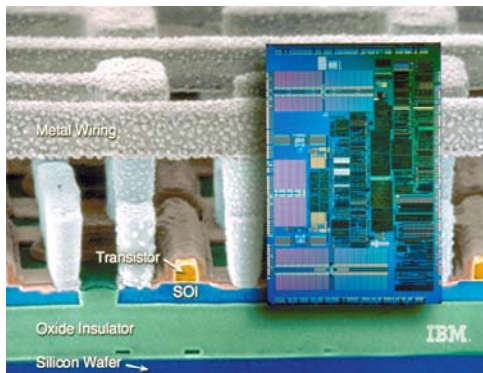


Ημιαγώγιμα και διηλεκτρικά υλικά

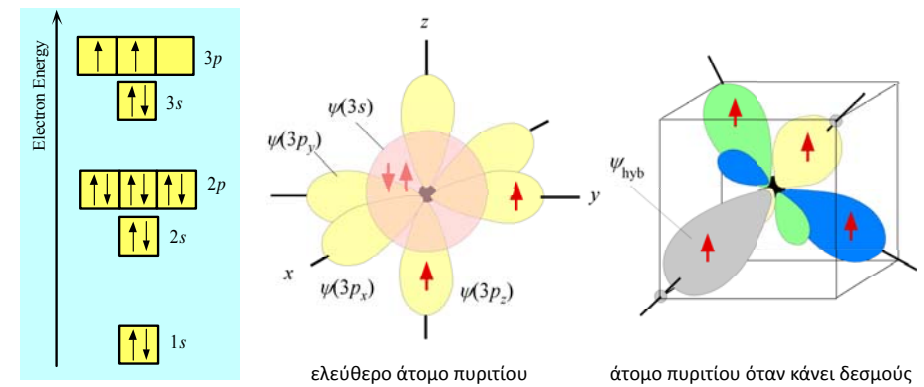
Ε. Λοιδωρίκης
Δ. Παπαγεωργίου

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2° Ημιαγωγοί

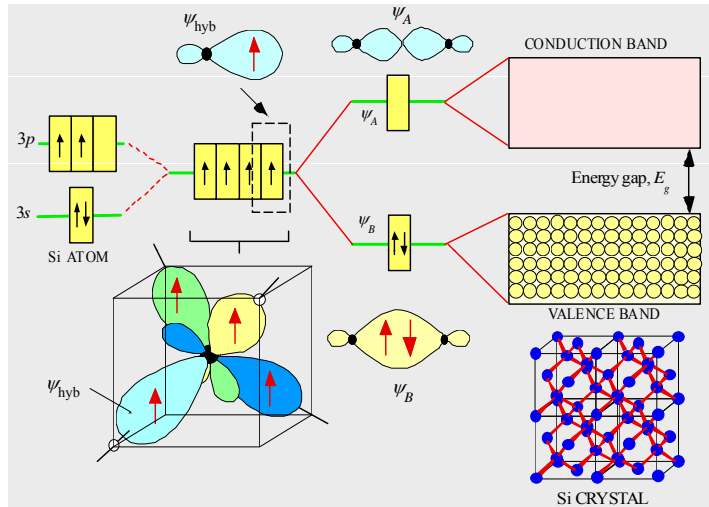
Πυρίτιο



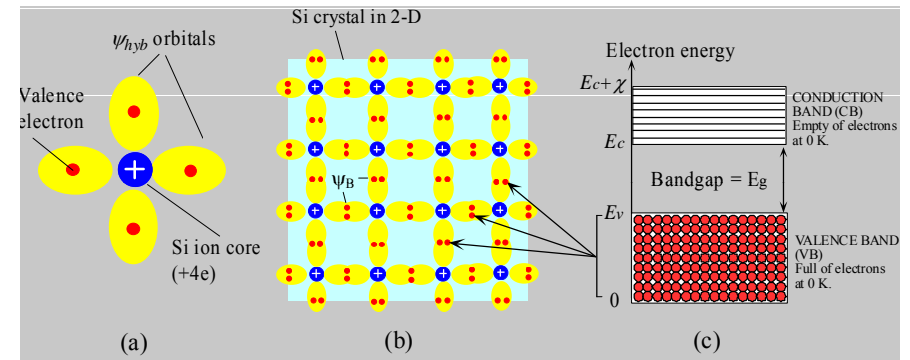
Πυρίτιο



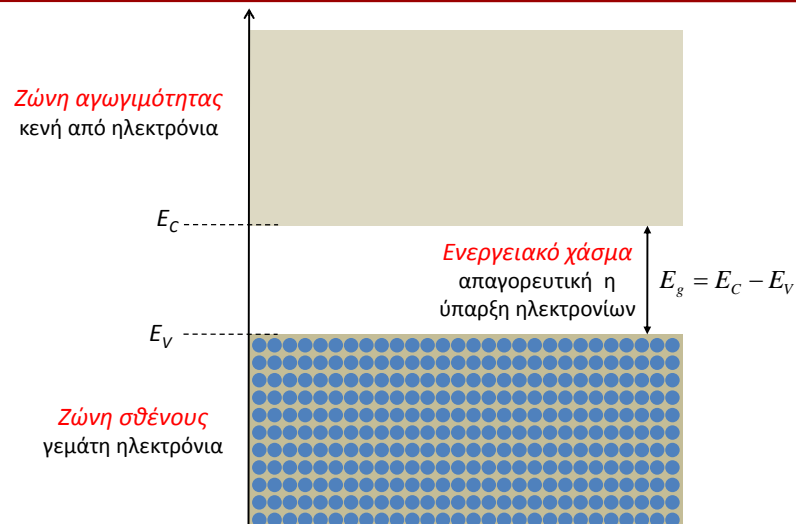
Δεσμοί και ζώνες πυριτίου



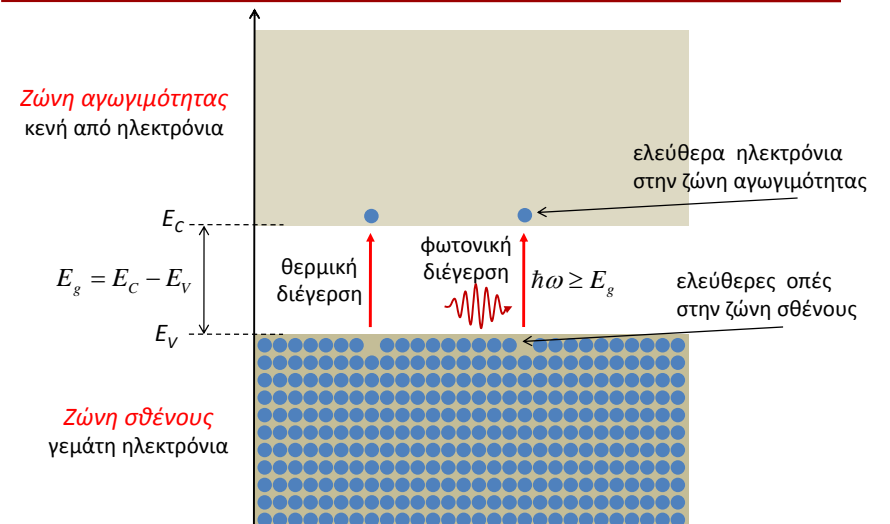
Δεσμοί και ζώνες πυριτίου



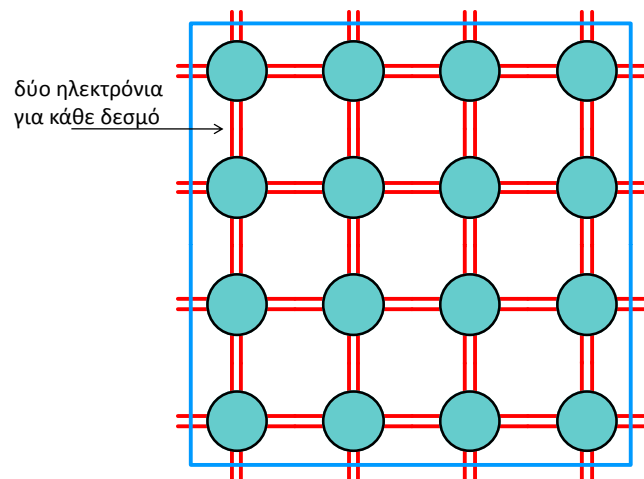
Ζώνες πυριτίου



Ηλεκτρονικές διεγέρσεις



Αναπαράσταση δεσμών πυριτίου

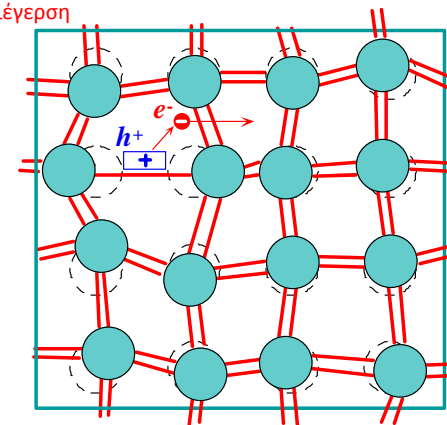


Θερμική διέγερση ηλεκτρονίου

Μέση ενέργεια ταλαντώσεων $k_B T \ll E_g$

Στατιστικά όμως μπορεί τοπικά να δημιουργηθεί ικανή παραμόρφωση

-> Θερμική διέγερση

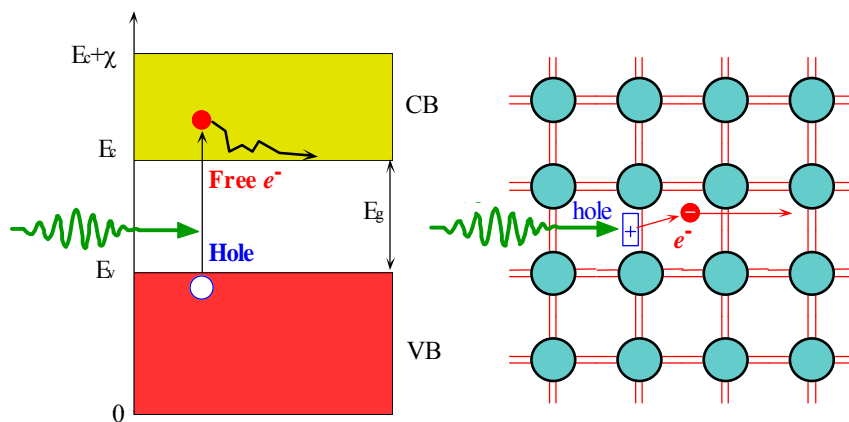


Φωτονική διέγερση ηλεκτρονίου

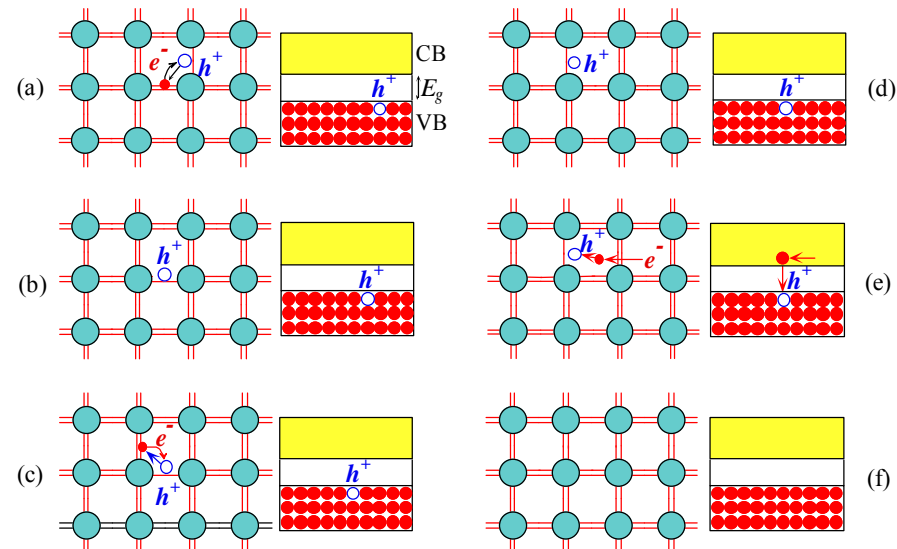
Αρχή διατήρησης ενέργειας $\Delta E = \hbar\omega$

