



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΝΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ
ΡΟΓΔΑΚΗΣ Δ. ΕΜΜΑΝΟΥΗΛ

‘ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ
ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΩΝ ΤΥΠΩΝ ΣΩΛΗΝΩΝ VORTEX’

ΓΙΑΛΛΟΥΡΟΣ Κ. ΧΑΡΑΛΑΜΠΟΣ

ΜΑΡΤΙΟΣ 2011

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ:

1⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....

2⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: Η ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΗ ΕΞΕΛΙΞΗ.....

3⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΣΤΡΟΒΙΛΙΖΟΜΕΝΕΣ ΡΟΕΣ.....

**4⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ
ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΤΟΥ ΣΩΛΗΝΑ VORTEX.....**

5⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ.....

6⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....

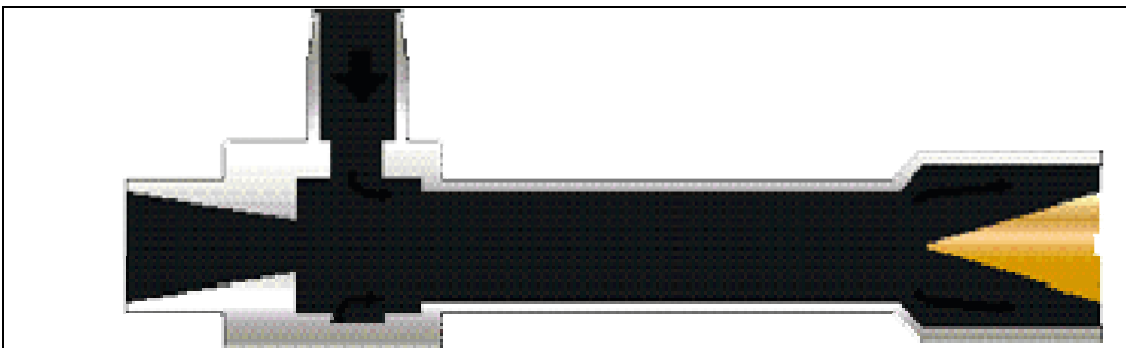
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

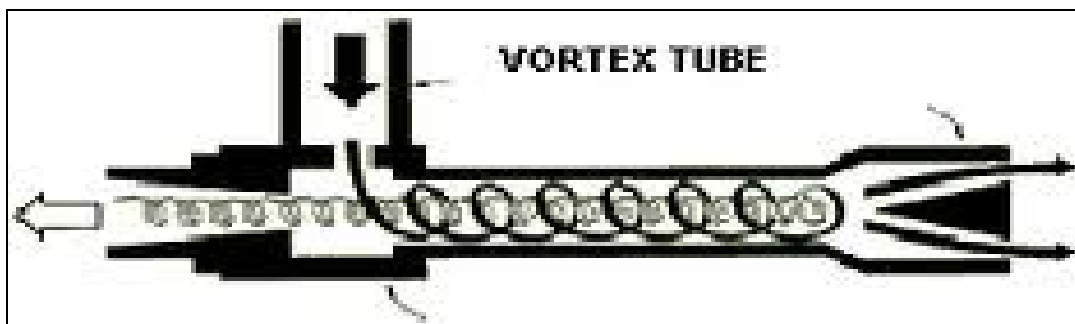
ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1.Τι είναι ο σωλήνας VORTEX.

Ο σωλήνας vortex ή σωλήνας RANQUE-HILSCH όπως αλλιώς ονομάζεται είναι μια συσκευή η οποία διαχωρίζει το εισερχόμενο πεπιεσμένο αέριο σε δύο διαφορετικά ρεύματα. Ένα ρεύμα με μεγαλύτερη θερμοκρασία από τη θερμοκρασία εισόδου και ένα ρεύμα με μικρότερη. Η συγκεκριμένη συσκευή δεν έχει κανένα κινητό μέρος όσο περίεργο και αν ακούγεται αυτό. Στα σχήματα 1.1 και 1.2. βλέπουμε το σωλήνα vortex στη γενικότερη μορφή και λειτουργία του.



Σχήμα1.1. Ο σωλήνας vortex.



Σχήμα1.2. Η ροή στον σωλήνα vortex.

1.2.Ιστορική αναδρομή.

Η ανακάλυψη της συγκεκριμένης συσκευής οφείλεται σε ένα μέρος στην τύχη, αφού ο εφευρέτης κατάληξε στην ανακάλυψη αυτή ενώ πειραματιζόταν με μια αντλία που μοιάζει με τη σημερινή μορφή του σωλήνα vortex.

Το 1930 ο τότε Γάλλος φοιτητής φυσικής **George Ranque**[1] ενώ εκτελούσε κάποιο πείραμα με την αντλία πρόσεξε κάτι περίεργο. Το εισερχόμενο αέριο στην αντλία-σωλήνα να εξέρχεται θερμό από το ένα άκρο και ψυχρό από το άλλο. Το περίεργο αυτό φαινόμενο τον οδήγησε στο να παρατήσει στη μέση τα πειράματά του και να ερευνήσει την συμπεριφορά του σωλήνα με σκοπό να βρεί μια λειτουργία του σωλήνα που να τον καθιστά εμπορεύσιμο.

Δεν κατάληξε σε κάποια βάσιμα συμπεράσματα σχετικά με τη συμπεριφορά του σωλήνα και τελικά εγκατέλειψε την έρευνα.

Δεν έχουμε κάποια αναφορά στο σωλήνα έως το 1945 όταν ο Γερμανός φυσικός **Rudolf Hilsch**[2] ο οποίος δούλευε τότε για το Γερμανικό στρατό άρχισε να ερευνά και πάλι τη συμπεριφορά του σωλήνα και μετά από αρκετή μελέτη έκδωσε ένα σύγγραμμα αναφερόμενο στην συγκεκριμένη ανακάλυψη με αρκετές βελτιώσεις στο λειτουργικό μέρος του σωλήνα.

Ως φόρο τιμής στους δυο αυτούς φυσικούς ο σωλήνας ως και σήμερα συναντάται με την ονομασία σωλήνας Ranque-Hilsch.

Από την στιγμή της ανακάλυψής της η συγκεκριμένη συσκευή έγινε αντικείμενο πολλών ερευνών από πολλούς ερευνητές δίνοντας διάφορες ενδιαφέρουσες επεξηγήσεις σχετικά με τη λειτουργία της και τον τρόπο με τον οποίο γίνεται η συναλλαγή ενέργειας εντος του σωλήνα.

Οι περισσότεροι ερευνητές καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι η συμπεριφορά του σωλήνα οφείλεται στην αλληλεπίδραση των στροβίλων, τις δυνάμεις συνάφειας και την συμπίεστικότητα.(βλέπε Deissler and Perimutter[3]).Άλλη έρευνα κάνει λόγο σε φαινόμενα ακουστικής επίδρασης(βλέπε Kurosaka[4]).Το 1954 ο Westley[5] έδωσε την δική του ερμηνεία για τη λειτουργία του σωλήνα ενώ άλλη έρευνα με πειραματικά δεδομένα έγινε το 1998 από τον Cockerill[6].

Τον σωλήνα vortex μπορεί να τον συναντήσουμε και με την ονομασία δαίμονας του Maxwell αφού ο μεγάλος Άγγλος φυσικός-μαθηματικός James Clerck Maxwell[7] πολύ πριν την ανακάλυψη του σωλήνα vortex κατά την διατύπωση των νόμων του γνωστών ως «νόμοι του Maxwell» είπε ότι μια μέρα μπορεί να

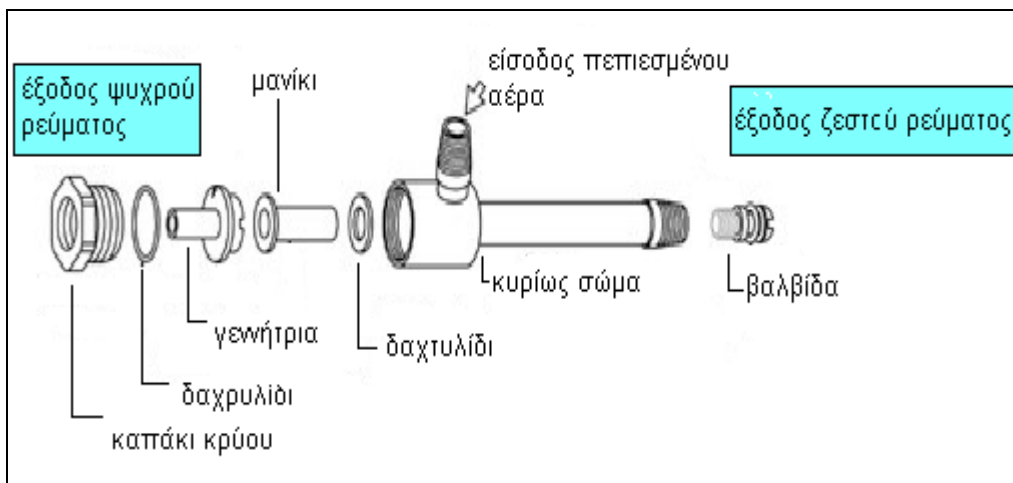
βρούμε μια συσκευή που να μπορεί να βγάξει και θερμό και ψυχρό αέρα, αν μπορούσαμε να πάρουμε και να εκπαιδεύσουμε ένα «μικρο δαίμονα» να μπορεί να ανοίγει και να κλείνει μια βαλβίδα, αναφερόμενος βέβαια στα μόρια.

Στο περιοδικό popular science τον Μάιο του 1947 βρίσκουμε ένα σύγγραμμα με την ονομασία «Maxwell's daemon comes to life» αναφερόμενο στις μελέτες του Hilsch[2].

1.3.Ο σωλήνας vortex σήμερα.

Η συγκεκριμένη συσκευή κυκλοφορεί σήμερα στο εμπόριο και χρησιμοποιείται κυρίως για σημειακή ψύξη μηχανημάτων και ηλεκτρικών κυκλωμάτων, στην ιατρική, σε δοκιμές θερμοστατών ή σε διαδικασίες υγροποίησης κόλλας και σε πολλούς άλλους κλάδους καθώς παρουσιάζει αρκετά πλεονεκτήματα σχετικά με κοινές μεθόδους ψύξης ή θέρμανσης. Είναι απλή, χωρίς κινητά μέρη, δεν χρειάζεται ηλεκτρικό ρεύμα ή χημικές ουσίες για να δουλέψει, είναι μικρή συσκευή και ελαφριά. Ακόμα παρέχει άμεσα το επιθυμητό αποτέλεσμα (ψύξη ή θέρμανση) και η θερμοκρασία είναι ρυθμιζόμενη. Τα μειονεκτήματα που έχει είναι η χαμηλή θερμική αποτελεσματικότητα και ο θόρυβος που παράγει. Γενικά πρόκειται για μια αρκετά απλή συσκευή που δεν χρειάζεται ιδιαίτερη συντήρηση (αφού δεν έχει κινητά μέρη).

Στο σχήμα 1.3 βλέπουμε τα μέρη από τα οποία αποτελείται ο σωλήνας vortex όπως κατασκευάζεται σήμερα στις πλύστες κατασκευαστικές εταιρείες ενώ στα σχήματα 1.4 -1.7 μπορούμε να δούμε πως συναντάμε το σωλήνα vortex όπως κυκλοφορεί σήμερα στο εμπόριο.



Σχήμα 1.3 Τα μέρη και η συναρμολόγηση του σωλήνα vortex



Σχήμα 1.4. Ο σωλήνας vortex σε διάφορες διαστάσεις όπως παρασκευάζεται από την εταιρία Newman Tools INC.



Σχήμα 1.5. Σωλήνας vortex με λάστιχο που ενσωματώνεται στην ψυχρή έξοδο για ψύξη σε εργαλειομηχανές CNC(Arizona Vortex Company).



Σχήμα 1.6: Σωλήνας vortex με ρυθμιζόμενη(κινητή) ενσωματωμένη σωλήνωση για γενική σημειακή φύξη (Arizona Vortex Company.)



Σχήμα 1.7 Σωλήνας vortex της Arizona V.C. ενσωματωμένος σε τρυπανη.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Η ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΗ ΕΞΕΛΙΞΗ

Εισαγωγή

Όσο αφορά την βιβλιογραφία πρώτη βιβλιογραφική αναφορά στον σωλήνα Ranque-Hilsch γίνεται από τον Westley[5] το 1954 στην οποία υπάρχουν 116 δημοσιεύσεις που έγιναν πριν το 1953. Στην συνέχεια έχουμε την διατριβή του Soni[8] το 1973 καθώς και του Hellyar[9] το 1979, με περίπου 250 αναφορές. Σχετικά με την τεχνολογική ανάπτυξη του σωλήνα θα δούμε ξεχωριστά το πειραματικό κομμάτι και το θεωρητικό.

2.1. Πειραματική εξέλιξη.

Πειραματικά ερευνήθηκαν τρεις διαφορετικοί τομείς στο παρελθόν οι οποίοι περιλαμβάνουν το εργαζόμενο μέσο, την γεωμετρία και την εσωτερική ροή του σωλήνα όπως παρουσιάζονται στην συνέχεια.

2.1.1. Το εργαζόμενο μέσο.

Η πρώτη μελέτη για διαχωρισμό μιγμάτων με το σωλήνα Ranque-Hilsch δημοσιεύθηκε το 1967 από τους Linderstrom-Lang[10]. Ενώ ακολούθησε ο Marshall[11] το 1977. Σαν εργαζόμενο μέσο χρησιμοποίησαν μίγματα αερίου από οξυγόνο και άζωτο καθώς και διοξείδιο του άνθρακα με ήλιο. Το 2001 ο σωλήνας vortex χρησιμοποιήθηκε από τον Kevin[12] για διαχωρισμό του διοξειδίου του

άνθρακα. Επίσης το 2002 χρησιμοποιήθηκε από τον Manohar[13] για τον εμπλουτισμό μεθανίου. Το 2004 ο Posherneven[14] χρησιμοποίησε υγροποιημένο φυσικό αέριο. Μεταξύ άλλων να αναφέρουμε ότι ο Collins[15] χρησιμοποίησε προπάνιο ως εργαζόμενο μέσο, ενώ ο Takahama[16] ατμό.

Γενικά παρατηρήθηκε ότι όσο ο βαθμός ξηρότητας των υγρών και του αέριου προπανίου μεγάλωνε τόσο μεγαλύτερο ενεργειακό διαχωρισμό είχαμε.

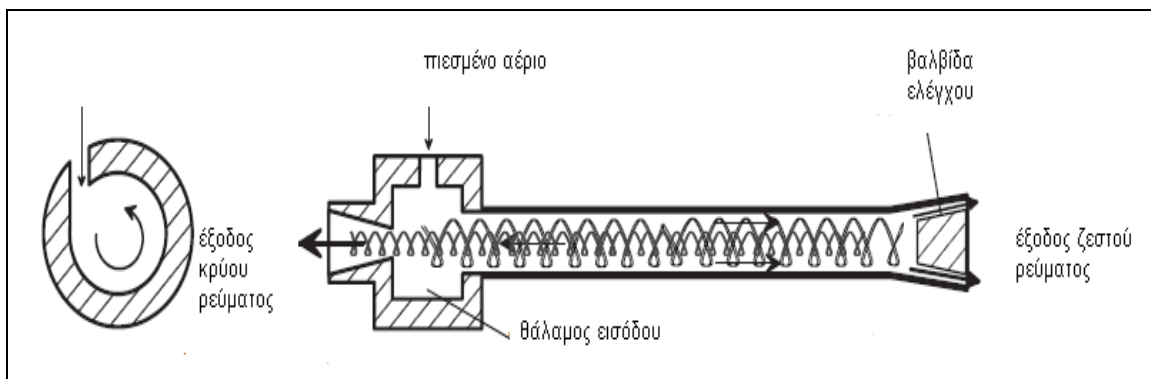
Το 1988 ο Balmer[17] χρησιμοποιώντας νερό σε υγρή μορφή κατέληξε στο ότι ο ενεργειακός διαχωρισμός ίσχυε και για πιέσης της τάξεως των 20-25 bar. Πράγμα που σημαίνει ότι ο σωλήνας vortex λειτουργεί και με ασυμπιέστη ροή.

Από τις παραπάνω μελέτες γίνεται αντιληπτό ότι το εργαζόμενο μέσο παίζει σημαντικό ρόλο στην λειτουργία του σωλήνα vortex.

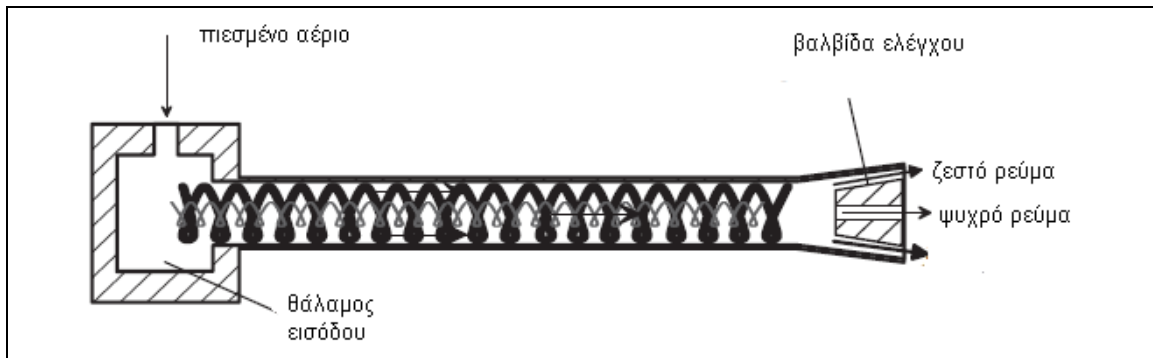
2.1.2. Γεωμετρία.

Όταν λέμε γεωμετρία εννοούμε την θέση των εξαρτημάτων απ' τα οποία απαρτίζεται ένας σωλήνας vortex. Όπως είναι η έξοδος του κρύου ρεύματος, η βαλβίδα ελέγχου ροής και το στόμιο εισόδου.

Όσο αφορά την θέση της εξόδου για το κρύο ρεύμα ο Ranque[18] προτείνει δυο διαφορετικούς τύπους σωλήνα. Ο ένας είναι ο τύπος counterflow (σχήμα 2.1.) στον οποίο το στόμιο για το ψυχρό ρεύμα είναι αντιδιαμετρικά με την έξοδο του ζεστού δηλαδή αν το ζεστό ρεύμα βγαίνει από το δεξί άκρο του σωλήνα τότε η έξοδος του κρύου γίνεται από το αριστερό άκρο. Ο δεύτερος τύπος που προτείνει ο Ranque είναι ο τύπος uniflow (σχήμα 2.2.) στον οποίο η έξοδος του ψυχρού ρεύματος γίνεται από το ίδιο άκρο με την ζεστή. Απο πειραματικές έρευνες παρατηρήθηκε ότι η απόδοση του σωλήνα τύπου counterflow είναι καλύτερη από του uniflow. Για αυτό και στις περισσότερες περιπτώσεις ο σωλήνας vortex τύπου counterflow προτιμάτε. Ο Hilsch[2] ήταν ο πρώτος που ερεύνησε την γεωμετρία σχετικά με την απόδοση του σωλήνα.



Σχήμα 2.1. Σωλήνας vortex τύπου counterflow.



Σχήμα 2.2. Σωλήνας vortex τύπου uniflow.

Η θέση του στομίου εισόδου και της βαλβίδας ελέγχου σχετικά με την απόδοση του σωλήνα έγιναν αντικείμενο ερευνών από τους Linderstorm-Lang[20].

Ο Westley[19] το 1955 με σχετικά πειράματα κατέληξε στην βελτιστοποίηση της γεωμετρίας του σωλήνα. Βρήκε ότι η βέλτιστη γεωμετρία μπορεί να περιγραφεί από μια σχέση μεταξύ της θέσης εισόδου, του μήκους του σωλήνα, της διατομής, της θέσης εξόδου και της πίεσης εισόδου. Η σχέση είναι η ακόλουθη

$$\frac{A_c}{A_{vt}} \approx 0.167, \quad \frac{A_{in}}{A_{vt}} \approx 0.156 + 0.176 / \tau_p \quad \text{όπου} \quad \tau_p = \frac{p_{in}}{p_c} = 7.5 \quad (2.1)$$

Όπου A_c η έξοδος του ψυχρού ρεύματος, A_{vt} είναι το κέντρο της περιοχής στην οποία εμφανίζεται η δίνη, A_{in} η είσοδος και p_{in} , p_c οι πιέσεις εισόδου και εξόδου ψυχρού ρεύματος αντίστοιχα.

Από το 1960 ο Takahama[16, 21-26] δημοσίευσε μια σειρά από μελέτες σχετικά με το σωλήνα vortex καταλήγοντας στο ότι αν ο αριθμός Mach στην είσοδο είναι μεταξύ 0,5-1 τότε για μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές η γεωμετρία πρέπει να ακολουθεί την σχέση

$$\frac{D_{in}}{D_{vt}} = 0.2, \quad \frac{A_{in}}{A_{vt}} = 0.08 \sim 0.17 \quad \text{και} \quad \frac{A_c}{A_{in}} = 2.3 \quad (2.2)$$

Όπου D_{in} η διάμετρος στην είσοδο και D_{vt} η διάμετρος του σωλήνα

Το 1969 ο Soni[8] δημοσίευσε μια μελέτη σχετικά με τον σωλήνα vortex στην οποία αναφέρει ότι χρησιμοποιώντας 170 διαφορετικούς σωλήνες για μετρήσεις κατέληξε στο ότι η σχέση που περιγράφει την βελτιστοποίηση της λειτουργίας του σωλήνα είναι

$$\frac{A_{in}}{A_{vt}} = 0.084 \sim 0.11, \quad \frac{A_c}{A_{vt}} = 0.08 \sim 0.145 \quad \text{και} \quad \frac{L_{vt}}{D_{vt}} > 45 \quad (2.3)$$

Όπου L_{vt} το μήκος του σωλήνα.

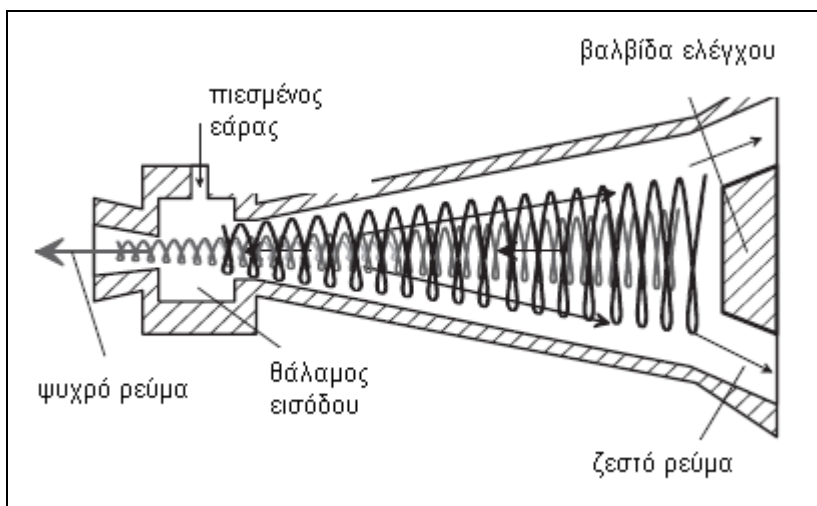
Αξίζει να σημειωθεί ότι όλες οι αδιάστατες ποσότητες που αναφέρονται πιο πάνω έχουν την ίδια τάξη μεγέθους, όπως ακριβώς τις περιγράφουν οι Westley-Takahama. Το 1974 ο Raiskii[27] έλεγξε τις σχέσεις πειραματικά.

Ακόμα ένας τύπος γεωμετρίας είναι ο κωνικός σωλήνας vortex, (σχήμα 2.3.) Σχεδιάστηκε από τον Paruleker[28] το 1961 ο οποίος πειραματίζοντας με την γωνιά του κώνου κατάληξε στο ότι η σχέση L_{vt}/D_{vt} μπορεί να πάρει τιμές μέχρι και 3. Ακόμα βρήκε ότι η τραχύτητα της εσωτερικής επιφάνειας του σωλήνα επηρεάζει την απόδοση του σωλήνα vortex. Κατ' ακρίβεια υποστήριξε ότι η τραχύτητα της εσωτερικής επιφάνειας του σωλήνα μπορεί να μειώσει την απόδοση του σωλήνα μέχρι και 20%.

Το 1966 εκτενή μελέτη σχετικά με τον κωνικό σωλήνα vortex έκανε ο Gulyaev[29]. Μεταξύ άλλων αναφέρει ότι κωνικός σωλήνας με γωνιά κώνου 2,3 μοίρες ξεπερνά τον κυλινδρικό σωλήνα σε θερμικό βαθμό απόδοσης και ικανότητα ψύξης κατά 20-30%.

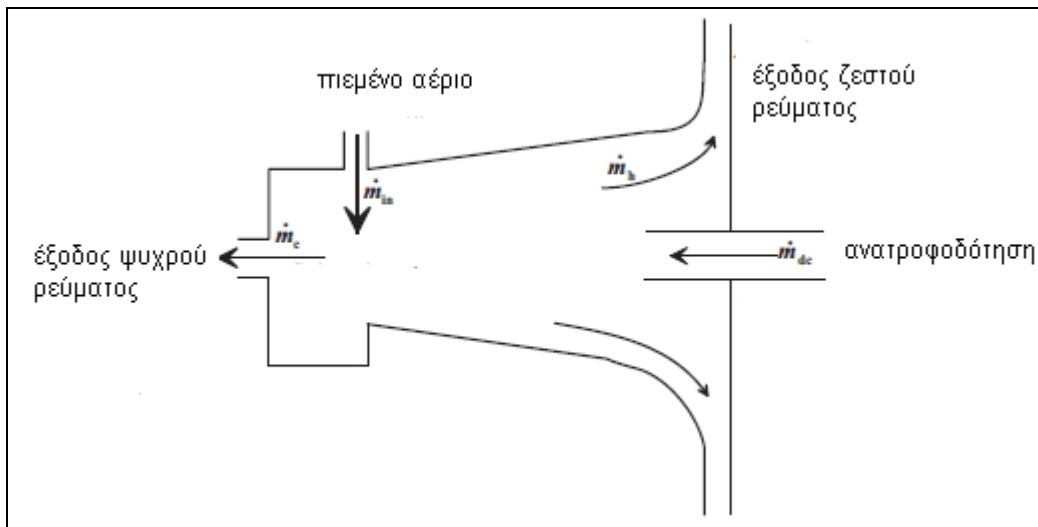
Το 1968 ο Borisenko[30] υποστήριξε ότι η βέλτιστη γωνιά κώνου είναι 3 μοίρες. Ο κωνικός σωλήνας vortex μελετήθηκε το 2003 από τον Posherneev[31] για χημικές εφαρμογές.

Με σκοπό να ελαττώσει το μήκος του σωλήνα ο Takahama[21-26] εισήγαγε τον αποκλίνων σωλήνα. Στην ουσία μετονόμασε τον κωνικό σωλήνα. Υποστήριξε ότι η βέλτιστη γωνιά κώνου είναι 1,7-5,1 μοίρες. Μετά από μελέτες σε όλες τις αναφορές σχετικά με τον κωνικό τύπο σωλήνα βρέθηκε ότι υπάρχει βέλτιστη γωνιά και είναι πάρα πολύ μικρή.



Σχήμα 2.3. Κωνικός σωλήνας vortex.

Το 1996 οι Piralishvili και Polyachen[32] εισήγαγαν ένα εντελώς καινούργιο τύπο σωλήνα vortex. Πρόκειται για τον σωλήνα διπλού κυκλώματος(ανατροφοδότησης) ο οποίος φαίνεται στο σχήμα 2.4. και είναι και αυτός κωνικός. Στο δεξί του άκρο στο κέντρο της κωνικής βαλβίδας έχει μια είσοδο ανατροφοδότησης από την οποία όμως το αέριο που μπαίνει έχει την ίδια θερμοκρασία με αυτή της κανονικής εισόδου αλλά χαμηλότερη πίεση. Με αυτό το σχεδιασμό έχουμε αύξηση στην ψυκτική ικανότητα του σωλήνα.



Σχήμα 2.4. Κωνικός σωλήνας vortex με ανατροφοδότηση.

2.1.3. Η οπτικοποίηση της εσωτερική ροή.

Για την μελέτη του πεδίου ροής μέσα στον σωλήνα vortex οι πρώτες ιδέες είχαν να κάνουν με εισαγωγή υγρού ή καπνού στον σωλήνα. Το 1950 ο Roy[33] εισήγαγε στον σωλήνα χρωματισμένο υγρό για παρατήρηση της ροής ενώ ο Lay [34] το 1959 χρησιμοποίησε νερό, δεν κατάφερε να δει τίποτα. Το 1962 ο Sibulkin[37] χρησιμοποίησε ένα μίγμα λαδιού με σκόνη άνθρακα, ενώ την ίδια περίοδο ο Smith[35-36] πειραματιζόταν με καπνό. Ο Piralishvili[32] το 1996 χρησιμοποίησε κεροζίνη.

Με την χρησιμοποίηση υγρών για παρατήρηση επικεντρώθηκαν στα εξωτερικά τοιχώματα του σωλήνα χρησιμοποιώντας διάφανο σωλήνα. Με την χρήση αερίου παρατηρήθηκε στα τοιχώματα περιστροφική κίνηση της οποίας η κατανομή ταχύτητας καταδεικνύει συμπαγείς περιστροφή στο κέντρο του σωλήνα. Η παρατήρηση με καπνό δείχνει την ροή κατά μήκος του άξονα στον σωλήνα. Στην ροή στο εσωτερικό του σωλήνα οι δυο διαφορετικές περιστροφικές κινήσεις μπορεί να διακριθούν ως μια αξονική στην έξοδο του ζεστού ρεύματος στα

τοιχώματα του σωλήνα και μια αξονική στην ψυχρή έξοδο στο κέντρο του σωλήνα. Με τις συγκεκριμένες τεχνικές απεικόνισης είναι πολύ εύκολο να προσδιορίσουμε ποιοτικά την ροή μέσα στον σωλήνα αλλά είναι αδύνατο να ληφθούν ποσοτικές πληροφορίες για την ροή.

Για να παρθούν μετρήσεις σχετικά με την θερμοκρασία την πίεση και την ταχύτητα απαιτούνται αισθητήρες. Έτσι ο Sheller[37] το 1957 ο Lay[38] το 1959 ο Holman[39] το 1961 ο Smith[35-36] και ο Sibulkin[40-41] το 1962 ο Reynolds[42] της το 1962 ο Takahama[16.21-26] και ο Ahlborn[43] το 1997 ο Gao[44] το 2005 όλοι χρησιμοποίησαν σωλήνα τύπου Pitot για να μετρήσουν πίεση και θερμοστοιχεία για να μετρήσουν θερμοκρασία στο εσωτερικό του σωλήνα. Οι αισθητήρες που χρησιμοποιήθηκαν από της Sheller, Lay, Holman, Smith, Reynolds και Takahama ήταν πολύ μεγάλοι σε μέγεθος συγκριτικά με τον σωλήνα έτσι το σφάλμα ήταν αρκετά μεγάλο για να αγνοηθεί. Ο Reynolds και ο Ahlborn χρησιμοποίησαν μικρούς αισθητήρες αλλά χωρίς βαθμονόμηση.

Σκοπός όλων αυτών των πειραματικών μελετών ήταν κατά κύριο λόγο να βρουν ένα εμπειρικό μοντέλο για την βελτιστοποίηση του σωλήνα vortex και κατά δεύτερο να μπορέσουν να προωθήσουν την συσκευή στην αγορά για ευρεία χρήση και τελικώς να μπορέσουν να καταλάβουν τον μηχανισμό με τον οποίο λειτουργούσε η συσκευή και πώς γινόταν ο ενεργειακός διαχωρισμός.

2.2.Θεωρητική ανάπτυξη.

Θεωρητικές μελέτες δημοσιεύονταν παράλληλα με της πειραματικές. Οι περισσότερες θεωρίες είναι βασισμένες στην παρατήρηση των πειραμάτων ενώ βασίζονται σε αριθμητικές προσομοιώσεις. Το 1997 ο Gutsol[45] και το 2002 ο Leontev[46] δημοσίευσαν λεπτομερές αναφορές σχετικά με τον σωλήνα vortex. Εμείς εδώ θα κάνουμε μια σύντομη γενική αναφορά.

2.2.1.Το μοντέλο της αδιαβατικής συμπίεσης και αδιαβατικής διαστολής.

Η πρώτη αναφορά έγινε από τον Ranque[1]. Εξήγησε ότι ο διαχωρισμός ενέργειας γίνεται λόγω της αδιαβατικής διαστολής στο κέντρο του σωλήνα και της αδιαβατικής συμπίεση στην περιφέρεια. Το 1947 ο Hilsch[2] προσπάθησε να δώσει εξήγηση με το ίδιο περίπου σκεπτικό με την διαφορά ότι εισήγαγε την έννοια της εσωτερικής τριβής μεταξύ των εσωτερικών και των εξωτερικών στρωμάτων. Λόγω του ότι η διαδικασία δεν είναι ακριβώς αδιαβατική αυτή η θεωρία μετέπειτα απορρίφθηκε.

2.2.2.Η θεωρία μεταφοράς θερμότητας του Scheper.

Το 1951 ο Scheper[47] πρότεινε μια θεωρία μεταφοράς θερμότητας βασισμένος στην πειραματική του μελέτη. Η συγκεκριμένη θεωρία όμως είχε βασιστεί σε εμπειρικές υποθέσεις και συμπεράσματα για αυτό και απορρίφθηκε.

2.2.3. Η επίδραση της τριβής και της τύρβης.

Το 1950 ο Fulton[48] εξήγησε πως ο ενεργειακός διαχωρισμός γίνεται λόγω του ελεύθερου και του εξαναγκασμένου στροβιλισμού που γίνονται μέσα στο σύστημα. Είπε ότι το αέριο μόλις εισέρχεται στον σωλήνα καταφέρνει από μόνο του να στροβιλίζεται σε χαμηλές γωνιακές ταχύτητες στην περιφέρεια και πολύ ψηλές στο κέντρο. Λόγω της τριβής μεταξύ των στρωμάτων του αερίου δημιουργείται η τάση του να εξισωθούν οι γωνιακές ταχύτητες των στρωμάτων σαν σε ένα στερεό σώμα. Λόγω αυτής της τάσης αυτής των στρωμάτων, το εξωτερικό στρώμα αποκτά περισσότερη κινητική ενέργεια από όση εσωτερική ενέργεια χάνει και αυτό αυξάνει την θερμοκρασία του. Στον αντίποδα το εσωτερικό στρώμα αερίου χάνει κινητική ενέργεια και έτσι πέφτει η θερμοκρασία του. Ο Fulton[48] βρήκε μια συσχέτιση της μέγιστης θερμοκρασιακής διαφοράς ($\Delta T_{c,max} = T_{in} - T_c$) που μπορούμε να πετύχουμε με τον αριθμό Prandtl.

$$\frac{\Delta T_{c,max}}{\Delta T_{is}} = 1 - \frac{1}{2P_r} \quad (2.4)$$

Όπου ΔT_{is} υπολογίστηκε βάση παραδοχής ισεντροπικής μεταβολής.

$$\Delta T_{is} = T_{in} \left(1 - \left(\frac{P_c}{P_{in}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right) \quad (2.5)$$

Ο Lay[34] με την θεωρία του ελεύθερου και εξαναγκασμένου στροβιλισμού έκανε μια πολύ ωραία μαθηματική τυποποίηση σύμφωνα με την οποία η εσωτερική τριβή και η τυρβώδης ροή είναι η κύρια αιτία για τον διαχωρισμό ενέργειας. Ο Kreith[49] και ο Alimov[50] συμφωνούν με την συγκεκριμένη θεωρία και ο Reynolds[51-52].

Ο Van Deemter[53] το 1951 έκανε μια αριθμητική προσομοίωση με την εξίσωση Bernouli. Είχε παρόμοιες ιδέες με τον Fulton[48] και υπολόγισε το προφίλ της θερμοκρασίας διαβαθμισμένης με τον αριθμό Prandtl. Οι μετρήσεις συμφωνούν αρκετά ικανοποιητικά με τις μετρήσεις του Hilsch[2].

Στο πανεπιστήμιο του Xi'an Jiaotong[54] ερευνήθηκε η θεωρία των Deissler[55] Reynolds[43, 51-52] Sibulkin[37] και Lewellen[56] με πειράματα και υπολογισμούς και κατάληξαν στο ότι ο διαχωρισμός ενέργειας γίνεται λόγω της εσωτερικής τριβής και της τυρβώδους ροής και χαρακτηρίζεται από τον αριθμό του ιξώδους.

Ο Gutsol[46] μελετώντας της είδη υπάρχουσες θεωρίες πρότεινε ένα μοντέλο βασισμένο στην τυρβώδης ροή στο οποίο υποστήριξε ότι λόγω της τυρβώδους ροής που δημιουργείται στην είσοδο του σωλήνα δημιουργούνται σε διάφορα επίπεδα τέτοιου τύπου ροές μέσα στο σωλήνα. Μέσω της ροής της γίνεται

ανταλλαγή κινητικής ενέργειας και θερμότητας. Αυτή η θεωρία συμφωνεί σε γενικές γραμμές με την θεωρία του Fulton[48].

Οι θεωρίες αυτές που κάνουν λόγο σε τριβή και τυρβώδες ροή θεωρούνται ατελείς αφού αναφέρουν της παραμέτρους τύρβης οι οποίες είναι αδύνατο να υπολογιστούν και έτσι βασίζονται σε καθαρά θεωρητικές υποθέσεις. Ακόμα σημαντικό μειονέκτημα είναι ότι δεν λαμβάνουν υπόψη καθόλου την γεωμετρία και τις επιπτώσεις της στην όλη διαδικασία. Οι παραπάνω δυσχέρειες περιορίζουν της εφαρμογές των μοντέλων αυτών.

2.2.4. Θεωρία ακουστικών ρευμάτων.

Οι Kurosaka[7,59], Chu[57] και Kuwoda[58] στο πανεπιστήμιο του Τενεσί επικέντρωσαν τις έρευνές τους σε θεμελιώδεις λειτουργίες της ροής και βρήκαν συσχέτιση των ακουστικών συχνοτήτων συντονισμού με την συχνότητα κίνησης του εξαναγκασμένου στροβιλισμού. Πρότειναν ότι ο διαχωρισμός ενέργειας εντός του σωλήνα γίνεται λόγω της απόσβεσης της ακουστικής ροής κατά μήκος του άξονα του σωλήνα στην έξοδο του ζεστού ρεύματος.

2.2.5. Το μοντέλο του Ahlborn

Ο Ahlborn[60] βασισμένος σε πειραματικές μετρήσεις έκανε πρώτος λόγο σε ένα δευτερεύον κύκλωμα ροής μέσα στο σωλήνα vortex. Βρήκε ότι η ροή μάζας αέρα στο εσωτερικό του σωλήνα λίγο πριν την έξοδο του ψυχρού ρεύματος είναι μεγαλύτερη από την παροχή ψυχρού αέρα που βγαίνει από την έξοδο πράγμα που συνεπάγει ένα δευτερεύον κύκλωμα μέσα στο σωλήνα. Με αυτό το μοντέλο ο σωλήνας vortex μπορεί να θεωρηθεί σαν μια κλασσική συσκευή ψύξης.

Αυτό το δευτερεύον κύκλωμα διαπιστώθηκε και από της Linderstrom-Lang[10,61], Fulton[49], Scheper[38,48], Gao[45] ενώ μελετήθηκε και υπολογιστικά από τους Cockerill[6], Frohlingsdorf[62], Gutsol[46,63] και Aljwayhel[64]. Η κύρια διαφωνία όλων αυτών είναι στο κατά πόσο το δευτερεύον αυτό κύκλωμα είναι ανοικτός ή κλειστός κύκλος

Εν κατακλείδι, όπως τόνισε ο Van Deemter[53] και ο Gutsol[45], οι περισσότερες από αυτές τις θεωρίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ποιοτική ανάλυση μόνο και είναι ελλιπείς. Η παραπάνω θεωρίες επισημάνουν απλά δύο κατευθύνσεις της θεωρητικής έρευνας, η οποία παρέχει συμβουλές για περαιτέρω έρευνες. Η μια επικεντρώνεται σε θερμοδυναμική, τυρβώδης ροή, ιξώδη, τριβή, την εσωτερική μεταφορά θερμότητας, και την ακουστική. Η άλλη είναι σχετικά με το πρότυπο ροής, και το δευτερεύον κύκλωμα.

2.3. Ανάλυση θεωριών σχετικά με το διαχωρισμό ενέργειας.

Σε αυτό το υποκεφάλαιο θα αναλύσουμε της κυριότερες θεωρίες σχετικά με το πώς γίνεται ο διαχωρισμός ενέργειας μέσα στον σωλήνα vortex. Με την πάροδο

του χρόνου έχουν αναπτυχθεί πάρα πολλές θεωρίες αλλά οι περισσότερες χαρακτηρίστηκαν ανακριβείς. Σε αυτό το σημείο εμείς θα ασχοληθούμε με τις πιο παραδεχτές θεωρίες.

2.3.1.Θεωρία βασισμένη στην συνεκτικότητα-ιξώδες.

Η συγκεκριμένη θεωρία κάνει λόγο σε ομόκεντρα στρώματα μέσα στον σωλήνα τα οποία στροβιλίζονται με διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες. Αυτές οι γωνιακές ταχύτητες των στρωμάτων αυξάνουν όσο πιο κοντά στο κέντρο βρίσκονται τα στρώματα (διατήρηση στροφορμής). Λόγω λοιπόν της αλληλεπίδρασης των στρωμάτων η ενέργεια από τα εσωτερικά στρώματα μεταφέρεται στα εξωτερικά. Ο Arbutof[65] το 1997 ανέπτυξε μια δομή για οπτικοποίηση της ροής στο σωλήνα vortex σε μεγάλη κλίμακα, χρησιμοποιώντας την μέθοδο χρωματισμού του Hilbert[66], και κατέληξε στο συμπέρασμα ότι τέσσερις μηχανισμοί μπορεί να είναι υπεύθυνοι για τον διαχωρισμό ενέργειας.

A) μικρής κλίμακας εσωτερικές δίνες μέσα στην κύρια δίνη

B) διαφορά πίεσης ανάμεσα στα στρώματα

Γ) μεταφορά θερμότητας μεταξύ του ρευστού και των τοιχωμάτων του σωλήνα

Δ) θέρμανση του ρευστού λόγω της συνεκτικότητας και της κινητικής ενέργειας.

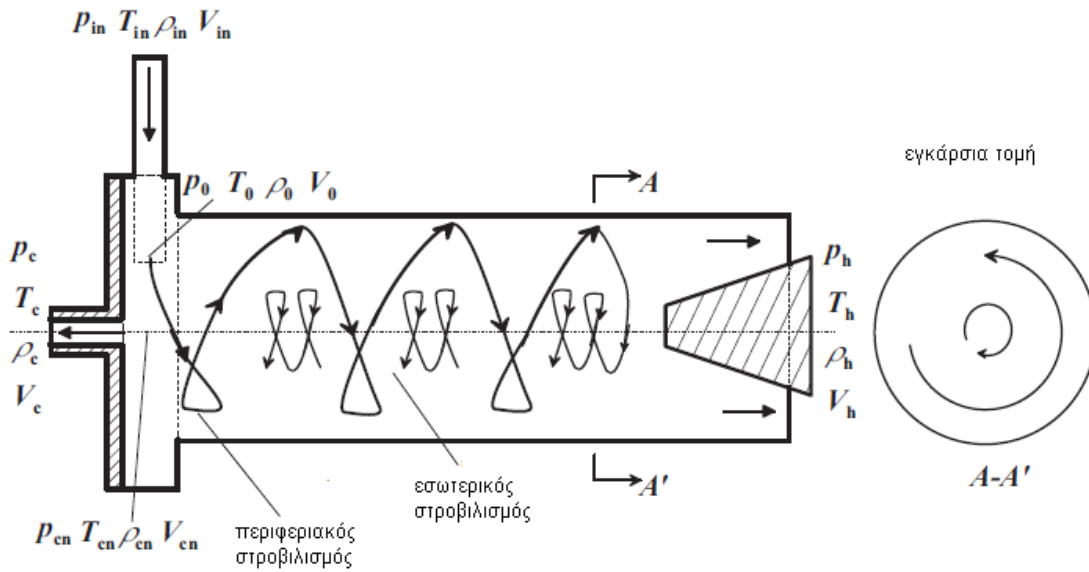
Το τελικό συμπέρασμα ήταν ότι ο διαχωρισμός ενέργειας γίνεται λόγω της θέρμανσης του ρευστού λόγω συνεκτικότητας, σε ένα λεπτό οριακό στρώμα κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα και της ψύξης του στο κέντρο του σωλήνα λόγω χαμηλής πίεσης στην περιοχή του άξονα. Κάτι που αποδέχτηκε και ο Wu[67] σε σχετική μελέτη το 2006 ο οποίος συμπέρανε ότι η μεταφορά ενέργειας γίνεται λόγω της συνεκτικότητας του ρευστού στις διαφορετικές ακτίνες μέσα στο σωλήνα.

Οι Lewins και Benjan[68] το 1999 πρότειναν ότι οι διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες στην ακτίνα του σωλήνα προκαλούν τριβές μεταξύ των στρωμάτων πράγμα το οποίο οδηγεί στην συναλλαγή έργου μεταξύ των διαδοχικών στρωμάτων από τα εσωτερικά της τα εξωτερικά υπο μορφή θερμότητας. Ο Trofimov το 2000 είπε ότι λόγω της στροφορμής μέσα στον σωλήνα επαληθεύεται αυτό που είπαν οι Lewins και Benjan.

2.3.2. Το μοντέλο του Ahlborn.

Το 1990 ο Ahlborn βασιζόμενος στην θεωρία του ανέλυσε και απόδειξε πειραματικά την ύπαρξη και δευτερεύον ροής μέσα στο σωλήνα. Στο σχήμα 2.5. βλέπουμε καλύτερα το πώς λειτουργούν γενικά οι ροές μέσα στο σωλήνα. Βλέπουμε λοιπόν ότι στην περιφέρεια η στροβιλιζόμενη ροή κατευθύνεται προς την έξοδο του ζεστού ρεύματος ενώ η εσωτερική στροβιλιζόμενη ροή κατευθύνεται προς την έξοδο του ψυχρού ρεύματος. Ακόμα να σημειώσουμε ότι

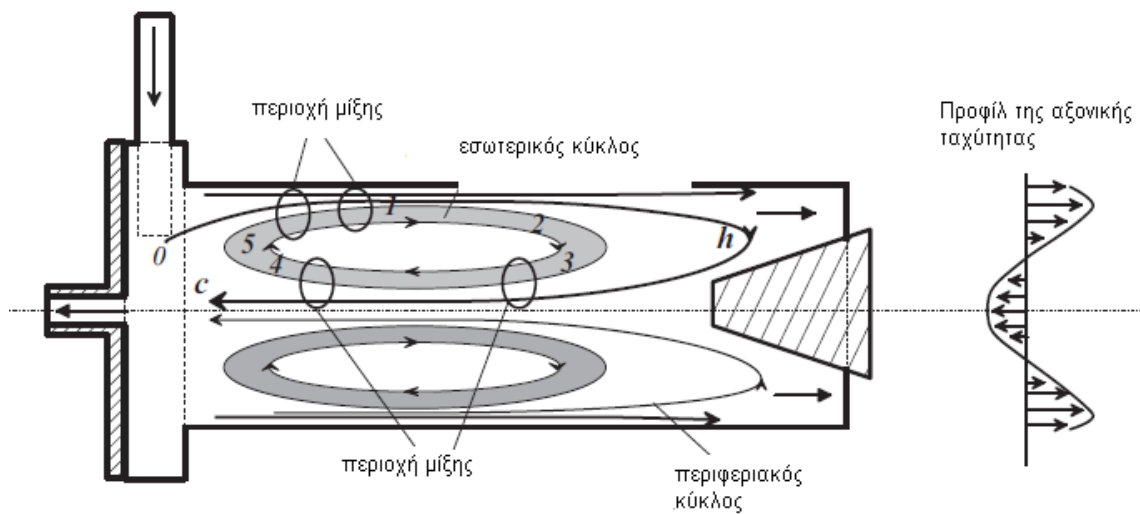
οι δυο ροές στροβιλίζονται με αντίθετη φορά. Τα δυο αυτά ρεύματα στροβιλίζονται με πάρα πολύ μεγάλη ταχύτητα.



Σχήμα 2.5. Η ροή μέσα στον σωλήνα vortex

2.3.2.1. Η συναλλαγή θερμότητας κατά τον Ahlborn.

Οι δυο στροβιλιζόμενες ροές σύμφωνα πάντα με τον Ahlborn όπως βλέπουμε στο σχήμα 2.6 δημιουργούν δυο κύκλους μέσα στο σωλήνα.



Σχήμα 2.6. Το μοντέλο του Ahlborn.

Ο ένας κύκλος είναι ο εσωτερικός (γκρίζα περιοχή) ο οποίος λειτουργεί σαν ψυχτικό μέσο στο σύστημα και είναι κλειστός κύκλος. Ο περιφερειακός κύκλος είναι ανοικτός κύκλος και το αέριο που εξέρχεται από τον κύκλο ανανεώνεται από το εισερχόμενο αέριο. Σε αυτό τον κύκλο μέρος του αερίου που μπαίνει θα βγεί από την έξοδο του ζεστού ρεύματος. Το υπόλοιπο μέρος του θα επιστρέψει αξονικά και θα βγεί από την έξοδο του ψυχρού ρεύματος στην άλλη πλευρά του σωλήνα. Αυτοί οι δυο κύκλοι ενεργούν σαν περιβάλλον ψιλής και χαμηλής θερμοκρασίας όπως ακριβώς σε ένα απλό ψυκτικό κύκλο.

Σε αυτή την βασική ιδέα είναι βασισμένη η συναλλαγή θερμότητας μεταξύ της εσωτερικής περιοχής η οποία έχει χαμηλή πίεση και της περιφέρειας με ψηλότερη πίεση μέσω των δυο αυτών κύκλων. Σε αυτή την θεωρία απόδωσε την συναλλαγή ενέργειας ο Ahlborn.

Για να αναλύσουμε την σκεπτική του Ahlborn ακολουθούμε το σχήμα 2.6 όπου οι αριθμοί 0-5 δείχνουν την θέση της διαδικασίας στον κύκλο.

A) Αποβολή θερμότητας. (0→1, 5→1): κοντά στο στόμιο εισόδου η θερμοκρασία T_0 του αερίου που εισέρχεται στην περιφέρεια είναι μικρότερη από την θερμοκρασία T_5 του αερίου στην θέση 5 του εσωτερικού κύκλου. Το εισερχόμενο αέριο αναμιγνύεται με το αέριο στον εσωτερικό κύκλο και πάει στην θέση 1 με θερμοκρασία T_1 . Ονομάζοντας την εισερχόμενη ροή μάζας \dot{m}_0 και την ροή μάζας που εισέρχεται στον κύκλο προς το σημείο 1 \dot{m}_{sc} (όπου οι δείκτες sc από τον αγγλικό όρο 'secondary circulation') ο Ahlborn παραμελώντας την κινητική ενέργεια κατάληξε στην παρακάτω ισορροπία

$$\dot{m}_0(T_1 - T_0) = \dot{m}_{sc}(T_c - T_1) \quad (2.6)$$

Όπου η θερμοκρασία T_5 αντικαταστάθηκε από την θερμοκρασία του κρύου ρεύματος T_c .

B) Αδιαβατική επιβράδυνση: Ακολουθώντας την περιφερειακή στροβιλιζόμενη ροή προς την έξοδο ζεστού ρεύματος το αέριο εβρισκόμενο στην θέση 1 με αριθμό Mach $M_{a,0}$ έχει επιβραδυνθεί λόγω τριβών. Ο Ahlborn υπολόγισε για αυτή την αδιαβατική επιβράδυνση ισχύει

$$T_h = T_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{a,0}^2\right) = T_1 (1 + \Gamma X) \quad (2.7)$$

Όπου εδώ εισήγαγε και τον συμβολισμό

$$X = \gamma/2 M_{a,0}^2 \quad (2.8)$$

Γ) Απορρόφηση θερμότητας: (h→4, 3→4) Ένα μέρος του ζεστού αερίου στον περιφερειακό κύκλο όταν φτάνει στο σημείο h, επιστρέφει προς τα πίσω με μια

παροχή \dot{m}_c . Έτσι στο σημείο 3 η θερμοκρασία T_3 θεωρείται ίση με την T_1 . Μετά την ανάμιξη η θερμοκρασία γίνεται T_c . Η ισορροπία θερμότητας είναι

$$\dot{m}_{sc}(T_c - T_1) = \dot{m}_c(T_h - T_c) \quad (2.9)$$

Συνεπάγεται ότι το ζεστό αέριο ψύχεται από την ανάμιξή του με το αέριου στον εσωτερικό κύκλο.

Από τις εξισώσεις 2.7 και 2.9 και με $\varepsilon = \dot{m}_c/\dot{m}_0$: (κλάσμα παροχής)

$$T_1 = T_0 + \varepsilon(T_h - T_c) \quad (2.10)$$

2.3.2.2. Η σχέση πίεσης X.

Ο Ahlborn υπέθεσε ότι η περιστρεφόμενη κίνηση μέσα στον σωλήνα μπορεί να θεωρηθεί σαν μια περιστροφή ενός συμπαγούς σώματος με $V = \Omega_v r$, όπου το V παίρνει τιμές από $V=0$ στον άξονα μέχρι $V_0 = \Omega_v R$ στην περιφέρεια. Η κατανομή της πίεσης ακολουθεί την δυναμική ισορροπία

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \Omega_v^2 r \quad (2.11)$$

Ο Ahlborn παραμελώντας την διακύμανση της πυκνότητας κατάληξε στην εξής σχέση για την πίεση p_c στο κέντρο και p_0 στην εξωτερική ακτίνα

$$p_0 - p_c = \frac{1}{2} \rho_0 \Omega_v^2 R_{vc}^2 = \frac{1}{2} \rho_0 v_0^2 = \frac{1}{2} \rho_0 c_0^2 M_{a,0}^2 = \frac{\gamma}{2} p_0 M_{a,0}^2 \quad (2.12)$$

Μετά ορίζοντας την σχέση πίεσης

$$X \equiv \frac{p_0 - p_c}{p_0} \quad (2.13)$$

κατάληξε στο

$$X = \frac{\gamma}{2} M_{a,0}^2 \quad (2.14)$$

Συνήθως η πίεση p_0 δεν είναι γνωστή αφού εξαρτάται από την πίεση εισόδου p_{in} και το αριθμό Mach. Σε αυτή την σχέση ο Ahlborn εσφαλμένα εφάρμοσε δυναμική ισορροπία στην προσέγγιση ασυμπίεστης ροής και κατάληξε στην σχέση

$$\gamma M_{a,0} \simeq \frac{p_{in} - p_0}{p_0} \quad (2.15)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις 2.13, 2.15, 2.15 κατάληξε στην σχέση πίεσης

$$\tau_p = \frac{p_{in}}{p_c} = \frac{2X + 1}{1 - X} \quad (2.16)$$

Μπορεί να υπολογιστεί ότι η μέγιστη τιμή του που μπορεί να πάρει είναι 8 με αριθμό Mach 1 και $\gamma=1,4$.

Ο Ahlborn αντί να λύσει τις εξισώσεις 2.7 και 2.9 παρουσίασε μια υποθετική προσέγγιση όσο αφορά τις τιμές των θερμοκρασιών T_0 και T_1 . Υπέθεσε ότι οι τιμές τους είναι κοντά στην τιμή της T_c πράγμα που είναι πολύ δύσκολο να αποδειχθεί μαθηματικά. Με αυτή την υπόθεση ο Ahlborn κατάληξε στα εξής

$$\frac{T_h}{T_c} = 1 + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} X(\varepsilon + 1) = 1 + \Gamma X(\varepsilon + 1)$$

$$\frac{T_h}{T_{in}} = 1 + \frac{6\Gamma X \varepsilon}{4 + 3\Gamma X}$$

$$\frac{T_c}{T_{in}} = \frac{1 + \frac{6\Gamma X \varepsilon}{4 + 3\Gamma X}}{1 + \Gamma X(\varepsilon + 1)}$$

$$\frac{\Delta T_h}{T_{in}} = \frac{T_h - T_{in}}{T_{in}} = \frac{6\Gamma X \varepsilon}{4 + 3\Gamma X}$$

$$\frac{\Delta T_c}{T_{in}} = \frac{T_c - T_{in}}{T_{in}} = \frac{\frac{6\Gamma X \varepsilon}{4 + 3\Gamma X} - \Gamma X(1 + \varepsilon)}{1 + \Gamma X(1 + \varepsilon)}$$

$$X = \frac{\gamma}{2} M_{a,0}^2$$

2.3.2.3.Σχόλια σχετικά με το μοντέλο του Ahlborn.

Ο Ahlborn παρουσίασε το συγκεκριμένο μοντέλο ονομάζοντας το 'original secondary circulation mode;' Σχετικά με το συγκεκριμένο μοντέλο πρέπει να κάνουμε τις εξής παρατηρήσεις

A) Η συμπίεστικότητα του εργαζόμενου μέσου μερικές φορές λαμβάνεται υπόψη μερικές όχι. Παραδείγματος χάρη η ροή εισόδου στο ακροφύσιο σε σχετική του δημοσίευση χαρακτηρίζεται ασυμπίεστη, ενώ σχετικά φαινόμενα που παρουσιάζονται όπως το 'choking' σε λαιμό μπορεί να εξηγηθεί μόνο με μια διατύπωση βασισμένη στην συμπίεστικότητα. Επιπλέον είναι αδύνατο να υπολογίσουμε τον αριθμό Mach στην έξοδο τα ακροφυσίου βασισμένοι σε μία ανυπόστατη δυναμική ισορροπία.

B) Η κινητική ενέργεια του ρευστού στην περιφέρεια μερικές φορές λαμβάνεται υπόψη μερικές όχι. Το ότι η χαμηλότερη θερμοκρασία μπορεί να βρεθεί κοντά στην είσοδο ισχύει αλλά είναι, κατά πολύ, αποτέλεσμα της μεγάλης κινητικής ενέργειας. Ακόμα υποθέτει ότι στην περιοχή μίξης κοντά στην είσοδο ($0 \rightarrow 1$, $5 \rightarrow 1$) η ενθαλπία παραμένει σταθερή ενώ η κινητική ενέργεια αγνοείται εντελώς. Αλλά σε μια αδιαβατική κατάσταση αυτό ισχύει μόνο για τα στατικές τιμές της ενθαλπίας, συμπεριλαμβανομένης της κινητικής ενέργειας. Πράγμα που σημαίνει ότι αν εφαρμόσουμε το μοντέλο στην θεωρία θα βρούμε $T_{a_c} = T_{a_h} = T_{in}$.

Γ) Ο Ahlborn θεώρησε την κατανομή ταχύτητας μέσα στον σωλήνα σύμφωνα με την ανάλυση του Rankine για στροβιλιζόμενες ροές πράγμα που θεωρείται αποδεχτό. Αλλά στην ανάλυσή του λαμβάνει υπόψη μόνο την εσωτερική στροβιλιζόμενη ροή που αν λάμβανε και την περιφερειακή τότε στον υπολογισμό της παραμέτρου X που περιγράφει θα λάμβανε υπόψη και την γεωμετρία του σωλήνα.

Δ) Αν δεχτούμε ότι αδιαβατικά η θερμοκρασία T_{a_0} σχετίζεται με την $T_{a_{in}}$ σύμφωνα με την σχέση 1111 τότε αντικαθιστώντας την T_{a_0} από την 1111 στην 11111 σε συνδυασμό με την εξίσωση ενέργειας 1111 τότε καταλήγουμε στο ότι $T_{a_h} = T_{a_c} = T_{a_{in}}$.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΣΤΡΟΒΙΛΙΖΟΜΕΝΕΣ ΡΟΕΣ.

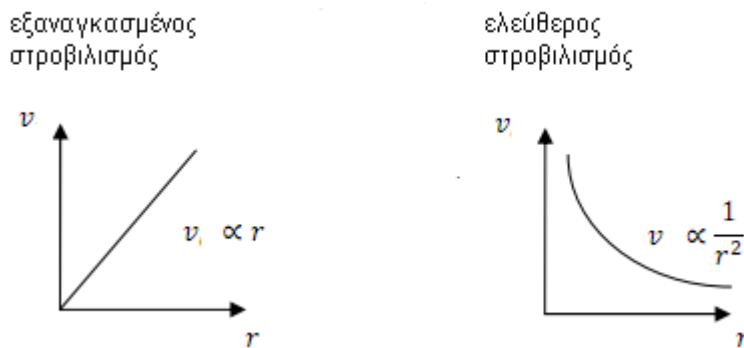
Εισαγωγή.

Όπως είδαμε από το 1930 ο μηχανισμός μεταφοράς ενέργειας στο εσωτερικό του σωλήνα Ranque-Hilsch έχει αποτελέσει στοιχείο ερευνών για πολλούς μεγάλους ερευνητές ακόμα και μέχρι σήμερα. Στο παρόν κεφάλαιο, θα ασχοληθούμε με τους απαραίτητους νόμους, εξισώσεις και γενικότερα τη συλλογή όλων των στοιχείων που είναι απαραίτητα για την κατανόηση της λειτουργίας του σωλήνα Ranque-Hilsch σχετικά με την ροή στο εσωτερικό του.

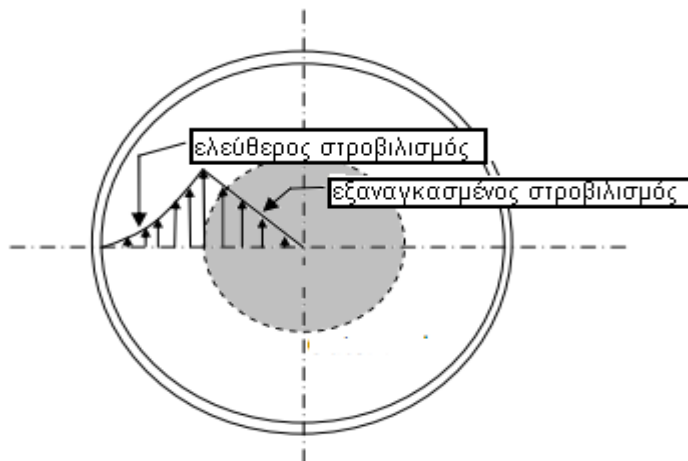
Σε αυτό το σημείο να κάνουμε μια γενική επανάληψη για το πως λειτουργεί αυτή η συσκευή ορίζοντας κάποιες απαραίτητες γνώσεις.

