

ΑΣΚΗΣΗ 5.

ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

Σκοπός της άσκησης είναι η μελέτη της θερμιονικής εκπομπής και η επιβεβαίωση του νόμου του Richardson.

I. ΘΕΩΡΙΑ

Θερμιονική εκπομπή είναι το φαινόμενο της εκπομπής ηλεκτρονίων από τα μέταλλα όταν αυτά θερμαίνονται σε υψηλές θερμοκρασίες.

Εκτός της προφανούς πρακτικής χρησιμότητας, ως εύχρηστης πηγής ηλεκτρονίων, το φαινόμενο της θερμιονικής εκπομπής παρουσιάζει ξεχωριστό ενδιαφέρον επειδή αντανακλά τις βασικές ιδιότητες του ιδιόμορφου 'αερίου' των ελεύθερων ηλεκτρονίων των μετάλλων, του πιο κοινού κβαντικού συστήματος φερμιονίων.

A. Ελεύθερα ηλεκτρόνια των μετάλλων

Τα άτομα ενός ιδανικού στερεού διατάσσονται με έναν κανονικό τρόπο στον χώρο, καταλαμβάνοντας τις ισοδύναμες θέσεις μίας τρισδιάστατης περιοδικής δομής η οποία καλείται *κρυσταλλικό πλέγμα*. Στα μεταλλικά στερεά οι θέσεις του κρυσταλλικού πλέγματος καταλαμβάνονται από θετικά ιόντα. Τα ιόντα αυτά προέρχονται από τα άτομα του μετάλλου τα οποία, κατά την συσσωμάτωσή τους για τον σχηματισμό του κρυσταλλικού πλέγματος, χάνουν τα ασθενικά συνδεδεμένα ηλεκτρόνια σθένους τους. Τα ηλεκτρόνια κινούνται πλέον ελεύθερα σε όλη την έκταση του μετάλλου, σκεδαζόμενα μόνο πάνω στα θετικά ιόντα και στις επιφάνειες του υλικού. Επειδή τα ηλεκτρόνια αυτά είναι υπεύθυνα για την μεγάλη ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων, ονομάζονται *ηλεκτρόνια αγωγιμότητας*. Σύμφωνα με την εικόνα αυτή, θα μπορούσε κανείς να θεωρήσει τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας όμοια με τα κλασικά σωματίδια ενός αερίου το οποίο βρίσκεται περιορισμένο σε ένα δοχείο με όρια τις επιφάνειες του μετάλλου. Αυτό ήταν πράγματι και το πρώτο μοντέλο, που προτάθηκε από τον Drude στις αρχές του αιώνα. Σύμφωνα με τις αρχές της κλασικής στατιστικής μηχανικής, τα άτομα ενός κλασικού αερίου, ευρισκόμενα σε θερμοδυναμική ισορροπία με το

περιβάλλον, κατέχουν μιά μέση κινητική ενέργεια ίση με $3kT/2$ ('θερμική' κίνηση). Ειδικότερα, οι ενέργειες των συστατικών του κλασικού αερίου κατανομούνται με συνεχή τρόπο σύμφωνα με την στατιστική συνάρτηση κατανομής των Maxwell – Boltzmann (M–B):

