

Ηλεκτρική αγωγιμότητα

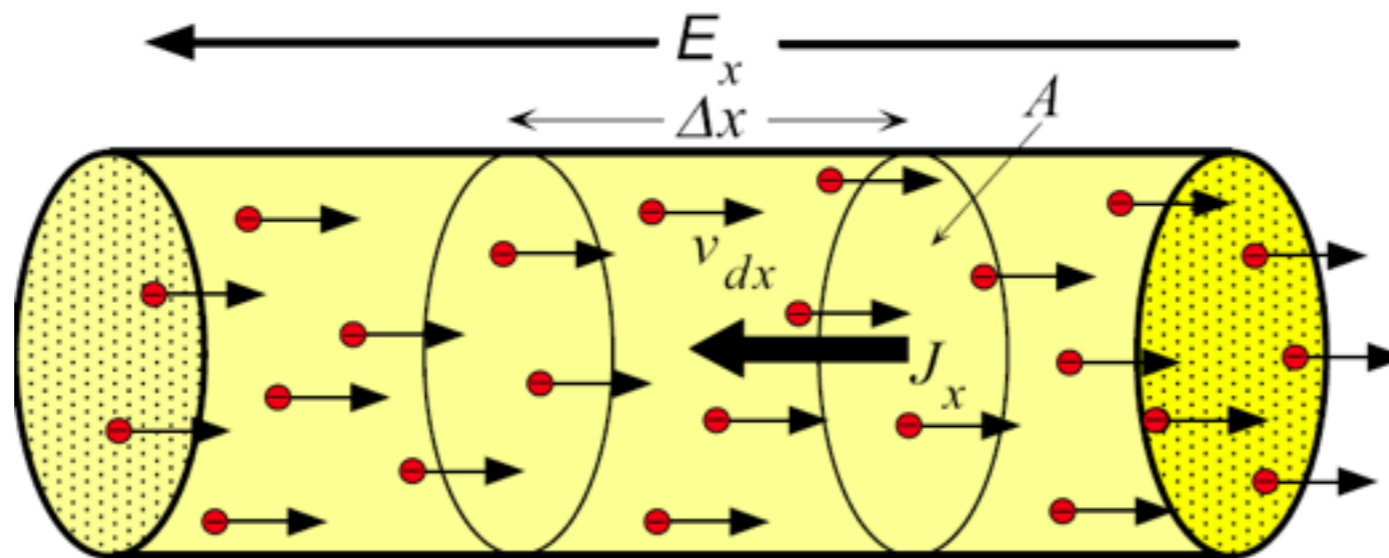
- Κίνηση φορτιων σε ενα υλικο υπο την επιδραση ενος εφαρμοζομενου ηλεκτρικου πεδιου
- Αγωγοι: μεγαλο αριθμο ελευθερων ηλεκτρονιων
- Στα μεταλλα, λογω μεταλλικου δεσμου, δημιουργειται μια θαλασσα ηλεκτρονιων
- Υπαρξει ηλεκτρικου πεδιου \rightarrow τα ηλεκτρονια αγωγιμτητας αποκτουν μια μεση ταχυτητα=ταχυτητα ολισθησης που εξαρταται απο το πεδιο

Μεταλλα - Ηλεκτρική Αγωγιμότητα

Κλασική Θεώρηση- Μοντέλο Drude

Η πυκνότητα του ηλεκτρικού ρευματος ορίζεται ως το συνολικό ποσό φορτίου που περνάει μέσα από μια επιφάνεια σε ορισμένο χρόνο αν μονάδα επιφάνειας και ανα μονάδα χρόνου

Φορα κίνησης e^- αντίθετη του ηλεκτρικού πεδίου



$$J_x = \frac{\Delta q}{A \Delta t} = \frac{enAv_{dx} \Delta t}{A \Delta t} = env_{dx}$$

Μεταλλα - Ηλεκτρική Αγωγιμότητα

Κλασική Θεώρηση- Μοντέλο Drude

Ταχύτητα ολισθησης = Μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων στη διεύθυνση x τη χρονική στιγμή $t =$ μέσο όρο της στιγμιαίας ταχύτητας

$$v_{dx} = \frac{1}{N} [v_{x1} + v_{x2} + v_{x3} + \dots + v_{xN}]$$

Επομένως η πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος στη διεύθυνση x

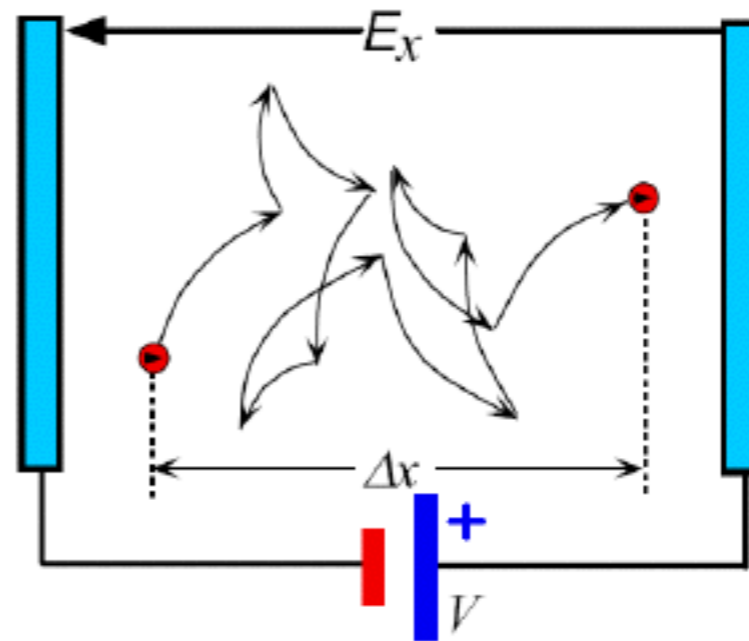
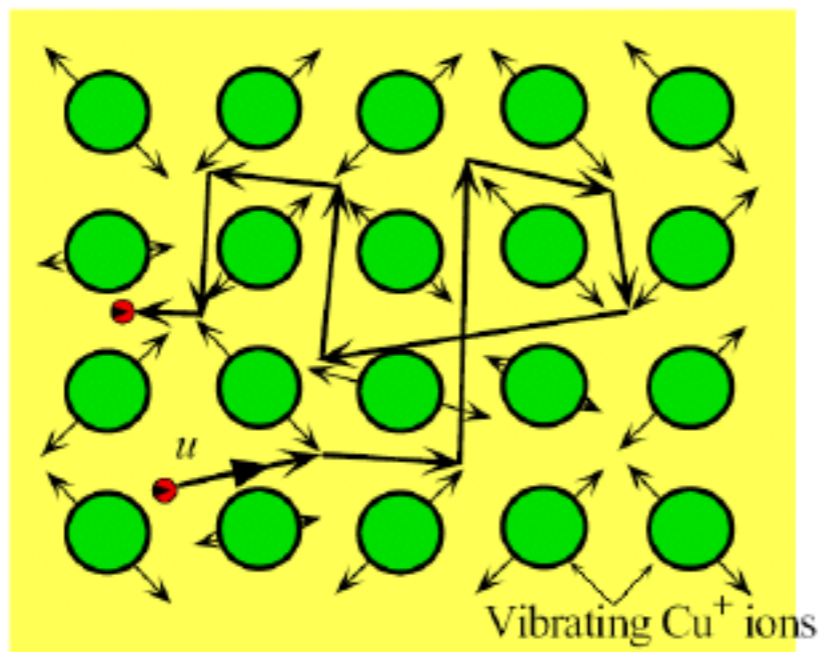
$$J_x(t) = env_{dx}(t)$$

