

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
Σ.Ε.Μ.Φ.Ε.

## Μέτρηση του Συντελεστή Θερμικής Αγωγιμότητας Υλικών

Θωμόπουλος Σπύρος  
Α.Μ  
E-mail [spyros.thomop@gmail.com](mailto:spyros.thomop@gmail.com)

Ημερομηνία Παράδοσης 15/12/2021

## Σκοπός

Ο στόχος της εν λόγω πειραματικής άσκησης είναι ο προσδιορισμός του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας δύο υλικών, ενός αγωγού και ενός μονωτή. Επιπλέον, θα προσδιορίσουμε τον χρόνο θέρμανσης μίας μεταλλικής ράβδου και την κατανομή της θερμοκρασίας κατά το μήκος της.

## Θεωρητικά Στοιχεία

Σε μεγάλο μέρος της άσκησης αυτής θα μελετηθεί μία ράβδος από ορείχαλκο. Όταν η ράβδος διατηρεί αμεταβλητές τις ιδιότητές της (θερμοδυναμικές μεταβλητές) για σταθερές εξωτερικές συνθήκες λέμε ότι βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας και αντιθέτως, αν μεταβάλλονται, τότε είναι εκτός ισορροπίας και εμφανίζονται *φαινόμενα μεταφοράς* και συγκεκριμένα *θερμικής αγωγιμότητας*. Στο προαναφερθέν παράδειγμα της ράβδου τέτοιου είδους φαινόμενα θα εμφανίζονται όταν η ροή θερμότητας κατά μήκος της δεν είναι ίδια σε όλα τα σημεία.

Μακροσκοπικά, θα έχουμε ροή θερμότητας από τα θερμά στα ψυχρά σημεία με αποτέλεσμα την σταθεροποίηση της θερμοκρασίας κάθε σημείου σε κάποιον χαρακτηριστικό χρόνο, ενώ σε μικροσκοπικό επίπεδο έχουμε περιοχές με πίο έντονες θερμικές ταλαντώσεις των μορίων, η ενέργεια των οποίων μεταφέρεται στις περιοχές με πίο ασθενείς ταλαντώσεις έως ότου η ροή ενέργειας εξισορροπιστεί. Επιπλέον, στα μέταλλα υπάρχει και η καθοριστική συνεισφορά των ελεύθερων ηλεκτρονίων που μπορούν να μεταφέρουν την ενέργεια με πιο αποδοτικό τρόπο. Πρακτικά, εμείς μπορούμε να προσδιορίσουμε το πόσο 'καλό' ή 'κακό' είναι ένα υλικό στο να άγει την θερμότητα από το εσωτερικό του με τον προσδιορισμό του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας.

## Αγωγοί

Αν έχουμε μία μεταλλική ράβδο η οποία δεν βρίσκεται σε θερμική ισορροπία, τότε για ένα δεδομένο χρονικό διάστημα  $dt$ , η θερμότητα που ρέει από μία διατομή της εμβαδού  $S$  προς μία άλλη, η οποία απέχει κατά  $dx$  χωρικά και κατά  $dT$  θερμοκρασιακά θα είναι

$$\frac{dQ}{dt} \propto S \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

ο συντελεστής αναλογίας των δύο ποσοτήτων είναι σθενός για κάθε υλικό ανεξάρτητα του αν είναι διαμορφωμένο σε σχήμα ράβδου και πρόκειται για τον *συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας*,  $\lambda$ . Όσο πιο μεγάλος είναι τόσο πιο αγωγίμο είναι το υλικό στο οποίο αναφέρεται. Ακόμη στην σχέση (1) θα πρέπει να προσθέσουμε ένα "-" το οποίο θα δηλώνει το γεγονός ότι η θερμότητα ρέει από τις θερμές στις ψυχρές περιοχές της ράβδου.

Για πεπερασμένες μεταβολές των μεγθών της σχέσης (1) τις οποίες μπορούμε να μετρήσουμε/επιβάλλουμε πειραματικά και παρατηρώντας ότι το αριστερό μέλος πρόκειται για ισχύ παίρνουμε την σχέση

$$P = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\lambda S \frac{\Delta T}{\Delta x} \xrightarrow[\Delta x=L]{\text{Όλη η ράβδος}} \frac{\Delta T}{L} = -\frac{1}{\lambda S} P \quad (2)$$

Άρα επιβάλλοντας μία σταθερή ισχύ στο ένα άκρο και μετρώντας την θερμοκρασική διαφορά των δύο άκρων μπορούμε με μία μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων να προσδιορίσουμε τον συντελεστή  $\lambda$  ( $[\lambda] = [W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}]$ ).

Πέρα από την μεταφορά της θερμότητας, μας ενδιαφέρει και η κατανομή της θερμοκρασίας κατά μήκος της ράβδου. Η εν λόγω κατανομή μπορεί να προκύψει ως λύση της διαφορικής εξίσωσης

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3)$$

όπου  $\rho$  η πυκνότητα και  $c$  η ειδική θερμότητα του υλικού. Στο πείραμα επιβάλλουμε ως συνοριακές συνθήκες της εξίσωσης (3) για το ένα άκρο να θερμαίνεται σε σταθερή θερμοκρασία  $T_L$  και για το άλλο να βρίσκεται σε θερμοκρασία περιβάλλοντος  $T_\pi$ .