Για να επιτραπεί η διέγερση θα πρέπει $\Delta E \geq E_g$

-> $\hbar\omega \geq E_g$



Δημιουργία, διάδοση και επανασύνδεση οπών

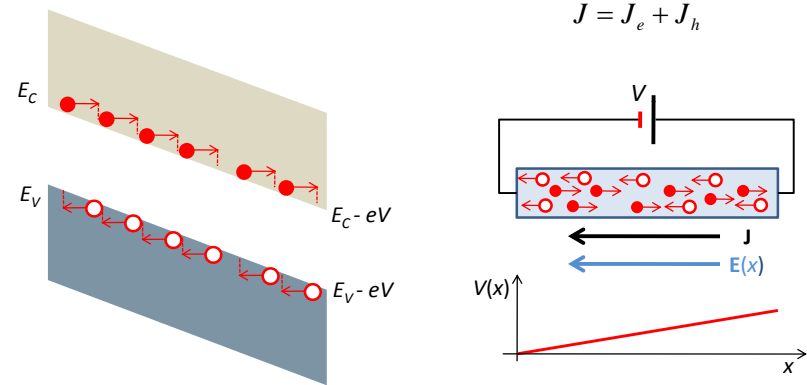


Αγωγή στους ημιαγωγούς

Pauli → αγωγή φορέων γίνεται μόνο όταν υπάρχουν κενές ενεργειακές θέσεις

Η αγωγή των φορέων γίνεται ουσιαστικά με μετακινήσεις σε κενές θέσεις και συνεπακόλουθες μεταπτώσεις πίσω στην επιφάνεια Fermi

→ ηλεκτρόνια και οπές συνεισφέρουν στο ρεύμα



Αγωγιμότητα ημιαγωγού

Γνωρίζουμε

$$J = \text{φορτίο} \times \text{πυκνότητα} \times \text{ταχύτητα} = qn v$$

$$v = \text{ευκνησία} \times \text{πεδίο} = \mu E$$

$$J = qn \mu E = \sigma E$$

Αγωγιμότητα $\sigma = qn \mu$

Στους ημιαγωγούς έχουμε όμως δύο φορείς ρεύματος

$$\sigma = en \mu_e + ep \mu_h$$

n : συγκέντρωση ηλεκτρονίων [cm^{-3}], μ_e : ευκνησία ηλεκτρονίων [cm^2/Vs]

p : συγκέντρωση οπών [cm^{-3}], μ_h : ευκνησία οπών [cm^2/Vs]

Συγκέντρωση και πυκνότητα καταστάσεων

Πυκνότητες καταστάσεων

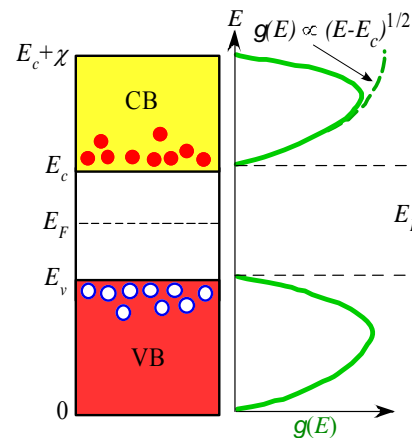
ζώνη αγωγιμότητας $g_c(E) = \frac{\sqrt{2} m_e^{*3/2} \sqrt{E - E_c}}{\pi^2 \hbar^3}$

ζώνη σθένους $g_v(E) = \frac{\sqrt{2} m_h^{*3/2} \sqrt{E_v - E}}{\pi^2 \hbar^3}$

Συγκέντρωση φορέων

ηλεκτρόνια $n = \int_{E_c}^{E_c + \chi} g_c(E) f(E) dE$

οπές $p = \int_0^{E_v} g_v(E) [1 - f(E)] dE$



όπου οι πιθανότητες κατάληψης δίνονται από την κατανομή Fermi-Dirac: $f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1}$

χ : ηλεκτρονική συγγένεια η ενεργειακή απόσταση από E_c μέχρι το κενό

Στατιστική φορέων σε ανόθευτους ημιαγωγούς

Η πυκνότητα διεγερμένων ηλεκτρονίων στην ζώνη αγωγιμότητας είναι πολύ μικρή

-> αναμενόμενο καθώς $k_B T \ll E_g$

-> όλες οι πιθανές θέσεις ανοιχτές

-> το ηλεκτρόνιο μπορεί να πάει όπου θέλει χωρίς περιορισμούς από αρχή Pauli

$$n = \frac{\sqrt{2} m_e^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{E - E_c} f(E) dE = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}$$

$$p = \frac{\sqrt{2} m_h^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{E_v} \sqrt{E_v - E} [1 - f(E)] dE = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}$$

N_c, N_v : ενεργές πυκνότητες καταστάσεων

Ενεργός πυκνότητα καταστάσεων ηλεκτρονίων

$$n = \frac{\sqrt{2}m_e^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{E-E_c} f(E) dE \quad f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \cong e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$\text{θέτουμε } \sqrt{E-E_c} = z \Rightarrow E-E_c = z^2 \Rightarrow dE = 2z dz$$

$$\text{νέα όρια ολοκλήρωσης } E = E_c \Rightarrow z = 0 \quad E = \infty \Rightarrow z = \infty$$

$$n = \frac{\sqrt{2}m_e^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{\infty} z e^{-\frac{z^2+E_c-E_F}{k_B T}} 2z dz = \frac{\sqrt{2}m_e^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} 2e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}} \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz$$

$$\text{γνωρίζουμε } \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{a}} dx = \frac{a}{4} \sqrt{\pi a} \quad \text{άρα } \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz = \frac{k_B T}{4} \sqrt{\pi k_B T}$$

$$n = \frac{\sqrt{2}m_e^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \frac{2\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}}{4} e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}} = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}} = N_c e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}}$$

Ενεργός πυκνότητα καταστάσεων οπών

$$p = \frac{\sqrt{2}m_h^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{E_v} \sqrt{E_v-E} [1-f(E)] dE \quad 1-f(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \cong e^{-\frac{E_F-E}{k_B T}}$$

$$\text{θέτουμε } \sqrt{E_v-E} = z \Rightarrow E_v-E = z^2 \Rightarrow dE = -2z dz$$

$$\text{νέα όρια ολοκλήρωσης } E = 0 \Rightarrow z = \sqrt{E_v} \quad E = E_v \Rightarrow z = 0$$

$$p = \frac{\sqrt{2}m_h^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_{\sqrt{E_v}}^0 -z e^{-\frac{E_F-E_v+z^2}{k_B T}} 2z dz \cong \frac{\sqrt{2}m_h^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} 2e^{-\frac{E_F-E_v}{k_B T}} \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz$$

$$\text{γνωρίζουμε } \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{a}} dx = \frac{a}{4} \sqrt{\pi a} \quad \text{άρα } \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz = \frac{k_B T}{4} \sqrt{\pi k_B T}$$

$$p = \frac{\sqrt{2}m_h^{*3/2}}{\pi^2\hbar^3} \frac{2\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}}{4} e^{-\frac{E_F-E_v}{k_B T}} = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F-E_v}{k_B T}} = N_v e^{-\frac{E_F-E_v}{k_B T}}$$

Πυκνότητα ηλεκτρονίων

$$n = N_c e^{-\frac{E_c-E_F}{k_B T}} \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

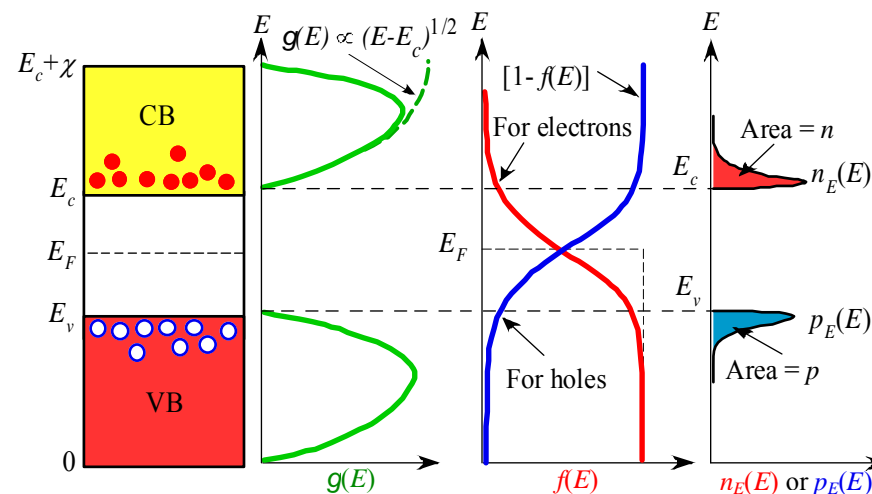
$$p = N_v e^{-\frac{E_F-E_v}{k_B T}} \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

Η πυκνότητα ηλεκτρονίων είναι ίση με μια ενεργό πυκνότητα στην άκρη της ζώνης (εξαρτώμενη από την θερμοκρασία) επί την πιθανότητα Boltzmann να γίνει διέγερση από την Fermi στην αντίστοιχη ζώνη

Οι ενεργές πυκνότητες διαφοροποιούνται μόνο από την ενεργό μάζα

$$\frac{N_c}{N_v} = \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{3/2}$$

Πυκνότητες ηλεκτρονίων και οπών



Νόμος δράσης των μαζών

Οι πυκνότητες φορέων

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \quad p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}$$

Υπακούν τον νόμο δράσης των μαζών

$$np = N_c N_v e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_c - E_v}{k_B T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Στους ενδογενείς ημιαγωγούς, όσα ηλεκτρόνια διεγείρονται, τόσες οπές δημιουργούνται

$$n = p = n_i \quad n_i : \text{ενδογενής συγκέντρωση φορέων}$$

$$np = n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Αποδεικνύεται ότι ο ΝΑΜ είναι γενικός και ισχύει και για νοθευμένους ημιαγωγούς

Εξήγηση του νόμου δράσης των μαζών

Λόγω θερμικής διεγερσης, ηλεκτρόνια και οπές δημιουργούνται

-> Ρυθμός διεγερσης: # στη ΖΑ × # στην ΖΣ × πιθανότητα μετάβασης

$$G \propto N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Όταν όμως υπάρχουν ηλεκτρόνια και οπές, υπάρχει η πιθανότητα επανασύνδεσης

-> Ρυθμός επανασύνδεσης: # ηλεκτρονίων × # οπών

$$R \propto np$$

Συνθήκη θερμικής ισορροπίας

$$G = R \quad np = n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Η ίδια συνθήκη θερμικής ισορροπίας θα ισχύει και για νοθευμένους

Ενέργεια Fermi για ενδογενείς ημιαγωγούς

Ο αριθμός των διεγερμένων ηλεκτρονίων $n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}$

ισχύει όμως και ο νόμος δράσης των μαζών $np = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$

Για ενδογενείς ημιαγωγούς όμως $n = p \Rightarrow n = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$

άρα $N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \Rightarrow e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = \sqrt{N_v / N_c} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$

$$\Rightarrow \frac{E_F - E_c}{k_B T} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) - \frac{E_g}{2k_B T} \Rightarrow E_F = E_c - \frac{1}{2} E_g - \frac{1}{2} k_B T \ln \left(\frac{N_c}{N_v} \right)$$

καθώς $\frac{N_c}{N_v} = \left(\frac{m_c^*}{m_h^*} \right)^{3/2} \Rightarrow E_F = E_c - \frac{1}{2} E_g - \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_c^*}{m_h^*} \right)$

Μέση ενέργεια ηλεκτρονίων αγωγιμότητας

$$n = \frac{\sqrt{2} m_e^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{E - E_c} e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} dE \quad E_{total} = \frac{\sqrt{2} m_e^{*3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} E \sqrt{E - E_c} e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} dE$$

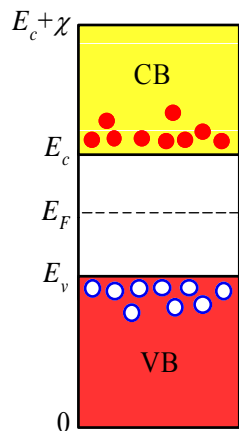
$$\bar{E} = \frac{\int_{E_c}^{\infty} E \sqrt{E - E_c} e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} dE}{\int_{E_c}^{\infty} \sqrt{E - E_c} e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} dE} \quad \sqrt{E - E_c} = z \Rightarrow E - E_c = z^2 \Rightarrow dE = 2z dz$$

$$E = E_c \Rightarrow z = 0 \quad E = \infty \Rightarrow z = \infty$$

$$\Rightarrow \bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} (E_c + z^2) z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz}{\int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{k_B T}} dz} \quad \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{a}} dx = \frac{a}{4} \sqrt{\pi a} \quad \int_0^{\infty} z^4 e^{-\frac{z^2}{a}} dx = \frac{3a^2}{8} \sqrt{\pi a}$$

$$\Rightarrow \bar{E} = E_c + \frac{(3/8)(k_B T)^2 \sqrt{\pi k_B T}}{(1/4)k_B T \sqrt{\pi k_B T}} \Rightarrow \bar{E} = E_c + \frac{3}{2} k_B T$$

