

ΤΜΗΜΑ
ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΦΥΣΙΚΗ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ

Βοήθημα μελέτης

Τεύχος 2

Δ. ΤΡΙΑΝΤΗΣ
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ

4. ΕΠΑΦΗ p-n , ΔΙΟΔΟΙ

4.1 Εισαγωγή

Με τον όρο επαφή p-n εννοούμε μια παράθεση δύο περιοχών του ίδιου μονολιθικού ημιαγωγού, μιας n-τύπου και μιας p-τύπου. Η επιφάνεια της ένωσης (επαφής) των δύο παραπάνω περιοχών ονομάζεται επαφή p-n (p-n junction). Η επαφή p-n δεν είναι μια μηχανική επαφή, δηλαδή μια επιφάνεια που χωρίζει την περιοχή τύπου p από την περιοχή τύπου n, αλλά μια περιοχή που σχηματίζεται με χημική κατεργασία. Οι ημιαγωγοί που κύρια χρησιμοποιούνται είναι το γερμάνιο (Ge) κυρίως το πυρίτιο (Si), καθώς και ενώσεις γαλλίου (π.χ. GaAs). Η επαφή p-n έχει ανορθωτικές ιδιότητες, δεδομένου ότι το ρεύμα ρέει προς μια κατεύθυνση με σχετική ευκολία, ενώ αντίθετα προς την άλλη κατεύθυνση είναι πολύ περιορισμένο.

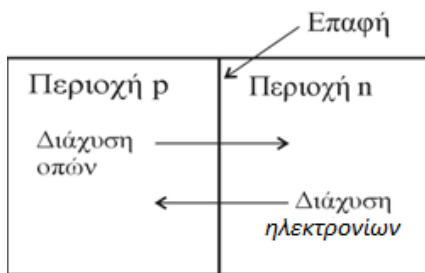
Η επαφή p-n αποτελεί το θεμέλιο λίθο πάνω στον οποίο στηρίζεται η λειτουργία των διατάξεων των ημιαγωγών και αποτελεί τη βάση και πολλών ηλεκτρονικών στοιχείων στερεάς κατάστασης όπως τα διπολικά transistor και τα FET τα οποία θα αναπτυχθούν σε επόμενη ενότητα. Συνεπώς η κατανόηση της συμπεριφοράς μιας επαφής p-n, αποτελεί μια βασική προϋπόθεση προκειμένου να κατανοηθεί ο τρόπος λειτουργίας πολλών ηλεκτρονικών διατάξεων.

Τέλος πρέπει να γίνει αναφορά και στην ανάπτυξη οπτοηλεκτρονικών και φωτονικών διατάξεων (δίοδοι εκπομπής φωτός-LED, laser ημιαγωγών, φωτοανιχνευτές, φωτοβολταϊκά στοιχεία). Σχεδόν όλες αυτές οι διατάξεις στηρίζονται στις αρχές λειτουργίας της επαφής p-n.

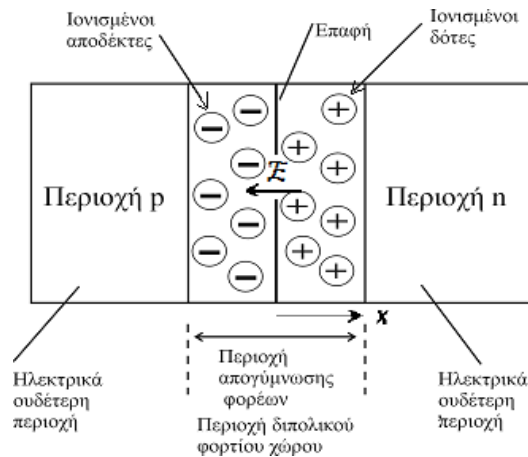
4.2 Περιγραφή φαινομένων σε επαφή p- n

Στη συνέχεια θα γίνει μια αναφορά στα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα σε μια επαφή p- n. Επειδή η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή τύπου n είναι πολύ μεγαλύτερη από τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή τύπου p, δημιουργείται μεγάλη βαθμίδα συγκέντρωσης ηλεκτρονίων γύρω από την επαφή. Μια ίδια κατάσταση έχουμε και για τη συγκέντρωση των οπών γύρω από την επαφή.

Αυτές οι αρκετά μεγάλες (αρχικές) βαθμίδες συγκέντρωσης προκαλούν ρεύματα διάχυσης. Ηλεκτρόνια από την περιοχή τύπου n και οπές από την περιοχή τύπου p οδεύουν προς τις περιοχές αντίθετου τύπου φορέων πλειονότητας (σχήμα 4.1). Το άθροισμα των δυο αυτών συνιστωσών ρευμάτων διάχυσης δίνει ένα συνολικό ρεύμα διάχυσης του οποίου η φορά κατευθύνεται από την περιοχή p προς την περιοχή n.



Σχήμα 4.1 Διάχυση ηλεκτρονίων και οπών σε επαφή p-n



Σχήμα 4.2 Η δημιουργία της περιοχής απογύμνωσης γύρω από την επαφή p-n

Στη συνέχεια θα περιγράψουμε πιο αναλυτικά το παραπάνω φαινόμενο της διάχυσης και τα αποτελέσματα της. Η απρόσκοπτη συνέχιση του φαινομένου της διάχυσης θα είχε σαν αποτέλεσμα την ομοιόμορφη κατανομή οπών και ηλεκτρονίων αγωγιμότητας σε όλη την έκταση του ημιαγωγού με αποτέλεσμα την κατάργηση της επαφής p-n. Κάτι τέτοιο όμως δεν υφίσταται. Συνεπώς πρέπει να συντελείται μια άλλη ανταγωνιστική διαδικασία η οποία θα εξουδετερώνει το φαινόμενο της έντονης διάχυσης. Συγκεκριμένα τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας (φορείς πλειοψηφίας) της περιοχής n, με τη διάχυση αφού περάσουν την επαφή καλύπτουν τις οπές (φορείς πλειοψηφίας) της περιοχής p (φαινόμενο επανασύνδεσης φορέων). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα στην περιοχή p που είναι κοντά στην επαφή να εξαφανιστούν οι οπές και να εμφανίζεται ένα αρνητικά δεσμευμένο φορτίο, το οποίο δεν μπορεί να εξουδετερωθεί από οπές. Έτσι η περιοχή που είναι κοντά στην επαφή περιοχή p, είναι σχεδόν απογυμνωμένη από θετικούς φορείς (οπές) και περιέχει ένα δέσμιο αρνητικό φορτίο. Το δέσμιο αρνητικό φορτίο είναι τα άτομα των ιονισμένων αποδεκτών της περιοχής p κοντά στην επαφή. Αντίστοιχα οι οπές (φορείς πλειοψηφίας) της περιοχής p, που διαχέονται

μέσα από την επαφή και περνούν στην περιοχή n, επανασυνδέονται γρήγορα με τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας (φορείς πλειοψηφίας) της περιοχής n. Το αποτέλεσμα είναι να εξαφανιστούν τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας από την περιοχή n που είναι κοντά στην επαφή και να εμφανίζεται ένα θετικά δεσμευμένο φορτίο, το οποίο δεν μπορεί να εξουδετερωθεί από τα ηλεκτρόνια. Έτσι η περιοχή n που είναι κοντά στην επαφή, είναι σχεδόν απογυμνωμένη από αρνητικούς φορείς (ηλεκτρόνια αγωγιμότητας) και περιέχει ένα δέσμιο θετικό φορτίο. Το δέσμιο θετικό φορτίο είναι τα άτομα των ιονισμένων δοτών της περιοχής n κοντά στην επαφή. Βλέπουμε λοιπόν ότι γύρω από την επιφάνεια της επαφής p-n, (σχήμα 4.2) εμφανίζεται ένα **διπολικό φορτίο χώρου** και στην περιοχή αυτή υπάρχει σημαντικό έλλειμμα φορέων (ηλεκτρόνια, οπές), γι' αυτό και λέγεται περιοχή **απογύμνωσης ή αραιώσης (depletion region)**, ή και περιοχή διπολικού φορτίου χώρου. Η ύπαρξη του διπολικού φορτίου χώρου, γύρω από την επαφή, έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία εντός της περιοχής απογύμνωσης, ενός ηλεκτρικού πεδίου, που το άνυσμα της έντασης (\mathcal{E}) έχει την κατεύθυνση από την περιοχή n προς την περιοχή p. Αυτό το ηλεκτρικό πεδίο εμποδίζει τόσο τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας της περιοχής n όσο και τις οπές της περιοχής p να πλησιάσουν στην επιφάνεια επαφής. Συνεπώς το ηλεκτρικό πεδίο επαφής δρα ανασταλτικά στο φαινόμενο της διάχυσης.

4.3 Το ηλεκτρικό πεδίο και το δυναμικό επαφής στην περιοχή απογύμνωσης.

Όπως προαναφέρθηκε στην περιοχή απογύμνωσης υφίσταται ένα διπολικό φορτίο χώρου. Αν ρ είναι η πυκνότητα του διπολικού φορτίου (φορτίο ανά μονάδα όγκου), η ένταση \mathcal{E} του ηλεκτρικού πεδίου επαφής, υπολογίζεται μέσω του νόμου του Gauss:

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \quad (4.1)$$

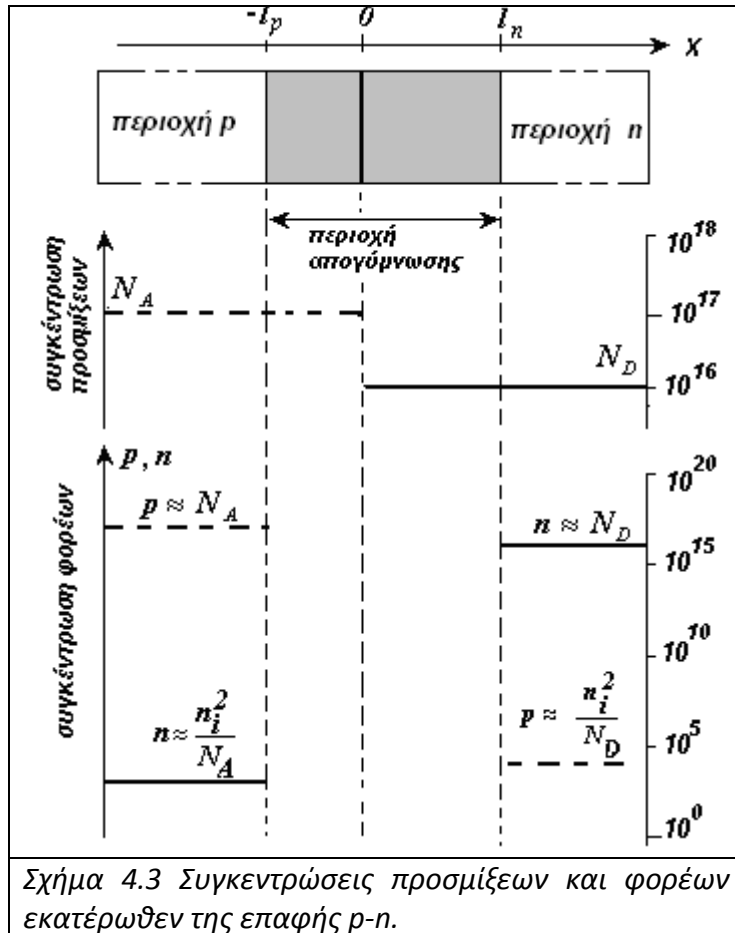
όπου ϵ η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού και ϵ_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Αν κατά μήκος της επαφής (στη διεύθυνση x, σχήμα 4.3) είναι γνωστή η συνάρτηση $\rho(x)$, τότε από την εξίσωση 4.1 για την ένταση του $\mathcal{E}(x)$, προκύπτει η ακόλουθη έκφραση:

$$\mathcal{E}(x) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot \int \rho(x) dx \quad (4.2)$$

Στη συνέχεια θα περιγράψουμε την μορφή που έχει το πεδίο επαφής σε μια **επαφή p-n με απότομο προφίλ συγκέντρωσης προσμίξεων**. Μια τέτοια επαφή μπορεί να σχηματισθεί αν σε n-Si γίνει εναπόθεση In (τρισθενής πρόσμιξη). Μια γρήγορη θέρμανση σε υψηλή θερμοκρασία έχει σαν αποτέλεσμα την διάχυση των ατόμων In μέσα στο n-Si, οπότε η περιοχή αυτή από n-Si μετατρέπεται σε p-Si.

Ας θεωρήσουμε ότι η περιοχή του n-Si χαρακτηρίζεται από μια σταθερή συγκέντρωση δοτών N_D (π.χ. $N_D=10^{16} \text{cm}^{-3}$) και η περιοχή p-Si από μια σταθερή συγκέντρωση αποδεκτών N_A (π.χ. $N_A=10^{17} \text{cm}^{-3}$). Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζονται

κατά μήκος μιας επαφής p-n (σε μονοδιάστατη κλίμακα), οι κατανομές των συγκεντρώσεων των προσμίξεων των δοτών της περιοχής n-Si (συνεχής γραμμή) και των αποδεκτών της περιοχής p-Si (διακεκομμένη γραμμή). Επίσης παρουσιάζονται οι κατανομές των συγκεντρώσεων n και p των φορέων, των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας (συνεχής γραμμή) και των οπών (διακεκομμένη γραμμή) αντίστοιχα. στις ηλεκτρικά ουδέτερες περιοχές n-Si και p-Si .



