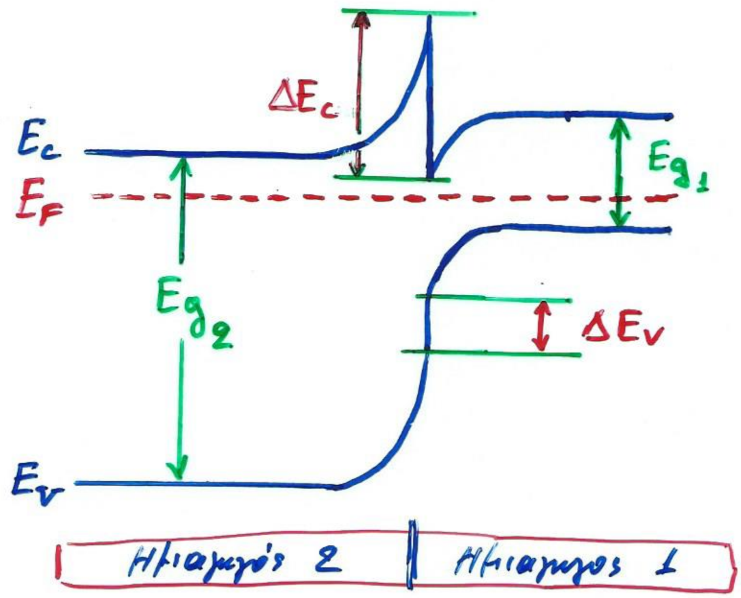
ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΕΣ ΜΕΤΑΞΥ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ

Το κύριο ερώτημα είναι πόσες θα είναι οι ασυνέχειες ΔE_c, ΔE_v.



$$\Delta E_v + \Delta E_c = E_{g_2} - E_{g_1}$$

Απλοϊκά Μοντέλα

1. Electron affinity rule (ή μοντέλο Anderson): $\Delta E_c = (\chi_1 - \chi_2) q$
2. Common anion rule : $\Delta E_v \simeq 0$ γιά ίδιο ανιόν (III-V)
3. "Effective work function model" γιά χημικά αντιδρώσες διεπιφάνειες (interfaces) : Φ_{eff} από ανάμιξη Φ διαφόρων φάσεων

Γενικές Θεωρίες

1. Η θεωρία των Frensley and Kroemer (1977) και του W. Harrison (1977). Προσδιορίζουν την ΔE_v αφού πρώτα υπολογίσουν την θέση της ενεργειακής δομής των ζωνών κάθε ημιαγωγού ως πρός καθορισμένη κλίμακα ενέργειας.

2. Θεωρίες βασισμένες σε metal-induced (ή semiconductor-induced) gap states (MIGS), και σε συνθήκες ηλεκτρικής ουδετερότητας.

Heine: Οι κυματοσυναρτήσεις του Me εισέρχονται στο χάσμα του ημιαγωγού και δημιουργούν τοπικές καταστάσεις.

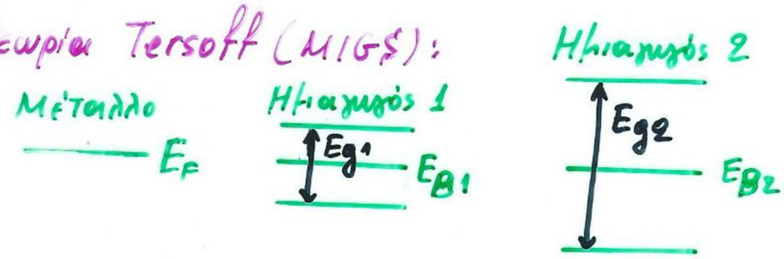
Tersoff: Στο "midgap energy point" αλλάζουν χαρακτήρα από καταστάσεις τύπου αγωγιμότητας σε σθένους. Στην ετεροεπαφή θα εξισώνονται τα δύο midgap points. Το ίδιο για Schottky.

Οι Cardona και Christensen έχουν κάτι αντίστοιχο, το DME: "Dielectric Midgap Energy".

3. Υπολογίζεται απ' ευθείας η ηλεκτρονική δομή της ετεροεπαφής. Ρεαλιστικοί υπολογισμοί είναι πολύ περίπλοκοι, με τεχνικές όπως: self-consistent pseudopotential calculation, self-consisted density-functional calculations με ab initio non-local pseudopotentials

---

Θεωρία Tersoff (MIGS):



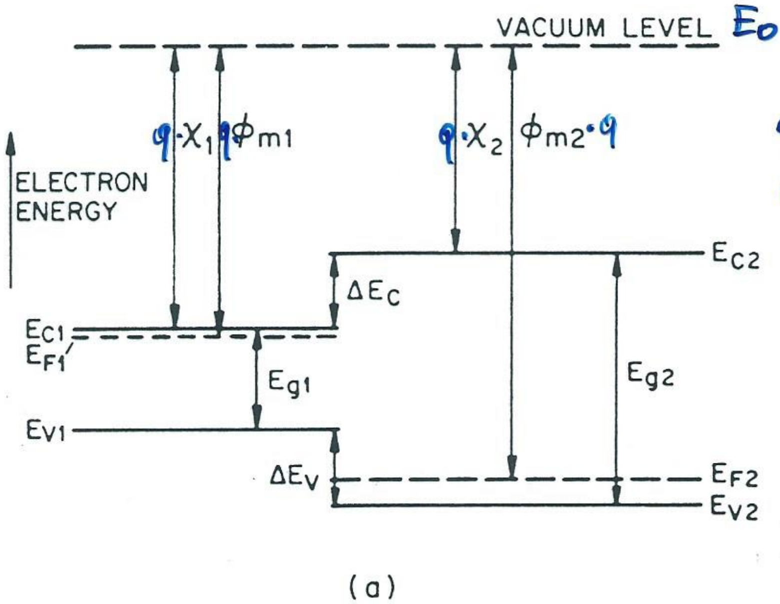
Επαφή Schottky: $\Phi_B = E_g - E_B$

Heterojunction 1-2: $\Delta E_V = E_{V1} - E_{V2}$

Αν κάνουμε επομένως δύο επαφές Schottky σε διαφορετικούς ημιαγωγούς και βρούμε τα Φ_{B1}, Φ_{B2}, τότε η ετεροεπαφή τους πρέπει να δώσει

$$\Delta E_V = \Phi_{B1} - \Phi_{B2} + (E_{g2} - E_{g1})$$

ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΕΣ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ – ΜΟΝΤΕΛΟ ANDERSON



