ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

Τμήμα Ηλεκτρονικών Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών

ΜΕΛΕΤΗ ΘΟΡΥΒΟΥ MOS ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΣΕ ΥΨΗΛΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ

Διπλωματική εργασία του Σπανού Απόστολου

Εξεταστική Επιτροπή:
Επ. Καθ. Matthias Bucher (Επιβλέπων)
Καθ. Κωνσταντίνος Καλαϊτζάκης
Καθ. Κωνσταντίνος Μπάλας

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Ο θόρυβος είναι ένας σημαντικός παράγοντας που περιορίζει την απόδοση των ηλεκτρικών κυκλωμάτων και συστημάτων, και ιδιαίτερα συστημάτων με χαμηλή κατανάλωση. Εξαιτίας του υψηλού κόστους κατασκευής ενός συστήματος, η σωστή πρόβλεψη θορύβου σε ολοκληρωμένα αναλογικά κυκλώματα και συστήματα, μέσω προσομοίωσης κυκλωμάτων βασισμένη σε συμπαγή (compact) μοντέλα των στοιχείων που τα συνθέτουν, καθίσταται μια αναγκαία διαδικασία. Για να εκτελεστεί με ακρίβεια η προσομοίωση θορύβου, ένα κατάλληλο φυσικό μοντέλο που μπορεί να προβλέπει με ακρίβεια την συμπεριφορά θορύβου των τρανζίστορ για ένα ευρύ φάσμα συνθηκών λειτουργίας συχνοτήτων, ρευμάτων, γεωμετριών και θερμοκρασιών, είναι απαραίτητο. Η έλλειψη κατανόησης του θορύβου των MOSFET αποτελεί ένα σημαντικό εμπόδιο στην υλοποίηση αναλογικών και RF κυκλωμάτων όπως CMOS πομποδεκτών, ενισχυτών, συστημάτων μετατροπής A/D κοκ [4]. Βασικό αντικείμενο αυτής της εργασίας είναι η μελέτη του θορύβου σε υψηλές συχνότητες με στόχο την επιβεβαίωση του EKV3 μοντέλου. Η επιβεβαίωση αυτή έρχεται μέσα από την σύγκριση τόσο των τιμών του θορύβου όσο και των παραμέτρων του, όπως αυτές προκύπτουν από το αναλυτικό μοντέλο φορτίων, με τα αποτελέσματα της διαδικασίας προσομοίωσης θορύβου και των δοθέντων μετρήσεων για κάθε RF noise παράμετρο ξεχωριστά. Για το σκοπό αυτό, όπως μπορεί να γίνει κατανοητό, έχουμε στη διάθεση μας συγκεκριμένες RF και DC μετρήσεις για CMOS τεχνολογίας 90 nm σε 3 διαφορετικές υψηλές συχνότητες (6,8,10 GHz). Πραγματοποιήθηκε συνεπώς μελέτη της συμπεριφοράς του RF θορύβου με βάση το πλήρες θεωρητικό υπόβαθρο που καλύπτει το συγκεκριμένο είδος θορύβου. Αυτή η διαδικασία έλαβε χώρα λαμβάνοντας υπόψη διάφορα φυσικά φαινόμενα που χαρακτηρίζουν τα MOSFET. Από τα αποτελέσματα που προέκυψαν μπορούμε να επιβεβαιώσουμε τη σωστή λειτουργία του EKV3 μοντέλου.

Στο 1^{ο} Κεφάλαιο, γίνεται μια γενικότερη αναφορά σε διπολικά τρανζίστορ, αναλυτικότερα στα MOSFETs και στον τρόπο λειτουργίας τους .Ο θόρυβος και πως αυτός εμφανίζεται σε υψηλές συχνότητες είναι ένα θέμα που διαπραγματεύεται αυτή η εργασία. Για το λόγο αυτό γίνεται μια επιπλέον αναφορά στα διάφορα είδη θορύβου που μπορεί να δημιουργηθούν μέσα σε ένα τρανζίστορ με βάση τη συχνότητα στην οποία λειτουργεί κάθε φορά. Αναλυτικότερα, όπως θα δούμε και παρακάτω σε συχνότητες λειτουργίας κάτω από τη μία συγκεκριμένη τιμή (corner frequency) εμφανίζεται ο 1/f θόρυβος ή αλλιώς flicker noise. Πάνω από αυτό το όριο η κυρίαρχη πηγή θορύβου είναι ο θερμικός θόρυβος (thermal noise) , τον οποίο και μελετάμε σε αυτή την εργασία, ενώ σε πολύ υψηλές συχνότητες παρατηρείται η εμφάνιση ενός άλλου είδους θορύβου, του μη στατικού θορύβου στην πύλη (induced gate noise). Επίσης γίνεται αναφορά και σε άλλες μορφές θορύβου που μπορεί να εμφανιστούν σε ένα τρανζίστορ, όπως ο θόρυβος βολής, ο θόρυβος αντίστασης πύλης, ο θόρυβος αντίστασης υποστρώματος, ο θόρυβος φάσης σε ταλαντωτές, αλλά και ο θόρυβος πλάτους. Για τη μελέτη του θορύβου σε ένα τρανζίστορ (σε υψηλές συχνότητες) είναι απαραίτητη η ανάλυση των παραμέτρων θορύβου (RF noise parameters), οι οποίες παρουσιάζονται αρχικά στο

τέλος του πρώτου κεφαλαίου και εν συνεχεία γίνεται ανάλυση τους στο 3^o κεφάλαιο όπως θα δούμε παρακάτω.

Στο 2^o κεφάλαιο γίνεται μια εκτενέστερη μελέτη του θερμικού θορύβου και προσομοίωσή του με τη βοήθεια του εργαλείου IC-CAP (χρησιμοποιώντας τον simulator hpeesofsim). Η μελέτη του θορύβου αυτού γίνεται στον απαγωγό (drain noise).Το παραπάνω εργαλείο (και ο προσομοιωτής hpeesofsim) χρησιμοποιείται και για τον υπολογισμό του θορύβου σε υψηλές συχνότητες στην πύλη (induced gate noise). Συγκεκριμένα, αφού αναλύσουμε τη διαδικασία παραγωγής των εξισώσεων για τον υπολογισμό του θερμικού θορύβου στον απαγωγό και του induced gate noise με βάση το μοντέλο φορτίων προχωράμε εν συνεχεία στη σύγκριση των θεωρητικών αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα αποτελέσματα της προσομοίωσης για τα nmos τρανζίστορ τεχνολογίας 90 nm με μήκος L=70 nm και πλάτος W=40 μm. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για τους δύο διαφορετικούς τύπους θορύβου που αναφέραμε πιο πριν (drain noise και induced gate noise). Επίσης παρουσιάζεται και μια γραφική αναπαράσταση της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό ως προς τη συχνότητα, ξεκινώντας από πολύ χαμηλές συχνότητες και φτάνοντας σε συχνότητες εώς 100 GHz. Η διαδικασία αυτή γίνεται σε επίπεδο προσομοίωσης και πάλι με χρήση του IC-CAP και έχει σκοπό να αναδείξει τις διαφορές μεταξύ flicker, και thermal noise . Για την καλύτερη ανάλυση του θορύβου, μελετάμε τη συσχέτιση μεταξύ των ρευμάτων θορύβου στον απαγωγό και στην πύλη μέσω του υπολογισμού του CPSD αυτών των ρευμάτων θορύβου, τόσο με τη βοήθεια του αναλυτικού μοντέλου φορτίων, όσο και με τη βοήθεια του προσομοιωτή στο IC-CAP. Τα αποτελέσματα που παίρνουμε συγκρίνονται με σκοπό την επιβεβαίωση της σωστής λειτουργίας του EKV3 μοντέλου. Κλείνοντας το 2^o κεφάλαιο, παρουσιάζουμε μια διαδικασία εκτίμησης της συχνότητας κυριαρχίας του induced gate noise έναντι του drain noise, συχνότητα πάνω από την τιμή της οποίας ο μη στατικός θόρυβος της πύλης(induced gate noise) καθίσταται η κυρίαρχη πηγή θορύβου.

Στο 3^o κεφάλαιο προχωράμε και πάλι σε μια πιο αναλυτική διαδικασία προσέγγισης των RF παραμέτρων θορύβου (noise resistance Rv,minimum noise factor Fmin, optimum conductance Gopt και Bopt). Τα αποτελέσματα που παίρνουμε από αυτή τη μοντελοποίηση τα συγκρίνουμε με τους αντίστοιχους πειραματικούς υπολογισμούς (συγκεκριμένα έχουμε στη διάθεσή μας μετρήσεις τόσο για την αντίσταση θορύβου Rv όσο και για τον ελάχιστο παράγοντα θορύβου Fmin), αλλά και με αντίστοιχους υπολογισμούς μέσω εργαλείων προσομοίωσης (στη συγκεκριμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκε το ADS με τον προσομοιωτή hpeesofsim).

Κλείνοντας, στο 4^o κεφάλαιο αναφέρουμε τα συμπεράσματα που προκύπτουν από αυτή την εργασία, και πως αυτά θα μπορούσαν να αξιοποιηθούν σε μια πιθανή μελλοντική εργασία.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Ηλεκτρονική και θόρυβος

Η εξέλιξη της τεχνολογίας τα τελευταία χρόνια, έχει οδηγήσει στη δημιουργία όλων και περισσότερων ασυρμάτων συστημάτων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα παγκοσμίως, την ευρύτερη χρήση δικτύων όπου η επικοινωνία από τον πομπό στο δέκτη γίνεται χωρίς την μεσολάβηση κάποιου καλωδίου. Έτσι η τιμή του σήματος στον δέκτη αλλοιώνεται λόγω προσθήκης στο σήμα μιας ανεπιθύμητης διακύμανσης, η οποία μειώνει την χρήσιμη πληροφορία που αυτό περιέχει. Αυτή η ανεπιθύμητη διακύμανση αποτελεί τον θόρυβο που εμφανίζεται στο σήμα. Ο ηλεκτρονικός θόρυβος σε ένα σύστημα τηλεπικοινωνιών καθορίζει το κατώτατο όριο όπου ένα σήμα μπορεί να εντοπιστεί [4].

Ηλεκτρονικός θόρυβος εμφανίζεται σε όλα τα κυκλώματα και συσκευές εξαιτίας του θερμικού θορύβου. Προκαλείται από τυχαίες διακυμάνσεις στο ρεύμα ή στην τάση, οι οποίες με τη σειρά τους οφείλονται στην τυχαία κίνηση των φορέων (συνήθως ηλεκτρονίων) του ρεύματος, καθώς αυτοί κινούνται στο χώρο λόγω της θερμικής τους ενέργειας. Ο θερμικός θόρυβος μπορεί να μειωθεί μειώνοντας τη θερμοκρασία του κυκλώματος. Σε λειτουργία σε υψηλές συχνότητες, η επίδραση του θορύβου που παράγεται από τη διάταξη παίζει ένα αυξανόμενα σημαντικό ρόλο στα χαρακτηριστικά ευαισθησίας ολόκληρου του συστήματος. Γι’ αυτό είναι πολύ κρίσιμο να γίνουν κατανοητοί οι μηχανισμοί θορύβου σε διατάξεις σύγχρονων τεχνολογιών. Ακόμα, εξαιτίας του κόστους κατασκευής ενός συστήματος, η προσομοίωση θορύβου ενός αναλογικού κυκλώματος γίνεται μία ρεαλιστική εναλλακτική διαδικασία για να καθοριστεί εάν η συνολική απόδοση θορύβου ενός κυκλώματος είναι αρκετά καλή για να επιτρέπει στο κύκλωμα να δουλεύει σωστά.

Για να εκτελεστεί με ακρίβεια η προσομοίωση θορύβου, ένα κατάλληλο φυσικό μοντέλο θορύβου που μπορεί να προβλέπει με ακρίβεια την συμπεριφορά θορύβου των τρανζίστορ για ένα ευρύ φάσμα συνθηκών λειτουργίας συχνοτήτων, ρευμάτων και γεωμετριών, είναι απαραίτητο. Από τη στιγμή που θεωρείται απολύτως απαραίτητο να γίνουν κατανοητά τα φυσικά φαινόμενα του θορύβου και να μεταφερθεί αυτή η πληροφορία στα μοντέλα, η έλλειψη κατανόησης του θορύβου των MOSFET αποτελεί ένα σημαντικό εμπόδιο στην υλοποίηση αναλογικών και RF κυκλωμάτων όπως είναι οι CMOS πομποδέκτες.

Στο πρώτο κεφάλαιο αυτής της εργασίας, γίνεται μια γρήγορη αναφορά στα διπολικά τρανζίστορ που υπάρχουν σήμερα. Έπειτα παρουσιάζονται τα είδη θορύβου που εμφανίζονται στις MOS διατάξεις και περιγράφεται συνοπτικά τι ισχύει σε κάθε περίπτωση. Εν συνεχεία δίνεται βάση στη μελέτη του μοντέλου RF θορύβου και των παραμέτρων και πως αυτές οι τιμές αλλάζουν όσο αυξάνεται η συχνότητα. Για τη σωστή μελέτη του θορύβου και των παραμέτρων του, λαμβάνουμε υπόψη και την επίδραση short channel effects στο μοντέλο.

1.2 Διπολικά τρανζίστορ και MOSFETs

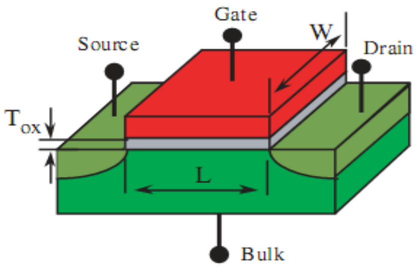
Στις μέρες μας, τα βασικά στοιχεία για την κατασκευή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων είναι τα τρανζίστορ. Το τρανζίστορ θεωρείται μία από τις μεγαλύτερες εφευρέσεις του 20ου αιώνα. Είναι το κυριότερο συστατικό όλων σχεδόν των σύγχρονων ηλεκτρονικών κατασκευών. Η πλατιά χρήση του οφείλεται κυρίως στη δυνατότητα παραγωγής του σε τεράστιες ποσότητες που μειώνουν το κόστος ανά μονάδα. Παρόλο που αρκετοί παραγωγοί κατασκευάζουν, ακόμα και σήμερα, μεμονωμένες συσκευασίες τρανζίστορ, η μεγαλύτερη ποσότητα παράγεται μέσα σε ολοκληρωμένα κυκλώματα (συχνά αναφέρονται ως τσιπς) μαζί με πυκνωτές, διόδους, αντιστάσεις και άλλα ηλεκτρονικά εξαρτήματα.

Συνολικά, υπάρχουν 2 διαφορετικά είδη τρανζίστορ. Τα διπολικά τρανζίστορ και τα FETs (field effect transistors, τρανζίστορ επίδρασης πεδίου). Κάθε είδος τρανζίστορ βασίζεται σε διαφορετικές φυσικές αρχές. Το διπολικά τρανζίστορ είναι γνωστά ως BJTs (bipolar junction transistors). Χρησιμοποιούνται περισσότερο σε αναλογικά κυκλώματα και λιγότερο σε ψηφιακές εφαρμογές. Από την άλλη πλευρά, υπάρχουν δύο τύποι FET που ονομάζονται FET επαφής, JFET (Junction FET) και FET μονωμένης πύλης ή μετάλλου-οξειδίου-ημιαγωγού, (MOSFET, Metal-Oxide-Semiconductor FET). Τα JFETs χρησιμοποιούνται σε συγκεκριμένες εφαρμογές ενώ τα MOSFETs εμφανίζονται στις περισσότερες σημερινές ψηφιακές εφαρμογές. Αυτή η κυριαρχία τους στις ψηφιακές εφαρμογές, σε συνδυασμό με το χαμηλό κόστος τους αλλά και εξαιτίας της χαμηλής τους κατανάλωσης (π.χ. το αναγκαίο ρεύμα στην πύλη είναι σχεδόν ανύπαρκτο) καθιστά πλέον βολική τη χρήση τους και σε αναλογικά συστήματα και ιδιαίτερα σε ανάμικτα συστήματα (αναλογικά- ψηφιακά). Μια πολύ σημαντική ιδιότητα των MOSFET είναι ότι οι διατάξεις MOS μπορούν να συνδεθούν είτε σαν αντιστάσεις είτε σαν πυκνωτές ανάλογα με την χρήση που απαιτείται. Έτσι πετυχαίνεται η σχεδίαση συστημάτων που αποτελούνται αποκλειστικά από MOSFET και όχι από άλλα εξαρτήματα. Η εκμετάλλευση των ιδιοτήτων αυτών κάνει το MOSFET την κυρίαρχη συσκευή σε συστήματα πολύ μεγάλης κλίμακας ολοκλήρωσης (VLSI: Very Large Scale Integration).

1.2.1 Λειτουργία των MOSFETs

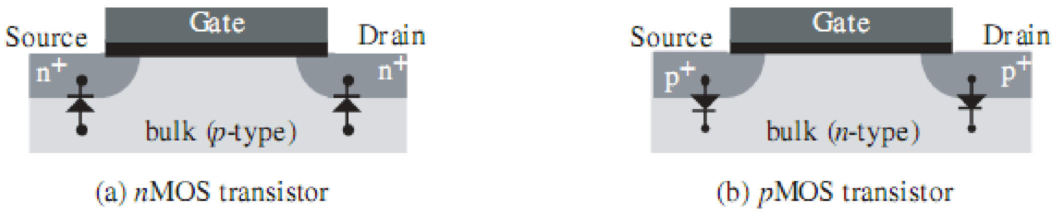
Κάθε MOSFET περιλαμβάνει 4 ακροδέκτες. Την πύλη (gate G), την πηγή (source S), τον απαγωγό (drain D) καθώς και το υπόστρωμα (bulk B), έναν κρυστάλλινο ημιαγωγό απαραίτητο για την δομή ενός MOSFET. Στην παρακάτω εικόνα (σχήμα 1) φαίνεται μια τρισδιάστατη παρουσίαση του MOSFET με τους 4 ακροδέκτες του.

Ως T_{ox} ορίζουμε το πάχος του οξειδίου μεταξύ της πύλης και του υποστρώματος. Σε κάθε τρανζίστορ η περιοχή ανάμεσα στην πηγή και τον απαγωγό λέγεται κανάλι. Η απόσταση ανάμεσα στον απαγωγό και στην πηγή είναι μια γεωμετρική παράμετρος κατά την μελέτη του τρανζίστορ που ονομάζεται μήκος καναλιού (channel length) και συμβολίζεται με L. Ένα ακόμα χαρακτηριστικό μέγεθος για τα τρανζίστορ είναι και το πλάτος καναλιού (channel width W) [9][23].



Σχ. 1.1 – Δομή MOS τρανζίστορ [9]

Τα MOS τρανζίστορ, διακρίνονται σε NMOS και PMOS τρανζίστορ ανάλογα με τους φορείς που υπάρχουν στο κανάλι (ηλεκτρόνια στα NMOS και οπές στα PMOS).

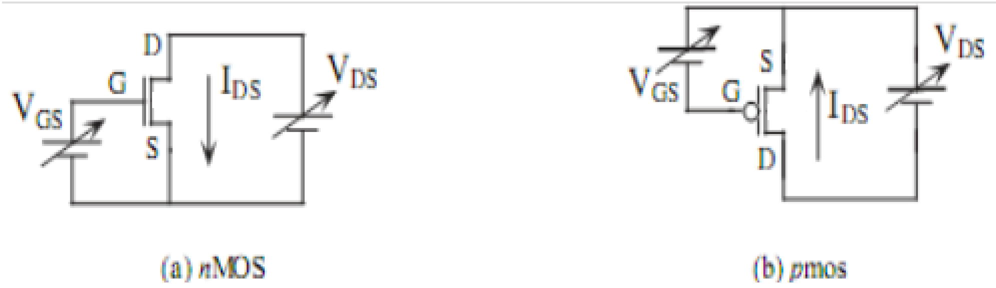


Σχ. 1.2 – Τύποι MOS τρανζίστορ [9]

Στο σχήμα 1.2 παρατηρούμε τα σύμβολα των nMOS και pMOS τρανζίστορ, όπως αυτά συνήθως εμφανίζονται. Ανάλογα με το είδος φορέων που παρέχει η πηγή και συλλέγονται από τον απαγωγό ξεχωρίζουμε τα nMOS από τα pMOS. Τα nMOS τρανζίστορ έχουν p-τύπου υπόστρωμα πυριτίου με αντίθετη νόθευση για τους ακροδέκτες της πηγής και του απαγωγού. Τα pMOS παρουσιάζουν συμπληρωματική δομή καθώς διαθέτουν n-τύπου υπόστρωμα πυριτίου με την πηγή και τον απαγωγό να εμφανίζουν νόθευση p-τύπου [9].

Η πύλη ενός τρανζίστορ είναι ηλεκτρικά <<απομονωμένη>> από τους υπόλοιπους ακροδέκτες και το κανάλι, μέσω ενός λεπτού οξειδίου κάτω από την πύλη που λειτουργεί σαν μονωτής.

Για να μπορέσει ένα MOS να λειτουργήσει σωστά θα πρέπει να εφαρμόζεται ανάλογη τάση στους ακροδέκτες του. Το υπόστρωμα ενός nMOS τρανζίστορ πρέπει πάντα να είναι συνδεδεμένο στη χαμηλότερη τάση. Αντίστροφα, σε ένα pMOS η τάση που εφαρμόζεται στον bulk ακροδέκτη πρέπει να είναι η μέγιστη σε σχέση με τους άλλους ακροδέκτες. Στην παρακάτω εικόνα μπορούμε να δούμε μία αναπαράσταση των nMOS και pMOS τρανζίστορ.

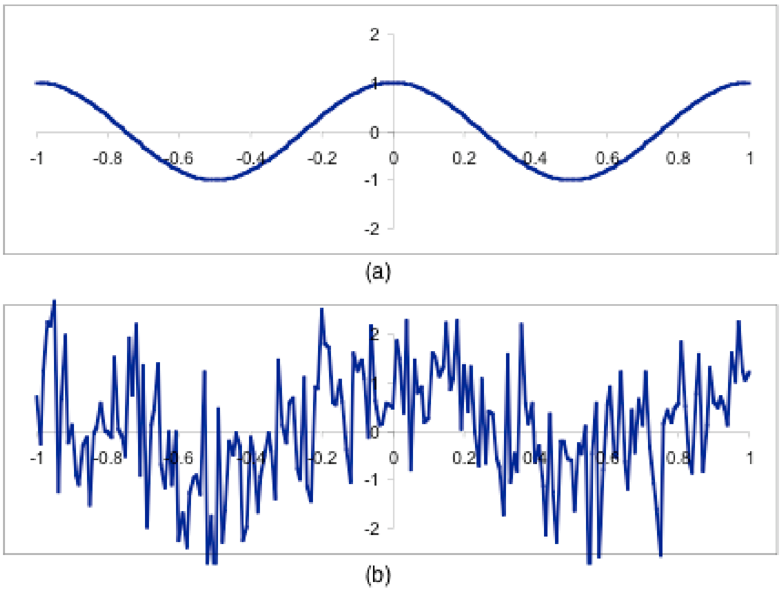


Σχ. 1.3-Πόλωση nMOS και pMOS τρανζίστορ

Συμβατικά, το ρεύμα σε ένα nMOS τρανζίστορ έχει κατεύθυνση από τον απαγωγό (drain) προς την πηγή (source). Αντίστροφα προκύπτει ότι σε ένα pMOS τραζίστορ η κατεύθυνση του ρεύματος είναι από την πηγή προς τον απαγωγό. Αυτό το ρεύμα όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα συμβολίζεται ως I_{DS} ή απλά ως I_D, καθώς το ρεύμα στον απαγωγό είναι ίσο με το ρεύμα στην πηγή. Όταν εφαρμόζεται μία τάση στον απαγωγό (drain), το ρεύμα σε αυτό τον ακροδέκτη του τρανζίστορ εξαρτάται από την τάση που εφαρμόζεται στην πύλη (V_{GS}). Στην περίπτωση του nMOS τρανζίστορ, όταν δεν εφαρμόζεται καμία τάση στην πύλη, δεν παράγεται καθόλου ρεύμα (I_{DS} =0), καθώς δεν υπάρχουν φορτία μεταξύ του απαγωγού και της πηγής. Ομοίως, στα pMOS τρανζίστορ, όταν εφαρμοστεί μία μηδενική τάση στη θέση drain του τρανζίστορ, πάλι το ρεύμα που προκύπτει μεταξύ απαγωγού και πηγής είναι μηδενικό. Μια διαφορά μεταξύ των nMOS και MOS τρανζίστορ είναι ότι στα nMOS τρανζίστορ τόσο οι τάσεις V_{GS} και V_{DS}, όσο και το ρεύμα I_{DS} που εμφανίζονται είναι θετικά μεγέθη, εν αντιθέσει με τα pMOS τρανζίστορ, όπου οι τιμές των μεγεθών αυτών είναι αρνητικές.

1.2.2 Θόρυβος σε τρανζίστορ

Γενικά η έννοια θόρυβος μπορεί να περιγραφτεί σαν ένα «ανεπιθύμητο σήμα». Το τελικό αποτέλεσμα από την ύπαρξη του θορύβου είναι η αλλοίωση του σήματος όταν αυτό φτάσει στον δέκτη, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα [1][4].



Σχ. 1.4-Αλλοίωση ενός αναλογικού σήματος λόγω θορύβου: a) σήμα χωρίς θόρυβο, b) σήμα με θόρυβο

Υπάρχουν πολλές πηγές θορύβου που παρεμβάλλονται στο επιθυμητό σήμα στα ηλεκτρονικά συστήματα. Οι περισσότερες από αυτές τις πηγές θορύβου ανήκουν στην κατηγορία του τεχνητού θορύβου γιατί σε αυτές τις περιπτώσεις αυτός μπορεί να ελαχιστοποιηθεί χρησιμοποιώντας τις κατάλληλες τοπολογίες στα κυκλώματα. Κάποιες άλλες όμως πηγές θορύβου γνωστές και ως βασικός θόρυβος δεν μπορούν να αντιμετωπιστούν εύκολα μιας και είναι ενδογενή χαρακτηριστικά είτε μιας συσκευής είτε του συστήματος ολόκληρου. Ο βασικός θόρυβος επιβάλλει ένα χαμηλότερο όριο απόδοσης στα ηλεκτρονικά συστήματα. κυκλώματος. Επειδή λοιπόν ο θόρυβος αποτελεί μία σημαντική παράμετρο στη λειτουργία των κυκλωμάτων πρέπει να μοντελοποιηθεί προσεκτικά. Για τη μοντελοποίηση του θορύβου στο ρεύμα καναλιού προστίθεται και η συνιστώσα του ρεύματος που προκύπτει από τις διάφορες πηγές θορύβου όπως φαίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$i_{DS}(t) = I_{DS} + i_n(t) \tag{1.1}$$

όπου I_{DS} είναι το ρεύμα καναλιού στην ιδανική περίπτωση και $i_n(t)$ η συνιστώσα θορύβου του ρεύματος η οποία έχει μηδενική μέση τιμή. Η στιγμιαία τιμή του i_n δεν μπορεί να προβλεφθεί γι' αυτό και για το χαρακτηρισμό του $i_n(t)$ χρησιμοποιούνται η μέση τετραγωνική τιμή $\overline{i_n^2}$ η ρίζα της μέσης τετραγωνικής τιμής (root mean square-rms) $\sqrt{\overline{i_n^2}}$ καθώς και η φασματική πυκνότητα ισχύος $S_{\delta I_n^2}$.

Η μικροσκοπική θεωρία θορύβου σε επίπεδο υλικού είναι πολύ καλά ορισμένη και παρουσιάζεται στο υπόλοιπο μέρος αυτού του κεφαλαίου.

1.2.3 Τύποι θορύβου στα MOSFETs

Ο θόρυβος αποτελεί μια σημαντικότατη παράμετρο στην λειτουργία και την συμπεριφορά των κυκλωμάτων. Μακροσκοπικά θεωρώντας την λειτουργία ενός κυκλώματος, ισχύει ότι η γραμμικότητα δείχνει ένα άνω όριο των σημάτων που μπορεί να διαχειριστεί ένα κύκλωμα, ενώ ο θόρυβος δείχνει το κάτω όριο. Η ορθή πρόβλεψη της τιμής του και η ποιοτική του εξάρτηση από τα διάφορα φαινόμενα είναι μια διαδικασία ιδιαίτερα πολύπλοκη [2]. Ο θόρυβος που εμφανίζεται σε ένα MOSFET μπορεί να διαχωριστεί στις εξής κατηγορίες. Αρχικά αναφέρουμε τον θερμικό θόρυβο που εμφανίζεται στο κανάλι. Η τιμή του θορύβου αυτού είναι ίδια για κάθε συχνότητα και επηρεάζεται από διάφορα φαινόμενα. Ειδικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν διάφορα φαινόμενα κοντού καναλιού με αλληλοακυρώμενες επιδράσεις. Επίσης στο κανάλι εμφανίζεται και ο θόρυβος χαμηλός συχνοτήτων, γνωστός και ως flicker noise ο οποίος είναι αντιστρόφως ανάλογος μιας θετικής δύναμης της συχνότητας. Βασικό ρόλο, ιδιαίτερα σε υψίσυχνες αναλύσεις παίζει ο θόρυβος που μεταφέρεται στην πύλη (induced gate noise) λόγω μη στατικών (NQS) φαινομένων. Εκτός του εσωτερικού τμήματος του MOSFET εμφανίζεται θερμικός θόρυβος και στις διάφορες εξωτερικές αντιστάσεις. Κλείνοντας αυτή την ενότητα αναφέρουμε πως ορίζονται άλλες μορφές του θορύβου όπως είναι ο θόρυβος βολής, ο θόρυβος αντίστασης πύλης και αντίστασης υποστρώματος , ο θόρυβος πλάτους αλλά και ο θόρυβος φάσης που εμφανίζεται αποκλειστικά σε ταλαντωτές.

Θερμικός θόρυβος

Ο θερμικός θόρυβος στο τρανζίστορ εκφράζεται μέσα από την παράμετρο g_n. Αυτή αποτελεί την τιμή της αγωγιμότητας που θα δημιουργούσε τον αντίστοιχο θερμικό θόρυβο, αν η διάταξη ήταν μια κανονική αντίσταση. Η τιμή αυτή επηρεάζεται ιδιαίτερα από φαινόμενα κοντού καναλιού .

Το αποτέλεσμα της αγωγιμότητας g_n εξαρτάται από τα φορτία στην πηγή και στον απαγωγό καθώς και από άλλα μεγέθη όπως το L_{eff}, το οποίο μας δίνει το χρήσιμο μήκος του καναλιού και την θερμοδυναμική τάση U_T=KT/q, όπου K η σταθερά του Boltzmann και T η θερμοκρασία. Επίσης θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η παράμετρος E_c η οποία είναι αποτέλεσμα του φαινομένου κορεσμού ταχύτητας κοντού καναλιού [4].

Ο παράγοντας $S_{I^2_{DS}}$ συμβολίζει το φάσμα πυκνότητας ισχύος (power spectral density ή PSD) μιας πηγής ρεύματος θορύβου παράλληλα με το κανάλι, ανάμεσα δηλαδή από τους ακροδέκτες source και drain του εσωτερικού μέρους του τρανζίστορ. Παρακάτω δίνεται ο τύπος υπολογισμού αυτής της φασματικής πυκνότητας :

$$S_{I^2_{DS}} = 4 \cdot k \cdot T \cdot g_n \cdot \frac{I_{spec}}{U_T} \quad (1.2)$$

Από την άλλη ορίζεται ο παράγοντας δ ως ο λόγος της αγωγιμότητας g_n προς την αγωγιμότητα εξόδου του τρανζίστορ (g_{DS}), όπως αυτή υπολογίζεται στο V_{DS} =0V.

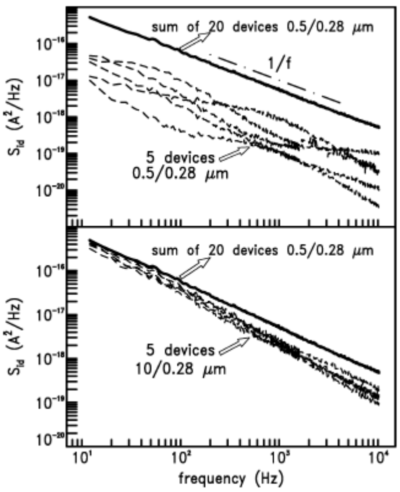
$$\delta \equiv \frac{g_n}{g_{ds}, V_{DS} = 0} \quad (1.3)$$

Ο παράγοντας δ αποτελεί μία σύγκριση μεταξύ του θερμικού θορύβου της διάταξης σε σχέση με τον θόρυβο που θα εμφανιζόταν στο κανάλι αν λειτουργούσε σαν μία απλή αντίσταση. Για τα τρανζίστορ μεγάλου μήκους καναλιού, χωρίς έντονα φαινόμενα κορεσμού ταχύτητας, η τιμή του δ είναι κοντά στη μονάδα για την γραμμική περιοχή και κοντά στα 2/3 στον κορεσμό. Στα τρανζίστορ κοντού καναλιού, η τιμή του δ αυξάνει και πλησιάζει την τιμή 2, τιμή που συμφωνεί με διάφορα πειραματικά δεδομένα.

Θόρυβος Χαμηλών Συχνοτήτων ή 1/f Θόρυβος

Κάθε MOS τρανζίστορ, εκτός από τον θερμικό θόρυβο που περιγράφτηκε παραπάνω, εμφανίζει και τον λεγόμενο flicker ή 1/f θόρυβο. Όπως φαίνεται και από το όνομά του, ο flicker noise χαρακτηρίζεται από μία φασματική πυκνότητα ισχύος η οποία είναι αντιστρόφως ανάλογη της συχνότητας f. Για αυτό το λόγο κυριαρχεί σε χαμηλές συχνότητες, κάτω δηλαδή από την συχνότητα f_k, η οποία ορίζεται ως τη συχνότητα στην οποία ο 1/f θόρυβος συμβάλει στην φασματική συχνότητα ισχύος το ίδιο με τον θερμικό θόρυβο καναλιού. Η πηγή του θορύβου αυτού δεν είναι ακόμα πλήρως αποσαφηνισμένη. Οι διάφορες θεωρίες που υπάρχουν πάντως, θέτουν πάντα μια εξάρτηση του θορύβου αντιστρόφως ανάλογη με το εμβαδόν του καναλιού και ανάλογη της διαγωγιμότητας.

Στη βάση, υπάρχουν δύο βασικές αιτίες για την εμφάνιση του 1/f θορύβου. Αυτές οι δύο αιτίες είναι γνωστές ως μοντέλο McWhorther και μοντέλο Hooge. Ο θόρυβος χαμηλών συχνοτήτων εξαιτίας των διακυμάνσεων του αριθμού των φορέων, προέρχεται από τις διακυμάνσεις του αναστρέφοντος φορτίου κοντά στην επιφάνεια του οξειδίου $S_i - S_iO_2$ εξαιτίας των αυξομειώσεων του επιφανειακού φορτίου οξειδίου που προκαλείται από το δυναμική παγίδευση/απελευθέρωση (trapping/detrapping) των φορέων κινητικότητας. Το φαινόμενο carrier number fluctuation ή αλλιώς McWhorther μοντέλο, χαρακτηρίζεται επίσης από την επίδραση του trapping στον μηχανισμό σκέδασης Coulomb (Coulomb scattering). Από την άλλη πλευρά, στο γνωστό και ως μοντέλο του Hooge ο θόρυβος του ρεύματος στο drain προέρχεται από τις διακυμάνσεις της κινητικότητας [3][4]. Παραθέτουμε μια γραφική παράσταση του flicker noise ως προς την συχνότητα λειτουργίας του τρανζίστορ.



