10. Σχέση ηλεκτρικής και θερμικής αγωγιμότητας στα μέταλλα

Περιεχόμενο της άσκησης

Είναι γνωστό ότι τα μεταλλικά στερεά έχουν μια κοινή ιδιότητα. Είναι άριστοι αγωγοί τόσο της θερμικής ενέργειας, όσο και του ηλεκτρικού ρεύματος. Η κοινή αυτή ιδιότητα αποδίδεται στα ελεύθερα ηλεκτρόνια που υπάρχουν στα μέταλλα. Μία ποσοτική έκφραση, στην οποία έχει καταλήξει η κλασική θεωρία, είναι ο νόμος των Wiedemann-Franz, ο οποίος δίνει μια αναλογία μεταξύ ηλεκτρικής και θερμικής αγωγιμότητας, που ισχύει για όλα σχεδόν τα μέταλλα. Σκοπός αυτής της άσκησης είναι η πειραματική επαλήθευση αυτού του νόμου, οπότε και ελέγχεται η θεωρία, που ασχολείται με τους μηχανισμούς ροής θερμικής ενέργειας και ηλεκτρικού ρεύματος στα στερεά.

Προαπαιτούμενες γνώσεις

- ✓ Θερμική αγωγιμότητα στα στερεά
- ✓ Ηλεκτρική αγωγιμότητα μετάλλων
- ✓ Νόμος Wiedemann-Franz
- ✓ Αριθμός Lorenz
- ✓ Ειδική θερμότητα

Προτεινόμενη βιβλιογραφία

1) Π. Βαρώτσος, Κ. Αλεξόπουλος, «Φυσική Στερεάς Κατάστασης».

2) C. Kittel: «Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης»

3) Ε. Οικονόμου, «Φυσική Στερεάς Κατάστασης».

1. Βασικές έννοιες

Η δομή ενός μεταλλικού στερεού αποτελείται από πλεγματικά ιόντα, που ταλαντώνονται και από τη "θάλασσα" των ελεύθερων ηλεκτρονίων, τα οποία συμπεριφέρονται σαν ένα αέριο Fermi. Σημαντική συνιστώσα της εσωτερικής ενέργειας του στερεού, αποτελεί η ενέργεια που αντιστοιχεί στην κινητικότητα των πλεγματικών ιόντων λόγω ταλάντωσης και στην κινητικότητα του αερίου των σχεδόν ελεύθερα κινουμένων ηλεκτρονίων. Η θερμοκρασία είναι μια ιδιότητα τοπικά και χρονικά μεταβαλλόμενη, η οποία είναι υπεύθυνη για την «ροή» θερμικής ενέργειας από περιοχές με υψηλότερη τιμή θερμοκρασίας προς περιοχές με χαμηλότερη τιμή θερμοκρασίας, ούτως ώστε να τείνουν να εξισωθούν οι κινητικότητες των σωματιδίων. Όταν μεταξύ γειτονικών στοιχειωδών περιοχών (κατ' επέκταση και σε όλο τον όγκο του στερεού) η θερμοκρασία είναι χρονικά σταθερή, τότε λέμε ότι επικρατεί μόνιμη κατάσταση (steady state). Επισημαίνεται ότι η θερμοκρασία στη μόνιμη κατάσταση παραμένει μεν χρονικά σταθερή, αλλά δεν είναι απαραίτητο να έχει την ίδια τιμή στο χώρο. Δηλαδή μπορεί να έχω σταθερή ροή θερμικής ενέργειας μεταξύ δύο σημείων που έχουν διαφορετικές μεν αλλά χρονικά σταθερές θερμοκρασίες.

Όταν δεν υπάρχει εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια κινούνται, χωρίς να έχουν προτιμητέα διεύθυνση, "συγκρουόμενα" μεταξύ των ταλαντουμένων ιόντων μεταβιβάζοντας ενέργεια. Αυτός ο μηχανισμός συμβαίνει στη διαδικασία της θερμικής αγωγιμότητας. Το φαινόμενο έχει στατιστική αντιμετώπιση και κατά την μελέτη του ορίζονται δύο παράμετροι:

α) η μέση ελεύθερη διαδρομή ℓ, που εκφράζει στατιστικά το μέσο διανυόμενο διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων του ηλεκτρονίου.

β) ο χρόνος τ, ο οποίος εκφράζει στατιστικά τον μέσο χρόνο που μεσολαβεί μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων.