$q \cdot \phi_m$ = work function

$q \cdot \chi$ = electron affinity

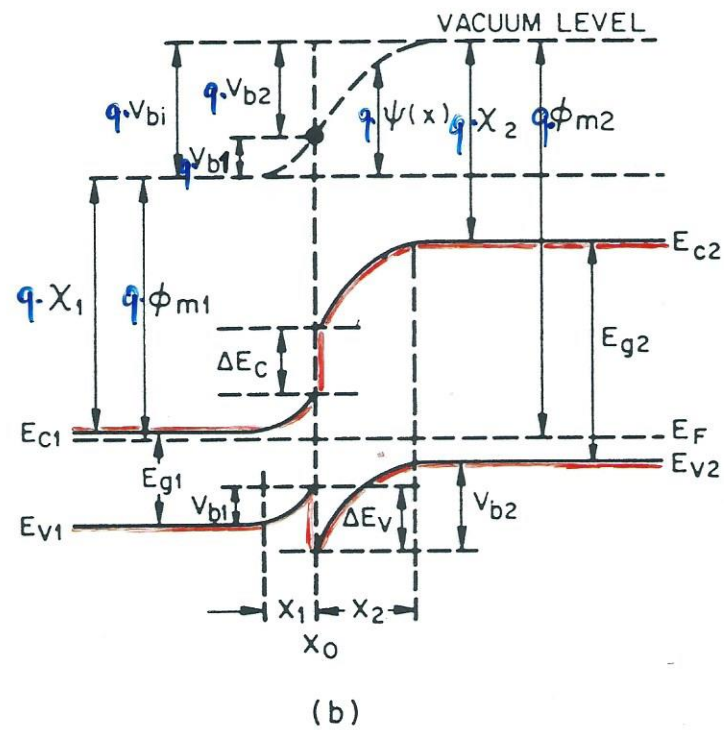


Fig. 44 (a) Energy-band diagram for two isolated semiconductors in which space-charge neutrality is assumed to exist in each region. (*b*) Energy-band diagram of an ideal *n-p* anisotype heterojunction at thermal equilibrium. (After Anderson, Ref. 60.)

ΜΟΝΤΕΛΟ ANDERSON:

$$\Delta E_C = q(\chi_1 - \chi_2) \quad (1)$$ ELECTRON AFFINITY RULE

$$V_{bi} = V_{b1} + V_{b2} \quad (2)$$

$$\Delta E_V + \Delta E_C = E_{G2} - E_{G1} \quad (3)$$

Isotype heterojunction: ίδιου τύπου n-n ή p-p

Anisotype heterojunction: διαφορετικού τύπου n-p ή p-n

ΜΟΝΤΕΛΟ ANDERSON ΓΙΑ ΕΠΑΦΗ n-P

Αναφέρεται και σαν "electron affinity rule"

Έχει αποδειχθεί ανεπαρκές γιά τήν περιγραφή διαφόρων ετεροεπαφών, αλλά υπήρξε το πρώτο εργαλείο γιά ανάπτυξη της έρευνας των ετεροεπαφών. Εισάγει τίς διάφορες ποσότητες πού χαρακτηρίζουν την ενδοεπιφάνεια καί είναι ικανοποιητικό σέ ορισμένες περιπτώσεις.

Ο Anderson έχει περιγράψει γενικά όλα τά χαρακτηριστικά μιάς ετεροεπαφής κι η περιγραφή αυτή ισχύει έστω κι αν οι τιμές των ΔE_c καί ΔE_v δεν δίνονται από τον "electron affinity rule".

Τό μοντέλο "electron affinity rule" έχει στηριχθεί θεωρητικά από τους Mailhiot and Duke (1986) πού κατέληξαν (γιά p-n ετεροεπαφή χωρίς ατομικές αλλαγές ότι

$$\Delta E_c = X_1 - X_2 + V_{dipole}$$

Ο όρος $V_{dipole} \sim 100\ meV$ καί επομένως δεν ακυρώνει το E.A.R.

Τό E.A.R. αγνοεί μικροσκοπικές αλλαγές πού μπορεί νά συμβούν στην ετεροεπαφή. Λαμβάνει, όμως, εν μέρει υπ' όψη το σχηματισμό ενδοεπαφής αφού οι X μετρώνται μεταξύ ημιαγωγού καί κενού και επηρεάζονται από φαινόμενα της επιφάνειας. Δηλαδή, το E.A.R. προσομοιώνει τά μικροσκοπικά φαινόμενα της επαφής μέ γραμμικό συνδυασμό παρόμοιων φαινομένων, πού ελέγχουν τις "διεπαφές" ημιαγωγού-κενού.