Ο εισερχόμενος πιεσμένος αέρας, μπαίνοντας από το στόμιο εισόδου εφαιπτομενικά στον κυλινδρικό θάλαμο εισόδου λόγω του σχεδιασμού του θαλάμου αρχίζει να στροβιλιζείται. Αυτό το στροβιλιζόμενο αέριο ακολουθεί τα τοιχώματα του μικρότερου σε διάμετρο σωλήνα με στροβιλισμό όπως αναφέραμε που πλησιάζει και μπορεί να ξεπερνά μερικές φορές τις 1 000 000 rpm. Όταν φτάσει στο τέλος ένα μέρος του θα διαφύγει μέσω της βαλβίδας. Το υπόλοιπο επιστρέφει προς τα πίσω με ένα εσωτερικό στροβιλισμό στο κέντρο του σωλήνα και διαφεύγει από το ακροφύσιο στο άλλο άκρο του σωλήνα. Πρόκειται για δυο διαφορετικούς τύπους στροβιλιζόμενων ροών. Την ελεύθερη και εξαναγκασμένη. Στην ελεύθερη στροβιλιζόμενη ροή η γωνιακή ταχύτητα αυξάνει όσο πλησιάζουμε το κέντρο της δίνης, δηλαδή όσο πιο κοντά είναι ένα σωματίδιο στο κέντρο της δίνης τόσο πιο γρήγορα περιστρέφεται. Σε μια εξαναγκασμένη στροβιλιζόμενη ροή όσο πιο κοντά στο κέντρο της δίνης, τόσο πιο μικρή είναι η ταχύτητα. Στον σωλήνα vortex το εξωτερικό (ζεστό), ρεύμα του αέρα είναι μια ελεύθερη στροβιλιζόμενη ροή ενώ το εσωτερικό (κρύο) ρεύμα του αέρα είναι εξαναγκασμένη. Η περιστροφική κίνηση της εξαναγκασμένης ροής ελέγχεται από την ελεύθερη ροή (θερμό ρεύμα αέρα). Το εσωτερικό ρεύμα αέρα ρέει μέσω του

κοίλου πυρήνα της εξωτερικής ροής αέρα σε μια πιο αργή ταχύτητα από το εξωτερικό ρεύμα αέρα. Δεδομένου ότι η ενέργεια είναι ανάλογη με το τετράγωνο της ταχύτητας, το κρύο ρεύμα αέρα χάνει ενέργεια υπό μορφή θερμότητας. Αυτό επιτρέπει στην ενέργεια να ρέει από το εσωτερικό ρεύμα αέρα προς το εξωτερικό ρεύμα αέρα με αποτέλεσμα το εξωτερικό ρεύμα όσο πλησιάζει στην βαλβίδα στο άκρο του σωλήνα να παίρνει όλο και περισσότερη θερμότητα ενώ το κρύο ρεύμα όσο πλησιάζει στο ακροφύσιο στο άλλο άκρο του σωλήνα να ψύχεται όλο και περισσότερο. Στο σχήμα 3.1 βλέπουμε την σχέση της συνιστώσας της περιφερειακής ταχύτητας με την ακτίνα στον ελεύθερο και εξαναγκασμένο στροβιλισμό σύμφωνα με τον Rankine ενώ στο σχήμα 3.2 μπορούμε να δούμε το προφίλ της ροής σε μια εγκάρσια τομή του σωλήνα. Περισσότερη ανάλυση στην ελεύθερη και εξαναγκασμένη ροή γίνεται στην παράγραφο 3.3.1 του παρών κεφαλαίου.



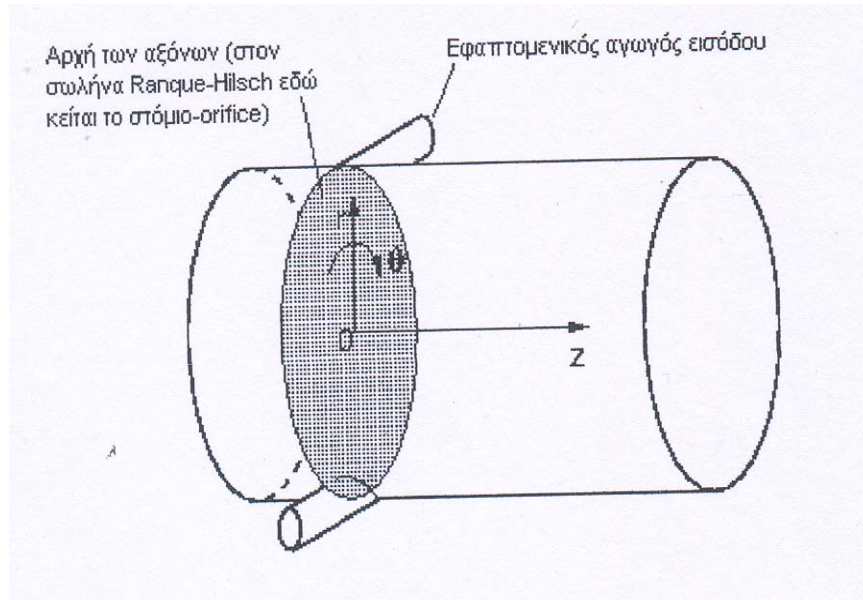
Σχήμα 3.1. Σχέση ταχύτητας και ακτίνας στον ελεύθερο και εξαναγκασμένο στροβιλισμό.



Σχήμα 3.2. Το προφίλ της ταχύτητας σε μια εγκάρσια τομή του σωλήνα vortex.

3.2.ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ NAVIER-STOKES

Κατ' αρχήν αφού μελετούμε κυλινδρικό αγωγό είναι απαραίτητο να ορίσουμε ότι χρησιμοποιούμε πολικές συντεταγμένες με το σύστημα να έχει αρχή των αξόνων στο επίπεδο των αγωγών εισόδου όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3



Σχήμα 3.3. Αξονας πολικών συντεταγμένων

Η εξίσωση συνέχειας είναι

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v}{\partial \theta} + \frac{\partial \rho \omega}{\partial x} + \frac{\rho u}{r} = 0 \quad (3.1)$$

Οι εξισώσεις Navier-Stokes(ορμής) αμελώντας όποιες εξωτερικές δυνάμεις είναι:

για ακτινική κατεύθυνση

$$\rho \left(\frac{Du}{Dt} - \frac{v^2}{r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3} \nabla v \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{u}{r} \right) \quad (3.2)$$

για περιφερειακή κατεύθυνση

$$\begin{aligned}
\rho \left(\frac{Du}{Dt} + \frac{vu}{r} \right) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{2u}{r} - \frac{2}{3} \nabla v \right) \right] \\
&+ \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \\
&+ \frac{2\mu}{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

και για αξονική κατεύθυνση

$$\begin{aligned}
\rho \left(\frac{D\omega}{Dt} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2 \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{2}{3} \nabla v \right) \right] \\
&+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) \right] \\
&+ \frac{\mu}{r} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial r} \right)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

έχοντας είδη ορίσει

$$\nabla v = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{u}{r} \tag{3.5}$$

Η εξίσωση ενέργειας δίνεται από την σχέση

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi = \rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{DP}{Dt} \tag{3.6}$$

με Φ τη συνάρτηση διάχυσης όπως δίνεται πιο κάτω

$$\begin{aligned}
\Phi = & 2\mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r} \right)^2 \right] \\
& + 2\mu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \\
& + 2\mu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) - \frac{1}{3} (\nabla v)^2 \right]
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Όπου

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \omega \frac{\partial}{\partial z} \tag{3.8}$$

η υλική ή ουσιώδης παράγωγος.

Θεωρούμε μόνιμες ροές οπότε

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \tag{3.10}$$

Ακόμα αφού στις περισσότερες περιπτώσεις έχουμε αξονοσυμμετρία τότε

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \tag{3.11}$$

Και τελικώς για ημι-ασυμπίεστες ροές επιτρέπεται η απλοποίηση

$$\nabla v = 0 \tag{3.12}$$

3.2.1. Απλοποιημένες λύσεις των εξισώσεων.

Γενικά για διδιάστατη ασυμπίεστη ροή με αμελητέες ακτινικές ταχύτητες οι εξισώσεις ορμής απλοποιούνται σε μια ακτινική συνιστώσα

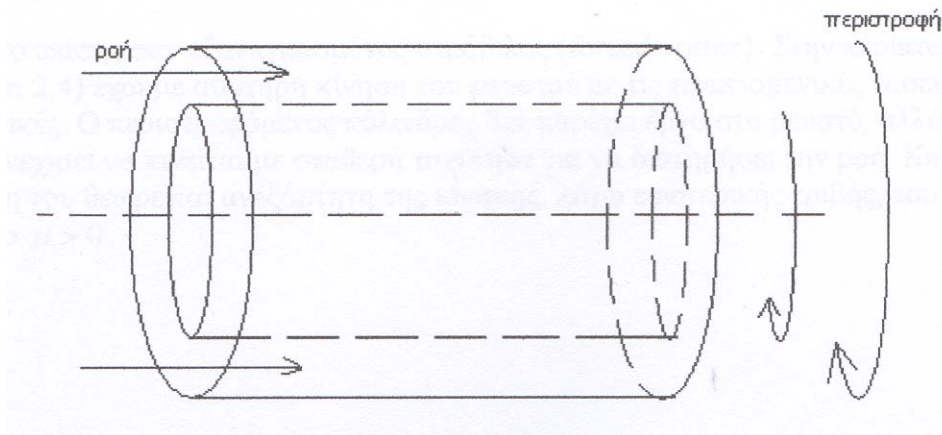
$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\rho v^2}{r} \quad (3.13)$$

Γνωστή και ως απλή ακτινική συνιστώσα ή περιφερειακή συνιστώσα

$$\frac{\partial v}{\partial r} = v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) \quad (3.14)$$

Στην περίπτωση μόνιμης ασυμπίεστης ροής μεταξύ δυο περιστρεφόμενων κυλίνδρων με ακτίνες r_1 , r_2 και γωνιακές ταχύτητες Ω_1 και Ω_2 (σχήμα 3.4) η επίλυση της εξίσωσης είναι της μορφής

$$v = \frac{1}{r} \left(\frac{\Omega_1 - \Omega_2}{r_1^{-2} r_2^{-2}} \right) + r \left(\frac{\Omega_1 r_1^2 - \Omega_2 r_2^2}{r_1^2 - r_2^2} \right) \quad (3.15)$$



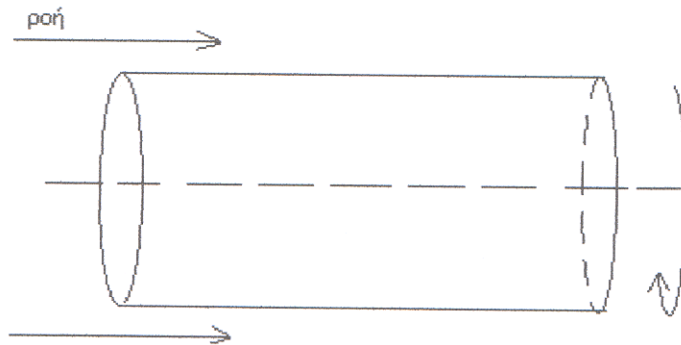
Σχήμα 3.4

Ειδικές περιπτώσεις της λύσης αυτής υποδεικνύουν τρεις στροβιλιζόμενες ροές οι οποίες είναι ικανές να εξηγήσουν φυσικά φαινόμενα.

Στην περίπτωση άπειρης ακτίνας του εξωτερικού κυλίνδρου (r_2) και μηδενικής γωνιακής ταχύτητας (Ω_2) το ρευστό που πλαισιώνει τον περιστρεφόμενο κύλινδρο στροβιλίζεται με κατανομή ταχύτητας που δίνεται από τον τύπο

$$v = \frac{r_1^2 \Omega_1}{r} \quad (3.16)$$

Η συγκεκριμένη περίπτωση φαίνεται στο σχήμα 3.5 και ονομάζεται ελεύθερος στρόβιλος αφού υποδηλώνει ότι η κίνηση του στρόβιλου είναι μόνο λόγω της τριβής των στοιχείων του ρευστού. Αν η τριβή των στοιχείων του ρευστού (ιξώδες) δεν επηρεάζει την κίνηση του στρόβιλου τότε η κίνησή του θεωρείται ανεξάρτητη της κίνησης λόγω εσωτερικής τριβής του ρευστού όσο το $\mu > 0$

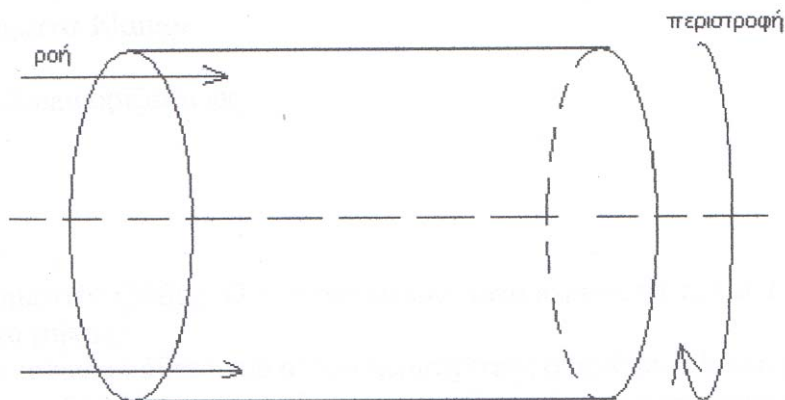


Σχήμα 3.5

Στην αντίθετη περίπτωση της ροής μέσα σε περιστρεφόμενο κύλινδρο θέτοντας $r_1=0$ και Ω_1 πεπερασμένο έχουμε

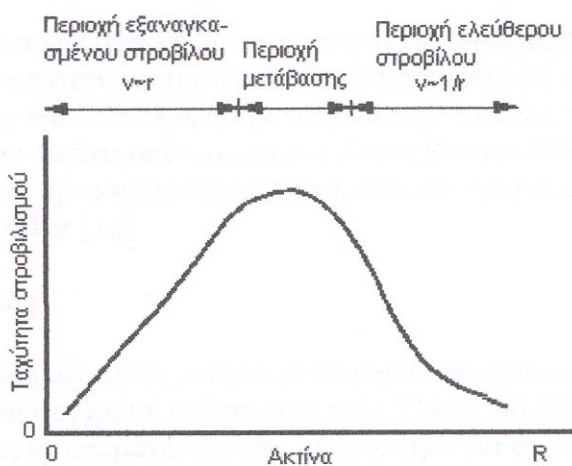
$$u = \Omega_2 r$$

γνωστό ως εξαναγκασμένος στρόβιλος. Στην συγκεκριμένη περίπτωση (σχήμα 3.6) έχουμε αυστηρή κίνηση του ρευστού με τις επαπτομενικές τάσεις μηδενικές. Ο περιστρεφόμενος κύλινδρος δεν παρέχει έργο στο ρευστό, αλλά πρέπει να συνεχίσει να κινείται με σταθερή ταχύτητα για να διατηρήσει τη ροή. Και εδώ η κίνηση του θεωρείται ανεξάρτητη της κίνησης λόγω εσωτερικής τριβής του ρευστού όσο $\mu > 0$.



Σχήμα 3.6

Στροβιλισμένες ροές περισσότερο πολύπλοκες (συμπιεστές ροές με χαμηλή αξονική ταχύτητα) μπορούν να ερμηνευθούν με την πιο πάνω εξήγηση. Στην πράξη οι στροβιλισμένες ροές συχνά παρουσιάζουν στο κέντρο τους μια περιοχή που χαρακτηρίζεται από εξαναγκασμένο στρόβιλο ενώ στην περιφέρεια από ελεύθερο στρόβιλο εξασφαλίζοντας έτσι την συνθήκη μη ολίσθησης στο τοίχωμα του σωλήνα. Η συγκεκριμένη περίπτωση ονομάζεται στρόβιλος Rankine. Σχεδιάγραμμα της κατανομής της ταχύτητας συναρτήσει της ακτίνας φαίνεται στο σχήμα 3.7 και ουσιαστικά είναι η ίδια περίπτωση με τα σχήματα 3.1 και 3.2 που εξηγήσαμε στην αρχή του κεφαλαίου. Πειραματικές κατανομές μπορούμε να βρούμε στη βιβλιογραφία.



Σχήμα 3.7. Κατανομή ταχύτητας στην ακτίνα του σωλήνα vortex.

3.3. Τα στρώματα Ekman

Κατ' αρχήν να πούμε ότι ο αριθμός Ekman ορίζεται ως

$$Ek = \frac{\nu}{\Omega L^2} \quad (3.17)$$

Όπου ν το κινηματικό ιξώδες, Ω η γωνιακή ταχύτητα κατά τα γνωστά και L το χαρακτηριστικό μήκος. Ο αριθμός Ekman για ακίνητα επίπεδα κάθετα στον άξονα περιστροφής γίνεται μεγάλος τοπικά καθώς λόγω του ιξώδους σχηματίζεται ένα περιστρεφόμενο στρώμα στο όριο της επιφάνειας. Το στρώμα αυτό είναι γνωστό ως το «στρώμα Ekman» και είναι διαφορετικό από τα συνηθισμένα οριακά στρώματα.

Ο Greenspan επιλύει το στρώμα Ekman για ασυμπιεστο ρευστό απείρου μήκους σε περιστρεφόμενο σύστημα δείχνοντας ότι η κίνηση του ρευστού στο στρώμα δημιουργείται εξίσου από τις δυνάμεις συνάφειας του ιξώδους την δύναμη Coriolis και την κλίση της πίεσης. Το πρόβλημα των ακίνητων επιπέδων κάθετων στη περιστροφή εμφανίζεται στο στόμιο του σωλήνα τύπου counterflow όπου εκεί ο ακτινωτός όρος της κλίσης της πίεσης υπερνικά τον όρο της δύναμης Coriolis προκαλώντας έτσι μια ροή προς τα μέσα αυτού. Μέσα στο στρώμα Ekman η κατεύθυνση της ταχύτητας ροής ποικίλει σύμφωνα με την επονομαζόμενη σπείρα του Ekman και είναι τέτοια ώστε η ταχύτητα κοντά στο τοίχωμα να έχει κατεύθυνση 45 μοιρών προς την κατεύθυνση της ταχύτητας του ελευθέρου ρεύματος. Το πάχος του στρώματος Ekman είναι $Ek^{1/2}$. Είναι δηλαδή πολύ λεπτό.

3.4.Στροβιλιζόμενη ροή σε κυλινδρικούς αγωγούς.

Έχοντας ήδη παρουσιάσει την βασική θεωρία για κατανόηση των στροβιλιζόμενων ροών θα προχωρήσουμε τώρα στην εξέταση μερικών ιδιαιτεροτήτων που παρουσιάζουν οι ροές σε κυλινδρικούς αγωγούς. Θα ασχοληθούμε περισσότερο με στροβιλιζόμενες ροές αντίστοιχες με αυτές που παρατηρούνται στο σωλήνα Ranque-Hilsch.

3.4.1.Μόνιμο πεδίο ροής.

Σε στροβιλιζόμενες ροές το πεδίο ροής μελετήθηκε από πολλούς ερευνητές με πολλές διαφορετικές τεχνικές. Μια σύγχρονη μελέτη από τους Chang και Dhir[69] παρουσιάζει σημαντικά αποτελέσματα παρμένα από ένα ανεμόμετρο για στροβιλιζόμενη ροή. Στον κυλινδρικό αγωγό παρατηρήθηκε στρόβιλος Rankine με εκθετική εξασθένηση της έντασης του καθώς η ροή προχωρά μακριά από τους αγωγούς εισόδου. Οι αξονικές ταχύτητες είναι αντίστοιχες της περιστροφής με μια μικρή περιοχή αναστροφής της ροής κοντά στο κέντρο του αγωγού η οποία παρουσιάζει σταδιακή εξασθένηση όσο απομακρύνεται από τους αγωγούς εισόδου. Η κατεύθυνση της ακτινικής ταχύτητας ροής είναι πάντοτε προς τα μέσα (προς μικρότερη ακτίνα) με μέγιστη ένταση μικρότερη του 1% της μέγιστης ταχύτητας περιστροφής.

Οι Holman και Moore[70] μελέτησαν ροή που την περιγράφουν σαν «uniflow Ranque-Hisch vortex tube». Κατέληξαν στο ότι το προφίλ του στροβίλου μπορεί να μοντελοποιηθεί από μια σχέση της μορφής

$$ur^n = c \quad (3.18)$$

όπου n και c σταθερές. Το αποτέλεσμα αυτό συμβαδίζει με το μεγαλύτερο μέρος του προφίλ του στροβίλου Rankine. Ακόμα υποστήριξαν ότι η στροβιλιζόμενη ροή μπορεί να μοντελοποιηθεί προσεγγιστικά υποθέτοντας ότι η ροή που εγχύεται από τα ακροφύσια επηρεάζει μια περιοχή που είναι ανεξάρτητη από τον ρυθμό

ροής. Έτσι η ταχύτητα της ροής εισόδου ακριβώς στην έξοδο των ακροφύσιων μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση

$$v_m = \frac{\dot{m}RT}{AP_m} \quad (3.19)$$

Όπου \dot{m} η παροχή μάζας από κάθε αγωγό εισόδου, A η διατομή, T_a η θερμοκρασία του αερίου στην είσοδο, P_{in} η πίεση στην έξοδο του αγωγού εισόδου και R η σταθερά των αερίων. Ο Escudier[71] ερεύνησε την ροή σε ένα σωλήνα vortex νερού και παρατήρησε μια ομοιομορφία της αξονικής ταχύτητας και μια κατανομή της ταχύτητας περιστροφής οι οποίες μπορούν να μοντελοποιηθούν από την λύση που προτείνει ο Burgers[72],

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - e^{-\frac{\pi r^2}{a}} \right] \quad (3.20)$$

Όπου Γ, a και e εμπειρικές σταθερές. Η έκφραση αυτή δίνει κατανομή ταχύτητας παρόμοια με αυτή της κατανομής Rankine.

3.4.2.Vortex breakdown

Κατ' αρχήν εισαγωγικά να πούμε τι είναι ακριβώς ο αριθμός Raynolds. Πρόκειται για ένα αδιάστατο αριθμό ο οποίος ορίζεται ως $Re = u \cdot D / \nu$ όπου το D εκφράζει μονάδα μήκους, στην περίπτωση μας διάμετρο αφού έχουμε σωλήνα. Αυτός ο αδιάστατος αριθμός λοιπόν προσδιορίζει τη ροή.

Γενικά για $Re < 2000$ έχουμε στρωτή ροή, για $2000 < Re < 4000$ έχουμε μεταβατική ροή και για $Re > 4000$ έχουμε τυρβώδη ροή.

Στην δική μας περίπτωση (περιστρεφόμενη ροή σε αγωγό) κάτω από ορισμένες συνθήκες η ροή υφίσταται μια δραματική αλλαγή καθώς προχωρά στον αγωγό. Οποιαδήποτε τέτοια αλλαγή ονομάζουμε vortex breakdown. Συγκεκριμένα σε μέτριους αριθμούς Reynolds με χαμηλή ταχύτητα στροβιλισμού μπορεί να παρατηρήσουμε κοντά στο κέντρο του σωλήνα μια αξονοσυμμετρική φυσαλίδα σταθερή στη θέση της (bubble breakdown). Για μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds και ταχύτητες στροβιλισμού σαν αυτές που συνήθως έχουμε στο σωλήνα vortex η φυσαλίδα αυτή παίρνει σπειροειδή μορφή (spiral breakdown).

Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι γενικά υπάρχει μια ασυμφωνία σχετικά με την βαθμιαία φυσική διεργασία των δυο αυτών φαινομένων. Ο Benjamin[73] σε σχετική έρευνα αναφέρει μια κρίσιμη τιμή της ροής η οποία εξαρτάται από το κατά πόσο η τιμή της αξονικής ταχύτητας σε όλο το προφίλ της ροής υπερβαίνει την τιμή της σχετικής ταχύτητας αδρανειακών κυμάτων που ταξιδεύουν αντίθετα

του ρεύματος και δημιουργούνται από την περιστροφή της ροής. Έτσι έχουμε υπερκρίσιμη ροή όταν η αξονική ταχύτητα υπερβεί την σχετική ταχύτητα των αδρανειακών κυμάτων και υποκρίσιμη αν συμβαίνει το αντίθετο. Σε άλλη έρευνα ο Squire[74] αναφέρει ότι κατάληξε στο ότι η ροή είναι υπερκρίσιμη αν $u/\omega < 1$ στην θέση μέγιστης περιστροφής.

Τέτοια φαινόμενα παρατηρούνται και όταν στροβιλιζόμενες ροές εισέρχονται σε αδιατάρακτο περιβάλλον. Ένα τέτοιο παράδειγμα είναι το λεγόμενο «σφύριγμα του σωλήνα vortex». Ένας ήχος που παρατήρησε πρώτος ο Vonnegut[75] σε στροβιλιζόμενες ροές που εξέρχονταν του αγωγού σε αδιατάρακτη ατμόσφαιρα.

3.4.3.Υπολογισμός στροβιλιζόμενων ροών και μοντελοποίηση τους.

Εδώ και πολλά χρόνια μελετητές ασχολούνται με τον αριθμητικό υπολογισμό της ροής χρησιμοποιώντας διάφορες τεχνικές. Στην βιβλιογραφία υπάρχουν αρκετές. Εμείς επικεντρωνόμαστε σε αυτές που περιγράφουν συμπιεστή ροή μέσα σε σωλήνα vortex. Οποιαδήποτε αριθμητική επίλυση ροής ασχολείται με την επίλυση εξισώσεων που έχουν να κάνουν με ιξώδες και στροβιλισμό συμπιεστής ροής σε κυλινδρικές συντεταγμένες. Οποιαδήποτε απλοποιημένη επίλυση ροής σε σωλήνα vortex απαιτεί εξισώσεις για αξονοσυμμετρική συμπιεστή ροή με σταθερό ιξώδες. Οι Anderson και Rosenzweig[76] εισηγήθηκαν ότι μεταβολές της πυκνότητας έχουν μικρή επιρροή στο προφίλ της ροής κάτι που παρατήρησε και ο Linderstrom και ο Lang[10]

Όσο αφορά την μοντελοποίηση του στροβιλισμού, τα περισσότερα μοντέλα μπορεί να ερμηνευθούν σαν αποτέλεσμα της επίδρασης του ιξώδους. Η μοντελοποίηση συμπιεστής ροής δεν παρουσιάζει καμιά δυσκολία. Ο Fletcher είπε ότι όσο ο αριθμός Mach είναι κάτω από 5 μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως έχουν τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν για ασυμπίεστες ροές λαμβάνοντας υπόψη την μεταβολή της μέσης πυκνότητας. Απλοποιημένα μοντέλα σαν το ευρέως γνωστό μοντέλο K-e που προτάθηκε από τους Jones και Launder[77] υποθέτουν ισεντροπικά αποτελέσματα αλλά όπως είδαμε ο στροβιλισμός στην περίπτωση μας είναι σε μεγάλο βαθμό ανισεντροπικός. Ακόμα, ο Yang[78] υποστηρίζει ότι το συγκεκριμένο μοντέλο δεν προβλέπει την αξονική εξασθένηση της περιστροφής. Παρ' όλα αυτά το μοντέλο δίνει αρκετά αξιόπιστα αποτελέσματα.

Το συγκεκριμένο μοντέλο υπέστει αρκετές τροποποιήσεις για να μπορεί να υπολογίσει και την ανισεντροπία του στροβιλισμού πράγμα που απαιτεί τροποποίηση των σταθερών ποσοτήτων των εξισώσεων του αρχικού μοντέλου με ένα συντελεστή που εξαρτάται από την περιστροφή. Οι Leschziner και Rodi[79] εισηγήθηκαν μια μέθοδο που αναφέρεται στην αριθμητική επίλυση μιας ισχυρής ελεύθερης αξονοσυμμετρικής περιστροφής.

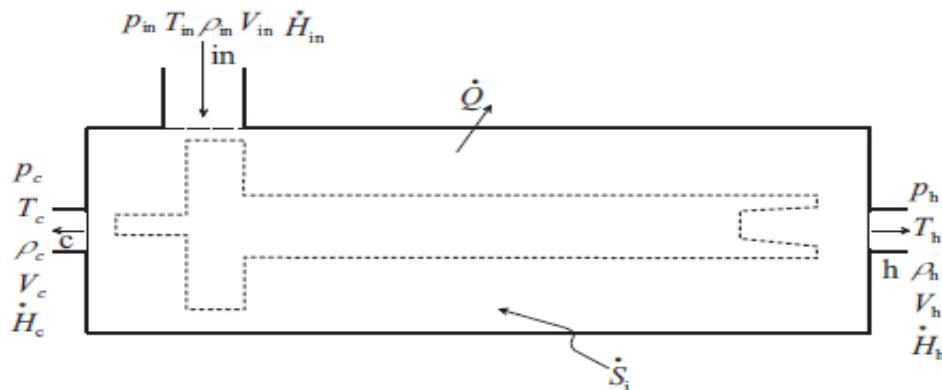
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΤΟΥ ΣΩΛΗΝΑ VORTEX

Εισαγωγή

Στο παρών κεφάλαιο θα αναλύσουμε πως συμπεριφέρεται ο σωλήνας vortex σύμφωνα με τον πρώτο και δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο, και στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε κάποια αριθμητικά αποτελέσματα πειραμάτων για να αντιληφθούμε καλύτερα την συμπεριφορά του σωλήνα.

Στο σχήμα 4.1 για καλύτερη κατανόηση μπορούμε να θεωρήσουμε ότι αναπαριστούμε τον σωλήνα Ranque-Hilsch σαν ένα κουτί με μια είσοδο και δυο εξόδους. Ο δείκτης 'in' για την είσοδο(inlet), 'c' για την έξοδο του ψυχρού ρεύματος (cold) και 'h' για την έξοδο του θερμού ρεύματος(hot). P η πίεση, T η θερμοκρασία, ρ η πυκνότητα, V η ταχύτητα και H η ενθαλπία.



Σχήμα 4.1. Θερμοδυναμικά στοιχεία στον σωλήνα vortex.

Για τις παροχές μάζας ισχύει

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_h + \dot{m}_c \quad (4.1)$$

Όπου (\dot{m}_{in}) η παροχή μάζας στην είσοδο, (\dot{m}_c) η παροχή μάζας στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος και (\dot{m}_h) η παροχή μάζας στην έξοδο του ζεστού ρεύματος.

Έτσι αν παραστήσουμε την παροχή μάζας του ψυχρού ρεύματος συναρτήση της παροχής εισόδου έχουμε

$$\varepsilon \dot{m}_{in}$$

Έτσι η παροχή μάζας στην έξοδο του ζεστού ρεύματος μπορεί να θεωρηθεί

$$(1 - \varepsilon) \dot{m}_{in}$$

και τελικά έχουμε τη σχέση

$$\dot{m}_{in} = (1 - \varepsilon) \dot{m}_{in} + \varepsilon \dot{m}_{in} \quad (4.2)$$

Όπου

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_{in}} \quad (4.3)$$

μπορεί να θεωρηθεί το κλάσμα παροχής του ψυχρού ρεύματος και στην βιβλιογραφία το συναντούμε και με το συμβολισμό μ_c .

4.1.Ο ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος ως γνωστό κάνει λόγο στην αρχή διατήρησης της ενέργειας. Με βάση τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο το αλγεβρικό άθροισμα της μεταβολής της εσωτερικής ενέργειας και του έργου που είτε παράγεται είτε δαπανάται από ένα σύστημα ισούται με το ποσό θερμότητας που εκλύεται ή απορροφάται από το σύστημα αυτό. Δηλαδή:

$$Q = \Delta U + W$$

Στην περίπτωση μας μπορούμε να γράψουμε

$$\dot{U} = \sum_k \dot{Q}_k + \sum_k \dot{H}_k^* - \sum_k p_k \dot{V}_k + P \quad (4.5)$$

Όπου U εκφράζει την εσωτερική ενέργεια και \dot{U} την αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας στο σύστημα. Στην περίπτωση μας το σύστημα θεωρείται σταθερό έτσι

$$U = 0$$

\dot{Q}_k είναι η ροή θερμότητας και θεωρείται θετική αν εισέρχεται στο σύστημα. Στην περίπτωση μας θεωρείται μηδενική αφού θεωρούμε μονωμένο σύστημα. Έτσι

$$\dot{Q}_k = 0$$

\dot{H}^* είναι η ροή ενθαλπίας προσδιδόμενη στο σύστημα και ορίζεται ως

$$\dot{H}^* = \dot{n} h_m = \dot{m} h. \quad (4.6)$$

Λόγω του ότι τα ανοίγματα είναι σχετικά μεγάλα η ταχύτητα σε αυτά είναι αρκετά μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου έτσι ο όρος της ταχύτητας απαλείφεται.

Ακόμα για τέλειο αέριο ισχύει

$$h = c_p T \quad (4.7)$$

Όπου το c_p είναι σταθερό.

Έτσι τελικά έχουμε

$$0 = \dot{m}_{in} [c_p T_{in} - (1 - \varepsilon)c_p T_h - \varepsilon c_p T_c], \quad (4.8)$$

ή

$$T_{in} - (1 - \varepsilon)T_h - \varepsilon T_c = 0 \quad (4.9)$$

Ακόμα

$$\Delta T_h = T_h - T_{in},$$

$$\Delta T_c = T_c - T_{in}$$

και

$$\Delta T_{hc} = T_h - T_c \quad (4.10)$$

Έτσι έχουμε

$$\begin{aligned}T_{in} &= (1 - \varepsilon)T_h + \varepsilon T_c \\ \varepsilon \Delta T_c &= (\varepsilon - 1) \Delta T_h \\ \Delta T_h &= \varepsilon \Delta T_{hc} \\ \Delta T_c &= -(1 - \varepsilon) \Delta T_{hc}\end{aligned}\tag{4.11}$$

Όλα αυτά εκφράζουν τις εισερχόμενες και εξερχόμενες θερμοκρασίες συναρτήση του κλάσματος παροχής για το ψυχρό ρεύμα.

4.2. ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ

Σύμφωνα με τον δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο

$$\dot{S} = \sum_k \frac{\dot{Q}_k}{T_k} + \sum_k \dot{S}_k^* + \sum_k \dot{S}_{ik}\tag{4.12}$$

$$\dot{S}_{ik} \geq 0$$

Όπου \dot{S} ο ρυθμός αύξησης της εντροπίας στο σύστημα. Στην περίπτωση μας

$$\dot{S} = 0$$

Το T_k εκφράζει την θερμοκρασία με την οποία εισέρχεται στο σύστημα η ροή θερμότητας \dot{Q}_k

Το \dot{S}_k^* εκφράζει την ροή εντροπίας προσδιδόμενης στο σύστημα

$$\dot{S}_k^* = \dot{m}_k s_k\tag{4.13}$$

Και

\dot{S}_i είναι η παραγωγή εντροπίας λόγω των μονίμων διαδικασιών.

Έτσι τελικώς έχουμε

$$\begin{aligned}
0 &= \dot{S}_{in}^* - \dot{S}_h^* - \dot{S}_c^* + \dot{S}_i \\
\dot{S}_i &= \dot{S}_h^* + \dot{S}_c^* - \dot{S}_{in}^* \\
&= \dot{m}_{in} [(1 - \varepsilon)(s_h - s_{in}) + \varepsilon(s_c - s_{in})]
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Με παραδοχή τέλειου αερίου έχουμε

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R_m \frac{dp}{p} \tag{4.15}$$

Και από κατάσταση 1 σε κατάσταση 2

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R_m \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{4.16}$$

Και τελικώς αντικαθιστώντας στην προηγούμενη εξίσωση έχουμε

$$\begin{aligned}
\dot{S}_i &= \dot{m}_{in} [(1 - \varepsilon)(s_h - s_{in}) + \varepsilon(s_c - s_{in})] \\
&= \dot{m}_{in} [(1 - \varepsilon)(c_p \ln \frac{T_h}{T_{in}} - R_m \ln \frac{p_h}{p_{in}}) + \varepsilon(c_p \ln \frac{T_c}{T_{in}} - R_m \ln \frac{p_c}{p_{in}})] \\
&= \dot{m}_{in} R_m \left(\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon}{T_{in}} - \ln \frac{p_h^{1-\varepsilon} p_c^\varepsilon}{p_{in}} \right) \\
&= \dot{m}_{in} R_m \left(\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon}{T_{in}} - \ln \frac{p_a}{p_{in}} \right) \geq 0
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Όπου

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \tag{4.18}$$

Και

$$\Gamma = \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{R_m}{c_p} \tag{4.19}$$

Έτσι έχουμε

$$\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon}{T_{in}} - \ln \frac{p_a}{p_{in}} \geq 0$$

$$T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon = T_{sm}^* \geq T_{in} \left(\frac{p_a}{p_{in}} \right)^\Gamma \quad (4.20)$$

Αν η συναλλαγή δεν είναι μόνιμη τότε έχουμε

$$T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon = T_{sm}^* = T_{in} \left(\frac{p_m}{p_{in}} \right)^\Gamma \quad (4.21)$$

Σε περίπτωση η διαδικασία που λαμβάνει χώρα είναι μόνιμη τότε

$$\dot{S}_i = \dot{m}_{in} R_m \left[\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_h^{1-\varepsilon} T_c^\varepsilon}{T_{in}} - \ln \frac{p_a}{p_{in}} \right] = \dot{m}_{in} R_m \left[\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_{sm}^*}{T_{in}} + \ln \frac{p_{in}}{p_a} \right] \quad (4.22)$$

Όπου εισάγαμε

$$\frac{1}{\Gamma} \ln \frac{T_{sm}^*}{T_{in}} + \ln \frac{p_{in}}{p_a} = \frac{\dot{S}_i}{\dot{m}_{in} R_m} = \Theta_{ir} > 0 \quad (4.23)$$

Όπου Θ_{ir} η αδιάστατη παραγωγή εντροπίας στην μόνιμη διαδικασία συναλλαγής ενέργειας, και έτσι τελικώς μπορούμε να γράψουμε

$$T_{sm}^* = e^{\Gamma \Theta_{ir}} T_{in} \left(\frac{p_a}{p_{in}} \right)^\Gamma \quad (4.24)$$

Συνδυάζοντας την πιο πάνω εξίσωση με τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο μέσω της παραμέτρου Θ_{ir} μπορούμε να γράψουμε τις θερμοκρασίες T_c και T_h συναρτήση των υπόλοιπων παραμέτρων.

Όταν $\Theta_{ir}=0$ τότε η όποια συναλλαγή εντός του σωλήνα δεν μπορεί να είναι μόνιμη.

Στην ακραία περίπτωση που το ε τήνει στο μηδέν τότε όλο το εισερχόμενο αέριο διαφεύγει όλο από την δεξιά έξοδο ως θερμό ρεύμα χωρίς όμως ιδιαίτερη αύξηση στην θερμοκρασία του.

Όταν το ε πάρει τιμή 1 το αέριο διαφεύγει όλο από την έξοδο του ψυχρού ρεύματος.

Αφού η όλη διαδικασία θεωρείται αδιαβατική η θερμοκρασία του αερίου στην ψυχρή έξοδο εξαρτάται από την πτώση πίεσης στο σωλήνα. Λόγω του πρώτου θερμοδυναμικού νόμου η θερμοκρασία στην έξοδο του θερμού ρεύματος θα τήνει στο άπειρο, πράγμα που ποτέ δεν μπορεί να συμβεί αφού η διαδικασία που λαμβάνει χώρα εντός του σωλήνα δεν θα είναι ποτέ αναστρέψιμη. Για μη μηδενικό Θ_{ir} αν το ε αυξάνει τότε και οι θερμοκρασίες στις δυο εξόδους θα

αυξάνονται. Ακόμα για δεδομένο ε όσο το Θ_{ir} αυξάνεται από μηδέν ως και $\ln(p_{in}/p_a)$ η θερμοκρασία στην ψυχρή έξοδο αυξάνεται ενώ στην θερμή έξοδο μειώνεται. Γενικά πρέπει πάντα να ισχύει

$$\Theta_{ir} < \ln(p_{in}/p_a) \quad (4.25)$$

4.3 Αριθμητικά πειράματα

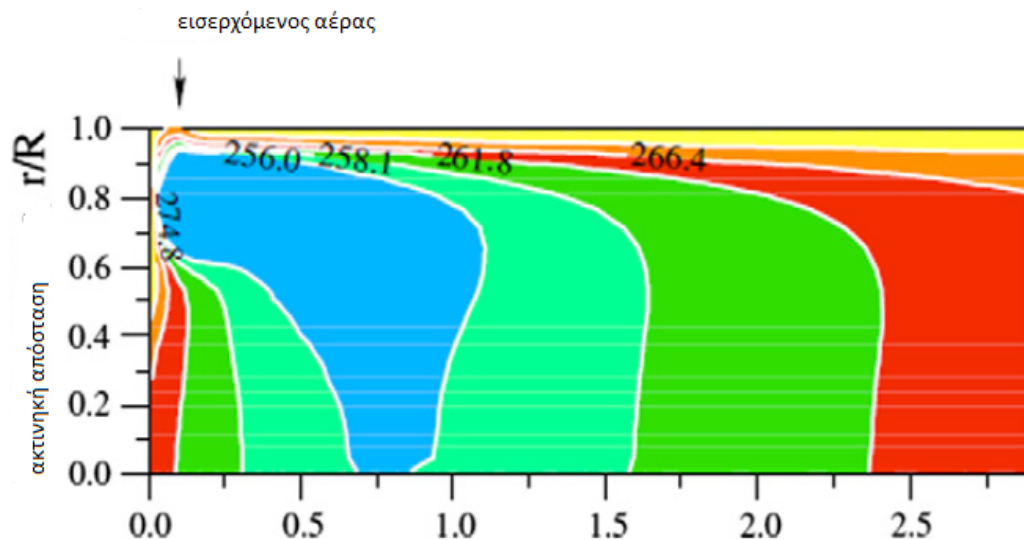
Όπως έχουμε παρατηρήσει μέχρι τώρα ο διαχωρισμός ενέργειας μέσα στο σωλήνα vortex είναι ένας πολύπλοκος μηχανισμός που έχει πάρα πολλές παραμέτρους.

Εδώ λοιπόν θα παραθέσουμε μερικά αριθμητικά πειράματα που έγιναν που έχουν να κάνουν με όλες αυτές τις παραμέτρους από τις οποίες εξαρτάται ο μηχανισμός διαχωρισμού ενέργειας.

4.3.1 Ο ρόλος της πίεσης(αδιαβατική διαστολή).

Η αλλαγή της τιμής της πίεσης μέσα στον σωλήνα vortex ήταν το πρώτο φαινόμενο που ερευνηθήκε. Πρώτος έκανε λόγο ο Ranque μιλώντας για διαστολή και συμπίεση μέσα στο σωλήνα και τα ανάφερε ως υπαίτια για τον διαχωρισμό ενέργειας μέσα στον σωλήνα. Εξήγησε ότι λόγω της δομής του σωλήνα στην είσοδο, μόλις εισέρχεται ο πεπιεσμένος αέρας έχουμε μια ξαφνική διαστολή του αέρα και έτσι πέφτει η θερμοκρασία του αέρα στο κέντρο του σωλήνα.

Σε πρόσφατες έρευνες ο Eiamsa και ο Promvongse[80] χρησιμοποιώντας αριθμητική προσομοίωση κατέγραψαν αυτή την πτώση πίεσης στην είσοδο του σωλήνα όπως ακριβώς την βλέπουμε στο γράφημα 4.1



Γράφημα 4.1. Κατανομή θερμοκρασίας κοντά στην είσοδο του σωλήνα vortex

Ο εισερχόμενος αέρας είχε θερμοκρασία 297K. Η μπλέ περιοχή η οποία είναι αμέσως μετά την είσοδο έχει και την πιο χαμηλή θερμοκρασία με 256K. Φάνηκε επίσης ότι η περιφερειακή περιοχή ροής έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία από την εσωτερική και αυτό μπορεί να εξηγηθεί με την κατανομή πίεσης μέσα στον σωλήνα. Η πτώση πίεσης λόγω της ξαφνικής διαστολής μπορεί να υπολογιστεί με τον τύπο της αδιαβατικής διαστολής

$$P_1^{\gamma-1} T_1^{-\gamma} = P_2^{\gamma-1} T_2^{-\gamma}$$

$$T_1 v_1^{\gamma-1} = T_2 v_2^{\gamma-1}$$

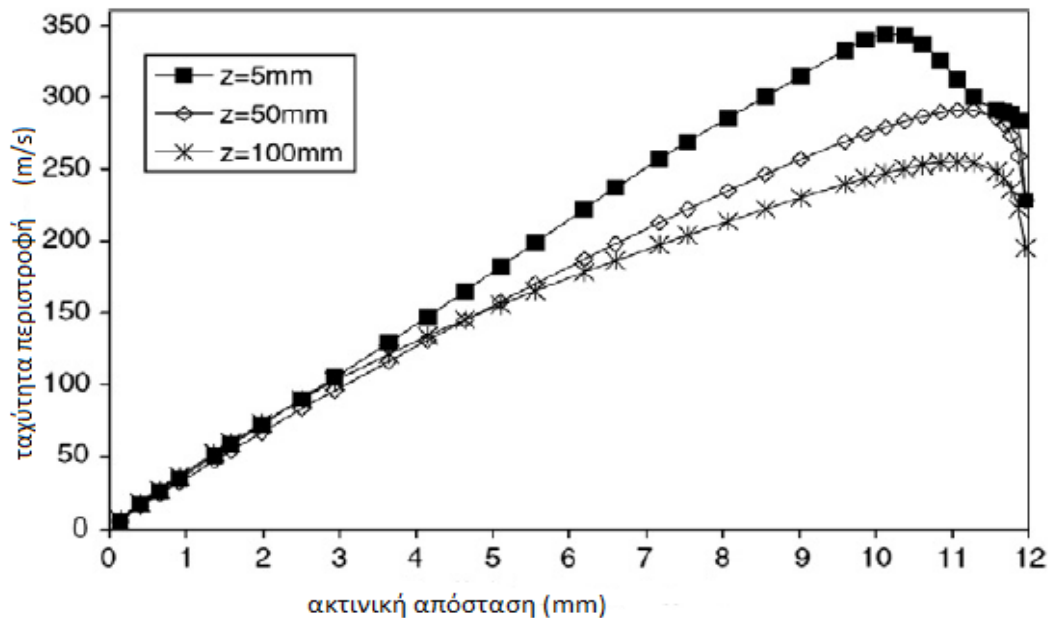
Όπου P, T και v η πίεση, θερμοκρασία και ο ειδικός όγκος του αερίου αντίστοιχα και κατά τα γνωστά $\gamma=1.4$. Σύμφωνα με τον Xue και Arjomandi[81] η αλλαγή του ειδικού όγκου μπορεί να οδηγήσει σε θερμοκρασίες μέχρι και -50 βαθμούς Κελσίου (πτώση θερμοκρασίας 70K). Όταν υπολογίσουμε την θερμοκρασία μέσω της πίεσης η πτώση θερμοκρασίας αγγίζει και τους 77K. Η χαμηλότερη θερμοκρασία που μετρήθηκε στο πείραμα ήταν -1 βαθμός Κελσίου (275K) που είναι πολύ ψηλότερη από τους θεωρητικούς υπολογισμούς βασισμένους στην αδιαβατική διαστολή. Η διαφορά μεταξύ θεωρητικών υπολογισμών και πειραματικών αποτελεσμάτων ωφείλεται ακριβώς στο ότι επηρεάζουν και άλλοι πολλοί παράγοντες τον συγκεκριμένο μηχανισμό.

Άλλες μελέτες υποστηρίζουν ότι η κλιμάκωση στις τιμές της πίεσης ωφείλεται στην δημιουργία του εξαναγκασμένου στροβιλισμού στο κέντρο του σωλήνα. Σύμφωνα με τους Crocker, White και Bremer[82] λόγω του εξαναγκασμένου στροβιλισμού στο κέντρο, έχουμε ψηλές θερμοκρασίες στην περιφέρεια και χαμηλές στο κέντρο λόγω της συμπίεσης στην περιφέρεια και της διαστολής στο κέντρο. Ο εξαναγκασμένος στροβιλισμός και η κατανομές ταχυτήτων μελετήθηκαν από τον Behera[83] και στο γράφημα 4.2 βλέπουμε την κατανομή της ταχύτητας σε σχέση με τον εξαναγκασμένο στροβιλισμό, σε αποστάσεις 5mm, 50mm και 100mm από την είσοδο σε ένα σωλήνα 350 mm.

Παρόλο που η κατανομή της περιφερειακής ταχύτητας μέσα στον σωλήνα από μόνη της προτείνει την ύπαρξη του εξαναγκασμένου στροβιλισμού, η εξήγηση και η ανάλυση της κατανομής πίεσης στον εξαναγκασμένο στροβιλισμό είναι μέχρι σήμερα αμφιλεγόμενη. Αν η πίεση στο εσωτερικό του σωλήνα είναι μεγαλύτερη από την πίεση εισόδου τότε γίνεται συμπίεση στην περιφέρεια και συνάμα αύξηση της θερμοκρασίας. Σύμφωνα όμως με αριθμητικές μελέτες των Behera[83] και άλλων και πειραματικών μελετών του Gao[44] η πίεση στο εσωτερικό του σωλήνα δεν ξεπερνά σε κανένα σημείο την πίεση εισόδου κάτι που δείχνει ότι η διαστολή γίνεται σε όλο το σωλήνα ακόμα και στην περιφέρεια.

Η κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στο σωλήνα γίνεται εκτός άλλων και από την συμπίεση ή διαστολή του εργαζόμενου μέσου, έτσι η συμπίεστικότητα του ρευστού που χρησιμοποιείται είναι σημαντικός παράγοντας στον μηχανισμό διαχωρισμού ενέργειας μέσα στον σωλήνα vortex υποστηρίζουν οι Amitani Adachi και Kato[84]. Όμως πειραματικές έρευνες σε ισχυρές στροβιλιζόμενες ασυμπίεστες ροές που έγιναν από τους Lewellen[85] και Lindstrom-Lang[86]

δείχνουν ότι μπορεί να υπάρξει διαχωρισμός ενέργειας υπο μορφή θερμότητας χωρίς την 'βοήθεια' της συμπίεσης ή διαστολής.



Γράφημα 4.2. Κατανομή ταχύτητας για εξαναγκασμένο στροβιλισμό

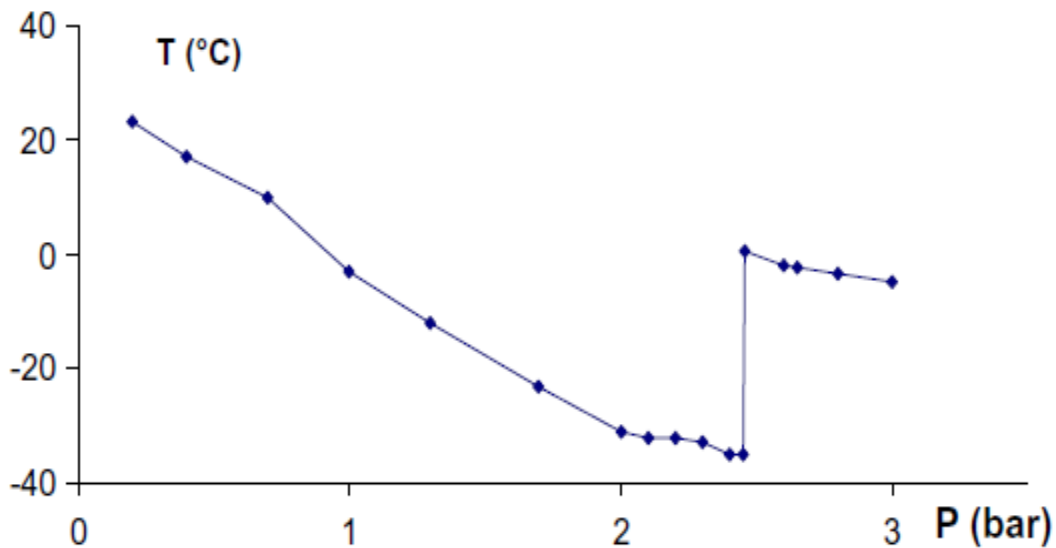
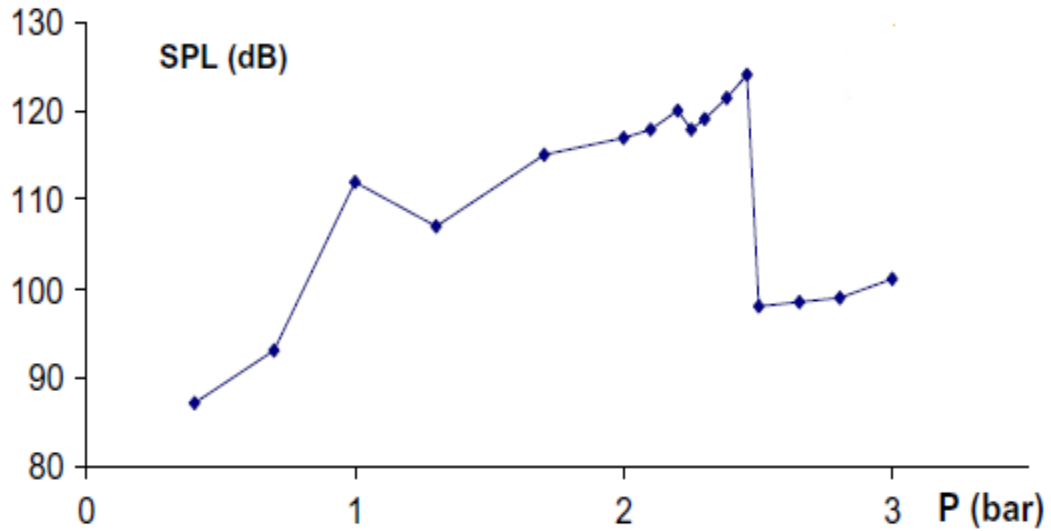
4.3.2 Ακουστικά ρεύματα.

Ο ήχος που παράγεται από τον σωλήνα vortex στα πειράματα που έγιναν κατά καιρούς οδήγησε τους ερευνητές στο να λάβουν υπόψη και την ακουστική ροή στους παράγοντες που μπορεί να επηρεάζουν τον ενεργειακό διαχωρισμό μέσα στον σωλήνα. Τα ηχητικά σήματα που παράγονται έχουν μετρηθεί και ερευνηθεί από πολλούς ερευνητές στο πέρασμα του χρόνου. Στην δεκαετία του 1980 έγιναν πολλές μελέτες σχετικά με την ακουστική ροή στον εσωτερικό πυρήνα της ροής μέσα στον σωλήνα. Ο Kurosaka[59] μελέτησε τις ακουστικές παραμέτρους κοντά στην είσοδο και στο κέντρο του σωλήνα. Στα πειράματα του βρήκε ότι με την αύξηση της πίεσης του εισερχόμενου αέρα παρατηρείται μια ξαφνική αύξηση της θερμοκρασίας από -35 βαθμούς Κελσίου στους 0.6 και ταυτόχρονα μια μείωση της ηχητικής στάθμης 25dB όπως φαίνεται στο γράφημα 4.3. Λόγω της ξαφνικής αλλαγής της ακουστικής στάθμης και της θερμοκρασίας υποστήριξε ότι αυτό δείχνει την σχέση της ακουστικής ροής με την κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στον σωλήνα vortex.

Ο Kurosaka[59] σημείωσε ότι σχηματίστηκε ένας στρόβιλος Rankine ο οποίος είχε την ίδια κατεύθυνση με την ακουστική ροή. Εισηγήθηκε ότι η ταχύτητα του

στροβιλισμού αυξανόταν από την ακουστική ροή και ότι η δημιουργία του εξαναγκασμένου στροβιλισμού ήταν αποτέλεσμα της ακουστικής ροής.

Τα παραπάνω στοιχεία ωστόσο δεν είναι επαρκή για να αποδείξουν την υπόθεση του Kurasaka[59].



Γράφημα 4.3. Ακουστικά κύματα και θερμοκρασία συναρτήση εισερχόμενης πίεσης (Kurosaka 1980)

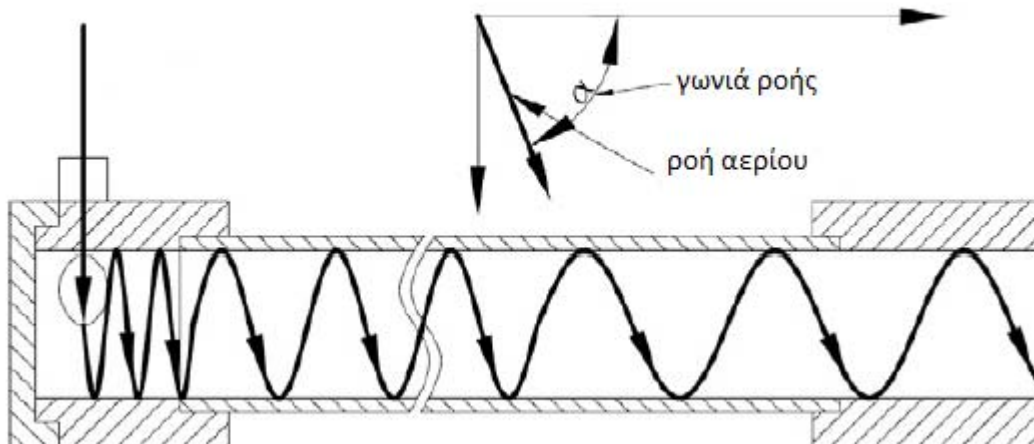
Πειράματα που έγιναν όμως με ασυμπίεστα ρευστά σε σωλήνα vortex υποδηλώνουν ότι τα ακουστικά φαινόμενα δεν μπορεί να είναι υπεύθυνα για τον διαχωρισμό ενέργειας μέσα στον σωλήνα.

4.3.3 Το ιξώδες και η τύρβη.

Η φυσική διαδικασία της ροής μέσα στον σωλήνα vortex μπορεί να αναλυθεί με την κατανομή της ταχύτητας μέσα στον σωλήνα. Πολλές εξηγήσεις σχετικά με τον διαχωρισμό ενέργειας μέσα στον σωλήνα δίδονται απο την δομή της ροής στο εσωτερικό του με το ιξώδες και την τύρβη να έχουν τον κύριο λόγο.

Ο Fulton[87] έδειξε οτι τα εξωτερικά στρώματα έχουν χαμηλότερη περιφερειακή ταχύτητα απο τα εσωτερικά στην είσοδο, κάτι που κάνει εμφανές την δημιουργία του ελεύθερου στροβιλισμού. Λόγω της διαμητρικής τάσης μεταξύ των στρωμάτων η περιφερειακή ροή επιταχύνεται απο την εσωτερική. Κατά την διαδικασία αυτή η κινητική ενέργεια μεταφέρεται απο τα εσωτερικά στρώματα στα εξωτερικά μέσω της εσωτερικής τριβής ενώ τα εσωτερικά στρώματα επιβραδύνονται. Έτσι λόγω της μεταφοράς ενέργειας η θερμοκρασία αυξάνεται και πρόσθετη ενέργεια δίδεται απο την τυρβώδη ροή μεταξύ των στρωμάτων. Ενδείκνυται σε μια παρόμοια εξήγηση οτι κατα την δημιουργία του εξαναγκασμένου στροβιλισμού η στροφορμή μεταφέρεται προς την περιφέρεια λόγω των εσωτερικών τριβών μεταξύ των στρωμάτων και έτσι η κινητική ενέργεια είναι υπεύθυνη για τον ενεργειακό διαχωρισμό μέσα στον σωλήνα. Ο συγκεκριμένος μηχανισμός (τριβή, τύρβη) υποστηρίζεται απο αριθμητικά πειράματα που έγιναν απο τους Kassner-Knoernschild[88], Parulekar και άλλους[89], Linderstrom-Lang, [86]

Μερικές εξηγήσεις δίδονται βασισμένες στην ιξώδες τριβή μεταξύ ρευστού και τοιχωμάτων του σωλήνα. Έτσι η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμική λόγω αυτών των τριβών. Η επιρροή της τριβής μεταξύ τοιχωμάτων και ρευστού μπορεί να υπολογιστεί. Η ροή μπορεί να προσομοιωθεί με ροή σε ελικοειδή επιφάνεια ή σαν τυρβώδη ροή σε ένα σωλήνα όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.



Σχήμα 4.2. Προσομοίωση του ίχνους ροής μέσα στον σωλήνα vortex

Έτσι στην περίπτωση ελεύθερης ροής η οπισθέλκουσα δύναμη στην επιφάνεια όταν ο αριθμός Reynold παίρνει τιμές $5 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^7$ μπορεί να μετρηθεί με τον τύπο

$$F_D = C_{Df} \frac{\rho U^2}{2} BL \quad (4.26)$$

Όπου C_{Df} ο συντελεστής οπισθέλκουσας και υπολογίζεται ως

$$C_{Df} = \frac{0.074}{Re^{1/5}} \quad (4.27)$$

B και L το μήκος και το πλάτος της επιφάνειας.

Στην περίπτωση τυρβώδης ροής μέσα σε σωλήνα $5 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^7$ η διατμητική τάση μπορεί να υπολογιστεί με τους εξής τρόπους :

A) Διατμητική τάση σε επίπεδη επιφάνεια τυρβώδους ροής

$$\tau_0 = C_f \frac{\rho U^2}{2} \quad (4.28)$$

Όπου C_f ο συντελεστής διατμητικής τάσης

$$C_f = \frac{0.059}{Re^{1/5}} \quad (4.29)$$

B) Διατμητική τάση σε λείους σωλήνες με τυρβώδη ροή

$$\tau_0 = \frac{f}{4} \frac{\rho U^2}{2} \quad (4.30)$$

Όπου f χαρακτηρίζεται απο την τριβή και ισούται με

$$f = 0.0032 + \frac{0.221}{Re^{0.237}} \quad (4.31)$$

Η θερμοκρασιακή μεταβολή λόγω της τριβής μεταξύ τοιχωμάτων και ρευστού μπορεί να υπολογιστεί με τον τύπο

$$\dot{Q} = F_D * V = \dot{m} * c_p * \Delta T \quad (4.32)$$

Όπου F η ιξώδες τριβή. Υπολογισμοί βασισμένοι σε γεωμετρικά χαρακτηριστικά του σωλήνα μπορούν να μας βοηθήσουν στην κατανόηση και το ρόλο της τριβής στον ενεργειακό διαχωρισμό μέσα στον σωλήνα. Οι Arjomandi και Xue[81] στην περίπτωση της ροής σε ελικοειδή επιφάνεια υπολόγισαν ότι η θερμοκρασιακή διαφορά που επιτυγχάνεται είναι 1.4-1.7K. Στην περίπτωση της τυρβώδους ροής σε σωλήνα η θερμοκρασιακή διαφορά είναι 1.8K. Όλοι οι υπολογισμοί κάνουν σαφές ότι ο διαχωρισμός ενέργειας μέσα στον σωλήνα vortex δεν είναι αποτέλεσμα τριβών του ρευστού με τα τοιχώματα, αφού οι θερμοκρασιακές διαφορές που έχουμε στον σωλήνα vortex είναι πολύ μεγαλύτερες από αυτές που υπολογίστηκαν στα σχετικά πειράματα.