Όταν υπάρχει εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο **E**, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια κινούνται συγκρουόμενα διαδοχικά με τα ταλαντούμενα ιόντα του μεταλλικού πλέγματος, με συνιστάμενο όμως αποτέλεσμα την σχετικά αργή μετατόπιση τους παράλληλα προς την διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου **E**, έτσι ώστε να ορίζεται μία μέση ταχύτητα ολίσθησης $\boldsymbol{\upsilon_d}$ (drift velocity). Κατ' αυτόν τον τρόπο παρατηρείται ροή φορτίου των ελευθέρων ηλεκτρονίων προς προτιμητέα διεύθυνση, δηλαδή ηλεκτρικό ρεύμα. Όπως και στην περίπτωση της θερμικής αγωγιμότητας υπάρχουν εδώ οι έννοιες της μέσης ελεύθερης διαδρομής ℓ και του χρόνου αποκατάστασης (εφησυχασμού) τ, που περιγράφει στην περίπτωση ύπαρξης ηλεκτρικού πεδίου τον ελεύθερο χρόνο, κατά τον οποίο το πεδίο δρα στον φορέα μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων. Σημειώνουμε ότι στην διαδικασία της θερμικής αγωγιμότητας το $\boldsymbol{\upsilon_d=0}$ για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Ενώ στην περίπτωση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας $\boldsymbol{\upsilon_d\neq 0}$. Η μέση ελεύθερη διαδρομή ενός ηλεκτρονίου αγωγιμότητας ορίζεται σαν $\ell=\upsilon_F.\tau$ όπου υ_F η ταχύτητα στην επιφάνεια Fermi, γιατί όλες οι συγκρούσεις προϋποθέτουν μόνο ηλεκτρόνια κοντά στην επιφάνεια Fermi. Για καθαρούς κρυστάλλους Cu έχει ευρεθεί: $\upsilon_F=1{,}6\text{x}10^6\text{m.sec}^{-1}$ ενώ για ισχυρά πεδία η $\upsilon_d=0{,}45\text{x}10^{-3}\text{m.sec}^{-1}$ (περίπου 9 τάξεις μεγέθους μικρότερη!) ℓ (300° K)≈$3\text{x}10^{-8}$m, ℓ (4° K)≈$0{,}3\text{x}10^{-2}$m. Η τελευταία μεγάλη αύξηση της μέσης ελεύθερης διαδρομής για χαμηλές θερμοκρασίες, συντελεί σε μεγάλη αύξηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας.

2. Θερμική αγωγιμότητα στα μέταλλα

Θεωρούμε την περίπτωση μεταλλικής ράβδου πλευρικά θερμικά μονωμένης, η οποία έχει διατομή Α σταθερή κατά μήκος της ράβδου. Η ράβδος στα άκρα της έχει θερμική επαφή με δύο σώματα, τα οποία διατηρούν αμετάβλητες θερμοκρασίες $T_1>T_2$. Όταν την χρονική στιγμή t=0 συνδεθεί θερμικά η ράβδος με τα δύο σώματα θα ξεκινήσει κατ' αρχήν μία μεταβατική κατάσταση μεταφοράς θερμικής ενέργειας στην ράβδο, η οποία συνεπάγεται μια χρονική και χωρική μεταβολή της θερμοκρασίας στα διάφορα σημεία της ράβδου, που τελικώς θα εξελιχθεί σε μία μόνιμη κατάσταση. Στη μόνιμη κατάσταση θα υπάρχει μία χωρική (κατά μήκος) κατανομή θερμοκρασίας χρονικώς όμως αμετάβλητη, η οποία θα συνοδεύεται από σταθερό ρεύμα ροής θερμικής ενέργειας από το σώμα θερμοκρασίας T_1 προς το σώμα θερμοκρασίας T_2 δια μέσου της ράβδου. Θα υπάρχει θερμοκρασιακή βαθμίδα πτώσης της θερμοκρασίας κατά μήκος της ράβδου, η οποία θα είναι γραμμική, εφ' όσον δεν υπάρχουν πλευρικές απώλειες και η διατομή Α είναι κατά μήκος σταθερή.

Το παραπάνω μονοδιάστατο πρόβλημα χωρικής και χρονικής κατανομής θερμοκρασίας υπακούει στη γενική περίπτωση στην διαφορική εξίσωση:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

όπου: $T=T(t,x)$ η θερμοκρασία, λ= συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, ρ= πυκνότητα υλικού της ράβδου, c= ειδική θερμότητα του υλικού.