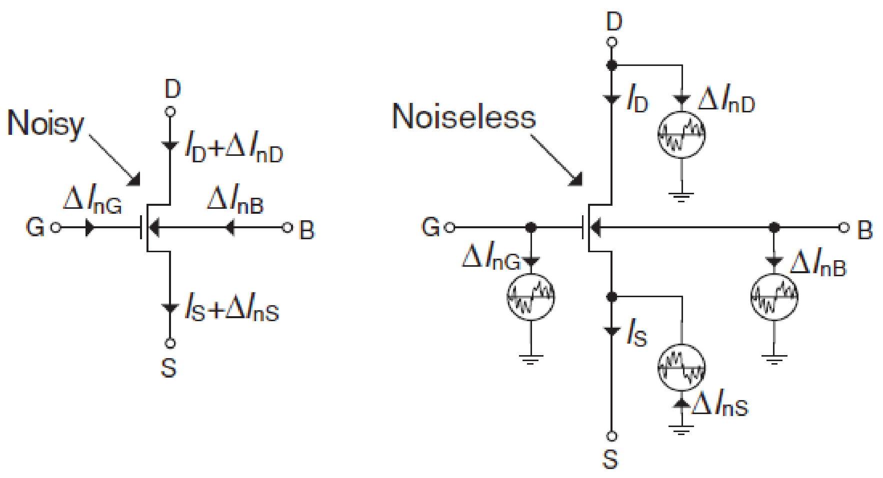
Σχ. 1.5 Ο θόρυβος χαμηλών συχνοτήτων 1/f στον απαγωγό σε PMOS τρανζίστορ [14]

Μη στατικός Θόρυβος

Ο θόρυβος ενός MOS τρανζίστορ συνήθως επηρεάζεται περισσότερο από το εσωτερικό μέρος της συσκευής, καθώς αυτό αντιπροσωπεύει το πραγματικό μέρος. Περιλαμβάνει τόσο τον θόρυβο χαμηλών όσο και τον θόρυβο υψηλών συχνοτήτων εξαιτίας του καναλιού. Όσο αυξάνει η συχνότητα ο θόρυβος στην πύλη γίνεται όλο και πιο σημαντικός εν αντιθέσει με την τιμή του θερμικού θορύβου του καναλιού η οποία είναι ανεξάρτητη από την τιμή της συχνότητας στην οποία λειτουργεί κάθε φορά το τρανζίστορ. Στην RF περιοχή λειτουργίας, ο flicker noise δεν εμφανίζεται και ο συνολικός θόρυβος οφείλεται στο θερμικό θόρυβο. Αυτός ο θόρυβος στο κανάλι συνήθως μοντελοποιείται σαν ένα ρεύμα διακλάδωσης μεταξύ του απαγωγού και της πηγής. Σε πολύ υψηλές συχνότητες (HF), η χωρητική σύζευξη (capacitive coupling) που δημιουργείται μεταξύ της πύλης και του υποστρώματος, προκαλεί επιπλέον θορυβώδεις ρεύματα να ρέουν μέσα από αυτά τα τερματικά πέραν από το ρεύμα μεταξύ του απαγωγού και της πηγής (drain to source noise current).Ως αποτέλεσμα το ρεύμα θορύβου που δημιουργείται στην πύλη οδηγεί στην εμφάνιση του μη στατικού θορύβου στην πύλη (induced gate noise) πύλη μέσω της χωρητικής σύνδεσης του καναλιού με αυτήν. Η τιμή αυτού του θορύβου εξαρτάται από την συχνότητα λειτουργίας του τρανζίστορ σε αντίθεση με το θερμικό θόρυβο του καναλιού που είναι ανεξάρτητος από αυτήν. Συμμετρικά εμφανίζεται και θόρυβος στο υπόστρωμα αλλά σε πολύ μικρότερο βαθμό. Καθώς η φυσική πηγή του θερμικού θορύβου οφείλεται στην αντίσταση του καναλιού, τα θορυβώδεις ρεύματα των ακροδεκτών συσχετίζονται. Αυτά τα επιπλέον ρεύματα και οι συντελεστές συσχέτισης τους επηρεάζουν και τις τέσσερις παραμέτρους θορύβου (input referred noise resistance R_n, minimum noise figure NF_{min}, optimum source conductance G_{opt} and optimum source susceptance B_{opt}) αλλά ιδιαίτερα την τιμή του ελάχιστου παράγοντα θορύβου (minimum noise figure NF_{min}) [5].

Από τη θεωρία θορύβου για πολύθυρα δίκτυα είναι γνωστό ότι κάθε θύρα απαιτεί τη δική της πηγή θορύβου η οποία μπορεί να είναι είτε μια πηγή τάσης είτε μια πηγή ρεύματος. Το MOS τρανζίστορ είναι μια συσκευή τεσσάρων ακροδεκτών. Έτσι, απαιτεί τέσσερις πηγές θορύβου όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6 [6]. Καθώς η ανάλυση γίνεται χρησιμοποιώντας Y-παραμέτρους, επιλέγεται να χρησιμοποιηθούν ως πηγές θορύβου, πηγές ρευμάτων θορύβου. Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6 β) το θορυβώδες MOS τρανζίστορ του σχήματος 1.6 α) μπορεί να αντικατασταθεί από ένα μη θορυβώδες τρανζίστορ και τέσσερις επιπλέον πηγές θορύβου Δ_{InD}, Δ_{InS}, Δ_{InG}, και Δ_{InB}, με αντίστοιχες φασματικές πυκνότητες ισχύος (PSD) $S_{\Delta I^2 nD}$, $S_{\Delta I^2 nS}$, $S_{\Delta I^2 nG}$ και $S_{I^2 DB}$. Καθώς ο θόρυβος που εμφανίζεται σε κάθε ακροδέκτη παράγεται από την ίδια φυσική πηγή θερμικού θορύβου στο κανάλι, οι θορυβώδεις πηγές ρεύματος Δ_{InD}, Δ_{InS}, Δ_{InG}, και Δ_{InB}, συσχετίζονται. Αυτή η συσχέτιση υπολογίζεται από τις cross φασματικές πυκνότητες ισχύος (CPSD) $S_{\Delta I_{nk}\, \Delta I^*_{nl}}$ with $k \neq l \in \{D, S, G, B\}$ μέγεθος απαραίτητο για τον προσδιορισμό της επίδρασης του induced gate noise στην τιμή του συνολικού θορύβου [6].

Στο παρακάτω σχήμα παρατηρούμε τα ρεύματα των ακροδεκτών και τις αντίστοιχες πηγές ρεύματος θορύβου.



(α) (β)

Σχ. 1.6- (α) Θορυβώδες MOS τρανζίστορ με ρεύματα θορύβου στους ακροδέκτες ,
(β) Μη θορυβώδες MOS τρανζίστορ με πηγές ρευμάτων θορύβου στους ακροδέκτες [6]

Θόρυβος Βολής

Πρόκειται για ένα είδος θορύβου το οποίο εμφανίζεται στα MOSFETS όταν αυτά λειτουργούν κάτω από την περιοχή του κατωφλίου. Ο θόρυβος βολής (shot noise) προκαλείται από τις τυχαίες διακυμάνσεις του ρεύματος για συνεχές ρεύμα , οι οποίες προέρχονται από το γεγονός ότι το ρεύμα στην ουσία αποτελείται από μια ροή διακριτών φορτίων (ηλεκτρονίων). Επειδή κάθε ηλεκτρόνιο έχει πολύ μικρό φορτίο, ο shot noise είναι αρκετά ασήμαντος στις περισσότερες περιπτώσεις ροής ρεύματος. Για παράδειγμα, 1 Ampere ρεύματος ισούται με 6.24×10^{18} ηλεκτρόνια το δευτερόλεπτο. Αν και αυτός ο αριθμός δεν είναι σταθερός αλλά αλλάζει πολύ (μέχρι και για 10^9 ηλεκτρόνια) για κάθε διαφορετικό δευτερόλεπτο, μία τέτοια διακύμανση είναι ασήμαντη σε σύγκριση με το ρεύμα που περνάει από ενα τυχαίο σημείο του καναλιού. Συγκριτικά δηλαδή με τον flicker noise και τον thermal noise, ο shot noise συνήθως είναι πολύ πιο ασήμαντος. Επιπλέον, ο shot noise είναι ανεξάρτητος από τη θερμοκρασία αλλά και από τη συχνότητα, εν αντιθέσει με τον θερμικό θόρυβο, για τον οποίο ισχύει ότι η φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος ή της τάσης θορύβου αποκτάει μεγαλύτερη τιμή σε μεγάλες θερμοκρασίες λειτουργίας του MOSFET, και με τον flicker θόρυβο του οποίου η φασματική πυκνότητα ισχύος μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας. Βέβαια, σε πολύ υψηλές συχνότητες και ταυτόχρονα σε χαμηλές θερμοκρασίες ο shot noise θα μπορούσε να αποτελέσει την κυρίαρχη πηγή θορύβου [1].

Η μέση τετραγωνική τιμή της διακύμανσης ενός ρεύματος I γύρω από την μέση τιμή του I_{DC} μπορεί να υπολογιστεί με βάση τη σχέση :

$$\overline{i^2} = \overline{(I - I_{DC})^2}. \quad (1.4)$$

Ο shot noise υπολογίζεται με η βοήθεια της φόρμουλας του Schottky ως :

$$\overline{i^2} = 2qI_{DC}\,\Delta f, \quad (1.5)$$

όπου q το φορτίο και Δf το bandwidth πάνω από το οποίο υπολογίζεται ο θόρυβος . Όπως και στην περίπτωση του θερμικού θορύβου, έτσι και ο shot noise έχει σταθερή τιμή μέσα στο φάσμα στο οποίο εμφανίζεται. Ο shot noise συσχετίζεται με τον thermal καθώς και οι 2 οφείλονται στις κινήσεις των φορέων (οπών ή ηλεκτρονίων). Συμβατικά στα διπολικά τρανζίστορ ο θόρυβος μοντελοποιείται σαν shot noise ενώ στα FETs σαν θερμικός θόρυβος. Σε ορισμένες περιπτώσεις για παράδειγμα όπου τα FETs λειτουργούν σε ασθενή αναστροφή, η κυρίαρχη πηγή θορύβου μπορεί να υπολογιστεί είτε ως θερμικός θόρυβος είτε ως shot noise. Οι δύο αυτοί υπολογισμοί δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα και συνεπώς η άθροιση των αποτελεσμάτων τους στην ουσία οδηγεί στον υπολογισμό του ίδιου μεγέθους δύο φορές [19].

Θόρυβος Αντίστασης Πύλης

Το ηλεκτρόδιο της πύλης, το οποίο συνήθως είναι φτιαγμένο από πολυκρυσταλλικό πυρίτιο, εισάγει μία πεπερασμένη τιμή για την αντίσταση με την οποία σχετίζεται ο θερμικός θόρυβος (gate resistance noise), η οποία δεν είναι αμελητέα. Γίνονται προσπάθειες για να μειωθεί η τιμή της αντίστασης (α) μέσω χρήσης μεταλλικών επιστρώσεων που μειώνουν την επιφανειακή αντίσταση της πύλης και (β) με τη χρήση πολυδακτυλικών διατάξεων.

Θόρυβος Αντίστασης Υποστρώματος

Το κανάλι ελέγχεται από την πάνω πλευρά από το ηλεκτρόδιο της πύλης και από την κάτω πλευρά από το ηλεκτρόδιο του υποστρώματος. Το υπόστρωμα κατά μήκος της περιοχής πηγής-απαγωγού μπορεί να αντικατασταθεί από μία αντίσταση στην οποία η τάση θορύβου συνδέεται με τη διαγωγιμότητα g_{mb}. Η αντίσταση υποστρώματος R_{SB} συνδέεται με το ρεύμα θορύβου μέσω της σχέσης:

$$S_{ID} = 4kRTR_{SB}{g_{mb}}^2 \quad (1.6)$$

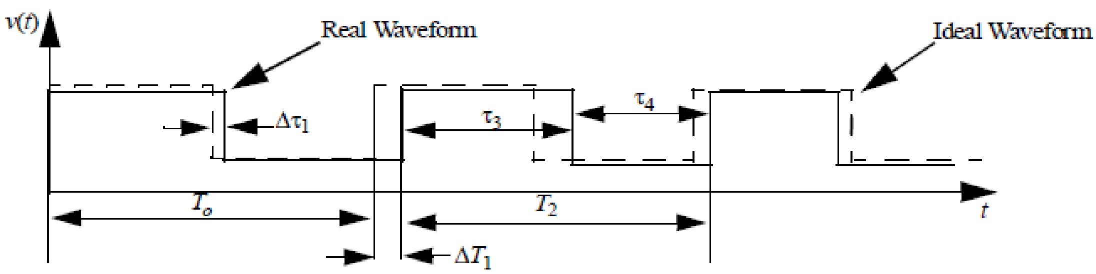
Παρ' όλο που η διαγωγιμότητα του υποστρώματος είναι μικρότερη από τη διαγωγιμότητα της πύλης υπό συγκεκριμένες συνθήκες ο θόρυβος από το υπόστρωμα (substrate resistance noise) δεν μπορεί να αγνοηθεί. Υψηλός βαθμός νόθευσης και ανάστροφη πόλωση του υποστρώματος μειώνουν τη συμβολή του υποστρώματος στο θόρυβο.

Θόρυβος Φάσης

Ο Θόρυβος Φάσης(Phase Noise) μπορεί να παρατηρηθεί μόνο σε συστήματα ταλαντωτών. Ο Phase Noise ενός τέτοιου συστήματος σχετίζεται με τη μέτρηση των αποκλίσεων της συχνότητας ταλάντωσης από μία εικονική τιμή. Αυτές οι αποκλίσεις οφείλονται στις πηγές θορύβου του συστήματος, οι οποίες διαμορφώνουν την συχνότητα ταλάντωσης. Ένας τέλειος ταλαντωτής θα μπορούσε να παράγει για

παράδειγμα ένα ιδανικό σήμα: $\mathbf{s(t) = Asin(w(t))}$. Στην πράξη όμως το σήμα πάντα περιέχει θόρυβο, καθώς η συχνότητα δεν παραμένει σταθερή με το πέρασμα του χρόνου. Έτσι στην έξοδο το αποτέλεσμα θα πέρνει την μορφή $s(t) = Asin(w(t) + f(t))$, όπου $f(t)$ ο θόρυβος στην φάση του σήματος (Phase Noise). Αυτές οι διακυμάνσεις λοιπόν στη συχνότητα καθιστούν χειρότερη την απόδοση του συστήματος στην οποία συμμετέχει ο ταλαντωτής.

Στο παρακάτω σχήμα 1.7 παρατηρούμε ένα ιδανικό περιοδικό σήμα παράλληλα με ένα άλλο πραγματικό σήμα.



Σχήμα 1.7 – Ιδανικές και πραγματικές κυματομορφές για έναν ορθογώνιο σήμα ενός ταλαντωτή [18].

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, η ιδανική περίοδος ταλάντωσης για αυτό το σήμα δίνεται από το χρονικό διάστημα T_o. Με την παρουσία όμως του θορύβου η i-οστή περίοδος του πραγματικού σήματος είναι μια τυχαία μεταβλητή ίση με T_i, όπου,
$T_i = \tau_{2i-1} + \tau_{2i}$, με την τιμή του τ να ισούται με την μισή περίοδο ταλάντωσης, όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα [18].

Θόρυβος Πλάτους

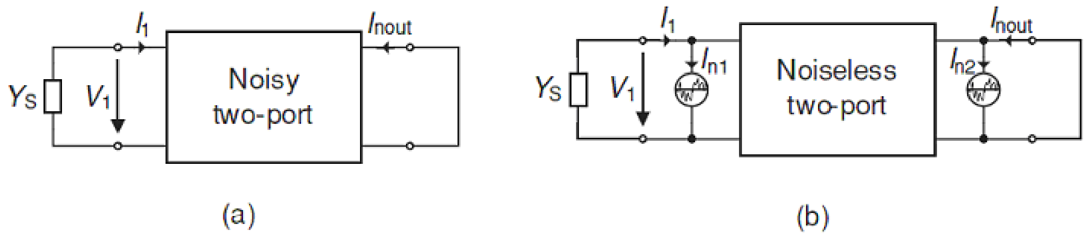
Ο Θόρυβος Πλάτους (Amplitude Noise) αφορά όλα τα συστήματα και όχι μόνο τους ταλαντωτές. Αποτελεί μέτρηση των τυχαίων διακυμάνσεων του εκάστοτε ηλεκτρικού σήματος γύρω από την ιδανική του τιμή. Χρησιμοποιώντας για παράδειγμα το παραπάνω ημιτονοειδές σήμα που αναφέραμε στον Phase Noise, ο Amplitude Noise δηλώνεται σαν ένα ανεπιθύμητο πλάτος a(t) το οποίο προστίθεται στο επιθυμητό πλάτος A(t) κατά τον υπολογισμό του πραγματικού πλάτους. Δηλαδή, μελετώντας ένα τέτοιο σήμα έχουμε συνολικά :

$$x(t) = (A(t) + a(t))\sin(w(t) + \varphi(t)),$$

όπου α(t) ο Amplitude Noise και φ(t) ο Phase Noise (εμφανίζεται μόνο σε ταλαντωτές).Αυτές οι ανεπιθύμητες διακυμάνσεις ιδιαίτερα σε σήματα με μικρό πλάτος καθιστούν δύσκολο τον εντοπισμό του πραγματικού σήματος. Με τη χρήση της παραμέτρου Noise Figure γίνεται ευκολότερος ο χαρακτηρισμός του Amplitude Noise. Ο επίσημος ορισμός αυτής της παραμέτρου είναι το κλάσμα σήματος προς θόρυβο στην είσοδο του συστήματος, διαιρεμένο με το κλάσμα σήματος προς θόρυβο στην έξοδο του συστήματος [18].

1.3 RF ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΘΟΡΥΒΟΥ

Ο θόρυβος στην έξοδο ενός ενισχυτή, προκύπτει από τον θόρυβο που παράγεται μέσα από τον ενισχυτή συν τον θόρυβο που είναι ήδη παρών στην είσοδο και ενισχύεται από αυτόν. Ένας τέτοιου είδους ενισχυτής παρουσιάζεται παρακάτω μέσα από το δίθυρο του σχήματος 1.9 (a).



Σχήμα 1.8 - Διαφορετικές παρουσιάσεις ενός γραμμικού θορυβώδους δίθυρου
(a) Δίκτυο με Θορυβώδες δίθυρο
(b) Μη θορυβώδες δίθυρο σε ένα θορυβώδες δίκτυο [6]

Στο σχήμα 1.8 (b), βλέπουμε μία πιθανή παρουσίαση όπου 2 πηγές ρεύματων θορύβου έχουν προστεθεί στο μη θορυβώδες δίθυρο, μία στο δίθυρο της εισόδου και άλλη μία στο δίθυρο της εξόδου. Για να μπορέσει ένα δίθυρο να μελετηθεί πλήρως όσον αφορά τον θόρυβο χρειάζεται να υπολογίσουμε τον παράγοντα θορύβου (noise factor F). Ως noise factor ορίζεται το ποσοστό του συνολικού θορύβου στη έξοδο, προς το θόρυβο που εμφανίζεται στην είσοδο του δίθυρου.

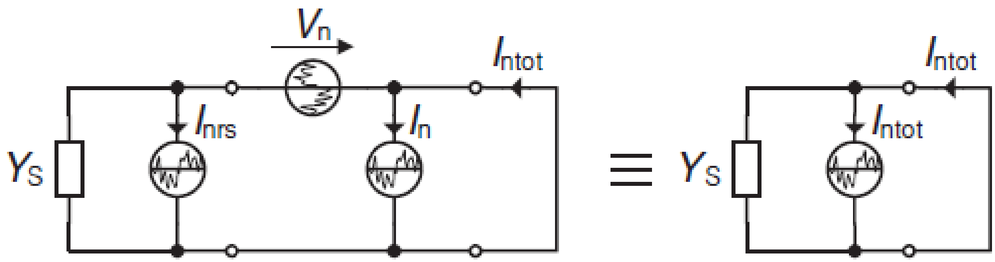
$$F \triangleq 1 + \frac{N_a}{N_s} \tag{1.7}$$

Ως N_a ορίζεται ο θόρυβος που προστίθεται στο συνολικό θόρυβο από το δίθυρο και N_s είναι ο θόρυβος που προέρχεται από την πηγή. Για να υπολογίσουμε τον συνολικό παράγοντα θορύβου ενός δίθυρου, πρέπει πρώτα να υπολογίσουμε τον συνολικό θόρυβο στην έξοδο του δίθυρου.Για το σκοπό αυτό έχουμε στη διάθεσή μας το παρακάτω σχήμα 1.9 [6]. Καθώς η συμβολή στο θόρυβο ρεύματος που προέρχεται από την πηγή I_{nrs} και αυτή που προέρχεται από την V_n και το I_n είναι ίδια, μπορούμε απλά να υπολογίσουμε το συνολικό ρεύμα θορύβου σε κατάσταση short-circuit στην είσοδο του δίπορτου. Με τη βοήθεια λοιπόν του σχήματος 1.9 η πηγή ρεύματος I_{ntot} δίνεται από τη σχέση:

$$I_{\mathrm{n\ tot}} = I_{\mathrm{nrs}} + I_{\mathrm{n}} + Y_{\mathrm{s}}\, V_{\mathrm{n}} \tag{1.8}$$

Και η μέση τετραγωνική τιμή του ισούται με:

$$\overline{|I_{\mathrm{n\ tot}}|^2} = \overline{|I_{\mathrm{nrs}} + I_{\mathrm{n}} + Y_{\mathrm{s}}\, V_{\mathrm{n}}|^2} = \overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2} + \overline{|I_{\mathrm{n}} + Y_{\mathrm{s}}\, V_{\mathrm{n}}|^2} \tag{1.9}$$



Σχήμα 1.9: Συνολικός θόρυβος στην είσοδο ενός θορυβώδες δίθυρου [6]

Με δεδομένο τώρα ότι θέλουμε να υπολογίσουμε και τη συσχέτιση που υπάρχει μεταξύ των πηγών I_n και V_n η πηγή θορύβου I_n μπορεί να πάρει την παρακάτω μορφή:

$$I_{\mathrm{n}} = I_{\mathrm{nu}} + I_{\mathrm{nc}} = I_{\mathrm{nu}} + Y_{\mathrm{c}}\, V_{\mathrm{n}} \tag{1.10}$$

Όπου το I_{nu} αντιστοιχεί στο μη συχετιζόμενο κομμάτι του I_n με το V_n και το I_{nc} αντιστοιχεί στο μέρος του I_n που είναι πλήρως συσχετιζόμενο με το V_n. Το μέγεθος Y_c είναι γνωστό ως συσχετιστική διαγωγιμότητα(correlation trasconductance).
Η μέση τετραγωνική τιμή του $I_{n\ tot}$ τώρα μπορεί να πάρει την παρακάτω μορφή:

$$\begin{aligned}\overline{|I_{\mathrm{n\ tot}}|^2} &= \overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2} + \overline{|I_{\mathrm{nu}} + I_{\mathrm{nc}} + Y_{\mathrm{s}}\, V_{\mathrm{n}}|^2} \\ &= \overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2} + \overline{|I_{\mathrm{nu}} + (Y_{\mathrm{c}} + Y_{\mathrm{s}})\, V_{\mathrm{n}}|^2} \\ &= \overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2} + \overline{|I_{\mathrm{nu}}|^2} + |Y_{\mathrm{c}} + Y_{\mathrm{s}}|^2\, \overline{|V_{\mathrm{n}}|^2}\end{aligned} \tag{1.11}$$

Έτσι ,ο παραπάνω παράγοντας F υπολογίζεται από τη σχέση :

$$F \triangleq \frac{\overline{|I_{\mathrm{n\ tot}}|^2}}{\overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2}} = 1 + \frac{\overline{|I_{\mathrm{nu}}|^2} + |Y_{\mathrm{c}} + Y_{\mathrm{s}}|^2\ \overline{|V_{\mathrm{n}}|^2}}{\overline{|I_{\mathrm{nrs}}|^2}} \tag{1.12}$$

Οι ίδιες σχέσεις ισχύουν και για τις φασματικές πυκνότητες ισχύος (PSD) S_v και S_i των πηγών θορύβου V_n και I_n αντίστοιχα.

$$\begin{aligned} S_{\mathrm{iu}} &= S_{\mathrm{i}} - |Y_{\mathrm{c}}|^2\ S_{\mathrm{v}} = (1 - |c|^2)\ S_{\mathrm{i}}, \\ S_{\mathrm{ic}} &= |Y_{\mathrm{c}}|^2\ S_{\mathrm{v}} = |c|^2\ S_{\mathrm{i}}, \\ S_{\mathrm{i}} &= S_{\mathrm{iu}} + S_{\mathrm{ic}}, \end{aligned} \tag{1.13}$$

Οι τιμές S_{iu} και S_{ic} αποτελούν μέρη της φασματικής πυκνότητας ισχύος S_i τα οποία είναι αντίστοιχα μη συσχετιζόμενα και πλήρως συσχετιζόμενα στην πηγή V_n. Επιπλέον το μέγεθος c αποτελεί τον παράγοντα συσχέτισης και εκφράζεται μέσα από τη σχέση :

$$c = Y_{\mathrm{c}} \sqrt{\frac{R_{\mathrm{v}}}{G_{\mathrm{i}}}}, \tag{1.14}$$

με Y_c=G_c+jB_c.

Ο παραπάνω ορισμός του noise factor όπως μπορούμε να δούμε χρησιμοποιεί μέσες τετραγωνικές τιμές και συνεπώς είναι ανεξάρτητος από την συχνότητα. Ένας άλλος ορισμός χρησιμοποιεί την παραπάνω ορισμένη φασματική πυκνότητα ισχύος αντί της μέσης τετραγωνικής τιμής:

$$\begin{aligned} F &= 1 + \frac{S_{\mathrm{iu}} + |Y_{\mathrm{c}} + Y_{\mathrm{s}}|^2\ S_{\mathrm{v}}}{4kTG_{\mathrm{s}}} = 1 + \frac{G_{\mathrm{iu}} + |Y_{\mathrm{c}} + Y_{\mathrm{s}}|^2\ R_{\mathrm{v}}}{G_{\mathrm{s}}} \\ &= 1 + \frac{G_{\mathrm{iu}}}{G_{\mathrm{s}}} + \frac{R_{\mathrm{v}}}{G_{\mathrm{s}}} \left[(G_{\mathrm{s}} + G_{\mathrm{c}})^2 + (B_{\mathrm{s}} + B_{\mathrm{c}})^2\right], \end{aligned} \tag{1.15}$$

όπου τα μεγέθη G_s και B_s ορίζονται από τη σχέση Y_s=G_s+jB_s. Η αντίσταση R_v και η διαγωγιμότητες G_i, G_{iu} και G_{ic} συσχετίζονται και υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{iu}} &= G_{\mathrm{i}} - |Y_{\mathrm{c}}|^2\ R_{\mathrm{v}} = (1 - |c|^2)\ G_{\mathrm{i}}, \\ G_{\mathrm{ic}} &= |Y_{\mathrm{c}}|^2\ R_{\mathrm{v}} = |c|^2\ G_{\mathrm{i}}, \\ G_{\mathrm{i}} &= G_{\mathrm{iu}} + G_{\mathrm{ic}}, \end{aligned} \tag{1.16}$$

Το μέγεθος R_v περιγράφει την άυξηση στην τιμή του παράγοντα θορύβου όταν η σύνθετη διαγωγιμότα δεν είναι βέλτιστη [7].

Ο παράγοντας θορύβου F που δίνεται από την παραπάνω σχέση έχει μία ελάχιστη τιμή Fmin (ή NF_{min}=10logF_{min}) για μία συγκεκριμένη τιμή του source transconductance $Y_{opt}=G_{opt}+jB_{opt}$. Τα μεγέθη G_{opt} και B_{opt} μπορούν να εκφραστούν με βάση τις παρακάτω σχέσεις:

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{opt}} &= \sqrt{\frac{G_{\mathrm{iu}}}{R_{\mathrm{v}}} + G_{\mathrm{c}}^2} = \sqrt{\frac{G_{\mathrm{i}}}{R_{\mathrm{v}}} - B_{\mathrm{c}}^2} \\ B_{\mathrm{opt}} &= -B_{\mathrm{c}}. \end{aligned} \tag{1.17}$$

Ο ελάχιστος παράγοντας θορύβου F_{min} τώρα μπορεί να γραφτεί ως:

$$F_{\mathrm{min}} = 1 + 2R_{\mathrm{v}}(G_{\mathrm{opt}} + G_{\mathrm{c}}) = 1 + 2R_{\mathrm{v}}\left(\sqrt{\frac{G_{\mathrm{iu}}}{R_{\mathrm{v}}} + G_{\mathrm{c}}^2} + G_{\mathrm{c}}\right) \tag{1.18}$$

Ο πραγματικός παράγοντας θορύβου μπορεί να γραφτεί τώρα με βάση τα μεγέθη F_{min}, R_v, G_{opt} και B_{opt}:

$$F = F_{\mathrm{min}} + \frac{R_{\mathrm{v}}}{G_{\mathrm{s}}}\left[(G_{\mathrm{s}} - G_{\mathrm{opt}})^2 + (B_{\mathrm{s}} - B_{\mathrm{opt}})^2\right] \tag{1.19}$$

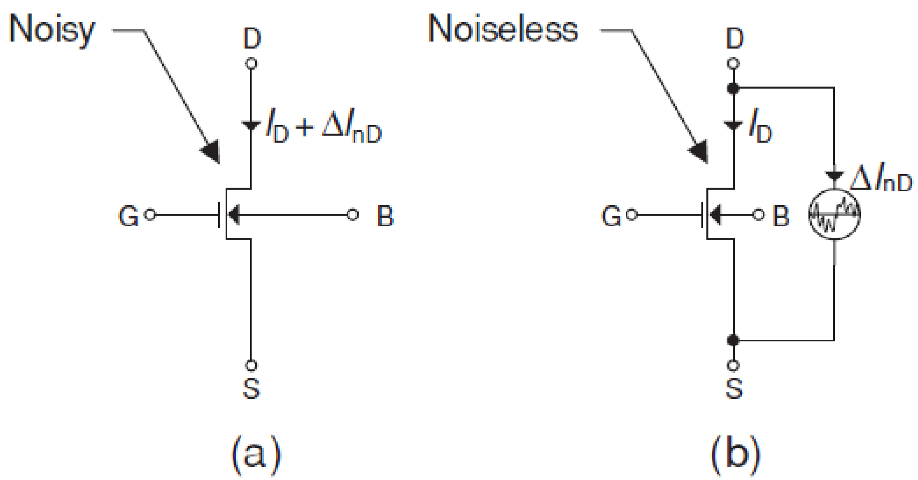
Η τελευταία εξίσωση δείχνει ξεκάθαρα ότι για να μπορέσει ο παράγοντας F να πάρει την ελάχιστη τιμή του F_{min}, θα πρέπει να ισχύει ότι $G_s=G_{opt}$ και $B_s=B_{opt}$. Αυτή η κατάσταση είναι γνωστή και ως noise matching. Με τον ίδιο τρόπο που ο παράγοντας αυτός μπορεί να ελαχιστοποιηθεί, το κέρδος της ισχύς μπορεί να μεγιστοποιηθεί θέτοντας την τιμή της σύνθετης διαγωγιμότητας σε μία συγκεκριμένη τιμή. Αυτή η κατάσταση είναι γνωστή ως gain matching. Δυστυχώς, συνήθως η τιμές στην οποία μπορεί να προκύψουν αυτές οι δύο καταστάσεις δεν είναι ίδιες [6]. Τις περισσότερες φορές ,οι παράμετροι που είναι διαθέσιμοι από τις μετρήσεις είναι οι 4 παράμετροι θορύβου F_{min}, R_v, G_{opt} και B_{opt}. Αυτές λοιπόν οι 4 τιμές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό του noise factor F .

Κεφάλαιο 2

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΘΕΡΜΙΚΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ ΣΕ ΥΨΗΛΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ

2.1 Η έννοια του θερμικού θορύβου

Σε υψηλές συχνότητες, ο 1/f θόρυβος δεν εμφανίζεται και ο συνολικός θόρυβος είναι αποτέλεσμα του θερμικού θορύβου. Σε χαμηλές συχνότητες, ο θερμικός θόρυβος που δημιουργείται στο κανάλι συνήθως μοντελοποιείται σαν μία πηγή ρεύματος που διακλαδώνεται μεταξύ του απαγωγού και της πηγής, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 2.1: Ισοδύναμα κυκλώματα θερμικού θορύβου (θορυβώδες και μη τρανζίστορ) σε χαμηλές συχνότητες [6]

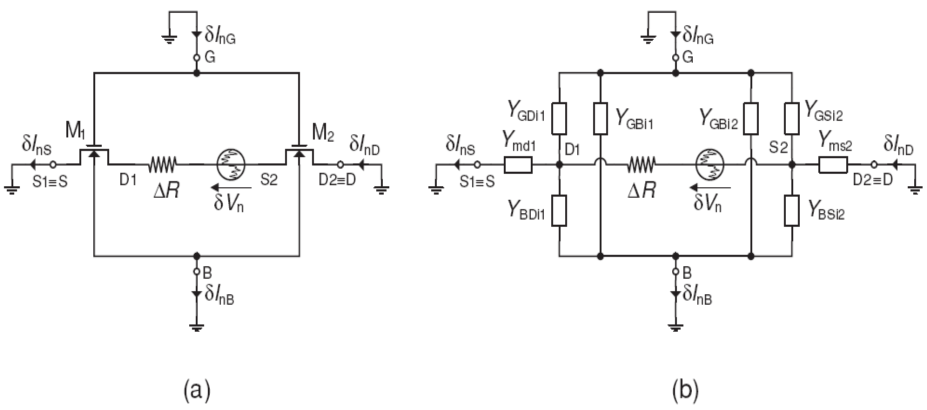
Αυτό το απλό μοντέλο δεν είναι αρκετό για να προβλέψει την συμπεριφορά του θορύβου σε υψηλές συχνότητες. Σε υψηλές συχνότητες η χωρητική σύζευξη (capacitive coupling) που εμφανίζεται ανάμεσα στο θορυβώδες κανάλι και στα τερματικά gate και bulk προκαλεί επιπλέον ρεύματα θορύβου τα οποία διαρέουν αυτά τα τερματικά πέρα από τα αντίστοιχα ρευματα που είδαμε και παραπάνω στους ακροδέκτες drain και source. Επιπλέον,σε υψηλές συχνότητες το κανάλι μπορεί να μελετηθεί σαν μία μη ομοιόμορφη γραμμή RC μετάδοσης η οποία εισάγει μία φάση ολίσθησης στα σήματα που ταξιδεύουν μέσα από το κανάλι. Όλα αυτά οδηγούν σε ένα ρέυμα θορύβου στον απαγωγό, το οποίο δεν είναι ίδιο με το ρεύμα που ταξιδεύει μέσα από την πηγή,όπως είχαμε υποθέσει στις χαμηλές συχνότητες. Καθώς η φυσική πηγή του θερμικού θορύβου οφείλεται στην αντίσταση που υπάρχει στο κανάλι, τα ρεύματα θορύβου που υπάρχουν στα τερματικά είναι μεταξύ τους αλληλένδετα και συσχετιζόμενα. Αυτά λοιπόν τα επιπλέον ρεύματα και οι συντελεστές συσχέτισης τους επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τις τέσσερις παραμέτρους θορύβου, όπως θα δούμε και στο 3^{ο} κεφάλαιο. Είναι λοιπόν κρίσιμο να μοντελοποιηθούν σωστά αυτά τα επιπλέον ρεύματα και οι συντελεστές συσχέτισης τους [6]. Για την ανάλυση αυτής της μοντελοποίησης η διπλωματική αυτή και περισσότερο το 2ο κεφάλαιο βασίζονται στο βιβλίου του Enz “Charge-base MOS Transistor Modelling” και ειδικότερα στην τελευταία ενότητά του με τίτλο “The Noise Model at RF”.

