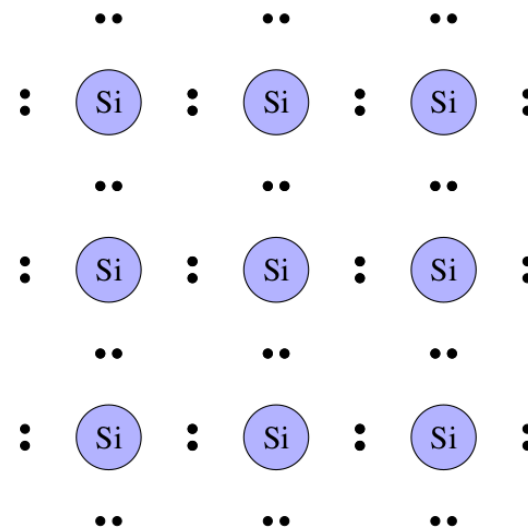
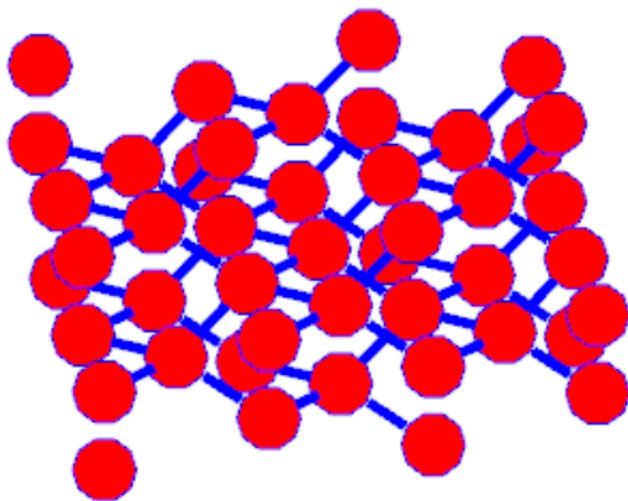




Κρύσταλλοι Si

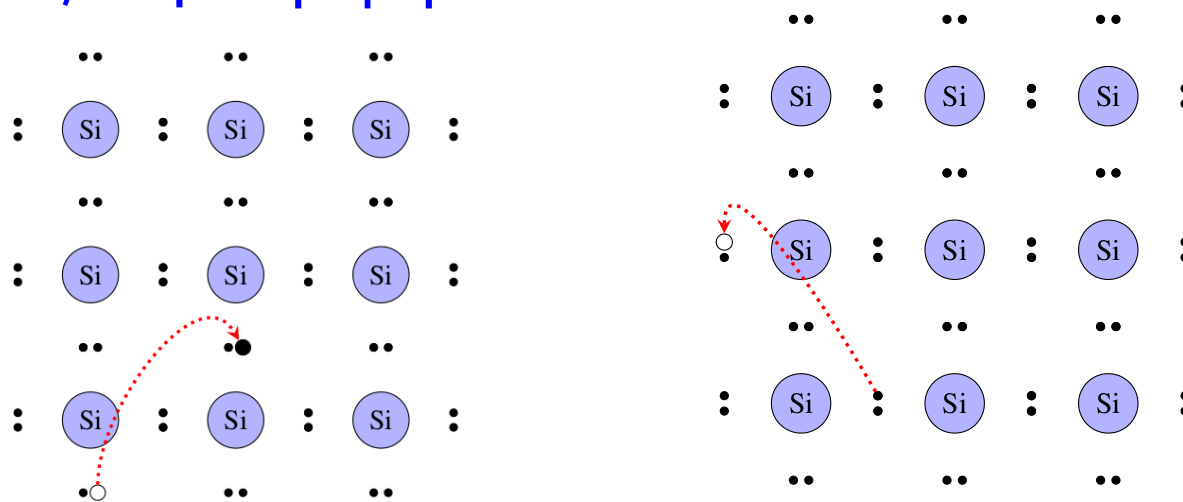
- Το πυρίτιο έχει την ιδιότητα να σχηματίζει κρυστάλλους δηλαδή τα άτομα του να είναι τακτοποιημένα περιοδικά στον χώρο.
- Κάθε άτομο του πυριτίου έχει ακριβώς τέσσερις κοντινούς γείτονες που είναι άλλα άτομα του ίδιου υλικού.
- Οι δεσμοί που σχηματίζονται είναι ομοιοπολικοί δεσμοί.





Κίνηση ηλεκτρονίων

- Στον κρύσταλλο του πυριτίου, υπάρχουν ηλεκτρόνια που έχουν απελευθερωθεί από τους δεσμούς (ελεύθερα ηλεκτρόνια).
- Όταν ένα ηλεκτρόνιο φεύγει από ένα άτομο αφήνει πίσω του μία “οπή”
- Οι οπές συμπεριφέρονται και αυτές ως σωματίδια.



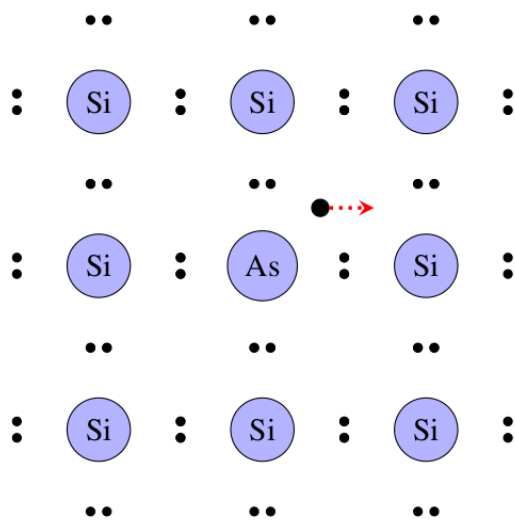
(a) Μετακίνηση ηλεκτρονίου.

(b) Μετακίνηση οπής.

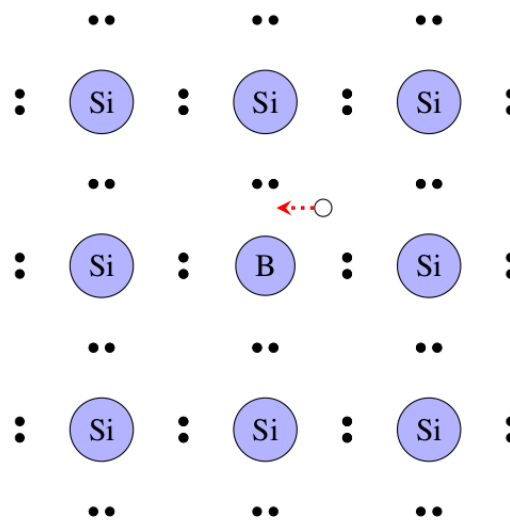


Προσμίξεις

- Για να αυξήσουμε το ρεύμα, θα πρέπει να αυξήσουμε την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων ή των οπών.
- Εισαγωγή επιπλέον στοιχείων στον κρύσταλλο που έχουν διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες από το πυρίτιο.



(a) Ημιαγωγός τύπου-n.

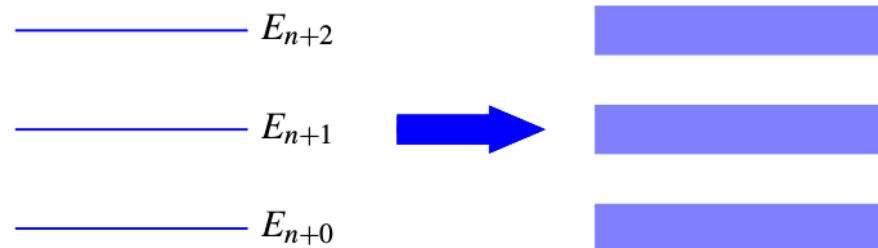


(b) Ημιαγωγός τύπου-p.



