

Φυσική Ημιαγωγικών Διατάξεων

Α. Τασολάμπρου, Επ. Καθ. Τομέας Ε

atasolam@phys.uoa.gr



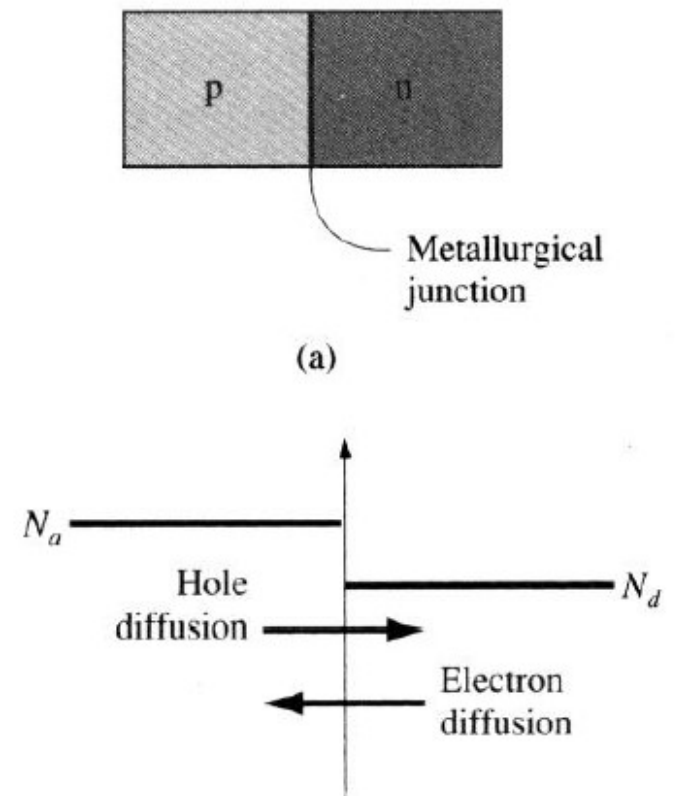
HELLENIC REPUBLIC
National and Kapodistrian
University of Athens
— EST. 1837 —

Φυσική Ημιαγωγικών Διατάξεων

Επαφή pn

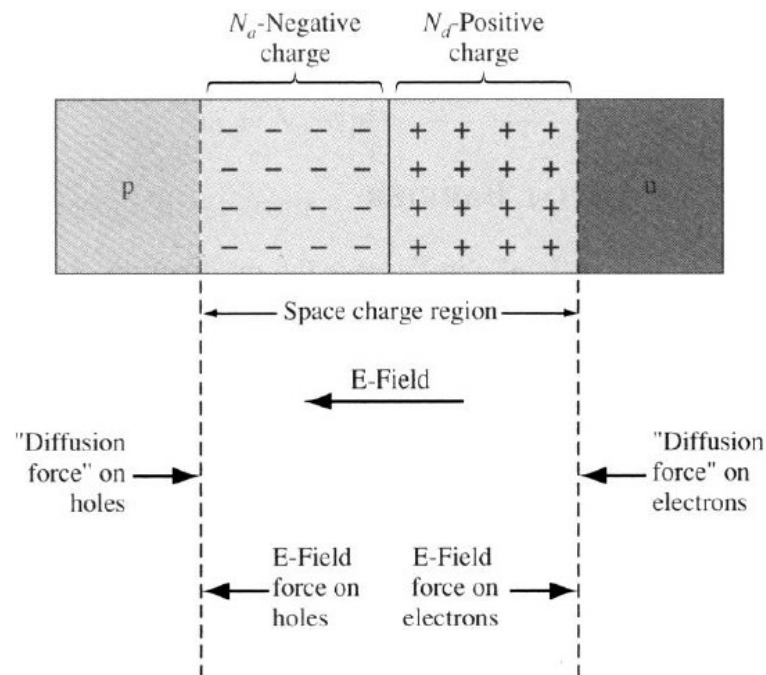
Θα μελετήσουμε την **επαφή pn** που δημιουργείται όταν φέρουμε σε επαφή ένα **ημιαγωγό τύπου n** και ένα **ημιαγωγό τύπου p**. Οι περισσότερες ημιαγωγικές διατάξεις περιέχουν τουλάχιστον μία επαφή pn που τους παρέχει τα χαρακτηριστικά εκείνα που απαιτούνται για ανορθωτές, ενισχυτές, κυκλώματα διακόπτη κ.λ. –

Στην πραγματικότητα μια επαφή pn δημιουργείται όταν σε ένα μονοκρυσταλλικό ημιαγωγό, η μια περιοχή του εμπλουτιστεί με προσμίξεις τύπου δότη, για τη δημιουργία της περιοχής τύπου n και η άλλη με προσμίξεις τύπου αποδέκτη, για τη δημιουργία της περιοχής p. Η διεπιφάνεια που ξεχωρίζει τις δύο περιοχές συνηθίζεται να λέγεται *μεταλλουργική επαφή*



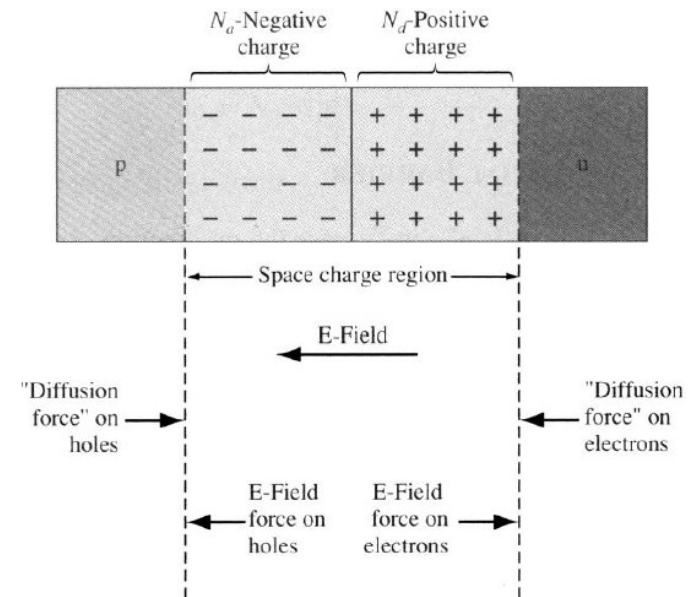
Επαφή pn

Στην πραγματικότητα δεν είναι δυνατόν να αλλάξει απότομα, σε κάποια εσωτερική επιφάνεια του ημιαγωγού, ο τύπος προσμίξεων από δότες σε αποδέκτες. Για λόγους απλούστευσης της ανάλυσης, θα θεωρήσουμε, αρχικά, ότι έχουμε τη λεγόμενη **απότομη επαφή pn**, όπου η συγκέντρωση προσμίξεων είναι ομοιόμορφη σε κάθε περιοχή και υπάρχει μία απότομη αλλαγή στον τύπο των προσμίξεων στην μεταλλουργική επαφή. Άρα στην μεταλλουργική επαφή θα υπάρχει αρχικά μία πολύ μεγάλη διαβάθμιση στις συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των οπών.



Επαφή pn

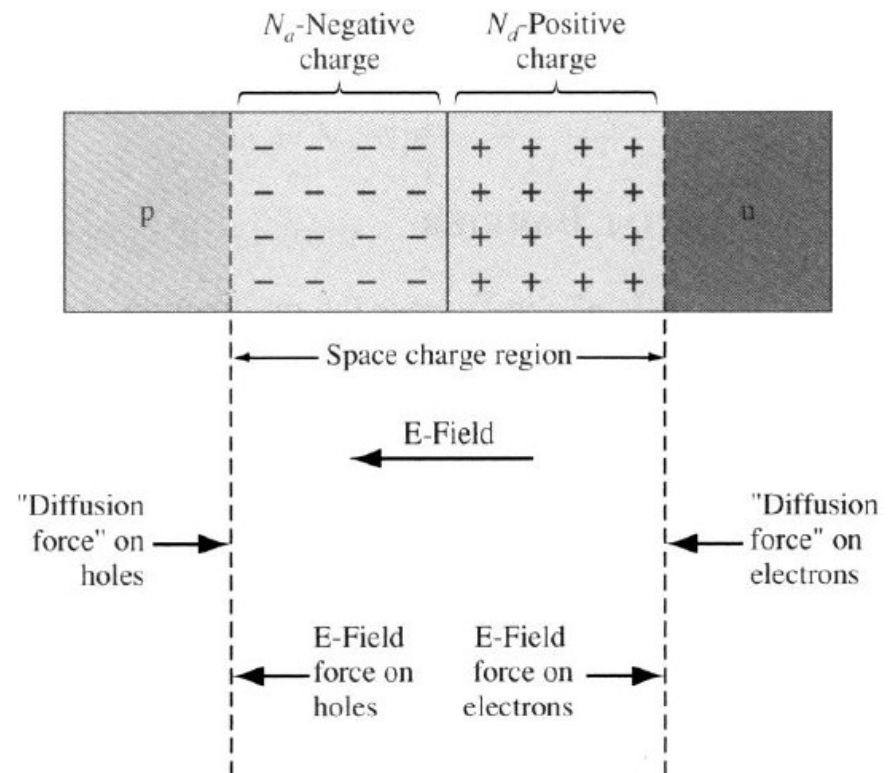
Ηλεκτρόνια, που είναι οι φορείς πλειονότητας της περιοχής n θα αρχίσουν **να διαχέονται** μέσα στην περιοχή p και αντίστοιχα οπές, που είναι οι φορείς πλειονότητας της περιοχής p, θα αρχίσουν να διαχέονται μέσα στην περιοχή n. Καθώς τα ηλεκτρόνια φεύγουν από την περιοχή n αφήνουν πίσω τους θετικά φορτισμένα άτομα δοτών. Αντίστοιχα οι οπές που εγκαταλείπουν την περιοχή p αφήνουν πίσω τους αρνητικά φορτισμένα άτομα αποδεκτών.



Οι δύο αυτές περιοχές αποτελούν την λεγόμενη περιοχή φορτίων χώρου (*space charge region*) Η περιοχή φορτίων χώρου ονομάζεται και περιοχή απογύμνωσης (*depletion region*) διότι έχει απογυμνωθεί από κάθε ευκίνητο φορέα.

Επαφή pn

Τα θετικά και τα αρνητικά φορτία των περιοχών n και p δημιουργούν ένα **ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή κοντά στην μεταλλουργική επαφή με φορά από το θετικό προς το αρνητικό φορτίο**. Στα άκρα τις περιοχής φορτίων χώρου θα ασκούνται στα ηλεκτρόνια και στις οπές δυνάμεις διάχυσης, που είναι αντίθετες από τις δυνάμεις που ασκούνται λόγω του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή φορτίων χώρου. Στην κατάσταση ισορροπίας οι δύο αυτές δυνάμεις που ασκούνται σε κάθε τύπο φορέα εξισορροπούνται.



Επαφή pn

επαφή pn σε κατάσταση **θερμικής ισορροπίας**

☐ δεν υπάρχουν ρεύματα

☐ δεν εφαρμόζεται κάποια εξωτερική τάση στην pn επαφή

Επαφή pn

Εάν θεωρήσουμε ότι δεν εφαρμόζεται καμία τάση στην επαφή τότε βρισκόμαστε σε **κατάσταση θερμικής ισορροπίας**. Το **επίπεδο Fermi** είναι **σταθερό** στο όλο σύστημα. Οι ζώνες αγωγιμότητας και σθένους θα **καμπυλώνονται** στην περιοχή φορτίων χώρου εφόσον οι θέσεις τους σε σχέση με το **επίπεδο Fermi** είναι διαφορετικές στην n και p περιοχή.

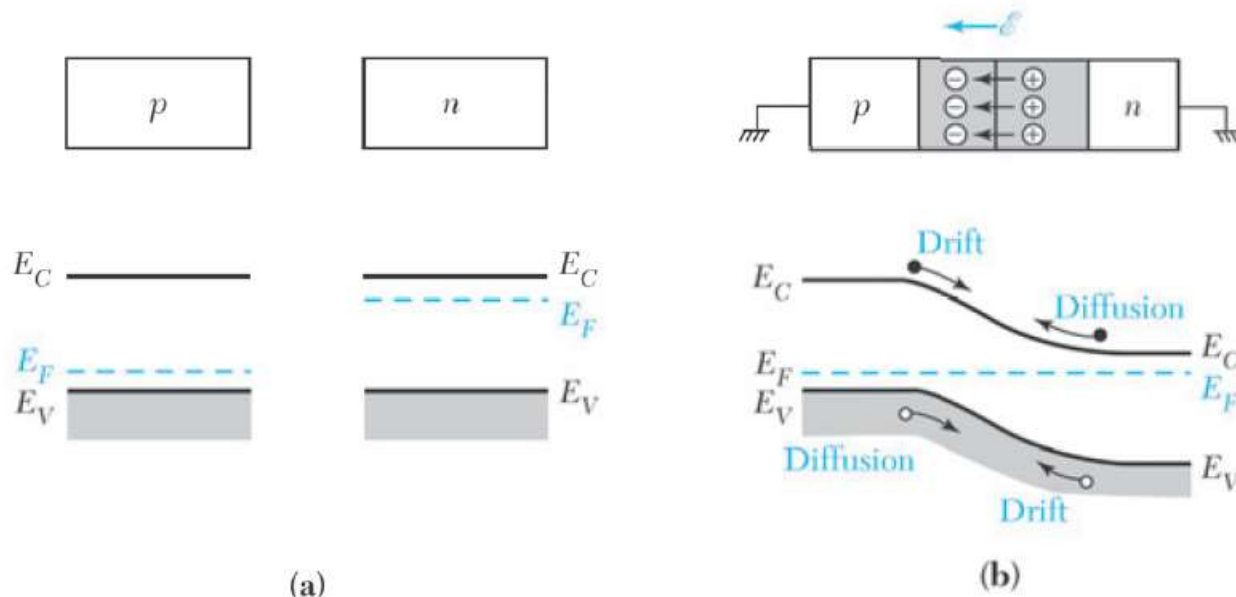
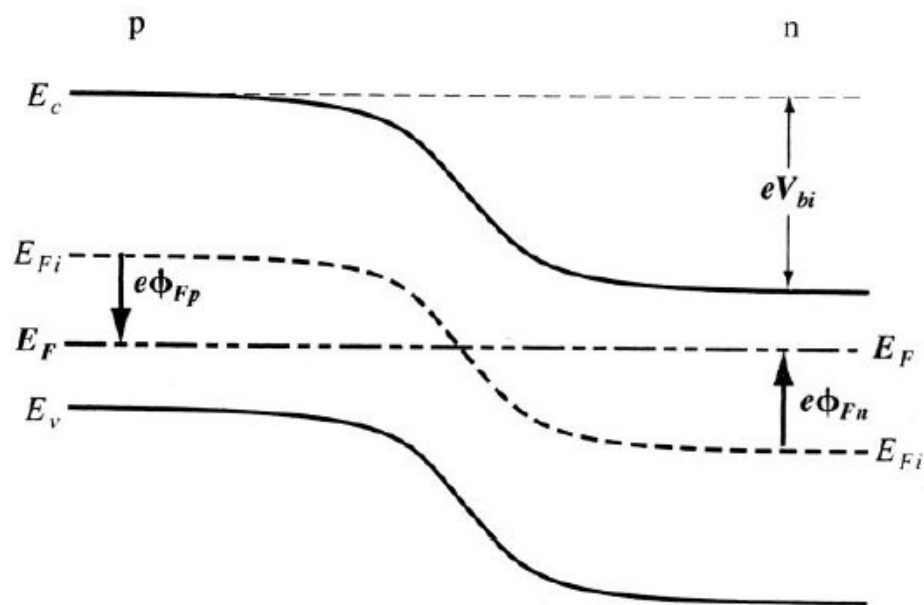
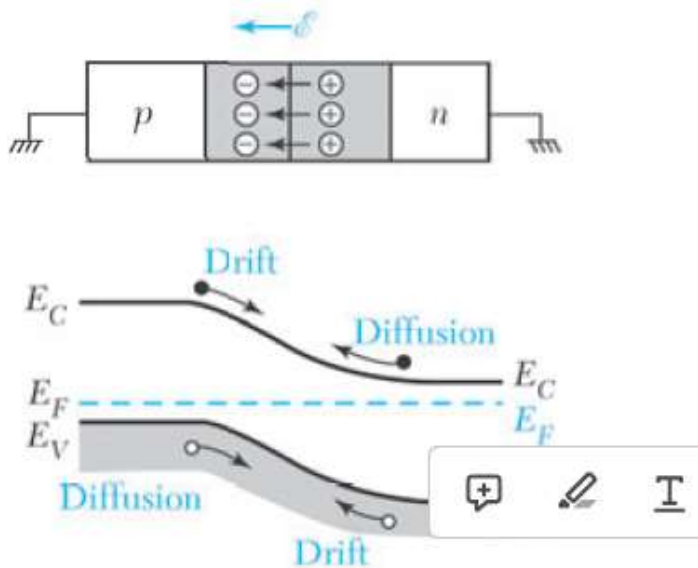


Fig. 2 (a) Uniformly doped p -type and n -type semiconductors before the junction is formed. (b) The electric field in the depletion region and the energy band diagram of a p - n junction in thermal equilibrium.

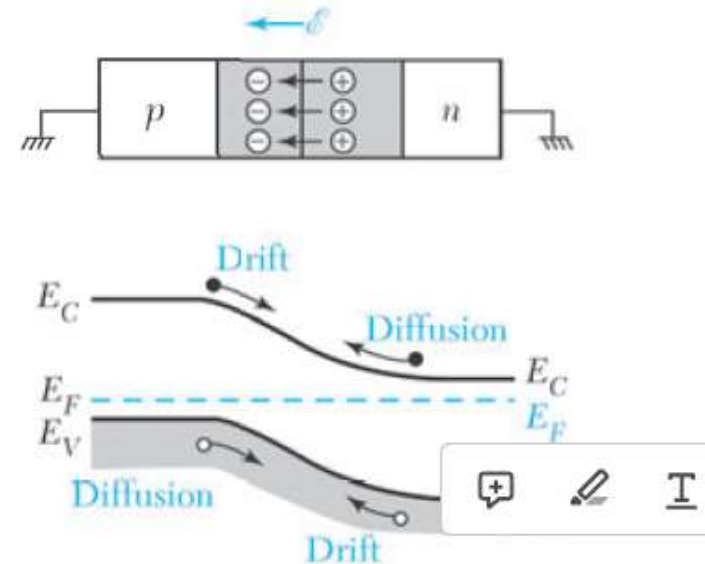
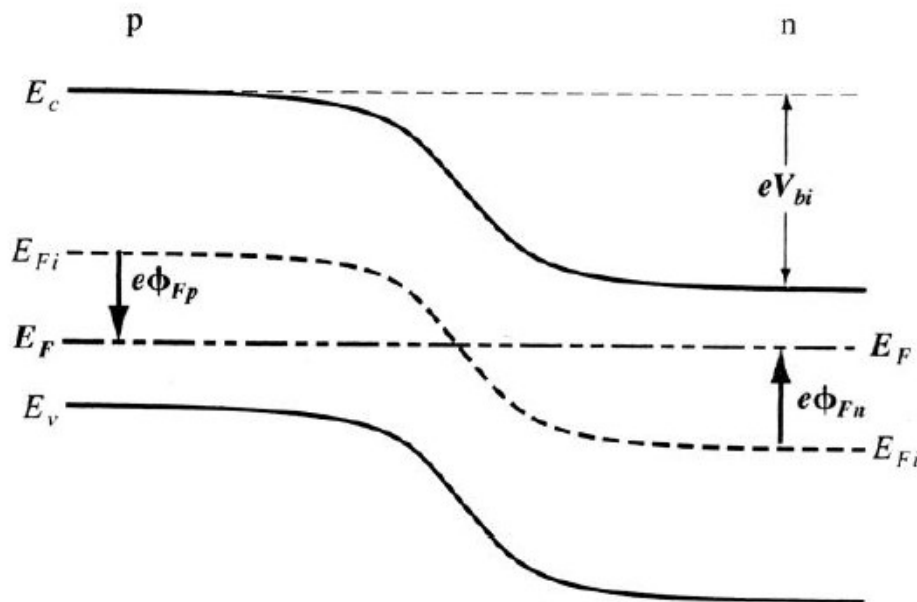
Επαφή pn

Εάν θεωρήσουμε ότι δεν εφαρμόζεται καμία τάση στην επαφή τότε βρισκόμαστε σε **κατάσταση θερμικής ισορροπίας**. Το **επίπεδο Fermi** είναι **σταθερό** στο όλο σύστημα. Οι ζώνες αγωγιμότητας και σθένους θα καμπυλώνονται στην περιοχή φορτίων χώρου εφόσον οι θέσεις τους σε σχέση με το επίπεδο Fermi είναι διαφορετικές στην n και p περιοχή.



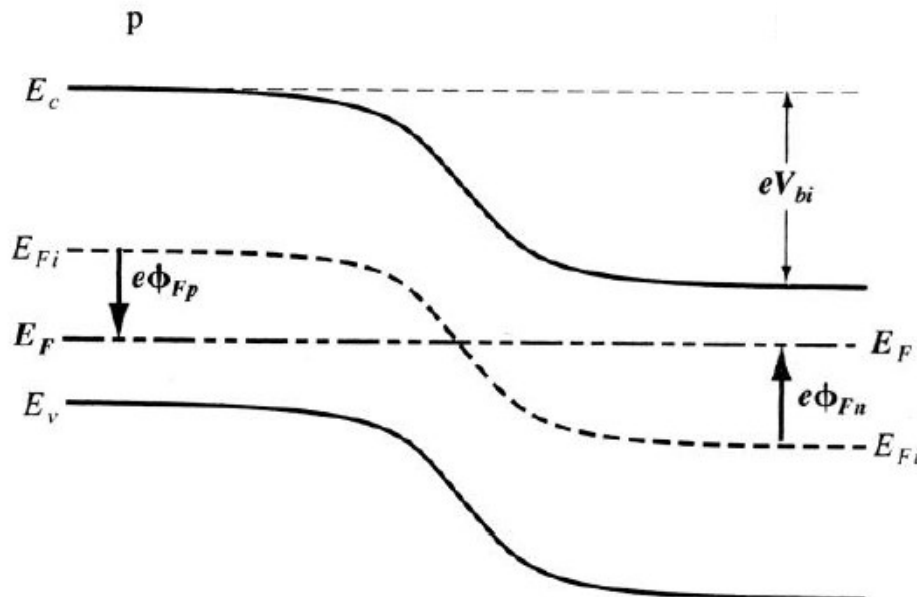
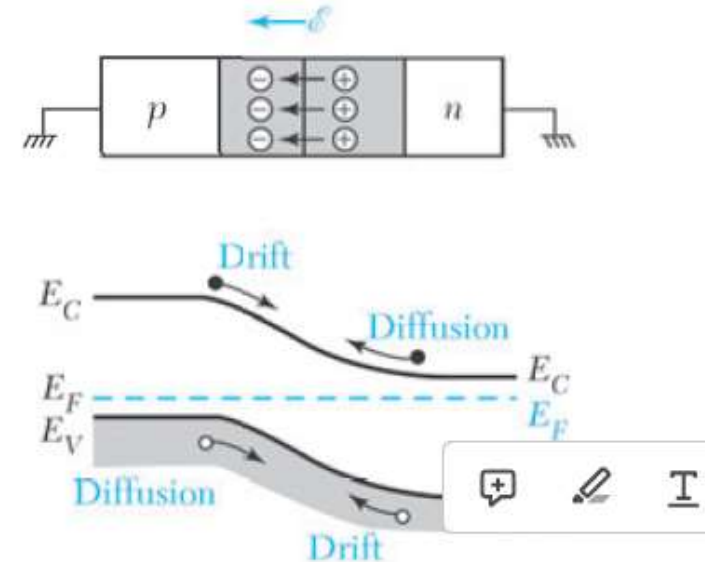
Επαφή pn

Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας στην περιοχή n βλέπουν ένα φραγμό δυναμικού όταν προσπαθήσουν να περάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας της περιοχής. Αυτό το ύψος φραγμού δυναμικού ονομάζεται **δυναμικό επαφής ή δυναμικό διάχυσης** (εφ' όσον οφείλεται ουσιαστικά σε διάχυση φορέων από την μια πλευρά της μεταλλουργικής επαφής στην άλλη) και συμβολίζεται με V_{bi} .



Επαφή pn

Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας στην περιοχή n βλέπουν ένα φραγμό δυναμικού όταν προσπαθήσουν να περάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας της περιοχής. Αυτό το ύψος φραγμού δυναμικού ονομάζεται **δυναμικό επαφής** ή **δυναμικό διάχυσης** (εφ' όσον οφείλεται ουσιαστικά σε διάχυση φορέων από την μια πλευρά της μεταλλουργικής επαφής στην άλλη) και συμβολίζεται με V_{bi} .

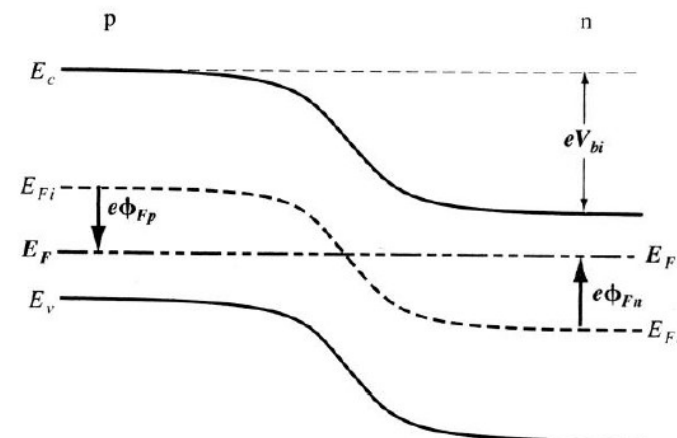
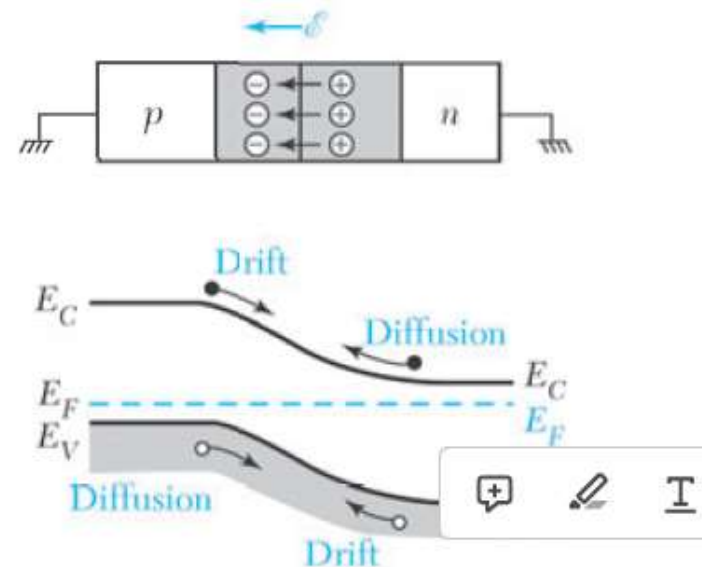


Η ολική διαφορά ηλεκτροστατικού δυναμικού μεταξύ των p- and n- (built in potential)

Επαφή pn

Το επίπεδο Fermi E_{Fi} στον ενδογενή ημιαγωγό ισαπέχει από τα άκρα της ζώνης αγωγιμότητας σε όλη την επαφή (όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3) και μπορούμε να υπολογίσουμε το δυναμικό επαφής χρησιμοποιώντας τη διαφορά μεταξύ των επιπέδων Fermi ενδογενούς ημιαγωγού στις περιοχές n και p. θα ισχύει:

$$V_{bi} = |\Phi_{Fn}| + |\Phi_{Fp}|$$



Φυσική Ημιαγωγικών Διατ

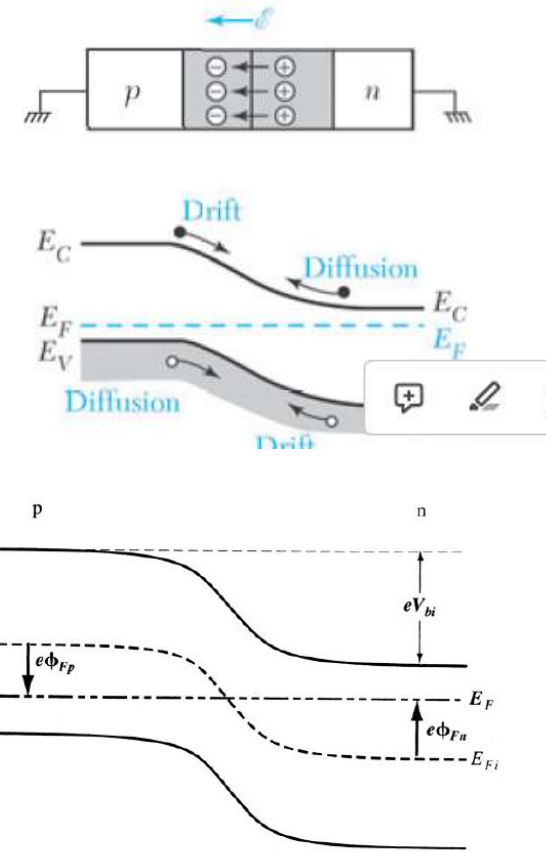
Στην περιοχή **n** η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας θα είναι:

$$n_o = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{(E_F - E_{Fi})}{kT}\right]$$

όπου n_i η συγκέντρωση φορέων ενδογενούς ημιαγωγού. Το δυναμικό Φ_{Fn} στην περιοχή **n** καθορίζεται σε:

$$e\Phi_{Fn} = E_{Fi} - E_F$$

Άρα
$$n_o = n_i \exp\left[\frac{-e\Phi_{Fn}}{kT}\right]$$



Επαφή pn

Αν θεωρήσουμε πλήρη ιονισμό των προσμίξεων ώστε το $n_o = N_d$ και λογαριθμήσουμε την 1.4 καταλήγουμε στην σχέση :

$$\Phi_{Fn} = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_o}{n_i}\right) \Rightarrow \Phi_{Fn} = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (1.5)$$

Αντίστοιχα στην περιοχή p η συγκέντρωση οπών είναι :

$$p_o = N_a = n_i \exp\left[\frac{(E_{Fi} - E_F)}{kT}\right] \quad (1.6)$$

και το δυναμικό Φ_{Fp} καθορίζεται ως :

$$e\Phi_{Fp} = E_{Fi} - E_F \quad (1.7)$$

Επαφή pn

Από τις (1.6) και (1.7) προκύπτει ότι:

$$\Phi_{\text{Fp}} = + \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_a}{n_i} \right) \quad (1.8)$$

Αν αντικαταστήσουμε τις (1.5) και (1.8) στην εξίσωση (1.1) καταλήγουμε στην παρακάτω έκφραση για το δυναμικό επαφής:

$$V_{\text{bi}} = + \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) = V_{\text{th}} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (1.9)$$

όπου $V_{\text{th}} = kT/e$ είναι η θερμική τάση.

δυναμικό επαφής ή δυναμικό διάχυσης
(built in potential)

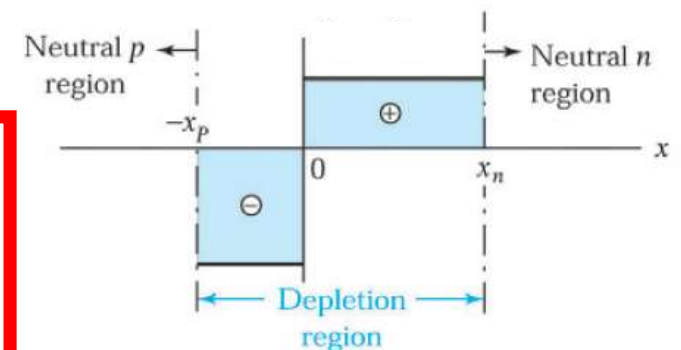
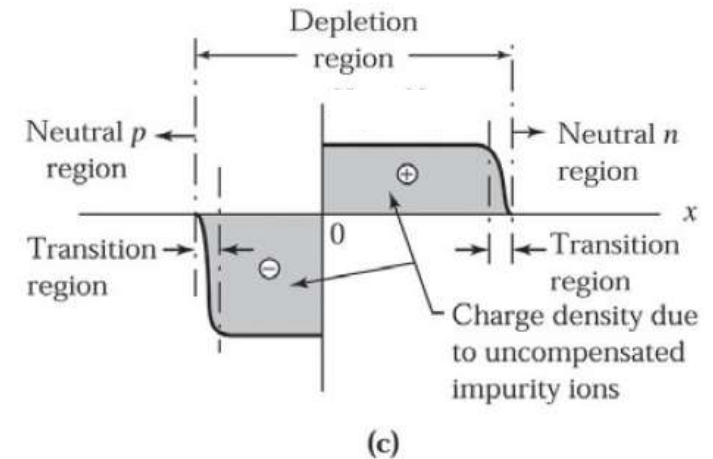
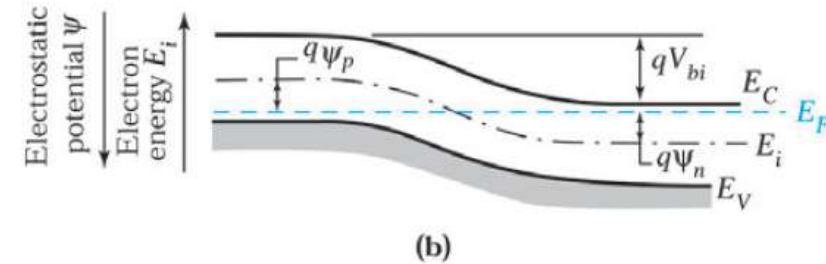
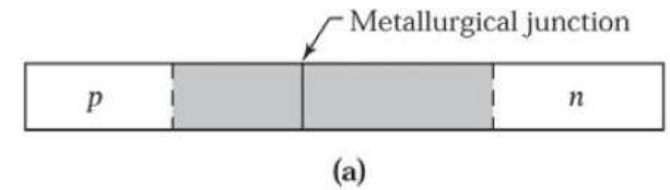
Επαφή pn

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = - \int \frac{eN_a}{\epsilon_s} dx = - \frac{eN_a}{\epsilon_s} x + C_1 \quad -x_p < x < 0$$

- όπου C_1 είναι η σταθερά ολοκλήρωσης.
- Το ηλεκτρικό πεδίο θεωρείται μηδενικό στην ουδέτερη p περιοχή για $x < -x_p$ εφόσον τα ρεύματα είναι μηδενικά στην θερμική ισορροπία και είναι μία συνεχής συνάρτηση.
- Η σταθερά ολοκλήρωσης υπολογίζεται θέτοντας $E=0$ για $x = -x_p$.

$$\frac{eN_a}{\epsilon_s} x_p + C_1 = 0 \Rightarrow C_1 = - \frac{eN_a}{\epsilon_s} x_p$$

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$



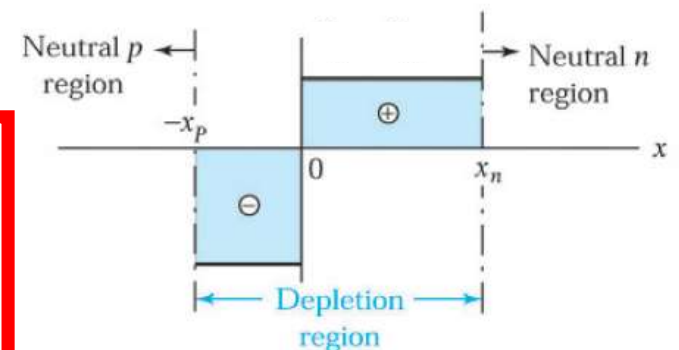
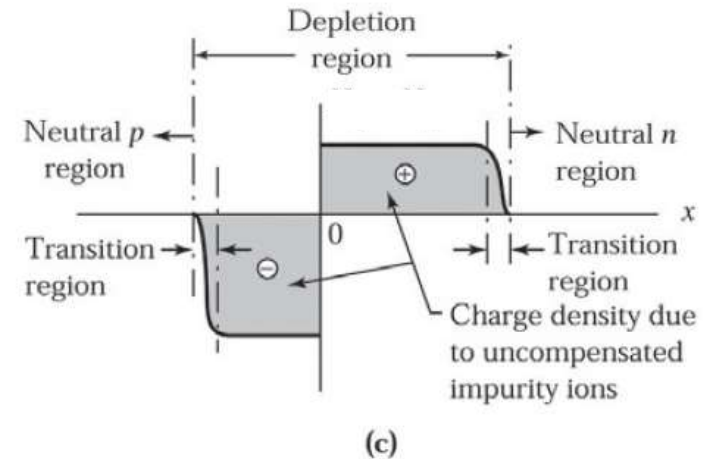
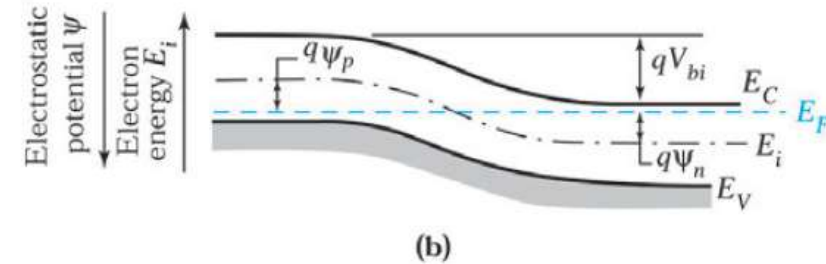
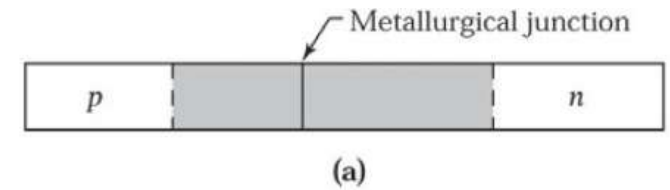
Επαφή pn

Στην **περιοχή n** το ηλεκτρικό πεδίο υπολογίζεται από τη σχέση :

$$E = \int \frac{(eN_d)}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_2$$

όπου C_2 η σταθερά ολοκλήρωσης. Αντίστοιχα η σταθερά C_2 υπολογίζεται θέτοντας $E=0$ για $x=x_n$ εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο θεωρείται μηδέν στην περιοχή n για $x > x_n$ και είναι συνεχής συνάρτηση.

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$



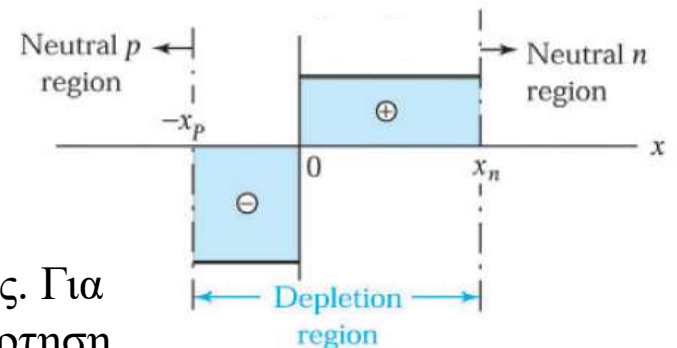
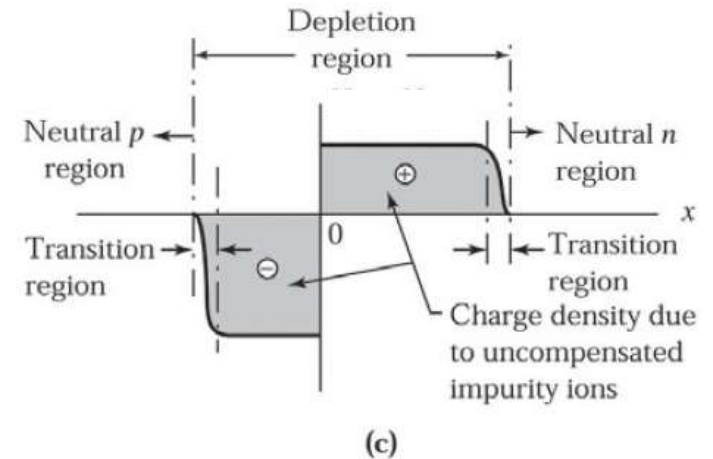
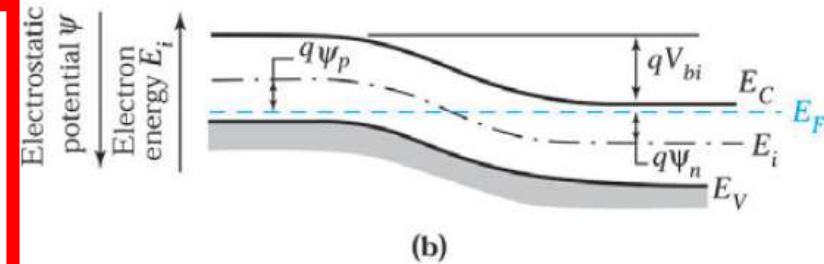
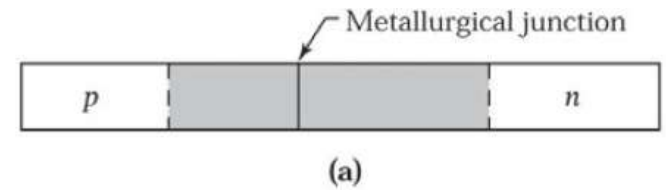
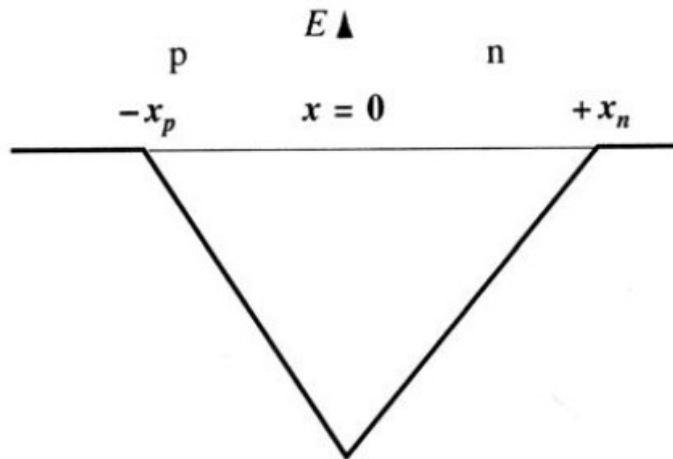
Επαφή pn

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

περιοχή p

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

περιοχή n



γραφική παράσταση του ηλεκτρικού πεδίου στη περιοχή απογύμνωσης. Για επαφή pn με ομοιόμορφη κατανομή προσμίξεων είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης από την επαφή με μέγιστη τιμή στην μεταλλουργική επαφή.

Επαφή pn

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

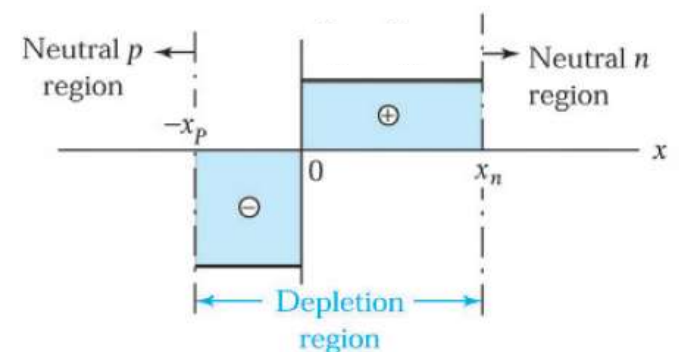
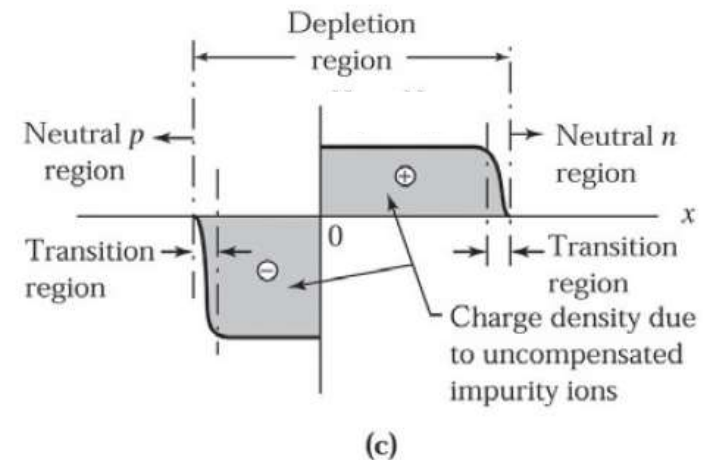
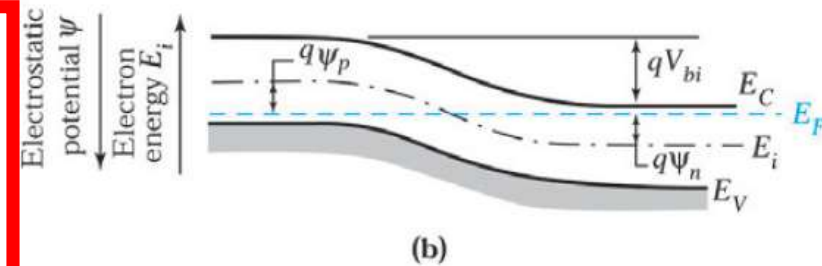
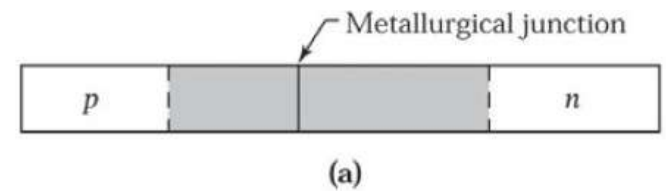
περιοχή p

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

περιοχή n

*το ηλεκτρικό πεδίο είναι συνεχής
συνάρτηση και στη μεταλλουργική επαφή*

$$N_a x_p = N_d x_n$$

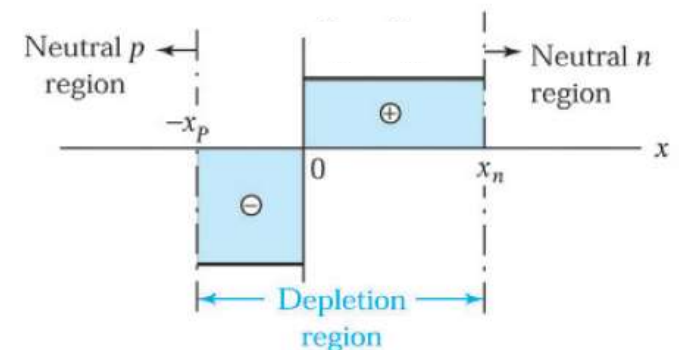
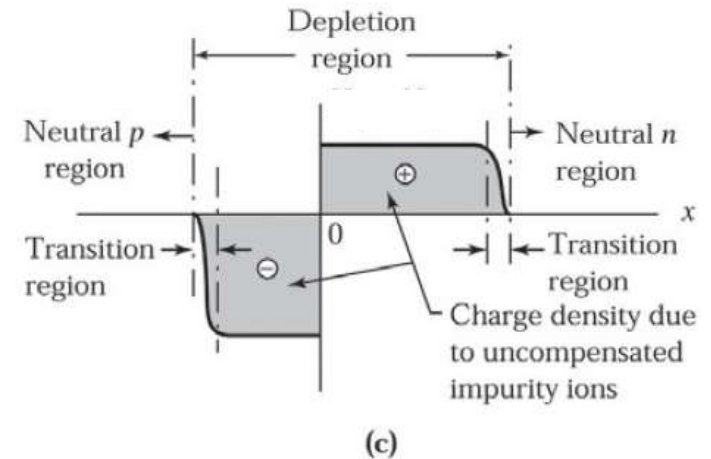
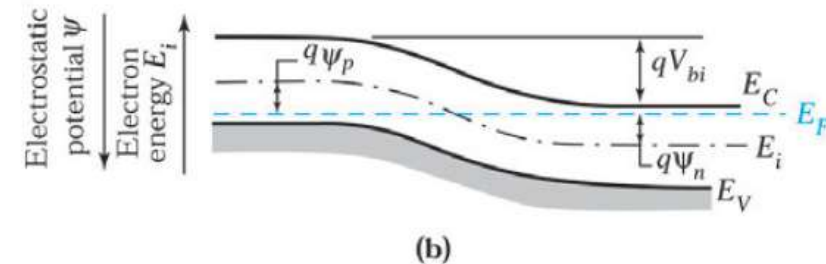
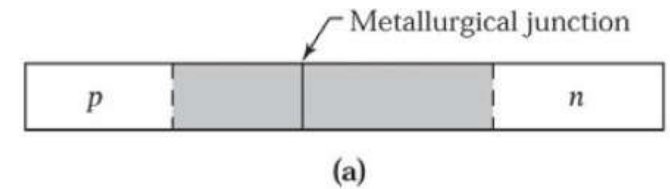


Επαφή pn

το ηλεκτρικό πεδίο είναι συνεχής συνάρτηση και στη μεταλλουργική επαφή

$$N_a X_p = N_d X_n$$

Η σχέση μας δηλώνει ότι ο αριθμός των αρνητικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας στην περιοχή p είναι ίσος με τον αριθμό των θετικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας της περιοχής n.



Επαφή pn

$$E = \frac{-eN_{\alpha}}{\epsilon_s}(x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s}(x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

Το δυναμικό στην επαφή θα υπολογιστεί ολοκληρώνοντας το ηλεκτρικό πεδίο.

Στην περιοχή p έχουμε

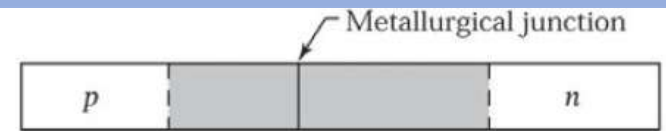
$$\phi(x) = -\int E(x)dx = \int \frac{eN_{\alpha}}{\epsilon_s}(x + x_p)dx$$

$$\phi(x) = \frac{eN_{\alpha}}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} + x_p \cdot x \right) + C_1'$$

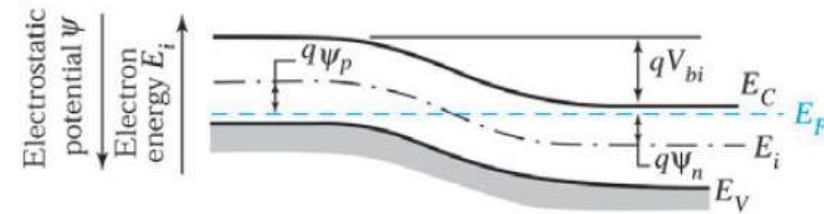
Όπου C_1' είναι η σταθερά ολοκλήρωσης.

