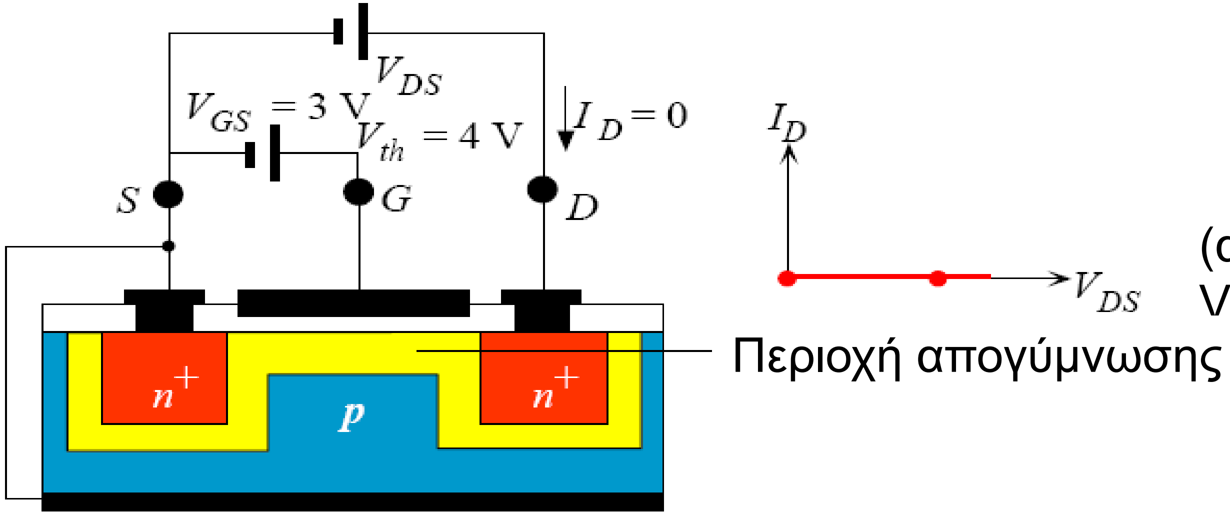
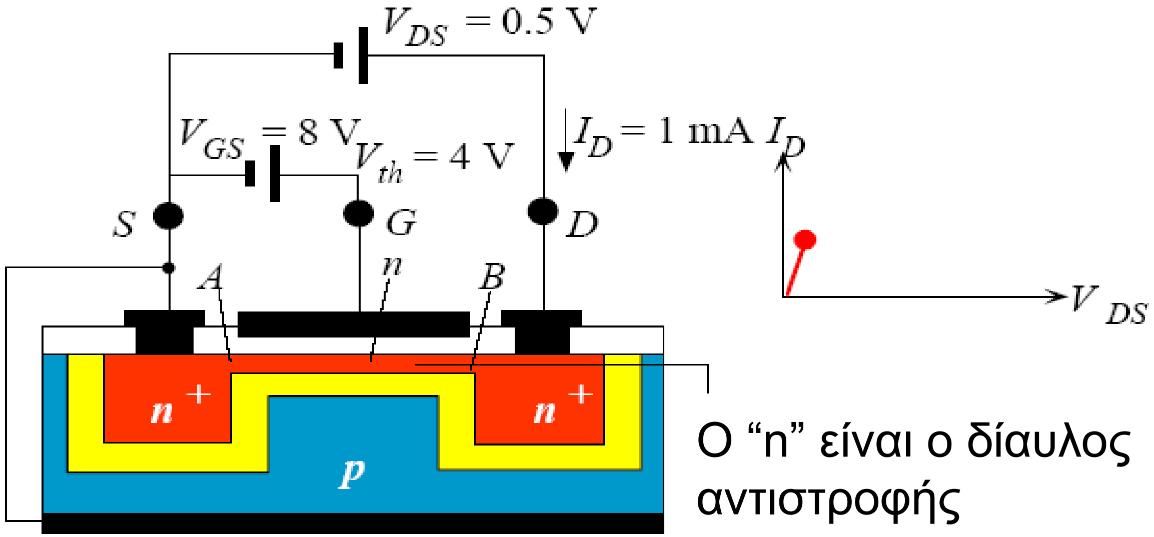
ΙΣΟΔΥΝΑΜΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ MOSFET