Το συγκεκριμένο υποστηρίζουν με πειράματα Gao και Hamoudi[90]. Πειράματα σχετικά με το μήκος του σωλήνα, δείχνουν ότι η τριβή στα τοιχώματα έχει πολύ μικρή σημασία στον όλο μηχανισμό, αφού σε σωλήνες μήκους από 20mm μέχρι 2586mm υπολόγισαν ότι η αλλαγή της θερμοκρασίας στο θερμό ρεύμα ήταν πιο μικρή από 10K.

Διάφορα μοντέλα τυρβώδους ροής που χρησιμοποιήθηκαν όπως το μοντέλο κ-ε, το μοντέλο προσομοίωσης μεγάλων δίνων ή το αλγεβρικό μοντέλο του Reynold. Όλα τα μοντέλα παρουσιάζουν μια ομοιότητα στα αριθμητικά αποτελέσματα αλλά δεν μπορούν να χωρέσουν όλα τα πειραματικά δεδομένα. Ο Hamoudi[90] σε πειράματα του χρησιμοποιώντας ένα μικρό σωλήνα vortex εσωτερικής διαμέτρου 2mm έδειξε ότι η απόδοση του σωλήνα βελτιώνεται όσο αυξάνεται ο αριθμός Reynold από 0-4000.

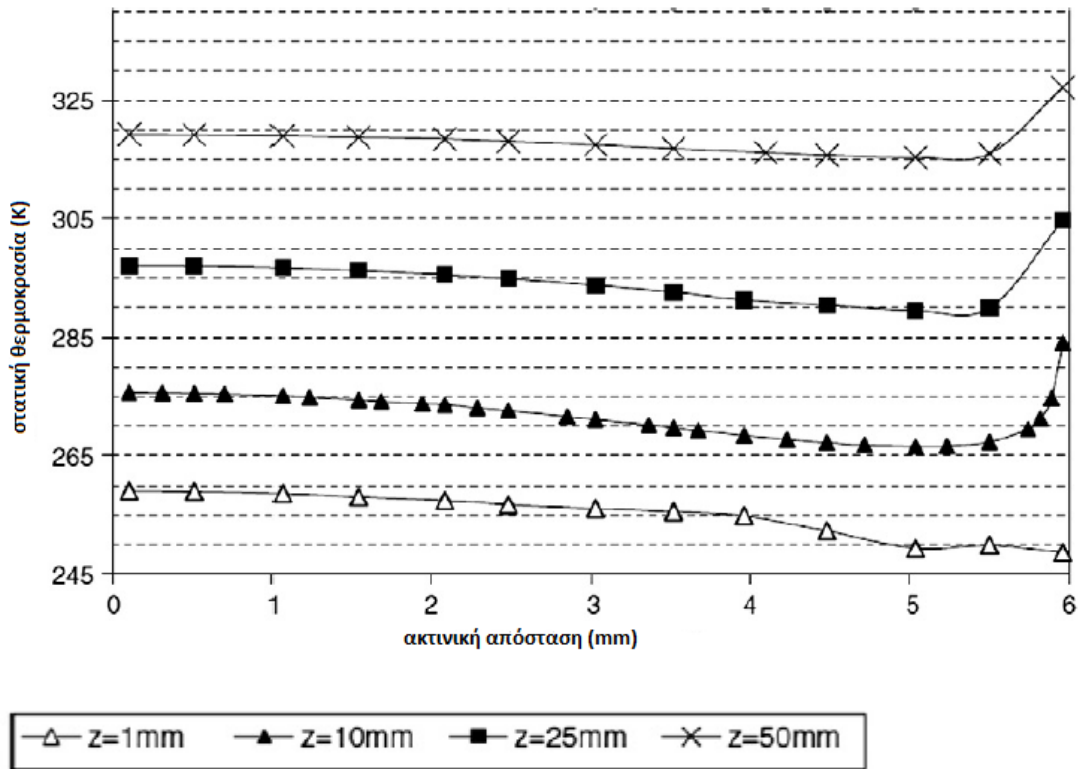
Μπορούμε να πούμε ότι η εσωτερική τριβή μεταξύ των στρωμάτων του ρευστού έχει πολύ σημαντικότερο ρόλο από ότι η τριβή τοιχωμάτων-ρευστού.

4.3.4. Η στατική θερμοκρασία.

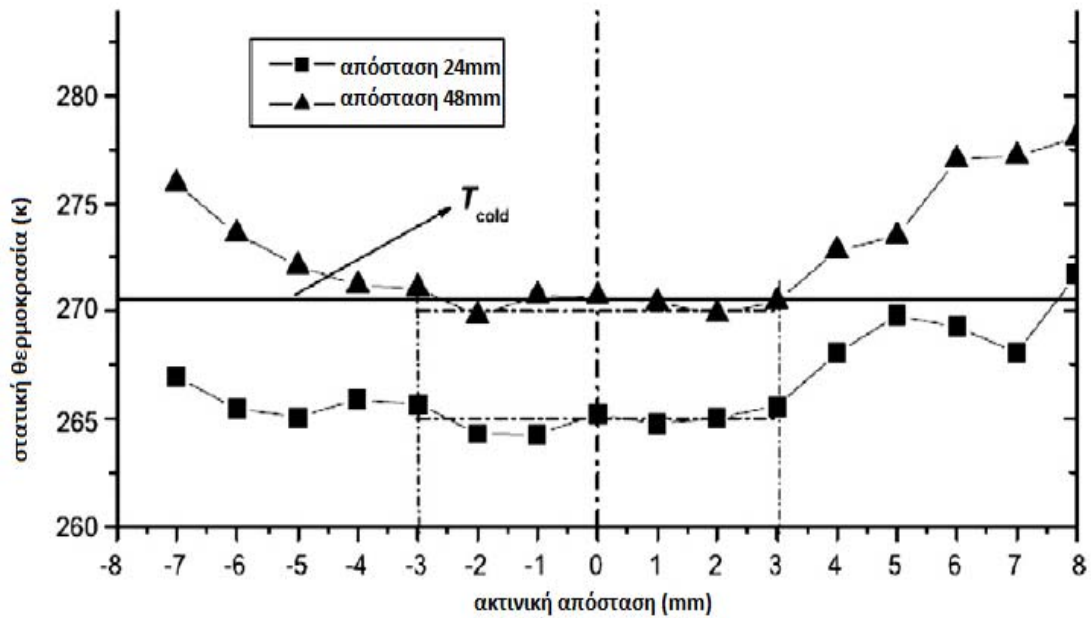
Η μεταφορά θερμότητας από το εσωτερικό στα εξωτερικά στρώματα προσομοιώθηκε ως συναγωγή θερμότητας σε διπλό σύστημα σωληνώσεων από τον Schepel[91]. Ανάφεται ότι η κλίση της στατικής θερμοκρασίας είναι υπεύθυνη για τον ενεργειακό διαχωρισμό αφού είναι μικρή και μη σταθερή σε διάφορα αξονικά σημεία.

Σύμφωνα με μετρήσεις του Behera[83] και άλλων στο γράφημα 4.4 βλέπουμε την κατανομή της στατικής θερμοκρασίας συναρτήσει της ακτινικής απόστασης σε τέσσερα διαφορετικά σημεία μέσα στον σωλήνα. (Αποστάσεις από την είσοδο 1mm, 10mm, 20mm και 50mm.). Οι μετρήσεις πάρθηκαν σε σωλήνα vortex 350mm. Μπορούμε να δούμε ότι η στατική θερμοκρασία ελαττώνεται κατά μήκος της ακτίνας κοντά στην είσοδο έτσι δείχνει ότι το εισερχόμενο αέριο έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία από την περιφέρεια στο εσωτερικό εκτός από το πολύ λεπτό οριακό στρώμα στα τοιχώματα.

Η στατική θερμοκρασία μέσα στον σωλήνα vortex ερευνήθηκε και από τον Gao και τους άλλους[90] και το γράφημα 4.5 δείχνει τα αποτελέσματα τους. Βλέπουμε ότι η στατική θερμοκρασία αυξάνεται όσο κινούμαστε προς τα τοιχώματα. Ο σωλήνας που χρησιμοποιήθηκε ήταν μήκους 205mm.

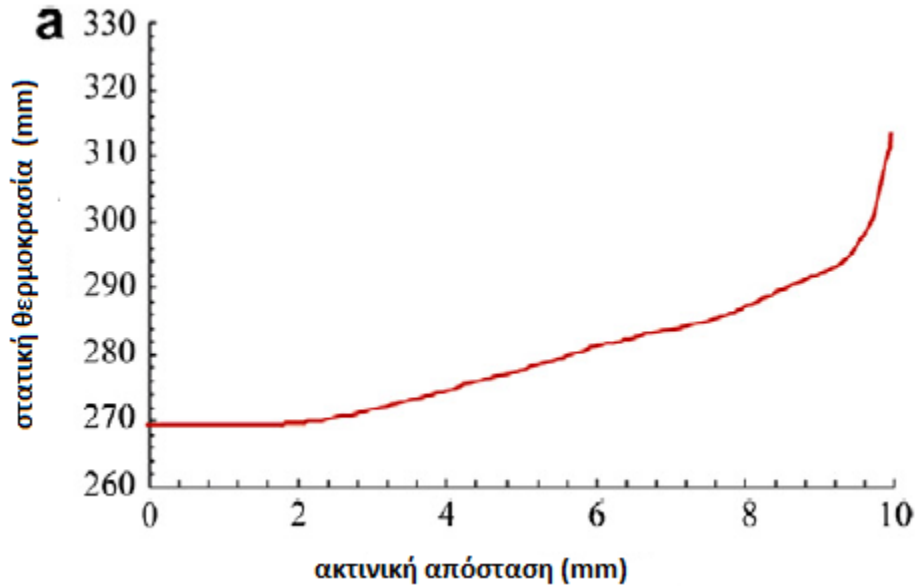


Γράφημα 4.4. Στατική θερμοκρασία συναρτήση ακτινικής απόστασης σε απόσταση 1mm, 10mm, 25mm, 50mm από την είσοδο. (Behera)



Γράφημα 4.5. Στατική θερμοκρασία συναρτήση ακτινικής απόστασης για απόσταση 24mm και 48mm από την είσοδο. (Gao)

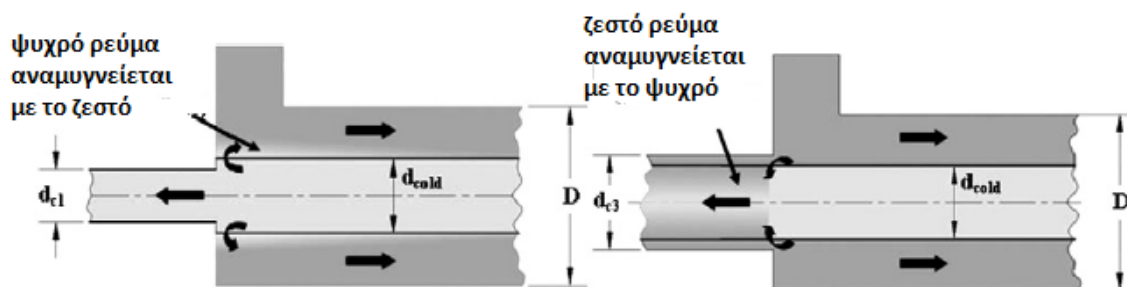
Το γράφημα 4.6 δείχνει την στατική θερμοκρασία κοντά στην είσοδο όπως την βρήκε με προσομοίωση ο Farouk[91].



Γράφημα 4.6. Στατική θερμοκρασία συναρτήση ακτινικής απόστασης κοντά στην είσοδο του σωλήνα(Farouk).

4.3.5 Η δευτερεύον κυκλοφορία(Ahlborn)

Το συγκεκριμένο μοντέλο αναλύθηκε στο κεφάλαιο 2 και αναφέρεται εδώ απλά για βιβλιογραφικό σκοπό. Απλά να προσθέσουμε ότι σε πρόσφατες έρευνες οι Nimbalkar και Muller[92] αναφέρουν ότι η δευτερεύον κυκλοφορία εξαρτάται κατα πολύ από το μέγεθος της εξόδου του ψυχρού ρεύματος όπως ακριβώς μπορούμε να δούμε στο σχήμα 4.3 από την δημοσίευσή τους.



Σχήμα 4.3. Ανακυκλοφορία σε σωλήνες με διαφορετικού μεγέθους εξόδου ψυχρού ρεύματος

4.3.6. Συμπεράσματα.

Ο διαχωρισμός ενέργειας μέσα στον σωλήνα vortex μπορεί να μελετηθεί με δυο παραμέτρους. Την πτώση της θερμοκρασίας και την αύξηση της θερμοκρασίας. Η πτώση της θερμοκρασίας μπορεί να θεωρηθεί σαν συνδυασμός της ξαφνικής διαστολής κοντά στην είσοδο του σωλήνα, της μεταφοράς ενέργειας από το εσωτερικό στην περιφέρεια λόγω εσωτερικών τριβών και τύρβης, της δευτερεύον κυκλοφορίας και της κλίσης της στατικής θερμοκρασίας. Η αύξηση της θερμοκρασίας μπορεί να θεωρηθεί ως αποτέλεσμα της συμπίεσης στην περιφέρεια, των τριβών μεταξύ των στρωμάτων (τύρβη), της κλίσης της στατικής θερμοκρασίας, της δευτερεύον κυκλοφορίας και της τριβής μεταξύ ρευστού και τοιχωμάτων του σωλήνα.

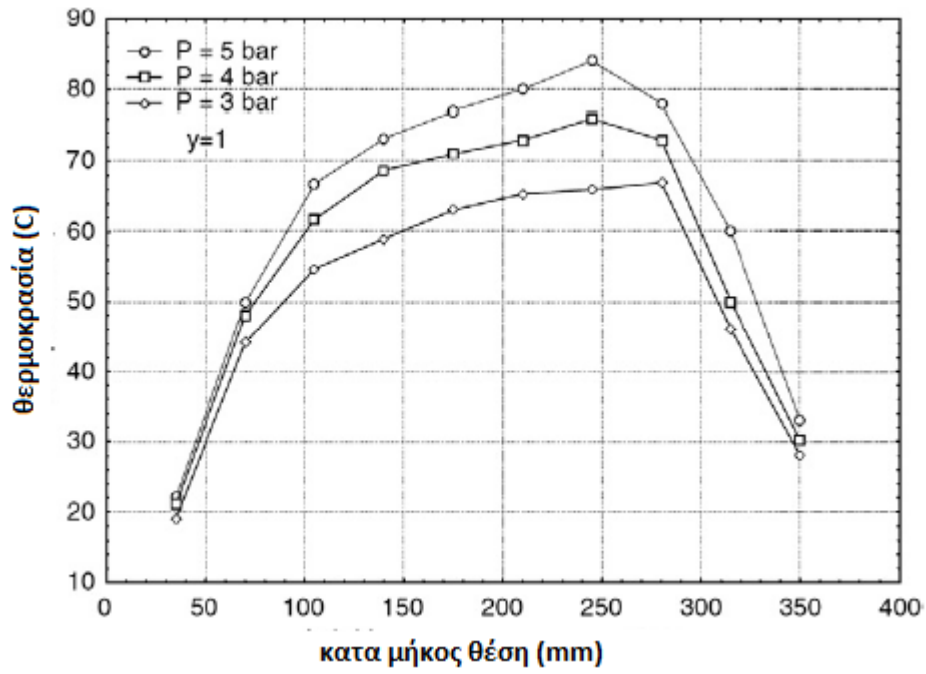
Σύμφωνα με πειραματικές μελέτες των Arjomandi-Χue και Gao[93] για δεδομένο σωλήνα vortex η πτώση θερμοκρασίας λόγω της διαστολής στην είσοδο του σωλήνα πάζει πολύ σημαντικό ρόλο στον διαχωρισμό ενέργειας μέσα στον σωλήνα.

Σχετικά με την δευτερεύον κυκλοφορία κατά Ahlborn ο βαθμός απόδοσης του σωλήνα ανεβαίνει σημαντικά όταν το στόμια εξόδου του ψυχρού ρεύματος είναι μικρό.

Η θερμοκρασιακές διαφορές που επιτυγχάνονται δείχνουν ότι η κλίση της στατικής θερμοκρασίας που κυμαίνεται μεταξύ 5-10K δεν μπορεί να θεωρηθεί ως κύρια αιτία του ενεργειακού διαχωρισμού. Η επιρροή των εσωτερικών τριβών και της τύρβης δεν μπορούν να εκτιμηθούν άμεσα λόγω της πολυπλοκότητας της εσωτερικής ροής και των γεωμετρικών παραμέτρων.

Η λειτουργία του σωλήνα με ασυμπίεστο ρευστό κάνει σαφές ότι η συμπίεση στην περιφέρεια δεν μπορεί να θεωρηθεί ως κύρια αιτία του ενεργειακού διαχωρισμού. Οι τριβές ρευστού τοιχωμάτων επίσης είναι μικρής σημασίας στον μηχανισμό αφού η αύξηση θερμοκρασίας που μπορεί να αιτιολογήσει είναι πολύ μικρές. Οι εσωτερικές τριβές και η τύρβη μπορεί να έχουν σημαντικό ρόλο αλλά χρειάζονται περαιτέρω ανάλυση. Η αλλαγή κατεύθυνσης της ροής στο τέλος του σωλήνα και η δημιουργία του εξαναγκασμένου στροβιλισμού κοντά στην ζεστή έξοδο αυξάνουν τις εσωτερικές τριβές και πρέπει να ληφθούν υπόψη. Αυτό δείχνει και το γράφημα 4.7 σχετικά με τις θερμοκρασίες στα τοιχώματα του σωλήνα.

Το σίγουρο είναι ότι ο θερμοκρασιακός διαχωρισμός στον σωλήνα vortex είναι ένας πολύπλοκος μηχανισμός που εξαρτάται από πολλές παραμέτρους. Βέβαιο είναι ότι τον σημαντικότερο ρόλο παίζει η πολύ μεγάλη κινητική ενέργεια που μεταφέρει το ρευστό λόγω περιστροφής αφού όσο μεγαλύτερη περιστροφή έχουμε τόσο αυξάνει ο ενεργειακός διαχωρισμός.



Γράφημα 4.7. Θερμοκρασία τοιχωμάτων κατα μήκος του σωλήνα vortex (Aydin-Baki[94])

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

Στο παρον κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε κάποια πρόσφατα πειραματικά μοντέλα του σωλήνα vortex σχετικά με τη γενική του λειτουργία. Μοντέλα δηλαδή απο τα οποία μπορούμε να καταλάβουμε την γενικότερη λειτουργία, τις διάφορες παραμέτρους που επηρεάζουν και να σχηματίσουμε μια καθαρή εικόνα για την λειτουργία του σωλήνα vortex.

5.1. Εισαγωγή.

Εισαγωγικά πρώτου περάσουμε στην αναλυτική παρουσίαση πειραμάτων θα παρουσιάσουμε κάποια πρόσφατα πειράματικά αποτελέσματα απο διάφορα πειράματα που έγιναν κυρίως την τελευταία δεκαετία.

Οι Saidi και Valiour[95] ερευνώντας την σχέση της διαμέτρου(D) του μήκους του σωλήνα(L) της διαμέτρου του στομίου εξόδου(d) του τύπου γεννήτριας εισόδου(3 και 4 στόμια) της πίεσης εισόδου(απο 1 μέχρι 3 bar) του εργαζόμενου μέσου(ήλιο οξυγόνο και αέρα) του κλάσματος παροχής ψυχρού(0.5-0.9) με την απόδοση του σωλήνα κατέληξαν στο ότι μεγαλύτερη απόδοση έχουμε στα $20 < L/D < 55.5$ και $d/D = 0.5$ με αριθμό στομίων στην είσοδο 3 και με εργαζόμενο μέσο το ήλιο.

Οι Aydin και Baki[94] ερευνώντας την σχέση της απόδοσης του σωλήνα με το μήκος του σωλήνα($L/D = 18-42$), την διάμετρο εισόδου ($d/D = 0.28-0.38$) την γωνία της βαλβίδας στην έξοδο ζεστού($\theta = 45-60$), την πίεση εισόδου(2-5bar) και το εργαζόμενο μέσο(αέρα οξυγόνο και άζωτο). Κατάληξαν στο ότι η βέλτιστη απόδοση του σωλήνα είναι στην διάμετρο εισόδου $d/D = 0.33$ μήκος σωλήνα

$L/D=20$, γωνιά βαλβίδας εξόδου ζεστού $\theta=50$ και πίεση εισόδου 5 bar. Ακόμα βρήκαν ότι το άζωτο αποδίδει καλύτερα από τον αέρα και το οξυγόνο λόγω του μικρότερου μοριακού βάρους.

Οι Xue και Arjomandi[81] ερεύνησαν τον ρόλο της γωνιάς της περιστρεφόμενης ροής (2.5-23.1) και βρήκαν ότι βέλτιστη απόδοση έχουμε σε γωνιές από 4.8 μέχρι 6.7 μοίρες.

Ο Dincer[96] μελετώντας την απόδοση του σωλήνα με $L/D=8-16$ πίεση εισόδου από 200 μέχρι 320 kPa και αριθμό στομιών στην είσοδο από 2 μέχρι 8 κατάληξε στο ότι βέλτιστη απόδοση έχουμε για 4 στόμια στην είσοδο ενώ χαμηλότερη απόδοση παρουσιάστηκε στην γεννήτρια με ένα στόμιο εισόδου ενώ όσο αφορά το μήκος και τη διάμετρο βέλτιστη απόδοση παρουσιάστηκε στο $L/D=16$ και πίεση εισόδου 320kPa.

Πρόσφατα οι Nimbalkar και Muller[92] μελετώντας την παράμετρο d/D (0.18-0.66) σε σωλήνα τύπου counterflow με γεννήτρια τεσσάρων στομιών στη είσοδο παρατήρησαν ότι βέλτιστη απόδοση παρουσιάστηκε όταν είχαν κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος 0.6 ανεξάρτητα από την διάμετρο στομίου και της πίεσης εισόδου.

Ο Pinar[97] μελετώντας την παράμετρο της πίεσης εισόδου σε σωλήνα vortex τύπου counterflow με τιμές πίεσης από 200 μέχρι 700 kPa αριθμό στομιών στην είσοδο 2, 4 και 6 και εργαζόμενο μέσο οξυγόνο άζωτο και αργό παρατήρησε ότι όσο μεγαλύτερη η πίεση εισόδου και ο αριθμός στομιών στην είσοδο τόσο καλύτερα απέδιδε ο σωλήνας ενώ ως εργαζόμενο μέσο καλύτερη απόδοση είχε το αργό. Ο Kırmacı[98] μελετώντας τον ρόλο του αριθμού στομιών στην είσοδο και της πίεσης εισόδου με σταθερό κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος κατέληξε στο ότι όσο περισσότερα στόμια στην είσοδο και όσο μεγαλύτερη η πίεση εισόδου τόσο καλύτερη είναι και η απόδοση στον σωλήνα.

Πολλές έρευνες και πειράματα έγιναν με μεθόδους υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) προσομοιώνοντας την ροή με μοντέλα όπως το ASM (Algebraic Stress Model) και το LES (Large Eddy Simulation) με σκοπό να κατανοηθεί καλύτερα ο διαχωρισμός ενέργειας μέσα στον σωλήνα.

Από όλα τα προαναφερθέντα πειράματα γίνεται σαφές ότι η απόδοση του σωλήνα εξαρτάται από πολλές παραμέτρους.

5.2. Πρώτο πειραματικό μοντέλο.

Κατ' αρχήν να τονίσουμε ότι όλα τα δεδομένα είναι παρμένα από πρόσφατο πείραμα (2008) του Eiamsa[99]. Στο παρόν πείραμα θα μελετηθεί η σχέση της απόδοσης του σωλήνα ($\Delta T_c/\Delta T_h$) και του ψυκτικού βαθμού απόδοσης (η) με τον αριθμό στομιών στην είσοδο ($N=1,2,3,4$), την διάμετρο της εξόδου ψυχρού ρεύματος ($d/D=0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7$), την πίεση εισόδου ($P_i=2$ και 3 bar) και του κλάσματος παροχής ψυχρού ρεύματος (ϵ).

5.2.1. Δεδομένα πειράματος.

Ο όρος ο οποίος περιγράφει την θερμοκρασιακή διαφορά που επιτυγχάνεται ως προς το ψυχρό ρεύμα είναι ο ΔT_c και ορίζεται σαν η διαφορά θερμοκρασίας εισόδου με την θερμοκρασία στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος

$$\Delta T_c = T_i - T_c \quad (5.1)$$

Όπου κατα τα γνωστά T_i και T_c οι θερμοκρασίες στην είσοδο και την έξοδο ψυχρού ρεύματος αντίστοιχα.

Κατά τον ίδιο τρόπο ο όρος που εκφράζει την θερμοκρασιακή διαφορά που επιτυγχάνεται ως προς το ζεστό ρεύμα είναι ο ΔT_h και ορίζεται ως η διαφορά θερμοκρασίας εξόδου ζεστού με την θερμοκρασία εισόδου

$$\Delta T_h = T_h - T_i \quad (5.2)$$

Όπου T_h η θερμοκρασία στην έξοδο του ζεστού ρεύματος.

Ο όρος β εκφράζει την διάμετρο στην έξοδο του ζεστού ρεύματος και ορίζεται ως

$$\beta = d/D \quad (5.3)$$

όπου d και D οι διαμέτροι στην έξοδο ψυχρού ρεύματος και κυρίως σώματος του σωλήνα αντίστοιχα.

Όσο αφορά το κλάσμα παροχής στο ψυχρό ρεύμα ως κατα τα γνωστά συμβολίζεται με ϵ ή μ_c και ορίζεται ως το κλάσμα της παροχής στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος ως προς την παροχή εισόδου και ελέγχεται με την βαλβίδα στην ζεστή έξοδο

$$\epsilon = M_c / M_i \quad (5.4)$$

όπου M_c και M_i οι παροχές στην έξοδο ψυχρού ρεύματος και εισόδο αντίστοιχα.

Ο ψυκτικός βαθμός απόδοσης είναι ο δείκτης μας ως προς την απόδοση της συσκευής. Μεγαλύτερος ενεργειακός διαχωρισμός σημαίνει μεγαλύτερη μείωση θερμοκρασίας στην ψυχρή έξοδο.

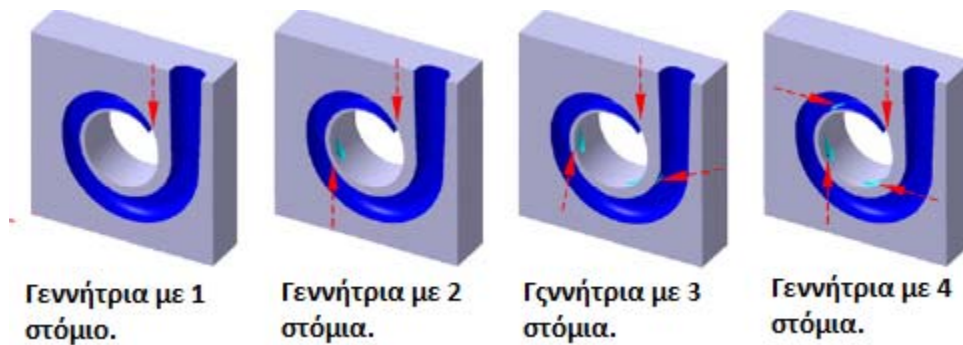
Για να υπολογίζουμε τον βαθμό απόδοσης (n_{is}) του σωλήνα vortex σύμφωνα με την αδιαβατική διαστολή μπορούμε να γράψουμε

$$n_{is} = \frac{T_i - T_c}{T_i \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_i} \right)^{\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} \right)} \quad (5.5)$$

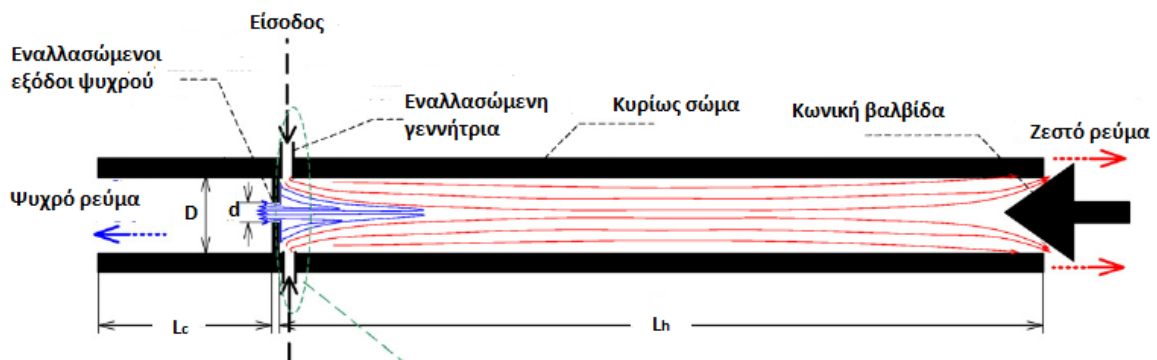
Όπου η_{is} ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης, P_i η πίεση εισόδου, P_a η ατμοσφαιρική πίεση και γ κατα τα γνωστά 1.4.

5.2.2. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του RHVT στο πείραμα.

Οι γεννήτριες (σαλιγκάρια) που θα χρησιμοποιηθούν έχουν διάμετρο εισόδου 2mm και αριθμό στομιών από ένα μέχρι και τέσσερα 4, όπως ακριβώς φαίνονται στο σχήμα 5.1. Το μήκος του κυρίως σώματος του σωλήνα (L_h) στον σωλήνα vortex που χρησιμοποιείται είναι $45D$ ενώ το μήκος από την είσοδο και αριστερά (L_c) είναι $20D$ όπου D η διάμετρος του σωλήνα που είναι σταθερή και ίση με 16mm. Για να μειώσουμε την τριβή μεταξύ ρευστού και τοιχωμάτων ο σωλήνας φτιάχτηκε από ακρυλικό. Στην έξοδο ψυχρού ρεύματος θα χρησιμοποιήσουμε πέντε διαφορετικού τύπου εξόδους οι οποίες θα έχουν πάχος 2mm και διαμέτρους $d/D=0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7$. και φτιάχτηκαν ειδικά για το πείραμα χρησιμοποιώντας C.N.C. Όλα τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προαναφέρθηκαν γίνονται πιο κατανοητά παρατηρώντας το σχήμα 5.2.



Σχήμα 5.1. Οι γεννήτριες που χρησιμοποιούνται στο πείραμα.



Σχήμα 5.2. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του σωλήνα που χρησιμοποιείται στο πείραμα

5.2.3 Πειραματική διαδικασία.

Γενικά το όλο σύστημα μαζί με τα μηχανήματα για τις μετρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν μπορούμε να το δούμε στο σχήμα 5.3.

Το όλο σύστημα περιλαμβάνει τον σωλήνα vortex όπως ακριβώς τον περιγράψαμε στο προηγούμενο εδάφιο, δυο ρωόμετρα τύπου 'Rotemeter' τα οποία είναι αρκετά αξιόπιστα σε τέτοιου είδους μετρήσεις, θερμοστοιχεία, βαλβίδα ελέγχου ροής, φίλτρο για ξηρό αέρα, πιεσόμετρο, συμπιεστή και ηλεκτρονικό υπολογιστή για την καταγραφή των μετρήσεων.

Κατα την διάρκεια του πειράματος ο αέρας ξεκινούσε απ τον συμπιεστή και στην συνέχεια περνούσε απο το φίλτρο και με την βαλβίδα ελέγχου ρυθμιζόταν η επιθυμητή ροή η οποία μετριόταν με το ρωόμετρο. Πρωτού μπει στον σωλήνα vortex ο αέρας παίρναμε τιμές για την πίεση και την θερμοκρασία του, τιμές οι οποίες καταγράφονταν αυτόματα με την βοήθεια αναλογικού μετατροπέα στον υπολογιστή. Στην έξοδο ψυχρού ρεύματος βρισκόταν το δεύτερο ρωόμετρο και έτσι είχαμε και τις δυο ροές για τον υπολογισμό του κλάσματος παροχής ψυχρού ρεύματος το οποίο μπορούσαμε να αλλάζουμε με την βοήθεια της κωνικής βαλβίδας στην έξοδο του ζεστού ρεύματος.

Στο πείραμα αλλάζαμε την διάμετρο στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος, την πίεση εισόδου, το κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος, και τον τρόπο εισόδου του αέρα χρησιμοποιώντας τις γεννήτριες όπως τις είδαμε στο σχήμα 5.1.

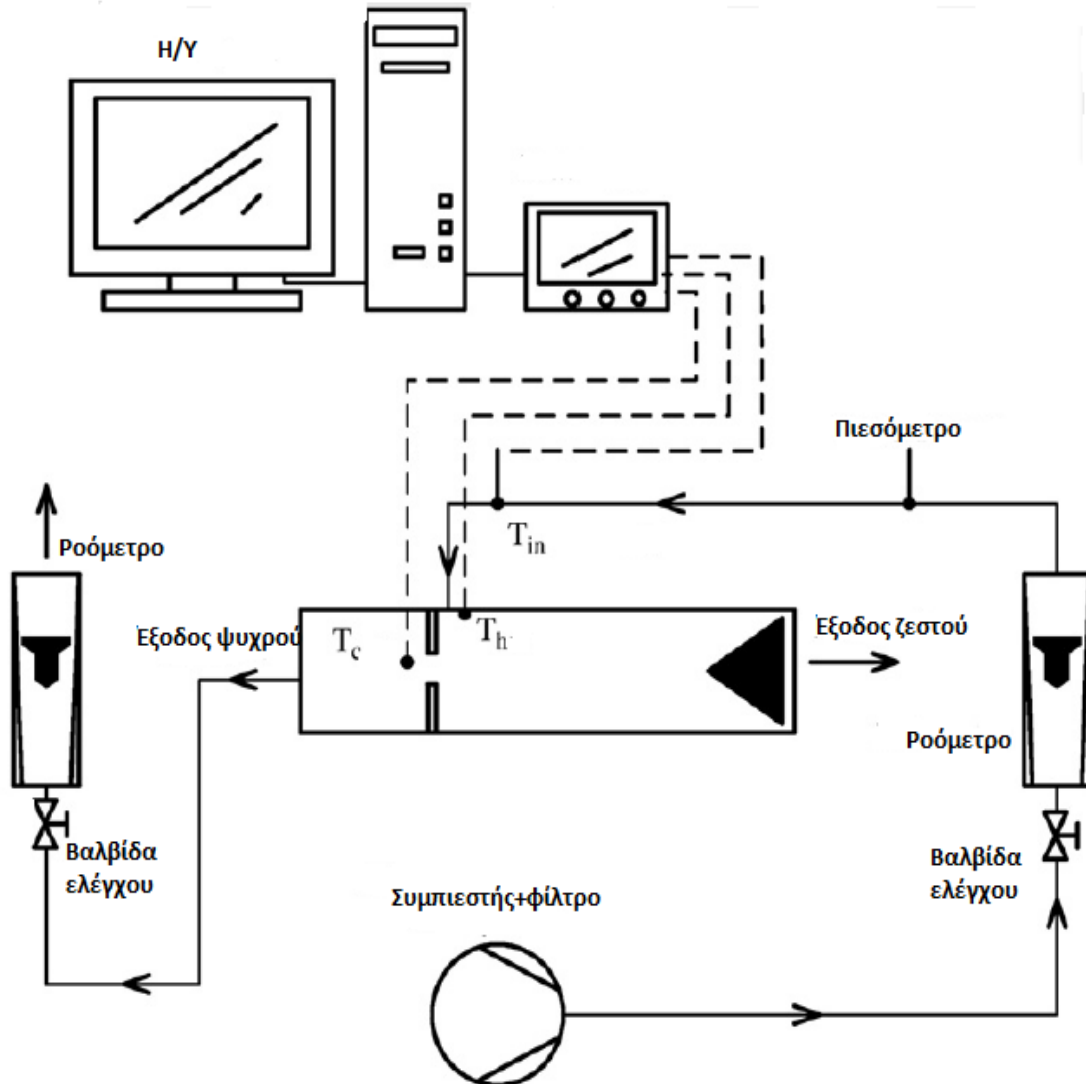
Σκοπός ήταν η έρευνα της επιρροής των συγκεκριμένων παραμέτρων στην λειτουργία και την απόδοση του σωλήνα vortex.

Για την μέτρηση των σφαλμάτων και της αβεβαιότητας των μετρήσεων χρησιμοποιήθηκαν τα πρότυπα ANSI/ASME .

Έτσι το μέγιστο σφάλμα υπολογίστηκε $\pm 2\%$, για τις θερμοκρασιακές διαφορές $\pm 6\%$ και για το κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος $\pm 2.5\%$. Το σφάλμα στην μέτρηση θερμοκρασίας και ροής υπολογίστηκε στο $\pm 2\%$.

5.2.4. Πειραματικά αποτελέσματα

Στο παρόν υποκεφάλαιο θα δούμε και θα αναλύσουμε τα αποτελέσματα απο τις μετρήσεις του πειράματος, όσο αφορά τον ρόλο του τρόπου εισόδου του ρευστού στον σωλήνα, την πίεση εισόδου, την διάμετρο στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος και το κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος.

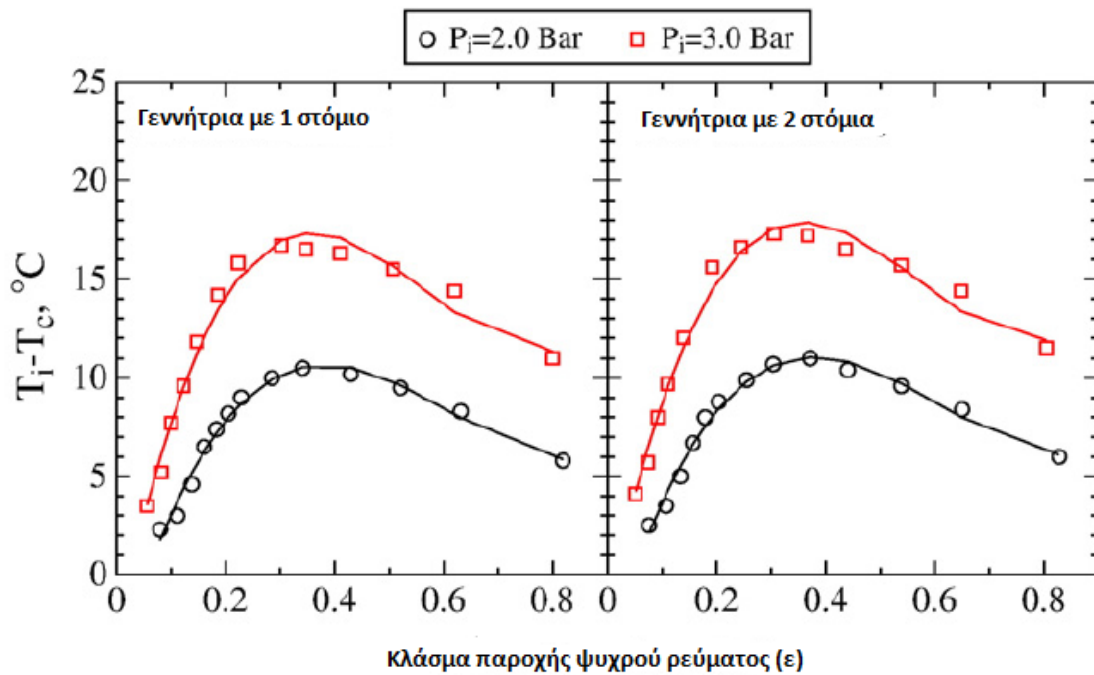


Σχήμα 5.3.Ο μηχανισμός του πειράματος.

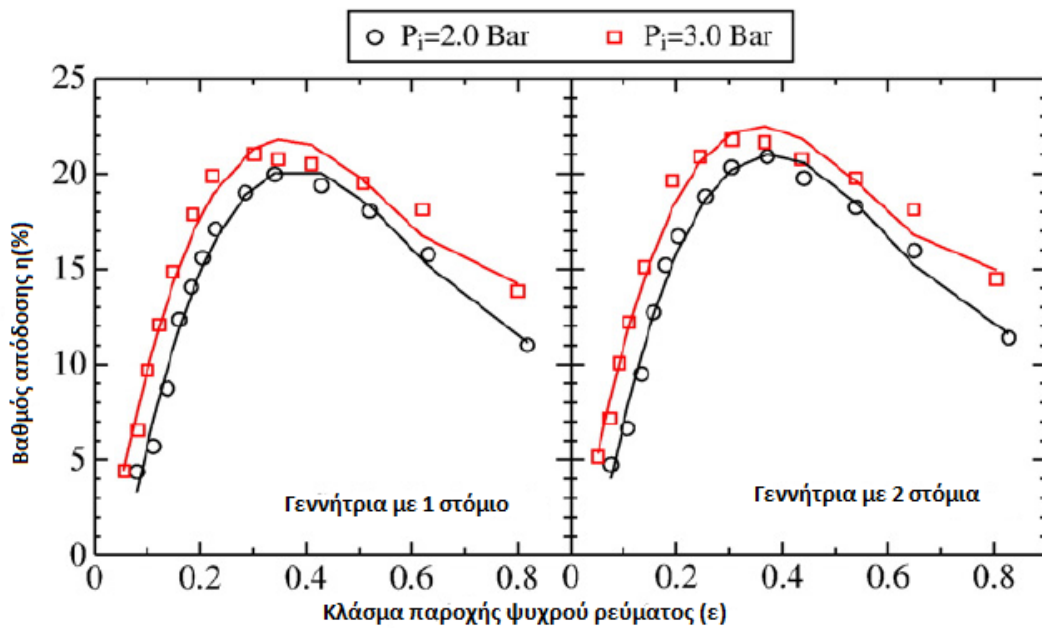
5.2.4.1. Το κλάσμα παροχής και η εισερχόμενη πίεση.

Στα γραφήματα 5.1. και 5.2. μπορούμε να δούμε την συμπεριφορά και τις τιμές που παίρνει η θερμοκρασιακή διαφορά $T_i - T_c$ και ο βαθμός απόδοσης συναρτήση του κλάσματος παροχής ψυχρού ρεύματος.

Οι μετρήσεις έγιναν για εισερχόμενη πίεση 2 και 3 bar και διάμετρο εξόδου στην ψυχρή έξοδο $d/D=0.5$.



Γράφημα 5.1.Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση κλάσματος παροχής για γεννήτριες με ένα και δυο στόμια στην είσοδο και πίεση εισόδου 2 και 3 bar



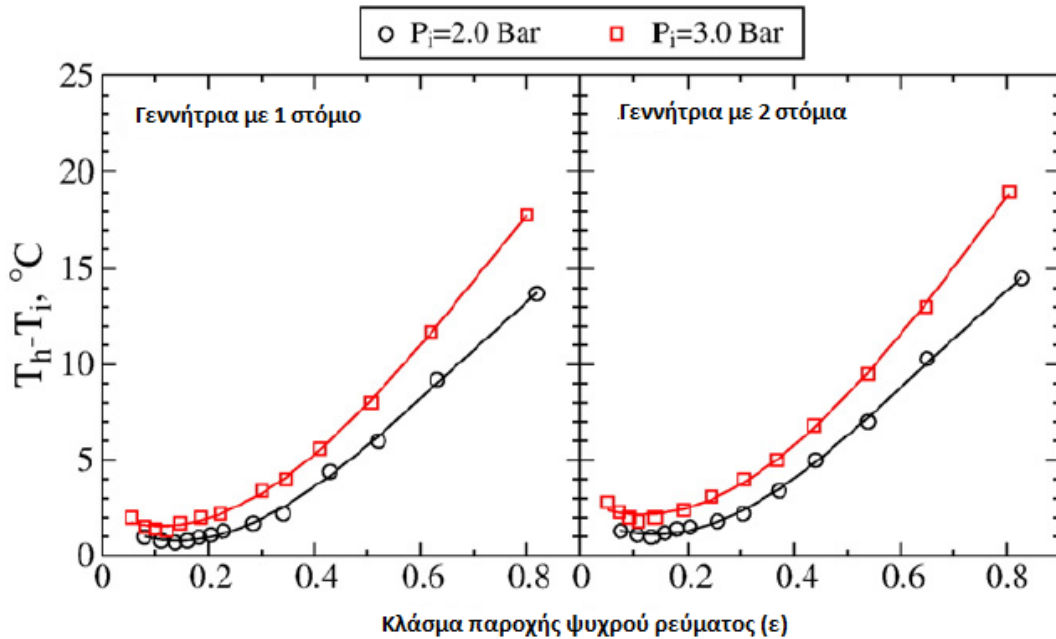
Γράφημα 5.2.Βαθμός απόδοσης συναρτήση κλάσματος παροχής για γεννήτριες με ένα και δυο στόμια εισόδου και πίεση εισόδου 2 και 3 bar.

Όπως μπορούμε να δούμε στα γραφήματα σε όλα τα πειράματα η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος αυξάνει με την αύξηση του κλάσματος παροχής ψυχρού ρεύματος για τιμές του κλάσματος από 0.1 έως 0.3 και παίρνει μέγιστη τιμή γύρω στο 0.3-0.4. Για τιμές μεγαλύτερες του 0.4 (κλάσματος παροχής) η θερμοκρασιακή διαφορά μειώνεται λόγω του ότι όσο μεγαλώνει το κλάσμα παροχής ο ζεστός αέρας αναμιγνύεται όλο και περισσότερο με τον ψυχρό στην περιοχή του άξονα τον σωλήνα κοντά στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος με αποτέλεσμα να αυξάνει η θερμοκρασία στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος.

Σε δεδομένη τιμή του κλάσματος παροχής ψυχρού ρεύματος η θερμοκρασιακή διαφορά και ο βαθμός απόδοσης του σωλήνα vortex στο πείραμα αυξάνουν με την αύξηση της πίεσης εισόδου. Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι όταν ο αέρας εισέρχεται με μεγαλύτερη πίεση αυτό σημαίνει μεγαλύτερη επαπτομενική ταχύτητα στην είσοδο και λόγω αυτού (μεγαλύτερη κινητική ενέργεια) έχουμε και μεγαλύτερη μεταφορά ενέργειας από το κέντρο προς το εξωτερικό του σωλήνα. Αποτέλεσμα αυτού είναι να έχουμε μεγαλύτερο διαχωρισμό ενέργειας δίνοντας έτσι μεγαλύτερη θερμοκρασία στην ζεστή έξοδο και χαμηλότερη στην ψυχρή έξοδο.

Στις δεδομένες πιέσεις εισόδου (2 και 3 bar) οι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές ($T_{in}-T_c$) που καταγράφηκαν ήταν για πίεση 2bar 11.6 °C ενώ για πίεση εισόδου 3bar 18.8 °C. Ο βαθμός απόδοσης του σωλήνα στις συγκεκριμένες συνθήκες υπολογίστηκε 22.1% και 23.7% αντίστοιχα.

Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η κωνική βαλβίδα στην έξοδο του ζεστού ρεύματος πρέπει να ρυθμιστεί να αφήνει γύρω στο 30-40% του εισερχόμενου αέρα να φεύγει και η εισερχόμενη πίεση να είναι ψηλή για να έχουμε καλύτερη απόδοση (όσο αφορά την ψυχρή έξοδο και την ψυκτική ικανότητα του σωλήνα).



Γράφημα 5.3. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση κλάσματος παροχής για γεννήτριες με 1 και 2 στόμια εισόδου και πίεση εισόδου 2 και 3 bar.

Στο γράφημα 5.3. μπορούμε να δούμε και να μελετήσουμε την συμπεριφορά της θερμοκρασιακής διαφοράς(T_h-T_{in}) όσο αφορά την ζεστή έξοδο του σωλήνα συναρτήση του κλάσματος παροχής.Το πείραμα έγινε στις ίδιες συνθήκες δηλαδή και πάλι είχαμε δυο διαφορετικές πιέσεις εισόδου(2 και 3bar).

Για δεδομένη πίεση εισόδου μπορούμε να δούμε ότι για κλάσμα παροχής με τιμές απο το 0.1 έως και το 0.3 η θερμοκρασία στην έξοδο ζεστού ρεύματος δεν παρουσιάζει ιδιαίτερη αύξηση αλλά μένει περίπου σταθερή.Όσο το κλάσμα παροχής αυξάνει απο το 0.3 μέχρι και το 0.8 αυξάνεται και η θερμοκρασία στην έξοδο ζεστού ρεύματος περίπου αναλογικά.

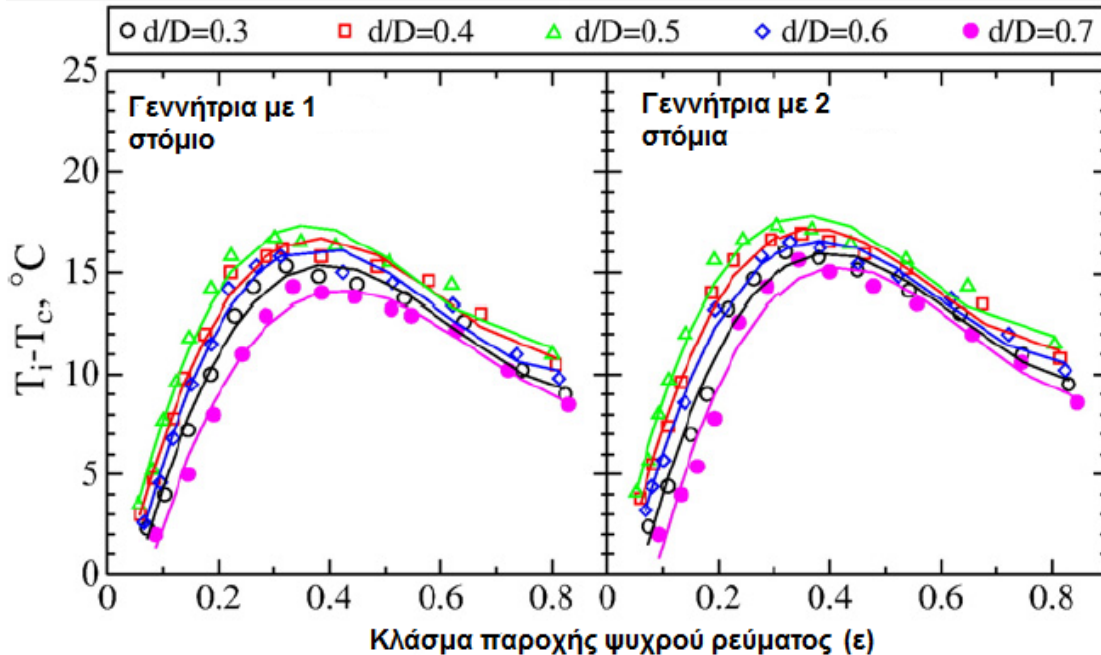
Για δεδομένη τιμή του κλάσματος παροχής μπορούμε να δούμε ότι η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού αυξάνει με την αύξηση της πίεσης εισόδου.Αυτό εξηγείται με την ίδια λογική όπως ακριβώς περιγράφηκε για την συμπεριφορά του σωλήνα στην ψυχρή έξοδο.

Να αναφέρουμε ότι η μεγαλύτερη θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος παρουσιάστηκε σε κλάσμα παροχής 0.8 και για πίεση 2 bar ήταν 15.6°C ενώ για πίεση 3 bar 20.5°C .Οι μετρήσεις έγιναν με σταθερή διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$.

5.2.4.2.Η διάμετρος εξόδου στην έξοδο ψυχρού ρεύματος.

Μια άλλη σημαντική παράμετρος στην λειτουργία και την απόδοση του σωλήνα vortex είναι η διάμετρος εξόδου στην έξοδο ψυχρού ρεύματος.Το πως αλλάζουν οι θερμοκρασιακές διαφορές όσο αφορά τα ρεύματα στην ψυχρή και ζεστή έξοδο καθώς και ο βαθμός απόδοσης συναρτήση της διαμέτρου στην έξοδο ψυχρού ρεύματος($d/D=0.3-0.7$) μπορούμε να δούμε στα γραφήματα 5.4, 5.5, και 5.6 αντίστοιχα.

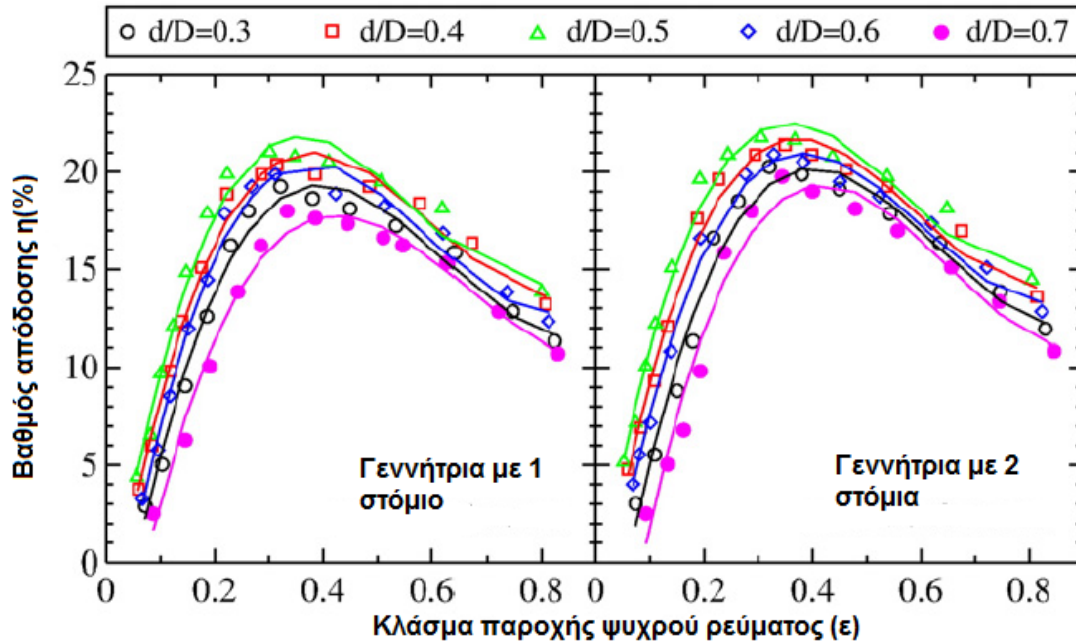
Γενικά βλέπουμε ότι τα γραφήματα σχηματικά είναι παρόμοια με αυτά που παρουσιάστηκαν πριν σε σχέση με το κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος.Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η έξοδος με διάμετρο $d/D=0.5$ παρουσιάζει τις μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές και έτσι τον μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης.Σε μικρότερες διαμέτρους στην έξοδο έχουμε μεγαλύτερη πτώση πίεσης με αποτέλεσμα μικρότερη απόδοση αφού με μεγαλύτερη πτώση πίεσης έχουμε πίο 'φτωχό' διαχωρισμό ενέργειας.Απο την άλλη, με μεγαλύτερη διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος περισσότερος ζεστός αέρας 'αποφορτίζεται' στο πεδίο του ψυχρού (κοντά στον άξονα του σωλήνα) με αποτέλεσμα να έχουμε αύξηση στην θερμοκρασία του ψυχρού ρεύματος.



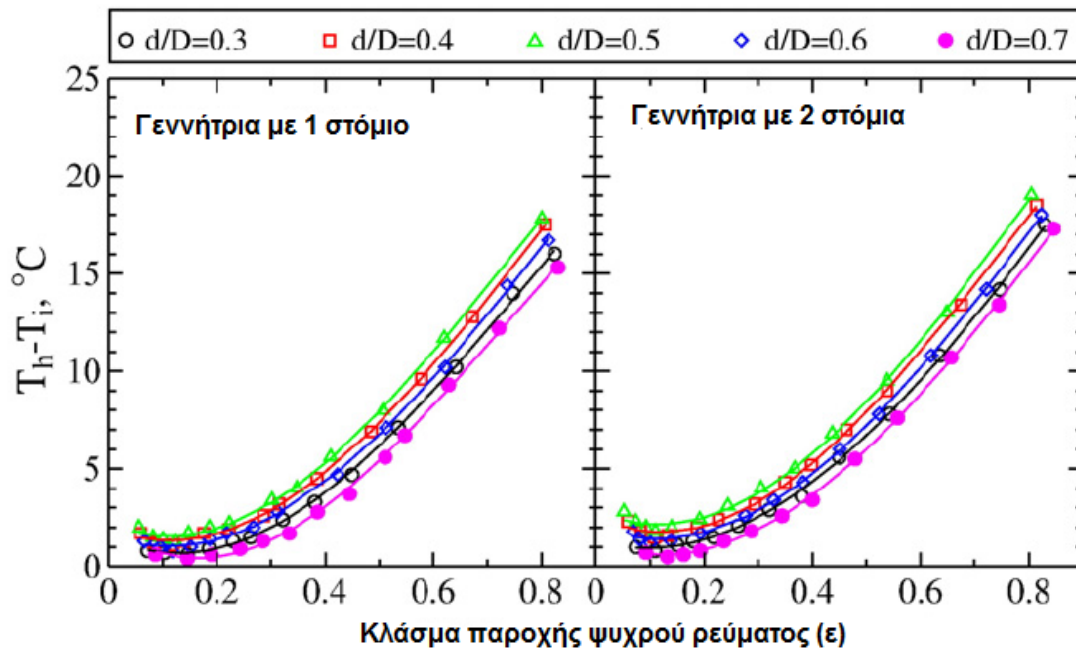
Γράφημα 5.4. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση κλάσματος παροχής για διάφορες τιμές διαμέτρου εξόδου ψυχρού ρεύματος και γεννήτριες εισόδου με 1 και 2 στόμια.

Σύμφωνα με το γράφημα 5.4. η μεγαλύτερη θερμοκρασιακή διαφορά που παρουσιάζεται στην ψυχρή έξοδο με το κλάσμα παροχής να παίρνει τιμές 0.3-0.4, τη γεννήτρια με 2 στόμια, για τις διαμέτρους εξόδου $d/D=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ και 0.7 , είναι $16.1^\circ\text{C}, 17^\circ\text{C}, 17.3^\circ\text{C}, 16.6^\circ\text{C}$, και 15.7°C αντίστοιχα. Οι βαθμοί απόδοσης για τις συγκεκριμένες συνθήκες είναι 20.3%, 21.4%, 21.8%, 20.9% και 19.8% αντίστοιχα (Γράφημα 5.5.)

Στο γράφημα 5.6. όσον αφορά τις θερμοκρασιακές διαφορές που παρουσιάζονται στην έξοδο του ζεστού ρεύματος βλέπουμε ότι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές έχουμε το κλάσμα παροχής να παίρνει τιμή κοντά στο 0.8 και πίεση εισόδου στα 3 bar. Οι θερμοκρασιακές διαφορές είναι $17.5^\circ\text{C}, 18.5^\circ\text{C}, 19^\circ\text{C}, 18^\circ\text{C}$, και 17.3°C για διαμέτρους στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D= 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ και 0.7 αντίστοιχα, με την γεννήτρια 2 στομιών τοποθετημένη στην είσοδο του σωλήνα vortex.



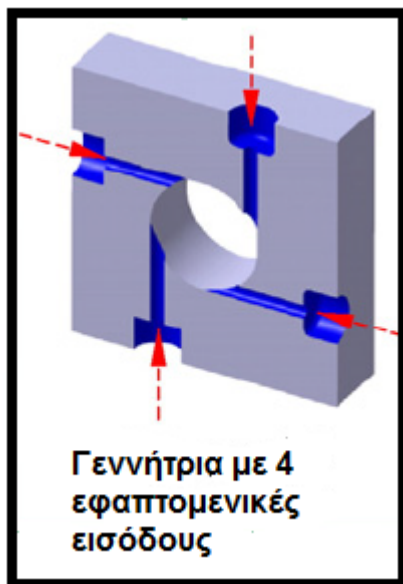
Γράφημα 5.5. Βαθμός απόδοσης συναρτήση κλάσματος παροχής για διάφορες τιμές διαμέτρου εξόδου ψυχρού ρεύματος και γεννήτριες στην είσοδο με 1 και 2 στόμια.



Γράφημα 5.6. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση κλάσματος παροχής για διάφορες τιμές διαμέτρου εξόδου ψυχρού ρεύματος και γεννήτριες με 1 και 2 στόμια.

5.2.4.3.Οι γεννήτριες εισόδου.

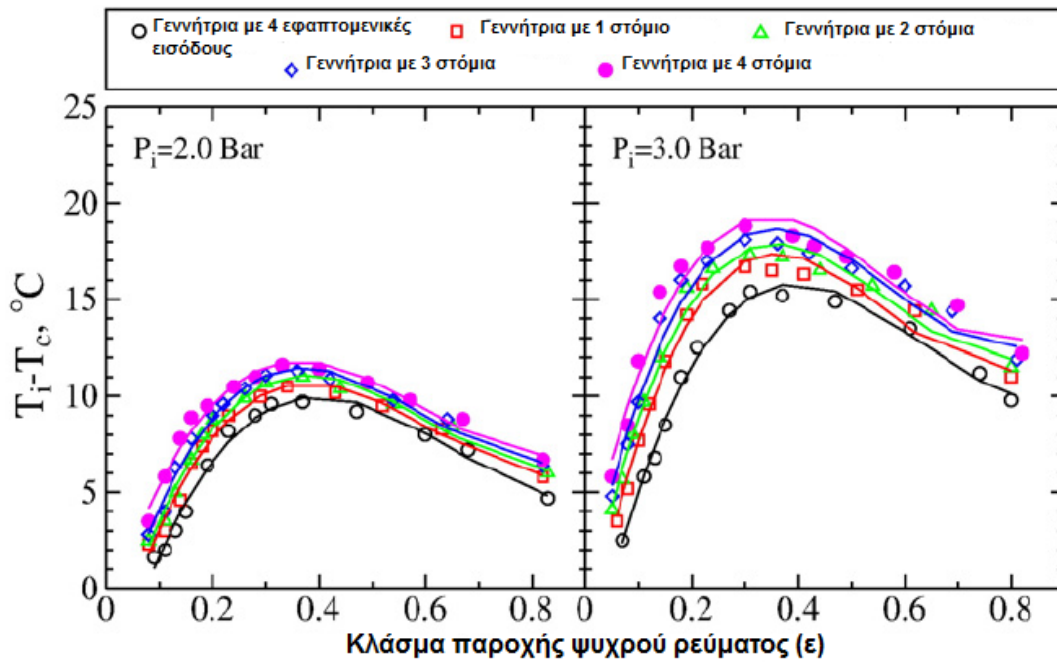
Όπως έχει αναφερθεί πριν για τις μετρήσεις στο πείραμα είχαμε στην διάθεσή μας τέσσερις διαφορετικές γεννήτριες. Και οι τέσσερις αυτές γεννήτριες έχουν μία είσοδο από την οποία εισέρχεται ο αέρας και από ένα μέχρι τέσσερα στόμια από τα οποία ο αέρας εισέρχεται στον σωλήνα. Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε και μια ακόμα γεννήτρια (σχήμα 5.4.) με τέσσερις επαπτομενικές, ανεξάρτητες μεταξύ τους εισόδους για να μπορέσουμε να συγκρίνουμε τις δύο τύπου γεννήτριες.



