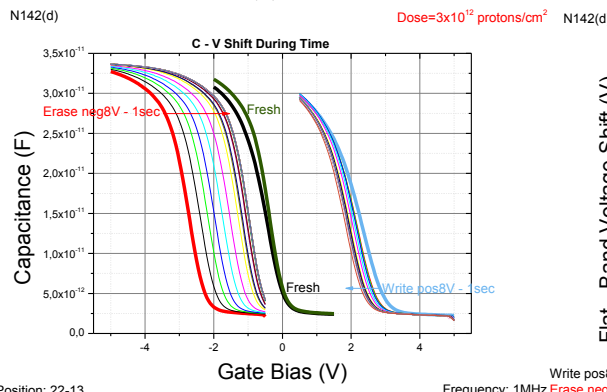
(d)



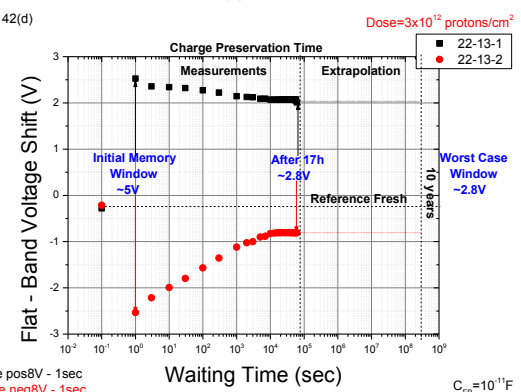
(e)



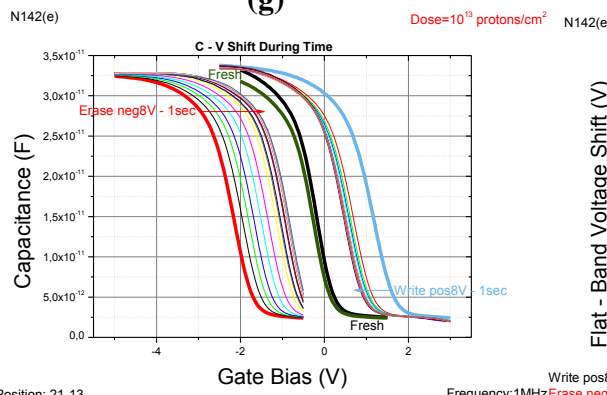
(f)



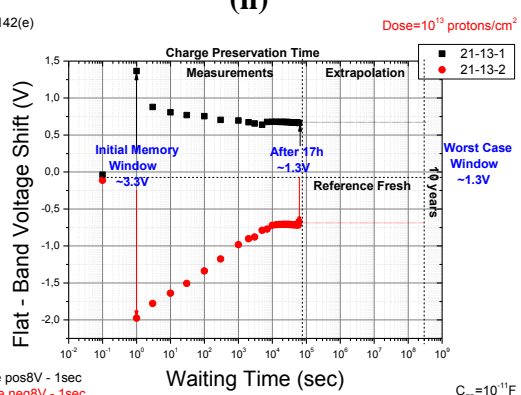
(g)



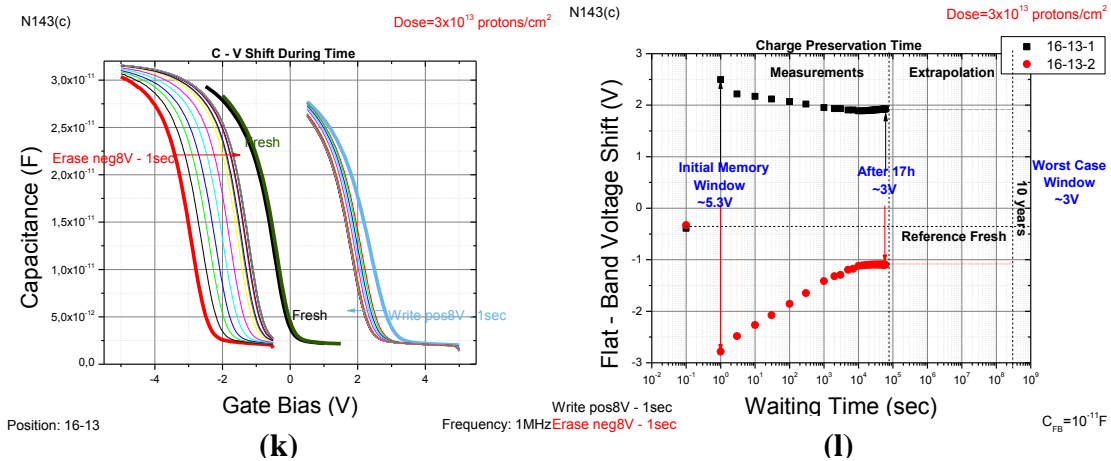
(h)



(i)



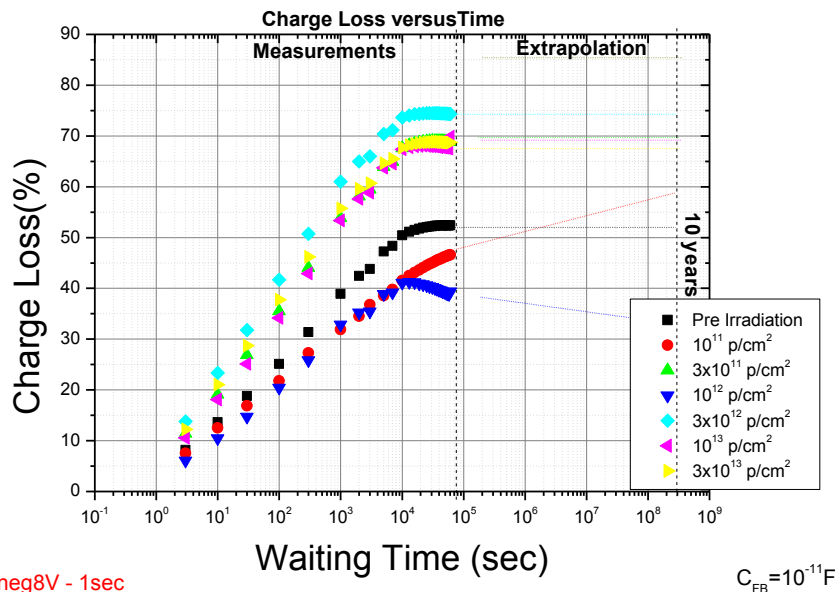
(j)



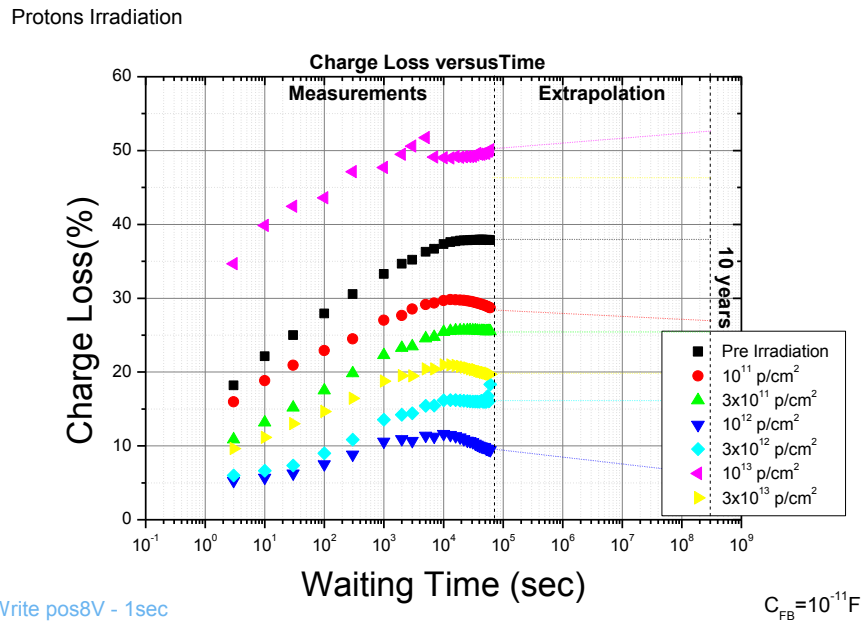
Σχήμα 9.38: (a), (c), (e), (g), (i), (k), Μετατόπιση των χαρακτηριστικών C – V, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b), (d), (f), (h), (j), (l) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης πόλωσης διάρκειας 1s. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

Από τα παρακάτω Σχήματα είναι εμφανής η ολοένα και μεγαλύτερη απώλεια φορτίου, για αυξανόμενες δόσεις, τόσο για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής (όπου παρατηρούνται και οι μεγαλύτερες απώλειες, όπως και για τα αντίστοιχους NC – MOS πριν την ακτινοβόληση) όσο και για την κατάσταση εγγραφής. Ωστόσο, οι απώλειες φορτίου στην κατάσταση εγγραφής φαίνεται να μην επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τη συμπεριφορά της διάταξης, όπου μάλιστα φαίνεται εκτός από μία δόση, να βελτιώνονται κιόλας. Ωστόσο είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθούν περισσότερες μετρήσεις, στατιστικά επαρκείς, ώστε τα συμπεράσματά μας να είναι περισσότερο αξιόπιστα.

Protons Irradiation



Σχήμα 9.39: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο, για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής.



Σχήμα 9.40: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο, για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.

9.4 Συμπεράσματα

Η μελέτη της επίδρασης ακτίνων – γ και πρωτονίων σε μνήμες NC – MOS με νανοκρυστάλλους Au, αποκάλυψε τις δυσμενείς συνέπειες που έχουν στις ηλεκτρονικές διατάξεις μνήμης. Από τα Σχήματα 9.12 & 9.32 παρατηρούμε ότι για συνήθεις δόσεις που καταγράφονται στο διαστημικό περιβάλλον, η επίδραση των δύο ακτινοβολιών (10^{11} p / cm^2 , 10^{13} rh / cm^2) είναι από ηλεκτρικής άποψης ανεκτή, δηλαδή διατηρείται ένα ποσοστό 60 – 70% του αρχικού παράθυρο μνήμης (και για τις δύο καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής), γεγονός που μας επιτρέπει την ανάγνωση της αποθηκευμένης πληροφορίας. Ωστόσο σε δόσεις που αντιστοιχούν σε ακραίες καταστάσεις (10^{14} p / cm^2 , 10^{15} rh / cm^2), όπως έντονες ηλιακές καταιγίδες, η επίδραση της ακτινοβολίας αποβαίνει καταστρεπτική όσον αφορά στη δυνατότητα ανάγνωσης της αποθηκευμένης πληροφορίας, με τις μεγαλύτερες απώλειες στο παράθυρο μνήμης να καταγράφονται στην ακτινοβόληση με πρωτόνια. Ωστόσο, πρέπει να σημειώσουμε ότι σε τόσο υψηλές δόσεις τα περιφερειακά κυκλώματα που τροφοδοτούν τα κύτταρα μνήμης, χωρίς κάποια ειδική θωράκιση, θα έχουν τεθεί ήδη εκτός λειτουργίας.

Παρόλο το γεγονός ότι επιφανειακή ροή των ακτίνων – γ είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την επιφανειακή ροή των πρωτονίων, λόγω της «φτωχής» ιονιστικής

ικανότητάς τους, δημιουργούν μικρότερη ποσότητα ζευγών ηλεκτρονίων/οπών και μικρότερη ποσότητα παγιδευμένου φορτίου στο οξείδιο. Έτσι δεν είναι σε θέση να προκαλέσουν αναστροφή της κατάστασης προγραμματισμού (bit flip) και μεγάλες μετατοπίσεις σε αφόρτιστες μνήμες, σε υψηλές δόσεις, σε αντίθεση με τα πρωτόνια, όπου παρόμοια αποτελέσματα έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία^{1,2,3}.

Η τεχνητή γήρανση των κυττάρων μνήμης αποκάλυψε τη σχεδόν ολοκληρωτική απώλεια του παράθυρου μνήμης στην περίπτωση των πρωτονίων, ενώ μια σχετικά σταθερή συμπεριφορά παρατηρήθηκε στις ακτίνες – γ. Η ικανότητα διατήρησης φορτίου και για τις δύο ακτινοβολίες έδειξε ότι διατηρείται ένα ποσοστό 30 – 50% του παράθυρου μνήμης, σ' όλες τις δόσεις. Ωστόσο λόγω του στατιστικού χαρακτήρα των δύο αναφερθέντων μετρήσεων, απαιτείται η λήψη περισσότερων μετρήσεων για την εδραίωση της αξιοπιστίας τους.

9.5 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“Ακτινοβόληση με πρωτόνια 7 MeV πυκνωτών MOS και τρανζίστορ MOSFET εμφυτευμένων με νανοσωματίδια πυριτίου”, Διπλωματική Εργασία, Αράπης Παναγιώτης, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, (2011).
- ²“Proton Radiation Effects on Nanocrystal Non - Volatile Memories”, E. Verrelli, D. Tsoukalas, M. Kokkoris, R. Vlastou, P. Dimitrakis, IEEE Tran. on Nuclear Sc., V. 54, No. 4, (2007).
- ³“High Total Dose Tolerance of Prototype Silicon Nanocrystal Non-Volatile Memory Cells”, M. Petkov, L. Douglas Bell, H.A. Atwater, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 51, No.6, (2004).

Κεφάλαιο 10: Ακτινοβόληση μνημών NC – MOSFET

10.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε τη διαδικασία και τα αποτελέσματα της ακτινοβόλησης τρανζίστορ MOSFET με νανοκρυστάλλους Si, με ακτίνες γ (^{60}Co) και δέσμη πρωτονίων (^1H), σε αρκετά μεγάλο εύρος δόσεων, και θα μελετήσουμε την επίδραση των μεμονωμένων επιδράσεων, ύστερα από την ακτινοβόληση με δέσμη ιόντων χαλκού (^{63}Cu).

10.2 Ακτινοβόληση με ακτίνες γ (^{60}Co)

Η περιγραφή της πειραματικής εγκατάστασης και της ακτινοβόλησης, που έγινε στις εγκαταστάσεις της ESA, έχει γίνει στο Κεφάλαιο 9. Γνωρίζοντας τη συνολική ενεργότητα της πηγής ^{60}Co , $A = 62 \text{ TBq}$, και το εμβαδόν της σφαιρικής επιφάνειας που μπορεί να ανακόψει την πορεία των φωτονίων: $S = 4\pi r^2 = 2.43 \times 10^4 \text{ cm}^2$, υπολογίζουμε τον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά μονάδα επιφάνειας στα δείγματά μας:

$$\Phi_{flux} = \frac{A}{S} = \frac{62 \times 10^{12}}{2.43 \times 10^4} \frac{\text{photons} \cdot \text{sec}^{-1}}{\text{cm}^2} = 2.55 \times 10^9 \frac{\text{photons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}} \equiv 3.5 \frac{\text{rad}}{\text{sec}} (\text{water}) \quad (10.1)$$

Η δόση της ακτινοβολίας στα δείγματα ανέρχεται στο 90% της δόσης στο νερό. Στον Πίνακα 10.1 παρουσιάζονται όλες οι δόσεις που ακτινοβολήθηκαν τα δείγματα. Η κύρια παράμετρος για τη μεταβολή της δόσης ήταν ο χρόνος ακτινοβόλησης. Έτσι γνωρίζοντας το ρυθμό εκπομπής φωτονίων υπολογίσαμε τη δόση σε krad και στη συνέχεια, με βάση την εξίσωση (10.1), υπολογίσαμε τον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά μονάδα επιφάνειας. Αξίζει να σημειώσουμε ότι για την επίτευξη της μεγαλύτερης δόσης, χρειάστηκαν κάτι παραπάνω από δέκα ημέρες ακτινοβόλησης.

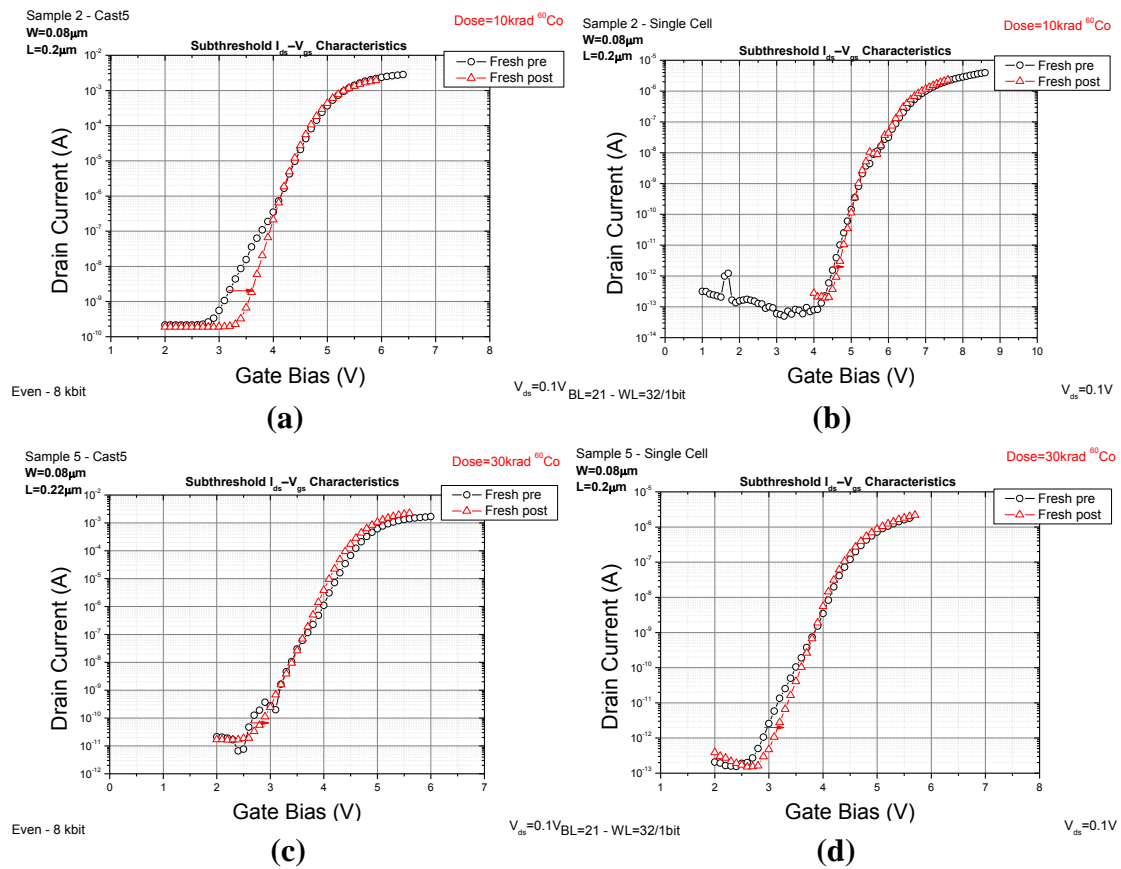
Πίνακας 10.1

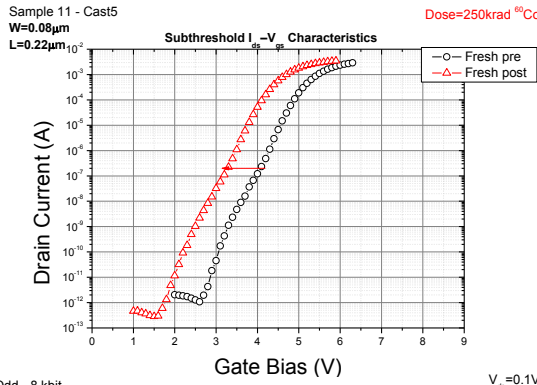
Δείγμα	Χρόνος Ακτινοβόλησης (sec)	Δόση (krad ^{60}Co) στο H_2O	Δόση (ph/cm ²) στο δείγμα
2	3×10^3	10	7.3×10^{12}
3	6×10^3	20	1.5×10^{13}
5	9.2×10^3	30	2.2×10^{13}
7	1.2×10^4	40	2.9×10^{13}
8	2.3×10^4	75	5.5×10^{13}
11	7.8×10^4	250	1.8×10^{14}
13	1.1×10^5	350	2.6×10^{14}

14	1.7×10^5	540	3.9×10^{14}
15	1.9×10^5	640	4.7×10^{14}
16	2.6×10^5	830	6.1×10^{14}
17	3.6×10^5	1200	8.7×10^{14}
18	6×10^5	1900	1.4×10^{15}
19	7.7×10^5	2500	1.8×10^{15}
45	8.8×10^5	2850	2.1×10^{15}

10.2.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες

Στα γραφήματα του Σχήματος 10.1 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$, που μετρήθηκαν σε αφόρτιστες μνήμες πριν και μετά την ακτινοβόληση. Από τα εκατοντάδες γραφήματα που σχηματίστηκαν για όλα τα CAST και τα Single Cells τρανζίστορ, παρουσιάζουμε ενδεικτικά τις μετατοπίσεις που μετρήθηκαν για το Cast 5 (16 kbit), Cast 4 (16 kbit) και για ορισμένα Single Cells, σε επτά δόσεις ακτινοβολίας.