συσχετίζει την J με την μέση ταχύτητα

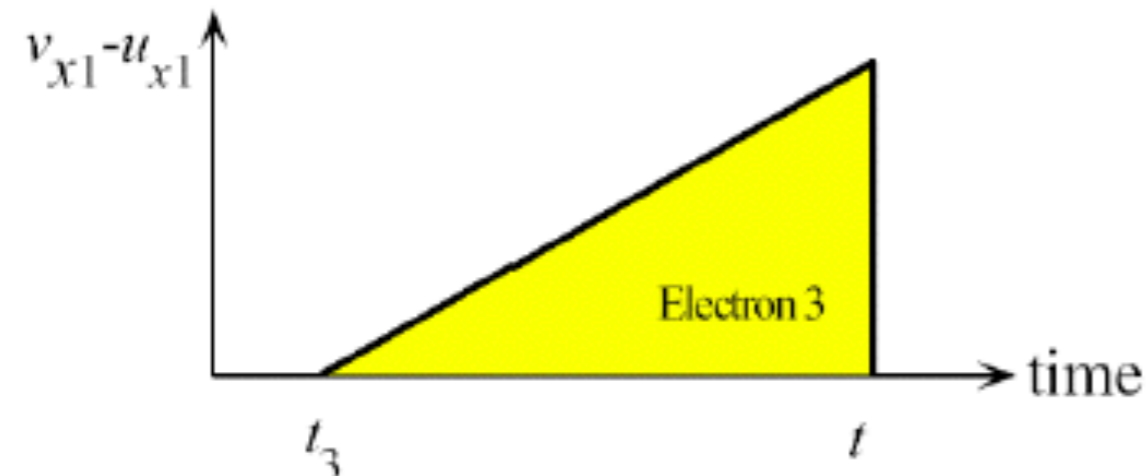
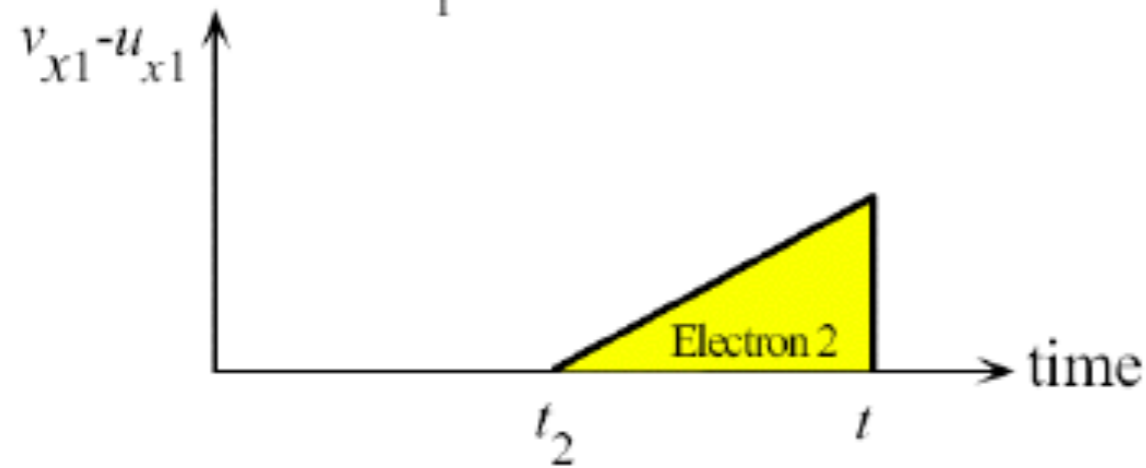
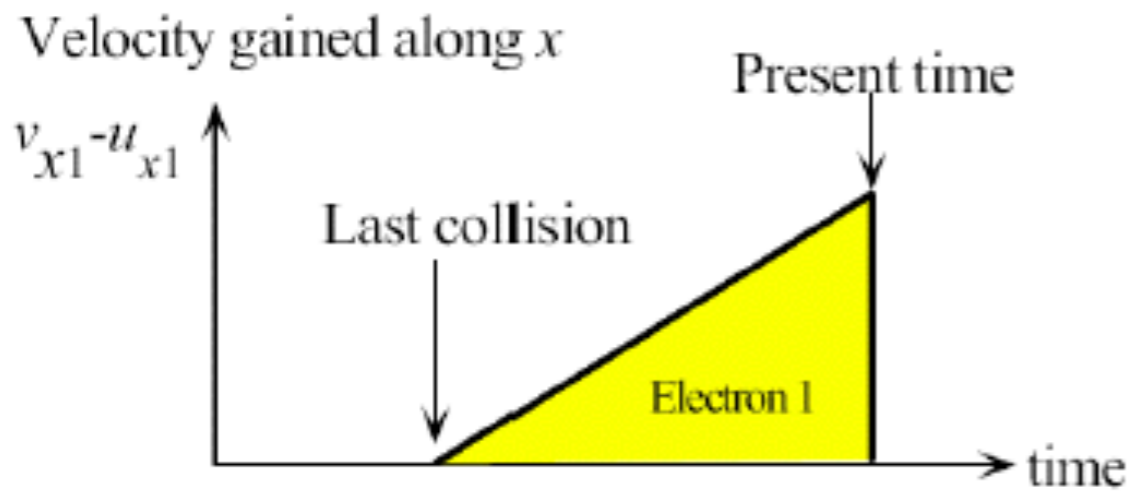
Ηλεκτρική αγωγιμότητα - Εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου

Σε έναν αγωγό, τα ηλεκτρόνια σθενους δημιουργουν ενα ηλεκτρονιακο νέφος και μπορούν να αποκριθούν στην επίδραση ενος ηλεκτρικου πεδίου παραγοντας μια πυκνότητα ρεύματος. Ονομάζονται και ηλεκτρόνια αγωγιμότητας.

Κινούνται στον κρυσταλλικό πλέγμα όπως τα άτομα αερίου, τυχαία με μέση ταχύτητα v .



Παρουσία ηλεκτρικού πεδίου λαμβάνει χώρα μια ολίσθηση παράλληλα στη διεύθυνση της δύναμης που ασκείται από το πεδίο.



Η ταχύτητα που λόγω του E που αποκτούν στη διεύθυνση x και σε χρόνο t , 3 ηλεκτρόνια. Πρέπει να εξετάσουμε N ηλεκτρόνια.