Ενεργειακές Στάθμες

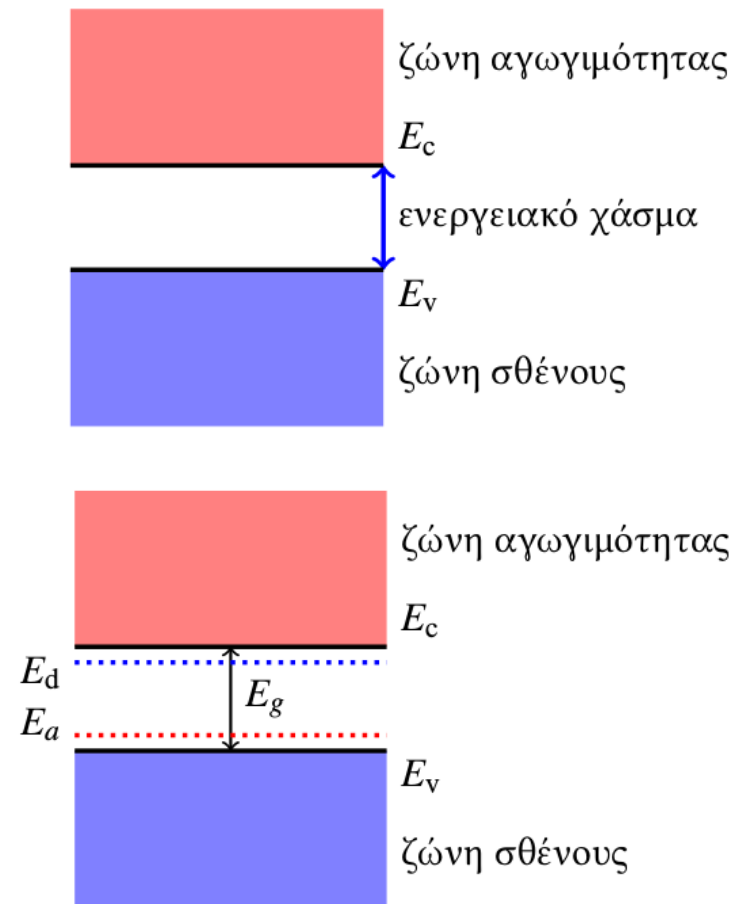
- όταν τα άτομα ενός στοιχείου είναι μακριά το ένα από το άλλο (π.χ. αέριο), τότε τα ηλεκτρόνια έχουν διακριτές τιμές ενέργειας E_n .
- Οι διακριτές ενέργειες εξαρτώνται από τις λεγόμενες κβαντικές καταστάσεις του συστήματος
- Η κβαντική κατάσταση χαρακτηρίζεται από τέσσερις ακέραιους αριθμούς, το κύριο κβαντικό αριθμό n , τον αριθμό τροχιακής ορμής l , τον μαγνητικό αριθμό m_l και τον αριθμό του spin m_s .
- η αρχή του Pauli λέει ότι δεν μπορούν ηλεκτρόνια στο σύστημα που να έχουν τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς.
- Όταν τα άτομα έρχονται κοντά το ένα στο άλλο όπως συμβαίνει στον κρύσταλλο του πυριτίου τότε αρχίζουν να αλληλεπιδρούν και δημιουργούνται πολλές επιπλέον στάθμες (ζώνες) γύρω από τις αρχικές.





Ζώνη αγωγιμότητας/σθένους

- οι ζώνες καταλαμβάνονται και περιορισμένος αριθμός ηλεκτρονίων μπορεί τελικά να βρίσκεται σε αυτές.
- τα ηλεκτρόνια έχουν την τάση να καταλαμβάνουν ενεργειακές ζώνες με την χαμηλότερη δυνατή ενέργεια.
- Η κατώτερη ζώνη είναι η ζώνη σθένους ενώ η αμέσως επόμενη είναι η ζώνη αγωγιμότητας.
- Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ανήκουν στην ζώνη αγωγιμότητας.
- Σε έναν ημιαγωγό υπάρχουν περιορισμένα ηλεκτρόνια στην ζώνη αγωγιμότητας.
- Οι προσμίξεις δημιουργούν καταστάσεις εντό του διάκενου (ενεργειακό χάσμα).





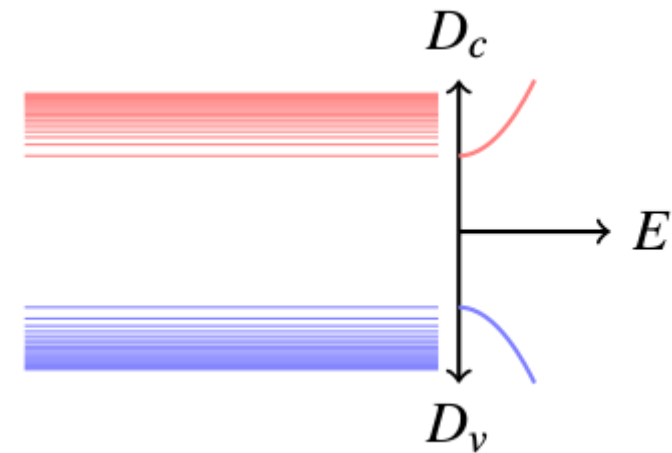
Πυκνότητες Καταστάσεων

$$D_c(E) = \frac{\text{Αριθμός ηλεκτρονίων αγωγιμότητας σε όγκο } \Delta V \text{ με ενέργεια } E \text{ και } E + \Delta E}{\Delta E \Delta V}$$

$$D_v(E) = \frac{\text{Αριθμός ηλεκτρονίων σθένους σε όγκο } \Delta V \text{ με ενέργεια } E \text{ και } E + \Delta E}{\Delta E \Delta V}$$

$$D_c(E) = \frac{8\pi m_n \sqrt{2m_n(E - E_c)}}{h^3} \quad \text{όταν } E \geq E_c$$

$$D_v(E) = \frac{8\pi m_p \sqrt{2m_p(E_v - E)}}{h^3} \quad \text{όταν } E \leq E_v$$



$$m_n \cong 0.26m_e$$

$$m_p \cong 0.39m_e$$



Κατανομή Fermi

- $f(E)$: Η πιθανότητα μία στάθμη να είναι κατειλημμένη από ένα ηλεκτρόνιο.

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/(kT)}} \quad x = (E - E_F)/(kT)$$

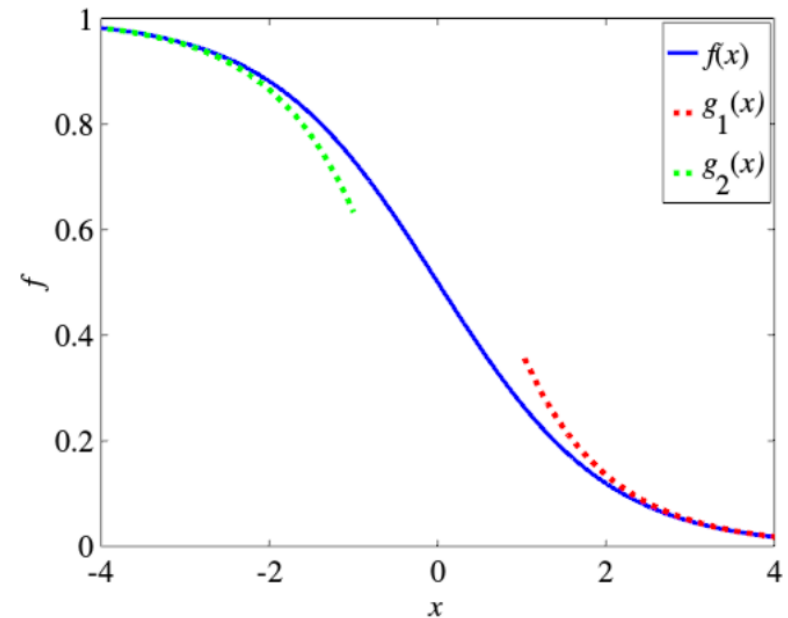
- Για μεγάλα x θα έχουμε:

$$f(E) \cong \frac{1}{e^x} = e^{-x} = g_1(x)$$

Για μικρά x θα έχουμε:

$$f(E) \cong 1 - e^{-x} = g_2(x)$$

- Το E_F είναι η στάθμη Fermi που καθορίζεται από το είδος του υλικού.





Πυκνότητα φορέων

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) D_c(E) dE = \int_{E_c}^{\infty} n'(E) dE$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} (1 - f(E)) D_v(E) dE = \int_{-\infty}^{E_v} p'(E) dE$$

- Χρησιμοποιώντας τις προηγούμενες προσεγγίσεις

$$n \cong 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_c - E_F)/kT} = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \quad p \cong 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_F - E_v)/kT} = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT}$$

$$np = N_v e^{-(E_F - E_c)/(kT)} N_c e^{-(E_c - E_F)/(kT)} = N_c N_v e^{-(E_c - E_v)/(kT)} = N_c N_v e^{-E_g/(kT)}$$

Σε ένα ανόθευτο υλικό $n=p=n_i$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/(2kT)}$$



Στάθμη Fermi

- Σε έναν νοθευμένο ημιαγωγό προκύπτει ότι:

$$n \cong N_d \text{ και } p \cong \frac{n_i^2}{N_d}$$

N-type

$$E_F = E_c - kT \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right)$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/(2kT)}$$

