

3. ΦΥΣΙΚΗ ΤΩΝ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ

3.1 Ορισμοί - Κατηγορίες ημιαγωγών

Στις επόμενες παραγράφους θα παρουσιαστούν τα φυσικά γνωρίσματα και οι συμπεριφορές των ημιαγωγών. Οι χαρακτηριστικές ιδιότητες των ημιαγωγών αναδεικνύονται κυρίως με τις διαδικασίες της θερμικής διέγερσης και με τον εμπλουτισμό τους με προσμίξεις. Οι τιμές της ηλεκτρικής ειδικής αντίστασης των ημιαγωγών στη θερμοκρασία δωματίου εντοπίζονται σε μια ευρεία περιοχή από 10^{-2} έως $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, και αυτή η ιδιότητα αποτελεί έναν από τους ορισμούς για τους ημιαγωγούς. Ένας άλλος ορισμός μπορεί να δοθεί από πλευράς σχετικής θέσης των ενεργειακών ζωνών, σύμφωνα με τον οποίο ημιαγωγοί θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν εκείνα τα σώματα με πλήρη τη ζώνη σθένους και κενή ζώνη αγωγιμότητας στη θερμοκρασία 0K και των οποίων το ενεργειακό χάσμα είναι μικρότερο από 2,5eV. Γενικά υπάρχει μια έλλειψη ενός ορισμού γενικής παραδοχής για τους ημιαγωγούς, γεγονός που σημαίνει ότι δεν είναι μια αυστηρή κατηγορία σωμάτων. Ένας ακόμη πιο γενικός ορισμός θα ήταν ο ακόλουθος. Ημιαγωγοί είναι τα μη μεταλλικά στερεά που μπορούν να εμφανίσουν ηλεκτρική αγωγιμότητα. Ο ορισμός αυτός, όπως και ο προηγούμενος, που αφορά τα όρια στα οποία κυμαίνεται η ηλεκτρική ειδική αντίσταση, περιλαμβάνει και τα στερεά που δεν έχουν μόνο ηλεκτρονική αλλά και ιοντική αγωγιμότητα. Στα επόμενα κεφάλαια θα περιοριστούμε μόνο στους ηλεκτρονικούς ημιαγωγούς, στους οποίους το ηλεκτρικό ρεύμα δεν σχετίζεται με μεταφορά μάζας όπως οι ιοντικοί ημιαγωγοί, δεδομένου ότι εφαρμογές από πλευράς ηλεκτρονικής έχουν οι ηλεκτρονικοί ημιαγωγοί.

Στους ημιαγωγούς υψηλής καθαρότητας (χωρίς προσμίξεις) υπάρχει μια έντονη μεταβολή της ηλεκτρικής ειδικής αντίστασης όταν συμβούν ακόμη και μικρές μεταβολές της θερμοκρασίας. Μπορούν όμως να προκύψουν ημιαγωγοί, ύστερα από εμπλουτισμό με κατάλληλες προσμίξεις, των οποίων η τιμή της ειδικής αντίστασης αφ' ενός μπορεί να ελέγχεται ανάλογα με την συγκέντρωση των ατόμων των προσμίξεων και αφ' ετέρου διατηρείται σχεδόν σταθερή μέσα σ' ένα αρκετά μεγάλο

θερμοκρασιακό εύρος στην περιοχή της θερμοκρασίας δωματίου. Αυτό καθιστά τους ημιαγωγούς προσμίξεων χρήσιμους για την κατασκευή ηλεκτρονικών εξαρτημάτων.

Ιδιαίτερη αναφορά σε πρώτη φάση θα γίνει στους στοιχειακούς ημιαγωγούς πυριτίου Si και γερμανίου Ge καθώς και στην ημιαγωγό χημική ένωση του αρσενικούχου γαλλίου GaAs. Στη συνέχεια θα εξεταστούν οι φυσικές ιδιότητες των εμπλουτισμένων ημιαγωγών με κατάλληλες προσμίξεις.

Οι κατηγορίες που θα αναφέρουμε είναι οι ακόλουθες:

- **στοιχειακοί ημιαγωγοί**
- **ημιαγωγοί ενώσεις**
- **ημιαγωγοί οξείδια μετάλλων**
- **ημιαγωγοί κράματα**
- **άμορφοι και οργανικοί ημιαγωγοί**

3.1.1 Στοιχειακοί ημιαγωγοί

Είναι χημικά στοιχεία που είναι συγκεντρωμένα σε γειτονικές θέσεις του περιοδικού συστήματος των στοιχείων με κύριο χαρακτηριστικό ότι έχουν τις εσωτερικές ηλεκτρονικές στιβάδες των ατόμων τους συμπληρωμένες. Στον πίνακα 3.1 παρουσιάζεται ένα τμήμα του περιοδικού πίνακα των στοιχείων όπου τα πλέον σημαντικά ημιαγωγίμα στοιχεία είναι σκιασμένα. Στο ίδιο τμήμα του πίνακα παρουσιάζεται και η τιμή του ενεργειακού χάσματος.

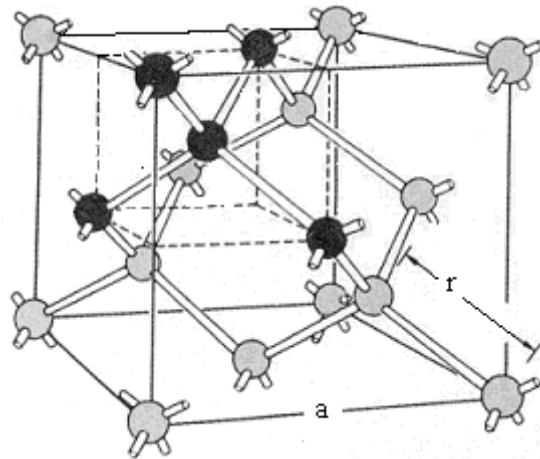
Πίνακας 3.1 Τμήμα του περιοδικού πίνακα των στοιχείων, με την παράθεση των στοιχειακών ημιαγωγίμων υλικών.

	III	IV	V	VI
ατομικό βάρος ατομικός αριθμός σύμβολο	5 B 10,811	6 C 12,011	7 N 14,007	8 O 15,999
ονομασία ενεργειακό χάσμα	Βόριο 1,1eV	Άνθρακας 5,47eV	Άζωτο	Οξυγόνο
II	13 Al 16,981 Αργίλιο	14 Si 28,086 Πυρίτιο 1,12eV	15 P 30,974 Φωσφόρος 1,5eV	16 S 32,064 Θείο 2,5eV
30 Zn 65,37 Ψευδάργυρος	31 Ga 69,72 Γάλλιο	32 Ge 72,59 Γερμάνιο 0,66eV	33 As 74,922 Αρσενικό 1,2eV	34 Se 78,96 Σελήνιο 1,7eV
48 Cd 112,40 Κάδμιο	49 In 114,82 Ίνδιο	50 Sn 118,69 Κασσίτερος	51 Sb 121,75 Αντιμόνιο	52 Te 127,60 Τελλούριο 0,36eV

Από τα ημιαγωγίμα στοιχεία σημαντικό ενδιαφέρον για εφαρμογές στην Ηλεκτρονική παρουσιάζουν το Si και το Ge. Το Ge ήταν ένας από τους πρώτους ημιαγωγούς που έτυχαν της προσοχής των κατασκευαστών ηλεκτρονικών ημιαγωγίμων διατάξεων. Γρήγορα όμως εκτοπίστηκε από το Si, που αποτελεί το πλέον διαδεδομένο ημιαγωγίμο στοιχειακό υλικό. Το Si έχοντας μεγαλύτερο ενεργειακό χάσμα απ' ότι το Ge, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε εφαρμογές

μεγαλύτερων θερμοκρασιών συγκριτικά με το Ge. Ένα άλλο πλεονέκτημα του Si είναι ότι η οξειδωσή του μας δίνει ένα καλό μονωτικό πάνω στην επιφάνεια του, το διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2) και έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην κατασκευή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων (τεχνολογία MOS).

Το Si και Ge παρουσιάζουν πολλές ομοιότητες στις ιδιότητές τους, μιας και ανήκουν στην ίδια ομάδα του περιοδικού συστήματος, γεγονός που σημαίνει ότι έχουν όμοιες κατανομές στα ηλεκτρόνια σθένους των ατόμων τους. Το κρυσταλλικό πλέγμα των Ge και Si ανήκει στο κυβικό σύστημα και το είδος του πλέγματος είναι εδροκεντρωμένο. Οι κρύσταλλοι Ge και Si καλούνται ημιαγωγοί τύπου διαμαντιού, για το λόγο ότι έχουν την κρυσταλλική δομή του διαμαντιού. Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζεται ο χαρακτηριστικός τετραεδρικός δεσμός της κρυσταλλικής του δομής. Όσο αφορά την πλεγματική σταθερά a , που σχετίζεται με την ακμή της συμβατικής κυβικής κυψελίδας οι τιμές τόσο στο Si όσο και στο Ge είναι παραπλήσιες και σημειώνονται στον πίνακα 3.2. Στον ίδιο πίνακα καταγράφονται τόσο η απόσταση r των πλησιέστερων ατόμων στο κρυσταλλικό πλέγμα, η πυκνότητα σε g/cm^3 , καθώς και η συγκέντρωση των ατόμων (αριθμός ατόμων ανά μονάδα όγκου), στο κρυσταλλικό πλέγμα των Si και Ge.



Σχήμα 3.1. Κρυσταλλική δομή στοιχειακών ημιαγωγών Ge και Si (τύπου διαμαντιού)

Πίνακας 3.2 Χαρακτηριστικά μεγέθη των στοιχειακών ημιαγωγών Si, Ge και του ημιαγωγού της κατηγορίας III-V GaAs. Οι τιμές των μεγεθών αντιστοιχούν για $T=300\text{K}$.

	Si	Ge	GaAs
Πλεγματική σταθερά a (nm)	0,543	0,5646	0,5653
Απόσταση πλησιέστερου γείτονα r (nm)	0,234	0,245	0,243
Πυκνότητα d (g/cm^3)	2,33	5,33	5,32
Συγκέντρωση ατόμων στο πλέγμα (άτομα/cm^3)	$5,00 \times 10^{22}$	$4,42 \times 10^{22}$	$4,42 \times 10^{22}$
Ενεργειακό χάσμα E_g (eV)	1,12	0,66	1,43

Το Si λόγω του μεγαλύτερου ενεργειακού χάσματος σε σχέση με το Ge εύλογα θα παρουσιάζει μικρότερη αγωγιμότητα. Το γεγονός αυτό όπως θα φανεί σε επόμενη παράγραφο δίνει το πλεονέκτημα στο Si, να μπορεί να λειτουργεί στις ηλεκτρονικές διατάξεις σε υψηλότερο όριο θερμοκρασίας (περίπου 200°C), έναντι του Ge (έως 70°C). Αντίθετα το Ge με δεδομένο το σχετικά χαμηλό σημείο τήξεως (937°C), μπορεί να παρασκευαστεί και να καθαριστεί μπορεί πιο εύκολα απ' ότι το Si το οποίο τήκεται στους 1410°C . Σ' αυτή την υψηλή θερμοκρασία επειδή το τήγμα του Si δρα σαν ένας αρκετά καλός διαλύτης, αποκτά αρκετά διαλυμένα άτομα από τα τοιχώματα του δοχείου στο οποίο τήκεται, με αποτέλεσμα ο κρύσταλλος που προκύπτει να μην είναι απόλυτα καθαρός. Η δυνατότητα να μην δύναται να παραχθεί εντελώς καθαρό Si έδωσε αρχικά το προβάδισμα να κατασκευαστεί το πρώτο transistor από Ge το

έτος 1947. Στην συνέχεια όμως βελτιώθηκαν οι τεχνικές των μεθόδων παρασκευής κρυστάλλων ημιαγωγών και επικράτησε το Si, δεδομένου ότι παρουσιάζει μια σειρά από πλεονεκτήματα, όπως η αφθονία στη φύση, η σταθερότητα στις εξωτερικές επιδράσεις και κυρίως ο εύκολος σχηματισμός ενός επιφανειακού μονωτικού στρώματος από SiO₂, κάτι που διευκολύνει πολύ την κατασκευή διατάξεων ημιαγωγών και ειδικότερα ολοκληρωμένων κυκλωμάτων τεχνολογίας MOS.

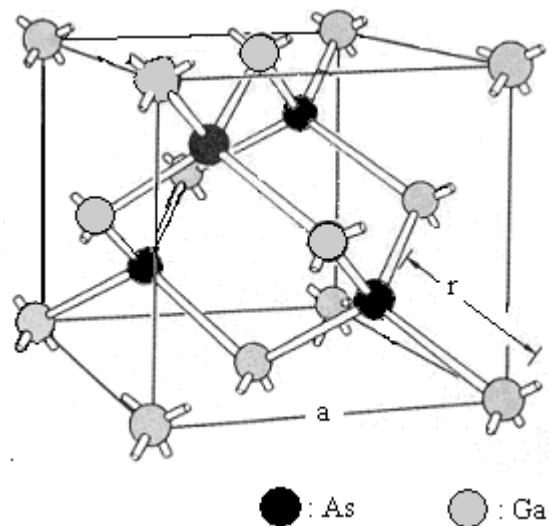
3.1.2. Ημιαγωγοί ενώσεις

Σημαντικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα ημιαγωγικά υλικά, που είναι χημικές ενώσεις και δημιουργούνται με συνδυασμό τρισθενών και πεντασθενών ατόμων και είναι γνωστοί με το όνομα **ημιαγωγοί III - V**. Το κρυσταλλικό πλέγμα των ημιαγωγών III - V είναι δομής κυβικού θειούχου ψευδαργύρου ZnS (βλέπε σχήμα 1.19). Ένας τέτοιος κρύσταλλος της κατηγορίας III - V με N άτομα, περιέχει N/2 άτομα σθένους 3 και N/2 άτομα σθένους 5. Το συνολικό πλήθος των ηλεκτρονίων σθένους παραμένει το ίδιο με εκείνο των τετρασθενών στοιχειακών ημιαγωγών, ίσο με 4N δεδομένου ότι:

$$(N/2) \cdot 3 + (N/2) \cdot 5 = 4N.$$

Έτσι μπορούμε να δεχτούμε ότι γίνεται μια εξισορρόπηση του σθένους μεταξύ των δυο στοιχείων (τρिसθενούς και πεντασθενούς), και η ένωσή τους να συμπεριφέρεται σαν ένα τετρασθενές στοιχείο. Στο ίδιο συμπέρασμα μπορούμε να οδηγηθούμε αν θεωρήσουμε ότι είναι δυνατόν κάθε πεντασθενές άτομο να παραχωρεί ένα από τα ηλεκτρόνια του σε ένα τρισθενές άτομο και επομένως όλα τα άτομα να σχηματίζουν ομοιοπολικούς δεσμούς σαν τετρασθενή.

Οι ημιαγωγοί ενώσεις III - V έχουν αρκετές όμοιες ιδιότητες με τους ημιαγωγούς των τετρασθενών στοιχείων. Χαρακτηριστικός ημιαγωγός της κατηγορίας III - V είναι το **αρσενικόχλο γάλλιο GaAs** του οποίου το κρυσταλλικό πλέγμα απεικονίζεται στο σχήμα 3.2. Στον πίνακα 3.2 δίνονται ορισμένα χαρακτηριστικά μεγέθη του GaAs συγκριτικά με τα αντίστοιχα των ημιαγωγών Ge και Si, με κύριο χαρακτηριστικό ότι οι αποστάσεις των γειτονικών ατόμων ελάχιστα να διαφέρουν. Επίσης στον πίνακα 3.3 παρουσιάζεται μια σειρά ημιαγωγών III-V με τις αντίστοιχες τιμές του ενεργειακού χάσματος. Το γεγονός ότι το ενεργειακό χάσμα του GaAs, όπως επίσης και πολλών ημιαγωγών ενώσεων III - V, είναι μεγαλύτερο απ' ό,τι στο Ge και το Si, τους δίνει το πλεονέκτημα πιο ευρείας θερμοκρασιακής περιοχής λειτουργίας των αντίστοιχων ηλεκτρονικών διατάξεων. Επίσης το ενδιαφέρον για το GaAs συνίσταται στο ότι η ευκινησία των ελευθέρων ηλεκτρονίων του είναι αρκετά μεγαλύτερη απ' ό,τι στο Si. Αυτό καθιστά το GaAs να μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην κατασκευή ηλεκτρονικών διατάξεων που λειτουργούν σε υψηλές συχνότητες, δεδομένου ότι παρέχει μεγάλη δυνατότητα ρύθμισης της ισχύος του και σύντομο χρόνο απόκρισης. Τις πρώτες



Σχήμα 3.2. Κρυσταλλική δομή του ημιαγωγού της κατηγορίας III-V GaAs.

πρακτικές εφαρμογές της χρήσης του GaAs σε ηλεκτρονικές διατάξεις στην περιοχή των ραδιοσυχνοτήτων είχαμε από τα μέσα της δεκαετίας του 60.

Οι ιδιότητες καθαρών ενώσεων ημιαγωγών III-V, είναι δυσκολότερο να μελετηθούν για το λόγο ότι είναι δύσκολη η ανάπτυξη καθαρών κρυστάλλων (ενδογενούς υλικού), χωρίς το ένα από τα συστατικά να υπερέχει του άλλου. Αν και οι ενώσεις ημιαγωγοί III-V έχουν παρόμοιες ιδιότητες με το Ge και το Si, όπως επίσης και παρόμοια δομή και ομοιοπολικό δεσμό, εν τούτοις υφίσταται μια σημαντική διαφορά. Αυτή οφείλεται στο ότι οι πυρήνες των ατόμων της ομάδας V και III δεν έχουν το ίδιο φορτίο. Έτσι οι ομοιοπολικοί δεσμοί αντί να συσσωρεύονται συμμετρικά μεταξύ των ατόμων των ομάδων V και III έλκονται προς το μέρος των πυρήνων των ατόμων της ομάδας V που διαθέτουν και το μεγαλύτερο φορτίο. Το γεγονός αυτό προσδίδει κάποιο ιοντικό χαρακτήρα στην κρυσταλλική δομή των ενώσεων ημιαγωγών III-V και έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνει την ευκινησία των ελευθέρων ηλεκτρονίων, λόγω της σκέδασης τους στα φορτισμένα άτομα. Ενδεικτικά μπορεί να αναφέρουμε ότι στο GaAs οι δεσμοί είναι κατά 50% ομοιοπολικού και κατά 50% ιοντικού χαρακτήρα, ενώ στο GaSb η αντίστοιχη αναλογία είναι 67%-33%.

Ανάλογες ιδιότητες με τους ημιαγωγούς ενώσεις III-V, έχουν και μερικές χημικές ενώσεις της κατηγορίας II-VI (**ημιαγωγοί II-VI**). Αυτοί σχηματίζονται από συνδυασμό δισθενών στοιχείων όπως για παράδειγμα ο ψευδάργυρος (Zn) και το Κάδμιο (Cd), με εξασθενή στοιχεία όπως για παράδειγμα το Θείο (S), το Σελήνιο (Se) και το Τελλούριο (Te). Ενδεικτικά αναφέρουμε τον ημιαγωγό του **CdS**, με σχετικά μεγάλο ενεργειακό χάσμα 2,45eV, ο οποίος έχει χρησιμοποιηθεί σε πολλές οπτοηλεκτρονικές εφαρμογές, όπως στην κατασκευή φωτοκύτταρων, ενισχυτών φωτός και ανιχνευτών ακτινοβολίας. Ο ιοντικός χαρακτήρας της δομής των ημιαγωγών II-VI είναι εντονότερος απ' ότι στους ημιαγωγούς III-V. Ιδιαίτερα δε αν θεωρήσουμε τις ενώσεις I-VII (αλογονούχα αλκάλια), τότε λαμβάνει χώρα πλήρης καταστροφή των ομοιοπολικών δεσμών και τα οκτώ ηλεκτρόνια σχηματίζουν ένα κλειστό φλοιό γύρω από τον πυρήνα της ομάδας VII, οπότε έχουμε καθαρή περίπτωση ενός ιοντικού κρυστάλλου (βλέπε παράγραφο 1.13.1). Μια ιδιαίτερη κατηγορία ημιαγωγών είναι και οι **ενώσεις IV-VI**, όπως οι PbS και PbTe με σχετικό μικρό ενεργειακό χάσμα και οι SnS και SnSe με ενεργειακό χάσμα γύρω στο 1eV.

Πίνακας 3.3 Παρουσίαση των ημιαγωγών ενώσεων III - V, II-VI, IV-VI και II-IV-V₂.

Ημιαγωγοί III-V	E _g (eV)	Ημιαγωγοί II-VI, IV-VI	E _g (eV)	Ημιαγωγοί II-IV-V ₂	E _g (eV)
AlP	2,43	ZnS	3,60	ZnSiP ₂	2,96
AlAs	2,16	ZnSe	2,58	ZnSiAs ₂	2,12
AlSb	1,52	ZnTe	2,25	ZnGeP ₂	2,34
GaAs	1,42	CdSe	1,73	ZnGeAs ₂	1,15
GaP	2,26	CdTe	1,61	ZnSnP ₂	1,66
GaSb	0,72	CdS	2,45	ZnSnAs ₂	0,73
GaN	3,36	SnS	1,08	CdSiP ₂	2,45
InP	1,35	SnSe	0,90	CdSiAs ₂	1,55
InAs	0,36	PbS	0,37	CdGeP ₂	1,72
InSb	0,17	PbSe	0,26	CdGeAs ₂	0,57
InN	2,40	PbTe	0,29	CdSnP ₂	1,17

Άλλη μια ενδιαφέρουσα κατηγορία είναι οι **ημιαγωγοί ενώσεις IV - IV** όπως για παράδειγμα το **ανθρακοπυρίτιο (SiC)** που είναι μια ομοιοπολική ένωση τετρασθενών ατόμων άνθρακα με πυρίτιο, ενώ η κρυσταλλική δομή του είναι του κυβικού θειούχου ψευδαργύρου ZnS (βλέπε παράγραφο 1.12). Το SiC έχει

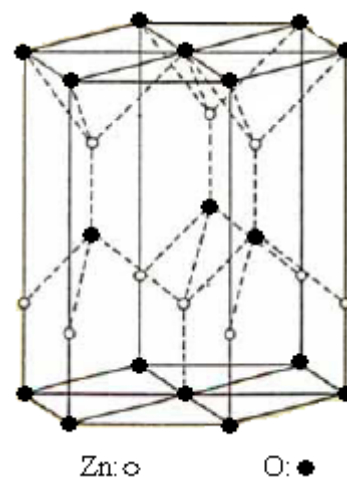
συμπεριφορά ημιαγωγού με χαρακτηριστικό το μεγάλο ενεργειακό χάσμα ($E_g = 2,99$ eV). Λόγω του μεγάλου ενεργειακού χάσματος και του υψηλού σημείου τήξης (2700°C) μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν αγωγίμο υλικό σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες μέχρι 2000°C περίπου.

Τέλος συμπεριφορά ημιαγωγών έχουν και οι τριμερείς ενώσεις με γενικό τύπο II-IV-V_2 , που είναι ένας συνδυασμός δισθενών τετρασθενών και πεντασθενών στοιχείων. Η εξισορρόπηση σθένους πραγματοποιείται με την παραχώρηση εκ μέρους των δυο πεντασθενών ατόμων δυο ηλεκτρονίων στο δισθενές άτομο. Στον πίνακα 3.3 γίνεται μια παρουσίαση των σημαντικότερων ημιαγωγών ενώσεων III-V , II-VI και II-IV-V_2 . Επίσης συμπεριφορά ημιαγωγών έχουν και τριμερείς ενώσεις του τύπου I-III-VI_2 , όπως η ένωση AgInSe_2 . Τα δυο εξασθενή άτομα παραχωρούν τέσσερα ηλεκτρόνια ένα στο τρισθενές άτομο και τρία στο μονοσθενές. Έτσι όλα και τα τρία άτομα της ένωσης αποκτούν από τέσσερα ηλεκτρόνια και μπορούν να συμπεριφερθούν ως τετρασθενή. Ανάλογοι συνδυασμοί τριμερών ενώσεων με συμπεριφορά ημιαγωγών είναι ενώσεις $\text{III}_2\text{-IV-VI}$ (Al_2CO) και $\text{II}_2\text{-V-VII}$ (Zn_2NF).

3.1.3. Ημιαγωγοί οξειδίων μετάλλων.

Μια ακόμη ενδιαφέρουσα περίπτωση ημιαγωγίμων υλικών είναι μερικά από τα οξείδια των μετάλλων, που είναι ιοντικές ενώσεις ενώ παρουσιάζουν ιδιότητες ημιαγωγών, όπως το Cu_2O με ενεργειακό χάσμα $0,3\text{eV}$. Χαρακτηριστικό των ημιαγωγίμων οξειδίων είναι η πολύ μικρή ευκινησία των φορέων τους, η οποία κυμαίνεται σε περιοχές από $10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ έως $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Υπάρχουν και περιπτώσεις οξειδίων, που η ευκινησία των φορέων τους φθάνει στην τάξη του 10^{-10} , με αποτέλεσμα τα οξείδια αυτά να έχουν συμπεριφορά μονωτών.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει το οξείδιο του ψευδάργυρου (ZnO) με ενεργειακό χάσμα $3,35\text{eV}$, το οποίο μπορεί να ενταχθεί στους ημιαγωγούς ενώσεις II-VI . Η κρυσταλλική δομή του οξειδίου του ψευδάργυρου είναι η εξαγωνική δομή τύπου wurtzite, στην οποία τα άτομα οξυγόνου είναι τακτοποιημένα σε έναν εξαγωνικό στενό τύπο δικτυωτού πλέγματος με τα άτομα ψευδάργυρου που καταλαμβάνει τις μισές τετραεδρικές θέσεις (σχήμα 3.3). Το ZnO βρίσκει εφαρμογές στην κατασκευή μεταβλητών αντιστάσεων γνωστών ως varistors. Τα varistors με βάση το ZnO , είναι πολυκρυσταλλικές κεραμικές συσκευές με χαρακτηριστικό την ιδιαίτερα μη γραμμική (μη ωμική) ηλεκτρική συμπεριφορά με έντονες ικανότητες ενεργειακής απορρόφησης. Η επεξεργασία για την κατασκευή varistors – ZnO , γίνεται με τη μίξη της ημιαγωγικής σκόνης ZnO με άλλες σκόνης οξειδίων όπως το βισμούθιο, το κοβάλτιο, το Mn. Το μίγμα των σκονών υποβάλλεται στις γνωστές κεραμικές τεχνικές συμπίεσης και συμπύκνωσης της υγρής-φάσης.



Σχήμα 3.3. Η δομή του ZnO .

3.1.4. Ημιαγωγοί κράματα.

Η ανάγκη για την κατασκευή οπτοηλεκτρονικών διατάξεων ημιαγωγών, οδήγησε στη δημιουργία κραμάτων από κατάλληλες ημιαγωγίμες ενώσεις. Η βασική ιδέα ήταν πως είναι δυνατόν να παραχθούν ημιαγωγίμα υλικά με επιθυμητό ενεργειακό χάσμα. Για παράδειγμα όταν ο ημιαγωγός GaAs αναμιχθεί μέσω κατάλληλης τεχνικής σε διάφορες αναλογίες με το φωσφορούχο γάλλιο GaP δίνει

κράματα της μορφής $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Σε τέτοιου είδους κράματα ημιαγωγών το ενεργειακό χάσμα έχει μια συσχέτιση με τον συντελεστή x είτε πρώτου είτε δεύτερου βαθμού. Ο συντελεστής x εκφράζει το ποσοστό υποκατάστασης του πρώτου ημιαγωγού (GaAs) από τον δεύτερο (GaP). Επιλέγοντας κατάλληλο συντελεστή x μπορούμε να δημιουργούμε ένα επιθυμητό ενεργειακό χάσμα, αλλά βέβαια εντός των ορίων 1,43eV έως 2,26eV, που είναι τα αντίστοιχα ενεργειακά χάσματα των GaAs και GaP. Για παράδειγμα κράμα GaAs και GaP με σύσταση $\text{GaAs}_{0,56}\text{P}_{0,44}$ ($x=0,44$), οδηγεί σε τιμή ενεργειακού χάσματος 1,99eV. Στον πίνακα 3.4 παρουσιάζονται αρκετά συστήματα ημιαγωγικών κραμάτων και η αντίστοιχη συσχέτιση $E_g(x)$.

Άλλο ένα ενδιαφέρον σύστημα είναι τα κράματα από HgTe και CdTe με γενικό τύπο ο $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Η ένωση HgTe ανήκει στην κατηγορία των ημιμετάλλων με επικάλυψη της ζώνης σθένους από τη ζώνη αγωγιμότητας κατά 0,1eV, ενώ η ένωση CdTe είναι ημιαγωγός με ενεργειακό χάσμα 1,61eV. Η βαθμιαία προσθήκη CdTe στην ένωση HgTe, προκαλεί μετατόπιση προς τα άνω της αγωγιμότητας, έτσι ώστε να αποχωρίζεται και να δημιουργείται ενεργειακό χάσμα. Η τιμή του ενεργειακού χάσματος μεταβάλλεται γραμμικά από την τιμή -0,1eV μέχρι 1,61eV καθώς το x αυξάνει από 0 μέχρι 1. Έτσι τα κράματα $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ προσφέρονται για την παραγωγή ημιαγωγικών υλικών με ενεργειακό χάσμα αρκετά μικρό, που τα καθιστά χρήσιμα στην κατασκευή ανιχνευτών υπέρυθρης ακτινοβολίας. Τέλος ενδιαφέρον παρουσιάζουν και τα ημιαγωγικά κράματα τετραμερών ή πενταμερών συστημάτων όπως είναι το $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ και το $\text{Ag}_x\text{Cu}_{1-x}\text{InS}_{2y}\text{Te}_{2(1-y)}$, που το ενεργειακό τους χάσμα μπορεί να μεταβάλλεται από 0,35 έως 2,26 eV και από 0,97 έως 1,87 eV αντίστοιχα.

Πίνακας 3.4 Η έκφραση $E_g(x)$ για μια σειρά ημιαγωγικών κραμάτων

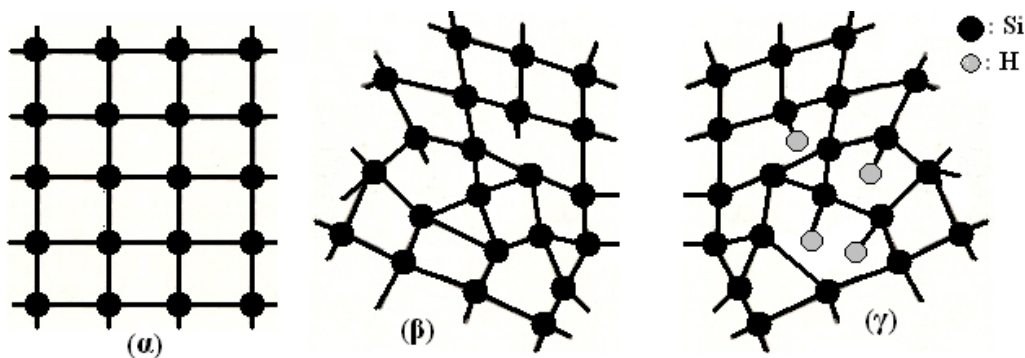
Ημιαγωγικό κράμα	Ενεργειακό χάσμα E_g (eV)
$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$	$1,426 + 1,150 \cdot x + 0,176 \cdot x^2$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 0,643 \cdot x + 0,786 \cdot x^2$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36 + 1,064 \cdot x$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 0,139 \cdot x + 0,415 \cdot x^2$
$\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,726 + 0,502 \cdot x + 1,2 \cdot x^2$
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	$0,36 + 0,891 \cdot x + 0,101 \cdot x^2$
$\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,18 + 0,41 \cdot x + 0,58 \cdot x^2$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 2,23 \cdot x$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$1,424 + 1,247 \cdot x$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36 + 2,012 \cdot x + 0,698 \cdot x^2$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 1,621 \cdot x + 0,43 \cdot x^2$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	$0,726 + 1,129 \cdot x + 0,368 \cdot x^2$

3.1.5. Άμορφοι και οργανικοί ημιαγωγοί.

Η ερμηνεία της ύπαρξης των ενεργειακών ζωνών στα στερεά και η ηλεκτρική συμπεριφορά των ημιαγωγών στηρίζεται κατά κύριο λόγο στην περιοδικότητα της κρυσταλλικής δομής τους. Πλην όμως ημιαγωγική συμπεριφορά παρατηρείται και σε ορισμένα **άμορφα** υλικά, δηλαδή σε υλικά που στερούνται περιοδικότητας στη δομή τους. Σ' ένα άμορφο στερεό μια οργάνωση και τάξη συναντά κανείς μόνο στην θέση των γειτονικών ατόμων που συνδέονται με χημικούς δεσμούς. Η ειδική αγωγιμότητα των διάφορων άμορφων ημιαγωγικών υλικών, σε συνήθεις θερμοκρασίες κοντά στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, κυμαίνεται από $10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ μέχρι $10^{-1} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, δηλαδή μια περιοχή που προσεγγίζει την αντίστοιχη περιοχή των μονωτών. Με την αύξηση της θερμοκρασίας παρατηρείται εκθετική αύξησή της ειδικής αγωγιμότητας κάτι ανάλογο που εμφανίζεται και στους κρυσταλλικούς ημιαγωγούς.

Πάντως η συμπεριφορά των άμορφων ημιαγωγών, δεν μπορεί να περιγραφεί ικανοποιητικά με την θεωρία των ενεργειακών ζωνών. Στους άμορφους ημιαγωγούς αντί του ενεργειακού χάσματος πιο ορθό είναι να αναφερόμαστε στην ύπαρξη ενός

χάσματος ευκινησίας. Αυτό κρίνεται σκόπιμο γιατί υπάρχει μια ενεργειακή περιοχή που αφορά την ενέργεια των ηλεκτρονίων που οι ευκινησίες τους είναι πολύ μικρές της τάξης του $10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ με αποτέλεσμα η ηλεκτρική αγωγιμότητα να είναι ασήμαντη. Σημαντικές εφαρμογές υλικών από άμορφους ημιαγωγούς είχαμε στην κατασκευή οπτοηλεκτρικών διατάξεων αντιγραφής, οθονών απεικόνισης με υγρούς κρυστάλλους, διακοπών και μνήμης. Οι διατάξεις με βάση τους άμορφους ημιαγωγούς φέρονται και με το όνομα **οβονικές**, από το όνομα του S. Ovshinsky, που μελέτησε πρώτος και διεξοδικά μεγάλο αριθμό τέτοιων διατάξεων.



Σχήμα 3.4. Σχηματική απεικόνιση σε δυο διαστάσεις κρυσταλλικού Si (α), και α-Si με ατελείς και στρεβλωμένους δεσμούς (β και υδρογονούχο α-Si).

Ενδιαφέρον αποτελεί η περίπτωση του άμορφου Si που συμβολίζεται **α-Si** και χρησιμοποιείται ευρέως στα φωτοβολταϊκά στοιχεία. Το α-Si είναι ένας ημιαγωγός με ουσιαστικές διαφορές σε σχέση με το κρυσταλλικό Si. Το ενεργειακό του χάσμα δεν έχει σταθερή τιμή αλλά κυμαίνεται μεταξύ 1,2 έως 1,6eV, ανάλογα με τον τρόπο παρασκευής του. Παρασκευάζεται με σχετικά μικρό κόστος σε σύγκριση με το κρυσταλλικό Si και η άμορφη κατασκευή του έχει σαν αποτέλεσμα πολλοί από τους χημικούς δεσμούς να είναι ατελείς ή στρεβλωμένοι (βλέπε σχήμα 3.4) και κατ' επέκταση οι ηλεκτρικοί φορείς να έχουν μικρή ευκινησία. Το σημαντικότερο πλεονέκτημα του α-Si όσο αφορά την χρήση του στην φωτοβολταϊκή τεχνολογία, απορρέει από το γεγονός ότι ο συντελεστής απορρόφησης της ακτινοβολίας είναι πολύ μεγαλύτερος σε σχέση με το κρυσταλλικό Si. Αρκεί ένα λεπτό στρώμα πάχους μερικών μm για την κατασκευή φωτοβολταϊκών στοιχείων. Βελτίωση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του α-Si μπορεί να γίνει με την προσθήκη ατόμων υδρογόνου σε μια αναλογία 10 έως 40%, που αποτελούν τερματισμούς στους ατελείς δεσμούς.

Επίσης ημιαγωγίμες ιδιότητες παρατηρούνται και σε μερικές οργανικές ενώσεις (**οργανικοί ημιαγωγοί**), παρόλο που συνήθως έχουν ιδιότητες μονωτών για το λόγο ότι τα οργανικά άτομα συνδέονται συνήθως με ισχυρούς ομοιοπολικούς δεσμούς. Όπως και στα άμορφα ημιαγωγίμα υλικά έτσι και στους οργανικούς ημιαγωγούς, διαπιστώνεται μια μικρή ειδική αγωγιμότητα, η οποία αυξάνει εκθετικά με την αύξηση της θερμοκρασίας. Για να κυριολεκτήσουμε, η θεωρία ζωνών δεν ισχύει για τους οργανικούς ημιαγωγούς και οι τυποποιημένοι όροι της φυσικής στερεάς κατάστασης, όπως η ζώνη αγωγιμότητας, η ζώνη σθένους και το ενεργειακό χάσμα, πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ προσεκτικά για την ερμηνεία των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των οργανικών υλικών. Σε αντίθεση με τους ανόργανους ημιαγωγούς στερεάς κατάστασης, που οι ηλεκτρικοί φορείς τους, έχουν μια ευκινησία με μια σχετικά αδύνατη θερμοκρασιακή εξάρτηση, στους οργανικούς ημιαγωγούς οι φορείς παρουσιάζουν μια ευκινησία που εξαρτάται από τη θερμοκρασία εκθετικά.

Κλασικές περιπτώσεις οργανικών ημιαγωγών είναι οι ολιγομερείς ενώσεις όπως το ανθρακένιο $C_{14}H_{10}$ και το ρουμπρένιο $C_{42}H_{28}$, καθώς και πολυμερείς ενώσεις όπως το πολυθειοφαίνιο και το polyphenylene vinylene (PPV), με εφαρμογές σε οπτοηλεκτρονικές διατάξεις. Επίσης σημαντικό ενδιαφέρον προκάλεσαν οι οργανικοί κρύσταλλοι μέταλλου-φθαλοκυανιδίου (Me-Pc) όπως το Cu-Pc. Η κατασκευή λεπτών ημιαγωγικών φιλμ από Me-Pc, με μεγάλο συντελεστή απορρόφησης στο ορατό φάσμα, βρήκαν εφαρμογές σε φωτοβολταϊκές συσκευές, ηλιακές κυψέλες, ενεργά οπτικά μέσα αποθήκευσης πληροφοριών, λέιζερ, οπτικά φίλτρα κλπ.

3.2 Η εξάρτηση του ενεργειακού χάσματος από τη θερμοκρασία.