Στη μόνιμη κατάσταση ύστερα από κάποιο χρόνο θα έχουμε: $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$

Άρα η παραπάνω Δ.Ε. δίνει: $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}=0 \quad \rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \rightarrow \frac{\partial T}{\partial x}$=σταθ.

Λαμβάνοντας υπ' όψιν τις αρχικές συνθήκες:

δια x=0 (αρχή της ράβδου), $T=T_1$

και δια x=Ls (τέλος της ράβδου), $T=T_2$

η $\frac{\partial T}{\partial x}$ =σταθ δίνει:

$T(x)=\frac{T_2 - T_1}{L} \cdot x + T_1$ όπου L= μήκος ράβδου.

Η τελευταία σχέση δείχνει ότι στην μόνιμη κατάσταση εγκαθίσταται σταθερή θερμοβαθμίδα $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T_2 - T_1}{L}$ και η θερμοκρασία πέφτει γραμμικά από το T_1 στο T_2, τότε το ρεύμα θερμικής ενέργειας θα δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda \cdot A \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$$

απ' όπου προκύπτει ότι οι μονάδες μέτρησης του λ στο S.I. (Διεθνές Σύστημα) είναι Watts ανά μέτρο και ανά βαθμό Kelvin ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$).

Σύμφωνα με τις απόψεις της φυσικής στερεάς κατάστασης στην γενική περίπτωση η αγωγή της θερμικής ενέργειας στα μεταλλικά στερεά πραγματοποιείται δια των συνεζευγμένων ταλαντώσεων των ιόντων του πλέγματος (φωνόνια) και δια των ελευθέρων ηλεκτρονίων.

Τα ηλεκτρόνια ή τα φωνόνια μεταφέρουν το μεγαλύτερο μέρος του θερμικού ρεύματος σε ένα μέταλλο; Σε θερμοκρασία δωματίου κανονικά καθαρά μέταλλα τείνουν να έχουν τιμές της θερμικής αγωγιμότητας μία ή δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τα διηλεκτρικά στερεά, έτσι ώστε μ' αυτές τις συνθήκες τα ηλεκτρόνια πρέπει να μεταφέρουν σχεδόν όλο το ρεύμα της θερμικής ενέργειας. Στα καθαρά μέταλλα η συνεισφορά των ηλεκτρονίων κυριαρχεί σ' όλες τις θερμοκρασίες. Στα μη καθαρά μέταλλα ή σε κράματα με ακανόνιστη διάταξη η συνεισφορά των φωνονίων μπορεί να είναι συγκρίσιμη με την συμπεριφορά των ελευθέρων ηλεκτρονίων.

Σύμφωνα με τα παραπάνω διαισθάνεται κανείς ότι ο πειραματικά μετρούμενος συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας λ θα μπορούσε να περιέχει πληροφορίες για την πλεγματική δομή του στερεού.

Ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, που οφείλεται στα ηλεκτρόνια ενός αερίου Fermi προκύπτει από την ακόλουθη σχέση (Βλέπε C. KITTEL σελ. 177, $E_F = \frac{1}{2} m \upsilon_F^2$):

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{n k_B^2 T}{m \upsilon_F^2} \cdot \upsilon_F \cdot \ell = \frac{\pi^2 n k_B T \tau}{3m}$$

όπου n = συγκέντρωση ηλεκτρονίων, $\ell = \upsilon_F \tau$ = η μέση ελεύθερη διαδρομή, τ = χρόνος σύγκρουσης, k_B = σταθερά Boltzmann

3. Σχέση συντελεστών θερμικής και ηλεκτρικής Αγωγιμότητας. Νόμος Wiedemann-Franz

Ο συντελεστής της ειδικής αγωγιμότητας, που στο Διεθνές Σύστημα μετριέται σε Siemens (αντίστροφα Ohm) ανά μέτρο (S/m ή $\Omega^{-1} m^{-1}$), στα μέταλλα δίνεται από την σχέση (KITTEL σελ. 169): $\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m}$.