Στην pn επαφή μας ενδιαφέρει περισσότερο η **διαφορά δυναμικού** στην επαφή παρά η απόλυτη τιμή του δυναμικού. Έτσι θέτουμε αυθαίρετα το δυναμικό μηδέν στο $x = -x_p$ και η σταθερά ολοκλήρωσης υπολογίζεται

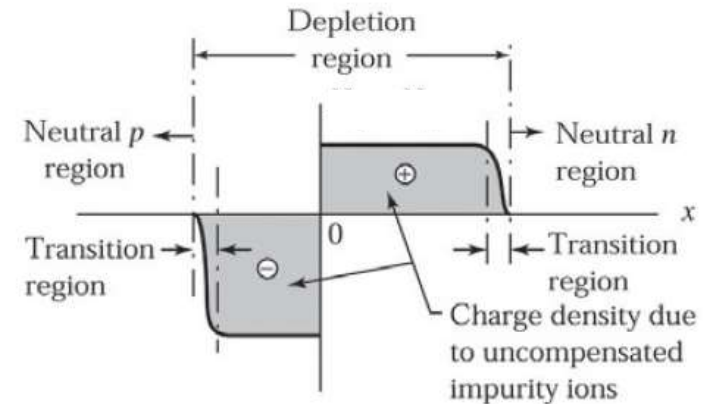
$$C_1' = \frac{eN_{\alpha}}{2\epsilon_s} x_p^2$$



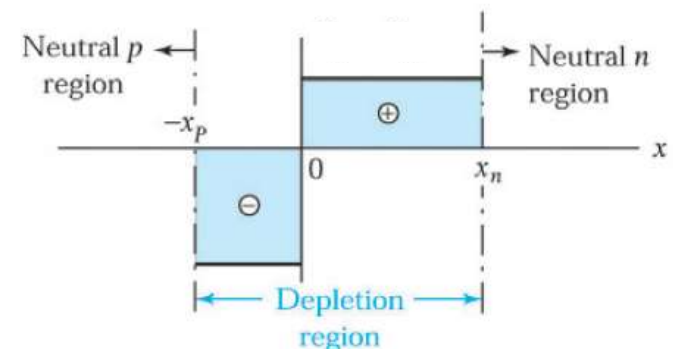
(a)



(b)



(c)



Επαφή pn

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

Το δυναμικό στην επαφή θα υπολογιστεί ολοκληρώνοντας το ηλεκτρικό πεδίο.

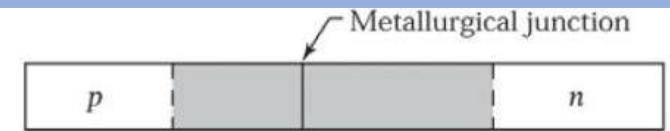
Στην περιοχή n έχουμε

$$\phi(x) = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) dx$$

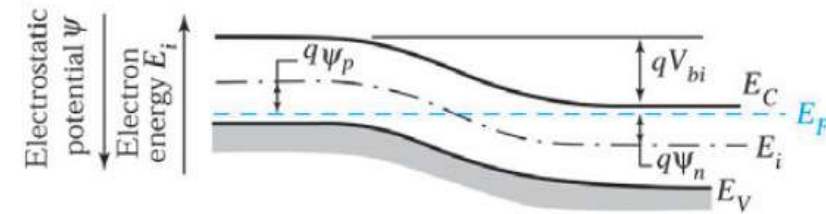
$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + C_2'$$

το δυναμικό είναι συνεχής συνάρτηση, για $x=0$

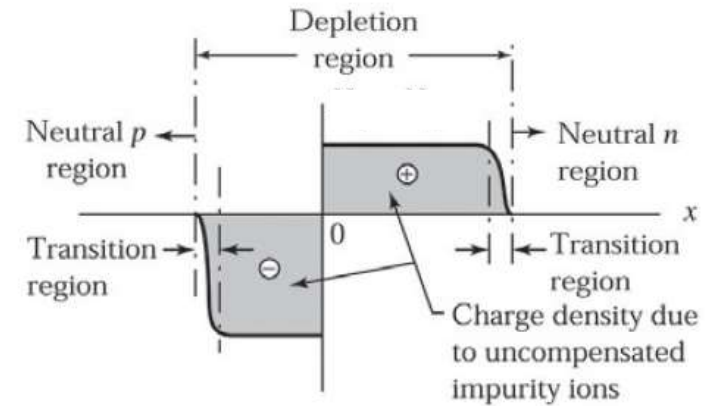
$$C_2' = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2$$



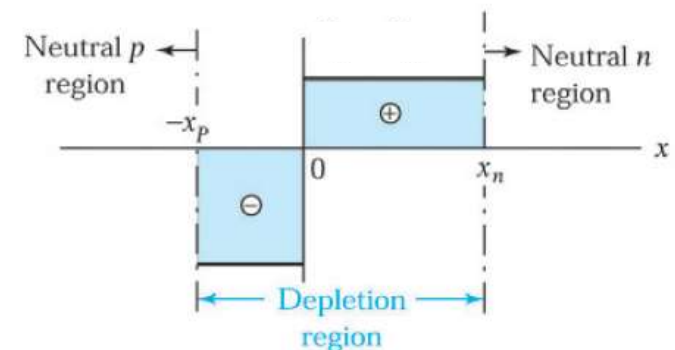
(a)



(b)



(c)



Επαφή pn

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0$$

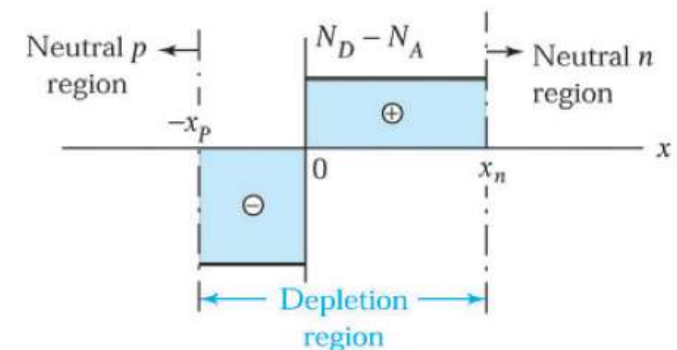
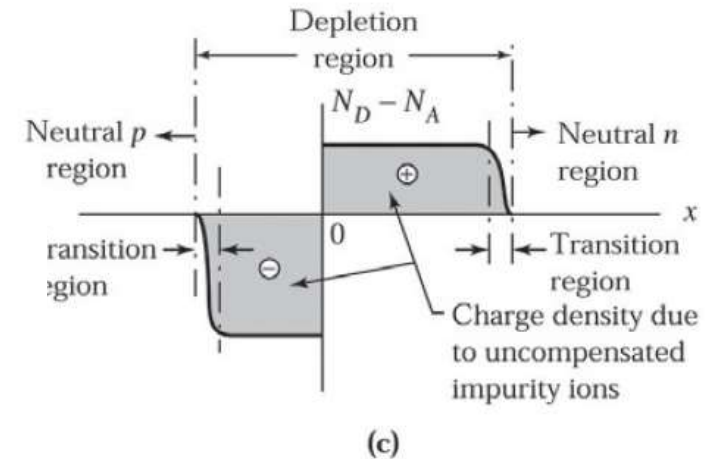
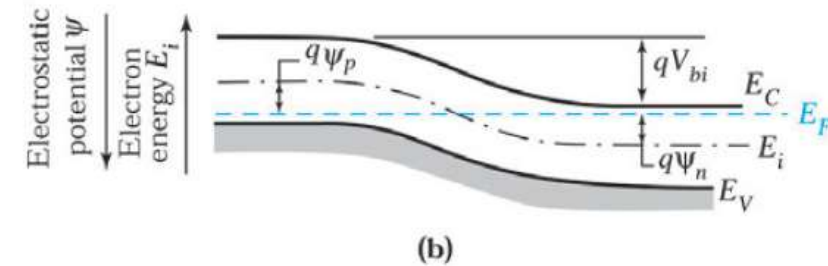
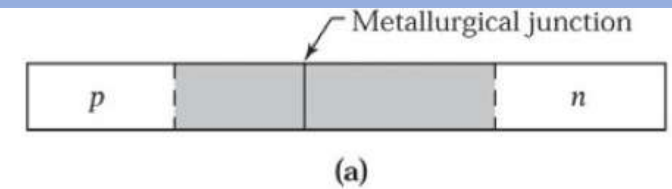
$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n$$

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad -x_p \leq x \leq 0$$

περιοχή p

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (0 \leq x \leq x_n)$$

περιοχή n



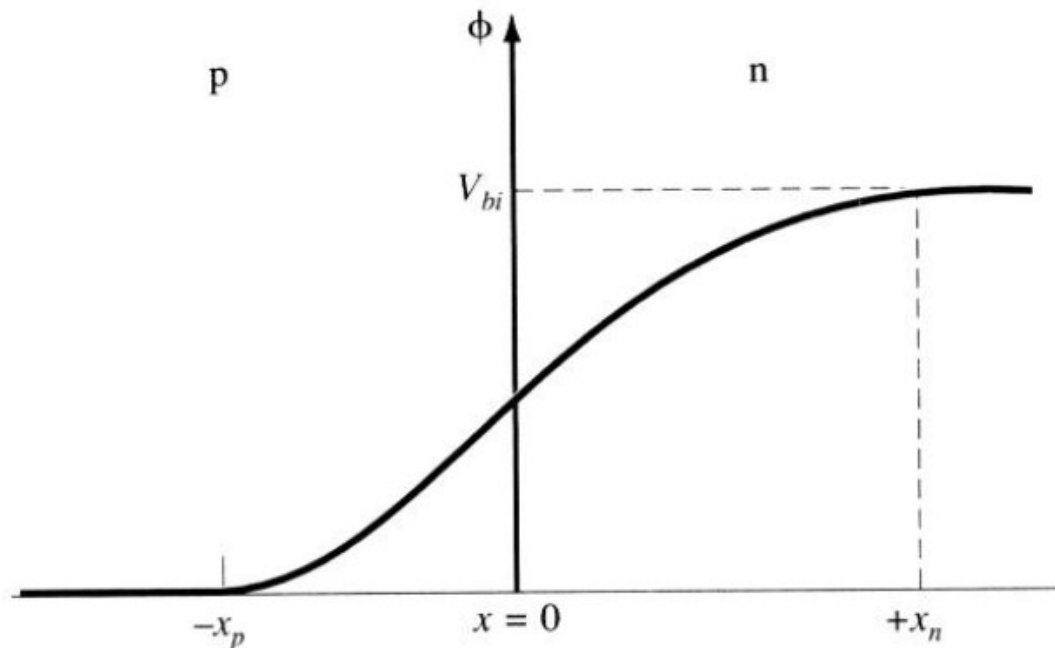
Επαφή pn

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad -x_p \leq x \leq 0$$

περιοχή p

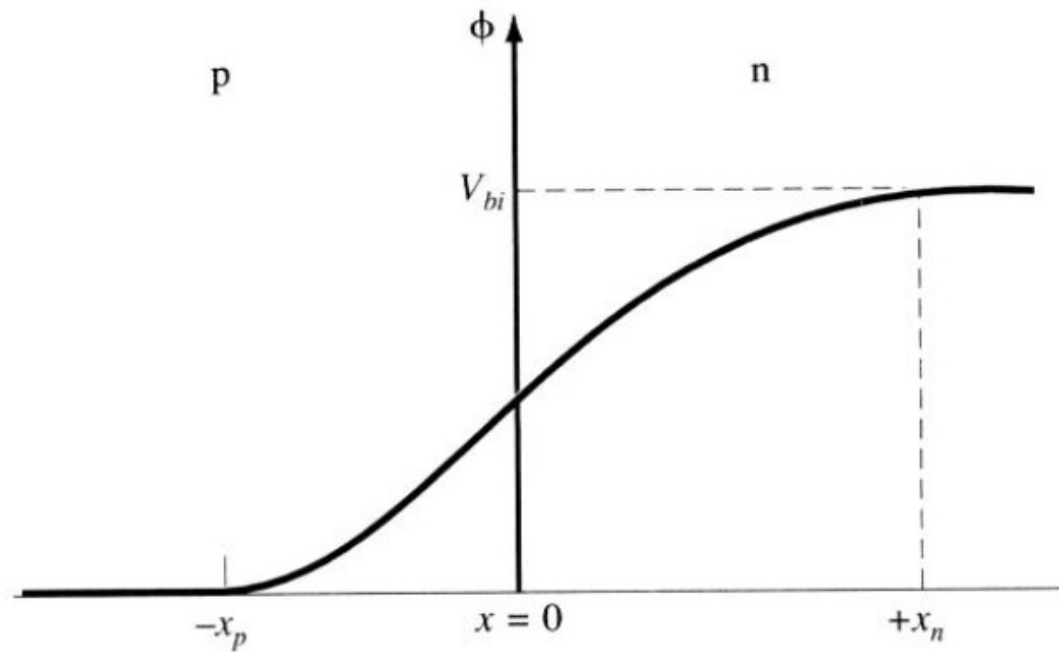
$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (0 \leq x \leq x_n)$$

περιοχή n



Ηλεκτρικό δυναμικό στην περιοχή φορτίων χώρου επαφής pn

Επαφή pn



Η τιμή του δυναμικού στο $x=x_n$ θα ισούται με το δυναμικό επαφής.

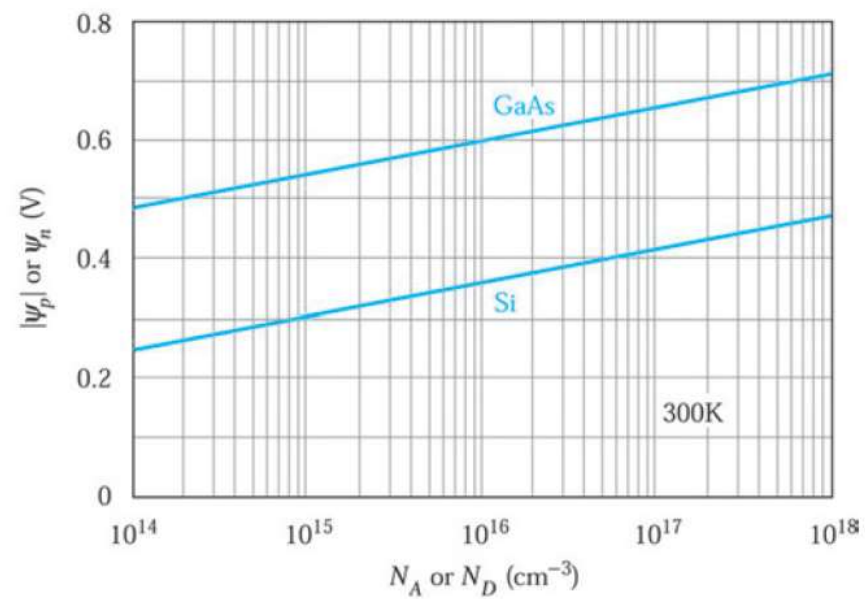
$$V_{bi} = |\phi(x = x_n)| = \frac{e}{2\epsilon_s} (N_d x_n^2 + N_a x_p^2)$$

$$V_{bi} = +\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

Επαφή pn

Παράδειγμα: Υπολογίστε το δυναμικό επαφής σε μια pn από Si

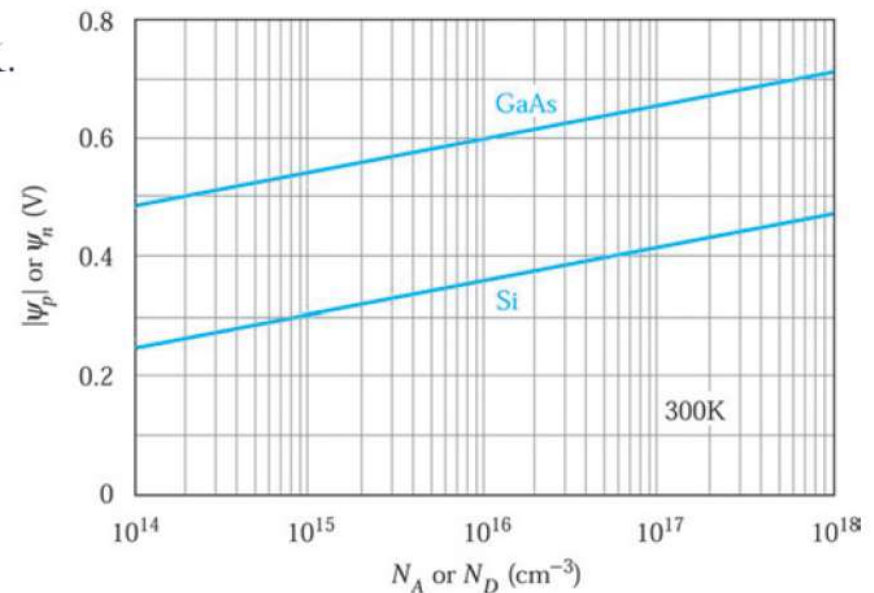
$$N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ and } N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ at } 300 \text{ K.}$$



Επαφή pn

Παράδειγμα: Υπολογίστε το δυναμικό επαφής σε μια pn από Si

$N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 300 K.



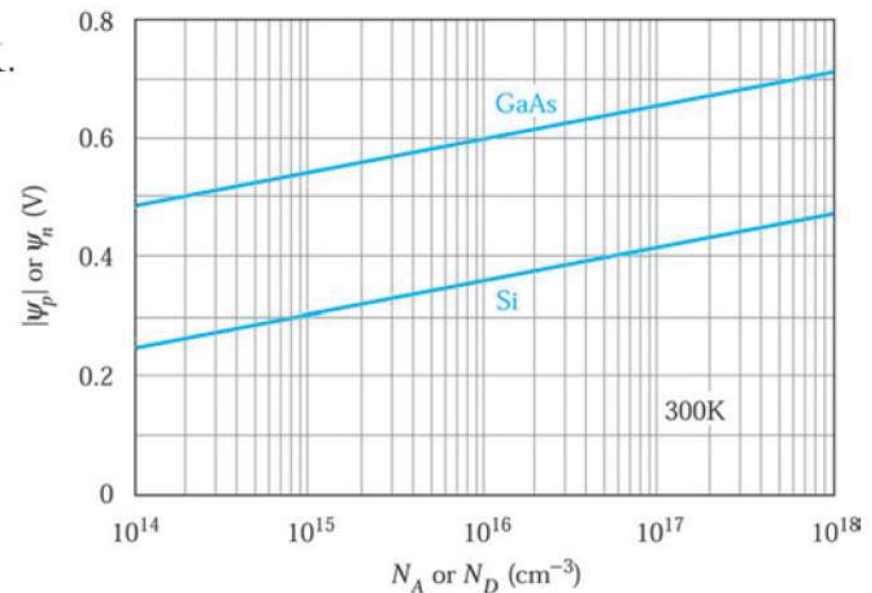
$$V_{bi} = +\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$$

$$V_{bi} = (0.0259) \ln\left[\frac{10^{18} \times 10^{15}}{(9.65 \times 10^9)^2}\right] = 0.774 \text{ V.}$$

Επαφή pn

Παράδειγμα: Υπολογίστε το δυναμικό επαφής σε μια pn από Si

$N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 300 K.



$$V_{bi} = +\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$$

$$V_{bi} = (0.0259) \ln\left[\frac{10^{18} \times 10^{15}}{(9.65 \times 10^9)^2}\right] = 0.774 \text{ V.}$$

$$V_{bi} = \psi_n + |\psi_p| = 0.30 \text{ V} + 0.47 \text{ V} = 0.77 \text{ V.}$$

Επαφή pn

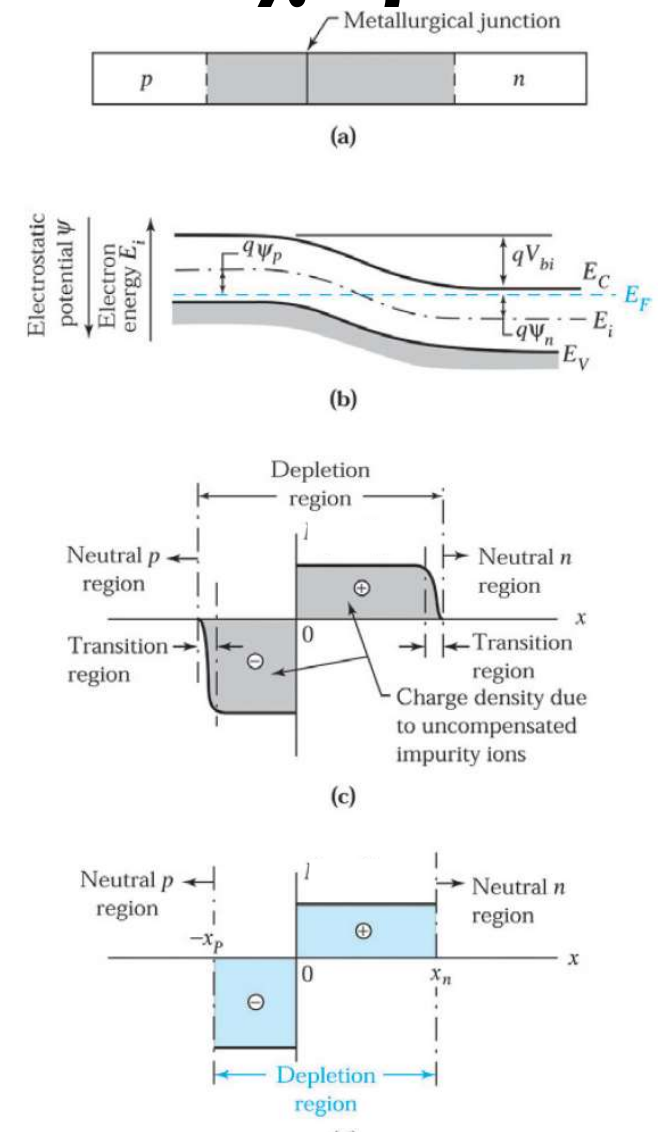
Πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου

- Στην συνέχεια θα καθορίσουμε την απόσταση στην οποία εκτείνεται η περιοχή φορτίων χώρου μέσα στις περιοχές n και p. Η απόσταση αυτή είναι γνωστή σαν πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου.

το ηλεκτρικό πεδίο είναι συνεχής συνάρτηση και στη μεταλλουργική επαφή

$$N_a X_p = N_d X_n$$

Η σχέση μας δηλώνει ότι ο αριθμός των αρνητικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας στην περιοχή p είναι ίσος με τον αριθμό των θετικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας της περιοχής n.



Επαφή pn

Πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου

$$N_{\alpha} X_p = N_d X_n$$

$$X_p = \frac{N_d X_n}{N_{\alpha}}$$

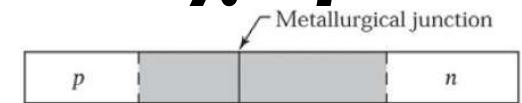
$$V_{bi} = |\phi(x = x_n)| = \frac{e}{2 \epsilon_s} (N_d X_n^2 + N_{\alpha} X_p^2)$$

$$X_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_{\alpha}}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_{\alpha} + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

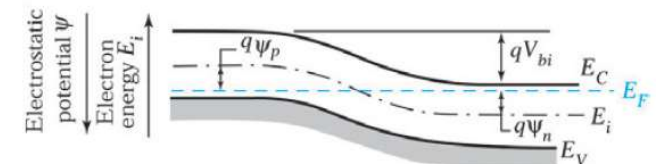
$$X_p = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_{\alpha}} \right] \left[\frac{1}{N_{\alpha} + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

πλάτος της περιοχής
απογύμνωσης x_n που
εκτείνεται μέσα στην
περιοχή n

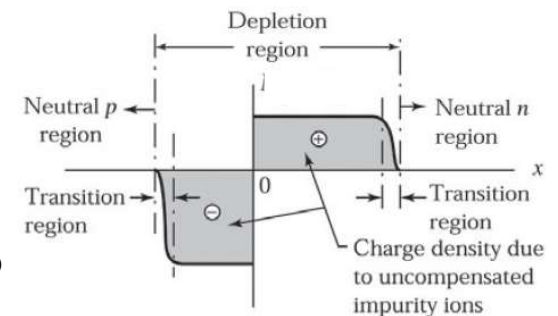
πλάτος της περιοχής
απογύμνωσης x_p που
εκτείνεται μέσα στην
περιοχή p



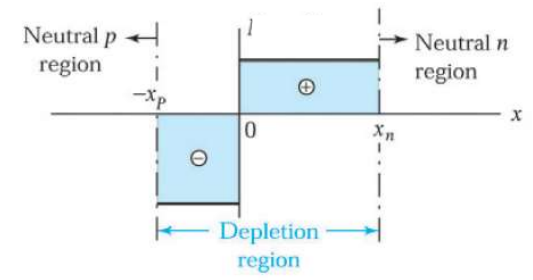
(a)



(b)



(c)



Επαφή pn

Πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου

$$X_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

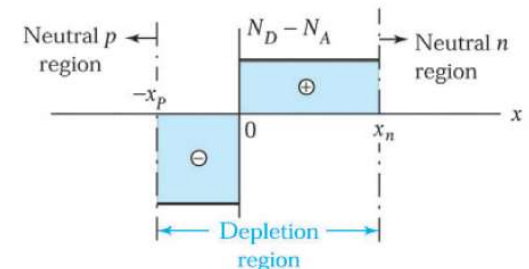
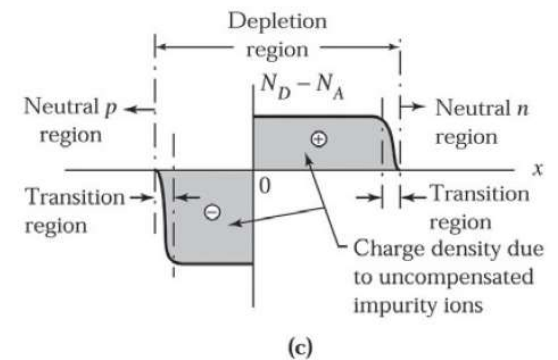
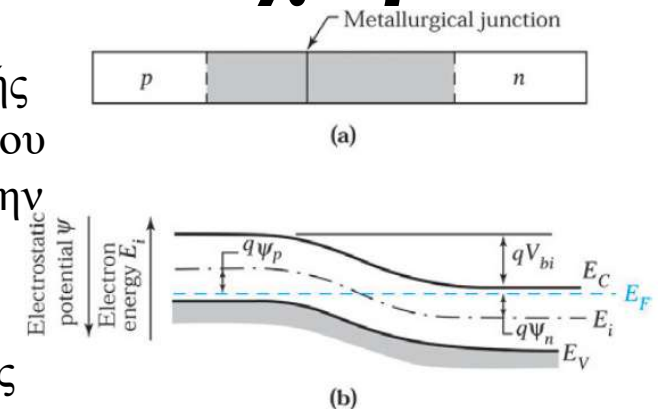
$$X_p = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

$$W = X_n + X_p$$

$$W = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

πλάτος της περιοχής απογύμνωσης x_n που εκτείνεται μέσα στην περιοχή n

πλάτος της περιοχής απογύμνωσης x_p που εκτείνεται μέσα στην περιοχή p



Επαφή pn

1. Να υπολογιστεί το δυναμικό επαφής μιας επαφής pn πυριτίου σε θερμοκρασία $T=300\text{K}$ για $N_a=5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_d=10^{16} \text{ cm}^{-3}$
2. Να υπολογιστούν τα δυναμικά επαφής V_{bi} επαφών pn πυριτίου, γερμανίου και GaAs σε θερμοκρασία $T=300\text{K}$ για
 - α) $N_a=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_d=10^{14} \text{ cm}^{-3}$
 - β) $N_a=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_d=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 - γ) $N_a=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_d=10^{17} \text{ cm}^{-3}$

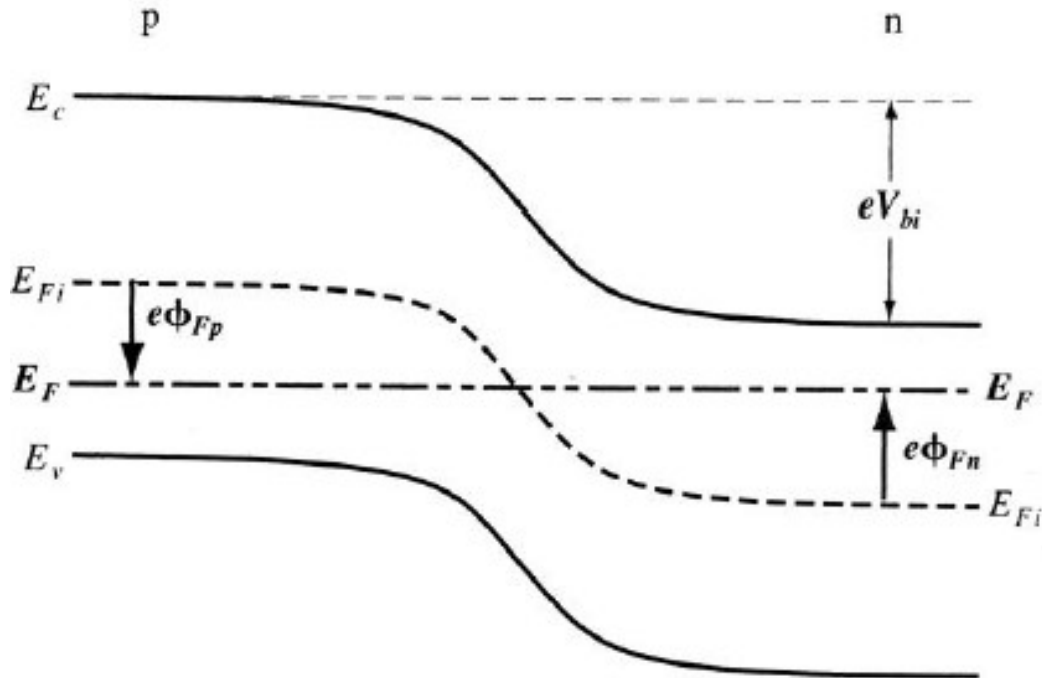
Επαφή pn

Εφαρμογή ανάστροφης τάσης πόλωσης

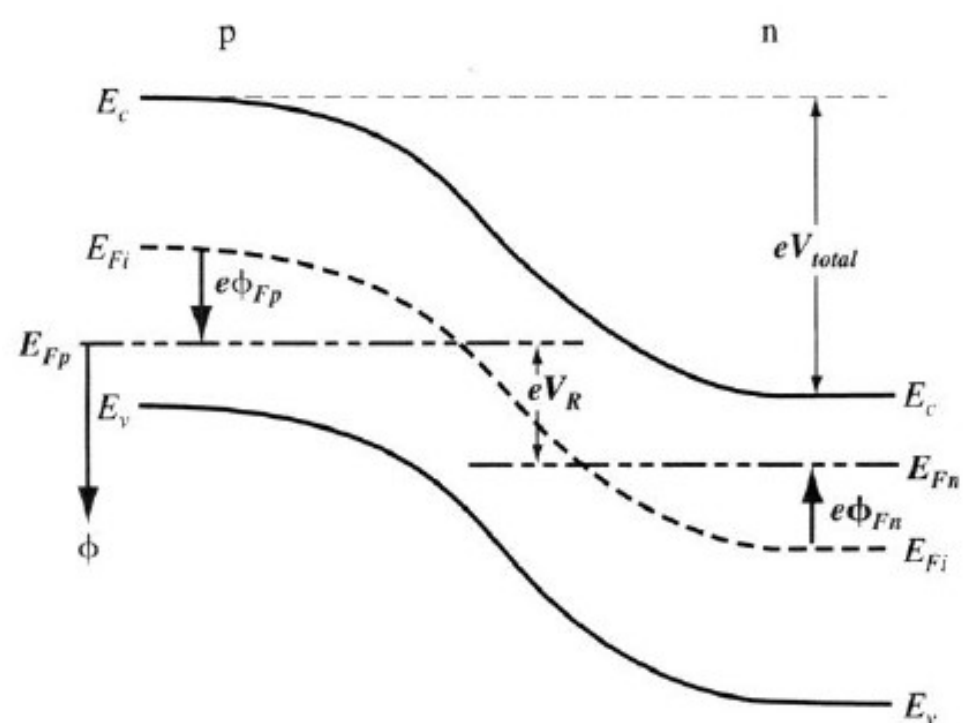
- Εάν εφαρμόσουμε μία πόλωση στα άκρα της pn επαφής δεν θα έχουμε πλέον ισορροπία και το *επίπεδο Fermi* δεν θα είναι πλέον σταθερό στο όλο σύστημα.

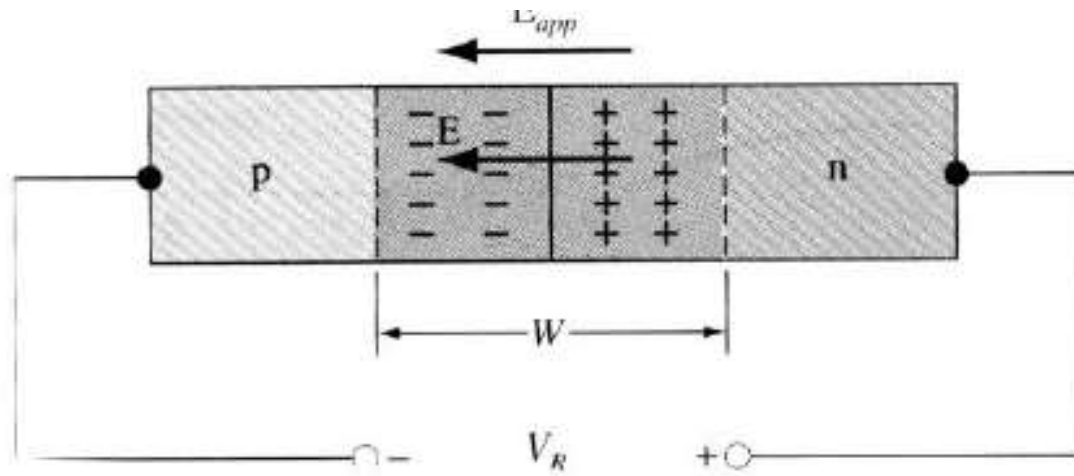
θετική τάση στην περιοχή n σε
σχέση με την περιοχή p

Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn
σε θερμική ισορροπία



Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn
υπό ανάστροφη πόλωση





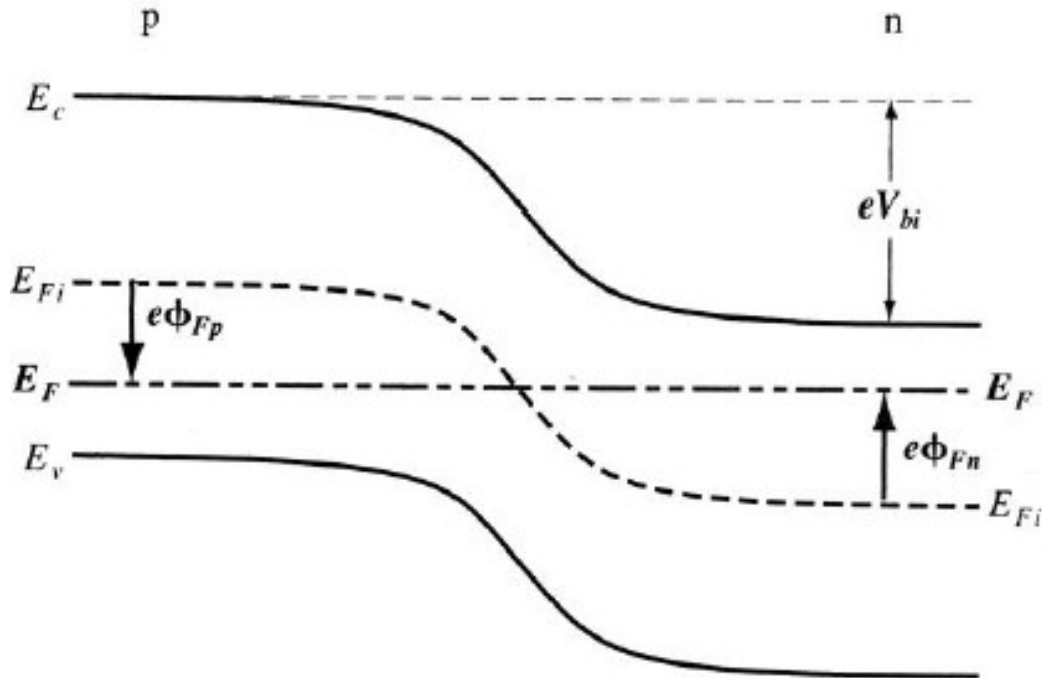
Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

ης πόλωσης

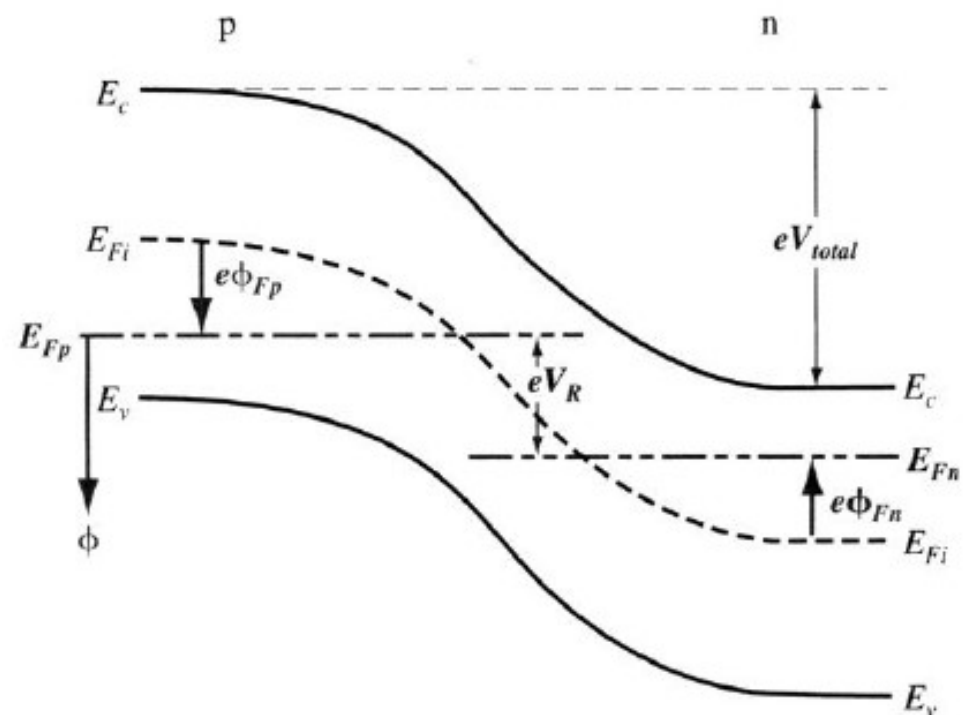
θα έχουμε πλέον
ό στο όλο σύστημα.

ετική τάση στην περιοχή n σε
σχέση με την περιοχή p

Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn σε θερμική ισορροπία



Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn υπό ανάστροφη πόλωση

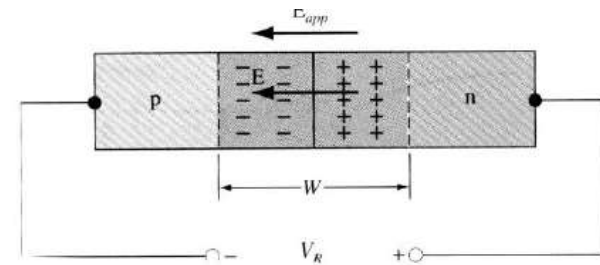
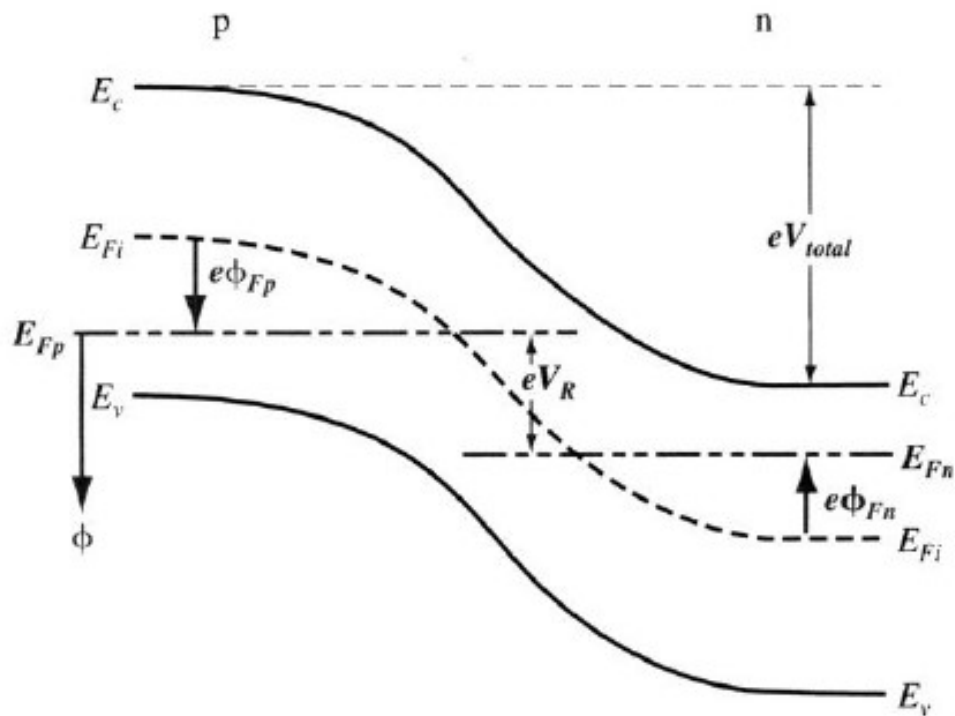


Επαφή pn

Εφαρμογή ανάστροφης τάσης πόλωσης

θετική τάση στην περιοχή n σε σχέση με την περιοχή p

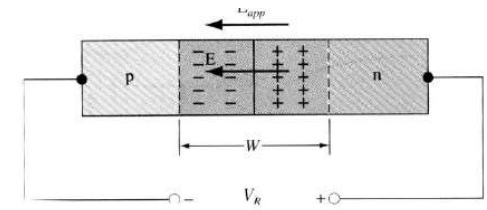
Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn
υπό ανάστροφη πόλωση



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

- Το επίπεδο Fermi στην περιοχή n είναι χαμηλότερα απ' ότι στην περιοχή p, η διαφορά τους ισούται με την εφαρμοζόμενη τάση.

Επαφή pn

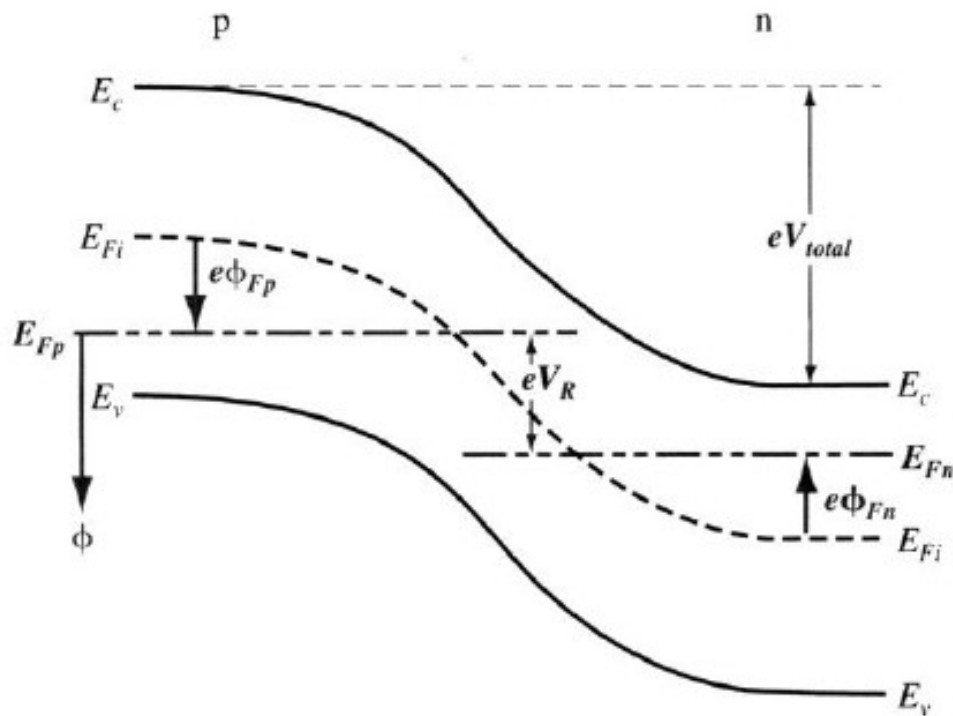


Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

Εφαρμογή ανάστροφης τάσης πόλωσης

θετική τάση στην περιοχή n σε σχέση με την περιοχή p

Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn
υπό ανάστροφη πόλωση



➤ Ο ολικός φραγμός δυναμικού V_{Tot} αυξάνεται και θα ισούται με

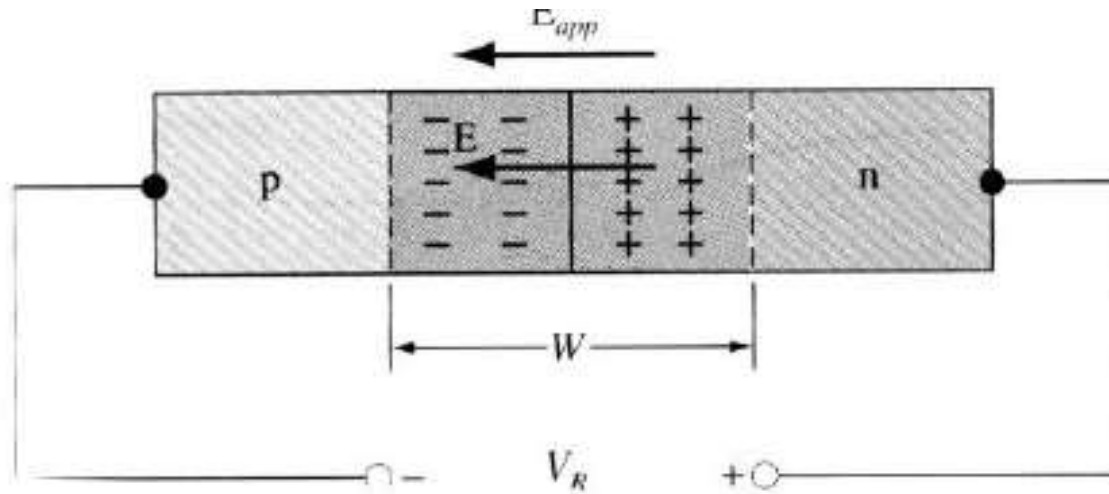
$$V_{total} = |\phi_{Fn}| + |\phi_{Fp}| + V_R$$

$$V_{total} = V_{bi} + V_R$$

όπου V_{bi} το δυναμικό επαφής.

V_R η ανάστροφη πόλωση

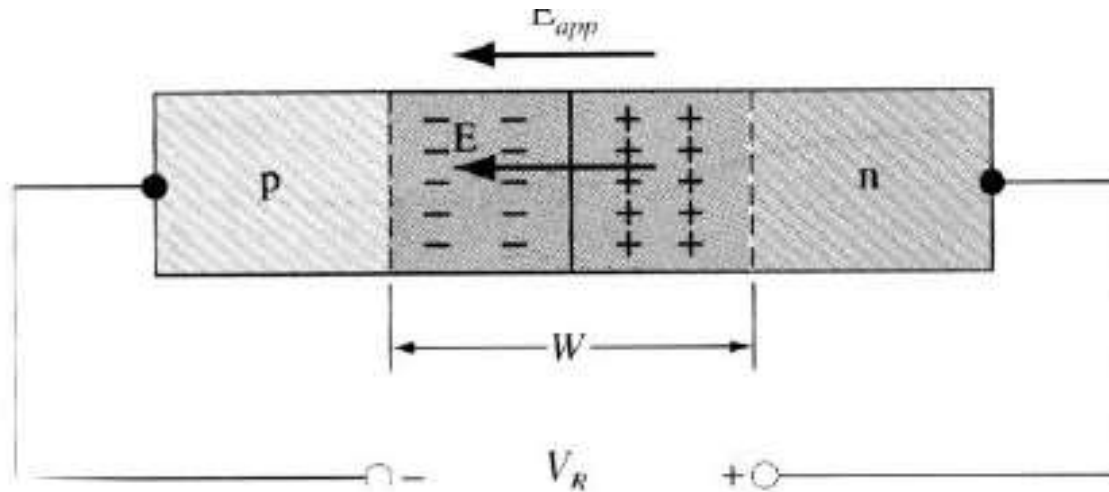
Επαφή pn



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

Εφόσον τα ηλεκτρικά πεδία στις ουδέτερες περιοχές n και p θεωρούμε ότι είναι μηδενικά, το ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής φορτίων χώρου θα αυξηθεί λόγω της εφαρμοζόμενης πόλωσης και επομένως θα πρέπει να αυξηθεί και ο αριθμός των θετικών και αρνητικών φορτίων της περιοχής, άρα θα πρέπει να αυξηθεί το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου W .

Επαφή pn



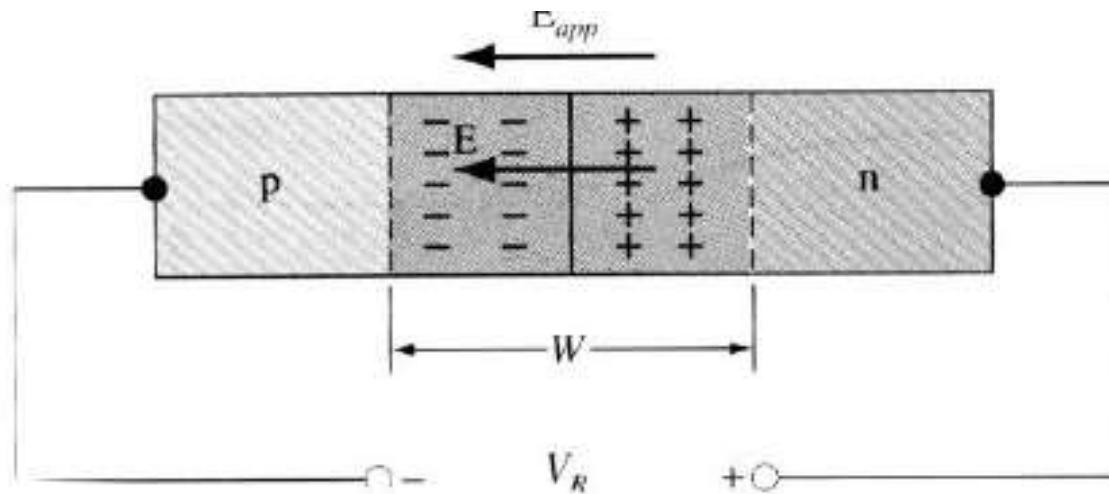
Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

Για τον υπολογισμό του **νέου πλάτους W** αρκεί να αντικαταστήσουμε το δυναμικό επαφής με το ολικό δυναμικό σε αυτή τη περίπτωση

$$W = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

φαίνεται η αναμενόμενη αύξηση του πλάτους της περιοχής φορτίων χώρου, όταν εφαρμόζεται μία ανάστροφη πόλωση.