$$f(E) = \frac{A}{e^{E/kT}} \quad (5.1)$$

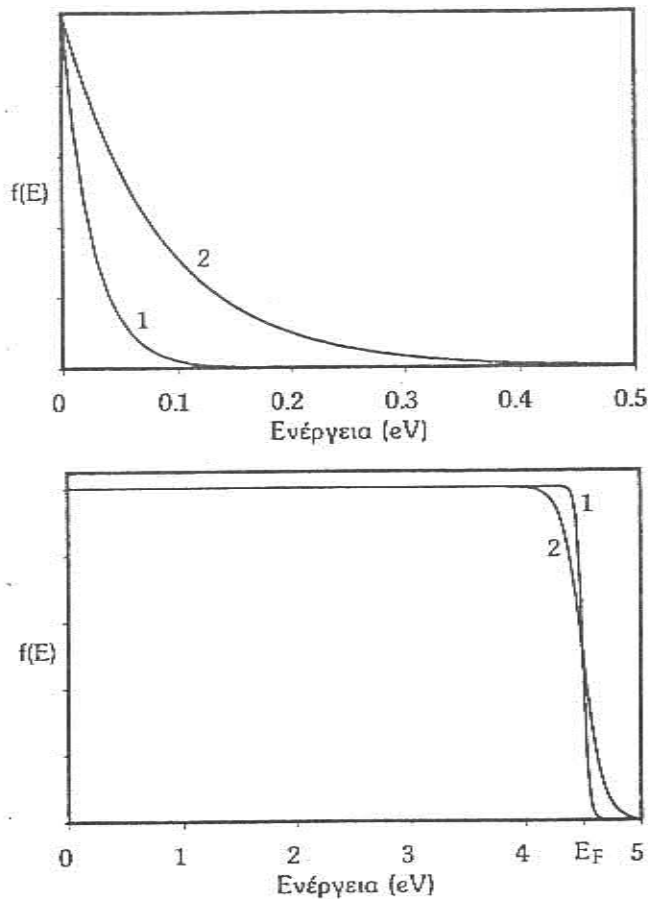
όπου $f(E)$ είναι ένα μέτρο της πιθανότητας του κάθε ατόμου να έχει ενέργεια E , k η σταθερά Boltzmann ($= 8,62 \times 10^{-5}$ eV/K) και T η απόλυτη θερμοκρασία του αερίου. Η σταθερά A καθορίζεται από τον ολικό αριθμό των σωματιδίων του συστήματος (σταθερά κανονικοποίησης).

Το παραπάνω απλό μοντέλο αποδεικνύεται, όμως, ότι δεν είναι κατάλληλο για την περιγραφή των ιδιοτήτων του 'ηλεκτρονικού αερίου' των μετάλλων. Ο λόγος είναι ότι τα ηλεκτρόνια δεν είναι κλασικά σωματίδια αλλά κβαντικά. Αυτό έχει δύο συνέπειες που μας ενδιαφέρουν:

1. Οι ενέργειες των ηλεκτρονίων, όταν αυτά είναι χωρικά περιορισμένα, κατανέμονται με ασυνεχή τρόπο, σε διάκριτες ενεργειακές στάθμες. Αυτό ισχύει και στην περίπτωση του κρυσταλλικού πλέγματος των στερεών, παρά το ότι σ' αυτά, η μεγάλη πυκνότητα των διαθέσιμων ενεργειακών σταθμών δίνει την έννοια της ενεργειακής ζώνης (π.χ. ζώνη αγωγιμότητας).
2. Ο τρόπος κατανομής των ηλεκτρονίων στις διαθέσιμες ενεργειακές στάθμες καθορίζεται από την απαγορευτική αρχή του Pauli, η ισχύς της οποίας εξαρτάται από το σπιν των σωματιδίων. Τα ηλεκτρόνια έχουν ημιακέραιο σπιν ($s = 1/2$) και για τέτοια σωματίδια ισχύει η απαγορευτική αρχή. Αυτό συνεπάγεται τον ισχυρό περιορισμό του αριθμού των ηλεκτρονίων σε κάθε επιτρεπτή στάθμη (το πολύ 2). Τα ηλεκτρόνια λοιπόν δεν μπορούν να βρεθούν όλα στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη, αλλά καταλαμβάνοντας ανά δύο τις χαμηλότερες στάθμες, συνεχίζουν σε ολοένα και υψηλότερες μέχρι να κατανεμηθούν όλα. Η μέγιστη ενεργειακή στάθμη που καταλαμβάνεται με αυτόν τον τρόπο, στην θερμοκρασία του απόλυτου μηδενός (δηλαδή χωρίς θερμικές διεγέρσεις), καλείται *ενέργεια Fermi*, E_F .