Πειραματικά έχει βρεθεί ότι η τιμή του ενεργειακού χάσματος E_g κατά κανόνα μειώνεται όσο αυξάνει η θερμοκρασία του ημιαγωγού, ενώ στις πολύ χαμηλές θερμοκρασίες τείνει να σταθεροποιηθεί. Πειραματικά αποτελέσματα σε διάφορους ημιαγωγούς οδηγούν στον ακόλουθο εμπειρικό νόμο:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{a \cdot T^2}{T + \beta} \quad (3.1)$$

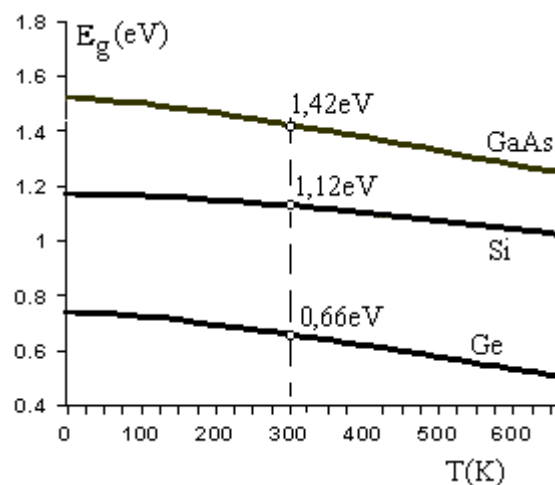
όπου $E_g(0)$ η τιμή του ενεργειακού χάσματος στο απόλυτο μηδέν ($T=0K$) και a , β συντελεστές χαρακτηριστικοί του ημιαγωγού. Στον πίνακα 3.5 δίνονται οι συντελεστές a και β του παραπάνω νόμου και οι τιμές $E_g(0)$ για τους τρεις κλασικούς ημιαγωγούς (Si, Ge και GaAs), ενώ στο σχήμα 3.5 αποδίδονται

οι γραφικές παραστάσεις $E_g(T)$. Ταυτόχρονα έχουν σημειωθεί και οι αντίστοιχες τιμές του ενεργειακού χάσματος στη θερμοκρασία 300K. Ο θερμοκρασιακός συντελεστής dE_g/dT είναι αρνητικός και για θερμοκρασίες άνω των 300K είναι πρακτικά σταθερός γεγονός που σημαίνει ότι το ενεργειακό χάσμα μειώνεται γραμμικά καθώς αυξάνει η θερμοκρασία άνω των 300K. Για παράδειγμα στο Si για $T > 300K$ ο συντελεστής $dE_g/dT \approx -0,28 \text{ meV/K}$.

Εξαιρεση στον παραπάνω νόμο παρουσιάζουν οι ημιαγωγοί της ομάδας IV – VI, όπως ο PbS στους οποίους παρατηρείται αύξηση του ενεργειακού χάσματος E_g όταν αυξάνεται η θερμοκρασία. Ο θερμοκρασιακός συντελεστής dE_g/dT είναι θετικός και ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στον PbS το ενεργειακό του χάσμα αυξάνεται από την τιμή 0,286eV στα 0,41eV όταν η θερμοκρασία ανέλθει από τους 0K

Πίνακας 3.5 Οι συντελεστές $E_g(0)$, a και β της σχέσης 3.1.

ημιαγωγός	$E_g(0)$ (eV)	$a \times 10^{-4}$ (eV/K ²)	β (K)
Ge	0,74	4,77	235
Si	1,17	4,73	636
GaAs	1,52	5,40	204



Σχήμα 3.5 Η μεταβολή του ενεργειακού χάσματος με την θερμοκρασία των ημιαγωγών Ge, Si και GaAs.

στους 300K. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να αποδοθεί στη διαφορετική διαμόρφωση του διαγράμματος των ενεργειακών ζωνών.

Εφαρμογή:

Στον κρύσταλλο του GaAs στην περιοχή θερμοκρασιών από 300K έως 400K ο θερμοκρασιακός συντελεστής dE_g/dT είναι πρακτικά σταθερός και η τιμή του είναι $-0,46 \text{ meV/K}$. Πόσο % θα μειωθεί το ενεργειακό χάσμα αν η θερμοκρασία του κρυστάλλου από τους 300K αυξηθεί κατά 10%.

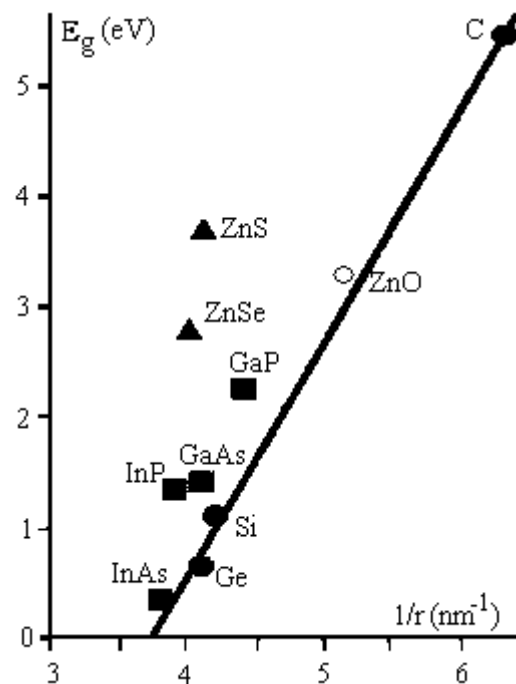
Απάντηση:

Μια αύξηση κατά 10% της θερμοκρασίας από τους 300K αντιστοιχεί σε μεταβολή θερμοκρασίας $\Delta T=30\text{K}$. Άρα θα έχουμε μια μείωση του ενεργειακού χάσματος κατά: $\Delta E_g = -0,46 \text{ meV/K} \cdot 30\text{K} = -13,8 \text{ meV}$. Δεδομένου ότι η τιμή του ενεργειακού χάσματος του GaAs στους 300K είναι 1,42eV, το ποσοστό της μείωσης όταν η θερμοκρασία φθάσει στους 330K θα είναι:

$$100 \cdot \frac{13,8 \cdot 10^{-3}}{1,42} \approx 1\% .$$

3.3 Η συσχέτιση του ενεργειακού χάσματος με την απόσταση των ατόμων.

Αν ανατρέξουμε στη παράγραφο 1.14, όπου γίνεται αναφορά στον τρόπο σχηματισμού των ενεργειακών ζωνών του Si, βλέπουμε ότι το εύρος του ενεργειακού χάσματος σχετίζεται άμεσα με την απόσταση r των πλησιέστερων γειτονικών ατόμων στο κρυσταλλικό πλέγμα. Αυτός είναι και ο λόγος που το ενεργειακό χάσμα μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία, δεδομένου ότι η απόσταση r αυξάνει όταν η θερμοκρασία αυξηθεί (φαινόμενο θερμικής διαστολής). Το σχήμα 3.6 δείχνει την τάση μεταβολής του ενεργειακού χάσματος διάφορων ημιαγωγών σε συνάρτηση με την απόσταση μεταξύ των ατόμων. Για λόγους καλύτερης απεικόνισης χρησιμοποιούμε στην κλίμακα των αποστάσεων το αντίστροφο της απόστασης ($1/r$). Παρατηρούμε ότι υφίσταται μια γενική τάση να αυξάνει το ενεργειακό χάσμα των ημιαγωγών καθώς μειώνεται η απόσταση μεταξύ των ατόμων. Ιδιαίτερα για τα τετρασθενή στοιχειακά υλικά (Ge, Si και C) υπάρχει μια αύξουσα γραμμική συσχέτιση μεταξύ του E_g και του $1/r$. Ο γραμμικός αυτός νόμος μεταξύ E_g και $1/r$ φαίνεται να



Σχήμα 3.6 Συσχέτιση των τιμών του ενεργειακού χάσματος ημιαγωγών με το αντίστροφο της απόστασης των πλησιέστερων γειτονικών ατόμων στο κρυσταλλικό πλέγμα.

διατηρείται με ελαφρές αποκλίσεις και για τους ημιαγωγούς ενώσεις της κατηγορίας III-V. Πλην όμως για τους ημιαγωγούς ενώσεις της κατηγορίας II-VI, παρατηρούνται σοβαρές αποκλίσεις από τον γραμμικό νόμο. Η αιτία αυτής της απόκλισης συνδέεται με το γεγονός ότι στις ενώσεις II-VI, είναι αρκετά έντονος ο ιοντικός χαρακτήρας των χημικών δεσμών και συνακόλουθα επιδρά κυρίαρχα και έντονα στην διαμόρφωση των ιδιοτήτων τους, απ' ότι ο τρόπος της γεωμετρικής κατασκευής των κρυστάλλων.

3.4 Η μεταβολή του ενεργειακού χάσματος των ημιαγωγών με την πίεση.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η τροποποίηση που υφίσταται η τιμή του ενεργειακού χάσματος ενός ημιαγωγού, σε σχέση με την εφαρμοζόμενη σ στον πίεση. Η μεταβολή της τιμής του ενεργειακού χάσματος όταν ο ημιαγωγός βρεθεί κάτω από καθεστώς πίεσης, οδηγεί και σε μεταβολή της ειδικής αντίστασής του, γεγονός που καθιστά τους ημιαγωγούς αισθητήρες πίεσης. Έχει βρεθεί ότι στο Si με εφαρμογή πίεσης το ενεργειακό χάσμα E_g μειώνεται με ένα ρυθμό $20 \mu\text{eV}/\text{MPa}$. Ας σημειωθεί ότι πίεση 1MPa αντιστοιχεί σε εφαρμογή δύναμης $F=10^6 \text{N}$ σε επιφάνεια $A=1 \text{m}^2$, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\text{πίεση } P = \frac{F(\text{δύναμη})}{A(\text{επιφάνεια})} \quad (3.2)$$

Αντίθετα στον κρύσταλλο GaAs με εφαρμογή πίεσης το ενεργειακό χάσμα E_g αυξάνεται με ένα ρυθμό $0,14 \text{meV}/\text{MPa}$, ενώ στο Ge αυξάνεται επίσης με ρυθμό $45 \mu\text{eV}/\text{MPa}$. Η ανοιγμένη παραμόρφωση (strain) ε_s , που εκφράζεται ως η μεταβολή του μήκους $d\ell$ που επιφέρει μια ασκηθείσα πίεση S σε δείγμα ημιαγωγού μήκους ℓ :

$$\varepsilon_s = \frac{d\ell}{\ell} \quad (3.3)$$

σχετίζεται με το μέγεθος της πίεσης S , σύμφωνα με τον νόμο του Hooke:

$$P = Y \cdot \varepsilon_s \quad (3.4)$$

όπου Y το μέτρο ελαστικότητας (Young's modulus) του ημιαγωγίμου υλικού, που για το Si έχει τιμή 190GPa . Η μέγιστη τιμή της ανοιγμένης παραμόρφωσης στο Si όσο αυτό έχει γραμμική συμπεριφορά (ισχύει η σχέση 3.4 με $Y=\text{σταθ.}$) είναι $\varepsilon_s = 0,01$ και αντιστοιχεί σε πίεση $P_m=1,9 \text{GPa}$. Συνεπώς η μέγιστη μεταβολή του ενεργειακού χάσματος ΔE_g που μπορεί να παρατηρηθεί στο Si χωρίς αυτό να χάσει τις ελαστικές ιδιότητές του είναι:

$$\Delta E_g = -20 \frac{\mu\text{eV}}{\text{MPa}} \cdot P_m = -20 \frac{\mu\text{eV}}{\text{MPa}} \cdot 1,9 \text{GPa} = -38 \text{meV}$$

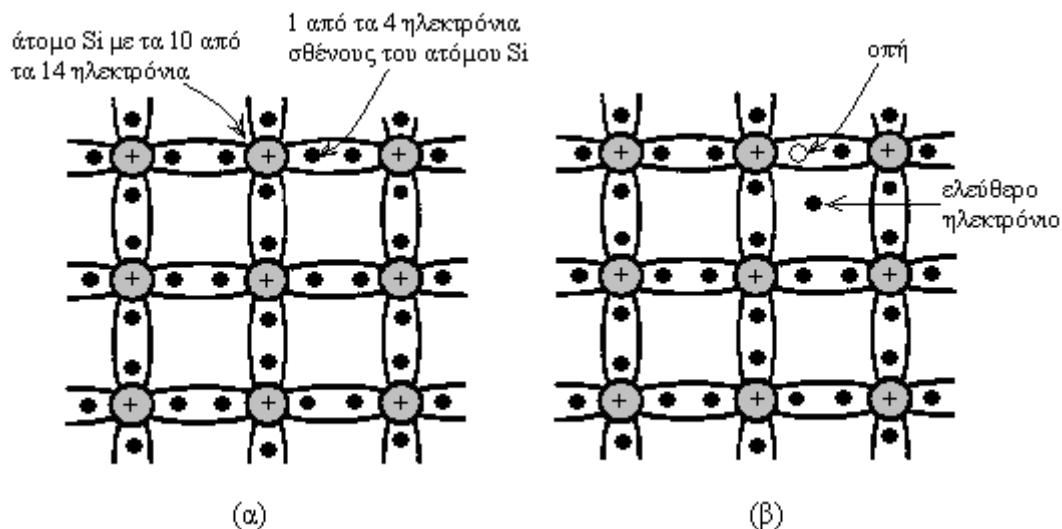
Η σχετική μεταβολή της ειδικής αντίστασης λόγω εφαρμογής πίεσης, εκφράζεται μέσω της ακόλουθης σχέσης:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = p_s \cdot P \quad (3.5)$$

όπου p_s μια σταθερά (σταθερά πιεζο-αντίστασης), που εξαρτάται από τον προσανατολισμό του κρυστάλλου σε σχέση με τον άξονα επιβολής της πίεσης καθώς και με την τιμή της ειδικής αντίστασης του κρυστάλλου σε συνθήκες μηδενικής πίεσης και από τον τύπο n ή p του ημιαγωγού.

3.5. Ο μηχανισμός της δημιουργίας ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και οπών.

Όταν αναφερόμαστε σε καθαρό ημιαγωγό, εννοούμε την ιδανική περίπτωση ημιαγωγού δίχως ξένα άτομα (προσμίξεις) στο κρυσταλλικό του πλέγμα. Δηλαδή να μην υπάρχουν τυχαίες προσμίξεις αλλά ούτε και σκόπιμες. Ένας τέτοιος ημιαγωγός θα ονομάζεται **ενδογενής ημιαγωγός (intrinsic semiconductor)**. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε λεπτομερειακά τον μηχανισμό της ηλεκτρικής αγωγιμότητας ενός ενδογενούς ημιαγωγού.



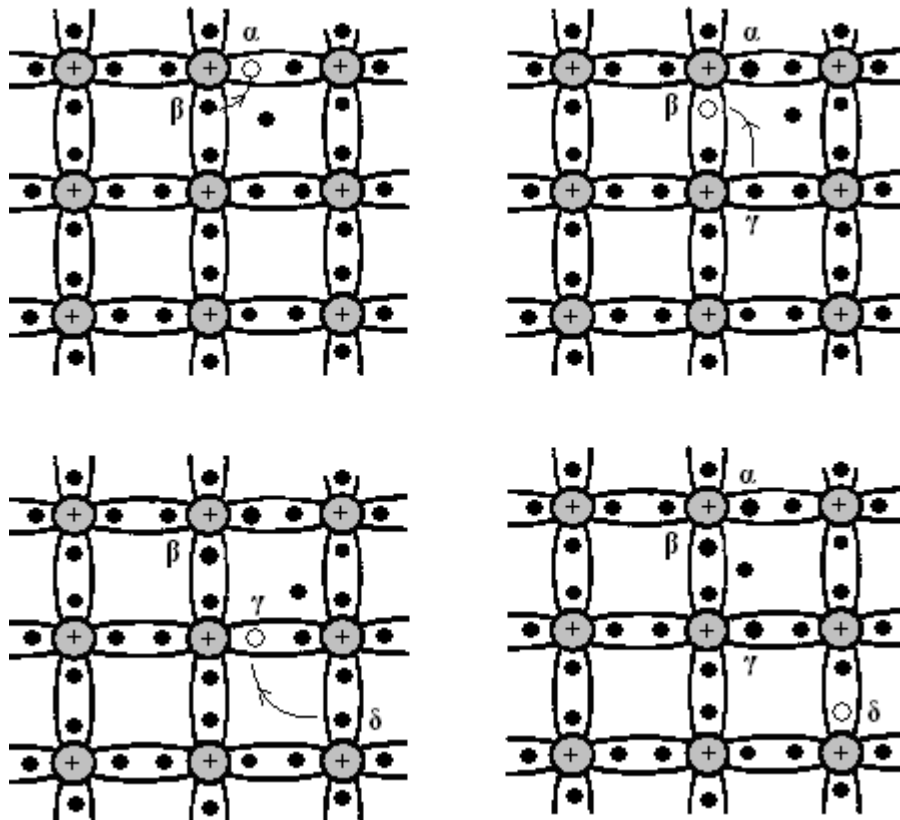
Σχήμα 3.7. Εποπτική παρουσίαση σε 2 διαστάσεις των δεσμών κρυστάλλου Si σε κατάσταση $T=0K$ (α) και σε κατάσταση θερμοκρασίας άνω των $0K$ (β).

Στο σχήμα 3.7α απεικονίζεται σε δύο διαστάσεις το κρυσταλλικό πλέγμα ενός καθαρού ημιαγωγού (π.χ. Si), σε μια ιδανική κατάσταση, στην οποία ο ημιαγωγός είναι τέλειος μονωτής ($T=0K$). Στο σχήμα 3.7β παρουσιάζεται η κατάσταση του πλέγματος, όταν ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους, ελευθερώνεται από τον ομοιοπολικό δεσμό (ελεύθερο ηλεκτρόνιο) και αφήνει τη θέση αυτή κενή. Η απόσπαση ενός τέτοιου ηλεκτρονίου (σθένους), μπορεί να γίνει αν αυτό αποκτήσει την κατάλληλη ενέργεια, όπως για παράδειγμα θερμική ενέργεια ή απορρόφηση ενέργειας από πρόσπτωση ενός φωτονίου. Συνεπώς η κατάσταση του καθαρού ημιαγωγού της εικόνας του σχήματος 3.7α αντιστοιχεί όταν ο κρύσταλλος δεν δύναται να απορροφήσει θερμική ενέργεια, δηλαδή η θερμοκρασία του κρυστάλλου είναι $T=0K$. Η αντίστοιχη κατάσταση της εικόνας του σχήματος 3.7β, όπου έχουμε την εμφάνιση ελεύθερου ηλεκτρονίου και ταυτόχρονη εμφάνιση ατέλειας ομοιοπολικού δεσμού, μπορεί να συμβεί σε θερμοκρασίες πάνω από τη θερμοκρασία του απολύτου μηδενός ($T \neq 0K$).

Η κενή θέση που δημιουργήθηκε από την έλλειψη του ηλεκτρονίου, ονομάζεται **οπή** και αποτελεί μία θετική ανωμαλία στην ουδέτερη δομή του πλέγματος. Δηλαδή συμπεριφέρεται σαν θετικό φορτίο με φορτίο $+q$, όπου q το στοιχειώδες ηλεκτρικό

φορτίο. Η οπή συμβολίζεται με το συμβολο «p» (από το positive). Το ελεύθερο ηλεκτρόνιο (ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας) που δημιουργήθηκε μπορεί να κινηθεί εντός του κρυσταλλικού πλέγματος και να συμβάλει στην αγωγιμότητα του κρυστάλλου. Παράλληλα όμως και μια οπή μπορεί να μετακινηθεί με την προϋπόθεση ότι ο κρύσταλλος θα βρεθεί σε μια θερμοκρασία $T > 0K$. Αρκεί να σκεφτούμε ότι η οπή μπορεί να καλυφθεί από ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους. Τότε όμως θα έχουμε την εμφάνιση μιας άλλης (νέας) οπής στη θέση του ηλεκτρονίου σθένους που εγκατέλειψε την θέση του, και εγκαταστάθηκε στη θέση της παλιάς οπής η οποία καταργήθηκε καλυπτόμενη από το μετακινηθέν ηλεκτρόνιο σθένους. Μια σχηματική παράσταση των διαδοχικών μετατοπίσεων μιας οπής στο κρυσταλλικό πλέγμα του Si φαίνεται στο σχήμα 3.8.

Η οπή στο συγκεκριμένο σχήμα για να διακρίνεται από τα ηλεκτρόνια απεικονίζεται με το σύμβολο: \circ . Η κάλυψη της οπής από γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους την έχει μετατοπίσει από μια αρχική θέση α με διαδοχικά βήματα σε μια τελική θέση δ . Η οπή πραγματοποίησε την διαδρομή $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \gamma \rightarrow \delta$. Πρέπει να τονιστεί ότι στην πραγματικότητα η μετακίνηση των οπών είναι φαινομενική, δεδομένου ότι αυτά που μετακινούνται είναι τα γειτονικά στην οπή ηλεκτρόνια σθένους.



Σχήμα 3.8. Παρουσίαση των διαδικασιών αλλαγής θέσης της οπής σε κρύσταλλο Si σε θερμοκρασία $T > 0K$.

Με βάση τα ανωτέρω συμπεραίνουμε ότι σε μια θερμοκρασία μεγαλύτερη του απολύτου μηδενός, ένας κρύσταλλος καθαρού ημιαγωγού μπορεί να εμπλουτιστεί με δύο είδη φορέων: τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (ηλεκτρόνια αγωγιμότητας) και τις οπές. Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας (αριθμός ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου), ή όπως αλλιώς συνηθίζεται να αναφέρεται και ως **συγκέντρωση ηλεκτρονίων αγωγιμότητας**, συμβολίζεται με n και αντίστοιχα η **συγκέντρωση των οπών**

συμβολίζεται με p . Είναι αυτονόητο ότι στην ενδογενή κατάσταση λόγω της ταυτόχρονης δημιουργίας ηλεκτρονίου αγωγιμότητας – οπής, οι συγκεντρώσεις των φορέων n και p θα είναι ίσες. Δηλαδή έχουμε:

$$n = p = n_i \quad (3.6)$$

με αποτέλεσμα ο ημιαγωγός μακροσκοπικά να είναι ηλεκτρικά ουδέτερος. Η συκέντρωση n_i ονομάζεται συκέντρωση ενδογενών φορέων ή *ενδογενής συκέντρωση*. Για δεδομένη θερμοκρασία και για δεδομένο ημιαγωγό, έχει μια συγκεκριμένη τιμή και αποτελεί χαρακτηριστικό μέγεθος του ημιαγωγού. Στον πίνακα 3.6 παραθέτουμε τις τιμές της ενδογενούς συκέντρωσης των φορέων για τους τρεις ημιαγωγούς Ge Si GaAs στη θερμοκρασία των 300K.

Τέλος πρέπει να τονιστεί, ότι η θερμική διέγερση, που έχει σαν αποτέλεσμα την απόσπαση κάποιου πληθυσμού ηλεκτρονίων σθένους από τους ομοιοπολικούς δεσμούς και την δημιουργία ζευγών: ηλεκτρονίων αγωγιμότητας - οπών, δεν μπορεί να προκαλέσει την κατάρρευση του κρυσταλλικού πλέγματος του ημιαγωγού. Το μεγαλύτερο ποσοστό των ομοιοπολικών δεσμών παραμένει αδιάσπαστο και έτσι τα άτομα συγκρατούνται στις κανονικές πλεγματικές θέσεις. Χαρακτηριστικά μπορούμε να αναφέρουμε ότι στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, η θερμική διέγερση προκαλεί διάσπαση ομοιοπολικών δεσμών σε αναλογία $1:10^{13}$ σε σχέση με το σύνολο των ομοιοπολικών δεσμών του κρυσταλλικού πλέγματος του ημιαγωγού.

Πίνακας 3.6 Τιμές ενδογενούς συκέντρωσης των φορέων για το Ge, Si και GaAs στους 300K..

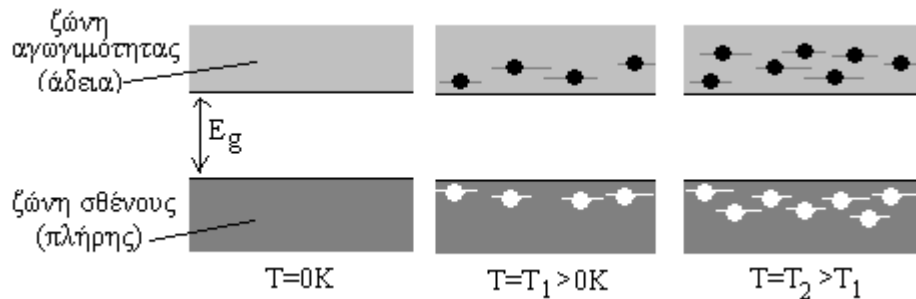
ημιαγωγός	n_i (cm ⁻³)
Ge	$2,40 \cdot 10^{13}$
Si	$1,45 \cdot 10^{10}$
GaAs	$1,79 \cdot 10^6$

3.6. Τα ζεύγη ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών στο ενεργειακό διάγραμμα του ημιαγωγού.

Όταν ο ημιαγωγός βρίσκεται σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες όπου δεν υπάρχει προσφερόμενη ενέργεια (θερμική διέγερση), η ζώνη σθένους είναι συμπληρωμένη και η ζώνη αγωγιμότητας κενή. Στη συμπληρωμένη ζώνη σθένους δεν υπάρχουν ούτε ανώτερες ούτε κατώτερες κενές ενεργειακές στάθμες και δεν μπορεί να γίνει απορρόφηση ενέργειας από τα ηλεκτρόνια σθένους. Οι ενεργειακά διαθέσιμες κενές στάθμες βρίσκονται στην αμέσως ανώτερη ενεργειακή ζώνη (ζώνη αγωγιμότητας). Μεταξύ των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας μεσολαβεί ένα ενεργειακό χάσμα με τιμές για τους ημιαγωγούς γύρω στο 1eV. Λόγω των χαμηλών θερμοκρασιών δεν υπάρχει ικανή προσφερόμενη ενέργεια ώστε αφού την απορροφήσουν τα ηλεκτρόνια σθένους να μεταπηδήσουν στην επόμενη επιτρεπτή ενεργειακή κατάσταση της ζώνης αγωγιμότητας. Έτσι στις πολύ χαμηλές θερμοκρασίες η συμπεριφορά των ημιαγωγών προσεγγίζει τους μονωτές.

Η ανωτέρω συμπεριφορά των ημιαγωγών θα αλλάξει όταν ο ημιαγωγός δεν βρίσκεται πλέον σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες. Στην περίπτωση που η θερμοκρασία (T_1) του ημιαγωγού είναι αρκετά μεγαλύτερη από $T=0K$, υπάρχει η κατάλληλη θερμική ενέργεια (εφ' όσον είναι μεγαλύτερη της τιμής του ενεργειακού χάσματος E_g), η οποία είναι ικανή να οδηγήσει μερικά ηλεκτρόνια από τη συμπληρωμένη ζώνη σθένους στην κενή ζώνη αγωγιμότητας (βλέπε σχήμα 3.9). Τώρα πλέον θα έχουμε τις ζώνες σθένους και αγωγιμότητας μερικώς κατειλημμένες με ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η εκδήλωση ηλεκτρικής αγωγιμότητας. Η απουσία

μερικών ηλεκτρονίων από τις ενεργειακές στάθμες της ζώνης σθένους, δίνει τη δυνατότητα να θεωρήσουμε τις κενές στάθμες σαν ανεξάρτητα σωματίδια με θετικά φορτία που αντιστοιχούν στις οπές. Τώρα είναι πλέον δυνατό στη ζώνη σθένους να μπορεί να υπάρξει μια κινητικότητα οπών η οποία σχετίζεται με την ελεύθερη μετακίνηση των ηλεκτρονίων σθένους, που καλύπτουν υπάρχουσες κενές ενεργειακές στάθμες και δημιουργούν ταυτόχρονα νέες οπές.



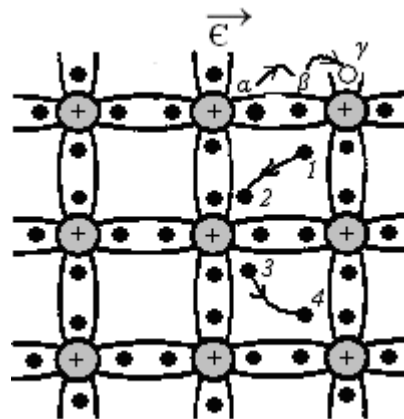
Σχήμα 3.9. Η παρουσίαση της δημιουργίας ζευγών ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών σε θερμοκρασίες $T > 0K$.

Όταν η θερμοκρασία αυξηθεί περαιτέρω σε μια νέα τιμή $T_2 > T_1$, τότε αριθμός των ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών θα πολλαπλασιάζεται, κάτι που θα συζητηθεί διεξοδικά σε επόμενη παράγραφο.

3.7. Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των ενδογενών ημιαγωγών.

Στην περίπτωση που δεν υπάρχει εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο στον κρύσταλλο του ημιαγωγού, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας, κινούνται ελεύθερα σε τυχαίες κατευθύνσεις ανάμεσα από τα άτομα του κρυσταλλικού πλέγματος. Οι κινήσεις αυτές των ηλεκτρονίων αντισταθμίζονται στο σύνολό τους, και επομένως δεν δημιουργείται συγκροτημένη ροή ηλεκτρικών φορτίων και δεν έχουμε πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος.

Η παρουσία όμως ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου έντασης E προκαλεί αύξηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων που κινούνται προς την κατεύθυνση της έντασης του πεδίου και μείωση της ενέργειας σε εκείνα που κινούνται αντίθετα προς αυτή. Η αύξηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων γίνεται με την διέγερσή τους σε κενές ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις. Αντίστοιχα η μείωση της ενέργειας των ηλεκτρονίων γίνεται με αποδιέγερση προς κατώτερες ενεργειακές καταστάσεις. Η ύπαρξη κενών ενεργειακών καταστάσεων εξασφαλίζει την δυνατότητα απορρόφησης ενέργειας από το ηλεκτρικό πεδίο, κάτι που δεν είναι εφικτό σε θερμοκρασίες κοντά στο απόλυτο μηδέν, δεδομένου ότι στην συμπληρωμένη ζώνη σθένους δεν υπάρχουν ούτε ανώτερες ούτε κατώτερες κενές καταστάσεις. Συγκεκριμένα σύμφωνα με το σχήμα 3.10 όταν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο πραγματοποιεί την τροχιά 1→2 θα επιταχύνεται από το ηλεκτρικό πεδίο. Συνεπώς η



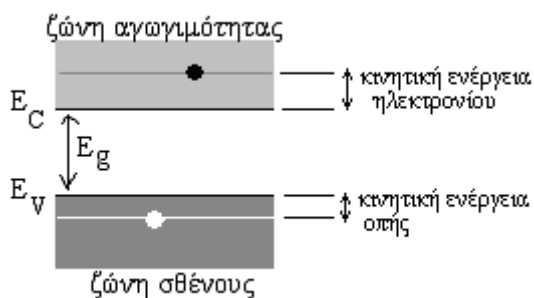
Σχήμα 3.10. Κινήσεις ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

ενεργειακή κατάσταση της θέσης 2 θα είναι υψηλότερη έναντι εκείνης της θέσης 1. Συνεχίζοντας την πορεία του το ελεύθερο ηλεκτρόνιο αφού σκεδαστεί με το πλεγματοειδές άτομο του Si θα βρεθεί στη θέση 3. Συνεχίζοντας την τροχιά του (3→4), λόγω της επιβράδυνσης από το πεδίο, η ενεργειακή κατάσταση της θέσης 4, θα είναι χαμηλότερη έναντι εκείνης της θέσης 3.

Κάτι ανάλογο συμβαίνει και για τις οπές της ζώνης σθένους. Μια οπή αντιστοιχεί σε απουσία ενός ηλεκτρονίου σθένους από μια ενεργειακή στάθμη της σχεδόν πλήρους ζώνης σθένους. Εδώ το ηλεκτρικό πεδίο ευνοεί τις μετατοπίσεις γειτονικών προς την οπή ηλεκτρονίων σθένους προς την αντίθετη κατεύθυνση σε σχέση με την κατεύθυνση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Στο σχήμα 3.10 παρουσιάζεται μια φαινομενική μετατόπιση μιας οπής (διαδρομή α→β→γ), που στην ουσία προήλθε από μετατοπίσεις ηλεκτρονίων σθένους. Η οπή κατά την διάρκεια αυτής της μετατόπισης απορρόφησε ενέργεια από το ηλεκτρικό πεδίο και ενεργειακά ανήλθε σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες.

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστούν τα ακόλουθα: Όταν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο καταλαμβάνει μια ενεργειακή στάθμη E στη ζώνη αγωγιμότητας τότε η ενεργειακή διαφορά $E - E_C$ της στάθμης E από την ενεργειακή στάθμη E_C (την χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση της ζώνης αγωγιμότητας), αντιπροσωπεύει την κινητική ενέργεια του ελεύθερου ηλεκτρονίου (σχήμα 3.11).

Ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο που στιγμιαία καταλαμβάνει την ενεργειακή κατάσταση E_C θα χαρακτηρίζεται από μηδενική κινητική ενέργεια. Αντίστοιχα όταν μια οπή καταλαμβάνει μια ενεργειακή κατάσταση E στη ζώνη σθένους, η ενεργειακή διαφορά $E - E_V$, αντιπροσωπεύει την κινητική ενέργεια της οπής, όπου E_V η υψηλότερη ενεργειακή κατάσταση της ζώνης σθένους (σχήμα 3.11).

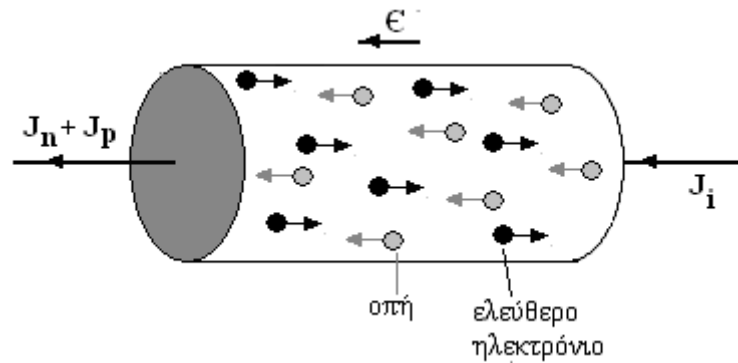


Σχήμα 3.11 Η απεικόνιση της κινητικής ενέργειας ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών στο ενεργειακό διάγραμμα ενός ημιαγωγού.

3.8. Η έκφραση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας των ενδογενών ημιαγωγών.

Με βάση τα ανωτέρω είναι πλέον προφανές ότι η ηλεκτρική αγωγιμότητα των ενδογενών ημιαγωγών θα διαμορφώνεται από την συμβολή και των δυο ειδών φορέων των ελευθέρων ηλεκτρονίων ή ηλεκτρονίων αγωγιμότητας (αρνητικών φορέων) και των οπών (θετικών φορέων).

Η παρουσία ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου έντασης E , σ' ένα δείγμα ενδογενούς ημιαγωγού θα έχει σαν αποτέλεσμα να εμφανιστεί μια πυκνότητα ρεύματος ολίσθησης J , στην κατεύθυνση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, που θα είναι άθροισμα της πυκνότητας ρεύματος ολίσθησης J_n , που οφείλεται στην κίνηση των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και της πυκνότητας ρεύματος ολίσθησης J_p , που οφείλεται στην κίνηση των οπών (βλέπε σχήμα 3.12). Ας σημειωθεί ότι μπορούμε να αποδώσουμε στις οπές μια ευκινησία, που να συνδέει την μέση ταχύτητα ολίσθησης τους με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, με μια σχέση όμοια με την σχέση 2.14, που αφορά την ευκινησία των ελευθέρων ηλεκτρονίων. Με βάση τη σχέση 2.17 για την πυκνότητα του ρεύματος ολίσθησης J_i ενός ενδογενή ημιαγωγού, θα έχουμε την ακόλουθη έκφραση:



Σχήμα 3.12. Η διαμόρφωση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας ενδογενούς ημιαγωγού από την κίνηση ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών.

$$J_i = J_n + J_p = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E = q \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E \quad (3.7)$$

Συνεπώς αν ληφθεί υπόψη η σχέση 2.2, για την ειδική αγωγιμότητα σ_i ενός ενδογενούς ημιαγωγού προκύπτει:

$$\sigma_i = q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot n_i \quad (3.8)$$

Στην ανωτέρω σχέση χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές ευκινησίες τόσο για τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας (μ_n), όσο και για τις οπές (μ_p). Ο λόγος είναι ότι η κίνηση των οπών δεν ταυτίζεται ούτε συνδέεται με την κίνηση των ελευθέρων ηλεκτρονίων. Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η κίνηση μιας οπής δεν δημιουργείται από την αντίθετη κίνηση ενός ελευθέρου ηλεκτρονίου, αλλά από την διαδοχική κίνηση πολλών ηλεκτρονίων σθένους του ημιαγωγού. Κατά συνέπεια η ευκινησία των οπών, στο ίδιο ημιαγωγό και σε δεδομένη θερμοκρασία, είναι μικρότερη από την ευκινησία των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας. Στον πίνακα 3.6 δίδονται οι τιμές ευκινησιών ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών, για μερικούς αντιπροσωπευτικούς ημιαγωγούς, στη θερμοκρασία των 300K.

Πίνακας 3.6. Ευκινησίες φορέων σε ενδογενείς ημιαγωγούς στους 300K

ημιαγωγός	μ_n ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	μ_p ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
Ge	3900	1900
Si	1500	450
GaAs	8500	400
GaP	110	75
GaSb	5000	850
InP	4600	150
SiC	400	50
CdTe	1050	100
CdS	340	50
ZnO	200	180
PbTe	6000	4000

Εφαρμογή 1:

Να υπολογιστεί η αντίσταση μιας ορθογώνιας πρισματικής ράβδου ενδογενούς Ge, μήκους 1cm, πλάτους 2mm και ύψους 1mm, στη θερμοκρασία των 300K.

Απάντηση:

Με βάση τα δεδομένα του πίνακα 3.6 και 3.7, η ενδογενής αγωγιμότητα σ_i του Ge στους 300K, έχει τιμή:

$\sigma_i = q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot n_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot (3900 + 1900) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 2,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ και τελικά:
 $\sigma_i = 0,022 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} = 2,2 \text{ S/m}$.

Η τιμή της ειδικής αντίστασης $\rho_i = 1/\sigma_i = 0,45 \Omega \text{ cm}$.

Η διατομή της ράβδου $A = 2 \text{ mm} \cdot 1 \text{ mm} = 2 \text{ mm}^2$, οπότε για την αντίσταση R της ράβδου έχουμε:

$$R = \rho_i \cdot \frac{\ell}{A} = 0,45 \Omega \text{ m} \cdot \frac{10^{-2} \text{ m}}{2 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^2} = 2,2 \text{ k}\Omega.$$

Εφαρμογή 2:

Μια ράβδος ενδογενούς Si έχει μήκος 1mm και ορθογώνια διατομή 50μm x 100μm. Η ράβδος διαρρέεται από σταθερό ρεύμα έντασης $I = 2 \mu\text{A}$. Να προσδιοριστούν:

- η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εντός του υλικού της ράβδου και
- η τάση που επικρατεί στα άκρα της ράβδου.

Η θερμοκρασία της ράβδου του Si να θεωρηθεί ίση με 300K.

Απάντηση:

α) Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου θα υπολογιστεί από τη σχέση:

$$E = \frac{J}{\sigma_i} = \frac{I}{A} \cdot \frac{1}{\sigma_i}$$

όπου A η διατομή της ράβδου με τιμή $A = 5 \cdot 10^3 (\mu\text{m})^2$ και σ_i η ενδογενής ειδική αγωγιμότητα του Si στη θερμοκρασία 300K.

Αξιοποιώντας τα δεδομένα του πίνακα 3.6 και 3.7 για την τιμή σ_i , προκύπτει:

$\sigma_i = q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot n_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot (1500 + 450) \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \cdot 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ και τελικά:
 $\sigma_i = 4,52 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} = 4,52 \cdot 10^{-4} \text{ S/m}$.