Η περιοχή απογύμνωσης έχει ένα εύρος $l = l_p + l_n$, όπου l_p το εύρος στην περιοχή του p-Si και l_n το αντίστοιχο εύρος στην περιοχή του n-Si. Τα l_p και l_n όπως θα φανεί στη συνέχεια δεν είναι ίσα, επειδή $N_A \neq N_D$. Στο στρώμα εύρους l_p υπάρχει ένα συνολικό αρνητικό φορτίο Q^- , που όπως έχει προαναφερθεί οφείλεται αποκλειστικά στα αρνητικά ιόντα των αποδεκτών. Αντίστοιχα στο στρώμα με εύρος l_n , υπάρχει ένα συνολικό θετικό φορτίο Q^+ , που οφείλεται αποκλειστικά στα θετικά ιόντα των δοτών. Οι περιοχές του n-Si και p-Si πέραν της περιοχής απογύμνωσης είναι ηλεκτρικά ουδέτερες με συνολικό φορτίο μηδέν. Για λόγους ηλεκτρικής ουδετερότητας πρέπει:

$$Q^+ + Q^- = 0 \quad (4.3)$$

Αν A είναι η διατομή της επιφάνειας επαφής, τότε τα φορτία Q^+ και Q^- δίδονται από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$Q^- = q \cdot N_A \cdot \ell_p \cdot A \quad (4.4\alpha)$$

και

$$Q^+ = q \cdot N_D \cdot \ell_n \cdot A \quad (4.4\beta)$$

όπου q το στοιχειώδες φορτίο. Συνδυάζοντας τις σχέσεις 4.3 και 4.4 καταλήγουμε στην ακόλουθη σχέση που συνδέει τα μήκη ℓ_p και ℓ_n με τις συγκεντρώσεις N_A και N_D των περιοχών p και n τύπου αντίστοιχα.

$$N_A \cdot \ell_p = N_D \cdot \ell_n \quad (4.5)$$

Η σχέση 4.5 δίνει την ακόλουθη πληροφορία: Το στρώμα της περιοχής απογύμνωσης θα έχει μεγαλύτερο εύρος στην περιοχή με την μικρότερη συγκέντρωση προσμίξεων, σε σχέση με την περιοχή με την μεγαλύτερη συγκέντρωση προσμίξεων. Στην περίπτωση που μια περιοχή έχει συγκέντρωση προσμίξεων πολύ μικρότερη από την άλλη (κάτι που συνήθως συμβαίνει στην πράξη), τότε η περιοχή απογύμνωσης εντοπίζεται σχεδόν αποκλειστικά στην μια από τις δύο περιοχές. Για παράδειγμα αν $N_A \gg N_D$ τότε $\ell_n \gg \ell_p$ και συνεπώς $\ell \approx \ell_n$.

Όσο αφορά για την συνάρτηση της πυκνότητας φορτίου $\rho(x)$, εύκολα προκύπτει η ακόλουθη έκφραση:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{για } x < -\ell_p \text{ και } x > +\ell_n \\ -q \cdot N_A = \text{σταθ.} & \text{για } -\ell_p < x < 0 \\ +q \cdot N_D = \text{σταθ.} & \text{για } 0 < x < +\ell_n \end{cases} \quad (4.6)$$

και η γραφική της παράσταση απεικονίζεται στο σχήμα 4.4α.

Όσο αφορά για την συνάρτηση της έντασης $\mathcal{E}(x)$ του ηλεκτρικού πεδίου επαφής υπολογίζεται με βάση τις σχέσεις 4.2 και 4.6. Συγκεκριμένα:

- Για $x < -\ell_p$ και $x > \ell_n$ έχουμε: $\mathcal{E}=0$.
- Για $-\ell_p < x < 0$ έχουμε: $\mathcal{E}(x) = \frac{1}{\ell} \cdot \int_{-\ell_p}^x -q \cdot N_A \cdot dx$ και προκύπτει:

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{q \cdot N_A}{\ell} x + \frac{q \cdot N_A}{\ell} \cdot \ell_p. \quad (4.7\alpha)$$

- Για $0 < x < \ell_n$ έχουμε: $\mathcal{E}(x) = \frac{1}{\ell} \cdot \int_0^x q \cdot N_D \cdot dx \Rightarrow \mathcal{E}(x) = \frac{q \cdot N_D}{\ell} \cdot x + C$

και επειδή για $x = +\ell_n$ έχουμε $\mathcal{E} = 0$ σταθερά $C = -\frac{q \cdot N_D}{\ell} \cdot \ell_n$, άρα:

$$\mathcal{E}(x) = \frac{q \cdot N_D}{\ell} \cdot x - \frac{q \cdot N_D}{\ell} \cdot \ell_n \quad (4.7\beta)$$

- Για $x=0$ (επιφάνεια επαφής) έχουμε την μέγιστη τιμή \mathcal{E}_{\max} του μέτρου της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου επαφής και όπως προκύπτει από τις σχέσεις 4.7α και 4.7β,

$$\mathcal{E}_{\max} = \frac{q \cdot N_A}{\ell} \cdot \ell_p = -\frac{q \cdot N_D}{\ell} \cdot \ell_n \quad (4.8)$$

Η γραφική παράσταση της έντασης $\mathcal{E}(x)$ απεικονίζεται στο σχήμα 4.4b. Από τα ανωτέρω είναι σαφές ότι το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται στην περιοχή απογύμνωσης είναι ανομοιογενές και η μέγιστη τιμή της έντασης του παρατηρείται ακριβώς στην επιφάνεια επαφής.

Το αρνητικό πρόσημο για τις διάφορες τιμές της έντασης σχετίζεται με το γεγονός ότι η κατεύθυνση της έντασης είναι από την περιοχή του n-Si προς την περιοχή του p-Si.

Η γένεση του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος της επαφής και εντός της περιοχής απογύμνωσης, έχει σα συνέπεια την ύπαρξη ενός ηλεκτροστατικού δυναμικού επαφής που θα το συμβολίζουμε: ψ_j . Η συνάρτηση $\psi_j(x)$ υπολογίζεται από τον ακόλουθο τύπο:

$$\psi_j = - \int \mathcal{E}(x) dx \quad 4.9$$

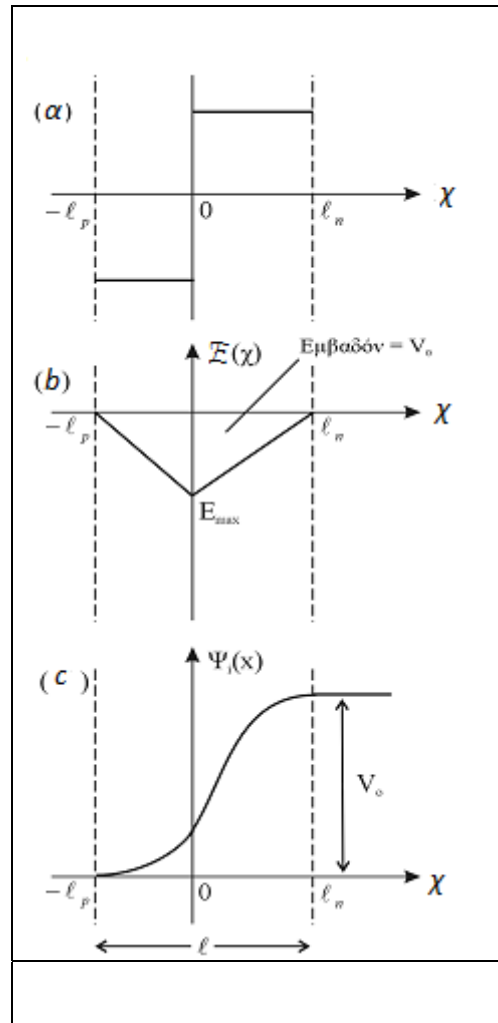
Έτσι μεταξύ των ορίων $x = -\ell_p$ και $x = +\ell_n$ της περιοχής απογύμνωσης δημιουργείται μια εσωτερική τάση που φέρεται με το όνομα **τάση ή δυναμικό επαφής** και συμβολίζεται με V_0 . Σύμφωνα με την σχέση 4.9 το δυναμικό επαφής θα είναι ίσο με:

$$V_0 = - \int_{-\ell_p}^{\ell_n} \mathcal{E}(x) dx$$

που αντιστοιχεί με το γραμμοσκιασμένο εμβαδόν, που ορίζει η συνάρτηση $\mathcal{E}(x)$ με τον άξονα x (βλέπε σχήμα 4.4b). Άρα:

$$V_0 = \frac{1}{2} \cdot \mathcal{E}_{\max} \cdot \ell \quad 4.10$$

με $\ell = \ell_p + \ell_n$, και \mathcal{E}_{\max} η μέγιστη τιμή του μέτρου της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου επαφής. Η γραφική παράσταση της $\psi_j(x)$ απεικονίζεται στο σχήμα 4.4c, στο οποίο έχει σημειωθεί και το μέγεθος του δυναμικού επαφής V_0 . Η εμφάνιση στη άκρα της περιοχής απογύμνωσης της τάσης επαφής με τιμή V_0 , λειτουργεί σαν ένας φραγμός δυναμικής ενέργειας: $E_0 = q \cdot V_0$, που εμποδίζει τη διάχυση οπών προς την περιοχή n-Si και ηλεκτρονίων προς την περιοχή του p-Si. Αποδεικνύεται ότι το δυναμικό επαφής V_0 μπορεί να υπολογίζεται από την



ακόλουθη έκφραση, με βάση μεγέθη που σχετίζονται με την κατασκευή της επαφής:

$$V_0 = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right) \quad (4.11)$$

Πρέπει να τονιστεί ότι το δυναμικό επαφής V_0 , δεν εκφράζει μια τάση στα άκρα της διόδου p-n, που μπορεί να μετρηθεί. Ο λόγος είναι ότι η τάση κατά μήκος της διόδου, περιλαμβάνει εκτός από το V_0 και τα δυναμικά των επαφών των επαφών μετάλλου-ημιαγωγού των ηλεκτροδίων της διόδου. Αν αθροιστούν το δυναμικό V_0 και τα δυο δυναμικά των επαφών με τις μεταλλικές επαφές των ηλεκτροδίων της διόδου τότε το αποτέλεσμα θα είναι μηδέν.

Συνδυάζοντας τις σχέσεις 4.8 και 4.10 εύκολα καταλήγει κανείς στη σχέση που συνδέει το εύρος ℓ της περιοχής απογύμνωσης με το δυναμικό επαφής V_0 :

$$\ell = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot V_0}{q} \cdot \left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}\right)} \quad (4.12)$$

Πρέπει να σχολιαστεί ότι το εύρος ℓ της περιοχής απογύμνωσης σχετίζεται με το δυναμικό επαφής V_0 με μια σχέση της μορφής $\ell \propto \sqrt{V_0}$. Το γεγονός αυτό όπως θα σχολιαστεί στην παράγραφο .., οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η χωρητικότητα της περιοχής απογύμνωσης, εξαρτάται από την τάση.

Εφαρμογή

Σε μια επαφή p-n Si, με απότομο προφίλ συγκέντρωσης προσμίξεων η περιοχή του n-Si έχει συγκέντρωση δοτών $N_D = 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ και η περιοχή p-Si συγκέντρωση αποδεκτών $N_A = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Στη θερμοκρασία των 300K η τάση επαφής έχει τιμή 0.6V. Να προσδιοριστούν τα πλάτη ℓ_n και ℓ_p των δυο στρωμάτων της περιοχής απογύμνωσης. Η διηλεκτρική σταθερά του Si έχει τιμή 11.9 και $\varepsilon_0 \doteq 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$.

Απάντηση:

Το εύρος ℓ της περιοχής αραίωσης συμφωνά με τη σχέση 4.12 έχει τιμή:

$$\ell = \sqrt{\frac{2 \cdot 11.9 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 0.6}{1.6 \cdot 10^{-19}} \cdot \left(\frac{1.6 \cdot 10^{21} + 8 \cdot 10^{20}}{1.6 \cdot 10^{21} \cdot 8 \cdot 10^{20}}\right)} \text{ m} = \sqrt{7.9 \cdot 10^8 \cdot \frac{2.4 \cdot 10^{21}}{1.28 \cdot 10^{42}}} \text{ m} \Rightarrow$$

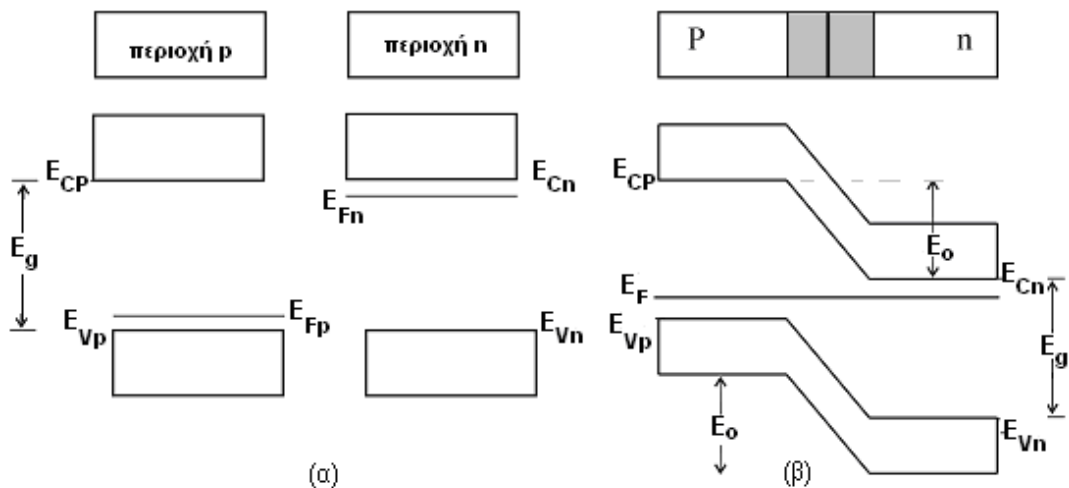
$$\ell = \sqrt{1.48 \cdot 10^{12}} \text{ m} = 1,22 \mu\text{m}.$$

Σύμφωνα με τη σχέση 4.5 έχουμε: $1.6 \cdot 10^{15} \cdot \ell_p = 8 \cdot 10^{14} \cdot \ell_n \Rightarrow 2\ell_p = \ell_n$.