Ο ρόλος της θερμοκρασίας στο κβαντικό αυτό 'αέριο' περιορίζεται στις θερμικές διεγέρσεις ενός μικρού μόνο μέρους των ηλεκτρονίων και συγκεκριμένα αυτών που βρίσκονται σε στάθμες με ενεργειακή απόσταση από την ενέργεια Fermi όχι πολύ μεγαλύτερη του kT . Αυτό συμβαίνει επειδή τα άλλα ηλεκτρόνια, των χαμηλότερων ενεργειών, βλέπουν τις ανώτερές τους στάθμες πλήρεις και δεν μπορούν να διεγερθούν θερμικά, εξ αιτίας της απαγορευτικής αρχής. Η αύξηση λοιπόν της θερμοκρασίας του μετάλλου επηρεάζει μόνο τα ηλεκτρόνια των υψηλότερων κατειλημμένων ενεργειακών σταθμών και μόνο αυτά μπορούν να πάρουν ενέργεια μεγαλύτερη της ενέργειας E_F . Αποδεικνύεται ότι στην περίπτωση ενός κβαντικού 'αερίου', όταν ισχύει η απαγορευτική αρχή του Pauli, η κατανομή των ενεργειών των σωματιδίων του ακολουθεί την στατιστική Fermi – Dirac (F–D) (γι' αυτό και τέτοια σωματίδια λέγονται *φερμιόνια*).

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E - E_F)/kT} + 1} \quad (5.2)$$

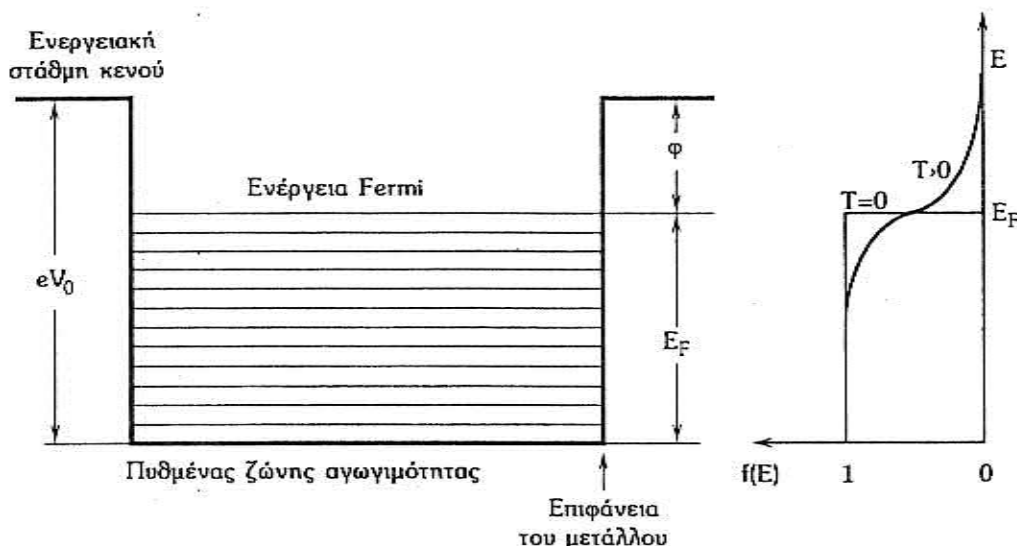


Σχήμα 5.1 Επάνω: Η κατανομή Maxwell – Boltzmann. Κάτω: Η κατανομή Fermi – Dirac. Οι καμπύλες 1 είναι για $T = 300 \text{ K}$ και οι καμπύλες 2 για $T = 1000 \text{ K}$. Η οριζόντια κλίμακα είναι διαφορετική.

