



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΩΝ**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΘΕΜΑ : ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ
ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑΣ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΗΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ
ΕΚΚΕΝΤΡΟΥ ΣΤΡΕΦΟΜΕΝΟΥ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ**

ΕΚΠΟΝΗΣΗ : ΑΝΔΡΕΑΣ Ν. ΔΑΛΑΒΟΥΡΑΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ : ΑΝΑΓΝΩΣΤΟΠΟΥΛΟΣ ΙΩΑΝΝΗΣ

ΑΘΗΝΑ , 2007

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η εργασία αυτή εκπονήθηκε στα πλαίσια της πραγματοποίησης της διπλωματικής μου εργασίας . Θέμα έχει τη μελέτη του πεδίου ροής μίας μικροαντλίας έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου. Οι μικροαντλίες και γενικότερα οι αντλίες αποτελούν σημαντικές μηχανολογικές κατασκευές , οι οποίες αποτελούν αντικείμενο συνεχούς μελέτης και έρευνας. Στο σημείο αυτό θα ήθελα αρχικά να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες στον επιβλέπων καθηγητή μου Αναγνωστόπουλο Ιωάννη , ο οποίος με την συνεχή του καθοδήγηση και τις συμβουλές του με βοήθησε να καταλάβω σε βάθος το θέμα της εργασίας και να πραγματοποιήσω αυτή σε ένα επιστημονικό επίπεδο. Στη συνέχεια, θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στους γονείς μου και τα αδέρφια μου, για την αμέριστη ηθική, ψυχολογική και υλική τους υποστήριξη, ώστε να πραγματοποιήσω τις σπουδές μου. Τέλος ήθελα να ευχαριστήσω το Βασίλη Γράβα, τον Κλέαρχο Ελευθερίου και την Κατσαντώνη Νικολέττα για την ψυχολογική βοήθεια και τη συμπαράσταση που μου προσέφεραν.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΕΣ – ΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΕΣ	1-1
Μικροαντλίες Μετατόπισης.....	1-4
Δυναμικές Μικροαντλίες	1-6
Ηλεκτροϋδροδυναμικές Μικροαντλίες.....	1-7
Ηλεκτροοσμωτικές Μικροαντλίες.....	1-8
Μαγνητοϋδροδυναμικές Μικροαντλίες.....	1-9
Σύγκριση Μικροαντλιών παλινδρομικής μετατόπισης και δυναμικών μικροαντλιών.....	1-10
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ	2-1
2.1 Σταθερή ροή γύρω από στρεφόμενο κύλινδρο [13]	2-1
2.2 Θερμική συμπεριφορά μιας νέας ιξώδους αντλίας [21]	2-3
2.3 Προσομοιώσεις των εξισώσεων Navier – Stokes σε μια νέα ιξώδη αντλία [23]	2-6
2.4 Ανάλυση ιξωδών μικροαντλιών και μικροστροβίλων [24]	2-15
2.5 Αριθμητική ανάλυση ιξώδους μικροαντλίας πολλαπλών βαθμίδων [27].....	2-22
2.6 Μια νέα αντλία για εφαρμογές MEMS.....	2-26
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΑΤΑΞΗ ΥΠΟ ΕΞΕΤΑΣΗ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΑΣ – ΡΟΪΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ	3-1
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΚΩΔΙΚΑΣ FLAS 2D ΚΑΙ ΕΠΙΛΟΓΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ	4-1
4.1 Κώδικας FLAS 2D.....	4-3
4.2 Επίλυση σε πολύπλοκες γεωμετρίες.....	4-6
4.3 Δεδομένα τοπικών πυκνώσεων πλέγματος.....	4-7
4.4 Επιλογή πλέγματος	4-8
4.5 Υπολογισμός Ροπής – Βαθμού απόδοσης	4-16
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΣΕ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΥΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ	5-1
5.1 Επίδραση της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής και του αριθμού Re	5-1
5.2 Επίδραση της εκκεντρότητας.....	5-10
5.3 Επίδραση του διαμέτρου d ή αντίστοιχα του ύψους του καναλιού S	5-22
5.4 Έλεγχος αξιοπιστίας αποτελεσμάτων	5-28
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ	6-1
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η συνεχής προσπάθεια για μελέτη των δυνατοτήτων των αντλιών, σε συνδυασμό με την ανάγκη για χρήση αυτών σε χαμηλούς αριθμούς Re και εφαρμογές σε διατάξεις μικροκλίμακας όπως τα MEMS, οδήγησε τους μελετητές στη δημιουργία των μικροαντλιών .

Υπάρχουν ορισμένοι φυσικοί μηχανισμοί που γίνονται σημαντικοί σε αυτές τις μικρές κλίμακες και πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στο σχεδιασμό των κατάλληλων μηχανημάτων. Όπως για παράδειγμα οι μεγάλες δυνάμεις τριβής σε σχέση με τις αδρανειακές. Λόγω αυτών των διαφορών, οι μικρομηχανές που απλά και μόνο μειώνονται στο μέγεθος είναι πιθανόν να μην λειτουργήσουν όταν κατασκευάζονται. Σε τέτοιες μικρές κλίμακες, παρόλα αυτά, οι συμβατικές αρχές των περιστρεφόμενων στροβιλοκινητήρων που βασίζονται στις φυγοκεντρικές και αδρανειακές δυνάμεις είναι πολύ χρήσιμες. Οι παλινδρομικές αντλίες, αν και είναι εφικτές, απαιτούν αρκετά περίπλοκη μικροκατασκευή εξ αιτίας της ανάγκης για βαλβίδες και ασφαλιστικά, οπότε είναι δύσκολο να παραχθούν. Οι στροβιλομηχανές που εξαρτώνται από αδρανειακές δυνάμεις δεν λειτουργούν σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Εξαιρέση αποτελεί η μικροαντλία τριβής η οποία αποτελείται από έναν περιστρεφόμενο κύλινδρο μικροκλίμακας που τοποθετείται έκκεντρα μέσα σε ένα κανάλι που περιέχει ρευστό. Δεδομένου ότι οι ιζώδεις δυνάμεις ή αλλιώς δυνάμεις τριβής τείνουν να είναι σημαντικότερες στις μικρές κλίμακες, μια αντλία που βασίζεται σε αυτές φαίνεται να είναι εφικτή και αποτελεσματική .

Με την εργασία αυτή γίνεται προσπάθεια να συγκεντρώσουμε προηγούμενες εργασίες που έχουν γίνει πάνω σε αυτό το θέμα και να μελετηθεί αριθμητικά το πεδίο ροής μιας μικροαντλίας έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου, με χρήση του υπολογιστικού κώδικα FL.A.S 2D (Fluid Automated Solver for 2D) . Έτσι η εργασία αυτή περιλαμβάνει πέντε κεφάλαια:

Στο κεφάλαιο 1 περιγράφονται συνοπτικά οι διάφοροι τομείς στους οποίους γίνεται χρήση των μικροαντλητικών συσκευών. Επίσης γίνεται προσπάθεια να καταγραφούν οι διάφορες κατηγορίες των μικροαντλιών, όπως για παράδειγμα οι αντλίες μετατόπισης και οι δυναμικές αντλίες, ενώ εξηγούνται και οι αρχές λειτουργίας τους. Επιπροσθέτως, γίνεται προσπάθεια σύγκρισης διαφόρων ειδών μικροαντλιών μεταξύ τους παρ' όλη τη δυσκολία που έγκειται στις ποικίλες συνθήκες λειτουργίας που τις χαρακτηρίζουν.

Στο κεφάλαιο 2 παρουσιάζονται οι διάφορες μελέτες για μικροαντλίες έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου, οι οποίες έχουν γίνει κατά το παρελθόν. Σε αυτές μελετάται, η περιοχή του αριθμού Re , στην οποία μπορούν να λειτουργήσουν αυτές οι μικροαντλίες, εξετάζεται η επίδραση της θερμοκρασίας στην απόδοση της μικροαντλίας και κυρίως εξετάζονται οι γεωμετρικές παράμετροι, όσον αφορά την επίδρασή τους στην παροχή και στο πεδίο ροής .

Στο κεφάλαιο 3 περιγράφεται η διάταξη της υπό εξέταση μικροαντλίας, αναφέρονται αναλυτικά όλες οι γεωμετρικές παράμετροι που περιγράφουν το πρόβλημα και γίνεται αδιαστατοποίηση των παραμέτρων αυτών. Επίσης αναφέρονται και οι ροϊκές εξισώσεις που περιγράφουν το πεδίο ροής, ενώ ταυτοποιείται το είδος της ροής και του ρευστού.

Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται ο κώδικας FL.A.S 2D (Fluid Automated Solver for 2D), ο οποίος έχει αναπτυχθεί στο Εργαστήριο Υδροδυναμικών Μηχανών του Ε.Μ.Π. και τον χρησιμοποιούμε για να εξετάσουμε το πεδίο ροής της μικροαντλίας έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου. Επίσης περιγράφεται η διαδικασία επιλογής του υπολογιστικού πλέγματος με κριτήριο τα ακριβή αποτελέσματα και την οικονομία του υπολογιστικού χρόνου, ενώ ορίζεται και ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας.

Τέλος στο κεφάλαιο 5 γίνεται αναλυτική παρουσίαση και μελέτη της μεταβολής του πεδίου ροής συναρτήσει των γεωμετρικών παραμέτρων της μικροαντλίας, όπως ο αριθμός Re , η εκκεντρότητα, η γωνιακή ταχύτητα, και η διάμετρος του κυλίνδρου. Η παρουσίαση των αριθμητικών αποτελεσμάτων γίνεται με συγκεκριμένα διαγράμματα και σχήματα του πεδίου ροής γύρω από τον κύλινδρο, τα οποία περιέχουν γραμμές ροής και κατανομή της πίεσης. Επιπροσθέτως παρατίθενται συγκεκριμένα διαγράμματα στα οποία γίνεται σύγκριση με αριθμητικές μελέτες άλλων ερευνητών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΕΣ – ΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΕΣ

Διάφορες μελέτες ερευνούν την πρόοδο κατά τη διάρκεια των προηγούμενων 25 ετών στην ανάπτυξη αντλητικών συσκευών μικροκλίμακας. Οι παλινδρομικές μικροαντλίες έχουν αποτελέσει το αντικείμενο μίας εκτενούς έρευνας τόσο στον ακαδημαϊκό κόσμο όσο και στον ιδιωτικό τομέας και έχουν παραχθεί με διάφορους ενεργοποιητές, διαμορφώσεις βαλβίδων και υλικά.

Οι ηλεκτρο-οσμωτικές μικροαντλίες είναι ελπιδοφόρες για ποικίλες εφαρμογές που απαιτούν υψηλά ποσοστά ροής και πιέσεις. Οι δυναμικές μικροαντλίες βασισμένες στις ηλεκτροϋδροδυναμικές και μαγνητοϋδροδυναμικές επιδράσεις έχουν επίσης αναπτυχθεί. Πολλή πρόοδος έχει σημειωθεί, για μικροαντλίες που είναι κατάλληλες για σημαντικές εφαρμογές που είναι όμως ακόμα μη διαθέσιμες, οπότε αυτός παραμένει ένας εύφορος τομέας για τη μελλοντική έρευνα.

Από τη βιολογία και την ιατρική ως και τη διαστημική εξερεύνηση και τη μικροηλεκτρονική, οι μικροαντλίες μπορούν να αποτελέσουν μέσα ευρείας χρήσης για την άντληση ρευστών όγκων. Διάφοροι μικροί ρευστοί όγκοι σε αυτά τα συστήματα συχνά αντλούνται, ελέγχονται ή ειδάλλως μεταφέρονται κατά τη διάρκεια της λειτουργίας.

Για πολλά μικρορευστομηχανικά συστήματα, μια αυτοελεγχόμενη, ενεργή αντλία, το μέγεθος συσκευασίας της οποίας είναι συγκρίσιμο με τον όγκο του ρευστού που αντλείται, είναι απαραίτητη ή ιδιαίτερα επιθυμητή. Στον τομέα της ιατρικής η διανομή των θεραπευτικών "πρακτόρων" στο σώμα ήταν από καιρό ένας στόχος των σχεδιαστών μικροαντλιών. Μεταξύ των πρώτων μικροαντλιών, εκείνες που αναπτύχθηκαν από τον Jan Smits στις αρχές της δεκαετίας του '80 προορίστηκαν να χρησιμοποιηθούν στα ελεγχόμενα συστήματα παράδοσης ινσουλίνης ώστε να διατηρούνται τα επιθυμητά επίπεδα ζαχάρου στους διαβητικούς χωρίς συχνές ενέσεις [3]. Οι μικροαντλίες επίσης μπορούν να χρησιμοποιηθούν ώστε να διανεμούν μηχανικά μακρομόρια σε υγρούς όγκους όπως για παράδειγμα στην κυκλοφορία του αίματος [4]. Το σημαντικό σε αυτά τα συστήματα είναι η ακριβής δοσολογία και όχι η μεταφορά υψηλών ποσοστών ροής. Οι εμφυτεύσιμες μικροαντλίες απαιτούν τη δημιουργία αρκετά υψηλών πιέσεων, της τάξης των 25 kPa.

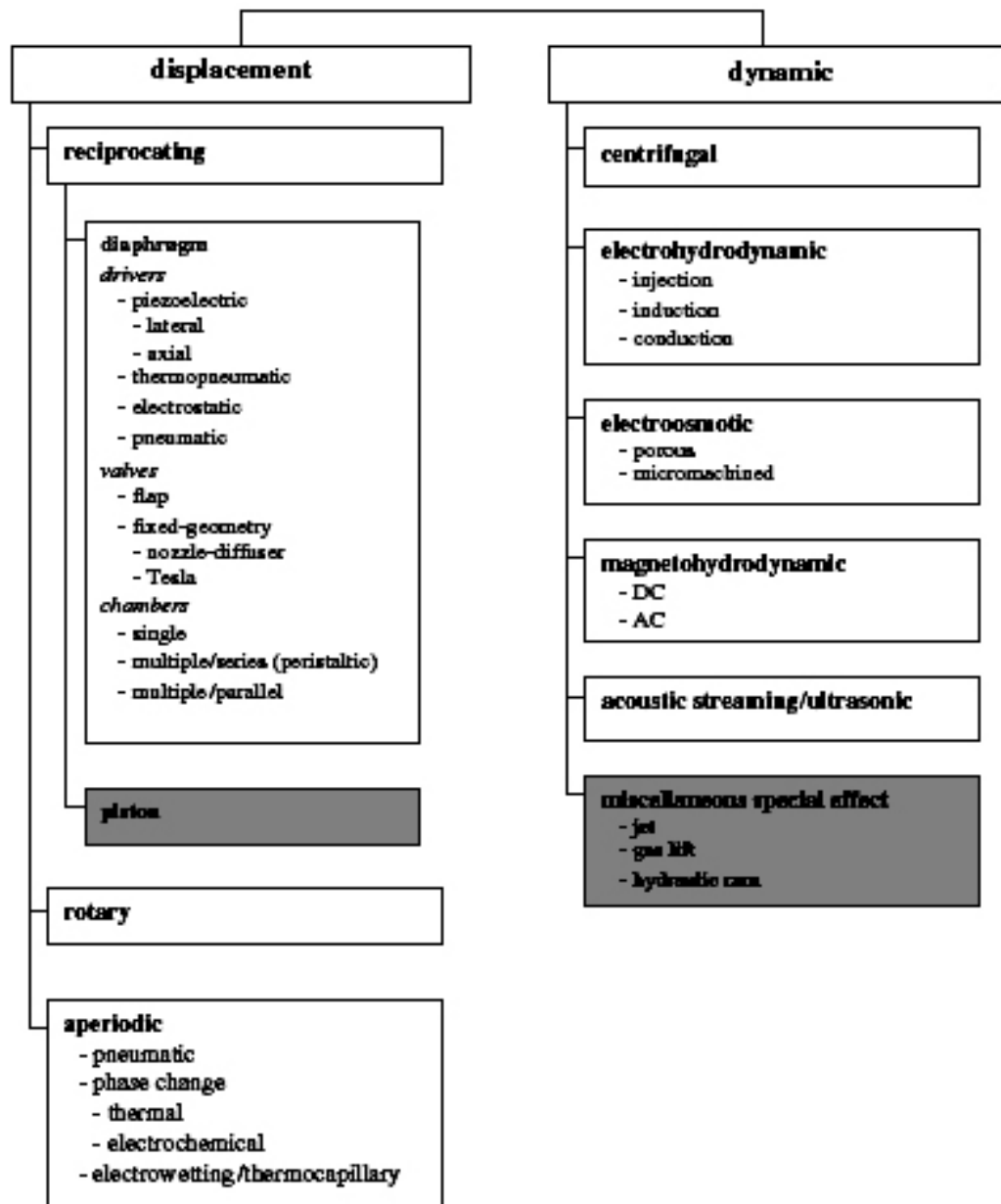
Ακόμα μια εφαρμογή των μικροαντλιών εντοπίζεται στη βιομηχανία τροφίμων και αναψυκτικών. Οι μικροαντλίες χρησιμοποιούνται κατά τη μέτρηση και την δοσολογία, κατά τη δειγματοληψία, κατά την αποβολή λιπαρών από τα τρόφιμα και κατά την εισαγωγή του ανθρακικού στα αναψυκτικά.

Διάφοροι ερευνητές έχουν επιδιώξει να αναπτύξουν μικροαντλίες για τη χρήση σε μονοφασική ή διφασική ψύξη μικροηλεκτρονικών συσκευών [5]. Η ψύξη στην μικροηλεκτρονική είναι ιδιαίτερα απαιτητική όσον αφορά την παροχή ροής. Παραδείγματος χάριν, για ένα τσιπ ψύξης υγρής-φάσης προβλέπονται ποσοστά ροής πολλών εκατοτάδων ml ανά λεπτό [6]. Οι πρόσφατες μελέτες δείχνουν ότι η διφασική εκ μεταφοράς ψύξη ενός μικροτσιπ ισχύος 100W θα απαιτήσει παροχή ροής της τάξης των 10 ml /min ή περισσότερο.

Η διαστημική εξερεύνηση είναι μια άλλη συναρπαστική περιοχή για την τεχνολογία μικροαντλιών. Οι μικροσκοπικές αντλίες απαιτούνται για χρήση στα συστήματα μαζικών φασματόμετρων που μεταφέρονται επάνω στο ελαφρύ διαστημικό σκάφος [7]. Μια τέτοια αντλία θα χρησιμοποιούταν πιθανώς για να επιτύχει ένα κενό πίεσης περίπου 0,1 Pa. Το μικρο-προωθητικό σύστημα είναι άλλη μια πιθανή εφαρμογή των μικροαντλιών στο χώρο του διαστήματος. Εμπνευσμένα από αυτό το ευρύ φάσμα των εφαρμογών, έχουν δημοσιευθεί πάνω από 200 έγγραφα περιοδικών τα οποία εκθέτουν νέες μικροαντλίες ή αναλύουν τη λειτουργία των μικροαντλιών, δεδομένου ότι η μικροαντλία του Smit [3] αναπτύχθηκε πρωταρχικά στη δεκαετία του '80.

Ένα σύστημα κατηγοριοποίησης είναι χρήσιμο έτσι ώστε να κατανοηθεί το ποικίλο σύνολο συσκευών που υπάρχουν. Έτσι οι μικροαντλίες ταξινομούνται σύμφωνα με τον τρόπο και τα μέσα με τα οποία παράγουν τη ροή και την πίεση του ρευστού. Το σύστημα που ακολουθείται εδώ για την ταξινόμηση των μικροαντλιών, διευκρινίζεται στο παρακάτω σχήμα 1.1, ισχύει στις αντλίες γενικά και είναι ουσιαστικά μια επέκταση του συστήματος που εκτίθεται από Krutzch και Cooper για τις παραδοσιακές αντλίες [8]. Οι αντλίες περιέρχονται γενικά σε μία από τις δύο κύριες κατηγορίες:

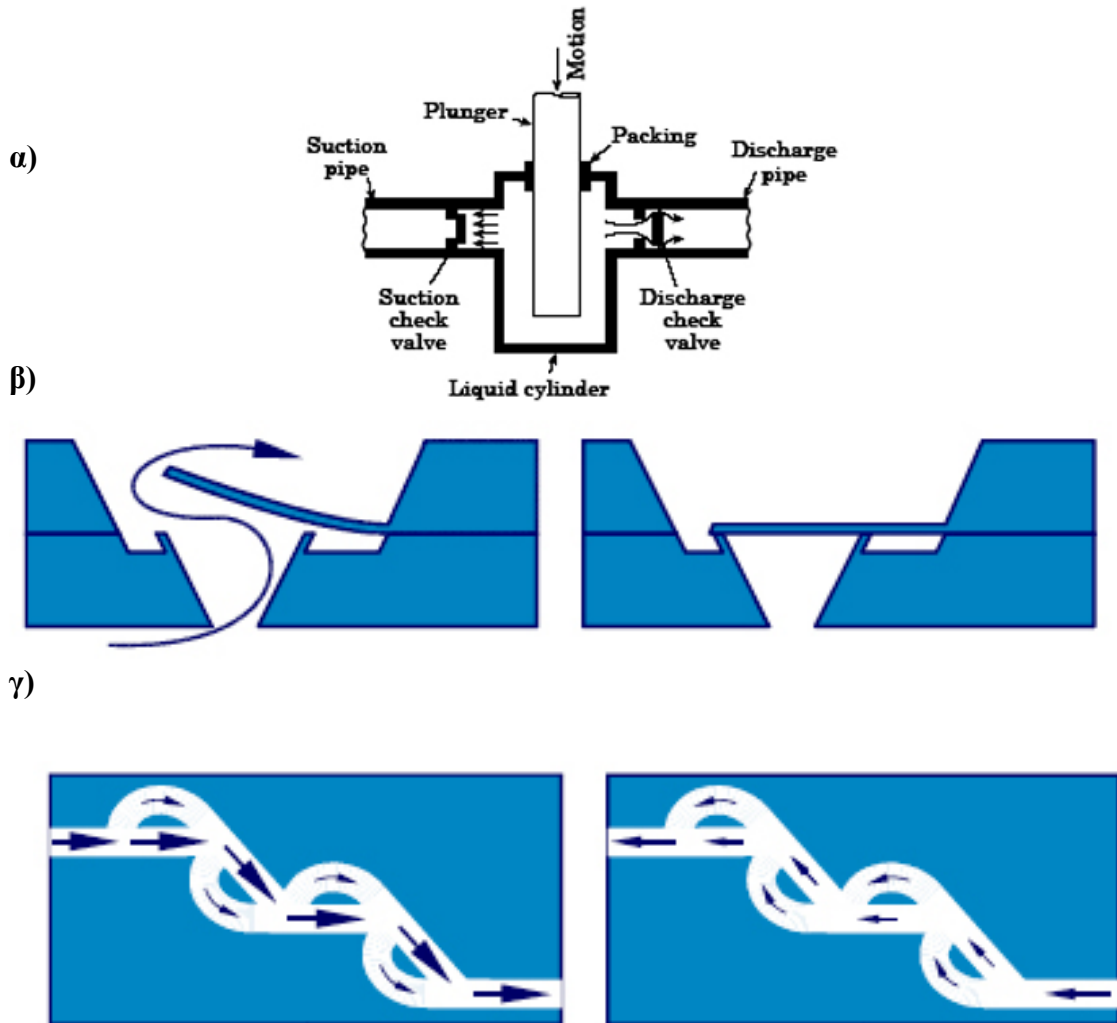
- (1) αντλίες μετατοπίσεως, (displacement) οι οποίες ασκούν τις δυνάμεις πίεσης στο εργαζόμενο ρευστό μέσω ενός ή περισσότερων κινούμενων μερών (έμβολο, γρανάζια, βαλβίδες κ.τ.λ.) και
- (2) δυναμικές αντλίες, (dynamic) οι οποίες προσθέτουν συνεχώς ενέργεια στο εργαζόμενο ρευστό με έναν τρόπο που αυξάνει είτε την ορμή του (όπως στην περίπτωση των φυγοκεντρικών αντλιών-centrifugal) είτε την πίεσή του άμεσα μέσω ενός ηλεκτρικού πεδίου (όπως στην περίπτωση των ηλεκτροοσμωτικών-electroosmotic και ηλεκτροϋδροδυναμικών αντλιών-electrohydrodynamic). Σημαντική κατηγορία αποτελούν και οι μαγνητοϋδροδυναμικές-magnetohydrodynamic αντλίες.



Σχήμα 1.1 : Ταξινόμηση των αντλιών και μικροαντλιών μετά από τους Krutzch και Cooper .

Μικροαντλίες Μετατοπίσεως

Πολλές αντλίες μετατοπίσεως λειτουργούν κατά τρόπο περιοδικό, ενσωματώνοντας κάποια μέσα περιοδικής κίνησης του ρευστού για να παραγάγουν την καθαρή ροή. Τέτοιες περιοδικές αντλίες μετατοπίσεως μπορούν να χωριστούν περαιτέρω σε αντλίες που είναι βασισμένες σε παλινδρομική κίνηση (reciprocating), από ένα έμβολο ή ένα διάφραγμα (diaphragm), και αντλίες που είναι βασισμένες σε περιστροφικά στοιχεία (rotary) όπως τα γρανάζια ή πτερύγια. Η πλειοψηφία των αναφερθέντων μικροαντλιών, είναι παλινδρομικές αντλίες μετατοπίσεως στις οποίες η κινούμενη επιφάνεια είναι ένα διάφραγμα (σχ. 1.2 (α)). Αυτές καλούνται μερικές φορές αντλίες μεμβρανών ή αντλίες διαφραγμάτων. Μια άλλη υποκατηγορία αντλιών μετατοπίσεως είναι οι απεριοδικές αντλίες μετατοπίσεως (aperiodic), η λειτουργία των οποίων δεν εξαρτάται από την περιοδική κίνηση ενός ορίου ασκούμενης πίεσης. Γενικότερα οι αντλίες μετατόπισης περιλαμβάνουν βαλβίδες ή ανορθωτές της ροής όπως αλλιώς λέγονται. Οι βαλβίδες υπάρχουν συνήθως σε δυο τύπους: ελεγχόμενες βαλβίδες ή συγκεκριμένης γεωμετρίας όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2 (β)-(γ). Ο μηχανισμός κίνησης μπορεί να είναι πιεζοηλεκτρικός, θερμομηχανικός, ηλεκτροστατικός και πνευματικός.



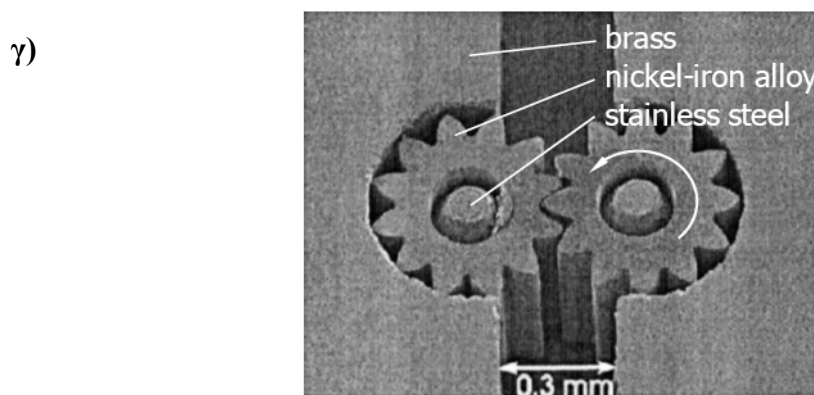
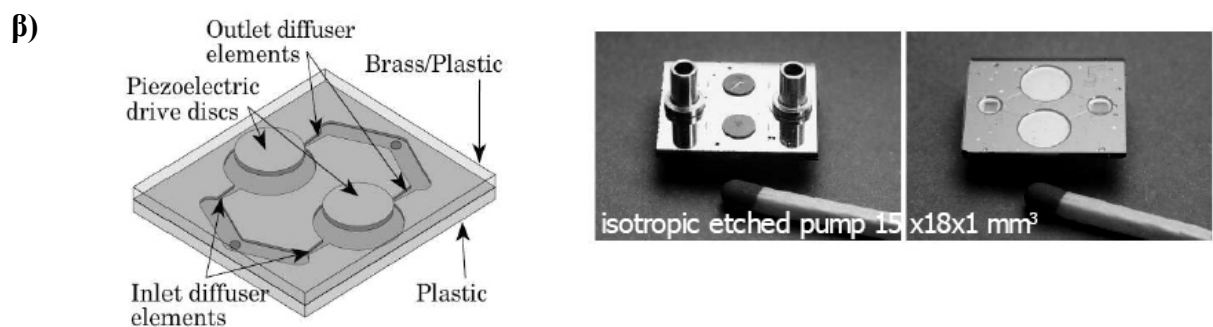
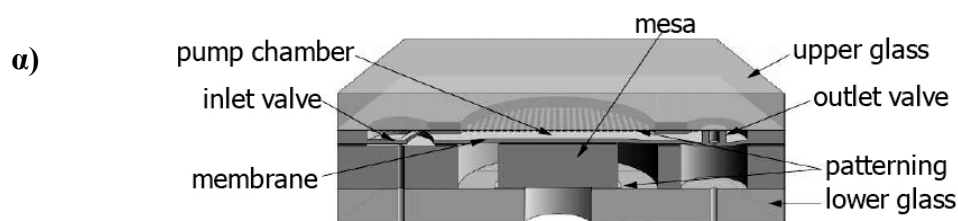
Σχήμα 1.2 : α) μικροαντλία μετατόπισης όπου φαίνονται το έμβολο, η βαλβίδα αναρρόφησης και η βαλβίδα εκκένωσης β) ελεγχόμενες βαλβίδες γ) συγκεκριμένης γεωμετρίας βαλβίδα

Παρακάτω παρουσιάζονται στο σχήμα 1.3 τρία παραδείγματα - εφαρμογές μικροαντλιών μετατόπισης :

α) Μικροαντλία σιλικόνης με ελεγχόμενες βαλβίδες για συστήματα μεταφοράς απορριπτέων ουσιών-φαρμάκων (διακρίνουμε το θάλαμο, τις βαλβίδες εισαγωγής και εξαγωγής και τη μεμβράνη).

β) Μικροαντλία με βαλβίδες συγκεκριμένης γεωμετρίας του A. Olsson (1998) (διακρίνουμε τους πιεζοηλεκτρικούς δίσκους, και τα στοιχεία εισαγωγής και εξαγωγής της διάχυσης του ρευστού)

γ) Μικροαντλία γρاناζωτή (διακρίνονται τα μέταλλα κατασκευής, χαλκός, κράμα νικελωμένου σιδήρου και ανοξείδωτο ατσάλι)

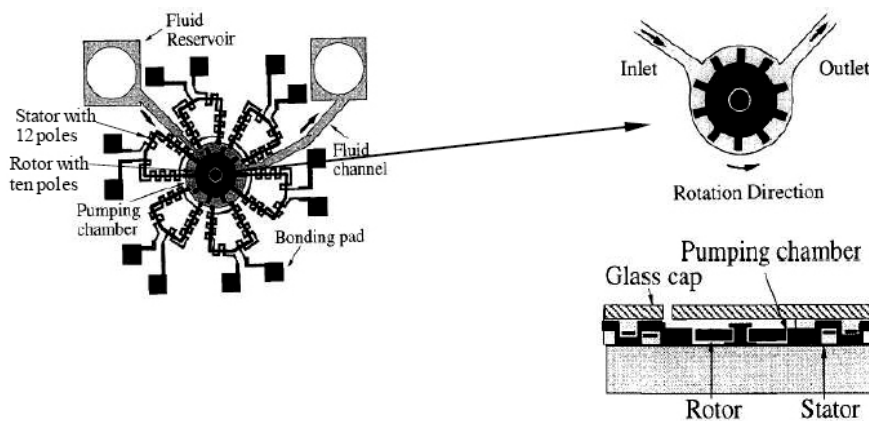


Σχήμα 1.3 : Παραδείγματα μικροαντλιών μετατόπισης α), β) Μικροαντλία με βαλβίδες γ) Γρاناζωτή μικροαντλία

Δυναμικές Μικροαντλίες

Οι δυναμικές αντλίες περιλαμβάνουν τις φυγοκεντρικές αντλίες, οι οποίες είναι χαρακτηριστικά αναποτελεσματικές στους χαμηλούς αριθμούς Reynolds και έχουν μικρογραφηθεί μόνο σε μια περιορισμένη έκταση, καθώς επίσης και τις αντλίες στις οποίες ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο αλληλεπιδρά άμεσα με το εργαζόμενο ρευστό για να παραγάγει πίεση και ροή. (ηλεκτροϋδροδυναμικές αντλίες, ηλεκτροσμοωτικές αντλίες και μαγνητο-υδροδυναμικές αντλίες). Στην άντληση δια μέσου ηλεκτρικού πεδίου δεν περιλαμβάνονται κινούμενα μέρη.

Οι φυγοκεντρικές αντλίες είναι ο πιο κοινός τύπος παραδοσιακής δυναμικής αντλίας. Συνήθως περιλαμβάνουν γρήγορα κινούμενα πτερύγια ή περιστρεφόμενα συστήματα τα οποία προσθέτουν μηχανικό έργο στο ρευστό με φυγόκεντρες δυνάμεις. Στο σχήμα 1.4 παρουσιάζεται μια φυγοκεντρική αντλία με ολοκληρωμένη κίνηση διπλής κατεύθυνσης που βρίσκεται στην εργασία των C.H.Ahn και M.G.Allen [9] (διακρίνονται ο 10-πολος ρότορας, ο 12-πολος στάτορας, ο θάλαμος άντλησης, ο αποθηκευτικός χώρος του υγρού και η κατεύθυνση εισαγωγής και εξαγωγής της ροής). Αξίζει να σημειωθεί ότι ο τύπος της μικροαντλίας που θα μελετήσουμε στην παρούσα εργασία είναι τύπου φυγοκεντρικής μικροαντλίας όπου ένας περιστρεφόμενος κύλινδρος προσθέτει ενέργεια στο ρευστό.



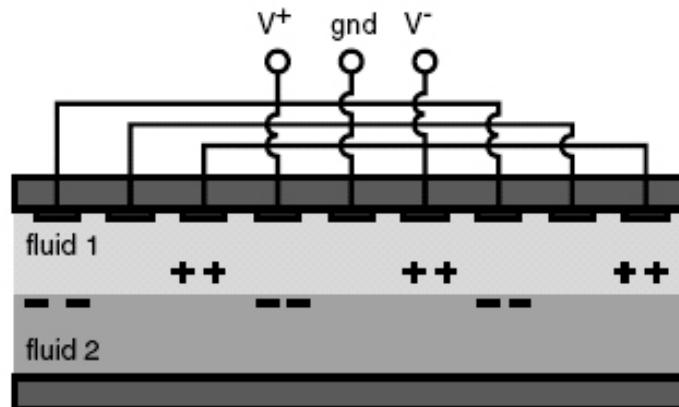
Σχήμα 1.4 : Παράδειγμα φυγοκεντρικής αντλίας

Ηλεκτροϋδροδυναμικές μικροαντλίες

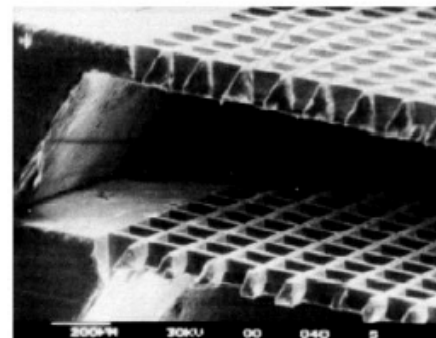
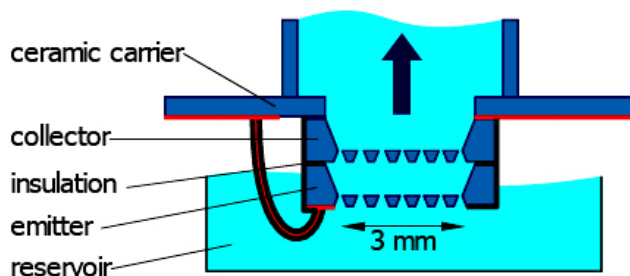
Οι ηλεκτροϋδροδυναμικές μικροαντλίες είναι βασισμένες στην αλληλεπίδραση των ηλεκτροστατικών δυνάμεων με ιόντα στα διηλεκτρικά ρευστά .