Χρησιμοποιώντας και την προηγούμενη σχέση για το λ έχουμε:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{\pi^2 k_B^2 T n \tau / 3m}{n e^2 \tau / m} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 T$$

Η ποσότητα $L = \frac{\lambda}{\sigma T}$ ονομάζεται αριθμός Lorenz

Σύμφωνα με τις παραπάνω σχέσεις θα έχουμε:

$$L = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 = 2{,}45\times10^{-8}\,\frac{W\Omega}{K^2}$$

Η σχέση $L = \dfrac{\lambda}{\sigma T} = 2{,}45\times10^{-8}\,\dfrac{W\Omega}{K^2}$ =σταθ, αποτελεί τον νόμο των WIEDEMANN-FRANZ .

Για να καταλήξουμε σ' αυτή την σχέση υποθέσαμε ότι οι χρόνοι σύγκρουσης- εφησυχασμού s τόσο για την θερμική όσο και για την ηλεκτρική διαδικασία αγωγής είναι ίσοι και απλοποιείται η παράσταση $\dfrac{\lambda}{\sigma}$.

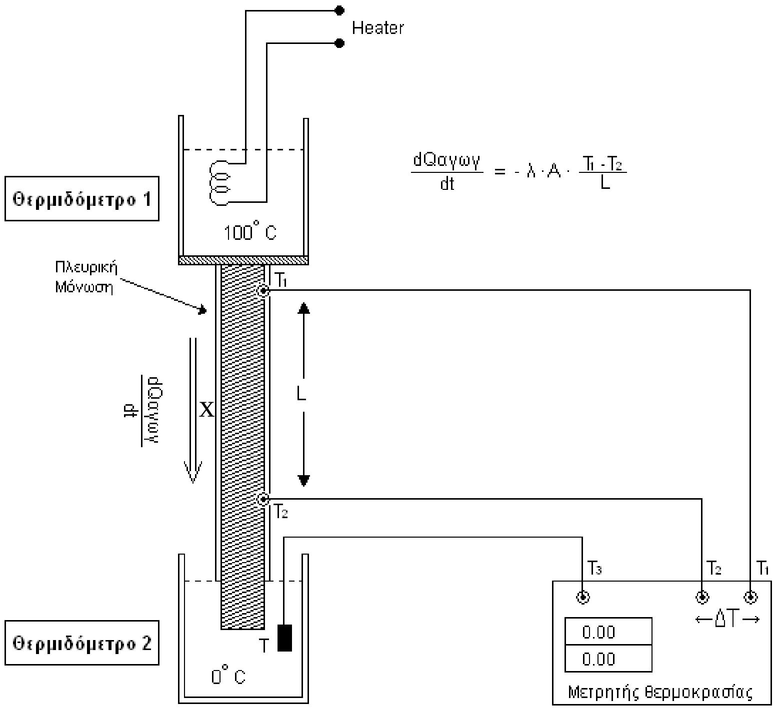
Επίσης η σχέση $\dfrac{\lambda}{\sigma} = \dfrac{\pi^2}{3}\left(\dfrac{k_B}{e}\right)^2 T$ δείχνει ότι ο λόγος $\dfrac{\lambda}{\sigma\cdot\tau}$ δεν εξαρτάται ούτε από το n ούτε από το m .

Οι πειραματικές τιμές για το L σε 0^oC και 100^oC συμφωνούν πολύ με τη θεωρία για διάφορα μέταλλα, Δεν συμβαίνει όμως αυτή η συμφωνία για χαμηλές θερμοκρασίες, όπου ο αριθμός L τείνει να ελαττωθεί (π.χ. στον Cu κοντά στους 15^oK η τιμή του L είναι μία τάξη μικρότερη από την τιμή που δίνει η θεωρητική εξίσωση).

Η ασυμφωνία αυτή συμβαίνει, διότι στις χαμηλές θερμοκρασίες ο χρόνος τ για την θερμική και την ηλεκτρική διαδικασία δεν φαίνεται να είναι ίδιος.

4.Πειραματική διαδικασία

Η πειραματική εκτέλεση της άσκησης περιλαμβάνει μέτρηση της θερμικής και ηλεκτρικής αγωγιμότητας σε δύο ράβδους χαλκού και αργιλίου.



Σχήμα 1: *Σχηματική παράσταση για τη μέτρηση του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας λ.*

Α. Μέτρηση θερμικής αγωγιμότητας

Για την μέτρηση θερμικής αγωγιμότητας ακολουθείται η εξής διαδικασία:

α) Αποκατάσταση μόνιμης ροής θερμικής ενέργειας δια της ράβδου (σχήμα 1).