Επαφή pn

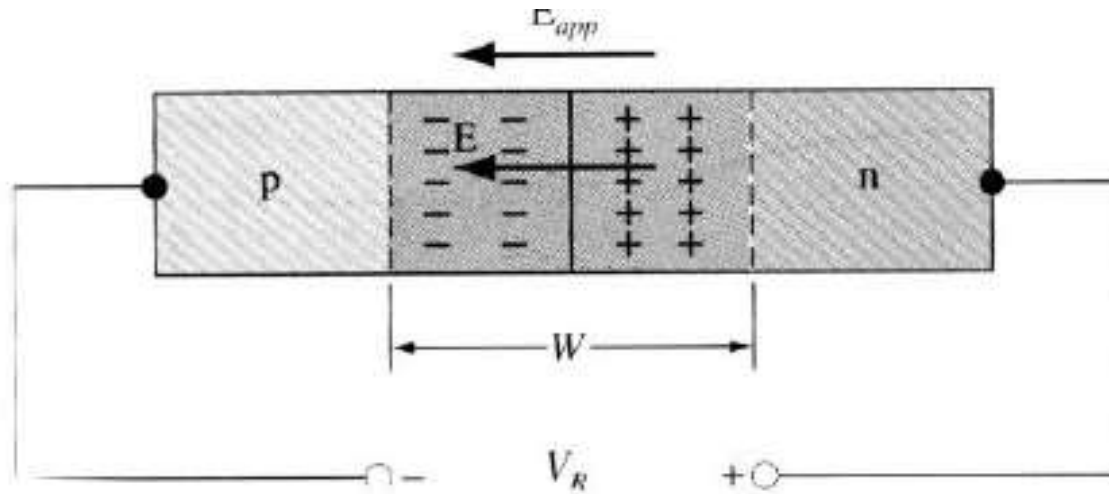


Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

$$x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

$$x_p = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

Επαφή pn



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

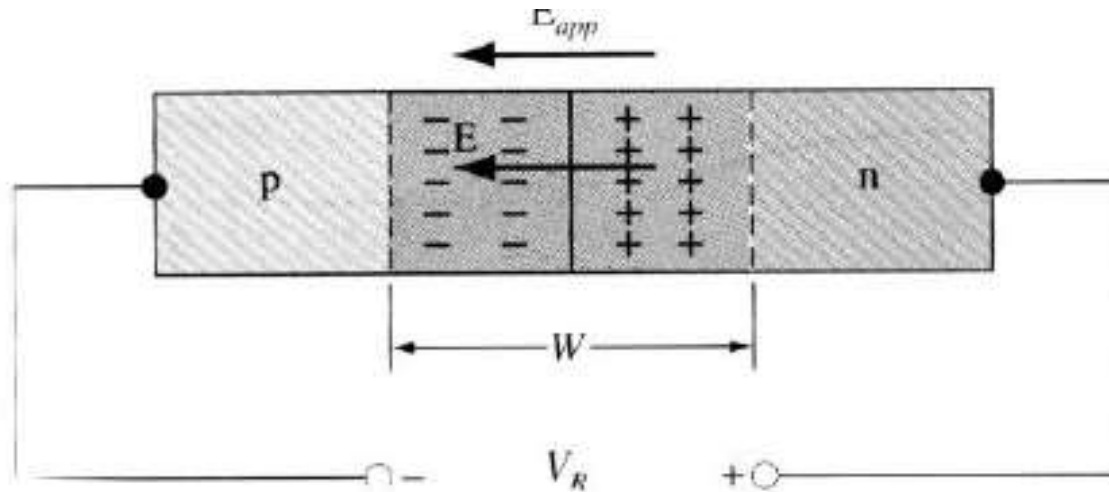
$$x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s}{e} \left[\frac{N_d}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] (V_{bi} + V_R) \right\}^{1/2}$$

$$x_p = \left\{ \frac{2 \epsilon_s}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] (V_{bi} + V_R) \right\}^{1/2}$$

Αντίστοιχα τα x_n και x_p θα υπολογιστούν από τις σχέσεις 1.28 και 1.29, αν αντικατασταθεί το V_{bi} με το $V_{bi} + V_R$.

$$(V_{bi} + V_R)$$

Επαφή pn



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

- Το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο, στην μεταλλουργική επαφή

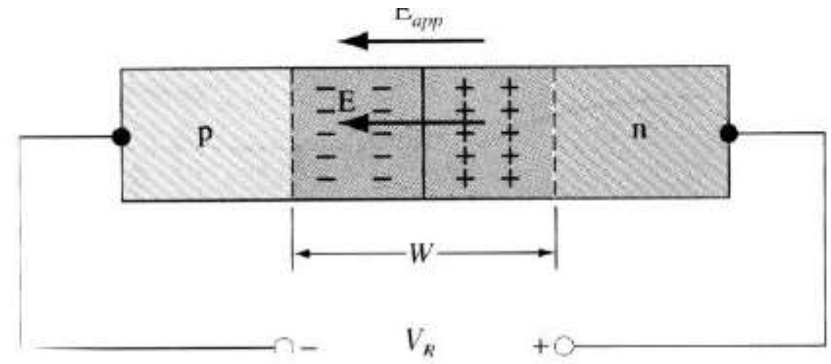
$$E_{\max} = \frac{-eN_d X_n}{\epsilon_s} = \frac{-eN_a X_p}{\epsilon_s}$$

$$E_{\max} = \frac{-2(V_{bi} + V_R)}{W}$$

$$E_{\max} = - \left\{ \frac{2e(V_{bi} + V_R)}{\epsilon_s} \left(\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right) \right\}^{1/2}$$

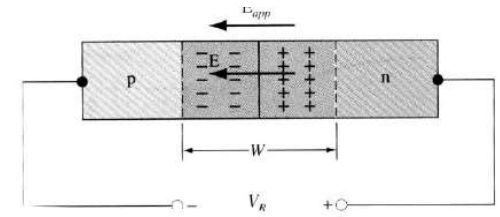
Επαφή pn

Εφόσον υπάρχει ένας διαχωρισμός αρνητικών και θετικών φορτίων στην περιοχή απογύμνωσης είναι προφανές ότι θα υπάρχει **μία χωρητικότητα που θα χαρακτηρίζει** την επαφή pn.



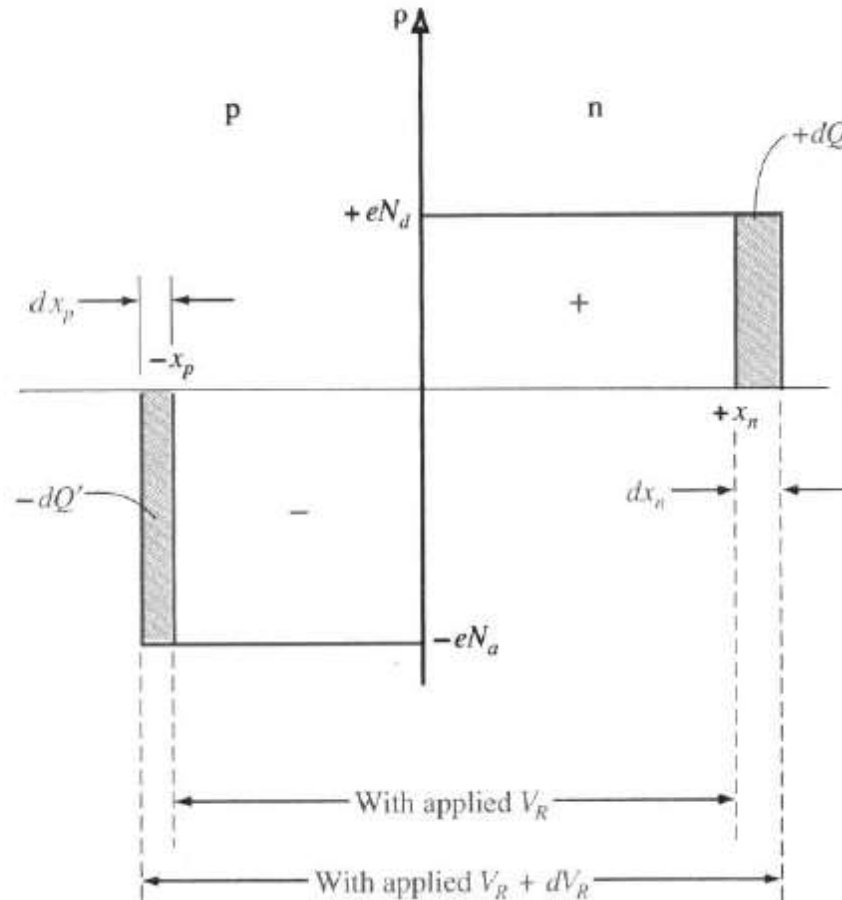
Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

Επαφή pn



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

πυκνότητες
αρνητικού και
θετικού φορτίου στην
περιοχή
απογύμνωσης καθώς
και οι μεταβολές
στην πυκνότητα
θετικού και
αρνητικού φορτίου
(dQ'), όταν η
αρνητική πόλωση
μεταβληθεί από V_R
σε $V_R + dV_R$.



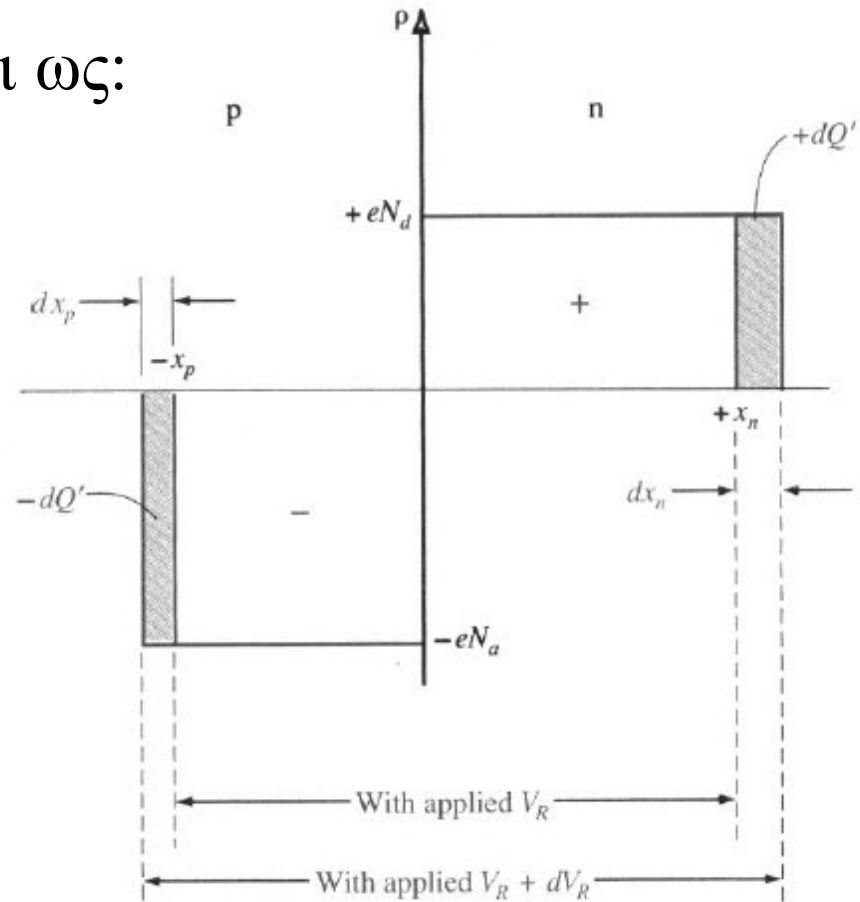
Σχήμα 1.9 Μεταβολή του πλάτους της περιοχής φορτίων χώρου με την μεταβολή της ανάστροφης πόλωσης

Η χωρητικότητα επαφής ορίζεται ως:

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R}$$

όπου

$$dQ' = eN_d dx_n = eN_a dx_p$$



Η μεταβολή φορτίου dQ' είναι σε μονάδες Coul/cm² έτσι και η χωρητικότητα C' θα δίνεται σε μονάδες Farads/cm² (χωρητικότητα ανά μονάδα επιφανείας.)

Επαφή pn

Η χωρητικότητα επαφής

$$dQ' = eN_d dx_n = eN_\alpha dx_p$$

$$x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e} \left[\frac{N_\alpha}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_\alpha + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

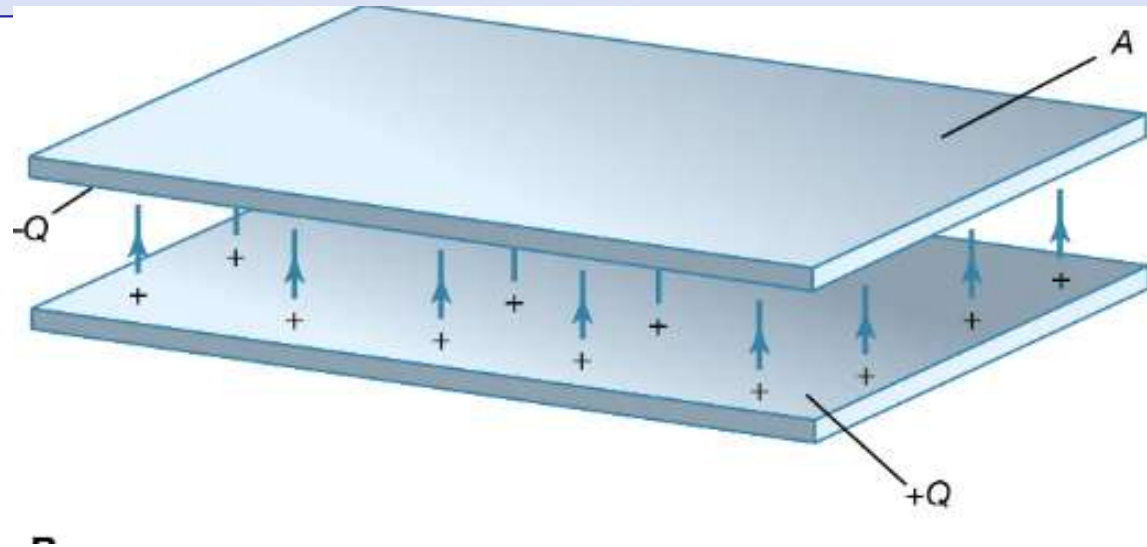
$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} = eN_d \frac{dx_n}{dV_R}$$

$$C' = \left\{ \frac{e \epsilon_s N_\alpha N_d}{2(V_{bi} + V_R)(N_\alpha + N_d)} \right\}^{1/2}$$

Η χωρητικότητα επαφής αναφέρεται και ως χωρητικότητα περιοχής απογύμνωσης.

Επαφή pn

$$C' = \frac{\epsilon_s}{W}$$



Η έκφραση 1.43 παρομοιάζει με την χωρητικότητα ανά μονάδα επιφανείας ενός πυκνωτή με παράλληλους επίπεδους οπλισμούς σε απόσταση W . Στην επαφή pn επειδή το W είναι συνάρτηση της εφαρμοζόμενης πόλωσης συνεπάγεται ότι και η χωρητικότητα επαφής θα είναι συνάρτηση της εφαρμοζόμενης πόλωσης.

Επαφή pn

Επαφές μίας πλευράς

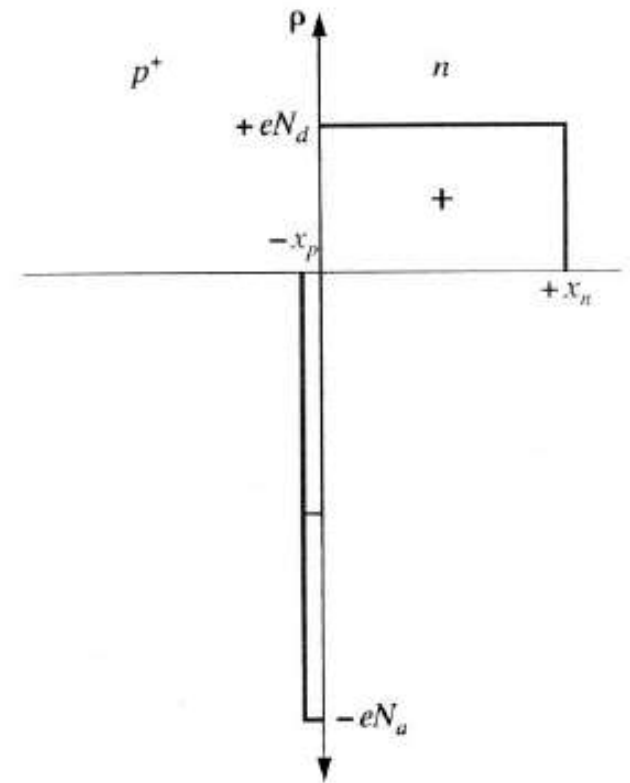
Στην συνέχεια θα μελετήσουμε μια ειδική κατηγορία επαφής pn την λεγόμενη *επαφή μίας πλευράς* (*one-side junction*). Αν για παράδειγμα η περιοχή p έχει πολύ μεγάλη συγκέντρωση προσμίξεων σε σχέση με την περιοχή n δηλ. $N_a \gg N_d$ αυτή η επαφή αναφέρεται ως p⁺n επαφή.

$$W \approx \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

και

$$x_p \ll x_n$$

$$W \approx x_n$$



Σχήμα 1.10 Πυκνότητα φορτίων χώρου επαφής p⁺n

Επαφή pn

Επαφές μίας πλευράς

Η χωρητικότητα επαφής σε αυτή τη περίπτωση θα γίνει:

$$C' \approx \left\{ \frac{e \epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2}$$

- Παρατηρούμε ότι η χωρητικότητα επαφής μιας επαφής p+n είναι συνάρτηση μόνο της συγκέντρωσης προσμίξεων της επαφής n που έχει την μικρότερη συγκέντρωση.

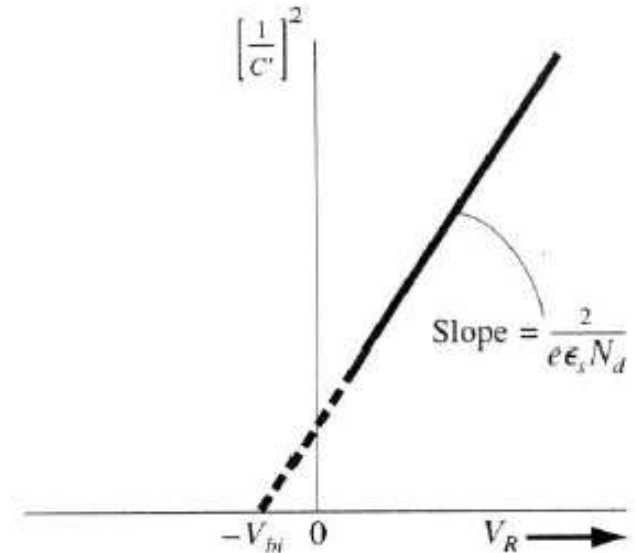
$$\left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e \epsilon_s N_d}$$

Επαφή pn

Επαφές μίας πλευράς

$$\left(\frac{1}{C'}\right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e \epsilon_s N_d}$$

$\left(\frac{1}{C'}\right)^2$ είναι γραμμική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης πόλωσης



Σχήμα 1.11 Γραφική παράσταση $(1/C^2)$ συναρτήσει του V_R

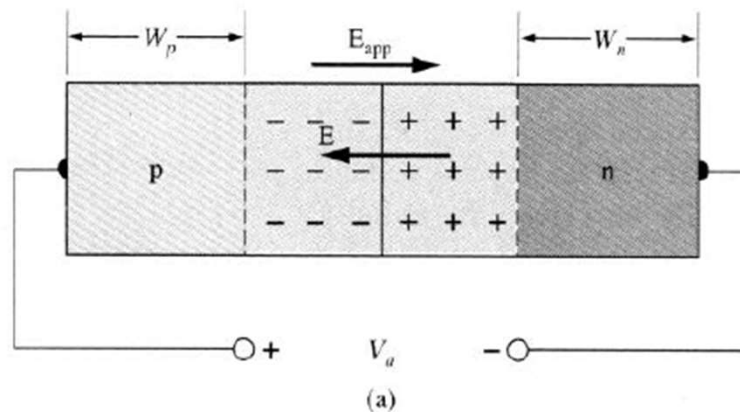
- Το δυναμικό επαφής μπορεί να υπολογιστεί για $V_R = 0$,
- Από την κλίση της ευθείας μπορεί να υπολογιστεί η συγκέντρωση προσμίξεων N_d .

Έτσι οι επαφές μιας πλευράς είναι πολύ χρήσιμες για τον πειραματικό προσδιορισμό συγκέντρωσης προσμίξεων και δυναμικού επαφής.

Επαφή pn

Η δίοδος pn

- επαφή pn **υπό ορθή πόλωση**
- χαρακτηριστικά διόδου επαφής pn

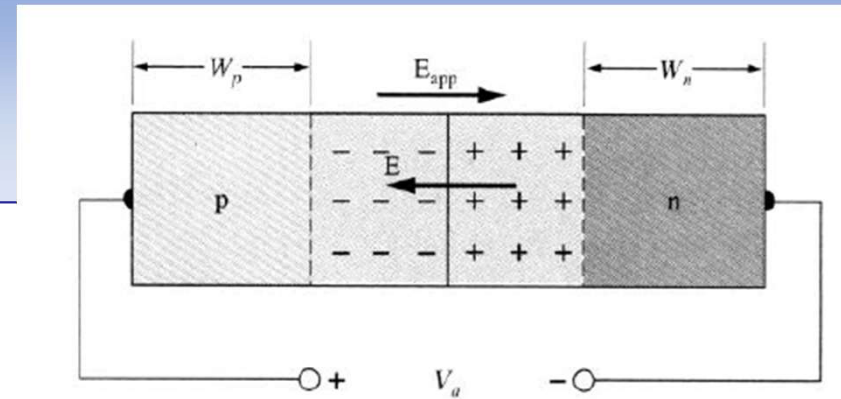


Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση

- Μελέτη χαρακτηριστικών τάσης - ρεύματος βασιζόμαστε σε τέσσερις υποθέσεις.

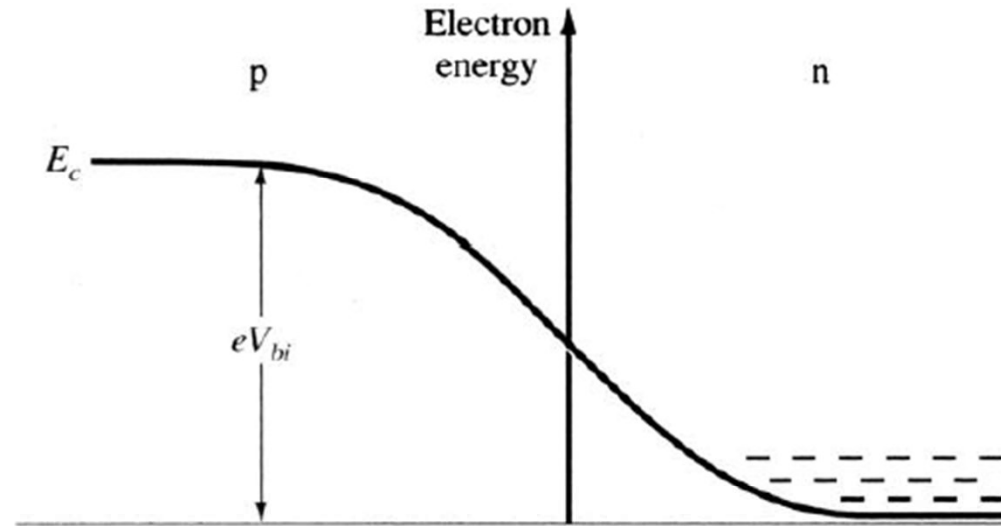
Επαφή pn

Η δίοδος pn



- Μελέτη χαρακτηριστικών τάσης - ρεύματος βασιζόμαστε σε τέσσερις υποθέσεις.
 - α) Η περιοχή απογύμνωσης έχει **απότομα όρια** και ο ημιαγωγός είναι ουδέτερος έξω από αυτήν.
 - β) Η στατιστική των φορέων περιγράφεται με προσέγγιση Maxwell-Boltzmann
 - γ) Η έγχυση των φορέων θεωρείται χαμηλή
 - δ1) Το ολικό ρεύμα είναι σταθερό σε όλη τη δομή pn
 - δ2) Τα επιμέρους ρεύματα των ηλεκτρονίων και των οπών είναι συνεχείς συναρτήσεις σε όλη την pn δομή
 - δ3) Τα επιμέρους ρεύματα των ηλεκτρονίων και των οπών είναι σταθερά μέσα στην περιοχή απογύμνωσης.

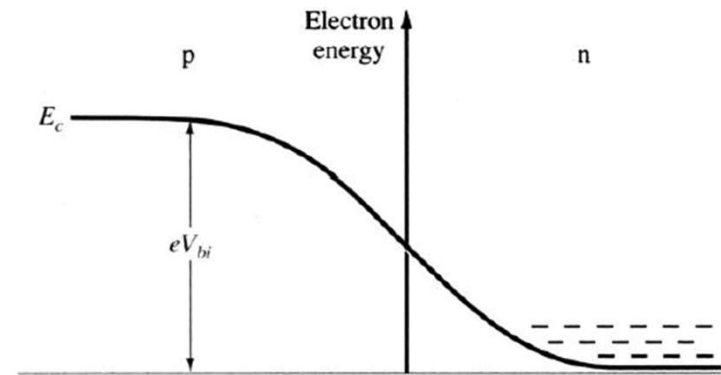
Επαφή pn



Σχήμα 2.1 Ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας επαφής pn

$$V_{bi} = +\frac{KT}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

E



Σχήμα 2.1 Ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας επαφής pn

$$V_{bi} = +\frac{KT}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

$$\frac{n_i^2}{N_a N_d} = \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{KT}\right)$$

Αν θεωρήσουμε πλήρη ιονισμό τότε:

$$n_{n0} \cong N_d \text{ και } p_{p0} \cong N_a$$

Επαφή pn

Αν θεωρήσουμε πλήρη ιονισμό τότε:

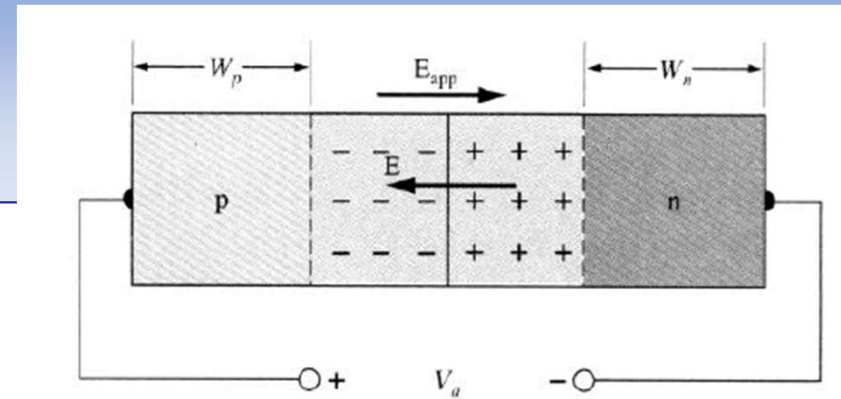
$$n_{n0} \cong N_d \text{ και } p_{p0} \cong N_a$$

- n_{n0} είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής n υπό θερμική ισορροπία
- n_{p0} είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής p υπό θερμική ισορροπία.

Στην περιοχή p ισχύει:

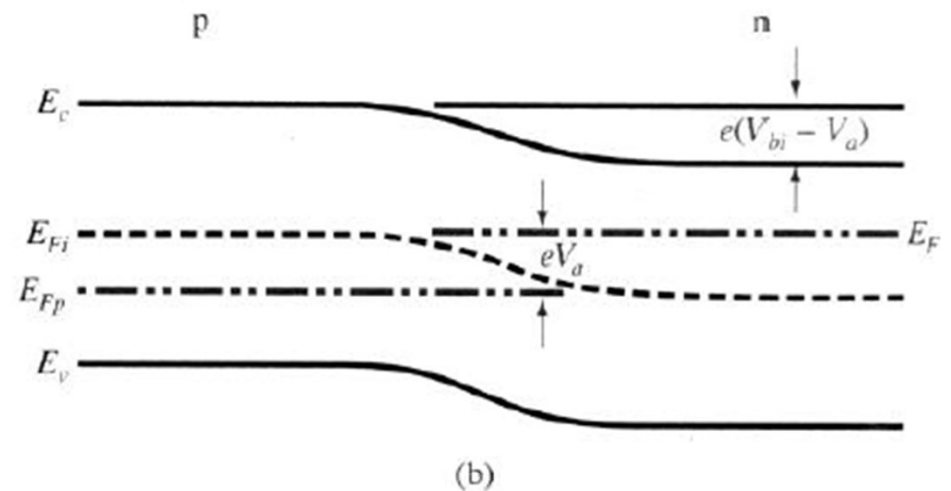
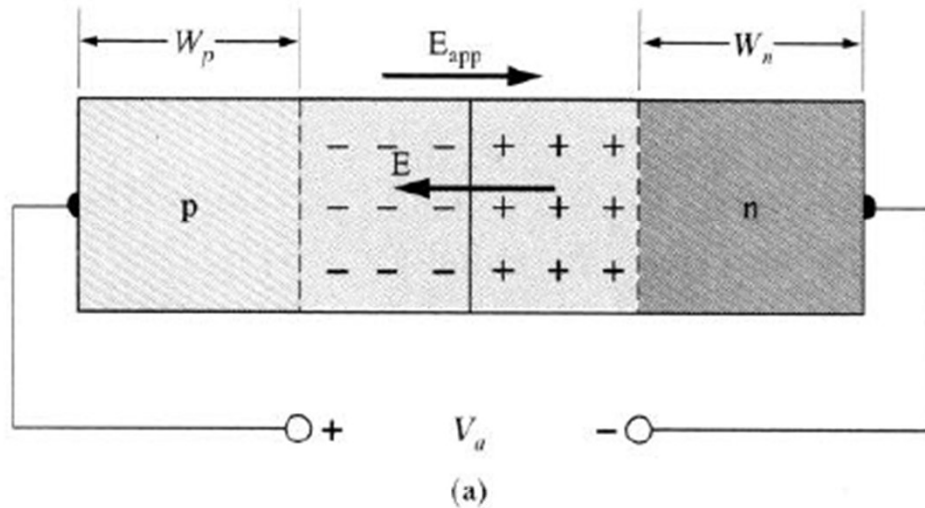
$$n_{p0} \cong \frac{n_i^2}{N_a} \quad n_{p0} = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{kT}\right)$$

Η σχέση συνδέει την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής p (φορείς μειονότητας) με την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής n (φορείς πλειονότητας)



Επαφή pn

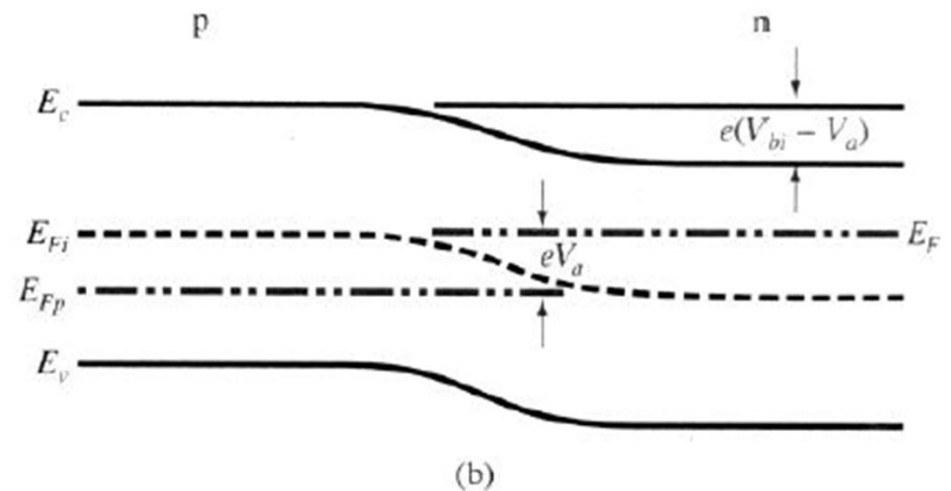
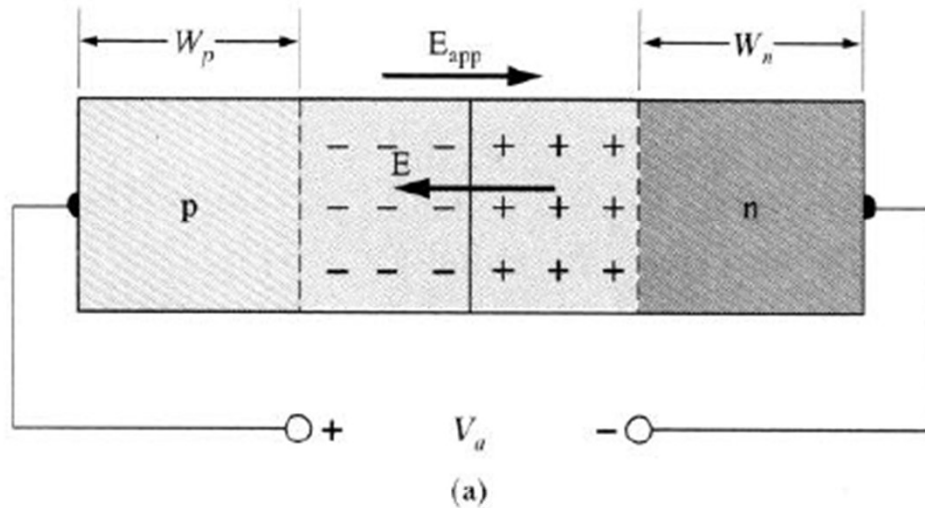
Όταν εφαρμοστεί μία θετική πόλωση στην περιοχή p σε σχέση με την περιοχή n (συνθήκη ορθής πόλωσης) το δυναμικό επαφής μειώνεται.



Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση (β) τα ενεργειακά διαγράμματα

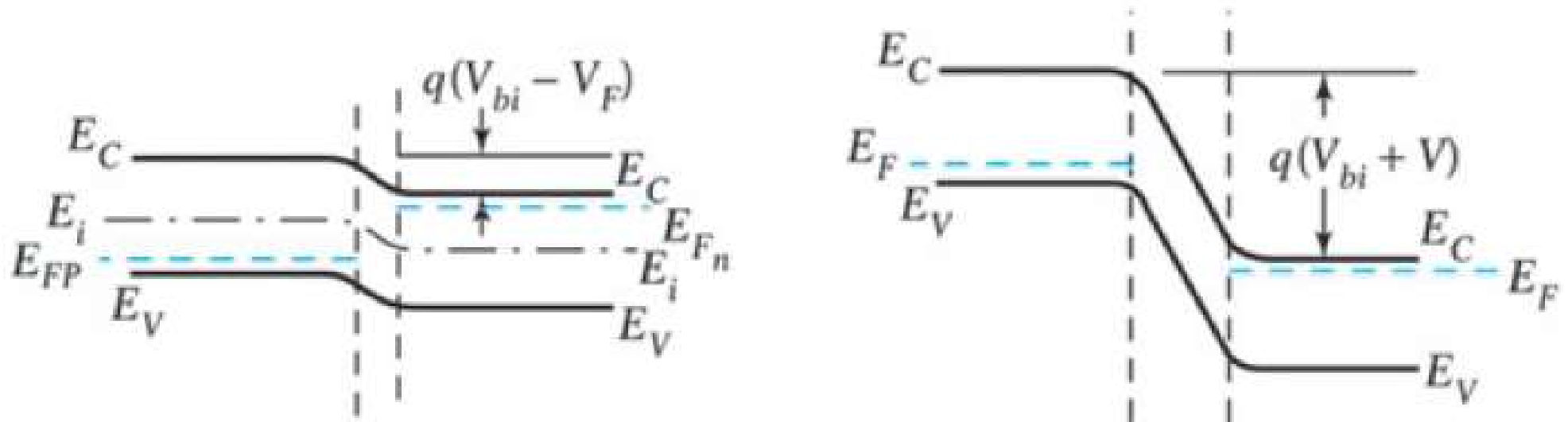
Επαφή pn

Όταν εφαρμοστεί μία θετική πόλωση στην περιοχή p σε σχέση με την περιοχή n (συνθήκη ορθής πόλωσης) το δυναμικό επαφής μειώνεται.



Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση (β) τα ενεργειακά διαγράμματα

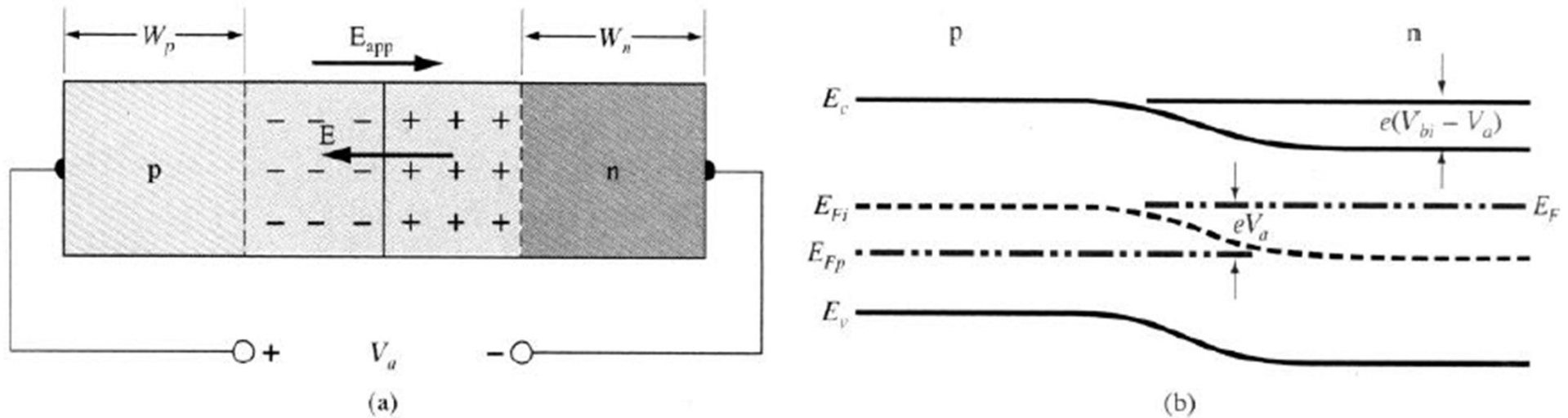
Επαφή pn



(a) Forward bias. (b) Reverse bias.

Επαφή pn

ορθή πόλωση

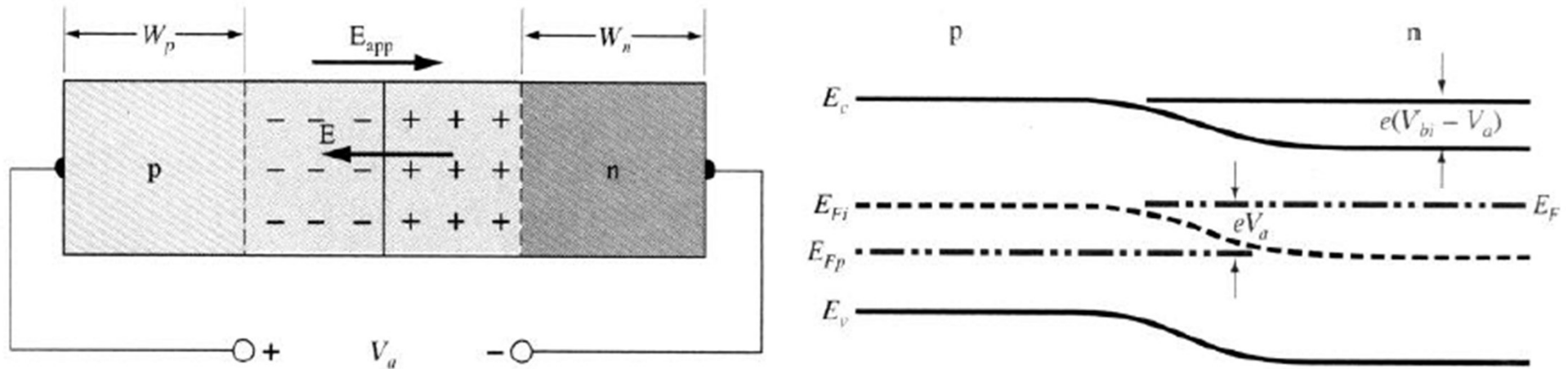


Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση (β) τα ενεργειακά διαγράμματα

Εφόσον το δημιουργούμενο από την εφαρμοζόμενη ορθή πόλωση (η οποία εφαρμόζεται σχεδόν όλη στην περιοχή φορτίων χώρου) ηλεκτρικό πεδίο E_{app} έχει αντίθετη φορά από το ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής απογύμνωσης σε θερμική ισορροπία, συνεπάγεται ότι το ολικό ηλεκτρικό πεδίο στη περιοχή απογύμνωσης έχει μικρότερη τιμή από τι στην κατάσταση θερμικής ισορροπίας.

Επαφή pn

ορθή πόλωση

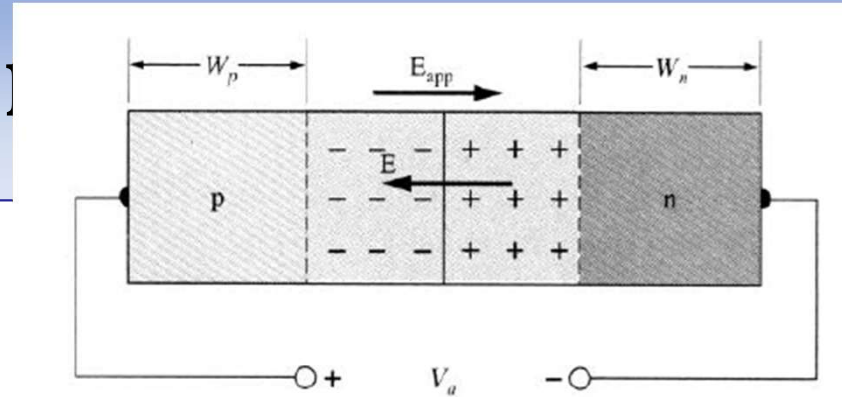


Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση (β) τα ενεργειακά διαγράμματα

Οι δυνάμεις διάχυσης και ηλεκτρικού πεδίου, που ασκούνται στους φορείς, δεν εξισορροπούνται όπως στην θερμική ισορροπία, και υπάρχει διάχυση των φορέων πλειονότητας. Ηλεκτρόνια εγχύονται από την περιοχή n, μέσω της περιοχής απογύμνωσης, στην περιοχή p και αντίστοιχα οπές από την περιοχή p εγχύονται στην περιοχή n. Όσο εφαρμόζεται η ορθή πόλωση V_a θα συνεχίζεται η έγχυση των φορέων μέσω της περιοχής απογύμνωσης **με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί ένα ρεύμα στην pn επαφή το ρεύμα ορθής πόλωσης.**

Επαφή p-n

Αν αντικατασταθεί το V_{bi} με το $V_{bi}-V_a$ θα πάρουμε την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή p υπό ορθή πόλωση:



ορθή πόλωση

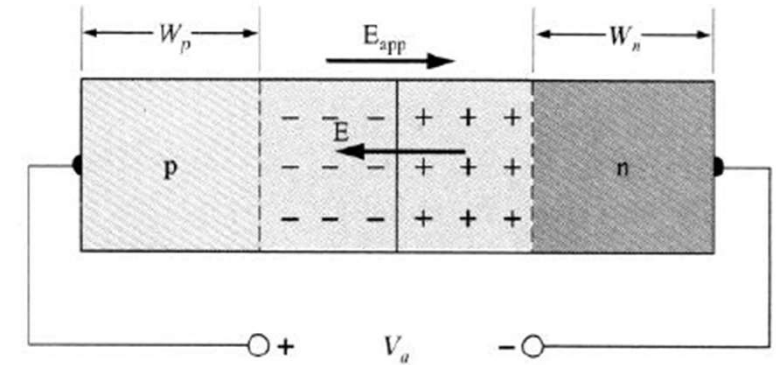
Ο φραγμός δυναμικού έχει γίνει τώρα $V_{bi}-V_a$.

$$n_p = n_n \exp\left(\frac{-e(V_{bi} - V_a)}{KT}\right) = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{KT}\right) \exp\left(\frac{-eV_a}{KT}\right)$$

Εφόσον θεωρούμε χαμηλή έγχυση η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων n_{n0} (στην περιοχή n όπου είναι φορείς πλειονότητας) δεν θα μεταβληθεί σημαντικά. Αντίθετα η συγκέντρωση τους n_p στην περιοχή p (όπου είναι φορείς μειονότητας) θα διαφέρει τάξεις μεγέθους από την τιμή σε θερμική ισορροπία n_{p0} .

Επαφή p-n

Αν αντικατασταθεί το V_{bi} με το $V_{bi} - V_a$ θα πάρουμε την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή p υπό ορθή πόλωση:



ορθή πόλωση

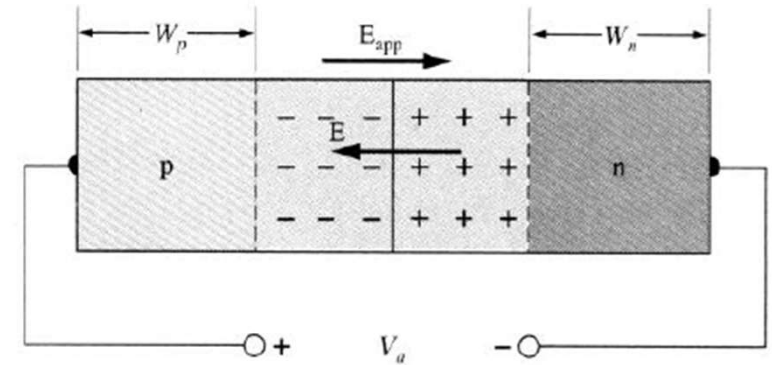
$$n_p = n_n \exp\left(\frac{-e(V_{bi} - V_a)}{KT}\right) = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{KT}\right) \exp\left(\frac{-eV_a}{KT}\right)$$

Εφόσον θεωρούμε *χαμηλή έγχυση* η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων n_{n0} (στην περιοχή n όπου είναι φορείς πλειονότητας) δεν θα μεταβληθεί σημαντικά. **Αντίθετα η συγκέντρωση τους n_p στην περιοχή p (όπου είναι φορείς μειονότητας) θα διαφέρει τάξεις μεγέθους από την τιμή σε θερμική ισορροπία n_{p0} .**

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

Επαφή p-n

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$



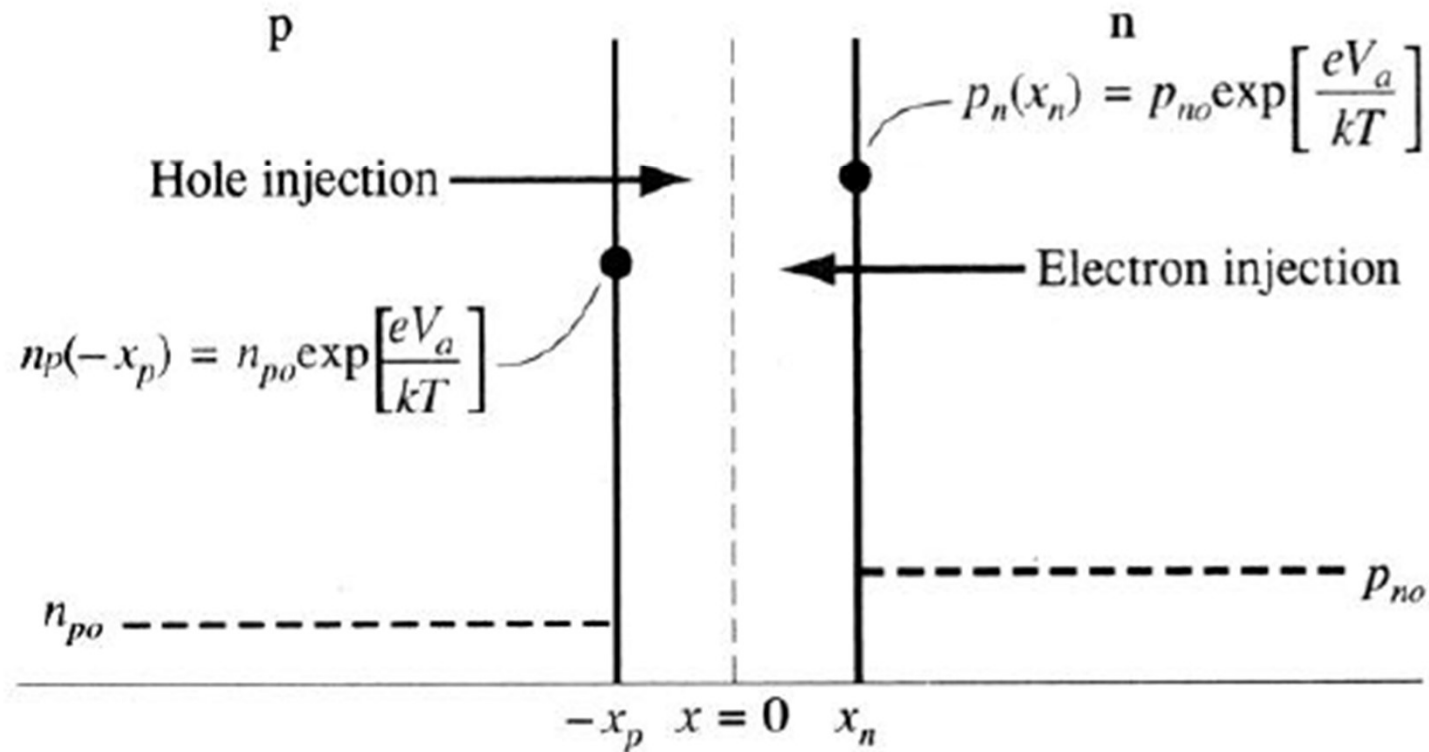
ορθή πόλωση

μας δηλώνει την αύξηση των φορέων μειονότητας (ηλεκτρόνια) στη περιοχή p όταν εφαρμοστεί ορθή πόλωση. Λόγω της ελάττωσης του φραγμού δυναμικού, τα ηλεκτρόνια της περιοχής n εγχύονται, διαμέσου της περιοχής απογύμνωσης, με αποτέλεσμα την αύξηση της συγκέντρωσης τους στην περιοχή p.

