

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

**Θεωρητικός υπολογισμός ρευμάτων νανοηλεκτρονικής. Εφαρμογές σε
νανοσωματίδια εντός ηλεκτρονικών μνημών**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ανδρέας Σ. Αναστασόπουλος

Αθήνα, 2015

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Θεωρητικός υπολογισμός ρευμάτων νανοηλεκτρονικής. Εφαρμογές σε νανοσωματίδια εντός ηλεκτρονικών μνημών

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ανδρέας Σ. Αναστασόπουλος

Συμβουλευτική επιτροπή: Ιωάννης Ξανθάκης

Δημήτρης Τσαμάκης

Ηλίας Γλύτσης

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 30 Οκτωβρίου 2015

.....

Ιωάννης Ξανθάκης Δημήτρης Τσαμάκης Ηλίας Γλύτσης

Καθηγητής ΕΜΠ Καθηγητής ΕΜΠ Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Δημήτρης Τσουκαλάς Κωνσταντίνος Αϊδίνης

Καθηγητής ΕΜΠ Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ

.....

Ιωάννης Ρουμελιώτης Σπύρος Γαρδέλης

Καθηγητής ΕΜΠ Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ

.....
Ανδρέας Αναστασόπουλος
Διδάκτωρ Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Ανδρέας Σ. Αναστασόπουλος 2015.

Με επιφύλαξη παντός 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 φύσης, 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 τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου

Πολυτεχνείου

Περίληψη

Η παρούσα διατριβή ασχολείται με τη θεμελίωση μιας θεωρίας αγωγιμότητας ρευμάτων φαινομένου σήραγγας η οποία δε θα περιέχει αυθαίρετες παραμέτρους υπό τη μορφή «ενεργών επιφανειών». Η θεωρία αυτή χρησιμοποιεί την εξίσωση Poisson και την κβαντομηχανική προσέγγιση WKB σε τρεις διαστάσεις. Η θεωρία αυτή όταν εφαρμοστεί σε μη πτητικές διατάξεις μνήμης με μεταλλικά νανοσωματίδια δίνει τους χρόνους φόρτισης με 1,2,3 κλπ. Ηλεκτρόνια, δηλαδή τους χρόνους εγγραφής δεδομένων. Η σύγκριση με τα πειράματα επιβεβαιώνει την προτεινόμενη θεωρία.

Αναλυτικότερα:

Στο **κεφάλαιο 1** δίνεται μια περιγραφή των μη πτητικών μνημών τύπου flash.

Στο **κεφάλαιο 2** δίνονται οι μηχανισμοί φόρτισης και η στοιχειώδης θεωρία μιας γεωμετρικής διάστασης.

Στο **κεφάλαιο 3** παρουσιάζεται η αναλυτική θεωρία και τα προηγούμενα μοντέλα για τη μελέτη του φαινομένου σήραγγας.

Στο **κεφάλαιο 4** παρουσιάζεται η προτεινόμενη θεωρία και η εφαρμογή της σε μη πτητικές μνήμες τύπου Si/SiO₂/Pt/ SiO₂/πύλη και υπολογίζονται οι χρόνοι φόρτισης. Η συμφωνία με το πείραμα είναι ικανοποιητική.

Στο **κεφάλαιο 5** παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προτεινόμενης θεωρίας σε μη πτητικές μνήμες Si/SiO₂/Pt/ HfO₂/πύλη. Η συμφωνία με το πείραμα είναι παραπάνω από ικανοποιητική. Επίσης, στο τέλος του κεφαλαίου παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της παρούσας διατριβής.

Στο **παράρτημα** δίνονται τα υπολογιστικά προγράμματα και παρουσιάζεται αναλυτικά το περιβάλλον της προσομοίωσης.

Λέξεις-κλειδιά

Μη πτητικές μνήμες με μεταλλικά νανοσωματίδια

Φαινόμενο σήραγγας

Ρεύματα νανοηλεκτρονικής

Προσέγγιση Jeffreys-Wentzel-Krammers-Brillouin

Εξίσωση Fowler-Nordheim

Χρόνος φόρτισης νανοσωματιδίων

Ημικλασική προσέγγιση WKB

Abstract

The present thesis deals with the formulation of a theory of conductivity due to discrete tunneling currents that does not contain arbitrary parameters in the form of “effective areas”. This theory is based on the Poisson equation and the 3-dimensional WKB approximation of Quantum Mechanics. When it is applied to non-volatile memories with metallic nanoparticles it gives the times to charge these nanoparticles with 1, 2, 3 etc electrons, i.e. it gives the writing times of the device. Various experiments verify our theory.

In particular

In **chapter 1** a review of non-volatile flash memories is given.

In **chapter 2** the charging mechanism of these devices is described.

In **chapter 3** we present the general theory of tunneling and the previous models for the analysis of these devices.

In **chapter 4** presents the suggesting theory and the application of it to non-volatile memories Si/SiO₂/Pt/ SiO₂/gate and also present the calculations of charging time. Good agreement with the experiment has obtained.

In **chapter 5** presents the suggesting theory and the application of it to non-volatile memories Si/SiO₂/Pt/ HfO₂/gate and also present the calculations of charging time. Good agreement with the experiment has obtained also. At the end of this chapter we present the conclusions of this thesis.

Key-words

Non volatile memories with metallic nanoparticles

Tunneling

Currents of nanoelectronic

Jeffreys-Wentzel-Krammers-Brillouin approximation

Fowler–Nordheim equation

Charging time of nanoparticles

Semiclassical approximation WKB

Ευχαριστίες

Η απόφασή μου για τη συνέχιση των σπουδών μου μετά την ολοκλήρωση του μεταπτυχιακού μου στη Μικροηλεκτρονική στο ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ ήρθε αφού κατάλαβα ότι υπήρχε ακόμα η δίψα για ενασχόληση με τη Φυσική και τις εφαρμογές της. Η επιλογή του ΕΜΠ και της ΣΗΜΜΥ αποδείχθηκε απόλυτα σωστή αφού γνώρισα διαφορετικούς ανθρώπους και νοοτροπίες από ότι είχα δει μέχρι τότε. Κυρίαρχο ρόλο στο παραπάνω γεγονός έπαιξε ο κ. Ξανθάκης ως επιβλέπων καθηγητής της εργασίας μου. Αυτή η περιέργη και διαπεραστική φωνή που μου τηλεφώνησε και μου είπε μετά την αίτηση μου ότι τελικά με δέχτηκαν ως υποψήφιο διδάκτορα στο ΕΜΠ. Θα μου ήταν αδιανόητο, λοιπόν, στη διατριβή αυτή να μην αναφερθώ σε όσους με βοήθησαν στην ολοκλήρωσή της.

Αρχικά θέλω να ευχαριστήσω τον κ. Ξανθάκη για τη συνεργασία σε όλη τη διάρκεια της διατριβής μου και για την υπομονή την οποία επέδειξε στο διάστημα που η δουλειά μου δε μου έδινε τον απαραίτητο χρόνο ενασχόλησης με την εργασία. Η επιστημονική του καθοδήγηση υπήρξε άψογη και οι ιδέες του αποδείχτηκαν καθοριστικές. Επίσης πέρα από την επιστημονική πλευρά της συνεργασίας μας οι συζητήσεις μας για πολιτικά κυρίως και κοινωνικά θέματα υπήρξαν απολαυστικές για μένα.

Στη διάρκεια αυτών των ετών γνώρισα αξιόλογους καθηγητές είτε μέσω των μαθημάτων είτε μέσω συνεδρίων. Ο κ. Δημήτρης Τσαμάκης υπήρξε ένας από αυτούς αφού η νηφαλιότητα και η ψυχραιμία του τον καθιστούν παράδειγμα για αρκετούς από εμάς. Ο κ. Γλύτσης με τη φοβερή τάξη στο γραφείο του και την ευγένεια του είναι επίσης από τους ανθρώπους που είχα την τιμή να γνωρίσω. Ξεχωριστή θέση για μένα έχει ο κ. Αϊδίνης με τον οποίο συνεργάστηκα στο πρώτο μου πτυχίο στο τμήμα Φυσικής του ΕΚΠΑ όπου επέβλεπε την πτυχιακή μου εργασία. Είναι ο άνθρωπος που με παρότρυνε να συνεχίσω τις σπουδές μου στο μεταπτυχιακό της Μικροηλεκτρονικής.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω το Μίνω Μπενιακάρ, το Χρήστο Σαργέντη και ιδιαίτερα τον Ανδρέα Κυριτσάκη για την επιστημονική βοήθεια στα σημεία όπου δυσκολεύτηκα. Ευχαριστώ επίσης τον κ. Ρουμελιώτη, τον κ. Τσουκαλά και τον κ. Γαρδέλη που συμμετείχαν στην επταμελή εξεταστική επιτροπή.

Τέλος οφείλω να ευχαριστήσω την κοπέλα μου Νικολία Μπαρμπαγιάννη που με βοήθησε στη δακτυλογράφηση των χειρογράφων μου και για τη συμπαράσταση που επέδειξε στη διάρκεια όλων αυτών των ετών.

Υ.γ.: Μια εβδομάδα μετά την επιτυχή εξέτασή μου έφυγε από τη ζωή ο πατέρας μου, ιδιαίτερα χαρούμενος για το επίτευγμά μου. Η ολοκλήρωση αυτής της διατριβής συνδέθηκε μαζί του και σε αυτόν είναι αφιερωμένα τα παρακάτω λόγια του Στράτου Θεοδοσίου και του Μάνου Δανέζη από το “Σύμπαν που αγάπησα”.

Της φύσης εμείς εφήμεροι θνητοί,
του Ήλιου παιδιά πλασμένα από το κορμί του,
στο φώς του λουσμένοι τα αστέρια ατενίζουμε.

Ποινή μας μια ολιγόχρονη ειρκτή που σύντομα τελειώνει,
για να πορευτούμε επιτέλους λεύτερα στις αθέατες ουράνιες πολιτείες!

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Κεφάλαιο 1: Οι μη πτητικές μνήμες. Τεχνολογία και βασικές αρχές λειτουργίας	
1.1 Εισαγωγή.....	17
1.2 Σύντομη ιστορική αναδρομή.....	20
1.3 Είδη ημιαγωγικών μνημών.....	24
1.4 Οι μη πτητικές μνήμες.....	26
1.4.1 Βασική διάταξη μη πτητικής μνήμης	26
1.4.2 Αρχή λειτουργίας μη πτητικής μνήμης.....	27
1.4.3 Κατηγορίες μνημών τύπου FLASH	30
1.4.4 Η ιδέα των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους	32
Κεφάλαιο 2: Διατάξεις μνήμης με χρήση νανοκρυστάλλων	
2.1 Μελέτη των δομών MOS.....	36
2.1.1 Κατάσταση μηδενικής πόλωσης.....	37
2.1.2 Κατάσταση μη μηδενικής πόλωσης	38
2.2 Πραγματικός πυκνωτής MOS	39
2.3 Περιγραφή διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους	42
2.4 Βασική αρχή λειτουργίας νανοκρυσταλλικής μνήμης.....	43
2.5 Βασικοί μηχανισμοί έγχυσης ηλεκτρικού φορτίου	46
2.6 Μηχανισμοί φόρτισης νανοσωματιδίων	57
2.7 Μνήμες νανοκρυσταλλιτών πυριτίου	59
2.8 Πλεονεκτήματα μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους έναντι μνημών με νανοκρυστάλλους ημιαγωγών	61
2.9 Μειονεκτήματα μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους	62

Κεφάλαιο 3: Η βασική θεωρία του φαινομένου σήραγγας

3.1 Εισαγωγή	65
3.2 Περιγραφή του φαινομένου σήραγγας	65
3.3 Το φράγμα δυναμικού	66
3.4 Το ορθογώνιο φράγμα δυναμικού	68
3.5 Μονοδιάστατη προσέγγιση WKB	76
3.5.1 Εισαγωγή-Ιστορική αναδρομή	76
3.5.2 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου-Μαθηματική προσέγγιση	
3.6 Η θεωρία Fowler – Nordheim	81
3.6.1 Εισαγωγή	81
3.6.2 Προϋποθέσεις και φυσικές αρχές του μοντέλου Fowler – Nordheim	82
3.6.3 Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων	83
3.6.4 Διαγράμματα ενέργειας-χώρου	86
3.7 Η τρισδιάστατη προσέγγιση Wentzel - Kramers - Brillouin	93
3.7.1 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου	93

Κεφάλαιο 4: Η προτεινόμενη θεωρία. Μη πτητικές μνήμες με SiO₂ ως οξειδίο ελέγχου

4.1 Εισαγωγή	99
4.2 Υπάρχοντα μοντέλα και η ανάγκη ενός νέου	99
4.3 Η περιγραφή της διάταξης	100
4.4 Η μέθοδος που ακολουθήθηκε	101
4.5 Ο ακολουθούμενος αλγόριθμος	103

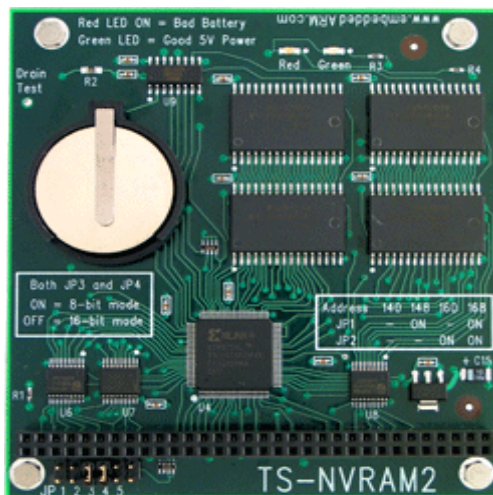
4.6 Θεωρητικός προσδιορισμός της εξίσωσης τροχιάς των ηλεκτρονίων (ημικλασική προσέγγιση)	105
4.7 Διατάξεις ηλεκτρονικών μνημών Si/SiO ₂ /Pt/ SiO ₂	107
4.7.1 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2nm	107
4.7.2 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=3,5nm	111
4.7.3 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του SiO ₂	113
4.7.4 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2,25nm	113
Κεφάλαιο 5: Μη πτητικές μνήμες με HfO₂ ως οξείδιο ελέγχου. Συμπεράσματα	
5.1 Εισαγωγή	118
5.2 Πλεονεκτήματα του HfO ₂ ως οξείδιο ελέγχου έναντι του SiO ₂	118
5.3 Τα ενεργειακά διαγράμματα για τη διάταξη SiO ₂ /mNP / HfO ₂	119
5.4 Η επίδραση των διαφορετικών υλικών ως οξείδια ελέγχου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων	120
5.5 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του HfO ₂	120
5.6 Η επίδραση της εφαρμοζόμενης τάσης στο χρόνο φόρτισης για την περίπτωση των διαφορετικών υλικών ως οξείδια ελέγχου.....	121
5.7 Η σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα για την περίπτωση του HfO ₂ ως οξείδιο ελέγχου	123

5.8 Τα πλεονεκτήματα από την προτεινόμενη τρισδιάστατη προσέγγιση σε σχέση με τη μονοδιάστατη WKB μέθοδο – Ποσοτική σύγκριση των δύο μεθόδων	124
5.9 Συμπεράσματα	124
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ : Κώδικας MATLAB	126
Βιβλιογραφία	135

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο

Οι μη πτητικές μνήμες.

Τεχνολογία και βασικές αρχές λειτουργίας



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1.1 Εισαγωγή

1.2 Σύντομη ιστορική αναδρομή

1.3 Είδη ημιαγωγικών μνημών

1.4 Οι μη πτητικές μνήμες

1.4.1 Βασική διάταξη μη πτητικής μνήμης

1.4.2 Αρχή λειτουργίας μη πτητικής μνήμης

1.4.3 Κατηγορίες μνημών τύπου FLASH

1.4.4 Η ιδέα των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους

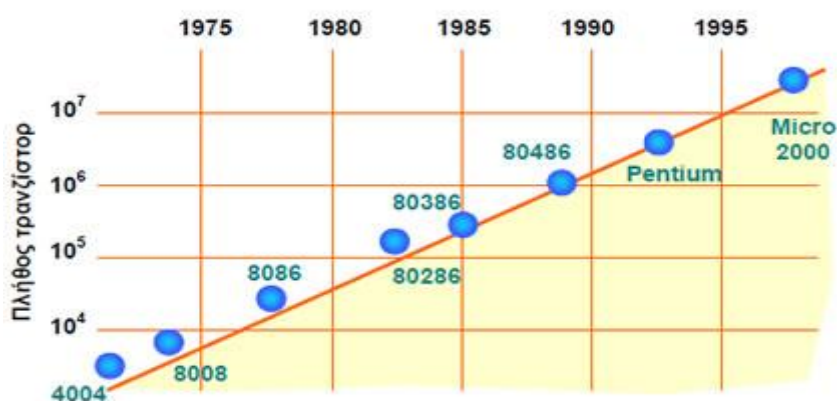
1.1 Εισαγωγή

Η ανακάλυψη του τρανζίστορ το 1947 σηματοδότησε την αρχή της βιομηχανίας ημιαγωγών. Οι λυχνίες κενού αντικαταστάθηκαν από την τεχνολογία του διπολικού τρανζίστορ η οποία αντικαταστάθηκε με τη σειρά της από την τεχνολογία επίδρασης πεδίου μετάλλου-οξειδίου-ημιαγωγού στη δεκαετία του 1970. Έτσι ξεκίνησε η ανάπτυξη των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων που κλιμακώθηκε ως εξής:

- μεγάλη
- πολύ μεγάλη
- εξαιρετικά μεγάλη

Μέχρι και σήμερα το τρανζίστορ MOS παραμένει το βασικό δομικό στοιχείο των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων επεξεργασίας και αποθήκευσης δεδομένων (π.χ.) λόγω των πλεονεκτημάτων που παρουσιάζει στη διαδικασία κατασκευής και ολοκλήρωσης. Τα τελευταία 40 περίπου χρόνια συντελείται συνεχώς σμίκρυνση της δομής του τρανζίστορ με δραματικό ρυθμό. Οι λόγοι στους οποίους οφείλεται η σμίκρυνση αυτή είναι η πρόοδος στη διαδικασία κατασκευής και σχεδιασμού συστημάτων σε μεγάλη κλίμακα και η διαρκής απαίτηση της βιομηχανίας για πιο οικονομικά και ανώτερης ποιότητας τσίπς. Η σμίκρυνση της διάταξης MOSFET αφορά το μήκος και το πλάτος του καναλιού, το πάχος του οξειδίου πύλης και το βάθος πηγαδιού πηγής-εκροής. Στη δεκαετία του 1970 το μήκος του καναλιού ήταν μερικά μm και το πάχος του οξειδίου πύλης περίπου 100 nm ενώ σήμερα οι αντίστοιχες τιμές είναι περίπου 0,12 μm και 4 nm αντίστοιχα.

Η ραγδαία σμίκρυνση των δομών έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του αριθμού των ξεχωριστών δομικών στοιχείων που κατασκευάζονται σε ένα συγκεκριμένο υπόστρωμα Si τόσο που από 10^3 - 10^4 (LSI) σήμερα είναι περίπου 10^7 (ULSI) επιβεβαιώνοντας έτσι την πρόβλεψη του Gordon Moore το 1965 για τον εκθετικό ρυθμό ανάπτυξης της πολυπλοκότητας των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων (Νόμος Moore)[2].

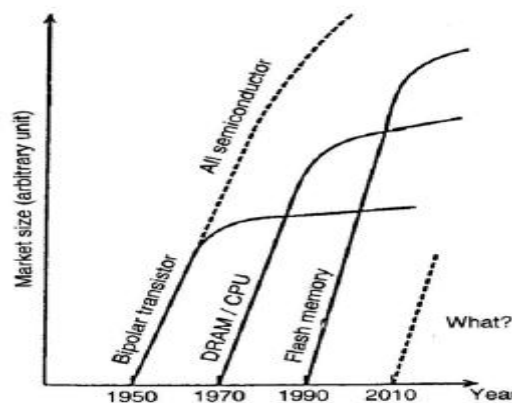


Σχήμα 1.1

Το σημαντικό γεγονός από το οποίο ξεκίνησε η πρωτοφανής τεχνολογική ανάπτυξη στον τομέα των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων Si, ήταν η ανακάλυψη της δυναμικής μνήμης

τυχαίας προσπέλασης (Dynamic Random Access Memory-DRAM) το 1967. Η διάταξη DRAM σε σύγκριση με την προγενέστερη μαγνητική μνήμη παρουσιάζει το βασικό μειονέκτημα ότι είναι μια πτητική μνήμη οπότε όπως θα δούμε και αναλυτικά παρακάτω δε συγκρατεί τα δεδομένα όταν χαθεί η παροχή τροφοδοσίας. Εντούτοις παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα όπως π.χ. το κόστος κατασκευής, η απλή δομή του κυττάρου μνήμης κ.α. που την έχουν καταστήσει μοναδική για την υλοποίηση της κύριας μνήμης. Γενικά στη μνήμη RAM κάθε συστήματος αποθηκεύονται όλα τα προγράμματα, οι εφαρμογές και τα δεδομένα που χρησιμοποιούνται κατά τη λειτουργία του συστήματος έτσι ώστε να μπορούν να προσπελαστούν γρήγορα όταν χρειαστεί από τον επεξεργαστή.

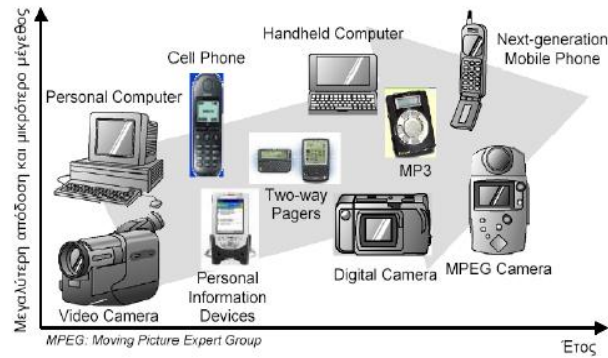
Λόγω της ραγδαίας εξάπλωσης των προσωπικών υπολογιστών, και της ολοένα και αυξανόμενης απαίτησης σε μνήμη των σύνθετων λογισμικών, η μνήμη DRAM κυριάρχησε στην παγκόσμια αγορά της ημιαγωγικής μνήμης τον περασμένο αιώνα όπως φαίνεται και στο ακόλουθο σχήμα[3]:



Σχήμα 1.2

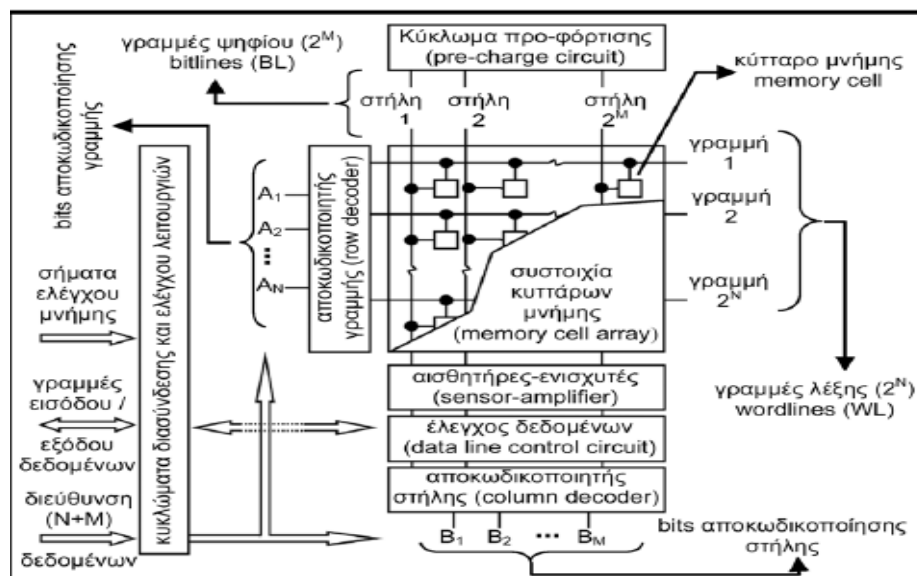
Η ανάγκη για χαμηλότερο κόστος ανά δυαδικό ψηφίο (bit) αποθήκευσης και το γεγονός ότι το κόστος κάθε ημιαγωγικής μνήμης εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την επιφάνεια του πυριτίου που καταλαμβάνει η αποθήκευση ενός bit, έκαναν τη συμπληρωματική μνήμη MOS DRAM τον κυριότερο οδηγό ανάπτυξης στις διάφορες διαδικασίες ολοκλήρωσης όπως είναι η λιθογραφία με ελάττωση της χαρακτηριστικής διάστασης τύπωσης, γεγονός που ωφέλησε και την ανάπτυξη των κυκλωμάτων λογικής. Εξαιτίας της μεγάλης πυκνότητας και το χαμηλό κόστος κατασκευής τα DRAM τσιπς θα συνεχίσουν να αποτελούν και στο μέλλον την πρώτη επιλογή για την υλοποίηση της κύριας μνήμης.

Τις τελευταίες δύο δεκαετίες έχει σημειωθεί αλματώδης ανάπτυξη στον τομέα της βιομηχανίας που σχετίζεται με τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές. Ο τομέας αυτός διευρύνθηκε με εφαρμογές πέρα από τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές όπως είναι τα κινητά τηλέφωνα, οι ψηφιακές κάμερες, τα αυτοκινούμενα συστήματα και οι πλοηγοί (συστήματα προσδιορισμού θέσης).



Σχήμα 1.3

Στις παραπάνω εφαρμογές ιδιαίτερα σημαντική λειτουργία που τις καθιστά αξιόπιστες και τις βελτιστοποιεί είναι ο τρόπος αποθήκευσης πληροφοριών. Εξαιτίας του γεγονότος αυτού παρατηρείται συνεχόμενη ανάπτυξη της τεχνολογίας των μνήμων και της αντίστοιχης βιομηχανίας. Στην τεχνολογία αυτή κυρίαρχο ρόλο κατέχει η μνήμη ημιαγωγών λόγω του χαμηλού κόστους κατασκευής, το χαμηλό κόστος λειτουργίας και τις συνεχείς βελτιώσεις που υφίσταται. Βασικό ζητούμενο των κυκλωμάτων μνήμης είναι η δυνατότητα κατακράτησης των περιεχομένων της ακόμα και μετά το πέρας παροχής τροφοδοσίας. Με κριτήριο την παραπάνω ιδιότητα οι μνήμες κατατάσσονται σε μνήμες μόνιμης και μη μόνιμης αποθήκευσης δεδομένων. Στο σχήμα 1.4 απεικονίζεται η τυπική οργάνωση ενός κυκλώματος μνήμης και τα διάφορα λειτουργικά μέρη που το απαρτίζουν[5].



Σχήμα 1.4 Τυπική οργάνωση ενός κυκλώματος μνήμης

Ο βασικός τρόπος λειτουργίας ενός κυκλώματος μνήμης είναι ο εξής:
 Η πληροφορία αποθηκεύεται σε μια συστοιχία ‘κυττάρων’ μνήμης (memory cell array). Κάθε ‘κύτταρο’ αποθηκεύει ένα δυαδικό ψηφίο, χρησιμοποιώντας διάφορες τεχνολογίες ανάλογα

με το είδος της μνήμης. Τα κύτταρα συνήθως διατάσσονται σε έναν πίνακα γραμμών (X) και στηλών (Y). Στη συμβολή κάθε γραμμής και στήλης βρίσκεται ένα 'κύτταρο' μνήμης, το οποίο συνδέεται με μία 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 ή στα οποία εγγράφονται τα δεδομένα.

Κατά την αρχική διαδικασία ανάγνωσης/εγγραφής, οι επιλεγμένες γραμμές ψηφίου απαιτείται κατά περίπτωση να φορτίζονται με ορισμένο φορτίο. Ειδικά κυκλώματα προφόρτισης (pre-charge circuits) μέσα στη μνήμη αναλαμβάνουν τη λειτουργία αυτή. Κατά τη διαδικασία της ανάγνωσης από μια μνήμη αναλαμβάνουν τη λειτουργία αυτή. Κατά τη διαδικασία της ανάγνωσης από μια μνήμη ανιχνεύεται το φορτίο των γραμμών ψηφίου και το αποτέλεσμα μετατρέπεται στον αντίστοιχο δυαδικό αριθμό, την ανίχνευση και μετατροπή αναλαμβάνουν ενισχυτές αίσθησης (sense-amplifiers), οι οποίοι βρίσκονται συνδεδεμένοι στις γραμμές ψηφίου.

Στη γενική του μορφή κάθε κύτταρο μνήμης δέχεται ως είσοδο μια διεύθυνση n ψηφίων και, μία λέξη m ψηφίων από ένα σύνολο 2^n λέξεων. Το σύνολο των λέξεων της μνήμης είναι αποθηκευμένο σε $2^n \times m$ 'κύτταρα' μνήμης, με κάθε κύτταρο να αποθηκεύει ένα δυαδικό ψηφίο. Το πλήθος των δεδομένων που μπορούν να αποθηκευτούν ονομάζεται μέγεθος της μνήμης και μετράται σε Kbytes ή Mbytes.

Η διεύθυνση της λέξης που προσπελαύνεται μέσα στη μνήμη οδηγείται σε δύο αποκωδικοποιητές. Ένα μέρος της διεύθυνσης εισάγεται στον αποκωδικοποιητή γραμμής X, ο οποίος οδηγεί τις γραμμές λέξης (WL). Το υπόλοιπο μέρος της διεύθυνσης χρησιμοποιείται στον αποκωδικοποιητή στήλης Y, ο οποίος ελέγχει μέσω ενός επιλογέα Y (Y-gating), ποιες από τις γραμμές ψηφίου (BL) θα περάσουν τελικά στις γραμμές εισόδου/εξόδου της μνήμης. Οι γραμμές δεδομένων της μνήμης είναι διπλής κατεύθυνσης: κατά την εγγραφή εισάγουν τα δεδομένα στη μνήμη, ενώ κατά την ανάγνωση αποτελούν της έξοδο των δεδομένων από τη μνήμη. Τα προηγούμενα κυκλώματα της μνήμης συμπληρώνουν διάφορα βοηθητικά κυκλώματα αποθήκευσης (latches, buffers) καθώς και τα κυκλώματα ελέγχου της λειτουργίας της μνήμης. Τα κυκλώματα αυτά ελέγχουν και συγχρονίζουν όλες τις εσωτερικές διεργασίες που επιτελεί η μνήμη κατά την ανάγνωση ή την εγγραφή.

1.2 Σύντομη ιστορική αναδρομή

Οι μνήμες ημιαγωγών όπως προαναφέρθηκε διακρίνονται σε δύο κύριες κατηγορίες:

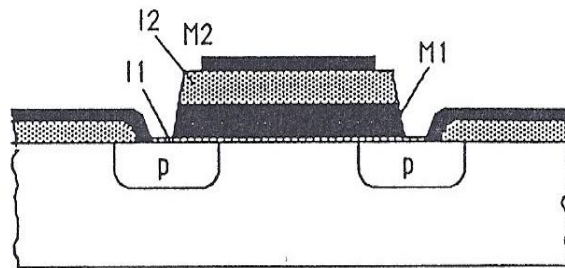
- Τις πτητικές (volatile)
- Τις μη πτητικές (non volatile)

Κάθε μια από τις δυο κατηγορίες παρουσιάζει βασικά πλεονεκτήματα αλλά και μειονεκτήματα. Στην πρώτη κατηγορία βασικό πλεονέκτημα είναι η ταχύτητα εγγραφής και διαγραφής των δεδομένων ενώ το κύριο μειονέκτημα είναι η απώλεια των δεδομένων όταν δεν τους παρέχεται ισχύς. Στη δεύτερη κατηγορία μνημών βασικό μειονέκτημα αποτελεί η

ταχύτητα σε αντιδιαστολή με το βασικό πλεονέκτημα που είναι η κατακράτηση των δεδομένων και μετά το πέρας παροχής της ισχύος.

Οι απαιτήσεις της τεχνολογίας πρόσφατα έχουν καταστήσει τα ολοκληρωμένα κυκλώματα μνήμης με χαμηλή κατανάλωση ενέργειας και χαμηλό κόστος στο επίκεντρο των ερευνητών, γεγονός που έχει επισπευθεί λόγω της ταχείας ανάπτυξης των κινητών τηλεφώνων, των ψηφιακών καμερών και των ψηφιακών μνημών. Αυτές οι διατάξεις της τεχνολογίας απαιτούν μεγάλο χρόνο διατήρησης δεδομένων και πολύ μικρή ταχύτητα εγγραφής, ανάγνωσης και διαγραφής. Τα παραπάνω έχουν ως αποτέλεσμα οι μη πτητικές μνήμες να είναι αναγκαίες.

Η ιδέα της χρήσης μιας διάταξης πύλης έγχυσης σε μία μη πτητική μνήμη προτάθηκε για πρώτη φορά το 1967 από τους Kahng και Sze[10]. Αυτή ήταν η πρώτη φορά επίσης που αναγνωρίστηκε η πιθανότητα διατάξεων μη πτητικών μνημών. Η μνήμη τρανζίστορ αρχικά ξεκίνησε από μία βασική δομή MOS όπου η πύλη αντικαταστάθηκε από ένα στρώμα ενός λεπτού οξειδίου I1, ένα αγώγιμο μεταλλικό στρώμα M1, ένα παχύ οξείδιο I2 και μία εξωτερική μεταλλική πύλη M2, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5.



Σχήμα 1.5 Η μνήμη τρανζίστορ

Αυτή η διάταξη αναφέρεται ως μέταλλο-μονωτής-ημιαγωγός (MIMIS) και λειτουργεί ως εξής:

Το πρώτο διηλεκτρικό I1 πρέπει να είναι πολύ λεπτό προκειμένου να αποκτήσει ένα αποτελεσματικό υψηλό πεδίο που να επιτρέπει το φαινόμενο σήραγγας των ηλεκτρονίων στην πύλη έγχυσης. Αυτά τα ηλεκτρόνια αιχμαλωτίζονται στη ζώνη αγωγιμότητας του M1 αν το διηλεκτρικό I2 είναι αρκετά παχύ για να εμποδίσει την εκφόρτιση. Όταν η τάση της πύλης αλλάξει, το πεδίο στο I1 είναι τόσο μικρό που επιτρέπει το backtunneling. Ο μηχανισμός έγχυσης που φέρνει ηλεκτρόνια στην πύλη έγχυσης είναι κατευθυνόμενο tunneling. Για να εκφορτιστεί η πύλη έγχυσης εφαρμόζεται μία αρνητική τάση στο M2 που μετακινεί τα ηλεκτρόνια από την πύλη έγχυσης με το μηχανισμό tunneling ίδιας κατεύθυνσης.

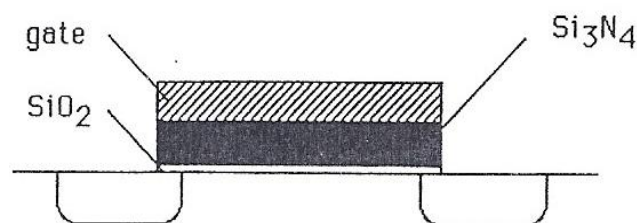
Ο μηχανισμός εγγραφής στο κατευθυνόμενο φαινόμενο σήραγγας απαιτεί τη χρήση πολύ λεπτού στρώματος οξειδίου (μικρότερο από 5 nm) γεγονός που είναι δύσκολο να επιτευχθεί δίχως ατέλειες. Κάθε μικρή τρύπα στο I1 θα προκαλεί τη διαρροή του αποθηκευμένου φορτίου στο M1. Εξαιτίας των τεχνολογικών προβλημάτων η μνήμη MIMIS δεν μπορεί να είναι αξιόπιστη σε αυτή την περίοδο. Επομένως η σημαντικότητα αυτής της διάταξης είναι μόνο θεωρητική όχι μόνο επειδή προτείνει ένα γενικό μηχανισμό μη πτητικών μνημών αλλά γιατί περιέχει πολλές συνηθισμένες μεθόδους οι οποίες έχουν οδηγήσει την

πρόοδο και των δύο κατηγοριών μη πτητικών μνημών: η ιδέα του κατευθυνόμενου φαινομένου σήραγγας έχει χρησιμοποιηθεί στις διατάξεις φορτίου-ατελειών ενώ η ιδέα της πύλης έγχυσης έχει χρησιμοποιηθεί σε μια μεγάλη κλίμακα από μνήμες με πύλες έγχυσης. Προκειμένου να λυθούν οι τεχνικές δυσκολίες των μνημών MIMIS δύο είδη από βελτιώσεις είναι πιθανά:

1. Αντικατάσταση του στρώματος αγωγιμότητας στην κορυφή του I1 από ένα διηλεκτρικό στρώμα χωρίς να χάνονται οι πιθανότητες εγκλωβισμού του φορτίου, οι οποίες είναι ακριβώς η προσέγγιση που αξιοποιήθηκε στις διατάξεις φορτίου-ατελειών.

2. Αύξηση του πάχους του διηλεκτρικού I1 του φαινομένου σήραγγος που συνεπάγεται αλλαγή των μηχανισμών έγχυσης.

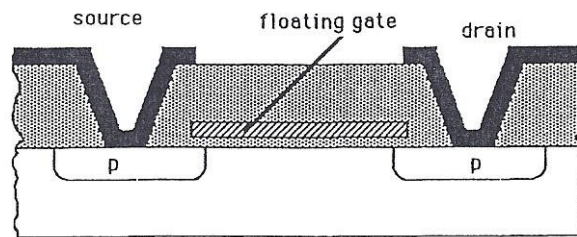
Η πρώτη λύση χρησιμοποιήθηκε στις διατάξεις MNOS και παρουσιάστηκε το 1967 από τον WEGENER ταυτόχρονα με τις διατάξεις MIMIS. Στις διατάξεις MNOS τα στρώματα M1 και I2 αντικαταστάθηκαν από στρώμα νιτριδίου όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6, το οποίο περιέχει πολλές πλεγματικές ατέλειες στις οποίες εγκλωβίζονται οπές και ηλεκτρόνια. Αυτές οι ατέλειες εκτελούν την αποθήκευση του M1 με τη σημαντική διαφορά ότι μία ενδεχόμενη μικρή τρύπα στο λεπτό οξειδίο I1 δε θα οδηγήσει σε μια ολοκληρωτική εκφόρτιση αφού οι ξεχωριστές ανωμαλίες είναι απομονωμένες μεταξύ τους στο νιτρίδιο. Η διάταξη εγγράφει με την εφαρμογή υψηλής τάσης στην πύλη τέτοια ώστε τα ηλεκτρόνια να οδηγούνται μέσω φαινομένου σήραγγος από τη ζώνη αγωγιμότητας του πυριτίου στη ζώνη αγωγιμότητας του νιτριδίου και μετά στις ατέλειες του νιτριδίου. Αυτό προκύπτει σε μια θετική μεταβολή της τάσης κατωφλίου. Η διαγραφή επιτυγχάνεται με την εφαρμογή υψηλής αρνητικής τάσης στην πύλη τέτοια ώστε οι οπές να οδηγούνται μέσω φαινομένου σήραγγος από τη ζώνη σθένους του πυριτίου στις ατέλειες του νιτριδίου προκαλώντας αρνητική μεταβολή της τάσης κατωφλίου. Η διάταξη MNOS έχει το εσωτερικό πλεονέκτημα ότι οι λειτουργίες εγγραφής και διαγραφής μπορούν να εκτελεστούν ηλεκτρικά. Η ιδέα χρησιμοποιήθηκε ευρέως σε αρκετές εφαρμογές ιδιαίτερα στην κατηγορία των μνημών EEPROM. Σήμερα αυτή η κατηγορία των μνημών χρησιμοποιείται μόνο για στρατιωτικές εφαρμογές που πρέπει να αντιστέκονται στην ακτινοβολία και σε κάποιες περιορισμένες εμπορικές εφαρμογές που περιέχουν υψηλής πυκνότητας κυκλώματα μη πτητικών μνημών.



Σχήμα 1.6 Η διάταξη MNOS

Η δεύτερη λύση χρησιμοποιήθηκε σε ένα μεγάλο εύρος διατάξεων μη πτητικών μνημών. Η πρώτη λειτουργική διάταξη με πύλη έγχυσης φαίνεται στο σχήμα 1.7 και

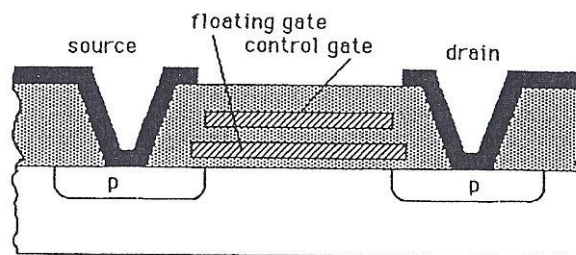
παρουσιάστηκε το 1971 από τους Frogman-Benntchkosky και είναι γνωστή ως χιονοστιβάδα πύλης έγχυσης με έγχυση MOS (FAMOS). Στην αυθεντική διάταξη με κανάλι τύπου p η πύλη έγχυσης περικλείεται από ένα παχύ οξειδίο (100nm). Εδώ το πρόβλημα στις πιθανές διαδρομές αποφεύγεται αλλά ταυτόχρονα το κατευθυνόμενο tunneling αποκλείεται σα μηχανισμός εγγραφής. Στις διατάξεις FAMOS ο μηχανισμός φόρτισης βασίζεται στην έγχυση υψηλής ενέργειας ηλεκτρονίων από πλάσμα στην περιοχή αποχέτευσης κάτω από την πύλη. Το πλάσμα αυτό δημιουργείται με την εφαρμογή υψηλής αρνητικής τάσης (μεγαλύτερης των 30V) στο drain. Τα εγχυόμενα ηλεκτρόνια κατευθύνονται στην πύλη έγχυσης από το θετικό πεδίο του οξειδίου που προκαλείται από τη χωρητικότητα μεταξύ της πύλης έγχυσης και του drain.



Σχήμα 1.7 Η διάταξη FAMOS

Η διάταξη FAMOS βρήκε πολλές εφαρμογές και ήταν η πρώτη που κατάφερε κατασκευές με όγκο συγκρινόμενο με άλλα είδη ημιαγωγικών μνημών. Οι διατάξεις FAMOS αντιπροσωπεύονταν στην κατηγορία των μνημών EEPROM. Οι αυθεντικές διατάξεις FAMOS έχουν πολλά μειονεκτήματα με κυριότερο την αναποτελεσματικότητα στην πρόοδο της διαδικασίας εγγραφής. Επιπροσθέτως κανένας μηχανισμός για ηλεκτρική διαγραφή δεδομένων δεν υπήρχε χωρίς την προσφορά ηλεκτρικού πεδίου από εξωτερική πύλη. Επομένως η διαγραφή ήταν πιθανή μόνο με UV ή ακτινοβολία X.

Τα μειονεκτήματα των διατάξεων FAMOS βελτιώθηκαν σε αρκετές προσαρμοσμένες ιδέες. Στις διατάξεις SAMOS προστέθηκε μια εξωτερική πύλη όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8 η οποία βελτίωσε την ικανότητα εγγραφής, αύξησε την ταχύτητα εγγραφής λόγω της αύξησης της ταχύτητας διολίσθησης των ηλεκτρονίων στο οξειδίο, μείωσε το φράγμα δυναμικού στη διεπιφάνεια Si-SiO₂ και τέλος μείωσε την τάση αποκοπής στον drain [2].



Σχήμα 1.8 Η διάταξη SAMOS

Η ηλεκτρική διαγραφή έγινε δυνατή από εκπομπή πεδίου διαμέσου της κορυφής του διηλεκτρικού εξαιτίας της αγωγιμότητας του οξειδίου. Επομένως τα προϊόντα βασισμένα στις EEPROM έγιναν δυνατά.

Αυτές οι πρώτες διατάξεις μνημών με πύλη έγχυσης ήταν όλες p τύπου. Στις διατάξεις με κανάλι n γινόταν έγχυση οπών η οποία ήταν λιγότερο αποτελεσματική. Διάφοροι εναλλακτικοί μηχανισμοί έγχυσης προτάθηκαν οι περισσότεροι από τους οποίους δεν άλλαξαν ικανοποιητικά τα αποτελέσματα σε μεγάλο πλήθος εφαρμογών. Από αυτούς τους μηχανισμούς λίγοι ήταν δυνατοί σε εφαρμογές προϊόντων.

1.3 ΕΙΔΗ ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΩΝ ΜΝΗΜΩΝ

Η τεχνολογική εξέλιξη των ημιαγωγικών μνημών μέχρι σήμερα τις έχει καταστήσει ως το κύριο μέσο αποθήκευσης δεδομένων στα υπολογιστικά συστήματα αφού παρουσιάζουν αρκετά σημαντικά πλεονεκτήματα όσον αφορά το κόστος και τις επιδόσεις τους συγκρινόμενες με άλλους τρόπους αποθήκευσης.

Οι ημιαγωγικές μνήμες διακρίνονται σε διάφορες κατηγορίες. Με κριτήριο το μηχανισμό αποθήκευσης των δεδομένων και τον τρόπο λειτουργίας τους παρουσιάζονται παρακάτω διάφοροι τύποι ημιαγωγικών μνημών. Μια πρώτη διάκριση γίνεται ανάμεσα στις μνήμες μόνο ανάγνωσης(Read Only Memory-ROM) και στις μνήμες ανάγνωσης-εγγραφής(Read Write Memory-RWM ή Random Access Memory-RAM).Στις μνήμες RAM η αποθήκευση της πληροφορίας γίνεται με ακολουθιακά κυκλώματα flip-flop είτε με τη μορφή φορτίου σε πυκνωτή. Οι μνήμες αυτές χωρίζονται σε:

- **στατικές (Static Random Access Memory-SRAM)**

Η στατιστική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (Static Random Access Memory-SRAM) χρησιμοποιείται ως κρυφή (cache) μνήμη στους προσωπικούς υπολογιστές, αφού προσφέρει τη μεγαλύτερη ταχύτητα εγγραφής/ανάγνωσης (8ns) σε σχέση με όλες τις μνήμες αλλά έχει σχετικά μεγάλο κύτταρο μνήμης. Η SRAM μπορεί να διατηρεί την αποθηκευμένη πληροφορία όσο της παρέχεται ενέργεια, δηλαδή δε χρειάζεται περιοδική επανεγγραφή και καταναλώνει πολύ λίγο ρεύμα. Ωστόσο, η πληροφορία 'χάνεται' από τη στιγμή που δεν της παρέχεται ισχύς, κατά συνέπεια είναι μια πτητική μνήμη.

- **δυναμικές (Dynamic Random Access Memory-DRAM)**

Οι μνήμες αυτές χρειάζονται περιοδικά (συχνότερα από μια φορά το δευτερόλεπτο) ανανέωση της πληροφορίας προκειμένου να αντισταθμιστεί η απώλεια φορτίου που προκαλείται από διαρροή. Έχουν σχετικά μικρό χρόνο πρόσβασης για ανάγνωση της πληροφορίας(<20ns).