Η λειτουργία αυτών των μικροαντλιών απαιτεί την ύπαρξη ενός φορτίου σε ένα διηλεκτρικό ρευστό. Το φορτίο μπορεί να παραχθεί λόγω των ανομοιογενειών στο ρευστό, ή μέσω του διαχωρισμού του φορτίου . Γενικότερα το ηλεκτρικό πεδίο παράγεται από ένα ζευγάρι ηλεκτροδίων ενώ η δύναμη Coulomb που δημιουργείται επιταχύνει το ρευστό στο ηλεκτρικό πεδίο. Σχετικά παραδείγματα φαίνονται στο σχήμα 1.5

α)



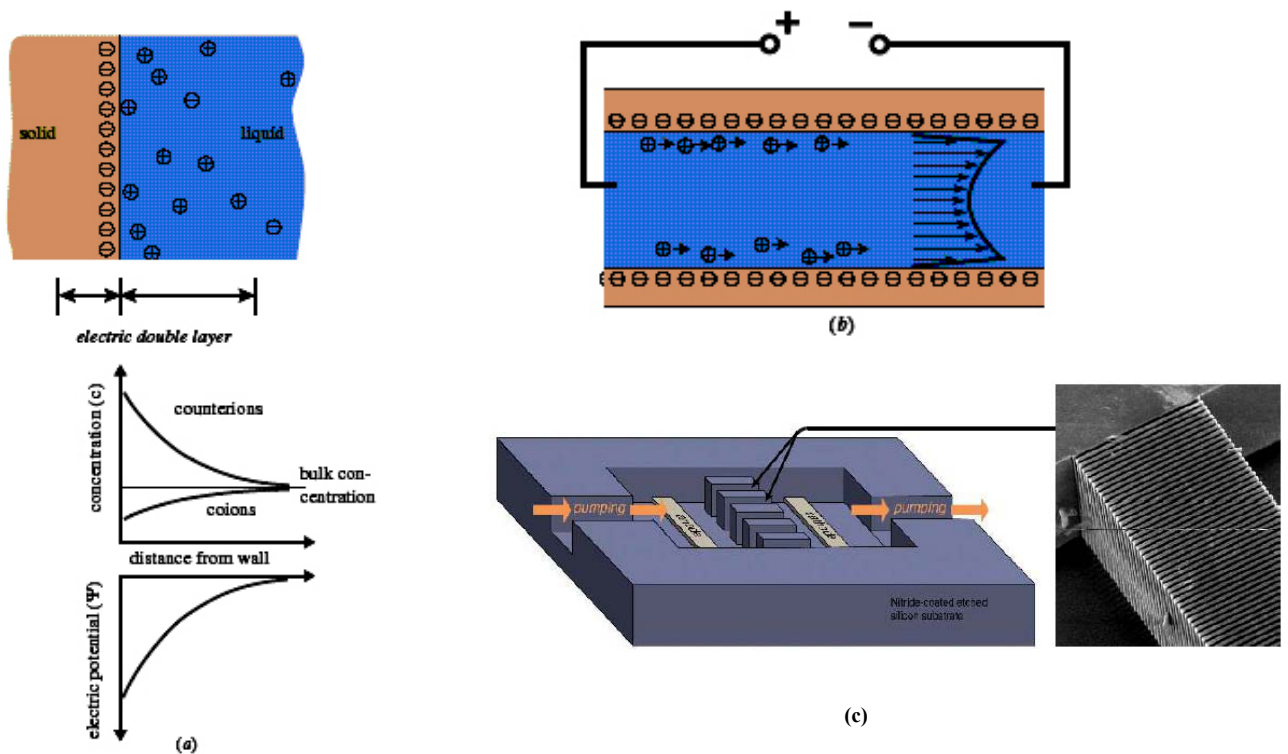
β)



Σχήμα 1.5 : α) Ένας τύπος ηλεκτροϋδροδυναμικής αντλίας με τρέχοντα κύματα (επαγωγή). Η διαδοχική λειτουργία των ηλεκτροδίων οδηγεί στην καθαρή ρευστή ροή. β) Μια ηλεκτροϋδροδυναμική αντλία με διαχωριστικό πλέγμα (διακρίνονται ο κεραμικός φορέας, η μόνωση, και ο αποθηκευτικός χώρος του υγρού)

Ηλεκτροοσμωτικές μικροαντλίες

Ηλεκτροοσμωτικές δυνάμεις άντλησης (EO) χρησιμοποιούν την αύξηση φορτιού της επιφάνειας που αναπτύσσεται αυθόρμητα όταν έρχεται ένα υγρό σε επαφή με ένα στερεό. Τα υγρά αντίθετων-ιόντων δημιουργούν το αποκαλούμενο ηλεκτρικό διπλό στρώμα (EDL). Κάποια μερίδα των αντίθετων-ιόντων στην υγρή φάση του EDL μπορεί να τεθεί σε κίνηση με την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου παράλληλου στον τοίχο. Τα κινητά ιόντα συμπαρασύρουν το υγρό στην κατεύθυνση της ηλεκτρικής δύναμης. Η ροή προκαλείται προς την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα 1.6.



Σχήμα 1.6 : Η ηλεκτροχημεία μιας διεπαφής στερεού-ρευστού παράγει ηλεκτροοσμωτική ροή (a). Τα αντίθετα ιόντα στο υγρό συσσωρεύονται κοντά στη επιφάνεια, που διαμορφώνει το ηλεκτρικό διπλό στρώμα (b) Ένα εξωτερικά εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο προκαλεί την κίνηση των αντίθετων ιόντων.(c) Ηλεκτροοσμωτική μικροαντλία για ψύξη ηλεκτρονικών συσκευών.

Μαγνητοϋδροδυναμικές αντλίες

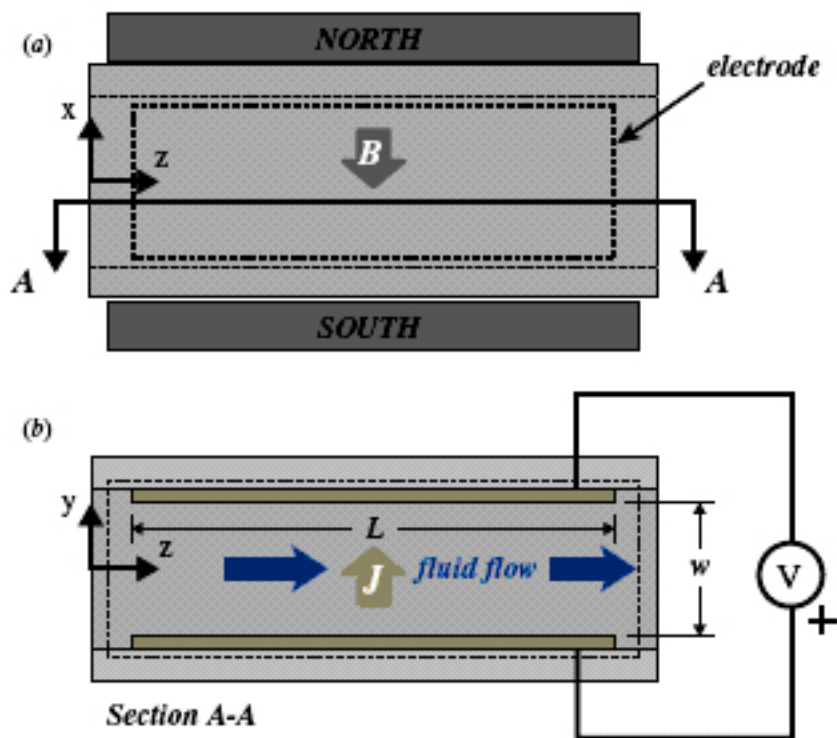
Έχουν αναφερθεί διάφορες μαγνητοϋδροδυναμικές μικροαντλίες στις οποίες τα τρέχων-φέροντα ιόντα στα διαλύματα ύδατος υποβάλλονται σε ένα μαγνητικό πεδίο για να μεταδώσουν μια δύναμη Lorentz στο υγρό και να προκαλέσουν τη ροή. Μια χαρακτηριστική μαγνητοϋδροδυναμική αντλία φαίνεται στο σχήμα 1.7. Σε ένα ορθογώνιο κανάλι με εγκάρσια πυκνότητα ρεύματος J_y και κάθετη εγκάρσια πυκνότητα μαγνητικής ροής B_x , η μέγιστη πίεση είναι

$$P_{\max, MHD, th} = J_y B_x l$$

και το μέγιστο ποσοστό ροής είναι της τάξης μεγέθους

$$Q_{\max, MHD, th} = J_y B_x \frac{\pi \cdot D_h^4}{128 \mu}$$

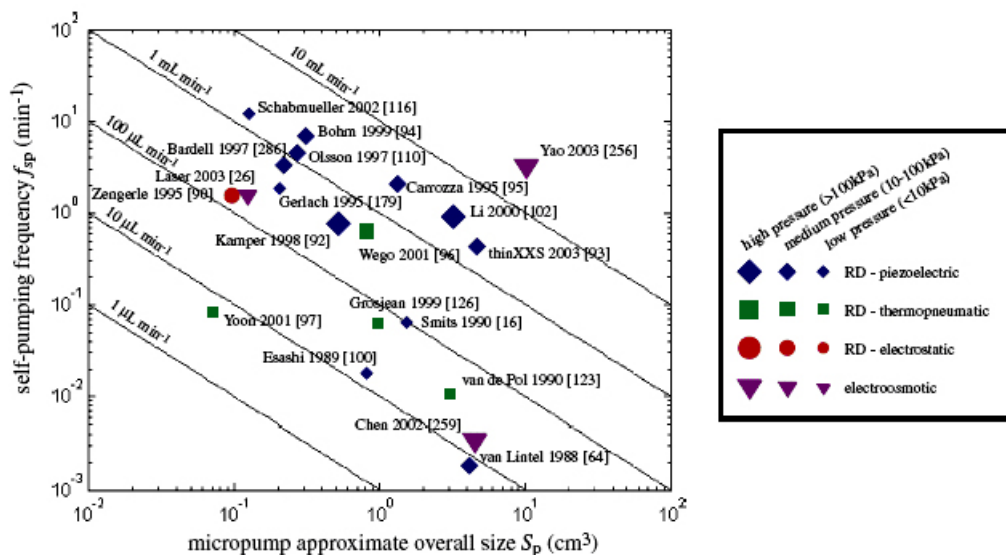
όπου L είναι το μήκος του καναλιού άντλησης και D_h είναι η υδραυλική διάμετρος του



Σχήμα 1.7 : Άνω όψη (α) και τμηματική όψη (β) του σχηματισμού μίας απλής μαγνητοϋδροδυναμικής μικροαντλίας. Ένα εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο ασκεί μια δύναμη Lorentz στα τρέχων-φέροντα ιόντα που ρέουν πέρα από το κανάλι, παράγοντας τη ροή στην αξονική κατεύθυνση.

Σύγκριση μικροαντλιών παλινδρομικής μετατόπισης και δυναμικών μικροαντλιών

Στο σχήμα 1.8 συγκρίνονται μικροαντλίες διάφορων τύπων όσον αφορά τις παραμέτρους SP και f_{sp} . Η SP σχεδιάζεται κατά μήκος της τετμημένης. Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.8, το μέγεθος του δείκτη σημείου δείχνει τη σχετική Δp_{max} σειρά για κάθε αντλία. Επιπροσθέτως μπορούν να γίνουν μερικές παρατηρήσεις. Οι ΕΟ μικροαντλίες που αναφέρονται από Yao [11] και η πιεζοηλεκτρικά-οδηγημένη μικροαντλία παλινδρομικής μετατόπισης που αναφέρεται από Li [12] αποδίδουν καλά από την άποψη του απόλυτου ποσοστού ροής και της παραγωγής πίεσης. Η πολύ διαφορετική διαδικασία κατασκευής και η λειτουργική φύση αυτών των αντλιών θα υπαγόρευε πιθανώς ποιιά θα είναι καταλληλότερη για μια ιδιαίτερη εφαρμογή. Οι συμπαγέστερες, παλινδρομικής μετατόπισης, μικροαντλίες με πιεζο-ηλεκτρική οδήγηση παραδίδουν απόδοση ποσοστού ροής, ανώτερη από αυτή του Li [12], και μεγαλύτερη μικροαντλία σε μέγεθος, αλλά γενικά με κάποιο κόστος στην παραγωγή πίεσης. Μικροκατασκευασμένες ηλεκτροωσμοτικές μικροαντλίες και παλινδρομικής μετατόπισης μικροαντλίες συγκρίσιμου μεγέθους παρουσιάζουν συγκρίσιμη απόδοση. Δεδομένου ότι οι πρώτες μικροαντλίες εισήχθησαν στις αρχές της δεκαετίας του '80, η πρόοδος στην ανάπτυξη και την ανάλυση μικροαντλιών είναι γρήγορη.



Σχήμα 1.8 : Σύγκριση πολλών αναφερόμενων μικροαντλιών σε σχέση με το μέγιστο ποσοστό ροής, Q_{max} , τη μέγιστη πίεση Δp_{max} , συνολικού συσκευαζόμενου μεγέθους S_p . Η αυτοαντλητική συχνότητα εδώ ορίζεται ως $f_{sp} = Q_{max}/S_p$.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται οι μελέτες που έχουν γίνει κατά καιρούς σχετικά με τις μικροαντλίες έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου (viscous micropump). Κάθε μελέτη εντοπίζει και επεξηγεί διαφορετικά και πολλά σημαντικά στοιχεία που βοηθούν στην κατανόηση και αριθμητική επίλυση του συγκεκριμένου προβλήματος. Κάθε μελέτη χρησιμοποιεί και αναφέρει τα αποτελέσματα των προηγούμενων σαν δεδομένα ώστε να γίνουν συγκρίσεις και περαιτέρω αναλύσεις.

Ο ουσιαστικός σκοπός αυτού του κεφαλαίου δεν είναι να καταγράψει επακριβώς τι έχουν γράψει οι προηγούμενοι μελετητές αλλά να αναφέρει τα κύρια σημεία κάθε μελέτης.

2.1 ΣΤΑΘΕΡΗ ΡΟΗ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΣΤΡΕΦΟΜΕΝΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ [13]

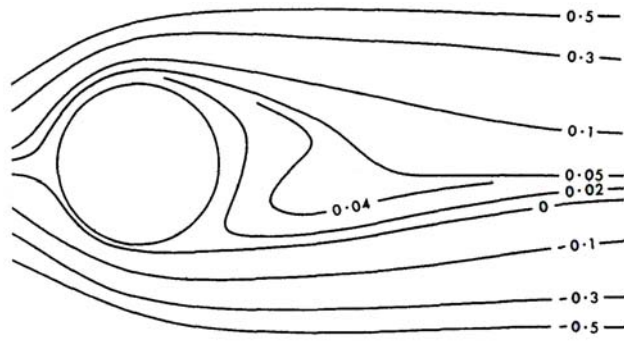
Στην εργασία του ο Ingham [13] έχει λάβει αριθμητικές λύσεις για σταθερή ιξώδη ροή γύρω από έναν περιστρεφόμενο κύλινδρο. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται για τους αριθμούς Reynolds 5 και 20 όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.1 (α)-(β) .

Μια από τις κύριες δυσκολίες που αντιμετωπίζονται στη λήψη των ακριβών αριθμητικών λύσεων των εξισώσεων Navier-Stokes για σταθερή διδιάστατη ροή γύρω από έναν κύλινδρο, είναι η ικανοποιητική επεξεργασία των οριακών συνθηκών σε μεγάλες αποστάσεις από τον κύλινδρο.

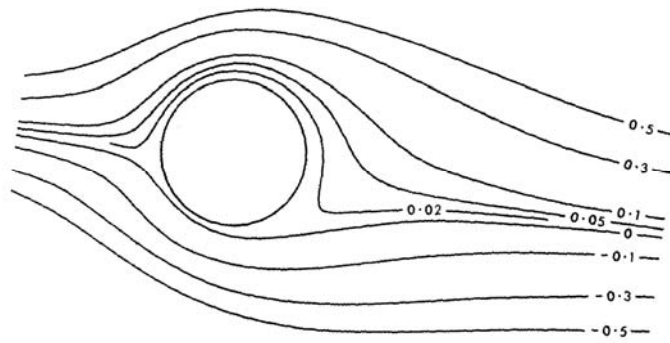
Η ροή έχει ερευνηθεί αναλυτικά από τον Kawaguti [14] χρησιμοποιώντας ασυμπτωτικές λύσεις για να προσεγγίσει τις εξωτερικές οριακές συνθήκες σε μια πεπερασμένη, αλλά μεγάλη απόσταση από τον κύλινδρο. Μέχρι πριν την εργασία του Fornberg [15] ήταν γενικά αποδεκτό ότι ο αριθμός Reynolds (βασισμένος στη διάμετρο του κυλίνδρου) με τιμή περίπου 100 ήταν ένα ανώτερο όριο για το οποίο θα μπορούσαν να ληφθούν ακριβείς αριθμητικές λύσεις . Εντούτοις, ο Fornberg έλαβε τις αριθμητικές λύσεις μέχρι έναν αριθμό Reynolds 300. Τα αποτελέσματά του, παρουσιάζουν συνεπή συμπεριφορά μέχρι έναν αριθμό Reynolds περίπου 260. Εντούτοις, ο Ingham σημειώνει ότι πειραματικά η ροή γίνεται ασταθής όταν ο αριθμός Reynolds είναι επάνω από περίπου 40 και αυτό είναι ένας από τους λόγους για τους οποίους σε αυτή τη μελέτη [13] ο αριθμός Reynolds είναι λιγότερο από 40.

Φαίνεται ότι είναι πολύ σημαντικό να χρησιμοποιηθεί μια ακριβής οριακή συνθήκη στις μεγάλες αποστάσεις από τον κύλινδρο ειδάλως κάποια λάθος συνθήκη μπορεί να προκαλέσει λανθασμένα συμπεράσματα στα αριθμητικά αποτελέσματα.

Στη μελέτη του, ο Dennis [20] εξετάζει τη σταθερή ασύμμετρη ροή γύρω από έναν ελλειπτικό κύλινδρο. Αυτός βρήκε ότι θεωρώντας την ασυμπτωτική φύση της αποσύνθεσης του στροβιλισμού στις μεγάλες αποστάσεις συμπεραίνεται ότι για τις ασύμμετρες ροές δεν είναι ικανοποιητικό μόνο ότι ο στροβιλισμός θα εξαφανιστεί μακριά από τον κύλινδρο αλλά ότι θα πρέπει να αποσυντεθεί αρκετά γρήγορα. Αυτό το πρόβλημα δεν προκύπτει στην περίπτωση των συμμετρικών ροών επειδή ο κύριος όρος στην ασυμπτωτική επέκταση για το στροβιλισμό είναι ακριβώς μηδέν .



(α)



(β)

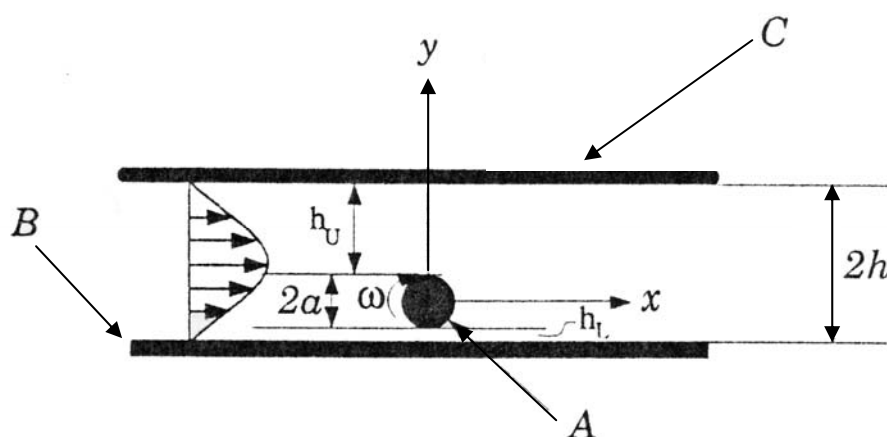
Σχήμα 2.1.1 (α)-(β) : Πεδίο ροής για $Re = 5$ και $Re = 20$ αντίστοιχα

2.2 ΘΕΡΜΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΜΙΑΣ ΝΕΑΣ ΙΞΩΔΟΥΣ ΑΝΤΛΙΑΣ [21]

Στην εργασία των Scharathandra, Sen και Gad-el-Hak [21] εισάγεται μια νέα μέθοδος για άντληση ρευστών μέσω ενός μηχανισμού τριβής. Η συσκευή που περιγράφεται σε αυτή την εργασία αποτελείται ουσιαστικά από έναν κυλινδρικό στροφέα που τοποθετείται εκκεντρικά σε ένα κανάλι, και είναι ειδικά κατασκευασμένος για τη μεταφορά των ιδιαίτερα ιξωδών πολυμερών σωμάτων. Υπό ορισμένες συνθήκες λειτουργίας, οι μηχανικές απώλειες λόγω τριβής μπορεί να είναι σημαντικές, και μια επακόλουθη αύξηση της θερμοκρασίας μπορεί να έχει δυσμενή αποτελέσματα στη λειτουργία της αντλίας. Για αυτό το λόγο, έγινε ένα αριθμητικό πείραμα το οποίο ερευνά τα σχετικά φαινόμενα. Οι διαφορετικοί τύποι θερμικών οριακών συνθηκών στη διεπαφή στροφέα - ρευστού μελετώνται στην αριθμητική λύση. Ένα κατά προσέγγιση θεωρητικό μοντέλο αναπτύσσεται επίσης για να αναλύσει τη ροή στην περιοχή μεταξύ του στροφέα και της πλησιέστερης πλάκας (για τα μικρά χάσματα). Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι αν και η άνοδος θερμοκρασίας είναι ελάχιστη για τις τυπικές καταστάσεις της μικροκλίμακας, εντούτοις παρατηρούνται σημαντικά απότομες κλίσεις της θερμοκρασίας στην περιοχή μεταξύ του στροφέα και του πλησιέστερου τοίχου του καναλιού, όπου εμφανίζεται η εντονότερη δύναμη πίεσης. Επιπλέον, καταδεικνύεται η ύπαρξη μιας βέλτιστης τιμής της θέσης του στροφέα, όπως όταν η παροχή της ροής του ρευστού είναι μέγιστη.

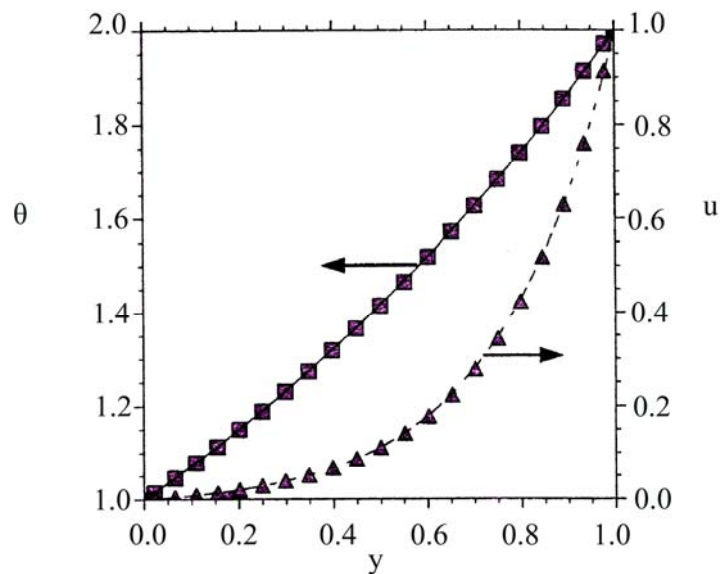
Τα ιδιαίτερα ιξώδη ρευστά, όπως τα πολυμερή ή η γλυκερίνη, στις μικροαντλίες με χαμηλές περιστροφικές ταχύτητες θα ήταν ευαίσθητα στις σημαντικές αυξήσεις θερμοκρασίας. Μεγαλύτερες αυξήσεις θερμοκρασίας θα καταγράφονταν για τις υψηλότερες ταχύτητες αντλιών. Τα ρευστά χαμηλού ιξώδους μπορούν ομοίως να καταπονηθούν στις μικροαντλίες εάν οι ταχύτητες των στροφέων είναι υψηλές.

Στη συνέχεια παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2.1 η γεωμετρία του προβλήματος. Δεξιόστροφη περιστροφή του κυλίνδρου A, που είναι σε εικονική επαφή με τον κατώτατο τοίχο B, παράγει μια ροή από τα αριστερά προς τα δεξιά μέσα στο κανάλι, και το ύψος του οποίου ποικίλλει από την κάθετη μεταφορά της πλάκας C.



Σχήμα 2.2.1 : Σχηματική αναπαράσταση της διαμόρφωσης της ροής

Στο σχήμα 2.2.2 φαίνεται μια αρκετά καλή σύγκλιση μεταξύ των υπολογισμένων και ακριβών τιμών της θερμοκρασίας θ , όπου θ είναι η αδιάστατη θερμοκρασία.



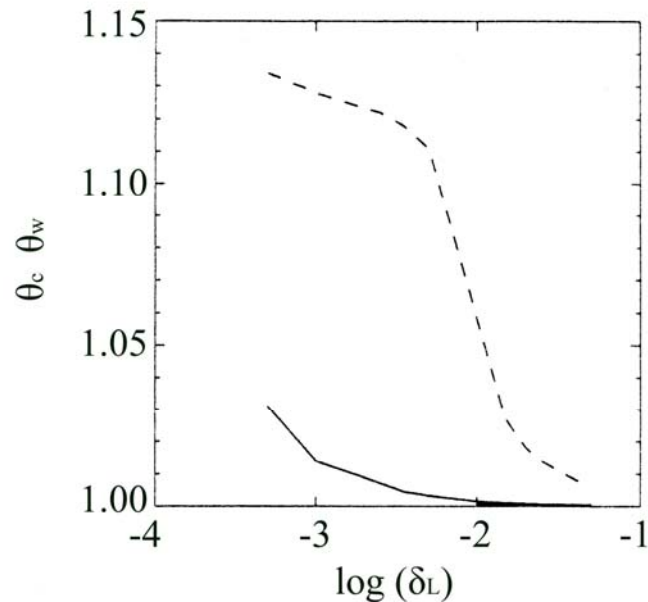
Σχήμα 2.2.2 : Σύγκριση των υπολογισμένων και ακριβών τιμών των u και θ για τη μεταβλητή ιξώδης ροή όπου $Re = 10$, Σημεία : ακριβής λύση , γραμμές : υπολογισμοί

Όλος ο υπολογισμός εκτελέστηκε σε ένα πλέγμα 72×54 . Επιπλέον, ο στρωφάας διατηρείται σε πολύ μικρές αποστάσεις από τον χαμηλότερο τοίχο (βλ. σχ.2.2.1) έτσι ώστε η εκκεντρότητα ϵ να προσεγγίζει την μέγιστη τιμή ϵ_{\max} , όπου ,

$$\epsilon = \frac{h_u + a - h}{2a}$$

Η επόμενη μελέτη του Sharatchandra [23] δείχνει ότι η αποτελεσματικότερη άντληση λαμβάνεται για αυτήν την διαμόρφωση.

Η ισχυρή επίδραση ακόμη και μιας μικρής μετατόπισης του στροφέα από τη χαμηλότερη πλάκα φαίνεται (h_L) στο σχήμα 2.2.3, όπου δ_L είναι η αδιάστατη απόσταση μεταξύ της χαμηλότερης πλάκας και του στροφέα.



Σχήμα 2.2.3 : Μεταβολή της θερμοκρασίας της επιφάνειας του στροφέα (συνεχής γραμμή) και της μέγιστης θερμοκρασίας του χαμηλότερου τοίχου με τη θέση του στροφέα για $s = 1.5$

Έπειτα εξετάζεται η περίπτωση όπου μεταβάλλεται η αδιάστατη παράμετρος της απόστασης των πλακών s , όπου s είναι

$$s = \frac{2h}{d}$$

ενώ διατηρείται σταθερό το διάστημα μεταξύ του στροφέα και της χαμηλότερης πλάκας μετατοπίζοντας ταυτόχρονα την ανώτερη πλάκα. Η φυσική του προβλήματος δείχνει ότι οι θερμικές πτυχές της ροής δεν είναι πιθανό να είναι σημαντικά επηρεασμένες από τις αλλαγές στο s , εάν το δ_L κρατιέται σταθερό. Αυτό επιβεβαιώνεται από τους υπολογισμούς, ενώ τα αποτελέσματα για αυτήν την περίπτωση συνοψίζονται στον πίνακα 2.2.1.

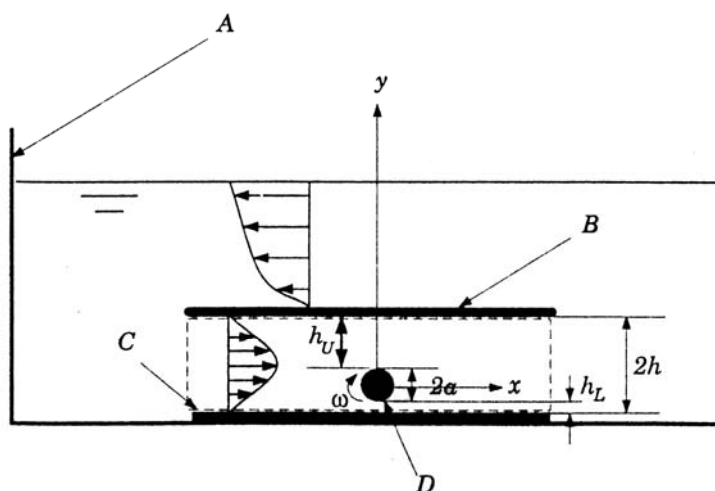
Πίνακας 2.2.1 : Επίδραση του S στην απόδοση της αντλίας

s	\bar{u}	θ_{\max}	θ_c
2	0.101	1.111	1.0032
1.5	0.108	1.111	1.0033
1.25	0.091	1.111	1.0033
1.1	0.047	1.111	1.0037

2.3 ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ NAVIER-STOKES ΣΕ ΜΙΑ ΝΕΑ ΙΞΩΔΗ ΑΝΤΛΙΑ [23]

Στην εργασία [23] δίνεται έμφαση στις προσομοιώσεις των εξισώσεων Navier – Stokes, οι οποίες σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds πραγματοποιούνται χρησιμοποιώντας μια πεπερασμένου - όγκου προσέγγιση για να μελετηθεί η επίδραση διάφορων γεωμετρικών παραμέτρων. Τα αριθμητικά αποτελέσματα δείχνουν ότι η παραγόμενη ροή του ρευστού είναι μέγιστη όταν ο κύλινδρος είναι σε επαφή με έναν τοίχο καναλιού και όταν υπάρχει ένα βέλτιστο διάστημα πλακών.

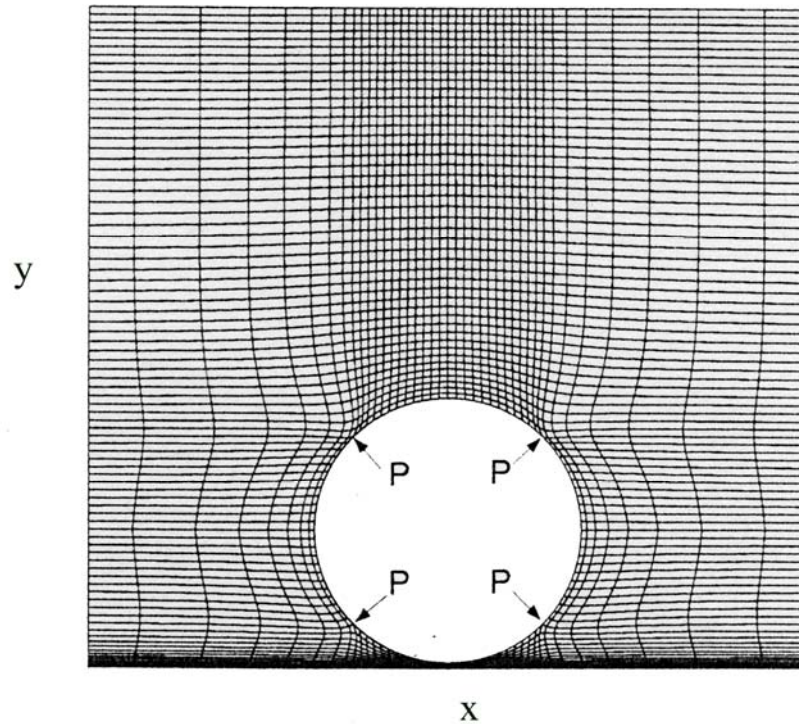
Το σχήμα 2.3.1 παρουσιάζει τη γεωμετρική διαμόρφωση του προβλήματος που εξετάζεται. Η πλάκα B τοποθετείται σε μια κάθετη απόσταση $2h$ από το κατώτατο σημείο της δεξαμενής A που είναι γεμάτη με ένα ιξώδες ρευστό. Ένας κυλινδρικός στροφέας D, διαμέτρου $2a$ τοποθετείται σε αποστάσεις, h_U και h_L από την πλάκα B και το κατώτατο σημείο της δεξαμενής, αντίστοιχα. Στην παρούσα διαμόρφωση, η ροή του ρευστού από αριστερά προς τα δεξιά μέσα στο κανάλι προκαλείται από δεξιόστροφη περιστροφή του κυλίνδρου. Θεωρούμε το διάστημα μέσα στους τοίχους του καναλιού, που υποδεικνύεται από την διακεκομμένη γραμμή C, όπως και το τμήμα της αντλίας.



Σχήμα 2.3.1 : Σχηματική αναπαράσταση της διαμόρφωσης της ροής

Για εφαρμογές που αφορούν μικροαντλίες, ενδιαφέρον παρουσιάζουν αυτές για χαμηλούς αριθμούς Reynolds για τους οποίους δεν περιμένουμε να υπάρχουν υδροδυναμικές αστάθειες και μπορούμε να υποθέσουμε τη ροή ευσταθή.

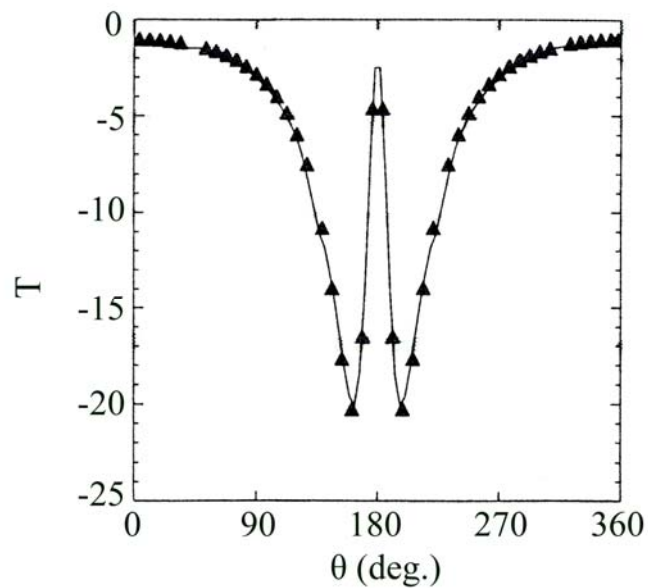
Για τους πολύ χαμηλούς αριθμούς Reynolds που αντιστοιχούν σε έρπουσα ή Stokes ροή, Ο Wannier (1950) έχει παρουσιάσει μια ακριβή λύση για την ροή των έκκεντρων περιστρεφόμενων κυλίνδρων. Αυτό το πρόβλημα λύθηκε αριθμητικά στο πλέγμα 60×74 που φαίνεται στο σχήμα 2.3.2



Σχήμα 2.3.2 : Καθορισμός πλέγματος γύρω από το στροφέα

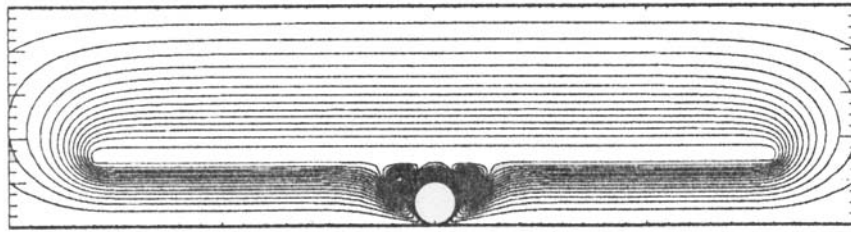
Η ακριβής λύση επιβάλλεται στα σημεία που σημειώνονται με P στο σχήμα 2.3.2, η οποία επιβλήθηκε στα κυρίως όρια, και οι λύσεις λαμβάνονται για αριθμό $Re = 0.5$, έτσι ώστε να παραμένει μέσα στα όρια της ροής Stokes .

Για πιο αυστηρό έλεγχο της ακρίβειας και αξιοπιστία της αριθμητικής μεθόδου, όσον αφορά την κατανομή της θερμοκρασίας γύρω από το στροφέα, γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων της ακριβούς λύσης και των αποτελεσμάτων από υπολογισμούς όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.3 .



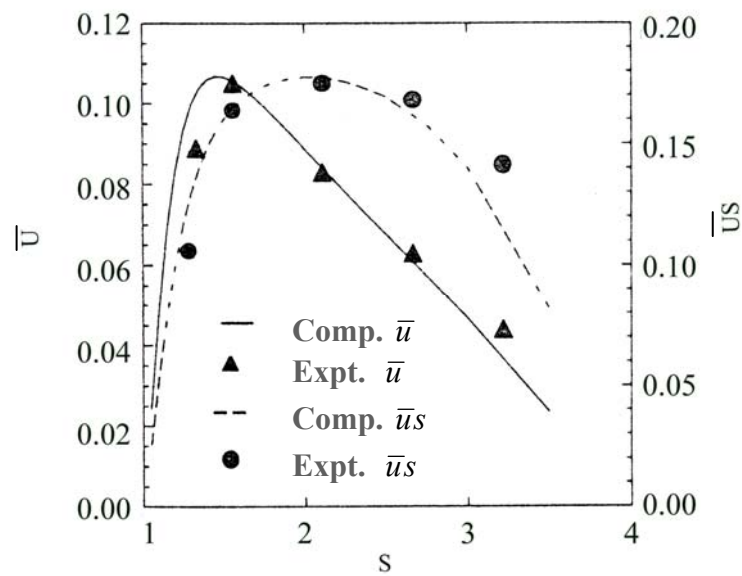
Σχήμα 2.3.3 : Κατανομή θερμοκρασίας γύρω από το στροφέα.
Γραμμή :ακριβής λύση, ,Σημεία :υπολογισμοί

Οι υπολογισμένες γραμμές ροής που απεικονίζονται στο σχήμα 2.3.4, αντιστοιχούν σε μια τιμή $s=1.5$, όπου $s = h / a$, αποτελεί την αδιάστατη παράμετρο του ύψους των πλακών.