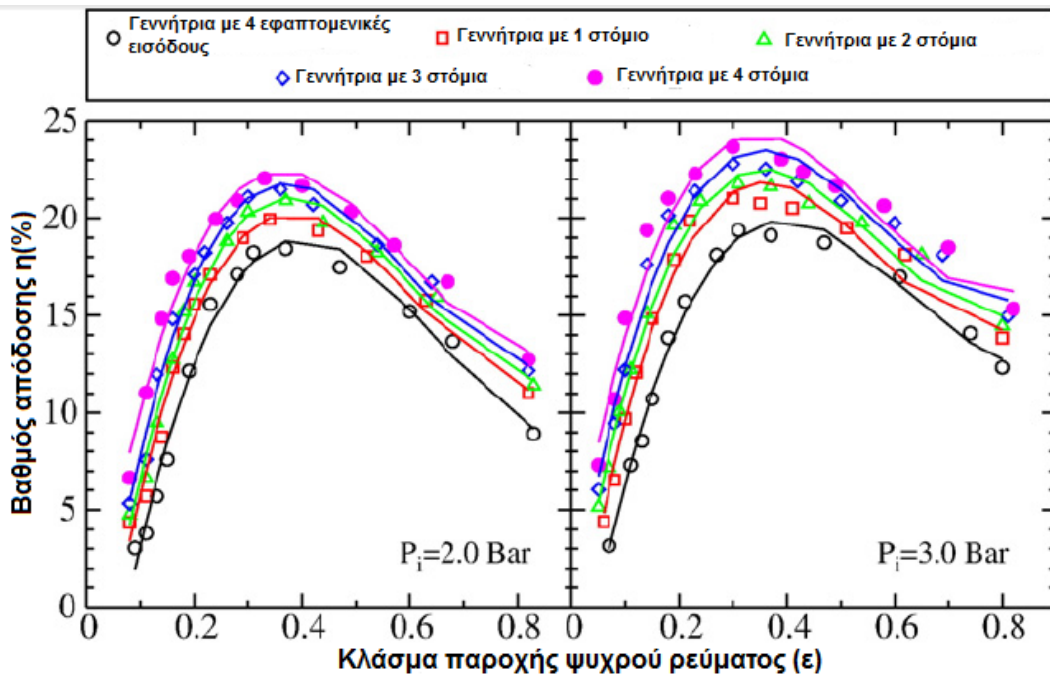
Σχήμα 5.4. Η γεννήτρια με 4 επαπτομενικές εισόδους.

Στο γράφημα 5.7. μπορούμε να δούμε την θερμοκρασιακή διαφορά εισόδου-εξόδου ψυχρού ρεύματος ($T_{in}-T_c$) συναρτήση του κλάσματος παροχής για τις πέντε τύπου γεννήτριες σε πιέσεις εισόδου 2 και 3 bar. Είναι προφανές ότι η γεννήτρια με τέσσερις ανεξάρτητες μεταξύ τους επαπτομενικές εισόδους μειωνεκτεί σε σχέση με τις γεννήτριες μίας εισόδου, αφού η γεννήτρια με τέσσερις επαπτομενικές εισόδους έχει την μικρότερη θερμοκρασιακή διαφορά σε όλες τις συνθήκες τέλεσης του πειράματος. Αυτό ισχύει γιατί η γεννήτρια με μια είσοδο έχει μικρότερες απώλειες πίεσης. Ακόμα η γεννήτρια με μια είσοδο σε σχήμα σπείρας δίνει μεγαλύτερη επαπτομενική ταχύτητα στο ρευστό και έτσι ως αποτέλεσμα μεγαλύτερο διαχωρισμό ενέργειας. Στο γράφημα μπορούμε ακόμα να δούμε ότι η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος μεγαλώνει όσο μεγαλώνει ο αριθμός στομίων στην γεννήτρια. Αυτό ισχύει γιατί όσο

μεγαλώνει ο αριθμός των στομιών όπως είναι λογικό αυξάνεται η ταχύτητα του ρευστού έτσι και η περιστροφή του.



Γράφημα 5.7. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για διαφόρων τύπων γεννήτριες εισόδου και πίεση 2 και 3 bar. ($d/D=0.5$)

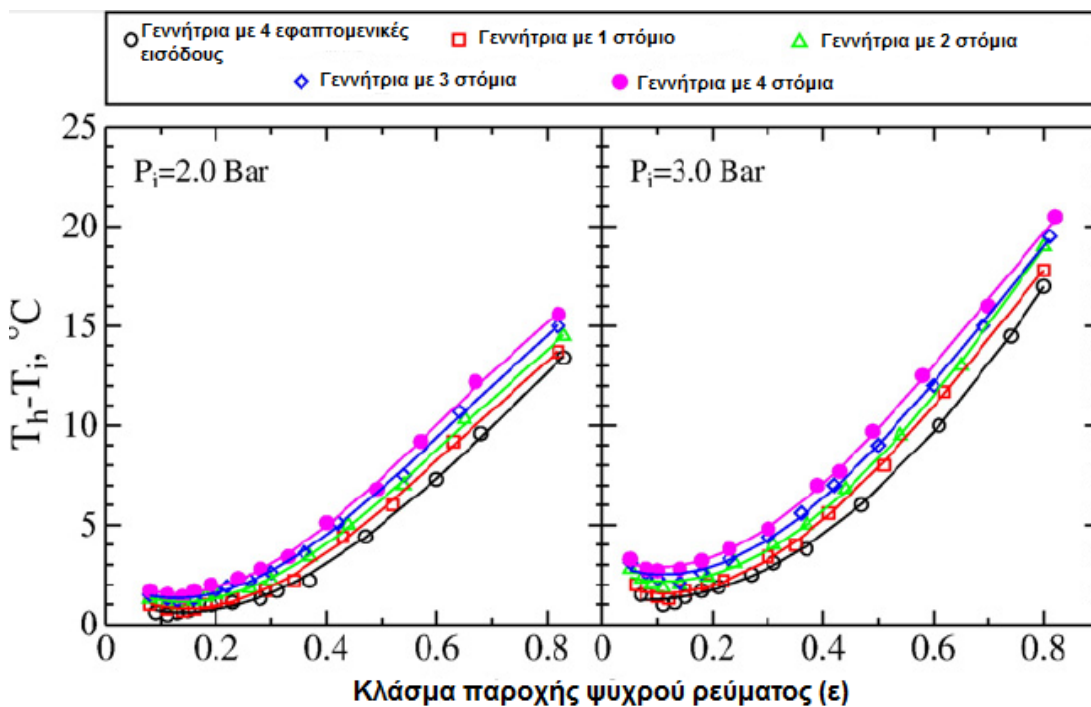


Γράφημα 5.8. Βαθμός απόδοσης συναρτήση του κλάσματος παροχής για διαφόρων τύπων γεννητριών στην είσοδο και πίεση εισόδου 2 και 3 bar. ($d/D=0.5$)

Οι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές στην έξοδο ψυχρού ρεύματος για τις γεννήτριες με αριθμό στομιών 1, 2, 3 και 4 είναι αντίστοιχα 16.7°C, 17.3°C, 18.1°C και 18.8°C. Όπως μπορούμε να δούμε η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά που επιτυγχάνεται με την γεννήτρια τεσσάρων στομιών είναι μεγαλύτερη από αυτές με 1, 2, 3 στόμια κατά 28.4%, 22.2% και 7.3% αντίστοιχα. Ο βαθμός απόδοσης για τις τέσσερις γεννήτριες έχει υπολογιστεί 21%, 21.8%, 22.8% και 23.7% αντίστοιχα σε αριθμό στομιών 1, 2, 3, 4 και επιτυγχάνεται σε τιμές κλάσματος παροχής μεταξύ 0.3 και 0.4 όπως ακριβώς φαίνεται στο γράφημα 5.8. Ακόμα μπορούμε να δούμε ότι οι γεννήτριες με μια είσοδο και αριθμό στομιών 1, 2, 3, 4 έχουν ισεντροπικό βαθμό απόδοσης 23.5%, 31.5%, 45% και 64% ποσοστιαία μεγαλύτερο από αυτό της γεννήτριας με τέσσερις εισόδους.

Το πως επηρεάζεται η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος από τον αριθμό στομιών στην γεννήτρια, μπορούμε να δούμε στο γράφημα 5.9.

Όπως είναι προφανές η θερμοκρασία στην έξοδο ζεστού ρεύματος αυξάνει με την αύξηση του αριθμού στομιών στη γεννήτρια. Για δεδομένο αριθμό στομιών στην γεννήτρια η μέγιστη θερμοκρασία επιτυγχάνεται σε κλάσμα παροχής 0.8. Οι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές που παρουσιάζονται στην έξοδο ζεστού ρεύματος για γεννήτριες με αριθμό στομιών 1, 2, 3, 4 είναι 17.8°C, 19°C, 19.5°C και 20.5°C αντίστοιχα. Είναι δηλαδή συγκριτικά με την γεννήτρια με τέσσερις επαπτομενικές εισόδους αυξημένες κατά 10.6%, 46%, 66.6% και 103% αντίστοιχα. Εν κατακλείδι λοιπόν μπορούμε να πούμε ότι γεννήτρια με μεγαλύτερο αριθμό στομιών δίνει μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές και στις δυο εξόδους (ψυχρή και ζεστή)



Γράφημα 5.9. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για διαφόρων τύπων γεννητριών στην είσοδο και πίεση εισόδου 2 και 3 bar. ($d/D=0.5$)

5.2.4.5. Συμπεράσματα.

Στο παρών πείραμα ερευνήθηκαν οι παράμετροι της γεννήτριας εισόδου (γεννήτρια με 4 ανεξάρτητες εισόδους, και 4 γεννήτριες με μια είσοδο και αριθμό στομιών απο 1 μέχρι 4), της διαμέτρου στην έξοδο ψυχρού ρεύματος ($d/D=0.3-0.7$), η πίεση εισόδου ($P_i=2$ και 3 bar) και το κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος ($\varepsilon=0.1-0.9$) σε σχέση με την λειτουργία και την αποδοτικότητα ενός 'counterflow' σωλήνα vortex. Συμπερασματικά όλα τα αποτελέσματα αποτυπώνονται πιο κάτω.

- Οι γεννήτριες με μια είσοδο και αριθμό στομιών 1, 2, 3, 4 είναι πολύ πιο αποδοτικές όσο αφορά τις θερμοκρασιακές διαφορές στις εξόδους του σωλήνα απο ότι η γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους. Αυτό γιατί η γεννήτρια με μια είσοδο έχει λιγότερες απώλειες πίεσης απο την αντίστοιχη με τέσσερεις εισόδους και έτσι παράγει μεγαλύτερη περιστροφική ταχύτητα.
- Ο θερμοκρασιακός διαχωρισμός και ο ψυκτικός βαθμός απόδοσης μπορεί να αυξηθεί με την αύξηση του αριθμού στομιών σε γεννήτρια μιας εισόδου. Στην κλίμακα που κάλυψε το συγκεκριμένο πείραμα οι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές στην έξοδο ψυχρού ρεύματος και οι αντίστοιχοι βαθμοί απόδοσης ήταν 18.8°C και 23.7% για γεννήτρια με 4 στόμια, 18.1°C και 22.8% για γεννήτρια με 3 στόμια, 17.3°C και 21.8% για γεννήτρια με 2 στόμια και 16.7°C και 21% για γεννήτρια με 1 στόμιο. Οι συγκεκριμένες θερμοκρασιακές διαφορές μετρήθηκαν σε κλάσμα παροχής απο 0.3 μέχρι 0.4.
- Για την κλίμακα της διαμέτρου στην έξοδο ψυχρού ρεύματος που ερευνήθηκε ($d/D=0.3-0.7$) η βέλτιστη τιμή ήταν $d/D=0.5$. Για μεγαλύτερες τιμές στην διάμετρο έχουμε μεγαλύτερη μίξη των δυο ρευμάτων μέσα στον σωλήνα και έτσι μικρότερη απόδοση, ενώ για μικρότερες διαμέτρους έχουμε μεγαλύτερη πτώση πίεσης.
- Όσο αφορά την πίεση εισόδου στο πείραμα φάνηκε ότι με μεγαλύτερη πίεση έχουμε καλύτερα αποτελέσματα. Για τις μετρήσεις στο πείραμα είχαμε 2 διαφορετικές πιέσεις εισόδου (2 και 3 bar) και η πίεση των 3 bar είχε καλύτερα αποτελέσματα σε όλες τις κλίμακες των μετρήσεων
- Τα αποτελέσματα απο όλες τις μετρήσεις δείχνουν ότι για μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές στην έξοδο του ψυχρού ρεύματος και βέλτιστο ψυκτικό βαθμό απόδοσης το κλάσμα παροχής θα πρέπει να ρυθμίζεται απο την κωνική βαλβίδα γύρω στο 30-40%. Για βέλτιστη λειτουργία όσον αφορά την ζεστή έξοδο και τον θερμικό βαθμό απόδοσης η βαλβίδα θα πρέπει να ρυθμίζεται στο 80%.

5.3.Δεύτερο πειραματικό μοντέλο.

Στο προηγούμενο πείραμα που παρουσιάστηκε εξετάσαμε εξωτερικούς παραμέτρους, δηλαδή γεωμετρικές παραμέτρους και την πίεση εισόδου. Στο δεύτερο πείραμα που θα παρουσιάσουμε θα δούμε με την μέθοδο της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD), την εσωτερική λειτουργία του σωλήνα. Με άλλα λόγια θα γίνει μια προσομοίωση της εσωτερικής λειτουργίας και θα μπορέσουμε να δούμε και να ερευνήσουμε στοιχεία όπως η εσωτερική ροή, η κατανομή της θερμοκρασίας στο εσωτερικό του σωλήνα, η κατανομή πίεσης κ.τ.λ.

5.3.1.Εισαγωγή.

Το παρόν πείραμα όπως και το προηγούμενο που παρουσιάστηκε έγινε από τον Eiamsa[100] το 2007 και όλα τα δεδομένα είναι παρμένα από την συγκεκριμένη δημοσίευση. Χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο k-ε για την εσωτερική ροή και το A.S.M(Algebraic Stress Model) για τους υπολογισμούς. Για λόγους σύγκρισης και καλύτερης κατανόησης οι υπολογισμοί γίνονταν και με δευτερεύον μοντέλα(SOU και QUICK) ούτως ώστε να έχουμε μια καλύτερη εικόνα των αποτελεσμάτων.

5.3.2.Μαθηματικό μοντέλο του πειράματος.

Βασικές εξισώσεις.

Για σταθερή συμπιεστή ροή οι εξισώσεις κίνησης, κινητικής ενέργειας(τύρβης), ενέργειας και κατάστασης(καρτεσιανές συντεταγμένες) είναι

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \bar{u}_i \right) = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{t}_{ij} + \bar{\tau}_{ij} \right) \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{k} \right) &= \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \bar{\rho} \varepsilon \\
+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{t_{ji} u_i''} - \bar{\rho} \frac{1}{2} \overline{u_j'' u_i'' u_i''} - \overline{p' u_j''} \right) \\
- \overline{u_i''} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}}
\end{aligned} \tag{5.8}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{E} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{t_{ji} u_i''} - \overline{p' u_j''} - \bar{\rho} \frac{1}{2} \overline{u_j'' u_i'' u_i''} \right) \\
- \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{q}_{Lj} + \bar{\rho} \overline{u_j'' h''} \right) &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tilde{u}_i \left(\bar{t}_{ij} + \tau_{ij} \right) \right) \\
- \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tilde{u}_j \bar{p} \right)
\end{aligned} \tag{5.9}$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} = (\gamma - 1) \left(\bar{\rho} \tilde{E} - \bar{\rho} K - \bar{\rho} k \right) \tag{5.10}$$

Να πούμε ενδεικτικά ότι οι υποδείκτες (i, j) έχουν να κάνουν με την θέση οι υπερδείκτες (-) και (') με τον αριθμό Reynolds ενώ ο (~) και (') με τον αριθμό Fane. Ακριβέστερες επεξηγήσεις όσον αφορά τις συγκεκριμένες εξισώσεις υπάρχουν στην βιβλιογραφία (Prononge).

ASM (Algebraic Reynolds Model)

Η αλγεβρική σχέση που χρησιμοποιήθηκε είναι η (Rodi)

$$\frac{D\tau_{ij}}{Dt} - T_{ijk,k} = \frac{\tau_{ij}}{\rho k} \left(\frac{Dk}{Dt} - T_{kk,k} \right) \tag{5.11}$$

Αντικατάσταση των εξισώσεων 5.2-5.6 στην 5.7 μας οδηγεί στην πιο κάτω σχέση

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho k} \left(G - \bar{\rho} \varepsilon - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) = G_{ij} + \Phi_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} \varepsilon$$

$$+ \frac{2}{3} \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{t}_{jk}}{\partial x_k} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{t}_{ik}}{\partial x_k}$$
(5.12)

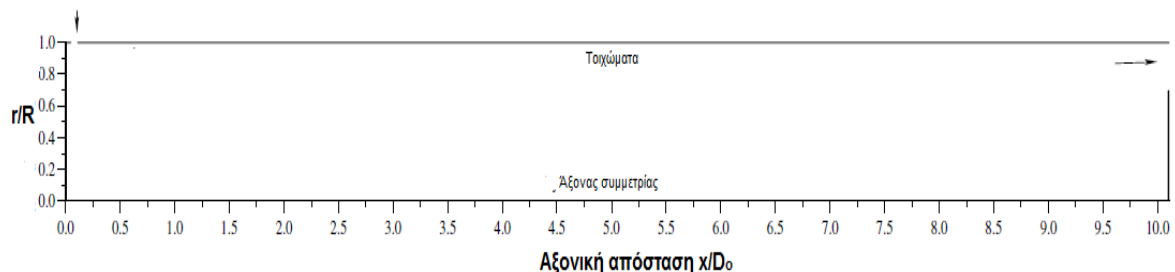
Και τελικώς με κατάλληλες μετατροπές καταλήγουμε στην σχέση

$$-\tau_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k + \frac{\lambda k}{\varepsilon} \left(G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G \beta A_{ij} \right)$$
(5.13)

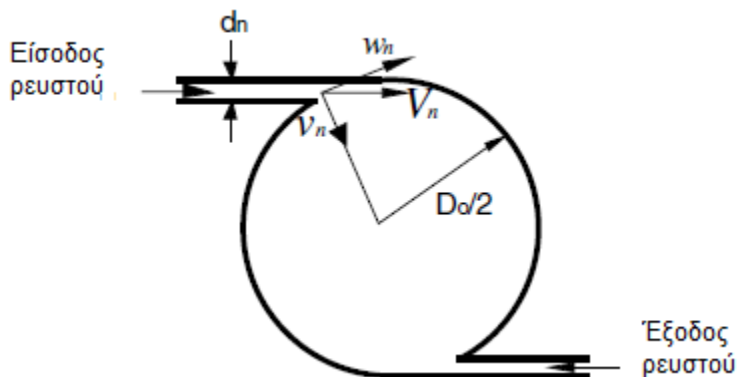
Η οποία είναι και η σχέση που χρησιμοποιείται στο ASM.

5.3.3.Ο σωλήνας vortex RHVT του Harnett και Eckert.

Ο συγκεκριμένος σωλήνας vortex είναι ο σωλήνας ο οποίος επιλέχθηκε για το συγκεκριμένο πείραμα και μπορούμε να τον δούμε στο σχήμα 5.5. (Λόγο αξονικής συμμετρίας όλα τα σχήματα δείχνουν το πάνω μισό του σωλήνα) Όπως μπορούμε να δούμε δεν είναι ο συνηθισμένος τύπος σωλήνα 'counterflow' αφού το αριστερό του άκρο είναι κλειστό. Ο συγκεκριμένος σωλήνας κατασκευάστηκε από Plexiglas, έχει μήκος 0.77m, και διάμετρο 0.0762 m. Ο αέρας εισέρχεται εφαπτομενικά από 8 διαφορετικά στόμια τοποθετημένα συμμετρικά με διάμετρο 0.009525m το κάθε ένα, ενώ η κωνική βαλβίδα στο δεξί άκρο έχει προσαρμοσθεί στις 60°. Η συγκεκριμένη γεωμετρία σχεδιάστηκε για να έχουμε απόλυτη συμμετρία στην εσωτερική ροή. Στοιχεία για την γεωμετρία του σωλήνα και του ρευστού μπορούμε να δούμε στο σχήμα 5.6.



Σχήμα 5.5. Ο σωλήνας vortex που χρησιμοποιείται στο πείραμα.



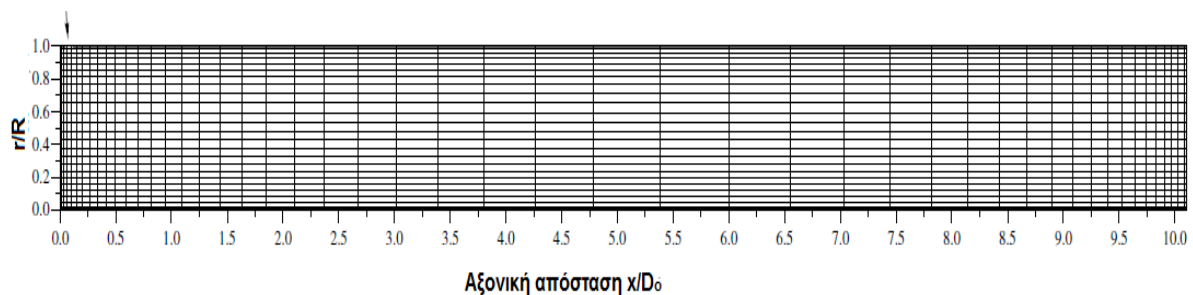
Σχήμα 5.6. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του σωλήνα που χρησιμοποιείται στο πείραμα.

Οι πειραματικές μετρήσεις έγιναν σε 3 αξονικά επίπεδα. $\chi/D_0=0.333, 2$ και 6 . Η εισερχόμενη πίεση ήταν $p_0=2.3$ bar ενώ οι μετρήσεις έγιναν με σωλήνες 'pitot'. Λεπτομέρειες σχετικά με τα στοιχεία του ρευστού μπορούμε να δούμε στο πίνακα 5.1.

V_n (m/s)	w_n (m/s)	v_n (m/s)	ρ_n (kg/m ³)	T_n (K)	l_s (m)	Mach (M_{in})
230	210	94	1.68	297	0.0058	0.69

Πίνακας 5.1. Στοιχεία του ρευστού που χρησιμοποιείται στο πείραμα.

Στο σχήμα 5.6. μπορούμε να δούμε πως διαρρυθμίστηκε για τους υπολογισμούς στην προσομοίωση ο σωλήνας.



Σχήμα 5.6. Το πλέγμα για τις μετρήσεις στο πείραμα.

5.3.4.Οριακές συνθήκες.

Για την ροή εντός του σωλήνα θεωρούμε ότι έχουμε διδιάστατη αξονοσυμμετρική ροή. Ακόμη λόγω του ότι δεν έχουμε πολλά στοιχεία σχετικά με την θερμοκρασία στο εσωτερικό των τοιχωμάτων, θα εξετάσουμε με την βοήθεια των μετρήσεων τον ρόλο που πάζει στον διαχωρισμό ενέργειας. Λόγω της πολυπλοκότητας της ροής οι οριακές συνθήκες πρέπει να προσδιοριστούν πολύ προσεχτικά ούτως ώστε να μπορέσουμε να έχουμε μια ρεαλιστική προσομοίωση της ροής. Λεπτομέρειες σχετικά με την ροή δίνονται πιο κάτω.

Είσοδος.

Το κύριο που μας ενδιαφέρει είναι οι ταχύτητες (αξονικές και εφαπτομενικές) και οι συνθήκες περιστροφής. Ρευστό εισέρχεται στον σωλήνα από ένα ή πολλά στόμια. Συνήθως στα περισσότερα πειράματα δίνεται η θερμοκρασία, η πίεση και η παροχή μάζας ακριβώς πριν το στόμιο. Εδώ όμως πρέπει να γνωρίζουμε τις συνθήκες αυτές ακριβώς μετά το στόμιο και πολύ λίγα γνωρίζουμε για την στατική πίεση p_n , την θερμοκρασία εισόδου T_{in} και την ταχύτητα V_{in} ακριβώς στην έξοδο του στομίου. Σχετικά με την θερμοκρασία θεωρούμε ότι έχουμε 'αδιαβατικό στόμιο', δηλαδή δεν χάνεται ενέργεια από την είσοδο μέχρι την έξοδο του στομίου. Οι ταχύτητες μετρούνται με μια προέκταση του προφίλ τους στο εσωτερικό του σωλήνα, ενώ η στατική πίεση υπολογίζεται με βάση κάποια σημεία αναφοράς κοντά στην είσοδο στα οποία γνωρίζουμε τις τιμές της. Η πυκνότητα υπολογίζεται από την σχέση

$$\rho_n = \frac{m_{in}}{A_n V_n} \quad (5.14)$$

Όπου A_n , ρ_n και V_n , η διατομή στην έξοδο του στομίου, η πυκνότητα και η μέση ταχύτητα στην έξοδο του στομίου και m_{in} η παροχή μάζας στην είσοδο.

Τοιχώματα.

Στις μετρήσεις που έγιναν δεν λήφθηκε υπόψη ο παράγοντας θερμοκρασίας περιβάλλοντος και η επιρροή που έχει στην θερμοκρασία τοιχωμάτων. Δεδομένου ότι ο σωλήνας είναι κατασκευασμένος από Plexiglas και έχουμε αρκετή μόνωση, η σωστή θερμοκρασία δεν μπορεί να ξεφεύγει κατά πολύ από την μετρούμενη.

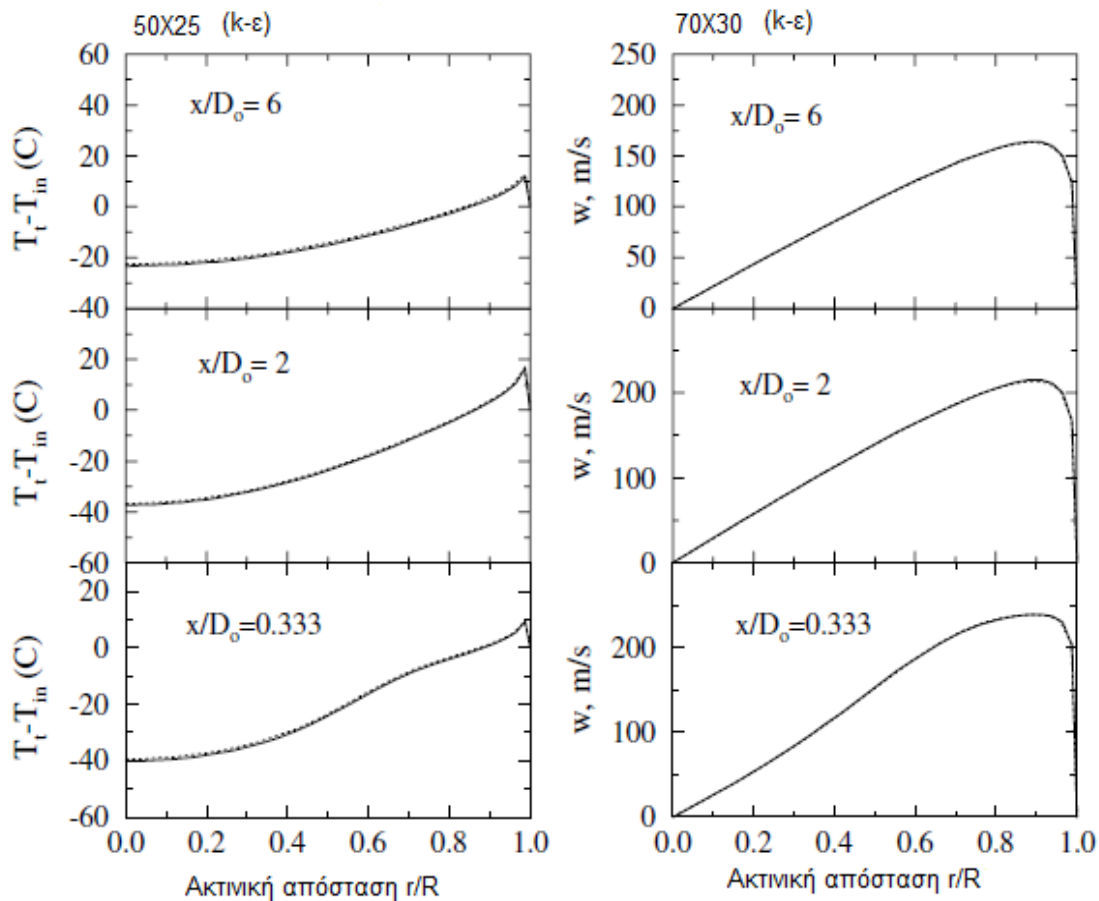
Έξοδος.

Για λόγους ευκολίας στις μετρήσεις η κωνική βαλβίδα στην έξοδο θεωρήθηκε σαν επίπεδη πλάκα. Ακόμα οι οριακές συνθήκες στην έξοδο θεωρούνται μηδενικής κλίσης εκτός από την αξονική ταχύτητα. Το σφάλμα απόκλισης θεωρείται 3%.

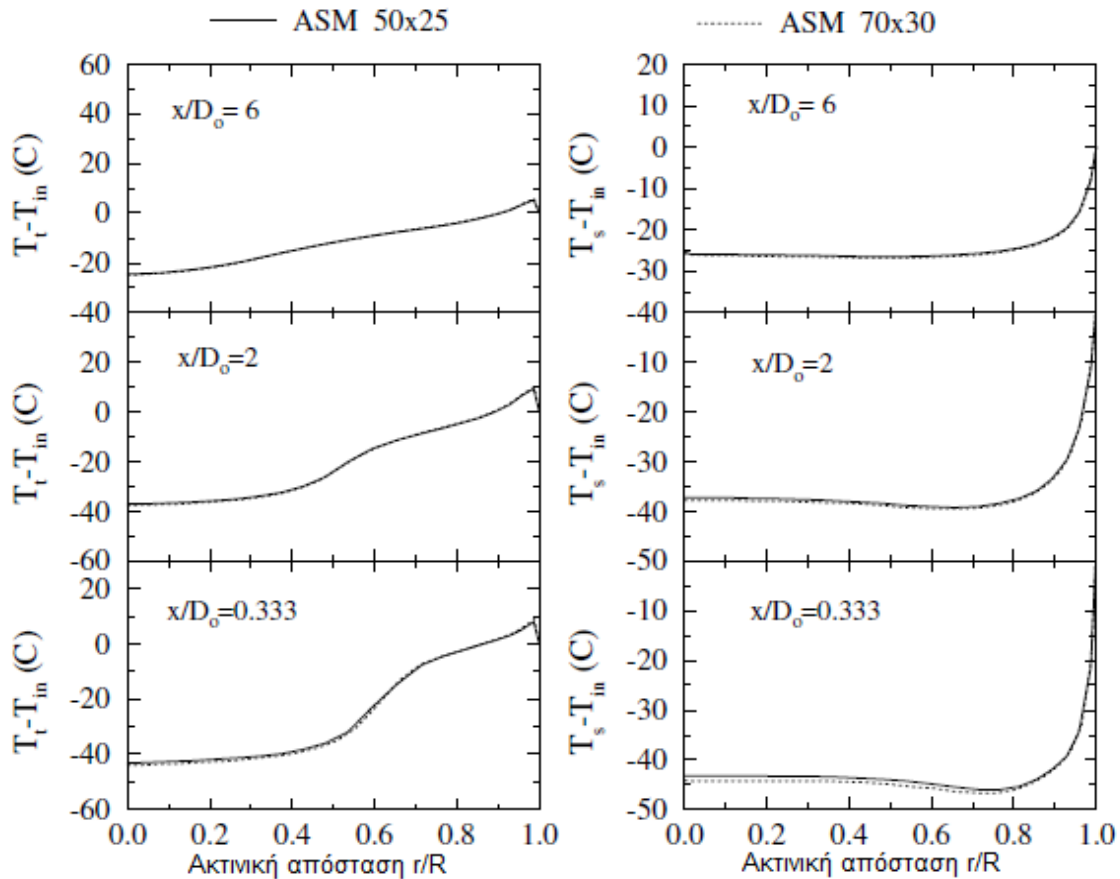
5.3.5. Αποτελέσματα

5.3.5.1. Πεδίο ροής και θερμοκρασίας.

Ο ρόλος της πυκνότητας του πλέγματος ερευνήθηκε καθώς χρησιμοποιήθηκαν 2 διαφορετικά πλέγματα. Ένα με διαχωρισμούς πλέγματος 50X25 και ένα 70X30. Το πώς επηρεάζεται το προφίλ της θερμοκρασίας και της εφαπτομενικής ταχύτητας από τα 2 διαφορετικού τύπου πλέγματα σε 3 αξονικά επίπεδα ($x/D_0=0.333$, 2 και 6) μπορούμε να δούμε στα γραφήματα 5.10 α και β και 5.11 α και β για το μοντέλο k-ε και ASM αντίστοιχα. Βλέπουμε ότι τα αποτελέσματα για τα 2 πλέγματα είναι πολύ κοντά.



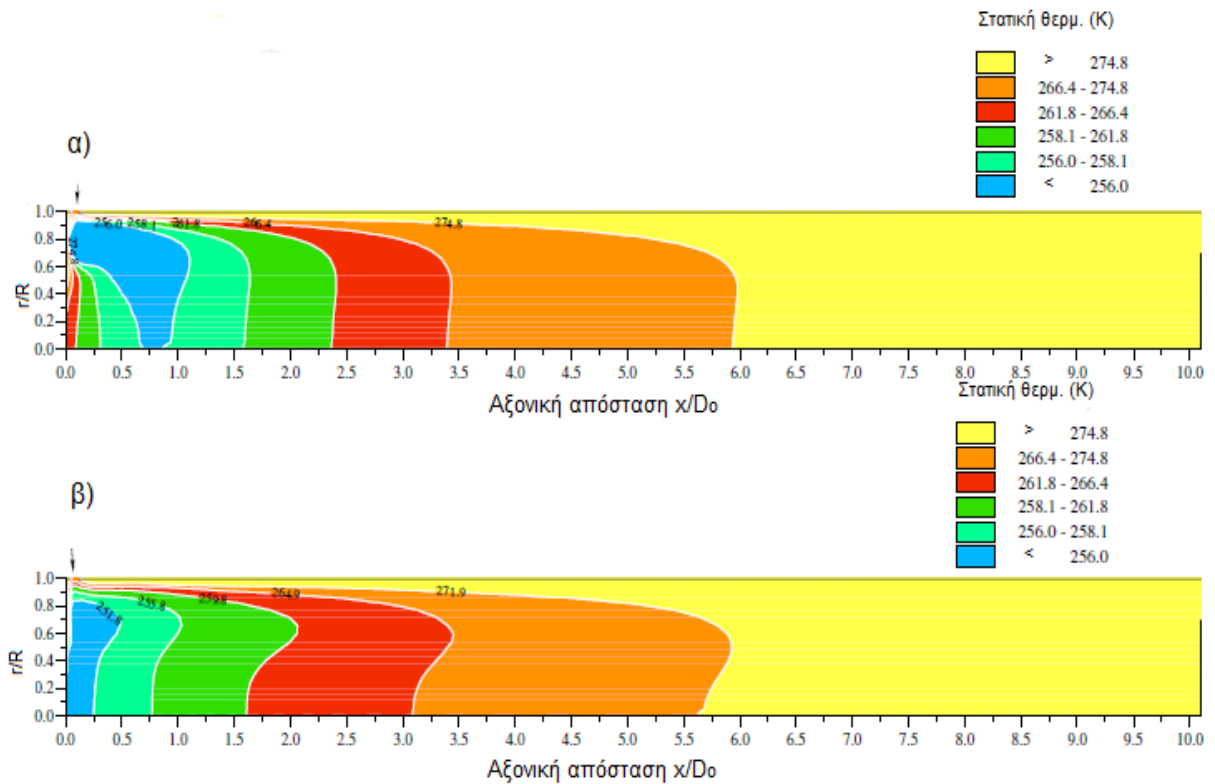
Γραφήματα 5.10 α) (αριστερά). Προφίλ ολικής θερμοκρασίας για πλέγμα 50x25(k-ε). β) (δεξιά). Προφίλ της εφαπτομενικής ταχύτητας για πλέγμα 70x30(k-ε)



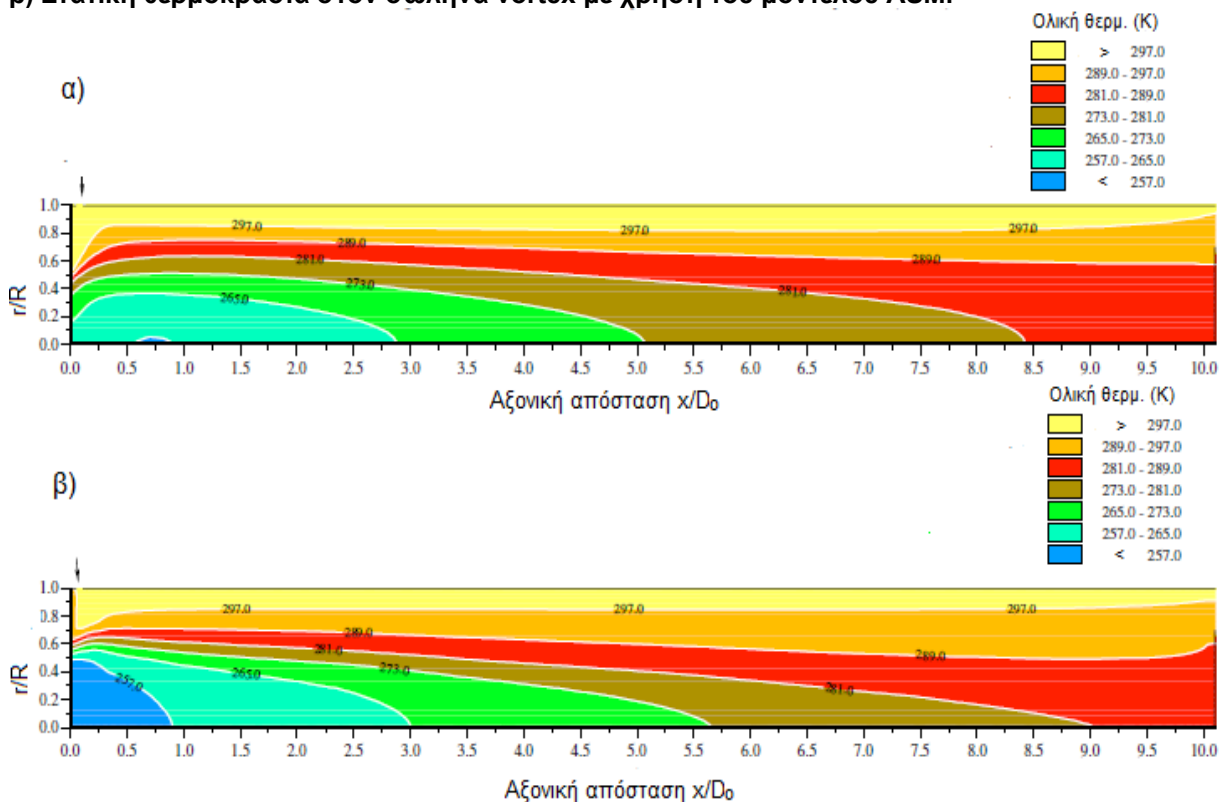
Γράφημα 5.11. α)(αριστερά) Προφίλ ολικής θερμοκρασίας για πλέγμα 50x25(ASM)
β)(δεξιά) Προφίλ στατικής θερμοκρασίας για πλέγμα 70x30(ASM)

Στα γραφήματα 5.12(α και β) βλέπουμε την κατανομή στατικής θερμοκρασίας σύμφωνα με τις μετρήσεις του πειράματος με το μοντέλο k-ε και ASM αντίστοιχα, ενώ στα γραφήματα 5.13(α και β) την κατανομή της ολικής θερμοκρασίας.

Όσο αφορά την στατική θερμοκρασία μπορούμε να δούμε ότι είναι ψηλή κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα για $r/R > 0.6$, ενώ έχουμε χαμηλότερες τιμές για $r/R < 0.6$. Ακόμα οι τιμές της στατικής θερμοκρασίας είναι χαμηλότερες από τις αντίστοιχες για την ολική. Αξιοσημείωτο είναι και το γεγονός ότι όσον αφορά την ροή η ολική θερμοκρασία είναι σε όλη τη ροή μικρότερη από την θερμοκρασία εισόδου εκτός από την περιοχή κοντά στα τοιχώματα $r/R > 0.85$. Ο διαχωρισμός του πεδίου ολικής θερμοκρασίας σε περιοχές με ψηλή και χαμηλή ενέργεια μπορεί να γίνει αντιληπτή στο γράφημα 5.13 όπου φαίνεται ότι η χαμηλότερη ολική θερμοκρασία συναντάται στον κέντρο του σωλήνα. Ο διαχωρισμός ενέργειας βάση του 5.13, είναι εντονότερος στην περιοχή κοντά στην είσοδο και μειώνεται όσο προχωρούμε προς το δεξί άκρο του σωλήνα. Η υψηλότερη τιμή της ολικής θερμοκρασίας σημειώνεται σε αξονική απόσταση $x/D_0 = 0.75$.



Γράφημα 5.12.α) Στατική θερμοκρασία στον σωλήνα vortex με χρήση του μοντέλου k-ε
 β) Στατική θερμοκρασία στον σωλήνα vortex με χρήση του μοντέλου ASM.



Γράφημα 5.13. α) Ολική θερμοκρασία στον σωλήνα vortex με χρήση του μοντέλου k-ε
 β) Ολική θερμοκρασία στον σωλήνα vortex με χρήση του μοντέλου ASM.

5.3.6.Ανάλυση του διαχωρισμού ενέργειας.

Για τον συγκεκριμένο σκοπό χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση ενέργειας 5.5. Οι υπολογισμοί έγιναν μόνο με το ASM. Λόγω του ότι οι οριακές συνθήκες (θερμοκρασίας) στα τοιχώματα ήταν άγνωστες θα γίνουν υπολογισμοί και για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων και για 'αδιαβατικά' τοιχώματα. Να σημειώσουμε ότι θα μελετηθεί μόνο το πεδίο θερμοκρασίας. Η εξίσωση 5.5 μετά από τους κατάλληλους μετασχηματισμούς γίνεται

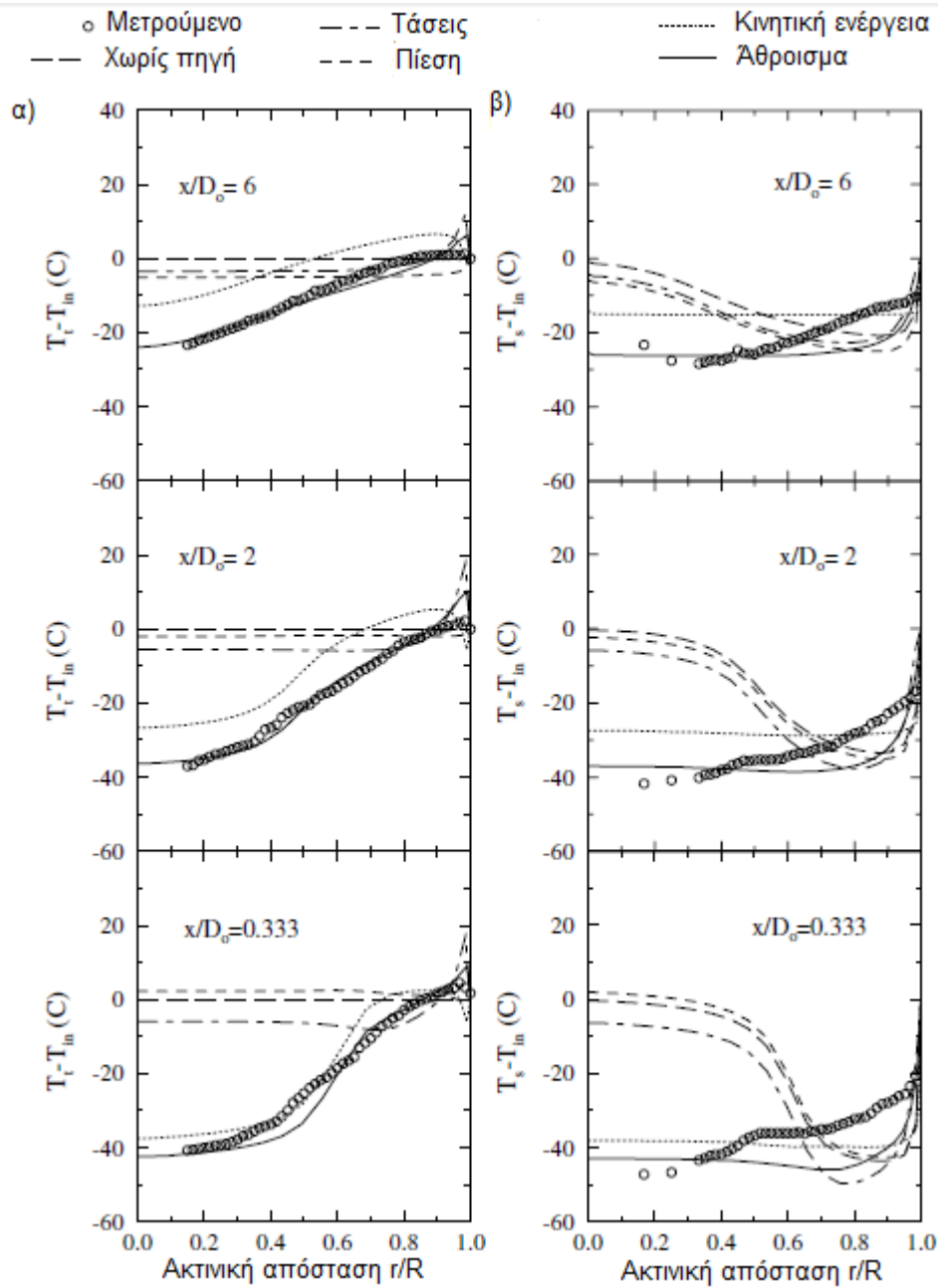
$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{E}) \quad - \quad \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_E} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x_j} \right) \\
 & \quad \text{(I)} \qquad \qquad \qquad \text{(II)} \\
 & = \underbrace{\left(\bar{t}_{ij} + \tau_{ij} \right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tilde{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{t}_{ij} + \tau_{ij} \right)}_{\text{(III)}} \quad - \quad \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_E} \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) \quad - \quad \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j \bar{p}) \\
 & \qquad \qquad \qquad \text{(IV)} \qquad \qquad \qquad \text{(V)}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

Όπου

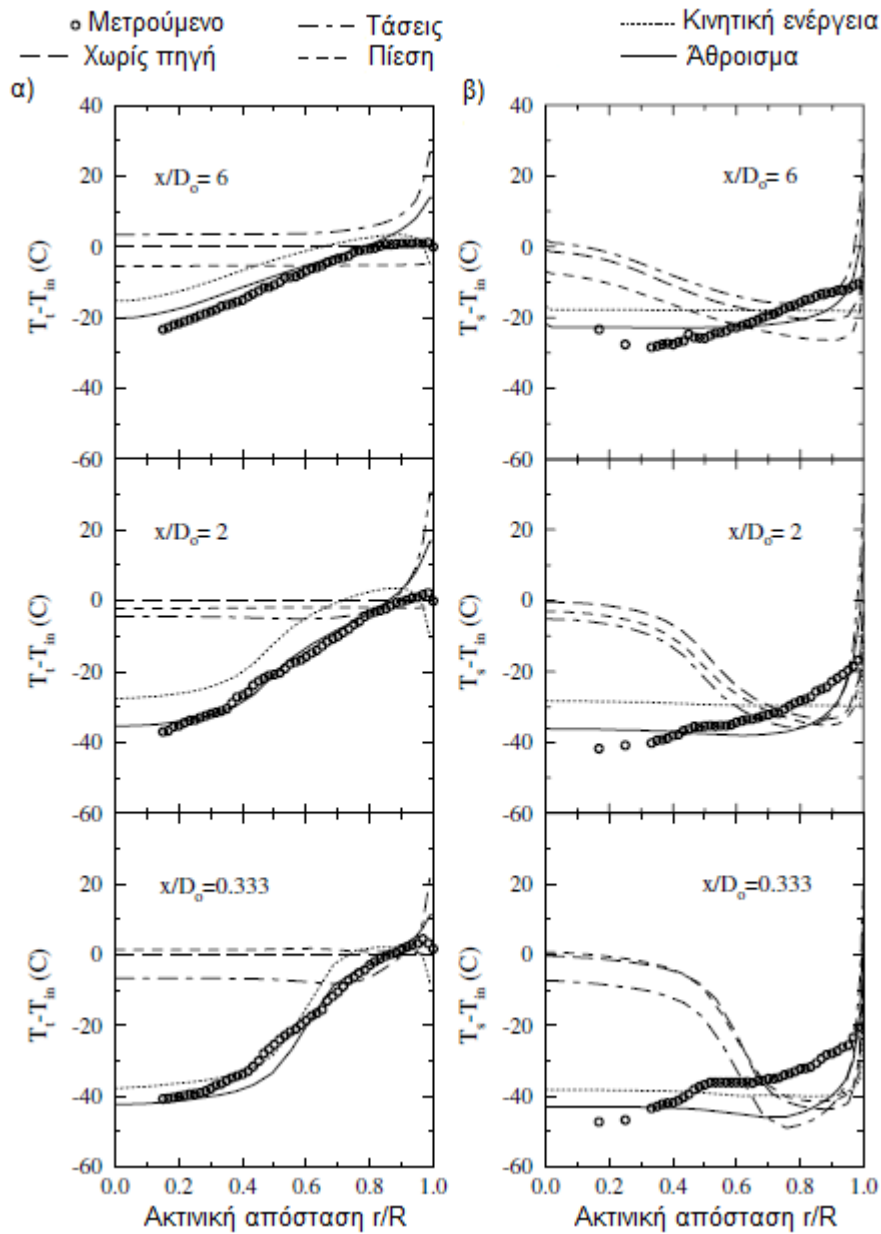
- (I) Η μεταφορά ενέργειας λόγω συναγωγής
- (II) Η διάχυση ολικής ενέργειας
- (III) Η τυρβώδης διάχυση (α) λόγω της δημιουργίας τάσεων και (β) λόγω της κλίσης των τάσεων
- (IV) Η διάχυση κινητικής ενέργειας
- (V) Το έργο που παράγεται λόγω πίεσης.

Και πάλι επιλέχθηκε ο σωλήνας των Harnett-Eckert λόγω των γνωστών πειραματικών δεδομένων που ήδη έχουμε. Ακόμα να σημειώσουμε ότι θεωρούμε αξονοσυμμετρική ροή αφού έχουμε στόμια συμμετρικά στην είσοδο.

Τα αποτελέσματα που έδωσε το ASM φαίνονται στα γραφήματα 5.14 και 5.15. Τα συγκεκριμένα γραφήματα δείχνουν το ακτινικό προφίλ της στατικής και ολικής θερμοκρασίας σε 3 αξονικά επίπεδα ($x/D_0=0.333, 2, 6$) χρησιμοποιώντας τον κάθε όρο του δεξιού μέρους της εξίσωσης 5.11 ξεχωριστά (III, IV και V) ούτως ώστε να μπορέσουμε να καταλάβουμε πόσο επηρεάζει τον ενεργειακό διαχωρισμό το κάθε τμήμα της εξίσωσης.



Γράφημα 5.15. α) Προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για όλους τους όρους της εξίσωσης ενέργειας (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων). β) Προφίλ της στατικής θερμοκρασίας για όλους τους όρους της εξίσωσης ενέργειας (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων).



Γράφημα 5.16. α) Προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για όλους τους όρους της εξίσωσης ενέργειας (αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα). β) Προφίλ στατικής θερμοκρασίας για όλους τους όρους της εξίσωσης ενέργειας (αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα).

5.3.6.1. Η διάχυση ολικής ενέργειας και η μεταφορά ενέργειας λόγω συναγωγής.

Ολική θερμοκρασία.

Τα γραφήματα δείχνουν ότι και για τις 2 καταστάσεις τοιχωμάτων που ελέγξαμε οι υπολογισμοί χωρίς πηγή, δηλαδή λαμβάνοντας υπόψη την διάχυση και την συναγωγή μόνο, δείχνουν ότι δεν επηρεάζουν τον ενεργειακό διαχωρισμό.

Στατική θερμοκρασία.

Τα γραφήματα δείχνουν ότι και για τις 2 καταστάσεις τοιχωμάτων, υπάρχει διαφορά στατικής θερμοκρασίας μεταξύ κεντρικής και εξωτερικής περιοχής του σωλήνα. Η διαφορά στατικής θερμοκρασίας είναι πιά εμφανής στην περιοχή κοντά στην είσοδο, ενώ μειώνεται όσο μετακινούμαστε προς το δεξί άκρο. Αυτό δείχνει ότι υπάρχει μια παθητική ροή ενέργειας στην ακτινική κατεύθυνση, η οποία προκαλείτε απο την διαφορά στατικής ενέργειας μεταξύ των στρωμάτων στο κέντρο με τα εξωτερικά στρώματα.

5.3.6.2. Έργο λόγω πίεσης.

Ολική θερμοκρασία.

Υπολογισμοί με πηγή το έργο λόγω πίεσης, δείχνουν στα γραφήματα οτι και για τις 2 συνθήκες τοιχωμάτων, υπάρχει μια αύξηση της ολικής θερμοκρασίας στο πρώτο ελεγχόμενο αξονικό επίπεδο, $x/D=0.333$ ενώ στα επόμενα 2 επίπεδα, δηλαδή όσο προχωρούμε στο δεξί άκρο του σωλήνα η ολική θερμοκρασία μειώνεται. Αυτό δείχνει οτι η πίεση μάλλον δεν επηρεάζει τον ενεργειακό διαχωρισμό κοντά στην είσοδο, αλλά βοηθά στο δεξί άκρο κοντά στην έξοδο.

Στατική θερμοκρασία.

Φαίνεται οτι τα προφίλ στατικής θερμοκρασίας και για τις 2 καταστάσεις τοιχωμάτων είναι παρόμοια με αυτά των μετρήσεων χωρίς πηγή αλλά σε μεγαλύτερο θερμοκρασιακό επίπεδο στην αρχή του σωλήνα και μειώνεται όσο προχωράμε προς το δεξί άκρο. Αυτό δείχνει οτι η πίεση σαν παράμετρος οδηγεί σε αύξηση στατικής θερμοκρασίας στην είσοδο ενώ μειώνεται όσο προχωρούμε στο δεξί άκρο.

5.3.6.3. Η δημιουργία τάσεων και η κλίση τους.

Ολική ενέργεια.

Η χρησιμοποίηση των τάσεων και της μεταφοράς τους ως πηγή του ενεργειακού διαχωρισμού για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων σύμφωνα με τα γραφήματα έχει ως αποτέλεσμα μια πτώση θερμοκρασίας στην εσωτερική περιοχή του σωλήνα ενώ η θερμοκρασία αυξάνεται κοντά στα τοιχώματα ($r/R > 0.9$) σε όλο το μήκος του σωλήνα. Αυτό ωφείλεται στην τριβή με τα τοιχώματα. Ο διαχωρισμός ενέργειας φαίνεται να είναι μεγαλύτερος κοντά στην είσοδο ενώ μειώνεται όσο προχωράμε κατά μήκος του σωλήνα προς το δεξί άκρο. Για αδιαβατικές συνθήκες στα τοιχώματα τα αντίστοιχα γραφήματα δείχνουν παρόμοια αποτελέσματα με τα αντίστοιχα για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων κοντά στην είσοδο αλλά ελαττώνεται πιο γρήγορα όσο προχωράμε προς το δεξί άκρο.

Στατική θερμοκρασία.

Απο ότι βλέπουμε στα γραφήματα το προφίλ της στατικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων είναι παρόμοιο με το αντίστοιχο προφίλ χωρίς πηγή αλλά σε χαμηλότερο θερμοκρασιακό επίπεδο. Το αντίστοιχο προφίλ για αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα είναι και πάλι παρόμοιο με το αντίστοιχο χωρίς πηγή με μια διαφοροποίηση στο τέλος. Αυτό κάνει εμφανές το ότι η δημιουργία τάσεων προκαλεί μια πτώση της στατικής θερμοκρασίας στην περιοχή εισόδου.

5.3.6.4. Διάχυση κινητικής ενέργειας.

Ολική θερμοκρασία.

Η χρησιμοποίηση μόνο του όρου της κινητικής ενέργειας ως πηγή διαχωρισμού ενέργειας στον σωλήνα vortex δείχνει μια σημαντική πτώση ολικής ενέργειας στην κεντρική περιοχή του σωλήνα και για της 2 οριακές συνθήκες τοιχωμάτων. Στην περιοχή εισόδου το προφίλ ολικής θερμοκρασίας στο κέντρο του σωλήνα είναι σχεδόν ίδιο με το αντίστοιχο για όλους τους όρους της εξίσωσης μαζί. Όσο προχωράμε προς το δεξί άκρο το προφίλ είναι σχεδόν ίδιο με το μετρούμενο (όλες οι πηγές μαζί) αλλά σε ψηλότερο θερμοκρασιακό επίπεδο. Στην εξωτερική περιοχή ($r/R > 0.9$) παρουσιάζεται μια πτώση ολικής θερμοκρασίας και αυτό γίνεται για να αντισταθμίσει την ψηλή θερμοκρασία κοντά στα τοιχώματα που δημιουργείτε απο τις τριβές των οριακών στρωμάτων με τα τοιχώματα του σωλήνα. Έτσι είναι εμφανές ότι η κινητική ενέργεια είναι ο κύριος λόγος για τον ενεργειακό διαχωρισμό στην περιοχή εισόδου, του σωλήνα ενώ στην εξωτερική περιοχή ο ρόλος της πίεσης και των τάσεων είναι εξίσου σημαντικός.

Στατική θερμοκρασία.

Είναι προφανές απο τα αντίστοιχα γραφήματα οτι η κινητική ενέργεια είναι ο κύριος λόγος για το ομοιόμορφο προφίλ της στατικής θερμοκρασίας σε όλο το μήκος του σωλήνα εκτός απο την περιοχή κοντά στα τοιχώματα. Δεν υπάρχει ροή θερμότητας λόγω της στατικής θερμοκρασίας εκτός απο την περιοχή κοντά στα τοιχώματα. Αυτό δείχνει οτι η ροή θερμότητας που παρουσιάστηκε απο την θερμοκρασιακή (στατική) διαφορά στις μετρήσεις χωρίς πηγή, απορροφήθηκε και μετατράπηκε σε κινητική ενέργεια κατα την διαδικασία διάχυσης, εκτός απο την περιοχή κοντά στα τοιχώματα.

5.3.6.5. Όλες οι πηγές μαζί.

Ολική θερμοκρασία.

Είναι προφανές απο τα γραφήματα οτι όταν όλες οι πηγές μαζί συμπεριλαμβάνονται στην μέτρηση, το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας είναι παρόμοιο με αυτό της κινητικής ενέργειας στην κεντρική περιοχή του σωλήνα και για τις 2 οριακές συνθήκες στα τοιχώματα. Το προφίλ συμφωνεί με το μετρούμενο κάτι που δείχνει την σωστή λειτουργία των μετρήσεων.

Στατική θερμοκρασία.

Το προφίλ της στατικής θερμοκρασίας είναι ομοιόμορφο στην κεντρική περιοχή ενώ παρατηρείτε μια μικρή πτώση στην εξωτερική περιοχή. Αυτό δείχνει μια μικρή ροή θερμότητας απο την εσωτερική προς την εξωτερική περιοχή.

Απο τα αποτελέσματα γίνεται αντιληπτό οτι ο ενεργειακός διαχωρισμός γίνεται κατα κύριο λόγο στην περιοχή κοντά στην είσοδο και ο κύριος λόγος του ενεργειακού διαχωρισμού είναι η κινητική ενέργεια.

5.3.7. Συμπεράσματα.

Τα αποτελέσματα του πειράματος (υπολογιστικά) συγκρίθηκαν με πειραματικές μετρήσεις (μετρούμενο). Τα τελικά συμπεράσματα απο την όλη διαδικασία καταγράφονται ως εξής:

- Οι υπολογισμοί κάνουν σαφές οτι η κινητική ενέργεια έχει τον κύριο ρόλο στον διαχωρισμό ενέργειας στην περιοχή του άξονα κοντά στην είσοδο, ενώ προς το δεξί άκρο ο ενεργειακός διαχωρισμός επηρεάζεται σημαντικά και απο την δημιουργία τάσεων και την διαστολή λόγω πίεσης.