Ένα κύτταρο δυναμικής μνήμης τυχαίας προσπέλασης (Dynamic Random Access Memory-DRAM) αποτελείται από ένα τρανζίστορ και ένα πυκνωτή. Είναι ανώτερη από την SRAM σε πολλούς τομείς, πλην όμως η ταχύτητα εγγραφής της DRAM είναι χαμηλότερη από αυτή της SRAM. Επίσης, το μέγεθος του κυττάρου της DRAM είναι αρκετά μικρότερο από της SRAM.

Συγκρινόμενη με τη μνήμη τύπου flash που θα γνωρίσουμε στη συνέχεια, η DRAM έχει πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα ανάγνωσης με πολύ χαμηλή τάση λειτουργίας, ενώ η μνήμη flash χρειάζεται 1μs ως 1ms χρόνο προγραμματισμού και υψηλή τάση λειτουργίας. Δυστυχώς, η DRAM όπως και όλες οι μνήμες RAM είναι μία πτητική μνήμη. Ο χρόνος διατήρησης των δεδομένων είναι περίπου 100ms ενώ φθάνει τα 10 χρόνια στις μνήμες τύπου flash. Επιπρόσθετα, το μέγεθος ενός κυττάρου μνήμης DRAM είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο της μνήμης flash.

Οι μνήμες ROM ανήκουν στην κατηγορία των μη πτητικών μνημών και παρακάτω ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή για τα διάφορα είδη τους. Στις μνήμες αυτές αποσύνδεση της τάσης τροφοδοσίας δεν οδηγεί σε απώλεια της αποθηκευόμενης πληροφορίας, χωρίς τη δυνατότητα τροποποίησης, της αλλά μόνο ανάγνωσή της.

Η απαίτηση να κατασκευαστούν μη πτητικές μνήμες που να έχουν τη δυνατότητα ανάγνωσης και εγγραφής οδήγησε στις εξής μνήμες ROM που με κριτήριο τον τρόπο που διαγράφονται τα δεδομένα τους διακρίνονται σε :

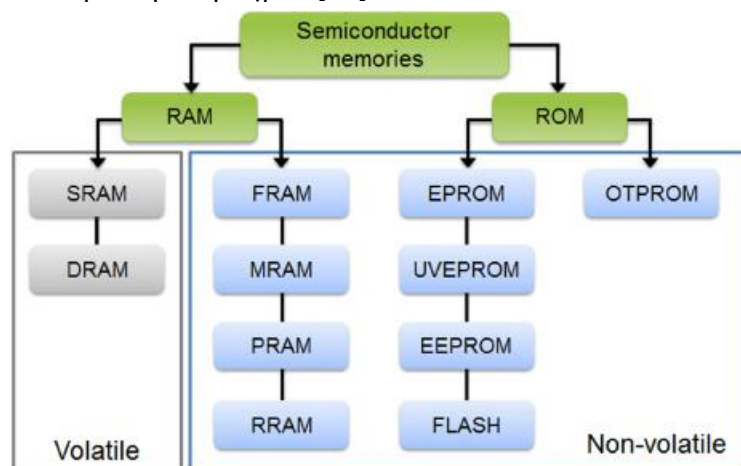
- **διαγραφόμενες προγραμματιζόμενες ROM μνήμες (erasable programmable ROM-EPROM)**

Η πληροφορία διαγράφεται αργά (από δευτερόλεπτα μέχρι μερικά λεπτά) με υπεριώδη ακτινοβολία (ultra violet-UV erasable PROM) με μειονέκτημα ότι πρέπει να αποσυνδεθεί η μνήμη από το κύκλωμα.

- **ηλεκτρικά διαγραφόμενες προγραμματιζόμενες ROM μνήμες (electrically erasable programmable ROM-EEPROM)**

Η πληροφορία διαγράφεται με ηλεκτρικό τρόπο (EEPROM).Επίσης επειδή σε αυτές τις μνήμες περιέχεται και δεύτερο τρανζίστορ το μέγεθός τους είναι μεγαλύτερο από τις προηγούμενες.

Οι πιο σημαντικές μνήμες της κατηγορίας των EEPROM είναι οι μνήμες FLASH στις οποίες η διαγραφή των δεδομένων γίνεται με πιο μεγάλη ταχύτητα γιατί μπορούν να διαγραφούν δεδομένα όχι μόνο ενός κελιού μνήμης αλλά ταυτόχρονα ενός ολόκληρου τομέα (sector) θέσεων μνήμης. Στις μνήμες αυτές έχουμε μικρό μέγεθος του κυττάρου μνήμης ενώ δεν απαιτείται ανανέωση της πληροφορίας. Στο σχήμα που ακολουθεί δίνεται η κατηγοριοποίηση των κυριότερων μνημών[40].



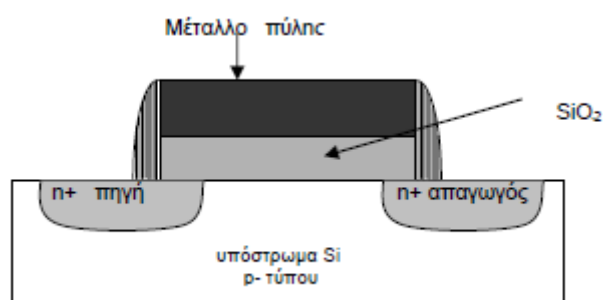
Σχήμα 1.9

Τα τελευταία χρόνια, τα ολοκληρωμένα κυκλώματα μνήμης με χαμηλή κατανάλωση ενέργειας και χαμηλού κόστους προσελκύουν όλο και περισσότερο την προσοχή των ερευνητών εξαιτίας της ταχείας ανάπτυξης της αγοράς των κινητών τηλεφώνων και των ψηφιακών καμερών. Οι εφαρμογές αυτές απαιτούν οι συσκευές μνήμης να έχουν χρόνο διατήρησης δεδομένων που να ανέρχεται σε μία δεκαετία, με αποτέλεσμα οι μη-πτητικές συσκευές μνήμης να έχουν καταστεί αναγκαίες.

1.4 ΟΙ ΜΗ ΠΤΗΤΙΚΕΣ ΜΝΗΜΕΣ

1.4.1 ΒΑΣΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΜΗ ΠΤΗΤΙΚΗΣ ΜΝΗΜΗΣ

Η κύρια διάταξη μιας μνήμης αυτής της κατηγορίας με βάση την τεχνολογία ημιαγωγών αποτελείται από ένα MOSFET transistor που ως γνωστό διαθέτει μια πηγή (source), έναν απαγωγό (drain) και μία πύλη (gate).



Σχήμα 1.10

Το MOSFET τρανζίστορ n-καναλιού κατασκευάζεται σε υπόστρωμα πυριτίου p-τύπου. Η βασική δομή είναι μια χωρητικότητα MOS ενώ η πηγή και ο απαγωγός είναι n^+ τύπου. Με την εφαρμογή θετικής τάσης στην πύλη, δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο διαμέσου του διηλεκτρικού και το οποίο έλκει τα ηλεκτρόνια του υποστρώματος προς τη διεπιφάνεια μεταξύ οξειδίου και υποστρώματος. Για τάσεις στην πύλη μεγαλύτερες της τάσης κατωφλίου έχουμε τη δημιουργία ενός πολύ λεπτού στρώματος από φορείς μειονότητας του στρώματος αντιστροφής δια μέσω του οποίου γίνεται η αγωγιμότητα της διάταξης (κανάλι) υπό την επίδραση οριζοντίου πεδίου μεταξύ πηγής και απαγωγού.

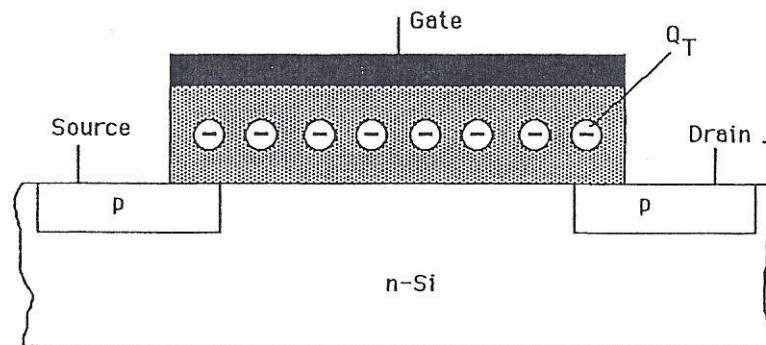
Στις πτητικές μνήμες χρησιμοποιείται τρανζίστορ MOSFET του οποίου η τάση κατωφλίου δεν έχει σταθερή τιμή αλλά μετατοπίζεται όταν αποθηκευτεί φορτίο στην πύλη. Αυτή η τιμή της τάσης κατωφλίου διατηρείται και όταν αφαιρεθεί το πεδίο.

Η βάση κάθε σύγχρονης μη πτητικής μνήμης είναι η μνήμη MOSFET αιωρούμενης πύλης η οποία παρουσιάζει καλή αξιοπιστία για πολλαπλούς κύκλους εγγραφών. Η δομή της είναι ίδια με το MOSFET με τη διαφορά ότι διαθέτει ένα επιπλέον αγωγίμο στρώμα

πολυκρυσταλλικού πυριτίου ανάμεσα στο οξείδιο πύλης. Το στρώμα αυτό που δε συνδέεται ηλεκτρικά με οτιδήποτε άλλο καλείται απομονωμένη πύλη. Τα διηλεκτρικά πάνω και κάτω από αυτό είναι συνήθως οξείδια Si και ονομάζονται οξείδιο ελέγχου και οξείδιο σήραγγας αντίστοιχα.

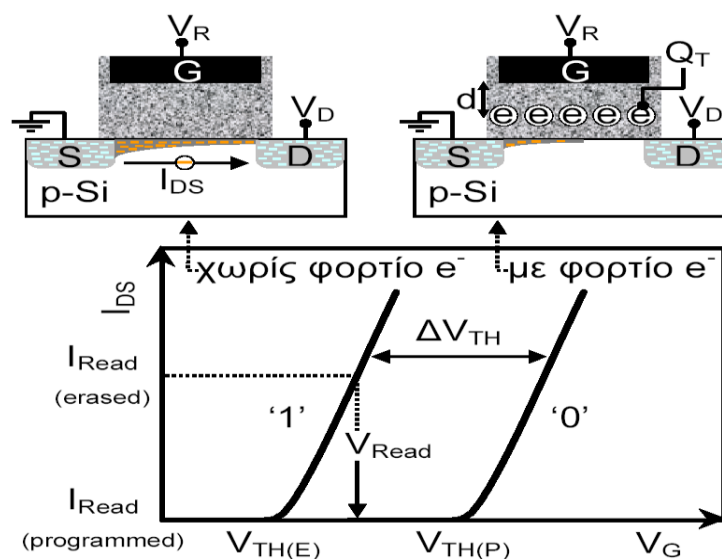
1.4.2 ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΜΗ ΠΤΗΤΙΚΗΣ ΜΝΗΜΗΣ

Η βασική αρχή λειτουργίας των μη πτητικών ημιαγωγικών μνημών είναι η αποθήκευση φορτίων στην πύλη του μονωτή ενός MOSFET όπως φαίνεται στο σχήμα 1.11.



Σχήμα 1.11

Εάν κάποιος μπορεί να αποθηκεύσει στοιχεία στο μονωτή ενός MOSFET η τάση κατωφλιού ενός τρανζίστορ μπορεί να διαμορφωθεί προκειμένου να εναλλάσσεται μεταξύ δύο ευδιάκριτων σταθερών που ορίζονται ως το 0 ή διαγραφή και το 1 ή εγγραφή, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.12.



Σχήμα 1.12

Από τη βασική θεωρία του τρανζίστορ MOS η τάση κατωφλιού δίνεται από τη σχέση:

$$V_{th} = \Psi_s + \phi_{ms} - \frac{Q_I}{C_{ox}} - \frac{Q_D}{C_{ox}} - \frac{Q_T}{\epsilon_{ox}} d_{ox}$$

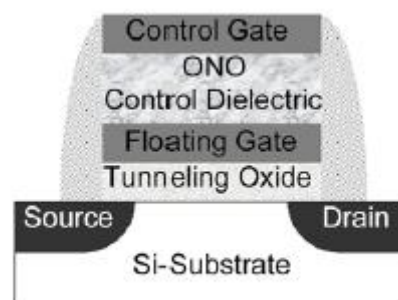
Για το λόγο αυτό η μεταβολή της τάσης κατωφλιού που δημιουργείται από την αποθήκευση του φορτίου δίνεται από τη σχέση

$$\Delta V_{th} = - \frac{Q_T}{\epsilon_{ox}} d_{ox}$$

Το περιεχόμενο της πληροφορίας της συσκευής ανιχνεύεται με την εφαρμογή τάσης στην πύλη με τιμή ανάμεσα στις δύο πιθανές τάσεις κατωφλιού. Στην πρώτη περίπτωση στο τρανζίστορ δημιουργείται ρεύμα ενώ στην άλλη το τρανζίστορ είναι αποκομμένο. Όταν η εφαρμοζόμενη ισχύς διακόπτεται το φορτίο παραμένει αποθηκευμένο στην πύλη του μονωτή, κάτι που είναι επιθυμητό σε μία μη πτητική μνήμη.

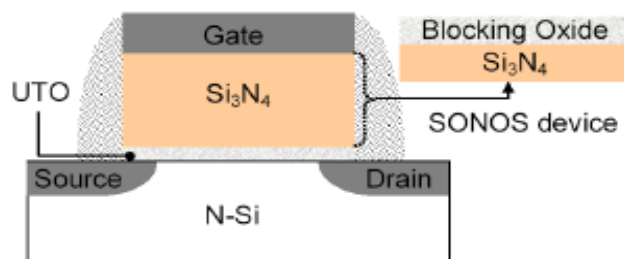
Η αποθήκευση των φορτίων στην πύλη του μονωτή ενός MOSFET μπορεί να διαπιστωθεί με δύο τρόπους με τους οποίους διαχωρίζονται οι μη πτητικές μνήμες σε τρεις κατηγορίες:

Η πρώτη κατηγορία των συσκευών βασίζεται στην αποθήκευση φορτίου σε ένα αγώγιμο ή ημιαγωγό στρώμα που περιβάλλεται πλήρως από ένα διηλεκτρικό (συνήθως θερμικό οξείδιο), όπως φαίνεται στο σχήμα 1.13α. Από τότε που αυτό το στρώμα λειτουργεί σαν μία πλήρως ηλεκτρικά απομονωμένη πύλη αυτό το είδος των διατάξεων συνήθως αναφέρεται ως διάταξη πύλης έγχυσης.



Σχήμα 1.13α

Στη δεύτερη κατηγορία των διατάξεων το φορτίο αποθηκεύεται σε ξεχωριστά σημεία ατελειών ενός κατάλληλου διηλεκτρικού στρώματος. Αυτές οι διατάξεις συνήθως αναφέρονται σαν διατάξεις φορτίου-ατελειών. Η πιο επιτυχημένη διάταξη αυτής της κατηγορίας είναι οι διατάξεις μετάλλου-νιτριδίου, οξειδίου-ημιαγωγού (MNOS). Σε αυτές ο μονωτής αποτελείται από στρώμα πυριτίου-νιτριδίου στην κορυφή ενός πολύ λεπτού στρώματος οξειδίου-πυριτίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.13β. Άλλες περιπτώσεις είναι το τριοξείδιο του αργιλίου (MAOS) και το πεντοξείδιο του ταντάλου (MTOS), οι οποίες όμως δεν είναι πολύ διαδεδομένες.



Σχήμα 1.13β

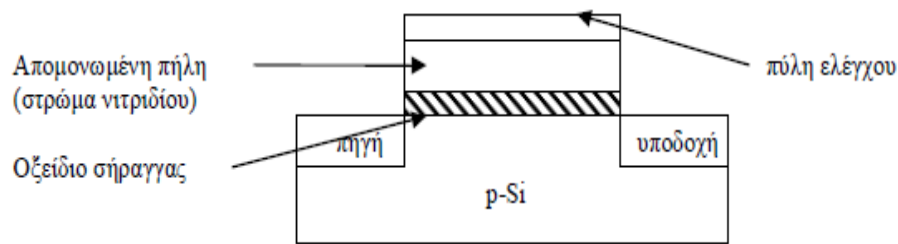
Τέλος υπάρχει και μια τρίτη κατηγορία μη πτητικών μνημών που βασίζονται στο σιδηροηλεκτρικό φαινόμενο. Υπό την επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου κάποια κρυσταλλικά υλικά έχουν την τάση να πολώνονται αμέσως και μάλιστα η πόλωση αυτή διατηρείται και μετά το πέρας της εφαρμογής του πεδίου. Αυτή η πόλωση μπορεί να αλλάξει αν εφαρμοστεί πεδίο αντίθετης πολικότητας. Έχουν κατασκευαστεί μνήμες τύπου DRAM με συνδυασμό τρανζίστορ, πυκνωτή και σιδηρομαγνητικού υλικού. Οι διατάξεις που προκύπτουν ονομάζονται σιδηροηλεκτρικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης γνωστές και ως FRAM (Ferroelectric RAM). Οι μνήμες αυτές έχουν μεγάλη ταχύτητα εγγραφής και διαγραφής της πληροφορίας, είναι μόνιμες μνήμες με υψηλή πυκνότητα κυττάρων ανά μονάδα επιφάνειας, έχουν μεγάλη αντοχή σε πολλούς κύκλους εγγραφής-διαγραφής και δεν επηρεάζονται από τις ακτινοβολίες[11].

1.4.3 Κατηγορίες των μνημών τύπου FLASH

Στη σύγχρονη τεχνολογία οι flash memories έχουν χρόνο κατακράτησης δεδομένων περίπου δέκα χρόνια και είναι οι κύριοι εκπρόσωποι των μνημών αποθήκευσης. Οι παραπάνω μνήμες μπορούν να χαρακτηριστούν και ως διατάξεις μόνιμης μνήμης. Αποτελούν εξέλιξη των EEPROM (electrically erasable programmable read-only memory) και ανακαλύφθηκαν περίπου το 1980 στα εργαστήρια της Toshiba. Βασική διαφορά τους με τις μνήμες EEPROM είναι η ιδιότητά τους να διαγράφονται κατά blocs ενώ στις πρώτες ο προγραμματισμός και η διαγραφή πραγματοποιούνται σε επίπεδο 1byte. Εντούτοις οι μνήμες flash παρουσιάζουν μειονεκτήματα με το βασικό να είναι η ταχύτητα λειτουργίας τους σε σχέση με τις μη πτητικές μνήμες.

Η βασική διάταξη της μνήμης flash αποτελείται από ένα transistor με απομονωμένη πύλη (floating gate) το οποίο διαθέτει δύο πύλες εκ των οποίων η μία είναι η πύλη ελέγχου και η δεύτερη είναι η απομονωμένη πύλη που περικλείεται από οξειδίο. Η πληροφορία αποθηκεύεται μέσω του φορτίου που παγιδεύεται στο πολυκρυσταλλικό στρώμα ενώ η φόρτιση γίνεται με μετακίνηση φορτίων από το πυρίτιο υπό την εφαρμογή εξωτερικής τάσης

μέσω του οξειδίου στο πολυκρυσταλλικό στρώμα. Η διαγραφή των δεδομένων γίνεται επίσης ηλεκτρικά. Στο σχήμα 1.14 απεικονίζεται μία διάταξη πύλης με απομονωμένη πύλη.



Σχήμα 1.14 Η διάταξη πύλης με απομονωμένη πύλη

Ο όρος flash για αυτή την κατηγορία των μνημών προέρχεται από το γεγονός ότι η πληροφορία μπορεί να σβηστεί χρησιμοποιώντας ηλεκτρική τάση σε ένα μόνο βήμα. Η εταιρεία Intel ήταν η πρώτη που χρησιμοποίησε μαζικά στην αγορά τις μνήμες FLASH το 1988. Οι δύο βασικές κατηγορίες των μνημών FLASH είναι οι:

- Μνήμες NAND (OXI-KAI)
- Μνήμες NOR (OXI-H)

Από αυτές τις κατηγορίες η μνήμη με σχεδίαση NOR είναι η πιο διαδεδομένη γιατί με τη χρήση της επιτρέπει την εκτέλεση 10.000 έως 100.000 διαδικασιών εγγραφής-διαγραφής, ενώ η αντίστοιχη μνήμη NAND επιτρέπει να κάνουμε 1.000.000 τέτοιες διαδικασίες.

Διάταξη μνήμης με πύλη NOR:

Αποτελείται από δύο πύλες εκ των οποίων η μία είναι η πύλη ελέγχου και η δεύτερη είναι η απομονωμένη πύλη που βρίσκεται ανάμεσα στην πρώτη και το υπόστρωμα. Η απομονωμένη πύλη αποτελείται από ένα στρώμα παγίδευσης φορέων γύρω από το οποίο υπάρχει στρώμα οξειδίου. Ο προγραμματισμός της μνήμης πραγματοποιείται κατά την εφαρμογή θετικής τάσης στην πύλη ελέγχου στη διάρκεια της οποίας τα ηλεκτρόνια από το υπόστρωμα αποθηκεύονται στην απομονωμένη πύλη. Το φαινόμενο αυτό της παρουσίας ηλεκτρονίων έχει ως συνέπεια τη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί η πύλη ελέγχου στο κανάλι του transistor με άμεση συνέπεια τη μεταβολή της τάσης κατωφλίου (V_t). Με τον τρόπο αυτό η τάση κατωφλίου καθορίζεται από τον αριθμό των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στην απομονωμένη πύλη. Για τη διαδικασία διαγραφής της πύλης εφαρμόζεται αντίθετη τάση.

Σύγκριση των μνημών NAND και NOR:

- Οι μνήμες NOR παρουσιάζουν υψηλούς χρόνους εγγραφής-διαγραφής ενώ επιτρέπουν την τυχαία προσπέλαση σε οποιαδήποτε θέση της μνήμης με αποτέλεσμα τη χρήση τους σε εφαρμογές που η μνήμη σπάνια χρειάζεται ανανέωση (π.χ. το σύστημα BIOS του ηλεκτρονικού υπολογιστή). Η παραπάνω διαδικασία δεν ισχύει κατά τη διαγραφή η οποία πραγματοποιείται σε επίπεδο block δεδομένων.

- Οι μνήμες NAND παρουσιάζουν μικρότερους χρόνους εγγραφής-διαγραφής, μεγαλύτερη πυκνότητα εγγραφής, είναι οικονομικότερες ανά μονάδα πληροφορίας (bit) ενώ έχουν και δεκαπλάσια διάρκεια. Βασικό τους μειονέκτημα είναι ότι μπορούν να διαβάζουν μόνο ολόκληρα block δεδομένων, γεγονός που καθιστά τις συγκεκριμένες μνήμες κατάλληλες για χρήση σε κάρτες ηλεκτρονικών υπολογιστών και ως κάρτες μνήμης, ενώ είναι λιγότερη χρήσιμη η λειτουργία τους ως κύρια μνήμη ηλεκτρονικού υπολογιστή. Βασική διαφορά των μνημών flash NOR και NAND είναι ότι στην πρώτη τα κελιά μνήμης συνδέονται παράλληλα οπότε κάθε κελί διαβάζει και προγραμματίζει ανεξάρτητα από το άλλο. Αντίθετα στις μνήμες NAND οι αντίστοιχες διαδικασίες συμβαίνουν σειριακά.

Πρόσφατα η Matrix Semiconductor Inc. παρουσίασε ένα νέο τύπο μνήμης flash τη μνήμη SONOS (Silicon-Oxide-Nitride-Oxide-Semiconductor). Η βάση δημιουργίας των μνημών αυτών ήταν οι διατάξεις τύπου πυριτίου-νιτρίδιου-οξειδίου-ημιαγωγού SNOS (Silicon-Nitride-Oxide-Semiconductor). Οι διατάξεις αυτές είχαν το πλεονέκτημα ότι λόγω κατασκευής τους τα χαρακτηριστικά λειτουργίας τους δεν επηρεάζονται από τις ακτινοβολίες και επιπλέον λόγω της δυνατότητας κατασκευής τους είχαν πολύ μικρή ταχύτητα εγγραφής και μεγάλο χρόνο διατήρησης πληροφορίας. Η βελτίωση των μνημών SNOS πετυχαίνεται αν πάνω από το στρώμα Si_3N_4 κατασκευαστεί ένα στρώμα SiO_2 πάχους 2-3nm. Με αυτόν τον τρόπο προκύπτει η μνήμη τύπου πυρίτιο-οξείδιο-νιτρίδιο-οξείδιο-ημιαγωγός γνωστή ως μνήμη SONOS. Η εγγραφή και η διαγραφή των πληροφοριών πραγματοποιείται κυρίως μέσω του μηχανισμού άμεσης σήραγγος (direct tunneling). Οι μνήμες SONOS εμφανίζουν μικρότερες τάσεις σε σχέση με τις μνήμες τύπου flash λόγω του λεπτού οξειδίου σήραγγος (πάχους 2-3nm). Το αποτέλεσμα του παραπάνω γεγονότος είναι η κατανάλωση λιγότερης ενέργειας.

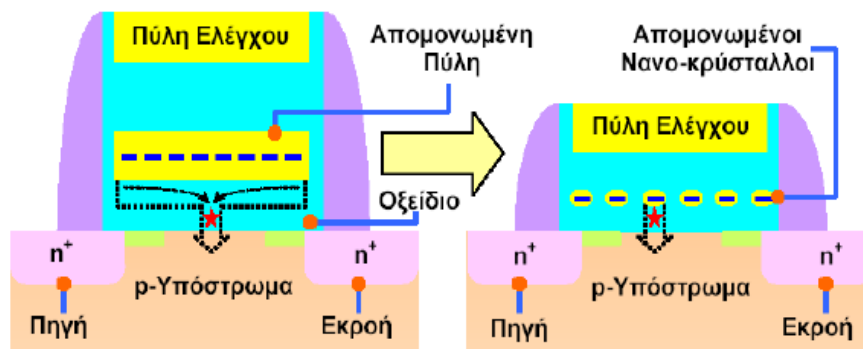
1.4.4. Η ιδέα των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους

Οι μνήμες FLASH με τη συνεχώς εξελισσόμενη βιομηχανία των φορητών υπολογιστών, των μεταφερόμενων μνημών και των υπολοίπων προϊόντων του ίδιου τομέα ήταν αναγκαίο να εξελιχθούν προκειμένου να επιβιώσουν εμπορικά. Η ανάγκη αυτή οδήγησε στη δημιουργία των μνημών με νανοκρυστάλλους.

Η βασική ιδέα μιας τέτοιας διάταξης είναι η αποθήκευση ηλεκτρονίων σε συστοιχία ηλεκτρικά απομονωμένων νανοκρυστάλλων στη θέση της συμβατής απομονωμένης πύλης του κυττάρου της μνήμης FLASH. Η αφορμή από την οποία προέκυψε η παραπάνω ιδέα ήταν ότι η αποθήκευση φορτίου σε απομονωμένες μεταξύ τους θέσεις καθιστά τη διάταξη πιο αξιόπιστη έναντι των διάφορων ατελειών των οξειδίων οι οποίες μπορεί να οφείλονται στην κατασκευή ή στην φθορά του.

Η δημιουργία μέσω ατελειών ενός αγώγιμου δρόμου στο οξείδιο σήραγγας προκαλεί περιορισμένη απώλεια του φορτίου που έχει αποθηκευθεί αφού μπορεί να εκφορτισθεί ένας μόνο νανοκρυστάλλος χωρίς να επηρεάζονται οι άλλοι. Η κβαντική συμπεριφορά των

ηλεκτρονίων και η άπωση μεταξύ τους λόγω ηλεκτροστατικής αλληλεπίδρασης Coulomb εμποδίζουν την κίνηση των φορτίων διαμέσου των ηλεκτρικά απομονωμένων νανοκρυστάλλων. Με βάση το παραπάνω γεγονός καθίσταται πλέον δυνατή η αλλαγή των γεωμετρικών στοιχείων μιας τέτοιας διάταξης μνήμης αφού πλέον είναι δυνατή η ελάττωση του πάχους οξειδίου που μέχρι τώρα στις μνήμες FLASH τώρα ήταν από 7-10 nm για λόγους ασφαλείας. Στις μνήμες FLASH μείωση του πάχους του οξειδίου θα μπορούσε να επιφέρει την πλήρη απώλεια του φορτίου της απομονωμένης πύλης διαμέσου μιας μόνο ατέλειας αφού η κυματοσυνάρτηση των ηλεκτρονίων απλώνεται σε όλη την έκταση της συνεχούς πύλης όπως φαίνεται και στο σχήμα που ακολουθεί.

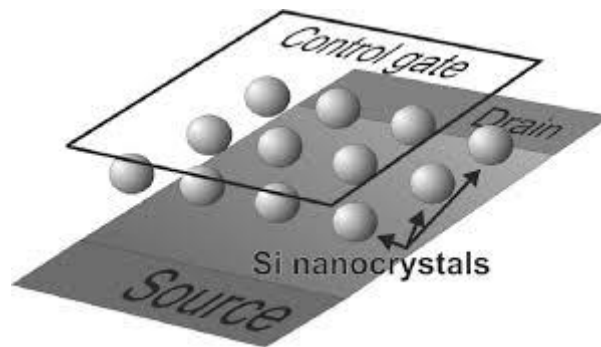


Σχήμα 1.15

Το σημαντικό πλεονέκτημα που απορρέει από την ελάττωση του οξειδίου σήραγγας και συνεπώς και του οξειδίου ελέγχου είναι ότι πλέον είναι δυνατός ο προγραμματισμός της διάταξης νανοκρυστάλλων σε χαμηλότερη τάση σε σύγκριση με τη συμβατική μνήμη FLASH. Επομένως, τα κυκλώματα που περιέχονται μέσα στη μνήμη και παρέχουν την τάση προγραμματισμού, αλλά και το ίδιο το κύτταρο μνήμης μπορούν να υλοποιηθούν με μικρότερα τρανζίστορες γεγονός που οδηγεί τόσο στη μείωση του μεγέθους του τσίπ και αύξησης της πυκνότητάς του, όσο και στην οικονομικότερη από πλευράς κατανάλωσης ενέργειας λειτουργία του [41].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο

Διατάξεις μνήμης με χρήση νανοκρυστάλλων



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

2.1 Μελέτη των δομών MOS

2.1.1 Κατάσταση μηδενικής πόλωσης

2.1.2 Κατάσταση μη μηδενικής πόλωσης

2.2 Πραγματικός πυκνωτής MOS

2.3 Περιγραφή διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους

2.4 Βασική αρχή λειτουργίας νανοκρυσταλλικής μνήμης

2.5 Βασικοί μηχανισμοί έγχυσης ηλεκτρικού φορτίου

2.6 Μηχανισμοί φόρτισης νανοσωματιδίων

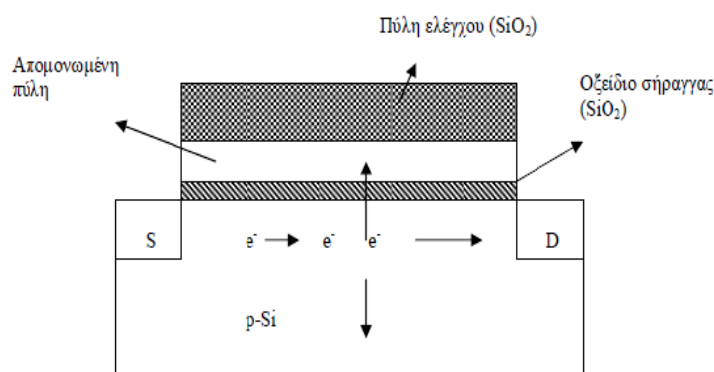
2.7 Μνήμες νανοκρυσταλλικών πυριτίου

2.8 Πλεονεκτήματα μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους έναντι μνημών με νανοκρυστάλλους ημιαγωγών.

2.9 Μειονεκτήματα μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους

2.1 Μελέτη δομών MOS χωρίς νανοκρυστάλλους

Η δομή MOS είναι μια διάταξη μετάλλου-οξειδίου-ημιαγωγού που αποτελεί ένα βασικό στοιχείο της τεχνολογίας των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Οι ιδιότητες του οξειδίου καθώς και αυτές της διεπιφάνειας Si/SiO₂ επηρεάζουν καθοριστικά τις ηλεκτρικές χαρακτηριστικές και τη λειτουργία των κυκλωμάτων που κατασκευάζονται με βάση τη δομή MOS. Για το σκοπό αυτό είναι απαραίτητος ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός της διεπιφάνειας Si/SiO₂ της διόδου MOS. Ο ηλεκτρικός χαρακτηρισμός μπορεί να γίνει με τη βοήθεια μετρήσεων των χαρακτηριστικών χωρητικότητας –τάσης C-V . Από τις μετρήσεις C-V και με τη βοήθεια θεωρητικών σχέσεων είναι δυνατός ο προσδιορισμός ηλεκτρικών χαρακτηριστικών του οξειδίου και του ημιαγωγού όπως η χωρητικότητα, η πυκνότητα των παγιδευμένων φορτίων στο οξείδιο ή στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ , η συγκέντρωση των προσμίξεων κοντά στην επιφάνεια του ημιαγωγού κ.α.



Σχήμα 2.1

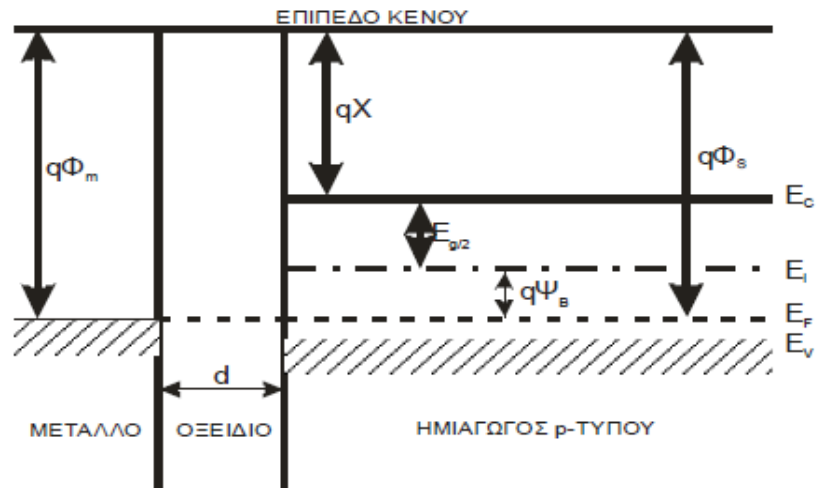
ΙΔΑΝΙΚΗ ΔΙΟΔΟΣ MOS

Μία διόδος MOS θεωρείται ιδανική όταν πληροί τις εξής προϋποθέσεις:

- 1) Στο διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών της διάταξης οι ζώνες του ημιαγωγού είναι επίπεδες για μηδενική εξωτερική πόλωση (συνθήκη επίπεδης ζώνης).
- 2) Δεν υπάρχουν παγιδευμένα φορτία στο εσωτερικό του οξειδίου.
- 3) Δεν υπάρχουν ηλεκτρονικές καταστάσεις στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ .

2.1.1. Κατάσταση μηδενικής πόλωσης ($V=0$).

Το ενεργειακό διάγραμμα μιας ιδανικής διόδου MOS με μηδενική πόλωση και ημιαγωγό p-τύπου, φαίνεται στο σχήμα 2.2 .



Σχήμα 2.2

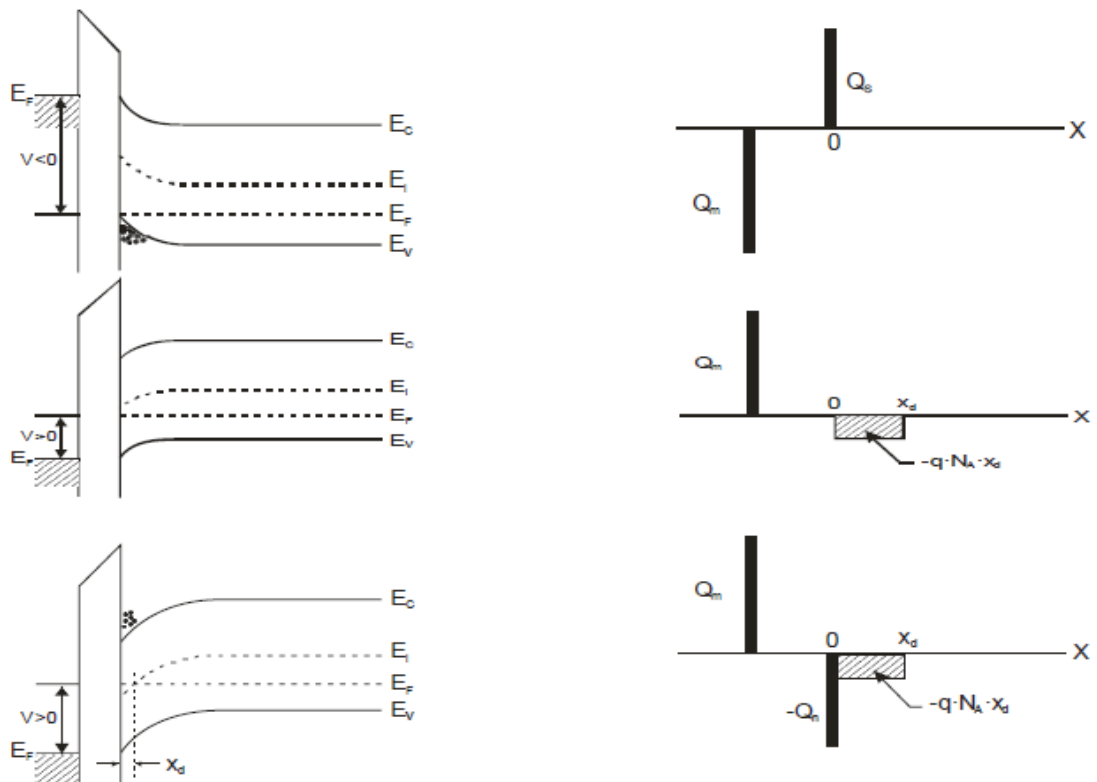
Η διαφορά $q\Phi_s$, στην περίπτωση αυτή θα είναι μηδενική:

$$q\Phi_{ms} \equiv q(\Phi_m - \Phi_s) = q\Phi_m - \left[qX + \frac{Eg}{2} + q\Psi_B \right] = 0$$

όπου qX είναι η ηλεκτρονική συγγένεια του ημιαγωγού και $q\Psi_B$ η ενεργειακή απόσταση μεταξύ της στάθμης Fermi E_F και του μέσου του ενεργειακού διακένου (E_i). Μπορούμε να πούμε ότι στην κατάσταση μηδενικής πόλωσης μιας ιδανικής διόδου οι ενεργειακές ζώνες είναι επίπεδες και τότε έχουμε συνθήκη επίπεδης ζώνης.

Τα φορτία αυτά έλκουν ή απωθούν τους ελεύθερους φορείς του ημιαγωγού στην περιοχή της διεπιφάνειας με αποτέλεσμα την τροποποίηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των φορέων. Αναλυτικά διακρίνουμε τις περιπτώσεις που ακολουθούν.

2.1.2. Κατάσταση μη μηδενικής πόλωσης



Σχήμα 2.3 (α, β, γ)

A) $V < 0$: Κατάσταση συσσώρευσης.

Στην περίπτωση αυτή η εικόνα των επίπεδων ζωνών του ημιαγωγού τροποποιείται σημαντικά καθώς αυτές κάμπτονται στην περιοχή της διεπιφάνειας Si/SiO₂. Η μορφή των ενεργειακών ζωνών στην περιοχή αυτή εξαρτάται από το πρόσημο και το μέγεθος της εφαρμοζόμενης πόλωσης καθώς και από τον τύπο του ημιαγωγού (σχήμα 2.3).

Οι ενεργειακές ζώνες στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ κάμπτονται προς τα κάτω και η στάθμη Fermi E_F του ημιαγωγού πλησιάζει το άκρο της ζώνης αγωγιμότητας E_C . Ως αποτέλεσμα έχουμε τη συσσώρευση φορέων πλειονότητας (οπές) στην επιφάνεια του ημιαγωγού (σχήμα 2.3(α)).

B) $V > 0$ (μικρές τιμές): Κατάσταση απογύμνωσης.

Στην περίπτωση αυτή οι ενεργειακές ζώνες στην περιοχή της διεπιφάνειας Si/SiO₂ κάμπτονται προς τα κάτω και η στάθμη Fermi E_F πλησιάζει το μέσο E_i του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού. Στην περιοχή της επιφάνειας του Si και σε βάθος x_d το οποίο εξαρτάται από την τιμή ανάστροφης πόλωσης, οι προσμίξεις αποδεκτών ιονίζονται και οι φορείς πλειονότητας (οπές) απωθούνται προς το εσωτερικό του ημιαγωγού. Προκύπτει λοιπόν μία περιοχή εύρους x_d κοντά στη διεπιφάνεια Si/SiO₂ η οποία είναι φορτισμένη αρνητικά, λόγω

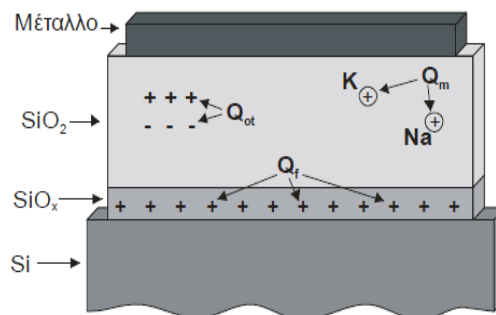
των ιονισμένων προσμίξεων, και καλείται περιοχή απογύμνωσης (σχήμα 2.3(β)). Η χωρητικότητα της περιοχής αυτής συνεισφέρει στη συνολική χωρητικότητα της διάταξης MOS.

Γ) $V \gg 0$: Κατάσταση αναστροφής.

Η κάμψη των ζωνών προς τα κάτω είναι αρκετά μεγάλη ώστε η E_F τέμνει την E_i κοντά στην περιοχή της διεπιφάνειας (σχήμα 2.3(γ)). Αυτό σημαίνει ότι η θετική τάση V είναι ικανή, εκτός από τη δημιουργία απογύμνωσης, να προκαλέσει επιπλέον και συσσώρευση φορέων μειονότητας (ηλεκτρονίων) στην επιφάνεια Si έτσι ώστε τοπικά (σε βάθος μερικών Å) ο ημιαγωγός να έχει συμπεριφορά τύπου n. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται αντιστροφή. Χαρακτηριστικό μέγεθος για κάθε περίπτωση είναι η τιμή του επιφανειακού δυναμικού Ψ_s που εκφράζει την απόσταση της ενδογενούς στάθμης Fermi (E_{Fi}) όταν ο ημιαγωγός είναι σε κατάσταση επίπεδης ζώνης και της ίδιας στάθμης E_F όταν αυτή κάμπτεται πάνω στη διεπιφάνεια Si/SiO₂.

2.2. Πραγματικός πυκνωτής MOS

Μια πραγματική δίοδος MOS περιέχει φορτία ή προσμίξεις τόσο στο εσωτερικό του οξειδίου της όσο και στην περιοχή της διεπιφάνειας Si-SiO₂. Η είσοδος των προσμίξεων αυτών πραγματοποιείται κυρίως κατά τη διάρκεια των διαδικασιών 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 εν συνεχεία στοιχειομετρικό άμορφο SiO₂ (η ένωση SiO_x είναι στοιχειομετρική όταν $x=2$ και μη στοιχειομετρική όταν $2 > x > 1$). Επομένως, τα φορτία ανάλογα με την περιοχή που εμφανίζονται διακρίνονται σε: διεπιφανειακά παγιδευμένα φορτία (Q_{it}), ακίνητα φορτία οξειδίου (Q_f), παγιδευμένα φορτία οξειδίου (Q_{ot}) και ευκίνητα φορτία (Q_m).



Σχήμα 2.4 Τομή πραγματικής δίοδου MOS

ΕΙΔΗ ΦΟΡΤΙΩΝ

α) Διεπιφανειακά παγιδευμένα φορτία (Q_{it} , interface trapped charge) που βρίσκονται στη διεπιφάνεια Si-SiO₂ με ενεργειακές καταστάσεις εντός του ενεργειακού διακένου του Si.

Προκαλούνται πιθανώς από περίσσεια οξυγόνου, τρισθενές Si και προσμίξεις. Στους σημερινούς πυκνωτές MOS, στους οποίους το SiO₂ έχει αναπτυχθεί πάνω στο Si με θερμική οξείδωση, τα περισσότερα διεπιφανειακά φορτία μπορούν να γίνουν ουδέτερα με θέρμανση (450°C) παρουσία υδρογόνου.

β) φορτία στο οξείδιο που περιλαμβάνουν τα ακίνητα φορτία στο οξείδιο (Q_f), τα παγιδευμένα φορτία στο οξείδιο (Q_{ot}) και τα ευκίνητα φορτία (Q_m).

Τα ακίνητα φορτία στο οξείδιο (Q_f) βρίσκονται πάνω ή κοντά στη διεπιφάνεια οξειδίου/ημιαγωγού και παραμένουν ακίνητα κατά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. Γενικά, πρόκειται για θετικά φορτία των οποίων η ύπαρξη έχει να κάνει με το τρισθενές Si ή την απώλεια ηλεκτρονίων από κέντρα οξυγόνου.

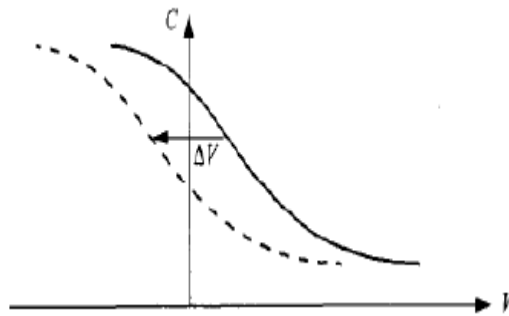
Τα παγιδευμένα φορτία στο οξείδιο (Q_{ot}) μπορούν να δημιουργηθούν από ακτινοβολήση με ακτίνες-Χ ή με έγχυση θερμών ηλεκτρονίων και είναι κατανεμημένα εντός του στρώματος του οξειδίου. Η ύπαρξή τους συνδέεται με ατέλειες στο SiO₂. Οι παγίδες εντός του οξειδίου είναι συνήθως αρχικά ουδέτερες και μπορούν να φορτιστούν με την εισαγωγή ηλεκτρονίων και οπών εντός του στρώματος οξειδίου.

Τα ευκίνητα φορτία (Q_m), όπως ιόντα Νατρίου, που κινούνται μέσα στο οξείδιο επηρεάζονται από την εξωτερική πόλωση και τη θερμοκρασία. Για να αποτραπεί η μόλυνση του οξειδίου από τα ευκίνητα φορτία μπορεί να κατασκευαστεί ένα στρώμα αδιαπέραστο σε αυτά τα φορτία. Ως τέτοιο στρώμα χρησιμοποιείται το νιτρίδιο του πυριτίου (Si₃N₄) και το οξείδιο του αργιλίου (αλουμίνα-Al₂O₃).