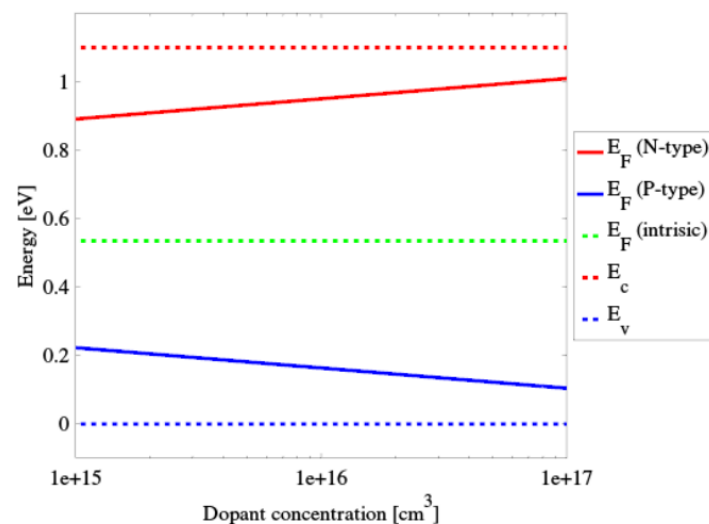
I-type

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + kT \ln \left(\frac{N_c}{N_v} \right)$$

$$p \cong N_a \text{ και } n \cong \frac{n_i^2}{N_a}$$

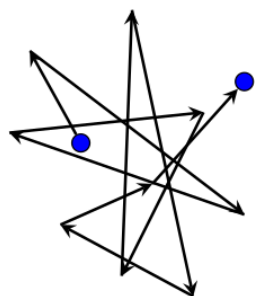
P-type

$$E_F = E_v + kT \ln \left(\frac{N_v}{N_a} \right)$$

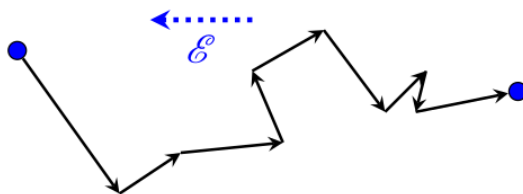




Ολίσθηση



(a) $\vec{\mathcal{E}} = 0$



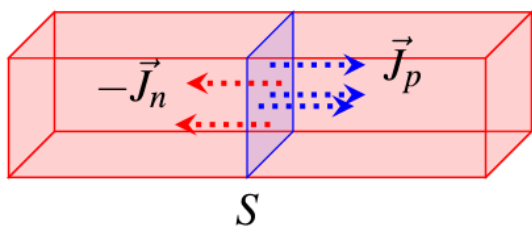
(b) $\vec{\mathcal{E}} \neq 0$

$$\mu_n [\text{cm}^2/(\text{Vs})] \cong \frac{1318}{1 + [(N_a + N_d) \times 10^{-17}]^{0.85} + 92}$$

$$\mu_p [\text{cm}^2/(\text{Vs})] \cong \frac{420}{1 + [(N_a + N_d) \times 0.625 \times 10^{-17}]^{0.7} + 50}$$

$$v_n = -\mu_n \mathcal{E}$$

$$v_p = \mu_p \mathcal{E}$$



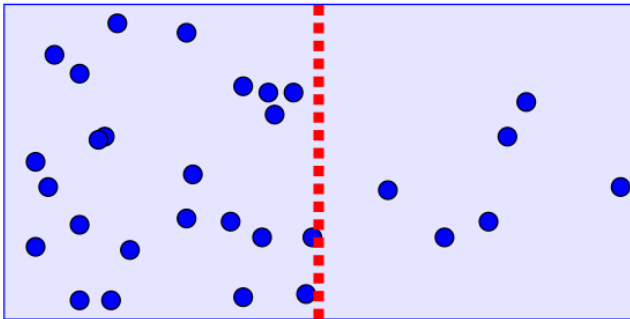
$$J = J_n + J_p = qn v_c + qp v_p = q(n\mu_n + p\mu_p) \mathcal{E}$$

$$J_p = \frac{I_p}{S} = qp v_p = qp \mu_p \mathcal{E}$$

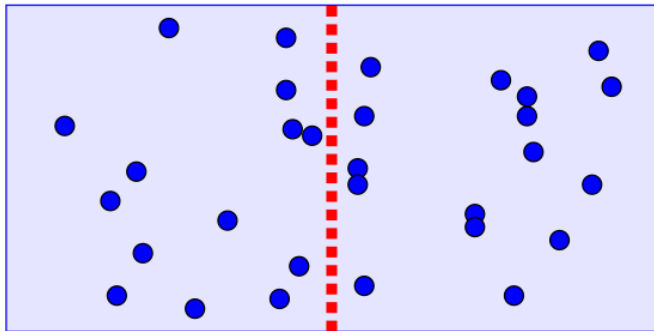
$$J_n = \frac{I_n}{S} = qn v_n = qn \mu_n \mathcal{E}$$



Διάχυση



(a) κατανομή φορέων, $t = t_0$.



(b) κατανομή φορέων, $t = t_1$.

$$J_{pd} = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad D_p = \frac{\mu_p kT}{q}$$

$$J_{nd} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad D_n = \frac{\mu_n kT}{q}$$

$$J_p = qp\mu_p \mathcal{E} - qD_p \frac{dp}{dx}$$

$$J_n = qn\mu_n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx}$$



Όταν δεν υπάρχει ισορροπία

- Υπάρχει πλέον μία εξωτερική πηγή στο σύστημα.
- Οι συγκεντρώσεις των οπών και των ηλεκτρονίων διαφέρουν από αυτές που έχουμε υπολογίσει.
- Δεν ισχύει το $nr = n_i^2$
- Ορίζουμε δύο (ψευδό-)στάθμες Fermi, μία για τα ηλεκτρόνια και μία για τις οπές.

$$n = N_c e^{-(E_c - E_{Fn}) / (kT)}$$

$$p = N_v e^{-(E_{Fp} - E_c) / (kT)}$$



Όταν δεν υπάρχει ισορροπία

- Όταν εφαρμόζουμε ηλεκτρικό πεδίο δεν βρισκόμαστε σε κατάσταση ισορροπίας.
- Δηλαδή υπάρχει εξωτερική πηγή που προσφέρει ενέργεια στο σύστημα.
- Τότε στο υλικό λαμβάνει χώρα επανασύνδεση των φορέων
- Αυτή τείνει να επαναφέρει τις συγκεντρώσεις n και p στις τιμές ισορροπίας.

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0 = n_i \\ p_0 = n_i \end{array} \right\}, \text{ ανόθευτος ημιαγωγός}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0 = N_d \\ p_0 = n_i^2 / N_d \end{array} \right\}, \text{ ημιαγωγός τύπου N}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_0 = N_a \\ n_0 = n_i^2 / N_a \end{array} \right\}, \text{ ημιαγωγός τύπου P}$$

