



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών &
Μηχανικών Υπολογιστών

Τομέας Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών,
Ηλεκτροοπτικής και Ηλεκτρονικών Υλικών

Ρεύματα εντός νανοηλεκτρονικών αισθητήρων και
νανοηλεκτρονικών τρανζίστορ κενού

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Μενέλαος Τσαγκαράκης

Διδάκτωρ Ηλεκτρολόγος Μηχανικός & Μηχανικός Υπολογιστών ΕΜΠ

Αθήνα, 04/2020



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών &
Μηχανικών Υπολογιστών

Τομέας Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών,
Ηλεκτροοπτικής και Ηλεκτρονικών Υλικών

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ρεύματα εντός νανοηλεκτρονικών αισθητήρων και
νανοηλεκτρονικών τρανζίστορ κενού

Συμβουλευτική Επιτροπή: Ιωάννης Ξανθάκης
Δημήτριος Τσαμάκης
Ηρακλής Αβραμόπουλος

Επταμελής εξεταστική επιτροπή:

.....
Ιωάννης Ξανθάκης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ηρακλής Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ηλίας Γλύτσας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Γεώργιος Φικιώρης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ιωάννης Ρουμελιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Πάυλος-Πέτρος Σωτηριάδης
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Pascal Normand
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»

.....

Μενέλαος Σ. Τσαγκαράκης

Copyright © Μενέλαος Σ. Τσαγκαράκης 2020.

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

Οι περισσότερες εφαρμογές εκπομπής πεδίου μέχρι στιγμής σχετίζονται με επίπεδες επιφάνειες εκπομπής και σχεδόν μονοδιάστατα δυναμικά. Ωστόσο, με την έλευση της νανοτεχνολογίας και την κατασκευή νανοσωλήνων άνθρακα και ακίδων-εκπομπών με ακτίνα καμπυλότητας επιπέδων νανομέτρου, προέκυψε η ανάγκη για την περιγραφή τέτοιων εφαρμογών, και ειδικά όταν εμπλέκεται ένα πολυδιάστατο ηλεκτροστατικό δυναμικό, με μία αριθμητική θεωρία WKB με αρκετά μεγαλύτερη ακρίβεια από την παραδοσιακή θεωρία Fowler-Nordheim που ισχύει μόνο για επίπεδες επιφάνειες. Αυτός είναι ο βασικός στόχος αυτής της διδακτορικής διατριβής. Έχουμε εξετάσει δύο τέτοιες εφαρμογές: τα τρανζίστορ κενού με νανομετρικούς εκπομπούς και συλλέκτες που μάλιστα έχουν ανακαλυφθεί πρόσφατα και τους αισθητήρες καταπόνησης (μηχανικής τάσης) με νανοσωλήνες άνθρακα μέσα σε ένα διηλεκτρικό μέσο. Και στις δύο περιπτώσεις η αιχμηρή νανομετρική επιφάνεια αναπαρίσταται από έναν αριθμό σφαιρών. Το πλεονέκτημα μίας τέτοιας προσέγγισης είναι ότι η εξίσωση Laplace μπορεί να λυθεί με ακρίβεια χωρίς την ανάγκη πεπερασμένων διαφορών ή στοιχείων. Εν συνεχεία προσθέτουμε στο ηλεκτροστατικό δυναμικό το σφαιρικό εικονικό δυναμικό και το άθροισμα είναι το δυναμικό σήραγγας με πολυδιάστατη προσέγγιση WKB. Από αυτό υπολογίζουμε το συντελεστή διάδοσης και τελικά το ρεύμα.

Στην περίπτωση των αισθητήρων μηχανικής τάσης και λόγω της διαδικασίας τυχαίας κατανομής, οι νανοσωλήνες άνθρακα είναι σε διάφορες γωνίες και σχηματισμούς μεταξύ τους και παράγουν ένα τρισδιάστατο δυναμικό. Εν συνεχεία δείξαμε ότι τα ρεύματα σήραγγας μεταξύ ενός ζεύγους από νανοσωλήνες εξαρτώνται σημαντικά από τη σχετική τους γωνία και σχηματισμό. Συγκεκριμένα δείξαμε ότι τα ρεύματα σήραγγας δεν προκύπτουν μόνο κατά μήκος των άκρων μεταξύ των νανοσωλήνων, αλλά υπάρχουν και άλλα πιο αποδοτικά μονοπάτια, τα οποία δίνουν ρεύμα υψηλότερο μέχρι και δύο τάξεις μεγέθους απ' ότι υπολογίζει η απλή μονοδιάστατη μέθοδος. Αντίθετα, το ρεύμα σήραγγας μεταξύ νανοσωλήνων που βρίσκονται σε διαφορετικά επίπεδα είναι αμελητέο. Καταλήγουμε στο ότι τέτοια φαινόμενα δεν μπορούν να περιγραφούν από την απλή μονοδιάστατη θεωρία WKB και επιπρόσθετα το απαραίτητο κατώφλι για την αγωγιμότητα μπορεί να είναι μικρότερο από αυτό που μπορεί να προβλέψει η θεωρία αυτή.

Στο δεύτερο μέρος υπολογίσαμε τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά ενός τρανζίστορ κενού με αιχμηρό πομπό και συλλέκτη με ακτίνα καμπυλότητας $R < 20\text{nm}$, με στόχο να αποκαλύψουμε τα πλεονεκτήματα αυτού του είδους των εκπομπών. Για τέτοιες επιφάνειες δεν ισχύει η παραδοσιακή θεωρία Fowler-Nordheim που περιγράφει μία διάταξη με παράλληλες πλάκες.

Χρησιμοποιήσαμε μια τρισδιάστατη θεωρία WKB ικανή να υπολογίσει την κατανομή του ρεύματος στο χώρο. Έχουμε δείξει ότι για τιμές ακτίνας εκπομπού σε εύρος μερικών νανόμετρων η πυκνότητα ρεύματος περικλείεται μέσα σε κώνο με γωνία περίπου 6° - 16° , ελαχιστοποιώντας έτσι τις απώλειες του ρεύματος. Υπολογίστηκαν οι χαρακτηριστικές I_d - V_d και βρέθηκε ότι παρουσιάζουν εκθετική συμπεριφορά και μία περιοχή κορεσμού που καλύπτει ρεύματα από $10^{-14}A$ έως $10^{-6}A$ μόνο με μεταβολή στην τάση πύλης V_g κατά 2 Volts, δηλ. παρουσιάζουν μια εξαιρετική διαγωγιμότητα.

Λέξεις Κλειδιά

Νανοσωλήνες άνθρακα

CNT

WKB

Fowler-Nordheim

Εκπομπή πεδίου

Αισθητήρας μηχανικής τάσης

Τρανζίστορ κενού

Abstract

Most applications of field emission have so far involved planar emitting surfaces and approximately 1-dimensional potentials. However, with the advent of nanotechnology and the fabrication of carbon nanotubes and emitting tips of nanometer radius of curvature, the need has arisen for the description of such applications –where a multi-dimensional electrostatic potential is involved by a numerical WKB theory of much greater accuracy than the traditional Fowler-Nordheim, which is valid only for planar surfaces. This is the basic aim of this doctoral thesis. We have examined two such applications, the recently invented vacuum transistors with nanometric emitters and collectors and the strain sensors with carbon nanotubes immersed in a dielectric medium. In both cases the sharp pointed emitting nanometric surface was represented by a collection of spheres. The advantage of such representation is that the Laplace equation could accurately be solved without the need of finite differences or elements. The spherical image potential was then added to the calculated electrostatic potential and the sum was used as the tunneling potential in multidimensional WKB approximation which was implemented numerically to calculate the transmission coefficient and finally the current.

In the case of strain sensors and due to the randomness of the immersion process the CNTs are at random angles and configurations between them, thus producing a 3-dimensional potential (3-D). We have then shown that the tunneling currents between a pair of CNTs depend critically on their relative angle and configuration. In particular we have shown that the tunneling currents do not occur only along a CNT tip to CNT tip configuration but other more efficient paths exist which give a current higher by two orders of magnitude from what a simple 1D theory would give. On the other hand the tunneling current between non-coplanar CNTs is negligible. We conclude that such phenomena cannot be analyzed by a simple 1-dimensional WKB theory and the percolation threshold necessary for conduction may be lower than the one such a theory would predict.

We have then calculated the electrical characteristics of a vacuum transistor with sharp, pointed emitter and collector with a radius of curvature $R < 20\text{nm}$, with the aim of revealing the advantages of such emitters. For such surfaces the traditional Fowler-Nordheim theory which pertains to a parallel plate configuration is not valid. We have used a 3-dimensional WKB theory capable of calculating the distribution of the current in space. We have shown that for values of emitter radius in the range of a few nanometers the current density is enclosed within a cone of angle of approximately 6° – 16° thus minimizing current losses. The I_d – V_d characteristics were calculated and found to exhibit an exponential behavior and a saturation region spanning currents from 10^{-14}A to 10^{-6}A by only 2 Volts change in gate voltage V_g , i.e. exhibiting an extraordinary transconductance.

Keywords

Carbon nanotubes

CNT

WKB

Fowler-Nordheim

Field emission

Tensile strength sensor

Vacuum transistor

Ευχαριστίες

Με την ολοκλήρωση της εκπόνησης της διδακτορικής διατριβής θα ήθελα να απευθύνω τις ευχαριστίες μου σε όλους όσους με βοήθησαν και με υποστήριξαν κατά τη διάρκεια των σπουδών μου.

Καταρχάς τον καθηγητή μου κύριο Ιωάννη Ξανθάκη που καθ' όλη τη διάρκεια της διατριβής στάθηκε δίπλα μου σαν πραγματικός δάσκαλος και επιπλέον στην οικογένειά μου και ιδιαίτερα στην αρραβωνιαστικιά μου Κατερίνα για την κατανόηση που έδειξε όλα αυτά τα χρόνια της διατριβής.

Μενέλαος Τσαγκαράκης

Λίστα δημοσιεύσεων

Δημοσιεύσεις σε περιοδικά

MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Tunneling currents between carbon nanotubes inside the 3-dimensional potential of a dielectric matrix", *AIP Advances* vol. 7, pp. 075012, 2017

MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "A 3-dimensional calculation of the field emission current and emission angle of a vacuum transistor as a function of gate voltage and radius of curvature of the emitter", *AIP Advances* vol. 9, pp. 105314, 2019

Δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια

1. MS Tsagarakis, A Kyritsakis, JP Xanthakis, "Tunneling in a 3-dimensional potential between carbon nanotubes dispersed in a dielectric matrix", *28th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2015, Guangzhou, China, 2015*
2. MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Tunneling currents between carbon nanotubes located inside the 3-dimensional potential of a dielectric matrix", *11st International Vacuum Electron Sources Conference, IVEC-IVESC 2016, Seoul, South Korea, 2016*
3. MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "A 3-dimensional simulator of a tensile stress sensor based on tunneling between CNTs", *30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017, Regensburg, Germany, 2017*
4. MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Simulation of a Vacuum Transistor", *31st International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2018, Kyoto, Japan, 2018*
5. MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Simulation of a Vacuum Transistor", *Micro & Nano 2018, 7th International Conference, Thessaloniki, Greece, 2018*
6. MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Effects of emitter radius and gate channel distance on the characteristics of a vacuum transistor", *32nd International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2019, Cincinnati, USA, 2019*

Βραβείο



Λίστα Εικόνων

Εικόνα 1.2.1: Διαδικασία κατασκευής αισθητήρων από SWCNT.

Εικόνα 1.2.2: Αισθητήρας SWCNT. Τα films των SWCNT είναι κάθετα ως προς τον άξονα της μηχανικής τάσης.

Εικόνα 1.2.3: (a) SEM απεικόνιση του αισθητήρα και (b) Μοντέλο χαρτιού για αισθητήρας SWCNT. (c) Ηλεκτρικό μοντέλο του αισθητήρα

Εικόνα 1.2.4: Παραδείγματα εφαρμογής των αισθητήρων στην ανίχνευση κίνησης.

Εικόνα 1.2.5: Λειτουργία αισθητήρα SWCNTs σε υπόστρωμα PDMS. Οι ρωγμές διαδραματίζουν τον κύριο ρόλο στη λειτουργία του.

Εικόνα 1.2.6: Μηχανισμός ανίχνευσης μηχανικής τάσης.

Εικόνα 1.2.7: Εφαρμογή του αισθητήρα στην ανίχνευση μυϊκής κίνησης.

Εικόνα 1.3.1: Βασική αρχή λειτουργίας του τρανζίστορ κενού. Διαγράμματα ενέργειας όταν $V_{gate} = 0$ και όταν $V_{gate} > 0$.

Εικόνα 1.4.1: Δομές τρανζίστορ κενού με μόνο μεταλλικά μέρη. Η απόσταση μεταξύ πηγής και απαγωγού είναι μικρότερη από 68nm. Στη δεύτερη σειρά εικόνων παρουσιάζονται οι τρεις διαφορετικές δομές των πρωτοτύπων: βολφράμιο (W), χρυσό (Au) και πλατίνα (Pt)

Εικόνα 1.4.2: Η εκπομπή πεδίου Fowler–Nordheim (FN) και η εκπομπή Schottky είναι τα δύο μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για να εξηγήσουν τους μηχανισμούς σήραγγας που παρατηρούνται.

Εικόνα 1.4.3: Μηχανισμοί εκπομπής και αγωγιμότητας στα μεταλλικά τρανζίστορ κενού. Μηχανισμός Fowler–Nordheim στο βολφράμιο (a) και στο χρυσό (b) και χαρακτηριστικές Schottky για την πλατίνα (c).

Εικόνα 1.5.1: Σχηματικές αναπαραστάσεις (a) ενός τρανζίστορ με πύλη νανοσύρματος πυριτίου πυριτίου σε στρογγυλό σχήμα, (b) ενός τρανζίστορ κενού (c) διαγράμματα ενεργειακών ζωνών στην κατεύθυνση πηγής προς κανάλι κενού στο επίπεδο xz για τις διατάξεις (a) και (b) και απεικόνιση από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης της διάταξης του τρανζίστορ κενού.

Εικόνα 1.5.2: Αποτελέσματα προσομοιώσεων πεπερασμένων στοιχείων για το ηλεκτρικό πεδίο με (a) μονή πύλη και (b) διπλή πύλη. $V_g = 5V$, $V_d = 2V$. (c) Το μέγιστο πεδίο σε σχέση με τη μονή πύλη για διάφορους σχηματισμούς πύλης.

Εικόνα 1.5.3: Εικόνα SEM από ένα δείγμα στο οποίο δεν έχει γίνει η διαδικασία σχηματισμού της πύλης. Το νανόσυρμα διαχωρίζεται σε δύο ηλεκτρόδια με οξειδωση και επιλεκτική αφαίρεση.

Εικόνα 1.5.4: Βασικές ηλεκτρικές χαρακτηριστικές των διατάξεων που κατασκευάστηκαν (a) Ρεύμα υποδοχής σε σχέση με την τάση υποδοχής του τρανζίστορ κενού που δείχνει μία εκθετική αύξηση του ρεύματος. Στο ίδιο διάγραμμα παρουσιάζεται και το διάγραμμα μίας αντίστασης νανοσύρματος με ομοιόμορφες προσμίξεις. (b) Η καμπύλη Fowler–Nordheim του ίδιου τρανζίστορ κενού του διαγράμματος (a). Η γραμμικότητα της καμπύλης υποδηλώνει ελεύθερη μετακίνηση ηλεκτρονίων λόγω του μηχανισμού του φαινομένου σήραγγας. (c) Διάγραμμα του ρεύματος της υποδοχής σε σχέση με την τάση της πύλης για διάφορες τάσεις της υποδοχής για το τρανζίστορ κενού.

Εικόνα 1.5.5: Ρεύμα I_d σε σχέση με την τάση πύλης V_g όπως μετρήθηκαν από 40 δείγματα διατάξεων. $V_d=2V$.

Εικόνα 1.5.6: Χαρακτηριστικές τάσης έναρξης λειτουργίας (A) και ρεύμα υποδοχέα (B) για μήκος καναλιού 200nm και 50nm. Η κλιμάκωση του μήκους του καναλιού ενισχύει το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο και κατά συνέπεια το ρεύμα της υποδοχής.

Εικόνα 1.5.7: Ενέργεια ιονισμού για διάφορα στοιχεία. Τάση λειτουργίας κάτω από 5V, όπως επιτυγχάνεται εδώ, είναι απαραίτητη για να αποφύγουμε τον μη επιθυμητό ιονισμό.

Εικόνα 1.5.8: (a) Σχηματική απεικόνιση της τομής του τρανζίστορ κενού και της συσκευής ελέγχου χωρίς την ακίδα εκπομπής πεδίου. **(b)** Το ρεύμα I_d σε σχέση με την τάση της πύλης για έξι διατάξεις ελέγχου που κατασκευάστηκαν. Το επίπεδο του ρεύματος είναι ίδιο με το ρεύμα του τρανζίστορ κενού με μηδενική τάση πύλης (Εικόνα 1.5.4 c).

Εικόνα 1.5.9: Ηλεκτρικές χαρακτηριστικές σε διάφορα σκληρές περιβαλλοντικές συνθήκες. (a) I_d σε σχέση με την V_g σε θερμοκρασία δωματίου και σε θερμοκρασία 200 °C. Τάση ενεργοποίησης και I_d για (b) ακτινοβολία πρωτονίων και (c) ακτινοβολία γ .

Εικόνα 1.5.10: (a) Τρισδιάστατη απεικόνιση του σχεδιασμού της συσκευής που χρησιμοποιείται για το γραφένιο CVD. **(b)** Σχεδιασμός συσκευής που χρησιμοποιείται για την RGO. **(c)** Οπτική εικόνα του γραφενίου CVD. **(d)** Φάσματα Raman της συσκευής γραφενίου CVD κατά μέσο όρο σε μια παρθένα περιοχή (κάτω κόκκινη καμπύλη) και πάνω σε μια περιοχή που περιβάλλει τη χαραγμένη γραμμή που σχηματίζει την ακμή του εκπομπού. **(ε)** Χρωματικός χάρτης Raman τοποθετημένος πάνω από την οπτική εικόνα μιας ολοκληρωμένης συσκευής CVD. Το μεγαλύτερο μέρος του γραφενίου είναι καλυμμένο με μέταλλο. Η χρωματική ράβδος υποδεικνύει την ένταση της κορυφής G.

Εικόνα 1.5.11: Διάγραμμα του φράγματος δυναμικού και των αρχικών καταστάσεων του γραφενίου.

Εικόνα 1.5.12: Κατανομές ενέργειας εκπομπής πεδίου μετρημένες από (a) γραφένιο CVD που έχει μεταφερθεί από λεπτό φύλλο χαλκού. Κάθε καμπύλη έχει την ένδειξη με την τάση υποδοχής-πηγής που εφαρμόζεται κατά τη διάρκεια της μέτρησης. **(b)** γραφένιο RGO για διάφορες τιμές τάσης υποδοχής-πηγής.

Εικόνα 2.5.1: Σχηματικά διαγράμματα που δείχνουν τα ενεργειακά μοντέλα των ηλεκτρονίων (a) βασικό μοντέλο Sommerfeld και (b) δυναμική ενέργεια φαινομένου σήραγγας ηλεκτρονίου διαμέσου ενός τριγωνικού φράγματος.

Εικόνα 2.6.1: Ενεργειακό διάγραμμα τύπου T για ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο μετάλλου στη ζώνη αγωγιμότητας

Εικόνα 3.2.1: Σχηματική απεικόνιση σύνθετου διηλεκτρικού υλικού με διασκορπισμένους νανοσωλήνες άνθρακα. Όταν εφαρμόζεται τάση υπάρχει ροή ρεύματος ακόμα και αν οι νανοσωλήνες δεν βρίσκονται αναγκαστικά σε επαφή μεταξύ τους για παράδειγμα όπως στο σημειωμένο μονοπάτι.

Εικόνα 3.2.2: Προσομοίωση των νανοσωλήνων σαν μία στοίβα από σφαίρες.

Εικόνα 3.3.1: Σχηματική απεικόνιση των τεσσάρων γεωμετριών που χρησιμοποιήσαμε για τους υπολογισμούς μας. Η διάταξη I είναι η κλασική tip to tip. Στις διατάξεις Γ και T έχουμε διαφορετική γωνία μεταξύ των νανοσωλήνων που βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Στη διάταξη NCP (non coplanar) οι νανοσωλήνες βρίσκονται σε διαφορετικό επίπεδο.

Εικόνα 3.3.2: Διαφορά ηλεκτροστατικού δυναμικού μεταξύ των τεσσάρων διαφορετικών σχηματισμών που παρουσιάζονται στην εικόνα 3.3.1

Εικόνα 3.3.3: (a) Δυναμική ενέργεια σήραγγας για τους σχηματισμούς (I) και (T) συναρτήσει της απόστασης r για γωνίες $0-14^\circ$ και $\Delta\Phi = 12V$. Η απόσταση είναι σε nm και οι δυναμικές ενέργειες σε eV . Η μηδενική ενέργεια είναι το επίπεδο Fermi. (b) Δυναμική ενέργεια σήραγγας για όλους τους σχηματισμούς συναρτήσει της απόστασης r για σταθερή γωνία $\theta = 4^\circ$ ($\theta = 4^\circ, \varphi = 2^\circ$ για το σχηματισμό (T) και (NCP)).

Εικόνα 3.3.4: (a) Συντελεστής μετάδοσης για τους τρεις σχηματισμούς (I), (Γ) και (T) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$) και $\Delta\Phi = 12V$. (b) συντελεστής μετάδοσης για το σχηματισμό (NCP) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$) και $\Delta\Phi = 12V$. Χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα λόγω των αρκετά μικρότερων τιμών.

Εικόνα 3.3.5: (a) Πυκνότητα ρεύματος για τους τρεις σχηματισμούς (I), (Γ) και (T) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. (b) Πυκνότητα ρεύματος για το σχηματισμό (NPC) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. Χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα λόγω των αρκετά μικρότερων τιμών.

Εικόνα 3.3.5: (a) Πυκνότητα ρεύματος για τους τρεις σχηματισμούς (I), (Γ) και (T) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. (b) Πυκνότητα ρεύματος για το σχηματισμό (NPC) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. Χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα λόγω των αρκετά μικρότερων τιμών.

Εικόνα 4.2.1: (a). Σχηματική αναπαράσταση ενός τρανζίστορ κενού με ακίδες. Δύο μεταλλικά αντικείμενα σε σχήμα ακίδας διαχωρίζονται από απόσταση d_1 αναπαριστώντας την άνοδο και την κάθοδο. Σε απόσταση d_2 από πάνω τους υπάρχει μία επίπεδη μεταλλική επιφάνεια που αναπαριστά την πύλη. (b). Οι τοπικές σφαιρικές συντεταγμένες $(r_i, \theta_i, \varphi_i)$ είναι σε σχέση με το κέντρο της κάθε σφαίρας ενώ οι καθολικές συντεταγμένες (r, θ, φ) είναι ως προς το κέντρο της πρώτης σφαίρας του εκπομπού.

Εικόνα 4.3.1: Ενέργεια του ηλεκτροστατικού δυναμικού για $V_d = 2.5V$ για διάφορες τιμές του V_g ($R = 14nm$).

Εικόνα 4.3.2: Ενέργεια του ηλεκτροστατικού δυναμικού για διάφορα V_d για $V_g = +7.5V$ ($R = 14nm$).

Εικόνα 4.3.3: Γρήγορη μείωση της πυκνότητας ρεύματος $J(\theta, \varphi = 0)$ σε σχέση με τη γωνία θ ($V_g = +7.8V, V_d = 2.5V$). Η πυκνότητα ρεύματος μειώνεται στο μισό στη γωνία $\theta_c = 10^\circ$. Η πυκνότητα ρεύματος εσωκλείεται σε ένα κώνο με γωνία $2\theta_c$ και προφανώς έξω από αυτόν οι απώλειες είναι μεγάλες.

Εικόνα 4.3.4: Μεταβολή της γωνίας θ_c σε σχέση με το V_g για $V_d = 2.5V, R = 14nm$

Εικόνα 4.3.5: Μεταβολή της γωνίας θ_c με την ακτίνα καμπυλότητας R . θ_b είναι η γωνία πάνω στον εκπομπό έτσι ώστε κάθε ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται να φθάνει στην άνοδο. $\theta_c(V_g) < \theta_b$ είναι η συνθήκη για την ελαχιστοποίηση της διαρροής. Για $V_g = +7(\theta_c)$ παρατηρούμε ότι αυτή η συνθήκη ικανοποιείται μέχρι και για $R = 4nm$. Από την άλλη για $V_g = +7.5V(\theta_{c1})$ η συνθήκη αυτή ικανοποιείται μερικώς.

Εικόνα 4.3.6: Χαρακτηριστικές I-V για ακτίνα $R = 14nm$ για διάφορες τιμές του V_g .

Εικόνα 4.3.7: Χαρακτηριστικές I-V με $V_d \gg V_g, R = 5nm$

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1: Τεχνολογίες και πειραματικά δεδομένα.....	21
1.1 Αισθητήρες μηχανικής τάσης γενικά	21
1.2 Αισθητήρες μηχανικής τάσης από νανοσωλήνες άνθρακα για την ανίχνευση μυϊκής κίνησης.....	21
1.3 Τρανζίστορ κενού, αρχή λειτουργίας και πλεονεκτήματα	27
1.4 Πειραματικές διατάξεις και πρωτότυπες κατασκευές.....	29
1.5 Το τρανζίστορ κενού από το NASA Ames Research Center	33
1.6 Κατανομή ενέργειας εκπομπής πεδίου και χαρακτηριστικές ρεύματος-τάσης από επίπεδες ακμές γραφενίου	45
1.7 Ανάλυση ενέργειας εκπομπής πεδίου και προσομοίωση	49
1.8 Συμπεράσματα	55
Κεφάλαιο 2: Θεωρίες εκπομπής ηλεκτρονίων με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου	57
2.1 Εισαγωγή-ιστορική ανασκόπηση	57
2.2 Η προσέγγιση WKB-Ιστορική αναδρομή.....	58
2.3 Μονοδιάστατη προσέγγιση JWKB	58
2.4 Η τρισδιάστατη προσέγγιση JWKB.....	61
2.5 Η κλασική θεωρία Fowler-Nordheim και οι επεκτάσεις της.....	62
2.6 Διαγράμματα ενεργειακού χώρου.....	66
Κεφάλαιο 3: Προσομοίωση αισθητήρων μηχανικής τάσης.....	71
3.1 Αισθητήρες μηχανικής τάσης γενικά	71
3.2 Μοντελοποίηση.....	71
3.3 Υπολογισμοί ρευμάτων σήραγγας για διάφορες γεωμετρίες μεταξύ νανοσωλήνων.....	75
3.4 Συμπεράσματα	81
Κεφάλαιο 4: Προσομοίωση τρανζίστορ κενού	83
4.1 Τρανζίστορ κενού-εισαγωγή	83
4.2 Μέθοδος.....	84
4.3 Αποτελέσματα	87
4.4 Συμπεράσματα και προοπτικές.....	93
Κεφάλαιο 5: Προγράμματα	95
5.1 Κώδικας για τον υπολογισμό των συντελεστών A για τις διάφορες διατάξεις αισθητήρων	95

5.2	Κώδικας για τον υπολογισμό των συντελεστών A για τη διάταξη του τρανζίστορ κενού 107
5.3	Συναρτήσεις που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό των συντελεστών A..... 111
5.4	Προγράμματα για τον υπολογισμό του συντελεστή διέλευσης, της πυκνότητας ρεύματος και του ρεύματος 116
6.	Βιβλιογραφικές αναφορές 121

Κεφάλαιο 1: Τεχνολογίες και πειραματικά δεδομένα

1.1 Αισθητήρες μηχανικής τάσης γενικά

Αισθητήρας ονομάζεται μία συσκευή που ανιχνεύει ένα φυσικό μέγεθος ή τη μεταβολή του και παράγει από αυτό μία μετρήσιμη έξοδο. Οι αισθητήρες χρησιμοποιούνται σε πολλές πτυχές της καθημερινότητάς μας και η σημασία τους είναι μεγάλη.

Αισθητήρας μηχανικής τάσης είναι ένας αισθητήρας που η αντίστασή του αλλάζει όταν εφαρμόζεται μία δύναμη. Οι αισθητήρες μηχανικής τάσης εκμεταλλεύονται τη φυσική ιδιότητα της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και την εξάρτησή της από τη γεωμετρία του αγωγού. Όταν ένας αγωγός τεντώνεται μέσα στα όρια της ελαστικότητάς του έτσι ώστε να μην σπάσει ή να παραμορφωθεί μόνιμα, θα γίνει στενότερος και μακρύτερος, γεγονός που αυξάνει την ηλεκτρική του αντίσταση από άκρο σε άκρο. Αντίθετα, όταν ένας αγωγός συμπιέζεται χωρίς να λυγίζει, θα γίνει φαρδύτερος και κοντύτερος, πράγμα που μειώνει την ηλεκτρική αντίστασή του από άκρο σε άκρο. Από τη μετρηθείσα ηλεκτρική αντίσταση του αισθητήρα, μπορούμε να εξάγουμε συμπέρασμα για τη μηχανική τάση που υπέστη.

Οι αισθητήρες μηχανικής τάσης ανακαλύφθηκαν από τους Edward E. Simmons και Arthur C. Ruge το 1938.

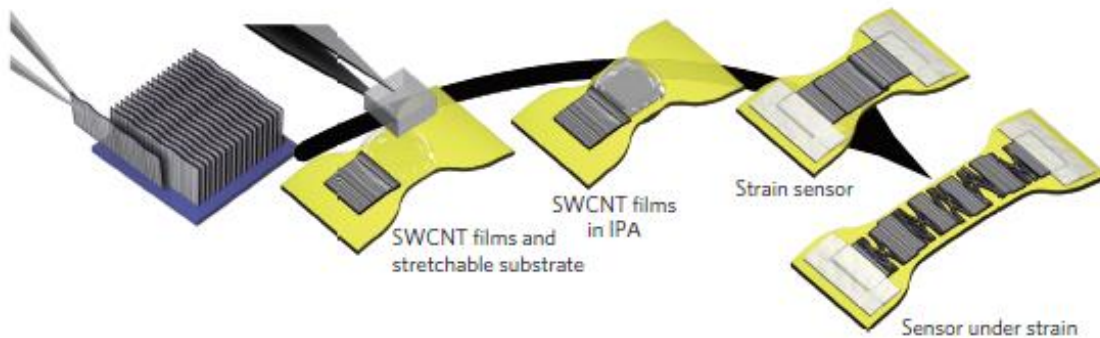
Στο επόμενο κεφάλαιο θα παρουσιαστούν πειραματικές εργασίες από διάφορες επιστημονικές ομάδες που κατασκεύασαν αισθητήρες μηχανικής τάσης από νανοσωληνές άνθρακα (CNTs). Οι παρακάτω εργασίες αποτέλεσαν το έναυσμα για την ανάπτυξη του θεωρητικού μας μοντέλου.

1.2 Αισθητήρες μηχανικής τάσης από νανοσωληνές άνθρακα για την ανίχνευση μυϊκής κίνησης

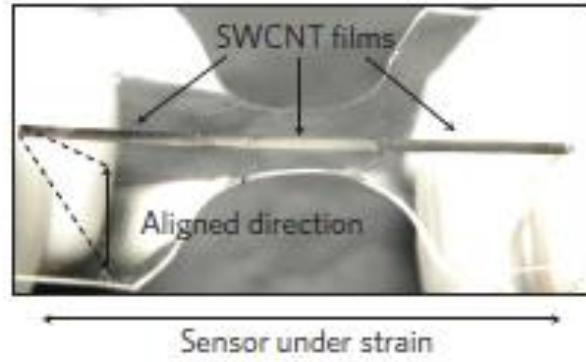
Λόγω των δυσκολιών στην ανάπτυξη ελαστικών ηλεκτρικών υλικών, η τρέχουσα γενική στρατηγική είναι η προσπάθεια επίτευξης ελαστικότητας όχι με την ανάπτυξη νέων υλικών αλλά αντίθετα με την κατασκευή νέων δομών από υλικά που χρησιμοποιούνται κατά κόρον. Οι Takeo Yamada, Yuhei Hayamizu, Yuki Yamamoto, Yoshiki Yomogida, Ali Izadi-Najafabadi, Don N. Futaba και Kenji Hata παρουσιάζουν στην εργασία τους [1] μία διαφορετική προσέγγιση: την συναρμολόγηση μίας συσκευής από ελαστικά υλικά. Παραδείγματα ελαστικών υλικών αποτελούν σύνθετα πολυμερή υλικά πληρωμένα με αγωγή στοιχεία και υπερβολικά λεπτές μεταλλικές μεμβράνες πάνω σε πολυμερή

υποστρώματα. Σε αυτές τις ελαστικές συσκευές τα λειτουργικά υλικά είναι άμεσα εκτεθειμένα σε μηχανική τάση και προφανώς τεντώνονται. Αυτό το χαρακτηριστικό προσφέρει μια μοναδική ευκαιρία για τη μέτρηση της εξαρτώμενης από τη μηχανική τάση αλλαγή της απόδοσης της συσκευής, με σκοπό την παρακολούθηση της κίνησης: για παράδειγμα του ανθρώπινου σώματος. Η ερευνητική ομάδα ανέπτυξε ένα νέο τύπο ελαστικού νανοϋλικού που αποτελείται από λεπτά επίπεδα νανοσωλήνων άνθρακα μονού τοιχώματος(SWCNT) που παραμορφώνονται όταν τεντώνονται. Ο αισθητήρας μπορεί να μετρήσει και να αντέξει αύξηση μηχανικής τάσης έως και 280%. Επιπλέον έχει μεγάλη αντοχή (10.000 κύκλοι για τάση 150%), μικρό χρόνο απόκρισης της τάξης των 14μs και μικρό ερπυσμό (3% σε τάση 100%).

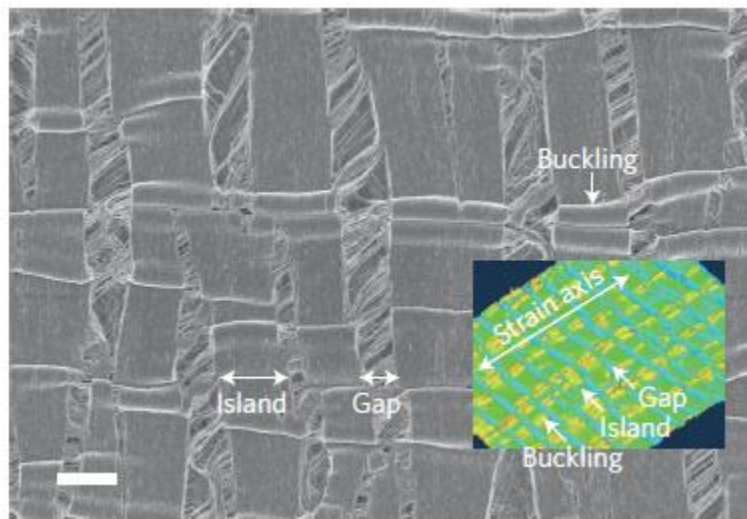
Αυτά τα σημαντικά χαρακτηριστικά επιτρέπουν στο υλικό να χρησιμοποιηθεί για την ακριβή παρακολούθηση μεγάλης κλίμακας και ταχείας μυϊκής κίνησης, όπως αποδείχθηκε με την ενσωμάτωση διαφόρων αισθητήρων παραμόρφωσης σε ρούχα που φοριούνται πάνω στο δέρμα και χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση κίνησης, δακτυλογράφησης, αναπνοής και λόγου. Η εικόνα 1.2.1 παρουσιάζει τη βασική διεργασία κατασκευής και λειτουργίας αυτών των αισθητήρων. Τα films από SWCNT τοποθετούνται το ένα δίπλα στο άλλο με επικάλυψη 1mm, σε ένα επίπεδο πολυμερές υπόστρωμα πάχους 1mm με τη διάταξη των SWCNTs να είναι κάθετη ως προς τον άξονα που θα ασκείται η μηχανική τάση.



Εικόνα 1.2.1: Διαδικασία κατασκευής αισθητήρων από SWCNT.



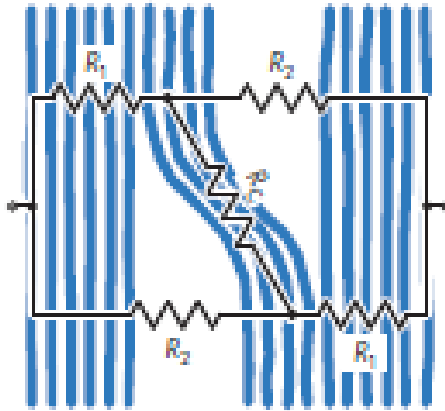
Εικόνα 1.2.2: Αισθητήρας SWCNT. Τα films των SWCNT είναι κάθετα ως προς τον άξονα της μηχανικής τάσης.



a.



b.



c.

Εικόνα 1.2.3: (a) SEM απεικόνιση του αισθητήρα και (b) Μοντέλο χαρτιού για αισθητήρα SWCNT. (c) Ηλεκτρικό μοντέλο του αισθητήρα

Για περαιτέρω κατανόηση της λειτουργίας αυτών των αισθητήρων και ειδικά τη συμπεριφορά της αντίστασής τους η ερευνητική ομάδα τους μοντελοποίησε σαν το χαρτί της εικόνας 1.2.3 (b) και το ηλεκτρικό ισοδύναμο της εικόνας 1.2.3 (c). Διακρίνουμε τρεις τύπους αντιστάσεων:

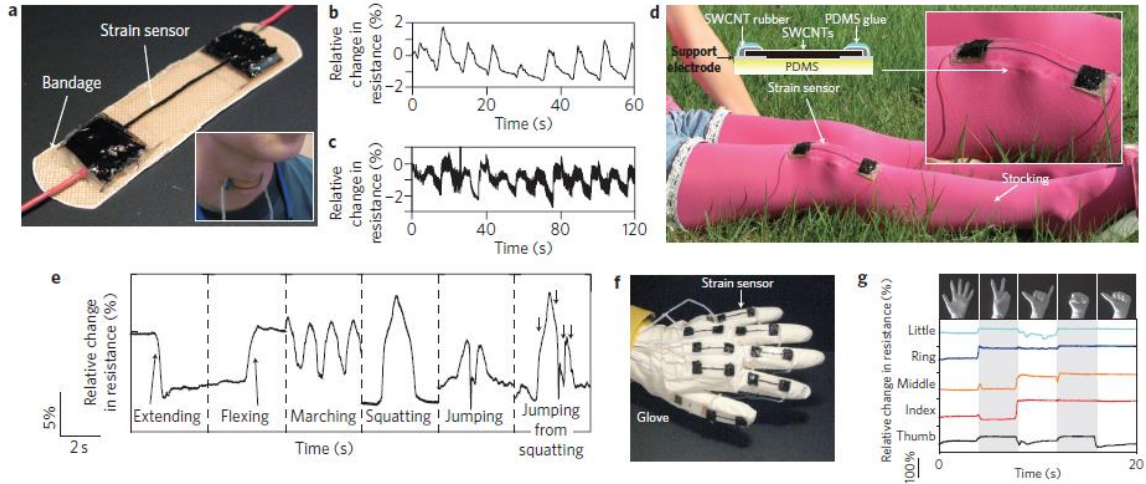
1. R_1 : είναι η αντίσταση του βασικού σώματος του SWCNT
2. R_2 : είναι η αντίσταση του κενού
3. R_c : είναι η αντίσταση του τεντωμένου τμήματος

Και η συνολική αντίσταση υπολογίζεται εμπειρικά με το νόμο του Ohm:

$$R = \frac{R_1 R_c + 2R_1 R_2 + R_2 R_c}{R_1 + 2R_c + R_2} \quad (1.2.1)$$

Σύμφωνα με τους ερευνητές, η εκπομπή πεδίου διαδραματίζει σημαντικό ρόλο και στους τρεις τύπους αντιστάσεων: στις R_1 και R_c λόγω του ρεύματος εκπομπής πεδίου μεταξύ των SWCNT των films που δεν βρίσκονται κατά ανάγκη σε επαφή μεταξύ τους και φυσικά στην R_2 που είναι η αντίσταση του κενού.