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

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

όπου ρ(x) είναι η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου. Η επίδραση των φορτίων αυτών στη μετατόπιση της τάσης σχετίζεται με το πού βρίσκονται εντός του οξειδίου. Για παράδειγμα, όσο πιο κοντά βρίσκονται στη διεπιφάνεια Si-SiO₂, τόσο πιο έντονη μετατόπιση στην τάση προκαλούν. 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, μπορούμε να πούμε ότι για θετικά παγιδευμένα φορτία η μετατόπιση έχει φορά προς τις αρνητικές τάσεις. Αντίστοιχα, για αρνητικά φορτία η μετατόπιση έχει φορά προς τις θετικές τάσεις.



Σχήμα 2.5 Τομή πραγματικής διόδου MOS

Όπως προαναφέραμε τα φορτία που είναι παγιδευμένα μέσα στο οξειδίο ή στη διεπιφάνεια Si-SiO₂ μπορούν να επηρεάσουν τις χαρακτηριστικές C(V) καθώς θεωρούνται ότι επηρεάζουν το επιφανειακό δυναμικό Ψ_s . Μπορούμε να θεωρήσουμε το σύνολο των φορτίων:

$$Q_o = Q_f + Q_{ot} + Q_m,$$

σαν ένα επίπεδο “φύλλο” επιφανειακής πυκνότητας Q_o .

Η τάση επίπεδης ζώνης V_{fb} προσδιορίζεται μέσω της σχέσης:

$$V_{fb} = \Phi_{ms} - \frac{Q_f + Q_{ot} + Q_m}{C_i} = \Phi_{ms} - \frac{Q_o}{C_i}$$

όπου:

Φ_{ms} : είναι το δυναμικό που αντιστοιχεί στη διαφορά έργων εξόδου μετάλλου-ημιαγωγού.

V_{fb} : η τάση που πρέπει να εφαρμοστεί ώστε οι ενεργειακές ζώνες να ευθυγραμμιστούν.

Με βάση την καμπύλη του σχήματος 2.5 μπορεί να υπολογισθεί η πυκνότητα φορτίου εντός του οξειδίου. Αρχικά, υπολογίζεται η μεταβολή της τάσης επίπεδης ζώνης (ΔV_{FB}). Υπενθυμίζεται ότι ως τάση επίπεδης ζώνης (V_{FB}), ορίζεται η τιμή της τάσης που αντιστοιχεί στη χωρητικότητα επίπεδης ζώνης C_{FB} . Η χωρητικότητα επίπεδης ζώνης υπολογίζεται με τη βοήθεια του τύπου :

$$C_{FB} = \frac{C_{FBS} \cdot C_{oxide}}{C_{FBS} + C_{oxide}}$$

όπου:

C_{oxide} : η χωρητικότητα του οξειδίου στην περιοχή συσσώρευσης

C_{FBS} : η χωρητικότητα επίπεδης ζώνης του Si, η οποία δίνεται από τον τύπο:

$$C_{FBS} = \frac{\epsilon_{si}}{L_{Debye}}$$

όπου:

ϵ_{Si} : είναι η διηλεκτρική σταθερά του Si

L_{Debye} : το μήκος Debye

Η πυκνότητα των φορτίων του οξειδίου δίνεται, επομένως, από τον τύπο:

$$\Delta Q = \Delta V_{FB} \cdot C_{ox}$$

2.3 Περιγραφή διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους

Εξαιτίας της ευρείας χρήσης των διατάξεων μνήμης στην αγορά της σύγχρονης τεχνολογίας και την ραγδαία αύξηση του μεγέθους των μνημών ήταν αναγκαία η κατασκευή διατάξεων μνήμης με υψηλή πυκνότητα αποθήκευσης, χαμηλή κατανάλωση ενέργειας και προσιτό κόστος. Για την επίτευξη των παραπάνω οι ερευνητές των διατάξεων μνήμης πρότειναν την αντικατάσταση του πολυκρυσταλλικού πυριτίου με νέες τεχνολογίες. Το 1995 οι ερευνητές της IBM πρότειναν την αντικατάσταση της απομονωμένης πύλης με νανοσωματίδια και συγκεκριμένα με νανοκρυστάλλους πυριτίου (Si). Η πρόταση αυτή προέκυψε μετά από τη μελέτη των ιδιοτήτων ενός MOSFET που περιείχε νανοκρυστάλλους πυριτίου που είχαν κατασκευαστεί με τη μέθοδο της χημικής εναπόθεσης (CVD). Με την πρόταση αυτή προέκυψαν τα εξής πλεονεκτήματα:

- Σμίκρυνση των transistor
- Μείωση της τάσης λειτουργίας (άρα μικρότερη κατανάλωση ισχύος)
- Βελτίωση των χρόνων προγραμματισμού

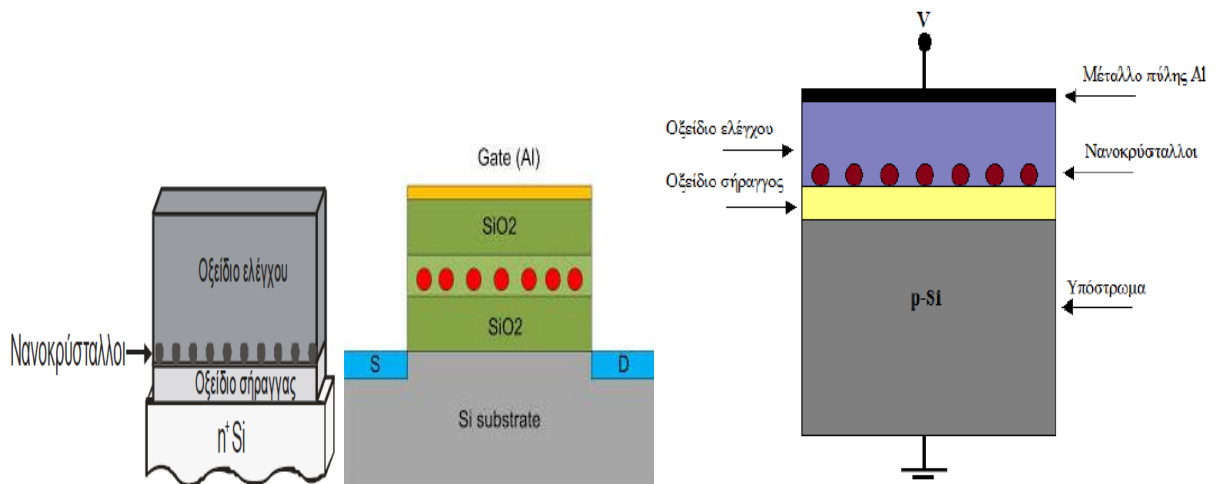
Οι μνήμες αυτές πλεονεκτούν σε σχέση με τις μνήμες flash απομονωμένης πύλης αφού το πάχος οξειδίου σήραγγος μπορεί να ελαχιστοποιηθεί χωρίς να επηρεάσει έντονα το χρόνο διατήρησης φορτίου. Το ελάχιστο μέγεθος των μνημών απομονωμένης πύλης είναι το transistor απομονωμένης πύλης ενός ηλεκτρονίου (Single Electron Transistor-SET), στο οποίο η on/off κατάσταση του transistor επιτυγχάνεται με τη μετακίνηση ενός μόνο ηλεκτρονίου. Βασικό πλεονέκτημα των μνημών με νανοκρυστάλλους σε σχέση με τις συμβατικές μνήμες flash απομονωμένης πύλης αποτελεί το γεγονός ότι λόγω παρουσίας ατέλειας στο οξειδίο σήραγγας μπορεί να προκληθεί διαρροή αποθηκευμένων φορτίων με αποτέλεσμα την ολική εκφόρτιση της μνήμης. Αντίθετα με τη χρήση νανοκρυστάλλων μία δομή μνήμης μπορεί να είναι περισσότερο αξιόπιστη στο πρόβλημα της διαρροής φορτίου αφού η ύπαρξη ατελειών μπορεί να προκαλέσει εκφόρτιση μόνο του συγκεκριμένου νανοκρυστάλλου που βρίσκεται ακριβώς πάνω από την ατέλεια εφόσον οι νανοκρυστάλλοι εντός του οξειδίου ελέγχου είναι διαχωρισμένοι μεταξύ τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μεγαλύτερους χρόνους διατήρησης φορτίου.

Εντούτοις οι διατάξεις μνήμης με νανοκρυστάλλους δεν παρουσιάζουν μόνο πλεονεκτήματα αφού και για αυτές υπάρχουν σημαντικά ζητήματα που χρειάζονται βελτιώσεις προκειμένου να επιτευχθεί η βέλτιστη λειτουργία τους. Τα δύο πιο βασικά ζητήματα που απασχολούν την έρευνα των μνημών αυτών είναι η βελτίωση του χρόνου διατήρησης του φορτίου και το εύρος του παραθύρου μνήμης. Επίσης ζητήματα προκύπτουν και με την ομοιομορφία των κρυστάλλων, την πυκνότητά τους στο οξείδιο, το μέγεθός τους αλλά και τη μεταξύ τους απόσταση.

Οι αναπόφευκτες διαφορές μεταξύ των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους οδηγούν σε μετατόπιση της τάσης κατωφλίου κάθε transistor και στην περίπτωση των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων που περιέχουν μεγάλο πλήθος transistor γίνεται εύκολα αντιληπτή η πολυπλοκότητα της λειτουργίας τους. Τα παραπάνω καθιστούν αρκετά δύσκολη την παραγωγή ομοιόμορφων συσκευών σε μαζική βιομηχανική κλίμακα.

2.4 Βασική αρχή λειτουργίας

Η απλή μνήμη νανοκρυστάλλων (NCs) αποτελείται από ένα πυκνωτή MOS που στο οξείδιό του υπάρχουν διατεταγμένοι νανοκρυστάλλοι. Το οξείδιο που βρίσκεται μεταξύ του υποστρώματος και των νανοκρυστάλλων ονομάζεται οξείδιο σήραγγος (tunnel oxide). Το οξείδιο αυτό έχει πολύ μικρό πάχος και αναπτύσσεται θερμικά. Ανάμεσα στους νανοκρυστάλλους και στο οξείδιο πύλης παρεμβάλλεται το οξείδιο ελέγχου (control oxide). Το οξείδιο αυτό έχει μεγαλύτερο πάχος από το οξείδιο σήραγγος και με αυτό επιτυγχάνεται η ηλεκτρική απομόνωση των νανοκρυστάλλων. Μία τέτοια δομή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



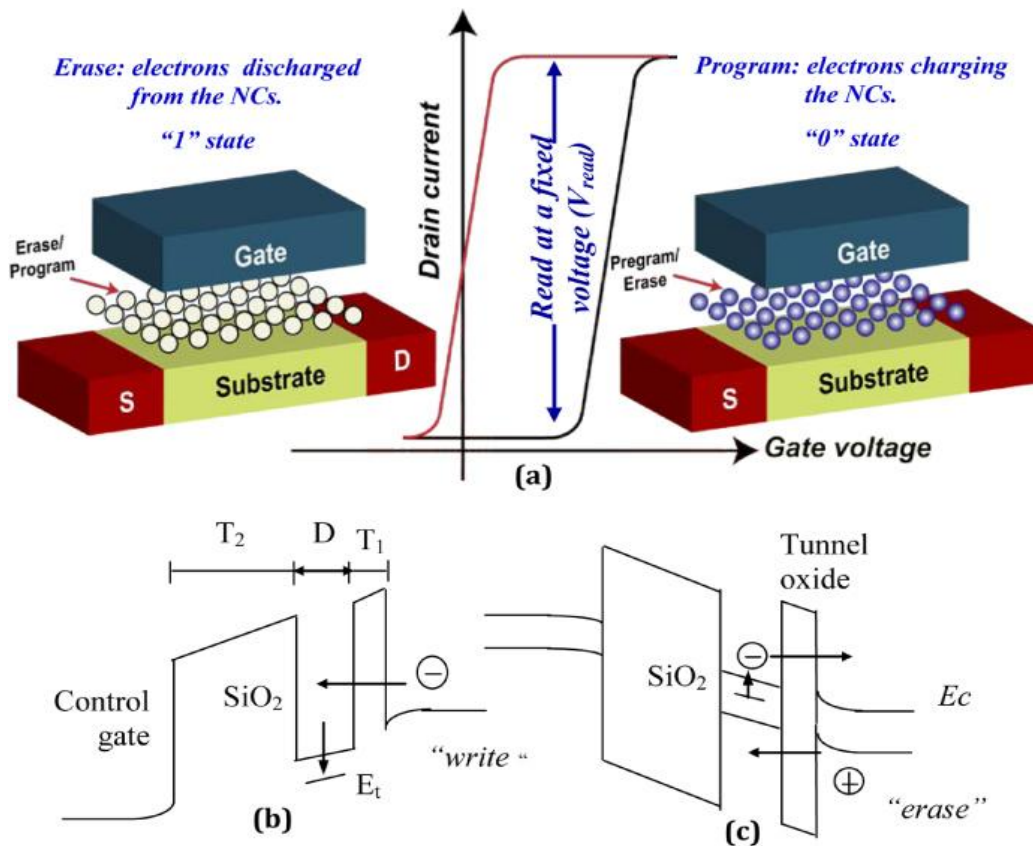
Σχήμα 2.6

Ενδεικτικά σε μία τέτοια διάταξη το οξείδιο σήραγγος έχει πάχος μερικά nm, οι νανοκρυστάλλοι έχουν μέγεθος περίπου 5 nm ενώ το οξείδιο ελέγχου είναι αρκετά πιο παχύ π.χ. 27 nm.

Βασική αρχή λειτουργίας :

Η διαδικασία εγγραφής της μνήμης ονομάζεται προγραμματισμός (programming) και ο αντίστοιχος χρόνος εισαγωγής των δεδομένων ονομάζεται χρόνος προγραμματισμού (program time). Αντίστοιχα ορίζεται και ο χρόνος διαγραφής των δεδομένων (erasing time). Η ικανότητα επαναπρογραμματισμού (endurance) ορίζεται η δυνατότητα της μνήμης να διατηρεί αναλλοίωτα τα δεδομένα κατά την εισαγωγή ή διαγραφή ανεξάρτητα από τον αριθμό επανάληψης της διαδικασίας. Ένα πολύ σημαντικό μέγεθος για τις διατάξεις των μνημών είναι ο χρόνος διατήρησης των δεδομένων (retention time) που είναι το χρονικό διάστημα που μία διάταξη μνήμης συγκρατεί την πληροφορία. Πρακτικά ο χρόνος διατήρησης δεδομένων εκφράζει τον χρόνο στον οποίο χωρίς εφαρμογή εξωτερικής τάσης η μνήμη μπορεί να διατηρήσει το μισό του αρχικού της φορτίου. Στη σύγχρονη τεχνολογία ο χρόνος διατήρησης δεδομένων για τις εμπορικές διατάξεις μνημών είναι περίπου δέκα χρόνια. Βέβαια κάθε διάταξη έχει σημαντικές παραμέτρους που καθορίζουν τα βασικά χαρακτηριστικά λειτουργίας τους και τις καθιστούν αξιόπιστες ή αναξιόπιστες. Στην περίπτωση των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους μια σημαντική παράμετρος που επηρεάζει το χρόνο διατήρησης του φορτίου είναι η πυκνότητα των διεπιφανειακών παγίδων και η πυκνότητα των ατελειών στο εσωτερικό του οξειδίου διέλευσης. Το παραπάνω φαινόμενο των ατελειών μπορεί να περιοριστεί επαρκώς με ανόπτηση υδρογόνου. Ο προγραμματισμός και η διαγραφή σε μια διάταξη μνήμης με νανοκρυστάλλους εξαρτώνται από τον τύπο του υποστρώματος. Για την περίπτωση που έχουμε p-υπόστρωμα πραγματοποιείται με μεταφορά ηλεκτρονίων στο εσωτερικό των νανοκρυστάλλων ενώ για n-υπόστρωμα πραγματοποιείται με μεταφορά οπών εντός των νανοκρυστάλλων. Η διαδικασία διαγραφής στο p-υπόστρωμα πραγματοποιείται με μεταφορά ηλεκτρονίων από τους νανοκρυστάλλους στο υπόστρωμα και για n-υπόστρωμα με μεταφορά οπών αντίστοιχα από τους νανοκρυστάλλους στο υπόστρωμα.

Η κατάσταση εγγραφής (written state) ή κατάσταση προγραμματισμού (programmed state) στο p-υπόστρωμα συμβολίζεται με το λογικό μηδέν (off). Αντίθετα η κατάσταση διαγραφής (erased state) αντιστοιχεί στο λογικό ένα (on). Στην περίπτωση του n-υποστρώματος ισχύουν τα αντίθετα. Οι παραπάνω μηχανισμοί εγγραφής και διαγραφής πληροφοριών μπορούν να περιγραφούν με αντίστοιχες εξισώσεις όπως θα προσπαθήσουμε παρακάτω.



Σχήμα 2.7

Έστω η περίπτωση διάταξης μνήμης με νανοκρυστάλλους που έχουμε n-υπόστρωμα. Κατά την εφαρμογή θετικής τάσης στην πύλη της διόδου MOS ηλεκτρόνια από το υπόστρωμα μέσω φαινομένου σήραγγας αποθηκεύονται στους νανοκρυστάλλους. Αντίθετα όταν εφαρμόζεται αρνητική τάση στην πύλη πραγματοποιείται επίσης μέσω φαινομένου σήραγγας μεταφορά ηλεκτρονίων από τους νανοκρυστάλλους στο υπόστρωμα.

Όταν αποθηκεύεται ορισμένη ποσότητα ηλεκτρικού φορτίου (Q_T) στους νανοκρυστάλλους μετατοπίζεται η τάση κατωφλίου (V_t) του transistor MOSFET από μία αρχική τιμή σε μία άλλη γιατί η παρουσία φορτίων κοντά στο κανάλι του transistor σκεδάζει του φορείς που κινούνται μέσα σε αυτόν. Η αρχική τιμή της τάσης κατωφλίου ορίζεται ως λογική κατάσταση μηδέν (κατάσταση διαγραφής), ενώ η τελική τιμή ως λογική κατάσταση ένα (κατάσταση προγραμματισμού). Η λογική κατάσταση ένα αντιστοιχεί στην παρουσία ηλεκτρικού φορτίου εντός του οξειδίου πύλης. Όπως είναι γνωστό από τη βασική θεωρία του transistor MOSFET η τάση κατωφλίου υπολογίζεται από τη σχέση:

$$V_{th} = \psi_s + \phi_{ms} - \frac{Q_I}{C_{ox}} - \frac{Q_D}{C_{ox}} - \frac{Q_T}{\epsilon_{ox}} d_{ox} \quad (2.1)$$

Όπου:

ϕ_{ms} : η διαφορά των έργων εξόδου μεταξύ μετάλλου πύλης και ημιαγωγού

ψ_s : το δυναμικό Fermi στην επιφάνεια του ημιαγωγού

Q_i : το συνολικό ακίνητο φορτίο στη διεπιφάνεια Si-SiO₂

Q_D : το φορτίο στην περιοχή απογύμνωσης

Q_T : το αποθηκευμένο φορτίο σε απόσταση d από την πύλη

C_{ox} : η χωρητικότητα του διηλεκτρικού στρώματος

ϵ_{ox} : η διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού

Η μετατόπιση της τάσης κατωφλίου V_t της πύλης ελέγχου παράλληλα με τον άξονα των τάσεων λόγω της αποθήκευσης φορτίου Q_T περιγράφεται από τη σχέση:

$$\Delta V_{th} = - \frac{Q_T}{\epsilon_{ox}} d_{ox} \quad (2.2)$$

2.5 Βασικοί μηχανισμοί έγχυσης ηλεκτρικού φορτίου

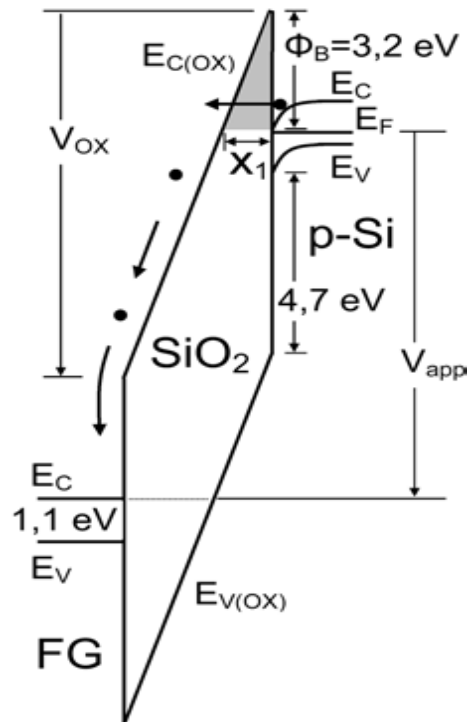
Σε κάθε διάταξη μνήμης μόνιμης αποθήκευσης το φορτίο, το οποίο απαιτείται για τον προγραμματισμό της, πρέπει πρώτα να μετακινηθεί μέσα από ένα στρώμα οξειδίου και, εν συνεχεία, ή να αποθηκευτεί σε απομονωμένες παγίδες μέσα στο στρώμα του νιτριδίου για την περίπτωση των διατάξεων παγίδευσης φορτίου, ή να συλλεγεί στην απομονωμένη πύλη των διατάξεων FG. Στην περίπτωση των διατάξεων FG, η μόνιμη αποθήκευση του ηλεκτρονικού φορτίου μέσα στην FG επιβάλλει ένα σχετικά παχύ στρώμα οξειδίου σήραγγας. Το παχύ στρώμα SiO₂ (~10nm) και ο υψηλός ενεργειακός φραγμός του SiO₂ ($\Phi_B \sim 3,2$ eV), για τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας E_c του Si, εμποδίζουν τα αποθηκευμένα ηλεκτρόνια στην FG να διαφύγουν, είτε με το μηχανισμό σήραγγας διαμέσου του οξειδίου (για ασθενή ηλεκτρικά πεδία μέσα στο οξείδιο <5 MV/cm), είτε με θερμική εκπομπή πάνω από τον ενεργειακό φραγμό Φ_B . Το χαρακτηριστικό αυτό με τη σειρά του προκαλεί δυσκολία στη διαδικασία προγραμματισμού (διαγραφής) του τρανζίστορ FG, καθώς μεγάλο ποσό ενέργειας απαιτείται για τη μετακίνηση των ηλεκτρονίων προς (από) την απομονωμένη πύλη. Στην περίπτωση των διατάξεων νιτριδίου, η ιδιότητα της διακριτής αποθήκευσης φορτίου επιτρέπει τη χρήση λεπτότερου στρώματος

οξειδίου σήραγγας, συμβιβάζοντας έτσι την ευκολία μετακίνησης των φορέων ρεύματος μέσα από αυτό με την ικανότητα συγκράτησης του αποθηκευμένου φορτίου.

Η μεταβολή της κατάστασης φόρτισης της FG επιτυγχάνεται μέσω τεσσάρων φυσικών μηχανισμών. Το μηχανισμό σήραγγας F-N (Fowler-Nordheim, F-N, tunneling) διαμέσου λεπτών οξειδίων (<12 nm), το μηχανισμό σήραγγας F-N διαμέσου πολύ-οξειδίων, τη μέθοδο έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων καναλιού, είτε από την περιοχή της εκροής (drain-side channel hot electron injection, CHEI), είτε από την περιοχή της πηγής (source-side injection, SSI). Για τη μεταβολή του αποθηκευμένου φορτίου στις διατάξεις παγίδευσης φορτίου χρησιμοποιούνται οι μηχανισμοί άμεσης σήραγγας (direct tunneling) και τροποποιημένης σήραγγας F-N (modified F-N tunneling).

A) Μηχανισμός σήραγγας Fowler-Nordheim (F-N tunneling):

Γενικά, μηχανισμός σήραγγας (tunneling) ονομάζεται η κβαντομηχανική διαδικασία κατά την οποία σωματίδια, π.χ. ηλεκτρόνια μετακινούνται δια μέσου κλασικά απαγορευμένης ενεργειακής περιοχής. Στο μηχανισμό σήραγγας F-N, η διέλευση των ηλεκτρονίων ενισχύεται από το ηλεκτρικό πεδίο (field-assisted tunneling). Όπως δείχνεται στο σχήμα 2.8, η εφαρμογή μεγάλης τάσης V_{app} μεταξύ της n^+ -poly-Si FG και του υποστρώματος Si επηρεάζει σημαντικά τις ενεργειακές ζώνες αγωγιμότητας και σθένους της δομής FG/SiO₂/p-Si. Εξαιτίας του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια στη ζώνη E_c του Si βλέπουν έναν τριγωνικό ενεργειακό φραγμό σταθερού ύψους $\Phi_B \sim 3.2$ eV και πλάτους χ_1 που εξαρτάται από το εφαρμοζόμενο πεδίο. Κάτω από συνθήκες ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου (> 8 MV/cm) το πλάτος του φραγμού γίνεται αρκετά μικρό ($\chi_1 \sim 3$ nm), γεγονός το οποίο επιτρέπει τη μετακίνηση σημαντικού αριθμού ηλεκτρονίων από τη ζώνη E_c του Si στη ζώνη $E_{c(Ox)}$ του οξειδίου σήραγγας και, εν συνεχεία, τη σώρευσή τους στην FG. Αυτός ο μηχανισμός σήραγγας μελετήθηκε για πρώτη φορά (με τη βοήθεια της προσεγγιστικής μεθόδου WKB) από τους Fowler και Nordheim το 1928 [2.30] για την περίπτωση εξαγωγής ηλεκτρονίων από μέταλλο στο κενό. Αργότερα, οι Lenzlinger και Snow [2.31] εξέτασαν τον ίδιο μηχανισμό για την περίπτωση ενεργειακού φραγμού SiO₂. Στην ιδανική περίπτωση (παραβλέποντας την επίδραση της θερμοκρασίας και image force barrier lowering effects), η πυκνότητα του ρεύματος J_{FN} , δίνεται ως:



Σχήμα 2.8: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για τη δομή n^+ -Si/SiO₂/p-Si, το οποίο απεικονίζει το μηχανισμό σήραγγας Fowler-Nordheim. Το σχήμα είναι φτιαγμένο υπό κλίμακα για πάχος SiO₂ $d_{ox}=10$ nm και εφαρμοζόμενη τάση $V_{app}=10$ V.

$$J_{FN} = A E_{OX}^2 \exp\left[-\frac{B}{E_{OX}}\right] \quad (2.3)$$

$$\text{με} \quad A = \left[\frac{q^3 m_0}{8\pi h m_{OX} \Phi_B}\right], \quad B = \left[\frac{8\pi \sqrt{2m_{OX}}}{3hq} \Phi_B^{3/2}\right] \quad (2.4)$$

$$\text{και} \quad E_{OX} = \frac{V_{OX}}{d_{OX}} = \frac{V_{app} - V_{FB} - \phi_s}{d_{OX}} \quad (2.5)$$

όπου:

Φ_B ο ενεργειακός φραγμός στη διεπιφάνεια έγχυσης

E_{OX} το ηλεκτρικό πεδίο στο οξειδίου

q το φορτίου του ελεύθερου ηλεκτρονίου

m_0 η μάζα του ελεύθερου ηλεκτρονίου

m_{OX} η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο οξείδιο

h η σταθερά του Planck

V_{OX} η διαφορά δυναμικού στα άκρα του οξειδίου

V_{app} η εφαρμοζόμενη τάση μεταξύ FG και p-Si

d_{OX} το πάχος του οξειδίου

ϕ_s το δυναμικό επιφάνειας στο p-Si (surface potential)

V_{FB} το δυναμικό επίπεδης ζώνης (flat band voltage)

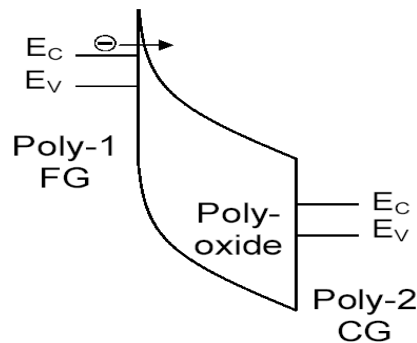
Να σημειωθεί ότι ο ρυθμός έγχυσης φορτίου στην απομονωμένη πύλη, με τη μέθοδο F-N, εξαρτάται ολοκληρωτικά από το πεδίο E_{OX} (στην επιφάνεια έγχυσης A_{inj}) και όχι από το πάχος του οξειδίου. Το ρεύμα σήραγγας I_{FN} μπορεί να εκφραστεί σαν $I_{FN} = A_{inj} \cdot J_{FN}$ μόνο αν το πεδίο έχει την ίδια τιμή σε όλη την έκταση της επιφάνειας έγχυσης, δηλαδή αν η έγχυση των ηλεκτρονίων λαμβάνει χώρα ομοιόμορφα σε όλη την έκταση του οξειδίου σήραγγας. Σε πολλές πρακτικές διατάξεις αυτό δε συμβαίνει, όπως π.χ. στη λειτουργία της διαγραφής (με τη μέθοδο F-N) από την περιοχή της πηγής, όπου το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ οξειδίου και FG είναι ανομοιόμορφο κατά μήκος του καναλιού.

Για την επίτευξη ικανοποιητικών χρόνων προγραμματισμού (διαγραφής) του τρανζίστορ FG με τη μέθοδο F-N (τυπικός χρόνος ~ 10 ms), απαιτείται η εφαρμογή υψηλής τάσης μεταξύ της πύλης ελέγχου και του υποστρώματος (τυπικά, $V_{CG} - V_{SUB} \sim 16-20$ V). Όμως, επειδή η λειτουργία προγραμματισμού (διαγραφής) βασίζεται στο φαινόμενο σήραγγας, το οποίο δεν αξιώνει υψηλά επίπεδα ρεύματος εγγραφής/ διαγραφής (τυπικές τιμές ~ 10 pA/cell), οι αναγκαίες τάσεις προγραμματισμού (διαγραφής) μπορούν να δημιουργηθούν από μία μόνο χαμηλή παροχή τάσης με τη βοήθεια ειδικών κυκλωμάτων (αντλίες φορτίου) στο εσωτερικό της μνήμης. Βέβαια, το μειονέκτημα των υψηλών τάσεων εγγραφής/ διαγραφής της μεθόδου F-N παραμένει καθώς, από τη μια μεριά, η δημιουργία των τάσεων αυτών μέσα στο τσιπ της μνήμης απαιτεί ισχυρές αντλίες φορτίου και, επομένως, μεγάλη επιφάνεια Si για την υλοποίησή τους και, από την άλλη, η ισχυρή ηλεκτρική καταπόνηση των διηλεκτρικών πύλης (κυρίως του λεπτού οξειδίου σήραγγας) δημιουργεί σοβαρά προβλήματα στη σωστή λειτουργία της μνήμης.

B) Μηχανισμός ενισχυμένης σήραγγας F-N (Enhanced F-N tunneling):

Για την ελάττωση των υψηλών τάσεων, τις οποίες επιβάλει ο συμβατικός μηχανισμός σήραγγας F-N, σε μερικές εμπορικές μνήμες τύπου FLASH χρησιμοποιείται για τη λειτουργία, συνήθως της διαγραφής, ο μηχανισμός της ενισχυμένης σήραγγας F-N. Στο μηχανισμό αυτόν η εξαγωγή του ηλεκτρονικού φορτίου από την FG δε γίνεται διαμέσου του λεπτού οξειδίου σήραγγας, αλλά διαμέσου του θερμικά αναπτυσσόμενου οξειδίου (συνήθως αναφέρεται ως πολύ-οξείδιο, poly-oxide) μεταξύ των δύο πυλών poly-Si, FG και CG (σχήμα 2.9). Σε αντίθεση με τα συνήθη στρώματα SiO_2 , τα οποία αναπτύσσονται θερμικά πάνω σε κρυσταλλικές λείες επιφάνειες Si, τα πολύ-οξείδια αναπτύσσονται θερμικά πάνω σε πολύ-

κρυσταλλικές ανώμαλες επιφάνειες Si. Για το λόγο αυτόν, τα πολύ-οξειδία επιδεικνύουν έντονη τραχύτητα στη διεπιφάνεια poly-Si/poly-oxide. Σαν αποτέλεσμα, το ηλεκτρικό πεδίο στη διεπιφάνεια έγχυσης poly-Si/poly-oxide είναι κατά πολύ υψηλότερο από το μέσο πεδίο στο στρώμα του πολύ-οξειδίου (ηλεκτρικά πεδία των 2 MV/cm κατά μέσο όρο στο οξείδιο είναι αρκετά για να δώσουν πεδία έγχυσης στην περιοχή των 10 MV/cm). Το γεγονός αυτό επιτρέπει τη διαγραφή της διάταξης σε μέτριες εφαρμοζόμενες τάσεις (<14 V για πάχος πολύ-οξειδίου στην περιοχή των 25 nm). Ένα ζήτημα του μηχανισμού σήραγγας F-N διαμέσου πολύ-οξειδίων είναι η ικανότητα αναπαραγωγής των χαρακτηριστικών αγωγιμότητας των στρωμάτων αυτών. Επειδή ο βαθμός ενίσχυσης του πεδίου στη διεπιφάνεια έγχυσης εξαρτάται από το μέγεθος και το σχήμα των ξεχωριστών κρυσταλλικών κόκκων Si, οι οποίοι συνθέτουν το πολύ-κρυσταλλικό στρώμα Si, ιδιαίτερη προσοχή απαιτείται στον έλεγχο των μορφολογικών χαρακτηριστικών του πολύ-κρυσταλλικού υποστρώματος.



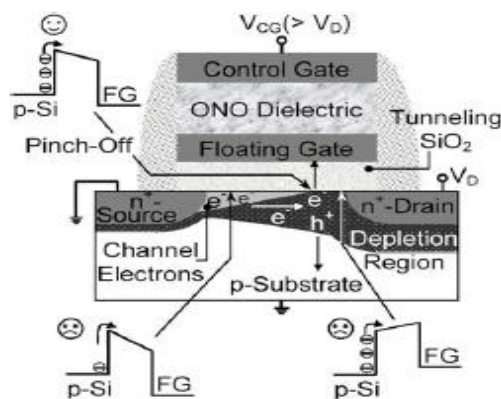
Σχήμα 2.9: Αναπαράσταση ενεργειακών ζωνών για την περίπτωση διέλευσης ηλεκτρονίων, με το μηχανισμό σήραγγας F-N, διαμέσου οξειδίων, αναπτυσσόμενων θερμικά πάνω σε πολύ-κρυσταλλικά στρώματα πυριτίου. Το υψηλό πεδίο στην επιφάνεια έγχυσης οφείλεται στην τοπική ενίσχυση του πεδίου λόγω της τραχύτητας της διεπιφάνειας Poly-1/Poly-oxide.

Γ) Έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων καναλιού (Channel Hot Electron Injection, CHEI):

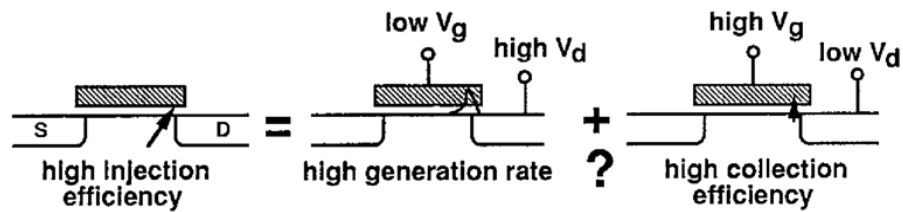
Στο σχήμα 2.10 περιγράφεται η συμβατική διαδικασία έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων καναλιού από την περιοχή της εκροής στην FG. Αυτή η λειτουργία προγραμματισμού, η οποία είναι γνωστή ως drain-side CHEI, απαιτεί την εφαρμογή υψηλής τάσης τόσο στην εκροή, όσο και στην πύλη ελέγχου του τρανζίστορ FG. Η τάση V_{CG} προκαλεί την αντιστροφή του καναλιού, ενώ η τάση V_D οδηγεί το τρανζίστορ σε κόρο επιταχύνοντας τα ηλεκτρόνια του καναλιού (channel electrons) προς την εκροή (drain). Η μεγάλη τιμή του οριζόντιου ηλεκτρικού πεδίου, κατά τη διεύθυνση της ροής του ρεύματος στην περιοχή μεταξύ του σημείου αποκοπής του καναλιού (pinch-off point) και της εκροής, θερμαίνει τα 'ψυχρά' ηλεκτρόνια, τα οποία εισέρχονται στην περιοχή αυτή, μετατοπίζοντας την κατανομή της

κινητικής τους ενέργειας σε υψηλότερες τιμές. Μερικά από αυτά αποκτούν αρκετή ενέργεια ικανή να προκαλέσει ιονισμό (με σύγκρουση, impact ionization) των ατόμων του πλέγματος Si, φαινόμενο το οποίο δημιουργεί νέα θερμά ηλεκτρόνια και οπές με τυχαία κατεύθυνση ταχύτητας. Το κάθετο ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής φορτίου χώρου (απογυμνωμένης περιοχής, depletion region) κατευθύνει τις οπές προς το υπόστρωμα, ενώ τα νέα ηλεκτρόνια ακολουθούν τη ροή των ηλεκτρονίων του καναλιού προς την εκροή. Ένα πολύ μικρότερο μέρος ηλεκτρονίων αποκτά ακόμα μεγαλύτερη ενέργεια, η οποία τους επιτρέπει να ξεπεράσουν τον ενεργειακό φραγμό του SiO₂ και να μετακινηθούν προς την απομονωμένη πύλη.

Όπως περιγράφεται στο σχήμα 2.10, η αποτελεσματική έγχυση θερμών ηλεκτρονίων (high injection efficiency) απαιτεί δύο προϋποθέσεις: (1) μεγάλο ρυθμό παραγωγής θερμών φορέων (high generation rate), άρα υψηλό οριζόντιο ηλεκτρικό πεδίο στο κανάλι, και (2) υψηλή απόδοση συλλογής (high collection efficiency) των παραγόμενων θερμών φορέων στην FG, άρα ισχυρό κάθετο πεδίο στο οξειδίο. Δυστυχώς, στις διατάξεις επικαλυπτόμενης πύλης (τύπου ETOX), οι δύο παραπάνω συνθήκες δεν μπορούν να ικανοποιηθούν ταυτόχρονα. Η κάθετη συνιστώσα του πεδίου αυξάνει με την εφαρμοζόμενη τάση στην εξωτερική πύλη CG (V_{CG}), ενώ η οριζόντια συνιστώσα του πεδίου μειώνεται με την αύξηση της τάσης V_{CG} . Στην πράξη, σαν παραχώρηση, για να επιτευχθεί ικανοποιητική συλλογή ηλεκτρονίων στην FG (ρεύμα έγχυσης ~100 pA/cell και τυπικός χρόνος προγραμματισμού 1-10μs), οι παρεχόμενες τάσεις τόσο στην πύλη ελέγχου V_{CG} , όσο και στην εκροή V_D διατηρούνται σε υψηλά επίπεδα με $V_{CG} > V_D$. Όπως απεικονίζουν τα ενεργειακά διαγράμματα της ζώνης αγωγιμότητας για τη δομή p-Si/SiO₂/FG, σε διάφορα σημεία στο κανάλι (σχ. 2.10), αποτελεσματική έγχυση των θερμών ηλεκτρονίων στην FG λαμβάνει χώρα κοντά στο σημείο αποκοπής του καναλιού, στην περιοχή της εκροής, όπου το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο στο οξειδίο είναι ελκτικό για τα ηλεκτρόνια. Άμεση συνέπεια της χαμηλής ικανότητας έγχυσης, και κύριο μειονέκτημα του συμβατικού μηχανισμού drain-side CHEI στον προγραμματισμό του τρανζίστορ FG, είναι το ισχυρό ρεύμα στο κανάλι (> 100 μA/cell) κατά τη διάρκεια της λειτουργίας εγγραφής και, κατά συνέπεια, η υψηλή κατανάλωση ισχύος της διάταξης.



Σχήμα 2.10: Σχηματική περιγραφή της διαδικασίας προγραμματισμού της μνήμης FLASH με τη φυσική μέθοδο έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων καναλιού στην FG. Κάτω από συνθήκες υψηλής τάσης V_D στην εκροή του τρανζίστορ FG, μερικά ηλεκτρόνια κοντά στην περιοχή της εκροής αποκτούν αρκετή ενέργεια για να ξεπεράσουν τον ενεργειακό φραγμό της διεπιφάνειας Si/SiO₂. Όπως δείχνουν τα ενεργειακά διαγράμματα της ζώνης αγωγιμότητας της δομής Si/SiO₂/FG, σε διάφορες κάθετες τομές στο κανάλι, η έγχυση των θερμών ηλεκτρονίων στην FG πραγματοποιείται κοντά στην περιοχή αποκοπής του καναλιού (pinch-off point), όπου το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο στο οξειδίο είναι ελκτικό.



Σχήμα 2.11: Απεικόνιση του προβλήματος της χαμηλής ικανότητας έγχυσης του συμβατικού μηχανισμού CHEI.

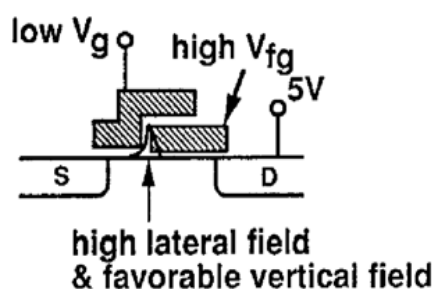
Το γεγονός αυτό κάνει απαγορευτική την κατασκευή μικρών αντλιών φορτίου μέσα στο τσιπ για την παραγωγή της τάσης προγραμματισμού V_D από μία μόνο χαμηλή πηγή τροφοδοσίας, για παράδειγμα, 3,3 ή 2,5 V. Έτσι, η μέθοδος drain-side CHEI δεν είναι αποδοτική σε εφαρμογές ενσωματωμένης μνήμης NVM χαμηλής ισχύος (εφαρμογές του τύπου System On Chip, SoC).

Μία σημαντική διαφορά μεταξύ της έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων και του μηχανισμού σήραγγας F-N είναι, ότι η μέθοδος CHEI χρησιμοποιείται αποκλειστικά για την προσθήκη ηλεκτρονικού φορτίου στην FG. Η εξαγωγή ηλεκτρονίων από την FG με τη μέθοδο αυτή δεν είναι εφικτή. Αν και η διαδικασία έγχυσης θερμών οπών, σαν μηχανισμός διαγραφής του τρανζίστορ FG, έχει εξεταστεί στο παρελθόν, ποτέ δε βρήκε πρακτική εφαρμογή λόγω των πολύ χαμηλών επιπέδων στα ρεύματα έγχυσης (πολύ μεγάλοι χρόνοι διαγραφής) που παρέχει η μέθοδος αυτή.

Επίσης, λόγω της σύνθετης δισδιάστατης φύσης της διαδικασίας CHEI και των πολλών άγνωστων φυσικών παραμέτρων, δεν υπάρχει αναλυτική έκφραση του ρεύματος έγχυσης στην πύλη (όπως π.χ. υπάρχει για το μηχανισμό σήραγγας F-N). Τα διάφορα μοντέλα, τα οποία έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν (lucky electron model, effective electron temperature model, και physical model) για την περιγραφή του ρεύματος πύλης με έγχυση θερμών ηλεκτρονίων είναι μόνο ποιοτικά. Ο λόγος είναι ότι υπάρχει διαφορά μεταξύ του αριθμού των ηλεκτρονίων τα οποία ξεπερνούν το ύψος του ενεργειακού φραγμού των 3,2 eV της διεπιφάνειας SiO₂ και του αριθμού των ηλεκτρονίων τα οποία φτάνουν πράγματι στην πύλη. Εξαιτίας του απωθητικού πεδίου στο οξειδίο, όλα ή μέρος των ηλεκτρονίων που εγχέονται στο οξειδίο μπορούν να κινηθούν πίσω στο υπόστρωμα.