Άρα $3\ell_p = \ell = 1.22 \mu\text{m} \Rightarrow \ell_p = 0.406 \mu\text{m}$ και $\ell_n = 0.813 \mu\text{m}$

4.4 Το ενεργειακό διάγραμμα επαφής p-n

Θεωρούμε μια επαφή p-n (για παράδειγμα Si), όπου η περιοχή p-Si περιέχει αποδέκτες ομοιόμορφα κατανομημένους με συγκέντρωση N_A , ενώ η περιοχή n-Si περιέχει δότες με ομοιόμορφη κατανομή και συγκέντρωση N_D . Στο σχήμα 4.6α έχουν απεικονιστεί τα ενεργειακά διαγράμματα των περιοχών p και n όταν αυτές είναι ανεξάρτητες η μια από την άλλη (περιοχές πριν την επαφή). Οι στάθμες Fermi E_{Fn} και E_{Fp} των περιοχών p και n βρίσκονται σε διαφορετικό επίπεδο και πλησίον των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας αντίστοιχα. Αντίθετα οι στάθμες E_{Cp} και E_{Cn} (οι βάσεις των ζωνών αγωγιμότητας), βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο, όπως επίσης και οι στάθμες E_{Vp} και E_{Vn} (οι οροφές των ζωνών σθένους). Στην περίπτωση όμως που δημιουργηθεί η επαφή p-n και αφού αποκατασταθεί η ισορροπία, με την δημιουργία της περιοχής απογύμνωσης, η στάθμη Fermi E_F του συστήματος της επαφής, πρέπει να είναι σε όλη την έκταση ενιαία, οδηγούμαστε σε μια κοινή στάθμη Fermi.



Σχήμα 4.6

Για την επίτευξη κοινής στάθμης Fermi και στις δύο περιοχές p-Si και n-Si, θα συμβούν μετατοπίσεις (ανυψώσεις και καθοδοί) των ενεργειακών σταθμών E_V και E_C και των δύο περιοχών. Έτσι το ενεργειακό διάγραμμα των ζωνών μιας επαφής p-n έχει μια μορφή όπως εμφανίζεται στο σχήμα 4.6β, όπου διακρίνει κανείς μια μετατόπιση των ενεργειακών σταθμών κατά E_0 που αντιστοιχεί στις ενεργειακές διαφορές των σταθμών E_{Cp} , E_{Cn} και των E_{Vp} , E_{Vn} . Δηλαδή έχουμε:

$$E_0 = E_{Cp} - E_{Cn} = E_{Vp} - E_{Vn}.$$

Η ενέργεια E_0 όπως έχουμε προαναφέρει εκφράζει το φραγμό της δυναμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων στην επαφή p-n και συνδέεται άμεσα με την τάση επαφής, σύμφωνα με την σχέση:

$$E_0 = q \cdot V_0 \quad 4.13$$

Δηλαδή η τάση επαφής V_0 που εκφράζεται σε Volt είναι αριθμητικά ίση με την ενέργεια E_0 που εκφράζεται σε eV.

Εφαρμογή

Θεωρούμε μια επαφή p-n Ge με απότομο προφίλ συγκέντρωσης προσμίξεων. Έστω ότι η συγκέντρωση N_A , των αποδεκτών της περιοχής p-Ge είναι ίση με 0.01ppm, ενώ η συγκέντρωση των δοτών της περιοχής n-Ge είναι $N_D = 10^3 \cdot N_A$. Να υπολογιστεί ο φραγμός ενέργειας E_0 σε eV στη θερμοκρασία των 300K, αν σ' αυτή τη θερμοκρασία η συγκέντρωση n_i του Ge είναι: $2.4 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$. Η πυκνότητα (μάζα ανά μονάδα όγκου) του Ge είναι 5.32g/cm^3 το γραμμοάτομο του Ge αντιστοιχεί σε 73g και ο αριθμός Avogadro είναι $6.02 \cdot 10^{23}$ άτομα/mole. (Συγκέντρωση 1ppm σημαίνει αναλογία προσμίξεων προς άτομα ημιαγωγού $1:10^6$).

Απάντηση :

1 cm^3 Ge αντιστοιχεί σε 5.32gr ή $\frac{5.32}{73} \text{ mole}$. Άρα σε 1 cm^3 Ge υπάρχουν

$\frac{5.32}{73} \cdot 6.02 \cdot 10^{23}$ άτομα = $4.4 \cdot 10^{22}$ άτομα. Επειδή η συγκέντρωση των αποδεκτών της

περιοχής p-Ge είναι 0.01ppm, δηλαδή σε 10^8 άτομα Ge υπάρχει 1 άτομο πρόσμιξης

αποδέκτη, τότε σε 1 cm^3 της περιοχής p-Ge υπάρχουν: $\frac{4.4 \cdot 10^{22}}{10^8} = 4.4 \cdot 10^{14}$ άτομα

αποδεκτών.

Άρα η συγκέντρωση των αποδεκτών είναι: $N_A = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} = 4.4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, ενώ η συγκέντρωση των δοτών είναι: $N_D = 10^3 \cdot 4.4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} = 4.4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Η ποσότητα kT στους 300K έχει τιμή 0,026 eV, οπότε για τον ενεργειακό φραγμό E_0 σύμφωνα με σχέση 4.11 έχουμε:

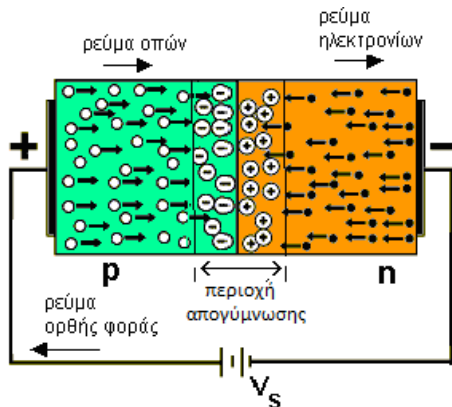
$$E_0 = q \cdot V_0 - kT \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) = 0.026 \cdot \ln \left(\frac{4.4 \cdot 10^{20} \cdot 4.4 \cdot 10^{23}}{2.4^2 \cdot 10^{38}} \right)$$

$$= 0.026 \cdot \ln \left(\frac{19.36}{5.76} \cdot 10^5 \right) \Rightarrow E_0 = 0.026 \cdot \ln (3.36 \cdot 10^5) = 0.026 \cdot 12.72 \text{ eV} = 0.33 \text{ eV}$$

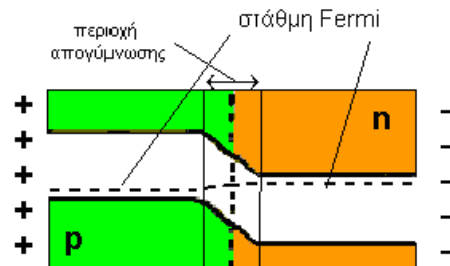
4.5 Επαφή p-n με ορθή πόλωση

Ας θεωρήσουμε μια εξωτερική dc πόλωση V_s που εφαρμόζεται στα άκρα μιας επαφής p-n, με πολικότητα τέτοια όπως φαίνεται στο σχήμα 4.9. Το (+) της πηγής συνδέεται με την περιοχή τύπου p και το (-) με την περιοχή τύπου n. Μια τέτοια πόλωση (ορθή πόλωση) έχει αντίθετη πολικότητα με την ισοδύναμη πηγή εσωτερικής τάσης που εμφανίζεται στην περιοχή απογύμνωσης δηλαδή την τάση επαφής V_0 . Η παρουσία της εξωτερικής ορθής πόλωσης έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνει τους φραγμούς δυναμικού των ηλεκτρονίων, και οπών (σχήμα 4.4 δ) ενώ ταυτόχρονα περιορίζεται το εύρος της περιοχής απογύμνωσης. Έτσι ευνοείται η έγχυση (ολίσθηση) των ηλεκτρονίων από την περιοχή τύπου n προς την p, καθώς και η έγχυση των οπών από την περιοχή p προς την n. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο ρευμάτων (ρεύμα ηλεκτρονίων και ρεύμα οπών) που είναι της αυτής φοράς και δίνουν ένα μακροσκοπικό ρεύμα που ονομάζεται ρεύμα ορθής φοράς.

Είναι αυτονόητο ότι το ρεύμα ορθής φοράς θα παρουσιάζει μια διαρκή αύξηση, όσο θα αυξάνεται η πόλωση της επαφής. Πλην όμως η τάση στα άκρα της επαφής δεν μπορεί να ξεπεράσει την αριθμητική τιμή της τάσης επαφής V_0 . Αυτό δεν μπορεί να συμβεί, γιατί τόσο το υλικό των περιοχών p και n, όσο και οι μεταλλικές επαφές παρουσιάζουν κάποια αντίσταση, με αποτέλεσμα να δημιουργείται μια πτώση τάσης η οποία συνεχώς θα αυξάνεται όσο θα αυξάνει το ρεύμα ορθής φοράς. Έτσι όταν η πόλωση της επαφής φθάσει να έχει παραπλήσιες τιμές με την τάση επαφής V_0 , η συμπεριφορά της επαφής είναι ωμική και το ρεύμα ορθής φοράς αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με την τάση.



σχήμα 4.9



σχήμα 4.10

Όσο αφορά το ενεργειακό διάγραμμα μιας ορθά πολωμένης επαφής p-n ορθά πολωμένης, είναι σαφώς διαφοροποιημένο με εκείνο μιας ανοιχτής επαφής (χωρίς πόλωση). Λόγω του περιορισμού του εύρους της περιοχής απογύμνωσης και των μειωμένων φραγμών δυναμικού, οι μετατοπίσεις όλων των ενεργειακών σταθμών είναι μικρότερες (σχήμα 4.10). Τα ηλεκτρόνια παρόλο ότι συναντούν έναν μικρό φραγμό δυναμικού, με σχετική ευκολία περνούν από την περιοχή n προς την p και ταυτόχρονα χάνουν κάποια ενέργεια.

Έτσι η στάθμη Fermi κατά μήκος της ορθά πολωμένης επαφής δεν θα είναι η ίδια αλλά θα υφίσταται μια “πτώση” από την περιοχή n προς την p, γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με την απώλεια ενέργειας των ηλεκτρονίων στο πέρασμα τους από την περιοχή n προς την p. Ας σημειωθεί ότι η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων στην περιοχή n είναι μεγαλύτερη από εκείνη που αποχτούν φθάνοντας στην περιοχή p.

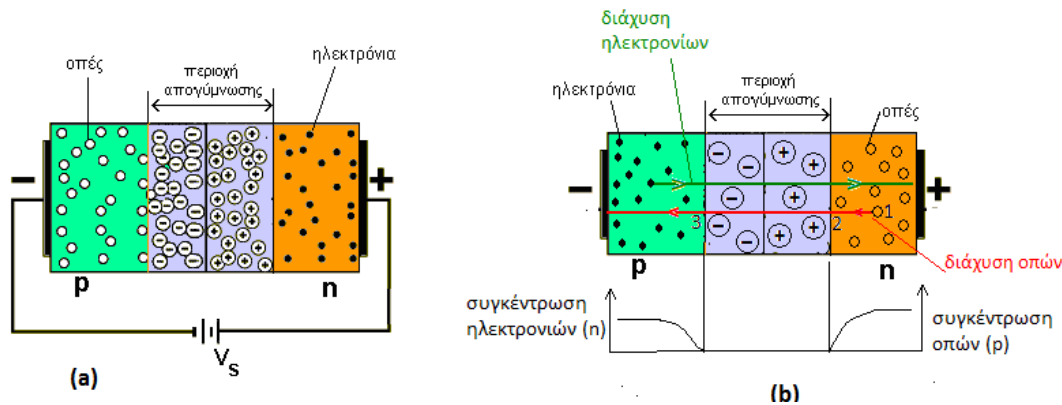
4.6 Επαφή p-n με ανάστροφη πόλωση

Στο σχήμα 4.11a έχει πραγματοποιηθεί η ανάστροφη πόλωση μιας επαφής p-n. Η ανάστροφη πόλωση έχει σαν αποτέλεσμα τη διεύρυνση της περιοχής απογύμνωσης, δεδομένου ότι τα ηλεκτρόνια της περιοχής n έλκονται από το θετικό πόλο της πηγής V_s όπως επίσης και οι οπές της περιοχής p από τον αρνητικό πόλο. Ταυτόχρονα έχουμε μια αύξηση του φραγμού δυναμικού και γίνεται μεγαλύτερος της τιμής V_0 . Το ηλεκτρικό πεδίο έντασης \mathcal{E} στην περιοχή απογύμνωσης έχει τιμή ίση με $q \cdot (V_0 + V_s)$. Έτσι τόσο τα ηλεκτρόνια όσο οι και οπές συναντούν μεγαλύτερους ενεργειακούς φραγμούς με αποτέλεσμα η μετακίνηση

ηλεκτρονίων από την περιοχή n προς τη p και των οπών από την p προς την n να είναι μάλλον αδύνατη.

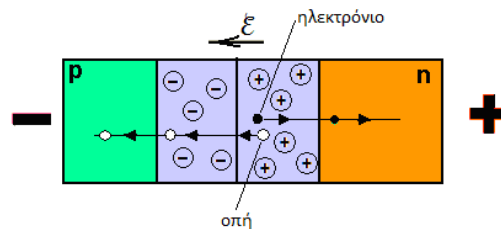
Πλην όμως ένα μικρό (ανάστροφο) ρεύμα παρατηρείται, που οφείλεται σε δυο λόγους:

α) Στην διάχυση φορέων μειοψηφίας και συγκεκριμένα: οπών από την n-περιοχή και ηλεκτρονίων από την p-περιοχή. Ας σημειωθεί ότι στην n-περιοχή και πλησίον στο σύνορο της με την περιοχή απογύμνωσης δημιουργείται με βαθμίδα στην συγκέντρωση p των οπών. Ο λόγος είναι ότι οι οπές (φορείς μειοψηφίας) στο σύνορο της περιοχής απογύμνωσης με την n-περιοχή είναι πρακτικά μηδέν, ενώ στο εσωτερικό της n-περιοχής σαφώς μεγαλύτερη (βλέπε σχήμα 4.11b). Η οπή όσο κινείται στο χώρο της n-περιοχής διέπεται από το νόμο διάχυσης (διαδρομή 1→2). Όταν βρεθεί στο χώρο της περιοχής απογύμνωσης υφίσταται την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου $\mathcal{E} = -q \cdot (V_o + V_s)$, ολισθαίνει (διαδρομή 2→3). Στη συνέχεια φθάνοντας στην p-περιοχή συλλέγεται από το αρνητικό δυναμικό της ανάστροφης πόλωσης. Αντίστοιχες διαδικασίες έχουμε και για τα ηλεκτρόνια που ξεκινούν (λόγω διάχυσης) κοντά από σύνορο της p-περιοχής με την περιοχή απογύμνωσης, εισέρχονται λόγω διάχυσης στην περιοχή απογύμνωσης, ολισθαίνουν εντός αυτής και φθάνοντας στην n-περιοχή συλλέγονται από το θετικό δυναμικό της πόλωσης (σχήμα 4.12b).