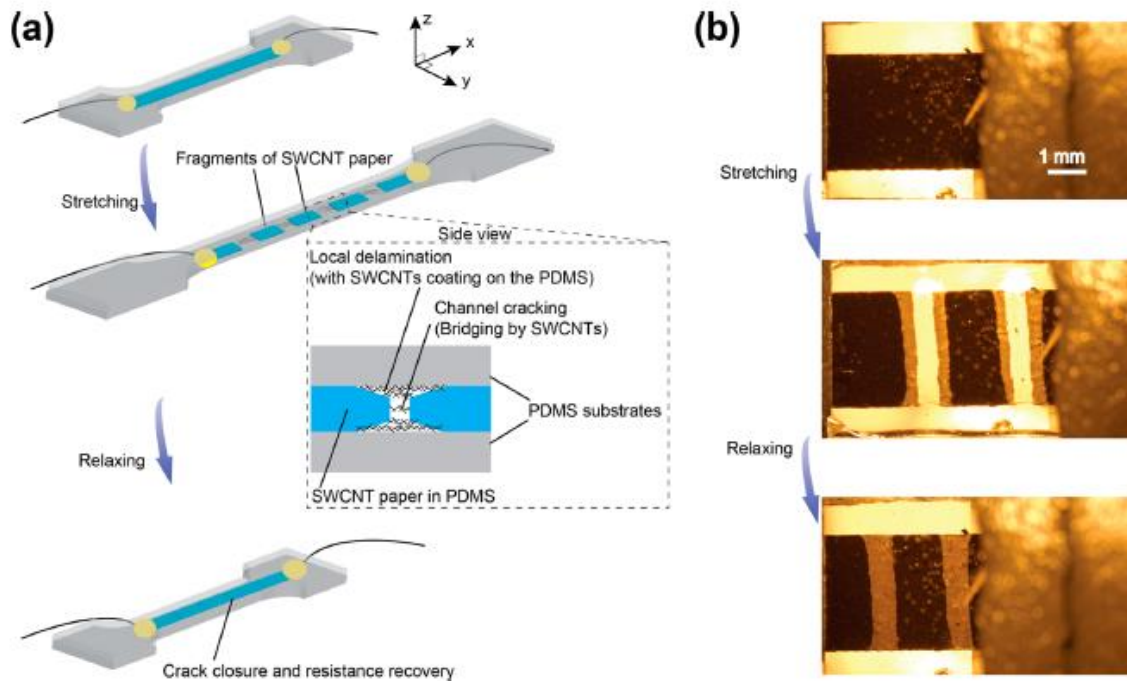
Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζονται μερικές από τις εφαρμογές του αισθητήρων στην ανίχνευση της κίνησης. Εφαρμόζοντας για παράδειγμα τον αισθητήρα στο λαιμό ενός ατόμου μπορούμε να ανιχνεύσουμε το πότε μιλάει. Επιπρόσθετα, εφαρμόζοντας τον αισθητήρα σε μία κάλτσα η σε ένα γάντι μπορεί να ανιχνευθεί το είδος της κίνησης ανάλογα με το πώς αλλάζει η αντίσταση του αισθητήρα.



Εικόνα 1.2.4: Παραδείγματα εφαρμογής των αισθητήρων στην ανίχνευση κίνησης.

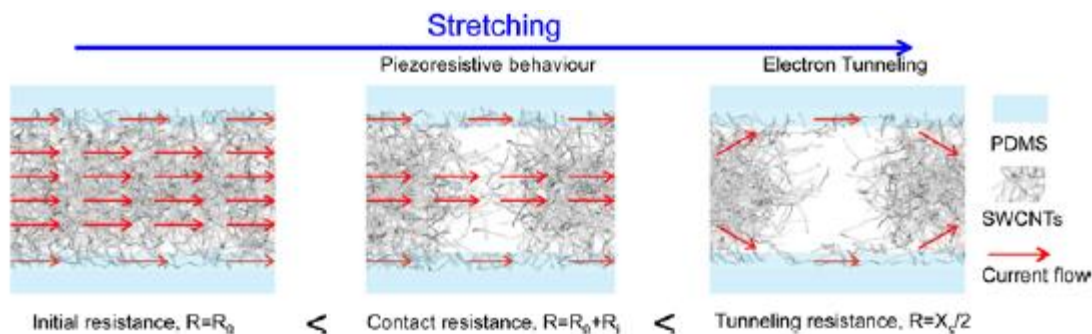
Αντίστοιχη πειραματική εργασία έγινε και από τους Jian Zhou, Hu Yu, Xuezhu Xu, Fei Han και Gilles Lubineau [2] οι οποίοι κατασκεύασαν έναν αισθητήρα με μεγάλη ευαισθησία, ελαστικότητα και διάρκεια ζωής, εισάγοντας την έννοια των cracks στα φύλλα των SWCNT. Συνήθως οι ρωγμές είναι καταστροφικές στις μηχανικές και ηλεκτρικές ιδιότητες οποιοδήποτε υλικού. Αν όμως με κάποιο τρόπο οι ρωγμές αυτές μπορούν να ελεγχθούν, τότε ο μηχανισμός διάδοσης του ρεύματος μέσα από αυτές μπορεί να έχει εφαρμογή για τη δημιουργία ενός αισθητήρα μηχανικής τάσης.

Για την κατασκευή του αισθητήρα χρησιμοποιήθηκαν φύλλα από τυχαία κατανεμημένους SWCNTs σε PDMS.



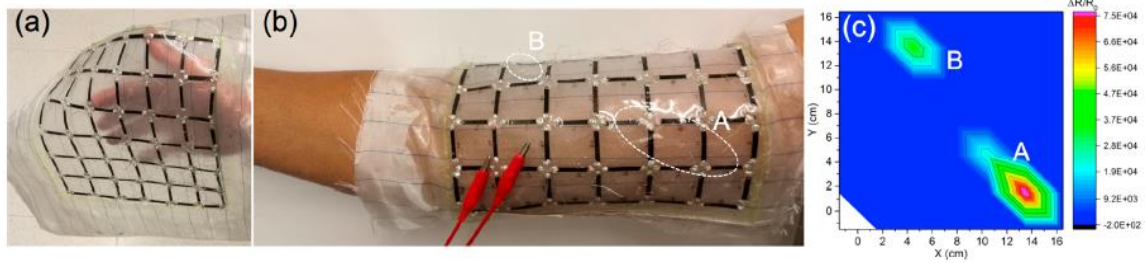
Εικόνα 1.2.5: Λειτουργία αισθητήρα SWCNTs σε υπόστρωμα PDMS. Οι ρωγμές διαδραματίζουν τον κύριο ρόλο στη λειτουργία του.

Αρχικά το ρεύμα ρέει μέσω των μονοπατιών που δημιουργούνται από τους νανοσωλήνες που βρίσκονται σε άμεση επαφή. Και σε αυτό το στάδιο υπάρχει φαινόμενο σήραγγας αλλά δεν παίζει τόσο σημαντικό ρόλο καθώς είναι συγκριτικά μικρό σε σχέση με το ρεύμα που ρέει μέσω των μονοπατιών που δημιουργούν οι νανοσωλήνες που ακουμπούν μεταξύ τους. Όταν ο αισθητήρας είναι υπό μηχανική τάση τότε η αντίσταση μεγαλώνει. Καθώς η μηχανική τάση γίνεται ακόμα μεγαλύτερη δημιουργούνται ρωγμές και ο κυρίαρχος μηχανισμός της μεταφοράς ηλεκτρονίων είναι το φαινόμενο σήραγγας.



Εικόνα 1.2.6: Μηχανισμός ανίχνευσης μηχανικής τάσης.

Μία πιθανή εφαρμογή του εν λόγω αισθητήρα είναι για την ανίχνευση ακόμα και μίας μικρής κίνησης των μυών.



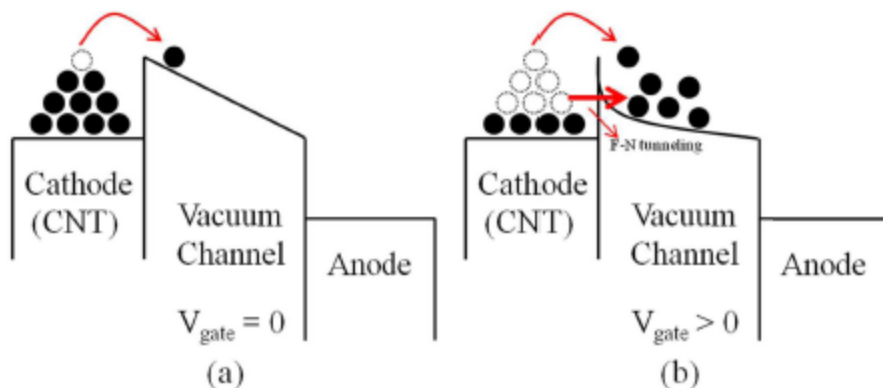
Εικόνα 1.2.7: Εφαρμογή του αισθητήρα στην ανίχνευση μυϊκής κίνησης.

Επιπλέον πειραματικές εργασίες πάνω στην ανίχνευση ανθρώπινης κίνησης είναι και οι [3], [4].

1.3 Τρανζίστορ κενού, αρχή λειτουργίας και πλεονεκτήματα

Το τρανζίστορ κενού είναι ένα τρανζίστορ στο οποίο το μέσο μεταφοράς των ηλεκτρονίων είναι το κενό. Σε ένα κλασικό τρανζίστορ στερεάς κατάστασης, υπάρχει ένα κανάλι από ημιαγωγό ανάμεσα στην πηγή και στον απαγωγό και το ρεύμα ρέει μέσω αυτού. Αντίθετα στο τρανζίστορ κενού δεν υπάρχει υλικό ανάμεσα στην πηγή και στον απαγωγό και συνεπώς το ρεύμα ρέει μέσω του κενού. Θεωρητικά αναμένουμε το τρανζίστορ κενού να λειτουργεί ταχύτερα από το κλασικό και να έχει μεγαλύτερη απόδοση. Επιπρόσθετα, το τρανζίστορ κενού αναμένεται να λειτουργεί σε υψηλότερη θερμοκρασία και επίπεδο ακτινοβολίας από το κλασικό, κάνοντάς το κατάλληλο ακόμα και για εφαρμογές στο διάστημα. Αν και τα τρανζίστορ κενού δεν είναι προς το παρόν εμπορικά διαθέσιμα, έχουν γίνει αρκετές υλοποιήσεις και πρωτότυπα.

Στα διαγράμματα της εικόνας 1.3.1 παρουσιάζεται η βασική αρχή λειτουργίας του τρανζίστορ κενού. Όταν η τάση της πύλης είναι μηδέν τα ηλεκτρόνια στην κάθοδο δεν μπορούν να μετακινηθούν προς την άνοδο λόγω του φράγματος ενέργειας στην περιοχή του καναλιού κενού. Αντίθετα, μια θετική τάση πύλης ρυθμίζει το επίπεδο ενέργειας στην περιοχή του καναλιού κενού έτσι ώστε τα ηλεκτρόνια της καθόδου να μπορούν να μετακινηθούν προς την άνοδο. Αυτός ο μηχανισμός δεν είναι άλλος από το μηχανισμό Fowler–Nordheim (F–N).



Εικόνα 1.3.1: Βασική αρχή λειτουργίας του τρανζίστορ κενού. Διαγράμματα ενέργειας όταν $V_{gate} = 0$ και όταν $V_{gate} > 0$.

Οι πρώτες ηλεκτρονικές διατάξεις που κατασκευάστηκαν για την ενίσχυση και την εναλλαγή σημάτων βασίζονταν στις λυχνίες κενού. Εντούτοις, οι λυχνίες κενού έδωσαν τη θέση τους σε διατάξεις στερεάς κατάστασης, όπως για παράδειγμα τα τρανζίστορ εκτός από μερικές εξειδικευμένες εφαρμογές. Και οι δύο διατάξεις έχουν παρόμοια αρχή λειτουργίας. Η τάση στην πύλη ρυθμίζει την ροή ρεύματος μεταξύ της πηγής και υποδοχής στο MOSFET. Ομοίως, η τάση που εφαρμόζεται σε ένα τερματικό (πλέγμα) ελέγχει την ποσότητα ρεύματος που ρέει μεταξύ δύο ηλεκτροδίων (ανόδου και καθόδου) στη λυχνία κενού [22]. Μπορούμε επίσης να τονίσουμε ότι το κενό είναι το ανώτερο μέσο μεταφοράς φορέων από οποιοδήποτε στερεό υλικό, επειδή τα ηλεκτρόνια διαδίδονται ελεύθερα ενώ στους ημιαγωγούς υπάρχει το φαινόμενο της σκέδασης.

Τα βασικά πλεονεκτήματα που επιτρέπουν στις διατάξεις στερεάς κατάστασης να υπερισχύουν σε σχέση με τις διατάξεις κενού είναι το χαμηλότερο κόστος, το μικρότερο μέγεθος, ο μεγαλύτερος χρόνος ζωής, η ενεργειακή απόδοση, η αξιοπιστία και η ικανότητα μαζικής παραγωγής από την επεξεργασία wafer πυριτίου. Ωστόσο, το scaling down, η μακρά πρακτική που επέτρεψε στο τρανζίστορ πυριτίου να γίνει πιο γρήγορο και πυκνότερο, πλησιάζει πλέον στα φυσικά του όρια. Παρά το γεγονός ότι το συμβατικό τρανζίστορ δεν μπορεί να γίνει πολύ μικρότερο, η αναζήτηση για γρηγορότερη και αποτελεσματικότερη διάταξη εξακολουθεί να υπάρχει.

Το κύριο μειονέκτημα που εμποδίζει τη λυχνία κενού να είναι η κύρια ηλεκτρονική διάταξη σχετίζεται με την ενεργειακή απόδοση, την απαίτηση υψηλού κενού και την αξιοπιστία. Δεδομένου ότι η κάθοδος των λυχνιών κενού χρειάζεται να θερμανθεί για θερμιονική εκπομπή, η συσκευή θέρμανσης καταναλώνει μεγάλη ενέργεια. Επιπρόσθετα οι λυχνίες πρέπει να διατηρούν υψηλό κενό για να αποτρέπουν τον ιονισμό αερίων με τη σύγκρουση μεταξύ μορίων υπολειμμάτων αερίου και ηλεκτρονίων. Η διαδικασία θέρμανσης και ο βομβαρδισμός με ηλεκτρόνια υποβαθμίζουν τις λυχνίες και τελικά περιορίζουν τη διάρκεια ζωής τους.

Εάν καταφέρουμε να κατασκευάσουμε μία λυχνία κενού αρκετά μικρή, όλα τα παραπάνω προβλήματα ξεπερνιούνται. Η αρκετά μικρή απόσταση κενού επιτρέπει στο ηλεκτρικό πεδίο να αντλεί ηλεκτρόνια από την εκπομπή πεδίου, εξαλείφοντας τα θερμαντικά στοιχεία. Επιπλέον, η απαίτηση του απόλυτα κενού μπορεί επίσης γίνει ελαστικότερη λόγω της συρρίκνωσης του μεγέθους του διακένου.

Η απόσταση ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο είναι μικρότερη από την απόσταση ενός ηλεκτρονίου που χτυπά ένα μόριο αερίου (ελεύθερη διαδρομή). Η μέση ελεύθερη διαδρομή του αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση είναι περίπου 68nm, η οποία δεν είναι εκπληκτικά μικρή, λαμβάνοντας υπόψη τη σημερινή τεχνολογία λιθογραφίας. Με άλλα λόγια, ένα κανάλι κενού μικρότερο από αυτές τις διαστάσεις μπορεί να θεωρηθεί ως κενό ακόμη και σε συνθήκες περιβάλλοντος. Ωστόσο, ακόμα και η μικρή πιθανότητα μπορεί ακόμα να προκαλέσει σύγκρουση με μόρια αερίου.

Σε αυτή την περίπτωση, το τρανζίστορ κενού ενδέχεται να υποστεί φαινόμενα φόρτισης. Ευτυχώς, καθώς το ηλεκτρικό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο με το διάκενο, η τάση λειτουργίας που απαιτείται για την εκπομπή πεδίου μπορεί να μειωθεί λόγω της συρρίκνωσης του διακένου. Εάν η τάση εκπομπής πεδίου μειωθεί σε τιμή μικρότερη από το δυναμικό ιονισμού των μορίων του αέρα, το υψηλό επίπεδο κενού μπορεί να μην είναι υποχρεωτικό. Η μείωση της τάσης εκπομπής πεδίου και η μείωση του βομβαρδισμού με ηλεκτρόνια μπορεί κατά συνέπεια να βελτιώσει την αξιοπιστία.

Όλες αυτές οι βελτιώσεις είναι απλά εφικτές αν δημιουργήσουμε ένα τρανζίστορ κενού σε νανοκλίμακα, που πλέον είναι αρκετά εύκολο.

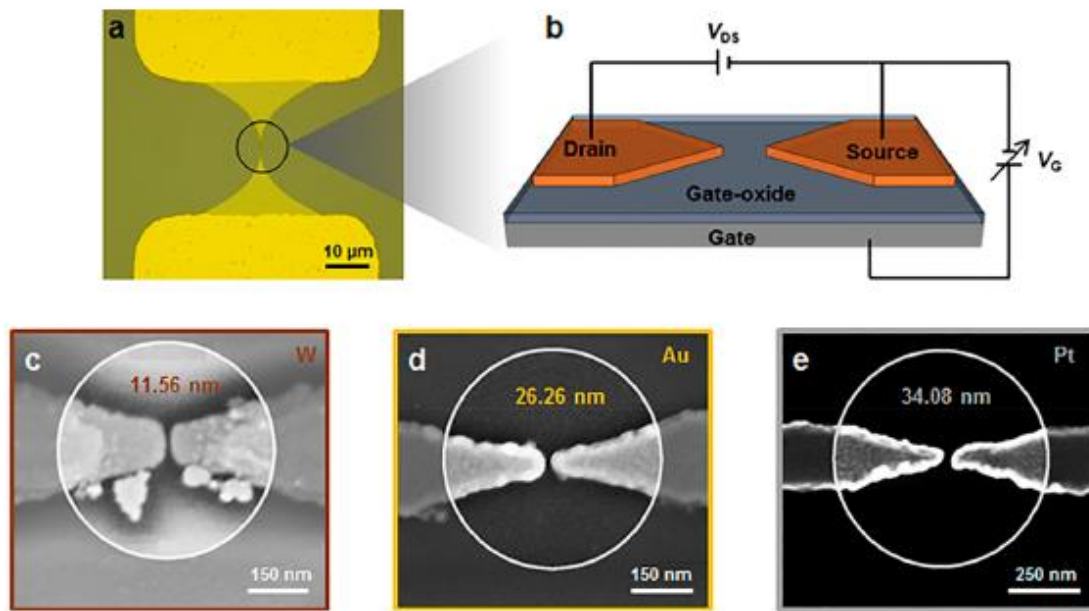
1.4 Πειραματικές διατάξεις και πρωτότυπες κατασκευές

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, αν και το τρανζίστορ κενού δεν είναι ακόμη εμπορικά διαθέσιμο, έχουν κατασκευαστεί αρκετά πρωτότυπα. Παρακάτω θα αναλυθούν μερικά από αυτά.

Αρχικά, όλα τα πρωτότυπα τρανζίστορ κενού που είχαν κατασκευαστεί χρησιμοποιούσαν σαν εκπομπό το πυρίτιο. Οι Shruti Nirantar, Taimur Ahmed, Guanghui Ren, Philipp Gutruf, Chenglong Xu, Madhu Bhaskaran, Sumeet Walia και Sharath Sriram κατασκεύασαν το πρώτο τρανζίστορ κενού που αποτελείται μόνο από μεταλλικά μέρη και μάλιστα έκαναν τρεις υλοποιήσεις με τρία διαφορετικά μέταλλα: βολφράμιο (W), χρυσό (Au) και πλατίνα (Pt) [6].

Το βολφράμιο έχει εξαιρετικές ιδιότητες εκπομπής πεδίου και είναι ένα υλικό που χρησιμοποιείται κατά κόρον σαν υλικό εκπομπού, εξαιτίας της ανθεκτικότητάς του και της σχετικής του χημικής αδράνειας. Ο χρυσός και η πλατίνα είναι ευγενή μέταλλα.

Για να επιτευχθεί η κατασκευή καναλιού μικρότερου από 68nm σε θερμοκρασία δωματίου χρησιμοποιήθηκαν τεχνικές νανοηλεκτρονικής. Η εκπομπή πεδίου Fowler–Nordheim (FN) και η εκπομπή Schottky είναι τα δύο μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για να εξηγήσουν τους μηχανισμούς σήραγγας που παρατηρούνται. Όπως παρουσιάζεται στην εικόνα 1.4.2, με το μηχανισμό FN τα ηλεκτρόνια διαπερνούν το φράγμα όταν το πεδίο είναι αρκετά υψηλό, ενώ με το μηχανισμό Schottky τα ηλεκτρόνια υπερπηδούν το φράγμα εξαιτίας του θερμονικίου φαινομένου από το επιβαλλόμενο πεδίο.



Εικόνα 1.4.1: Δομές τρανζίστορ κενού με μόνο μεταλλικά μέρη. Η απόσταση μεταξύ πηγής και απαγωγού είναι μικρότερη από 68nm. Στη δεύτερη σειρά εικόνων παρουσιάζονται οι τρεις διαφορετικές δομές των πρωτοτύπων: βολφράμιο (W), χρυσό (Au) και πλατίνα (Pt)

Επίσης οι μετρήσεις έδειξαν ότι η ακτίνα της καμπυλότητας της ακίδας της πηγής και του εκπομπού επηρεάζουν την τάση έναρξης λειτουργίας του τρανζίστορ, η οποία είναι μεγαλύτερη για το βολφράμιο και χαμηλότερη για την πλατίνα. Επιπλέον, το μέγιστο ρεύμα εκπομπής είναι πολύ λιγότερο για την πλατίνα από το βολφράμιο και το χρυσό. Αυτό οφείλεται στους διαφορετικούς μηχανισμούς φαινομένου σήραγγας του κάθε υλικού, όπως θα αναλυθεί παρακάτω.

Ο μηχανισμός μεταφοράς παρουσιάζεται στην εικόνα 1.4.3. Ο κυρίαρχος μηχανισμός για το βολφράμιο και το χρυσό είναι ο F-N και για την πλατίνα είναι ο μηχανισμός Schottky. Για να επαληθευθούν τα πειραματικά δεδομένα το μοντέλο F-N για τα δύο μέταλλα που αναφέραμε η σχέση $I - V$ εκφράζεται ως:

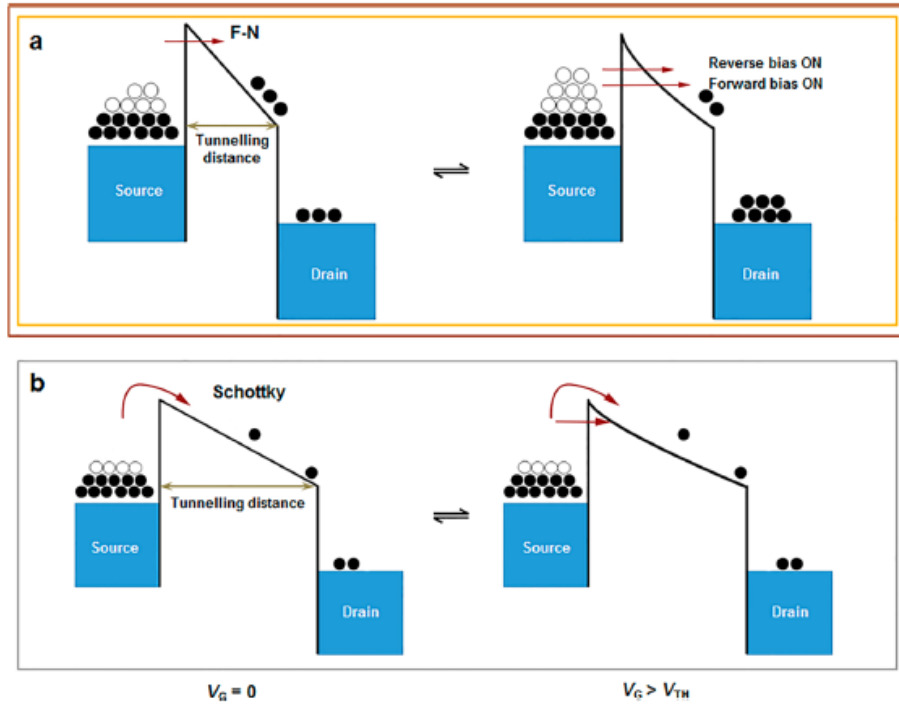
$$I = AV^2 e^{-B/V} \quad (1.4.1)$$

όπου A, B είναι σταθερές. Η σχέση (1.4.1) μπορεί να εκφραστεί και ως:

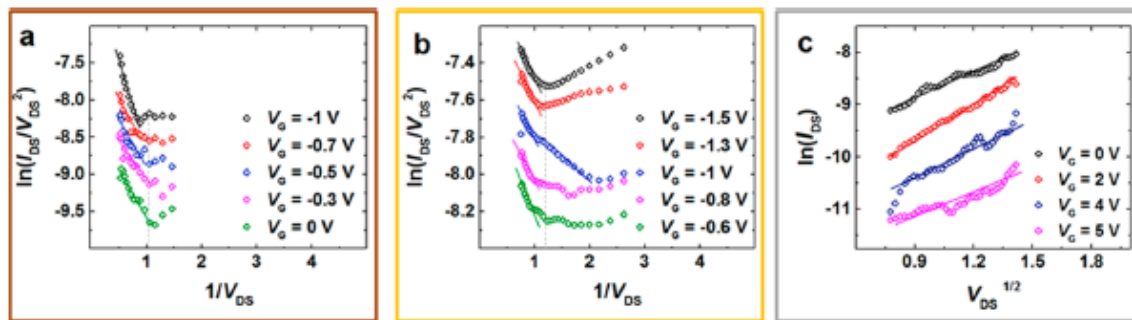
$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln(A) - B/V \quad (1.4.2)$$

Η γραμμικότητα του $\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$ σε σχέση με το $1/V$ ειδικά για τις υψηλές τάσεις για το βολφράμιο και το χρυσό επιβεβαιώνεται με τα πειραματικά δεδομένα όπως φαίνεται στην εικόνα (1.4.3) αποδεικνύοντας ότι ο μηχανισμός F-N είναι αυτός που περιγράφει το φαινόμενο. Το φαινόμενο σήραγγας ξεκινά από τάση 1V για το βολφράμιο και 0.81V για το χρυσό. Αυτή η τάση μπορεί να ονομαστεί τάση έναρξης λειτουργίας.

Για την πλατίνα η εκπομπή σήραγγας Schottky από τον εκπομπό εκφράζεται ως $I \propto e^{BV^{1/2}}$ όπου B είναι σταθερά. Η εξίσωση αυτή μπορεί να γραφτεί και ως: $\ln(I) \propto BV^{1/2}$. Η γραμμικότητα του $\ln(I)$ σε σχέση με το $V^{1/2}$ όπως φαίνεται από τα πειραματικά δεδομένα επιβεβαιώνει το μηχανισμό εκπομπής Schottky στην πλατίνα όπως φαίνεται στη εικόνα (1.4.3). Επιπρόσθετα στην πλατίνα ο μηχανισμός F-N παρατηρείται λιγότερο στις υψηλές τάσεις λόγω της μικρότερης κάμψης των ενεργειακών του φραγμάτων κάτω από την επίδραση της τάσης έναρξης λειτουργίας η οποία σύμφωνα με τα διαγράμματα εκτιμάται σε 0.57V περίπου.



Εικόνα 1.4.2: Η εκπομπή πεδίου Fowler–Nordheim (FN) και η εκπομπή Schottky είναι τα δύο μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για να εξηγήσουν τους μηχανισμούς σήραγγας που παρατηρούνται.



Εικόνα 1.4.3: Μηχανισμοί εκπομπής και αγωγιμότητας στα μεταλλικά τρανζίστορ κενού. Μηχανισμός Fowler–Nordheim στο βολφράμιο (a) και στο χρυσό (b) και χαρακτηριστικές Schottky για την πλατίνα (c).

Το να επιτύχουμε υψηλότερο ρεύμα εκπομπής σε μικρότερη τάση λειτουργίας είναι απαραίτητο για την πρακτική εφαρμογή των τρανζίστορ κενού. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί είτε χρησιμοποιώντας υλικά με μικρότερο work function είτε με τον έλεγχο

της γεωμετρίας και το σχεδιασμό της συσκευής. Η τελευταία προσέγγιση σύμφωνα με αυτή την ερευνητική ομάδα μπορεί να αποτυπωθεί στην παρακάτω εξίσωση:

$$\gamma = \frac{\frac{2l}{r}}{\ln\left(\frac{4l}{r}\right)-2} \cdot \frac{1}{d} \quad (1.4.3)$$

Όπου γ είναι ο παράγοντας του πεδίου (field enhancement factor), l είναι το μήκος του ηλεκτροδίου, r είναι η ακτίνα καμπυλότητας και d είναι η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων. Από αυτή την εξίσωση: μειωμένη απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων και μικρότερη ακτίνα καμπυλότητας θα επηρέαζε το δείκτη γ που θα είχε σαν αποτέλεσμα μεγαλύτερο ρεύμα εκπομπής σε μικρότερες τάσεις. Βασιζόμενοι σε αυτό το μοντέλο, οι τιμές του δείκτη γ για το βολφράμιο, το χρυσό και την πλατίνα υπολογίζονται σε 22.5×10^7 , 13.8×10^7 , $12.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ αντίστοιχα. Η τιμή του δείκτη είναι υψηλότερη για το βολφράμιο εξαιτίας του μικρότερου κενού μεταξύ των ακίδων ενώ είναι μεγαλύτερη στο χρυσό και στην πλατίνα όπως φαίνεται στην εικόνα (1.4.1). Από τα αποτελέσματα, είναι εμφανές ότι η ακτίνα καμπυλότητας της ακίδας όπως και η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων επηρεάζουν την εκπομπή. Γενικά μπορούμε να πούμε ότι η ακτίνα επηρεάζει την τάση έναρξης λειτουργίας ενώ η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων επηρεάζει το ρεύμα εκπομπής. Σε επόμενο κεφάλαιο θα αναλυθεί πλήρως το κατά πόσο η γεωμετρία της διάταξης επηρεάζει το μηχανισμό εκπομπής. Αυτό μάλιστα είναι ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα αυτής της διδακτορικής διατριβής.

1.5 Το τρανζίστορ κενού από το NASA Ames Research Center

Το κενό δίνει τη δυνατότητα ευκολότερης μεταφοράς ηλεκτρονίων σε σχέση με τους ημιαγωγούς, καθώς δεν υπάρχουν οι συγκρούσεις και η σκέδαση από το κρυσταλλικό πλέγμα. Λόγω αυτού η ταχύτητα των ηλεκτρονίων στο κενό είναι αρκετά μεγαλύτερη σε σχέση με την ταχύτητα κορεσμού στο πυρίτιο και σε άλλους ημιαγωγούς με υψηλή κινητικότητα, όπως το γερμάνιο και το αρσενικούχο γάλλιο. Επιπρόσθετα, οι διατάξεις κενού προσφέρουν περισσότερο σταθερή λειτουργία από τις διατάξεις στερεάς κατάστασης, υπό συνθήκες ακραίων θερμοκρασιών και ακτινοβολίας.

Η ομάδα των Jin-Woo Han, Dong-Il Moon, και M. Merygarran κατασκεύασε μία διάταξη τρανζίστορ κενού που αποτελείται από αιχμηρά ηλεκτρόδια για την πηγή και τον εκπομπό, τα οποία διαχωρίζονται από κανάλι κενού μήκους 50nm ενώ η πηγή από την

πύλη έχει απόσταση 10nm. Αυτό το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλή τάση <5V και παρέχει υψηλό ρεύμα >3μΑ [7].

Η δομή του τρανζίστορ κενού είναι ίδια με του nanowire gate all around τρανζίστορ, με τη διαφορά ότι το κανάλι πυριτίου αντικαθίσταται από το κενό και η πηγή κατασκευάζεται όσο το δυνατόν πιο αιχμηρή με σκοπό τη βελτιστοποίηση του τοπικού πεδίου (εικόνα 1.5.1). Οι μηχανισμοί λειτουργίας αυτών των δύο διατάξεων είναι ανάλογοι. Στα κλασικά τρανζίστορ (εκτός του MOS) η θερμική ενέργεια των ηλεκτρονίων της πηγής περιορίζεται σύμφωνα με την κατανομή Fermi-Dirac. Όταν εφαρμόζεται τάση στην πύλη μερικά από τα ηλεκτρόνια με την περισσότερη ενέργεια της πηγής μπαίνουν μέσα στο κανάλι, λόγω του αυξημένου δυναμικού του καναλιού. Όταν τα ηλεκτρόνια του καναλιού μετακινηθούν προς τον εκπομπό, το ρεύμα του εκπομπού προσδιορίζεται από την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων στο κανάλι. Το τελευταίο είναι ανάλογο της κινητικότητας του φορέα, η οποία επηρεάζεται από πολλούς παράγοντες όπως την πυκνότητα των ελεύθερων φορέων και τη σκέδαση από το πλέγμα του πυριτίου.

Όταν η ταχύτητα της πύλης αυξάνεται, η αυξανόμενη πυκνότητα των ελευθέρων φορέων αυξάνει την κινητικότητα αλλά τελικά περιορίζεται από τη σκέδαση από το πλέγμα σε υψηλότερες τάσεις πύλης.

Στο τρανζίστορ κενού τα ηλεκτρόνια περιορίζονται στην πηγή και μετακινούνται στο κανάλι κενού με κβαντομηχανικό τρόπο, ενώ στο τρανζίστορ πυριτίου τα ηλεκτρόνια μετακινούνται από την πηγή προς το κανάλι πυριτίου με θερμιονικό τρόπο. Η διαφορά των δύο διατάξεων είναι στον τρόπο της διακοπτικής λειτουργίας. Η τάση της πύλης ελέγχει το πλάτος του ενεργειακού φράγματος και συνεπώς την πιθανότητα του φαινομένου σήραγγας στο τρανζίστορ κενού. Αντίθετα στο gate all around τρανζίστορ η τάση της πύλης ρυθμίζει το ύψος του ενεργειακού φράγματος και τη θερμιονική έγχυση.

Παρά αυτή τη διαφορά οι χαρακτηριστικές I-V που εξάγονται είναι ανάλογες και δεν υπάρχει καμία διάκριση. Οι παλιές λυχνίες κενού χρησιμοποιούσαν ένα λεπτό θερμαινόμενο σύρμα για να ενισχύσουν τη θερμιονική εκπομπή και μάλιστα πρόσφατα χρησιμοποιήθηκε laser για αυτό το σκοπό. Παρόλα αυτά η χρήση εξωτερικής πηγής ενέργειας κάνει το σύστημα περισσότερο περίπλοκο και καταναλώνει ενέργεια. Για αυτό το λόγο μία διάταξη κενού που εκπέμπει ηλεκτρόνια μόνο με την εφαρμογή τάσης και χωρίς καμία άλλη εξωτερική πηγή ενέργειας πλεονεκτεί. Μειώνοντας το μέγεθος του κενού ενισχύουμε το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο ταυτόχρονα, ενώ μία κατασκευή πύλης η οποία να καλύπτει περιμετρικά το ηλεκτρόδιο της πηγής και του απαγωγού μπορεί επίσης να ενισχύσει το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο.

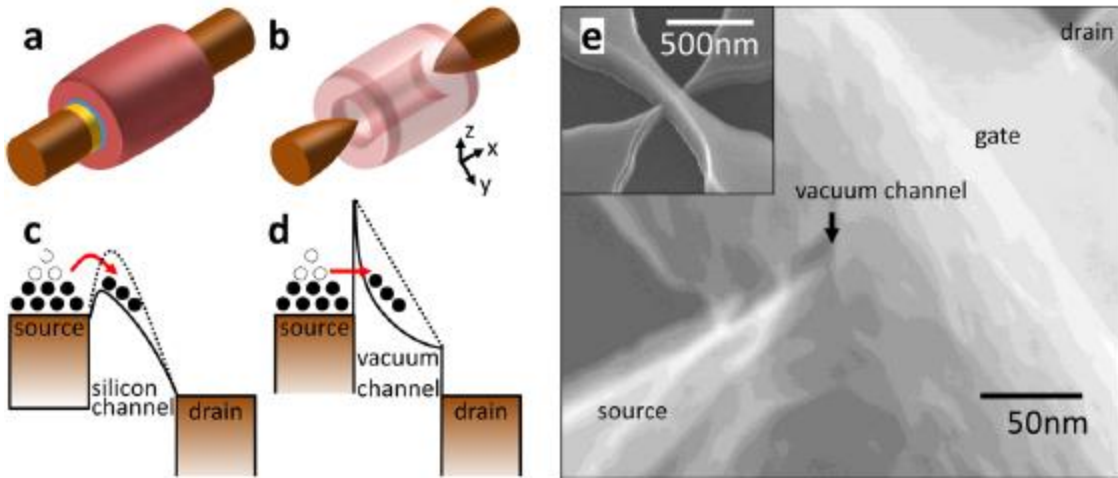
Η ομάδα των Jin-Woo Han, Dong-Il Moon και M. Meyyappan κατασκεύασε το τρανζίστορ κενού σε wafers 8". Αποτελείται από την πηγή και την υποδοχή, οι οποίες διαχωρίζονται από το κενό που έχει κυλινδρική μορφή. Η πύλη περιβάλλει πλήρως το κενό όπως φαίνεται στην εικόνα 1.5.1[7]. Το μήκος του καναλιού κενού είναι μεταβλητό καθώς

καθορίζεται από τη φωτολιθογραφία, ενώ αντίθετα η διάμετρος του κενού είναι σταθερή σε όλες τις άλλες διατάξεις.

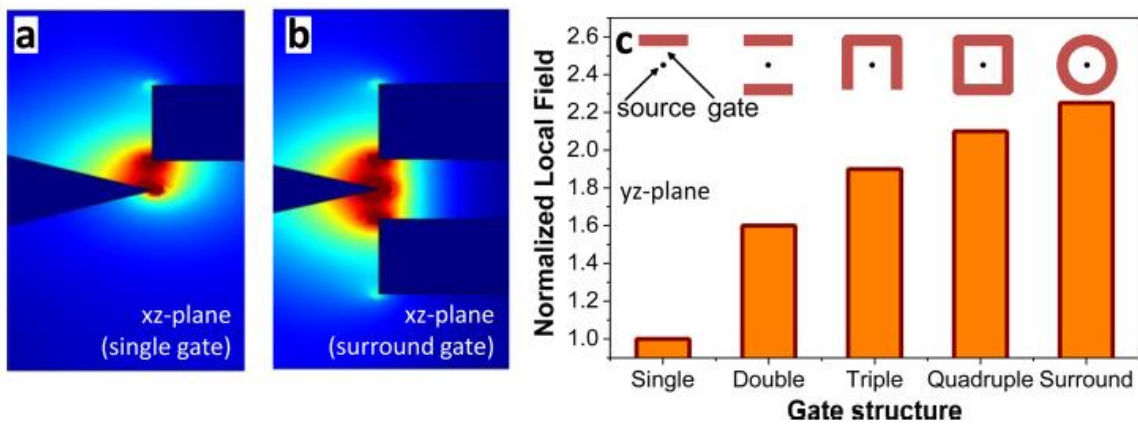
Αν και το τρανζίστορ κενού έχει σχεδιαστεί για να εκπέμπει ηλεκτρόνια χωρίς να χρειάζεται πηγή θερμότητας, η ηλεκτροστατική απόδοση ζεύξης μεταξύ της πύλης και της πηγής είναι αξιοσημείωτη. Κατά αντιστοιχία με την κατασκευαστική εξέλιξη των διατάξεων CMOS, το επίπεδο τρανζίστορ με μονή πύλη έχει εξελιχθεί στο FinFET διπλής πύλης με σκοπό να αυξήσει τον έλεγχο του καναλιού, ενώ ήδη το FET με τη περιμετρική πύλη είναι έτοιμο να διαδεχθεί το FinFET. Κατά αναλογία ο ιδανικός σχεδιασμός ενός τρανζίστορ κενού θα ήταν επίσης η κατασκευή με περιμετρική πύλη.

Η ομάδα προσέγγισε με αναλύσεις πεπερασμένων στοιχείων το συντελεστή ενίσχυσης του ηλεκτρικού πεδίου στο τρανζίστορ κενού, όπως φαίνεται στην εικόνα 1.5.2 [7]. Στην εικόνα 1.5.2c φαίνεται το μέγιστο τοπικό πεδίο το οποίο έχει κανονικοποιηθεί σε σχέση με την τιμή του πεδίου για τη διάταξη μονής απλής πύλης. Από τη σχηματική απεικόνιση του πεδίου στην εικόνα 1.5.2 a-b παρατηρούμε ότι προσθέτοντας επιπλέον πύλη το πεδίο αυξάνεται όσο πλησιάζουμε την υποδοχή. Η διάταξη κενού με διπλή πύλη έχει μελετηθεί σε παλιότερη εργασία της ομάδας και δείχνει τοπική ενίσχυση 60%. Προσθέτοντας συνεχώς πύλες καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι η περιμετρική πύλη είναι η ιδανική προσέγγιση. Επιπρόσθετα, ακόμα και από γεωμετρική άποψη η περιμετρική-κυλινδρική πύλη έχει 7% μεγαλύτερο πεδίο από την τετράγωνη. Το κυλινδρικό σχήμα της πύλης επιτυγχάνεται από τη θερμική οξείδωση και ανόπτηση καθώς οι αιχμηρές γωνίες της επιφάνειας του πυριτίου τείνουν να γίνουν ομαλές για την ελαχιστοποίηση της επιφανειακής ενέργειας. Τελικά καταλήγουν ότι η κυλινδρική περιμετρική πύλη ενισχύει το ηλεκτρικό πεδίο κατά 2.2 φορές σε σχέση με τη μονή πύλη.