- Το αέριο εισερχόμενο απο τα στόμια εισόδου με μεγάλη ταχύτητα δημιουργεί ένα περιστρεφόμενο με πολύ μεγάλη ταχύτητα στρόβιλο μέσα στον σωλήνα. Η στατική θερμοκρασία του αερίου στην είσοδο κοντά στον άξονα ελαττώνεται κυρίως απο την διάχυση κινητική ενέργεια. Η στατική και ολική θερμοκρασία είναι σχεδόν ίδιες στην αξονική γραμμή του σωλήνα κάτι που κάνει προφανές οτι η ολική θερμοκρασία είναι πολύ χαμηλή στον άξονα του σωλήνα. Η διάχυση και η συναγωγή ολικής ενέργειας δημιουργούν μια μικρή κλίση στατικής θερμοκρασίας απο το εσωτερικό προς το εξωτερικό του σωλήνα (ακτινικά) προκαλώντας ροή θερμότητας προς την εξωτερική περιοχή του σωλήνα. Όσο απομακρυνόμαστε απο την περιοχή εισόδου και προχωρούμε προς το δεξι άκρο η διαστολή λόγω πίεσης και η δημιουργία τάσεων βοηθούν και αυτές με τη σειρά τους τον ενεργειακό διαχωρισμό.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Εισαγωγή

Στο παρον κεφάλαιο θα προσπαθήσουμε να μοντελοποιήσουμε με τη βοήθεια κατάλληλου λογισμικού προγράμματος τα αποτελέσματα των 2 πειραμάτων που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 5. Δηλαδή θα βρούμε τις συναρτήσεις που εκφράζουν την κάθε καμπύλη απο τα γραφήματα των 2 πειραμάτων και θα αναλύσουμε όπως θα δούμε στη συνέχεια τις συναρτήσεις αυτές και θα συσχετίσουμε τις παραμέτρους για κάθε μέτρηση ξεχωριστά. Στη συνέχεια θα κάνουμε επαλήθευση των όσων προκύψουν δίνοντας δικά μας δεδομένα για να ελέγξουμε κατα πόσο τα αποτελέσματα μας είναι ορθά. Μαζί με τα γραφήματα θα παραθέτουμε και ένα γράφημα με την απόκλιση των αρχικών μετρήσεων απο τις καμπύλες που υπολογίζουμε απο τις συναρτήσεις που προκύπτουν απο το συσχετισμό που κάνουμε.

6.1. Πείραμα 1

Όπως είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο το πρώτο πείραμα που παραθέσαμε είχε να κάνει με την λειτουργία του σωλήνα vortex συναρτήση παραμέτρων όπως η πίεση εισόδου, ο αριθμός στομιών στην είσοδο, η διάμετρος στην ψυχρή έξοδο και το κλάσμα παροχής. Θα πάρουμε την κάθε παράμετρο ξεχωριστά αναλύοντας τα δεδομένα απο κάθε γράφημα.

6.1.1.Κλάσμα παροχής συναρτήση θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ψυχρού ρεύματος με ένα στόμιο εισόδου για πιέσεις εισόδου 2 και 3 bar.

Πρόκειται για το γράφημα 5.1 απο το οποίο αντλήσαμε όλα τα δεδομένα που θα παραθέσουμε.Όπως είδαμε το γράφημα παριστά 2 καμπύλες ίδιας οικογένειας. Η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες είναι της μορφής

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.1)$$

Πρόκειται για 2 διαφορετικές καμπύλες για πιέσεις 2 και 3 bar. Αυτό που θα κάνουμε εμείς είναι να βρούμε μια γραμμική σχέση για κάθε παράμετρο (α, b, c και d) ουτως ώστε να μπορούμε να βρούμε οποιαδήποτε καμπύλη για όλες τις τιμές πίεσης (να σημειώσουμε εδώ ότι οι πιέσεις θα πρέπει να μην ξεπερνούν περίπου τα 7-8 bar γιατί πέραν αυτών των τιμών παρουσιάζονται φαινόμενα 'chocking' μέσα στον σωλήνα.) Μετά απο υπολογισμούς καταλήξαμε στις εξής σχέσεις:

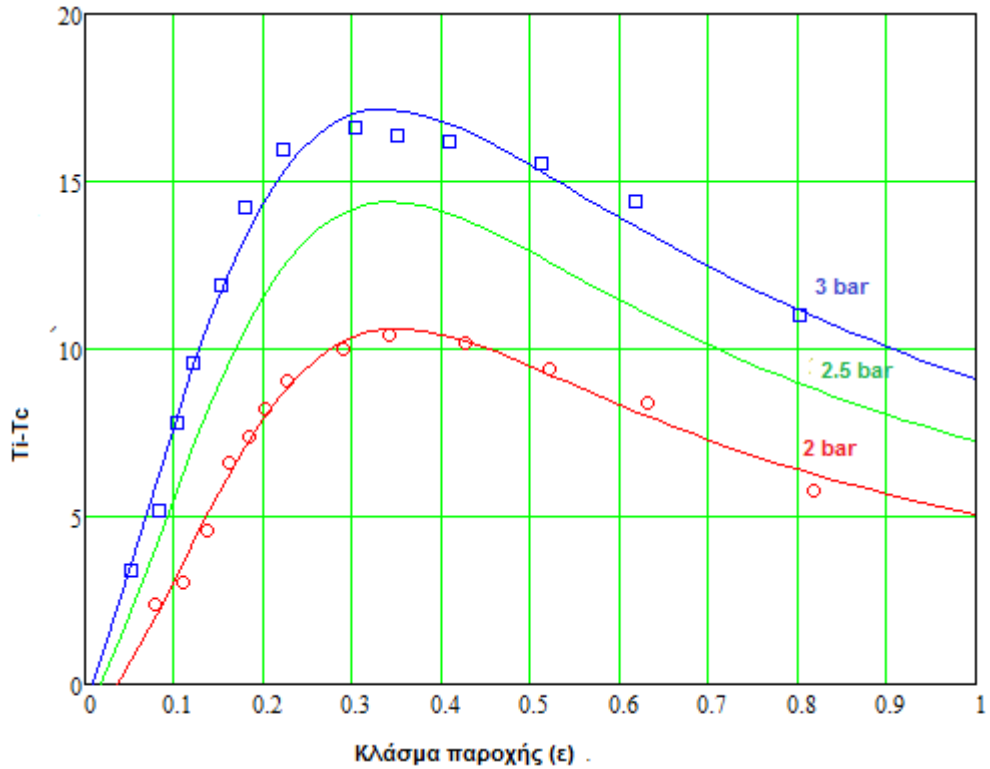
$$\begin{aligned} a &= -2.827024947 + 0.719464207 P_{in} \\ b &= -41.09426846 + 40.105354784 P_{in} \\ c &= -5.205013863 + 1.218996413 P_{in} \\ d &= 9.2956970112 - 0.04855090655 P_{in} \end{aligned} \quad (6.2-6.5)$$

Αν λοιπόν αντικαταστήσουμε τις γραμμικές σχέσεις 6.2-6.5 στην συνάρτηση των 2 καμπυλών 6.1 έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα δεδομένα. Με την συγκεκριμένη συνάρτηση λοιπόν μπορούμε να παραστήσουμε οποιαδήποτε καμπύλη πίεσης για στόμιο με 1 είσοδο όπως ακριβώς το είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Οι υπολογισμοί μας ισχύουν για διάμετρο εξόδου ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$.

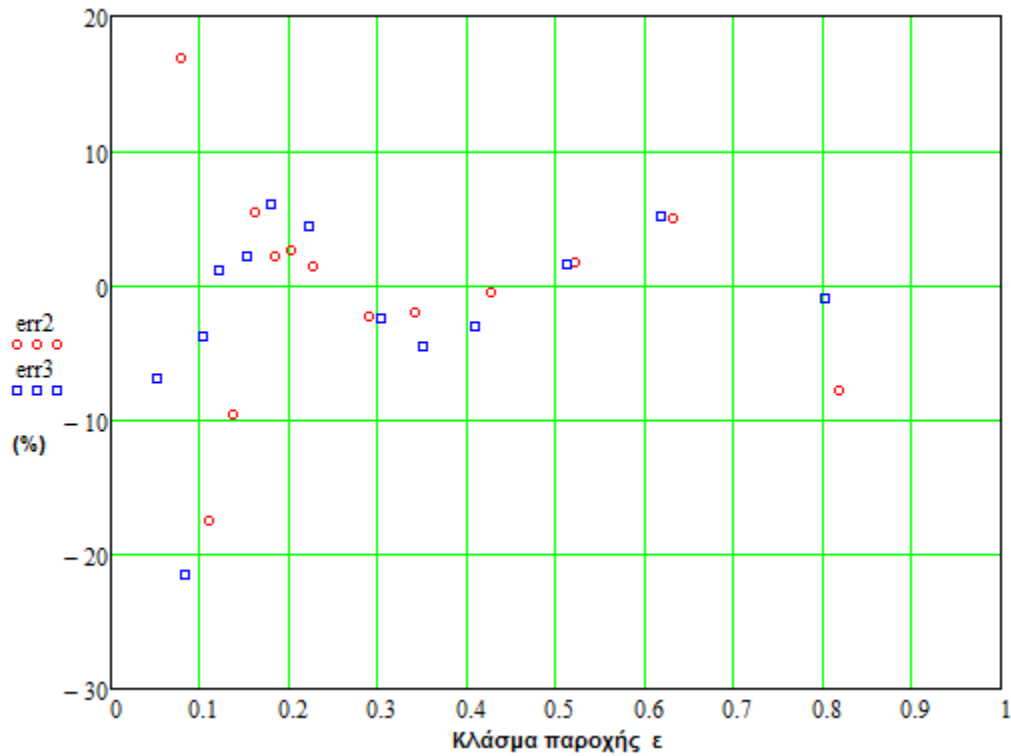
Έτσι λοιπόν θα παραστήσουμε την καμπύλη για πίεση 2.5bar (γράφημα 6.1) στο ίδιο διάγραμμα μαζί με τις καμπύλες για 2 και 3 bar για λόγους σύγκρισης (και οι 3 καμπύλες υπολογίστηκαν με την συνάρτηση 6.6 ενώ τοποθετήσαμε στο διάγραμμα και τα σημεία μετρήσεων απο το αρχικό γράφημα.).

Οι καμπύλες που προκύπτουν απο την συνάρτηση 6.6 όπως βλέπουμε είναι αρκετά ακριβείς αν συγκρίνουμε με τα σημεία καμπυλών 2 και 3 bar του γραφήματος 5.1 πράγμα που αποδυνκνύει ότι οι υπολογισμοί μας είναι σωστοί κάτι που φαίνεται και απο το γράφημα 6.2 όπου βλέπουμε τις αποκλίσεις των σημείων μέτρησης του αρχικού πειράματος απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε.

Να πούμε ότι όσα παρατέθηκαν στο συγκεκριμένο υποκεφάλαιο ισχύουν για σωλήνα vortex με την γεωμετρία που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 5 (πρώτο πείραμα) για διάμετρο εξόδου $d/D=0.5$ και γεννήτρια εισόδου με ένα στόμιο.



Γράφημα 6.1. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 1 στόμιο).



Γράφημα 6.2. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.1.2. Κλάσμα παροχής συναρτήση θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ψυχρού ρεύματος με 2 στόμια εισόδου.

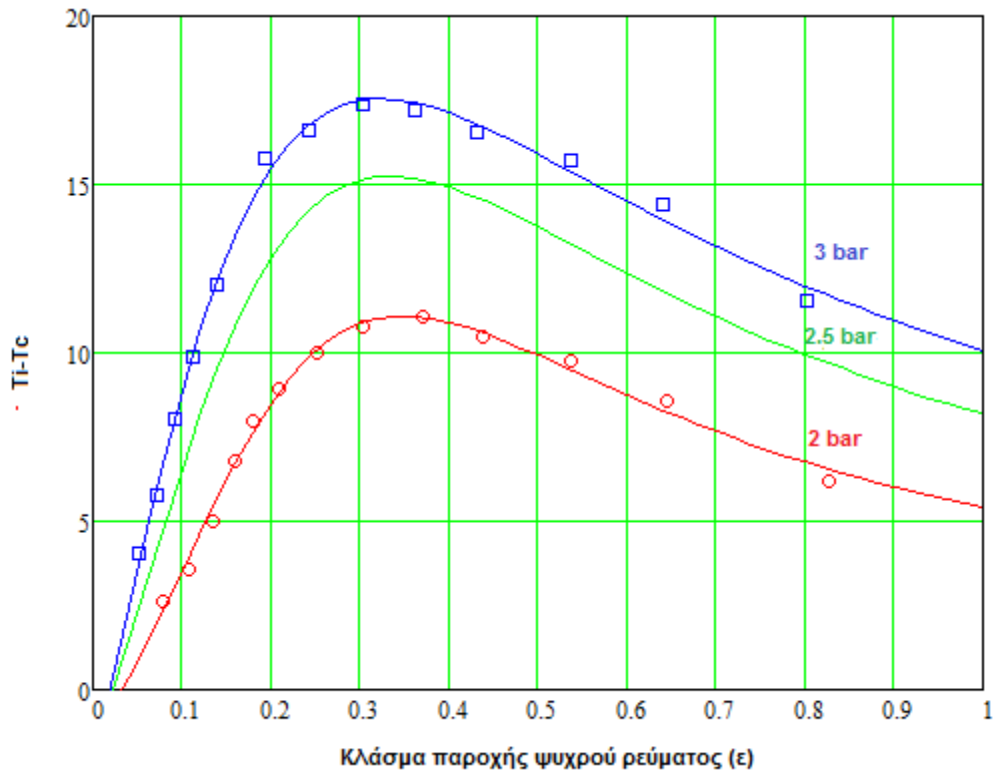
Πρόκειται και πάλι για το γράφημα 5.1 αλλά τώρα θα μελετήσουμε το γράφημα για τις καμπύλες πίεσης που προέκυψαν για 2 στόμια στην γεννήτρια εισόδου. Με την ίδια μεθοδολογία όπως ακριβώς κάναμε στο εδάφιο 6.1.1 θα δουλέψουμε και εδώ. Η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες όπως αναμένεται είναι η ίδια.

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.6)$$

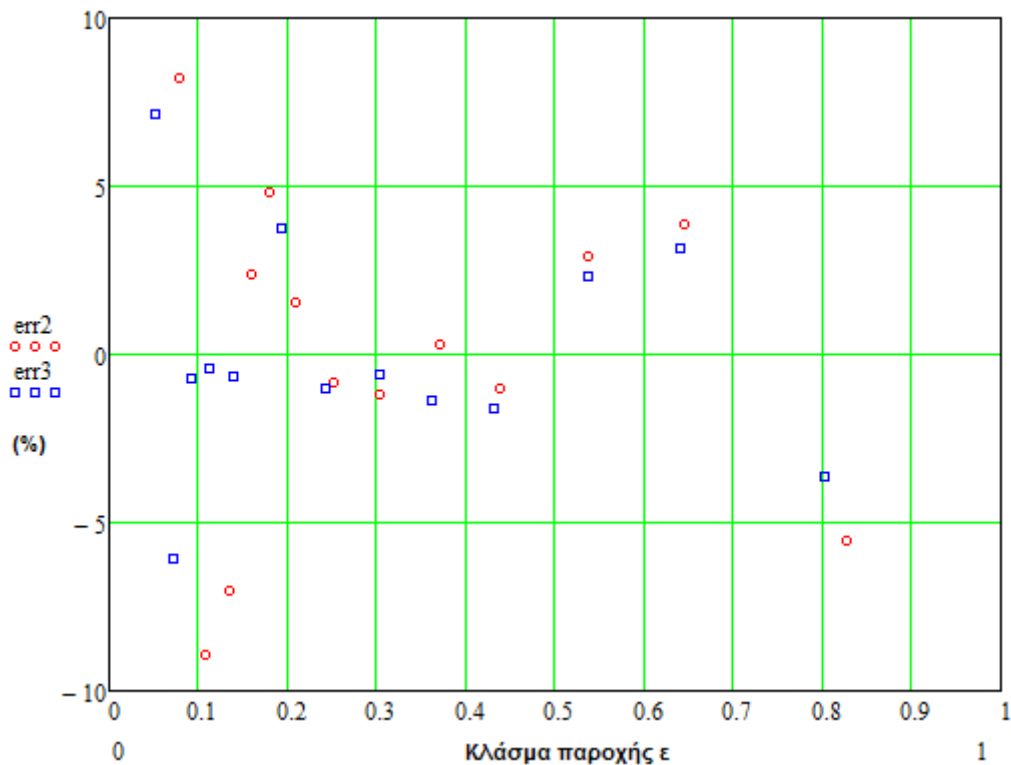
Μετά απο υπολογισμούς καταλήξαμε στις εξής γραμμικές σχέσεις των τεσσάρων παραμέτρων

$$\begin{aligned} a &= 0.39339731 - 0.88239903P_{in} \\ b &= -108.11665976 + 75.56896824P_{in} \\ c &= -7.34546093 + 2.37332691P_{in} \\ d &= 6.37222914 + 1.47558239P_{in} \end{aligned} \quad (6.7-6.10)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση έχουμε την συνάρτηση που εκράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα δεδομένα του συγκεκριμένου πειράματος. Θα κάνουμε και πάλι αντικατάσταση για $P_{in}=2.5\text{bar}$ και παραθέτουμε το γράφημα (γράφημα 6.3) μαζί με τις καμπύλες που προκύπτουν απο την συνάρτηση για 2 και 3 bar μαζί με τα σημεία μέτρησεων του γραφήματος 5.1 για λόγους σύγκρισης. Απο το γράφημα 6.4 βλέπουμε οτι προσεγγίζουμε ικανοποιητικά τα σημεία μετρήσεων του αρχικού πειράματος. Εδώ ισχύουν και πάλι όσα αναφέρθηκαν στο αρχικό πείραμα δηλαδή η συνάρτηση που βρήκαμε ισχύει για σωλήνα vortex με τη γεωμετρία του αρχικού πειράματος, διάμετρο εξόδου στο ψυχρό ρεύμα $d/D=0.5$ και γεννήτρια στην είσοδο με 2 στόμια..



Γράφημα 6.3. Θερμοκρασική διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 2 στόμια).



Γράφημα 6.4. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.3.Κλάσμα παροχής συναρτήση ψυκτικού βαθμού απόδοσης για σωλήνα Vortex με ένα στόμιο εισόδου.

Πρόκειται για το γράφημα 5.2 του κεφαλαίου 5 στο οποίο και πάλι έχουμε καμπύλες για πιέσεις 2 και 3 bar εισόδου. Στο συγκεκριμένο υποκεφάλαιο θα αναλύσουμε και θα κάνουμε υπολογισμούς για το γράφημα για μετρήσεις με γεννήτρια ενός στομίου στην είσοδο. Η συνάρτηση που παριστά τις καμπύλες είναι και πάλι η

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.11)$$

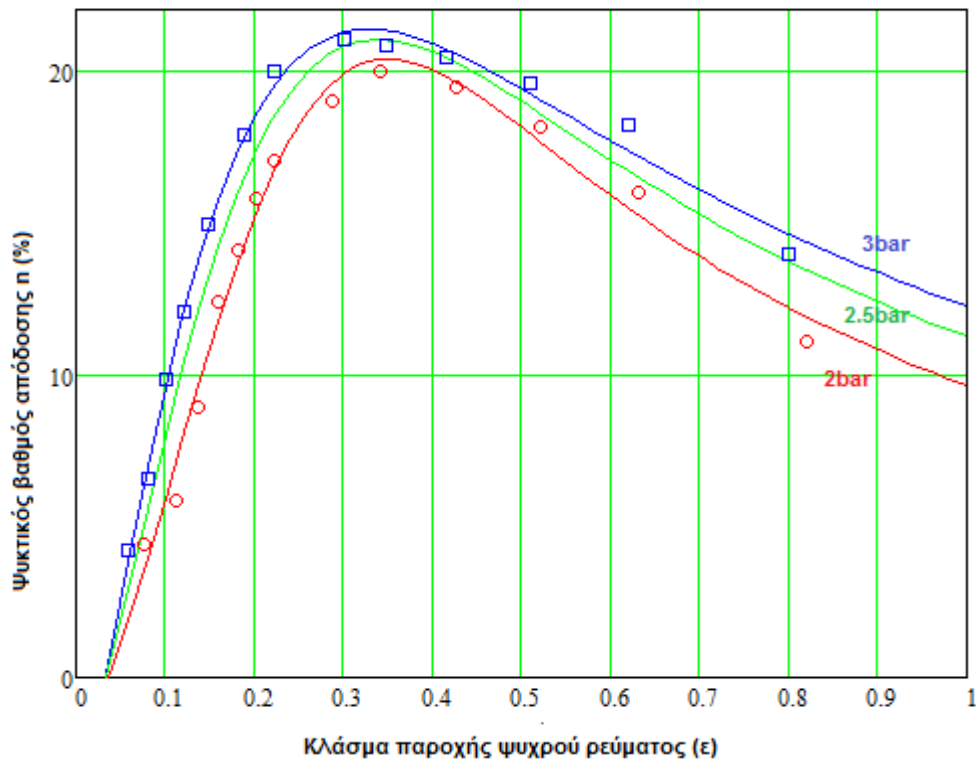
Με διαφορετικές παραμέτρους a, b, c και d για κάθε καμπύλη πίεσης. Μετά απο υπολογισμούς βρήκαμε τις γραμμικές σχέσεις για τις αντίστοιχες παραμέτρους για τις δυο καμπύλες οι οποίες είναι

$$\begin{aligned} a &= 1.957844758 - 2.308690268P_{in} \\ b &= -82.181343858 + 78.202253876P_{in} \\ c &= -7.739750489 + 2.458931661P_{in} \\ d &= 4.92314247 + 2.162387969P_{in} \end{aligned} \quad (6.12-6.15)$$

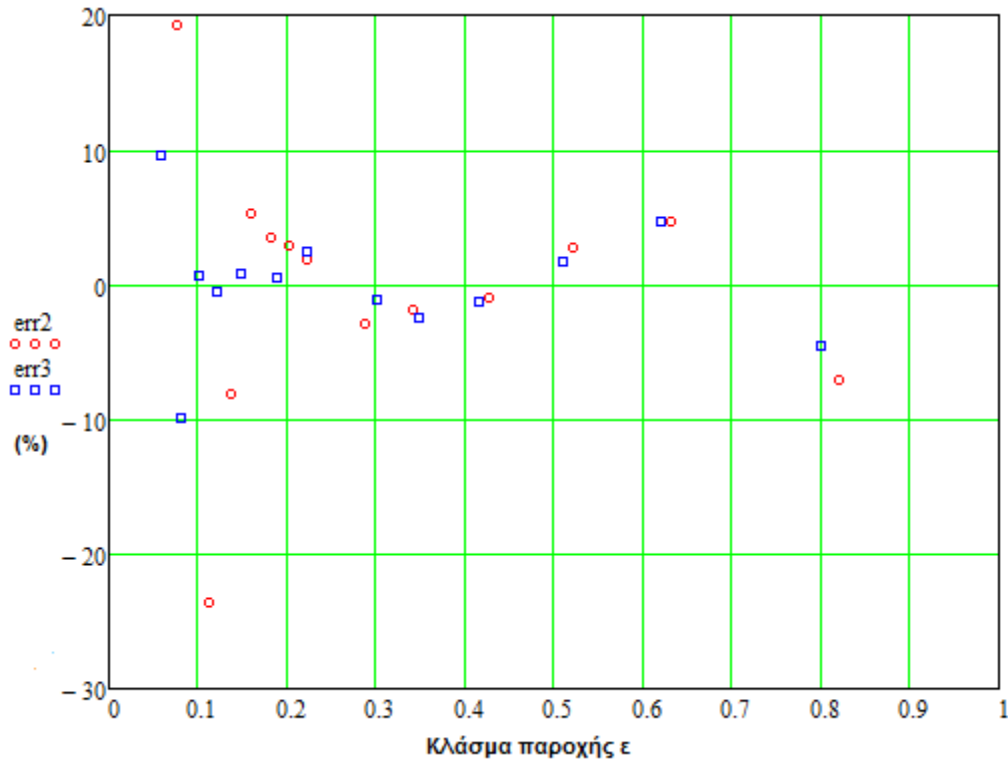
Και με αντικατάσταση των εξισώσεων 6.12-6.15 στην συνάρτησή μας έχουμε την συνάρτηση που μπορεί να μας δώσει όποια καμπύλη πίεσης θέλουμε για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα. Έτσι λοιπόν μπορούμε να παραστήσουμε γραφικά όποια καμπύλη πίεσης θέλουμε. Όπως και πριν θα παραστήσουμε την καμπύλη για 2.5 bar (Γράφημα 6.5) με τις καμπύλες 2 και 3 bar όπως προκύπτουν απο την συνάρτησή μας, μαζί με τα αντίστοιχα σημεία μετρήσεων του γραφήματος 5.2 για λόγους σύγκρισης.

Βλέπουμε λοιπόν ότι και πάλι προσεγγίζουμε ικανοποιητικά τις καμπύλες του αρχικού πειράματος αφού οι αποκλίσεις των σημείων των αρχικών μετρήσεων (γράφημα 6.6) απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε είναι αρκετά μικρές.

Να αναφέρουμε ότι η συνάρτηση ισχύει για σωλήνα vortex μήκος κυρίως σώματος του σωλήνα (L_h) 45D, μήκος απο την είσοδο και αριστερά (L_c) 20D όπου D η διάμετρος του σωλήνα που είναι σταθερή και ίση με 16mm. Γεννήτρια στην είσοδο με ένα στόμιο εισόδου και διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$.



Γράφημα 6.5. Ψυκτικός βαθμός απόδοσης συνάρτηση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 1 στόμιο).



Γράφημα 6.6. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.4. Κλάσμα παροχής συναρτήση ψυκτικού βαθμού απόδοσης για σωλήνα vortex με 2 στόμια εισόδου.

Όπως βλέπουμε στο γράφημα 5.2 οι καμπύλες πίεσης για 2 στόμια στην γεννήτρια εισόδου είναι κατα πολύ παρόμοιες με τις αντίστοιχες για ένα στόμιο, έτσι δεν αναμένουμε πολλές διαφορές στο γράφημα που θα παραστήσουμε εδώ από το γράφημα 6.5. Ξεκινώντας να πούμε ότι όπως αναμένεται και εδώ η συνάρτηση των καμπυλών του γραφήματος 5.2 για 2 στόμια είναι η

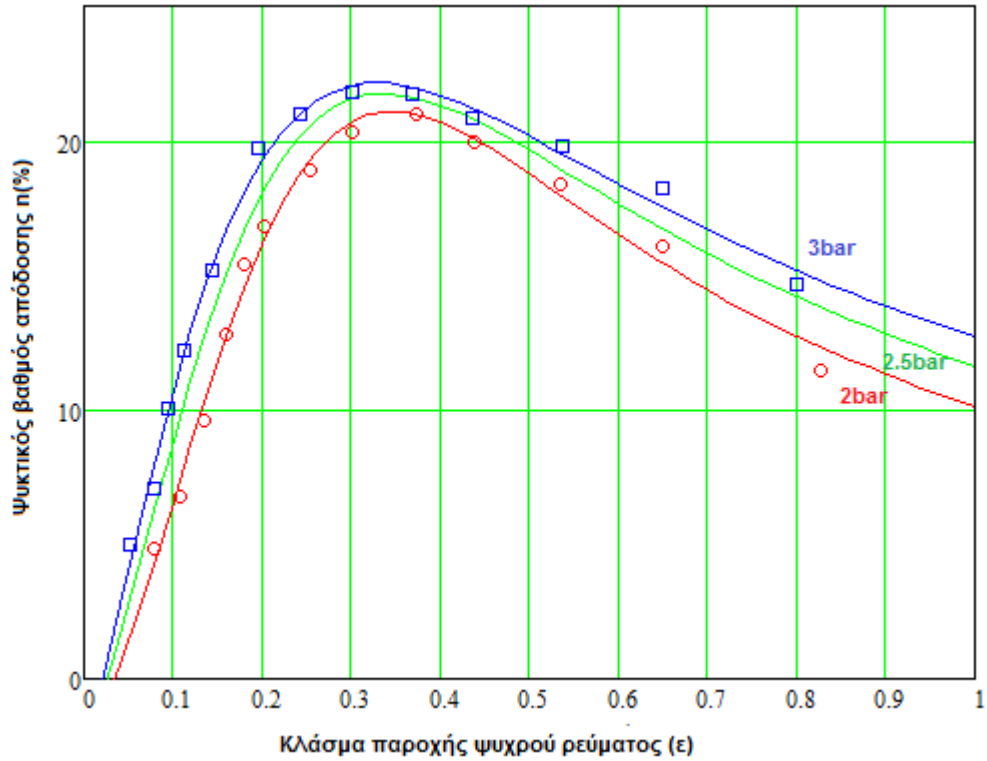
$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.16)$$

Οι γραμμικές σχέσεις για τις παραμέτρους μετά από υπολογισμούς υπολογίστηκαν και τις παραθέτουμε πιο κάτω

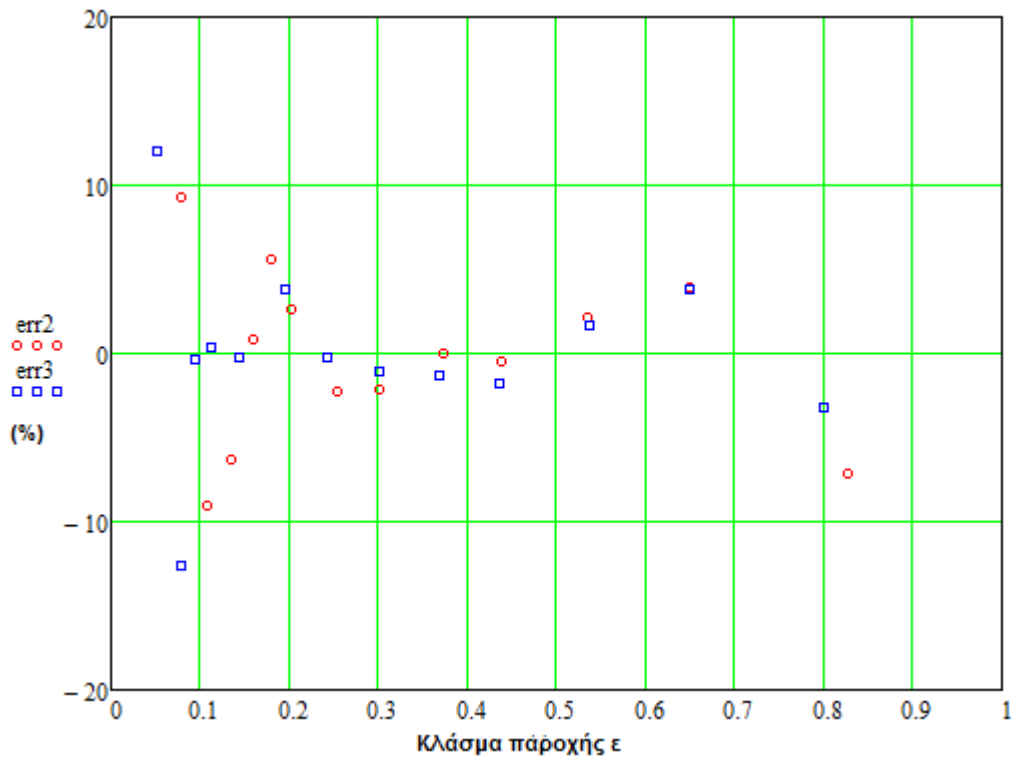
$$\begin{aligned} a &= -2.450011821 - 0.202329456P_{in} \\ b &= -39.782326224 + 61.394220848P_{in} \\ c &= -7.141984754 + 2.245624627P_{in} \\ d &= 7.593263019 + 0.978280202P_{in} \end{aligned} \quad (6.17-6.20)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις εξισώσεις των παραμέτρων στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα δεδομένα της συγκεκριμένης παραγράφου. Όπως και στα προηγούμενα γραφήματα έτσι και εδώ θα παραστήσουμε γραφικά τις καμπύλες 2, 2.5 και 3 bar όπως αυτές προκύπτουν από την συνάρτηση που βρήκαμε μαζί με τα σημεία μετρήσεων για τις καμπύλες 2 και 3 bar από το γράφημα 5.2 για λόγους σύγκρισης. (Γράφημα 6.7)

Βλέπουμε λοιπόν ότι όπως αναμέναμε δεν έχουμε πολλές διαφορές από το γράφημα 6.5. Απλά βλέπουμε ότι για γεννήτρια με 2 στόμια στην είσοδο ο βαθμός απόδοσης ανεβαίνει κατά 2-5% για όλες τις τιμές κλάσματος παροχής σχετικά πάντα με τους βαθμούς απόδοσης για ένα στόμιο. Να αναφέρουμε ότι η συνάρτηση ισχύει και πάλι για σωλήνα vortex με μήκος κυρίως σώματος του σωλήνα (L_n) 45D, μήκος από την είσοδο και αριστερά (L_c) 20D όπου D η διάμετρος του σωλήνα που είναι σταθερή και ίση με 16mm. Γεννήτρια στην είσοδο με δυο στόμια εισόδου και διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$.



Γράφημα 6.7. Ψυκτικός βαθμός απόδοσης συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 2 στόμια).



Γράφημα 6.8. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.5. Κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος συναρτήση της θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ζεστού ρεύματος με γεννήτρια ενός στομίου στην είσοδο.

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 5 στο αντίστοιχο γράφημα η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο του ζεστού ρεύματος αυξάνει όσο μεγαλώνει η τιμή του κλάσματος παροχής. Ισχύουν όσα είπαμε πριν για τη γεωμετρία του σωλήνα που χρησιμοποιείται ενώ στην έξοδο έχουμε διάμετρο (ψυχρού ρεύματος) $d/D=0.5$ και στην είσοδο έχουμε την γεννήτρια με ένα στόμιο εισόδου.

Οι καμπύλες του γραφήματος 5.3 (γεννήτρια με 1 στόμιο) αντιστοιχούν στην συνάρτηση

$$\Psi (X) = \alpha + b \cos(cX + d) \cdot \quad (6.21)$$

Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των 2 καμπυλών είναι

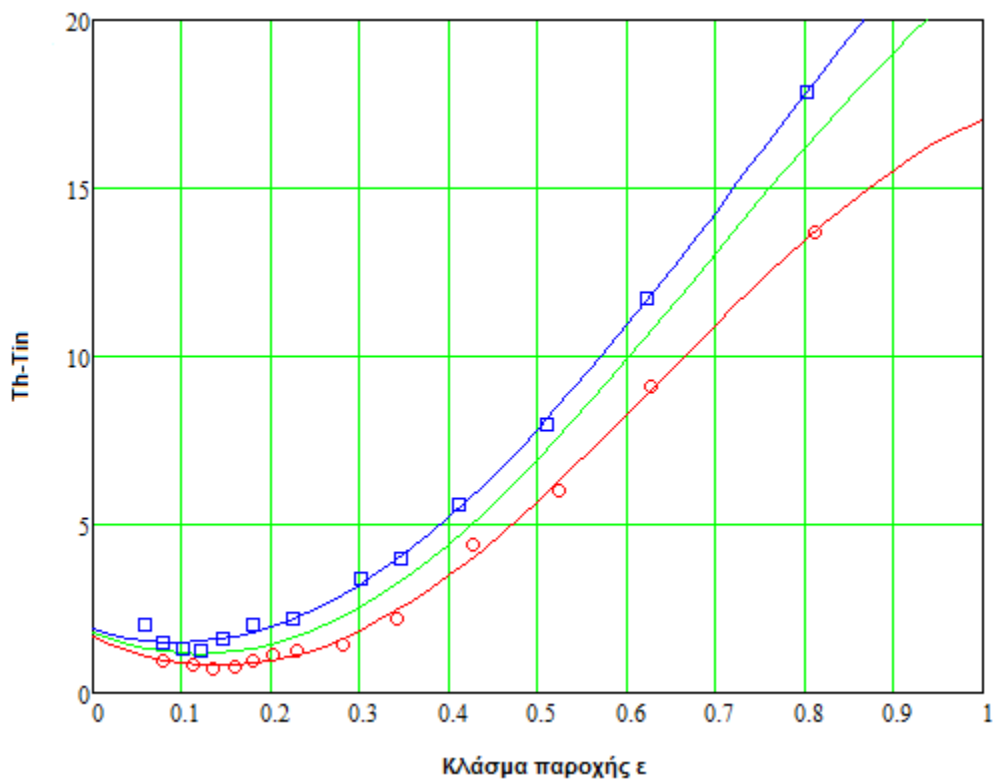
$$\begin{aligned} \alpha &= -3.918790373 + 6.61900628P \\ b &= -3.34368968 + 5.92622246P \\ c &= 4.64279569 - 0.74313521P \\ d &= 2.26357089 + 0.21547978P \end{aligned} \quad (6.22-6.25)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που αντιπροσωπεύει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα πειραματικά δεδομένα που προαναφέραμε.

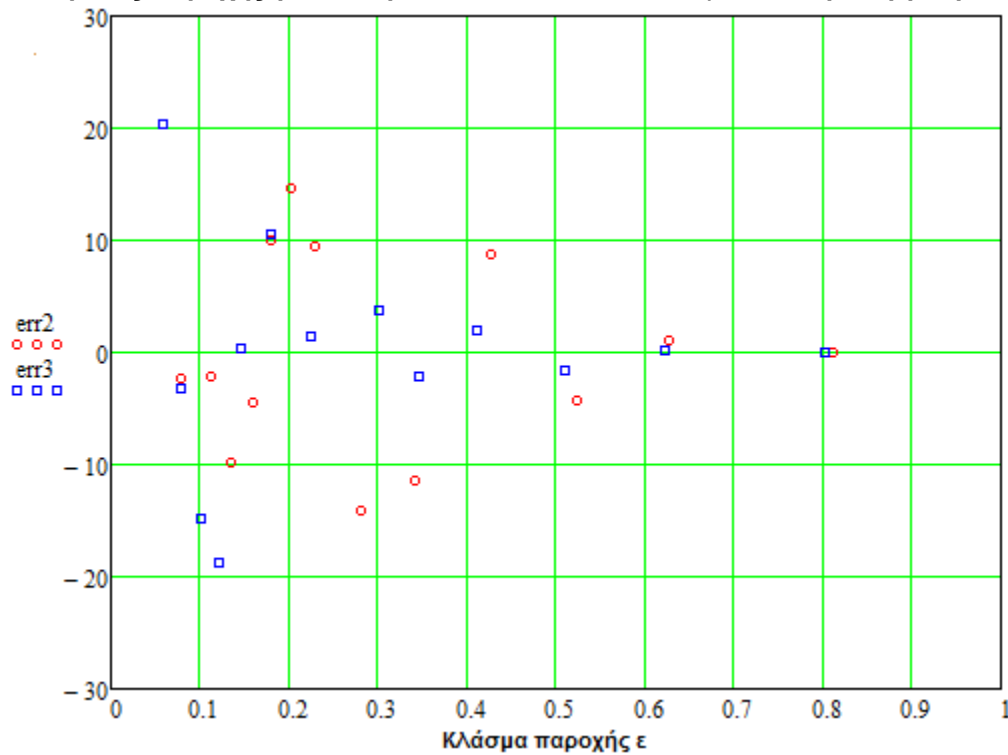
Έτσι λοιπόν παραθέτουμε στο γράφημα 6.9 την καμπύλη πίεσης για 2.5 bar μαζί με τις αντίστοιχες των 2 και 3 bar όπως προκύπτουν από την συνάρτηση μας, μαζί με τα σημεία μετρήσεων του αρχικού πειράματος.

Στο γράφημα 6.10 βλέπουμε τις αποκλίσεις των σημείων αυτών από τις καμπύλες που υπολογίσαμε και όπως βλέπουμε προσεγγίζουμε ικανοποιητικά τα αρχικά σημεία μέτρησης.

Η καμπύλη των 2.5 bar όπως αναμενόταν βρίσκεται μεταξύ των καμπύλων 2 και 3 bar και έχει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά.



Γράφημα 6.9. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 1 στόμιο).



Γράφημα 6.10. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.6. Κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος συναρτήση της θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ζεστού ρεύματος με γεννήτρια δυο στομίων στην είσοδο.

Όπως μπορούμε να δούμε στο γράφημα 5.3 (γεννήτρια με 2 στόμια) δεν αναμένουμε και πολλές διαφορές από τα γραφήματα του υποκεφαλαίου 6.3.5 αφού οι καμπύλες πίεσης αντιστοιχούν στην ίδια συνάρτηση. Η γεωμετρία του σωλήνα είναι η ίδια με τη προηγούμενη παράγραφο. Το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια εισόδου που τώρα έχει αντικατασταθεί από την γεννήτρια με δυο στόμια εισόδου. Όπως προαναφέραμε η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες είναι η

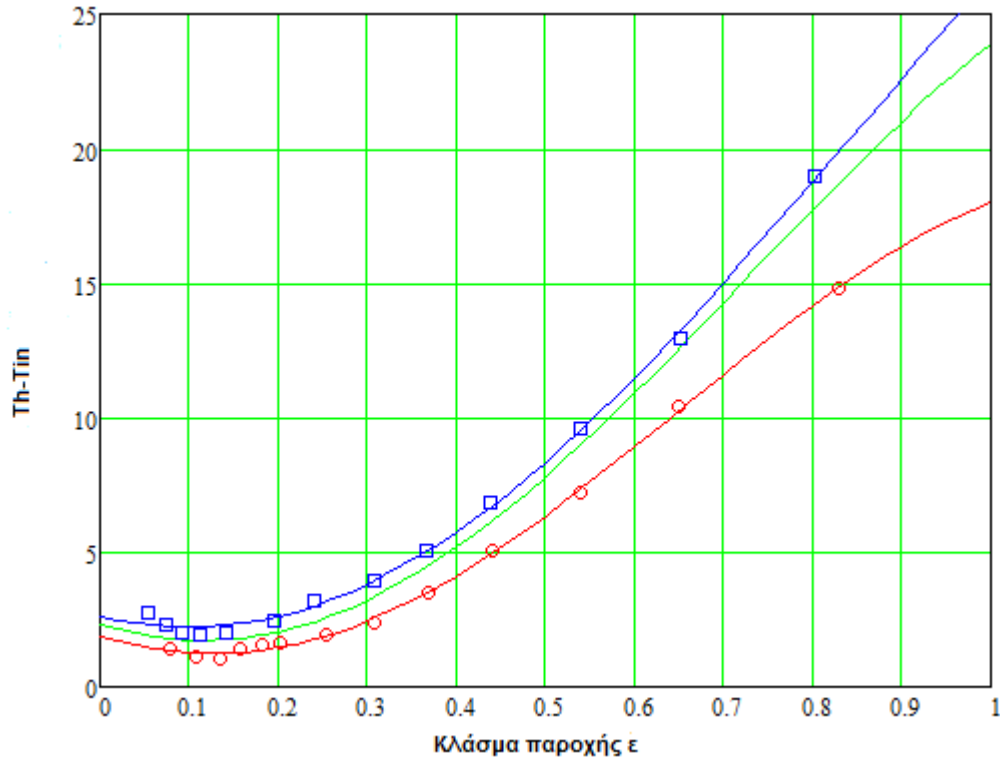
$$\Psi(X) = a + b \cos(cX + d) \quad (6.26)$$

Οι σχέσεις μεταξύ των αντίστοιχων παραμέτρων είναι οι

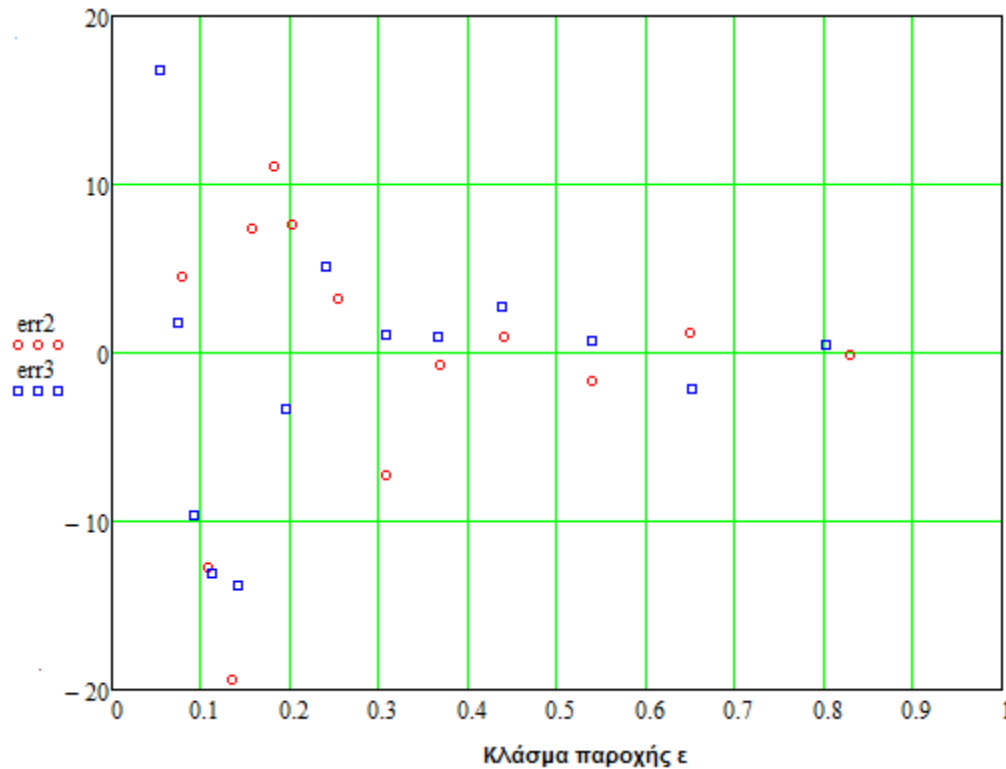
$$\begin{aligned} a &= -9.718162842 + 9.952315714P \\ b &= -9.01007185 + 8.97922384P \\ c &= 4.76890244 - 0.876972472P \\ d &= 2.434607426 + 0.163719677P \end{aligned} \quad (6.27-6.30)$$

Έτσι αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην συνάρτησή μας έχουμε την τελική μορφή της συνάρτησης που αναπαριστά κάθε καμπύλη πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα.

Στο γράφημα 6.11 βλέπουμε τις καμπύλες 2 και 3 bar μαζί με την καμπύλη 2.5 bar όπως αυτές προκύπτουν από την συνάρτησή μας, μαζί με τα σημεία μετρήσεων του αρχικού πειράματος, ενώ στο γράφημα 6.12 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων μετρήσεως του αρχικού πειράματος από τις καμπύλες που βρήκαμε από την συνάρτησή μας.



Γράφημα 6.11. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 2 στόμια).



Γράφημα 6.12. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.7. Κλάσμα παροχής συναρτήση θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ψυχρού ρεύματος για γεννήτριες εισόδου με 3, 4 στόμια καθώς και με στόμιο με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

Πρόκειται για το γράφημα 5.7. Αυτό που θα κάνουμε εδώ είναι να βρούμε την συσχέτιση των καμπυλών 2 και 3 bar όπως ακριβώς κάναμε και στα προηγούμενα υποκεφάλαια. Οι καμπύλες πίεσης για γεννήτριες με ένα και δυο στόμια παραλείπονται αφού παρουσιάστηκαν στις παραγράφους 6.3.1 και 6.3.2.

Γεννήτρια με 3 στόμια στην είσοδο.

Να αναφέρουμε τα δεδομένα και τις παραμέτρους για τις οποίες ισχύουν οι υπολογισμοί μας. Ο σωλήνας vortex που χρησιμοποιείται είναι μήκους κυρίου σώματος του σωλήνα (L_h) 45D, μήκους από την είσοδο και αριστερά (L_c) 20D όπου D η διάμετρος του σωλήνα που είναι σταθερή και ίση με 16mm. Γεννήτρια στην είσοδο με τρία στόμια εισόδου και διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$. Η διάμετρος στην είσοδο της γεννήτριας όπως και για όλες τις γεννήτριες που χρησιμοποιούνται στο συγκεκριμένο πείραμα είναι 2mm.

Όπως αναμένεται η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες είναι η ίδια με αυτή του 6.3.1 δηλαδή

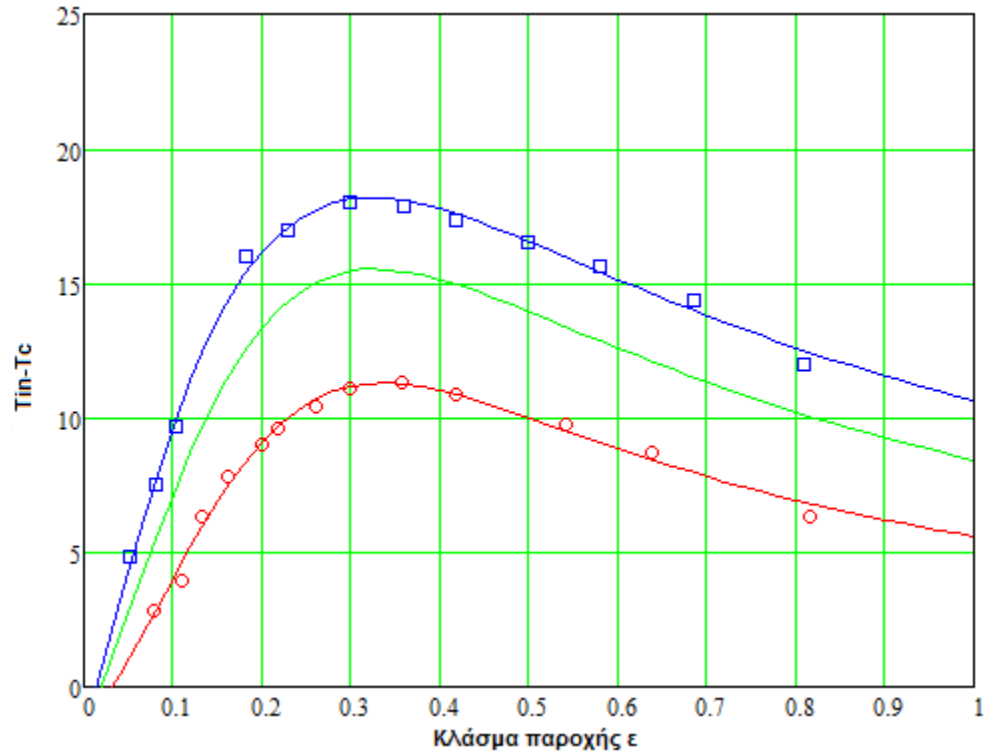
$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.31)$$

Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των καμπυλών πίεσης 2 και 3 bar έχουν υπολογιστεί

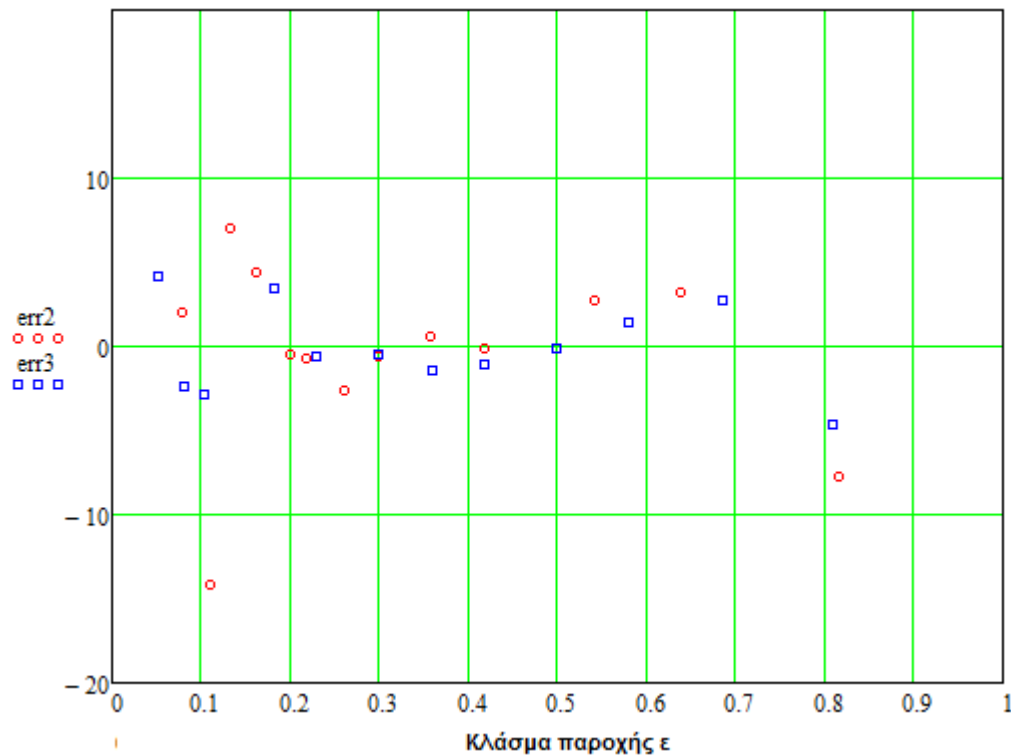
$$\begin{aligned} a &= -1.43857 - 0.0938246P \\ b &= -95.939352 + 73.6111246P \\ c &= -7.0213966 + 2.3718658P \\ d &= 9.5118584 + 0.3286998P \end{aligned} \quad (6.32-6.35)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που αναπαριστά όλες τις καμπύλες πίεσης για τα πειραματικά δεδομένα που προαναφέραμε.

Στο γράφημα 6.13 βλέπουμε τις καμπύλες 2 και 3 bar καθώς και την καμπύλη 2.5 bar μαζί με τα σημεία μέτρησης του αρχικού πειράματος, ενώ στο γράφημα 6.14 βλέπουμε την απόκλιση των αρχικών σημείων μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε με την συνάρτηση μας. Όπως μπορούμε να δούμε προσεγγίζουμε αρκετά καλά τα σημεία. Η καμπύλη πίεσης για 2.5 bar όπως αναμενόταν βρίσκεται ενδιάμεσα των καμπυλών 2 και 3 bar και έχει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά, ενώ η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά για πίεση 2.5 εμφανίζεται σε κλάσμα παροχής 30-40% και είναι κυμαίνεται κοντά στο 16.



Γράφημα 6.13. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar.(d/D=0.5, γεννήτρια με 3 στόμια).



Γράφημα 6.14. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

Γεννήτρια με 4 στόμια στην είσοδο.

Ισχύουν τα δεδομένα που προαναφέρθηκαν στην αρχή της παραγράφου ενώ το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια εισόδου. Η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες του γραφήματος 5.7. είναι και πάλι η

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.36)$$

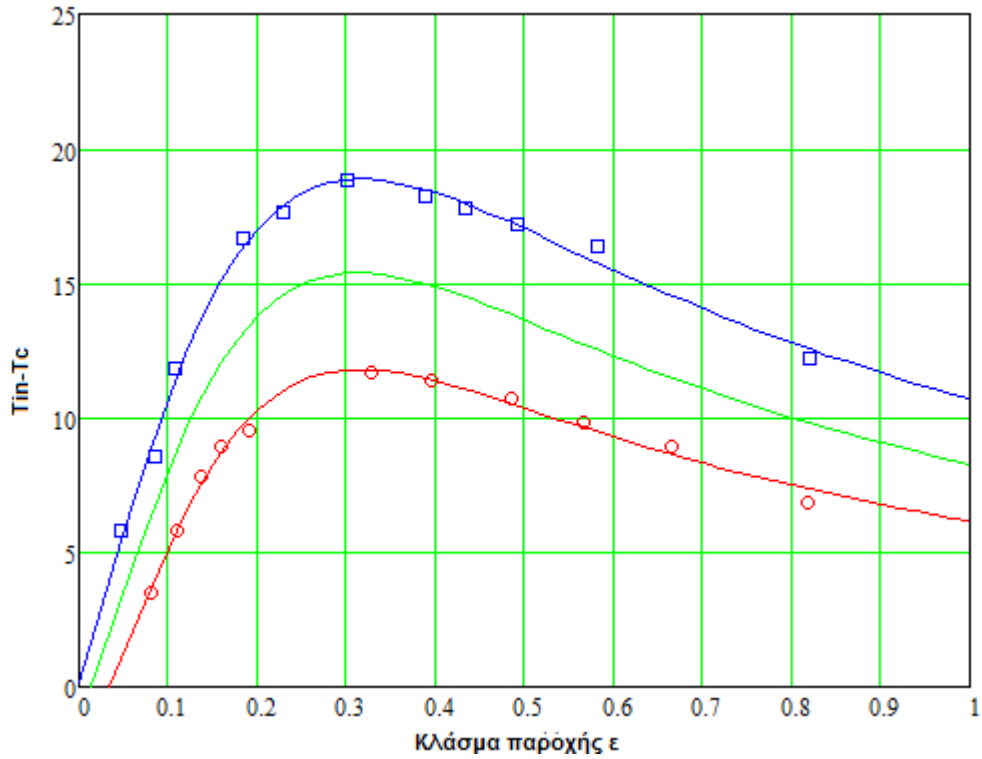
Οι παραμετρικές σχέσεις που συσχετίζουν τις δυο καμπύλες είναι οι

$$\begin{aligned} a &= -7.9984682 + 2.709998P \\ b &= 4.1903079 + 36.58731125P \\ c &= -3.0874126 + 0.953822P \\ d &= 17.11233564 - 2.4094232P \end{aligned} \quad (6.37-6.40)$$

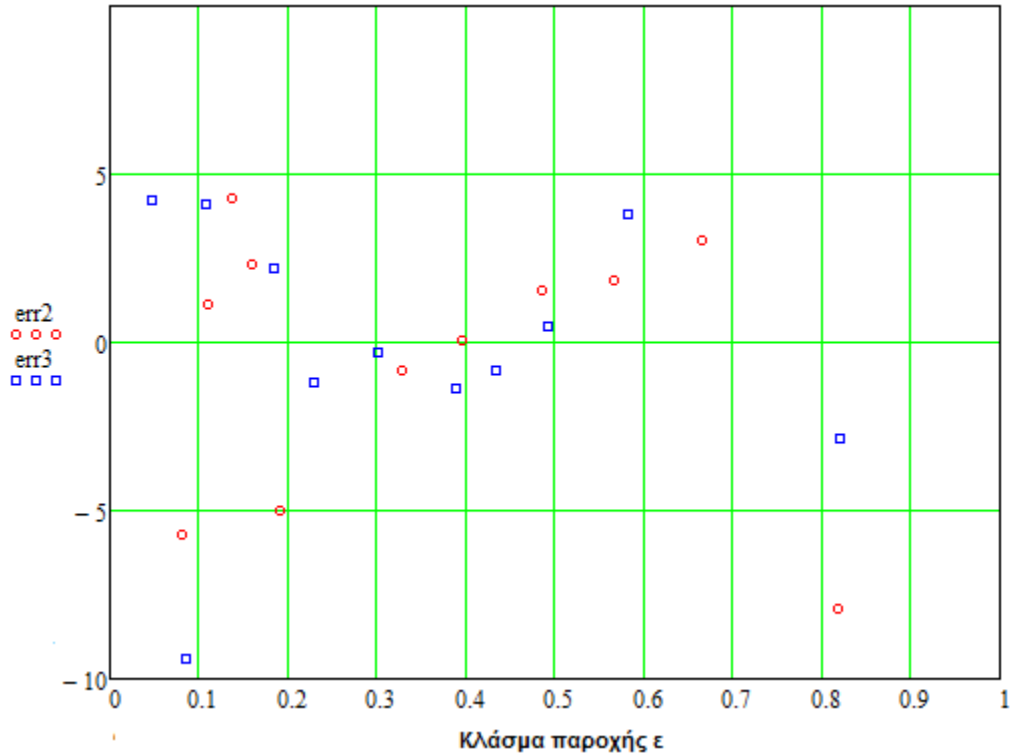
Αντικαθιστώντας λοιπόν τις παραμετρικές σχέσεις στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που αναπαριστά κάθε καμπύλη πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα.

Όπως και πριν έτσι και εδώ στο γράφημα 6.15 βλέπουμε τις καμπύλες πίεσης 2,2.5 και 3 bar όπως αυτές προκύπτουν από την συνάρτηση μας μαζί με τα πειραματικά σημεία μέτρησης του αρχικού πειράματος. Στο γράφημα 6.16 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων του αρχικού πειράματος από τις καμπύλες 2 και 3 bar που υπολογίσαμε από την συνάρτηση μας. Βλέπουμε και πάλι ότι η προσέγγιση μας είναι αρκετά ικανοποιητική.

Η καμπύλη πίεσης 2.5 bar έχει μέγιστο και πάλι σε κλάσμα παροχής 30-40% ενώ η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά είναι και πάλι κοντά στο 16.



Γράφημα 6.15. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 4 στόμια).



Γράφημα 6.16. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε

Γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

Η γεννήτρια που χρησιμοποιείται στην συγκεκριμένη μέτρηση είναι αυτή του σχήματος 5.4. Και εδώ ισχύουν τα πειραματικά δεδομένα και παραμέτροι που προαναφέραμε στην αρχή της παραγράφου και το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια εισόδου.