Δ) Έγχυσης CHEI από την περιοχή της πηγής (source-side injection, SSI):

Για να ξεπεραστεί το πρόβλημα χαμηλής έγχυσης της συμβατικής μεθόδου προγραμματισμού drain-side CHEI, έχει προταθεί ένα εναλλακτικό σχήμα έγχυσης θερμών ηλεκτρονίων στην FG από την περιοχή της πηγής, γνωστό ως source-side injection, SSI. Η βασική αρχή της μεθόδου αυτής, η οποία απαιτεί κύτταρα μνήμης με διαχωρισμένη πύλη, περιγράφεται στο σχήμα 2.12. Κατά τη διαδικασία του προγραμματισμού, το δυναμικό της πύλης ελέγχου, η οποία από το μέρος της πηγής έχει το ρόλο πύλης επιλογής, έρχεται σε χαμηλό δυναμικό $V_g = V_{TH}$ Volts. Η τάση αυτή είναι αρκετή για να ανοίξει το κανάλι του τρανζίστορ επιλογής στην περιοχή της πηγής. Η πηγή είναι σε τάση 0 V και αυτό το δυναμικό μεταφέρεται διαμέσου του τρανζίστορ επιλογής εξαιτίας της τάσης στην πύλη ελέγχου. Η εκροή είναι σε μέτρια τάση (π.χ. 5-10 V). Λόγω της εκ κατασκευής μεγάλης χωρητικής σύζευξης μεταξύ της πύλης FG και της εκροής, το δυναμικό το οποίο επάγεται στην FG είναι συγκρίσιμο με αυτό της εκροής. Έτσι, το δυναμικό της εκροής μεταφέρεται διαμέσου του καναλιού κάτω από την πύλη FG, γεγονός το οποίο προκαλεί την ανάπτυξη υψηλού οριζόντιου ηλεκτρικού πεδίου στο διάκενο μεταξύ των δύο επιμέρους καναλιών. Το υψηλό πεδίο δημιουργεί αρκετά θερμά ηλεκτρόνια στο διάκενο, τα οποία εν συνεχεία εγχέονται αποτελεσματικά στην



Σχήμα 2.12

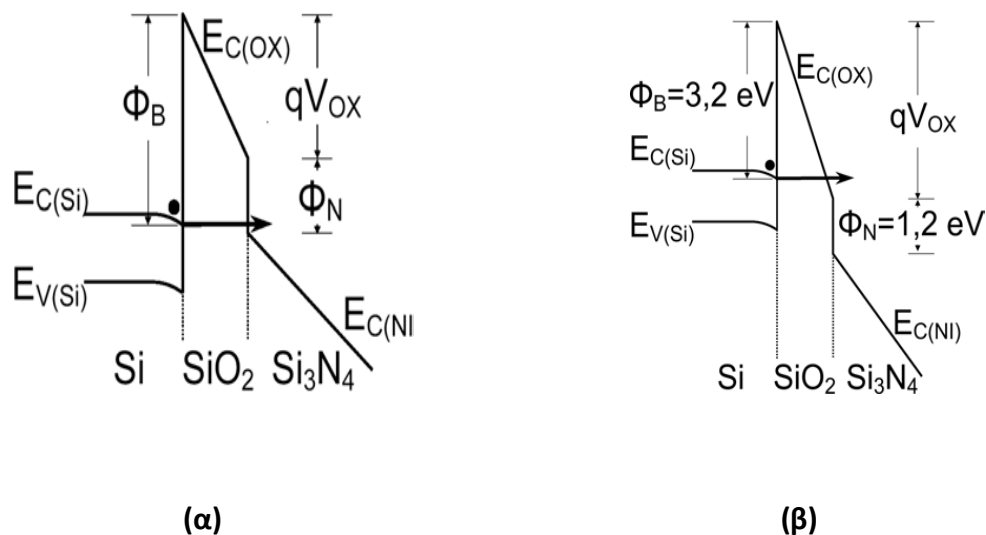
απομονωμένη πύλη, λόγω του επίσης υψηλού κατακόρυφου πεδίου της περιοχής αυτής. Η μεγάλη ικανότητα συλλογής θερμών ηλεκτρονίων στην FG επιτρέπει το γρήγορο προγραμματισμό του κυττάρου ($\sim 1 \mu s$) σε χαμηλές τάσεις και σε χαμηλά επίπεδα ρεύματος εκροής ($< 1 \mu A/cell$). Έτσι, σε αντίθεση με τη συμβατική μέθοδο έγχυσης CHEI, η μέθοδος SSI δίνει τη δυνατότητα παραγωγής των απαιτούμενων τάσεων προγραμματισμού από μικρές αντλίες φορτίου μέσα στο τσιπ της μνήμης. Ένα μειονέκτημα της μεθόδου source-side CHEI είναι ότι απαιτεί κύτταρα μνήμης με διαχωρισμένη πύλη και επομένως μεγαλύτερη επιφάνεια Si/cell σε σχέση με τα συμβατικά κύτταρα επικαλυπτόμενης πύλης ETOX. Εντούτοις, το μικρό μέγεθος των περιφερειακών κυκλωμάτων του τσιπ, η χαμηλή απαίτηση σε ισχύ και τάση, καθώς και η συμβατότητα της τεχνολογίας διαχωρισμένης πύλης με τις

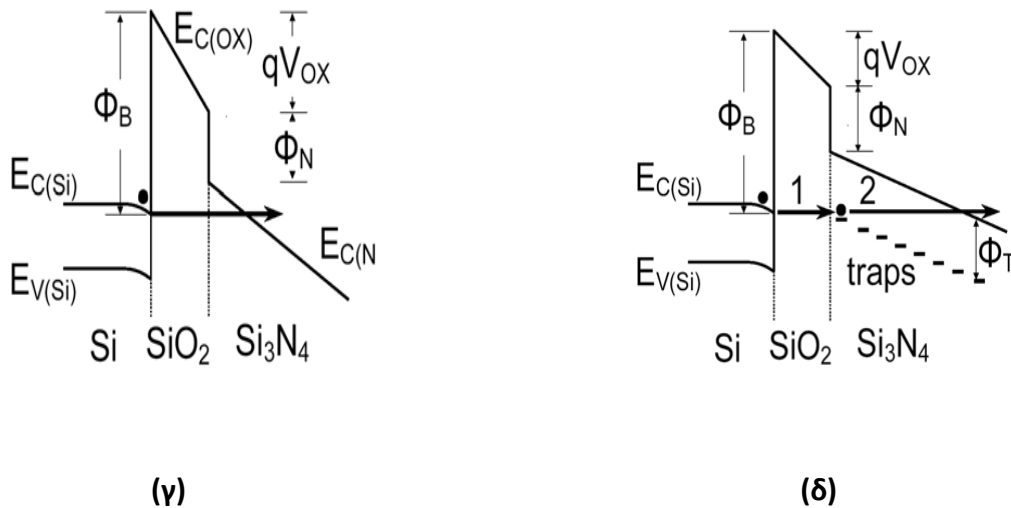
διαδικασίες της λογικής CMOS, έχουν κάνει την τεχνολογία αυτή πρώτη επιλογή στην υλοποίηση ενσωματωμένης μνήμης NVM χαμηλής πυκνότητας.

Ε) Μηχανισμοί σήραγγας στις διατάξεις παγίδευσης φορτίου:

Κατά τη διάρκεια του προγραμματισμού (της διαγραφής) των διατάξεων νιτριδίου με πολύ λεπτά οξειδία σήραγγας ($UTD < 3 \text{ nm}$), ηλεκτρόνια (οπές) από το υπόστρωμα Si μετακινούνται διαμέσου του οξειδίου στο στρώμα του Si_3N_4 . Ένα μέρος των εισερχόμενων φορέων ρεύματος αποθηκεύεται μέσα στα διακριτά κέντρα παγίδευσης (traps) του νιτριδίου, προκαλώντας τη μεταβολή της τάσης κατωφλίου της διάταξης. Η διεργασία έγχυσης ηλεκτρονίων (οπών) στο στρώμα του νιτριδίου περιλαμβάνει διάφορους μηχανισμούς σήραγγας, ανάλογα με το πάχος του οξειδίου σήραγγας d_{ox} και τις τιμές του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου E_{ox} ή την εφαρμοζόμενη τάση V_{ox} ($E_{ox} = V_{ox} / d_{ox}$) στο οξείδιο. Το σχήμα 2.13 δείχνει τα ενεργειακά διαγράμματα ζώνης της διάταξης SONOS για την περίπτωση έγχυσης ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα Si στο στρώμα του νιτριδίου υπό συνθήκες εφαρμογής θετικής τάσης στην πύλη (προγραμματισμός).

Για υψηλά ηλεκτρικά πεδία στο οξείδιο σήραγγας $E_{ox} \geq \frac{\Phi_B}{qd_{ox}}$, π.χ. μεγαλύτερα από 15 MV/cm για $d_{ox} = 2 \text{ nm}$, η μετακίνηση των ηλεκτρονίων από το κανάλι στη ζώνη αγωγιμότητας του Si_3N_4 γίνεται με το μηχανισμό F-N διαμέσου ενός μόνο μέρους του οξειδίου (σχ. 2.13(α)).





Σχήμα 2.13 : Διαγράμματα της ζώνης αγωγιμότητας, της δομής SONOS χωρίς το πάνω στρώμα οξειδίου (top ή blocking oxide) και την εξωτερική πύλη. Ανάλογα με την τιμή της εφαρμοζόμενης θετικής τάσης στην πύλη της διάταξης, η έγχυση των ηλεκτρονίων από το κανάλι στο στρώμα του νιτριδίου λαμβάνει χώρα μέσω των μηχανισμών: **(α)** F-N tunneling, **(β)** Direct band-to-band tunneling, **(γ)** Modified F-N tunneling, **(δ)** Direct band-to-trap tunneling (μηχανισμός 1) ή Trap-assisted tunneling (μηχανισμός 1+2).

Η πυκνότητα ρεύματος διαμέσου του οξειδίου στην περίπτωση αυτή δίνεται από τις εξισώσεις (2.3) και (2.4). Αντίθετα, για χαμηλά ηλεκτρικά πεδία και πολύ λεπτά οξείδια, ο μηχανισμός σήραγγας ηλεκτρονίων κατευθείαν στις παγίδες του νιτριδίου κοντά στη διεπιφάνεια $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ (band-to-trap tunneling BT), καθώς επίσης και η διεργασία έγχυσης ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας του Si_3N_4 διαμέσου των κέντρων παγίδευσης (trap-assisted tunneling TAT, [2.40]) θα πρέπει να εξεταστούν. Όπως δείχνει το σχ.2.13(δ), οι μηχανισμοί σήραγγας BT και TAT λαμβάνουν χώρα σε πεδία $E_{OX} \leq \frac{\Phi_B - \Phi_N - \Phi_T}{qd_{OX}}$ όπου, $\Phi_N \sim 1,2$ eV είναι ο ενεργειακός φραγμός στη διεπιφάνεια $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ και $\Phi_T \sim 1-2$ eV είναι το ενεργειακό βάθος από τη ζώνη αγωγιμότητας των κέντρων παγίδευσης. Στις διατάξεις νιτριδίου με πολύ λεπτά οξείδια σήραγγας $d_{OX} \sim 2$ nm και χαμηλά ηλεκτρικά πεδία (2-5 MV/cm), η μεταφορά ηλεκτρικού φορτίου γίνεται κυρίως μέσω των παραπάνω μηχανισμών σήραγγας. Έτσι, κατά τη διάρκεια αναμονής ή ανάγνωσης της μνήμης, οι μηχανισμοί αυτοί είναι πολύ σημαντικοί για τη συγκράτηση του περιεχομένου της μνήμης.

Ωστόσο, οι μηχανισμοί BT και TAT μπορούν να παραλειφθούν κατά τη διάρκεια εγγραφής ή διαγραφής, επειδή τα ηλεκτρικά πεδία τα οποία χρησιμοποιούνται στις πρακτικές διατάξεις SONOS EEPROM είναι > 5 MV/cm, για αποδεκτούς σύντομους χρόνους εγγραφής/ διαγραφής (~ 1 ms). Ο προγραμματισμός και η διαγραφή των διατάξεων SONOS

γίνεται με τους μηχανισμούς άμεσης σήραγγας, σχ.2.13(β), ή τροποποιημένης σήραγγας F-N, σχ.2.13(γ).

Ο μηχανισμός άμεσης σήραγγας αναφέρεται στην κβαντομηχανική διαδικασία διέλευσης ηλεκτρονίων από το κανάλι του τρανζίστορ (ζώνη αγωγιμότητας $E_{C(Si)}$) στη ζώνη αγωγιμότητας του νιτριδίου $E_{C(Ni)}$ διαμέσου μόνο του ενεργειακού φραγμού Φ_B του SiO_2 (direct band-to-band tunneling, DT). Ο μηχανισμός DT λαμβάνει χώρα σε πεδία:

$$\frac{\Phi_B - \Phi_N}{qd_{OX}} < E_{OX} < \frac{\Phi_B}{qd_{OX}}, \text{ π.χ. } 10\text{-}15 \text{ MV/cm για } d_{OX}=2 \text{ nm.}$$

Στο μηχανισμό τροποποιημένης σήραγγας F-N (modified F-N tunneling, MFN), η έγχυση του φορτίου στη ζώνη $E_{C(Ni)}$ γίνεται διαμέσου του στρώματος του οξειδίου και ένα μέρους του στρώματος του νιτριδίου. Ο μηχανισμός MFN λαμβάνει χώρα σε πεδία:

$\frac{\Phi_B - \Phi_N}{q(d_{OX} + \gamma d_N)} < E_{OX} < \frac{\Phi_B - \Phi_N}{qd_{OX}}$, όπου, γ είναι ο λόγος των διηλεκτρικών σταθερών του οξειδίου και του νιτριδίου $\gamma = \epsilon_{OX} / \epsilon_N$, και d_N είναι το πάχος του στρώματος του Si_3N_4 , (π.χ. 5-10 MV/cm για d_{OX} και $d_N=2$ και 5nm, αντίστοιχα). Να σημειωθεί ότι, επειδή η διηλεκτρική σταθερά του νιτριδίου είναι σχεδόν διπλάσια από αυτήν του οξειδίου ($\epsilon_{OX} / \epsilon_N = 3,9/7 \sim 0,5$), η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου διαμέσου του οξειδίου E_{OX} είναι περίπου διπλάσια από την τιμή του πεδίου στο στρώμα του νιτριδίου E_N ($E_{OX} = \epsilon_N E_N / \epsilon_{OX} \sim 2 E_N$). Η πυκνότητα του ρεύματος έγχυσης DT και MFN μπορεί να εκφραστεί ως:

$$J = CP_{OX}P_N \quad (2.6)$$

με

$$C = \frac{q^3}{8\pi h} \cdot \frac{1}{\left\{ \frac{(\Phi_B)^{1/2} - (\Phi_B - qE_{OX}d_{OX})^{1/2}}{E_{OX}} + \frac{(\Phi_B - \Phi_N - qE_{OX}d_{OX})^{1/2}}{E_N} \right\}^2} \quad (2.7)$$

$$P_{OX} = \exp \left\{ - \frac{8\pi}{2qh} \sqrt{2m_{OX}} \frac{[(\Phi_B)^{3/2} - (\Phi_B - qE_{OX}d_{OX})^{3/2}]}{E_{OX}} \right\} \quad (2.8)$$

$$P_N = \exp \left\{ - \frac{8\pi}{2qh} \sqrt{2m_N} \frac{[(\Phi_B - \Phi_N - qE_{OX}d_{OX})^{3/2}]}{E_{OX}} \right\} \quad (2.9)$$

και

$$E_{OX} = \frac{V_{app(G)} - V_{FB} - \phi_s}{d_{OX}^{TOT} + \gamma d_N} \quad (2.10)$$

όπου:

$V_{app(G)}$ είναι η εφαρμοζόμενη τάση στην πύλη της διάταξης SONOS.

d_{OX}^{TOT} είναι το ολικό πάχος των στρωμάτων οξειδίου της δομής SONOS ($d_{OX(bott)} + d_{OX(tott)}$).

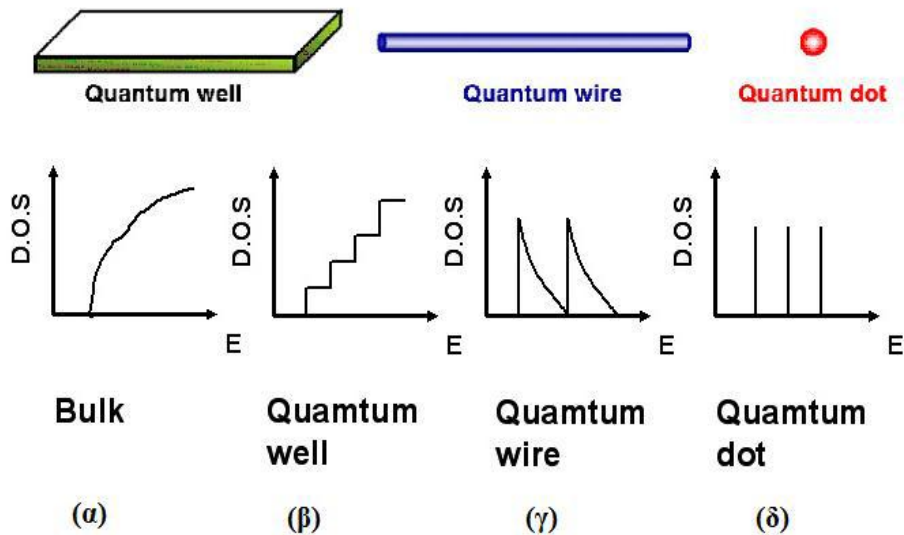
$m_{OX} (m_N)$ είναι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου στο στρώμα του οξειδίου (νιτριδίου).

$P_{OX} (P_N)$ είναι η πιθανότητα διέλευσης του ηλεκτρονίου διαμέσου του ενεργειακού φραγμού του $SiO_2 (Si_3N_4)$.

Στις εξισώσεις 2.7-9 οι όροι μέσα στις ρίζες θεωρούνται μηδέν αν είναι αρνητικοί. Αν $\Phi_B - \Phi_N - qE_{OX}d_{OX} < 0$, η διέλευση του φορτίου γίνεται μόνο διαμέσου του τραπεζοειδούς ενεργειακού φραγμού του οξειδίου (DT) και $P_N=1$. Αν $\Phi_B - qE_{OX}d_{OX} < 0$, η διέλευση του φορτίου γίνεται διαμέσου του τριγωνικού ενεργειακού φραγμού του οξειδίου (F-N tunneling).

2.6 Μηχανισμοί φόρτισης

Η διαστατικότητα (3D) παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στον καθορισμό των ιδιοτήτων των νανο-υλικών. Ο κβαντικός περιορισμός (quantum confinement) προκύπτει από το γεγονός ότι ένας νανοκρύσταλλος έχει διαστάσεις μικρότερες από τη διάμετρο του ατόμου του υδρογόνου (Bohr exciton diameter). Ο όρος κβαντικός περιορισμός, όταν εφαρμόζεται σε υλικά πολύ μικρών διαστάσεων, περιγράφει τον περιορισμό ενός εξιτονίου (το σύστημα ηλεκτρονίου-οπής) εντός των φυσικών ορίων του υλικού. Είναι ένα κβαντικό φαινόμενο, ως εκ τούτου προκύπτουν και τα ονόματα 'κβαντικό πηγάδι' (quantum well), 'κβαντικό νήμα' (quantum wire) και 'κβαντική κηλίδα' (quantum dot) για να δηλώσουν τον περιορισμό σε μία (1D), δύο (2D) και τρεις (3D) διαστάσεις αντίστοιχα (σχήμα 2.14). Αναφέρουμε, ότι μια κβαντική κηλίδα περιλαμβάνει ένα πολύ μικρό αριθμό ατόμων (10-50 άτομα). **{13}**. Επιπλέον, οι ενεργειακές καταστάσεις από συνεχείς γίνονται διακριτές για τις κβαντικές κηλίδες ενώ το ενεργειακό διάκενο του υλικού διευρύνεται. Έτσι, τα ηλεκτρόνια και οι οπές μπορούν να βρίσκονται σε συγκεκριμένες ενεργειακές καταστάσεις **{9}**. Η ικανότητα των νανοκρυστάλλων να αποθηκεύουν φορτία, είναι μια πολύ σημαντική ιδιότητα η οποία διέπεται από τον κβαντικό περιορισμό και εξαρτάται από το μέγεθος του dot **{12}**.



Σχήμα 2.14 Γεωμετρία και πυκνότητα καταστάσεων (Density Of States, DOS) σε συνάρτηση με την ενέργεια του ηλεκτρονίου

Οι πυκνότητες των ενεργειακών καταστάσεων για τα παραπάνω σχήματα είναι:

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (2.11) \quad \text{για το σχήμα (α)}$$

$$g(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2} \quad (2.12) \quad \text{για το σχήμα (β)}$$

$$g(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.13) \quad \text{για το σχήμα (γ)}$$

$$g(E) = \delta(E - E_0) \quad (2.14) \quad \text{για το σχήμα (δ)}$$

Στην περίπτωση τώρα των διατάξεων μνήμης με νανοκρυστάλλους, η εισαγωγή ενός ηλεκτρονίου στο εσωτερικό του νανοκρυστάλλου, έχει ως αποτέλεσμα τη φόρτισή του (με φορτίο ίσο με αυτό του ηλεκτρονίου) και την ανάπτυξη ενός ηλεκτρικού πεδίου το οποίο απωθεί με τη σειρά του τα επόμενα ηλεκτρόνια από το να εισαχθούν στην κβαντική κηλίδα. Επομένως, για να εισχωρήσει ένα ηλεκτρόνιο σε μια κβαντική κηλίδα που περιέχει ήδη ένα ηλεκτρόνιο απαιτείται ενέργεια ίση με :

$$E = e^2/2C \quad (2.15)$$

όπου C είναι η χωρητικότητα του κβαντικού σημείου. Ομοίως, για να εισέλθει μια σπή σε ένα κβαντικό σημείο (ή αντίστοιχα για να εξέλθει ένα ηλεκτρόνιο) απαιτείται ενέργεια ίση με:

$$E = -e^2/2C \quad (2.16)$$

Αυτό σημαίνει ότι αποβάλλεται ενέργεια ίση με $e^2/2C$.

Τα ηλεκτρόνια που έχουν ενέργεια ίση με την ενέργεια Fermi μπορούν να εισχωρήσουν εντός του κβαντικού σημείου μόνο εάν η ενέργειά τους είναι μεγαλύτερη κατά $e^2/2C$ από τη χαμηλότερη ελεύθερη ενεργειακή κατάσταση του κβαντικού σημείου. Εάν η μεταβολή του δυναμικού κατά μήκος ενός κβαντικού σημείου είναι μικρότερη από e/C , δεν παρατηρείται ρεύμα κατά μήκος της διάταξης. Σε αυτήν την περίπτωση λέμε ότι έχουμε φαινόμενο αποκλεισμού Coulomb (Coulomb blockade effect). Εάν όμως η μεταβολή του δυναμικού κατά μήκος του κβαντικού σημείου είναι ακριβώς ίση με e/C , έχουμε ρεύμα γιατί τα ηλεκτρόνια μπορούν να εισέλθουν και να εξέλθουν από το κβαντικό σημείο.

Για τη φόρτιση συνηθισμένων σωμάτων, η χωρητικότητα C είναι πολύ μεγάλη και άρα $e^2/C \ll kT \sim 25,8 \text{ meV}$ {15}. Όμως, για πολύ μικρά σώματα και για χαμηλές θερμοκρασίες είναι δυνατόν η ενέργεια που απαιτείται για τη φόρτιση ενός αγωγού με ένα ηλεκτρόνιο να είναι μεγαλύτερη από τη θερμική ενέργεια, δηλαδή είναι δυνατόν να ισχύει: $e^2/C \gg kT$. Οι συνθήκες που καθιστούν το φαινόμενο Coulomb ορατό είναι:

$$e^2/C \gg kT \quad \text{και} \quad G \ll e^2/h \quad (2.17)$$

που σημαίνει ότι τόσο η χωρητικότητα όσο και η αγωγιμότητα διαρροής της συσκευής θα πρέπει να είναι μικρές. Κατά συνέπεια, η αντίσταση οποιασδήποτε κβαντικής διάταξης ενός ηλεκτρονίου θα πρέπει να είναι πολύ μεγάλη ($R_{\min} = 25,8 \text{ k}\Omega$).

Έχει αποδειχθεί ότι για να δημιουργηθούν τέτοιες διατάξεις όπου εμφανίζεται το φαινόμενο παγίδευσης Coulomb σε θερμοκρασία δωματίου θα πρέπει οι διαστάσεις των κβαντικών κηλίδων που περιέχονται σε αυτές τις διατάξεις να είναι μικρότερες από 10nm. Έτσι λόγω του φαινομένου παγίδευσης Coulomb και της μικρότερης πυκνότητας καταστάσεων που εμφανίζουν οι κβαντικές κηλίδες σε σχέση με τα συμπαγή υλικά, στις δομές MOS με νανοκρυστάλλους, η διαδικασία εγγραφής/διαγραφής της πληροφορίας γίνεται με μετακίνηση λίγων μόνο φορέων (ηλεκτρόνια ή οπές).

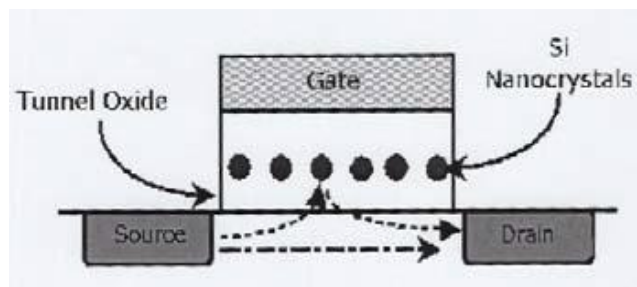
2.7 Μνήμη νανοκρυσταλλινών πυριτίου

Η βελτίωση των χαρακτηριστικών ενός κυκλώματος σε τεχνολογία λογικών κυκλωμάτων CMOS επιτυγχάνεται, όπως είπαμε και παραπάνω, με αναλογική σμίκρυνση όλων των διαστάσεων του τρανζίστορ MOSFET. Η κύρια διάσταση, που χαρακτηρίζει και την χρησιμοποιούμενη τεχνολογία, είναι το μήκος του καναλιού του MOSFET. Σύμφωνα με τις προβλέψεις του «οδικού χάρτη τεχνολογίας» (SIA roadmap) αναμένεται μια μείωση στο μήκος του καναλιού με προοπτική την ελάττωση του κάτω από τα 35nm τα επόμενα χρόνια. Αυτή η ελάττωση του μήκους του καναλιού που συνεπάγεται και ελάττωση της απόστασης πηγής-απαγωγού μπορεί να οδηγήσει σε διάτρηση (punch through) ανάμεσα στην πηγή και

τον απαγωγό όταν η αντίστοιχη τάση V_{BSDB} γίνει μεγάλη, με αποτέλεσμα οι περιοχές κένωσης γύρω από την πηγή και τον απαγωγό να έρθουν σε επαφή μεταξύ τους. Για να αποφύγουμε κακή λειτουργία του τρανζίστορ λόγω αυτού του φαινομένου, η περιοχή του καναλιού ανάμεσα στην πηγή και τον απαγωγό πρέπει να εμπλουτιστεί με όλο και μεγαλύτερη συγκέντρωση προσμείξεων (doping) όσο ελαττώνεται το μήκος του καναλιού. Για να πετύχουμε ένταση ηλεκτρικού πεδίου αρκετή ώστε να οδηγήσουμε το ψηλότερα 'ντοπαρισμένο' Si σε ισχυρή αντιστροφή χωρίς να αυξήσουμε την τάση λειτουργίας της διάταξης, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε λεπτότερα φιλμ οξειδίου πύλης. Το διηλεκτρικό της πύλης πρέπει να είναι επομένως πολύ λεπτό, τουλάχιστον 10-30% λεπτότερο από το μήκος του καναλιού, με τυπική τιμή γύρω στα 3nm για μήκος καναλιού της τάξης των 100nm. Η μείωση των διαστάσεων απαιτεί τέτοια λεπτά οξείδια που να περιορίζουν ικανοποιητικά τόσο τα φαινόμενα βραχυκυκλώματος στο κανάλι όσο και να εξασφαλίζουν επαρκή οδήγηση ρεύματος. Η οριακή τιμή για το SiO₂ σαν διηλεκτρικό πύλης θεωρείται το 1 nm. Πέρα από αυτή την τιμή, το ρεύμα λόγω απευθείας φαινομένου σήραγγας από την πύλη στο υπόστρωμα γίνεται τόσο έντονο που εμποδίζει την ομαλή λειτουργία του τρανζίστορ.

Για να ακολουθήσει η τεχνολογία των μνημών την σμίκρυνση των διαστάσεων των λογικών κυκλωμάτων CMOS, απαιτείται να ξεπεραστεί το θέμα του ελάχιστου πάχους οξειδίου που έχει τεθεί στις μνήμες αιωρούμενης πύλης πολυκρυσταλλικού πυριτίου (>8 nm). Όπως αναφέρθηκε και πριν, ένας τρόπος να επιτευχθεί αυτό είναι η κατανεμημένη αποθήκευση φορτίου σε στρώμα νανοκρυσταλλιτών που αντικαθιστούν το συνεχές στρώμα πολυκρυσταλλικού πυριτίου[10]. Με τη χρήση μιας σειράς νανοκρυσταλλιτών (κβαντικών τελειών) κατανεμημένων σε ένα δισδιάστατο στρώμα ανάμεσα στο οξείδιο σήραγγας και το οξείδιο ελέγχου της μνήμης δεν είναι πια τόσο απαγορευμένη η μείωση του πάχους του οξειδίου σήραγγας των διατάξεων. Με αυτό τον τρόπο ακόμα κι αν υπάρχει μια ατέλεια στο οξείδιο σήραγγας και δημιουργηθεί διαρροή, αυτό θα επηρεάσει τοπικά μόνο μερικά σημεία αποθήκευσης τα οποία θα χάσουν το φορτίο τους και όχι όλοι οι νανοκρυσταλλίτες στο σύνολο τους. Μπορούμε έτσι να κατασκευάσουμε μνήμες με πολύ λεπτότερα οξείδια και να λειτουργήσουμε με χαμηλότερες τάσεις και υψηλότερες ταχύτητες.

Η μνήμη νανοκρυσταλλιτών πυριτίου που προτάθηκε στις αρχές της δεκαετίας του '90 από την ομάδα του Tiwari της IBM [11,12] αποτελείται από ένα MOS τρανζίστορ που περιέχει μια σειρά από νανοκρυσταλλίτες Si μονωμένους μεταξύ τους και κατανεμημένους σε δισδιάστατο στρώμα μέσα στο οξείδιο πύλης πολύ κοντά στο κανάλι του τρανζίστορ (Σχήμα 2.15).



Σχήμα 2.15: Νανοκρυσταλλική μνήμη

Ένα λεπτό διηλεκτρικό στρώμα θερμικού οξειδίου του πυριτίου διαχωρίζει το κανάλι από το στρώμα των νανοκρυσταλλινών. Ένα παχύτερο στρώμα οξειδίου ελέγχου απομονώνει τους νανοκρυσταλλίτες από το ηλεκτρόδιο πύλης. Η λειτουργία λοιπόν της διάταξης στηρίζεται κυρίως στη κατανεμημένη αποθήκευση φορτίου σε αυτό το στρώμα νανοκρυσταλλινών πυριτίου. Το αποθηκευμένο φορτίο αλλάζει την αγωγιμότητα του τρανζίστορ τροποποιώντας την τάση κατωφλίου του VBTHB (αρνητικό αποθηκευμένο φορτίο προκαλεί μετακίνηση της VBTHB σε θετικότερες τιμές τάσης). Η διάταξη αυτή προτάθηκε να χρησιμοποιηθεί τόσο για μνήμες DRAM όσο και για Flash EEPROMS με βελτιωμένες επιδόσεις. Διάφορες ομάδες έχουν προτείνει διαφορετικές τεχνολογίες κατασκευής των μνημών αυτών, παραμένουν δε κάποια προβλήματα τα οποία θα πρέπει να λυθούν ακόμη όπως: η βελτιστοποίηση της διάρκειας διατήρησης των δεδομένων (data retention time), το παράθυρο μνήμης (memory window) και οι αποκλίσεις των χαρακτηριστικών των διατάξεων.

2.8 Πλεονεκτήματα δομών MOS με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους έναντι δομών με νανοκρυστάλλους ημιαγωγών

Μέχρι πρόσφατα σημαντικό ρόλο στις διατάξεις μνημών κατείχαν οι ημιαγωγικές μνήμες με νανοκρυστάλλους ημιαγωγών (Si, Ge). Τα τελευταία χρόνια οι εξελίξεις στον τομέα των μνημών επιταχύνθηκαν λόγω της ανάγκης βελτιστοποίησής τους σε συνδυασμό πάντα με την ελαχιστοποίηση του κόστους παραγωγής τους.

Στην κατεύθυνση αυτή εντάσσεται και το γεγονός της αντικατάστασης των ημιαγωγικών νανοκρυστάλλων από μεταλλικούς. Ο λόγος για την αλλαγή αυτή σχετίζεται με τα σημαντικά πλεονεκτήματα που παρουσιάζουν οι μεταλλικοί νανοκρυστάλλοι σε σχέση με τους νανοκρυστάλλους ημιαγωγών. Θα μπορούσαμε να συνοψίσουμε τα σημαντικά αυτά πλεονεκτήματα στα εξής:

- Σημαντικές ιδιότητες μια διάταξης μνήμης αποτελούν ο χρόνος διατήρησης του φορτίου καθώς επίσης και η ταχύτητα εγγραφής και διαγραφής της πληροφορίας που είναι μεγάθη αντιστρόφως ανάλογα. Προκειμένου να επιτευχθούν υψηλές ταχύτητες εγγραφής/διαγραφής χωρίς μείωση του χρόνου διατήρησης της πληροφορίας επιλέγονται μεταλλικοί νανοκρυστάλλοι αντί για ημιαγωγικούς αφού οι πρώτοι διαθέτουν μια μεγάλη ποικιλία έργων εξόδου και επομένως παρέχουν σημαντική ευελιξία στο συνδυασμό υψηλών χρόνων διατήρησης των φορτίων και επεξεργασίας της πληροφορίας. Συνήθως επιλέγονται ως νανοκρυστάλλοι μέταλλα με μεγάλο έργο εξόδου και λεπτά οξείδια σήραγγας.

- Ο σχεδιασμός νανοδιατάξεων μνήμης με ελεγχόμενες ιδιότητες είναι πιο εύκολος όταν αυτές περιέχουν μεταλλικούς νανοκρυστάλλους αντί για ημιαγωγικούς. Ο λόγος είναι ότι η μεταβολή στην ενέργεια Fermi στους μεταλλικούς νανοκρυστάλλους είναι ελάχιστη σε σχέση με τη μεταβολή της ενέργειας Fermi στους ημιαγωγικούς αφού στα μέταλλα υπάρχουν χιλιάδες ελεύθερα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας ενώ στους ημιαγωγούς όχι. Επίσης οι

νανοκρύσταλλοι ημιαγωγών εμφανίζουν διευρυμένο διάκενο σε σχέση με τους αντίστοιχους ημιαγωγούς.

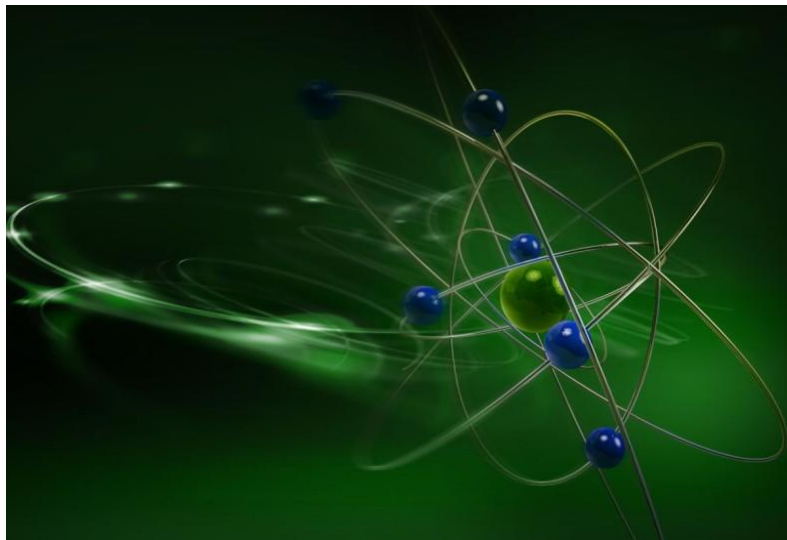
2.9 Μειονεκτήματα διατάξεων μνήμης με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους

Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο οι διατάξεις μνημών με νανοκρυστάλλους μετάλλων εμφανίζουν σημαντικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις νανοδιατάξεις μνημών που περιέχουν ημιαγωγίμους νανοκρυστάλλους. Όμως δεν παύει να εμφανίζονται σημαντικά προβλήματα στις δομές μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους τα οποία χρήζουν επιπλέον μελέτης και βελτίωσης προκειμένου οι μνήμες να λειτουργούν κατά το δυνατόν με βέλτιστο τρόπο.

Βασικό μειονέκτημα των διατάξεων μνήμης με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους είναι η μη καθολική συμβατότητα αυτών των δομών με τις κλασικές διεργασίες κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην παρουσία ενός μετάλλου που μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα αφού η διάχυσή του μπορεί να προκαλέσει μόλυνση στον καθαρό χώρο. Το γκρουπ του Z. Liu έχει καταφέρει να κατασκευάσει MOSFET τρανζίστορ με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους που δεν παρουσιάζουν προβλήματα διάχυσης μετάλλου. Βέβαια για την επίλυση του παραπάνω σημαντικού ζητήματος απαιτείται διεξοδική μελέτη προκειμένου να αποκλειστεί η πιθανότητα διάχυσης του μετάλλου.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

Η βασική θεωρία του φαινομένου σήραγγας



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

3.1 Εισαγωγή

3.2 Περιγραφή του φαινομένου σήραγγας

3.3 Το φράγμα δυναμικού

3.4 Το ορθογώνιο φράγμα δυναμικού

3.5 Μονοδιάστατη προσέγγιση WKB

3.5.1 Εισαγωγή-Ιστορική αναδρομή

3.5.2 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου-Μαθηματική προσέγγιση

3.6 Η θεωρία Fowler – Nordheim

3.6.1 Εισαγωγή

3.6.2 Προϋποθέσεις και φυσικές αρχές του μοντέλου Fowler – Nordheim

3.6.3 Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων

3.6.4 Διαγράμματα ενέργειας-χώρου

3.7 Η τρισδιάστατη προσέγγιση Wentzel - Kramers - Brillouin

3.7.1 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου

3.1 Εισαγωγή

Προκειμένου να κατανοήσουμε επακριβώς τη λειτουργία των ημιαγωγικών μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους κρίνεται σκόπιμη η κατανόηση των φυσικών αρχών που διέπουν τη διαδικασία φόρτισης των νανοκρυστάλλων. Κυρίαρχο φυσικό φαινόμενο του μηχανισμού φόρτισης είναι το φαινόμενο σήραγγας με τις διάφορες εκδοχές του για την καλύτερη προσέγγιση της διαδικασίας.

Στο κεφάλαιο αυτό δίνεται η περιγραφή του φαινομένου σήραγγας και η φυσική αρχή του. Στη συνέχεια μελετάται μαθηματικά το φαινόμενο εξετάζοντας τη γενική περίπτωση του φράγματος δυναμικού και τις εξιδανικευμένες περιπτώσεις του ορθογωνίου και του τετραγωνικού δυναμικού για τις οποίες υπολογίζεται και η τελική έκφραση του συντελεστή διέλευσης T . Ακολουθούν η μονοδιάστατη προσέγγιση WKB, ο βασικός μηχανισμός Fowler-Nordheim και η τρισδιάστατη προσέγγιση WKB που χρησιμοποιούμε για να περιγράψουμε ρεαλιστικά το φαινόμενο σήραγγας στις διάφορες διατάξεις μνημών.

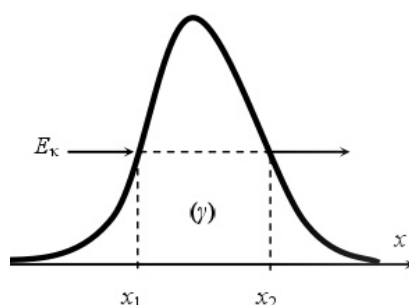
3.2 Περιγραφή του φαινομένου σήραγγας

Το φαινόμενο σήραγγας είναι μια κατεξοχήν κβαντική διαδικασία η οποία επιτρέπει στα σωματίδια του μικρόκοσμου να διεισδύουν διαμέσου φραγμάτων δυναμικής ενέργειας που είναι ενεργειακά απαγορευμένες για τα κλασικά σωματίδια. Εξηγήθηκε για πρώτη φορά από τον Gamow το 1927.

Σύμφωνα με την κλασική μηχανική η αρχή διατήρησης της ενέργειας για ένα σωματίδιο είναι:

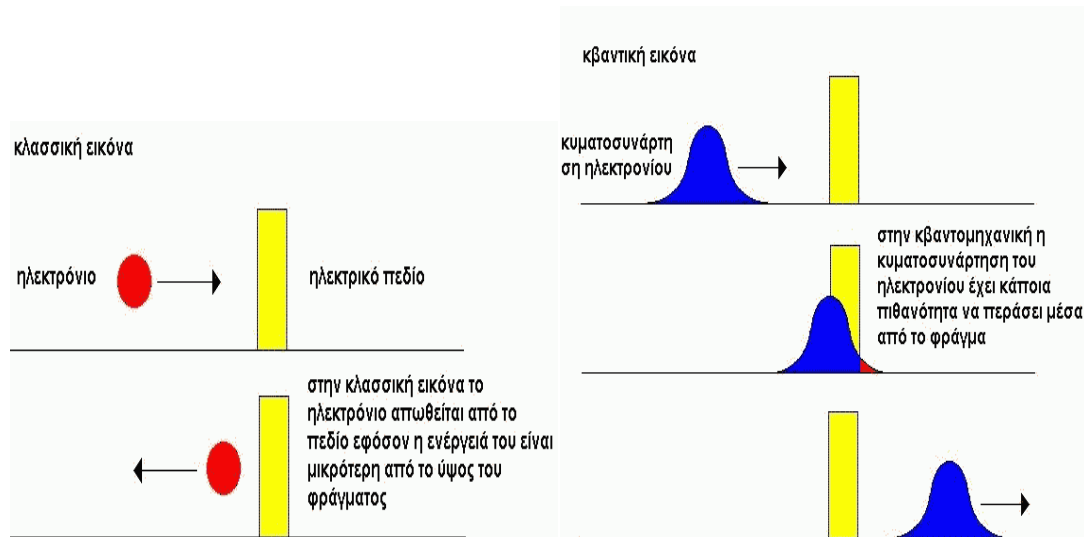
$$E = \frac{1}{2} m v^2 + V(x) = \text{σταθερά}$$

Όμως επειδή η κινητική ενέργεια είναι πάντα θετική δεν επιτρέπεται σε ένα σωματίδιο δεδομένης ολικής ενέργειας E να διεισδύσει σε εκείνες τις περιοχές του χώρου όπου η δυναμική ενέργεια $V(x)$ είναι μεγαλύτερη της ολικής ενέργειας E . Η κίνηση του σωματιδίου θα περιορίζεται μόνο σε εκείνα τα x για τα οποία ισχύει ότι $V(x) < E$ ενώ οι περιοχές του άξονα x όπου ισχύει $V(x) > E$ θα ονομάζονται κλασικά απαγορευμένες περιοχές (βλ. σχήμα 3.1).



Σχήμα 3.1

Το κβαντικό φαινόμενο σήραγγας είναι το φαινόμενο κατά το οποίο ένα σωματίδιο περνά διαμέσου ενός φράγματος δυναμικού το οποίο είναι υψηλότερο από την ενέργεια του σωματιδίου. Με βάση την κλασική φυσική όπως ήδη αναφέραμε το φαινόμενο αυτό είναι αδύνατον να συμβεί ωστόσο η κυματική φύση των σωματιδίων που εισάγει η κβαντομηχανική προβλέπει τέτοια φαινόμενα που εντάσσονται στη γενική κατηγορία των φαινομένων σκέδασης.



Σχήμα 3.2

3.3 Το φράγμα δυναμικού

Όταν ένα σωματίδιο κινείται σε μια περιοχή σταθερού δυναμικού, τότε δεν αισθάνεται δυνάμεις παρά μόνο στα όρια της περιοχής. Η ολική ενέργεια του σωματιδίου θα διαφέρει από την περίπτωση ελεύθερης κίνησης κατά ένα σταθερό όρο δυναμικής ενέργειας. Στο **σχήμα 3.2** φαίνεται ένα κατά προσέγγιση σταθερό δυναμικό. Ένα τέτοιο δυναμικό είναι, φυσικά, μια εξιδανίκευση, ιδίως αν σκεφθεί κανείς ότι η δύναμη που εξασκείται στο σωματίδιο στα οριακά σημεία είναι άπειρη. Στην πραγματικότητα δεν παρατηρούνται τέτοιες ασυνέπειες στη φύση αλλά το δυναμικό είναι μια κατά το μάλλον ή ήττον ομαλή συνάρτηση με μεγάλη κλίση σε ορισμένα σημεία όπου προσεγγίζεται καλά από την εξιδανικευμένη μορφή του σχήματος.

Γενικότερα, μια τυχαία ομαλή συνάρτηση δυναμικού μπορεί να προσεγγισθεί από ένα κατά διαστήματα σταθερό δυναμικό. Το πόσο καλή θα είναι η προσέγγιση εξαρτάται από το πόσο γρήγορα μεταβάλλεται το αρχικό δυναμικό.

Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με την επίλυση του προβλήματος ιδιοτιμών της ενέργειας για μερικά χαρακτηριστικά μονοδιάστατα κατά τμήματα σταθερά δυναμικά. Τα συστήματα αυτά εκτός του ότι είναι επιλύσιμα και έχουν μεγάλη εκπαιδευτική αξία, παρά την απλότητά τους, είναι επίσης χρήσιμα και σε πολλές ρεαλιστικές εφαρμογές της

κβαντομηχανικής. Το όνομά τους οφείλεται στο γεγονός ότι σε πολλά από αυτά τα προβλήματα η εικόνα του δυναμικού θυμίζει πηγάδι.

Η ανεξάρτητη από τον χρόνο εξίσωση του Schrodinger παίρνει την μορφή:

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi E(x) = \frac{2m}{\hbar^2} (V(x) - E) \psi E(x)$$

Στα σημεία ασυνέχειας του δυναμικού το δεξί μέλος θα παρουσιάζει ασυνέχεια, παρόλο που η κυματοσυνάρτηση ως πλάτος πιθανότητας θα είναι συνεχής. Επομένως η δεύτερη παράγωγος της κυματοσυνάρτησης σ'αυτά τα σημεία θα είναι ασυνεχής. Η πρώτη όμως παράγωγος $\psi'E$, θα είναι συνεχής. Σε μια περιοχή που το δυναμικό έχει την σταθερή τιμή V_0 η εξίσωση Schrodinger είναι η διαφορική εξίσωση με σταθερούς συντελεστές

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi E(x) = (E - V_0) \psi E(x)$$

Αν $E > V_0$ η εξίσωση αυτή γράφεται

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi E(x) = -q^2 \psi E(x)$$

όπου:

$$q^2 = 2m(E - V_0)/\hbar^2$$

και οι λύσεις της είναι:

$$\exp(\pm iqx)$$

ή, ισοδύναμα, $\sin qx$ και $\cos qx$.

Η περίπτωση $E < V_0$ είναι κλασικά απαγορευμένη μια και θα ισοδυναμούσε με αρνητική κινητική ενέργεια. Η εξίσωση του Schrodinger όμως έχει λύσεις και στην περιοχή αυτή. Η εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi E(x) = \kappa^2 \psi E(x)$$

όπου:

$$\kappa^2 \equiv \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}$$

Οι λύσεις σε αυτήν την περιοχή είναι αύξοντα και φθίνοντα εκθετικά $\exp(\pm \kappa x)$ [1].

3.4 Το ορθογώνιο φράγμα δυναμικού

Εξετάζουμε το μονοδιάστατο πρόβλημα με δυναμικό

$$V(x) = \begin{cases} 0, & \text{για } x < 0 \\ V_0, & \text{για } 0 < x < \alpha \\ 0, & \text{για } x > \alpha \end{cases}$$

υποθέτοντας και πάλι ότι αρχικά για $x \rightarrow \infty$ ένα σωματίδιο συγκεκριμένης ενέργειας κινείται για $x < 0$ από αριστερά προς τα δεξιά.

A. Ενέργεια σωματιδίου $E < V_0$

(i) $x < 0$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2mE}{\hbar^2} \psi$$

$$k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} > 0 \Rightarrow \Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}$$

(ii) $0 < x < \alpha$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V_0 \psi = E\psi$$

$$\Rightarrow \frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) \psi$$

$$k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) > 0 \Rightarrow \Psi_2(x) = A_2 e^{k_2 x} + B_2 e^{-k_2 x}$$

(iii) $x > \alpha$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi$$

$$\Rightarrow \frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2m}{\hbar^2} E\psi$$

$$k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E > 0 \Rightarrow \Psi_3(x) = A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x}$$

Συνοριακές συνθήκες του προβλήματος: $B_3 = 0$. Από δεξιά ($x > \alpha$) υπάρχει μόνο το κύμα (σωματίδιο) που πέρασε δηλαδή το A_3 , δεν υπάρχει προσπίπτον από δεξιά.