Έργο εξόδου και ηλεκτρονική συγγένεια



η ενέργεια που χρειάζεται για να βγάλουμε ένα ηλεκτρόνιο μετρείται από την ενέργεια Fermi

$$\text{Έργο εξόδου } \Phi = E_{\text{κενού}} - E_F$$

η ηλεκτρονική συγγένεια είναι η διαφορά της ενέργειας κενού με την αρχή της ζώνης αγωγιμότητας

$$\text{Έργο εξόδου } \Phi = \chi + E_c - E_F$$

Τυπικά νούμερα ημιαγωγών

Table 5.1 Selected typical properties of Ge, Si, and GaAs at 300 K

	E_g (eV)	χ (eV)	N_c (cm^{-3})	N_v (cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	μ_e ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	μ_h ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	m_e^*/m_e	m_h^*/m_e	ϵ_r
Ge	0.66	4.13	1.04×10^{19}	6.0×10^{18}	2.3×10^{13}	3900	1900	0.12a 0.56b	0.23a 0.40b	16
Si	1.10	4.01	2.8×10^{19}	1.2×10^{19}	1.0×10^{10}	1350	450	0.26a 1.08b	0.38a 0.60b	11.9
GaAs	1.42	4.07	4.7×10^{17}	7×10^{18}	2.1×10^6	8500	400	0.067a,b	0.40a 0.50b	13.1

ενεργές μάζες: (a) για αγωγιμότητα, (b) πυκνότητα καταστάσεων

Παράδειγμα 1

Υπολογίστε την ενδογενή συγκέντρωση και ενδογενή ειδική αντίσταση του Si στην θερμοκρασία δωματίου

Table 5.1 Selected typical properties of Ge, Si, and GaAs at 300 K

	E_g (eV)	χ (eV)	N_c (cm^{-3})	N_v (cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	μ_e ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	μ_h ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	m_e^*/m_e	m_h^*/m_e	ϵ_r
Ge	0.66	4.13	1.04×10^{19}	6.0×10^{18}	2.3×10^{13}	3900	1900	0.12a 0.56b	0.23a 0.40b	16
Si	1.10	4.01	2.8×10^{19}	1.2×10^{19}	1.0×10^{10}	1350	450	0.26a 1.08b	0.38a 0.60b	11.9
GaAs	1.42	4.07	4.7×10^{17}	7×10^{18}	2.1×10^6	8500	400	0.067a,b	0.40a 0.50b	13.1

ενεργές μάζες: (a) για αγωγιμότητα, (b) πυκνότητα καταστάσεων

-> η ειδική συγκέντρωση εξαρτάται από τις ενεργές μάζες

-> χρειαζόμαστε την ενεργό μάζα που σχετίζεται με την πυκνότητα καταστάσεων

$$m_e^* = 1.08m_e = 1.08 \times (9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}) = 9.84 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$m_h^* = 0.6m_e = 0.6 \times (9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}) = 5.47 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

-> η ειδική αγωγιμότητα εξαρτάται και από τις κινητικότητες

$$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad \mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Παράδειγμα 1

$$m_e^* = 9.84 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad E_g = 1.1 \text{ eV}$$

$$m_h^* = 5.47 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

-> η ενδογενής συγκέντρωση προκύπτει από τον νόμο δράσης των μαζών

$$np = n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \Rightarrow n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{δίνεται} \quad k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \\ h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$$

$$N_c = 2 \left(\frac{6.2832 \times (9.84 \times 10^{-31} \text{ kg})(1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(300 \text{ K})}{(6.63 \times 10^{-34} \text{ Js})^2} \right)^{3/2}$$

$$N_c = 2.8 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{μονάδες:} \left(\frac{(\text{kg})(\text{J/K})(\text{K})}{(\text{J} \cdot \text{s})^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{\text{kgJ}}{\text{J}^2 \text{s}^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{\text{kg}}{\text{J} \cdot \text{s}^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{\text{kg}}{(\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2)\text{s}^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{1}{\text{m}^2} \right)^{3/2} = \text{m}^{-3}$$

Παράδειγμα 1

$$m_e^* = 9.84 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad E_g = 1.1 \text{ eV}$$

$$m_h^* = 5.47 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{δίνεται} \quad k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$$

$$N_v = 2 \left(\frac{6.2832 \times (5.47 \times 10^{-31} \text{ kg})(1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(300 \text{ K})}{(6.63 \times 10^{-34} \text{ Js})^2} \right)^{3/2}$$

$$N_v = 1.05 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} = 1.05 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} = \sqrt{(2.8 \times 10^{25} \text{ m}^{-3})(1.05 \times 10^{25} \text{ m}^{-3})} e^{-\frac{(1.1 \text{ eV})}{2(1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K})(300 \text{ K})}}$$

$$n_i = 1.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3} = 1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Παράδειγμα 1

$$m_e^* = 9.84 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_e = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad E_g = 1.1 \text{ eV}$$

$$m_h^* = 5.47 \times 10^{-31} \text{ kg} \quad \mu_h = 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\text{ειδική αγωγιμότητα} \quad \sigma = en\mu_e + ep\mu_h = en_i(\mu_e + \mu_h)$$

$$\sigma = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(1.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3})(1350 + 450) \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$$

$$\sigma = 2.9 \times 10^{-4} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

$$\text{μονάδες:} \quad \frac{\text{C}}{\text{m}^3} \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} = \frac{\text{C}}{\text{s}} \frac{1}{\text{V}} \frac{1}{\text{m}} = \text{A} \frac{1}{\text{V}} \frac{1}{\text{m}} = \frac{1}{\Omega \text{ m}}$$

$$\text{ειδική αντίσταση} \quad \rho = 1/\sigma = 3.5 \times 10^3 \Omega \cdot \text{m}$$

Παράδειγμα 2

Βρείτε την μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων στην ζώνη αγωγιμότητας

Table 5.1 Selected typical properties of Ge, Si, and GaAs at 300 K

	E_g (eV)	χ (eV)	N_c (cm^{-3})	N_v (cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	μ_e ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	μ_h ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	m_e^*/m_e	m_h^*/m_e	ϵ_r
Ge	0.66	4.13	1.04×10^{19}	6.0×10^{18}	2.3×10^{13}	3900	1900	0.12a 0.56b	0.23a 0.40b	16
Si	1.10	4.01	2.8×10^{19}	1.2×10^{19}	1.0×10^{10}	1350	450	0.26a 1.08b	0.38a 0.60b	11.9
GaAs	1.42	4.07	4.7×10^{17}	7×10^{18}	2.1×10^6	8500	400	0.067a,b	0.40a 0.50b	13.1

ενεργές μάζες: (a) για αγωγιμότητα, (b) πυκνότητα καταστάσεων

-> χρειαζόμαστε την ενεργό μάζα που σχετίζεται με την αγωγιμότητα

$$m_e^* = 0.26m_e = 0.26 \times (9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}) = 2.37 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

-> η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων στην ΖΑ $\bar{E} = E_c + \frac{3}{2} k_B T$

-> η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων στην ΖΑ

$$\frac{1}{2} m_e^* \bar{v}_e^2 = \frac{3}{2} k_B T \Rightarrow \bar{v}_e = \sqrt{3k_B T / m_e^*} = 2.3 \times 10^5 \text{ m/s}$$

Παράδειγμα 3

Υπολογίστε την θέση της E_F αλλά και την μετατόπιση της E_F από το μέσο του ενεργειακού χάσματος για τους ημιαγωγούς Si, Ge, GaAs.

Table 5.1 Selected typical properties of Ge, Si, and GaAs at 300 K

	E_g (eV)	χ (eV)	N_c (cm^{-3})	N_v (cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	μ_e ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	μ_h ($\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	m_e^*/m_e	m_h^*/m_e	ϵ_r
Ge	0.66	4.13	1.04×10^{19}	6.0×10^{18}	2.3×10^{13}	3900	1900	0.12a 0.56b	0.23a 0.40b	16
Si	1.10	4.01	2.8×10^{19}	1.2×10^{19}	1.0×10^{10}	1350	450	0.26a 1.08b	0.38a 0.60b	11.9
GaAs	1.42	4.07	4.7×10^{17}	7×10^{18}	2.1×10^6	8500	400	0.067a,b	0.40a 0.50b	13.1

ενεργές μάζες: (a) για αγωγιμότητα, (b) πυκνότητα καταστάσεων

$$E_F = E_c - \frac{1}{2} E_g - \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right) \quad \Delta E_F = E_F - E_{F0} = -\frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_e^*}{m_h^*} \right)$$

Si:	$\Delta E_F = -0.011 \text{ eV}$	Ge:	$\Delta E_F = -0.0066 \text{ eV}$	GaAs:	$\Delta E_F = 0.039 \text{ eV}$
	$E_F = E_c - 0.56 \text{ eV}$		$E_F = E_c - 0.336 \text{ eV}$		$E_F = E_c - 0.67 \text{ eV}$

Παράδειγμα 4

Τα ενεργειακά χάσματα του αδάμαντα και του πυριτίου είναι 5.47 eV και 1.1 eV αντίστοιχα. Υπολογίστε τον αριθμό των θερμικώς διεγερμένων ηλεκτρονίων. Δίνεται και για τα δύο υλικά $\sqrt{N_c N_v} \cong 2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

$$\begin{aligned} \text{Si: } n_i &= 1.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3} = 1.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \\ \text{C: } n_i &= 4.1 \times 10^{-21} \text{ m}^{-3} = 4.1 \times 10^{-27} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Πως αλλάζουν αυτά τα νούμερα στους 600 K; (έστω τα χάσματα δεν αλλάζουν)

$$\begin{aligned} \text{Si: } n_i &= 5.1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} = 5.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ \text{C: } n_i &= 2.9 \times 10^2 \text{ m}^{-3} = 2.9 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Παράδειγμα 4

Σε πόσα ηλεκτρόνια ανά άτομο αντιστοιχούν για το κάθε στοιχείο για $T=600 \text{ K}$ (έστω η πυκνότητα μάζας παραμένει η ίδια με αυτήν στους 300 K)

$$N = \frac{\rho_m \cdot N_A}{A} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$$

→ αριθμός Avogadro $N_A = 6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Si: → πυκνότητα μάζας $\rho = 2.33 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ C: → πυκνότητα μάζας $\rho = 3.52 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$
→ ατομικό βάρος $A = 28 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ → ατομικό βάρος $A = 12 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$

$$\begin{aligned} N &= 5 \times 10^{22} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3} \\ n_i &= 5.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

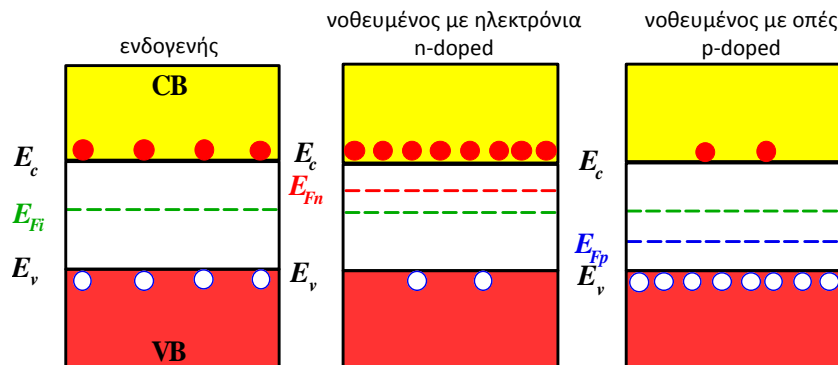
$$\begin{aligned} N &= 1.8 \times 10^{23} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3} \\ n_i &= 2.9 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Ένα ηλεκτρόνιο διεγείρεται για κάθε 10^8 άτομα Si

Ένα ηλεκτρόνιο διεγείρεται για κάθε 10^{27} άτομα C

-> Σε πόσο όγκο υλικού βρισκόμαστε ένα διεγερμένο ηλεκτρόνιο;
 $V = L^3 \approx 0.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \Rightarrow L \approx 12.6 \mu\text{m}$ $V = L^3 \approx 0.5 \times 10^4 \text{ cm}^3 \Rightarrow L \approx 17 \text{ cm}$

Νόθευση ημιαγωγών



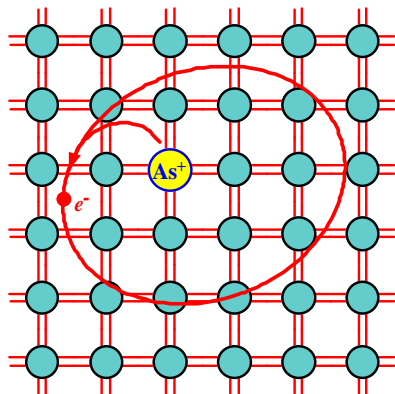
Στοιχεία κατάλληλα για νόθευση

Νόθευση πυριτίου με δότες (τύπου n)

Νόθευση με 5-σθενή άτομα -> φώσφορος (P) ή αρσενικό (As) ή αντιμόνιο (Sb)