Όταν επέλθει η θερμική ισορροπία της ράβδου, ( $dQ/dt = \text{σταθ.}$  από κάθε διατομή της και  $T$  ανεξάρτητη του χρόνου για κάθε σημείο της) τότε η θερμοκρασιακή κατανομή θα είναι γραμμική

$$T(x) = T_\pi + \frac{T_L - T_\pi}{L} x \quad (4)$$

Ο χρόνος  $\tau_0$  που απαιτείται για την ισορροπία έχει έντονη εξάρτηση από το μήκος της ράβδου ενώ δεν εξαρτάται από την διατομή της:

$$\tau_0 \sim \rho c L^2 / \lambda \quad (5)$$

Ακόμη, έχουμε ότι η θερμοκρασία του θερμαινόμενου άκρου αυξάνεται εκθετικά μέχρι να φτάσει την τιμή  $T_L$ .

## Μονωτές

Εδώ θα μελετηθεί ένα φύλλο από θερμομονωτικό υλικό. Όταν το τοποθετήσουμε ενδιάμεσα σε ένα σώμα μεγάλης θερμοχωρητικότητας και σε έναν θερμό μεταλλικό δίσκο, τότε ο δίσκος θα πρέπει να χάνει θερμότητα γρηγορότερα απ' ό,τι θα έχανε αν ήταν σε επαφή π.χ. μόνο με το περιβάλλον. Αν  $m$  η μάζα του και  $c$  η ειδική του θερμότητα, τότε την χρονική στιγμή  $t$  και βρισκόμενος σε θερμοκρασία  $T$  θα έχει χάσει θερμότητα:

$$Q = mc(T - T_{\pi}) \Rightarrow \frac{dQ}{dt} = mc \frac{d(T - T_{\pi})}{dt} \quad (6)$$

Αν λάβουμε υπόψιν μας και το ότι η θερμότητα που ρέει απ' τον φύλλο δίνεται από την (1) και ισούται με αυτήν που χάνεται απ' τον δίσκο (οι απώλειες προς το περιβάλλον είναι πολύ μικρότερες), τότε καταλήγουμε στην σχέση

$$T = T_{\pi} + (T_0 - T_{\pi})e^{-\frac{\lambda S}{mca}t} \quad (7)$$

όπου  $a$  το πάχος του λεπτού φύλλου και  $S$  το εμβαδό του δίσκου. Δηλαδή η θερμοκρασία του δίσκου μειώνεται εκθετικά με την παρεμβολή του λεπτού μονωτικού φύλλου.

## Πειραματική Διάταξη

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από:

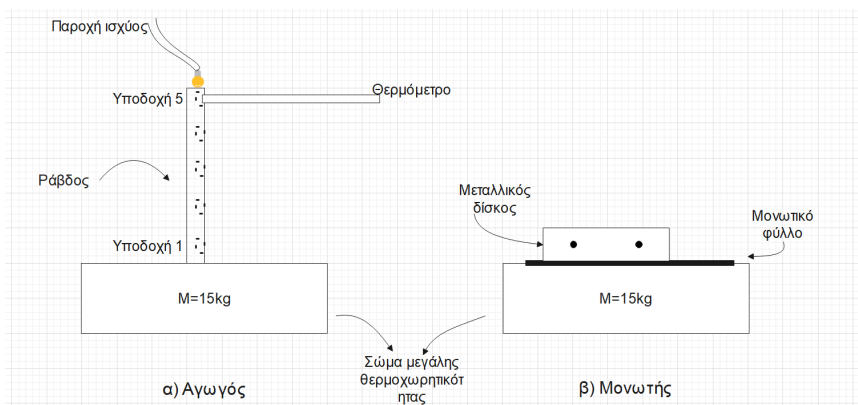
### → Αγωγοί

- Μεταλλική Ράβδος από ορείχαλκο διαμέτρου  $d_1 = (11.0 \pm 0.1)mm$ , μήκους  $L = (70.0 \pm 0.1)mm$  η οποία έχει ανά  $(15.0 \pm 0.1)mm$  5 εσοχές.
- Τροφοδοτικό που μέσω ηλεκτρικού λαμπτήρα παρέχει στο άκρο της ράβδου σταθερή ισχύ που κυμαίνεται από  $0 - 15W$
- Ψηφιακό θερμόμετρο για μέτρηση της θερμοκρασίας στις 5 εσοχές της ράβδου
- Χρονόμετρο

### → Μονωτές

- Μεταλλικό δίσκο διαμέτρου  $d_2 = (59.0 \pm 0.3)mm$  με δύο υποδοχές, μία για θερμόμετρο και μία για τον θερμαντήρα
- Μονωτικό φύλλο πάχους  $a = (0.100 \pm 0.005)mm$
- Ηλεκτρικός θερμαντήρας
- Χρονόμετρο

Στα δύο μέρη του πειράματος χρησιμοποιείται ως σώμα μεγάλης θερμοχωρητικότητας ένα σώμα μάζας  $15kg$ . Τα κύρια μέρη της διάταξης φαίνονται στην Εικόνα 1.