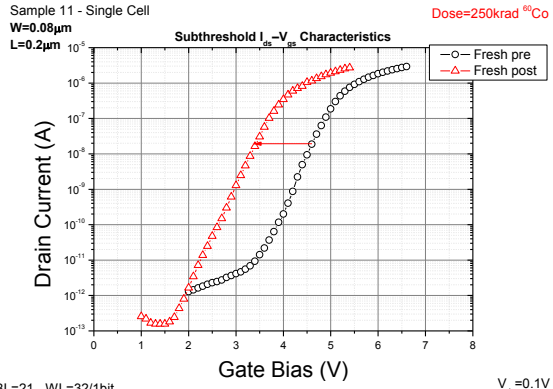




Odd - 8 kbit

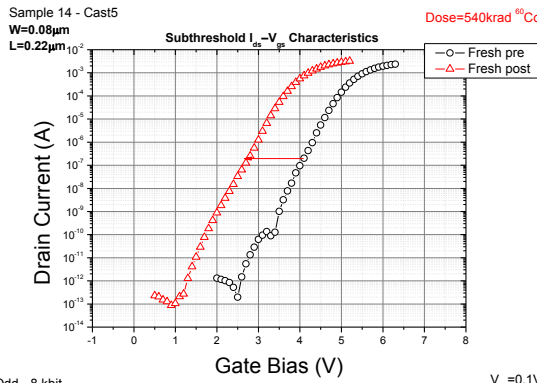
(e)

V_{ds}=0.1V BL=21 - WL=32/1bit



V_{ds}=0.1V

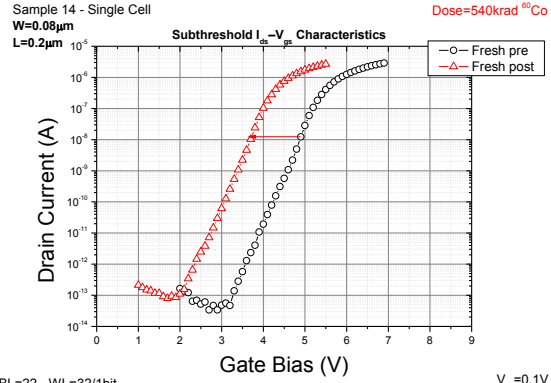
(f)



Odd - 8 kbit

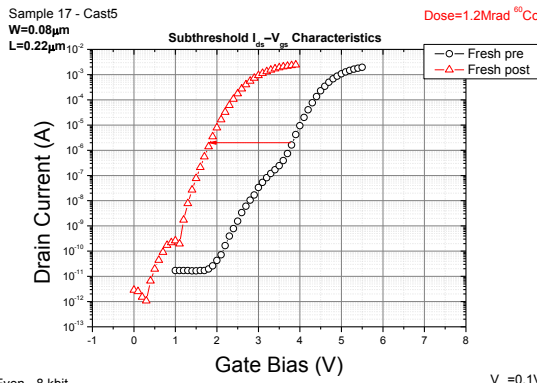
(g)

V_{ds}=0.1V BL=22 - WL=32/1bit



V_{ds}=0.1V

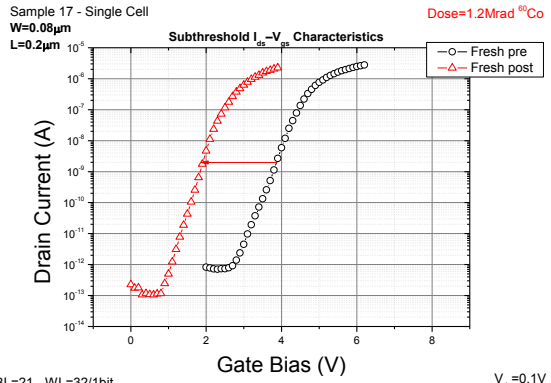
(h)



Even - 8 kbit

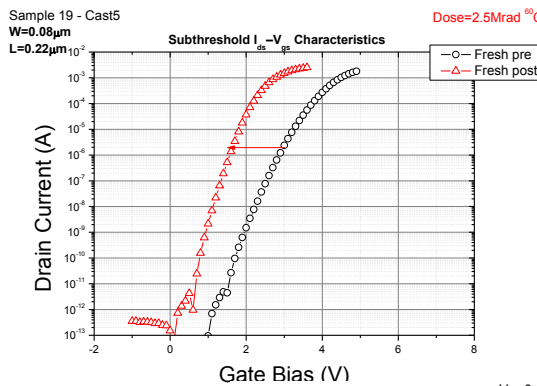
(i)

V_{ds}=0.1V BL=21 - WL=32/1bit



V_{ds}=0.1V

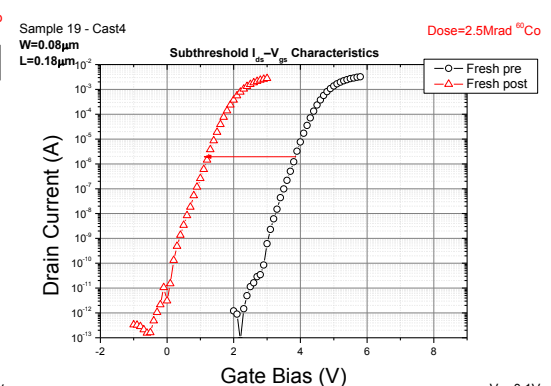
(j)



Even - 8 kbit

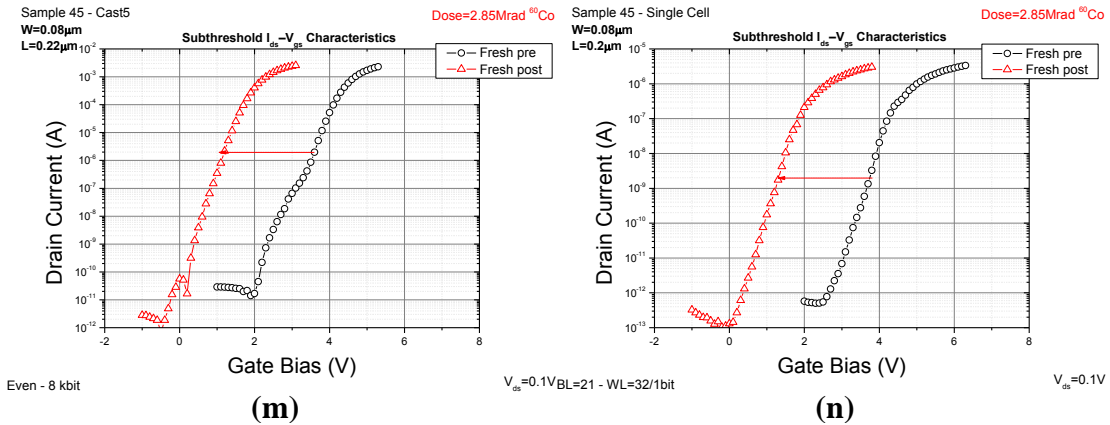
(k)

V_{ds}=0.1V Even - 8 kbit



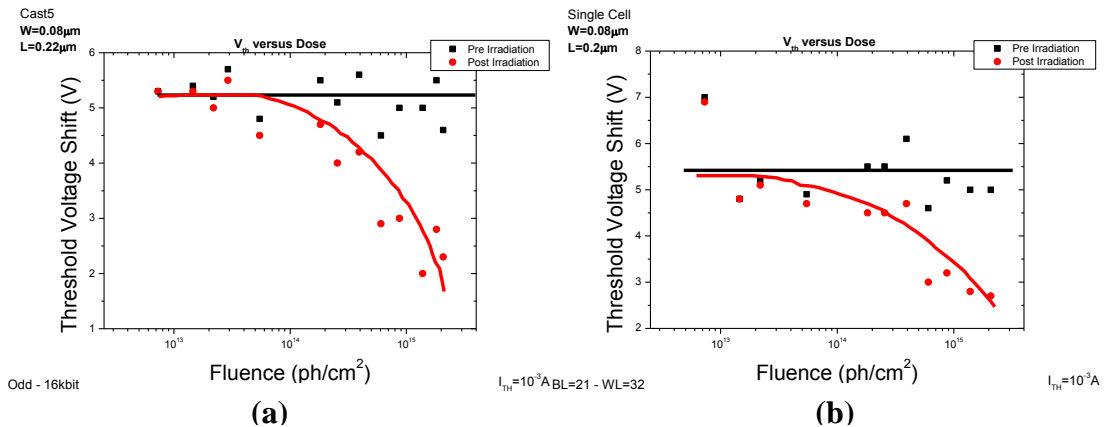
V_{ds}=0.1V

(l)



Σχήμα 10.1: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για ορισμένες δόσεις, σε αρχικά αφόρτιστες μνήμες, (a), (c), (e), (g), (i), (k), (m) του Cast 5, (b), (d), (f), (h), (j), (l) Single Cell και (n) Cast 4.

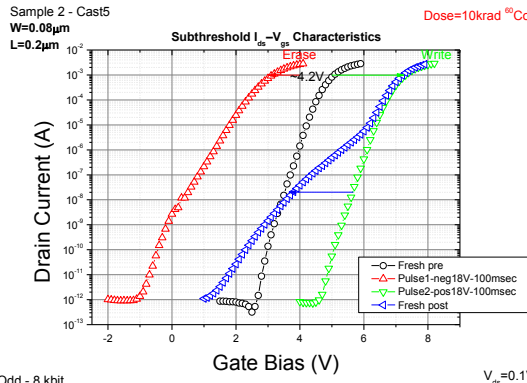
Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα στο Σχήμα 10.2, παρατηρούμε ότι οι τόσο για το Cast 5 (Even & Odd) όσο και για ένα Single Cell, παρατηρούνται μετατοπίσεις προς μικρότερες τιμές τάσεων κατωφλίου, γεγονός που υποδηλώνει τη συσσώρευση θετικού φορτίου στις στοιβάδες των διηλεκτρικών.



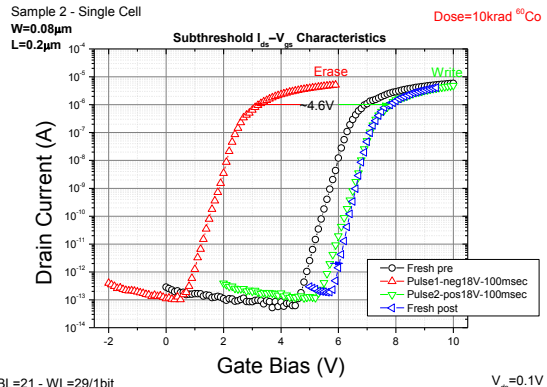
Σχήμα 10.2: Μετατόπιση της τάσης κατωφλίου, V_{th} , για το (a) Cast 5 και για ένα (b) Single Cell πριν και μετά την ακτινοβόληση.

10.2.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες

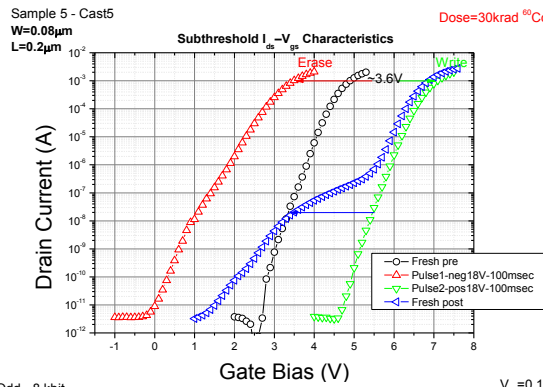
Στα γραφήματα των Σχημάτων 10.3 και 10.4 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ για προγραμματισμένους πυκνωτές, για ορισμένες δόσεις. Οι συνθήκες προγραμματισμού, που εξετάστηκαν στο Κεφάλαιο 6, ήταν οι εξής: εγγραφή με τετραγωνικό παλμό ύψους + 18 V και διάρκειας 100 msec, και διαγραφή με τετραγωνικό παλμό ύψους - 18 V και διάρκειας 100 msec. Στα γραφήματα αναγράφεται το παράθυρο μνήμης που προέκυψε πριν την ακτινοβόληση. Με μια πρώτη ανάγνωση των γραφημάτων, παρατηρούμε μια ολόενα και αυξανόμενη μετατόπιση των χαρακτηριστικών τόσο της κατάστασης εγγραφής όσο και διαγραφής, με την αύξηση της δόσης.



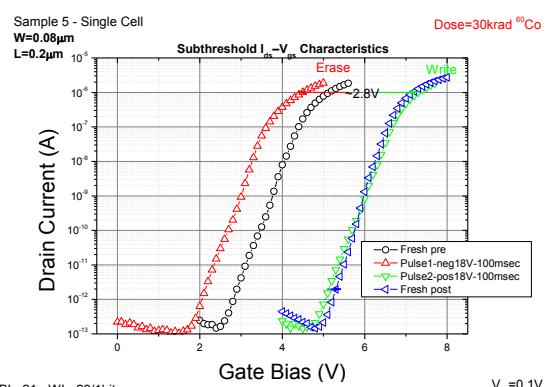
(a)



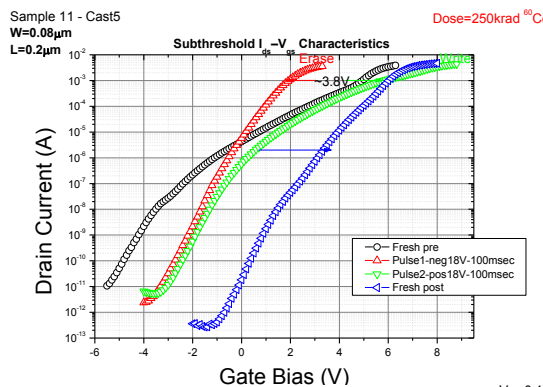
(b)



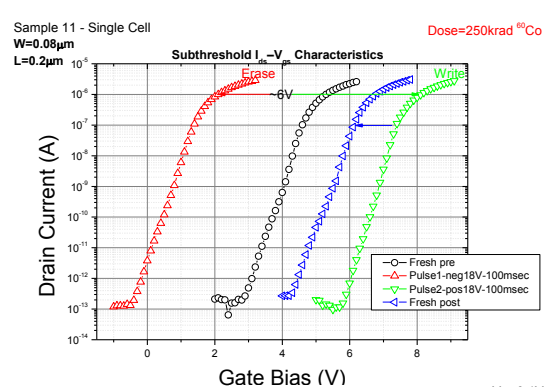
(c)



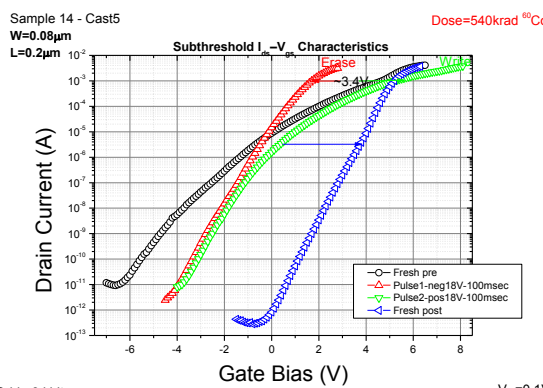
(d)



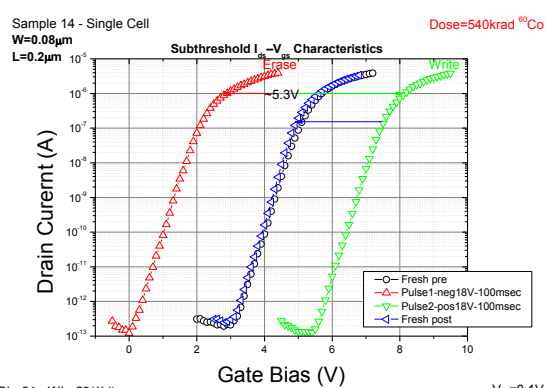
(e)



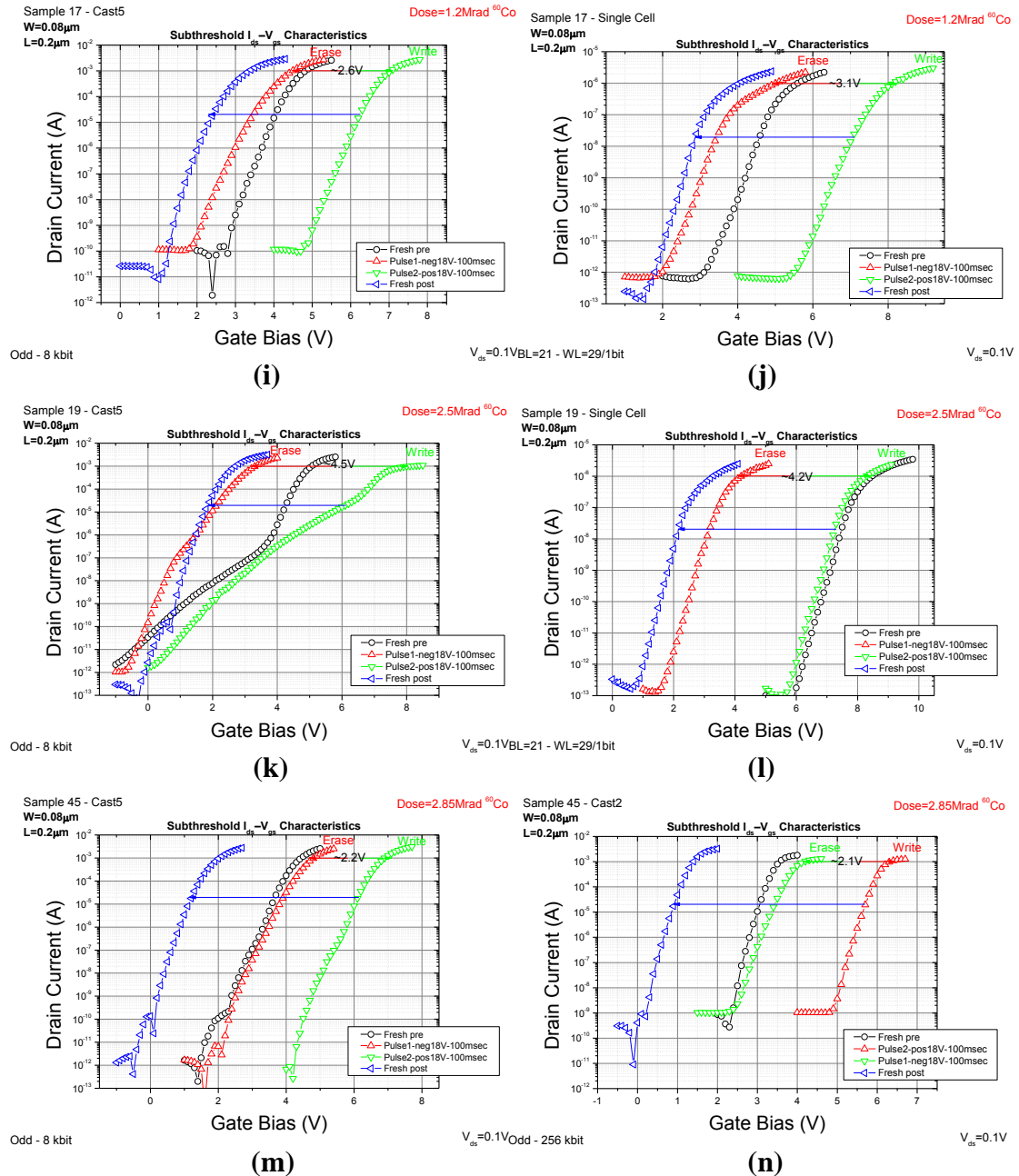
(f)



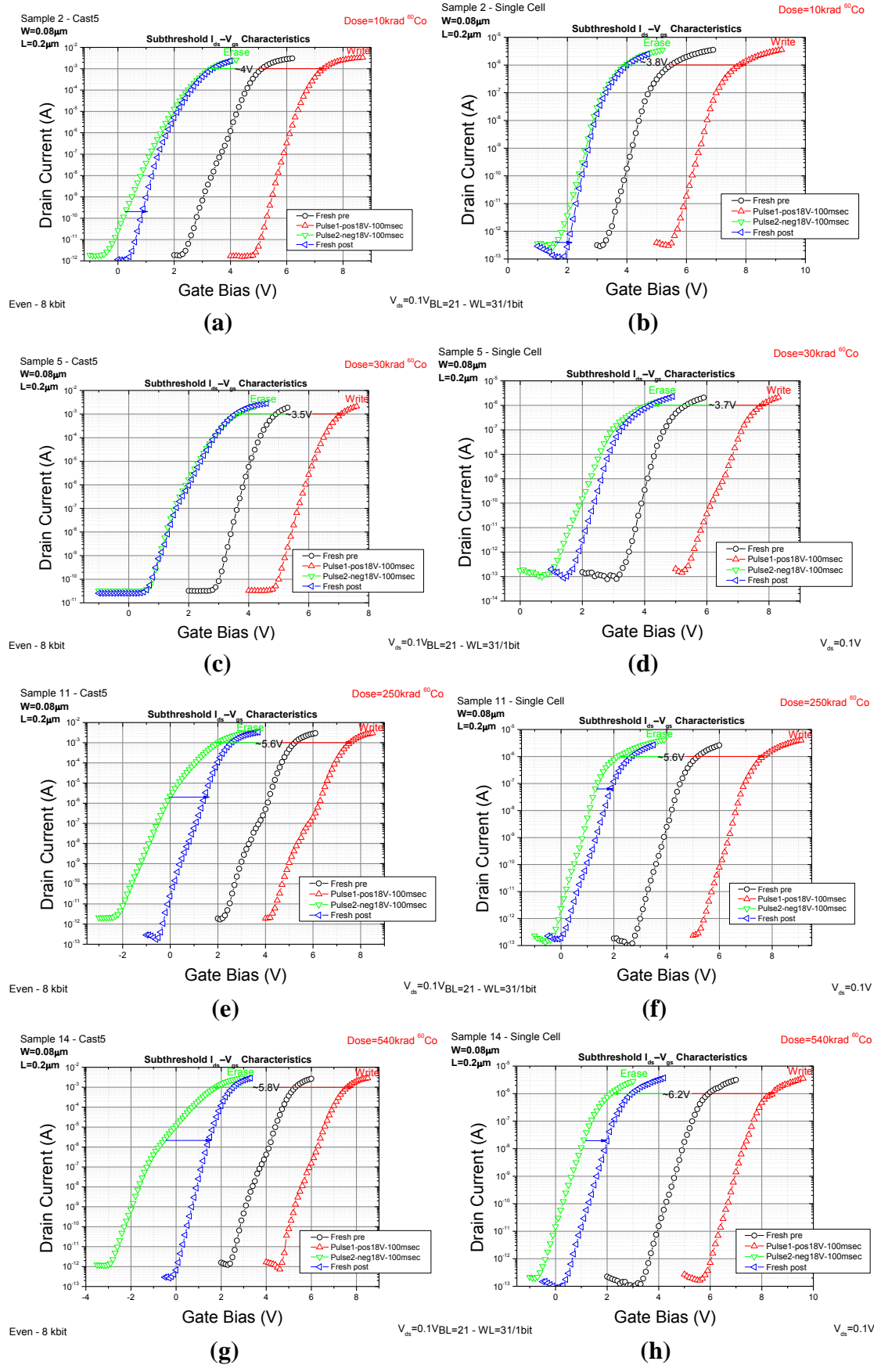
(g)