Σχήμα 4.11

β) Λόγω θερμικών διασπάσεων που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή απογύμνωσης, δημιουργούνται ζεύγη ηλεκτρονίων οπών. Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή απογύμνωσης διαχωρίζει το ηλεκτρόνια από τις οπές προκαλώντας έτσι την ολίσθησή τους προς τις ουδέτερες περιοχές. Έτσι τα ηλεκτρόνια φθάνουν στην n-περιοχή συλλέγονται από το θετικό δυναμικό της πόλωσης, ενώ οι οπές φθάνουν στην p-περιοχή συλλέγονται από το αρνητικό δυναμικό της πόλωσης (σχήμα 4.12). Η ολίσθηση αυτή που περιγράφηκε δημιουργεί ένα επιπρόσθετο ανάστροφο ρεύμα από εκείνο της περίπτωσης που αναφέρθηκε προηγουμένως και αφορά την διάχυση των φορέων μειοψηφίας.



Σχήμα 4.12

Συνεπώς το ανάστροφο ρεύμα οφείλεται σε δυο συνιστώσες ρεύματος ένα εκείνο της διάχυσης των φορέων μειοψηφίας και ένα από την ολίσθηση των φορέων από την θερμική δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων-οπών. Δηλαδή η πυκνότητα του ανάστροφου ρεύματος $J_{αν}$ μια επαφής p-n, μπορεί να εκφραστεί ως: $J_{αν} = J_{δίαχ} + J_{θγφ}$. Αποδεικνύεται ότι:

$$J_{δίαχ} = \left(\frac{q \cdot D_p}{L_p \cdot N_D} + \frac{q \cdot D_n}{L_n \cdot N_A} \right) \cdot n_i^2 \tag{4.14}$$

όπου $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$, $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ τα μήκη διάχυσης οπών και ηλεκτρονίων αντίστοιχα, με τ_p ο μέσος χρόνος ζωής (λόγω επανασύνδεσης) των οπών στην n-περιοχή της επαφής και τ_n ο μέσος χρόνος ζωής (λόγω επανασύνδεσης) των ηλεκτρονίων στην p-περιοχή.

Επίσης:

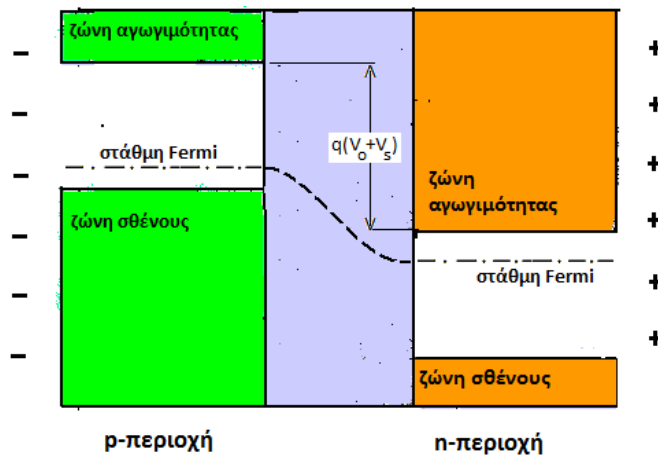
$$J_{θγφ} = \frac{q \cdot \ell}{\tau_g} \cdot n_i \tag{4.15}$$

όπου τ_g ο μέσος χρόνος θερμικής γένεσης φορέων. Έτσι το συνολικό ανάστροφο ρεύμα (πυκνότητα ρεύματος), δίνεται από τη σχέση:

$$J_{αν} = \left(\frac{q \cdot D_p}{L_p \cdot N_D} + \frac{q \cdot D_n}{L_n \cdot N_A} \right) \cdot n_i^2 + \frac{q \cdot \ell}{\tau_g} \cdot n_i \tag{4.16}$$

Ας σημειωθεί ότι η συνιστώσα της θερμικής γένεσης $J_{θγφ}$ αυξάνεται ανάλογα με την ανάστροφη τάση πόλωσης, επειδή το πλάτος ℓ της περιοχής απογύμνωσης αυξάνεται ανάλογα με την ανάστροφη τάση πόλωσης. Το πλέον σημαντικό είναι ότι το ανάστροφο ρεύμα δεν εξαρτάται μόνο από τα χαρακτηριστικά του ημιαγωγού της επαφής, αλλά κυρίαρχη είναι η επίδραση της θερμοκρασίας, δεδομένου ότι η ενδογενής συγκέντρωση φορέων n_i αυξάνεται έντονα με τη θερμοκρασία [$n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$].

Τέλος όσο αφορά το ενεργειακό διάγραμμα μιας ανάστροφα πολωμένης επαφής p-n (σχήμα 4.13) παρατηρούνται σημαντικές μετατοπίσεις των ενεργειακών σταθμών από τη μια περιοχή στην άλλη λόγω ύπαρξης μεγάλου ενεργειακού φραγμού.

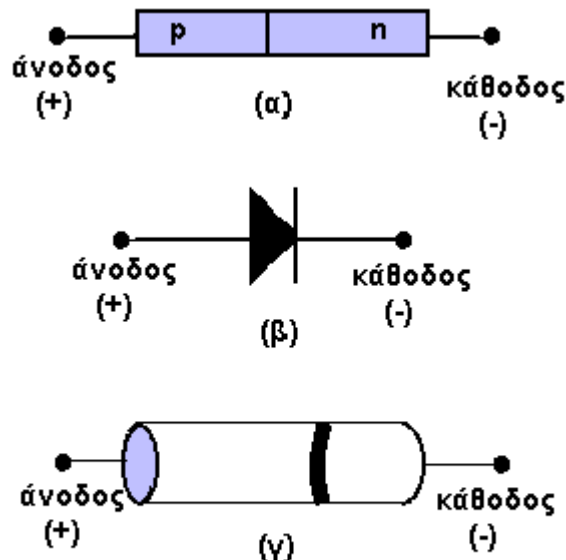


Σχήμα 4.13

4.7 Δίοδοι ανόρθωσης και χαρακτηριστικές I-V.

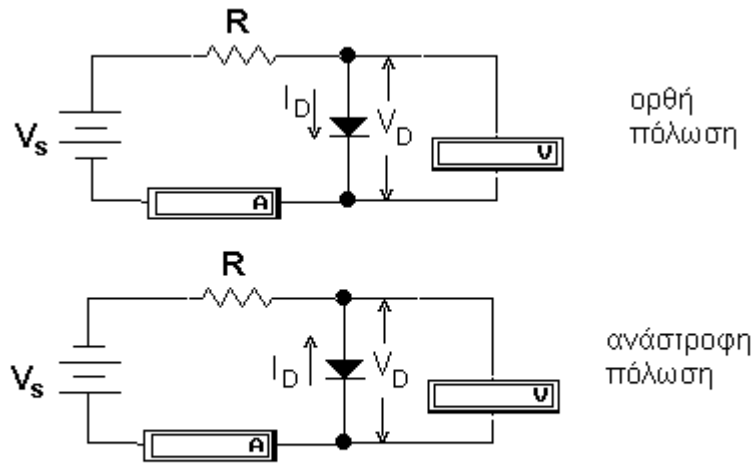
Μια χαρακτηριστική ιδιότητα μιας επαφής p – n , είναι ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν διάταξη ανόρθωσης, έτσι ώστε να επιτρέπει την άνετη ροή φορέων κατά τη μια διεύθυνση, αλλά να εμποδίζει τη ροή προς την αντίθετη. Αυτές οι διατάξεις φέρονται με όνομα **δίοδοι ανόρθωσης** ή απλά **δίοδοι**. Στο σχήμα 4.14α απεικονίζεται μια δίοδος με τους δύο ακροδέκτες της: την **άνοδο** (περιοχή p) και την **κάθοδο** (περιοχή n). Το σχήμα 4.14β απεικονίζει το ηλεκτρονικό κυκλωματικό σύμβολο της διόδου, ενώ στο σχήμα 4.14γ απεικονίζεται μια δίοδος όπως είναι στην πραγματικότητα. Η ζώνη που βλέπει κανείς πάνω στο κυλινδρικό δοκίμιο της διόδου δηλώνει τον ακροδέκτη της καθόδου.

Προκειμένου να ληφθεί η χαρακτηριστική I – V (ρεύματος–τάσης) μιας διόδου χρησιμοποιούμε τις συνδεσμολογίες του σχήματος 4.15 που αναφέρονται στη λήψη της χαρακτηριστικής τόσο της ορθής πόλωσης, όσο και της ανάστροφης.



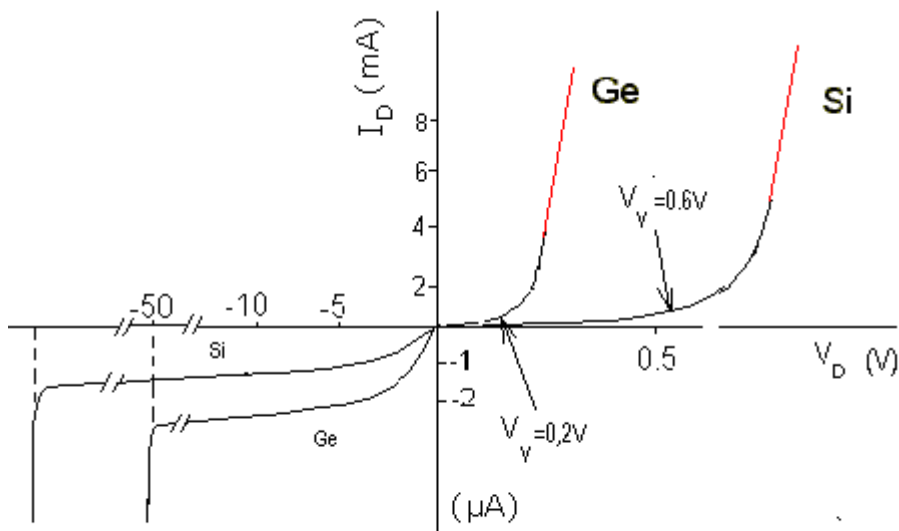
σχήμα 4.14

Η αντίσταση R που συνδέεται σε σειρά με τη δίοδο, παίζει το ρόλο του περιορισμού του ρεύματος της διόδου στην περίπτωση που η πηγή πόλωσης V_s λάβει μεγάλες τιμές (αντίσταση προστασίας της διόδου).



σχήμα 4.15

Στο σχήμα 4.16 αποδίδονται οι χαρακτηριστικές $I - V$ που έχουν ληφθεί σε διόδους του εμπορίου και συγκεκριμένα για διόδους Si και Ge. Επειδή οι τιμές των ρευμάτων ορθής πόλωσης είναι της τάξης των mA, ενώ τα ρεύματα ανάστροφης πόλωσης είναι της τάξης των μA , προκειμένου να παρασταθούν στο ίδιο διάγραμμα η χαρακτηριστική ορθής και ανάστροφης πόλωσης χρησιμοποιούμε διαφορετική κλίμακα στον άξονα I_D . Ο άξονας των ρευμάτων ορθής πόλωσης βαθμολογείται σε mA ενώ ο άξονας των ρευμάτων αντίστροφης πόλωσης σε μA .



σχήμα 4.16

Παρατηρώντας τις χαρακτηριστικές της ορθής πόλωσης βλέπουμε ότι αρχικά παρατηρείται μια αύξηση του ρεύματος των διόδων I_D , ακολουθώντας έναν σχεδόν εκθετικό νόμο. Σ' αυτή την περιοχή το ρεύμα I_D έχει σχετικά μικρές τιμές. Στη συνέχεια έχουμε μια αύξηση με νόμο σχεδόν γραμμικό (ωμική συμπεριφορά της διόδου) και το ρεύμα I_D αποκτά τιμές μεγαλύτερες (κόκκινη γραμμή στο

διάγραμμα του σχήματος 4.16)). Επίσης μια χαρακτηριστική τάση των διόδων είναι η επονομαζόμενη «**τάση αγωγής**» ή «**τάση γονάτου**» (knee voltage), που συμβολίζεται με V_γ για την οποία το ρεύμα ορθής φοράς των διόδων είναι σχετικά μικρό (περίπου 1% της μέγιστης ονομαστικής τιμής του ρεύματος ορθής φοράς). Η τάση αυτή που θα συμβολίζεται με V_γ ονομάζεται «**τάση αγωγής**» ή «**τάση γονάτου**» της διόδου (knee voltage). Για $V_D > V_\gamma$ το ρεύμα I_D αποκτά τιμές σχετικά πολύ μεγαλύτερες από εκείνες που αντιστοιχούν στην περιοχή $V_D < V_\gamma$ και συνεχίζει να αυξάνει αισθητά οπότε μπορούμε να λέμε ότι η δίοδος βρίσκεται σε κατάσταση αγωγής. Για δίοδους Si έχουμε $V_\gamma = 0.6V$ και για τις δίοδους Ge έχουμε $V_\gamma = 0.2V$ περίπου.

Τέλος αν παρατηρήσει κανείς την περιοχή της ανάστροφης πόλωσης στις χαρακτηριστικές $I - V$ βλέπει ότι μια πολύ μεγάλη ανάστροφη πόλωση οδηγεί σε απότομη αύξηση του ανάστροφου ρεύματος. Η δίοδος τότε έχει βρεθεί στην **περιοχή της διάσπασης**. Περισσότερες πληροφορίες για το φαινόμενο αυτό θα αναφέρονται στη δίοδο Zener. Όταν σε μια δίοδο η ανάστροφη πόλωση φθάσει στην χαρακτηριστική τάση που θα λάβει χώρα το φαινόμενο της διάσπασης η δίοδος καταστρέφεται από υπερβολική κατανάλωση ισχύος. Έτσι στα στοιχεία των κατασκευαστών δίνεται η μέγιστη επιτρεπτή ανάστροφη πόλωση που λέγεται «**κορυφή ανάστροφη τάσης**» (peak inverse voltage) και είναι γνωστή με τον όρο **PIV**.