Αντίστοιχα η συγκέντρωση των φορέων μειονότητας (οπές) στη περιοχή n θα αυξηθεί όταν εφαρμοστεί ορθή πόλωση και θα δίνεται από την σχέση:

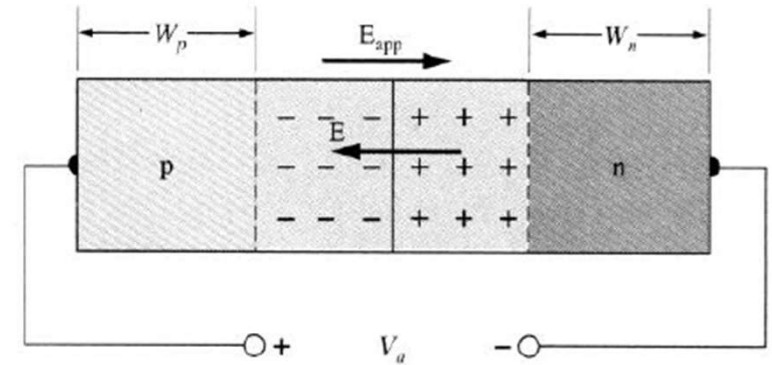
$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

Επαφή pn



Σχήμα 2.3 Συγκεντρώσεις των επιπλέον φορέων μειονότητας στα όρια της περιοχής απογύμνωσης

Επαφή p-n



Για τους επιπλέον φορείς μειονότητας (οπές) της περιοχής n η εξίσωση αμφιπολικής μεταφοράς σε μία διάσταση σαν συνάρτηση του χρόνου και του χώρου είναι :

$$D_p \frac{\partial^2 (\delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial x} + g' - \frac{\delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial t}$$

$$\delta p_n = p_n - p_{n0}$$

η συγκέντρωση των επιπλέον οπών και ισούται με την διαφορά της ολικής συγκέντρωσης οπών μείον την συγκέντρωση οπών σε θερμική ισορροπία.

Επαφή pn

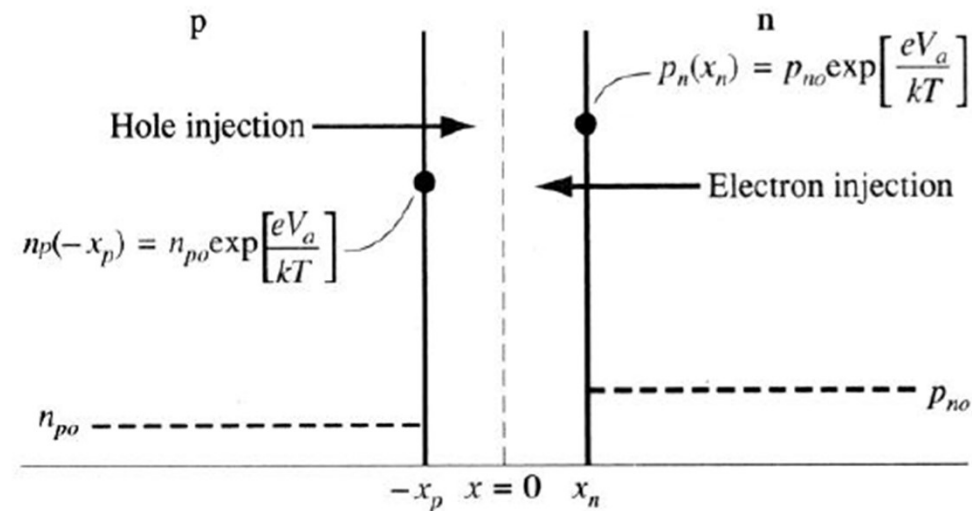
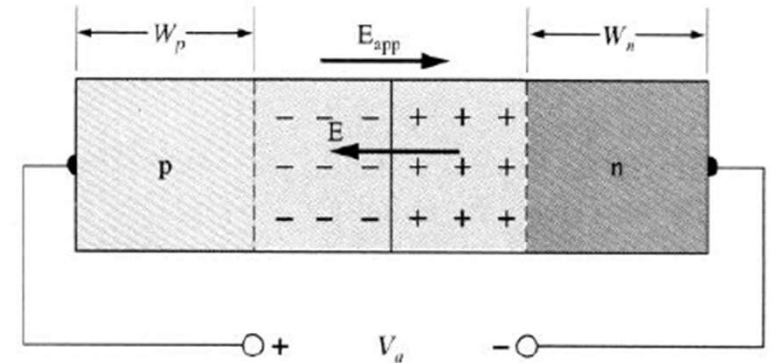
Οριακές συνθήκες

$$p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

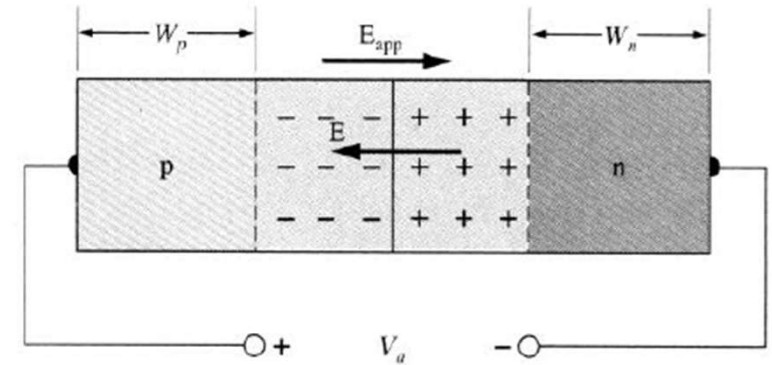
$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

$$p_n(x \rightarrow +\infty) = p_{n0}$$

$$n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$$



Επαφή p-n



$$D_p \frac{\partial^2 (\delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial x} + g' - \frac{\delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial t}$$

□ Θεωρούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδεν στις ουδέτερες n και p περιοχές του ημιαγωγού. για $x > x_n$ έχουμε $E=0$ και $g'=0$

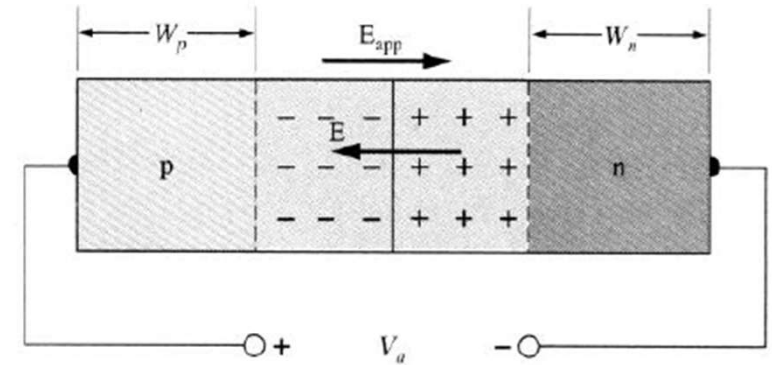
□ Θεωρούμε συνθήκες ισορροπίας $\frac{\partial (\delta p_n)}{\partial t} = 0$

**επιπλέον φορείς
μειονότητας (οπές)
της περιοχής n**

$$\frac{d^2 (\delta p_n)}{dx^2} - \frac{\delta p_n}{L_p^2} = 0 \quad (x > x_n)$$

$$\text{όπου } L_p^2 = D_p \tau_{p0}$$

Επαφή p-n



$$D_p \frac{\partial^2 (\delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial x} + g' - \frac{\delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial (\delta p_n)}{\partial t}$$

- Θεωρούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδεν στις ουδέτερες n και p περιοχές του ημιαγωγού. για $x > x_n$ έχουμε $E=0$ και $g'=0$

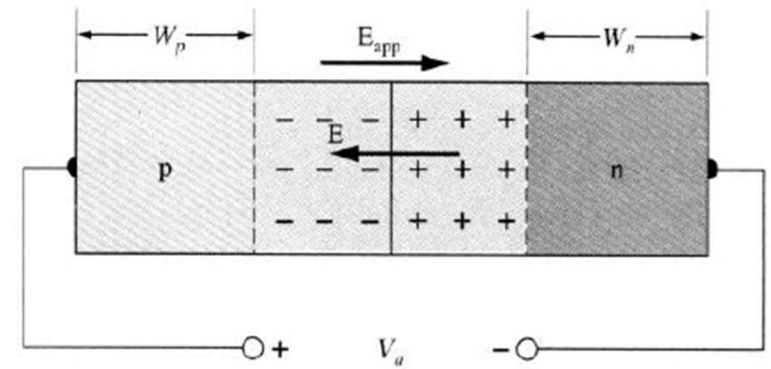
- Θεωρούμε συνθήκες ισορροπίας $\frac{\partial (\delta p_n)}{\partial t} = 0$

**επιπλέον
ηλεκτρόνια της
περιοχής p**

$$\frac{d^2 (\delta n_p)}{dx^2} - \frac{\delta n_p}{L_n^2} = 0 \quad (x < x_p)$$

$$\text{όπου } L_n^2 = D_n \tau_{n0}$$

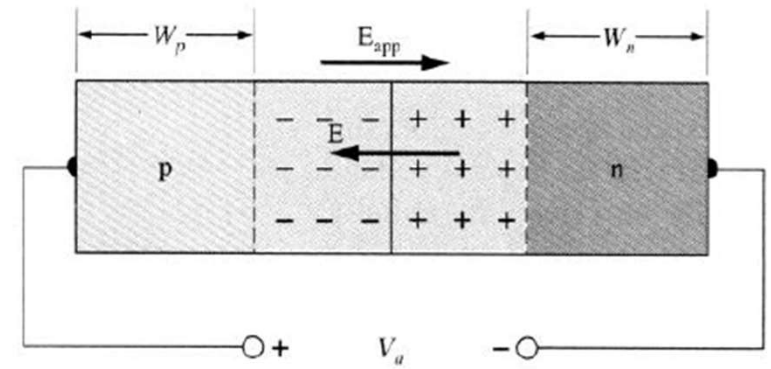
Επαφή pn



Καθώς οι φορείς μειονότητας διαχέονται από τα όρια της περιοχής απογύμνωσης μέσα στον ουδέτερο ημιαγωγό θα επανασυνδέονται με τους αντίστοιχους φορείς πλειονότητας. Θα θεωρήσουμε ότι τα μήκη W_n και W_p , είναι αρκετά μεγάλα, $W_n \gg L_p$ και $W_p \gg L_n$ ώστε η συγκέντρωση των επιπλέον φορέων να πλησιάζει το μηδέν αρκετά μακριά από την περιοχή φορτίων χώρου.

Η δομή αυτή αναφέρεται σαν *μακριά pn επαφή*.

Επαφή pn



$$\frac{d^2(\delta p_n)}{dx^2} - \frac{\delta p_n}{L_p^2} = 0$$

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p} \quad x \geq x_n$$

$$\frac{d^2(\delta n_p)}{dx^2} - \frac{\delta n_p}{L_n^2} = 0$$

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = Ce^{x/L_n} + De^{-x/L_n} \quad x \leq -x_p$$

Επαφή pn

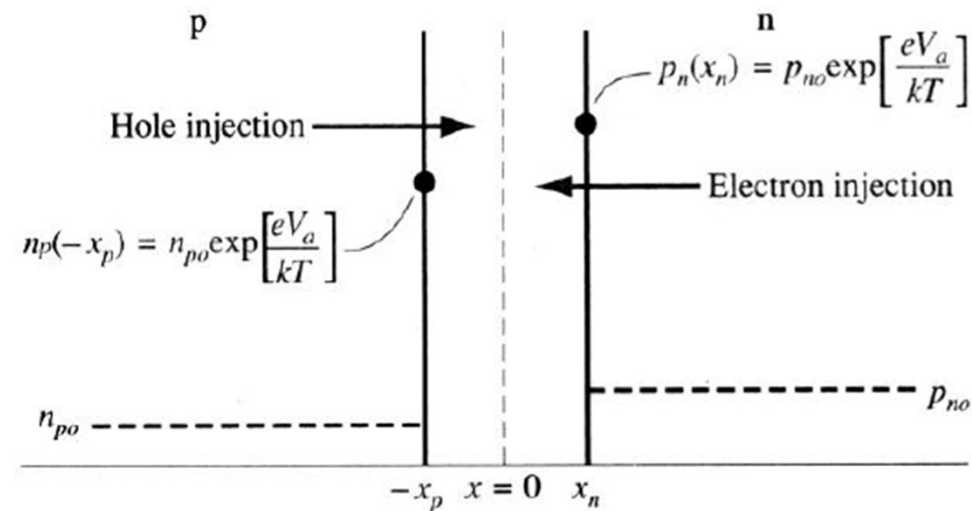
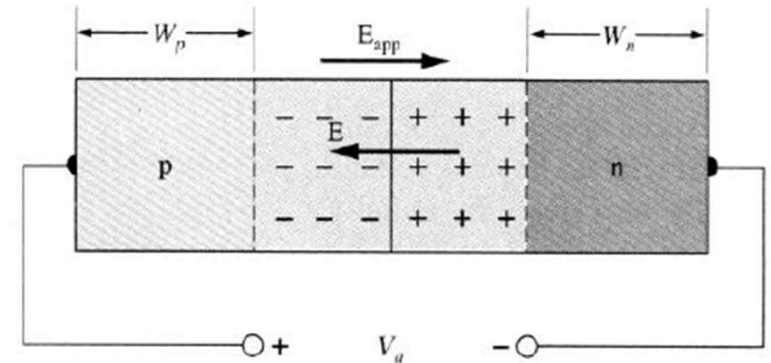
Οριακές συνθήκες

$$p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right)$$

$$p_n(x \rightarrow +\infty) = p_{n0}$$

$$n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$$



Επαφή pn

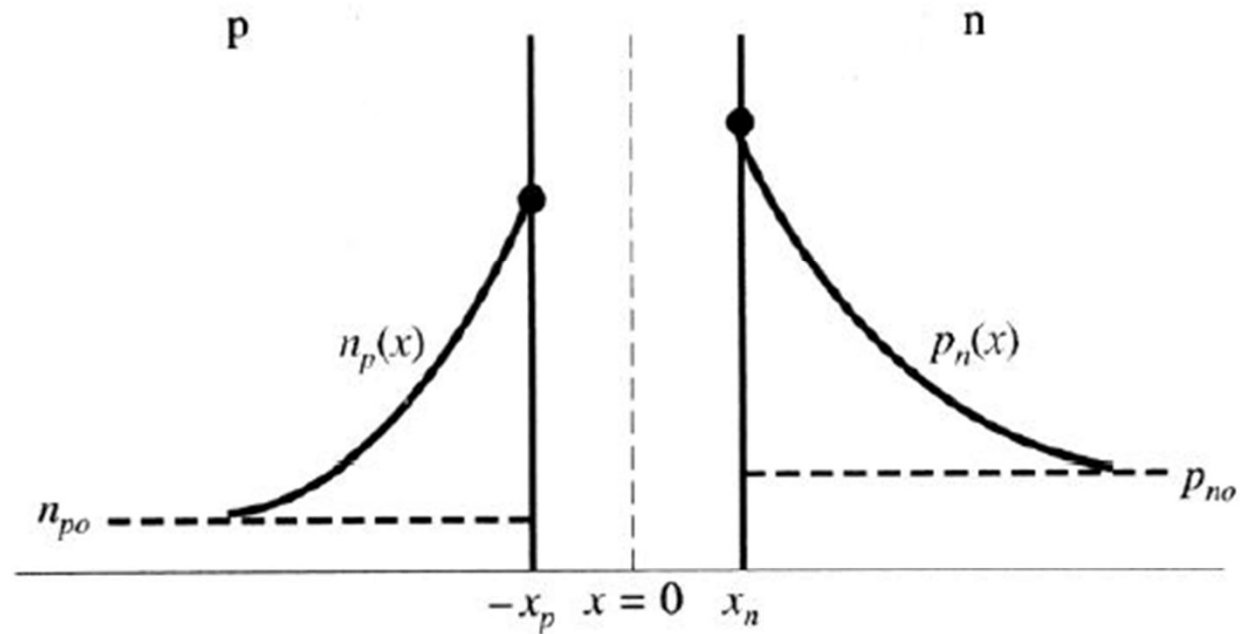
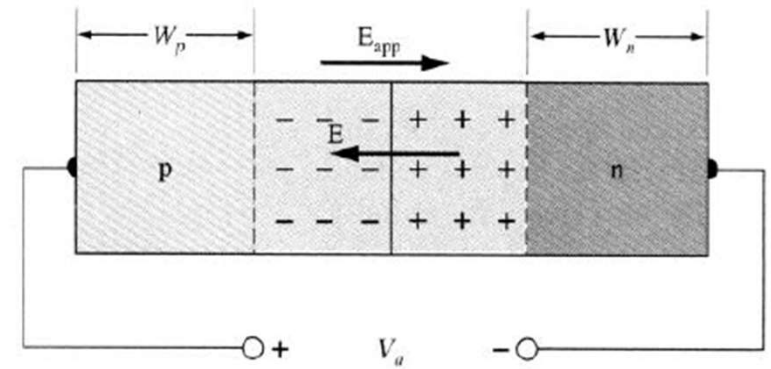
για $x \geq x_n$

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right)$$

και για $x \leq -x_p$

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right)$$

Επαφή pn

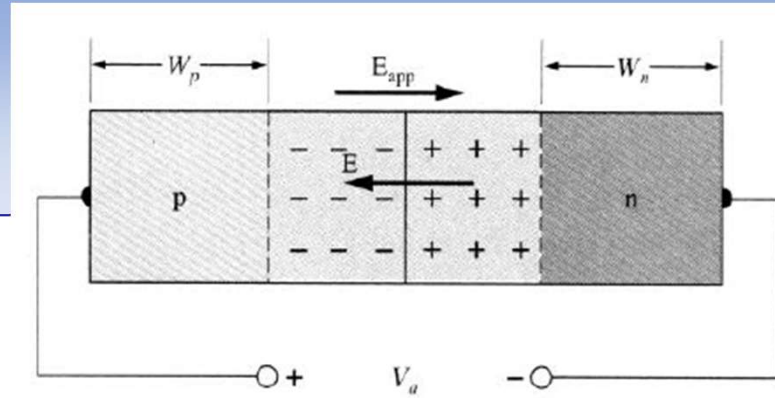


Σχήμα 2.4 Γραφική παράσταση της συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας επαφής pn υπό ορθή πόλωση

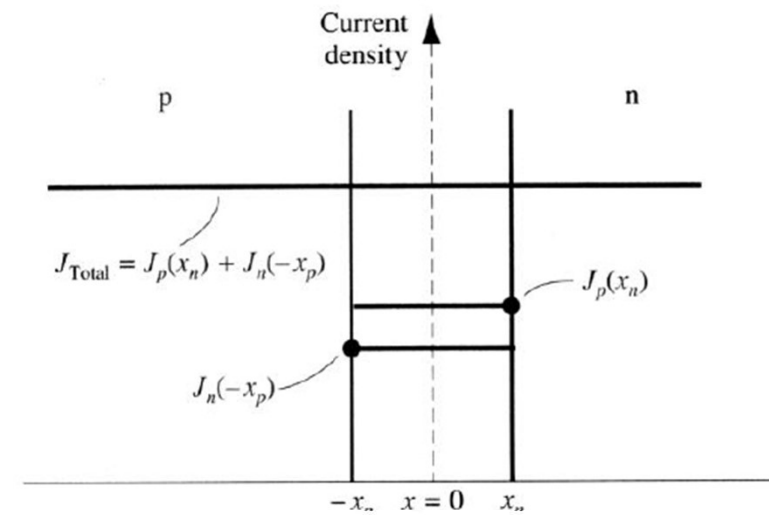
Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn

- Το ολικό ρεύμα της επαφής ισούται με το άθροισμα των επιμέρους ρευμάτων των οπών και ηλεκτρονίων που είναι σταθερά στην περιοχή απογύμνωσης.
- Εφόσον τα ρεύματα των ηλεκτρονίων και οπών είναι συνεχείς συναρτήσεις σε όλη την pn επαφή, το ολικό ρεύμα της επαφής θα είναι το άθροισμα του ρεύματος διάχυσης των οπών στο σημείο $x=x_n$ και του ρεύματος διάχυσης των ηλεκτρονίων στο $x=-x_p$.
- Το ηλεκτρικό πεδίο θεωρήσαμε ότι είναι μηδενικό στα όρια της ζώνης απογύμνωσης άρα οποιαδήποτε συνεισφορά από ολίσθηση των φορέων μειονότητας αγνοείται.



ορθή πόλωση



Πυκνότητες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών

Επαφή pn

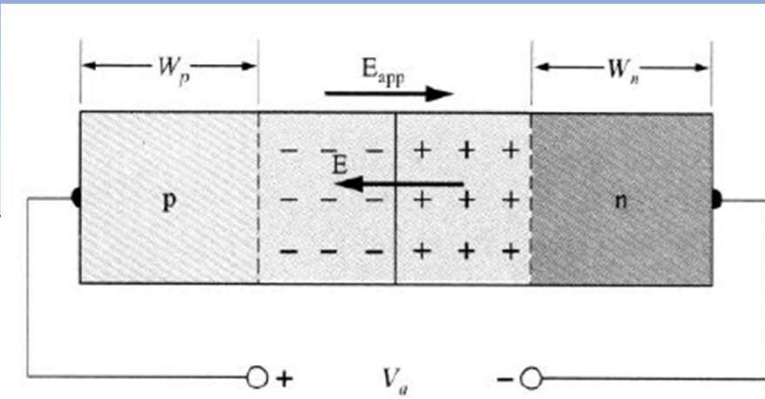
υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn

Η πυκνότητα ρεύματος οπών (φορείς μειονότητας) στο σημείο $x=x_n$ θα υπολογιστεί από τη σχέση:

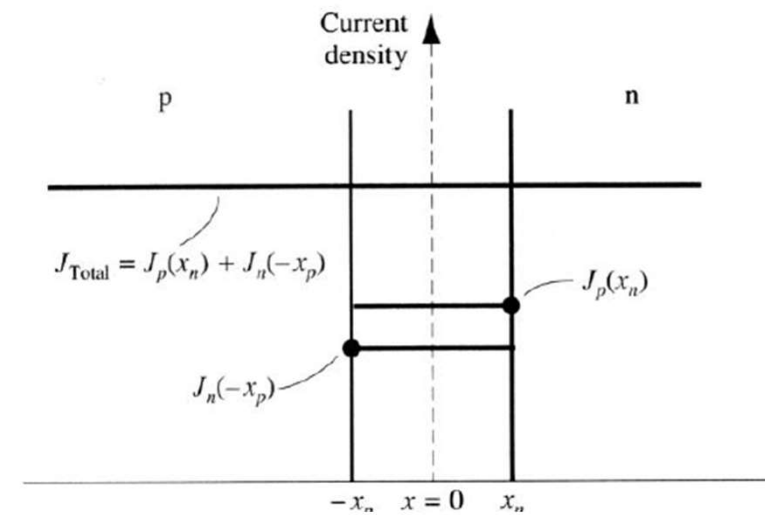
$$J_p(x_n) = -eD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n}$$

Εφόσον θεωρήσαμε ομοιόμορφη κατανομή προσμίξεων στις δύο περιοχές η συγκέντρωση των φορέων σε θερμική ισορροπία είναι σταθερή και επομένως

$$J_p(x_n) = -eD_p \frac{d(\delta p_n(x))}{dx} \Big|_{x=x_n}$$



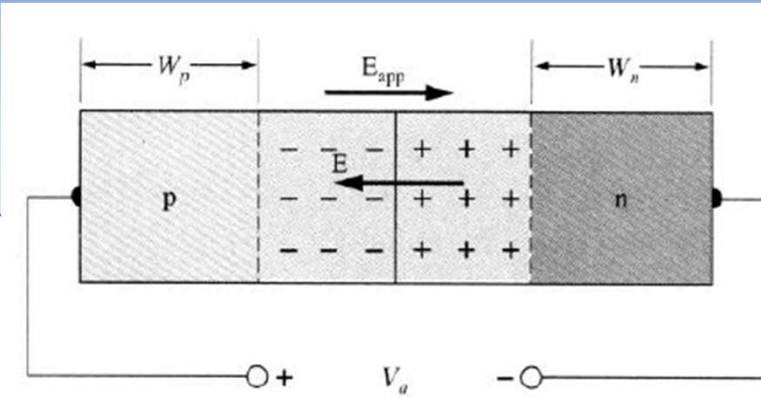
ορθή πόλωση



Πυκνότητες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



ορθή πόλωση

$$J_p(x_n) = -eD_p \frac{d(\delta p_n(x))}{dx} \Big|_{x=x_n}$$

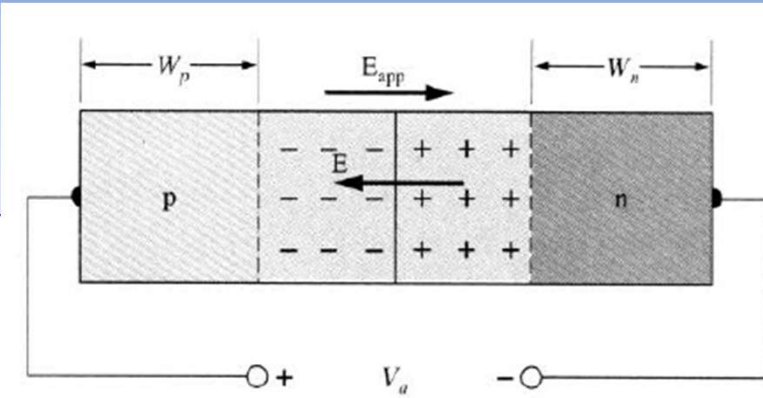
+

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right)$$

$$J_p(x_n) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



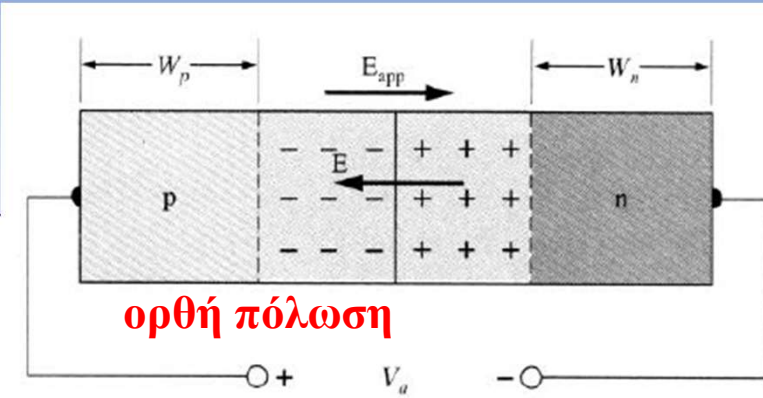
ορθή πόλωση

$$J_p(x_n) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

- Η πυκνότητα ρεύματος των οπών σε συνθήκες ορθής πόλωσης θα έχει φορά από την p προς την n περιοχή, δηλ. στη διεύθυνση $+x$.

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



$$J_p(x_n) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

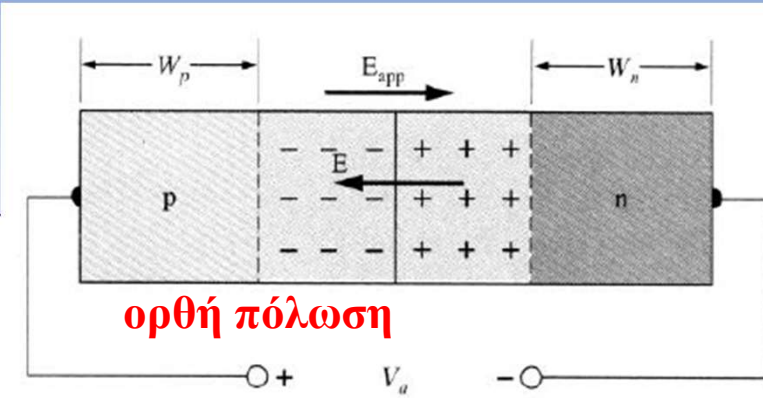
- Η πυκνότητα ρεύματος των οπών σε συνθήκες ορθής πόλωσης θα έχει φορά από την p προς την n περιοχή, δηλ. στη διεύθυνση +x.

$$J_n(-x_p) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

- Πάλι η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων θα έχει την ίδια φορά προς το +x.

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



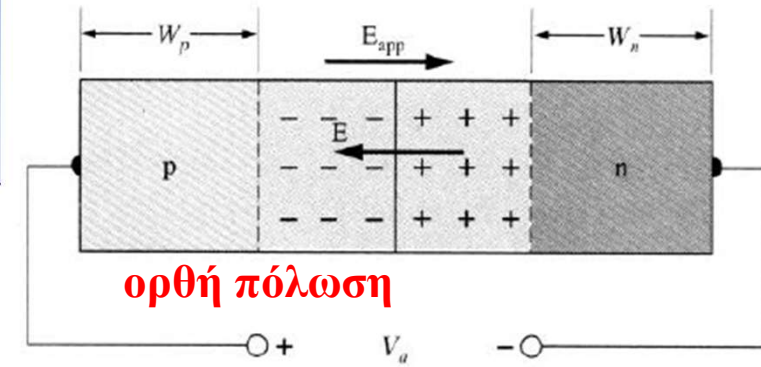
Η ολική πυκνότητα ρεύματος στην pn επαφή θα ισούται με

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

μας δίνει την ιδανική σχέση ρεύματος –
τάσης σε μία επαφή pn.

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



Η ολική πυκνότητα ρεύματος στην pn επαφή θα ισούται με

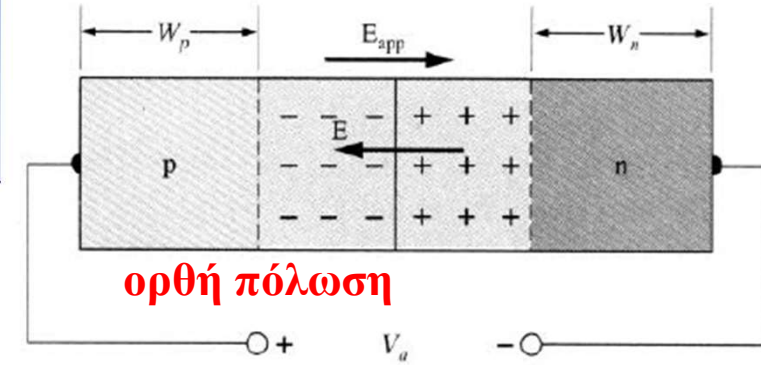
$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right]$$

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

Επαφή pn

υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn

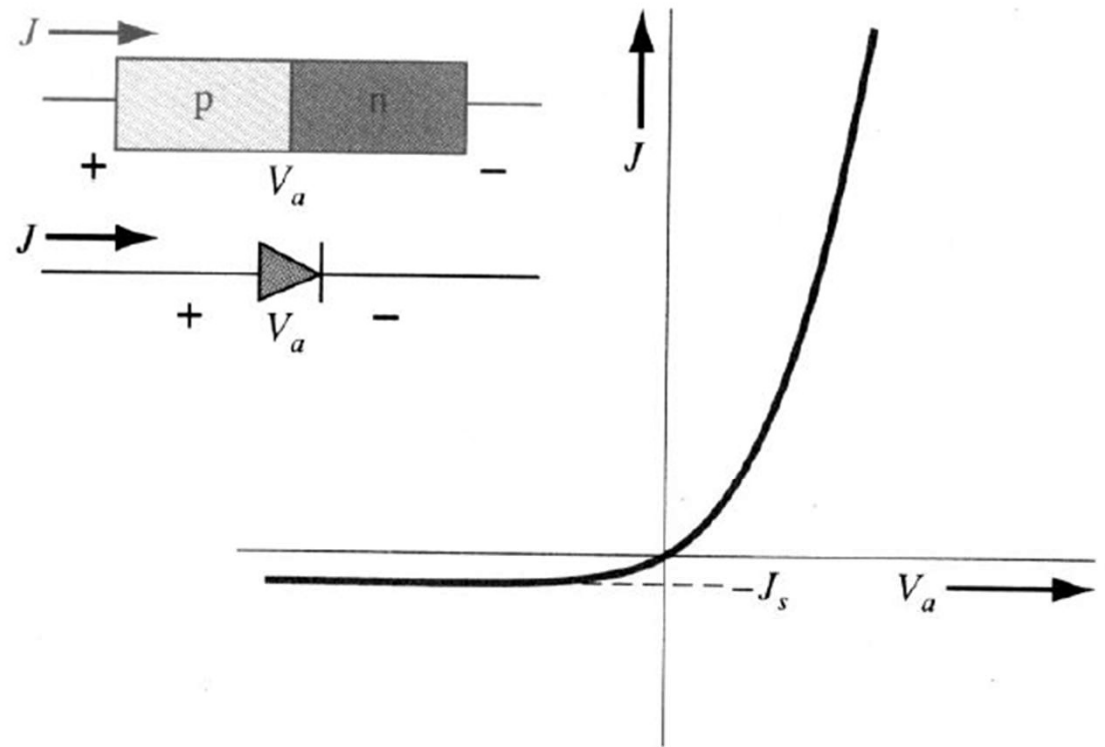
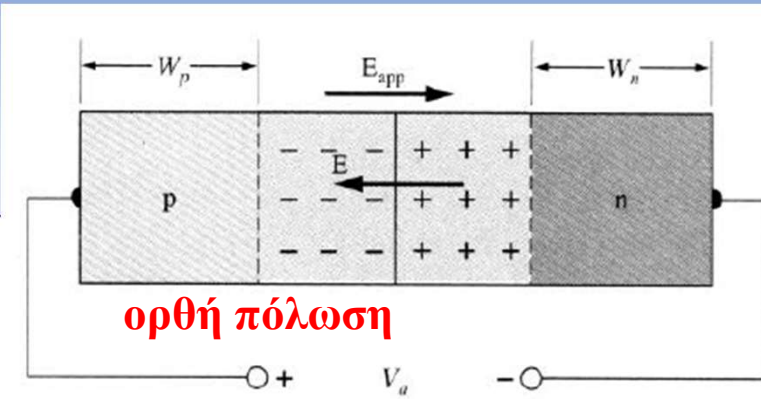


$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

εξίσωση ιδανικής διόδου και περιγράφει τα
χαρακτηριστικά της pn επαφής σε μία μεγάλη περιοχή
ρευμάτων και τάσεων

Επαφή pn

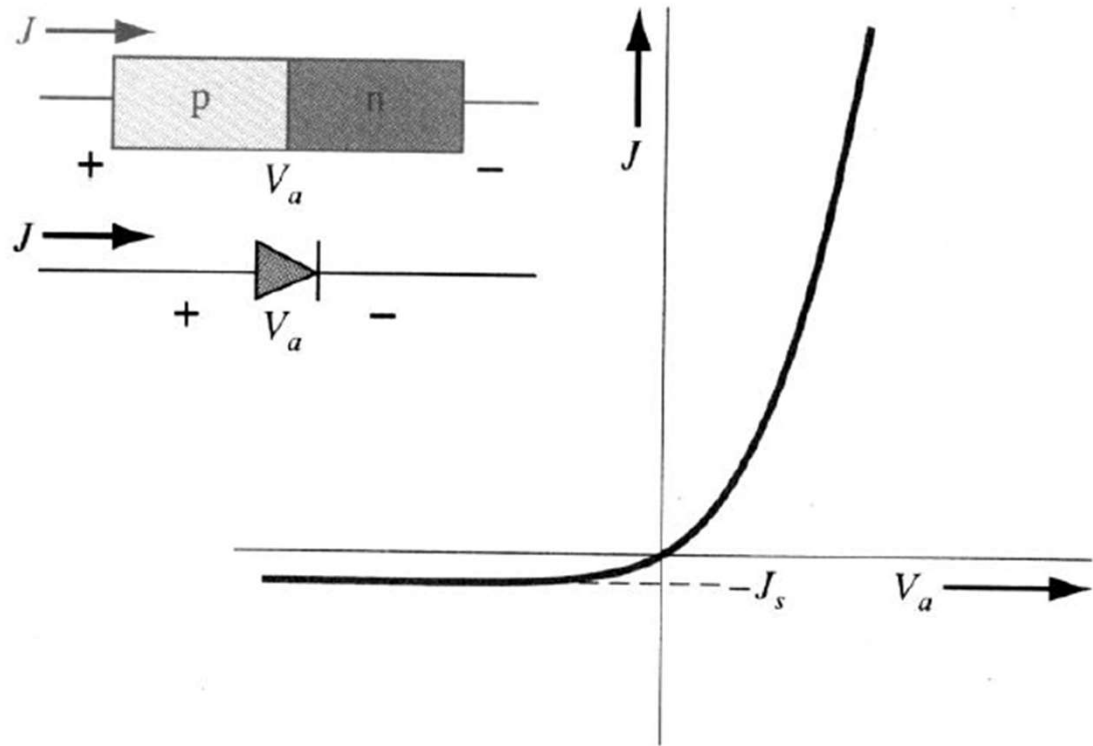
υπολογισμός ιδανικού ρεύματος διόδου pn



$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

Επαφή pn



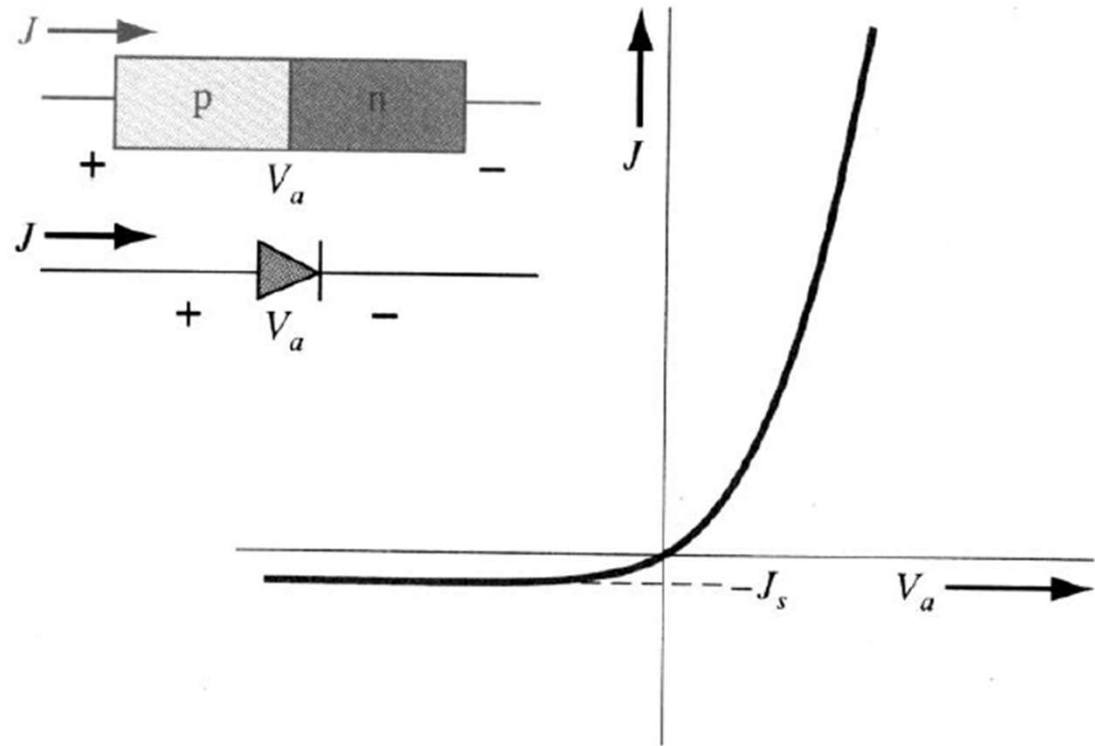
$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

Όταν το V_a γίνει αρνητικό (αρνητική πόλωση) με τιμή λίγα kT/e η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος γίνεται ανεξάρτητη από την ανάστροφη πόλωση και η παράμετρος J_s αναφέρεται σαν πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος κόρου. Όταν η τάση ορθής πόλωσης γίνει μεγαλύτερη από μερικά kT/e ο όρος (-1) στην σχέση 2.23 μπορεί να αμεληθεί.

Επαφή pn

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

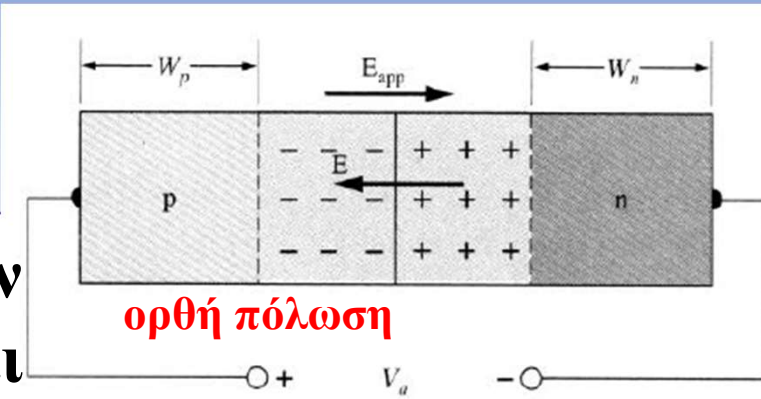


Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

ανάστροφου ρεύματος κόρου / κορεσμού της διόδου, το οποίο αντιπροσωπεύει το μειοψηφικό φέρον ρεύμα που ρέει όταν η διάδος είναι υπό αντίστροφη πόλωση (δηλαδή, η τάση που εφαρμόζεται κατά μήκος της διόδου είναι στην αντίθετη κατεύθυνση από την προς τα εμπρός πόλωση).

Επαφή pn

Υπολογισμός των πυκνοτήτων ρευμάτων διάχυσης φορέων πλειονότητας συναρτήσει της απόστασης μέσα στις n και p περιοχές

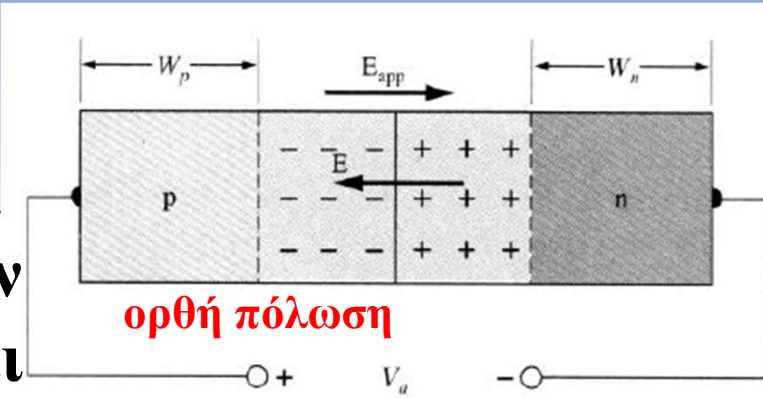


$$J_p(x) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad x \geq x_n \quad (2.24)$$

και

$$J_n(x) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad x \leq -x_p \quad (2.25)$$

Επαφή pn



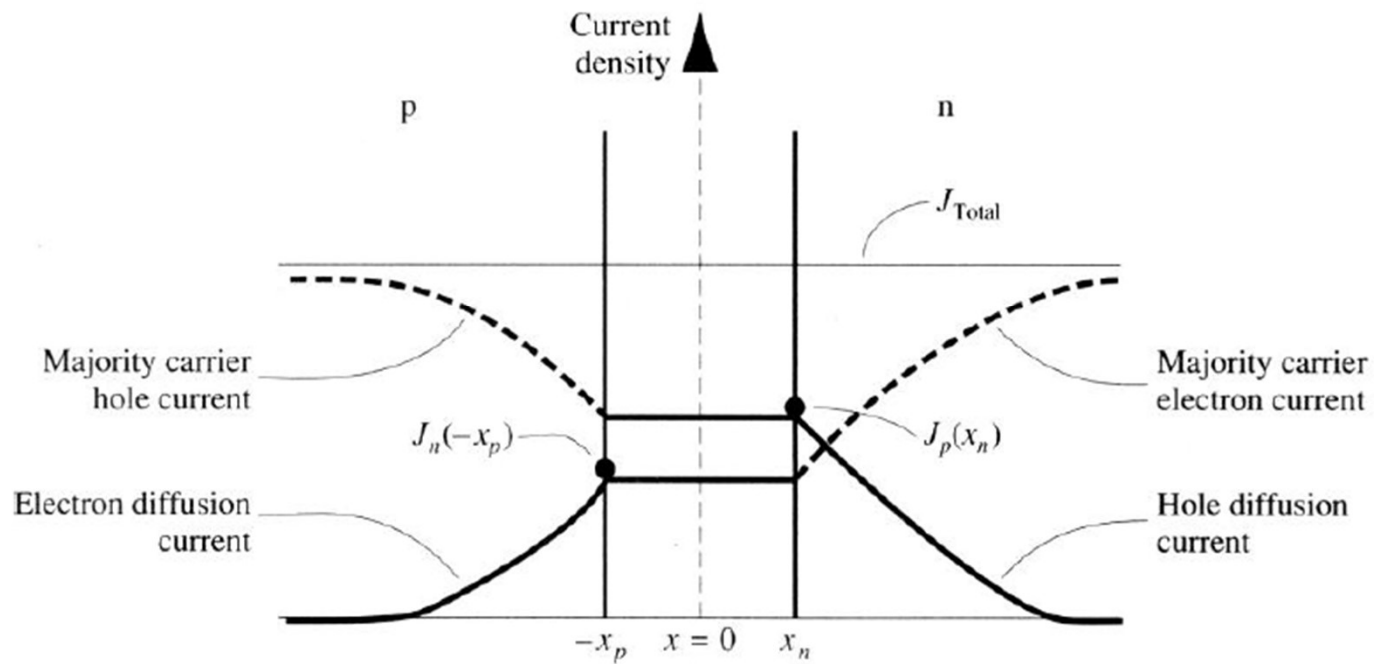
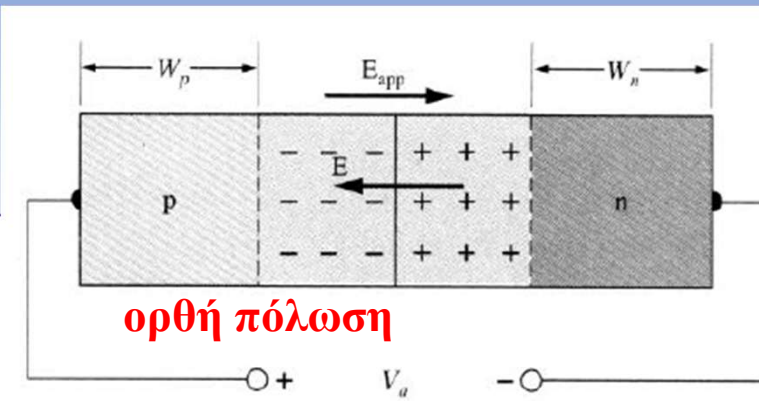
Υπολογισμός των πυκνοτήτων ρευμάτων διάχυσης φορέων πλειονότητας συναρτήσει της απόστασης μέσα στις n και p περιοχές

$$J_p(x) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad x \geq x_n \quad (2.24)$$

$$J_n(x) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad x \leq -x_p \quad (2.25)$$

Παρατηρούμε ότι η πυκνότητα ρεύματος διάχυσης των φορέων μειονότητας ελαττώνεται εκθετικά με την απόσταση σε κάθε περιοχή. **Το ολικό ρεύμα όμως διατηρείται σταθερό.** Η διαφορά ανάμεσα στο ολικό ρεύμα και στο ρεύμα διάχυσης των φορέων μειονότητας μας δίνει το ρεύμα των φορέων πλειονότητας σε κάθε περιοχή.

Επαφή pn



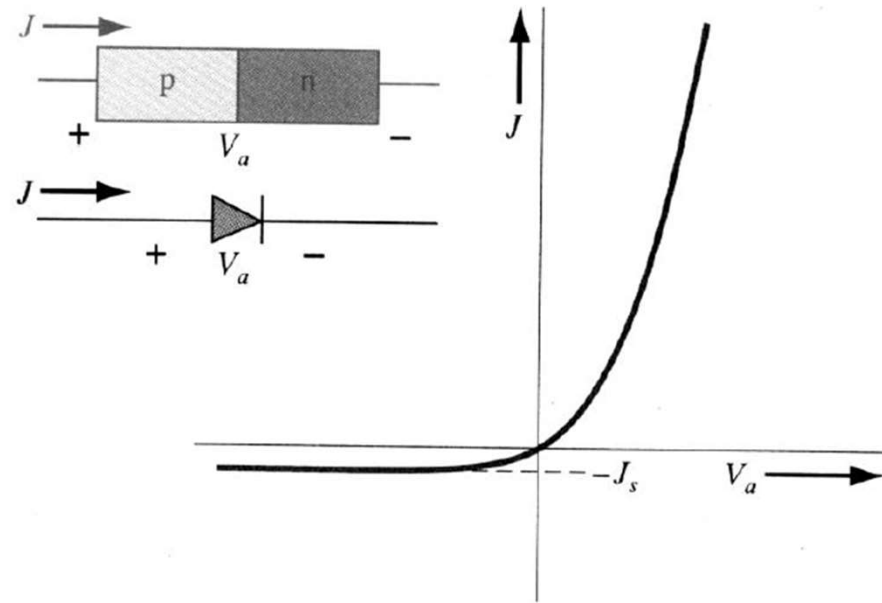
Σχήμα 2.7 Συνιστώσες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών επαφής pn υπό ορθή πόλωση

Επαφή pn

Για τον καθορισμό της ιδανικής χαρακτηριστικής ρεύματος – τάσης μιας επαφής pn δεν λάβαμε καθόλου υπόψη φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή απογύμνωσης, όπως γένεση και επανασύνδεση φορέων.

Όταν η επαφή pn πολωθεί ανάστροφα γεννιούνται ζεύγη ηλεκτρονίων οπών μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου λόγω παγίδων (βλ. Θεωρία επανασύνδεσης Schockley-Read-Hall). Οι φορείς αυτοί παρασύρονται έξω από την περιοχή λόγω του ηλεκτρικού πεδίου. Έτσι δημιουργείται ένα ρεύμα το λεγόμενο *ρεύμα γέννεσης* J_{gen} το οποίο θα προστίθεται στο ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου. Άρα η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος της διόδου θα ισούται με :

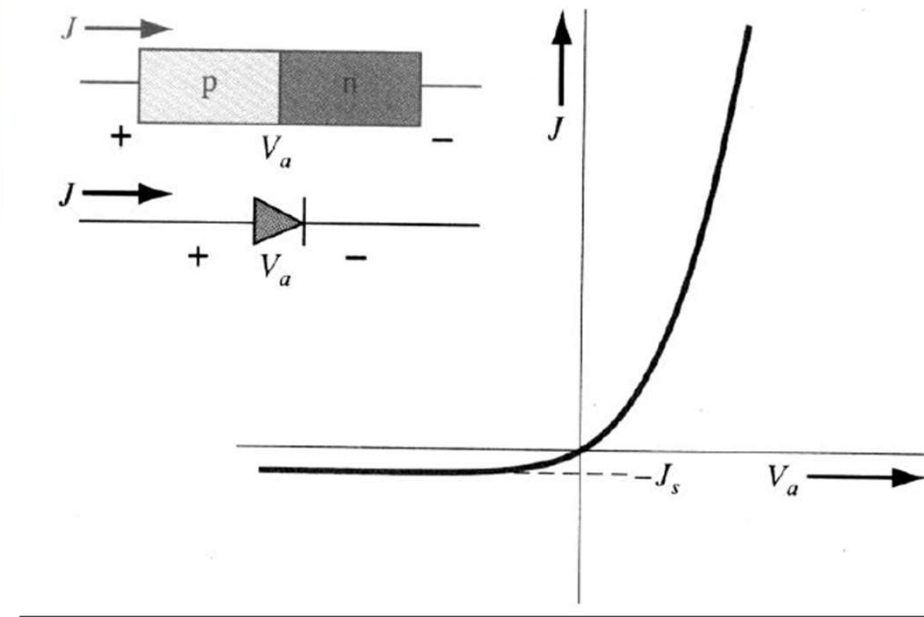
$$J_R = J_S + J_{gen}$$



Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

Επαφή pn

Για τον καθορισμό της ιδανικής χαρακτηριστικής ρεύματος – τάσης μιας επαφής pn δεν λάβαμε καθόλου υπόψη φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή απογύμνωσης, όπως γένεση και επανασύνδεση φορέων.



Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

$$J_R = J_S + J_{\text{gen}}$$

Το ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι ανεξάρτητο από την εφαρμοζόμενη ανάστροφη πόλωση. Όμως, το ρεύμα γένεσης εξαρτάται από την ανάστροφη πόλωση. Άρα το πραγματικό ανάστροφο ρεύμα μιας διόδου pn δεν είναι πλέον ανεξάρτητο από την ανάστροφη πόλωση.

Επαφή pn

Όταν η δίοδος πολωθεί ορθά, ηλεκτρόνια και οπές εγχύονται διαμέσου της επαφής φορτίων χώρου, έτσι υπάρχει μη μηδενική πιθανότητα οι φορείς αυτοί να επανασυνδεθούν μέσα σε αυτή τη περιοχή. Η επανασύνδεση αυτή θα δώσει μια επιπλέον συνιστώσα ρεύματος, στο ιδανικό ρεύμα της διόδου υπό ορθή πόλωση, που ήδη μελετήσαμε. Σε χαμηλές τάσεις ορθής πόλωσης το ρεύμα επανασύνδεσης θα επικρατήσει, ενώ σε υψηλότερες τάσεις ορθής πόλωσης θα επικρατεί το ιδανικό ρεύμα ορθής πόλωσης. Γενικά η χαρακτηριστική τάσης – ρεύματος πραγματικής διόδου θα είναι

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nKT}\right) - 1 \right]$$

η παράμετρος n είναι ο συντελεστής ιδανικότητας και παίρνει τιμές από ένα έως δύο. Για μεγάλες τιμές ορθής πόλωσης $n \sim 1$ και το ρεύμα πλησιάζει την τιμή ιδανικού ρεύματος διόδου ενώ για μικρές τάσεις ορθής πόλωσης το $n \sim 2$ και κυριαρχεί το ρεύμα επανασύνδεσης.

Επαφή pn

Η δίοδος pn Επίδραση της θερμοκρασίας

Οι συγκεντρώσεις είναι ανάλογες του n_i^2 που έχει ισχυρή εξάρτηση από την θερμοκρασία. Επομένως και το J_s θα εξαρτάται από την θερμοκρασία.

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \quad J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right]$$

Καθώς η θερμοκρασία αυξάνει, απαιτείται λιγότερη τάση για να πάρουμε το ίδιο ρεύμα. Αν η τάση διατηρηθεί σταθερή, το ρεύμα της διόδου θα αυξάνει καθώς θα αυξάνει η θερμοκρασία. Όμως το ρεύμα ορθής πόλωσης είναι λιγότερο ευαίσθητο στην θερμοκρασία απ ότι το ανάστροφο ρεύμα κόρου.

Επαφή pn

Η δίοδος pn

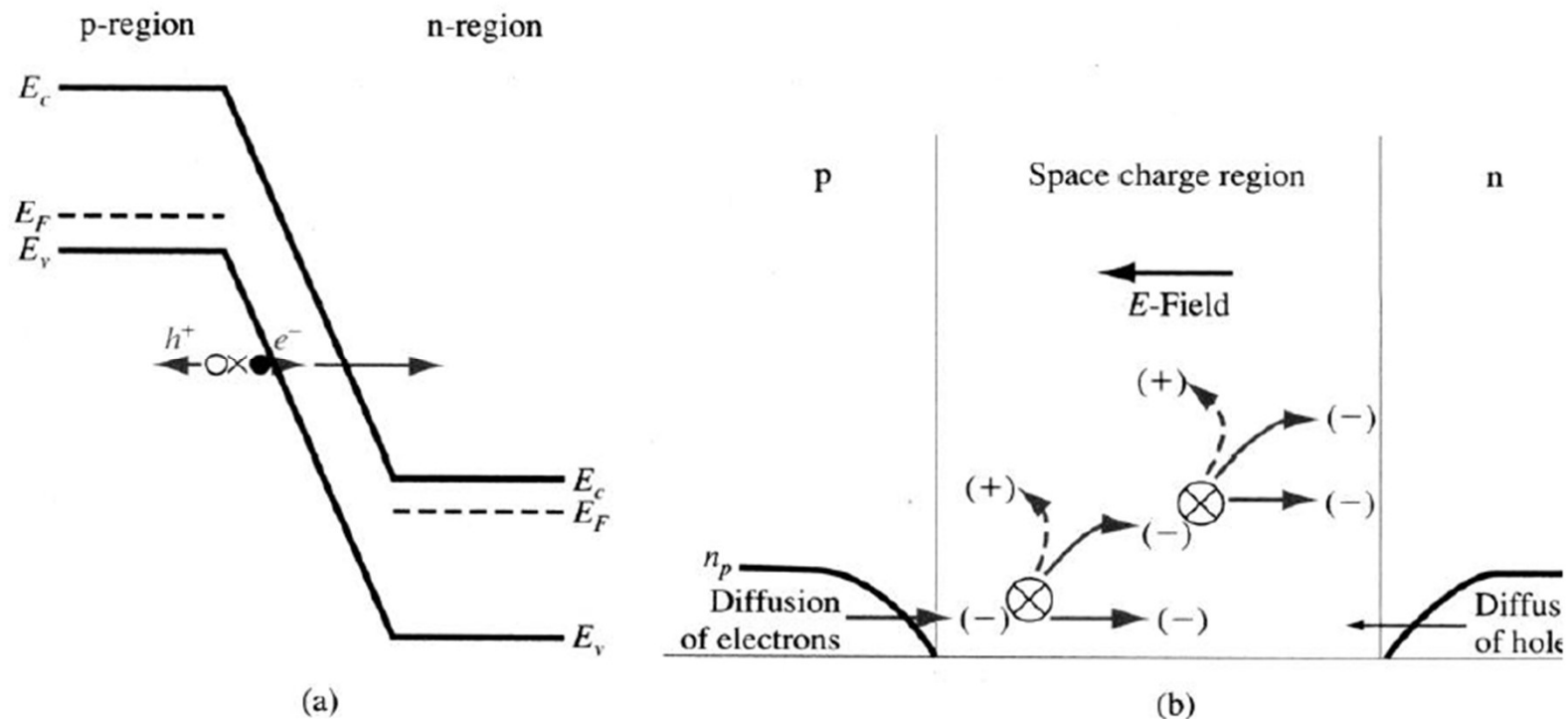
Κατάρρευση της επαφής pn

Όταν μία ιδανική pn επαφή πολωθεί ανάστροφα είδαμε ότι δημιουργείται ένα πολύ μικρό ανάστροφο ρεύμα. Όμως υπάρχει ένα όριο στην τιμή της ανάστροφης τάσης πόλωσης, πέρα από το οποίο το ανάστροφο ρεύμα αυξάνεται απότομα και η επαφή pn υφίσταται *κατάρρευση*. Η τιμή αυτή της τάσης ονομάζεται *τάση κατάρρευσης*.

Επαφή pn

Η δίοδος pn

Κατάρρευση της επαφής pn



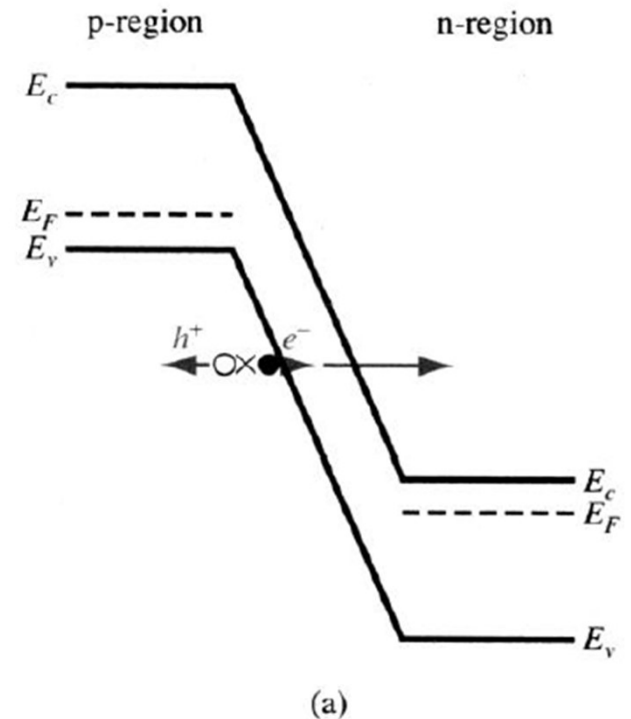
(α) μηχανισμός Zener (β) μηχανισμός χιονοστιβάδας

Επαφή pn

Η δίοδος pn

Κατάρρευση της επαφής pn

Το φαινόμενο Zener συμβαίνει όταν έχουμε επαφές pn με πολύ υψηλή συγκέντρωση φορέων. Σ' αυτή την επαφή οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας στις δύο πλευρές της επαφής είναι πολύ κοντά σε συνθήκες ανάστροφης πόλωσης και έτσι τα ηλεκτρόνια μπορούν να περνάνε με φαινόμενο σήραγγος κατευθείαν από την ζώνη σθένους της περιοχής p στη ζώνη αγωγιμότητας της περιοχής n.



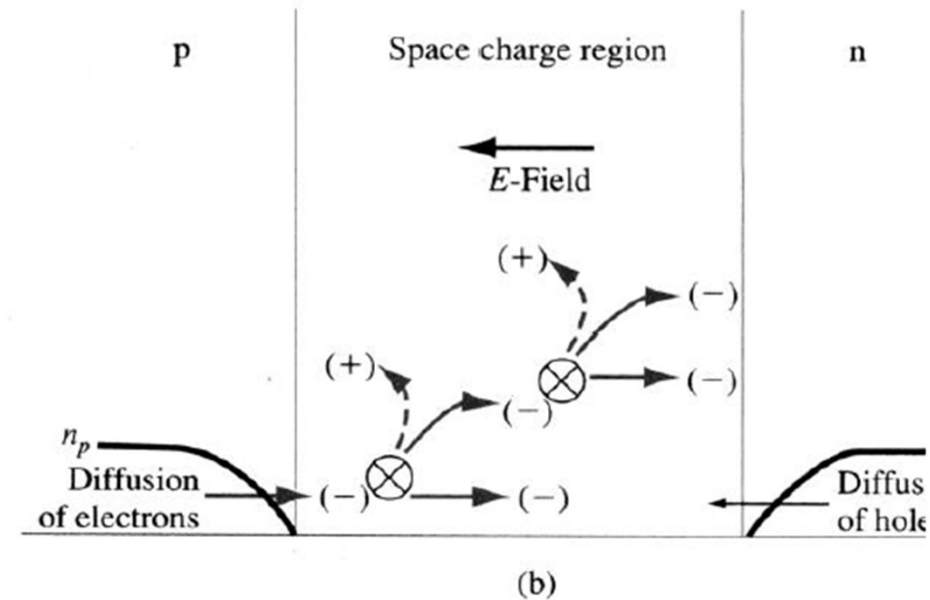
(α) μηχανισμός Zener

Επαφή pn

Κατάρρευση της επαφής pn

(β) μηχανισμός χιονοστιβάδος

Το φαινόμενο χιονοστιβάδος συμβαίνει όταν τα ηλεκτρόνια (ή/και οι οπές) που κινούνται μέσω της περιοχής φορτίων χώρου, αποκτούν ικανή ενέργεια λόγω του ηλεκτρικού πεδίου και συγκρουόμενα με τα ατομικά ηλεκτρόνια στην περιοχή απογύμνωσης, να δημιουργήσουν νέα ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών.



Τα νέα ηλεκτρόνια και οπές κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις λόγω του ηλεκτρικού πεδίου και συνεισφέρουν στο ήδη υπάρχον ανάστροφο ρεύμα. Επιπλέον τα νέα ηλεκτρόνια και οπές μπορούν να αποκτήσουν και αυτά αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν άλλα άτομα, οδηγώντας έτσι στο φαινόμενο χιονοστιβάδος. (σχήμα 2.8.β). Στην τάση κατάρρευσης η συγκέντρωση των νέων ηλεκτρονίων και οπών γίνεται πολύ μεγάλη με αποτέλεσμα την μεγάλη αύξηση του ανάστροφου ρεύματος.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Οι μεταλλικές επαφές παρέχουν τις **ηλεκτρικές συνδέσεις** ανάμεσα στα ενεργά τμήματα του ημιαγωγού και το εξωτερικό κύκλωμα.

Χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με την λειτουργία τους:

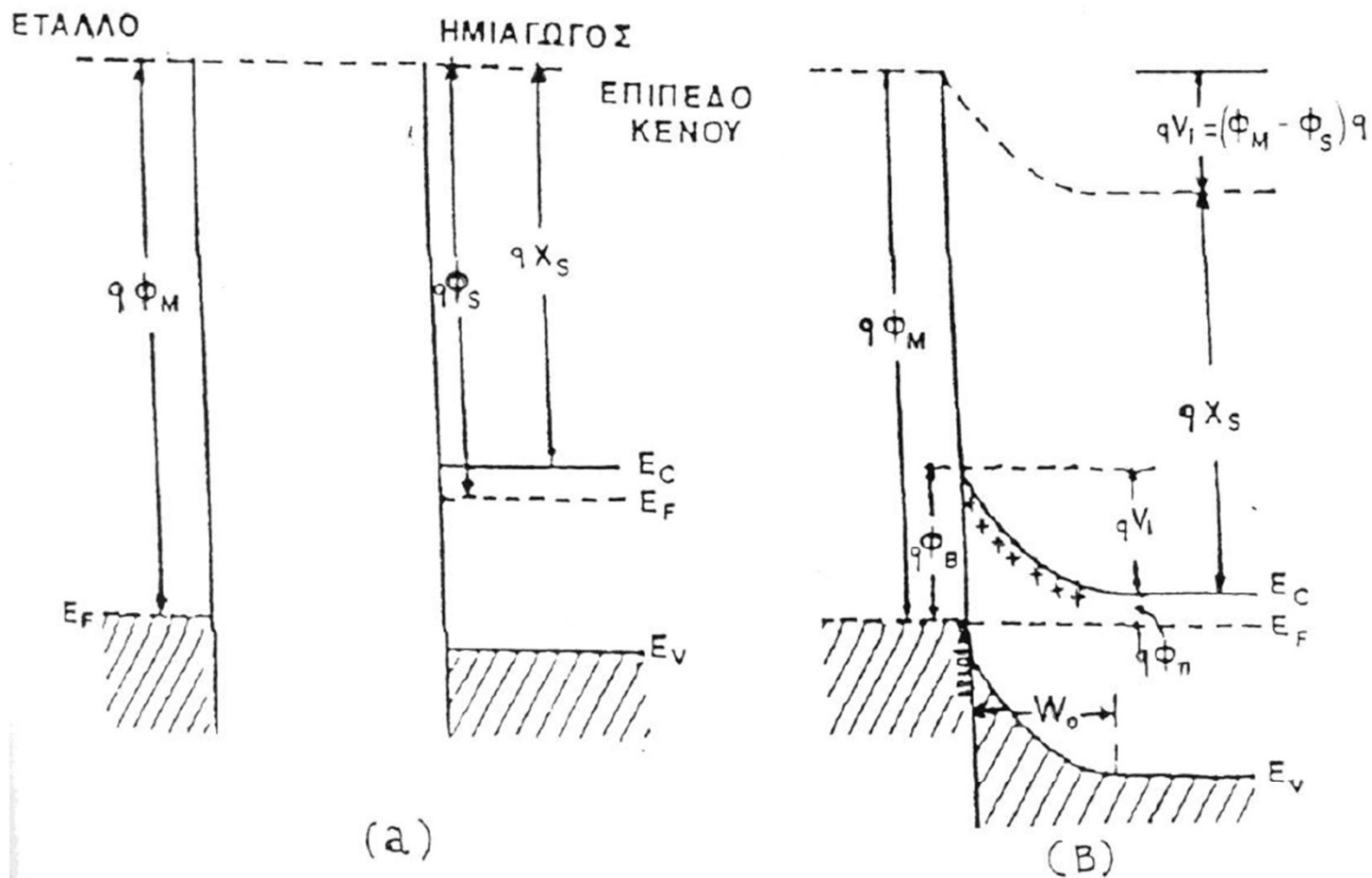
- α) τις επαφές Schottky**, οι οποίες είναι ανορθωτικές, δηλαδή αφήνουν ηλεκτρικό ρεύμα να ρέει μόνο κατά την μία διεύθυνση και
- β) τις ωμικές επαφές**, οι οποίες χαρακτηρίζονται από πολύ μικρή αντίσταση, άσχετα με τη φορά του διερχόμενου ρεύματος

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

- όταν ένα μέταλλο έλθει σε επαφή με ένα ημιαγωγό δημιουργείται ένας φραγμός δυναμικού στην διεπιφάνεια, που οφείλεται στο διαχωρισμό των φορτίων στην διεπιφάνεια μετάλλου-ημιαγωγού, με αποτέλεσμα την δημιουργία στον ημιαγωγό μίας περιοχής υψηλής αντίστασης χωρίς ευκίνητους φορείς. Το πρώτο μοντέλο που εξήγησε και υπολόγισε το ύψος φραγμού δυναμικού είναι του Schottky και Mott. Βάσει του μοντέλου αυτού ο φραγμός δυναμικού είναι αποτέλεσμα της διαφοράς των έργων εξόδου των δύο υλικών.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

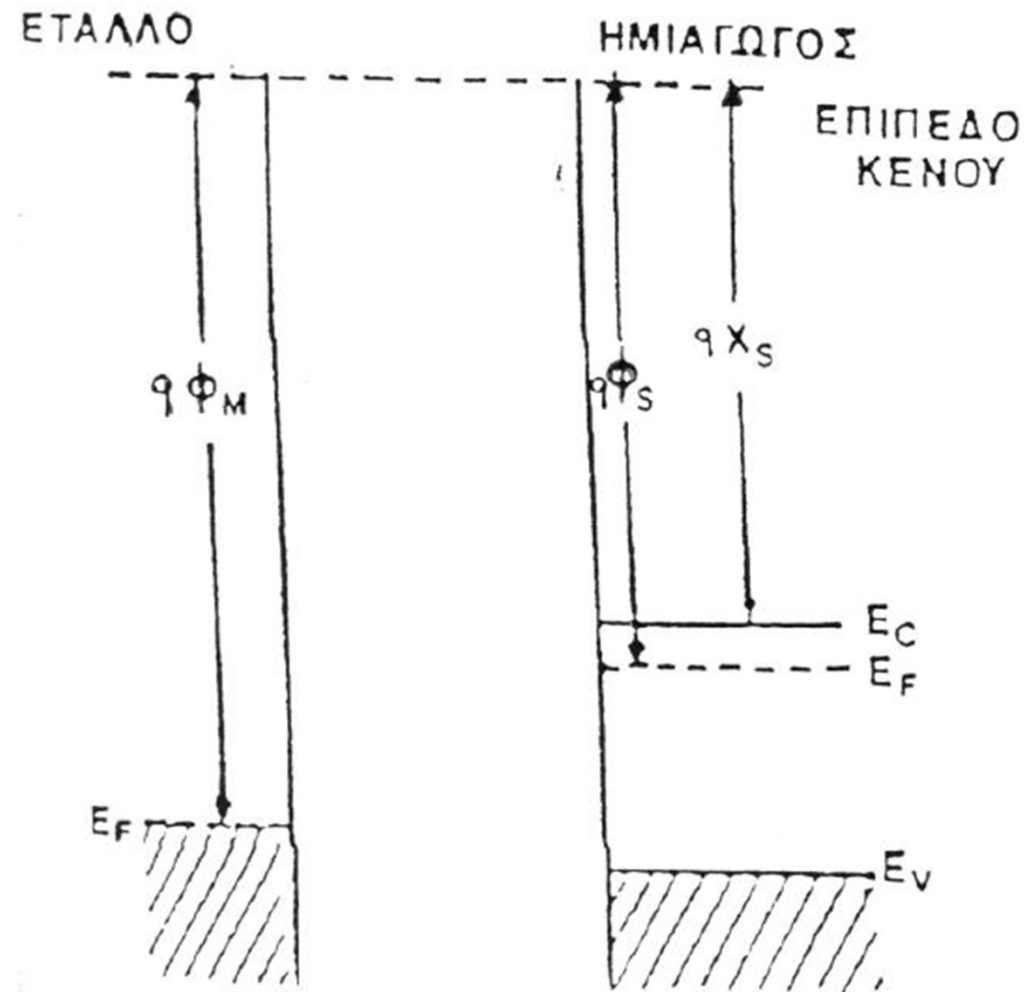


Σχήμα 3.1 Ενεργειακά διαγράμματα ζωνών επαφής μετάλλου με ημιαγωγό τύπου n ($\Phi_M > \Phi_S$) (α) Πριν από την επαφή (β) Μετά την επαφή σε θερμική ισορροπία

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

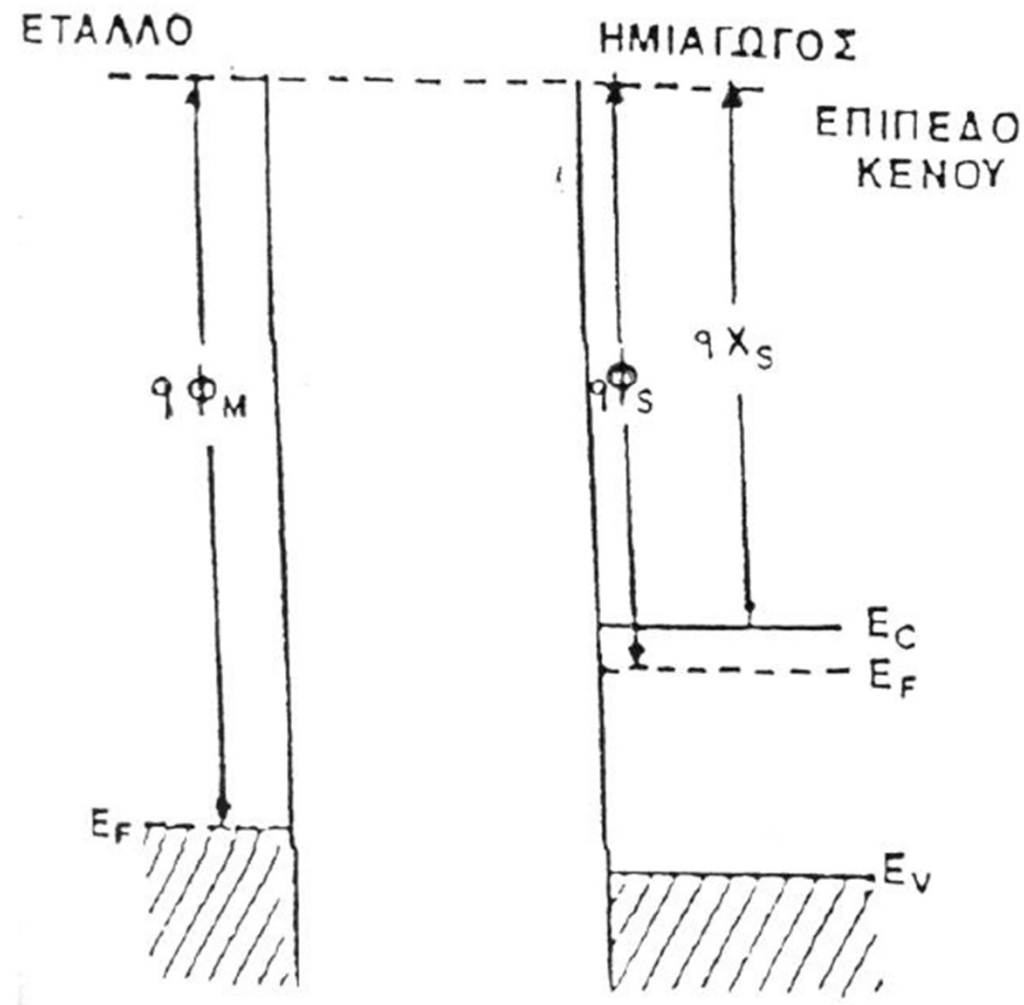
Το ενεργειακό διάγραμμα των ζωνών του μετάλλου με *έργο εξόδου* (*work function*) Φ_M και ενός ημιαγωγού τύπου n με έργο εξόδου Φ_S μικρότερο από το Φ_M **πριν την επαφή**. Το έργο εξόδου Φ_M ενός μετάλλου ορίζεται ως το ποσό ενέργειας που απαιτείται για να μεταφερθεί ένα ηλεκτρόνιο από το επίπεδο Fermi στο επίπεδο κενού.



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

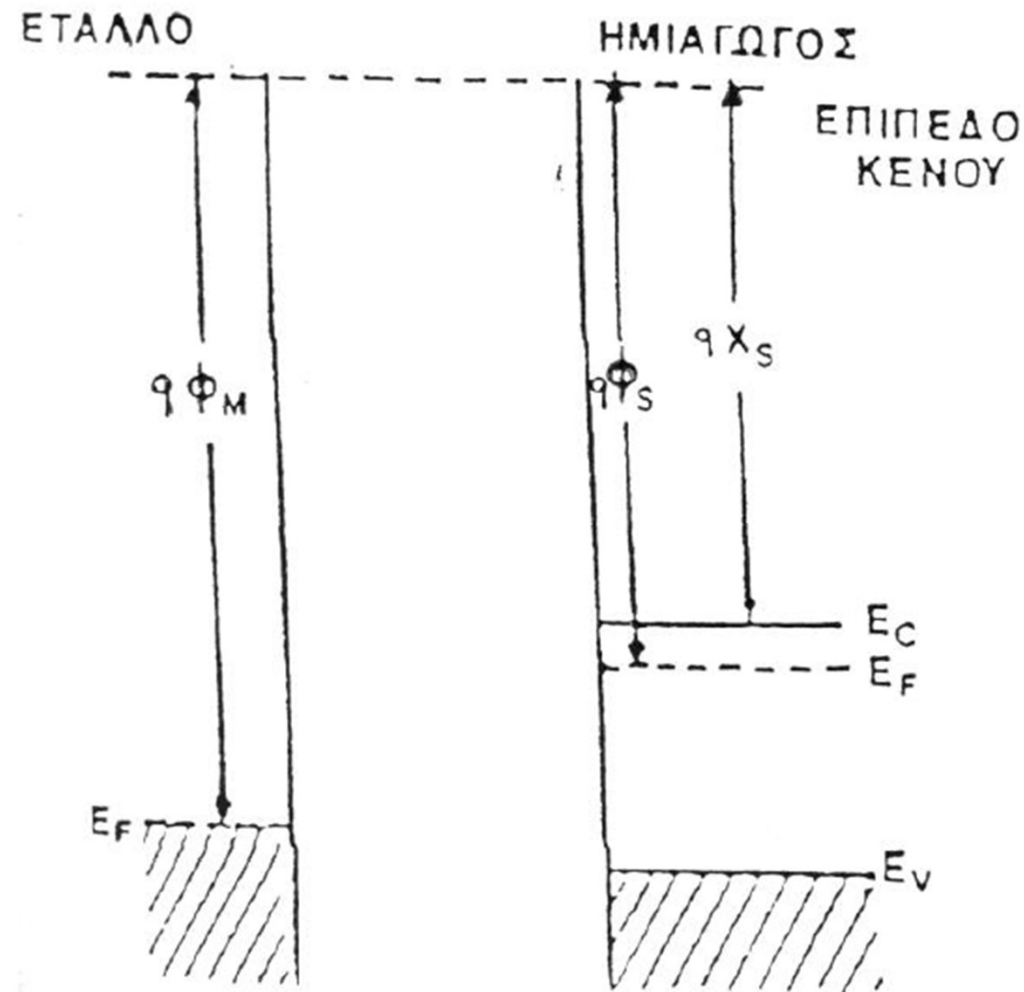
Το *επίπεδο κενού* (*vacuum level*) είναι το ενεργειακό επίπεδο ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται έξω από το μέταλλο με μηδενική κινητική ενέργεια και είναι το επίπεδο αναφοράς. Το έργο εξόδου του ημιαγωγού είναι μεταβλητό διότι η θέση του επιπέδου Fermi μεταβάλλεται με την εισαγωγή προσμίξεων.



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

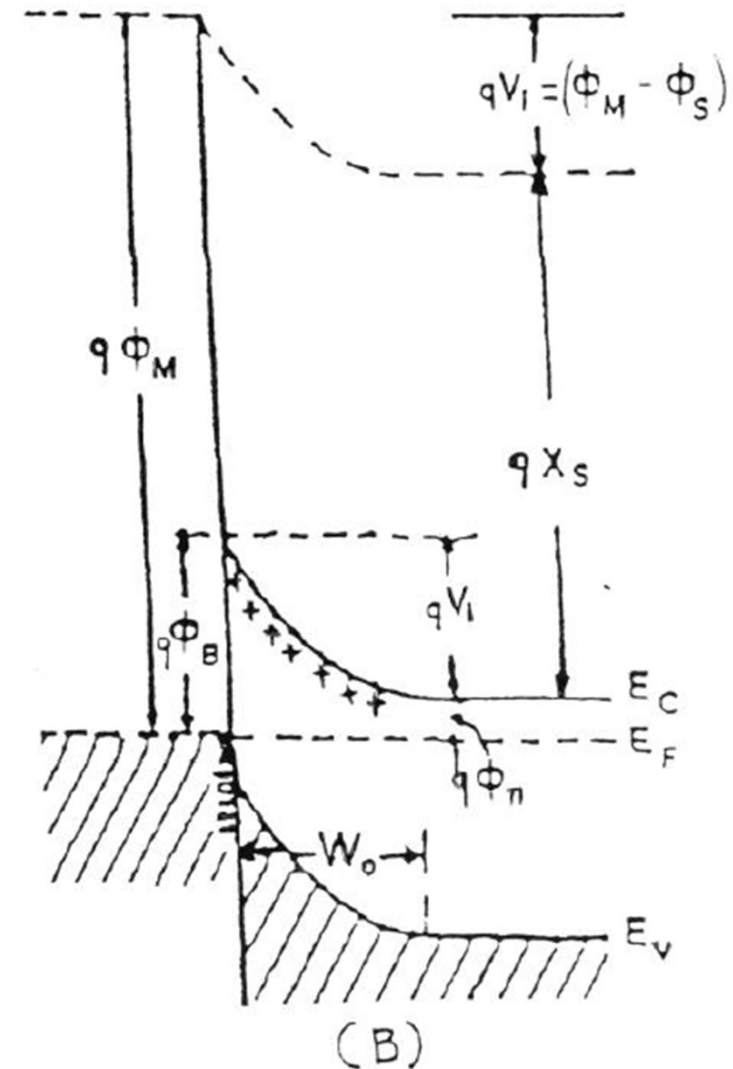
Μία σημαντική επιφανειακή παράμετρος που δεν εξαρτάται από την συγκέντρωση προσμίξεων είναι η *ηλεκτρονική συγγένεια* (*electron affinity*) χ_S που καθορίζεται ως η ενεργειακή διαφορά ενός ηλεκτρονίου μεταξύ του επιπέδου κενού και του χαμηλότερου ορίου της ζώνης αγωγιμότητας.



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

το ενεργειακό διάγραμμα των ζωνών **μετά την επαφή και αφού έχει επέλθει θερμική ισορροπία**. Όταν τα δύο υλικά έλθουν σε επαφή (θεωρούμε ιδανική την επαφή) ηλεκτρόνια από την ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού, τα οποία έχουν υψηλότερη ενέργεια από τα ηλεκτρόνια του μετάλλου, μεταφέρονται στο μέταλλο έως ότου το επίπεδο Fermi να έλθει σε σύμπτωση και στις δύο πλευρές της διεπιφάνειας.

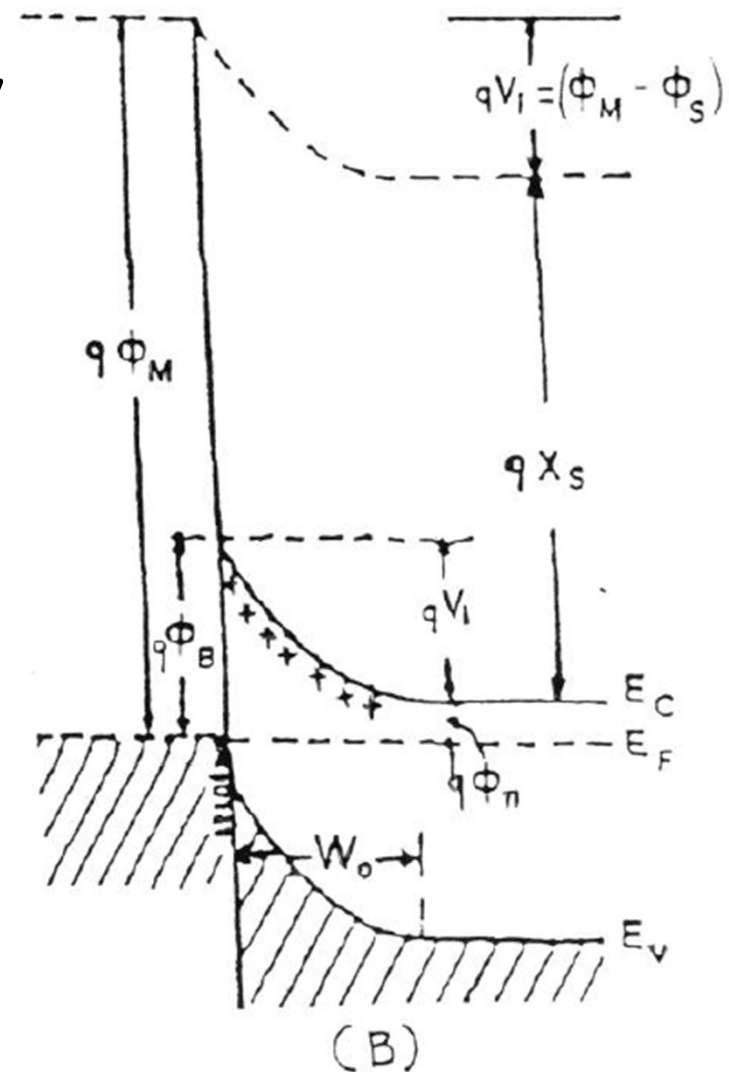


Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

Εφ' όσον η διαφορά ανάμεσα στα όρια της ζώνης αγωγιμότητας και το επίπεδο Fermi αυξάνει με την ελάττωση της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων και σε θερμική ισορροπία το E_F παραμένει σταθερό, **το όριο της ζώνης αγωγιμότητας κυρτώνεται.**

Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας που μεταφέρθηκαν στο μέταλλο αφήνουν **ένα θετικό φορτίο από ιονισμένους δότες πίσω τους**. Λόγω της σχετικά χαμηλής συγκέντρωσης δοτών του ημιαγωγού σε σχέση με το μέταλλο, δημιουργείται μία περιοχή απογυμνωμένη από ευκίνητα ηλεκτρόνια στον ημιαγωγό κοντά στην διεπιφάνεια. Ένα θετικό φορτίο εγκαθίσταται στην πλευρά του ημιαγωγού στην διεπιφάνεια και ένα αρνητικό φορτίο στην πλευρά του μετάλλου.



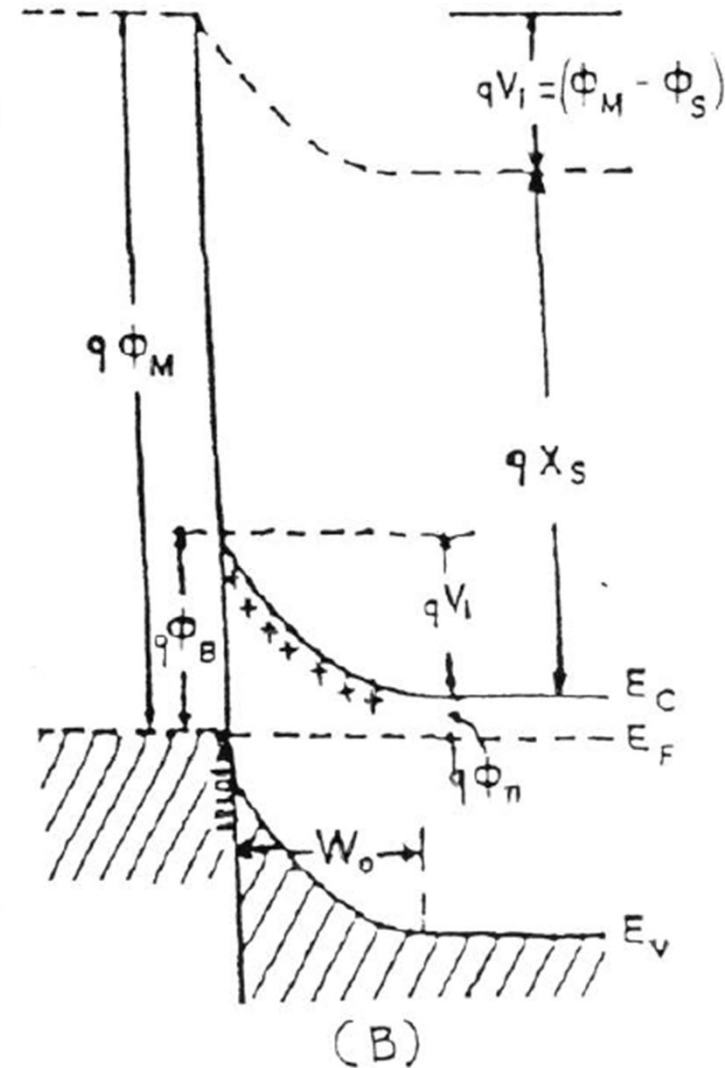
Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

Εφ' όσον η ηλεκτρονική συγγένεια χ_S θεωρείται ότι παραμένει αμετάβλητη ακόμα και μετά την επαφή του ημιαγωγού με το μέταλλο, το επίπεδο κενού θα ακολουθήσει την κύρτωση της ζώνης αγωγιμότητας και πρέπει να προσεγγίζει το επίπεδο κενού από την πλευρά του μετάλλου. Το ποσό της κύρτωσης της ζώνης αγωγιμότητας θα είναι ίσο με την διαφορά ανάμεσα στα δύο επίπεδα κενού και θα ισούται με :

$$V_{bi} = (\Phi_M - \Phi_S)$$

όπου το V_{bi} εκφράζεται σε Volts και είναι γνωστό σαν δυναμικό επαφής.



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

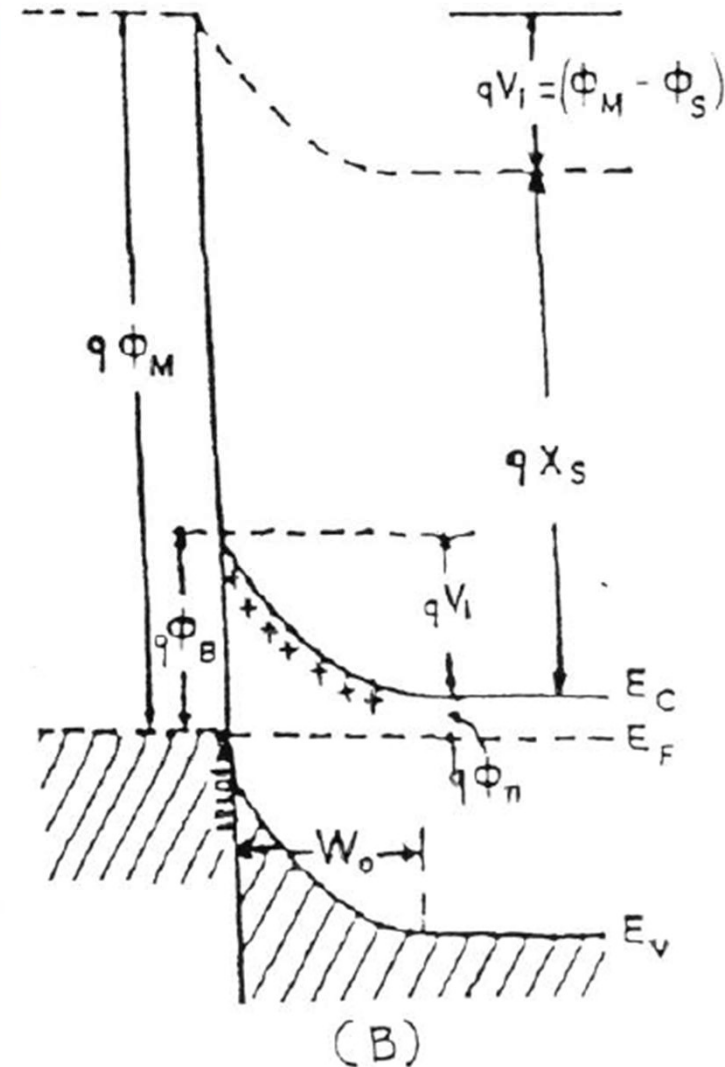
Το ύψος φραγμού που βλέπουν τα ηλεκτρόνια του μετάλλου που θέλουν να κινηθούν προς τον ημιαγωγό και ονομάζεται *φραγμός Schottky* είναι:

$$\Phi_B = (\Phi_M - \chi_S)$$

Εφ' όσον $\Phi_S = \chi_S + \Phi_n$ συνεπάγεται ότι:

$$V_{bi} = \Phi_B - \Phi_n$$

όπου $\Phi_n = E_C - E_F$.



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky

Αντίστοιχα για μία ιδανική επαφή μετάλλου με ημιαγωγό τύπου p ο φραγμός Schottky θα δίνεται από την σχέση:

$$\Phi'_B = E_g - (\Phi_M - \chi_s) \quad \text{όπου } E_g \text{ το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού}$$

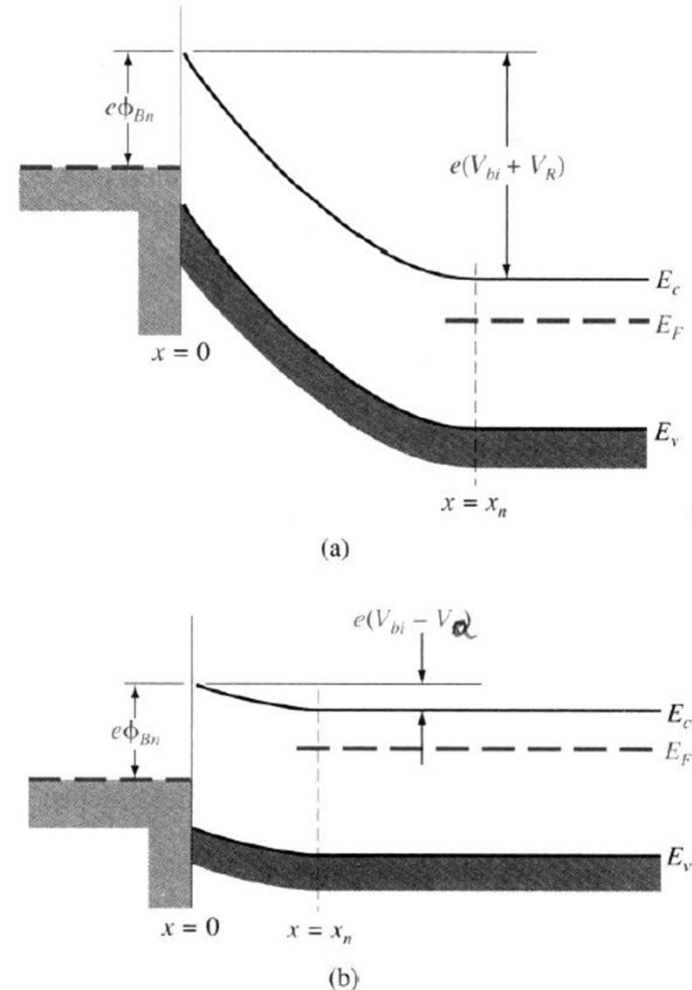
$$E_g = \Phi_B + \Phi'_B$$

Η επαφή μετάλλου ημιαγωγού είναι ανορθωτική (Schottky) όταν το $\Phi_M > \Phi_S$ για την περίπτωση του ημιαγωγού τύπου n, ενώ χαρακτηρίζεται ως ωμική όταν το $\Phi_M < \Phi_S$. Τα αντίθετα ισχύουν για τους ημιαγωγούς τύπου p.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Εάν εφαρμοσθεί μία θετική τάση στον ημιαγωγό σε σχέση με το μέταλλο, ο φραγμός δυναμικού από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο αυξάνει, ενώ ο φραγμός Schottky ΦB παραμένει σταθερός. Τότε έχουμε **ανάστροφη πόλωση**

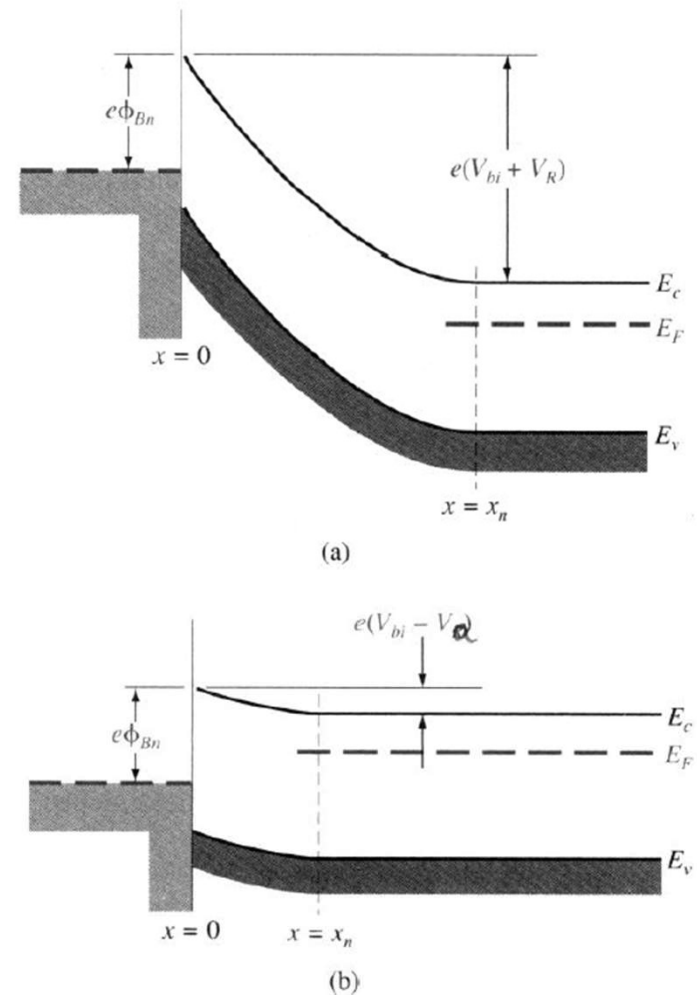
Όταν εφαρμόσουμε θετική πόλωση στο μέταλλο σε σχέση με τον ημιαγωγό, ο φραγμός δυναμικού από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο ελαττώνεται ενώ παραμένει πάλι σταθερός ο φραγμός Schottky ΦB και έχουμε **ορθή πόλωση**.



Σχήμα 3.2 Ιδανικά ενεργειακά διαγράμματα επαφής μετάλλου –ημιαγωγού
(α) υπό ανάστροφη πόλωση (β) υπό ορθή πόλωση

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Τα ενεργειακά διαγράμματα της επαφής μετάλλου ημιαγωγού ομοιάζουν με τα αντίστοιχα της pn επαφής. Άρα αναμένουμε η επαφή Schottky να συμπεριφέρεται όμοια με την επαφή pn. Στην περίπτωση όμως της επαφής Schottky ο μηχανισμός του ρεύματος οφείλεται σε φορείς πλειονότητας. **Στην ορθή πόλωση τα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού (για ημιαγωγό τύπου n) βλέπουν μικρότερο φραγμό δυναμικού και έτσι κινούνται εύκολα από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο. Η φορά του ρεύματος θα είναι από το μέταλλο προς τον ημιαγωγό και το ρεύμα θα είναι εκθετική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ορθής πόλωσης.**



Σχήμα 3.2 Ιδανικά ενεργειακά διαγράμματα επαφής μετάλλου –ημιαγωγού
(α) υπό ανάστροφη πόλωση (β) υπό ορθή πόλωση

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Ιδιότητες ιδανικής επαφής Schottky

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή φορτίου χώρου, όπως και στην pn επαφή, θα καθοριστεί από την εξίσωση του Poisson. Έτσι έχουμε

$$\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{dE(x)}{dx}$$

όπου $\rho(x)$ η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου στην περιοχή φορτίων χώρου και ϵ_s η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού. Αν θεωρήσουμε ότι η συγκέντρωση προσμίξεων του ημιαγωγού είναι ομοιογενής και ολοκληρώσουμε την εξίσωση

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_1$$

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Ιδιότητες ιδανικής επαφής Schottky

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_1$$

όπου C_1 η σταθερά ολοκλήρωσης. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδέν στα όρια της ζώνης απογύμνωσης δηλ. για $x=x_n$ άρα προκύπτει:

$$C_1 = -\frac{eN_d}{\epsilon_s} x_n \quad \text{και το ηλεκτρικό πεδίο γράφεται:}$$

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x)$$

και είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης με μέγιστο στη διεπιφάνεια μετάλλου- ημιαγωγού.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Ιδιότητες ιδανικής επαφής Schottky

Το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου θα υπολογιστεί όμοια με την pn επαφή και θα εκφράζεται από την ίδια σχέση με το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου της επαφής p+n. Έτσι θα έχουμε

$$W = x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Ιδιότητες ιδανικής επαφής Schottky

Αντίστοιχα η χωρητικότητα επαφής

$$C' \approx \left\{ \frac{e \epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2}$$

και όπως και στην pn επαφή η χωρητικότητα επαφής είναι συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμίξεων του ημιαγωγού

$$\left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e \epsilon_s N_d}$$

γραμμική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης πόλωσης.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky **Πραγματικές επαφές**

Οι παραπάνω θεωρήσεις ισχύουν για την περίπτωση ιδανικών επαφών μετάλλου - ημιαγωγού. Στην πραγματικότητα, υπάρχει στην επιφάνεια του ημιαγωγού μία μεγάλη πυκνότητα από επιφανειακές καταστάσεις η οποία μεταβάλλει το φορτίο της περιοχής απογύμνωσης, επηρεάζοντας έτσι το ύψος φραγμού δυναμικού.