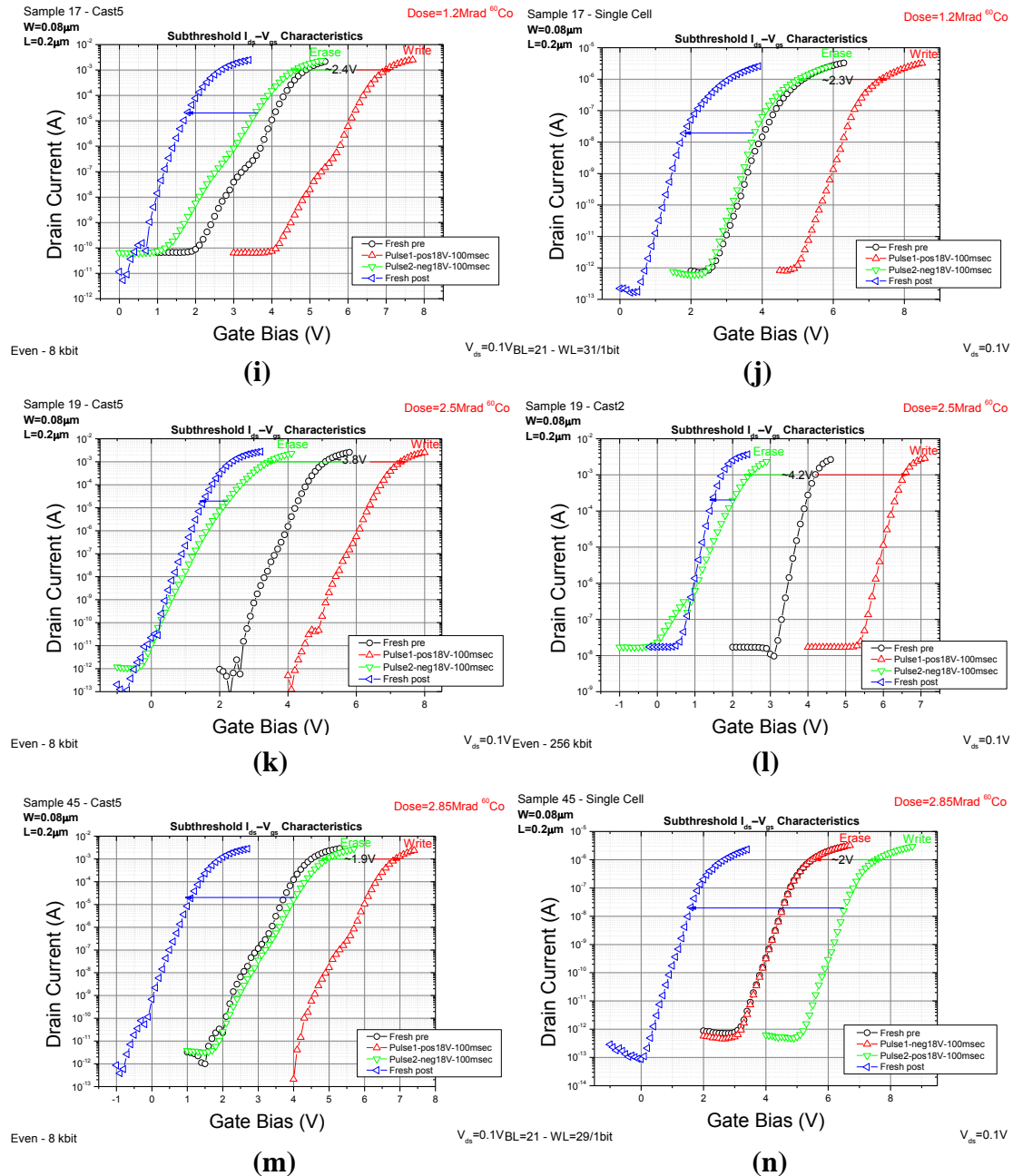


(h)



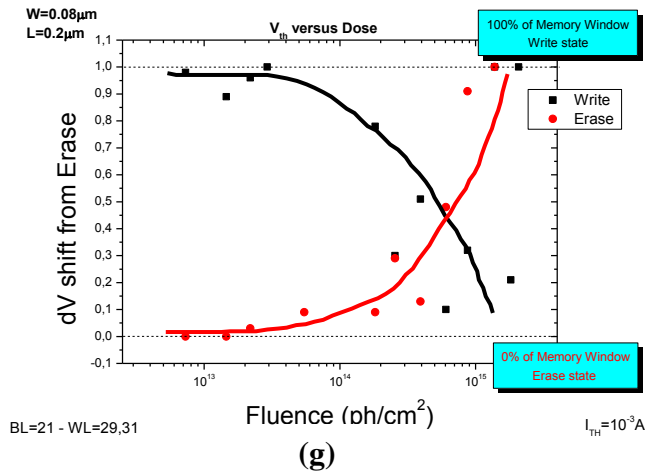
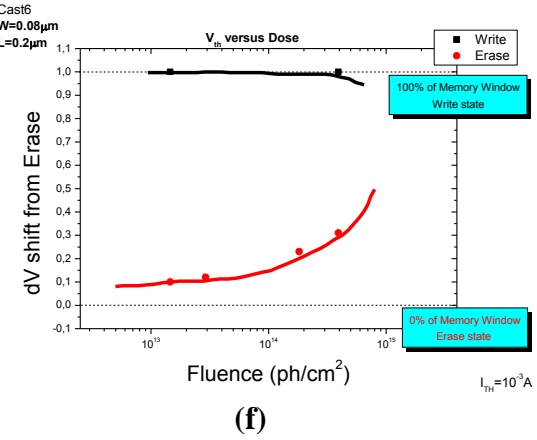
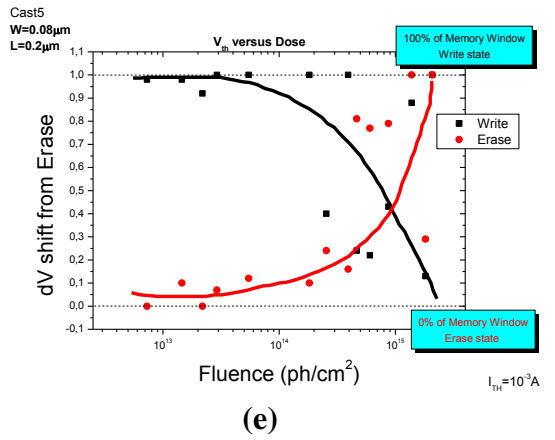
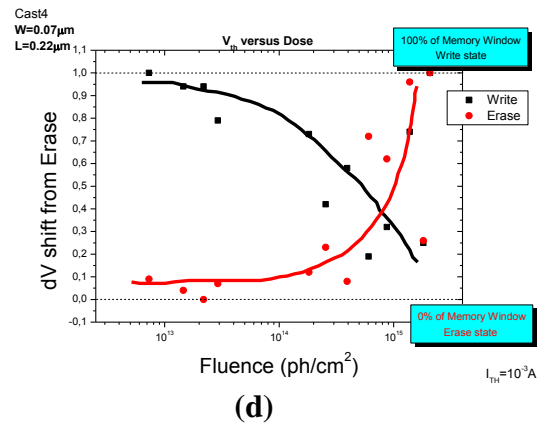
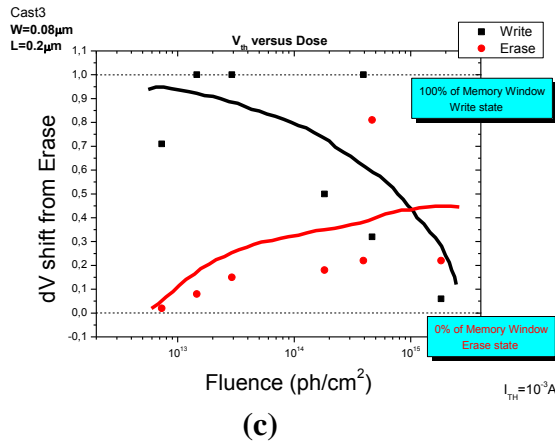
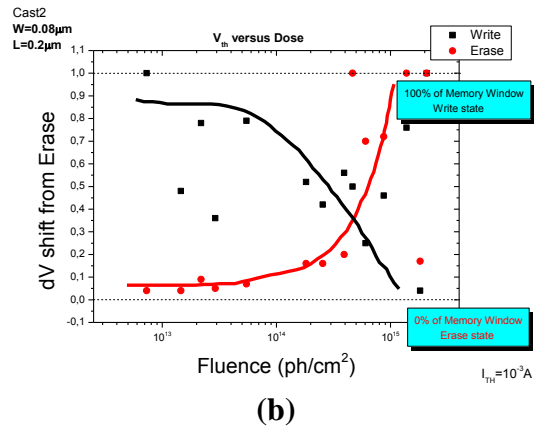
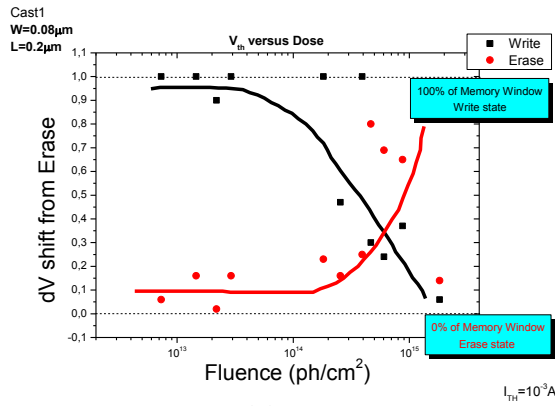
Σχήμα 10.3: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για ορισμένες δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής, (a), (c), (e), (g), (i), (k), (m) του Cast 5, (b), (d), (f), (h), (j), (l) Single Cell και (n) Cast 2.





Σχήμα 10.4: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για ορισμένες δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής (a), (c), (e), (g), (i), (k), (m) του Cast 5, (b), (d), (f), (h), (j), (n) Single Cell και (l) Cast 2.

Για να γίνουν περισσότερο εμφανείς οι παραπάνω μετατοπίσεις, λαμβάνοντας υπόψη και τα διαφορετικά παράθυρα μνήμης, σχεδιάσαμε στο Σχήμα 5.10 για όλα τα Cast, τη μετατόπιση κάθε κατάστασης (εγγραφής/διαγραφής) μετά την ακτινοβόληση, από την κατάσταση διαγραφής πριν την ακτινοβόληση, και τη διαιρέσαμε με το αρχικό παράθυρο μνήμης.



Σχήμα 10.5: Η ποσοστιαία μετατόπιση του ΔV_{th} σε σχέση με το αρχικό παράθυρο μνήμης για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, για τις διαφορετικές τιμές δόσεων ακτινοβολίας, για το (a) Cast 1, (b) Cast 2, (c) Cast 3, (d) Cast 4, (e) Cast 5, (f) Cast 6 και (g) Single Cell.

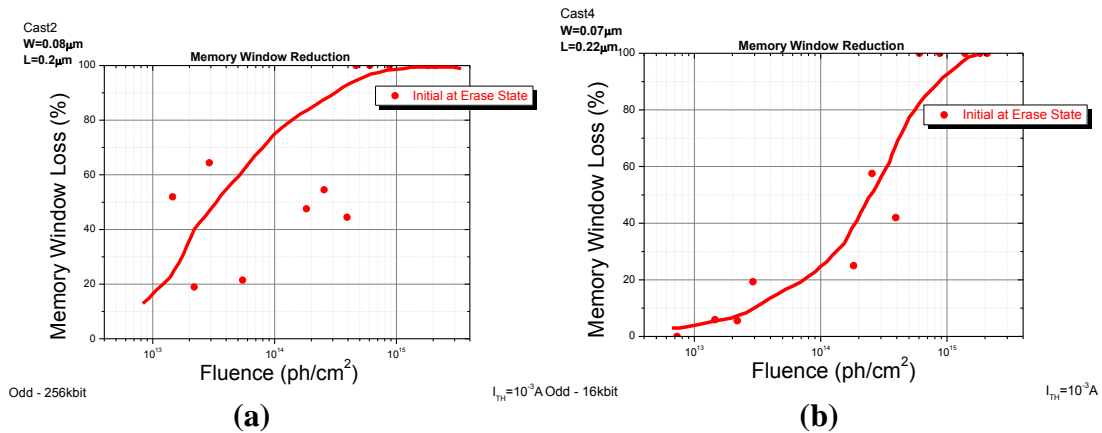
Τα συμπεράσματα που μπορούμε να διατυπώσουμε είναι:

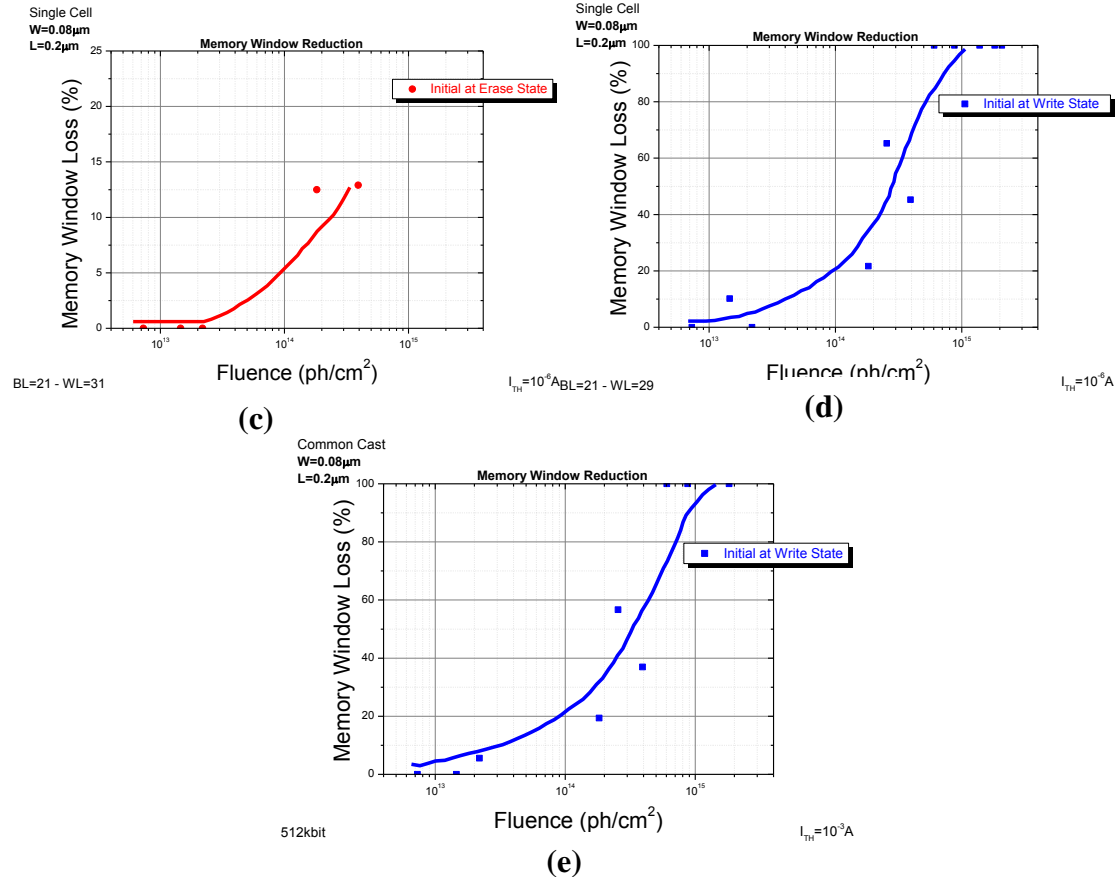
- Και στις δύο καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής παρατηρείται λανθασμένη μετατόπιση από τη μία κατάσταση στην άλλη (bit flip).
- Οι μετατοπίσεις μπορούν να δικαιολογηθούν από το εισαγόμενο από την ακτινοβολία φορτίο.
- Οι σχεδόν συμμετρικές μετατοπίσεις υποδηλώνουν την «επιβίωση» ύστερα από την ταχύτατη διαδικασία της επανασύνδεσης, ίσου αριθμού ηλεκτρονίων (διαγραφή) και οπών (εγγραφή).

Μπορούμε να υπολογίσουμε την ποσοστιαία μεταβολή στο παράθυρο μνήμης που προκάλεσε η προσπίπτουσα ακτινοβολία, με βάση τη σχέση:

$$\left(\frac{MW_{initial} - MW_{final}}{MW_{initial}} \right) \times 100\% \quad (10.2)$$

όπου $MW_{initial}$ είναι το παράθυρο μνήμης πριν την ακτινοβόληση και MW_{final} το παράθυρο μνήμης μετά την ακτινοβόληση. Με βάση αυτή τη σχέση, στο Σχήμα 10.6 έχουμε υπολογίσει τις μεταβολές και για τις δύο καταστάσεις. Και για τις δύο περιπτώσεις παρατηρείται απώλεια 100% του παράθυρου μνήμης, με τις μεγαλύτερες απώλειες να εμφανίζονται στις αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.





Σχήμα 10.6: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες (a), (b), (c) στην κατάσταση διαγραφής και στην (d), (e) κατάσταση εγγραφής, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

10.2.3 Εξάρτηση της κλίσης της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ από τη δόση

Η μεταβολή του ρεύματος I_{ds} για τάσεις πύλης V_{gs} , μικρότερες της τάσης V_{th} , χαρακτηρίζεται από την παράμετρο S , γνωστή με το όνομα subthreshold swing, η οποία ορίζεται από τη σχέση^{1,2}:

$$S = \left(\frac{d \log I_{ds}}{dV_{gs}} \right)^{-1} \quad (10.3)$$

δηλαδή από το αντίστροφο της κλίσης της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ για $V_{gs} < V_{th}$. Η παράμετρος S μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της πυκνότητας διεπιφανειακών καταστάσεων D_{it} (eV⁻¹ cm⁻²) εφαρμόζοντας τη σχέση³:

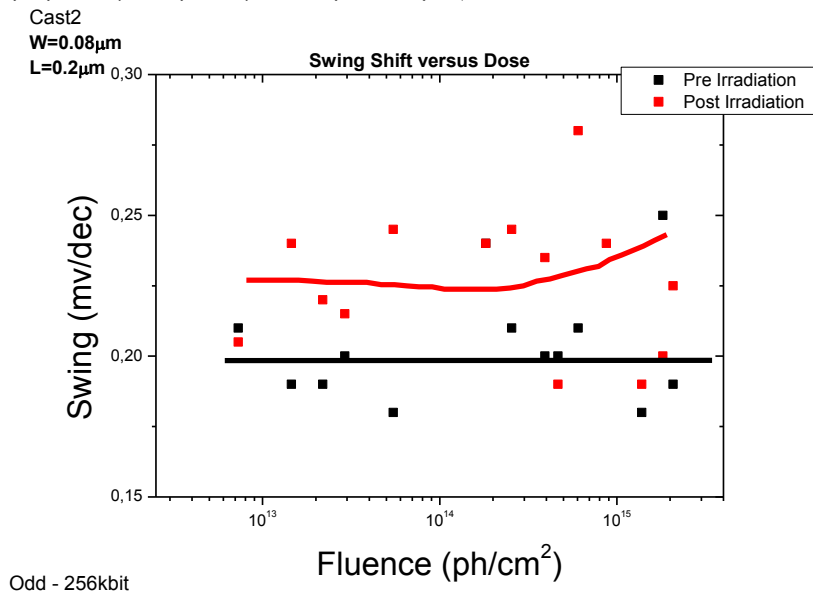
$$D_{it} = \frac{1}{q} \left(\frac{qS}{2.3k_B T} - 1 \right) C_{ox} - C_b \quad (10.4)$$

όπου T η θερμοκρασία, C_{ox} η χωρητικότητα του οξειδίου πύλης (F / cm²) και C_b (F / cm²) η χωρητικότητα απογύμνωσης του υποστρώματος Si (bulk capacitance):

$$C_b = \frac{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0}{\sqrt{\frac{4\varepsilon_{Si} \varepsilon_0}{qN_B} \left| \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_B}{n_i} \right) \right|}} \quad (10.5)$$

με N_B , n_i οι συγκεντρώσεις προσμίξεων του υποστρώματος (καναλιού) και η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του Si, αντίστοιχα.

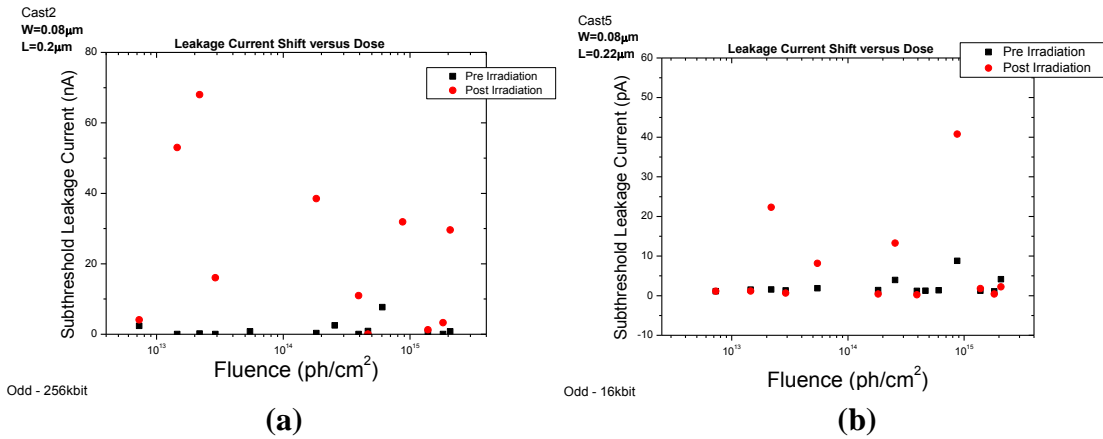
Για όλα τα δείγματα και για όλες τις δόσεις, μετρήθηκε η κλίση (dV/decade) της αφόριστης καμπύλης (fresh) πριν και μετά την ακτινοβόληση. Στην Σχήμα 10.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για το Cast 2. Όπως βλέπουμε η κλίση παρουσιάζει μια αυξητική τάση για τις όλο και αυξανόμενες τιμές της ακτινοβολίας, ενώ πριν την ακτινοβόληση είναι πρακτικά ίδια.. Αυτό το αποτέλεσμα ήταν αναμενόμενο αφού το subthreshold swing σχετίζεται με την πυκνότητα διεπιφανειακών καταστάσεων η οποία αυξάνεται με την αύξηση της δόσης της ακτινοβόλησης, λόγω της παγίδευσης των φορέων.