4.8 Εξίσωση Shockley.

Η εξάρτηση του ρεύματος I_D (ορθής φοράς) όταν η δίοδος πολώνεται ορθά σε συνάρτηση με την τάση V_D στα άκρα της (εξίσωση χαρακτηριστικής $I - V$), δίνεται από την ακόλουθη σχέση που φέρεται και με το όνομα **εξίσωση διόδου Shockley**:

$$I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.17)$$

όπου: I_0 μια σταθερή ποσότητα ρεύματος, q το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο k η σταθερά Boltzmann, T η απόλυτη θερμοκρασία και n ένας εμπειρικός συντελεστής που λαμβάνει τιμές μεταξύ 1 έως 2 ανάλογα με το είδος, την κατασκευή, την ποιότητα της διόδου και με την περιοχή λειτουργίας της διόδου. Η ποσότητα $\frac{kT}{q}$ έχει διαστάσεις τάσης φέρεται με το όνομα «θερμική τάση» και συμβολίζεται με V_T . Στη θερμοκρασία των $25^\circ C$, τιμή της είναι: $V_T = 26mV$, οπότε η εξίσωση 4.17 μπορεί να λάβει τη μορφή :

$$I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right] \quad (4.18)$$

Στην περίπτωση της ορθής πόλωσης ($V_D > 0$) και για τιμές $V_D \gg V_T$ (πρακτικά για $V_D > 3V_T$), επειδή $\exp(V_D/n \cdot V_T) \gg 1$, η εξίσωση 4.18 μπορεί να λάβει την ακόλουθη μορφή:

$$I_D = I_0 \cdot \exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) \quad (4.19)$$

Έτσι στην περίπτωση της ορθής πόλωσης για $V_D > 3V_T$ η εξίσωση της χαρακτηριστικής κατά το πρότυπο Shockley, μπορεί να περιγράψει με καλή προσέγγιση από τον εκθετικό νόμο της εξίσωσης 4.16. Σε λογαριθμικό άξονα I_D η χαρακτηριστική $I-V$ της ορθής φοράς είναι γραμμική.

Εφαρμογή

Σε δίοδο Si για τάση $V_D = +0.5V$, το ρεύμα $I_D = 0.1mA$. Με την υπόθεση ότι ισχύει ο εκθετικός νόμος της χαρακτηριστικής (εξίσωση 4.19), πόσο θα πρέπει να αυξηθεί η τάση της διόδου έτσι ώστε το ρεύμα να δεκαπλασιαστεί. (Θερμοκρασία διόδου $25^\circ C$).

Απάντηση :

Αν $V_{D1}=0.5 V$ τότε έχουμε ρεύμα διόδου $I_{D1}=0.1 mA$, οπότε σύμφωνα με την εξίσωση 4.19

έχουμε: $I_{D1} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{V_{D1}}{nV_T}\right)$. Προκειμένου να έχουμε ρεύμα $I_{D2} = 10I_{D1} = 1mA$, έστω

V_{D2} η αντίστοιχη τάση της διόδου. Αντίστοιχα έχουμε: $I_{D2} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{V_{D2}}{nV_T}\right)$, οπότε:

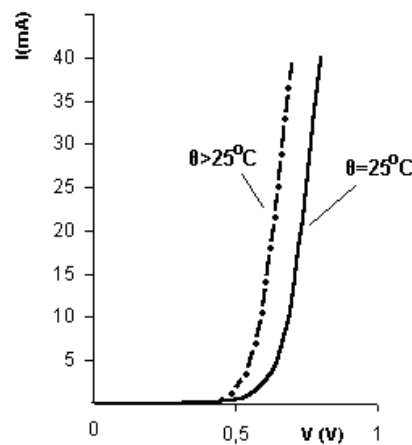
$$\frac{I_{D2}}{I_{D1}} = \exp\left(\frac{V_{D2} - V_{D1}}{nV_T}\right) \Rightarrow V_{D2} - V_{D1} = n \cdot V_T \cdot \ln 10. \text{ Επειδή } V_T=26 \text{ mV και αν δεχτούμε}$$

για την δίοδο Si $n = 2$ τελικά έχουμε: $\Delta V_D = V_{D2} - V_{D1} = 125mV$

4.10 Η επίδραση της θερμοκρασίας στην χαρακτηριστική $I-V$ των διόδων.

Με βάση το μοντέλο της διόδου κατά Shockley (εξίσωση 4.17 ή 4.19) φαίνεται σαφώς η επίδραση που μπορεί να έχει η θερμοκρασία στη χαρακτηριστική $I-V$ των διόδων.

Στο σχήμα 4.17 φαίνεται η επίδραση της θερμοκρασίας στην τροποποίηση της χαρακτηριστικής $I-V$ μιας διόδου. Η διακεκομμένη καμπύλη αντιστοιχεί σε θερμοκρασία μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία δωματίου, ενώ η συνεχής καμπύλη αναφέρεται σε θερμοκρασία δωματίου ($25^\circ C$). Με βάση τα παραπάνω αν η θερμοκρασία μιας διόδου η οποία βρίσκεται κάτω από καθεστώς σταθερής τάσης αυξηθεί, τότε το ρεύμα της θα αυξηθεί. Για να επαναφέρουμε το ρεύμα της διόδου στην αρχική τιμή, θα πρέπει οπωσδήποτε να μειώσουμε την τάση.



σχήμα 4.17

Υπολογίζεται ότι προκειμένου το ρεύμα μιας διόδου να διατηρεί μια σταθερή τιμή σε μια μεταβολή κατά ΔT της θερμοκρασίας μιας διόδου (τόσο Ge όσο Si), η αντίστοιχη μεταβολή ΔV της τάσης στα άκρα της διόδου υπολογίζεται από την ακόλουθη σχέση :

$$\Delta V = -b \cdot \Delta T \quad (4.20)$$

όπου b ένας θερμοκρασιακός συντελεστής που στην περιοχή θερμοκρασιών γύρω από τους 25°C (θερμοκρασία δωματίου) έχει τιμή $b = 2.5 \text{ mV}/\text{K}$. Σε υψηλότερες περιοχές θερμοκρασιών ο συντελεστής b λαμβάνει τιμές μικρότερες από $2.5 \text{ mV}/\text{K}$.

Εφαρμογή:

Σε μία δίοδο Si στη θερμοκρασία δωματίου (25°C), η τάση αγωγής $V_\gamma = 0.58\text{V}$. Ποια η αντίστοιχη τιμή της στους 45°C ;

Απάντηση :

Μια αύξηση της θερμοκρασίας κατά $\Delta T = 20\text{K}$ αντιστοιχεί σε μείωση της τάσης V_γ κατά : $\Delta V_\gamma = -2.5 \frac{\text{mV}}{\text{K}} \cdot 20\text{K} = 50\text{mV} = 0.05\text{V}$.

Άρα η τιμή της V_γ στους 45°C είναι : $0.58\text{V} - 0.05\text{V} = 0.53\text{V}$.

4.9 Η επίδραση της θερμοκρασίας στο ανάστροφο ρεύμα.

Η επίδραση της θερμοκρασίας στο ανάστροφο ρεύμα (I_R), τεκμηριώνεται με βάση την εξίσωση 4.16, δεδομένου ότι κυριαρχούν δυο όροι ένας ανάλογος του n_i και ένας του n_i^2 . Δεδομένου ότι η ενδογενής συγκέντρωση φορέων n_i αυξάνεται έντονα με τη θερμοκρασία [$n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$] είναι σαφής η έντονη εξάρτηση του ανάστροφου ρεύματος από την θερμοκρασία.

Τα πειραματικά δεδομένα δίνουν μια αύξηση 7% στο I_R ανά $^\circ\text{C}$, τόσο για τις διόδους Ge όσο και Si, που σχεδόν αντιστοιχεί με ένα διπλασιασμό του I_0 σε μια αύξηση θερμοκρασίας κατά 10°C . Συγκεκριμένα για τον προσδιορισμό της μεταβολής ΔI_R του ανάστροφου ρεύματος σε μια μεταβολή ΔT της θερμοκρασίας, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ακόλουθη εμπειρική προσεγγιστική σχέση : $\Delta I_R = \left(2^{\Delta T/10} - 1\right) \cdot I_R$ (4.21)

Αντίστοιχα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και η σχέση:

$$I_R(\vartheta) = I_R(\vartheta_0) \cdot 2^{\Delta\theta/10} \quad (4.22)$$

όπου $I_R(\vartheta)$ η τιμή του ανάστροφου ρεύματος σε μια θερμοκρασία ϑ και $I_R(\vartheta_0)$ η αντίστοιχη τιμή του σε μια θερμοκρασία αναφοράς ϑ_0 (π.χ. 25°C), με $\Delta\theta = \vartheta - \vartheta_0$.

Εφαρμογή:

Το ανάστροφο ρεύμα κόρου στη θερμοκρασία των 25°C της διόδου 1N914B είναι 25nA. Να εκτιμηθεί η αντίστοιχη τιμή του, στη θερμοκρασία των 35°C καθώς και στους 30°C.

Απάντηση :

Στη θερμοκρασία των 35°C σε σχέση με εκείνη των 25°C έχει επέλθει μια αύξηση θερμοκρασίας κατά 10°C. Σύμφωνα με τα προβλεπόμενα θα επέλθει διπλασιασμός του ανάστροφου ρεύματος. Άρα το ανάστροφο ρεύμα θα αποκτήσει τιμή 50nA.

Για τον προσδιορισμό του ανάστροφου ρεύματος στους 30°C εφαρμόζεται η σχέση 4.22:

$$I_R(30^\circ\text{C}) = I_R(25^\circ\text{C}) \cdot 2^{\frac{5}{10}} = 25\text{nA} \cdot \sqrt{2} \approx 35\text{nA}$$

4.10 Στατική (dc) και δυναμική (ac) αντίσταση διόδου.

Η στατική ή **dc αντίσταση** μιας διόδου που θα συμβολίζεται με R_D ορίζεται:

$$R_D = \frac{V_D}{I_D} \quad (4.23)$$

όπου V_D η dc τιμή της τάσης που επικρατεί στα άκρα της διόδου και I_D η τιμή του ρεύματος που τη διαρρέει. Η στατική αντίσταση R_D μιας διόδου στην περίπτωση της ορθής πόλωσης θα συμβολίζεται με R_{DF} ενώ για ανάστροφη πόλωση ο συμβολισμός θα είναι R_{DR} . Στην περίπτωση της ορθής πόλωσης και για $V_D > 3V_T$, αν δεχτούμε την εξίσωση του προτύπου Shockley (εξίσωση 4.19), έχουμε:

$$R_{DF} = \frac{V_D}{I_0} \exp\left(-\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) \quad (4.24)$$

Αντίστοιχα στην περίπτωση της αντίστροφης πόλωσης για την dc αντίσταση ανάστροφης πόλωσης θα έχουμε:

$$R_{DR} = \frac{V_D}{I_R} \quad (4.25)$$

Η **δυναμική** ή **ac αντίσταση** μιας διόδου για ένα συγκεκριμένο σημείο λειτουργίας Q, που καθορίζεται από ένα ζεύγος τιμών (I_D , V_D), θα συμβολίζεται με r_{ac} ή με r_D και ορίζεται ως ακολούθως:

$$r_{ac} = \frac{\Delta V_D}{\Delta I_D} \quad (4.26)$$

Η r_{ac} ισούται με το αντίστροφο της κλίσης $\Delta I_D / \Delta V_D$ της χαρακτηριστικής I-V της διόδου στο συγκεκριμένο σημείο λειτουργίας. Είναι προφανές ότι η τιμή της r_{ac} εξαρτάται από τη θέση του σημείου λειτουργίας επί της χαρακτηριστικής I-V. Συγκεκριμένα όταν το ρεύμα λειτουργίας I_D μιας διόδου αντιστοιχεί σε χαμηλό ρεύμα έχουμε μικρή κλίση $\Delta I_D / \Delta V_D$ με αποτέλεσμα η r_{ac} να έχει μεγάλη τιμή. Όσο αυξάνεται η τιμή του ρεύματος I_D επειδή η κλίση $\Delta I_D / \Delta V_D$ αυξάνει και η r_{ac} θα μειώνεται. Με ανάλογο τρόπο ορίζεται η r_{ac} στην περίπτωση της ανάστροφης πόλωσης.

4.11 Δυναμική αντίσταση επαφής.

Η δυναμική αντίσταση επαφής εκφράζει την δυσκολία μετακίνησης των φορέων σε μια ορθά πολωμένη επαφή. Δεδομένου ότι οι φορείς πρέπει να μετακινηθούν μέσω της περιοχής απογύμνωσης και να υπερνικήσουν το φραγμό δυναμικής ενέργειας των φορέων, αυτή ακριβώς την δυσκολία περιγράφει η αντίσταση επαφής, που συμβολίζεται με r_j . Το αντίστροφο της ποσότητας dI_D/dV_D εκφράζει τη δυναμική αντίσταση επαφής p-n με τη συνάρτηση $I_D(V_D)$ να

περιγράφεται κατά το πρότυπο Shockley (σχέση 4.18): $I_D = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right]$. Ο

υπολογισμός της παράγωγου dI_D/dV_D δίνει: $\frac{dI_D}{dV_D} = \frac{I_0}{n \cdot V_T} \exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right)$ και επειδή

$I_D + I_0 = I_0 \exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right)$, προκύπτει: $\frac{dI_D}{dV_D} = \frac{I_D + I_0}{n \cdot V_T}$. Συνεπώς η αντίσταση επαφής θα

εκφράζεται από την σχέση:

$$r_j = \frac{n \cdot V_T}{I_D + I_0} \quad (4.27)$$

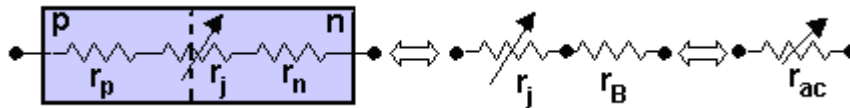
Βλέπουμε ότι η τιμή της δυναμικής αντίστασης επαφής εξαρτάται εκτός από την τιμή του ρεύματος I_D της διόδου και από την τιμή του ρεύματος I_0 . Στην περίπτωση που $V_D > 3V_T$, επειδή $I_D \gg I_0$ η σχέση (4.27) μπορεί να λάβει την ακόλουθη μορφή:

$$r_j = \frac{n \cdot V_T}{I_D} \quad (4.28)$$

Για λειτουργία της διόδου σε θερμοκρασία 25°C η θερμική τάση $V_T=26\text{mV}$. Όπως έχει ήδη προαναφερθεί ο εμπειρικός συντελεστής n έχει μια τιμή που κυμαίνεται μεταξύ 1 έως 2.