Σχήμα 2.3.4 : Γραμμές ροής για $S=1.5$ και $Re=0.5$

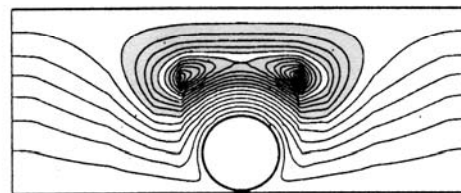
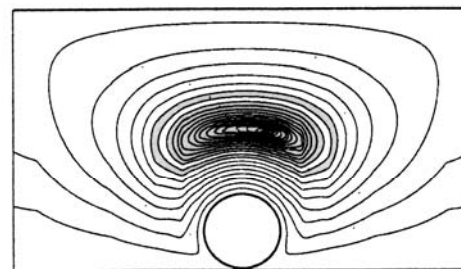
Η επίδραση του διαστήματος των πλακών στη μέση ταχύτητα της ροής από την αριθμητική και την πειραματική μέθοδο φαίνεται στο σχήμα 2.3.5.



Σχήμα 2.3.5 : Μεταβολή της μέσης ταχύτητας και της κατανομής της ροής με το S για $\varepsilon=\varepsilon_{max}$ και $Re=0.5$

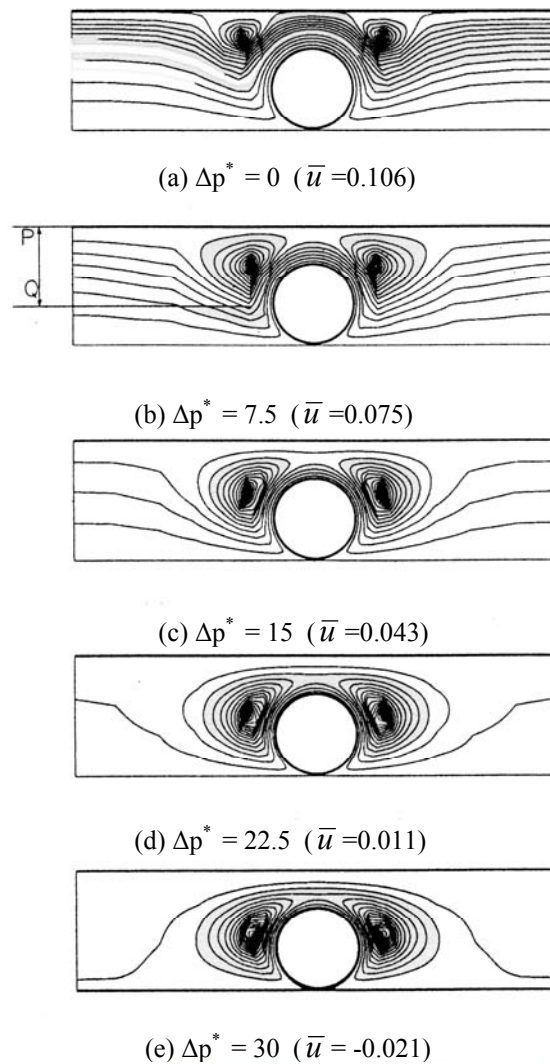
Σαφώς, η επιρροή των μεγαλύτερων στροβιλιζόμενων δομών σχετίζεται με τα μέγιστα διαστήματα πλακών, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.6, και τείνει να μειώσει την παραβολική φύση των προφίλ, ακόμα και σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 3 διαμέτρων από το στροφέα.

Οι υπολογισμένες γραμμές ροής για ποικίλες πειραματικές τιμές του s του σχήματος 2.3.5 παρουσιάζονται στο σχήμα 2.3.6 (α) - (δ). Για ένα πολύ μικρό διάστημα, όπως στο σχήμα 2.3.6 (α), οι δίνες "συμπιέζονται" προς τα κάτω από κάθε πλευρά του στροφέα και αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την απόφραξη της πορείας της ροής πέρα από την αντλία. Δεδομένου ότι το s αυξάνεται, οι δύο δίνες από κάθε πλευρά βαθμιαία τείνουν να συγχωνευθούν.

(a) $s = 1.25$ ($\bar{u} = 0.093$)(b) $s = 1.5$ ($\bar{u} = 0.106$)(c) $s = 2.5$ ($\bar{u} = 0.067$)(d) $s = 3.5$ ($\bar{u} = 0.02$)

Σχήμα 2.3.6 : Γραμμές ροής για $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$ και $Re = 0.5$ σχετικά με τη λειτουργικότητα της απόστασης των πλακών

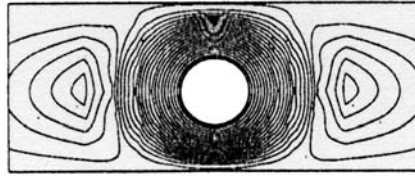
Το σχήμα 2.3.7 (α) - (ε) παρουσιάζει τα σχέδια του πεδίου ροής που αντιστοιχούν στα διαφορετικά φορτία Δp^* . Όπως στη περίπτωση του σχήματος 2.3.6, τα μεγαλύτερα μεγέθη δίνης φαίνεται να συνδυάζονται με μικρά ποσοστά ροής.



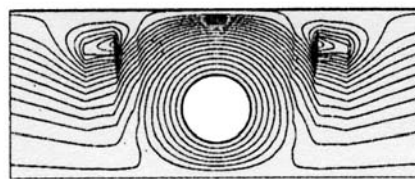
Σχήμα 2.3.7: Γραμμές ροής για $\varepsilon = \varepsilon_{max}$, $Re = 1$ και $S = 1.5$ σχετικά με τη διαφοροποίηση του Δp^*

Μια άλλη ενδιαφέρουσα παρατήρηση είναι ότι, παρά την αρχική τάση για τις δύο ομο-περιστρεφόμενες δίνες που φαίνονται στα σχήματα 2.3.7(α) - (β) να συγχωνευθούν λόγω μιας αύξησης στο φορτίο της αντλίας όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.7 (γ), οι περαιτέρω αυξήσεις στην τιμή Δp^* αναγκάζει τις δίνες να αποσυνδεθούν ξανά και να κινηθούν προς τα κάτω από κάθε πλευρά του στροφέα. Στο σχήμα 2.3.7(ε), τα επιβαλλόμενα φορτία στην αντλία είναι πάρα πολύ υψηλά για το στροφέα ώστε να μπορεί να τα υπερνικήσει, και ως επακόλουθο, υπάρχει αντιροή.

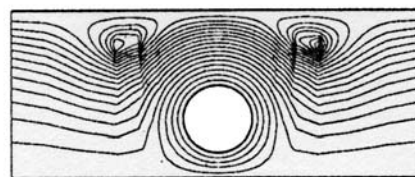
Το σχήμα 2.3.8 παρουσιάζει την επίδραση της αλλαγής στην εκκεντρότητα. Υπάρχει μια σημαντική αλλαγή στη δομή της ροής, με αυξανόμενη εκκεντρότητα για μικρές τιμές του e/e_{\max} , όπου e είναι η αδιάστατη απόσταση μεταξύ των πλακών



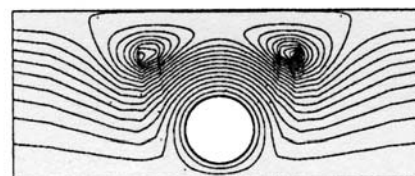
(a) $e/e_{\max} = 0.1$ ($\bar{u} = -0.001$)



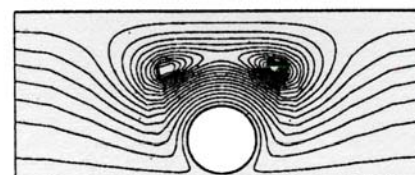
(b) $e/e_{\max} = 0.3$ ($\bar{u} = -0.023$)



(c) $e/e_{\max} = 0.1$ ($\bar{u} = -0.001$)



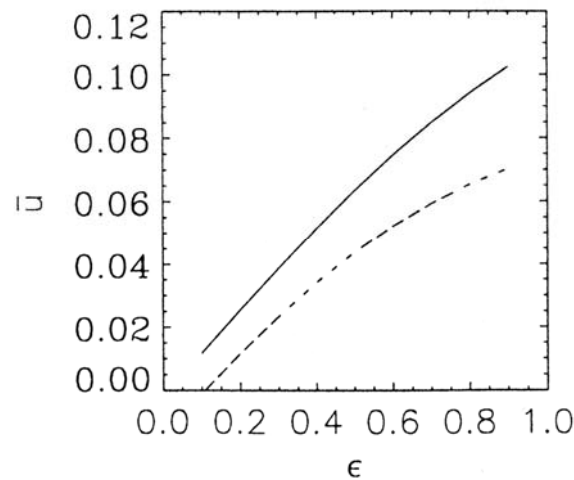
(d) $e/e_{\max} = 0.7$ ($\bar{u} = -0.059$)



(e) $e/e_{\max} = 0.9$ ($\bar{u} = -0.07$)

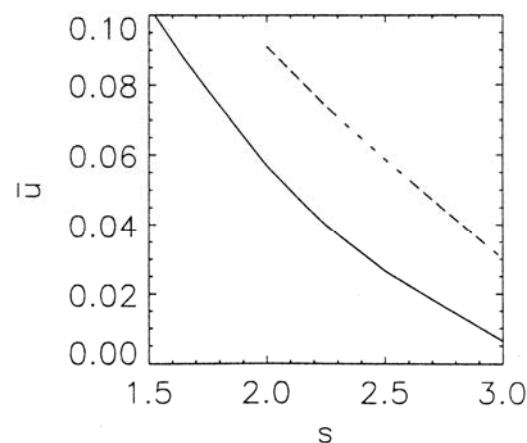
Σχήμα 2.3.8 : Γραμμές ροής για $Re=1$, $\Delta p^*=1$, $e_{\max}=0.75$ και $S=2.5$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας

Η μέση ταχύτητα είναι μια από τις σημαντικότερες παραμέτρους του συστήματος δεδομένου ότι ποσοτικοποιεί την επίδραση της άντλησης (αντλητική ικανότητα). Το σχήμα 2.3.9 παρουσιάζει την επίδραση της εκκεντρότητας του στροφέα σε αυτήν την ταχύτητα. Η μέση ταχύτητα αυξάνεται με την αύξηση του e/e_{\max} .



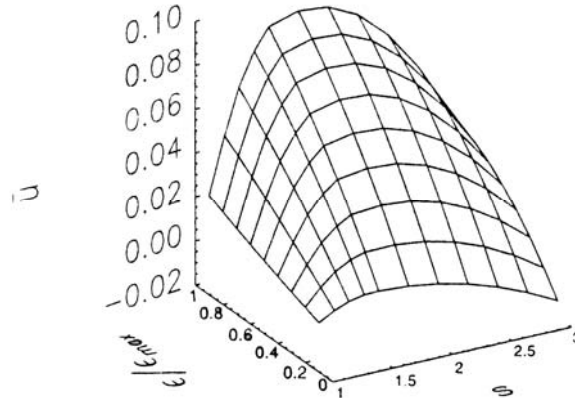
Σχήμα 2.3.9 : Επίδραση της εκκεντρότητας στη μέση ταχύτητα για $Re=1$ και $\Delta p^*=1$. Συνεχής γραμμή : $S=1.5$, Διακεκομμένη γραμμή : $S=2.5$

Η επίδραση της τιμής του s στη μέση ταχύτητα κρατώντας το e σταθερό παρουσιάζεται στο σχήμα 2.3.10. Η θέση του στροφέα και από τις ανώτατες και από τις κατώτατες πλάκες αυξάνεται με το s , έτσι ώστε να διατηρήσει ένα σταθερό ποσό μετατόπισης από την κεντρική γραμμή. Κατά συνέπεια, παρατηρείται μια μονότονη μείωση στο u με αύξηση του s .



Σχήμα 2.3.10 : Επίδραση της απόστασης των πλακών για $Re=1$ και $\Delta p^*=1$. Συνεχής γραμμή : $\varepsilon=0.25$, Διακεκομμένη γραμμή : $\varepsilon=0.5$

Η ολική παράμετρος διαστήματος των s και του e εξετάστηκε για να παραγάγει τα διαγράμματα επιφάνειας της μεταβλητής $u(s, \varepsilon)$ όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.11. Τα ακρότατα στο u παρατηρούνται για $e = e_{\max}$ τα οποία φαίνονται να γίνονται λιγότερο έντονα καθώς ο στροφέας κινείται πιο κοντά προς το κέντρο του καναλιού. Το σχήμα χρησιμεύει μόνο να τονίσει και πάλι το σημείο ότι, αν και οι ροπές είναι υψηλότερες, το μέγιστο ποσοστό ροής λαμβάνεται όταν ο στροφέας είναι σε επαφή με τη χαμηλότερη πλάκα.

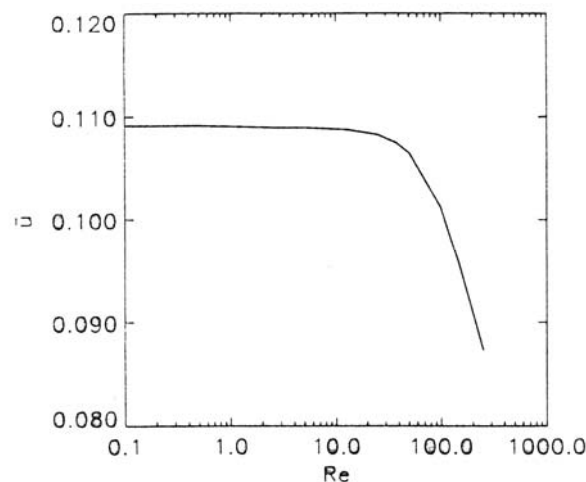


Σχήμα 2.3.11 : Τρισδιάστατο σχήμα των u, S και $\varepsilon/\varepsilon_{\max}$ για $Re=1$ και $\Delta p^*=1$

Η επίδραση της μεταβολής του αριθμού Reynolds όπου :

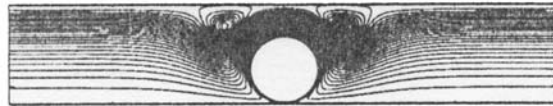
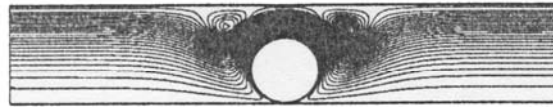
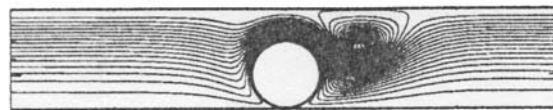
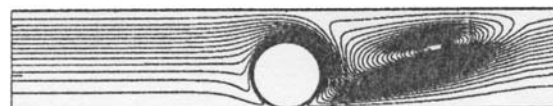
$$Re = \frac{Ud}{\nu} = \frac{\omega d^2}{2\nu}$$

παρουσιάζεται στο σχήμα 2.3.12. Εδώ, προκειμένου να μελετηθούν οι αδρανειακές επιδράσεις μεμονωμένα, η εξωτερικά επιβαλλόμενη κλίση πίεσης τίθεται μηδέν. Αυτό που είναι ενδιαφέρον είναι ότι ακόμη και για $Re=100$, τιμή αρκετά μεγάλη για το εύρος των τυπικών μικροαντλιών, παρέχετε ικανοποιητική άντληση.



Σχήμα 2.3.12 : Μεταβολή της μέσης ταχύτητας με το Re για $S=1.5$, $\Delta p^*=0$ και για $\varepsilon=e_{\max}$

Το σχήμα 2.3.13 παρουσιάζει τις γραμμές ροής για διαφορετικές τιμές του Re , καθώς ο αριθμός Re αυξάνεται , η συμμετρία που συνδέεται με τις χαμηλές αδρανειακές δυνάμεις της ροής Stokes εξαφανίζεται βαθμιαία και η δίνη από την πλευρά αναρρόφησης εξαφανίζεται εξ ολοκλήρου για $Re=50$ όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.13 (c). Είναι πολύ πιθανό ότι η ροή στα δύο τελευταία πλαίσια του σχήματος 2.3.13 είναι ασταθής.

(a) $Re = 2.5$ ($\bar{u} = 0.109$)(b) $Re = 5$ ($\bar{u} = 0.109$)(c) $Re = 50$ ($\bar{u} = 0.108$)(d) $Re = 250$ ($\bar{u} = 0.087$)

Σχήμα 2.3.13 : Γραμμές ροής για $S=1.5$, $\Delta p^*=0$ και $\varepsilon=\varepsilon_{max}$, σχετικά με τη διαφοροποίηση του αριθμού Re

2.4 ΑΝΑΛΥΣΗ ΙΞΩΔΩΝ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΩΝ ΚΑΙ ΜΙΚΡΟΣΤΡΟΒΙΛΩΝ [24]

Μια αριθμητική μελέτη της τρισδιάστατης ροής του ρευστού μιας συσκευής αντλίας-στροβίλου κατάλληλη για εφαρμογές μικροκλίμακας παρουσιάζεται στην εργασία των Courtye , Sen και Gad-el-Hak [24] . Οι πλήρεις εξισώσεις Navier-Stokes χρησιμοποιούνται στις προσομοιώσεις πεπερασμένων-στοιχείων που πραγματοποιούνται για να μελετήσουν την επιρροή του πλάτους και άλλων γεωμετρικών παραμέτρων καθώς επίσης και δυναμικών παραμέτρων, και τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τα προηγούμενα δισδιάστατα αριθμητικά και φυσικά πειράματα. Οι τρισδιάστατες προσομοιώσεις δείχνουν μια βαθμιαία μείωση της μέσης ταχύτητας και της συμπεριφοράς των αντλιών καθώς οι δύο πλευρικοί τοίχοι έρχονται πιο κοντά παρέχοντας αυξημένη ιξώδη αντίσταση στη ροή. Εντούτοις, η αποτελεσματική άντληση , παρατηρείται μόνο με τα εξαιρετικά στενά κανάλια. Η χρησιμότητα της συσκευής ως μικροστρόβιλος καταδεικνύεται επίσης για πρώτη φορά στις παρούσες προσομοιώσεις.

Είναι σημαντικό να υπογραμμιστεί, εντούτοις, ότι οι μηχανικές αντλίες που βασίζονται στους συμβατικούς φυγοκεντρικούς ή αξονικούς στροβιλοκινητήρες δεν θα λειτουργούν στις κλίμακες των μικρομηχανών όπου οι αριθμοί Reynolds, Re , είναι χαρακτηριστικά μικροί, της τάξης του 1 ή μικρότεροι του 1 . Εκεί, οι ιξώδεις δυνάμεις υπερισχύουν σε σχέση με την αδράνεια. Οι φυγοκεντρικές δυνάμεις είναι αμελητέες και, επιπλέον, η συνθήκη Kutta μέσω της οποίας το φορτίο παράγεται κανονικά είναι άκυρη όταν οι αδρανείς δυνάμεις είναι υπερβολικά μικρές. Η ιξώδης αντλία αποτελείται απλά από έναν κυλινδρικό στροφέα εγκάρσιου-άξονα που τοποθετείται εκκεντρικά σε ένα κανάλι, έτσι ώστε η μεταβαλλόμενη ιξώδης αντίσταση μεταξύ των μικρών και μεγάλων χασμάτων προκαλεί μια καθαρή ροή κατά μήκος του αγωγού . Ο κύριος στόχος της παρούσας μελέτης είναι να εξεταστεί ποιες αλλαγές επέρχονται στην απόδοση αντλιών καθώς το πλάτος του καναλιού γίνεται υπερβολικά μικρό. Αναμένεται ότι η ροή που παράγεται από την αντλία θα μειωθεί ως αποτέλεσμα της πρόσθετης αντίστασης στη ροή που προκαλείται από τα πλευρικά τοιχώματα . Εντούτοις, η σημασία αυτής της μείωσης και των επιδράσεών της στο λειτουργικό μοντέλο της μικροαντλίας παραμένει ανοικτό προς εξέταση. Ο δεύτερος στόχος αυτής της μελέτης είναι να περιγράψει την πιθανή χρησιμοποίηση της αντίστροφης συσκευής ως στρόβιλο. Τόσο για τις διαμορφώσεις αντλιών όσο και στροβίλων, μια προσέγγιση πεπερασμένων-στοιχείων χρησιμοποιείται εδώ ώστε να επιλύσει τις αντίστοιχες τρισδιάστατες Navier-Stokes εξισώσεις. Οι αριθμητικές προσομοιώσεις τεκμηριώνουν την επίδραση του πλάτους και του ύψους καναλιών και την εκκεντρότητα στροφέων επάνω στην παραγόμενη καθαρή ροή της αντλίας παρουσία μιας εξωτερικά επιβληθείσας πίεσης, ή στην καθαρά παραγόμενη ροπή στροβίλου παρουσία μιας εξωτερικά επιβληθείσας μαζικής ταχύτητας.

Μεθοδολογία

Για εφαρμογές μικροκλίμακας, υπάρχει ενδιαφέρον για χαμηλούς αριθμούς Re για τους οποίους δεν αναμένονται υδροδυναμικές αστάθειες και μπορούμε να υποθέσουμε σταθερή ροή. Εντούτοις, η υπόθεση έρπουσας-ροής δεν γίνεται στους παρόντες υπολογισμούς, κατά συνέπεια διατηρώντας τους μη γραμμικούς όρους στις εξισώσεις ορμής και επιτρέποντας την επέκταση σε υψηλότερους αν και ακόμα μέτριους αριθμούς Re . Εδώ, η κλίμακα μήκους είναι η διάμετρος κυλίνδρων $D = 2a$ και η κλίμακα ταχύτητας είναι η ορισμένη ταχύτητα επιφάνειας στροφέων $U = \omega * a$ για το πρόβλημα αντλιών ή η μέση ταχύτητα για το πρόβλημα στροβίλων. Ο αριθμός Reynolds ορίζεται ως $Re = U * D / \nu$, πού ν είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Η πίεση είναι ομαλοποιημένη όσον αφορά τον όρο ρU^2 , όπου ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού. Συνθήκες μη-ολίσθησης και μη-διείσδυσης υποτίθεται ότι ισχύουν για τα επαπτόμενα και κανονικά τμήματα ταχύτητας σε μια στερεά επιφάνεια.

Γεωμετρία Προβλήματος

Η γεωμετρία του προβλήματος περιγράφεται στο σχήμα 2.4.1. Η επίπεδη πλάκα A (κορυφή) τοποθετείται σε μια κάθετη απόσταση h από την επίπεδη πλάκα B (κατώτατο σημείο). Ο κυλινδρικός στροφέας τοποθετείτε σε αποστάσεις h_U και h_L από τις επίπεδες πλάκες A και B, αντίστοιχα. Η απόσταση μεταξύ των δύο πλευρικών τοίχων C και D είναι w . Το μήκος l του καναλιού λαμβάνεται ίσο σε 16 φορές τη διάμετρο του κυλίνδρου, επαρκές να καθιερώσει την πλήρως ανεπτυγμένη ροή μακριά προς τα πάνω και μακριά προς τα κάτω από το στροφέα (Sharatchandra [23]). Ο στροφέας τοποθετείται στα μισά κάτω από το μήκος του καναλιού και περιστρέφεται δεξιόστροφα με μια γωνιακή ταχύτητα ω . Η επίπεδη πλάκα όταν απέχει εξίσου από το C και D είναι μια συμμετρική πλάκα για την παρούσα ροή. Επίσης ε είναι η εκκεντρότητα στροφέων. Όταν $\varepsilon = 0$, οι οριζόντιοι τοίχοι ισαπέχουν από το στροφέα, και όταν το ε φθάνει στις ακραίες τιμές του, ο στροφέας είναι σε επαφή με κάθε μια από τις πλάκες. Σχεδόν σε όλες τις προσομοιώσεις, ο αριθμός Reynolds λαμβάνεται ίσος με 1. Για τη γλυκερίνη σαν λειτουργών ρευστό και για ακτίνα κυλίνδρων $a = 0.45$ εκατ., παραδείγματος χάριν, αυτό καθορίζει το την επιφανειακή ταχύτητα του στροφέα $\omega * a = 13.17$ cm/s. Στις περισσότερες από τις περιπτώσεις; $\Delta p = 1$, το οποίο σημαίνει ότι $P_2 / P_1 = 21.85$ N/m², όπου οι υπογεγραμμένοι αριθμοί 1 και 2 αναφέρονται, αντίστοιχα, στην είσοδο και έξοδο του αγωγού. Όπως παρουσιάστηκε στις δισδιάστατες προσομοιώσεις Sharatchandra [23] οι επιδράσεις των τριβών στη ροή γίνονται σημαντικές μόνο όταν ο αριθμός Knudsen υπερβαίνει την τιμή 0,01.

Αξιολόγηση της προσομοίωσης

Για το σχετικά μακρύ στροφέα (βαθύ κανάλι), οι παρόντες υπολογισμοί θα πρέπει να πλησιάζουν εκείνους των 2Δ-ων προσομοιώσεων και τα πειράματα μακρινών-κυλίνδρων, αντίστοιχα, των Sharatchandra [23] και Sen [22]. Πράγματι, όταν το αδιάστατο πλάτος W του καναλιού είναι μεγαλύτερο από 20, η επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων είναι πιο αδύνατη και τα παρόντα τρισδιάστατα αποτελέσματα πλησιάζουν εκείνων των 2Δ-ων προσομοιώσεων καθώς επίσης και τα πειράματα Sen [22] και των λοιπών. Η σύγκριση μεταξύ των 2Δ-ων και τρισδιάστατων προσομοιώσεων για την αντλία παρουσιάζεται στον παρακάτω πίνακα 2.4.1. Η μαζική ταχύτητα, η οποία λαμβάνεται με τη διαίρεση του ποσοστού ροής από τη διατομή του αγωγού για την τρισδιάστατη περίπτωση ή λαμβάνεται από το h για τη 2Δ-η περίπτωση, συγκρίνεται για τις διαφορετικές τιμές του ύψους του καναλιού και της εκκεντρότητας του στροφέα. Όλες οι ποσότητες σε αυτόν τον πίνακα είναι αδιάστατες και το τρισδιάστατο πλάτος καναλιού είναι 20 φορές η διάμετρος του στροφέα. Σε αυτήν την σχετικά μεγάλη πτυχή αναλογίας, το πεδίο ροής είναι σχεδόν (αλλά όχι αρκετά) δισδιάστατο, όπως βρέθηκε σε προηγούμενα πειράματα (Sen [22]). Τα παρόντα αποτελέσματα δείχνουν ότι οι τρισδιάστατες μαζικές ταχύτητες είναι, όπως αναμένεται, με συνέπεια κάτω από εκείνες για τους 2Δ-ους υπολογισμούς, κατά 5%.

Οι περιπτώσεις όπου η εκκεντρότητα πλησιάζει τις μέγιστες τιμές της είναι οι δυσκολότερες επειδή στο απείρως λεπτό διάστημα μεταξύ του κυλίνδρου και του κατώτερου τοιχώματος οι κλίσεις ταχύτητας είναι μάλλον ακραίες

Πίνακας 2.4.1 : Σύγκριση διδιάστατων και τρισδιάστατων προσομοιώσεων

H	2.5	2.5	2	1.5	1.1
$\varepsilon / \varepsilon_{\max}$	0.7	0.9	0.9	0.9	0.9
$\bar{u}_2 - D$	0.0609	0.0698	0.0874	0.1023	0.0497
$\bar{u}_3 - D$	0.0589	0.0679	0.0856	0.0973	0.0496

Αποτελέσματα για το πρόβλημα της αντλίας

Στη ροή Stokes, η μέση ταχύτητα είναι ανάλογη προς τη γωνιακή ταχύτητα του κυλίνδρου. Αυτό έχει καταδειχθεί στα πειράματα του Sen [22] και των 2Δ-ων αριθμητικών προσομοιώσεων του Sharatchandra [23].

Μια σύγκριση μεταξύ των 2Δ-ων και τρισδιάστατων υπολογισμών απεικονίζεται στο σχήμα 2.4.2 για ένα ύψος καναλιού $H = 2.5$, εκκεντρότητα στροφέα

$\varepsilon / \varepsilon_{\max} = 0.9$, και κλίση πίεσης; $\Delta p^* = 0.$, Το αδιάστατο πλάτος του αγωγού για την τρισδιάστατη περίπτωση είναι $W = 0.6$. Αυτές οι γεωμετρικές παράμετροι αντιστοιχούν σε μια πραγματική τρισδιάστατη μικροαντλία. Το εύρος του αριθμού Re στην τετμημένη είναι μεταξύ 0-1, και η σχέση μεταξύ της μαζικής ταχύτητας και της

ταχύτητας του στροφέα είναι γραμμική τόσο για τις διδιάστατες όσο και για τις τρισδιάστατες περιπτώσεις. Η προκύπτουσα μέση ταχύτητα είναι το 9% της επιφανειακής ταχύτητας του στροφέα για τη διδιάστατη περίπτωση.

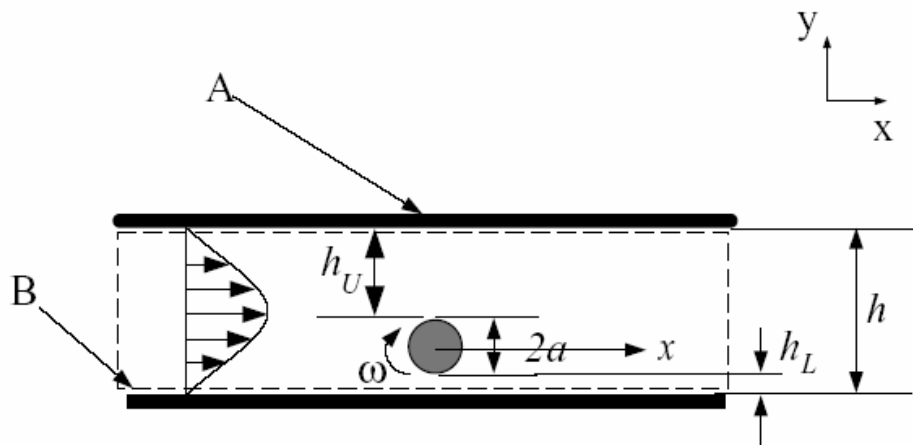
Η παρουσία των πλευρικών τοίχων προκαλεί μια αύξηση στην ιξώδη αντίσταση στη ροή και μια συνεπακόλουθη μείωση στη μέση ταχύτητα

Η επίδραση της μεταβολής του ύψους του καναλιού για τις διάφορες τιμές του πλάτους του καναλιού εξετάζονται στη συνέχεια. Για αυτή την προσομοίωση ο αριθμός Re και η διαφορά πίεσης παίρνουν τις τιμές $Re = 1$ και $\Delta p^* = 1$. Σχετικά με αυτή τη μεταβολή έχουμε το σχήμα 2.4.3 όπου βλέπουμε ότι η μέση ταχύτητα παρουσιάζει μέγιστο κοντά στην τιμή $H = 1.25$ ενώ αύξηση του w συνεπάγεται αύξηση της μέσης ταχύτητας.

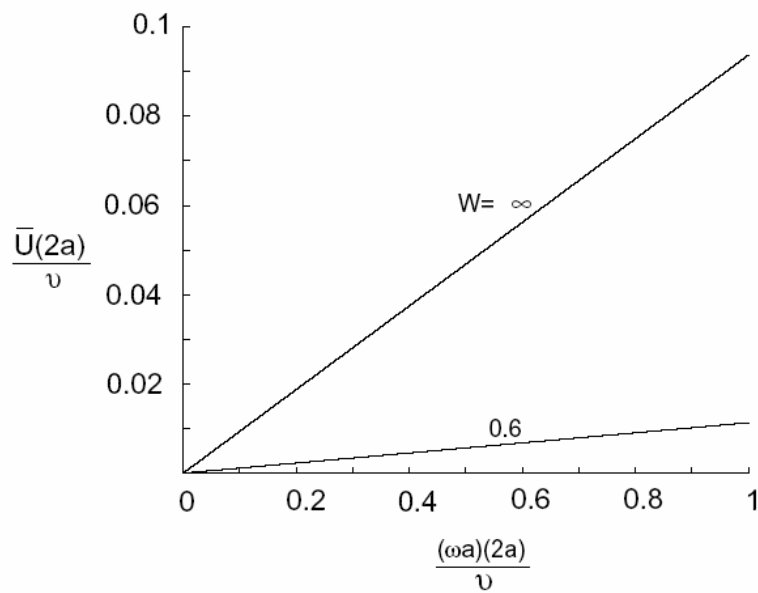
Οι καμπύλες $u = \varphi(\varepsilon/\varepsilon_{max})$, όπου το H διατηρείται σταθερό στα 2.5, απεικονίζεται στο σχήμα 2.4.4. Σε ένα συγκεκριμένο πλάτος καναλιού και για το εύρος των τιμών της εκκεντρότητας που ερευνώνται εδώ, η μέση ταχύτητα αυξάνεται μονοτονικά με το $\varepsilon/\varepsilon_{max}$. Αυτό συνέβη επίσης για τις 2Δ-ες προσομοιώσεις όπου η μαζική ταχύτητα έφθασε στην υψηλότερη αξία της όταν η εκκεντρότητα ήταν μέγιστη, δηλαδή όταν ο κύλινδρος ήταν σε επαφή με είτε το κατώτερο είτε με το ανώτερο τοίχωμα.

Η απόδοση της αντλίας για διδιάστατα και τρισδιάστατα κανάλια φαίνεται στο σχήμα 2.4.5. Η απόδοση αυξάνεται σημαντικά όσο αυξάνεται η τιμή w , ενώ μια μέση αδιάστατη πίεση από 10 έως 15 θα δώσει καλά αποτελέσματα στο βαθμό απόδοσης. Ο βαθμός απόδοσης δίνεται από τη σχέση :

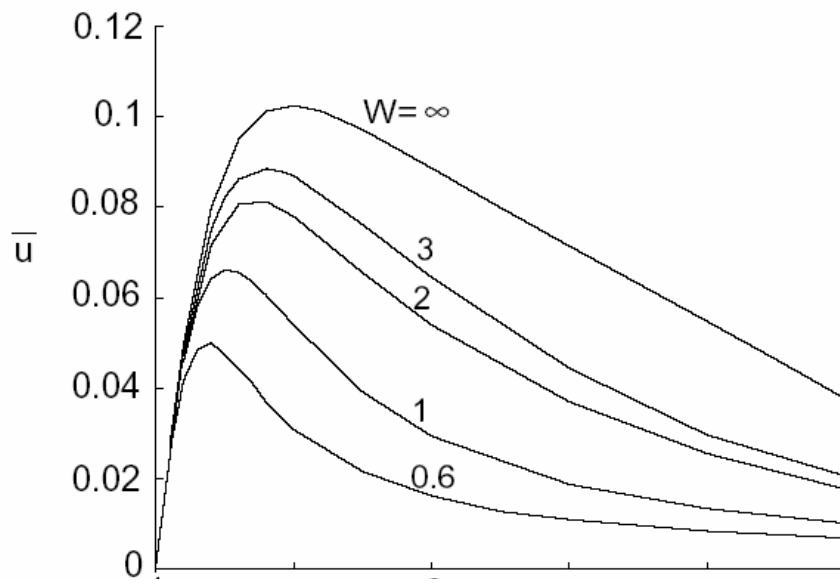
$$\eta = \frac{H \cdot \bar{u} \cdot \Delta p^*}{Re^2 C_M}$$



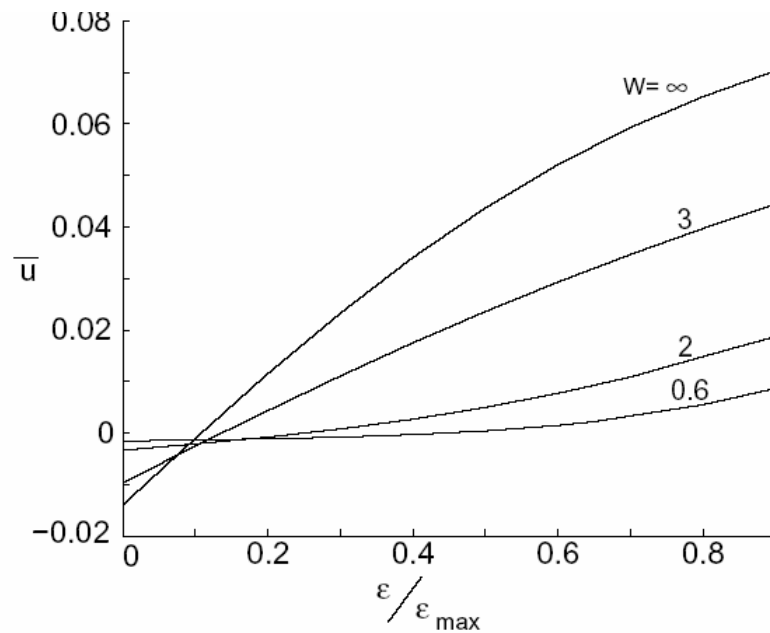
Σχήμα 2.4.1 : Πρόβλημα Γεωμετρίας



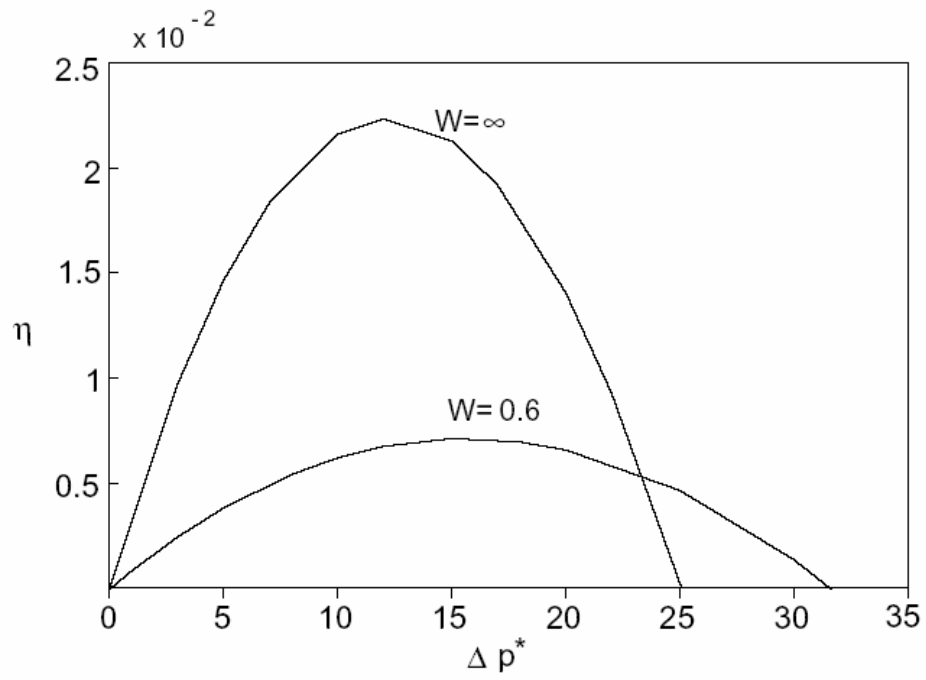
Σχήμα 2.4.2 : Μέση ταχύτητα σε σχέση με τη γωνιακή ταχύτητα του ρότορα για $H = 2.5$, $\varepsilon/\varepsilon_{\max} = 0.9$, $\Delta p^* = 0$.