Εικόνα. 1: Πειραματική Διάταξη

## Πειραματική Διαδικασία - Επεξεργασία Μετρήσεων

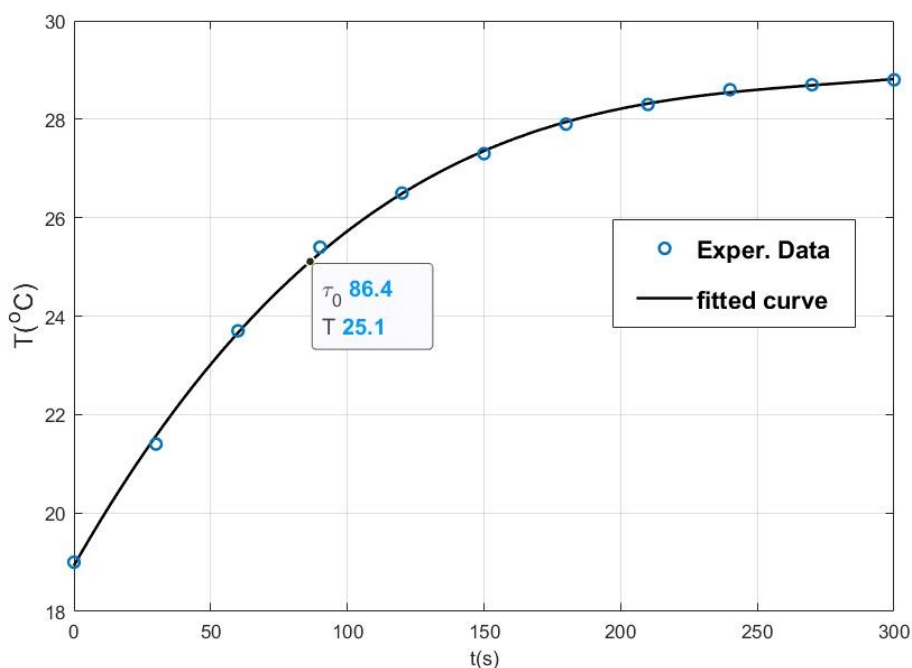
### Σταθερά χρόνου θέρμανσης $\tau_0$

Αρχικά τοποθετούμε το θερμόμετρο στην υποδοχή του σώματος μεγάλης θερμοχωρητικότητας και έτσι μετράμε την θερμοκρασία του περιβάλλοντος  $T_{περ,1} = (18.8 \pm 0.5)^\circ C$  και στη συνέχεια θέτουμε το τροφοδοτικό σε λειτουργία στα  $P = (3.0 \pm 0.5)W$ . Τώρα μετράμε την θερμοκρασία σε αυτή την υποδοχή ανά 30sec για τα επόμενα 5min. Τα αποτελέσματα φαίνονται στον Πίνακα Ι.

$t(\pm 1s)$	$T_5(\pm 0.5^\circ C)$
0	18.8
30	21.4
60	23.7
90	25.4
120	26.5
150	27.3
180	27.9
210	28.3
240	28.6
270	28.7
300	28.8

Πίνακας. 1

Η γραφική παράσταση των παραπάνω μεγεθών φαίνεται στην Εικόνα 2.



Εικόνα. 2:  $T = T(t)$ , υποδοχή 5

Στον χρόνο θέρμανσης,  $\tau_0$ , η θερμοκρασία φτάνει στο 63% της μέγιστης μεταβολής της, άρα σε θερμοκρασία  $T(\tau_0) = T_{περ} + 0.63\Delta T_{max} = 18.8 + 0.63 \cdot 10^\circ C = 25.1^\circ C$ . Άρα η σταθερά χρόνου θέρμανσης της ράβδου είναι  $\tau_0 = 86sec$ .

Από την σχέση (5) έχουμε

$$\frac{\tau_0(L = 7cm)}{\tau_0(L' = 49cm)} = \frac{L^2}{L'^2} = \frac{1}{49} \Rightarrow \tau'_0(L' = 49cm) = 49 \cdot \tau_0(L = 7cm) = 4214sec$$

Η μεταβατική περίοδος θα διαρκεί περίπου  $t_{μεταβ} \simeq 5\tau'_0 = 21071sec \simeq 351min$  για την ράβδο μεγάλου μήκους 49cm και για την μικρή ράβδο που θα μελετηθεί είναι  $t_{μεταβ} \simeq 5\tau_0 = 430sec \simeq 7min$ .