Σχήμα 10.7: Η εξάρτηση της κλίσης από τη δόση ακτινοβολίας.

10.2.4 Εξάρτηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου από τη δόση

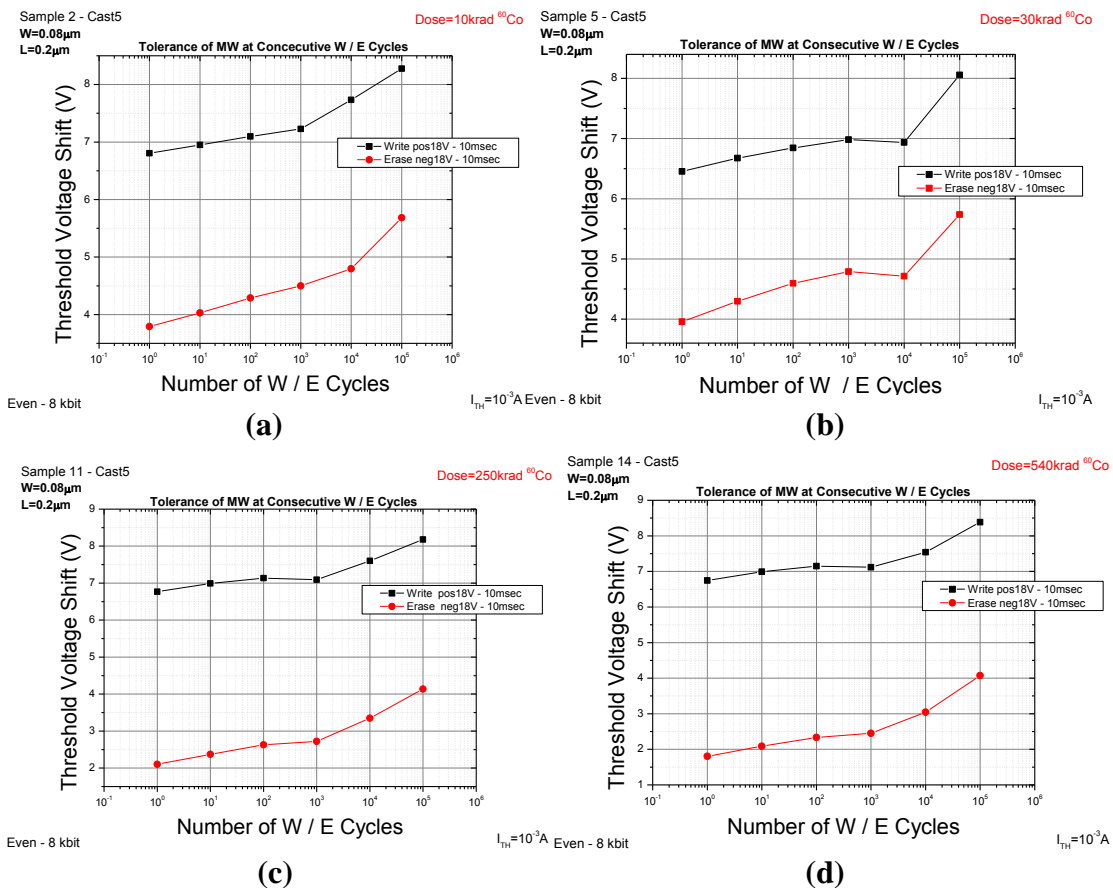
Στο Σχήμα 10.8 παρουσιάζεται η εξάρτηση του ρεύματος υπο – κατωφλίου (subthreshold current) από τη δόση της ακτινοβολίας. Από τα συνολικά 15 Cast των δειγμάτων παρατηρήθηκαν μικρές μεταβολές στο ρεύμα της περιοχής υπο – κατωφλίου, μόνο στα δύο παρακάτω. Λόγω του μικρού συντελεστή LET των ακτίνων – γ και της στοιβάδας των διηλεκτρικών πύλης (που εμφανίζουν διαφορετικές τιμές ενεργειών για τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων/οπών), δεν παρατηρούνται σημαντικές αυξήσεις στο ρεύμα υπο – κατωφλίου.

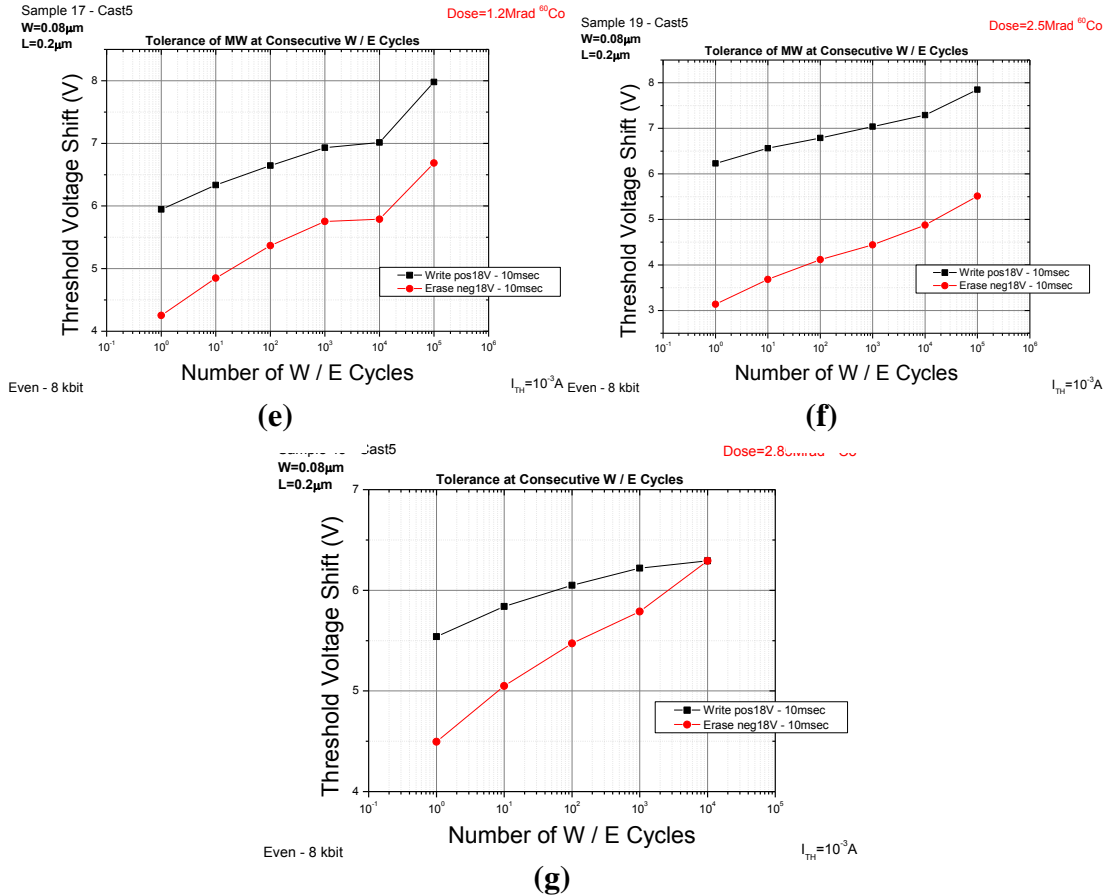


Σχήμα 10.8: Η μεταβολή του ρεύματος υποκατωφλίου για το (a) Cast 2 και (b) Cast 5, για όλες τις δόσεις ακτινοβόλησης.

10.2.5 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

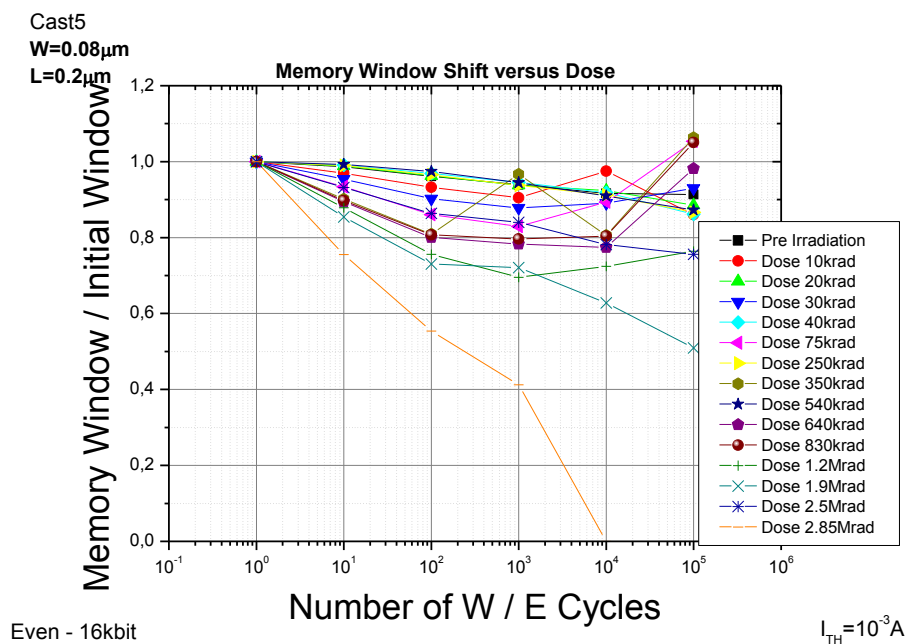
Οι απαιτήσεις για τη σωστή λειτουργία των μη πτητικών μνημών, απαιτούν την ύπαρξη ενός ηλεκτρικά ευδιάκριτου παράθυρου μνήμης ($\geq 1\text{V}$), ύστερα από τουλάχιστον 10^5 κύκλους εγγραφής/διαγραφής. Στο Σχήμα 10.9 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για ορισμένες δόσεις, με το ύψος των παλμών να είναι $\pm 18\text{V}$ και το πλάτος 10msec .





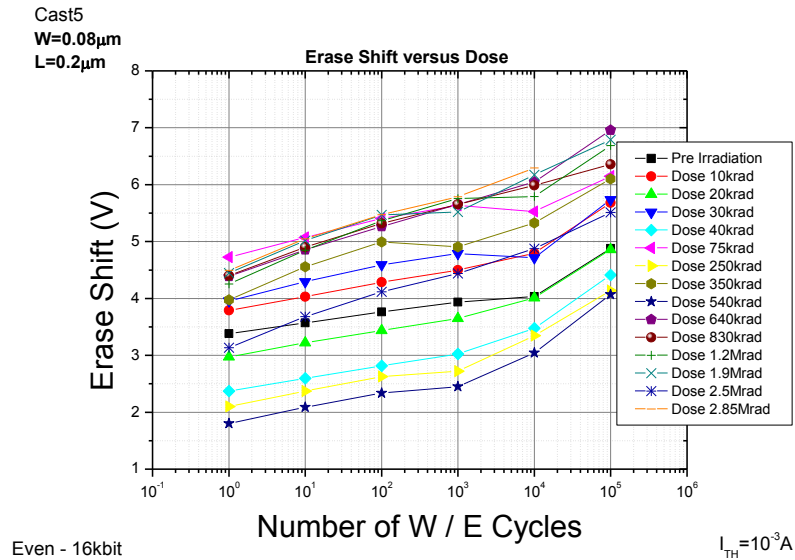
Σχήμα 10.9: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) Αντοχή των NC – MOSFET του Cast 5 κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10^5 κύκλους, για ορισμένες δόσεις ακτινοβολίας.

Στο Σχήμα 10.10 παρουσιάζεται η εξέλιξη του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικά μετρούμενο παράθυρο. Είναι φανερή η μείωση του παράθυρου μνήμης με την αύξηση της δόσης.

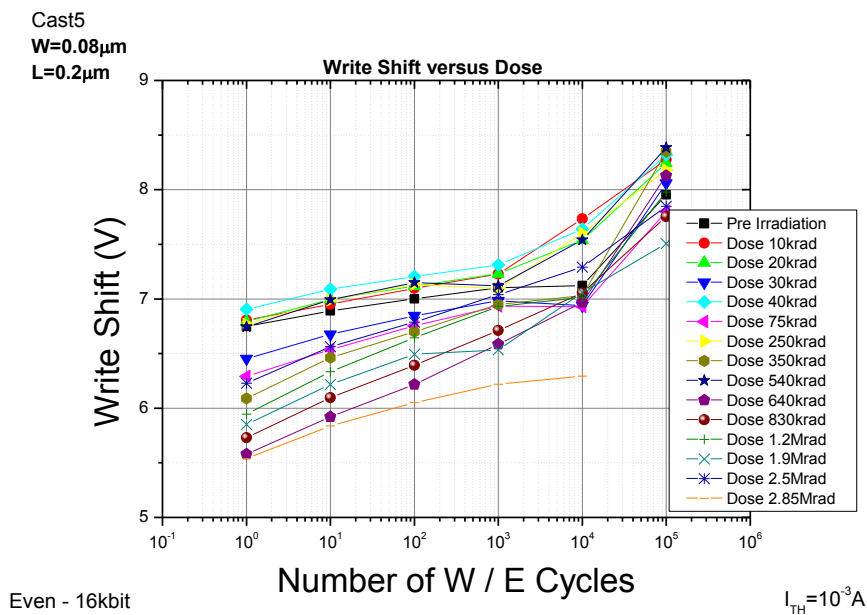


Σχήμα 10.10: Μεταβολή του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικό παράθυρο μνήμης, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας, για το Cast 5.

Στα Σχήματα 10.11 & 10.12 παρουσιάζονται οι μετατοπίσεις των καταστάσεων διαγραφής και εγγραφής, αντίστοιχα, με τη δόση της ακτινοβολίας. Η ολισθηση της τάσης κατωφλίου προς μικρότερες τιμές και στις δύο καταστάσεις οφείλεται στη δημιουργία επιπλέον παγίδων λόγω της ηλεκτρικής καταπόνησης τόσο στο στρώμα του ONO, όσο και στην παγίδευση φορτίων από την ακτινοβόληση.



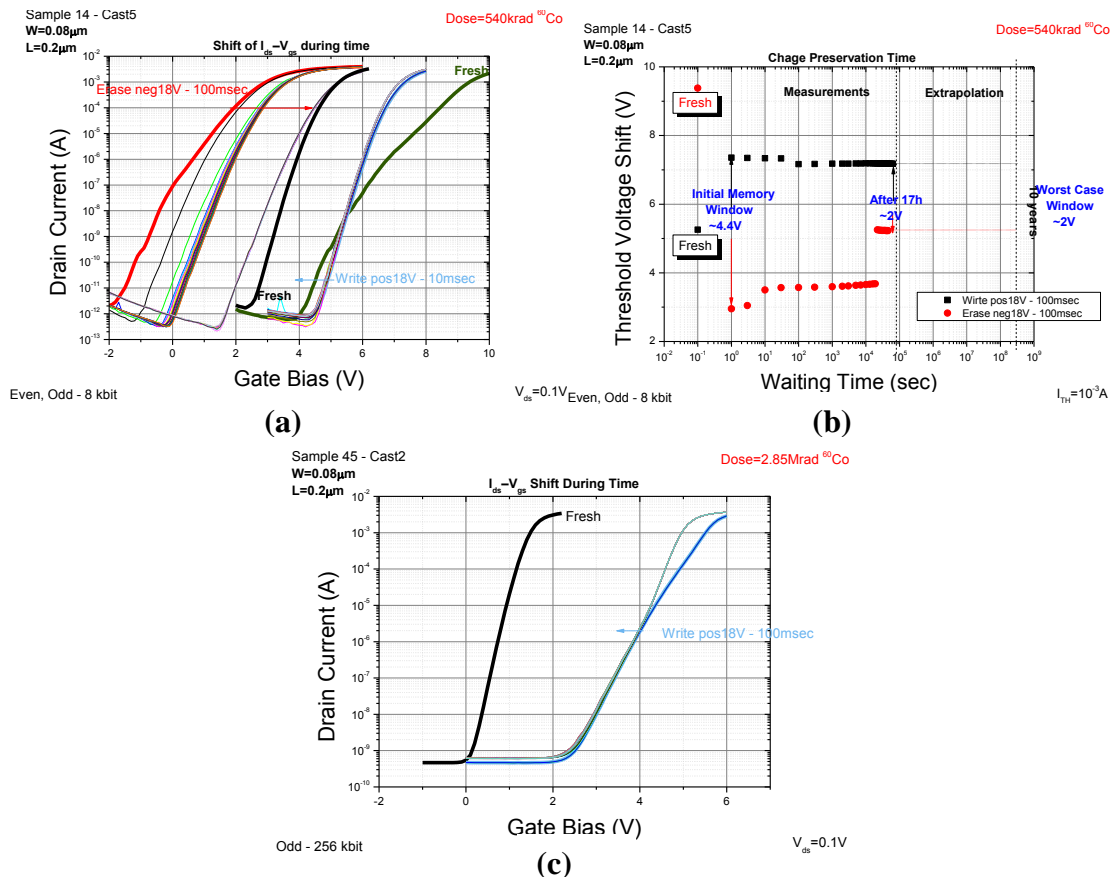
Σχήμα 10.11: Μετατόπιση της κατάστασης διαγραφής για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας, στο Cast 5.



Σχήμα 10.12: Μετατόπιση της κατάστασης εγγραφής για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας, στο Cast 5.

10.2.6 Χρόνος συγκράτησης αποθηκευμένου φορτίου

Λόγω του μεγάλου αριθμού των τρανζίστορ που απαρτίζουν τα Cast, η ικανότητα διατήρησης της αποθηκευμένη πληροφορία δεν επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από την ακτινοβόληση. Για την επίδραση των ακτίνων – γ, μελετήσαμε ενδεικτικά δύο δόσεις (540 krad και 2.85 Mrad ⁶⁰Co). Στα γραφήματα του Σχήματος 10.13 παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα, ύστερα από την εφαρμογή τετραγωνικών παλμών ύψους ±18 V και εύρους 100 msec.

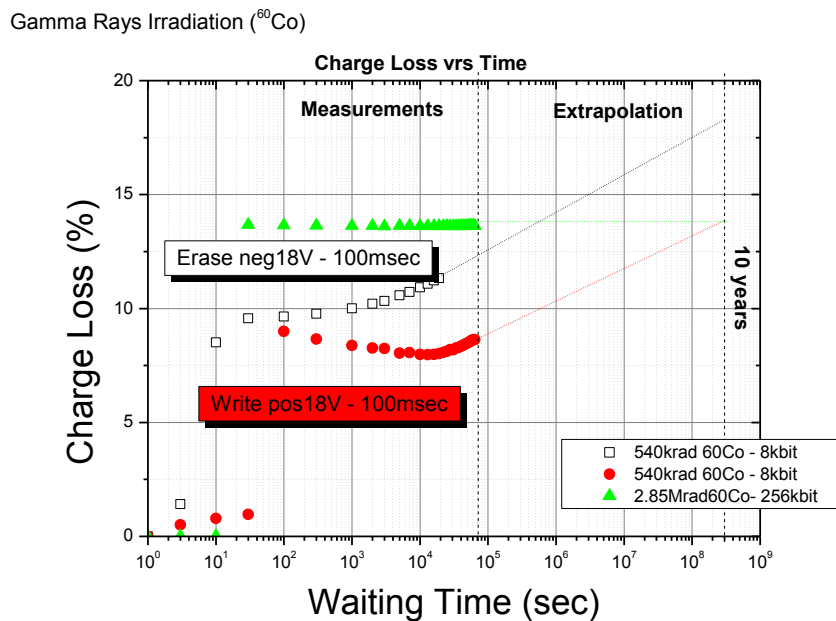


Σχήμα 10.13: (a), (c) Μετατόπιση των χαρακτηριστικών $C - V$, αφού έχουν προγραμματιστεί, σε χρονικό διάστημα 17 h. (b) Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων διατήρησης του αποθηκευμένου φορτίου όταν η διάταξη μνήμης βρίσκεται σε κατάσταση εγγραφής και διαγραφής, ύστερα από την εφαρμογή των κατάλληλων παλμών τάσης πόλωσης διάρκειας 10 msec. Οι τιμές της τάσης V_{FB} είναι οι πειραματικές ενώ η οριζόντια διακεκομμένη ευθεία δηλώνει την αρχική τιμή V_{FB0} πριν από οποιαδήποτε διαδικασία αποθήκευσης φορτίου.

Για να γίνει περισσότερο εμφανής η διαφορά στην ποσότητα του αποθηκευμένου φορτίου που διατηρείται, σχεδιάσαμε (Σχήμα 10.14) το ποσοστό του αποθηκευμένου φορτίου που χάνεται ύστερα από ορισμένο χρόνο. Το ποσοστό αυτό δίνεται από τη σχέση (Κεφάλαιο 5):

$$\text{Charge Lose (\%)} = \frac{V_{FB}(t=0) - V_{FB}(t)}{V_{FB}(t=0) - V_{FB0}} \times 100\% \quad (10.6)$$

όπου $V_{FB}(t=0)$ και V_{FB0} είναι η τιμή της τάσης επιπέδων ζωνών στην κατάσταση εγγραφής ή διαγραφής και πριν την εφαρμογή οποιουδήποτε παλμού τάσης (αρχική κατάσταση, fresh), αντίστοιχα. Από τα παρακάτω Σχήματα είναι εμφανής η σχετικά μικρή απώλεια φορτίου, ακόμα και μετά την ακτινοβόληση με την εξωπραγματική δόση των 2.85 Mrad ^{60}Co , γεγονός που δείχνει ότι η ικανότητα διατήρησης φορτίου δε διατρέχει ιδιαίτερο κίνδυνο. Οι απώλειες είναι περίπου ίδιες μ' αυτές που παρατηρήθηκαν πριν την ακτινοβόληση (Κεφάλαιο 6).