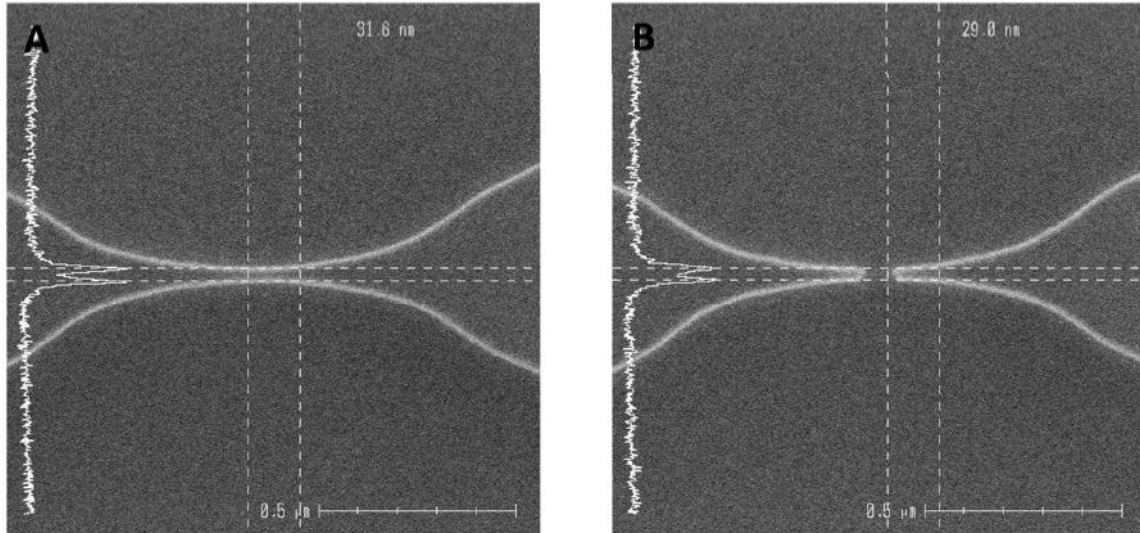
Το κενό της διάταξης του τρανζίστορ κενού των Jin-Woo Han Dong-II Moon, και M. Meγγαρρα δεν είναι ορατό με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM) επειδή το κενό κρύβεται πλήρως από την πύλη (Εικόνα 1.5.1 e). Συνεπώς η ύπαρξη του κενού και οι σχετικές πληροφορίες επιθεωρούνται έμμεσα από μία παρόμοια διάταξη στην οποία έχει παραληφθεί το βήμα της διαμόρφωσης της πύλης(Εικόνα 1.5.3) και μετρώντας το ρεύμα του απαγωγού I_d σε σχέση με την τάση του απαγωγού V_d .



Εικόνα 1.5.1: Σχηματικές αναπαραστάσεις (a) ενός τρανζίστορ με πύλη νανοσύρματος πυριτίου σε στρογγυλό σχήμα, (b) ενός τρανζίστορ κενού (c) διαγράμματα ενεργειακών ζωνών στην κατεύθυνση πηγής προς κανάλι κενού στο επίπεδο χγια τις διατάξεις (a) και (b) και απεικόνιση από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης της διάταξης του τρανζίστορ κενού.



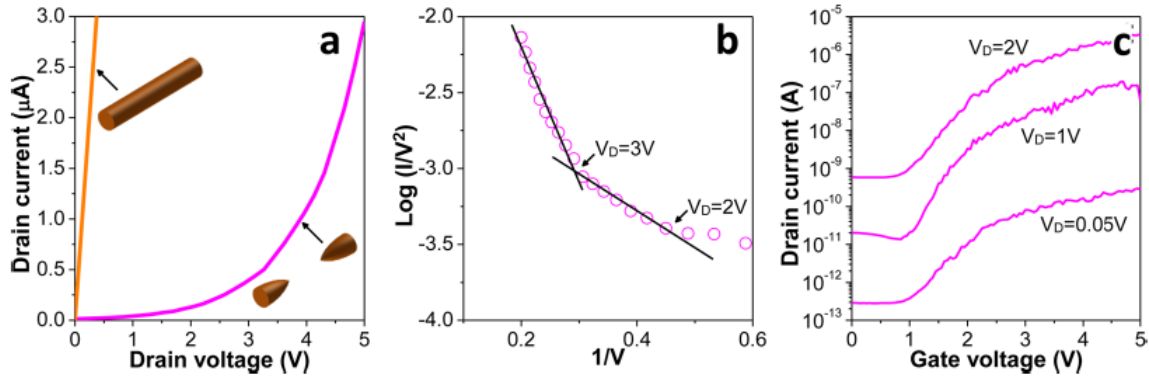
Εικόνα 1.5.2 Αποτελέσματα προσομοιώσεων πεπερασμένων στοιχείων για το ηλεκτρικό πεδίο με (a) μονή πύλη και (b) διπλή πύλη. $V_g = 5V, V_d = 2V$. (c) Το μέγιστο πεδίο σε σχέση με τη μονή πύλη για διάφορους σχηματισμούς πύλης.



Εικόνα 1.5.3: Εικόνα SEM από ένα δείγμα στο οποίο δεν έχει γίνει η διαδικασία σχηματισμού της πύλης. Το νανόσυρμα διαχωρίζεται σε δύο ηλεκτρόδια με οξείδωση και επιλεκτική αφαίρεση.

Στην Εικόνα 1.5.4 (a) παρουσιάζεται το διάγραμμα του I_d σε τάση πύλης 3V για διατάξεις με και χωρίς κενό. Το δοκίμιο χωρίς κενό δεν είναι κανονικό τρανζίστορ, καθώς όλο το κανάλι του νανοσύρματος έχει υψηλές προσμίξεις με την ίδια συγκέντρωση ανάμεσα στα ηλεκτρόνια της πηγής και της υποδοχής. Στην πραγματικότητα είναι μάλλον μία αντίσταση που δείχνει γραμμική αύξηση του ρεύματος της υποδοχής, σε σχέση με την τάση υποδοχής. Η υψηλή αγωγιμότητα και η ωμική συμπεριφορά, όπως φαίνεται στο διάγραμμα, είναι αναμενόμενη αν το κανάλι είναι σε όλο το μήκος από το ίδιο υλικό (πυρίτιο). Αντίθετα, η διάταξη με το κενό δείχνει εκθετική σχέση ανάμεσα σε I_d-V_d , γεγονός που αποδεικνύει την ύπαρξη του κενού. Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να διευκρινίσουμε αν η μεταφορά των φορέων του τρανζίστορ κενού ακολουθεί μηχανισμό σήραγγας ή οποιοδήποτε άλλο μηχανισμό όπως είναι η διάχυση ή η ολίσθηση. Για το λόγο αυτό χρειάζεται η μελέτη των χαρακτηριστικών $I - V$ για να αντιστοιχιστεί στο κατάλληλο μοντέλο. Όπως προαναφέραμε, στο μοντέλο F-N οι χαρακτηριστικές έχουν τη μορφή των εξισώσεων (1.4.1), (1.4.2). Συνεπώς μία διάταξη που δείχνει γραμμικότητα του $\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$, σε σχέση με το $1/V$, υποδηλώνει ότι ο μηχανισμός FN είναι ο κυρίαρχος (Εικόνα 1.5.4 (b)). Παρόλα αυτά ένα όπως είναι φανερό διακρίνεται ένα μοτίβο με δύο κλίσεις, το οποίο μπορεί να υποδηλώνει την ύπαρξη δύο πιθανών σημείων εκπομπής. Το ρεύμα στην περιοχή του μικρότερου ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να είναι από μία τοπική προεξοχή του πυριτίου ή από ελαττωματικές επιφανειακές καταστάσεις και το ρεύμα στην περιοχή του μεγαλύτερου ηλεκτρικού πεδίου είναι κατά κύριο λόγο από την αιχμηρή ακμή του εκπομπού. Οι χαρακτηριστικές FN με δύο κλίσεις έχουν εξηγηθεί και

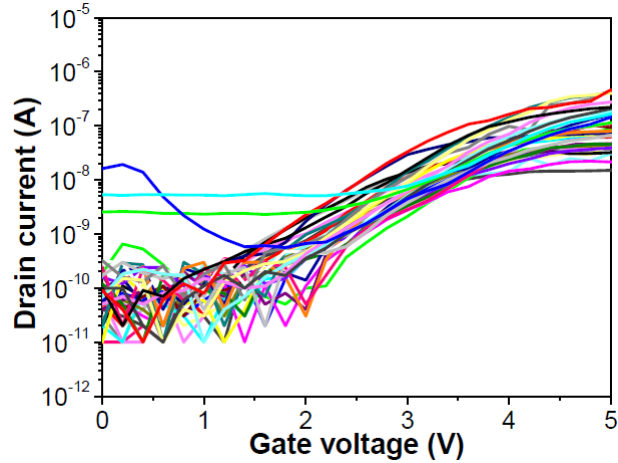
θεωρητικά και πειραματικά από διάφορες διατάξεις εκπομπής πεδίου που βασίζονται σε GaN και σε CNTs[8], [9].



Εικόνα 1.5.4: Βασικές ηλεκτρικές χαρακτηριστικές των διατάξεων που κατασκευάστηκαν **(a)** Ρεύμα υποδοχής σε σχέση με την τάση υποδοχής του τρανζίστορ κενού, που δείχνει μία εκθετική αύξηση του ρεύματος. Στο ίδιο διάγραμμα παρουσιάζεται και το διάγραμμα μίας αντίστασης νανοσύρματος με ομοιόμορφες προσμίξεις. **(b)** Η καμπύλη Fowler-Nordheim του ίδιου τρανζίστορ κενού του διαγράμματος (a). Η γραμμικότητα της καμπύλης υποδηλώνει ελεύθερη μετακίνηση ηλεκτρονίων λόγω του μηχανισμού του φαινομένου σήραγγας. **(c)** Διάγραμμα του ρεύματος της υποδοχής σε σχέση με την τάση της πύλης, για διάφορες τάσεις της υποδοχής για το τρανζίστορ κενού.

Στην Εικόνα 1.5.4 (c) η τάση της πύλης “σαρώνεται” για διάφορες τιμές τάσης υποδοχής και η χαρακτηριστική του ρεύματος υποδοχής συναρτήσει της τάσης πύλης δείχνει μία τυπική μορφή χαρακτηριστικής. Μια θετική τάση πύλης μπορεί να εξάγει ηλεκτρόνια από την πηγή ακόμα και σε μία μικρή τάση υποδοχής 0.05V. Η εξαιρετική σύζευξη μεταξύ πύλης και πηγής επιτρέπει την εκπομπή ηλεκτρονίων ακόμα και σε μικρές τάσεις υποδοχής, ενώ η τάση έναρξης είναι 2V. Αν και η τάση πύλης είναι ικανή να εξάγει τα ηλεκτρόνια της πηγής, το ηλεκτρόδιο της υποδοχής συλλέγει περισσότερο ρεύμα απ’ότι αναχαιτίζει η πύλη, καθώς το διηλεκτρικό της πύλης μπλοκάρει αυτή τη διαρροή. Το ρεύμα διαρροής της πύλης είναι μόνο της τάξης των pA και είναι πάνω από 100 φορές μικρότερο από το ρεύμα της υποδοχής. Καθώς η τάση V_d αυξάνεται, το ρεύμα I_d αυξάνεται ανάλογα και φθάνει τα 3μΑ όταν η τάση της πύλης είναι 5V.

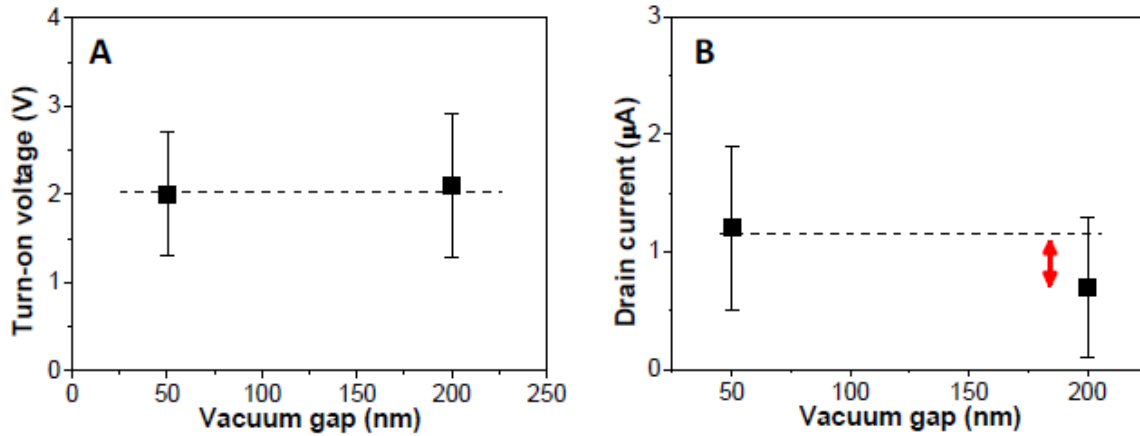
Η στατιστική κατανομή των χαρακτηριστικών I_d-V_d από 40 μετρημένες διατάξεις παρουσιάζεται στην εικόνα (1.5.5).



Εικόνα 1.5.5: Ρεύμα I_d σε σχέση με την τάση πύλης V_g όπως μετρήθηκαν από 40 δείγματα διατάξεων. $V_d = 2V$.

Ο νόμος κλιμάκωσης στο μοντέλο του τοπικού πεδίου προτείνει ότι το μικρό κενό αυξάνει το ηλεκτρικό πεδίο και συνεπώς την αύξηση της απόδοσης του φαινομένου σήραγγας. Αν το κανάλι κενού στο τρανζίστορ μειωθεί από τα 200nm στα 50nm η τάση εκκίνησης δεν μετατοπίζεται αλλά το I_d αυξάνεται κατά 78% (εικόνα 1.5.6) υποδηλώνοντας τα πλεονεκτήματα της περαιτέρω σμίκρυνσης της διάταξης. Το I_d που μετριέται εδώ είναι 3μΑ και είναι το υψηλότερο ρεύμα στην μικρότερη τάση που έχει μετρηθεί μέχρι τώρα σε νανοδιατάξεις κενού. Επιπλέον η διαγωγιμότητα της διάταξης με την κυλινδρική-περιμετρική πύλη είναι 34 μS. Αυτή η επίδοση είναι καλύτερη από κάθε άλλη διάταξη κενού βασισμένη σε πυρίτιο.

Περαιτέρω βελτίωση μπορεί να επιτευχθεί από επιπλέον σμίκρυνση της διάταξης, βελτίωση του work function των ηλεκτροδίων από πυρίτιο από άποψη του engineering αλλά ακόμα και χρησιμοποιώντας άλλα υλικά για τα ηλεκτρόδια με καλύτερο work function. Η ροή ρεύματος περιορίζεται από το μικρό μέγεθος του ηλεκτροδίου εκπομπής αν και η βάση της πηγής που χρησιμοποιείται εδώ είναι του ίδιου μεγέθους όπως στα συμβατικά τρανζίστορ. Καθώς η βάση της πηγής μπορεί να φιλοξενήσει ένα μεγάλο αριθμό από ηλεκτρόδια εκπομπής, η χρήση μιας συστοιχίας από εκπομπούς μπορεί να βοηθήσει στην αύξηση του ρεύματος και της διαγωγιμότητας.



Εικόνα 1.5.6: Χαρακτηριστικές τάσης έναρξης λειτουργίας (A) και ρεύμα υποδοχέα (B) για μήκος καναλιού 200nm και 50nm. Η κλιμάκωση του μήκους του καναλιού ενισχύει το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο και κατά συνέπεια το ρεύμα της υποδοχής.

Το πιο ξεκάθαρο πλεονέκτημα των διατάξεων κενού έγκειται στη ιδιότητά τους να λειτουργούν κάτω από "σκληρές" περιβαλλοντικές συνθήκες χωρίς να χάνουν την απόδοσή τους. Η λειτουργία κάτω από τα 5V που επιτεύχθηκε είναι σχετική με τον ιονισμό των αερίων, καθώς υπάρχει πάντα μία μικρή πιθανότητα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια να συγκρούονται με μόρια αερίων ακόμα και σε συνθήκες κενού. Αν αυτή η επίπτωση επηρεάσει έναν αξιοσημείωτο αριθμό ηλεκτρονίων, τότε τα ιονισμένα μόρια του αερίου μπορούν να "βομβαρδίσουν" το ηλεκτρόδιο και προφανώς η διαδικασία αυτή μειώνει το χρόνο ζωής των διατάξεων κενού. Όπως φαίνεται στην εικόνα 1.5.7 το δυναμικό ιονισμού για τα περισσότερα από τα αέριο στοιχεία είναι ελαφρώς υψηλότερο από 10eV. Συνεπώς όταν η συσκευή λειτουργεί κάτω από τα 5Vσπανίως θα αποκτήσει αρκετή ενέργεια για ιονισμό.

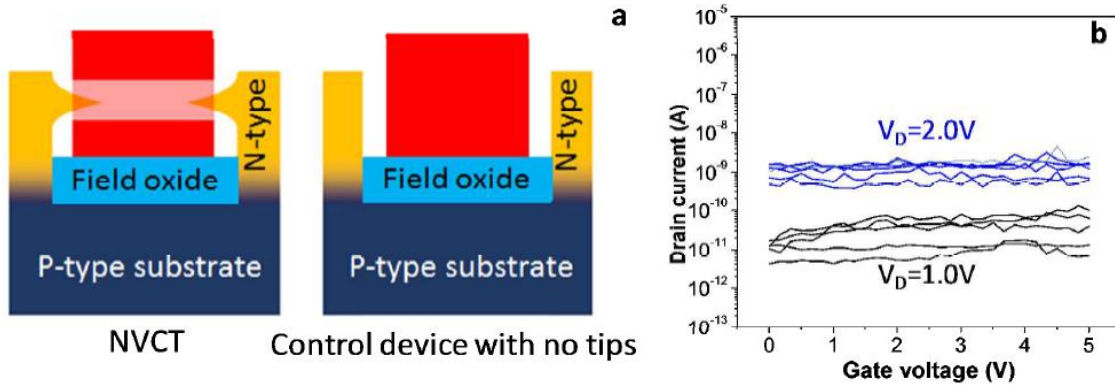
Ionization Energies (eV)							
H 13.6							He 24.6
Li 5.4	Be 9.3	B 8.3	C 11.3	N 14.5	O 13.6	F 17.4	Ne 21.6
Na 5.1	Mg 7.6	Al 6.0	Si 8.2	P 10.5	S 10.4	Cl 13.0	Ar 15.8

Εικόνα 1.5.7: Ενέργεια ιονισμού για διάφορα στοιχεία. Τάση λειτουργίας κάτω από 5V, όπως επιτυγχάνεται εδώ, είναι απαραίτητη για να αποφύγουμε τον μη επιθυμητό ιονισμό.

Δεδομένου του γεγονότος ότι μπορεί να υπάρχουν παρασιτικές διαδρομές σε περιοχές του πυριτίου, πρέπει να διερευνηθεί η πιθανότητα τέτοιου είδους αγωγιμότητας μέσω της παρασιτικής οδού, προκειμένου να επιβεβαιωθεί ότι τα παρατηρούμενα δεδομένα είναι είτε αποκλειστικά είτε κυρίως από το κανάλι κενού και όχι από τις παρασιτικές οδούς. Για να εκτιμηθεί αυτό, σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε μια διάταξη που έχει μόνο μία απλή πηγή και την υποδοχή χωρίς την ακίδα εκπομπής πεδίου, ως διάταξη ελέγχου μαζί με το τρανζίστορ κενού (Εικόνα 1.5.8).

Το μέγεθος της βάσης και ο τρόπος κατασκευής τόσο της πηγής όσο και της υποδοχής της συσκευής ελέγχου είναι πανομοιότυπα με το τρανζίστορ κενού. Όπως παρατηρούμε στην εικόνα 1.5.8 (b) δεν υπάρχει κανένα φαινόμενο πύλης στη συσκευή ελέγχου, καθώς το ρεύμα είναι σχεδόν σταθερό σε όλες τις τιμές της τάσης πύλης. Επιπλέον, το επίπεδο του ρεύματος I_d είναι ίδιο με το ρεύμα του τρανζίστορ κενού με μηδενική τάση πύλης (Εικόνα 1.5.4 c).

Το ρεύμα εκπομπής πάνω από την τάση κατωφλίου είναι πράγματι αρκετές τάξεις μεγέθους υψηλότερο. Αυτό επιβεβαιώνει ότι ο αντίκτυπος του παρασιτικού μονοπατιού είναι μόνο ο σχηματισμός της παρασιτικής οδού διαρροής και ότι το παρασιτικό ρεύμα είναι ελάχιστο και δεν συμβάλλει στο ρεύμα εκπομπής πεδίου.



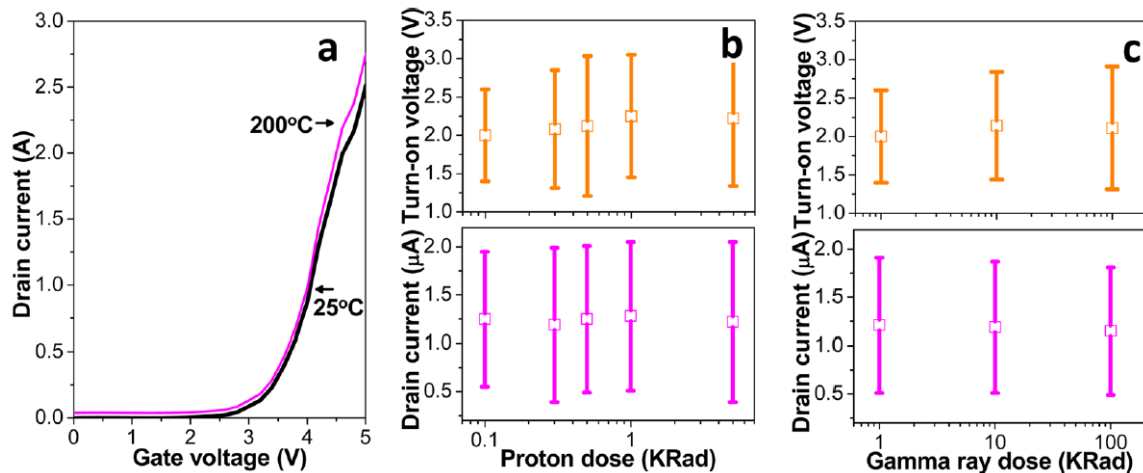
Εικόνα 1.5.8: (a) Σχηματική απεικόνιση της τομής του τρανζίστορ κενού και της συσκευής ελέγχου χωρίς την ακίδα εκπομπής πεδίου. **(b)** Το ρεύμα I_d σε σχέση με την τάση της πύλης για έξι διατάξεις ελέγχου που κατασκευάστηκαν. Το επίπεδο του ρεύματος είναι ίδιο με το ρεύμα του τρανζίστορ κενού με μηδενική τάση πύλης (Εικόνα 1.5.4 c).

Η απόδοση των συμβατικών συσκευών ημιαγωγών είναι ευαίσθητη σε “σκληρές” περιβαλλοντικές συνθήκες. Τα ηλεκτρόνια αλληλοεπιδρούν με τα άτομα σε ένα ημιαγωγίμο κανάλι, μέσω της σκέδασης κρυσταλλικού πλέγματος. Επιπλέον, η έκθεση σε περιβάλλοντα υψηλής θερμοκρασίας και ακτινοβολίας ιονίζει τα άτομα και παράγει ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών στο κανάλι, γεγονός που μπορεί να προκαλέσει απροσδόκητα σφάλματα ή ακόμα και καταστροφική βλάβη της συσκευής. Η θερμοκρασία ενός τσιπ ημιαγωγών μπορεί να φτάσει πάνω από 100 °C, λόγω του φαινομένου Joule. Μικρή ποσότητα ραδιενεργού μολυσματικού υλικού που περιέχεται στο πακέτο του τσιπ συνεχώς απελευθερώνει ιοντίζουσα ακτινοβολία. Συνεπώς, τα τσιπ ημιαγωγών έχουν έναν εγγενή κίνδυνο αποτυχίας λόγω αυτών των επιδράσεων λόγω ιονισμού. Καθώς όλες οι συσκευές στερεάς κατάστασης υποφέρουν από τέτοιους θορύβους και παραμορφώσεις, απαιτούνται προσπάθειες σχεδίασης που να λαμβάνουν υπόψιν αυτούς τους θορύβους. Ο σχεδιασμός λαμβάνοντας υπόψιν το θόρυβο είναι ακόμη πιο κρίσιμος και επιτακτικός για τις σκληρές περιβαλλοντικές συνθήκες των στρατιωτικών και διαστημικών εφαρμογών. Αντίθετα, οι συσκευές κενού δεν υποφέρουν από τέτοια σφάλματα, καθώς απουσιάζουν τα γεγονότα σκέδασης και ιονισμού.

Σε 200 °C, όπου τα CMOS με βάση το πυρίτιο πιθανότατα χάνουν τη λειτουργία τους, το τρανζίστορ κενού παρουσιάζει σχεδόν ταυτόσημες χαρακτηριστικές I-V σε θερμοκρασία δωματίου και σε υψηλές θερμοκρασίες (Εικόνα 1.5.9 (a)). Σε υψηλές θερμοκρασίες, το ρεύμα οδήγησης των FET τείνει να υποβαθμιστεί λόγω της μείωσης της κινητικότητας από τη σκέδαση των φωνονίων. Αντίθετα, το I_d του τρανζίστορ κενού βρέθηκε να αυξάνεται ελαφρώς λόγω της προσθήκης ελεύθερων ηλεκτρονίων από τη θερμιονική εκπομπή.

Ωστόσο, το μετρούμενο ρεύμα διαρροής I_d και η κλίση του υπο-κατωφλίου για $V_d = 2V$ είναι 800 pA και 620 mV/dec σε θερμοκρασία δωματίου και 23nA και 880mV/dec στους 200°C, τα οποία δεν είναι συνεπή με το ευρέως αποδεκτό όφελος της ανοσίας σε υψηλές θερμοκρασίες της συσκευής εκπομπής πεδίου.

Η αύξηση του ρεύματος διαρροής I_d και η κλίση του υπο-κατωφλίου με τη θερμοκρασία είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίληψή μας που βασίζεται στην εγγενή μη ευαισθησία του μηχανισμού σήραγγας FN. Ωστόσο, αυτή η ανωμαλία του ρεύματος διαρροής I_d στο υπο-κατώφλι ήταν κυρίως μέσω μιας παρασιτικής διαδρομής που σχηματίστηκε στην περιοχή του πυριτίου κάτω από την πύλη. Ένα τέτοιο παρασιτικό μονοπάτι αρχίζει να συμβάλλει στο συνολικό ρεύμα σε υψηλές θερμοκρασίες. Σαν αποτέλεσμα, ο μηχανισμός διαχύσεως λόγω των παρασιτικών οδών αρχίζει να επηρεάζει τα χαρακτηριστικά του υπο-κατωφλίου της διάταξης, γεγονός που συνεπάγεται ότι το τρανζίστορ κενού πρέπει να κατασκευάζεται σε πυρίτιο πάνω σε επίπεδα (υποστρώματα) μονωτή.



Εικόνα 1.5.9: Ηλεκτρικές χαρακτηριστικές σε διάφορες σκληρές περιβαλλοντικές συνθήκες. (a) I_d σε σχέση με την V_g σε θερμοκρασία δωματίου και σε θερμοκρασία 200 °C. Τάση ενεργοποίησης και I_d για (b) ακτινοβολία πρωτονίων και (c) ακτινοβολία γ .

Υπάρχουν τρεις κύριες κατηγορίες επιπτώσεων που προκαλούνται από την ακτινοβολία: φαινόμενο μεμονωμένου συμβάντος, συνολική δόση ιονισμού (TID) και βλάβη μετατόπισης (DD) [10].

Τα αποτελέσματα του φαινομένου μεμονωμένου συμβάντος που προκαλούνται από ένα ενεργό σωματίδιο μπορούν να πάρουν πολλές μορφές, όπως διαταραχές ενός γεγονότος και μανδάλωση ενός γεγονότος, οι οποίες είναι μικρά σφάλματα και μη καταστροφικά. Τα αποτελέσματα ενός απλού γεγονότος στα CMOS τυπικά προκαλούνται από τον άμεσο

ιονισμό, δηλαδή εάν ένα υψηλής ενέργειας πρωτόνιο ή βαρύ ιόν που διέρχεται από το ημιαγωγικό υλικό αποθέσει επαρκές φορτίο, κυρίως στην περιοχή εξάντλησης, μπορεί να προκαλέσει δυσλειτουργία της συσκευής.

Εντούτοις, τα φαινόμενα μεμονωμένου συμβάντος δεν μπορούν ακόμη ούτε να οριστούν στο τρανζίστορ κενού καθώς δεν υπάρχει περιοχή εξάντλησης στο κανάλι.

Τόσο οι επιδράσεις ενός μεμονωμένου συμβάντος όσο και οι επιδράσεις TID προέρχονται από ιονίζουσα ακτινοβολία.

Ενώ τα μεμονωμένα συμβάντα είναι ο λόγος για στιγμιαίο μηχανισμό αστοχίας, τα TID είναι μακροπρόθεσμα φαινόμενα ακτινοβολίας που μπορούν να προκαλέσουν μετατόπιση τάσης έναρξης και αύξηση της διαρροής της συσκευής.

Η βλάβη λόγω TID στα FET επηρεάζει κυρίως τις περιοχές του μονωτή όπως τα στρώματα οξειδίου πύλης και οξειδίου πεδίου. Οι ιονισμένες φορτίσεις σε αυτούς τους μονωτήρες τείνουν να παγιδούνται είτε στις διεπαφές είτε στην περιοχή κυρίως όγκου του και αυτές οι εντοπισμένες φορτίσεις είναι συσσωρευτικές.

Ενώ η περιοχή καναλιού του FET περιβάλλεται από οξείδιο πεδίου ή οξείδιο πύλης, η μεταλλική πύλη περιβάλλει πλήρως το κανάλι κενού στο τρανζίστορ κενού, εμποδίζοντας οποιαδήποτε επαφή με το μονωτικό υλικό. Υπό αυτή την έννοια, οι συνολικές επιδράσεις της ιονίζουσας δόσης μπορεί να είναι ασήμαντη. Παρ' όλα αυτά, ο αντίκτυπος εξετάστηκε με έκθεση του τρανζίστορ σε ακτινοβολία γ . Τα συνολικά επίπεδα δόσεων των 1, 10 και 100 KRad δεν προκαλούν αλλαγή στην τάση ενεργοποίησης και στο ρεύμα I_d (εικόνα 1.5.9 (c)), γεγονός που επιβεβαιώνει ότι το τρανζίστορ κενού είναι ανθεκτικό στην ιονίζουσα ακτινοβολία.

Η βλάβη μετατόπισης σχετίζεται με την μετατόπιση ατόμων ή τη δημιουργία αστοχιών στο πλέγμα των ακτινοβολημένων με ενεργειακά σωματίδια υλικών. Εάν η ενέργεια που μεταφέρεται στο άτομο είναι αρκετά υψηλή, το άτομο μπορεί να χτυπηθεί και να ελευθερωθεί από το σημείο του στο πλέγμα σε μια ενδιάμεση θέση.

Επομένως, η βλάβη μετατόπισης είναι ένας πιο πιθανός παράγοντας για την υποβάθμιση της συσκευής κενού, καθώς μπορεί να μεταβάλει ορισμένες ιδιότητες της πηγής και της υποδοχής.

Η δοκιμή βλάβης μετατόπισης πραγματοποιήθηκε με έκθεση σε ακτινοβολία πρωτονίων. Οι δόσεις πρωτονίων 0,1, 0,3, 0,5, 1 και 5 Mrad δεν οδηγούν σε αισθητή μετατόπιση της τάσης έναρξης και του ρεύματος I_d (εικόνα 1.5.9 (d)). Ορισμένη απόσταση μετατόπισης είναι απαραίτητη προκειμένου να μεταφερθεί η ορμή στο πλέγμα για να προκαλέσει τις ρωγμές και τα συσσωρευμένα ελαττώματα.

Οι λίγες δεκάδες νανόμετρα της πηγής και της υποδοχής στο τρανζίστορ κενού μπορούν να θεωρηθούν ότι είναι διαφανείς στην ακτινοβολία πρωτονίων. Με άλλα λόγια, τα περισσότερα από τα σωματίδια μπορούν να παρακάμψουν τη νανοδομή χωρίς να χάσουν την ενέργειά τους.

1.6 Κατανομή ενέργειας εκπομπής πεδίου και χαρακτηριστικές ρεύματος-τάσης από επίπεδες ακμές γραφενίου

Η εκπομπή πεδίου από τις ακμές του γραφενίου που κατασκευάζονται σε επίπεδα υποστρώματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως πηγές ηλεκτρονίων για ηλεκτρονικές συσκευές κενού, με τη μεταφορά να γίνεται παράλληλα με την επιφάνεια του υποστρώματος. Αυτή η ομοιόμορφη αρχιτεκτονική που αναπτύχθηκε από την ομάδα των Jonathan L. Shaw , John B. Boos, Byoung Don Kong, Jeremy T. Robinson και Glenn G. Jernigan, όπου όλα τα ηλεκτρόδια είναι διαμορφωμένα σε ένα κοινό επίπεδο υπόστρωμα χρησιμοποιώντας απλή λιθογραφία, επιτρέπει την εύκολη ενσωμάτωση και επεκτασιμότητα παρόμοια με τις συσκευές στερεάς κατάστασης [11]. Το γραφένιο έχει εξαιρετικά υψηλή θερμική αγωγιμότητα, μηχανική αντοχή και χημική σταθερότητα, οι οποίες αποτελούν βασικές απαιτήσεις για μια επιτυχημένη πηγή εκπομπής πεδίου. Το γραφένιο θα πρέπει να παράγει πυκνότητα ρεύματος I_d περίπου 10-100mA/mm, εάν η πυκνότητα εκπομπής που επιτυγχάνεται από τους νανοσωλήνες άνθρακα ισχύει και για το γραφένιο. Αυτό το επίπεδο ρεύματος σε συνδυασμό με τον κατάλληλο σχεδιασμό της συσκευής, θα επέτρεπε την κατασκευή μιας ποικιλίας ηλεκτρονικών συσκευών κενού, συμπεριλαμβανομένων των τρανζίστορ κενού, τα οποία θα μπορούσαν να προωθήσουν σημαντικά την τεχνολογία στην απόδοση ισχύος υψηλής συχνότητας.

Πολλαπλές συστοιχίες εκπομπής πεδίου δημιουργούν κατακόρυφες δέσμες ηλεκτρονίων, που προέρχονται από αιχμηρές άκρες που ανεβαίνουν κατακόρυφα από ένα επίπεδο υπόστρωμα πηγής.

Η πύλη τυπικά υποστηρίζεται από ένα διηλεκτρικό φιλμ, όπως το διοξείδιο του πυριτίου: καλής ποιότητας θερμικά ανεπτυγμένο διοξείδιο του πυριτίου μπορεί να αντέξει τουλάχιστον 100 V/μm χωρίς να επιτρέπει τη διέλευση ρεύματος στον όγκο ή την επιφάνεια της διάταξης. Τέτοια ρεύματα προκαλούνται συνήθως από ελαττώματα σημείου στο υλικό. Η ενέργεια που διαχέεται από το ρεύμα που διέρχεται μέσω του διηλεκτρικού μπορεί να δημιουργήσει επιπλέον ελαττώματα ή / και να αυξήσει την τοπική θερμοκρασία, ενδεχομένως οδηγώντας σε διηλεκτρική βλάβη (breakdown).

Εάν η ακτίνα του tip είναι επαρκώς μικρή, η εφαρμογή τάσης πύλης-πηγής κάτω από το όριο του breakdown θα δημιουργήσει ένα ηλεκτρικό πεδίο αρκετά μεγάλο για να προκαλέσει εκπομπή πεδίου στην κορυφή των άκρων. Ωστόσο, υπάρχουν ορισμένα μακροχρόνια προβλήματα με αυτό το σχέδιο: Επειδή το ηλεκτρικό πεδίο είναι πολύ ευαίσθητο σε σχέση με την ακτίνα του άκρου, είναι δύσκολο να ελεγχθεί η ακτίνα του άκρου με αρκετή ακρίβεια ώστε να προκαλέσει ομοιόμορφη εκπομπή ή να κλιμακωθεί το συνολικό ρεύμα με τον αριθμό των άκρων. Τέλος, η χωρητικότητα πηγής-πύλης αποθηκεύει σημαντική ενέργεια. Η αποθηκευμένη ενέργεια μειώνει την απόδοση υψηλής συχνότητας της συσκευής και παρέχει μια δεξαμενή ενέργειας που μπορεί να διαχέεται κατά τη διάρκεια ενός τόξου.

Αντίθετα, οι επίπεδες γεωμετρίες εκπομπών πεδίου δημιουργούν οριζόντιες δέσμες ηλεκτρονίων κατάλληλες για ολοκληρωμένες συσκευές, με όλα τα ηλεκτρόδια σε ένα μόνο υπόστρωμα. Εάν εφαρμοστεί σε ένα διηλεκτρικό υπόστρωμα, η χωρητικότητα πηγής-πύλης μπορεί να μειωθεί δραματικά. Η χρήση γραφένιου σε μια γεωμετρία ακμής, σε αντίθεση με τα συμβατικά οριζόντια tips μπορεί να βελτιώσει την ομοιομορφία της εκπομπής και τη συνολική γραμμική πυκνότητα ρεύματος αφού, α) το πάχος του γραφένιου είναι πολύ ομοιόμορφο και πολύ λιγότερο παχύ από το φράγμα του φαινομένου σήραγγας και (β) το γραφένιο δεν αντιδρά με το μοριακό οξυγόνο ή τα περισσότερα άλλα αέρια και τα απορροφηθέντα άτομα, όπως το ατομικό O και το F, μπορούν να απομακρυνθούν με θέρμανση σε κενό. Επιπλέον, το γραφένιο είναι ηλεκτρικά αγωγίμο και μηχανικά αρκετά ανθεκτικό, ώστε να αντέχει πολλές φορές τη δύναμη Coulomb που σχετίζεται με την εκπομπή πεδίου. Το κύριο μειονέκτημα της γεωμετρίας ακμής είναι ότι δημιουργούνται πολύ χαμηλότερα πεδία στις άκρες ανάμεσα στα tips, δεδομένης της ίδιας τάσης πύλης και ακτίνας του εκπομπού. Αυτό το ζήτημα μετριάζεται εν μέρει από τις ακμές γραφένιου, επειδή η ακτίνα της ακμής του γραφένιου είναι πολύ μικρή (περίπου 0.15 nm). Τα ηλεκτρικά πεδία που δημιουργούνται εντός του υποστρώματος μπορούν να μειωθούν με την σμίκρυνση της ακμής του γραφένιου ενώ διηλεκτρικά υποστρώματα, όπως το διοξείδιο του πυριτίου ή το ζαφείρι, μπορούν τυπικά να διατηρούν υψηλότερα πεδία. Από κοινού, αυτές οι ιδιότητες υποδηλώνουν ότι η εκπομπή πεδίου από επίπεδες ακμές γραφένιου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη δημιουργία ολοκληρωμένων τρανζίστορ κενού και άλλων συσκευών με όλα τα ηλεκτρόδια σε ένα κοινό υπόστρωμα, έτσι ώστε να μπορεί να κατασκευαστεί μεγάλος αριθμός συσκευών και κυκλωμάτων χρησιμοποιώντας επίπεδες λιθογραφικές μεθόδους.