Επιλύοντας την εξ. Poisson σέ κάθε πλευρά της ετεροεπαφής n-P (απότομη επαφή) και μέ οριακή συνθήκη την συνέχεια της ηλεκτρικής μετατόπισης, D,

$$\varepsilon_1 \mathcal{E}_1 = \varepsilon_2 \mathcal{E}_2 \quad (4)$$

παίρνουμε

$$x_1 = \left[\frac{2N_{A2}\, \varepsilon_1 \varepsilon_2 (V_{bi} - V)}{q N_{D1} (\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})} \right]^{1/2} \quad (5)$$

$$x_2 = \left[\frac{2N_{D1}\, \varepsilon_1 \varepsilon_2 (V_{bi} - V)}{q N_{A2} (\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})} \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$C_j = \left[\frac{q N_{D1} \cdot N_{A2} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{2 (\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})(V_{bi} - V)} \right]^{1/2} \quad (7)$$

όπου $W = x_1 + x_2$ (8)

Η τάση πόλωσης πού "πέφτει" σέ κάθε πλευρά της ετεροεπαφής είναι

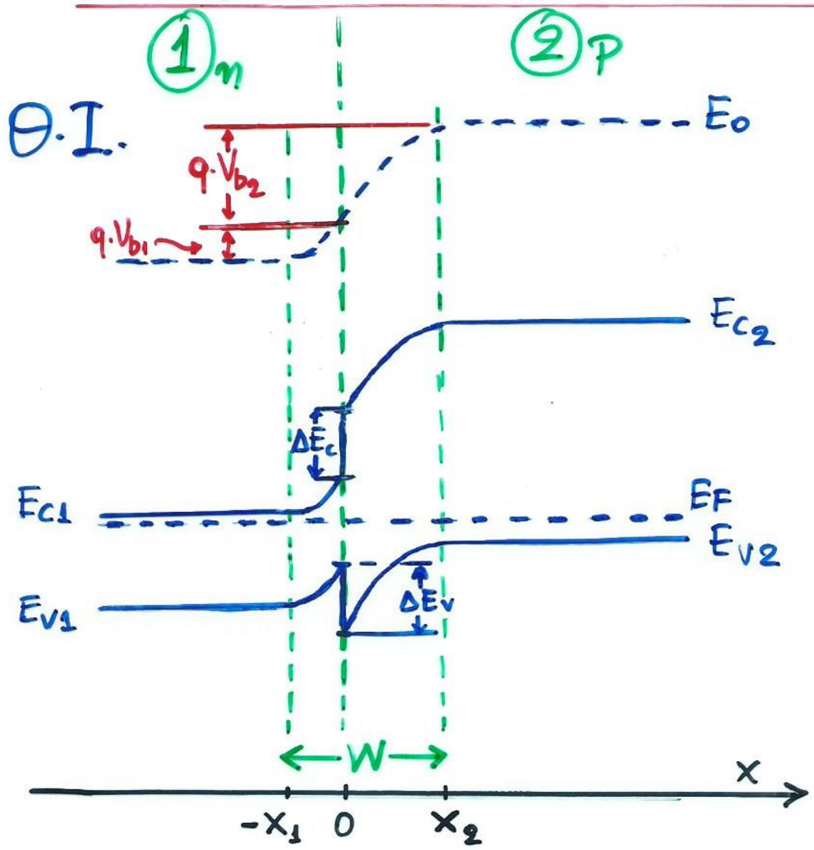
$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2} \cdot \varepsilon_2}{N_{D1} \cdot \varepsilon_1} \quad (9)$$

όπου $V = V_1 + V_2$ (10)

* ΑΝΑΛΥΤΙΚΑ ΔΙΝΟΝΤΑΙ ΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΣΤΙΣ ΕΠΟΜΕΝΕΣ 6 ΣΕΛΙΔΕΣ

* από τις ανωτέρω σχέσεις παίρνουμε τις σχέσεις γιά μία ομο-επαφή pn βάζοντας $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_s = K_s \varepsilon_0$ (ίδιος ημιαγωγός)

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΚΑΙ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΣΤΗΝ Π.Α.



Π.Α.: Περιοχή Απογύμνωσης από ελεύθερους φορείς πλάτους W

ΠΑΡΑΔΟΧΗ ΠΛΗΡΟΥΣ ΑΠΟΓΥΜΝΩΣΗΣ (υπόθεση πλήρους ιονισμού προσμίξεων)

$\rho(x) = q\left(p - n + N_D - N_A\right)$ (φορτίο/cm^3)

$\rightarrow \rho_1(x) = q \cdot N_{D_1}$ (1) πλευρά-1 της Π.Α.

$\rightarrow \rho_2(x) = -q \cdot N_{A_2}$ (2) πλευρά-2 της Π.Α.

Εξίσωση Poisson στην κατεύθυνση-x: $\dfrac{d^2V}{dx^2} = -\dfrac{d\mathcal{E}}{dx} = -\dfrac{\rho(x)}{\varepsilon}$ (3)

Περιοχή 1(n): $\dfrac{d\mathcal{E}}{dx} = \dfrac{q \cdot N_{D_1}}{\varepsilon_1}$ (4) γιά $-x_1 \le x < 0$

$$\int_{\mathcal{E}(-x_1)}^{\mathcal{E}(x)} d\mathcal{E} = \int_{-x_1}^{x} \frac{q N_{D_1}}{\varepsilon_1} dx = \frac{q \cdot N_{D_1}}{\varepsilon_1}\left(x + x_1\right) \quad (5) \Longrightarrow \boxed{\mathcal{E}(x) = \frac{q N_{D_1}}{\varepsilon_1}\left(x + x_1\right) \quad \text{γιά } -x_1 \le x < 0} \quad (6)$$

Στα όρια $-x_1$ και x_2 της Π.Α είναι $\mathcal{E} = 0$

$\Rightarrow \mathcal{E}(-x_1) = \mathcal{E}(x_2) = 0$ (5)

Περιοχή 2 (P): $\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{-q\cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}$ (7) γιά $0 < x \le x_2$

$$\int_{\mathcal{E}(x)}^{\mathcal{E}(x_2)} d\mathcal{E} = \int_{x}^{x_2} \frac{-q\cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}\,dx = -\frac{q\cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}(x_2 - x) \quad (8) \text{ γιά } 0 < x \le x_2$$

$$(8) \xRightarrow{(5)} \boxed{\mathcal{E}(x) = \frac{q\cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}(x_2 - x) \quad \text{γιά } 0 < x \le x_2} \quad (9)$$