Κατά συνέπεια η επικρατούσα ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εντός της ράβδου Si, έχει τιμή:

$$E = \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ A}}{5 \cdot 10^3 \cdot 10^{-12} \text{ m}} \cdot \frac{1}{4,52 \cdot 10^{-4} \text{ S/m}} = 8,8 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad \text{ή} \quad E = 8,8 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}.$$

β) Η τιμή της τάσης που επικρατεί στα άκρα της ράβδου, υπολογίζεται ίση με:

$$V = E \cdot \ell = 8,8 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \cdot 0,1 \text{ cm} = 880 \text{ V}.$$

Σημείωση: Το γεγονός ότι απαιτείται μια τόσο μεγάλη τάση για να δημιουργηθεί στη ράβδο του ενδογενούς Si, ένα μικρό ρεύμα 2μΑ, δηλώνει ότι το ενδογενές Si στους 300K, λόγω της μικρής συγκέντρωσης φορέων, έχει πρακτικά συμπεριφορά μονωτή. Για να χρησιμοποιηθεί το Si σε ηλεκτρονικές διατάξεις πρέπει να αυξηθεί η συγκέντρωση των φορέων του, κάτι που επιτυγχάνεται όταν εμπλουτιστεί με προσμίξεις και κατασκευαστεί n-Si ή p-Si, κάτι που θα παρουσιαστεί σε επόμενες παραγράφους.

3.9 Ενεργές μάζες φορέων.

Η κίνηση ενός φορέα στο κρυσταλλικό πλέγμα ενός ημιαγωγού, δεν μπορεί να συγκριθεί με την κίνηση ενός ελεύθερου όμοιου φορέα. Όταν αναφερόμαστε στον όρο **ελεύθερος φορέας**, εννοούμε την κίνηση που πραγματοποιεί ένας φορέας στον ελεύθερο χώρο, χωρίς την παρουσία αλληλεπιδράσεων και πιθανόν η μοναδική αλληλεπίδραση που θα δέχεται είναι η δύναμη ενός ηλεκτροστατικού (εξωτερικού) πεδίου. Ελεύθεροι φορείς μπορεί να θεωρηθούν τα ηλεκτρόνια που κινούνται σε αερόκενο σωλήνα υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου.

Στην περίπτωση που ένας φορέας (π.χ. ελεύθερο ηλεκτρόνιο), κινείται σ' ένα κρυσταλλικό πλέγμα υπό την επίδραση ενός ηλεκτροστατικού πεδίου, πρέπει να λάβουμε υπόψη και την παρουσία του περιοδικού δυναμικού που δημιουργεί το κρυσταλλικό πλέγμα του ημιαγωγού. Το ηλεκτροστατικό πεδίο που δημιουργείται γύρω από κάθε άτομο του κρυστάλλου, δημιουργεί διαφορετικές τιμές δυναμικής ενέργειας ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου, όσον αφορά τη θέση του ηλεκτρονίου από τον πυρήνα του ατόμου. Έτσι αντί για τον όρο ελεύθερο ηλεκτρόνιο προτιμότερος είναι ο όρος ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας. Πάντως και οι δυο όροι έχουν ισότιμα καθιερωθεί, φθάνει όμως να είναι γνωστή, ότι η ελευθερία κίνησης των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας, είναι κάπως περιορισμένη.

Αν θέλουμε να προσομοιώσουμε την κινητική συμπεριφορά ενός ηλεκτρονίου αγωγιμότητας, με εκείνη του κυριολεκτικά ελεύθερου, πρέπει να αποδώσουμε στο ηλεκτρόνιο μια υποθετική μάζα που ονομάζεται **ενεργή μάζα** η οποία συμβολίζεται με m^* . Για να γίνει κατανοητή η έννοια της ενεργής μάζας παραθέτουμε ένα ανάλογο φαινόμενο: Ας φανταστούμε μια μπάλα που κινείται εντός ενός ασυμπίεστου υγρού. Η μπάλα με την κίνησή της σπρώχνει κάποια ποσότητα υγρού μπροστά της. Προκειμένου μια εξωτερική δύναμη να επιταχύνει την μπάλα πρέπει αναγκαστικά να επιταχύνει και μια μάζα υγρού, οπότε η δύναμη «βλέπει» μια διαφορετική μάζα από εκείνη της μπάλας (ενεργή μάζα μπάλας). Στην περίπτωση της κίνησης του ελεύθερου ηλεκτρονίου εντός του κρυσταλλικού πλέγματος, το ηλεκτρόνιο αντιστοιχεί με την μπάλα και το πλέγμα με το υγρό.

Προκειμένου να γίνεται διάκριση μεταξύ των ενεργών μαζών των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και των οπών, την μεν ενεργή μάζα των ηλεκτρονίων την συμβολίζουμε m_n^* , των δε οπών m_p^* . Είναι αυτονόητο ότι οι τιμές των ενεργών μαζών ηλεκτρονίων και οπών θα εξαρτώνται από το είδος του κρυσταλλικού πλέγματος, δηλαδή από τη φύση του ημιαγωγού.

3.10 Οι εκφράσεις των συγκεντρώσεων ηλεκτρονίων και οπών.

Στην παράγραφο 1.15.3 περιγράψαμε την πιθανότητα μια ενεργειακή στάθμη E να είναι κατειλημμένη από ηλεκτρόνιο. Η πιθανότητα αυτή περιγράφεται από τη συνάρτηση κατανομής Fermi-Dirac $f(E)$, σύμφωνα με τη σχέση 1.21. Στους ενδογενείς ημιαγωγούς σε μια θερμοκρασία T αρκετά μεγαλύτερη από την θερμοκρασία του απολύτου μηδενός, λόγω θερμικής διέγερσης έχουν προκύψει ηλεκτρόνια αγωγιμότητας και οπές. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ενεργειακές καταστάσεις υψηλότερες από την κατώτερη στάθμη (βάση) E_C της ζώνης αγωγιμότητας να έχουν πιθανότητα κατάληψης διάφορη του μηδενός. Επίσης κάτω από την ανώτερη στάθμη (κορυφή) E_V της ζώνης σθένους, η πιθανότητα κατάληψης θα είναι μικρότερη της μονάδας, λόγω ύπαρξης οπών στη ζώνη σθένους. Για ενεργειακές στάθμες της ζώνης αγωγιμότητας που είναι κατειλημμένες επειδή

$E - E_F \gg kT$ η σχέση 1.21 της συνάρτησης κατανομής Fermi-Dirac προσεγγίζεται με την ακόλουθη έκφραση:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (3.9)$$

δηλαδή με την **συνάρτηση κατανομής Maxwell-Boltzmann**. Η ενέργεια E μετράται από την κορυφή E_V της ζώνης σθένους, δηλαδή η τιμή μηδέν αντιστοιχεί στη στάθμη E_V και ενεργειακές στάθμες εντός της ζώνης σθένους χαρακτηρίζονται ως αρνητικές. Ακολουθώντας τη διαδικασία προσδιορισμού της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας που περιγράφεται στην παράγραφο 2.12, για τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας θα έχουμε:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \rho(E) \cdot f(E) \cdot dE \quad (3.10)$$

Η συνάρτηση $\rho(E)$ της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας εκφράζεται με την ακόλουθη σχέση:

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{h^3} \cdot \sqrt{(2m_n^*)^3} \cdot (E - E_c) \quad (3.11)$$

όπου m_n^* η ενεργή μάζα των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας. Συνδυάζοντας τις τρεις ανωτέρω σχέσεις, αποδεικνύεται ότι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας δίνεται από την έκφραση:

$$n = N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \quad (3.12)$$

όπου N_c ποσότητα με το όνομα ενεργή πυκνότητα καταστάσεων της ζώνης αγωγιμότητας, της οποίας η έκφραση είναι η ακόλουθη:

$$N_c = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_n^* \cdot k \cdot T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.13)$$

Με βάση την σχέση 3.12 ο προσδιορισμός της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας, απαιτεί τη γνώση της ενέργειας Fermi E_F .

Στη συνέχεια θα περιγραφεί ο τρόπος προσδιορισμού μιας έκφρασης για τη συγκέντρωση των οπών σε κατάσταση ισορροπίας. Είναι προφανές ότι η συνάρτηση κατανομής Fermi-Dirac $f_o(E)$ των οπών συνδέεται με τη συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας σύμφωνα με τη σχέση:

$$f_o(E) = 1 - f(E) \quad (3.14)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση 1.21 και δεδομένου ότι για τις ενεργειακές στάθμες των οπών στη ζώνη σθένους ισχύει: $E_F - E \gg kT$, για τη συνάρτηση $f_o(E)$ προκύπτει:

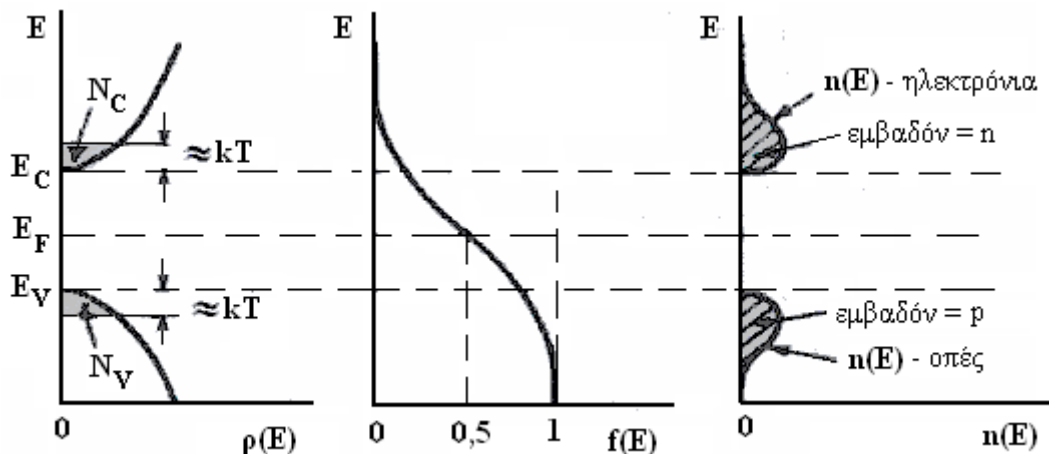
$$f_o(E) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \approx \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (3.15)$$

Η συνάρτηση $\rho_o(E)$ στην περίπτωση των οπών έχει την έκφραση:

$$\rho_o(E) = \frac{4\pi}{h^3} \cdot \sqrt{(2m_p^*)^3 \cdot (E_v - E)} \quad (3.16)$$

όπου m_p^* η ενεργή μάζα των οπών. Σε αντιστοιχία με την σχέση 3.10 η συγκέντρωση p των οπών θα υπολογιστεί από τη σχέση:

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_o(E) \cdot f_o(E) \cdot dE \quad (3.17)$$



Σχήμα 3.13. Οι γραφικές παραστάσεις των συναρτήσεων $\rho(E)$, $f(E)$ και $n(E)$.

Με βάση τις τρεις παραπάνω σχέσεις αποδεικνύεται ότι η συγκέντρωση των οπών στη ζώνη σθένους δίνεται από την έκφραση:

$$p = N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \quad (3.18)$$

όπου N_v ποσότητα με το όνομα ενεργή πυκνότητα καταστάσεων της ζώνης σθένους. Η έκφραση της N_v είναι η ακόλουθη:

$$N_v = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_p^* \cdot k \cdot T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.19)$$

Στον πίνακα 3.7 παρουσιάζονται οι τιμές των ποσοτήτων N_C και N_V για τη θερμοκρασία των 300K, για τους ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs. Στις γραφικές παραστάσεις του σχήματος 3.13 απεικονίζονται οι συναρτήσεις $\rho(E)$, $f(E)$ και $n(E)=\rho(E) \cdot f(E)$. Στο διάγραμμα αυτό παρατηρεί κανείς ότι οι ενεργές πυκνότητες καταστάσεων της ζώνης αγωγιμότητας και σθένους N_C και N_V αντιστοιχούν με το

Πίνακας 3.7. Οι τιμές των N_C και N_V στη θερμοκρασία των 300K..

ημιαγωγός	N_C (m ⁻³)	N_V (m ⁻³)
Ge	$1,0 \times 10^{25}$	$6,0 \times 10^{24}$
Si	$2,8 \times 10^{25}$	$1,0 \times 10^{25}$
GaAs	$4,7 \times 10^{23}$	$7,0 \times 10^{24}$

ολοκλήρωμα των συναρτήσεων $\rho(E)$ εντός των ορίων E_C έως E_C+kT περίπου στη ενεργειακή περιοχή της ζώνης αγωγιμότητας και E_V έως E_C-kT περίπου στη ενεργειακή περιοχή της ζώνης σθένος αντίστοιχα.

3.11 Η θέση της στάθμης Fermi στους ενδογενείς ημιαγωγούς

Μέχρι τώρα η μόνη παραδοχή που έχει γίνει όσο αφορά την εξαγωγή των σχέσεων για τις συγκεντρώσεις n και p ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και οπών, είναι ότι η απόσταση της στάθμης Fermi E_F των ημιαγωγών με ενδογενή συμπεριφορά, από τις ενεργειακές καταστάσεις E_C και E_V είναι μεγάλη, σε σύγκριση με την ποσότητα kT . Ας ληφθεί υπόψη ότι στους 300K η ποσότητα $kT = 0,026eV$. Όπως χαρακτηριστικά φαίνεται από το διάγραμμα της συνάρτησης $f(E)$ στο σχήμα 3.13, η στάθμη Fermi E_F εντοπίζεται εντός του ενεργειακού χάσματος, δεδομένου ότι πρέπει $f(E_F)=0,5$. Τη συγκεκριμένη θέση της, θα επιχειρήσουμε στη συνέχεια να την προσδιορίσουμε.

Λόγω της ενδογενούς συμπεριφοράς του ημιαγωγού, ισχύει: $n = p$. Έτσι εξισώνοντας τα δεύτερα μέλη των σχέσεων 3.10 και 3.18 έχουμε:

$$N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad \text{ή} \quad \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) = \frac{E_C + E_V - 2E_F}{kT}$$

Συνεπώς για την στάθμη Fermi E_F των ημιαγωγών με ενδογενή συμπεριφορά, που από τούδε και στο εξής θα συμβολίζουμε με E_i προκύπτει η ακόλουθη έκφραση:

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (3.20)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τις εκφράσεις των ποσοτήτων N_C και N_V (σχέσεις 3.13 και 3.19), προκύπτει και η ακόλουθη ισοδύναμη έκφραση:

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) \quad (3.21)$$

Επειδή συνήθως οι ενεργές μάζες των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και των οπών δεν έχουν πολύ μεγάλη διαφορά, και το γινόμενο kT όπως προαναφέρθηκε, έχει σχετικά μικρές τιμές στις συνήθεις θερμοκρασίες, ο δεύτερος όρος της σχέσης 3.21 είναι πρακτικά ασήμαντος έναντι του πρώτου όρου. Έτσι προσεγγιστικά έχουμε την ακόλουθη έκφραση για τη στάθμη Fermi:

$$E_i \approx \frac{E_C + E_V}{2} \quad (3.22)$$

γεγονός που σημαίνει ότι η στάθμη Fermi ημιαγωγού με ενδογενή συμπεριφορά βρίσκεται περίπου στο μέσο του ενεργειακού χάσματος. Σύμφωνα με τη σχέση 3.21, ακριβώς στο μέσο του ενεργειακού χάσματος θα βρίσκεται η στάθμη Fermi στη θερμοκρασία του απολύτου μηδενός ($T=0K$).

Εφαρμογή:

Αξιοποιώντας τις τιμές του πίνακα 3.7, να υπολογιστεί πόσα eV ψηλότερα από τη στάθμη E_V , βρίσκεται η στάθμη Fermi, ενδογενούς Si στη θερμοκρασία των 300K.

Απάντηση:

Το ζητούμενο είναι ο υπολογισμός της ενεργειακής διαφοράς $E_i - E_V$. Σύμφωνα με τη σχέση 3.20 και επειδή $E_g = E_C - E_V$, έχουμε:

$$E_i - E_V = \frac{E_C + E_V}{2} - E_V + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) =$$

$$\frac{E_C - E_V}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right)$$

Αξιοποιώντας τις τιμές των N_V και N_C (πίνακας 3.7) και δεδομένου ότι $E_g = 1,12\text{eV}$, ενώ $kT = 0,026\text{eV}$, έχουμε: $E_i - E_V = 0,56\text{eV} + 0,013 \cdot (-1,03)\text{eV} = 0,547\text{eV}$. Άρα η στάθμη Fermi του ενδογενούς Si στη θερμοκρασία των 300K, βρίσκεται κατά 0.547 eV ψηλότερα από τη στάθμη E_V .

3.12 Η έκφραση της ενδογενούς συγκέντρωσης n_i των φορέων και η εξάρτησή της από τη θερμοκρασία.

Αξιοποιώντας τις εκφράσεις των συγκεντρώσεων ηλεκτρονίων n και οπών p των σχέσεων 3.10 και 3.18, σχηματίζουμε το γινόμενο $n \cdot p$ και προκύπτει:

$$n \cdot p = N_C \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{kT}\right)$$

και δεδομένου ότι $E_C - E_V = E_g$ η έκφραση για το γινόμενο $n \cdot p$ είναι η ακόλουθη:

$$n \cdot p = N_C \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.23)$$

Παρατηρούμε ότι το γινόμενο $n \cdot p$ είναι ανεξάρτητο της στάθμης Fermi και εξαρτάται από την τιμή του ενεργειακού χάσματος. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι σχέσεις 3.10 και 3.18, που παρέχουν τις εκφράσεις των συγκεντρώσεων των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και οπών ενός ημιαγωγού, είναι γενικής ισχύος και αφορούν τόσο την περίπτωση ημιαγωγών υψηλής καθαρότητας (με ενδογενή συμπεριφορά), όσο και την περίπτωση ημιαγωγών προσμίξεων που θα συζητήσουμε εκτενώς σε επόμενες παραγράφους. Συνεπώς η σχέση 3.23 δεν ισχύει μόνο στους ενδογενείς ημιαγωγούς αλλά και στους ημιαγωγούς προσμίξεων.

Με βάση τη σχέση 3.23 για την ενδογενή συγκέντρωση φορέων ενός ημιαγωγού ($n_i = n = p$) προκύπτει:

$$n_i^2 = N_C \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.24)$$

ενώ αν λάβουμε υπόψη τις εκφράσεις των ποσοτήτων N_C και N_V (σχέσεις 3.13 και 3.19 αντίστοιχα), θα έχουμε:

$$n_i^2 = A \cdot T^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad \text{ή} \quad n_i = \sqrt{A} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.25)$$

όπου A μια σταθερά που ισούται με :

$$A = 4 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot k}{h^2}\right)^3 \cdot (m_n^* \cdot m_p^*)^{3/2}.$$

Με βάση τα ανωτέρω επιβεβαιώνεται ότι, για δεδομένο ημιαγωγό και για σταθερή θερμοκρασία, το γινόμενο των συγκεντρώσεων των φορέων είναι σταθερό, δεδομένου ότι εξαρτάται μόνο από πρακτικά αμετάβλητα μεγέθη. Δηλαδή:

$$n \cdot p = \text{σταθερό} = n_i^2 \quad (3.26)$$

Η παραπάνω σχέση αποτελεί μια γενική στατιστική σχέση που τη συναντάμε συχνά στη φυσική και στη φυσικοχημεία, σ' όλες τις καταστάσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας. Η σχέση αυτή είναι γνωστή σαν **νόμος μαζών**. Βέβαια στην περίπτωσή μας οι μάζες των φορέων δεν παίζουν κανένα ρόλο αλλά παρ' όλα αυτά χρησιμοποιούμε τον όρο. Στο νόμο των μαζών υπακούουν και οι ημιαγωγοί προσμίξεων. Σύμφωνα με το νόμο των μαζών για την περίπτωση των ημιαγωγών, αν για κάποιο λόγο σε μια δεδομένη θερμοκρασία συμβεί μια αύξηση της συγκέντρωσης ενός είδους φορέων (π.χ. ηλεκτρονίων), τότε θα πρέπει να συμβεί μείωση της συγκέντρωσης του άλλου είδους φορέων (οπών).

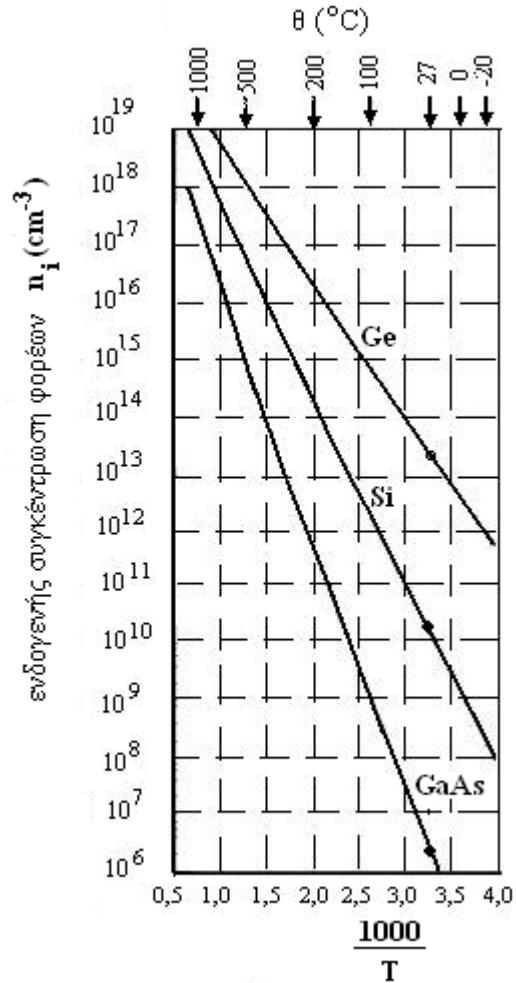
Στον πίνακα 3.8 παραθέτουμε τις τιμές τους ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων για τους τρεις ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs, στη θερμοκρασία των 300K, συγκρινόμενες με τις τιμές του ενεργειακού χάσματος κάθε ημιαγωγού. Οι σημαντικές διαφοροποιήσεις στις τιμές της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων για το Ge, Si και GaAs είναι αποτέλεσμα της εκθετικής εξάρτησης της ενδογενούς συγκέντρωσης από την τιμή του ενεργειακού χάσματος (σχέση 3.25). Το χαρακτηριστικό των τιμών της συγκέντρωσης των φορέων στους καθαρούς ημιαγωγούς είναι ότι έχουν αρκετά χαμηλές τιμές, σε σχέση με τα μέταλλα, στα οποία η συγκέντρωση των ελευθέρων ηλεκτρονίων είναι της τάξης του 10^{21}cm^{-3} .

Πίνακας 3.8. Οι τιμές της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων και ενεργειακού χάσματος για το Ge, Si και GaAs στους 300K.

ημιαγωγός	$n_i (\text{cm}^{-3})$	$E_g (\text{eV})$
Ge	$2,4 \cdot 10^{13}$	0,66
Si	$1,45 \cdot 10^{10}$	1,12
GaAs	$1,79 \cdot 10^6$	1,43

Σύμφωνα με την σχέση 3.25, η εξάρτηση από την θερμοκρασία της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων των ημιαγωγών, καθορίζεται κύρια από τις συναρτήσεις: $T^{3/2}$ και $\exp(-E_g/2kT)$. Μια πιο ακριβής μελέτη θα έπρεπε να λάβει υπόψη της και την εξάρτηση του ενεργειακού χάσματος από την θερμοκρασία, που συζητήσαμε στην παράγραφο 3.2. Μια επίσης δευτερεύουσα εξάρτηση από την θερμοκρασία εμπεριέχεται στη σταθερά A, λόγω της έστω και μικρής εξάρτησης των ενεργών μαζών από τη θερμοκρασία. Συγκρίνοντας την επιρροή των δύο βασικών συναρτήσεων $T^{3/2}$ και $\exp(-E_g/2kT)$, στις τιμές της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων, εύκολα μπορεί να διαπιστώσει κανείς ότι η εκθετική συνάρτηση $\exp(-E_g/2kT)$ είναι πολύ πιο ευαίσθητη στις μεταβολές της θερμοκρασίας, σε σχέση με την συνάρτηση $T^{3/2}$.

Στο διάγραμμα του σχήματος 3.13 παρουσιάζονται οι μεταβολές της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων για τους ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, ενώ έχουν σημειωθεί και οι τιμές n_i στη θερμοκρασία 300K (27°C). Στο συγκεκριμένο διάγραμμα ο άξονας της ενδογενούς συγκέντρωσης n_i είναι λογαριθμικός και ο πρωτεύον άξονας των θερμοκρασιών αντιστοιχεί στο αντίστροφο της θερμοκρασίας και συγκεκριμένα με το μέγεθος $1000/T$, ενώ ταυτόχρονα σ' ένα δευτερεύοντα άξονα θερμοκρασιών υπάρχει η αναγωγή στις αντίστοιχες θερμοκρασίες σε °C. Από το διάγραμμα αυτό διακρίνει κανείς να επαληθεύεται μια πολύ ικανοποιητική γραμμική συσχέτιση μεταξύ του λογαρίθμου της ενδογενούς συγκέντρωσης και του αντιστρόφου της θερμοκρασίας. Το γεγονός αυτό ενισχύει την κυρίαρχη εξάρτηση της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων των ημιαγωγών από τον παράγοντα $\exp(-E_g/2kT)$ και την περιορισμένη εξάρτηση από τον παράγοντα $T^{3/2}$. Έτσι μπορούμε με καλή προσέγγιση να θεωρήσουμε ότι η ενδογενής συγκέντρωση των φορέων n_i είναι ανάλογη της εκθετικής ποσότητας: $\exp(-E_g/2kT)$, ειδικά σε περιοχές θερμοκρασιών άνω των 250K. Είναι προφανές, ότι η κλίση του ανωτέρω γραμμικού τμήματος, σε διάγραμμα $\ln(n_i) - 1000/T$, είναι ανάλογη του ενεργειακού χάσματος.



Σχήμα 3.13. Η θερμοκρασιακή εξάρτηση της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων για τους ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs.

Είναι προφανές, ότι η κλίση του ανωτέρω γραμμικού τμήματος, σε διάγραμμα $\ln(n_i) - 1000/T$, είναι ανάλογη του ενεργειακού χάσματος.

Εφαρμογή:

Με πόση αύξηση θερμοκρασίας η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του Si διπλασιάζεται σε θερμοκρασίες γύρω από τα όρια των 300K.

Απάντηση:

Αν δεχτούμε $n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$ και σαν θερμοκρασία αναφοράς λάβουμε τους 300K,

$$\text{τότε έχουμε: } 2 = \exp\left[\left(-\frac{E_g}{2k}\right) \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{300}\right)\right], \quad \text{ή} \quad \frac{1}{T} = \frac{1}{300} - \frac{2k \cdot \ln 2}{E_g}, \quad \text{όπου } T \text{ η}$$

θερμοκρασία στην οποία διπλασιάζεται η ενδογενής συγκέντρωση σε σχέση με εκείνη των 300K. Με αριθμητική αντικατάσταση προκύπτει $T \approx 310\text{K}$. Άρα η ζητούμενη αύξηση θερμοκρασίας είναι 10K.

3.13 Η εξάρτηση της ενδογενούς ειδικής αγωγιμότητας από την θερμοκρασία.

Επιχειρώντας να διακριβώσουμε την επιρροή που ασκεί η θερμοκρασία στην ειδική αγωγιμότητα σ_i ενός ημιαγωγού με ενδογενή συμπεριφορά, θα πρέπει να ανατρέξουμε στην εξίσωση 3.8. Διαπιστώνουμε ότι η εξάρτηση $\sigma_i - T$ είναι αποτέλεσμα της εξάρτησης της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων n_i από τη θερμοκρασία (σχέση 3.25) και από την εξάρτηση των ευκινησιών ηλεκτρονίων και οπών από τη θερμοκρασία. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι στους ενδογενείς ημιαγωγούς, οι ευκινησίες μ_n των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και μ_p των οπών, μειώνονται αυξανόμενης της θερμοκρασίας με ένα νόμο της μορφής: T^{-m} , όπου m εκθέτης που λαμβάνει τιμές μεταξύ 1,5 έως 2,7, ενώ η ακριβής τιμή του εξαρτάται από το είδος του κρυστάλλου και από είδος των φορέων.

Με βάση τα ανωτέρω και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις 3.8 και 3.25 προτείνεται η ακόλουθη σχέση που περιγράφει τη συσχέτιση της ειδικής αγωγιμότητας σ_i από τη θερμοκρασία:

$$\sigma_i = \text{σταθερά} \cdot T^b \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.27)$$

με τον εκθέτη b να έχει τιμή περίπου ίση με -1 . Επειδή ο εκθετικός όρος $\exp(-E_g/2kT)$ είναι πολύ πιο ευαίσθητος στις μεταβολές της θερμοκρασίας σε σχέση με τον όρο T^b , προτείνεται για την εξάρτηση της ειδικής ενδογενούς αγωγιμότητας σ_i από τη θερμοκρασία η ακόλουθη σχέση:

$$\sigma_i = c \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.28)$$

όπου c μια ποσότητα, που πρακτικά μπορεί να θεωρηθεί ανεξάρτητη της θερμοκρασίας, εφ' όσον συγκρίνεται με τον εκθετικό όρο $\exp(-E_g/2kT)$. Με βάση τη σχέση 3.28, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι αυξανόμενης της θερμοκρασίας η ειδική αγωγιμότητα ενδογενούς ημιαγωγού αυξάνεται έντονα με εκθετικό νόμο. Η ανωτέρω έκφραση επαληθεύεται πειραματικά για ένα περιορισμένο θερμοκρασιακό εύρος. Πράγματι αν γίνουν μετρήσεις της ειδικής αγωγιμότητας σ_i για διάφορες θερμοκρασίες T και οι τιμές σ_i και T αποδοθούν σε διάγραμμα $\ln\sigma_i - 1/T$, προκύπτει μια γραμμική συσχέτιση. Η κλίση της ευθείας στο διάγραμμα $\ln\sigma_i - 1/T$ είναι ίση με την ποσότητα: $-E_g/2k$. Συνεπώς η μέθοδος αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό του ενεργειακού χάσματος E_g ενός ημιαγωγού. Αν η σχέση 3.28 γραφεί για δυο θερμοκρασίες: την T_0 (θερμοκρασία αναφοράς π.χ. 300K) και μια άλλη T , τότε εύκολα προκύπτει η ακόλουθη έκφραση:

$$\sigma_i(T) = \sigma_i(T_0) \cdot \exp\left[-\frac{E_g}{2k}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (3.29)$$

Όσον αφορά την ειδική αντίσταση ρ_i των ενδογενών ημιαγωγών, επειδή $\rho_i = 1/\sigma_i$ η ειδική αντίσταση ρ_i αυξανόμενης της θερμοκρασίας, θα υφίσταται μια έντονη εκθετική μείωση. Σε αναλογία με τη σχέση 3.29, μπορούμε να γράψουμε την ακόλουθη σχέση:

$$\rho_i(T) = \rho_i(T_0) \cdot \exp\left[\frac{E_g}{2k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (3.30)$$

Εφαρμογή 1:

Δοκίμιο ημιαγωγού υψηλής καθαρότητας, στους 19°C εμφανίζει αντίσταση 3,1Ω, ενώ στους 21°C η αντίστασή του γίνεται 2,9Ω. Να υπολογιστεί το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού. Σταθερά Boltzmann $k=8,61 \cdot 10^{-5}$ eV/K.

Απάντηση:

Ανάλογη σχέση με την 3.30 θα διέπει και την αντίσταση R ($R=\rho \cdot \frac{\ell}{A}$), δεδομένου ότι τα γεωμετρικά στοιχεία του δοκιμίου πρακτικά μένουν σταθερά στα ανωτέρω θερμοκρασιακά όρια. Έτσι έχουμε:

$$R(T) = R(T_0) \cdot \exp\left[\frac{E_g}{2k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (3.31)$$

Θέτοντας $T=273+21=294$ K και $T_0=273+19=292$ K, έχουμε:

$$2,9 = 3,1 \cdot \exp\left[\frac{E_g}{2k} \left(\frac{1}{294} - \frac{1}{292}\right)\right] \quad \text{ή} \quad 0,935 = \exp\left[\frac{E_g}{2 \cdot 8,61 \cdot 10^{-5}} \cdot (-2,33 \cdot 10^{-5})\right]$$

$$\text{και τελικά προκύπτει: } \ln(0,935) = -0,135 \cdot E_g \Rightarrow E_g = \frac{-0,0672}{-0,135} \text{ eV} = 0,5 \text{ eV}$$

Εφαρμογή 2:

Σε ιατρικό θερμόμετρο σαν αισθητήριο θερμοκρασίας χρησιμοποιείται ημιαγωγός Ge υψηλής καθαρότητας. Ποια είναι η % μεταβολή της αντίστασης του αισθητηρίου ανά °C στη θερμοκρασία αναφοράς των 37°C. Σταθερά Boltzmann $k=8,61 \cdot 10^{-5}$ eV/K.

Απάντηση:

Η % μεταβολή της αντίστασης για μεταβολή θερμοκρασίας κατά 1°C (από 37°C στους 38°C) εκφράζεται ως ακολούθως:

$$100 \cdot \left[\frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{1}{\Delta T} \right]$$

όπου $R=R(37^\circ\text{C})=R(310\text{K})$, $\Delta T=1^\circ\text{C}=1\text{K}$ και $\Delta R=R(38^\circ\text{C})-R(37^\circ\text{C})=R(311\text{K})-R(310\text{K})$.
Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση 2.33 έχουμε:

$$100 \cdot \left[\frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{1}{\Delta T} \right] = 100 \cdot \left[\frac{R(311\text{K})}{R(310\text{K})} - 1 \right] = 100 \left[\exp\left\{ \frac{E_g}{2k} \cdot \left(\frac{1}{311} - \frac{1}{310} \right) \right\} - 1 \right].$$

Για το Ge έχουμε $E_g=0,66\text{eV}$ οπότε η ζητούμενη ποσότητα θα έχει τιμή:

$$\begin{aligned} 100 \cdot \left[\frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{1}{\Delta T} \right] &= 100 \left[\exp\left\{ \frac{0,66}{2 \cdot 8,61 \cdot 10^{-5}} \cdot \left(-\frac{1}{310 \cdot 311} \right) \right\} - 1 \right] = \\ &= 100 [\exp(-0,0397) - 1] = 100 \cdot (0,96 - 1) = -4\% \end{aligned}$$

3.14 Τα θερμίστορ (thermistor)

Στην προηγούμενη παράγραφο σχολιάστηκε η έντονη μείωση που παρουσιάζει η ειδική αντίσταση ρ των ημιαγωγών με ενδογενή συμπεριφορά, όταν αυξάνεται η θερμοκρασία. Συγκεκριμένα η ειδική αντίσταση ενός ημιαγωγού στις θερμοκρασιακές περιοχές που κυριαρχεί η ενδογενής εκδήλωση αγωγιμότητας, με καλή προσέγγιση μειώνεται εκθετικά, όταν αυξάνεται η θερμοκρασία. Αντίθετα όπως έχει αναφερθεί στην παράγραφο 2.9, τα μέταλλα παρουσιάζουν σε μια ευρεία περιοχή θερμοκρασιών, μια σχεδόν γραμμική αύξηση της ειδικής αντίστασης, όταν αυξάνεται η θερμοκρασία (σχέση 2.24). Κατά συνέπεια ο θερμικός συντελεστής αντίστασης α (σχέση 2.25) θα λαμβάνει θετικές τιμές για τα μέταλλα και αρνητικές τιμές για τους ημιαγωγούς.

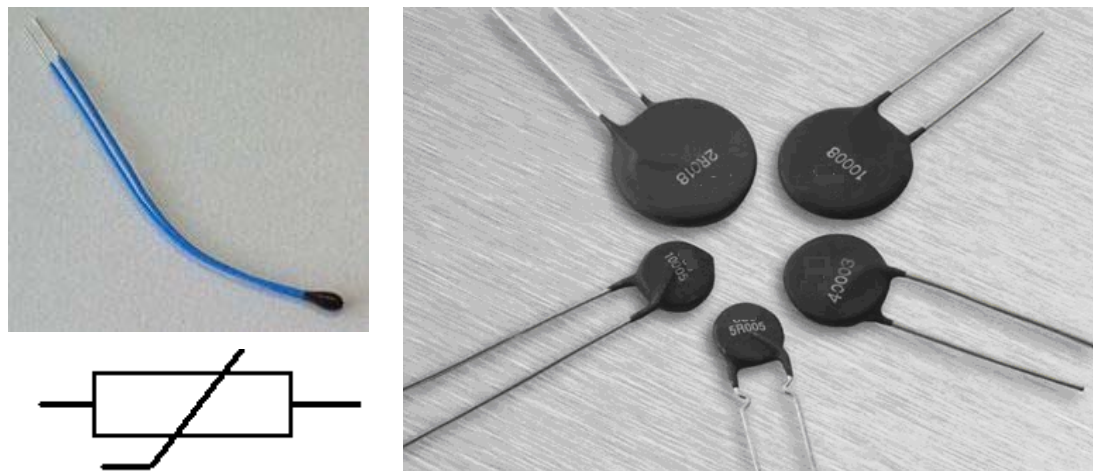
Την ιδιότητα των ημιαγωγών, που εκδηλώνεται έντονη μείωση της αντίστασης τους, όταν παρατηρείται αύξηση της θερμοκρασίας, την εκμεταλλευόμαστε σε αρκετές εφαρμογές, κατασκευάζοντας ειδικές αντιστάσεις, που φέρονται με το όνομα **θερμίστορ (thermistor)**. Διακρίνουμε δυο βασικές κατηγορίες θερμίστορ: τα **NTC** (Negative Temperature Coefficient), αρνητικού συντελεστή θερμοκρασίας), στα οποία παρατηρείται μείωση της αντίστασης τους, όταν η θερμοκρασία αυξάνεται, και τα **PTC** (Positive Temperature Coefficient, θετικού συντελεστή θερμοκρασίας) στα οποία παρατηρείται αύξηση της αντίστασης τους, όταν η θερμοκρασία αυξάνεται.

Τα NTC θερμίστορ κατασκευάζονται από οξειδία διαφόρων στοιχείων όπως για παράδειγμα τα οξειδία του χρωμίου (Cr), του μαγγανίου (Mn), του σιδήρου (Fe), του χαλκού (Cu) ή του νικελίου (Ni). Τα οξειδία αυτά χαρακτηρίζονται από μεγάλη ειδική αντίσταση. Τα οξειδία αφού κονιοποιηθούν ανακατεύονται με συγκρατητική ύλη, τοποθετούνται υπό καθεστώς πίεσης σε ειδικά καλούπια, ψήνονται σε ειδικούς φούρνους όπου σε υψηλή θερμοκρασία γίνεται σύντηξη του οξειδίου. Στη συνέχεια τοποθετούνται οι ακροδέκτες τους, επιστρώνονται με μονωτικό υλικό, βάφονται με ειδικά χρώματα που δείχνουν τα χαρακτηριστικά τους και ακολούθως παρέχονται προς χρήση στο εμπόριο. Τα θερμίστορ PTC θετικού συντελεστή θερμοκρασίας) χαρακτηρίζονται από τον υψηλό θετικό συντελεστή θερμοκρασίας δηλαδή από την αύξηση της τιμής της αντίστασης τους με την αύξηση της θερμοκρασίας. Αυτό βέβαια γίνεται μόνο για ορισμένες περιοχές θερμοκρασίας, αφού για άλλες περιοχές ο συντελεστής είναι ή μηδέν ή αρνητικός. Τα υλικά κατασκευής των PTC είναι μείγματα ανθρακικού βαρίου ή οξειδία στροντίου και τιτανίου τα οποία ανακατεύονται μ' άλλα υλικά μαζί με συγκρατητική ύλη. Το υλικό μπαίνει σε καλούπια, θερμαίνεται, προστίθενται οι ακροδέκτες και τα διάφορα χρώματα και δίνονται στο εμπόριο.