-> τα 4 ηλεκτρόνια σχηματίζουν δεσμούς με το πυρίτιο

-> το 5^ο παραμένει χαλαρά συνδεδεμένο



Ενέργεια δότη

Το 5^ο ηλεκτρόνιο μένει χαλαρά δεμένο με τον πυρήνα

-> ποια είναι η ενέργεια δέσμευσης;

Έστω η περίπτωση που το ηλεκτρόνιο απομακρύνεται άπειρα

-> πίσω μένει το θετικό ιόν

-> θετικό και αρνητικό φορτίο σε άπειρη απόσταση -> ενέργεια αλληλεπίδρασης μηδέν

-> ενέργεια ελεύθερου ηλεκτρονίου = ελάχιστο ζώνης αγωγιμότητας = E_c

Όταν είναι κοντά και αλληλεπιδρούν

-> δέσμια κατάσταση σαν και του ατόμου υδρογόνου

-> ο υπόλοιπος κρύσταλλος θωρακίζει την αλληλεπίδραση -> διηλεκτρική σταθερά

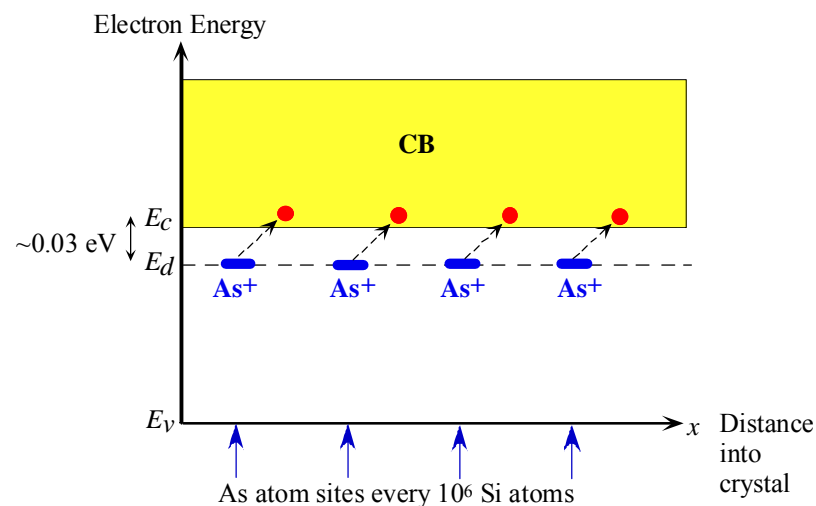
$$\text{Ενέργεια αλληλεπίδρασης στο υδρογόνο } E_1 = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} = -13.6 \text{ eV}$$

Ενέργεια αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίου δότη στο Si $m_e \rightarrow m_e^*$ $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

$$E_1 = -\frac{m_e^* e^4}{8\epsilon^2 \hbar^2} = (-13.6) \frac{m_e^*}{m_e} \frac{1}{\epsilon_r^2} \quad m_e^* \approx m_e / 3 \quad \epsilon_r = 11.9 \quad E = E_c + E_1 \cong E_c - 0.032 \text{ eV}$$

-> μικρότερο της μέσης θερμικής ενέργειας -> ιονισμένα σε θερμοκρασία δωματίου

Ενεργειακή ζώνη με νόθευση τύπου n



Αγωγιμότητα ημιαγωγού τύπου n

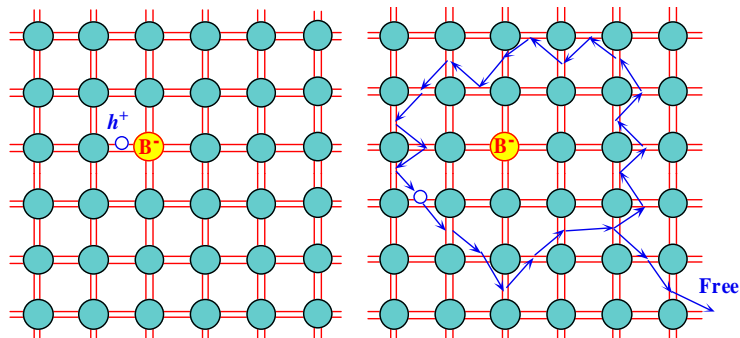
$$\sigma = en\mu_e + ep\mu_h$$

για νόθευση όμως $N_d \gg n_i$ άρα $n \cong N_d$

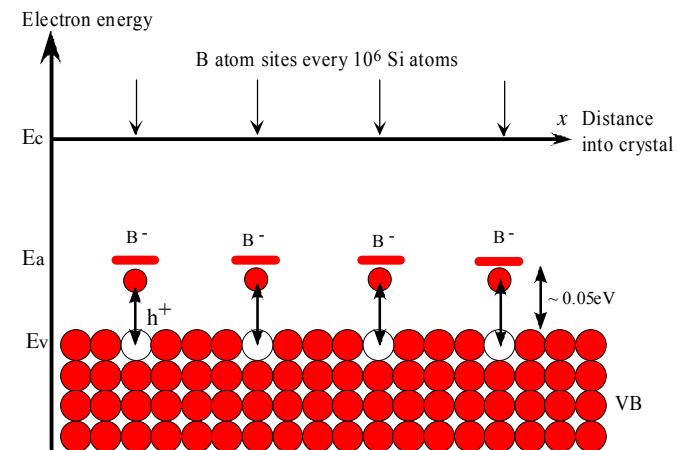
και από τον νόμο δράσης των μαζών $p \cong \frac{n_i^2}{N_d} \ll n_i$

$$\sigma \cong eN_d\mu_e$$

Νόθευση πυριτίου με αποδέκτες



Ενεργειακή ζώνη με νόθευση τύπου p



Αγωγιμότητα ημιαγωγού τύπου p

$$\sigma = en\mu_e + er\mu_h$$

για νόθευση όμως $N_a \gg n_i$ άρα $n \cong N_a$

και από τον νόμο δράσης των μαζών $n \cong \frac{n_i^2}{N_a} \ll n_i$

$$\sigma \cong eN_a\mu_h$$

Ενέργειες ιονισμού στο πυρίτιο

Η ενέργεια ιονισμού εξαρτάται από το είδος και το στοιχείο πρόσμιξης
-> γενική απλοποίηση: σε θερμοκρασία δωματίου θεωρούμε όλες τις προσμίξεις ιονισμένες

Table 5.2 Examples of donor and acceptor ionization energies (eV) in Si

Donors			Acceptors		
P	As	Sb	B	Al	Ga
0.045	0.054	0.039	0.045	0.057	0.072

Νόθευση αντιστάθμισης

Όταν ένας ημιαγωγός έχει και δότες και αποδέκτες:

- > περισσότερη νόθευση -> περισσότερες επανασυνδέσεις
- > ισχύει πάντα ο νόμος δράσης των μαζών

$$np = n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

Όταν ένας ημιαγωγός έχει πιο πολλούς δότες:

$$n \cong N_d - N_a \quad p \cong \frac{n_i^2}{N_d - N_a}$$

Όταν ένας ημιαγωγός έχει πιο πολλούς αποδέκτες:

$$p \cong N_a - N_d \quad n \cong \frac{n_i^2}{N_a - N_d}$$

Ενέργεια Fermi σε νοθευμένους ημιαγωγούς

Σε ενδογενή ημιαγωγό $n = n_i = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}}$

Σε n -νοθευμένο ημιαγωγό $n = N_d = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fn}}{k_B T}}$

$$\frac{N_d}{n_i} = e^{-\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T}} \Rightarrow -\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{k_B T} = \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \Rightarrow E_{Fn} = E_{Fi} + k_B T \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

Σε p -νοθευμένο ημιαγωγό $E_{Fp} = E_{Fi} - k_B T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$

Με νόθευση αντιστάθμισης:

σε n -ημιαγωγό $N_d > N_a \quad E_{Fn} = E_{Fi} + k_B T \ln\left(\frac{N_d - N_a}{n_i}\right)$

σε p -ημιαγωγό $N_d < N_a \quad E_{Fp} = E_{Fi} - k_B T \ln\left(\frac{N_a - N_d}{n_i}\right)$

Ιονισμός δοτών σε χαμηλές θερμοκρασίες

Σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες δεν είναι όλοι οι δότες ιονισμένοι

-> αριθμός ιονισμένων δοτών $N_d^+ \approx \left(\frac{1}{2} N_c N_d\right)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}} = n$

-> σχέση παρόμοια με την $n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$

-> αλλά με τον παράγοντα 1/2 γιατί σε κάθε δότη έχουμε μόνο ένα ηλεκτρόνιο

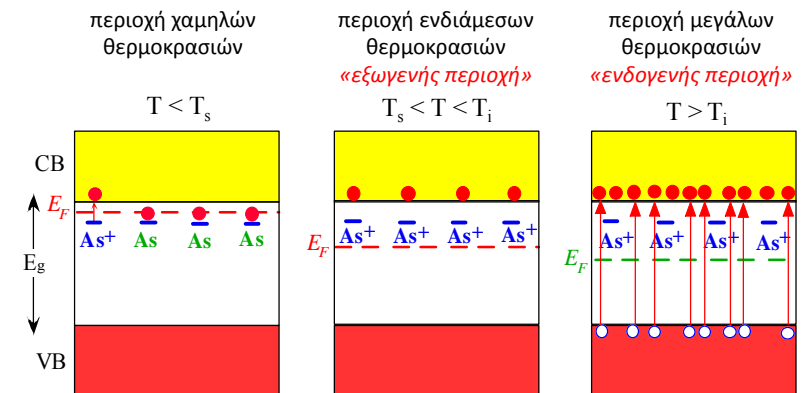
Ενέργεια Fermi:

-> γνωρίζουμε $n = \left(\frac{1}{2} N_c N_d\right)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}} \quad n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}$

$$\left(\frac{N_d}{2N_c}\right)^{1/2} = e^{\frac{E_c - E_d}{2k_B T}} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \Rightarrow \frac{1}{2} \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right) = \frac{E_c - E_d}{2k_B T} - \frac{E_c - E_F}{k_B T}$$

$$\Rightarrow E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right) \quad \text{-> στους } T=0 \quad E_F = (E_c + E_d)/2$$

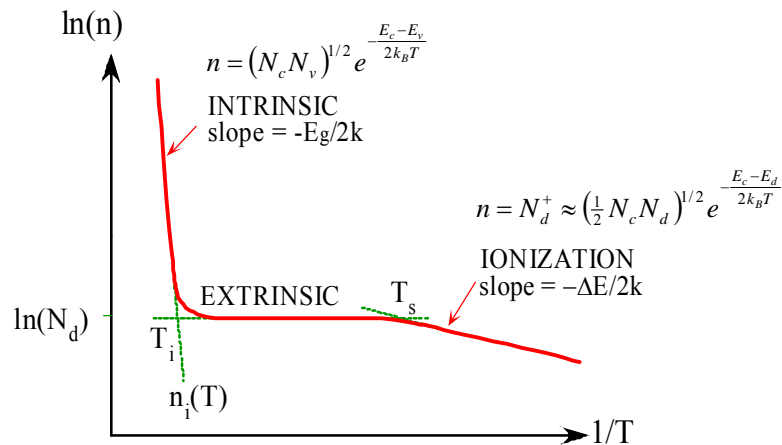
Θερμοκρασιακή εξάρτηση συγκέντρωσης



Θερμοκρασία κορεσμού T_s : πάνω από αυτή την θερμοκρασία όλοι οι δότες ιονισμένοι

Ενδογενής θερμοκρασία T_i : πάνω από αυτή την θερμοκρασία η θερμική διέγερση ενδογενών φορέων είναι μεγαλύτερη των δοτών

Θερμοκρασιακή εξάρτηση συγκέντρωσης



Εξάρτηση κινητικότητας από θερμοκρασία

Μηχανισμοί σκέδασης:

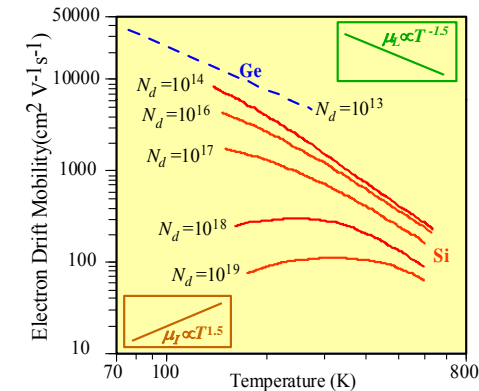
-> σκέδαση από φωνόνια

$$\mu_L \propto T^{-3/2}$$

-> σκέδαση από ιονισμένους δότες

$$\mu_I \propto T^{3/2} / (N_d^+ + N_a^-)$$

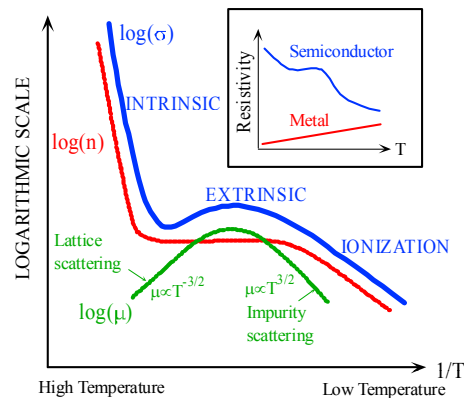
Κανόνας Mathiessen: $\mu_e^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_I^{-1}$