Η συνέχεια της ηλεκτρικής μετατόπισης, D, στην ετεροεπαφή των δύο ημιαγωγών απαιτεί $D_1\cdot\hat{n} = D_2\cdot\hat{n}$ ($\hat{n}$ κάθετο στην επαφή).

$$\Rightarrow \quad \varepsilon_1\cdot\mathcal{E}_1 = \varepsilon_2\cdot\mathcal{E}_2 \quad (10) \quad \text{στό } x=0$$

$$(10) \xRightarrow{(6)(9)} \varepsilon_1\cdot\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}x_1 = \varepsilon_2\frac{q\cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}x_2 \Rightarrow \boxed{\frac{N_{D1}}{N_{A2}} = \frac{x_2}{x_1}} \quad (11)$$

ΑΥΤΟ ΣΗΜΑΙΝΕΙ ΕΞ ΑΛΛΟΥ ΟΤΙ ΤΟ ΣΥΝΟΛΙΚΟ ΦΟΡΤΙΟ ΣΤΗΝ Π.Α. ΕΙΝΑΙ ΜΗΔΕΝ

Είναι, επίσης, $W = x_1 + x_2$ (12)

κι επομένως $x_1 = \frac{N_{A2}}{N_{A2}+N_{D1}}\cdot W$ (13) και $x_2 = \frac{N_{D1}}{N_{A2}+N_{D1}}\cdot W$ (14)

Υπολογισμός του ηλεκτρικού δυναμικού $V(x)$:

Ορίζουμε

V_{b1} τήν διαφορά δυναμικού πού πέφτει στήν πλευρά-1 της Π.Α. $(V(-x_1)-V(0))$

V_{b2} " " " " " " πλευρά-2 της Π.Α. $(V(0)-V(x_2))$

(15) $V_b = V_{b1} + V_{b2}$ την διαφορά δυναμικού στις άκρες της Π.Α. $(V(-x_1)-V(x_2))$

Θεωρούμε ότι $V(-x_1) = V_b$ (16) εκ συμβάσεως και έχουμε

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx} \Rightarrow \frac{dV}{dx} = \frac{-q \cdot N_{D1}}{\varepsilon_1}(x + x_1) \quad (17) \text{ γιά } -x_1 \le x < 0$$

$$\Rightarrow \int_{V(-x_1)}^{V(x)} dV = \frac{-q \cdot N_{D1}}{\varepsilon_1}\int_{-x_1}^{x}(x+x_1)\,dx = \frac{-q \cdot N_{D1}}{\varepsilon_1}\frac{(x+x_1)^2}{2}$$

$$\Rightarrow \boxed{V(x) = V_b - \frac{q \cdot N_{D1}}{\varepsilon_1}\frac{(x+x_1)^2}{2}} \quad (18) \text{ γιά } -x_1 \le x < 0$$

Επειδή εξ' ορισμού $V(-x_1) - V(0) = V_{b1} \overset{(16),(18)}{\Rightarrow} \boxed{V_{b1} = \frac{q \cdot N_{D1}}{\varepsilon_1}\frac{x_1^2}{2}}$ (19)

Στην πλευρά-2 θα είναι $\overset{(9)}{\Rightarrow}$ $\frac{dV}{dx} = \frac{-q \cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}(x_2 - x)$

$$\Rightarrow \int_{V(x)}^{V(x_2)} dV = \frac{-q \cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}\int_{x}^{x_2}(x_2 - x)\,dx \Rightarrow V(x_2) - V(x) = \frac{-q \cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}\frac{(x_2-x)^2}{2} \quad (20)$$

γιά $0 < x \le x_2$

Επειδή, εξ ορισμού $V(0) - V(x_2) = V_{b2} \Rightarrow \boxed{V_{b2} = \frac{q \cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}\frac{x_2^2}{2}}$ (21)

Εξ ορισμού είναι και $V_b = V(-x_1) - V(x_2) \overset{(16)}{=} V_b - V(x_2) \Rightarrow V(x_2) = 0$ (22)

$$(20) \overset{(22)}{\Longrightarrow} \boxed{V(x) = \frac{q \cdot N_{A2}}{\varepsilon_2}\frac{(x_2-x)^2}{2} \quad \text{γιά } 0 < x \le x_2} \quad (23)$$

Η συνέχεια στό $x=0$ (ή, ότι $V_b = V_{b_1} + V_{b_2}$) απαιτεί

(18) + (23) $\Rightarrow$
$$\boxed{V_b - \frac{q \cdot N_{D_1}}{\varepsilon_1} \frac{x_1^2}{2} = \frac{q \cdot N_{A_2}}{\varepsilon_2} \frac{x_2^2}{2}} \qquad (24)$$

Αντικαθιστώντας τα x_1, x_2 συναρτήσει του W, σύμφωνα με τις (14), (13) $\Rightarrow$

$$(24) \Rightarrow V_b - \frac{q \cdot N_{D_1}}{2\varepsilon_1} \cdot \frac{N_{A_2}^2}{(N_{A_2} + N_{D_1})^2} W^2 = \frac{q \cdot N_{A_2}}{2\varepsilon_2} \cdot \frac{N_{D_1}^2}{(N_{A_2} + N_{D_1})^2} W^2$$

$$\Rightarrow V_b = W^2 \cdot \frac{q}{2} \frac{N_{D_1} \cdot N_{A_2} (\varepsilon_2 \cdot N_{A_2} + \varepsilon_1 \cdot N_{D_1})}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \, (N_{A_2} + N_{D_1})^2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \boxed{W = \left[\frac{2 \, \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot V_b}{q} \cdot \frac{(N_{A_2} + N_{D_1})^2}{N_{D_1} \cdot N_{A_2} (\varepsilon_2 \cdot N_{A_2} + \varepsilon_1 \cdot N_{D_1})} \right]^{1/2}} \qquad (25)$$

$$\boxed{W = \left[\frac{2 \, \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \, V_b}{q} \cdot \frac{(N_{A_2} + N_{D_1})^2}{N_{D_1} \cdot N_{A_2} \, (\varepsilon_2 \cdot N_{A_2} + \varepsilon_1 \cdot N_{D_1})} \right]^{1/2}} \qquad (26)$$