όπου E_F είναι η ενέργεια Fermi. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η μονάδα που εμφανίζεται στον παρονομαστή, παίζει ρόλο μόνο στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπου και διαφοροποιεί σημαντικά την κατανομή F–D έναντι της κατανομής M–B, σχήμα 5.1. Στην περίπτωση αυτή το αέριο των φερμιονίων ονομάζεται *εκφυλισμένο*. Σε μεγάλες θερμοκρασίες (ή σε μικρές πυκνότητες φερμιονίων, οπότε η απαγορευτική αρχή δεν παίζει πιά ρόλο), η κατανομή F–D γίνεται όμοια με την κατανομή M–B. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι θερμοκρασίες μέχρι την θερμοκρασία τήξης των μετάλλων θεωρούνται ‘χαμηλές’ για την θεώρηση αυτή. Αυτό δικαιολογείται αν λάβουμε υπ’ όψη μας ότι η μέση θερμική ενέργεια στην θερμοκρασία δωματίου (293 K) είναι 0,025 eV, ενώ οι τυπικές τιμές της E_F στα μέταλλα είναι μερικά eV. Ακόμη και στους 3000 K, η μέση θερμική ενέργεια είναι μόλις 0,25 eV, δηλαδή πολύ κατώτερη της ενέργειας Fermi των ηλεκτρονίων των μετάλλων.

B. Έργο εξόδου και σχέση του Richardson

Προηγουμένως, θεωρήθηκε ότι η κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων ενός μετάλλου περιορίζεται απόλυτα από τις επιφάνειες του μετάλλου. Στην πραγματικότητα, το φράγμα δυναμικού που αποτελούν οι επιφάνειες του μετάλλου, δεν είναι αδιαπέραστο, αλλά έχει ένα πεπερασμένο ύψος V_0 (η ενεργειακή απόσταση είναι eV_0 από τον πυθμένα της ζώνης αγωγιμότητας, σήμα 5.2). Έτσι, τα πιο ενεργειακά ηλεκτρόνια



Σχήμα 5.2 Οι ενεργειακές καταστάσεις των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας σε ένα μέταλλο.

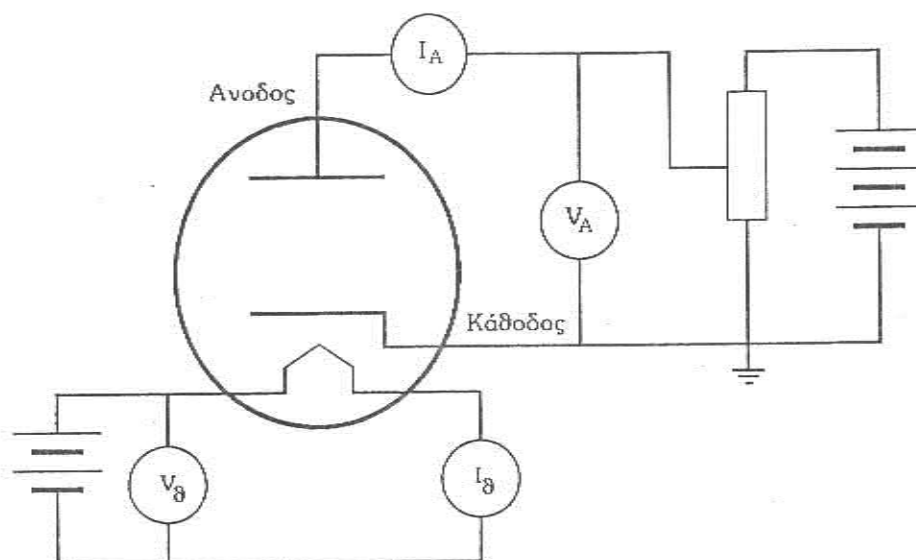
της ζώνης αγωγιμότητας που, για $T = 0$, έχουν ενέργεια ίση με την ενέργεια Fermi E_F , χρειάζονται ένα επιπλέον ποσό ενέργειας:

$$\phi = eV_0 - E_F \quad (5.3)$$

για να μπορέσουν να φύγουν από το μέταλλο και να κινηθούν ελεύθερα στο κενό. Το έργο αυτό ονομάζεται *έργο εξόδου* των ηλεκτρονίων και θεωρείται ότι έχει καθορισμένη τιμή για κάθε μέταλλο. Πολλές φορές, αντί του ϕ , σε eV, δίνεται το αντίστοιχο δυναμικό $\Phi = \phi/e$, σε volts.