Σχήμα 10.14: Διάγραμμα στο οποίο παρουσιάζεται η μεταβολή του ποσοστού απώλειας του αποθηκευμένου φορτίου με τον χρόνο, για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες τόσο στην κατάσταση διαγραφής, όσο και στην κατάσταση εγγραφής.

10.3 Ακτινοβόληση με δέσμη πρωτονίων (^1H)

Η ακτινοβόληση έγινε με δέσμη πρωτονίων (^1H beam) ενέργειας 8 MeV στον επιταχυντή σωματιδίων τύπου TANDEM στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ». Οι λεπτομέρειες της ακτινοβόλησης περιγράφηκαν στο Κεφάλαιο 9. Το ρεύμα πρόσπτωσης των πρωτονίων ήταν ίσο με $I = 2$ nA, και φροντίσαμε να μείνει σταθερό καθ' όλη την διάρκεια της ακτινοβόλησης. Επιλέχθηκε αυτό το ρεύμα, ώστε για την συγκεκριμένη επιφάνεια πρόσπτωσης, να έχουμε εύλογους χρόνους ακτινοβόλησης. Απο το ρεύμα που μας δόθηκε, γνωρίζοντας τη διάμετρο της δέσμης $D = 0.9$ cm και ως συνέπεια το εμβαδόν της

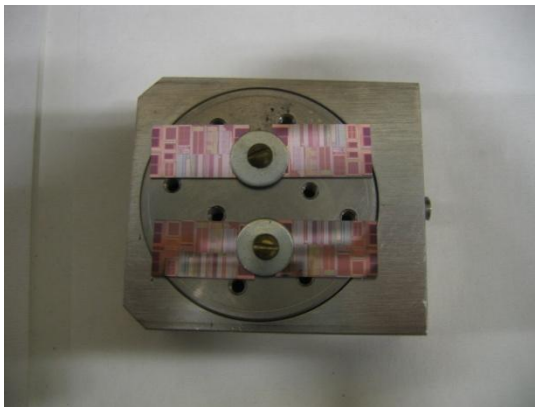
$S = 4\pi\left(\frac{D}{2}\right)^2 = 0.7\text{cm}^2$, μπορέσαμε να υπολογίσουμε την επιφανειακή ροή των σωματιδίων (flux):

$$Flux = \frac{2 \times 10^{-9} \text{ A}}{1.609 \times 10^{-19} \text{ Cb} \cdot 0.7 \text{ cm}^2} = 1.76 \times 10^{10} \frac{p}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \quad (10.7)$$

Στη συνέχεια έχοντας υπολογίσει το flux μπορούμε να υπολογίσουμε προσεγγιστικά τον απαιτούμενο χρόνο ακτινοβόλησης. Γνωρίζοντας βέβαια το ποσό του προσπίπτοντος φορτίου ανά 100 παλμούς σωματιδίων, αριθμός που μας δόθηκε από τους χειριστές του επιταχυντή, μπορέσαμε να υπολογίσουμε το συνολικό αριθμό παλμών ώστε να πετύχουμε την επιθυμητή δόση σε κάθε δείγμα (Πίνακας 10.2).

Πίνακας 10.2

Δείγμα	Χρόνος Ακτινοβόλησης (sec)	Ρεύμα ακτινοβόλησης (nA)	Δόση (p/cm ²) στο δείγμα
7	6	2	10 ¹¹
1	17	2	3 × 10 ¹¹
3	57	2	10 ¹²
2	170	2	3 × 10 ¹²
6	568	2	10 ¹³
5	1704	2	3 × 10 ¹³
4	5680	2	10 ¹⁴



(a)



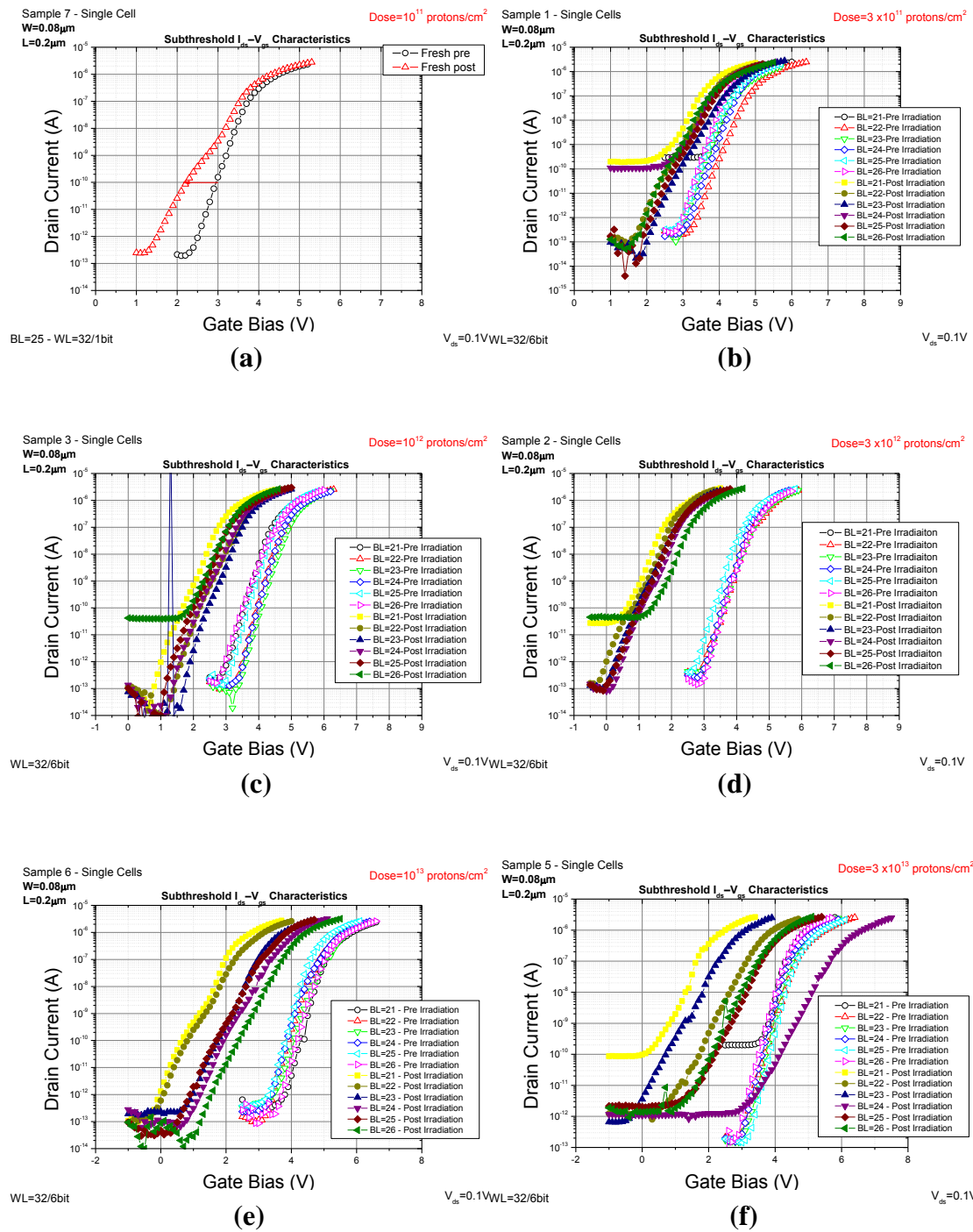
(b)

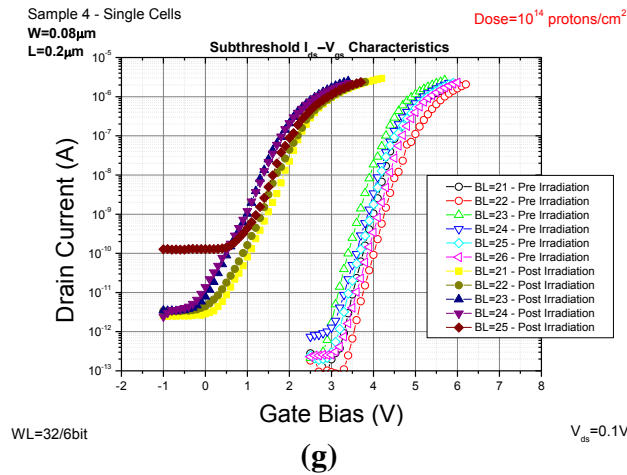
Σχήμα 10.15: (a) Τέσσερα από τα δείγματα τοποθετημένα πάνω στο μεταλλικό στόχο, (b) Το σχήμα της κηλίδας της δέσμης, όπως μετρήθηκε από το χαρτί ZnS.

10.3.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε αφόρτιστες μνήμες

Στη συγκεκριμένη ακτινοβόληση εστιάσαμε στα Single Cells, καθώς οι περιοχές των Cast είχαν ακτινοβοληθεί σε προηγούμενη εργασία⁴. Στα γραφήματα του Σχήματος

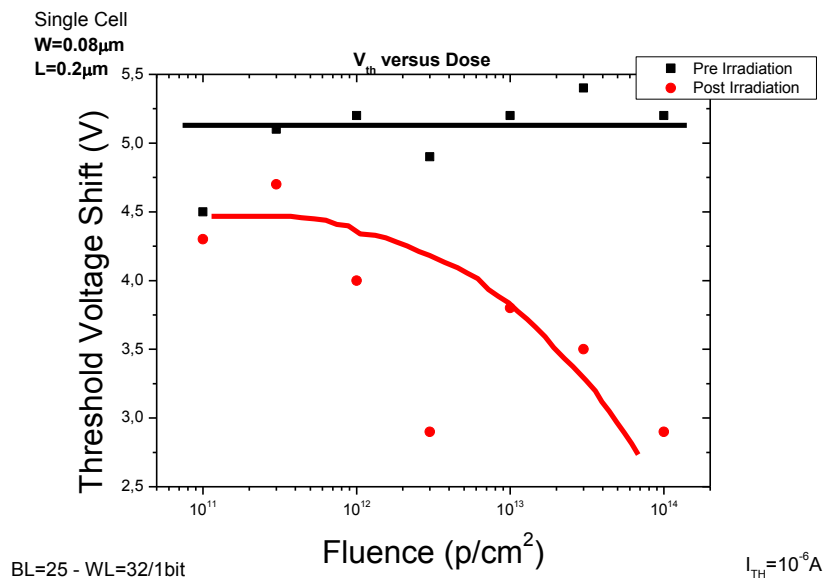
10.16 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$, που μετρήθηκαν σε αφόρτιστες μνήμες, πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις.





Σχήμα 10.16: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά αφόρτιστες μνήμες, (a) ενός Single Cell, (b), (c), (d), (e), (f), (g) έξι Single Cells.

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα στο Σχήμα 10.17, παρατηρούμε ότι όλες οι μετατοπίσεις είναι προς μικρότερες τάσεις, υποδηλώνοντας την παγίδευση θετικού φορτίου, γεγονός αναμενόμενο λόγω του θετικού φορτίου των πρωτονίων.

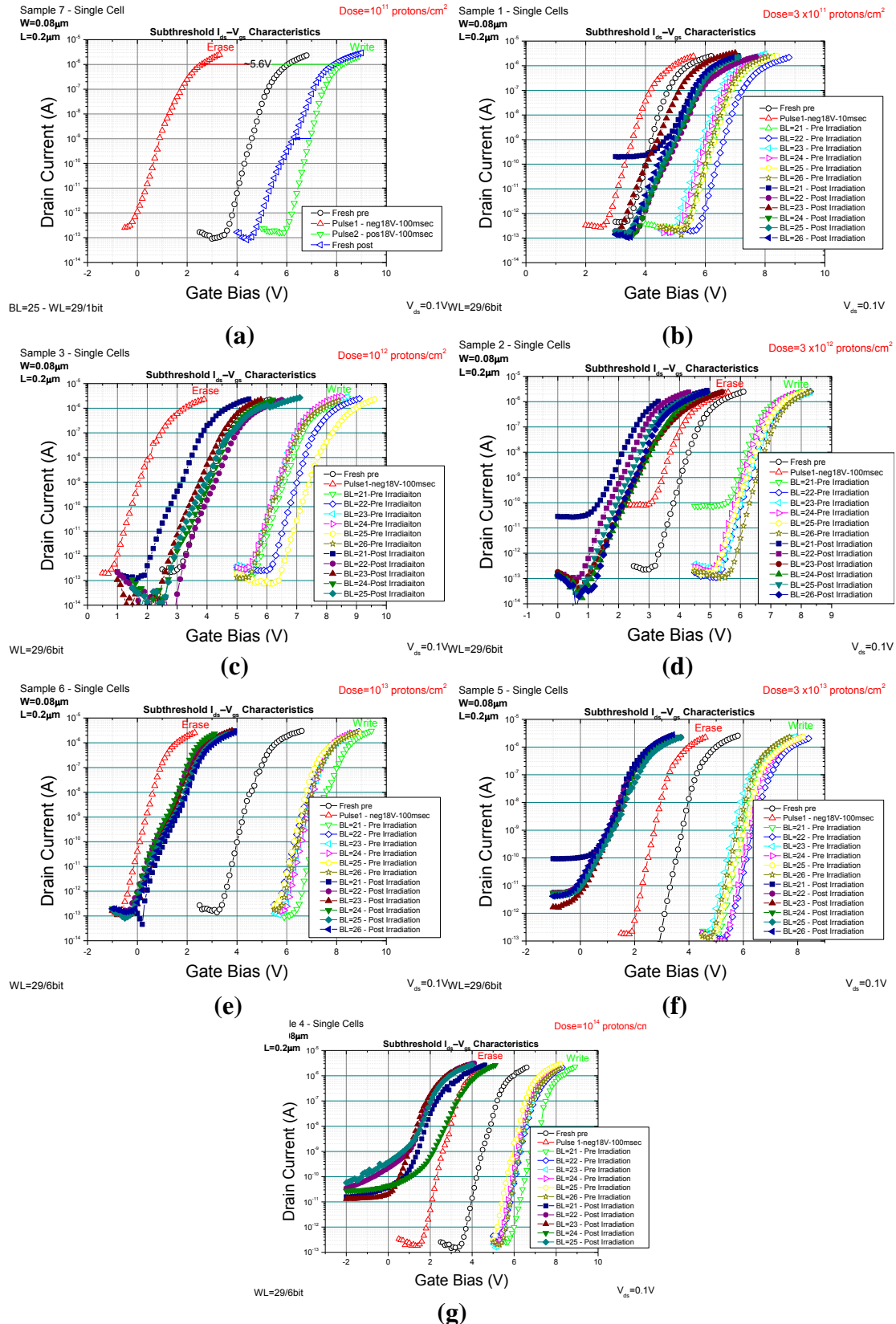


Σχήμα 10.17: Μετατόπιση της τάσης κατωφλίου, V_{th} , για ένα Single Cell πριν και μετά την ακτινοβόληση.

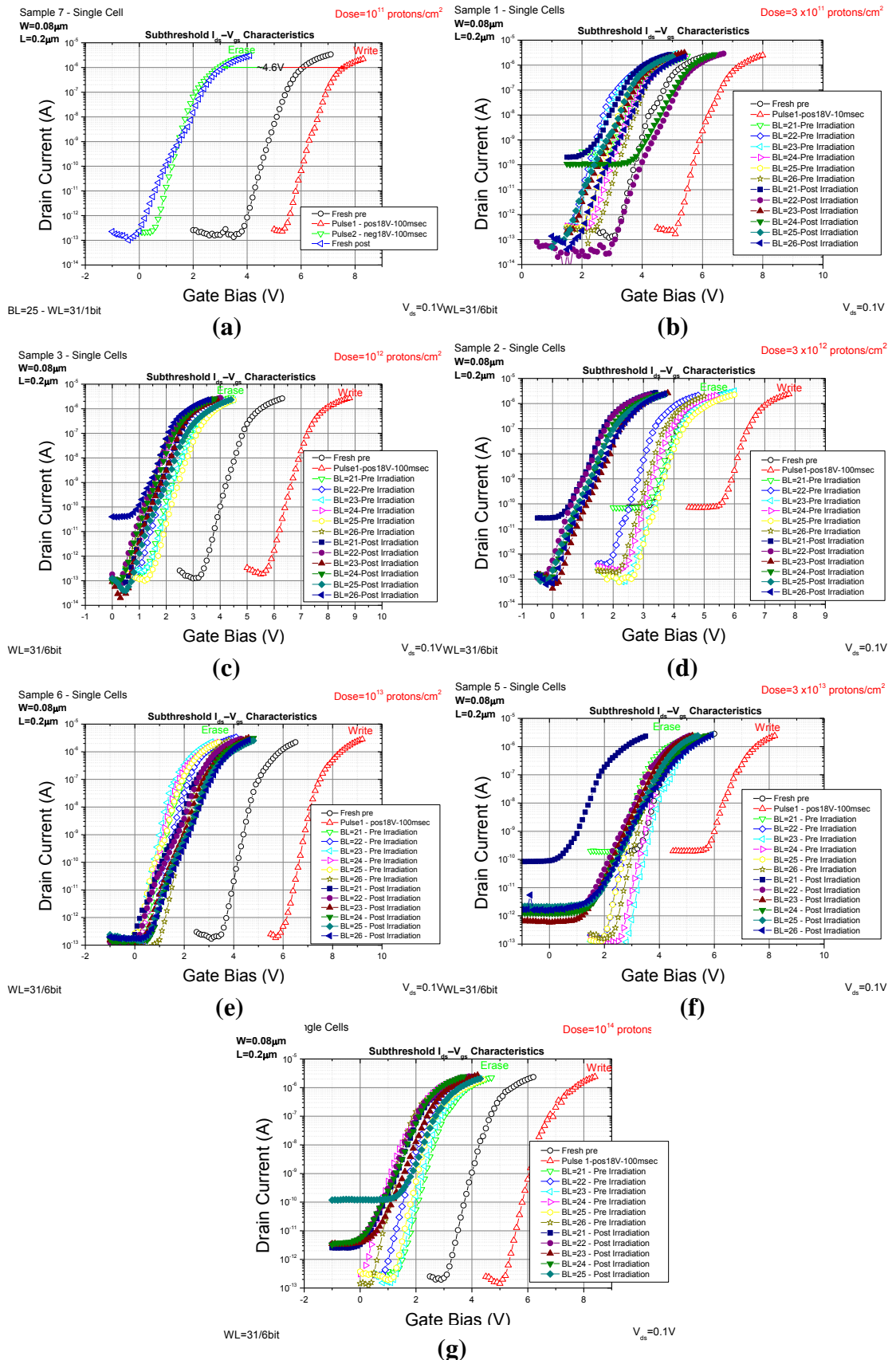
10.3.2 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες μνήμες

Στα γραφήματα των Σχημάτων 10.18 και 10.19 παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ για προγραμματισμένους πυκνωτές, για όλες τις δόσεις. Οι συνθήκες προγραμματισμού, ήταν ίδιες μ' αυτές που εφαρμόστηκαν στην ακτινοβόληση με ακτίνες γ . Με μια πρώτη ανάγνωση των γραφημάτων, παρατηρούμε μια ολοένα και

αυξανόμενη μετατόπιση των χαρακτηριστικών τόσο της κατάστασης εγγραφής όσο και διαγραφής, με την αύξηση της δόσης.

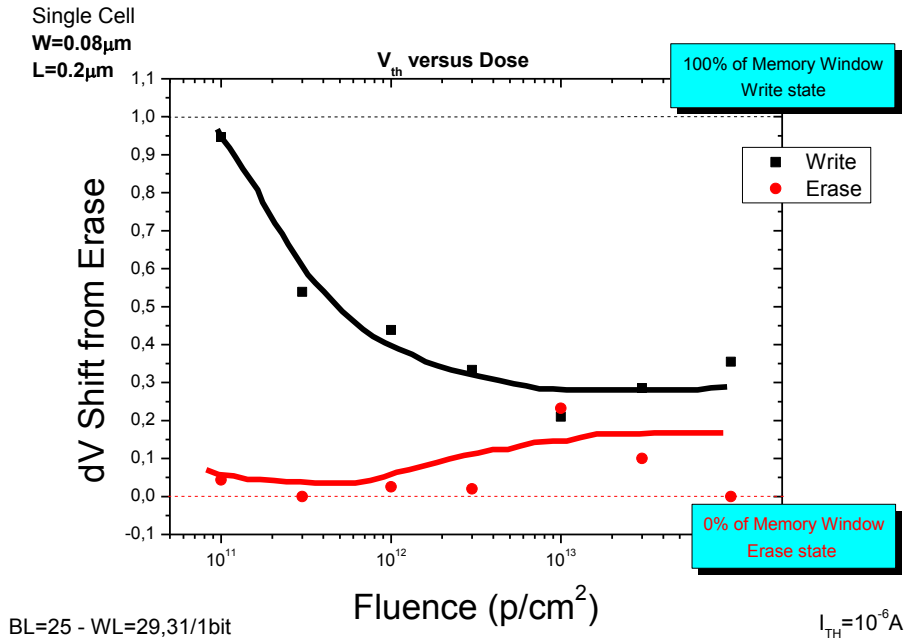


Σχήμα 10.18: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής, (a) ενός Single Cell, (b), (c), (d), (e), (f), (g) έξι Single Cells.



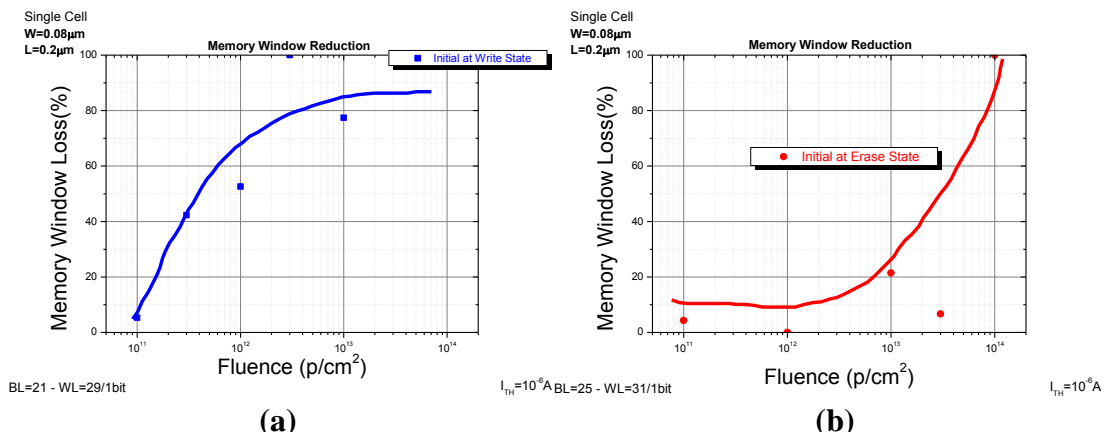
Σχήμα 10.19: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση, για όλες τις δόσεις, σε αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση διαγραφής, (a) ενός Single Cell, (b), (c), (d), (e), (f), (g) έξι Single Cells.