Όπως είδαμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο μέσα από την εικόνα 1.6 είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε τις cross φασματικές πυκνότητες ισχύος (CPSD) για τον εντοπισμό της συσχέτισης που υπάρχει μεταξύ των θορυβώδων πηγών ρεύματος Δ_{InD}, Δ_{InS}, Δ_{InG}, και Δ_{InB} (εικόνα 1.6β).

2.2 Υπολογισμός θορύβου σε υψηλές συχνότητες

2.2.1 Προσέγγιση τρανζίστορ σε υψηλές συχνότητες

Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε τόσο την PSD όσο και την CPSD θα στηριχτούμε στην παρακάτω εικόνα ενός γενικού non-quasi static κυκλώματος .

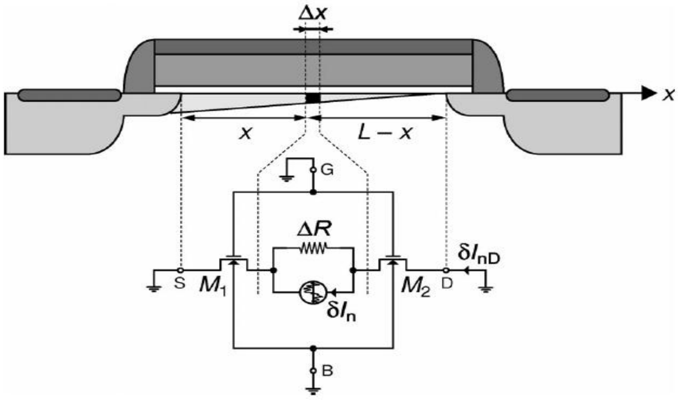


Σχήμα 2.2: (a) Απλό τρανζίστορ χωρισμένο σε 2 ξεχωριστά τρανζίστορ
(b) Αντίστοιχο non-quasi static κύκλωμα μικρού σήματος .

Για μεγάλα κανάλια (long channel) ισχύει ότι η φασματική πυκνότητα ισχύος της τάσης θερμικού θορύβου είναι ανάλογη με την αντίστοιχη αντίσταση ΔR και δίνεται από τον τύπο:

$$S_{\delta V_n^2} = \Delta R^2 S_{\delta I_n^2} = 4kT\,\Delta R = 4kT\,\frac{\Delta x}{W\mu_0(-Q_i)} \tag{2.1}$$

Ανάμεσα λοιπόν στο διάστημα x+Δx υπάρχει μία αντίσταση ΔR.



Σχήμα 2.3: Το κανάλι είναι μη θορυβώδες εκτός από το κομμάτι x+Δx με αντίσταση ΔR

Για την απλοποίηση του παραπάνω είναι βολικό να κανονικοποιήσουμε την τάση και την πηγή ρεύματος στις παρακάτω εξισώσεις αντίστοιχα:

$$S_{V^2_{\text{spec}}} \triangleq 4kT/G_{\text{spec}}, \quad S_{I^2_{\text{spec}}} \triangleq 4kT\,G_{\text{spec}}. \tag{2.2}$$

Η φασματική πυκνότητα ισχύος της κανονικοποιημένης τάσης θορύβου εξαιτίας του μικροσκοπικού κομματιού καναλιού δίνεται από τον τύπο:

$$s_{\delta v^2_{\text{n}}}(\xi) \triangleq \frac{S_{\delta V^2_{\text{n}}}(x)}{S_{V^2_{\text{spec}}}} = G_{\text{spec}}\,\Delta R = \frac{\Delta\xi}{q_{\text{i}}(\xi)}, \tag{2.3}$$

με $\Delta\xi \triangleq \Delta x/L$.

Το αποτέλεσμα της πηγής θορύβου δ_{Vn} στα διάφορα ρεύματα των τερματικών υπολογίζεται από την ανάλυση του αντίστοιχου non-quasi static κυκλώματος μικρού σήματος του σχήματος 2.2 (b), αφού παρατηρήσουμε ότι τα μεγέθη Y_{GB1} και Y_{GB2} δεν ασκούν καμμία επιρροή. Έτσι μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε τις συναρτήσεις μεταφοράς από την πηγή θορύβου δ_{Vn} προς τα ρεύματα σε κάθε τερματικό του κυκλώματος του σχήματος 2.2 (b).

Από την ανάλυση αυτή προκύπτουν οι παρακάτω τύποι:

$$\begin{aligned}
Y_{\text{nD}}(\omega,x) &\triangleq \frac{\delta I_{\text{nD}}}{\delta V_{\text{n}}} = -\frac{Y_{\text{ms2}}(Y_{\text{md1}}+Y_{\text{GDi1}}+Y_{\text{BDi1}})}{Y_{\text{md1}}+Y_{\text{ms2}}+Y_{\text{GDi1}}+Y_{\text{BDi1}}+Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{BSi2}}},\\
Y_{\text{nS}}(\omega,x) &\triangleq \frac{\delta I_{\text{nS}}}{\delta V_{\text{n}}} = -\frac{Y_{\text{md1}}(Y_{\text{ms2}}+Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{BSi2}})}{Y_{\text{md1}}+Y_{\text{ms2}}+Y_{\text{GDi1}}+Y_{\text{BDi1}}+Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{BSi2}}},\\
Y_{\text{nG}}(\omega,x) &\triangleq \frac{\delta I_{\text{nG}}}{\delta V_{\text{n}}} = \frac{Y_{\text{ms2}}Y_{\text{GDi1}}-Y_{\text{md1}}Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{GDi1}}Y_{\text{BSi2}}-Y_{\text{GSi2}}Y_{\text{BDi1}}}{Y_{\text{md1}}+Y_{\text{ms2}}+Y_{\text{GDi1}}+Y_{\text{BDi1}}+Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{BSi2}}}\\
Y_{\text{nB}}(\omega,x) &\triangleq \frac{\delta I_{\text{nB}}}{\delta V_{\text{n}}} = \frac{Y_{\text{ms2}}Y_{\text{BDi1}}-Y_{\text{md1}}Y_{\text{BSi2}}+Y_{\text{BDi1}}Y_{\text{GSi2}}-Y_{\text{BSi2}}Y_{\text{GDi1}}}{Y_{\text{md1}}+Y_{\text{ms2}}+Y_{\text{GDi1}}+Y_{\text{BDi1}}+Y_{\text{GSi2}}+Y_{\text{BSi2}}}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Επίσης ισχύει ότι $Y_{\text{BDi1}} = (n-1)Y_{\text{GDi1}}$ και $Y_{\text{BSi2}} = (n-1)Y_{\text{GSi2}}$

Ως αποτέλεσμα οι παραπάνω σχέσεις παίρνουν την εξής μορφή:

$$\begin{aligned} Y_{\mathrm{nD}}(\omega, x) &= -\frac{Y_{\mathrm{ms2}}(Y_{\mathrm{md1}} + nY_{\mathrm{GDi1}})}{Y_{\mathrm{md1}} + Y_{\mathrm{ms2}} + n(Y_{\mathrm{GDi1}} + Y_{\mathrm{GSi2}})}, \\ Y_{\mathrm{nS}}(\omega, x) &= -\frac{Y_{\mathrm{md1}}(Y_{\mathrm{ms2}} + nY_{\mathrm{GSi2}})}{Y_{\mathrm{md1}} + Y_{\mathrm{ms2}} + n(Y_{\mathrm{GDi1}} + Y_{\mathrm{GSi2}})}, \\ Y_{\mathrm{nG}}(\omega, x) &= \frac{Y_{\mathrm{ms2}}Y_{\mathrm{GDi1}} - Y_{\mathrm{md1}}Y_{\mathrm{GSi2}}}{Y_{\mathrm{md1}} + Y_{\mathrm{ms2}} + n(Y_{\mathrm{GDi1}} + Y_{\mathrm{GSi2}})}, \\ Y_{\mathrm{nB}}(\omega, x) &= (n-1)Y_{\mathrm{nG}}(\omega, x). \end{aligned} \tag{2.5}$$

Από την τελευταία εξίσωση μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η σύνθετη διαγωγιμότητα από την πηγή θορύβου δ_{Vn} προς το ρεύμα θορύβου δI_{nB} στον ακροδέκτη του υποστρώματος είναι n-1 φορές αυτή από την πηγή θορύβου δ_{Vn} προς το ρεύμα θορύβου δI_{nG} στον ακροδέκτη της πύλης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μία φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου του υποστρώματος η οποία είναι $(n-1)^2$ φορές η PSD του ρεύματος θορύβου της πύλης.

$$S_{\delta I_{\mathrm{nB}}^2} = (n-1)^2\, S_{\delta I_{\mathrm{nG}}^2} \quad \text{(induced gate and bulk noise current)} \tag{2.6}$$

Παρομοίως για τα συνολικά ρεύματα ΔI_{nG} και ΔI_{nB} ισχύει ότι

$$S_{\Delta I_{\mathrm{nB}}^2} = (n-1)^2\, S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} \tag{2.7}$$

Στο σημείο αυτό είναι χρήσιμο να εισάγουμε τις τιμές των κανονικοποιημένων διαγωγιμοτήτων για τα τρανζίστορ M1 και M2 του σχήματος 2.2α.

Έτσι έχουμε:

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{spec1}} &\triangleq 2n\mu_0 \frac{W}{x} C_{\mathrm{ox}} U_{\mathrm{T}} = \frac{G_{\mathrm{spec}}}{\xi}, \\ G_{\mathrm{spec2}} &\triangleq 2n\mu_0 \frac{W}{L-x} C_{\mathrm{ox}} U_{\mathrm{T}} = \frac{G_{\mathrm{spec}}}{1-\xi} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Η συχνότητα μπορεί να κανονικοποιηθεί χρησιμοποιώντας τη συγκεκριμένη συχνότητα του κάθε τρανζίστορ. Θα ισχύει τώρα ότι:

$$\begin{aligned} \omega_{\mathrm{spec1}} &\triangleq \frac{\mu_0 U_{\mathrm{T}}}{x^2} = \frac{\omega_{\mathrm{spec}}}{\xi^2}, \\ \omega_{\mathrm{spec2}} &\triangleq \frac{\mu_0 U_{\mathrm{T}}}{(L-x)^2} = \frac{\omega_{\mathrm{spec}}}{(1-\xi)^2} \end{aligned} \tag{2.9}$$

με $\omega_{\text{spec}} \triangleq \frac{\mu_0 U_{\text{T}}}{L^2}$, όπου ω_{spec} τη συχνότητα του τρανζίστορ με συνολικό μήκος L. Εισάγοντας λοιπόν τις παραπάνω κανονικοποιήσεις στις εξισώσεις που αντιστοιχούν στις συναρτήσεις μεταφοράς προκύπτουν τα παρακάτω αποτελέσματα:

$$
\begin{aligned}
&y_{\text{nD}}(\Omega, \xi) \triangleq \frac{Y_{\text{nD}}}{G_{\text{spec}}} \\
&= -\frac{y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2)[y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2) + n y_{\text{GDi1}}(\Omega\xi^2)]}{(1-\xi)y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2) + n[(1-\xi)y_{\text{GDi1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{GSi2}}(\Omega(1-\xi)^2)]}, \\
&y_{\text{nS}}(\Omega, \xi) \triangleq \frac{Y_{\text{nS}}}{G_{\text{spec}}} \\
&= -\frac{y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2)[y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2) + n y_{\text{GSi2}}(\Omega(1-\xi)^2)]}{(1-\xi)y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2) + n[(1-\xi)y_{\text{GDi1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{GSi2}}(\Omega(1-\xi)^2)]}, \\
&y_{\text{nG}}(\Omega, \xi) \triangleq \frac{Y_{\text{nG}}}{G_{\text{spec}}} \\
&= \frac{y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2)y_{\text{GDi1}}(\Omega\xi^2) - y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2)y_{\text{GSi2}}(\Omega(1-\xi)^2)}{(1-\xi)y_{\text{md1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{ms2}}(\Omega(1-\xi)^2) + n[(1-\xi)y_{\text{GDi1}}(\Omega\xi^2) + \xi y_{\text{GSi2}}(\Omega(1-\xi)^2)]}, \\
&y_{\text{nB}}(\Omega, \xi) \triangleq \frac{Y_{\text{nB}}}{G_{\text{spec}}} = (n-1)y_{\text{nG}}(\Omega, \xi).
\end{aligned}
\tag{2.10}
$$

Ως Ω ορίζουμε την κανονικοποιημένη τιμή της συχνότητας για την οποία ισχύει ότι $\Omega=\omega/\omega_{spec}$. Τα παραπάνω αποτελέσματα χρησιμοποιούνται στο επόμενο μέρος για τον υπολογισμό των φασματικών πυκνοτήτων ισχύος του ρεύματος θορύβου των τεσσάρων ακροδεκτών [6][10].

2.2.2 Γενική περιγραφή των φασματικών πυκνοτήτων ισχύος

Η φασματική πυκνότητα ισχύος και η cross φασματική πυκνότητα ισχύος για κάθε θορυβώδες ρεύμα σε κάθε ακροδέκτη του τρανζίστορ εξαιτίας της πηγής θερμικού θορύβου δV_n δίνονται από τύπους:

$$
\begin{aligned}
&S_{\delta I_{\text{n}k}^2}(\omega, x) = |Y_{\text{n}k}(\omega, x)|^2 \, S_{\delta V_{\text{n}}^2}(x), \\
&S_{\delta I_{\text{n}k}\delta I_{\text{n}l}^*}(\omega, x) = Y_{\text{n}k}(\omega, x) Y_{\text{n}l}^*(\omega, x) \, S_{\delta V_{\text{n}}^2}(x),
\end{aligned}
\tag{2.11}
$$

με $k \neq l \in \{D, S, G, B\}$.

Ολοκληρώνοντας αυτές τις σχέσεις από την πηγή προς τον απαγωγό και θεωρώντας ότι όλες οι πηγές θορύβου στο κανάλι είναι ασυσχέτιστες μεταξύ τους προκύπτουν οι παρακάτω κανονικοποιημένες σχέσεις [5][16]:

$$
\begin{aligned}
&s_{\Delta I_{\text{n}k}^2}(\Omega) \triangleq \frac{S_{\Delta I_{\text{n}k}^2}(\omega)}{S_{I_{\text{spec}}^2}} = \int_0^1 |y_{\text{n}k}(\Omega, \xi)|^2 \, \frac{\mathrm{d}\xi}{q_{\text{i}}(\xi)}, \\
&s_{\Delta I_{\text{n}k}\Delta I_{\text{n}l}^*}(\Omega) \triangleq \frac{S_{\Delta I_{\text{n}k}\Delta I_{\text{n}l}^*}(\omega)}{S_{I_{\text{spec}}^2}} = \int_0^1 y_{\text{n}k}(\Omega, \xi) y_{\text{n}l}^*(\Omega, \xi) \, \frac{\mathrm{d}\xi}{q_{\text{i}}(\xi)}.
\end{aligned}
\tag{2.12}
$$

Ορίζουμε τώρα τις παρακάτω βοηθητικές σχέσεις [5][16] :

$$\chi(\xi) \triangleq q_{\mathrm{i}}(\xi) + \frac{1}{2}, \quad \chi_{\mathrm{s}} \triangleq q_{\mathrm{s}} + \frac{1}{2}, \quad \chi_{\mathrm{d}} \triangleq q_{\mathrm{d}} + \frac{1}{2}, \tag{2.13}$$

με στόχο την απλοποίηση των παραπάνω ολοκληρωμάτων. Χρησιμοποιώντας τώρα αυτές τις μεταβλητές και ολοκληρώνοντας το ρεύμα τόσο στο συνολικό τρανζίστορ όσο και στα τρανζίστορ M1 και M2 καταλήγουμε στα ρεύματα:

$$i_{\mathrm{d}} = \chi_{\mathrm{s}}^2 - \chi_{\mathrm{d}}^2, \quad i_{\mathrm{d}}\xi = \chi_{\mathrm{s}}^2 - \chi^2, \quad i_{\mathrm{d}}(1-\xi) = \chi^2 - \chi_{\mathrm{d}}^2 \tag{2.14}$$

Εν τέλει, οι παραπάνω φασματικές και cross φασματικές πυκνότητες ισχύος παίρνουν την εξής μορφή [5][16]:

$$\begin{aligned} s_{\Delta I_{\mathrm{n}k}^2}(\Omega) &= \frac{1}{i_{\mathrm{d}}} \int_{\chi_{\mathrm{d}}}^{\chi_{\mathrm{s}}} |y_{\mathrm{n}k}(\Omega,\chi)|^2 \frac{4\chi}{2\chi-1}\,\mathrm{d}\chi, \\ s_{\Delta I_{\mathrm{n}k}\Delta I_{\mathrm{n}l}^*}(\Omega) &= \frac{1}{i_{\mathrm{d}}} \int_{\chi_{\mathrm{d}}}^{\chi_{\mathrm{s}}} y_{\mathrm{n}k}(\Omega,\chi) y_{\mathrm{n}l}^*(\Omega,\chi) \frac{4\chi}{2\chi-1}\,\mathrm{d}\chi \end{aligned} \tag{2.15}$$

,

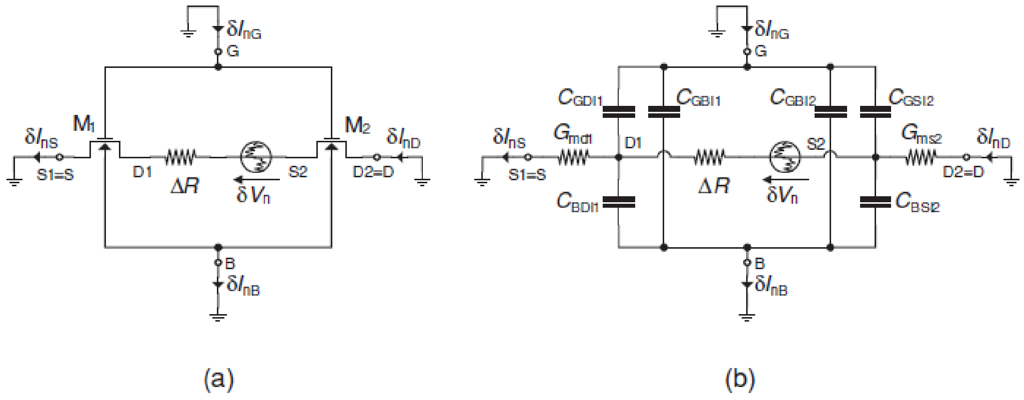
όπου η μεταβλητή ξ που χρησιμοποιήθηκε και προηγουμένως μπορεί τώρα να εκφραστεί σαν μία συνάρτηση του χ με βάση τη σχέση:

$$\xi = \frac{\chi_{\mathrm{s}}^2 - \chi^2}{i_{\mathrm{d}}} \tag{2.16}$$

Η μορφή των PSD και cPSD που υπολογίστηκε παραπάνω, αποτελεί την τελική αλγεβρική μορφή στην οποία μπορούμε να καταλήξουμε. Παρόλ'αυτά είναι δυνατή η προσέγγιση τους με διαφορετικό τρόπο όπως θα δούμε και στο παρακάτω κεφάλαιο [6].

2.2.3 Προσέγγιση πρώτης τάξης

Αντικαθιστώντας κάθε τρανζίστορ M1 και M2 με το αντίστοιχο quasi-static μοντέλο μικρού σήματος όπως φαίνεται στην σχήμα 2.4 μπορούμε να καταλήξουμε σε μία προσέγγιση πρώτης τάξης. Αυτή η προσέγγιση δείχνει ξεκάθαρα το capacitive coupling που υπάρχει μεταξύ του καναλιού και των τερματικών της πύλης και του υποστρώματος , οδηγώντας με αυτό τον τρόπο στη δημιουργία ρευμάτων θορύβου.



Σχήμα 2.4: a) Απλό τρανζίστορ χωρισμένο σε 2 ξεχωριστά τρανζίστορ
b) Αντίστοιχο quasi static κύκλωμα μικρού σήματος

Η Υ-παράμετροι μικρού σήματος που χρησιμοποιήθηκαν παραπάνω αλλάζουν τιμή και τώρα ισχύει ότι $Y_{md1}=G_{md1}$, $Y_{ms2}=G_{ms2}$, $Y_{GDi1}=j\omega C_{GDi1}$ και $Y_{GSi2}=j\omega C_{GSi2}$

Προσεγγιστικά τώρα και με τη βοήθεια της εξίσωσης για τον υπολογισμό της κανονικοποιημένης φασματικής πυκνότητας ισχύος, η PSD του θορυβώδες ρεύματος ΔI_{nD} στον απαγωγό υπολογίζεται περίπου ίση με:

$$s_{\Delta i_{nD}^2} \cong s_{\Delta i_{nS}^2} \cong \frac{4\chi_s^2 - 3\chi_s + 4\chi_s\chi_d - 3\chi_d + 4\chi_d^2}{6(\chi_s + \chi_d)} \tag{2.17}$$

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε σε αυτή την προσέγγιση πρώτης τάξης, η φασματική πυκνότητα ισχύος του θορυβώδες ρεύματος στον απαγωγό είναι ίση με την αντίστοιχη του θορυβώδες ρεύματος στην πηγή. Συνεπώς μπορεί να εμφανιστεί σαν μία ενιαία πηγή θορυβώδες ρεύματος ανάμεσα στον απαγωγό και στην πηγή όπως είδαμε και παραπάνω στο σχήμα 2.1β για την περίπτωση χαμηλών συχνοτήτων. Επιπροσθέτως , αν αντικαταστήσουμε τις βοηθητικές μεταβλητές χ_s και χ_d με $q_s+1/2$ και $q_d+1/2$ αντίστοιχα προκύπτει ότι η παραπάνω PSD ισούται με:

$$s_{\Delta i_{nD}^2} \cong s_{\Delta i_{nS}^2} \cong \frac{1}{6}\frac{4q_s^2 + 3q_s + 4q_sq_d + 3q_d + 4q_d^2}{q_s + q_d + 1} \tag{2.18}$$

,

αποτέλεσμα που εμφανίζεται και όταν βρισκόμαστε σε χαμηλές συχνότητες. Ως εκ τούτου για το ρεύμα θορύβου στον απαγωγό και την πηγή, το μοντέλο πρώτης τάξης καταλήγει να ταυτίζεται με την περίπτωση χαμηλών συχνοτήτων. Επιπλέον, η φασματικη πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου ΔI_{nG} στην πύλη που προκαλείται εξαιτίας του capacitive coupling που υπάρχει ανάμεσα στο θορυβώδες κανάλι και στα τερματικά gate και bulk (induced gate noise) υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$s_{\Delta i^2_{nG}} = \frac{s_{\Delta i^2_{nB}}}{(n-1)^2}$$
$$\cong \Omega^2 \frac{16\chi_s^4 + 16\chi_d^4 + 80\chi_s^3\chi_d + 80\chi_s\chi_d^3 + 168\chi_s^2\chi_d^2 - 15\chi_s^3 - 15\chi_d^3 - 75\chi_s^2\chi_d - 75\chi_s\chi_d^2}{540n^2(\chi_s + \chi_d)^5} \quad (2.19)$$

.

Όπως παρατηρούμε η PSD του induced gate noise current ΔI_{nG} είναι ανάλογη του τετραγώνου της συχνότητας. Αυτή η αναλογία προκύπτει εξαιτίας του capacitive coupling που υπάρχει ανάμεσα στο κανάλι και την πύλη. Όπως αναφέραμε παραπάνω, η PSD του ρεύματος θορύβου στο υπόστρωμα (induced bulk noise current) είναι ίση $(n\text{-}1)^2$ φορές η PSD του ρεύματος θορύβου στην πύλη (induced gate noise) [5].

Για V_D=V_s το τρανζίστορ λειτουργεί σαν ένας παθητικός αντιστάτης (για την ακρίβεια ένας αντιστάτης λειτουργεί πάντα παθητικά αλλά σε αυτή την περίπτωση ο όρος παθητικός χρησιμοποιείται για να τονίσουμε το γεγονός ότι το τρανζίστορ μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα παθητικό RC δίκτυο όπου τα θεωρήματα Nyquist και Bode μπορούν να εφαρμοστούν). Συνεπώς, αφού σε αυτή την περίπτωση το θεώρημα Nyquist ισχύει, ο θόρυβος που προκαλείται στην πύλη (induced gate noise) για V_D=V_s θα πρέπει να ισούται με το θόρυβο της διαγωγιμότητας $G_{Gi} \triangleq \Re\{Y_{Gi}\}$ που εμφανίζεται στην πύλη. Αυτό δεν ισχύει απόλυτα για περιπτώσεις όπου $V_D \neq V_S$, αλλά μία παράμετρος θερμικού θορύβου δ_{nG} στην πύλη μπορεί να οριστεί εδώ για την οποία ισχύει ότι:

$$\delta_{nG} \triangleq \frac{G_{nG}}{G_{Gi}} = \frac{s_{\Delta i^2_{nG}}}{g_{Gi}} . \quad (2.20)$$

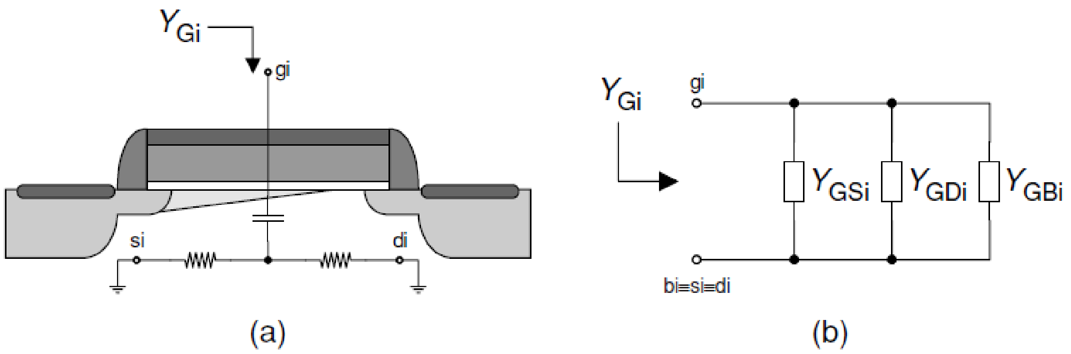
Ως G_{nG} ορίζουμε τη διαγωγιμότητα θερμικού θορύβου στην πύλη η οποία υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$S_{\Delta I^2_{nG}} \triangleq 4kT\, G_{nG}(\omega) \propto \omega^2 . \quad (2.21)$$

Παρόμοια με τον ορισμό της παραμέτρου θερμικού θορύβου στον απαγωγό, η παράμετρος δ_{nG} υπολογίζει την απόκλιση της πραγματικής φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου που προκαλείται στην πύλη από αυτή της διαγωγιμότητας G_{Gi}. Με βάση τώρα το quasi-static μοντέλο υπολογίζεται ότι

$$Y_{Gi} = j\,\omega\, C_{Gi} = j\,\omega\,(C_{GSi} + C_{GDi} + C_{GBi}) \quad (2.22)$$

Όπως μπορούμε να δούμε στην παραπάνω εξίσωση δεν υπάρχει πραγματικό μέρος. Συνεπώς, για τον υπολογισμό του πραγματικού μέρους του Y_{Gi} χρειάζεται να γίνει με προσέγγιση με βάση το μη στατικό μοντέλο. Το σχήμα 2.5 μπορεί να μας βοηθήσει .



Σχήμα 2.5: Σύνθετη διαγωγιμότητα στην πύλη του εσωτερικού μέρους του τρανζίστορ

Η πύλη βλέπει σε σειρά τη χωρητικότητα του οξειδίου με ένα μέρος του καναλιού, το οποίο είναι υπεύθυνο για το πραγματικό μέρος του Y_{Gi}. Η Y_{Gi} διαγωγιμότητα είναι ίση με την παράλληλη σύνδεση των εσωτερικών διαγωγιμοτήτων πύλης-πηγής, πύλης-απαγωγού, πύλης-υποστρώματος:

$$Y_{\mathrm{Gi}} = Y_{\mathrm{GSi}} + Y_{\mathrm{GDi}} + Y_{\mathrm{GBi}} \tag{2.23}$$

Από το μη στατικό μοντέλο πρώτης τάξης , θεωρώντας ότι $\omega\tau_{qs}$<<1 θα ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} Y_{\mathrm{GSi}} &\cong \frac{j\,\omega\,C_{\mathrm{GSi}}}{1 + j\,\omega\,\tau_{\mathrm{qs}}/2} \cong j\,\omega\,C_{\mathrm{GSi}}\,(1 - j\,\omega\,\frac{\tau_{\mathrm{qs}}}{2}), \\ Y_{\mathrm{GDi}} &\cong \frac{j\,\omega\,C_{\mathrm{GDi}}}{1 + j\,\omega\,\tau_{\mathrm{qs}}/2} \cong j\,\omega\,C_{\mathrm{GDi}}\,(1 - j\,\omega\,\frac{\tau_{\mathrm{qs}}}{2}), \\ Y_{\mathrm{GBi}} &= \frac{n-1}{n}(j\,\omega\,C_{\mathrm{OX}} - Y_{\mathrm{GSi}} - Y_{\mathrm{GDi}}), \end{aligned} \tag{2.24}$$

Εισάγωντας τώρα αυτές τις σχέσεις στην παραπάνω εξίσωση (2.23) για τον υπολογισμό του Y_{Gi} καταλήγουμε:

$$\begin{aligned} Y_{\mathrm{Gi}} &\cong \omega^2\frac{\tau_{\mathrm{qs}}(C_{\mathrm{GSi}} + C_{\mathrm{GDi}})}{2n} + j\,\omega\,\frac{(n-1)C_{\mathrm{OX}} + C_{\mathrm{GSi}} + C_{\mathrm{GDi}}}{n} \\ &= \omega^2\frac{\tau_{\mathrm{qs}}C_{\mathrm{OX}}(c_{\mathrm{GSi}} + c_{\mathrm{GDi}})}{2n} + j\,\omega\,C_{\mathrm{OX}}\frac{n - 1 + c_{\mathrm{GSi}} + c_{\mathrm{GDi}}}{n} \end{aligned} \tag{2.25}$$

Ως τ_{qs} ορίζουμε την σταθερά χρόνου του καναλιού η οποία σχετίζεται με τη quasi static συχνότητα ω_{qs} με βάση τη σχέση:

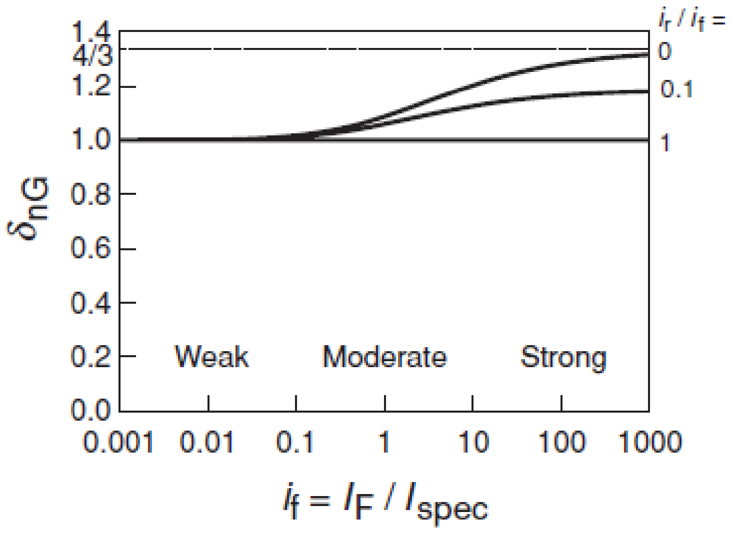
$$\frac{\tau_{\mathrm{qs}}}{\tau_{\mathrm{spec}}} = \frac{\omega_{\mathrm{spec}}}{\omega_{\mathrm{qs}}} = \frac{1}{\Omega_{\mathrm{qs}}} = \frac{1}{30}\,\frac{4q_{\mathrm{s}}^2 + 4q_{\mathrm{d}}^2 + 12q_{\mathrm{s}}q_{\mathrm{d}} + 10q_{\mathrm{s}} + 10q_{\mathrm{d}} + 5}{(q_{\mathrm{s}} + q_{\mathrm{d}} + 1)^3} \tag{2.26}$$

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε το κλάσμα τ_{qs} / τ_{spec} δεν εξαρτάται από τη γεωμετρία του τρανζίστορ αλλά από τις τιμές των φορτίων q_S και q_d. Επιπλέον , το μέγεθος Ω_{qs} αντιστοιχεί σε μία οριακή τιμή μεταξύ του στατικού και του μη στατικού μοντέλου. Αυτό σημαίνει ότι για κανονικοποιημένες συχνότητες οι οποίες είναι παραπλήσιες ή μεγαλύτερες από την τιμή του Ωqs θα πρέπει να ληφθούν υπόψη non-quasi static φαινόμενα. Επιπλέον, ισχύει ότι $C_{OX}=WL_fC_{ox}=N_fW_fL_fC_{ox}$ και τα μεγέθη c_{Gsi} και c_{GDi} αντιστοιχούν στις κανονικοποιημένες εσωτερικές χωρητικότητες πύλης-πηγής και πύλης-υποστρώματος. Αυτές εξαρτώνται από τις κανονικοποιημένες πυκνότητες φορτίων πηγής και υποστρώματος με βάση την παρακάτω σχέση[25]:

$$c_{\mathrm{GSi}} \triangleq \frac{C_{\mathrm{GSi}}}{C_{\mathrm{OX}}} = \frac{2}{3} q_{\mathrm{s}} \frac{q_{\mathrm{s}} + 2q_{\mathrm{d}} + 3/2}{(q_{\mathrm{s}} + q_{\mathrm{d}} + 1)^2}$$
$$c_{\mathrm{GDi}} \triangleq \frac{C_{\mathrm{GDi}}}{C_{\mathrm{OX}}} = \frac{2}{3} q_{\mathrm{d}} \frac{q_{\mathrm{d}} + 2q_{\mathrm{s}} + 3/2}{(q_{\mathrm{s}} + q_{\mathrm{d}} + 1)^2} \qquad (2.27)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα τις εξισώσεις (2.19), (2.20) και (2.25), μπορούμε να υπολογίσουμε την τιμή της παραμέτρου δ_{nG}. Στο παρακάτω σχήμα δίνεται η γραφική παράσταση του δ_{nG} ως προς το ρεύμα $i_f=I_F/I_{spec}$. Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6 η τιμή του δ_{nG} παραμένει κοντά στη μονάδα σε όλες τις καταστάσεις πόλωσης καθώς σε ασθενή αναστροφή ισούται με 1 ενώ σε ισχυρή και κορεσμό η τιμή του φτάνει τα 4/3.

$$\delta_{\mathrm{nG}} = \begin{cases} 1 & \text{σε ασθενή αναστροφή} \\ 4/3 & \text{σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό} \end{cases} \qquad (2.28)$$



Σχήμα 2.6: Παράγοντας θορύβου δ_{nG}

Σε ισχυρή αναστροφή και σε κορεσμό , $c_{GDi}=0$ και το τ_{qs} δίνεται από τον τύπο:

$$\tau_{\mathrm{qs}} = \frac{C_{\mathrm{m}}}{G_{\mathrm{m}}} \cong \frac{4}{15} \frac{C_{\mathrm{OX}}}{G_{\mathrm{m}}} = \frac{2}{5} \frac{C_{\mathrm{GSi}}}{G_{\mathrm{m}}} \qquad (2.29)$$

Ως εκ τούτου το πραγματικό μέρος της σύνθετης διαγωγιμότητας Y_{Gi} που αναλύσαμε παραπάνω θα ισούται με:

$$G_{Gi} \cong \frac{(\omega C_{GSi})^2}{5nG_m} = \frac{(\omega C_{GSi})^2}{5G_{ms}} = \frac{5}{4}\frac{G_m}{n}(\omega\tau_{qs})^2 \tag{2.30}$$

Η διαγωγιμότητα στην πύλη σε ισχυρή αναστροφή και σε κορεσμό απλοποιείται στην παρακάτω μορφή:

$$G_{nG}(\omega) \cong \delta_{nG}\frac{(\omega C_{GSi})^2}{5G_{ms}} = \delta_{nG}\frac{5}{4}\frac{G_m}{n}(\omega\tau_{qs})^2 = \frac{5}{3}\frac{G_m}{n}(\omega\tau_{qs})^2, \tag{2.31}$$

καθώς σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό η παράμετρο θερμικού θορύβου στην πύλη δ_{nG}=4/3.