Σχήμα 2.4.3 : Μέση ταχύτητα σε σχέση με το ύψος του καναλιού για διάφορες τιμές του πλάτους του καναλιού για $Re=1$, $\varepsilon/\varepsilon_{max} = 0.9$, $\Delta p^* = 1$



Σχήμα 2.4.4 : Μέση ταχύτητα σε σχέση με την εκκεντρότητα για διάφορες τιμές του πλάτους του καναλιού για $Re=1$, $H = 2.5$, $\Delta p^* = 1$

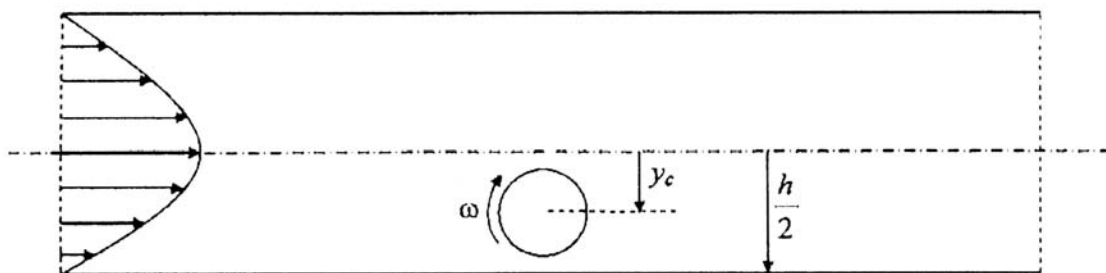


Σχήμα 2.4.5 : Απόδοση της αντλίας για διδιάστατα και τρισδιάστατα κανάλια για $Re=1$, $H = 1.5$ και, $\varepsilon/\varepsilon_{max} = 0.9$,

2.5 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΙΞΩΔΟΥΣ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΑΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΒΑΘΜΙΔΩΝ [27]

Η ιξώδης μικροαντλία αποτελείται από έναν κύλινδρο που τοποθετείται εκκεντρικά μέσα σε ένα μικροκανάλι, όπου ο άξονας του στροφέα είναι κάθετος στον άξονα του καναλιού. Όταν ο κύλινδρος περιστρέφεται, μια καθαρή δύναμη μεταφέρεται στο ρευστό λόγω των άνισων πιέσεων στις ανώτερες και κατώτερες επιφάνειες του στροφέα. Συνεπώς, αυτό αναγκάζει το περιβάλλον ρευστό στο κανάλι να μετατοπιστεί προς την έξοδο του μικροκαναλιού. Η απλότητα της ιξώδης μικροαντλίας την καθιστά ιδανική για μικροαντλήσεις, εντούτοις οι προηγούμενες μελέτες έχουν δείξει ότι η απόδοση της είναι ακόμα μικρότερη από ότι απαιτείται για τις διάφορες εφαρμογές. Η απόδοση της ιξώδης μικροαντλίας, από την άποψη της ικανότητας παραγωγής ροής και πίεσης, μπορεί να ενισχυθεί με την εφαρμογή περισσότερων από ενός στροφέων με διαμόρφωση ο ένας σε σχέση με τον άλλον είτε οριζόντιου είτε κατακόρυφου προσανατολισμού. Αυτό είναι ανάλογο με το να συνδεθούν πολλαπλές αντλίες παράλληλα ή σε σειρά. Η παρούσα μελέτη ερευνά αριθμητικά την απόδοση των διάφορων διαμορφώσεων των ιξωδών μικροαντλιών με πολλαπλούς στροφέας, όπως για παράδειγμα διπλός κατακόρυφος στροφέας. Το πεδίο ροής και η κατανομή πίεσης στις επιφάνειες των κυλίνδρων περιλαμβάνονται επίσης στη μελέτη. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι ο συμμετρικός διπλής-οριζόντιας διαμόρφωσης στροφέας αποφέρει την καλύτερη αποδοτικότητα και παράγει την υψηλότερη διανομή ρευστού. Η απόδοση της σταθερής κατάστασης της μικροαντλίας ενός ρότορα συγκρίθηκε με τα διαθέσιμα πειραματικά και αριθμητικά στοιχεία και βρέθηκε ότι ταυτίζετε σε επαρκή βαθμό. Αυτή η εργασία αποτελεί τη βάση για τη μελλοντική έρευνα σχετικά με το θέμα των ρευστομηχανικών φαινομένων στις ιξώδης μικροαντλίες

Διαμόρφωση προβλήματος : Η παρούσα μελέτη είναι μια αριθμητική έρευνα για πολλαπλούς στροφέας μέσα σε ένα μικροκανάλι. Η διαμόρφωση του προβλήματος για έναν μόνο στροφέα παρουσιάζεται στο σχήμα 2.5.1, και οι γεωμετρικές παράμετροι που χρησιμοποιούνται είναι ίδιες με αυτές που καθορίζονται από τον Abdelgawad [26].



Σχήμα 2.5.1 : Διαμόρφωση της γεωμετρίας του προβλήματος

Οι κύριες γεωμετρικές παράμετροι στη μελέτη θα είναι το ύψος καναλιών (S), που ορίζεται ως

$$S = \frac{h}{d}$$

και η εκκεντρότητα του στροφέα, E, η οποία δείχνει τη θέση του στροφέα μέσα στο κανάλι, που ορίζεται ως

$$\varepsilon = \frac{y_c}{\frac{h}{2} - \frac{d}{2}}$$

Με βάση αυτόν τον καθορισμό, η περίπτωση $\varepsilon=0$ αντιστοιχεί στην θέση όπου ο άξονας του καναλιού είναι στο κέντρο και $\varepsilon=1$ αντιστοιχεί στη θέση όπου ο στροφέας αγγίζει το χαμηλότερο τοίχος. Ο στροφέας αναγκάζεται να περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω . Σε αυτό το πρόβλημα, ο αριθμός Reynolds θα βασίζεται στην ταχύτητα του στροφέα στην επιφάνειά του $U=\omega d/2$ δεδομένου ότι η μέση ταχύτητα στο καναλιών είναι ένα δεδομένο εξόδο για τη λύση.

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u \, dy$$

Επομένως, ο αριθμός Reynolds θα οριστεί ως

$$\text{Re} = \frac{Ud}{\nu} = \frac{\omega d^2}{2\nu}$$

Η πίεση ορίζεται στην είσοδο και έξοδο του καναλιού, όπου μια υψηλότερη πίεση ορίζεται στην έξοδο. Η αδιάστατη άνοδος πίεσης ορίζεται ως

$$\Delta P^* = \frac{P_{out} - P_{in}}{\frac{\rho U^2}{d^2}}$$

Όπου P_{out} είναι η πίεση στην έξοδο του καναλιού και P_{in} είναι η πίεση στην είσοδο του καναλιού, το ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού και u είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

Οι διδιάστατες εξισώσεις Navier - Stokes λύνονται για τη συγκεκριμένη γεωμετρία όπου όλες οι διαστάσεις θα συσχετισθούν από τη διάμετρο d του στροφέα. Η συνοχή είναι

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0$$

Και η χρονική εξίσωση είναι

$$\rho \cdot \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} \right] = \rho \cdot \vec{a} - \nabla P + \mu \cdot \nabla^2 \cdot \vec{V}$$

Όπου το a αντιπροσωπεύει τις μαζικές δυνάμεις ανά μονάδα μάζας .

Η χρονική εξίσωση γίνεται βασιζόμενη στη προαναφερθείσα μέθοδο για αδιαστατοποίηση και στην υπόθεση ότι η ροή είναι ασυμπίεστη με αμελητέες μαζικές δυνάμεις ,

$$\frac{\rho \cdot \omega^2 \cdot d}{4} \left[\frac{1}{\pi} \frac{\partial \vec{V}^*}{\partial t^*} + (\vec{V}^* \cdot \nabla) \cdot \vec{V}^* \right] = \frac{\mu \cdot \omega}{2d} \cdot \vec{V}^* - \frac{\mu^2}{\rho \cdot d^3} \nabla P^*$$

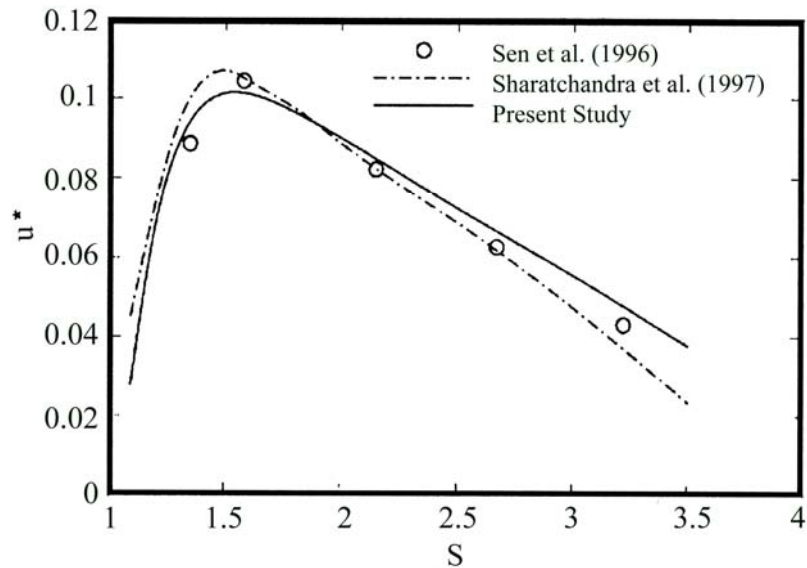
Η οποία με αδιάστατους όρους, γίνεται

$$\frac{1}{\pi} \frac{\partial \vec{V}^*}{\partial t^*} + (\vec{V}^* \cdot \nabla) \cdot \vec{V}^* = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{V}^* - \frac{1}{\text{Re}^2} \nabla \cdot P^*$$

Οι κύριες ανεξάρτητες παράμετροι στη λύση θα είναι το ύψος του καναλιού S , η εκκεντρότητα του στροφέα E , ο αριθμός Reynolds Re , και το φορτίο πίεσης ΔP . Όταν οι επιπρόσθετοι στροφείς προστίθενται, νέες γεωμετρικές ανεξάρτητες παράμετροι θα προκύψουν και η επίδρασή τους θα μελετηθεί. Αυτές οι νέες παράμετροι θα αναφερθούν και θα καθοριστούν στα αντίστοιχα τμήματα. Η ροή θεωρείται ότι είναι στρωτή, ασυμπίεστη, και ασταθής, ενώ το ίδιο το ρευστό θεωρείται νευτώνειο με σταθερές ιδιότητες. Στους τοίχους του μικροκαναλιού υποθέτουμε οριακές συνθήκες μη-ολίσθησης και μη-διείσδυσης, και η ταχύτητα του ρευστού είναι μηδενική στους ανώτερους και κατώτερους τοίχους και ίση με την ταχύτητα του στροφέα στην επιφάνεια στο όριο του στροφέα. Η πίεση ορίζεται στην είσοδο και έξοδο του μικροκαναλιού. Η πίεση θα υποτίθεται ότι είναι μηδενικής τιμής στην είσοδο και η τιμή στην έξοδο θα ποικίλει για να εξομοιώσει τα διαφορετικά φορτία. Η τοποθεσία της εισόδου και εξόδου επιλέχθηκε να είναι οκτώ διαμέτρους προς τα πάνω και προς τα κάτω από την κάθετη κεντρική γραμμή του μικροκαναλιού, αντίστοιχα. Αυτή η απόσταση βρέθηκε να είναι αρκετά μεγαλύτερη ώστε να πετύχουμε ομοιόμορφη ροή στην έξοδο και είσοδο χωρίς να επηρεαστεί από την ύπαρξη του στροφέα. Το ρευστό υποτίθεται ότι είναι αρχικά σε ακινησία ($V=0$) και η κίνηση θα αρχίσει περιστρέφοντας τον κύλινδρο δεξιόστροφα με γωνιακή ταχύτητα ω .

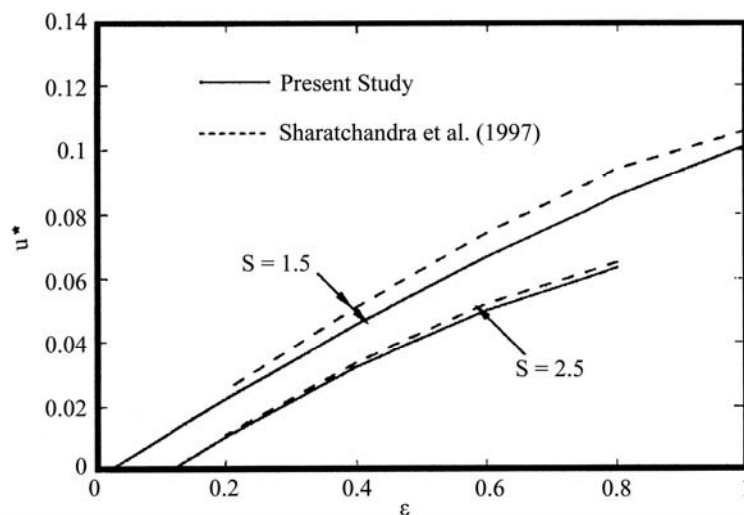
Σε αυτό το τμήμα, συγκρίνονται η απόδοση τόσο της σταθερής, όσο και της παροδικής κατάστασης όσον αφορά το διπλό οριζόντιο, το τριπλό οριζόντιο, το συμμετρικό διπλό κατακόρυφο και οι οκτώ διαμορφωμένοι στροφείς, σε σχέση με τον απλό στροφέα ιξώδους μικροαντλίας. Οι σταθερής κατάστασης περιπτώσεις για την ιξώδη μικροαντλία απλού στροφέα προσομοιώθηκαν αρχικά από τον Abdelgawad [26], και τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τα υπάρχοντα πειραματικά αποτελέσματα που επιτεύχθηκαν από τον Sen [22] και τα αριθμητικά αποτελέσματα που επιτεύχθηκαν από τον Sharatchandra [23]. Η επίδραση του ύψους του μικροκαναλιού στο πεδίο ροής μελετήθηκε και πειραματικά και αριθμητικά στις εργασίες [22] και [23]. Για λόγους σύγκρισης, μελετήθηκαν οι περιπτώσεις στις οποίες τα ύψη των καναλιών κυμαίνονται από $s=1.1$ ως $3,5$ με εκκεντρότητα $e=0.9$. Σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν, ο αριθμός Reynolds κρατήθηκε σταθερός στην τιμή $\text{Re}=0.5$ και το φορτίο πίεσης κρατήθηκε σταθερό στην τιμή $\Delta P^*=0.5$. Στο σχήμα 2.5.2 φαίνεται ότι τα αποτελέσματα είναι σε καλή συμφωνία τόσο με τα υπολογιστικά όσο και με τα πειραματικά αποτελέσματα των προηγούμενων εργασιών.

Η εκκεντρότητα του στροφέα στο μικροκανάλι είναι η κύρια παράμετρος που καθορίζει την κατευθυντήρια δύναμη στο μικροκανάλι.



Σχήμα 2.5.2 : Σύγκριση της μέσης αδιάστατης ταχύτητας με το ύψος του καναλιού για $Re=0.5$, $\Delta p^* = 0.5$ και $\varepsilon = 0.9$. Η γραμμή *Present study* αντιστοιχεί στην εργασία του Abdelgawad [27]

Ο Sharatchandra [23] μελέτησε την επίδραση της εκκεντρότητας του στροφέα στη μέση ταχύτητα του ρευστού στο κανάλι και παρατήρησε ότι η μέση ταχύτητα αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με την εκκεντρότητα. Το σχήμα 2.5.3 που παράχθηκε από τον Abdelgawad [26] και συγκρίνει τα αποτελέσματα που υπολογίζονται από τον Sharatchandra [23] με εκείνα που υπολογίζονται από την παρούσα μελέτη. Και οι δύο δείχνουν τη γραμμική μεταβολή της μέσης ταχύτητας με την εκκεντρότητα του στροφέα.



Σχήμα 2.5.3 : Σύγκριση της μέσης αδιάστατης ταχύτητας με την εκκεντρότητα για $Re=1$ και $\Delta p^* = 1$. Η γραμμή *Present study* αντιστοιχεί στην εργασία του Abdelgawad [27]

2.6 ΜΙΑ ΝΕΑ ΑΝΤΛΙΑ ΓΙΑ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΕ MEMS [22]

Εδώ παρουσιάζεται μια προσέγγιση για την άντληση των ρευστών στις μικρομηχανικές εφαρμογές σε εξαιρετικά χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Είναι βασισμένη στην περιστροφή ενός κυλίνδρου που τοποθετείται ασυμμετρικά σε έναν στενό αγωγό. Τα πειράματα χρησιμοποιούν τη γλυκερίνη και διάφορα πρίσματα κλίμακας εκατοστού τα οποία έχουν κυκλικές, τετραγωνικές και ορθογώνιες διατομές. Ο αριθμός Reynolds, βασισμένος στο μέγεθος του κυλίνδρου, και η γωνιακή ταχύτητα, ποικίλλουν σε ένα εύρος 0.01-10. Η ροή που παράγεται εξαρτάται από τις γεωμετρικές παραμέτρους και είναι ανάλογη προς τη γωνιακή ταχύτητα του κυλίνδρου.

Όπως και στις προηγούμενες εργασίες, έτσι κι εδώ είναι σημαντικό να υπογραμμιστεί ότι οι μηχανικές αντλίες βασισμένες σε συμβατικό φυγοκεντρικό ή αξονικό στροβιλοκινητήρα δεν θα λειτουργήσουν στις κλίμακες μικρομηχανών όπου οι αριθμοί Reynolds είναι χαρακτηριστικά μικροί.

Ο σκοπός αυτής της εργασίας είναι να παρουσιαστεί πειραματικά ότι οι δυνάμεις τριβής μπορούν πράγματι να χρησιμοποιηθούν στο ρευστό αντλιών σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Τα παρόντα εργαστηριακά πειράματα πραγματοποιούνται στην οργάνωση που παρουσιάζεται σχηματικά παρακάτω στο σχήμα 2.6.1. Οι εσωτερικές διαστάσεις της Plexiglas δεξαμενής **A** είναι μήκους 48,9 εκατ., πλάτος 15,2 εκατ. και 14,3 εκατ. βάθους. Ένα σταθερά -εγκατεστημένο τετραγωνικό πιάτο **B** του ίδιου υλικού μπορεί να κινηθεί προς οποιαδήποτε ύψος μέσα στη δεξαμενή. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η ροή μέσα στο κανάλι που διαμορφώνεται από αυτόν τον τοίχο και την κάτω πλάκα της δεξαμενής. Ένα πλαστικό φύλλο **C** τοποθετήθηκε στο πάτωμα για να μειώσει την απόσταση h_L . Ένας κύλινδρος **D** από ανοξείδωτο ατσάλι τοποθετείται στα ρουλεμάν και μπορεί να περιστρέφεται από μια εξωτερική ηλεκτρική μηχανή (δεν φαίνεται). Κύλινδροι κυκλικής (διάμετρος 0,898 εκατ.), τετραγωνικής (διαγώνιος 0,898 εκατ.) και ορθογωνικής (0,898 εκατ. × 0,1 εκατ.) διατομής εξετάζονται. Η δεξαμενή γεμίζεται με γλυκερίνη, ενώ η σχετική πυκνότητα και το ιξώδες της μετρώνται πριν από κάθε τρέξιμο χρησιμοποιώντας έναν επιστημονικό υδρομετρητή και ιξωδομετρητή Brookfield Synchro-Lectric, αντίστοιχα. Λόγω της απορρόφησης της ατμοσφαιρικής υγρασίας, το ιξώδες της γλυκερίνης μειώνεται από περίπου 1,1 kg/m.s ακριβώς στο μισό αυτής της τιμής κατά τη διάρκεια της περιόδου του πειράματος, ενώ η πυκνότητα παρέμεινε περίπου σταθερή και ίση με 1260 kg/m³. Η απεικόνιση γίνεται με τη βοήθεια των μορίων ανιχνευτών στο ρευστό που φωτίζεται από ένα φύλλο φωτός στο μέσο-κατά μήκος του εκπετάσματος της επίπεδης πλάκας. Κάθε τρέξιμο βιντεοσκοπείται για την επομένη ανάλυση.

Για έναν κυκλικό κύλινδρο οι βασικοί παράμετροι στο πρόβλημα είναι: η περιστροφική γωνία κυλίνδρου ω , η διάμετρος του $2a$, το διάστημα μεταξύ των τοίχων καναλιών $2h$, η εκκεντρότητα κυλίνδρου όπως μετριέται από $h_U + a - \chi$, και το μήκος των καναλιών προς τα πάνω και προς τα κάτω από τον κύλινδρο L . Εδώ, h_U είναι το ανώτερο χάσμα, και h_L είναι το χαμηλότερο. Οι βασικοί παράμετροι μπορούν να είναι αδιαστατοποιημένοι όπως ο αριθμός Reynolds $Re = \omega (2a)^2 / \nu$, πού ν είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού, σχετικής απόστασης τοίχων καναλιών $s = h/a$, εκκεντρότητα $\varepsilon = (h_U + a - \chi)/2a$, και μήκος καναλιών $L_+ / 2a$. Η περιστροφή του κυλίνδρου, η εκκεντρότητά του, και η θέση του πιάτου **B** μπορεί να ποικίλλει στα πειράματα. Σημειώνεται ότι η μέση ταχύτητα στο κανάλι δεν είναι γνωστό εκ των προτέρων και δεν μπορεί, επομένως, να χρησιμοποιηθεί ως κλίμακα ταχύτητας. Αντ' αυτού χρησιμοποιείται η επαπτόμενη ταχύτητα του ίδιου του κυλίνδρου για να καθοριστεί ένας αριθμός Reynolds, έτσι ώστε το Re να μην είναι μια αναλογία από

αδρανειακές και δυνάμεις τριβής υπό την κλασσική έννοια. Η επιλογή μιας χαρακτηριστικής κλίμακας που καθορίζει το Re είναι αυθαίρετη ενώ οι άλλες κλίμακες μήκους στο πρόβλημα συσχετίζονται με το a μέσω του αδιάστατου τοίχου, του διαστήματος και της εκκεντρικότητας. Στα παρόντα πειράματα, η ποιοτική φύση του πεδίου ροής που παράγεται με τον περιστρεφόμενο κύλινδρο εξαρτάται από το χάσμα μεταξύ του κυλίνδρου και του τοίχου. Κοντά στον κύλινδρο, μια αρχική κυκλοφορία μετά από την κίνηση του κυλίνδρου είναι πάντα παρούσα. Επίσης στην πλευρά του κυλίνδρου με το μεγαλύτερο χάσμα δύο ποιοτικά διαφορετικά δευτερεύοντα πεδία ροής παρατηρούνται. Για μεγάλο h_U υπάρχει ενιαία δευτερεύουσα δίνη που απλώνεται άμεσα στο πάνω μέρος του κυλίνδρου, η οποία περιστρέφεται αντίθετα προς την κίνηση του κυλίνδρου. Αφ' ετέρου, για μικρό h_U υπάρχουν δύο μικρές ομο-περιστρεφόμενες δευτερεύουσες δίνες που βρίσκονται στο αριστερό και το δεξιό του κυλίνδρου. Από το βίντεο υπολογίζεται ο χρόνος ώστε να διανύσουν τα μόρια των ανιχνευτών μια απόσταση 2 εκατ. στη χ κατεύθυνση. Επαναλαμβάνοντας αυτό για διαφορετικές τιμές του y , καθορίζεται το πεδίο ταχύτητας του ρευστού.

Στη συνέχεια καθορίζεται μια μέση αδιάστατη μέση ταχύτητα

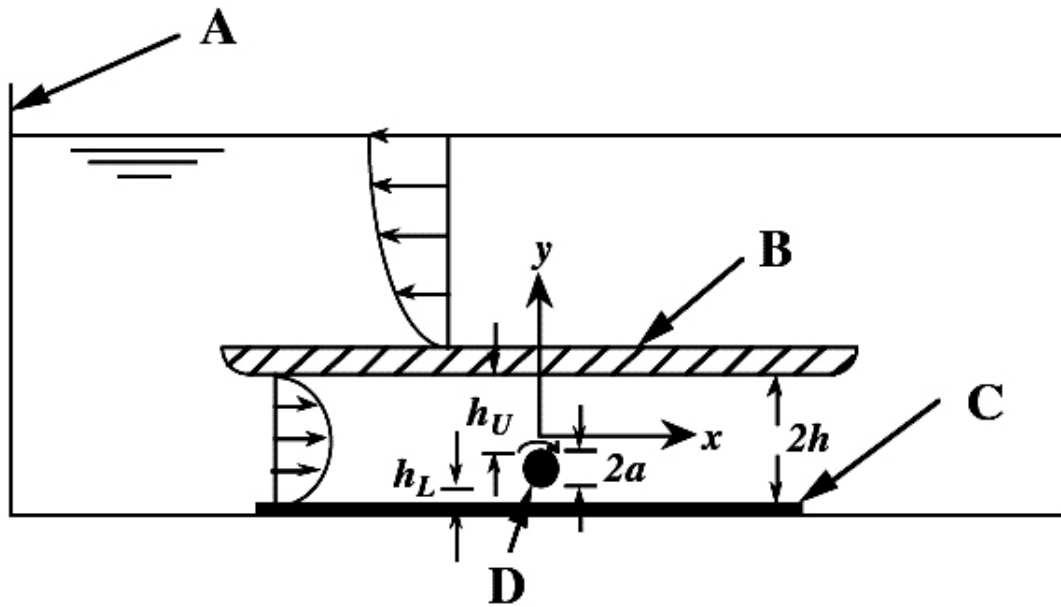
$$\bar{u}^* = \frac{1}{2h} \int_{-h}^h u(y) dy$$

στο επιλεγμένο τμήμα που θα είναι επίσης το ίδιο σε άλλα τμήματα. Αν και η ολοκλήρωση μπορεί να γίνει είτε στα πειραματικά δεδομένα χρησιμοποιώντας τον κανόνα του τραπέζιου είτε με παραβολή, που παίρνουμε απλά ως $u^* = 2/3 \cdot U_{\max}$ από τώρα και στο εξής η διαφορά είναι της τάξης του 5%. Δείχνεται επίσης ότι η ελεύθερη επιφάνεια της γλυκερίνης δεν επηρεάζει το πεδίο ροής εάν είναι αρκετά μακριά από το πιάτο **B**.

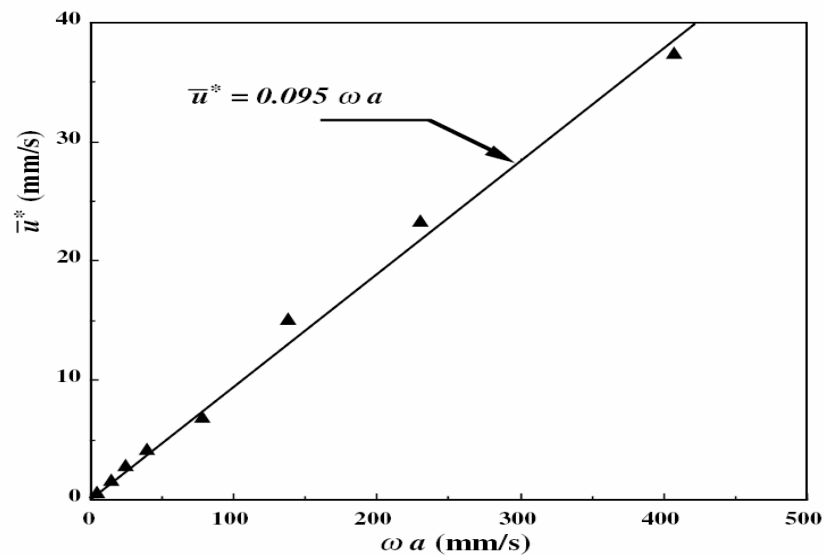
Οι επόμενες σειρές μετρήσεων γίνονται με την αλλαγή της περιστροφής του κυλίνδρου, αλλά κρατώντας την εκκεντρικότητα και την απόσταση των καναλιών σταθερά. Ο κύλινδρος αγγίζει πάλι το κατώτατο σημείο του τοίχου του καναλιού. Το σχήμα 2.6.2 παρουσιάζει τη μετρημένη μέση ταχύτητα στο κανάλι, u^* , ως μια λειτουργία της επιφανειακής ταχύτητας του κυλίνδρου. Η ευθεία γραμμή αντιστοιχεί σε μια τιμή $u^* = 0,095 \omega^* a$. Η αδιαστατοποιημένη μέση ταχύτητα που καθορίζεται από το $u \equiv u^* / \omega UA = 0,095$ κάτω αυτές τις συνθήκες. Οι γεωμετρικές παράμετροι όπως η σχετική εκκεντρότητα και το διάστημα των καναλιών έχουν επιπτώσεις επίσης στο πεδίο ροής. Είναι δύσκολο να μεταβληθούν ανεξάρτητα, αλλά μπορούν να αλλάξουν και οι δύο μετακινώντας το πιάτο **B**. Οι μετρήσεις γίνονται με την αλλαγή του χάσματος h_U και κρατώντας το Re σταθερό, όπως βλέπουμε στο σχήμα 2.6.3.

Τα πειράματα με τετραγωνικούς κυλίνδρους και ορθογωνικά τμήματα πραγματοποιούνται επίσης για σύγκριση. Σε κάθε περίπτωση η μεγαλύτερη διάσταση του τμήματος χρησιμοποιείται για να καθορίσει τον αριθμό Reynolds. Για $Re = 1,12$, $s = 1,78$, και $\varepsilon = 0,17$, η αδιαστατοποιημένη μέση ρευστή ταχύτητα στο κανάλι χρησιμοποιώντας τον κυκλικό κύλινδρο είναι $u = 0,046$, ενώ για τους τετραγωνικούς και ορθογώνιους κυλίνδρους είναι 64,4% και 31,8% αυτής της αξίας, αντίστοιχα. Φαίνεται επομένως ότι ο κυκλικός κύλινδρος δίνει την καλύτερη αντλητική συμπεριφορά. Τα πειράματα που αναφέρονται εδώ δείχνουν ότι ένας δισδιάστατος, περιστρεφόμενος κύλινδρος εκκεντρικά τοποθετημένος μέσα σε ένα κανάλι μπορεί να οδηγήσει ένα ιξώδες ρευστό.

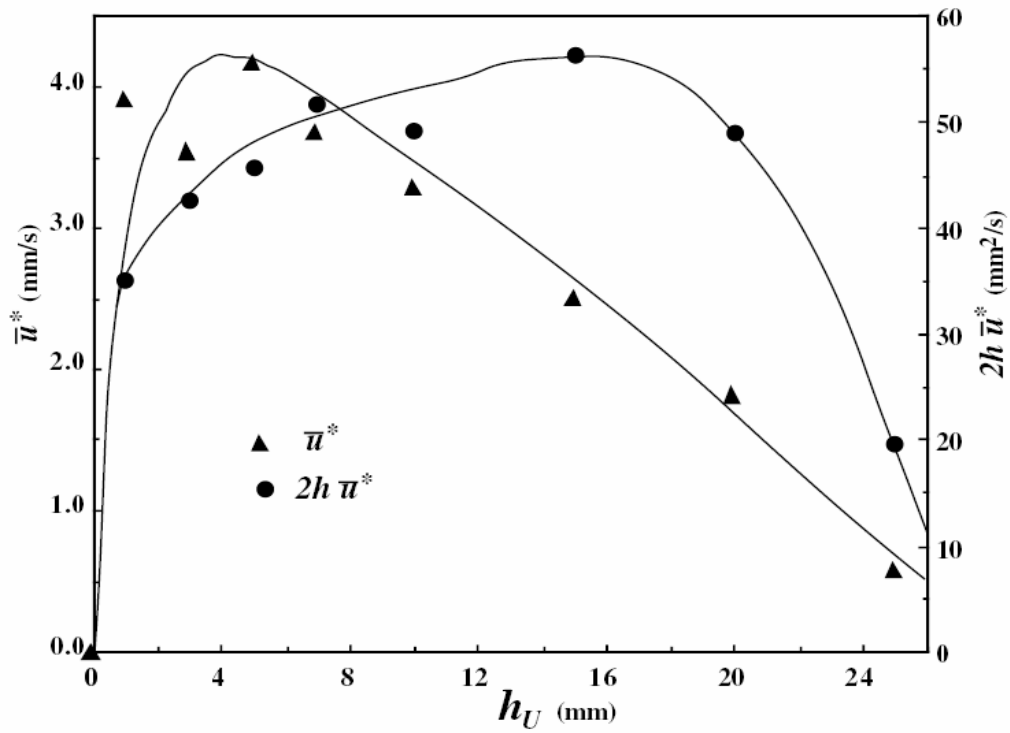
Ο προτεινόμενος μηχανισμός άντλησης μπορεί να χρησιμοποιηθεί στους πολύ χαμηλούς αριθμούς Reynolds και είναι κατάλληλος για τις εφαρμογές μικρομηχανών.



Σχήμα 2.6.1 : Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης



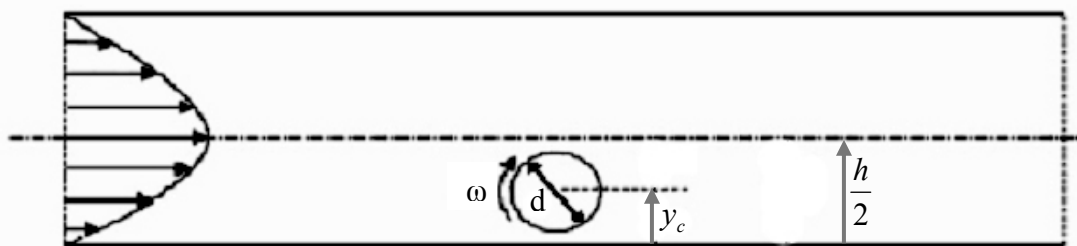
Σχήμα 2.6.2 : Μέση αδιάστατη ταχύτητα για $s = 1.56$ και $\varepsilon = 0.28$. Το σφάλμα στον υπολογισμό της μέσης ταχύτητας είναι 5%



Σχήμα 2.6.3 : Μέση αδιάστατη ταχύτητα και ποσοστό παροχής ροής για $h_L = 0$ και $Re = 1.05$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΔΙΑΤΑΞΗ ΤΗΣ ΥΠΟ ΕΞΕΤΑΣΗ ΜΙΚΡΟΑΝΤΛΙΑΣ-ΡΟΪΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

Η μικροαντλία που φαίνεται στο σχήμα 3.1 απεικονίζει το μοντέλο της μικροαντλίας που θα εξεταστεί αριθμητικά στην παρούσα εργασία και αποτελείται από έναν κύλινδρο με διάμετρο d , που τοποθετείται μέσα σε ένα κανάλι με ύψος h , ενώ ο άξονας του κυλίνδρου είναι κάθετος στον άξονα του καναλιού. Το σχήμα παρουσιάζει μια σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της μικροαντλίας, όπου ο κύλινδρος περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω .



Σχήμα 3.1 : Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου της μικροαντλίας

Οι κύριες γεωμετρικές παράμετροι που θα μας απασχολήσουν είναι το ύψος του καναλιού (S) που ορίζεται ως

$$S = \frac{h}{d} \quad (3.1)$$

όπου h έχει σταθερή τιμή ίση με 1, ενώ η αναλογία του μήκος και του ύψους του καναλιού είναι 10/1. Αυτή η αναλογία εφαρμόστηκε ώστε να πετύχουμε ομοιόμορφη ροή στην έξοδο και είσοδο χωρίς αυτή να επηρεαστεί από την ύπαρξη του στροφέα. Το ύψος του καναλιού στην περίπτωση που εξετάζουμε εμείς παραμένει σταθερό, οπότε ουσιαστικά μας ενδιαφέρει η διάμετρος d του κυλίνδρου. Για λόγους, όμως, σύγκρισης με άλλες αριθμητικές εργασίες θα διατηρήσουμε το σύμβολο S . Σαν αρχή των αξόνων θεωρούμε το μέσον της κάτω πλάκας. Έτσι ορίζουμε την απόσταση από το μέσον της κάτω πλάκας μέχρι τον άξονα που περνάει από το κέντρο του κυλίνδρου-στροφέα ως y_c . Επίσης άλλο ένα σημαντικό μέγεθος είναι η εκκεντρότητα του κυλίνδρου ϵ , η οποία δείχνει τη θέση του κυλίνδρου μέσα στο κανάλι. Η εκκεντρότητα ορίζεται ως:

$$\epsilon = \frac{y_c}{h - \frac{d}{2}} \quad (3.2)$$

Με βάση αυτόν τον ορισμό, η τιμή $\epsilon = 1$ αντιστοιχεί στον κύλινδρο που βρίσκεται σε επαφή με το υψηλότερο οριζόντιο τοίχωμα. Η εκκεντρότητα, λοιπόν, είναι μια αδιάστατη παράμετρος. Αξίζει να σημειώσουμε ότι για έναν κύλινδρο με $d = 0.5$, για παράδειγμα, η τιμή $\epsilon = 1$ αντιστοιχεί στη θέση $y_c = 0.75$, ενώ για έναν κύλινδρο με $d = 0.6$, η τιμή $\epsilon = 1$ αντιστοιχεί στη θέση $y_c = 0.70$. Άρα για να συγκρίνουμε τη θέση δυο κυλίνδρων με διαφορετική διάμετρο, δε θα χρησιμοποιούμε το μέγεθος ϵ , αλλά το y_c .

Σε αυτό το πρόβλημα, ο αριθμός Reynolds θα βασιστεί στην ταχύτητα επιφάνειας κυλίνδρου $U = \omega d/2$ καθώς η μέση ταχύτητα \bar{u} στο κανάλι, αποτελεί ένα δεδομένο εξόδο της λύσης, όπου λαμβάνουμε από την εφαρμογή του αριθμητικού κώδικα FLAS.

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u \, dy \quad (3.3)$$

Επομένως, ο αριθμός Reynolds θα οριστεί ως:

$$\text{Re} = \frac{Ud}{\nu} = \frac{\omega d^2}{2\nu} \quad (3.4)$$

όπου ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

Ο αριθμός Reynolds και η γωνιακή ταχύτητα ω αποτελούν κύριες γεωμετρικές παραμέτρους του προβλήματος.

Η αδιάστατη μέση ταχύτητα μέσα στο κανάλι θα οριστεί ως:

$$u^* = \frac{\bar{u}}{U} = \frac{\bar{u}}{\frac{\omega d}{2}} \quad (3.5)$$

Η πίεση ορίζεται στην είσοδο και την έξοδο του καναλιού. Η αδιάστατη μεταβολή πίεσης ορίζεται ως:

$$\Delta P^* = \frac{P_{out} - P_{in}}{\frac{\rho \nu^2}{d^2}} \quad (3.6)$$

Στην περίπτωση που θα εξετάσουμε εμείς θα ισχύει $P_{OUT} = P_{IN}$, δηλαδή $\Delta P^* = 0$.

Μπορούμε να φανταστούμε τη μικροαντλία να είναι συνδεδεμένη στα δύο άκρα της με δυο μεγάλες δεξαμενές όπου έχουν το ίδιο ύψος στάθμης.

Οι διδιάστατες εξισώσεις Navier - Stokes θα λυθούν για τη συγκεκριμένη γεωμετρία.

Η εξίσωση συνέχειας είναι :

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.7)$$

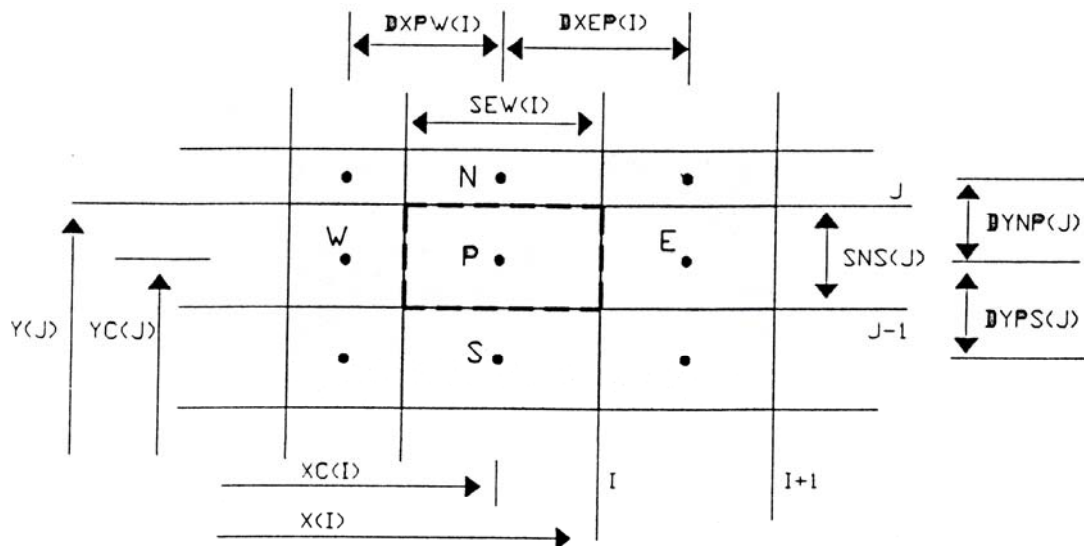
Και η εξίσωση διατήρησης ορμής είναι :

$$(\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \nu \cdot \nabla^2 \cdot \vec{V} \quad (3.8)$$

Οι κύριες ανεξάρτητες παράμετροι στη λύση θα είναι το ύψος του καναλιού S , η εκκεντρότητα του στροφέα ϵ , ο αριθμός Reynolds Re και η γωνιακή ταχύτητα ω . Η ροή θεωρείται ότι είναι στρωτή, ασυμπίεστη, και μόνιμη, ενώ το ίδιο το ρευστό θεωρείται νευτώνειο με σταθερές ιδιότητες.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : ΚΩΔΙΚΑΣ FL.A.S 2D ΚΑΙ ΕΠΙΛΟΓΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ

Ο κώδικας FL.A.S. 2D (Fluid Automated Solver for 2D) , ο οποίος έχει αναπτυχθεί στο Εργαστήριο Υδροδυναμικών Μηχανών του Ε.Μ.Π. , είναι ένας γενικός υπολογιστικός αλγόριθμος για την επίλυση μονοδιάστατων και διδιάστατων ροών μέσα σε χώρους πολύπλοκης γεωμετρίας, με αυτοματοποιημένο τρόπο, χωρίς δηλαδή την επέμβαση του χρήστη σ' αυτόν. Η διακριτοποίηση των εξισώσεων Navier-Stokes γίνεται με τη μέθοδο των όγκων αναφοράς, που δημιουργούνται σε ένα καρτεσιανό ομόθετο (collocated) πλέγμα. Στο ομόθετο πλέγμα οι μεταβλητές αποθηκεύονται στο κέντρο των πλεγματικών κυψελών όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 4E.1 :



Σχήμα 4E.1 : Θέσεις μεταβλητών στο υπολογιστικό πλέγμα

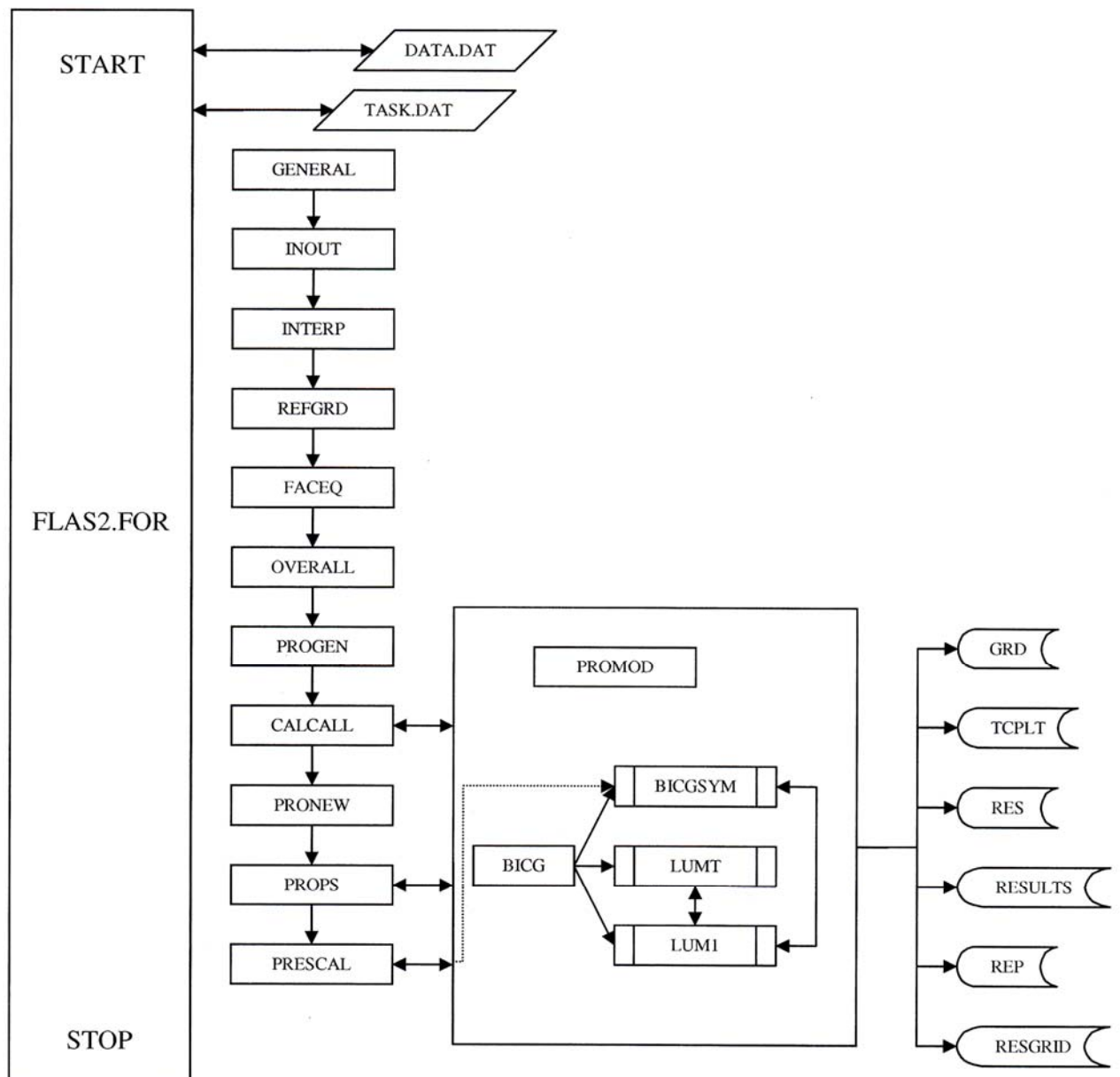
Τα απαιτούμενα δεδομένα περιλαμβάνουν τις συντεταγμένες των πλεγματικών γραμμών και τις συνθήκες εισόδου της ροής. Με αυτά τα δεδομένα, ο προεπεξεργαστής του κώδικα παράγει αυτόματα όλα τα υπολογιστικά μεγέθη για την επίλυση κάθε υπολογιστικής κυψέλης (πχ. γεωμετρικές παράμετροι μπλοκαρίσματος, οριακές συνθήκες κλπ.), τα οποία στη συνέχεια εισάγονται στον κύριο κώδικα. Ο τελευταίος χρησιμοποιεί επίσης και μια σειρά δεδομένων που αφορούν στον τρόπο εκτέλεσής του (πχ. αριθμός επαναλήψεων, υποχαλαρώσεις, τύπος ροής κλπ.).

Η αυτοματοποίηση τόσο του προεπεξεργαστή όσο και του κυρίως κώδικα επιτρέπουν την εύκολη προσομοίωση κάθε προβλήματος ροής, χωρίς να απαιτείται τροποποίηση του αλγορίθμου.

Οι δυνατότητες εφαρμογής του κώδικα περιλαμβάνουν επίλυση τρισδιάστατης ή διδιάστατης, στρωτής ή τυρβώδους ροής, ισόθερμης ή μη ισόθερμης με μετάδοση θερμότητας, χωρίς ή με σωματιδιακή φάση, καθώς και εκμετάλλευση ενδεχόμενης συμμετρίας του υπολογιστικού χώρου και χρήση τοπικών πυκνώσεων του πλέγματος

4.1: ΚΩΔΙΚΑΣ FL.A.S 2D

Το δομικό διάγραμμα του κώδικα FL.A.S 2D FOR που επιλύει διδιάστατη ασυμπίεστη ροή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 4.1.1 :



Σχήμα 4.1.1 : Λογικό διάγραμμα του FLAS 2D.FOR

Το αρχείο δεδομένων DATA περιέχει τις παραμέτρους λειτουργίας και ελέγχου του κώδικα.

JOB	= 0 για συνέχιση της εκτέλεσης από προηγούμενα αποτελέσματα. = 1 για εκκίνηση του κώδικα από την αρχή.
JGRD	= 1 όταν υπάρχει πλέγμα εξομάλυνσης. = 0 όταν δεν υπάρχει.
JGRD	= 1 όταν συνεχίζουμε από το προηγούμενο τρέξιμο την τοπική πύκνωση. = 0 όταν πραγματοποιούμε το πρώτο τρέξιμο.
MAXIT	Συνολικός αριθμός επαναλήψεων του κώδικα.
ISAVE	Ενδιάμεσο τύπωμα αρχείου αποτελεσμάτων κάθε ISAVE επαναλήψεις.
SORMAX	Μέγιστο επιτρεπτό υπόλοιπο για σύγκλιση του κώδικα.
URF*	= Συντελεστές υποχαλάρωσης για τις εξ. ορμής, διόρθωσης πίεσης, k, ε, ενθαλπίας, καθώς και για την πυκνότητα, συνεκτικότητα και θερμοκρασία.
U, V, WINLE	= Αρχικό πεδίο ταχυτήτων, για εκκίνηση του κώδικα.
DENSIT, VISCOS, TEMPER	= Αρχικές τιμές πυκνότητας, συνεκτικότητας και θερμοκρασίας στον υπολογιστικό χώρο.
I, J, K, NMON	= Σημείο ελέγχου (monitoring point, M=αριθ. πλέγματος, =1 για το βασικό).
IBSOU	= 1 για χρήση του σχήματος BSOU, = 0 για το Υβριδικό.

Στο σχήμα 4.1.2 παρουσιάζεται το αρχείο DATA που χρησιμοποιείται στις αριθμητικές εφαρμογές .

JOB	JGRD	JGRDRF	MAXIT	ISAVE	SORMX
1	1	1	1500	3000	3.E-4
URFU	URFV	URFP	URFK	URFD	URFVIS
0.8	0.5	0.03	0.5	0.5	0.1
URFPHG	1.0				
EPS1	EPS2	MXITR	EPS1S	EPS2S	MXITRS
1.E-3	1.E-7	5	0.1	1.E-7	15
UNIT	VINIT	PREDIF			
0.2	0	0.0			
KVOLF	KAREF	DSTLMT	DENSIT	VISCOS	
32	100	0.00001	1.	0.125	
IBSOU	IFC	IREM	NMON		
0	1	1	62		

Σχήμα 4.1.2 : Αρχείο data που χρησιμοποιείται στις αριθμητικές εφαρμογές .

Για τον καθορισμό της γεωμετρίας του στροφέα κυλίνδρου προσδιορίζονται οι εξής μεταβλητές στο αρχείο TASK:

- Η διάμετρος d του κυλίνδρου – στροφέα
- Η απόσταση y_c που ορίζεται ως η απόσταση από το μέσον της κάτω πλάκας μέχρι τον άξονα που περνάει από το κέντρο του κυλίνδρου-στροφέα
- Η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής ω

Τα αρχεία των αποτελεσμάτων είναι αυτά που παράγονται από τον κύριο κώδικα ανάλογα με τις τιμές των παραμέτρων που θα ορισθούν στα αρχεία DATA και TASK και είναι τα εξής :

GRD: αποτελεί το αρχείο με τα στοιχεία κατασκευής πλέγματος

TCPLT: αποτελεί το αρχείο με τα στοιχεία του πεδίου ροής, όπως συντεταγμένες, ταχύτητες και πίεση.

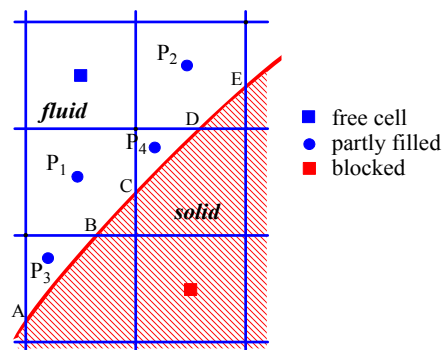
CURVE: δίνει τις συντεταγμένες των σημείων για τη σχεδίαση του περιγράμματος της διάταξης (σωλήνωση – διαχύτης)

RES: καταγράφεται ο αριθμός επαναλήψεων και τα υπόλοιπα για τη σύγκλιση των εξισώσεων ορμής και πίεσης

4.2: ΕΠΙΛΥΣΗ ΣΕ ΠΟΛΥΠΛΟΚΕΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΕΣ

Οι γραμμές των Καρτεσιανών πλεγμάτων δεν ταυτίζονται με τα όρια του υπολογιστικού χώρου όταν η γεωμετρία είναι πολύπλοκη, πράγμα που αποτελεί και το βασικό μειονέκτημα αυτών των πλεγμάτων. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος είχε αναπτυχθεί στο παρελθόν η πρωτότυπη μέθοδος των μερικώς μπλοκαρισμένων κελιών, η οποία εφαρμόστηκε επιτυχώς σε μια σειρά προβλημάτων. Πρόσφατα, η μέθοδος αυτή τροποποιήθηκε και βελτιώθηκε (Anagnostopoulos, J., Bergeles, G., Epple, B., and Stegelitz, P., (2001)), αυξάνοντας την ακρίβεια των αποτελεσμάτων κοντά σε κεκλιμένες (ως προς το πλέγμα) επιφάνειες κατά μία σχεδόν τάξη μεγέθους (από πρώτη σε σχεδόν δεύτερη). Ο απλούστερος τρόπος αντιμετώπισης αυτού του προβλήματος είναι, το κεκλιμένο όριο του πεδίου να περιγραφεί κλιμακωτά, αφαιρώντας από την υπολογιστική διαδικασία όσες κυψέλες έχουν κέντρο που κείται εκτός των ορίων της εξεταζόμενης γεωμετρίας. Όμως αυτή η απλή αντιμετώπιση δημιουργεί τοπικές ασυνέχειες κατά την επίλυση των εξισώσεων, οι οποίες είναι ανεπιθύμητες. Ο καλύτερος τρόπος περιγραφής του κεκλιμένου ορίου, εφόσον χρησιμοποιούνται καρτεσιανά πλέγματα είναι η μέθοδος των μερικώς μπλοκαρισμένων κελιών που εφαρμόζεται και στον κώδικα. Με αυτή τη μέθοδο, τα κεκλιμένα όρια περιγράφονται με ακρίβεια, ενώ η διακριτοποίηση των εξισώσεων παραμένει κατά βάση η ίδια με ορισμένες μετατροπές.

Οι μεταβλητές του ρευστού (ταχύτητες, πιέσεις, κλπ) υπολογίζονται στο κέντρο βάρους των καρτεσιανών κελιών, το οποίο για ένα μερικώς μπλοκαρισμένο κελί δεν συμπίπτει με το γεωμετρικό του κέντρο. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούνται πλέγματα για τον υπολογισμό των τιμών και των διανυσμάτων των μεταβλητών με σχεδόν δευτέρας τάξης ακρίβεια. Σαν αποτέλεσμα, αφού καθορίσουμε την γεωμετρία του υπολογιστικού χώρου, η κατασκευή του πλέγματος μπορεί να γίνει γρηγορότερα και αυτοματοποιημένα. Οι οριακές συνθήκες τοιχώματος καθορίζονται αυτόματα σε κάθε οριακή κυψέλη (π.χ. κελιά P_1 ως P_4 στο σχήμα 4.2.1).



Σχήμα 4.2.1 : Μέθοδος μερικώς μπλοκαρισμένων κελιών.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2.1, υπάρχουν δύο είδη κυψελών που τέμνονται από κάποιο κεκλιμένο όριο. Υπάρχουν οι κυψέλες των οποίων περισσότερο από

50% ανήκει στο πεδίο ροής (κυψέλες P_1 και P_4 , τύπου A) αλλά και κυψέλες των οποίων περισσότερο από το μισό του όγκου τους βρίσκεται εκτός του υπολογιστικού χωρίου (κυψέλες τύπου B). Τα κελιά P_1 έως και P_4 περιέχουν και ρευστό και στερεό τμήμα. Με την παλαιότερη μεθοδολογία επιλύονται κανονικά μόνο τα κελιά P_1 και P_2 , που είναι ελεύθερα πάνω από 50%, ενώ στα P_3 και P_4 υπολογίζεται μόνο η ροή μάζας και μια 'φανταστική' πίεση, χρησιμοποιώντας μια τεχνική πορώδους μέσου. Στην νέα μεθοδολογία αντιμετωπίζονται κατά τον ίδιο τρόπο όλα τα μερικώς μπλοκαρισμένα κελιά, τοποθετώντας τις μεταβλητές στο κέντρο βάρους του ελεύθερου τμήματός τους και υπολογίζοντας κατάλληλα τις κλίσεις των ταχυτήτων με ακρίβεια δεύτερης τάξης. Οι κλίσεις αυτές, καθώς και όλα τα απαιτούμενα γεωμετρικά μεγέθη, υπολογίζονται με κατάλληλο προεπεξεργαστή. Έτσι, αφού ορισθούν τα γεωμετρικά όρια του υπολογιστικού χώρου, η διαδικασία κατασκευής του πλέγματος εκτελείται άμεσα και πλήρως αυτοματοποιημένα. Επιπλέον, μπορεί εύκολα να συνδυαστεί και με την τεχνική τοπικής ή ρυθμιζόμενης πύκνωσης πλέγματος, όπως θα δειχθεί στη συνέχεια.

4.3: ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΤΟΠΙΚΩΝ ΠΥΚΝΩΣΕΩΝ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ

Ένα από τα πλεονεκτήματα των καρτεσιανών πλεγμάτων είναι η διαχείριση των γραμμών των καρτεσιανών πλεγμάτων, παρέχοντας τη δυνατότητα αυτές να πυκνωθούν σε περιοχές όπου αναμένονται μεγάλες κλίσεις των εξεταζόμενων μεγεθών. Σε μια μικροαντλία, του τύπου που μελετάμε για παράδειγμα, αυτές βρίσκονται γύρω από τον κυλινδρικό στρόφρα. Σε πτερωτές υδροδυναμικών μηχανών αυτές βρίσκονται κοντά στις πλευρές υπερπίεσης και υποπίεσης των πτερυγίων καθώς και στις ακμές πρόσπτωσης και εκφυγής. Αν πραγματοποιούνταν πύκνωση των πλεγματικών γραμμών σε όλο το χώρο της πτερωτής αυτό θα επιβάρυνε σημαντικά τη μνήμη και το χρόνο υπολογισμού. Κι αυτό γιατί οι πλεγματικές γραμμές θα εκτεινόταν, χωρίς να χρειάζεται, σε όλο το εύρος του πεδίου, ακόμα και σε περιοχές όπου δεν υπάρχουν μεγάλες μεταβολές των μεγεθών. Λύση στο πρόβλημα αυτό δίνει η χρήση των μεθόδων τοπικής πύκνωσης πλέγματος (local grid refinement methods). Με τις μεθόδους αυτές πραγματοποιείται πύκνωση του πλέγματος μόνο στις περιοχές μεγάλων κλίσεων.

Υπενθυμίζεται ότι το πλέγμα θα μπορούσε να είχε οποιαδήποτε κατανομή κόμβων. Όμως, η επιλογή της υποδιαίρεσης των κυρίως κυψελών σε ισαπέχοντα τμήματα, διευκολύνει τη διαχείριση των οριακών συνθηκών της διεπιφάνειας και την ανταλλαγή πληροφοριών μέσω αυτής. Επίσης, σημειώνεται ότι η επιλογή της αποθήκευσης όλων των μεταβλητών στο κέντρο των υπολογιστικών κυψελών, διευκολύνει σημαντικά την εφαρμογή της μεθόδου στις διακριτοποιημένες εξισώσεις πεπερασμένων όγκων.

4.4: ΕΠΙΛΟΓΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ

Η ακρίβεια και η αποτελεσματικότητα των αριθμητικών προσομοιώσεων είναι σε μεγάλο βαθμό εξαρτώμενα από τη διακριτοποίηση του πλέγματος που υιοθετείται. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το κανάλι έχει λόγο μήκους προς πλάτος 10/1. Μια σχηματική αναπαράσταση του πλέγματος στο συνολικό κανάλι φαίνεται στο σχήμα 4.4.1.

Το πλέγμα το οποίο επιλέγεται μπορεί να είναι άλλοτε αραιό και άλλοτε πυκνό, όπως φαίνεται και στα σχήματα 4.4.2 (α)-(γ). Το πλέγμα $(NI,NJ) = (102,12)$ είναι αραιό, ενώ το πλέγμα $(NI,NJ) = (402,42)$ είναι πυκνό. Όσο αραιότερο είναι το πλέγμα, τόσο μικρότερο υπολογιστικό κόστος έχει, ενώ όσο πυκνότερο είναι, τόσο πιο ακριβή είναι τα αποτελέσματα που προκύπτουν, όπως είναι γνωστό από την υπολογιστική ρευστομηχανική. Σκοπός είναι να επιλεγεί ένα πλέγμα ούτε πολύ αραιό, ούτε πολύ πυκνό, ώστε να έχουμε και μικρό υπολογιστικό κόστος και ακριβή αποτελέσματα. Γι' αυτό το λόγο χρησιμοποιείται η τοπική πύκνωση του πλέγματος γύρω από τον κύλινδρο-στροφέα και κοντά στο ανώτερο και κατώτερο τοίχωμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4.2 (δ), αφού εκεί αναμένονται να εμφανιστούν οι μεγαλύτερες πιέσεις.

Στον πίνακα 4.4.1 υπολογίζεται η μέση ταχύτητα της ροής για διάφορες τιμές της απόστασης της κάτω πλάκας μέχρι τον άξονα που περνάει από το κέντρο του στροφέα κυλίνδρου, δηλαδή της μεταβλητής y_c , του κινηματικού ιξώδους του ρευστού ν και της γωνιακής ταχύτητας ω , για διάφορα πλέγματα.

Συμπεραίνεται ότι για ένα πλέγμα χωρίς τοπική πύκνωση με $(NI,NJ) = (402,42)$ οι τιμές της μέσης ταχύτητας σταθεροποιούνται σε σχέση με το προηγούμενο αραιότερο πλέγμα $(NI,NJ) = (202,22)$. Επιπροσθέτως, επιλέγοντας ένα πλέγμα με τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (202,22)$, προκύπτουν τιμές της μέσης ταχύτητας ίδιες με αυτές του πλέγματος $(NI,NJ) = (402,42)$ χωρίς τοπική πύκνωση. Οπότε, προφανώς, μια καλή επιλογή πλέγματος είναι αυτή με τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (202,22)$.

Για να επιβεβαιωθεί η παραπάνω διαπίστωση παρουσιάζεται το σχήμα 4.4.3 (α)-(δ). Εδώ δείχνεται η μεταβολή της απόλυτης τιμής της αδιάστατης ταχύτητας u^* , όπου u^* έχει οριστεί ως :

$$u^* = \frac{\bar{u}}{U} = \frac{\bar{u}}{\frac{\omega d}{2}}$$

για τα τέσσερα πλέγματα, για διάφορους αριθμούς Re . Φαίνεται ξεκάθαρα ότι το πλέγμα με τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (202,22)$ δίνει την ίδια αδιάστατη ταχύτητα u^* με το πλέγμα χωρίς τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (402,42)$.

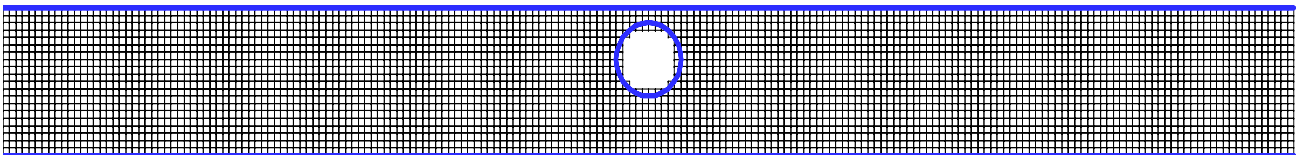
Στα σχήματα 4.4.4 (α) – (γ) και 4.4.5 (α) – (γ) παρουσιάζονται οι γραμμές ροής για τα τρία διαφορετικά πλέγματα. Όπως αναμενόταν οι μεγαλύτερες πιέσεις εμφανίζονται γύρω από τον κύλινδρο και κοντά στο άνω τοίχωμα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να δικαιολογείται η χρήση τοπικής πύκνωσης γύρω από τον κύλινδρο στο πλέγμα $(NI,NJ) = (202,22)$.

Επιπροσθέτως σύγκριση των σχημάτων 4.4.4 (γ) και 4.4.4 (δ), όσον αφορά τις γραμμές ροής και την κατανομή πίεσης συμπεραίνεται ότι το πλέγμα $(NI,NJ) = (402,42)$ χωρίς τοπική πύκνωση και το πλέγμα $(NI,NJ) = (202,22)$ με τοπική πύκνωση δίνουν τα ίδια ακριβώς αποτελέσματα .

Αξιοσημείωτο είναι ότι ο υπολογιστικός χρόνος για την περίπτωση του πλέγματος με τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (202,22)$ μειώνεται ακριβώς στο μισό σε σχέση με την περίπτωση του πλέγματος χωρίς τοπική πύκνωση και $(NI,NJ) = (402,42)$. Έτσι το πλέγμα με το οποίο θα γίνει επεξεργασία της μεταβολής του πεδίου ροής σε συνάρτηση με τις γεωμετρικές παραμέτρους είναι το πλέγμα $(202,22)$ με τοπική πύκνωση .

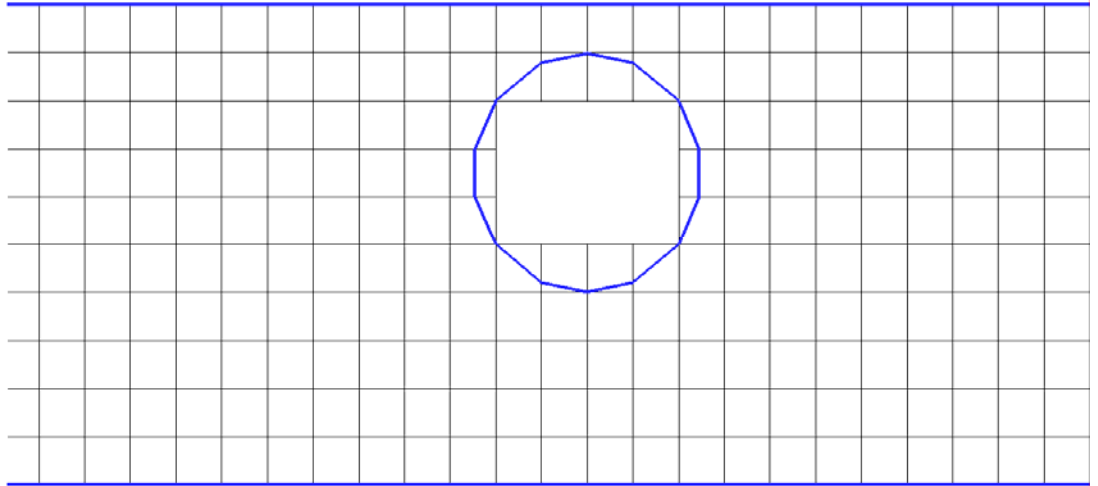
\bar{u}	ΧΩΡΙΣ ΤΟΠΙΚΗ ΠΥΚΝΩΣΗ			ΤΟΠΙΚΗ ΠΥΚΝΩΣΗ
	(NI,NJ)=(102,12)	(NI,NJ)=(202,22)	(NI,NJ)=(402,42)	(NI,NJ)=(202,22)
d=0.5				
$y_c = 0.6, v = 0.1, \omega = 5.0$	0,0586227	0,0623817	0,0611052	0,0611959
$y_c = 0.6, v = 0.1, \omega = 10.0$	0,1169304	0,1206652	0,1218368	0,1217648
$y_c = 0.6, v = 0.02, \omega = 5.0$	0,0543056	0,0594281	0,0587647	0,0587410
$y_c = 0.6, v = 0.02, \omega = 10.0$	0,1016812	0,1065196	0,1070909	0,1066457
$y_c = 0.35, v = 0.1, \omega = 5.0$	0,0609493	0,0835917	0,0847434	0,0846696
$y_c = 0.35, v = 0.1, \omega = 10.0$	0,1200567	0,1665205	0,1686775	0,1685329
$y_c = 0.35, v = 0.02, \omega = 5.0$	0,0542539	0,0804840	0,0815795	0,0814878
$y_c = 0.35, v = 0.02, \omega = 10.0$	0,0896047	0,1491111	0,1480588	0,1476549

Πίνακας 4.4.1 : Τιμές του \bar{u} για διάφορα (NI,NJ)

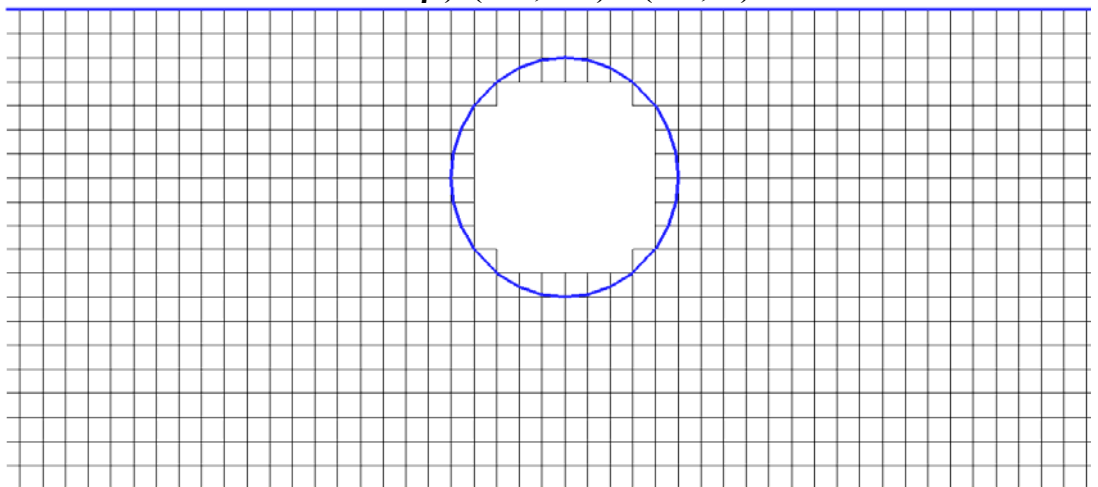


Σχήμα 4.4.1 : Σχηματική αναπαράσταση του πλέγματος στο συνολικό κανάλι

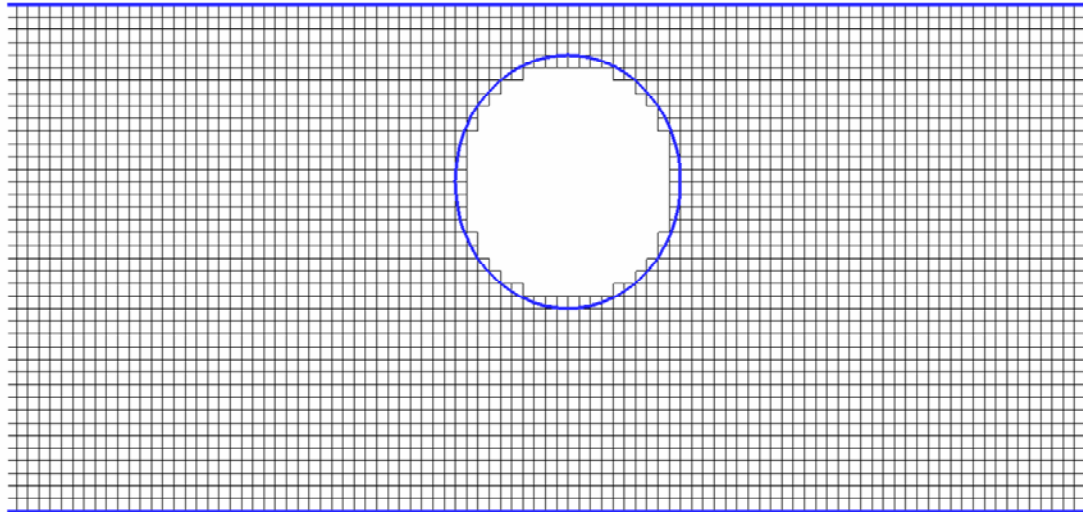
α) (NI, NJ) = (102,12)