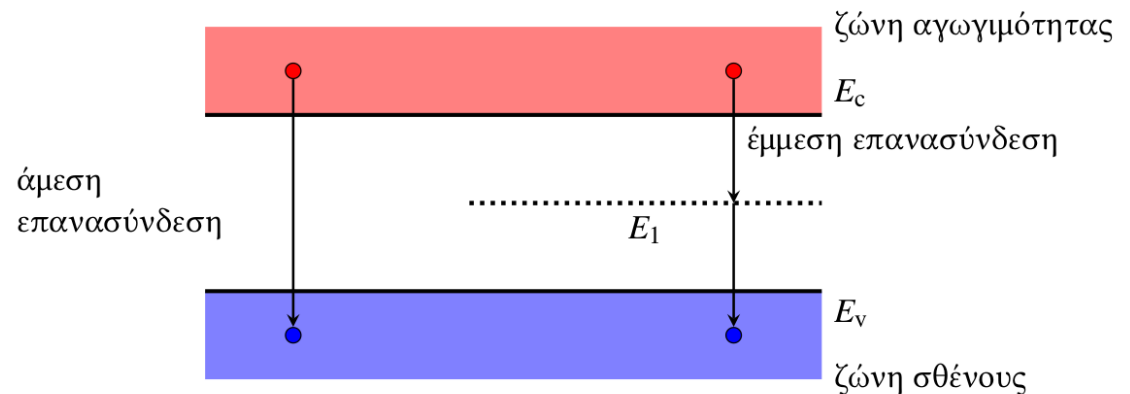
$$E_c(x) = E_c^{\text{ref}} - qV(x)$$

$$E_v(x) = E_v^{\text{ref}} - qV(x)$$

$$\begin{aligned} n &= n_0 + n' \\ p &= p_0 + p' \\ n' &= p' \end{aligned}$$

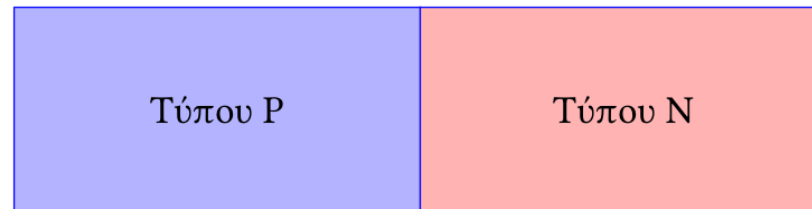
$$\frac{dn'}{dt} = -R_n$$

$$\frac{dp'}{dt} = -R_n$$





Η επαφή PN

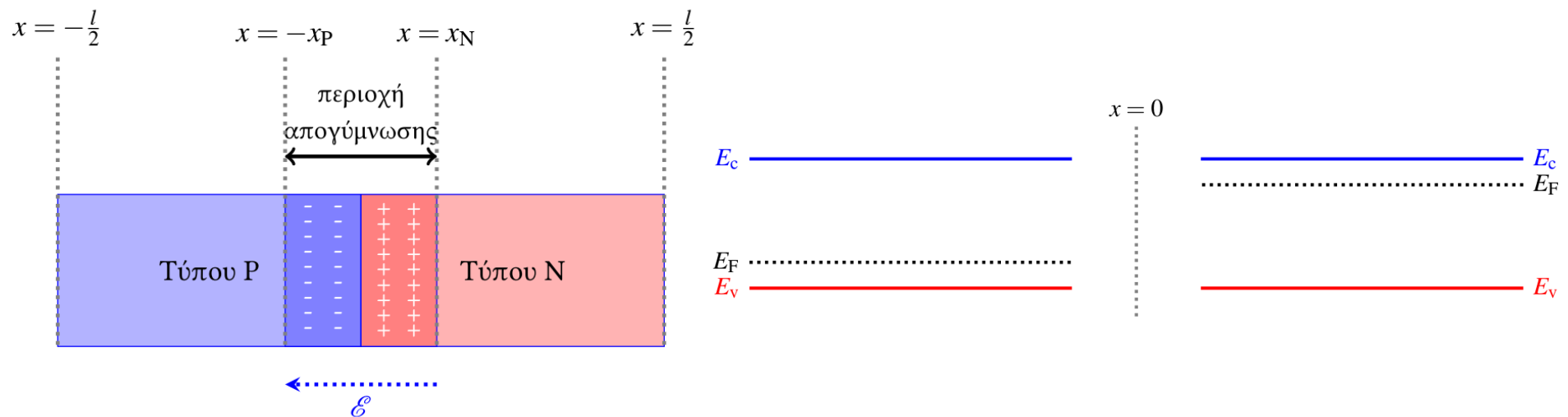


- Αποτελείται από δύο υλικά με διαφορετικού τύπου προσμίξεις
- Λειτουργεί ως δίοδος, δηλαδή επιτρέπει την ροή ρεύματος προς την μία μόνο φορά.
- Βασικό στοιχείο των τρανζίστορ.



Η επαφή PN σε ισορροπία

- Όταν έρχονται σε επαφή τα δύο υλικά, δημιουργείται ένα ρεύμα διάχυσης στην διαχωριστική επιφάνεια.
- Δημιουργείται συσσώρευση φορτίου στις περιοχές που αντιτίθεται σε περαιτέρω διάχυση.
- Επίσης σε μία στενή περιοχή δεξιά και αριστερά δημιουργείται μία περιοχή απογύμνωσης (δεν υπάρχουν φορείς).





Στάθμη Fermi

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

$$\frac{dn}{dx} = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \frac{1}{kT} \left(\frac{dE_F}{dx} - \frac{dE_c}{dx} \right) = \frac{n}{kT} \left(\frac{dE_F}{dx} - \frac{dE_c}{dx} \right)$$

$$E_c(x) = E_c^{\text{ref}} - qV(x)$$

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q} \frac{dE_c}{dx}$$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n}{kT} \left(\frac{dE_F}{dx} - q\mathcal{E} \right)$$

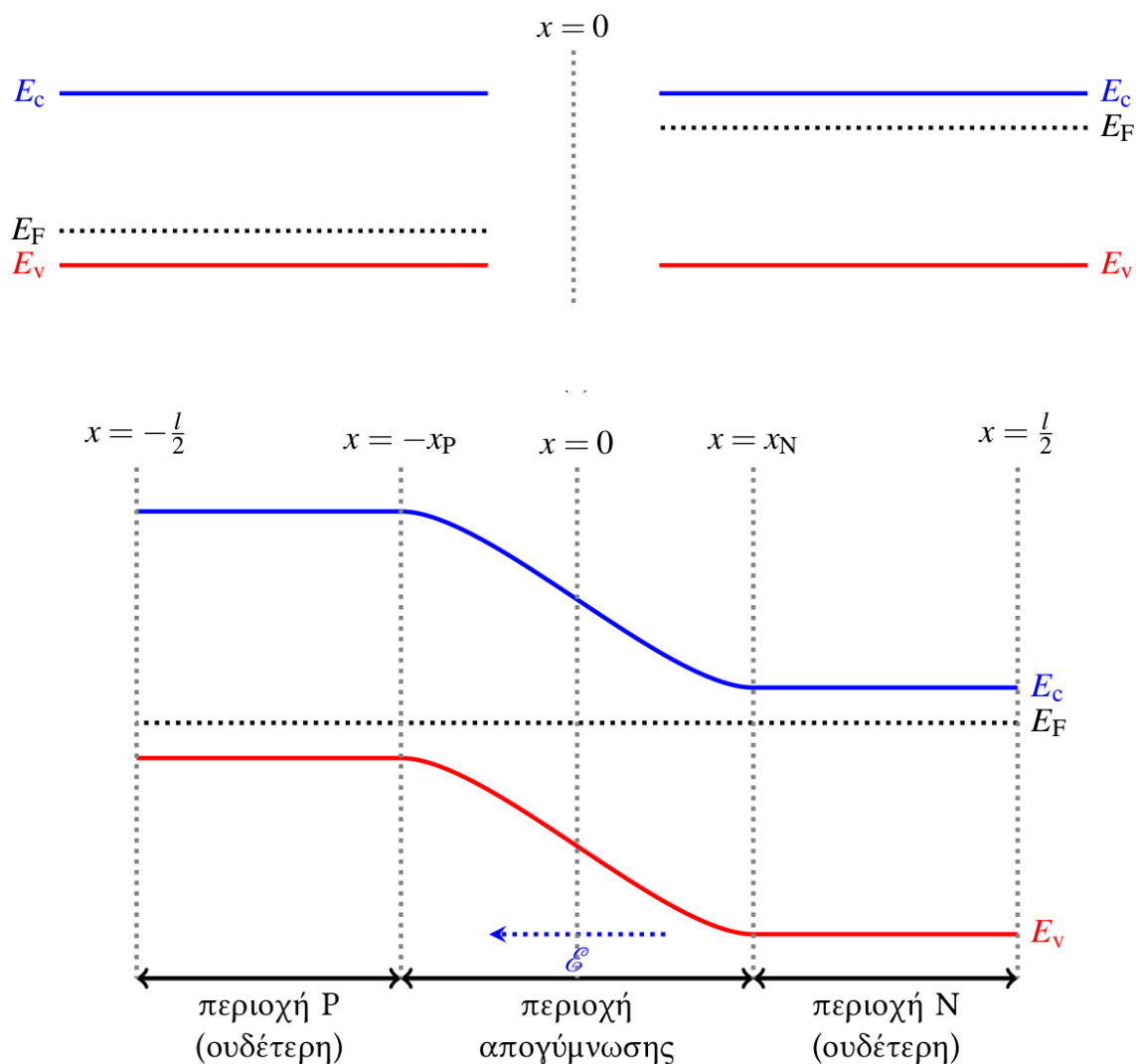
$$qD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_n n \mathcal{E} = \mu_n n \frac{dE_F}{dx}$$

$$\mu_n n \frac{dE_F}{dx} = J_n$$

- Άρα σε περίπτωση όπου υπάρχει ρεύμα φορέων η στάθμη Fermi μεταβάλλεται.
- Σε κατάσταση ισορροπίας $J_n=0$
- Άρα η στάθμη Fermi δεν μεταβάλλεται κατά μήκος της διάταξης!