Όπως έχει προαναφερθεί η φυσική σημασία της αντίστασης επαφής r_j σχετίζεται με την δυσκολία των φορέων κατά την διείσδυσή τους μέσω της επαφής, επειδή επικρατούν ενεργειακοί φραγμοί. Για χαμηλά ρεύματα οι ενεργειακοί φραγμοί είναι σημαντικοί γι αυτό και η r_j θα έχει υψηλότερες τιμές σε σχέση με σημεία λειτουργίας που αντιστοιχούν σε υψηλά ρεύμα (εξίσωση 4.28). Στην περίπτωση των υψηλών ρευμάτων, που η δίοδος βρίσκεται σε κατάσταση πλήρους αγωγής η $r_j \approx 0$.

Τέλος αν λάβουμε υπόψη και την αντίσταση του υλικού της περιοχής p-τύπου (αντίσταση r_p) και την αντίσταση του υλικού της περιοχής n-τύπου (αντίσταση r_n), αυτές οι δυο αντιστάσεις χαρακτηρίζουν την **αντίσταση υλικού** (bulk αντίσταση) μια πραγματικής διόδου, που συμβολίζεται r_B . Έτσι η r_{ac} που ορίστηκε στην παράγραφο 4.10, αποτελεί μια αθροιστική αντίσταση τόσο της αντίστασης επαφής r_j όσο και της bulk αντίστασης r_B της διόδου, όπως παραστατικά φαίνεται στο σχήμα 4.18.



Σχήμα 4.18

Συνεπώς για την ac αντίσταση μιας διόδου έχουμε:

$$r_{ac} = r_j + r_B \quad (4.29)$$

ενώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι αντιστάσεις r_j και r_{ac} έχουν μεταβλητές τιμές εξαρτώμενες από το ρεύμα I_D της διόδου. Στην περιοχή των υψηλών ρευμάτων επειδή $r_j \approx 0$, έχουμε $r_{ac} \approx r_B$ και η διάδος παρουσιάζει ωμική συμπεριφορά. Η bulk αντίσταση για δίοδους υψηλών ρευμάτων (δίοδους ανόρθωσης) έχει τιμές 1Ω περίπου, ενώ για δίοδους ασθενών σημάτων έχει τιμές μεγαλύτερες.

Εφαρμογή:

Η χαρακτηριστική μιας διόδου Si σε ορθή πόλωση τιμών από $0.33V$ μέχρι $0.52V$, περιγράφεται με καλή προσέγγιση από την ακόλουθη εκθετική σχέση (εξίσωση Shockley):

$$I_D = 0.15\mu A \cdot e^{c \cdot V_D} \quad (4.30)$$

όπου c σταθερά ίση με $21V^{-1}$ και με την τάση της διόδου να εκφράζεται σε V .

Η bulk αντίσταση της διόδου έχει τιμή $r_B = 1.2\Omega$.

Να προσδιοριστούν οι dc και ac τιμές των αντιστάσεων της διόδου όταν η τάση της διόδου αποκτήσει τιμή $V_D = 0.4V$.

Απάντηση:

Για $V_D = 0.4V$ το ρεύμα της διόδου έχει τιμή:

$$I_D = 0.15\mu A \cdot e^{21 \cdot 0.4} = 0.15\mu A \cdot 4447 = 0.67mA$$

Η τιμή της dc αντίστασης:

$$R_D = \frac{0.4V}{0.67mA} = 600\Omega.$$

Με βάση την εξίσωση (4.30):

$$\frac{dI_D}{dV_D} = 0.15\mu A \cdot c \cdot e^{c \cdot V_D} = c \cdot I_D = 21V^{-1} \cdot 0.67mA = 14mA/V$$

Συνεπώς προκύπτει τιμή ac αντίστασης:

$$r_{ac} = \frac{1}{\frac{dI_D}{dV_D}} = \frac{1}{14mA/V} = 71.4\Omega,$$

πολύ μεγαλύτερη από την bulk αντίσταση της διόδου, η οποία πρακτικά εκφράζει την αντίσταση επαφής r_j της διόδου.

Επίσης σημαντική είναι η διαφορά μεταξύ των τιμών R_D και r_{ac} .

4.12 Εξήγηση του μηχανισμού της διάσπασης

Στην παράγραφο 4.7 είδαμε την πολύ απότομη κλίση της χαρακτηριστικής I-V των δίοδων στην περιοχή της διάσπασης και την πρακτικά σταθερή τάση σ' αυτή την περιοχή. Αυτή η συμπεριφορά καθιστά την δίοδο στην περιοχή της διάσπασης κατάλληλη προκειμένου να χρησιμοποιηθεί στον σχεδιασμό κυκλωμάτων σταθεροποίησης τάσης. Δίοδοι οι οποίες κατασκευάζονται με σκοπό να λειτουργούν στη περιοχή της διάσπασης φέρονται με το όνομα δίοδοι Zener ή απλά Zener.

Η απότομη αύξηση του ρεύματος στη περιοχή της διασπασης ή κατάρρευσης μπορεί να είναι αποτέλεσμα δυο φαινομένων:

- α) του φαινομένου Zener και
- β) του φαινομένου χιονοστιβάδας.

α) Φαινόμενο Zener: Στην επαφή p-n μιας δίοδου Zener το ηλεκτρικό πεδίο που υπάρχει στην περιοχή έλλειψης φορέων, μπορεί να αποκτήσει μεγάλη τιμή έντασης για κάποια τιμή της ανάστροφης πόλωσης. Μια τέτοια υψηλή τιμή της έντασης του πεδίου, μπορεί να προκαλέσει διάσπαση των ομοιοπολικών δεσμών, δεδομένου ότι τα δέσμια ηλεκτρόνια δέχονται μεγάλες δυνάμεις και μπορούν να αποσπαστούν από τους ομοιοπολικούς δεσμούς. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία ζευγών ελεύθερων ηλεκτρονίων-οπών, τα οποία συμβάλλουν στην αύξηση του ανάστροφου ρεύματος. Το φαινόμενο Zener παρατηρείται για εντάσεις ηλεκτρικού πεδίου $2 \cdot 10^7$ V/m. Αυτό το πεδίο επιτυγχάνεται για τιμές ανάστροφης πόλωσης μικρότερες των 6V για δίοδους με μεγάλη συγκέντρωση προσμίξεων. Για δίοδους με μικρότερες συγκεντρώσεις το φαινόμενο Zener, για να παρατηρηθεί απαιτεί ανάστροφες πολώσεις μεγαλύτερες των 6V.

β) Φαινόμενο χιονοστιβάδας: Οι φορείς μειονότητας που παράγονται από θερμικές διασπάσεις, λόγω της μεγάλης έντασης του ηλεκτρικού στην περιοχή έλλειψης φορέων, μπορούν να αποκτήσουν ικανή ενέργεια τέτοια ώστε να διασπάσουν τους ομοιοπολικούς δεσμούς. Συγκεκριμένα ένας φορέας με μεγάλη κινητική ενέργεια όταν συγκρουστεί με ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο το αποδεσμεύει από τον ομοιοπολικό δεσμό και έτσι δημιουργείται ένα ζεύγος ελεύθερου ηλεκτρονίου-οπής. Οι νέοι φορείς με τη σειρά τους αφού επιταχυνθούν από το ηλεκτρικό πεδίο της επαφής δημιουργούν νέα ζεύγη κ.ο.κ. Η διαδικασία αυτή της παραγωγής πρόσθετων φορέων με σύγκρουση και διάσπαση των δεσμών φέρεται με το όνομα φαινόμενο χιονοστιβάδας.

Σε μια δίοδο Zener, την κατάρρευση μπορεί να την προκαλέσουν τόσο ο μηχανισμός της χιονοστιβάδας όσο και ο μηχανισμός Zener. Για παράδειγμα σε δίοδους Zener Si, για ανάστροφες πολώσεις μέχρι τα 5V επικρατεί ο μηχανισμός Zener ενώ για πολώσεις μεγαλύτερες από 8V επικρατεί ο μηχανισμός χιονοστιβάδας. Για ανάστροφες πολώσεις μεταξύ των 5V και 8V επικρατούν και οι δυο μηχανισμοί.

4.13 Η χωρητικότητα της επαφής p-n.

Όταν οι δίοδοι βρίσκονται σε καθεστώς τόσο ορθής όσο και ανάστροφης πόλωσης, παρουσιάζουν μια χωρητικότητα που σχετίζεται με τα φαινόμενα της επαφής p-n. Η χωρητικότητα αποτελεί μια σημαντική παράμετρο όταν η δίοδος διεγείρεται από σήμα, δεδομένου ότι δεν δίνεται η δυνατότητα της ακαριαίας μεταβολής της τάσης στα άκρα της διόδου.

Ας εξετάσουμε την περίπτωση της ανάστροφης πόλωσης. Όπως έχει συζητηθεί στην παράγραφο 4.6 μια αύξηση κατά dV της ανάστροφης τάσης V προκαλεί μια αύξηση κατά $d\ell$ του εύρους της περιοχής απογύμνωσης (βλέπε σχήμα 4.19). Αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση κατά dQ που φορτίου που αποθηκεύεται στην περιοχή απογύμνωσης.

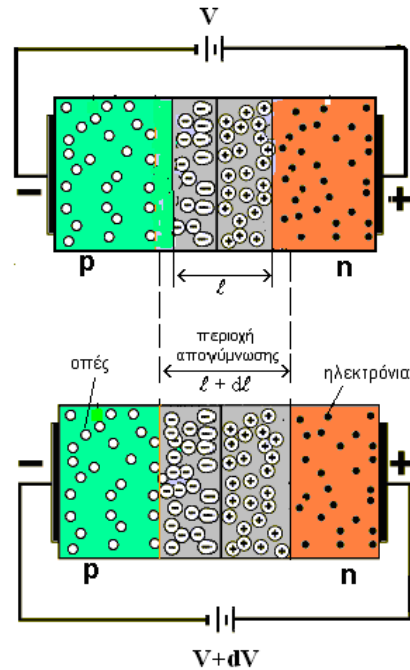
Ορίζουμε με την ακόλουθη σχέση την **χωρητικότητα επαφής** (C_j) ή χωρητικότητα απογύμνωσης:

$$C_j = \frac{dQ}{dV} \quad (4.31)$$

Επειδή το φορτίο Q που αποθηκεύεται στην περιοχή απογύμνωσης δεν ακολουθεί γραμμικό νόμο με την ανάστροφη τάση V , η χωρητικότητα επαφής C_j , θα εξαρτάται από την εκάστοτε τιμή της ανάστροφης τάσης V . Αποδεικνύεται ότι:

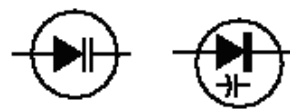
$$C_j = \frac{K}{(V_0 - V)^m} \quad (4.32)$$

όπου V_0 η τάση επαφής (η τάση στα άκρα της περιοχής απογύμνωσης με μηδενική πόλωση), V η τάση στα άκρα της διόδου (αρνητική τιμή για ανάστροφη πόλωση), K μια σταθερά που εξαρτάται από το εμβαδόν της επαφής και από τις συγκεντρώσεις των προσμίξεων και m ένας συντελεστής που εξαρτάται από την κατανομή (profile) των προσμίξεων στην περιοχή της επαφής. Οι τιμές του συντελεστή m κυμαίνονται από $1/3$ έως 4 , ανάλογα με τον τύπο της διόδου. Η ιδιότητα των διόδων, που η χωρητικότητά τους μεταβάλλεται από την τιμή της ανάστροφης τάσης V και συνεπώς μπορεί να ελέγχεται η τιμή της μέσω της ανάστροφης τάσης V , βρίσκει αρκετές εφαρμογές σε αρκετά ηλεκτρονικά κυκλώματα. Κατασκευάζονται ειδικές δίοδοι με κατάλληλες κατανομές προσμίξεων (με πολύ απότομο profile), που μπορούν να λειτουργούν σαν πυκνωτές των οποίων η χωρητικότητα ελέγχεται από τάση. Αυτές οι δίοδοι φέρονται με το όνομα δίοδοι μεταβλητής χωρητικότητας ή **δίοδοι varactor** και το κυκλωματικό τους σύμβολο απεικονίζεται στο σχήμα 4.20.