## Μέτρηση συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας $\lambda$ της ράβδου

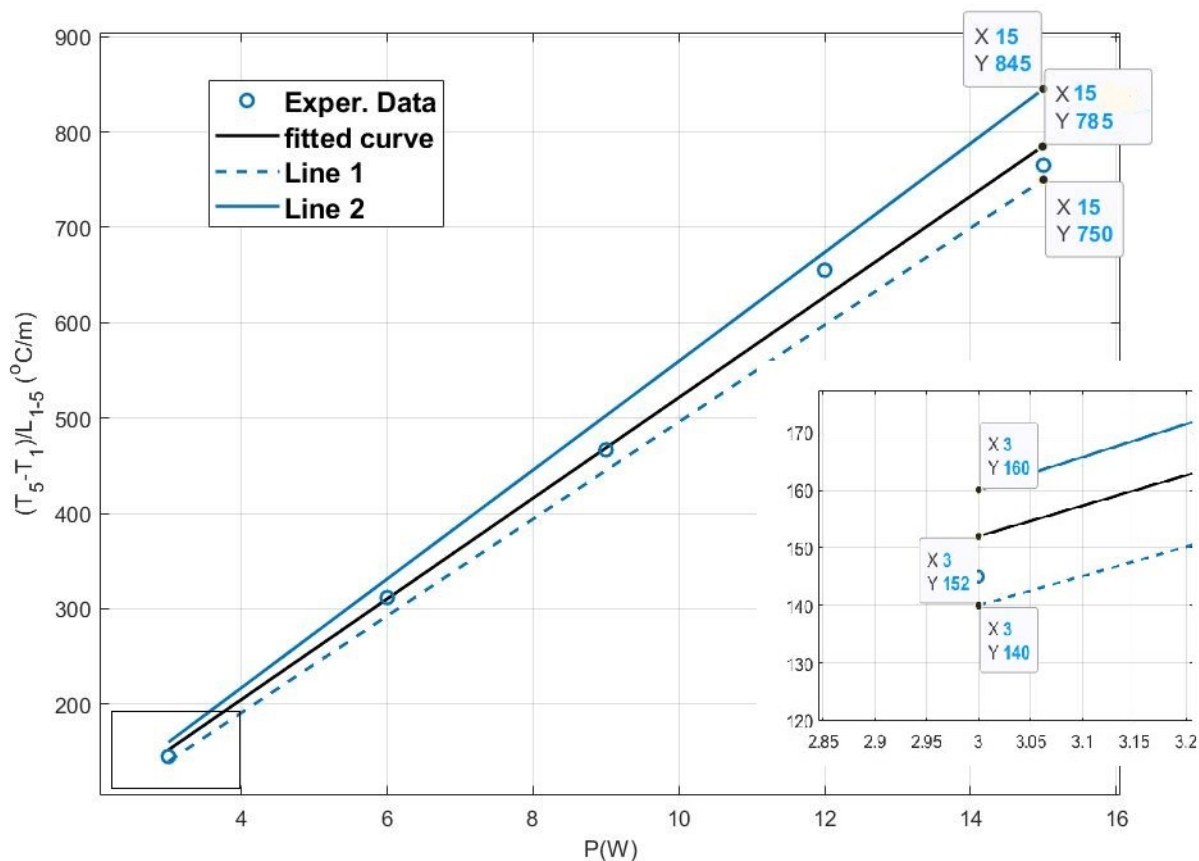
Τώρα που ξέρουμε τον μεταβατικό χρόνο που απαιτείται για να έρθει σε ισορροπία το σύστημα, δηλαδή πρακτικά το διάστημα που πρέπει να περιμένουμε μετά από μία αλλαγή σε συνοριακή συνθήκη (εφαρμοζόμενη ισχύς) ώστε να πάρουμε μία μέτρηση σε ισορροπία, μπορούμε να προσδιορίσουμε τον συντελεστή  $\lambda$ .

Ξεκινώντας από ισχύ  $P = 3 - 15W$  με βήμα  $3W$  καταγράφουμε την θερμοκρασία στις ακριανές υποδοχές 1 και 5. Σε κάθε αλλαγή περιμένουμε  $5 - 7min$  ώστε να επέλθει η θερμική ισορροπία. Οι δύο ακραίες εγχοπές απέχουν  $L_{1-5} = (6.00 \pm 0.02)cm$ . Τα αποτελέσματα φαίνονται στον Πίνακα 2.

$P(\pm 0.5W)$	$T_1(\pm 0.5^\circ C)$	$T_5(\pm 0.5^\circ C)$	$(T_5 - T_1)/L_{1-5}(^\circ C/m)$
3.0	28.8	20.1	145.0
6.0	41.1	22.4	311.7
9.0	51.4	23.4	466.7
12.0	64.8	25.5	655.0
15.0	73.0	27.1	765.0

Πίνακας. 2

Το μέγεθος  $\Delta T/\Delta x$  που εμφανίζεται στην τελευταία στήλη καλείται θερμοβαθμίδα και η γραφική του παράσταση συναρτήσει της ισχύος είναι:



Εικόνα. 3: Θερμοβαθμίδα  $\Delta T/\Delta x$  - Ισχύς

Η κλίση  $B$  της βέλτιστης ευθείας, όπως προκύπτει από την παραπάνω γραφική παράσταση είναι

$$B = \frac{785 - 152}{15 - 3} \simeq 53$$

Αντίστοιχα, οι κλίσεις των ευθειών 1 και 2 είναι

$$B_1 = \frac{750 - 140}{15 - 3} \simeq 51 \text{ και } B_2 = \frac{845 - 160}{15 - 3} \simeq 57$$