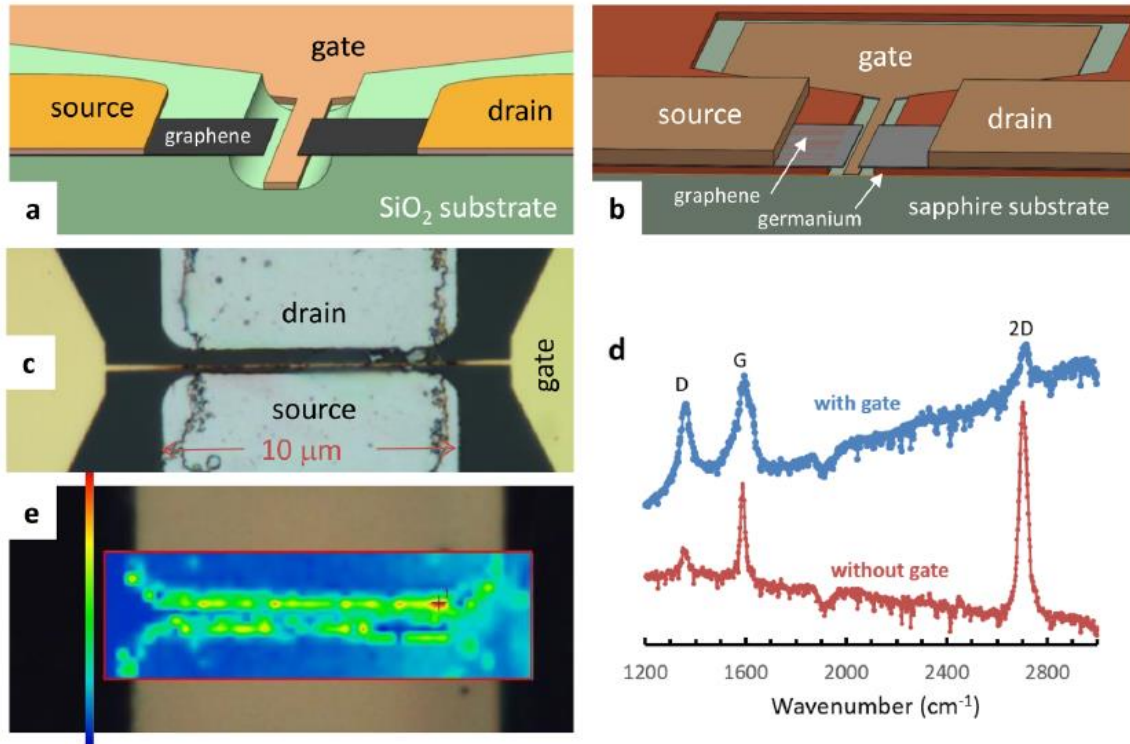
Αρκετοί συγγραφείς ανέφεραν εκπομπή πεδίου από ακμές γραφενίου σε απομακρυσμένα ηλεκτρόδια. Σε τέτοιες περιπτώσεις, μπορούν να εφαρμοστούν μεγάλες τάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων χωρίς να προκαλείται ρεύμα εξαιτίας μηχανισμών διαφορετικών από την εκπομπή πεδίου.

Αντίθετα, όταν η ακμή του γραφενίου είναι εξοπλισμένη με ένα ηλεκτρόδιο εξαγωγής σε ένα κοινό υπόστρωμα, το ρεύμα μπορεί να περάσει διαμέσου των διηλεκτρικών υλικών που διαχωρίζουν τα ενσωματωμένα ηλεκτρόδια. Το ρεύμα εκπομπής πεδίου μεταξύ δύο τερματικών που μετρήθηκε μεταξύ γειτονικών ακμών γραφενίου έχει αναφερθεί από δύο ομάδες [12, 13]. Και στις δύο αναφορές, οι συσκευές κατασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας γραφένιο που μεταφέρθηκε σε στρώματα διοξειδίου του πυριτίου πάχους 300nm, σε υποστρώματα πυριτίου. Αυτή η γεωμετρία επιτρέπει την απεικόνιση του γραφενίου με οπτικά μικροσκόπια [14] και παρέχει έναν τρόπο για τον έλεγχο του επιπέδου Fermi στο γραφένιο. Ωστόσο, οι μεγάλες τάσεις που απαιτούνται για την πρόκληση εκπομπής πεδίου δημιουργούν υψηλά ηλεκτρικά πεδία σε ολόκληρη την περιοχή του οξειδίου που υποστηρίζει το γραφένιο (και τις επαφές του) και πιθανόν να προκαλέσει αγωγιμότητα στερεάς κατάστασης αρκετά μεγάλη ώστε να αντιπροσωπεύει ένα σημαντικό κλάσμα του μετρούμενου ρεύματος. Σε μια αναφορά, το τμήμα κατώτερης τάσης των καμπυλών I-V θα μπορούσε να μοντελοποιηθεί ως αγωγιμότητα Frenkel-Poole, υποστηρίζοντας το συμπέρασμα ότι η μεταφορά μέσω του στρώματος οξειδίου πράγματι έγινε [12]. Στην περίπτωση αυτή, η μορφή της καμπύλης IV άλλαξε από την Frenkel-Poole στο Fowler-Nordheim πάνω από ένα όριο τάσης (δεν μετρήθηκαν φυσικά αποτελέσματα και μόνο μία σάρωση των I-V πρότεινε εκπομπή πεδίου).

Από τεχνική άποψη, οι λειτουργικές μορφές τόσο της εκπομπής πεδίου από το γραφένιο όσο και η αγωγιμότητα μέσω του οξειδίου μπορεί να μην ακολουθούν τις τυπικές εξισώσεις Fowler-Nordheim ή Frenkel-Poole και οι μηχανισμοί αγωγιμότητας μπορούν να αλλάξουν κατά τη διάρκεια της μέτρησης, έτσι ώστε να είναι δύσκολο να είμαστε σίγουροι ποιοι μηχανισμοί είναι υπεύθυνοι για τις παρατηρήσεις μας.

Το ρεύμα εκπομπής που παράγεται από ψυχρή εκπομπή πεδίου μπορεί γενικά να περιγραφεί από την $i(V) = CV^k e^{-B/V}$ όπου C, B, k είναι σταθερές. Εάν ο εκπομπός είναι μέταλλο και δεν είναι πολύ αιχμηρό, η τιμή της σταθεράς k μπορεί να είναι κοντά στο 2, με αποτέλεσμα η εξίσωση να παίρνει τη μορφή της Fowler Nordheim. Για την εκπομπή από μια αιχμή γραφενίου, η ακτίνα της αιχμής είναι πολύ μικρότερη από το πάχος φράγματος δυναμικού και έτσι το κλασικό ηλεκτροστατικό πεδίο μεταβάλλεται εντός του φράγματος δυναμικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μια τιμή της k μικρότερη από 2. Μια επιπλέον επιπλοκή είναι ότι μερικά από τα ηλεκτρόνια στην αιχμή του γραφενίου μπορεί να είναι σε δεσμευμένες καταστάσεις που δεν μπορούν να αντιμετωπιστούν ως μετακινούμενα κύματα [που είναι απαραίτητη υπόθεση στην Wentzel-Kramers-Brillouin

(WKB προσέγγιση] και των οποίων η συγκέντρωση μπορεί να είναι συνάρτηση της εκπεμπόμενης πυκνότητας ρεύματος. Οι εκπομπές από τις επιφανειακές καταστάσεις μπορούν να προκαλέσουν *reabs* στην κατανομή ενέργειας εκπομπής από τους ημιαγωγούς και τα μέταλλα και να οδηγήσουν σε τιμές $k < 2$. Η εκπομπή πεδίου στην επιφάνεια της κανονικής κατεύθυνσης από τα δισδιάστατα υλικά μπορεί να επηρεαστεί από τον κβαντικό περιορισμό που έχει σαν αποτέλεσμα επίσης $k < 2$, για παράδειγμα, έχουν αναφερθεί αποτελέσματα που δείχνουν ακόμη και $k = 0$. Για να επιβεβαιωθεί οριστικά ο μηχανισμός εκπομπής πεδίου: (α) μετρήθηκε η ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων αποδεικνύοντας ότι εκπομπή στο κενό πράγματι υπάρχει και ότι οι αρχικές καταστάσεις της εκπομπής ήταν κοντά στην επίπεδο Fermi, (β) ετοιμάστηκε γραφένιο σε χύδην διηλεκτρικά υποστρώματα τα οποία μειώνουν το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο στο διηλεκτρικό, μειώνουν τον όγκο του διηλεκτρικού όπου δημιουργούνται υψηλά πεδία κατά τη διάρκεια της μέτρησης και μειώνουν την πυκνότητα των defects. (γ) κατασκευάστηκε ένα ηλεκτρόδιο πύλης μεταξύ των ηλεκτροδίων πηγής και υποδοχής και μετρήθηκε η αλλαγή στο ρεύμα I_d που προκαλείται από διαφορετικές τάσεις πύλης. Τα αρνητικά δυναμικά που εφαρμόστηκαν στην πύλη μετατόπισαν την καμπύλη $I_d - V_d$ προς υψηλότερη V_d . Η εφαρμογή αρνητικής τάσης στην πύλη αυξάνει το πεδίο μεταξύ της πύλης και της υποδοχής, γεγονός που θα αυξήσει κάθε μεταφορά στερεάς κατάστασης στην υποδοχή. Δεδομένου ότι το I_d μειώθηκε, το πείραμα αποδεικνύει ότι το φορτίο του όγκου και της επιφάνειας δεν συμβάλλει σημαντικά. Επιπλέον, διαμορφώθηκε το φράγμα δυναμικού στην αιχμή του γραφενίου και επιβεβαιώθηκε ότι οι μετρήσεις της τρέχουσας τάσης είναι σε λογική συμφωνία με το ηλεκτροστατικό μοντέλο. Η ομάδα των Jonathan L. Shaw, John B. Boos, Byoung Don Kong, Jeremy T. Robinson και Glenn G. Jernigan κατασκεύασε δύο διατάξεις με διαφορετικούς τύπους γραφενίου: γραφένιο που αναπτύσσεται με τη μέθοδο chemical vapor deposition (CVD) και γραφένιο με τη μέθοδο reduced graphene oxide (RGO).

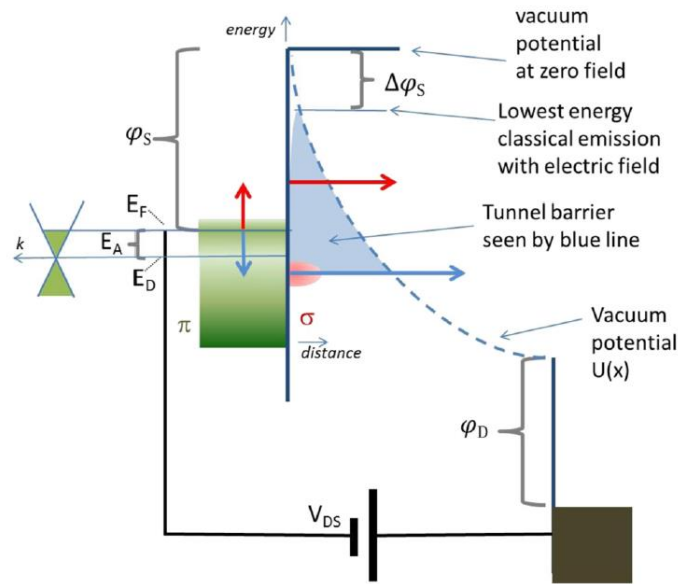


Εικόνα 1.5.10: **(a)** Τρισδιάστατη απεικόνιση του σχεδιασμού της συσκευής που χρησιμοποιείται για το γραφένιο CVD. **(b)** Σχεδιασμός συσκευής που χρησιμοποιείται για την RGO. **(c)** Οπτική εικόνα του γραφενίου CVD. **(d)** Φάσματα Raman της συσκευής γραφενίου CVD κατά μέσο όρο σε μια παρθένα περιοχή (κάτω κόκκινη καμπύλη) και πάνω σε μια περιοχή που περιβάλλει τη χαραγμένη γραμμή που σχηματίζει την ακμή του εκπομπού. **(e)** Χρωματικός χάρτης Raman τοποθετημένος πάνω από την οπτική εικόνα μιας ολοκληρωμένης συσκευής CVD. Το μεγαλύτερο μέρος του γραφενίου είναι καλυμμένο με μέταλλο. Η χρωματική ράβδος υποδεικνύει την ένταση της κορυφής G.

1.7 Ανάλυση ενέργειας εκπομπής πεδίου και προσομοίωση

Μια ελαστική διαδικασία σήραγγας δεν αλλάζει τις ενέργειες των ηλεκτρονίων από τις αρχικές τους καταστάσεις και έτσι παρέχει ένα μέσο για τη διάκριση της εκπομπής πεδίου από άλλους τύπους εκπομπής κενού. Το φάσμα εκπομπών πεδίου είναι κατά κύριο λόγο το προϊόν της πυκνότητας των ηλεκτρονίων των αρχικών καταστάσεων και της πιθανότητας του φαινομένου σήραγγας σε σχέση με την ενέργεια. Επομένως, η εκπομπή πεδίου παράγει ηλεκτρόνια κοντά στη στάθμη Fermi της πηγής, σε αντίθεση με τις διεργασίες όπως η θερμονική εκπομπή ή η φωτοηλεκτρική που παράγουν ηλεκτρόνια με ελάχιστη ενέργεια κοντά στο work function W . Έτσι, αν μια άγνωστη

διαδικασία εκπομπής παράγει ηλεκτρόνια με ενέργεια κοντά στην ενέργεια Fermi, μπορούμε να πούμε ότι η διαδικασία εκπομπής είναι εκπομπή πεδίου χωρίς να λαμβάνει υπόψη την απόκριση ρεύματος-τάσης. Το διάγραμμα της εικόνας 1.5.11 απεικονίζει το φράγμα δυναμικού και άλλα σχετικά στοιχεία του γραφενίου. Η μπλε σκιασμένη περιοχή αντιπροσωπεύει το φράγμα σήραγγας, όπως φαίνεται από ένα ηλεκτρόνιο στην ενέργεια που υποδεικνύεται από το μπλε οριζόντιο βέλος. Το άνω όριο του φράγματος σήραγγας είναι το δυναμικό κενού $U(x)$ και το κάτω όριο είναι η αρχική ενέργεια του ηλεκτρονίου. Για να καταστεί το φράγμα πεπερασμένο, το δυναμικό V_d που εφαρμόζεται στην υποδοχή (ή σε άλλα ηλεκτρόδια εξαγωγής), σε σχέση με την πηγή πρέπει να είναι μεγαλύτερο από το work function του ηλεκτροδίου εξαγωγής, συνήθως κοντά στα 4.5eV. Έτσι, κάθε ρεύμα που καταγράφεται σε τάσεις μικρότερες από ϕ_d/e δεν μπορεί να προκληθεί από εκπομπή ψυχρού πεδίου.

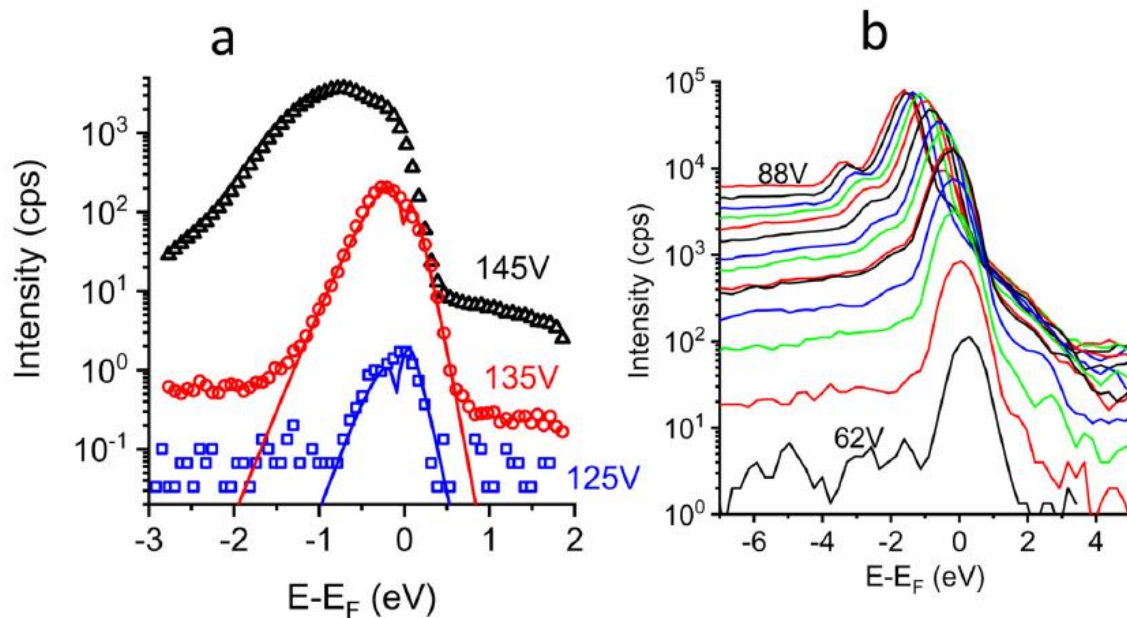


Εικόνα 1.5.11: Διάγραμμα του φράγματος δυναμικού και των αρχικών καταστάσεων του γραφενίου.

Το $U(x)$ εμφανίζεται ως μπλε διακεκομμένη καμπύλη υποθέτοντας μια απότομη διεπαφή. Δεδομένου ότι το γραφένιο είναι πολύ λεπτότερο από το φράγμα, το ηλεκτρικό πεδίο $F(x) = \frac{dU(x)}{dx}$ πέφτει σημαντικά μέσα στο φράγμα. Έτσι, το φράγμα σήραγγας δεν μπορεί να περιγραφεί ως συνάρτηση ενός σταθερού πεδίου. Τα φαινόμενα interface αναμένεται να μειώσουν το $U(x)$ κοντά στην ακμή του γραφενίου, λιγότερο από την προσέγγιση που θα επιτυγχανόταν από το εικονικό δυναμικό [15], [16]. Η πυκνότητα των καταστάσεων του «ημι-άπειρου» γραφενίου (όχι κοντά σε μια άκρη) είναι γραμμική στην ενέργεια, όπως απεικονίζεται στην αριστερή πλευρά της εικόνας 1.5.11. Η ενέργεια όπου η πυκνότητα φτάνει στο μηδέν είναι η ενέργεια Dirac E_D . Τα κινούμενα ηλεκτρόνια

βρίσκονται σε p τροχιακά και απομακρύνονται σε πολλά άτομα. Τα άτομα σε μια ιδανική ακμή γραφενίου μπορούν να τοποθετηθούν σε μοτίβο "πολυθρόνας" και σχέδια ζιγκ-ζαγκ. Το μοτίβο της πολυθρόνας δεν περιέχει καταστάσεις ακμών, ενώ το σχέδιο ζιγκ-ζαγκ δημιουργεί καταστάσεις ακμών κοντά στην ενέργεια Dirac[16]. Αν δεν υπήρχαν καταστάσεις άκρων, η πυκνότητα ηλεκτρονίων που απαιτείται για τον τερματισμό του ηλεκτρικού πεδίου θα κατανεμόταν σε μια συσσωρευμένη περιοχή μέσα σε λίγα nm από την ακμή. Η ενέργεια Fermi στην ακμή θα πρέπει να είναι κοντά σε 0.5eV πάνω από το σημείο Dirac. Δηλαδή οι ζώνες του γραφενίου θα κάμπτονται προς τα κάτω στην ακμή, μειώνοντας το work-function και αυξάνοντας την πιθανότητα εκπομπής. Εάν οι καταστάσεις της ακμής και οι απομακρυσμένες καταστάσεις αντιδρούν στο ηλεκτρικό πεδίο με τον ίδιο τρόπο η εκπομπή από τις περιοχές των πολυθρόνων θα κυριαρχήσει πάνω στα τμήματα ζιγκ-ζαγκ όπου η μεγάλη πυκνότητα ακμής θα εμπόδιζε τη συσσώρευση[17]. Ωστόσο, οι δεσμοί σ στις ακμές θα παραμορφωθούν από ένα ηλεκτρικό πεδίο λόγω της παράλληλης ευθυγράμμισης τους, ενώ τα p τροχιακά που είναι προσανατολισμένα κάθετα στο πεδίο θα αλληλοεπιδρούν λιγότερο. Η χρονικά εξαρτώμενη λειτουργική θεωρία της πυκνότητας έδειξε ότι οι μη περατωμένοι δεσμοί σ παράγουν πολλή περισσότερη εκπομπή από τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας [18, 19]. Η εικόνα 1.5.11 απεικονίζει δύο τύπους πυκνοτήτων αρχικής κατάστασης. Το πράσινο ορθογώνιο αντιπροσωπεύει τα "μετακινημένα" ηλεκτρόνια που βρίσκονται μακριά από την αιχμή. Η πυκνότητα αυτών των καταστάσεων εξαρτάται γραμμικά από την ενέργεια και η συγκέντρωση ηλεκτρονίων διέπεται από τη κατανομή Fermi. Το κόκκινο ωοειδές αντιπροσωπεύει τα ηλεκτρόνια σε μία μοναδική κατάσταση της ακμής. Η ενέργεια κατάστασης της ακμής εξαρτάται από την ατομική διάταξη αλλά κάθε δεσμός έχει μία μόνο ενέργεια. Εκτός από το απλό φαινόμενο σήραγγας, πολλές διεργασίες μπορούν να δημιουργήσουν επιπλέον εκπομπή σε ενέργειες υψηλότερες από αυτές που θα προέβλεπε η κατανομή Fermi. Όταν ένα ηλεκτρόνιο κάτω από τη στάθμη Fermi εκπέμπεται, η ενέργεια εισάγεται στο σημείο εκπομπής με τη μορφή θερμής οπής. Εάν κάποια ηλεκτρόνια από αυτή την ενέργεια μεταφέρεται σε ένα μόνο ηλεκτρόνιο αρχικά κοντά στη στάθμη Fermi, το ηλεκτρόνιο αυτό αποκτά σημαντική ενέργεια και έτσι μπορεί να εκπέμπεται με πολύ υψηλότερη πιθανότητα. Τα κόκκινα και μπλε βέλη απεικονίζουν αυτή τη διαδικασία. Τα φάσματα εκπομπής των μετάλλων τυπικά εκτείνονται αρκετά eV πάνω από την ενέργεια Fermi, η οποία εξηγείται από αυτόν τον μηχανισμό. Η πιθανότητα εκπομπής των ενεργητικών ηλεκτρονίων από το γραφένιο θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από ότι από τα μέταλλα, επειδή ο ρυθμός σκέδασης είναι χαμηλότερος και η πιθανότητα φαινομένου σήραγγας αυξάνεται πιο γρήγορα με την ενέργεια απ' ότι για μια δομή μεγαλύτερης ακτίνας.

Πραγματοποιήθηκε χαρακτηρισμός εκπομπών μέσα σε θάλαμο κενού από ανοξειδωτο αστάλι με ιονισμό και εξοπλισμένο με οπτικό μικροσκόπιο, συρμάτινους ανιχνευτές, αναλυτή αέριων υπολειμματικών και ημισφαιρικό αναλυτή ενέργειας (Scienta-Omicron Argus), τοποθετημένο με τον άξονα 30° πάνω από το οριζόντιο επίπεδο δείγματος. Πριν από τη δοκιμή έγινε θέρμανση των πλακών του δείγματος στους περίπου 200°C για την αφαίρεση του απορροφημένου νερού. Κατά τη διάρκεια της δοκιμής, η συνολική πίεση παρέμεινε κάτω από $10^{-6} Pa$ και συνίστατο κυρίως από άζωτο και υδρογόνο. Εν συνεχεία εφαρμόστηκε δυναμικό και μέτρηση του ρεύματος στα ηλεκτρόδια πύλης και υποδοχής, σε σχέση με το ηλεκτρόδιο πηγής. Κρατώντας το ηλεκτρόδιο πηγής αρνητικό, παράγονται ηλεκτρόνια κενού με σημαντική ενέργεια σε σχέση με το θάλαμο, επιτρέποντας την ανάλυση ενέργειας. Η τοποθέτηση ενός αισθητήρα σε μικρή απόσταση (~ 100 μm) πάνω από την επιφάνεια του wafer προσφέρει ένα μέσο για την εκτροπή της εκπεμπόμενης δέσμης στον αναλυτή καθώς επίσης και ένα μέσο συλλογής ενός τμήματος της εκπεμπόμενης δέσμης και επαλήθευση ότι επήλθε εκπομπή σε κενό.



Εικόνα 1.5.12: Κατανομές ενέργειας εκπομπής πεδίου μετρημένες από (a) γραφένιο CVD που έχει μεταφερθεί από λεπτό φύλλο χαλκού. Κάθε καμπύλη έχει την ένδειξη με την τάση υποδοχής-πηγής που εφαρμόζεται κατά τη διάρκεια της μέτρησης. (b) γραφένιο RGO για διάφορες τιμές τάσης υποδοχής-πηγής.

Η εικόνα 1.5.12 δείχνει δύο σύνολα φάσματος ενεργειακής εκπομπής που παράγονται από γραφένιο CVD και RGO. Οι ενέργειες σχεδιάζονται σε σχέση με την ενέργεια Fermi της πηγής υποθέτοντας ότι το work function του αναλυτή είναι 4.65eV. Η εκπομπή σε ενέργειες κοντά στο επίπεδο Fermi της πηγής είναι άριστη επιβεβαίωση ότι τα ηλεκτρόνια παράχθηκαν με εκπομπή πεδίου, σε αντίθεση με τη θερμοϊονική εκπομπή, το

φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή τη δευτερογενή εκπομπή, δεδομένου ότι οι τελευταίες διεργασίες παράγουν ηλεκτρόνια μόνο σε ενέργειες μεγαλύτερες από το work function της πηγής ή πάνω από την ενέργεια Fermi της υποδοχής συν το work function αυτής. Τα φάσματα εκπομπής που παρουσιάζονται στην εικόνα 1.5.12 (a) παράγονται από δείγμα διόδου που κατασκευάζεται από γραφένιο CVD, ενώ η τάση της υποδοχής-πηγής κρατήθηκε στα $V_d = 125V, 135V, 145V$. Το συνολικό ρεύμα εκπομπής υπολογίζεται κατά μέσο όρο σε περίπου 2pA, 200pA και 20nA, αντίστοιχα. Ωστόσο, τόσο το ρεύμα όσο και το φασματικό σχήμα παρουσίασαν διακυμάνσεις κατά τη λήψη δεδομένων. Τα φάσματα που μετρήθηκαν στα 135 V και 145 V παριστάνονται γραφικά μετά την αφαίρεση μιας μετατόπισης 0.2eV σε σχέση με το φάσμα των 125 V. Και τα τρία φάσματα έχουν γραμμικές κλίσεις κοντά στο επίπεδο Fermi οι οποίες είναι σύμφωνες με την εκπομπή από μια κατανομή Fermi, υποδεικνύοντας ότι οι αρχικές καταστάσεις ήταν οι καταστάσεις p στη ζώνη αγωγιμότητας του γραφενίου. Και τα τρία φάσματα έχουν μια κλίση κοντά στο επίπεδο Fermi, που μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας την ίδια αυξημένη θερμοκρασία (550 K) στη εξίσωση διανομής Fermi, υποδηλώνοντας ότι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων είναι σημαντικά υψηλότερη από τη θερμοκρασία του πλέγματος. Το φάσμα εκπομπών δεν ταιριάζει με την τυπική εκπομπή πεδίου που παράγεται από μέταλλα, αλλά θα μπορούσαν να παραχθούν καλές προσαρμογές στα φάσματα των 125V και 135 V (συμπαγείς γραμμές), πολλαπλασιάζοντας την πυκνότητα των καταστάσεων του γραφενίου. Αυτό μπορεί να εκφραστεί ως $I(E) = AD(E)T(E)F(E)$ όπου $D(E) \propto |E - E_A|$ είναι η πυκνότητα των μετατοπισμένων καταστάσεων που δημιουργούνται από τα p τροχιακά, E_A η ενέργεια συσσώρευσης $E_A = E_F - E_D$, $T(E) = e^{-\frac{E}{a}}$ και τέλος $F(E) = \left(1 + e^{-\frac{E}{kT}}\right)^{-1}$. Η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο $E_A = E$ είναι μηδέν. Συνεπώς, ένα φάσμα που υπολογίζεται χρησιμοποιώντας μία μόνο τιμή του E_A πηγαίνει επίσης στο μηδέν στο $E_A = E$. Οι συμπαγείς γραμμές στην εικόνα 1.5.12 (a) δείχνουν υπολογισμένα φάσματα όπου έχουν προστεθεί δύο φάσματα με διαφορετικές τιμές E_A , έτσι ώστε το φάσμα να μην φτάνει στο μηδέν, αλλά να περιέχει μια απότομη βύθιση. Αυτή η ευκρινής λειτουργία δεν εμφανίζεται στα δεδομένα. Αυτό αναμένεται εξαιτίας της διεύρυνσης που προκαλείται από παράγοντες που δεν λαμβάνονται υπόψη στον υπολογισμό, όπως η ανάλυση του αναλυτή και πρόσθετες τιμές της E_A (που μπορεί να οφείλονται σε μεταβαλλόμενη πυκνότητα κατά μήκος της ακμής και μη σκόπιμη χημική νόθευση). Αν δεν υπήρχαν καταστάσεις στα άκρα, όλα τα φορτία θα συσσωρεύονταν στη ζώνη αγωγιμότητας, έτσι ώστε η ενέργεια Fermi να είναι πολύ πάνω από την E_D . Για παράδειγμα $E_A = 0.5eV$. Εν τούτοις, τα φάσματα των 125V και 135V θα μπορούσαν να ταιριάζουν κατά προσέγγιση, χρησιμοποιώντας δύο τιμές E_A ρυθμισμένες σε 0.0 eV και 0.1 eV. Οι μικρές τιμές της E_A δείχνουν ότι μεγάλο μέρος του πεδίου τερμάτισε με φορτίο στις καταστάσεις άκρων, εμποδίζοντας έτσι περισσότερη συσσώρευση. Η κατανομή εκπομπών που μετρήθηκε στα 145 V δεν μπορούσε να προσαρμοστεί με τον ίδιο τρόπο, επειδή περιέχει μια επιπλέον κορυφή περίπου 1eV κάτω από το επίπεδο Fermi. Αυτή η ενέργεια είναι συνεπής με την υπολογισμένη

εκπομπή από τις ακραίες καταστάσεις. Οι σχετικές εντάσεις του peak κοντά στο επίπεδο Fermi και το χαμηλότερο ενεργειακό peak διακυμάνθηκαν κατά την απόκτηση δεδομένων. Τέτοιες διακυμάνσεις είναι συνεπείς με εκπομπές από ένα μικρό αριθμό περιοχών με διακοπόμενο τερματισμό ή συντονισμό. Παρόμοιες διακυμάνσεις παρατηρήθηκαν επίσης στις χαρακτηριστικές I-V που αναφέρονται παρακάτω. Το φάσμα των 145V παρουσιάζει επίσης σημαντική εκπομπή σε ενέργειες μέχρι τουλάχιστον 1.6eV πάνω από το επίπεδο Fermi. Υποθέτοντας ότι η εκπομπή στο +1.6eV προκαλείται από την ενέργεια που απελευθερώνεται από εκπομπή τουλάχιστον 1.6eV κάτω από το επίπεδο Fermi, όπως φαίνεται στην εικόνα 1.5.11 το τμήμα υψηλής ενέργειας των φασμάτων επιβεβαιώνει ότι πρέπει να έχει λάβει χώρα εκπομπή από καταστάσεις πολύ κάτω από το επίπεδο Fermi. Αυτό δείχνει ότι η χαμηλή εκπομπή ενέργειας δεν προκλήθηκε από τοπικές μετατοπίσεις μέσα στην E_F , αλλά ίσως από περιορισμένες μεταφορές στο χώρο εκπομπών. Τα φάσματα εκπομπής που παράγονται από το RGO, (εικόνα 1.5.12), ήταν σημαντικά διαφορετικά από το γραφένιο CVD. Τα φάσματα αποτελούνται κυρίως από μία σχετικά συμμετρική κορυφή, επικεντρωμένη κοντά στο E_F στο χαμηλότερο ρεύμα εκπομπής. Η πλευρά υψηλής ενέργειας του φάσματος δεν πέφτει εκθετικά με την ενέργεια κατά τρόπο που να ταιριάζει με τη λειτουργία κατανομής Fermi, όπως παρατηρείται από το γραφένιο CVD. Το συμμετρικό σχήμα του peak είναι συνεπές με την εκπομπή από μία μόνο αρχική κατάσταση, όπως ένας δεσμός άκρης, σε αντίθεση με μια ζώνη ενέργειας γεμισμένη σύμφωνα με τα στατιστικά Fermi. Η κυριαρχία της συμμετρικής κορυφής μπορεί να προκύψει από την πολύ μεγαλύτερη πυκνότητα των θέσεων ελαττωμάτων και το πολύ μικρότερο μέγεθος κόκκου που είναι γνωστό ότι υπάρχει στο RGO. Ένα δεύτερο peak γίνεται ορατό σε υψηλότερο ρεύμα εκπομπής, αρχικά περίπου στα -1,5 eV. Και οι δύο κορυφές μετατοπίζονται σε χαμηλότερη ενέργεια σε υψηλότερο ρεύμα εκπομπών. Στις δύο υψηλότερες εφαρμοζόμενες τάσεις ($V_D = 88, 90$), μια τρίτη κορυφή εμφανίζεται κοντά στο E_F . Το τρίτο peak μπορεί να προέρχεται από μια περιοχή που έχει σχετικά μεγάλο φράγμα σήραγγας, όπως είναι για παράδειγμα εκεί όπου υπάρχει πρόσθετο στρώμα γραφένιου. Κάθε ένα από τα φάσματα εμφάνισε σημαντική εκπομπή που επεκτείνεται αρκετά eV τόσο πάνω όσο και κάτω από την E_F . Το τμήμα των φασμάτων σημαντικά κάτω από τις κύριες κορυφές μπορεί να εξηγηθεί ως εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται εκ νέου μετά την απώλεια αρκετών eV ενέργειας, όταν χτυπούν ένα άλλο ηλεκτρόδιο.

Παρόμοια με τα φάσματα που παράγονται από το γραφένιο CVD, η εκπομπή σε ενέργειες πάνω από την E_F μπορεί να εξηγηθεί από τη μεταφορά της ενέργειας που παράγεται από εκπομπές από καταστάσεις με ίση ή μεγαλύτερη ενέργεια κάτω από τη E_F όπως φαίνεται στην εικόνα 1.5.11.

Και πάλι, η εκπομπή πάνω από το E_F δείχνει ότι μεγάλο μέρος της εκπομπής χαμηλής ενέργειας προέρχεται από καταστάσεις αρκετά eV κάτω από το E_F , αντί της εκπομπής κοντά στο E_F στις τοπικές περιοχές, όπου η E_F μετατοπίστηκε λόγω των φαινομένων μεταφοράς. Αυτά τα φαινόμενα μεταφοράς φαίνεται να είναι υπεύθυνα για τη συνολική

μετατόπιση των φασμάτων εκπομπής προς χαμηλότερες ενέργειες στις υψηλότερες τάσεις διόδου και ρεύματος εκπομπής.

Δύο προηγούμενες αναφορές σχετικά με τα ενεργειακά φάσματα εκπομπής πεδίου που παράγονται από υλικό παρόμοιο με το γραφένιο (πιθανόν με πολλαπλά στρώματα) έδειξαν συμμετρικά σχήματα των peaks παρόμοια με τις μετρήσεις μας για εκπομπές RGO. Για το graphene που κατασκευάστηκε με detonation synthesis η θέση κορυφής ήταν μεγαλύτερη από 1eV κάτω από την E_F , ενώ παρατηρήθηκαν επιπρόσθετες κορυφές σε χαμηλότερες ενέργειες και είτε η μία είτε και οι δύο κορυφές μετατοπίστηκαν σε χαμηλότερες ενέργειες σε υψηλότερο ρεύμα εκπομπών[20]. Επιπρόσθετα δεν αναφέρθηκε καμία εκπομπή κοντά ή πάνω από E_F . Ωστόσο, το δυναμικό εύρος του πειράματος φαίνεται να ήταν πολύ χαμηλό για να δείξει το αποτέλεσμα αυτής της εργασίας. Τα φάσματα εκπομπών που παράγονται από νανο-γραφίτη που κατασκευάστηκε με CVD ενισχυμένο με πλάσμα εμφάνισαν δύο κορυφές, μία επικεντρωμένη στο E_F και μία που μετατοπίστηκε με ρεύμα εκπομπής που σε ορισμένες περιπτώσεις εμφανίζεται πάνω από 2eV κάτω από το E_F [21].

Οι δύο προηγούμενες αναφορές δεν δείχνουν μία κορυφή Fermi όπως τα φάσματα γραφενίου CVD που φαίνονται στην εικόνα 1.5.12(a). Η διαφορά στα φάσματα εκπομπής που παράγονται από το γραφένιο CVD, το γραφένιο RGO και το γραφένιο που παρήχθη σε προηγούμενες εργασίες δείχνει ότι η ποιότητα του γραφενίου μπορεί να έχει σημαντικό αντίκτυπο στα φάσματα εκπομπής. Οι διαφορές στα φάσματα φαίνεται να αντανακλούν διαφορές στην πυκνότητα των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας, σε σχέση με τις ακραίες καταστάσεις.

1.8 Συμπεράσματα

Όπως είδαμε παραπάνω τόσο οι αισθητήρες μηχανικής τάσης όσο και τα τρανζίστορ κενού έχουν άμεσες εφαρμογές με πολλά πλεονεκτήματα.

Οι αισθητήρες μηχανικής τάσης μπορούν να εφαρμοστούν στην ανίχνευσή της ανθρώπινης κίνησης, φωνής, ως σύστημα ασφάλειας κλπ. Τα τρανζίστορ κενού από την άλλη εμφανίζονται σαν ένας πολύ αξιόλογος διάδοχος των τρανζίστορ στερεάς κατάστασης. Και στις δύο εφαρμογές η εκπομπή πεδίου είναι ο μηχανισμός που παίζει κυρίαρχο ρόλο στη λειτουργία τους.

Καθώς και οι δύο εφαρμογές βρίσκονται σε αρχικό στάδιο ανάπτυξης, κρίνεται απαραίτητη η μοντελοποίησή τους με σκοπό την περαιτέρω μελέτη του μηχανισμού εκπομπής πεδίου. Στο Κεφάλαιο 2 θα γίνει μία εισαγωγή στη γενική θεωρία της εκπομπής πεδίου, ενώ στα Κεφάλαια 2 και 4 θα παρουσιαστούν τα δύο μοντέλα που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής.

Κεφάλαιο 2: Θεωρίες εκπομπής ηλεκτρονίων με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου

2.1 Εισαγωγή-ιστορική ανασκόπηση

Η εκπομπή πεδίου-field emission (FE) είναι η εκπομπή ηλεκτρονίων που προκαλείται από ένα ηλεκτροστατικό πεδίο. Η πιο συνηθισμένη περίπτωση είναι η εκπομπή πεδίου από μια στερεή επιφάνεια σε κενό. Ωστόσο, η εκπομπή πεδίου μπορεί να λάβει χώρα από στερεές ή υγρές επιφάνειες, σε κενό, αέρα, υγρό ή οποιοδήποτε μη αγώγιμο ή ασθενώς αγώγιμο διηλεκτρικό.

Ιστορικά η ορολογία σχετίζεται με φαινόμενα επιφανειακής φωτοευαισθησίας, θερμιοτικής εκπομπής και ψυχρής ηλεκτρονιακής εκπομπής. Η ψυχρή ηλεκτρονιακή εκπομπή ή ψυχρή εκπομπή πεδίου (CFE) είναι η εκπομπή ηλεκτρονίων λόγω ισχυρών στατικών (ή σχεδόν στατικών) ηλεκτρικών πεδίων. Ανακαλύφθηκε και μελετήθηκε από ανεξάρτητες επιστημονικές ομάδες από τη δεκαετία του 1880 έως τη δεκαετία του 1930. Γενικά, όταν αναφερόμαστε σε εκπομπή πεδίου εννοούμε ψυχρή εκπομπή.

Η εκπομπή πεδίου εξεξηγήθηκε από το κβαντικό φαινόμενο σήραγγας ηλεκτρονίων στα τέλη της δεκαετίας του 1920 και αυτό ήταν ένας από τους μεγαλύτερους θριάμβους της κβαντομηχανικής θεωρίας.

Η θεωρία της εκπομπής πεδίου από μέταλλα προτάθηκε από τον Ralph H. Fowler και τον Lothar Wolfgang Nordheim(F-N)[23]. Η θεωρία αυτή εξηγεί σχεδόν πλήρως το φαινόμενο και θεωρείται μέχρι σήμερα η βασική θεωρία της πεδιακής εκπομπής ηλεκτρονίων.

Οι Fowler και Nordheim θεώρησαν ότι τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται μέσα στο μέταλλο διέπονται από το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων του Sommerfeld και τη στατιστική Fermi-Dirac. Τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται από το μέταλλο περνώντας με φαινόμενο σήραγγας μέσα από το τριγωνικό φράγμα που δημιουργεί το έργο εξόδου, σε συνδυασμό με το ισχυρό εξωτερικό πεδίο.