Η ράβδος συνδέεται σε θερμική επαφή με θερμιδόμετρο που περιέχει νερό που βράζει συνεχώς, (θ=100^{o}C) και θερμιδόμετρο που περιέχει νερό με τεμάχια πάγου, (θ $\approx 0^0 C$). Περιμένουμε μέχρι να αποκατασταθεί μόνιμη κατάσταση γραμμικής κατανομής θερμοκρασίας κατά μήκος της ράβδου, πράγμα που πιστοποιείται από την σταθεροποίηση των ενδείξεων δύο θερμοστοιχείων, που είναι σε θερμική επαφή σε δύο σταθερά σημεία της ράβδου σε απόσταση L και μετρούν θερμοκρασίες T_1 και T_2. Έτσι πραγματοποιείται σταθερό ρεύμα θερμικής ενέργειας δια μέσου της ράβδου με διεύθυνση από το άνω (100^{o}C) προς το κάτω θερμιδόμετρο. Το θερμικό ρεύμα δια της ράβδου είναι:

$$\frac{dQ_{\alpha\gamma\omega\gamma}}{dt} = -\lambda \cdot \mathrm{A} \cdot \frac{dT}{dx} = \lambda \cdot \mathrm{A} \cdot \frac{T_1 - T_2}{L} \qquad (1)$$

δεδομένου ότι η ράβδος είναι σταθερής διατομής. (Το μείον σημαίνει: αυξανομένου του x μειώνεται το T) και λ= συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, A= εμβαδόν διατομής της ράβδου.

β) Μέτρηση του ρεύματος θερμικής ενέργειας δια της ράβδου.

Δεδομένου ότι η ράβδος είναι θερμικά μονωμένη πλευρικά και δεν υπάρχουν απώλειες η θερμική ενέργεια, που άγεται δια της ράβδου στην μόνιμη κατάσταση προσφέρεται στο κάτω ψυχρότερο θερμιδόμετρο και αυξάνει την θερμοκρασία.

Έτσι μετά το πρώτο πείραμα αποκατάστασης σταθερού θερμικού ρεύματος κάνουμε τώρα το εξής πείραμα: Αφαιρούμε τα τεμάχια πάγου που έχουν μείνει στο νερό (χρονική στιγμή t=0), και αρχίζουμε να μετράμε την θερμοκρασία T_3 συναρτήσει του χρόνου κάθε 0,5 min για περίπου 10 min.

Ταυτόχρονα μετράμε και την διαφορά $\Delta T = T_1 - T_2$ στον μετρητή θερμοκρασιών.

Όμως στο σύστημα του κάτω θερμιδόμετρου επειδή η αρχική θερμοκρασία του ($\approx 0^oC$) είναι κατώτερη από το περιβάλλον, προσφέρεται θερμική ενέργεια και από το περιβάλλον. Η υπέρθεση των δύο αυτών θερμικών ροών προκαλεί την αύξηση της θερμοκρασίας T_3, που αναφέραμε στο προηγούμενο πείραμα, η οποία προφανώς δεν οφείλεται μόνο στο θερμικό ρεύμα της ράβδου.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, σε χρονικό διάστημα Δt προσφέρεται θερμική ενέργεια $\Delta Q_{ολ}$ και αυξάνεται η θερμοκρασία κατά ΔT_3 ούτως ώστε να ισχύει η θερμιδομετρική εξίσωση:

$$\Delta Q_{ολ} = (m_{\mathrm{H_2O}} \cdot c_{\mathrm{H_2O}} + C_\theta)\Delta \mathrm{T}_3$$

$$\frac{\Delta Q_{ολ}}{\Delta t} = (m_{\mathrm{H_2O}} \cdot c_{\mathrm{H_2O}} + C_\theta)\frac{\Delta \mathrm{T}_3}{\Delta t} \qquad (2)$$

όπου $c_{\mathrm{H_2O}}$ =ειδική θερμότητα νερού και C_θ =θερμοχωρητικότητα δοχείου θερμιδόμετρου

Από τις προηγούμενες μετρήσεις προκύπτει ο ρυθμός $\frac{\Delta T_3}{\Delta t}$.