Την πειραματική διαπίστωση της διαφυγής των ηλεκτρονίων, καθώς και την μέτρηση του έργου εξόδου τους από τα μέταλλα, την έχουμε με την θερμιοτική εκπομπή και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το φαινόμενο της θερμιοτικής εκπομπής παρατηρείται, παρά το ότι οι θερμοκρασίες που μπορούν να επιτευχθούν, ακόμη και κοντά στην θερμοκρασία τήξης του μετάλλου, αντιστοιχούν σε σχετικά χαμηλή μέση θερμική ενέργεια kT . Το φαινόμενο συμβαίνει επειδή, λόγω της στατιστικής φύσης των θερμικών διεγέρσεων, κάποια ηλεκτρόνια στην 'ουρά' της κατανομής F-D, σχήμα 5.2, αποκτούν θερμική ενέργεια μεγαλύτερη από το έργο εξόδου και αυτό τα καθιστά ικανά να ξεπεράσουν το επιφανειακό φράγμα δυναμικού και να βρεθούν εκτός του μετάλλου.

Οι ηλεκτρονικές λυχνίες κενού είναι οι καταλληλότερες διατάξεις για την ποιοτική και την ποσοτική μελέτη της θερμιοτικής εκπομπής και αποτελούν την πιό κοινή εφαρμογή του φαινομένου. Οι λυχνίες αυτές είναι αερόκενοι σωλήνες που, στην απλούστερη μορφή τους (δίοδοι), έχουν δύο μόνο ηλεκτρόδια (κάθοδος - άνοδος) μεταξύ των οποίων εφαρμόζεται εξωτερικά μία κατάλληλη διαφορά δυναμικού, σχήμα 5.3. Την κάθοδο αποτελεί ο θερμιοτικός εκπομπός, δηλαδή ένα δύστηκτο μέταλλο το οποίο, όταν θερμαίνεται σε μία υψηλή θερμοκρασία T , ελευθερώνει ηλεκτρόνια τα οποία κατευθύνονται προς την άνοδο. Μετρώντας το ηλεκτρικό ρεύμα I_A που δημιουργούν στην άνοδο τα ηλεκτρόνια που συλλέγονται, σαν συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης V_A , παίρνουμε την λεγόμενη *χαρακτηριστική καμπύλη* της λυχνίας στην θερμοκρασία T , σχήμα 5.4. Αυτό που μας ενδιαφέρει περισσότερο από την χαρακτη-



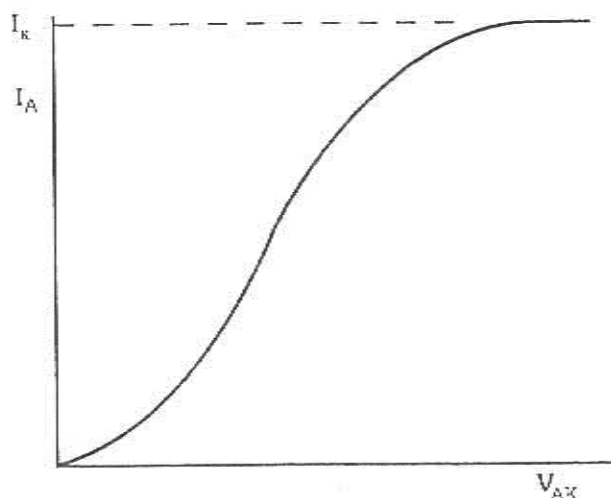
Σχήμα 5.3 Το κύκλωμα μιάς διόδου λυχνίας για την μελέτη της θερμιονικής εκπομπής.