Το κύριο χαρακτηριστικό των θερμίστορ είναι η πολύ μεγάλη τιμή του θερμικού συντελεστή αντίστασης. Υπάρχουν θερμίστορ που σε θερμοκρασίες δωματίου παρατηρείται μείωση έως και 6% της αντίστασης τους για αύξηση της θερμοκρασίας κατά 1°C. Το γεγονός ότι τα θερμίστορ παρουσιάζουν υψηλή ευαισθησία στις μεταβολές της θερμοκρασίας, τα καθιστά χρήσιμα σε εφαρμογές που σχετίζονται με ακριβείς μετρήσεις και ελέγχου, όταν μεταβάλλεται η θερμοκρασία. Τα θερμοκρασιακά όρια στα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν τα θερμίστορ είναι από -100°C έως +300°C.

Τα θερμίστορ που κυκλοφορούν στο εμπόριο έχουν σχήμα χάνδρας ή δίσκου (σχήμα 3.14) και φέρουν δυο ωμικές επαφές ακροδεκτών και η ονομαστική τιμή της αντίστασης τους αναφέρεται στη θερμοκρασία των 25°C. Τα διαθέσιμα στο εμπόριο θερμίστορ έχουν ονομαστικές τιμές αντιστάσεων που ποικίλουν από 0.5Ω έως 75Ω, ενώ οι διαστάσεις των μπορεί να είναι αρκετά μικρές. Τα μικρότερα σε διαστάσεις

θερμίστορ είναι εκείνα που έχουν σχήμα χάνδρας διαμέτρου από 0.15mm έως 1.25mm. Το κυκλωματικό σύμβολο του θερμίστορ παρουσιάζεται στο σχήμα 3.14.



Σχήμα 3.14 Φωτογραφίες θερμίστορ σχήματος χάνδρας ή δίσκου και το κυκλωματικό σύμβολο του.

Στη συνέχεια θα αναφερθούμε στις 3 σημαντικές χαρακτηριστικές των θερμίστορ, οι οποίες πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στις μετρήσεις και στις εφαρμογές ελέγχου. Αυτές είναι:

1. Η χαρακτηριστική αντίστασης-θερμοκρασίας (R-θ).
2. Η χαρακτηριστική έντασης ρεύματος-τάσης (I-V)
3. Η χαρακτηριστική έντασης ρεύματος-χρόνου (I-t)

3.14.1 Η χαρακτηριστική αντίστασης-θερμοκρασίας (R-θ).

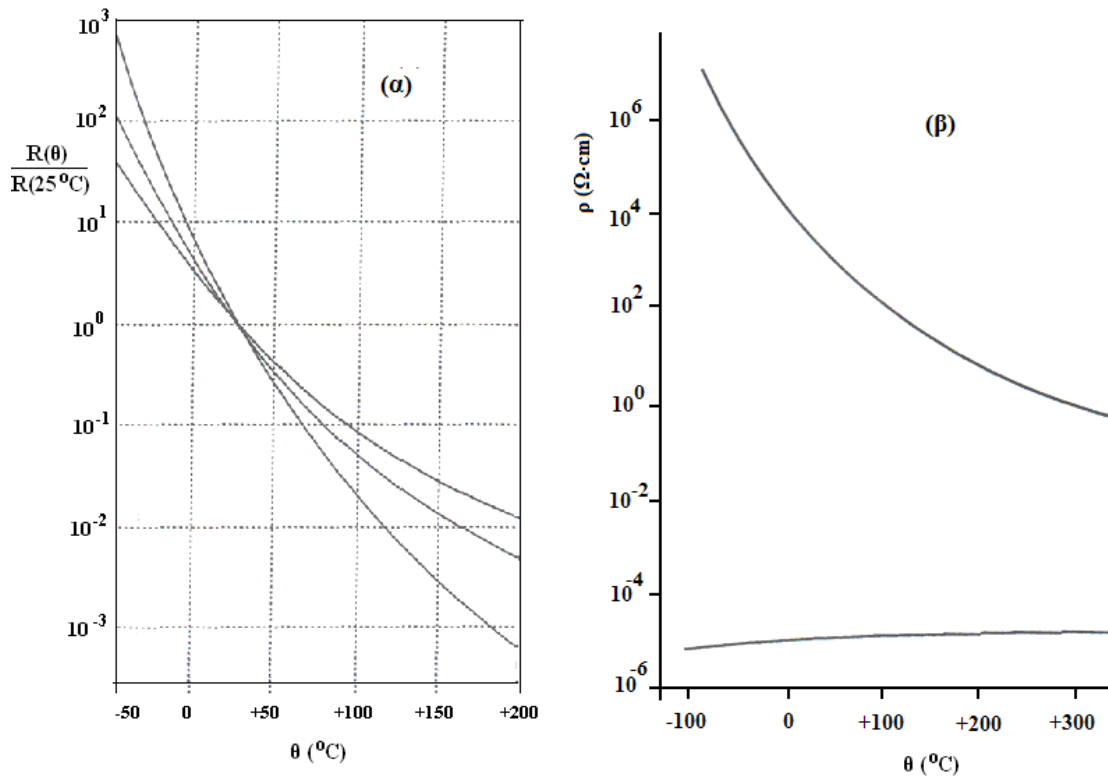
Με βάση όσα έχουν αναφερθείς την παράγραφο 3.13 η εξάρτηση της αντίστασης R ενός θερμίστορ από την απόλυτη θερμοκρασία T, μπορεί προσεγγιστικά να δοθεί από έναν εκθετικό νόμο της μορφής:

$$R = R_0 \cdot \exp\left[\beta \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (3.32)$$

όπου R η αντίσταση του θερμίστορ στη θερμοκρασία T και R_0 η ονομαστική τιμή της αντίστασης του θερμίστορ που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία $T_0=298\text{K}$ (25°C). Η σταθερά β είναι ένας συντελεστής χαρακτηριστικός του υλικού από το οποίο είναι κατασκευασμένο το θερμίστορ (συντελεστής υλικού) και εκφράζεται σε μονάδες αντιστρόφου θερμοκρασίας (K^{-1}).

Στο σχήμα 3.14α, έχουν χαραχθεί οι χαρακτηριστικές αντίστασης-θερμοκρασίας τριών διαφορετικών NTC θερμίστορ (διαφόρων υλικών), σε ημι-λογαριθμικό διάγραμμα, που στη θερμοκρασία των 25°C ($T_0=273+25=298\text{K}$) έχουν την ίδια τιμή αντίστασης. Ο ημι-λογαριθμικός άξονας αντιστοιχεί στο πηλίκο R/R_0 , όπου R_0 η τιμή της αντίστασης των θερμίστορ στους 25°C . Το σχήμα 3.14β αντιπροσωπεύει ένα διάγραμμα ειδική αντίσταση - θερμοκρασία (ρ -θ) με λογαριθμικό τον άξονα της ειδικής αντίστασης. Σ' αυτό το σχήμα γίνεται μια σύγκριση ενός θερμίστορ με μια αντίσταση λευκόχρυσου (μέταλλο), σε θερμοκρασίες μεταξύ των -100°C έως $+400^\circ\text{C}$. Η ειδική αντίσταση του θερμίστορ στα παραπάνω θερμοκρασιακά όρια

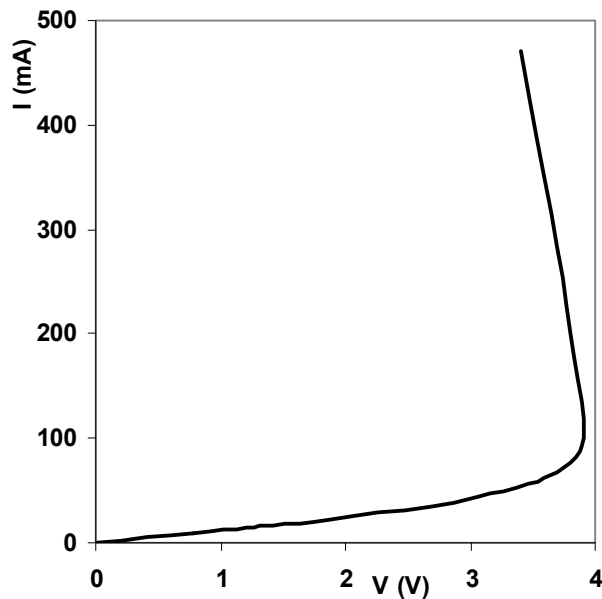
βλέπουμε ότι κυμαίνεται εντός 7 τάξεων μεγέθους, ενώ της πλατίνας μόνο σε μια τάξη μεγέθους.



Σχήμα 3.14. Απεικόνιση χαρακτηριστικών αντίστασης-θερμοκρασίας ($R-\theta$) τριών θερμίστορ της αυτής ονομαστικής τιμής στη θερμοκρασία των 25°C (α). Σύγκριση μεταβολών αντίστασης ενός θερμίστορ (NTC) και αντίστασης λευκόχρυσου (Pt).

3.14.2. Η χαρακτηριστική έντασης ρεύματος-τάσης (I-V).

Στο σχήμα 3.15 έχει σχεδιαστεί ύστερα από λήψη μετρήσεων, η χαρακτηριστική I-V ενός θερμίστορ του εμπορίου ονομαστικής τιμής 120Ω . Όταν το θερμίστορ διαρρέεται από χαμηλά ρεύματα παρατηρείται μια σχεδόν γραμμική σχέση μεταξύ του ρεύματος και της τάσης, γεγονός που σημαίνει ότι η αντίσταση του ελάχιστα μεταβάλλεται και διατηρεί μια τιμή παραπλήσια εκείνη της ονομαστικής του τιμής, που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία των 25°C . Επειδή το ρεύμα που διαρρέει το θερμίστορ είναι χαμηλό δεν παράγεται η απαιτούμενη θερμότητα που χρειάζεται για να αυξηθεί η θερμοκρασία και να



Σχήμα 3.15 Χαρακτηριστική I-V ενός θερμίστορ εμπορίου.

μεταβληθεί η αντίσταση του θερμοιστόρ. Έτσι λόγω της σχεδόν σταθερής αντίστασης έχουμε ωμική συμπεριφορά για το θερμοιστόρ, με την ένταση του ρεύματος σχεδόν ανάλογη της τάσης.

Για μεγαλύτερες τιμές έντασης ρεύματος, έχουμε την παραγωγή αρκετής θερμότητας, οπότε αυξάνεται αισθητά η θερμοκρασία του θερμοιστόρ αρκετούς βαθμούς πάνω από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Αποτέλεσμα είναι η αντίσταση του να μειώνεται και να διαρρέεται από ακόμη περισσότερο ρεύμα. Η θερμοκρασία του θερμοιστόρ όταν διαρρέεται από υψηλά ρεύματα, μπορεί να αυξηθεί κατά 100°C ή ακόμη και 200°C και η αντίστασή του να μειωθεί ακόμη και τρεις τάξεις μεγέθους.

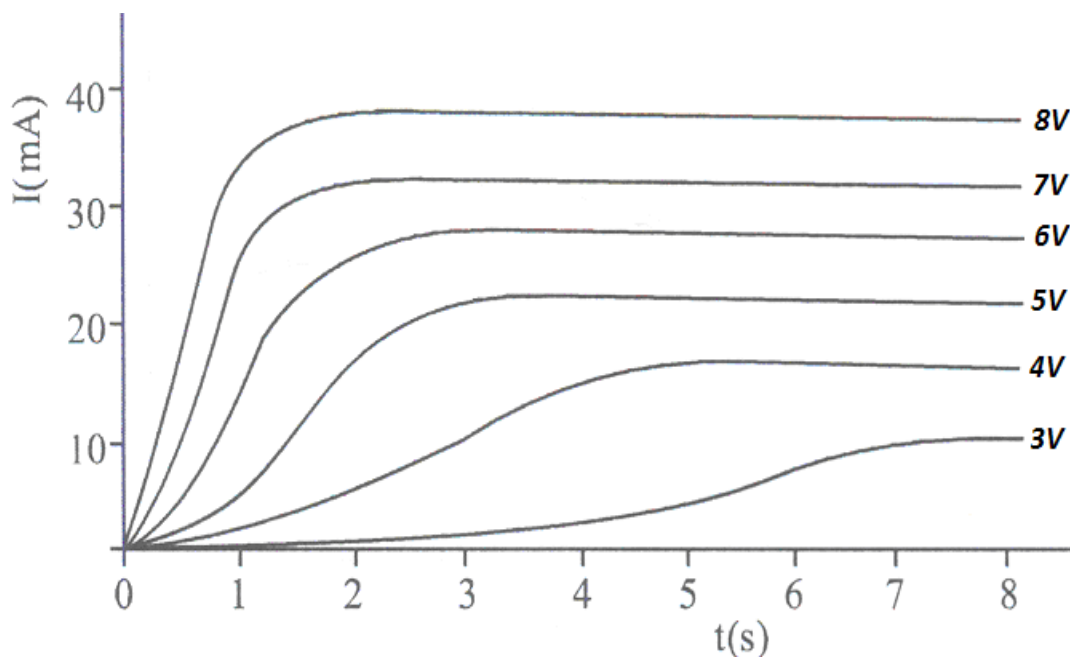
Ένα άλλο χαρακτηριστικό γνώρισμα των θερμοιστόρ είναι ότι η ισχύς που καταναλώνει ακολουθεί ένα γραμμικό νόμο με την θερμοκρασία. Δηλαδή:

$$P=V \cdot I=c \cdot (T-T_0) \quad (3.33)$$

όπου c σταθερά που εξαρτάται από το τύπο του θερμοιστόρ και T_0 η θερμοκρασία δωματίου.

3.14.3 Η χαρακτηριστική έντασης ρεύματος – χρόνου ($I-t$).

Η χαρακτηριστική αυτή μας παρέχει τη χρονική καθυστέρηση της αποκατάστασης της τελικής τιμής του ρεύματος του θερμοιστόρ, ύστερα από εφαρμογή μιας σταθερής τάσης στα άκρα του. Ο χρόνος αποκατάστασης εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση στα άκρα του θερμοιστόρ και μπορεί να έχει τιμές που κυμαίνονται από μερικά ms έως μερικά s. Στο σχήμα 3.16 απεικονίζεται ένα σμήνος χαρακτηριστικών $I-t$, ενός θερμοιστόρ για διάφορες τιμές τάσεων από 3 έως 8V.



Σχήμα 3.16. Απεικόνιση χαρακτηριστικών $I-t$ ενός θερμοιστόρ ύστερα από εφαρμογή τάσης από 3V έως 8V τη χρονική στιγμή $t=0$.

3.15 Η επανασύνδεση ηλεκτρονίων αγωγιμότητας - οπών

Καθώς τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (ηλεκτρόνια αγωγιμότητας) κινούνται τυχαία στο κρυσταλλικό πλέγμα του ημιαγωγού, είναι δυνατόν ένας αριθμός από αυτά να καλύψουν κάποιες από τις οπές. Αυτό το φαινόμενο οδηγεί σε ταυτόχρονη εξαφάνιση φορέων (ηλεκτρονίων και οπών) και ονομάζεται **επανασύνδεση φορέων**. Βέβαια η πιθανότητα πραγματοποίησης μιας επανασύνδεσης είναι αρκετά περιορισμένη. Ας σκεφτούμε ότι οι συγκεντρώσεις των φορέων ενός ημιαγωγού κυμαίνονται συνήθως από 10^{16} έως 10^{20} ανά m^3 , ενώ το πλήθος των ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος είναι της τάξης του 10^{28} ανά m^3 . Αυτό σημαίνει ότι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν μια πολύ αραιή κατανομή στο κρυσταλλικό πλέγμα με αποτέλεσμα η πιθανότητα συνάντησης και επανασύνδεσής τους να είναι μικρή. Έχει παρατηρηθεί ότι η πιθανότητα επανασυνδέσεων είναι αρκετά περιορισμένη, όταν ο ημιαγωγός δεν παρουσιάζει ατέλειες στο κρυσταλλικό του πλέγμα (ημιαγωγός εντελώς καθαρός). Στην περίπτωση που εμφανίζονται αρκετές πλεγματικές ατέλειες στο κρυσταλλικό πλέγμα (όπως π.χ. η παρουσία ξένων ατόμων), τότε η πιθανότητα επανασυνδέσεων είναι αυξημένη. Ας σημειωθεί ότι η παρουσία πολύ μικρής συγκέντρωσης ατόμων χρυσού στο κρυσταλλικό πλέγμα ενός ημιαγωγού, αυξάνει σημαντικά την πιθανότητα επανασυνδέσεων, γι' αυτό και μερικές φορές εισάγονται σκόπιμα, όταν επιθυμούμε να αυξήσουμε τις επανασυνδέσεις. Περισσότερο εκτενής αναφορά για τα φαινόμενα επανασύνδεσης φορέων σε ημιαγωγούς με ατέλειες και προσμίξεις θα γίνει σε επόμενη παράγραφο.

Η επανασύνδεση ενός ηλεκτρονίου αγωγιμότητας με μια οπή, θα έχει σαν την απελευθέρωση μιας ποσότητας ενέργειας τουλάχιστον ίσης με την τιμή της ενέργειας του ενεργειακού χάσματος E_g του ημιαγωγού.

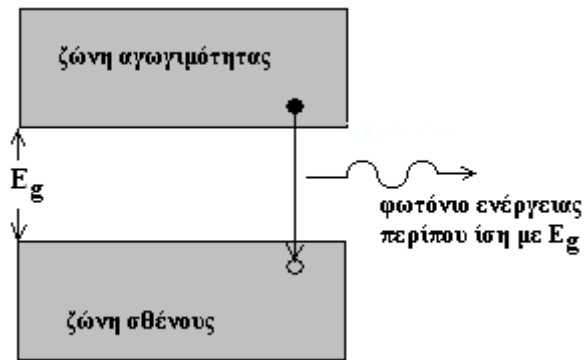
Συνεπώς για κάθε εξαφάνιση ζεύγους ηλεκτρονίου αγωγιμότητας – οπής ύστερα από το φαινόμενο της επανασύνδεσης θα παρατηρείται εκπομπή φωτονίου (βλέπε σχήμα 3.17). Αυτά τα φωτόνια θα έχουν ενέργειες περίπου ίσες και λίγο μεγαλύτερες της τιμής E_g , και θα αντιστοιχούν σε μήκος κύματος λ που περιγράφεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (3.34)$$

Με αντικατάσταση των τιμών των σταθερών h και c προκύπτει η ακόλουθη σχέση για το εκπεμπόμενο μήκος κύματος:

$$\lambda = \frac{1,24 \mu\text{m}/\text{eV}}{E_g} \quad (3.35)$$

Για δεδομένη θερμοκρασία οι ημιαγωγοί παρουσιάζουν δυναμική ισορροπία μεταξύ της συνεχούς θερμικής διέγερσης των ηλεκτρονίων σθένους προς τη ζώνη αγωγιμότητας (δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων - οπών) και της συνεχούς επανασύνδεσης φορέων. Το αποτέλεσμα είναι η συγκέντρωση τόσο των ελεύθερων



Σχήμα 3.17 Η επανασύνδεση ηλεκτρονίου – οπής με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίου

ηλεκτρονίων όσο και των οπών να διατηρείται σταθερή. Διατάραξη από την κατάσταση της ισορροπίας είναι δυνατόν να συμβεί αν κάποια αιτία όπως αύξηση θερμοκρασίας ή πρόσπτωση ακτινοβολίας, δημιουργήσει προκαλέσει συγκεντρώσεις φορέων διαφορετικές από εκείνες που αντιστοιχούν στην προγενέστερη κατάσταση. Αυτή η αλλαγή κατάστασης επιφέρει μια διαφοροποίηση του ρυθμού επανασυνδέσεων, μέχρι την αποκατάσταση των συγκεντρώσεων των φορέων στις νέες τιμές ισορροπίας. Ο ρυθμός επανασυνδέσεων σε καθαρό ημιαγωγό, που συμβολίζεται με R_i είναι ανάλογος του τετραγώνου της ενδογενούς συγκέντρωσης n_i . Για μια δεδομένη θερμοκρασία επειδή επικρατεί δυναμική ισορροπία, ο ρυθμός δημιουργίας φορέων που συμβολίζεται με G_i είναι ίσος με τον ρυθμό επανασυνδέσεων R_i . Δηλαδή έχουμε:

$$G_i = R_i = K \cdot n_i^2 \quad (3.36)$$

όπου K μια σταθερά που εξαρτάται από το υλικό το ημιαγωγού. Σε περίπτωση που παρατηρηθεί αύξηση θερμοκρασίας θα έχουμε αύξηση του ρυθμού G_i και του ρυθμού επανασυνδέσεων R_i επειδή η ενδογενής συγκέντρωση n_i θα αυξάνεται. Μετά την αποκατάσταση της θερμοκρασίας τα μεγέθη G_i , R_i και n_i θα έχουν νέες αυξημένες τιμές πλην όμως θα υπακούουν στη σχέση 3.36.

3.16 Ημιαγωγοί προσμίξεων

Στις προηγούμενες παραγράφους έγινε αναφορά στους ενδογενείς ημιαγωγούς, οι οποίοι χαρακτηρίζονται με αυτό τον όρο γιατί οι φορείς δημιουργούνται από τις διεγέρσεις των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους προς τη ζώνη αγωγιμότητας. Για να υπάρξει ενδογενής ημιαγωγός πρέπει ο κρύσταλλος να είναι απολύτως καθαρός και να μην περιέχει στο κρυσταλλικό του πλέγμα ξένα άτομα (προσμίξεις). Πρέπει να σημειώσουμε ότι μια τέτοια κατάσταση παρ' όλες τις τεχνικές επιδιώξεις είναι δύσκολο να επιτευχθεί απόλυτα και ο κρύσταλλος του ημιαγωγού θα περιέχει έστω και σε πολύ ελάχιστες συγκεντρώσεις ξένα άτομα.

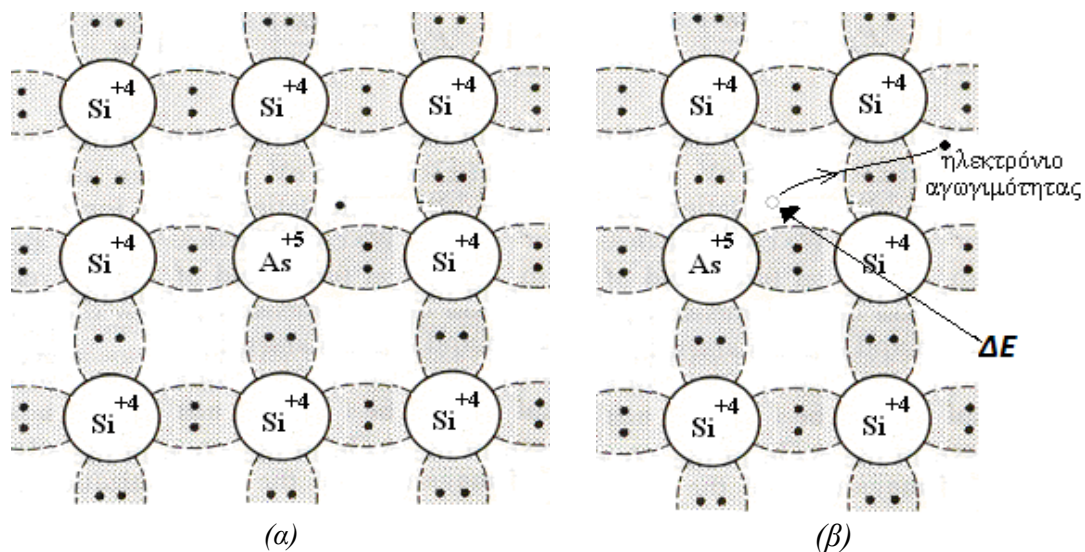
Στην περίπτωση που οι φορείς δημιουργούνται από εξωτερικές αιτίες, όπως παρουσία στο κρυσταλλικό πλέγμα του ημιαγωγού ξένων ατόμων (προσμίξεις) ή ύπαρξη τοπικών φορτίων, οι ημιαγωγοί θα χαρακτηρίζονται *εξωγενείς*. Η πιο σημαντική κατηγορία εξωγενών ημιαγωγών είναι οι *ημιαγωγοί προσμίξεων*. Στους ημιαγωγούς προσμίξεων οι φορείς που διαθέτει ο ημιαγωγός προέρχονται κύρια από την παρουσία των προσμίξεων. Η διαδικασία σκόπιμης πρόσθεσης προσμίξεων στο υλικό του ημιαγωγού, σε πολύ μικρές και ελεγχόμενες ποσότητες ονομάζεται *εμπλουτισμός* και ο ημιαγωγός χαρακτηρίζεται εμπλουτισμένος. Το πιο σημαντικό αποτέλεσμα του εμπλουτισμού των ημιαγωγών είναι η δυνατότητα μεταβολής της ειδικής αντίστασης σε μια πολύ μεγάλη κλίμακα. Οι περισσότερο συνήθεις από πρακτική πλευρά διαδικασίες εμπλουτισμού αφορούν τον εμπλουτισμό τετρασθενών ημιαγωγών (π.χ. Si) με προσμίξεις πεντασθενών (π.χ. As) ή τρισθενών ατόμων (π.χ. B).

Ένα άλλο χαρακτηριστικό στοιχείο των εμπλουτισμένων ημιαγωγών είναι ότι καταργείται η ισότητα των συγκεντρώσεων ηλεκτρονίων αγωγιμότητας και οπών (χαρακτηριστικό των ημιαγωγών με ενδογενή συμπεριφορά). Ανάλογα με το είδος (σθένος) των προσμίξεων οι συγκεντρώσεις των δυο ειδών των φορέων (ηλεκτρόνια – οπές), θα είναι άνισες και μάλιστα θα διαφέρουν μεταξύ τους αρκετές τάξεις μεγέθους. Οι φορείς των οποίων η συγκέντρωση είναι μεγαλύτερη από την συγκέντρωση του άλλου είδους φορέων χαρακτηρίζονται ως *φορείς πλειοψηφίας* και οι φορείς του άλλου είδους θα χαρακτηρίζονται ως *φορείς μειοψηφίας*. Ειδικότερα η

προσθήκη προσμίξεων ατόμων πεντασθενών στοιχείων σε στοιχειακούς τετρασθενείς ημιαγωγούς όπως το Si, έχει σαν αποτέλεσμα τον εμπλουτισμό του Si με ηλεκτρόνια αγωγιμότητας τα οποία αριθμητικά θα υπερέχουν κατά πολύ των οπών. Επειδή οι φορείς με αρνητικό φορτίο (ηλεκτρόνια) είναι οι φορείς πλειοψηφίας, ο ημιαγωγός θα ονομάζεται ημιαγωγός *n-τύπου* ή απλά *n-Si*. Οι προσμίξεις που συνήθως χρησιμοποιούνται για την παραγωγή *n-Si* είναι τα πεντασθενή στοιχεία ο P (φωσφόρος), το As (αρσενικό) και το Sb (αντιμόνιο). Αντίστοιχα προσθήκη προσμίξεων ατόμων τρισθενών στοιχείων στο Si, έχει σαν αποτέλεσμα τον εμπλουτισμό του με οπές οι οποίες αριθμητικά θα υπερέχουν κατά πολύ των ηλεκτρονίων. Επειδή οι οπές είναι φορείς με θετικό φορτίο, ο ημιαγωγός θα ονομάζεται ημιαγωγός *p-τύπου* ή απλά *p-Si*.

3.16.1 Ημιαγωγός Si n-τύπου

Ο εμπλουτισμός κρυστάλλου Si με πεντασθενή στοιχεία, σημαίνει ότι σε κάποιες κανονικές πλεγματικές θέσεις τοποθετούνται τα πεντασθενή άτομα (π.χ. As). Τα τέσσερα από πέντε ηλεκτρόνια σθένους των ατόμων του As σχηματίζουν ζεύγη με τα τέσσερα γειτονικά άτομα Si, συγκροτώντας τους ομοιοπολικούς δεσμούς ενώ το πέμπτο ηλεκτρόνιο σθένους της πρόσμιξης του As δεν μετέχει σε δεσμό και συγκρατείται πολύ χαλαρά (βλέπε σχήμα 3.18α). Έτσι με προσφορά πολύ μικρής ενέργειας (ΔE), το πέμπτο ηλεκτρόνιο μπορεί να αποσπαστεί και να γίνει ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας και να συμπεριληφθεί στα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας του Si (βλέπε σχήμα 3.18β).



Σχήμα 3.18. (α) Η παρουσία πεντασθενούς ατόμου πρόσμιξης (As) στο πλέγμα του Si. (β) Ο ιονισμός της πρόσμιξης με την απελευθέρωση του πέμπτου ηλεκτρονίου από την περιοχή του ατόμου της πρόσμιξης το οποίο καθίσταται ελεύθερο ηλεκτρόνιο (ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας).

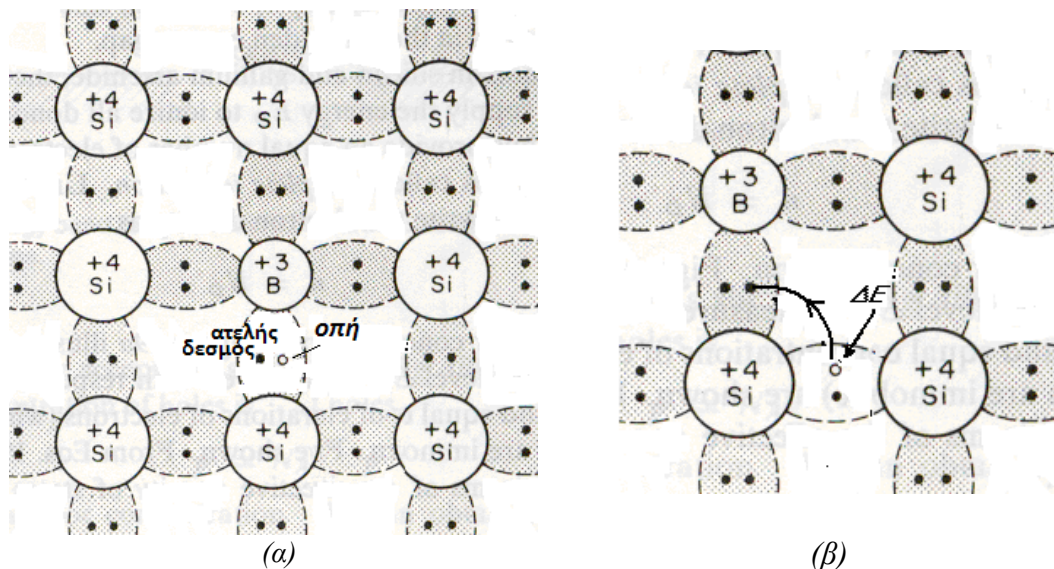
Ταυτόχρονα το άτομο της πρόσμιξης (As) φορτίζεται θετικά και μετατρέπεται σε ακίνητο θετικό ιόν. Δηλαδή:



Σε θερμοκρασία δωματίου κάθε άτομο πρόσμιξης ιονίζεται παρέχοντας ένα ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας στον κρύσταλλο του ημιαγωγού. Τα πεντασθενή άτομα των προσμίξεων σε τετρασθενείς κρυστάλλους ημιαγωγών, ονομάζονται *δότες*.

3.16.2 Ημιαγωγός Si p-τύπου

Αντίστοιχα ο εμπλουτισμός κρυστάλλου Si με τρισθενή στοιχεία, σημαίνει ότι σε κάποιες κανονικές πλεγματικές θέσεις τοποθετούνται τα τρισθενή άτομα (π.χ. B). Τα τρία ηλεκτρόνια σθένους του B σχηματίζουν ζεύγη με τα τρία από τα τέσσερα γειτονικά άτομα Si, συγκροτώντας τους ομοιοπολικούς δεσμούς. Η μη παρουσία ενός ακόμη ηλεκτρονίου σθένους δημιουργεί έναν ατελή δεσμό σθένους με το τέταρτο γειτονικό άτομο Si, γεγονός που αποτελεί μια ατέλεια στην ομοιομορφία του κρυσταλλικού πλέγματος (βλέπε σχήμα 3.19α). Η ατέλεια αυτή γίνεται εστία δημιουργίας μιας οπής, δηλαδή διαθέσιμων θετικών φορέων στη θέση της πρόσμιξης. Η οπή αυτή μπορεί εύκολα να καταργηθεί από ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους, δεδομένου ότι αρκεί μια αρκετά μικρή προσφορά ενέργειας ΔE για να περάσει ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους στην οπή (βλέπε σχήμα 3.19β). Ουσιαστικά η μετακίνηση της οπής σχετίζεται με την μετακίνηση γειτονικού ηλεκτρονίου σθένους. Έτσι η οπή μπορεί να μετακινείται στο κρυσταλλικό πλέγμα του ημιαγωγού όπως επίσης και οι άλλες οπές που έχουν προκύψει από τα άτομα του Si μέσω του ενδογενούς μηχανισμού.



Σχήμα 3.19. (α) Η παρουσία τρισθενούς ατόμου πρόσμιξης (As) στο πλέγμα του Si με την παράλληλη δημιουργία οπής.. (β) Ο ιονισμός της πρόσμιξης με την «μετάβαση» της οπής στο πλέγμα του Si.

Ταυτόχρονα το άτομο της πρόσμιξης λόγω της πλήρωσης της οπής στον ατελή δεσμό φορτίζεται αρνητικά και μετατρέπεται σε ακίνητο αρνητικό ιόν. Δηλαδή:



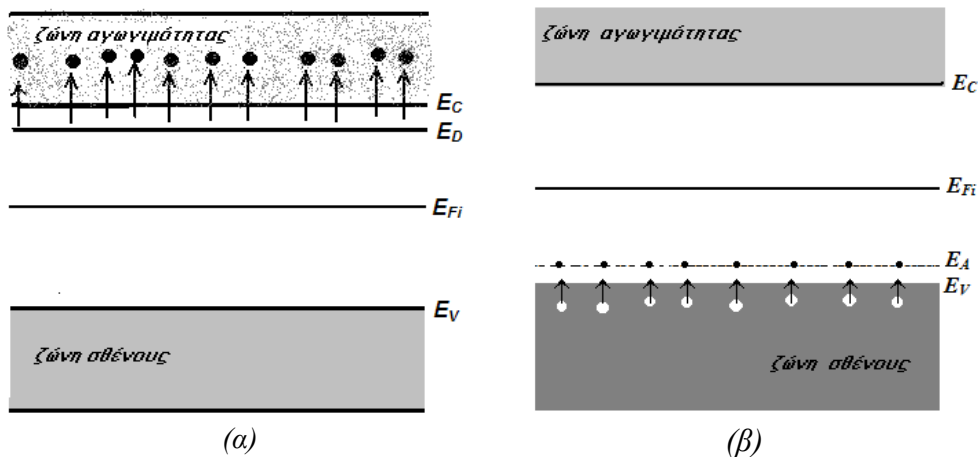
Σε θερμοκρασία δωματίου κάθε άτομο πρόσμιξης ιονίζεται παρέχοντας μια οπή στον κρύσταλλο του ημιαγωγού. Τα τρισθενή άτομα των προσμίξεων σε τετρασθενείς κρυστάλλους ημιαγωγών, ονομάζονται **αποδέκτες** (αποδέκτες ηλεκτρονίων).

3.17 Το ενεργειακό διάγραμμα των ημιαγωγών προσμίξεων.

Η παρουσία προσμίξεων στο κρυσταλλικό πλέγμα των ημιαγωγών έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία νέων πρόσθετων ενεργειακών σταθμών που συμπληρώνουν το ενεργειακό διάγραμμα του ημιαγωγού. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ενέργεια των ομοιοπολικών δεσμών των ατόμων των προσμίξεων με τα

άτομα του κρυστάλλου του ημιαγωγού είναι διαφορετική από εκείνη των δεσμών μεταξύ των ίδιων ατόμων του κρυστάλλου. Οι πρόσθετες αυτές ενεργειακές στάθμες ονομάζονται **στάθμες προσμίξεων** και μπορεί ανάλογα τη φύση του ημιαγωγού και της πρόσμιξης να βρίσκονται είτε εντός του ενεργειακού χάσματος είτε εντός των ζωνών σθένους ή αγωγιμότητας. Οι στάθμες που βρίσκονται εντός των ενεργειακών ζωνών του κρυστάλλου δεν επιφέρουν αλλαγές στην συμπεριφορά του. Αντίθετα οι προσμίξεις των οποίων οι στάθμες βρίσκονται εντός του ενεργειακού χάσματος, παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον, δεδομένου ότι η ηλεκτρική συμπεριφορά των ημιαγωγών οφείλεται κατά κύριο λόγο σε αυτού του είδους τις προσμίξεις.

Το ενεργειακό διάγραμμα ενός ημιαγωγού *n*-τύπου παρουσιάζεται στο *σχήμα 3.20α*. Η πεντασθενής πρόσμιξη δημιουργεί νέα επιτρεπόμενη ενεργειακή στάθμη εντός της απαγορευμένης ζώνης και ειδικά κάτω και πολύ κοντά στην ενεργειακή βάση E_C της ζώνης αγωγιμότητας. Η νέα αυτή στάθμη αποτελεί την ενεργειακή κατάσταση των πέμπτων ηλεκτρονίων (που δεν συμμετέχουν στο σχηματισμό των ομοιοπολικών δεσμών με τα τέσσερα γειτονικά άτομα Si) των πεντασθενών προσμίξεων (πριν αυτές ιονιστούν). Την στάθμη αυτή την ονομάζουμε **στάθμη δοτών** και τη συμβολίζουμε με E_D . Η ενεργειακή απόσταση που αντιστοιχεί στην διαφορά $E_C - E_D$ ισούται με την ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για την απόσπαση του πέμπτου ηλεκτρονίου της πρόσμιξης (ενέργεια ιονισμού των πεντασθενών προσμίξεων). Επίσης στο *σχήμα 3.20α* απεικονίζεται και η διαδικασία της διέγερσης των πέμπτων ηλεκτρονίων της πρόσμιξης (ιονισμός προσμίξεων) και ο εμπλουτισμός της ζώνης αγωγιμότητας με αρνητικούς φορείς (ηλεκτρόνια).



Σχήμα 3.19. Ενεργειακό διάγραμμα ημιαγωγού *n*-τύπου (α) και *p*-τύπου (β)

Αντίστοιχα το ενεργειακό διάγραμμα ενός ημιαγωγού *p*-τύπου παρουσιάζεται στο *σχήμα 3.20β*. Η τρισθενής πρόσμιξη δημιουργεί νέα επιτρεπόμενη ενεργειακή στάθμη εντός της απαγορευμένης ζώνης και ειδικά πάνω και πολύ κοντά στην ενεργειακή κορυφή E_V της ζώνης σθένους. Η νέα αυτή στάθμη αποτελεί την ενεργειακή κατάσταση των ηλεκτρονίων που συμμετέχουν στους ομοιοπολικούς δεσμούς (ηλεκτρόνια σθένους) και θα καταλάβουν την θέση της οπής που δημιουργεί η παρουσία της τρισθενούς πρόσμιξης (μετά την διαδικασία του ιονισμού της). Η στάθμη αυτή ονομάζεται **στάθμη αποδεκτών** και συμβολίζεται με E_A . Η ενεργειακή απόσταση που αντιστοιχεί στην διαφορά $E_A - E_V$ ισούται με την ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για την κατάληψη της οπής από ένα ηλεκτρόνιο σθένους. Επίσης στο *σχήμα 3.20β* απεικονίζεται και η διαδικασία της διέγερσης των ηλεκτρονίων σθένους

προς τη στάθμη των αποδεκτών και ο εμπλουτισμός της ζώνης σθένους με θετικούς φορείς (οπές).

Πίνακας 3.9 Η θέση των σταθμών δοτών και αποδεκτών στο Si και Ge

Προσμίξεις δοτών	$E_C - E_D$ (eV)		Προσμίξεις αποδεκτών	$E_A - E_V$ (eV)	
	Si	Ge		Si	Ge
Αντιμόνιο (Sb)	0,039	0,0096	Βόριο (B)	0,045	0,0104
Φωσφόρος (P)	0,045	0,0120	Αλουμίνιο (Al)	0,067	0,0102
Αρσενικό (As)	0,054	0,0128	Γάλλιο (Ga)	0,072	0,0108
			Ίνδιο (In)	0,16	0,0112

Πηγή: Sze, S. M. : Physics of Semiconductor Devices 2d ed. Wiley, N.Y. 1981

Τέλος στον πίνακα 3.9 καταγράφονται οι τιμές των ενεργειακών διαφορών $E_C - E_D$ και $E_A - E_V$, που καθορίζουν την θέση των σταθμών των πιο σημαντικών δοτών και των αποδεκτών στους στοιχειακούς τετρασθενείς κρυστάλλους Si και Ge.