Εκτελούν επιταχυνόμενη κίνηση

$$v_{xi} = u_{xi} + \frac{eE_x}{m_e}(t - t_i)$$

η κλίση είναι η επιτάχυνση του ηλεκτρονίου
Η μέση ταχύτητα για N ηλεκτρόνια, προκύπτει ότι η ταχύτητα ολίσθησης

$$v_{dx} = \mu_d E_x$$

εξαρτάται γραμμικά από το εφαρμοζόμενο πεδίο

όπου η κινητικότητα ολίσθησης (μέτρο του πόσο) γρήγορα κινούνται τα e^- υπό το E) ορίζεται

$$\mu_d = \frac{e\tau}{m_e}$$

τ μέσος χρόνος σκέδασης

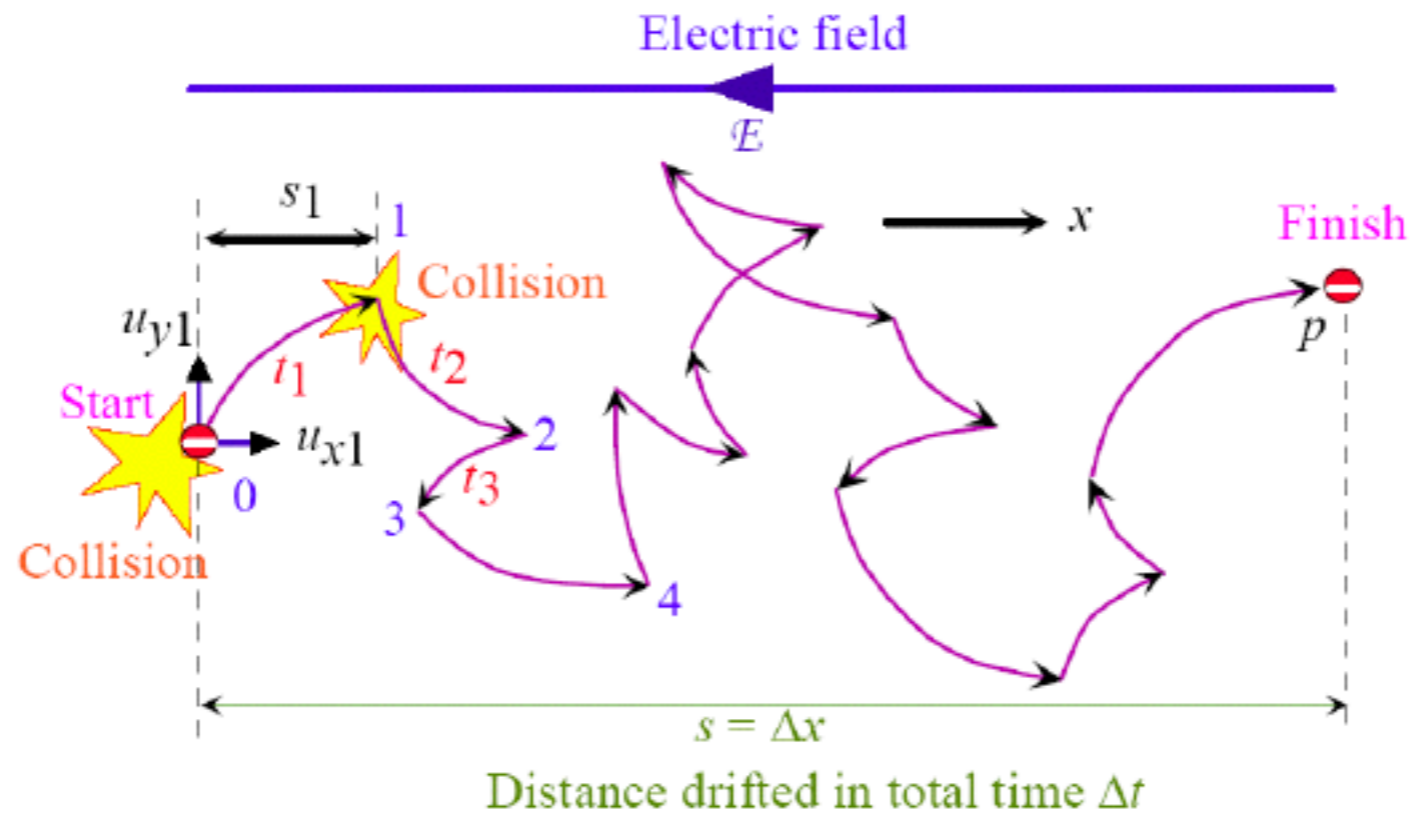
Από τη πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος

$$J_x = \frac{\Delta q}{A \Delta t} = \frac{enAv_{dx} \Delta t}{A \Delta t} = env_{dx}$$

και την ταχύτητα ολίσθησης

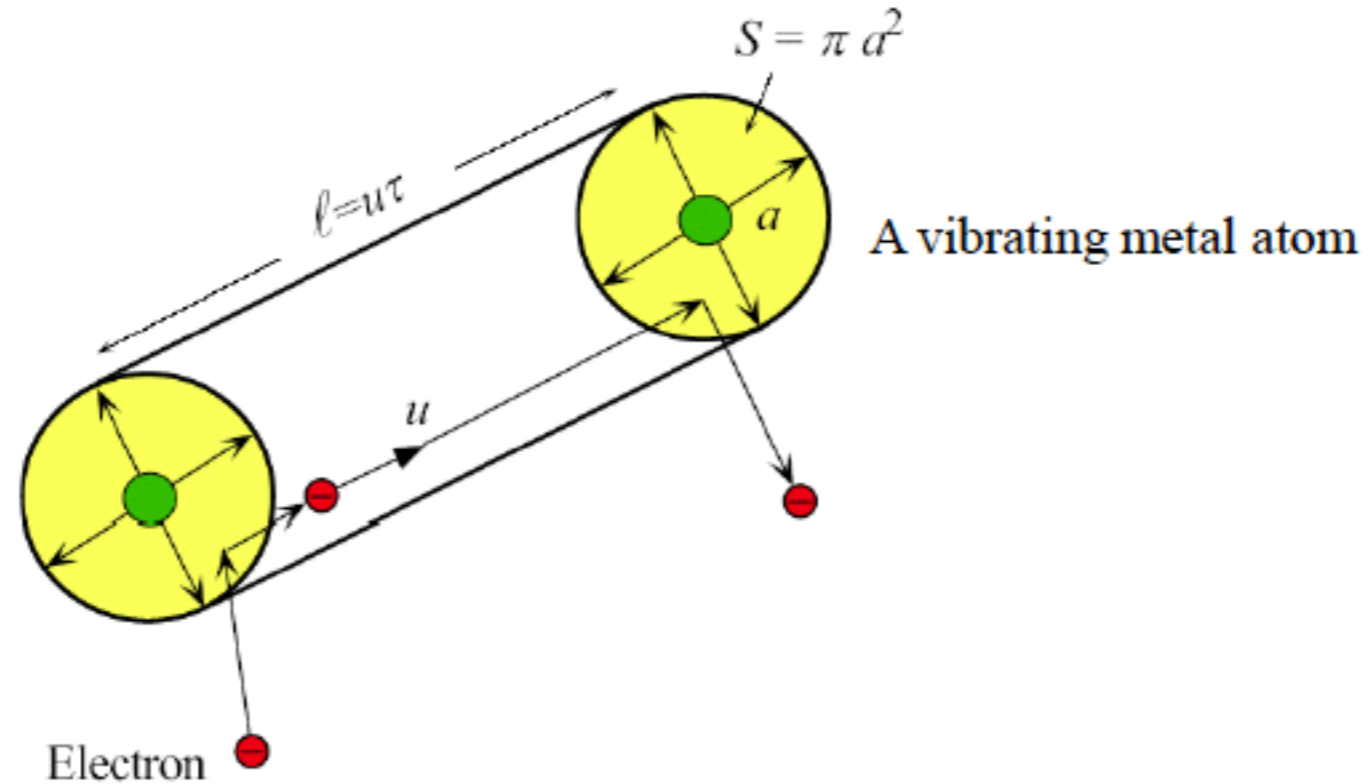
$$v_{dx} = \mu_d E_x$$

προκύπτει η μονοπολική αγωγιμότητα ως $\sigma = en\mu_d = \frac{e^2 n \tau}{m_e}$



Κίνηση ενός e^- υπό την επίδραση ενός πεδίου E . Μετά από p συγκρούσεις έχει διανύσει $s = \Delta x$