Λαμβάνοντας υπ'όψιν τις (13), (14) και την (26) έχουμε

$$x_1 = \left[\frac{2 N_{A_2} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot V_b}{q N_{D_1} \cdot (\varepsilon_1 N_{D_1} + \varepsilon_2 \cdot N_{A_2})} \right]^{1/2} \qquad (27)$$

$$x_2 = \left[\frac{2 N_{D_1} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot V_b}{q \cdot N_{A_2} \cdot (\varepsilon_1 N_{D_1} + \varepsilon_2 \cdot N_{A_2})} \right]^{1/2} \qquad (28)$$

Για το ποσοστό του εσωτερικού δυναμικού V_b της επαφής πού πέφτει σέ κάθε πλευρά έχουμε τον λόγο

$$(19),(21) \Rightarrow \quad \frac{V_{b_1}}{V_{b_2}} = \frac{\dfrac{q \cdot N_{D_1} \cdot x_1^2}{2\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0}}{\dfrac{q \cdot N_{A_2} \cdot x_2^2}{2\varepsilon_2 \varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon_2 \cdot N_{D_1}}{\varepsilon_1 \cdot N_{A_2}} \cdot \frac{x_1^2}{x_2^2}$$

$$\overset{(11)}{\Longrightarrow} \quad \frac{V_{b_1}}{V_{b_2}} = \frac{\varepsilon_2 \cdot \cancel{N_{D_1}}}{\varepsilon_1 \cdot \cancel{N_{A_2}}} \cdot \frac{N_{A_2}^{\cancel{2}}}{N_{D_1}^{\cancel{2}}} \Rightarrow \boxed{\frac{V_{b_1}}{V_{b_2}} = \frac{\varepsilon_2 \cdot N_{A_2}}{\varepsilon_1 \cdot N_{D_1}}} \quad (29)$$

Αν εφαρμόσουμε εξωτερική τάση πόλωσης V πάνω στην n-P ετεροεπαφή τα W, x_1, x_2 θα δίνονται από τις ίδιες σχέσεις (26), (27), (28), αντίστοιχα, αντικαθιστόντας όπου V_b το $V_b - V$.

Για εξωτερική τάση πόλωσης V θα πέφτει τάση V_1 στην πλευρά-1 και V_2 στην πλευρά-2. Ο λόγος της διαφοράς δυναμικού πού αναπτύσσεται σέ κάθε πλευρά θα δίνεται τότε από την (29) αντικαθιστόντας το V_{b_1} με $V_{b_1} - V_1$ και το V_{b_2} με $V_{b_2} - V_2$.

Η ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΤΗΣ Π.Α.:

$C = \dfrac{dQ}{dV}$ ανά μονάδα επιφάνειας, όπου

dQ η στοιχειώδης μεταβολή του φορτίου ανά μονάδα επιφάνειας γιά στοιχειώδη μεταβολή dV της τάσης

$$|Q(V)| = q\cdot N_{A_2}\cdot x_2 = q\cdot N_{D_1}\cdot x_1 \quad (30)$$ ανά μονάδα επιφάνειας

$$C(V) = \left|\frac{dQ}{dV}\right| = \frac{d(q\cdot N_{D_1}\cdot x_1)}{dV} = q\cdot N_{D_1}\cdot\left|\frac{dx_1}{dV}\right| \quad (31)$$

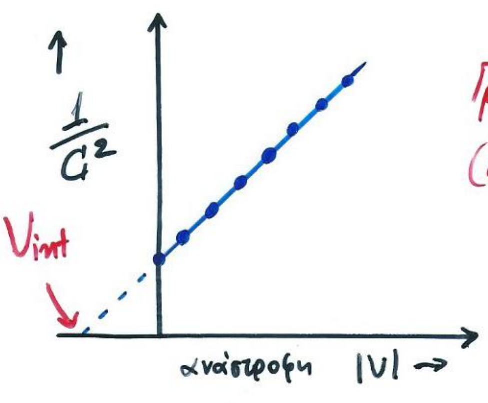
$$(27) \Rightarrow \left|\frac{dx_1}{dV}\right| = \left[\frac{2N_{A_2}\cdot\varepsilon_1\cdot\varepsilon_2}{q\cdot N_{D_1}(\varepsilon_1 N_{D_1}+\varepsilon_2 N_{A_2})}\right]^{1/2}\cdot\frac{1}{2}(V_b - V)^{-1/2}$$

$$\Rightarrow \boxed{C(V) = \left[\frac{q\cdot N_{D_1}\cdot N_{A_2}\cdot\varepsilon_1\varepsilon_2}{2(V_b - V)(\varepsilon_1 N_{D_1}+\varepsilon_2 N_{A_2})}\right]^{1/2}} \quad (32)$$

Τέλος, μιά πιό ακριβή λύση πού λαμβάνει υπ' όψη ότι η Π.Α. δέν είναι απότομη αλλά υπάρχουν δύο "ουρές" κατανομής τών φορέων πλειονότητας στά όρια της Π.Α. δίνει σαν διόρθωση τόν όρο $(V_b - 2KT/q)$ αντί του V_b γιά τά πλάτη της Π.Α. καί την $C(V)$.
(δείτε SZE, επαφή PN)

Μιά πιό χρήσιμη μορφή της σχέσης $C(V)$ προκύπτει εκφράζοντας το C^{-2} συναρτήσει του V. Είναι

$$\frac{1}{C^2(V)} = \frac{2(\varepsilon_1 N_{D_1}+\varepsilon_2 N_{A_2})}{q\cdot\varepsilon_1\varepsilon_2 N_{D_1}\cdot N_{A_2}}\left(V_b - \frac{2KT}{q} - V\right)$$