DC και AC

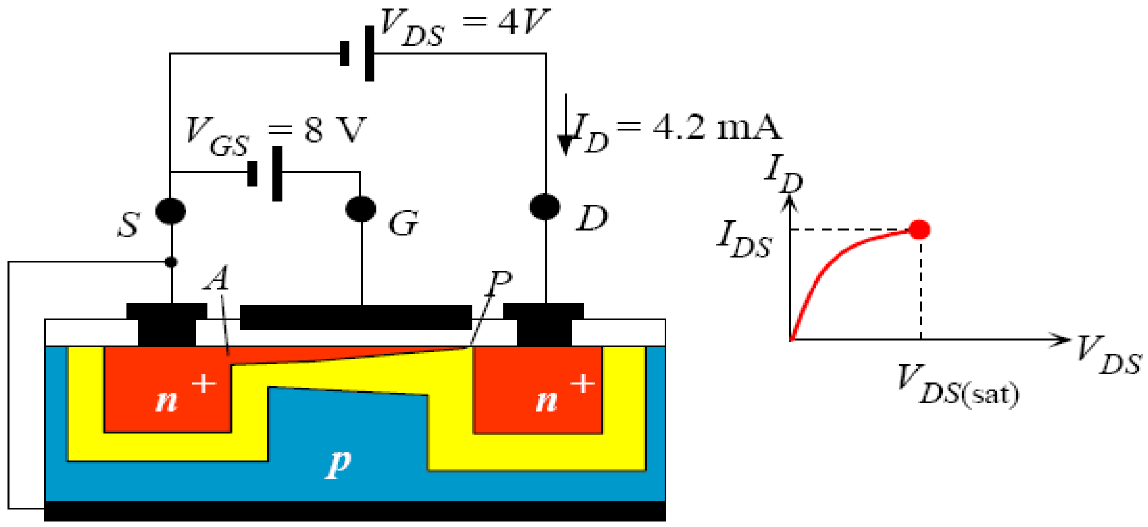
Ι. Ξανθάκης



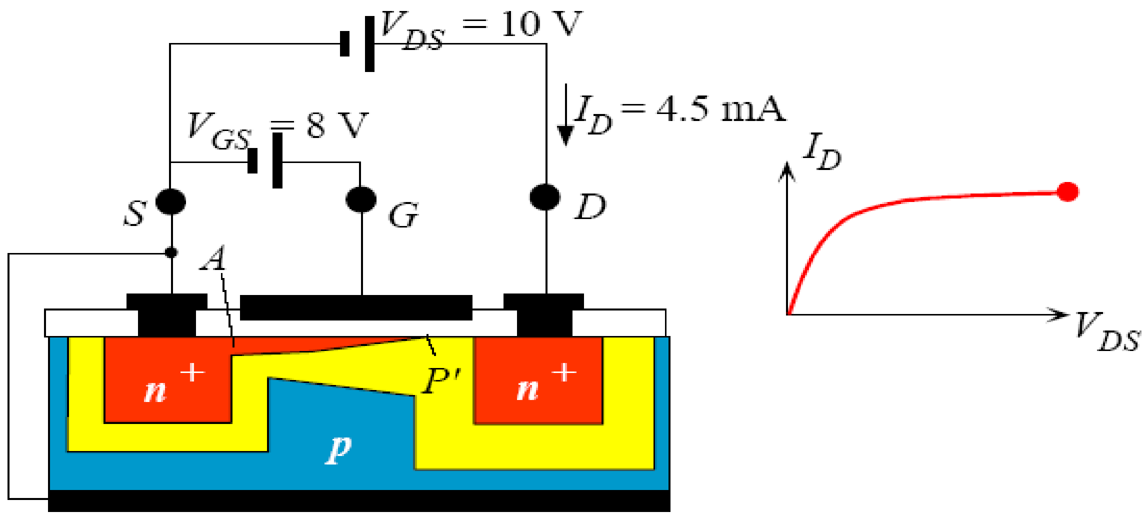
(α) Κάτω από το κατώφλι
$V_{GS} < V_{th}$ και $V_{DS} > 0$



(β) Πάνω από το κατώφλι
$V_{GS} > V_{th}$ και $V_{DS} < V_{DS(sat)}$



(γ) Πάνω από το κατώφλι $V_{GS} > V_{th}$ και κατάσταση κόρου $V_{DS}=V_{DS(sat)}$)



(δ) Πάνω από το κατώφλι $V_{GS} > V_{th}$ και περιοχή κορεσμού $V_{DS}>V_{DS(sat)}$)