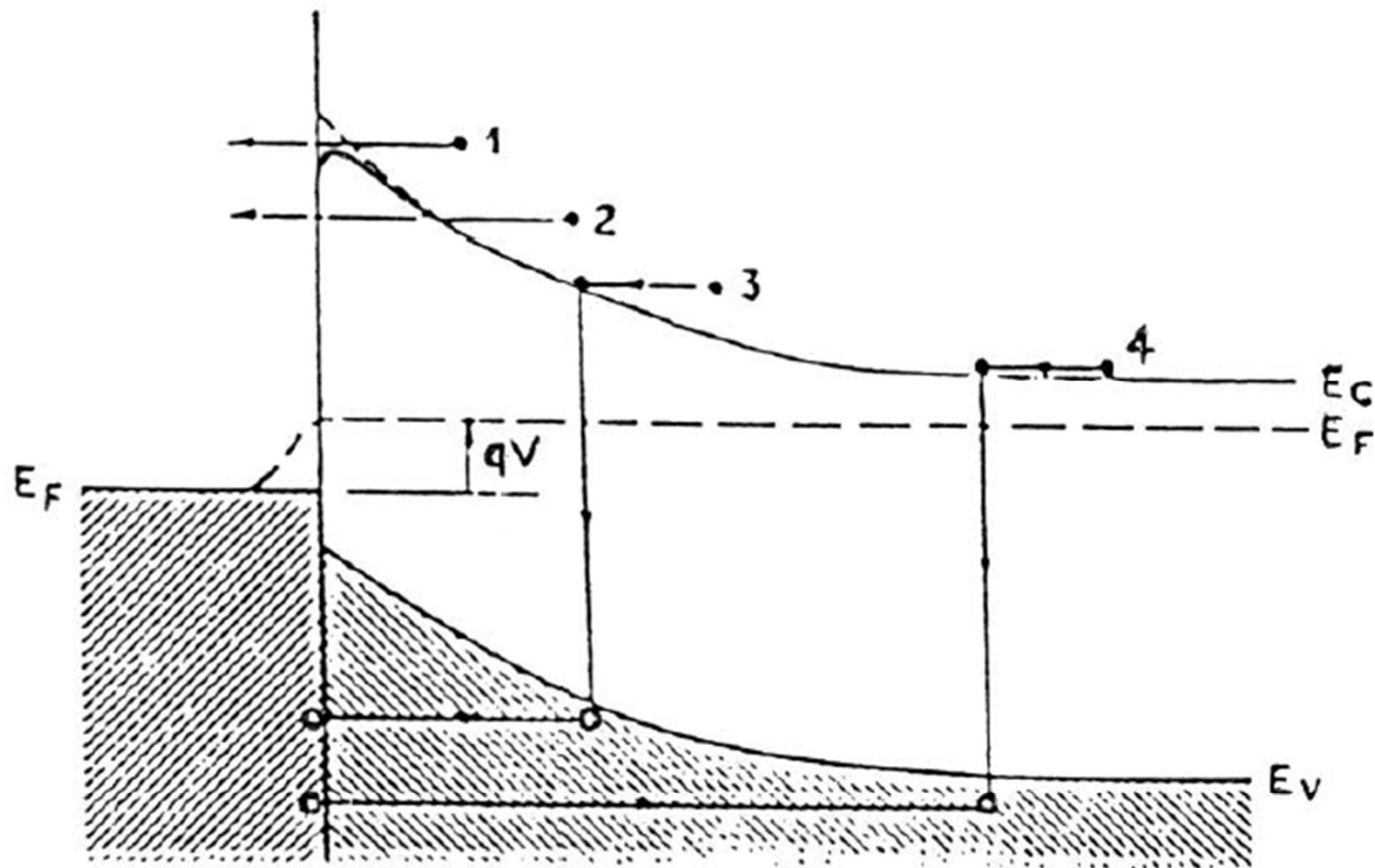
Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky Μηχανισμοί μεταφοράς

Η μεταφορά ρεύματος στην επαφή μετάλλου-ημιαγωγού οφείλεται **κυρίως στους φορείς πλειονότητας**. Υπάρχουν τέσσερις διαφορετικοί μηχανισμοί μεταφοράς φορέων όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4, υπό ορθή πόλωση:

- 1) μεταφορά ηλεκτρονίων πάνω από τον φραγμό δυναμικού από τον ημιαγωγό στο μέταλλο με θερμιονική εκπομπή
- 2) με φαινόμενο σήραγγος μέσω του φραγμού δυναμικού
- 3) Επανασύνδεση ή γέννεση φορέων μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου
- 4) έγχυση οπών από το μέταλλο στον ημιαγωγό που ισοδυναμεί με επανασύνδεση στην ουδέτερη περιοχή του ημιαγωγού.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού



Σχήμα 3.4 Μηχανισμοί μεταφοράς επαφής Schottky υπό ορθή πόλωση

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

α. Επαφές Schottky Μηχανισμοί μεταφοράς

- 1) μεταφορά ηλεκτρονίων πάνω από τον φραγμό δυναμικού από τον ημιαγωγό στο μέταλλο με θερμιονική εκπομπή
- 2) με φαινόμενο σήραγγος μέσω του φραγμού δυναμικού
- 3) Επανασύνδεση ή γέννεση φορέων μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου
- 4) έγχυση οπών από το μέταλλο στον ημιαγωγό που ισοδυναμεί με επανασύνδεση στην ουδέτερη περιοχή του ημιαγωγού.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Για μέτριες συγκεντρώσεις προσμίξεων ο κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς φορέων είναι η μεταφορά ηλεκτρονίων πάνω από το φραγμό δυναμικού με θερμιονική εκπομπή και οι χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης των διόδων Schottky **για ορθές πολώσεις θα ακολουθούν την σχέση:**

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nKT}\right) - 1 \right]$$

όπου J η πυκνότητα ρεύματος σε A/cm², J_s η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος κόρου και n ο συντελεστής ιδανικότητας της διόδου.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_\alpha}{nKT}\right) - 1 \right]$$

$$J_s = A^* T^2 \exp\frac{-e\phi_B}{KT}$$

όπου Φ_B είναι ο φραγμός Schottky και A^* η σταθερά του Richardson

$$A^* = \frac{4\pi m^* K^2}{h^3}$$

όπου m^* η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου.

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Σύγκριση διόδου Schottky και διόδου pn

Η πυκνότητα του ανάστροφου ρεύματος κόρου στην δίοδο Schottky δίνεται από τη σχέση

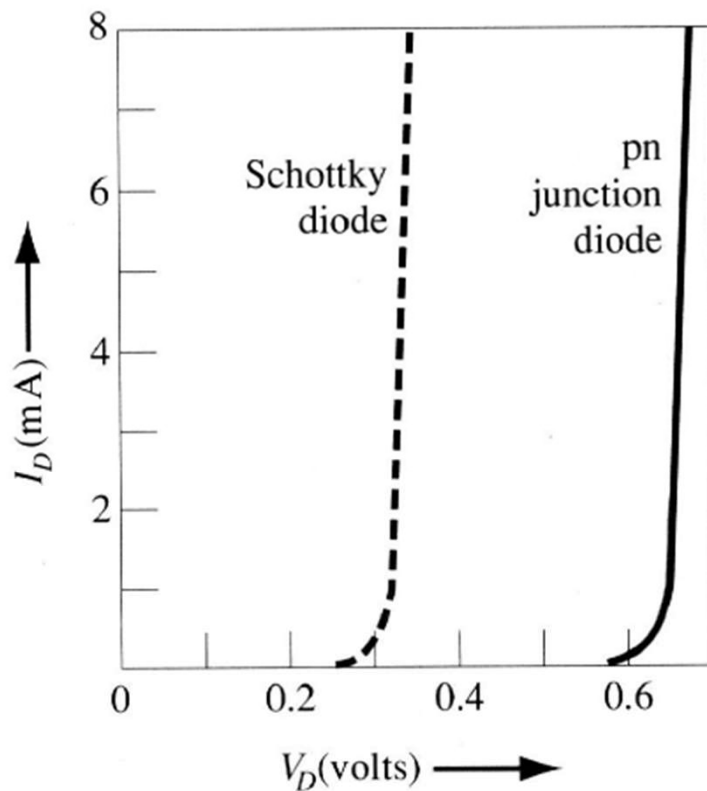
$$J_s = A^* T^2 \exp \frac{-e\phi_B}{KT}$$

και στην pn επαφή από τη σχέση

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right]$$

Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Σύγκριση διόδου Schottky και διόδου pn



Σχήμα 3.5 Χαρακτηριστικές I-V διόδων Schottky και pn υπό ορθή πόλωση

Στην επαφή pn το ρεύμα καθορίζεται από τη διάχυση των φορέων μειονότητας ενώ στη δίοδο Schottky από την θερμιονική εκπομπή των φορέων πλειονότητας πάνω από ένα φραγμό δυναμικού. Έτσι το ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής Schottky είναι τάξεις μεγέθους (2, 3) μεγαλύτερο από ότι το ανάστροφο ρεύμα κόρου της διόδου Schottky.

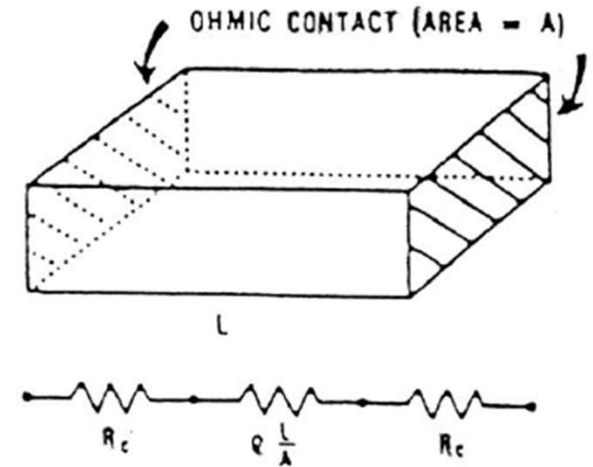
Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Ωμικές επαφές

Ωμική επαφή, σύμφωνα με τα προηγούμενα είναι μία επαφή μετάλλου ημιαγωγού μη ανορθωτική που παρέχει **γραμμική χαρακτηριστική ρεύματος - τάσης**.

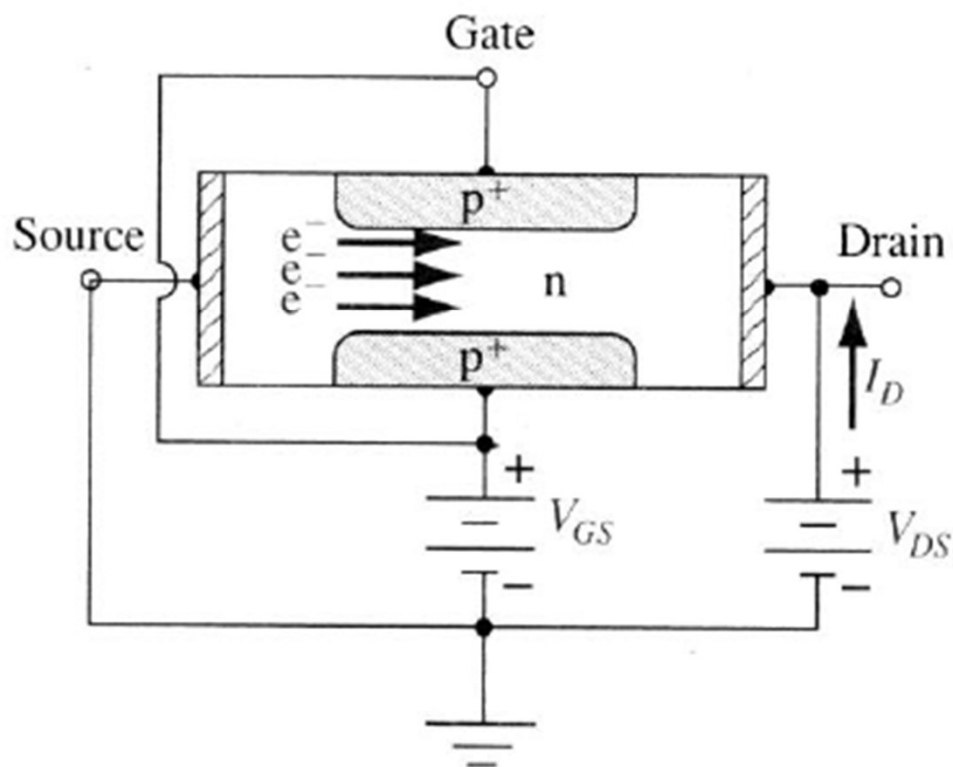
ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΕΣ

Ετεροεπαφή είναι η απότομη επαφή που δημιουργείται από δύο διαφορετικούς ημιαγωγούς.



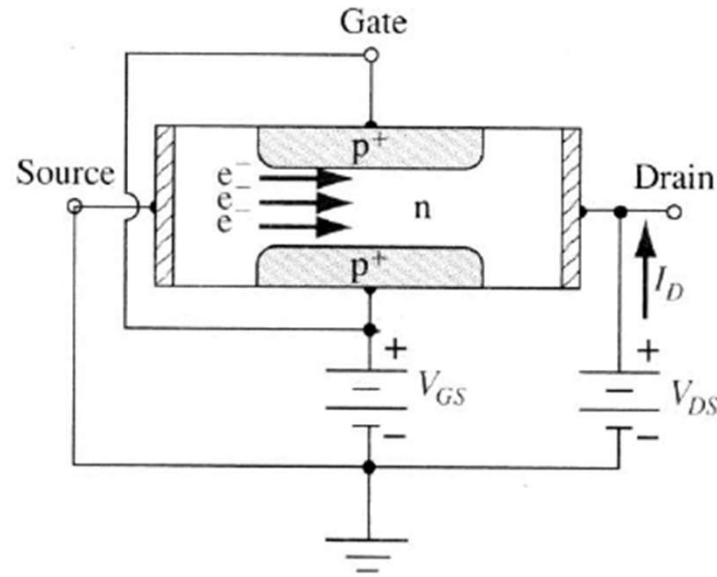
Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)

Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)



Σχήμα 4.1 Τομή συμμετρικού τρανζίστορ JFET με κανάλι τύπου n

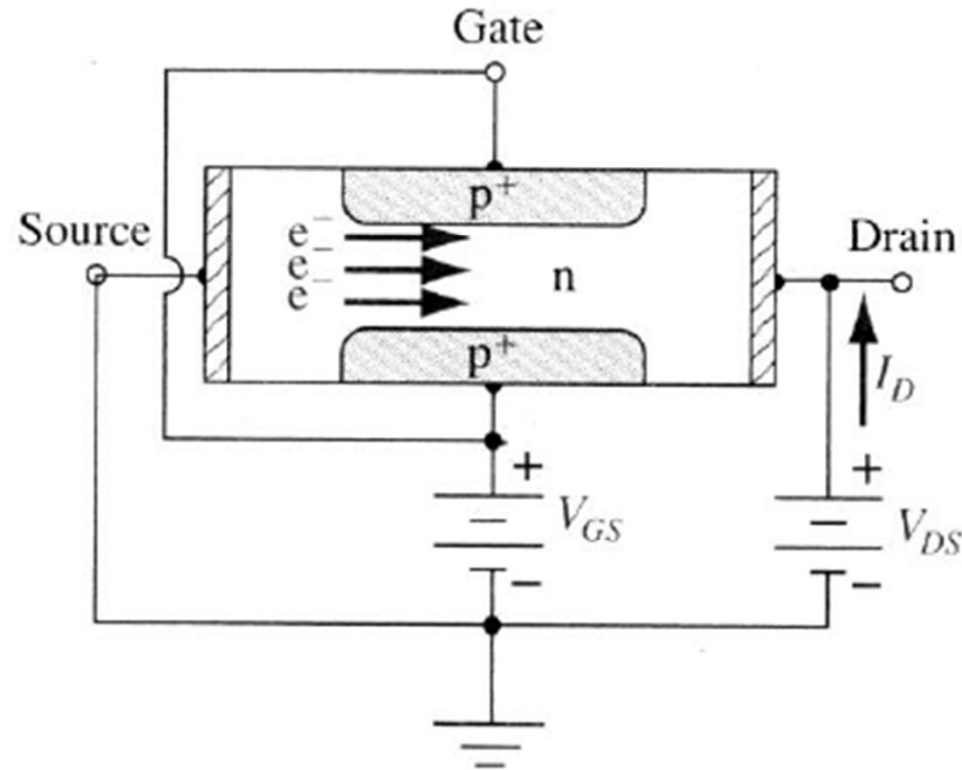
JFET



Σχήμα 4.1 Τομή συμμετρικού τρανζίστορ JFET με κανάλι τύπου n

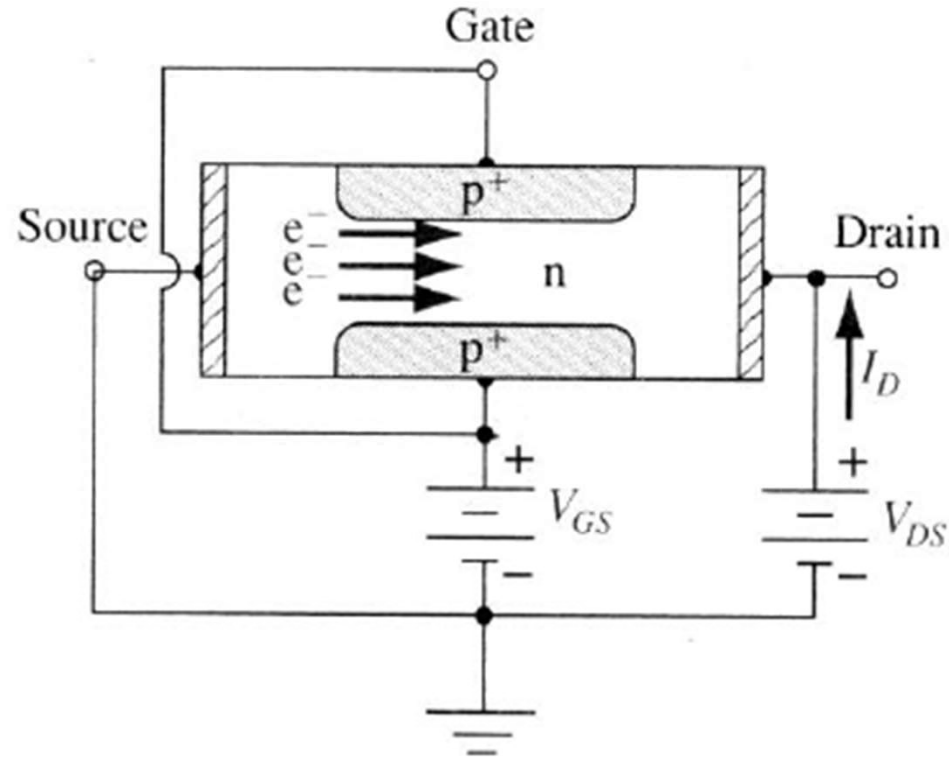
Τα τρανζίστορ FET επαφής ή JFET (Junction Field Effect Transistor) έχουν προταθεί από τον Schockley το έτος 1952, ενώ η δυνατότητα πραγματοποίησης τους αποδείχθηκε από τους Dacey και Ross το έτος 1953. Εφ' όσον η αγωγιμότητα στα τρανζίστορ FET, οφείλεται μόνο σε ένα είδος φορέων, τους φορείς πλειονότητας, αναφέρονται συνήθως σαν **μονοπολικά (unipolar) τρανζίστορ** σε αντίθεση με τα τρανζίστορ επαφών τα οποία είναι **διπολικά (bipolar)** διότι σε αυτά εμπλέκονται και τα δύο είδη φορέων στο μηχανισμό αγωγιμότητας.

JFET



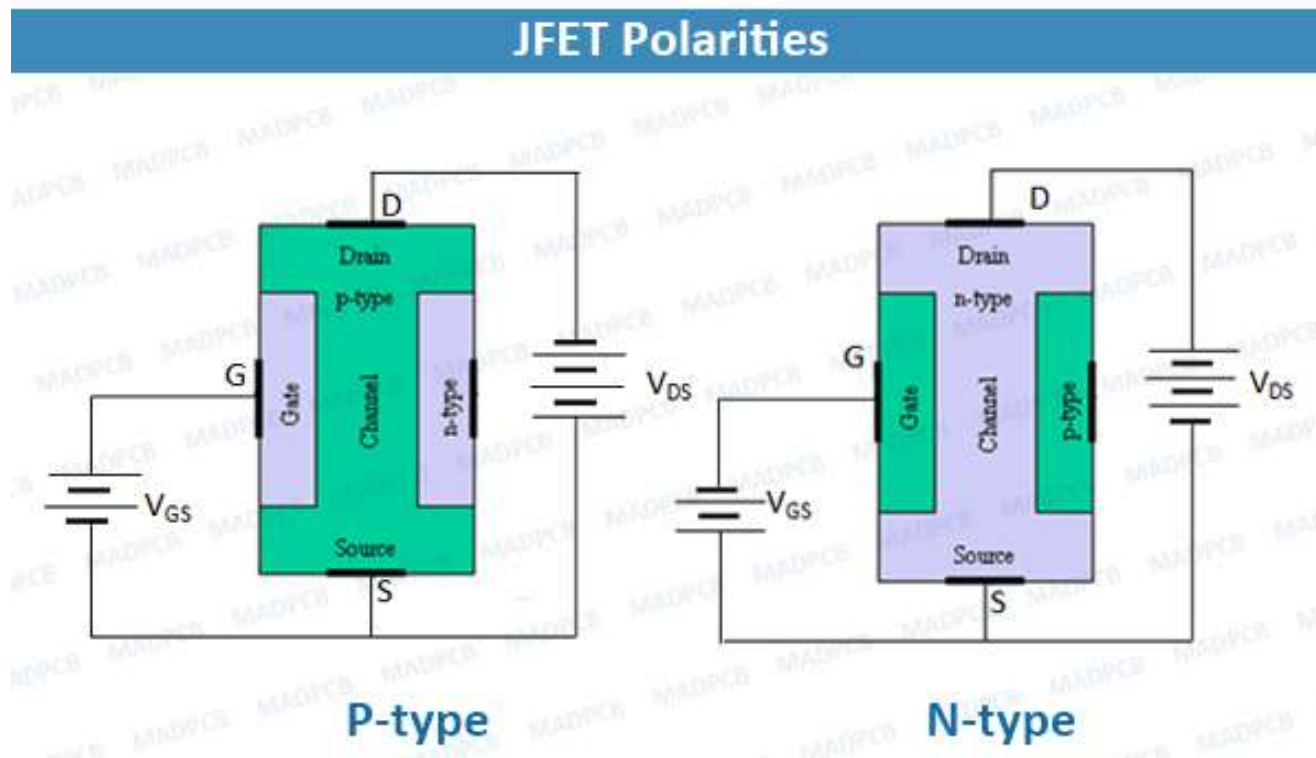
Το τρανζίστορ αποτελείται από ένα *αγώγιμο διάυλο / κανάλι (channel)* (που είναι η περιοχή n) ανάμεσα σε δύο ωμικές επαφές, εκ των οποίων η μία λειτουργεί σαν *πηγή S (Source)* και η άλλη *σαν απαγωγός D (Drain)*

JFET



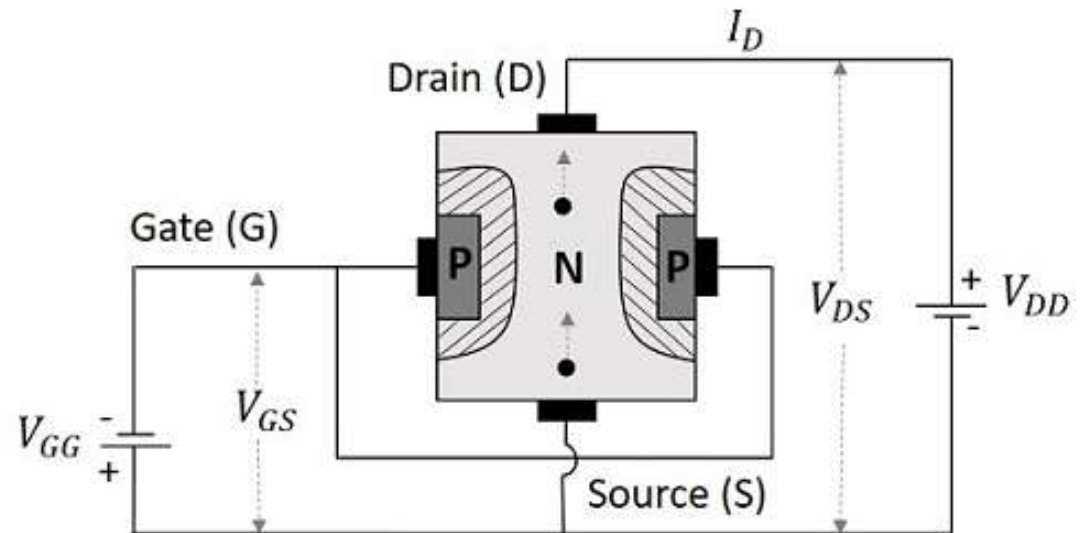
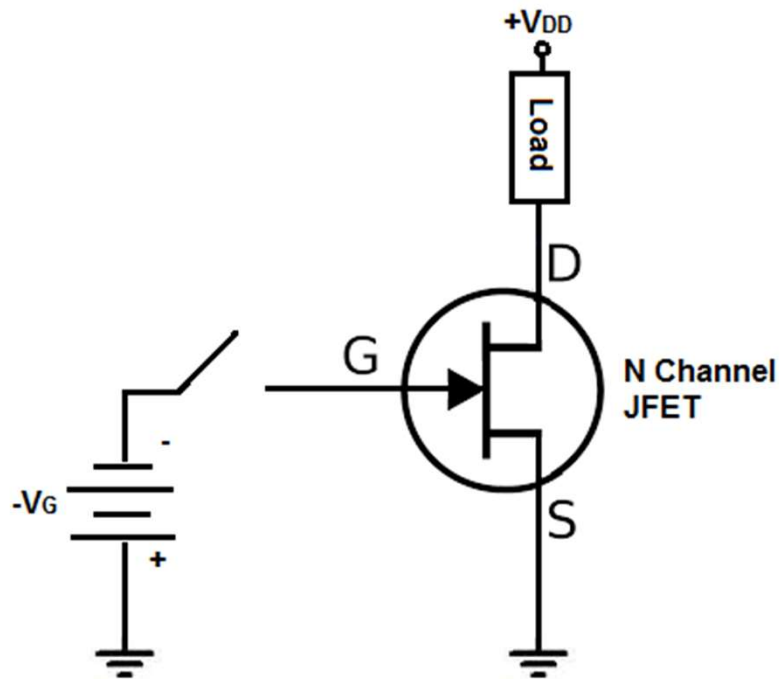
Όταν μια θετική τάση εφαρμοσθεί στον απαγωγό σε σχέση με την πηγή, ηλεκτρόνια ρέουν από την πηγή προς τον απαγωγό. Το τρίτο ηλεκτρόδιο, πύλη G (*Gate*) (σχήμα φαίνονται δύο ακροδέκτες πύλης που όμως ενώνονται για να δημιουργήσουν ένα ηλεκτρόδιο) δημιουργεί μία ανορθωτική επαφή p+n με διάυλο και ελέγχει την αγωγιμότητα του διαύλου, δηλ η διάταξη συμπεριφέρεται σαν αντίσταση ελεγχόμενη από τάση και η οποία μεταβάλλεται καθώς μεταβάλλεται το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης μέσα στον διάυλο.

Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)

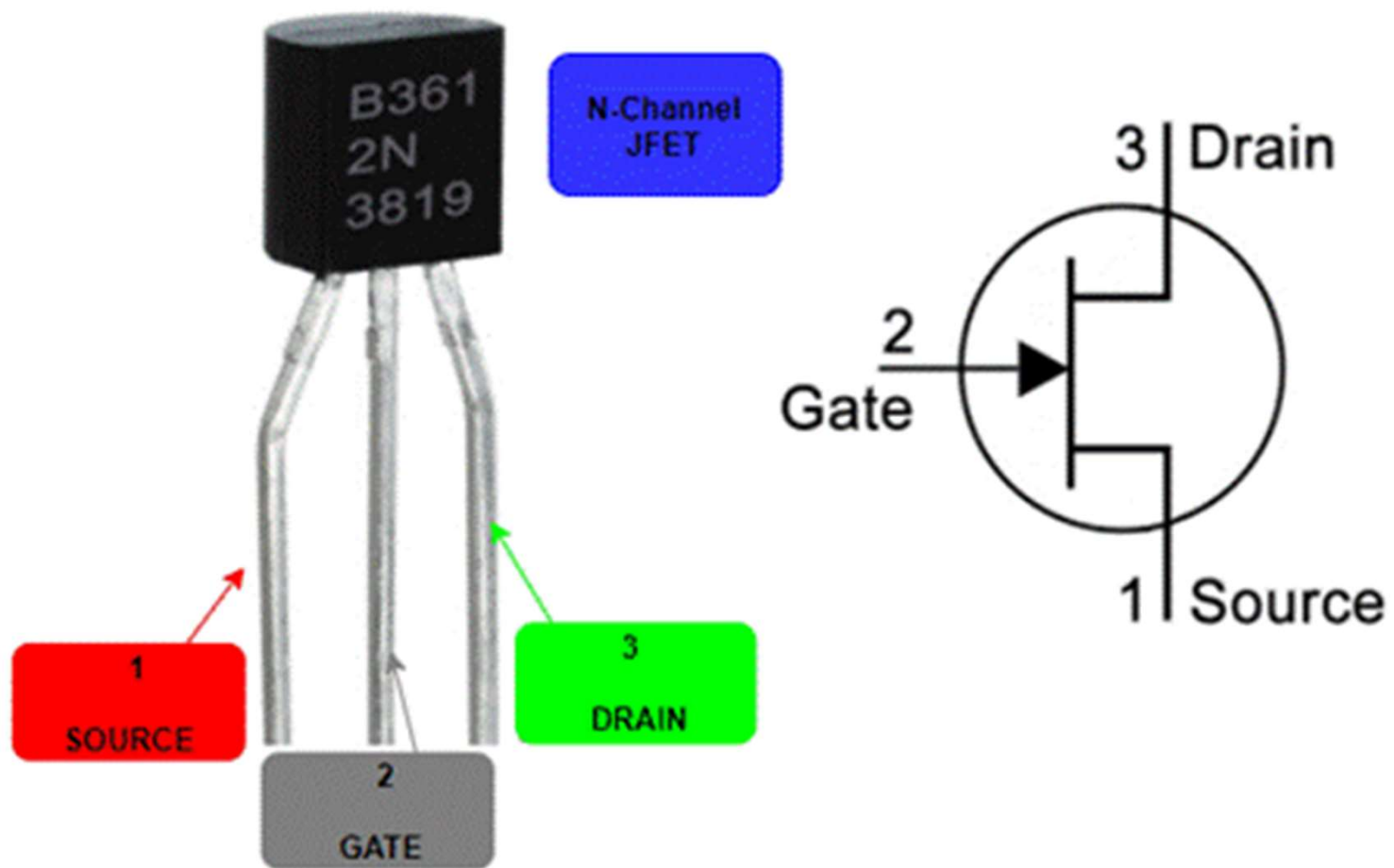


Αντίστοιχα θα σχεδιαστεί ένα JFET με κανάλι τύπου p αν αλλάξουν οι περιοχές p (n) με n (p). Οπές θα ρέουν τώρα στο p-κανάλι μεταξύ της πηγής και του απαγωγού. Η φορά του ρεύματος και οι πολικότητες της τάσης θα είναι αντίθετες απ ότι στο τρανζίστορ με κανάλι τύπου n. Τα JFET με τύπου p κανάλι είναι γενικά διατάξεις χαμηλότερης συχνότητας απ ότι τα JFET με κανάλι τύπου n λόγω της μικρότερης ευκινησίας των οπών.

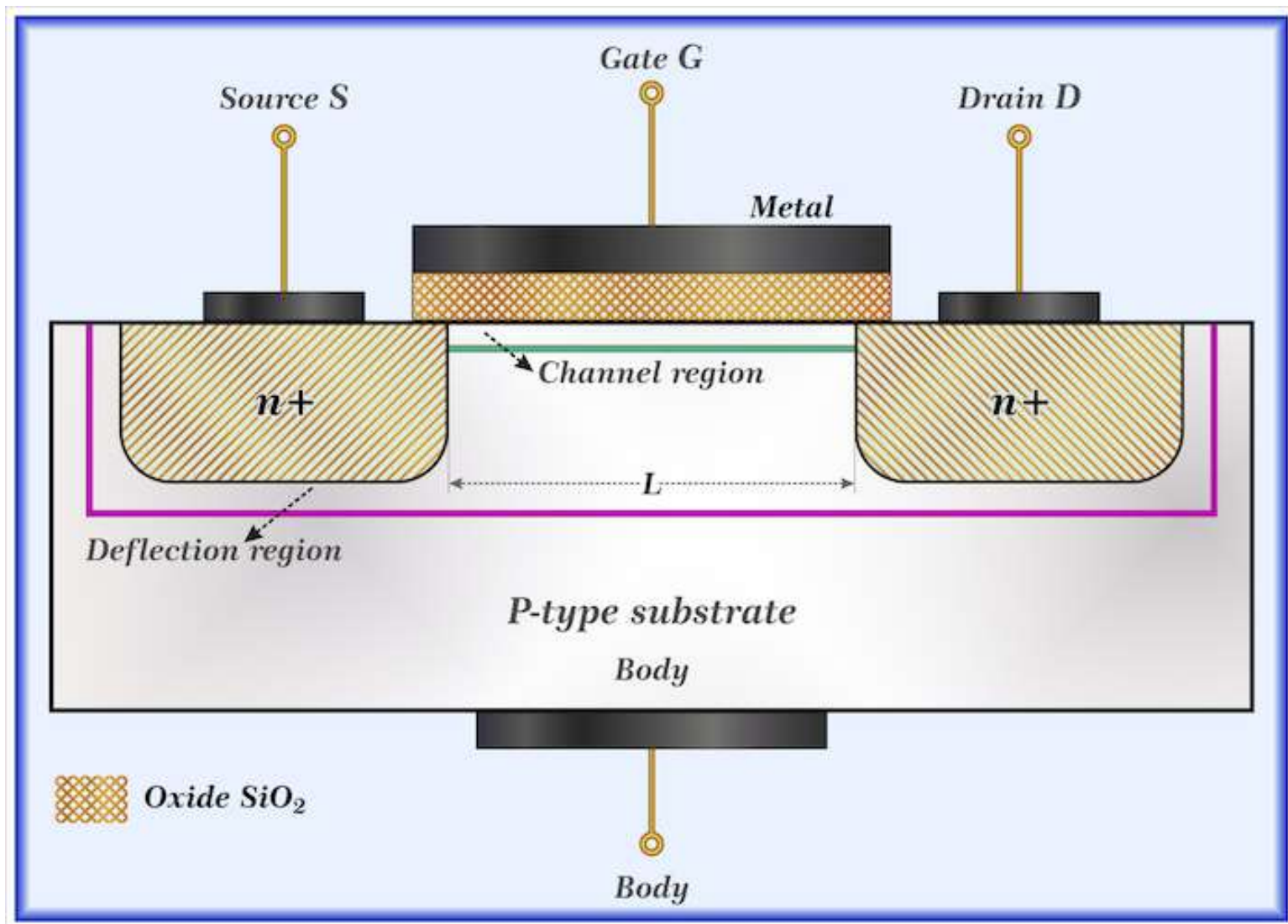
Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)



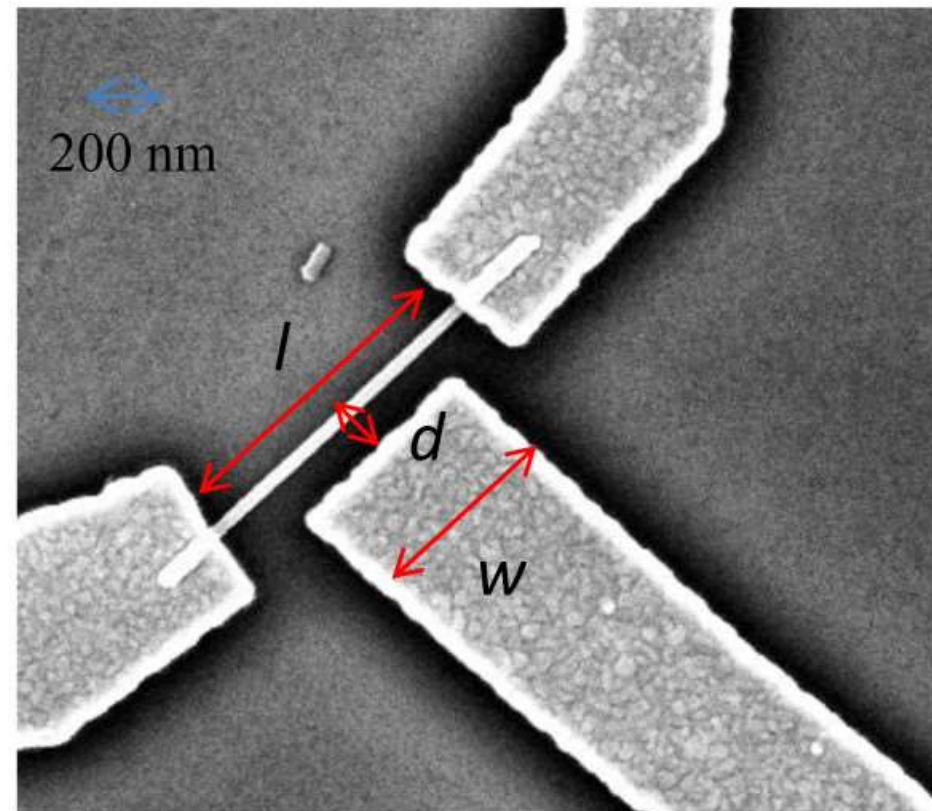
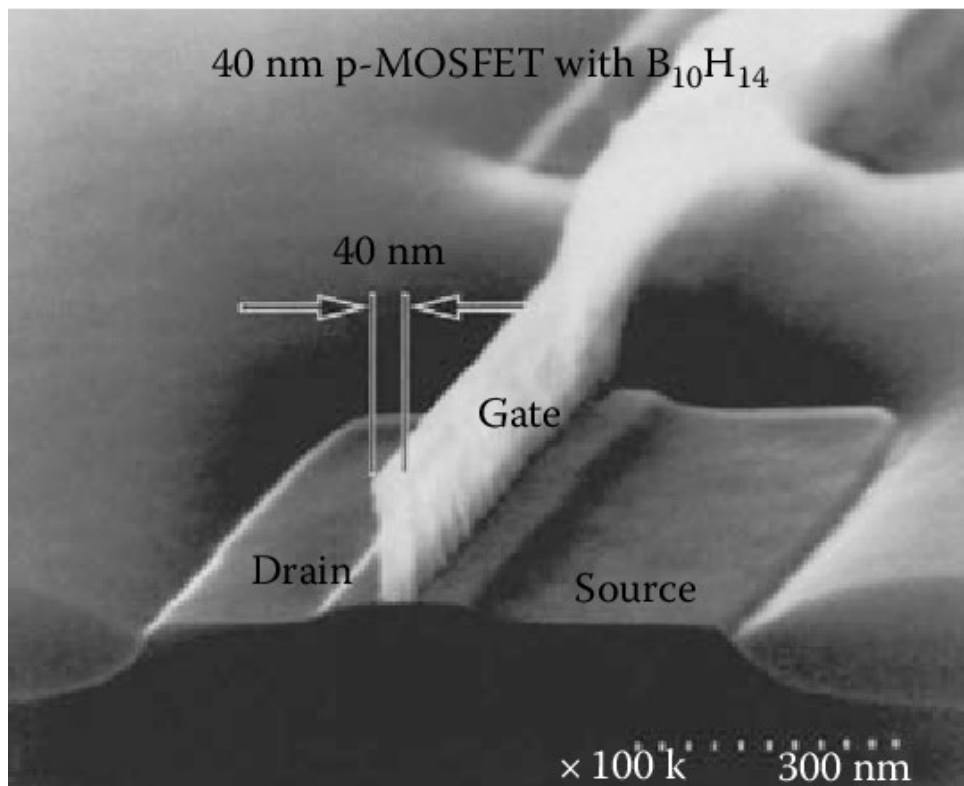
Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)



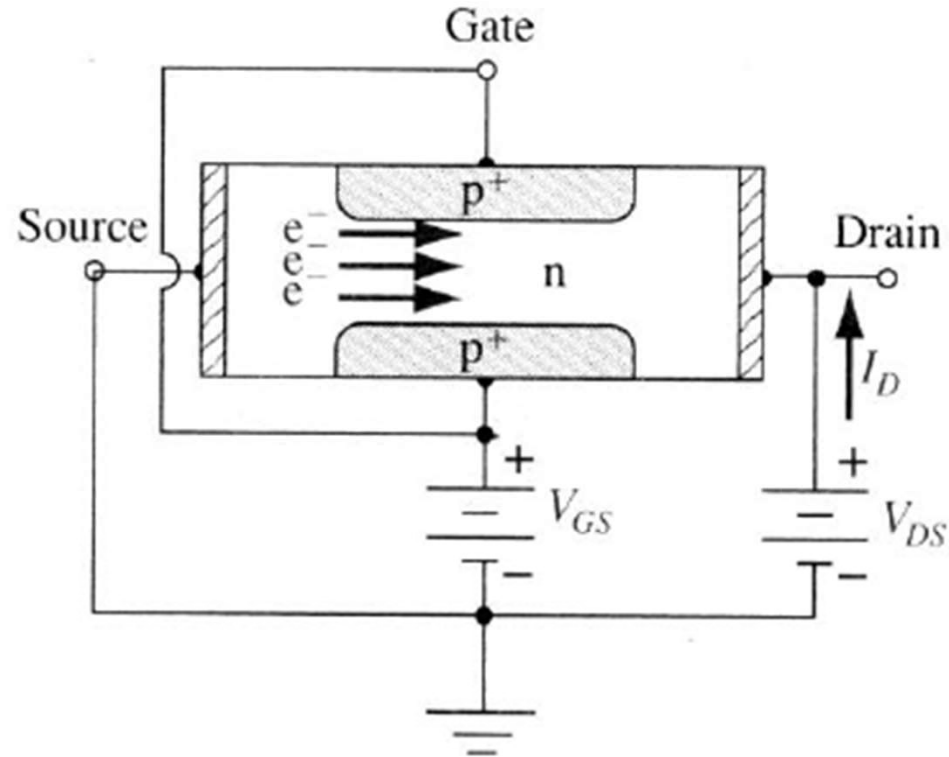
Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού



Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού



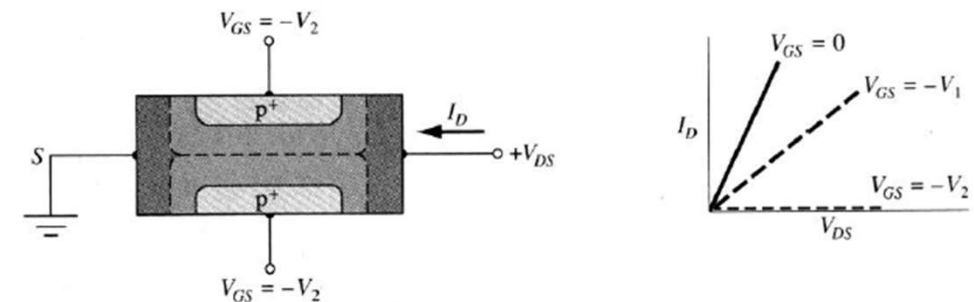
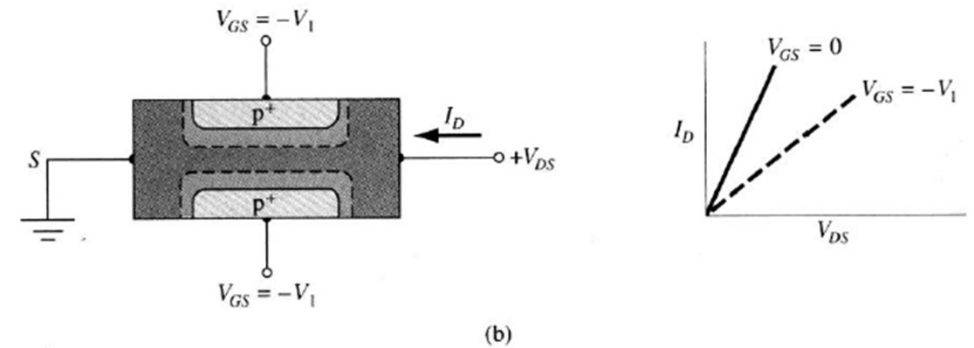
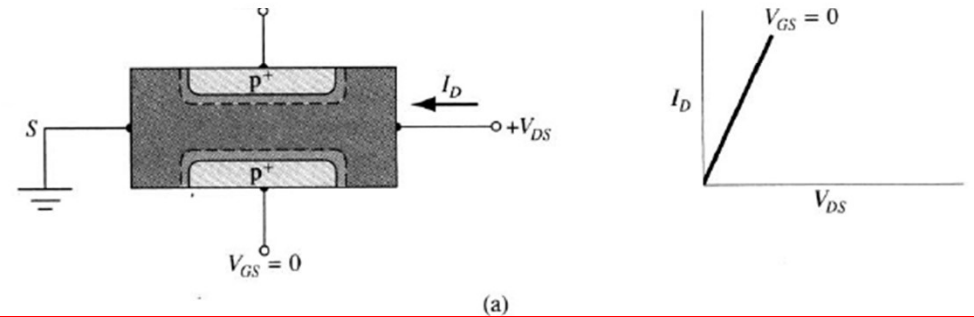
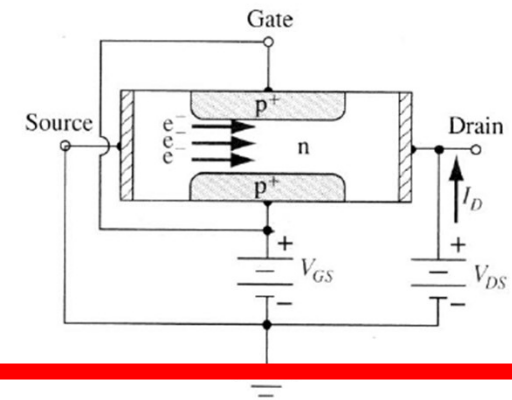
JFET



Όταν μια θετική τάση εφαρμοσθεί στον απαγωγό σε σχέση με την πηγή, ηλεκτρόνια ρέουν από την πηγή προς τον απαγωγό. Το τρίτο ηλεκτρόδιο, πύλη G (*Gate*) (σχήμα φαίνονται δύο ακροδέκτες πύλης που όμως ενώνονται για να δημιουργήσουν ένα ηλεκτρόδιο) δημιουργεί μία ανορθωτική επαφή p+n με διάυλο και ελέγχει την αγωγιμότητα του διαύλου, δηλ η διάταξη συμπεριφέρεται σαν αντίσταση ελεγχόμενη από τάση και η οποία μεταβάλλεται καθώς μεταβάλλεται το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης μέσα στον διάυλο.

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι μορφές της περιοχής απογύμνωσης και τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά του τρανζίστορ σε διάφορες τάσεις πόλωσης της πύλης όταν το V_{DS} παίρνει μικρές τιμές.

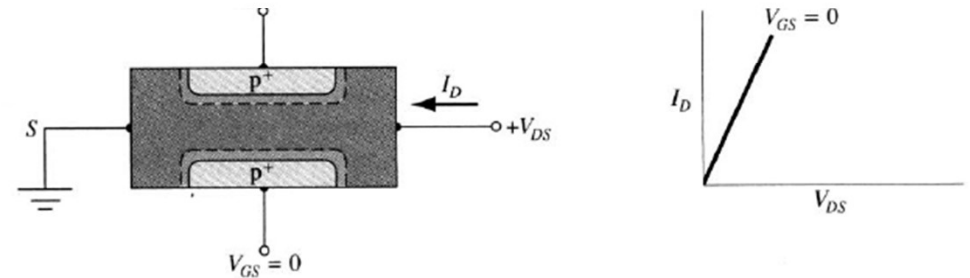
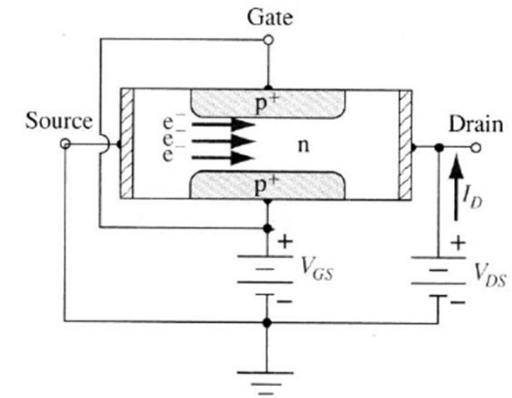
Στο σχήμα 4.2.α η τάση V_{GS} είναι μηδέν η πηγή είναι γειωμένη και μία μικρή θετική πόλωση εφαρμόζεται στον απαγωγό. Θα δημιουργηθεί επομένως ένα ρεύμα I_D μεταξύ της πηγής και του απαγωγού και επειδή το κανάλι είναι ουσιαστικά μία αντίσταση τα χαρακτηριστικά $I_D - V_{DS}$ θα είναι γραμμικά, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.α.



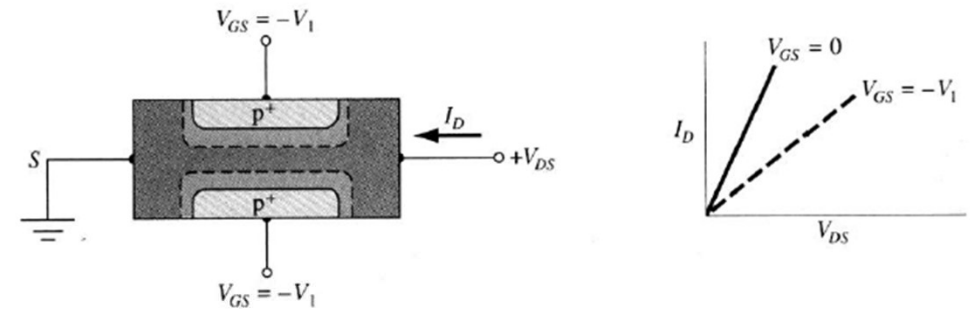
Σχήμα 4.2 Περιοχή φορτίων χώρου και I-V χαρακτηριστικά

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι μορφές της περιοχής απογύμνωσης και τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά του τρανζίστορ σε διάφορες τάσεις πόλωσης της πύλης όταν το V_{DS} παίρνει μικρές τιμές.