Οι προσεγγιστικές εξισώσεις που έχουν πάρει το όνομα εξισώσεις "Fowler-Nordheim" ισχύουν αυστηρά μόνο για εκπομπή πεδίου από μέταλλα και με κατάλληλη τροποποίηση και σε άλλα κρυσταλλικά στερεά. Επιπρόσθετα παρ'όλα αυτά συχνά χρησιμοποιούνται και ως προσέγγιση για την περιγραφή της εκπομπής πεδίου και από άλλα υλικά.

Η αρχική θεωρία F-N δεν προβλέπει με ποσοτική ακρίβεια το φαινόμενο. Κύριο πρόβλημά της ήταν ότι λάμβανε το μοντέλο του ακριβώς τριγωνικού φράγματος. Για το λόγο αυτό από τότε και μετά έχουν γίνει αρκετές επεκτάσεις της αρχικής θεωρίας, με σημαντικότερο βήμα την προσθήκη του δυναμικού ειδώλου(image potential) στο σχήμα του φράγματος από τον ίδιο τον Nordheim. [24]

2.2 Η προσέγγιση WKB-Ιστορική αναδρομή

Η μέθοδος αυτή ονομάστηκε από τους φυσικούς Gregor Wentzel, Hendrik Anthony Kramers και Léon Brillouin, οι οποίοι την ανέπτυξαν το 1926. Το 1923 ο μαθηματικός Harold Jeffreys ανέπτυξε μια γενική μέθοδο προσέγγισης λύσεων γραμμικών διαφορικών εξισώσεων δεύτερης τάξης όπως είναι και η εξίσωση του Schrödinger. Η ίδια η εξίσωση του Schrödinger δεν αναπτύχθηκε παρά δύο χρόνια αργότερα, και επιπρόσθετα οι Wentzel, Kramers και Brillouin αγνοούσαν αυτό το προηγούμενο έργο, και έτσι ο Jeffreys είναι συχνά παραμελημένος. Τα πρώτα κείμενα στην κβαντική μηχανική περιέχουν διάφορους συνδιασμούς των αρχικών τους, συμπεριλαμβανομένων των WBK, BWK, WKBJ, JWKB και BWKJ.

Παλαιότερες εμφανίσεις ουσιαστικά ισοδύναμων μεθόδων είναι: του Francesco Carlini το 1817, του Joseph Liouville το 1837, του George Green το 1837, του Λόρδου Rayleigh το 1912 και του Richard Gans το 1915.

Γενικά μιλώντας, η σημαντικότερη συμβολή των Jeffreys, Wentzel, Kramers και Brillouin είναι η δυνατότητα να ελαττώσουμε ένα δύσκολο κβαντομηχανικό πρόβλημα σε ένα πρόβλημα απλής ολοκλήρωσης. Οι υποθέσεις της προσέγγισης ισχύουν σχεδόν σε κάθε πρακτική περίπτωση πεδιακής εκπομπής ηλεκτρονίων (FE). Για το λόγο αυτό αποτελεί πολύ σημαντικό υπολογιστικό εργαλείο για την ανάλυση και κατανόηση όχι μόνο της θεωρίας της FE, αλλά και για κάθε φαινόμενο που περιλαμβάνει διέλευση σήραγγας.

2.3 Μονοδιάστατη προσέγγιση JWKB

Η επίλυση της εξίσωσης του Schrödinger είναι ένα από τα βασικά προβλήματα στην κβαντική μηχανική. Καθώς είναι μία μη γραμμική διαφορική εξίσωση δεύτερης τάξης γενικά δεν έχει αναλυτική λύση. Χρησιμοποιείται συνήθως μία προσεγγιστική μέθοδος για την επίλυσή της. Η προσέγγιση WKB κάνει μία υπόθεση ενός αργά μεταβαλλόμενου δυναμικού. [25], [26]

Έστω η γενικού τύπου εξίσωση:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k(x)^2\psi = 0 \quad (2.3.1)$$

όπου:

$$k(x) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \right)^{\frac{1}{2}} \text{ αν } E > V(x) \quad (2.3.2)$$

$$k(x) = i \left(\frac{2m}{\hbar^2} (V - E) \right)^{\frac{1}{2}} = i\kappa(x) \text{ αν } E < V(x) \quad (2.3.3)$$

Αν η συνάρτηση $k(x) = \text{σταθ.}$, τότε η εξίσωση έχει λύση της μορφής:

$$\psi(x) = e^{\pm ikx} \quad (2.3.4)$$

Όπως είδαμε και παραπάνω, η λύση του προβλήματος περιλαμβάνει δύο περιπτώσεις, ή αντίστοιχα δύο περιοχές. Την περιοχή που περιγράφεται από την εξίσωση (2) όπου $E > V(x)$ και ονομάζεται κλασική περιοχή καθώς είναι η περιοχή για την οποία το σωματίδιο θα μπορούσε να βρίσκεται βάσει της κλασικής μηχανικής και την περιοχή για την οποία $E < V(x)$ όπου είναι η απαγορευμένη κλασικά περιοχή.

Πρώτη περίπτωση: $E > V(x)$

Θέτοντας $\frac{\hbar^2}{2mE} = \varepsilon^2$ και $q(x) = 1 - \frac{V(x)}{E} = n^2(x)$ η εξίσωση (2.3.1) παίρνει τη μορφή:

$$\varepsilon^2 \psi'' + n^2(x) \psi = 0 \quad (2.3.5)$$

Όπως είπαμε και παραπάνω αν η $n^2(x) = \text{σταθ.}$ Τότε η λύση της εξίσωσης είναι ο αρμονικός ταλαντωτής της μορφής $\psi(x) = e^{\pm ikx}$, γεγονός που μας κάνει να προτείνουμε σαν λύση την παρακάτω αλλαγή μεταβλητής:

$$\psi = \exp\left(\frac{iu(x)}{\varepsilon}\right) \quad (2.3.6)$$

Αντικαθιστώντας στην (1.5) έχουμε:

$$i\varepsilon u'' - (u')^2 + n^2(x) = 0 \quad (2.3.7)$$

Και θέτοντας $u' = v$ έχουμε την πρωτοβάθμια εξίσωση:

$$i\varepsilon v' - v^2 + n^2(x) = 0 \quad (2.3.8)$$

Εφαρμόζοντας τη θεωρία διαταραχών (perturbation theory) [27] και με την προϋπόθεση ότι $\frac{\varepsilon}{l} \ll 1$ όπου $1/l \approx \left| \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right|$ παίρνουμε την παρακάτω σειρά:

$$v = v_0 + \frac{\varepsilon}{l} v_1 + \left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2 v_2 + \dots \quad (2.3.9)$$

Αντικαθιστώντας το παραπάνω ανάπτυγμα στην (2.3.8) έχουμε:

$$i\varepsilon(v_0 + \frac{\varepsilon}{l}v_1 + (\frac{\varepsilon}{l})^2 v_2 + \dots)' - (v_0 + \frac{\varepsilon}{l}v_1 + (\frac{\varepsilon}{l})^2 v_2 + \dots)^2 + n^2(x) = 0 \quad (2.3.10)$$

Από την παραπάνω εξίσωση προκύπτει μία εξίσωση για κάθε μία δύναμη του ε :

$$v_0^2 - n^2(x) = 0 \Rightarrow v_0 = \pm n(x) \quad (2.3.11)$$

$$2v_0v_1 = -lv_0' \Rightarrow v_1 = -l\left(\frac{n'(x)}{2n(x)}\right) \quad (2.3.12)$$

...

Μπορούμε να βρούμε μία προσεγγιστική λύση περικόπτοντας τη σειρά και κρατώντας μόνο τους πρώτους δύο όρους. Συνεπώς το ανάπτυγμα έχει τη μορφή:

$$v = \pm n(x) - l\left(\frac{n'(x)}{2n(x)}\right) + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\varepsilon}{l}\right)^2\right) + \dots \quad (2.3.13)$$

Ολοκληρώνοντας την παραπάνω βρίσκουμε:

$$u(x) = c \pm \int n(x) dx - \frac{1}{2} \log(n(x)) \quad (2.3.14)$$

Αντικαθιστώντας στην αρχική συνάρτηση ψ :

$$\psi(x) = \exp\left(\frac{iu(x)}{\varepsilon}\right) = \left(\frac{c}{\sqrt{n(x)}}\right) \exp\left(\pm \frac{i}{\varepsilon} \int n(x) dx\right) \quad (2.3.15)$$

Στην παραπάνω εξίσωση έχουμε δυο γραμμικώς ανεξάρτητες προσεγγιστικές (JWKB) λύσεις της και συνεπώς η γενική λύση θα είναι ο οποιοσδήποτε γραμμικός συνδυασμός τους:

$$\psi(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{n(x)}}\right) \left[A \exp\left(\frac{i}{\varepsilon} \int_{x_0}^x n(x') dx'\right) + B \exp\left(-\frac{i}{\varepsilon} \int_{x_0}^x n(x') dx'\right) \right] \quad (2.3.16)$$

Η παραπάνω λύση ισχύει για οποιοδήποτε σημείο x_0 εντός της κλασικής περιοχής.

Δεύτερη περίπτωση: $E < V(x)$

Θέτουμε $q(x) = -\beta^2(x)$ στην (2.3.1) και η εξίσωση γίνεται:

$$\varepsilon^2 \psi'' - \beta^2(x) \psi = 0 \quad (2.3.17)$$

Αν και πάλι στην παραπάνω εξίσωση $\beta^2(x) = \text{σταθ.}$ τότε η λύση της θα ήταν της μορφής $\exp(\pm bx)$ οπότε μπορούμε και πάλι να προτείνουμε λύσεις της μορφής:

$$\psi = \exp\left(\frac{u(x)}{\varepsilon}\right) \quad (2.3.18)$$

Εφαρμόζοντας παρόμοια ανάλυση όπως στην πρώτη περίπτωση καταλήγουμε στην εξής προσέγγιση:

$$\psi(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{\beta(x)}}\right) \left[C \exp\left(\frac{1}{\varepsilon} \int_{x_0}^x \beta(x') dx'\right) + B \exp\left(-\frac{1}{\varepsilon} \int_{x_0}^x \beta(x') dx'\right) \right] \quad (2.3.19)$$

Η παραπάνω λύση ισχύει για οποιοδήποτε σημείο x_0 εκτός της κλασικής περιοχής.

2.4 Η τρισδιάστατη προσέγγιση JWKB

Η παραπάνω μέθοδος είναι ικανή να λύσει πολλά μονοδιάστατα προβλήματα. Παρόλα αυτά είναι απαραίτητη η ανάπτυξη αντίστοιχης μεθόδου και στις τρεις διαστάσεις, για της επίλυση και αντίστοιχων προβλημάτων στο χώρο. Σε αυτή την περίπτωση βέβαια η λύση είναι αρκετά πολύπλοκη και έχουν προταθεί κατά καιρούς διάφορες ημικλασικές λύσεις σε τρισδιάστατα προβλήματα. Γενικά, η τρισδιάστατη θεωρία JWKB και η σωστή εφαρμογή της σε προβλήματα σήραγγας είναι ακόμα ένα ανοιχτό πρόβλημα και χρήζει σημαντικών βελτιώσεων και επεκτάσεων.

Παρακάτω θα αναπτύξουμε μία ημικλασική μέθοδο που στηρίζεται στους B. Das and J. Mahanty[30].

Για τη μονοδιάστατη θεώρηση μπορούμε να πούμε ότι η εξίσωση Schrodinger έχει λύση της μορφής:

$$\Psi = e^{ik\sigma(x)} \quad (2.4.1)$$

Αντικαθιστώντας έχουμε:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} e^{ik\sigma(x)} + k^2 n^2 e^{ik\sigma(x)} = 0 \quad (2.4.2)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \left[e^{ik\sigma(x)} \left(ik \frac{\partial \sigma(x)}{\partial x} \right) \right] + k^2 n^2 e^{ik\sigma(x)} = 0 \quad (2.4.3)$$

Και τελικά μετά από πράξεις έχουμε:

$$\frac{i}{k} \sigma'' - (\sigma')^2 + n^2 = 0 \quad (2.4.4)$$

Μπορούμε να πούμε ότι η εξίσωση (2.4.4) ισχύει και για τρεις διαστάσεις. Αν υποθέσουμε ότι το $\sigma(x)$ είναι σχεδόν γραμμικό τότε η δεύτερη παράγωγος θα είναι μηδέν και συνεπώς:

$$(\sigma_0')^2 = n^2 \Rightarrow \sigma_0' = \pm n \quad (2.4.5)$$

Ολοκληρώνοντας τη σχέση (2.4.5):

$$\sigma = C \pm \int n(x) dx \quad (2.4.6)$$

όπου C η σταθερά ολοκλήρωσης.

Και αντικαθιστώντας το $n(x)$ και για $E > V(x)$ τελικά έχουμε:

$$k\sigma = C' \pm \int \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x))} dx \quad (2.4.7)$$

Αν θέλουμε να επιτύχουμε μία καλύτερη προσέγγιση της (2.4.5) και αφού:

$$k = 2\pi/\lambda \quad (2.4.8)$$

Θέτοντας:

$$\lambda/2 \pi L \equiv a \ll 1 \quad (2.4.9)$$

Αναπτύσσοντας σε σειρά τη συνάρτηση σ τότε έχουμε:

$$\sigma = \sigma_0 + a\sigma_1 + a^2\sigma_2 + \dots$$

Και η (2.4.4) γίνεται:

$$\frac{i}{k}(\sigma_0 + a\sigma_1)'' - (\sigma_0' + a\sigma_1')^2 + n^2 = 0 \Rightarrow \quad (2.4.10)$$

$$\Rightarrow \frac{i}{k}(\sigma_0'' + a\sigma_1'') - \sigma_0'^2 - 2a\sigma_0'\sigma_1' - a^2(\sigma_1')^2 + n^2 = 0 \quad (2.4.11)$$

Αντιθέτως, η ανάλυση για την απαγορευμένη περιοχή $E < V(x)$ ξεφεύγει από τα όρια της παρούσας εργασίας και δεν θα αναλυθεί εδώ.

2.5 Η κλασική θεωρία Fowler-Nordheim και οι επεκτάσεις της

Η κλασική θεωρία Fowler-Nordheim [23], [24] για την εκπομπή πεδίου από μέταλλα δεν είναι μόνο ιστορικού ενδιαφέροντος καθώς περιγράφει επαρκώς τόσο ποιοτικά τη διαδικασία της εκπομπής πεδίου από μέταλλα, όσο και με αρκετή ακρίβεια, αν λάβουμε υπόψιν μας τις υποθέσεις απλούστευσης που περιλαμβάνονται στα μαθηματικά μοντέλα που περιγράφουν το φαινόμενο.

Πριν αναλύσουμε τα βασικά στοιχεία της θεωρίας Fowler-Nordheim θα παραθέσουμε τις υποθέσεις/απλουστεύσεις που έχουν γίνει στη συγκεκριμένη κλασική θεωρία:

1. Η διεπαφή μεταξύ μετάλλου και κενού θεωρείται ένα ιδανικό επίπεδο. Κατά συνέπεια το πρόβλημα γίνεται μονοδιάστατο, η συνάρτηση δυναμικής ενέργειας $U(x)$ εξαρτάται μόνο από τη συντεταγμένη x και το εξωτερικό πεδίο είναι ομογενές και κάθετο στη διεπιφάνεια.
2. Μέσα στο μέταλλο έχουμε $U_1(x) = \text{σταθ.} = -U_0$. Έξω από το μέταλλο το φράγμα δυναμικού δημιουργείται μόνο από το δυναμικό ειδώλου (image potential): $U_2(x) = \frac{e^2}{4x}$
3. Ο συντελεστής μετάδοσης T υπολογίζεται από τη θεωρία JWKB

4. Το μοντέλο του μετάλλου που χρησιμοποιείται είναι ένα μοντέλο Sommerfeld με ελεύθερα ηλεκτρόνια σε ένα κουτί δυναμικού, εξελισσόμενα σε ένα εκφυλισμένο αέριο που υπακούει στις στατιστικές Fermi-Dirac.
5. Η θεωρία Fowler–Nordheim αναπτύχθηκε για τη θερμοκρασία $T = 0K$

Η εξίσωση που τώρα αντιμετωπίζεται σαν βασική εξίσωση εκπομπής πεδίου από μέταλλο προτάθηκε από τους Murphy and Good [28]. Η εκδοχή της συγκεκριμένης θεωρίας για $T = 0K$ ονομάζεται κλασική εξίσωση Fowler–Nordheim ακόμα και αν διαφέρει από την αρχική εξίσωση [23], [24].

Οι εξισώσεις που θα αναπτύξουμε παρακάτω είναι περισσότερο γενικές επειδή μπορούν να εφαρμοστούν σε οποιοδήποτε καλά συμπεριφερόμενο φράγμα σήραγγας και όχι ειδικά στο στρογγυλεμένο λόγω του εικονικού δυναμικού φράγμα (φράγμα Schottky–Nordheim) [29].

Εκτός από το ότι υπάρχει μία μικρή διόγκωση ως προς τη γενικότητα της μεθόδου, υπάρχουν και άλλοι καλοί λόγοι για την παρουσίαση αυτής. Καταρχάς οι θεωρήσεις των Fowler, Nordheim, Bethe, Sommerfeld και αρκετών άλλων «κοιτούν» προς την κλασική φυσική και όχι στη μοντέρνα. Οι βασικές διαφοροποιήσεις είναι τρεις: τα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται ως κύματα, οι οριακές καταστάσεις της επιφάνειας που εκπέμπει χρειάζονται διατύπωση σε όρους κυμάτων και όχι σε στιγμές ηλεκτρονίων και επειδή ένα ηλεκτρόνιο σε ένα στερεό πρέπει να αναπαρίσταται σαν ένα πακέτο κυμάτων πεπερασμένου μήκους, η ταχύτητα των ηλεκτρονίων χρειάζεται να θεωρείται σαν μία ομάδα ταχυτήτων και όχι σαν φασική ταχύτητα [29].

Με τα μοντέλα των ελεύθερων ηλεκτρονίων οι παλιές και οι καινούριες θεωρήσεις δίνουν τις ίδιες φόρμουλες αλλά οι κλασικές θεωρήσεις δεν αποτελούν την καλύτερη βάση για πιο προηγμένα μοντέλα που λαμβάνουν υπόψη τη δομή της ζώνης ηλεκτρονίων. Για την περιγραφή της εκπομπής πεδίου από μέταλλα αυτά τα θέματα περιγράφονται με επαρκή τρόπο. Εν αντιθέσει συναντώνται δυσκολίες στην περιγραφή του CFE από ημιαγωγούς.

Η εικόνα 2.5.1 (α) [29] παρουσιάζει το βασικό μοντέλο Sommerfeld. Η συνολική ενέργεια σε σχέση με ένα αυθαίρετο μηδέν αναπαρίσταται με το E . Η τιμή της στην αγώγιμη επιφάνεια είναι E_c και στην κορυφή του σκαλοπατιού του ενεργειακού δυναμικού είναι E_0 . Το τοπικό βάθος μπορεί να εκφραστεί ως $x_c = E_0 - E_c$.

Οι ενεργειακές καταστάσεις των ηλεκτρονίων βρίσκονται λύνοντας την εξίσωση Schrödinger χρησιμοποιώντας περιοδικές οριακές καταστάσεις. Στους $0K$ οι καταστάσεις αυτές πληρούνται στο επίπεδο Fermi E_F : η συνολική ενέργεια των ηλεκτρονίων στην ανώτατη εκπληρωμένη κατάσταση σχετικά με το E_c είναι η ενέργεια Fermi. Το τοπικό ενεργειακό δυναμικό είναι $\Phi = E_0 - E_F$.

Η συνολική ενέργεια των ηλεκτρονίων σχετικά με τη ζώνη αγωγιμότητας εκφράζεται ως \mathcal{E} και η κινητική ενέργεια ως K . Αλλά για το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων η ενέργεια είναι εξολοκλήρου κινητική και μπορούμε να γράψουμε $K = E - E_c$ και για το επίπεδο Fermi $K_F = E_F - E_c$.

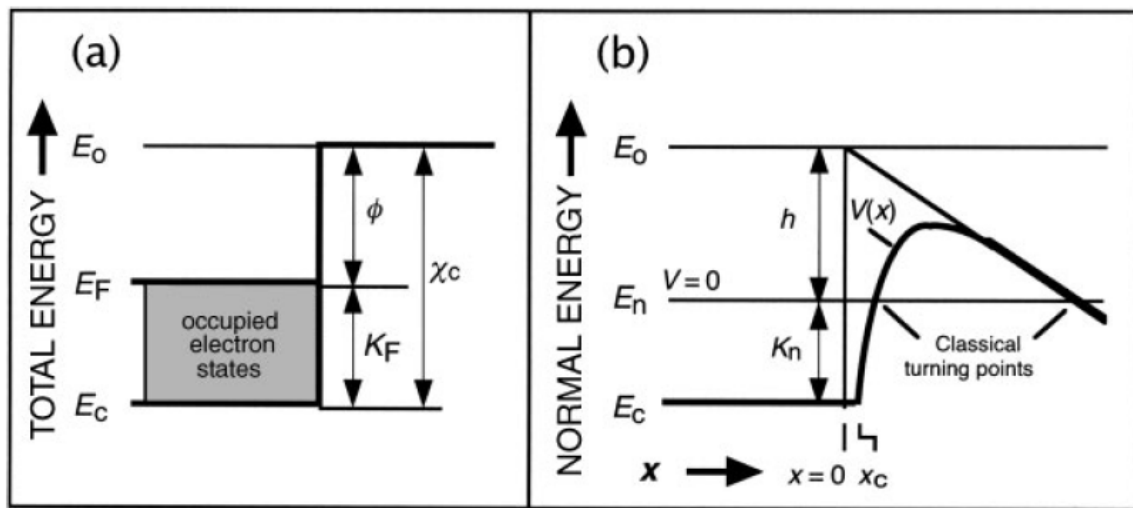
Η θεωρία CFΕπίσης χρησιμοποιεί και την ολική ενέργεια στο επίπεδο Fermi και συμβολίζεται ως $\varepsilon = E - E_F$.

Από τις παραπάνω σχέσεις παίρνουμε:

$$K = E - E_c = (E_F - E_c) + (E - E_F) = K_F + \varepsilon \quad (2.5.1)$$

Και

$$E = E_o + (E_F - E_o) + (E - E_F) = E_o - \varphi + \varepsilon \quad (2.5.2)$$



Εικόνα 2.5.1: Σχηματικά διαγράμματα που δείχνουν τα ενεργειακά μοντέλα των ηλεκτρονίων (a) βασικό μοντέλο Sommerfeld και (b) δυναμική ενέργεια φαινομένου σήραγγας ηλεκτρονίου διαμέσου ενός τριγωνικού φράγματος.

Σε σχέση πάλι με το αυθαίρετο μηδέν που πήραμε, η συνολική δυναμική ενέργεια μπορεί να γραφτεί ως:

$$U = \begin{cases} E_o - x_c, & x < 0 \\ E_o + u, & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.5.3)$$

Εδώ το $x = 0$ αναπαριστά το όριο του φρέατος Sommerfeld και το $u(x)$ μοντελοποιεί τη δυναμική ενέργεια για $x \geq 0$. Παρόλα αυτά όταν η δυναμική ενέργεια παίρνει τιμές

αρκετά κάτω από το μηδέν καθώς το x τείνει προς το μηδέν και πάει κάτω από τη βάση της ζώνης αγωγιμότητας για $x < x_c$, τότε μπορούμε να γράψουμε $U = -x_c$ για $0 \leq x < x_c$ και η εξίσωση (2.5.3) παίρνει τη μορφή:

$$U = \begin{cases} E_0 - x_c, & x < x_c \\ E_0 + u, & x \geq x_c \end{cases} \quad (2.5.4)$$

Στο βασικό τριγωνικό φράγμα των Fowler–Nordheim η δυναμική ενέργεια των ηλεκτρονίων έχει τη μορφή $-eFx$ όπου e είναι το θετικό στοιχειώδες φορτίο. Εν αντιθέσει στο μοντέλο των Schottky–Nordheim το φράγμα περιλαμβάνει και δυναμικό ειδώλου και η ενέργεια παίρνει τη μορφή:

$$u = -eFx - \frac{B}{x}, B = e^2/16\pi\epsilon_0 \quad (2.5.5)$$

Στο κλασικό μοντέλο Sommerfeld των ελεύθερων ηλεκτρονίων η εξίσωση Schrödinger επιλύεται χωρίζοντας την εξίσωση σε λύσεις παράλληλης μορφής 'ρ' και φυσιολογικές 'η' σχετικά με την επιφάνεια του εκπομπού. Οι παράλληλες μορφές είναι λύσεις κυμάτων που ταξιδεύουν με έναν κυματαριθμό k_p και συνεπώς με μία κινητική ενέργεια $K_p = (\hbar k_p)^2/2m$ όπου m είναι η μάζα του ηλεκτρονίου. Στο μοντέλο αυτό οι παράλληλες λύσεις εφαρμόζονται τόσο μέσα στον εκπομπό όσο και στην περιοχή του φράγματος και του κενού και συνεπώς μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε παντού τον κυματαριθμό k_p . Οι σχετικές λύσεις για τη φυσιολογική κίνηση στην επιφάνεια έχουν μία σχετική ενέργεια $E_n = E - K_p$ όπου K_p και E είναι οι ηλεκτρικές ενέργειες για την παράλληλη και κανονική κίνηση αντίστοιχα.

Από την εξίσωση (2.5.2) παίρνουμε:

$$E_n = E_0 - \varphi + \varepsilon - K_p = E_0 - h, \quad (2.5.6)$$

$$h = \varphi - \varepsilon + K_p \quad (2.5.7)$$

Εφαρμόζοντας την JWKB στην κλασική θεωρία CFE υπολογίζουμε το συντελεστή μετάδοσης:

$$T = \exp[-g_e \int (U - E_n)^{1/2} dx], g_e = 10.24634eV^{-1/2}nm^{-1} \quad (2.5.8)$$

και θέτοντας $V = U - E_n$ η (2.5.8) παίρνει τη μορφή:

$$T = \exp[-g_e \int (V)^{1/2} dx] \quad (2.5.9)$$

Βάσει των παραπάνω και των (2.5.4) και (2.5.6) μπορούμε να γράψουμε:

$$V(x) = h + u(x) = h - eFx - \frac{B}{x}, x \geq x_c \quad (2.5.10)$$

2.6 Διαγράμματα ενεργειακού χώρου

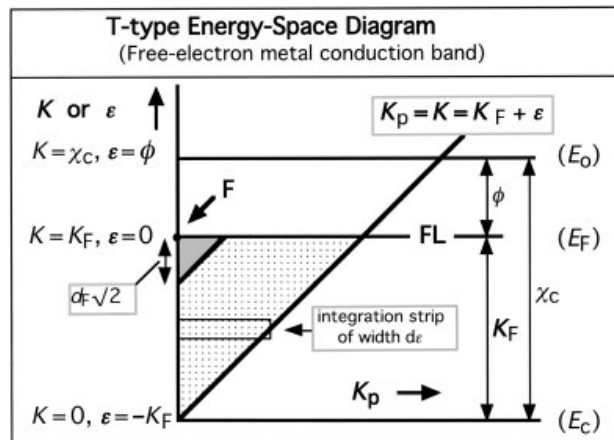
Για το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας τα διαγράμματα ενέργειας παίρνουν δύο βασικές μορφές τύπου N και τύπου T. Και στις δύο ο οριζόντιος άξονας αναπαριστά την παράλληλη κινητική ενέργεια K_p όπως αναλύθηκε παραπάνω. Στο διάγραμμα τύπου N ο κάθετος άξονας αναπαριστά τη φυσιολογική κινητική ενέργεια K_n . Στο διάγραμμα τύπου T που παρουσιάζεται στην εικόνα 1.6.1 ο κάθετος άξονας αναπαριστά τη συνολική ενέργεια. Το σημείο που σημειώνεται με το γράμμα F εκφράζει την κατάσταση κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο που ταξιδεύει εσωτερικά συμπίπτει με ένα που είναι πάνω στην επιφάνεια του εκπομπού με ολική ενέργεια $E = E_F (K = K_F \text{ ή } \varepsilon = 0)$.

Στο διάγραμμα μπορούμε να οριοθετήσουμε μία περιοχή $K > 0$ και $K_p \leq K$ όπου οι λύσεις της εξίσωσης Schrödinger μπορούν να βρεθούν: κάθε στοιχείο σε αυτή την περιοχή αναπαριστά μία κλάση από ισοδύναμες λύσεις της εξίσωσης που (στην περίπτωση του μοντέλου των ελεύθερων ηλεκτρονίων) έχουν ίδιες ιδιότητες σχετικά με την εκπομπή πεδίου. Αυτά τα διαγράμματα επίσης είναι κατάλληλα για τη μελέτη φαινομένων μεταφοράς και εκπομπής. Αν εκφράσουμε ως Z την πυκνότητα του ρεύματος ηλεκτρονίων που περνάει μία επιφάνεια στο χώρο μέσα σε ένα μέταλλο ελεύθερων ηλεκτρονίων, τότε στο διάγραμμα τύπου N [29]:

$$d^2Z = z_s f dk_p dK_n \quad (2.6.1)$$

Όπου το f είναι η πιθανότητα πλήρωσης των καταστάσεων και

$$z_s = \frac{4\pi em}{h_p^3} \approx 1.618311 \times 10^{14} \text{ Am}^{-2} \text{ eV}^{-2} \quad (2.6.2)$$



Εικόνα 2.6.1: Ενεργειακό διάγραμμα τύπου T για ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο μετάλλου στη ζώνη αγωγιμότητας

Στο διάγραμμα τύπου T παίρνουμε ένα παρόμοιο αποτέλεσμα:

$$d^2Z = z_s f dK_p dK = z_s f dK_p d\varepsilon \quad (2.6.3)$$

και αν συμβολίσουμε με J την πυκνότητα του ρεύματος ηλεκτρονίων εκπομπής τότε:

$$d^2J = D d^2Z \quad (2.6.4)$$

όπου το D αναπαριστά την πιθανότητα διαφυγής των ηλεκτρονίων στις περιγραφόμενες καταστάσεις. Εν συνεχεία ολοκληρώνοντας έχουμε:

$$J = z_s \iint f D dK_p dK_n \quad (2.6.5)$$

και ολοκληρώνοντας μέσω της συνολικής ενεργειακής κατανομής:

$$J = z_s \iint f D dK_p d\varepsilon \quad (2.6.6)$$

Και στις δύο περιπτώσεις το διπλό ολοκλήρωμα υπολογίζεται στο πεδίο του ενεργειακού χώρου όπου υπάρχουν πληρωμένες ηλεκτρονικές καταστάσεις.

Σε καταστάσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας το f είναι η συνάρτηση πλήρωσης Fermi-Dirac f_{FD} και είναι συνάρτηση μόνο του ε και συνεπώς η (2.6.6) γίνεται:

$$j(\varepsilon) = z_s f_{FD} \int D dK_p \quad (2.6.7)$$

$$J = \int j d\varepsilon \quad (2.6.8)$$

Η συνάρτηση $j(\varepsilon)$ είναι η συνολική διανομή ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων. Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε αυτά τα ολοκληρώματα είναι απαραίτητο να προσεγγίσουμε το D σαν μία συνάρτηση των ε και K_p [29].

Για δεδομένο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο F η πιθανότητα διαφυγής D μπορεί να θεωρηθεί αρχικά ως συνάρτηση του $D(h)$. Η προσέγγιση λαμβάνει χώρα σε δύο βήματα: πρώτα σε όρους του h και εν συνεχεία σε μετατροπή και προσέγγιση σε όρους του ε και K_p . Στο πρώτο βήμα παρατηρούμε ότι το $D(h)$ είναι μία εκθετικά μειούμενη συνάρτηση του h και μπορούμε να τη γράψουμε με τον εκθετικό όρο Gamow σαν:

$$D(h) = \exp[-G(h)] \quad (2.6.9)$$

Και αναπτύσσοντας το $G(h)$ κατά Taylor $h = \varphi$ έχουμε:

$$G(h) = G(\varphi + \delta h) = G(\varphi) + \frac{\delta h}{d_f} + \dots \quad (2.6.10)$$

όπου d είναι μία παράμετρος με διαστάσεις ενέργειας που ορίζεται ως:

$$d^{-1} = \theta G / \theta h \quad (2.6.11)$$

Ο δείκτης F αναφέρεται στα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στο επίπεδο Fermi (εικόνα 2.6.1).

Θα μπορούσαμε να λάβουμε υπόψιν στην παρούσα μελέτη και μεγαλύτερους όρους στην εξίσωση (2.6.10) και να επιτύχουμε αποτελέσματα που είναι πιο κοντά στα πειραματικά δεδομένα αλλά η βασική θεωρία χρησιμοποιεί μόνο τον πρώτο γραμμικό όρο.

Εν συνεχεία έχουμε:

$$d_F^{-1} = \left(\frac{\theta G}{\theta h} \right) \Big|_F \quad (2.6.11)$$

$$G \approx G_F + \frac{\delta h}{d_F} \quad (2.6.12)$$

$$D \approx D_F \exp\left[-\frac{\delta h}{d_F}\right] \quad (2.6.13)$$

Και χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.5.7) για να εκφράσουμε το δh συναρτήσει των ε και K_p :

$$\delta h = \left(\frac{\theta h}{\theta \varepsilon} \right)_{K_p} \delta \varepsilon + \left(\frac{\theta h}{\theta K_p} \right)_{\varepsilon} \delta K_p = -\delta \varepsilon + \delta K_p \quad (2.6.14)$$

Αλλά στην κατάσταση Fermi ορίζεται $\varepsilon = K_p = 0$ οπότε:

$$\delta h = -\varepsilon + K_p \quad (2.6.15)$$

$$D \approx D_F \exp\left[\frac{\varepsilon}{d_F}\right] \exp\left[-\frac{K_p}{d_F}\right] \quad (2.6.16)$$

Πρέπει να τονίσουμε ότι πήραμε αυτό το αποτέλεσμα μόνο για το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων και συνήθως δεν είναι απόλυτα ακριβές για πιο προχωρημένα μοντέλα.

Θεωρώντας την προσέγγιση (2.6.14) στην εξίσωση (2.6.7) παίρνουμε:

$$j(\varepsilon) \approx z_s f_{FD} D_F \exp\left(\frac{\varepsilon}{d_F}\right) \int_0^{K_p + \varepsilon} \exp[-K_p/d_F] dK_p \quad (2.6.17)$$

Η παραπάνω εξίσωση περιγράφει την ολοκλήρωση στην λωρίδα που φαίνεται στην εικόνα 2.6.1 και εκτείνεται από $K_p = 0$ μέχρι $K_p = K = K_F + \varepsilon$.

$$j_{CD}(\varepsilon) \approx z_s f_{FD} d_F D_F \left[\exp\left(\frac{\varepsilon}{d_F}\right) - \exp\left(-\frac{K_F}{d_F}\right) \right] \quad (2.6.18)$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα είναι εφαρμόσιμο σε μία εκφυλισμένη ζώνη αγωγιμότητας οποιουδήποτε βάθους. Καθώς η ζώνη αγωγιμότητας ενός μετάλλου είναι βαθιά, δηλαδή το K_F είναι πολύ μεγάλο σχετικά με το d_F , τότε μπορούμε να αγνοήσουμε το δεύτερο όρο στην εξίσωση (2.6.16) και να γράψουμε:

$$j_m(\varepsilon) \approx z_s f_{FD} d_F D_F \exp\left(\frac{\varepsilon}{d_F}\right) \quad (2.6.19)$$

Η πυκνότητα ρεύματος εκπομπής πεδίου ενός μετάλλου μπορεί να υπολογιστεί ολοκληρώνοντας την εξίσωση (1.6.17) ως προς ε . Αυτή είναι μία ολοκλήρωση κατά μήκος του κάθετου άξονα της εικόνας (1.6.1). Σε μηδενική θερμοκρασία $f_{FD} = 1, \varepsilon < 0$ και $f_{FD} = 0, \varepsilon > 0$, οπότε οι καταστάσεις που βασικά συνεισφέρουν είναι αυτές που σημειώνονται στην τριγωνική επιφάνεια της εικόνας (1.6.1):

$$j_{m0} \approx z_s d_F D_F \int_{-K_F}^0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{d_F}\right) d\varepsilon \approx z_s d_F^2 D_F \left[1 - \exp\left(-\frac{K_F}{d_F}\right)\right] \quad (2.6.20)$$

Χρησιμοποιώντας την ίδια προσέγγιση που κάναμε στην (2.6.17) τελικά παίρνουμε:

$$j_{m0} \approx z_s d_F^2 D_F \quad (2.6.21)$$

Η εξίσωση (2.6.21) αποτελεί την γενικευμένη εξίσωση Fowler–Nordheim. Όπως έχει ήδη σημειωθεί η παραπάνω ανάλυση έχει εφαρμογή σε καλώς συμπεριφερόμενα φράγματα οποιουδήποτε σχήματος. Με τον όρο καλώς συμπεριφερόμενα εννοούμε ότι η δυναμική ενέργεια δεν πρέπει να αλλάζει ταχέως και επιπλέον το πλάτος και το ύψος του φράγματος δεν πρέπει να είναι υπερβολικά μικρό. Τέλος, η ανάπτυξη Taylor (2.6.10) πρέπει να είναι επαρκώς έγκυρη για τις καταστάσεις στις οποίες ανήκουν τα περισσότερα ηλεκτρόνια.

Κεφάλαιο 3: Προσομοίωση αισθητήρων μηχανικής τάσης

3.1 Αισθητήρες μηχανικής τάσης γενικά

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω το πρώτο μέρος της διδακτορικής διατριβής αφορά στην ανάπτυξη ενός μοντέλου υπολογισμού των ρευμάτων λόγω του φαινομένου σήραγγας μεταξύ νανοσωλήνων που είναι διασκορπισμένοι σε ένα διηλεκτρικό υλικό.

Η μελέτη μας οδήγησε σε μία δημοσίευση στο διεθνές περιοδικό AIP Advances του American Institute of Physics [31] όπως και σε τρεις δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια [31-34]. Μάλιστα η δημοσίευση [33] απέσπασε το τρίτο βράβείο καλύτερου πόστερ.

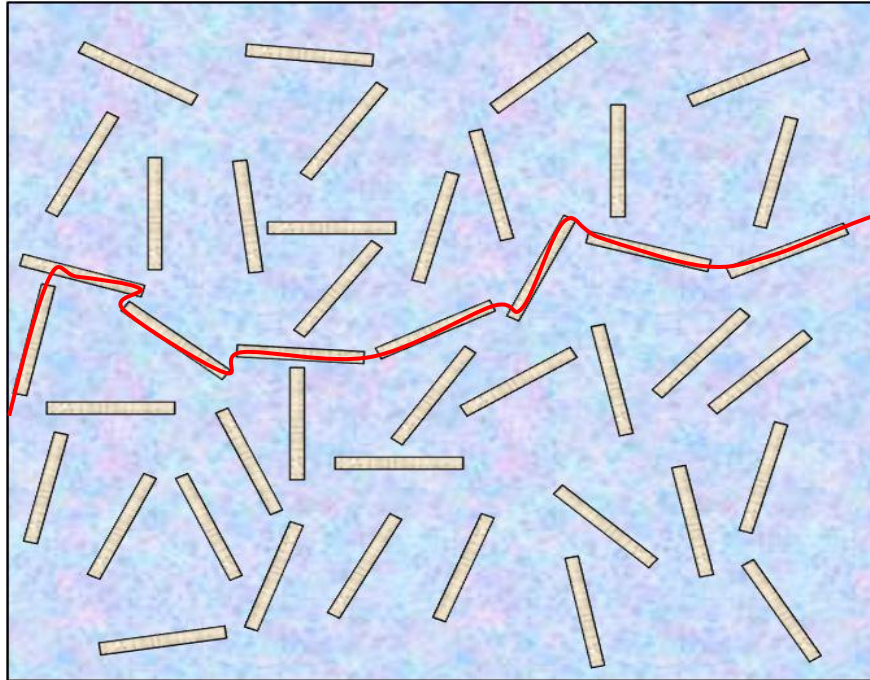
Αυτά τα σύνθετα υλικά είναι συνήθως βασικό μέρος εξαιρετικά ευαίσθητων αισθητήρων μηχανικής τάσης και τοξικών αερίων. Οι νανοσωλήνες άνθρακα βρίσκονται σε τυχαίες γωνίες μεταξύ τους και παράγουν ένα τρισδιάστατο δυναμικό. Παρακάτω αναπτύσσεται αναλυτικά μία μέθοδος επίλυσης της εξίσωσης Laplace για αυτού του είδους τα προβλήματα. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιεί τη θεωρία WKB για τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης μεταξύ των νανοσωλήνων. Αποδεικνύουμε ότι το ρεύμα λόγω του φαινομένου σήραγγας ανάμεσα σε ένα ζεύγος νανοσωλήνων εξαρτάται σημαντικά από τη σχετική τους θέση στο χώρο. Συγκεκριμένα δείχνουμε ότι τα ρεύματα σήραγγας δεν δημιουργούνται μόνο κατα μήκος νανοσωλήνων που βρίσκονται σε διάταξη tip to tip αλλά υπάρχουν ακόμα πιο αποδοτικά μονοπάτια που δημιουργούν ρεύμα ακόμα και δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από αυτό που μπορεί να υπολογιστεί από την απλή μονοδιάστατη μέθοδο. Από την άλλη πλευρά, τα ρεύματα σήραγγας μεταξύ νανοσωλήνων που δεν βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο είναι αμελητέα.