Ενεργειακό διάγραμμα





Ενδογενής τάση

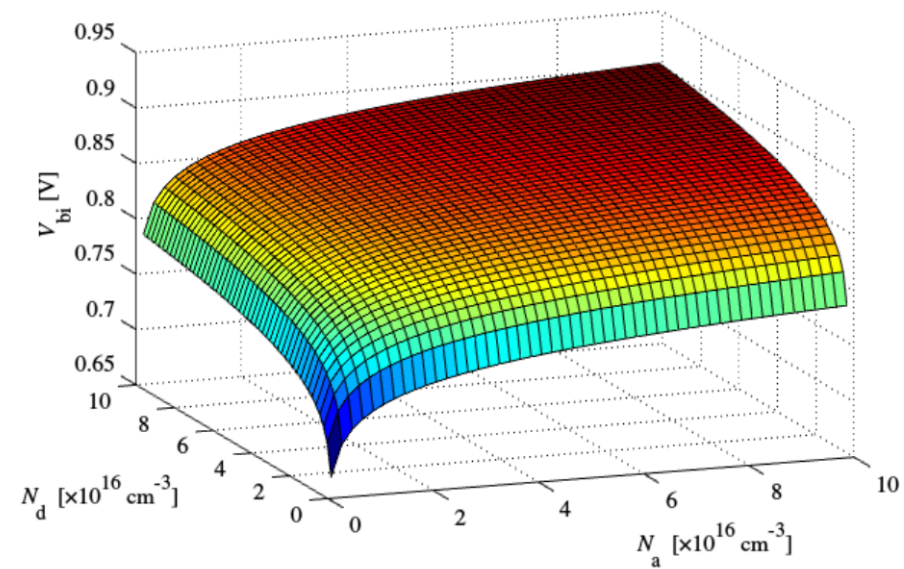
- Εφόσον υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή απογύμνωσης αυτό θα πρέπει να συνοδεύεται από διαφορά δυναμικού.
- Η διαφορά δυναμικού υπολογίζεται από την μεταβολή των ενεργειακών σταθμών κατά μήκος της διάταξης.

$$N_c e^{-(E_{cN} - E_F)/kT} = N_d \quad \text{Περιοχή N}$$

$$N_c e^{-(E_{cP} - E_F)/kT} = \frac{n_i^2}{N_a} \quad \text{Περιοχή P}$$

$$\frac{E_{cP} - E_{cN}}{kT} = -\ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) + \ln\left(\frac{n_i^2}{N_a N_d}\right) = -\ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

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





Η περιοχή απογύμνωσης

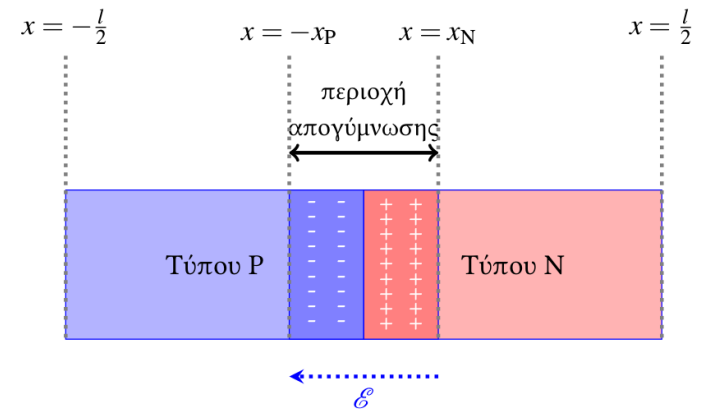
- Προσέγγιση πλήρους απογύμνωσης: όλοι οι φορείς έχουν απομακρυνθεί εντός της περιοχής απογύμνωσης.

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a, & \text{όταν } -x_p \leq x < 0 \\ +qN_d, & \text{όταν } x_N \geq x \geq 0 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &\cong 8.85 \times 10^{-12} \text{F/m} \\ \epsilon_r &\cong 12 \end{aligned}$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s} \quad \text{Εξίσωση Poisson}$$

$$\epsilon_s = \epsilon_r \epsilon_0 \quad \text{Διηλεκτρική σταθερά}$$



$$\mathcal{E} = \begin{cases} \frac{-qN_a}{\epsilon_s}(x + x_p), & \text{όταν } -x_p \leq x < 0 \\ \frac{qN_d}{\epsilon_s}(x - x_N), & \text{όταν } x_N \geq x \geq 0 \end{cases}$$

Η λύση αυτή εξασφαλίζει ότι το πεδίο είναι μηδέν στις άκρες της περιοχής απογύμνωσης

$$N_a x_p = N_d x_N \quad \text{Συνθήκη συνέχειας στο } x=0$$



Δυναμικό περιοχής απογύμνωσης

- Θα πρέπει $V(x_P)=0$, $v(x_N)=V_{bi}$

$$V(x) = \begin{cases} \frac{qN_a(x+x_P)^2}{2\epsilon_s}, & \text{όταν } -x_P \leq x < 0 \\ V_{bi} - \frac{qN_d(x-x_N)^2}{2\epsilon_s}, & \text{όταν } x_N \geq x \geq 0 \end{cases}$$

- Στο $x=0$ θα πρέπει να είναι συνεχής

$$\frac{qN_a x_P^2}{2\epsilon_s} = V_{bi} - \frac{qN_d x_N^2}{2\epsilon_s}$$

Πάχος περιοχής απογύμνωσης:

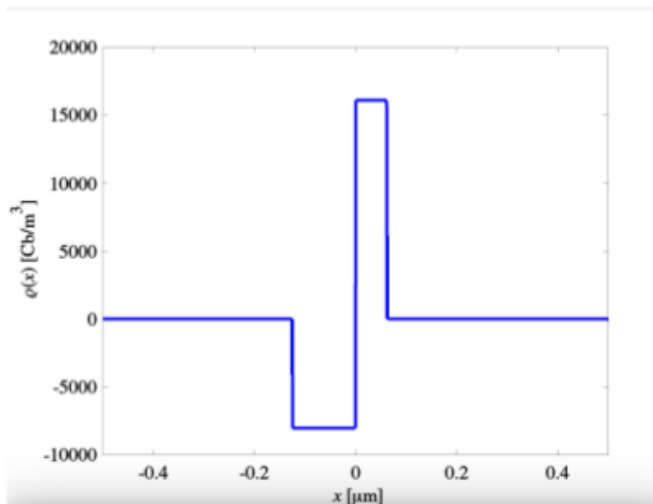
$$w = x_N + x_P.$$

$$N_a x_P = N_d x_N \quad x_N = w \frac{N_a}{N_d + N_a} \quad x_P = w \frac{N_d}{N_d + N_a}$$

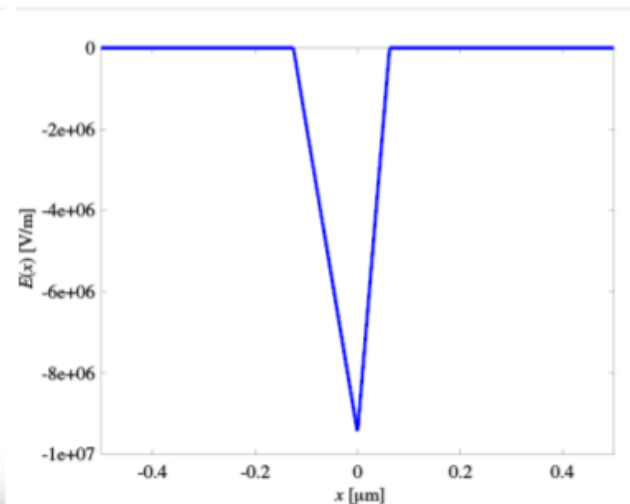
$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}$$



Περιοχή Απογύμνωσης



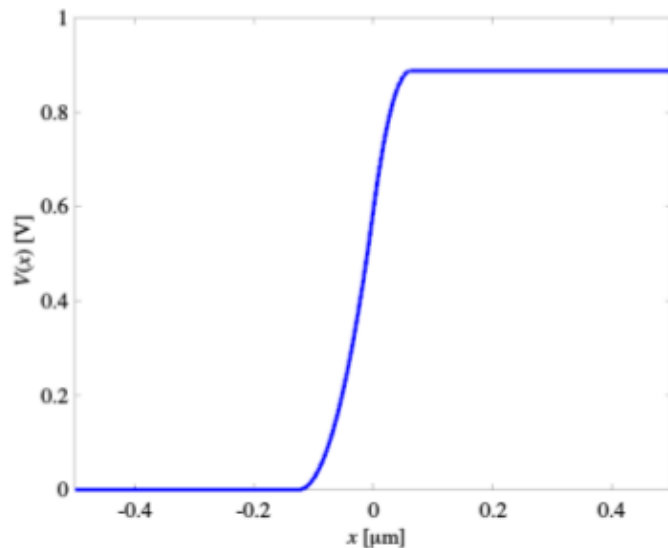
(a) $\rho(x)$.



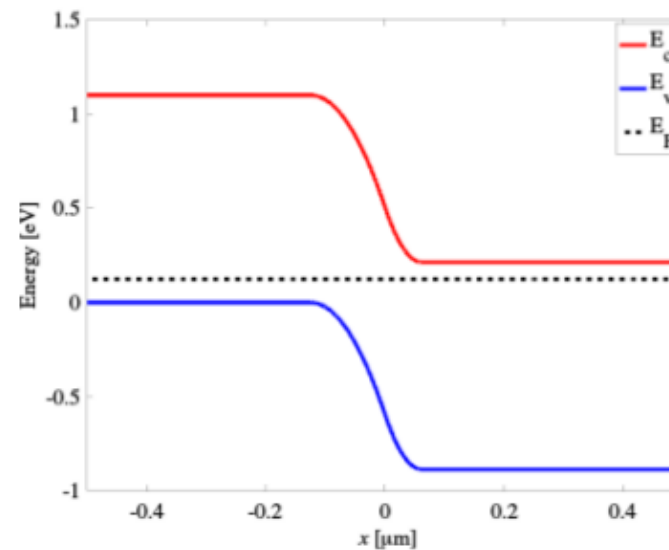
(b) $\mathcal{E}(x)$.