Η συνάρτηση που αντιστοιχεί στις καμπύλες μας είναι όπως μπορούμε να καταλάβουμε και πάλι η

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.41)$$

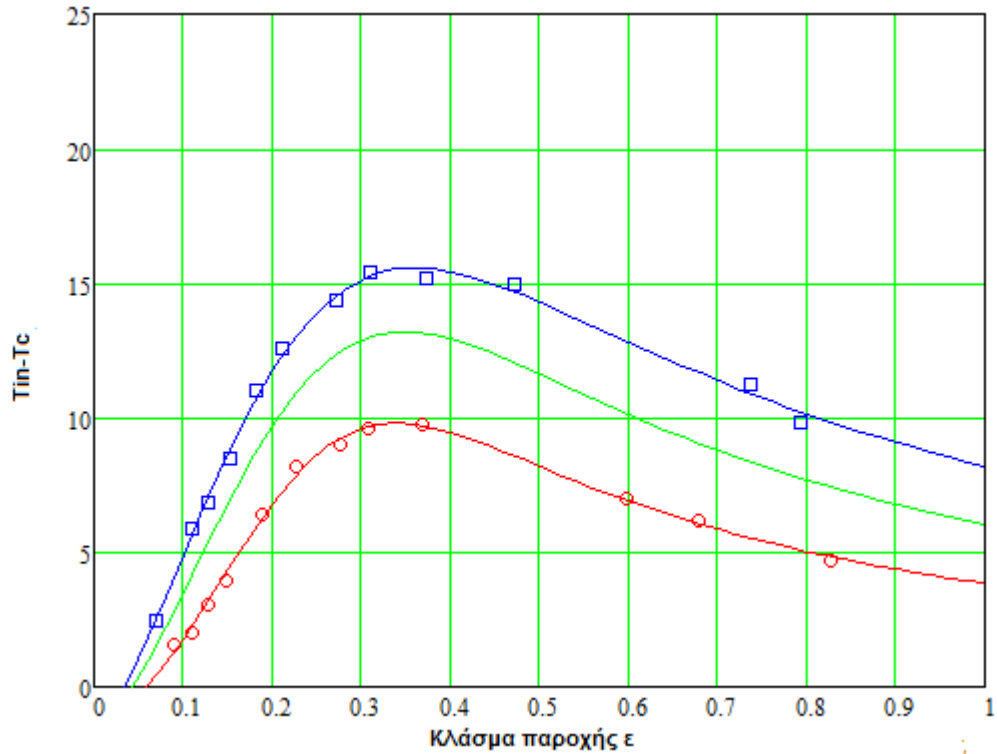
Οι σχέσεις συσχέτισης των αντίστοιχων παραμέτρων για τις 2 καμπύλες πίεσης 2 και 3 bar είναι οι

$$\begin{aligned} a &= -0.917507917 - 0.437909361P \\ b &= -37.77577 + 34.219756P \\ c &= -7.21127 + 1.67489P \\ d &= 13.355033 - 1.508244P \end{aligned} \quad (6.42-6.45)$$

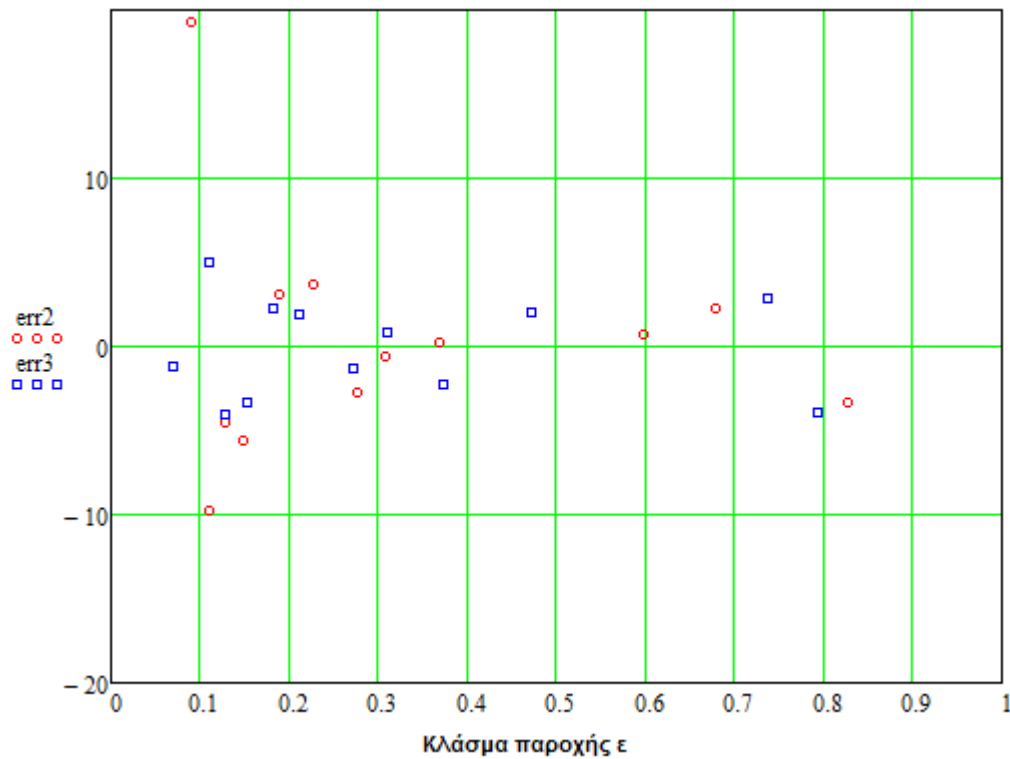
Και αντικαθιστώντας αυτές τις σχέσεις στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που αναπαριστά όλες τις καμπύλες πίεσης για τα πειραματικά δεδομένα που προαναφέρθηκαν.

Στο γράφημα 6.17 βλέπουμε τις καμπύλες πίεσης 2, 2.5 και 3 bar μαζί με τα σημεία μέτρησης του αρχικού πειράματος ενώ στο γράφημα 6.18 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων από τις καμπύλες 2 και 3 bar που υπολογίστηκαν από την συνάρτηση μας.

Η συγκεκριμένη γεννήτρια είναι η χειρότερη από πλευράς απόδοσης από όσες χρησιμοποιήθηκαν. Η καμπύλη για πίεση 2.5 bar έχει μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά 13.6 και όπως αναμενόταν εμφανίζεται σε κλάσμα παροχής 30-40%.



Γράφημα 6.17. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ψυχρού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 4 επαπτομενικές εισόδους).



Γράφημα 6.18. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.8. Κλάσμα παροχής συναρτήση του ψυκτικού βαθμού απόδοσης για γεννήτριες με 3 και 4 στόμια εισόδου καθώς και με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

Πρόκειται για το γράφημα 5.8 όπου και εδώ θα γίνει συσχέτιση μεταξύ των καμπυλών 2 και 3 bar. Όπως και στο 6.3.7 έτσι και εδώ θα παραλείψουμε τις καμπύλες για γεννήτριες εισόδου με ένα και δυο στόμια εισόδου αφού παρουσιάστηκαν στο 6.3.2. Ισχύουν και εδώ όλα τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του σωλήνα όπως αυτά αναφέρονται στις προηγούμενες παραγράφους και το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια στην είσοδο.

Γεννήτρια με 3 στόμια εισόδου.

Όπως αναμένεται η συνάρτηση των καμπύλων πίεσης είναι η ίδια με αυτή του 6.3.3 η οποία είναι

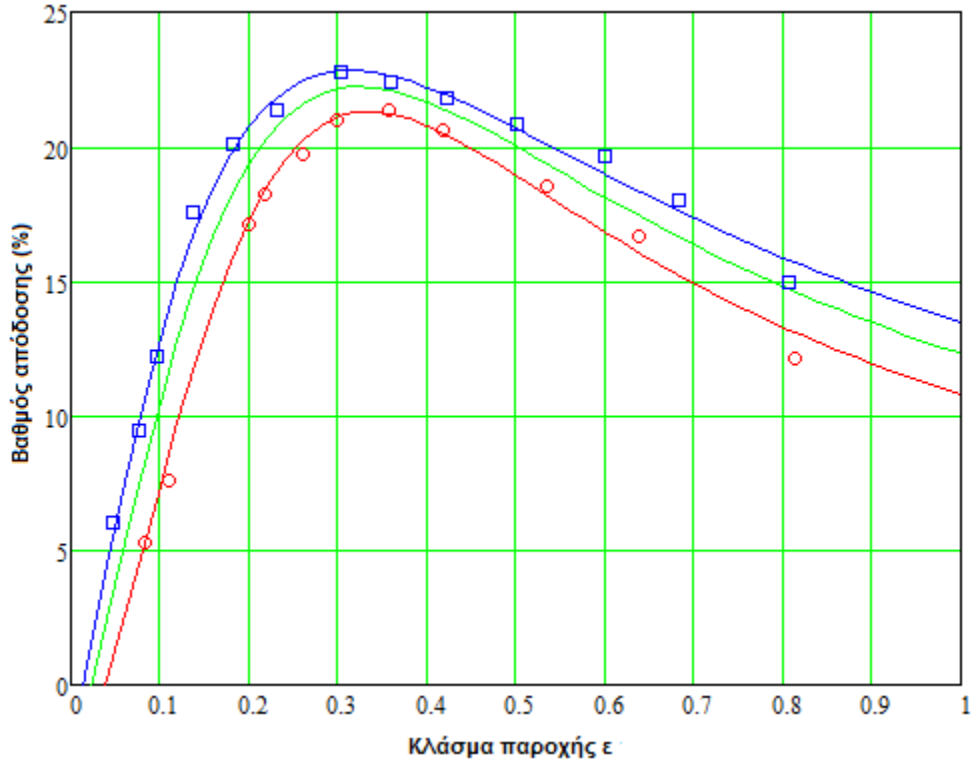
$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.46)$$

Και οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των καμπύλων είναι

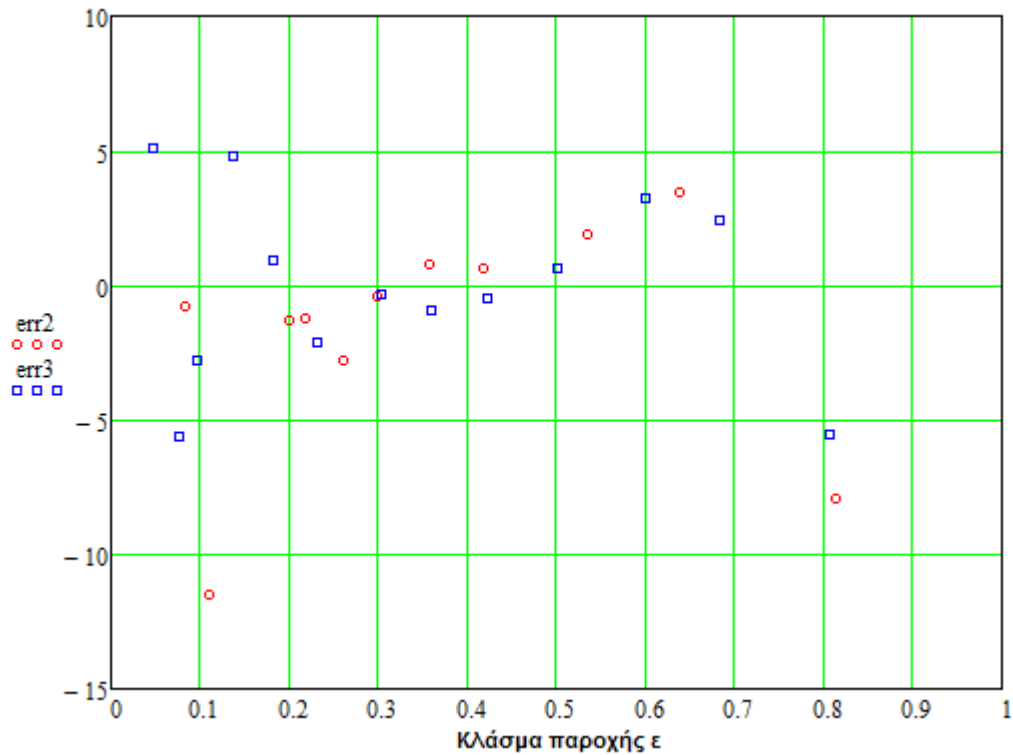
$$\begin{aligned} a &= 7.465047 + 1.689288P \\ b &= -29.497922 + 68.357374P \\ c &= -7.6064554 + 2.7528311 \\ d &= 9.602041 + 0.53615699P \end{aligned} \quad (6.47-6.50)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα. Έτσι λοιπόν με την συνάρτηση αυτή παρουσιάζουμε γραφικά στο γράφημα 6.19 τις καμπύλες πίεσης 2 και 3 bar μαζί με την καμπύλη 2.5 bar καθώς και τα σημεία μέτρησης για τις δυο αρχικές καμπύλες από το αρχικό πείραμα, ενώ στο γράφημα 6.20 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες που βρήκαμε από την συνάρτηση μας.

Βλέπουμε λοιπόν ότι όπως αναμενόταν η καμπύλη των 2.5 bar βρίσκεται μεταξύ των καμπυλών 2 και 3 bar και έχει την ίδια συμπεριφορά. Ο μέγιστος βαθμός απόδοσης εμφανίζεται όπως και για τις 2 άλλες καμπύλες σε κλάσμα παροχής κοντά στο 30% και είναι 22.6%. Να υπενθυμίσουμε ότι όλα αυτά ισχύουν για σωλήνα vortex όπως αυτός παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 5 με διάμετρο εξόδου στο ψυχρό ρεύμα $d/D=0.5$ και γεννήτρια εισόδου με 3 στόμια.



Γράφημα 6.19. Ψυκτικός βαθμός απόδοσης συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 3 στόμια).



Γράφημα 6.20. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

Γεννήτρια με 4 στόμια στην είσοδο.

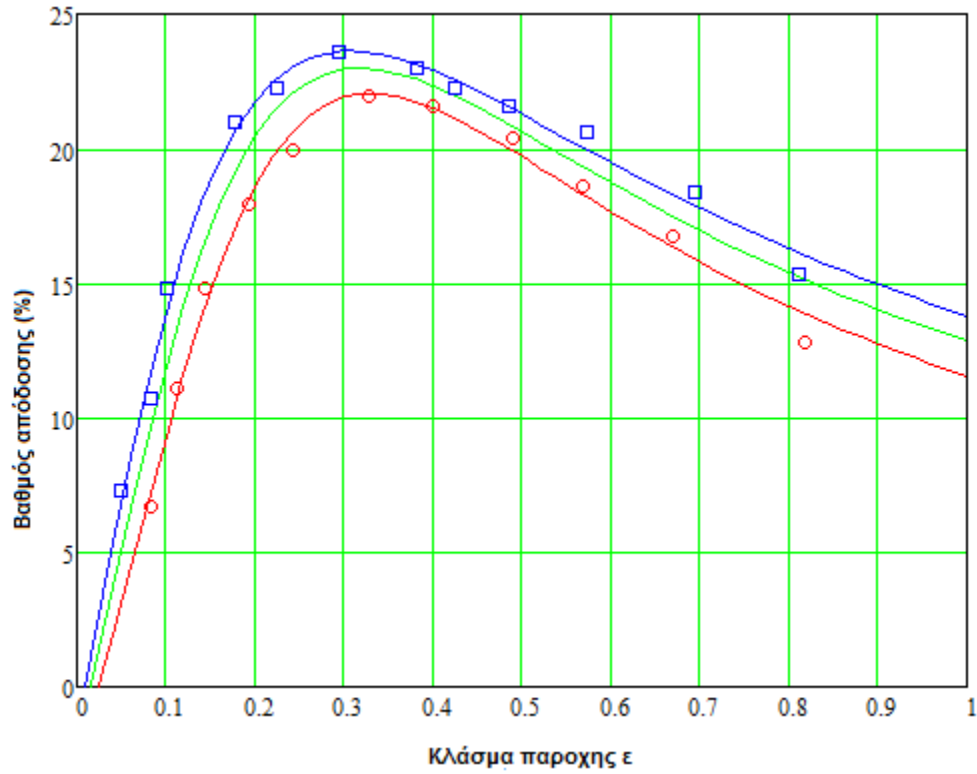
Όπως και πρίν έτσι και εδώ όπως αναμένεται η συνάρτηση που εκφράζει τις καμπύλες του γραφήματος 5.8 είναι η

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.51)$$

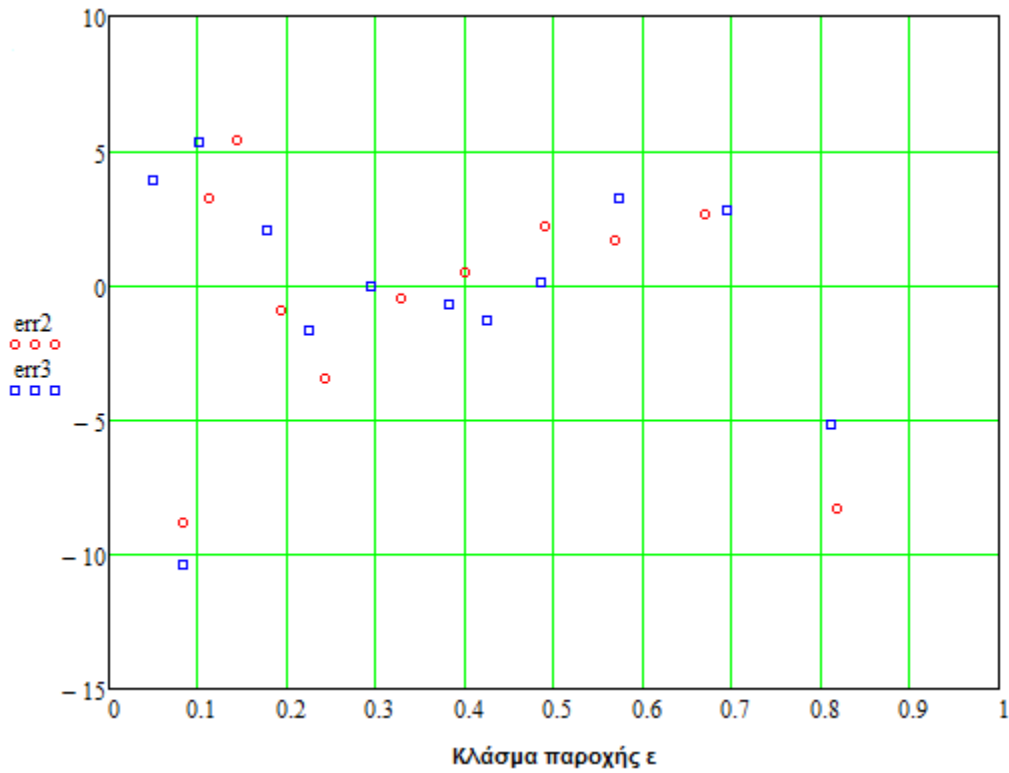
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των καμπυλών 2 και 3 bar υπολογίστηκαν ως

$$\begin{aligned} a &= -5.04817404 + 1.13004568P \\ b &= -15.04504406 + 65.60217202 \\ c &= -6.165483 + 2.297227P \\ d &= 8.4692245 + 0.9520738P \end{aligned} \quad (6.52-6.55)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις παραμετρικές σχέσεις στην αρχική συνάρτηση έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για την συγκεκριμένη γεωμετρία του σωλήνα vortex με γεννήτρια 4 στομίων στην είσοδο. Έτσι λοιπόν με την συνάρτηση αυτή παρουσιάζουμε γραφικά στο γράφημα 6.21 τις καμπύλες πίεσης 2, 2.5 και 3 bar μαζί με τα σημεία μέτρησης του αρχικού πειράματος για τις καμπύλες 2 και 3 bar, ενώ στο γράφημα 6.22 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες που εκφράσαμε με την συνάρτηση μας.



Γράφημα 6.21. Ψυκτικός βαθμός απόδοσης συνάρτηση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 4 στόμια).



Γράφημα 6.22. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε.

Γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

Πρόκειται και πάλι για το γράφημα 5.8 και θα συσχετίσουμε τις καμπύλες 2 και 3 bar. Να πούμε και εδώ ότι ισχύουν όσα αναφέραμε στην αρχή της παραγράφου σχετικά με τα πειραματικά δεδομένα και το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια στην είσοδο. Σε αυτό το πείραμα χρησιμοποιείται η γεννήτρια του σχήματος 5... Η συνάρτηση που αναπαριστά τις καμπύλες είναι η ίδια με πριν όπως μπορούμε να δούμε και από το αντίστοιχο γράφημα αφού οι καμπύλες ανήκουν στην ίδια οικογένεια.

$$\Psi(X) = \frac{a + bX}{1 + cX + dX^2} \quad (6.56)$$

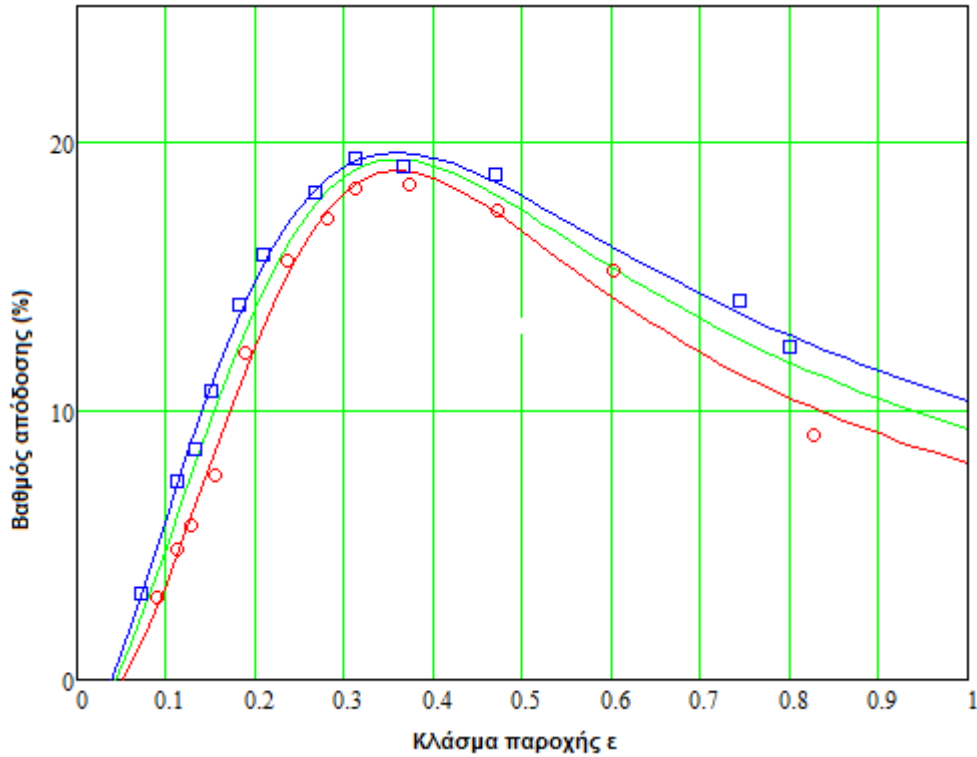
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους υπολογίστηκαν

$$\begin{aligned} a &= -1.58714 - 0.5617396P \\ b &= -9.63084518 + 31.653389P \\ c &= -6.2624475 + 1.370608P \\ d &= 8.39338 + 0.229662P \end{aligned} \quad (6.57-6.60)$$

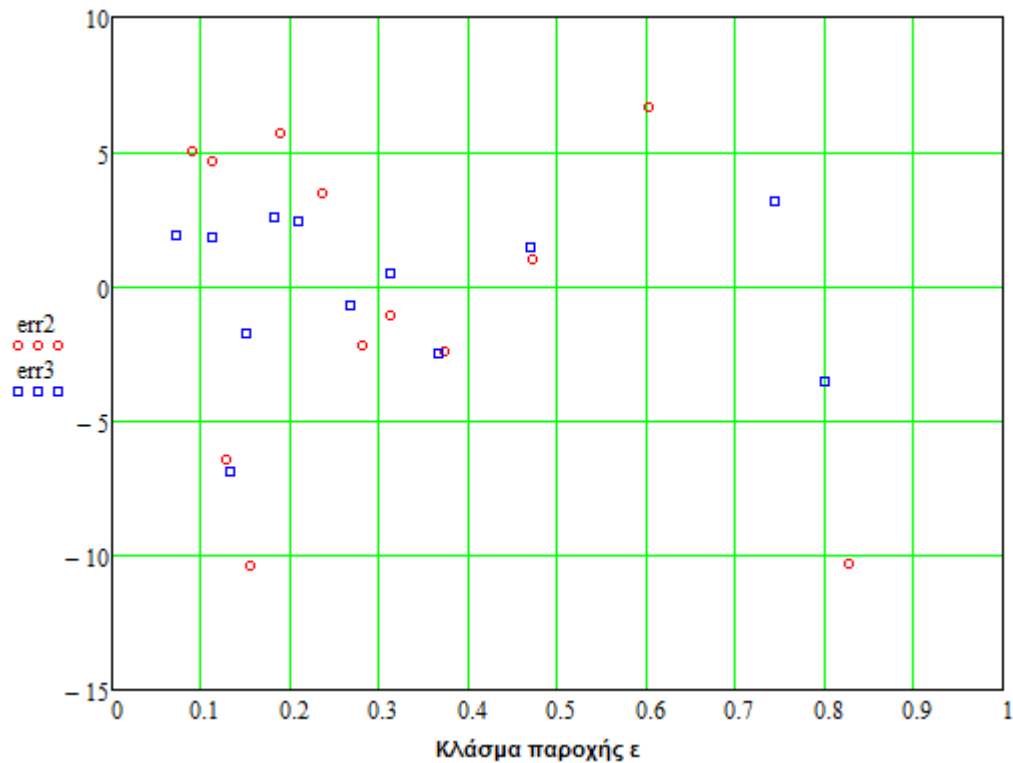
Αντικαθιστώντας λοιπόν τις παραμετρικές σχέσεις στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα.

Έτσι λοιπόν στο γράφημα 6.23 βλέπουμε τις καμπύλες πίεσης για 2, 2.5 και 3 bar όπως αυτές προκύπτουν από τη συνάρτηση που υπολογίσαμε, μαζί με τα σημεία μέτρησης των καμπύλων πίεσης 2 και 3 bar από το αρχικό πείραμα. Στο γράφημα 6.24 μπορούμε να δούμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες όπως αυτές προκύπτουν από την συνάρτηση.

Βλέπουμε λοιπόν ότι για την καμπύλη πίεσης 2.5 bar έχουμε μέγιστο βαθμό απόδοσης 19.37% και αυτός εμφανίζεται σε κλάσμα παροχής ψυχρού ρεύματος και πάλι μεταξύ 30-40%.



Γράφημα 6.23. Ψυκτικός βαθμός απόδοσης συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους).



Γράφημα 6.24. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.3.9.Κλάσμα παροχής συναρτήση θερμοκρασιακής διαφοράς στην έξοδο ζεστού ρεύματος για γεννήτριες με 3 και 4 στόμια στην είσοδο καθώς και για γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

Όσα παρουσιαστούν στην συγκεκριμένη παράγραφο είναι δεδομένα απο το γράφημα 5.9.Όπως είδαμε πριν οι καμπύλες πίεσης για στόμια με 1 και 2 εισόδους έχουν παρουσιαστεί οπότε εδώ θα ασχοληθούμε με τα 3 ζεύγη καμπύλων που μένουν.Κάπου εδώ να αναφέρουμε ξανά τα δεδομένα του αρχικού πειράματος.

Σχετικά με τη γεωμετρία του σωλήνα vortex, όλες οι μετρήσεις που θα παρουσιαστούν εδώ καθώς και όλοι οι υπολογισμοί, ισχύουν για σωλήνα vortex μήκους κυρίως σώματος του σωλήνα (L_h) $45D$, μήκους απο την είσοδο και αριστερά (L_c) $20D$ όπου D η διάμετρος του σωλήνα που είναι σταθερή και ίση με 16mm και διάμετρο στην έξοδο ψυχρού ρεύματος $d/D=0.5$. Η διάμετρος στην είσοδο της γεννήτριας όπως και για όλες τις γεννήτριες που χρησιμοποιούνται στο συγκεκριμένο πείραμα είναι 2mm .

Γεννήτρια με 3 στόμια.

Πρόκειται για το γράφημα 5.9 απο όπου θα πάρουμε όλα τα δεδομένα που χρειαζόμαστε για όσα θα παραθέσουμε στην συγκεκριμένη παράγραφο.Όπως προαναφέραμε ισχύουν όλα τα γεωμετρικά δεδομένα που παραθέσαμε και το μόνο που αλλάζει είναι η γεννήτρια στην είσοδο.Για τις καμπύλες με γεννήτρια 3 στομίων στην είσοδο η συνάρτηση που εκφάζει τις καμπύλες μας είναι η

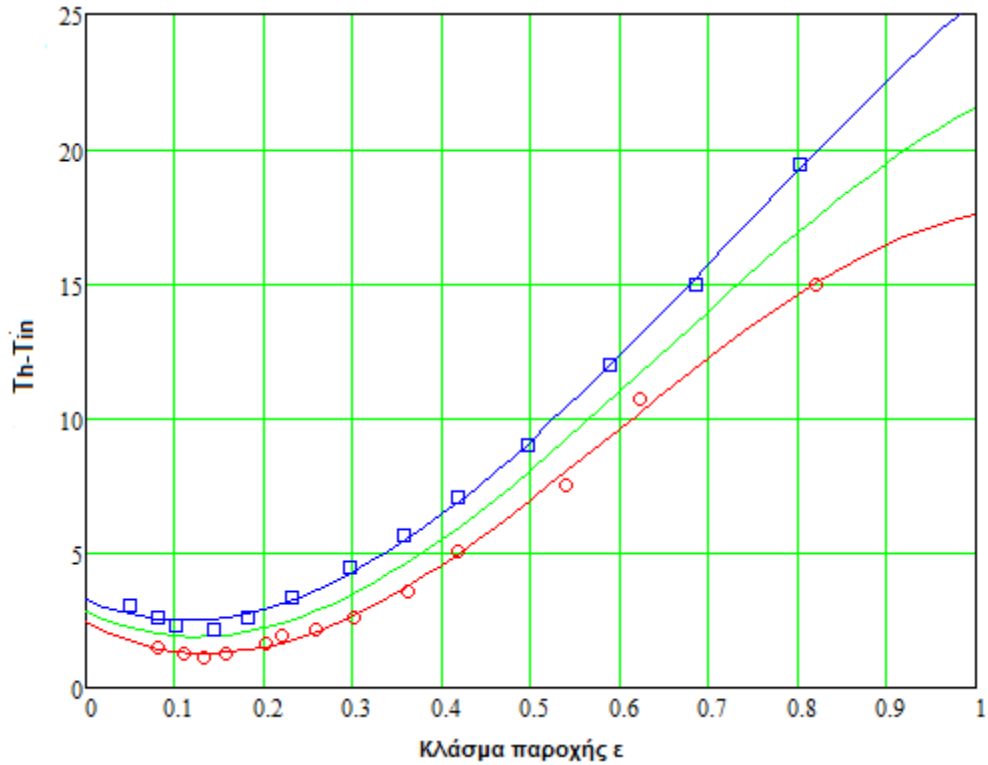
$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 \quad (6.61)$$

Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των 2 καμπύλων είναι οι

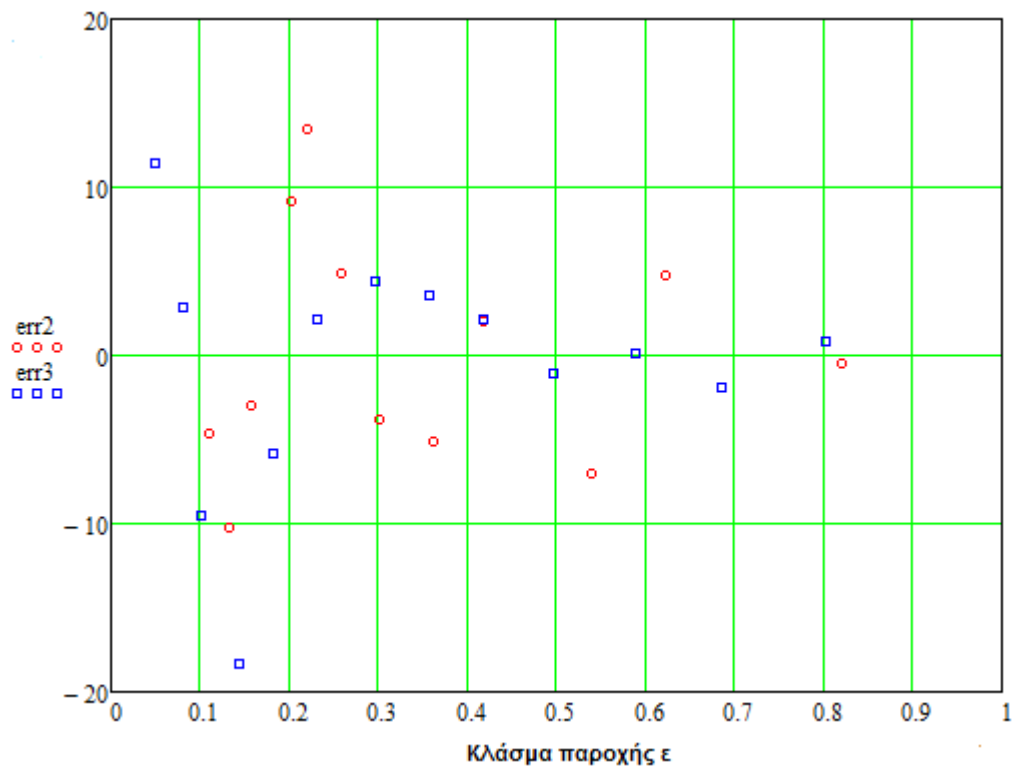
$$\begin{aligned} a &= 0.816545948 + 0.807672314P \\ b &= -26.8565031 + 4.41653548P \\ c &= 93.803573679 - 9.24738066P \\ d &= -66.25308526 + 12.02937842P \end{aligned} \quad (6.62-6.65)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα.Με την βοήθεια της συνάρτησης αυτής λοιπόν βλέπουμε στο γράφημα 6.25 πως εκφράζονται οι καμπύλες για πίεση 2, 2.5 και 3 bar και παραθέτουμε και τα σημεία μέτρησης του αρχικού πειράματος και στο γράφημα 6.26 βλέπουμε την απόκλιση των αρχικών σημείων απο τις καμπύλες 2 και 3 bar που υπολογίσαμε απο την συνάρτηση μας.

Απο το πρώτο γράφημα βλέπουμε οτι για πίεση 2.5 bar η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος είναι όπως αναμενόταν σε κλάσμα παροχής κοντά στο 90% ενώ η ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά είναι 1.9 και παρουσιάζεται για κλάσμα παροχής κοντά στο 13%.



Γράφημα 6.25. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 3 στόμια).



Γράφημα 6.26. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε.

Γεννήτρια με 4 στόμια στην είσοδο.

Τα δεδομένα που προαναφέραμε στην αρχή της παραγράφου ισχύουν και εδώ και το μόνο που αλλάζει είναι η χρήση της γεννήτριας με 4 εισόδους στην είσοδο. Η συνάρτηση που εκφράζει τις 2 καμπύλες του γραφήματος 5.9 είναι η

$$\Psi(X) = \alpha + bX + cX^2 + dX^3 \quad (6.66)$$

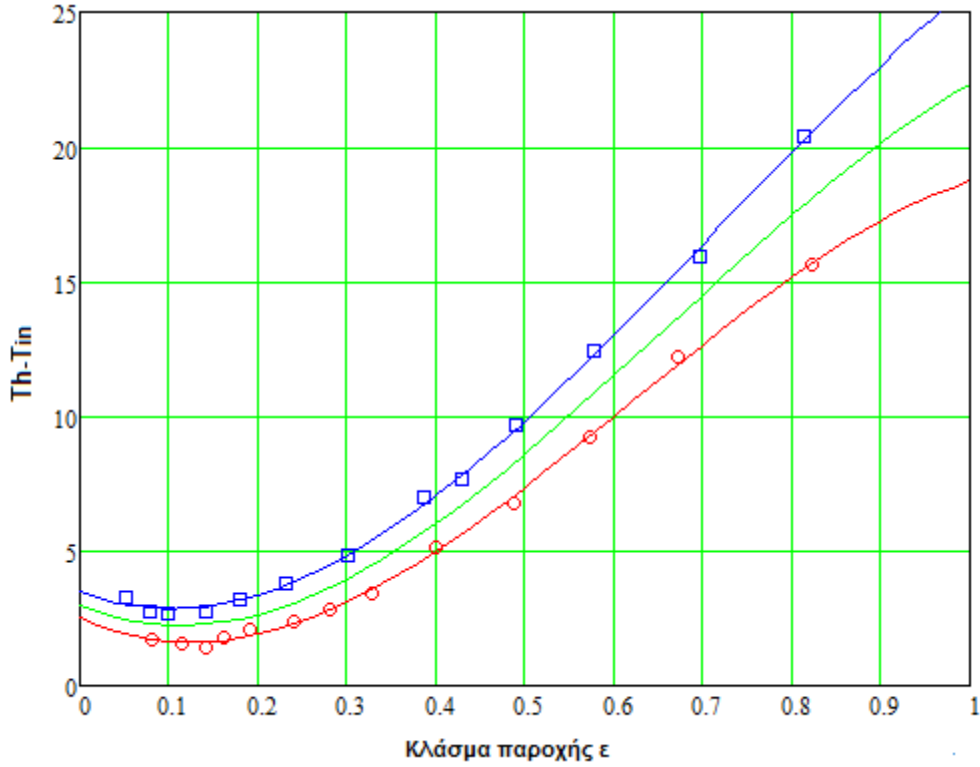
Οι σχέσεις που συνδέουν τις παραμέτρους των 2 καμπύλων είναι οι

$$\begin{aligned} a &= 0.618779964 + 0.94727061P \\ b &= -21.11977176 + 2.92622333P \\ c &= 73.91384872 - 2.75745846P \\ d &= -49.0577987 + 6.06412882P \end{aligned} \quad (6.67-6.70)$$

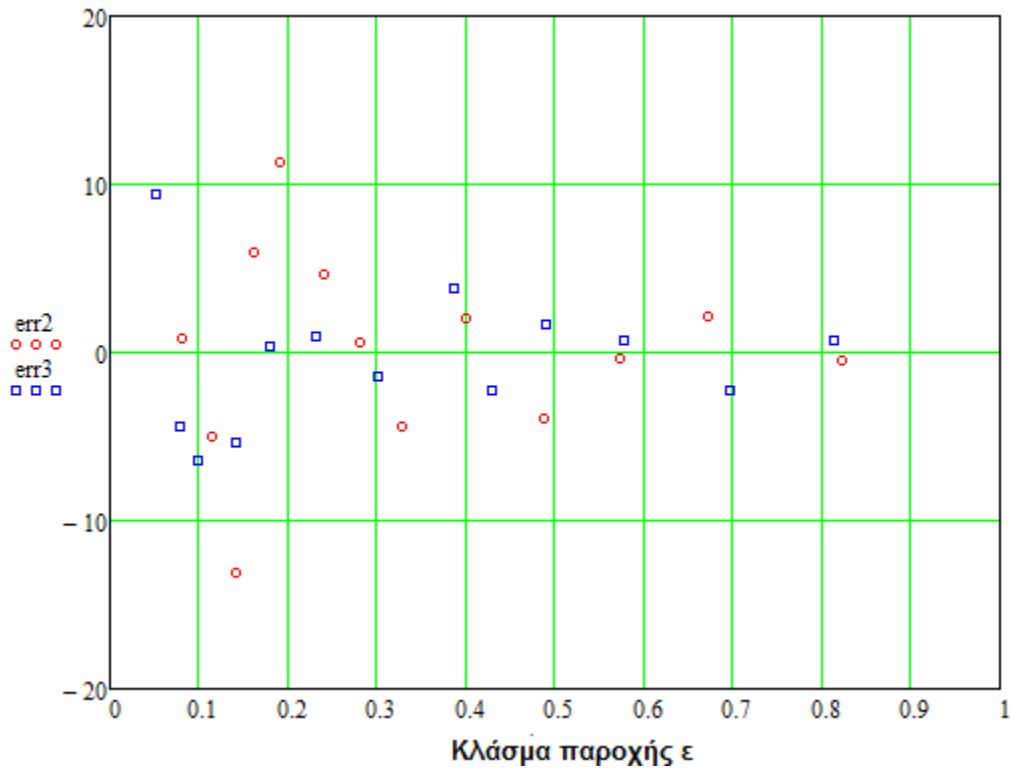
Αν αντικαταστήσουμε τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα, δηλαδή την γεωμετρία όπως αναφέρθηκε στην αρχή της παραγράφου και γεννήτρια στην είσοδο με 4 στόμια.

Με την συγκεκριμένη συνάρτηση λοιπόν βλέπουμε στο γράφημα 6.27 πως έχουν οι καμπύλες 2, 2.5 και 3 bar παραθέτοντας μαζί τα σημεία της αρχικής μέτρησης για λόγους σύγκρισης, ενώ στο γράφημα 6.28 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες που υπολογίσαμε από την συνάρτηση.

Βλέπουμε λοιπόν ότι για πίεση 2.5 bar και γεννήτρια με 4 στόμια στην είσοδο η θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού μειώνεται για κλάσμα παροχής από 0 μέχρι 13% ενώ αυξάνεται όσο το κλάσμα παροχής αυξάνει από 13% μέχρι 1. Η ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά παρουσιάζεται σε κλάσμα παροχής 13% και είναι 2.3.



Γράφημα 6.27. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar. ($d/D=0.5$, γεννήτρια με 4 στόμια).



Γράφημα 6.28. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε.

Γεννήτρια με 4 εφαπτομενικές εισόδους.

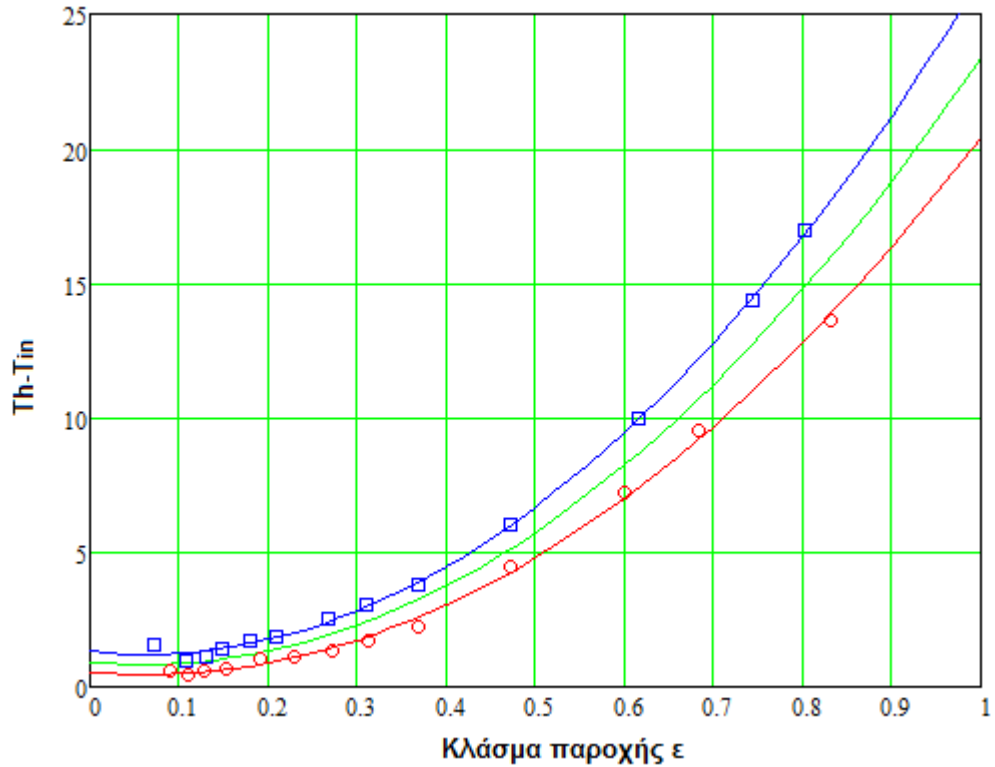
Η συγκεκριμένη γεννήτρια είναι η γεννήτρια του σχήματος 5.4. Ισχύουν και εδώ όλα τα δεδομένα που αναφέραμε στην αρχή της παραγράφου και το μόνο που αλλάζει είναι η χρήση της συγκεκριμένης γεννήτριας στην είσοδο. Η συνάρτηση που εκφράζει τις καμπύλες πίεσης (για χρήση της συγκεκριμένης γεννήτριας) του γραφήματος 5.9 είναι η

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 \quad (6.71)$$

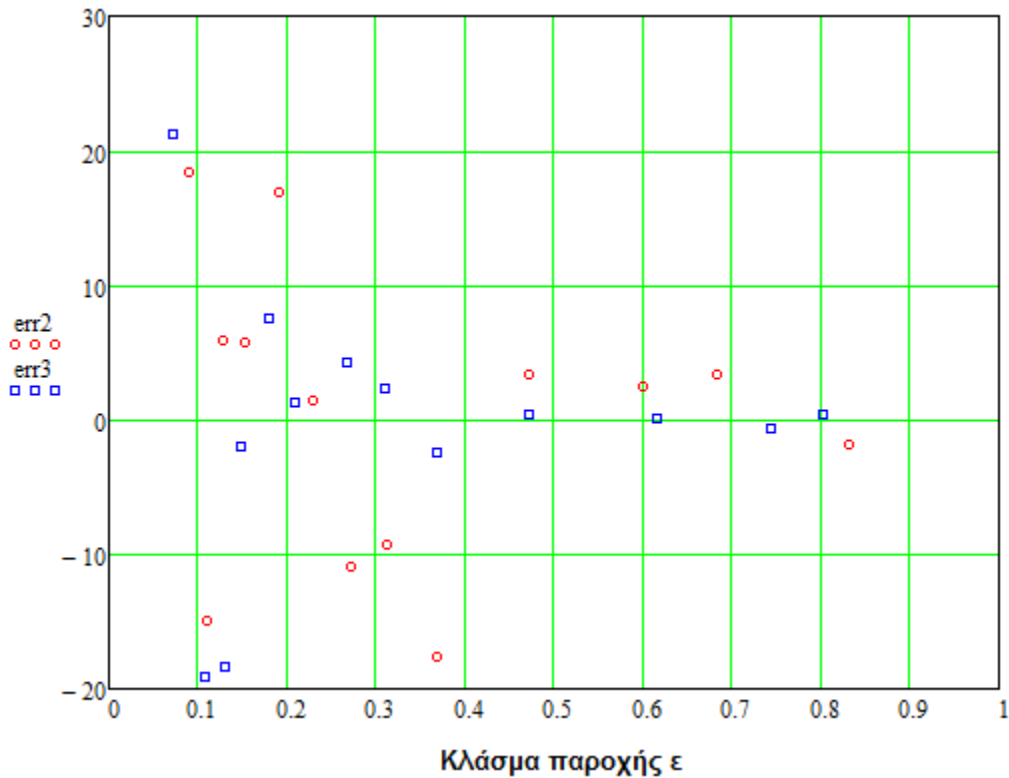
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των 2 καμπύλων είναι οι

$$\begin{aligned} a &= -0.96896916 + 0.75938643P \\ b &= -1.4760055 - 0.6664244P \\ c &= 11.06170571 + 5.79848549P \end{aligned} \quad (6.72-6.74)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες πίεσης για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα. Με την βοήθεια της συνάρτησης αυτής παρουσιάζουμε γραφικά τις καμπύλες για πίεση 2, 2.5 και 3 bar όπως αυτές φαίνονται στο γράφημα 6.29 μαζί με τα σημεία μέτρησης από το αρχικό πείραμα. Στο γράφημα 6.30 μπορούμε να δούμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες 2 και 3 bar όπως αυτές προκύπτουν από τη συνάρτηση που υπολογίσαμε. Οι πειραματικές μετρήσεις έγιναν σε 3 αξονικά επίπεδα. $\chi/D_0 = 0.333$, 2 και 6. Η εισερχόμενη πίεση ήταν $p_0 = 2.3$ bar.



Γράφημα 6.29. Θερμοκρασιακή διαφορά στην έξοδο ζεστού ρεύματος συναρτήση του κλάσματος παροχής για πίεση εισόδου 2, 2.5 και 3 bar.(d/D=0.5, γεννήτρια με 4 επαπτομενικές εισόδους).



Γράφημα 6.30. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης απο τις καμπύλες που υπολογίσαμε

6.4. Πείραμα 2.

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 5 το δεύτερο πείραμα που παραθέσαμε είναι του Eiamsa[100] και έχει να κάνει με υπολογιστική ρευστομηχανική (C.F.D.) Αναλύθηκε η εξίσωση ενέργειας σε τέτοιο βαθμό ουτως ώστε να μπορούμε να ελέγξουμε κάθε όρο της εξίσωσης ξεχωριστά και να δούμε πως επηρεάζει κάθε όρος της εξίσωσης την ολική συμπεριφορά του σωλήνα vortex. Οι όροι στην εξίσωση ενέργειας όπως είδαμε αντιπροσωπεύουν κινητική ενέργεια, έργο πίεσης και την δημιουργία τάσεων. Έγιναν υπολογισμοί για σταθερή θερμοκρασία κοντά στα τοιχώματα και για αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα και ελέγχθηκε η συμπεριφορά της στατικής και ολικής θερμοκρασίας. Ο σωλήνας vortex που χρησιμοποιήθηκε είναι όπως είδαμε τύπου Harnett και Eckert. Ο συγκεκριμένος σωλήνας κατασκευάστηκε από Plexiglas, έχει μήκος 0.77m, και διάμετρο 0.0762 m. Ο αέρας εισέρχεται εφαπτομενικά από 8 διαφορετικά στόμια τοποθετημένα συμμετρικά με διάμετρο 0.009525m το κάθε ένα, ενώ η κωνική βαλβίδα στο δεξί άκρο έχει προσαρμοσθεί στις 60°. Η συγκεκριμένη γεωμετρία σχεδιάστηκε για να έχουμε απόλυτη συμμετρία στην εσωτερική ροή. Αυτό που θα κάνουμε εμείς είναι να συσχετίσουμε τις αντίστοιχες καμπύλες σε κάθε γράφημα για όσα γραφήματα μπορούμε να βρούμε συναρτήσεων που εκφράζουν ικανοποιητικά τις καμπύλες, ουτως ώστε να μπορούμε να έχουμε με την βοήθεια των συναρτήσεων που θα προκύψουν τις καμπύλες σε όποιο κάθετο επίπεδο για όποιο σημείο μήκους του σωλήνα θέλουμε.

6.4.1. Ο ρόλος της κινητικής ενέργειας στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

Πρόκειται για το γράφημα 5.15 (α) από όπου θα αντλήσουμε όλα τα δεδομένα που χρειαζόμαστε. Έχουμε τις καμπύλες κινητικής ενέργειας σε 3 αξονικά επίπεδα σε μήκος $x/D=0.333$, 2 και 6. Αυτό που θα κάνουμε είναι να συσχετίσουμε τις αντίστοιχες παραμέτρους των συναρτήσεων των τριών καμπύλων και να βρούμε μια συνάρτηση που να μπορεί να μας δώσει την καμπύλη κινητικής ενέργειας σε όποιο μήκος του σωλήνα θέλουμε. Η συνάρτηση που παριστά τις καμπύλες κινητικής ενέργειας είναι ένα πολυώνυμο της μορφής

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 + eX^4 \quad (6.75)$$

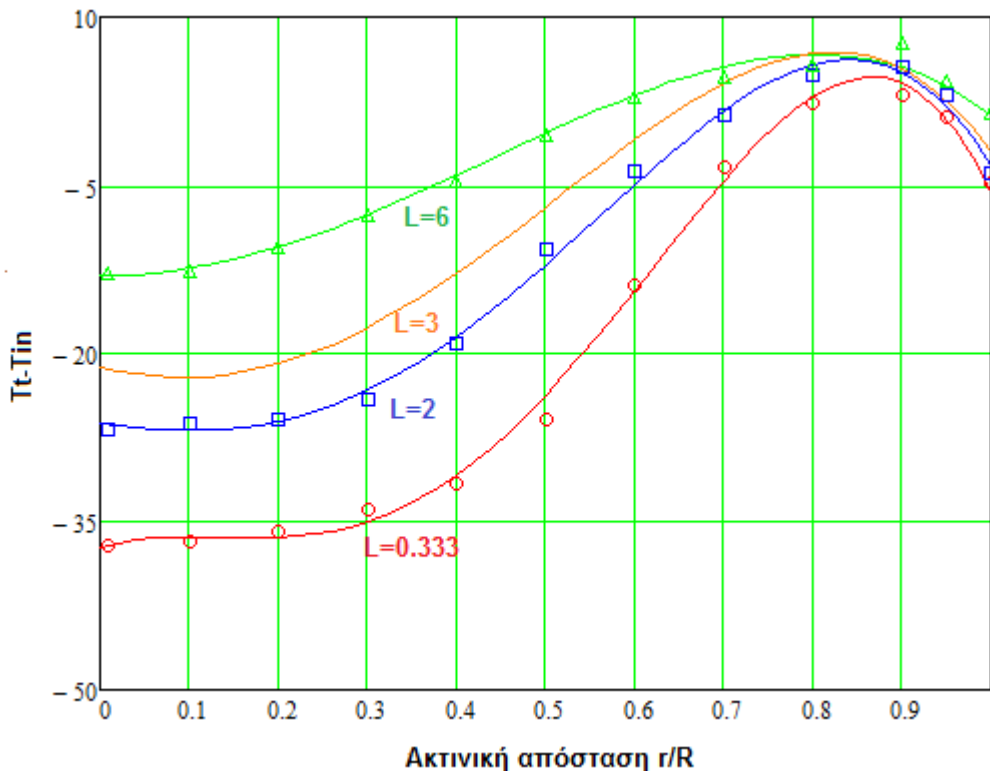
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των συναρτήσεων των τριών καμπύλων είναι

$$\begin{aligned} a &= -39.89326 + 7.9505L - 0.579438L^2 \\ b &= 33.5188 - 29.2318L + 3.92623L^2 \\ c &= -270.95867 + 188.1909L - 21.8138L^2 \\ d &= 757.146 - 341.428L + 35.13L^2 \\ e &= -485.969 + 176.1081L - 16.7216L^2 \end{aligned} \quad (6.76-6.80)$$

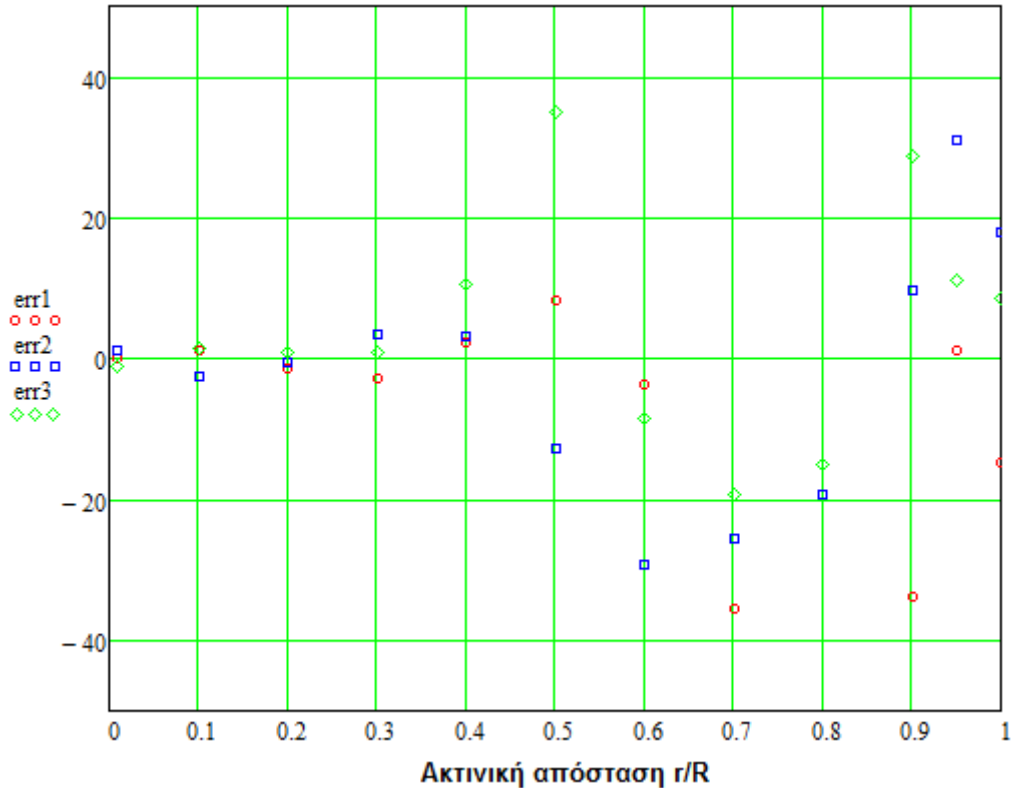
Όπου $L=\chi/D$.

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας μπορούμε να βρούμε την καμπύλη κινητικής ενέργειας σε όποιο αξονικό επίπεδο θέλουμε κατά μήκος του σωλήνα. Στο γράφημα 6.31 βλέπουμε τις καμπύλες κινητικής ενέργειας για $L=0.333$, 2 και 6 όπως αυτές προκύπτουν από τη συνάρτηση μας μαζί με τα σημεία μέτρησης από τις καμπύλες του αρχικού πειράματος καθώς και την καμπύλη για $L=3$. Βλέπουμε ότι η προσέγγισή μας είναι αρκετά ικανοποιητική αν κρίνουμε από την απόκλιση των σημείων (γράφημα 6.32) των αρχικών καμπύλων από τις καμπύλες που προκύπτουν από τη συνάρτηση μας. Υπάρχει κάποια απόκλιση ορισμένων σημείων κοντά στο 40 αλλά αυτό είναι φυσιολογικό καθώς οι καμπύλες του αρχικού σχήματος έχουν αρκετές διαφορές η μια από την άλλη και αυτό κάνει την συσχέτιση κάπως δύσκολη. Το αποτέλεσμα όμως είναι απολύτως φυσιολογικό καθώς αυτές οι αποκλίσεις είναι αναμενόμενες.

Βλέπουμε λοιπόν ότι σε $L=3$ η καμπύλη κινητικής ενέργειας έχει απολύτως την ίδια συμπεριφορά με τις υπόλοιπες και η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά (T_t-T_{in}) είναι 6.8 και παρουσιάζεται σε ακτινική απόσταση $r/R=0.83$.



Γράφημα 6.31. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω της κινητικής ενέργειας σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.32. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για L=0.333, err2 το σφάλμα για L=2 και err3 το σφάλμα για L=6)

6.4.2.Ο ρόλος της πίεσης στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

Θα αντλήσουμε τα δεδομένα μας και πάλι από το γράφημα 5.15 (α), ενώ να υπενθυμίσουμε ότι όσα παραθέσουμε ισχύουν για τον τύπο σωλήνα vortex όπως αυτός παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 5 καθώς και στην αρχή του παρόντος κεφαλαίου. Εδώ θα συσχετίσουμε τις καμπύλες που εκφράζουν τον ρόλο της πίεσης στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας. Στο γράφημα 5.15 έχουμε τις καμπύλες για επίπεδα κάθετα στο άξονα του σωλήνα για L=0.333, 2 και 6. Οι καμπύλες αυτές εκφράζονται από την συνάρτηση

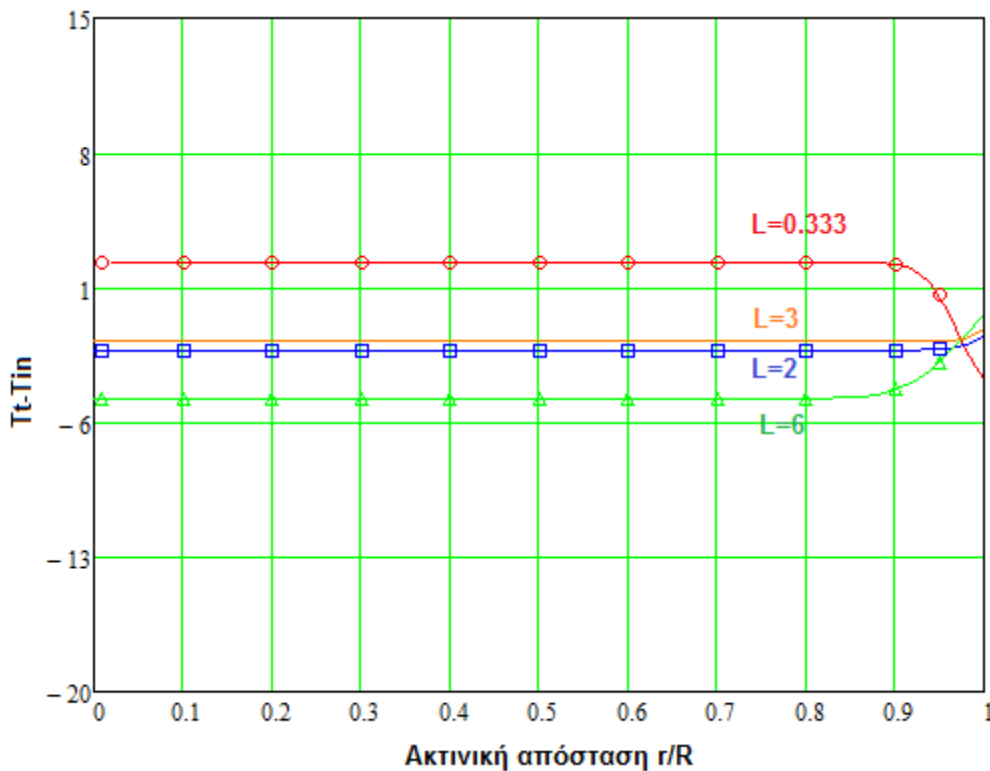
$$\Psi(X) = \frac{ab + cX^d}{b + X^d} \quad (6.81)$$

Συσχετίζοντας τις παραμέτρους των τριών καμπύλων καταλήξαμε στις σχέσεις

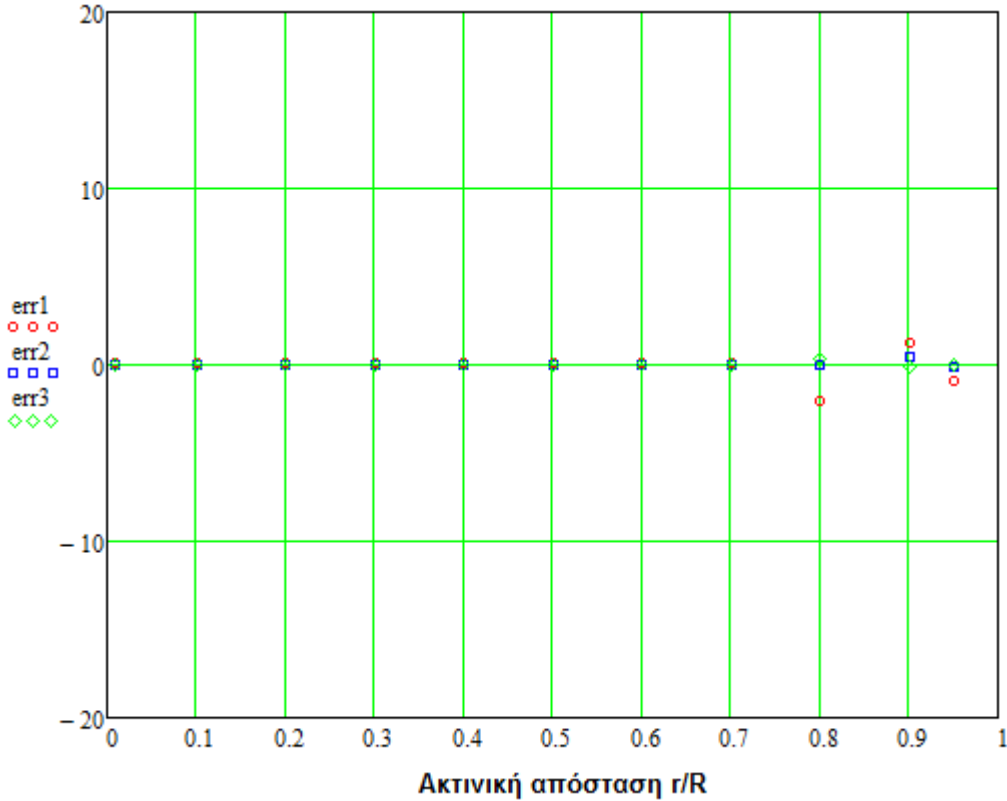
$$\begin{aligned}
 a &= -5.4946 + 2.3375L - 0.370338L^2 \\
 b &= -229.995 + 747.01337L - 118.09647L^2 \\
 c &= -162.98249 + 523.8818L - 82.72269L^2 \\
 d &= -82.1693339 + 81.1310699L - 10.429627L^2
 \end{aligned}
 \tag{6.82-6.85}$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην αρχική συνάρτηση έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει τις καμπύλες του έργου πίεσης σε όλη την ακτίνα του σωλήνα σε όποιο μήκος σωλήνα θέλουμε. Με την βοήθεια της συνάρτησης λοιπόν βλέπουμε στο γράφημα 6.33 τις καμπύλες για $L=0.333$, 2, 3 και 6 μαζί με τα σημεία μέτρησης από τις καμπύλες του αρχικού γραφήματος, ενώ στο γράφημα 6.34 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες όπως αυτές προκύπτουν από την συνάρτησή μας.