ριστική καμπύλη για την μελέτη της θερμιονικής εκπομπής είναι ότι, όταν η διαφορά δυναμικού μεταξύ της καθόδου και της ανόδου γίνει αρκετά μεγάλη, το ρεύμα σταθεροποιείται, επειδή συλλέγονται όλα τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από την κάθοδο. Το ρεύμα αυτό ονομάζεται *ρεύμα κόρου* I_K και εξαρτάται ισχυρά από την θερμοκρασία T της καθόδου. Ο Richardson, το 1903, πρότεινε γι' αυτήν την εξάρτηση, μιά εμπειρική σχέση της μορφής:

$$I_K = A f(T) \exp(-b/T) \quad (5.4)$$

όπου A και b είναι σταθερές, χαρακτηριστικές της καθόδου της λυχνίας και $f(T) = T^n$, ένας όρος μικρού βαθμού που εξαρτάται από την θερμοκρασία. Η ασάφεια στον βαθμό του όρου αυτού οφείλεται στο γεγονός ότι ο άλλος όρος, ο εκθετικός, είναι τόσο έντονος ώστε να υπερκαλύπτει κάθε άλλη εξάρτηση.

Η σχέση του Richardson (βραβείο Nobel 1928), μπορεί να παραχθεί και θεωρητικά, από την μελέτη της στατιστικής συμπεριφοράς του ηλεκτρονικού αερίου των μετάλλων. Η ένταση του ρεύματος κόρου, ο αριθμός των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων στην μονάδα του χρόνου, σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας T του μετάλλου, υπολο-



Σχήμα 5.4 Η χαρακτηριστική καμπύλη μιάς διόδου λυχνίας. I_K είναι το ρεύμα κόρου.

γίστηκε αρχικά χρησιμοποιώντας την κλασική στατιστική M-B. Το ρεύμα κόρου βρέθηκε ίσο με:

$$I_K = en \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} T^{1/2} \exp(-eV_0/kT) \quad (5.5)$$

όπου e και m είναι το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου, n η ηλεκτρονική πυκνότητα του μετάλλου (αριθμός ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου) και eV_0 το ενεργειακό ύψος του φράγματος δυναμικού στην επιφάνεια. Παρατηρούμε ότι η σύγκριση με την εμπειρική σχέση (5.4) δίνει $b = eV_0/k$.

Όπως είπαμε, όμως, παραπάνω, σύμφωνα με την κβαντική μηχανική, η σωστή κατανομή για σωματίδια σαν τα ηλεκτρόνια είναι αυτή της στατιστικής F-D. Θεωρώντας ότι τα ηλεκτρόνια είναι φερμόνια, η σχέση του Richardson γίνεται:

$$I_K = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} T^2 \exp(-\phi/kT) \quad (5.6)$$

όπου ϕ είναι το έργο εξόδου και h η σταθερά του Planck. Εδώ, η σύγκριση με την εμπειρική σχέση δίνει $b = \phi/k$.

Παρατηρούμε ότι και οι δύο θεωρητικές σχέσεις δίνουν για το ρεύμα κόρου την πολύ έντονη εξάρτηση, εκθετικής μορφής, από την θερμοκρασία με διαφορετική, όμως, εκθετική σταθερά. Επίσης, ο προεκθετικός παράγοντας προκύπτει διαφορετικός στις δύο θεωρήσεις και είναι ανάλογος του $T^{1/2}$ ή του T^2 .

Στην παρούσα άσκηση θα μελετήσουμε την εξάρτηση του ρεύματος κόρου από την θερμοκρασία της καθόδου μιάς διόδου λυχνίας και θα ελέγξουμε την ισχύ της σχέσης (5.6). Αυτό γίνεται κάνοντας το διάγραμμα του $y = \ln(I_K/T^2)$ σαν συνάρτηση του $x = 1/T$. Το διάγραμμα αυτό δίνει μιά ευθεία της μορφής $y = a + \beta x$, η κλίση β της οποίας επί την σταθερά Boltzmann θα ισούται με το έργο εξόδου ϕ . (Το έργο εξόδου ϕ στα διάφορα μέταλλα παίρνει τιμές από 2 ως 5.5 eV.)

II. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από μιά δίοδο λυχνία έμμεσης θέρμανσης, από τροφοδοτικά για την θέρμανση της καθόδου και την τροφοδοσία της λυχνίας και από όργανα μέτρησης της τάσης και του ρεύματος για την θέρμανση της καθόδου και της ανοδικής τάσης και του ρεύματος της λυχνίας.

Στο σχήμα 5.3 παρουσιάζεται το κύκλωμα της διόδου λυχνίας έμμεσης θέρμανσης που χρησιμοποιούμε καθώς και η συνδεσμολογία για την λήψη των μετρήσεων. Η κάθοδος της λυχνίας θερμαίνεται έμμεσα, από ένα λεπτό νήμα βολφραμίου το οποίο είναι συνδεδεμένο στην πηγή της μεταβλητής συνεχούς τάσης (0 – 5 volts) και έτσι υπάρχει η δυνατότητα μεταβολής της θερμοκρασίας της καθόδου. Η τάση μεταξύ της καθόδου και της ανόδου, V_{AK} , μπορεί να μεταβάλλεται μέχρι την τιμή των 300 V, για την λήψη της χαρακτηριστικής καμπύλης της διόδου.

Σκοπός μας είναι:

1. να διαπιστωθεί πειραματικά η εξάρτηση του αριθμού των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων (τιμή του ρεύματος κόρου) από την θερμοκρασία της καθόδου
2. να διαπιστωθεί η ισχύς της σχέσης του Richardson και

3. να βρεθεί το έργο εξόδου ϕ των ηλεκτρονίων για το υλικό της καθόδου της λυχνίας.

Κατ' αρχήν, για την μέτρηση του ρεύματος κόρου, θα πρέπει να ξέρουμε σε ποιές περιοχές της τάσης καθόδου – ανόδου σταθεροποιείται το ρεύμα της λυχνίας. Για τον λόγο αυτό, είναι σκόπιμο να πάρουμε την χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου για δύο τουλάχιστον θερμοκρασίες της καθόδου (π.χ. για τάση θέρμανσης 2.5 και 5 V).

Η μέτρηση του ρεύματος κόρου I_K γίνεται απ' ευθείας, με την σύνδεση ενός αμπερομέτρου στο κύκλωμα της ανόδου και έχοντας σταθερή την θερμοκρασία της καθόδου. Επίσης, το δυναμικό καθόδου – ανόδου, V_{AK} , θα πρέπει να είναι σαφώς εντός της περιοχής όπου παρατηρείται ο κόρος. Επειδή το ρεύμα κόρου είναι μετρήσιμο για θερμοκρασίες της καθόδου κοντά στους 1000 K, η τάση θέρμανσης πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 2 V. Επίσης, σε κάθε αλλαγή της θερμοκρασίας της καθόδου, η μέτρηση του ρεύματος κόρου γίνεται μετά από αναμονή λίγων λεπτών, ώστε να έχει επιτευχθεί θερμική ισορροπία.

Η μέτρηση της θερμοκρασίας T της καθόδου δεν γίνεται άμεσα, αλλά έμμεσα, με τρόπο όχι πολύ ακριβή. Η θερμοκρασία προσδιορίζεται μέσω της μεταβολής της αντίστασης του θερμαντικού νήματος βολφραμίου με την θερμοκρασία. Την αντίσταση την υπολογίζουμε με τον νόμο του Ohm μετρώντας την τάση θέρμανσης V_θ και το αντίστοιχο ρεύμα I_θ που διαρρέει το νήμα. Σε πρώτη προσέγγιση, η αντίσταση ενός μετάλλου μεταβάλλεται με την θερμοκρασία με γραμμικό τρόπο:

$$R(\Theta) = R_0(1 + \alpha\Theta) \quad (5.7)$$

όπου α είναι ο θερμικός συντελεστής της αντίστασης του μετάλλου, Θ η θερμοκρασία του σε $^\circ\text{C}$ και R_0 η αντίσταση στους 0°C . Για το βολφράμιο, $\alpha = 4,5 \times 10^{-3} \text{ grad}^{-1}$ (Handbook of Chemistry and Physics, E – 84), οπότε η θερμοκρασία του νήματος για τις ανάγκες της άσκησης θα υπολογιστεί από την σχέση:

$$T = \frac{R(\Theta) - R_0}{4,5 \times 10^{-3} R_0} + 273 \quad (\text{Kelvin}) \quad (5.8)$$