3.18 Ο ιονισμός των προσμίξεων.

Με το σύμβολο N_D θα συμβολίζουμε την συγκέντρωση των πεντασθενών προσμίξεων (δότες), με τις οποίες εμπλουτίζεται κρύσταλλος ημιαγωγού και καθίσταται *n-τύπου*. Αντίστοιχα με N_A θα συμβολίζουμε την συγκέντρωση των τρισθενών προσμίξεων (αποδέκτες) στην περίπτωση των ημιαγωγών *p-τύπου*. Είναι αυτονόητο ότι η συγκέντρωση των ιονισμένων προσμίξεων (συμβολισμός N_D^+ για δότες και N_A^- για αποδέκτες), θα σχετίζεται άμεσα με την θερμοκρασία του κρυστάλλου. Για θερμοκρασίες δωματίου ($T=300K$), πρακτικά θα έχουμε τον ιονισμό όλου σχεδόν του πληθυσμού των προσμίξεων του κρυστάλλου. Δηλαδή: $N_D^+ \approx N_D$ και $N_A^- \approx N_A$. Σε πολύ χαμηλότερες θερμοκρασίες, όλες οι προσμίξεις δεν είναι ιονισμένες με αποτέλεσμα η πιθανότητα να είναι κατελιημμένες από ηλεκτρόνια οι στάθμες E_D και E_A είναι διάφορη του μηδενός και της μονάδας αντίστοιχα. Σ' αυτές τις θερμοκρασίες θα ισχύει: $N_D^+ < N_D$ και $N_A^- < N_A$.

Αν με N_D^o και N_A^o συμβολίσουμε τις συγκεντρώσεις των ουδέτερων (μη ιονισμένων) δοτών και αποδεκτών αντίστοιχα, τότε όσο αφορά την πιθανότητα $f(E_D)$ κατάληψης της στάθμης των δοτών από ηλεκτρόνια, αυτή θα δίνεται από τη σχέση:

$$f(E_D) = \frac{N_D^o}{N_D} \quad (3.37)$$

Αποδεικνύεται ότι:

$$N_D^o = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \quad (3.38)$$

όπου E_F είναι η στάθμη Fermi του ημιαγωγού *n-τύπου*, της οποίας η θέση όπως θα δούμε σε επόμενη παράγραφο διαφέρει αισθητά από τη θέση της στάθμης E_{Fi} του αντίστοιχου ενδογενούς ημιαγωγού. Συνεπώς η πιθανότητα $f(E_D)$ θα δίνεται από τη σχέση:

$$f(E_D) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \quad (2.36) \quad (3.39)$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι: $N_D^+ = N_D - N_D^0$ και συνδυάζοντας τη σχέση αυτή με τη σχέση 3.38, μπορεί να προκύψει η σχέση που συνδέει την συγκέντρωση N_D^+ των ιονισμένων δοτών με την συνολική συγκέντρωση N_D των δοτών που περιέχει ο κρύσταλλος. Συγκεκριμένα προκύπτει:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \quad (3.40)$$

Αντίστοιχα για τους ημιαγωγούς *p*-τύπου, αποδεικνύεται ότι η πιθανότητα $f(E_A)$ της κατάληψης της στάθμης των αποδεκτών από ηλεκτρόνια δίνεται από τη σχέση:

$$f(E_A) = \frac{N_A^-}{N_A} = \frac{1}{1 + 4 \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad (2.38) \quad (3.41)$$

Οι ανωτέρω σχέσεις είναι χρήσιμες γιατί αν τις αξιολογήσουμε μπορεί να τεκμηριωθεί η αρχική μας υπόθεση ότι στις συνήθεις θερμοκρασίες (γύρω από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος), ένα πολύ σημαντικό ποσοστό από τις προσμίξεις που διαθέτουν οι ημιαγωγοί προσμίξεων είναι ιονισμένες. Μάλιστα στους σχετικούς υπολογισμούς, συχνά κάνουμε την παραδοχή ότι στις θερμοκρασίες λειτουργίας των διατάξεων ημιαγωγών, το σύνολο των προσμίξεων είναι ιονισμένο. Για παράδειγμα στη θερμοκρασία των 300K η πιθανότητα $f(E_D)$ σε κρύσταλλο Si που είναι εμπλουτισμένος με πεντασθενείς προσμίξεις συγκέντρωσης $N_D = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, υπολογίζεται ότι λαμβάνει τιμή ίση με 1/200. Αυτό σημαίνει ότι σε 200 άτομα δοτών μόνο το 1 παραμένει μη ιονισμένο και καταλαμβάνει την στάθμη E_D , ενώ τα υπόλοιπα 199 καταλαμβάνουν τις ενεργειακές στάθμες εντός της ζώνης αγωγιμότητας.

3.19 Η συγκέντρωση των φορέων στους ημιαγωγούς προσμίξεων

Έστω ότι ένας ημιαγωγός είναι εμπλουτισμένος και εμπεριέχει στο κρυσταλλικό του πλέγμα τόσο δότες όσο και αποδέκτες με αντίστοιχες συγκεντρώσεις N_D και N_A . Σε μια θερμοκρασία T οι φορείς που θα διαθέτει ο ημιαγωγός, θα σχετίζονται με τις διεγέρσεις τόσο του ενδογενή μηχανισμού όσο και του μηχανισμού ιονισμού των προσμίξεων (εξωγενής μηχανισμός). Θα συμβολίζουμε με n την συνολική συγκέντρωση των αρνητικών φορέων (ηλεκτρόνια αγωγιμότητας) και p την συγκέντρωση των θετικών φορέων (οπές). Η συνολική συγκέντρωση του θετικού φορτίου του κρυστάλλου του ημιαγωγού θα είναι: $q \cdot (p + N_D^+)$ και η αντίστοιχη του αρνητικού φορτίου θα είναι: $q \cdot (n + N_A^-)$, όπου q το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο ($q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) και N_D^+ και N_A^- οι συγκεντρώσεις των ιονισμένων προσμίξεων (δοτών και αποδεκτών αντίστοιχα). Επειδή ο κρύσταλλος είναι ένα σύστημα ηλεκτρικά ουδέτερο με συνολικό φορτίο χώρου μηδέν, θα πρέπει να ισχύει: $q \cdot (p + N_D^+) = q \cdot (n + N_A^-)$ ή $p + N_D^+ = n + N_A^-$. Δηλαδή:

$$n - p = N_D^+ - N_A^- \quad (3.42)$$

Στην ανωτέρω εξίσωση το πρώτο μέλος εκφράζει την συγκέντρωση των φορτίων που έχουν δυνατότητα κίνησης (φορείς) και το δεύτερο μέλος την συγκέντρωση των ακίνητων φορτίων, δηλαδή τα ακίνητα ιονισμένα άτομα των προσμίξεων. Οι τιμές N_D^+ και N_A^- μπορούν να προσδιοριστούν σύμφωνα με τις σχέσεις 3.40 και 3.41 της προηγούμενης παραγράφου και σχετίζονται με τη θερμοκρασία T του κρυστάλλου και τη θέση της στάθμης Fermi στο ενεργειακό διάγραμμα του ημιαγωγού. Με την παραδοχή ότι για θερμοκρασίες άνω των 100K όλοι οι δότες και οι αποδέκτες είναι ιονισμένοι, η εξίσωση 3.42 λαμβάνει την ακόλουθη μορφή:

$$n - p = N_D - N_A \quad (3.43)$$

Η ανωτέρω σχέση που εκφράζει την *αρχή της ηλεκτρικής ουδετερότητας*, μπορεί να συνδυαστεί με τον *νόμο δράσης των μαζών*, που στην προκειμένη περίπτωση περιγράφεται με την ακόλουθη σχέση:

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (3.44)$$

Πράγματι επειδή: $(n+p)^2 - (n-p)^2 = 4np$, τότε αν ληφθούν υπόψη οι σχέσεις 3.43 και 3.44, έχουμε:

$$n + p = \pm \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \quad (3.45)$$

Λαμβάνοντας υπόψη μόνο το θετικό πρόσημο του αθροίσματος $n + p$ (σχέση 3.45) και σε συνδυασμό με τη σχέση συνδυάζοντάς την με τη σχέση 3.43 καταλήγουμε στις σχέσεις που δίνουν τις εκφράσεις των συγκεντρώσεων n και p των δύο ειδών φορέων:

$$n = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (3.46)$$

$$p = \frac{1}{2} \left[(N_A - N_D) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (3.47)$$

Με βάση τις ανωτέρω σχέσεις καταλήγουμε στα ακόλουθα συμπεράσματα:

1. Αν $N_D = N_A$ τότε προκύπτει: $n = p = n_i$. Στην περίπτωση αυτή αν και ο ημιαγωγός είναι εμπλουτισμένος με προσμίξεις συμπεριφέρεται ως ενδογενής ημιαγωγός.
2. Αν $N_D > N_A$ τότε προκύπτει: $n > p$, οπότε ο ημιαγωγός παρουσιάζει συμπεριφορά n - τύπου.
3. Αν $N_D < N_A$ τότε προκύπτει: $p > n$, οπότε ο ημιαγωγός παρουσιάζει συμπεριφορά p - τύπου.
4. Στην περίπτωση που ο ημιαγωγός έχει συμπεριφορά n - τύπου και ικανοποιείται η συνθήκη:

$$(N_D - N_A)^2 \gg 4n_i^2 \quad (3.48)$$

προκύπτει:

$$n \approx N_D - N_A \quad (3.49)$$

Ειδικά για την περίπτωση n - τύπου ημιαγωγού χωρίς προσμίξεις αποδεκτών ($N_A=0$), έχουμε:

$$n \approx N_D \quad (3.50)$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (3.51)$$

5. Στην περίπτωση που ο ημιαγωγός έχει συμπεριφορά p – τύπου και ικανοποιείται η συνθήκη:

$$(N_A - N_D)^2 \gg 4n_i^2 \quad (3.51)$$

προκύπτει:

$$p \approx N_A - N_D. \quad (3.52)$$

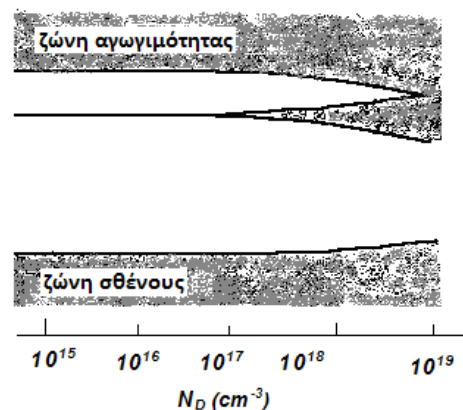
Ειδικά για την περίπτωση p – τύπου ημιαγωγού χωρίς προσμίξεις δοτών ($N_D=0$), έχουμε:

$$p \approx N_A \quad (3.53)$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (3.54)$$

6. Όταν η απόλυτη διαφορά $|N_D - N_A|$ έχει τιμή συγκρίσιμη με την τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων n_i , ο ημιαγωγός έχει συμπεριφορά που προσεγγίζει εκείνη των ενδογενών ημιαγωγών. Ένα κριτήριο είναι το ακόλουθο: $\Delta n / |N_D - N_A| < 5n_i$, τότε ο ημιαγωγός προσμίξεων έχει πρακτικά συμπεριφορά ενδογενούς ημιαγωγού.
7. Οι ημιαγωγοί n - τύπου και p -τύπου, για τους οποίους δεν ισχύει η συνθήκη που περιγράφουν οι αντίστοιχες σχέσεις 3.48 και 3.51 συμβολίζονται ως n^- και p^- τύπου. Τέτοιοι ημιαγωγοί χρησιμοποιούνται σε διατάξεις ημιαγωγών όπως π.χ. σε υποστρώματα ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, όπου χρειάζεται μεγάλη ειδική ηλεκτρική αντίσταση και έτσι αποφεύγεται η χρήση άλλων μονωτικών υλικών. Ο υπολογισμός των συγκεντρώσεων n και p γι' αυτούς τους ημιαγωγούς γίνεται από τις σχέσεις 3.46 και 3.47 αντίστοιχα.
8. Ημιαγωγοί n-τύπου με $N_A=0$ και p-τύπου με $N_D=0$ για τους οποίους ικανοποιούνται οι συνθήκες $N_D^2 \gg 4n_i^2$ και $N_A^2 \gg 4n_i^2$ αντίστοιχα, ανάλογα με την περιεκτικότητα τους σε προσμίξεις δοτών ή αποδεκτών θα έχουν τους εξής χαρακτηρισμούς:
- n - τύπου ή p - τύπου
 - n^+ - τύπου ή p^+ - τύπου
 - n^{++} - τύπου ή p^{++} - τύπου

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον αποκτά η περίπτωση ημιαγωγών με πολύ μεγάλες συγκεντρώσεις δοτών ή αποδεκτών (n^{++} - τύπου ή p^{++} - τύπου). Για παράδειγμα σε κρύσταλλο n^{++} - Si με συγκέντρωση δοτών N_D που ξεπερνά την τιμή 10^{18}cm^{-3} , επειδή η περιεκτικότητα των προσμίξεων σε σχέση με τα άτομα του Si γίνεται μεγαλύτερη από 0,001%, υπάρχει αισθητή αλληλεπίδραση των γειτονικών ατόμων των προσμίξεων στο κρυσταλλικό πλέγμα. Το αποτέλεσμα αυτής



Σχήμα 3.20. Τροποποίηση του ενεργειακού διαγράμματος n^{++} - Si

της αλληλεπίδρασης εξηγεί την διεύρυνση των ενεργειακών σταθμών των προσμίξεων σε ζώνες. Στο σχήμα 3.20 δίνουμε ένα παράδειγμα ενός τέτοιου ενεργειακού διαγράμματος για κρύσταλλο Si n-τύπου που διαθέτει προσμίξεις μόνο δότες μεταβλητής συγκέντρωσης N_D . Στις περιπτώσεις που η ανωτέρω συγκέντρωση ξεπεράσει και την τιμή των 10^{19}cm^{-3} , η ζώνη των δοτών επικαλύπτεται με την ζώνη αγωγιμότητας και σ' αυτές τις περιπτώσεις οι ημιαγωγοί θεωρούνται εκφυλισμένοι και αποκτούν ηλεκτρικές ιδιότητες που προσεγγίζουν εκείνες των μετάλλων.

Εφαρμογή 1^η:

Σ' ένα δείγμα Ge θερμοκρασίας 200K μετρήθηκαν οι ακόλουθες συγκεντρώσεις φορέων: $n=2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ και $p=3,5 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$. Με την υπόθεση ότι στην ανωτέρω θερμοκρασία των 200K όλες οι προσμίξεις είναι ιονισμένες, να υπολογιστούν οι τιμές των συγκεντρώσεων n και p στη θερμοκρασία των 300K.

Απάντηση:

Τόσο για τη θερμοκρασία των 200K όσο και για τους 300K, με βάση τη σχέση 3.43, θα έχουμε: $n - p = N_D - N_A$. Αν n και p οι συγκεντρώσεις των φορέων στους 300K, τότε:

$$n - p \approx 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3} \quad (1.1)$$

Στη θερμοκρασία των 300K η τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων $n_i = 2,4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ (πίνακας 3.6), οπότε:

$$n \cdot p = (2,4 \cdot 10^{13})^2 \text{cm}^{-6} = 5,76 \cdot 10^{26} \text{cm}^{-6} \quad (1.2)$$

Με επίλυση του συστήματος των εξισώσεων 1.1 και 1.2 προκύπτει:

$$n = 3,6 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3} \text{ και } p = 1,6 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}.$$

Εφαρμογή 2^η:

Κρύσταλλος Si φέρει προσμίξεις Ga σε αναλογία: 1 άτομο Ga σε 10^6 άτομα Si. Να υπολογιστούν οι τιμές των συγκεντρώσεων n και p στη θερμοκρασία των 300K. Θεωρούμε ότι στην θερμοκρασία των 300K όλες οι προσμίξεις είναι ιονισμένες. Η πλεγματική σταθερά του Si είναι $a=0,543 \text{nm}$.

Απάντηση:

Οι προσμίξεις Ga (τρισθενή άτομα) στον κρύσταλλο του Si συμπεριφέρονται ως αποδέκτες. Στον μοναδιαίο κύβο της κυψελίδας του Si αντιστοιχούν 8 άτομα Si (βλέπε παρ. 1.13 – Δομή διαμαντιού). Δηλαδή, σε όγκο:

$$a^3 = (0,543 \text{nm})^3 = 0,16 \cdot 10^{-27} \text{m}^3 \text{ αντιστοιχούν } 8 \text{ άτομα Si ή } 8 \cdot 10^{-6} \text{ άτομα Ga.}$$

Άρα η συγκέντρωση των προσμίξεων Ga (αποδεκτών) είναι:

$$N_A = \frac{8 \cdot 10^{-6}}{0,16 \cdot 10^{-27}} \text{m}^{-3} = 5 \cdot 10^{22} \text{m}^{-3} = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}.$$

Η τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων του Si (πίνακας 3.6) είναι $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$, οπότε ικανοποιείται η συνθήκη: $N_A^2 \gg 4n_i^2$.

Συνεπώς για τις συγκεντρώσεις n και p θα έχουμε τις ακόλουθες σχέσεις:

$$p = N_A = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3} \text{ και } n = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{2,1 \cdot 10^{20}}{5 \cdot 10^{16}} \Rightarrow n = 4,2 \cdot 10^3 \text{cm}^{-3}.$$

3.20 Η θέση της στάθμης Fermi σε ημιαγωγούς n και p τύπου.

Όπως είδαμε στην παράγραφο 3.11 η θέση της στάθμης Fermi για ενδογενή ημιαγωγό βρίσκεται σχεδόν στο μέσο της απαγορευμένης ζώνης. Κάτι τέτοιο όμως δεν συμβαίνει στους ημιαγωγούς n και p τύπου δεδομένου ότι όπως θα φανεί στη συνέχεια ισχύει η ανισότητα μεταξύ φορέων πλειοψηφία και μειοψηφίας ($n \neq p$). Έτσι αν ανατρέξουμε στις σχέσεις 3.12 και 3.18 σχηματίσουμε τον νεπέριο λογάριθμο του πηλίκου n / p θα έχουμε:

$$\ln\left(\frac{n}{p}\right) = \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) - \frac{(E_C + E_V - 2E_F)}{kT} \quad (3.55)$$

οπότε για την στάθμη Fermi E_F προκύπτει :

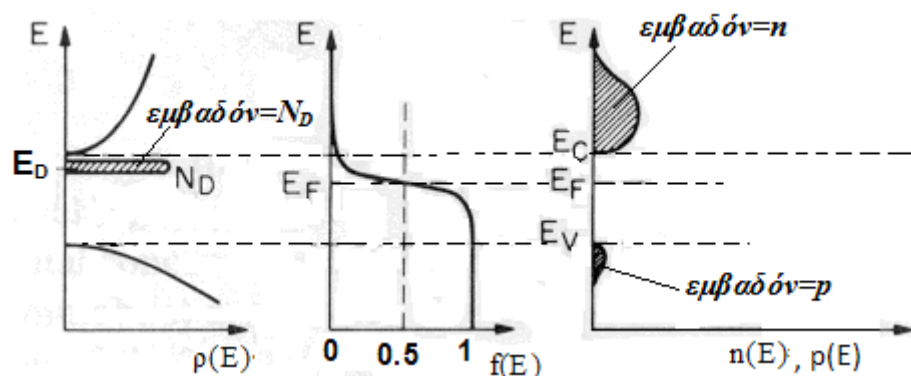
$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right) + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{n}{p}\right) \quad (3.56)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση 3.22, που παρέχει την έκφραση της στάθμης Fermi (E_{Fi} ή E_i) ενδογενούς ημιαγωγού, η σχέση 3.56 τροποποιείται στην ακόλουθη γενική έκφραση:

$$E_F = E_{Fi} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{n}{p}\right) \quad (3.57)$$

Με βάση την ανωτέρω σχέση το πρώτο συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι στους ημιαγωγούς n και p τύπου η στάθμη Fermi θα είναι μετατοπισμένη προς εκείνη τη ζώνη που θα διαθέτει τους περισσότερους φορείς (φορείς πλειοψηφίας), δεδομένου ότι η στάθμη E_{Fi} βρίσκεται σχεδόν στο μέσο του ενεργειακού χάσματος. Κατά συνέπεια σημειώνονται τα ακόλουθα:

- Για τους ημιαγωγούς n-τύπου ($n > p$) η στάθμη Fermi E_{Fn} θα βρίσκεται πάνω από τη στάθμη E_{Fi} ($E_{Fn} > E_{Fi}$) και πλησίον στη ζώνη αγωγιμότητας.
- Για τους ημιαγωγούς p-τύπου ($n < p$) η στάθμη Fermi E_{Fp} θα βρίσκεται κάτω από τη στάθμη E_{Fi} ($E_{Fp} < E_{Fi}$) και πλησίον στη ζώνη σθένους.
- Ειδικά για την περίπτωση ενδογενούς ημιαγωγού ($n = p$), θα έχουμε $E_F = E_{Fi}$.



Σχήμα 3.21. Διαγράμματα της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων, της κατανομής Fermi-Dirac και της κατανομής των συγκεντρώσεων των φορέων n και p για ημιαγωγό n-τύπου

Στο σχήμα 3.21 παρουσιάζονται τα διαγράμματα της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων, της κατανομής Fermi-Dirac και της κατανομής των συγκεντρώσεων των φορέων σε ημιαγωγό *n*-τύπου σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας. Ανάλογη μορφή θα έχουν τα αντίστοιχα διαγράμματα των ημιαγωγών *p*-τύπου.

Στην περίπτωση ημιαγωγών *n*-τύπου για τους οποίους ικανοποιείται η συνθήκη 3.48 της παραγράφου 3.19 και για τις συγκεντρώσεις των φορέων ισχύουν οι σχέσεις 3.50 και 3.51, η έκφραση που δίνει τη θέση της στάθμης Fermi E_{Fn} ημιαγωγού *n*-

τύπου, με βάση την σχέση 3.57 λαμβάνει την μορφή: $E_{Fn} = E_{Fi} + \frac{kT}{2} \cdot \ln \left(\frac{N_D}{n_i^2 / N_D} \right)$ και

τελικά προκύπτει:

$$E_{Fn} = E_{Fi} + kT \cdot \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \quad (3.58)$$

Ανάλογη θα είναι η έκφραση που δίνει τη θέση της στάθμης Fermi E_{Fp} ημιαγωγού *p*-τύπου, αν λάβουμε υπόψη τις σχέσεις 3.53, 3.54 και 3.57. Τελικά προκύπτει:

$$E_{Fp} = E_{Fi} - kT \cdot \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (3.59)$$

Στην περίπτωση που ο ημιαγωγός περιέχει δύο ειδών προσμίξεις και δότες συγκέντρωσης N_D και αποδέκτες συγκέντρωσης N_A , τότε έχουμε την ακόλουθη έκφραση:

$$E_F = E_{Fi} \pm kT \cdot \ln \left(\frac{|N_D - N_A|}{n_i} \right) \quad (3.60)$$

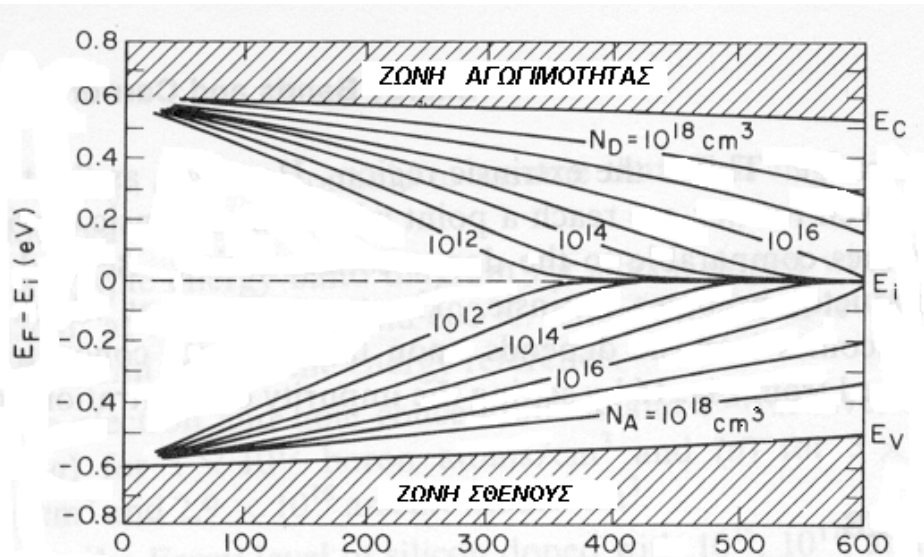
με το πρόσημο + να αντιστοιχεί στους ημιαγωγούς με συμπεριφορά *n* - τύπου ($N_D > N_A$), ενώ το πρόσημο - αντιστοιχεί στους ημιαγωγούς με συμπεριφορά *p* - τύπου ($N_D < N_A$).

Από τις ανωτέρω σχέσεις είναι φανερό ότι η θέση της στάθμης Fermi θα εξαρτάται τόσο από τη συγκέντρωση των προσμίξεων, όσο και από τη θερμοκρασία. Όσο μεγαλύτερη τιμή λαμβάνει ο λόγος $|N_D - N_A| / n_i$ τόσο περισσότερο θα απομακρύνεται η στάθμη Fermi από τη θέση που καταλαμβάνει η στάθμη Fermi E_{Fi} του ενδογενούς ημιαγωγού που βρίσκεται στο μέσο περίπου του ενεργειακού χάσματος.

Ιδιαίτερο όμως ενδιαφέρον παρουσιάζει η εξάρτηση της στάθμης Fermi των ημιαγωγών προσμίξεων από τη θερμοκρασία. Όπως έχει αναφερθεί στην παράγραφο 3.12 (σχέση 3.25), μια αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί σημαντική αύξηση της ενδογενούς συγκέντρωσης των φορέων n_i . Κατά συνέπεια ο λόγος $|N_D - N_A| / n_i$ θα μειωθεί σημαντικά και θα προκαλέσει τελικά μείωση στην ποσότητα

$kT \cdot \ln \left(\frac{|N_D - N_A|}{n_i} \right)$, παρά την αύξηση που θα έχει ο όρος kT . Έτσι θα παρατηρηθεί

μετατόπιση της στάθμης E_F προς την θέση της στάθμης E_{Fi} . Στο διάγραμμα του σχήματος 3.22, παρουσιάζεται η μεταβολή της θέσης της στάθμης E_F σε κρύσταλλο Si σε συνάρτηση με την θερμοκρασία για διάφορες τιμές συγκεντρώσεων προσμίξεων.



Σχήμα 3.22. Η μεταβολή της θέσης της στάθμης E_F σε κρύσταλλο Si σε συνάρτηση με την θερμοκρασία για διάφορες τιμές συγκεντρώσεων προσμίξεων.

Πηγή: Sze, S. M. : *Physics of Semiconductor Devices* 2d ed. Wiley, N.Y. 1981

Εφαρμογή 1^η:

Κρύσταλλος Si φέρει προσμίξεις Ga συγκέντρωσης $2 \cdot 10^{11}$ άτομα/cm³. Στη θερμοκρασία των 300K ποια είναι σε eV η τιμή της ενεργειακής διαφοράς $E_{Fi} - E_F$. Θεωρούμε ότι στην θερμοκρασία των 300K όλες οι προσμίξεις είναι ιονισμένες και η τιμή της ποσότητας $kT = 0,026\text{eV}$.

Απάντηση:

Οι προσμίξεις Ga (τρισθενή άτομα) στον κρύσταλλο του Si συμπεριφέρονται ως αποδέκτες. Στη θερμοκρασία των 300K η τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Δεδομένου ότι η συγκέντρωση των αποδεκτών N_A έχει παραπλήσια τιμή με την τιμή της n_i ο ημιαγωγός Si είναι p - τύπου, οπότε για τον προσδιορισμό των συγκεντρώσεων n και p θα αξιοποιηθούν οι σχέσεις 3.46 και 3.47 της παραγράφου 3.19, λαμβάνοντας υπόψη ότι $N_D = 0$. Έτσι έχουμε :

$$p = \frac{1}{2} \left[N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} \right] = \frac{1}{2} \left(2 \cdot 10^{11} + \sqrt{4 \cdot 10^{22} + 4 \cdot 2,1 \cdot 10^{20}} \right) \Rightarrow p = 2,01 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

ενώ

$$n = \frac{1}{2} \left[-N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} \right] = \frac{1}{2} \left(-2 \cdot 10^{11} + \sqrt{4 \cdot 10^{22} + 4 \cdot 2,1 \cdot 10^{20}} \right) \Rightarrow n = 1,04 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

Αξιοποιώντας τη σχέση (3.56) έχουμε:

$$E_F = E_{Fi} + \frac{kT}{2} \cdot \ln \left(\frac{n}{p} \right) \Rightarrow E_{Fi} - E_F = -0,013 \ln(0,0052) \text{ eV} = -0,013 \cdot (-5,26) \text{ eV} \Rightarrow$$

$$E_{Fi} - E_F = 0,068 \text{ eV}$$

Εφαρμογή 2^η:

Κρύσταλλος Si είναι εμπλουτισμένος με 10^{16} άτομα As/cm³. Πόσα eV κάτω από την βάση E_C της ζώνης αγωγιμότητας βρίσκεται η στάθμη Fermi. Στην θερμοκρασία των 300K όλες οι προσμίξεις είναι ιονισμένες και η τιμή της ποσότητας $kT = 0,026\text{eV}$. Στη συνέχεια να υπολογιστεί η ενεργειακή απόσταση μεταξύ των σταθμών E_F και E_D .

Απάντηση:

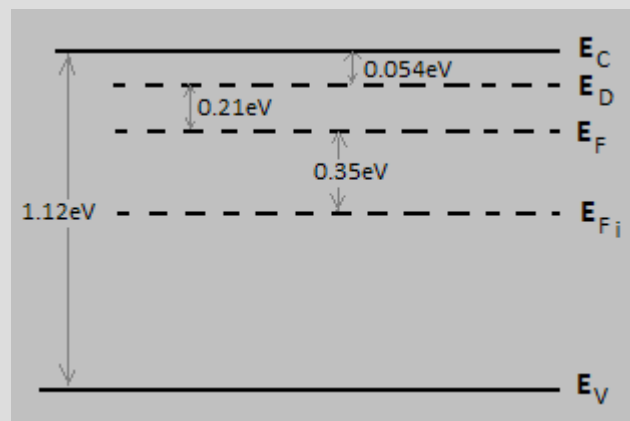
Οι προσμίξεις As (πεντασθενή άτομα) συμπεριφέρονται ως δότες. Στη θερμοκρασία των 300K η τιμή της ενδογενούς συγκέντρωσης φορέων $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ και σαφώς πληρούται η συνθήκη $N_D^2 \gg 4n_i^2$, οπότε για τη θέση της στάθμης Fermi αξιοποιούμε την σχέση 3.58:

$$E_F = E_{Fi} + kT \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) = E_{Fi} + 0,026 \ln\left(\frac{10^{16}}{1,45 \cdot 10^{10}}\right) \text{eV} \Rightarrow E_F = E_{Fi} + 0,026 \cdot 13,4 \text{eV} \Rightarrow$$

$$E_F - E_{Fi} = 0,35 \text{eV}$$

Με την παραδοχή ότι η στάθμη E_{Fi} βρίσκεται στο μέσο του ενεργειακού χάσματος η ενεργειακή απόσταση $E_C - E_{Fi} = \frac{1,12 \text{eV}}{2} = 0,56 \text{eV}$.

Άρα η ζητούμενη ενεργειακή διαφορά: $E_C - E_F = 0,56 \text{eV} - 0,35 \text{eV} = 0,21 \text{eV}$



3.21 Η επίδραση της θερμοκρασίας στη συγκέντρωση των φορέων στους εξωγενείς ημιαγωγούς.

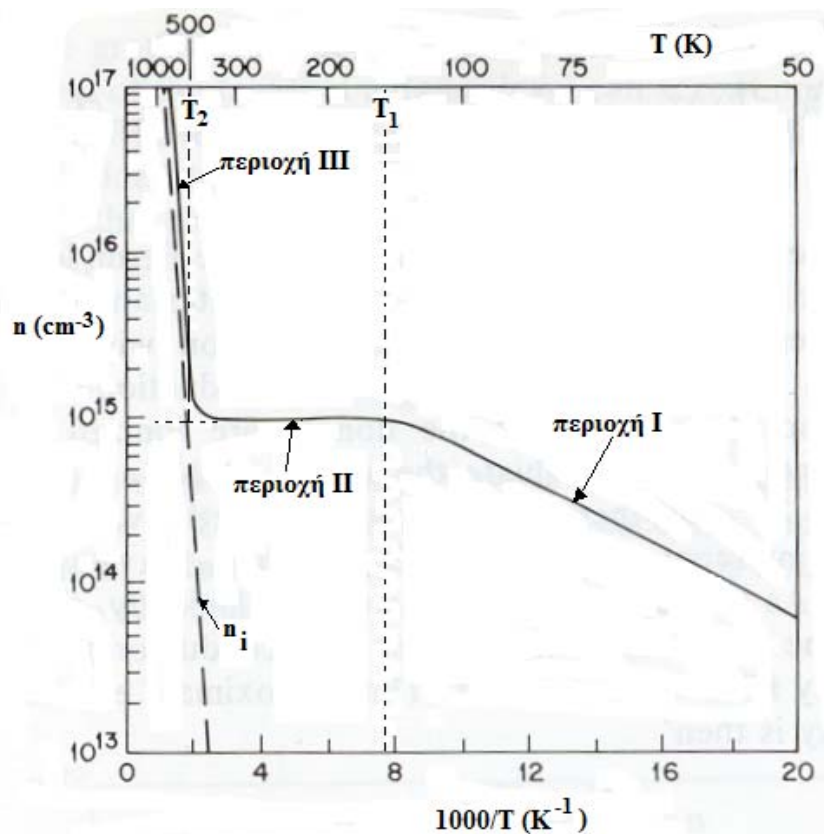
Στην προηγούμενη παράγραφο διαπιστώθηκε ότι στους εξωγενείς ημιαγωγούς καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται, η στάθμη Fermi E_F , προσεγγίζει την στάθμη Fermi E_{Fi} του ενδογενούς ημιαγωγού και στις αρκετά υψηλές θερμοκρασίες έχουμε πρακτικά ταύτιση των δύο σταθμών. Αυτό σημαίνει ότι στις υψηλές θερμοκρασίες ο εξωγενής ημιαγωγός αποκτά συμπεριφορά ενδογενή ημιαγωγού. Αυτό μπορεί να γίνει αντιληπτό από το γεγονός ότι στις υψηλές θερμοκρασίες οι συγκεντρώσεις των φορέων που έχουν προκύψει από τον ενδογενή μηχανισμό (θερμικές διασπάσεις), έχουν γίνει πολύ μεγάλες και έχουν υπερβεί μερικές τάξεις μεγέθους την συγκέντρωση των ιονισμένων προσμίξεων. Έτσι στις υψηλές θερμοκρασίες θα ισχύει: $n = p$.

Σημαντικό ενδιαφέρον παρουσιάζει το διάγραμμα του σχήματος 3.23, που δείχνει τη μεταβολή της συγκέντρωσης των φορέων, ενός ημιαγωγού Si n-τύπου με

συγκέντρωση δοτών $N_D=10^{15} \text{ cm}^{-3}$, σε συνάρτηση με την θερμοκρασία. Στο διάγραμμα παρατηρεί κανείς τρεις χαρακτηριστικές περιοχές:

Περιοχή προσμίξεων (περιοχή I): Αντιστοιχεί στις πολύ χαμηλές θερμοκρασίες, όπου προοδευτικά με την αύξηση της θερμοκρασίας ιονίζονται οι δότες καθώς διεγείρονται τα ηλεκτρόνια από τη στάθμη των δοτών E_D προς τη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτός είναι ο λόγος που στην περιοχή αυτή παρατηρείται αύξηση της συγκέντρωσης n , καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία. Στην περιοχή αυτή η συγκέντρωση n των ηλεκτρονίων είναι πρακτικά ανάλογη με την ποσότητα: $\exp\left(-\frac{E_C - E_D}{2kT}\right)$. Η περιοχή

αυτή οριακά φθάνει μέχρι μια χαρακτηριστική θερμοκρασία T_1 , όπου πλέον έχει ολοκληρωθεί η διαδικασία ιονισμού των δοτών. Για τη συγκεκριμένη περίπτωση (διάγραμμα σχήματος 3.23) η θερμοκρασία T_1 βρίσκεται γύρω στους 150K. Βέβαια η ακριβής τιμή της θερμοκρασίας T_1 , σχετίζεται άμεσα με την τιμή της συγκέντρωσης N_D των δοτών.



Σχήμα 3.23. Η μεταβολή της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων σε ημιαγωγό $n - \text{Si}$ σε συνάρτηση με την θερμοκρασία

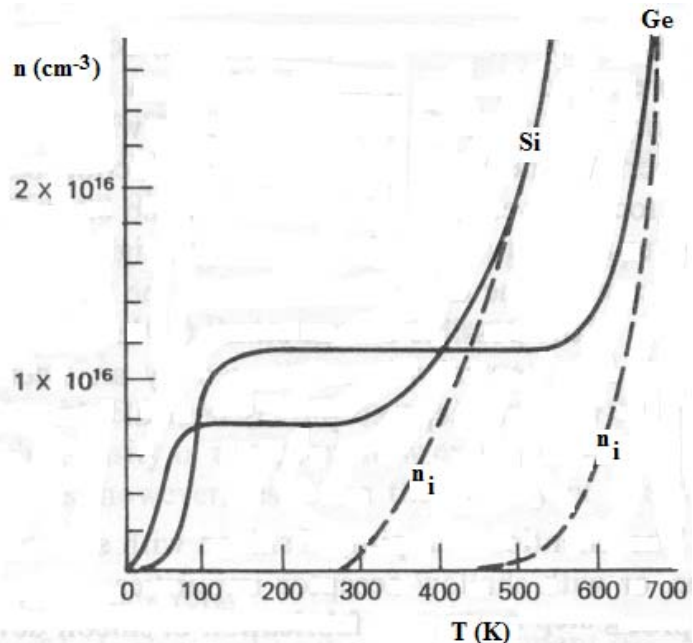
Περιοχή κορεσμού (περιοχή II): Αντιστοιχεί σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες της T_1 και φθάνει μέχρι μια άλλη χαρακτηριστική θερμοκρασία T_2 , όπου ο ημιαγωγός αποκτά ενδογενή συμπεριφορά. Το χαρακτηριστικό αυτής της περιοχής είναι ότι η συγκέντρωση n παραμένει πρακτικά σταθερή και ίση με την συγκέντρωση των δοτών. Δηλαδή έχουμε: $n = N_D$. Αυτό οφείλεται στο ότι η συνεισφορά του ενδογενή μηχανισμού στην περιοχή θερμοκρασιών από T_1 έως T_2 είναι πολύ χαμηλή, με αποτέλεσμα η συγκέντρωση n των φορέων πλειοψηφίας να καθορίζεται από την τιμή της συγκέντρωσης των ήδη ιονισμένων προσμίξεων. Καθώς όμως αυξάνεται η

θερμοκρασία και φθάνει πλησίον προς τη χαρακτηριστική θερμοκρασία T_2 , η συνεισφορά του ενδογενή μηχανισμού αρχίζει να γίνεται υπολογίσιμη (βλέπε διακεκομμένη γραμμή στο σχήμα 3.23), οπότε η συγκέντρωση n αρχίζει προοδευτικά να αυξάνει.