Περιοχή Απογύμνωσης



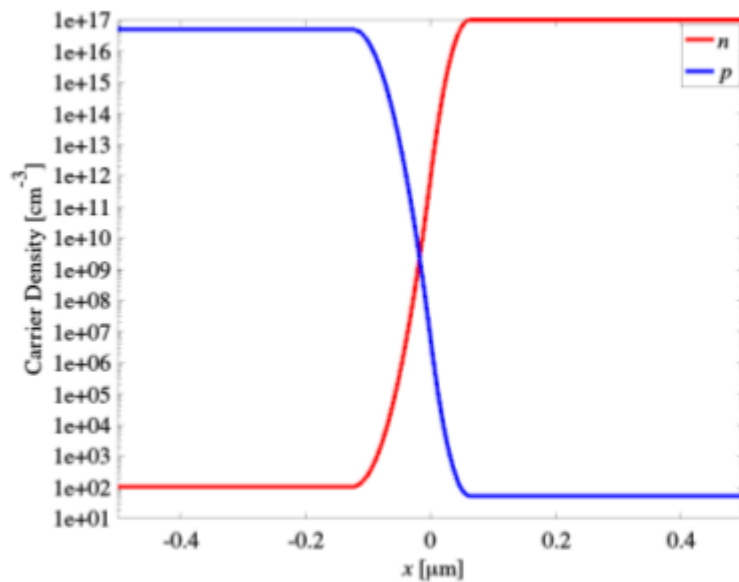
(c) $V(x)$.



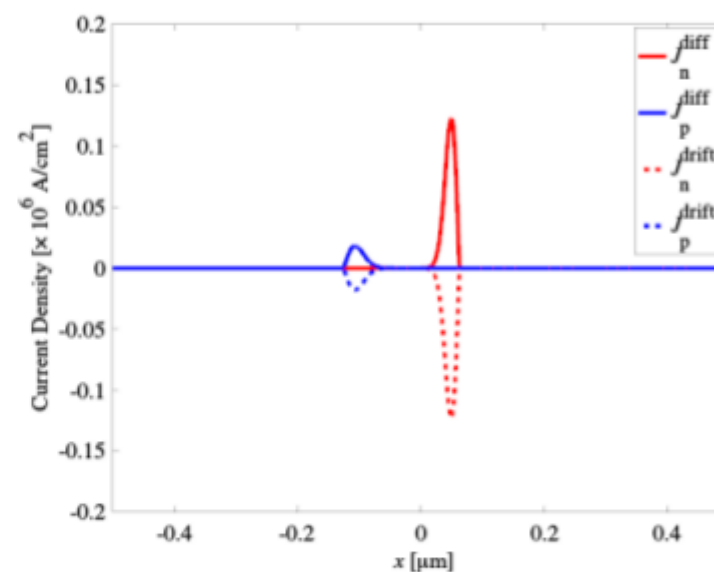
(d) $E_c(x)$ και $E_v(x)$.



Περιοχή Απογύμνωσης



(e) $n(x)$ και $p(x)$.

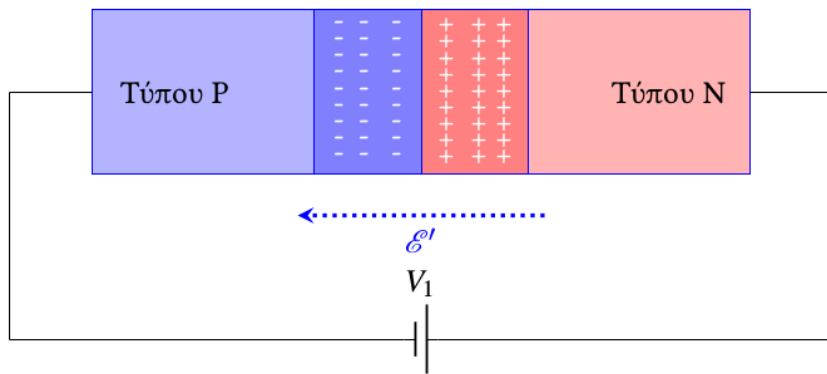


(f) $J_n(x)$ και $J_p(x)$.

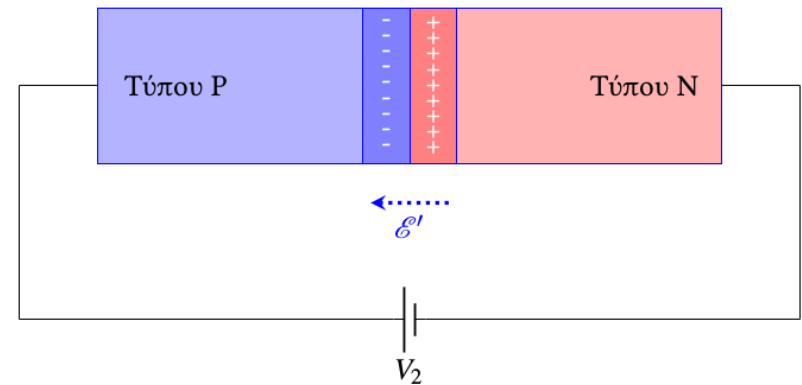


Η επαφή υπό τάση

- Ανάλογα με την φορά του πεδίου, η περιοχή απογύμνωσης μπορεί να μεγαλώνει ή να αυξάνει.



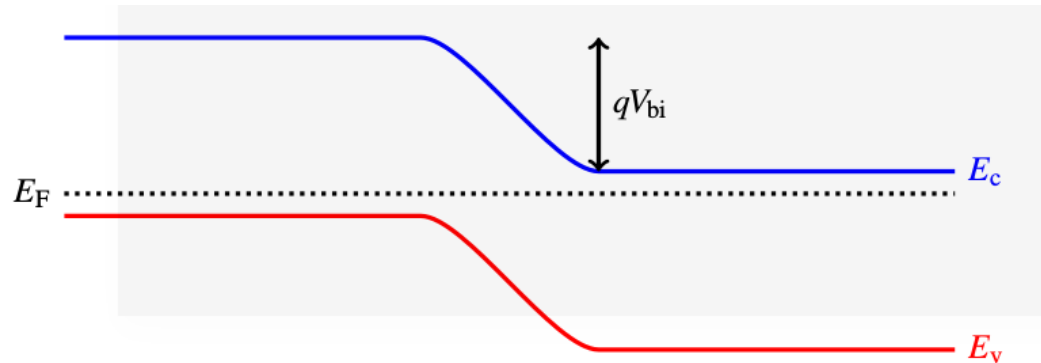
Εικόνα 4.6: Ανάστροφη τάση.



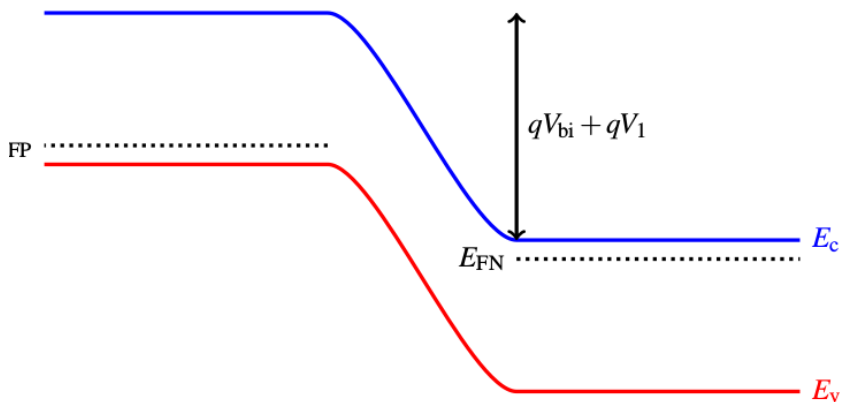
Εικόνα 4.7: Ορθή τάση.