ΤΑΣΗ ΚΑΤΩΦΛΙΟΥ (ΕΚΤΟΣ ΥΛΗΣ ΗΛΕΚΤΡ/ΚΗΣ Ι)

Το V_T ορίζεται ως το δυναμικό του G (δηλαδή $=V_G$) όταν έχει επέλθει αναστροφή
Του χαρακτήρα του ημιαγωγού. Πότε γίνεται αυτό;;

Όταν: $$\mathrm{E_c} - E_{Fn} = E_{Fp} - E_v$$

Τότε υπάρχουν τόσα ηλεκτρόνια όσες και οπές στο κυρίως σώμα.
Πότε γίνεται αυτό;

Όταν: V_{GS}=πτώση τάσης στο οξείδιο $+2\Psi_B$

Αλλά: $$\Psi_{\mathrm{B}} = \frac{\mathrm{KT}}{q} * \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) = \Phi_j$$ (κατά G_M)

Ακόμα ισχύει: $$\Delta V_{(o\xi\varepsilon\iota\delta.)} = V_{ox} = \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = \frac{Q_{bo}}{C_{ox}} (G_M)$$

Πόσο είναι το φορτίο στις άκρες του οξειδίου; **(ΕΚΤΟΣ ΥΛΗΣ ΗΛΕΚΤΡ/ΚΗΣ Ι)**

$$Q_{bo} = qN_A \ell = \sqrt{2qN_A \in (2\Phi_J)}$$

Όπου ℓ=μήκος περ.

Συνήθως υπάρχει η παρακάτω συνδεσμολογία =>ΒΛΕΠΕ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ=>

$$\Rightarrow Q_b = \sqrt{2qN_A \in (2\Phi_j + V_{SB})}$$

Μέχρι τώρα μιλήσαμε για μια ιδανική MOS δηλαδή:

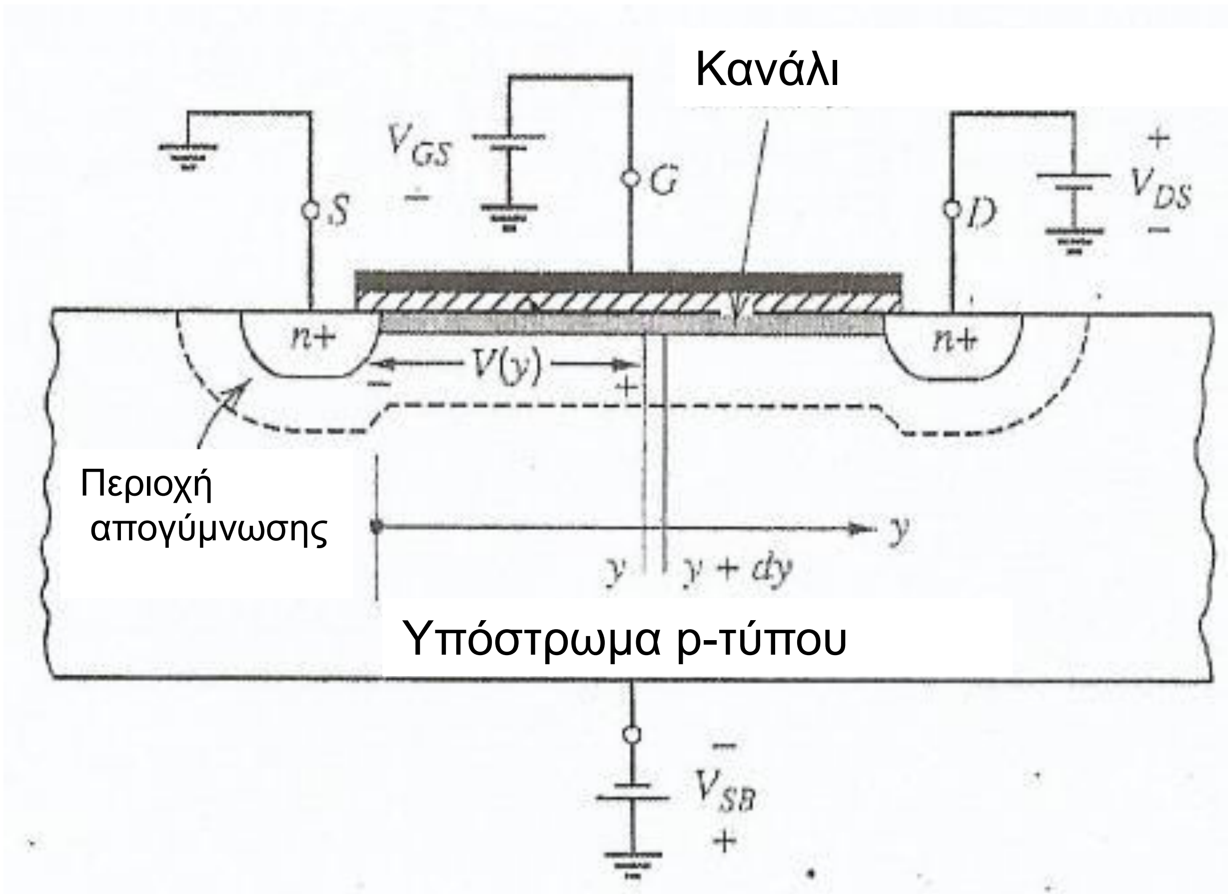
α) Αγνοήσαμε αρχικές πτώσεις (κάμψεις των E_c , E_v)= Φ_{ms}