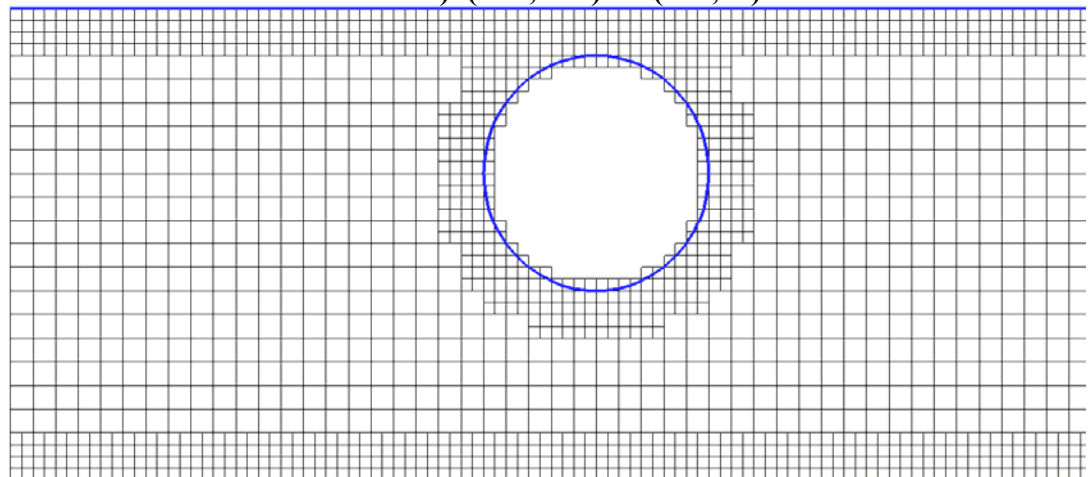
β) (NI, NJ) = (202,22)



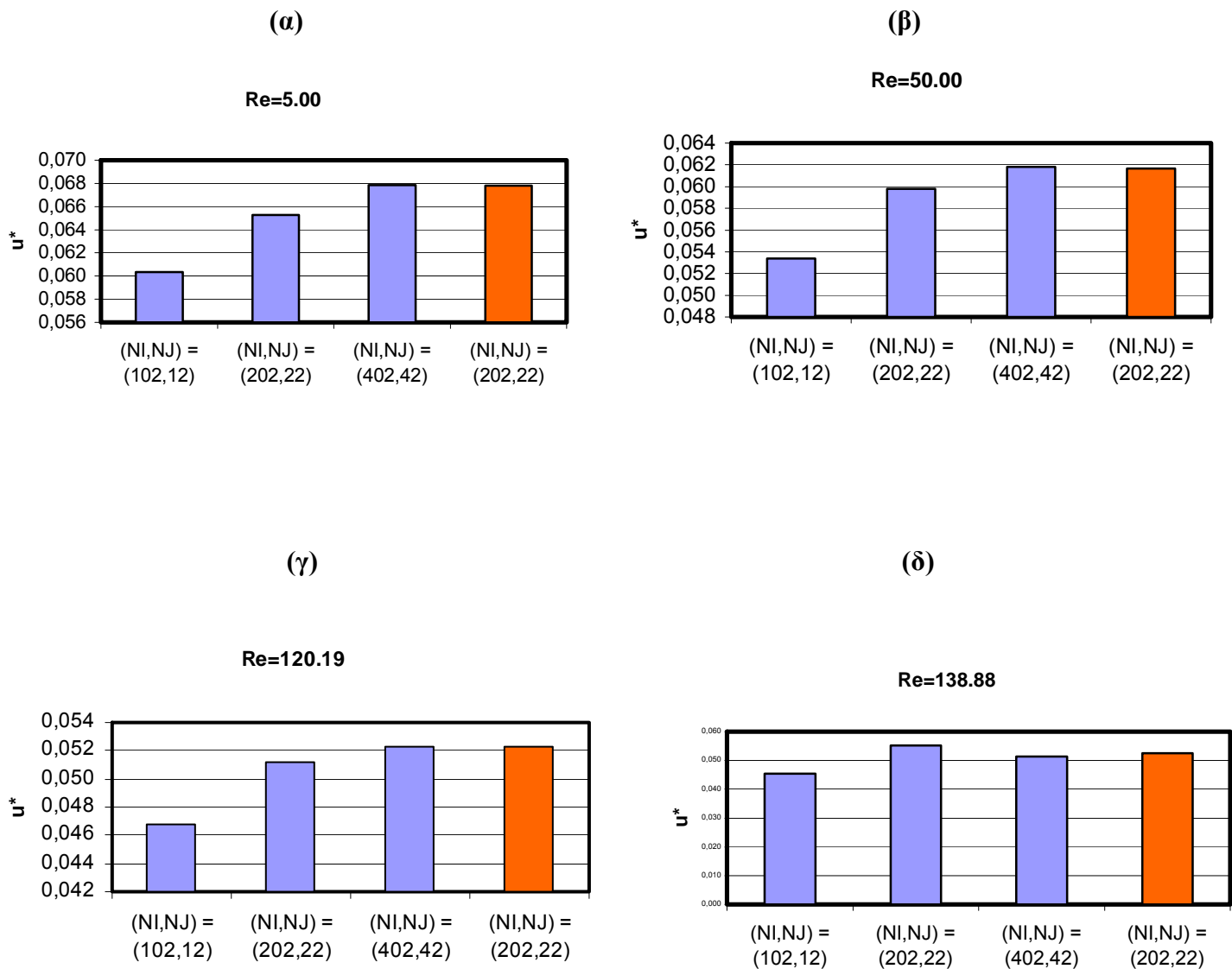
$\gamma) (NI, NJ) = (402, 42)$



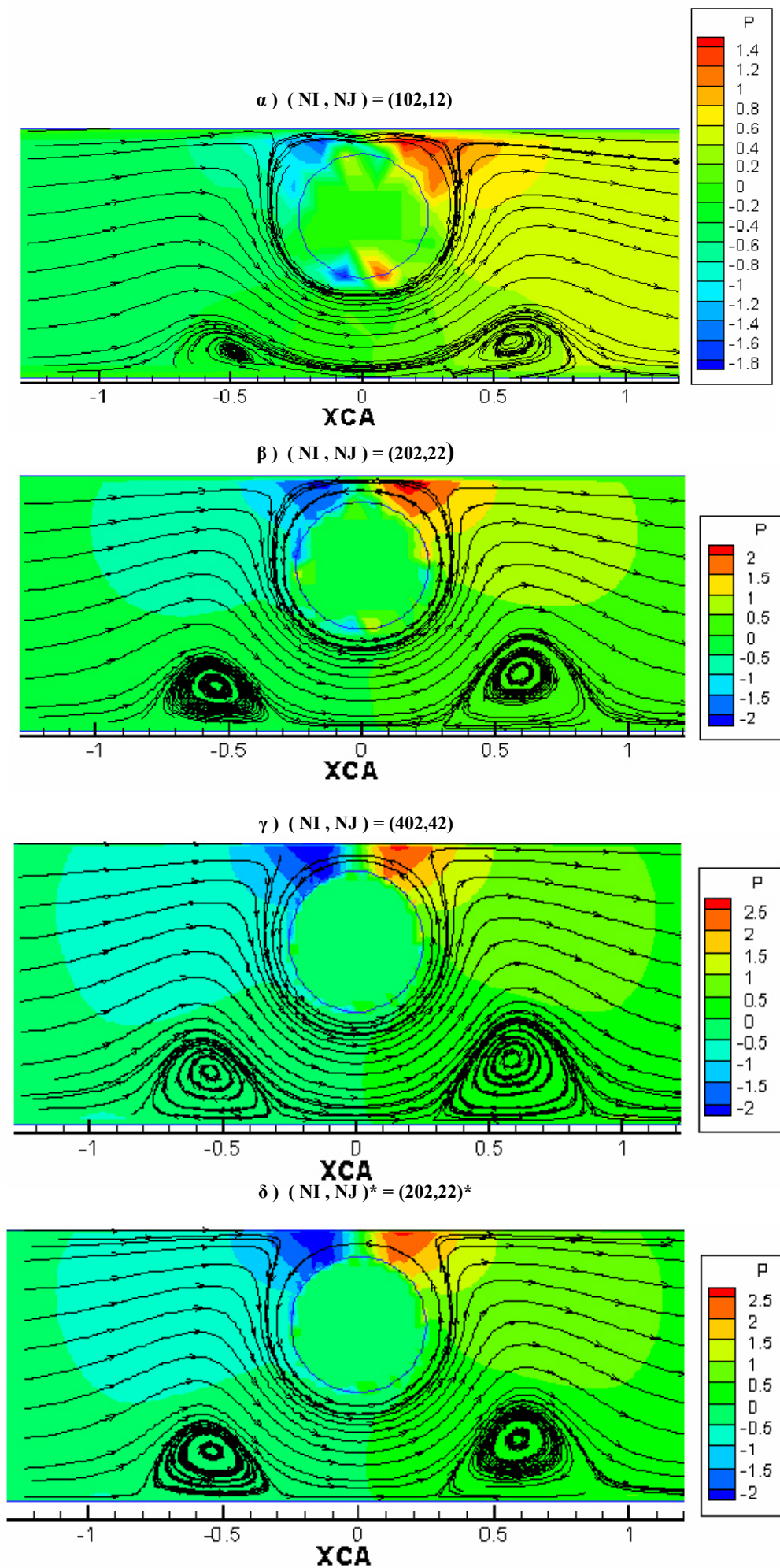
$\delta) (NI, NJ)^* = (202, 22)^*$



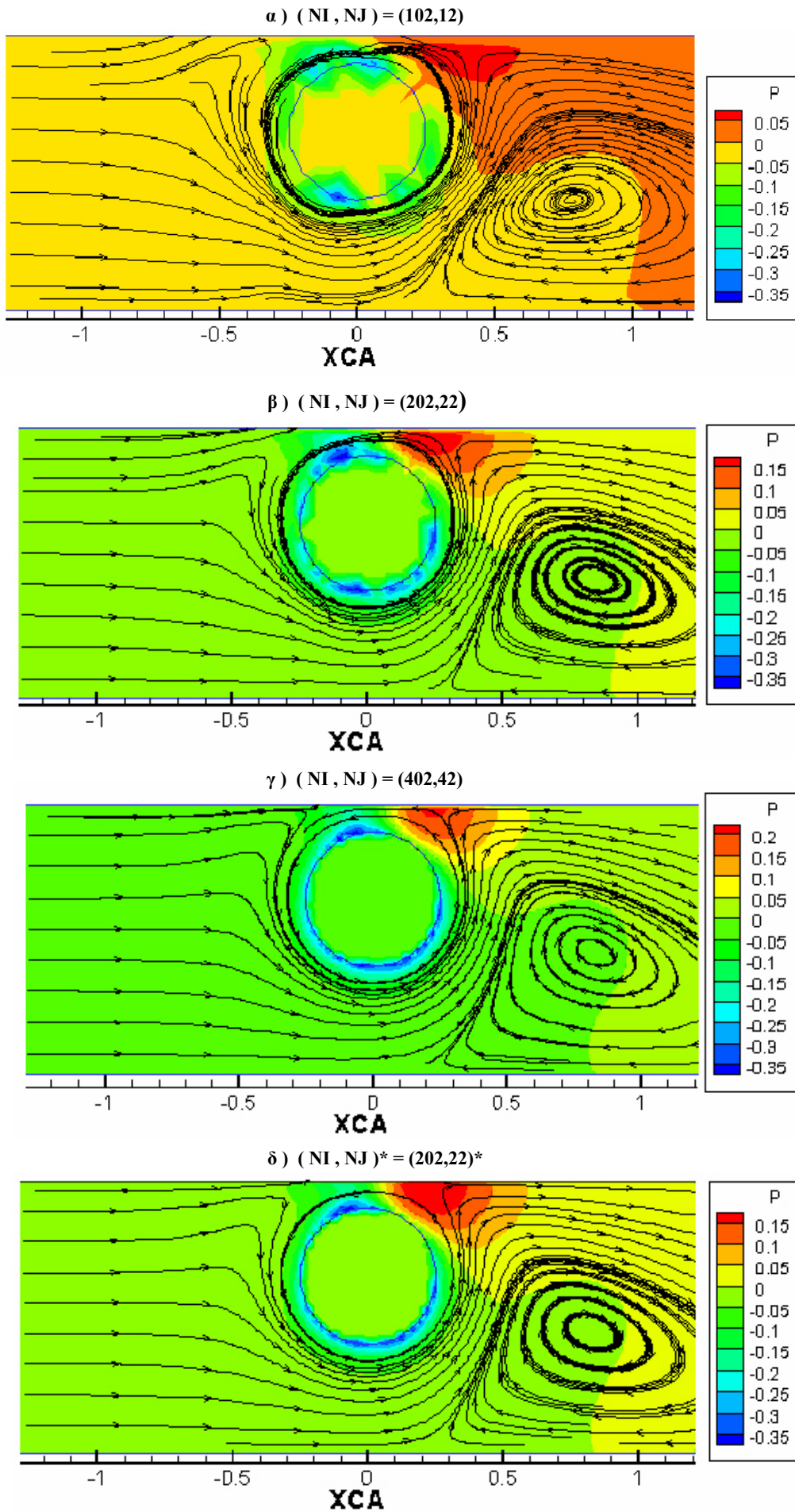
Σχήμα 4.4.2(α)-(δ) : Μεγέθυνση του πλέγματος γύρω από το στροφέα – κύλινδρο. α, β, γ) χωρίς τοπική πύκνωση



Σχήμα 4.4.3(α)-(δ) : Μεταβολή της απόλυτης τιμής του u^* για διάφορα πλέγματα σε σχέση με τον αριθμό Re . Μπλε χρώμα : χωρίς τοπική πύκνωση - Πορτοκαλί χρώμα : με τοπική πύκνωση

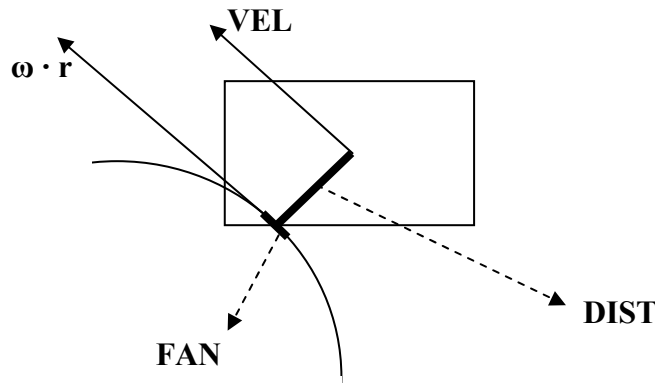


Σχήμα 4.4.4(α)-(δ) : Γραμμές ροής για διάφορα πλέγματα για $Re = 5.0$, $\varepsilon = 0.87$, $visc = 0.125$, $S = 2.0$, $\omega = 5.0$
 α, β, γ) χωρίς τοπική πύκνωση δ) με τοπική πύκνωση



Σχήμα 4.4.5(α)-(δ) : Γραμμές ροής για διάφορα πλέγματα για $Re = 120.19$, $\varepsilon = 0.87$, $visc = 0.0052$, $S = 2.0$, $\omega = 5.0$
 α, β, γ) χωρίς τοπική πύκνωση δ) με τοπική πύκνωση

4.5: ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΡΟΠΗΣ – ΒΑΘΜΟΥ ΑΠΟΔΟΣΗΣ



Σχήμα 4.5.1 : Μεταβλητές υπολογισμού ροπής

Ο κύλινδρος περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω και αποδίδει μια ροπή M . Υπολογίζοντας λοιπόν το γινόμενο της ροπής M και της γωνιακής ταχύτητας ω , υπολογίζεται η προσφερόμενη μηχανική ενέργεια που χρειάζεται ο κύλινδρος για να λειτουργήσει και να παράγει ροή γύρω από αυτόν.

Για τον υπολογισμό της ροής M αρχικά υπολογίζουμε τη διατμητική τάση στην επιφάνεια του κυλίνδρου τ_w ως εξής:

$$\tau_w = \frac{(\omega \cdot r - \text{VEL}) \cdot \text{VISC}}{\text{DIST}} \quad (4.1)$$

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.5.1, θεωρούμε μία πολύ μικρή περιφέρεια του κυλίνδρου, τόσο μικρή ώστε να θεωρείται ευθεία γραμμή, μήκους FAN . Η περιφερειακή ταχύτητα σε εκείνο το σημείο είναι $\omega \cdot r$. Το κελί του πλέγματος που βρίσκεται πιο κοντά σε αυτή την περιφέρεια, περιλαμβάνει στο κέντρο του την ταχύτητα της ροής VEL , η οποία είναι παράλληλη με την επιφάνεια του κυλίνδρου. Η ταχύτητα VEL και η περιφερειακή ταχύτητα απέχουν μεταξύ τους απόσταση DIST . Οι συμβολισμοί DIST , VEL , FAN , VISC (κινηματικό ιξώδους ρευστού) δόθηκαν έτσι ώστε να συμφωνούν με τον κώδικα FLAS. Στη συνέχεια υπολογίζουμε τη σχετική δύναμη ΔF :

$$\Delta F = \tau_w \cdot \text{FAN} \quad (4.2)$$

Οπότε τελικά η ροπή υπολογίζεται ως:

$$M = r \cdot \Sigma \Delta F \quad (4.3)$$

Όπου r είναι η ακτίνα του κυλίνδρου και $\Sigma \Delta F$ το άθροισμα των διατμητικών δυνάμεων.

Με σκοπό να αποφασιστεί σε ποιο βαθμό είναι επαρκής και αποδοτική η μικροαντλία ορίζεται ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας, ως το πηλίκο της προσφερόμενης ενέργειας στο ρευστό, προς την αποδιδόμενη μηχανική ενέργεια στον κύλινδρο- στροφέα. Σαν συνέπεια ο βαθμός απόδοσης θα είναι:

$$\eta = (\text{προσφερόμενη ενέργεια στο ρευστό}) / (\text{αποδιδόμενη μηχανική ενέργεια})$$

οπότε η απόδοση της μικροαντλίας δίνεται από τον τύπο :

$$\eta = \frac{(32 \cdot L \cdot U^2 \cdot \nu)}{M \cdot \omega} \quad (4.4)$$

Όπου L είναι το μήκος του καναλιού και ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού και ω η ταχύτητα του πεδίου ροής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 : ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΣΕ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΥΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

5.1 :Επίδραση της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής και του αριθμού Re

Για να εξετάσουμε την επίδραση της γωνιακής ταχύτητας ω στη μέση ταχύτητα του πεδίου ροής \bar{u} , οπότε και στη λειτουργία της μικροαντλίας θεωρήσαμε $\Delta P^* = 0$ (δηλαδή η πίεση στην είσοδο και στην έξοδο είναι ίδια), $y_C = 0.65$ και $d = 0.5$ οπότε και για πέντε διαφορετικές τιμές του κινηματικού ιξώδους του ρευστού φτιάχτηκε το διάγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 5.1.1. Στο διάγραμμα αυτό συμπεραίνουμε ότι καθώς αυξάνεται η γωνιακή ταχύτητα του στροφέα, η μέση ταχύτητα αυξάνεται ανάλογα. Επίσης παρατηρούμε ότι για μια συγκεκριμένη τιμή της γωνιακής ταχύτητας, η μέση ταχύτητα δε μεταβάλλεται πολύ, όταν αλλάζει το κινηματικό ιξώδες. Αξίζει να σημειωθεί ότι η γωνιακή ταχύτητα έχει εύρος από 0 έως 100 rad/sec ενώ η μέση ταχύτητα έχει μονάδες m/s και στο διάγραμμα παραθέτουμε την απόλυτη τιμή.

Ο αντίστοιχος αριθμός Re για κάθε ένα από τα σημεία του διαγράμματος του σχήματος 5.1.1 φαίνεται στον πίνακα 5.1.1. Υπενθυμίζεται ότι ο αριθμός Re δίνεται από τη σχέση :

$$Re = \frac{Ud}{\nu} = \frac{\omega d^2}{2\nu}$$

Για να εξετάσουμε την επίδραση του αριθμού Re στο πεδίο ροής φτιάχτηκε το διάγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 5.1.2. Επίσης έχουμε θεωρήσει $\Delta P^* = 0$, $y_C = 0.65$, $d = 0.5$ και $\omega = 5.0$. Στο διάγραμμα αυτό συμπεραίνουμε για μια ακόμα φορά ότι αυξανόμενη της γωνιακής ταχύτητας έχουμε αύξηση της μέσης ταχύτητας για ένα συγκεκριμένο αριθμό Re, αλλά αυτό που έχει ιδιαίτερη σημασία είναι ότι για όλες τις γωνιακές ταχύτητες η ελάχιστη παροχή παρουσιάζεται περίπου για αριθμό Re περίπου ίσο με 120. Η καμπύλη είναι κυρτή στο σημείο αυτό.

Στο σχήμα 5.1.3 απεικονίζεται η μεταβολή της αδιάστατης μέσης ταχύτητας u^* σε συνάρτηση με τον αριθμό Re.

$$u^* = \frac{\bar{u}}{U} = \frac{\bar{u}}{\frac{\omega d}{2}}$$

Όπως και στο σχήμα 5.1.2. για αριθμός Re περίπου 120 η αδιάστατη μέση ταχύτητα εμφανίζει τη χαμηλότερη τιμή της. Επίσης στο σχήμα 5.1.3 παρατηρείται ότι οι καμπύλες για τις διαφορετικές γωνιακές ταχύτητες σχεδόν ταυτίζονται. Οπότε συμπεραίνεται ότι ο αριθμός Re είναι πιο σημαντικός παράμετρος στην μεταβολή του πεδίου ροής σε σχέση με τη γωνιακή ταχύτητα ω .

Στη συνέχεια εξετάζονται οι γραμμές ροής και οι κατανομές της στατικής πίεσης για κάποια από τα αντίστοιχα σημεία των διαγραμμάτων 5.1.1 και 5.1.2.

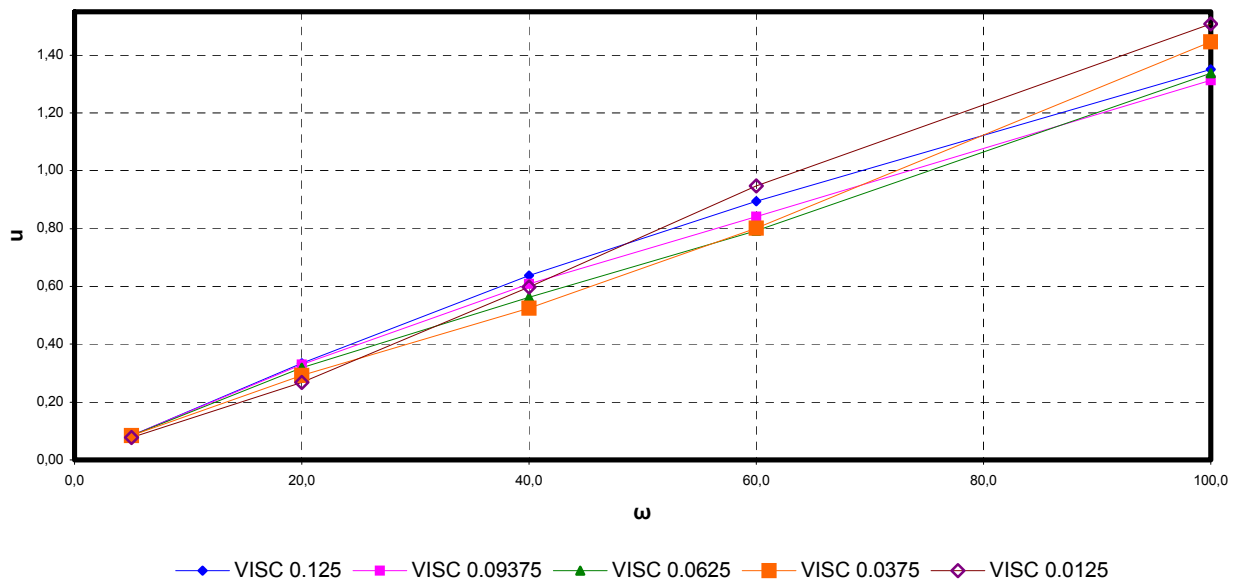
Στο σχήμα 5.1.4. παρουσιάζονται διάφορες απεικονίσεις του πεδίου ροής με αύξοντα αριθμό Re και σταθερή γωνιακή ταχύτητα $\omega=5$. Αντίστοιχα στο σχήμα 5.1.5. οι απεικονίσεις του πεδίου ροής, οι οποίες έχουν επίσης αύξοντα αριθμό Re, αντιστοιχούν σε γωνιακή ταχύτητα $\omega=100$. Όσον αφορά την κατανομή της στατικής πίεσης για μικρή γωνιακή ταχύτητα όπως $\omega=5$ το εύρος μεταβολής της στατικής πίεσης μέσα στη διάταξη είναι μικρό, για παράδειγμα από -2 έως $2,6$. Ενώ για μεγάλη γωνιακή ταχύτητα όπως $\omega=100$ το εύρος μεταβολής της στατικής πίεσης είναι περίπου από -400 έως 1000 . Επίσης από τα σχήματα αυτά παρατηρούμε ότι όσο

αυξάνεται ο αριθμός Re η αριστερή περιοχή ανακυκλοφορίας τείνει να εξαφανιστεί. Και στις δυο περιπτώσεις δηλαδή για $\omega=5$ και $\omega=100$ η εξαφάνιση της αριστερής ανακυκλοφορίας συμβαίνει για έναν αριθμό Re περίπου ίσο με 30. Το γεγονός αυτός ενισχύει την άποψη ότι η παράμετρος του αριθμού Re είναι σημαντικότερη στην εξέταση του πεδίου ροής απ' ότι η γωνιακή ταχύτητα ω . Η δεξιά περιοχή ανακυκλοφορίας και για τις δυο περιπτώσεις γωνιακής ταχύτητας που εξετάζουμε μεγαλώνει οπότε αντίστοιχα μικραίνει η δίοδος μεταξύ του στροφέα και της περιοχής ανακυκλοφορίας. Αυτό συμβαίνει μέχρι ένα αριθμό Re περίπου ίσο με 120 όπου εκεί παρουσιάζεται και η ελάχιστη παροχή. Φουσκώνει δηλαδή η περιοχή ανακυκλοφορίας με αποτέλεσμα να προκαλέσει αυξημένο μπλοκάρισμα στο πεδίο ροής. Για αρκετά μεγάλο αριθμό Re , όπου η ροή δεν είναι στρωτή, τα συμπεράσματα αυτά ίσως να μην ισχύουν.

Στο σχήμα 5.1.6 παρουσιάζεται ο βαθμός απόδοσης (ο οποίος ορίστηκε στην παράγραφο 4.5) συναρτήσει της γωνιακής ταχύτητας ω για τα αντίστοιχα σημεία του διαγράμματος 5.1.1 για δυο διαφορετικές τιμές του ν_{isc} (κινηματικό ιξώδες ρευστού). Παρατηρούμε ότι ενώ στο σχήμα 5.1.1 αυξανόμενη της γωνιακής ταχύτητας προκύπτει αύξηση της μέσης ταχύτητας, στο σχήμα 5.1.6 αυξανόμενη της γωνιακής ταχύτητας έχουμε μείωση του βαθμού απόδοσης. Ο βαθμός απόδοσης φθάνει στο 12% για μικρό αριθμό Re ($Re = 5$) και μεγάλο ν_{isc} ($\nu_{isc} = 0.125$). Όσο μεγαλώνει ο αριθμός Re , η απόδοση της αντλίας πέφτει (ο ρυθμός μείωσης του βαθμού απόδοσης γίνεται μικρότερος για $Re > 120$, οπότε μεγαλώνει η δίοδος της ροής) ενώ όσο μεγαλώνει το κινηματικό ιξώδες (ν_{isc}) για την ίδια γωνιακή ταχύτητα ο βαθμός απόδοσης ανεβαίνει.

Στο σχήμα 5.1.7 παρουσιάζεται ο βαθμός απόδοσης, συναρτήσει του αριθμού Re για τα αντίστοιχα σημεία του διαγράμματος 5.1.2 για τις ακραίες τιμές του ω .

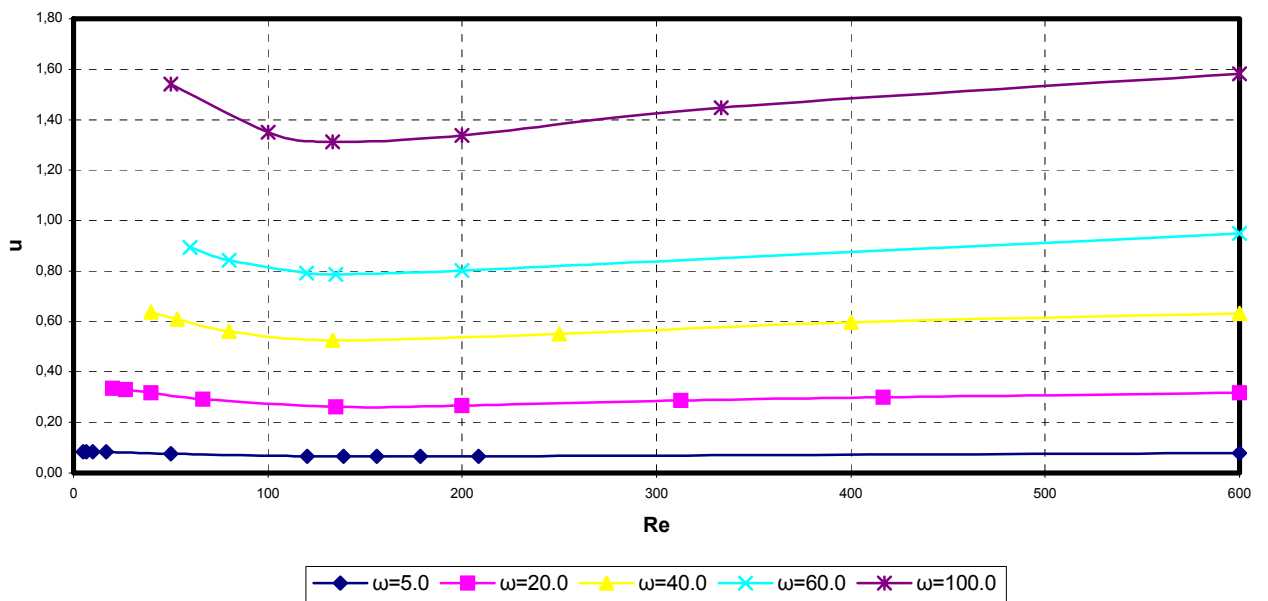
Διαπιστώνεται ότι η διαφοροποίηση του ω , δεν παίζει σημαντικό ρόλο στο βαθμό απόδοσης, για σταθερή διάμετρο d . Όπως διαπιστώθηκε και στο σχήμα 5.1.6 αυξανόμενου του αριθμού Re μειώνεται ο βαθμός απόδοσης. Δηλαδή όσο μεγαλύτερο αριθμό Re έχουμε τόσο μικρότερο ποσοστό της μηχανικής ενέργειας του κυλίνδρου συμβάλει στην αύξηση της παροχής, ενώ το υπόλοιπο μετατρέπεται σε τριβές. Οπότε για χαμηλό αριθμό Re , όπου η ροή είναι στρωτή ο βαθμός απόδοσης της αντλίας είναι καλός.



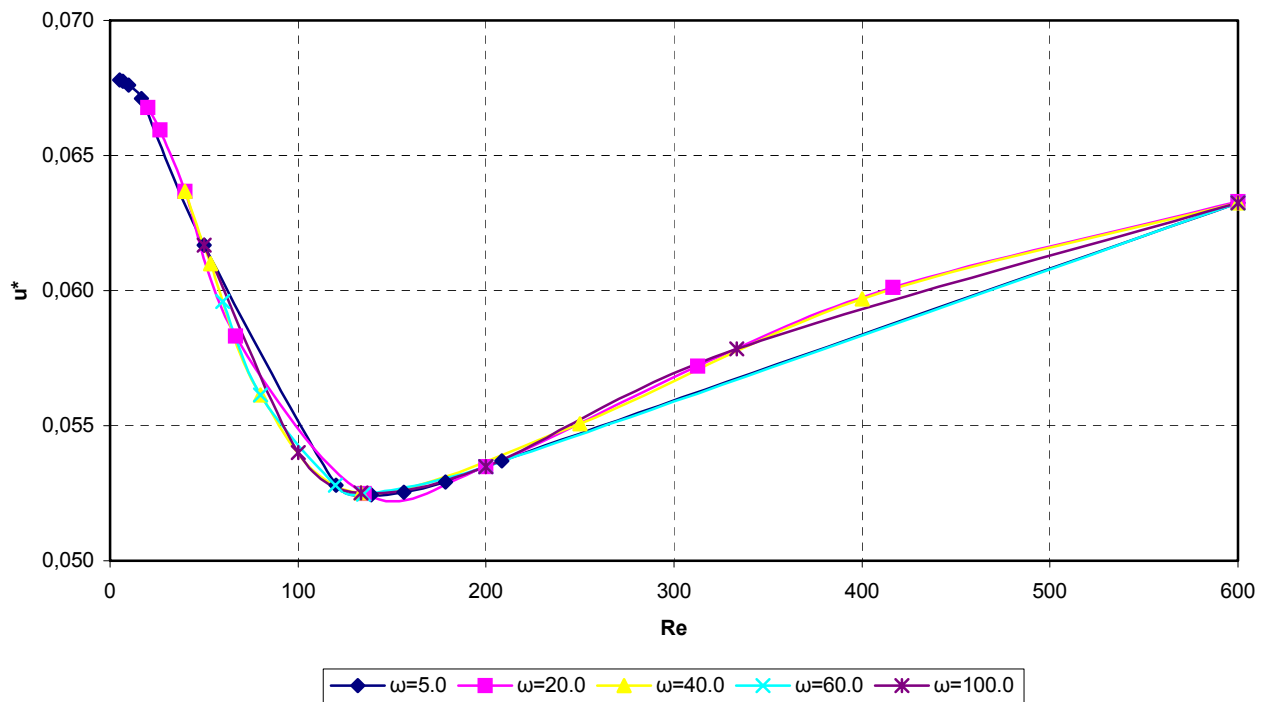
Σχήμα 5.1.1 : Επίδραση της γωνιακής ταχύτητας στη μέση ταχύτητα \bar{u} για $\Delta P^* = 0$, $y_C = 0.65$ και $d = 0.5$