Η τελευταια εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί περισσότερο αντικαθιστώντας το Gms με $G_{spec}q_s$ και βάζοντας όπου $G_{spec}=I_{spec}/U_T = 2n\mu_0 C_{ox}W/LU_T$. Έτσι προκύπτει:

$$G_{nG} \cong \frac{8}{135}\frac{WL^3\omega^2}{nq_s}\frac{C_{ox}}{\mu_0 U_T} = \frac{16}{135}\frac{WL^3\omega^2 C_{ox}}{\mu_0(V_G - V_{T0} - nV_S)}. \tag{2.32}$$

Από την την τελευταία εξίσωση (2.32) παρατηρούμε ότι ο θόρυβος που προκαλείται στην πύλη (induced gate noise) σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό είναι ανάλογος με τον κύβο του μήκους L της πύλης και αντιστρόφως ανάλογως της overdrive πόλωσης ($V_{ov}=V_{GS}-V_T$). Συνεπώς, για ένα συγκεκριμένο δοθέν πλάτος ενός τρανζίστορ και για συγκεκριμένη τάση, ο θόρυβος της πύλης μειώνεται δραστικά αν μειωθεί το πλάτος του τρανζίστορ. Αξίζει να σημειωθεί ότι για κάθε συχνότητα ω>0 ο θόρυβος στην πύλη λόγω του capacitive coupling υπάρχει πάντα. Η επίδραση που έχει πρέπει κάθε φορά να συγκρίνεται με την επίδραση άλλων πηγών θορύβου και ιδιαίτερα με την επίδραση του κυρίαρχου θορύβου στον απαγωγό. Αυτή η σύγκριση μπορεί να γίνει μόνο μετά τη μελέτη της σχέσης που υπάρχει μεταξύ του induced gate noise και του θορύβου στον απαγωγό, η οποία αναλύεται παρακάτω. Η cross φασματική πυκνότητα ισχύος (CPSD) ανάμεσα στα ρεύματα θορύβου της πύλης και του απαγωγού μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση:

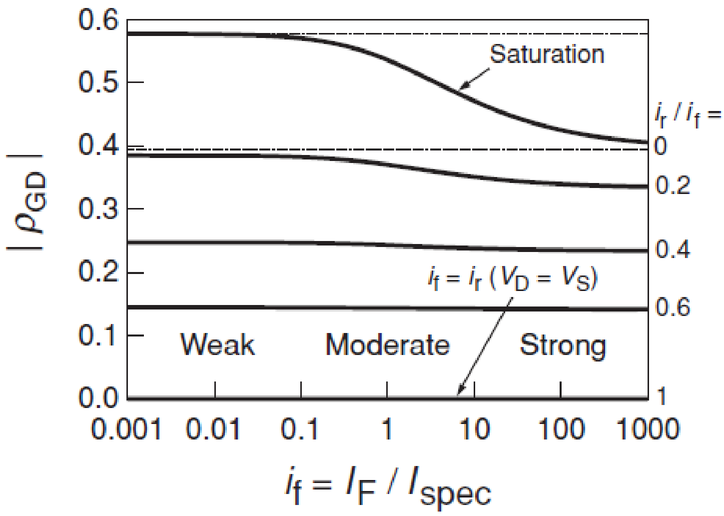
$$S_{\Delta i_{nG}\,\Delta i^*_{nD}} \cong S_{\Delta i_{nG}\,\Delta i^*_{nS}} \cong \frac{j\Omega}{18n}\frac{(\chi_s - \chi_d)(\chi_s^2 + 4\chi_s\chi_d + \chi_d^2)}{(\chi_s + \chi_d)^3} \tag{2.33}$$

Όπως αναμένεται το μέγεθος αυτό είναι διάφορο του μηδενός πράγμα το οποίο σημαίνει ότι ο θόρυβος στην πύλη σχετίζεται εν μέρει με το θόρυβο στον απαγωγό.

Σε αρκετά χαμηλές συχνότητες, για να είναι λογικά τα αποτελέσματα αυτής της προσέγγισης ο συντελεστής συσχέτισης ρ_{GD} ο οποίος ορίζεται από τη σχέση :

$$\rho_{kl} \triangleq \frac{S_{\Delta i_{nk}\,\Delta i_{nl}^{*}}}{\sqrt{S_{\Delta i_{nk}^2}\, S_{\Delta i_{nl}^2}}} \,, \tag{2.34}$$

πρέπει να είναι ανεξάρτητος από την τιμή της συχνότητας Ω.
Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.7 ο συντελεστής αυτός ισούται με μηδέν όταν $V_D=V_s$.



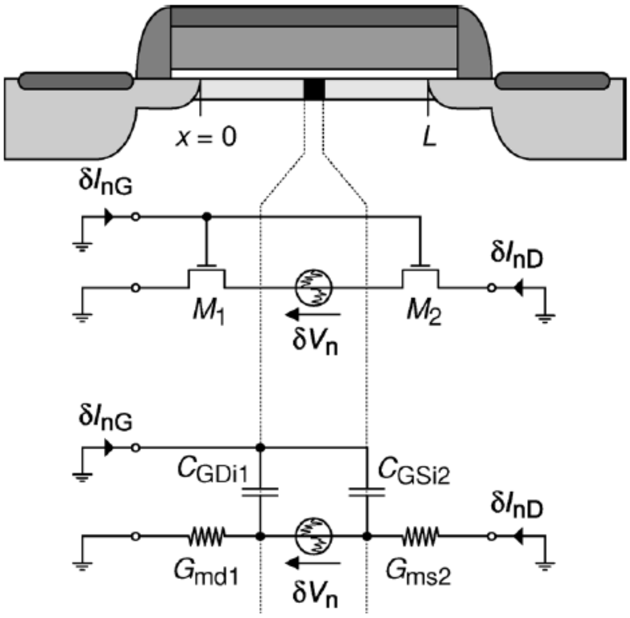
Σχήμα 2.7 Απόλυτη τιμή του συντελεστή συσχέτισης ρ_{GD}

Αυτό μπορεί να εξηγηθεί με τη βοήθεια του επόμενου σχήματος 2.8. Το ρεύμα της πύλης μπορεί να εκφραστεί με βάση την πηγή θερμικού θορύβου δV_n ως:

$$\delta I_{nG} = Y_{nG}\, \delta V_n \,, \tag{2.35}$$

όπου η σύνθετη διαγωγιμότητα Y_{nG} δίνεται από τον τύπο:

$$Y_{nG} = \frac{G_{md1} G_{ms2}}{G_{md1} + G_{ms2}} \, \frac{j\,\omega\left(\frac{C_{GDi1}}{G_{md1}} - \frac{C_{GSi2}}{G_{ms2}}\right)}{1 + j\,\omega \frac{C_{GDi1}+C_{GSi2}}{G_{md1}+G_{ms2}}} \,. \tag{2.36}$$



Σχήμα 2.8 Μοντέλο 2 τρανζίστορ με $V_D=V_S$ για την εκτίμηση της συσχέτισης μεταξύ induced gate noise και drain current noise

Για $V_D=V_S$, το κανάλι είναι ομοιόμορφο από την πηγή στον απαγωγό και συνεπώς ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{md1}} &= \frac{G_{\mathrm{ms}}}{\xi}, \\ G_{\mathrm{ms2}} &= \frac{G_{\mathrm{ms}}}{1-\xi}, \\ C_{\mathrm{GDi1}} &= \xi C_{\mathrm{GDSi}}, \\ C_{\mathrm{GSi2}} &= (1-\xi) C_{\mathrm{GDSi}}\ , \end{aligned} \tag{2.37}$$

με $G_{ms}=G_{md1}+G_{ms2}$ και$C_{GDSi}=C_{GDi}+C_{GSi2}$. Αντικαθιστώντας τις παραπάνω εξισώσεις στον τύπο της διαγωγιμότητας Y_{nG} καταλήγουμε:

$$Y_{\mathrm{nG}} = \frac{-j\,\omega C_{\mathrm{GDSi}}(1-2\xi)}{1+j\,\omega \frac{C_{\mathrm{GDSi}}}{G_{\mathrm{ms}}}(1-\xi)\xi} \tag{2.38}$$

Από αυτή την εξίσωση είναι εύκολο να παρατηρήσουμε ότι Y_{nG} (0.5)=0 και Y_{nG} (1-ξ)=-Y_{nG} (ξ), ώστε το άθροισμα Y_{nG} (ξ)+ Y_{nG} (1-ξ)=0.
Αυτό είναι το αποτέλεσμα της απόλυτης συμμετρίας μεταξύ πηγής και απαγωγού όταν στο τρανζίστορ εφαρμόζεται πόλωση $V_D=V_S$. Όταν προσθέσουμε όλους τους παράγοντες μέσα στο κανάλι που συμβάλλουν για να υπολογίσουμε το συνολικό ρεύμα θορύβου στην πύλη (induced gate noise current), η συμβολή στη θέση ξ είναι πλήρως συσχετιζόμενη με την συμβολή στη θέση 1-ξ και καθώς η συμβολή στη μέση του καναλιού είναι μηδέν, το μέρος του συνολικού ρεύματος που προκαλείται και

που θα μπορούσε να είναι συσχετιζόμενο με το ρεύμα στον απαγωγό ακυρώνεται, αφήνοντας μόνο το μη συχετιζόμενο μέρος. Αυτό εξηγεί γιατί ο συντελεστής συσχέτισης ρ_{GD} ισούται με μηδέν για $V_D=V_S$.

Καθώς τα μεγέθη Ω, χ_s, χ_d και n είναι όλα πραγματικά, η προσέγγιση πρώτης τάξης της cross φασματικής πυκνότητας ισχύος (CPSD) $S_{\Delta inG\Delta i^*nD}$ και ο συντελεστής συσχέτισης ρ_{GD} είναι φανταστικά μεγέθη, εξαιτίας του capacitive coupling.Σε κορεσμό ισχύει ότι :

$$\rho_{GD} = \frac{+j\sqrt{5}(2q_s^2+6q_s+3)}{\sqrt{(4q_s+3)(32q_s^3+114q_s^2+132q_s+45)}} \quad (2.39)$$

,

ο οποίος έχει τις παρακάτω ασύμπτωτες :

$$\rho_{GD} = \begin{cases} +j/\sqrt{3} \approx +j\,0.6 & \text{σε ασθενή αναστροφή και κορεσμό} \\ +j\sqrt{5/32} \approx +j\,0.4 & \text{σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό} \end{cases} \quad (2.40)$$

Κλείνοντας την ενότητα αυτή για τη προσέγγιση πρώτης τάξης, σημειώνουμε ότι καθώς η PSD των ρευμάτων θορύβου στον απαγωγό και στην πηγή είναι ίδια, η CPSD μεταξύ αυτών των δύο ρευμάτων θορύβου είναι ίση με την PSD του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό [6].

$$s_{\Delta i_{nD}\,\Delta i^*_{nS}} \cong s_{\Delta i^2_{nD}} \cong \frac{4\chi_s^2 - 3\chi_s + 4\chi_s\chi_d - 3\chi_d + 4\chi_d^2}{6(\chi_s+\chi_d)} \quad (2.41)$$

2.3 Διαδικασία μοντελοποίησης θερμικού θορύβου

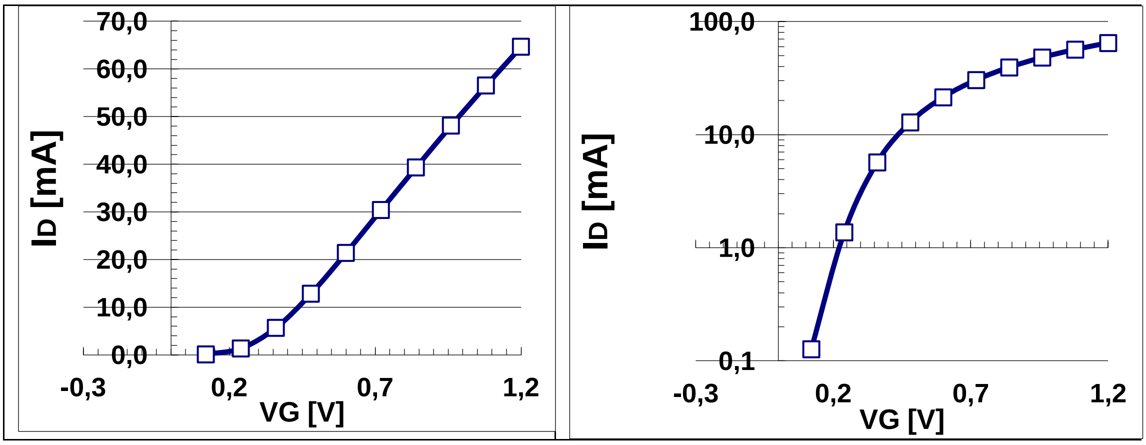
Με βάση λοιπόν τα παραπάνω θεωρητικά αποτελέσματα που προέκυψαν από τη μελέτη του θερμικού θορύβου σε υψηλές συχνότητες, μπορούμε τώρα να προχωρήσουμε τόσο στον υπολογισμό της τιμής του θορύβου στη θέση drain του τρανζίστορ όσο και στον υπολογισμό του θορύβου που προκύπτει στην πύλη του τρανζίστορ εξαιτίας του capacitive coupling που υπάρχει μεταξύ του θορυβώδες καναλιού και των τερματικών της πύλης και του υποστρώματος, το οποίο προκαλεί επιπλέον ρεύματα θορύβου να ρέουν μέσα από αυτά τα τερματικά (induced gate noise).

2.3.1.Μετρήσεις και εξαγωγή παραμέτρων

Για το σκοπό αυτό, έχουμε στη διάθεση μας μετρήσεις τις οποίες χρησιμοποιούμε για να υπολογίσουμε την τιμή της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό, για 6, 8 και 10 GHz, και να επιβεβαιώσουμε εν συνεχεία το μοντέλο φορτίων ,το οποίο βασίζεται στις παραπάνω αναφερθέντες εξισώσεις,

κάνοντας υπολογισμούς μέχρις ότου καταλήξουμε στην τιμή της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θερμικού θορύβου στο drain. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν τόσο από τα δεδομένα της TOSHIBA όσο και από το μοντέλο φορτίων για τον θερμικό θόρυβο πρέπει να ταυτιστούν. Και στις 2 περιπτώσεις το τρανζίστορ το οποίο μελετάμε έχει διαστάσεις W=40 μm και L=70 nm.
Πιο αναλυτικά, από αυτές τις μετρήσεις για μια σταθερή τάση στον απαγωγό (V_D=1.2V) , υπολογίζουμε την τιμή του ρεύματος που προκύπτει στον απαγωγό ως προς την τιμή της τάσης στην πύλη.

Η γραφική παράσταση που προκύπτει είναι η παρακάτω:



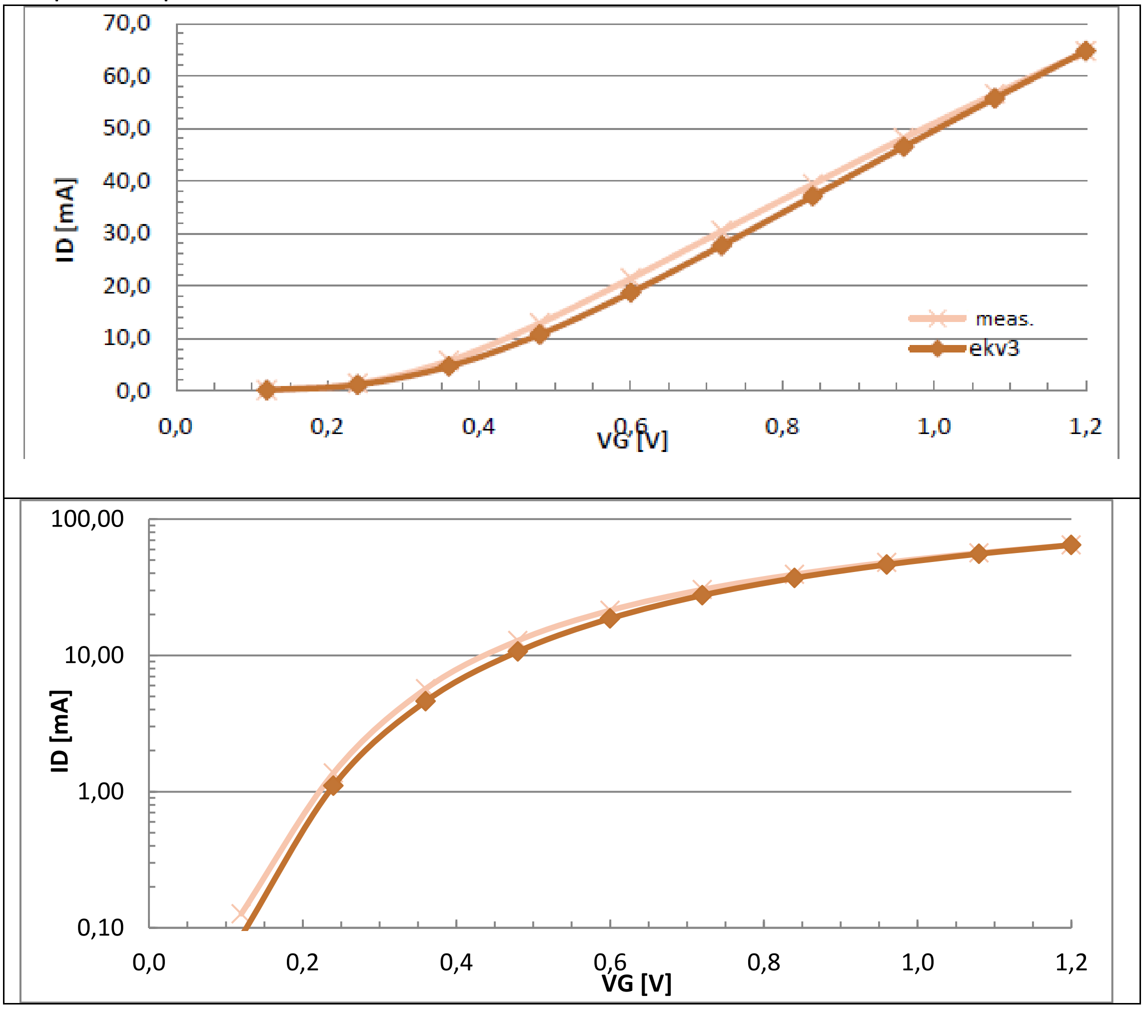
Σχήμα 2.9 Γραφική παράσταση I_D vs. V_G ρεύματος στον απαγωγό ως προς την τάση στην πύλη ενός nmos τρανζίστορ, με V_D=1.2 V W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V (αποτέλεσμα μετρήσεων). Παρατίθεται και η αντίστοιχη λογαριθμική κλίμακα.

Συγκεκριμένα , τα αποτελέσματα της τιμής του ρεύματος στον απαγωγό προέκυψαν έπειτα από 10 διαφορετικές εισόδους για την τάση V_G , όπως φαίνεται και από τον παρακάτω πίνακα:

V_G(V)	I_D [mA]
0,1200	0,1270
0,2400	1,3720
0,3600	5,6960
0,4800	12,8590
0,6000	21,4230
0,7200	30,4300
0,8400	39,3590
0,9600	48,1390
1,0800	56,5580
1,2000	64,6870

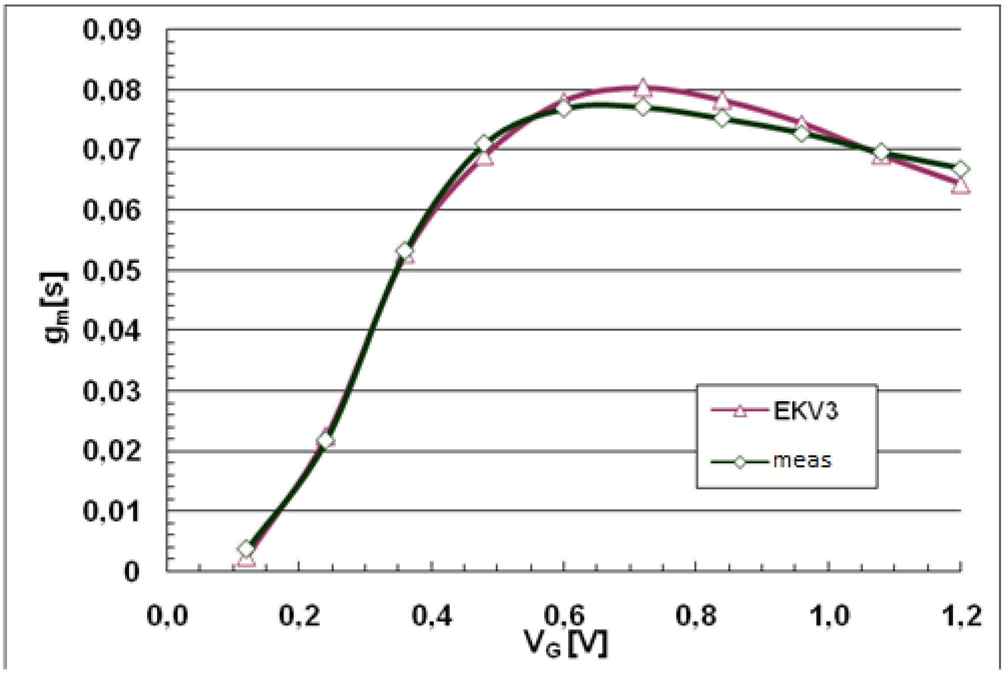
Εν συνεχεία,χρησιμοποιώντας το IC-CAP με βάση το EKV3 μοντέλο (δηλαδή τον verilog-A κώδικα στον οποίο είναι γραμμένο) προχωρήσαμε σε DC προσομοίωση του ρεύματος στον απαγωγό προς την τιμή της τάσης στην πύλη για ένα τρανζίστορ ίδιου τύπου (W=40 μm, L=70 nm) με αυτό που χρησιμοποιήθηκε και για τις πειραματικές μετρήσεις παραπάνω. Σκοπός αυτής της προσομοίωσης είναι να μπορέσουμε να εξάγουμε τις απαράιτητες παραμέτρους για την εν συνεχεία προσέγγιση της φασματικής πυκνότητας ισχύος τόσο του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό όσο και του ρεύματος θορύβου που δημιουργείται στην πύλη. Οι παράμετροι αυτοί μας δίνουν ακόμα χρήσιμες πληροφορίες για τον υπολογισμό μέσω του μοντέλου φορτίων των παραμέτρων θορύβου, πράγμα βέβαια με το οποίο θα ασχοληθούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Από αυτή την προσομοίωση μπορέσαμε να εξάγουμε και κάποιες ενδεικτικές τιμές (οι οποίες εκτυπώνονται στον simulation debugger μέσα από το EKV3_extract_debug.va), τις οποίες θα ήταν αρκετά δύσκολο να υπολογίσουμε μέσα από το μοντέλο φορτίων και είναι πιθανό να προκύψουν αποκλίσεις, ιδιαίτερα λόγω των short-channel channel effects τα οποία τις επηρεάζουν (π.χ. η τιμή των φορτίων qs και qd και η τιμή της κλίσης n).

Με τη βοήθεια λοιπόν αυτής της διαδικασίας προκύπτει η παρακάτω γραφική παράσταση:



Σχήμα 2.10 Γραφική παράσταση (γραμμική και λογαριθμική) ρεύματος στον απαγωγό ως προς την τάση στην πύλη ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V (αποτέλεσμα μετρήσεων και προσομοίωση).

Ομοίως επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία με στόχο την εξαγωγή των παραμέτρων του EKV3 με τη βοήθεια της δοθείσας γραφικής G_m vs V_G . Η τιμή της διαγωγιμότητας g_m μπορεί να υπολογιστεί από το ήδη μετρημένο μέγεθος $g_m U_T/I_D$. Οι μετρήσεις φαίνονται παρακάτω, όπου και συγκρίνονται με την προσέγγιση από το αναλυτικό μοντέλο φορτίων. Με τη βοήθεια τώρα της προσομοίωσης παίρνουμε:



Σχήμα 2.11 Γραφική παράσταση διαγωγιμότητας με βάση το EKV3 μοντέλο (προσομοίωση) και τα αποτελέσματα που εξάγονται από τις μετρήσεις, ως προς την πόλωση της πύλης ενός nmos τρανζίστορ, με V_D=1.2 V W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V.

Οι παράμετροι του EKV3 μοντέλου που παρήγαγαν αυτές τις γραφικές θα χρησιμοποιηθούν στη συνέχεια.

Με βάση τώρα το υπολογισμένο ρεύμα στη θέση drain, μπορουμε να υπολογίσουμε επιπλέον το κανονικοποιημένο ρεύμα $I_f = \dot{I}_D / I_{spec}$. Η τιμή του I_{spec} δίνεται από τον τύπο $Ispec = 2n\beta U_T^2$ (ο τύπος για τον υπολογισμό του β αναφέρεται στην επόμενη ενότητα). Σε αυτό το σημείο υπολογίζουμε την τιμή της κλίσης (slope factor n) . Ο τύπος από τον οποίο μπορούμε να υπολογίσουμε την κλίση n δίνεται παρακάτω :

$$n \equiv \left[\frac{\partial \Psi_{SP}}{\partial V_G} \right]^{-1} = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\Psi_{SP}}} , \tag{2.42}$$

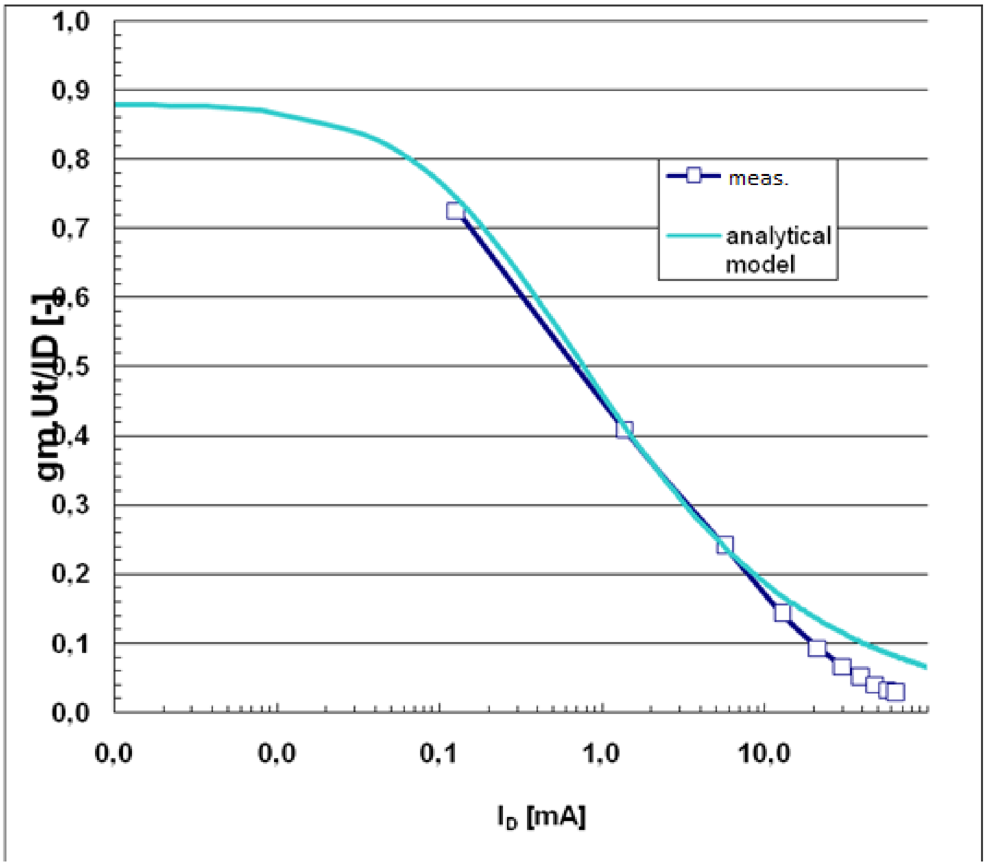
Όπου γ μία παράμετρος γνωστή και ως δείκτης σώματος. Βοηθητικά στους υπολογισμούς μας μπορούμε να θεωρήσουμε ότι γ= 0,155 $V^{0,5}$ (παράμετρος που έχουμε εξάγει). Το μέγεθος Ψ_{SP} είναι το δυναμικό επιφάνειας ‘’pinch off’’ (pinch off surface potential) το οποίο ισούται με $\phi + V_p$,όπου φ το δυναμικό quasi-Fermi το

οποίο ισούται με φ=0,428 V(και αυτή παράμετρος που έχουμε εξάγει) και V_p η τάση στραγγαλισμού(pinch-off voltage).
Θέλοντας εν συνεχεία να επιβεβαιώσουμε το μοντέλο φορτίων προχωράμε στον υπολογισμό του γινομένου $g_m U_T/I_D$ ως προς το ρεύμα I_D στον απαγωγό. Παρακάτω φαίνεται η γραφική παράσταση του παραπάνω γινομένου όπως αυτή προκύπτει με βάση τα αποτελέσματα των μετρήσεων και η αντίστοιχη γραφική ακολουθώντας τους τύπους για τον υπολογισμό των μεγεθών με βάση το μοντέλο μας [25].

$$\frac{g_m \cdot U_T}{I_D} = \frac{1}{n} \cdot G(i_f) , \tag{2.43}$$

Και υπολογισμός της τιμής G με βάση τη σχέση :

$$G(i) = \frac{1}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + i}} \tag{2.44}$$



Σχήμα 2.12 Γραφική παράσταση παράγοντα $g_m U_T/I_D$ προς το ρεύμα του απαγωγού (αποτέλεσμα μετρήσεων και μοντέλου).

2.3.2. Υπολογισμός θερμικού θορύβου στον απαγωγό με βάση το μοντέλο φορτίων

Όπως ήδη έχουμε αναφέρει στην ενότητα 2.2 για τον υπολογισμό της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τα φορτία στη θέση source και στη θέση drain του τρανζίστορ. Με βάση συνεπώς το μοντέλο φορτίων μπορούμε να προχωρήσουμε στον υπολογισμό αυτών των δύο μεγεθών. Συγκεκριμένα γνωρίζουμε ότι ιδανικά ισχύει:

$$q_s = \sqrt{\frac{1}{4} + i_f} - \frac{1}{2} \tag{2.45}$$

Έχοντας λοιπόν πλέον υπολογίσει το i_f (όπως αυτό εκτιμήθηκε μέσα από τις διαθέσιμες μετρήσεις) παραπάνω, μπορούμε να καταλήξουμε στον υπολογισμό και του φορτίου στην πηγή. Ομοίως μπορούμε να προσεγγίσουμε και την τιμή του φορτίου στον απαγωγό. Κανονικά χωρίς να ψάξουμε για κάποιον τύπο και με δεδομένο ότι βρισκόμαστε σε κορεσμό θα έπρεπε να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι προσεγγιστικά δεν θα πρέπει να υπάρχει φορτίο στο απαγωγό, δηλαδή q_d=0. Επειδή όμως με αυτή τη γεωμετρία παρατηρούνται έντονα φαινόμενα κοντού καναλιού, η τιμή του qd είναι διαφορετική καθώς επηρεάζεται ιδιαίτερα από τον κορεσμό στην ταχύτητα περιστροφής των ηλεκτρονίων φαινόμενο γνωστό ως velocity saturation.Ως αποτέλεσμα η τιμή του υπολογίζεται με τη βοήθεια του παρακάτω τύπου:

$$q_{\mathrm{d\,sat}} = \frac{\frac{\lambda_c}{2} q_s^2}{1 + \frac{\lambda_c}{2} q_s}, \tag{2.46}$$

Το μέγεθος λc αντιστοιχεί σε παράμετρο του φαινομένου velocity saturation (επίσης q_d=q_{dsat} αφού V_D=1.2 V σταθερά, άρα και Ud≥Ud_{sat}-βρισκόμαστε δηλαδή συνέχεια σε κορεσμό). Όπως μπορούμε να δούμε από τον παρακάτω πίνακα ανάλογα με το μήκος καναλιού του εκάστοτε τρανζίστορ καθορίζεται και η τιμή αυτής της παραμέτρου.

L	1 μm	0.5 μm	0.17 μm	0.1 μm
λ_c	0.05	0.1	0.3	0.5

Στην περίπτωση μας (L=70 nm και W=40 μm), υπολογίστηκε από εξαγωγή παραμέτρων ότι λ_c=0.48.