Θερμοκρασιακή εξάρτηση αγωγιμότητας

$$\sigma = en\mu_e + ep\mu_h$$

- > στις χαμηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί η αύξηση φορέων από ιονισμό
- > στις ενδιάμεσες θερμοκρασίες κυριαρχεί η εξάρτηση της ευκινησίας
- > στις μεγάλες θερμοκρασίες κυριαρχεί η διέγερση ενδογενών φορέων

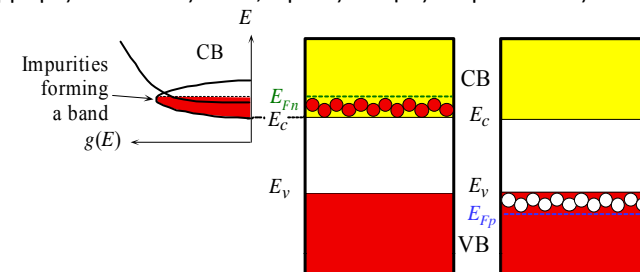


Εκφυλισμένοι ημιαγωγοί

Πολύ ισχυρή νόθευση $N_d \approx N_c$

- > πρέπει να χρησιμοποιήσουμε στατιστική Fermi-Dirac
- > τα τροχιακά των δοτών αλληλεπιδρούν μεταξύ τους φτιάχνοντας μια ζώνη που αλληλεπικαλύπτεται με την ζώνη αγωγιμότητας
- > το χάσμα μικραίνει, η E_F είναι μέσα στην ZA
- > μεταλλική συμπεριφορά, δεν ισχύει ο νόμος δράσης των μαζών
- > συγκέντρωση φτάνει σε μια τιμή κορεσμού $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

Εφαρμογές σε διόδους Zener, ωμικές επαφές και μεταλλικές πύλες



Παράδειγμα 5

- Υπολογίστε την αντίσταση ενός κρυστάλλου καθαρού πυριτίου με διαστάσεις 1 cm^3 .
- Πόση γίνεται η αντίσταση όταν νοθευτεί με αρσενικό σε περιεκτικότητα 1 προς 10^9 (1ppb);

$$\text{Για ενδογενές πυρίτιο} \quad \sigma = en\mu_e + ep\mu_h = en_i(\mu_e + \mu_h)$$

->δίνεται: $n_i=1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_e=1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_h=450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

$$\begin{aligned} \sigma &= (1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3})((1350 + 450) \text{ cm}^2/\text{Vs}) \\ &= 4.18 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

$$\text{Η αντίσταση} \quad R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{A} = \frac{1}{4.18 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}} \frac{1 \text{ cm}}{1 \text{ cm}^2} = 2.39 \times 10^5 \Omega$$

Παράδειγμα 5

Όταν το νοθεύσουμε με αρσενικό σε περιεκτικότητα 1 προς 10^9

-> πόσο όγκο καταλαμβάνουν 10^9 άτομα πυριτίου;

$$N_{Si} = \frac{\rho_m \cdot N_A}{A} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3} \quad \rightarrow N_{Si} \text{ άτομα καταλαμβάνουν } 1 \text{ cm}^3 \\ 10^9 \text{ άτομα πόσο όγκο καταλαμβάνουν;}$$

$$V[\text{cm}^3] = 10^9 / N_{Si}$$

-> σε πόση νόθευση αντιστοιχεί το 1 ppb;

$$N_d = 1/V = N_{Si} / 10^9$$

->δίνεται: ατομική συγκέντρωση $N_{Si}=5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

$$N_d = (5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}) / 10^9 = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Παράδειγμα 5

Σε θερμοκρασία δωματίου όλοι οι δότες είναι ιονισμένοι

$$N_d \gg n_i \Rightarrow n \cong N_d = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

και από τον νόμο δράσης των μαζών $p \cong \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{(1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3})^2}{5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}} = 4.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$

$$\begin{aligned} \sigma &\cong eN_d\mu_e = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3})(1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}) \\ &= 1.08 \times 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

$$\text{Η αντίσταση} \quad R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{A} = \frac{1}{1.08 \times 10^{-2} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}} \frac{1 \text{ cm}}{1 \text{ cm}^2} = 92.6 \Omega$$

-> με νόθευση 1 ppb η αντίσταση έπεσε από τα 239 kΩ στα 92.6 Ω

Παράδειγμα 6

Ένα δισκίο πυριτίου νοθεύεται με 10^{16} cm^{-3} άτομα αντιμονίου (Sb). Πού είναι το επίπεδο Fermi σε σχέση με το ενδογενές πυρίτιο;

-> ημιαγωγός τύπου n

$$n \cong N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

-> όμως για το νοθευμένο $n = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fn}}{k_B T}} = N_d$

-> όμως για το ενδογενές $n = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}} = n_i$

$$\Rightarrow e^{-\frac{E_c - E_{Fn}}{k_B T} + \frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}} = \frac{N_d}{n_i} \Rightarrow E_{Fn} - E_{Fi} = k_B T \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

$$\Rightarrow E_{Fn} = E_{Fi} + (0.026 \text{ eV}) \ln\left(\frac{10^{16}}{1.45 \times 10^{10}}\right) \Rightarrow E_{Fn} = E_{Fi} + 0.348 \text{ eV}$$

Παράδειγμα 6

Εάν το νοθεύσουμε περεταίρω με $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ άτομα βορίου (B) που πάει η ενέργεια Fermi ;

$$N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad N_a = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad N_a > N_d$$

-> ημιαγωγός τύπου p $p \cong N_a - N_d = 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

-> όμως για το νοθευμένο $p = N_v e^{-\frac{E_{Fp} - E_v}{k_B T}} = N_a - N_d$

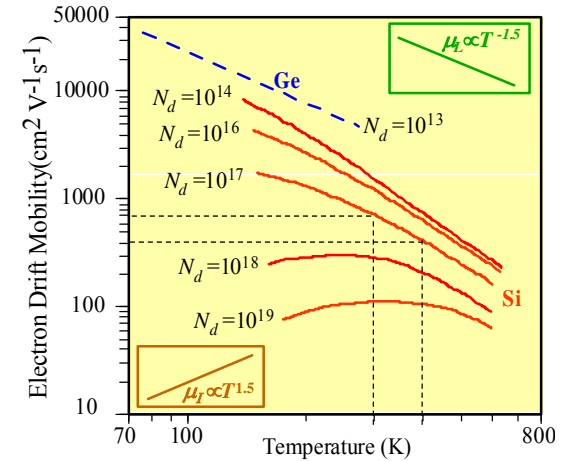
-> όμως για το ενδογενές $p = N_v e^{-\frac{E_{Fi} - E_v}{k_B T}} = n_i$

$$\Rightarrow e^{-\frac{E_{Fp} - E_v}{k_B T} + \frac{E_{Fi} - E_v}{k_B T}} = \frac{N_a - N_d}{n_i} \Rightarrow E_{Fi} - E_{Fp} = k_B T \ln \left(\frac{N_a - N_d}{n_i} \right)$$

$$\Rightarrow E_{Fp} = E_{Fi} - (0.026 \text{ eV}) \ln \left(\frac{1.9 \times 10^{17}}{1.45 \times 10^{10}} \right) \Rightarrow E_{Fp} = E_{Fi} - 0.42 \text{ eV}$$

Παράδειγμα 7

Ένα δισκίο πυριτίου νοθεύεται με 10^{17} cm^{-3} άτομα αρσενικού. Ποιά είναι η ειδική αγωγιμότητα στους 27 °C (300 K) και στους 127 °C (400 K);

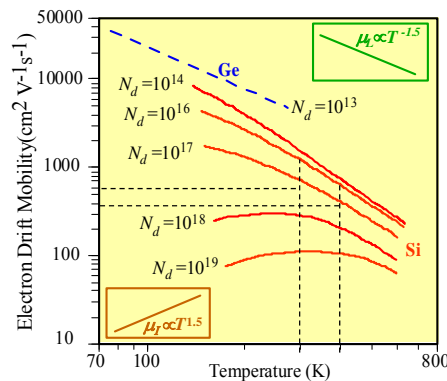


Παράδειγμα 7

Νοθεύουμε περαιτέρω το δείγμα με βόριο σε συγκέντρωση $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Ποιά είναι τώρα η ειδική αγωγιμότητα στους 27 °C (300 K) και στους 127 °C (400 K);

$$n = N_d - N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \gg n_i$$

-> όμως, όλα τα άτομα νόθευσης είναι ιονισμένα και συνεισφέρουν στην σκέδαση



-> συνολική νόθευση
 $N_d + N_a = 1.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

-> στους 300 K

$$\mu_e = 600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\sigma \cong e(N_d - N_a)\mu_e = 0.96 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$$

-> στους 400 K

$$\mu_e = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\sigma \cong e(N_d - N_a)\mu_e = 6.4 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$$

Επανασύνδεση φορέων

Ηλεκτρόνια στην ζώνη αγωγιμότητας μπορούν να επανασυνδεθούν με οπές

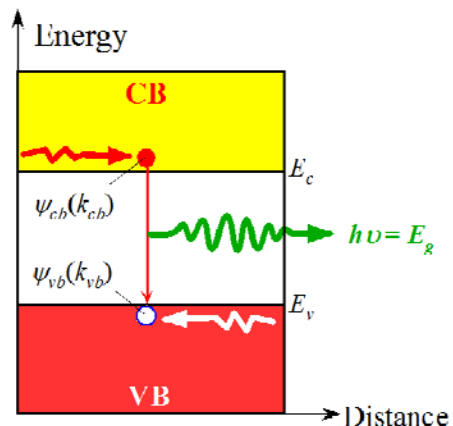
- > αρχή διατήρησης ενέργειας
- > αρχή διατήρησης ορμής

Γενικά γίνεται με δύο τρόπους:

- > οπτικές μεταβάσεις: Άμεσες μεταβάσεις
- > μη-οπτικές μεταβάσεις: Έμμεσες μεταβάσεις

Οπτικές μεταβάσεις: άμεσες

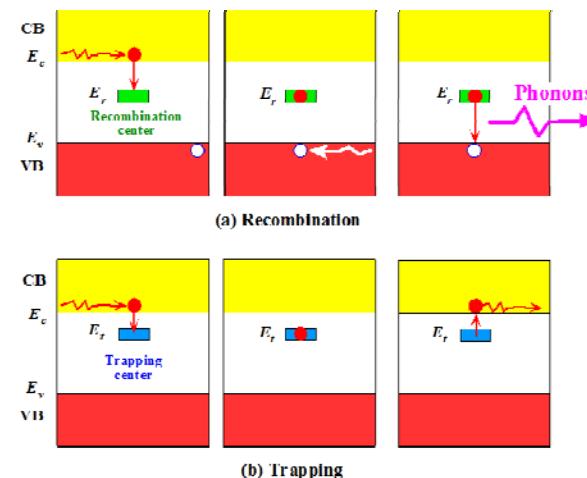
Εκπομπή ενός φωτονίου με ενέργεια ίση με το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού



Μη-οπτικές μεταβάσεις: έμμεσες

ατέλειες κρυστάλλου και άτομα προσμίξεων λειτουργούν ως κέντρα επανασύνδεσης

-> φορείς παγιδεύονται και κάποια στιγμή επανασυνδέονται



Μηχανισμοί επανασύνδεσης

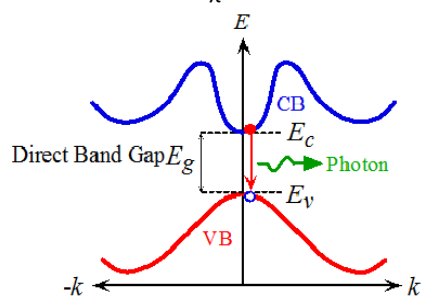
-> αρχή διατήρησης ορμής -> το φωτόνιο έχει μηδενική ορμή

-> μόνο «κατακόρυφες» οπτικές μεταβάσεις επιτρέπονται

οπτικές μεταβάσεις: το μέγιστο της ΖΣ και το ελάχιστο της ΖΑ στο ίδιο k
μη-οπτικές μεταβάσεις: το μέγιστο της ΖΣ και το ελάχιστο της ΖΑ στο ίδιο k