Θερμοκρασιακη εξάρτηση της ειδικής αντίστασης



Όταν τα e-αγωγιμότητας σκεδαζονται λόγω θερμικών ταλαντώσεων των ιόντων, ο χρόνος τ στη σχέση της κινητικότητας ολίσθησης

$$\mu_d = \frac{e\tau}{m_e}$$

είναι ο χρόνος μεταξύ αυτών των σκεδάσεων. Η ειδική αντίσταση $\rho_T = 1/\sigma_T$, δίνεται από τη σχέση, $A = \text{σταθερά}$, $T = \text{θερμοκρασία}$

$$\rho_T = AT$$

Σε αυτή τη περίπτωση ο μέσος ελεύθερος χρόνος δίνεται (N_s η συγκέντρωση των κέντρων σκέδασης)

$$\tau = \frac{1}{SuN_s}$$

ΤΟ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΟ ΤΟΥ ΜΕΣΟΥ ΧΡΟΝΟΥ τ ΕΚΦΡΑΖΕΙ ΤΗΝ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΣΥΓΚΡΟΥΣΗΣ ΕΝΟΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ ΑΝΑ ΜΟΝΑΔΑ ΧΡΟΝΟΥ.

ΚΑΝΟΝΑΣ ΤΟΥ ΜΑΤΗΕΣΣΕΝ - ΜΕΤΑΛΛΙΚΑ ΚΡΑΜΑΤΑ

ΟΙ ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΚΑΤΑΤΑΣΣΟΝΤΑΙ ΣΕ ΔΥΟ ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ:

1. ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ ΤΩΝ ΙΟΝΤΩΝ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΗΝ ΜΕΣΗ ΘΕΣΗ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑΣ ΛΟΓΩ ΘΕΡΜΙΚΗΣ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ ΤΩΝ ΙΟΝΤΩΝ Ή ΤΟ ΙΣΟΔΥΝΑΜΟ ΤΟΥΣ ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΜΕ ΦΩΝΟΝΙΑ.

2. ΣΤΑΤΙΚΕΣ ΑΤΕΛΕΙΕΣ ΟΦΕΙΛΟΜΕΝΕΣ ΣΕ ΞΕΝΕΣ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΙΣ Ή ΑΛΛΕΣ ΔΙΑΤΑΡΑΧΕΣ ΣΤΗΣ ΠΛΕΓΜΑΤΙΚΗΣ ΔΟΜΗΣ

ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟΥΣ ΔΥΟ ΑΥΤΟΥΣ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΥΣ ΑΝΕΞΑΡΤΗΤΟΥΣ ΟΠΟΤΕ:

Συχνότητα σκέδασης

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_l}$$

τ_p  ΦΩΝΟΝΙΑ

τ_l  ΑΤΕΛΕΙΕΣ ΚΑΙ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΙΣ

ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΑ ΤΕΛΕΥΤΑΙΑ ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΝΑ ΓΡΑΨΟΥΜΕ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ:

Κανόνας Mathiessen
$$\rho = \rho_i + \rho_p = \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau_i} + \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau_p}$$

Η ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΛΟΓΩ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΩΝ ΕΙΝΑΙ ΑΝΕΞΑΡΤΗΤΗ ΑΠΟ ΤΗΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΕΝΩ Η ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΛΟΓΩ ΦΩΝΟΝΙΩΝ ΕΞΑΡΤΑΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ.

ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΕΙΔΙΚΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΛΟΓΩ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΩΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΤΟΥΣ
ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟΝ ΧΡΟΝΟ ΜΕΤΑΞΥ ΔΥΟ ΔΙΑΔΟΧΙΚΩΝ ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΩΝ ΜΕ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΙΣ. ΤΟΤΕ ΘΑ ΙΣΧΥΕΙ

$$\tau_i = \frac{\ell_i}{v_F}$$

ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΗΝ ΕΝΕΡΓΟ ΔΙΑΤΟΜΗ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΛΟΓΩ ΠΡΟΣΜΕΙΞΕΩΝ

$$\ell_i = \frac{1}{n_i \sigma_i}$$

ΤΟΤΕ ΠΡΟΚΥΠΤΕΙ

$$\rho = \rho_i + \rho_p = \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau_i} + \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau_p} = \frac{m}{ne^2} v_F n_i \sigma_i + \frac{m}{ne^2} \frac{1}{\tau_p}$$

ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΕΙΔΙΚΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΦΩΝΟΝΙΩΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

ΓΙΑ ΦΩΝΟΝΙΑ ΘΑ ΙΣΧΥΕΙ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΑ

$$\ell_p = \frac{1}{n_{\text{ion}} \sigma_{\text{ion}}} \quad \sigma_{\text{ion}} = \pi \langle x^2 \rangle$$

ΘΕΩΡΩΝΤΑΣ ΤΟ ΙΟΝ ΣΑΝ ΑΡΜΟΝΙΚΟ ΤΑΛΑΝΤΩΤΗ Η ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΟΥ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΕΊΝΑΙ ΊΣΗ ΠΡΟΣ

$$\frac{1}{2} D \langle x \rangle^2 = \langle E \rangle = \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / k_B T} - 1}$$

ΟΡΙΖΟΥΜΕ ΤΗΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ DEBYE ΑΠΌ ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ: $\hbar \omega_D = k_B \Theta_D$

ΚΑΙ ΤΕΛΙΚΑ ΠΡΟΚΥΠΤΕΙ Η ΣΧΕΣΗ

$$\rho_p(T) = \text{σταθ.} \cdot \frac{1}{e^{\Theta_D / T} - 1}$$

Ή ΓΙΑ $T \gg \Theta_D$

$$\rho_p(T) \cong \text{σταθ.} \cdot \frac{T}{\Theta_D}$$

ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ (ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ)

Θερμική αγωγιμότητα μέτρο της ευκολίας με την οποία μεταφέρεται θερμότητα σε ένα υλικό.

Από την κινητική θεωρία των αερίων ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας δίνεται από την σχέση

$$\kappa = \frac{1}{3} C v \ell$$

όπου C η θερμοχωρητικότητα ανα μονάδα όγκου, v η μέση ταχύτητα των σωματίων και ℓ η μέση ελεύθερη διαδρομή.

ΑΝ ΑΝΤΙΚΑΤΑΣΤΗΣΟΥΜΕ ΣΤΗΝ ΣΧΕΣΗ ΑΥΤΉ ΤΑ ΜΕΓΕΘΗ ΠΟΥ ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΝΤΑΙ ΑΠΌ ΤΗΝ ΘΕΩΡΙΑ FERMΙ-DIRAC, ΠΡΟΚΥΠΤΕΙ Η ΣΧΕΣΗ:

$$\kappa = \frac{\pi^2 N k_B^2 T}{3m} \tau_F$$

ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΥΜΕ ΤΟ ΠΗΛΙΚΟ ΤΗΣ ΘΕΡΜΙΚΗΣ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΚΥΠΤΕΙ Η ΣΧΕΣΗ:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\frac{\pi^2 n k_B^2 T}{3m} \tau_F}{\frac{ne^2 \tau_F}{m}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2 T = LT$$

Η ΣΧΕΣΗ ΑΥΤΗ ΑΠΟΤΕΛΕΙ ΤΟΝ ΝΟΜΟ WIEDEMANN-FRANZ ΟΠΟΥ L ΕΙΝΑΙ Ο ΑΡΙΘΜΟΣ LORENZ ΚΑΙ ΕΙΝΑΙ Ο ΙΔΙΟΣ ΓΙΑ ΟΛΑ ΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ.

$$\frac{1}{3} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2 = 2,443 \times 10^{-8} \frac{\text{W} \cdot \text{Ohm}}{\text{K}^2}$$

Ο ΛΟΓΟΣ κ/σ ΔΕΝ ΠΕΡΙΛΑΜΒΑΝΕΙ ΤΟ τ ΕΠΕΙΔΗ ΥΠΟΘΕΤΟΥΜΕ ΟΤΙ Ο ΜΕΣΟΣ ΧΡΟΝΟΣ ΕΊΝΑΙ Ο ΙΔΙΟΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΘΕΡΜΙΚΗ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ, ΠΡΑΓΜΑ ΠΟΥ ΙΣΧΥΕΙ ΓΙΑ $T > \Theta_D$
ΟΜΩΣ ΓΙΑ $T < \Theta_D$ ΔΕΝ ΙΣΧΕΙ ΓΙΑ ΤΙ ΟΙ ΧΡΟΝΟΙ τ_p ΚΑΙ τ_i ΕΙΝΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΟΙ.

ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ

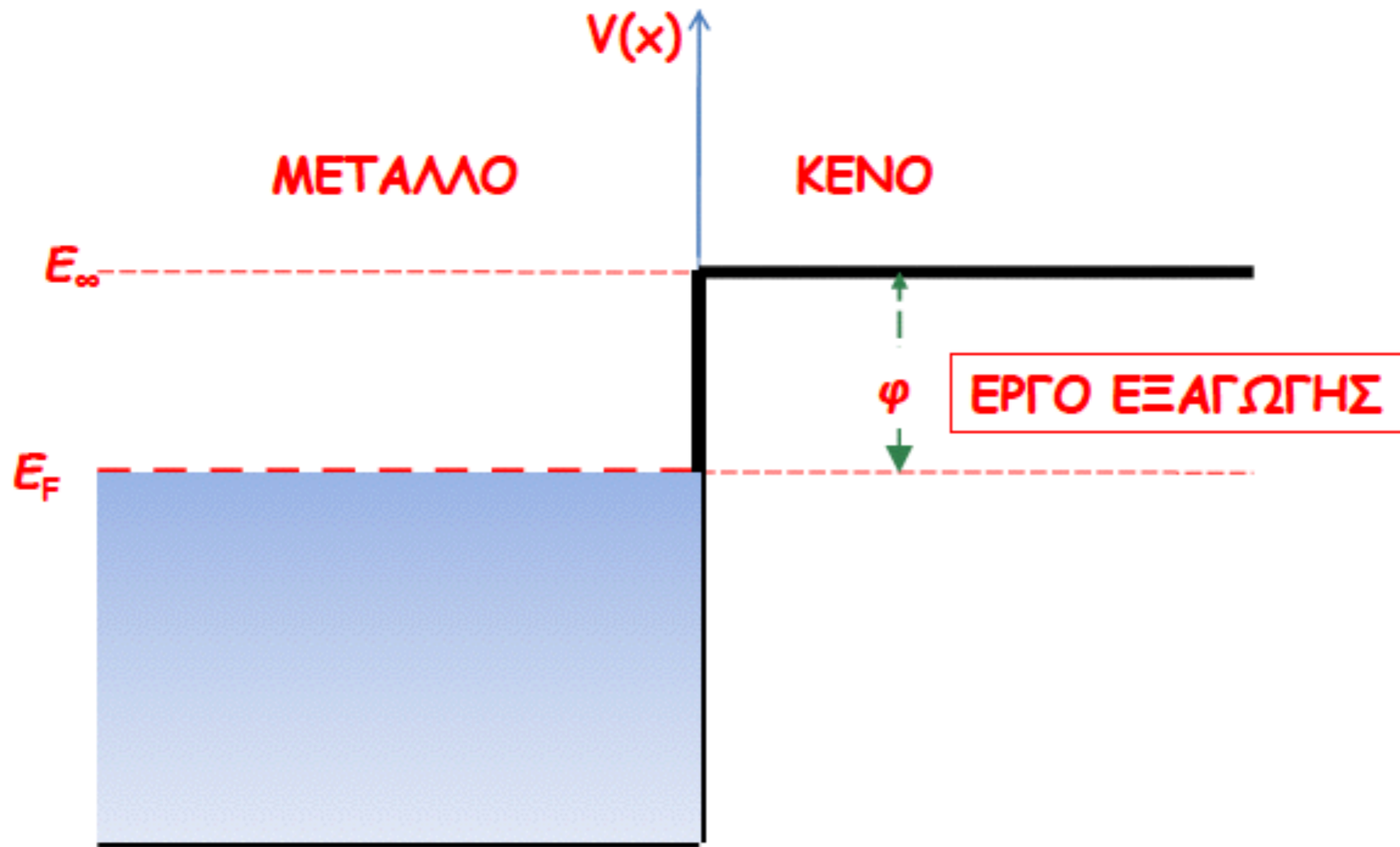
ΟΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΠΟΥ ΠΡΟΕΚΥΨΑΝ ΜΕΧΡΙ ΤΩΡΑ ΑΝΑΦΕΡΟΝΤΑΙ ΓΙΑ ΜΕΤΑΛΛΑ ΑΠΕΙΡΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ.

Η ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΟΜΩΣ ΠΑΡΑΜΕΝΕΙ ΑΝ ΘΕΩΡΗΣΟΥΜΕ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟ ΟΓΚΟ ΥΛΙΚΟΥ ΚΑΙ ΤΟ ΑΕΡΙΟ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΘΕΩΡΕΙΤΑΙ ΟΤΙ ΠΕΡΙΕΧΕΤΑΙ ΣΕ ΚΙΒΩΤΙΟ ΜΕ ΑΔΙΑΠΕΡΑΣΤΑ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ.

ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΟΔΗΓΟΥΝ ΣΤΟ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ ΟΤΙ Η ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ ΚΑΤΑΜΗΛΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΑΠΟ ΤΟ ΜΕΤΑΛΛΟ ΕΊΝΑΙ ΑΡΚΕΤΗ ΩΣΤΕ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΝΑ ΕΓΚΑΤΑΛΕΙΨΟΥΝ ΤΟ ΜΕΤΑΛΛΟ.

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΜΕΤΑ ΤΗΝ ΕΚΠΟΜΠΗ ΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΕΙΝΑΙ Η ΕΜΦΑΝΙΣΗ ΕΛΚΤΙΚΩΝ ΔΥΝΑΜΕΩΝ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΙΚΩΝ ΙΟΝΤΩΝ ΚΑΙ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ.

ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΕΚΤΟΜΠΗ



ΕΙΔΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

1. ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ (THERMIONIC EMISSION)
2. ΦΩΤΟΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ (PHOTOEMISSION)
3. ΕΚΠΟΜΠΗ ΠΕΔΙΟΥ (FIELD EMISSION) (α) ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ SCHOTTKY (β) ΨΥΧΡΗ ΕΚΠΟΜΠΗ

ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ (THERMIONIC EMISSION)

ΤΟ ΒΑΣΙΚΟ ΦΥΣΙΚΟ ΑΙΤΙΟ ΠΟΥ ΑΙΤΙΟΛΟΓΕΙ ΤΗΝ ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΑΠΟ ΕΝΑ ΜΕΤΑΛΛΟ ΣΕ ΔΟΘΕΙΣΑ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΕΙΝΑΙ ΟΤΙ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΤΩΝ ΟΠΟΙΩΝ Η ΘΕΡΜΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΕΙΝΑΙ ΑΡΚΕΤΑ ΜΕΓΑΛΗ ΩΣΤΕ ΝΑ ΜΠΟΡΟΥΝ ΝΑ ΑΠΟΜΑΚΡΥΝΘΟΥΝ ΑΠΟ ΤΟ ΜΕΤΑΛΛΟ ΜΕ ΤΗΝ ΠΡΟΫΠΟΘΕΣΗ ΌΤΙ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΠΟΛΥ ΚΟΝΤΑ ΣΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΑΦΕΝΟΣ ΚΑΙ ΚΙΝΟΥΝΤΑΙ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΚΑΤΑΛΛΗΛΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ.