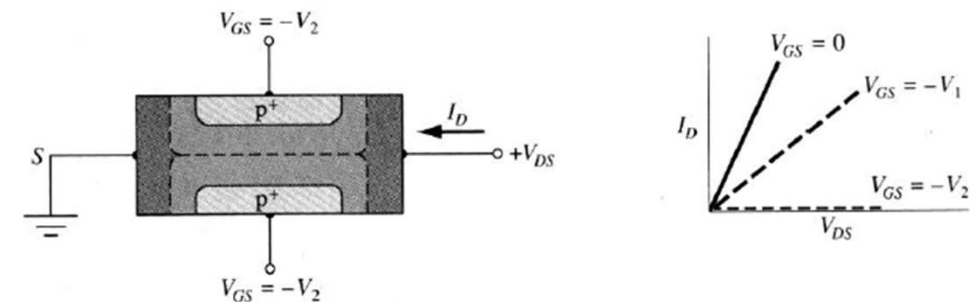
Αν εφαρμοστεί **μία αρνητική τάση πόλωσης** στην πύλη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.β, η επαφή p+n πύλης-καναλιού πολώνεται ανάστροφα, η περιοχή φορτίων χώρου αυξάνεται και το κανάλι στενεύει με αποτέλεσμα να αυξηθεί η αντίσταση του. Η κλίση της $I_D - V_{DS}$ μικραίνει.



(a)



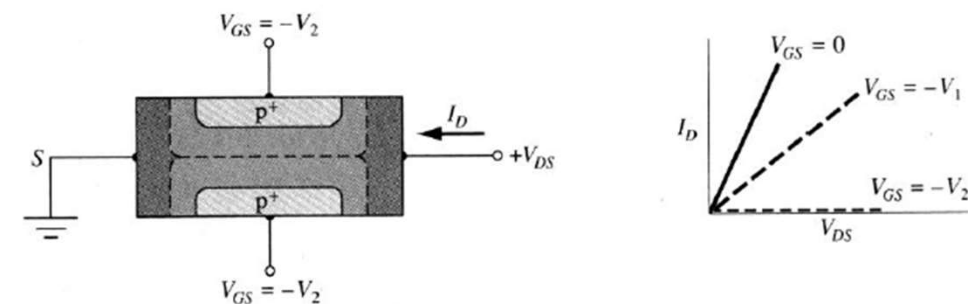
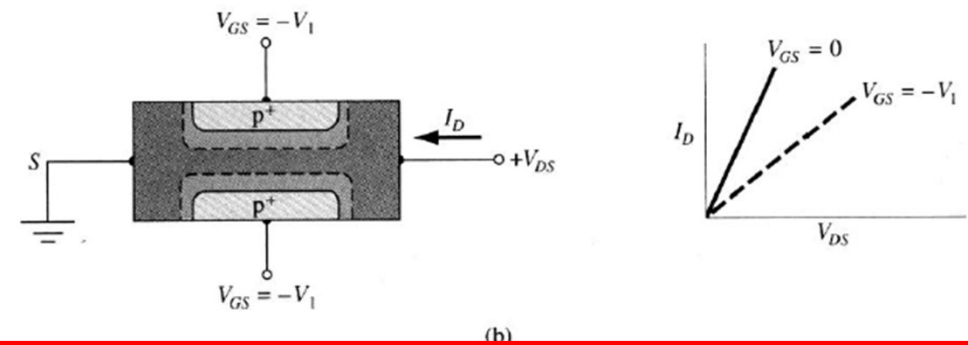
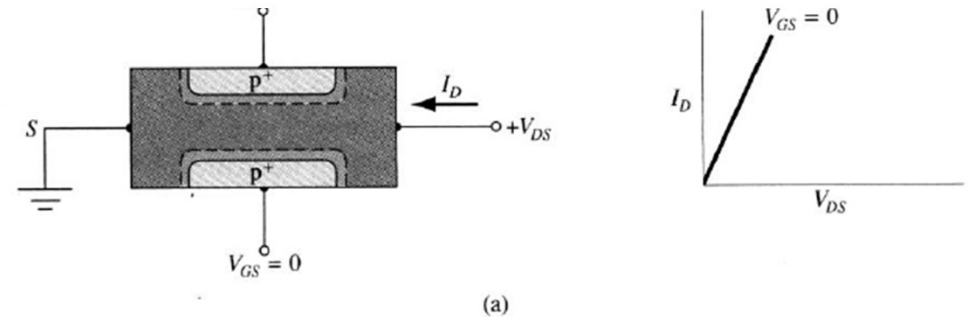
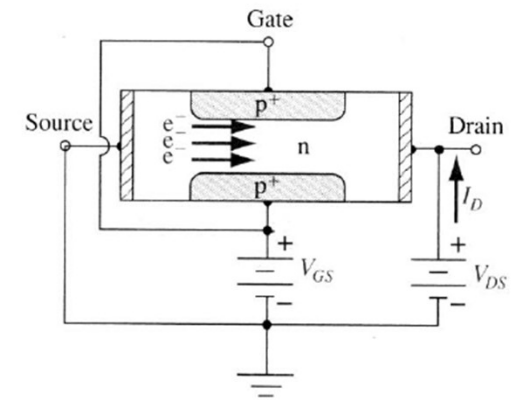
(b)



Σχήμα 4.2 Περιοχή φορτίων χώρου και I-V χαρακτηριστικά

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι μορφές της περιοχής απογύμνωσης και τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά του τρανζίστορ σε διάφορες τάσεις πόλωσης της πύλης όταν το V_{DS} παίρνει μικρές τιμές.

Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η αρνητική τάση πόλωσης της πύλης θα ελαττωθεί και η κλίση της $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικής. Σε κάποια τιμή αρνητικής τάσης πόλωσης τη περιοχή φορτίων χώρου θα έχει κλείσει τελείως το κανάλι και το ρεύμα I_D γίνεται ουσιαστικά μηδέν. (σχήμα 4.2.c)

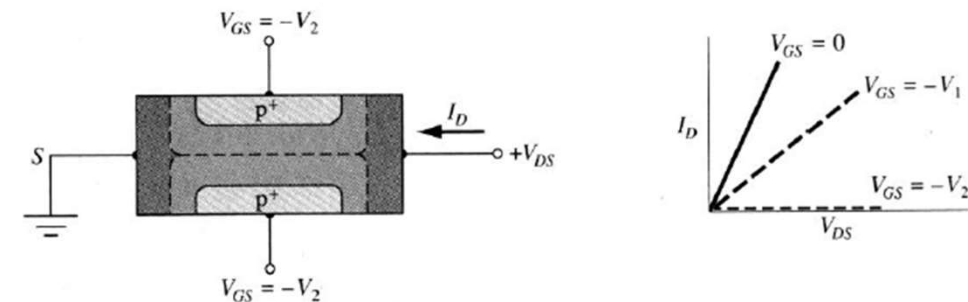
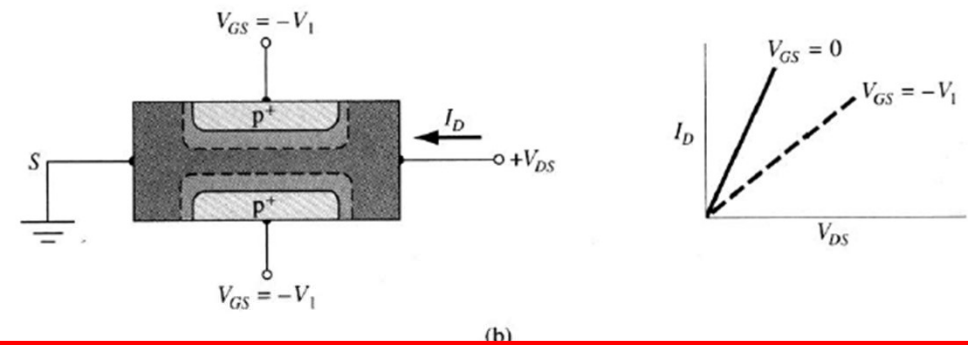
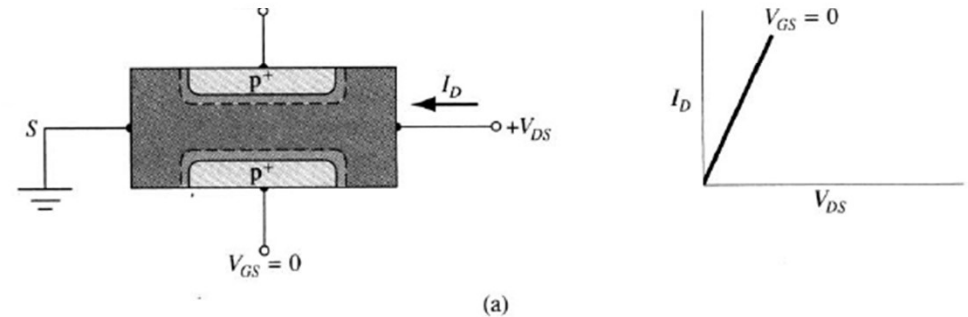
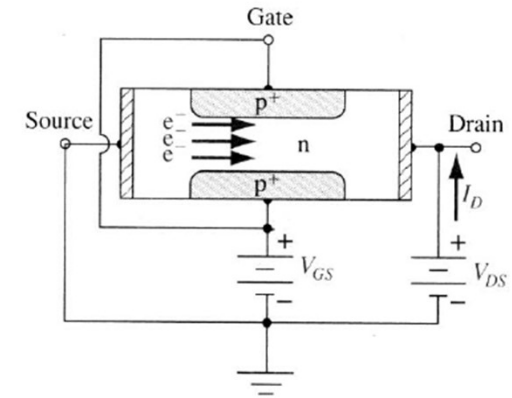


Σχήμα 4.2 Περιοχή φορτίων χώρου και $I - V$ χαρακτηριστικά

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι μορφές της περιοχής απογύμνωσης και τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά του τρανζίστορ σε διάφορες τάσεις πόλωσης της πύλης όταν το V_{DS} παίρνει μικρές τιμές.

Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η αρνητική τάση πόλωσης της πύλης θα ελαττωθεί και η κλίση της $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικής. Σε κάποια τιμή αρνητικής τάσης πόλωσης τη περιοχή φορτίων χώρου θα έχει κλείσει τελείως το κανάλι και το ρεύμα I_D γίνεται ουσιαστικά μηδέν. (σχήμα 4.2.c)

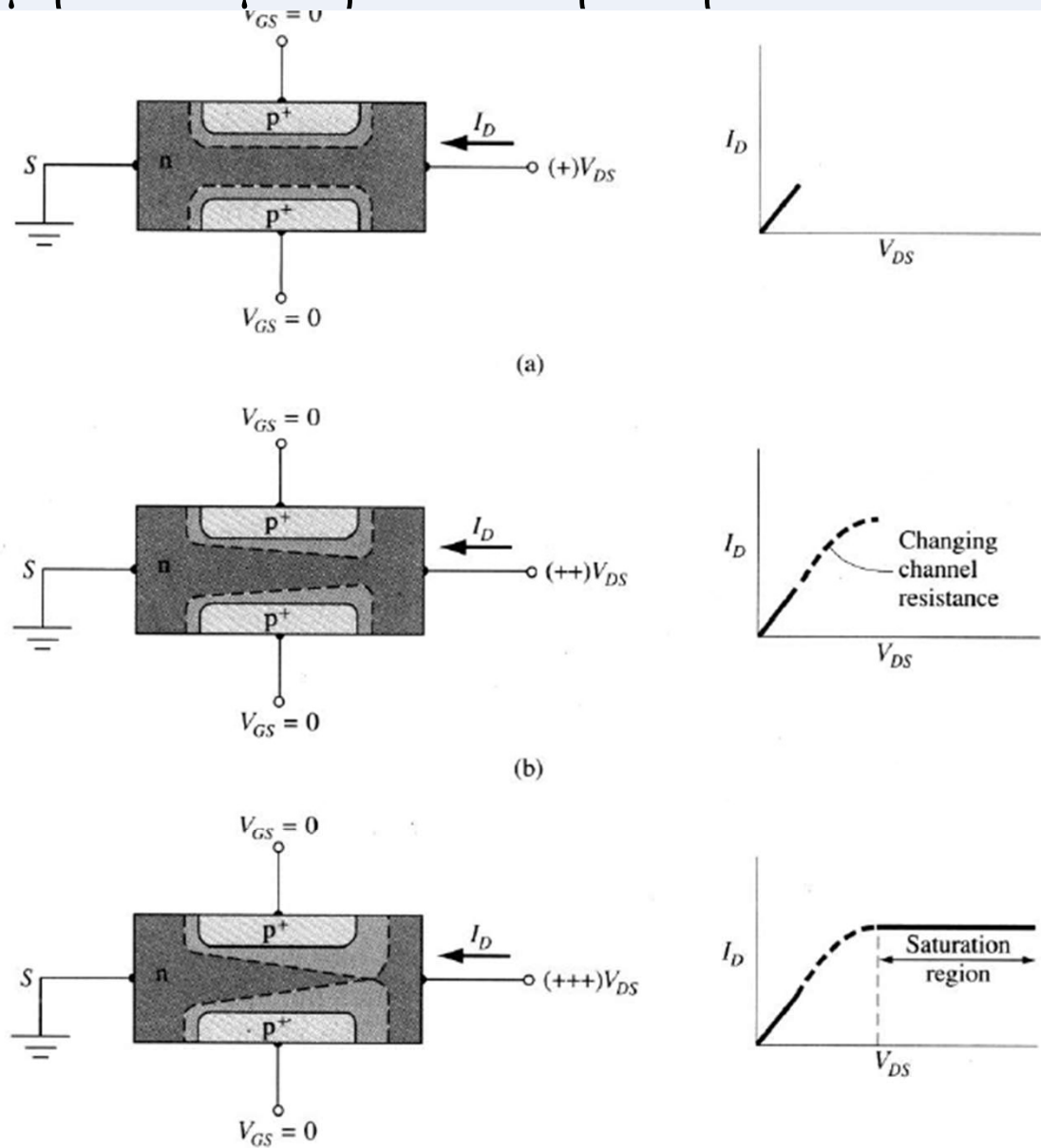
Η συνθήκη είναι σαν στραγγαλισμός του καναλιού (pinch off) και η τάση πύλης, τάση στραγγαλισμού V_p .



Σχήμα 4.2 Περιοχή φορτίων χώρου και $I - v$ χαρακτηριστικά

JFET

τι συμβαίνει όταν η τάση πύλης παραμένει σταθερή, έστω μηδέν και μεταβάλλεται η τάση V_{DS}

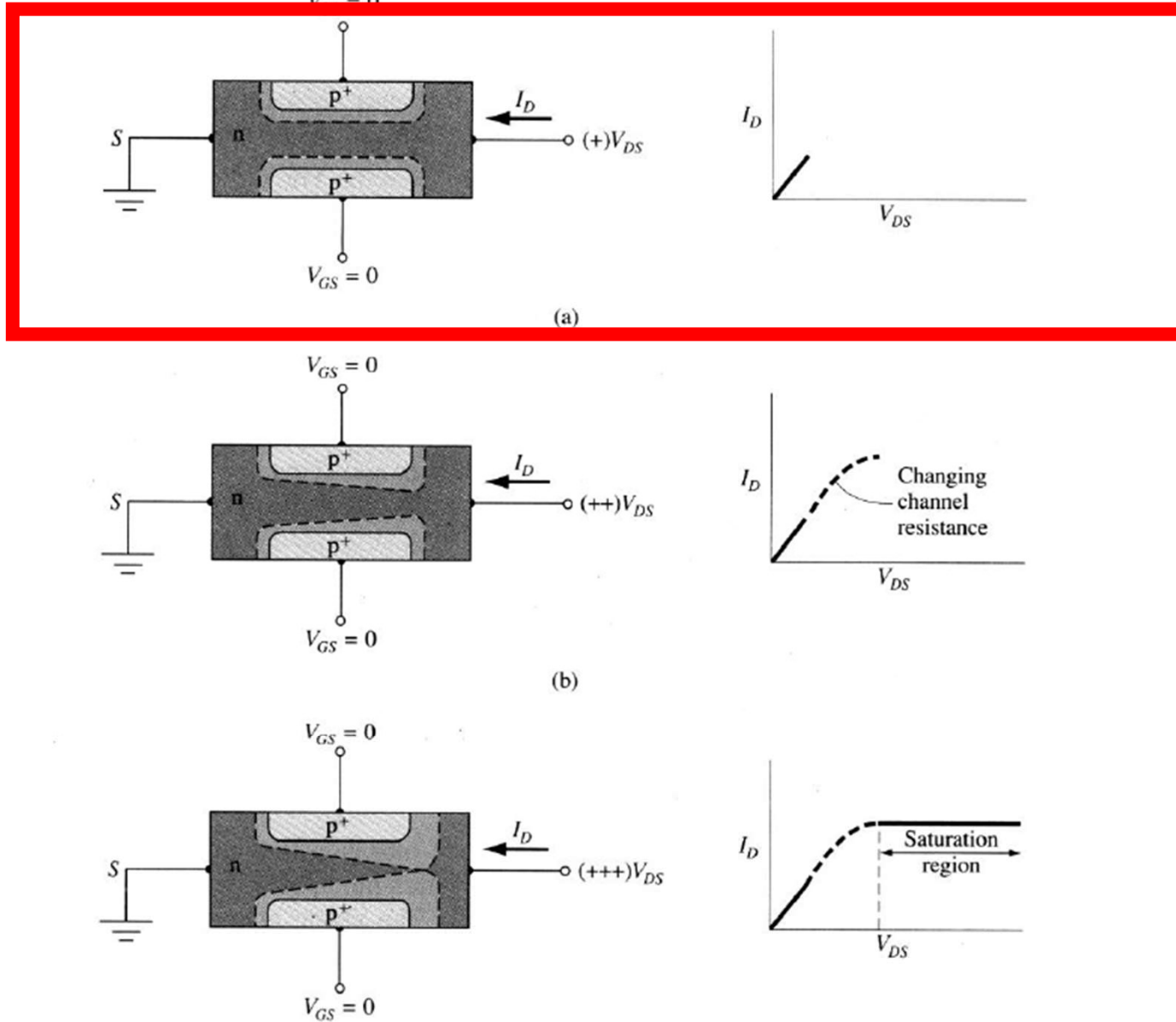


Σχήμα 4.3 Διαμόρφωση καναλιού και I-V χαρακτηριστικά

JFET

Για μικρες τιμές V_{DS} παίρνουμε τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά που φαίνονται στο σχήμα 4.3.α.

τι συμβαίνει όταν η τάση πύλης παραμένει σταθερή, έστω μηδέν και μεταβάλλεται η τάση V_{DS}

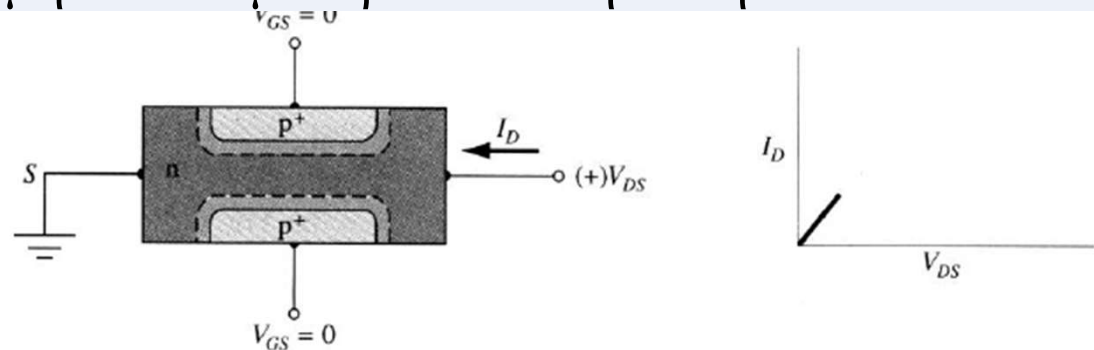


Σχήμα 4.3 Διαμόρφωση καναλιού και I-V χαρακτηριστικά

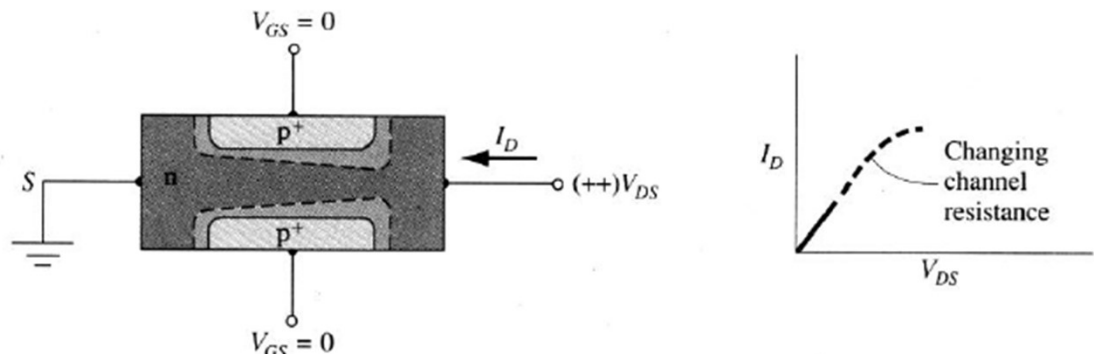
JFET

τι συμβαίνει όταν η τάση πύλης παραμένει σταθερή, έστω μηδέν και μεταβάλλεται η τάση V_{DS}

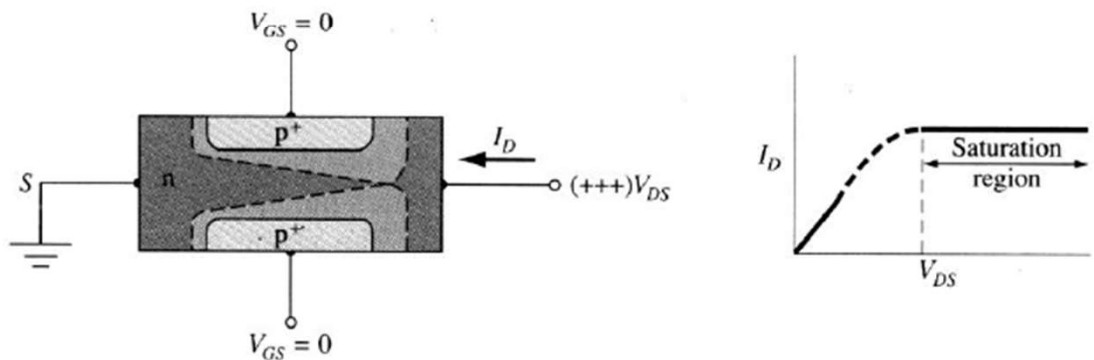
Καθώς η V_{DS} αυξάνει η επαφή p+n πύλης – καναλιού πολώνεται ανάστροφα στην περιοχή κοντά στον απαγωγό με αποτέλεσμα να εξαπλώνεται περισσότερο μέσα στο κανάλι στην περιοχή αυτή (σχήμα 4.3.β). Η εξάπλωση της περιοχής φορτίων χώρου θα αυξάνει την αντίσταση του καναλιού και επομένως η κλίση της $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικής θα ελαττώνεται, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3.β.



(a)



(b)

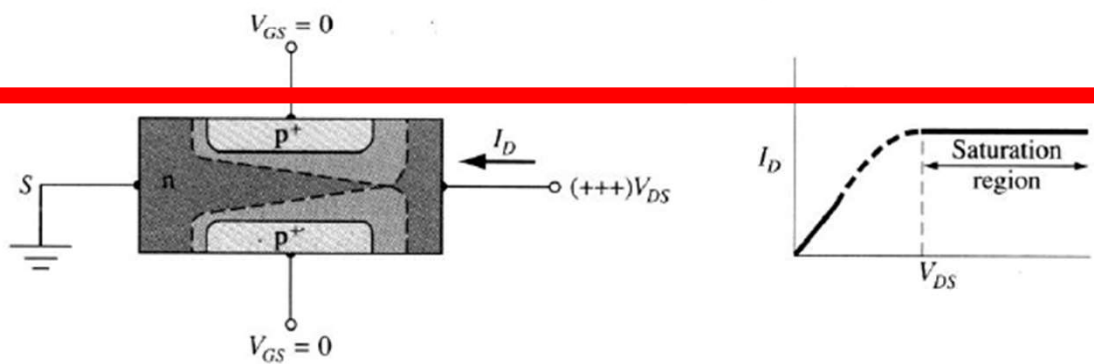
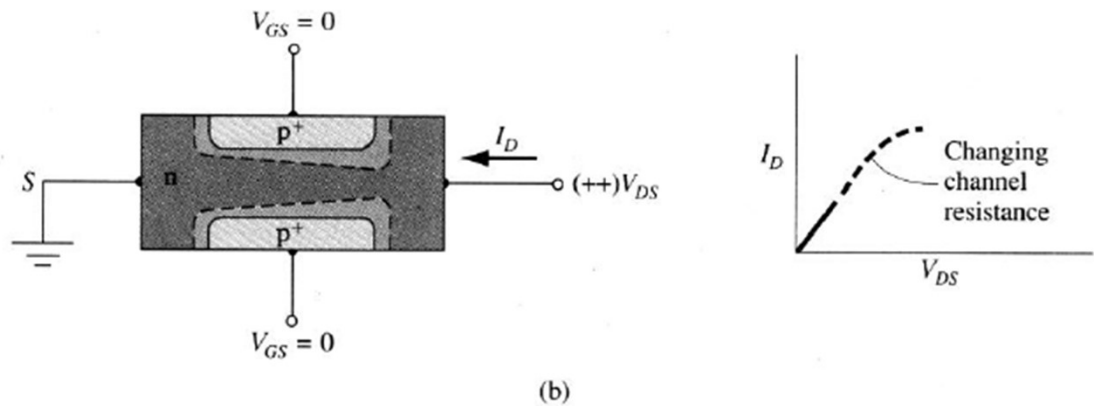
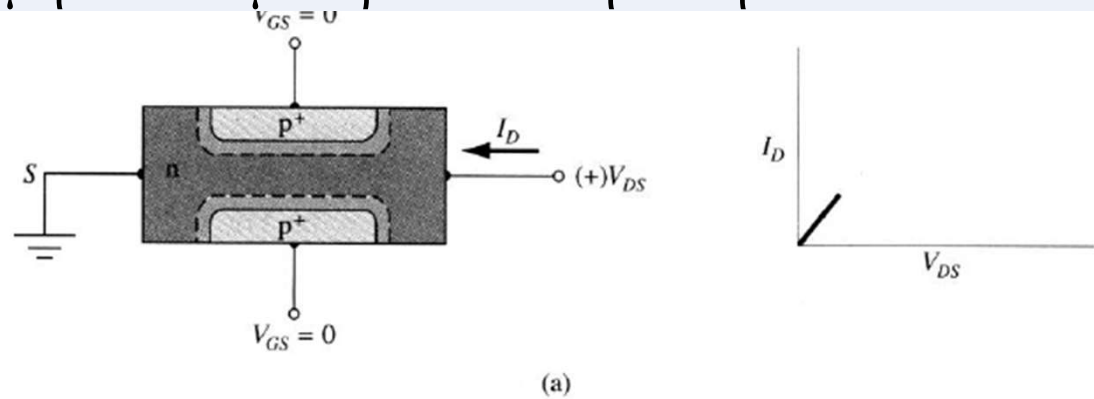


Σχήμα 4.3 Διαμόρφωση καναλιού και I-V χαρακτηριστικά

JFET

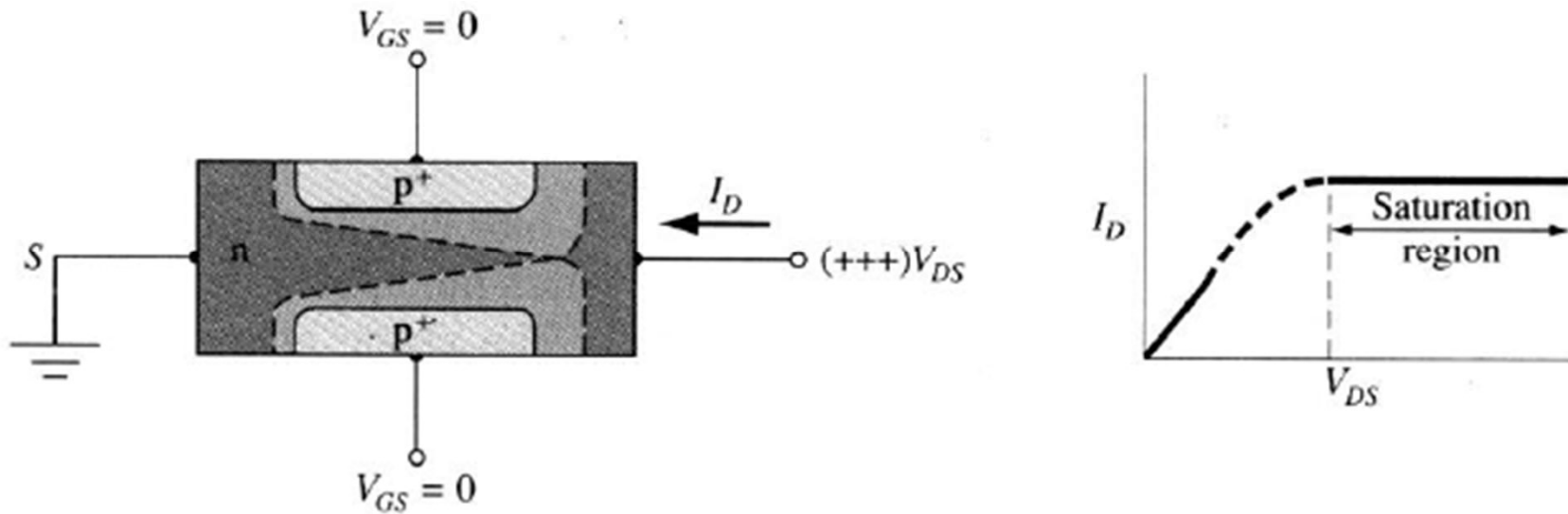
τι συμβαίνει όταν η τάση πύλης παραμένει σταθερή, έστω μηδέν και μεταβάλλεται η τάση V_{DS}

Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η τάση V_{DS} θα φτάσουμε κάποια στιγμή στο σχήμα 4.3.c, όπου το κανάλι έχει στραγγαλιστεί στην περιοχή κοντά στον απαγωγό. Οποιαδήποτε επιπλέον αύξηση της τάσης V_{DS} δεν θα μπορεί να προκαλέσει αύξηση του ρεύματος I_D , η χαρακτηριστική $I_D - V_{DS}$ θα πάρει την μορφή που φαίνεται στο σχήμα 4.3.c..



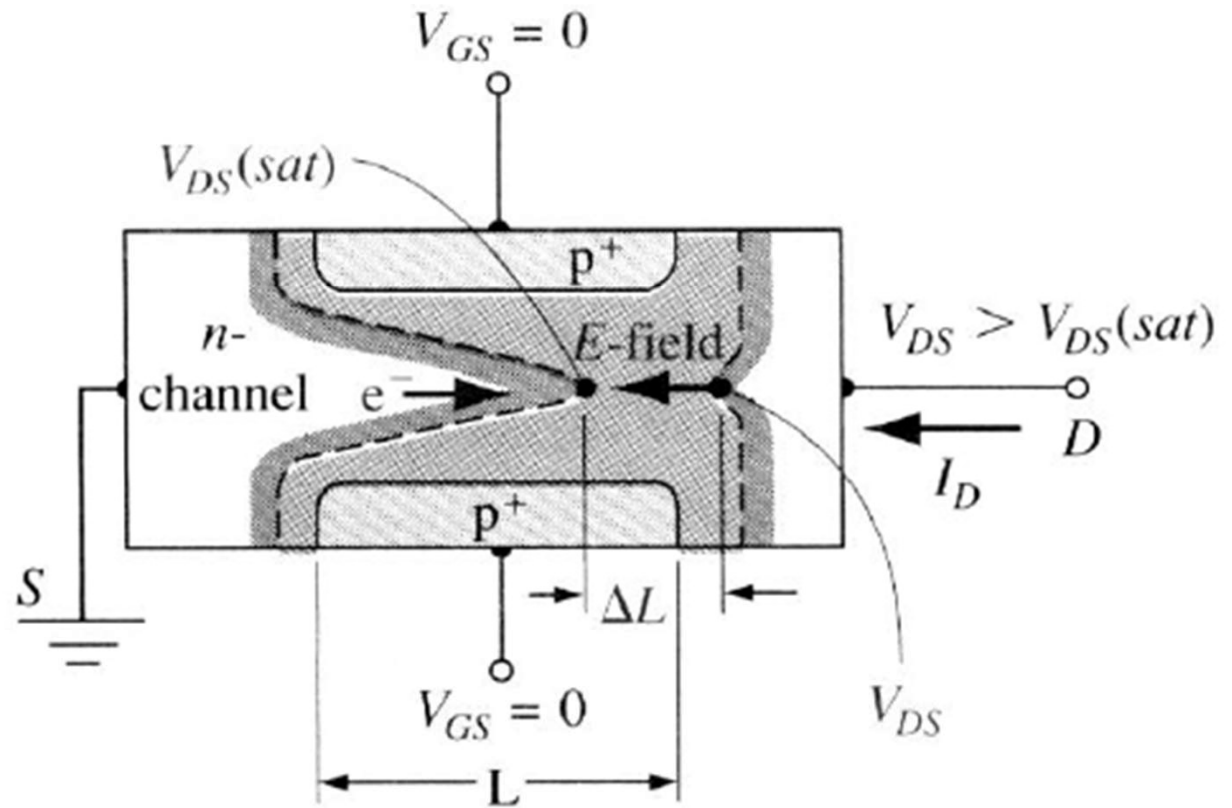
Σχήμα 4.3 Διαμόρφωση καναλιού και $I - V$ χαρακτηριστικά

JFET



Η τάση V_{DS} που προκαλεί τον στραγγαλισμό του καναλιού ονομάζεται *τάση κόρου* $V_{DS}(sat)$. Για τις τιμές $V_{DS} > V_{DS}(sat)$ το τρανζίστορ βρίσκεται στην *περιοχή κόρου* (*saturation region*) και το ρεύμα I_D είναι ανεξάρτητο από την τάση V_{DS} στην ιδανική περίπτωση.

JFET

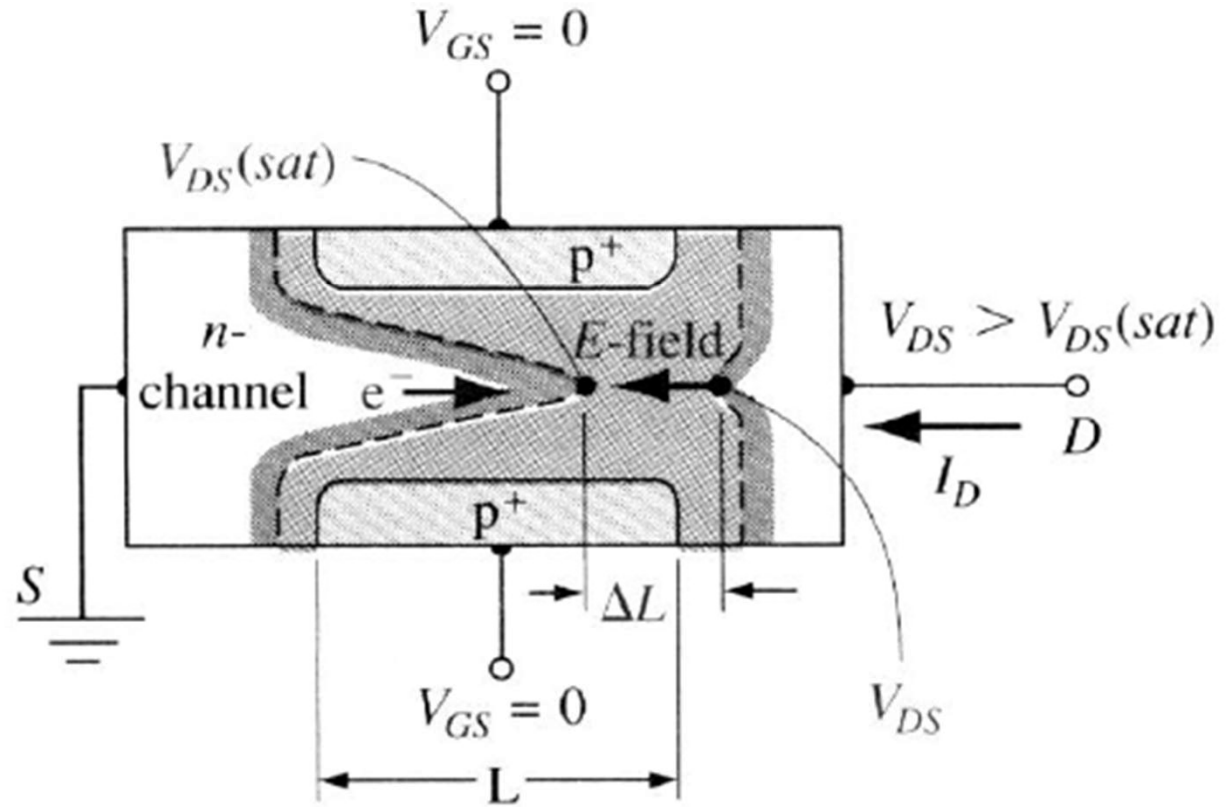


Σχήμα 4.4 Περιοχή φορτίων χώρου στο κανάλι όταν $V_{DS} > V_{DS(sat)}$

Στο σχήμα 4.4 παρουσιάζεται μία λεπτομερής εικόνα της μορφής του καναλιού **στον κόρο**. Το κανάλι τύπου n και η περιοχή κοντά στον απαγωγό χωρίζονται τώρα με μία περιοχή φορτίων χώρου που έχει μήκος ΔL . Τα ηλεκτρόνια που κινούνται μέσα στο κανάλι από την πηγή προς τον απαγωγό εγχύονται μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου, όπου βρίσκουν ευνοϊκό ηλεκτρικό πεδίο E με αποτέλεσμα να σαρωθούν πολύ γρήγορα στη περιοχή κοντά στον απαγωγό. Αν θεωρήσουμε ότι το $\Delta L \ll L$ τότε το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή του n καναλιού παραμένει αμετάβλητο και το ρεύμα I_D παραμένει σταθερό και ανεξάρτητο από το V_{DS} .

JFET

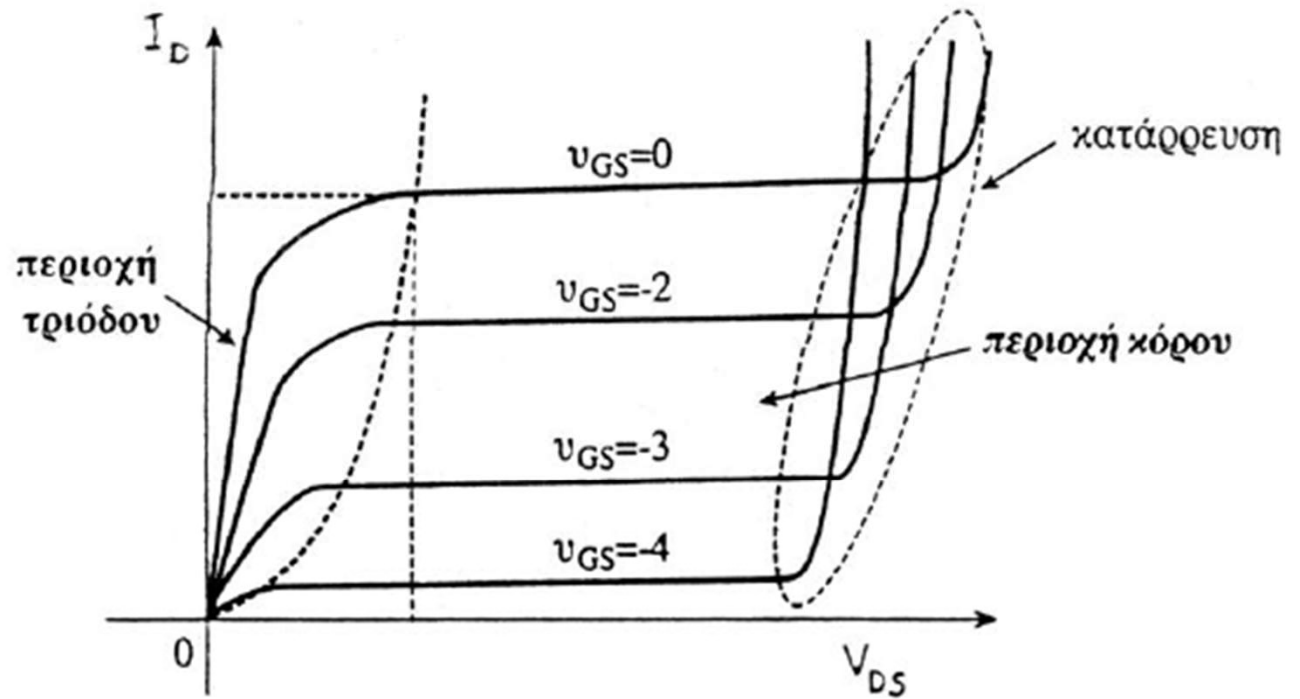
Δηλαδή στην περιοχή κόρου το τρανζίστορ συμπεριφέρεται σαν μία πηγή σταθερού ρεύματος.



Σχήμα 4.4 Περιοχή φορτίων χώρου στο κανάλι όταν $V_{DS} > V_{DS(sat)}$

Στο σχήμα 4.4 παρουσιάζεται μία λεπτομερής εικόνα της μορφής του καναλιού **στον κόρο**. Το κανάλι τύπου n και η περιοχή κοντά στον απαγωγό χωρίζονται τώρα με μία περιοχή φορτίων χώρου που έχει μήκος ΔL . Τα ηλεκτρόνια που κινούνται μέσα στο κανάλι από την πηγή προς τον απαγωγό εγχύονται μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου, όπου βρίσκουν ευνοϊκό ηλεκτρικό πεδίο E με αποτέλεσμα να σαρωθούν πολύ γρήγορα στη περιοχή κοντά στον απαγωγό. Αν θεωρήσουμε ότι το $\Delta L \ll L$ τότε το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή του n καναλιού παραμένει αμετάβλητο και το ρεύμα I_D παραμένει σταθερό και ανεξάρτητο από το V_{DS} .

JFET

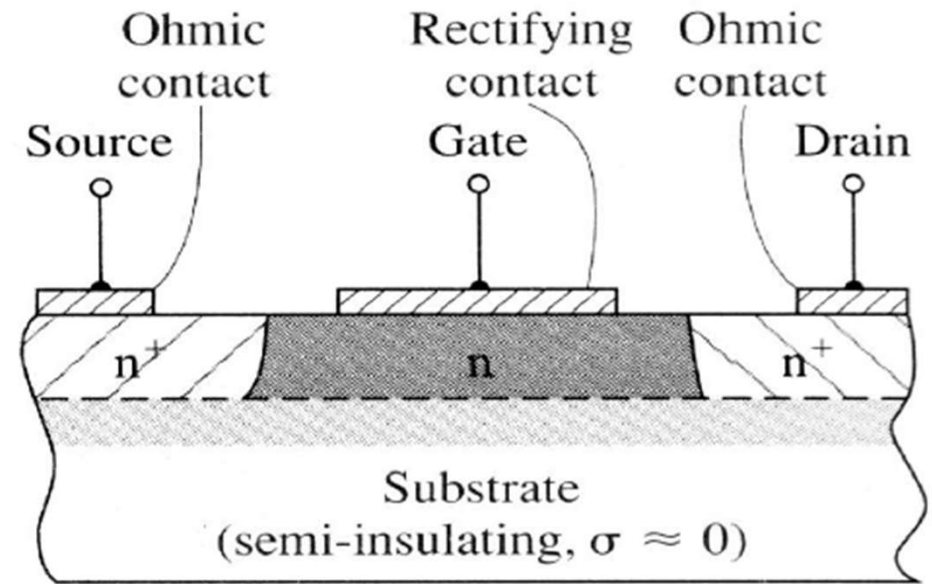


Σχήμα 4.5 Τυπικές I-V χαρακτηριστικές τρανζίστορ JFET

Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται τα βασικά I-V χαρακτηριστικά ενός JFET για διάφορες πολώσεις της πύλης. Μπορούμε να διακρίνουμε την γραμμική περιοχή ή περιοχή τριόδου (linear region), την περιοχή κόρου (saturation region) καθώς και την περιοχή κατάρρευσης (breakdown region).

JFET

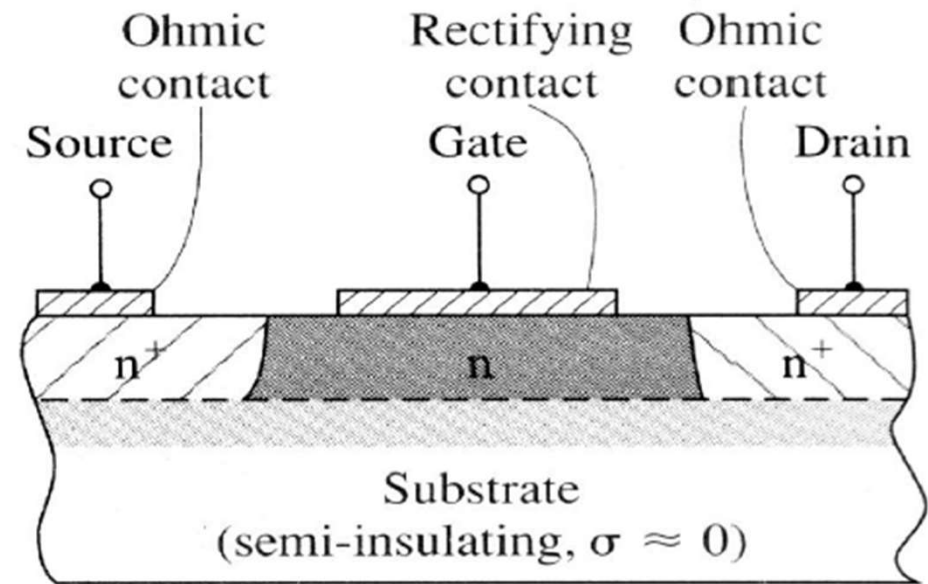
Στα τρανζίστορ MESFET η πύλη είναι Schottky. Αν και τρανζίστορ MESFET κατασκευάζονται και σε Si περισσότερο χρησιμοποιούνται στο GaAs και τους σύνθετους ημιαγωγούς.



Σχήμα 4.6 Τομή MESFET με κανάλι τύπου n

Μία απλή τομή ενός τρανζίστορ MESFET φαίνεται στο σχήμα 4.6. Το υπόστρωμα είναι υψηλής αντίστασης GaAs που αναφέρεται σαν ημιμονωτής (*semi-insulator*) και πάνω σε αυτό έχει αναπτυχθεί επιταξιακά ένα λεπτό στρώμα GaAs τύπου n που θα χρησιμοποιηθεί για την ενεργό περιοχή. Τα πλεονεκτήματα αυτής της διάταξης οφείλονται στην υψηλότερη ευκινησία των ηλεκτρονίων στο GaAs από ότι στο Si, που συνεπάγεται μικρότερο χρόνο διάχυσης των ηλεκτρονίων και επομένως γρηγορότερη απόκριση της διάταξης. Επίσης τα ημιμονωτικά υποστρώματα του GaAs παρέχουν ευκολότερη διαδικασία κατασκευής και μικρότερη παρασιτική χωρητικότητα.