Βλέπουμε λοιπόν ότι για $L=3$ η πίεση βοηθά τον ενεργειακό διαχωρισμό ελάχιστα και αυτό μόνο σε περιοχές κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα.



Γράφημα 6.33. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω του έργου πίεσης σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.34. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσασαμε(err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.4.3.Ο ρόλος της δημιουργίας τάσεων στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

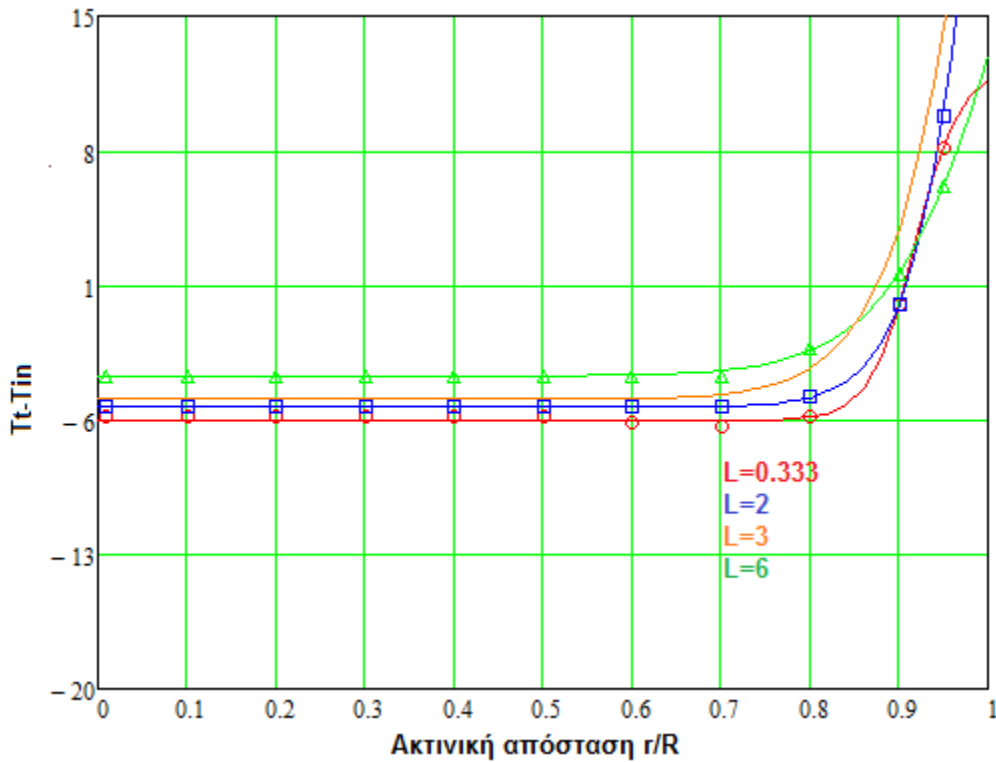
Θα αντλήσουμε και πάλι όλα τα δεδομένα μας από το γράφημα 5.15 (α) Οι καμπύλες για την δημιουργία τάσεων εκφράζονται από την συνάρτηση

$$\Psi(X) = \frac{ab + cX^d}{b + X^d} \quad (6.86)$$

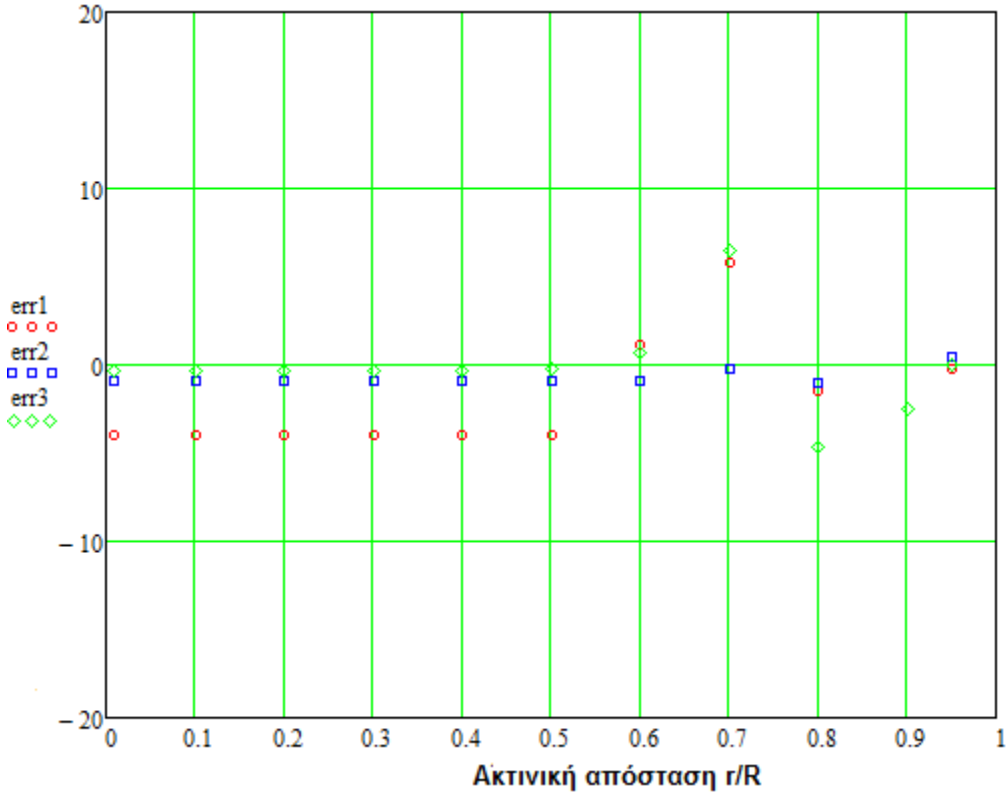
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των τριών καμπύλων μετά από υπολογισμούς προέκυψαν ως

$$\begin{aligned} a &= -6.1650 + 0.4088L \\ b &= -1.197119 + 3.9299L - 0.5279L^2 \\ c &= -43.1465 + 176.14L - 26.24346L^3 \\ d &= 38.558 - 11.5467L + 1.19985L^2 \end{aligned} \quad (6.87-6.90)$$

Έτσι αν αντικαταστήσουμε τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει όποια καμπύλη θέλουμε (ακτινικού προφίλ της θερμοκρασιακής διαφοράς) σε όποιο μήκος του σωλήνα θέλουμε. Στο γράφημα 6.35 βλέπουμε τις καμπύλες για $L=0.333$, 2, 3 και 6 μαζί με τα σημεία από τις καμπύλες του αρχικού γραφήματος, ενώ στο γράφημα 6.36 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες που υπολογίσαμε.



Γράφημα 6.35. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω της δημιουργίας τάσεων σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.36. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.4.4.Ο ρόλος όλων των πηγών της εξίσωσης ενέργειας στο προφίλ ολικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

Στις 3 προηγούμενες παραγράφους βρήκαμε την συσχέτιση για κινητική ενέργεια, έργο πίεσης και δημιουργίας τάσεων στον ενεργειακό διαχωρισμό μέσα στον σωλήνα vortex με τα δεδομένα που αναφέραμε στην αρχή του 6.4 με βάση το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας. Εδώ θα κάνουμε συσχέτιση των καμπύλων που προέκυψαν χρησιμοποιώντας όλους τους όρους της εξίσωσης ενέργειας μαζί. Οι αντίστοιχες καμπύλες του γραφήματος 5.15 (α) εκφράζονται από την συνάρτηση

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 + eX^4 + fX^5 + gX^6 \quad (6.91)$$

Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των τριών καμπύλων του γραφήματος 5.15 (α) είναι οι 6.92-6.98. Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην αρχική μας συνάρτηση έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει τις καμπύλες για όλες τις πηγές της εξίσωσης μαζί σε όποιο μήκος του σωλήνα vortex θέλουμε

$$a = -43.3386 + 3.20127L$$

$$b = -61.557 + 55.7945L - 7.3034L^2$$

$$c = 1058.9785 - 818.339L + 106.4196L^2$$

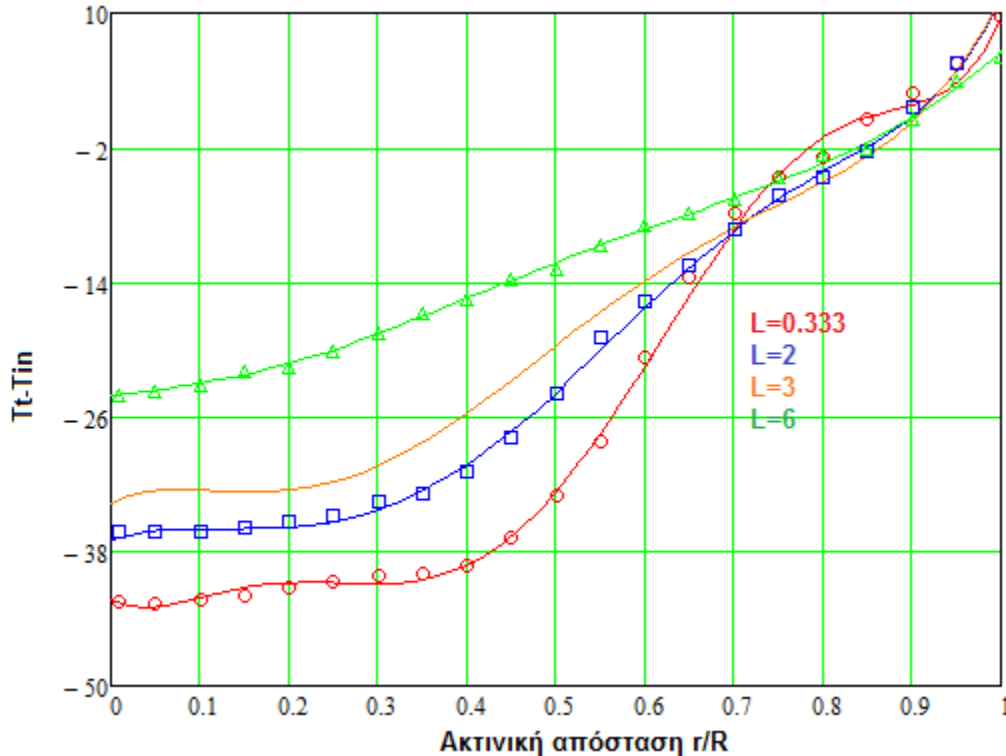
$$d = 492.2846 - 26.40618L - \frac{542.832}{L^2} \quad (6.92-6.98)$$

$$e = 13087.1695 - 8287.7213L + 997.3182L^2$$

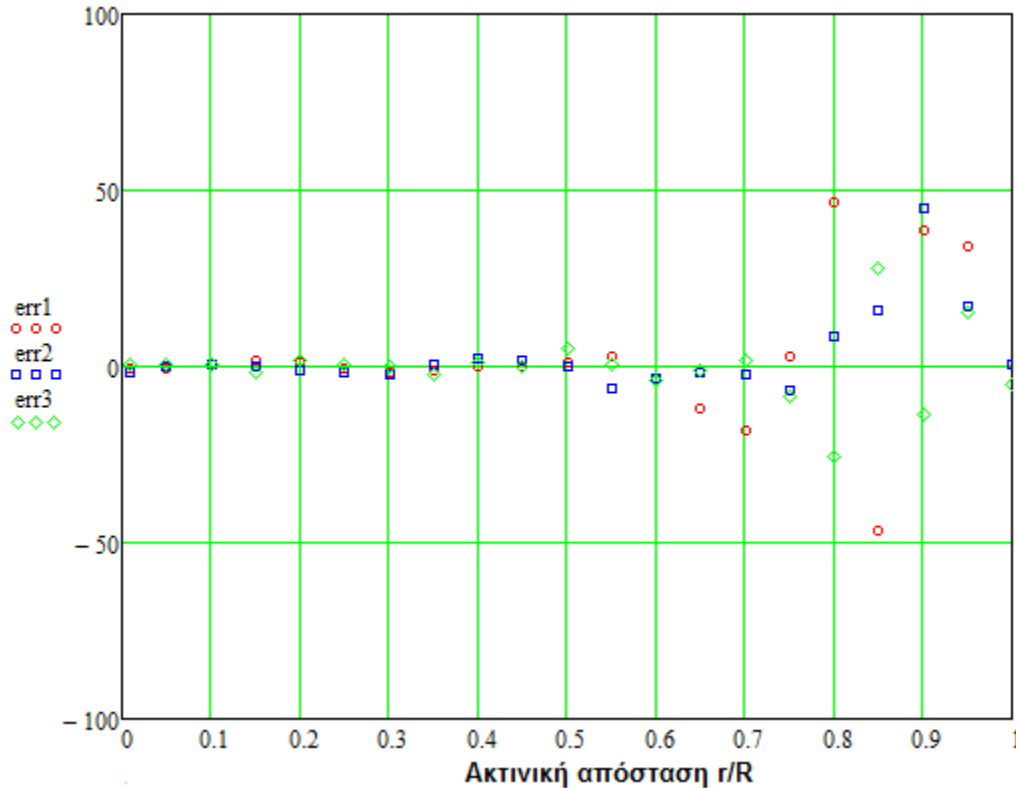
$$f = -12896.7834 + 7529.3506L - 878.8994L^2$$

$$g = 4556.704 - 2491.7683L + 283.48L^2$$

Έτσι λοιπόν στο γράφημα 6.37 βλέπουμε πως υπολογίζονται οι καμπύλες για $L=0.333$, 2, 3 και 6 και μαζί παραθέτουμε τα σημεία από τις αντίστοιχες καμπύλες από το αρχικό πείραμα. Στο γράφημα 6.38 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες που υπολογίσαμε από την συνάρτησή μας. Σε μήκος $L=3$ βλέπουμε ότι όλες οι πηγές της εξίσωσης μαζί σε ακτίνα r/R κάτω από 0.3 δεν προσφέρουν στο ενεργειακό διαχωρισμό ενώ όσο προχωράμε από 0.3 μέχρι και τα τοιχώματα προσφέρει όλο και περισσότερο στο ενεργειακό διαχωρισμό κάτι που είναι φυσιολογικό και αναμενόμενο αφού η ολική θερμοκρασία όσο απομακρυνόμαστε από τον πυρήνα του σωλήνα προς τα τοιχώματα αυξάνεται.



Γράφημα 6.37. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω όλων των πηγών της εξίσωσης ενέργειας σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.38. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.4.5. Η πραγματική μέτρηση που έγινε στο αρχικό πείραμα για τον διαχωρισμό ενέργειας με βάση το προφίλ ολικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

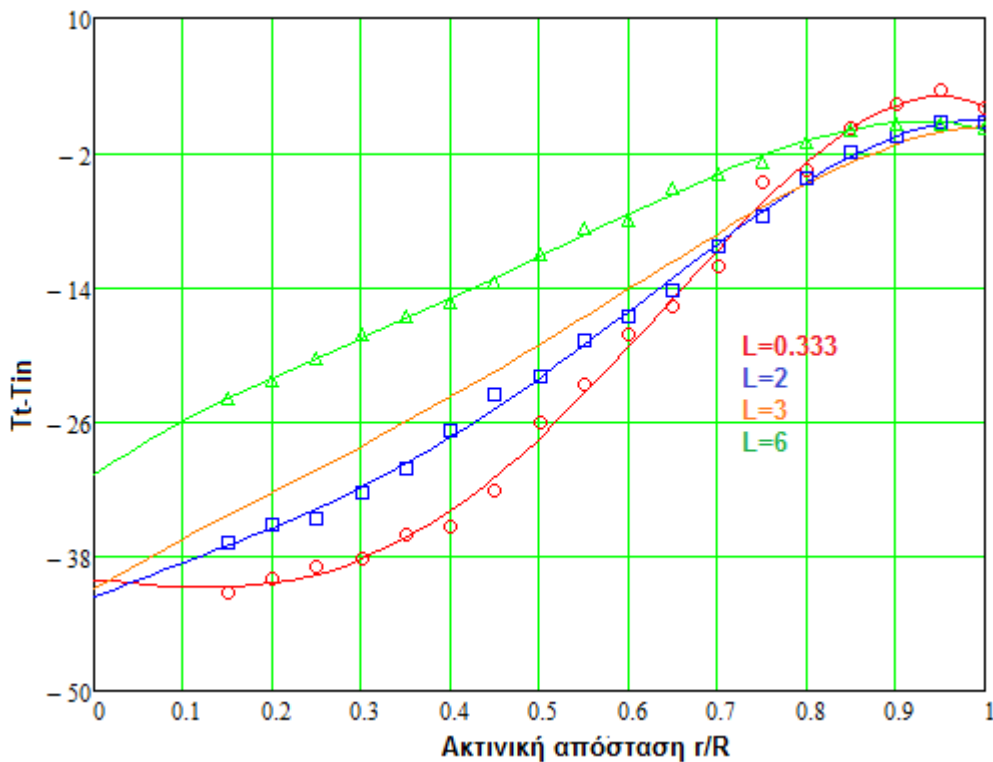
Όλα τα δεδομένα μας είναι παρμένα από το γράφημα 5.15 (α) από τις αντίστοιχες καμπύλες. Όπως μπορούμε να δούμε από το γράφημα 5.15 έχουμε όπως και πριν 3 καμπύλες που εκφράζουν την ολική θερμοκρασιακή διαφορά κατά μήκος της ακτίνας σε 3 διαφορετικά επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. ($L=0.333$, 2 και 3). Η συνάρτηση που εκφράζει τις 3 καμπύλες είναι η

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 + eX^4 \quad (6.99)$$

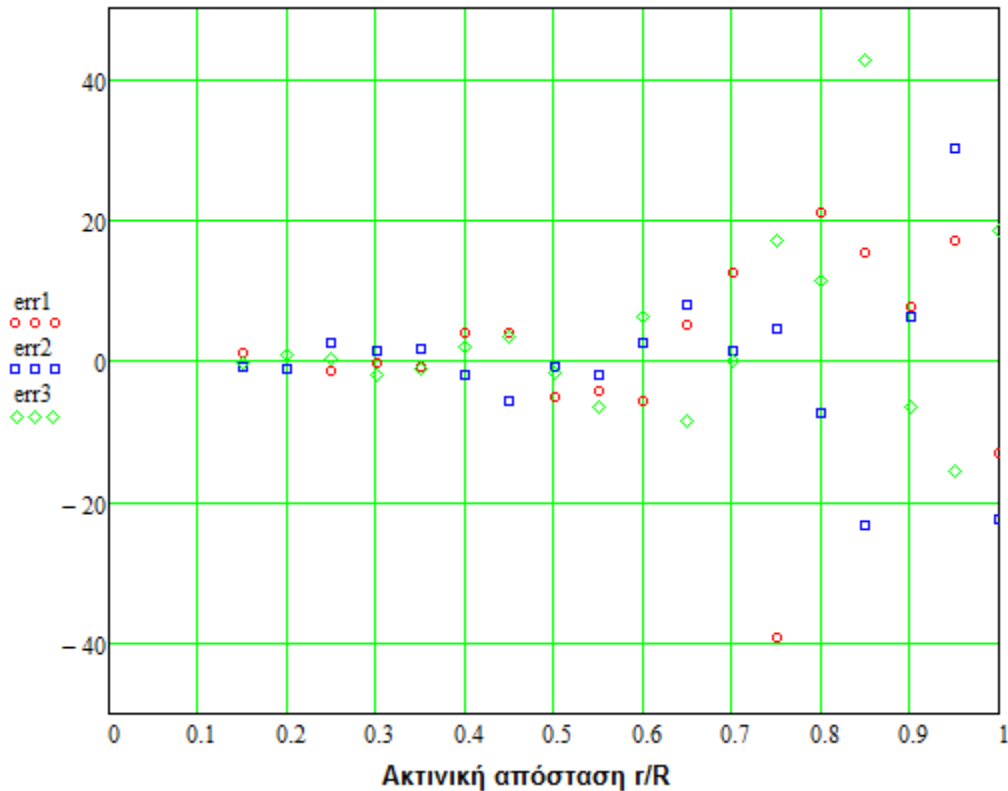
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των τριών καμπύλων είναι οι

$$\begin{aligned}
 a &= -39.33544 - 2.4849L + 0.654408L^2 \\
 b &= -17.89457 + 32.3631L - 3.4119L^2 \\
 c &= -9.371 - 13.85718L + 0.4349L^2 \\
 d &= 284.1715 - 92.19102L + 11.25512L^2 \\
 e &= -215.0985 + 75.15847L - 8.83034L^2
 \end{aligned}
 \tag{6.100-6.104}$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην αρχική μας συνάρτηση, έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει όποια καμπύλη θέλουμε για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα, σε όποιο μήκος ($L=\chi/D$) θέλουμε. Στο γράφημα 6.39 βλέπουμε τις καμπύλες για την πραγματική μέτρηση όπως προκύπτουν από την συνάρτηση μας σε μήκος $L=0.333$, 2, 3 και 6 μαζί με τα σημεία από τις αρχικές καμπύλες του γραφήματος 5.15, ενώ στο γράφημα 6.40 βλέπουμε τις αποκλίσεις των σημείων αυτών από τις καμπύλες μας.



Γράφημα 6.39. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας σύμφωνα με την πραγματική μέτρηση σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.40. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.4.6.Ο ρόλος της κινητικής ενέργειας στο προφίλ της στατικής θερμοκρασίας για σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων.

Τα δεδομένα μας είναι όλα παρμένα από τις αντίστοιχες καμπύλες του γραφήματος 5.15 (β) και να υπενθυμίσουμε ότι όσα παραθέτουμε στην παράγραφο 6.4 ισχύουν μόνο για σωλήνα vortex με δεδομένα όπως ακριβώς περιγράφηκαν στην αρχή της παραγράφου. Οι καμπύλες κινητικής ενέργειας του γραφήματος 5.15 (β) εκφράζονται από την συνάρτηση

$$\Psi(X) = \frac{ab + cX^d}{b + X^d} \quad (6.105)$$

Οι συσχετίσεις των αντίστοιχων παραμέτρων των τριών καμπύλων εκφράζεται από τις σχέσεις

$$a = -40.8194 + 7.7603L - 0.58728L^2$$

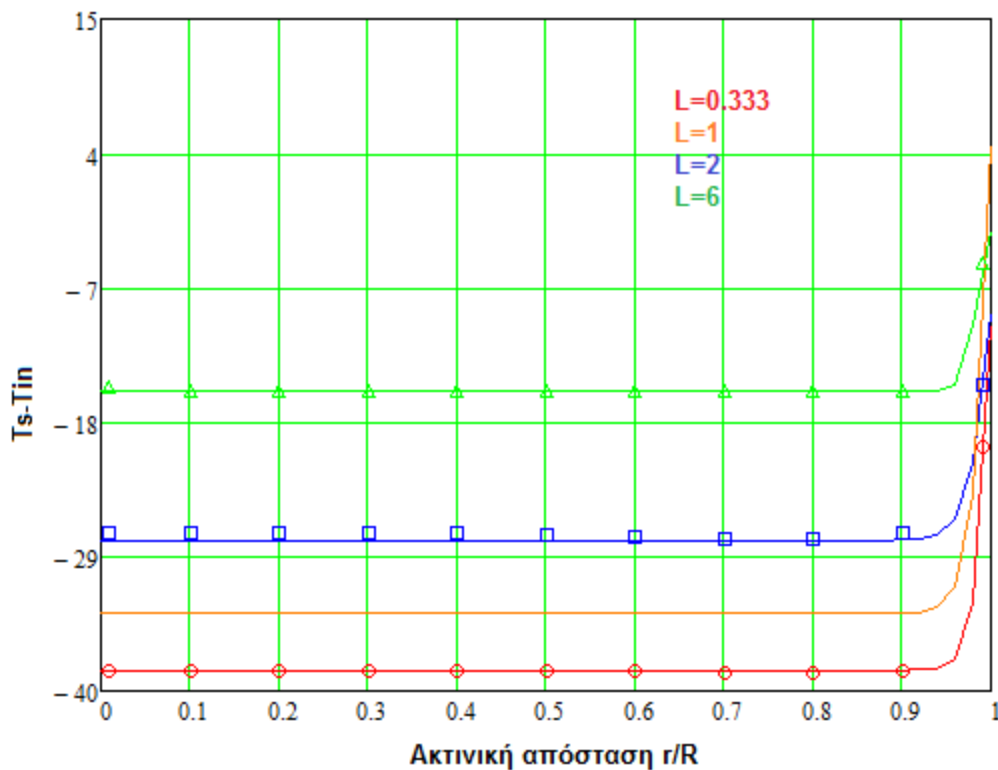
$$b = (0.56965 + 0.16096L)^{\frac{-1}{0.172257}} \quad (6.106-6.109)$$

$$c = 538.496 - 338.4114L + 41.4098L^2$$

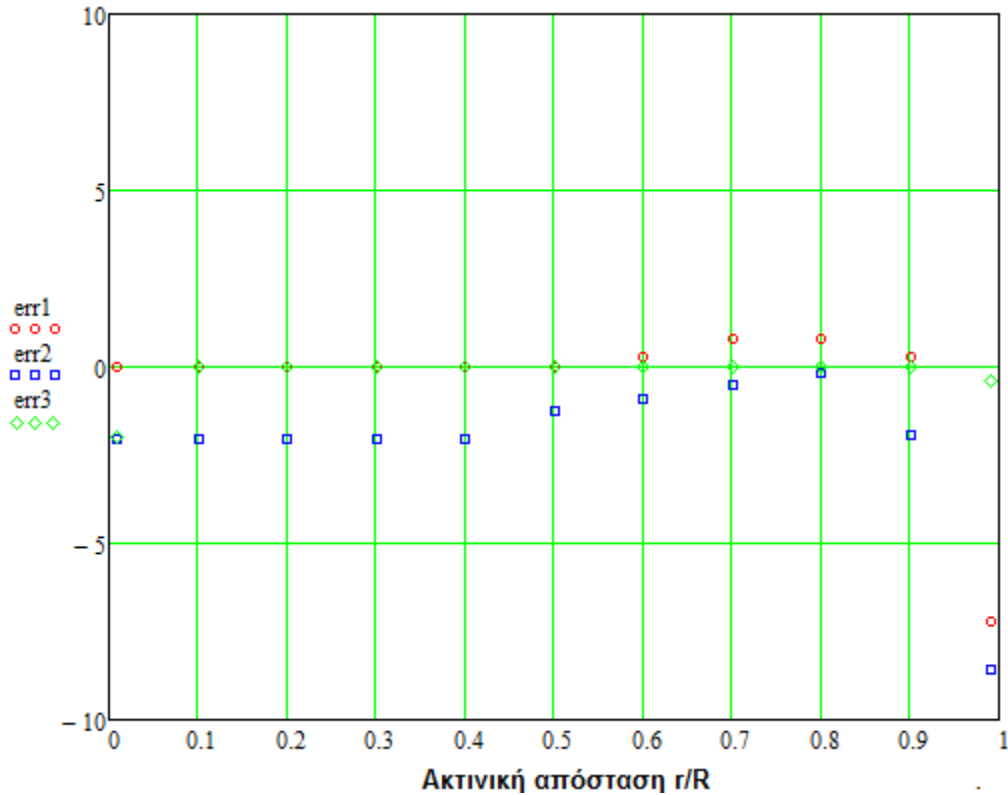
$$d = 91.08987 - 22.412669L + 5.3086L^2$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην αρχική συνάρτηση έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει τις καμπύλες για την κινητική ενέργεια σε όποιο μήκος του σωλήνα θέλουμε. Στο γράφημα 6.41 βλέπουμε τις καμπύλες για $L=0.333$, 1, 2 και 6 μαζί με τα σημεία των καμπύλων απο το αρχικό γράφημα ενώ στο γράφημα 6.42 μπορούμε να δούμε την απόκλιση των σημείων αυτών απο τις καμπύλες μας.

Βλέπουμε οτι για μήκος $L=1$ ο ρόλος της κινητικής ενέργειας στον ενεργειακό διαχωρισμό εντός του σωλήνα vortex είναι κατα πολύ παρόμοιος για μήκος $L=2$, απλά η θερμοκρασιακή διαφορά είναι μικρότερη.



Γράφημα 6.41. Το προφίλ της στατικής θερμοκρασίας λόγω της κινητικής ενέργειας σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα.(σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων)



Γράφημα 6.42. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.4.7. Ο ρόλος της κινητικής ενέργειας στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα.

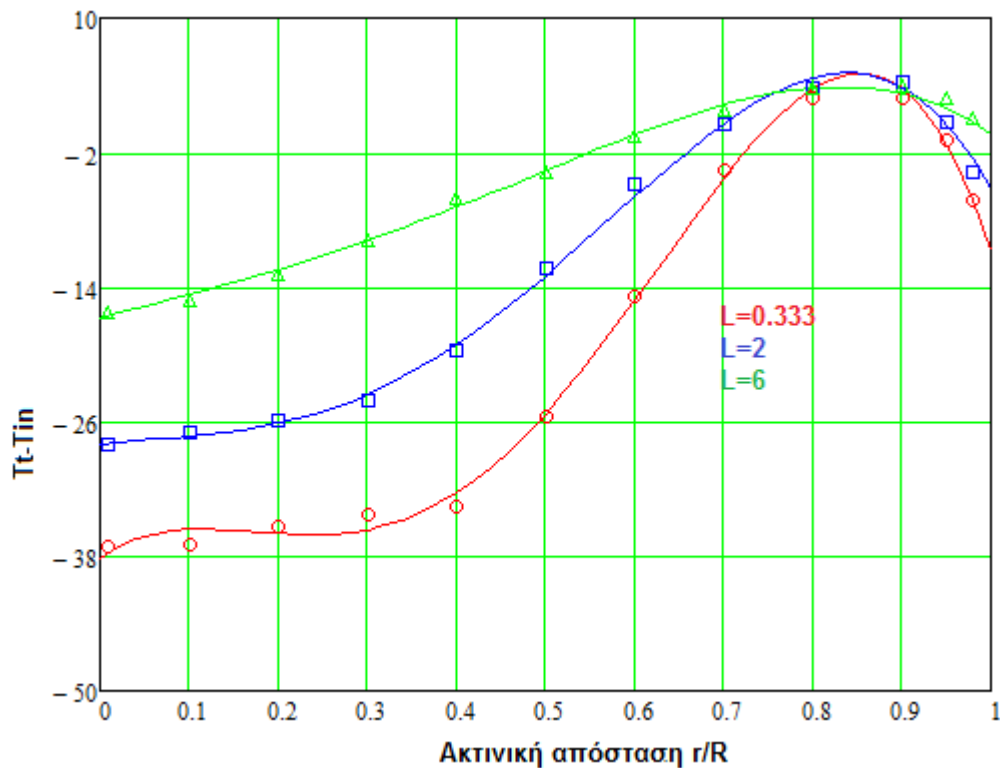
Περνούμε τώρα στο γράφημα 5.16 (α) όπου οι καμπύλες για τον όρο της κινητικής ενέργειας εκφράζονται από την συνάρτηση

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 + eX^4 \quad (6.110)$$

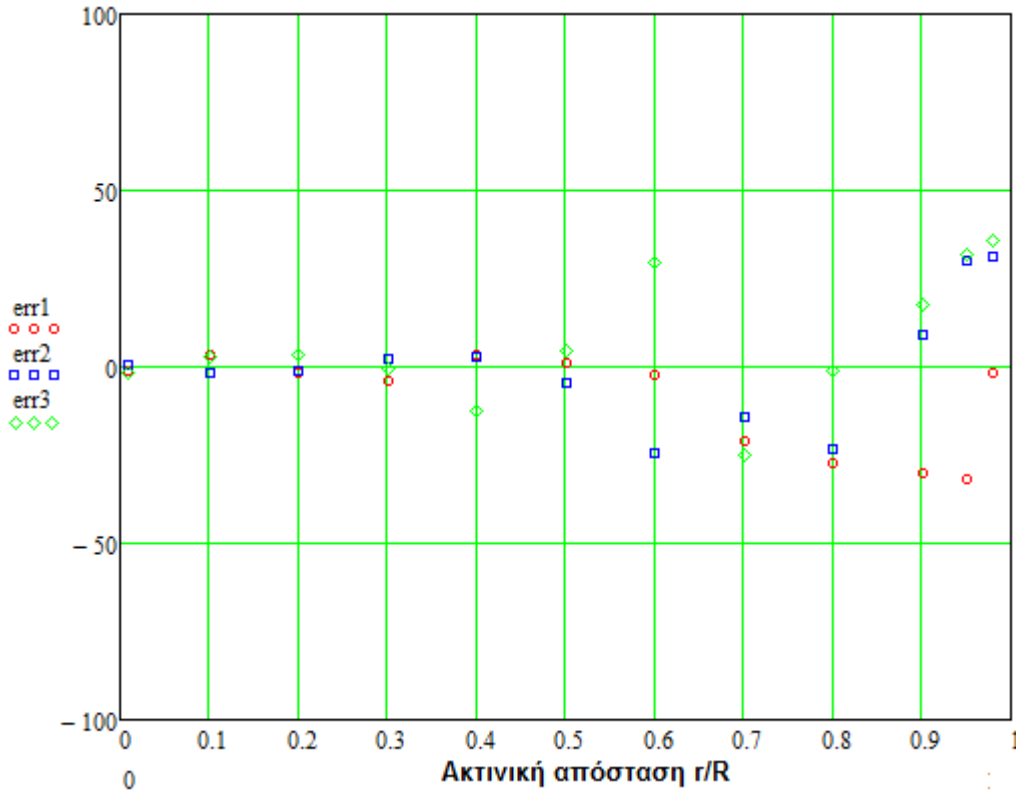
Οι σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των τριών καμπύλων είναι

$$\begin{aligned}
 a &= -40.6497 + 7.5L - 0.58535L^2 \\
 b &= (1.9771)(4.70285)^{1/L} (L)^{1.16886} \\
 c &= 1 / (-0.00081 - 0.00429L - 0.002207L^2) \\
 d &= 1162.4389 - 545.38118L + 60.71835L^2 \\
 e &= -708.829 + 293.6053L - 31.2146L^2
 \end{aligned}
 \tag{6.111-6.115}$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες κινητικής ενέργειας σε όλα τα μήκη του σωλήνα μας. Έτσι λοιπόν με τη βοήθεια της συνάρτησης βλέπουμε (γράφημα 6.43) πως έχουν οι καμπύλες κινητικής ενέργειας για $L=0.333$, 2 και 6 μαζί με τα σημεία από τις καμπύλες από το αρχικό γράφημα. Στο γράφημα 6.44 μπορούμε να δούμε την απόκλιση των σημείων από τις καμπύλες που υπολογίσαμε από την συνάρτηση.



Γράφημα 6.43. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω της κινητικής ενέργειας σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα)



Γράφημα 6.44. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για L=0.333, err2 το σφάλμα για L=2 και err3 το σφάλμα για L=6)

6.4.8.Ο ρόλος της δημιουργίας τάσεων στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα.

Τα δεδομένα μας είναι παρμένα από τις αντίστοιχες καμπύλες του γραφήματος 5.16 (α) Οι καμπύλες αυτές δείχνουν το πως επηρεάζει η δημιουργία τάσεων τον ενεργειακό διαχωρισμό μέσα στον σωλήνα vortex όπως αυτός αναλύθηκε στην αρχή του 6.4, σύμφωνα με την κατανομή της ολικής θερμοκρασίας σε 3 επίπεδα κάθετα στον άξονα σε μήκος $L=x/D=0.333, 2$ και 6 . Οι καμπύλες αυτές εκφράζονται από την συνάρτηση

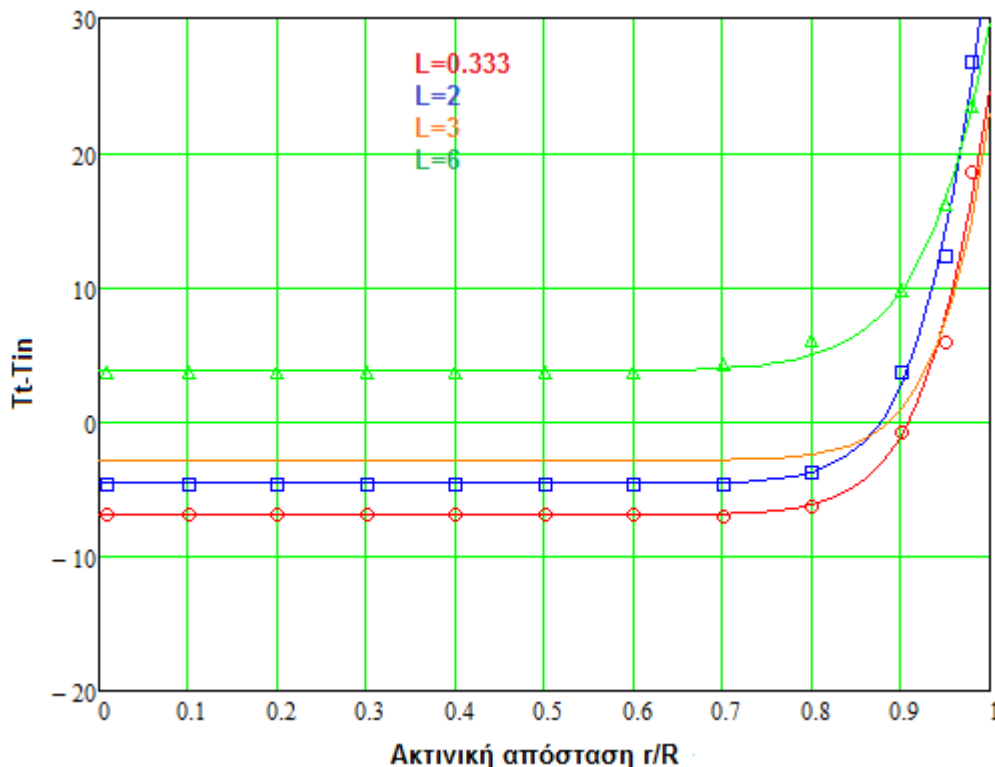
$$\Psi(X) = \frac{ab + cX^d}{b + X^d} \quad (6.116)$$

Η συσχέτιση των τριών καμπύλων εκφράζεται από τις παραμετρικές σχέσεις

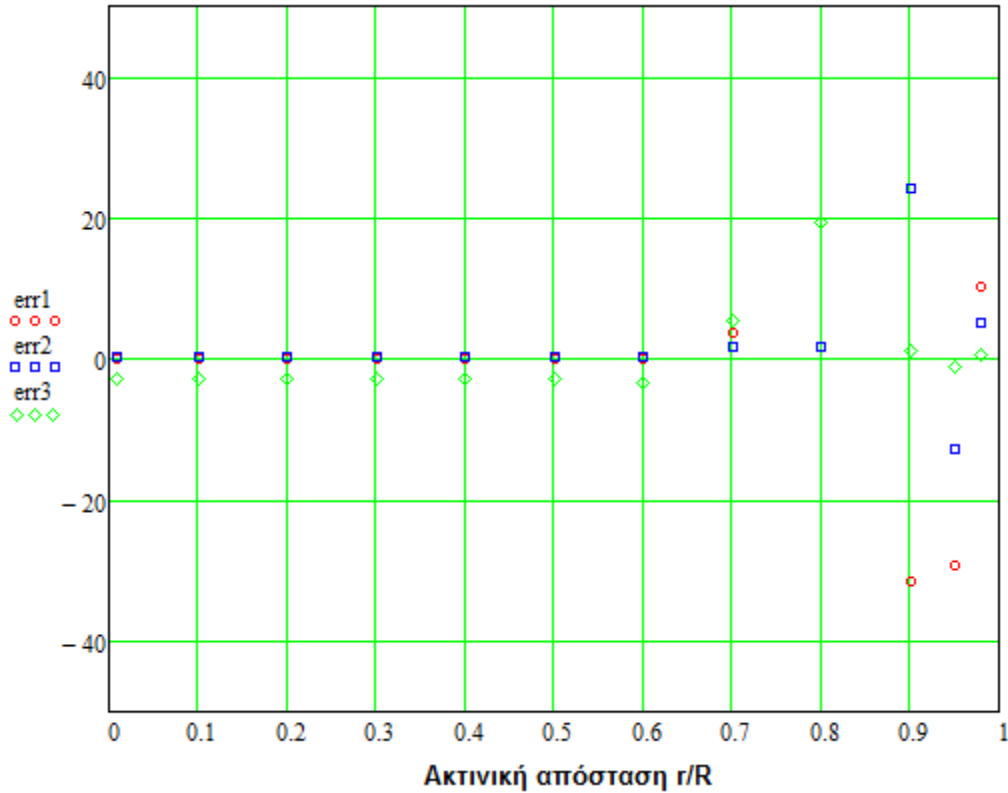
$$\begin{aligned}
 a &= -7.2881 + 1.0999L + 0.12482L^2 \\
 b &= 276401.18556 - 968222.586L + 415011.6836L^2 \\
 c &= 7145137.6886 - 25028989.757L + 10728246.846L^2 \\
 d &= 17.8079 + 0.9146L - 0.2567L^2
 \end{aligned}
 \tag{6.117-6.120}$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που μας δίνει τις καμπύλες για την δημιουργία τάσεων σε όποιο κάθετο στον άξονα του σωλήνα επίπεδο θέλουμε. Έτσι με την συνάρτηση αυτή βλέπουμε πως εκφράζονται οι καμπύλες για $L=0.333$, 2, 3 και 6 (γράφημα 6.45). Οι καμπύλες για $L=0.333$, 2 και 6 παρατάσσονται μαζί με τα σημεία των αντίστοιχων καμπύλων του αρχικού γραφήματος, ενώ στο γράφημα 6.46, βλέπουμε την απόκλιση των σημείων αυτών από τις καμπύλες όπως αυτές εκφράζονται από την συνάρτηση που υπολογίσαμε.

Στο μήκος σωλήνα $L=3$ βλέπουμε ότι η δημιουργία τάσεων έχει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά με τα άλλα 3 μήκη που ελέγξαμε, δηλαδή από r/R 0 μέχρι 0.8 δεν προσφέρει στον ενεργειακό διαχωρισμό ενώ πέραν του 0.8 μέχρι τα τοιχώματα βοηθά τον ενεργειακό διαχωρισμό και αυτό συμβαίνει σε όλο το μήκος του σωλήνα αν μιλάμε για αδιαβατικές συνθήκες στα τοιχώματα του σωλήνα.



Γράφημα 6.45. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω της δημιουργίας τάσεων σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα)



Γράφημα 6.46. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσασαμε (err1 το σφάλμα για L=0.333, err2 το σφάλμα για L=2 και err3 το σφάλμα για L=6)

6.4.9.Ο ρόλος όλων των πηγών της εξίσωσης ενέργειας στο προφίλ της ολικής θερμοκρασίας για αδιαβατικές συνθήκες τοιχωμάτων.

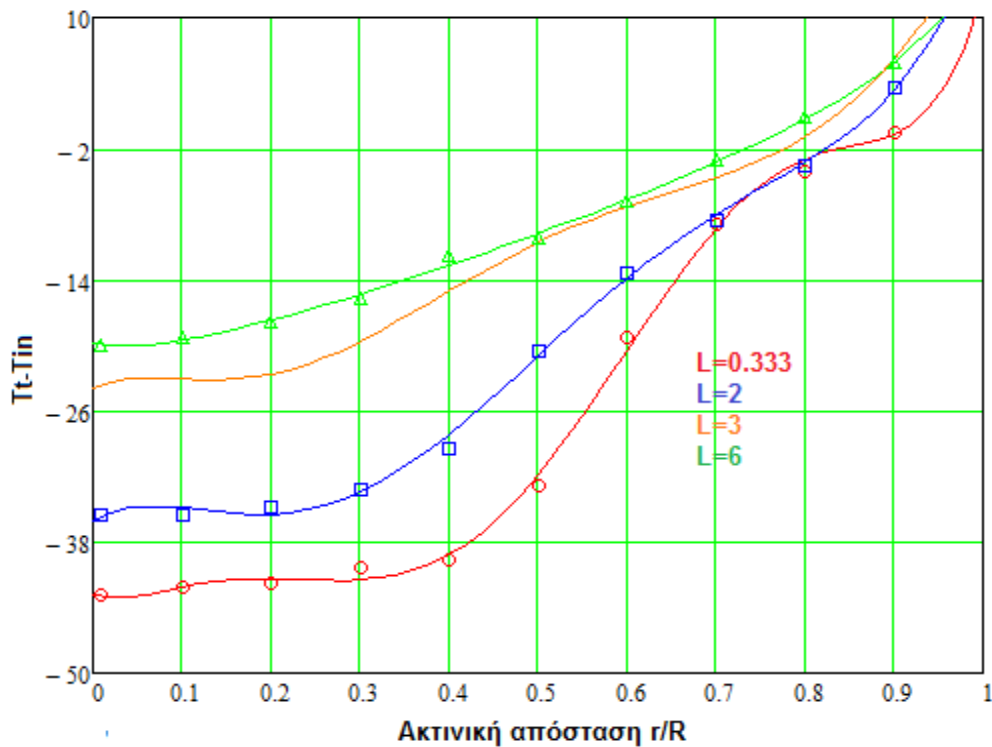
Θα αντλήσουμε και πάλι τα δεδομένα μας από τις αντίστοιχες καμπύλες του γραφήματος 5.16 (α) Να εξηγήσουμε ότι με τον όρο 'όλες οι πηγές της εξίσωσης ενέργειας' εννοούμε την κινητική ενέργεια, την δημιουργία τάσεων και το έργο πίεσης μαζί, πώς δηλαδή επηρεάζουν τον ενεργειακό διαχωρισμό εντός του σωλήνα vortex όπως αυτός αναλυθηκε στην αρχή της παραγράφου 6.4. Οι αντίστοιχες καμπύλες του γραφήματος 5.16 εκφράζονται από την συνάρτηση

$$\Psi(X) = a + bX + cX^2 + dX^3 + eX^4 + fX^5 + gX^6 \quad (6.121)$$

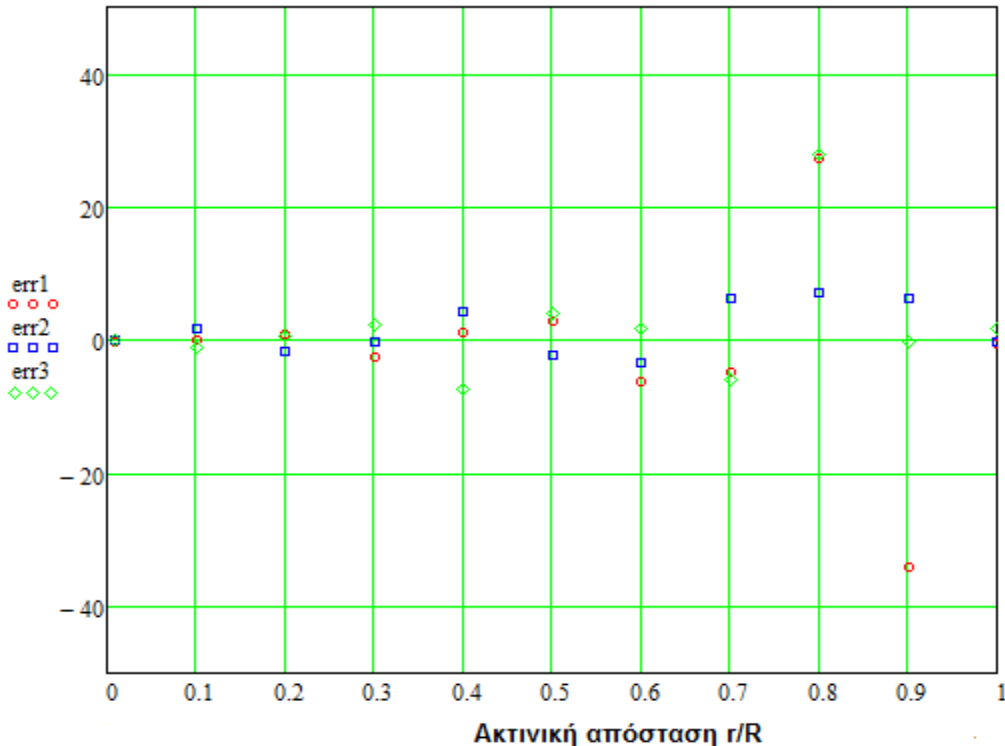
Οι συσχέτιση των αντίστοιχων παραμέτρων των τριών καμπύλων εκφράζεται από τις σχέσεις

$$\begin{aligned}
 a &= -44.146 + 4.0401L \\
 b &= -46.3154 + 67.6533L - 10.2243L^2 \\
 c &= 937.589 - 1054.788L + 154.249L^2 \\
 d &= -5462.544 + 5344.6519L - 751.369L^2 & (6.122-6.128) \\
 e &= 13282.6132 - 11342.2192L + 1541.786L^2 \\
 f &= -13674.214 + 10595.7638L - 1404.03778L^2 \\
 g &= 5017.7759 - 3610.367L + 468.9064L^2
 \end{aligned}$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τις σχέσεις αυτές στην συνάρτηση μας έχουμε την συνάρτηση που εκφράζει όλες τις καμπύλες για όλες τις πηγές της εξίσωσης ενέργειας μαζί σε όλα τα κάθετα στον άξονα του σωλήνα επίπεδα. Στο γράφημα 6.47 βλέπουμε τις καμπύλες σε μήκoi $L=0.333$, 2, 3 και 6 μαζί με τα σημεία των καμπύλων του γραφήματος 5.16, ενώ στο γράφημα 6.48 βλέπουμε την απόκλιση των σημείων από τις καμπύλες όπως προέκυψαν από την συνάρτηση που υπολογίσαμε.



Γράφημα 6.47. Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας λόγω όλων των πηγών της εξίσωσης ενέργειας σε διάφορα επίπεδα κάθετα στον άξονα του σωλήνα. (αδιαβατικές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα)



6.48. Απόκλιση των σημείων αρχικής μέτρησης από τις καμπύλες που υπολογίσαμε (err1 το σφάλμα για $L=0.333$, err2 το σφάλμα για $L=2$ και err3 το σφάλμα για $L=6$)

6.5. Παρατηρήσεις.

Όπως είδαμε στο παρών κεφάλαιο συσχέτισαμε τα πειραματικά δεδομένα των 2 πειραμάτων του Eiamsa [99, 100]. Δηλαδή αυτό που κάναμε ήταν για τις καμπύλες κάθε γραφήματος των πειραματικών αποτελεσμάτων του κεφαλαίου 5, βρήκαμε με την βοήθεια κατάλληλου λογισμικού προγράμματος (Curve Expert) τις συναρτήσεις που εκφράζουν τις καμπύλες για ίδια πειραματικά δεδομένα και κάναμε συσχέτιση των καμπύλων αυτών βρίσκοντας τις σχέσεις που συνδέουν τις αντίστοιχες παραμέτρους των καμπύλων που θέλαμε να συσχετίσουμε. Αναλυτικά αυτό που κάναμε είναι να βρίσκουμε τα σημεία των καμπύλων που θέλαμε να συσχετίσουμε από τα αρχικά γραφήματα (φαίνονται στο παράρτημα στο τέλος) τα εισάγαμε στο Curve Expert και το πρόγραμμα μας έδινε τις συναρτήσεις που εκφράζουν τις καμπύλες. Έτσι λοιπόν ξανά με το Curve Expert βρήκαμε την συσχέτιση των αντίστοιχων παραμέτρων των συναρτήσεων των καμπύλων που θέλαμε να συσχετίσουμε. Δηλαδή στην ουσία βρήκαμε μια άλλη καμπύλη που εκφράζει την παράμετρο (π.χ. α) συναρτήση της πίεσης (6.3) ή του μήκους L (6.4). Αυτό γινόταν για όλες τις παραμέτρους και τις σχέσεις αυτές τις εισάγαμε στην αρχική συνάρτηση ούτως ώστε να μπορούμε να εκφράσουμε οποιαδήποτε καμπύλη θέλουμε για τα συγκεκριμένα πειραματικά δεδομένα.

Στο παράρτημα στο τέλος της παρούσης διπλωματικής μπορούμε να δούμε τις εντολές που χρησιμοποιήθηκαν στο Mathcad για κάθε γράφημα που παρουσιάσαμε.

Βιβλιογραφία.

- [1] G. Ranque. Experiences sur la détente giratoire a vec productions d' un enclappement d' air chaud et d' un enclappement d' air froid. *Journal de Physique et de la Radium*, 4:pp. 1125-1155, 1933
- [2] R. Hilsch. The use of the expansion of gases in a centrifugal field as a cooling process. *The review of Scientific Instruments*, 18(2):p. 108ff, February 1947.
- [3] R Deissler and M. Perlmutter. Analysis of the flow and energy separation in a turbulent vortex. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1:pp. 173-191, 1960.
- [4] M. Kurosaka. Acoustic streaming in swirling flow. *Journal of Fluid Mechanics*, page p139ff, November 1982.
- [5] R. Westley. Bibliography and survey of the vortex tube. Cranfield Notes 9, Cranfield College of Aeronautics, 1954.
- [6] T. Cockerill. *Thermodynamics and fluid mechanics of a Ranque-Hilsch Vortex Tube*, University of Cambridge, 1998.
- [7] James Clerck Maxwell. *Theory of heat*. Longman, tenth edition, 1981. pp. 338-339.
- [8] Y. Soni. *A parametric study of the Ranque-Hilsch tube*. Phd dissertation. University of Idaho Graduate School. U.S.A., Oct. 1973.
- [9] K. G. Hellyar. Gas liquefaction using a Ranque-Hilsch vortex tube: Design criteria and bibliography. Report for degree of Chemical Engineer. September 1979.
- [10] C.U. Linderstrom-Lang. On gas separation in Ranque-Hilsch vortex tubes. *Z. Naturforschg.* 22(a):835-837, April 1967.
- [11] J. Marshall. Effect of operating conditions, physical size and fluid characteristics on the gas separation performance of a Linderstrom-Lang vortex tube. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 20:227-231, 1977.
- [12] K.T. Raterman, M. Mckellar, A. Podgomey, D. Stacey and T Turner. A vortex contactor for carbon dioxide separations. In *First National Conference on Carbon Sequestration*. National energy technology laboratory, U.S.A. 2001.
- [13] M.R. Kulkarni and C.R. Sardesai. Enriched of Methane concentration via separation of gases using vortex tubes. *J Energy Engrg*. 128(1):1-12, 2002.

- [14] N. V. Poshernev and I. L. Khodorkov. Natural-gas tests on a conical vortex tube (CVT) with external cooling. *Chemical and Petroleum Engineering*, 40(3-4):212-217. March 2004. .
- [15] R. L. Collins and R. B. Lovelace. Experimental study of two phase propane expanded through the Ranque-Hilsch tube. *Trans. ASME. J. Heat Transfer*, 101:300-305. May 1979.
- [16] H. Takahama, H. kawamura, S. Kato and H. Yokosawa. Performance characteristics of energy separation in a stream operated vortex tube. *Int. J. Enging Sci.* 17:735-744, 1979.
- [17] R. T. Balmer. Pressure-driven Ranque-Hilsch temperature separation in liquids. *Trans. ASME. J. Fluids Engineering*. 110:161-164. June 1988.
- [18] M. G. Ranque. Method and apparatus for obtaining from a fluid under pressure two currents of fluid at different tamperatures. US Patent No. 1952281. March 1934.
- [19] R. Westley Optimum design of a Vortex Tube fpr achieving larger temperature drop ratios. Granfield College Note 30, College of Aeronautics, 1955.
- [20] C.U. Linderstrom-Lang. *Studies on transport of mass and energy in the vortex tube. The significance of the secondary flow and its interaction with the tangential velocity distribution.*Riso report. Denmark. September 1971
- [21] H. Takahama and K. Kawashima. *An experimental study of vortex tubes.*Research, 1960.
- [22] H. Takahama. Studies on vortex tubes (1) experiments on efficiency of energy separation (2) on profiles of velocity and temperature. *Bulletin of JSME*, 8(31):433-440, 1965.
- [23] H. Tkahama and N. Soga. Studies on vortex tubes (2nd report): Reynolds number, the effects of the cold air rate and the partial admission of nozzle on the energy separation. *Bulletin of JSME*. 9(33):121-130, 1966.
- [24]H. Takahama and etc. Studies on vortex tube (3rd report): Variations of velocity, temperature and energy with axial distance, the mechanism of energy separation. *Bulletin of JSME*, 235:503-510, 1966.
- [25] H. Takahama and H. Yokosaya. *An experimental study of vortex tubes(wher the vortex chamber includes a divergent tube).* Research 1981.

- [26] H. Takahama and H. yokosawa. Energy separation in vortex tubes with divergent chamber. *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 103:196-203, May 1981.
- [27] Y.D. Raiskii and L.E. Tunkel. Influence of vortex tube configuration and length on the process of energetic gas separation. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 27(6):1578-1581, December 1974.
- [28] B.B. Parulekar. The short vortex tube. *The journal of refrigeration*, 4:74-80, July and August 1961.
- [29] A.I. Gulyaev. Investigation of conical vortex tubes. *Journal of Engineering Physics*, 10(3):193-195, 1966.
- [30] V.A. Safonov A.I. Borisenko and A.I. Yakovlev. The effect of geometric parameters on the characteristics of a conical vortex cooling unit. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 15(6):1158-1162, 1968.
- [31] N.V. Poshernev and I.L. Khodorkov. Experience from the operation of a conical vortex tube with natural gas. *Chemical and Petroleum Engineering*. 39(9-10):602-607, September 2003.
- [32] S.A. Pirashvili and V.M. Polyayev. Flow and thermodynamic characteristics of energy separation in a Double-Circuit vortex tube, an experimental investigation. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 12:399-410, 1996.
- [33] R. MacGee Jr. Fluid action in the vortex tube. *J. ASRE Refrigerating Engng*, 58:974-974, 1950.
- [34] J.E. Lay. An experimental and analytical study of vortex flow temperature separation by superposition of spiral and axial flow. Part II. *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 81:213-222, Aug. 1959.
- [35] J.L. Smith Jr. An experimental study of the vortex in the cyclone separator. *Trans. ASME. J. B. Engng*. 84:602-608. Dec. 1962.
- [36] J.L. Smith Jr. An analysis of the vortex flow in the cyclone separator. *Trans. ASME. J. B. Engng*, 84:609-618, Dec. 1962
- [37] W. A. Scheller and G. Martin Brown. The Ranque-Hilsch vortex tube. *Fluid Mechanics in Chemical Engineering*.49(6):1013-1016. 1957.
- [38] J.E. Lay. An experimental and analytical study of vortex flow temperature separation by superposition of spiral and axial flow, part I. *Trans. ASME. J. Heat Transfer*. 81:202-212. Aug. 1959.

- [39] J.P. Holman and G.D. Moore. An experimental study of vortex chamber flow. *Trans. ASME J.B. Engng.* 83:632-636. Dec. 1961.
- [40] M. Sibulkin. Unsteady, viscous, circular flow part 1. The line impulse of angular momentum. *J. Fluid Mech.* 11:291-308. 1961.
- [41] M. Sibulkin. Unsteady, viscous, circular flow part 2. The cylinder of finite radius. *J. Fluid Mech.* 12:148-158. 1961
- [42] A.J. Reynolds. A note on vortex tube flow. *J. Fluid Mech.* 14:18-20, 1962
- [43] B. Ahlborn and S Groves. Secondary flow in a vortex tube. *Fluid Dynamics Research*, 21:73-86, 1997.
- [44] C.M. Gao, K.J. Bosschaart, J.C.H. Zeegers and A.T.A.M. de Waele. Experimental study on a simple Ranque-Hilsch vortex tube. *Cryogenics*, 45(3):173, 2005.
- [45] A. Gutsol. The Ranque effect. *Physics-Uspokhi*, 40(6):639-658, 1997.
- [46] A.I. Leont' ev. Gas-dynamic methods of temperature stratification (a review). *Fluid Dynamics*. 37(4):512-529, 2002.
- [47] G.W. Scheper. The vortex tube internal flow data and a heat transfer theory. *J. ASRE Refrigerating Engng.* 59:985-989, 1951.
- [48] C.D. Fulton. Ranque's tube. *J. ASRE Refrigerating Engng.* 58:473-479, 1950.
- [49] F. Kreith and D. Margolis. Heat transfer and friction in turbulent vortex flow. *Flow, Turbulence and Combustion*. 8(1):457-473, January 1959.
- [50] R.Z. Alimov. Flow friction and heat and mass transfer in a swirled flow. *Journal of Engineering, Physics and Thermophysics*. 10(4):251-257. April 1966.
- [51] A.J. Reynolds. On the dynamics of turbulelt vertical flow. *Z. angew. Math. Phys.* 12:149-158, 1961.
- [52] A.J. Reynolds. Energy flow in a vortex tube. *Z. angew. Math. Phys.* 12:343-356, 1961.
- [53] J.J. van Deemter. On the theory of the Ranque-Hilsch cooling effect. *Appl. Sci. Res.* 3:174-196, 1951.
- [54] J.B. Yang. Mathematical model of vortex tube and experimental study of optimizing performance parameters in vortex tube. Master Thesis, Xi' an Jiaotong University. Xi' an. China, 1993.