Το σφάλμα της κλίσης της βέλτιστης ευθείας είναι

$$\delta B = 0.5(B_2 - B_1) = 3$$

Άρα έχουμε ότι:  $B = (53 \pm 3)[S.I.]$ . Επομένως, αν εκμεταλλευτούμε την (2) με δεδομένο ότι το εμβαδό της διατομής της ράβδου είναι  $S = (95.0 \pm 17.3)mm^2$ <sup>1</sup>, προκύπτει ότι η κλίση B ισούται με

$$B = \frac{1}{\lambda S} \Rightarrow \lambda = \frac{1}{BS} = 198.809 \simeq 199[S.I.]$$

Το σφάλμα προκύπτει από την διάδοση των σφαλμάτων των S, B:

$$\delta \lambda = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial B} \delta B\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial S} \delta S\right)^2} = \frac{1}{SB} \sqrt{\left(\frac{1}{B} \delta B\right)^2 + \left(\frac{1}{S} \delta S\right)^2} \simeq 38[S.I.]$$

Άρα έχουμε ότι  $\lambda_{ορειχ} = (199 \pm 38)Wm^{-1}K^{-1}$

Τώρα παρέχοντας στο άκρο ισχύ 15W μετράμε την θερμοκρασία σε όλες τις υποδοχές τις ράβδου: Από τον Πίνακα 3 προκύπτει και η γραφική παράσταση, η οποία προφανώς αναφέρεται στη μόνιμη κατάσταση της ράβδου που φαίνεται στην Εικόνα 4.

$x(cm)^2$	$T(^{\circ}C)$
0.5	27.1
2.0	38.0
3.5	47.8
5.0	61.3
6.5	73.3

Πίνακας. 3

### Μέτρηση του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας του μονωτικού φύλλου

Αρχικά, πρέπει να προσδιορίσουμε την μάζα του μεταλλικού δίσκου που θα μελετηθεί. Ζυγίζοντάς τον προκύπτει ότι  $m = (350.6 \pm 0.1)gr$ . Τοποθετούμε τον δίσκο σε μία μονωτική βάση προκειμένου να μελετήσουμε την απώλεια θερμότητάς του προς το περιβάλλον.

Τοποθετούμε το θερμόμετρο στην ρηχή εσοχή του και τον ηλεκτρικό θερμαντήρα στην πιό βαθιά. Τώρα θερμαίνουμε τον δίσκο μέχρι να φτάσει σε θερμοκρασία  $75^{\circ}C$ . Με το θερμόμετρο μετράμε για τα επόμενα 3min και ανά 30sec την θερμοκρασία του δίσκου. Οι μετρήσεις φαίνονται στον Πίνακα 4.

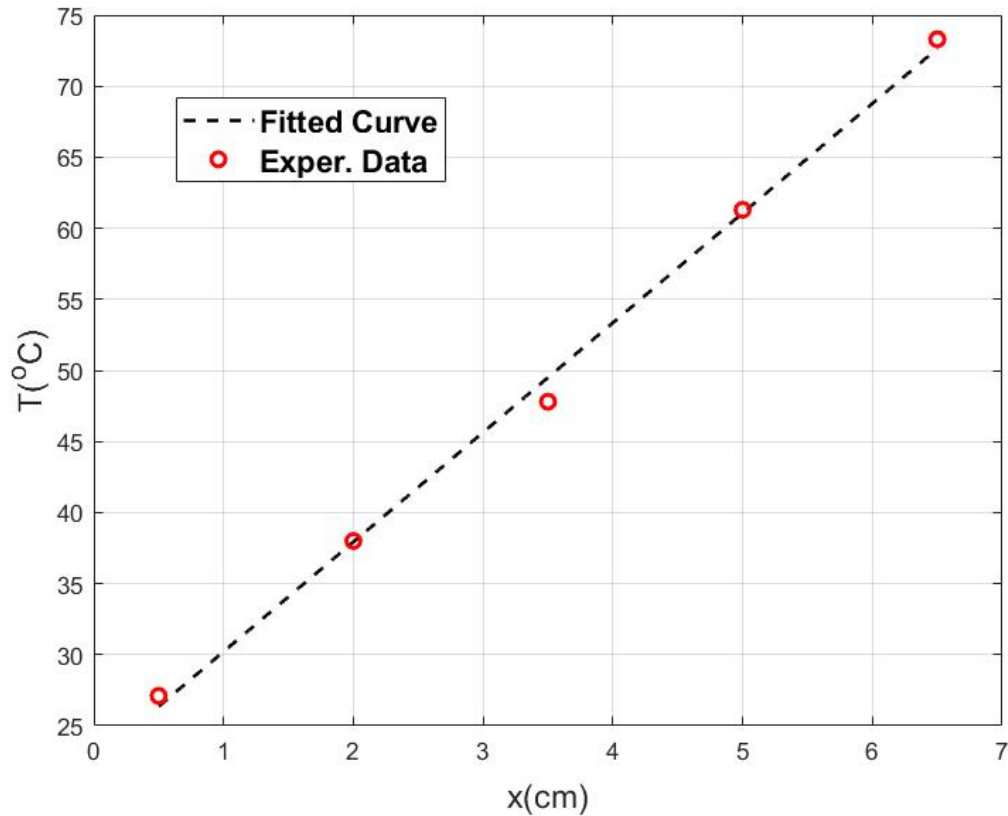
$t(s \pm 1)$	$T(\pm 0.5^{\circ}C)$
0	75.1
30	74.1
60	73.1
90	72.2
120	71.3
150	70.3
180	69.7
210	68.5
240	67.7
270	66.8
300	65.9