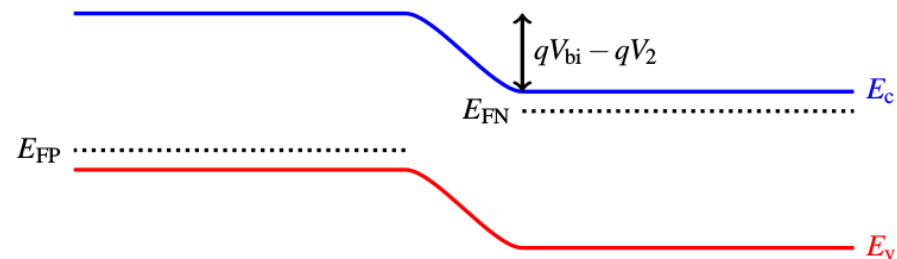
Ενεργειακά διαγράμματα



(a) $V = 0$



(b) $V = -V_1 < 0$



(c) $V = V_2 > 0$



Στάθμες Fermi

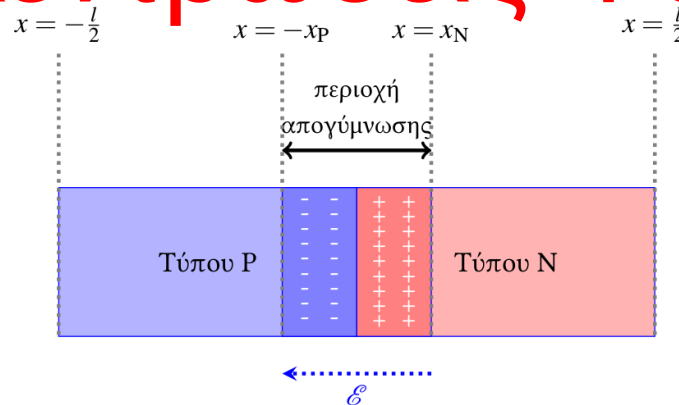
$$\mu_n n \frac{dE_F}{dx} = J_n$$

$$\frac{dE_{FN}}{dx} \frac{1}{q} = \frac{J_n}{n\mu_n q \mathcal{E}} \mathcal{E} = \frac{J_n}{J_n^{\text{drift}}} \mathcal{E}$$

- Δεν έχουμε ισορροπία επομένως έχουμε δύο στάθμες Fermi, μία για τα ηλεκτρόνια και μία για τις οπές.
- Για ρεύματα της τάξης των 10mA και επιφάνεια ημιαγωγού $S=10^{-4}\text{cm}^2$, $J_n \sim 10^2 \text{A}^2/\text{cm}^2$
- Αν δείτε στα προηγούμενα σχήματα, $J_n^{\text{drift}} \gg J_n$
- Άρα η στάθμη Fermi για τα ηλεκτρόνια δεν μεταβάλλεται σημαντικά.



Συγκεντρώσεις Φορέων



- Ηλεκτρόνια στο αριστερό άκρο της περιοχής P

$$n(-x_p) = N_c e^{-(E_c(-x_p) - E_{FN}(-x_p))/(kT)}$$

- Ηλεκτρόνια στο δεξιό άκρο της περιοχής N

$$n(l/2) = N_c e^{-(E_c(l/2) - E_{FN}(l/2))/(kT)}$$

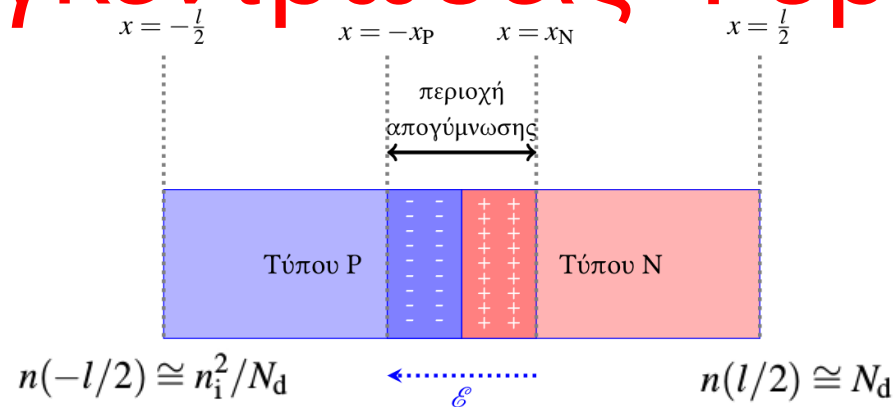
- Σχέση μεταξύ των δύο:

$$n(-x_p) = n(l/2) e^{-(E_c(-x_p) - E_c(l/2))/(kT)} = n(l/2) e^{-q(V_{bi} - V)/(kT)}$$

- Στα άκρα της διάταξης διακόπτεται απότομα η περιοδικότητα του κρυστάλλου.
- Εμφανίζονται πολλές νέες καταστάσεις εντός του χάσματος,
- Πολύ έντονη επανασύνδεση!



Συγκεντρώσεις Φορέων



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

$$N_d e^{-qV_{bi}/kT} = \frac{n_i^2}{N_a} = n(-l/2)$$

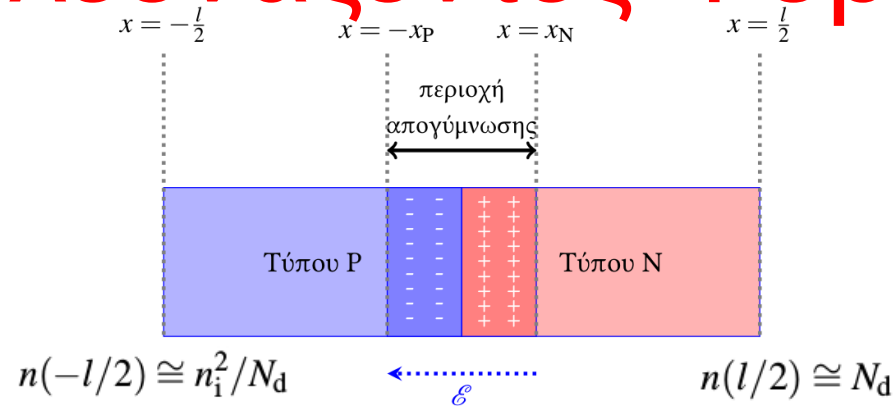
$$n(-x_p) = n(-l/2) e^{qV/(kT)} = \frac{n_i^2}{N_a} e^{qV/(kT)}$$

Με παρόμοιο τρόπο:

$$p(x_n) = p(l/2) e^{qV/(kT)} = \frac{n_i^2}{N_d} e^{qV/(kT)}$$



Πλεονάζοντες Φορείς



$$n' = n - n_0$$

$$p' = p - p_0$$

$$n'(l/2) = p'(-l/2) = 0$$

$$n'(-x_p) = n(-x_p) - \frac{n_i^2}{N_a} = \frac{n_i^2}{N_a} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$

Με παρόμοιο τρόπο:

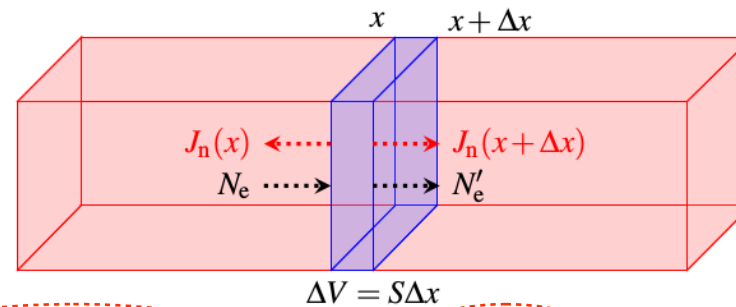
$$p'(x_n) = \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$



Εξίσωση συνέχειας

$$J_n(x, t) = J_n(x)$$

Το ρεύμα δεν μεταβάλλεται με το χρόνο



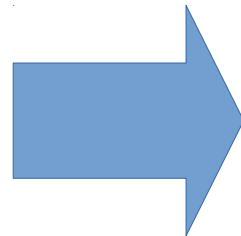
$$-\frac{1}{q} J_n(x + \Delta x, t + \Delta t) S \Delta t + \frac{1}{q} J_n(x, t) S \Delta t = -R_n S \Delta x \Delta t$$