JFET

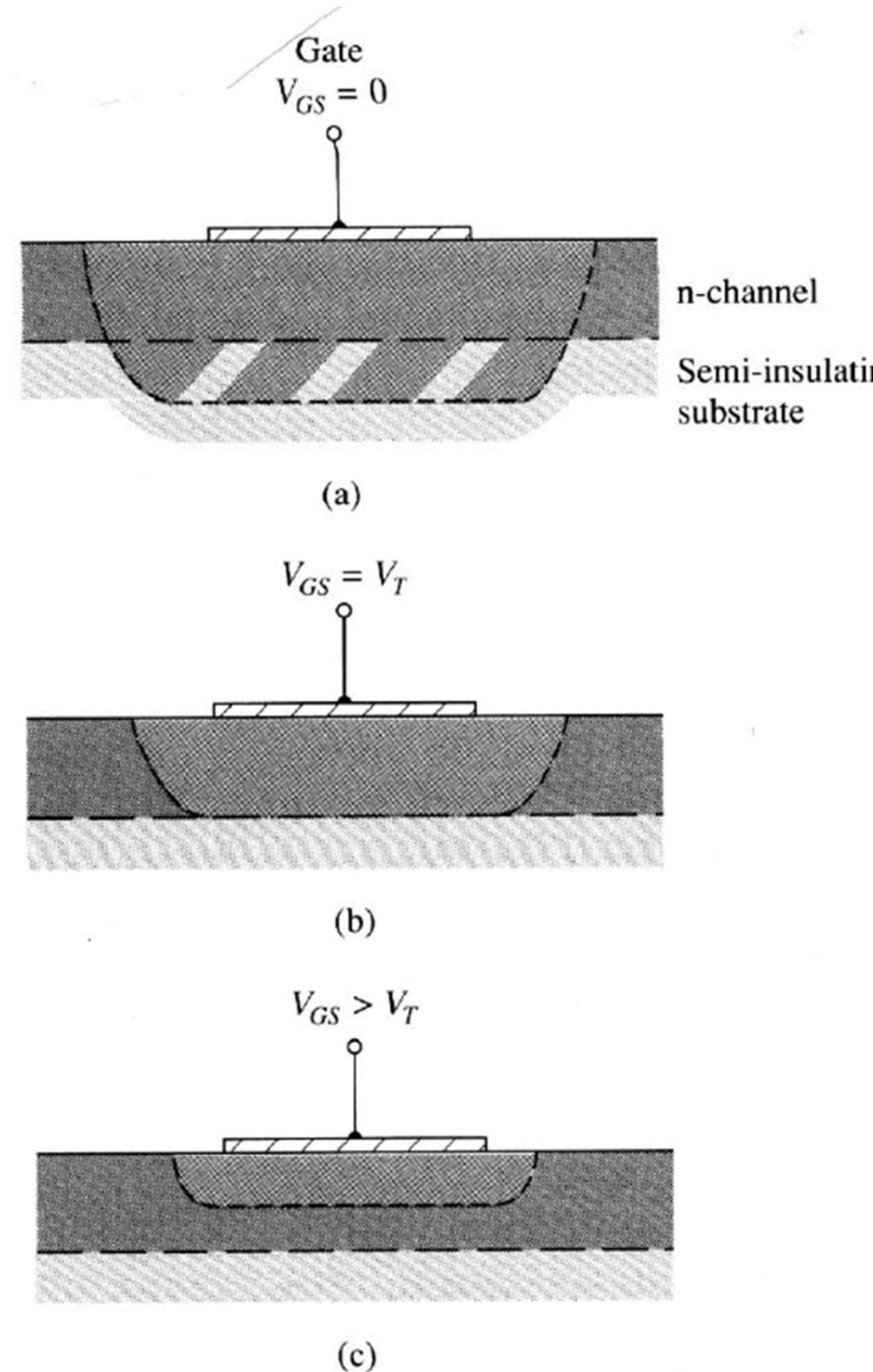


Σχήμα 4.6 Τομή MESFET με κανάλι τύπου n

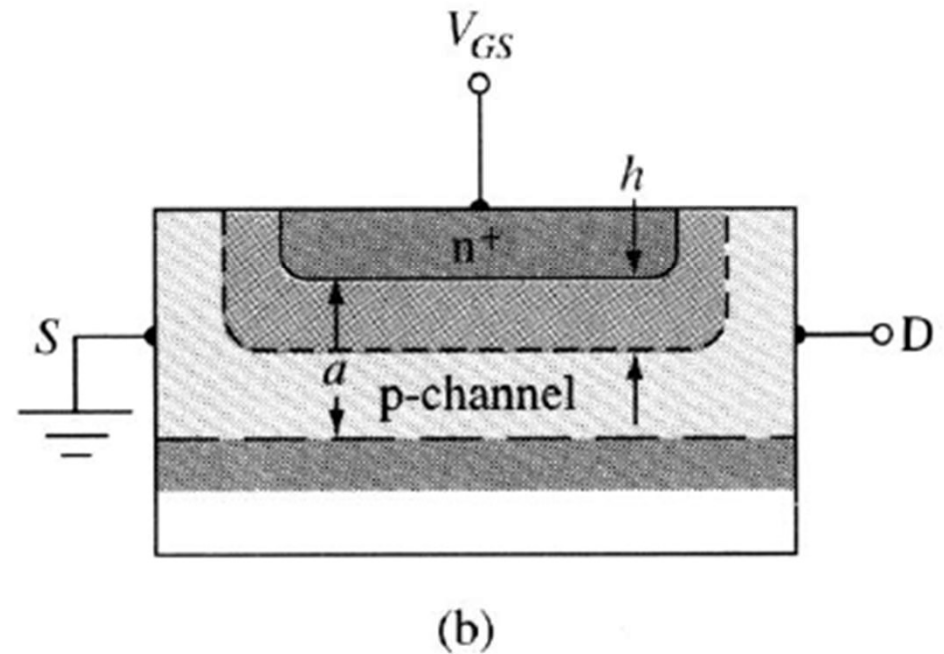
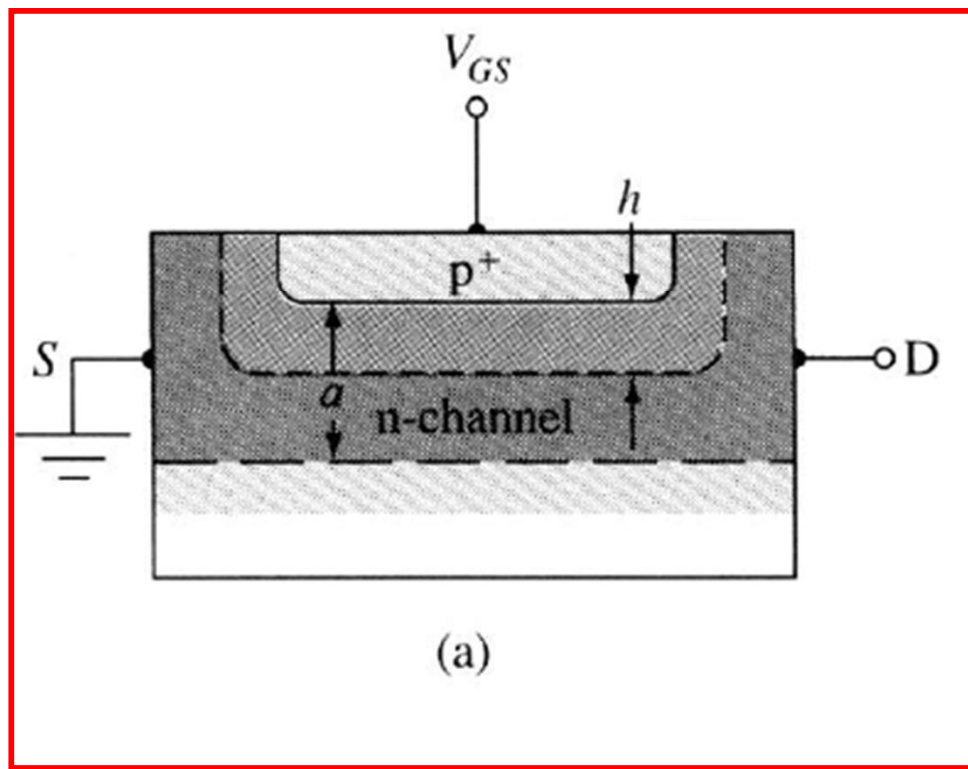
Αν εφαρμοστεί μία ανάστροφη πόλωση στην πύλη του MESFET σε σχέση με την πηγή θα δημιουργηθεί μία περιοχή φορτίων χώρου κάτω από την μεταλλική πύλη που θα διαμορφώσει την αγωγιμότητα του καναλιού όπως και στην περίπτωση του JFET. Σε κάποια τιμή ανάστροφης τάσης πόλωσης, την τάση στραγγαλισμού V_P , θα κλείσει τελείως το κανάλι δηλαδή όπως φαίνεται στο σχήμα 4.6 η περιοχή φορτίων χώρου θα φτάσει μέχρι το υπόστρωμα και το τρανζίστορ θα έχει υποστεί στραγγαλισμό του διαύλου.

JFET

Τα τρανζίστορ FET χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, *normally-on (depletion mode)* στα οποία χωρίς καμία πόλωση στην πύλη υπάρχει αγωγίμο κανάλι και στα *normally-off (enhancement mode)* στα οποία για $V_G=0$, δεν υφίσταται αγωγίμο κανάλι, δηλαδή το δυναμικό V_{bi} της πύλης είναι ικανό να απογυμνώσει όλο τον δίαυλο (σχήμα 4.7). Στην περίπτωση αυτή θα χρειαστεί να εφαρμοστεί ορθή πόλωση στην πύλη σε σχέση με την πηγή για να ελαττωθεί το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου και να “ανοίξει” το κανάλι. Για τιμές τάσεις πόλωσης μεγαλύτερες από μία ορισμένη τιμή V_T για κάθε τρανζίστορ, θα υφίσταται κανάλι όπως φαίνεται στο σχήμα 4.7.c. Η τιμή αυτή της τάσης ονομάζεται *τάση κατωφλίου (threshold voltage) V_T* του τρανζίστορ και προφανώς θα ισούται με την τάση στραγγαλισμού V_P .

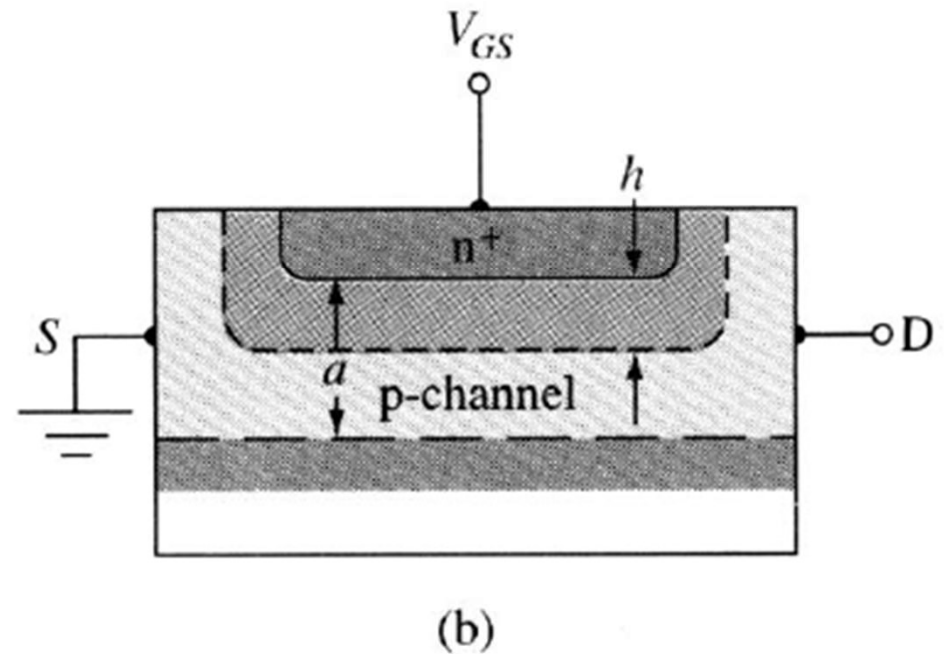
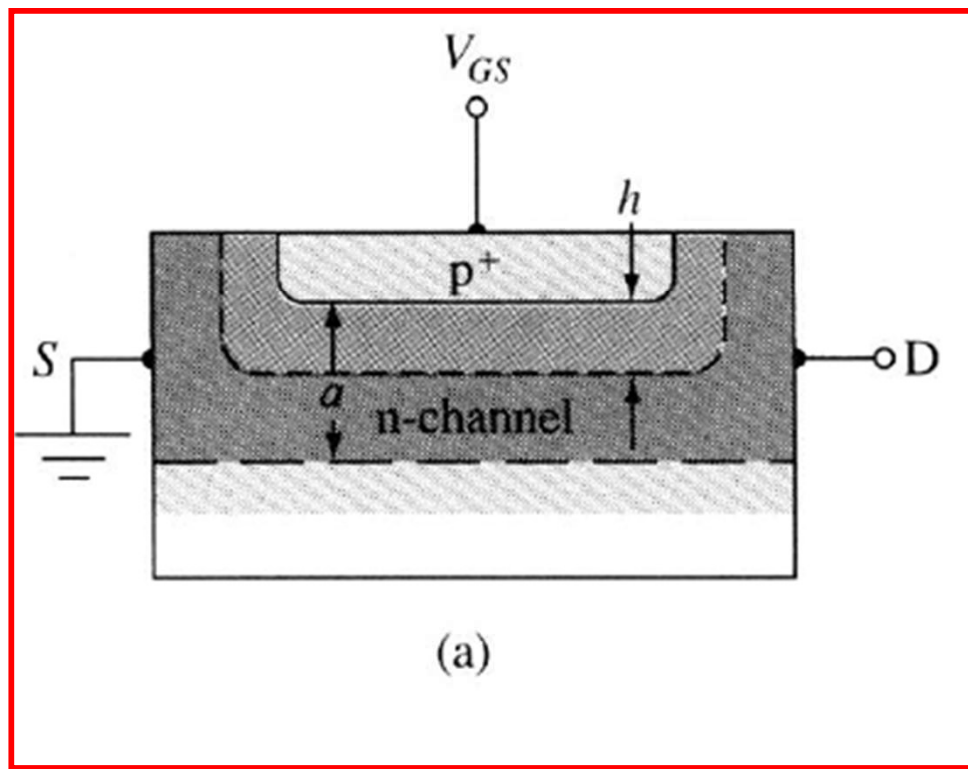


Σχήμα 4.7 Τρανζίστορ MESFET normally-off



Σχήμα 4.9 Απλοποιημένες γεωμετρίες JFET
(α) με κανάλι τύπου n (β) με κανάλι τύπου p

Στο σχήμα 4.9.α παρουσιάζεται η απλοποιημένη μορφή ενός τρανζίστορ JFET normally-on με κανάλι τύπου n . Βασικά χαρακτηριστικά του τρανζίστορ είναι η απόσταση ανάμεσα στην περιοχή p⁺ και στο υπόστρωμα που ονομάζεται *βάθος του διαύλου α (channel depth)*, το *πλάτος της περιοχής απογύμνωσης h (depletion-layer width)* και το *μήκος πύλης L (gate length)*.

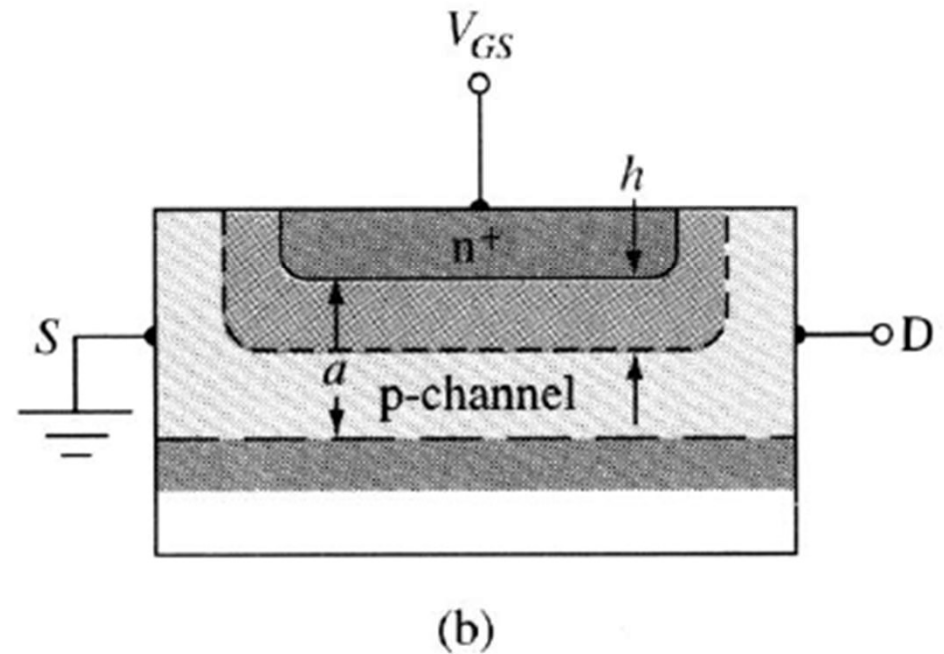
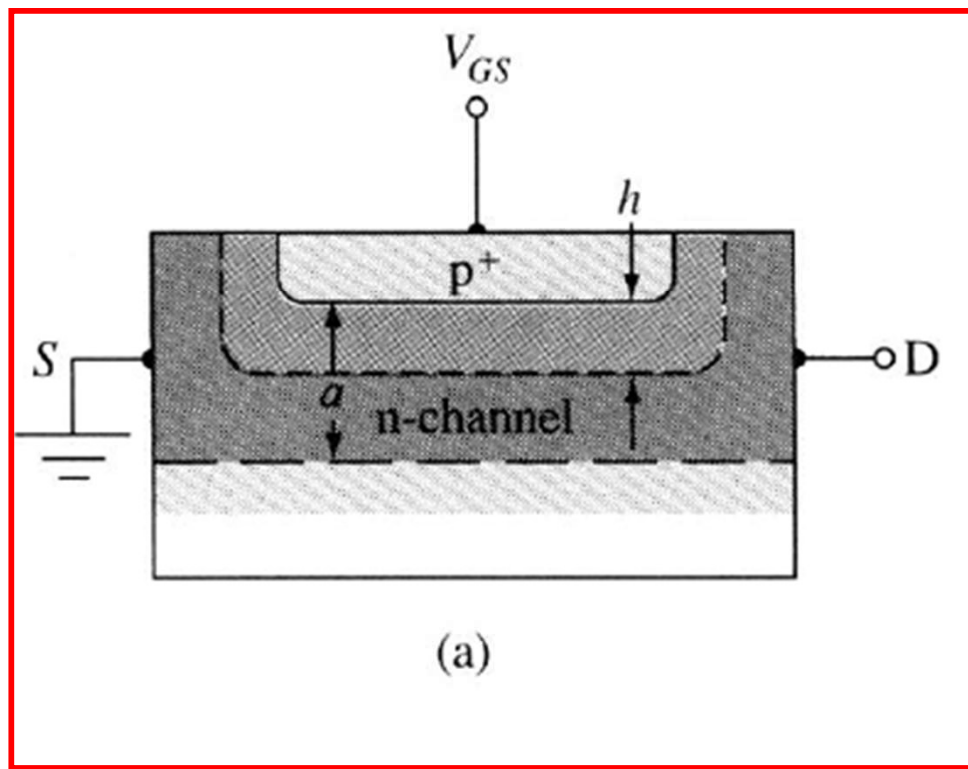


Σχήμα 4.9 Απλοποιημένες γεωμετρίες JFET
(α) με κανάλι τύπου n (β) με κανάλι τύπου p

Αν θεωρήσουμε ότι το V_{DS} είναι μηδέν και ότι η επαφή είναι ιδανική τότε το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου θα δίνεται από τη σχέση :

$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

όπου το V_{GS} θα είναι αρνητικός αριθμός εφόσον έχουμε επαφή p^+n .

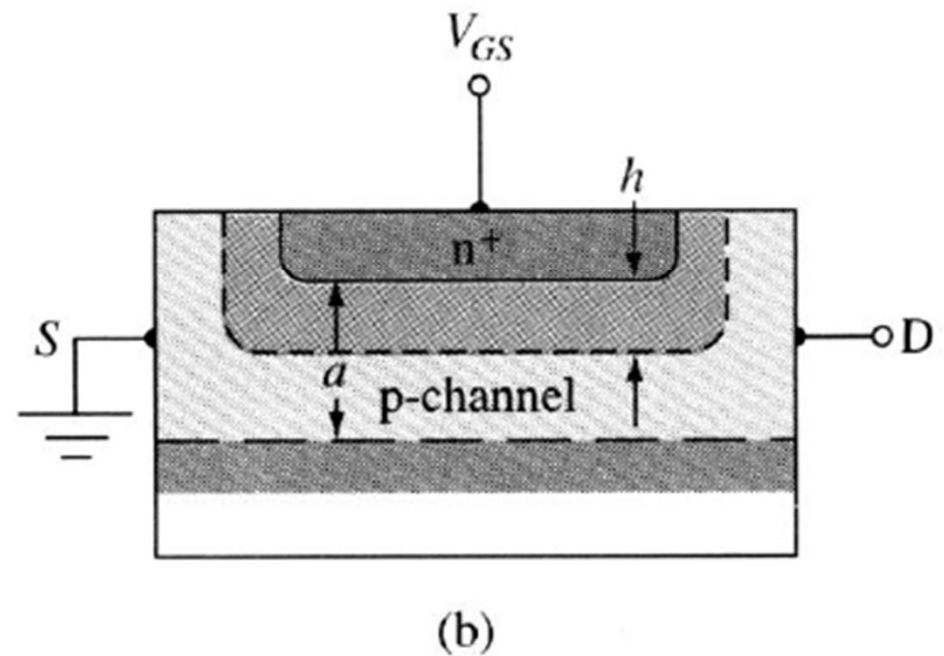
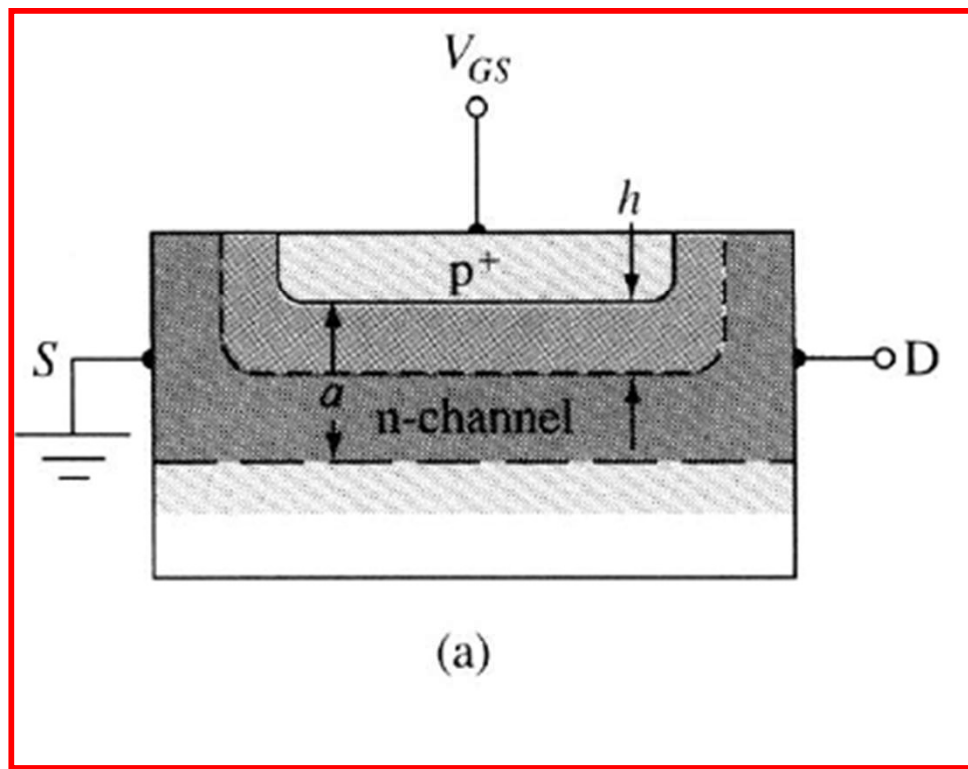


Σχήμα 4.9 Απλοποιημένες γεωμετρίες JFET
(α) με κανάλι τύπου n (β) με κανάλι τύπου p

Αν θεωρήσουμε ότι το V_{DS} είναι μηδέν και ότι η επαφή είναι ιδανική τότε το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου θα δίνεται από τη σχέση :

$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

όπου το V_{GS} θα είναι αρνητικός αριθμός εφόσον έχουμε επαφή p^+n .

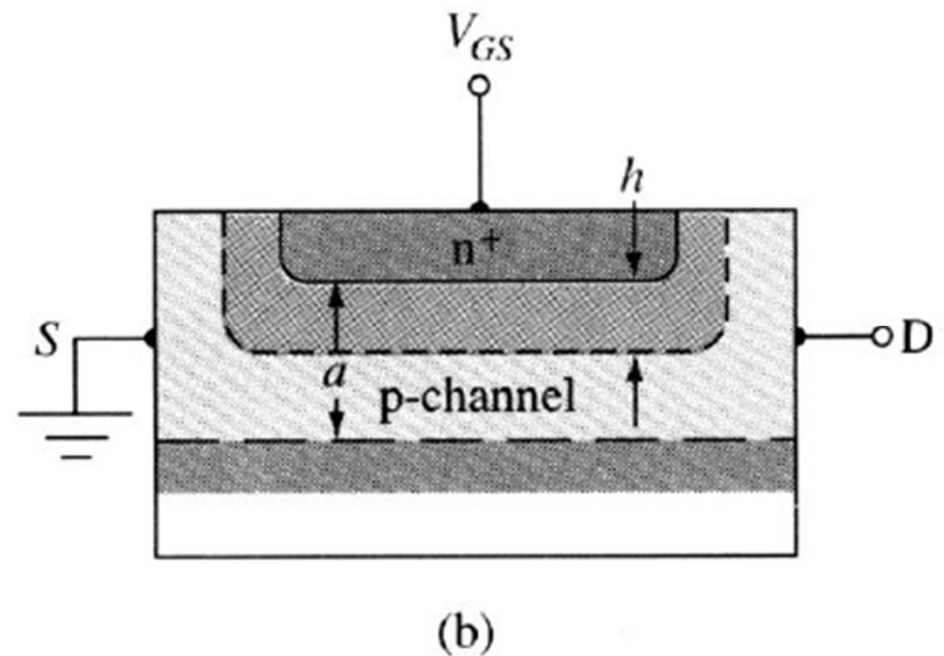
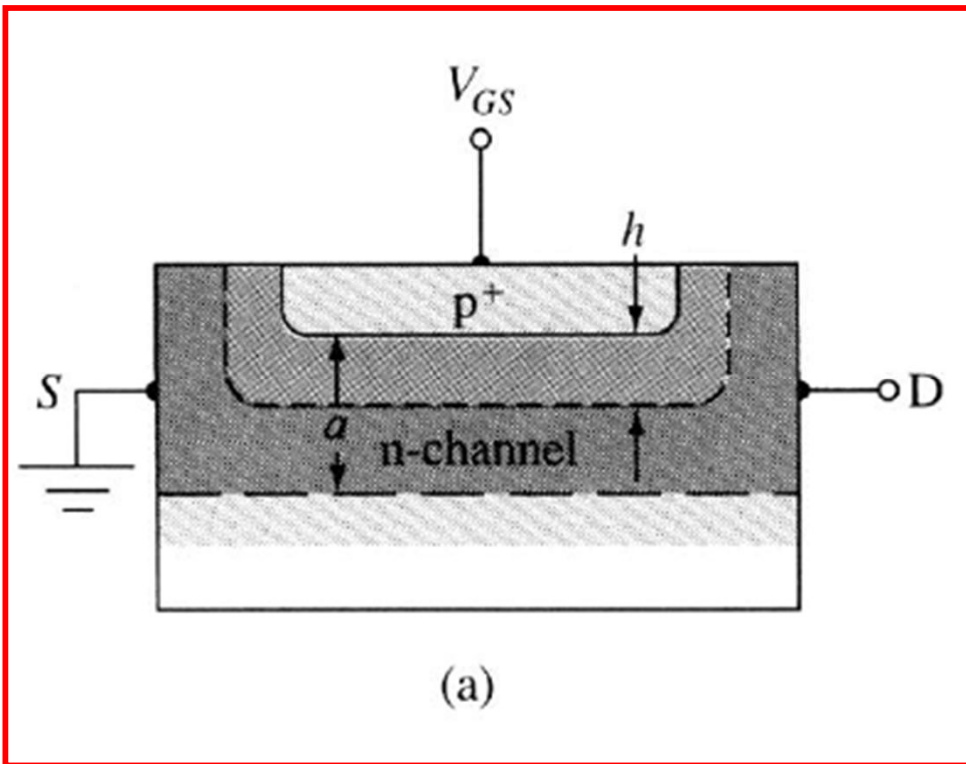


Σχήμα 4.9 Απλοποιημένες γεωμετρίες JFET
(α) με κανάλι τύπου n (β) με κανάλι τύπου p

Στραγγαλισμό του καναλιού θα έχουμε όταν $h=a$ και η τάση πόλωσης της πύλης θα ισούται με την τάση στραγγαλισμού ($V_{GS}=V_P$). Το ολικό εφαρμοζόμενο δυναμικό στην επαφή p+n ονομάζεται *εσωτερική τάση στραγγαλισμού* V_{PO} και είναι θετικός αριθμός.

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{p0}}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

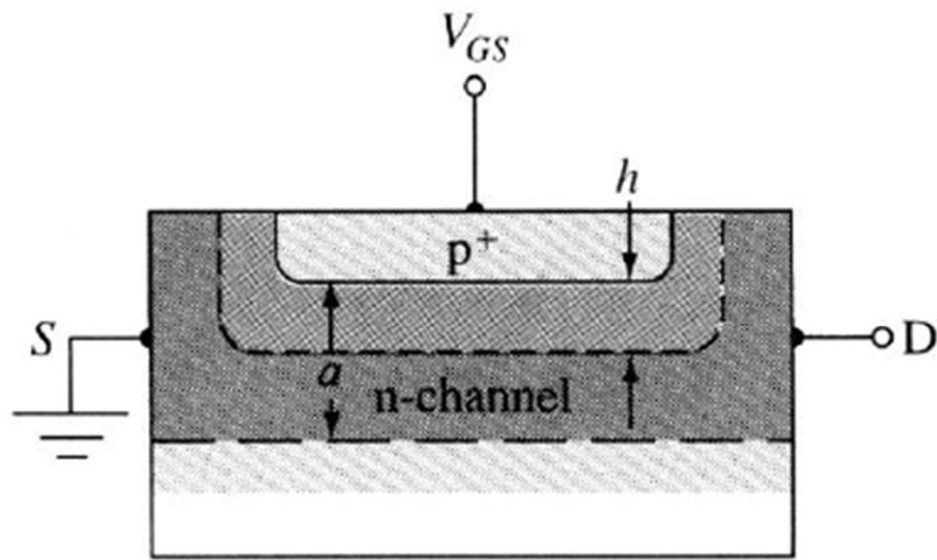
$$V_{p0} = \frac{e \alpha^2 N_d}{2 \epsilon_s}$$



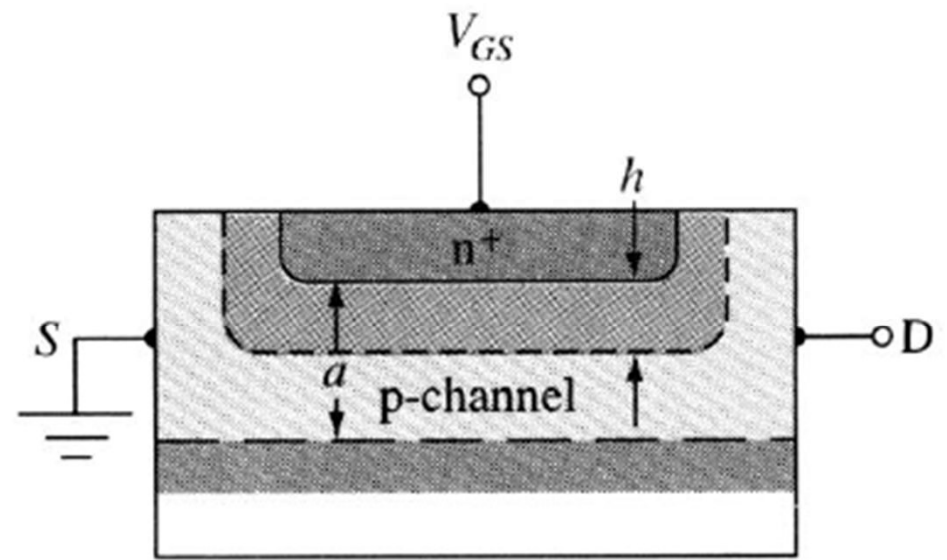
Με βάση της σχέσεις 4.2 και 4.3 μπορεί να υπολογιστεί η τάση στραγγαλισμού V_P ή τάση κατωφλίου V_T που πρέπει να εφαρμοστεί στην πύλη

$$V_{bi} - V_p = V_{p0} \quad \text{ή} \quad V_p = V_{bi} - V_{p0}$$

Η τάση στραγγαλισμού θα πρέπει να έχει τιμή μικρότερη από την τάση κατάρρευσης της επαφής p^+n για την προστασία της επαφής και πρέπει να ληφθεί υπόψη στο σχεδιασμό οποιουδήποτε κυκλώματος



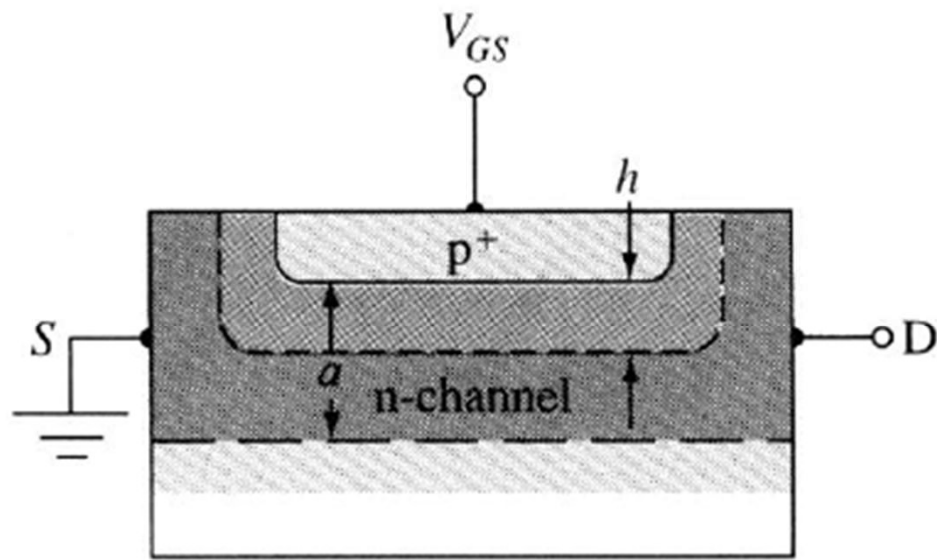
(a)



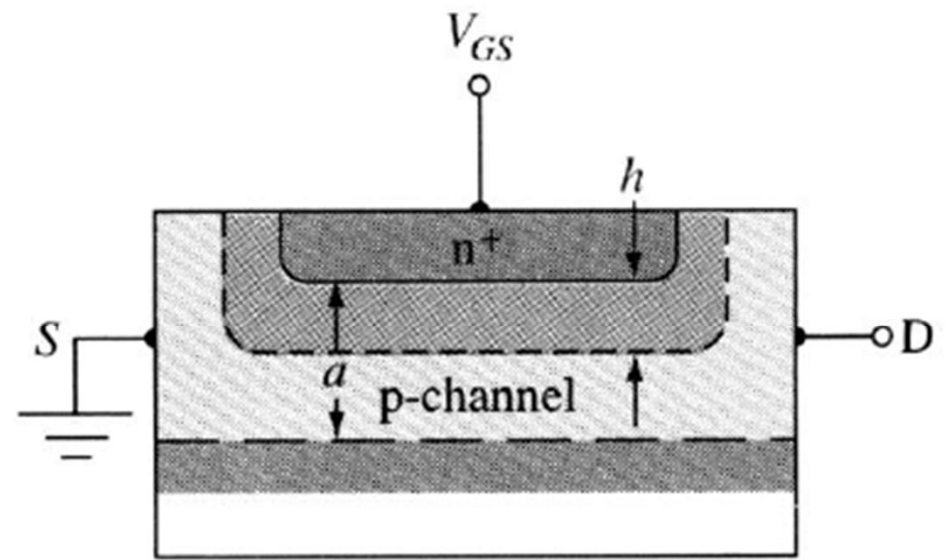
(b)

Στο σχήμα 4.9.β παρουσιάζεται ένα τρανζίστορ JFET normally-on με κανάλι τύπου p με την ίδια γεωμετρία του παραπάνω τρανζίστορ. Για να πολωθεί ανάστροφα η πύλη θα πρέπει το V_{GS} να είναι θετικός αριθμός. Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης θα δίνεται από την σχέση :

$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{GS})}{e N_a} \right\}^{1/2}$$



(a)



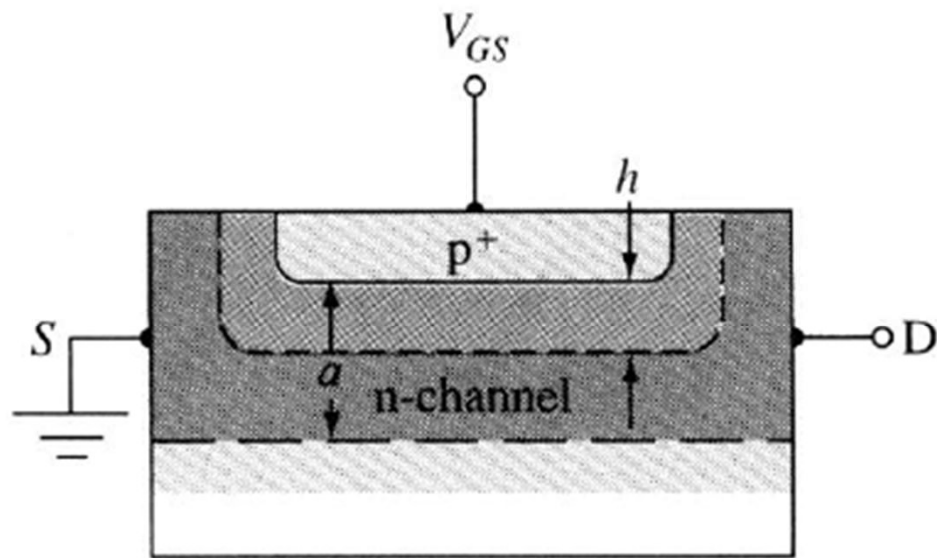
(b)

..Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης θα δίνεται από την σχέση :

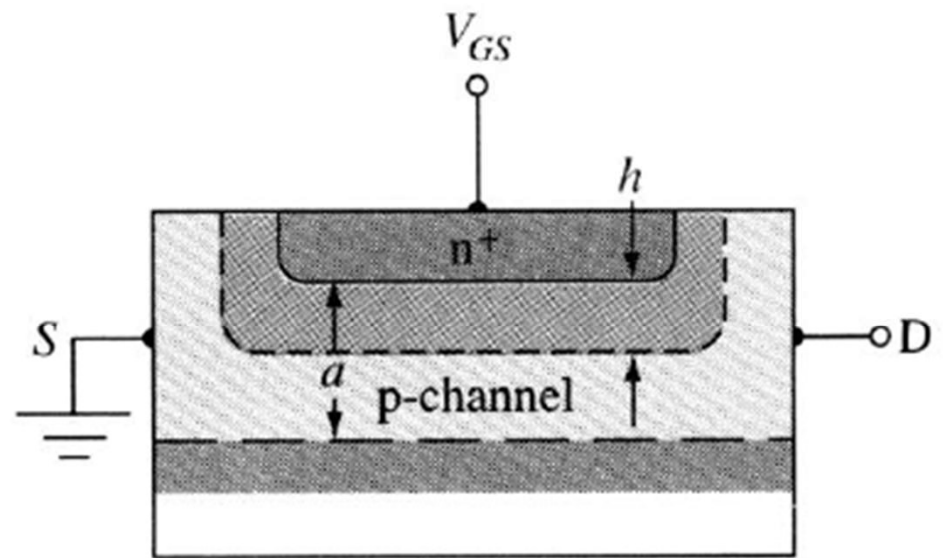
$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{GS})}{eN_\alpha} \right\}^{1/2}$$

και στραγγαλισμό του καναλιού θα έχουμε όταν $h=a$ και θα ισχύει:

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{p0}}{eN_\alpha} \right\}^{1/2} \quad V_{p0} = \frac{e\alpha^2 N_\alpha}{2 \epsilon_s}$$



(a)

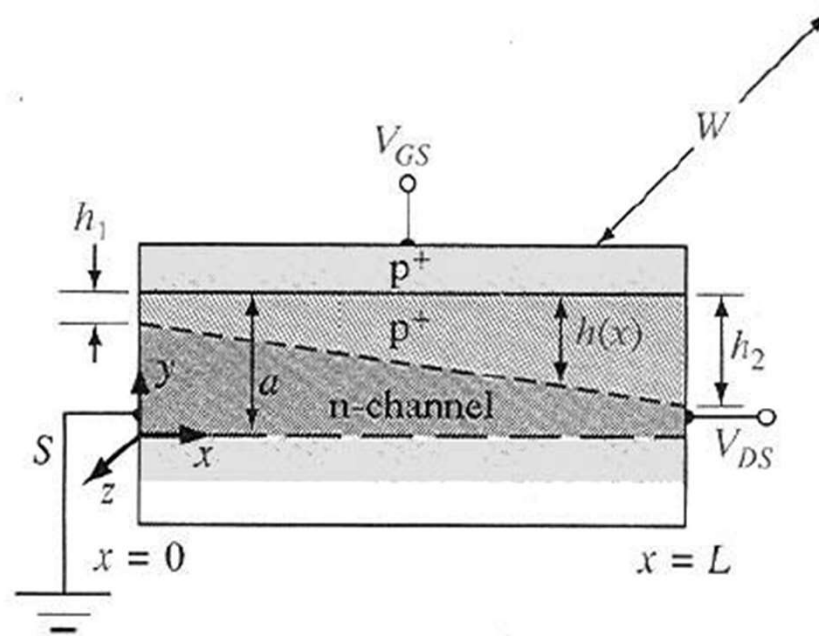


(b)

Αντίστοιχα με παραπάνω η τάση στραγγαλισμού ή τάση κατωφλίου για κανάλι τύπου p θα δίνεται από τη σχέση :

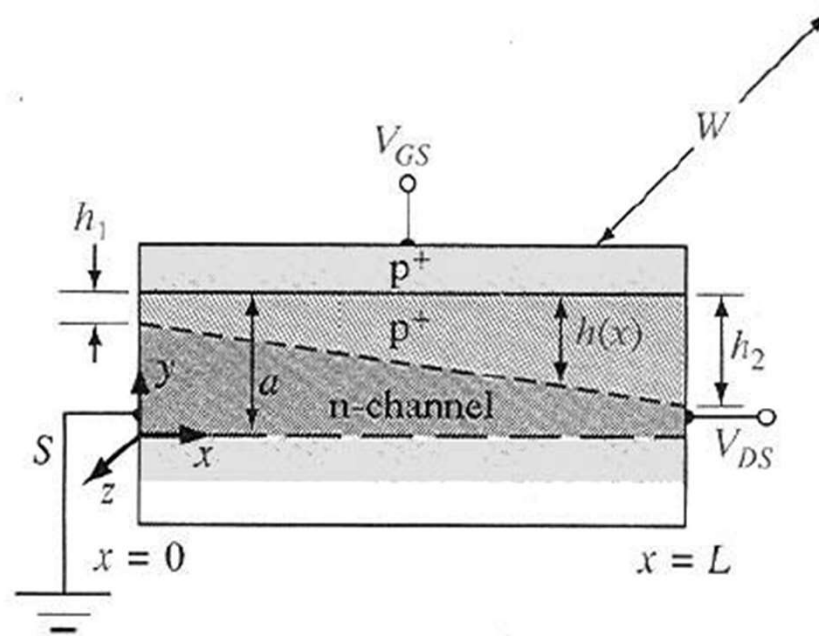
$$V_{bi} + V_p = V_{p0} \quad \text{ή} \quad V_p = V_{p0} - V_{bi}$$

JFET



Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

Στη συνέχεια θα μελετήσουμε τις διατάξεις όταν η τάση V_{DS} δεν είναι μηδενική. Όπως είδαμε παραπάνω η περιοχή φορτίων χώρου δεν εξαπλώνεται συμμετρικά μέσα στο κανάλι αλλά εκτείνεται περισσότερο στην περιοχή κοντά στον απαγωγό όσο αυξάνεται η V_{DS} . Στο σχήμα 4.10 παρουσιάζεται μία απλοποιημένη γεωμετρία ενός τρανζίστορ με κανάλι τύπου n.

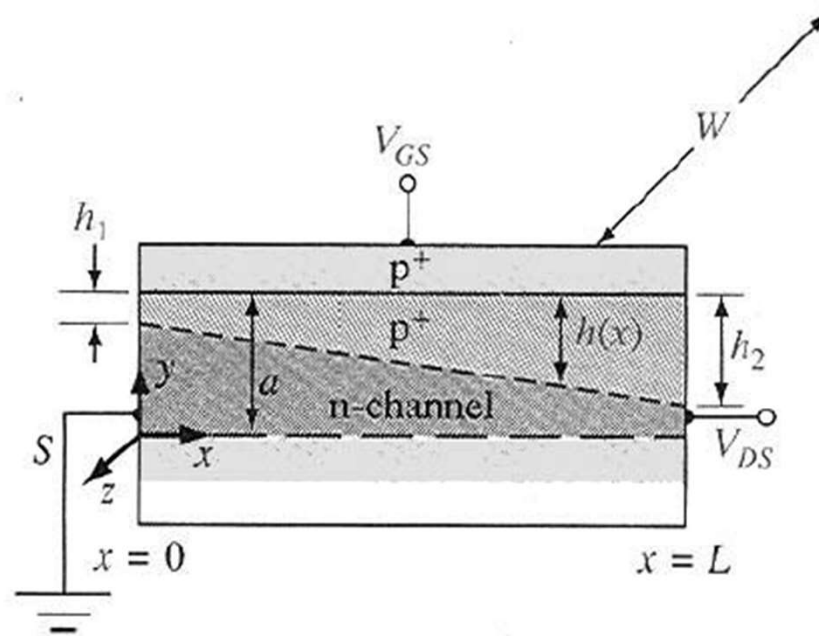


Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στην πηγή $h1$ είναι συνάρτηση του V_{bi} και του V_{GS} αλλά δεν εξαρτάται από το V_{DS} . Αντίθετα το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στον απαγωγό θα δίνεται από τη σχέση :

$$h_2 = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS} - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

JFET

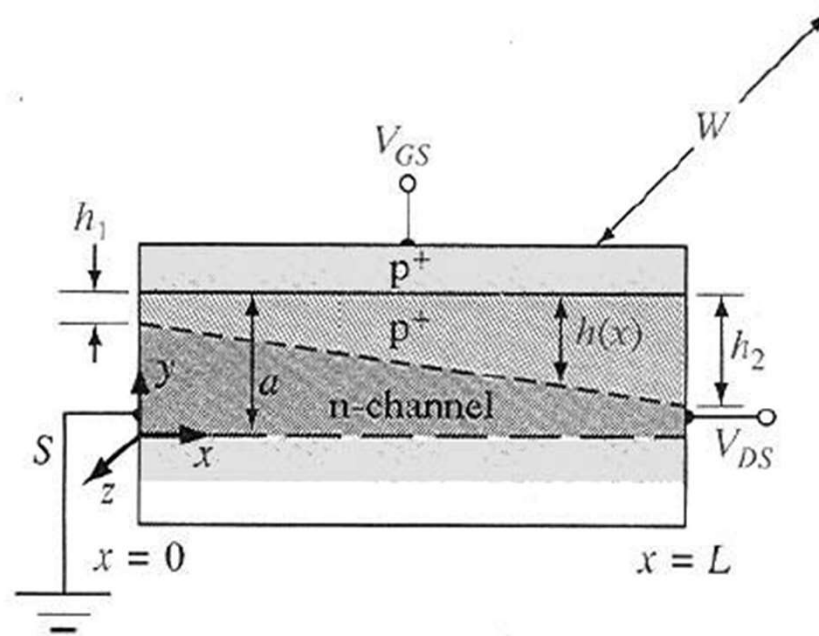


Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στην πηγή h_1 είναι συνάρτηση του V_{bi} και του V_{GS} αλλά δεν εξαρτάται από το V_{DS} . Αντίθετα το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στον απαγωγό θα δίνεται από τη σχέση :

$$h_2 = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS} - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2}$$

JFET



Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

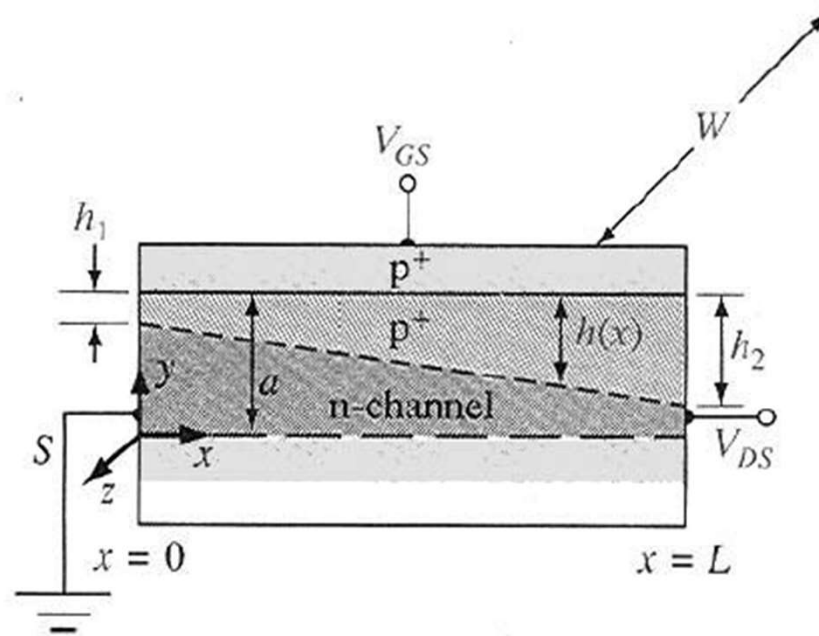
Στραγγαλισμός του καναλιού θα συμβεί όταν $h_2 = a$ και το τρανζίστορ θα βρεθεί στον κόρο.

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad \text{ή}$$

$$V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS} = \frac{e \alpha^2 N_d}{2 \epsilon_s} = V_{p0}$$

$$V_{DS}(\text{sat}) = V_{p0} - (V_{bi} - V_{GS})$$

JFET



Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

Στραγγαλισμός του καναλιού θα συμβεί όταν $h_2 = a$ και το τρανζίστορ θα βρεθεί στον κόρο.

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad \text{ή}$$

μας δίνει την τιμή V_{DS} πάνω από την οποία το τρανζίστορ βρίσκεται σε κόρο.

$$V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS} = \frac{e \alpha^2 N_d}{2 \epsilon_s} = V_{p0}$$

$$V_{DS}(\text{sat}) = V_{p0} - (V_{bi} - V_{GS})$$

JFET

Η σχέση τάσης – ρεύματος ενός τρανζίστορ JFET στην ιδανική περίπτωση περιγράφεται ικανοποιητικά από την:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)^2$$

όπου I_{DSS} είναι το ρεύμα κόρου όταν $V_{GS}=0$.

JFET

Οι βασικοί παράμετροι που χαρακτηρίζουν ένα τρανζίστορ FET είναι η διαγωγιμότητα g_m και η αγωγιμότητα του διαύλου g_D , οι οποίες υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \quad (4.15)$$

$$g_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \quad (4.16)$$

καθώς και η δυνατότητα στραγγαλισμού του καναλιού (pinch off) που την χαρακτηρίζει η τάση στραγγαλισμού V_p .

JFET

$$g_m = \frac{-2I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)$$

Μεταξύ του ακροδέκτη της πηγής και του άκρου της πύλης κοντά στη πηγή, υπάρχει μια πτώση δυναμικού I_{DrS} , όπου r_S η ενεργός αντίσταση της πηγής που οφείλεται στις αντιστάσεις της επιμετάλλωσης, της επαφής και του GaAs μεταξύ πύλης και πηγής. Η αντίσταση αυτή έχει σαν αποτέλεσμα η εξωτερικά μετρούμενη διαγωγιμότητα $g_{m(e)}$ να είναι μικρότερη από την ενδογενή τιμή g_m της διάταξης, σύμφωνα με τη σχέση:

$$g_{m(e)} = \frac{g_m}{1 + I_S g_m}$$

JFET

$$g_{m(e)} = \frac{g_m}{1 + r_S g_m}$$

Η διαγωγιμότητα g_m είναι ουσιαστικά ένας δείκτης ποιότητας των FETs αφού από τη τιμή της εξαρτάται η ενίσχυση του FET σε σύνδεση κοινής πηγής και η συχνότητα λειτουργίας του. Οι υψηλότερες τιμές g_m , ή ισοδύναμα οι συντομότεροι χρόνοι τ διέλευσης των ηλεκτρονίων στο δίαυλο αυξάνουν την ενίσχυση ρεύματος και ισχύος και τη συχνότητα αποκοπής f_T του FET

B) Τρανζίστορ MESFET

Όπως είδαμε και παραπάνω το τρανζίστορ MESFET είναι η ίδια διάταξη με το JFET με μόνη διαφορά στην πύλη όπου έχει αντικατασταθεί η επαφή pn με δίοδο Schottky. Επομένως όλη η παραπάνω ανάλυση θα είναι ίδια και για τα MESFET.

Τα MESFET συνήθως κατασκευάζονται σε GaAs και εφόσον η ευκινησία των ηλεκτρονίων στο GaAs είναι πολύ μεγαλύτερη από την ευκινησία των οπών συνήθως κατασκευάζονται MESFET με κανάλι τύπου n . Η εσωτερική τάση στραγγαλισμού θα δίνεται πάλι από την σχέση 4.3 και η τάση στραγγαλισμού ή τάση κατωφλίου που χρησιμοποιείται περισσότερο στα MESFET θα δίνεται από τη σχέση 4.4. δηλαδή :

$$V_{bi} - V_T = V_{p0} \quad \text{ή} \quad V_T = V_{bi} - V_{p0} \quad (4.18)$$

Για MESFET normally on με κανάλι τύπου n $V_T < 0$ ενώ για normally off $V_T > 0$.