Γραφική παράσταση πειραματικών μετρήσεων $1/C^2 - V$ (ανάστροφη V) καί προεκβολή της καμπύλης σέ $1/C^2 = 0$ δίνει $V_{int} = V_b - \frac{2KT}{q}$

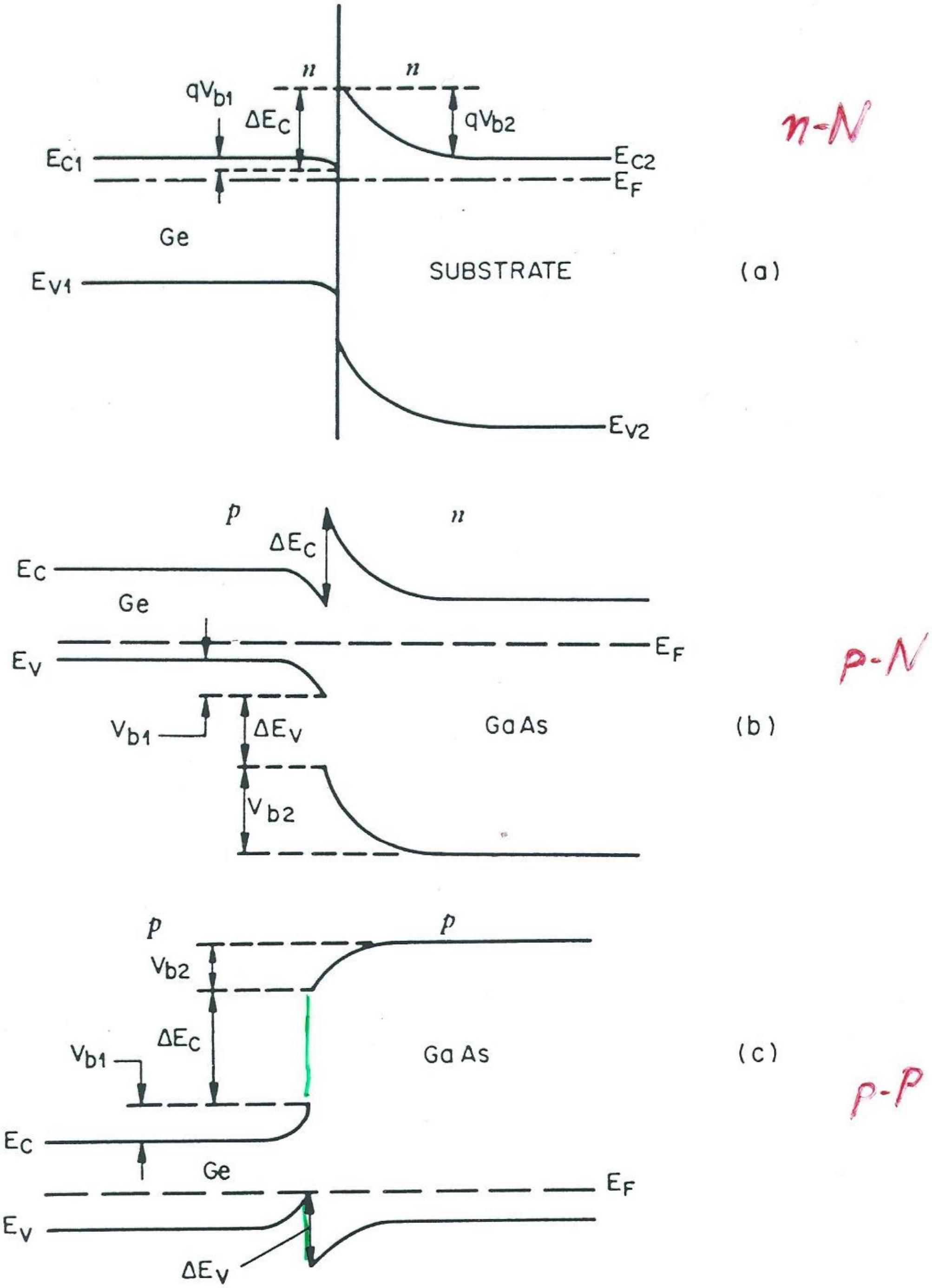


Fig. 45 (*a*) Energy-band diagram for an ideal *n-n* isotype heterojunction. (After Chang, Ref. 61.) (*b*) and (*c*) Energy-band diagrams for ideal *p-n* and *p-p* heterojunctions, respectively. (After Anderson, Ref. 60.)

Στην επαφή n-N τού σχήματος οι ζώνες κάμπτονται ανάποδα από την επαφή n-P, αφού το $\Phi_2 < \Phi_1$

Θά έχουμε επιπλέον ηλεκτρόνια στην περιοχή της επιφάνειας του ημιαγωγού 1. Δεδομένης της μεγάλης πυκνότητας καταστάσεων στην Ζ.Α. η μεταβατική περιοχή θά εκτείνεται μιά μικρή απόσταση πρός το εσωτερικό του ημιαγωγού 1 (μικρό E_g), και η τάση θά εφαρμόζεται κυρίως πάνω στον ημιαγωγό 2.