Οριακές συνθήκες για $x=0$ και $x=\alpha$:

Στην περιοχή $0 < x < a$ δεν έχουμε διάδοση κύματος, αλλά $\Psi(x) \neq 0$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_1(x=0) = \Psi_2(x=0) \\ \frac{d\Psi_1}{dx}(x=0) = \frac{d\Psi_2}{dx}(x=0) \\ \Psi_1(x=a) = \Psi_3(x=a) \\ \frac{d\Psi_2}{dx}(x=a) = \frac{d\Psi_3}{dx}(x=a) \end{array} \right\} \Rightarrow J = -\frac{i\hbar}{2m} \left\{ \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \right\}$$

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \quad (2.1)$$

$$ik_1 A_1 - ik_1 B_1 = k_2 A_2 - k_2 B_2 \quad (2.2)$$

$$e^{k_2 a} A_2 + B_2 e^{-k_2 a} = A_3 e^{ik_1 a} \quad (2.3)$$

$$k_2 A_2 e^{k_2 a} - k_2 B_2 e^{-k_2 a} = ik_1 A_3 e^{ik_1 a} \quad (2.4)$$

Λύνω για να βρω τους συντελεστές A, B. Υπάρχει μια αυθαίρετη σταθερά, που ορίζεται από την κανονικοποίηση, η A_1 , όλα θα εκφραστούν μέσω της A_1 .

Ενδιαφέρομαι κυρίως για την A_3 , διότι έτσι θα βρω το συντελεστή διέλευσης του σωματιδίου μέσω του φράγματος $E < V_0$

$$T = \frac{J_\delta}{J_{\pi\rho}} = \frac{|A_3|^2 \hbar k_{1/m}}{|A_1|^2 \hbar k_{1/m}} = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}$$

όπου A_1 το πλάτος προσπίπτοντος κύματος, B_1 το πλάτος ανακλώμενου κύματος και A_3 το πλάτος διαδιδόμενου δεξιά κύματος.

Διαιρώ την εξίσωση (2.2) με ik_1 και προσθέτω στην (2.1) κατά μέλη:

$$\begin{aligned} A_1 + B_1 &= A_2 + B_2 \\ A_1 - B_1 &= \frac{k_2}{ik_1} A_2 - \frac{k_2}{ik_1} B_2 \\ 2A_1 &= A_2 \left(1 + \frac{k_2}{ik_1} \right) + B_2 \left(1 - \frac{k_2}{ik_1} \right) \\ \Rightarrow A_1 &= A_2 \frac{ik_1 + k_2}{2ik_1} + B_2 \frac{ik_1 - k_2}{2ik_1} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Διαιρώ την (2.4) με k_2 και από τις (2.3), (2.4) έχω:

$$A_2 e^{k_2 a} + B_2 e^{-k_2 a} = A_3 e^{ik_1 a}$$

$$A_2 e^{k_2 \alpha} - B_2 e^{-k_2 \alpha} = A_3 e^{ik_1 \alpha \frac{ik_1}{k_2}}$$

$$2A_2 e^{k_2 \alpha} = A_3 e^{ik_1 \alpha \left(1 + \frac{ik_1}{k_2}\right)}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} A_2 = A_3 e^{(ik_1 - k_2) \alpha \frac{k_2 + ik_1}{2k_2}} & (2.6) \\ B_2 = A_3 e^{(ik_1 + k_2) \alpha \frac{k_2 - ik_1}{2k_2}} & (2.7) \end{cases}$$

Βάζοντας τις (2.6) και (2.7) στην (2.5) έχουμε:

$$A_1 = A_3 \frac{(k_2 + ik_1)^2}{4ik_1 k_2} e^{(ik_1 - k_2) \alpha} - A_3 \frac{(k_2 - ik_1)^2}{4ik_1 k_2} e^{(ik_1 + k_2) \alpha}$$

$$\Rightarrow A_1 = A_3 \frac{e^{ik_1 \alpha}}{4ik_1 k_2} [(k_2 + ik_1)^2 e^{-k_2 \alpha} - (k_2 - ik_1)^2 e^{k_2 \alpha}]$$

Άρα εάν υπάρχει λύση για μη μηδενική κυματοσυνάρτηση, $A_1 \neq 0$ τότε και $A_3 \neq 0$ αναγκαστικά.

Άρα έχουμε πάντα διέλευση από το φράγμα δυναμικού αν και κλασικά απαγορεύεται όταν $E < V_0$.

Το καθαρά κβαντικό αυτό φαινόμενο λέγεται **φαινόμενο σήραγγας**. Θα το δούμε στα αγγλόφωνα βιβλία σαν «tunneling». Η εκπομπή ακτινοβολίας α-σωματιδίου από ραδιενεργούς πυρήνες π.χ. οφείλεται στο φαινόμενο σήραγγας μέσω πυρηνικού δυναμικού.

Προσοχή: Εάν $k_2 \alpha \gg 1$ τότε, αμελώντας το $e^{-k_2 \alpha}$ στην προηγούμενη σχέση έχουμε:

$$A_3 \simeq A_1 e^{-ik_1 \alpha} \frac{4ik_1 k_2}{(k_2 - ik_1)^2} e^{-k_2 \alpha}$$

$$\Rightarrow T = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} \approx \frac{16k_1^2 k_2^2}{(k_2^2 + k_1^2)^2} e^{-k_2 \alpha}$$

$$\Psi_2(0) = A_2 + B_2 = A_3 e^{ik_1 \alpha} [\Gamma e^{-k_2 \alpha} + \Gamma^* e^{k_2 \alpha}]$$

$$\Psi_2(\alpha) = A_2 e^{k_2 \alpha} + B_2 e^{-k_2 \alpha} = A_3 e^{ik_1 \alpha} [\Gamma + \Gamma^*]$$

$$\Rightarrow \frac{\Psi_2(0)}{\Psi_2(\alpha)} \simeq \Gamma^* e^{k_2 \alpha} \Rightarrow \frac{\Psi_2(\alpha)}{\Psi_2(0)} \simeq \frac{e^{-k_2 \alpha}}{\Gamma^*} \Rightarrow \frac{|\Psi_2(\alpha)|^2}{|\Psi_2(0)|^2} \simeq T$$

όπου:

$$\Gamma = \frac{k_2 + ik_1}{2k_2} \quad \text{και} \quad \Gamma + \Gamma^* = 1$$

Υπολογισμός του συντελεστή διέλευσης

$$A_1^* A_1 = \frac{A_3^*}{16k_1^2 k_2^2} \{ [(k_2 + ik_1)^2 e^{-k_2 \alpha} - (k_2 - ik_1)^2 e^{k_2 \alpha}] \cdot [(k_2 - ik_1)^2 e^{-k_2 \alpha} - (k_2 + ik_1)^2 e^{k_2 \alpha}] \}$$

Το γινόμενο των δύο όρων ισούται με:

$$\begin{aligned} &= (k_2 + ik_1)^2 (k_2 - ik_1)^2 e^{-2k_2 \alpha} - (k_2 + ik_1)^4 - (k_2 - ik_1)^4 + (k_2 + ik_1)^2 (k_2 - ik_1)^2 e^{2k_2 \alpha} \\ &= (k_2^2 + k_1^2)^2 (e^{2k_2 \alpha} + e^{-2k_2 \alpha}) - [(k_2 + ik_1)^4 + (k_2 - ik_1)^4] \\ &= (k_2^2 + k_1^2)^2 (e^{2k_2 \alpha} + e^{-2k_2 \alpha}) - 4(k_2^2 - k_1^2)^2 + 2(k_2^2 + k_1^2)^2 \\ &= (k_2^2 + k_1^2)^2 (e^{2k_2 \alpha} + e^{-2k_2 \alpha} + 2) - 4(k_2^2 - k_1^2)^2 \\ &= (k_2^2 + k_1^2)^2 (e^{k_2 \alpha} + e^{-k_2 \alpha})^2 - 4(k_2^2 - k_1^2)^2 \\ &= 4(k_2^2 + k_1^2)^2 \cosh^2(k_2 \alpha) - 4(k_2^2 - k_1^2)^2 \end{aligned}$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η ταυτότητα:

$$(k_2 + ik_1)^4 + (k_2 - ik_1)^4 = 4(k_2^2 - k_1^2)^2 - 2(k_2^2 + k_1^2)^2$$

οπότε η σχέση () γίνεται:

$$A_1^* A_1 = \frac{A_3^* A_3}{4k_1^2 k_2^2} \{ (k_2^2 + k_1^2)^2 \cosh^2(k_2 \alpha) - (k_2^2 - k_1^2)^2 \}$$

$$\Rightarrow T = \frac{A_3^* A_3}{A_1^* A_1} = \frac{4k_1^2 k_2^2}{(k_2^2 + k_1^2)^2 \cosh^2(k_2 \alpha) - (k_2^2 - k_1^2)^2}$$

$$T+R=1 \Rightarrow R=1-T$$

Χρησιμοποιώντας: $\cosh^2 x - \sinh^2 x = 1$,

$$k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E, k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)$$

$$\Rightarrow T = \left[1 + \frac{\sinh^2 k_2 \alpha}{4 \frac{E}{V_0} \left(1 - \frac{E}{V_0} \right)} \right]^{-1}$$

Εάν το $k_2 \alpha$ είναι μεγάλο, τότε:

$$\sinh(k_2 \alpha) = \frac{1}{2} (e^{k_2 \alpha} - e^{-k_2 \alpha}) \rightarrow \frac{e^{k_2 \alpha}}{2}$$

$$\Rightarrow T = \left[1 + \frac{e^{2k_2 \alpha}}{16 \frac{E}{V_0} \left(1 - \frac{E}{V_0} \right)} \right]^{-1} \simeq 16 \frac{E}{V_0} \left(1 - \frac{E}{V_0} \right) e^{-2k_2 \alpha}$$

που είναι ίδιο με τη σχέση ()

$$T = \frac{1}{1+\Sigma} \simeq \Sigma^{-1}, \quad \text{για } \Sigma \gg 1, 1 + \Sigma \simeq \Sigma$$

άρα όσο μικρότερη η μάζα του σωματιδίου ή όσο μικρότερο το α , ή όσο κοντύτερα το E στο V_0 , τόσο μικρότερο το γινόμενο $k_2 \alpha$ και άρα μεγαλύτερο το T , επομένως τόσο πιθανότερη η διέλευση του σωματιδίου από το φράγμα του δυναμικού.

B. Ενέργεια σωματιδίου $E > V_0$

$$(i) \quad x < 0 \Rightarrow \frac{-\hbar^2}{2m} \Psi_1'' = E \Psi_1$$

$$\Rightarrow k_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} > 0 \Rightarrow \Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}$$

$$(ii) \quad 0 < x < \alpha \Rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \Psi_2'' + V_0 \Psi_2 = E \Psi_2$$

$$\Rightarrow \tilde{k}_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) > 0$$

$$\Rightarrow \Psi_2(x) = A_2 e^{i\tilde{k}_2 x} + B_2 e^{-i\tilde{k}_2 x}$$

$$(iii) \quad x > \alpha \Rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \Psi_3'' = E \Psi_3$$

$$\Rightarrow \Psi_3(x) = A_3 e^{ik_1 x}$$

Τώρα δεν έχουμε εκθετική ελάττωση του πλάτους του κύματος. Υπολογίζουμε όμοια τα A_k, B_k .

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2$$

$$ik_1 A_1 - ik_1 B_1 = i\tilde{k}_2 A_2 - i\tilde{k}_2 B_2$$

$$A_2 e^{i\tilde{k}_2 a} + B_2 e^{-i\tilde{k}_2 a} = A_3 e^{ik_1 a}$$

$$i\tilde{k}_2 A_2 e^{i\tilde{k}_2 a} - i\tilde{k}_2 B_2 e^{-i\tilde{k}_2 a} = ik_1 A_3 e^{ik_1 a}$$

Οι προηγούμενες σχέσεις είναι παρόμοιες με τις σχέσεις για την περίπτωση ($E > V_0$), αλλά με τη διαφορά ότι κάπου $k_2 \rightarrow i\tilde{k}_2$ για την τελική σχέση που δίνει το A_3 συναρτήσει του A_1 π.χ.

Ο συντελεστής διέλευσης τώρα είναι:

$$T = \left[1 + \frac{\sin^2(\tilde{k}_2 a)}{4 \frac{E}{V_0} \left(\frac{E}{V_0} - 1 \right)} \right]^{-1}$$

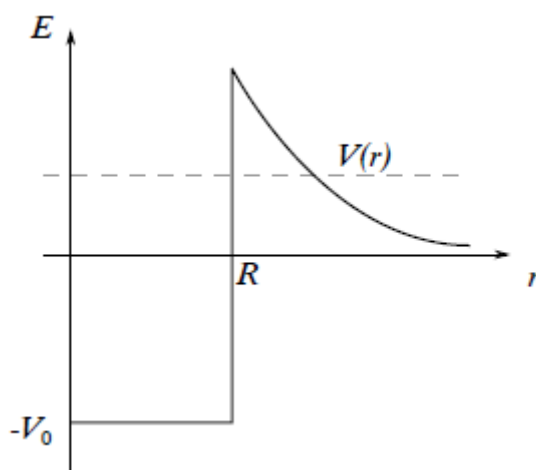
Παρατηρήσεις:

- (i) Ακόμη και για $\frac{E}{V_0} > 1$ υπάρχει πιθανότητα να ανακλαστεί το σωματίδιο.
- (ii) Όταν $\frac{E}{V_0} \gg 1$, τότε $T \rightarrow 1, R \rightarrow 0$
- (iii) Για $\frac{E}{V_0} > 1$, ο συντελεστής διέλευσης εξαρτάται ημιτονοειδώς από το $\tilde{k}_2 a$, άρα για $\tilde{k}_2 a = n\pi \Rightarrow T = 1$ με $n=1,2,3,\dots$

$$\Rightarrow a \sqrt{\frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2}} = n\pi \Rightarrow a^2 \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) = n^2 \pi^2$$

$$\Rightarrow E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} n^2 + V_0$$

- (iv) Το δυναμικό που παρουσιάζεται στον πυρήνα και εμποδίζει τα σωματίδια άλφα να βγουν είναι χονδρικά της μορφής του σχήματος 3.3.



Σχήμα 3.3

Η πιθανότητα διέλευσης έχει τη μορφή $T(E)=f(E) e^{-2k_2\alpha}$.

Η συνάρτηση $f(E)$ μεταβάλλεται αργά με την ενέργεια E , ενώ το εκθετικό $e^{-2k_2\alpha}$ μεταβάλλεται πολύ γρήγορα με το E και το α , και επειδή το α του φράγματος ελαττώνεται καθώς αυξάνεται η ενέργεια, ο συντελεστής διέλευσης μεταβάλλεται σημαντικά με μικρές μεταβολές της ενέργειας.

Άρα μεταβολή της ενέργειας κατά μερικά MeV προκαλεί μεταβολή στους χρόνους ημιζωής των ραδιενεργών πυρήνων από 10^{-7} s μέχρι 10^{10} χρόνια.

WKB approximation (Wentzel, Kramers, Brillouin)

(v) Πάμε πάλι στη μορφή του συντελεστή διέλευσης $T(E) \approx f(E)e^{2k_2\alpha}$ με:

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

έχουμε ότι:

$$T = \frac{|\Psi(\alpha)|^2}{|\Psi(0)|^2} \approx e^{-2k_2\alpha}$$

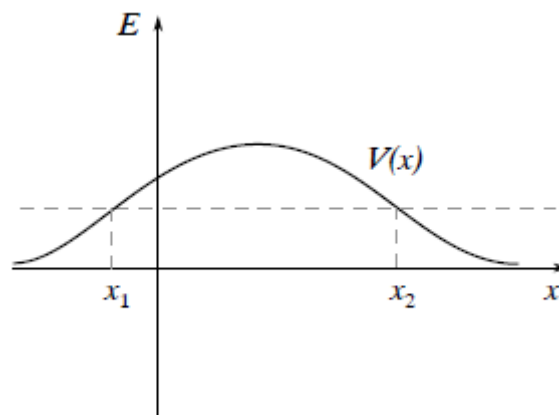
όπου k_2 είναι ο συντελεστής απόσβεσης.

Εάν τώρα το φράγμα δυναμικού δεν έχει την τετραγωνική μορφή όπως προηγουμένως αλλά είναι π.χ. αυτό του σχήματος 3.4 τότε ο συντελεστής απόσβεσης για ένα τετραγωνικό φράγμα που προσεγγίζει αυτό το δυναμικό αλλάζει με το $x \rightarrow k_2(x)$, όπου:

$$k_2(x) = \sqrt{\frac{2m(V(x) - E)}{\hbar^2}}$$

Μπορούμε στο συντελεστή διέλευσης $T(E)$ να αντικαταστήσουμε τον k_2 με τη μέση τιμή του και έτσι να έχουμε μια πρώτη προσέγγιση για την πιθανότητα διέλευσης ενός σωματιδίου από αυτό το δυναμικό.

$$\langle k_2 \rangle \equiv \frac{1}{\alpha} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m(V(x) - E)}{\hbar^2}} dx$$



Σχήμα 3.4

$$\Rightarrow T(E) = e^{-2\langle k_2 \rangle \alpha} = \exp \left\{ -2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m(V(x) - E)}{\hbar^2}} dx \right\}$$

που αποτελεί τον τύπο του Gamow στην Πυρηνική Φυσική.

Ορίζουμε

$$A = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V(x) - E)} dx$$

$$\Rightarrow T(E) \simeq e^{-\sqrt{m}A}$$

Άρα έχουμε διαφορετικό πλάτος διέλευσης για σωματίδια διαφορετικής μάζας:

$$\frac{T_1(E)}{T_2(E)} \simeq \frac{e^{-\sqrt{m_1}A}}{e^{-\sqrt{m_2}A}} \simeq e^{-(\sqrt{m_1} - \sqrt{m_2})A} \quad [7]$$

3.5 Μονοδιάστατη προσέγγιση WKB

3.5.1 Εισαγωγή-Ιστορική αναδρομή

Το 1923 ο μαθηματικός Harold Jeffreys ανέπτυξε μία γενική μέθοδο προσέγγισης λύσεων γραμμικών διαφορικών εξισώσεων δεύτερης τάξης. Στην κατηγορία αυτή ανήκει και η εξίσωση του Schrodinger. Το 1926 οι Wentzel, Kramers και Brillouin βασιζόμενοι στη μέθοδο του Jeffreys διατύπωσαν την προσέγγιση WKB που συχνά καλείται και **JWKB** λόγω της συνεισφοράς του Jeffreys. Η μέθοδος αυτή είναι μια υπολογιστική προσέγγιση λύσεων σε γραμμικές μερικές διαφορικές εξισώσεις με χωρικά μεταβαλλόμενους συντελεστές. Στην κβαντική μηχανική χρησιμοποιείται για υπολογισμούς σε ημικλασικά μοντέλα όπως θα δούμε παρακάτω.

Μια αρχική εκδοχή της προσέγγισης WKB είχε διατυπωθεί από το 1837 από τους Liouville και Green. Η διαφορά στην τελική διατύπωση από τους Jeffreys, Wentzel, Kramers και Brillouin είναι ότι στη θεωρία τους συμπεριλήφθηκαν τα σημεία καμπής (classical turning points).

Η ιδιαιτερότητα της WKB μεθόδου που την καθιστά ιδιαίτερα σημαντική στον κόσμο της κβαντομηχανικής είναι ότι μπορεί να επιλύσει την εξίσωση του Schrodinger για σκέδαση ηλεκτρονίων από φράγμα δυναμικού τυχαίας μορφής. Με τον τρόπο αυτό στη συνέχεια μπορεί να υπολογιστεί ο συντελεστής διέλευσης T που αποτελεί σημαντική ποσότητα στη μελέτη εκπομπής πεδίων. Για να καταλάβει κανείς τη σπουδαιότητα της προσέγγισης WKB αρκεί να αναλογιστεί το γεγονός ότι η εξίσωση του Schrodinger μπορεί να επιλυθεί επακριβώς μόνο στην ιδανική περίπτωση που το φράγμα δυναμικού είναι ορθογώνιο. Όμως όπως είναι γνωστό στην πραγματικότητα το φράγμα δυναμικού δεν είναι συχνά ορθογώνιο αλλά έχει διαφορετική μορφή οπότε είναι αναγκαία η ανάπτυξη μεθόδων προσεγγιστικών λύσεων της εξίσωσης Schrodinger.

Η μέθοδος WKB είναι η πιο διαδεδομένη μέθοδος και αποτελεί μια ημικλασική προσέγγιση αφού ένα τμήμα του συστήματος που μελετάται περιγράφεται κβαντομηχανικά ενώ το υπόλοιπο περιγράφεται με την κλασική θεωρία.

3.5.2 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου-Μαθηματική προσέγγιση

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως η μέθοδος WKB χρησιμοποιείται γενικά για την επίλυση γραμμικών διαφορικών εξισώσεων δεύτερης τάξης με χωρικά μεταβαλλόμενους συντελεστές. Στην ειδική περίπτωση θα μελετηθεί η εξίσωση Schrodinger για τυχαίο φράγμα δυναμικού $V(x)$. Η γενική μορφή μιας εξίσωσης δεύτερης τάξης με χωρικά μεταβαλλόμενους συντελεστές είναι:

$$\varepsilon^2 \psi'' + q(x)\psi = 0 \quad (1)$$

Η χρονοανεξάρτητη εξίσωση του Schrodinger είναι:

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

αν θεωρήσουμε ότι $\frac{\hbar}{2mE} = \frac{1}{k^2} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 = \varepsilon^2$ (3)

και $q(x) = 1 - \frac{V(x)}{E} = n^2(x)$ (4)

Από την επίλυση της (1) προκύπτουν λύσεις για δύο διαφορετικές περιπτώσεις:

- Η πρώτη περίπτωση για $q(x) > 0 \rightarrow E > V(x)$
- Η δεύτερη περίπτωση για $q(x) < 0 \rightarrow E < V(x)$

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι η προσέγγιση WKB έχει νόημα όταν το $V(x)$ μεταβάλλεται αργά σε σχέση με το μήκος κύματος De Broglie λ του ηλεκτρονίου. Συγκεκριμένα αν το δυναμικό μεταβάλλεται σημαντικά σε απόσταση μήκους l θα πρέπει ο λόγος $\frac{\lambda}{l}$ να είναι πολύ μικρότερος της μονάδας. Αν συμβαίνει αυτό τότε διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις:

1. Για $E > V$ οι λύσεις που προκύπτουν παραμένουν ημιτονοειδείς ενώ το πλάτος και ο κυματάριθμος διαμορφώνονται με αργό ρυθμό σε συνάρτηση με την απόσταση.
2. Για $E < V$ οι λύσεις είναι εκθετικές συναρτήσεις με πλάτος και κυματάριθμο που μεταβάλλονται επίσης αργά σε συνάρτηση με την απόσταση.

Για την περαιτέρω αναλυτική μαθηματική περιγραφή του προβλήματος είναι απαραίτητη η παρακάτω διερεύνηση.

Διερεύνηση :

➤ Περίπτωση 1^η: $q(x) > 0 \rightarrow E > V(x)$

Για $q(x) = n^2(x)$ η (1) γράφεται:

$$\varepsilon^2 \psi'' + n^2(x) \psi = 0 \quad (5)$$

Όταν η συνάρτηση $n(x)$ είναι σταθερή και ίση με n_0 τότε οι λύσεις που προκύπτουν από την (5) είναι κύματα της μορφής:

$$\exp(\pm jn_0x/\varepsilon)$$

οπότε πρέπει να θέσουμε:

$$\psi = \exp(ju(x)/\varepsilon) \quad (6)$$

Επομένως αν αντικαταστήσουμε την (6) στην (5) προκύπτει:

$$j\varepsilon u'' - (u')^2 + n^2(x) = 0 \quad (7)$$

Σε αυτήν αν θέσουμε $u' = v$ προκύπτει η εξίσωση:

$$j\varepsilon v' - v^2 + n^2(x) = 0 \quad (8)$$

Με την παραδοχή $\varepsilon/l \ll 1$ όπως προκύπτει από τη σχέση (3) και επίσης $\lambda/l \ll 1$ μπορούμε να αναπτύξουμε τη λύση $n(x)$ της εξίσωσης (8) σε σειρά με αδιάστατη παράμετρο ε/l θα είναι:

$$v = v_0 + \frac{\varepsilon}{l} v_1 + \left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2 v_2 + \dots \quad (9)$$

με αντικατάσταση την έκφραση του v σε σειρά από την (9) στην (8) προκύπτει ότι:

$$j\varepsilon \left(v_0 + \frac{\varepsilon}{l} v_1 + \left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2 v_2 + \dots \right)' - \left(v_0 + \frac{\varepsilon}{l} v_1 + \left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2 v_2 + \dots \right)^2 + n^2(x) = 0 \quad (10)$$

Από την τελευταία σχέση προκύπτει μία οικογένεια πολλών διαφορετικών εξισώσεων, μία για κάθε δύναμη του ε δηλαδή μία για κάθε τάξη μεγέθους. Επομένως από την (1) προκύπτει ότι:

$$O(1) : v_0^2 - n^2(x) = 0 \rightarrow v_0 = \pm n(x) \quad (11) \quad \text{και}$$

$$O\left(\frac{\varepsilon}{l}\right) : 2v_0 v_1 = -l v_0' \rightarrow v_1 = -l \frac{n'(x)}{2n(x)} \quad (12)$$

Οπότε η συνάρτηση v διαθέτει το ακόλουθο ανάπτυγμα:

$$v = \pm n(x) - \varepsilon \frac{n'(x)}{2n(x)} + O\left\{\left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2\right\} \quad (13)$$

προκειμένου να προσδιορισθεί η ολική κυματοσυνάρτηση απαιτείται το ολοκλήρωμα της (13) και καταλήγουμε ότι:

$$u(x) = C \pm \int n(x) dx - \frac{\varepsilon}{l} \ln(n(x)) + O\left\{\left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2\right\} \quad (14)$$

όπου C η σταθερά ολοκλήρωσης.

Στη συνέχεια αν αντικαταστήσουμε τη σχέση (14) στην εξίσωση (6) που αφορά την κυματοσυνάρτηση ψ με την παραδοχή ότι παραλείπουμε τους όρους μεγαλύτερης τάξης από $O(\varepsilon)$ λαμβάνουμε ότι:

$$\psi = \exp(ju(x)/\varepsilon) = \frac{C}{\sqrt{n(x)}} \exp(\pm j \frac{1}{\varepsilon} \int n(x) dx) \quad (15)$$

Η τελευταία εξίσωση έχει δύο γραμμικά ανεξάρτητες προσεγγιστικές λύσεις της (5). Από αυτό προκύπτει ότι η γενική λύση της (5) θα αποτελείται από το γραμμικό συνδυασμό τους σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$\psi \approx \frac{1}{\sqrt{n(x)}} [c_1 \exp(j \frac{1}{\varepsilon} \int n(x) dx) + c_2 \exp(-j \frac{1}{\varepsilon} \int n(x) dx)] \quad (16)$$

Επομένως οι παραπάνω κυματοσυναρτήσεις είναι δύο επίπεδα κύματα διαμορφωμένα κατά πλάτος και κυματάριθμο σύμφωνα με τη μεταβολή της ποσότητας:

$$n(x) = \sqrt{1 - \frac{V(x)}{E}}$$

➤ Περίπτωση 2^η: $q(x) < 0 \rightarrow E < V(x)$

Για $q(x) = -n^2(x)$ η (1) γράφεται:

$$\varepsilon^2 \psi'' - n^2(x) \psi = 0 \quad (17)$$

Όταν η $n(x)$ είναι σταθερή και ίση με n_0 τότε οι λύσεις της (17) έχουν τη γενική μορφή:

$$\exp(\pm j n_0 x / \varepsilon)$$

γεγονός που μας ωθεί στο να θέσουμε:

$$\psi = \exp(ju(x)/\varepsilon)$$

Σκεπτόμενοι κατά παρόμοιο τρόπο με την πρώτη περίπτωση καταλήγουμε στην προσέγγιση:

$$\psi \approx \frac{1}{\sqrt{|n(x)|}} [c_1 \exp(j \frac{1}{\varepsilon} \int n(x) dx) + c_2 \exp(-j \frac{1}{\varepsilon} \int n(x) dx)] \quad (18)$$

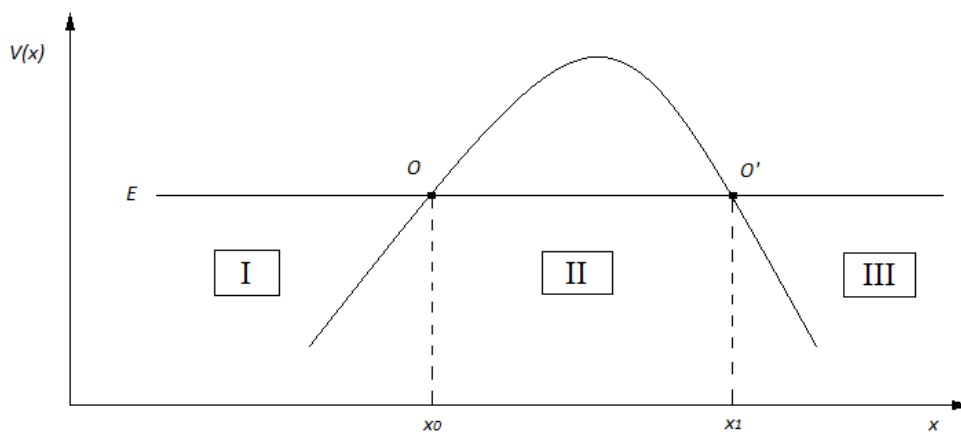
Η τελευταία κυματοσυνάρτηση είναι εκθετικά διαμορφωμένη κατά πλάτος και κυματάριθμο σύμφωνα με τη μεταβολή της ποσότητας:

$$n(x) = \sqrt{\left| 1 - \frac{V(x)}{E} \right|}$$

Στη γενική περίπτωση που μελετάμε ένα πρόβλημα σκέδασης ηλεκτρονίων από τυχαίο φράγμα δυναμικού χρησιμοποιούμε τις προσεγγιστικές λύσεις της μεθόδου WKB σε

τρεις περιοχές που μας ενδιαφέρουν. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να υπολογίσουμε τον συντελεστή διέλευσης T των ηλεκτρονίων μέσα από το φράγμα του δυναμικού που είναι και το ζητούμενο.

Έστω τυχαίο δυναμικό $V(x)$ και ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας E που κινείται στο δυναμικό αυτό όπως φαίνεται στην εικόνα 1. Θεωρούμε ότι $V(x) < E$ για το σύνολο της περιοχής εκτός από το διάστημα O και O' που αποτελούν τα σημεία καμψής (classical turning points). Στα σημεία αυτά θα ισχύει ότι $E = V(x)$ άρα το ηλεκτρόνιο έχει μηδενική ταχύτητα και σύμφωνα με τις αρχές της κλασικής μηχανικής θα πρέπει να ανακλαστεί εξολοκλήρου. Στο διάστημα μεταξύ των σημείων O και O' η ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι μικρότερη από τη δυναμική ενέργεια του φράγματος. Η περιοχή αυτή καλείται κλασικά απαγορευμένη περιοχή αφού σ' αυτή δε μπορεί να βρεθεί ένα ηλεκτρόνιο σύμφωνα με τις αρχές της κλασικής μηχανικής.



Εικόνα 3.4

Με βάση τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την περίπτωση 1 η κυματοσυνάρτηση στην περιοχή I θα είναι:

$$\psi \approx \frac{1}{\sqrt{n(x)}} [A \exp\left(\frac{j}{\epsilon} \int n(x) dx\right) + B \exp\left(-\frac{j}{\epsilon} \int n(x) dx\right)] \quad (19)$$

Στη σχέση αυτή ο πρώτος όρος της είναι η εξίσωση του κύματος που προσπίπτει στο φράγμα (incident wave) και κινείται προς τα δεξιά. Ο δεύτερος όρος εκφράζει το ανακλώμενο κύμα από το φράγμα (reflected wave) που κινείται προς τα αριστερά.

Η κυματοσυνάρτηση στην περιοχή II θα είναι:

$$\psi_{II} \approx \frac{1}{\sqrt{n(x)}} [C \exp\left(\frac{1}{\epsilon} \int n(x) dx\right) + D \exp\left(-\frac{1}{\epsilon} \int n(x) dx\right)] \quad (20)$$

Στην περιοχή III σύμφωνα με την περίπτωση 1 η κυματοσυνάρτηση είναι:

$$\psi_{III} \approx \frac{E}{\sqrt{n(x)}} [\exp\left(\frac{j}{\epsilon} \int n(x) dx\right)] \quad (21)$$

Η εξίσωση αυτή περιγράφει το κύμα που έχει διαπεράσει το φράγμα δυναμικού (transmitted wave) και συνεχίζει να κινείται προς τα δεξιά.

Προκειμένου να προσδιορισθεί επακριβώς η τελική μορφή των λύσεων απαιτείται ο καθορισμός των συντελεστών A,B,C,D και E. Για το σκοπό αυτό θα χρησιμοποιηθούν οι συνοριακές συνθήκες.

Αξιοσημείωτο γεγονός είναι ότι στα σημεία καμψής O και O' η κυματοσυνάρτηση που προκύπτει από την προσεγγιστική μέθοδο WKB απειρίζεται. Προκειμένου να ξεπεραστεί αυτή η μαθηματική δυσκολία στα σημεία αυτά λαμβάνονται υπόψη οι ειδικές προσεγγίσεις με τη βοήθεια των οποίων προκύπτουν οι ζητούμενοι συντελεστές.

Με τη βοήθεια των πλατών των κυματοσυναρτήσεων για κάθε περιοχή του προβλήματος είναι δυνατός ο υπολογισμός της έκφρασης του συντελεστή διέλευσης T. Υπενθυμίζεται ότι ως συντελεστής διέλευσης ορίζεται ο λόγος της διερχόμενης πυκνότητας ρεύματος πιθανότητας στο φράγμα προς την προσπίπτουσα, δηλαδή

$$T = J_t / J_i \quad (22)$$

Γνωρίζουμε ότι η πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας δίνεται από τη σχέση:

$$J = \text{Im}\{\Psi^* \nabla \Psi\} = \frac{\hbar k}{m} |A|^2 \quad (23)$$

Από την οποία προκύπτει ότι η πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας είναι ανάλογη του πλάτους A και του κυματαριθμού k του οδεύοντος κύματος πιθανότητας ψ. Συνεπώς έχοντας υπολογίσει τα πλάτη E και A της διερχόμενης και της προσπίπτουσας κυματοσυνάρτησης καταλήγουμε με τη βοήθεια των σχέσεων (22) και (23) στην έκφραση του συντελεστή διέλευσης

$$T = \exp\left(-\frac{2}{\varepsilon} \int_{x_0}^{x_1} n(x) dx\right) \quad (24)$$

Η τελευταία σχέση με χρήση των (3) και (4) γράφεται:

$$T = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_0}^{x_1} \sqrt{V(x) - E} dx\right) \quad (25)$$

3.6 Η θεωρία Fowler – Nordheim

3.6.1 Εισαγωγή

Η εκπομπή ηλεκτρονίων από την επιφάνεια ενός υλικού ονομάζεται εκπομπή πεδίου (field emission). Το φαινόμενο αυτό μπορεί να συμβεί σε μέταλλα, ημιαγωγούς και μονωτές. Η εκπομπή πεδίου διακρίνεται σε δύο κατηγορίες:

- Τη θερμιοτική εκπομπή (hot field emission)
- Την ψυχρή εκπομπή (cold field emission)

Στη θερμιοτική εκπομπή για να ξεπεράσουν τα ηλεκτρόνια το φράγμα δυναμικού που τα κρατάει δέσμια μέσα στο υλικό λαμβάνουν την απαραίτητη ενέργεια με τη μορφή θερμότητας. Παράδειγμα θερμιοτικής εκπομπής ηλεκτρονίων είναι η λειτουργία των λυχνιών κενού (vacuum tubes).

Στην ψυχρή εκπομπή δεν είναι απαραίτητη η αύξηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων προκειμένου αυτά να περάσουν μέσα από το φράγμα δυναμικού αφού συμβαίνει το κβαντομηχανικό φαινόμενο σήραγγας (tunneling effect). Με βάση το παραπάνω γεγονός γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι η μελέτη της ψυχρής εκπομπής μπορεί να αναχθεί σε ένα πρόβλημα σκέδασης ηλεκτρονίων από φράγμα δυναμικού. Επομένως, όπως παρουσιάσθηκε και στις προηγούμενες παραγράφους, ένα μέρος των ηλεκτρονίων ανακλάται από το φράγμα δυναμικού επιφάνειας ενώ τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια διαπερνούν διαμέσου του φράγματος λόγω του φαινομένου σήραγγας δημιουργώντας έτσι μια πυκνότητα ρεύματος εκπομπής.

Για τη διαφυγή των ηλεκτρονίων από τον όγκο του υλικού μέσω ψυχρής εκπομπής είναι απαραίτητη η εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου της τάξης των 10^6 V/μm. Αυτό συμβαίνει διότι με την εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου ελαττώνεται το ύψος και το μήκος του φράγματος δυναμικού που συγκρατεί δέσμια τα ηλεκτρόνια εντός των υλικών. Επίσης ως άμεση συνέπεια του παραπάνω φαινομένου είναι και η αύξηση της τιμής του συντελεστή διέλευσης T ο οποίος εκφράζει το ποσοστό των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων.

Το φαινόμενο της εκπομπής πεδίου εξηγήθηκε στα τέλη του 1920 βασιζόμενο στο μηχανισμό του φαινομένου σήραγγας. Οι Ralph Fowler και Lothar Wolfgang Nordheim ήταν αυτοί που παρουσίασαν την εκπομπή πεδίου από μέταλλα. Με τη θεωρία αυτή είναι δυνατός ο υπολογισμός της συνολικής πυκνότητας εκπεμπόμενου ρεύματος με την προϋπόθεση ότι οι εξισώσεις εφαρμόζονται μόνο στην εκπομπή πεδίου από μεταλλικά στερεά και συγκεκριμένα από επίπεδες επιφάνειες. Γίνεται, λοιπόν, αντιληπτό πως με τη θεωρία Fowler-Nordheim μπορούν να επιλυθούν μονοδιάστατα προβλήματα.

3.6.2 Προϋποθέσεις και φυσικές αρχές του μοντέλου Fowler – Nordheim

Όπως κάθε φυσικό μοντέλο έτσι και το Fowler – Nordheim εφαρμόζεται με κάποιες προϋποθέσεις. Αυτές είναι οι εξής:

- ✓ Η επιφάνεια του μετάλλου είναι λεία και επίπεδη με ομοιόμορφο έργο εξόδου ϕ .
- ✓ Εφαρμόζεται ομογενές ηλεκτρικό πεδίο F εξωτερικά του μετάλλου.
- ✓ Ικανοποιείται το μοντέλο του Sommerfeld σύμφωνα με το οποίο τα ηλεκτρόνια θεωρούνται ελεύθεροι φορείς οπότε δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους αλλά ούτε και με τα ιόντα του πλέγματος.

- ✓ Τα ηλεκτρόνια ακολουθούν τη στατική Fermi – Dirac και σχεδόν όλα όσα εκπέμπονται έχουν διαπεράσει το φράγμα λόγω φαινομένου σήραγγας.
- ✓ Η πιθανότητα να διαφύγει ένα ηλεκτρόνιο λόγω φαινομένου σήραγγας υπολογίζεται από το ολοκλήρωμα

$$D = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_0}^{x_1} \sqrt{V(x) - E} dx\right)$$

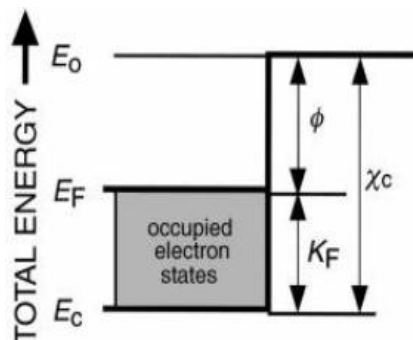
που προκύπτει από τη μέθοδο WKB.

- ✓ Το φράγμα δυναμικού στη διαχωριστή επιφάνεια μετάλλου-κενού είναι καμπυλωμένο λόγω του φαινομενικού δυναμικού (image potential) καθιστώντας έτσι ένα φράγμα Schottky- Nordheim.

Σημείωση : Στη στοιχειώδη θεωρία Fowler – Nordheim το φράγμα δυναμικού θεωρείται απλά τριγωνικό.

3.6.3 Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων

Στο σχήμα 3.5 που ακολουθεί δίνεται το ενεργειακό διάγραμμα των ελευθέρων ηλεκτρονίων σύμφωνα με το μοντέλο Sommerfeld.



Σχήμα 3.5

Στο διάγραμμα αυτό είναι:

E : η συνολική ενέργεια του ηλεκτρονίου σχετικά με ένα τυχαίο σημείο αναφοράς

E_c : η ενέργεια στη ζώνη αγωγιμότητας

E_0 : η ενέργεια στην κορυφή του φράγματος δυναμικού

Τα ηλεκτρόνια βρίσκονται σε πηγάδι δυναμικού βάθους $\chi_c = E_0 - E_c$

Για τον προσδιορισμό των καταστάσεων των οδευόντων ηλεκτρονίων στο πηγάδι απαιτείται η λύση της εξίσωσης του Schrodinger λαμβάνοντας υπόψη τις κατάλληλες οριακές συνθήκες. Στους μηδέν βαθμούς Κέλβιν αυτές οι καταστάσεις είναι κατειλημμένες μέχρι και τη στάθμη Fermi. Ενέργεια Fermi E_F ονομάζεται η συνολική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου στη στάθμη Fermi και είναι η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να διαθέτει ένα ηλεκτρόνιο σε σχέση με την E_c . Επομένως το έργο εξόδου του μετάλλου ισούται με:

$$\varphi = E_F - E_c$$

Η συνολική ενέργεια του ηλεκτρονίου σχετικά με τη βάση της ζώνης αγωγιμότητας συμβολίζεται με E και η συνιστώσα κινητικής ενέργεια με K . όμως η συνολική ενέργεια του ηλεκτρονίου στο μοντέλο Sommerfeld είναι εξολοκλήρου κινητική συνεπώς ισχύει ότι $E=K$. Γενικά θα χρησιμοποιούμε το K στην ανάπτυξη της θεωρίας, οπότε μπορούμε να γράφουμε $K = E - E_c$ και για την ενέργεια Fermi $K_F = E_F - E_c$. Η θεωρία της εκπομπής πεδίου χρησιμοποιεί επίσης τη συνολική ενέργεια του ηλεκτρονίου σχετικά με τη στάθμη Fermi η οποία συμβολίζεται με ε και ορίζεται ως $\varepsilon = E - E_F$

Όπως συμπεραίνουμε τα K και ε συνδέονται με τη σχέση

$$K = E - E_c = (E_F - E_c) + (E - E_F) = K_F + \varepsilon \quad (1)$$

Τα E και ε συνδέονται μέσω της σχέσης

$$E = E_o + (E_F - E_o) + (E - E_F) = E_o - \varphi + \varepsilon \quad (2)$$

Η δυναμική ενέργεια του ηλεκτρονίου σε σχέση με το ίδιο τυχαίο επίπεδο αναφοράς με το E μπορεί να γραφεί

$$U = E_o - \chi_c, x < 0 \quad (3)$$

$$U = E_o + u, x \geq 0 \quad (4)$$

Στη διαχωριστική επιφάνεια μετάλλου κενού θεωρούμε $x=0$. Το $u(x)$ εκφράζει τη δυναμική ενέργεια εκτός του πηγαδιού για την οποία θα θεωρούμε ότι είναι το άθροισμα του εξωτερικού πεδίου του εικονικού δυναμικού και της στάθμης του κενού. Επομένως, η πλήρης έκφραση της δυναμικής ενέργειας θα είναι

$$U = E_o - \chi_c, < 0 \quad (5)$$

$$U = E_o - eFx - B/x, \geq 0 \quad (6)$$

όπου $B = e^2/16\pi\epsilon_0 \approx 0.36 \text{ eV nm}$

Για $x < x_c$ το δυναμικό πέφτει κάτω από την ενέργεια της βάσης στη ζώνη αγωγιμότητας E_c . Για το λόγο αυτό θέτουμε $U = E_c$ για $0 \leq x < x_c$. Τελικά η μορφή του δυναμικού που αντιλαμβάνονται τα ηλεκτρόνια του μετάλλου είναι

$$U = E_o - \chi_c, x < x_c \quad (7)$$

$$U = E_o - eFx - B/x, x \geq x_c \quad (8)$$

Για την ολοκληρωμένη μοντελοποίηση της θεωρίας του φαινομένου σήραγγας απαιτείται μία εξίσωση που να συνδέει το ύψος του φράγματος δυναμικού με τις

συνιστώσες ενέργειας των ηλεκτρονίων. Σύμφωνα με το μοντέλο Sommerfeld η εξίσωση αυτή διακρίνεται σε δύο επιμέρους εξισώσεις:

➤ Η πρώτη εξίσωση αφορά την κίνηση παράλληλα με την επιφάνεια εκπομπής του μετάλλου (parallel, 'p'). Οι λύσεις που προκύπτουν από την εξίσωση του Schrodinger δίνουν οδεύοντα κύματα κυματαριθμού k_p και η αντίστοιχη τιμή της κινητικής ενέργειας είναι $K_p = (\hbar k_p)^2 / 2m$ όπου m η μάζα ηλεκτρονίου στον κενό χώρο και $\hbar = h / 2\pi$ ελαττωμένη σταθερά του Planck.

➤ Η δεύτερη εξίσωση αφορά την κίνηση κάθετα στην επιφάνεια (normal, 'n'). Η αντίστοιχη τιμή που προκύπτει από την κινητική ενέργεια είναι

$$K_n = (\hbar k_n)^2 / 2m$$

Σημείωση: Η παράλληλη συνιστώσα της ορμής είναι $p_p = \hbar k_p$ και η κινητική ενέργεια K_p διατηρούνται κατά την εκπομπή οπότε στους υπολογισμούς που ακολουθούν μας ενδιαφέρει μόνο η κάθετη συνιστώσα στην επιφάνεια εκπομπής.

Η κάθετη συνιστώσα της ενέργειας θα είναι

$$E_n = E - K_p$$

Από την (2) προκύπτει ότι:

$$E_n = E_o - \varphi + \varepsilon - K_p = E_o - h \quad (9)$$

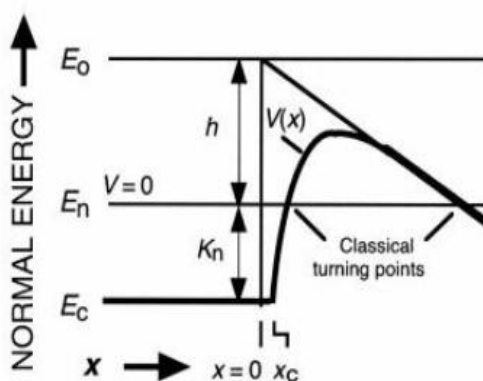
όπου h είναι το μη ελαττωμένο λόγο εικονικού δυναμικού ύψος του φράγματος για το οποίο ισχύει ότι:

$$h = E_o - E_n = \varphi - \varepsilon + K_p \quad (10)$$

Επίσης για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ισχύει:

$$(\partial h / \partial \varepsilon) K_p = -1, (\partial h / \partial K_p) \varepsilon = +1 \quad (11)$$

Στο παρακάτω σχήμα 3.6 φαίνεται το διάγραμμα της δυναμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων του μετάλλου, καθώς επίσης και το ενεργειακό διάγραμμα της κάθετης συνιστώσας ενέργειας στην επιφάνεια εκπομπής.