Για να γίνουν περισσότερο εμφανείς οι παραπάνω μετατοπίσεις, λαμβάνοντας υπόψη και τα διαφορετικά παράθυρα μνήμης, σχεδιάσαμε στο Σχήμα 10.20, με τη μέθοδο που περιγράψαμε στην προηγούμενη ακτινοβόληση.



Σχήμα 10.20: Η ποσοστιαία μετατόπιση του ΔV_{th} σε σχέση με το αρχικό παράθυρο μνήμης για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, για τις διαφορετικές τιμές δόσεων ακτινοβολίας, για ένα Single Cell.

Τα συμπεράσματα είναι παρόμοια με την ακτινοβόληση ακτίνων γ , ωστόσο εδώ δεν παρατηρούμε μετατόπιση της κατάστασης εγγραφής στην κατάσταση διαγραφής. Οι μεγαλύτερες μετατοπίσεις της κατάστασης εγγραφής οφείλονται στη μεγαλύτερη πυκνότητα παγιδευμένων θετικών φορτίων.

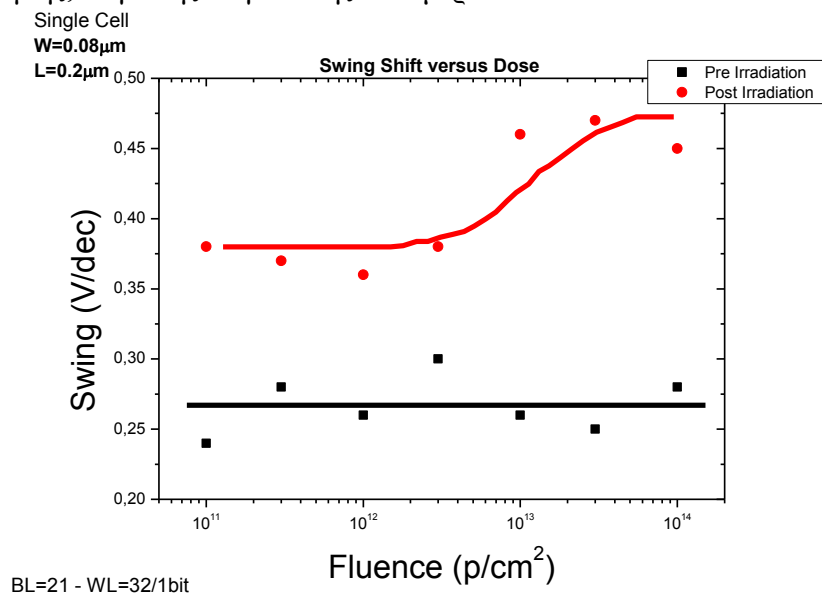


Σχήμα 10.21: Ποσοστιαία μείωση του παράθυρου μνήμης για αρχικά προγραμματισμένες μνήμες (a) στην κατάσταση εγγραφής, και στην (b) κατάσταση διαγραφής για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

Με βάση τη σχέση (10.2) υπολογίσαμε την ποσοστιαία μεταβολή στο παράθυρο μνήμης που προκάλεσε η προσπίπτουσα ακτινοβολία (Σχήμα 10.21). Και για τις δύο περιπτώσεις παρατηρείται απώλεια 100% του παράθυρου μνήμης, με τις μεγαλύτερες απώλειες να εμφανίζονται στις αρχικά προγραμματισμένες μνήμες στην κατάσταση εγγραφής.

10.3.3 Εξάρτηση της κλίσης της χαρακτηριστικής $I_{ds} - V_{gs}$ από τη δόση

Για όλα τα δείγματα και για όλες τις δόσεις, μετρήθηκε η κλίση (dV/decade) της αφόριστης καμπύλης (fresh) πριν και μετά την ακτινοβόληση. Στην Σχήμα 10.22 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για ένα Single Cell. Όπως βλέπουμε η κλίση παρουσιάζει μια αυξητική τάση για τις όλο και αυξανόμενες τιμές της ακτινοβολίας, ενώ πριν την ακτινοβόληση είναι πρακτικά ίδια.. Αυτό το αποτέλεσμα ήταν αναμενόμενο, αφού το subthreshold swing σχετίζεται με την πυκνότητα διεπιφανειακών καταστάσεων, η οποία αυξάνεται με την αύξηση της δόσης της ακτινοβόλησης, λόγω της παγίδευσης των φορέων.

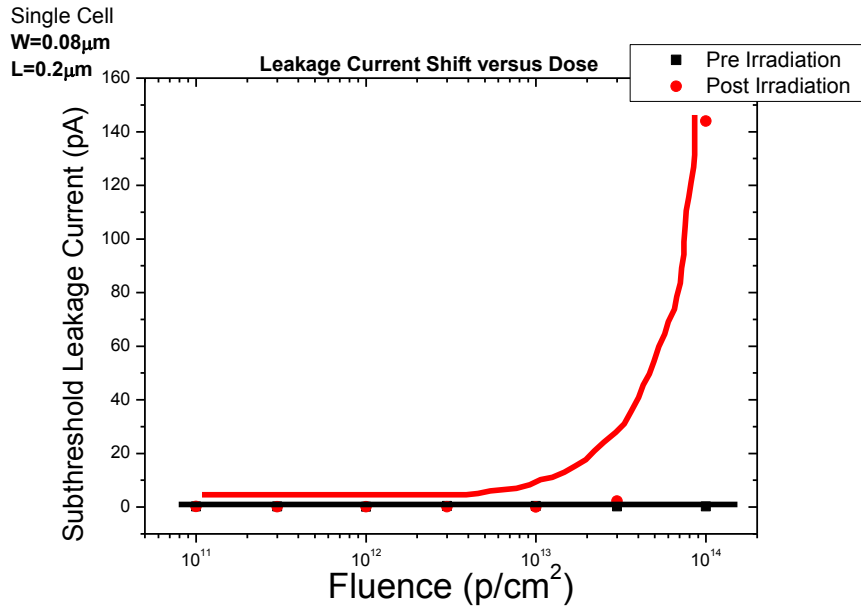


Σχήμα 10.22: Η εξάρτηση της κλίσης από τη δόση ακτινοβολίας.

10.3.4 Εξάρτηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου από τη δόση

Στο Σχήμα 10.23 παρουσιάζεται η εξάρτηση του ρεύματος υπο – κατωφλίου (subthreshold current) από τη δόση της ακτινοβολίας. Η αύξηση του ρεύματος στην

περιοχή υπο – καταφλιακή περιοχή σε σχέση με τις ακτίνες – γ, στις μεγάλες δόσεις, οφείλεται στη μεγαλύτερη τιμή του συντελεστή LET (περίπου τρεις τάξεις μεγέθους).

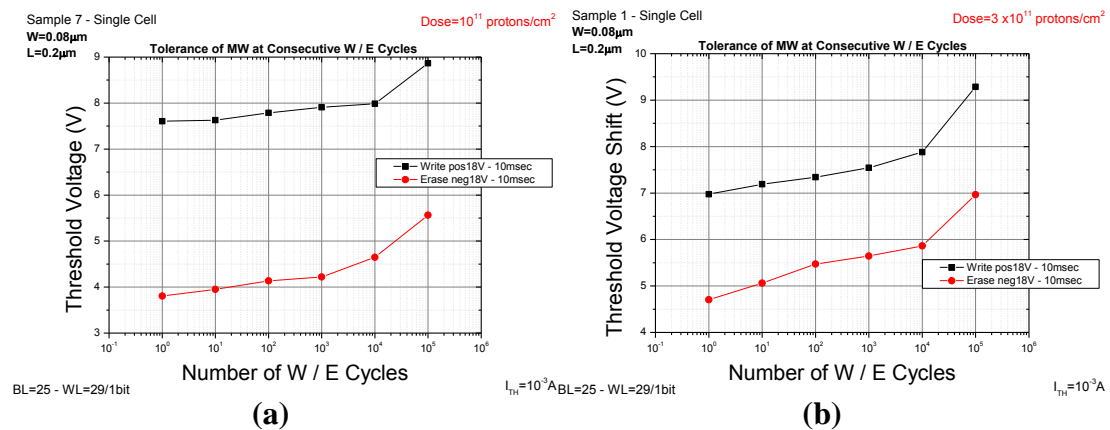


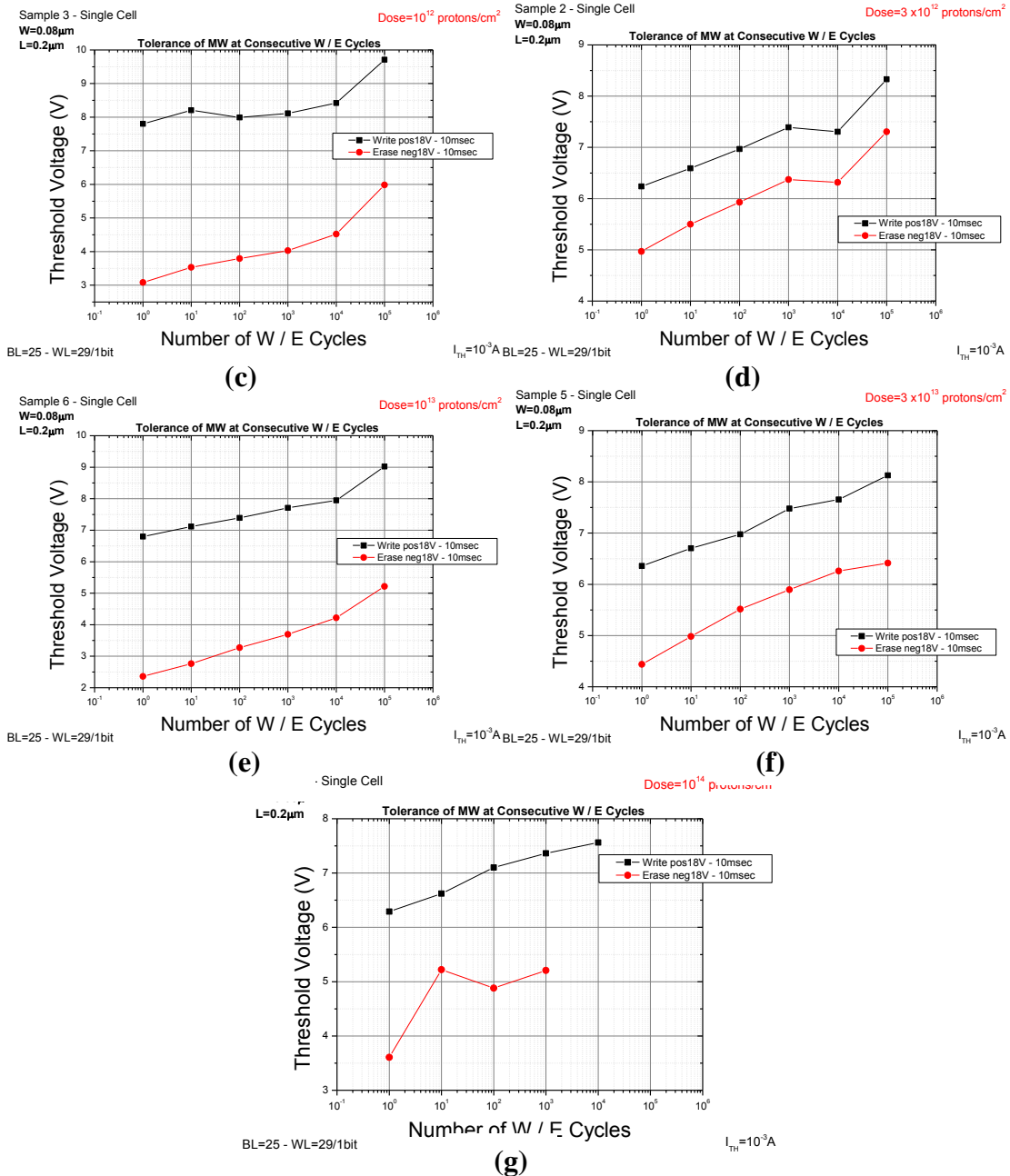
BL=21 - WL=32

Σχήμα 10.23: Η μεταβολή του ρεύματος υποκατωφλίου για όλες τις δόσεις ακτινοβόλησης.

10.3.5 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

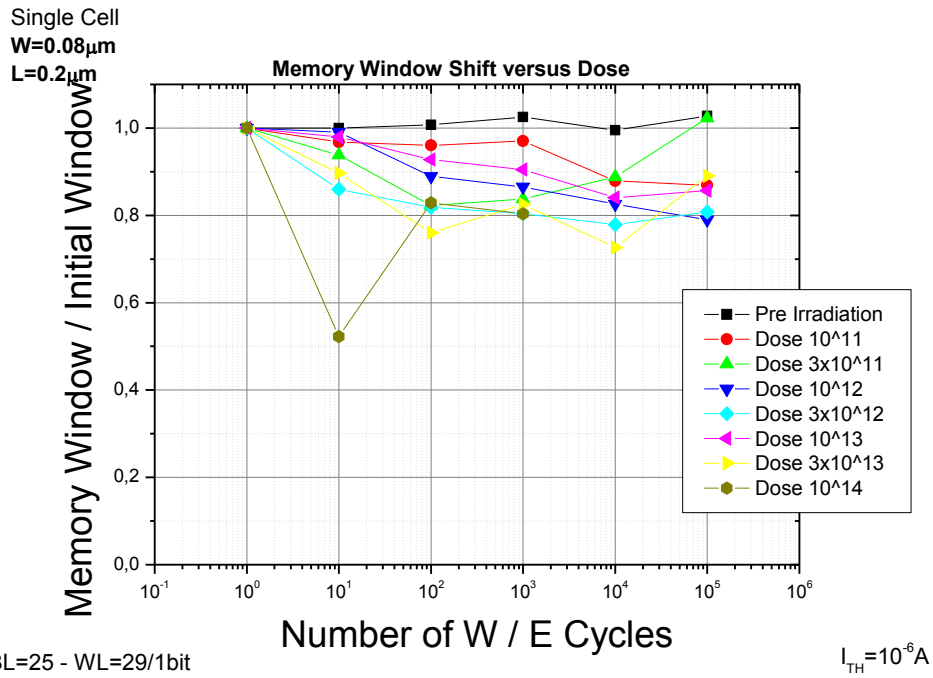
Οι απαιτήσεις για τη σωστή λειτουργία των μη πτητικών μνημών, απαιτούν την ύπαρξη ενός ηλεκτρικά ευδιάκριτου παράθυρου μνήμης (≥ 1 V), ύστερα από τουλάχιστον 10^5 κύκλους εγγραφής/διαγραφής. Στο Σχήμα 10.24 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για ορισμένες δόσεις, με το ύψος των παλμών να είναι ± 18 V και το πλάτος 10 msec.



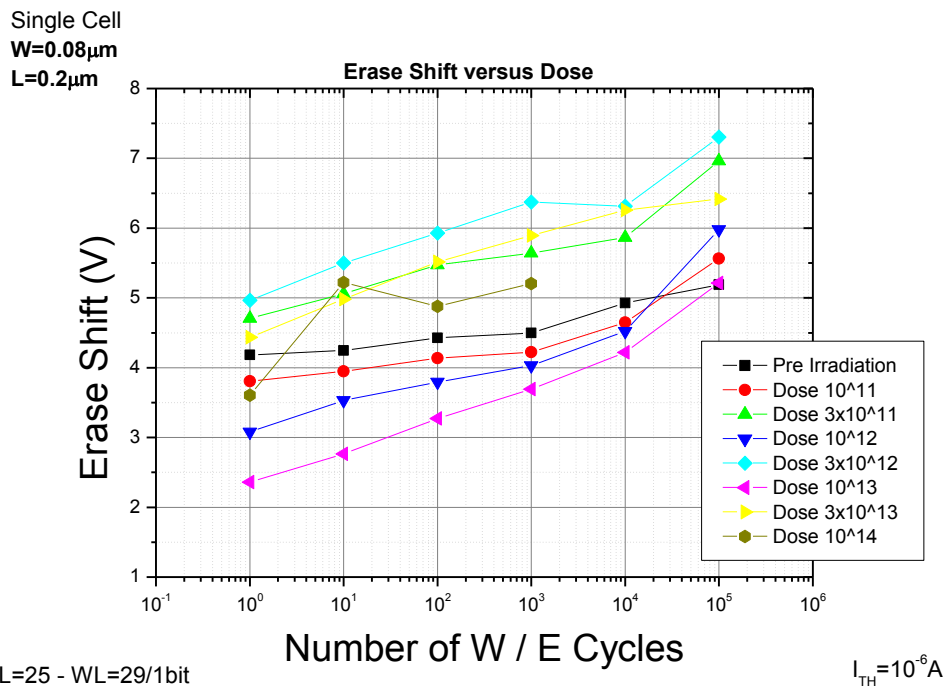


Σχήμα 10.24: (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) Αντοχή ενός Single Cell κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10⁵ κύκλους, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

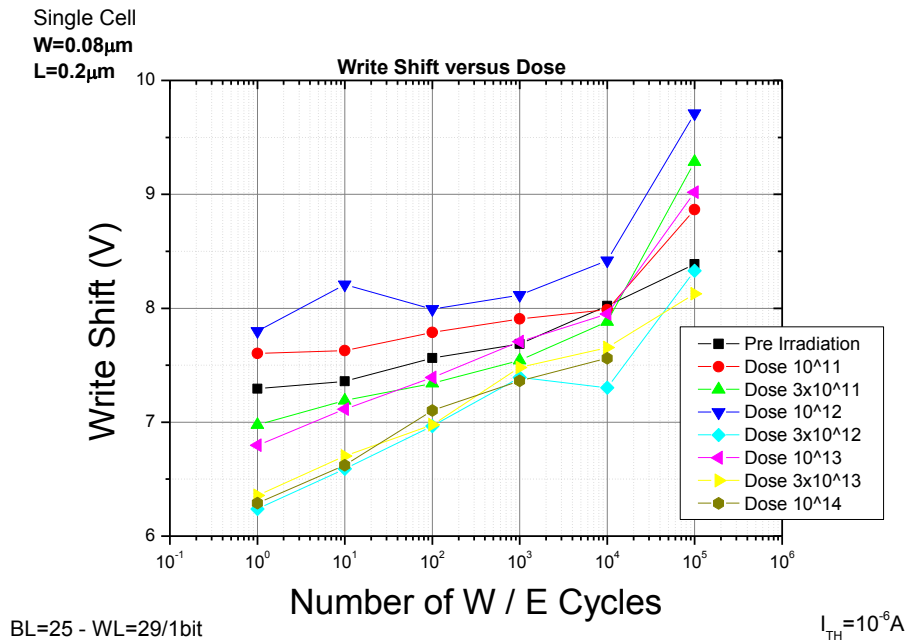
Στο Σχήμα 10.25 παρουσιάζεται η εξέλιξη του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικά μετρούμενο παράθυρο. Η μείωση του παράθυρου μνήμης με την αύξηση της δόσης, ανέρχεται σε 20 – 25%. Έτσι δε φαίνεται να επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό η αντοχή των μνημών σε διαδοχικούς προγραμματισμούς, από την ακτινοβόληση. Στα Σχήματα 10.26 & 10.27 παρουσιάζονται οι μετατοπίσεις των καταστάσεων διαγραφής και εγγραφής, αντίστοιχα, με τη δόση της ακτινοβολίας. Η ολισθήση της τάσης κατωφλίου προς μικρότερες τιμές και στις δύο καταστάσεις οφείλεται στη δημιουργία επιπλέον παγίδων λόγω της ηλεκτρικής καταπόνησης τόσο στο στρώμα του ONO, όσο και στην παγίδευση φορτίων από την ακτινοβόληση.



Σχήμα 10.25: Μεταβολή του παράθυρου μνήμης ως προς το αρχικό παράθυρο μνήμης, για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.



Σχήμα 10.26: Μετατόπιση της κατάστασης διαγραφής για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.



Σχήμα 10.27: Μετατόπιση της κατάστασης εγγραφής για όλες τις δόσεις ακτινοβολίας.

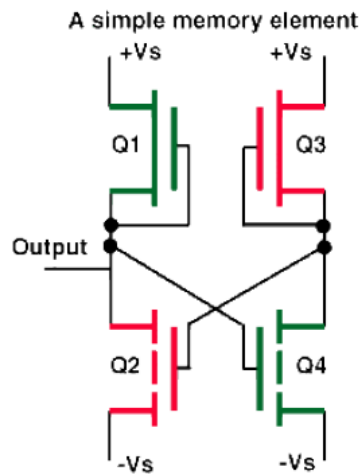
10.4 Μεμονωμένες επιδράσεις

Μια μεμονωμένη επίδραση (Single Event Effect, SEE), προκαλείται από ένα και μόνο ενεργητικό σωματίδιο. Οι μεμονωμένες διαταραχές ορίζονται από τη NASA ως⁵: «Λάθη στα μικροηλεκτρονικά κυκλώματα που προκαλούνται από ακτινοβολία, όταν φορτισμένα σωματίδια (συνήθως από τις ζώνες ακτινοβολίας ή από κοσμικές ακτίνες) χάνουν ενέργεια ιονίζοντας το μέσο που διαπερνούν, αφήνοντας πίσω τους ένα ίχνος ζευγών οπών – ηλεκτρονίων».