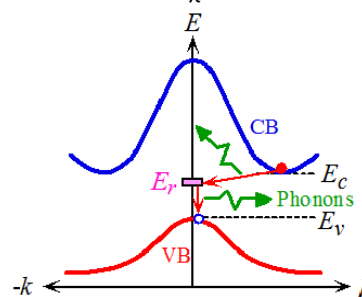
Ημιαγωγός άμεσου χάσματος

Π.χ. GaAs



Ημιαγωγός έμμεσου χάσματος

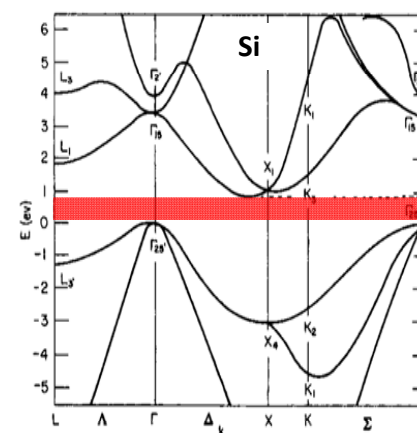
Π.χ. Si



Ζώνες ημιαγωγών άμεσου και έμμεσου χάσματος

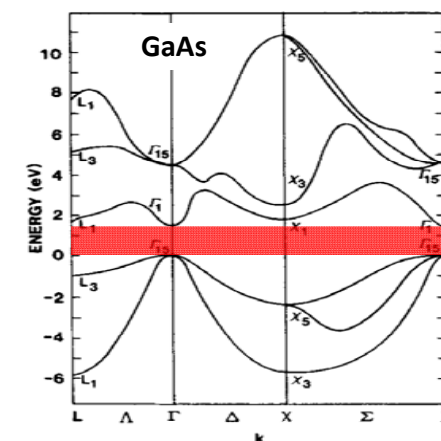
Έμμεσου χάσματος:

Ελάχιστο ΖΑ και μέγιστο ΖΣ σε διαφορετικά k
Συνηθως στοιχειακοί ημιαγωγοί, όπως Si, Ge



Έμμεσου χάσματος:

Ελάχιστο ΖΑ και μέγιστο ΖΣ στο ίδιο k
Μη-στοιχειακοί ημιαγωγοί, όπως GaAs, GaN



Φορείς πλειονότητας και μειονότητας

Χαρακτηρίζουμε τους φορείς ως εξής: τύπος φορέα τύπος νόθευσης

Έστω ημιαγωγός νοθευμένος τύπου-*n*

-> πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_n = N_d$ -> φορείς πλειονότητας

-> πυκνότητα οπών $p_p = \frac{n_i^2}{N_d}$ -> φορείς μειονότητας

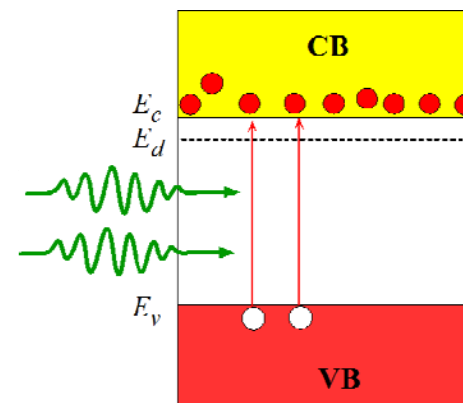
Έστω ημιαγωγός νοθευμένος τύπου-*p*

-> πυκνότητα οπών $p_p = N_a$ -> φορείς πλειονότητας

-> πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_n = \frac{n_i^2}{N_a}$ -> φορείς μειονότητας

Θερμική ισορροπία υπό ακτινοβόληση

Αλλαγή φορέων πλειονότητας και μειονότητας λόγω οπτικής διέγερσης



Θερμική ισορροπία υπό ακτινοβόληση

Έστω ημιαγωγός νοθευμένος τύπου-*n*

-> φορείς πριν την ακτινοβόληση (στο σκοτάδι)

$$n_{n0} = N_d$$

$$p_{p0} = \frac{n_i^2}{N_d}$$

-> φορείς με ακτινοβόληση (στο φως)

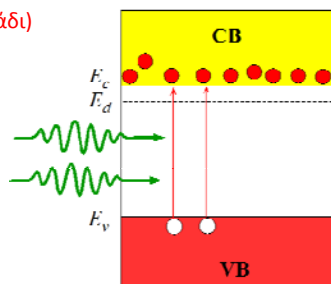
$$n_n = n_{n0} + \Delta n_n$$

$$p_p = p_{p0} + \Delta p_p$$

-> στην οπτική διέγερση, κάθε ηλεκτρόνιο που διεγείρεται αφήνει πίσω μια οπή

$$\Delta n_n = \Delta p_p$$

-> ΔΕΝ ΙΣΧΥΕΙ ΟΝ ΝΟΜΟΣ ΔΡΑΣΗΣ ΤΩΝ ΜΑΖΩΝ! $n_n p_p \neq n_i^2$



Παράδειγμα

Ας υποθέσουμε $n_{n0} = N_d = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$$p_{p0} = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{(1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3})^2}{5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}} = 4.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

Ας υποθέσουμε ότι ακτινοβόληση προκαλεί 10% περισσότερα ηλεκτρόνια

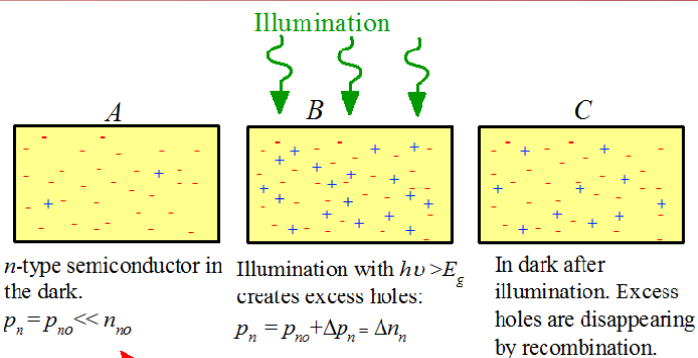
$$\Delta n_n = 0.1 N_d = 0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\Delta p_p = \Delta n_n = 0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_n = n_{n0} + \Delta n_n = 5.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad \rightarrow \text{αύξηση κατά 10\%}$$

$$p_p = p_{p0} + \Delta p_p \cong 0.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad \rightarrow \text{αύξηση κατά } 10^{12} \text{ φορές}$$

Χρόνος ζωής φορέων μειονότητας



χρόνος ζωής τ_n : ο χρόνος που παίρνει ένας φορέας μειονότητας (οπή) για να επανασυνδεθεί σε n -ημιαγωγό

χρόνος ζωής τ_e : αντίστοιχα για ηλεκτρόνια σε p -ημιαγωγό

ΔΕΝ εξαρτώνται από την συγκέντρωση των φορέων πλειονότητας

Θερμική ισορροπία

Ρυθμός αύξησης της συγκέντρωσης των επιπλέον φορέων μειονότητας

=

Ρυθμός φωτογέννησης

- Ρυθμό επανασύνδεσης των επιπλέον φορέων μειονότητας

$$\frac{d\Delta p_n}{dt}$$

$$G_{ph}$$

για οπή θέλει τ_n χρόνο για να επανασυνδεθεί.

-> άρα πιθανότητα επανασύνδεσης ανά δευτερόλεπτο $1/\tau_n$

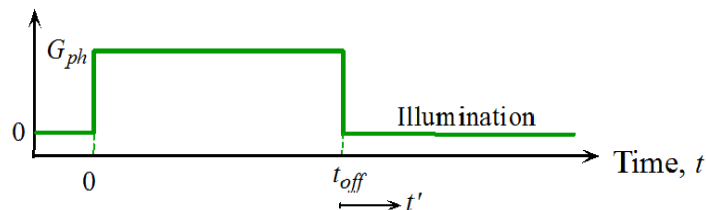
-> άρα ρυθμός επανασύνδεσης = αριθμός φορέων \times πιθανότητα = $\Delta p_n / \tau_n$

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = G_{ph} - \frac{\Delta p_n}{\tau_n}$$

Η θερμική ισορροπία έχει νόημα μόνο για τους φορείς μειονότητας
 -> οι φορείς πλειονότητας είναι έτσι και αλλιώς πολλοί

Παράδειγμα 8

Σχεδιάστε την χρονική εξέλιξη της συγκέντρωσης οπών όταν ένας ημιαγωγός τύπου n ακτινοβολείται από $t=0$ μέχρι $t=t_{off}$ ($t_{off} \gg \tau_n$)



Λύνουμε πρώτα για το διάστημα ακτινοβολήσης

-> G_{ph} είναι σταθερά

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = G_{ph} - \frac{\Delta p_n}{\tau_n} \Rightarrow \frac{d\Delta p_n}{dt} + \frac{\Delta p_n}{\tau_n} = G_{ph}$$

αυτή είναι μια διαφορική πρώτης τάξης της μορφής $y' + qy = g$

$$y = \Delta p_n \quad q = \tau_n^{-1} \quad g = G_{ph}$$

Παράδειγμα 8

Εισάγουμε τον πολλαπλασιαστικό παράγοντα

$$\mu = e^{\int q dt} = e^{qt}$$

-> έχει επιλεγεί έτσι ώστε $\mu q = \mu'$

(τα q και g είναι εν γένει συναρτήσεις του χρόνου, αλλά εδώ είναι σταθερές)

$$\mu y' + \mu q y = \mu g \Rightarrow e^{qt} y' + q e^{qt} y = e^{qt} g \Rightarrow (e^{qt} y)' = e^{qt} g$$

$$\Rightarrow e^{qt} y = \int e^{qt} g dt \Rightarrow e^{qt} y = \frac{g}{q} e^{qt} + c \Rightarrow y = \frac{g}{q} + c e^{-qt}$$

-> συνοριακή συνθήκη: όταν $t=0$ τότε $y=0 \Rightarrow c = -\frac{g}{q}$

αντικαθιστούμε $y = \Delta p_n \quad q = \tau_n^{-1} \quad g = G_{ph}$

$$\Delta p_n = G_{ph} \tau_n (1 - e^{-t/\tau_n})$$

Παράδειγμα 8

Στον χρόνο $t_{off} \gg \tau_h$, έχουμε

$$\Delta p_n(t_{off}) = G_{ph} \tau_h (1 - e^{-t_{off}/\tau_h}) \approx G_{ph} \tau_h$$

Σε χρόνους $t > t_{off}$, έχουμε $G_{ph} = 0$ και άρα

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = -\frac{\Delta p_n}{\tau_h} \Rightarrow \frac{d\Delta p_n}{\Delta p_n} = -\frac{dt}{\tau_h} \Rightarrow \ln \Delta p_n = -\frac{t}{\tau_h}$$

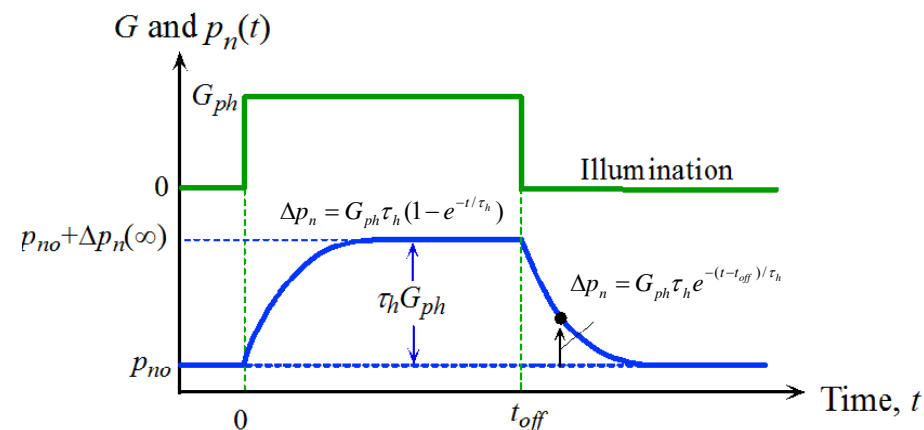
$$\Rightarrow \Delta p_n = ce^{-t/\tau_h}$$

-> συνοριακή συνθήκη: όταν $t = t_{off}$ τότε $\Delta p_n = G_{ph} \tau_h$

$$\Rightarrow ce^{-t_{off}/\tau_h} = G_{ph} \tau_h \Rightarrow c = G_{ph} \tau_h e^{t_{off}/\tau_h}$$

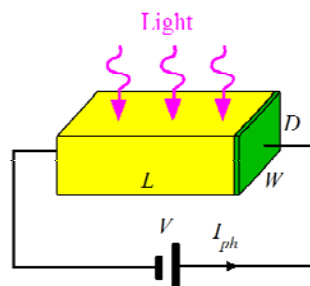
$$\Delta p_n = G_{ph} \tau_h e^{-(t-t_{off})/\tau_h}$$