Ενδογενής περιοχή (περιοχή III): Αντιστοιχεί πέραν της θερμοκρασίας T_2 , όπου πλέον ο ενδογενής μηχανισμός κυριαρχεί. Τελικά στην περιοχή αυτή, η συγκέντρωση n των φορέων πλειοψηφίας ακολουθεί το νόμο της ενδογενούς συγκέντρωσης n_i (παράγραφος 3.12 σχέση 3.25). Έτσι σ' αυτή την περιοχή έχουμε: $n = p = n_i \gg N_D$ και πρακτικά ο εξωγενής ημιαγωγός n -τύπου έχει αποκτήσει συμπεριφορά ενδογενή ημιαγωγού. Η αλλοίωση αυτή της αρχικής ιδιότητας του εξωγενή ημιαγωγού έχει μεγάλη πρακτική σημασία, γιατί επιβάλλεται να θέτουμε ένα μέγιστο θερμοκρασιακό όριο στη χρησιμοποίηση των ημιαγωγίμων στοιχείων και διατάξεων. Ας σημειωθεί ότι όλες οι εφαρμογές των ημιαγωγών συνδέονται με την ύπαρξη φορέων πλειοψηφίας και μειοψηφίας, δηλαδή τα ημιαγωγίμα στοιχεία αποτελούνται από περιοχές ημιαγωγού n -τύπου και p -τύπου. Κατά συνέπεια στις υψηλές θερμοκρασίες τα ημιαγωγίμα εξαρτήματα και οι διατάξεις αχρηστεύονται. Βέβαια αν η θερμοκρασία ελαττωθεί και επανέλθει στα επιτρεπτά θερμοκρασιακά όρια, στο ημιαγωγίμο στοιχείο θα αποκατασταθεί η κανονική λειτουργία του, εκτός αν έχει συμβεί άλλη βλάβη που σχετίζεται με την αποκόλληση των ηλεκτρικών επαφών ή την απώλεια της στεγανοποίησης. Με βάση τα παραπάνω φαίνεται ότι η οριακή θερμοκρασία T_2 είναι ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά ενός ημιαγωγού προσμίξεων. Η θερμοκρασία αυτή μπορεί να οριστεί σαν η θερμοκρασία εκείνη για την οποία η ενδογενής συγκέντρωση γίνεται ίση με την συγκέντρωση των προσμίξεων. Έτσι για ημιαγωγούς n -τύπου, με συγκέντρωση δοτών N_D μπορούμε να γράψουμε:

$$n_i(T_2) = N_D \quad (3.61)$$

Είναι φανερό ότι η θερμοκρασία T_2 εκτός από τη συγκέντρωση των προσμίξεων εξαρτάται και από τη φύση του ημιαγωγού. Χαρακτηριστικό είναι το διάγραμμα (σχήμα 3.24) που αναφέρεται στους στοιχειακούς ημιαγωγούς του Ge και Si με παραπλήσιες συγκεντρώσεις προσμίξεων. Ο κρύσταλλος του Si είναι n -τύπου με συγκέντρωση προσμίξεων (άτομα As-δότες) $1,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, και ο κρύσταλλος του Ge είναι και αυτός n -τύπου με συγκέντρωση προσμίξεων (άτομα As-δότες) $7,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Είναι χαρακτηριστικό ότι για το Ge έχουμε θερμοκρασίες T_2 σαφώς μικρότερες από εκείνες του Si.



Σχήμα 3.23. Συγκριτική απεικόνιση της μεταβολής της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων σε ημιαγωγούς n -Si και n -Ge, σε συνάρτηση με την θερμοκρασία.

3.22 Η ευκινησία ηλεκτρονίων και οπών σε ημιαγωγούς προσμίξεων

Η ευκινησία των φορέων σε ημιαγωγούς προσμίξεων, καθορίζεται τόσο από τις σκεδάσεις από τα άτομα του πλέγματος που δονούνται γύρω από τη θέση ισορροπίας, όσο και από τις σκεδάσεις στις ουδέτερες ή στις ιονισμένες προσμίξεις. Έτσι η ευκινησία μ μπορεί να εκφραστεί με μια σχέση που θα περικλείει και τις δύο παραπάνω περιπτώσεις:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} \quad (3.61)$$

όπου μ_L η ευκινησία λόγω σκέδασης στα άτομα του πλέγματος και μ_I η ευκινησία λόγω σκέδασης στα άτομα των προσμίξεων. Τόσο η ευκινησία μ_L όσο και η μ_I έχουν σημαντική εξάρτηση από τη θερμοκρασία.

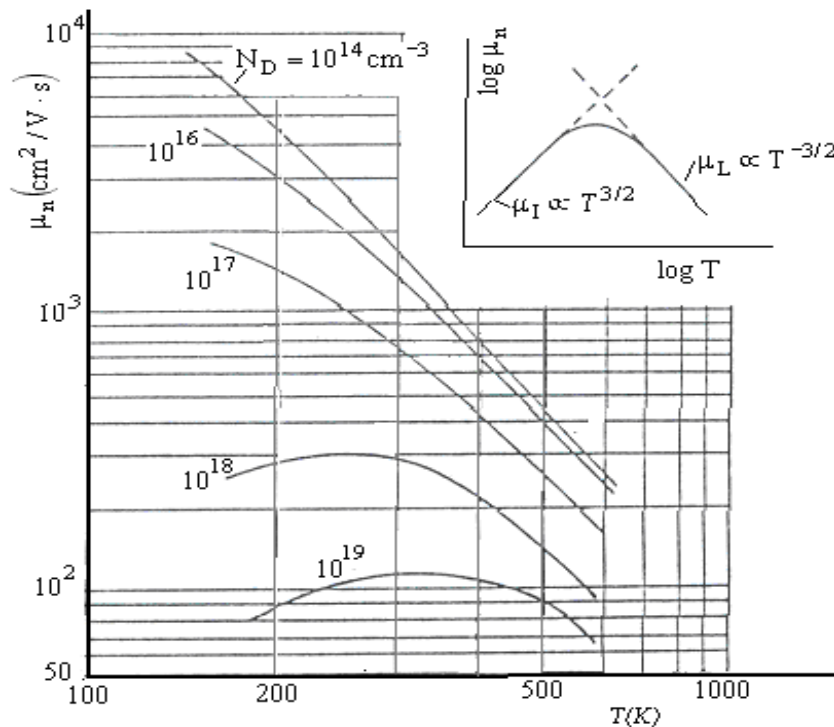
Οι θεωρητικές προβλέψεις δίνουν για τον μηχανισμό της σκέδασης στα άτομα του πλέγματος νόμο της μορφής:

$$\mu_L = A \cdot T^{-3/2} \quad (3.62)$$

όπου A σταθερή ποσότητα ανεξάρτητη της θερμοκρασίας, ενώ για το μηχανισμό σκέδασης στις προσμίξεις:

$$\mu_I = B \cdot T^{3/2} \quad (3.63)$$

με B μια σταθερή ποσότητα.



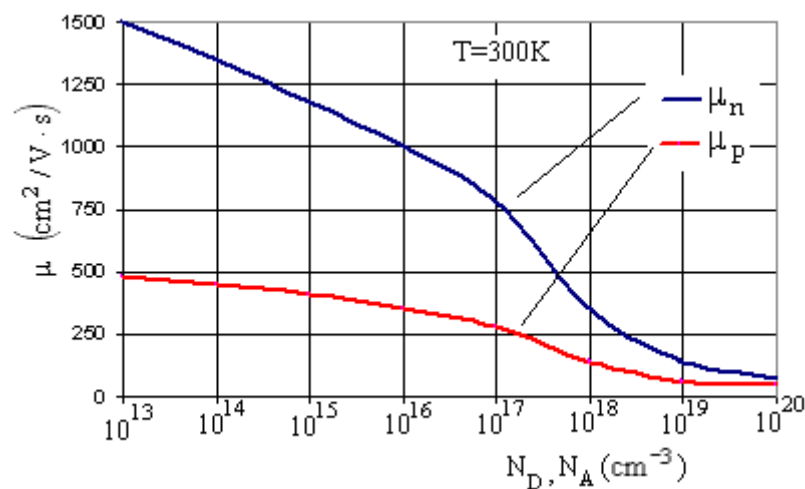
Σχήμα 3.24. Η μεταβολή της ευκινησίας ηλεκτρονίων μ_n σε n -Si για διαφορετικές τιμές συγκεντρώσεων δοτών.

Πηγή: Sze, S. M. : *Physics of Semiconductor Devices* 2d ed. Wiley, N.Y. 1981

Η ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων για το Ge και το Si δείχνει ότι σε θερμοκρασίες γύρω από τη θερμοκρασία δωματίου κυριαρχεί ο μηχανισμός της σκέδασης στα άτομα του πλέγματος με την προϋπόθεση ότι η συγκέντρωση των προσμίξεων δεν υπερβαίνει τιμές της τάξης του 10^{15} cm^{-3} , όπως χαρακτηριστικά

δείχνει το διάγραμμα του σχήματος 3.24, όσο αφορά την καμπύλη που αφορά n-Si με συγκέντρωση δοτών $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι εκτός από την επίδραση που έχει η θερμοκρασία στις ευκινησίες, σημαντικό ρόλο παίζουν και οι συγκεντρώσεις των προσμίξεων. Το διάγραμμα του σχήματος 3.24 εκτός από την εξάρτηση της ευκινησίας μ_n από τη θερμοκρασία, δείχνει και την επιρροή που ασκεί η συγκέντρωση των δοτών N_D . Παρατηρούμε ότι για μεγάλες συγκεντρώσεις δοτών η ευκινησία των ηλεκτρονίων έχει μικρότερες τιμές και ταυτόχρονα έχουμε αποκλίσεις από το νόμο $T^{-3/2}$, γεγονός που σημαίνει ότι κυριαρχούν και οι δύο μηχανισμοί σκέδασης. Ας σημειωθεί ότι οι γραφικές παραστάσεις του σχήματος 3.1 έχουν γίνει σε λογαριθμικές κλίμακες γεγονός που σημαίνει ότι όταν κυριαρχεί μόνο ο ένας μηχανισμός σκέδασης η γραφική παράσταση θα είναι ευθεία.



Σχήμα 3.24. Η μεταβολή των ευκινησιών μ_n και μ_p , n - Si και p - Si αντίστοιχα από τη συγκέντρωση των δοτών και αποδεκτών.

Πίνακας 3.10. Ευκινησίες στο Si ($T=300\text{K}$) σε μονάδα $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Συγκέντρωση προσμίξεων (cm^{-3})	Αρσενικό (As) δότης	Φωσφόρος (P) δότης	Βόριο (B) αποδέκτης
10^{13}	1423	1424	486
10^{14}	1413	1416	485
10^{15}	1367	1374	478
10^{16}	1184	1194	444
10^{17}	731	727	328
10^{18}	285	279	157
10^{19}	108	115	72

Πηγή: R.S. Muller, T.I. Kamins, Integrated Circuits, J. Wiley & Sons, Inc., 2d ed. 1986

Σημαντικές πληροφορίες παρέχει και το διάγραμμα του σχήματος 3.25, όπου για τη θερμοκρασία των 300K παρουσιάζεται η εξάρτηση των ευκινησιών μ_n και μ_p από τη συγκέντρωση των δοτών ή αποδεκτών για κρύσταλλο n - Si ή p - Si αντίστοιχα. Περισσότερο ακριβείς πληροφορίες όσο αφορά την εξάρτηση των

ευκινησιών ηλεκτρονίων ή οπών από την συγκέντρωση δοτών ή αποδεκτών αντίστοιχα δίνει ο πίνακας 3.10. Οι τιμές των ευκινησιών στον πίνακα 3.10 αναφέρονται σε ημιαγωγό Si και για θερμοκρασία 300K.

Τέλος μια εξίσωση που περιγράφει με καλή προσέγγιση την εξάρτηση των ευκινησιών σε κρύσταλλο εμπλουτισμένου Si είναι η ακόλουθη:

$$\mu(N) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N^*}\right)^\alpha} \quad (3.64)$$

όπου N είναι η συνολική συγκέντρωση προσμίξεων στο Si και μ_{\min} , μ_{\max} , N^* και α παράμετροι που οι τιμές τους για T=300K και για διάφορα άτομα προσμίξεων παρουσιάζονται στον πίνακα 3.11

Πίνακας 3.11. Ευκινησίες στο Si (T=300K) σε μονάδα $cm^2V^{-1}s^{-1}$

παράμετρος	Αρσενικό (As) δότης	Φωσφόρος (P) δότης	Βόριο (B) αποδέκτης
$\mu_{\min} (cm^2V^{-1}s^{-1})$	52.2	68.5	44.9
$\mu_{\max} (cm^2V^{-1}s^{-1})$	1417	1414	470.5
$N^* (cm^{-3})$	$9.68 \cdot 10^{16}$	$9.2 \cdot 10^{16}$	$2.23 \cdot 10^{17}$
α	0.68	0.711	0.719

Ας σημειωθεί ότι οι τιμές των ευκινησιών του πίνακα 3.10 έχουν προκύψει μέσω της εξίσωσης 3.64 κάνοντας χρήση των τιμών των παραμέτρων του πίνακα 3.11.

3.23 Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των ημιαγωγών προσμίξεων

Στην παράγραφο 3.8 έγινε αναφορά όσον αφορά την έκφραση της ειδικής αγωγιμότητας σ των ενδογενών ημιαγωγών. Στην περίπτωση των ημιαγωγών προσμίξεων αν και θεωρητικά συνεισφέρουν στην ηλεκτρική αγωγιμότητα και τα δυο είδη φορέων (ηλεκτρόνια και οπές), η συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας είναι αυτή που καθορίζει την τιμή της αγωγιμότητας του ημιαγωγού.

Στην περίπτωση ημιαγωγού n^- ή p^- τύπου και γενικότερα όταν οι συγκεντρώσεις των προσμίξεων υπακούουν την γενική σχέση: $|N_D - N_A| < 5n_i$, η ειδική αγωγιμότητα σ θα προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\sigma = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (3.65)$$

Όσον αφορά τις τιμές των συγκεντρώσεων n και p αυτές πρέπει να προσδιορίζονται με βάση τις σχέσεις 3.46 και 3.47 της παραγράφου 3.19. Για τις τιμές των ευκινησιών μ_n και μ_p μπορούν να χρησιμοποιηθούν με καλή προσέγγιση οι αντίστοιχες τιμές των ευκινησιών ενδογενή ημιαγωγού (πίνακας 3.6 της παραγράφου 3.8).

Στην περίπτωση που οι συγκεντρώσεις των προσμίξεων είναι αυξημένες η αυξημένη πλέον συγκέντρωση των ιονισμένων ατόμων των προσμίξεων διαταράσσουν την περιοδικότητα του κρυσταλλικού πλέγματος του ημιαγωγού και δημιουργούν περιοχές εντοπισμένου φορτίου στον κρύσταλλο. Τέτοια φαινόμενα έχουν σαν αποτέλεσμα την ελάττωση της ευκινησίας των φορέων όπως διεξοδικά

παρουσιάστηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Οι ευκινησίες των φορέων σε έναν ισχυρά εμπλουτισμένο ημιαγωγό μπορεί να αποκτήσουν τιμές μικρότερες από μια τάξη μεγέθους σε σχέση με έναν ελαφρά εμπλουτισμένο ημιαγωγό. Συνεπώς η χρήση της σχέσης 3.65 για τον προσδιορισμό της αγωγιμότητας σ απαιτεί ιδιαίτερη προσοχή όσον αφορά την επιλογή των κατάλληλων τιμών των ευκινησιών μ_n και μ_p .

Στην περίπτωση ημιαγωγών n - τύπου και n^+ - τύπου, επειδή και $n \gg p$ καθώς και ότι $n \cdot \mu_n \gg p \cdot \mu_p$, σύμφωνα με τη σχέση 3.65 θα έχουμε: $\sigma_n \approx q \cdot n \cdot \mu_n$. Λαμβάνοντας δε υπόψη ότι: $n \approx N_D$, τότε για την αγωγιμότητα σ_n μπορούμε να χρησιμοποιούμε με καλή προσέγγιση την ακόλουθη σχέση:

$$\sigma_n = q \cdot N_D \cdot \mu_n \quad (3.66)$$

Σύμφωνα με την ανωτέρω σχέση παρατηρούμε ότι η τιμή της συγκέντρωσης των δοτών ελέγχει πρακτικά την ηλεκτρική αγωγιμότητα. Επίσης πρέπει να τονιστεί ότι η ανωτέρω σχέση ισχύει με την προϋπόθεση ότι σχεδόν όλα τα άτομα των προσμίξεων είναι ιονισμένα κάτι που δεν ισχύει σε χαμηλές θερμοκρασίες.

Με ανάλογους συλλογισμούς για ημιαγωγούς p - τύπου και p^+ - τύπου, η ηλεκτρική αγωγιμότητα σ_p θα μπορεί να υπολογίζεται από την σχέση:

$$\sigma_p = q \cdot N_A \cdot \mu_p \quad (3.67)$$

Εφαρμογή 1^η:

Στην εφαρμογή 2 της παραγράφου 3.8 υπολογίστηκε η ηλεκτρική τάση που πρέπει να επικρατεί στα άκρα ράβδου ενδογενούς Si με μήκος 1mm και ορθογώνια διατομή 50 μ m x 100 μ m, ώστε να διαρρέεται από ρεύμα έντασης $I=2\mu$ A. Ποια θα είναι η αντίστοιχη τιμή της τάσης αν το ίδιο ρεύμα πρέπει να διαρρέει μια ίδιων διαστάσεων ράβδο n-Si με συγκέντρωση δοτών 10^{15}cm^{-3} . Θερμοκρασία 300K και τιμή ευκινησίας ηλεκτρονίων στο n-Si $1300\text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}$. Να γίνει σχολιασμός του αποτελέσματος με εκείνο της εφαρμογής 2 της παραγράφου 3.8

Απάντηση:

Στην περίπτωση του n-Si στους 300K επειδή ικανοποιείται η συνθήκη: $N_D^2 \gg 4n_i^2$ η αγωγιμότητα σ θα υπολογιστεί από τη σχέση: $\sigma = q \cdot \mu_n \cdot N_D$, οπότε προκύπτει τιμή:

$$\sigma = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C} \cdot 1300 \text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s} \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3} = 0.21 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ και τιμή ειδικής αντίστασης}$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = 4.8 \Omega \cdot \text{cm}. \text{ Συνεπώς η τάση στα άκρα της ράβδου θα υπολογιστεί από τη σχέση:}$$

$$V = I \cdot R = I \cdot \rho \frac{\ell}{A} = 2 \mu\text{A} \cdot 4.8 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \frac{1 \text{mm}}{5 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2} = 19 \text{mV}.$$

Η σύγκριση των αποτελεσμάτων δείχνει ότι για να πετύχουμε το ίδιο μικρό ρεύμα των 2 μ A σε δυο ίδιων διαστάσεων ράβδους ενδογενούς και n-Si, η τάση που πρέπει να επιβάλουμε στο ενδογενές Si είναι $880/0.019 \approx 46000$ φορές μεγαλύτερη. Αυτή η σημαντική διαφοροποίηση είναι αποτέλεσμα της σημαντικής μείωσης της ειδικής αντίστασης που παρουσιάζει το n-Si έναντι του ενδογενούς Si. Εύκολα μπορεί να διαπιστώσει κανείς ότι ο λόγος των ειδικών αντιστάσεων στους 300K (ενδογενούς προς n-Si, $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$) έχει τιμή 46000 περίπου.

Εφαρμογή 2^η:

Κρύσταλλος Si είναι εμπλουτισμένος με προσμίξεις B συγκέντρωσης $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ και συγχρόνως με προσμίξεις As συγκέντρωσης $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Να προσδιοριστούν στη θερμοκρασία οι συγκεντρώσεις των φορέων πλειοψηφίας και μειοψηφίας. 300K. Να προσδιοριστεί κατά προσέγγιση η τιμή της ειδικής αντίστασης του ανωτέρω κρυστάλλου αν ληφθεί υπόψη ότι οι ευκινησίες μ_n και μ_p έχουν τιμές $1200 \text{ cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}$ και $450 \text{ cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}$ αντίστοιχα

Απάντηση:

Επειδή η συγκέντρωση των αποδεκτών (προσμίξεις B), είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη των δοτών (προσμίξεις As) ο κρύσταλλος Si θα έχει συμπεριφορά p-τύπου. Εύκολα διαπιστώνει κανείς ότι ικανοποιείται η συνθήκη: $(N_A - N_D)^2 \gg 4n_i^2$. Άρα η συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας (οπές) θα έχει τιμή:

$$p = N_A - N_D = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} - 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3},$$

ενώ η συγκέντρωση των φορέων μειοψηφίας (ηλεκτρόνια) θα υπολογιστεί από τη σχέση:

$$n = \frac{n_i^2}{p} = \frac{1.45^2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-6}}{6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}} = 3.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ με τιμή ασήμαντη σε σχέση με την τιμή } p \text{ της}$$

συγκέντρωσης των οπών. Συνεπώς η τιμή της αγωγιμότητας θα διαμορφώνεται πρακτικά από την συγκέντρωση των οπών και κατ' επέκταση η αγωγιμότητα θα υπολογιστεί από τη σχέση:

$$\sigma = q \cdot p \cdot \mu_p = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 450 \text{ cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s} \cdot 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = 0.43 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ και η ειδική}$$

$$\text{αντίσταση του κρυστάλλου θα έχει τιμή: } \rho = \frac{1}{\sigma} = 2.3 \Omega \cdot \text{cm}.$$

Εφαρμογή 3^η:

Προκειμένου να κατασκευαστεί κρύσταλλος n-Si ειδικής αντίστασης $0.5 \Omega \cdot \text{cm}$, ποια τιμή πρέπει να έχει η συγκέντρωση των δοτών με τους οποίους πρέπει να εμπλουτιστεί; Να χρησιμοποιηθεί το διάγραμμα $\mu_n(N_D)$ (σχήμα 3.25)

Απάντηση:

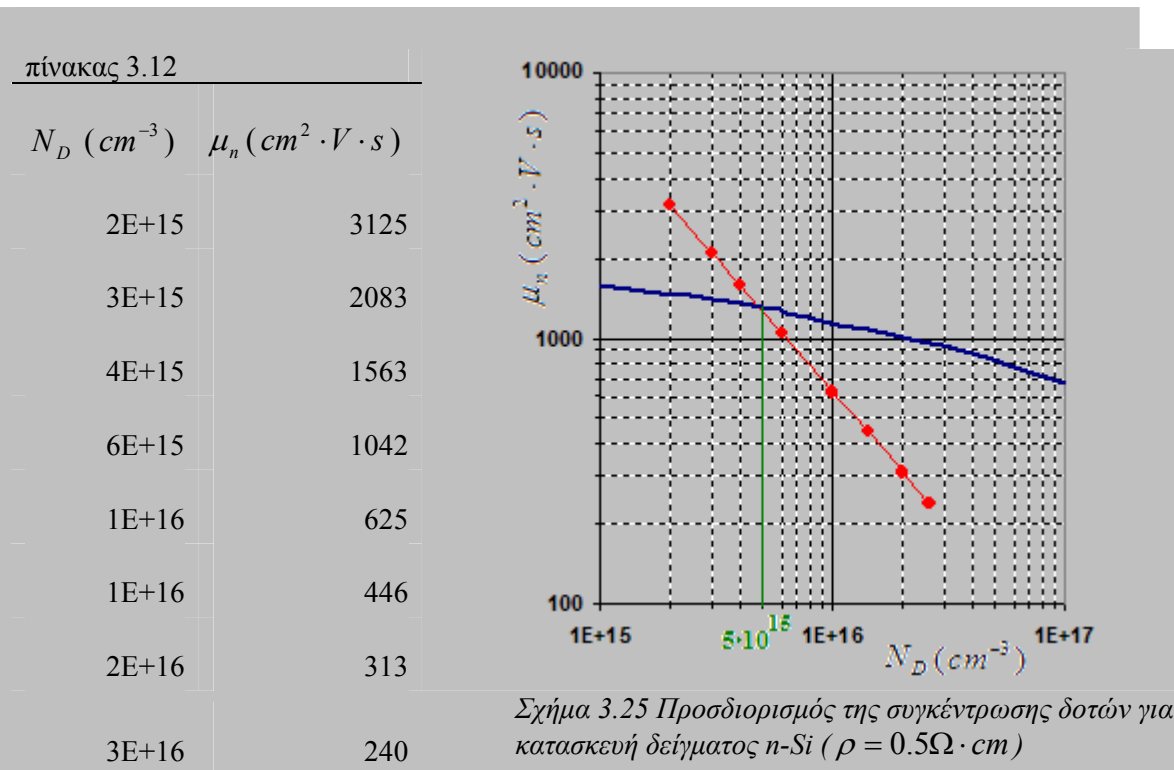
Με την παραδοχή ότι η ειδική αντίσταση δίνεται από τη σχέση:

$$\rho = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot N_D} \text{ προκύπτει: } N_D \cdot \mu_n = \frac{1}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 2 \Omega \cdot \text{cm}} \Rightarrow$$

$$N_D \cdot \mu_n = 6.25 \cdot 10^{18} \quad (3.68)$$

με την προϋπόθεση ότι οι μονάδες των μεγεθών N_D και μ_n είναι cm^{-3} και $\text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}$ αντίστοιχα. Η ανωτέρω εξίσωση συσχετίζει την ευκινησία με την συγκέντρωση των δοτών κρυστάλλου n-Si με τιμή ειδικής αντίστασης $0.5 \Omega \cdot \text{cm}$. Με βάση αυτή κατασκευάζουμε πίνακα τιμών $N_D - \mu_n$, δίνοντας στην συγκέντρωση δοτών διάφορες τιμές και υπολογίζοντας τις αντίστοιχες τιμές ευκινησιών.

Στο διάγραμμα $\mu_n(N_D)$ χαράσσουμε και την νέα καμπύλη σύμφωνα με την εξίσωση 3.68 και τις τιμές του πίνακα 3.12. Η τομή των δυο καμπύλων προσδιορίζει την ζητούμενη τιμή N_D ($N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

**Εφαρμογή 4^η:**

Κρύσταλλος Si είναι εμπλουτισμένος με προσμίξεις ατόμων As συγκέντρωσης $9.7 \cdot 10^{16} cm^{-3}$. Αξιοποιώντας την εξίσωση 3.64 και τα δεδομένα του πίνακα 3.11, να υπολογιστεί η τιμή της ειδικής αντίστασης του ανωτέρω κρυστάλλου στη θερμοκρασία 300K.

Απάντηση:

Επειδή $N \approx N^*$ η τιμή του λόγου $\left(\frac{N}{N^*}\right)^\alpha \approx 1$.

Σύμφωνα με την εξίσωση 3.64 για την ευκινησία των ηλεκτρονίων προκύπτει τιμή:

$$\mu_n = 52.2 cm^2 \cdot V \cdot s + \frac{(1417 - 52.2) cm^2 \cdot V \cdot s}{2} = 734 cm^2 \cdot V \cdot s$$

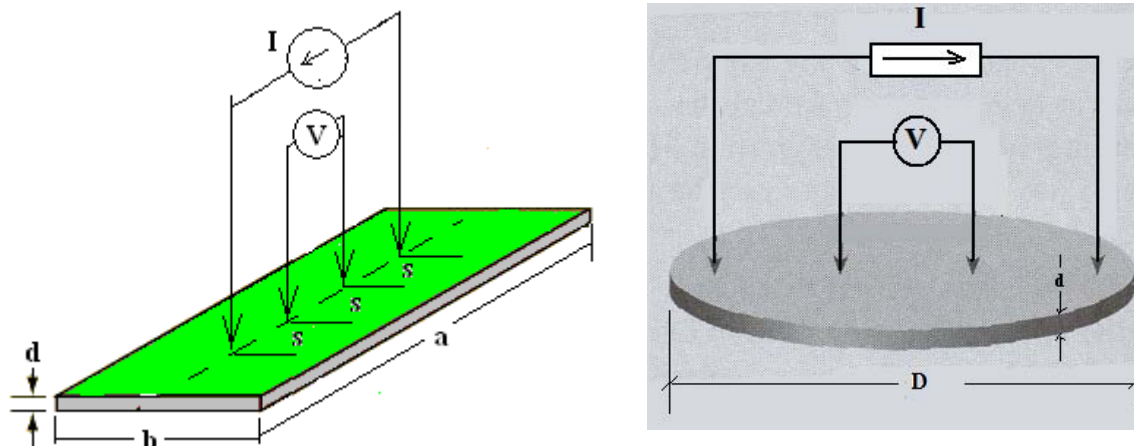
Με την παραδοχή ότι η ειδική αντίσταση δίνεται από τη σχέση: $\rho = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot N}$, θα προκύψει τιμή:

$$\rho = \frac{1}{1.6 \cdot 10^{-19} C \cdot 734 cm^2 \cdot V \cdot 9.7 \cdot 10^{16} cm^{-3}} = \frac{1}{1.6 \cdot 0.734 \cdot 9.7} \Omega \cdot cm \quad \text{και}$$

$$\rho = 0.088 \Omega \cdot cm$$

3.24 Μέθοδος μέτρησης της ειδικής αντίστασης δισκίων ημιαγωγών

Η περισσότερο εύχρηστη μέθοδος μέτρησης της ειδικής αγωγιμότητας ή της ειδικής αντίστασης ημιαγωγών σε μορφή δισκίων, είναι εκείνη που χρησιμοποιεί μια κεφαλή (probe) από τέσσερες μεταλλικές ακίδες. Οι ακίδες τοποθετούνται στην επιφάνεια του δείγματος σε ευθεία γραμμή και ισαπέχουν μεταξύ τους κατά μια απόσταση s . Η απόσταση s είναι μικρή περίπου 1mm. Οι δυο εξωτερικές ακίδες χρησιμοποιούνται για την διοχέτευση ενός ασθενούς ηλεκτρικού ρεύματος έντασης I που προέρχεται από μια πηγή σταθερού ρεύματος. Οι δυο μεσαίες ακίδες συνδέονται με βολτόμετρο και μετρούν την τάση.



Σχήμα 3.26 Τεχνική μέτρησης ειδικής αντίστασης με probe τεσσάρων ακίδων σε δοκίμιο πρισματικής μορφής (α) και σε μορφή δισκίου (β).

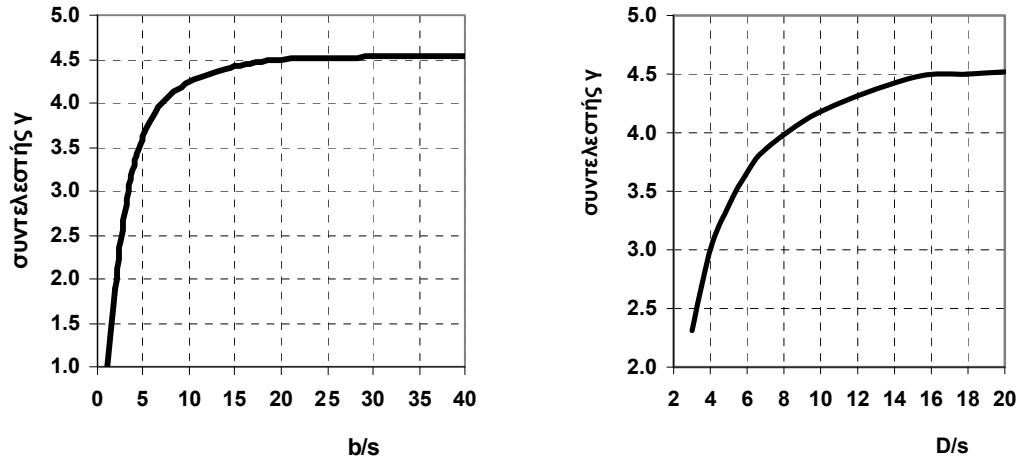
Μια εποπτική παρουσίαση της διάταξης παρουσιάζεται στο σχήμα 3.26α, που το προς μέτρηση ημιαγωγικό υλικό έχει μορφή πρισματικής ράβδου με πάχος d . Η πυκνότητα του ρεύματος που περνά από το υλικό δεν είναι ομοιόμορφη, ιδιαίτερα αν οι διαστάσεις a και b του δείγματος είναι συγκρίσιμες με τις αποστάσεις s . Αν είναι γνωστό το πάχος d του δείγματος τότε η ειδική αντίσταση του υλικού μπορεί να υπολογιστεί από την ακόλουθη έκφραση:

$$\rho = \gamma \cdot \frac{V}{I} \cdot d \quad (3.69)$$

όπου γ ένας συντελεστής διόρθωσης που κατά κύριο λόγο σχετίζεται με την αναλογία των διαστάσεων b και s και δευτερευόντως με την αναλογία των διαστάσεων a και b του δείγματος. Στην περίπτωση που $b \gg s$ ο συντελεστής γ λαμβάνει την τιμή: $\gamma = \pi / \ln 2 = 4.54$, οπότε η έκφραση της ειδικής αντίστασης είναι ακόλουθη:

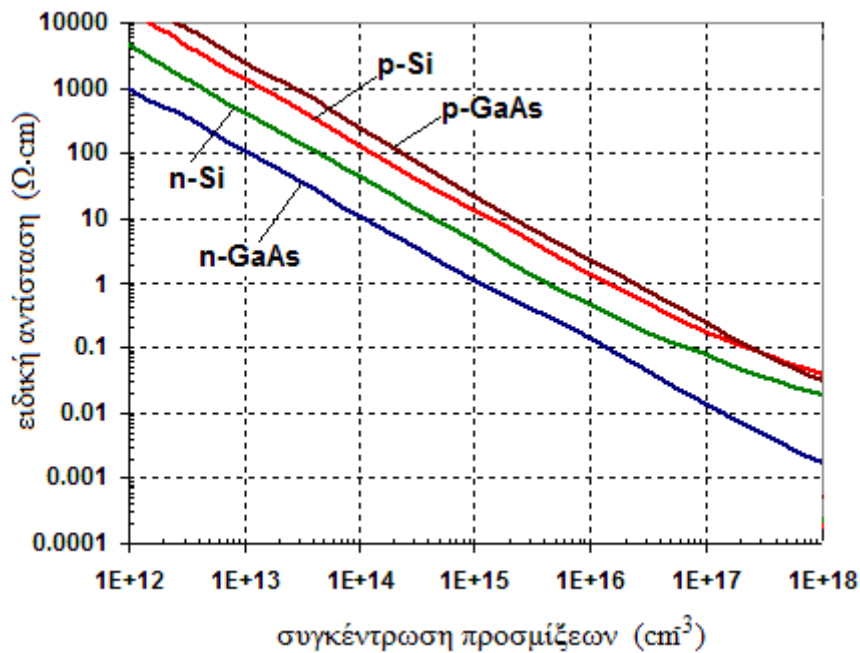
$$\rho = 4.54 \cdot \frac{V}{I} \cdot d \quad (3.70)$$

Η ανωτέρω έκφραση μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στην περίπτωση κυλινδρικών δοκιμίων (δισκίων) πάχους d και διαμέτρου D (βλέπε σχήμα 3.26β), με την προϋπόθεση ότι $D \gg s$. Στο σχήμα 3.27α παρέχονται οι τιμές του συντελεστή διόρθωσης γ για διάφορες τιμές του λόγου b/s (περίπτωση πρισματικών δοκιμίων) και στο σχήμα 3.27β για διάφορες τιμές του λόγου D/s (περίπτωση κυλινδρικών δοκιμίων).



Σχήμα 3.27. Τιμές του συντελεστή διόρθωσης γ με βάση τα γεωμετρικά στοιχεία των δειγμάτων, πρισματικής μορφής (α) και κυλινδρικής (β)

Πειραματικά δεδομένα μετρήσεων της ειδικής αντίστασης ημιαγωγών προσμίξεων στην θερμοκρασία των 300K παρουσιάζονται στο σχήμα 3.38. Συγκεκριμένα παρουσιάζονται για κρυστάλλους n-Si, p-Si, n-GaAs και p-GaAs μετρήσεις της ειδικής αντίστασής τους, για διάφορες τιμές συγκέντρωσης προσμίξεων. Στην θερμοκρασία 300K και για όχι πολύ υψηλές συγκεντρώσεις προσμίξεων οι δότες ή οι αποδέκτες των ανωτέρω κρυστάλλων είναι πρακτικά ιονισμένοι. Έτσι η συγκέντρωση των φορέων, αντιστοιχεί με την αντίστοιχη τιμή της συγκέντρωσης των προσμίξεων. Από αυτές τις καμπύλες μπορούμε να λάβουμε τη συγκέντρωση προσμίξεων ενός ημιαγωγού εάν είναι γνωστή η ειδική αντίσταση, ή αντίστροφα.



Σχήμα 3.28. Μεταβολές της ειδικής αντίστασης ημιαγωγών Si και GaAs, σε σχέση με την συγκέντρωση προσμίξεων δοτών και αποδεκτών.

Εφαρμογή 1

Σε κυλινδρικό δισκίο p-Si μετρείται με τη μέθοδο τεσσάρων ακίδων η ειδική αντίσταση στη θερμοκρασία 300K. Για ρεύμα $I=0,6\text{mA}$ μετρήθηκε τάση $V=12\text{mV}$. Το πάχος του δισκίου είναι 1,5mm και η διάμετρός του 12mm, ενώ η απόσταση των ακίδων $s=1,5\text{mm}$. Να προσδιοριστεί η συγκέντρωση των οπών κάνοντας χρήση και του διαγράμματος του σχήματος 3.27.

Απάντηση

Ο λόγος της διαμέτρου D του δισκίου προς απόσταση s των ακίδων είναι: $\frac{D}{s} = 8$. Για την τιμή αυτή αντιστοιχεί συντελεστής διόρθωσης $\gamma=4$ (βλέπε διάγραμμα σχήματος 3.27β). Αξιοποιώντας την σχέση 3.69, υπολογίζουμε την ειδική αντίσταση του δισκίου p-Si:

$$\rho = 4 \cdot \frac{12\text{mV}}{0,6\text{mA}} \cdot 0,15\text{cm} = 12 \Omega \cdot \text{cm}.$$

Με βάση το διάγραμμα του σχήματος 3.28, η συγκέντρωση των οπών του δισκίου p-Si είναι $p=8 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ περίπου.

Εφαρμογή 2

Κρύσταλλος n-Si είναι εμπλουτισμένος με άτομα P συγκέντρωσης $N_D=10^{16}\text{cm}^{-3}$. Για τη θερμοκρασία των 300K, να υπολογιστεί η τιμή της ευκινησίας των ηλεκτρονίων αφού πρώτα μέσω του διαγράμματος του σχήματος 3.28 υπολογιστεί η ειδική αντίσταση του συγκεκριμένου κρυστάλλου.

Απάντηση

Με βάση το διάγραμμα (σχήμα 3.28) προκύπτει $\rho \approx 0.5\Omega \cdot \text{cm}$.

Θεωρώντας ότι στους 300K όλες οι προσμίξεις (δότες) είναι ιονισμένες η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας του κρυστάλλου θα έχει τιμή: $n = N_D = 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Δεδομένου

ότι: $\rho = \frac{1}{q \cdot n \cdot \mu_n}$ για την ευκινησία των ηλεκτρονίων προκύπτει τιμή:

$$\mu_n = \frac{1}{q \cdot n \cdot \rho} = \frac{1}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{C} \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3} \cdot 0.5\Omega \cdot \text{cm}} = 1250 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}.$$

Η ανωτέρω τιμή, παρά το σφάλμα υπολογισμού της ειδικής αντίστασης μέσω του διαγράμματος του σχήματος 3.28, προσεγγίζει ικανοποιητικά την τιμή $1194 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}$ που παρουσιάζεται στον πίνακα 3.10.