Πίνακας. 4: Δίσκος-Περιβάλλον

Στην συνέχεια, προκειμένου να μελετήσουμε την μεταβολή της θερμοκρασίας του δίσκου κατά την επαφή του με τον μονωτή, τοποθετούμε τον μεταλλικό δίσκο επί του μονωτικού φύλλου το

<sup>1</sup> $S = \pi(d_1/2)^2 = 95.0mm^2$  με σφάλμα από την διάδοση του σφάλματος της διαμέτρου  $\delta S = \left|\frac{\partial S}{\partial d_1}\right| \delta d_1 = \pi d_1/2 \simeq 17.3mm^2$

<sup>2</sup>Το x ξεκινά από 0.5cm διότι η υποδοχή 1 δεν ακουμπά στο σώμα μεγάλης θερμοχωρητικότητας αλλά απέχει από αυτό 5cm.



Εικόνα. 4: Κατανομή θερμοκρασίας στην μόνιμη κατάσταση

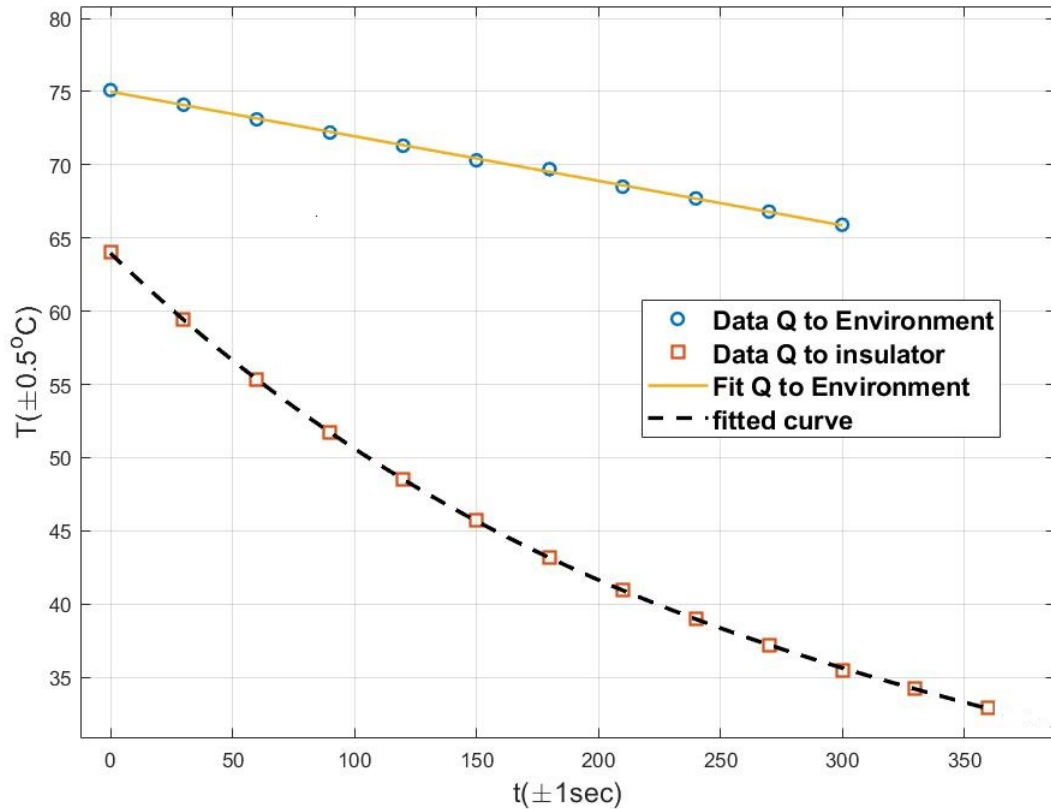
οποίο έχουμε ακολουθήσει στην επιφάνεια του σώματος μεγάλης θερμοχωρητικότητας. Μετράμε την θερμοκρασία του δίσκου για τα επόμενα 6min με βήμα 30sec. Τα αποτελέσματα φαίνονται στον Πίνακα 5. Ακόμη, στο τέλος τοποθετούμε το θερμόμετρο στην εσοχή του σώματος μεγάλης θερμοχωρητικότητας για να ξαναμετρήσουμε την θερμοκρασία του περιβάλλοντος:  $T_{\pi\epsilon\rho,2} = (21.1 \pm 0.5)^\circ C$  και βλέπουμε ότι έχει αυξηθεί από την αρχική μέτρηση (ενδεχομένως εξαιτίας της πρόσπτωσης των ηλιακών ακτίνων καθώς και της παρουσίας μας στον χώρο του εργαστηρίου).