Σχήμα 4.19

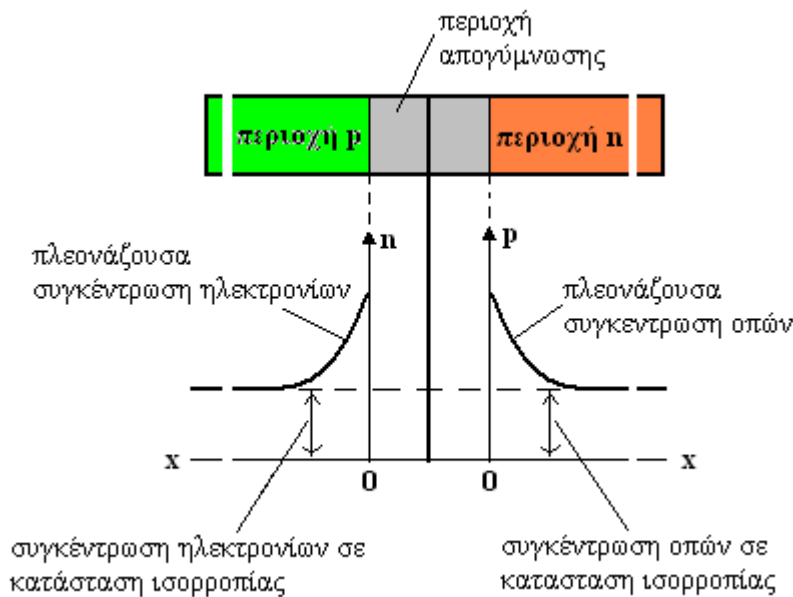
δίοδοι varactor



σχήμα 4.20

Συνεχίζουμε εξετάζοντας την περίπτωση της ορθής πόλωσης. Όπως έχει συζητηθεί στην παράγραφο 4.5, η μείωση της τάσης φραγμού που επιφέρει η ορθή πόλωση, ευνοεί την έγχυση οπών μέσα από την επαφή από την p-περιοχή προς την n-περιοχή και αντίστοιχα ηλεκτρονίων από την n-περιοχή προς την περιοχή p. Η έγχυση οπών στην n-περιοχή προκαλεί αύξηση της συγκέντρωσης των φορέων μειοψηφίας η οποία έχει μεγαλύτερες τιμές κοντά στα όρια της περιοχής απογύμνωσης με την n-περιοχή, η οποία μειώνεται με εκθετικό νόμο (βλέπε σχήμα 4.21). Ανάλογη είναι η εικόνα για την συγκέντρωση των φορέων μειοψηφίας (ηλεκτρόνια) στην p-περιοχή. Συνεπώς κοντά στις περιοχές απογύμνωσης των δυο περιοχών n και p, έχουμε μια συσσώρευση (αποθήκευση) φορτίου.

Αποδεικνύεται ότι το ρεύμα οπών και ηλεκτρονίων που διαπερνούν την επαφή είναι ανάλογο του συνολικού πλεονάζοντος φορτίου που είναι αποθηκευμένο στην περιοχή n και p. Στην περίπτωση αλλαγής της τιμής της εξωτερικής τάσης ορθής πόλωσης V , έχουμε αλλαγή και του αποθηκευμένου φορτίου. Επειδή το αποθηκευμένο φορτίο Q_D είναι ανάλογο του ρεύματος της δίοδου (ορθής φοράς) I_D , η χαρακτηριστική $Q_D - V_D$ είναι μη γραμμική και ακολουθεί τον εκθετικό νόμο $I_D(V_D)$ (εξίσωση 4.19).



σχήμα 4.21

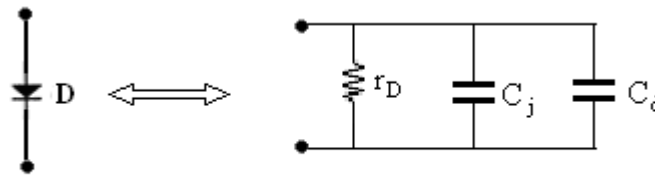
Τα ανωτέρω οδηγούν στο συμπέρασμα ότι μια δίοδος και σε κατάσταση ορθής πόλωσης, παρουσιάζει ένα χωρητικό φαινόμενο, εκτός της χωρητικότητας απογύμνωσης C_j . Έτσι ορίζεται μια νέα χωρητικότητα η χωρητικότητα διάχυσης που συμβολίζεται με C_d , ως εξής:

$$C_d = \left. \frac{dQ_D}{dV} \right|_{V=V_D} \quad (4.33)$$

όπου V_D η dc τάση ορθής πόλωσης που επικρατεί στα άκρα της διόδου. Η χωρητικότητα C_d στην ανάστροφη πόλωση έχει τιμή μηδέν και στην ορθή πόλωση ακολουθεί τον ίδιο πρακτικά νόμο με το ρεύμα ορθής φοράς της διόδου. Δηλαδή στην ορθή πόλωση μπορούμε να γράψουμε:

$$C_d = \kappa_D \cdot I_D \quad (4.32)$$

όπου κ_D μια σταθερά με διαστάσεις χρόνου με τιμές που ποικίλουν μεταξύ 1fs έως 1μs. Έτσι δίοδοι που διαρρέονται από υψηλά ρεύματα η C_d μπορεί να λάβει αρκετά μεγάλες τιμές.



σχήμα 4.22

Με βάση τα ανωτέρω το πλήρες ac μοντέλο μιας διόδου, μπορεί να δημιουργηθεί από τον παράλληλο συνδυασμό της αντίστασης r_D και των χωρητικότητων C_j και C_d (βλέπε σχήμα 4.22).

Συγκεκριμένα στην περίπτωση της ανάστροφης πόλωσης:

η τιμή της r_D έχει μια παρά πολύ μεγάλη τιμή ή πρακτικά ∞ ,

η $C_d = 0$

και η C_j δίνεται από την εξίσωση 4.32 με την προϋπόθεση ότι η τάση V έχει αρνητική τιμή.

Στην περίπτωση της ορθής πόλωσης έχουμε:

$$r_D = r_j + r_B = \frac{n \cdot V_T}{I_D} + r_B,$$

$$C_d = \kappa_D \cdot I_D \quad \text{και}$$

$$C_j = \frac{K}{(V_0 - V_D)^m},$$

όπου (I_D, V_D) το dc σημείο λειτουργίας της διόδου.

4.14. Επαφή μέταλλου – μέταλλου

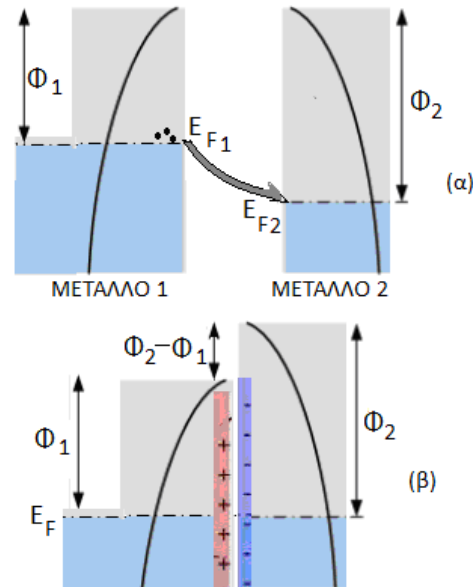
Θεωρούμε δυο διαφορετικά μέταλλα (1 και 2), με ενέργειες Fermi E_{F1} και E_{F2} και αντίστοιχα έργα εξόδου Φ_1 και Φ_2 . Όταν τα δυο μέταλλα πλησιάσουν για να πραγματοποιήσουν επαφή έχουμε την μετανάστευση των ελεύθερων ηλεκτρονίων από το μέταλλο 1 προς το μέταλλο 2, δεδομένου ότι η στάθμη Fermi $E_{F1} > E_{F2}$ (εικόνα α του σχήματος 4.23). Αυτή η ροή των ηλεκτρονίων συνεχίζεται μέχρι ότου στο σύστημα της επαφής των μετάλλων επέλθει ισορροπία.

Η ισορροπία επέρχεται όταν ευθυγραμμιστούν οι στάθμες Fermi των δυο μετάλλων σε μια κοινή στάθμη Fermi E_F (εικόνα β του σχήματος 4.23). Η ροή των ηλεκτρονίων από το μέταλλο 1 στο 2, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία θετικού φορτίου (έλλειμμα ηλεκτρονίων) στη επιφάνεια επαφής του μετάλλου 1 και αρνητικού φορτίου (περίσσεια ηλεκτρονίων) στη επιφάνεια επαφής του μετάλλου 2 (εικόνα β του σχήματος 4.23).

Η εμφάνιση αυτού του διπολικού φορτίου στην περιοχή της επαφής έχει ως αποτέλεσμα αφενός την εμφάνιση μιας εσωτερικής τάσης επαφής:

$$\Delta V = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{q} = \frac{E_{F2} - E_{F1}}{q} \quad (4.33)$$

και αφ' ετέρου τον περιορισμό της περαιτέρω μετακίνησης των ηλεκτρονίων από το μέταλλο 1 στο 2.



σχήμα 4.23

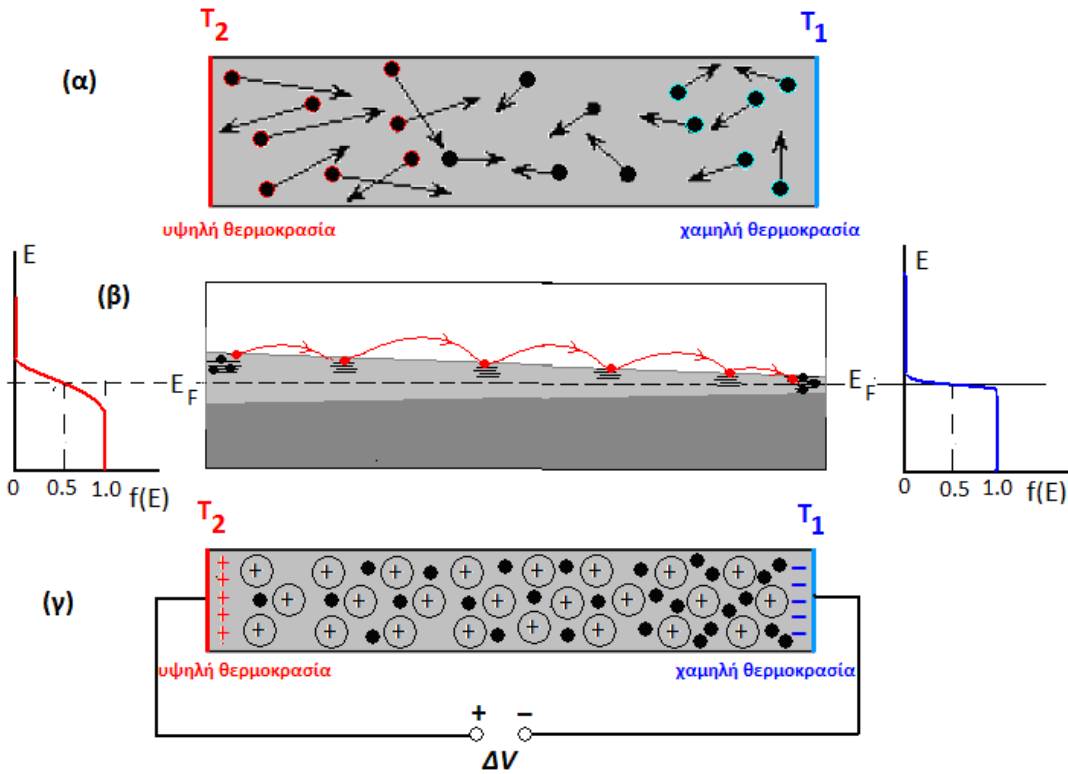
4.15. Θερμοηλεκτρικά φαινόμενα

Τα θερμοηλεκτρικά φαινόμενα, συνίστανται στην μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε ηλεκτρική, ή στην χρήση της ηλεκτρικής ενέργειας για την μετακίνηση θερμότητας. Οι θερμοηλεκτρικές γεννήτριες (TE Generators - TEG) είναι στερεάς κατάστασης πηγές ηλεκτρικής ενέργειας, ενώ οι θερμοηλεκτρικοί ψύκτες (TE coolers – TEG) είναι στερεάς κατάστασης αντλίες θερμότητας.

4.15.1. Φαινόμενο Seebeck

Ας θεωρήσουμε έναν αγωγό (π.χ. αλουμίνιο) σε γεωμετρικό σχήμα ενός κυλινδρικού σύρματος, που το ένα άκρο του θερμαίνεται και το άλλο ψύχεται (σχήμα 4.24α). Τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας του θερμότερου άκρου έχουν υψηλότερη μέση κινητική ενέργεια απ' ότι του ψυχρότερου (σχήμα 4.24β), με αποτέλεσμα να προκαλείται μια διάχυση ηλεκτρονίων από το θερμό άκρο προς το ψυχρό, αφήνοντας θετικά μεταλλικά ιόντα στο θερμό άκρο και συσσωρεύοντας ηλεκτρόνια στο ψυχρό (σχήμα 4.24γ). Η ροή (διάχυση), ηλεκτρονίων γίνεται έως ότου το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των θετικών ιόντων στο θερμό άκρο και των συσσωρευμένων ηλεκτρονίων στο ψυχρό αποκλείσει

πραιτέρω κίνησή τους. Δημιουργείται έτσι διαφορά δυναμικού ΔV μεταξύ των άκρων με θετικότερο δυναμικό στο θερμό άκρο. Η διαφορά δυναμικού ΔV μεταξύ των άκρων ενός αγωγού ευρισκομένων σε διαφορετικές θερμοκρασίες εμφανίζοντας μια διαφορά θερμοκρασιών $\Delta T = T_2 - T_1$, καλείται **φαινόμενο Seebeck**.



σχήμα 4.24

Ένα μέτρο του μεγέθους της τάσης ΔV παρέχεται από τη σχέση:

$$S = \frac{dV}{dT} \tag{4.34}$$

Το μέγεθος S ονομάζεται συντελεστής Seebeck και εξαρτάται από τη θερμοκρασία δηλαδή $S = S(T)$. Η διαφορά δυναμικού ΔV είναι θα υπολογίζεται από τη σχέση:

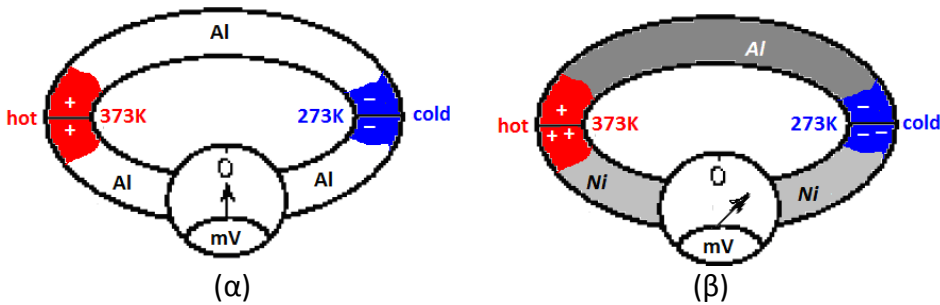
$$\Delta V = \int_{T_0}^T S(T) dT \tag{4.35}$$

όπου T_0 η θερμοκρασία του ενός άκρου (θερμοκρασία αναφοράς) και T η θερμοκρασία του άλλου άκρου. Ο συντελεστής Seebeck S εκφράζεται σε $\mu V/K$. Παραθέτουμε μερικές τυπικές τιμές του συντελεστή S σε θερμοκρασίες κοντά στη θερμοκρασία των 300K για κάποια μέταλλα: Cu(+1.70 $\mu V/K$), Ag(+1.38 $\mu V/K$), Au(+1.79 $\mu V/K$).