Παράδειγμα 8



Παράδειγμα 9

Έστω ημιαγωγός άμεσου χάσματος που ακτινοβολείται με φως έντασης $I(\lambda)$ το οποίο προκαλεί φωτοδιέγερση. Αν η κβαντική απόδοση είναι η και τ ο χρόνος επανασύνδεσης, ποια είναι η φωτοαγωγιμότητα;



κβαντική απόδοση η : αριθμός διεγερμένων ζευγών/ απορροφημένο φωτόνιο

φωτοαγωγιμότητα $\Delta\sigma$: σ (με φώς) - σ (στο σκοτάδι)

Παράδειγμα 9

ένταση φωτός I [W/cm^2]

ροή φωτονίων $\Gamma = I / h\omega$ [$\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$] = $I \lambda / hc$ [$\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$]

ρυθμός φωτογέννησης ανά μονάδα όγκου $G_{ph} = \eta \Gamma / D$

εξίσωση θερμικής ισορροπίας

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = G_{ph} - \frac{\Delta p_n}{\tau_h}$$

σε συνθήκες σταθερής ακτινοβολίας

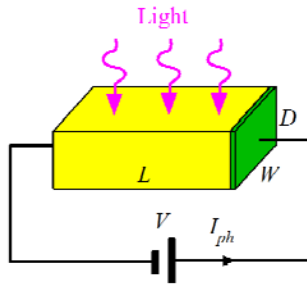
$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = 0 \Rightarrow G_{ph} - \frac{\Delta p_n}{\tau_h} = 0 \Rightarrow \Delta p_n = \tau_h G_{ph}$$

ισχύει $\Delta n_n = \Delta p_n$

η φωτοαγωγιμότητα είναι λόγω των επιπλέον φορέων

$$\Delta\sigma = e\Delta p_n(\mu_e + \mu_h) = e\tau_h G_{ph}(\mu_e + \mu_h) = e\tau_h \frac{\eta I \lambda}{hcD}(\mu_e + \mu_h)$$

Παράδειγμα 9



ποιός ο αριθμός ζευγών ηλεκτρονίων-οπών που δημιουργούνται ανα δευτερόλεπτο;

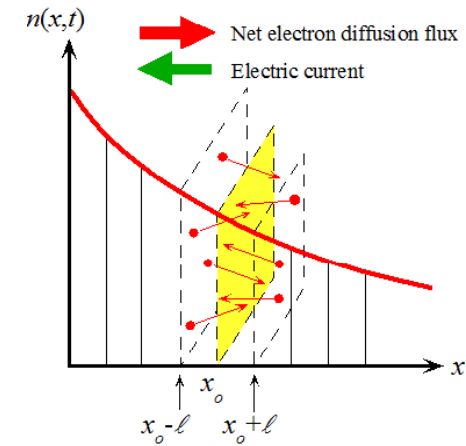
$$N = LWDG_{ph} = LWD \frac{\eta I \lambda}{hcD} = LW \frac{\eta I \lambda}{hc}$$

η πυκνότητα φωτορεύματος όταν εφαρμόσουμε τάση V;

$$J = \Delta \sigma E = \Delta \sigma V / L = e \tau_n \frac{\eta I \lambda V}{hcDL} (\mu_e + \mu_h)$$

Διάχυση φορέων

Όταν υπάρχει βαθμίδα στην συγκέντρωση φορέων, θα υπάρξει διάχυση
-> ρεύμα διάχυσης



Διάχυση φορέων

Μέσος χρόνος σκέδασης τ

Μέση ελεύθερη διαδρομή $l = v_x \tau$

αριθμός φορτίου που έρχεται από δεξιά, ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας $\frac{-en(x-l/2)l}{\tau}$

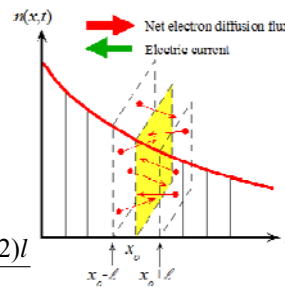
αριθμός φορτίου που έρχεται από αριστερά, ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας $\frac{-en(x+l/2)l}{\tau}$

Πυκνότητα ρεύματος διάχυσης

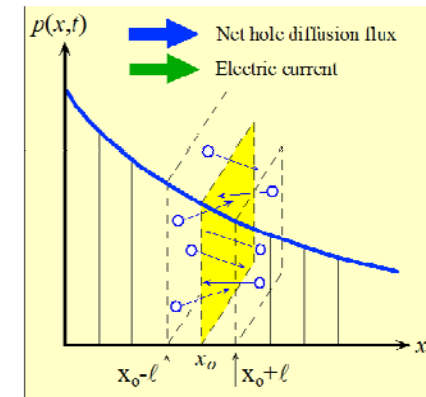
$$J_{Diff,n} = \frac{-en(x-l/2)l}{\tau} - \frac{-en(x+l/2)l}{\tau} = \frac{el}{\tau} [n(x+l/2) - n(x-l/2)]$$

$$= \frac{el^2}{\tau} \frac{n(x+l/2) - n(x-l/2)}{l} = \frac{el^2}{\tau} \frac{dn}{dx} = eD_e \frac{dn}{dx}$$

$$J_{Diff,n} = eD_e \frac{dn}{dx} \quad D_e: \text{συντελεστής διάχυσης} \quad D_e = \frac{l^2}{\tau}$$



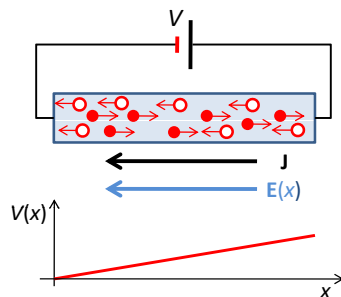
Διάχυση οπών



Αντίστοιχα και για τις οπές $J_{Diff,p} = -eD_p \frac{dp}{dx}$

Ολίσθηση φορέων

Όταν υπάρχει βαθμίδα στο δυναμικό, θα υπάρξει ηλεκτρικό πεδίο και ρεύμα
-> ρεύμα ολίσθησης



$$J_{Drift,e} = -en\mu_e \frac{dV}{dx} = en\mu_e E_x$$

$$J_{Drift,h} = -ep\mu_h \frac{dV}{dx} = ep\mu_h E_x$$

Διάχυση και ολίσθηση

Το συνολικό ρεύμα είναι άθροισμα της διάχυσης (λόγω βαθμίδας στην συγκέντρωση) και της ολίσθησης (λόγω βαθμίδας στο δυναμικό)

-> ρεύμα ηλεκτρονίων

$$J_e = en\mu_e E_x + eD_e \frac{dn}{dx}$$

-> ρεύμα οπών

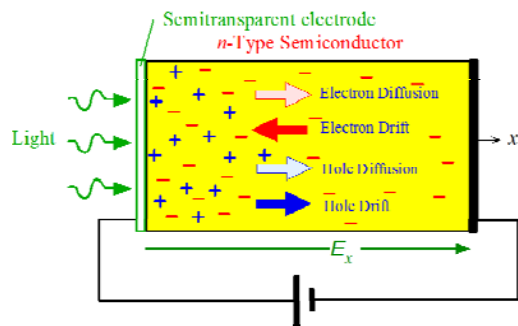
$$J_h = ep\mu_h E_x - eD_h \frac{dp}{dx}$$

-> συνολικό ρεύμα

$$J = J_e + J_h$$

Διάχυση και ολίσθηση

Παράδειγμα: εφαρμογή τάσης (-> βαθμίδα δυναμικού) και ακτινοβολία στο ένα άκρο (-> βαθμίδα συγκέντρωσης)



$$J_e = en\mu_e E_x + eD_e \frac{dn}{dx} \quad J_h = ep\mu_h E_x - eD_h \frac{dp}{dx}$$

Σχέσεις Einstein

D_e : συντελεστής διάχυσης: καθορίζει την ευκολία κίνησης ενός φορέα λόγω βαθμίδας στην συγκέντρωση των φορέων

μ_e : ευκινησία: καθορίζει την ευκολία κίνησης ενός φορέα υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου

Σχέση Einstein: οι δύο συντελεστές σχετίζονται
-> η αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει αναλογικά την διάχυση

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{D_h}{\mu_h} = \frac{k_B T}{e}$$

-> απόδειξη:

$$D_e = \frac{l^2}{\tau} = \frac{v_x^2 \tau^2}{\tau} = v_x^2 \tau$$

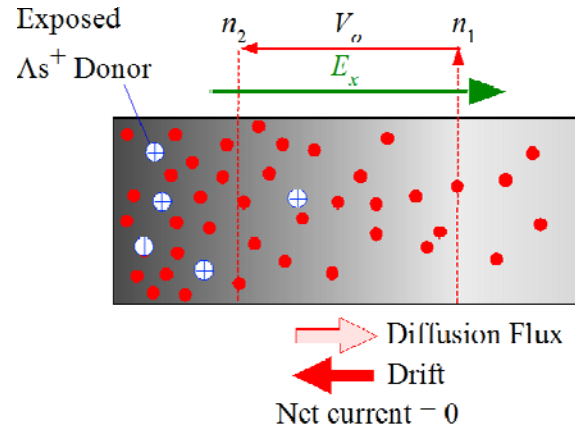
όμως $\frac{1}{2} m^* v_x^2 = \frac{1}{2} k_B T \Rightarrow v_x^2 = \frac{k_B T}{m^*}$ -> ισχύει μόνο για ημιαγωγούς, όχι μέταλλα! Γιατί;

άρα $D_e = \frac{k_B T \tau}{m^*}$ γνωρίζουμε επίσης $\mu_e = \frac{e\tau}{m^*} \Rightarrow \frac{\tau}{m^*} = \frac{\mu_e}{e}$

καταλήγουμε $D_e = k_B T \frac{\mu_e}{e} \Rightarrow \frac{D_e}{\mu_e} = \frac{k_B T}{e}$

Παράδειγμα 10

Έστω διακύμανση πρόσμιξης τύπου n, έτσι ώστε η συγκέντρωση ηλεκτρονίων είναι $n(x)$.
α) Ποια η διαφορά δυναμικού που αναπτύσσεται μεταξύ δύο σημείων με νόθευση n_1 και n_2 ;



Παράδειγμα 10

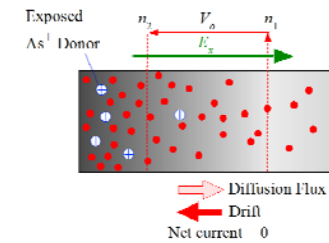
-> το συνολικό ρεύμα είναι $J_e = -en\mu_e \frac{dV}{dx} + eD_e \frac{dn}{dx}$

-> χωρίς εφαρμογή εξωτερικής τάσης, το ρεύμα μηδενίζεται (θερμική ισορροπία)

$$\Rightarrow -en\mu_e \frac{dV}{dx} + eD_e \frac{dn}{dx} = 0 \Rightarrow dV = \frac{D_e}{\mu_e} \frac{dn}{n} \Rightarrow dV = \frac{k_B T}{e} \frac{dn}{n}$$

$$\Rightarrow \int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{k_B T}{e} \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{n} \Rightarrow V_2 - V_1 = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

-> η βαθμίδα νόθευσης δημιουργεί εσωτερική βαθμίδα δυναμικού!



Παράδειγμα 10

β) Υπολογίστε το εσωτερικό πεδίο E_x όταν η κατανομή συγκέντρωσης είναι $n(x) = n_0 e^{-x/b}$

$$J_e = en\mu_e E_x + eD_e \frac{dn}{dx} = 0$$

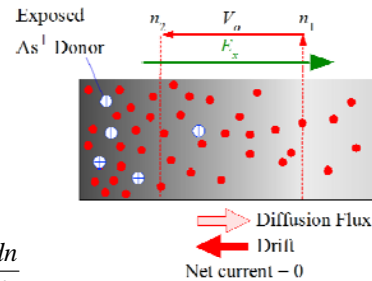
$$\Rightarrow en\mu_e E_x = -eD_e \frac{dn}{dx} \Rightarrow E_x = -\frac{k_B T}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$$

$$\text{όμως } \frac{d}{dx} e^{-x/b} = -\frac{1}{b} e^{-x/b}$$

$$\Rightarrow E_x = \frac{k_B T}{be}$$

δημιουργία εσωτερικού πεδίου από βαθμίδα στην νόθευση
-> εφαρμογή σε διόδους, φωτοβολταϊκά, κ.α.