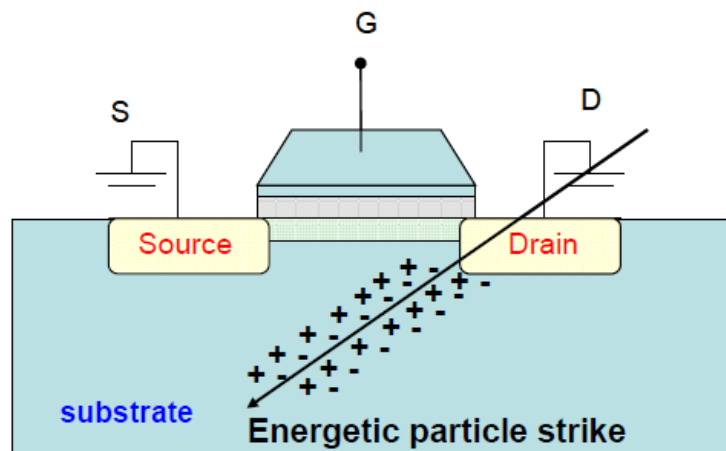
Οι μεμονωμένες διαταραχές είναι παροδικά λάθη στο λειτουργικό σύστημα (software) (διαταραχές στα ηλεκτρικά σήματα) και δεν είναι καταστροφικές. Μια επανεκκίνηση ή επανεγγραφή της συσκευής, έχει ως αποτέλεσμα τη μετέπειτα φυσιολογική λειτουργία της. Μια μεμονωμένη διαταραχή συμβαίνει σε αναλογικά, ψηφιακά ή οπτικά εξαρτήματα, και μπορεί να επηρεάσει τα περιφερειακά στοιχεία του κυκλώματος. Οι μεμονωμένες διαταραχές συνήθως εμφανίζονται σαν παροδικοί παλμοί σε λογικά ή περιφερειακά στοιχεία ενός κυκλώματος, ή σαν bit flips (μεταβάσεις λογικών ψηφίων από 0 σε 1 ή αντίστροφα) σε στοιχεία μνήμης ή καταχωρητές⁶. Στο Σχήμα 10.28 φαίνεται μια απλή διάταξη αποθήκευσης ενός bit. Το σύστημα είναι σχεδιασμένο να έχει δύο σταθερές καταστάσεις, μια που αναπαριστά το λογικό “0” και μία που αναπαριστά το λογικό “1”. Σε κάθε κατάσταση δύο τρανζίστορ βρίσκονται σε λειτουργία και τα υπόλοιπα δύο σε αποκοπή. Το bit - flip συμβαίνει όταν ένα ενεργητικό σωματίδιο προκαλεί αντιστροφή της κατάστασης των τρανζίστορ του κυκλώματος. Αυτό το φαινόμενο

συμβαίνει σε πολλά μικροηλεκτρονικά κυκλώματα, όπως για παράδειγμα κυκλώματα μνήμης και μικροεπεξεργαστές. Σε ένα σύστημα που βρίσκεται στο διάστημα, ένα bit - flip μπορεί να επηρεάσει με τυχαίο τρόπο κρίσιμα δεδομένα, να αλλάξει τη λειτουργία ενός προγράμματος ή να προκαλέσει την κατάρρευση του συστήματος.

Στο Σχήμα 10.29 απεικονίζεται γραφικά η τροχιά ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσα από ένα τρανζίστορ MOSFET. Το σωματίδιο κατά το πέρασμά του μπορεί να δημιουργήσει φορτία με δύο κύριες μεθόδους⁷: άμεσο ιονισμό από το προσπίπτον σωματίδιο και ιονισμό από δευτερογενή σωματίδια που παράγονται από πυρηνικές αλληλεπιδράσεις. Αυτά συλλέγονται στην πηγή (source) και τον απαγωγό (drain), και έτσι εμφανίζεται ένας παλμός ρεύματος. Αυτός μπορεί να είναι αρκετά μεγάλος ώστε να μοιάζει σαν ένα φυσιολογικό σήμα που εφαρμόστηκε στο τρανζίστορ.

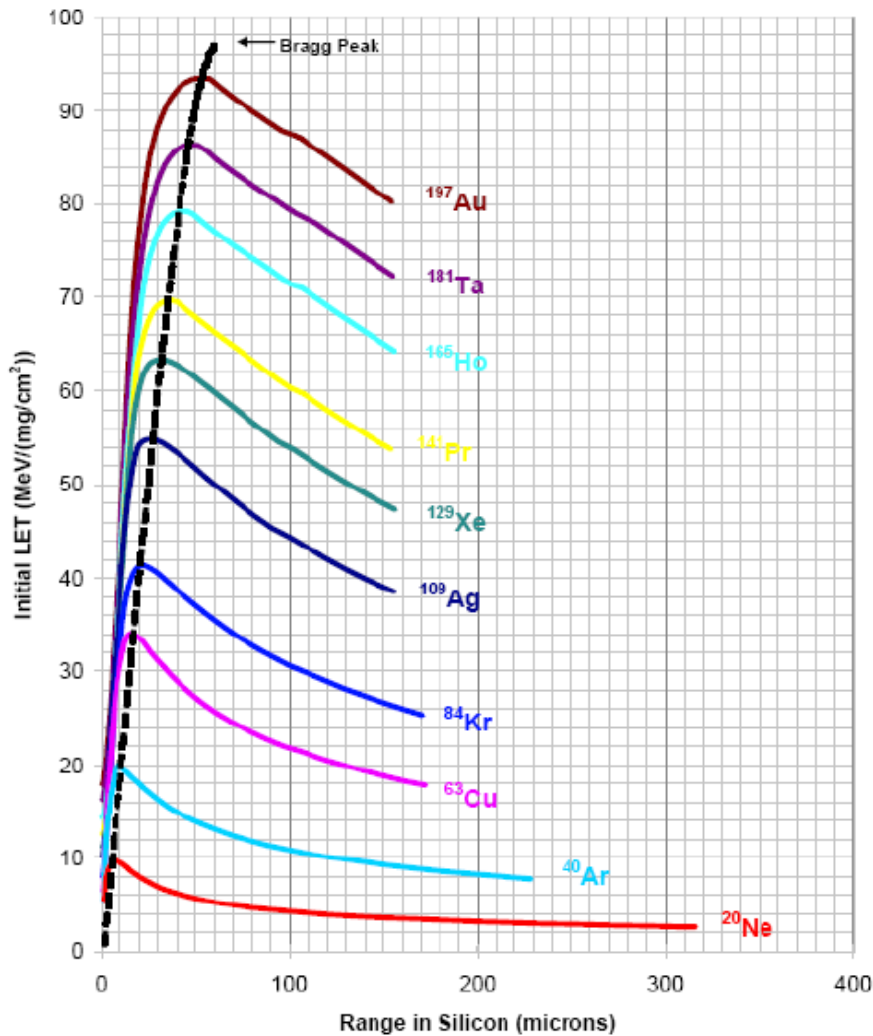


Σχήμα 10.28: Διάταξη αποθήκευσης ενός bit. Με πράσινο χρώμα εμφανίζονται τα τρανζίστορ που είναι σε λειτουργία και με κόκκινο αυτά που βρίσκονται στην αποκοπή. Αν κάποιο από τα τρανζίστορ αλλάξει κατάσταση θα έχουμε bit - flip.



Σχήμα 10.29: Το διερχόμενο ιονισμένο σωματίδιο δημιουργεί ιονισμό των υλικών του ηλεκτρονικού κυκλώματος κατά μήκος της τροχιάς του.

Στην περίπτωση του άμεσου ιονισμού, όταν ένα ενεργητικό σωματίδιο (όπως βαρύ ιόν ή σωματίο α) προσκρούσει σ' ένα ημιαγωγίμο υλικό, χάνει ενέργεια λόγω των αλληλεπιδράσεων Coulomb με τα δέσμια ηλεκτρόνια του υλικού. Μέρος της ενέργειας που χάνεται από τα ιόντα, προσλαμβάνεται από τα ηλεκτρόνια του υλικού, και έτσι απελευθερώνονται από τα άτομά τους. Όταν το σωματίδιο απωλέσει όλη την ενέργειά του, εγκλωβίζεται στο υλικό. Η απόσταση που διανύει το σωματίδιο στον ημιαγωγό ονομάζεται εμβέλεια του σωματιδίου. Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια, μπορούν να διαχυθούν μακριά από το σημείο ελευθέρωσής τους, και μέσω αλληλεπιδράσεων Coulomb, μπορούν να ελευθερώσουν και άλλα ηλεκτρόνια. Ο ιονισμός του υλικού, δημιουργεί έναν πυκνό διάυλο ζευγών ηλεκτρονίων/οπών. Το πλάτος του διαύλου εξαρτάται από την ενέργεια των προσπιπτόντων ιόντων. Η μέση ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου/οπής στο πυρίτιο, είναι 3.6 eV. Για ενεργητικά σωματίδια, μπορεί κανείς να υπολογίσει το φορτίο που θα παραχθεί στο ημιαγωγίμο υλικό, από το συντελεστή LET.

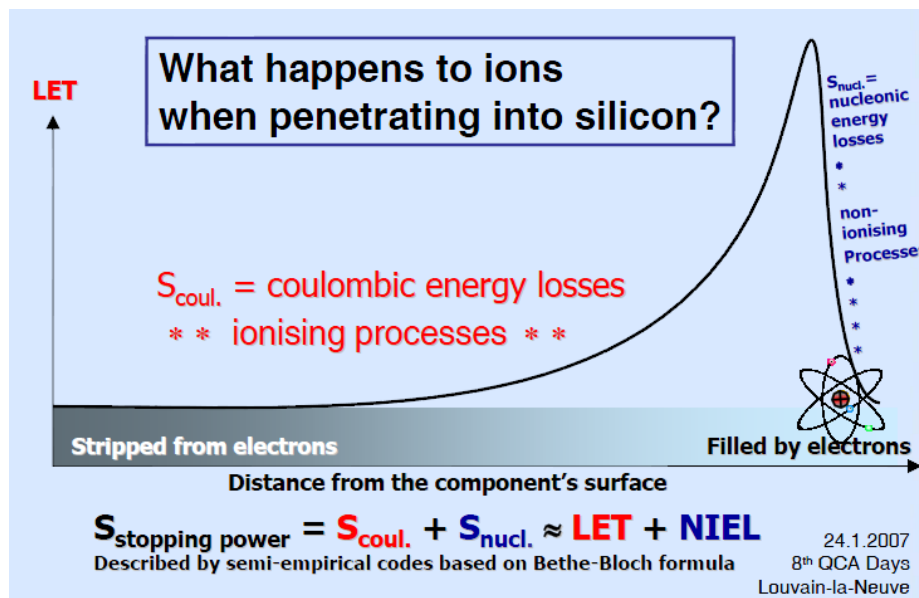


Σχήμα 10.30: Η εξάρτηση του συντελεστή LET από το βάθος διείσδυσης στο πυρίτιο, για διαφορετικά ιόντα.

Ο συντελεστής LET, αναφέρεται στην απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους του σωματιδίου, καθώς διαπερνά ένα υλικό. Στο πυρίτιο, που έχει πυκνότητα 2.43 gr / cm³, η ποσότητα φορτίου από ζεύγη ηλεκτρονίων/οπών που δημιουργούνται κατά μήκος τροχιάς L, δίνεται από τη σχέση:

$$Q(pC) = 0.001 \times L(\mu m) \times LET \left(\frac{MeV \cdot cm^2}{mg} \right) \quad (10.8)$$

Ο συντελεστής LET μεταβάλλεται ανάλογα με το μήκος διείσδυσης του σωματιδίου στην ύλη. Στο Σχήμα 10.30 παρουσιάζεται η εξέλιξη του LET για διάφορα ιόντα, ως προς την εμβέλεια τους στο πυρίτιο. Η προσομοίωση έγινε με ενέργειες ιόντων 15 MeV. Η παρατηρούμενη κορυφή, υποδηλώνει μέγιστη εναπόθεση φορτίου, και αναφέρεται ως κορυφή Bragg. Συνήθως, παρατηρείται σε σωματίδια με ενέργεια στην περιοχή του 1 MeV. Στο Σχήμα 10.31 παρουσιάζεται η συνολική εξάρτηση του συντελεστή LET, όπως καθορίζεται από τις ηλεκτρονικές και τις πυρηνικές αλληλεπιδράσεις.



Σχήμα 10.31: Η εξάρτηση του συντελεστή LET από την αλληλεπίδραση με ηλεκτρόνια και πυρήνες.

Στην περίπτωση του έμμεσου ιονισμού, σωματίδια πολύ μεγάλης ενέργειας, μπορούν να σκεδαστούν μη ελαστικά από πυρήνες του υλικού, μ' αποτέλεσμα τη δημιουργία δευτερογενών σωματιδίων. Τα δευτερογενή σωματίδια, μπορούν με τη σειρά τους να προκαλέσουν ιονισμό του ημιαγωγίμου υλικού.

10.5 Ακτινοβόληση με δέσμη ιόντων χαλκού (⁶³Cu⁺⁷)

Η ακτινοβόληση έγινε με δέσμη ιόντων χαλκού (⁶³Cu⁺⁷ beam) ενέργειας 30 MeV στον επιταχυντή σωματιδίων τύπου TANDEM στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής

του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ». Οι λεπτομέρειες της ακτινοβόλησης είναι ίδιες μ' αυτές των πρωτονίων, με μία όμως διαφορά. Λόγω του μεγάλου μεγέθους των ιόντων, η σιέδασή τους σε παχύ foil θα εξέτρεπε τελείως τη δέσμη. Έτσι χρησιμοποιήθηκε ένα πολύ λεπτό foil Au (1 – 2 μm), έτσι ώστε να περιοριστεί ο αριθμός των σιεδάσεων μόνο στις επιθυμητές για το «άνοιγμα» της δέσμης. Το ρεύμα πρόσπτωσης των ιόντων ήταν ίσο με $I = 200 \text{ pA}$ (το μικρότερο δυνατό ρεύμα που μπορούσαμε να έχουμε με ακρίβεια), και φροντίσαμε να μείνει σταθερό καθ' όλη την διάρκεια της ακτινοβόλησης. Απο το ρεύμα που μας δόθηκε, γνωρίζοντας τη διάμετρο της δέσμης $D = 1 \text{ cm}$ και ως συνέπεια το εμβαδόν της $S = 4\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 = 0.78 \text{ cm}^2$, μπορέσαμε να υπολογίσουμε την επιφανειακή ροή των ιόντων (flux):

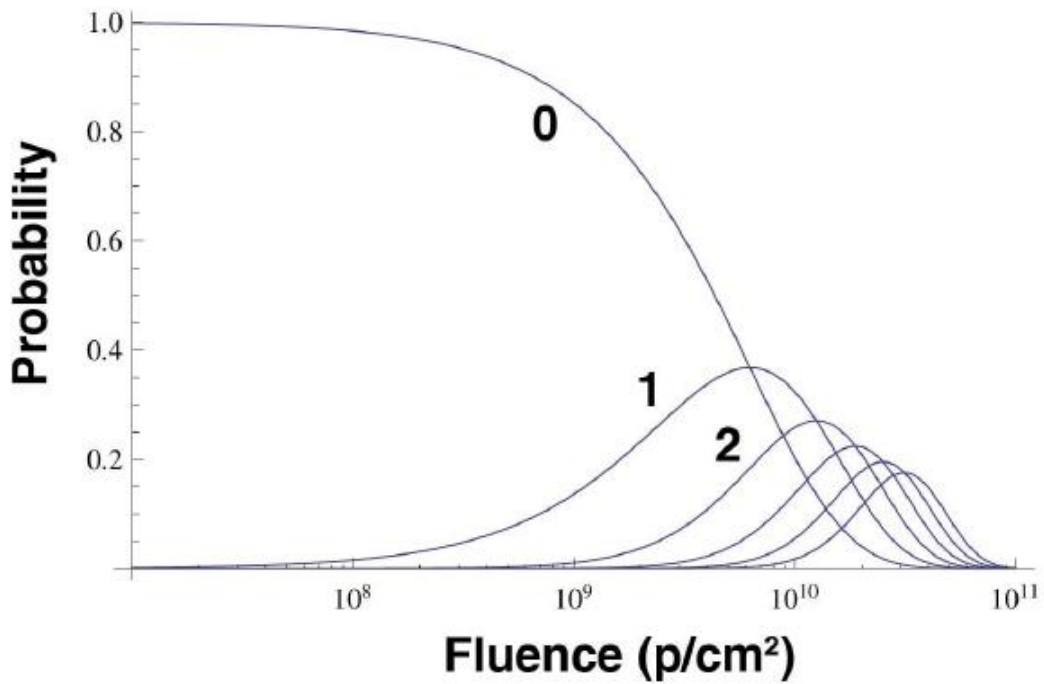
$$Flux = \frac{0.2 \times 10^{-9} \text{ A}}{1.609 \times 10^{-19} \text{ Cb} \cdot 0.78 \text{ cm}^2} = 2.27 \times 10^8 \frac{\text{ions}}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \quad (10.9)$$

Στη συνέχεια έχοντας υπολογίσει το flux μπορούμε να υπολογίσουμε προσεγγιστικά τον απαιτούμενο χρόνο ακτινοβόλησης. Γνωρίζοντας βέβαια το ποσό του προσπίπτοντος φορτίου ανά 100 παλμούς σωματιδίων, αριθμός που μας δόθηκε απο τους χειριστές του επιταχυντή, μπορέσαμε να υπολογίσουμε το συνολικό αριθμό παλμών ώστε να πετύχουμε την επιθυμητή δόση σε κάθε δείγμα (Πίνακας 10.3).

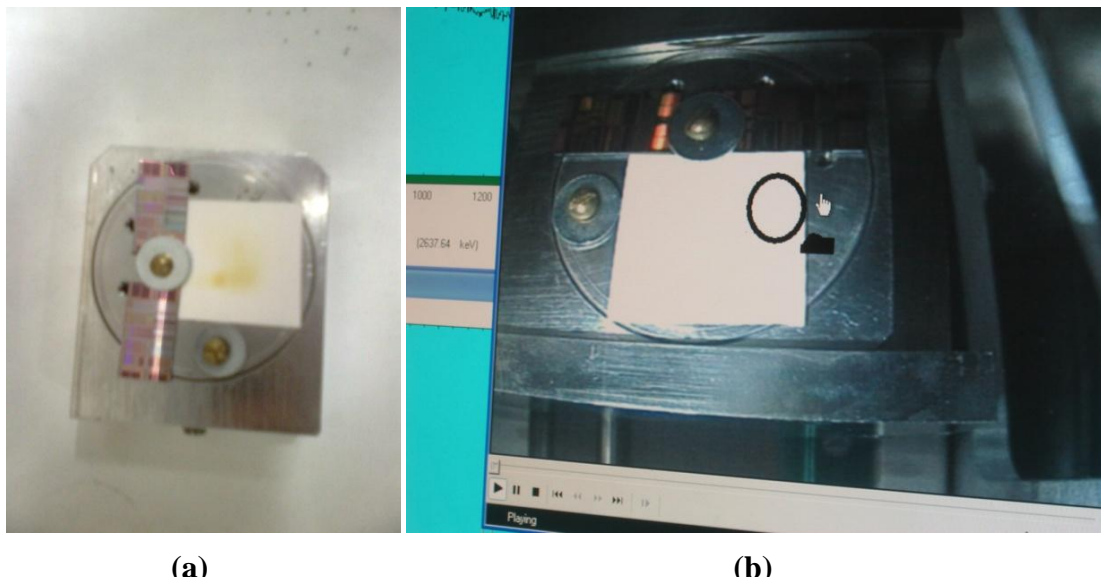
Πίνακας 10.3

Δείγμα	Χρόνος Ακτινοβόλησης (sec)	Ρεύμα ακτινοβόλησης (nA)	Δόση (ions/cm ²) στο δείγμα
8	22	0.2	5×10^9
9	22	0.2	5×10^9

Ο λόγος που ακτινοβολήσαμε τα δείγματα με την παραπάνω δόση, δικαιολογείται από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης, που παρουσιάζονται στο Σχήμα 10.32. Παρατηρούμε ότι, για να έχουμε πιθανότητα (της τάξης του 40%) μία κρούσης, πρέπει η επιφανειακή ροή των ιόντων να κυμαίνεται από $10^9 - 5 \times 10^9 \text{ ions / cm}^2$, καθώς παραπάνω δόσεις μειώνουν την πιθανότητα μία κρούσης και αυξάνουν τις πιθανότητες για παραπάνω από μία κρούσεις. Λόγω τεχνικών περιορισμών, όσον αφορά το μετρούμενο ρεύμα της δέσμης, καταλήξαμε στη δόση των 10^9 ions / cm^2 .



Σχήμα 10.32: Εξέλιξη της πιθανότητας 0, 1, 2, ..., κρούσεων ως συνάρτηση της επιφανειακής ροής των ιόντων.