Η τιμή της R_0 μπορεί να βρεθεί εύκολα αν στην αρχή της άσκησης, όταν η λυχνία είναι κρύα, μετρηθεί με το ωμόμετρο η αντίσταση του νήματος στην θερμοκρασία δωματίου, R_{20} .

Ο προσδιορισμός της θερμοκρασίας της καθόδου μέσω της αντίστασης του νήματος θέρμανσης δεν είναι ακριβής, όπως έχει ήδη αναφερθεί παραπάνω, για διάφορους λόγους, ο κυριότερος των οποίων είναι ότι η μετρούμενη αντίσταση οφείλεται, εκτός από την αντίσταση του μετάλλου του νήματος και στην σημαντική αντίσταση της κόλλησης του νήματος η οποία μεταβάλλεται ελάχιστα με την θερμοκρασία και πάντως όχι σύμφωνα με την σχέση (5.7). Άλλοι λόγοι είναι η ελαφρά εξάρτηση του συντελεστή α από την θερμοκρασία, η διαφορετική θερμοκρασία κατά μήκος του νήματος (χαμηλότερη θερμοκρασία στα σημεία στήριξης), η χαμηλότερη θερμοκρασία της καθόδου σε σχέση με την θερμοκρασία του νήματος θέρμανσης κ.λπ. Εν τούτοις, αυτή είναι η προσφορότερη μέθοδος και χρησιμοποιείται συχνά, τουλάχιστον όταν δεν υπάρχει απαίτηση για μεγάλη ακρίβεια στην μέτρηση της θερμοκρασίας.

III. ΟΡΓΑΝΑ

1. Δίοδος λυχνία
2. Τροφοδοτικό συνεχούς χαμηλής τάσης 0 – 5 volts.
3. Τροφοδοτικό συνεχούς τάσης 0 – 300 volts.
4. Βολτόμετρα (2), αμπερόμετρα (2).
5. Καλώδια σύνδεσης.

IV. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

1. Αναγνωρίστε τις συσκευές.
2. Μετρήστε την αντίσταση του νήματος θέρμανσης της καθόδου και βρείτε την R_0 .
3. Πραγματοποιήστε το κύκλωμα του σχήματος 5.3.
4. Για τάση θέρμανσης $V_\theta = 3,5$ V, πάρτε ζεύγη τιμών: τάση V_{AK} - ρεύματος ανόδου I_A και σχεδιάστε την χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου. Επαναλάβετε το ίδιο για τάση θέρμανσης $V_\theta = 5$ V. Σημειώστε για ποιές τιμές της ανοδικής τάσης έχετε ρεύμα κόρου.
5. Μετρήστε το ρεύμα κόρου I_K για 8 τουλάχιστον διαφορετικές τιμές της τάσης θέρμανσης, μεταξύ 2,5 και 5 V (μετά από κάθε αλλαγή της θερμοκρασίας της καθόδου περιμένετε 3 – 5 min πριν μετρήσετε). Μετρήστε την τάση θέρμανσης και το ρεύμα θέρμανσης και βρείτε την θερμοκρασία της καθόδου. Πόσο είναι το πειραματικό σφάλμα κάθε μέτρησης;
6. Σχεδιάστε σε ημιλογαριθμικό χαρτί το διάγραμμα του $y = \ln(I_K / T^2)$ σαν συνάρτηση του $x = 1/T$. Είναι ευθεία γραμμή;
7. Βρείτε την κλίση της ευθείας και το έργο εξόδου ϕ των ηλεκτρονίων του υλικού της καθόδου. Προσδιορίστε το πειραματικό σφάλμα της μέτρησής σας.
8. Σχόλια, συμπεράσματα.