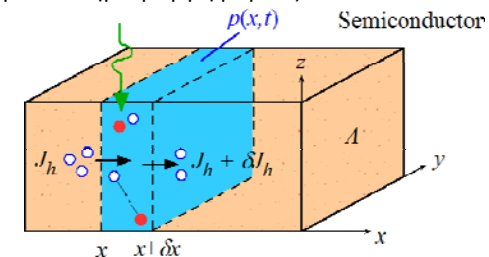
το εσωτερικό πεδίο αυξάνει με την θερμοκρασία, γιατί;
-> αποτέλεσμα της σχέσης Einstein



Εξίσωση συνέχειας

Στη γενική περίπτωση μη-ισορροπίας θα πρέπει να λύσουμε την χρονοεξαρτημένη εξίσωση συνέχειας

Έστω η παρακάτω ημιαγώγιμη ράβδος τύπου n:



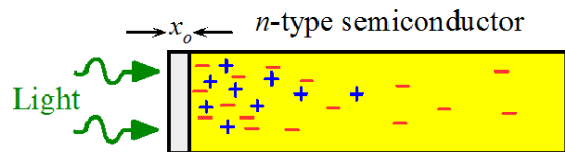
Μέσα στο διάστημα dx ο ρυθμός μεταβολής των οπών είναι

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_h}{\partial x} - \frac{\Delta p_n}{\tau_h} + G_{ph}$$

ρυθμός μεταβολής οπών μεταβολή ρεύματος ρυθμός επανασύνδεσης ρυθμός φωτοδιέγερσης

Παράδειγμα ακτινοβολήσης

Ακτινοβολήση της μιας άκρης ημιαγωγού τύπου n



Υποθέτουμε ότι η απορρόφηση του φωτός γίνεται σε μικρό πάχος x_0 .

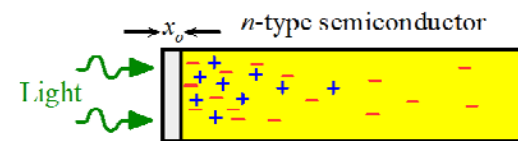
-> στον υπόλοιπο ημιαγωγό δεν έχουμε απορρόφηση

$$G_{ph} = 0$$

-> για σταθερή ακτινοβολήση θα έχουμε και σταθερές συνθήκες

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = 0$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης



$$\text{Εξίσωση συνέχειας} \quad \frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_h}{\partial x} - \frac{\Delta p_n}{\tau_h} + G_{ph} \Rightarrow \frac{1}{e} \frac{\partial J_h}{\partial x} = -\frac{\Delta p_n}{\tau_h}$$

το ρεύμα έχει δύο συνεισφορές, ολίσθηση και διάχυση $J_h = ep_n \mu_h E_x - eD_h \frac{d\Delta p_n}{dx}$

στο συγκεκριμένο πρόβλημα κυριαρχεί η διάχυση. Άρα:

$$J_h \cong -eD_h \frac{d\Delta p_n}{dx} \Rightarrow \frac{\partial J_h}{\partial x} \cong -eD_h \frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2}$$

Η εξίσωση συνέχειας γίνεται

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} = \frac{\Delta p_n}{D_h \tau_h} = \frac{\Delta p_n}{L_h^2} \quad \text{μήκος διάχυσης οπών} \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης

Το πρόβλημα είναι $\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} = \frac{\Delta p_n}{L_h^2}$

-> της μορφής $y'' - k^2 y = 0$

-> με γενική λύση $y = Ae^{kx} + Be^{-kx}$

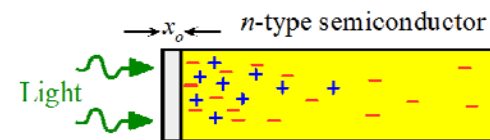
Συνοριακές συνθήκες $\Delta p_n(\infty) = 0 \Rightarrow A = 0$

Τελική λύση $\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0)e^{-x/L_h}$

Αυτό αντιστοιχεί σε ρεύμα διάχυσης

$$J_{Diff,h} \cong -eD_h \frac{d\Delta p_n}{dx} = \frac{eD_h}{L_h} \Delta p_n(0)e^{-x/L_h}$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης



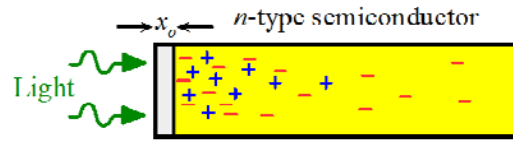
Η συνοριακή συνθήκη στο 0;

-> ρυθμός γέννησης φορέων = ρυθμό απομάκρυνσής τους

$$x_0 G_{ph} = \frac{1}{e} J_{Diff,h}(0) = \frac{D_h}{L_h} \Delta p_n(0)$$

$$\Rightarrow \Delta p_n(0) = \frac{x_0 G_{ph} L_h}{D_h} = x_0 G_{ph} \left(\frac{\tau_h}{D_h} \right)^{1/2}$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης



Οι αντίστοιχες εξισώσεις ισχύουν και για τα ηλεκτρόνια

$$J_{diff,e} = -\frac{eD_e}{L_e} \Delta n_n(0) e^{-x/L_e} \quad \text{μήκος διάχυσης ηλεκτρονίων}$$

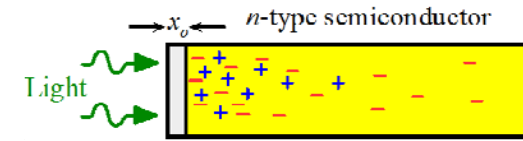
$$L_e = \sqrt{D_e \tau_h}$$

-> ρυθμός γέννησης φορέων = ρυθμό απομάκρυνσής τους

$$x_0 G_{ph} = -\frac{1}{e} J_e(0) = \frac{D_e}{L_e} \Delta n_n(0)$$

$$\Rightarrow \Delta n_n(0) = \frac{x_0 G_{ph} L_e}{D_e} = x_0 G_{ph} \left(\frac{\tau_h}{D_e} \right)^{1/2}$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης



$$\Delta p_n(0) = x_0 G_{ph} \left(\frac{\tau_h}{D_h} \right)^{1/2} \Rightarrow \frac{\Delta p_n(0)}{\Delta n_n(0)} = \left(\frac{D_e}{D_h} \right)^{1/2}$$

$$\Delta n_n(0) = x_0 G_{ph} \left(\frac{\tau_h}{D_e} \right)^{1/2}$$

τα ρεύματα ηλεκτρονίων και οπών είναι ίσα και αντίθετα στο $x=0$

-> μηδέν συνολικό ρεύμα στο $x=0$

σε $x > 0$ όμως οι συντελεστές διάχυσης είναι διαφορετικοί

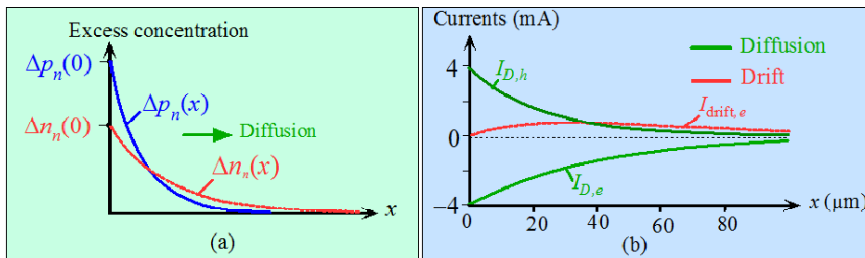
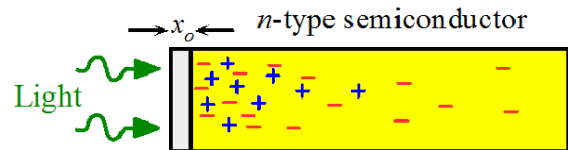
-> διαφορετικά ρεύματα διάχυσης

-> $J_{total}=0 \Rightarrow$ ρεύμα ολίσθησης

$$J_{Diff,h}(0) = \frac{eD_h}{L_h} \Delta p_n(0) = ex_0 G_{ph}$$

$$J_{Diff,e}(0) = -\frac{eD_e}{L_e} \Delta n_n(0) = -ex_0 G_{ph}$$

Παράδειγμα ακτινοβολήσης



Παράδειγμα ακτινοβολήσης

Η διαφορά στους ρυθμούς διάχυσης θα δημιουργήσει διαφορές στις συγκεντρώσεις και άρα εσωτερικά πεδία

-> ρεύμα ολίσθησης

Καθώς δεν υπάρχει εξωτερικό κύκλωμα, το συνολικό ρεύμα είναι μηδέν

-> καθώς έχουμε n-ημιαγώγο και $n \gg p$, το ρεύμα ολίσθησης είναι κυρίως από ηλεκτρόνια

$$J = 0 \Rightarrow J_{Diff,h} + J_{Diff,e} + J_{Drift,e} = 0 \Rightarrow J_{Drift,e} = -J_{Diff,e} - J_{Diff,h}$$

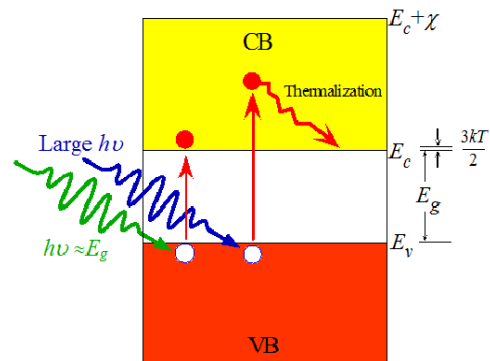
$$\Rightarrow en_{n0} \mu_e E = -J_{Diff,e} - J_{Diff,h}$$

$$\Rightarrow en_{n0} \mu_e E = \frac{eD_e}{L_e} \Delta n_n(0) e^{-x/L_e} - \frac{eD_h}{L_h} \Delta p_n(0) e^{-x/L_h}$$

$$\Rightarrow en_{n0} \mu_e E = ex_0 G_{ph} (e^{-x/L_e} - e^{-x/L_h})$$

$$\Rightarrow E(x) = \frac{x_0 G_{ph}}{n_{n0} \mu_e} (e^{-x/L_e} - e^{-x/L_h})$$

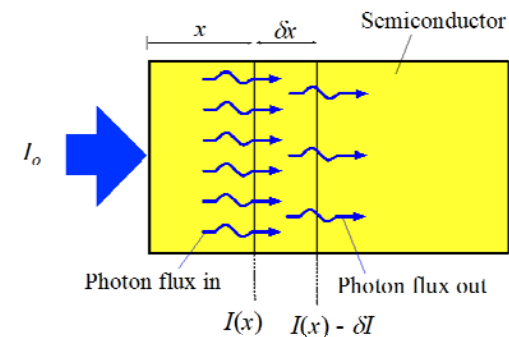
Οπτική απορρόφηση



Τα ηλεκτρόνια διεγείρονται στην ζώνη αγωγιμότητας
Γρήγορα χάνουν την ενέργειά τους (σε φωνόνια) και καταλήγουν σε ενέργεια

$$E = E_c + \frac{3}{2} k_B T \quad \rightarrow \text{μετατροπή σε θερμότητα}$$

Οπτική απορρόφηση

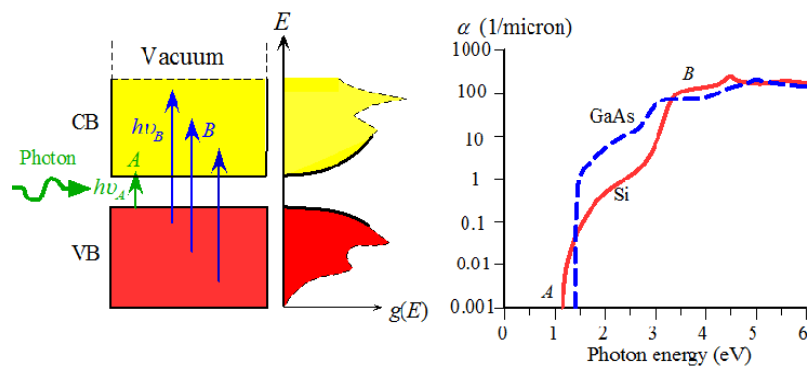


Νόμος Beer-Lambert $I = I_0 e^{-\alpha x}$

Συντελεστής απορρόφησης α [cm⁻¹]

Βάθος διείσδυσης $\delta = 1/\alpha$

Οπτική απορρόφηση



Παράδειγμα 11

Ένα δείγμα GaAs ακτονοβολείται στην επιφάνειά του με μια δέσμη laser HeNe με ισχύ 50 mW στο μήκος κύματος 632.8 nm. Πόση ισχύς μετατρέπεται σε θερμότητα; Δίνεται $E_g = 1.42$ eV

-> ρυθμός γέννησης ηλεκτρονίων-οπών $\frac{dN}{dt} = \frac{P_L}{\hbar\omega}$

-> υπόλοιπο ενέργειας για κάθε ηλεκτρόνιο $\Delta E = \hbar\omega - (E_g + \frac{3}{2} k_B T)$

-> ισχύς θέρμανσης $P_H = \frac{dN}{dt} \Delta E = \frac{P_L}{\hbar\omega} [\hbar\omega - (E_g + \frac{3}{2} k_B T)]$

$$= \frac{50 \text{ mW}}{1.96 \text{ eV}} [1.96 \text{ eV} - 1.46 \text{ eV}] = 12.76 \text{ mW}$$