- [55] R.G. Deissler and M. Permutter. Analysis of the flow and energy separation in a turbulent vortex. *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1:173-191, 1960.
- [56] W.S. Lewellen. A solution for three-dimensional vortex flows with strong circulation. *J. Fluid Mech.* 14:420-432, 1962.
- [57] J.G. Chu. *Acoustic streaming as a mechanism of the Ranque-Hilsch effect.* PhD dissertation. University of Tennessee. Knoxville. Dec. 1982.
- [58] H. Kuroda. *An experimental study of temperature separation in swirling flow.* PhD dissertation. University of Tennessee. Knoxville. Dec. 1983.
- [59] M. Kurosaka. Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch effect. *J. Fluid Mech.* 124:139-172, 1982.
- [60] B. Ahlborn and J.M. Gordon. The vortex tube as a classic thermodynamic refrigeration cycle. *J. Appl. Phys.* 88(6):3645-3653, 2000.
- [61] C.U. Linderstrom-Lang. *Gas separation in the Ranque-Hilsch vortex tube model calculations based on flow data.* Riso report. Denmark, June 1966.
- [62] W. Frohlingsdorf. *Untersuchungen zur kompressiblen Stromung und Energietrennung im Wirbelrohr nach Ranque und Hilsch.* PhD dissertation, Ruhr-Universitat-Bochum, 1997.
- [63] A Gutsol and J.A. Bakken. A new vortex method of plasma insulation and explanation of the Ranque effect. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39:704-711, 1998.
- [64] G.F. Nellis N.F. Aljuwayhel and S.A. Klein. Parametric and internal study of the vortex tube using a cfd model. *International Journal of Refrigeration.* 28(2):442-450, 2005.
- [65] V.A. Arbuzov, Y.N. Dubnishchev, A.V. Lebedev, M. Kh. Pravdina, N.I. Yavorskii. Observation of large scale hydrodynamic structures in a vortex tube and the Ranque effect. *Tech. Phys. Lett.* 23(12):938-940, 1997.
- [66] D. Hilbert. Integer programming and combinatorial optimization (4th volume):253-254, 1997.
- [67] Q.H. Wu. The internal process analysis and the experimental investigation on the Ranque-Hilsch vortex tube. Master thesis, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China, 1991.
- [68] Lewins J., Bejan A.. Vortex tube optimization theory. *Energy* 24:931-943, 1999.

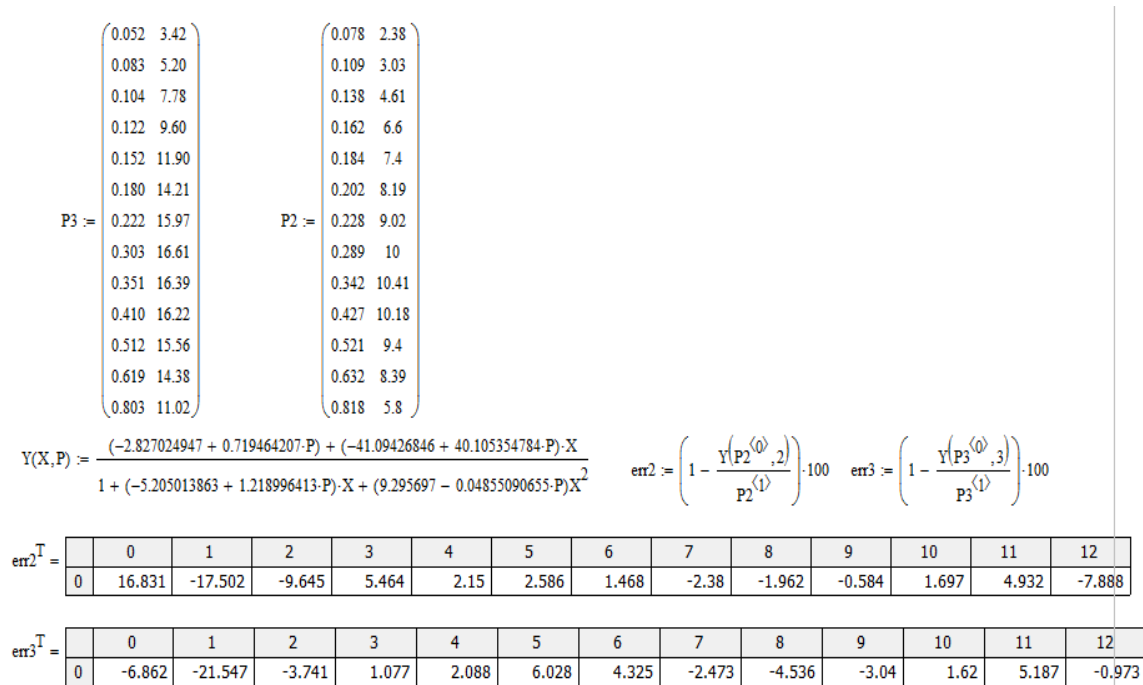
- [69] F. Chang and V.K. Dhir. Turbulent flow field in tangentially injected swirls flows in tubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 15(5):pp. 346-356, Oct. 1994.
- [70] J.P. Holman and G.D. Moore. An experimental study of vortex flow. *Trans. ASME* pp. 632-636, Dec. 1961.
- [71] M.P. Escudier, J. Bornstein and N. Zehnder. Observations and LDA measurements of confined turbulent vortex flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 98(1):49-63, 1980.
- [72] J.M. Burgess. A mathematical model illustrating the theory of turbulence. *Advances in Applied Mechanics*, pp:197-199, 1948.
- [73] T.B. Benjamin. Theory of the vortex breakdown phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics* 14:593-682, 1962.
- [74] H.B. Squire. Analysis of the vortex breakdown phenomenon, part 1. *Miszellen der Angewandten Mechanik*, pp:306-312, 1962.
- [75] B. Vonnegut. A vortex whistle. *Journal of the Acoustic Society of America*, 26:18-22, 1954.
- [76] O.L. Anderson. Theoretical effect of Mach number and temperature gradient on primary and secondary flows in a jet driven vortex. Technical report RTD-TDR-63-1098, UAC Research Laboratory, 1962.
- [77] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:301-314, 1972.
- [78] Z.Y. Yang, G.H. Priestman and H.F. Boysan. Internal flow modeling of vortex throttles. Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part C, *Journal of Mechanical Engineering Science*, 205:405-413, 1991.
- [79] M.A. Leschziner and W. Rodi. Computation of strongly swirling axisymmetric free jets. *Journal of the AIAA*, 22:1742-1747, 1984.
- [80] S. Eiamsa-ard and P. Promvonge. Review of Ranque-Hilsch effect in vortex tubes. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 12:1822-1842, 2008.
- [81] Y. Xue and M. Arjomandi. A critical review of temperature separation in a vortex tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34:1367-1374, 2010.

- [82] A.M. Crocker, S.M. White and F. Bremer Jr. Experimental results of a vortex tube air separation for advanced space transportation, *39th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Huntsville, Alabama, 20-23 2003.
- [83] U Behera P.J. Paul S Kasturirengan, R. Karunanithi S.N. Ram K. Dinesh, etc. CFD analysis and experimental investigation towards optimizing the parameters of Ranque-Hilsch vortex tube. *J. Heat Mass Transfer* 48(10):1961-1973, 2005.
- [84] T. Amitani, T Adachi, T Kato. A study on temperature separation in a large vortex tube. *Trans. JSME* 49:877-884, 1983.
- [85] W.S Lewellen. A solution for three dimensional vortex flows with strong circulation. . *J. Fluid Mech.* 14:420-432, 1962.
- [86] C.U. Linderstrom,-Lang. The three dimensional distribution of tangential velocity and total temperature in vorte tubes. *J. Fluid Mech.* 45:161-187, 1971.
- [87] C.D. Fulton. Ranques tube. *J. ASRE Refrig. Eng.* 58:473-479, 1950.
- [88] R. Kassner, E. Knoernschild. Friction Laws and Energy Transfer in Circular Flow. Wright-Patterson Air Force Base, Technical Report F-TR-2198ND OH, 1948.
- [89] B.B. Parulekar. The short vortex tube. *J Refrig.* 4:74-80, 1961.
- [90] A.F. Hamoudi. Performance characteristics of a microscale Ranque-Hilsch vortex. *J. Fluids Eng.* 130(10):1012061-1012068, 2008.
- [91] T. Farouk, B. Farouk and A Gutsol. Simulation of a gas species and temperature separation in the counter flow Ranque-Hilsch vortex tube using the large eddy simulation technique. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52(13-14):3320-3333, 2009.
- [92] S.U. Nimbalkar, M.R. Muller. An experimental investigation of the optimum geometry for the cold end orifice of a vortex tube. *Appl. Therm. Eng.* 29:509-514, 2009.
- [93] M. Arjomandi. An investigation of of the effect of the hot end plugs on the efficiency of the Ranque-Hilsch vortex tube. *J. Eng. Sci. Technol. (JESTEC)* 2(3):211-217.
- [94] O. Aydin, M. Baki. An experimental study on the design parameters of a counterflow vortex tube. *Energy* 31:2763-2772, 2006.

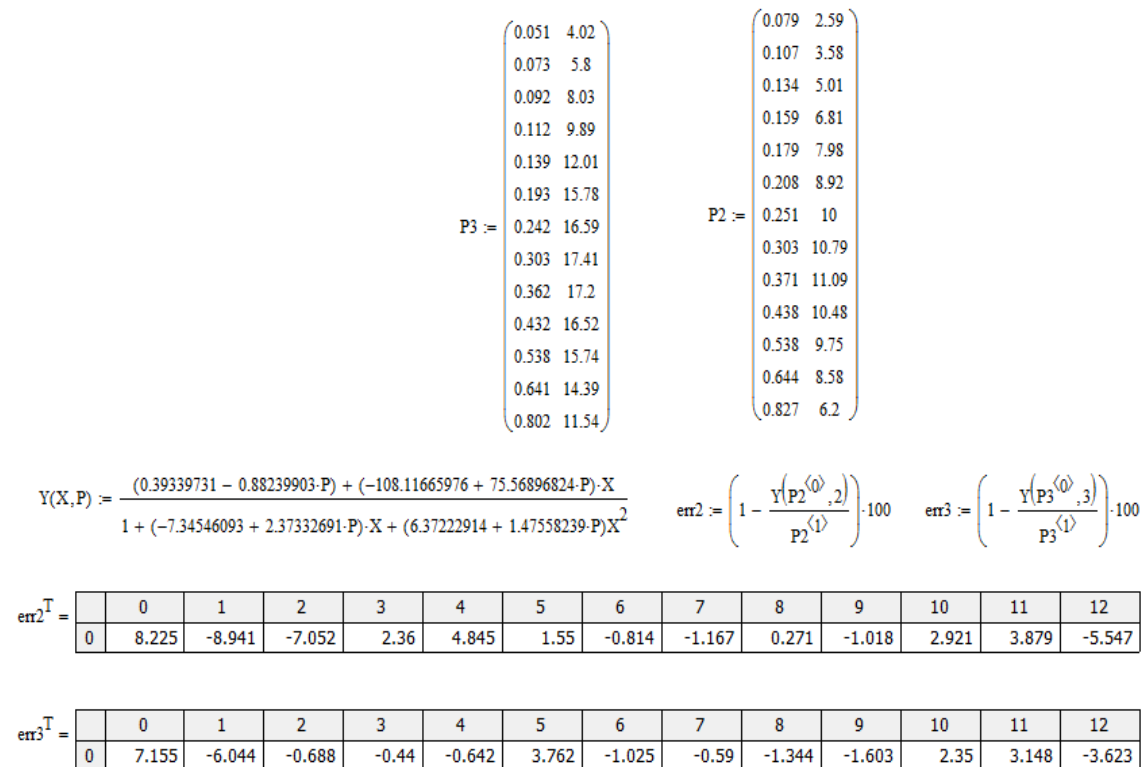
- [95] M.H. Saidi, M.S. Valipour. Experimental modeling of a vortex tube refrigerator. *Appl. Therm. Eng.* 23:1971-1980, 2003.
- [96] K. Dincer, S. Baskaya, B.Z. uysal, I. Ucgul. Experimental investigation of the performance of a Ranque-Hilsch with regard to a plug located at the hot outlet. *Int. J. Refrigeration* 32:87-94, 2009.
- [97] A.M. Pinar, O. Uluer, V. Kirmaci. Optimization of counterflow Ranque-Hilsch vortex tube performance using Tagouchi method. *Int. J. Refrigeration* 32:1487-1494, 2009.
- [98] V. Kirmaci. Exergy analysis and performance of a counterflow Ranque-Hilsch vortex tube having various nozzle numbers at different inlet pressures of oxygen and air. *Int. J. Refrigeration* 32:1626-1633, 2009.
- [99] S. Eiamsa-ard. Experimental investigation of energy separation in a counterflow Ranque-Hilsch vortex tube with multiple inlet snail entries. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37:637-643, 2010.
- [100] S. Eiamsa-ard, P. Promvonge. Numerical investigation of the thermal separation in a Ranque-Hilsch vortex tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:821-832, 2007.

Παράρτημα.

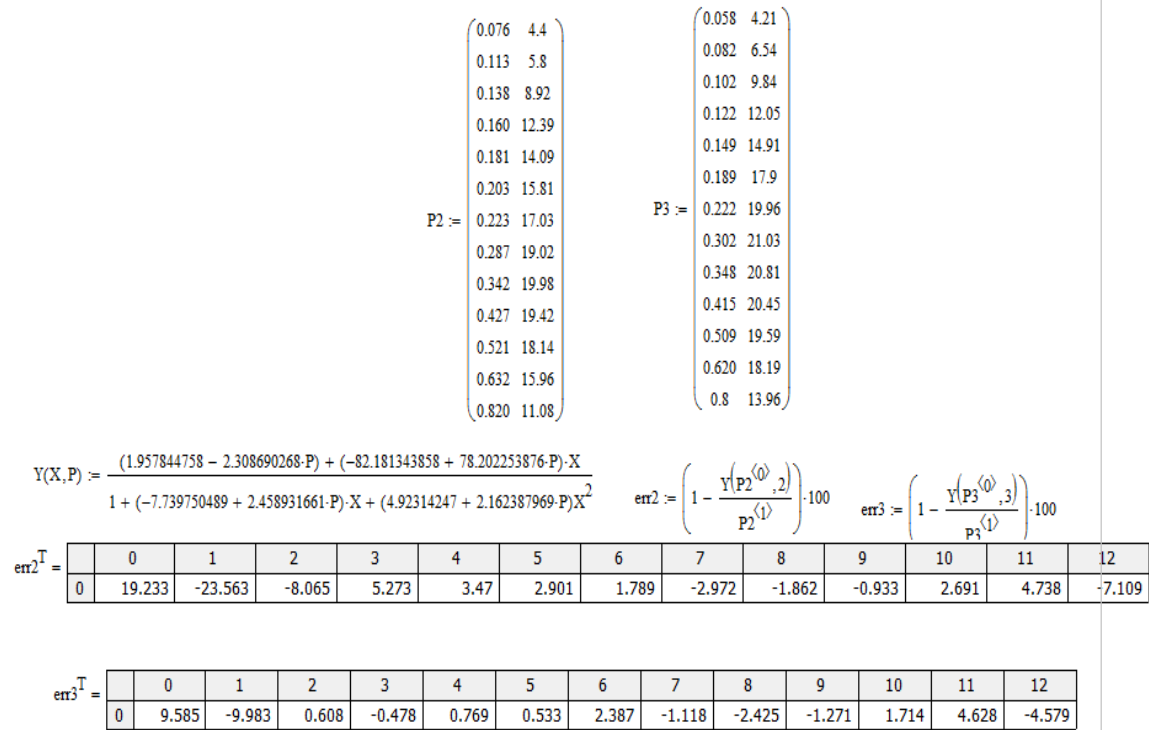
Γράφημα 6.1-6.2.



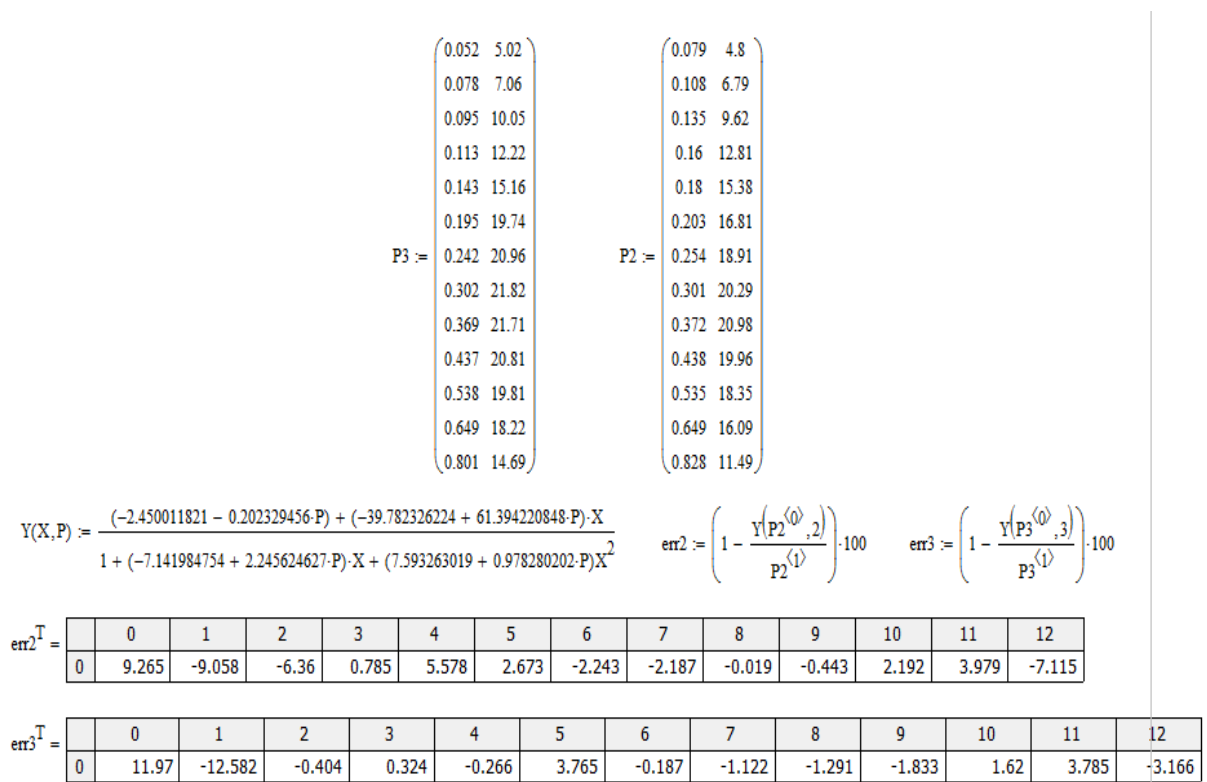
Γράφημα 6.3-6.4.



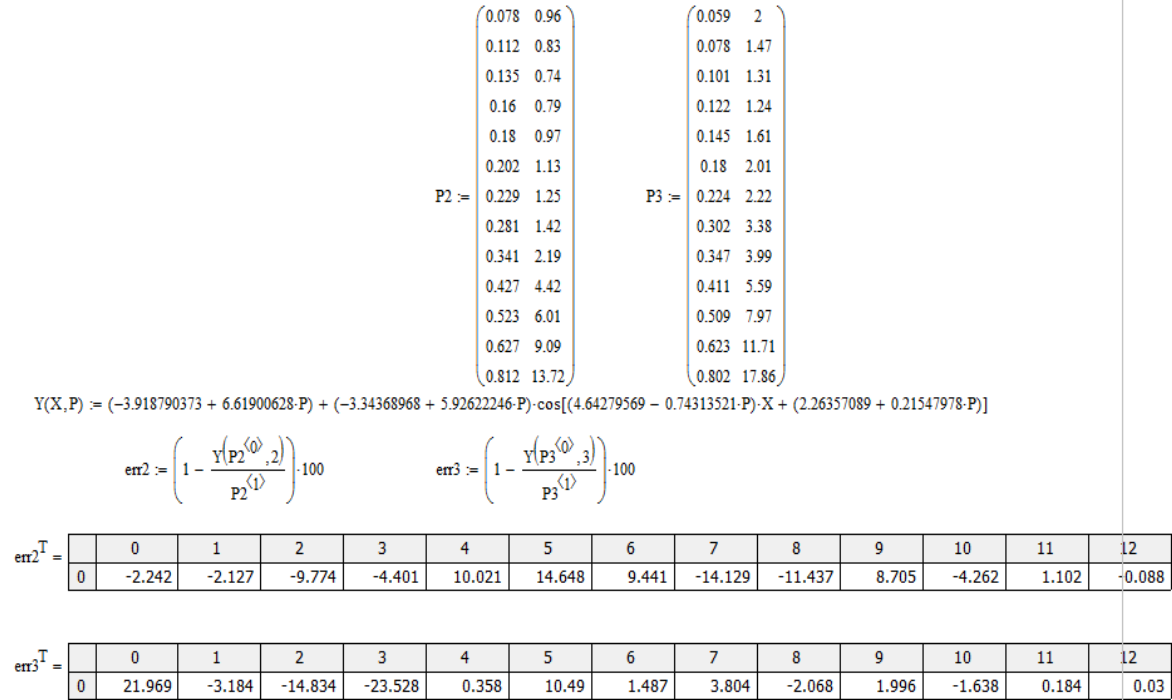
Γράφημα 6.5-6.6.



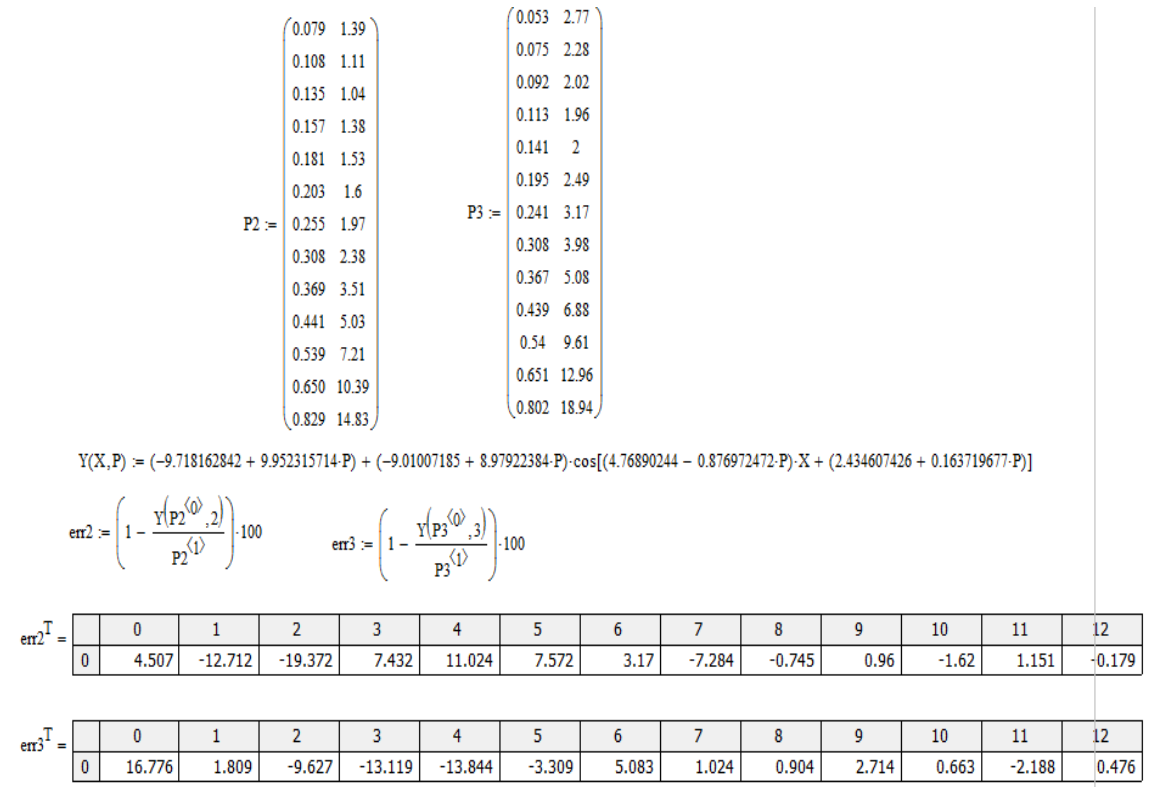
Γράφημα 6.7-6.8.



Γράφημα 6.9-6.10.



Γράφημα 6.11-6.12.



Γράφημα 6.13-6.14.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.079 & 2.8 \\ 0.109 & 3.98 \\ 0.132 & 6.31 \\ 0.162 & 7.78 \\ 0.199 & 8.99 \\ 0.218 & 9.61 \\ 0.26 & 10.42 \\ 0.298 & 11.09 \\ 0.357 & 11.31 \\ 0.418 & 10.84 \\ 0.541 & 9.78 \\ 0.638 & 8.71 \\ 0.815 & 6.32 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.052 & 4.82 \\ 0.08 & 7.52 \\ 0.103 & 9.66 \\ 0.183 & 16 \\ 0.229 & 16.99 \\ 0.299 & 18.03 \\ 0.359 & 17.82 \\ 0.419 & 17.37 \\ 0.498 & 16.55 \\ 0.579 & 15.66 \\ 0.686 & 14.38 \\ 0.808 & 11.96 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := \frac{(-1.43857 - 0.0938246 \cdot P) + (-95.939352 + 73.611246 \cdot P) \cdot X}{1 + (-7.0213966 + 2.3718658 \cdot P) \cdot X + (9.5118584 + 0.3286998 \cdot P) \cdot X^2} \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 \\ \hline 0 & 1.97 & -14.135 & 7.011 & 4.352 & -0.51 & -0.747 & -2.584 & -0.577 & 0.537 & -0.151 & 2.681 & 3.159 & -7.757 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & 4.136 & -2.346 & -2.904 & 3.494 & -0.64 & -0.462 & -1.373 & -1.082 & -0.103 & 1.443 & 2.772 & -4.59 \end{array}$$

Γράφημα 6.15-6.16.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.08 & 3.47 \\ 0.109 & 5.82 \\ 0.136 & 7.78 \\ 0.16 & 8.91 \\ 0.191 & 9.5 \\ 0.327 & 11.68 \\ 0.396 & 11.41 \\ 0.485 & 10.69 \\ 0.567 & 9.82 \\ 0.666 & 8.91 \\ 0.818 & 6.81 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.048 & 5.78 \\ 0.085 & 8.53 \\ 0.107 & 11.8 \\ 0.184 & 16.68 \\ 0.229 & 17.67 \\ 0.301 & 18.79 \\ 0.389 & 18.22 \\ 0.434 & 17.79 \\ 0.493 & 17.19 \\ 0.582 & 16.38 \\ 0.821 & 12.18 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := \frac{(-7.9984682 + 2.709998 \cdot P) + (4.1903079 + 36.58731125 \cdot P) \cdot X}{1 + (-3.0874126 + 0.953822 \cdot P) \cdot X + (17.11233564 - 2.4094232 \cdot P) \cdot X^2} \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & -5.715 & 1.137 & 4.308 & 2.316 & -4.977 & -0.853 & 0.063 & 1.529 & 1.841 & 3.065 & -7.91 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & 4.235 & -9.383 & 4.09 & 2.177 & -1.204 & -0.269 & -1.343 & -0.857 & 0.461 & 3.785 & -2.876 \end{array}$$

Γράφημα 6.17-6.18.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.089 & 1.57 \\ 0.109 & 2.01 \\ 0.128 & 3.02 \\ 0.148 & 3.97 \\ 0.188 & 6.41 \\ 0.227 & 8.18 \\ 0.276 & 8.99 \\ 0.308 & 9.61 \\ 0.369 & 9.71 \\ 0.598 & 6.98 \\ 0.679 & 6.19 \\ 0.826 & 4.68 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.069 & 2.49 \\ 0.109 & 5.88 \\ 0.129 & 6.82 \\ 0.152 & 8.47 \\ 0.183 & 11.01 \\ 0.212 & 12.58 \\ 0.272 & 14.37 \\ 0.311 & 15.42 \\ 0.372 & 15.2 \\ 0.471 & 14.98 \\ 0.738 & 11.2 \\ 0.793 & 9.83 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := \frac{(-0.91750797 - 0.437909361 \cdot P) + (-37.77577 + 34.219756 \cdot P) \cdot X}{1 + (-7.21127 + 1.67489 \cdot P) \cdot X + (13.355033 - 1.508244 \cdot P) X^2} \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & 19.263 & -9.791 & -4.551 & -5.566 & 3.108 & 3.73 & -2.791 & -0.599 & 0.226 & 0.745 & 2.247 & -3.386 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & -1.204 & 4.992 & -4.074 & -3.361 & 2.209 & 1.848 & -1.353 & 0.863 & -2.314 & 1.966 & 2.849 & -3.908 \end{array}$$

Γράφημα 6.19-6.20.

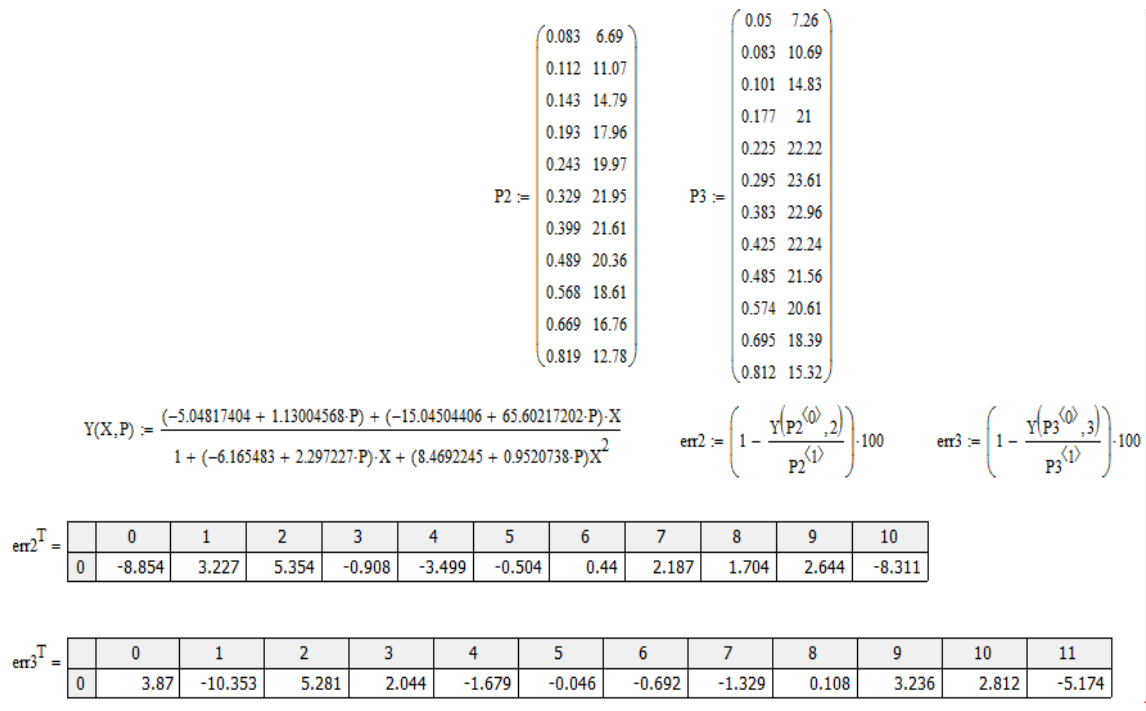
$$P2 := \begin{pmatrix} 0.083 & 5.31 \\ 0.109 & 7.59 \\ 0.201 & 17.08 \\ 0.219 & 18.21 \\ 0.26 & 19.69 \\ 0.298 & 20.99 \\ 0.357 & 21.39 \\ 0.418 & 20.63 \\ 0.535 & 18.52 \\ 0.638 & 16.64 \\ 0.814 & 12.11 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.048 & 6.01 \\ 0.077 & 9.43 \\ 0.097 & 12.18 \\ 0.138 & 17.59 \\ 0.183 & 20.08 \\ 0.231 & 21.36 \\ 0.303 & 22.74 \\ 0.359 & 22.42 \\ 0.422 & 21.8 \\ 0.5 & 20.81 \\ 0.599 & 19.62 \\ 0.684 & 18.02 \\ 0.806 & 14.96 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := \frac{(-7.465047 + 1.689288 \cdot P) + (-29.497922 + 68.357374 \cdot P) \cdot X}{1 + (-7.6064554 + 2.7528311 \cdot P) \cdot X + (9.602041 + 0.53615699 \cdot P) X^2} \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

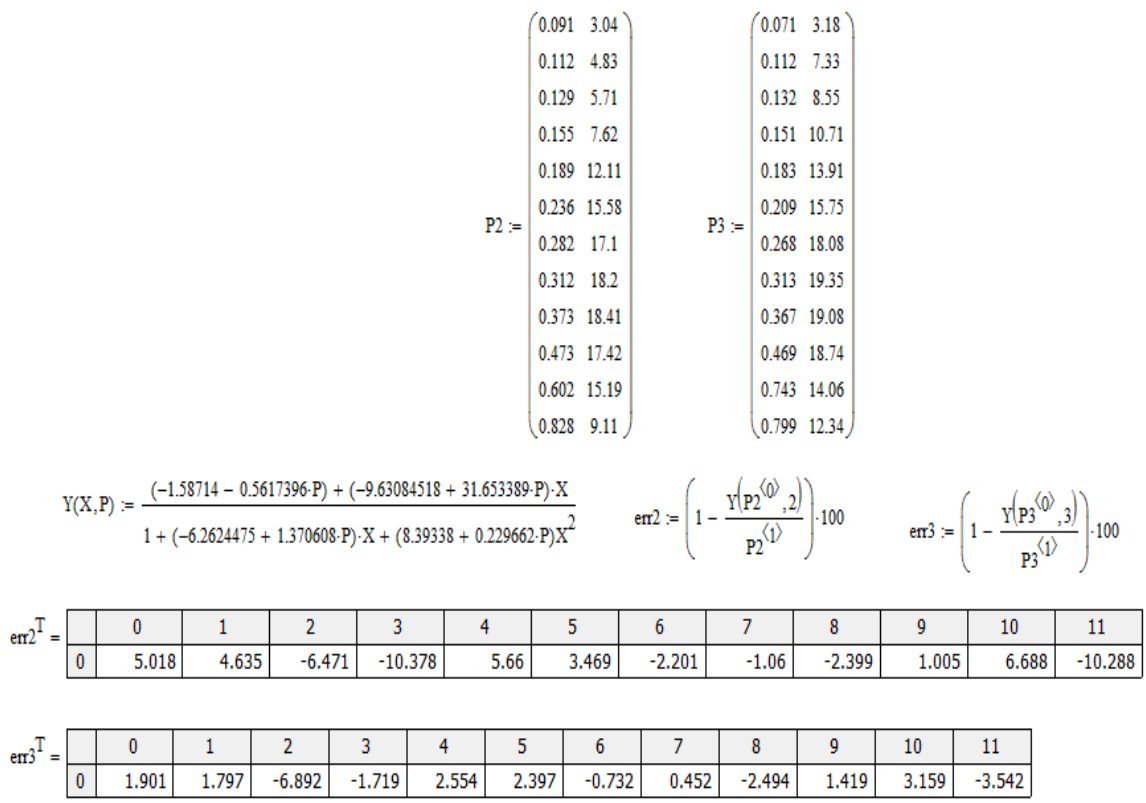
$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & -0.794 & -11.528 & -1.337 & -1.249 & -2.794 & -0.424 & 0.748 & 0.635 & 1.868 & 3.48 & -7.962 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 \\ \hline 0 & 5.083 & -5.62 & -2.799 & 4.78 & 0.939 & -2.156 & -0.325 & -0.954 & -0.526 & 0.614 & 3.229 & 2.384 & -5.573 \end{array}$$

Γράφημα 6.21-6.22.



Γράφημα 6.23-6.24.



Γράφημα 6.25-6.26.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.082 & 1.48 \\ 0.109 & 1.25 \\ 0.133 & 1.15 \\ 0.158 & 1.26 \\ 0.202 & 1.67 \\ 0.221 & 1.93 \\ 0.259 & 2.19 \\ 0.301 & 2.58 \\ 0.362 & 3.59 \\ 0.418 & 5.08 \\ 0.54 & 7.49 \\ 0.623 & 10.74 \\ 0.821 & 14.97 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.049 & 3.08 \\ 0.081 & 2.63 \\ 0.101 & 2.29 \\ 0.143 & 2.16 \\ 0.181 & 2.61 \\ 0.231 & 3.32 \\ 0.297 & 4.43 \\ 0.358 & 5.65 \\ 0.418 & 7.04 \\ 0.497 & 8.99 \\ 0.589 & 11.99 \\ 0.686 & 14.97 \\ 0.802 & 19.41 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := 0.816545948 + 0.807672314 \cdot P + (-26.8565031 + 4.416535548 \cdot P) \cdot X + (93.803573679 - 9.24738066 \cdot P) \cdot X^2 + (-66.25308526 + 12.02937842 \cdot P) \cdot X^3$$

$$err2 := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err3 := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$err2^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	2.9	-4.595	-10.23	-2.998	9.205	13.397	4.907	-3.845	-5.141	2.073	-7.012	4.748	-0.508

$$err3^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	11.432	2.859	-9.523	-18.355	-5.827	2.119	4.396	3.523	2.112	-1.13	0.088	-1.906	0.787

Γράφημα 6.27-6.28.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.081 & 1.72 \\ 0.114 & 1.53 \\ 0.141 & 1.43 \\ 0.161 & 1.78 \\ 0.191 & 2.07 \\ 0.241 & 2.4 \\ 0.281 & 2.82 \\ 0.328 & 3.41 \\ 0.401 & 5.11 \\ 0.488 & 6.79 \\ 0.572 & 9.21 \\ 0.671 & 12.17 \\ 0.823 & 15.61 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.051 & 3.31 \\ 0.079 & 2.76 \\ 0.098 & 2.68 \\ 0.141 & 2.79 \\ 0.179 & 3.19 \\ 0.232 & 3.78 \\ 0.302 & 4.8 \\ 0.387 & 6.99 \\ 0.429 & 7.64 \\ 0.489 & 9.68 \\ 0.578 & 12.39 \\ 0.696 & 15.91 \\ 0.813 & 20.38 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := 0.618779964 + 0.94727061 \cdot P + (-21.11977176 + 2.92622333 \cdot P) \cdot X + (73.91384872 - 2.75745846 \cdot P) \cdot X^2 + (-49.0577987 + 6.06412882 \cdot P) \cdot X^3$$

$$err2 := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err3 := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$err2^T =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
	0	0.825	-5.036	-13.073	5.948	11.343	4.598	0.544	-4.432	1.987	-3.975	-0.414	2.152	-0.518

$err3^T =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
	0	9.431	-4.351	-6.438	-5.34	0.385	0.923	-1.462	3.767	-2.226	1.726	0.75	-2.216	0.745

Γράφημα 6.29-6.30.

$$P2 := \begin{pmatrix} 0.091 & 0.59 \\ 0.111 & 0.45 \\ 0.129 & 0.6 \\ 0.153 & 0.69 \\ 0.191 & 1.01 \\ 0.229 & 1.11 \\ 0.271 & 1.31 \\ 0.312 & 1.72 \\ 0.369 & 2.21 \\ 0.473 & 4.44 \\ 0.601 & 7.22 \\ 0.683 & 9.52 \\ 0.831 & 13.61 \end{pmatrix} \quad P3 := \begin{pmatrix} 0.071 & 1.53 \\ 0.107 & 1.06 \\ 0.13 & 1.13 \\ 0.148 & 1.39 \\ 0.179 & 1.73 \\ 0.209 & 1.85 \\ 0.268 & 2.53 \\ 0.311 & 3.05 \\ 0.369 & 3.81 \\ 0.471 & 6.01 \\ 0.616 & 9.97 \\ 0.744 & 14.39 \\ 0.803 & 16.93 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,P) := -0.9689616 + 0.75938643 \cdot P + (-1.4760055 - 0.6664244 \cdot P) \cdot X + (11.06170571 + 5.79848549 \cdot P) \cdot X^2$$

$$\text{err2} := \left(1 - \frac{Y(P2^{(0)}, 2)}{P2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(P3^{(0)}, 3)}{P3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err2}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	18.332	-14.935	5.911	5.728	16.838	1.367	-10.892	-9.252	-17.582	3.364	2.41	3.347	-1.858

$$\text{err3}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	21.183	-19.165	-18.437	-2.027	7.577	1.303	4.279	2.269	-2.404	0.411	0.033	-0.595	0.366

Γράφημα 6.31-6.32.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -12.9 \\ 0.1 & -12.6 \\ 0.2 & -10.6 \\ 0.3 & -7.7 \\ 0.4 & -4.6 \\ 0.5 & -0.6 \\ 0.6 & 2.8 \\ 0.7 & 4.7 \\ 0.8 & 5.8 \\ 0.9 & 7.7 \\ 0.95 & 4.3 \\ 1 & 1.4 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -37.1 \\ 0.1 & -36.8 \\ 0.2 & -35.9 \\ 0.3 & -34 \\ 0.4 & -31.6 \\ 0.5 & -25.9 \\ 0.6 & -13.9 \\ 0.7 & -3.4 \\ 0.8 & 2.4 \\ 0.9 & 3.1 \\ 0.95 & 1 \\ 1 & -4.9 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -26.7 \\ 0.1 & -26.2 \\ 0.2 & -25.9 \\ 0.3 & -24.1 \\ 0.4 & -19.1 \\ 0.5 & -10.7 \\ 0.6 & -3.8 \\ 0.7 & 1.3 \\ 0.8 & 4.8 \\ 0.9 & 5.6 \\ 0.95 & 3 \\ 1 & -3.9 \end{pmatrix} \quad +$$

$$Y(X,L) := (-39.89326 + 7.9505 \cdot L - 0.579438 \cdot L^2) + (33.5188 - 29.2318 \cdot L + 3.92623 \cdot L^2) \cdot X + (-270.95867 + 188.1909 \cdot L - 21.8138 \cdot L^2) \cdot X^2 + (757.146 - 341.428 \cdot L + 35.13 \cdot L^2) \cdot X^3 + (-485.96 + 176.1081 \cdot L - 16.7216 \cdot L^2) \cdot X^4$$

$$\text{err1} := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err1}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	0.032	1.112	-1.399	-2.958	2.24	8.176	-3.794	-35.53	-19.359	-33.856	1.036	-14.781

$$\text{err2}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	1.122	-2.51	-0.517	3.435	3.207	-12.861	-29.374	-25.606	-19.378	9.765	31.106	17.893

$$\text{err3}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0	-1.148	1.557	0.906	0.991	10.626	35.047	-8.657	-19.397	-14.991	28.672	11.191	8.487

Γράφημα 6.33-6.34.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -4.8 \\ 0.1 & -4.8 \\ 0.2 & -4.8 \\ 0.3 & -4.8 \\ 0.4 & -4.8 \\ 0.5 & -4.8 \\ 0.6 & -4.8 \\ 0.7 & -4.8 \\ 0.8 & -4.8 \\ 0.9 & -4.3 \\ 0.95 & -2.9 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & 2.3 \\ 0.1 & 2.3 \\ 0.2 & 2.3 \\ 0.3 & 2.3 \\ 0.4 & 2.3 \\ 0.5 & 2.3 \\ 0.6 & 2.3 \\ 0.7 & 2.3 \\ 0.8 & 2.25 \\ 0.9 & 2.22 \\ 0.95 & 0.6 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -2.3 \\ 0.1 & -2.3 \\ 0.2 & -2.3 \\ 0.3 & -2.3 \\ 0.4 & -2.3 \\ 0.5 & -2.3 \\ 0.6 & -2.3 \\ 0.7 & -2.3 \\ 0.8 & -2.3 \\ 0.9 & -2.3 \\ 0.95 & -2.2 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := \frac{\left[\left(-5.4946 + 2.3375 \cdot L - 0.370338 \cdot L^2 \right) \cdot \left(-229.995 + 747.01337 \cdot L - 118.09647 \cdot L^2 \right) + \left(-162.98249 + 523.8818 \cdot L - 82.72269 \cdot L^2 \right) \cdot X^{-82.16933339 + 81.1310699 \cdot L - 10.429627 \cdot L^2} \right]}{\left(-229.995 + 747.01337 \cdot L - 118.09647 \cdot L^2 \right) + X^{-82.16933339 + 81.1310699 \cdot L - 10.429627 \cdot L^2}}$$

$$\text{err1} := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err1}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & 0.126 & -2.088 & 1.228 & -0.961 \end{array}$$

$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.041 & -0.036 & 0.494 & -0.129 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ \hline 0 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.037 & -0.029 & 0.323 & -0.058 & -0.022 \end{array}$$

Γράφημα 6.35-6.36.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -3.7 \\ 0.1 & -3.7 \\ 0.2 & -3.7 \\ 0.3 & -3.7 \\ 0.4 & -3.7 \\ 0.5 & -3.7 \\ 0.6 & -3.7 \\ 0.7 & -3.7 \\ 0.8 & -2.3 \\ 0.9 & 1.6 \\ 0.95 & 6.1 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -5.8 \\ 0.1 & -5.8 \\ 0.2 & -5.8 \\ 0.3 & -5.8 \\ 0.4 & -5.8 \\ 0.5 & -5.8 \\ 0.6 & -6.1 \\ 0.7 & -6.4 \\ 0.8 & -5.8 \\ 0.9 & 0.01 \\ 0.95 & 8.1 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -5.3 \\ 0.1 & -5.3 \\ 0.2 & -5.3 \\ 0.3 & -5.3 \\ 0.4 & -5.3 \\ 0.5 & -5.3 \\ 0.6 & -5.3 \\ 0.7 & -5.3 \\ 0.8 & -4.8 \\ 0.9 & -0.1 \\ 0.95 & 9.8 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := \frac{\left[(-6.1650 + 0.4088 \cdot L) \cdot (-1.197119 + 3.9299 \cdot L - 0.5279 \cdot L^2) + (-43.1465 + 176.14 \cdot L - 26.24346 \cdot L^2) \cdot X^{38.558 - 11.5467 \cdot L + 1.19985 \cdot L^2} \right]}{(-1.197119 + 3.9299 \cdot L - 0.5279 \cdot L^2) + X^{38.558 - 11.5467 \cdot L + 1.19985 \cdot L^2}}$$

$$err1 := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err2 := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err3 := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$err1^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-3.946	-3.946	-3.946	-3.946	-3.946	-3.946	1.166	5.821	-1.422	-24.904	-0.232

$$err2^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-0.894	-0.894	-0.894	-0.894	-0.894	-0.894	-0.867	-0.264	-1.004	57.962	0.414

$$err3^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-0.33	-0.33	-0.33	-0.33	-0.323	-0.227	0.664	6.444	-4.615	-2.544	0.029

+

Γράφημα 6.37-6.38.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -24.1 \\ 0.05 & -23.8 \\ 0.10 & -23.2 \\ 0.15 & -21.9 \\ 0.20 & -21.6 \\ 0.25 & -20.1 \\ 0.30 & -18.6 \\ 0.35 & -16.7 \\ 0.40 & -15.6 \\ 0.45 & -13.8 \\ 0.50 & -12.9 \\ 0.55 & -10.8 \\ 0.60 & -8.9 \\ 0.65 & -7.8 \\ 0.70 & -6.6 \\ 0.75 & -4.6 \\ 0.80 & -2.7 \\ 0.85 & -2.1 \\ 0.90 & 0.6 \\ 0.95 & 3.9 \\ 1 & 6.1 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -42.5 \\ 0.05 & -42.6 \\ 0.10 & -42.3 \\ 0.15 & -41.9 \\ 0.20 & -41.3 \\ 0.25 & -40.7 \\ 0.30 & -40.2 \\ 0.35 & -40 \\ 0.40 & -39.2 \\ 0.45 & -36.7 \\ 0.50 & -33.1 \\ 0.55 & -28.3 \\ 0.60 & -20.8 \\ 0.65 & -13.6 \\ 0.70 & -7.9 \\ 0.75 & -4.6 \\ 0.80 & -2.1 \\ 0.85 & 0.5 \\ 0.90 & 2.9 \\ 0.95 & 5.6 \\ 1 & 9.6 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -36.2 \\ 0.05 & -36.3 \\ 0.10 & -36.2 \\ 0.15 & -35.9 \\ 0.20 & -35.4 \\ 0.25 & -34.8 \\ 0.30 & -33.6 \\ 0.35 & -32.8 \\ 0.40 & -30.9 \\ 0.45 & -27.8 \\ 0.50 & -23.9 \\ 0.55 & -18.9 \\ 0.60 & -15.8 \\ 0.65 & -12.5 \\ 0.70 & -9.2 \\ 0.75 & -6.2 \\ 0.80 & -4.6 \\ 0.85 & -2.3 \\ 0.90 & 1.3 \\ 0.95 & 5.6 \\ 1 & 11.3 \end{pmatrix}$$

$$(X,L) := (-43.3386 + 3.20127 \cdot L + (-61.557 + 55.7945 \cdot L - 7.3034 \cdot L^2) \cdot X + (1058.9785 - 818.339 \cdot L + 106.4196 \cdot L^2) \cdot X^2 + (-5692.2558 + 4011.4314 \cdot L - 501.4092 \cdot L^2) \cdot X^3 + (13087.1695 - 8287.7213 \cdot L + 997.3182 \cdot L^2) \cdot X^4 + (-12896.7834 + 7529.3506 \cdot L - 878.8994 \cdot L^2) \cdot X^5 + (4556.704 - 2491.7683 \cdot L + 283.48 \cdot L^2) \cdot X^6$$

$$err1 := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err2 := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err3 := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$err1^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & \\ \hline 0 & -0.317 & -0.835 & 0.383 & 1.576 & 1.186 & -0.285 & -1.706 & -1.281 & -0.04 & 0.112 & \dots & \end{array}$$

$$err2^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 & \\ \hline 0 & -1.499 & 0.188 & 0.519 & -0.218 & -1.242 & -1.573 & -2.125 & 0.515 & 2.026 & 1.789 & 0.198 & -6.438 & \dots & \end{array}$$

$$err3^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & \\ \hline 0 & 0.291 & 0.714 & 0.675 & -1.662 & 1.614 & 0.426 & 0.037 & -2.066 & 1.069 & -0.112 & \dots & \end{array}$$

Γράφημα 6.39-6.40.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.15 & -23.9 \\ 0.20 & -22.3 \\ 0.25 & -20.4 \\ 0.30 & -18.2 \\ 0.35 & -16.6 \\ 0.40 & -15.3 \\ 0.45 & -13.6 \\ 0.50 & -11.1 \\ 0.55 & -8.8 \\ 0.60 & -8 \\ 0.65 & -5.2 \\ 0.70 & -3.9 \\ 0.75 & -2.8 \\ 0.80 & -1.1 \\ 0.85 & 0.08 \\ 0.90 & 0.6 \\ 0.95 & 0.6 \\ 1 & 0.1 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.15 & -41.2 \\ 0.20 & -40 \\ 0.25 & -39 \\ 0.30 & -38.2 \\ 0.35 & -36.1 \\ 0.40 & -35.3 \\ 0.45 & -32.2 \\ 0.50 & -26.1 \\ 0.55 & -22.6 \\ 0.60 & -18.3 \\ 0.65 & -15.8 \\ 0.70 & -12.2 \\ 0.75 & -4.7 \\ 0.80 & -3.6 \\ 0.85 & 0.2 \\ 0.90 & 2.4 \\ 0.95 & 3.6 \\ 1 & 1.9 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.15 & -36.8 \\ 0.20 & -35.1 \\ 0.25 & -34.6 \\ 0.30 & -32.3 \\ 0.35 & -30.2 \\ 0.40 & -26.8 \\ 0.45 & -23.5 \\ 0.50 & -21.9 \\ 0.55 & -18.8 \\ 0.60 & -16.6 \\ 0.65 & -14.3 \\ 0.70 & -10.3 \\ 0.75 & -7.6 \\ 0.80 & -4.3 \\ 0.85 & -1.9 \\ 0.90 & -0.6 \\ 0.95 & 0.8 \\ 1 & 0.7 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := (-39.33544 - 2.4849 \cdot L + 0.654408 \cdot L^2) + (-17.89457 + 32.3631 \cdot L - 3.4119 \cdot L^2) \cdot X + (-9.371 - 13.85718 \cdot L + 0.4349 \cdot L^2) \cdot X^2 + (284.1715 - 92.19102 \cdot L + 11.25512 \cdot L^2) \cdot X^3 + (-215.0985 + 75.15847 \cdot L - 8.83034 \cdot L^2) \cdot X^4$$

$$\text{err1} := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$\text{err1}^T =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
	0	1.055	-1.037	-1.543	-0.166	-0.74	3.945	4.01	-5.07	-4.126	-5.715	5.048	...

$\text{err2}^T =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
	0	-0.726	-1.044	2.517	1.503	1.667	-2.105	-5.623	-0.855	-2.105	2.433	8.027	...

$\text{err3}^T =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
	0	-0.33	0.848	0.402	-1.942	-1.102	2.066	3.332	-1.568	-6.594	6.342	...

Γράφημα 6.41-6.42.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -15.1 \\ 0.1 & -15.4 \\ 0.2 & -15.4 \\ 0.3 & -15.4 \\ 0.4 & -15.4 \\ 0.5 & -15.4 \\ 0.6 & -15.4 \\ 0.7 & -15.4 \\ 0.8 & -15.4 \\ 0.9 & -15.4 \\ 0.99 & -5 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -38.3 \\ 0.1 & -38.3 \\ 0.2 & -38.3 \\ 0.3 & -38.3 \\ 0.4 & -38.3 \\ 0.5 & -38.3 \\ 0.6 & -38.4 \\ 0.7 & -38.6 \\ 0.8 & -38.6 \\ 0.9 & -38.4 \\ 0.99 & -24 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -27.1 \\ 0.1 & -27.1 \\ 0.2 & -27.1 \\ 0.3 & -27.1 \\ 0.4 & -27.1 \\ 0.5 & -27.3 \\ 0.6 & -27.4 \\ 0.7 & -27.5 \\ 0.8 & -27.6 \\ 0.9 & -27.1 \\ 0.99 & -15 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := \frac{\left[\begin{aligned} & (-40.8194 + 7.7603 \cdot L - 0.58728 \cdot L^2) \cdot (0.56965 + 0.16096 \cdot L)^{\frac{-1}{0.172257}} + (538.496 - 338.4114 \cdot L + 41.4098 \cdot L^2) \cdot X^{91.08987 - 22.41266 \cdot L + 5.3086 \cdot L^2} \\ & (0.56965 + 0.16096 \cdot L)^{\frac{-1}{0.172257}} + X^{91.08987 - 22.41266 \cdot L + 5.3086 \cdot L^2} \end{aligned} \right]}{+}$$

$$\text{err1} := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err1}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	8.955·10 ⁻⁴	8.955·10 ⁻⁴	8.955·10 ⁻⁴	8.955·10 ⁻⁴	8.955·10 ⁻⁴	8.955·10 ⁻⁴	0.26	0.776	0.776	0.271	-7.195

$$\text{err2}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-2.022	-2.022	-2.022	-2.022	-2.022	-1.274	-0.905	-0.538	-0.174	-1.937	-8.568

$$\text{err3}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-1.985	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.078·10 ⁻³	2.271·10 ⁻³	-0.407

Γράφημα 6.43-6.44.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -16.2 \\ 0.1 & -15.1 \\ 0.2 & -12.9 \\ 0.3 & -9.8 \\ 0.4 & -6.1 \\ 0.5 & -3.8 \\ 0.6 & -0.6 \\ 0.7 & 1.8 \\ 0.8 & 3.7 \\ 0.9 & 3.9 \\ 0.95 & 2.8 \\ 0.98 & 1.1 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -37.2 \\ 0.1 & -36.9 \\ 0.2 & -35.4 \\ 0.3 & -34.3 \\ 0.4 & -33.5 \\ 0.5 & -25.6 \\ 0.6 & -14.9 \\ 0.7 & -3.6 \\ 0.8 & 2.9 \\ 0.9 & 2.9 \\ 0.95 & -0.9 \\ 0.98 & -6.2 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -28.1 \\ 0.1 & -26.9 \\ 0.2 & -25.9 \\ 0.3 & -24.1 \\ 0.4 & -19.7 \\ 0.5 & -12.4 \\ 0.6 & -4.8 \\ 0.7 & 0.5 \\ 0.8 & 3.8 \\ 0.9 & 4.2 \\ 0.95 & 0.8 \\ 0.98 & -3.7 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := (-40.6497 + 7.5 \cdot L - 0.5853 \cdot L^2) + \left(1.9771 - 4.7028 \cdot \frac{1}{L} \cdot L^{1.16886} \right) \cdot X + \left(\frac{1}{-0.00081 - 0.00429 \cdot L - 0.002207 \cdot L^2} \right) \cdot X^2 + (1162.4389 - 545.38118 \cdot L + 60.71835 \cdot L^2) \cdot X^3 + (-708.829 + 293.6053 \cdot L - 31.2146 \cdot L^2) \cdot X^4$$

$$err1 := \left(1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err2 := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad err3 := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$err1^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & -1.304 & 3.512 & -1.638 & -3.882 & 3.521 & 1.237 & -2.226 & -20.886 & -27.412 & -30.098 & -31.649 & -1.539 \end{array}$$

$$err2^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & 0.713 & -1.435 & -0.913 & 2.312 & 3.065 & -4.675 & -24.339 & -14.409 & -23.251 & 9.122 & 30.204 & 31.042 \end{array}$$

$$err3^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & -1.936 & 2.861 & 3.509 & -0.59 & -12.605 & 4.73 & 29.701 & -24.799 & -0.918 & 17.425 & 31.777 & 35.574 \end{array}$$

Γράφημα 6.45-6.46.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & 3.7 \\ 0.1 & 3.7 \\ 0.2 & 3.7 \\ 0.3 & 3.7 \\ 0.4 & 3.7 \\ 0.5 & 3.7 \\ 0.6 & 3.7 \\ 0.7 & 4.2 \\ 0.8 & 6.1 \\ 0.9 & 9.8 \\ 0.95 & 16.2 \\ 0.98 & 23.4 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -6.9 \\ 0.1 & -6.9 \\ 0.2 & -6.9 \\ 0.3 & -6.9 \\ 0.4 & -6.9 \\ 0.5 & -6.9 \\ 0.6 & -6.9 \\ 0.7 & -7.1 \\ 0.8 & -6.3 \\ 0.9 & -0.8 \\ 0.95 & 5.9 \\ 0.98 & 18.6 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -4.6 \\ 0.1 & -4.6 \\ 0.2 & -4.6 \\ 0.3 & -4.6 \\ 0.4 & -4.6 \\ 0.5 & -4.6 \\ 0.6 & -4.6 \\ 0.7 & -4.6 \\ 0.8 & -3.8 \\ 0.9 & 3.6 \\ 0.95 & 12.3 \\ 0.98 & 26.8 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := \frac{\left[\left(-7.2881 + 1.0999 \cdot L + 0.12482 \cdot L^2 \right) \cdot \left(276401.18556 - 968222.586 \cdot L + 415011.6836 \cdot L^2 \right) + \left(7145137.6886 - 25028989.757 \cdot L + 10728246.846 \cdot L^2 \right) \cdot X^{17.8079 + 0.9146 \cdot L - 0.2567 \cdot L^2} \right]}{\left(276401.18556 - 968222.586 \cdot L + 415011.6836 \cdot L^2 \right) + X^{17.8079 + 0.9146 \cdot L - 0.2567 \cdot L^2}}$$

$$\text{err1} := \left[1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{L1^{(1)}} \right] \cdot 100 \quad \text{err2} := \left(1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right) \cdot 100 \quad \text{err3} := \left(1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right) \cdot 100$$

$$\text{err1}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & -0.116 & -0.116 & -0.116 & -0.116 & -0.116 & -0.114 & -0.058 & 3.62 & 1.834 & -31.405 & -29.171 & 10.337 \end{array}$$

$$\text{err2}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & 0.239 & 0.239 & 0.239 & 0.239 & 0.239 & 0.242 & 0.327 & 1.794 & 1.712 & 24.26 & -12.691 & 5.121 \end{array}$$

$$\text{err3}^T = \begin{array}{c|cccccccccccc} & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 \\ \hline 0 & -2.833 & -2.833 & -2.833 & -2.833 & -2.835 & -2.874 & -3.365 & 5.315 & 19.212 & 1.175 & -1.089 & 0.575 \end{array}$$

Γράφημα 6.47-6.48.

$$L3 := \begin{pmatrix} 0.01 & -20 \\ 0.1 & -19.3 \\ 0.2 & -17.8 \\ 0.3 & -15.7 \\ 0.4 & -11.8 \\ 0.5 & -10.2 \\ 0.6 & -6.8 \\ 0.7 & -3.1 \\ 0.8 & 0.9 \\ 0.9 & 5.9 \\ 1 & 14.6 \end{pmatrix} \quad L1 := \begin{pmatrix} 0.01 & -42.9 \\ 0.1 & -42.1 \\ 0.2 & -41.7 \\ 0.3 & -40.4 \\ 0.4 & -39.6 \\ 0.5 & -32.8 \\ 0.6 & -19.3 \\ 0.7 & -8.9 \\ 0.8 & -4.1 \\ 0.9 & -0.5 \\ 1 & 12.2 \end{pmatrix} \quad L2 := \begin{pmatrix} 0.01 & -35.6 \\ 0.1 & -35.5 \\ 0.2 & -34.9 \\ 0.3 & -33.3 \\ 0.4 & -29.4 \\ 0.5 & -20.5 \\ 0.6 & -13.4 \\ 0.7 & -8.6 \\ 0.8 & -3.5 \\ 0.9 & 3.6 \\ 1 & 17.4 \end{pmatrix}$$

$$Y(X,L) := (-44.146 + 4.0401 \cdot L) + (-46.3154 + 67.6533 \cdot L - 10.2243 \cdot L^2) \cdot X + (937.589 - 1054.788 \cdot L + 154.249 \cdot L^2) \cdot X^2 + (-5462.544 + 5344.6519 \cdot L - 751.369 \cdot L^2) \cdot X^3 + (13282.6132 - 11342.2192 \cdot L + 1541.786 \cdot L^2) \cdot X^4 + (-13674.214 + 10595.7638 \cdot L - 1404.03778 \cdot L^2) \cdot X^5 + (5017.7759 - 3610.367 \cdot L + 468.9064 \cdot L^2) \cdot X^6$$

$$\text{err1} := \left[1 - \frac{Y(L1^{(0)}, 0.333)}{(L1)^{(1)}} \right] \cdot 100 \quad \text{err2} := \left[1 - \frac{Y(L2^{(0)}, 2)}{L2^{(1)}} \right] \cdot 100 \quad \text{err3} := \left[1 - \frac{Y(L3^{(0)}, 6)}{L3^{(1)}} \right] \cdot 100$$

$$\text{err1}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-0.217	-0.133	0.859	-2.682	1.082	2.854	-6.219	-4.881	27.333	-34.052	-0.483

$$\text{err2}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-0.107	1.719	-1.617	-0.396	4.268	-2.326	-3.442	6.114	7.192	6.19	-0.401

$$\text{err3}^T =$$

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	0.128	-1.093	0.588	2.414	-7.368	4.024	1.809	-5.884	27.791	-0.221	1.783