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΗΣ ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΗΣ n-N

Γιά τον προσδιορισμό της σχέσης μεταξύ $V_{b1}-V_1$ και $V_{b2}-V_2$ πρέπει νά υπολογισθεί το ηλεκτρικό πεδίο $\mathcal{E}$ σέ κάθε πλευρά της ετεροεπαφής και μετά νά απαιτηθεί η συνέχεια της ηλεκτρικής μετατόπισης $D=\varepsilon\mathcal{E}$, της κάθετης στην επαφή

Υποθέτοντας ότι η επιπλέον συγκέντρωση ηλεκτρονίων στην περιοχή 1 ακολουθεί στατιστική Boltzmann υπολογίζεται

$$D_1 = \varepsilon_1 \cdot \mathcal{E}_1(x_0) = \left\{ 2\cdot\varepsilon_1\cdot q\cdot N_{D1}\cdot\left[\frac{KT}{q}\left(\exp\frac{q(V_{b1}-V_1)}{KT}-1\right)-(V_{b1}-V_1)\right]\right\}^{1/2} \quad (11)$$

και γιά την Π.Α. στην πλευρά-2

$$D_2 = \varepsilon_2\cdot\mathcal{E}_2(x_0) = \left[2\cdot\varepsilon_2\cdot q\cdot N_{D2}\cdot(V_{b2}-V_2)\right]^{1/2} \quad (12)$$

Η σχέση πού προκύπτει εξισώνοντας τις (11) και (12) είναι περίπλοκη. Άν το εκθετικό στην (11) αναλυθεί σέ σειρά Taylor προκύπτει η ανισότητα (Anderson, 1962)

$$V_{b1}-V_1 < \left[\frac{2KT}{q}\,\frac{\varepsilon_2\cdot N_{D2}}{\varepsilon_1\cdot N_{D1}}(V_{b2}-V_2)\right]^{1/2} \quad (13)$$

Επομένως, το ηλεκτροστατικό δυναμικό θά "πέφτει" κυρίως στον ημιαγωγό 2, εκτός εάν $N_{D2} \gg N_{D1}$ (ή γιά μεγάλη ορθή πόλωση).

ΟΙ I-V ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΤΩΝ ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΩΝ

Γενικά όλοι οι τύποι των διόδων περιγράφονται μέ μία σχέση της μορφής

$$I = I_o \cdot \left[\exp(qV/nKT) - 1 \right] \quad (14)$$

όπου I_o το ρεύμα κόρου σε μεγάλη ανάστροφη τάση, q το φορτίο ηλεκτρονίου, K η σταθερά Boltzmann και <u>n ο ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΣ ΙΔΑΝΙΚΟΤΗΤΑΣ (ideality factor)</u>.

<u>Το n είναι εμπειρική παράμετρος</u> και δείχνει την απόκλιση από την απλή θεωρητική περιγραφή σέ λειτουργία ορθής πόλωσης ($V>0$). Παίρνει τιμές κοντά στο 1 σέ καλά κατασκευασμένες επαφές pn και επαφές Schottky. Απόκλιση από το 1 συνδέεται εκεί μέ ατέλειες του υλικού, κλπ.

<u>Γιά τις ετεροεπαφές</u> δέν μπορεί νά υπάρχει μία γενική θεωρητική περιγραφή των I-V χαρακτηριστικών, που να ισχύει για οποιοδήποτε συνδυασμό τύπων αγωγιμότητας και συγκεντρώσεων καί γιά όλες τις συνθήκες πόλωσης μιάς επαφής.

<u>Η εμπειρική σχέση (14) χρησιμοποιείται καί γιά p-n ετεροεπαφές</u>, αλλά τα I_o και n είναι πολύ περισσότερο περίπλοκο να αναλυθούν ή προσδιορισθούν. Γιά παράδειγμα, η πολύ διαφορετικό της μονάδας μπορεί νά σημαίνει ότι μόνο το κλάσμα V/n της εφαρμοζόμενης τάσης V επηρεάζει την κίνηση των φορέων (ρεύμα). Αυτο συμβαίνει όταν το ρεύμα ελέγχεται μόνο από την τάση που πέφτει σέ μία πλευρά της ετεροεπαφής (στην Π.Α.).

ΓΕΝΙΚΑ ΙΣΧΥΕΙ ότι το ρεύμα στις ετεροεπαφές οφείλεται στην κίνηση, σχεδόν αποκλειστικά, ενός τύπου φορέα, αφού η συνήθης ανισότητα των ασυνεχειών ΔE_c, ΔE_V, θα εμφανίζει διαφορετικά μεγέθη φραγμών ενέργειας για κάθε τύπο φορέα

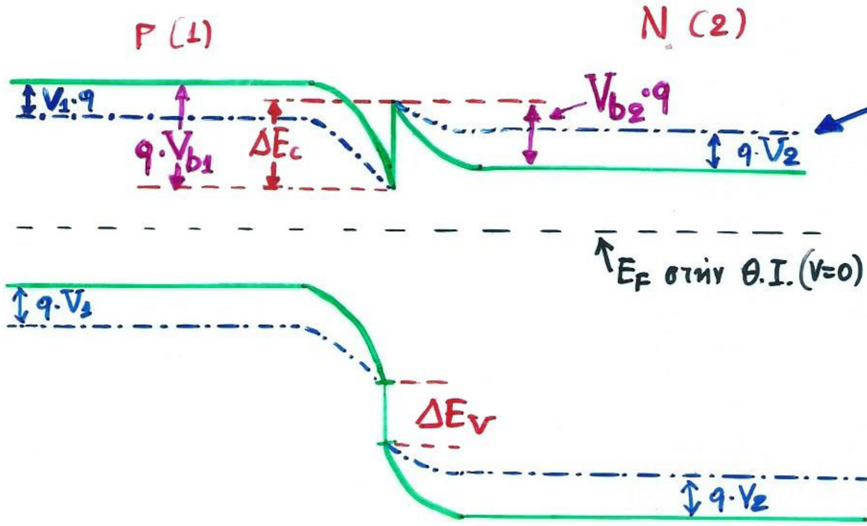
Το ρεύμα θα είναι (Anderson, 1962)

$$I = A \cdot \exp(-q\Phi_{B2}/kT) - B\exp(-q\Phi_{B1}/kT) \quad (15)$$

Θερμιονική εκπομπή

όπου $q\cdot\Phi_{B1}$ ο φραγμός δυναμικού για να κινηθούν οι (επικρατέστεροι) φορείς από τον ημιαγωγό 1 στον 2 και $q\cdot\Phi_{B2}$ το αντίστροφο. Οι συντελεστές A και B θα εξαρτώνται από τις συγκεντρώσεις προσμίξεων, τις ενεργές μάζες και το μηχανισμό ροής ρεύματος.