4.15.2 Θερμοζεύγη

Στην εικόνα του σχήματος 4.25α παρουσιάζεται ένα θερμοζεύγος με δυο μεταλλικές επαφές του ίδιου υλικού (π.χ. αλουμίνιο Al). Έστω ότι δύο επαφές

βρίσκονται σε δυο διαφορετικές θερμοκρασίες T_0 και $T > T_0$ (π.χ. $T_0 = 273\text{K}$ και $T = 373\text{K}$), δημιουργώντας μια διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ των επαφών $\Delta T = T - T_0 = 100\text{K}$. Στο κλειστό κύκλωμα των δυο επαφών παρεμβάλουμε ένα ευαίσθητο βολτόμετρο. Το βολτόμετρο θα μετρήσει διαφορά δυναμικού μηδέν. Ο λόγος είναι ότι σε καθένα από τους δυο ίδιους αγωγούς δημιουργείται ίδια διαφορά δυναμικού αντίθετης πολικότητας (η μια διαφορά δυναμικού αντισταθμίζει την άλλη).



Σχήμα 4.25

Η εικόνα όμως θα είναι διαφορετική (σχήμα 3β), αν χρησιμοποιηθεί θερμοζεύγος από δυο διαφορετικά μεταλλικά υλικά, π.χ. το ένα Ni (νικέλιο) και το άλλο από Al. Η διαφορά δυναμικού ΔV που θα μετρηθεί από το βολτόμετρο θα είναι:

$$\Delta V = \Delta V_{Ni} - \Delta V_{Al} = \int_{T_0}^T S_{Ni} dT - \int_{T_0}^T S_{Al} dT = \int_{T_0}^T (S_{Ni} - S_{Al}) dT = \int_{T_0}^T S_{Ni-Al} dT \quad (4.36)$$

Ο συντελεστής S_{Ni-Al} ονομάζεται θερμοηλεκτρική ισχύς του θερμοζεύγους Ni-Al. Για παράδειγμα η θερμοηλεκτρική ισχύς που παράγεται από ένα θερμοζεύγος τύπου K (ζεύγος κραμάτων νικελίου-χρωμίου, Chromel-Alumel), για τους 300°C έχει τιμή $40\mu\text{V/K}$.

Σημείωση: Το θερμοζεύγος Chromel-Alumel, αποτελείται από δυο σύρματα το ένα (90% Ni + 10%Cr) και το άλλο (95% Ni + 2% Al + 2% Mn + 1% Si).

Για μικρές θερμοκρασιακές διαφορές, η σχέση 4 είναι γραμμική:

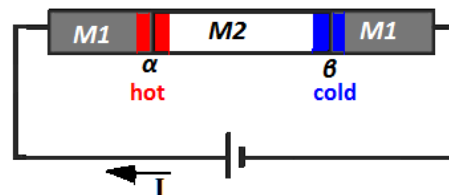
$$\Delta V = S_{Ni-Al} \cdot (T - T_0) \quad (4.37)$$

Η ιδιότητα αυτή του θερμοζεύγους, χρησιμοποιείται ευρέως για την μέτρηση θερμοκρασίας.

4.15.3. Το φαινόμενο Peltier

Το **φαινόμενο Peltier** αποτελεί το αντίστροφο του θερμοηλεκτρικού φαινομένου: Όταν το κύκλωμα της εικόνας του σχήματος 4.26 (**στοιχείο Peltier**) διαρρέεται από ρεύμα, τότε μεταξύ των δύο επαφών α και β των μετάλλων M1 και M2 αναπτύσσεται διαφορά θερμοκρασίας. Η επαφή που θερμαίνεται και αυτή που ψύχεται, εξαρτάται από τη φορά του ρεύματος (βλέπε σχήμα 4.26).

Όπως όμως προκύπτει πειραματικά πέραν της θερμότητας Joule, η απαγόμενη στην ψυχόμενη επαφή και η εκλυόμενη στη θερμαινόμενη επαφή θερμότητα Q, δίδεται από τη σχέση:



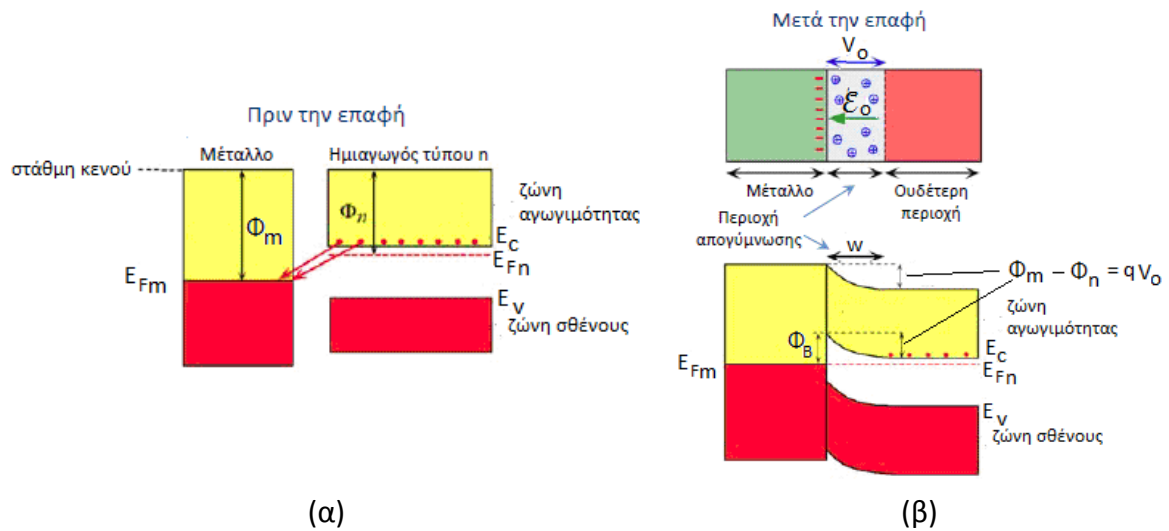
σχήμα 4.26

$$Q = \Pi \cdot I \cdot t \quad (4.38)$$

όπου Π : συντελεστής Peltier, η τιμή του κυμαίνεται μεταξύ 0,5 και 5 mJ/(As), είναι δε μια χαρακτηριστική για τα δύο μέταλλα συνάρτηση της θερμοκρασίας, I : ένταση του ρεύματος, t : χρόνος.

4.16. Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Θα εξεταστεί τι συμβαίνει όταν ένα μέταλλο και ένας ημιαγωγός (πχ n-τύπου), έλθουν σε επαφή. Μια τέτοια επαφή μπορεί να επιτευχθεί με εξάχνωση του μετάλλου στην επιφάνεια του ημιαγωγού σε συνθήκες κενού. Στο σχήμα 4.27α παρουσιάζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών (χωρίς πόλωση). Υποθέτουμε ότι το έργο εξόδου του μετάλλου (Φ_m) είναι μεγαλύτερο από αυτό του ημιαγωγού n-τύπου (Φ_n): $\Phi_m > \Phi_n$. Ηλεκτρόνια από τη ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού με ενέργεια $E \approx E_C$ μεταβαίνουν στο μέταλλο δεδομένου $E_C > E_{Fm}$ και καταλαμβάνουν ενεργειακά επίπεδα ακριβώς πάνω από τη E_{Fm} (σχήμα 4.27α).



σχήμα 4.27

Στον ημιαγωγό δημιουργείται μια περιοχή πλάτους w απογυμνωμένη από ηλεκτρόνια, στην οποία παραμένουν οι θετικά φορτισμένοι δότες, ενώ στην περιοχή του μετάλλου πλησίον της επαφής δημιουργείται αρνητικό φορτίο λόγω των ηλεκτρονίων που μετανάστευσαν από τον ημιαγωγό στο μέταλλο (σχήμα 4.27β). Δημιουργείται έτσι μεταξύ μετάλλου και ημιαγωγού ένα εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο έντασης \mathcal{E} με κατεύθυνση από τα θετικά προς τα αρνητικά φορτία. Επακόλουθο είναι η ανάπτυξη ενός εσωτερικού ηλεκτρικού δυναμικού V_0 .

Σε μια τελική κατάσταση το δημιουργούμενο εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο αποτρέπει την περαιτέρω μετάβαση ηλεκτρονίων από το μέταλλο προς τον ημιαγωγό και έτσι επέρχεται μια ισορροπία. Σε αυτή την κατάσταση ισορροπίας η στάθμη Fermi στο σύστημα μετάλλου-ημιαγωγού πρέπει να είναι ενιαία (ευθυγράμμιση των σταθμών E_{Fm} και E_{Fn}). Αυτό σημαίνει ότι έχει τροποποιηθεί το ενεργειακό διάγραμμα (βλέπε σχήμα 4.27β).

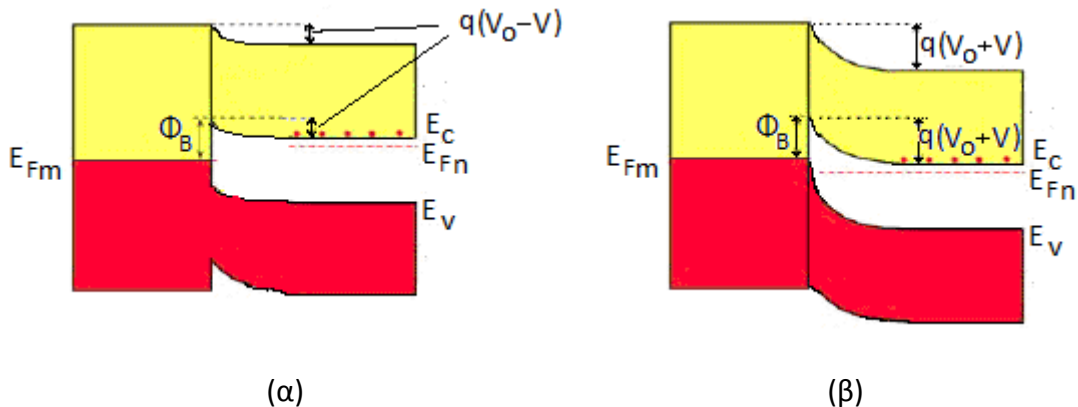
Στο σημείο μετάβασης από τον ημιαγωγό στο μέταλλο η στάθμη του κενού είναι συνεχής και μεταβάλλεται κατά $\Phi_m - \Phi_n$. Αυτή η διαφορά αποτελεί την ποσότητα ενέργειας που απαιτείται για μετάβαση ηλεκτρονίου από τον ημιαγωγό στο μέταλλο και ισχύει:

$$\Phi_m - \Phi_n = q \cdot V_o \quad (4.39)$$

Όσο αφορά την μετάβαση ηλεκτρονίων από το μέταλλο στον ημιαγωγό, αυτά συναντούν ένα φράγμα δυναμικής ενέργειας, γνωστό ως φράγμα Schottky (Φ_B):

$$\Phi_B = q \cdot V_o + (E_C - E_{Fn}) \quad (4.40)$$

Σε συνθήκες ορθής πόλωσης της επαφής (εφαρμογή τάσης V) η πλευρά του ημιαγωγού λαμβάνει χαμηλότερο δυναμικό και η πλευρά του μετάλλου υψηλότερο. Το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο της πόλωσης έχει αντίθετη κατεύθυνση από το εσωτερικό πεδίο επαφής με αποτέλεσμα το εσωτερικό δυναμικό V_o να μειώνεται στην τιμή: $V_o - V$, ενώ το φράγμα Φ_B παραμένει αμετάβλητο. Το ενεργειακό διάγραμμα τροποποιείται και από τη πλευρά του ημιαγωγού έχουμε μια μετατόπιση προς τα άνω κατά: qV (σχήμα 4.28α). Έτσι το φράγμα της δυναμικής ενέργειας για θερμική μετάβαση ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο είναι πλέον: $q \cdot (V_o - V)$.



Σχήμα 4.28

Αποδεικνύεται ότι η πυκνότητα ρεύματος της επαφής σε καθεστώς ορθής πόλωσης με εξωτερική τάση V , δίνεται από σχέση:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.41)$$

όπου J_0 σταθερή ποσότητα που εξαρτάται από την φύση των υλικών που συνιστούν την επαφή και τις επιφανειακές ιδιότητες τους. Σε περίπτωση που η τάση ορθής πόλωσης ξεπερνά 3 φορές την ποσότητα kT/q (στη θερμοκρασία 300K έχει τιμή 26mV περίπου), η σχέση 4.41 μπορεί να λάβει τη μορφή:

$$J = J_0 \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (4.42)$$

Στην περίπτωση της ανάστροφης πόλωσης (εφαρμογή τάσης V με το θετικό δυναμικό στον ημιαγωγό), το εσωτερικό δυναμικό V_o να αυξάνεται στην τιμή: $V_o + V$. Το ενεργειακό διάγραμμα στην πλευρά του ημιαγωγού μετατοπίζεται προς τα κάτω σε σχέση με αυτό του μετάλλου (σχήμα 4.28β) και το φράγμα δυναμικής

ενέργειας για θερμική μετάβαση ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο γίνεται: $q \cdot (V_o + V)$ και συνεπώς η μετάβαση ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο είναι πρακτικά αδύνατη.

Ένα πολύ μικρό ρεύμα θα αναπτυχθεί (ανάστροφο ρεύμα), που οφείλεται στη θερμική μεταφορά ηλεκτρονίων από την περιοχή του μετάλλου προς τον ημιαγωγό, αφού υπερνικήσουν το φράγμα Φ_B . Αυτό το ρεύμα είναι ανάλογο της ποσότητας: $\exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right)$ και δεν εξαρτάται από την ανάστροφη τάση αλλά από τη θερμοκρασία.