β) Αγνοήσαμε τυχόν ατέλειες του οξειδίου ≡ εγκλωβισμένα φορτία στο σώμα του οξειδίου≡ Q_{ss}

Άρα τελικά έχω: $$V_T = \Phi_{ms} + 2\Phi_J + \frac{Q_b}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} = \Phi_{ms} + 2\Phi_J + \frac{Q_b}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} + \frac{Q_b - Q_{b0}}{C_{ox}} =$$

$$= V_{T0} + \gamma[\sqrt{2\Phi_j + V_{SB}} - \sqrt{2\Phi_j}]$$

Όπου γ≡ $\dfrac{1}{C_{ox}}\sqrt{2q \in N_A}$ και $C_{ox} = \dfrac{\in_{ox}}{t_{ox}}$



Κανάλι
V_{GS}
G
S
D
V_{DS}
n+
n+
V(y)
Περιοχή απογύμνωσης
y
y
y + dy
Υπόστρωμα p-τύπου
V_{SB}

ΕΞΑΓΩΓΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ DC

$$I_{\mathrm{D}} = \frac{dQ}{dt}$$

y – διεύθυνση κατά S→D

και $dQ=Q_I W dy$

προσοχή

$$Q_{\mathrm{I}} = \frac{Cb}{m^2} = Q_I(y)$$

αλλά $Q_I=C_{ox}[V_{GS}-V(y)-V_T]$

όπου $V(y)$- το μέρος του V_{SD} μέχρι το y

Ακόμα ισχύει:

$$dt = \frac{dy}{\upsilon_d(y)}$$

Αγνοώντας ότι το W δεν είναι σταθερό, λαμβάνω:

$$\mathrm{I}_D = WQ_I(y)\upsilon_d(y) = WQ_I(y)\mu_n\mathcal{E}(y) =$$

$$= WQ_I(y)\mu_n \frac{dV}{dy}$$

Όπου Ɛ(y) = ηλεκτρικό πεδίο στην διεύθυνση y

Χωρίζουμε τις μεταβλητές και έχουμε:

$$\int^{L} I_D dy = \int_0^{V_{DS}} WC_{ox}\mu_n[V_{GS} - V - V_T]dV \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I_D = \frac{k^{'}}{2} * \frac{W}{L}[2(V_{GS} - V_T)V_{DS} - V^2{}_{DS}]$$