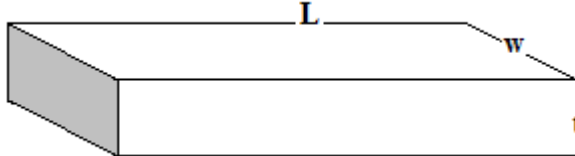
3.25 Η κατασκευή αντιστάσεων ολοκληρωμένων κυκλωμάτων.

Οι αντιστάσεις στα ολοκληρωμένα κυκλώματα (IC), είναι λεπτά στρώματα εμπλουτισμένου ημιαγωγού (σχήμα 3.29). Όλες οι αντιστάσεις στο ίδιο τσιπ ολοκληρωμένου κυκλώματος κατασκευάζονται την ίδια στιγμή, έχοντας το ίδιο πάχος t και την ίδια αγωγιμότητα σ . Αυτό σημαίνει ότι στο ίδιο IC, μπορούμε να κατασκευάσουμε διαφορετικές τιμές αντιστάσεων μόνο με διαφοροποίηση των γεωμετρικών διαστάσεων L και w .

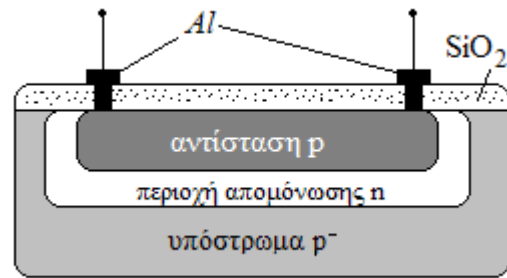
Η αντίσταση του στρώματος του εμπλουτισμένου ημιαγωγού με πάχος t , μήκος L και διατομή $w \cdot t$, δίνεται από τη σχέση:

$$R = \frac{1}{\sigma \cdot t} \cdot \frac{L}{w} = R_s \cdot \frac{L}{w} \quad (3.71)$$

όπου το μέγεθος R_s ορίζει την αντίσταση φύλλου (sheet resistance). Σύμφωνα με τη σχέση 3.71 η αντίσταση R_s ισούται με την αντίσταση στρώματος με πλάτος w ίσο με το μήκος του L . Η αντίσταση R_s εκφράζεται ως Ω / \square (Ohm ανά τετράγωνο) και είναι ανεξάρτητη από το μέγεθος του τετραγώνου.



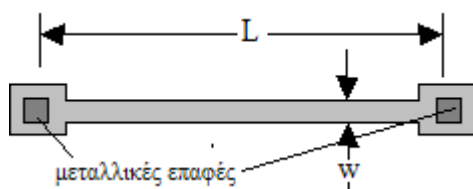
Σχήμα 3.29. Γεωμετρικά στοιχεία στρώματος αντίστασης εμπλουτισμένου ημιαγωγού



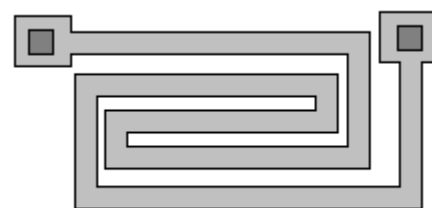
Σχήμα 3.30. Τομή της δομής αντίστασης (διάχυσης p-τύπου) σε IC.

Στο σχήμα 3.30 παρουσιάζεται μια τομή της δομής αντίστασης IC p-τύπου, η οποία κατασκευάζεται πάνω σε υπόστρωμα p^- - Si. Το στρώμα της p-τύπου αντίστασης δημιουργείται με την τεχνική της διάχυσης και λαμβάνεται μέριμνα να είναι μια περιοχή πλούσια σε προσμίξεις αποδεκτών. Ένα επιταξιακό στρώμα n-τύπου απομονώνει την p-τύπου αντίσταση από τα άλλα εξαρτήματα που περιλαμβάνει το τσιπ του IC. Στο άνω μέρος δυο μεταλλικές επαφές συνήθως από Al αποτελούν τους ακροδέκτες της αντίστασης σε συνδυασμό με την δημιουργία ενός μονωτικού στρώματος SiO_2 .

Η τιμή της αντίστασης υπολογίζεται από την σχέση 3.71, όπου L και w είναι αντίστοιχα το μήκος και το πλάτος της επιφάνειας της αντίστασης διάχυσης όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στην κάτοψη του σχήματος 3.31. Για παράδειγμα μια λωρίδα αντίστασης διάχυσης πλάτους $25\mu\text{m}$ και μήκους $250\mu\text{m}$, περιέχει δέκα (10) τετράγωνα διαστάσεων $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$. Αν η τιμή της αντίστασης φύλλου $R_s = 200 \Omega / \square$, τότε η ανωτέρω λωρίδα αντίστασης θα έχει τιμή $R = 10 \square \cdot 200 \Omega / \square = 2\text{k}\Omega$. Στους υπολογισμούς της αντίστασης R πρέπει να λαμβάνονται υπόψη και εμπειρικές διορθώσεις που σχετίζονται με τις διαφοροποιήσεις της γεωμετρίας της λωρίδας στην περιοχή των μεταλλικών επαφών (βλέπε σχήμα 3.31).



Σχήμα 3.31. Κάτοψη μιας αντίστασης διάχυσης μήκους L , με τις μεταλλικές επαφές στα άκρα της.



Σχήμα 3.32. Κάτοψη μιας αναδιπλούμενης αντίστασης διάχυσης, με σημαντική αύξηση του μήκους της.

Σε περίπτωση που θέλουμε να αυξήσουμε την τιμή της αντίστασης R , το επιτυγχάνουμε αυξάνοντας το μήκος της χρησιμοποιώντας διαδοχικές αναδιπλώσεις της διαδρομής (βλέπε σχήμα 3.32). Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να αυξήσουμε αισθητά το μήκος χωρίς να επεκταθούμε κατά μήκος στο τσιπ ολοκληρωμένου κυκλώματος. Τα πλάτη w , που χρησιμοποιούνται στις λωρίδες αντίστασης, δεν μπορεί να είναι μικρότερα από $5\mu\text{m}$, επειδή κάποιες κατασκευαστικές αστοχίες είναι ικανές να δημιουργήσουν σημαντικές μεταβολές στην τιμή της αντίστασης.

Εφαρμογή 1

Μια αντίσταση ημιαγωγού σε ολοκληρωμένο κύκλωμα κατασκευάζεται σε στρώμα $900 \Omega/\square$ με πλάτος $5\mu\text{m}$ και μήκος $50\mu\text{m}$. Αν η ανοχή της αντίστασης του φύλλου R_s είναι $\pm 20\%$, εντός ποιών ορίων κυμαίνεται η αντίσταση R ;

Απάντηση

Σύμφωνα με τη σχέση 3.71 το πηλίκο $\frac{L}{w} = \frac{50\mu\text{m}}{5\mu\text{m}}$ αντιστοιχεί σε $10\square$, οπότε έχουμε:

$R = 900 \Omega/\square \cdot 10\square = 9\text{k}\Omega$. Μια ανοχή $\pm 20\%$ στην αντίσταση φύλλου, επιφέρει μεταβολή στην αντίσταση R , $\Delta R = \pm 0.2 \cdot R = \pm 0.2 \cdot 9 \text{k}\Omega = \pm 1.8 \text{k}\Omega$.

Άρα οι τιμές της αντίστασης R θα κυμαίνονται εντός των ορίων από $7.2 \text{k}\Omega$ έως $10.8 \text{k}\Omega$.

Εφαρμογή 2

Στο σχήμα 3.33 παρουσιάζεται η κάτοψη μιας αναδιπλούμενης αντίστασης που δημιουργείται σε στρώμα ημιαγωγού. Να προσδιοριστεί η αντίσταση φύλλου, ώστε η προκύπτουσα τιμή αντίστασης να ανέρχεται σε $4.7\text{k}\Omega$.

Απάντηση

Το πηλίκο $\frac{L}{w} = \frac{9a + a + 9a}{a} = 19$, δηλαδή αντιστοιχεί σε

$19\square$.

Σύμφωνα με τη σχέση 3.71 για την αντίσταση φύλλου θα προκύψει τιμή:

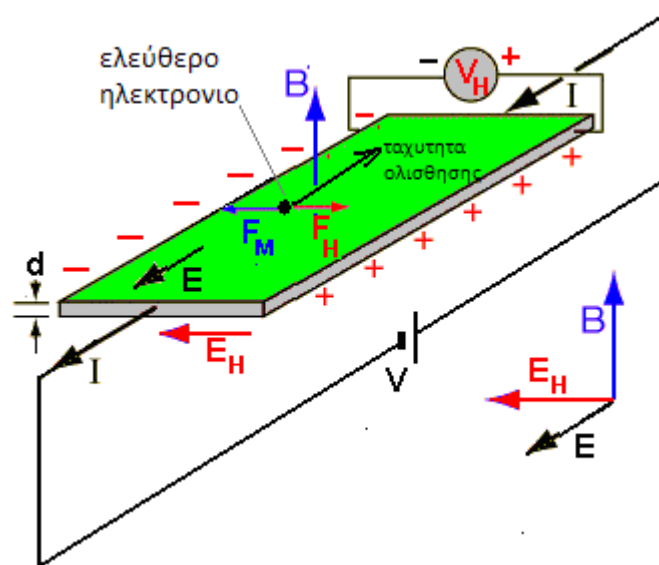
$$R_s = \frac{R}{L/W} = 4700\Omega/19\square = 250 \Omega/\square \text{ περίπου.}$$



Σχήμα 3.33

3.26 Το φαινόμενο Hall

Εάν θεωρήσουμε έναν μεταλλικό αγωγό που διαρρέεται από συνεχές ηλεκτρικό ρεύμα έντασης I και τοποθετημένο εντός ενός μαγνητικού πεδίου, επαγωγής B , το μαγνητικό πεδίο ασκεί στους ηλεκτρικούς φορείς (ελεύθερα ηλεκτρόνια), μια δύναμη F_M (δύναμη Lorenz) με κατεύθυνση κάθετη στην ταχύτητα ολίσθησης των φορέων (βλέπε σχήμα 3.34). Η δύναμη αυτή ωθεί τους ηλεκτρικούς φορείς προς τη μια πλευρική μεριά του αγωγού. Η συσσώρευση των ηλεκτρικών φορέων του μεταλλικού δοκιμίου (ελεύθερα ηλεκτρόνια) προς τη μια παράπλευρη έδρα και η απουσία αυτών από την απέναντι έδρα (θετικό φορτίο), δημιουργεί ένα νέο ηλεκτρικό πεδίο έντασης E_H . Αυτό το εμφανιζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, είναι κάθετο στην ένταση E ($E = V/\ell$) του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργεί η εφαρμοζόμενη τάση V στον μεταλλικό αγωγό. Ως αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο έντασης E_H ασκεί στα ελεύθερα ηλεκτρόνια μια ηλεκτρική δύναμη F_H (βλέπε σχήμα 3.34), που τελικά σε κατάσταση ισορροπίας αντισταθμίζει την μαγνητική δύναμη F_M . Η εμφάνιση του ηλεκτρικού πεδίου έντασης E_H , παράγει μια μετρήσιμη τάση μεταξύ των δύο απέναντι πλευρών του αγωγού. Το ανωτέρω φαινόμενο της παραγωγής μιας ηλεκτρικής τάσης, φέρεται με το όνομα *φαινόμενο Hall* και η μετρήσιμη ηλεκτρική τάση καλείται *τάση Hall* που συμβολίζεται: V_H . Η ανακάλυψη έγινε από τον E. X. Hall το 1879.



Σχήμα 3.34. Η εμφάνιση του φαινομένου Hall σε μεταλλικό αγωγό.

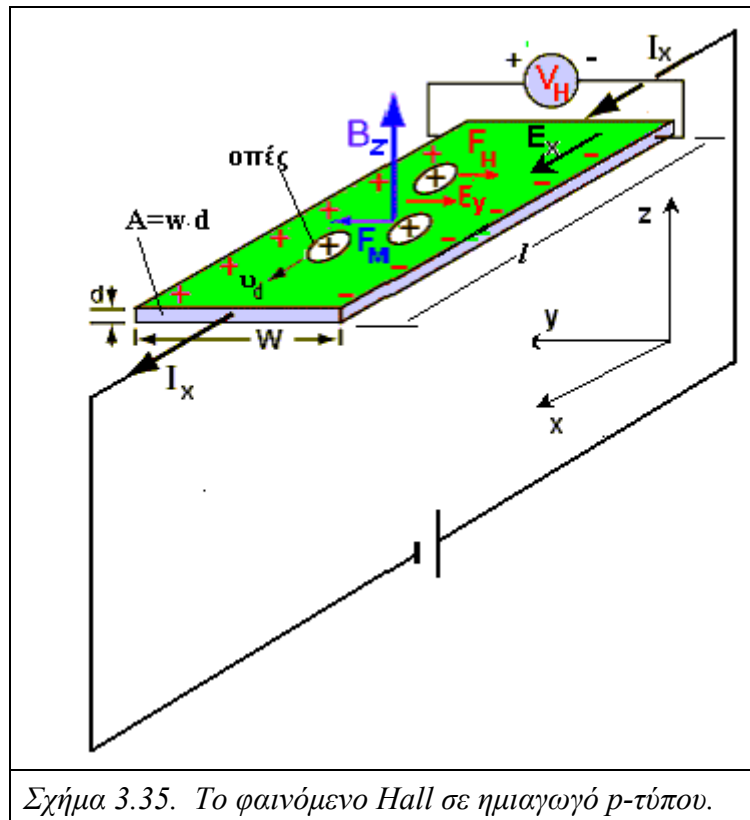
Στη συνέχεια θα πραγματοποιήσουμε μια απλουστευμένη μελέτη του φαινομένου Hall, σε μια ορθογώνια ράβδο ενός ομοιόμορφα εμπλουτισμένου, με υψηλό ποσοστό προσμίξεων, ημιαγωγού τύπου p , μήκους ℓ , πλάτους w και πάχους d . Ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο:

$$E_x = \frac{V}{\ell} \quad (3.72)$$

εφαρμόζεται κατά μήκος του άξονα x και ένα μαγνητικό πεδίο B_z , κατά μήκος του άξονα z (βλέπε σχήμα 3.35). Η ηλεκτρική αγωγιμότητα στη διεύθυνση x καθορίζεται από την συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας (οπές) και εμφανίζεται ένα ηλεκτρικό ρεύμα ολίσθησης (σχέση 2.15):

$$I_x = -q \cdot p \cdot A \cdot v_d \quad (3.73)$$

όπου $v_d = \mu_p \cdot E_x$ η ταχύτητα ολίσθησης των οπών, $A = w \cdot d$ η διατομή της ράβδου και μ_p η ευκινησία των οπών.



Η παρουσία του μαγνητικού πεδίου στη διεύθυνση z προκαλεί την εμφάνιση επί των κινούμενων οπών μιας μαγνητικής δύναμης F_M (δύναμη Lorentz), με κατεύθυνση αυτή του άξονα y που έχει μέτρο:

$$F_M = q \cdot v_d \cdot B_z \quad (3.74)$$

Η δύναμη F_M έχει την κατεύθυνση του άξονα y και αναγκάζει τις οπές να κινηθούν συγχρόνως με την ολίσθησή τους στον άξονα x και κατά τον άξονα y . Έτσι στη μια από παράπλευρες έδρες που είναι κάθετες στον άξονα y , έχουμε συσσώρευση οπών άρα και πλεονάζον θετικό φορτίο, ενώ η απέναντι έδρα λόγω απουσίας οπών, θα έχουμε ένα αντίθετο (αρνητικό) φορτίο. Επειδή δεν είναι δυνατή η ροή οπών στην διεύθυνση y (ανοικτό κύκλωμα), κατά μήκος του άξονα y θα έχουμε την εμφάνιση ενός νέου ηλεκτρικού πεδίου έντασης E_y . Το πεδίο αυτό ασκεί στις κινούμενες οπές μια ηλεκτρική δύναμη:

$$F_H = q \cdot E_y \quad (3.75)$$

Τελικά σε μια κατάσταση ισορροπίας θα έχουμε την αντιστάθμιση των δυο δυνάμεων με αντίθετες φορές της μαγνητικής F_M και της ηλεκτρικής F_H . Δηλαδή: $q \cdot E_y = q \cdot v_d \cdot B_z$, οπότε:

$$E_y = v_d \cdot B_z \quad (3.76)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 3.76 και 3.73, καταλήγουμε στην ακόλουθη έκφραση:

$$E_y = \frac{I_x \cdot B_z}{A \cdot q \cdot p} \quad (3.77)$$

Όπως προαναφέρθηκε και στην περίπτωση του μεταλλικού αγωγού το ηλεκτρικό πεδίο E_y ανιχνεύεται με την βοήθεια ενός βολτομέτρου μετρώντας την τάση Hall:

$$V_H = w \cdot E_y \quad (3.78)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 3.77 και 3.78 και λαμβάνοντας υπόψη ότι $A = w \cdot d$ για την τάση Hall καταλήγουμε στην ακόλουθη έκφραση:

$$V_H = \frac{1}{q \cdot p} \cdot \frac{I_x \cdot B_z}{d} \quad (3.79)$$

Σύμφωνα με την ανωτέρω σχέση, όταν το μαγνητικό πεδίο διατηρείται σταθερό καθώς επίσης και η θερμοκρασία (οπότε δεν αλλάζει η συγκέντρωση των οπών), παρατηρείται μια γραμμική συσχέτιση μεταξύ της τάσης Hall V_H και του ρεύματος ολίσθησης I_x . Με βάση την εξίσωση 3.79 εισάγεται με ποσότητα που συμβολίζεται R_H και ονομάζεται **σταθερά Hall**, η οποία ορίζεται ως εξής:

$$R_H = \frac{1}{q \cdot p} \quad (3.80)$$

και η εξίσωση 3.79 όσον αφορά την τάση Hall, τροποποιείται στην ακόλουθη:

$$V_H = R_H \cdot \frac{I_x \cdot B_z}{d} \quad (3.81)$$

Ο προσδιορισμός της σταθεράς Hall μέσω της εξίσωσης 3.81 από τα μετρούμενα μεγέθη: I_x , B_z και d , δίνει την δυνατότητα να προσδιοριστεί (εξίσωση 3.80) η συγκέντρωση p των φορέων που συνεισφέρουν στην ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού (οπές). Στην συγκεκριμένη περίπτωση που αναφερόμαστε σε ημιαγωγό προσμίξεων p -τύπου και με δεδομένο ότι το πείραμα πραγματοποιείται σε θερμοκρασίες δωματίου όπου πρακτικά $p \approx N_A$, τότε είναι δυνατή η εκτίμηση της συγκέντρωσης N_A των προσμίξεων (αποδεκτών).

Εφαρμογή 1

Σε δοκίμιο p -τύπου Ge πάχους $d=1\text{mm}$, στη θερμοκρασία των 300K πραγματοποιούμε πείραμα Hall με χρησιμοποιούμενο μαγνητικό πεδίο $B=0.21\text{T}$. Καταγραφτήκαν μετρήσεις της τάσης Hall σε mV με αντίστοιχες του ρεύματος ολίσθησης I_x σε mA και αποδόθηκαν γραφικά (σχήμα 3.36). Αφού πρώτα προσδιοριστεί η τιμή της σταθεράς Hall, στη συνέχεια να προσδιοριστεί η συγκέντρωση p των οπών και κατ' επέκταση η συγκέντρωση των αποδεκτών του δοκιμίου.

Απάντηση

Είναι σαφής η γραμμική συσχέτιση της τάσης Hall και του ρεύματος I_x , που οδηγεί σε ένα σταθερό πηλίκο $\frac{V_H}{I_x} = 1.73\Omega$.

Σύμφωνα με τη σχέση 3.81 η ποσότητα $\frac{R_H \cdot B}{d} = 1.73\Omega$.

Συνεπώς για την σταθερά Hall προκύπτει τιμή:

$$R_H = \frac{1.73\Omega \cdot 10^{-3} m}{0.21T} = 8.24 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{C}$$

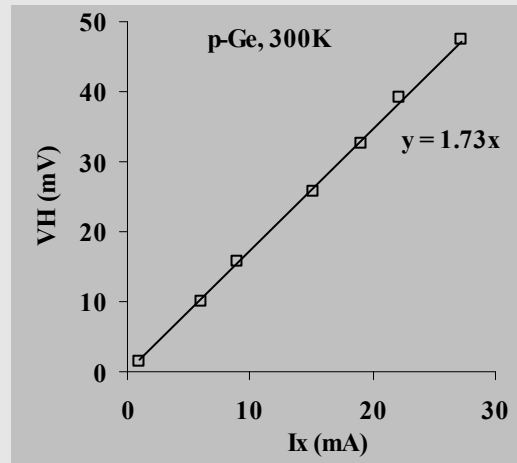
Επειδή

$$R_H = \frac{1}{q \cdot p}$$

για την συγκέντρωση των οπών προκύπτει τιμή:

$$p = \frac{1}{8.24 \cdot 10^{-3} \frac{m^3}{C} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} C} \quad \text{ή}$$

$$p = 7.6 \cdot 10^{20} m^{-3} = 7.6 \cdot 10^{14} cm^{-3}$$



Σχήμα 3.36.

Κατά την διεξαγωγή ενός πειράματος Hall, αν πραγματοποιείται και ταυτόχρονη μέτρηση της αντίστασης R του δοκιμίου, τότε υπολογίζουμε την ειδική αντίσταση ρ και την ειδική αγωγιμότητα σ του υλικού, σύμφωνα με την ακόλουθη σχέση:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{R \cdot w \cdot d}{\ell} \quad (3.82)$$

Η αντίσταση R μπορεί να υπολογιστεί και με έμμεσο τρόπο:

$$R = \frac{V_x}{I_x} \quad (3.83)$$

όπου V_x η τάση στα άκρα του δοκιμίου κατά μήκος της διεύθυνσης x. Δεδομένου ότι $\sigma = q \cdot \mu_p \cdot p$, τότε οδηγούμαστε και στον προσδιορισμό της ευκινησίας των οπών, με βάση την ακόλουθη σχέση:

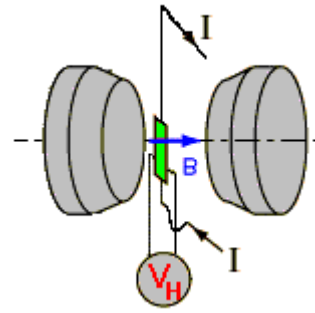
$$\mu_p = \frac{\sigma}{q \cdot p} = \sigma \cdot R_H = \frac{R_H}{\rho} \quad (3.84)$$

Δηλαδή ο προσδιορισμός της σταθεράς Hall μέσω της σχέσης 3.81 και της ειδικής αντίστασης ρ μέσω της σχέσης 3.82, μας επιτρέπει τον προσδιορισμό της ευκινησίας των φορέων που κυρίαρχα συνεισφέρουν στην αγωγιμότητα του ημιαγωγού.

Με επαναλαμβανόμενες μετρήσεις σε διάφορες θερμοκρασίες και προσδιορισμό της σταθεράς Hall και της ειδικής αντίστασης, μπορούμε να υπολογίσουμε τις θερμοκρασιακές εξαρτήσεις τόσο της συγκέντρωσης (σχέση 3.80), όσο και της ευκινησίας των φορέων πλειοψηφίας του ημιαγωγού (σχέση 3.84). Η δυνατότητα αυτή καθιστά το πείραμα Hall, ένα πολύτιμο εργαλείο για την μελέτη των ιδιοτήτων των ημιαγωγών.

Στην περίπτωση ημιαγωγού n-τύπου επειδή οι φορείς πλειοψηφίας είναι ηλεκτρόνια η πολικότητα της τάσης Hall θα είναι αντίθετη από εκείνη που ανιχνεύεται αν ο ημιαγωγός είναι p-τύπου. Συνεπώς από το πρόσημο της τάσης Hall μπορεί να ανιχνεύεται ο τύπος του ημιαγωγού ή το είδος των φορέων πλειοψηφίας.

Τέλος το φαινόμενο Hall μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για τη μέτρηση της μαγνητικής επαγωγής ενός μαγνητικού πεδίου (βλέπε σχήμα 3.37). Η μέτρηση της τάσης Hall, ενός γνωστού δοκιμίου ημιαγωγού (αισθητήριο Hall), μας επιτρέπει τον προσδιορισμό της μαγνητικής επαγωγής B . Το αισθητήριο Hall είναι ένα λεπτό φιλμ ημιαγωγού γνωστού πάχους d για το οποίο είναι γνωστή η συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας, άρα είναι γνωστή η τιμή της σταθεράς Hall. Το αισθητήριο Hall τοποθετείται κάθετα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και διαρρέεται από ένα γνωστό ηλεκτρικό ρεύμα έντασης I που του επιβάλλουμε μέσω μιας εξωτερικής τάσης. Η ζητούμενη μαγνητική επαγωγή B θα υπολογιστεί σύμφωνα με την σχέση 3.81.



Σχήμα 3.37. Αισθητήριο Hall χρησιμοποιούμενο για την μέτρηση μαγνητικού πεδίου.

Εφαρμογή 2

Σε δοκίμιο ημιαγωγού p-τύπου, στη θερμοκρασία των 77K πραγματοποιούμε το πείραμα Hall. Τα δεδομένα του πειράματος και τα μετρούμενα μεγέθη απεικονίζονται στο σχήμα 3.38. Να υπολογιστούν: η τιμή της σταθεράς Hall, της συγκέντρωσης των φορέων πλειοψηφίας, η τιμή της αγωγιμότητας σ και της ευκινησίας των φορέων πλειοψηφίας.

Απάντηση:

Για τη σταθερά Hall σύμφωνα με την εξίσωση 3.81, έχουμε:

$$R_H = \frac{5V \cdot 10^{-6} m}{10^{-3} A \cdot 0,1T} = 0,01 m^3/C.$$

Επειδή $R_H = \frac{1}{q \cdot p}$ για την

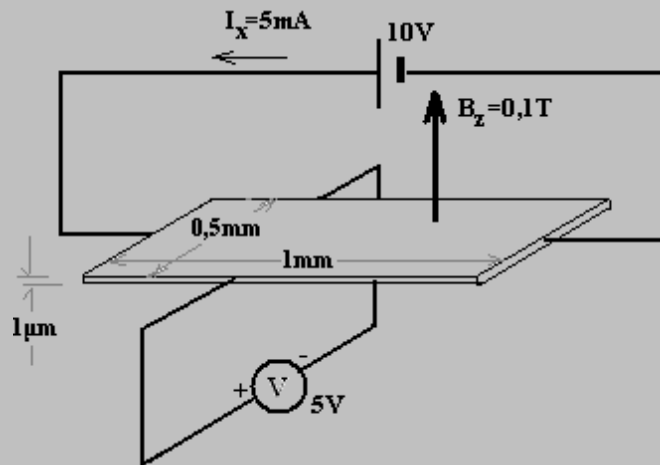
συγκέντρωση των φορέων πλειοψηφίας (οπές) έχουμε:

$$p = \frac{1}{q \cdot R_H} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} C \cdot 10^{-2} m^3/C} = 6,25 \cdot 10^{20} m^{-3} = 6,25 \cdot 10^{14} cm^{-3}.$$

Το δοκίμιο παρουσιάζει αντίσταση: $R = \frac{10V}{5mA} = 2k\Omega.$

Για την ειδική αντίσταση του ημιαγωγού σύμφωνα με την σχέση 3.82, προκύπτει τιμή: $\rho = 2 \cdot 10^3 \Omega \cdot \frac{0,5 \cdot 10^{-3} m \cdot 10^{-6} m}{10^{-3} m} = 10^{-3} \Omega \cdot m = 0,1 \Omega \cdot cm.$ Η αντίστοιχη τιμή της αγωγιμότητας είναι

Η αντίστοιχη τιμή της αγωγιμότητας είναι $\sigma = \frac{1}{\rho} = 10 S/cm.$



Σχήμα 3.38

Για την ευκινησία των φορέων πλειοψηφίας (οπές) σύμφωνα με την σχέση 3.84 έχουμε:

$$\mu_p = \sigma \cdot R_H = 10 \frac{\text{S}}{\text{cm}} \cdot 0,01 \frac{\text{m}^3}{\text{C}} = 10^3 \frac{\text{S}}{\text{m}} \cdot 0,01 \frac{\text{m}^3}{\text{C}} = 10 \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} = 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι η ευκινησία των οπών στη θερμοκρασία των 77K έχει υψηλή τιμή. Συγκρινόμενη με την αντίστοιχη τιμή στους 300K προκύπτει τιμή 200 φορές μεγαλύτερη.

Εφαρμογή 3

Σε δοκίμιο p-τύπου Si (με προσμίξεις ατόμων B), το πάχος $d=8\mu\text{m}$, και ο λόγος $\frac{\ell}{w}=1$. Στη θερμοκρασία των 300K πραγματοποιούμε πείραμα Hall και προσδιορίστηκε τιμή σταθεράς Hall ίση με $6.25 \cdot 10^3 \text{cm}^3 \cdot \text{C}^{-1}$.

α) Να εκτιμηθεί η συγκέντρωση N_A των αποδεκτών (ατόμων B).

β) Αξιοποιώντας τα δεδομένα του πίνακα 3.10 να υπολογιστεί η ευκινησία των οπών προκειμένου να υπολογιστεί η αντίσταση R του δοκιμίου.

Απάντηση

Σύμφωνα με τη σχέση 3.80 η συγκέντρωση των οπών θα έχει τιμή:

$$p = \frac{1}{q \cdot R_H} = \frac{1}{6.25 \cdot 10^3 \text{cm}^3 \cdot \text{C}^{-1} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}} = 10^{15} \text{cm}^{-3}$$

Η ανωτέρω τιμή της συγκέντρωσης οπών μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι:

$$N_A \approx p = 10^{15} \text{cm}^{-3}$$

Η τιμή 10^{15}cm^{-3} ατόμων B στο πλέγμα του Si με βάση τα δεδομένα του πίνακα 3.10 μας δίνει τιμή ευκινησίας οπών:

$$\mu_p = 4.78 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

Η αντίσταση R του δοκιμίου θα υπολογιστεί από τη σχέση:

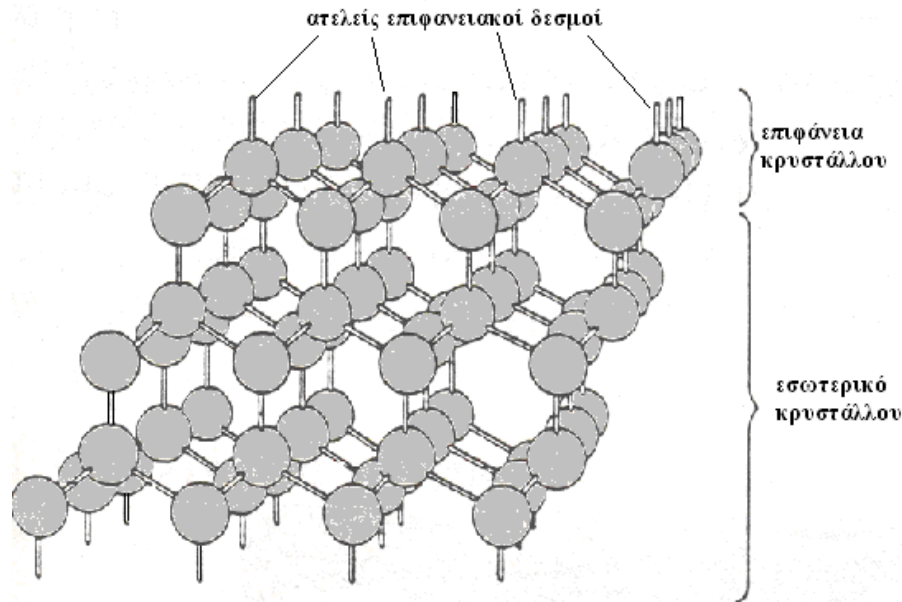
$$R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\ell}{w \cdot d} = \frac{1}{\sigma \cdot d} = \frac{1}{q \cdot \mu_p \cdot p \cdot d} = \frac{R_H}{\mu_p \cdot d}$$

Με αριθμητική αντικατάσταση προκύπτει:

$$R = \frac{6.25 \cdot 10^3 \text{cm}^3 \cdot \text{C}}{478 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot 8 \cdot 10^{-4} \text{cm}} = 16.3 \text{k}\Omega.$$

3.27 Στάθμες επιφάνειας στους ημιαγωγούς. Παγίδες φορέων.

Μια σημαντική διαφορά υφίσταται στα επιφανειακά άτομα ενός ημιαγωγού έναντι των εσωτερικών ατόμων του κρυστάλλου. Αποτέλεσμα είναι στην περιοχή της επιφάνειας να έχουμε διαφοροποιήσεις όσον αφορά στην ενέργεια των ηλεκτρονίων και γενικότερα στην συμπεριφορά των φορέων. Ο λόγος είναι ότι στα άτομα της επιφάνειας οι δεσμοί μένουν ασυμπλήρωτοι από ηλεκτρόνια σθένους, αφού δεν υπάρχουν αντίστοιχα γειτονικά άτομα (βλέπε σχήμα 3.39).

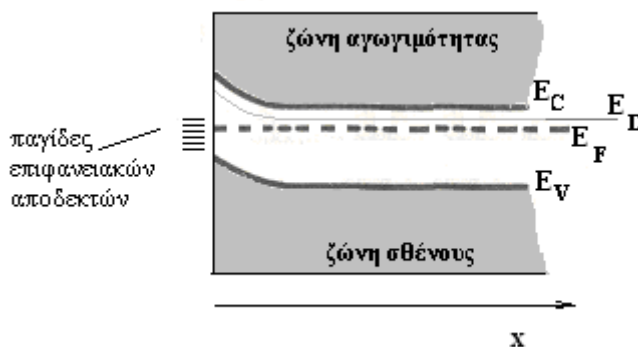


Σχήμα 3.39 Οι παρουσία των επιφανειακών ατελειών σε κρυσταλλο ημιαγωγού (Si)

Έτσι κάθε επιφανειακό άτομο καθίσταται αποδέκτης ηλεκτρονίων. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία μιας ενεργειακής στάθμης επιφάνειας από αποδέκτες, που βρίσκεται εντός της απαγορευμένης ζώνης στο ενεργειακό διάγραμμα του ημιαγωγού. Ο αριθμός των αποδεκτών στη στάθμη επιφάνειας είναι ίσος με τον αριθμό των επιφανειακών ατόμων του κρυστάλλου και στα συνήθη δοκίμια των ημιαγωγών που χρησιμοποιούνται στις εφαρμογές η αναλογία των επιφανειακών ατόμων προς τα εσωτερικά άτομα είναι $1:10^8$ περίπου. Η αναλογία αυτή είναι μικρή, και ουσιαστικά οι αποδέκτες επιφάνειας δεν επηρεάζουν τις συνολικές ιδιότητες του ημιαγωγού.

Πλην όμως, η παρουσία των αποδεκτών επιφάνειας αποκτά μεγάλη σημασία στα φαινόμενα που σχετίζονται με την επιφάνεια του ημιαγωγού. Οι αποδέκτες έχουν την τάση να μετατρέψουν την επιφανειακή περιοχή του κρυστάλλου σε ημιαγωγό p-τύπου, άσχετα αν ο ημιαγωγός είναι τύπου n ή p ή ενδογενής. Κατά συνέπεια μια διαφοροποίηση της στάθμης Fermi από την επιφάνεια του ημιαγωγού προς το εσωτερικό παρατηρείται. Για παράδειγμα, σ' ένα ημιαγωγό n-τύπου που η στάθμη Fermi οφείλει να βρίσκεται κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας, στην επιφάνεια, επειδή κυριαρχούν αποδέκτες, η στάθμη Fermi οφείλει να βρίσκεται προς τη ζώνη σθένους. Πλην όμως σ' ένα στερεό σε κατάσταση ισορροπίας, η στάθμη Fermi πρέπει να διατηρεί σε όλες τις περιοχές την ίδια τιμή. Αν δεν συμβαίνει κάτι τέτοιο τα ηλεκτρόνια που αντιστοιχούν σε περιοχές υψηλότερης στάθμης Fermi θα πρέπει να μετακινούνται στις περιοχές της χαμηλότερης στάθμης Fermi. Η αντίφαση των δύο παραπάνω απαιτήσεων (διαφοροποίηση στάθμης E_F από επιφάνεια σε εσωτερικό και

ύπαρξη κοινής στάθμης E_F), αίρεται αν συμβεί μια μεταβολή στις ενεργειακές ζώνες του ημιαγωγού χωρίς βέβαια να μεταβάλλεται η τιμή του ενεργειακού χάσματος και η στάθμη Fermi να διατηρείται σταθερή. Αυτή η τροποποίηση του διαγράμματος των ενεργειακών ζωνών απεικονίζεται στο σχήμα 3.40 και αναφέρεται σ' έναν ημιαγωγό n – τύπου. Δηλαδή πραγματοποιείται μια παράλληλη κάμψη των ενεργειακών ζωνών κοντά στην επιφάνεια του κρυστάλλου, έτσι ώστε η θέση της στάθμης Fermi σε οποιαδήποτε απόσταση από την επιφάνεια να αντιστοιχεί στη θέση που ορίζουν οι αποδέκτες επιφάνειας. Στο σχήμα 3.40 ο οριζόντιος άξονας x εκφράζει την απόσταση από την επιφάνεια του ημιαγωγού προς το εσωτερικό του.



Σχήμα 3.40. Το ενεργειακό διάγραμμα ημιαγωγού n -τύπου πλησίον της επιφάνειας.

Επειδή οι αποδέκτες επιφάνειας έχουν τη δυνατότητα να δεσμεύουν ελεύθερα ηλεκτρόνια, ονομάζονται **παγίδες φορέων**.

Γενικά παγίδες φορέων

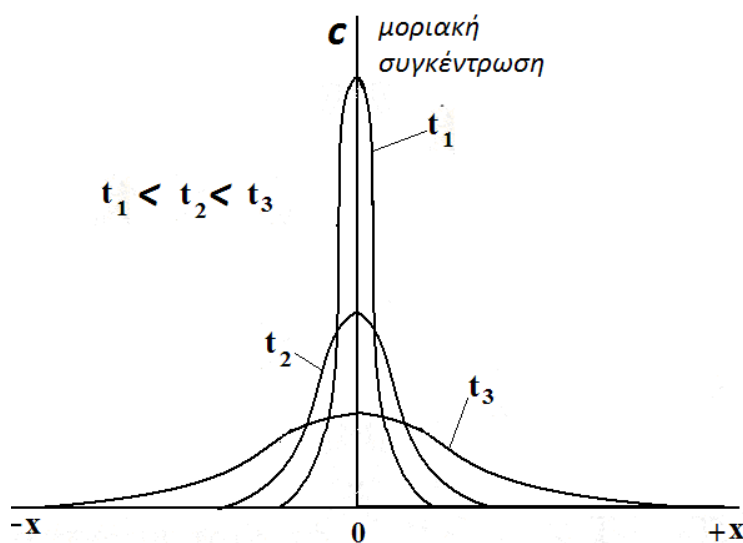
υπάρχουν και στο εσωτερικό των κρυστάλλων και μπορεί να είναι συγκεκριμένες προσμίξεις που έλκουν φορείς αντίθετου φορτίου. Επίσης ρόλο παγίδων μπορούν να παίξουν και ορισμένα τοπικά δίπολα που υπάρχουν στο εσωτερικό των κρυστάλλων. Παρ' όλο που το συνολικό φορτίο τους είναι μηδέν, αποτελούν κέντρα παγίδευσης φορέων και έτσι αποκτούν το φορτίο του παγιδευμένου φορέα. Στη συνέχεια αυτό το σύστημα αποτελεί κέντρο επανασύνδεσης φορέων, δεδομένου ότι θα έλκονται φορείς φορτίου αντίθετου από το φορτίο του παγιδευμένου φορέα. Πάντως στο εσωτερικό των ημιαγωγών υπάρχουν παγίδες τόσο ηλεκτρονίων όσο και οπών, ενώ στην επιφάνεια οι παγίδες είναι μόνο ηλεκτρονίων.