Σχήμα 3.6

Για τον υπολογισμό της πιθανότητας διαφυγής από το μέταλλο στην ψυχρή εκπομπή χρησιμοποιείται η προσέγγιση JWKB με βάση την οποία για τον συντελεστή διέλευσης ((transmission coefficient) προκύπτει

$$T = \exp[-g_e \int (U - E_n)^{1/2} dx] \quad (12)$$

Αν θέσουμε

$$V = U - E_n \quad (13)$$

η παραπάνω σχέση γράφεται

$$T = \exp[-g_e \int V^{1/2} dx] \quad (14)$$

όπου

$$g_e = (8m)^{1/2} / \hbar p \approx 10.25 \text{ eV}^{1/2} \text{ nm}^{-1} \quad (15)$$

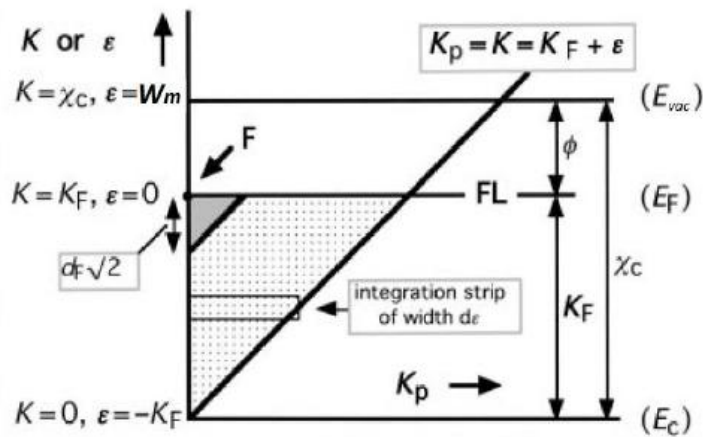
με χρήση των (13), (8) και (9) προκύπτει ότι

$$V(x) = h - eFx - B/x, \quad x \geq x_c \quad (16)$$

3.6.4 Διαγράμματα ενέργειας-χώρου

Τα διαγράμματα ενέργειας-χώρου (energy - space diagram ή αλλιώς ESD) είναι απαραίτητα για την εξαγωγή της πυκνότητας του ρεύματος εκπομπής. Τα διαγράμματα αυτά διακρίνονται σε τύπου N και σε τύπου T.

Στα N τύπου διαγράμματα ο άξονας x συμβολίζει την κινητική ενέργεια K_p , ενώ ο άξονας y τη συνολική κάθετη στην επιφάνεια συνιστώσα της ενέργειας E_n . Στα T τύπου διαγράμματα ο άξονας x συμβολίζει επίσης την παράλληλη συνιστώσα της κινητικής ενέργειας K_p , ενώ ο κατακόρυφος άξονας παριστάνει την ολική ενέργεια E. Στο σχήμα 3.7 φαίνεται ένα διάγραμμα T τύπου που θα χρησιμοποιηθεί σε παρακάτω υπολογισμούς.



Σχήμα 3.7

Στο διάγραμμα αυτό ένα σημείο παριστάνει μία συγκεκριμένη ενεργειακή κατάσταση με την τετμημένη να συμβολίζει την παράλληλη συνιστώσα κινητικής ενέργειας K_p και την τεταγμένη τη συνολική ενέργεια E . Το σημείο F είναι η ενεργειακή κατάσταση ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στο επίπεδο Fermi και κινείται κάθετα στην επιφάνεια με συνολική ενέργεια:

$$E = E_F \quad \text{ή} \quad K = K_F \quad \text{ή} \quad \varepsilon = 0$$

Οι περιοχές $K > 0$ και $K_p \leq K$ είναι οι επιτρεπτές ενεργειακές καταστάσεις ηλεκτρονίων μέσα στο μέταλλο. Το έντονα σκιαγραφημένο τρίγωνο περιγράφει το σύνολο των ενεργειακών καταστάσεων που συνεισφέρει στο ρεύμα εκπομπής. Στη συνέχεια θα υπολογισθεί η πυκνότητα του ρεύματος της εκπομπής (Emitted Current Density ή αλλιώς ECD). Έστω Z η πυκνότητα του ρεύματος που διασχίζει μια τυχαία επιφάνεια στο χώρο εντός του μετάλλου. Σε ένα διάγραμμα ESD τύπου N η συνεισφορά στην Z που προέρχεται από ένα απειροστό στοιχείο ενέργειας $dK_p dK_n$ γύρω από το σημείο (K_p, K_n) εκφράζεται από τη σχέση:

$$d^2Z = z_s f dK_p dK_n \quad (17)$$

Σε ένα διάγραμμα ESD τύπου T η αντίστοιχη σχέση θα είναι

$$d^2Z = z_s f dK_p dK = z_s f dK_p d\varepsilon \quad (18)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις με f συμβολίζεται η πιθανότητα κατάληψης της ενεργειακής στάθμης (K_p, K_n) ενώ με $z_s = 4\pi em/h_p^3 \approx 1.62 \times 10^{11} \text{ Am}^{-2} \text{ eV}^{-2}$ (19) η σταθερά παροχής ηλεκτρονίων (electron supply constant) στο μοντέλο Sommerfeld.

Η συνάρτηση παροχής ηλεκτρονίων (electron supply function) εκφράζει την πυκνότητα ηλεκτρονιακών καταστάσεων που διαθέτουν κάθετη συνιστώσα ενέργειας στο διάστημα $(K_n, K_n + dK_n)$ και παράλληλη συνιστώσα ενέργειας dK_p , δηλαδή:

$$n(K_n) = z_s \int f(K_p + K_n) dK_p$$

Στο μοντέλο Sommerfeld στα μέταλλα η ποσότητα αυτή είναι σταθερή και χωρικά ανεξάρτητη στο σύνολο του όγκου τους. Συνεπώς, για τον υπολογισμό του αντίστοιχου στοιχειώδους ρεύματος εκπομπής από την επιφάνεια απαιτείται ο πολλαπλασιασμός της στοιχειώδους πυκνότητας ρεύματος d^2Z που προσπίπτει στη διαχωριστική επιφάνεια μετάλλου-κενού με το συντελεστή διέλευσης T . Οπότε, για τη στοιχειώδη πυκνότητα ρεύματος εκπομπής ισχύει ότι:

$$d^2J = T d^2Z \quad (20)$$

Για τον υπολογισμό της έκφρασης της συνολικής πυκνότητας εκπεμπόμενου ρεύματος απαιτείται η ολοκλήρωση της σχέσης (20) επάνω στο εύρος της κατανομής των κάθετων ενεργειών (normal energy distribution ή αλλιώς NED). Άρα, προκύπτει ότι:

$$J = z_s \iint f T dK_p dK_n = \int n(K_n) T dK_n \quad (21)$$

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι μπορούμε να καταλήξουμε στην έκφραση για τη συνολική πυκνότητα εκπεμπόμενου ρεύματος ολοκληρώνοντας πάνω στο εύρος της κατανομής της συνολικής ενέργειας (total energy distribution ή αλλιώς TED). Αν συμβεί αυτό προκύπτει ότι:

$$J = z_s \iint f T dK_p d\varepsilon \quad (22)$$

Στις δύο παραπάνω περιπτώσεις το διπλό ολοκλήρωμα είναι δυνατόν να υπολογισθεί μόνο για τις επιτρεπτές ενεργειακές καταστάσεις όπου μπορούν να υπάρξουν ηλεκτρόνια. Στους $0^\circ K$ καταλαμβάνονται από ηλεκτρόνια μόνο τα γραμμοσκιασμένα τμήματα του διαγράμματος της εικόνας 4.5 με πιθανότητα $f = 1$. Όμως σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες, σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας δημιουργούνται επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες και σε υψηλότερες στάθμες από την ενέργεια Fermi. Η πιθανότητα κατάληψης της στάθμης για την περίπτωση αυτή ορίζεται από την κατανομή Fermi – Dirac και υπολογίζεται από τη σχέση:

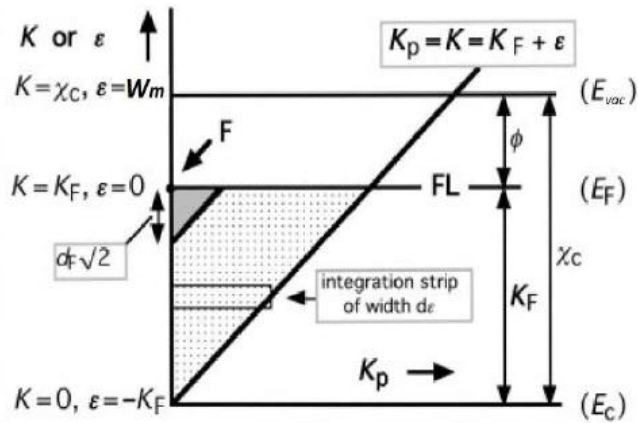
$$f = 1 / [1 + \exp(\varepsilon / k_B T)] \quad (23)$$

όπου k_B η σταθερά Boltzmann,

από την οποία προκύπτει ότι η πιθανότητα αυτή εξαρτάται μόνο από την ολική ενέργεια ε .

Από την επίλυση του ολοκληρώματος της σχέσης (22) για επιτρεπτές καταστάσεις όπως φαίνονται στην εικόνα 3.8 προκύπτει ότι:

$$J = z_s \int_0^{K_F + \varepsilon} T(\varepsilon, K_p) dK_p \int_{-K_F}^{\infty} f d\varepsilon \quad (24)$$



Σχήμα 3.8

Από μαθηματικής άποψης η ολοκλήρωση ως προς ε μπορεί να γίνει μέχρι το ∞ , όμως πρακτικά η συνάρτηση Fermi – Dirac μηδενίζεται στα σημεία που το ε πλησιάζει την τιμή $k_B T$. Για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος της σχέσης (24) πρέπει να χρησιμοποιηθεί μία έκφραση του συντελεστή διέλευσης T ως συνάρτηση μόνο των ε και K_p . Αυτό μπορεί να συμβεί στο μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Αν θεωρήσουμε ένα εξωτερικά εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο F τότε ο συντελεστής διέλευσης T μπορούμε να θεωρήσουμε ότι είναι συνάρτηση του μη ελαττωμένου λόγω εικονικού δυναμικού ύψους του φράγματος δυναμικού h όπως φαίνεται και από τις σχέσεις (14) και (16). Προκειμένου να επιτευχθεί επαρκώς η προσέγγιση απαιτούνται δύο βήματα. Αρχικά γίνεται η μετατροπή σε όρους του h και στη συνέχεια σε όρους του ε και K_p . Όπως προκύπτει από τη σχέση (14) ο T μειώνεται εκθετικά σε σχέση με το h , οπότε μπορούμε να γράψουμε:

$$T(h) = \exp[-G(h)] \quad (25)$$

Η συνάρτηση $G(h)$ αν αναπτυχθεί κατά Taylor γύρω από το $h = \varphi$ θα είναι:

$$G(h) = G(\varphi + \delta h) = G(\varphi) + \delta h / d_F \quad (26)$$

Ορίζουμε την παράμετρο d που έχει μονάδες ενέργειας ως:

$$d^{-1} = (\partial G / \partial h) \quad (27)$$

Στην ανάπτυξη της σχέσης (26) αν κρατήσουμε και όρους μεγαλύτερης τάξης θα έχουμε μεγαλύτερη σύγκλιση με τα πειραματικά δεδομένα αλλά για τη βασική θεωρία χρησιμοποιείται μόνο η γραμμική προσέγγιση. Επομένως,

$$d_F^{-1} = (\partial G / \partial h) | F \quad (28)$$

$$G \approx G_F + \delta h / d_F \quad (29)$$

$$T \approx T_F \exp[-\delta h / d_F] \quad (30)$$

Χρησιμοποιώντας τις (10) και (11) προκύπτει μία έκφραση του δh σε συνάρτηση με τα ε και K_p :

$$\delta h = (\partial h / \partial \varepsilon) |_{K_p} \delta \varepsilon + (\partial h / \partial K_p) |_{\varepsilon} \delta K_p = -\delta \varepsilon + \delta K_p \quad (31)$$

Ορίζοντας το σημείο F τέτοιο ώστε $\varepsilon=0$ και $K_p=0$ και αναπτύσσοντας τον T γύρω από σημείο F, μπορούμε να γράψουμε

$$\delta h = -\varepsilon + K_p \quad (32)$$

$$T \approx T_F \exp[\varepsilon / d_F] \exp[-K_p / d_F] \quad (33)$$

Σημείωση: Στο σημείο αυτό κρίνεται σκόπιμο να αναφέρουμε ότι τα παραπάνω αποτελέσματα προέκυψαν με την προϋπόθεση ότι χρησιμοποιούμε το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Για πιο σύνθετα μοντέλα ενδεχομένως να υπάρχει απόκλιση.

Αντικαθιστώντας την προσέγγιση (32) στη σχέση (24) παίρνουμε:

$$J \approx Z_S D_F \int_{-K_F}^{\infty} f \exp[\varepsilon / d_F] d\varepsilon \int_0^{K_F + \varepsilon} \exp[-K_p / d_F] dK_p \rightarrow$$

$$J \approx Z_S d_F D_F \int_{-K_F}^{\infty} f [\exp(\varepsilon / d_F) - (-K_F / d_F)] d\varepsilon \quad (33)$$

Σημείωση: Στο σημείο αυτό κρίνεται σκόπιμο να αναφέρουμε ότι τα παραπάνω αποτελέσματα προέκυψαν με την προϋπόθεση ότι χρησιμοποιούμε το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Για πιο σύνθετα μοντέλα ενδεχομένως να υπάρχει απόκλιση.

Αντικαθιστώντας την προσέγγιση (32) στη σχέση (24) παίρνουμε:

$$J \approx Z_S D_F \int_{-K_F}^{\infty} f \exp[\varepsilon / d_F] d\varepsilon \int_0^{K_F + \varepsilon} \exp[-K_p / d_F] dK_p \rightarrow$$

$$J \approx Z_S d_F D_F \int_{-K_F}^{\infty} f [\exp(\varepsilon / d_F) - (-K_F / d_F)] d\varepsilon \quad (34)$$

Στο προηγούμενο αποτέλεσμα μπορεί ο δεύτερος όρος να θεωρηθεί αμελητέος γιατί στα συνήθη μέταλλα το βάθος της ζώνης αγωγιμότητας K_F είναι πολύ μεγαλύτερο από το d_F , οπότε η ποσότητα $\exp(-K_F / d_F)$ είναι πάρα πολύ μικρή. Με την παραδοχή αυτή η τελική έκφραση για τη συνολική πυκνότητα εκπομπής (TED) του μετάλλου είναι:

$$J \approx Z_S d_F D_F \int_{-K_F}^{\infty} f \exp(\varepsilon / d_F) d\varepsilon \quad (35)$$

Για $T=0^{\circ}K$ είναι $f=1$ και το επάνω όριο ολοκλήρωσης γίνεται $\varepsilon=0$, άρα η (35) δίνει:

$$J_0 \approx z_s d_F^2 D_F [1 - \exp(-K_F/d_F)] \quad (36)$$

Με την προσέγγιση:

$$-K_F \gg d_F$$

παίρνουμε τελικά:

$$J_0 \approx z_s d_F^2 D_F \quad (37)$$

Για $T > 0^{\circ}K$ ισχύει ότι:

$$f = 1 [1 + \exp(\varepsilon/k_B T)]$$

Άρα η (35) δίνει:

$$J \approx z_s d_F D_F \int_{-K_F}^{\infty} [\exp(\varepsilon/d_F) / [1 + \exp(\varepsilon/k_B T)]] d\varepsilon \quad (38)$$

Για να υπολογισθεί το παραπάνω ολοκλήρωμα απαιτείται η χρήση των συναρτήσεων B, οπότε τελικά καταλήγουμε στην:

$$J = \Theta_m J_0 \quad (39)$$

όπου J_0 η συνολική πυκνότητα ρεύματος εκπομπής για $T=0^{\circ}K$ όπως δίνεται από την (37) και Θ_m ένας διορθωτικός παράγοντας λόγω θερμοκρασίας που δίνεται από την:

$$\Theta_m = (\pi k_B T / d_F) / \sin(\pi k_B T / d_F) \approx 1 + (\pi k_B T / d_F)^2 / 6 \quad (40)$$

Προκειμένου να ολοκληρωθεί η θεωρητική απόδειξη του μοντέλου Fowler – Nordheim πρέπει να συσχετισθούν οι σταθερές d_F και D_F με τα φυσικά χαρακτηριστικά του μοντέλου. Για την προσέγγιση του απλού, μη ελαττωμένου λόγω εικονικού δυναμικού που συμβολίζεται με tr ισχύουν τα εξής:

Αντικαθιστώντας $V = h - eF$ στην εξίσωση (14) προκύπτει ότι:

$$G^{tr} = b h^{3/2} / F \quad (41)$$

$$\text{όπου} \quad b = (2/3e)g_e = (5/3)(2m)^{1/2} / e\hbar_p \approx 6.83 \text{ eV}^{-3/2} \text{ V nm}^{-1} \quad (42)$$

Από τις (25),(27) και (41) τελικά εξάγουμε ότι:

$$D_F^{tr} = [-b\varphi^{3/2} / F] \quad (43)$$

$$D_F^{tr} D_F^{tr} d_F^{tr} = 2/3 b^{-1} \varphi^{-1/2} F \quad (44)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε την ποσότητα z όπως αυτή ορίστηκε στην (37) θα ισχύει:

$$z_s(d_F^{tr})^2 = a\varphi^{-1}F^2 \quad (45)$$

όπου

$$\alpha = e^3/8\pi h_p \approx 1.55 \times 10^{-6} \text{ A eV V}^{-2} \quad (46)$$

Συμπερασματικά, λοιπόν, για ένα απλό τριγωνικό φράγμα δυναμικού η σχέση (37) μπορεί να γραφεί ως:

$$J_0^{tr} = a\varphi^{-1}F^2[-b\varphi^{3/2} F] \quad (47)$$

Η σχέση αυτή αποτελεί την κλασική εξίσωση του μοντέλου Fowler – Nordheim στη βασική της μορφή και δίνει τη συνολική πυκνότητα εκπεμπόμενου ρεύματος.

Για την περίπτωση φραγμού δυναμικού τυχαίας μορφής που συμβολίζεται με g^b , οι προηγούμενες εξισώσεις μεταβάλλονται κατά συγκεκριμένους διορθωτικούς παράγοντες ως εξής:

$$G^{gb} = \nu G^{tr} = b\nu h^{3/2}/F \quad (48)$$

όπου ν ένας διορθωτικός παράγοντας.

Οι εξισώσεις (25), (27) δίνουν:

$$D_F^{gb} = [-b\nu_F \varphi^{3/2} F] \quad (49)$$

$$D_F^{tr} D_F^{tr} d_F^{gb} = D_F^{tr} D_F^{tr} \tau_F^{-1} D_F^{tr} D_F^{tr} d_F^{tr} \quad (50)$$

όπου

$$\tau = \nu + (2/3) h(\partial\nu/\partial h) \quad (51)$$

Ένας διορθωτικός παράγοντας με τα ν_F και τ_F να είναι οι τιμές των ν και τ για $h=\phi$ (σημείο F του διαγράμματος 4.3), που οι τιμές τους υπολογίζονται αριθμητικά.

Η εξίσωση που περιγράφει τη συνολική ποσότητα εκπεμπόμενου ρεύματος για τυχαίο φράγμα δυναμικού είναι:

$$J_0^{gb} = a\tau_F^{-2} \varphi^{-1} F^2 [-b\nu_F \varphi^{3/2} / F] \quad (52)$$

Για την περίπτωση του φράγματος Schottky – Nordheim που δίνεται από την (16) οι παράγοντες διόρθωσης ν_F και τ_F αντιστοιχούν στα u και t , που δίνονται από τις ελλειπτικές συναρτήσεις της θεωρίας εκπομπής πεδίου.

3.7 Η τρισδιάστατη προσέγγιση Wentzel - Kramers - Brillouin

3.7.1 Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή για την επίλυση τρισδιάστατων προβλημάτων τυχαίου δυναμικού απαιτείται η επέκταση της μονοδιάστατης προσέγγισης WKB στις τρεις διαστάσεις. Η γενική εξίσωση για την κυματοσυνάρτηση σε τρεις διαστάσεις είναι η:

$$\varepsilon^2 \nabla^2 \psi + q(\vec{r})\psi = 0 \quad (1)$$

Η χρονοανεξάρτητη εξίσωση του Schrodinger είναι:

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

Οπότε μπορεί να ενταχθεί στη γενική κατηγορία των εξισώσεων (1) αρκεί να θεωρήσουμε ότι:

$$\frac{\hbar}{2mE} = \frac{1}{k^2} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 = \varepsilon^2 \quad (3)$$

και

$$q(\vec{r}) = 1 - \frac{V(\vec{r})}{E} = n^2(\vec{r}) \quad (4)$$

Η βασική παραδοχή της τρισδιάστατης προσέγγισης WKB παραμένει ίδια όπως και στην περίπτωση της μιας διάστασης, δηλαδή θεωρούμε ότι το δυναμικό $V(\vec{r})$ μεταβάλλεται σχετικά αργά με το μήκος κύματος λ του ηλεκτρονίου.

Θεωρούμε την κυματοσυνάρτηση:

$$\psi(\vec{r}) = \exp\left(\frac{j\mathbf{u}(\vec{r})}{\varepsilon}\right) \quad (5)$$

Με αντικατάσταση στην (1) προκύπτει:

$$j\varepsilon \nabla^2 \mathbf{u} - (\nabla \mathbf{u})^2 + n^2(\vec{r}) = 0 \quad (6)$$

Η ανάπτυξη σε σειρά της λύσης της (6) δίνει:

$$(\nabla \mathbf{u})^2 = n^2(\vec{r}) \quad (7)$$

Στο αποτέλεσμα αυτό καταλήξαμε κρατώντας μόνο τον όρο μηδενικής τάξης αφού παραλήφθηκε ο όρος δεύτερης παραγώγου από την (6). Για τη λύση της (7) απαιτείται ολοκλήρωση η οποία δίνει:

$$u(\vec{r}) = u(\vec{r}_0) + \int_{\vec{r}_0(C)}^{\vec{r}} n(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (8)$$

Προκειμένου να υπολογισθεί το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα στην καμπύλη μέγιστης κλίσης (line of steepest gradient) C θεωρούμε ότι αυτή περιγράφεται σε παραμετρική μορφή από την $r(t)$. Η καμπύλη μέγιστης κλίσης προκύπτει από την αρχή ελάχιστης δράσης που ουσιαστικά είναι μία γενίκευση του δεύτερου νόμου του Νεύτωνα.

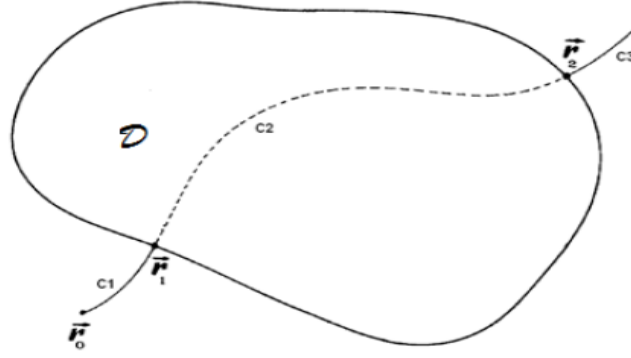
Για τον προσδιορισμό της τροχιάς του σωματιδίου στην κλασικά επιτρεπόμενη περιοχή για την οποία ισχύει ότι $E > V$ χρησιμοποιούμε τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα στη μορφή:

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)^2 = \frac{2}{m}(E - V(\vec{r})) \quad (9)$$

Για τον αντίστοιχο προσδιορισμό της τροχιάς στην απαγορευμένη περιοχή που ισχύει $E < V$ απαιτείται επέκταση της μεθόδου έτσι ώστε να βρεθεί η ακριβής διαδρομή του ηλεκτρονίου εντός του φράγματος. Έστω D η κλασικά απαγορευμένη περιοχή που στο εσωτερικό της ισχύει $V > E$ ενώ στο σύνολό της είναι $V = E$. Στη συνοριακή περιοχή έχουν πρόσβαση μόνο τα σωματίδια που οι τροχιές τους συναντούν κάθετα το σύνορο. Στο όριο της περιοχής D η συνολική κινητική ενέργεια ενός σωματιδίου μηδενίζεται και η ταχύτητά του γίνεται οριακά συγγραμμική με το ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E} = -\nabla V$, που είναι με τη σειρά του κάθετο στην ισοδυναμική επιφάνεια του συνόρου της απαγορευμένης περιοχής. Σύμφωνα με την κλασική θεωρία, εσωτερικά της περιοχής D για τα σωματίδια με συνολική ενέργεια E δεν υπάρχει επιτρεπτή τροχιά. Όμως, σύμφωνα με την κβαντομηχανική η τροχιά που θα ακολουθήσει το σωματίδιο είναι πανομοιότυπη με αυτή που θα ακολουθούσε εάν αντί για φράγμα δυναμικού συναντούσε κατοπτρικό πηγάδι αντίστοιχης μορφής. Η τροχιά αυτή θα προσδιορισθεί επίσης από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα με τη διαφορά ότι η μορφή του τώρα θα είναι:

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)^2 = \frac{2}{m}(V(\vec{r}) - E) \quad (10)$$

Η εξίσωση αυτή ουσιαστικά περιγράφει τροχιά για την κίνηση σωματιδίου σε δυναμικό $-V(\vec{r})$ (κατοπτρικό πηγάδι) με συνολική ενέργεια $-E$. αξίζει να σημειωθεί ότι οι τροχιές εντός και εκτός της απαγορευμένης περιοχής προσδιορίζουν την καμπύλη C πάνω στην οποία υπολογίζεται το ολοκλήρωμα της σχέσης (8).



Εικόνα 3.9

Έστω η τροχιά C_1 σωματιδίου που ξεκινά από σημείο r_0 εκτός της απαγορευμένης περιοχής, η οποία όπως αναφέρθηκε προσδιορίζεται από την εξίσωση (9). Στη συνέχεια η τροχιά συναντά κάθετα το σύνορο της απαγορευμένης περιοχής D στο σημείο r_1 , όπως φαίνεται στην εικόνα 3.9. Η τροχιά του σωματιδίου συνεχίζεται εντός της απαγορευμένης περιοχής, περιγράφεται από την εξίσωση (10) και έστω ότι είναι C_2 . Η χρονική παράμετρος μεταφέρεται τώρα στον φανταστικό άξονα $j\tau$. Η τροχιά C_2 στο σημείο εξόδου r_2 συναντά ξανά το σύνορο της απαγορευμένης περιοχής D . Με τη μεταφορά της παραμέτρου του χρόνου και πάλι στον πραγματικό άξονα και με τη βοήθεια της σχέσης (9) λαμβάνουμε την καμπύλη C_3 της τροχιάς του σωματιδίου εκτός της απαγορευμένης περιοχής. Επομένως, η συνολική κίνηση του σωματιδίου περιγράφεται επαρκώς από τις περιοχές I, II και III όπως συμβαίνει και στην περίπτωση μονοδιάστασης σκέδασης ηλεκτρονίων από φράγμα δυναμικού.

Αφού προσδιορίσθηκε η συνολική τροχιά του ηλεκτρονίου, μπορούμε να υπολογίσουμε το $u(\vec{r})$ αρκεί να ολοκληρώσουμε πάνω στην τροχιά C , που αποτελείται από τις επιμέρους καμπύλες C_1 , C_2 και C_3 που περιγράφουν αντίστοιχα τις περιοχές 1,2 και 3. Προκύπτει λοιπόν ότι:

$$u(\vec{r}) = u(\vec{r}_0) + \int_{\vec{r}_0(C_1)}^{\vec{r}_1} n(\vec{r}) d\vec{r} + \int_{\vec{r}_1(C_2)}^{\vec{r}_2} n(\vec{r}) d\vec{r} + \int_{\vec{r}_2(C_3)}^{\vec{r}} n(\vec{r}) d\vec{r}$$

$$u(\vec{r}) = u(\vec{r}_0) \int_{\vec{r}_0(C_1)}^{\vec{r}_1} \sqrt{1 - \frac{V}{E}} d\vec{r} + j \int_{\vec{r}_1(C_2)}^{\vec{r}_2} \sqrt{\frac{V}{E} - 1} d\vec{r} + \int_{\vec{r}_2(C_3)}^{\vec{r}} \sqrt{1 - \frac{V}{E}} d\vec{r} \quad (11)$$

Αντικαθιστώντας την (11) στην εξίσωση (5) παίρνουμε τη συνολική μορφή της κυματοσυνάρτησης για τις τρεις περιοχές του προβλήματος:

$$\psi(\vec{r}) = A_0 \exp \left[\frac{j}{\epsilon} \left(\int_{\vec{r}_0(C_1)}^{\vec{r}_1} \sqrt{1 - \frac{V}{E}} d\vec{r} + j \int_{\vec{r}_1(C_2)}^{\vec{r}_2} \sqrt{\frac{V}{E} - 1} d\vec{r} + \int_{\vec{r}_2(C_3)}^{\vec{r}} \sqrt{1 - \frac{V}{E}} d\vec{r} \right) \right] \quad (12)$$

Υπολογισμός των πυκνοτήτων ρεύματος πιθανότητας

Με βάση τα παραπάνω θα υπολογίσουμε τις πυκνότητες ρεύματος πιθανότητας για την προσπίπτουσα και τη διερχόμενη δέσμη που συμβολίζονται με \vec{j}_1 και \vec{j}_3 αντίστοιχα, προκειμένου τελικά να εξάγουμε το συντελεστή διέλευσης T.

Προσπίπτουσα θεωρούμε την πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας στην περιοχή I και διερχόμενη την πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας στην περιοχή III. Για τις πυκνότητες φραγμάτων πιθανότητας προκύπτουν τα εξής:

$$\vec{j}_1(\vec{r}_1) = \left[\frac{2}{m} (E - V(\vec{r})) \right]^{1/2} \hat{t}(\vec{r}) \quad (13)$$

$$\vec{j}_3(\vec{r}) = \left[\frac{2}{m} (E - V(\vec{r})) \right]^{1/2} \exp(-T_{12}) \hat{t}(\vec{r}) \quad (14)$$

Σημείωση: Το μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{t}(\vec{r})$ εφάπτεται πάντα στην τροχιά του ηλεκτρονίου.

Ο συντελεστής διέλευσης, όπως έχουμε ήδη αναφέρει είναι ο λόγος J_3/J_1 , οπότε για τον υπολογισμό του πρέπει να υπολογίσουμε το J_1 στο σημείο εισόδου r_1 και το J_3 στο σημείο εισόδου r_2 . Η προσπίπτουσα και η διερχόμενη πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας τείνουν στο μηδέν στα σημεία εισόδου και εξόδου από την απαγορευμένη περιοχή D. Έτσι, προκειμένου να υπολογισθεί ο λόγος J_3/J_1 εφαρμόζουμε τον κανόνα L' Hospital, οπότε προκύπτει ότι:

$$T = \sqrt{\frac{|\nabla V|_{\vec{r}=\vec{r}_2}}{|\nabla V|_{\vec{r}=\vec{r}_1}}} \exp(-T_{12}) \quad (15)$$

Η τελευταία σχέση δίνει το συντελεστή διέλευσης ηλεκτρονίων μέσα από ένα τυχαίο φράγμα δυναμικού στην περίπτωση τρισδιάστατου προβλήματος σκέδασης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο

Η προτεινόμενη θεωρία

Μη πτητικές μνήμες με SiO_2 ως οξείδιο ελέγχου

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

4.1 Εισαγωγή

4.2 Υπάρχοντα μοντέλα και η ανάγκη ενός νέου

4.3 Η περιγραφή της διάταξης

4.4 Η μέθοδος που ακολουθήθηκε

4.5 Ο ακολουθούμενος αλγόριθμος

4.6 Θεωρητικός προσδιορισμός της εξίσωσης τροχιάς των ηλεκτρονίων (ημικλασική προσέγγιση).

4.7 Διατάξεις ηλεκτρονικών μνημών Si/SiO₂/Pt/ SiO₂

4.7.1 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2nm

4.7.2 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=3,5nm

4.7.3 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του SiO₂.

4.7.4 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2,25nm

4.1 Εισαγωγή

Υποθέτουμε ότι έχουμε μεταλλικά νανοσωματίδια μέσα σε ένα οξείδιο ελέγχου πάνω από ένα υπόστρωμα πυριτίου. Όταν εφαρμόζουμε τάση τα νανοσωματίδια εφοδιάζονται με ηλεκτρόνια (ή με οπές αντίστοιχα ανάλογα με την κατεύθυνση του ρεύματος). Είναι σύνηθες να υπολογίζουμε το χρόνο φόρτισης ή εκφόρτισης ανάλογα με το αν εφαρμόζουμε ή όχι τάση με δύο τρόπους:

1. Με το απλό μοντέλο παράλληλου πυκνωτή
2. Επιλύοντας την τρισδιάστατη εξίσωση Poisson και χρησιμοποιώντας το μονοδιάστατο μοντέλο WKB για το ρεύμα παρά το γεγονός ότι η φύση του δυναμικού είναι τρισδιάστατη

Στην εργασία αυτή χρησιμοποιήθηκε ένα πλήρες τρισδιάστατο μοντέλο αυτοσυνεπούς μεθόδου για πρώτη φορά σύμφωνα με το οποίο τόσο το δυναμικό όσο και το ρεύμα υπολογίστηκαν επακριβώς από την τρισδιάστατη επίλυση της Poisson και το τρισδιάστατο μοντέλο WKB. Η παραπάνω μεθοδολογία μέχρι τώρα δεν έχει εφαρμοστεί και τώρα χρησιμοποιείται σε διατάξεις μη πτητικών μνημών με μεταλλικά νανοσωματίδια Pt σε διάταξη Si/SiO₂/Pt/control oxide που υλοποιήθηκε για αυτή την εργασία.

4.2 Υπάρχοντα μοντέλα και η ανάγκη ενός νέου

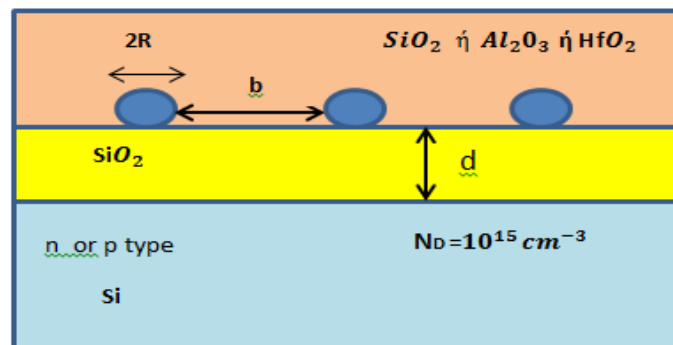
Τα περισσότερα νανοηλεκτρονικά συστήματα σήμερα περιέχουν μεταλλικά ή ημιαγώγιμα νανοσωματίδια. Η προτεινόμενη μεθοδολογία είναι επαρκής για μη πτητικές μνήμες τρίτης γενιάς, φωτοβολταϊκά και οπωσδήποτε για τρανζίστορ ενός ηλεκτρονίου. Στις περισσότερες περιπτώσεις αν όχι σε όλες ο μηχανισμός αγωγιμότητας οφείλεται σε κβαντομηχανικό φαινόμενο σήραγγας από το υπόστρωμα στο νανοσωματίδιο. Σε όλες τις θεωρητικές προσεγγίσεις μέχρι τώρα το δυναμικό υπολογίζεται από την επίλυση της εξίσωσης Poisson σε μία ή περισσότερες διαστάσεις αλλά ο υπολογισμός του συντελεστή διέλευσης πάντα γίνεται με μια μονοδιάστατη προσέγγιση WKB. Αν το ηλεκτρικό πεδίο που εμφανίζεται σε ένα νανοηλεκτρονικό σύστημα είναι αρκετά γραμμικό (ευθεία) τότε η παραπάνω μέθοδος είναι επαρκής. Όμως αν το ηλεκτρικό πεδίο κάμπτεται τότε μια τρισδιάστατη προσέγγιση WKB είναι απαραίτητη. Αυτό συμβαίνει στην περίπτωση μη πτητικών μνημών με μεταλλικά νανοσωματίδια στο οξείδιο ελέγχου. Εξαιτίας του γεγονότος ότι το ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να ολοκληρώνεται φυσιολογικά στο μεταλλικό νανοσωματίδιο η εξίσωση που απαιτείται για το διηλεκτρικό και ο υπολογισμός του συντελεστή διέλευσης T γίνεται με βάση την εξίσωση Landauer η οποία απαιτεί τρισδιάστατη προσέγγιση. Η μεθοδολογία που προτείνουμε εδώ δεν εφαρμόζεται μόνο σε μη πτητικές μνήμες με μεταλλικά νανοσωματίδια εντός τους. Μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για κάθε σύστημα στο οποίο κάθε τροχιά ηλεκτρονίων (στην κβαντική μηχανική οι πιο πιθανές τροχιές) κάμπτονται στη νανοκλίμακα όπως οι τροχιές των

ηλεκτρονίων κάτω από την πηγή και τον απαγωγό ενός τρανζίστορ υψηλής κινητικότητας ηλεκτρονίων.

Ένας επιπλέον λόγος που καθιστά την προσέγγιση τρισδιάστατη είναι ότι το ρεύμα σήραγγας προέρχεται από το υπόστρωμα και καταλήγει πάνω σε μία σειρά από νανοσωματίδια όπως συμβαίνει στις μη πτητικές μνήμες και δεν είναι φανερό ποια είναι το ποσοστό που φτάνει τελικά στα νανοσωματίδια. Όμως πρέπει να τονιστεί ότι η πυκνότητα ρεύματος που καταλήγει στις σφαιρικές επιφάνειες πρέπει να είναι επακριβώς γνωστή προκειμένου να υπολογιστεί το συνολικό ρεύμα. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος σε προηγούμενες εργασίες είχαν προταθεί παράμετροι όπως η ενεργός διατομή. Στη μέθοδο που ακολουθήθηκε σε αυτή την εργασία δεν απαιτούνται αυθαίρετες παράμετροι αφού υπολογίζονται οι κβαντομηχανικές τροχιές σε τρεις διαστάσεις από το εκπεμπόμενο σημείο στο σημείο που φτάνουν τα ηλεκτρόνια με τη χρήση του αντίστοιχου συντελεστή διέλευσης από τον οποίο υπολογίζεται επίσης άμεσα η πυκνότητα ρεύματος άρα και η ποσότητα του ρεύματος που προσπίπτει σε ένα νανοσωματίδιο.

4.3 Η περιγραφή της διάταξης

Η βασική δομή της διάταξης ηλεκτρονικής μνήμης που μελετάται αποτελείται από ένα υπόστρωμα πυριτίου πάνω από το οποίο υπάρχει το οξείδιο σήραγγας που είναι το SiO_2 . Πάνω από αυτό τοποθετούνται μεταλλικοί νανοκρύσταλλοι και το οξείδιο ελέγχου (σχήμα 4.1). Για τη μελέτη της διάταξης έχουμε υποθέσει περιοδικότητα στη γεωμετρία της.



Σχήμα 4.1

Δοκιμάστηκαν διαφορετικά οξείδια ελέγχου προκειμένου να μελετηθεί η επίδραση του καθενός στις λειτουργίες της διάταξης και κυρίως στο χρόνο φόρτισης. Τα οξείδια ελέγχου που μελετήθηκαν είναι τα SiO_2 , Al_2O_3 και HfO_2 . Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης που μελετήθηκαν ως μεταβλητές προκειμένου να εξαχθεί η συσχέτισή τους με το χρόνο φόρτισης είναι:

- Το πάχος του οξειδίου σήραγγας
- Το είδος του ελέγχου

- Η ακτίνα των νανοκρυστάλλων
- Η πυκνότητα των νανοκρυστάλλων

Επίσης σημαντική μεταβλητή στη μελέτη του χρόνου φόρτισης των νανοκρυστάλλων είναι η εφαρμοζόμενη τάση στη διάταξη.

Σημείωση: Αξίζει να σημειωθεί ότι στην παρούσα διατριβή λήφθηκε σοβαρά υπόψη η σχέση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών, όπως είναι η ακτίνα των νανοκρυστάλλων και η απόσταση μεταξύ τους με την πυκνότητά τους πάνω στο υπόστρωμα. Οι ακριβείς τους τιμές προκύπτουν από την απαίτηση που πρέπει να ικανοποιείται σε κάθε θεμελιώδη κυψελίδα, η οποία εκφράζεται ως εξής:

$$(2R+b)^2 = \text{density}^{-1}$$

Για δεδομένη πυκνότητα των νανοκρυστάλλων και ακτίνα R, προκύπτει η ακριβής απόσταση που πρέπει να έχουν μεταξύ τους οι νανοκρύσταλλοι.

4.4 Η μέθοδος που ακολουθήθηκε

Στην παράγραφο αυτή κρίνεται σκόπιμο να περιγραφούν οι φυσικές αρχές πάνω στις οποίες βασίστηκαν οι υπολογισμοί μας. Για την επίλυση του προβλήματος της φόρτισης των μεταλλικών νανοσωματιδίων είναι απαραίτητες δύο εξισώσεις.

Το πρώτο βήμα είναι ο υπολογισμός του δυναμικού από την επίλυση της τρισδιάστατης εξίσωσης Poisson με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων.

$$\nabla^2 V = \frac{-\rho}{\epsilon_r \epsilon_0}$$

Για να επιλύσουμε αυτή την εξίσωση για το σύνολο των νανοσωματιδίων του προβλήματός μας υποθέτουμε ορθογώνια διάταξη μεταλλικών νανοσφαιρών και θέτουμε περιοδικά τις οριακές συνθήκες. Η μοναδιαία κυψελίδα για αυτόν τον υπολογισμό απεικονίζεται στο σχήμα .



Σχήμα 4.2

Οριακές συνθήκες

- το υπόστρωμα είναι γειωμένο
- η πύλη έχει δυναμικό $V_G + \Phi_{ms}$ όπου V_G είναι η τάση πύλης και Φ_{ms} είναι η διαφορά μεταξύ του ημιαγωγίμου υποστρώματος και της πύλης αλουμινίου.

Το Φ_{ms} πρέπει να προστεθεί στις οριακές συνθήκες για να δώσει την αρχική κατανομή του φορτίου και δυναμικό στο $V_G = 0$. Η πυκνότητα φορτίου στον ημιαγωγό υπολογίστηκε από τη συνηθισμένη εξίσωση της θεωρίας των ημιαγωγών.

Συγκεκριμένα

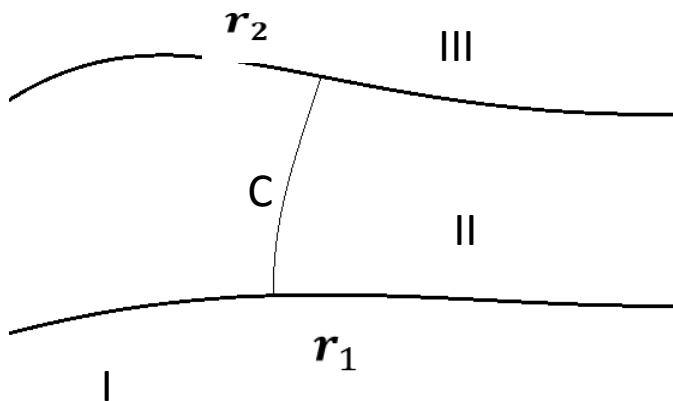
$$\text{για n type} \quad n = N_C F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C}{kT} \right)$$

$$\text{για p type} \quad p = N_V F_{1/2} \left(\frac{E_V - E_F}{kT} \right)$$

$$\rho = e(p - n + N_D^+ - N_A^-)$$

Η δεύτερη εξίσωση που πρέπει να χρησιμοποιήσουμε είναι η εξίσωση του Landauer για το ρεύμα με τον συντελεστή διέλευσης να έχει υπολογισθεί με την τρισδιάστατη προσέγγιση WKB χρησιμοποιώντας το δυναμικό που υπολογίστηκε από την πρώτη εξίσωση.

Σύμφωνα με την κλασική θεωρία κάθε πρόβλημα δυναμικού χαρακτηρίζεται από τρεις περιοχές όπως φαίνεται παρακάτω.



Σχήμα 4.3

Στην περιοχή I βρίσκονται τα ηλεκτρόνια που προσπίπτουν στο φράγμα δυναμικού το οποίο απεικονίζεται στην περιοχή II. Στην περιοχή III είναι τα ηλεκτρόνια που μέσω φαινομένου σήραγγας έχουν διαπεράσει το δυναμικό. Για τις πυκνότητες των ρευμάτων χρησιμοποιούνται οι αντίστοιχες εξισώσεις της θεωρίας που είδαμε στο κεφάλαιο 3.

Αξίζει να σημειωθεί ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων στα νανοσωματίδια είναι απαραίτητος σαν παράμετρος για τη λύση της εξίσωσης του Poisson. Όταν έχει υπολογιστεί το δυναμικό ο συντελεστής διέλευσης για κάθε τροχιά ηλεκτρονίου από ένα σημείο r_1 στο υπόστρωμα σε ένα σημείο r_2 στην επιφάνεια του νανοσωματιδίου (φόρτιση-εγγραφή) ή από το νανοσωματίδιο πίσω στο υπόστρωμα (χρόνος κατακράτησης) μπορεί να υπολογισθεί από την τρισδιάστατη εξίσωση WKB όπου το ολοκλήρωμα υπολογίζεται κατά μήκος της τροχιάς σήραγγας του ηλεκτρονίου. Αυτές οι τροχιές δεν είναι αυθαίρετες αλλά πρέπει να υπολογισθούν κβαντομηχανικά όπως θα δούμε και παρακάτω. Η πυκνότητα ρεύματος στο σημείο εξόδου r_2 υπολογίζεται από τη συνήθη εξίσωση:

$$J_{tun} = \frac{emkT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(E) \log \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{Fl} - E}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{Fr} - E}{kT}\right)} \right) dE$$

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι η παραπάνω εξίσωση συνήθως χρησιμοποιείται για μονοδιάστατα συστήματα ενώ στη δική μας περίπτωση ο συντελεστής διέλευσης $T(E)$ έχει υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τρισδιάστατο δυναμικό και τρισδιάστατη προσέγγιση WKB. Η τιμή της έντασης του ρεύματος I μπορεί να υπολογισθεί από ένα επιφανειακό ολοκλήρωμα για όλες τις τροχιές εξόδου που ανήκουν στην επιφάνεια του νανοσωματιδίου (περίπτωση φόρτισης) ή του υποστρώματος (περίπτωση κατακράτησης) και δεν είναι απαραίτητο να υποτεθεί μια ενεργός διατομή.