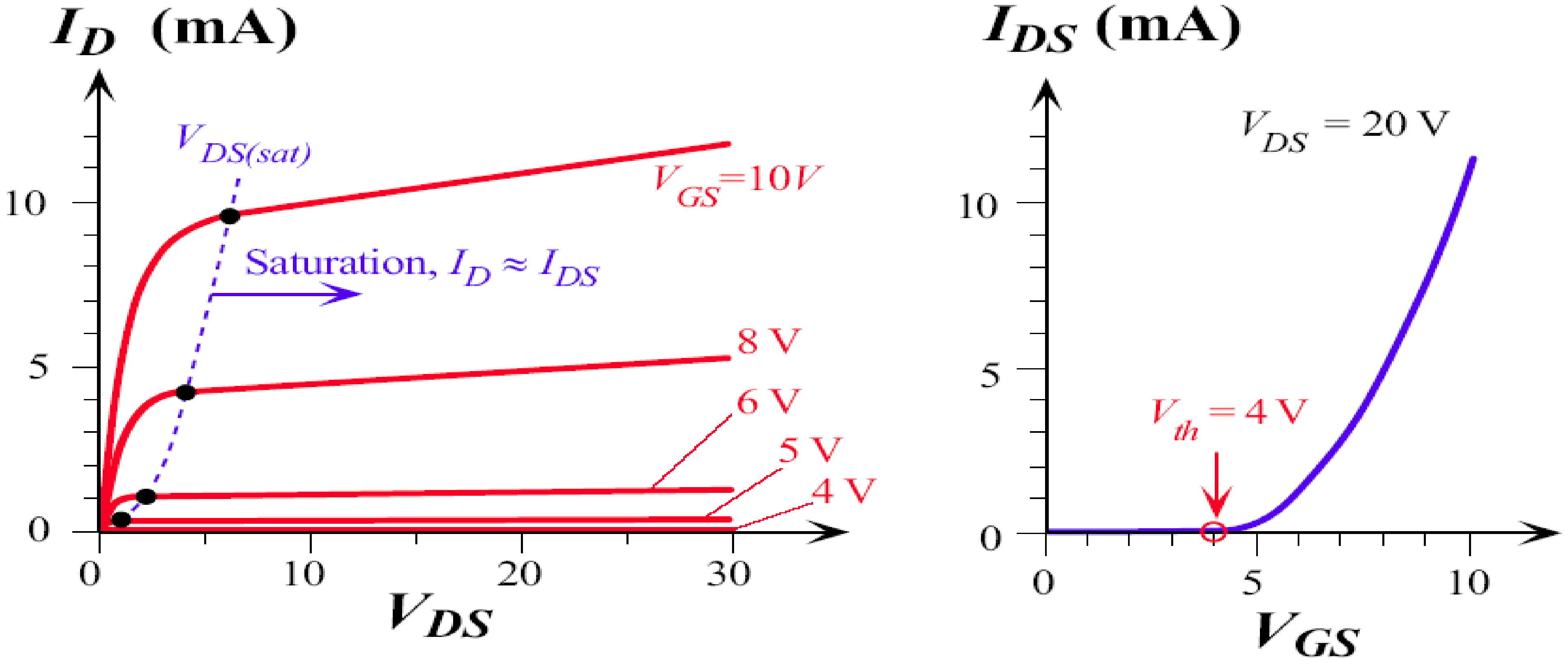
όπου: $\kappa^{'} = \mu_n C_{ox}$

Η προηγούμενη ανάλυση ισχύει με την προϋπόθεση ότι υπάρχει κανάλι το οποίο εκτείνεται από το S→D

Από το 3ο εξάμηνο γνωρίζουμε ότι αν: $V_{DS} > V_{DS(sat)}$)=VG-VT επέρχεται κορεσμός ρεύματος

Αντικαθιστώντας $V_{DS} = V_{DS(sat)}$) λαμβάνω:

$$I_D = \frac{\kappa'}{2} * \frac{W}{L}(V_{GS} - V_T)^2$$



(a) (b)

Οι χαρακτηριστικές δεν είναι απόλυτα οριζόντιες για τάση $V_D > V_{D(SAT)}$:

$$L_{eff} = L - x_d = f(V_d) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I_D = \frac{k'}{2} * \frac{W}{L_{eff}} (V_{GS} - V_T)^2 \Rightarrow$$

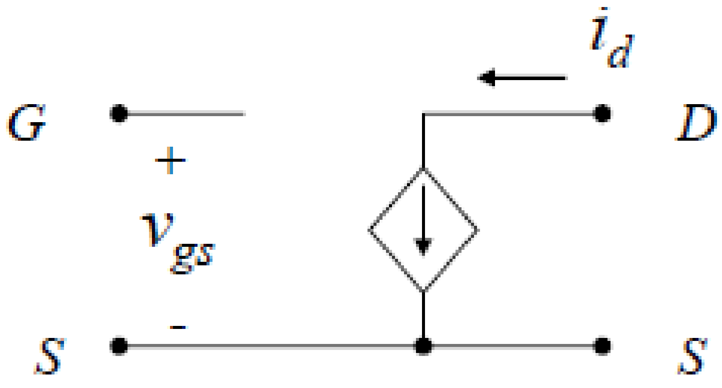
$$\Rightarrow \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} = \frac{I_D}{L_{eff}} * \frac{dx_d}{dV_{DS}} \neq 0$$