Ηλεκτρόνια που εξέρχονται στο $x + \Delta x$

Ηλεκτρόνια που εξέρχονται στο x

Ηλεκτρόνια που χάνονται δηλ επανασυνδέονται

$$-\frac{1}{q} \frac{J_n(x + \Delta x) - J_n(x)}{\Delta x} = -R_n$$



$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = R_n$$

Εξίσωση συνέχειας για ηλεκτρόνια

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = -R_p$$

Εξίσωση συνέχειας για οπές



Μήκος διάχυσης

- Αν υποθέσουμε ότι επικρατεί το ρεύμα διάχυσης

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = R_n \quad \longrightarrow \quad J_n \cong qD_n \frac{dn}{dx} \quad \longrightarrow \quad D_n \frac{d^2n}{dx^2} = R_n$$

$$n' = n - n_0$$

$$R_n = \frac{n'}{\tau_R}$$

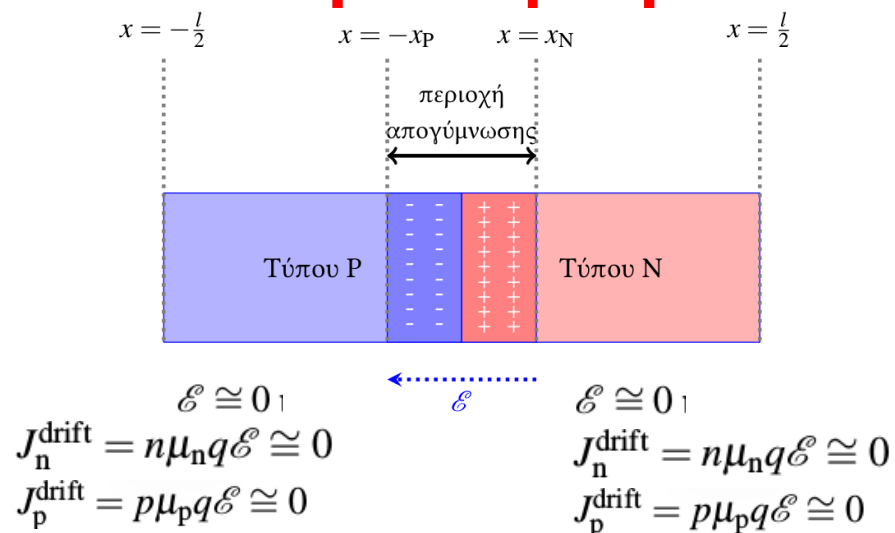
$$n'(x) = Ae^{-x/L_n} + Be^{x/L_n}$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_R}$$

Μήκος διάχυσης ηλεκτρονίων



Πυκνότητα φορέων



- Στις περιοχές εκτός της περιοχής απογύμνωσης θα έχουμε:
 - Περιοχή P

$$n'(x) = Ae^{-x/L_n} + Be^{x/L_n}$$

$$Ae^{l/2/L_n} + Be^{-l/2/L_n} = 0$$

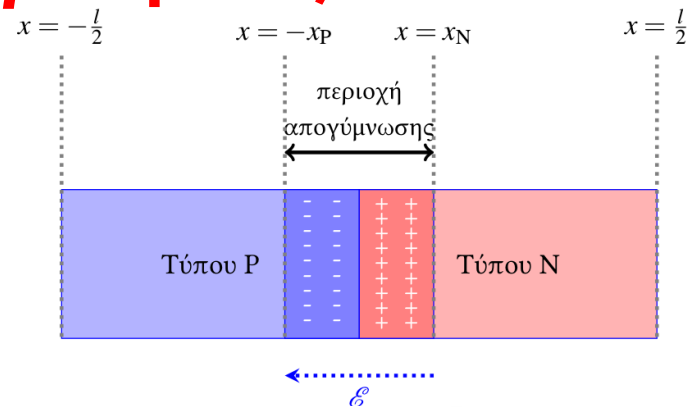
$$Ae^{x_p/L_n} + Be^{-x_p/L_n} = \frac{n_i^2}{N_a} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$

$$n'(x) \cong \frac{n_i^2}{N_a} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right) e^{\frac{x+x_p}{L_n}} \quad x \leq -x_p,$$

$$p'(x) \cong \frac{n_i^2}{N_d} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right) e^{-\frac{x-x_N}{L_p}} \quad x \geq x_N$$



Υπολογισμός του Ρεύματος



$$J = J_p + J_n$$

$$\frac{dJ}{dx} = \frac{dJ_n}{dx} + \frac{dJ_p}{dx} = R_n - R_p$$

$$R_n - R_p = 0$$

$$J_n = qD_n \frac{dn'}{dx} = \frac{qn_i^2}{N_a} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right) \frac{D_n}{L_n} e^{\frac{x+x_p}{L_n}}, \text{ για } x \leq -x_p$$

$$J_p = -qD_p \frac{dp'}{dx} = \frac{qn_i^2}{N_d} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right) \frac{D_p}{L_p} e^{-\frac{x-x_n}{L_p}}, \text{ για } x \geq x_n$$



Υπολογισμός του Ρεύματος

- Η περιοχή απογύμνωσης είναι συνήθως πολύ μικρή οπότε οι μεταβολές του ρεύματος σε αυτήν όπως καθορίζονται από τις εξισώσεις συνέχειας είναι πολύ μικρές.

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = R_n \quad \text{Εξίσωση συνέχειας για ηλεκτρόνια} \quad \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = -R_p \quad \text{Εξίσωση συνέχειας για οπές}$$

$$J_p(-x_p) = J_p(x_n) = \frac{qn_i^2 D_p}{N_d L_p} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$

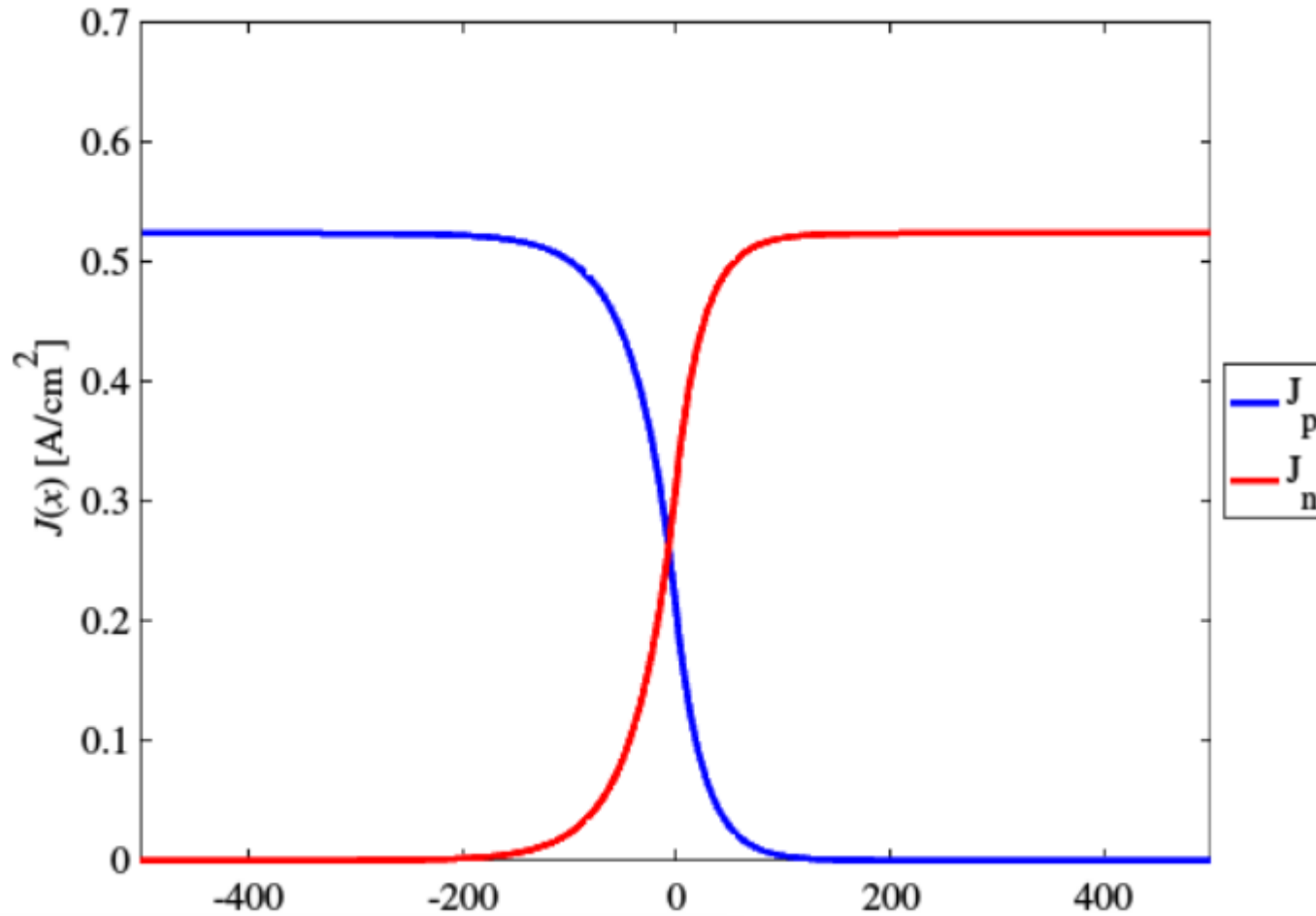
$$J_n(x_n) = J_n(-x_p) = \frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n} \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$

$$J = J_p(-x_p) + J_n(-x_p) = J_p(x_n) + J_n(x_n) = \left(\frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n} + \frac{qn_i^2 D_p}{N_d L_p} \right) \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$

$$i_D = JS = qn_i^2 S \left(\frac{D_n}{N_a L_n} + \frac{D_p}{N_d L_p} \right) \left(e^{qV/(kT)} - 1 \right)$$



Υπολογισμός του Ρεύματος





Υπολογισμός του Ρεύματος