4.5 Ο ακολουθούμενος αλγόριθμος

Μέχρι τώρα δεν έχουμε περιγράψει πώς τα νανοσωματίδια αποκτούν το τελικό τους φορτίο στην περιοχή φόρτισης. Ο αλγόριθμος που ακολουθείται για την περιγραφή της φόρτισης είναι ο ακόλουθος:

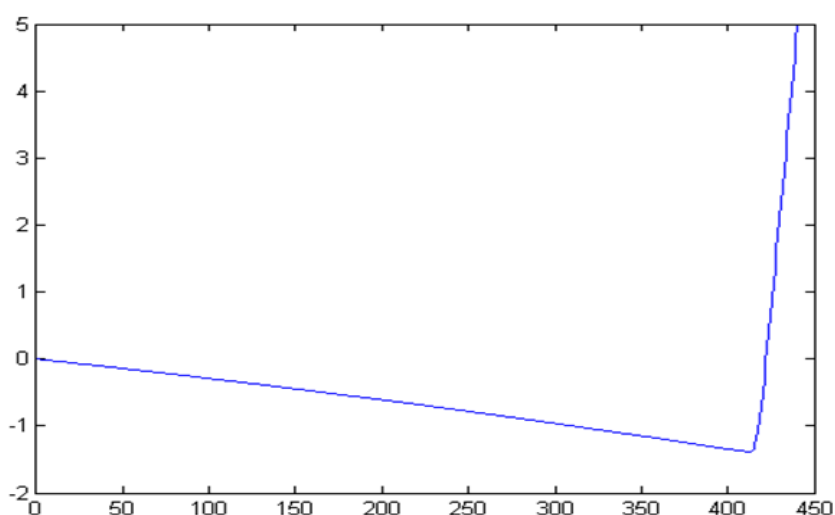
- Για κάποια δεδομένη τάση V_G θεωρούμε αρχικά μηδέν ηλεκτρόνια στα νανοσωματίδια και στην συνέχεια προσθέτουμε ένα ηλεκτρόνιο κάθε φορά οπότε από την επίλυση της Poisson υπολογίζουμε το ηλεκτροστατικό δυναμικό $V(x,y,z)$
- Στη συνέχεια βρίσκουμε τον συντελεστή διέλευσης και από αυτόν την πυκνότητα ρεύματος.
- Όταν συμβεί αυτό μπορούμε να βρούμε το ρεύμα και το χρόνο φόρτισης κάθε ηλεκτρονίου από τις σχέσεις:

$$I = \int J ds \quad \text{και} \quad t_n = e/I_n$$

- Ο συνολικός χρόνος φόρτισης είναι το άθροισμα των επιμέρους χρόνων για κάθε επιπρόσθετο ηλεκτρόνιο.

$$\tau = \sum t_n$$

- Η διαδικασία ολοκληρώνεται όταν η κλίση του δυναμικού στο οξείδιο σήραγγας αλλάζει φορά (το ηλεκτρικό πεδίο αλλάζει κατεύθυνση) γεγονός που σημαίνει ότι το φαινόμενο σήραγγας ακολουθεί αντίθετη κατεύθυνση.



Σχήμα 4.4

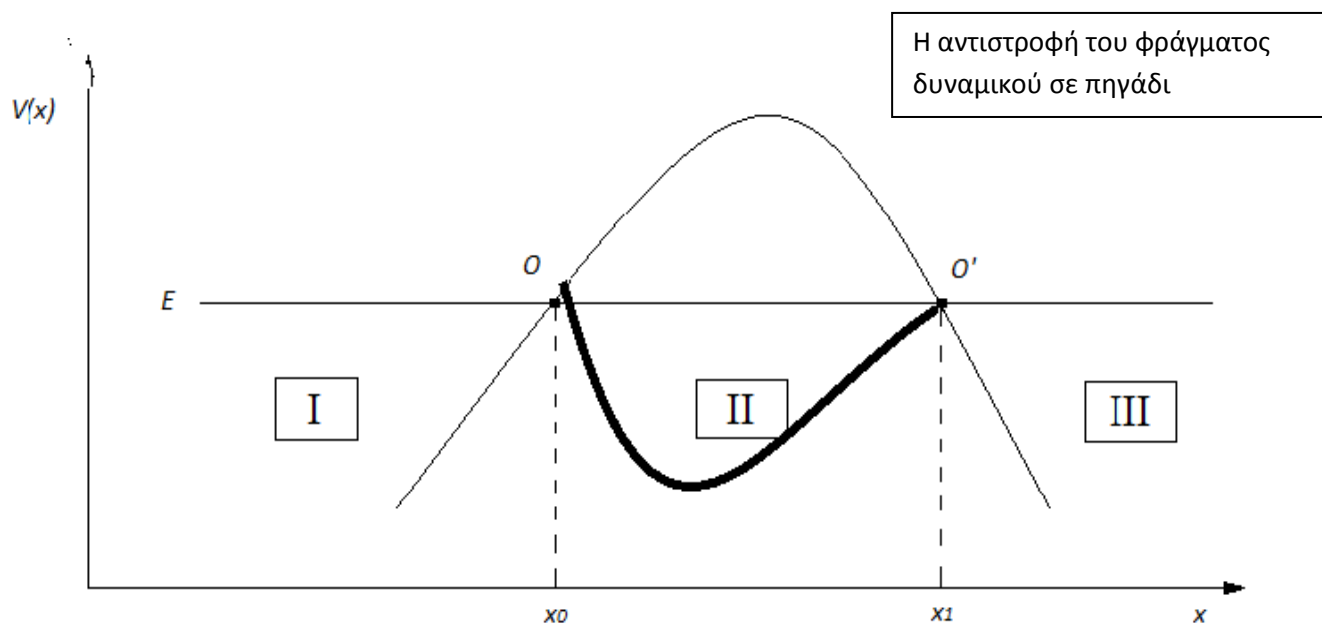
Αυτό προκύπτει από τη συνθήκη για το φαινόμενο αποκλεισμού Coulomb, σύμφωνα με την οποία πρέπει:

$$C_G V_G > e(n-1/2)$$

Η παραπάνω διαδικασία περιέχει μια αβεβαιότητα ακριβώς μισού ηλεκτρονίου για κάθε νανοσωματίδιο (το τελευταίο ηλεκτρόνιο δεν εισέρχεται στο νανοσωματίδιο ενώ το προηγούμενο δεν είναι αρκετό) η οποία δεν είναι σημαντική. Μπορεί να επιτευχθεί μεγαλύτερη ακρίβεια με προσθήκη ενός ηλεκτρονίου μόνο σε μία από τις μεταλλικές σφαίρες της θεμελιώδους κυψελίδας. Τότε η ακρίβεια βελτιώνεται στο 1/8 του ηλεκτρονίου και μπορεί επιπλέον να βελτιωθεί λαμβάνοντας υπόψη συνεχώς μεγαλύτερες θεμελιώδεις κυψελίδες.

4.6 Θεωρητικός προσδιορισμός της εξίσωσης τροχιάς των ηλεκτρονίων (ημικλασική προσέγγιση).

Οι τροχιές των ηλεκτρονίων καθώς αυτά κατευθύνονται από το SiO₂ στα νανοσωματίδια μπορούν να προσδιοριστούν επακριβώς με μια ημικλασική προσέγγιση χρησιμοποιώντας το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα. Σύμφωνα με την προσέγγιση αυτή αν το φράγμα δυναμικού αντιστραφεί σε πηγάδι τότε το κέντρο βάρους των κυματοσυναρτήσεων των ηλεκτρονίων ακολουθεί το μοντέλο της κλασικής μηχανικής. Με χρήση διαφορικού λογισμού και απαλοιφή του χρόνου μπορούμε να υπολογίσουμε την εξίσωση της τροχιάς των ηλεκτρονίων.



Σχήμα 4.5

Η εξίσωση του 2ου Νόμου Νεύτωνα θα είναι:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\partial V}{\partial x} \quad (1)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\partial V}{\partial y} \quad (2)$$

Από τις σχέσεις 1,2 πρέπει να γίνει απαλοιφή του χρόνου έτσι ώστε να προκύψει η εξίσωση τροχιάς του ηλεκτρονίου.

Εύρεση εξίσωσης τροχιάς:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{dy}{dt} \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} = f \quad (3)$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{df}{dx} = \frac{df}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{df}{dt} \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} \quad (4)$$

$$\text{Είναι: } \frac{df}{dt} = - \frac{dy}{dt} \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-2} \frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} \frac{d^2y}{dt^2} \quad (5)$$

Με χρήση των (1), (2) και (5) στην (4) έχουμε:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} \left\{ \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-1} \frac{1}{m} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{dy}{dt} \left(\frac{dx}{dt}\right)^{-2} \frac{1}{m} \frac{\partial V}{\partial x} \right\}$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{m} x^{-2} \left\{ \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{dy}{dt} \frac{dt}{dx} \frac{\partial V}{\partial x} \right\}$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{mx^2} \left\{ \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{dy}{dt} \frac{\partial V}{\partial x} \right\} \quad (6)$$

$$\text{Αλλά } E = \frac{1}{2} m U_{(r)}^2 + V(\vec{r}) = \frac{1}{2} m U_x^2 + \frac{1}{2} m U_y^2 + V(\vec{r})$$

$$\text{Επίσης } U_y = \frac{dy}{dt} = \frac{dy}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} U_x$$

$$E - V(\vec{r}) = \frac{1}{2} m U_x^2 + \frac{1}{2} m \left\{ \frac{dy}{dt} \right\}^2 U_x^2$$

$$2(E - V(\vec{r})) = \left\{ 1 + \left(\frac{d}{dx} \right)^2 \right\} m U_x^2$$

$$\frac{1}{m U_x^2} = \frac{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2}{2(E - V(\vec{r}))} \quad (7)$$

Εφαρμόζοντας την (7) στην (6) έχουμε:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = - \frac{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2}{2(E - V)} \left[\frac{dy}{dt} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \right] \quad (8)$$

Η εξίσωση τροχιάς των ηλεκτρονίων

4.7 Διατάξεις ηλεκτρονικών μνημών Si/SiO₂/Pt/ SiO₂

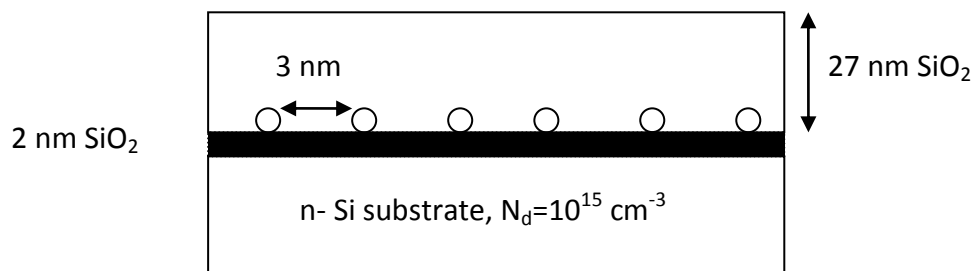
4.7.1 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2nm

Η πρώτη διάταξη μνήμης με νανοκρυστάλλους που μελετήθηκε αποτελούνταν από υπόστρωμα πυριτίου πάνω στο οποίο ήταν τοποθετημένο SiO₂ ως οξείδιο σήραγγας. Στη συνέχεια τοποθετήθηκαν μεταλλικοί νανοκρύσταλλοι Pt και ως οξείδιο ελέγχου επιλέχθηκε επίσης SiO₂.

Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της υπό μελέτης διάταξης είναι:

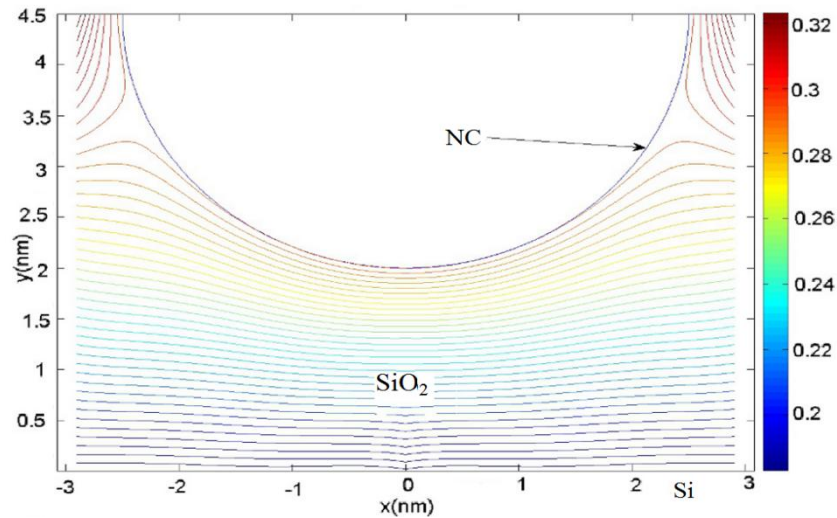
- διάμετρος νανοκρυσταλλού 5 nm
- πάχος οξειδίου σήραγγας 2 nm
- απόσταση νανοκρυστάλλων 3 nm
- πάχος οξειδίου ελέγχου 27 nm
- Το υπόστρωμα πυριτίου είναι n τύπου και η νόθευση στη συνήθη τιμή της $N_d=10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Η διάταξη είναι η εξής:



ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

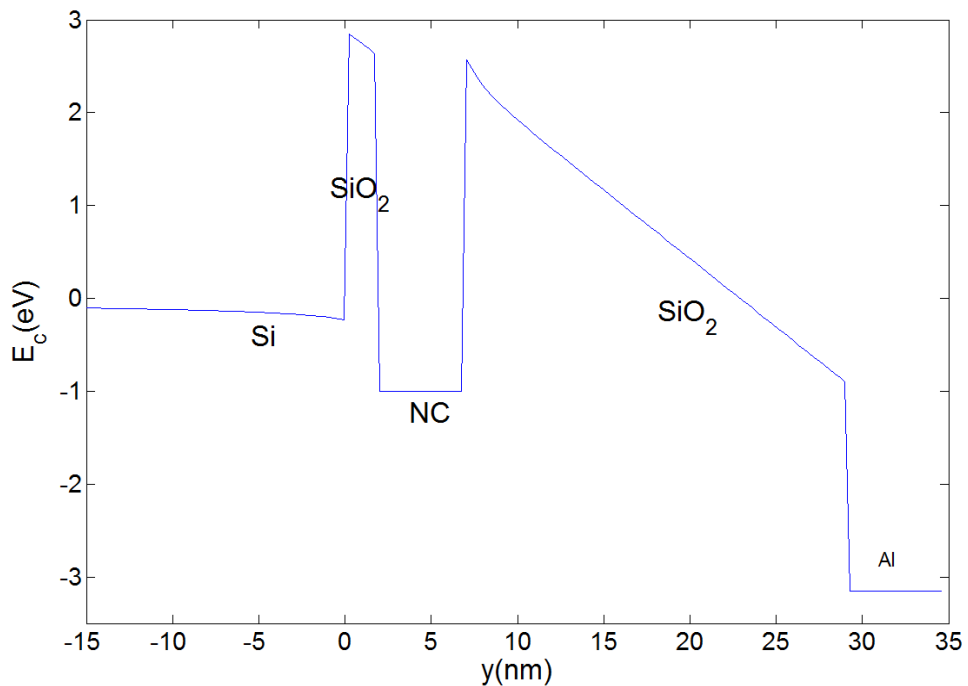
Οι υπολογιζόμενες ισοδυναμικές επιφάνειες σε μια επίπεδη κάθετη επιφάνεια του υποστρώματος απεικονίζονται στο σχήμα 4.6.



Σχήμα 4.6

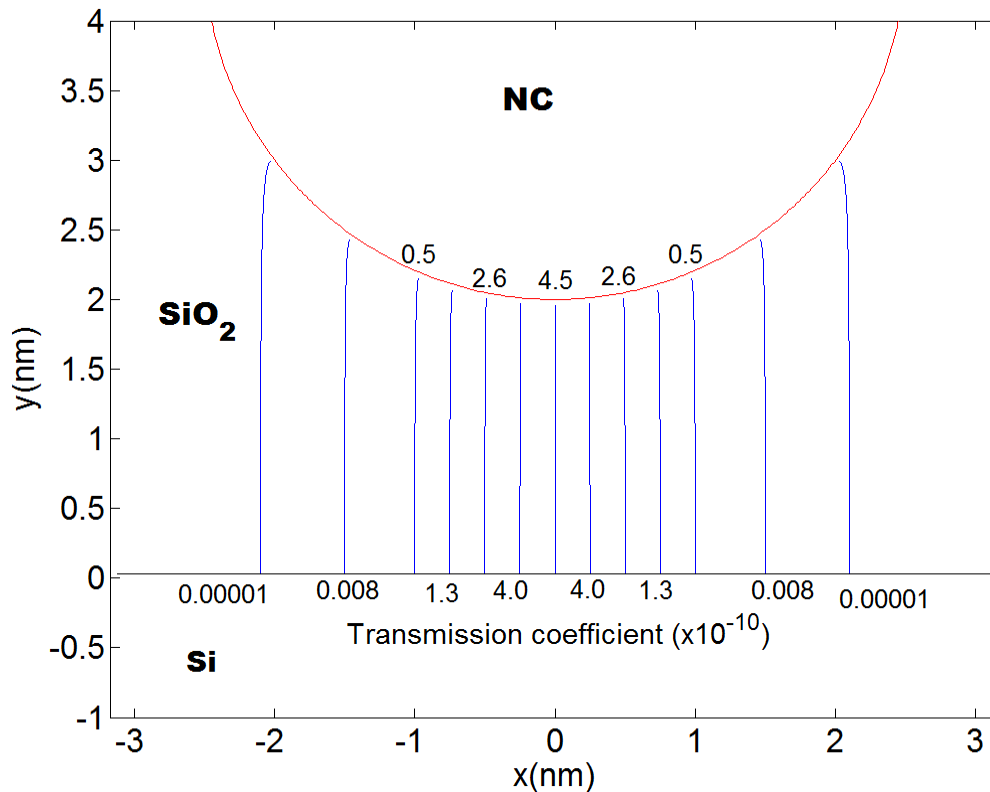
Όπως μπορεί κανείς να διακρίνει υπάρχουν δύο κρίσιμα σημεία αριστερά και δεξιά της κάθετης διεύθυνσης. Στα σημεία αυτά οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου αλλάζουν διεύθυνση και αντί να κατευθύνονται προς τα κάτω στο υπόστρωμα πηγαίνουν παράπλευρα στην επόμενη σφαίρα.

Βασιζόμενοι στο δυναμικό που υπολογίσαμε $V(x,y,z)$ μπορούμε να κατασκευάσουμε το ενεργειακό διάγραμμα το οποίο συνήθως δίνεται σε μία διάσταση. Γίνεται αντιληπτό εδώ ότι τα ενεργειακά διαγράμματα θα είναι διαφορετικά σε διαφορετικές διευθύνσεις εξαιτίας του αντίστοιχου δυναμικού που διαφέρει. Το ενεργειακό διάγραμμα κατά μήκος μιας κάθετης γραμμής διαμέσου του κέντρου ενός νανοσωματιδίου απεικονίζεται στο σχήμα 4.7.



Σχήμα 4.7

Από το τρισδιάστατο δυναμικό μπορεί να υπολογισθούν οι τροχιές των ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της φόρτισης από το υπόστρωμα Si στα μεταλλικά νανοσωματίδια. Οι τροχιές αυτές απεικονίζονται στο σχήμα 4.8 σε κάθε μία από τις οποίες σημειώνεται η τιμή του συντελεστή διέλευσης.

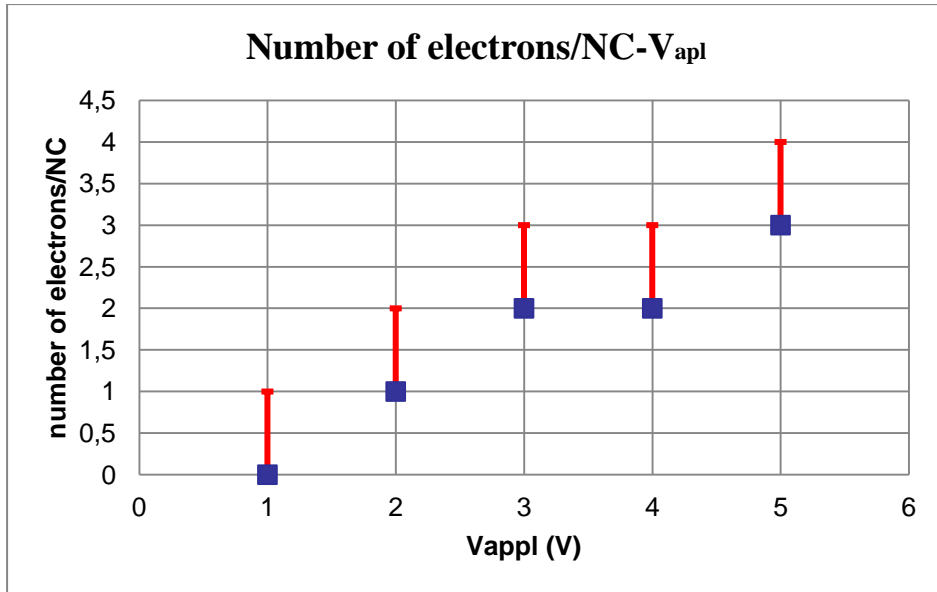


Σχήμα 4.8

Το βασικό συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι **όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο της σφαίρας οι τροχιές καμπυλώνουν και η τιμή του συντελεστή διέλευσης έχει ραγδαία μείωση.**

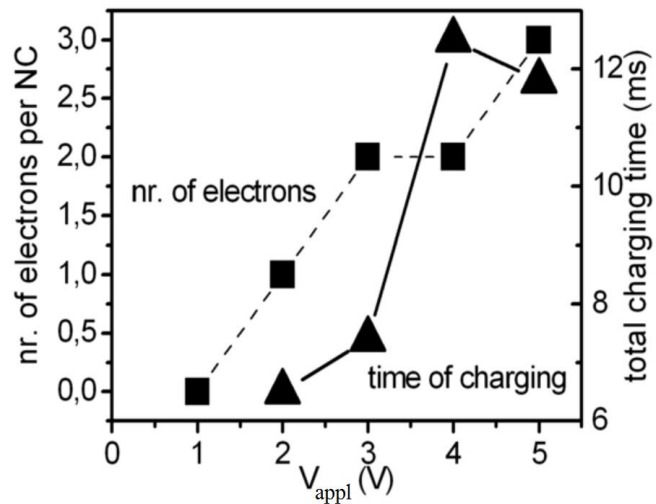
Οι τροχιές που έχουν πολύ μικρό συντελεστή διέλευσης μπορούν να παραληφθούν από τους υπολογισμούς. Στην περίπτωση αυτή θα αναρωτιόταν κάποιος ποια είναι η χρησιμότητα της τρισδιάστατης προσέγγισης WKB. Η απάντηση όπως σημειώθηκε προηγουμένως είναι ότι μπορεί να υπολογισθεί το ρεύμα από ένα επιφανειακό ολοκλήρωμα της πυκνότητας ρεύματος πάνω από την επιφάνεια των νανοσωματιδίων δίχως να χρειάζεται να υποτεθεί καμία παράμετρος που να εκφράζει κάποια ενεργό διατομή. Εάν επιθυμούμε μπορούμε να προσδιορίσουμε μια περιοχή που περιέχει περίπου το 95% του ρεύματος και να αγνοήσουμε κάποιες τροχιές.

Ο τελικός αριθμός ηλεκτρονίων σε κάθε νανοσωματίδιο που υπολογίζουμε ως συνάρτηση της τάσης V_G που εφαρμόζουμε απεικονίζεται στο διάγραμμα 4.9.



Σχήμα 4.9

Αξίζει να σημειωθεί ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που υπολογίσαμε με το πρόγραμμα προσομοίωσης μας σε κάθε νανοσωματίδιο είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα που βρήκαμε από τη σύγκριση με την τάση flat-band.



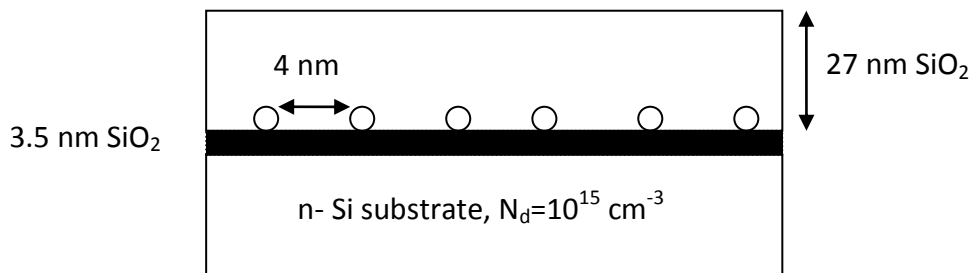
Σχήμα 4.10

4.7.2 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου $d=3,5\text{nm}$

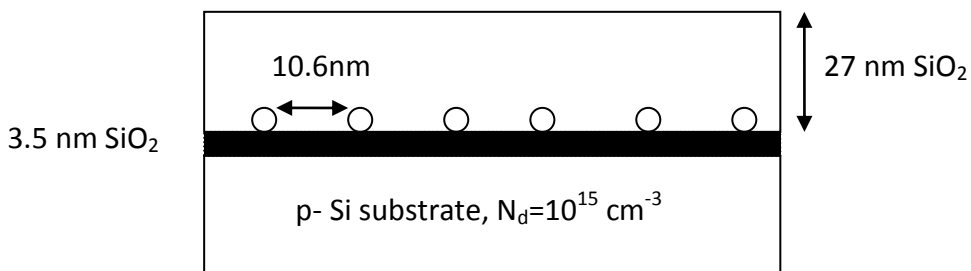
Εξαιτίας της υψηλής ευαισθησίας των διατάξεων των ηλεκτρονικών μνημών με νανοκρυστάλλους σε σχέση με το πάχος του οξειδίου σήραγγας εξετάστηκαν διατάξεις με διαφορετικό πάχος. Επίσης προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα κατασκευάστηκε και πρόγραμμα προσομοίωσης για διατάξεις με υπόστρωμα p τύπου.

Η δεύτερη διάταξη που μελετήθηκε με το SiO_2 ως οξείδιο ελέγχου είχε τα εξής χαρακτηριστικά:

- πάχος οξειδίου σήραγγας 3.5 nm
- διάμετρος νανοκρυστάλλου 5 nm
- απόσταση νανοκρυστάλλων 10.6 nm για υπόστρωμα p τύπου και 4 nm για n τύπου



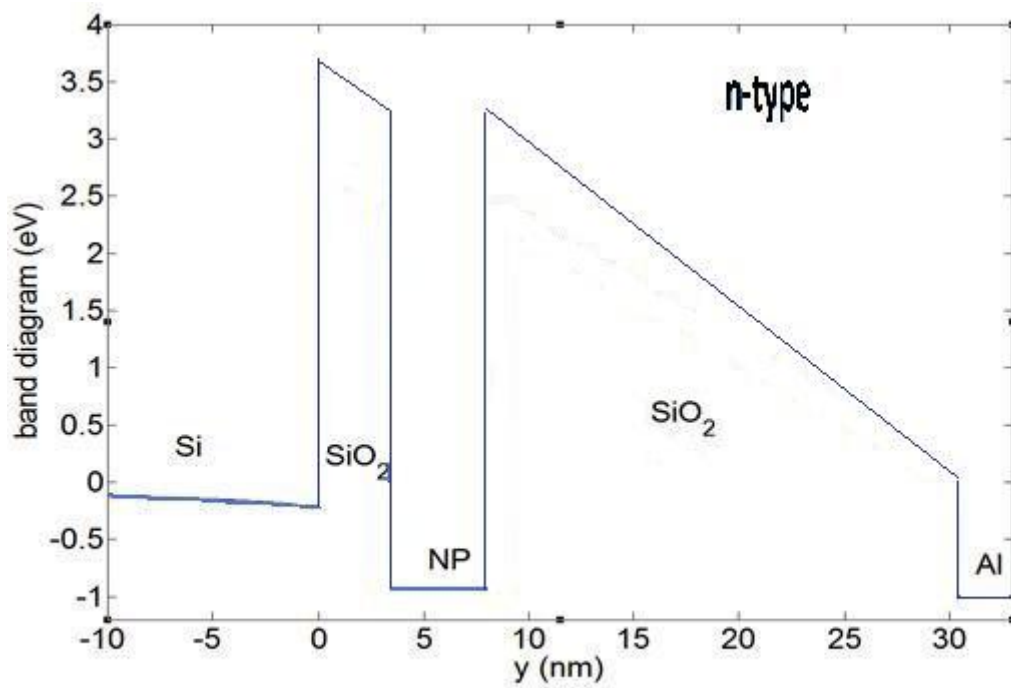
Σχήμα 4.10



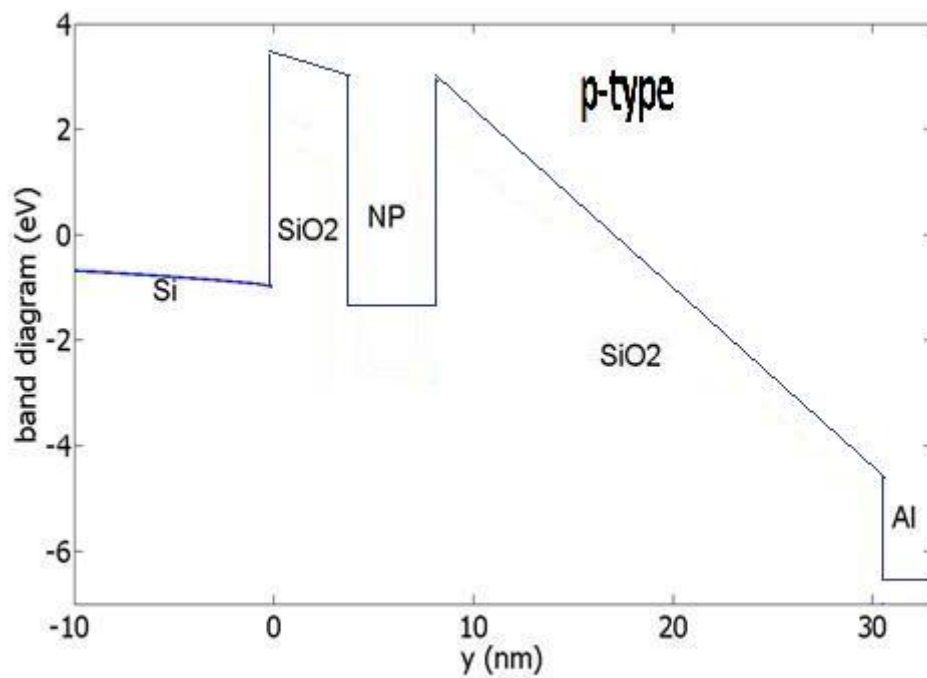
Σχήμα 4.11

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα ενεργειακά διαγράμματα που προέκυψαν για τα δύο διαφορετικά υποστρώματα.

Σημειώνεται ότι τα διαγράμματα αυτά είναι για εφαρμοζόμενη τάση $V_G=5\text{V}$ θεωρώντας ότι στους νανοκρυστάλλους έχουν εισέλθει 3 ηλεκτρόνια.

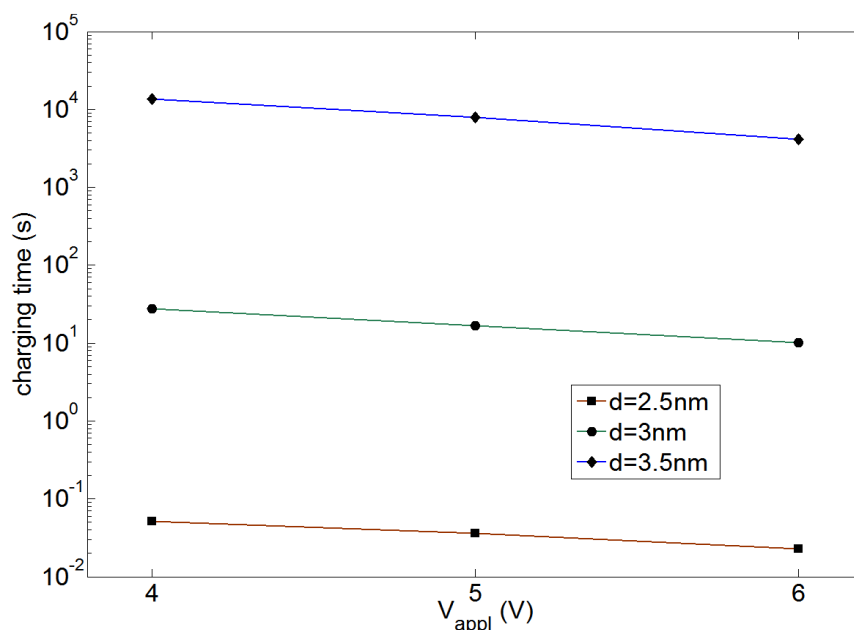


Σχήμα 4.12 (n τύπου)



Σχήμα 4.13 (p τύπου)

4.7.3 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του SiO₂.



Σχήμα 4.14

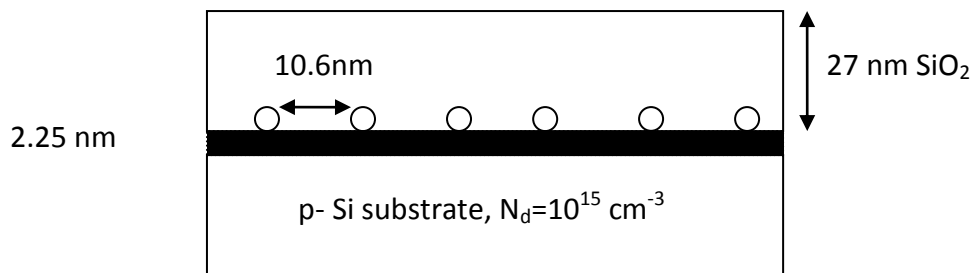
Όπως παρατηρούμε από το παραπάνω διάγραμμα η αύξηση του πάχους του οξειδίου σήραγγας έχει ως αποτέλεσμα τη ραγδαία αύξηση του χρόνου φόρτισης των νανοσωματιδίων αφού η αύξηση του μήκους του φράγματος προκαλεί μείωση του συντελεστή διέλευσης T(E) άρα και αύξηση του χρόνου φόρτισης των νανοκρυστάλλων.

4.7.4 Μελέτη του φαινομένου της φόρτισης των νανοκρυστάλλων για πάχος οξειδίου d=2,25nm

Η τρίτη διάταξη Si/SiO₂/Pt/ SiO₂ που μελετήθηκε είχε κατάλληλα γεωμετρικά χαρακτηριστικά προκειμένου να γίνει άμεση σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα της ομάδας του Hou.

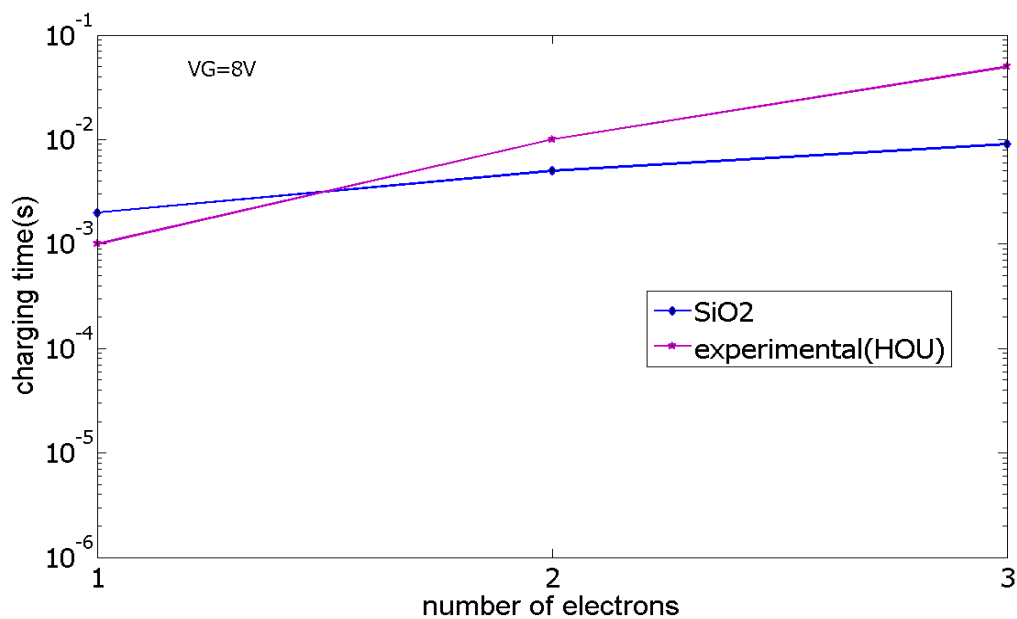
Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά αυτά είναι:

- πάχος οξειδίου σήραγγας 2.25 nm
- διάμετρος νανοκρυστάλλου 5 nm
- απόσταση νανοκρυστάλλων 10.6 nm
- υπόστρωμα p τύπου



Σχήμα 4.15

Στη διάταξη αυτή εξετάστηκε ο χρόνος φόρτισης των νανοκρυστάλλων και συγκεκριμένα πόσο χρονικό διάστημα απαιτείται προκειμένου να εισέλθει στο νανοκρύσταλλο ένα, δύο και τρία ηλεκτρόνια. Στο παρακάτω διάγραμμα παρατίθεται ο συνολικός χρόνος φόρτισης των νανοκρυστάλλων.



Σχήμα 4.16

Όπως μπορούμε να δούμε από το παραπάνω διάγραμμα η σύγκριση των αποτελεσμάτων προσομοίωσης με τα πειραματικά αποτελέσματα της ομάδας του Lee παρουσιάζουν ικανοποιητική σύγκλιση μεταξύ τους για την περίπτωση του ενός και των δύο ηλεκτρονίων. Για την προσθήκη του τρίτου ηλεκτρονίου υπάρχει δυσκολία στην προσέγγιση.

Αξίζει να αναφέρουμε τη σύγκριση με τα αντίστοιχα θεωρητικά αποτελέσματα του γκρουπ του Hou. Η ομάδα αυτή έχει περισσότερο ταιριαστά αποτελέσματα με το πείραμα, αφού χρησιμοποιεί τη συνήθη 1D-WKB σύμφωνα με την οποία χρειάζεται μία παράμετρος που σχετίζεται με την ενεργό διατομή που εκφράζει την αναλογία του εκπεμπόμενου ρεύματος που φτάνει στα νανοσωματίδια. **Επίσης, η παραπάνω ομάδα έχει χρησιμοποιήσει πάχος οξειδίου σήραγγας 2 nm όταν η αντίστοιχη πειραματική τιμή είναι 2,66 nm. Στην εργασία μας δεν χρησιμοποιήθηκε καμία αυθαίρετη παράμετρος για τον υπολογισμό του ρεύματος, ενώ είναι αξιοσημείωτο ότι έχουμε θεωρήσει $d=2,3$ nm που είναι πολύ πιο κοντά στην πειραματική τιμή.**

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5^ο

Μη πτητικές μνήμες με HfO₂ ως οξειδίο ελέγχου

Συμπεράσματα

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

5.1 Εισαγωγή

5.2 Πλεονεκτήματα του HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου έναντι του SiO_2

5.3 Τα ενεργειακά διαγράμματα για τη διάταξη $\text{SiO}_2/\text{mNP} / \text{HfO}_2$

5.4 Η επίδραση των διαφορετικών υλικών ως οξείδια ελέγχου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων

5.5 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του HfO_2

5.6 Η επίδραση της εφαρμοζόμενης τάσης στο χρόνο φόρτισης για την περίπτωση των διαφορετικών υλικών ως οξείδια ελέγχου

5.7 Η σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα για την περίπτωση του HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου

5.8 Τα πλεονεκτήματα από την προτεινόμενη τρισδιάστατη προσέγγιση σε σχέση με τη μονοδιάστατη WKB μέθοδο – Ποσοτική σύγκριση των δύο μεθόδων

5.9 Συμπεράσματα

5.1 Εισαγωγή

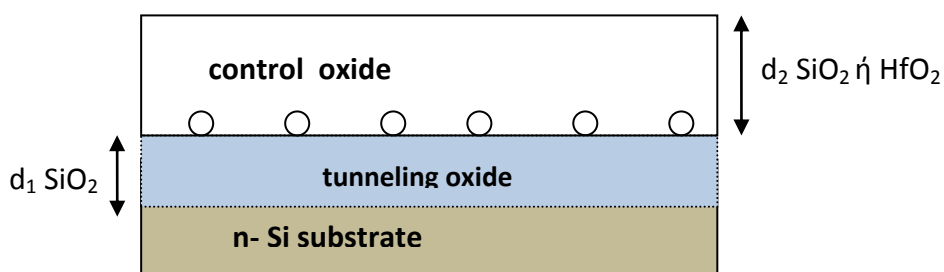
Στο προηγούμενο κεφάλαιο μελετήθηκαν διατάξεις μη πτητικών μνημών με μεταλλικούς νανοκρυστάλλους έχοντας ως οξειδίο ελέγχου το SiO_2 . Για τις διατάξεις αυτές εφαρμόστηκε η προτεινόμενη θεωρία σε τρεις διαστάσεις και από το πρόγραμμα προσομοίωσης παρουσιάστηκαν τα ενεργειακά διαγράμματα για υπόστρωμα p-type και n-type, προσδιορίστηκαν οι ισοδυναμικές επιφάνειες και οι ακριβείς τροχιές των ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα στα νανοσωματίδια κατά τη φόρτιση. Επίσης, παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα των υπολογισμών μας για το χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για κάθε ηλεκτρόνιο, η εξάρτηση του χρόνου φόρτισης τόσο από την εφαρμοζόμενη τάση όσο και από το πάχος του οξειδίου.

Στο κεφάλαιο αυτό μελετάμε την επίδραση διαφορετικών υλικών ως οξειδία ελέγχου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων. Συγκεκριμένα, μελετώνται οι περιπτώσεις των HfO_2 και Al_2O_3 . Επίσης, γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων των υπολογισμών μας με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν διεξαχθεί στο εργαστήριο του Πολυτεχνείου και στο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος.

5.2 Πλεονεκτήματα του HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου έναντι του SiO_2

Η ιδέα της χρήσης HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου αντί του SiO_2 οφείλεται στα εξής:

1. Η ανάπτυξή του πάνω από το οξειδίο σήραγγας μπορεί να γίνει με τη βοήθεια του συστήματος επιταξίας μοριακής δέσμης σε χαμηλή θερμοκρασία ενώ για το SiO_2 απαιτούνται πολύ υψηλές θερμοκρασίες.
2. Η ανάπτυξη του HfO_2 είναι συμβατή με τις μελλοντικές CMOS διεργασίες κλίμακας.
3. Η χρήση του HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου, λόγω της υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς που έχει, σε σχέση με το SiO_2 έχει ως αποτέλεσμα το μεγαλύτερο ποσοστό της εφαρμοζόμενης τάσης στην πύλη ελέγχου να εμφανίζεται ως πτώση τάσης πάνω στο οξειδίο σήραγγας σε τομές MOSFET με νανοκρυστάλλους.



Η συνολική τάση που εφαρμόζεται ισούται με το άθροισμα της τάσης στο οξειδίο σήραγγας (V_1) και της τάσης στο οξειδίο ελέγχου (V_2).

Από τη σχέση έντασης ηλεκτρικού πεδίου και ηλεκτρικού δυναμικού ισχύει ότι $E = \frac{V}{d}$.

Επομένως,

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= E_1 \cdot d_1 \\ V_2 &= E_2 \cdot d_2 \end{aligned} \right\} \text{ και } V_G = V_1 + V_2$$

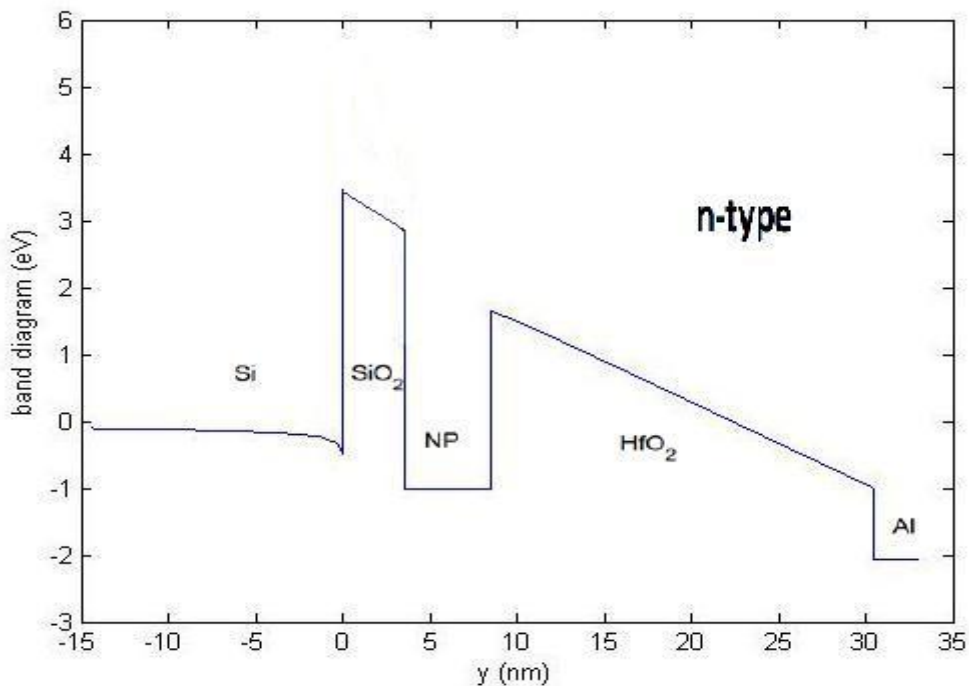
Από την οριακή συνθήκη του ηλεκτρομαγνητισμού για τη συνέχεια της ηλεκτρικής μετατόπισης προκύπτει ότι $D = \epsilon_1 \cdot E_1 = \epsilon_2 \cdot E_2$

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

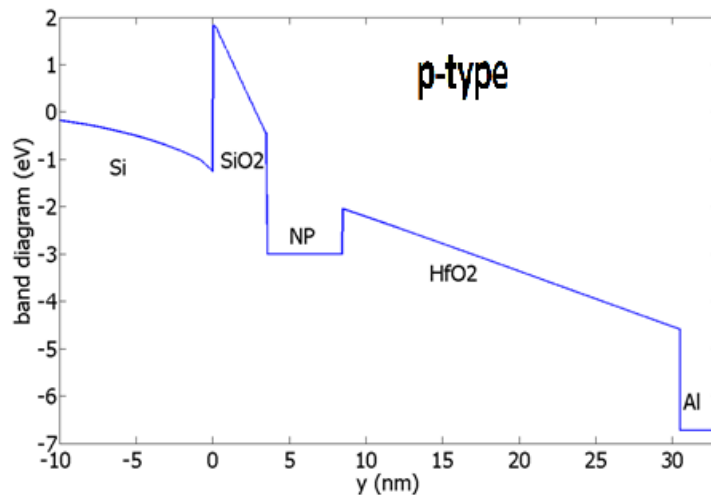
4. Το φυσικό πάχος του HfO_2 σε σχέση με το στρώμα SiO_2 για ισοδύναμο πάχος οξειδίου, έχει ως αποτέλεσμα να βελτιώνεται ο χρόνος διατήρησης του φορτίου στους νανοκρυστάλλους λόγω ύπαρξης μικρότερων ρευμάτων διαρροής.