$t(\pm 1s)$	$T(\pm 0.5^\circ C)$	$\ln(T - T_{\pi\epsilon\rho,2})$
0	64.0	3.759
30	59.4	3.645
60	55.3	3.532
90	51.7	3.421
120	48.5	3.311
150	45.7	3.203
180	43.2	3.096
210	41.0	2.994
240	39.0	2.885
270	37.2	2.779
300	35.5	2.667
330	34.2	2.573
360	32.9	2.468

Πίνακας. 5: Δίσκος-Μονωτής

Από τα δεδομένα των Πινάκων 4 και 5 προκύπτει η γραφική παράσταση (Εικόνα 5.) της μεταβολής της θερμοκρασίας του δίσκου όταν αυτός βρίσκεται επί της μονωτικής βάσης (απώλεια προς το περιβάλλον) και όταν είναι επί του μονωτικού φύλλου (απώλεια εξ' αιτίας του φύλλου).

Παρατηρούμε ότι η απώλεια θερμότητας, απόρροια της οποίας είναι η μείωση της θερμοκρασίας του δίσκου, γίνεται πιο γρήγορα (θεωρητικά εκθετικά) όταν τον τοποθετούμε στο μονωτικό φύλλο.



Εικόνα. 5: Απώλεια θερμότητας του δίσκου προς περιβάλλον / μονωτικό φύλλο.

Από την σχέση (7) έχουμε ότι

$$\ln(T - T'_\pi) = \ln(T_0 - T'_\pi) - \frac{\lambda S}{mca} t$$

Έτσι, αν θεωρήσουμε  $Y = \ln(T - T'_\pi)$ ,  $X = t$ ,  $A = \ln(T_0 - T'_\pi)$  και  $B = -\frac{\lambda S}{mca}$ , προκύπτει η ευθεία  $Y = A + BX$ , για την οποία έχουμε μετρήσει πειραματικά τα  $Y, X$ . Πάλι με την γραφική μέθοδο μπορούμε να προσδιορίσουμε τα  $A, B$ , ωστόσο θα περιοριστούμε μόνο στην κλίση, καθώς σε αυτήν περιέχεται ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του μονωτή που μας ενδιαφέρει. Η κύρια ευθεία καθώς και οι δύο καλύτερες που περνάνε από τα σημεία κάτω και πάνω από αυτήν φαίνονται στην Εικόνα 6.

Η κλίση της κύριας ευθείας είναι

$$B = \frac{2.46 - 3.75}{360} = -0.0036 = -3.6 \times 10^{-3}$$

ενώ αντίστοιχα οι κλίσεις των καλύτερων ευθειών 1,2 όπως προκύπτουν από την γραφική είναι

$$B_1 = \frac{2.42 - 3.79}{360} = -0.0038 = -3.8 \times 10^{-3} \text{ και } B_2 = \frac{2.50 - 3.71}{360} = -0.0033 = -3.3 \times 10^{-3}$$

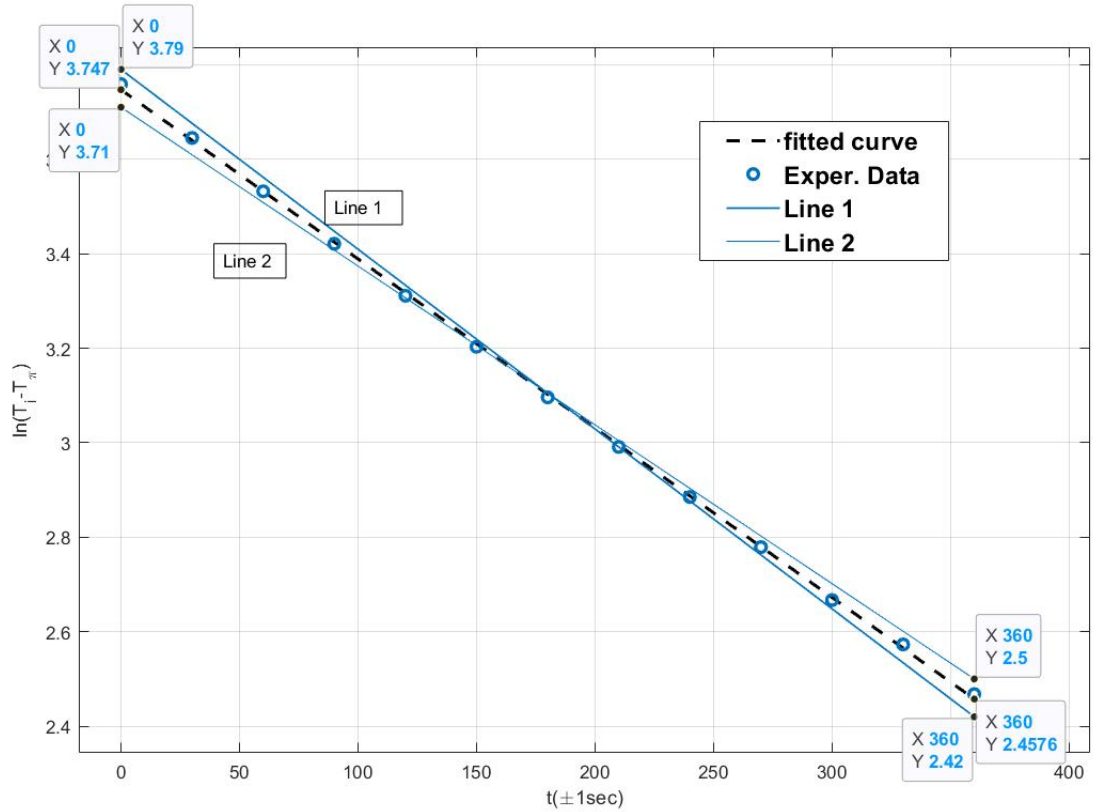
Το σφάλμα της κλίσης της κύριας ευθείας που μας ενδιαφέρει είναι:

$$\delta B = 0.5(B_1 - B_2) = 0.00025 \simeq 0.3 \times 10^{-3}$$

Άρα θα έχουμε  $B = (3.6 \pm 0.3) \times 10^{-3} [S.I.]$ . Επομένως, γνωρίζουμε ότι <sup>3</sup>

<sup>3</sup>Η ειδική θερμότητα του ορείχαλκου είναι  $c = 370 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  και το εμβαδό του δίσκου  $S = \pi(d_2/2)^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ m}^2$  με σφάλμα από διάδοση  $\delta S = \frac{\partial S}{\partial d_2} \delta d_2 = \pi d_2 (\delta d_2) / 2 \stackrel{\delta d_2 = 0.3 \text{ mm}}{=} 0.0028 \times 10^{-3} \simeq 0.1 \times 10^{-3} \text{ m}^2$





Εικόνα. 6: Ευθεία κλίσης  $B = -\frac{\lambda S}{mca}$

$$B = -\frac{\lambda S}{mca} \Rightarrow \lambda_{insul.} = -\frac{mcaB}{S} = 0.731 \simeq 0.73[S.I.]$$

Το αντίστοιχο σφάλμα προκύπτει από την διάδοση των σφαλμάτων των  $m$ ,  $B$ ,  $a$  και  $S$ :

$$\delta\lambda_{insul.} = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial m}\delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial a}\delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial B}\delta B\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial S}\delta S\right)^2}$$

Όμως επειδή τα σχετικά σφάλματα των  $m$ ,  $S$  είναι  $\sim 0.03\%$ ,  $0.1\%$  αντίστοιχα, δηλαδή είναι πολύ μικρά σε σχέση με των  $a$ ,  $B$  που είναι  $\sim 5\%$ ,  $8\%$ , δεν θα συνεισφέρουν πολύ στο ολικό σφάλμα, άρα τα αγνοούμε και γίνεται

$$\delta\lambda_{insul.} = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial a}\delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{insul.}}{\partial B}\delta B\right)^2} = \frac{mc}{S} \sqrt{(B\delta a)^2 + (a\delta B)^2} \simeq 0.07$$

Άρα για τον μονωτή έχουμε  $\lambda_{insul.} = (0.73 \pm 0.07) W K^{-1} m^{-1}$ .

## Συμπεράσματα

Πρέπει να παρατηρήσουμε ότι η μία εκ των δύο αρχικών παραδοχών για τις συνοριακές συνθήκες, δηλαδή ότι η θερμοκρασία του ενός άκρου είναι ίση με εκείνη του περιβάλλοντος, άρα σταθερή, καταρρέει καθώς η θερμοκρασία του περιβάλλοντος μετρήθηκε διαφορετική στην αρχή και στο τέλος του πειράματος με μεταβολή  $2.3^\circ C$ . Αυτό σε πρώτη ματιά, ίσως να μπορεί να θεωρηθεί ως μία παράμετρος που επηρέασε τις αριθμητικές τιμές των συντελεστών. Ωστόσο, στο κάθε μέρος χρησιμοποιήσαμε την θερμοκρασία που μετρήσαμε πιο κοντά σε αυτό (1ο μέρος  $\rightarrow$  Αρχική θερμοκρ. & 2ο μέρος  $\rightarrow$  Τελική θερμοκρ.). Έτσι, αν συνυπολογίσουμε το γεγονός ότι η μεταβολή αυτή αναφέρεται σε όλη τη διάρκεια του πειράματος, συνεπώς κατά το πέρασ του 1ου μέρους θα ήταν ακόμη πιο μικρή και αντίστοιχα για το δεύτερο, θα μπορούσαμε να πούμε ότι η  $\Delta T$  σε κάθε μέρος ήταν της τάξης του

$1^{\circ}\text{C}$ , ακόμη μικρότερη από την συνολική. Έτσι, ενδεχομένως να μην έχει και πολύ μεγάλη επίδραση στις μετρήσεις.

Ακόμη, επιβεβαιώνονται τα θεωρητικώς αναμενόμενα ότι δηλαδή  $\lambda_{cond.} > \lambda_{insul.}$ , ότι η θερμοκρασία της ράβδου έχει γραμμική κατανομή στην μόνιμη κατάσταση ισορροπίας και ότι η απώλεια θερμότητας του δίσκου προς το περιβάλλον είναι πολύ μικρή (γραμμική μείωση) σε σχέση με την απώλεια όταν έρχεται σε επαφή με τον μονωτή (εκθετική μείωση).

## Βιβλιογραφία

. ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΕΣ ΑΣΚΗΣΕΙΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΤΟΜΟΣ II, ΣΥΛΛΟΓΙΚΟ