3.2 Μοντελοποίηση

Στην εικόνα 3.2.1 γίνεται η σχηματική απεικόνιση του διηλεκτρικού υλικού και των διασκορπισμένων σε αυτό νανοσωλήνων άνθρακα. Οι νανοσωλήνες είναι τοποθετημένοι σε τυχαία θέση μεταξύ τους και σε διάφορες γωνίες. Όταν εφαρμοστεί ηλεκτρική τάση στα δύο άκρα του σύνθετου υλικού τότε δημιουργείται ένα αγωγίμο μονοπάτι όπως αυτό που σημειώνεται στην εικόνα 3.2.1. Όπως βλέπουμε δεν είναι απαραίτητο οι νανοσωλήνες να βρίσκονται σε επαφή μεταξύ τους. Το κατώφλι για αυτό το μηχανισμό είναι η απόσταση 2-3nm ανάμεσα στους νανοσωλήνες. Ο μηχανισμός του φαινομένου σήραγγας είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός που περιγράφει τη λειτουργία του

αισθητήρα. Φυσικό επακόλουθο είναι ο αισθητήρας να είναι πολύ εαίσθητος καθώς ο μηχανισμός σήραγγας εξαρτάται εκθετικά από το μήκος του φράγματος.

Η θεωρία που χρησιμοποιούνταν μέχρι τώρα για την ανάλυση των μηχανισμών σήραγγας ήταν αυτή του Simmons η οποία είναι όμως μονοδιάστατη και για δύο ηλεκτρόδια που το ένα βρίσκεται μπροστά από το άλλο. Παρόλα αυτά στις περιπτώσεις που περιγράφονται παραπάνω, το ηλεκτροστατικό δυναμικό δεν είναι γραμμικό και σε καμία περίπτωση μονοδιάστατο.



Εικόνα 3.2.1: Σχηματική απεικόνιση σύνθετου διηλεκτρικού υλικού με διασκορπισμένους νανοσωλήνες άνθρακα. Όταν εφαρμόζεται τάση υπάρχει ροή ρεύματος ακόμα και αν οι νανοσωλήνες δεν βρίσκονται αναγκαστικά σε επαφή μεταξύ τους, για παράδειγμα όπως στο σημειωμένο μονοπάτι.

Μάλιστα το πιο πιθανό είναι ένα ζευγάρι νανοσωλήνων να βρίσκεται σε γωνία και μάλιστα αυτή η γωνία να διαφέρει αρκετά από ζευγάρι σε ζευγάρι. Επιπρόσθετα δεν είναι καν απαραίτητο οι δύο νανοσωλήνες να είναι ο ένας απέναντι στον άλλο. Για το λόγο αυτό χρειάζεται ένας τρισδιάστατος υπολογισμός του δυναμικού καθώς και ο αντίστοιχος τρισδιάστατος υπολογισμός του συντελεστή μετάδοσης. Επιπλέον θα αποδείξουμε ότι η αντίσταση μεταξύ δύο νανοσωλήνων εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το γεωμετρικό σχηματισμό μεταξύ τους.

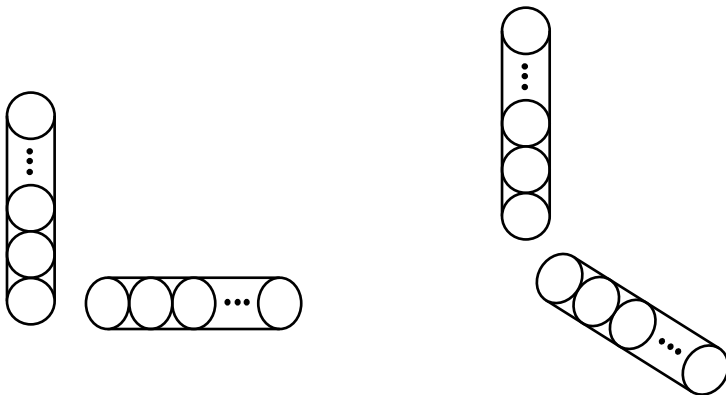
Μια ενδεχόμενη τάνυση ή συμπίεση ενός τέτοιου συνθέτου διηλεκτρικού θα μεταβάλει περίπου γραμμικά την απόσταση μεταξύ των νανοσωλήνων αλλά εκθετικά το ρεύμα σήραγγας και την πιεζοαντίστασή του δίδοντας έναν εξαιρετικό αισθητήρα καταπόνησης. Σημειώνουμε ότι αυτή η αντίσταση είναι μακράν η πιο σημαντική σε σύγκριση με την αντίσταση των ίδιων των CNT.

Ακόμα και σε ένα σύνθετο υλικό με πάχος μόλις μερικά μm το δίκτυο νανοσωλήνων μέσα στο διηλεκτρικό απέχει πολύ από το να είναι στο ίδιο επίπεδο δεδομένου ότι οι διάμετροι των νανοσωλήνων είναι της τάξης των νανομέτρων. Το αποτέλεσμα αυτών των παραγόντων στο ρεύμα σήραγγας και στην τιμή του κατωφλίου διήθησης για την αγωγιμότητα δεν έχουν ερευνηθεί προς το παρόν εκτός από την εργασία μας [32].

Τα σημεία που είναι απαραίτητο να προσέξουμε είναι τα εξής:

- Οι SWCNTs και MWCNTs απαιτούν διαφορετικούς βαθμούς κβαντομηχανικής ακρίβειας.
- Το ηλεκτρικό πεδίο πάντα διαπερνά τα μέταλλα σε μισό ή ένα επίπεδο και κατά συνέπεια διέρχεται στο μεγαλύτερο μέρος των SWCNTs.
- Αυτό δημιουργεί ένα επιφανειακό δίπολο που επηρεάζει αρκετά το δυναμικό από το φαινόμενο σήραγγας.
- **Προς το παρόν έχουμε αγνοήσει αυτό το φαινόμενο καθώς οι διαφορές στο φαινόμενο σήραγγας από ζευγάρι σε ζευγάρι νανοσωλήνων είναι κατά κύριο λόγο θέμα γεωμετρίας και υπαγορεύονται από τη λύση της εξίσωσης Laplace.**

Για τους υπολογισμούς μας προσομοιώνουμε κάθε CNT σαν μία στοίβα από σφαίρες ίσης ακτίνας R , όπως φαίνεται στην εικόνα 3.2.2. Αυτό μας επιτρέπει έναν ακριβή υπολογισμό του δυναμικού με την ελάχιστη υπολογιστική προσπάθεια, καθώς η λύση της εξίσωσης Laplace για ένα σύνολο μεταλλικών αντικειμένων είναι απλά η υπέρθεση των δυναμικών που παράγονται από το κάθε αντικείμενο. Ο βαθμός ακρίβειας των υπολογισμών μπορεί να αυξηθεί αν αυξήσουμε τον αριθμό των σφαιρών και τον αριθμό των σημείων που αναπαριστούν την κάθε σφαίρα.



Εικόνα 3.2.2: Προσομοίωση των νανοσωλήνων σαν μία στοίβα από σφαίρες.

Το ηλεκτροστατικό δυναμικό λοιπόν μπορεί να γραφτεί σαν γραμμικός συνδυασμός των αντίστροφων δυνάμεων της απόστασης r_i ως προς το κέντρο της κάθε σφαίρας και των σφαιρικών αρμονικών $Y(\theta_i, \varphi_i)$:

$$\Delta\Phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{i(\text{spheres})} \sum_n \sum_{m=-n}^{+n} A_{n,m}^i (R_i) \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r r_i^{(n+1)}} P_n^m(\cos\theta_i) \cos(m\varphi_i) \quad (3.2.1)$$

όπου:

(r, θ, φ) : καθολικές σφαιρικές συντεταγμένες

$(r_i, \theta_i, \varphi_i)$: τοπικές σφαιρικές συντεταγμένες με σημείο αναφοράς το κέντρο κάθε σφαίρας

P_n^m :προσαρτημένες συναρτήσεις Legendre

A^i : συντελεστές που καθορίζονται από το σύστημα

Για να υπολογίσουμε τους συντελεστές A^i παίρνουμε τόσα σημεία στο ηλεκτρόδιο όπου το δυναμικό είναι γνωστό όσος είναι ο αριθμός των άγνωστων συντελεστών και κατασκευάζουμε n εξισώσεις με n αγνώστους.

Η ενέργεια του δυναμικού σήραγγας υπολογίζεται προσθέτοντας στην ηλεκτροστατική ενέργεια το έργο εξαγωγής (workfunction) και την ενέργεια του ειδώλου (image potential energy):

$$U(r, \theta, \varphi) = W - e\Delta\Phi(r, \theta, \varphi) - \frac{e^2 R}{8\pi\epsilon_0 \epsilon_r (r^2 - R^2)} \quad (3.2.2)$$

όπου R είναι η ακτίνα των πρώτων σφαιρών.

Ο συντελεστής μετάδοσης κατά μήκος της τροχιάς που ορίζεται από τις γωνίες (θ, φ) είναι:

$$T(E, \theta, \varphi) = \exp(-G(E, \theta, \varphi)) \quad (3.2.3)$$

$$\text{όπου } G(E, \theta, \varphi) = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1(\theta, \varphi)}^{r_2(\theta, \varphi)} \sqrt{2m(E - U(r, \theta, \varphi))} dr \quad (3.2.4)$$

και $r_1(\theta, \varphi)$, $r_2(\theta, \varphi)$ είναι τα σημεία εισόδου και εξόδου ενός ηλεκτρονίου μέσα και έξω από το φράγμα, καθώς ταξιδεύει από την κάθοδο προς την άνοδο.

Η πυκνότητα ρεύματος κατά μήκος του μονοπατιού (θ, φ) υπολογίζεται:

$$J(\theta, \varphi) = \int z_s T(E_F, \theta, \varphi) \left(\frac{\partial G(\theta, \varphi)}{\partial E} \right)_{E_F}^{-2} \quad (3.2.5)$$

$$\text{όπου } z_s = \frac{4\pi em}{h^3} \approx 1.618311 \cdot 10^{11} \text{Am}^{-2} \text{eV}^{-2} \quad (3.2.6)$$

Και το ρεύμα I υπολογίζεται από το επιφανειακό ολοκλήρωμα:

$$I = \iint J(\theta, \varphi) r^2 d\Omega \quad (3.2.7)$$

όπου $d\Omega$ η διαφορική στερεά γωνία

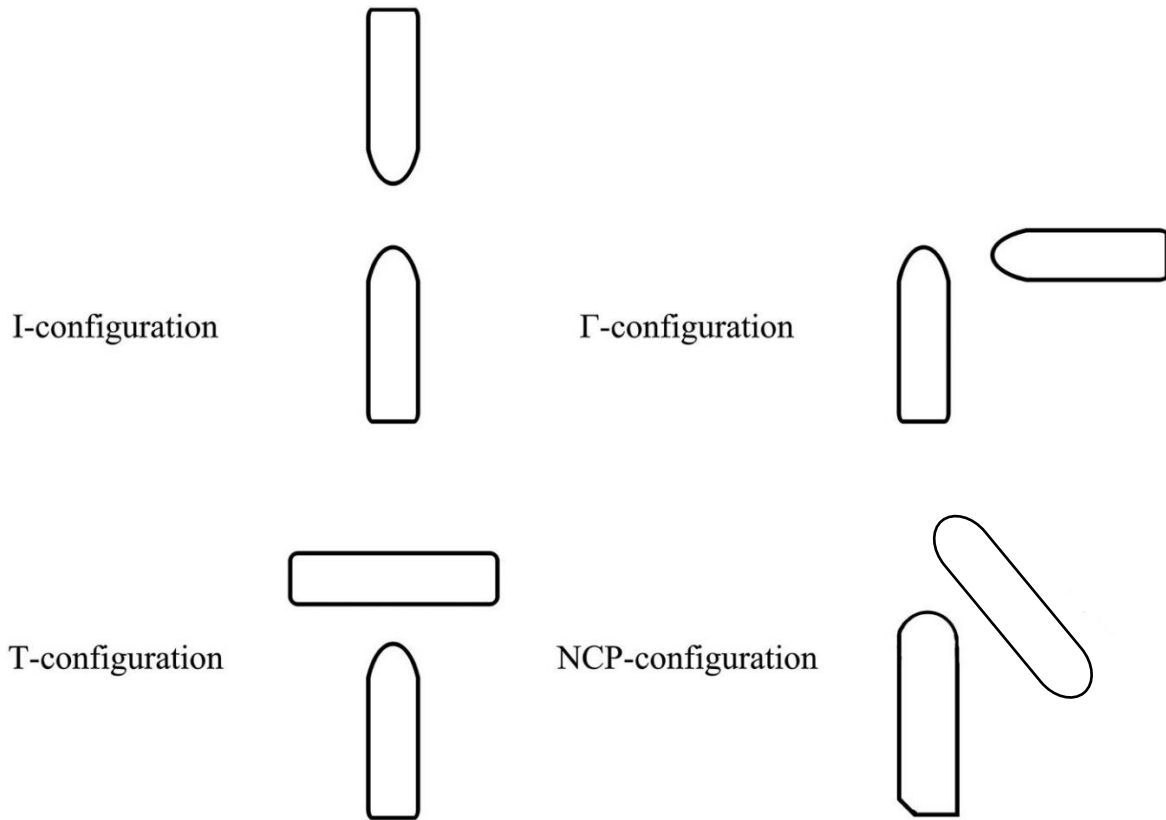
3.3 Υπολογισμοί ρευμάτων σήραγγας για διάφορες γεωμετρίες μεταξύ νανοσωλήνων

Στους υπολογισμούς μας έχουμε θεωρήσει ότι όλοι οι νανοσωλήνες είναι πολλαπλών τοιχωμάτων και ακτίνας $R \geq 1 \text{nm}$, καθώς αυτός ο τύπος νανοσωλήνων χρησιμοποιείται κατά κύριο λόγο στα σύνθετα υλικά και επιπλέον, όπως προαναφέρθηκε, το ηλεκτρικό πεδίο δεν τους διαπερνά, όπως θα συνέβαινε αν χρησιμοποιούσαμε SWCNTs, και συνεπώς αποφεύγεται η δημιουργία επιφανειακού διπόλου.

Κατά την προσομοίωση χρησιμοποιούμε τέσσερις διαφορετικές γεωμετρικές διατάξεις (εικόνα 3.3.1). Η διάταξη I είναι η κλασική tip to tip. Ως tip to tip θα μπορούσε να χαρακτηριστεί και η διάταξη Γ αλλά σε γωνία 90° . Οι διατάξεις T και NCP μπορούν να χαρακτηριστούν σαν διατάξεις tip to body. Στις διατάξεις I, Γ, T οι νανοσωλήνες είναι στο ίδιο επίπεδο και στη διάταξη NCP σε διαφορετικό. Οι ακτίνες των σφαιρών είναι $R = 1 \text{nm}$ και απόσταση μεταξύ των νανοσωλήνων $d = 2 \text{nm}$. Επιπλέον η διαφορά δυναμικού μεταξύ ενός ζεύγους νανοσωλήνων είναι $\Delta\Phi = 12 \text{V}$. Ο στόχος μας είναι να δείξουμε τις σημαντικές διαφορές που υπάρχουν μεταξύ των διαφορετικών γεωμετρικών διατάξεων και προφανώς να καταδείξουμε τη σημαντικότητα ενός τρισδιάστατου υπολογισμού. Οι μονοδιάστατες προσεγγίσεις χρησιμοποιούν κατά κύριο λόγο την πρώτη διάταξη και επιπρόσθετα υποθέτουν ότι ο συντελεστής μετάδοσης είναι συνάρτηση μόνο της απόστασης μεταξύ τους.

Είναι προφανές ότι όταν $R \gg$ tunnelling distance $= d \approx 1 - 2 \text{nm}$ τότε μία απλή θεωρία όπως του Simmons θα ήταν αρκετή [35]. Καθώς όμως η ακτίνα R προσεγγίζει την απόσταση d παρατηρούμε σημαντικές αποκλίσεις από τη μονοδιάστατη ανάλυση και η τρισδιάστατη ανάλυση γίνεται ολοένα πιο επιτακτική. Καθώς το φαινόμενο αυτό είναι

κατά κύριο λόγο ηλεκτροστατικό, είναι ακριβές για κάθε είδους νανοσωλήνα με μεταλλικό χαρακτήρα.

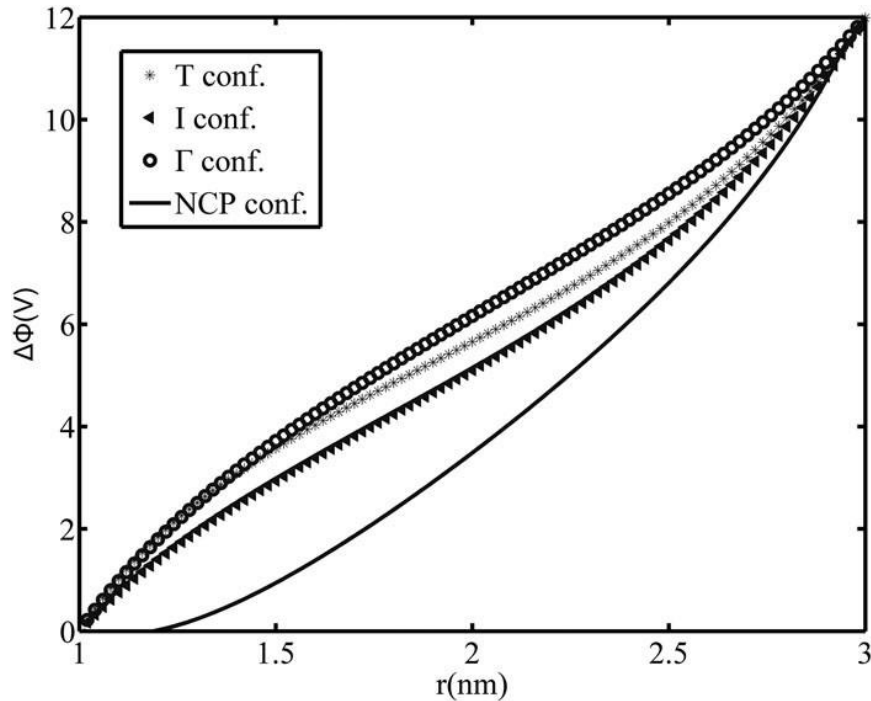


Εικόνα 3.3.1: Σχηματική απεικόνιση των τεσσάρων γεωμετριών που χρησιμοποιήσαμε για τους υπολογισμούς μας. Η διάταξη I είναι η κλασική tip to tip. Στις διατάξεις Γ και T έχουμε διαφορετική γωνία μεταξύ των νανοσωλήνων που βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Στη διάταξη NCP(non coplanar) οι νανοσωλήνες βρίσκονται σε διαφορετικό επίπεδο.

Το φαινόμενο αυτό απεικονίζεται καλύτερα υπολογίζοντας το δυναμικό Laplace κατά μήκος της μικρότερης διαδρομής μεταξύ των δύο νανοσωλήνων των τεσσάρων διαφορετικών διατάξεων. Σύμφωνα με την απλοποιημένη προσέγγιση τα τέσσερα ηλεκτροστατικά δυναμικά πρέπει να είναι τα ίδια αλλά όπως φαίνεται στην εικόνα 3.3.2 υπάρχουν αρκετές διαφορές μεταξύ των σχηματισμών.

Οι πιο σημαντικές διαφορές είναι μεταξύ (1) της NCP και της I και (2) μεταξύ της T και της I. Την πρώτη περίπτωση είναι εύκολο να την κατανοήσουμε: στο σχηματισμό NCP η ακμή του κάθετου νανοσωλήνα από τον οποίο εκπέμπονται τα ηλεκτρόνια δεν δείχνει προς την κατεύθυνση του άλλου νανοσωλήνα, καθώς δεν βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο και ως εκ τούτου η συντομότερη διαδρομή δεν είναι κατά μήκος μιας κορυφής προς την

κατεύθυνση της άλλης κορυφής, όπως στο σχηματισμό I όπου το ηλεκτρικό πεδίο είναι ισχυρό. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι τα ηλεκτροστατικά δυναμικά πολλαπλασιάζονται με $-e$ για να υπολογιστεί η ηλεκτροστατική δυναμική ενέργεια και όταν γίνει η αντιστροφή ο σχηματισμός NCP θα έχει το μεγαλύτερο φράγμα.

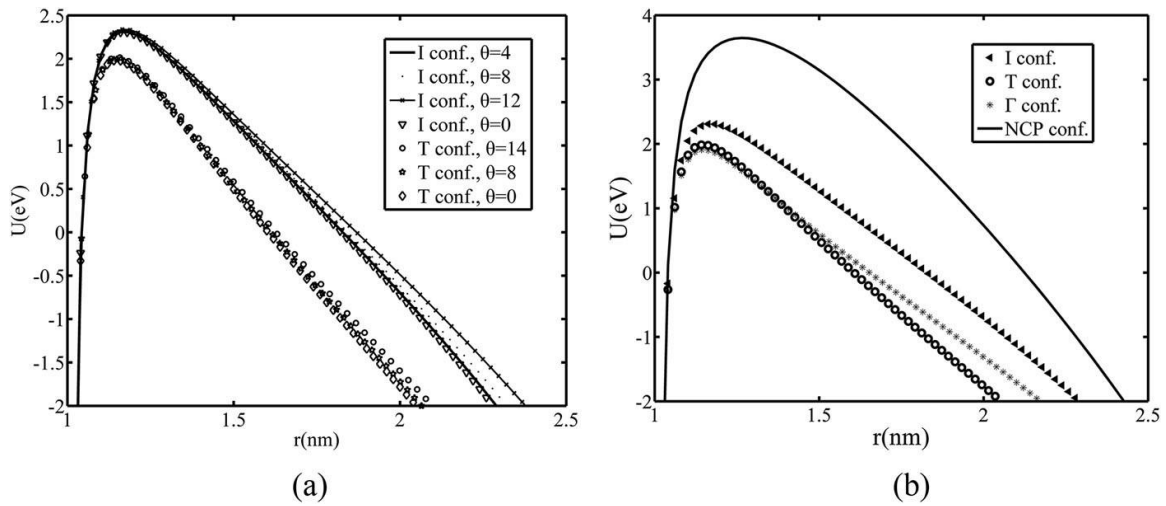


Εικόνα 3.3.2: Διαφορά ηλεκτροστατικού δυναμικού μεταξύ των τεσσάρων διαφορετικών σχηματισμών που παρουσιάζονται στην εικόνα 3.3.1

Η δεύτερη διαφορά μεταξύ του σχηματισμού (I) και του (T) απαιτεί περισσότερη ανάλυση. Αν και αρχικά μπορεί να εκπλαγούμε από το αποτέλεσμα, η διαφορά μπορεί να δικαιολογηθεί από τον παρακάτω προβληματισμό:

Η παράγωγος της καμπύλης $\frac{d\Phi}{dr}$ υπολογίζει το ηλεκτρικό πεδίο σε κάθε σημείο. Στο σημείο εκπομπής (η ακριβέστερα στην επιφάνεια εκπομπής) το ηλεκτρικό πεδίο είναι δυνατό ενώ στο νανοσωλήνα που λαμβάνει είναι ασθενέστερο, καθώς η επιφάνεια δεν είναι τόσο αιχμηρή.

Συνεπώς η καμπύλη της ενέργειας του δυναμικού του σχηματισμού (T) πρέπει να είναι πάνω από τις άλλες δύο, καθώς στους σχηματισμούς (I) και (Γ) έχουν, και οι δύο, νανοσωλήνες με αιχμηρά άκρα. Και πάλι μόλις αυτές οι δύο καμπύλες πολλαπλασιαστούν με $-e$ και αφού προσθέσουμε το δυναμικό ειδώλου, ο σχηματισμός (T) θα έχει το χαμηλότερο φράγμα, όπως φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα:

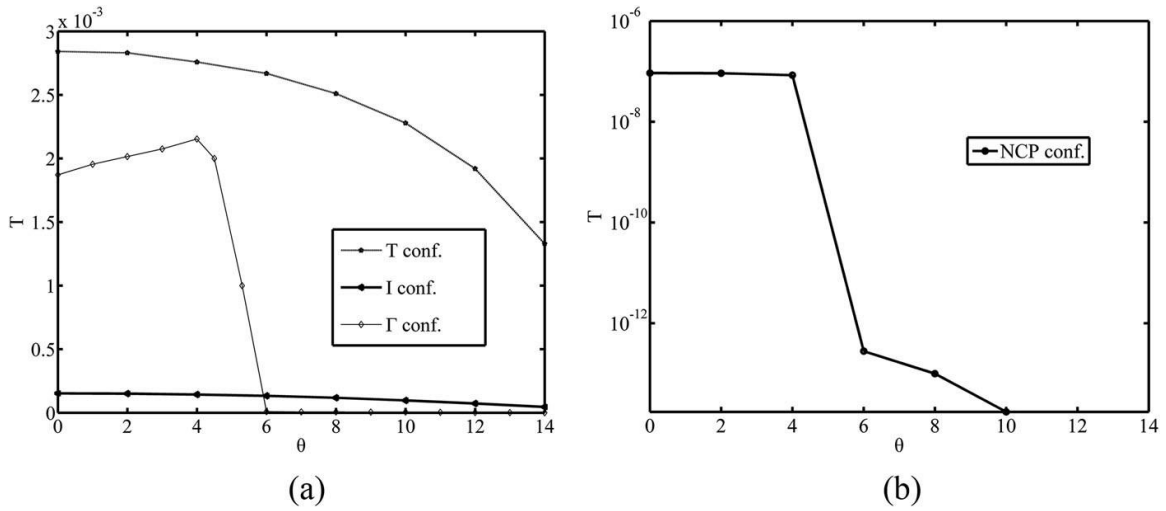


Εικόνα 3.3.3: (a) Δυναμική ενέργεια σήραγγας για τους σχηματισμούς (I) και (T) συναρτήσει της απόστασης r για γωνίες $0-14^\circ$ και $\Delta\Phi = 12V$. Η απόσταση είναι σε nm και οι δυναμικές ενέργειες σε eV . Η μηδενική ενέργεια είναι το επίπεδο Fermi. (b) Δυναμική ενέργεια σήραγγας για όλους τους σχηματισμούς συναρτήσει της απόστασης r για σταθερή γωνία $\theta = 4^\circ$ ($\theta = 4^\circ, \varphi = 2^\circ$ για το σχηματισμό (T) και (NCP)).

Στο διάγραμμα 3.3.3 (a) δείχνουμε τη μεταβολή δυναμικής ενέργεια σήραγγας για τους σχηματισμούς (I) και (T) συναρτήσει της απόστασης r και της γωνίας θ . Θα πρέπει να τονίσουμε ότι αυτοί οι δύο σχηματισμοί είναι ανεξάρτητοι από τη γωνία φ σε αντίθεση με τους σχηματισμούς (Γ) και (NCP) οι οποίοι δεν είναι. Μπορούμε εύκολα να παρατηρήσουμε ότι το μέγιστο του φράγματος για το σχηματισμό (I) είναι πάνω από την τιμή των $2V$ ενώ για το σχηματισμό (T) είναι κάτω από $2V$, για όλες τις γωνίες που εξετασαμε. Στο διάγραμμα 3.3.3 (b) παρουσιάζουμε τη μεταβολή της δυναμικής ενέργεια σήραγγας μεταξύ όλων των σχηματισμών για την ίδια γωνία. Πρέπει να τονιστεί ότι για να γίνει το διάγραμμα για τους σχηματισμούς (T) και (NCP) θα πρέπει να επιλέξουμε και μία τιμή για τη γωνία φ . Μπορεί να παρατηρηθεί ότι ενώ οι διαφορές στην ενέργεια μεταξύ των σχηματισμών (I) και (Γ) είναι αρκετά μικρές, όλες οι άλλες διαφορές είναι σημαντικές. Επιπρόσθετα, και καθώς για τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης χρησιμοποιούμε εκθετική συνάρτηση, οι διαφορές στο T θα είναι ακόμα μεγαλύτερες.

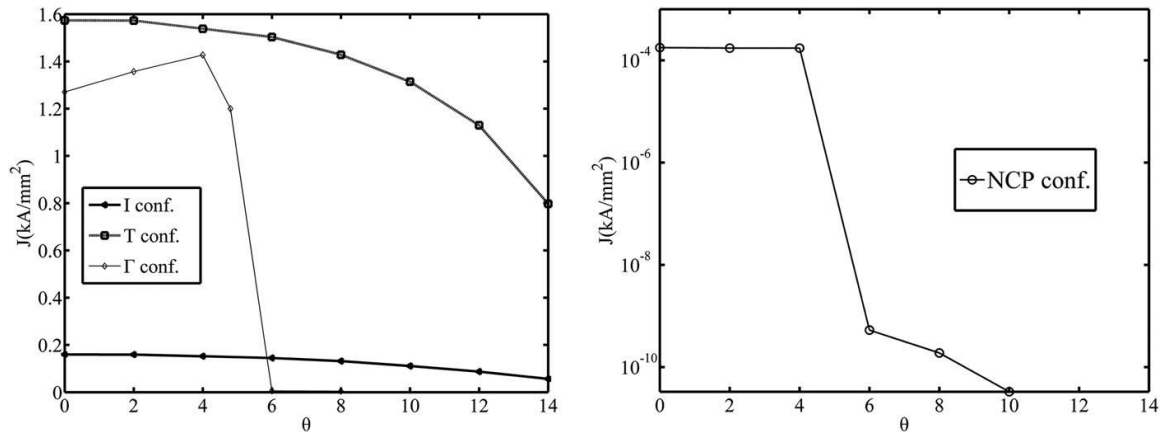
Η μεταβολή του συντελεστή T σε σχέση με τις γωνίες θ παρουσιάζεται στο διάγραμμα 3.3.4. Για το σχηματισμό (NCP) χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα καθώς η τιμή του T είναι αρκετά μικρότερη για αυτή τη διάταξη. Επιπλέον παρατηρούμε την αρκετά πιο γρήγορη μείωση του συντελεστή του σχηματισμού (Γ) και πολύ αργότερη μείωση για το σχηματισμό (I). Αυτό μπορεί εύκολα να εξηγηθεί αν λάβουμε υπόψιν ότι το

ηλεκτροστατικό δυναμικό για τη διάταξη (I) είναι περισσότερο ομαλό σε σύγκριση με τα άλλα δύο, όπως είδαμε στο διάγραμμα 3.3.3.



Εικόνα 3.3.4: (a) Συντελεστής μετάδοσης για τους τρεις σχηματισμούς (I), (Γ) και (T) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$) και $\Delta\Phi = 12V$. (b) συντελεστής μετάδοσης για το σχηματισμό (NCP) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$) και $\Delta\Phi = 12V$. Χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα λόγω των αρκετά μικρότερων τιμών.

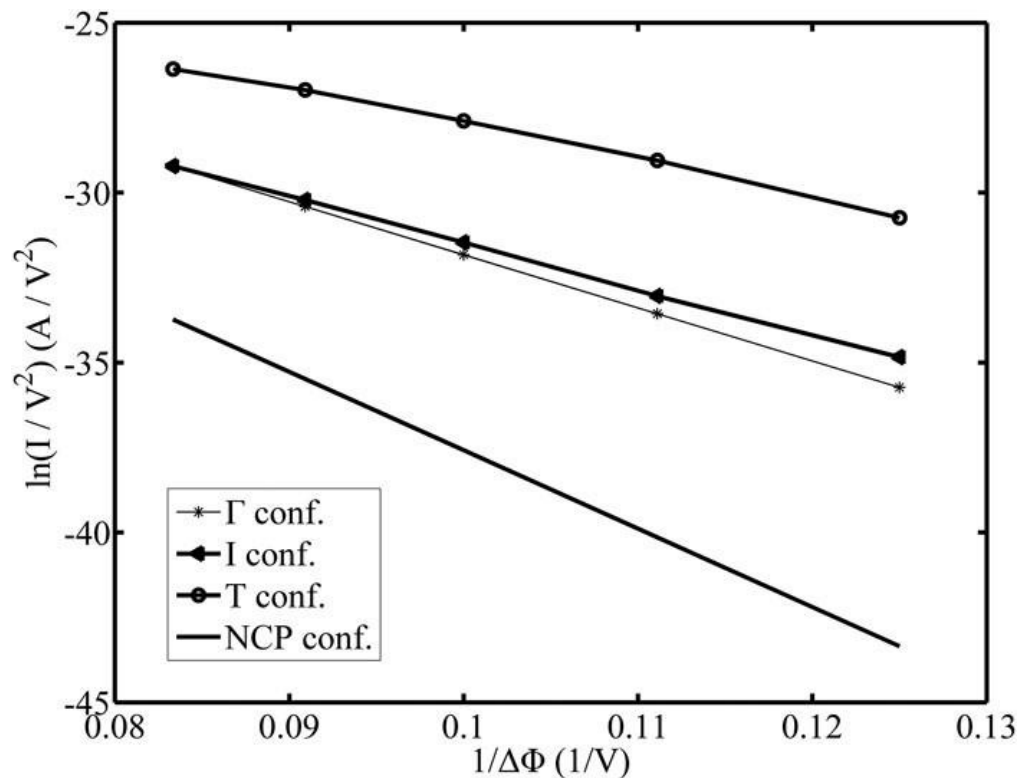
Αυτές οι διαφορές στο συντελεστή T μεταφέρονται και στη μεταβολή της πυκνότητας ενέργειας J συναρτήσει των γωνιών θ όπως φαίνεται στο διάγραμμα 3.3.4, καθώς ο συντελεστής μετάδοσης είναι ο κυρίαρχος παράγοντας για τον υπολογισμό της.



Εικόνα 3.3.5: (a) Πυκνότητα ρεύματος για τους τρεις σχηματισμούς (I), (Γ) και (T) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. (b) Πυκνότητα ρεύματος για το σχηματισμό (NPC) σε συνάρτηση με τη γωνία θ ($0-14^\circ$), $\Delta\Phi = 12V$. Χρησιμοποιούμε διαφορετικό διάγραμμα λόγω των αρκετά μικρότερων τιμών.

Το γεγονός ότι ο σχηματισμός (T) δίνει τη μεγαλύτερη πυκνότητα ρεύματος και ότι ο σχηματισμός (NCP) δίνει τη μικρότερη πυκνότητα ρεύματος και μάλιστα με διαφορά τουλάχιστον δύο τάξεων μεγέθους από το σχηματισμό (I), δεν θα πρέπει να μας εκπλήξει σύμφωνα με όσα προαναφέρθηκαν. Τονίζουμε και πάλι σε αυτό το σημείο ότι σύμφωνα με τη μονοδιάστατη μεθοδολογία δεν θα έπρεπε να προκύπτει καμία διαφορά μεταξύ όλων των σχηματισμών, καθώς όλοι οι σχηματισμοί που επιλέξαμε έχουν ίδια απόσταση μεταξύ τους και επιπλέον έχουν και την ίδια ακτίνα.

Τελικά, μετά από την επιφανειακή ολοκλήρωση της πυκνότητας ρεύματος παίρνουμε τα διαγράμματα Fowler-Nordheim, όπως φαίνονται στην εικόνα 3.3.5. Όπως φαίνεται, ο σχηματισμός (T) έχει τη μεγαλύτερη πυκνότητα ρεύματος και μάλιστα είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την (I) και (Γ), ενώ η διαφορά είναι ακόμα μεγαλύτερη από το σχηματισμό (NCP). Προφανώς για άλλη μία φορά αποδεικνύεται ότι η μονοδιάστατη προσέγγιση δεν είναι επαρκής.



Εικόνα 3.3.5: Διαγράμματα Fowler-Nordheim για τους τέσσερις διαφορετικούς σχηματισμούς με $\Delta\Phi = 8 - 12V$. Παρατηρούμε τη διαφορά στις τάξεις μεγέθους μεταξύ των σχηματισμών.

3.4 Συμπεράσματα

Σε αυτό το κεφάλαιο προτείναμε μία μέθοδο για τον υπολογισμό του τρισδιάστατου δυναμικού μεταξύ δύο νανοσωλήνων που βρίσκονται μέσα σε ένα διηλεκτρικό. Τα αποτελέσματά μας δείχνουν ότι η μονοδιάστατη μέθοδος «παραμελεί» την εξάρτηση του δυναμικού από τη γωνία, με αποτέλεσμα να οδηγούμαστε σε λανθασμένα αποτελέσματα. Επιπλέον, τα αποτελέσματά μας δείχνουν ότι το κατώφλι αγωγιμότητας μπορεί να είναι υπερεκτιμημένο, καθώς υπάρχουν πολλά περισσότερα αγώγιμα μονοπάτια εκτός του κλασικού από κορυφή σε κορυφή, που εξετάζεται στη μονοδιάστατη θεώρηση. Πολλά από αυτά τα μονοπάτια φέρουν ρεύμα που είναι μέχρι και δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από τα κλασικά μονοπάτια (σχηματισμός T) και αντίθετα υπάρχουν μονοπάτια που τα οποία φέρουν πολύ λιγότερο ρεύμα αν και η απόσταση μεταξύ των νανοσωλήνων παραμένει σταθερή (σχηματισμός NCP).

Κεφάλαιο 4: Προσομοίωση τρανζίστορ κενού

4.1 Τρανζίστορ κενού-εισαγωγή

Στο δεύτερο σκέλος της διατριβής μελετήσαμε τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του τρανζίστορ κενού αναπτύσσοντας προγράμματα για τις αντίστοιχες προσομοιώσεις. Τα προγράμματα αυτά παρουσιάζονται αναλυτικά στο κεφάλαιο 5. Θεωρήσαμε ακτίνες καμπυλότητας μέχρι $20nm$ με σκοπό να αναδείξουμε τα πλεονεκτήματα αυτών των εκπομπών. Για τέτοιου τύπου επιφάνειες η παραδοσιακή θεωρία Fowler-Nordheim δεν έχει εφαρμογή. Χρησιμοποιήσαμε τη θεωρία τριών διαστάσεων WKB που αναπτύξαμε σε προηγούμενα κεφάλαια, καθώς όπως εξηγήσαμε είναι ικανή να υπολογίσει το ρεύμα στο χώρο σε μία τέτοια διάταξη. Αποδεικνύουμε ότι για ακτίνες εκπομπού μερικών nm , η πυκνότητα ρεύματος περικλείεται μέσα σε ένα κώνο με ακτίνα $6^\circ-16^\circ$ και με αυτό τον τρόπο είναι δυνατόν να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες. Τέλος υπολογίζουμε τις χαρακτηριστικές $I_d - V_d$ οι οποίες όπως φαίνεται έχουν μία εκθετική περιοχή και μία περιοχή κορεσμού. Το ρεύμα που υπολογίστηκε είναι της τάξης $10^{-14}A$ έως $10^{-6}A$. Αυτή η διαφορά στο ρεύμα επιτυγχάνεται με μόνο διαφορά $2V$ στην τάση V_g . Δηλαδή επιτυγχάνουμε μεγάλη διαγωγιμότητα.

Τα τελευταία χρόνια υπάρχει μία αναβίωση της τριόδου κενού σε στερεά κατάσταση με το όνομα τρανζίστορ κενού [5-7,11,22,36-37]. Η συσκευή διατηρεί τα πλεονεκτήματα της τριόδου κενού όπως είναι η υψηλή ταχύτητα, η μεγάλη διαγωγιμότητα και η ανοσία στην ακτινοβολία, ενώ την ίδια στιγμή εξαλείφει τα μειονεκτήματα που οδήγησαν στην εγκατάλειψη της τριόδου κενού. Συγκεκριμένα, η κατασκευή της συσκευής σε μορφή στερεάς κατάστασης επιτρέπει τη σμίκρυνση της συσκευής και συνεπώς τη δυνατότητα παραγωγής της σε μορφή για χρήση σε ολοκληρωμένο κύκλωμα. Επιπλέον, το μήκος του κενού μεταξύ ανόδου και καθόδου το οποίο είναι διαστάσεων νανομέτρων, εγγυάται την ύπαρξη ενός υψηλού ηλεκτρικού πεδίου το οποίο μπορεί να κάνει τη συσκευή να δουλέψει με μηχανισμό εκπομπής κενού αντί με θερμιονική εκπομπή που είναι μία διαδικασία που απαιτεί υψηλές θερμοκρασίες και προφανώς είναι ένα ξεκάθαρο μειονέκτημα της τριόδου κενού. Τέλος, τα μήκη των μονοπατιών που είναι κατηγορίας νανομέτρων και συνεπώς απαιτούνται μικρές ενέργειες ηλεκτρονίων κάνει την πιθανότητα ιονισμού οποιωνδήποτε υπολειπόμενων ατόμων αερίου πολύ χαμηλή.