Οι παγιδευμένοι φορείς παραμένουν σ' αυτή την κατάσταση για ένα χρονικό διάστημα. Μόλις όμως αποκτήσουν τη κατάλληλη ενέργεια ελευθερώνονται και διαφεύγουν. Στο χρονικό αυτό διάστημα ο παγιδευμένος φορέας έχει μεγάλη πιθανότητα να επανασυνδεθεί με ένα φορέα αντίθετου φορτίου. Ο χρόνος παραμονής ενός φορέα στην παγίδα εξαρτάται από τη θέση της στάθμης των παγίδων εντός του ενεργειακού χάσματος. Συγκεκριμένα για τις παγίδες ηλεκτρονίων, όσο χαμηλότερα βρίσκονται οι στάθμες της εντός του ενεργειακού χάσματος, τόσο μικρότερη είναι η πιθανότητα να αποκτήσουν τα ηλεκτρόνια την κατάλληλη ενέργεια και να διαφύγουν έτσι ώστε να καταστούν ελεύθερα. Συνεπώς ο μέσος χρόνος παραμονής των θα είναι μεγαλύτερος. Το αντίστροφο συμβαίνει για τις οπές. Όσο ψηλότερα βρίσκονται οι παγίδες οπών στο ενεργειακό χάσμα, τόσο περισσότερη ενέργεια χρειάζονται οι οπές για να ελευθερωθούν και να μεταβούν στη ζώνη σθένους. Πάντως ο χρόνος παραμονής των φορέων στις παγίδες είναι σχετικά μεγάλος. Για το Si στη θερμοκρασία δωματίου ο χρόνος αυτός μπορεί να φτάσει μέχρι 0,3s.

3.28 Το φαινόμενο της διάχυσης

Ο όρος διάχυση είναι γενικός και αφορά οποιαδήποτε παρατηρούμενη ροή σωματιδίων κατά τυχαίο τρόπο, από μια περιοχή μεγάλης συγκέντρωσης προς περιοχές μικρότερης συγκέντρωσης σωματιδίων. Πρόκειται λοιπόν για ένα γενικό φαινόμενο που λαμβάνει χώρα εκεί που υπάρχει ανομοιόμορφη κατανομή σωματιδίων, με την προϋπόθεση βέβαια τα σωματίδια να έχουν τη δυνατότητα άτακτης και ελεύθερης κίνησης.

Σαν κλασικό παράδειγμα διάχυσης μπορεί να φανταστεί κανείς την διάλυση μιας κηλίδας μελάνης σε αρκετή ποσότητα διαυγούς νερού. Υποθέτουμε ότι η διάλυση γίνεται πολύ προσεκτικά έτσι ώστε το νερό να μην αναταράσσεται. Θα παρατηρήσουμε ότι η κηλίδα μελάνης σιγά-σιγά εξαπλώνεται. Από φυσική άποψη, η σταγόνα της μελάνης περικλείει ένα μεγάλο αριθμό μορίων χρωστικής ουσίας. Το κάθε μόριο ξεχωριστά πραγματοποιεί μια τυχαία κίνηση (θερμική κίνηση Brown) και πραγματοποιούνται συγκρούσεις τόσο μεταξύ των ίδιων των μορίων της χρωστικής ουσίας όσο και με τα μόρια του νερού. Λόγω της τυχαίας κίνησης το 50% των μορίων της χρωστικής ουσίας θα κινείται προς το κέντρο της σταγόνας και το άλλο 50% θα απομακρύνεται από το κέντρο. Έτσι προοδευτικά θα μειώνεται η πυκνότητα της χρωστικής ουσίας γύρω από το κέντρο. Ως εκ τούτου η κηλίδα εξαπλώνεται αποκτώντας ένα ασθενέστερο χρώμα. Η διαδικασία αυτή φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 3.41. Η καμπύλη που αντιστοιχεί στη χρονική στιγμή t_1 (σχεδόν αμέσως από την πτώση της σταγόνας μελάνης στο νερό), δείχνει τη συγκέντρωση των χρωστικών μορίων της σταγόνας, σε συνάρτηση με την απόσταση x από το κέντρο της σταγόνας. Για $x=0$ έχουμε τη μέγιστη συγκέντρωση, ενώ το εύρος της κατανομής είναι μικρό. Για $t > t_1$ περισσότερα μόρια απομακρύνονται με αποτέλεσμα η μοριακή συγκέντρωση στο κέντρο να μικραίνει και το εύρος της κατανομής να μεγαλώνει. Τελικά η μελάνη θα επεκταθεί σε όλη την έκταση του νερού και το νερό θα αποκτήσει ένα ομοιογενές χρώμα. Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να πούμε ότι η διαδικασία της διάχυσης προέρχεται από την ανομοιόμορφη κατανομή της χρωστικής ουσίας και η διάχυση σταματά όταν η συγκέντρωση γίνει η ίδια σε όλη την έκταση του νερού.



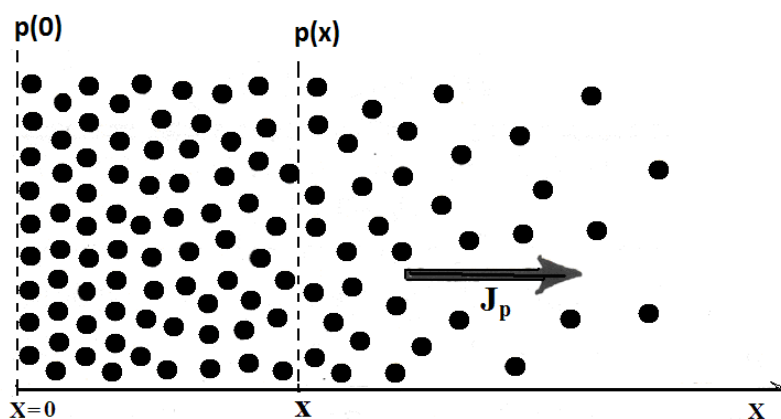
Σχήμα 3.41. Η κατανομή της μοριακής συγκέντρωσης σταγόνας μελάνης εντός νερού τρεις χρονικές στιγμές. Τη χρονική στιγμή $t=0$ η σταγόνα έχει πέσει στο νερό.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το φαινόμενο της διάχυσης εκφράζει το 2^ο θερμοδυναμικό αξίωμα (αύξηση εντροπίας). Βασικό ρόλο στην διάχυση παίζει η ευκινησία των σωματιδίων. Όσο μεγαλύτερη είναι η ευκινησία των σωματιδίων, τόσο με μεγαλύτερη ταχύτητα καταργείται η ανομοιομορφία της συγκέντρωσης των φορέων. Το φαινόμενο της διάχυσης εκφράζεται με τον **νόμο του Fick** που σε μία διάσταση έχει την μορφή:

$$J(x,t) = -D \cdot \frac{dc}{dx} \quad (3.85)$$

Στην ανωτέρω σχέση J είναι μια χρονικά και τοπικά μεταβαλλόμενη ποσότητα, που εκφράζει τον αριθμό των μετακινούμενων σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας (πυκνότητα ρεύματος διάχυσης), (dc/dx) μια ποσότητα που εκφράζει την βαθμίδα της συγκέντρωσης των σωματιδίων και D μια σταθερά που χαρακτηρίζει το φαινόμενο της διάχυσης (σταθερά διάχυσης) και σχετίζεται άμεσα με το είδος των μετακινούμενων σωματιδίων καθώς και με την φύση του υλικού εντός του οποίου μετακινούνται.

Ας μεταφερθούμε τώρα στους ημιαγωγούς και ας θεωρήσουμε την ύπαρξη μιας ανομοιομορφίας πυκνότητας φορέων (έστω οπών) κατά μήκος μιας διάστασης (άξονας x). Ας θεωρήσουμε ότι τη χρονική στιγμή $t=0$, η συγκέντρωση p των οπών είναι μεταβαλλόμενη σε σχέση με την απόσταση x , και συγκεκριμένα η συνάρτηση $p(x)$, παρουσιάζει αρνητική κλίση ($dp/dx < 0$) (βλέπε σχήμα 3.42). Λόγω της τυχαίας θερμικής κίνησης των οπών αυτές θα κινούνται κατά μήκος της διεύθυνσης x τόσο προς τα δεξιά όσο και προς τα αριστερά. Πλην όμως περισσότερες οπές θα κινούνται προς τα δεξιά, δηλαδή από την πλευρά της αυξημένης συγκέντρωσης προς την πλευρά της χαμηλότερης συγκέντρωσης. Συνεπώς θα παρατηρηθεί ένα ηλεκτρικό ρεύμα κατά μήκος της διεύθυνσης x με θετική φορά, λόγω του φαινομένου της διάχυσης. Αυτό το ηλεκτρικό ρεύμα ονομάζεται **ρεύμα διάχυσης**, σε αντίθεση με τα ρεύματα ολίσθησης που οφείλουν την εμφάνισή τους στην μετακίνηση φορέων υπό την επιρροή ενός εξωτερικά εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου σ' ένα κρύσταλλο που περιέχει φορείς.



Σχήμα 3.42. Η εμφάνιση ρεύματος διάχυσης οπών λόγω ύπαρξης βαθμίδας συγκέντρωσης οπών.

Η πυκνότητα του ρεύματος διάχυσης των οπών J_p είναι ανάλογη της παραγώγου (dp/dx) της συγκέντρωσης των οπών (βαθμίδα συγκέντρωσης οπών) και δίνεται από μια ανάλογη σχέση με εκείνη του νόμου του Fick:

$$J_p(x,t) = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (3.86)$$

όπου q το φορτίο των οπών, D_p είναι μια σταθερά που εκφράζεται σε m^2/s ή cm^2/s και καλείται σταθερά διάχυσης οπών. Το αρνητικό πρόσημο της σχέσης 3.86 συνδυάζεται με το αρνητικό πρόσημο που έχει η παράγωγος (dp/dx), έτσι ώστε η πυκνότητα του ρεύματος J_p να είναι θετική κατά μήκος της θετικής διεύθυνσης x .

Ανάλογη θα είναι και η έκφραση του ρεύματος διάχυσης ελευθέρων ηλεκτρονίων J_n , αν τοπικά επικρατεί μια ανάλογη βαθμίδα συγκέντρωσης ηλεκτρονίων (dn/dx), όπως εκείνη των οπών που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.42. Στην συγκεκριμένη περίπτωση η πυκνότητα του ρεύματος διάχυσης των ηλεκτρονίων J_n θα έχει την έκφραση:

$$J_n(x,t) = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} \quad (3.87)$$

όπου D_n είναι η σταθερά διάχυσης των ηλεκτρονίων. Ας σημειωθεί ότι η φορά της πυκνότητας ρεύματος J_n θα έχει κατεύθυνση αντίθετη με την κατεύθυνση του θετικού ημιάξονα x σε ένα σχήμα ανάλογο με εκείνο του 3.42.

Αν κατά μήκος της διεύθυνσης x υπάρχει και ένα ηλεκτρικό πεδίο έντασης E , τότε οι πυκνότητες ρευμάτων οπών J_p και ηλεκτρονίων J_n , θα είναι το άθροισμα της πυκνότητας ρεύματος αγωγιμότητας και διάχυσης, δηλαδή:

$$J_p(x,t) = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (3.88)$$

$$J_n(x,t) = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} \quad (3.89)$$

Τέλος πρέπει να σημειωθεί ότι μεταξύ των ευκινησιών μ_n και μ_p και των σταθερών διάχυσης D_n και D_p υφίσταται η ακόλουθη σχέση που φέρεται με το όνομα **σχέση του Einstein**:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (3.90)$$

Η ποσότητα kT/q φέρεται με όνομα **θερμική τάση** (thermal voltage), συμβολίζεται με V_T και στη θερμοκρασία των 300K έχει τιμή 26mV περίπου. Στον πίνακαγια τους ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs σημειώνονται οι τιμές των σταθερών διάχυσης D_n και D_p των ηλεκτρονίων και οπών αντίστοιχα στη θερμοκρασία 300K.

Πίνακας 3.17. Σταθερές διάχυσης ηλεκτρονίων και οπών στους 300K στους ημιαγωγούς Ge, Si και GaAs

Ημιαγωγός	D_n (cm ² /s)	D_p (cm ² /s)
Ge	98	47
Si	35	12
GaAs	220	10

Εφαρμογή 1

Σε κρύσταλλο n-Si σε κάποια θέση παρατηρείται μια βαθμίδα στην συγκέντρωση των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας ίση με $+4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-4}$. Ποια τιμή έχει το ρεύμα διάχυσης των ηλεκτρονίων στη θερμοκρασία των 300K, στην ανωτέρω θέση.

Απάντηση

Λαμβάνοντας υπόψη ότι στον κρύσταλλο Si, $D_n = 35 \text{ cm}^2/\text{s}$ σύμφωνα με τη σχέση 3.87, έχουμε:

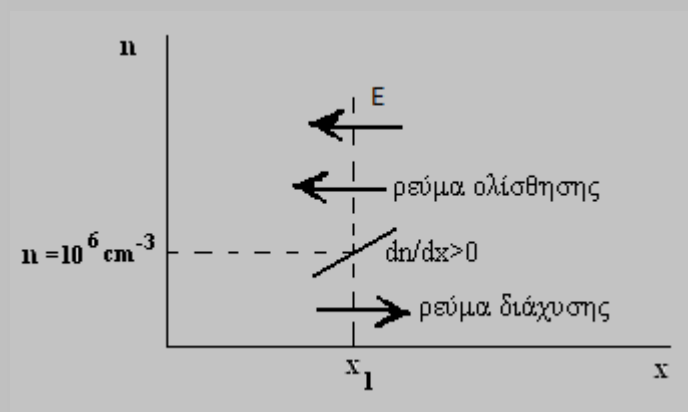
$$J_n = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 35 \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \cdot 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-4} = 0,224 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2} .$$

Εφαρμογή 2

Σε κρύσταλλο Si που βρίσκεται στη θερμοκρασία 300K, κατά μήκος της κατεύθυνσης x υφίσταται ένα ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο έντασης $E = -1 \text{ kV/cm}$. Στη θέση $x=x_1$ η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας έχει τιμή $n=10^6 \text{ cm}^{-3}$. Δεδομένου ότι δεν παρατηρείται ηλεκτρικό ρεύμα οφειλόμενο στην κίνηση των ηλεκτρονίων, να υπολογιστεί η βαθμίδα της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων στην ανωτέρω θέση.

Απάντηση

Η ύπαρξη του ηλεκτρικού πεδίου δίνει στη θέση $x=x_1$ ένα ρεύμα ολίσθησης με αρνητική κατεύθυνση (βλέπε σχήμα 3.43). Το μηδενικό ρεύμα στη θέση $x=x_1$ δικαιολογείται από το γεγονός ότι ένα αντίθετο ρεύμα διάχυσης θα πρέπει να αναιρεί το ρεύμα ολίσθησης. Ένα τέτοιο ρεύμα διάχυσης (θετικής κατεύθυνσης), προϋποθέτει μια θετική βαθμίδα της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων στην θέση $x=x_1$ (βλέπε σχήμα 3.43).



Σχήμα 3.43

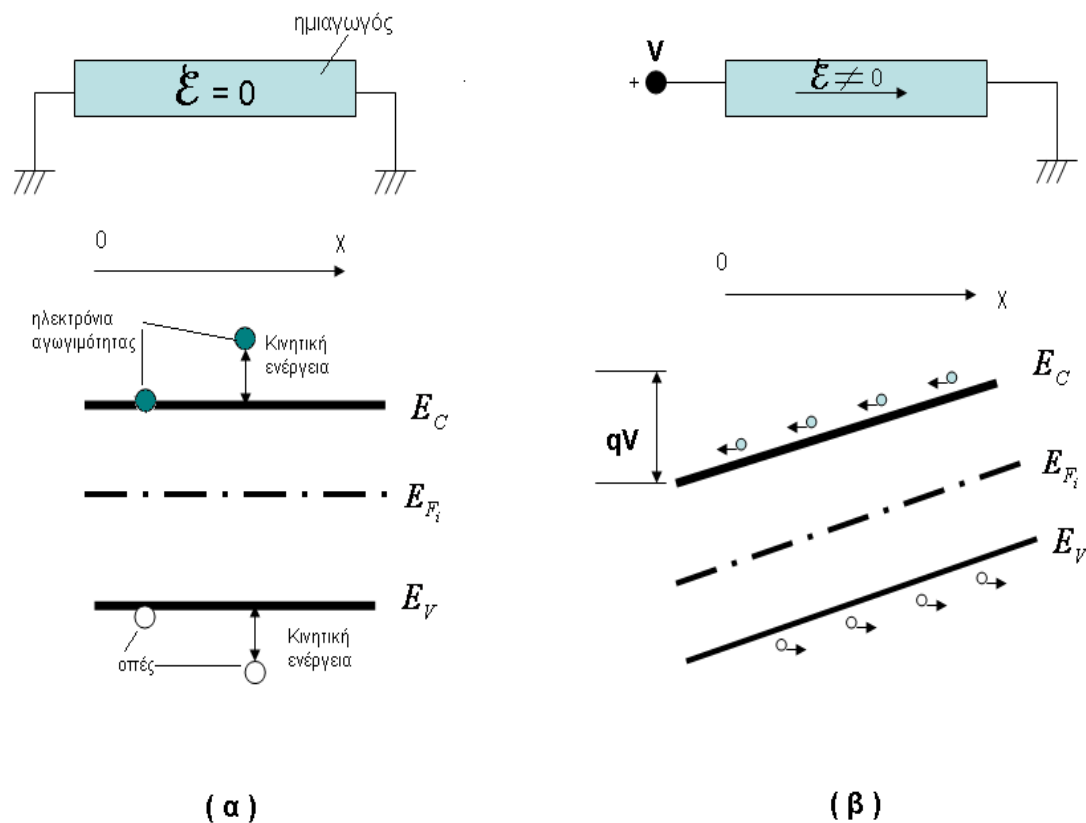
Σύμφωνα με τα ανωτέρω και αξιοποιώντας την σχέση 3.89 έχουμε:

$$0 = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} \quad \text{ή} \quad \frac{dn}{dx} = -\frac{\mu_n}{D_n} \cdot n \cdot E \quad \text{ή} \quad \frac{dn}{dx} = -\frac{q}{kT} \cdot n \cdot E = -\frac{n}{V_T} \cdot E$$

$$\text{Άρα: } \frac{dn}{dx} = -\frac{10^6 \text{ cm}^{-3}}{0,026 \text{ V}} \cdot \left(-10^3 \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right) = 3,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-4} .$$

3.29 Η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στο ενεργειακό διάγραμμα ημιαγωγού. Δυναμικό Fermi.

Ας θεωρήσουμε για απλούστευση ένα ενδογενή ημιαγωγό σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας και χωρίς να εφαρμόζεται σ' αυτόν κανένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Ας δεχτούμε επίσης ότι ο άξονας x εκφράζει την απόσταση κατά μήκος του αγωγού (σχήμα 3.44). Για τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας η ενέργεια της στάθμης E_C (βάση της ζώνης αγωγιμότητας) αντιστοιχεί στην δυναμική ενέργειά τους. Όταν ηλεκτρόνια αγωγιμότητας καταλαμβάνουν ενεργειακές στάθμες πάνω από την E_C , τότε η επιπλέον ενέργεια εκφράζει την κινητική τους ενέργεια (βλέπε σχήμα 3.44α). Αντίστοιχα η ενέργεια της στάθμης E_V (οροφή της ζώνης σθένους), δηλώνει την δυναμική ενέργεια των οπών, ενώ οι οπές με ενέργειες χαμηλότερες της E_V περιέχουν και τη συνιστώσα της κινητικής ενέργειας.



Σχήμα 3.44 Τροποποίηση ενεργειακών σταθμών ενδογενή ημιαγωγού παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου

Ας υποθέσουμε τώρα ότι στον ημιαγωγό εφαρμόζεται ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την τροποποίηση του ενεργειακού διαγράμματος (βλέπε σχήμα 3.44β), κατά τέτοιο τρόπο ώστε να δοθεί η δυνατότητα στα ηλεκτρόνια και στις οπές να ολισθήσουν. Μεταξύ της έντασης \mathcal{E} του ηλεκτρικού πεδίου και του ηλεκτροστατικού δυναμικού ψ κατά μήκος της απόστασης x υφίσταται η σχέση:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dx} \quad (3.91)$$

Ας σημειωθεί ότι το ηλεκτροστατικό δυναμικό ψ συνδέεται με τη δυναμική ενέργεια E ενός ηλεκτρικού φορτίου με την σχέση:

$$E = -q \cdot \psi \quad (3.92)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις 3.91 και 3.92, έχουμε:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (3.93)$$

Επειδή δεν αλλάζει η ενεργειακή απόσταση μεταξύ των σταθμών E_C , E_V και E_{F_i} (το ενεργειακό χάσμα παραμένει αμετάβλητο), τότε μπορούμε να αντικαταστήσουμε την παράγωγο της δυναμικής ενέργειας dE/dx στη σχέση 3.93, με την ποσότητα dE_{F_i}/dx . Έτσι έχουμε:

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{q} \frac{dE_{F_i}}{dx} = -\frac{d\psi}{dx} \quad (3.94)$$

Συνεπώς το ηλεκτροστατικό δυναμικό μπορεί να οριστεί ως:

$$\psi = \frac{E_{F_i}}{q} \quad (3.95)$$

ενώ γενικότερα μπορούμε να ορίσουμε σαν **δυναμικό Fermi** την ποσότητα:

$$\varphi = -\frac{E_F}{q} \quad (3.96)$$

Ας σημειωθεί ότι στους ενδογενείς ημιαγωγούς (επειδή $E_F=E_{F_i}$), έχουμε:

$$\psi = \varphi \quad (3.97)$$

3.30 Η συσχέτιση συγκεντρώσεων ηλεκτρονίων και οπών με το δυναμικό Fermi

Όπως έχει αναφερθεί στην παράγραφο 3.10, οι εκφράσεις των συγκεντρώσεων n και p τόσο για ενδογενείς όσο και για εξωγενείς ημιαγωγούς περιγράφονται από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$n = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (3.98)$$

$$p = N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) \quad (3.99)$$

Για την περίπτωση των ενδογενών ημιαγωγών επειδή $n=p=n_i$, μπορούμε να γράψουμε:

$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_{F_i}}{kT}\right) = N_V \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}\right) \quad (3.100)$$

Συνδυάζοντας τις τρεις ανωτέρω σχέσεις καταλήγουμε στις ακόλουθες εκφράσεις:

$$n = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{F_i}}{kT}\right) \quad (3.101)$$

και

$$p = n_i \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_F}{kT}\right) \quad (3.102)$$

Τέλος αν οι ανωτέρω σχέσεις συνδυαστούν με τις 3.95 και 3.96, έχουμε:

$$n = n_i \exp\left(\frac{\psi - \phi_n}{\phi_T}\right). \quad (3.103)$$

και

$$p = n_i \exp\left(\frac{\phi_p - \psi}{\phi_T}\right). \quad (3.104)$$

όπου $\phi_T = kT/q$, που στη θερμοκρασία των 300 K έχει τιμή 26 mV και όπως έχει προαναφερθεί συμβολίζεται με V_T με την ονομασία «θερμική τάση». Στις ανωτέρω σχέσεις τα δυναμικά ϕ_n και ϕ_p αντιστοιχούν στα δυναμικά Fermi των ημιαγωγών n ή

p τύπου αντίστοιχα και ορίζονται ως ακολούθως: $\phi_n = -\frac{E_{Fn}}{q}$ και $\phi_p = -\frac{E_{Fp}}{q}$.

3.31 Γενικευμένες εκφράσεις πυκνότητας ρεύματος σε ημιαγωγούς

Οι εκφράσεις της πυκνότητας ρεύματος ηλεκτρονίων ή οπών (σχέσεις 3.88, 3.89) σε ημιαγωγούς n ή p τύπου αντίστοιχα, μπορούν να λάβουν πιο γενικευμένες εκφράσεις. Για την πυκνότητα ρεύματος ηλεκτρονίων αν αξιοποιηθούν οι σχέσεις

3.94 και 3.103. Πράγματι: $J_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \mathcal{E} + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \left(-\frac{d\psi}{dx}\right)$

$+ q \cdot D_n \cdot n_i \cdot \left(\frac{d\psi}{dx} - \frac{d\phi_n}{dx}\right) \cdot \frac{1}{\phi_T} \cdot \exp\left(\frac{\psi - \phi_n}{\phi_T}\right)$. Επειδή $D_n = \phi_T \cdot \mu_n$ (σχέση Einstein)

έχουμε:

$$J_n = q \cdot \mu_n \cdot n_i \exp\left(\frac{\psi - \phi}{\phi_T}\right) \cdot \left(-\frac{d\psi}{dx}\right) + q \cdot \phi_T \cdot \mu_n \cdot n_i \cdot \left(\frac{d\psi}{dx} - \frac{d\phi_n}{dx}\right) \cdot \frac{1}{\phi_T} \cdot \exp\left(\frac{\psi - \phi_n}{\phi_T}\right)$$

και τελικά:

$$J_n = -q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \frac{d\phi_n}{dx} \quad (3.105)$$

Με παρόμοιο τρόπο για την πυκνότητα ρεύματος οπών προκύπτει:

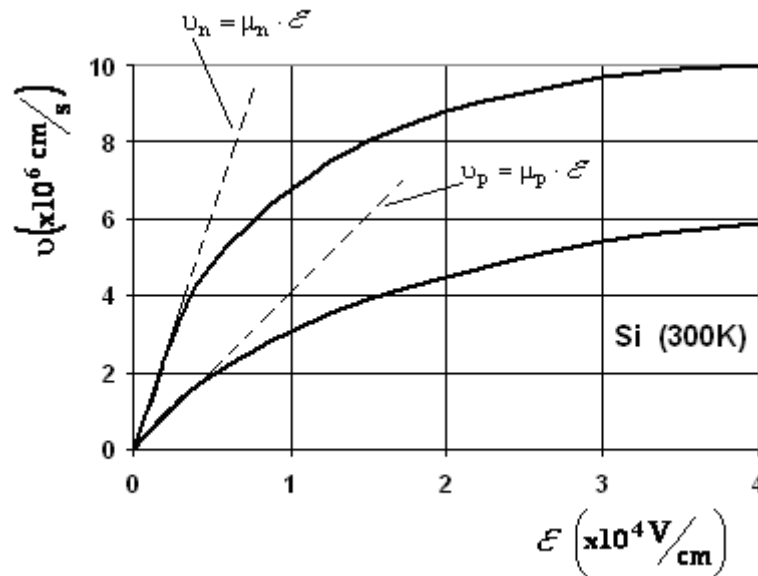
$$J_p = -q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \frac{d\phi_p}{dx} \quad (3.106)$$

3.32 Φαινόμενα υψηλών πεδίων

Όπως έχει προαναφερθεί (παράγραφος 2.7 – σχέση 2.13), μεταξύ της ταχύτητας ολίσθησης των φορέων (ελεύθερα ηλεκτρόνια) και της έντασης του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου σε μεταλλικό αγωγό, υφίσταται μια γραμμική σχέση. Στην περίπτωση των ημιαγωγών για τις ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων και οπών, θα έχουμε τις αντίστοιχες σχέσεις:

$$v_n = \mu_n \cdot \mathcal{E} \quad \text{και} \quad v_p = \mu_p \cdot \mathcal{E} \quad (3.107)$$

όπου v_n και v_p οι μέσες ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων και οπών. Αυτά βέβαια ισχύουν στις περιπτώσεις που η μέση χρονική διάρκεια τ μεταξύ των σκεδάσεων είναι ανεξάρτητη από το εφαρμοζόμενο πεδίο, κάτι που ισχύει όταν έχουμε ταχύτητες ολίσθησης αρκετά μικρές σε σχέση με την ταχύτητα της θερμικής κίνησης των φορέων η οποία είναι τάξης του 10^7 cm/s περίπου. Όσο αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης πλησιάζοντας την ταχύτητα θερμικής κίνησης, τότε θα έχουμε απόκλιση από ένα γραμμικό νόμο που προϋποθέτει σταθερές τιμές ευκινησιών ανεξάρτητα από τις τιμές της έντασης \mathcal{E} του ηλεκτρικού πεδίου.



Σχήμα 3.45. Ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων και οπών στο Si (300K) σε συνάρτηση με το ηλεκτρικό πεδίο

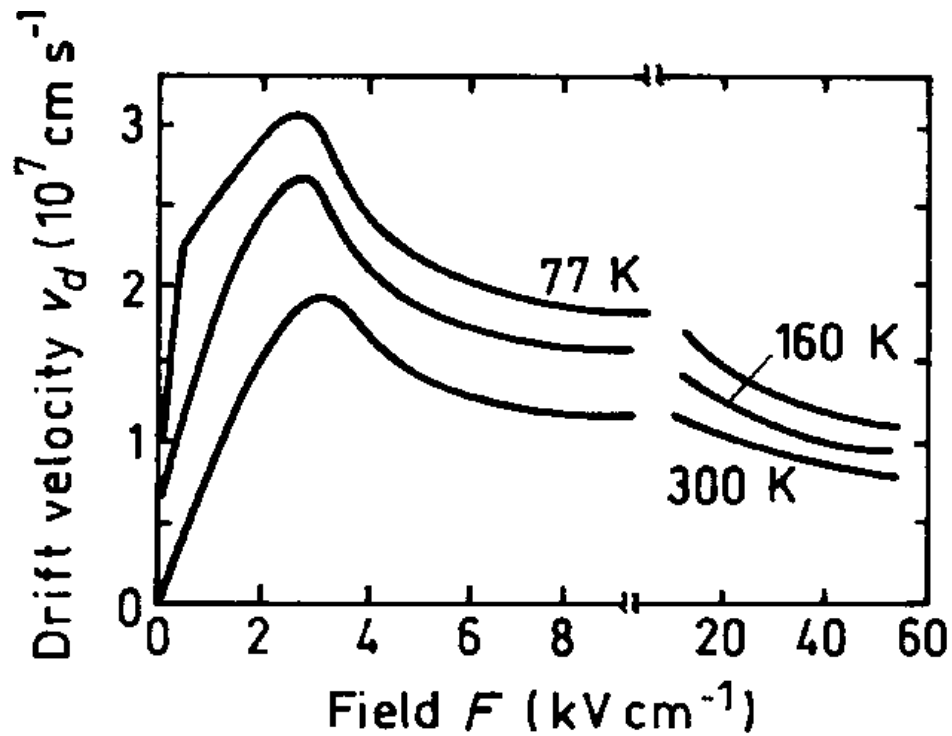
Στο σχήμα 3.45 για το Si και σε θερμοκρασία 300K απεικονίζονται οι ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων και οπών σε συνάρτηση με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Είναι προφανές ότι αρχικά παρατηρείται γραμμική σχέση που αντιστοιχεί σε σταθερή ευκινησία. Για μεγάλες τιμές έντασης παρατηρούνται τιμές σταθεροποίησης (κόρου) των ταχυτήτων ολίσθησης. Το ανωτέρω φαινόμενο μπορεί να περιγραφεί εμπειρικά από την ακόλουθη σχέση:

$$v_n, v_p = \frac{v_s}{\left[1 + \left(\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}}\right)^\gamma\right]^{1/\gamma}} \quad (3.7.1)$$

όπου v_s η ταχύτητα κόρου, \mathcal{E}_0 μια σταθερά με διαστάσεις έντασης της οποίας οι τιμές για κρύσταλλο Si στους 300K είναι: $7 \times 10^3 \text{ V/cm}$ για ηλεκτρόνια και $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ για τις οπές, ενώ ο συντελεστής γ έχει τιμή περίπου 2 για τα ηλεκτρόνια και περίπου 1 για τις οπές.

Ανάλογα είναι τα φαινόμενα και στους άλλους ημιαγωγούς. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το n-τύπου GaAs όπου για πεδία μεγαλύτερα από $3 \times 10^3 \text{ V/cm}$, η

ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων ελαττώνεται (βλέπε σχήμα 3.46). Αυτό οφείλεται στη διαφορετική δομή των ενεργειακών ζωνών του GaAs από εκείνη του Si.



Σχήμα 3.46. Ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων στο GaAs, σε συνάρτηση με το ηλεκτρικό πεδίο

Πηγή: Pozhela, J. and A. Reklaitis, *Solid State Electron.* **23**, 9 (1980) 927-933.

Βιβλιογραφία

Cooke, M. *Semiconductor Devices*. Prentice-Hall Int., 1990.

Kittel, C. *Introduction to Solid State Physics*. 7th Ed., Wiley, 1996.

Look, D.C. *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*. J. Wiley & Sons, 1989.

Streetman, B. *Solid State Electronic Devices*, Prentice-Hall Int. Editions, 1990.

Sze, S. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.

Sze, S. *Semiconductor Devices Physics and Technology*. John Wiley & Sons, 1985.

Tyagi, M. *Introduction to Semiconductor materials and Devices*. John Wiley & Sons, 1991.

Yang, E. *Microelectronic Devices*, McGraw-Hill Int. Editions, 1988.

Φυσικές σταθερές.

Φορτίο ηλεκτρονίου	q	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Ταχύτητα του φωτός	c	$2,998 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$
Διηλεκτρική σταθερά του κενού	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-14} \text{ F} \cdot \text{cm}^{-1}$
Μάζα ελευθέρου ηλεκτρονίου	m_0	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Σταθερά Planck	h	$6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ $4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$
Σταθερά Boltzmann	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ $8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$
Αριθμός του Avogadro	A_0	$6,022 \cdot 10^{23} (\text{g mole})^{-1}$
Θερμική τάση (300K)	$V_T = \frac{kT}{q}$	25,86 mV

Κατάλογος βασικών συμβόλων μεγεθών και σταθερών.

σύμβολο	ονομασία	Συνήθης μονάδα
a	Θερμικός συντελεστής αντίστασης υλικών	K^{-1}
B	Μαγνητική επαγωγή	$T=Wb/m^2$
B_C	Κρίσιμο μαγνητικό πεδίο (υπεραγωγιμότητα)	$T=Wb/m^2$
C	Χωρητικότητα	F
c	Ταχύτητα του φωτός στο κενό	cm/s
d	Πυκνότητα υλικού	g/cm^3
D	Σταθερά διάχυσης	cm^2/s
D_n	Σταθερά διάχυσης ηλεκτρονίων	cm^2/s
D_p	Σταθερά διάχυσης οπών	cm^2/s
E	Ενέργεια	eV
ϵ	Ένταση ηλεκτρικού πεδίου	V/cm
E_A	Ενεργειακή στάθμη αποδεκτών	eV
E_C	Ενεργειακή κατάσταση της βάσης της ζώνης αγωγιμότητας	eV
E_D	Ενεργειακή στάθμη δοτών	eV
E_F	Ενεργειακή στάθμη Fermi	eV
E_{Fi}	Ενεργειακή στάθμη Fermi ενδογενούς ημιαγωγού	eV
E_g	Ενεργειακό χάσμα	eV
E_V	Ενεργειακή κατάσταση της οροφής της ζώνης σθένους	eV
f	συχνότητα	Hz
f(E)	Συνάρτηση κατανομής Fermi-Dirac	-
G	Αγωγιμότητα	S
h	Σταθερά Planck	J·s
I	Ένταση ηλεκτρικού ρεύματος	A
J	Πυκνότητα ρεύματος	A/cm^2
k	Σταθερά Boltzmann	J/K
L	Μήκος	m
m	Μάζα	kg
m^*	Ενεργή μάζα	kg
n	Δείκτης διάθλασης	-
n	Πυκνότητα (συγκέντρωση) ελεύθερων ηλεκτρονίων	cm^{-3}
N	Συγκέντρωση προσμίξεων	cm^{-3}
N_C	Ενεργή πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη αγωγιμότητας	cm^{-3}
N_D	Πυκνότητα (συγκέντρωση) δοτών	cm^{-3}
n_i	Ενδογενής πυκνότητα (συγκέντρωση) φορέων	cm^{-3}

N_V	Ενεργή πυκνότητα καταστάσεων στη ζώνη σθένους	cm^{-3}
N_A	Πυκνότητα (συγκέντρωση) αποδεκτών	cm^{-3}
p	Πυκνότητα (συγκέντρωση) οπών	cm^{-3}
P	Ισχύς	W
q	Στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο	C
R	Αντίσταση	Ω
R_H	Σταθερά Hall	m^3/C
S ή P	Πίεση	$\text{Pa}=\text{N}/\text{m}^2$
t	χρόνος	s
T_C	Κρίσιμη θερμοκρασία (υπεραγωγιμότητα)	K
T	Απόλυτη θερμοκρασία	K
v_s	ταχύτητα (κόρου) ολίσθησης φορέων	cm/s
V_H	Τάση Hall	V
V_T	Θερμική τάση (kT/q)	mV
V_Z	Τάση Zener	V
v_d	Μέση ταχύτητα ολίσθησης φορέων	cm/s
Y	Μέτρο ελαστικότητας υλικού (Young's modulus)	GPa
a	Σταθερά πλέγματος	\AA
ϵ	Διηλεκτρική σταθερά	-
ϵ_0	Διηλεκτρική σταθερά του κενού	F/cm
λ	Μήκος κύματος	μm ή \AA
μ	Ευκινησία φορέων ηλεκτρικού ρεύματος	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
μ_n	Ευκινησία ηλεκτρονίων	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
μ_p	Ευκινησία οπών	$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
ρ	Ειδική αντίσταση υλικού	$\Omega \cdot \text{cm}$
σ	Αγωγιμότητα (ειδική) υλικού	S/m
τ	Χρόνος αποκατάστασης	s
τ_m	Χρόνος ηρεμίας	s
T	περίοδος	s
Φ	Έργο εξόδου ηλεκτρονίων	eV
φ	Δυναμικό Fermi	V
ψ	Ηλεκτροστατικό δυναμικό	V
ω	Κυκλική συχνότητα ($2\pi f$)	Hz

Ιδιότητες^[1] βασικών ημιαγωγών και μονωτών στους 300K

Ιδιότητες	Si	Ge	GaAs	SiO₂	Si₃N₄
Δομή	διαμαντιού			Άμορφο ^[2]	Άμορφο ^[2]
Αριθμός ατόμων ή μορίων ανά cm ³ (x10 ²²)	5,0	4,42	2,21	2,20	1,48
Ατομικό ή μοριακό βάρος (g/ g mole)	28,09	72,59	144,64	60,08	140,28
Σταθερά πλέγματος (nm)	0,543	0,566	0,565	-	-
Πυκνότητα (g/cm ³)	2,328	5,323	5,316	2,19	3,44
Διηλεκτρική σταθερά (σχετική) ε _r	11,9	16	13,1	3,9	7,5
Ενεργειακό χάσμα (eV)	1,12	0,67	1,42	≈ (8 – 9)	4,7
Θερμοκρασιακή εξάρτηση $\frac{\Delta E_g}{\Delta T} \left(\frac{eV}{K} \right)$ στους 300K	-2,7·10 ⁻⁴	-3,7·10 ⁻⁴	-5,0·10 ⁻⁴		
Ευκινησία (cm ² · V ⁻¹ · s ⁻¹)					
Ηλεκτρονίων	1417	3900	8800	20	
Οπών	471	1900	400	-	
Ενδογενής συγκέντρωση φορέων (cm ⁻³)	1,45·10 ¹⁰		1,79·10 ⁶	-	
Συντελεστής γραμμικής διαστολής (K ⁻¹)	2,5·10 ⁻⁶	5,7·10 ⁻⁶	5,9·10 ⁻⁶	5·10 ⁻⁷	2,8·10 ⁻⁶
Σημείο τήξης T _m (°C)	1412	937	1237	≈1700	≈1900
Δείκτης διάθλασης n	3,44	3,97	3,3	1,46	2,0

[1] Πηγή: R. Muller and T. Kamins, Device Electronics for IC, 2nd Edition J. Wiley& Sons, Inc. (1986).

[2] Στην χρήση IC εφαρμογών