Πίνακας 5.1.1 : Αριθμός Re για τα σημεία των καμπύλων του διαγράμματος 5.1.1

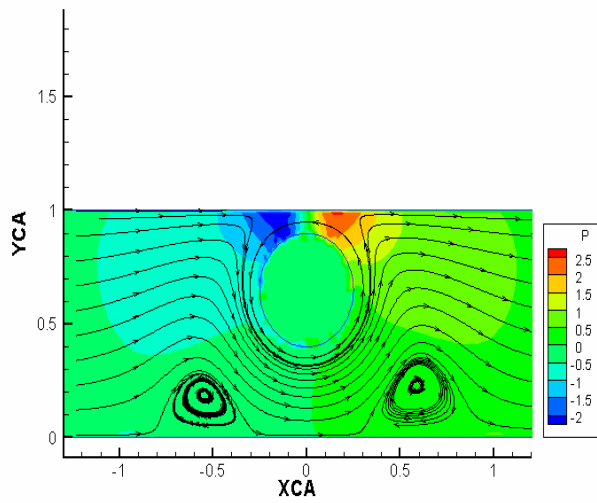
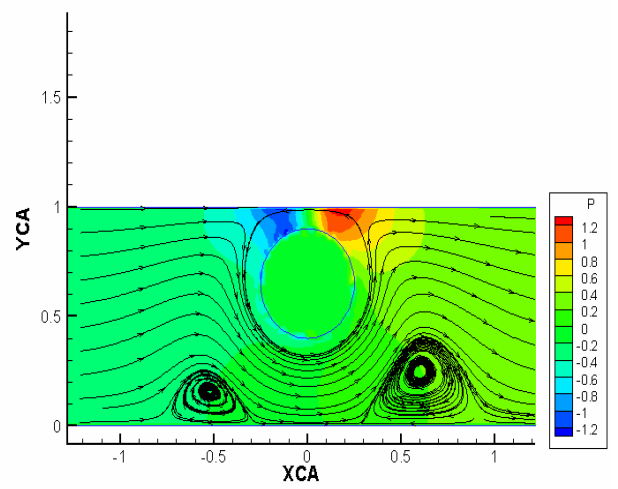
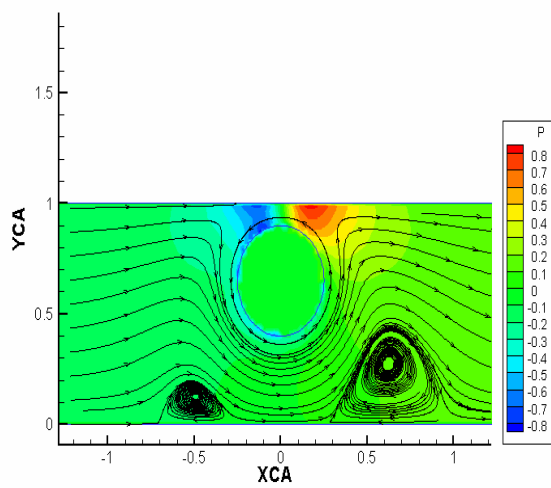
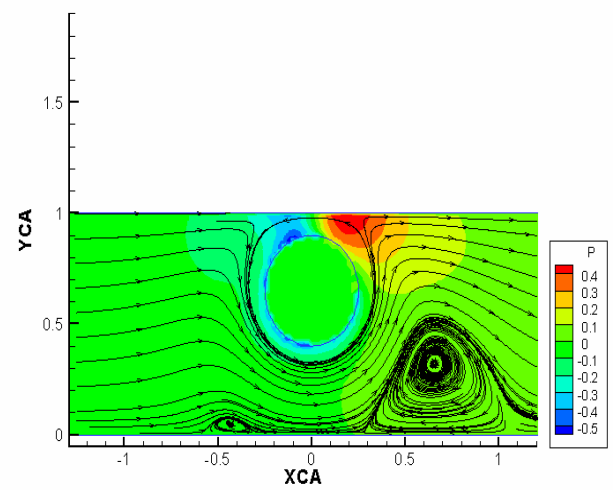
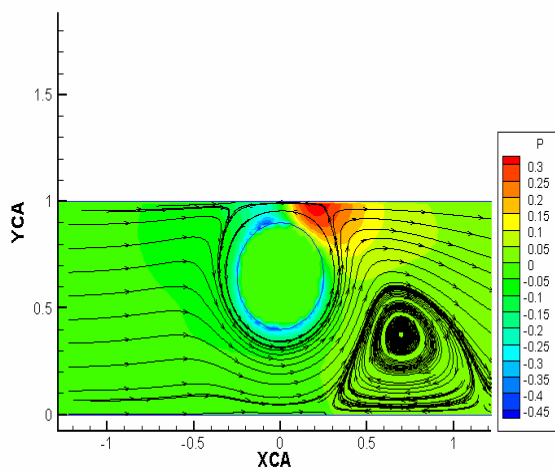
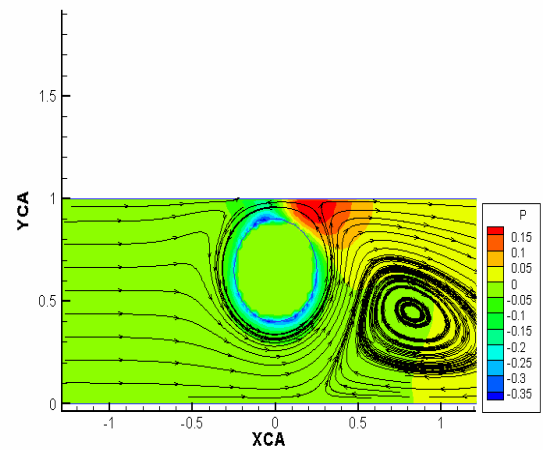
visc / ω	5.0	20.0	40.0	60.0	100.0
0.125	5	20	40	60	100
0.09375	6.66	26.66	53.33	80	133.33
0.0625	10	40	80	120	200
0.0375	16.66	66.66	133.33	200	333.33
0.0125	50	200	400	600	1000



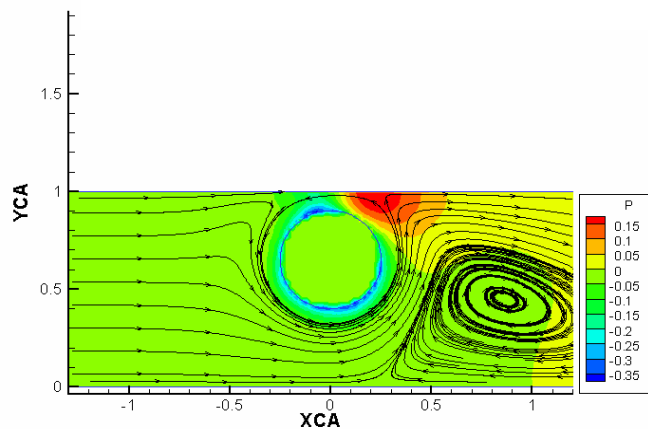
Σχήμα 5.1.2 : Επίδραση του αριθμού Re στη μέση ταχύτητα \bar{u} για $\Delta P^* = 0$, $\gamma_C = 0.65$ και $d = 0.5$



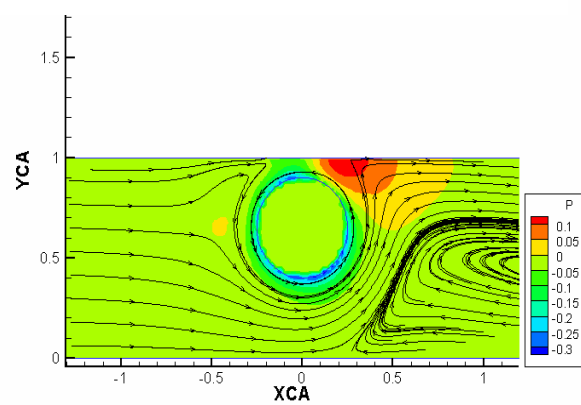
Σχήμα 5.1.3 : Επίδραση του αριθμού Re στην αδιάστατη μέση ταχύτητα u^* για $\Delta P^* = 0$, $\gamma_C = 0.65$ και $d = 0.5$

(α) VISC 0.125, Re=5.0**(β)** VISC 0.0625, Re=10.0**(γ)** VISC 0.0375, Re=16.6**(δ)** VISC 0.02083, Re=30.0**(ε)** VISC 0.0125, Re=50.0**(σ)** VISC 0.0052, Re=120.192

(ζ) VISC 0.0045, Re=138.88

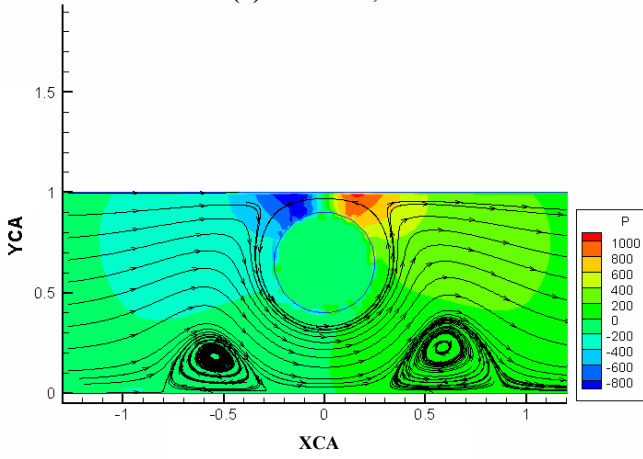


(η) VISC 0.00104, Re=600.96

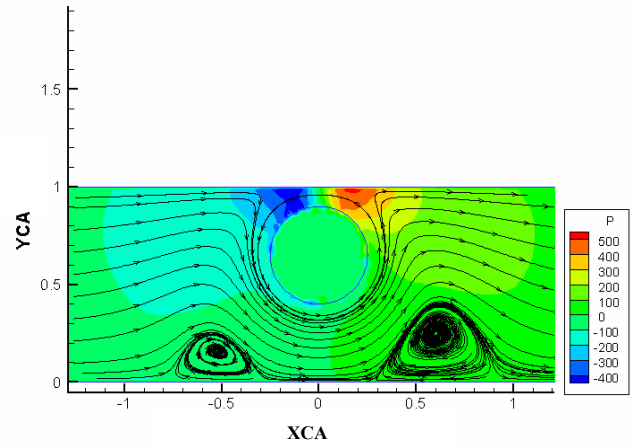


Σχήμα 5.1.4 (α)-(η) : Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^* = 0$, $\epsilon = 0.87$ και $\omega = 5.0$ σχετικά με τη διαφοροποίηση του αριθμού Re

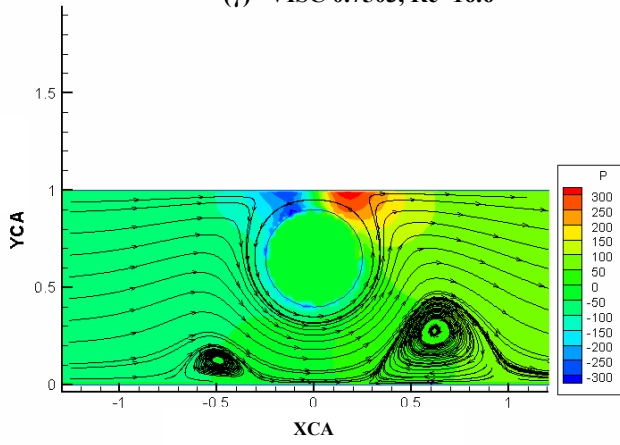
(a) VISC 2.5, Re=5.0



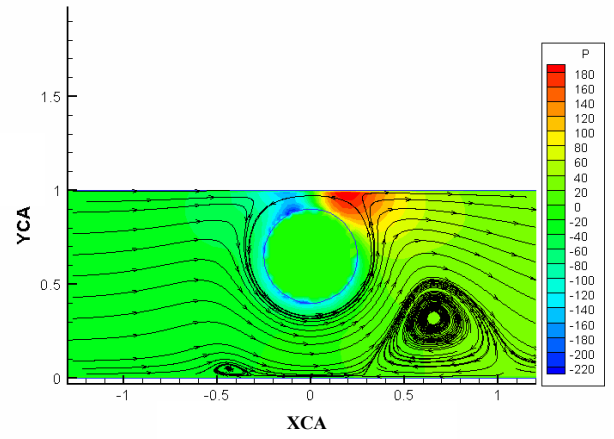
(b) VISC 1.25, Re=10.0



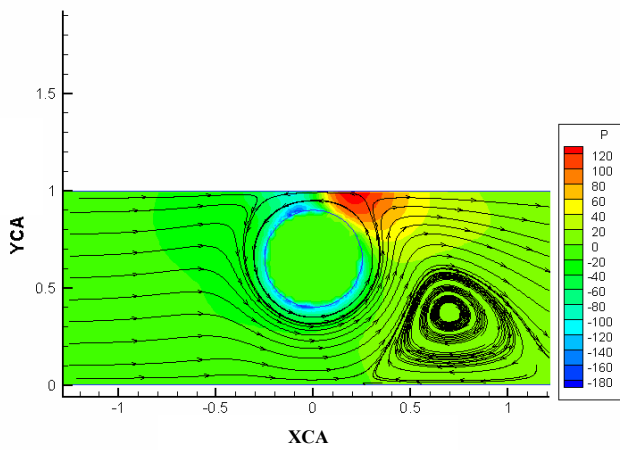
(γ) VISC 0.7503, Re=16.6



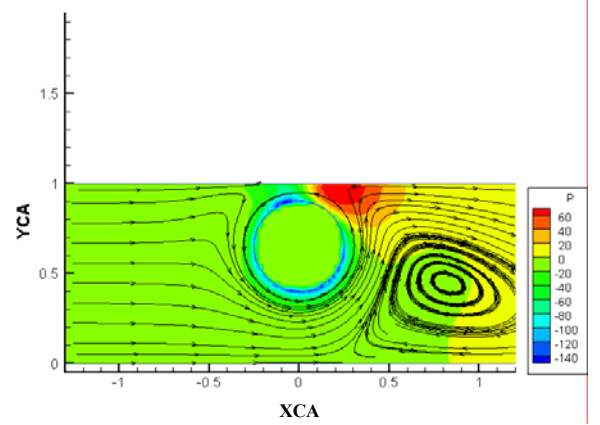
(δ) VISC 0.4166, Re=30.0

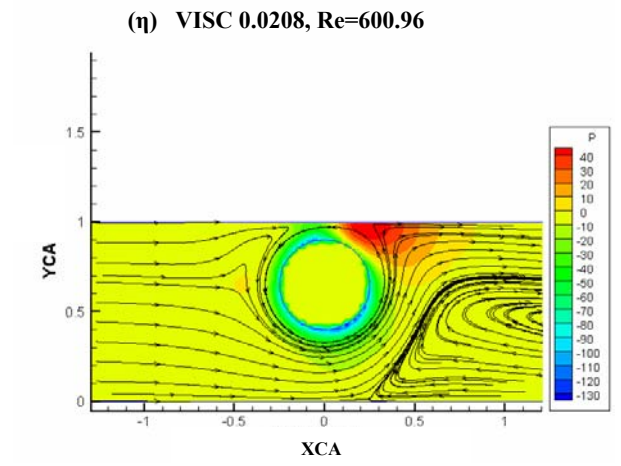
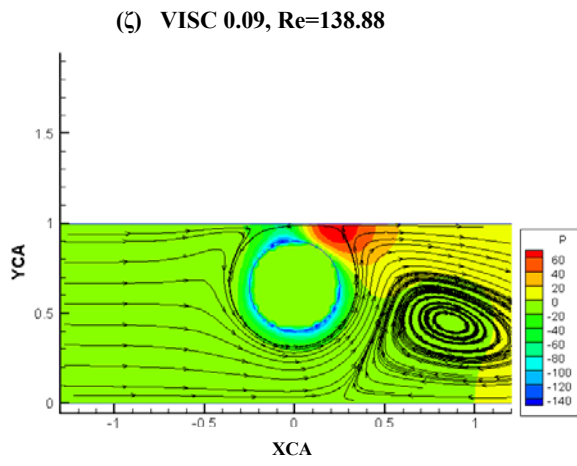


(ε) VISC 0.25, Re=50.0

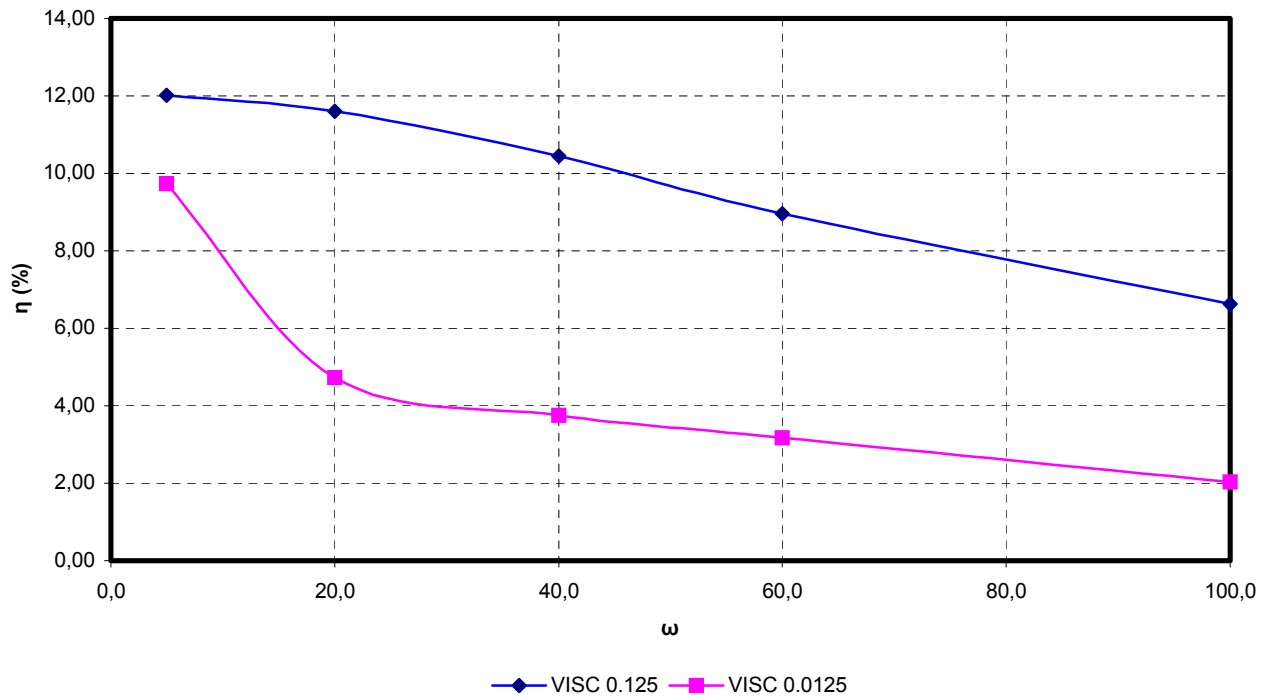


(στ) VISC 0.104, Re=120.192

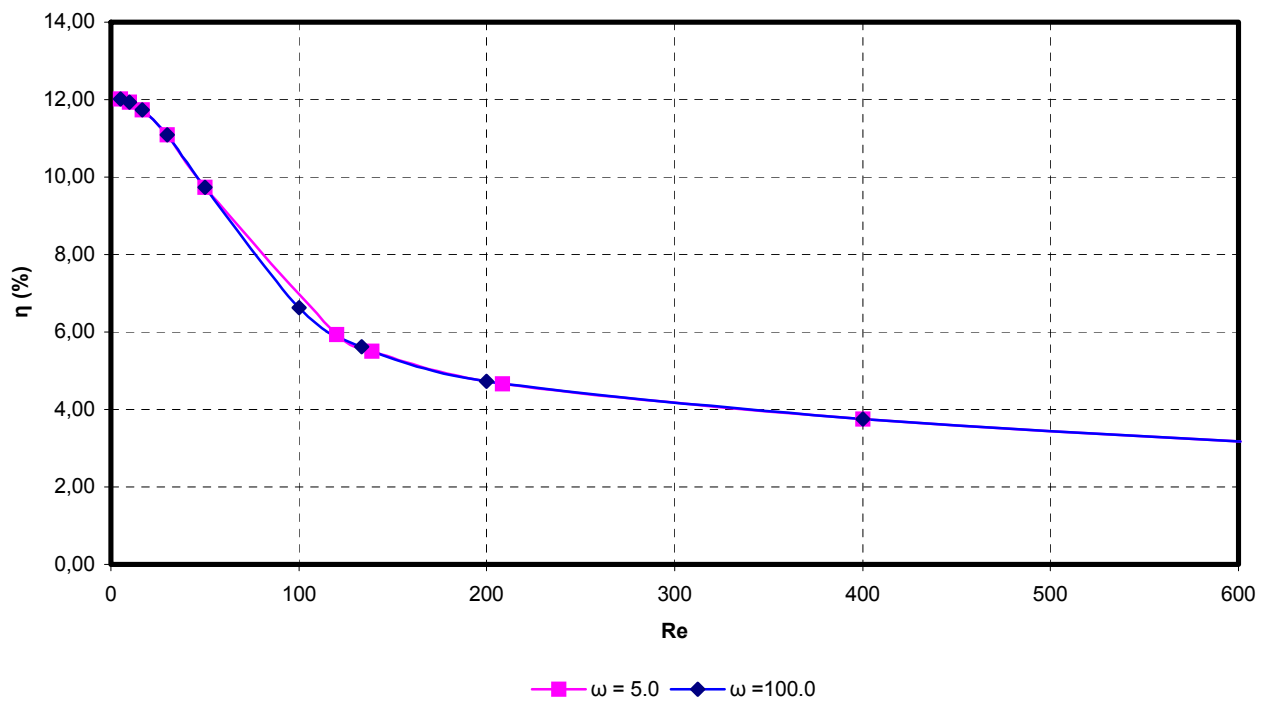




Σχήμα 5.1.5 (α)-(η) : Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^* = 0$, $\epsilon = 0.87$ και $\omega = 100.0$ σχετικά με τη διαφοροποίηση του αριθμού Re



Σχήμα 5.1.6 : Βαθμός απόδοσης συναρτήσει της γωνιακής ταχύτητας ω για τα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 5.1.1



Σχήμα 5.1.7 : Βαθμός απόδοσης συναρτήσει του αριθμού Re για τα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 5.1.2

5.2 :Επίδραση της εκκεντρότητας

Όπως ορίστηκε και στο κεφάλαιο 3 , y_c είναι η απόσταση από το μέσον της κάτω πλάκας μέχρι τον άξονα που περνάει από το κέντρο του κυλίνδρου-στροφέα ενώ η εκκεντρότητα ϵ ορίζεται ως:

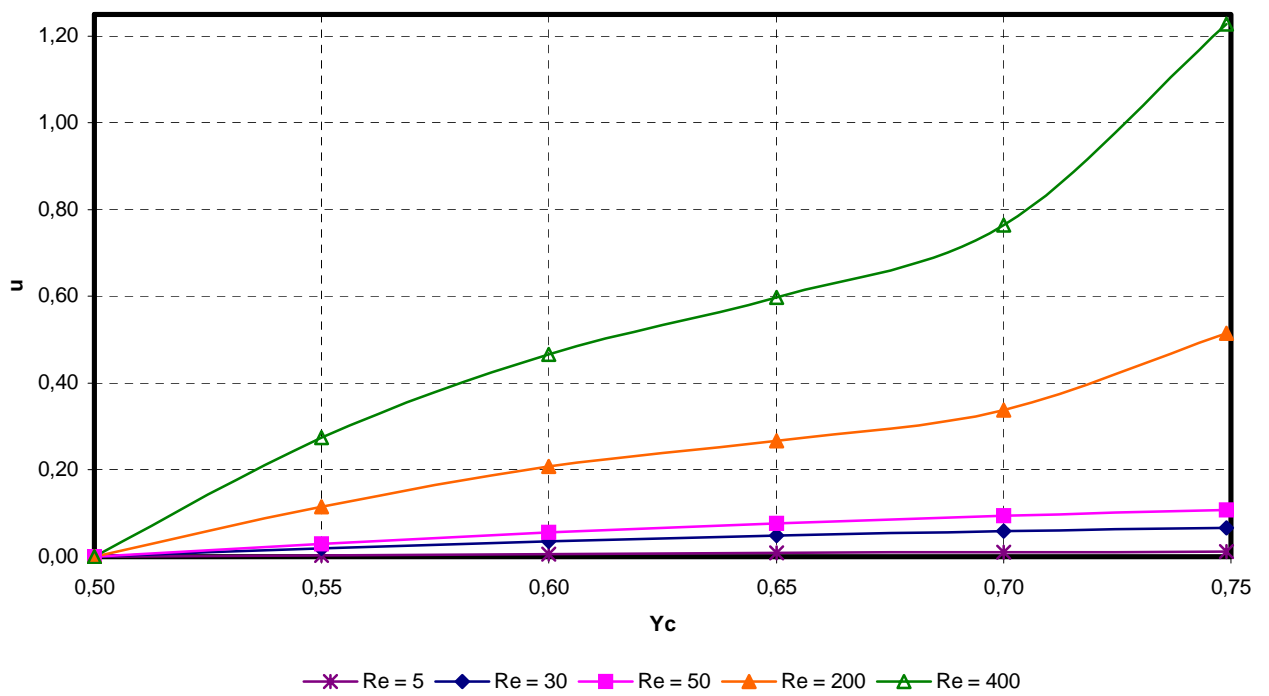
$$\epsilon = \frac{y_c}{h - \frac{d}{2}}$$

Για να εξετάσουμε την επίδραση της απόστασης y_c ή του αντίστοιχου αδιάστατου μεγέθους ϵ , στη μέση ταχύτητα του πεδίου ροής \bar{u} ή στο αντίστοιχο αδιάστατο u^* , θεωρήσαμε $\Delta P^* = 0$, $\nu_{isc} = 0.0125$ και $d = 0.5$. Το y_c στην προκειμένη περίπτωση παίρνει τιμές από 0.5 έως 0.75. Για πέντε διαφορετικές τιμές του αριθμού Re φτιάχτηκε το διάγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 5.2.1. Έτσι προέκυψαν πέντε καμπύλες που έχουν αντίστοιχα αριθμούς Re 5, 30, 50, 200 και 400, ενώ η αντίστοιχη γωνιακή ταχύτητα ω είναι αντίστοιχα για κάθε καμπύλη 0.5, 3, 5, 20, 40. Το διάγραμμα 5.2.2 είναι αντίστοιχο του διαγράμματος 5.2.1 μόνο που αντί του \bar{u} υπολογίζουμε το αδιάστατο u^* και αντί του y_c υπολογίζουμε το αδιάστατο ϵ . Τα \bar{u} και u^* είναι σε απόλυτη τιμή. Στα διαγράμματα του σχήματος 5.2.1 και 5.2.2 παρατηρούμε ότι αυξανόμενης της απόστασης y_c ή της εκκεντρότητας ϵ , έχουμε αύξηση της μέσης και της αδιάστατης ταχύτητας. Όσο πλησιάζει δηλαδή ο κύλινδρος-στροφέας προς το ανώτερο τοίχωμα τόσο μεγαλύτερη μέση ή αδιάστατη ταχύτητα έχουμε, με μέγιστη τιμή όταν ο κύλινδρος ακουμπάει στο ανώτερο τοίχωμα. Επίσης στο σχήμα 5.2.1 όσο μεγαλύτερο αριθμό Re έχουμε τόσο μεγαλύτερη μέση ταχύτητα έχουμε, για τα δεδομένα ΔP^* , ν_{isc} και d , οπότε και αντλητική ικανότητα. Ενώ θα περιμέναμε το ίδιο και για το σχήμα 5.2.2 παρατηρούμε ότι για μία συγκεκριμένη τιμή της εκκεντρότητας για διαφορετικούς αριθμούς Re η αδιάστατη ταχύτητα δε μεταβάλλεται σημαντικά. Έτσι κατανοούμε το νόημα της αδιαστατοποίησης της μέσης ταχύτητας, αφού μπορούμε να εξετάσουμε την αντλητική ικανότητα της μικροαντλίας για μεταβαλλόμενη εκκεντρότητα χωρίς να λάβουμε σημαντικά υπόψη τον αριθμό Re , σε αντίθεση με την εξέταση της μεταβολής του πεδίου ροής σε σχέση με την γωνιακή ταχύτητα ω , όπου ο αριθμός Re είναι σημαντική παράμετρος.

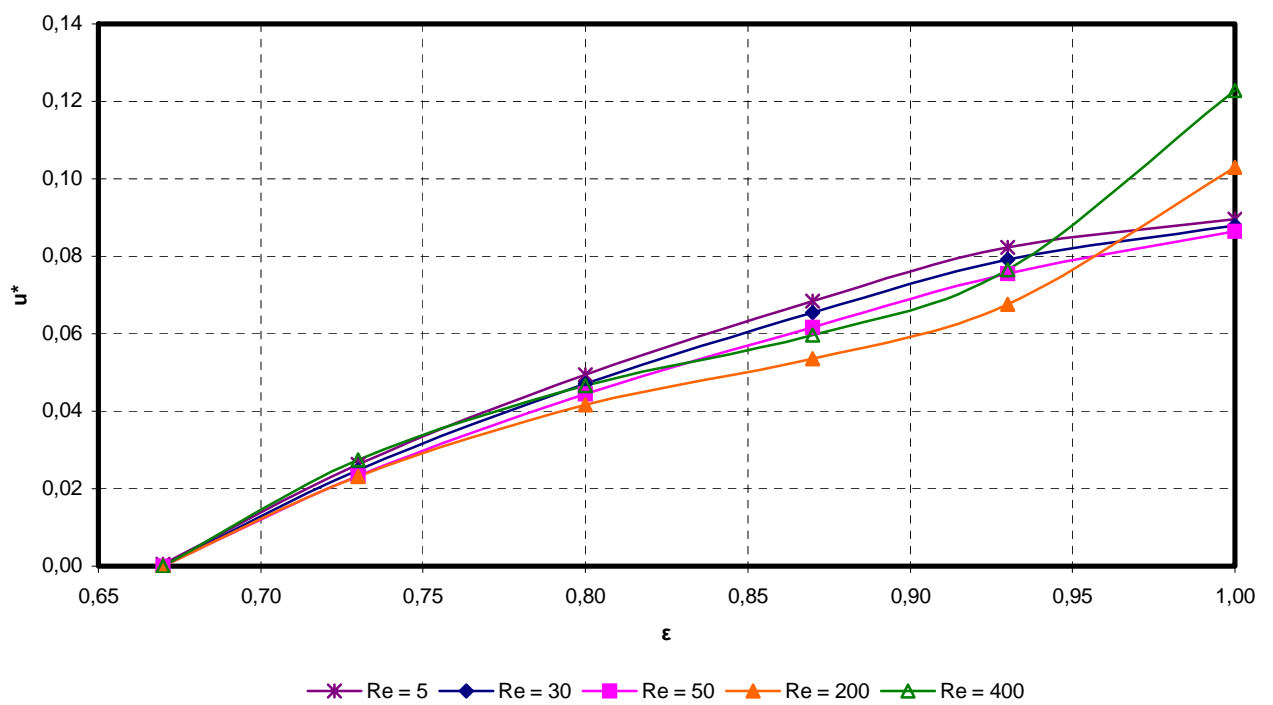
Στα σχήματα 5.2.5-5.2.9 φαίνεται η σχηματική απεικόνιση του πεδίου ροής γύρω από τον στροφέα-κύλινδρο. Στα σχήματα αυτά απεικονίζονται οι γραμμές ροής και η κατανομή της πίεσης. Στα σχήματα 5.2.5, 5.2.6 και 5.2.7 όπου έχουμε σχετικά χαμηλούς αριθμούς Re παρατηρούμε πως όταν ο κύλινδρος βρίσκεται στο κέντρο του καναλιού δημιουργούνται δύο δίνες, δεξιά και αριστερά του κυλίνδρου. Επίσης για μικρούς αριθμούς Re καθώς αυξάνεται η τιμή της εκκεντρότητας, η αριστερή δίνη μικραίνει σταδιακά και μετατοπίζεται προς τα δεξιά, ενώ καθώς ο κύλινδρος φθάνει κοντά στο ανώτερο τοίχωμα αρχίζει και πάλι να μεγαλώνει και τελικά τείνει να ενωθεί με την σταθερά υπάρχουσα δεξιά δίνη όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2.4. Στη συνέχεια καθώς ο κύλινδρος φθάνει κοντά στο ανώτερο τοίχωμα ($\epsilon = 0.90$) η αριστερή δίνη αρχίζει και πάλι να μεγαλώνει και τελικά τείνει να ενωθεί με την σταθερά υπάρχουσα δεξιά δίνη. Στα σχήματα 5.2.8 και 5.2.9 όπου ο αριθμός Re είναι μεγάλος η αριστερή δίνη μικραίνει σταδιακά και σχεδόν εξαφανίζεται, περίπου για $\epsilon = 0.73$, ενώ η δεξιά δίνη μεγαλώνει συνέχεια και μετατοπίζεται προς τα δεξιά. Από την κατανομή της πίεσης συμπεραίνουμε πως όσο μεγαλύτερη εκκεντρότητα

έχουμε τόσο μεγαλύτερη μέγιστη πίεση παρουσιάζεται και συγκεκριμένα πάνω από το στροφέα κύλινδρο. Επίσης όσο αυξάνει ο αριθμός Re για μια συγκεκριμένη τιμή της εκκεντρότητας έχουμε και μεγαλύτερη μέγιστη πίεση. Τα τελευταία συμπεράσματα εξάγονται και από το σχήμα 5.2.3, όπου φαίνεται η μεταβολή της μέγιστης στατική πίεσης σε συνάρτηση με το αδιάστατο ε για τρεις διαφορετικούς αριθμούς Re (5,30,50). Οι καμπύλες για αριθμούς Re (200,400) βρίσκονται με παράλληλη μετατόπιση στις τρεις πρώτες καμπύλες. Δεν παρατίθενται ώστε να φαίνονται καλύτερα οι καμπύλες με χαμηλό αριθμό Re .

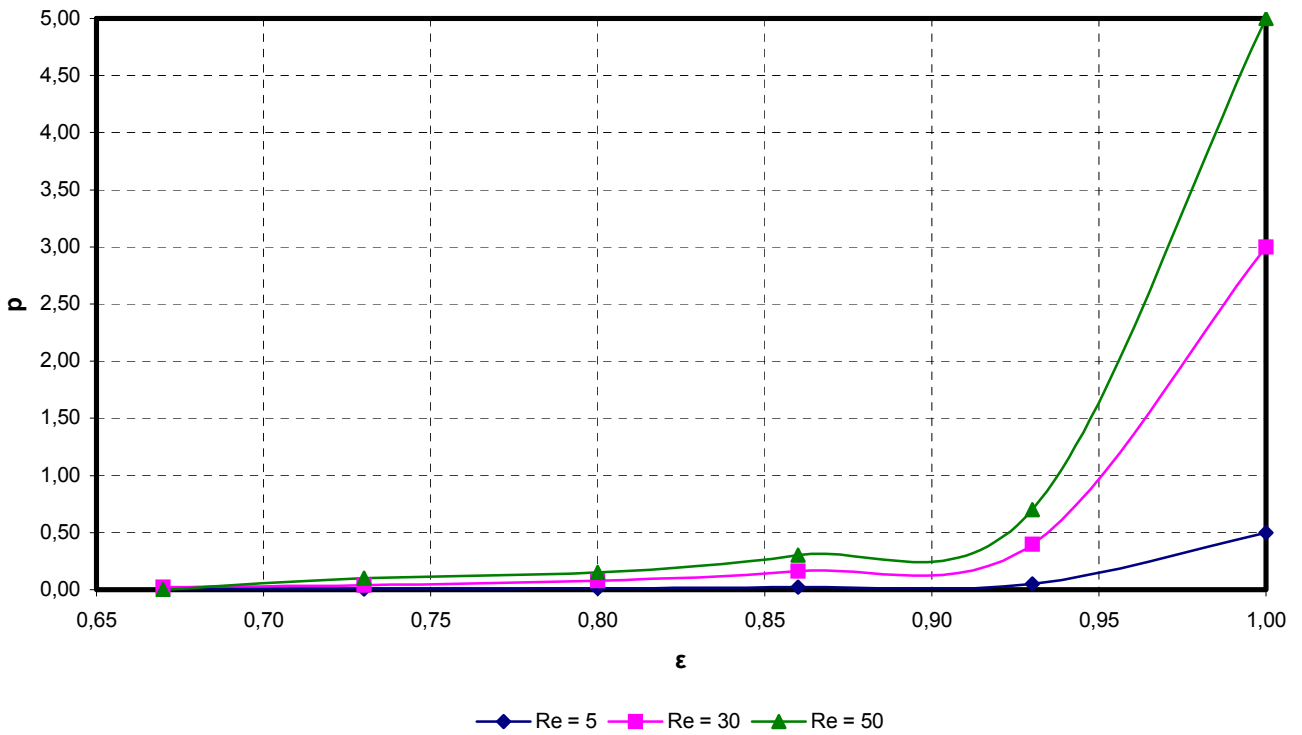
Στο σχήμα 5.2.10 φαίνεται το πεδίο ροής για δυο συμμετρικές θέσεις του άξονα του καναλιού για $y_c = 0.65$ και $y_c = 0.35$. Παρατηρούμε ότι το πεδίο ροής είναι συμμετρικά αντίστροφο με το ίδιο εύρος πιέσεων. Έτσι δικαιολογούμε το γεγονός ότι στο διάγραμμα του σχήματος 5.2.1 εξετάζουμε μόνο για y_c μεγαλύτερο του 0.50. Στο σχήμα 5.2.11 παρουσιάζεται ο βαθμός απόδοσης συναρτήσει της απόστασης y_c για τα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 5.2.1 για τις ακραίες τιμές του αριθμού Re . Αυξανόμενη της απόστασης y_c , μέχρι την τιμή $y_c = 0.70$ αυξάνεται και ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας για μικρούς αριθμούς Re . Έτσι στην περίπτωση όπου ο κύλινδρος είναι κοντά στο ανώτερο τοίχωμα έχουμε καλό βαθμό απόδοσης για ένα συγκεκριμένο αριθμό Re . Επίσης γίνεται φανερό ότι για μικρότερο αριθμό Re έχουμε μεγαλύτερη απόδοση καθώς όσο μικρότερο αριθμό Re έχει η ροή τόσο πιο στρωτή είναι και η ροή. Επίσης παρατηρείται ότι για $Re=5$ και $Re=50$ ο βαθμός απόδοσης στη θέση $y_c = 0.70$ είναι μεγαλύτερος απ' ό,τι στη θέση $y_c = 0.75$ (ανώτερο τοίχωμα). Στο σχήμα 5.2.1 η τιμή της μέσης ταχύτητας για $y_c = 0.70$ και $y_c = 0.75$ είναι σχεδόν ίδια για μικρούς αριθμούς Re , εντούτοις ο βαθμός απόδοσης των αντίστοιχων σημείων δεν είναι ίδιος. Πράγματι από το αντίστοιχο σχήμα 5.2.7 (ε)-(στ) παρατηρείται ότι η δίοδος (flow passage) μεταξύ στροφέα και δεξιάς ανακυκλοφορίας είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση $y_c = 0.70$, δηλαδή μεγαλύτερο μέρος της αποδιδόμενης μηχανικής ενέργειας μετατρέπεται σε ενέργεια του ρευστού.