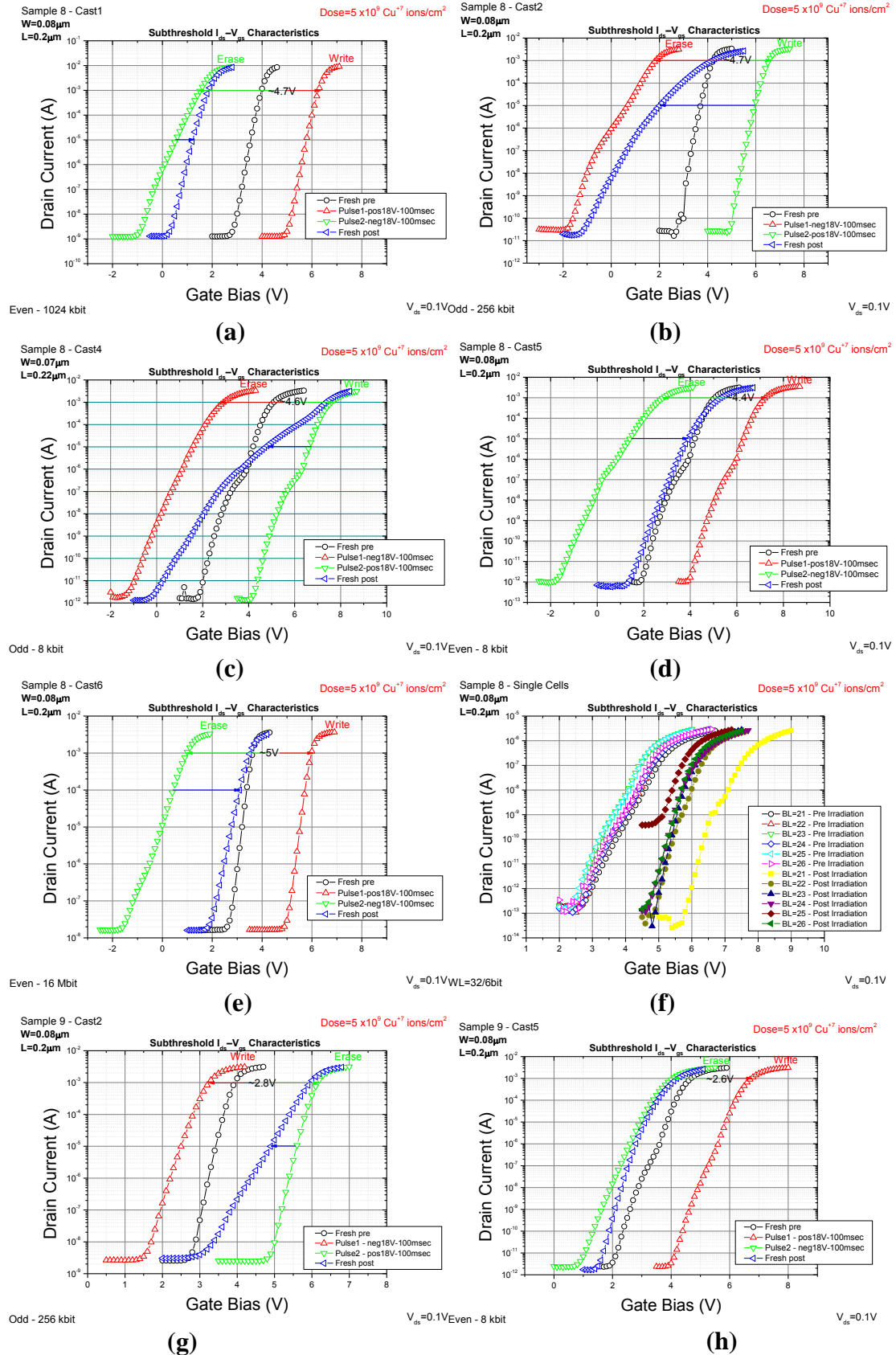


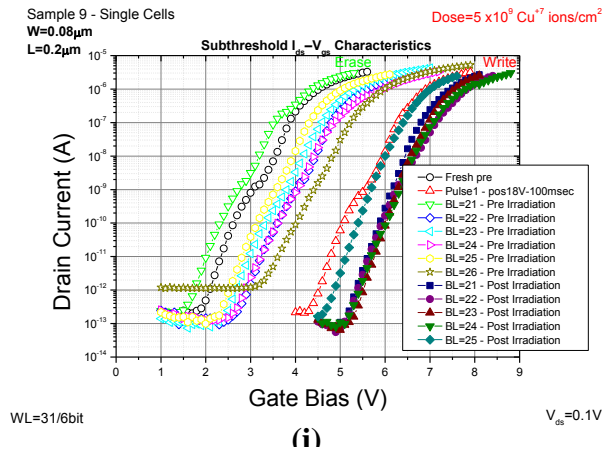
Σχήμα 10.33: (a) Τα δύο δείγματα τοποθετημένα πάνω στο μεταλλικό στόχο, (b) Το σχήμα της κηλίδας της δέσμης, όπως μετρήθηκε από το χαρτί ZnS.

10.5.1 Επίδραση της ακτινοβολίας σε προγραμματισμένες και αφόρτιστες μνήμες

Στα γραφήματα του Σχήματος 10.34 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ακτινοβόλησης, για τα δύο δείγματα. Όσον αφορά τις αφόρτιστες μνήμες, παρατηρήθηκαν μετατοπίσεις μόνο σ' έξι Single Cells. Οι μετατοπίσεις προς

μεγαλύτερες τάσεις κατωφλίου, υποδεικνύουν την παγίδευση αρνητικού φορτίου στο οξείδιο.



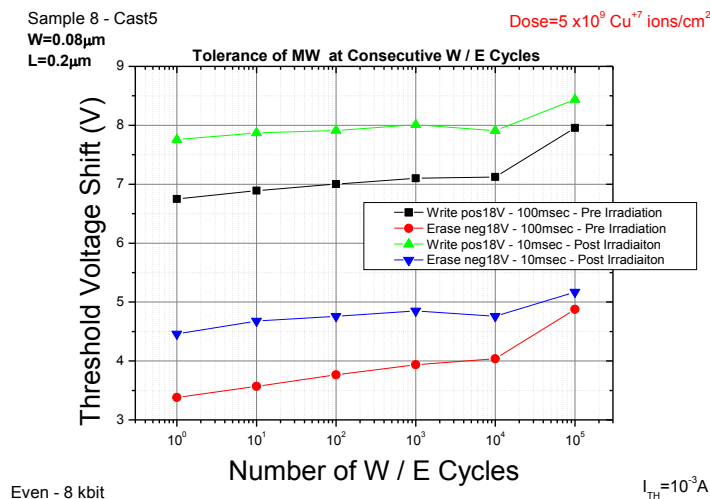


Σχήμα 10.34: Χαρακτηριστικές $I_{ds} - V_{gs}$ πριν και μετά την ακτινοβόληση στο (a) Cast 1, (b), (g) Cast 2, (c) Cast 4, (d), (h) Cast 5, (e) Cast 6 και (f), (i) Single Cells.

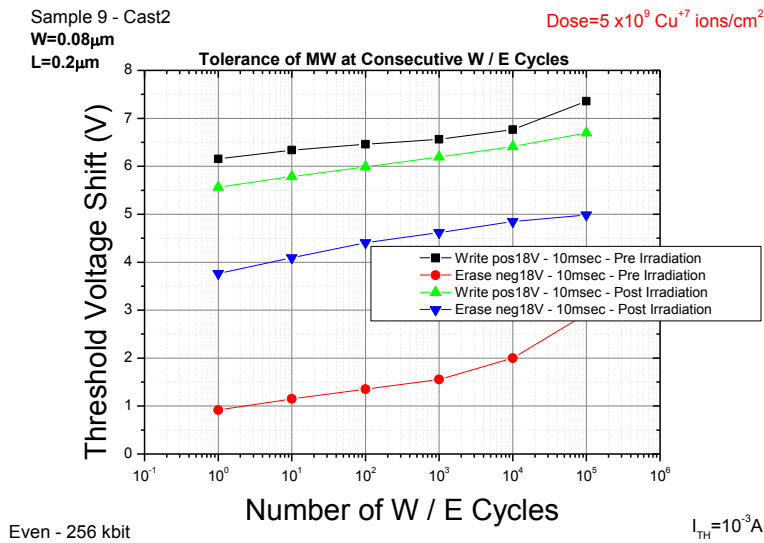
Στις προγραμματισμένες μνήμες (με τις ίδιες συνθήκες προγραμματισμού όπως στις δύο προηγούμενες ακτινοβολήσεις) παρατηρήθηκαν μετατοπίσεις σχεδόν σ' όλα τα Cast (εκτός από το Cast 3), οι οποίες όμως δεν προκάλεσαν αναστροφή της κατάστασης προγραμματισμού (bit flip). Λόγω του μεγάλου πλήθους των τρανζίστορ στα Cast, δεν παρατηρήθηκε bit flip, ωστόσο οι μετατοπίσεις είναι αρκετά μεγάλες σ' ορισμένα Cast, και παρουσιάζουν τάσεις αντιστροφής. Σ' έξι Single Cells προγραμματισμένα στην κατάσταση διαγραφής, παρατηρήθηκε ωστόσο bit flip. Έτσι, αποδεικνύεται ότι ακόμα και σε πολύ χαμηλές δόσεις, τα βαρέα ιόντα μπορούν να προκαλέσουν σοβαρά προβλήματα στις διατάξεις μνήμης, που οδηγούν σε απώλεια του αποθηκευμένου φορτίου.

10.5.2 Γήρανση των διατάξεων μνήμης σε συνθήκες παρατεταμένης λειτουργίας

Στα Σχήματα 10.35 & 10.36 παρουσιάζεται η απόκριση των διατάξεων μνήμης σε διαδοχικούς προγραμματισμούς. Οι συνθήκες των προγραμματισμών είναι ίδιες μ' αυτές που εφαρμόστηκαν στις προηγούμενες ακτινοβολήσεις.



Σχήμα 10.35: Αντοχή του Cast 5 κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10^5 κύκλους, πριν και μετά την ακτινοβόληση.



Σχήμα 10.36: Αντοχή του Cast 2 κατά τον επαναπρογραμματισμό, μέχρι 10^5 κύκλους, πριν και μετά την ακτινοβόληση.

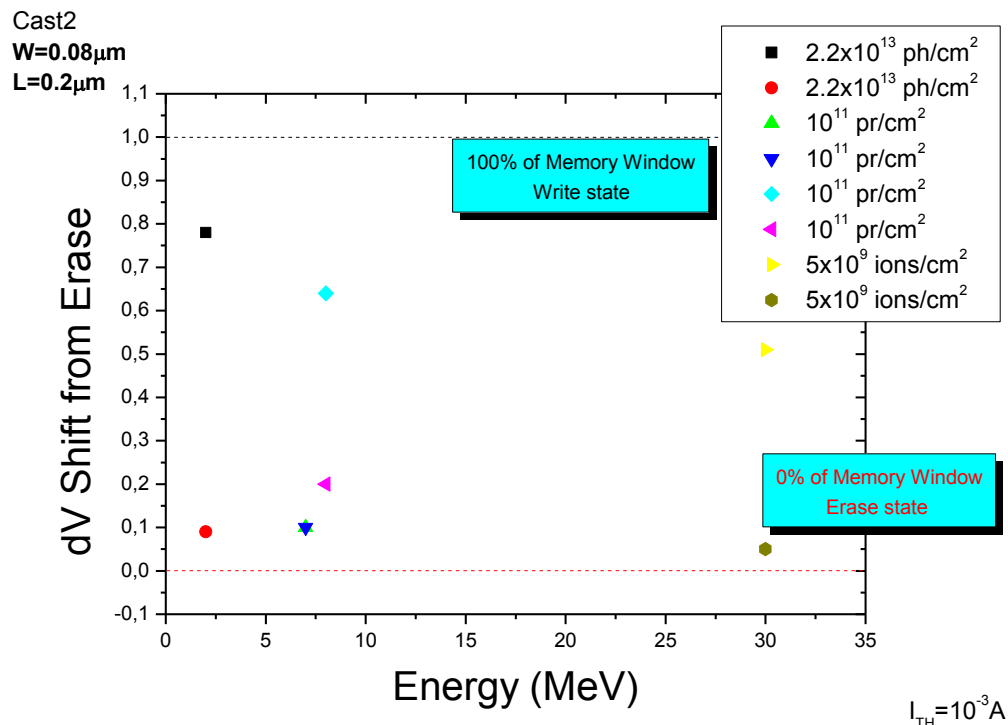
Από τα δύο παραπάνω γραφήματα φαίνεται η μόνιμη υποβάθμιση των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών (παράθυρο μνήμης), που προκάλεσε η ακτινοβόληση με βαρέα ιόντα, καθώς δεν προκύπτει το μετρούμενο παράθυρο μνήμης πριν την ακτινοβόληση εάν επαναπρογραμματίσουμε τις μνήμες (Cast 2). Η ίδια η διαδικασία της γήρανσης, ωστόσο, δεν επηρεάζει σχεδόν καθόλου το εύρος του παραθύρου μνήμης μετά την ακτινοβόληση.

10.6 Συμπεράσματα

Η μελέτη της επίδρασης ακτίνων γ , πρωτονίων και βαρέων ιόντων Cu σε μνήμες NC – MOSFET με ναοικρυστάλλους Si, αποκάλυψε τις δυσμενείς συνέπειες που έχουν στις ηλεκτρονικές διατάξεις μνήμης. Με σκοπό να βγάλουμε ένα συμπέρασμα σχετικά με την επίδραση της ακτινοβολίας σε συνήθεις δόσεις, σχεδιάσαμε το Σχήμα 10.37. Τα δεδομένα για την ακτινοβόληση Cast με πρωτόνια 7 & 8 MeV, προέρχονται από παλαιότερες διπλωματικές εργασίες^{4,8}. Τα συμπεράσματα που μπορούμε να εξάγουμε, έχουν μόνο ποιοτικό χαρακτήρα, και δεν ενδείκνυνται για ποσοτικές εκτιμήσεις, καθώς υπάρχουν σημαντικές διαφορές ανάμεσα στα τέσσερα πειράματα (όπως μέγεθος κηλίδας, ρεύμα δέσμης, χρόνοι ακτινοβόλησης). Από τα Σχήμα 10.37 παρατηρούμε ότι για συνήθεις δόσεις που καταγράφονται στο διαστημικό περιβάλλον, η επίδραση των τριών ακτινοβολιών είναι από ηλεκτρικής άποψης ανεκτή, δηλαδή διατηρείται ένα ποσοστό 40 – 60% του αρχικού παραθύρου μνήμης (με τις μεγαλύτερες απώλειες να καταγράφονται στην περίπτωση της εγγραφής), γεγονός που μας επιτρέπει την ανάγνωση της αποθηκευμένης πληροφορίας. Ωστόσο, η δέσμη πρωτονίων 7 MeV μας έχει αποκαλύψει τις

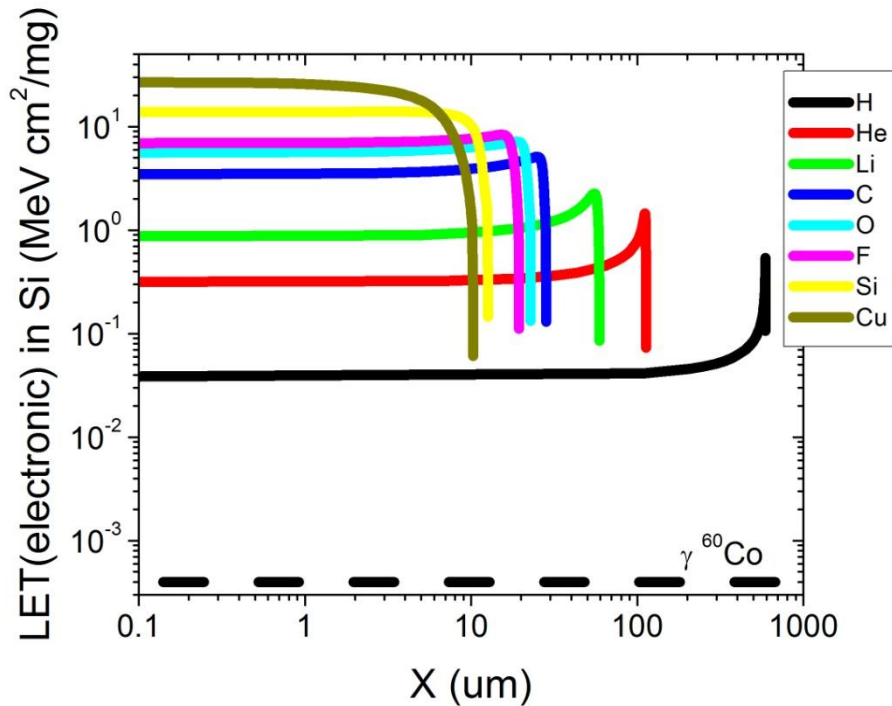
καταστρεπτικές της διαθέσεις, μηδενίζοντας το παράθυρο μνήμης και προκαλώντας μετάβαση από την κατάσταση εγγραφής στην κατάσταση διαγραφής (bit flip). Η συγκεκριμένη διαφορά σε σχέση με την περίπτωση ακτινοβόλησης με πρωτόνια 8 MeV, μπορεί να οφείλεται είτε στη μεγαλύτερη ομοιομορφία της κορυφής Gauss της δέσμης που εκτεινόταν σε μικρότερο μέγεθος κηλίδας (εμβαδό κηλίδας 0.03 cm² για 7 MeV και 0.2 cm² για 8 MeV, και επιπλέον το σχήμα της κηλίδας των 7 MeV παρουσίαζε πολύ καλύτερη ομοιομορφία σε σχέση με αυτό των 8 MeV – το ρεύμα της δέσμης ήταν ακριβώς ίδιο και για τις δύο ακτινοβολήσεις 0.5 nA) είτε ότι έχει τεθεί εκτός λειτουργίας κάποιο περιφερειακό κύκλωμα, που τροφοδοτεί με τάση τα 512 χιλιάδες τρανζίστορ του Cast 2.

Επίσης αξίζει να σημειώσουμε ότι, παρόλο το γεγονός ότι επιφανειακή ροή των ακτίνων – γ είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την επιφανειακή ροή των πρωτονίων και τέσσερις τάξεις μεγέθους από την επιφανειακή ροή των ιόντων, λόγω της «φτωχής» ιονιστικής ικανότητάς τους (Σχήμα 10.38), δημιουργούν μικρότερη ποσότητα ζευγών ηλεκτρονίων/οπών και μικρότερη ποσότητα παγιδευμένου φορτίου στο οξείδιο. Έτσι δεν είναι σε θέση να προκαλέσουν μεγάλες απώλειες στην αποθηκευμένη πληροφορία, σε αντίθεση με τα πρωτόνια και τις ακτίνες – γ. Παρόμοια αποτελέσματα έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία^{9,10,11}.



Σχήμα 10.37: Η ποσοστιαία μετατόπιση του ΔV_{th} σε σχέση με το αρχικό παράθυρο μνήμης για τις καταστάσεις εγγραφής/διαγραφής, για τις διαφορετικές τιμές δόσεων και ενέργειας ακτινοβολίας, για το Cast 2.

Σε δόσεις που αντιστοιχούν σε ακραίες καταστάσεις (10^{14} p / cm², 10^{15} ph / cm²), όπως έντονες ηλιακές καταιγίδες, η επίδραση της ακτινοβολίας αποβαίνει καταστρεπτική όσον αφορά στη δυνατότητα ανάγνωσης της αποθηκευμένης πληροφορίας, όπου στην περίπτωση των ακτίνων – γ επέρχεται αντιστροφή της κατάστασης προγραμματισμού (bit flip). Ωστόσο, πρέπει να σημειώσουμε ότι σε τόσο υψηλές δόσεις τα περιφερειακά κυκλώματα που τροφοδοτούν τα κύτταρα μνήμης, χωρίς κάποια ειδική θωράκιση, θα έχουν τεθεί ήδη εκτός λειτουργίας.



Σχήμα 10.38: Η εξάρτηση του συντελεστή LET από το βάθος διείσδυσης στο πυρίτιο, για διαφορετικά άτομα.

Η τεχνητή γήρανση των κυττάρων μνήμης αποκάλυψε μικρές απώλειες του παράθυρου μνήμης, όσον αφορά τα πρωτόνια (απώλειες περίπου 20%), ενώ στην περίπτωση των ακτίνων – γ η απώλειες ξεπερνούν το 20%, μόνο για τις τρεις μεγαλύτερες δόσεις. Τα βαρέα ιόντα δεν επηρεάζουν σχεδόν καθόλου το παράθυρο μνήμης. Παρατηρήθηκε, επίσης, για τις δύο πρώτες ακτινοβολήσεις αύξηση των διεπιφανειακών καταστάσεων (αύξηση του subthreshold swing) και μικρή αύξηση του ρεύματος υπο-κατωφλίου. Τέλος, η ικανότητα διατήρησης φορτίου και για την περίπτωση των ακτίνων – γ επιβεβαίωσε τις πολύ μικρές απώλειες (15 – 20%) του αποθηκευμένου φορτίου, όπως και πριν την ακτινοβόλησης.

10.7 Βιβλιογραφικές Αναφορές

- ¹“*Semiconductor material and device Characterization*”, D.K. Schroder 2nd Edition, John Wiley & Sons, (1998).
- ²“*Physics of Semiconductor Devices*”, S. Sze, 2nd Edition, John Wiley, (1988).
- ³“*Fundamentals of Modern VLSI Devices*”, Taur, T.H. Ning, Cambridge University Press, (2001).
- ⁴“*Ακτινοβόληση με πρωτόνια 8 MeV Πυκνωτών MOS και τρανζίστορ MOSFET με εμφυτευμένα νανοσωματίδια*”, Ζαχόπουλος Γιώργος, Διπλωματική Εργασία, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, (2011).
- ⁵ <http://www.thefreedictionary.com/NASA>, *Definition from NASA Thesaurus*.
- ⁶“*Basic Mechanisms and Modeling of Single - Event Upset in Digital Microelectronics*,” P. E. Dodd and L. W. Massengill, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, pp. 583 - 602, (2003).
- ⁷“*Basic mechanisms for single - event effects*,” P. E. Dodd, in Proc. IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conf., Short Course Text, (1999).
- ⁸“*Ακτινοβόληση με πρωτόνια 7 MeV Πυκνωτών MOS και τρανζίστορ MOSFET εμφυτευμένων με νανοσωματίδια πυριτίου*”, Αράπης Παναγιώτης, Διπλωματική Εργασία, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, (2011).
- ⁹“*Charge loss after ⁶⁰Co irradiation of flash arrays*,” G. Cellere, A. Paccagnella, S. Lora, A. Pozza, G. Tao, and A. Scarpa, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, pp. 2912 – 2916, (2004).
- ¹⁰“*Investigation of proton and x - ray irradiation effects on nanocrystal and floating gate memory cell arrays*,” N. Wrachien, A. Cester, R. Portoghese, and C. Gerardi, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 55, no. 6, pp. 3000 – 3008, (2008).
- ¹¹“*Modeling of heavy ion induced charge loss mechanisms in nanocrystal memory cell*”, A. Cester, N. Wrachien, J. Schwank, G. Vizkelethy, R. Portoghese, and C. Gerardi, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 55, no. 6, pp. 2895 – 2903, (2008).