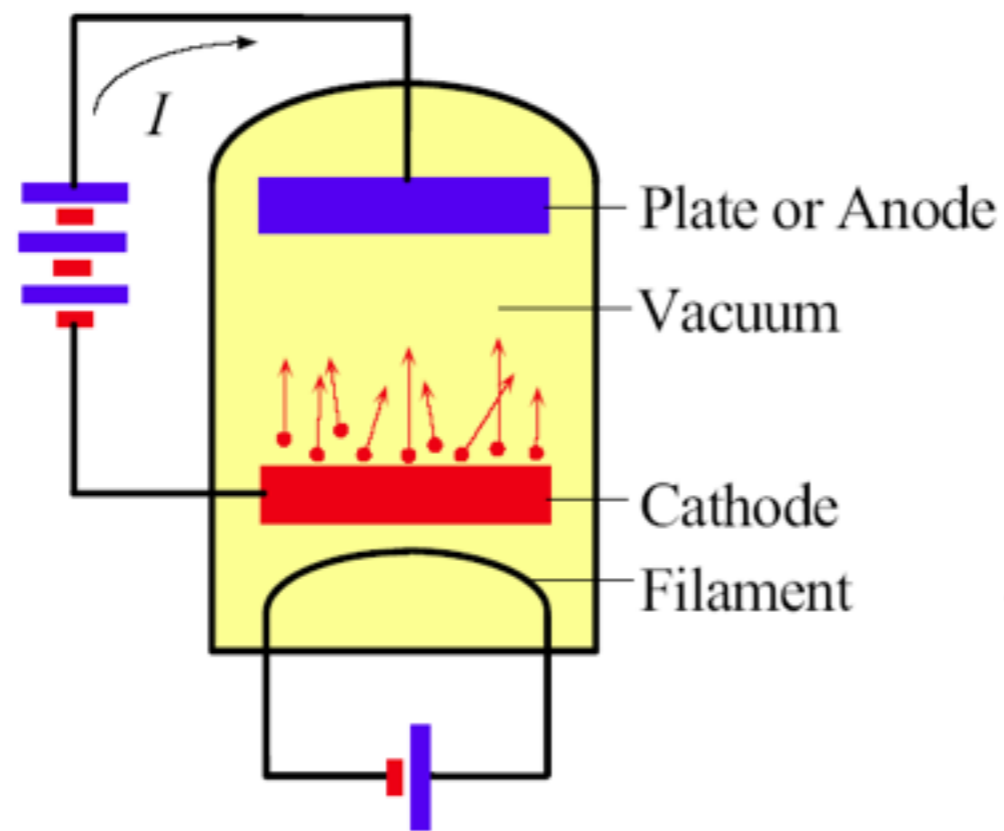
Η ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΤΗΣ ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΟΔΗΓΕΙ ΣΤΗΝ ΣΧΕΣΗ RICHARDSON- DUSHMAN:

$$I = \frac{4\pi m e}{h^3} (k_B T)^2 e^{-e\phi/k_B T}$$

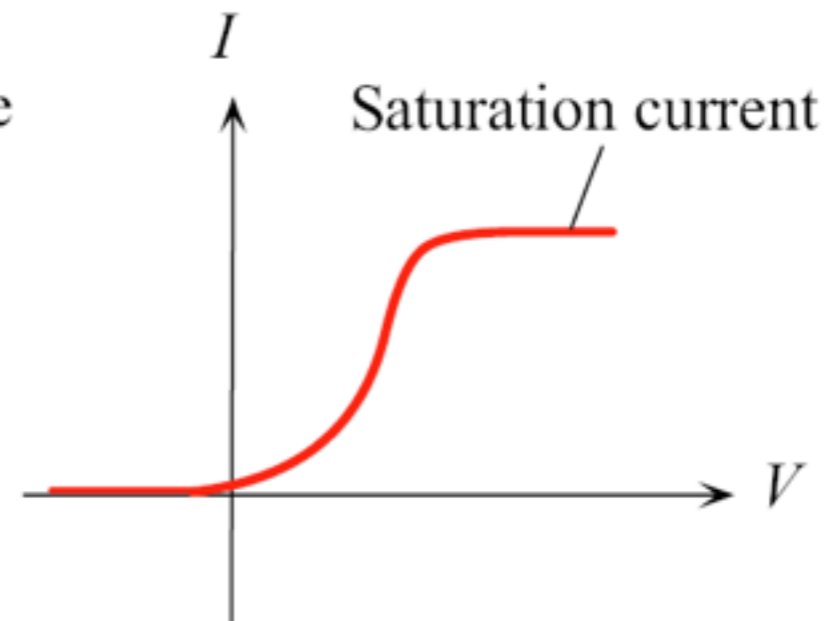
Η ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ

$$\ln \frac{I}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

ΕΙΝΑΙ ΕΥΘΕΙΑ ΓΡΑΜΜΗ.



(a)

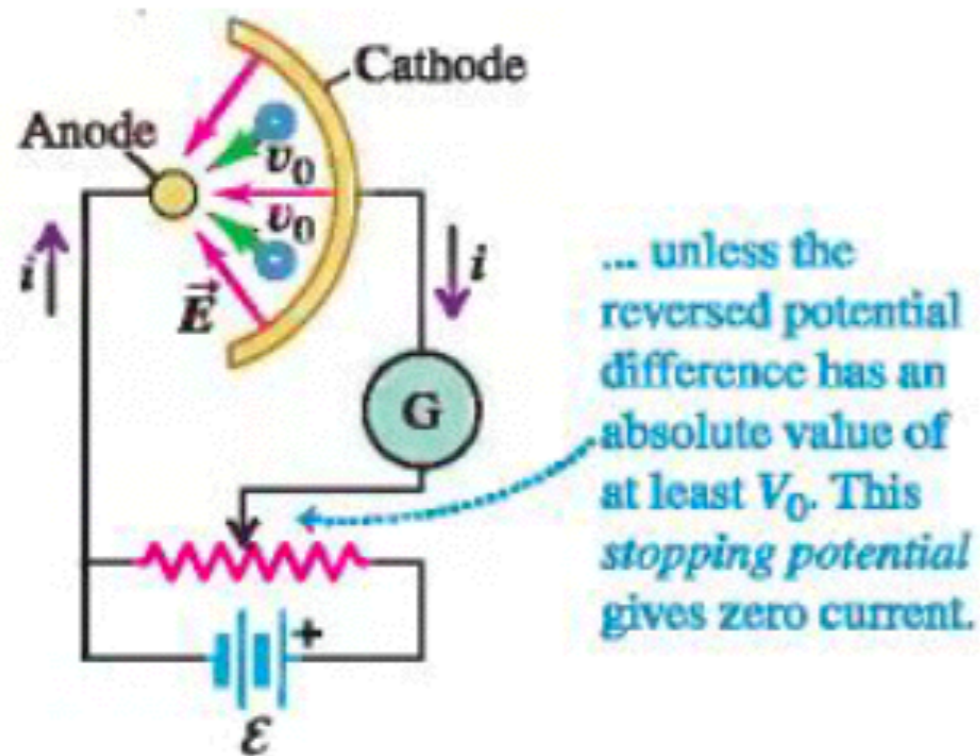


(b)