Προκειμένου να μετρήσω τον ρυθμό ροής θερμικής ενέργειας $\frac{\Delta Q_{περιβ}}{\Delta t}$ κάνω το εξής πείραμα θερμιδομετρίας:

Αφαιρώ τα τεμάχια πάγου από το νερό και την χρονική στιγμή t=0 αρχίζω να μετρώ την θερμοκρασία κάθε 1 min για περίπου 10 min. Εξυπακούεται ότι η ευθερμαγωγός ράβδος δεν είναι σε επαφή και το σύστημα αλληλεπιδρά μόνο με το περιβάλλον και θερμαίνεται. Θα ισχύει η σχέση (σε αντιστοιχία με την (2)):

$$\frac{\Delta Q_{περιβ}}{\Delta t} = (m_{\mathrm{H_2O}} \cdot c_{\mathrm{H_2O}} + C_\theta)\frac{\Delta \theta}{\Delta t} \qquad (3)$$

όπου $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ και θ = η μετρούμενη θερμοκρασία συναρτήσει του χρόνου, θ_0 = αρχική θερμοκρασία μόλις αφαιρέσω τον πάγο (t=0).

Από τις προηγούμενες μετρήσεις προκύπτει ο ρυθμός $\frac{\Delta \theta}{\Delta t}$

Είναι προφανές ότι προκειμένου να υπολογίσω το $\frac{dQ_{αγωγ}}{dt}$ της εξίσωσης (1) πρέπει να αφαιρέσω από το $\frac{\Delta Q_{ολ}}{\Delta t}$ το $\frac{\Delta Q_{περιβ}}{\Delta t}$. Δηλαδή θα είναι:

$$\frac{dQ_{\alpha\gamma\omega\gamma}}{dt} = \frac{\Delta Q_{o\lambda}}{\Delta t} - \frac{\Delta Q_{\pi\varepsilon\rho\iota\beta}}{\Delta t} \qquad (4)$$

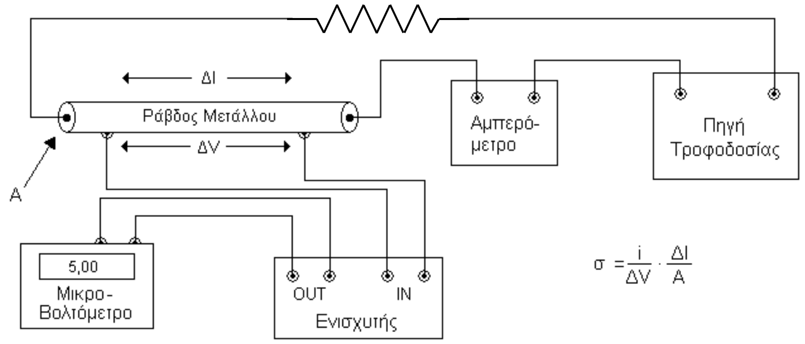
γ) Υπολογισμός του λ

Στη σχέση $\frac{dQ_{\alpha\gamma\omega\gamma}}{dt} = \lambda \cdot \mathrm{A} \cdot \frac{T_1 - T_2}{L}$ (5) θέτω το $\frac{dQ_{\alpha\gamma\omega\gamma}}{dt}$ από την (4).

Μετρούμε την διατομή της ράβδου Α, καθώς και την απόσταση L των θερμοζευγών. Από τον πίνακα μετρήσεων λαμβάνω την μέση διαφορά $\Delta\mathrm{T} = \mathrm{T}_1 - \mathrm{T}_2$ για την θερμοβαθμίδα προσέχοντας να είναι στην ίδια περιοχή θερμοκρασιών που πήρα για να υπολογίσω τους ρυθμούς $\frac{\Delta T_3}{\Delta t}$ και $\frac{\Delta\theta}{\Delta t}$. Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση βρίσκω το λ.

B. Μέτρηση ηλεκτρικής αγωγιμότητας

Για την μέτρηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας ακολουθείται η διάταξη του σχήματος 2.