5.3 Τα ενεργειακά διαγράμματα για τη διάταξη $\text{SiO}_2/\text{mNP}/\text{HfO}_2$

Στα σχήματα 5.1 και 5.2 απεικονίζονται τα ενεργειακά διαγράμματα για τη διάταξη, για την περίπτωση υποστρώματος p-type και n-type, θεωρώντας πάχος οξειδίου $d=3.5 \text{ nm}$, εφαρμοζόμενη τάση $V_G=5\text{V}$ όταν έχουν εισέλθει τρία ηλεκτρόνια στα νανοσωματίδια.



Σχήμα 5.1



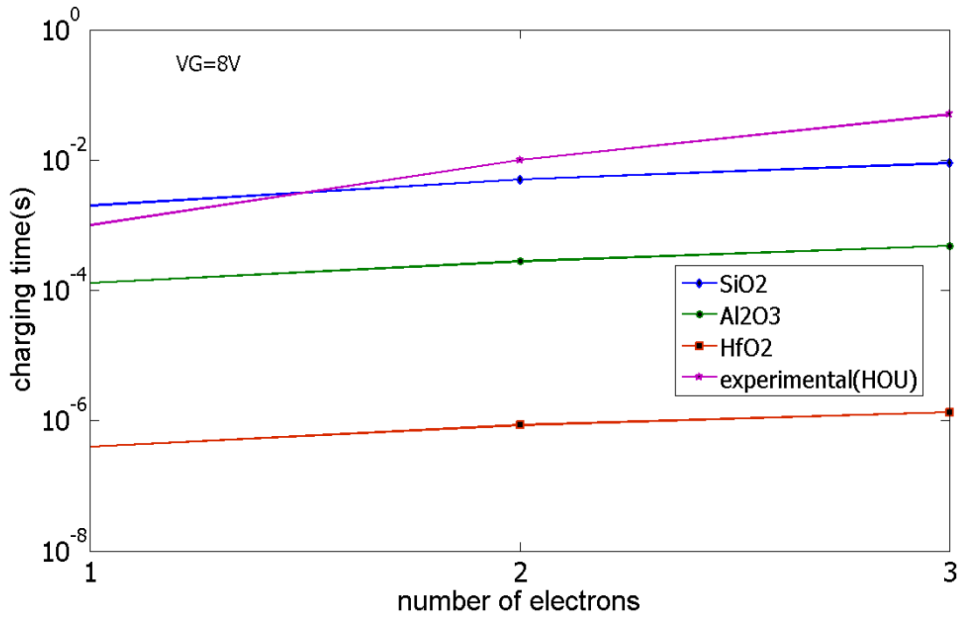
Σχήμα 5.2

Σε σύγκριση με την περίπτωση του SiO_2 ως οξειδίο ελέγχου που μελετήσαμε στο κεφάλαιο 4 για τα ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης μπορούμε να πούμε ότι η βασική διαφορά είναι το υψηλότερο ηλεκτρικό πεδίο στο οξειδίο σήραγγας και επομένως η ελάττωση του φράγματος δυναμικού όταν χρησιμοποιούμε ως οξειδίο ελέγχου το HfO_2 αντί του SiO_2 . Αυτό οφείλεται στη υψηλή διηλεκτρική σταθερά του HfO_2 η οποία επιτρέπει σε ένα υψηλότερο ποσοστό της εφαρμοζόμενης τάσης να μειωθεί στο οξειδίο σήραγγας της μη πτητικής μνήμης.

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω ενεργειακά διαγράμματα ο τύπος του υποστρώματος έχει μικρή επίδραση στο φράγμα, αν και είναι αξιοσημείωτο ότι το υπόστρωμα n-type διευκολύνει το φαινόμενο σήραγγας στα μεταλλικά νανοσωματίδια σε σύγκριση με το p-type υπόστρωμα και αυτή η διαφορά είναι περισσότερο εμφανής στην περίπτωση του HfO_2 .

5.4 Η επίδραση των διαφορετικών υλικών ως οξειδία ελέγχου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων

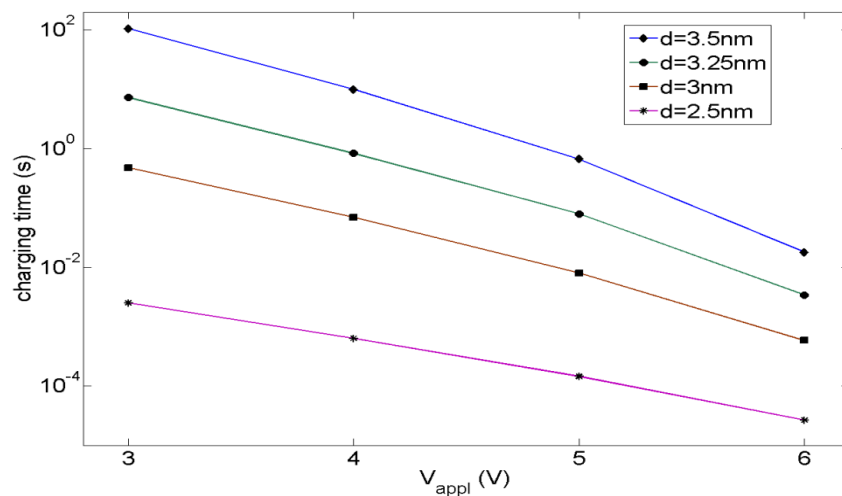
Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα των υπολογισμών μας για το χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για κάθε ηλεκτρόνιο έχοντας ως οξειδίο ελέγχου το SiO_2 . Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται τα αποτελέσματά μας για το χρόνο φόρτισης για τις περιπτώσεις των HfO_2 και Al_2O_3 ως οξειδία ελέγχου. Στο σχήμα 5.3 παρουσιάζονται αναλυτικά τα αποτελέσματά μας έχοντας συμπεριλάβει και την περίπτωση του SiO_2 προκειμένου να γίνει απευθείας σύγκριση. Επίσης, στο διάγραμμα περιέχονται και τα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν ήδη αναφερθεί (σχήμα 5.3). Είναι απαραίτητο να σημειωθεί ότι η ακτίνα των νανοκρυστάλλων R και η μεταξύ τους απόσταση b , έχουν επιλεγεί έτσι ώστε να είναι ίδια με αυτά των πειραμάτων του γκρουπ του Hou.



Σχήμα 5.3

Οι χρόνοι φόρτισης παρουσιάζουν διακύμανση τεσσάρων τάξεως μεγέθους. Συγκεκριμένα, μπορεί να ποικίλουν από 1 msec σε μερικά sec. Επιπλέον, κάθε μεταλλικό νανοσωματίδιο που περιέχεται σε HfO₂ μπορεί να φορτιστεί με αρκετά ηλεκτρόνια και όχι μόνο με ένα ή δύο. Αυτό είναι αποτέλεσμα της υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς και της συνθήκης του φαινομένου αποκλεισμού του Coulomb, αλλά αυτός ο μέγιστος αριθμός σπάνια συναντάται στα πειράματα.

5.5 Η επίδραση του πάχους του οξειδίου στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων για την περίπτωση του HfO₂.



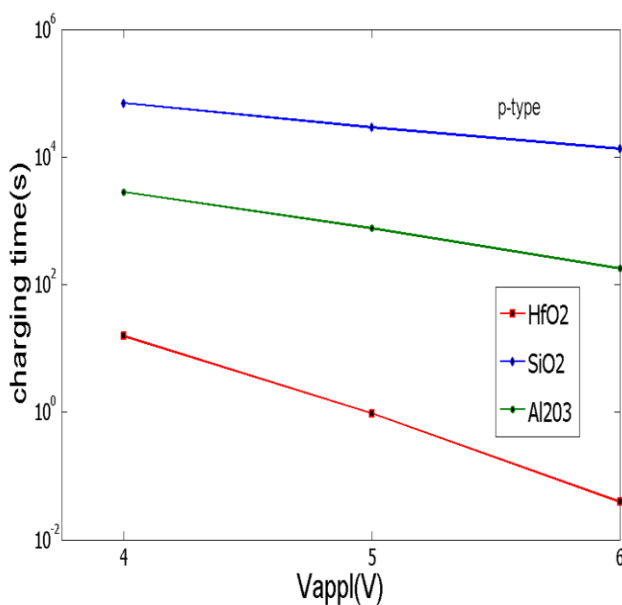
Σχήμα 5.4

Όπως παρατηρείται από το παραπάνω διάγραμμα, μείωση του πάχους του οξειδίου προκαλεί ραγδαία αύξηση στο χρόνο φόρτισης των νανοσωματιδίων. Αυτό συμβαίνει διότι το φράγμα δυναμικού δεν επηρεάζεται μόνο από το ύψος αλλά και από το μήκος. Επομένως, μείωση του μήκους του φράγματος προκαλεί αύξηση του συντελεστή διέλευσης $T(E)$, οπότε έχουμε μείωση του χρόνου φόρτισης [1].

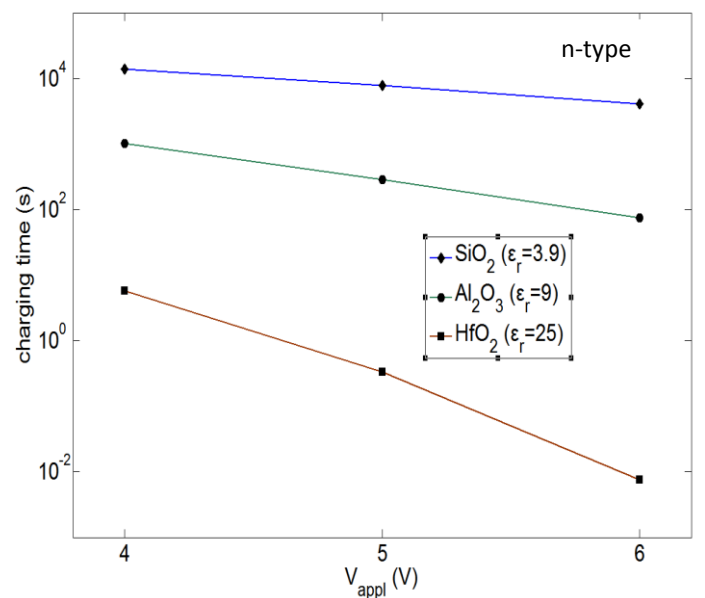
5.6 Η επίδραση της εφαρμοζόμενης τάσης στο χρόνο φόρτισης για την περίπτωση των διαφορετικών υλικών ως οξείδια ελέγχου

Στην παράγραφο αυτή, κρατάμε σταθερό τον αριθμό των ηλεκτρονίων που έχουν εισέλθει σε ένα νανοσωματίδιο και εξετάζεται η επίδραση της εφαρμοζόμενης τάσης στο χρόνο φόρτισης για το συγκεκριμένο αριθμό ηλεκτρονίων. Όταν το οξείδιο ελέγχου είναι το HfO_2 μπορούν να εισέλθουν έως και 18 ηλεκτρόνια στο νανοσωματίδιο. Θα παρουσιάσουμε τα διαγράμματα χρόνου φόρτισης και τάσης για την περίπτωση που στο νανοκρύσταλλο έχουν εισέλθει ένα και δύο ηλεκτρόνια για υπόστρωμα p-type και n-type. Αυτά απεικονίζονται στα σχήματα 5.5, 5.6, 5.7 και 5.8. Οι παράμετροι των υπολογισμών με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης έχουν επιλεγεί ώστε να είναι ίδια με τα αντίστοιχα πειραματικά της ομάδας του Hou [1].

Για ένα ηλεκτρόνιο εντός των νανοκρυστάλλων

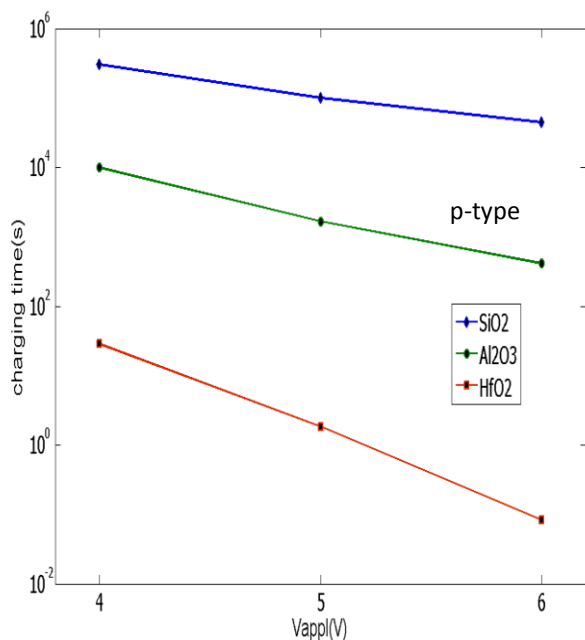


Σχήμα 5.5

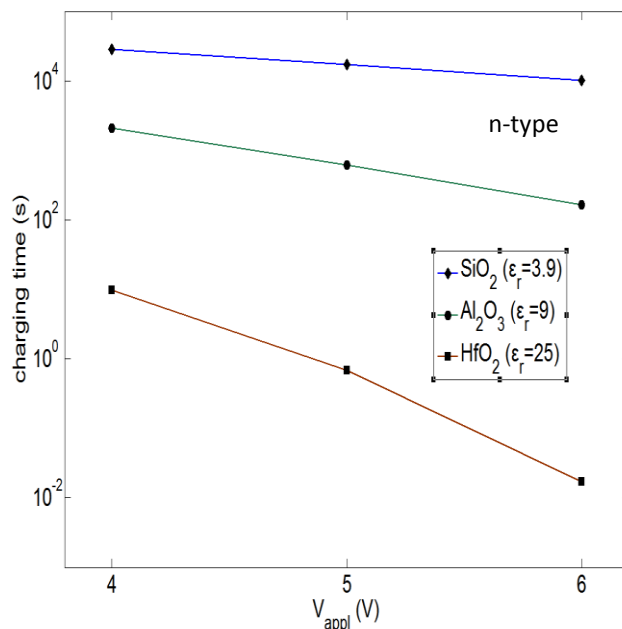


Σχήμα 5.6

Για δύο ηλεκτρόνια εντός των νανοκρυστάλλων



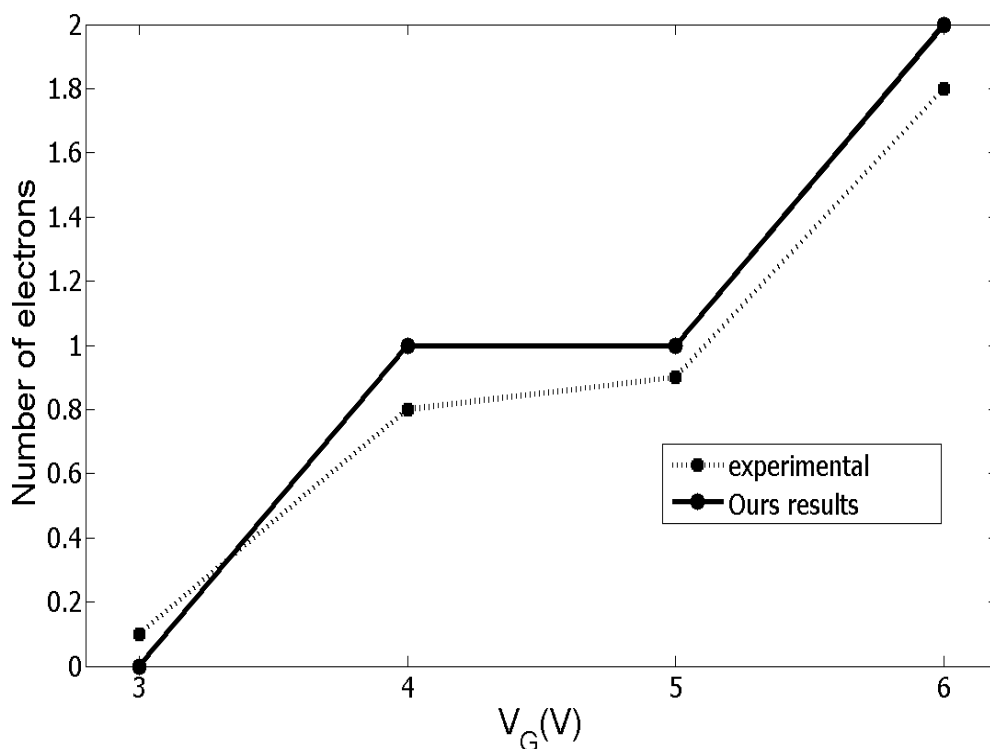
Σχήμα 5.7



Σχήμα 5.8

Πέρα από τη διαφορά τάξεων μεγέθους μεταξύ διαφορετικών τύπων οξειδίου αξίζει να σημειωθεί ότι η μεγαλύτερη διηλεκτρική σταθερά του οξειδίου ελέγχου δέχεται μεγαλύτερη επίδραση της εφαρμοζόμενης τάσης. Για παράδειγμα, στην περίπτωση του HfO_2 αύξηση της V_G κατά 2 V δημιουργεί μείωση τριών τάξεων μεγέθους στο χρόνο φόρτισης του νανοσωματιδίου, ενώ η αντίστοιχη μείωση για το Al_2O_3 είναι μιας τάξης μεγέθους και είναι ακόμα μικρότερη για το SiO_2 . Η εξήγηση του παραπάνω φαινομένου μπορεί να βρεθεί στα ενεργειακά διαγράμματα όπου είναι φανερό ότι για την περίπτωση του HfO_2 το φράγμα δυναμικού γίνεται τριγωνικό, οπότε οι αλλαγές συμβαίνουν ραγδαία σε σχέση με τη V_G . Η αλλαγή του υποστρώματος όπως προκύπτει δεν επηρεάζει σημαντικά το φαινόμενο.

5.7 Η σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα για την περίπτωση του HfO_2 ως οξειδίο ελέγχου.



Σχήμα 5.9

Στην πειραματική μελέτη των διατάξεων μη πτητικών μνημών έχοντας ως οξειδίο ελέγχου το HfO_2 , έχει προσδιοριστεί ο αριθμός των εισερχόμενων ηλεκτρονίων στα νανοσωματίδια ως συνάρτηση ενός παλμού της εφαρμοζόμενης τάσης διάρκειας 100 msec. Στο παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα όπως αυτά προέκυψαν από το διάγραμμα της ΔV_{FB} σε συνάρτηση με τον αριθμό των ηλεκτρονίων στα νανοσωματίδια. Χρησιμοποιώντας την προτεινόμενη μέθοδο, έγιναν οι θεωρητικοί υπολογισμοί στους οποίους η προσομοίωση σταμάτησε όταν ο συνολικός χρόνος ήταν $\Sigma t_n = 100$ msec.

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι στην προσομοίωση μας ο αριθμός των ηλεκτρονίων είναι ακέραιος σε κάθε μοναδιαία κυψελίδα ενώ στις πειραματικές τιμές μπορεί να είναι δεκαδικός λόγω της στατιστικής μελέτης αρκετών κυψελίδων. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών με χρήση της προτεινόμενης μεθόδου απεικονίζονται επίσης στο παραπάνω διάγραμμα. Όπως προκύπτει από τη σύγκριση, υπάρχει πολύ καλή συμφωνία με το πείραμα χωρίς χρήση παραμέτρων. Επίσης επιβεβαιώνεται η εκθετική εξάρτηση του χρόνου φόρτισης από την εφαρμοζόμενη τάση V_G .

5.8 Τα πλεονεκτήματα από την προτεινόμενη τρισδιάστατη προσέγγιση σε σχέση με τη μονοδιάστατη WKB μέθοδο – Ποσοτική σύγκριση των δύο μεθόδων

Μέχρι τώρα αρκετοί ερευνητές των μη πτητικών μνημών με νανοκρυστάλλους για τον υπολογισμό του ρεύματος κατά τη φόρτιση των τελευταίων χρησιμοποιούσαν μία ενεργό διατομή (υποθετική περιοχή πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων) κατά το φαινόμενο σήραγγας στο οξείδιο SiO_2 . Χωρίς αυτή την υποτιθέμενη ενεργό διατομή, ο υπολογισμός του ρεύματος κατά τη φόρτιση των νανοκρυστάλλων θα περιείχε αρκετό σφάλμα, αφού θα υπολογιζόταν όλο το εκπεμπόμενο ρεύμα από το υπόστρωμα.

Η ενεργός αυτή διατομή στους μέχρι τώρα υπολογισμούς εκφραζόταν με κάποιες παραμέτρους. Συνήθως, η τιμή που εξέφραζε την ενεργό διατομή στα νανοσωματίδια ήταν το εμβαδό κάλυψης του υποστρώματος ανά κυψελίδα που είναι ίσο με $E = \pi R^2$. Με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τους τρισδιάστατους υπολογισμούς μας παρατηρήθηκε ότι ο συντελεστής διέλευσης μειώνεται στο 1/10 της μέγιστης τιμής του (που όπως προέκυψε είναι ακριβώς κάτω από το κέντρο της σφαιράς), μόλις 1 nm μακριά από αυτό το σημείο. **Επομένως, υποθέτοντας μεταλλικό νανοσωματίδιο ακτίνας 2,5 nm σύμφωνα με τη μέθοδο της ενεργού διατομής αυτή θα ήταν $\pi \cdot 2,5^2$, ενώ με την προτεινόμενη μέθοδο, η πραγματική ενεργός περιοχή είναι $\pi \cdot 1^2$, οπότε η απόκλιση στην περιοχή και άρα στο ρεύμα είναι περίπου 600%.**

5.9 Συμπεράσματα

- Στην παρούσα διδακτορική διατριβή, μελετήθηκε το φαινόμενο της φόρτισης των νανοκρυστάλλων που βρίσκονται εντός ηλεκτρονικών μνημών. Με μία τρισδιάστατη προσέγγιση υπολογίστηκε το συνολικό ρεύμα που φτάνει στα νανοσωματίδια και από αυτό ο συνολικός χρόνος φόρτισής τους.
- Η προτεινόμενη μέθοδος για τον υπολογισμό των ρευμάτων σήραγγας σε νανosuστήματα βασίζεται σε τρισδιάστατο υπολογισμό του συντελεστή διέλευσης. Μέχρι τώρα αρκετοί ερευνητές είχαν χρησιμοποιήσει τη μονοδιάστατη προσέγγιση, τόσο για το ηλεκτροστατικό δυναμικό όσο και για το ρεύμα ή είχαν γίνει τρισδιάστατοι υπολογισμοί για το δυναμικό αλλά μονοδιάστατοι για το ρεύμα. Στην προτεινόμενη μέθοδο το δυναμικό και το ρεύμα υπολογίστηκαν στις τρεις διαστάσεις.
- Η μέθοδος αυτή δεν απαιτεί αυθαίρετες παραμέτρους για τον υπολογισμό του ρεύματος, όπως η ενεργός διατομή στους νανοκρυστάλλους (μονοδιάστατη προσέγγιση).
- Με χρήση ημικλασικής προσέγγισης προσδιορίστηκαν οι ακριβείς τροχιές των ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα προς τα νανοσωματίδια με τη βοήθεια της Κβαντομηχανικής. Με χρήση αυτών των τροχιών προσδιορίστηκε επακριβώς το ρεύμα που φτάνει στους νανοκρυστάλλους.

- Μελετήθηκε ικανοποιητικά η επίδραση του υλικού που μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως οξειδίο ελέγχου για τη φόρτιση των μεταλλικών ναοκρυστάλλων. Επίσης, επιβεβαιώθηκε η εξάρτηση του χρόνου φόρτισης των ναοκρυστάλλων από την εφαρμοζόμενη τάση και από το πάχος του οξειδίου σήραγγας.
- Υπολογίστηκε αριθμητικά η βελτίωση για τον υπολογισμό του ρεύματος κατά τη φόρτιση των ναοσωματιδίων με τη χρήση της τρισδιάστατης προτεινόμενης μεθόδου σε σχέση με τη μονοδιάστατη WKB προσέγγιση που είχε ακολουθηθεί μέχρι τώρα.
- Επιτεύχθηκε ικανοποιητική συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα του γκρουπ του Ηου για οξειδίο ελέγχου SiO_2 και με την πειραματική ομάδα του Πολυτεχνείου για οξειδίο ελέγχου HfO_2 .

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Σκοπός της προσομοίωσης είναι ο προσδιορισμός χαρακτηριστικών μεγεθών που περιγράφουν τη φόρτιση των μεταλλικών ναοκρυστάλλων. Τα μεγέθη αυτά είναι τα εξής:

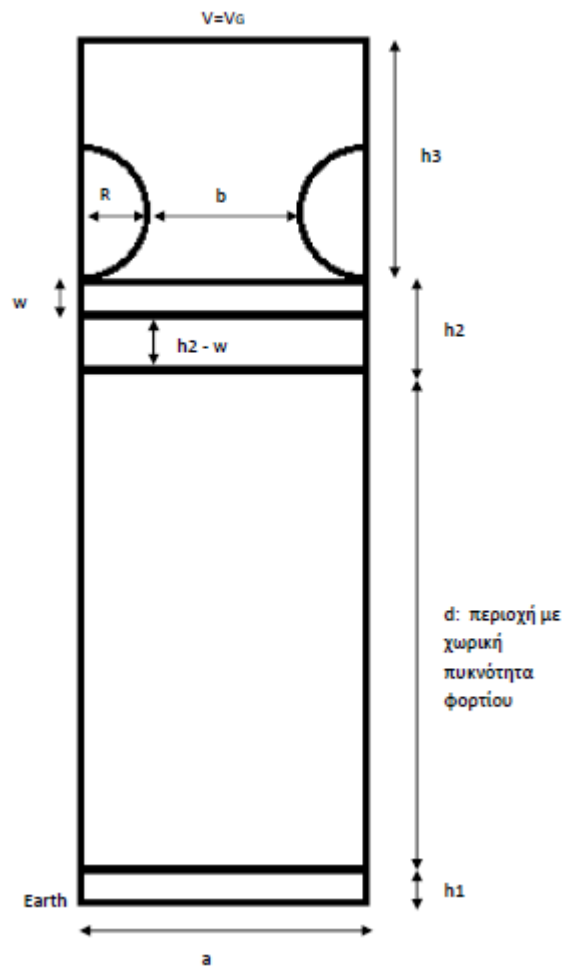
- Το ηλεκτρικό δυναμικό που προκύπτει από την αρχική επίλυση της εξίσωσης του Poisson
- Οι τροχιές των ηλεκτρονίων από το υπόστρωμα μέχρι να καταλήξουν στους ναοκρυστάλλους
- Ο συντελεστής διέλευσης $T(E)$
- Η πυκνότητα ρεύματος $J(E)$
- Η ενεργός περιοχή πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων στους ναοκρυστάλλους
- Το ρεύμα φόρτισης I
- Ο χρόνος φόρτισης των ναοκρυστάλλων
- Ο μέγιστος αριθμός ηλεκτρονίων σε κάθε ναοκρύσταλλο

Η διαδικασία προσομοίωσης αποτελείται από τα παρακάτω βήματα:

1ο. Επιλογή των αρχικών παραμέτρων της διάταξης. Κυρίως οι παράμετροι που εισάγουμε είναι:

- η τάση τροφοδοσίας V_G
- ο αριθμός των ηλεκτρονίων που θέλουμε να εισαχθεί σε κάθε ναοκρύσταλλο
- η ακτίνα R κάθε ναοκρυστάλλου
- η απόσταση b μεταξύ των κέντρων των σφαιρών που σχετίζεται με την πυκνότητα των ναοκρυστάλλων

Επιπλέον εισάγουμε και κάποιες παραμέτρους που σχετίζονται με την νόθευση του υποστρώματος και το πάχος του. Ενδεικτικά στο παρακάτω **διάγραμμα** παρατίθεται το περιβάλλον της προσομοίωσης στο οποίο εισάγουμε τις αρχικές παραμέτρους που καθορίζουν τη διάταξη.



```

|vg=7.65;
Nel=2;
Eg=1.12;
Na=1e-5;
Nd=0;
Nc=2.82e-2;
Nv=1.04e-2;
kT = 25e-3;
nm = 1;

eps_control = 9;
eps_tun = 3.9;
eps_semi = 11.7;
eps_0 = 5.5263492953737e-2;

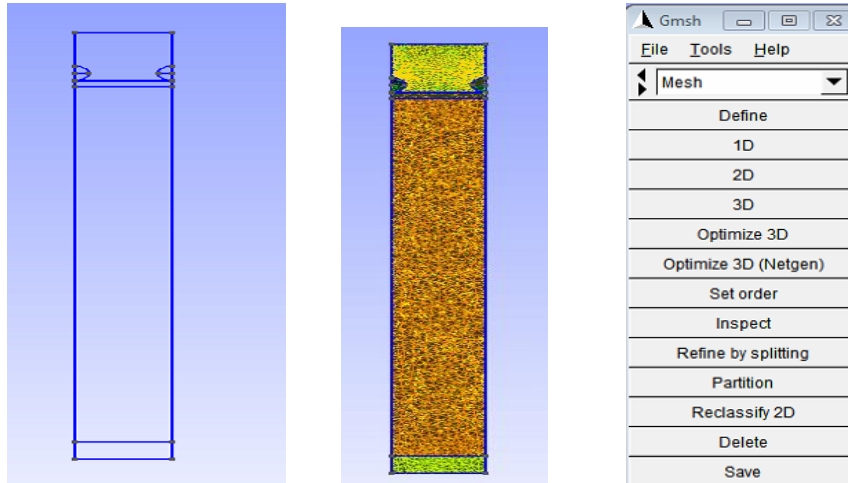
h1 = 10 * nm;
h2 = 3.5 * nm;
h3 = 27 * nm;
R = 2.5 * nm;
b = 4 * nm;
a = b + 2*R;
w = 0.5 * nm;
d = 500 * nm;

tr1=(d/3);

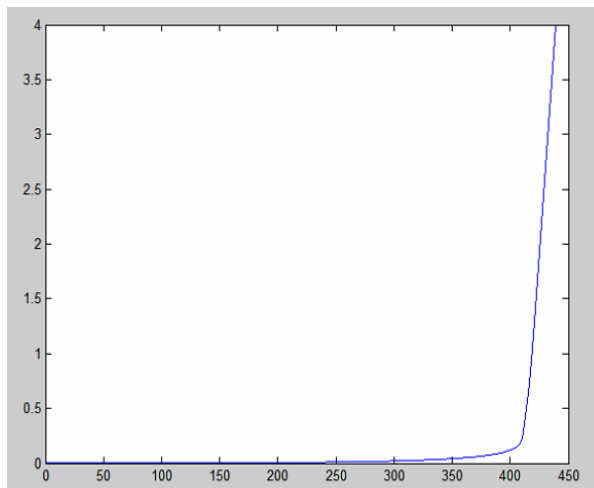
tr2 = ((h1)/2);
num_p=500;

```

2ο. Στη συνέχεια με τη βοήθεια του προγράμματος gmsh προσομοιώνεται η διάταξη της μνήμης. Προκειμένου να συμβεί αυτό αρχικά θεμελιώνεται η γεωμετρία της όπως φαίνεται στο παρακάτω **σχήμα** και στη συνέχεια ολοκληρώνεται η δημιουργία της με την προσθήκη των νανοκρυστάλλων και τη διαδικασία της νόθευσης (**βλέπε σχήμα**).



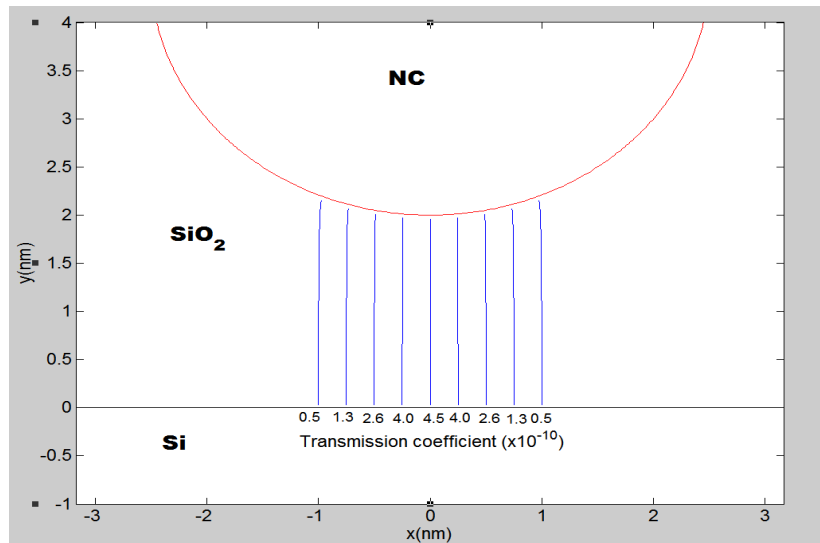
3ο. Αφού ολοκληρωθεί η διάταξη ακολουθεί η αυτοσυνεπής επίλυση του φυσικού προβλήματος καθορισμού του δυναμικού που αποτελείται από την ταυτόχρονη λύση της εξίσωσης του Schrodinger και της εξίσωσης του Poisson. Όταν ολοκληρωθεί η παραπάνω επίλυση στο περιβάλλον του προγράμματος εμφανίζεται η μορφή του δυναμικού όπως φαίνεται στο παρακάτω **διάγραμμα**.



4ο. Μετά τον προσδιορισμό του δυναμικού με τη βοήθεια ενός νέου υποπρογράμματος στο οποίο εισάγουμε το παραπάνω δυναμικό είναι δυνατός ο προσδιορισμός των παρακάτω μεγεθών:

- Οι τροχιές των ηλεκτρονίων (electrons paths) (**βλέπε σχήμα**)

- Η ενεργός περιοχή πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων στους νανοκρυστάλλους, ο συντελεστής διέλευσης και η πυκνότητα ρεύματος



5ο. Τέλος υπολογίζεται ο χρόνος φόρτισης του κάθε νανοκρυστάλλου για το συγκεκριμένο αριθμό ηλεκτρονίων που έχουμε αρχικά εισάγει ως παράμετρο.

Το πρόγραμμα υπολογισμού του δυναμικού για υπόστρωμα n-type

```
%main routine
%clean memory and matlab screen
clc;
clear all;
close all;
%define minimum acceptable error and number of
maximum iterations
eps=5e-4;
max_iter=200;
rho_prin=0;
h1 = 10;
d=400;
dos('getdp input_init.pro -msh input.msh -pre all
-cal -pos all');

fidinit=fopen('v_line0_init.pos','r');%open
initial potential file
```

```

[v_old,y]=readV(fidinit);%read initial potential
file
v_old=v_old(y<h1+d);
for m=1:max_iter
    rho0=create_table_rho(v_old);%calculate new
charge density
    if m==1
        coeff=0.003;
    elseif min(v_old)<-0.5
        coeff=0.2;
    else
        coeff=.01; %auto allazeis otan den
sygklinei
    end
    rho=rho_prin+coeff*(rho0-rho_prin);
    rho_y=[y(y<h1+d)' rho];
    save table_rho.txt rho_y -ASCII;
    dos('getdp input.pro -msh input.msh -pre all -
cal -pos all');%calc new potential
    fidv=fopen('v_line.pos','r');%open results V
file
    [v_curr1,y]=readV(fidv);%read v vector from
file
    v_curr=v_curr1(y<h1+d);
    error=norm(v_curr-v_old)/norm(v_old)%calculate
relative error
    if error<eps&&min(v_curr)>-1 %spase leme
        break;
    end

    plot(y,v_curr1);
    v_old=v_curr;%old = new for next iteration

    rho_prin=rho;
End

```

Το πρόγραμμα υπολογισμού του δυναμικού για υπόστρωμα p-type

```
%main routine
%clean memory and matlab screen
clc;
clear all;
close all;
%define minimum acceptable error and number of
maximum iterations
global eps h1 d Na Nd Eg kT Nc Nv R;
eps=1e-4;
max_iter=300;
params;

Fs=-kT*log(Nv/Na)+Eg/2;
Wmax = 2*sqrt(eps_0*eps_semi*Fs/Na);%this width
has to be smaller than d
Fms = -4.05-Eg+kT*log(Nv/Na)+4.28;%this is the
fermi level difference between Si and Al

rho_prin=0;
dos('copy params.m params.pro')
dos('getdp.exe input_init.pro -msh input.msh -pre
all -cal -pos all');

fidinit=fopen('v_line0_init.pos','r');%open
initial potential file
[v_old,y]=readV(fidinit);%read initial potential
file
v_old=v_old(y<h1+d);
for m=1:max_iter
    rho0=create_table_rho(v_old);%calculate new
charge density
    if m==1
        coeff=0.001;
    elseif min(v_old)<-3
        coeff=0.4;
    else
        coeff=.002;
    end
    rho=rho_prin+coeff*(rho0-rho_prin);
```

```

rho_y=[y(y<h1+d) ' rho];
save table_rho.txt rho_y -ASCII;
dos('getdp.exe input.pro -msh input.msh -pre
all -cal -pos all');%calc new potential
fidv=fopen('v_line.pos','r');%open results V
file
[v_curr1,y]=readV(fidv);%read v vector from
file
v_curr=v_curr1(y<h1+d);
error=norm(v_curr-v_old)/norm(v_old)%calculate
relative error
if error<eps&&min(v_curr)>-15 %spase leme
    break;
end

plot(y,v_curr1);
v_old=v_curr;%old = new for next iteration

rho_prin=rho;
end
band_diagram;
dos('getdp.exe input_plane.pro -msh input.msh -pre
all -cal -pos all');
run;

```

Το πρόγραμμα εξαγωγής των ενεργειακών διαγραμμάτων (p-type)

```

xmin=-15;%shmeio prin diepifaneia pou arxizei
band-diagram
DEc1=3.1;%DEc metaksy Si kai tunneling oxide
DEc2=2.04;%DEc metaksy tunneling oxide kai control
oxide
DEc3=-2.14; %Dec metaksy control oxide kai gate
metal

yy=y(y>(d-5))-(d+10);
band=-v_curr1(y>d-5);
x=xmin:0.05:h2+h3;
bb=interp1(yy,band,x);
bb(x>0)=bb(x>0)+DEc1;
bb(x>h2&x<(h2+2*R))=-3;

```

```

bb (x>= (h2+2*R) ) = bb (x>= (h2+2*R) ) +DEc2;
x=[x h2+h3 h2+h3+2.5];
bb=[bb bb(end)+DEc3 bb(end)+DEc3];
figure;
%
uiopen('C:\Users\Andreas\Desktop\antreas2\Si,SiO2,
d=3nm\synedrio\band diagram,V=3v,p=1e.fig',1);
plot(x,bb);
xlabel('y (nm)');
ylabel('band diagram (eV)');

```

Το πρόγραμμα εξαγωγής των ενεργειακών διαγραμμάτων (n-type)

```

h2 = 3.5; %paxos tunneling oxide
h3 = 27; %paxos control oxide
R = 2.5;%aktina NC
xmin=-15;%shmeio prin diepifaneia pou arxizei
band-diagram
DEc1=6.1;%DEc metaksy Si kai tunneling oxide
DEc2=-1.1;%DEc metaksy tunneling oxide kai control
oxide
DEc3=1.06; %Dec metaksy control oxide kai gate
metal

yy=y (y>(d-5) ) - (d+10) ;
band=-v_curr1 (y>d-5) ;
x=xmin:0.05:h2+h3;
bb=interp1 (yy,band,x) ;
bb (x>0)=bb (x>0)+DEc1;
bb (x>h2&x<(h2+2*R) )=-1;

bb (x>= (h2+2*R) ) = bb (x>= (h2+2*R) ) +DEc2;
x=[x h2+h3 h2+h3+2.5];
bb=[bb bb(end)-DEc3 bb(end)-DEc3];

```

```
%  
uiopen('C:\Users\Andreas\Desktop\antreas2\Si,SiO2,  
d=3nm\synedrio\band diagram,V=3v,p=1e.fig',1);  
plot(x,bb);  
xlabel('y (nm)');  
ylabel('band diagram (eV)');
```

Βιβλιογραφία

- [1] Κβαντομηχανική, Στεφ. Τραχανάς, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης (1985) A.G. Nassioroulou, Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, 2004 vol. 9 (793-813).
- [2] "The Physics of Low-Dimensional Semiconductors", John Davies, Cambridge University Press(1998)
- [3] Modern MOS Technology: Processes, Devices, and Design, DeWITT G. ONG, McGraw Hill (1984)
- [4] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, New York: J. Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [5] Microelectronics Circuits, Sedra – Smith.
- [6] Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης, C. Kittel, έκδοση Γ. Πνευματικού.
- [7] Εισαγωγή στην Κβαντομηχανική, Κυριάκου Ταμβάκη, εκδόσεις Leader Books.
- [8] Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης, Π. Βαρώτσος, Κ. Αλεξόπουλος, εκδόσεις Σαββάλας.
- [9] Εισαγωγή στην Ηλεκτροδυναμική, Davids Griffiths, Πανεπ. Εκδ. Κρήτης.
- [10] Y. Tsvividis, "The MOS Transistor: Operation and Modeling", p. 72 2nd ed. McGraw-Hill (1999).
- [11] Διδακτορική διατριβή, Σαργέντης Χρήστος, Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ, Ανάπτυξη, Χαρακτηρισμός και μελέτη μεταλλικών νανοκρυστάλλων στη διεπιφάνεια SiO₂/HfO₂/ με εφαρμογή σε δομή στοιχείων μνήμης.
- [12] K. L. Jensen, "Space charge effects in field emission: Three dimensional theory," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 014905, 2010.
- [13] R. H. Fowler and L. Nordheim, "Electron emission in intense electric fields", Proc. Roy. Soc. London, Vol. A119, p. 173, (1928).
- [14] S. Tiwari, F. Rhana, K. Chan, L. Shi, H. Hanafi, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 1232.
- [15] Z. Liu, C. Lee, V. Narayanan, G. Pei, E.C. Kan, IEEE Trans. Electron Devices 49 (9) (2002) 1606.

- [16] Ch. Sargentis, K. Giannakopoulos, A. Travlos, D. Tsamakis, *Surf. Sci.* 601 (2007) 2859.
- [17] G. Conibeer, M. Green, E.C. Cho, D. König, Y.H. Cho, T. Fangsuwannarak, G. Scardera, E. Pink, Y. Huang, T. Puzzer, S. Huang, D. Song, C. Flynn, S. Park, X. Hao, D. Mansfield, *Thin Solid Films* 516 (2008) 6748.
- [18] Z. Wan, R. Patterson, S. Huang, M. Green, G. Conibeer, *Europhys. Lett.* 95 (2011) 67006.
- [19] B. Clemens, H.R. Claude, *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006) 252119.
- [20] D.L. Klein, R. Roth, A.K.L. Lim, A.P. Alivisatos, P.L. McEuen, *Nature* 389 (1997) 699.
- [21] T.H. Hou, C. Lee, V. Narayanan, U. Ganguly, E.C. Kan, *IEEE Trans. Electron Devices*. 53 (12) (2006) 3095.
- [22] C. Busseret, A. Souifi, T. Baron, G. Guillot, F. Martin, M.N. Semeria, J. Gautier, *Superlattices Microstruct.* 28 (5–6) (2000) 493.
- [23] B. De Salvo, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, G. Reimbold, F. Mondond, B. Guillaumot, P. Candelier, *IEEE Trans. Electron Devices* 46 (1999) 1518.
- [24] Y. Imry, R. Landauer, *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999) S306.
- [25] B. Das, J. Mahanty, "Spatial distribution of tunnel current and application to scanning-tunneling microscopy: a semiclassical treatment," *Phys. Rev. B*, vol. 36, pp. 898-903, 1987.
- [26] R. G. Forbes, "Use of energy-space diagrams in free-electron models of field electron emission," *Surf. Interface Anal.*, vol. 36, pp. 395-401, 2004.
- [27] R. G. Forbes, "Simple good approximations for the special elliptic functions in standard Fowler-Nordheim tunneling theory for a Schottky-Nordheim barrier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 113122, 2006.
- [28] P.L. Kapur, R. Peierls, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 163 (1937) 606.
- [29] A. Anastassopoulos, A. Kyritsakis, J.P. Xanthakis, C. Sargentis, D. Tsamakis, *Thin Solid Films*, 543, 177, (2013).
- [30] D. V. Averin, K. K. Likharev, *Journal of Low Temperature Physics*, 62 (3-4), 345, (1986).

- [31] C. Lee, J. Meteer, V. Narayanan, and E. C. Kan, *J. Electron Mater*, 34, 1, (2005).
- [32] E. Verrelli, G. Galanopoulos, I. Zouboulis, D. Tsoukalas, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 31, (3), 032204 (2013).
- [33] Y. Imry and R. Landauer, *Rev. Mod. Phys.*, 71, S306 (1999).
- [34] Α. Κυριτσάκης, Πεδιακή εκπομπή ηλεκτρονίων από αιχμηρές-μη σφαιρικές ακίδες, (2010). Πτυχιακή εργασία.
- [35] R. G. Forbes, "Use of energy-space diagrams in free-electron models of field electron emission," *Surf. Interface Anal.*, vol. 36, pp. 395-401, 2004.
- [36] K. L. Jensen, "Space charge effects in field emission: Three dimensional theory," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 014905, 2010.
- [37] S. Tiwari, F. Rana, K. Chan, H. Hanafi, W. Chan, and D. Buchanan, "Volatile and non-volatile memories in silicon with nano-crystal storage", *IEEE IEDM Tech. Dig.*, p. 521, (1995).
- [38] B. De Salvo, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, B. Guillaumot, and T. Baron, "Investigation of charging/discharging phenomena in nano-crystal memories", *Superlattices and Microstructures*, Vol. 28, p. 339, (2000).
- [39] Θεωρία ηλεκτρονικής μικροσκοπίας εγγύς πεδίου, Διδακτορική διατριβή Ανδρέα Κυριτσάκη.
- [40] Σύνθεση Νανο-Κρυστάλλων Ημιαγωγού μέσω Ιοντικής Δέσμης Πολύ Χαμηλής Ενέργειας και Διατάξεις Μνήμης, Διδακτορική διατριβή Ελευθέριου Καπετανάκη.
- [41] Νανοκρυσταλλικό πυρίτιο για εφαρμογές σε νανοηλεκτρονικές διατάξεις μνήμης Διδακτορική διατριβή Αθηνάς Σαλωνίδου