Επόμενο βήμα είναι η χρήση των βοηθητικών μεταβλητών χ_s και χ_d για τις οποίες ισχύει ότι: χ_s=q_s+0,5 και χ_d=q_d+0,5 [8][6].
Τώρα μπορούμε να υπολογίσουμε την PSD του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό με βάση τον προαναφερθέντα τύπο (2.18). Χωρίς την ύπαρξη των short channel

effects, αν δηλαδή είχαμε να κάνουμε με ένα wide long channel tranzistor, θα μπορούσαμε να απλοποιήσουμε την παραπάνω σχέση αυτή με δεδομένο ότι qd=0 και να καταλήγαμε:

$$s_{\Delta i_{nD}^2} \cong s_{\Delta i_{nS}^2} \cong \frac{4\chi_s^2 - 3\chi_s + 2\chi s \chi d - 0{,}5}{6\chi s + 3} \tag{2.47}$$

Το τελικό αποτέλεσμα στο οποίο πρέπει να καταλήξουμε όσον αφορά την φασματική πυκνότητα ισχύος θα δίνεται από τον τύπο:

$$S_{\Delta I_{nD}^2} = S_{I_{spec}^2}\, s_{\Delta i_{nD}^2} \tag{2.48}$$
,

Γνωρίζουμε ακόμα ότι:

$$G_{spec} \triangleq I_{spec}/U_T \tag{2.49}$$

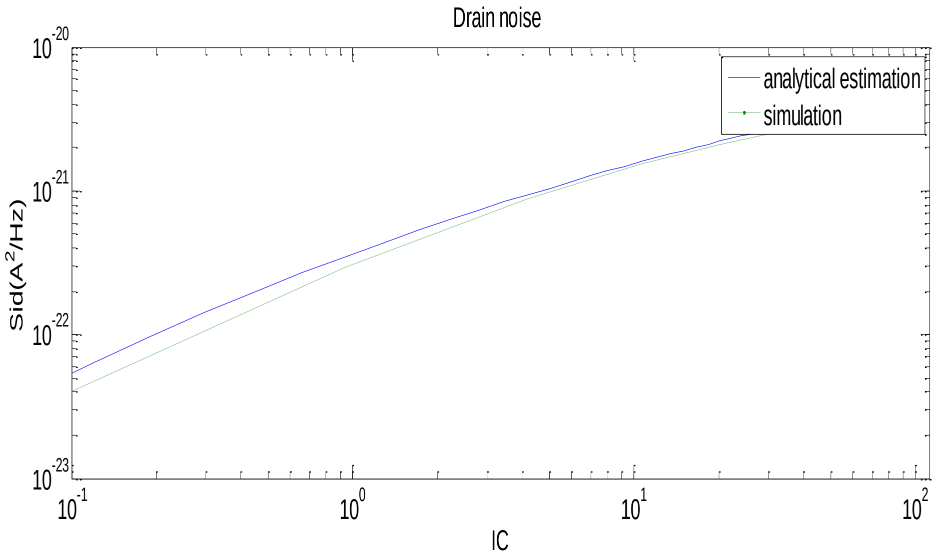
και ότι

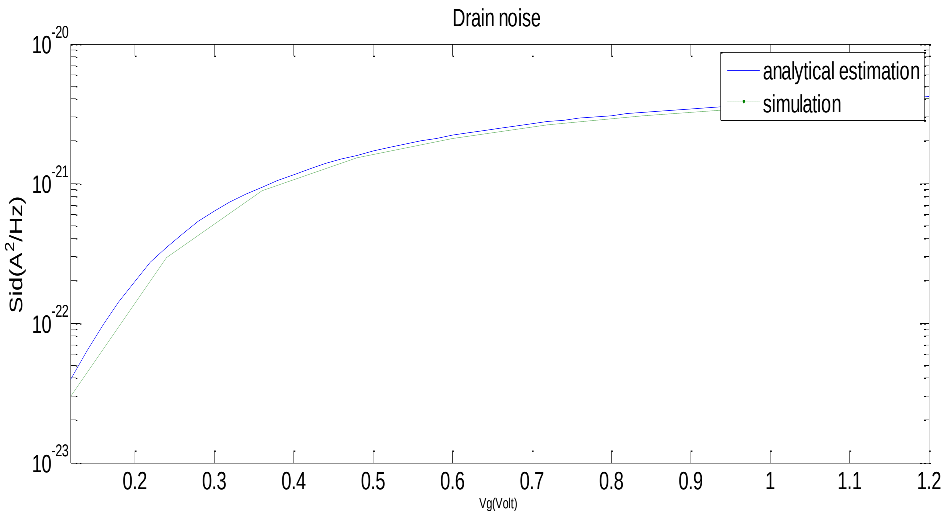
$$I_{spec} = 2n\beta U_T^2. \tag{2.50}$$

Με β=(K_p*W)/L_{eff}. Για τον υπολογισμό του ρεύματος θορύβου σε κορεσμό, μπορούμε ακόμα να χρησιμοποιήσουμε τον τύπο $S_{\Delta I_{nD}^2} = 4kT G_{nD}$.

Για ισχυρή αναστροφή ισχύει ότι: $Gnd = \frac{2nGm}{3}$, ενώ για weak inversion ισχύει ότι: Gnd=0.5nG_m. Σε αυτό το σημείο,οι τιμές των παραμέτρων Kp και Leff υπολογίζονται με βάση τα εξαγώμενα αποτελέσματα από την προηγούμενη διαδικασία της DC προσομοίωσης. Έτσι έχουμε ότι K_p=2.25 mF/VS και L_{eff}=45 nm (εξαιτίας του channel length modulation μικρότερο μήκος από το συνολικά διαθέσιμο του καναλιού είναι αποτελεσματικό. Σε αυτή την περίπτωση από τα 70 nm το effective κομμάτι αντιστοιχεί στην παραπάνω τιμή). Η τιμή του W=40 μm. Για τον υπολογισμό του slope factor n χρησιμοποιούμαι τον προαναφερθέντα τύπο. Κάνοντας λοιπόν τις ανάλογες πράξεις καταλήγουμε στον υπολογισμό του G_{spec} και κατ'επέκταση μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε και την φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θερμικού θορύβου όπως αυτό δημιουργείται στον απαγωγό. Το αποτέλεσμα αυτό μας δίνει την γραφική παράσταση του drain noise με βάση το μοντέλο φορτίων. Εν συνεχεία προχωράμε σε προσομοίωση του drain noise μέσω του IC-CAP simulator. Για το σκοπό αυτό παράγουμε τον θόρυβο με τη βοήθεια του ekv3_noise.va αρχείου.

Παρακάτω δίνεται η γραφική παράσταση της φασματικής πυκνότητας ισχύος του θορύβου ως προς το δείκτη αναστροφής, τόσο με βάση του μοντέλο, όσο και με βάση τον προσομοιωτή hpeesofsim:



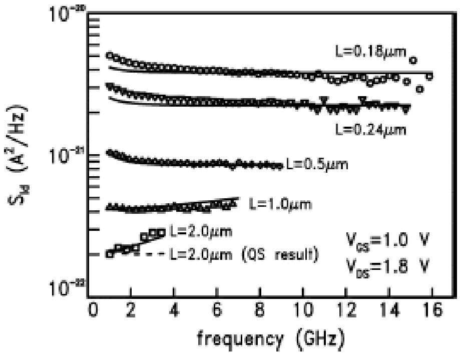


Σχήμα 2.13 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό με βάση το αναλυτικό μοντέλο και την προσομοίωση, ως προς το δείκτη αναστροφής και την τάση V_{GS} ενός nmos τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

Έχοντας τώρα μοντελοποιήσει ικανοποιητικά τον θερμικό θόρυβο στον απαγωγό μπορούμε με τη βοήθεια του IC-CAP να παρουσιάσουμε μια πιο εκτενέστερη γραφική περιγραφή του θορύβου στο drain από πολύ χαμηλές μέχρι αρκετά υψηλές συχνότητες. Όπως αναμένουμε να παρατηρήσουμε η μορφή του θορύβου θα πρέπει αρχικά να ακολουθεί καθοδική πορεία η οποία θα καθορίζεται από τη τιμή του κλάσματος 1/f. Σε αυτό το σημείο κυριαρχεί ο θόρυβος χαμηλών συχνοτήτων ή αλλιώς flicker noise, όπως μπορούμε να δούμε μέσα και από την εικόνα για μετρήσεις σε pmos συσκευές [14] στο 1^{ο} κεφάλαιο .

Εν συνεχεία, και όταν η συχνότητα αγγίξει μια συγκεκριμένη τιμή (fk) ο flicker θόρυβος αρχίζει να μειώνεται και η κυρίαρχη πηγή θορύβου γίνεται αυτόματα ο θερμικός θόρυβος. Όπως έχουμε ήδη πει και δείξει γραφικά, η τιμή του θορύβου αυτού δεν αλλάζει με την συχνότητα, παρά μόνο με την αύξηση της τιμής της πόλωσης στην πύλη V_G για μια συγκεκριμένη γεωμετρία και με Vd σταθερό (V_s=0

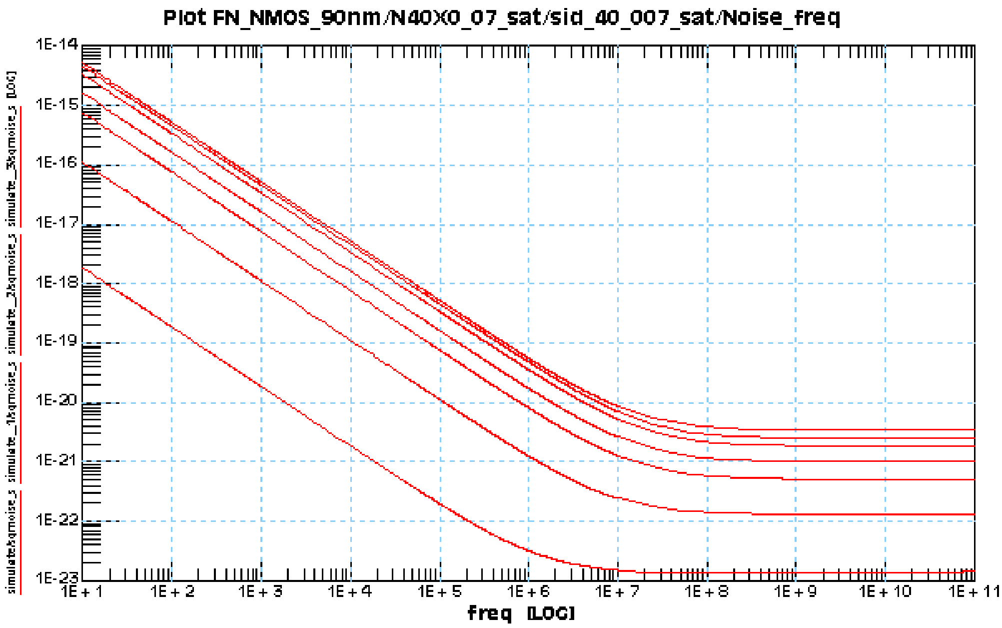
V). Η παρακάτω γραφική παράσταση δείχνει τώρα τι συμβαίνει στην πράξη για τρανζίστορ nmos σε τέτοιου είδους συνθήκες [14] δοκιμάζοντας αυτή τη φορά την μέτρηση του θορύβου για διάφορα μήκη.



Σχήμα 2.14 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό ως προς τη συχνότητα για συχνότητες μεγαλύτερες της corner frequency. Εμφάνιση θερμικού θορύβου [14].

Τα παραπάνω αποτελέσματα μπορούμε με τη σειρά μας να τα επιβεβαιώσουμε παραθέτοντας τη γραφική παράσταση της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό ως προς τη συχνότητα . Η προσομοίωση και πάλι έγινε με το IC-CAP.

Έτσι έχουμε:



Σχήμα 2.15 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό ως προς τη συχνότητα για διάφορες πολώσεις V_G (από 0.1 μέχρι 1.2 Volt)

Στο παραπάνω διάγραμμα εμφανίζονται 7 γραφικές κάθε μια για διαφορετική τιμή της τάσης στην πύλη.Όσο αυξάνεται λοιπόν η πόλωση αυτή τόσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του θορύβου τόσο για τον flicker όσο και για τον thermal noise (για τον thermal μπορούμε για $2^{η}$ φορά μετά την πρώτη γραφική παράσταση του Sid να το επιβεβαιώσουμε).

2.3.3. Υπολογισμός θορύβου στην πύλη με βάση το μοντέλο φορτίων σε υψηλές συχνότητες

Σε πολύ υψηλές συχνότητες, ένα MOSFET μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα RC κατανεμημένο δίκτυο, με το φαινόμενο του capacitice coupling στην πύλη να αντιπροσωπεύει την χωρητικότητα και το κανάλι την αντίσταση. Αυτό σημαίνει ότι η υψηλής συχνότητας διαγωγιμότητα της πύλης y_{GS} περιέχει ένα διαγώγιμο στοιχείο. Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε αυτά τα διαγώγιμα στοιχεία, ξεκινάμε με την εξίσωση που περιγράφει ένα MOSFET με υπόστρωμα χαμηλής διαγωγιμότητας:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}[\Delta I_{DS}(x)] = j\omega W_{eff} C_{ox} \Delta v(x) \quad , \qquad (2.51)$$

Όπου $\Delta_{V(x)}$ είναι η AC διακύμανση τάσης κατα μήκος του καναλιού που προκαλείται από τις μικρές αλλαγές στην τιμή της τάσης v_{GS}. Για ένα τρανζίστορ μεγάλου καναλιού υπολογίζεται ότι :

$$y_{GS} = g_{mo} \cdot \frac{\frac{2}{3} j\hat{\omega} + \frac{4}{45}(j\hat{\omega})^2 + \frac{2}{405}(j\hat{\omega})^3 + \frac{2}{13365}(j\hat{\omega})^4 + \dots}{1 + \frac{4}{15} j\hat{\omega} + \frac{1}{45}(j\hat{\omega})^2 + \frac{4}{4455}(j\hat{\omega})^3 + \dots} \quad , \qquad (2.52)$$

Όπου

$$g_{mo} = \frac{\mu_{eff} C_{ox} W_{eff}}{L_{eff}} (V_{GS} - V_{TH}) \quad , \qquad (2.53)$$

$$\hat{\omega} = \omega \cdot \frac{L_{eff}^2}{\mu_{eff}(V_{GS} - V_{TH})} \quad . \qquad (2.54)$$

Με βάση τώρα την προσέγγιση πρώτης τάξης αν μοντελοποιήσουμε το y_{GS} σαν μία χωρητικότητα C_{GS} σε σειρά με μία αντίσταση R_i, μπορούμε να πούμε ότι, σε κορεσμό ισχύει:

$$y_{GS} = g_{mo} \cdot \left[\frac{2}{3} j\hat{\omega} + \frac{4}{45}\hat{\omega}^2\right] = \frac{1}{\frac{1}{j\omega C_{GS}} + R_i} \quad . \qquad (2.55)$$

Για συχνότητες στις οποίες $\omega^2 R^2 C^2 << 1$, μπορούμε να βρούμε λύση για την τιμή του C_{GS} και για το R_i έτσι ώστε να πάρουμε :

$$C_{GS} = \frac{2}{3} g_{mo} \frac{\omega}{\omega} = \frac{2}{3} C_{ox} W_{eff} L_{eff} \tag{2.56}$$

Και

$$R_i = \frac{g_{mo} \cdot \frac{4}{45} \hat{\omega}^2}{\omega^2 C_{GS}^2} = \frac{1}{5 g_{mo}} \tag{2.57}$$

Από την παραπάνω εξίσωση για τον υπολογισμό του C_{GS} παρατηρούμε ότι η maximum τιμή που μπορεί να πάρει το C_{GS} σε κορεσμό είναι τα 2/3 της συνολικής χωρητικότητας οξειδίου για long-channel τρανζίστορ ενώ το R_i θα μειωθεί αν αυξηθεί η τιμή του V_{GS} καθώς το g_{mo} αυξάνεται με την πόλωση όπως φαίνεται πιο πάνω. Η αντίσταση R_i σχετίζεται με το θόρυβο και είναι το φυσικό αίτιο για την δημιουργία του induced gate noise.

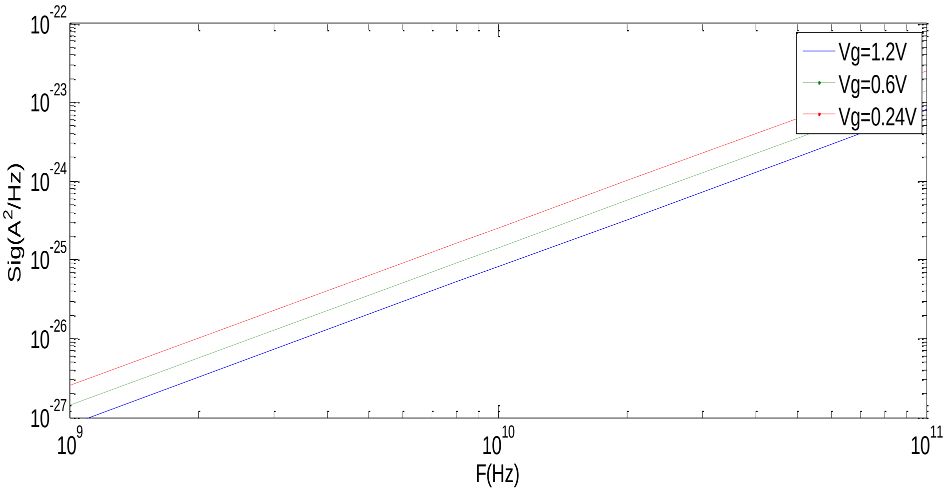
Συνεπώς, όταν ένα τρανζίστορ λειτουργεί στην περιοχή των GHz, πιθανές τυχαίες διακυμάνσεις στο κανάλι που οδηγούν στον θόρυβο του καναλιού θα προστεθούν στην πύλη μέσω της χωρητικότητας οξειδίου της πύλης και θα προκαλέσουν τον λεγόμενο induced gate noise, ο οποίος συνήθως σχετίζεται με τον θόρυβο καναλιού. Για να μπορέσουμε να εκτιμήσουμε τον θόρυβο του R_i σε υψηλές συχνότητες, θα πρέπει να γνωρίζουμε τον θόρυβο στην πύλη (induced gate noise, $\overline{i_g^2}$) και την συσχέτιση αυτού με τον θόρυβο στο κανάλι $\overline{i_g i_d^*}$ [11][13].

Για τον υπολογισμό του induced gate noise, όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως ισχύει ο παρακάτω τύπος (2.19):

$$s_{\Delta i_{nG}^2} = \frac{s_{\Delta i_{nB}^2}}{(n-1)^2}$$
$$\cong \Omega^2 \frac{16\chi_s^4 + 16\chi_d^4 + 80\chi_s^3\chi_d + 80\chi_s\chi_d^3 + 168\chi_s^2\chi_d^2 - 15\chi_s^3 - 15\chi_d^3 - 75\chi_s^2\chi_d - 75\chi_s\chi_d^2}{540n^2(\chi_s+\chi_d)^5}$$

Αυτό δηλαδή το οποίο χρειάζεται να κάνουμε τη δεδομένη στιγμή είναι να υπολογίσουμε το Ω, καθώς τα υπόλοιπα μεγέθη είναι γνωστά και υπολογίστηκαν από τους προαναφερθέντες τύπους του μοντέλου φορτίων.

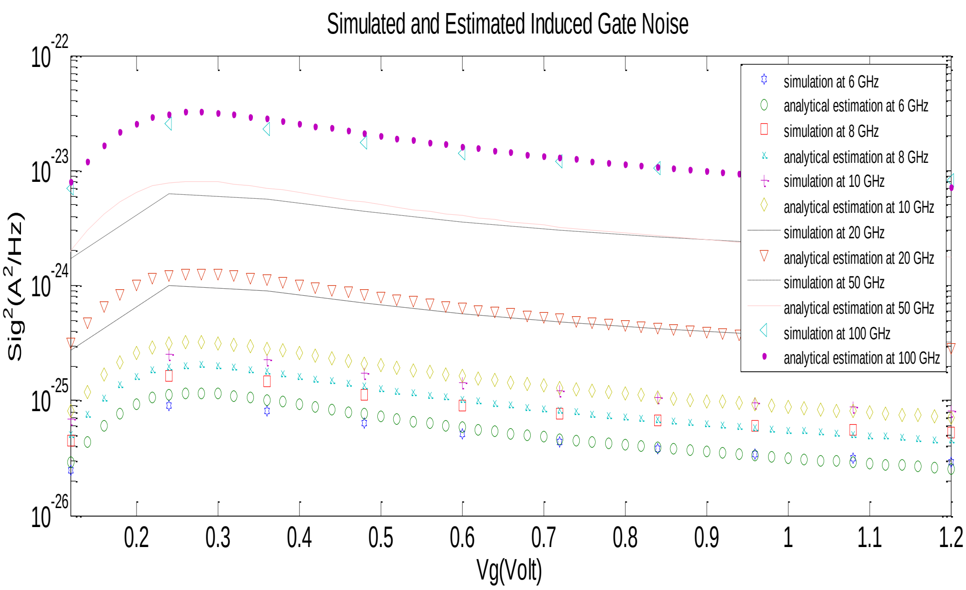
Πρωτού όμως υπολογίσουμε την τιμή του Ω, είναι απαραίτητο μέσω του IC-CAP να γίνει προσομοίωση του induced gate noise με βάση τις παραμέτρους που χρησιμοποιήσαμε και προηγουμένως για το drain noise. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης προέκυψαν από το verilog-A αρχείο ekv3_noise.va του EKV3 μοντέλου, το οποίο χρησιμοποιήθηκε και προηγουμένως (πιο συγκεκριμένα από την συνάρτηση snigig με ενεργοποιημένη την τιμή της παραμέτρου NQS_NOI για τον υπολογισμό του non-quasi static θορύβου). Έτσι προκύπτει η παρακάτω γραφική παράσταση για 3 διαφορετικές τιμές της πόλωσης V_G.



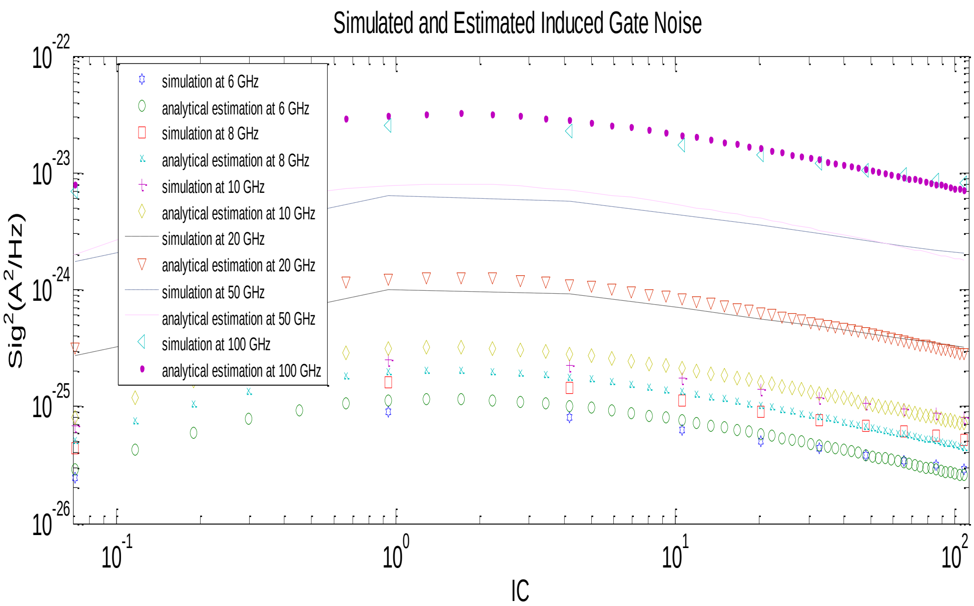
Σχήμα 2.16 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στην πύλη (induced gate noise) ως προς τη συχνότητα προσομοίωσης ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V.

Αξίζει σε αυτό το σημείο μέσα από την προσομοίωση που γίνεται να παρατηρήσει κανείς ότι ο induced gate noise είναι ανάλογος περίπου με το μέγεθος της συχνότητας στο τετράγωνο (sig $\approx w^2$).

Σε χαμηλές συχνότητες ο induced gate noise δεν είναι ο κυρίαρχος θόρυβος στην πύλη. Συνεπώς μελετάμε την τιμή του από 1 GHz και πάνω.Ανεβαίνοντας και φτάνοντας σε αρκετά ψηλές συχνότητες (εδώ η προσομοίωση έγινε μέχρι τα 100 GHz) παρατηρούμε την εμφάνιση induced gate noise, ο όποιος τείνει να αυξάνεται αρκετά απότομα. Μπορούμε επίσης να παρατηρήσουμε ότι σε ισχυρή αναστροφή, όσο αυξάνεται η τάση V_G, τόσο μικρότερη είναι και η τιμή του induced gate noise γεγονός που αναμέναμε από τη θεωρία [11][13]. Να υπενθυμιστεί στο σημείο αυτό ότι V_D=σταθ=1.2V.
Αντίστοιχα με την παραπάνω γραφική παράσταση, παίρνουμε τα παρακάτω αποτελέσματα για τον θόρυβο στο gate ,αυτή τη φορά ως προς την τάση V_G και ως προς το δείκτη αναστροφής IC. Και στις 2 περιπτώσεις μελετάμε την τιμή του induced gate noise σε διάφορες συχνότητες. Έτσι έχουμε:



Σχήμα 2.17 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στην πύλη (induced gate noise) ως προς τη πόλωση της πύλης ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V, για διάφορες συχνότητες. Αποτελέσματα από διαδικασία προσομοίωσης και από αναλυτικό μοντέλο φορτίων.



Σχήμα 2.18 Φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στην πύλη (induced gate noise) ως προς τον δείκτη αναστροφής ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V, για διάφορες συχνότητες. Αποτελέσματα από διαδικασία προσομοίωσης και από αναλυτικό μοντέλο φορτίων.

Συνεπώς, η προσέγγιση που κάνουμε για τον μη στατικό θόρυβο στην πύλη με βάση το μοντέλο φορτίων είναι αρκετά ικανοποιητική, καθώς τα αποτελέσματα που πέρνουμε σχεδόν ταυτίζονται με τα αντίστοιχα αποτελέσματα του EKV3 μοντέλου. Μπορούμε δηλαδή στο σημείο αυτό, να επιβεβαιώσουμε την ορθή λειτουργία του EKV3 μοντέλου.

Επίσης μια επιπλέον παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι ο θόρυβος στο gate είναι ανάλογος της συχνότητας και όσο αυξάνεται αυτή τόσο μεγαλύτερη είναι και η τιμή του .

Για την θεωρητική εκτίμηση του induced gate noise ήταν απαραίτητο πρώτα να υπολογίσουμε την κανονικοποιημένη τιμή της συχνότητας λειτουργίας Ω του nmos τρανζίστορ, όπως αναφέραμε και προηγουμένως.

Έτσι έχουμε ότι :

$$\Omega \triangleq \frac{\omega}{\omega_{\text{spec}}}, \tag{2.58}$$

με $\omega_{spec}=K_pU_T/C_{ox}Leff^2$ και $\omega = 2\pi f$.

Από την εξαγωγή των παραμέτρων έχουμε ότι Cox=0,0145 F/m^2.
Έτσι μπορέσαμε από το μοντέλο φορτίων να υπολογίσουμε το Ω και κατ'επ'έκταση και τον θόρυβο στην πύλη σε υψηλές συχνότητες.

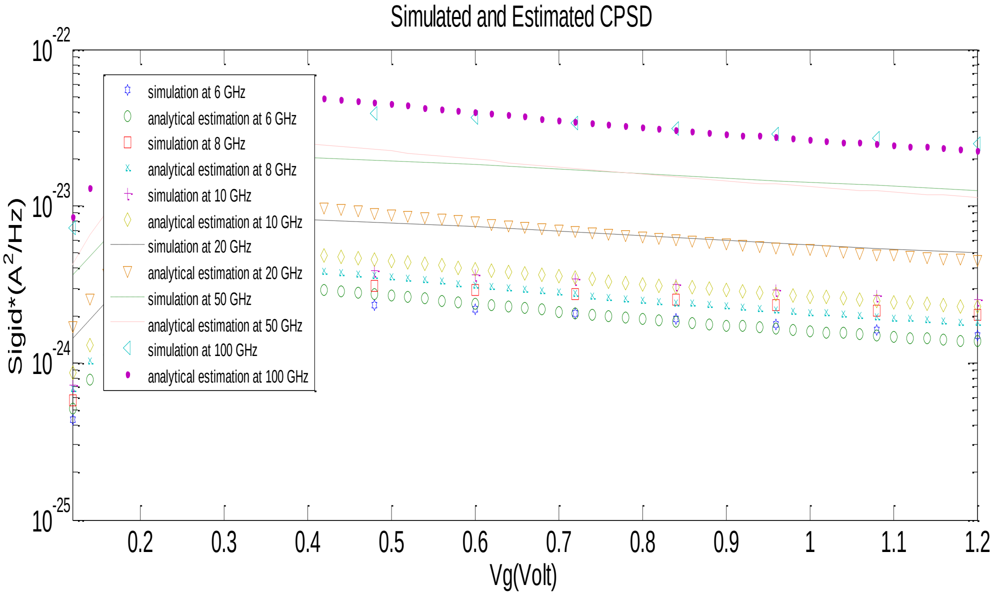
2.3.4 Υπολογισμός συσχέτισης φασματικής πυκνότητας ισχύος των ρευμάτων θορύβου πύλης και απαγωγού με βάση το μοντέλο φορτίων

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, για τη σωστή μελέτη του induced gate noise είναι απαραίτητη η σύγκριση της επίδρασης του με την επίδραση άλλων πηγών θορύβου και ιδιαίτερα με την κυρίαρχη πηγή θορύβου στον απαγωγό. Αυτή η σύγκριση μπορεί να γίνει αφού υπολογίσουμε την συσχέτιση μεταξύ του induced gate noise και του θορύβου στον απαγωγό (drain noise). Αυτή η συσχέτιση είναι γνωστή ως CPSD και μπορεί να εκτιμηθεί με τη βοήθεια του τύπου (2.33) :

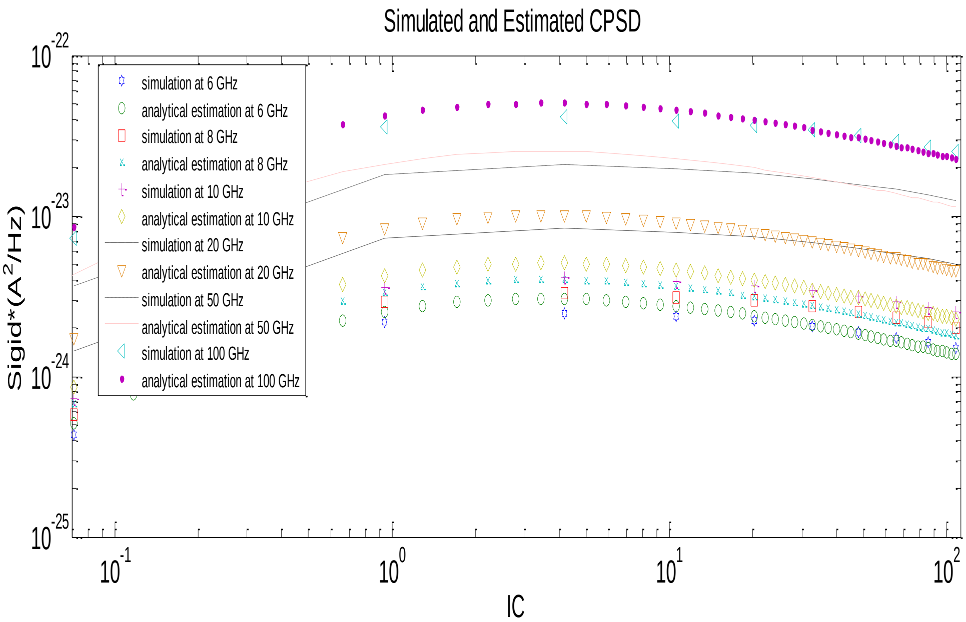
$$S_{\Delta i_{nG}\,\Delta i^*_{nD}} \cong S_{\Delta i_{nG}\,\Delta i^*_{nS}} \cong \frac{j\Omega}{18n} \frac{(\chi_s-\chi_d)(\chi_s^2+4\chi_s\chi_d+\chi_d^2)}{(\chi_s+\chi_d)^3}$$

Στην ενότητα αυτή συνεπώς, προχωράμε στον υπολογισμό του παραπάνω μεγέθους με βάση το αναλυτικό μοντέλο.Η τιμή στην οποία καταλήγουμε είναι πολύ σημαντική για την εκτίμηση του συνολικού θορύβου στην είσοδο ενός δίθυρου ,όπως θα δούμε παρακάτω, και με τη βοήθειά της μπορούμε να υπολογίσουμε τη συχνότητα στην οποία ο drain noise δεν είναι η κυρίαρχη πηγή θορύβου αλλά ο μη στατικός θόρυβος της πύλης. Όλα τα μεγέθη που περιλαμβάνονται στον τύπο έχουν αναλυθεί και υπολογιστεί προηγουμένως. Για την επιβεβαίωση του μοντέλου, προσομοιώνουμε με τη βοήθεια του IC-CAP την CPSD. Στις παρακάτω γραφικές παραθέτουμε τη σύγκριση μεταξύ των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από το μοντέλο και των αντιστοίχων αποτελεσμάτων από την διαδικασία της προσομοίωσης. Η προσομοίωση έγινε πάλι μέχρι τα 100 GHz.

Τα αποτελέσματα που παίρνουμε προσεγγίζουν αρκετά την προσομοίωση του CPSD όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε και από τις παρακάτω γραφικές παραστάσεις.



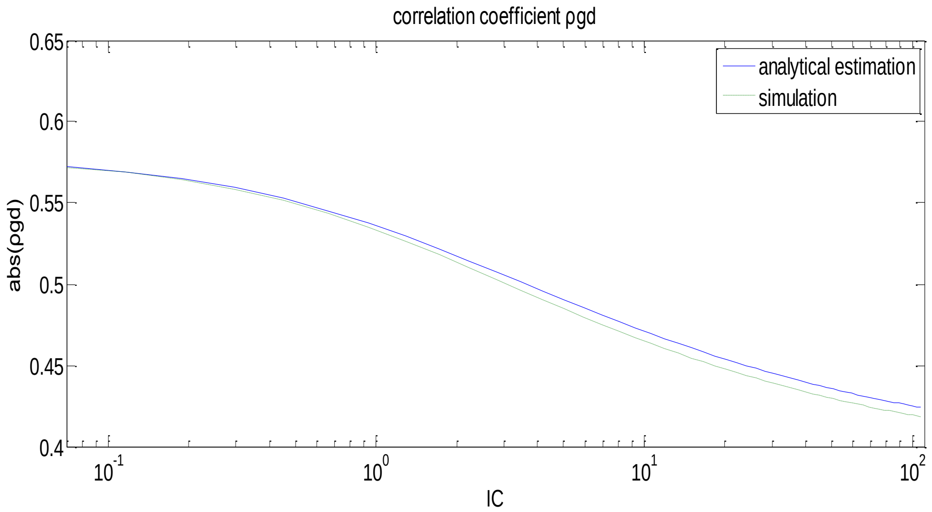
Σχήμα 2.19 CPSD μεταξύ των ρευμάτων θορύβου της πύλης και του απαγωγού ως προς τη πόλωση της πύλης ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V, για διάφορες συχνότητες. Αποτελέσματα από διαδικασία προσομοίωσης και από αναλυτικό μοντέλο φορτίων.



Σχήμα 2.20 CPSD μεταξύ των ρευμάτων θορύβου της πύλης και του απαγωγού ως προς το δείκτη αναστροφής IC ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V, για διάφορες συχνότητες. Αποτελέσματα από διαδικασία προσομοίωσης και από αναλυτικό μοντέλο φορτίων.

Παρατηρώντας συνεπώς τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις το συμπέρασμα που μπορεί εύκολα να βγάλει κανείς είναι πως για μία σταθερή πόλωση V_G, η τιμή του CPSD αυξάνεται με την αύξηση της συχνότητας, γεγονός αναμενόμενο καθώς όπως μπορεί κανείς να παρατηρήσει από τον τύπο για τον υπολογισμό του CPSD, αυτό είναι ανάλογο του ω. Επίσης,σε ισχυρή αναστροφή αυξάνοντας την πόλωση παρατηρούμε ότι η τιμή του CPSD αρχίζει να μειώνεται, πράγμα βέβαια το οποίο επιβεβαιώνεται και από τα αποτελέσματα του [13] (σελ 93).

Εκτός βέβαια από την CPSD, είναι απαραίτητο να εκτιμήσουμε με τη βοήθεια του αναλυτικού μοντέλου φορτίων και τον συντελεστή συσχέτισης ρ_{GD}. Όπως παρατηρούμε η τιμές της προσομοίωσης προσεγγίζουν αρκετά τις τιμές του αναλυτικού μοντέλου φορτίων.