Επειδή η μεταβολή είναι σχεδόν γραμμική ορίζουμε:

$$V_A = I_D / dI_D / dV_{DS} = L_{eff} (\frac{dx_d}{dV_{DS}})^{-1}$$

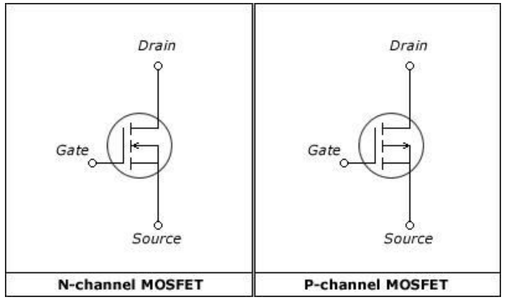
Και το ρεύμα I_D γίνεται: $$\mathrm{I}_D = \frac{\kappa'}{2} * \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2 * (1 + \frac{V_{DS}}{V_A})$$

Συνηθίζεται να γράφουμε λ=1/ V_A.
Προσέξτε ότι στην μέχρι τώρα ανάλυση δεν υπάρχει ρεύμα πύλης I_G αντίστοιχα I_B .
Προφανώς γιατί δεν περνάει κανένα ηλεκτρόνιο μέσα από το οξείδιο.
Άρα το ισοδύναμο κύκλωμα DC είναι:



$$= \frac{1}{2} K' \frac{W}{L} (V_{GS} - V_T)^2$$

$$r_G = \left(\frac{dI_D}{dV_{DS}}\right)^{-1}$$



ΓΕΝΙΚΑ ΠΕΡΙ ΙΣΟΔΥΝΑΜΩΝ ΚΥΚΛΩΜΑΤΩΝ ΑΣΘΕΝΟΥΣ ΣΗΜΑΤΟΣ

Συνδέουν το χρονικά μεταβαλλόμενο μέρος του ρεύματος με το μεταβαλλόμενο μέρος του δυναμικού. Συνήθως γράφουμε για το MOSFET

$$I_d(t) = I_D + i_d(t)$$

$$V_g(t) = V_G + u_g(t)$$

$$V_d(t) = V_D + u_d(t)$$

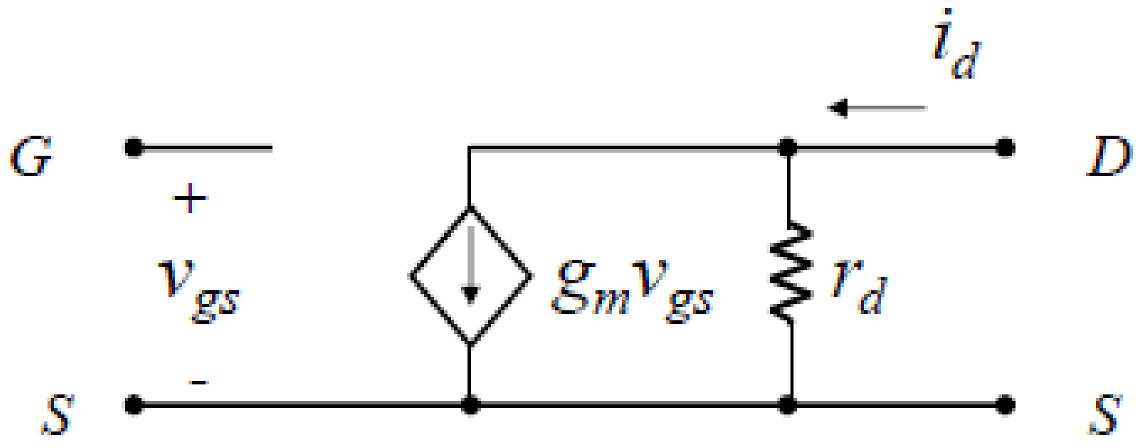
Έχουμε τις σχέσεις μεταξύ $i_d(t)$, $u_g(t)$, $u_d(t)$.

Το U_g θεωρείται είσοδος (input) και το i_d έξοδος (output).

Θεωρούμε πάντοτε ότι τα $|u_g|$, $|i_d|$ είναι μικρά έτσι ώστε να ισχύει το ανάπτυγμα κατά Taylor:

$$I_d(t) = I_D + \frac{\partial I_d}{\partial V_g} u_g + \frac{\partial I_d}{\partial V_d} u_d$$

Το ανάπτυγμα αυτό αναπαρίσταται γραφικά από:



Όπου:
$$g_m \equiv \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \qquad r_d = g_D \equiv \frac{\partial I_d}{\partial V_d}$$

Το g_m αναπαρίσταται ως γεννήτρια ρεύματος.