- α) Θερμιονική εκπομπή σε θάλαμο κενού
 β) Χαρακτηριστική ρευματος-τάσης μιας διόδου κενού

ΦΩΤΟΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ (PHOTOEMISSION)

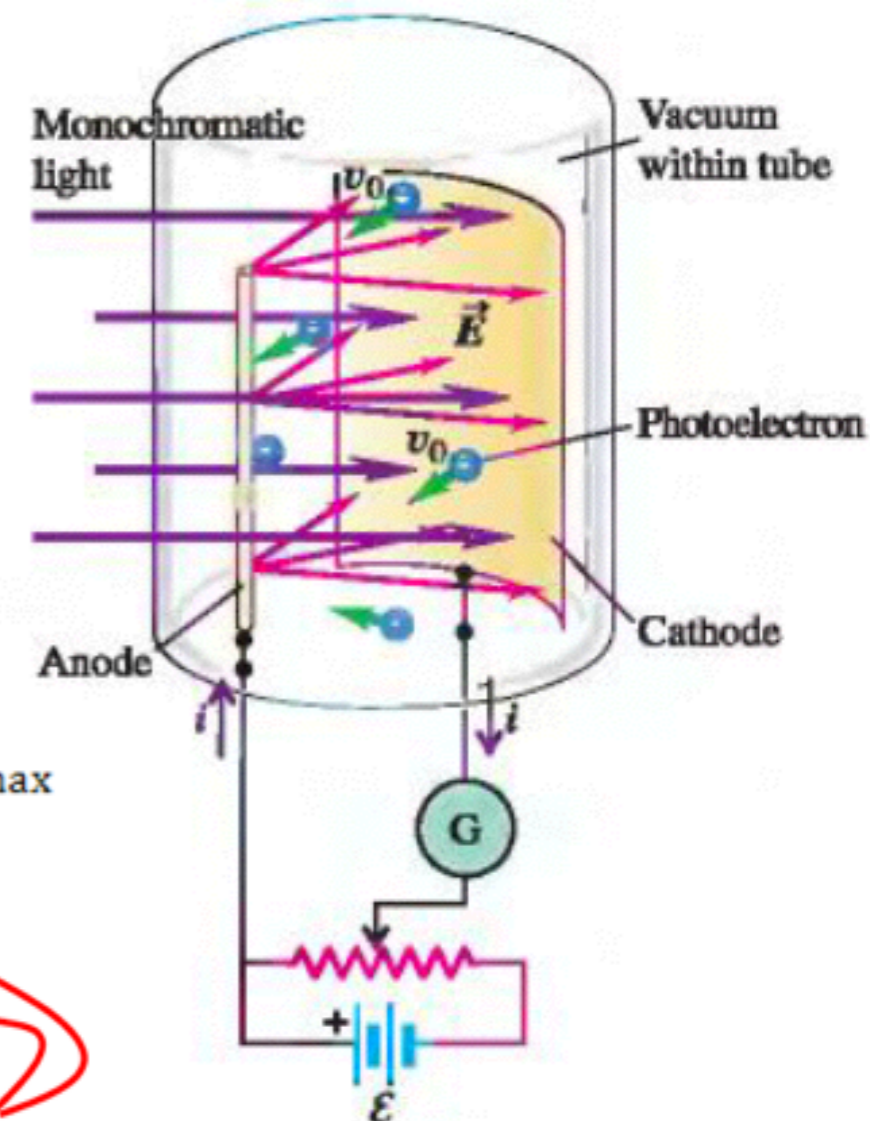
ΟΤΑΝ Η ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ ΕΙΝΑΙ **ΜΕΓΑΛΥΤΕΡΗ** ΑΠΟ ΤΟ ΚΑΤΩΦΛΙ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ, ΠΑΡΑΤΗΡΕΙΤΑΙ Η ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΚΑΘΟΔΟ. ΑΝΑΣΤΡΕΦΟΝΤΑΣ ΤΗΝ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΜΠΑΤΑΡΙΑΣ Η ΔΥΝΑΜΗ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΟΥ ΑΣΚΕΙΤΑΙ ΣΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΑΝΤΙΣΤΡΕΦΕΤΑΙ. Ο ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ **ΜΕΓΙΣΤΗΣ** ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΤΩΝ ΕΚΠΕΜΠΟΜΕΝΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΤΑΙ ΑΠΌ ΤΟ **ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΑΠΟΚΟΤΗΣ** V_0 , ΤΟ ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΓΙΑ ΤΟ ΟΠΟΙΟ ΜΗΔΕΝΙΖΕΤΑΙ ΤΟ ΠΑΡΑΤΗΡΟΥΜΕΝΟ ΡΕΥΜΑ. ΘΑ ΙΣΧΥΕΙ:



$$W_{\text{tot}} = -eV_0 = \Delta K = 0 - K_{\text{max}}$$

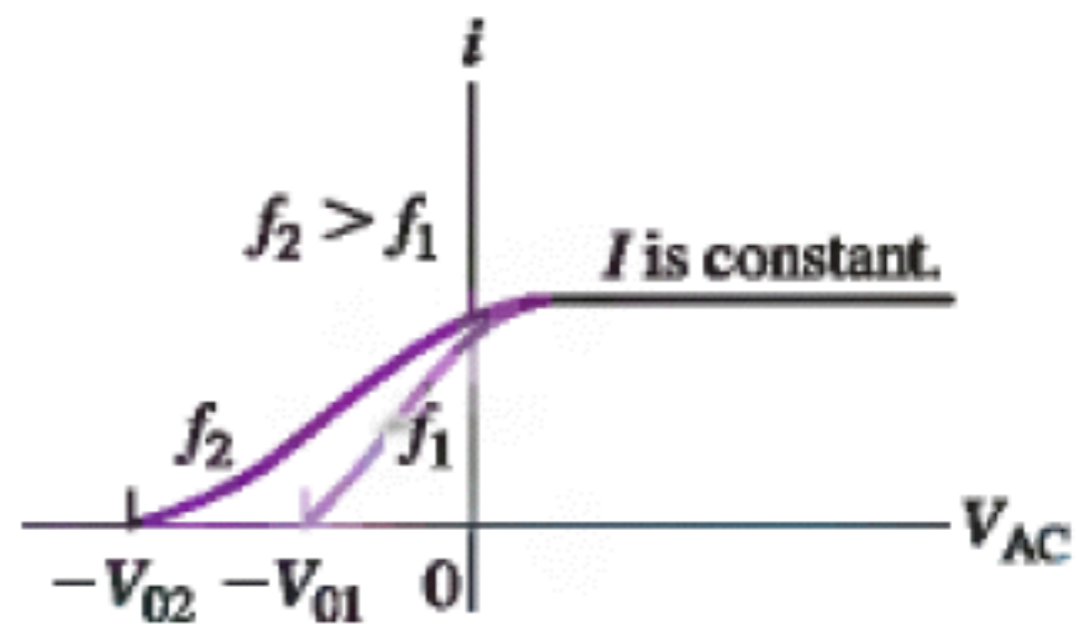
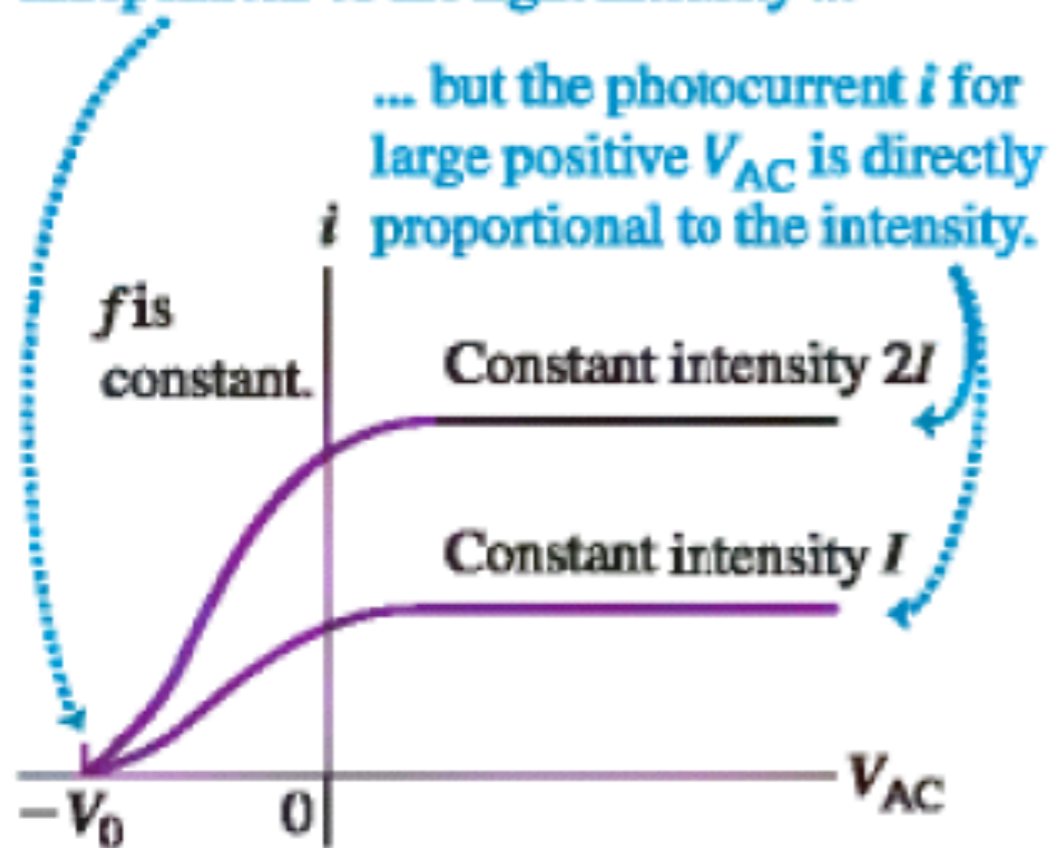
$$K_{\text{max}} = \frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2 = eV_0$$

ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΑΠΟΚΟΤΗΣ



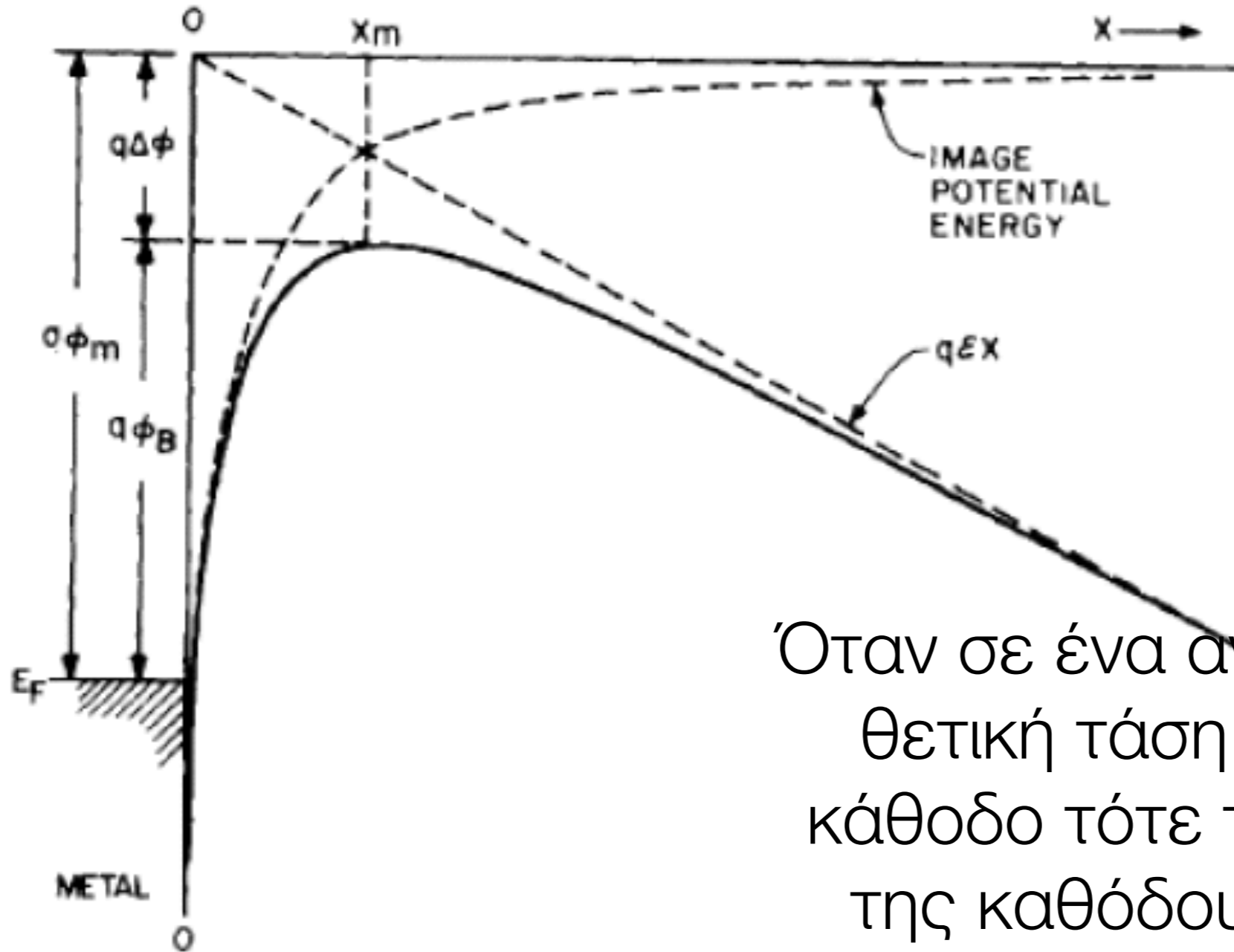
ΦΩΤΟΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ (PHOTOEMISSION)

The stopping potential V_0 is independent of the light intensity ...



The stopping potential V_0 (and therefore the maximum kinetic energy of the photoelectrons) increases linearly with frequency: since $f_2 > f_1$, $V_{02} > V_{01}$.

ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ SCHOTTKY



Όταν σε ένα ανόδο εφαρμόσουμε θετική τάση σε σχέση με την κάθοδο τότε το ηλεκτρικό πεδίο της καθόδου υποβοηθάει την θερμιονική εκπομπή χαμηλώνοντας το φράγμα Φ . Μείωση του έργου εξόδου λόγω του εξωτερικού πεδίου.