Σχήμα 2: *Διάταξη για τη μέτρηση της ειδικής αγωγιμότητας σ.*

Εκτέλεση της Άσκησης

Ρίχνουμε στα δοχεία θερμιδόμετρων νερό μέχρι 1/2 το κάτω και 3/4 το άνω, και τοποθετούμε τη ράβδο Cu σε θερμική επαφή μεταξύ των, όπως δείχνει το σχήμα 1. Τοποθετούμε τα τρία θερμοζεύγη στις κατάλληλες θέσεις , χρησιμοποιούμε αγώγιμη αλοιφή σε όσες επαφές απαιτείται. Τροφοδοτούμε το Heater στο άνω θερμιδόμετρο και ρυθμίζουμε το μετρητή θερμοκρασίας να δείχνει στην άνω οθόνη τη διαφορά θερμοκρασίας T_1-T_2= ΔT και στην κάτω τη θερμοκρασία T_3 του νερού στο κάτω θερμιδόμετρο. Τοποθετούμε παγάκια στο νερό του κάτω θερμιδόμετρου μέχρις ότου να σταματήσουν να λιώνουν και να υπάρχει μείγμα νερό+πάγος. Περιμένουμε να ισορροπήσει το σύστημα παρακολουθώντας το ΔΤ μέχρις ότου να σταματήσει να μεταβάλλεται. Τότε έχουμε επιτύχει σταθερή ροή θερμότητας δια μέσου της ράβδου.

1. Αφαιρούμε τα υπολείμματα του πάγου και αρχίζουμε να παίρνουμε τις ενδείξεις ΔΤ και T_3 κάθε μισό min για περίπου 10 min και κάνουμε το διάγραμμα T_3=f(t).Υπολογίζουμε τον ρυθμό $\frac{\Delta T_3}{\Delta t}$ και από την (2), χρησιμοποιώντας τα δεδομένα $c_{\mathrm{H_2O}}$ και C_θ. Καθώς και την μάζα του νερού $m_{\mathrm{H_2O}}$ μετά το πείραμα δια ζυγίσεως, ευρίσκουμε το συνολικό θερμικό ρεύμα προς το ψυχρό νερό, $\frac{\Delta Q_{ολ}}{\Delta t}$.

2. Αφού ρίξουμε πάλι παγάκια στο κάτω θερμιδόμετρο μετά την αποκατάσταση ισορροπίας, απομακρύνουμε τα υπολείμματα πάγου και την ράβδο και λαμβάνουμε αμέσως μετρήσεις θ=θ(t) ανά 1 min για 10min. Κάνουμε το διάγραμμα θ=θ(t) και υπολογίζουμε τον ρυθμό $\frac{\Delta\theta}{\Delta t}$ και από

την (3) υπολογίζουμε το θερμικό ρεύμα $\frac{\Delta Q_{\pi\varepsilon\rho\iota\beta}}{\Delta t}$ και κατόπιν υπολογίζουμε από την (4) το θερμικό ρεύμα δια της ράβδου. Το διάγραμμα θ=θ(t) και το θερμικό ρεύμα $\frac{\Delta Q_{\pi\varepsilon\rho\iota\beta}}{\Delta t}$ θα χρησιμοποιηθούν και στην περίπτωση της ράβδου Αργιλίου. (Δεν θα ξαναγίνουν αυτές οι μετρήσεις).

3. Υπολογίζουμε τον συντελεστή λ_{Cu} από την (5).

4. Εκτελούμε τις διαδικασίες 1 και 2 και για την περίπτωση της ράβδου από Αργίλιο και υπολογίζουμε τον $\lambda_{\mathrm{A}\ell}$

5. Παίρνουμε μετρήσεις τάσης ΔV και ρεύματος i για να μετρήσουμε την ειδική αγωγιμότητα σ για τον Cu και το Al χρησιμοποιώντας την σχέση: $\sigma = \frac{\Delta\ell}{\mathrm{A}\cdot R}$ όπου η αντίσταση $R = \frac{\Delta V}{i}$ μετρείται σύμφωνα με την διάταξη του σχήματος 2.

6. Με δεδομένα τα λ_{Cu}, $\lambda_{\mathrm{A}\ell}$, σ_{Cu}, σ_{Al} και για θερμοκρασία αναφοράς T_α=293°K υπολογίζουμε τον συντελεστή Lorenz: $L = \frac{\lambda}{\sigma \mathrm{T}_\alpha}$ για τις περιπτώσεις των δύο μετάλλων και συγκρίνουμε με την θεωρητική τιμή $L_{th} = 2{,}45\times 10^{-8} W\cdot\Omega\cdot grad^{-2}$.

Δεδομένα για την άσκηση: $c_{\mathrm{H_2O}} = 4{,}18 J\cdot gr^{-1}\cdot grad^{-1}$

$$c_{\theta\varepsilon\rho\mu\iota\delta\omicron\mu\varepsilon\tau\rho\omicron\upsilon} = 40{,}82\frac{Joule}{grad}$$

$$\mathrm{A} = 4{,}19\cdot 10^{-4} m^2$$