ΓΙΑΤΙ;;

ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ FET
ΙΣΟΔΥΝΑΜΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ FET

Μπορούμε τώρα να χρησιμοποιήσουμε την γενική θεωρία, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις του FET.

α) $$g_m \equiv \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = k' \frac{W}{L}(V_{GS} - V_T)(1+\lambda V_{DS})$$

Προφανώς είμαστε στην περιοχή του ΚΟΡΕΣΜΟΥ !!

Εάν $|\lambda V_{DS}| \ll 1$ $$\Rightarrow g_m = \frac{k'W}{L}(V_{GS} - V_T) = \sqrt{2k'\frac{W}{L} I_D}$$

Υπενθύμιση συμβολισμού.

I_d – συνολικό χρονικά μεταβαλλόμενο ρεύμα
I_D – σταθερό ρεύμα πόλωσης
i_d – AC συνιστώσα (ή σήμα)

$$\mathrm{I}_d(t) = I_D + i_d(t)$$

Στην παραπάνω απόδειξη χρησιμοποιήσαμε το $\dfrac{\partial \mathrm{I}_D}{\partial V_G}$ αντί του $\dfrac{\partial \mathrm{I}_d}{\partial V_G}$

Τώρα πάμε για κάτι καλύτερο.Έστω u_g η απόκλιση από το V_{GS}.

$$\mathrm{I}_d = \frac{k^{'}}{2} * \frac{W}{L}(V_{GS} + u_g - V_T)^2 = \frac{k^{'}}{2} * \frac{W}{L}[(V_{GS} - V_T)^2 + u_g{}^2 + 2(V_{GS} - V_T)u_g]$$

$$\mathrm{I}_d = I_D + \frac{k^{'}}{2} * \frac{W}{L}[2(V_{GS} - V_T)u_g + u_g{}^2] \Rightarrow$$

Αντικαθιστώντας για το σταθ. I_D:

$$\Rightarrow i_d = k^{'}\frac{W}{L}(V_{GS} - V_T)[1 + \frac{u_g}{2(V_{GS} - V_T)}]$$

Αγνοώντας τον 2ο όρο στις [….] =>$g_m = i_d/u_g$= ίδιο όπως προηγουμένως β) Χωρητικότητα κάτω από G

Στην γραμμική περιοχή: Εύκολο

$$C_{gs} = C_{gd} = \frac{C_{ox}WL}{2}$$

Στην περιοχή κορεσμού δύσκολο:

$$Q_T = WC_{ox}\int_0^L (V_{GS} - V(y) - V_T)\,dy$$

Θυμηθείτε: $\mathrm{I}_D = WC_{ox}(V_{GS} - V(y) - V_T)\mu_n \frac{dV}{dy}$

Αλλάζοντας dy με dV στο ολοκλήρωμα έχουμε: $Q_T = \frac{W^2 C_{ox\mu_n}}{I_D}\int_0^{V_{GS}-V_T} (V_{GS} - V - V_T)^2\,dV$

Εκτελώντας το ολοκλήρωμα και αντικαθιστώντας το I_D στην περιοχή κορεσμού έχουμε:

$$Q_T = \frac{2}{3} WLC_{ox} (V_{GS} - V_T) \Rightarrow \frac{\partial Q_T}{\partial V_{GS}} \equiv C_{gs} = \frac{2}{3} WLC_{ox}$$