Τα τελευταία χρόνια έχουν κατασκευαστεί διάφορες διατάξεις τρανζίστορ κενού από διάφορες ερευνητικές ομάδες. Αν και σε αρκετές από αυτές τις διατάξεις τρανζίστορ κενού η εκπομπή ηλεκτρονίων γίνεται από μία επίπεδη επιφάνεια [5], η πλειονότητα των πειραματικών διατάξεων περιλαμβάνει είτε εκπομπή από μυτερά ηλεκτρόδια [6, 32] είτε από άκρα φύλλων γραφενίου [36, 40].

Όλοι οι υπολογισμοί που έγιναν από αυτές τις ερευνητικές ομάδες βασίστηκαν κατά κύριο λόγο στην κλασική θεωρία (FN), η οποία είναι έγκυρη για επίπεδες επιφάνειες ή για επιφάνειες με μεγάλη ακτίνα καμπυλότητας ($R > 20nm$) [38].

Στις δικιές μας προσομοιώσεις που αποτελούν και το δεύτερο μέρος της διδακτορικής διατριβής, κάνουμε υπολογισμούς με μικρή ακτίνα καμπυλότητας του εκπομπού $R < 20nm$ με στόχο την ανάδειξη των πλεονεκτημάτων των αιχμηρών εκπομπών ως προς τη δυνατότητα κατεύθυνσης της δέσμης και της ελαχιστοποίησης του ρεύματος διαρροής. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιούμε μία μέθοδο WKB τριών διαστάσεων, όπως έγινε και στην περίπτωση των αισθητήρων, η οποία είναι ικανή να χειρίζεται καμπύλες μικρής ακτίνας καμπυλότητας. Η μεθοδός μας όχι μόνο προσφέρει μεγαλύτερη ακρίβεια σε σύγκριση με την κλασική μέθοδο αλλά ταυτόχρονα μας επιτρέπει να υπολογίσουμε μία σημαντική παράμετρο: τη γωνία της εκπεμπόμενης δέσμης συναρτήσει της ακτίνας καμπυλότητας του εκπομπού.

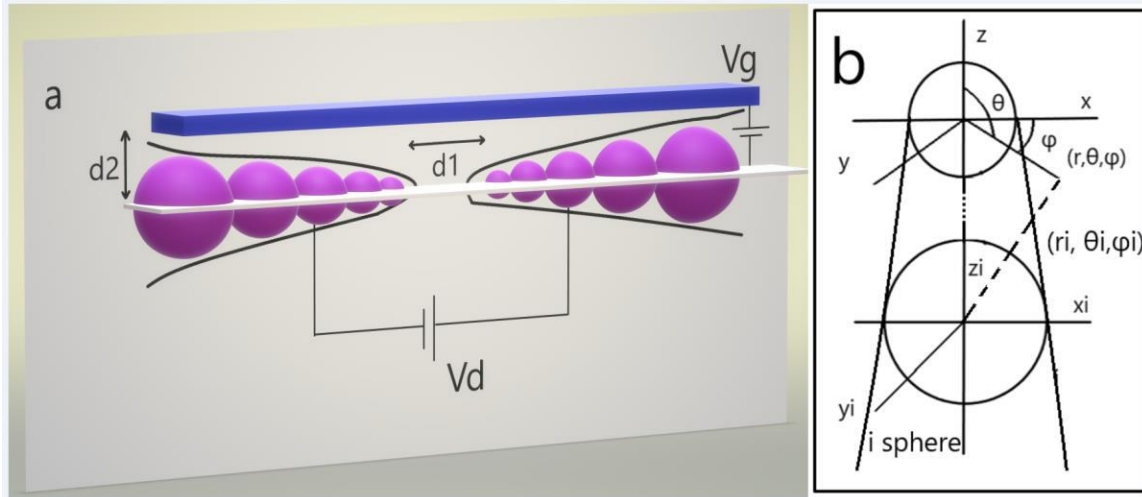
Τα ευρήματά μας είναι ικανά να βοηθήσουν στη βελτιστοποίηση της λειτουργίας της συσκευής με την κατάλληλη ελαχιστοποίηση του ρεύματος διαρροής. Το τελευταίο μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με το να έχουμε μία πιο ευθυγραμμισμένη δέσμη. Τέτοια πλεονεκτήματα παρατηρήθηκαν επίσης και σε άλλες τεχνολογίες [39]. Μία αρχική έκδοση των υπολογισμών μας παρουσιάζεται στην εργασία: [40]. Αξίζει να σημειωθεί ότι το εύρος ισχύος της εξίσωσης FN και η τρισδιάστατη γενίκευσή της για αυθαίρετες επιφάνειες έχει αναλυθεί στην εργασία [41] όπου επίσης παρουσιάζεται μία γενικευμένη εξίσωση FN ικανή να χειριστεί επιφάνειες μέχρι και $R = 5nm$.

4.2 Μέθοδος

Μία σχηματική αναπαράσταση των βασικών στοιχείων του τρανζίστορ κενού παρουσιάζεται στην εικόνα 4.2.1. Η δομή αποτελείται από δύο μεταλλικές ακίδες ή αντίστοιχα δύο αντικείμενα νοθευμένου ημιαγωγού τοποθετημένα πάνω σε ένα διηλεκτρικό και με μεταξύ τους απόσταση d_1 , αναπαριστώντας την άνοδο και την κάθοδο. Σε απόσταση d_2 πάνω από τις ακίδες υπάρχει μία μεταλλική επιφάνεια που αναπαριστά την πύλη του τρανζίστορ.

Για διευκόλυνση του υπολογισμού του τρισδιάστατου δυναμικού, η άνοδος και η κάθοδος αναπαριστώνται σαν μία στοίβα από μεταλλικές σφαίρες αυξανόμενης ακτίνας. Αυτή η προσέγγιση θα είναι πολύ καλή κοντά και πάνω στην κορυφή των ακίδων όπου λαμβάνει χώρα η εκπομπή, αλλά θα είναι χειρότερη στις πλευρές των ακίδων όπου δεν υπάρχει εκπομπή.

Το πλεονέκτημα αυτής της προσομοίωσης είναι ότι το δυναμικό μίας απομακρυσμένης σφαίρας είναι γνωστό και ως εκ τούτου μπορούμε να υπολογίσουμε το συνολικό ηλεκτροστατικό δυναμικό ως υπέρθεση των δυναμικών από όλες τις σφαίρες προσθέτοντας, τέλος, και το δυναμικό της πύλης. Αυτό οφείλεται στη γραμμικότητα της εξίσωσης Laplace και Poisson.



Εικόνα 4.2.1 (α). Σχηματική αναπαράσταση ενός τρανζίστορ κενού με ακίδες. Δύο μεταλλικά αντικείμενα σε σχήμα ακίδας διαχωρίζονται από απόσταση d_1 αναπαριστώντας την άνοδο και την κάθοδο. Σε απόσταση d_2 από πάνω τους υπάρχει μία επίπεδη μεταλλική επιφάνεια που αναπαριστά την πύλη. **(β).** Οι τοπικές σφαιρικές συντεταγμένες $(r_i, \theta_i, \varphi_i)$ είναι σε σχέση με το κέντρο της κάθε σφαίρας ενώ οι καθολικές συντεταγμένες (r, θ, φ) είναι ως προς το κέντρο της πρώτης σφαίρας του εκπομπού.

Συνεπώς μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση για το δυναμικό ως:

$$\Delta\Phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{i(\text{spheres})} \sum_n \sum_{m=-n}^{+n} A_{n,m}^i(R_i) \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r r_i^{(n+1)}} P_n^m(\cos\theta_i) \cos(m\varphi_i) + A^g \frac{d_2+x}{2d_2} V_g \quad (4.2.1)$$

Στην εξίσωση αυτή x είναι η απόσταση από την πύλη, P_n^m είναι οι συναρτήσεις Legendre σε σχέση με τις σφαιρικές συντεταγμένες $(r_i, \theta_i, \varphi_i)$ που ορίζονται ως προς το κέντρο της κάθε σφαίρας, (r, θ, φ) οι καθολικές συντεταγμένες που ορίζονται ως προς το κέντρο της πρώτης σφαίρας του εκπομπού (κάθοδος) και $A_{n,m}^i$ είναι οι αντίστοιχοι συντελεστές από τη γραμμική υπέρθεση των δυναμικών όλων των σφαιρών μαζί και A^g οι συντελεστές που προκύπτουν από την πύλη. Η παραπάνω εξίσωση υποθέτει ότι το σύστημα είναι στο κενό ενώ στις πραγματικές συσκευές η άνοδος και η κάθοδος βρίσκονται πάνω σε SiO_2 με κενό να περιβάλλει τις κορυφές των ακίδων. Παρόλα αυτά, καθώς η εκπομπή πεδίου συμβαίνει στο κενό, η παραπάνω εξίσωση είναι αρκετά καλή για τον υπολογισμό του ρεύματος. Σε κάθε περίπτωση είναι αρκετά καλύτερη από την κλασική εξίσωση FN η

οποία χρησιμοποιείται συνήθως. Επιπλέον μπορούμε να πούμε ότι η εξίσωση αυτή είναι μία καλή προσέγγιση και όταν το σύστημα είναι μέσα σε υλικό με ϵ_r κοντά στην τιμή του κενού (καθώς δεν υπάρχει όπως είπαμε το SiO_2). Οι συντελεστές $A_{n,m}^i$ και A^g υπολογίζονται με το να πάρουμε αρκετά σημεία στην κάθοδο, στην άνοδο και στην πύλη, όπου το δυναμικό είναι γνωστό και ως εκ τούτου κατασκευάζουμε ένα σύστημα N εξισώσεων με N αγνώστους οι οποίοι είναι οι συντελεστές $A_{n,m}^i$ και A^g .

Για να υπολογίσουμε την ενέργεια του ηλεκτροστατικού δυναμικού θα πρέπει να πολλαπλασιάσουμε το δυναμικό $\Delta\Phi$ με $-e$ και να προσθέσουμε το έργο διαφυγής και το εικονικό δυναμικό. Και έχουμε την εξίσωση:

$$U(r, \theta, \varphi) = W - e\Delta\Phi(r, \theta, \varphi) - \frac{e^2 R}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r(r^2 - R^2)} \quad (4.2.2)$$

όπου R είναι η ακτίνα της πρώτης σφαίρας.

Ο συντελεστής μετάδοσης κατά μήκος του μονοπατιού που ορίζεται από τις γωνίες (θ, φ) είναι:

$$T(E, \theta, \varphi) = \exp(-G(E, \theta, \varphi)) \quad (4.2.3)$$

$$\text{όπου } G(E, \theta, \varphi) = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1(\theta, \varphi)}^{r_2(\theta, \varphi)} \sqrt{2m(E - U(r, \theta, \varphi))} dr \quad (4.2.4)$$

Στην (4.2.4) $r_1(\theta, \varphi)$, $r_2(\theta, \varphi)$ είναι τα σημεία εισόδου και εξόδου του ηλεκτρονίου μέσα και έξω από το δυναμικό, καθώς ταξιδεύει από την κάθοδο προς την άνοδο.

Η πυκνότητα ρεύματος κατά μήκος του μονοπατιού (θ, φ) υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$J(\theta, \varphi) = \int z_s T(E_F, \theta, \varphi) \left(\frac{\partial G(\theta, \varphi)}{\partial E} \right)_{E_F}^{-2} \quad (4.2.5)$$

$$\text{όπου } z_s = \frac{4\pi em}{h_p^3} \approx 1.618311 \cdot 10^{14} Am^{-2} eV^{-2} \quad (4.2.6)$$

Το ρεύμα I υπολογίζεται από το επιφανειακό ολοκλήρωμα:

$$I = \iint J(\theta, \varphi) r^2 d\Omega \quad (4.2.7)$$

όπου $d\Omega$ η διαφορική στερεά γωνία.

4.3 Αποτελέσματα

Η μέθοδος μας έχει τεσταριστεί και σε προηγούμενες εργασίες μας αλλά για λόγους πληρότητας κάναμε ένα ακόμα τεστ: εξετάσαμε ένα σύστημα εκπομπού και συλλέκτη που αποτελείται μόνο από μία σφαίρα ακτίνας $20nm$ το καθένα. Η απόσταση μεταξύ τους ορίστηκε σε $5nm$. Είναι προφανές ότι αυτή η διάταξη θα παραγάγει ένα γραμμικό δυναμικό και θα δώσει το αντίστοιχο ρεύμα FN. Πράγματι, πήραμε αυτά τα αποτελέσματα με αυξανόμενη ακρίβεια, καθώς η απόσταση μεταξύ των σφαιρών μειώνεται από την τιμή των $5nm$ και το δυναμικό γίνεται ολοένα και πιο γραμμικό.

Ο λόγος του ύψους (ή μήκους) της ακίδας του εκπομπού ως προς την ακτίνα του R , δηλαδή h/R , είναι υψηλής σημασίας στον προσδιορισμό του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου και του και του συντελεστή ενίσχυσης στην κορυφή του εκπομπού [41]. Μάλιστα και άλλες μελέτες επιβεβαίωσαν τα αποτελέσματα της εργασίας [41].

Οι υπολογισμοί μας ακολουθούν τις γεωμετρικές προδιαγραφές των εργασιών [22, 42] που χρησιμοποιούν μία επίπεδη πύλη. Πρέπει να σημειωθεί ότι στις επόμενες δημοσιεύσεις αυτής της ερευνητικής ομάδας η πύλη έχει κυλινδρικό σχήμα [7]. Από τις εικόνες 2a, b της εργασίας [7] ο λόγος h/R εκτιμάται περίπου στο 30 καθώς οι συγγραφείς δεν αναφέρουν το μήκος των ακίδων. Εμείς, από την άλλη πλευρά, εξαιτίας υπολογιστικών περιορισμών μπορούμε να κατασκευάσουμε μία στοίβα από σφαίρες με $\frac{h}{R} = 18$. Συνεπώς για να πάρουμε το ίδιο ηλεκτρικό πεδίο στην κορυφή του εκπομπού, θα πρέπει να αυξήσουμε το V_d από $2V$ που χρησιμοποιείται στην εργασία [7] σε $2.5V$. Αυτές οι προσεγγίσεις αναμένεται να δώσουν πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα που σχεδόν συμφωνούν.

Η γωνία εκπομπής (και η σχέση της με την ακτίνα του εκπομπού) που έχουμε υπολογίσει ακολουθεί μία μονοτονική μείωση καθώς αυξάνεται το ύψος των ακίδων όπως αποδεικνύουν και οι εργασίες [38] και συνεπώς τα χαρακτηριστικά της φυσικής κατάστασης που περιγράφουμε πιο κάτω θα είναι πιο έντονα στην πράξη.

Πρέπει να τονίσουμε ότι τα αποτελέσματά μας είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα της πειραματικής εργασίας [22] σε τιμή τάσης πύλης $V_g \approx 8 - 9V$ αλλά σε χαμηλότερες τιμές V_g παρατηρούμε μία εκθετική μείωση του ρεύματος, ενώ η ερευνητική ομάδα του Han δείχνει εκθετική μείωση κάτω από το φράγμα των $5V$ και μία πολυωνυμική μεταβολή μεταξύ των $5 - 8V$, χαρακτηριστικό της περιοχής που το ύψος του φράγματος

είναι πολύ κοντά στο επίπεδο E_f η ακόμα πέφτει και κάτω από το E_f . Αυτή η περιοχή λειτουργίας λέγεται περιοχή κορεσμού.

Οι σταθερές σχεδιασμού της προτεινόμενης διάταξης είναι:

Απόσταση ανόδου και καθόδου: $d_1 = 50nm$

Απόσταση πύλης με το επίπεδο του εκπομπού: $d_2 = 100nm$

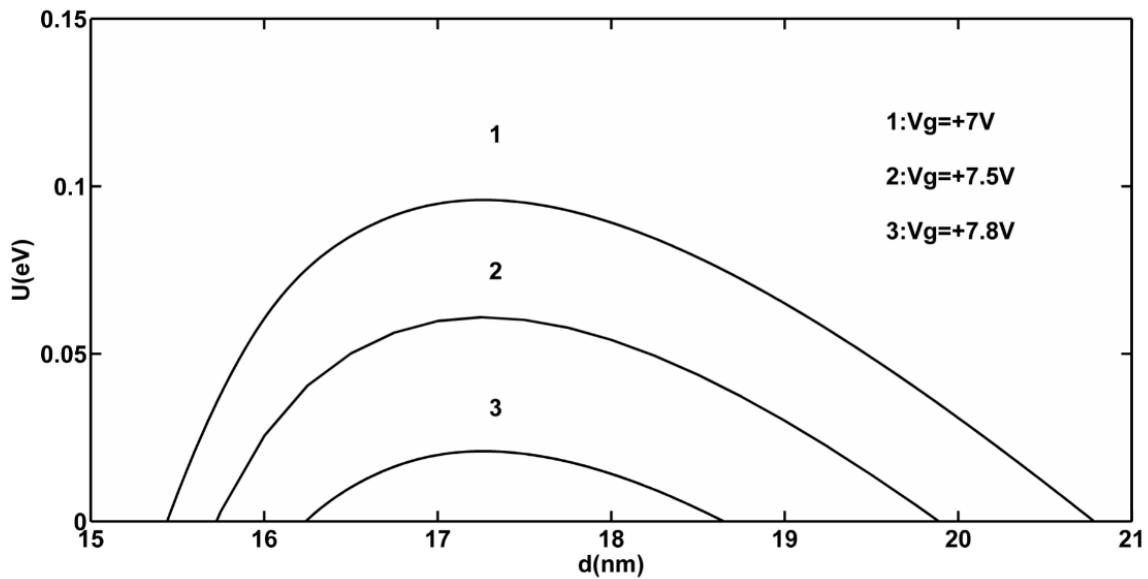
Και

$R = 14nm$

$V_d = 2 - 3V$

$V_g = 6 - 7.8V$

Το δυναμικό που υπολογίσαμε σε $V_d = 2.5V$ για μία σειρά τιμών του V_g φαίνεται στην εικόνα 4.3.1.

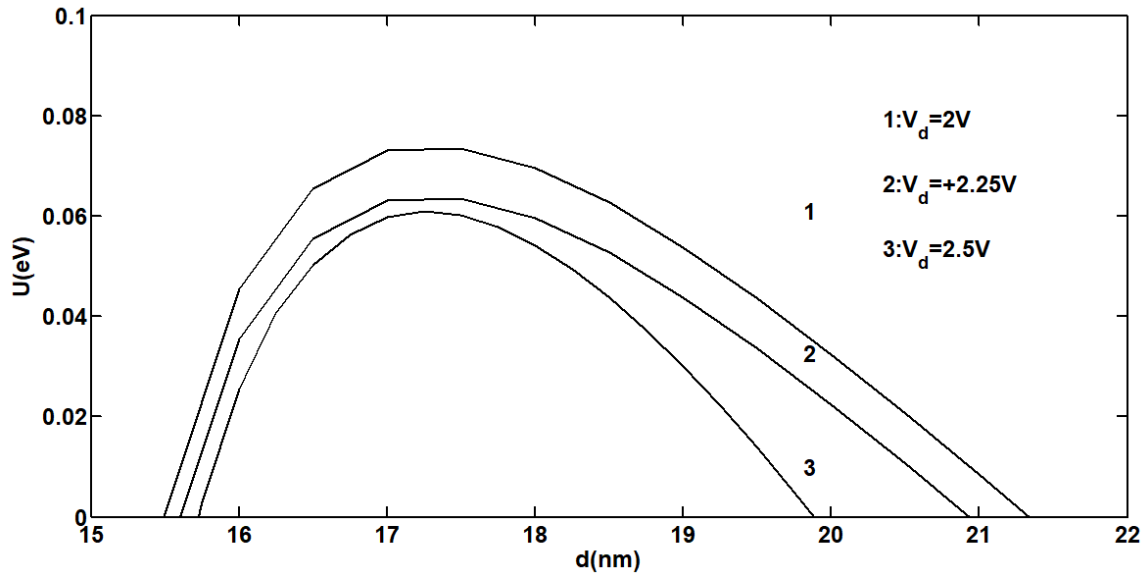


Εικόνα 4.3.1: Ενέργεια του ηλεκτροστατικού δυναμικού για $V_d = 2.5V$, για διάφορες τιμές του V_g ($R = 14nm$).

Μπορεί εύκολα να παρατηρηθεί ότι αρκεί μόνο μία μεταβολή του $1V$ στην τάση V_g για να μειωθεί το μήκος του φράγματος από $5nm$ σε $2nm$. Από την άλλη πλευρά το ύψος

των φραγμάτων είναι πολύ μικρό: από $0.1nm$ σε ακόμα μικρότερες τιμές και όπως θα δείξουμε παρακάτω, το ρεύμα που μεταφέρεται είναι της τάξης των μA .

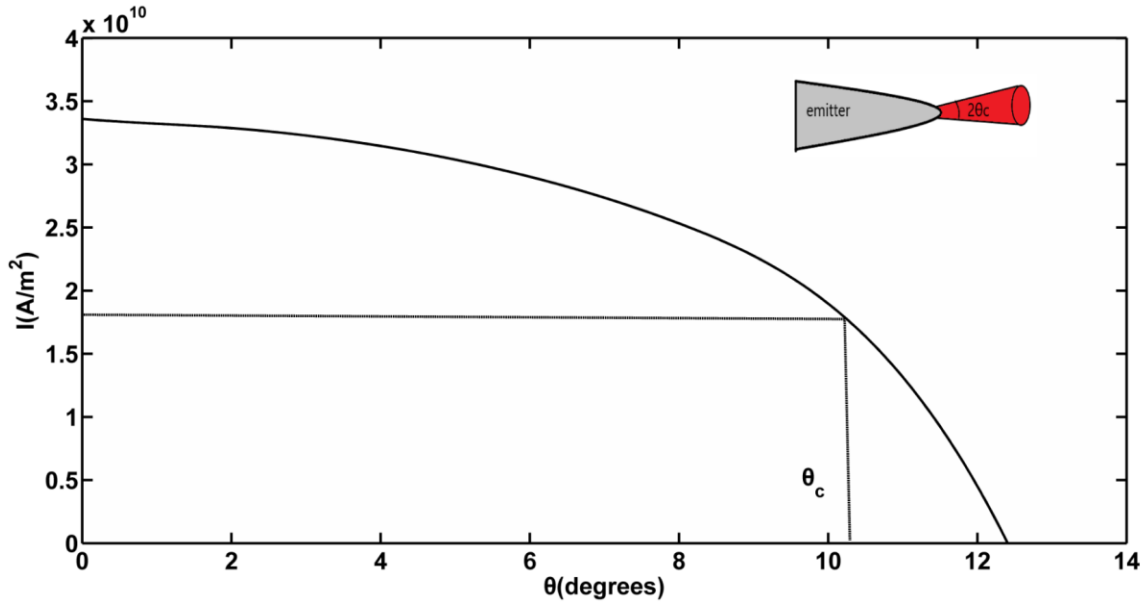
Από την άλλη, η εικόνα 4.3.2 δείχνει τη μεταβολή της ενέργειας του δυναμικού σε σχέση με το V_d για $V_g = 7.5V$.



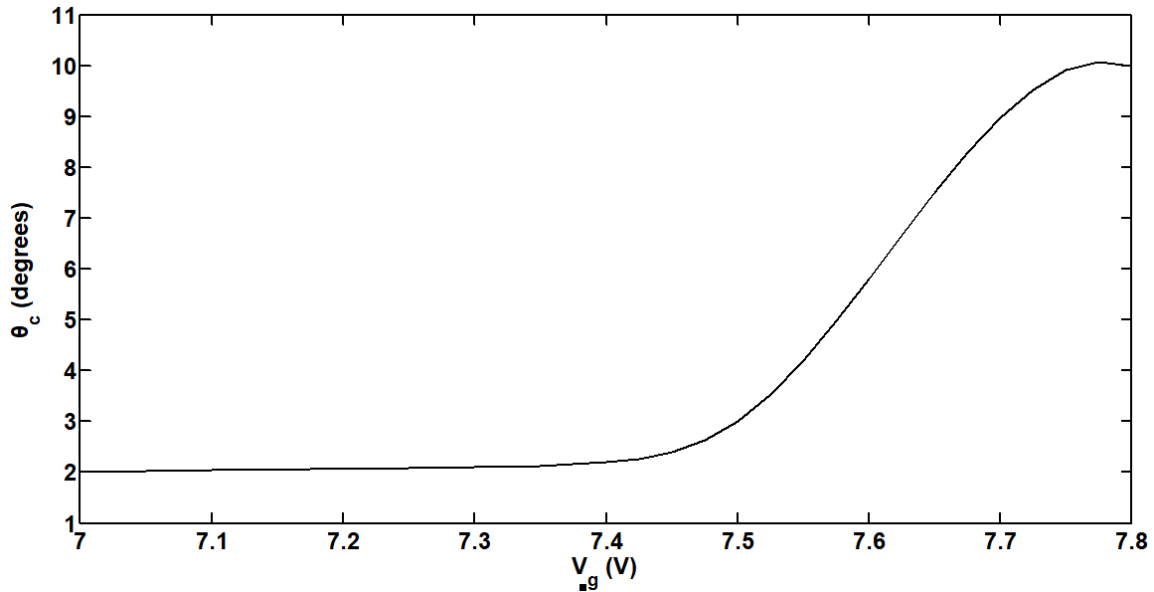
Εικόνα 4.3.2: Ενέργεια του ηλεκτροστατικού δυναμικού για διάφορα V_d για $V_g = +7.5V$ ($R = 14nm$).

Μπορεί και πάλι να παρατηρηθεί ότι τα μήκη των φραγμάτων είναι μακριά αλλά η πύλη είναι ικανή και πάλι να μειώνει αρκετά τα ύψη τους. Αναμένουμε μία γρήγορη μείωση της πυκνότητας ρεύματος σχετικά με τη γωνία θ . Αυτό φαίνεται στην εικόνα 4.3.3 για $V_g = +7.8V$ και $V_d = +2.5V$. Βλέπουμε ότι η πυκνότητα πέφτει στο μισό της τιμής της για γωνία $\theta_c = 10^\circ$. Ο κώνος εκπομπής φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 4.3.3.

Η εικόνα 4.3.4 δείχνει τη μεταβολή της κρίσιμης γωνίας θ_c με την τάση V_g . Είναι εμφανές ότι η κρίσιμη γωνία τείνει σε μία σταθερή τιμή περίπου για $V_g = 8V$. Αξίζει να τονίσουμε ότι μετά τα $V_g = 8V$ η κορυφή του φράγματος πέφτει κάτω από την ενέργεια E_f , δηλαδή δεν υπάρχει φράγμα.

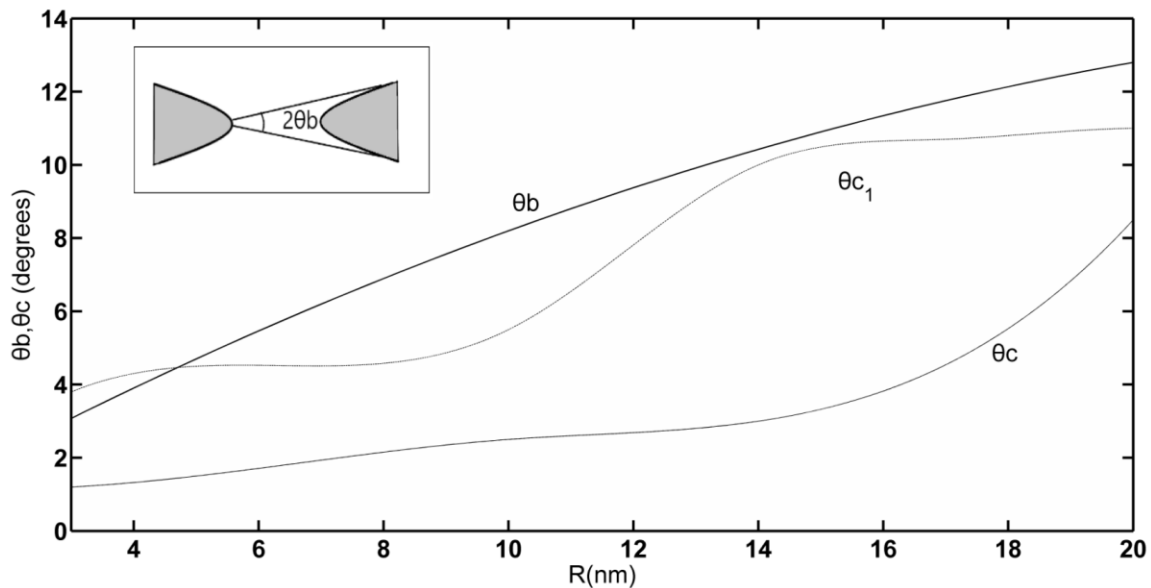


Εικόνα 4.3.3: Γρήγορη μείωση της πυκνότητας ρεύματος $J(\theta, \varphi = 0)$ σε σχέση με τη γωνία θ ($V_g = +7.8V, V_d = 2.5V$). Η πυκνότητα ρεύματος μειώνεται στο μισό στη γωνία $\theta_c = 10^\circ$. Η πυκνότητα ρεύματος εσωκλείεται σε ένα κώνο με γωνία $2\theta_c$ και προφανώς έξω από αυτόν οι απώλειες είναι μεγάλες.



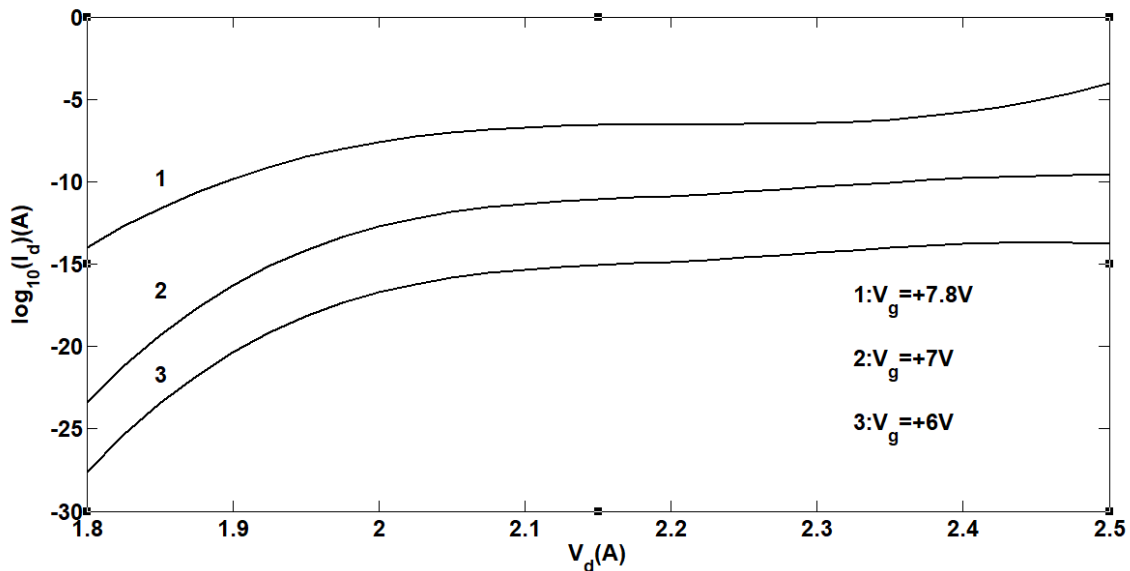
Εικόνα 4.3.4: Μεταβολή της γωνίας θ_c σε σχέση με το V_g για $V_d = 2.5V, R = 14nm$

Στην εικόνα 4.3.4 παρουσιάζεται η μεταβολή της γωνίας θ_c σε σχέση με την ακτίνα καμπυλότητας R . Συγκρίνουμε τη γωνία αυτή με μία άλλη γωνία που ονομάζουμε θ_b που ορίζεται ως εξής: είναι η γωνία πάνω στον εκπομπό έτσι ώστε κάθε ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται να φθάνει στην άνοδο και να μην χάνεται. Προφανώς η συνθήκη για την ελαχιστοποίηση της διαρροής είναι $\theta_c(V_g) < \theta_b$. Η γωνία θ_b καθορίζεται πλήρως από τη γεωμετρία της διάταξης. Για $V_g = +7(\theta_c)$ παρατηρούμε ότι αυτή η συνθήκη ικανοποιείται μέχρι και για $R = 4nm$. Από την άλλη για $V_g = +7.5V(\theta_{c1})$ η συνθήκη αυτή ικανοποιείται μερικώς.



Εικόνα 4.3.5: Μεταβολή της γωνίας θ_c με την ακτίνα καμπυλότητας R . θ_b είναι η γωνία πάνω στον εκπομπό έτσι ώστε κάθε ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται να φθάνει στην άνοδο. $\theta_c(V_g) < \theta_b$ είναι η συνθήκη για την ελαχιστοποίηση της διαρροής. Για $V_g = +7(\theta_c)$ παρατηρούμε ότι αυτή η συνθήκη ικανοποιείται μέχρι και για $R = 4nm$. Από την άλλη για $V_g = +7.5V(\theta_{c1})$ η συνθήκη αυτή ικανοποιείται μερικώς.

Οι χαρακτηριστικές I-V φαίνονται σε ημιλογαριθμική κλίμακα στην εικόνα 4.3.6. Παρατηρούμε ένα πολύ μεγάλο εύρος των τιμών του ρεύματος εξαιτίας του εκθετικού χαρακτήρα του συντελεστή μετάδοσης. Το ρεύμα που υπολογίζουμε συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα για $V_g = 8V$ [22] (υπολογίζουμε $1\mu A$ σε σχέση με τα $2\mu A$ της πειραματικής εργασίας [22]) αλλά η καμπύλη μας ακολουθεί μία εκθετική συμπεριφορά κάτω από $V_g = +8V$, ενώ τα πειραματικά δεδομένα δείχνουν αυτή τη συμπεριφορά κάτω από τα $5V$. Οι χαρακτηριστικές δείχνουν μία εκτενή περιοχή κορεσμού, η οποία σύμφωνα με όσα αναφέραμε παραπάνω, ήταν αναμενόμενη.



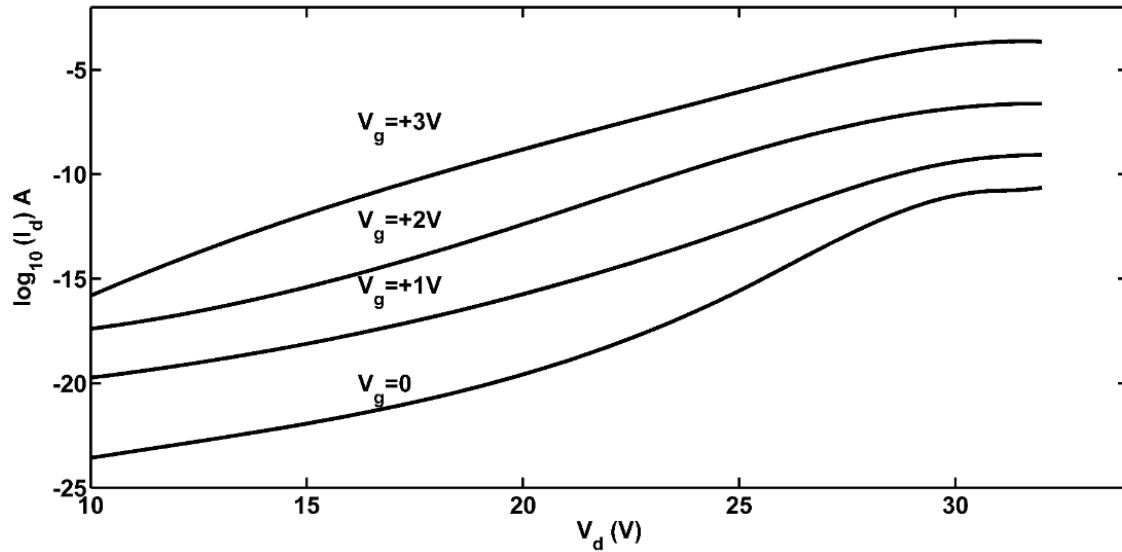
Εικόνα 4.3.6: Χαρακτηριστικές I-V για ακτίνα $R = 14nm$ για διάφορες τιμές του V_g .

Οι παράγοντες οι οποίοι ίσως είναι υπεύθυνοι για τις διαφορές στην περιοχή κορεσμού είναι οι εξής:

1. Το ακριβές σχήμα του εκπομπού που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική εργασία [22] (το οποίο επηρεάζει την προσομοίωση) δεν είναι γνωστό (ύψος και πλάτος βάσης).
2. Η νόθευση του ημιαγωγού δεν είναι γνωστή και μπορεί να μην είναι αρκετά υψηλή έτσι ώστε ο ημιαγωγός να συμπεριφέρεται σαν μέταλλο.
3. Η λειτουργία παροχής ηλεκτρονίων (το zs) είναι για το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων, η παροχή ηλεκτρονίων Bloch δεν είναι γνωστή και συνήθως αντιμετωπίζεται ως ανεξάρτητη παράμετρος.

Οι παραπάνω χαρακτηριστικές $I_d - V_d$ υπολογίζονται υπό την προϋπόθεση ότι $V_g \gg V_d$. Αν υποθέσουμε το αντίστροφο ($V_g \ll V_d$) θα έχουμε ως αποτέλεσμα διαφορετικές χαρακτηριστικές. Σε αυτή την περίπτωση των μήκος των φραγμάτων είναι αρκετά μικρότερο ($0.5 - 1nm$) αλλά το ύψος τους αρκετά μεγαλύτερο $1 - 0.1V$. Επιπλέον παρατηρούμε μεγαλύτερα ρεύματα εξαιτίας του στενότερου φράγματος και όχι λόγω του μικρότερου ύψους. Η εικόνα 4.3.7 δείχνει τα παραπάνω ευρήματα για έναν εκπομπό με $h/R = 10$. Το ενδιαφέρον χαρακτηριστικό και για τις δύο εικόνες 4.3.6 και 4.3.7 και ειδικά για την 4.3.6 είναι οι πολύ μεγάλες τιμές του παράγοντα: $\frac{dV_g}{dI_d} / I_d$ που παίρνουμε

από την κάθε διάταξη. Στην περιοχή κορεσμού για κάθε αλλαγή 1V στην V_g , το υπολογιζόμενο ρεύμα πολλαπλασιάζεται από περίπου 2-3 τάξεις μεγέθους στην εικόνα 4.3.7 και με 5-6 τάξεις μεγέθους στην εικόνα 4.3.6.



Εικόνα 4.3.7 Χαρακτηριστικές I-V με $V_d \gg V_g$, $R = 5nm$

4.4 Συμπεράσματα και προοπτικές

Όπως δείξαμε σε αυτό το κεφάλαιο, το τρανζίστορ κενού είναι μία διάταξη που αναμφισβήτητα έχει συμπεριφορά τρανζίστορ και εμφανίζεται σαν ένας πολύ αξιόλογος διάδοχος των τρανζίστορ στερεάς κατάστασης. Επιπλέον έχει πολύ μεγάλο g_m εκθετικά εξαρτώμενο από το V_g . Επιπρόσθετα, παρατηρούμε ότι το V_d επηρεάζει το μήκος του φράγματος ενώ το V_g το ύψος του φράγματος.

Λόγω των διαφαινόμενων προοπτικών του τρανζίστορ κενού αναπτύξαμε ένα λογισμικό το οποίο μπορεί να βοηθήσει τους πειραματικούς ερευνητές στο σχεδιασμό αυτής της διάταξης καθώς είναι ικανό να κάνει προσομοιώσεις για διάφορες γεωμετρίες.

Σε επόμενο στάδιο θα επεκτείνουμε το λογισμικό μας έτσι ώστε να είναι ικανό να υπολογίζει και το ρεύμα της πύλης I_g καθώς μέχρι στιγμής το έχουμε αγνοήσει.

Κεφάλαιο 5: Προγράμματα

Οι προσομοιώσεις κατά τη διάρκεια της διατριβής έγιναν σε περιβάλλον Matlab. Σε αυτό το κεφάλαιο θα παραθέσουμε αναλυτικά τα προγράμματα που αναπτύχθηκαν για τους υπολογισμούς μας.

5.1 Κώδικας για τον υπολογισμό των συντελεστών A για τις διάφορες διατάξεις αισθητήρων

%N: ο αριθμός των σφαιρών.