Σχήμα 2.21 Συντελεστής συσχέτισης μεταξύ της πύλης και του απαγωγού ως προς το δείκτη αναστροφής IC ενός nmos τρανζίστορ με V_D=1.2 V, W=40 μm, L=70 nm και V_S=V_B=0 V. Αποτελέσματα από διαδικασία προσομοίωσης και από αναλυτικό μοντέλο φορτίων.

2.3.5 Μελέτη θορύβου στην είσοδο ενός δίθυρου και υπολογισμός συχνότητας εμφάνισης του induced gate noise

Αφού λοιπον μπορέσαμε να περιγράψουμε τα παραπάνω είδη θορύβου που εμφανίζονται σε ένα τρανζίστορ, είναι απαραίτητο να μπορέσουμε τώρα να εντοπίσουμε την συχνότητα στην οποία ο θόρυβος που δημιουργείται εξαιτίας του capacitive coupling στην πύλη κυριαρχεί του θορύβου στον απαγωγό.

Για το σκοπό αυτό με τη βοήθεια του βιβλίου του Enz μπορούμε να δούμε ότι για μια δεδομένη διαγωγιμότητα Gs θα ισχύει η παρακάτω σχέση όταν ο induced gate noise ισούται με τον drain noise:

$$\frac{\omega_{\mathrm{ign}}}{\omega_{\mathrm{t}}} = \sqrt{\frac{\gamma_{\mathrm{nD}}}{\beta_{\mathrm{nG}}(1-c_{\mathrm{g}}^2)}\,\frac{G_{\mathrm{s}}}{G_{\mathrm{m}}}}, \tag{2.59}$$

όπου γ_{nD} ο παράγοντας thermal noise excess factor (ισούται με 2n/3 σε SI και με n/2 σε WI) και $\beta nG = \frac{\delta nG}{5n}$. Για τον παράγοντα θορύβου δnG έχουμε ήδη μιλήσει στην ενότητα 2.2.2. Εκτενέστερη αναφορά στη σχέση μεταξύ του γnD και του βnG γίνεται στο επόμενο κεφάλαιο. Επίσης, η τιμή του c_g μετάβαλεται από 0.6 σε ασθενή αναστροφή, σε 0.4 για ισχυρή αναστροφή (θεωρούμε ότι βρισκόμαστε σε κορεσμό). Η διαγωγιμότητα G_s=1/50 Ω^{-1}. Με δεδομένο ότι η τιμή του G_m είναι γνωστή το μόνο που μένει για τον υπολογισμό του ω_{ign} είναι η σωστή προσέγγιση της συχνότητας μετάβασης ω_t (transit frequency), η οποία αποτελεί τη συχνότητα στην οποία το κέρδος h_{21} ενός ενισχυτή κοινής πηγής μικρού σήματος πέφτει στη μονάδα (unity gain transit frequency). Η συχνότητα μετάβασης υπολογίζεται με τη βοήθεια του τύπου :

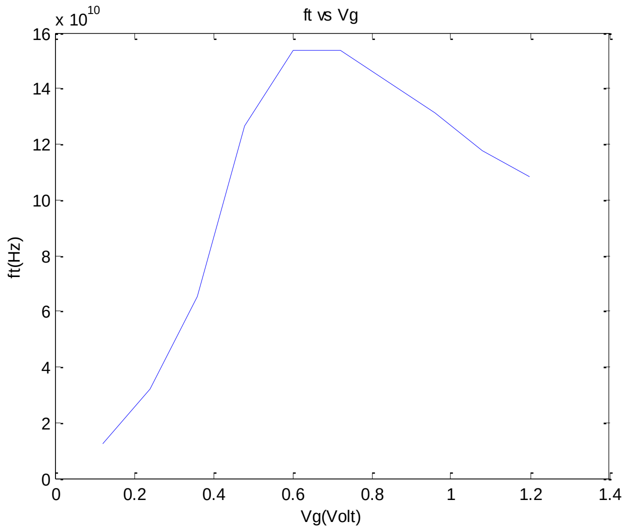
$$\omega_{\mathrm{t}} = \frac{G_{\mathrm{m}}}{C_{\mathrm{G}}} = \frac{G_{\mathrm{m}}}{C_{\mathrm{Gi}} + C_{\mathrm{Go}}} , \qquad (2.60)$$

όπου

$$C_{\mathrm{Gi}} = \frac{C_{\mathrm{OX}}}{n}(n - 1 + c_{\mathrm{GSi}} + c_{\mathrm{GDi}}) \qquad (2.61)$$

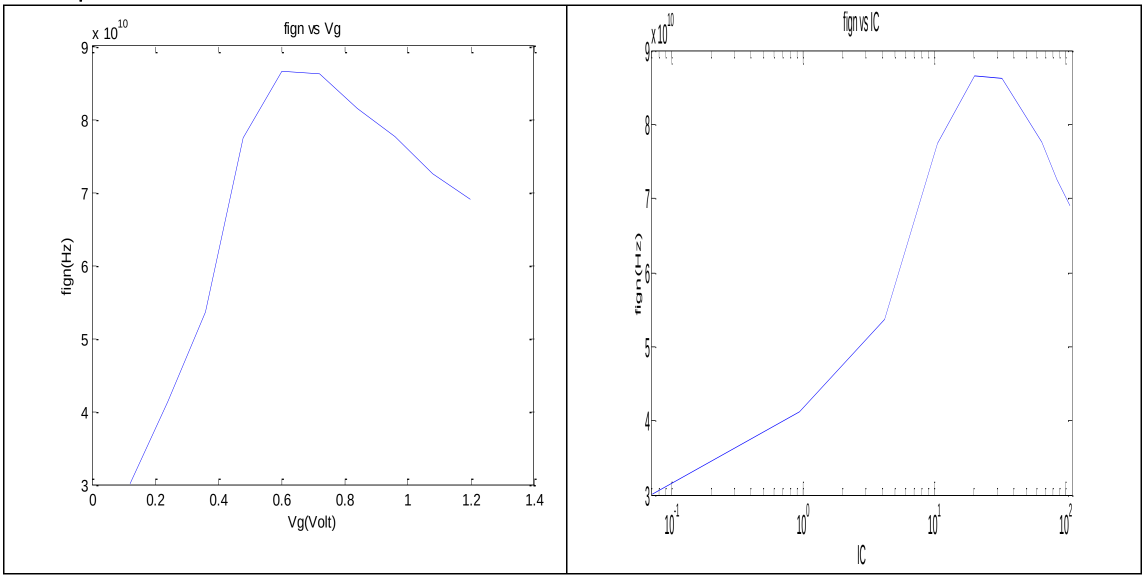
Γνωρίζουμε ότι Cox=0.0145 F/m^2. Οι εσωτερικές χωρητικότητες c_{GSi} και c_{GDi} μπορούν να υπολογιστούν συναρτήσει των φορτίων q_s και q_d όπως είχαμε αναφέρει στην ενότητα 2.2.2. Μπορούμε ακόμα να θεωρήσουμε ότι η overlap χωρητικότητα στην πύλη ισούται με $C_{\mathrm{Go}} \cong 2W L_{\mathrm{ov}} C_{\mathrm{ox}}$.

Κάνοντας λοιπόν τους ανάλογους υπολογισμούς καταλήγουμε στον υπολογισμό της συχνότητας μετάβασης $f_t=w_t/2\pi$, μέγεθος το οποίο παραθέτουμε στην παρακάτω γραφική παράσταση. Όπως μπορούμε να δούμε, η συχνότητα αυτή φτάνει περίπου μέχρι τα 150 GHz γεγονός αναμενό καθώς γνωρίζουμε ήδη απο το βιβλίο του Enz ότι συσκευές με μήκος καναλιού μικρότερο των 100 nm μπορούν να δώσουν συχνότητες μετάβασης μεγαλύτερες από 100 GHz [24][25]:



Σχήμα 2.22 Συχνότητα μετάβασης (transit frequency ft) ως προς την πόλωση στην πύλη για τρανζίστορ μήκους L=70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

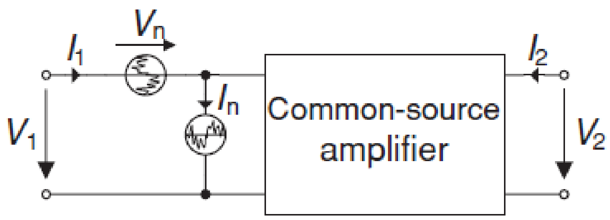
Έχοντας λοιπόν πλέον υπολογίσει τη συχνότητα μετάβασης μπορούμε τώρα να καταλήξουμε και στην συχνότητα w_{ign} η οποία δηλώνει τη συχνότητα στην οποία ο induced gate noise κυριαρχεί έναντι του drain noise σε ένα nmos τρανζίστορ όταν αυτές είναι οι μοναδικές πηγές θορύβου σε αυτό. Στην παρακάτω γραφική παράσταση παραθέτουμε τη συχνότητα f_{ign}=w_{ign} / 2π ως προς την πόλωση στην πύλη.



Σχήμα 2.23 Συχνότητα εμφάνισης του induced gate noise ως προς την πόλωση και τον δείκτη αναστροφής στην πύλη για τρανζίστορ μήκους L=70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

Παρατηρούμε δηλαδή ότι η συχνότητα στην οποία ο induced gate noise κυριαρχεί του drain noise κυμαίνεται από 30 GHz σε ασθενή αναστροφή μέχρι 85 περίπου GHz σε ισχυρή αναστροφή. Πρόκειται δηλαδή για συχνότητες πολύ υψηλότερες από τις αντίστοιχες συχνότητες στις οποίες έγιναν οι RF μετρήσεις. Να σημειώσουμε στο σημείο αυτό ότι σε όλη τη διάρκεια της μελέτης μιλάμε πάντα για καταστάσεις κορεσμού.

Τα παραπάνω αποτελέσματα μπορούν να επιβεβαιωθούν μέσω του υπολογισμού του συνολικού ρεύματος θορύβου στην είσοδο ενός ενισχυτή κοινής πηγής. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε τα προσομοιωμένα από προηγούμενες ενότητες μεγέθη του induced gate noise και του θορύβου στον απαγωγό. Με τη βοήθεια λοιπόν του παρακάτω σχήματος μπορούμε να υπολογίσουμε την μέση τετραγωνική τιμή του συνολικού ρεύματος θορύβου στην είσοδο.



Σχήμα 2.24 Παρουσίαση του ρεύματος και της τάσης θορύβου στην είσοδο ενός δίθυρου [6] .

Όπως θα δούμε και στο επόμενο κεφάλαιο, η μέση τετραγωνική τιμή του ρεύματος In δίνεται από τη σχέση:

$$\overline{|I_n|^2} = \overline{|\Delta I_{nG}|^2} + \left(\frac{\omega C_{GS}}{G_m}\right)^2 \overline{|\Delta I_{nD}|^2} + \frac{j\,\omega C_{GS}}{G_m}\left(\overline{\Delta I_{nG}\Delta I_{nD}^*} - \overline{\Delta I_{nG}^*\Delta I_{nD}}\right) \quad (2.62)$$

Η μέσες τετραγωνικές τιμές και $\overline{|\Delta I_{nG}|^2}$ μπορούν να εκφραστούν σε σχέση με τις φασματικές πυκνοτήτες ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό και του ρεύματος θορύβου στην πύλη ως εξής:

$$\begin{aligned} \overline{|\Delta I_{nD}|^2} &= S_{\Delta I_{nD}^2} B \\ \overline{|\Delta I_{nG}|^2} &= S_{\Delta I_{nG}^2} B \end{aligned} \quad (2.63)$$

,
όπου η τιμή του B υπολογίζεται με τη βοήθεια των Y-παραμέτρων και συγκεκριμένα ισούται με $B = -\frac{1}{Y21}$. Σημειώνουμε στο σημείο αυτό πως το B δεν θα υπολογιστεί εκτενέστερα καθώς για λόγους ευκολίας αποφασίζουμε να υπολογίσουμε την συνολική φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου In στην είσοδο του ενισχυτή. Συνεχίζοντας, για τον υπολογισμό του 3^{ου} όρου της μέσης τετραγωνικής τιμής του In, έχουμε ότι

$$\overline{\Delta I_{nG}\Delta I_{nD}^*} = +j c_g 4kT B\sqrt{G_{nG}G_{nD}} \quad (2.64α)$$

$$\overline{\Delta I_{nG}^*\Delta I_{nD}} = -j c_g 4kT B\sqrt{G_{nG}G_{nD}} \quad (2.64β)$$

.
Αφαιρώντας αυτούς τους 2 όρους παίρνουμε ότι:

$$\overline{\Delta I_{\mathrm{nG}} \Delta I_{\mathrm{nD}}^*} - \overline{\Delta I_{\mathrm{nG}}^* \Delta I_{\mathrm{nD}}} = 2 j c_{\mathrm{g}} 4kT B \sqrt{G_{\mathrm{nG}} G_{\mathrm{nD}}} \qquad (2.65)$$

Αντικαθιστώντας τους όρους G_{nG} και G_{nD} με $\frac{S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2}}{4kT}$ και $\frac{S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2}}{4kT}$ αντίστοιχα καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση:

$$\overline{\Delta I_{\mathrm{nG}} \Delta I_{\mathrm{nD}}^*} - \overline{\Delta I_{\mathrm{nG}}^* \Delta I_{\mathrm{nD}}} = 2 j c_{\mathrm{g}} B \sqrt{S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2}} \qquad (2.66)$$

Έτσι η συνολική μέση τετραγωνική τιμή του ρεύματος θορύβου στην είσοδο του δίθυρου τώρα ισούται με:

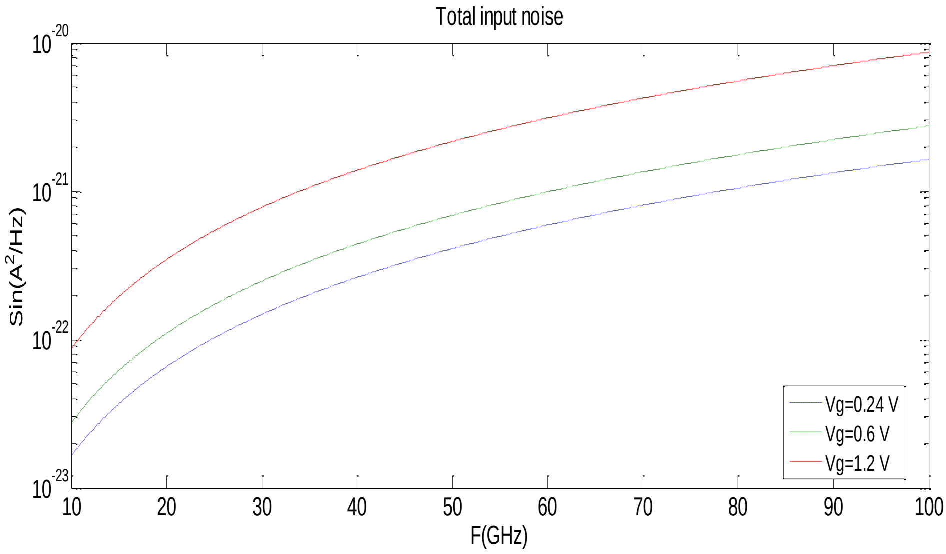
$$\overline{|I_{\mathrm{n}}|^2} = B \left(S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} + \left(\frac{\omega C_{\mathrm{GS}}}{G_{\mathrm{m}}} \right)^2 S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2} - \frac{\omega C_{\mathrm{GS}}}{G_{\mathrm{m}}} \left(2 c_{\mathrm{g}} \sqrt{S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2}} \right) \right). \qquad (2.67)$$

Όπως παρατηρούμε ο όρος που ακολουθεί το B αντιστοιχεί στην φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στην είσοδο. Για να δούμε που κυριαρχεί ο induced gate noise του drain noise θα πρέπει να υπολογίσουμε την συνολική φασματική πυκνότητα ισχύος του ρευμάτος I_n στην είσοδο του δίθυρου και να συγκρίνουμε με τον θόρυβο στην έξοδο του δίθυρου, δηλαδή με τον θόρυβο στον απαγωγό (drain noise).

$$S_{\delta I_{\mathrm{n}}^2} = S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} + \left(\frac{\omega C_{\mathrm{GS}}}{G_{\mathrm{m}}} \right)^2 S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2} - \frac{\omega C_{\mathrm{GS}}}{G_{\mathrm{m}}} \left(2 c_{\mathrm{g}} \sqrt{S_{\Delta I_{\mathrm{nG}}^2} S_{\Delta I_{\mathrm{nD}}^2}} \right) \qquad (2.68)$$

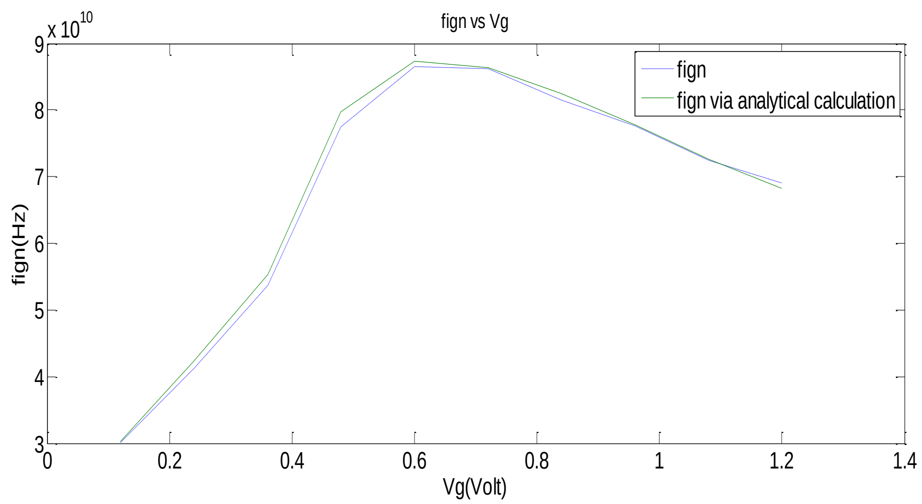
Στον παραπάνω τύπο όλα τα μεγέθη είναι γνωστά. Συγκεκριμένα οι 2 φασματικές πυκνότητες ισχύος που αναφέρονται έχουν υπολογιστεί τόσο με το αναλυτικό μοντέλο φορτίων όσο και με και με τη διαδικασία προσομοίωσης στο IC-CAP. Για μεγαλύτερη ακρίβεια χρησιμοποιούμε τους υπολογισμούς της προσομοίωσης. Επίσης ο όρος C_{GS} υπολογίζεται αθροίζοντας την εσωτερική χωρητικότητα με την overlap χωρητικότητα ($C_{GS}=C_{GSi}+C_{GSo}$, δηλαδή C_{GS}=cox$WLeffcGSi + coxWLov$). Από τις εξαγόμενες παραμέτρους έχουμε ότι L_{ov}=21 nm. Τέλος η τιμές της διαγωγιμότητας G_m και του συντελεστή c_g είναι ήδη γνωστές.

Έτσι, με τη βοήθεια της τελευταίας εξίσωσης παρουσιάζουμε γραφικά για 3 διαφορετικές πολώσεις στην πύλη την τιμή του θορύβου στην είσοδο του τρανζίστορ ως προς τη συχνότητα:



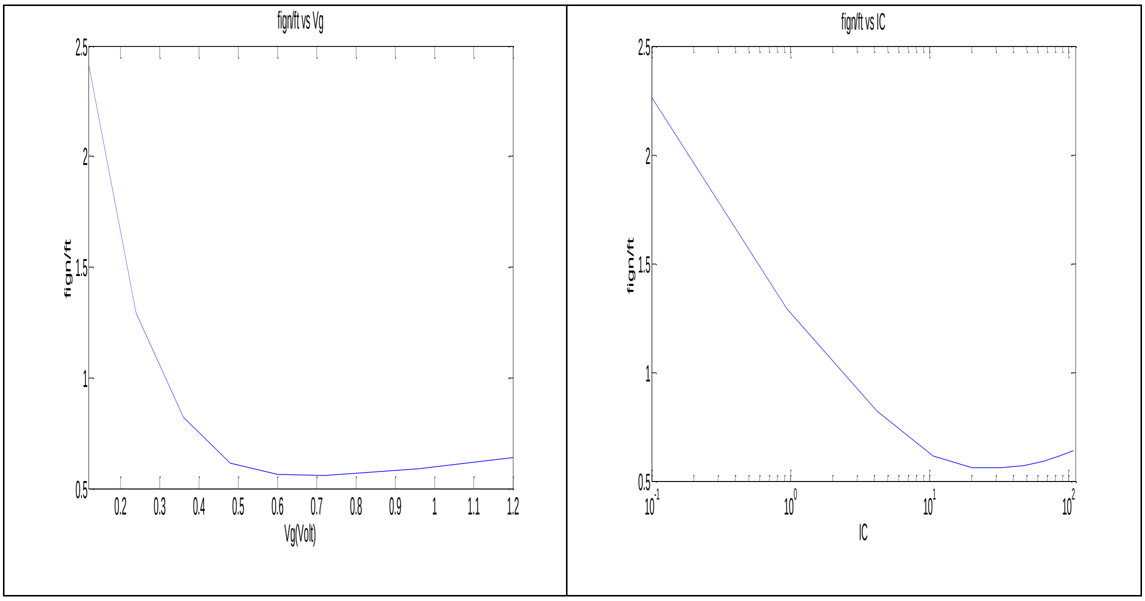
Σχήμα 2.25 Συνολικός θόρυβος στην είσοδο ενός δίθυρου ως προς την συχνότητα για τρανζίστορ μήκους 70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.Αποτελέσματα για 3 διαφορετικές πολώσεις στην πύλη.

Αφού λοιπόν υπολογίσουμε την παραπάνω φασματική πυκνότητα ισχύος συγκρίνουμε την τιμή του με τη φασματική πυκνότητα ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό, για κάθε τιμή της πόλωσης στην πύλη και βρίσκουμε την τιμή της συχνότητας στην οποία τα δύο αυτά μεγέθη εξισώνονται. Αυτή η συχνότητα αποτελεί τη συχνότητα στην οποία ο induced gate noise αρχίζει να κυριαρχεί του drain noise. Η τιμή αυτή λογικά προσεγγίζει την τιμή f_{ign} που υπολογίστηκε στην αρχή αυτής της υποενότητας. Στην παρακάτω γραφική παράσταση παραθέτουμε τα αποτελέσματα για την συχνότητα εμφάνισης του induced gate noise μέσω των προαναφερθέντων διαδικασιών. Υπενθυμίζουμε ότι βρισκόμαστε σε κορεσμό.



Σχήμα 2.26 Επιβεβαίωση της συχνότητα εμφάνισης του induced gate noise ως προς την πόλωση στην πύλη για τρανζίστορ μήκους 70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V, μέσω του υπολογισμού του συνολικού θορύβου στην είσοδο ενός δίθυρου.

Συνεχίζοντας την ανάλυση για τη συχνότητα εμφάνισης του induced gate noise, στις παρακάτω γραφικές παραθέτουμε το πηλίκο της συχνότητας αυτής προς την συχνότητα όπου το κέρδος γίνεται ίσο με τη μονάδα δηλαδή τη συχνότητα μετάβασης (f_{ign}/ f_t) τόσο ως προς την πόλωση στην πύλη όσο και ως προς τον δείκτη αναστροφής. Έτσι έχουμε:



Σχήμα 2.27 Κλάσμα f_{ign}/f_t ως προς την πόλωση V_G και τον δείκτη αναστροφής για τρανζίστορ μήκους L=70 και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

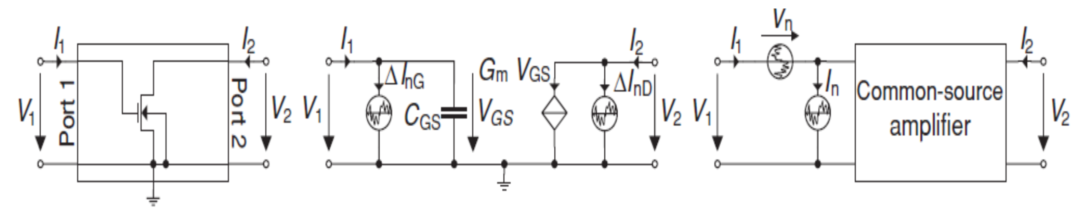
Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε λοιπόν , σε ασθενή ή μέτρια αναστροφή, όταν δηλαδή η τιμή του δείκτη αναστροφής είναι μικρότερη του ένα το κλάσμα της συχνότητας εμφάνισης του induced gate noise ως προς την συχνότητα μετάβασης είναι μεγαλύτερο της μονάδας, πράγμα το οποίο σημαίνει ότι η συχνότητα κυριαρχίας του induced gate noise έναντι του drain noise είναι μεγαλύτερη της συχνότητας μετάβασης για ασθενή αναστροφή. Από την άλλη, σε ισχυρή αναστροφή, παρατηρούμε ότι το κλάσμα αυτό είναι μικρότερο της μονάδας, γεγονός που δείχνει ότι ο induced gate noise κυριαρχεί του drain noise (εφόσον βέβαια μελετάμε μόνο αυτές τις δύο πηγές θορύβου στο nmos τρανζίστορ) σε συχνότητες μικρότερες από τις συχνότητες όπου το κέρδος ενός ενισχυτή κοινής πηγής μικρού σήματος πέφτει στη μονάδα. Για την ακρίβεια, μπορούμε να παρατηρήσουμε πως σε ισχυρή αναστροφή ισχύει ότι $f_{ign} \approx$ 0,6 f_t,δηλαδή ότι η συχνότητα εμφάνισης του induced gate noise είναι περίπου ίση με το 60% της συχνότητας μετάβασης f_t.

Κεφάλαιο 3

ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΘΟΡΥΒΟΥ

3.1 Υπολογισμός παραμέτρων θορύβου

Έστω ένας ενισχυτής κοινής πηγής και το αντίστοιχο ισοδύναμο κύκλωμα μικρού σήματος. Η χωρητικότητα C_{GS} περιέχει τόσο τα εσωτερικά όσο και τα εξωτερικά μέρη (κυρίως τα overlap μέρη σε αυτή την περίπτωση).



(a) (b) (c)

Σχήμα 3.1 [6] (a) Common source amplifier, (b) ισοδύναμο κύκλωμα υψηλών συχνοτήτων(συμπεριλαμβάνει και induced gate noise) and (c) ισοδύναμη δίθυρη παρουσίαση του κυκλώματος

Το παραπάνω κύκλωμα κατασκευάστηκε πολύ απλά για να μπορέσουμε να κάνουμε υπολογισμούς με το χέρι.Θεωρούμε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε ισχυρή αναστροφή (strong inversion) και κορεσμό. Το ισοδύναμο κύκλωμα της παραπάνω εικόνας συμπεριλαμβάνει το ρεύμα θορύβου ΔInD στον απαγωγό και την πηγή ρεύματος θορύβο ΔInG στην πύλης (induced gate noise) με PSDs:

$$\begin{aligned} S_{\Delta I^2_{\mathrm{nD}}} &= 4kT\,G_{\mathrm{nD}}, \\ S_{\Delta I^2_{\mathrm{nG}}} &= 4kT\,G_{\mathrm{nG}}(\omega) \end{aligned} \qquad (3.1)$$

Όπου,

$$G_{\mathrm{nD}} = \gamma_{\mathrm{nD}} G_{\mathrm{m}}, \qquad (3.2)$$

$$G_{\mathrm{nG}}(\omega) = \delta_{\mathrm{nG}} \frac{(\omega C_{\mathrm{GS}})^2}{5n G_{\mathrm{m}}} = \beta_{\mathrm{nG}} \frac{(\omega C_{\mathrm{GS}})^2}{G_{\mathrm{m}}} \qquad (3.3)$$

με

$$\beta_{\mathrm{nG}} = \frac{\delta_{\mathrm{nG}}}{5n} = \frac{4}{15n}, \qquad (3.4)$$

αφού σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό ισχύει ότι, όπως έχει προαναφερθεί, δ_{nG}=4/3. Τώρα λοιπόν, μπορούμε να υπολογίσουμε τις παραμέτρους θορύβου R_v, G_i, Y_c του ισοδύναμου θορυβώδες δίθυρου δικτύου της εικόνας 13.11. Να υπενθυμίσουμε εδώ ότι οι 2 πηγές θορύβου ΔInD και ΔInG συσχετίζονται με τον συντελεστή συσχέτισης ρ_{GD} ο οποίος είναι καθαρά φανταστικός και ίσος με$+jc_g$, όπου c_g≈0,4 σε ισχυρή αναστροφή. Αυτό κάνει την ανάλυση λίγο πιο πολύπλοκη σε σχέση με την περίπτωση που οι δύο πηγές ήταν ασυσχέτιστες. Πρώτα λοιπόν πρέπει να υπολογίσουμε τις πηγές θορύβου V_n και I_n. Για να συμβεί αυτό χρειάζεται να υπολογίσουμε τις Y-παραμέτρους Y_{11} και Y_{21} οι οποίες ισούνται με

$$\begin{aligned} Y_{11} &= j\,\omega\, C_{GS} \\ Y_{21} &= G_m. \end{aligned} \tag{3.5}$$

Το ρεύμα I_2 στην έξοδο δίνεται από τον τύπο :

$$I_2|_{V_1=V_2=0} = \Delta I_{nD}, \tag{3.6}$$

από τον οποίο παίρνουμε ότι:

$$V_n = -\frac{1}{Y_{21}} I_2\Big|_{V_1=V_2=0} = -\frac{\Delta I_{nD}}{G_m} \tag{3.7}$$

Το ρεύμα I_2 στην έξοδο, όταν η είσοδος είναι ανοικτή και η έξοδος είναι μικρού κυκλώματος ισούται με:

$$I_2\Big|_{I_1=V_2=0} = \Delta I_{nD} - \frac{G_m}{j\,\omega\, C_{GS}} \Delta I_{nG}, \tag{3.8}$$

από το οποίο παίρνουμε ότι:

$$I_n = -\frac{Y_{11}}{Y_{21}} I_2|_{I_1=V_2=0} = \Delta I_{nG} - \frac{j\,\omega\, C_{GS}}{G_m} \Delta I_{nD} \tag{3.9}$$

Η μέση τετραγωνική τιμή του V_n τώρα υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\overline{|V_n|^2} = \frac{\overline{|\Delta I_{nD}|^2}}{G_m^2} \tag{3.10}$$

ενώ η μέση τετραγωνική τιμή του I_n, όπως έχουμε αναφέρει από το προηγούμενο κεφάλαιο δίνεται από τη σχέση (2.62).

Η μέσες τετραγωνικές τιμές και $\overline{|\Delta I_{nG}|^2}$ μπορούν να εκφραστούν σε σχέση με τις φασματικές πυκνοτήτες ισχύος του ρεύματος θορύβου στον απαγωγό και του ρεύματος θορύβου στην πύλη όπως είδαμε και από τη σχέση (2.63):

$$\begin{aligned} \overline{|\Delta I_{nD}|^2} &= S_{\Delta I_{nD}^2} B = 4kTBG_{nD}, \\ \overline{|\Delta I_{nG}|^2} &= S_{\Delta I_{nG}^2} B = 4kTBG_{nG}(\omega). \end{aligned}$$

Σε αυτό το σημείο είναι απαραίτητο να πούμε ότι η τιμή του συντελεστής συσχέτισης ρ_{kl} μπορεί να επεκταθεί και να πάρει την παρακάτω τιμή:

$$\rho_{kl} \triangleq \frac{S_{\Delta i_{nk} \Delta i^*_{nl}}}{\sqrt{S_{\Delta i^2_{nk}} S_{\Delta i^2_{nl}}}} = \frac{\overline{\Delta I_{nk} \Delta I^*_{nl}}}{\sqrt{\overline{|\Delta I_{nk}|^2 |\Delta I_{nl}|^2}}} \tag{3.11}$$

Οι μέσες τετραγωνικές τιμές $\overline{\Delta I_{nG} \Delta I^*_{nD}}$ και $\overline{\Delta I^*_{nG} \Delta I_{nD}}$ μπορούν όπως είδαμε και από τη σχέση (2.64) να εκφραστούν σαν $\overline{|\Delta I_{nD}|^2}$ και $\overline{|\Delta I_{nG}|^2}$ με τη βοήθεια του παραπάνω συντελεστή συσχέτισης. Πιο συγκεκριμένα:

$$\overline{\Delta I_{nG} \Delta I^*_{nD}} = \rho_{GD} \sqrt{\overline{|\Delta I_{nG}|^2 |\Delta I_{nD}|^2}} = +j c_g 4kTB \sqrt{G_{nG} G_{nD}}$$
$$\overline{\Delta I^*_{nG} \Delta I_{nD}} = \rho^*_{GD} \sqrt{\overline{|\Delta I_{nG}|^2 |\Delta I_{nD}|^2}} = -j c_g 4kTB \sqrt{G_{nG} G_{nD}}$$

Οι παράμετροι θορύβου Rv και Gi τώρα υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$R_v = \frac{\overline{|V_n|^2}}{4kTB} = \frac{G_{nD}}{G^2_m}, \tag{3.12}$$

$$G_i = \frac{\overline{|I_n|^2}}{4kTB} = G_{nG} + \left(\frac{\omega C_{GS}}{G_m}\right)^2 G_{nD} - \frac{2c_g \omega C_{GS}}{G_m} \sqrt{G_{nG} G_{nD}} \tag{3.13}$$

Ισχύει ότι :

$$Y_c = \frac{\overline{I_n V^*_n}}{\overline{|V_n|^2}} \tag{3.14}$$

Για τον υπολογισμό δηλαδή του Yc χρειάζεται να υπολογίσουμε την τιμή του $\overline{I_n V^*_n}$, η οποία υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\begin{aligned}\overline{I_n V^*_n} &= \frac{1}{G_m}\left(\frac{j\,\omega C_{GS}}{G_m}\overline{|\Delta I_{nD}|^2} - \overline{\Delta I_{nG} \Delta I^*_{nD}}\right) \\ &= \frac{4kTB}{G_m}\left(\frac{j\,\omega C_{GS}}{G_m} G_{nD} - j c_g \sqrt{G_{nG} G_{nD}}\right)\end{aligned} \tag{3.15}$$

Έτσι έχουμε ότι:

$$Y_c = \frac{\overline{I_n V^*_n}}{\overline{|V_n|^2}} = j\left(\omega C_{GS} - c_g G_m \sqrt{\frac{G_{nG}}{G_{nD}}}\right). \tag{3.16}$$

Από την τελευταία σχέση συμπεραίνουμε ότι G_c=0 και $Yc = j\,Bc$.