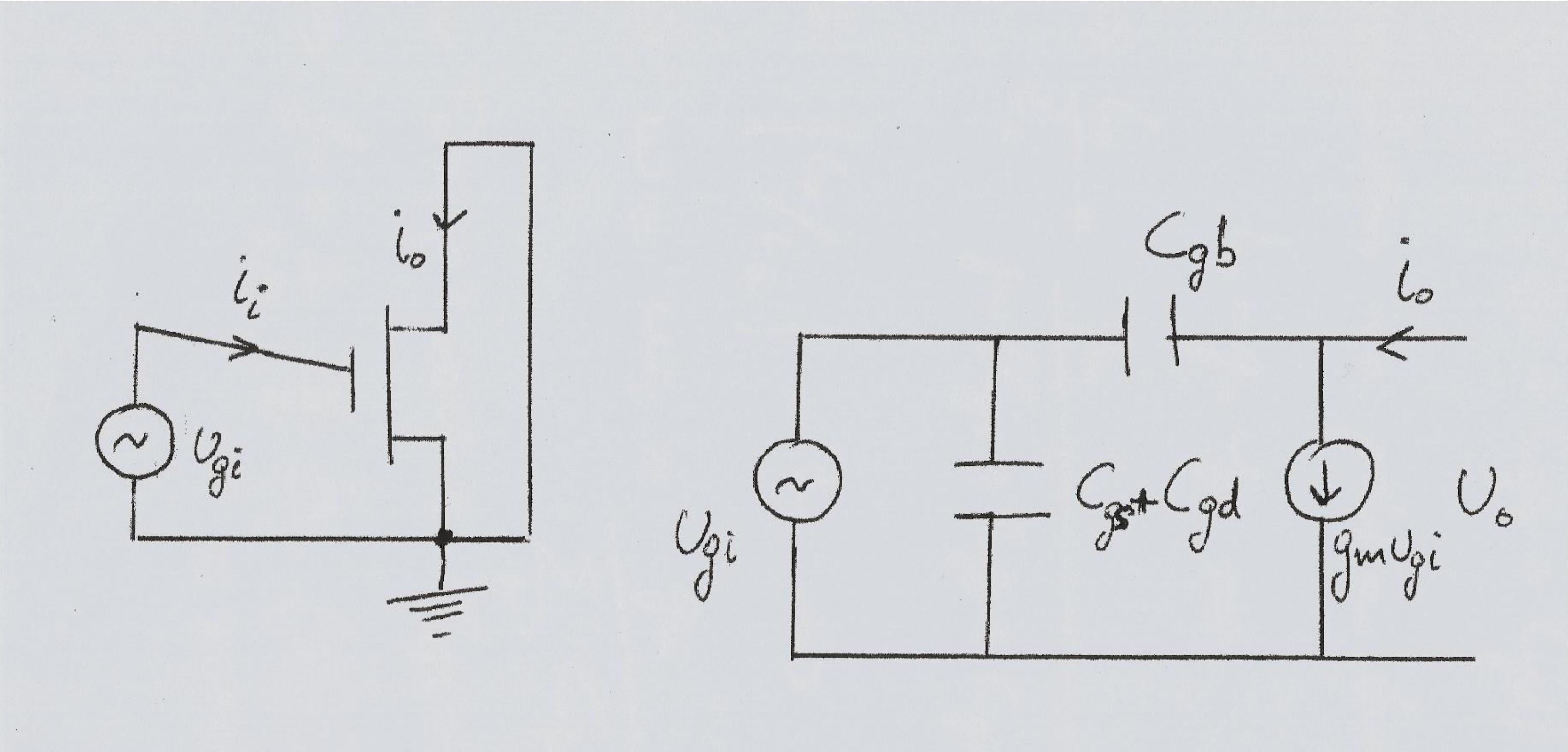
γ) Αντίσταση εισόδου **σχεδόν άπειρη**

δ) Αντίσταση εξόδου προέρχεται από την μικρή κλίση των $I_D = f(V_D)$ για την οποία ξέρουμε:

$$\frac{\Delta V_{DS}}{\Delta I_D} \equiv r_o = \frac{V_A}{I_D} = \frac{1}{\lambda I_D}$$

$V_A \equiv$ τάση Early

ε) Τέλος θα πρέπει να συμπεριλάβουμε την χωρητικότητα της περιοχής αραίωσης στο Drain $\equiv C_{gd}$



ΙΣΟΔΥΝΑΜΟ ΚΥΚΛΩΜΑ ΑΣΘΕΝΟΥΣ ΣΗΜΑΤΟΣ MOSFET

Συχνότητα αποκοπής.

Επειδή S με D είναι βραχυκυκλωμένα έχουμε:

$$i_d = i_{in} = j\omega(C_{gs} + C_{gb} + C_{gd})u_{gs}$$

Αγνοώντας το ρεύμα διαμέσου του C_{gd} έχουμε:

$$i_o = g_m u_{gs} \Rightarrow \frac{i_{out}}{i_{in}} = \frac{g_m}{j\omega(C_{gs} + C_{gb} + C_{gd})}$$

Από: abs(i_{out}/i_{in})=1 => $\omega \equiv \omega_T = \dfrac{g_m}{\sum_\mu C_\mu} \Rightarrow$

Αν θεωρήσουμε C_{gs}>> C_{gb}+C_{gd} => $f_T = \dfrac{1}{2\pi}\dfrac{3}{2}\dfrac{\mu_n}{L^2}(V_{GS} - V_T) \equiv$ Νόμος MOORE