%NP: ο αριθμός των σημείων που αναπαριστούν κάθε σφαίρα

Κώδικας για διάταξη 8 σφαιρών σε γωνία 45 μοιρών μεταξύ τους

```
N=8;
```

```
NP=121;
```

```
S1=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
B=zeros(NP,1);
```

```
C=zeros(NP,1);
```

```
D=ones(NP,1);
```

```
H1=[D C C];
```

```
H2=[C C D];
```

```
S2=S1-2*H2;
```

```
S3=S1-4*H2;
```

```
S4=S1-6*H2;
```

```
S5=S1+2*sqrt(2)*H1+2*sqrt(2)*H2;
```

```
S6=S1+3*sqrt(2)*H1+3*sqrt(2)*H2;
```

```
S7=S1+4*sqrt(2)*H1+4*sqrt(2)*H2;
```

```
S8=S1+5*sqrt(2)*H1+5*sqrt(2)*H2;
```

```
L=NP*N/2;
```

```
%V matrix is the potential matrix on sphere surface
```

```
for i=1:L
```

```
    V(i,1)=0;
```

```
    V(i+L,1)=12;
```

```
end;
```

```
CORE=[Cmatrix(S1,[0 0 0], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -4], NP),  
Cmatrix(S1,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S1,[2*sqrt(2) 0 2*sqrt(2)], NP), Cmatrix(S1,[3*sqrt(2) 0  
3*sqrt(2)], NP), Cmatrix(S1,[4*sqrt(2) 0 4*sqrt(2)], NP), Cmatrix(S1,[5*sqrt(2) 0  
5*sqrt(2)], NP)
```

```
    Cmatrix(S2,[0 0 0], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -4], NP),  
    Cmatrix(S2,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S2,[2*sqrt(2) 0 2*sqrt(2)], NP), Cmatrix(S2,[3*sqrt(2) 0
```

$3\sqrt{2}$], NP), Cmatrix(S2,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S2,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S3,[0 0 0], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S3,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S3,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S3,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S3,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S4,[0 0 0], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S4,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S4,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S4,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S4,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S5,[0 0 0], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S5,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S5,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S5,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S5,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S6,[0 0 0], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S6,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S6,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S6,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S6,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S7,[0 0 0], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S7,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S7,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S7,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S7,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP)

Cmatrix(S8,[0 0 0], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -4], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S8,[$2\sqrt{2}$ 0 $2\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S8,[$3\sqrt{2}$ 0 $3\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S8,[$4\sqrt{2}$ 0 $4\sqrt{2}$]), NP), Cmatrix(S8,[$5\sqrt{2}$ 0 $5\sqrt{2}$]), NP);

$$A = \text{pinv}(\text{CORE}) * V;$$

Κώδικας για διάταξη 8 σφαιρών σε γωνία 90 μοιρών μεταξύ τους

N=8;

```
NP=121;
```

```
S1=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
B=zeros(NP,1);
```

```
C=zeros(NP,1);
```

```
D=ones(NP,1);
```

```
H1=[D C C];
```

```
H2=[C C D];
```

```
S2=S1-2*H2;
```

```
S3=S1-4*H2;
```

```
S4=S1-6*H2;
```

```
S5=S1+4*H1;
```

```
S6=S1+6*H1;
```

```
S7=S1+8*H1;
```

```
S8=S1+10*H1;
```

```
L=NP*N/2;
```

```
for i=1:L
```

```
V(i,1)=0;
V(i+L,1)=12;
end;
```

```
CORE=[Cmatrix(S1,[0 0 0], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S1,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S1,[4 0 0], NP), Cmatrix(S1,[6 0 0], NP), Cmatrix(S1,[8 0
0], NP), Cmatrix(S1,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S2,[0 0 0], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S2,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S2,[4 0 0], NP), Cmatrix(S2,[6 0 0], NP), Cmatrix(S2,[8 0
0], NP), Cmatrix(S2,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S3,[0 0 0], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S3,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S3,[4 0 0], NP), Cmatrix(S3,[6 0 0], NP), Cmatrix(S3,[8 0
0], NP), Cmatrix(S3,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S4,[0 0 0], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S4,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S4,[4 0 0], NP), Cmatrix(S4,[6 0 0], NP), Cmatrix(S4,[8 0
0], NP), Cmatrix(S4,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S5,[0 0 0], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S5,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S5,[4 0 0], NP), Cmatrix(S5,[6 0 0], NP), Cmatrix(S5,[8 0
0], NP), Cmatrix(S5,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S6,[0 0 0], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S6,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S6,[4 0 0], NP), Cmatrix(S6,[6 0 0], NP), Cmatrix(S6,[8 0
0], NP), Cmatrix(S6,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S7,[0 0 0], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S7,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S7,[4 0 0], NP), Cmatrix(S7,[6 0 0], NP), Cmatrix(S7,[8 0
0], NP), Cmatrix(S7,[10 0 0], NP)
```

```
Cmatrix(S8,[0 0 0], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S8,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S8,[4 0 0], NP), Cmatrix(S8,[6 0 0], NP), Cmatrix(S8,[8 0
0], NP), Cmatrix(S8,[10 0 0], NP)];
```

```
A=pinv(CORE)*V;
```

Κώδικας για διάταξη 10 σφαιρών σε γωνία 0 μοιρών μεταξύ τους

```
N=10;
```

```
NP=121; %NP is the number of points on spheres
```

```
S1=RandSampleSphere(NP, 'stratified'); %S1: unit sphere (0,0,0)
```

```
B=zeros(NP,1);
```

```
C=zeros(NP,1);
```

```
D=ones(NP,1);
```

```
H1=[D C C];
```

```
H2=[C C D];
```

```
S2=S1-2*H2;
```

```
S3=S1-4*H2;
```

```
S4=S1-6*H2;
```

```
S5=S1-8*H2;
```

```
S6=S1+4*H2;
```

```
S7=S1+6*H2;
```

S8=S1+8*H2;

S9=S1+10*H2;

S10=S1+12*H2;

L=NP*N/2;

for i=1:L

V(i,1)=-6;

V(i+L,1)=6;

end;

CORE=[Cmatrix(S1,[0 0 0], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S1,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S1,[0 0 4], NP), Cmatrix(S1,[0 0
6], NP), Cmatrix(S1,[0 0 8], NP), Cmatrix(S1,[0 0 10], NP), Cmatrix(S1,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S2,[0 0 0], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S2,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S2,[0 0 4], NP), Cmatrix(S2,[0 0
6], NP), Cmatrix(S2,[0 0 8], NP), Cmatrix(S2,[0 0 10], NP), Cmatrix(S2,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S3,[0 0 0], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S3,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S3,[0 0 4], NP), Cmatrix(S3,[0 0
6], NP), Cmatrix(S3,[0 0 8], NP), Cmatrix(S3,[0 0 10], NP), Cmatrix(S3,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S4,[0 0 0], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S4,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S4,[0 0 4], NP), Cmatrix(S4,[0 0
6], NP), Cmatrix(S4,[0 0 8], NP), Cmatrix(S4,[0 0 10], NP), Cmatrix(S4,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S5,[0 0 0], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S5,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S5,[0 0 4], NP), Cmatrix(S5,[0 0
6], NP), Cmatrix(S5,[0 0 8], NP), Cmatrix(S5,[0 0 10], NP), Cmatrix(S5,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S6,[0 0 0], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S6,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S6,[0 0 4], NP), Cmatrix(S6,[0 0
6], NP), Cmatrix(S6,[0 0 8], NP), Cmatrix(S6,[0 0 10], NP), Cmatrix(S6,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S7,[0 0 0], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S7,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S7,[0 0 4], NP), Cmatrix(S7,[0 0 6], NP), Cmatrix(S7,[0 0 8], NP), Cmatrix(S7,[0 0 10], NP), Cmatrix(S7,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S8,[0 0 0], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S8,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S8,[0 0 4], NP), Cmatrix(S8,[0 0 6], NP), Cmatrix(S8,[0 0 8], NP), Cmatrix(S8,[0 0 10], NP), Cmatrix(S8,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S9,[0 0 0], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S9,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S9,[0 0 4], NP), Cmatrix(S9,[0 0 6], NP), Cmatrix(S9,[0 0 8], NP), Cmatrix(S9,[0 0 10], NP), Cmatrix(S9,[0 0 12], NP)

Cmatrix(S10,[0 0 0], NP), Cmatrix(S10,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S10,[0 0 -4],
NP),Cmatrix(S10,[0 0 -6],NP),Cmatrix(S10,[0 0 -8], NP),Cmatrix(S10,[0 0 4],
NP),Cmatrix(S10,[0 0 6], NP),Cmatrix(S10,[0 0 8], NP), Cmatrix(S10,[0 0 10],
NP),Cmatrix(S10,[0 0 12], NP)];

A=pinv(CORE)*V;

Κώδικας για διάταξη 10 σφαιρών σε σχηματισμό T μεταξύ τους

N=10;

NP=121;

S1=RandSampleSphere(NP, 'stratified');

B=zeros(NP,1);

C=zeros(NP,1);

D=ones(NP,1);

H1=[D C C];

H2=[C C D];

S2=S1-2*H2;

S3=S1-4*H2;

S4=S1-6*H2;

S5=S1-8*H2;

S6=S1+4*H2;

S7=S1+4*H2+2*H1;

S8=S1+4*H2+4*H1;

S9=S1+4*H2-2*H1;

S10=S1+4*H2-4*H1;

L=NP*N/2;

for i=1:L

V(i,1)=-6;

V(i+L,1)=6;

end;

CORE=[Cmatrix(S1,[0 0 0], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S1,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S1,[0 0 4], NP), Cmatrix(S1,[2 0
4], NP), Cmatrix(S1,[4 0 4], NP),Cmatrix(S1,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S1,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S2,[0 0 0], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S2,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S2,[0 0 4], NP), Cmatrix(S2,[2 0
4], NP), Cmatrix(S2,[4 0 4], NP),Cmatrix(S2,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S2,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S3,[0 0 0], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S3,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S3,[0 0 4], NP), Cmatrix(S3,[2 0
4], NP), Cmatrix(S3,[4 0 4], NP),Cmatrix(S3,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S3,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S4,[0 0 0], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S4,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S4,[0 0 4], NP), Cmatrix(S4,[2 0
4], NP), Cmatrix(S4,[4 0 4], NP),Cmatrix(S4,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S4,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S5,[0 0 0], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S5,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S5,[0 0 4], NP), Cmatrix(S5,[2 0
4], NP), Cmatrix(S5,[4 0 4], NP),Cmatrix(S5,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S5,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S6,[0 0 0], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S6,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S6,[0 0 4], NP), Cmatrix(S6,[2 0
4], NP), Cmatrix(S6,[4 0 4], NP),Cmatrix(S6,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S6,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S7,[0 0 0], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S7,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S7,[0 0 4], NP), Cmatrix(S7,[2 0
4], NP), Cmatrix(S7,[4 0 4], NP),Cmatrix(S7,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S7,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S8,[0 0 0], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S8,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S8,[0 0 4], NP), Cmatrix(S8,[2 0
4], NP), Cmatrix(S8,[4 0 4], NP),Cmatrix(S8,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S8,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S9,[0 0 0], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S9,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S9,[0 0 4], NP), Cmatrix(S9,[2 0
4], NP), Cmatrix(S9,[4 0 4], NP),Cmatrix(S9,[-2 0 4], NP), Cmatrix(S9,[-4 0 4], NP)

Cmatrix(S10,[0 0 0],NP), Cmatrix(S10,[0 0 -2], NP),Cmatrix(S10,[0 0 -4],NP),
Cmatrix(S10,[0 0 -6],NP), Cmatrix(S10,[0 0 -8],NP), Cmatrix(S10,[0 0 4], NP),Cmatrix(S10,[2
0 4], NP), Cmatrix(S10,[4 0 4], NP),Cmatrix(S10,[-2 0 4], NP),Cmatrix(S10,[-4 0 4], NP)];

A=pinv(CORE)*V;

Κώδικας για διάταξη 10 σφαιρών σε σχηματισμό T σε διαφορετικά επίπεδα μεταξύ τους

N=10;

NP=121; %NP is the number of points on spheres

```
S1=RandSampleSphere(NP, 'stratified');
```

```
B=zeros(NP,1);
```

```
C=zeros(NP,1);
```

```
D=ones(NP,1);
```

```
H1=[D C C];
```

```
H2=[C C D];
```

```
H3=[C D C]
```

```
S2=S1-2*H2;
```

```
S3=S1-4*H2;
```

```
S4=S1-6*H2;
```

```
S5=S1-8*H2;
```

```
S6=S1+4*H1; S7=S1+4*H1+2*H3;
```

```
S8=S1+4*H1+4*H3;
```

```
S9=S1+4*H1-2*H3;
```

```
S10=S1+4*H1-4*H3;
```

```
L=NP*N/2;
```

for i=1:L

V(i,1)=0;

V(i+L,1)=8;

end;

CORE=[Cmatrix(S1,[0 0 0], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S1,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S1,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S1,[4 0 0], NP), Cmatrix(S1,[4 2
0], NP), Cmatrix(S1,[4 4 0], NP),Cmatrix(S1,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S1,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S2,[0 0 0], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S2,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S2,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S2,[4 0 0], NP), Cmatrix(S2,[4 2
0], NP), Cmatrix(S2,[4 4 0], NP),Cmatrix(S2,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S2,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S3,[0 0 0], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S3,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S3,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S3,[4 0 0], NP), Cmatrix(S3,[4 2
0], NP), Cmatrix(S3,[4 4 0], NP),Cmatrix(S3,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S3,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S4,[0 0 0], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S4,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S4,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S4,[4 0 0], NP), Cmatrix(S4,[4 2
0], NP), Cmatrix(S4,[4 4 0], NP),Cmatrix(S4,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S4,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S5,[0 0 0], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S5,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S5,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S5,[4 0 0], NP), Cmatrix(S5,[4 2
0], NP), Cmatrix(S5,[4 4 0], NP),Cmatrix(S5,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S5,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S6,[0 0 0], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S6,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S6,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S6,[4 0 0], NP), Cmatrix(S6,[4 2
0], NP), Cmatrix(S6,[4 4 0], NP),Cmatrix(S6,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S6,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S7,[0 0 0], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S7,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S7,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S7,[4 0 0], NP), Cmatrix(S7,[4 2
0], NP), Cmatrix(S7,[4 4 0], NP),Cmatrix(S7,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S7,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S8,[0 0 0], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S8,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S8,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S8,[4 0 0], NP), Cmatrix(S8,[4 2
0], NP), Cmatrix(S8,[4 4 0], NP),Cmatrix(S8,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S8,[4 -4 0], NP)

Cmatrix(S9,[0 0 0], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -2], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -4], NP),
Cmatrix(S9,[0 0 -6], NP), Cmatrix(S9,[0 0 -8], NP), Cmatrix(S9,[4 0 0], NP), Cmatrix(S9,[4 2
0], NP), Cmatrix(S9,[4 4 0], NP),Cmatrix(S9,[4 -2 0], NP), Cmatrix(S9,[4 -4 0], NP)

```
Cmatrix(S10,[0 0 0],NP), Cmatrix(S10,[0 0 -2], NP),Cmatrix(S10,[0 0 -4],NP),  
Cmatrix(S10,[0 0 -6],NP), Cmatrix(S10,[0 0 -8],NP), Cmatrix(S10,[4 0 0], NP),Cmatrix(S10,[4  
2 0], NP), Cmatrix(S10,[4 4 0], NP),Cmatrix(S10,[4 -2 0], NP),Cmatrix(S10,[4 -4 0], NP)];
```

```
A=pinv(CORE)*V;
```

5.2 Κώδικας για τον υπολογισμό των συντελεστών A για τη διάταξη του τρανζίστορ κενού

%N: ο αριθμός των σφαιρών.

%NP: ο αριθμός των σημείων που αναπαριστούν κάθε σφαίρα

```
N=10;
```

```
NP=121;
```

```
S1=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
S1t=Cartesian2Spherical(S1);
```

```
for i=1:NP
```

```
    S1t(i,3)=14;
```

```
end;
```

```
S1=Spherical2Cartesian(S1t);
```

```
S2=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
S2t=Cartesian2Spherical(S2);
```

```
for i=1:NP
```

```
    S2t(i,3)=20;
```

```
end;
```

```
S2=Spherical2Cartesian(S2t);
```

```
S3=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
S3t=Cartesian2Spherical(S1);
```

```
for i=1:NP
```

```
    S3t(i,3)=26;
```

```
end;
```

```
S3=Spherical2Cartesian(S3t);
```

```
S4=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
S4t=Cartesian2Spherical(S1);
```

```
for i=1:NP
```

```
    S4t(i,3)=32;
```

```
end;
```

```
S4=Spherical2Cartesian(S4t);
```

```
S5=RandSampleSphere(NP, 'uniform');
```

```
S5t=Cartesian2Spherical(S1);
```

```
for i=1:NP
```

```
    S5t(i,3)=38;
```

```
end;
```

```
S5=Spherical2Cartesian(S5t);
```

```
B=zeros(NP,1);
```

```
C=zeros(NP,1);
```

```
D=ones(NP,1);
```

```
H2=[C C D];
```

%με μετατοπίσεις δημιουργούμε τις άλλες σφαίρες του συστήματος στον αρνητικό άξονα των Z

$$S2n=S2-34*H2;$$

$$S3n=S3-80*H2;$$

$$S4n=S4-138*H2;$$

$$S5n=S5-208*H2;$$

%με μετατοπίσεις δημιουργούμε τις άλλες σφαίρες του συστήματος στο θετικό άξονα των Z

$$S1p=S1+78*H2;$$

$$S2p=S2+112*H2;$$

$$S3p=S3+158*H2;$$

$$S4p=S4+216*H2;$$

$$S5p=S5+286*H2;$$

%καταγράφουμε το κέντρο της κάθε σφαίρας

$$C1= [0 0 0];$$

$$C2n= [0 0 -34];$$

$$C3n= [0 0 -80];$$

$$C4n= [0 0 -138];$$

$$C5n= [0 0 -208];$$

$$C1p= [0 0 78];$$

$$C2p= [0 0 112];$$

$$C3p= [0 0 158];$$

$$C4p= [0 0 216];$$

$$C5p= [0 0 286];$$

$$L=NP*N/2;$$

for i=1:L

V(i,1)=0;

V(i+L,1)=2.7;

end;

CORE=[Cmatrix(S1,C1, NP), Cmatrix(S1,C2n, NP), Cmatrix(S1,C3n, NP),
Cmatrix(S1,C4n, NP), Cmatrix(S1,C5n, NP), Cmatrix(S1,C1p, NP), Cmatrix(S1,C2p, NP),
Cmatrix(S1,C3p, NP), Cmatrix(S1,C4p, NP) , Cmatrix(S1,C5p, NP)

Cmatrix(S2n,C1, NP), Cmatrix(S2n,C2n, NP), Cmatrix(S2n,C3n, NP), Cmatrix(S2n,C4n,
NP), Cmatrix(S2n,C5n, NP), Cmatrix(S2n,C1p, NP), Cmatrix(S2n,C2p, NP),
Cmatrix(S2n,C3p, NP), Cmatrix(S2n,C4p, NP), Cmatrix(S2n,C5p, NP)

Cmatrix(S3n,C1, NP), Cmatrix(S3n,C2n, NP), Cmatrix(S3n,C3n, NP), Cmatrix(S3n,C4n,
NP), Cmatrix(S3n,C5n, NP), Cmatrix(S3n,C1p, NP), Cmatrix(S3n,C2p, NP),
Cmatrix(S3n,C3p, NP), Cmatrix(S3n,C4p, NP), Cmatrix(S3n,C5p, NP)

Cmatrix(S4n,C1, NP), Cmatrix(S4n,C2n, NP), Cmatrix(S4n,C3n, NP), Cmatrix(S4n,C4n,
NP), Cmatrix(S4n,C5n, NP) ,Cmatrix(S4n,C1p, NP), Cmatrix(S4n,C2p, NP),
Cmatrix(S4n,C3p, NP), Cmatrix(S4n,C4p, NP),Cmatrix(S4n,C5p, NP)

Cmatrix(S5n,C1, NP), Cmatrix(S5n,C2n, NP), Cmatrix(S5n,C3n, NP), Cmatrix(S5n,C4n,
NP), Cmatrix(S5n,C5n, NP) ,Cmatrix(S5n,C1p, NP), Cmatrix(S5n,C2p, NP),
Cmatrix(S5n,C3p, NP), Cmatrix(S5n,C4p, NP),Cmatrix(S5n,C5p, NP)

Cmatrix(S1p,C1, NP), Cmatrix(S1p,C2n, NP), Cmatrix(S1p,C3n, NP), Cmatrix(S1p,C4n,
NP), Cmatrix(S1p,C5n, NP), Cmatrix(S1p,C1p, NP), Cmatrix(S1p,C2p, NP),
Cmatrix(S1p,C3p, NP), Cmatrix(S1p,C4p, NP),Cmatrix(S1p,C5p, NP)

Cmatrix(S2p,C1, NP), Cmatrix(S2p,C2n, NP), Cmatrix(S2p,C3n, NP), Cmatrix(S2p,C4n,
NP), Cmatrix(S2p,C5n, NP), Cmatrix(S2p,C1p, NP), Cmatrix(S2p,C2p, NP),
Cmatrix(S2p,C3p, NP), Cmatrix(S2p,C4p, NP),Cmatrix(S2p,C5p, NP)

Cmatrix(S3p,C1, NP), Cmatrix(S3p,C2n, NP), Cmatrix(S3p,C3n, NP), Cmatrix(S3p,C4n,
NP), Cmatrix(S3p,C5n, NP),Cmatrix(S3p,C1p, NP), Cmatrix(S3p,C2p, NP),
Cmatrix(S3p,C3p, NP), Cmatrix(S3p,C4p, NP),Cmatrix(S3p,C5p, NP)

Cmatrix(S4p,C1, NP), Cmatrix(S4p,C2n, NP), Cmatrix(S4p,C3n, NP), Cmatrix(S4p,C4n,
NP), Cmatrix(S4p,C5n, NP),Cmatrix(S4p,C1p, NP), Cmatrix(S4p,C2p, NP),
Cmatrix(S4p,C3p, NP), Cmatrix(S4p,C4p, NP),Cmatrix(S4p,C5p, NP)


```
Cmatrix(S5p,C1, NP), Cmatrix(S5p,C2n, NP), Cmatrix(S5p,C3n, NP), Cmatrix(S5p,C4n,
NP), Cmatrix(S5p,C5n, NP),Cmatrix(S5p,C1p, NP), Cmatrix(S5p,C2p, NP),
Cmatrix(S5p,C3p, NP), Cmatrix(S5p,C4p, NP),Cmatrix(S5p,C5p, NP)];
```

```
A=pinv(CORE)*V;
```

5.3 Συναρτήσεις που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό των συντελεστών A

1. function C = Core(R, NP)

%η συνάρτηση αυτή φτιάχνει ένα πίνακα NPxNP. Κάθε σημείο του πίνακα είναι ένας όρος $\Psi_{n,m}$ ως προς την κάθε σφαίρα

%NP: αριθμός σημείων που αναπαριστά μία σφαίρα

```
for i=1:NP
    j=2;
    for n=1:10
        for m=-n:n
            C(i,j)= poten(R(i,3),pi/2-R(i,2),R(i,1), n, m);
            j=j+1;
        end;
    end;
end;

for i=1:NP
    C(i,1)= poten(R(i,3),pi/2-R(i,2),R(i,1), 0, 0);
end;
end
```

2. function Cm = Cmatrix(P,K, NP)

%αναδρομική συνάρτηση. Υπολογίζει τον όρο Ψ_i ως προς τις σχετικές σφαιρικές συντεταγμένες του εκάστοτε σημείου

```
Cm=Core(Cartesian2Spherical(CartesianGlobal2Local(P,K)), NP);
```

```
End
```

3. function A = CartesianGlobal2Local(X, Y)

% Αυτή η συνάρτηση μετατρέπει τις καρτεσιανές συντεταγμένες από το καθολικό σύστημα συντεταγμένων στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων.

```
[n, m] = size(X);
```

```
for i=1:3
```

```
    for j=1:n
```

```
        h(j,i)= Y(1,i);
```

```
    end
```

```
end
```

```
A = X-h;
```

```
End
```

4. function B = Cartesian2Spherical(X)

%Αυτή η συνάρτηση μετατρέπει ένα πίνακα με καρτεσιανά στοιχεία σε έναν πίνακα με τα αντίστοιχα σημεία σε σφαιρικές συντεταγμένες.

```
[B(:,1), B(:,2), B(:,3)]=cart2sph(X(:,1), X(:,2), X(:,3));
```

```
end
```

5. function B = Spherical2Cartesian(X)

%Αυτή η συνάρτηση μετατρέπει ένα πίνακα με σημεία σε σφαιρικές συντεταγμένες σε έναν πίνακα με τα αντίστοιχα σημεία σε καρτεσιανές συντεταγμένες.

```
[B(:,1), B(:,2), B(:,3)] = sph2cart(X(:,1), X(:,2), X(:,3));
```

```
end
```

6. function I = Legen(n,m,x)

%Η συνάρτηση αυτή υπολογίζει τις συναρτήσεις Legendre

```
if n==0
```

```
l=1;
```

```
else
```

```
G=legendre(n,x); %η συνάρτηση που έχει έτοιμη το matlab υπολογίζει από 0..n τις  
συναρτήσεις legendre.
```

```
[p, q] = size(G); %p=n+1
```

```
for i=1:(p-1) %p-1=n
```

```
F(i,1)=(-1)^i*(factorial(n-i)/factorial(n+i))*G(i,1);
```

```
end
```

```
LGN=[F;G];
```

```
if m<0
```

```
l=LGN(abs(m),1);
```

```
else
```

```
l=LGN(abs(m)+p,1);
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

7. function pn = poten(r, u, f, n, m)

%Η συνάρτηση αυτή υπολογίζει τον πυρήνα των αντίστοιχων Ψi

```
pn = (r.^(-n-1))*Legen(n,m,cos(u)) * cos(m*f);  
end
```

8. function X=RandSampleSphere(N,spl)

% Η συνάρτηση αυτή δημιουργεί μία μοναδιαία σφαίρα με N ισοκατανεμημένα σημεία.
Εισάγουμε τον αριθμό των σημείων N και παίρνουμε ως αποτέλεσμα έναν πίνακα Nx3
με τις συνταταγμένες των σημείων.

```
if nargin<1 || isempty(N), N=200; end  
if nargin<2 || isempty(spl), spl='uniform'; end  
  
chk=strcmp(spl,{'uniform','stratified'});  
if sum(chk)==0  
    error('Invalid sampling option')  
end  
  
N=round(N);  
if numel(N)~=1 || ~isnumeric(N) || N<1  
    error('Invalid entry for 1st input argument')  
end  
if N<3, spl='uniform'; end  
  
if strcmp(spl,'stratified')  
  
    % Partition the [-1,1]x[0,2*pi] domain into ceil(sqrt(N))^2 subdomains  
    % and then draw a random sample for each  
    n=ceil(sqrt(N));
```

```

ds=2/n;
[Xc,Yc]=meshgrid((-1+ds/2):ds:(1-ds/2));

x=ds*(rand(n^2,1)-0.5);
y=ds*(rand(n^2,1)-0.5);

x=x+Xc(:);
y=y+Yc(:);
clear Xc Yc

R=n^2-N;
if R>0
    idx=randperm(n^2,R);
    x(idx)=[];
    y(idx)=[];
end

lon=(x+1)*pi;
z=y;

else
    z=2*rand(N,1)-1;
    lon=2*pi*rand(N,1);
end

lat=acos(z);

```

```
x=cos(lon).*sin(lat);
```

```
y=sin(lon).*sin(lat);
```

```
X=[x,y,z];
```

5.4 Προγράμματα για τον υπολογισμό του συντελεστή διέλευσης, της πυκνότητας ρεύματος και του ρεύματος

```
for i=1:100 %δείγμα 100 σημείων που αντιπροσωπεύει κάθε μονοπάτι
```

```
X(i,1)=14+i*0.5;
```

```
end;
```

```
SAMPLE1=[zeros(100,1), zeros(100,1),X];
```

```
CORES=[Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 0], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 -34], 100),  
Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 -80], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 -138], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0  
0 -208], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 78], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 112], 100),  
Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 158], 100),Cmatrix(SAMPLE1,[0 0 216], 100), Cmatrix(SAMPLE1,[0  
0 286], 100) ];
```

```
PR=CORES*A+(7/100)*(50)
```

```
for i=1:100
```

```
TUNV(i)=4.05-PR(i)-(0.72*14)/(X(i)^2-14^2);
```

```
end;
```

```
plot(X, TUNV);
```

```
DR=0.5;
```

```
j=1;
```

```
for i=1:100
```

```
if (TUNV(1,i))>0
```

```
    SM(j,1)=sqrt(TUNV(1,i));
```

```
    SM1(j,1)=sqrt(TUNV(1,i)+0.1);
```

```
    j=j+1;
```

```
else
```

```
end;
```

```
end ;
```

```
SM2=sum(SM)*10.24634*DR;
```

```
SM3=sum(SM1)*10.24634*DR;
```

```
df0=0.1/abs(SM2-SM3);
```

```
tc0 = exp(-SM2);
```

```
zs = 1.618311*10^14;
```

```
CD0=zs*df0^2*tc0;
```

```

n=1;
for k=[1 2 3 4 5 6 7 8 9 10]
    for l=[1 2 3 4 5 6 7 8 9 10]
        tanth=tand(k);
        tanph=tand(l);
        cosph=cosd(l);
        lisi=roots([1+(tanph)^2+1/(tanth^2*cosph^2), 0, -196]);
        lisi1=roots([1+(tanph)^2+1/(tanth^2*cosph^2), -156/(tanth*cosph),5888]);
        tf=isreal(lisi)+isreal(lisi1);
        if tf==2
            dx=(lisi1(2)-lisi(1))/100;
            for i=1:100
                X5(i,1)=lisi(1)+i*dx;
            end;
        else
            dx=0.5;
            for i=1:100
                X5(i,1)=lisi(1)+i*dx;
            end;
        end
    end

SAMPLE5=[X5,X5*tanph, X5/(tanth*cosph)];

CORES5=[Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 0], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 -34], 100),
Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 -80], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 -138], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0
0 -208], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 78], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 112], 100),

```



```
Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 158], 100),Cmatrix(SAMPLE5,[0 0 216], 100), Cmatrix(SAMPLE5,[0
0 286], 100) ];
```

```
PR5=CORES5*A+(7+X5/100)*(50);
```

```
for i=1:100
```

```
TUNV5(i)=4.05-PR5(i)-(0.72*14)/(X5(i)^2+(tanph*X5(i))^2+(X5(i)/(tanth*cosph))^2-
14^2);
```

```
end;
```

```
for m=1:100
```

```
TUNMASTER(n,m)=TUNV5(1, m);
```

```
TUNMASTERPLOT(n,m)=sqrt(X5(m)^2+(tanph*X5(m))^2+(X5(m)/(tanth*cosph))^2);
```

```
end;
```

```
TUNMASTER(n,m+1)=k;
```

```
TUNMASTER(n,m+2)=l;
```

```
TUNMASTER(n,m+3)=sqrt(dx^2+(tanph*dx)^2+(dx/(tanth*cosph))^2);
```

```
n=n+1;
```

```
end
```

```
end
```

```
for j=1:10
```

```
for i=1:100
```

```
if (TUNMASTER(j,i))>0
```

```
SM5(i,1)=sqrt(TUNMASTER(j,i));
```

```

    SM6(i,1)=sqrt(TUNMASTER(j,i)+0.1);
else
end
end

SM5F=sum(SM5)*10.25*TUNMASTER(j,103);
SM6F=sum(SM6)*10.25*TUNMASTER(j,103);

tc(j) = exp(-SM5F);

df(j)=0.1/abs(SM5F-SM6F);
zs = 1.618311*10^14;
CD(j)=zs*df(j)^2*tc(j);

end

for i=1:10
    li(i)=14^2*10^(-18)*CD(1,i)*sind(i)*(0.017453)*2*3.14
end;

ltot=2*sum(li);

```

6. Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Takeo Yamada, Yuhei Hayamizu, Yuki Yamamoto, Yoshiki Yomogida, Ali Izadi-Najafabadi, Don N. Futaba, Kenji Hata, "A stretchable carbon nanotube strain sensor for human-motion detection", *Nature Nanotechnology*, vol. 6, pp. 296–301, 2011
- [2] Jian Zhou, Hu Yu, Xuezhong Xu, Fei Han, Gilles Lubineau, "Ultrasensitive, Stretchable Strain Sensors Based on Fragmented Carbon Nanotube Papers", *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 9 (5), pp. 4835–4842, 2017
- [3] Cheng Li, Ya-Long Cui, Gui-Li Tian, Yi Shu, Xue-Feng Wang, He Tian, Yi Yang, Fei Wei, Tian-Ling Ren, "Flexible CNT-array double helices Strain Sensor with high stretch ability for Motion Capture", *Scientific Reports*, vol. 5, Article number: 15554, 2015
- [4] Songjia Han, Chunrui Liu, Huihua Xu, Dongyuan Yao, Kanghong Yan, Huanliang Zheng, Hui-Jiuan Chen, Xuchun Gui, Sheng Chu & Chuan Liu, "Multiscale nanowire-microfluidic hybrid strain sensors with high sensitivity and stretchability", *npj Flexible Electronics*, vol. 2, Article number: 16, 2018
- [5] In Jun Park, Seok-Gy Jeon, Changhwan Shin, "A New Slit-Type Vacuum-Channel Transistor", *IEEE Transactions on electron devices*, Vol. 61, No. 12, 2014
- [6] Shruti Nirantar, Taimur Ahmed, Guanghui Ren, Philipp Gutruf, Chenglong Xu, Madhu Bhaskaran, Sumeet Walia, Sharath Sriram, "Metal–Air Transistors: Semiconductor-Free Field-Emission Air-Channel Nanoelectronics", *Nanoletters*, vol. 18(12), pp. 7478-7484, 2018
- [7] Jin-Woo Han, Dong-Il Moon, M. Meyyappan, "Nanoscale Vacuum Channel Transistor", *Nano Lett.*, vol. 17(4), pp. 2146-2151, 2017
- [8] A. Evtukha, O. Yilmazoglu, V. Litovchenko, M. Semenenko, O. Kyriienko, H. L. Hartnagel, D. Pavlidis, "Peculiarities of the photon-assisted field emissions from GaN nanorods", *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 28, pp. C2A72, 2010
- [9] Catherine Journet, Mickaël Marchand, Jean-Michel Benoit, Boris I. Yakobson, Stephen Thomas Purcell, "Direct growth of carbon nanotubes atom by atom during field emission", *MRS Online Proceeding Library Archive*, vol. 1204, pp. 3-13, 2011
- [10] Schwank, J. R., Shaneyfelt, M. R., Dodd, P. E., "Radiation hardness assurance testing of microelectronic devices and integrated circuits: Radiation environments, physical mechanisms, and foundations for hardness assurance", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60(3), pp. 2074–2100., 2013

- [11] Jonathan L. Shaw , John B. Boos, Byoung Don Kong, Jeremy T. Robinson, Glenn G. Jernigan, "Field emission energy distribution and three-terminal current-voltage characteristics from planar graphene edges", *J. Appl. Phys.* Vol. 125, pp. 054502, 2019
- [12] S. Kumar, G. S. Duesberg, R. Pratap, S. Raghavan, "Graphene field emission devices", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, pp. 103107, 2014
- [13] A. Di Bartolomeo, F. Giubileo, L. Lemmo, F. Romeo, S. Russo, S. Unal, M. Passacantando, V. Grossi, A. M. Cucolo, "Leakage and field emission in side-gate graphene field effect transistors", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, pp. 023510, 2016
- [14] P. Blake, K. S. Novoselov, A. H. Castro Neto, D. Jiang, R. Yang, T. J. Booth, A. K. Geim, E. W. Hill, "Making graphene visible", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, pp. 063124, 2007
- [15] K. L. Jensen, D. A. Shiffler, J. R. Harris, I. M. Rittersdorf, and J. J. Petillo, "2D/3D image charge for modeling field emission", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 35, pp. 02C101, 2017
- [16] J. L. Ladoa, N. García-Martínez, and J. Fernández-Rossier, *Synth. Met.*
- [17] W. Wang, X. Qin, N. Xu, Z. Li, "Field electron emission characteristic of graphene", *J. Appl. Phys.*, vol. 109, pp. 044304, 2011
- [18] M. Araidai, Y. Nakamura, and K. Watanabe, "Field emission mechanisms of graphitic nanostructures", *Phys. Rev. B*, vol. 70, pp. 245410, 2004
- [19] K. Tada and K. Watanabe, "Ab Initio Study of Field Emission from Graphitic Ribbons", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, pp. 127601, 2002
- [20] G. N. Fursev, N. V. Egorov, I. I. Zakirova, A. M. Yafyasov, L. I. Antonova, and V. V. Trofimov, "Peculiarities of the total energy distribution of field emission electrons from graphene-like structures", *Comm. Technol. Electron.*, vol. 61, pp. 72–75, 2016
- [21] D. A. Bandurin, S. Mingels, V. I. Kleshch, D. Lützenkirchen-Hecht, G. Müller, A. N. Obraztsov, "Field emission spectroscopy evidence for dual-barrier electron tunneling in nanographite", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, pp. 233112, 2015
- [22] Jin-Woo Han, M. Meyyappan, "Nanoscale Vacuum Channel Transistor", *14th IEEE International Conference on Nanotechnology*, Toronto, Canada, 2014
- [23] R.H Fowler, L. Nordheim "Electron Emission in Intense Electric Fields", *Proceedings of the Royal Society A*. vol. 119 (781), pp. 173–181, 1928
- [24] L. Nordheim, "The Effect of the Image Force on the Emission and Reflexion of Electrons by Metals," *Proc. R. Soc. A*, vol. 121, pp. 626-639, 1928.
- [25] H.A. Kramers, "Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung", *Zeitschrift für Physik*, vol. 39, pp. 828-840, 1926

- [26] G. Z. Wentzel, "Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik" *Zeitschrift für Physik*, vol. 38, pp. 518, 1926
- [27] J.J. Sakurai , *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, 1994
- [28] E. L. Murphy and R. H. Good, "Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region", *Phys. Rev.*, vol. 102, pp. 1464, 1956
- [29] Richard G. Forbes, "Use of energy-space diagrams in free-electron models of field electron emission", *Surface and Interface Analysis*, Volume 36, Issue 5-6, 2004
- [30] 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.
- [31] MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Tunneling currents between carbon nanotubes inside the 3-dimensional potential of a dielectric matrix", *AIP Advances* vol. 7, pp. 075012, 2017
- [32] MS Tsagarakis, A Kyritsakis, JP Xanthakis, "Tunneling in a 3-dimensional potential between carbon nanotubes dispersed in a dielectric matrix", *28th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2015, Guangzhou, China, 2015*
- [33] MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Tunneling currents between carbon nanotubes located inside the 3-dimensional potential of a dielectric matrix", *11st International Vacuum Electron Sources Conference, IVEC-IVESC 2016, Seoul, South Korea, 2016*
- [34] MS Tsagarakis, JP Xanthakis , "A 3-dimensional simulator of a tensile stress sensor based on tunneling between CNTs", *30th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2017, Regensburg, Germany, 2017*
- [35] John G. Simmons, "Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film", *J. Appl. Phys*, vol. 34, pp. 1793, 1963
- [36] Gongtao Wu, Xianlong Wei, "Graphene-based micro-emitters and vacuum transistors", *29th International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2016, Vancouver, BC, Canada, 2016*
- [37] Siwapon Srisophon, Yun Suk Jung, Hong Koo Kim, "Metal–oxide–semiconductor field-effect transistor with a vacuum channel", *Nature Nanotechnology*, vol. 7, pp. 504–508, 2012
- [38] A. Kyritsakis and J. P. Xanthakis, "Derivation of a generalized Fowler–Nordheim equation for nanoscopic field-emitters", *Proc. R. Soc. A*, vol. 471, pp. 20140811, 2015

[39] D. A. Zanin, H. Cabrera, L. G. De Pietro, M. Pikulski, M. Goldmann, U. Ramsperger, D. Pescia, J. P. Xanthakis, "Advances in Imaging and Electron Physics", vol. 170, pp. 227–258, 2012

[40] MS Tsagarakis, JP Xanthakis, "Simulation of a Vacuum Transistor", *31st International Vacuum Nanoelectronics Conference, IVNC 2018, Kyoto, Japan, 2018*

[41] C. Kokkorakis, A. Modinos, and J. P. Xanthakis, "Local electric field at the emitting surface of a carbon nanotube", *J. Appl. Phys.*, vol. 91(7), pp. 4580–4584, 2002

[42] J. W. Han, J. Sub Oh, M. Meyyappan, "Vacuum nanoelectronics: Back to the future?— Gate insulated nanoscale vacuum channel transistor", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, pp. 213505, 2012