Περίπτωση p-n ετεροεπαφής του κατωθι σχήματος



Μετατόπιση των ζωνών με την εφαρμογή ορθής πόλωσης $V = V_1 + V_2$ $(V_{PN} > 0)$

Οι ζώνες θα μετατοπιστούν σε αντίθετη κατεύθυνση απόστασης $q\cdot V_1$ και $q\cdot V_2$ αν εφαρμοσθεί ανάστροφη πόλωση $V = V_1 + V_2$ $(V_{PN} < 0)$

1) Εάν $q\cdot V_{b1} > \Delta E_c$ τότε $q\Phi_{B1} = 0$ (16) στην (15)

Αυτό θα εξακολουθεί να ισχύει για (οποιαδήποτε) ανάστροφη πόλωση και για ορθή πόλωση μέχρι να γίνει $q\cdot(V_{b1} - V_1) < \Delta E_c$. Τότε θα ισχύουν:

Τό $q\cdot\Phi_{B2} = q\cdot(V_{b_1}+V_{b_2}) - \Delta E_c - q\,(\overbrace{V_1+V_2}^{V})$ (17)

Για $V=0$, δηλ. συνθήκες Θ.Ι. θαί είναι $I=0$

$$\overset{(15),(16)}{\Longrightarrow} \quad B = A\cdot\exp\left\{\left[-q\cdot(V_{b_1}+V_{b_2}) + \Delta E_c\right]/kT\right\} = A\exp\left\{\left[-qV_{bi}+\Delta E_c\right]/kT\right\} \quad (18)$$

Γιά $V>0$ καί $q\cdot\Phi_{B1}=0$ θαί είναι, μέ βοήθη της (17), (18)

$$\boxed{I = A\cdot\exp\left\{\left[-q\cdot V_{bi} + \Delta E_c\right]/kT\right\}\cdot\left[\exp\left(qV/kT\right) - 1\right]} \quad (19)$$

Η (19) θαί ισχύει και γιά $V<0$ αφού $q\cdot\Phi_{B1}=0$

2) Όταν $q\cdot(V_{b_1}-V_1) < \Delta E_c$ τότε $q\cdot\Phi_{B1} = \Delta E_c - q\cdot(V_{b_1}-V_1) \neq 0$ (20)

Τό $q\Phi_{B1}$ θαί αυξάνει μέ την ορθή πόλωση (V_1). Το ρεύμα στον δεύτερο όρο της (15) θαί γίνεται ολοένα πιό αμελητέο.

Τώρα όμως το $q\Phi_{B2} = q\cdot(V_{b2}-V_2)$ (21)

Το V_2 θαί είναι ένα κλάσμα της συνολικής τάσης V, δηλαδή

$$V_2 = V/\eta \quad (22)$$

τότε $I = A\cdot\exp\left(-q\cdot V_{b2}/kT\right)\cdot\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) \overset{(22)}{\Longrightarrow}$

$$I = A\cdot\exp\left(-qV_{b2}/kT\right)\cdot\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) \quad (23)$$

Επομένως το ρεύμα θαί μεταβάλλεται εκθετικά μέ το $V_2 = V/\eta$. Θέλει προσοχή, επομένως, η απόκλιση του η από 1 στην γενική σχέση μιάς διόδου ετεροεπαφής να μήν συσχετισθεί μέ ατέλειες, κέντρα επανασύνδεσης-γένεσης, κτλ.

Ο συντελεστής A προσεγγίζεται, από τόν Anderson, από τον ρυθμό διάχυσης των φορέων. Στην n-P ετεροεπαφή έχουμε διάχυση οπών στον ημιαγωγό μικρού χάσματος και

$$A = \Psi \cdot a \cdot q \cdot N_{A2} \, (D_p / \tau_p)^{1/2} \quad (24)$$

Ψ: ενας συντελεστής διέλευσης, αντιπροσωπεύει τό κλάσμα τών οπών μέ ενέργεια μεγαλύτερη του φραγμού, πού τελικά περνούν στην άλλη πλευρά

D_p: σταθερά διάχυσης τών οπών στον ημιαγωγό μικρού E_g

τ_p: χρόνος ζωής " " " " " "

a: η επιφάνεια της επαφής

Γιά τις επαφές n-N ή p-P εφόσον τά V_{b1} και V_1 είναι μικρά ως πρός V_{D2} και V_2 και επειδή τό ρεύμα άγεται από φορείς πλειονότητας, έχουμε (σύμφωνα μέ τον Anderson) περίπτωση ανάλογη με τη θερμιονική εκπομπή σέ επαφές μετάλλου-ημιαγωγού, και

$$A = \Psi \cdot a \cdot q \cdot N_2 \left(\frac{KT}{2\pi m^*}\right)^{1/2} \quad (25)$$

Στην περίπτωση της n-N επαφής ο Sze έχει την πληρέστερη σχέση ρεύματος θερμιονικής εκπομπής (από L.L. Chang, 1965)

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qV_{b2}}{KT}\right)\left[\exp\left(\frac{qV_2}{KT}\right) - \exp\left(\frac{qV_1}{KT}\right)\right] \quad (26)$$

όπου A^* η ενεργός σταθερά Richardson

Μέ την προσέγγιση(*) $\exp\left[\frac{q(V_{b1}-V_1)}{KT}\right] \simeq \frac{q}{KT}(V_{bi}-V)$

(*) μέ υπόθεση $\varepsilon_1 N_{D_1} \simeq \varepsilon_2 N_{D_2}$, $V_{bi} \gg KT/q$

$$\Rightarrow \quad J = J_0\left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right)\left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1\right] \quad (27)$$

μέ $\quad J_0 = \frac{q \cdot A^* \cdot T \cdot V_{bi}}{K} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{KT}\right)$

Τό ανάστροφο ρεύμα θά αυξάνει γραμμικά μέ την τάση V. Σέ ορθή πόλωση $J \sim \exp(qV/nKT)$.