Εισάγοντας τώρα τους παραπάνω τύπους για τον υπολογισμό του G_{nD} και του GnG καταλήγουμε στο ότι:

$$R_v = \frac{\gamma_{nD}}{G_m}, \quad (3.17)$$

$$G_i = (\omega C_{GS})^2 \frac{\gamma_{nD}}{G_m}\left(1 + \frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}} - 2c_g\sqrt{\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}}}\right), \quad (3.18)$$

$$G_c = 0, \quad (3.19)$$

$$B_c = \omega C_{GS}\left(1 - c_g\sqrt{\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}}}\right). \quad (3.20)$$

Και επειδή $G_i=G_{iu}+G_{ic}$ (uncorrelated and correlated part of Gi) με τη βοήθεια των σχέσεων:

$$G_{iu} = G_i - |Y_c|^2 R_v = (1-|c|^2)\, G_i,$$
$$G_{ic} = |Y_c|^2 R_v = |c|^2 G_i,$$

, καταλήγουμε στο ότι:

$$G_{iu} = (\omega C_{GS})^2 \frac{\beta_{nG}}{G_m}(1-c_g^2),$$
$$G_{ic} = (\omega C_{GS})^2 \frac{\gamma_{nD}}{G_m}\left(1 + c_g^2\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}} - 2c_g\sqrt{\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}}}\right). \quad (3.21)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα και τις σχέσεις

$$G_{opt} = \sqrt{\frac{G_{iu}}{R_v} + G_c^2} = \sqrt{\frac{G_i}{R_v} - B_c^2} \quad (3.22α)$$

$$B_{opt} = -B_c. \quad (3.22β)$$

$$F_{min} = 1 + 2R_v(G_{opt} + G_c) = 1 + 2R_v\left(\sqrt{\frac{G_{iu}}{R_v} + G_c^2} + G_c\right), \quad (3.22γ)$$

τις οποίες αναφέραμε στο 1° κεφάλαιο, μπορούμε να παράγουμε τις τέσσερις παραμέτρους θορύβου Rv, Gopt, Bopt και Fmin σε συνάρτηση με τις παραμέτρους του κυκλώματος καταλήγωντας στα παρακάτω αποτελέσματα [6]:

$$G_{opt} = \omega C_{GS}\sqrt{\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}}(1-c_g^2)}, \quad (3.23)$$

$$B_{\rm opt} = -\omega C_{\rm GS}\left(1 - c_{\rm g}\sqrt{\frac{\beta_{\rm nG}}{\gamma_{\rm nD}}}\right), \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned} F_{\min} &= 1 + 2\omega C_{\rm GS}\frac{\gamma_{\rm nD}}{G_{\rm m}}\sqrt{\frac{\beta_{\rm nG}}{\gamma_{\rm nD}}(1 - c_{\rm g}^2)} \\ &\cong 1 + 2\gamma_{\rm nD}\frac{\omega}{\omega_{\rm t}}\sqrt{\frac{\beta_{\rm nG}}{\gamma_{\rm nD}}(1 - c_{\rm g}^2)}, \end{aligned} \tag{3.25}$$

Σε αυτούς τους τύπους εν συνεχεία θα βασιστούμε για την επιβεβαίωση του EKV3 μοντέλου, καθώς θα συγκρίνουμε τις μετρήσεις των παραμέτρων F_{min} και R_v που είναι διαθέσιμες, με το μοντέλο φορτίων αλλά και με τα αποτελέσματα από την προσομοίωσή τους στο ADS. Παρατηρώντας αυτά τα αποτελέσματα καταλήγουμε στα εξής:
Εξαιτίας του induced gate noise, η κατάσταση του noise matching είναι ελαφρώς διαφορετική από την κατάσταση του gain matching, η οποία θα απαιτούσε να ισχύει ότι B_S=-ωC_{GS}. Επιπλέον, η τιμή του F_{min} εξαρτάται αρκετά από τον induced gate noise μέσω των παραμέτρων β_{nG} και c_g. Εάν αγνοούσαμε τον induced gate noise (β_{nG}=0) το F_{min}=0. Επίσης, η τελευταία εξίσωση μας δείχνει ότι ο ελάχιστη τιμή του παράγοντα θορύβου Fmin αυξάνεται με τη συχνότητα για μια συγκεκριμένη πόλωση. Αυτό το τελευταίο συμπέρασμα επιβεβαιώνεται αργότερα μέσα από το μοντέλο φορτίων, την προσομοίωση με το EKV3 αλλά και με τη βοήθεια των μετρήσεων για την τιμή του F_{min}.

Μία ακόμα παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι για συγκεκριμένη συχνότητα λειτουργίας , αυτή η τιμή μπορεί να γίνει μικρότερη σε περίπτωση που αυξηθεί η συχνότητα ωt (transit frequency). Αυτό μπορούμε να το πετύχουμε είτε αυξάνοντας την τιμή της τάσης, είτε μικραίνοντας το μήκος L του τρανζίστορ, ή και με τα 2 μαζί. Αξίζει να σημειωθεί ακόμα ότι αυξάνοντας την τιμή του συντελεστή c_g, μικραίνει η τιμή του F_{min}. Με άλλα λόγια, η συσχέτιση μεταξύ του θορύβου στον απαγωγό (drain noise) και του induced gate noise μειώνει την τιμή του παράγοντα θορύβου F_{min}, εν αντιθέσει με την περίπτωση που τα δύο είδη θορύβου είναι ασυσχέτιστα μεταξύ τους.

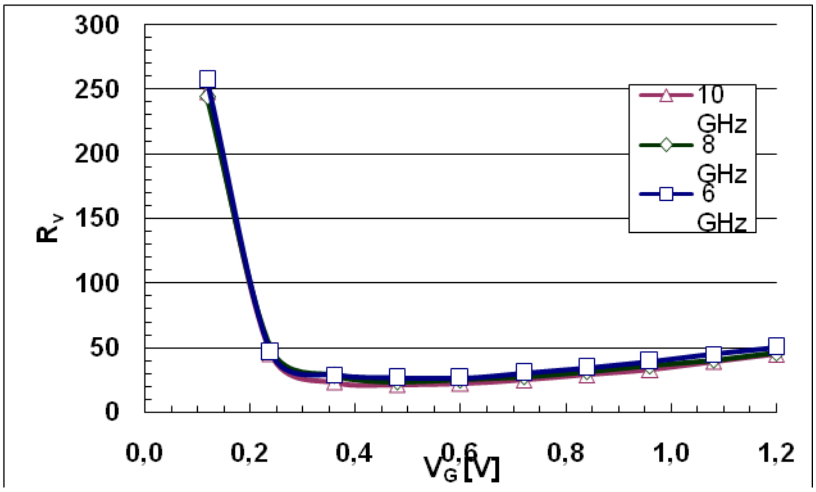
Στους παραπάνω υπολογισμούς, χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο θορύβου χωρίς να υπολογίσουμε κάποια short channel effects. Τέτοια φαινόμενα μπορούν να επηρεάσουν την τιμή της παραμέτρου θορύβου γ_{nD} (velocity saturation, carrier heating, mobility degradation due to the vertical field και channel length modulation). Επίσης, αφού η φυσική πηγή θορύβου τόσο για τον θόρυβο στην πύλη όσο και για τον θόρυβο στον απαγωγό είναι το κανάλι, και οι 2 παράμετροι γ_{nD} και β_{nG} θα πρέπει να επηρεαστούν με τον ίδιο τρόπο από αυτά τα φαινόμενα. Άρα, το κλάσμα τους, δεν θα πρέπει να επηρεαστεί.

3.2 Μετρήσεις για παραμέτρους θορύβου, προσομοίωση και επιβεβαίωση του μοντέλου

Σχετικά με τις παραμέτρους θορύβου σε υψηλές συχνότητες,έχουμε στη διάθεσή μας τα παρακάτω πειραματικά αποτελέσματα για 2 από τις 4 παραμέτρους. Συγκεκριμένα για την αντίσταση θορύβου R_v αλλά και για τον ελάχιστο παράγοντα θορύβου F_{min} σε db για 6, 8 και 10 GHz.

3.2.1 Αντίσταση θορύβου R_v

Η γραφική παράσταση της R_v αντίστασης ως προς την τάση στην πύλη, όπως υπολογίστηκε από τις μετρήσεις δίνεται παρακάτω:

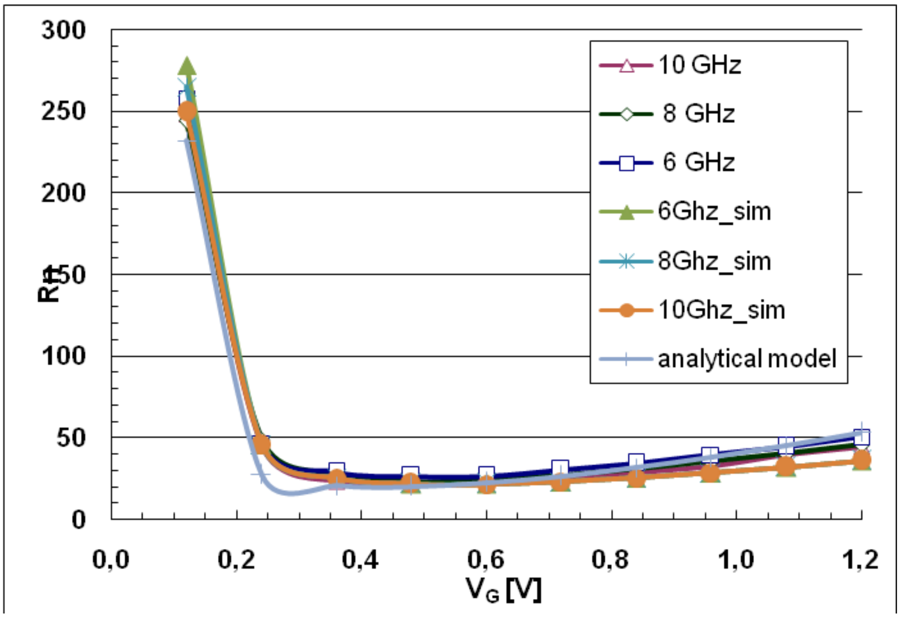


Σχήμα 3.2 Παράμετρος θορύβου R_v ως προς την πόλωση στην πύλη για τρανζίστορ μήκους L=70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V (πειραματικά δεδομένα).

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε η αλλαγή στην τιμή της συχνότητας δεν φαίνεται να επηρεάζει άμεσα την τιμή του noise resistance [14]. Αυτό το συμπέρασμα αρχικά φαίνεται λογικό με δεδομένο τον προαναφερθέντα τύπο ($Rv = \frac{\gamma nd}{Gm}$) για τον υπολογισμό του R_v με βάση το EKV3 μοντέλο.

Ξεκινώντας τώρα να υπολογίσουμε το R_v, πρέπει να προσεγγίσουμε τον thermal noise excess factor γ_{nd}.
Για τις ανάγκες της διπλωματικής εργασίας, ο όρος γ_{nD} προσσεγγίστηκε όπως και προηγουμένως.Συγκεκριμένα σε ασθενή αναστροφή θεωρήσαμε ότι ισούται με n/2 και σε ισχυρή ίσος με 2n/3, όπου n ο slope factor.

Σε αυτό λοιπόν το σημείο προχωράμε στον θεωρητικό υπολογισμό του noise resistance Rv με βάση το μοντέλο: $R_v=\gamma_{nd}/G_m$. Όπως παρατηρούμε από αυτόν τον τελικό τύπο η αντίσταση θορύβου δεν εξαρτάται από τη συχνότητα. Αυτό μπορεί να φανεί και από τα πειραματικά δεδομένα (σχήμα 3.2). Έτσι τώρα παίρνουμε την παρακάτω γραφική:

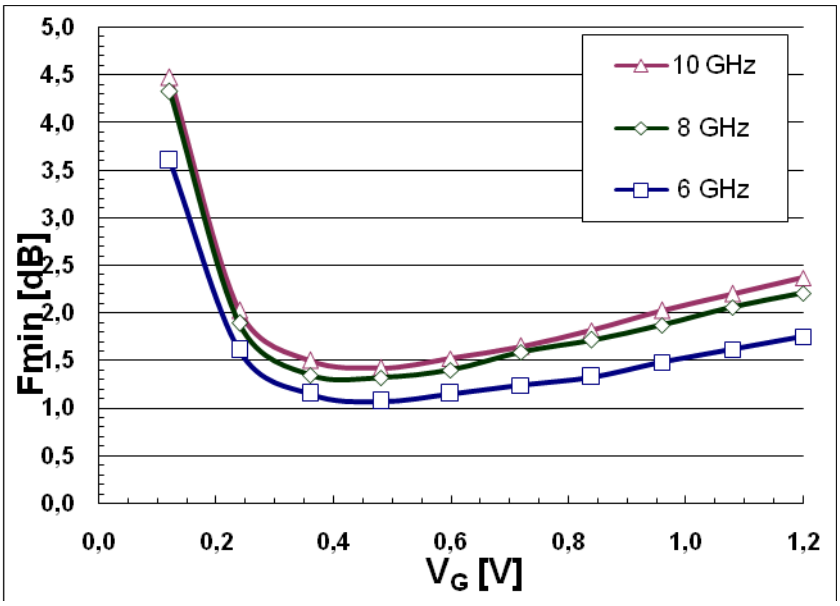


Σχήμα 3.3 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου R_v με βάση το αναλυτικό μοντέλο φορτίων, το EKV3 μοντέλο και τα αποτελέσματα που εξάγονται από τις μετρήσεις για τρανζίστορ μήκους L=70 nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

Από την γραφική παράσταση συνεπώς μπορούμε να επιβεβαιώσουμε το μοντέλο φορτίων, καθώς αυτό πετυχαίνει ικανοποιητική προσέγγιση με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης αλλά και με τις μετρήσεις, όσον αφορά την παράμετρο θορύβου R_v [6][17].

3.2.2 Ελάχιστος παράγοντας θορύβου F_{min}

Από τα πειραματικά δεδομένα, έχουμε στη διάθεσή μας μετρήσεις για την τιμή του ελάχιστου παράγοντα θορύβου (παράμετρος θορύβου Fmin) για 3 υψηλές συχνότητες (6 GHz, 8 GHz, 10 GHz). Οι μετρήσεις αυτές φαίνονται στην παρακάτω γραφική παράσταση:



Σχήμα 3.4 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση τις διαθέσιμες μετρήσεις, για 6 GHz, 8 GHz, 10 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, όσο αυξάνεται η συχνότητα τόσο μεγαλύτερη είναι η τιμή της παραμέτρου F_{min}.

Με βάση τώρα λοιπόν τα παραπάνω δεδομένα της θεωρίας, αυτό που πρέπει να κάνουμε είναι να επιβεβαιώσουμε και πάλι ότι το μοντέλο EKV3 μας δίνει μια σωστή μοντελοποίηση του F_{min}. Για να το πετύχουμε αυτό θα πρέπει να συγκρίνουμε τα θεωρητικά αποτελέσματα με τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις της Toshiba. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει στο κεφ. 3.1 ισχύει ότι

$$F_{min} \cong 1 + 2\gamma_{nD}\frac{\omega}{\omega_t}\sqrt{\frac{\beta_{nG}}{\gamma_{nD}}\left(1 - c_g^2\right)}$$

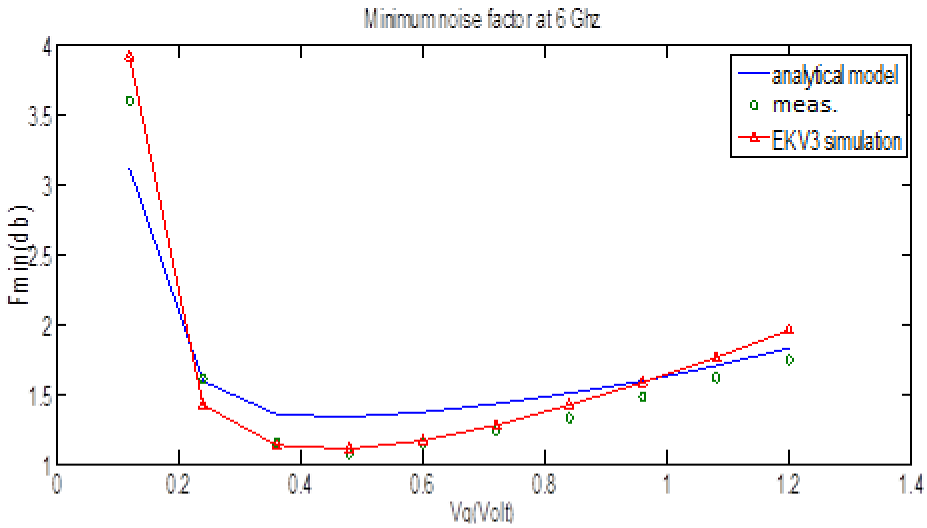
.

Από τις παραπάνω τιμές η τιμή του γ_{nD}, που εμφανίζεται πρώτη στην παραπάνω σχέση, θα υπολογιστεί όπως αναφέραμε και προηγουμένως στο κεφ.3.2.1 όπου υπολογίστηκε με τελικό σκοπό την εύρεση της παραμέτρου θορύβου R_v. Υπενθυμίζεται ακόμα ότι το πηλίκο β_{nG}/γ_{nD}, δεν επηρεάζεται από short channel effects και συνεπώς μπορούμε να πούμε ότι εδώ γ_{nD}=n/2 σε weak inversion και

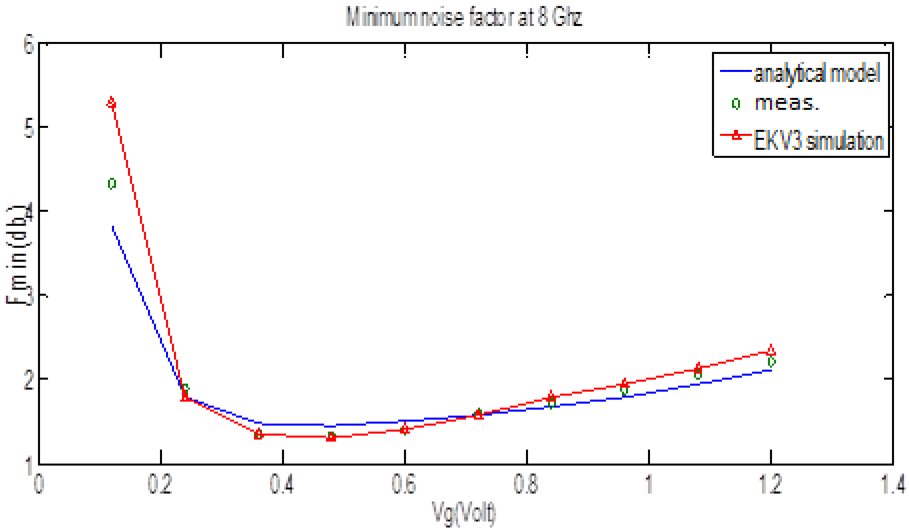
γ_{nD}=2n/3 σε strong inversion, ενώ $\beta_{nG}=\delta_{nG}/5n$ με δ_{nG} τον παράγοντα θερμικού θορύβου στην πύλη για τον οποίο μιλήσαμε στην ενότητα 2.2.3. Ομοίως, η τιμή του c_g μπορεί να υπολογιστεί με τη βοήθεια του συντελεστή συσχέτισης $\rho_{GD} = + j\, c_g$, την τιμή του οποίου μπορούμε να εκτιμήσουμε πάλι με τη βοήθεια της ενότητας 2.3.4.

Χρησιμοποιώντας λοιπόν τις παραπάνω τιμές υπολογίζουμε την τιμή της συχνότητας μετάβασης και κατ' επέκταση την παράμετρο θορύβου F_{min} για 6, 8 και 10 GHz. Τα αποτελέσματα που παίρνουμε τα παραθέτουμε στις παρακάτω γραφικές μέσω του προγράμματος Matlab μαζί με τις αντίστοιχες μετρήσεις για τις ίδιες συχνότητες. Τέλος για κάθε συχνότητα παραθέτουμε και την αντίστοιχη προσομοίωση με το EKV3.

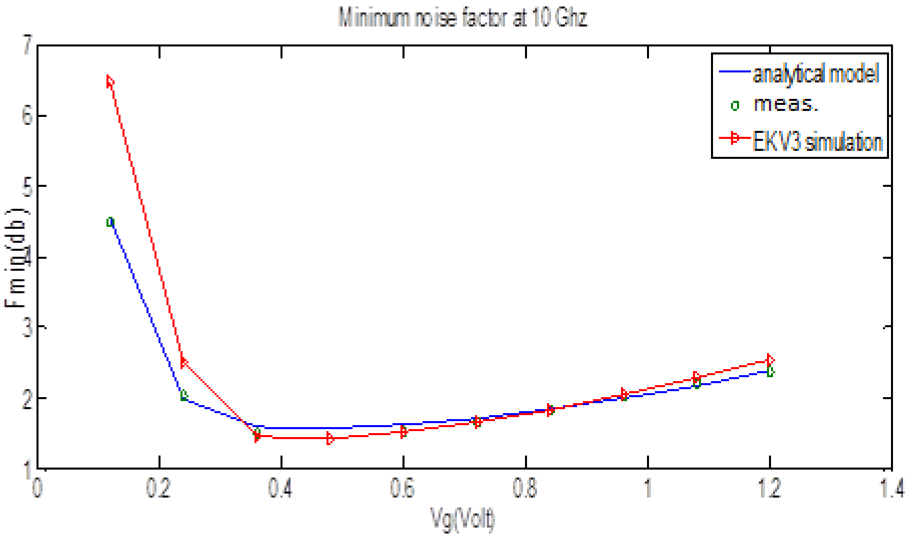
Προκύπτουν τώρα οι 3 παρακάτω γραφικές παραστάσεις:



Σχήμα 3.5 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση το EKV3, το αναλυτικό μοντέλο φορτίων και τις μετρήσεις, για 6 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και $V_s=V_B$=0 V.



Σχήμα 3.6 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση το μοντέλο και τις μετρήσεις, για 8 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

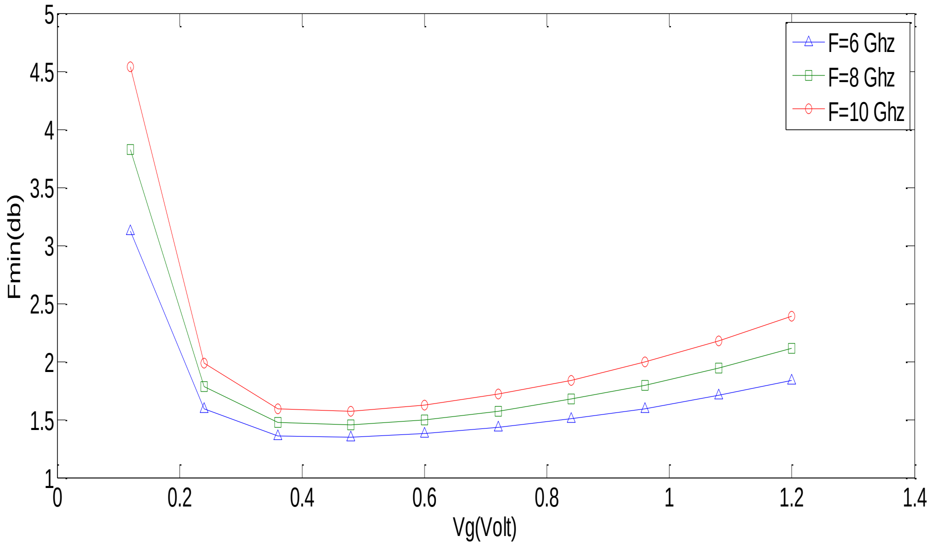


Σχήμα 3.7 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση το EKV3,το αναλυτικό μοντέλο φορτίων και τις μετρήσεις, για 10 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V.

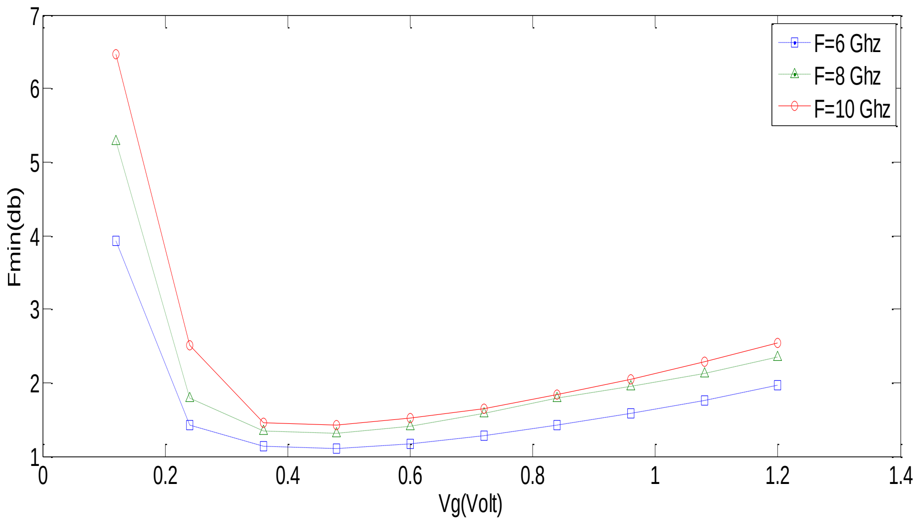
Από τα παραπάνω αποτελέσματα λοιπόν, παρατηρούμε μια ικανοποιητική σύγκλιση τόσο της προσομοίωσης, όσο και του αναλυτικού μοντέλου φορτίων με τα δεδομένα από τις μετρήσεις, για την τιμή του ελάχιστου παράγοντα θορύβου F_{min} σε 3 υψηλές συχνότητες. Έτσι μπορούμε τώρα να πούμε ότι το EKV3 παράγει και πάλι σωστά αποτελέσματα [17].

Τέλος, όσον αφορά την τιμή του F_{min} μπορούμε να δούμε ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα στην οποία υπολογίζεται αυτή η παράμετρος, τόσο μεγαλύτερη είναι η τιμή της. Το παραπάνω συμπέρασμα το επιβεβαιώνουμε στην τελευταίες γραφικές παραστάσεις για το F_{min}.

Έτσι έχουμε :



Σχήμα 3.8 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση το αναλυτικό μοντέλο, για 6 GHz, 8 GHz, 10 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V. Όσο αυξάνεται η συχνότητα τόσο μεγαλύτερη είναι και η τιμή της παραμέτρου.



Σχήμα 3.9 Γραφική παράσταση της παραμέτρου θορύβου F_{min} με βάση το EKV3 μοντέλο, για 6 GHz, 8 GHz, 10 GHz, προς την πόλωση στην πύλη V_G για τρανζίστορ μήκους L=70nm και πλάτους W=40 μm, με V_D=1.2 V και V_s=V_B=0 V. Όσο αυξάνεται η συχνότητα τόσο μεγαλύτερη είναι και η τιμή της παραμέτρου.

Κεφάλαιο 4

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Στην εργασία αυτή ασχοληθήκαμε με τη μελέτη του θορύβου NMOS τρανζίστορ, σε υψηλές συχνότητες. Για το σκοπό αυτό είχαμε στη διάθεσή μας δεδομένα DC αλλά και δεδομένα RF θορύβου (για 3 διαφορετικές συχνότητες- 6 ,8 και 10 GHz) για NMOS τρανζίστορ τεχνολογίας 90 nm. Από τις DC μετρήσεις μπορέσαμε με τη βοήθεια συγκεκριμένων εργαλείων προσομοίωσης, του IC-CAP και του ADS (με τη βοήθεια του προσομοιωτή hpeesofsim), να εξάγουμε τις τιμές των DC παραμέτρων που αντιστοιχούν στο EKV301_02 μοντέλο για αυτού του τύπου τα τρανζίστορ. Οι τιμές αυτές χρησιμοποιήθηκαν για την προσέγγιση των παραμέτρων θορύβου με βάση το αναλυτικό μοντέλο φορτίων.

Οι παράμετροι θορύβου αποτελούν βασικό κομμάτι της μελέτης του θορύβου σε RF συχνότητες. Η προσέγγιση που παίρνουμε από το αναλυτικό μοντέλο θορύβου πλησιάζει αρκετά τα αποτελέσματα των δοθέντων RF μετρήσεων, τόσο για την αντίσταση θορύβου R_v όσο και για τον ελάχιστο παράγοντα θορύβου F_{min}. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από τις μετρήσεις και από τους αναλυτικούς υπολογισμούς που έγιναν με βάση το μοντέλο φορτίων, η αντίσταση θορύβου R_v είναι ανεξάρτητη της συχνότητας λειτουργίας του NMOS τρανζίστορ και η τιμή της παραμένει σταθερή με την αλλαγή της συχνότητας. Από την άλλα πλευρά παρατηρούμε ότι ο ελάχιστος παράγοντας θορύβου F_{min} παρουσιάζει μια αναλογία με την συχνότητα. Επίσης φαίνεται να υπάρχει ικανοποιητική προσέγγιση του EKV3 μοντέλου με βάση το αναλυτικό μοντέλο φορτίων γεγονός που επιβεβαιώνει τη σωστή λειτουργία του μοντέλου.

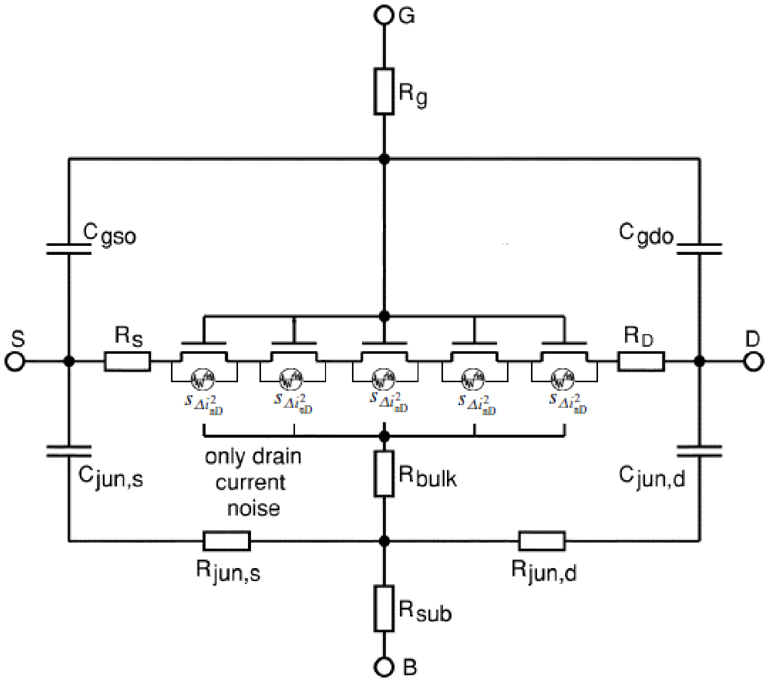
Απαραίτητο βέβαια για την ανάλυση των παραμέτρων θορύβου ήταν η μελέτη short-channel effects (το τρανζίστορ το οποίο μελετήθηκε είχε μήκος L=70 nm), τα οποία επηρεάζουν την τιμή διαφόρων μεγεθών όπως για παράδειγμα την τιμή του thermal noise excess factor ή του φορτίου qd. Για το σκοπό αυτό, σε αυτή την περίπτωση, μελετήθηκε η επίδραση του συνδυασμού των φαινομένων κορεσμού ταχύτητας(velocity saturation) και διαμόρφωσης μήκους καναλιού (channel length modulation).

Επιπλέον, στο πλαίσιο αυτής της εργασίας έγινε προσομοίωση του θορύβου στον απαγωγό σε υψηλές συχνότητες με τον hpeesosfim στο IC-CAP ,με βάση το EKV3 μοντέλο. Πιο συγκεκριμένα, προσομοιώθηκε ο θόρυβος στον απαγωγό απο πολύ χαμηλές μέχρι πολύ υψηλές συχνότητες. Από τη γραφική παράσταση αυτής της προσομοίωσης παρατηρούμε τη μετάβαση από τον flicker θόρυβο που είναι κυρίαρχος σε χαμηλές συχνότητες, στον θερμικό θόρυβο σε πιο υψηλές. Τα αποτελέσματα για την τιμή του thermal noise εν συνεχεία επιβεβαιώνονται και από το αναλυτικό μοντέλο.

Παρόμοια με τον θερμικό θόρυβο στο drain, προσομοιώθηκε και εν συνεχεία υπολογίστηκε αναλυτικά ο induced gate noise. Πρόκειται για ένα είδος θορύβου που δημιουργείται στην πύλη εξαιτίας του capacitive coupling που υπάρχει ανάμεσα στο θορυβώδες κανάλι και στα τερματικά πύλη και υπόστρωμα. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από την προσομοίωση, ο induced gate noise είναι περίπου ανάλογος με το τετράγωνο της συχνότητας, ενώ σε ισχυρή αναστροφή και κορεσμό όσο αυξάνεται η τιμή της τάσης V_G η τιμή του παρουσιάζει πτώση γεγονός αναμενόμενο αν υπολογίσουμε ότι ο induced gate noise είναι αντιστρόφως ανάλογως της overdrive πόλωσης ($V_{ov}=V_{GS}-V_T$). Τα αποτελέσματα και αυτής της διαδικασίας επιβεβαιώνονται από το αναλυτικό μοντέλο. Απαραίτητο για την σωστή μελέτη του induced gate noise κρίθηκε και ο υπολογισμός της συσχέτισης φασματικής πυκνότητας ισχύος των ρευμάτων θορύβου πύλης και απαγωγού με βάση το μοντέλο φορτίων (CPSD). Κλείνοντας αυτό το κεφάλαιο κάναμε και μία προσέγγιση της συχνότητας στην οποία ο induced gate noise αρχίζει να κυριαρχεί έναντι του drain noise.

Συμπερασματικά, τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό των RF παραμέτρων θορύβου με βάση το μοντέλο φορτίων είναι ικανοποιητικά.Παρομοίως με τις RF παραμέτρους, η ανάλυση του θορύβου με βάση το αναλυτικό μοντέλο φορτίων πρώτης τάξης (first-order model) φαίνεται εξίσου αποδοτική, αφού προσεγγίζει τα αποτελέσματα της προσομοίωσης με το EKV3 μοντέλο σε αρκετά καλό βαθμό,την ίδια στιγμή που σε άλλα μοντέλα, όπως είναι το BSIM4, η ενσωμάτωση του RF θορύβου είναι ελλιπής. Μάλιστα αυτή η προσέγγιση του θορύβου με βάση το αναλυτικό μοντέλο, μπορεί να γίνει χωρίς να είναι απαραίτητη η εξαγωγή RF παραμέτρων. Τυχόν αποκλίσεις οφείλονται σε διάφορα φαινόμενα που δεν μελετήθηκαν σε αυτή την εργασία, όπως η επιρροή του κάθετου πεδίου στην μείωση της κινητικότητας των φορέων στο κανάλι (αφορά και τις RF παραμέτρους θορύβου),το φαινόμενο του carrier heating ή σε άλλα higher order effects. Μια τέτοια μελέτη, πάνω δηλαδή σε φαινόμενα υψηλότερης τάξης, θα μπορούσε να οδηγήσει στην βελτίωση της προσέγγισης του θορύβου με βάση το αναλυτικό μοντέλο φορτίων.

Μια διαφορετική διαδικασία επίσης που θα μπορούσε να εκτελεστεί για τον υπολογισμό του θορύβου στην πύλη (induced gate noise) βασίζεται στην κατάτμηση του τρανζίστορ σε N αριθμό τμημάτων (N-segments) όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα :



Σχήμα 4.1 Μη στατικό RF CMOS μοντέλο, αποτελούμενο από πέντε τμήματα (segments). Κάθε τμήμα διαθέτει μία μόνο πηγή ρεύματος θορύβου στον απαγωγό. Το φαινόμενο του μη στατικού θορύβου στην πύλη (induced gate noise) προκύπτει φυσιολογικά στο μοντέλο [14].

Σε αυτή την περίπτωση λοιπόν κάθε τμήμα του καναλιού είναι στατικό και διαθέτει μια πηγή θορύβου. Οι πηγές αυτές δεν συσχετίζονται μεταξύ τους.Το φαινόμενο του induced gate noise προκύπτει φυσιολογικά μέσα από αυτό το μοντέλο κατάτμησης εξαιτίας της κατανεμημένης χωρητικότητας στην πύλη.Ο θόρυβος στην πύλη προσεγγίζει την τιμή του θορύβου ενός απλού ενιαίου μοντέλου όταν ο αριθμός των τμημάτων του τρανζίστορ γίνει μεγαλύτερος της μονάδας.

Αυτό το μοντέλο παρουσιάζει τέσσερα πολύ βασικά πλεονεκτήματα. Πρώτον, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε όλες τις περιοχές λειτουργίας του τρανζίστορ (weak, moderate and strong inversion). Δεύτερον, με αυτό το μοντέλο ο υπολογισμός συσχετιζόμενων πηγών θορύβου δεν είναι απαραίτητος. Επίσης, κατα τον υπολογισμό της φασματικής πυκνότητας ισχύος του ρεύματος θορύβου στην πύλη $S_{\Delta I^2_{nG}}$ δεν χρειάζεται να υπολογιστούν φαινόμενα κοντού καναλιού καθώς αυτά είναι ήδη υπολογισμένα μέσα από την αντίστοιχο μέγεθος $S_{\Delta I^2_{nD}}$ στον απαγωγό. Τέλος, αυτό το μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί και εκτός της μη στατικής περιοχής λειτουργίας του τρανζίστορ [12][14].

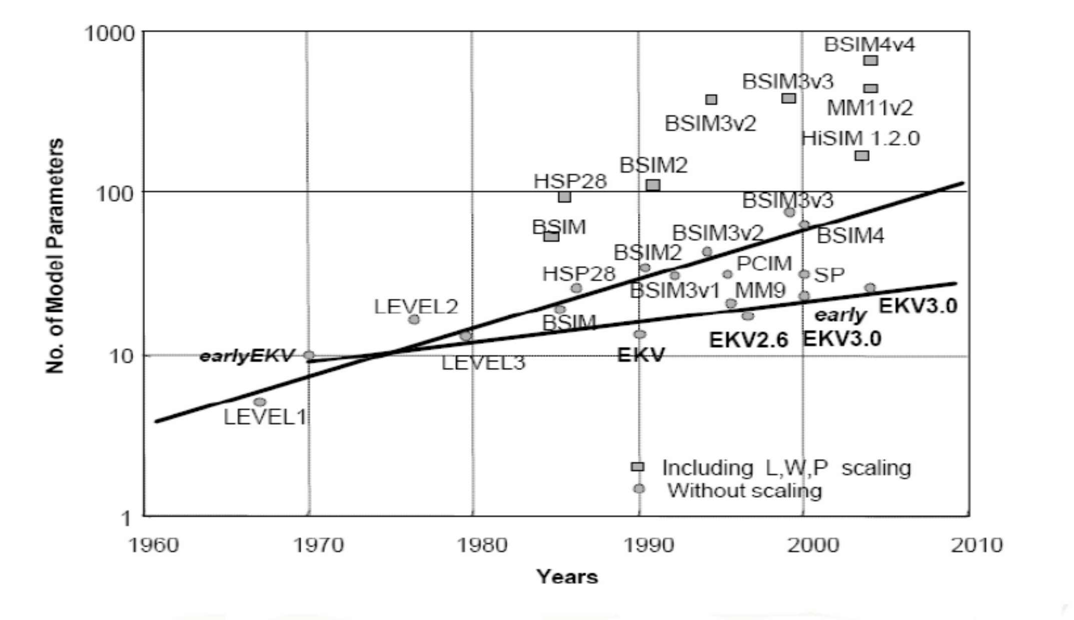
Συνεπώς, η ενσωμάτωση των τοπικών πηγών θορύβου, δηλαδή των ρευμάτων θορύβου του απαγωγού κάθε τμήματος, στον verilog-A κώδικα του EKV3 μοντέλου θα μπορούσε να βελτιστοποιήσει τη διαδικασία υπολογισμού του θορύβου στην πύλη του τρανζίστορ.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: ΤΟ EKV 3 ΜΟΝΤΕΛΟ

Σε αυτή την εργασία, η μοντελοποίηση των MOS διατάξεων στην περιοχή του θερμικού θορύβου αλλά και στην DC λειτουργία τους έγινε με τη βοήθεια του EKV3 μοντέλου. Το EKV3 μοντέλο αποτελεί ένα φυσικό μοντέλο το οποίο κατασκευάστηκε με βάση το μοντέλο φορτίων. Λέγοντας μοντέλο φορτίων αναφερόμαστε στις βασικές εξισώσεις που συνδέουν τάσεις, φορτία και ρεύματα και διέπουν τη λειτουργία των MOS διατάξεων. Βασικό του πλεονέκτημα σε σχέση με άλλα μοντέλα είναι ότι επιτρέπει την ομαλή και συνεχή λειτουργία των τρανζίστορ από ασθενή μέχρι και ισχυρή αναστροφή.

Α.1 Ιστορική αναδρομή

Εδώ και μια εικοσαετία περίπου γίνονταν προσπάθειες για τη σχεδίαση ενός συμμετρικού μοντέλου που θα πρόσφερε γραμμική λειτουργία τόσο σε ασθενή όσο και σε μέτρια και ισχυρή αναστροφή. Βασική προϋπόθεση ήταν να επιτευχθεί η ομαλή μετάβαση από τη μία περιοχή λειτουργίας στην άλλη προσφέροντας έτσι μια συνέχεια που θα έκανε τη δουλεία του σχεδιαστή πιο ευέλικτη. Το 1995 παρουσιάστηκε η πρώτη απλή μορφή του EKV μοντέλου με την ονομασία EKV2.3 ενώ δυο χρόνια αργότερα παρουσιάστηκε στο Πολυτεχνείο της Λοζάνης το EKV2.6 στου οποίου τις αρχές λειτουργίας στηρίζεται και η σχεδίαση του EKV3 μοντέλου.



Σχ Α.1 – Compact models Parameters Vs Time

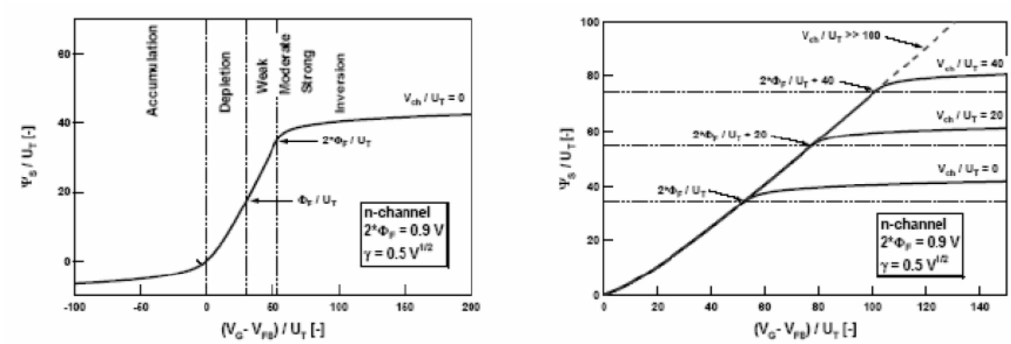
Α.2 Αρχές λειτουργίας του EKV3 μοντέλου

Η σχεδίαση αναλογικών CMOS κυκλωμάτων απαιτεί ένα μοντέλο το οποίο να είναι βασισμένο στη Φυσική, να έχει όσο το δυνατόν λιγότερες παραμέτρους και να ισχύει για όλο το φάσμα λειτουργίας του MOSFET. Πρέπει δηλαδή η λειτουργία του να διέπεται από απλές και αναλυτικές εξισώσεις που να περιγράφουν πλήρως τη συμπεριφορά του μοντέλου από την ασθενή μέχρι και την ισχυρή αναστροφή. Αυτά ακριβώς τα χαρακτηριστικά μας προσφέρει το EKV3 μοντέλο [20][22].

Ορισμός βασικών μεγεθών-λειτουργία σε ιδανικές συνθήκες

- Δυναμικό πύλη-σώμα (gate workfunction difference 'metal-semicond.'): Φ_{MS} [V]
- Δυναμικό επιφάνειας (surface potential): Ψ_S [V]
- Δυναμικό στο οξίδιο (oxide potential): Ψ_{ox} [V]
- Φορτίο πύλης (gate charge): Q'_G
- Φορτίο οξιδίου (oxide charge): Q'_{ox}
- Φορτίο στο ημιαγωγό (semiconductor charge): Q'_C
- Τα φορτία αναφέρονται ανά μονάδα επιφάνειας δηλ. [C/m^2]

- Χωρητικότητα (oxide capacitance) (ανά μονάδα επιφάνειας) C'_{ox} [F/m^2] $\quad \boxed{C'_{ox} = \dfrac{\varepsilon_{ox}}{T_{ox}}}$
- Δυναμικό επαφής (flat-band voltage) V_{FB} [V]: $\quad V_{FB} = \phi_{MS} - \dfrac{Q'_{ox}}{C'_{ox}}$
- θερμοδυναμική τάση U_T [V]: $\quad U_T = \dfrac{k \cdot T}{q}$
- Δείκτης σώματος γ [$V^{1/2}$]: $\quad \boxed{\gamma = \dfrac{\sqrt{2q\varepsilon_{si} \cdot N_{sub}}}{C'_{ox}}}$
  - φορτίο ηλεκτρονίου q, σταθερά Boltzmann k
- Δυναμικό quasi-Fermi Φ_F [V]: $\quad \boxed{\phi_F = U_T \cdot \ln\left(\dfrac{N_{sub}}{n_i}\right)} \quad \Psi_0 \cong 2\phi_F + 2...3U_T$
  - (Κατ'όγκον) συγκέντρωση ηλεκτρονίων n_i, ατόμων νόθευσης N_{sub} [m^{-3} ή cm^{-3}]
- … με τον ορισμό $\quad \Psi_{ox} = \dfrac{Q'_G}{C'_{ox}} \quad$ έχουμε: $\quad V_G - V_{FB} = \Psi_S - \dfrac{Q'_c}{C'_{ox}}$



Σχ Α.2 - Λειτουργία του MOSFET ανάλογα με VG , VFB , ΦF , VCH

- Συγκέντρωση φορτίων αναστροφής Q'_I και αρέωσης Q'_B

$$Q'_C = Q'_B + Q'_i$$

- Υπόθεση: $\Psi_S > 0$, τότε (μόνο) ισχύει: $Q'_B \cong -\gamma C'_{ox}\sqrt{\Psi_S}$

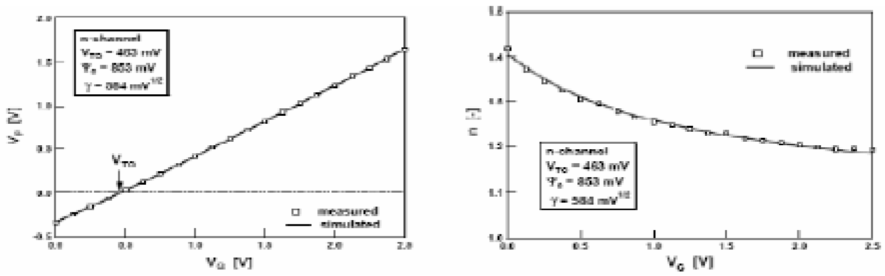
$$\boxed{V_G - V_{FB} = \Psi_S + \gamma\sqrt{\Psi_S} - \frac{Q'_i}{C'_{ox}}}$$

$$\Psi_{SP} = \Psi_S\big|_{|Q'_i|>>|Q'_B|} = V_G - V_{FB} - \gamma\left(\sqrt{V_G - V_{FB} + \frac{\gamma^2}{4}} - \frac{\gamma}{2}\right)$$

- Ψ_{SP} είναι το δυναμικό επιφάνειας 'pinch-off' (pinch-off surface potential) Ψ_{SP}
- Ορίζεται το δυναμικό 'pinch-off' (pinch-off voltage) ως: $V_P = \Psi_{SP} - \Psi_0$
- Ορίζεται η κλίση (slope factor) ως:

$$\boxed{n \equiv \left[\frac{\partial \Psi_{SP}}{\partial V_G}\right]^{-1} = 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\Psi_{SP}}} \cong 1 + \frac{\gamma}{2\sqrt{\Psi_0 + V_P}}}$$

- Τάση κατωφλίου V_{TO} [V] (threshold voltage): $\boxed{V_{TO} \equiv V_{FB} + \Psi_0 + \gamma\sqrt{\Psi_0}}$
- Τάση pinch-off V_P [V]: $V_P = V'_G - \Psi_0 - \gamma\left(\sqrt{V'_G + \frac{\gamma^2}{4}} - \frac{\gamma}{2}\right)$ $\quad V'_G = V_G - V_{FB} = V_G - V_{TO} + \Psi_0 + \gamma\sqrt{\Psi_0}$
    - Μια πολύ καλή (και χρήσιμη) προσέγγιση της V_P είναι: $\boxed{V_P \cong \frac{V_G - V_{TO}}{n}}$



Σχ 2.3 – Vp , n Vs Vg

A.2.2 Ρεύμα καναλιού

$$\boxed{I_D\big|_x = \mu W(-Q_i')\cdot\frac{\partial V_{ch}}{\partial x} \quad\equiv\quad \mu W\cdot\left[-Q_i'\frac{\partial \Psi_S}{\partial x}+U_T\frac{\partial Q_i'}{\partial x}\right]}$$

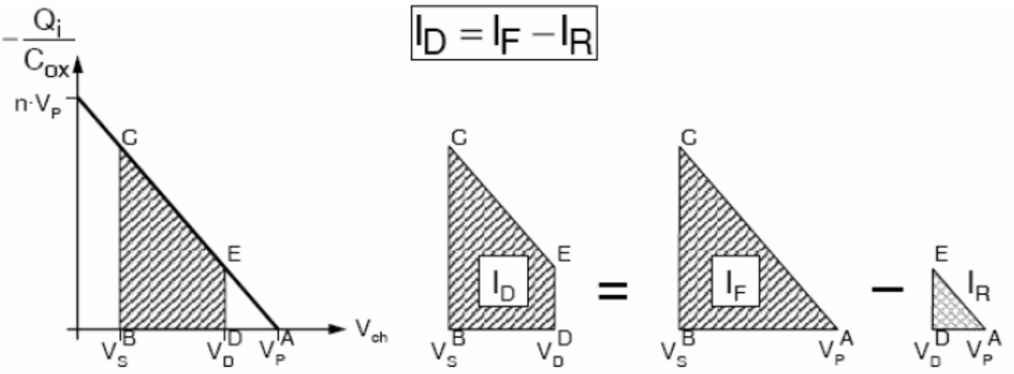
Προσέγγηση: γραμμική σχέση $Q'_i - \Psi_s$:
$$\frac{\partial \Psi_S}{\partial x}\cong\frac{1}{n\cdot C'_{ox}}\frac{\partial Q_i'}{\partial x}$$

Συνδέοντας τα παραπάνω:
$$I_D\big|_x = \mu W\cdot\left[-\frac{Q_i'(x)}{n\cdot C'_{ox}}+U_T\right]\frac{\partial Q_i'}{\partial x}$$

Ολοκλήρωση από source έως drain [υπόθεση I_D είναι σταθερό σε όλο το κανάλι]:

$$I_D=\mu\frac{W}{L}\cdot\left[\int_{Q_{iS}'}^{Q_{iD}'}\frac{-Q_i'}{n\cdot C'_{ox}}\cdot dQ_i'+\int_{Q_{iS}'}^{Q_{iD}'}U_T\, dQ'\right]=\mu\frac{W}{L}\cdot\left[\left(\frac{Q_{iS}'^{\,2}}{2n\cdot C'_{ox}}+U_TQ_{iS}'\right)-\left(\frac{Q_{iD}'^{\,2}}{2n\cdot C'_{ox}}+U_TQ_{iD}'\right)\right]$$
$$=I_F-I_R$$

με I_F το Forward και I_R το Reverse ρεύμα:



$$I_D=\beta\cdot\int_{V_S}^{V_D}\frac{-Q_i}{C_{ox}}\cdot dV_{ch}\;=\underbrace{\beta\cdot\int_{V_S}^{+\infty}\frac{-Q_i}{C_{ox}}\cdot dV_{ch}}_{\substack{\text{forward current } I_F\\ \text{controlled by } V_P-V_S}}\;-\underbrace{\beta\cdot\int_{V_D}^{+\infty}\frac{-Q_i}{C_{ox}}\cdot dV_{ch}}_{\substack{\text{reverse current } I_R\\ \text{controlled by } V_P-V_D}}$$

Απαραίτητο για τη σωστή αλλά και την ευκολότερη ανάλυση του μοντέλου είναι ο ορισμός των κανονικοποιημένων ρευμάτων forward και reverse:

$$\boxed{i_d \equiv \frac{I_D}{I_{spec}} = i_f - i_r \quad \text{με} \quad I_{spec} = 2 \cdot n \cdot \beta \cdot U_T^2}$$

$$\beta = \mu_n \cdot C_{ox} \cdot \frac{W}{L}$$

$$U_T \equiv \frac{k\ T}{q}$$

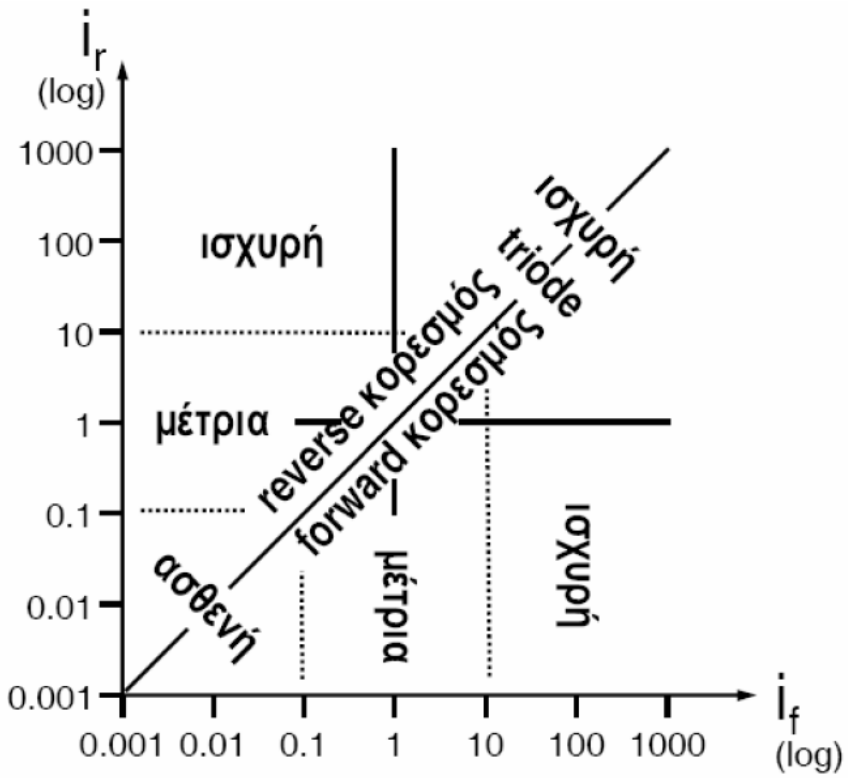
❖ Το ρέυμα καναλιού εξαρτάται ***μόνο*** από τα **φορτία** αναστροφής στο **source q_s** και στο **drain q_d**

$$\boxed{i_f = \frac{I_F}{I_{spec}} = q_s^2 + q_s \quad \text{και} \quad i_r = \frac{I_R}{I_{spec}} = q_d^2 + q_d}$$

$$q_s = q_i(\xi = 0) = Q_i(x = 0) / Q_{spec} = Q_{iS} / Q_{spec}$$

$$q_d = q_i(\xi = 1) = Q_i(x = L) / Q_{spec} = Q_{iD} / Q_{spec}$$

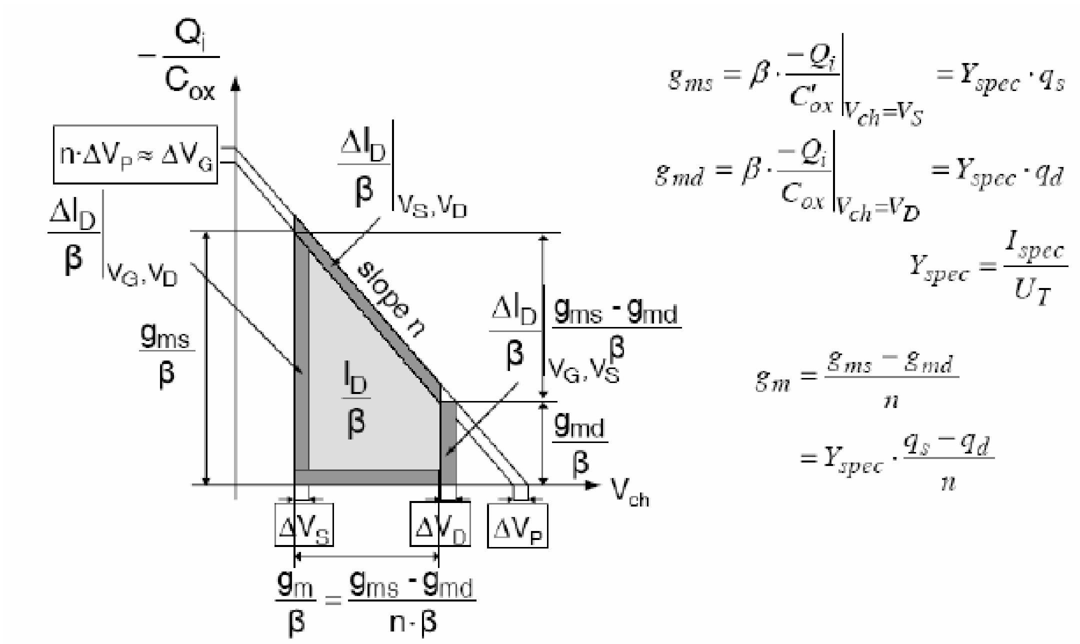
$$\text{με} \quad q_i = Q_i / Q_{spec} \quad \text{και} \quad Q_{spec} = -2 \cdot n \cdot C_{ox} \cdot U_T$$

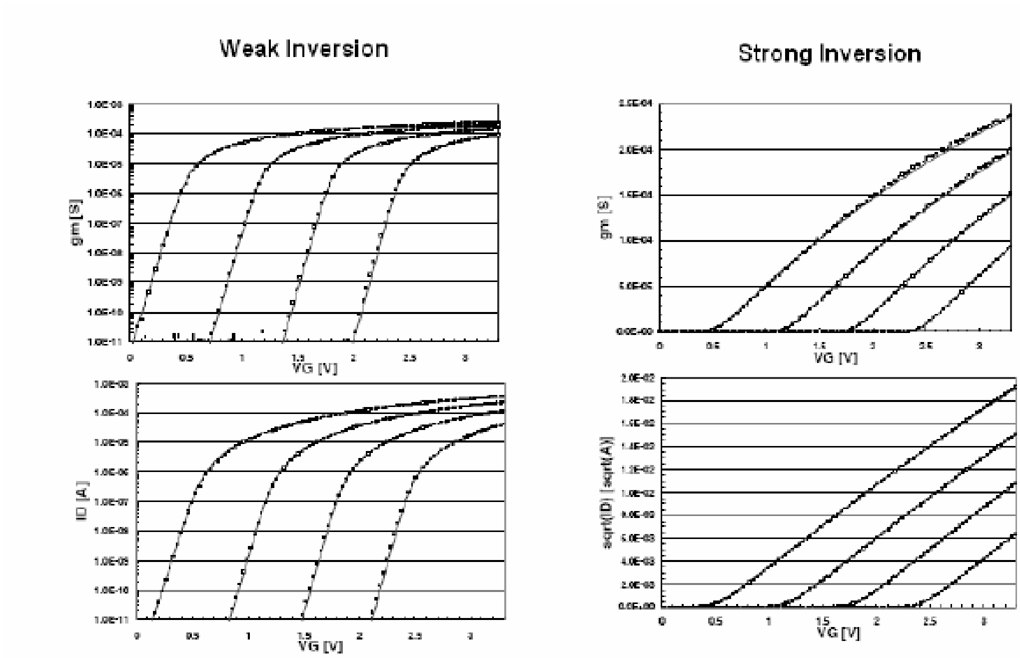


Σχ Α.4 – Επίπεδα αναστροφής του MOS τρανσίστορ (vs. if και ir)

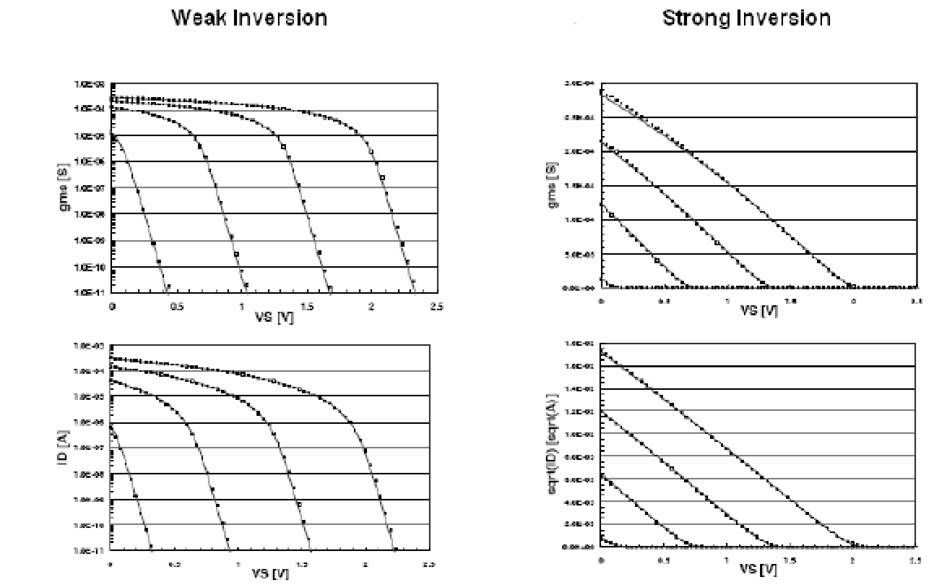
Σε περιοχή κορεσμού το κανονικοποιημένο ρεύμα Ir γίνεται ίσο με μηδέν , όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα.Άρα τότε I_d=I_f.

Παρακάτω ορίζονται οι διαγωγιμότητες ενώ παραθέτονται και κάποια γραφήαμτα που δείχνουν τη λειτουργία ενός τρανζίστορ σε ασθενή αλλή και ισχυρή αναστροφή:

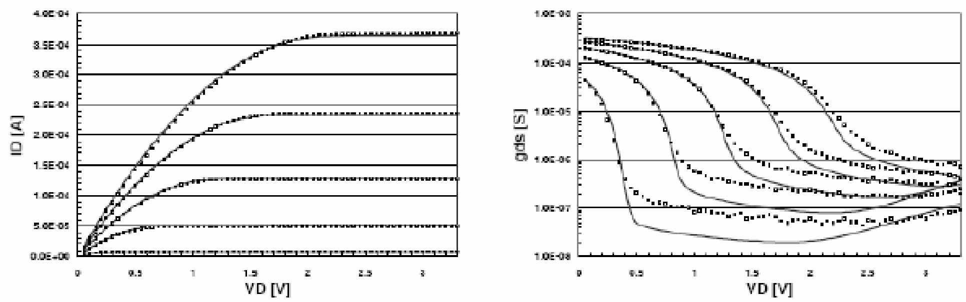




Σχ A.5 – Gm,Id Vs VG



Σχ Α.6 – Gms,Id Vs VS



Σχ Α.7 – Gds,Id Vs VD

A.2.3. Μη ιδανικά φαινόμενα που επηρεάζουν την απόδοση του MOSFET

Δύο κύρια φαινόμενα περιορίζουν την κινητικότητα των ηλεκτρονίων (οπών για PMOS) :

1) Με το κάθετο πεδίο λόγω **scattering**. Η κινητικότητα των ηλεκτρονίων περιορίζεται όταν το κάθετο πεδίο είναι είτε πολύ μεγάλο είτε πολύ μικρό (ιδιαίτερα με υψηλό NSub, χαμηλή θερμοκρασία. Κάτω από αυτές τις συνθήκες αυξάνονται οι συγκρούσεις των ηλεκτρονίων (οπών) με τον κρύσταλλο με αποτέλεσμα τη μείωση της κινητικότητας.
2) Με το οριζόντιο πεδίο λόγω περιορισμού της ταχύτητας **Velocity Saturation.** Αυτό αποτελεί την κύρια αιτία περιορισμού του ρεύματος ιδιαίτερα για τρανζίστορ μικρού L και παρατηρείται κυρίως στα NMOS. Σε αυτήν την περίπτωση το κανονικοποιημένο ρεύμα ισούται με:

$$i_d = \frac{\left(q_s^2 + q_s - q_d^2 - q_d\right)}{\left(1+\lambda_C\left(q_s - q_d\right)\right)^3} \quad \text{όπου} \quad \lambda_C = \frac{2U_T}{E_{crit}\left(L_{eff} - \Delta L_{clm}\right)}$$

Άλλα φαινόμενα που επηρεάζουν την απόδοση του τρανζίστορ είναι:
• Φαινόμενο Διαμόρφωσης μήκους καναλιού L **Channel Length Modulation.**
Βασικό του χαρακτηριστικό είναι ότι αυξάνει (επιδεινώνει) την αγωγιμότητα εξόδου του τρανζίστορ σε περιοχή κορεσμού (ισχυρή αναστροφή). Επίσης συνδέεται τόσο με το velocity saturation όσο και με το 2D πεδίο κοντά στο drain. Είναι ένα φαινόμενο που φαίνεται πιο έντονα για μειωμένο L.
• Αλλαγή του φαινομένου σώματος **Charge sharing.**
Αυτό που παρατηρείται είναι η μείωση της παραμέτρου GAMMA για κοντό L και η αύξηση της για στενό W.
• **Drain Induced Barrier Lowering (DIBL)**
Αυτό που χαρακτηρίζει το συγκεκριμένο φαινόμενο είναι η μείωση της τάσης κατωφλίου όταν έχουμε αυξημένη τάση V_{DS}.

Όλα τα παραπάνω φαινόμενα μοντελοποιούνται με τον καλύτερο τρόπο στο EKV3 μοντέλο με αποτέλεσμα οι προσομοιώσεις κυκλωμάτων με τη χρήση αυτού να προσεγγίζουν όσο το δυνατόν περισσότερο τις πραγματικές συνθήκες.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

[1] B. Razavi, "Design Of Analog CMOS Integrated Circuits", McGraw Hill, New York, October 2002.

[2] Α. Μπαζίγος, "Μοντελοποίηση MOS τρανζίστορ σε υψηλές συχνότητες", PhD Thesis, ΕΜΠ, 2008.

[3] F. N. Hooge, *"1/f Noise,"* Physica, Vol. 83B, pp. 14 – 23, 1976.

[4] Ν. Μαυρεδάκης, "Χαρακτηρισμός θορύβου χαμηλών συχνοτήτων σε σύγχρονες CMOS τεχνολογίες", MSc Thesis, Πολυτεχνείο Κρήτης, 2010.

[5] C. C. Enz, A. S. Porret, "Non-Quasi-Static (NQS) Thermal Noise Modelling of the MOS Transistor ", IEE Proc. – Circuits, Devices and Systems, Vol . 151, Nr. 2,pp. 155-166, April 2004.

[6] C. Enz, E. Vittoz, "Charge Based MOS Transistor Modelling ", John Wiley and Sons, 2006.

[7] M. L. Schmatz, "Noise parameter measurement", Phd Thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 1998 .

[8] M. Bucher, A. Bazigos, F. Krummenacher, J.-M. Sallese and C. Enz, "EKV3.0: An Advanced Charge Based MOS Transistor Model", in W . Grabinski , B. Nauwelaers, D. Schreurs (Eds.), Transistor Level Modelling for Analog / RF IC Design, pp.67-95, ISBN 1-4020-4555-7, Springer, 2006.

[9] M.-A. Chalkiadaki, "Small and Large Signal Modelling of MOSFETs at High Frequencies", Diploma Thesis, Technical University of Crete, Chania, Greece, October 2008.

[10] A. S. Roy, "Noise and Small- Signal Modelling of Nanoscale MOSFETs", PhD Thesis Nr. 3921, EPFL, 2007.

[11] C.-H. Chen, M. J. Deen, Y. Cheng, and M. Matloubian, "Extraction of the Induced Gate Noise, Channel Noise, and Their Correlation in Submicron MOSFETs from RF Noise Measurements", IEEE Trans. on Electron Devices , Vol. 48, No. 12, pp. 2884-2892 , March 2003.

[12] M. Bucher, A. Bazigos, "An Efficient Channel Segmentation Approach for a Large-Signal NQS MOSFET Model", Solid-State Electronics, Vol. 52, N° 2, pp. 275-281, Feb. 2008.

[13] C.-H. Chen, ”Noise Characterization and Modeling of Mosfets for RF IC Applications”, Phd Thesis, Mc Master University, September 2002.

[14] A. J. Scholten, L. F. Tiemeijer, R. van Langevelde, R. J. Havens, A. T. A. Zegers-van Duijnhoven , V . C . Venezia , " Noise Modeling for RF CMOS Circuit Simulation" , IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 50, No. 3, pp. 618 – 632 , March 2003.

[15] A. S. Roy and C. C . Enz, “Compact Modeling of Thermal Noise in the MOS Transistor”, IEEE Transactions on Electron Devices Vol 52 No. 4, April 2005.

[16] A.-S. Porret, “Design of a Low-Power and Low - Voltage UHF Transceiver Integrated in a CMOS Process”, Ph.D. Dissertation, EPFL, Thesis No. 2542, 2002.

[17] J.-S. Goo, C.-H. Choi, F. Danneville, E. Morifuji, H. S. Momose, Z. Yu , H. Iwai, T. H. Lee , R. W. Dutton, “ An Accurate and Efficient High Frequency Noise Simulation Technique for Deep Submicron MOSFETs ”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, No. 12, pp. 2410–2419, Dec. 2000.

[18] R. Navid , “Amplitude and Phase Noise in Modern CMOS Circuits”, Ph.D, Stanford University, June 2005.

[19] M. C. Schneider , C. Galup-Montoro, “CMOS Analog Design Using All-Region MOSFET Modeling ”, Cambridge University Press, 2010.

[20] M. Bucher, “Analytical MOS Transistor Modelling for Analog Circuit Simulation”, Ph. D. Thesis N^{o} 2114, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne (EPFL), Switzerland, 1999.

[21] A. Bazigos, M . Bucher , F. Krummenacher, J.- M. Sallese, A. - S . Roy , C. Enz, “EKV3 Compact MOSFET Model Documentation “, Technical Report, Technical University of Crete, Greece, 2008.

[22] M. Bucher, Lecture Notes, “Design of Analog CMOS Integrated Circuits”, Technical University of Crete, Greece, 2010.

[23] M.-A. Chalkiadaki, M. Bucher, “Large-signal RF modelling of MOSFETs with the EKV3 MOSFET model”, Journal of Telecommunications and Information Technology (JTIT), Vol. 1/2010, pp. 25-28, 2010.

[24] A. Bazigos, M. Bucher, P. Sakalas, M. Schroter, W. Kraus, “ High - frequency Compact Modelling of Si - RF CMOS “ , Phys. Status Solidi (c), Current Topics in Solid State Physics, Vol. 5, N° 12, pp. 3681-3685, December 2008.

[25] M. Bucher, A. Bazigos, S. Yoshitomi, N. Itoh " A Scalable Advanced RF IC Design-Oriented MOSFET Model ", Int. Journal of RF and Microwave Computer Aided Engineering, Vol. 18, N° 4, pp.314-325, 2008.