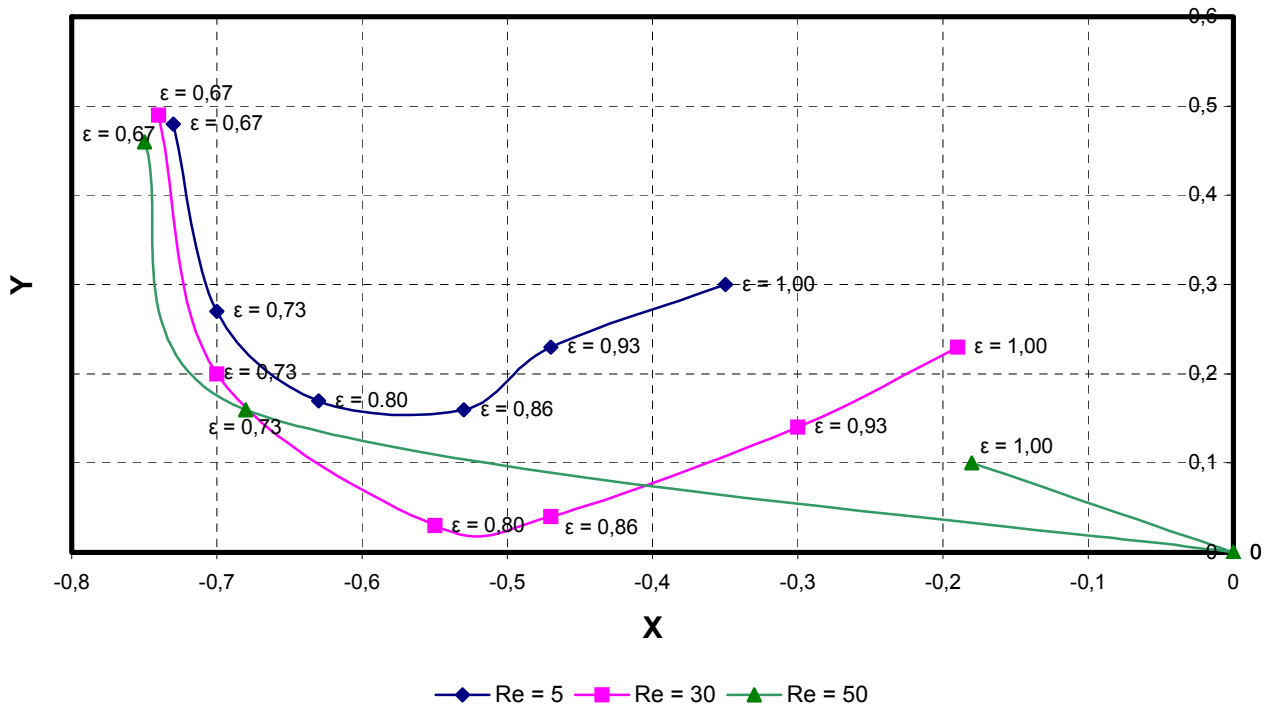
Σχήμα 5.2.1 : Επίδραση της απόστασης γ_c στη μέση ταχύτητα \bar{u} για $\Delta P^* = 0$, $\text{visc} = 0.0125$ και $d = 0.5$



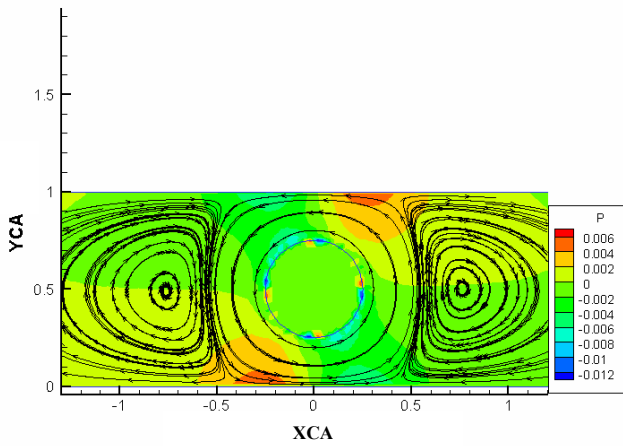
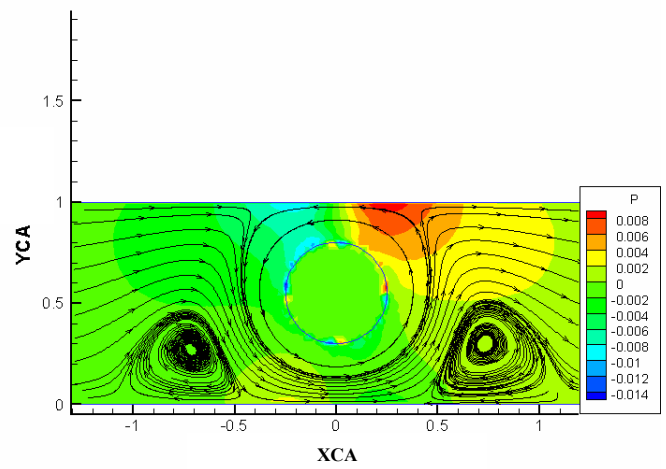
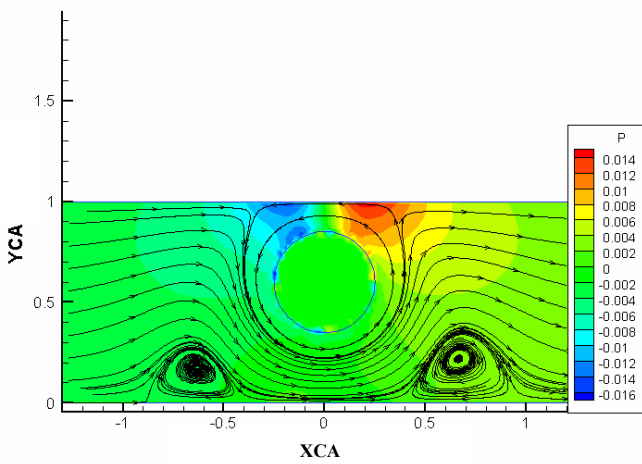
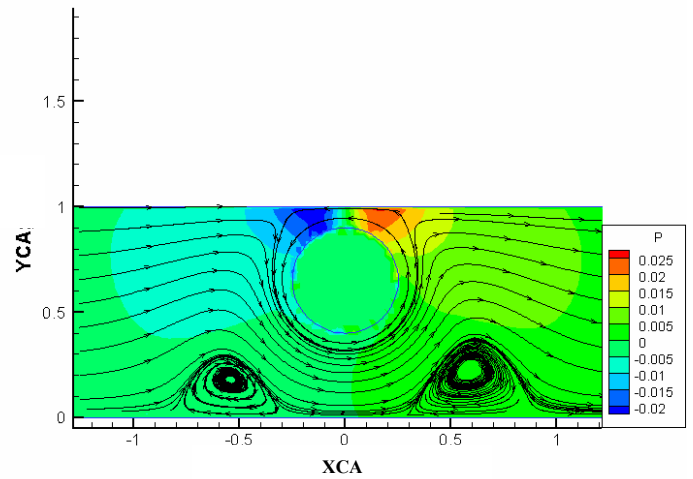
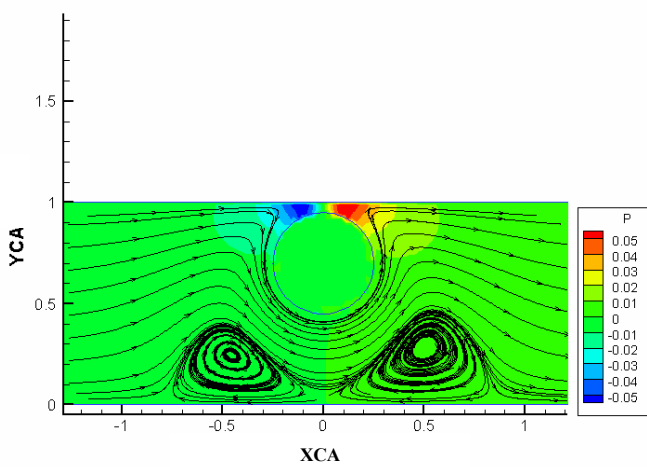
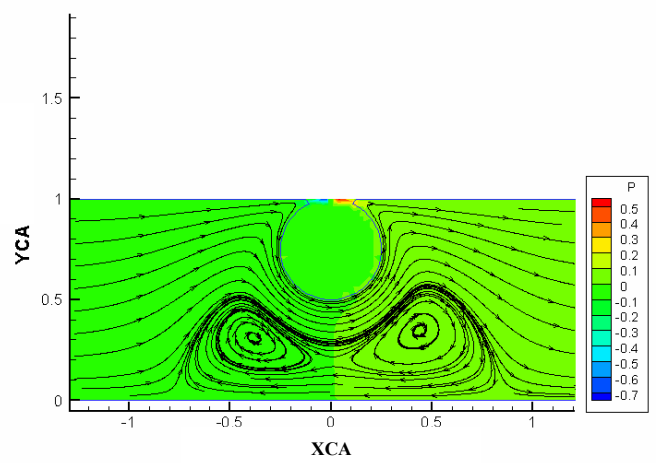
Σχήμα 5.2.2 : Επίδραση της εκκεντρότητας ϵ στην αδιάστατη ταχύτητα u^* για $\Delta P^* = 0$, $\text{visc} = 0.0125$ και $d = 0.5$



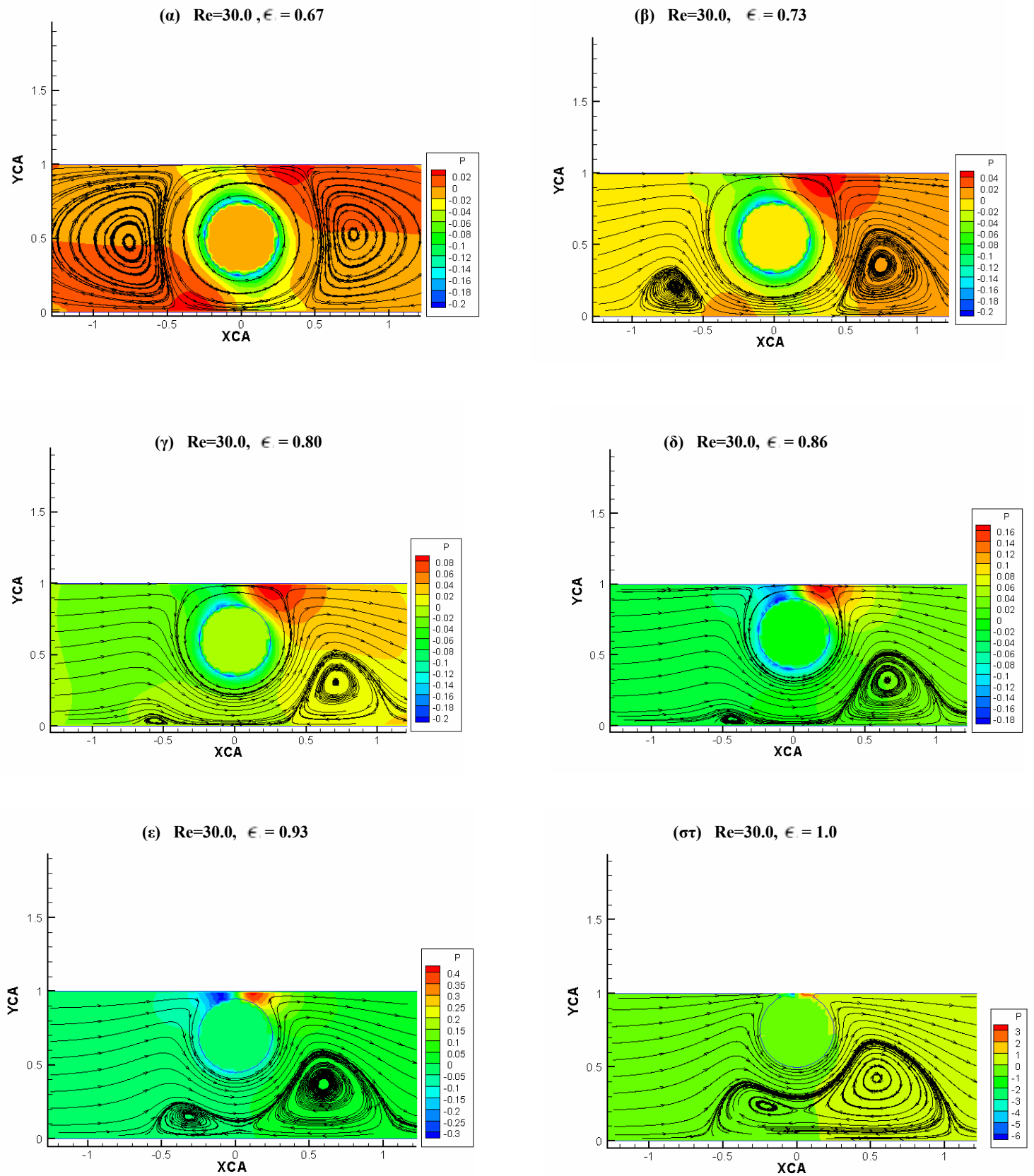
Σχήμα 5.2.3 : Επίδραση της στατικής πίεσης p στην εκκεντρότητα ϵ για $\Delta P^* = 0$, $\text{visc} = 0.0125$ και $d = 0.5$



Σχήμα 5.2.4 : Μετατόπιση του κέντρου βάρους της αριστερής ανακυκλοφορίας

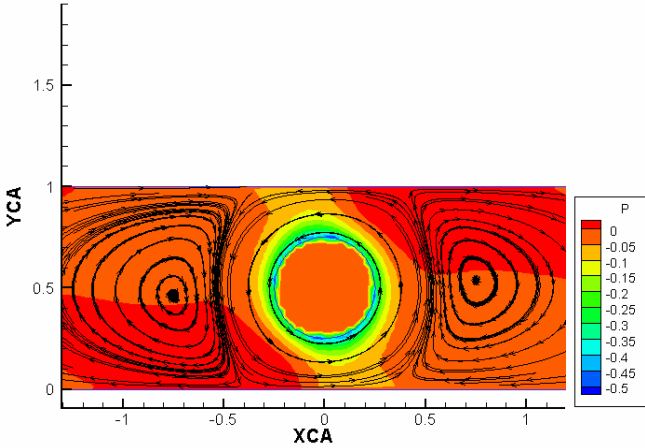
(α) $Re=5.0$, $\epsilon = 0.67$ (β) $Re=5.0$, $\epsilon = 0.73$ (γ) $Re=5.0$, $\epsilon = 0.80$ (δ) $Re=5.0$, $\epsilon = 0.86$ (ε) $Re=5.0$, $\epsilon = 0.93$ (σ) $Re=5.0$, $\epsilon = 1.0$ 

Σχήμα 5.2.5 (α)-(σ): Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^* = 0$, $d = 0.5$, $\omega = 0.5$ και $\text{visc} = 0.0125$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας

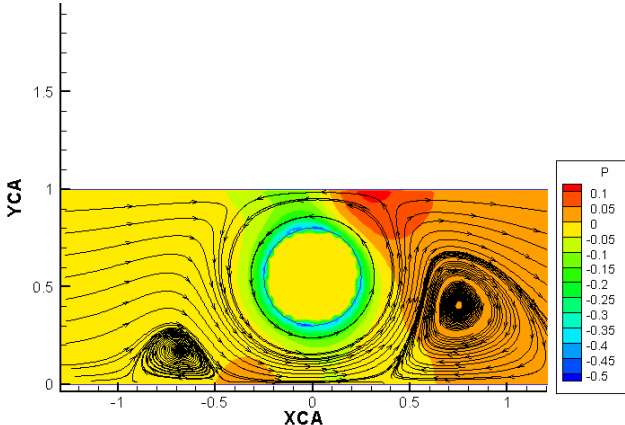


Σχήμα 5.2.6 (α)-(στ) : Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^* = 0$, $d = 0.5$, $\omega = 3.0$ και $\text{visc} = 0.0125$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας

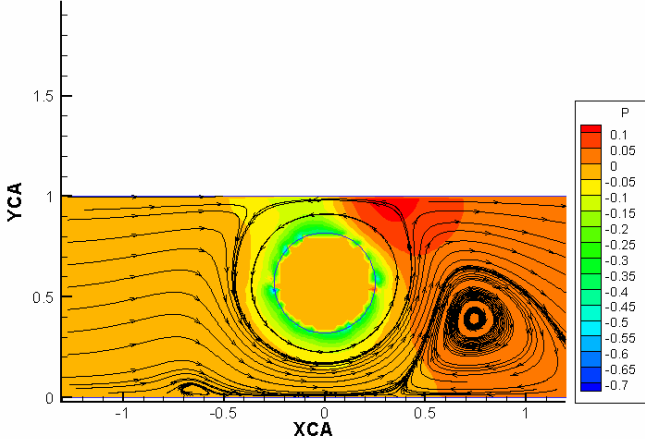
(α) $Re=50.0, \epsilon = 0.67$



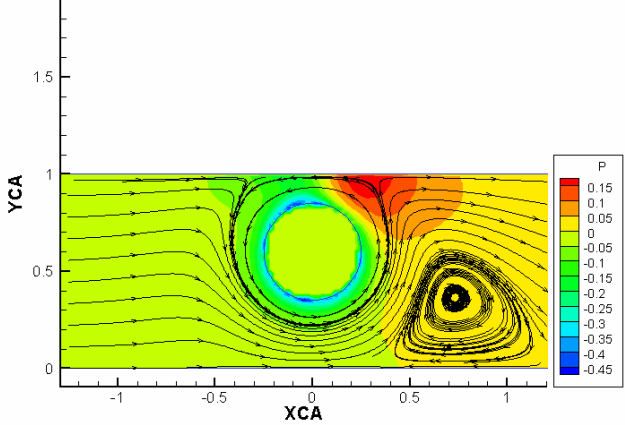
(β) $Re=50.0, \epsilon = 0.73$



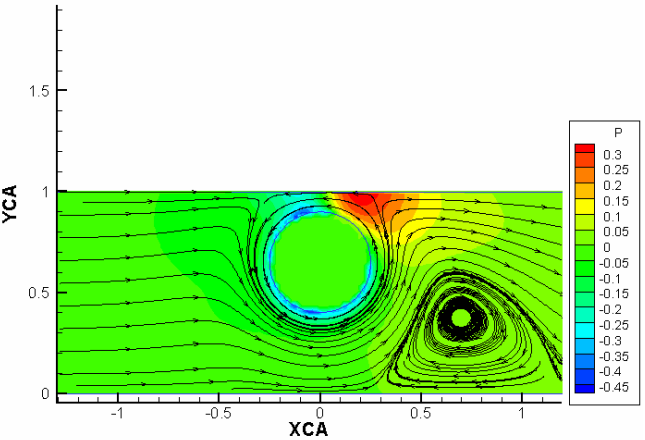
(γ) $Re=50.0, \epsilon = 0.76$



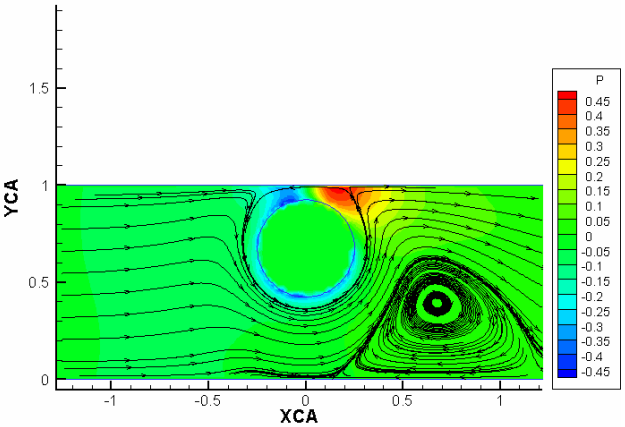
(δ) $Re=30.0, \epsilon = 0.80$

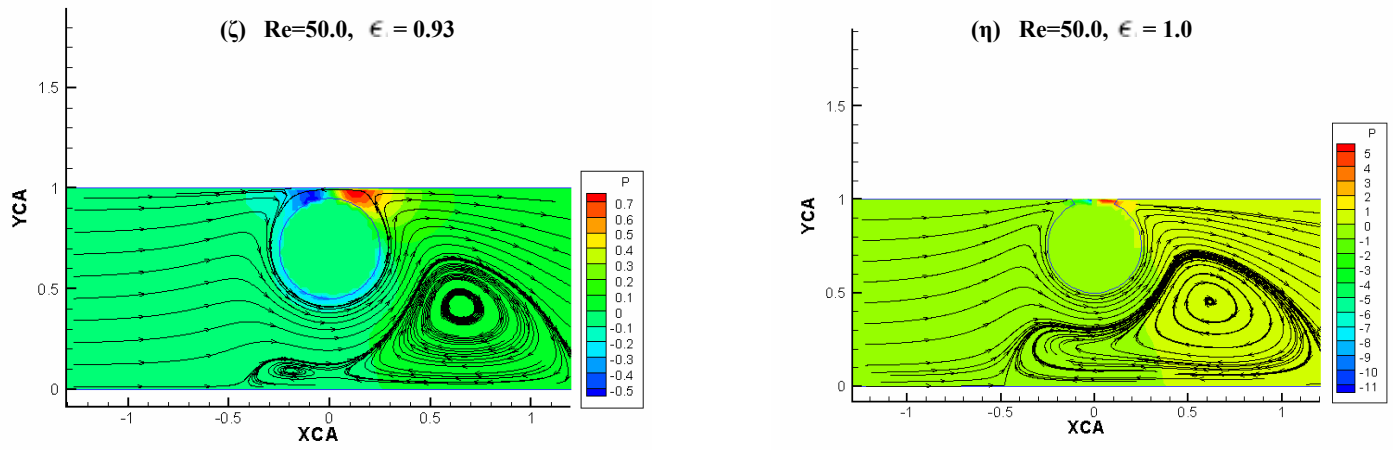


(ε) $Re=50.0, \epsilon = 0.86$

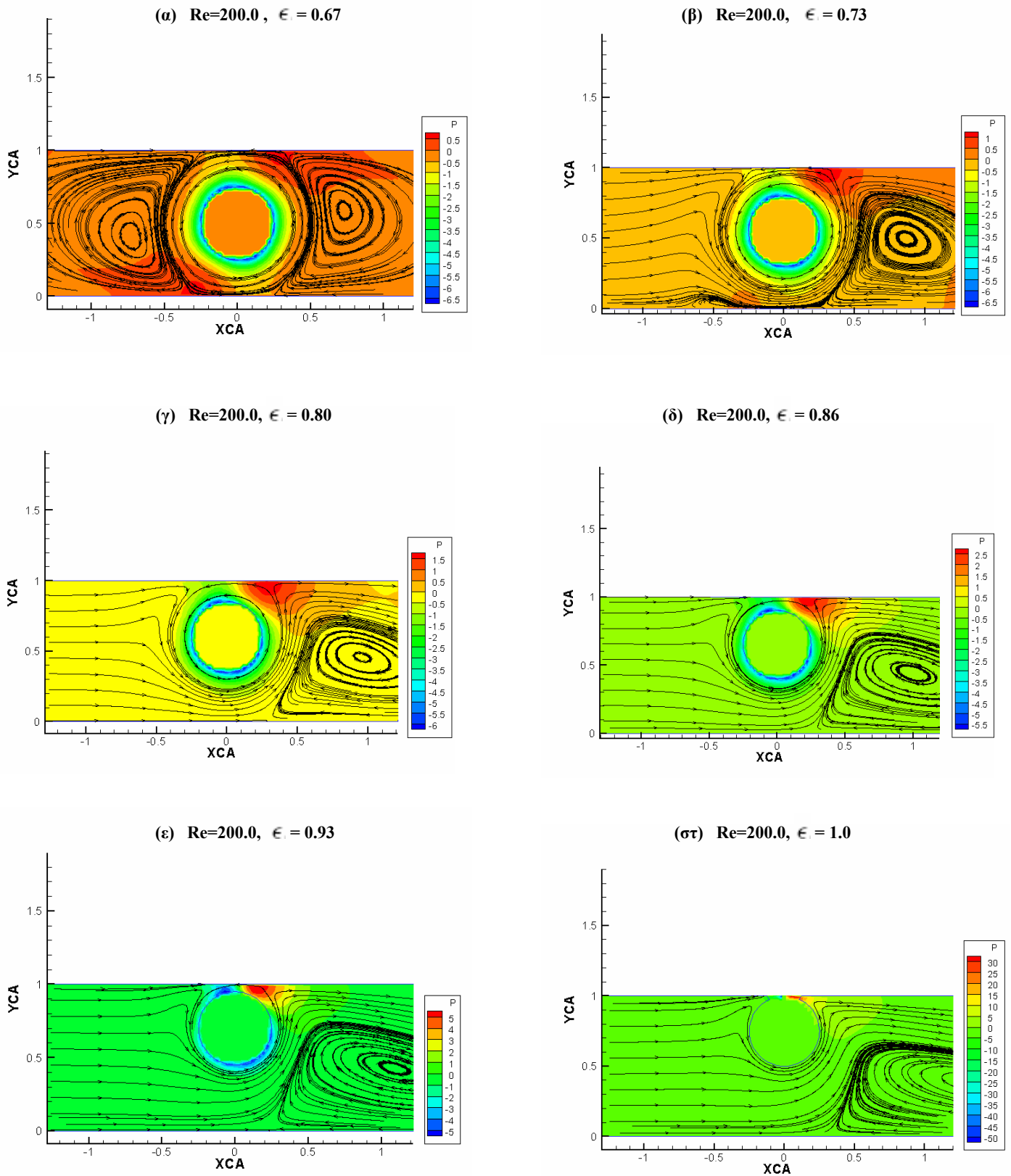


(σ) $Re=50.0, \epsilon = 0.90$

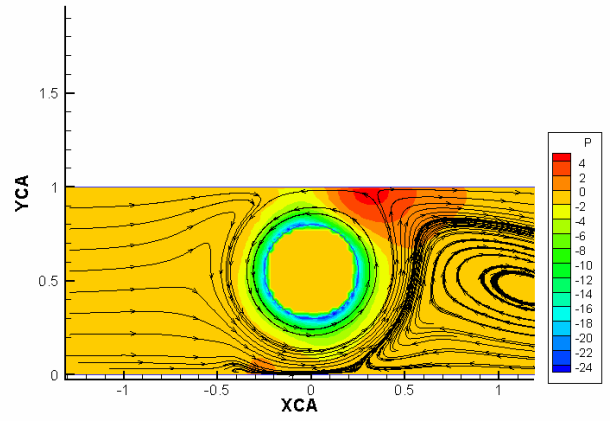
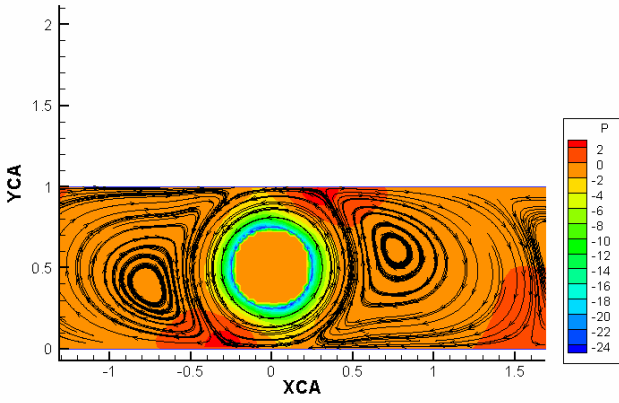




Σχήμα 5.2.7 (α)-(η) : Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^*=0$, $d = 0.5$, $\omega = 5.0$ και $visc = 0.0125$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας

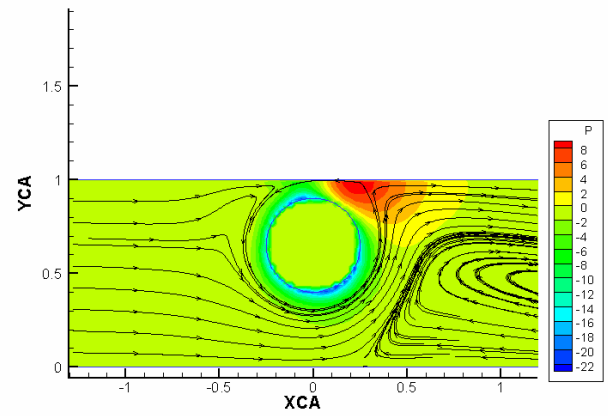
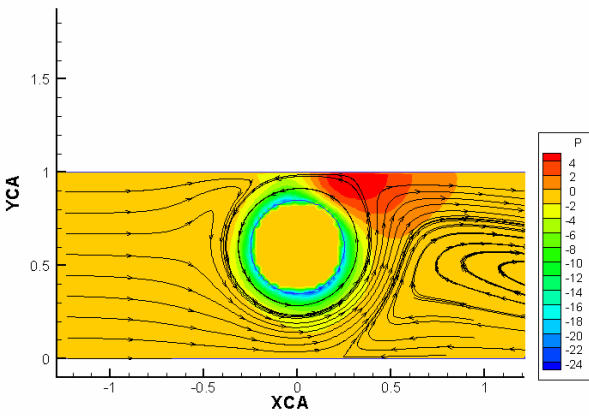


Σχήμα 5.2.8 (α)-(στ) : Γραμμές ροής για $S = 2.0$, $\Delta p^* = 0$, $d = 0.5$, $\omega = 20.0$ και $\text{visc} = 0.0125$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας



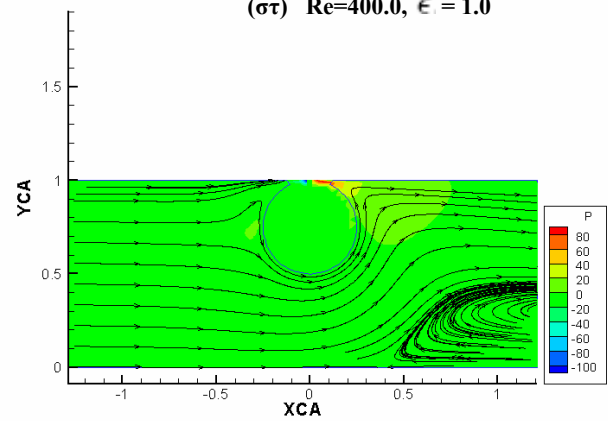
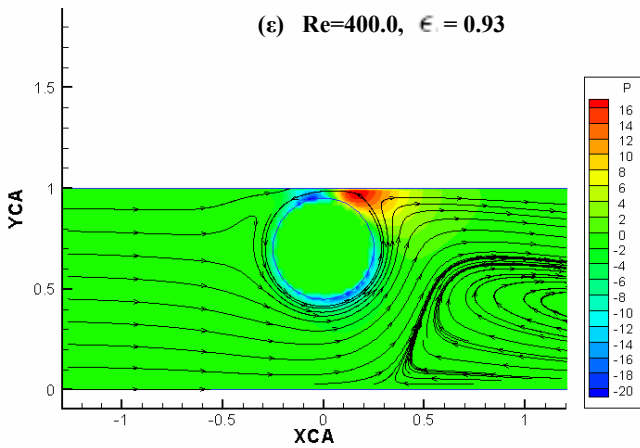
(γ) $Re=400.0, \epsilon = 0.80$

(δ) $Re=400.0, \epsilon = 0.86$

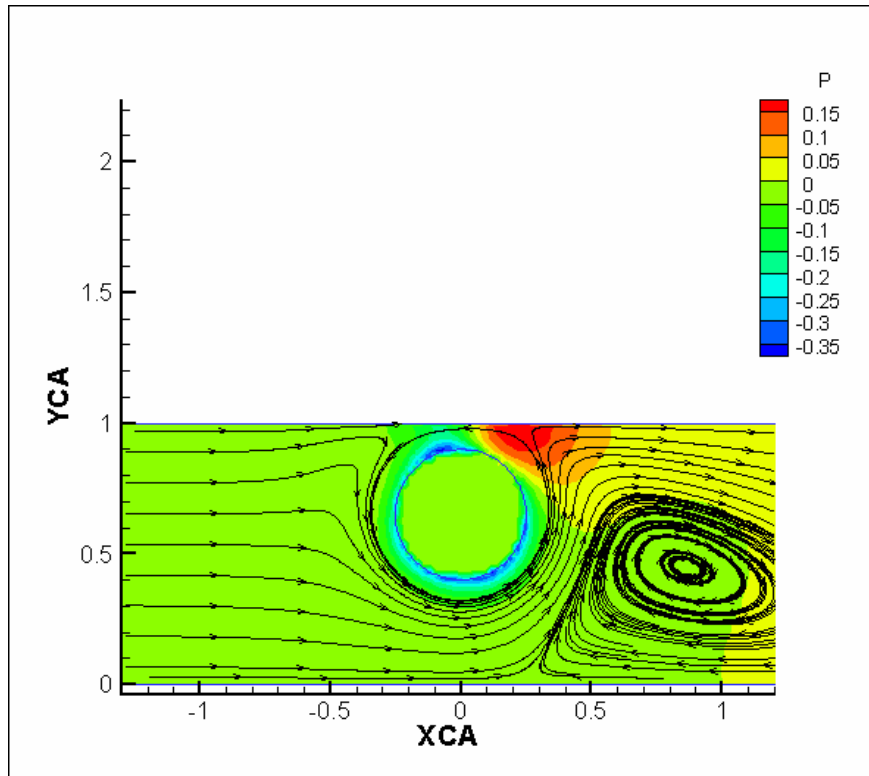
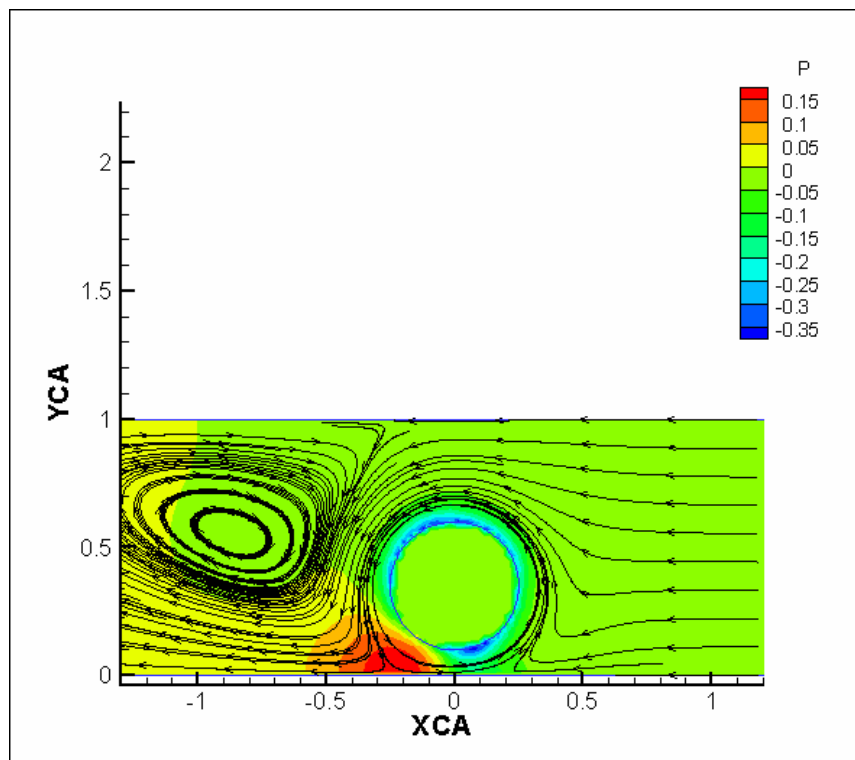


(ε) $Re=400.0, \epsilon = 0.93$

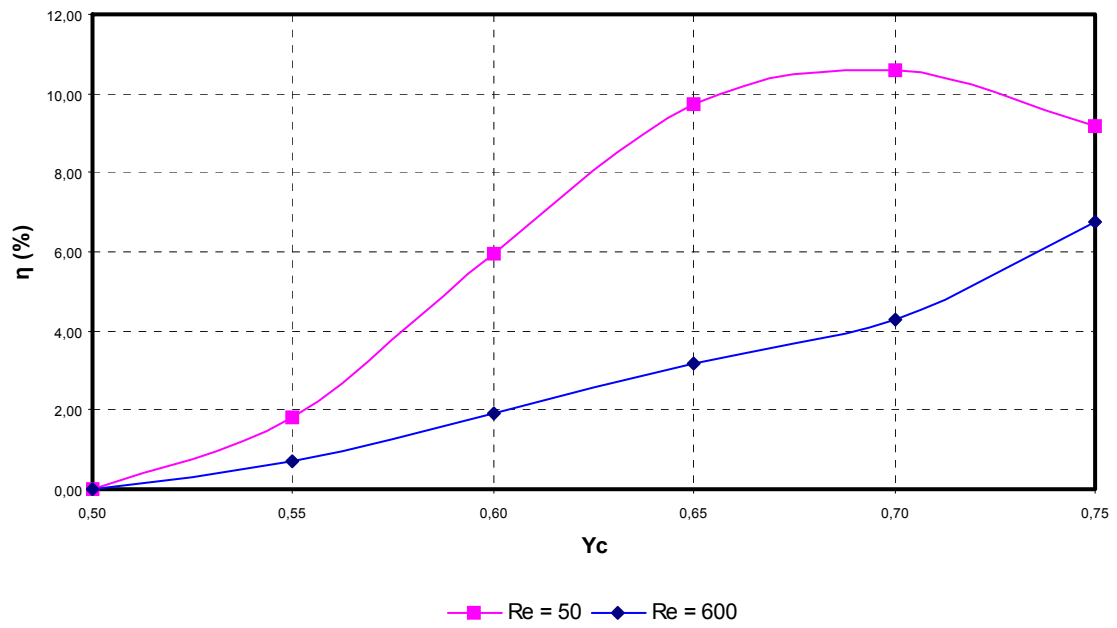
(στ) $Re=400.0, \epsilon = 1.0$



Σχήμα 5.2.9 (α)-(στ) : Γραμμές ροής για $S = 2.0, \Delta p^*=0, d = 0.5, \omega = 40.0$ και $visc = 0.0125$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της εκκεντρότητας

(α) $Re=138.88$, $\epsilon = 0.87$ (β) $Re=138.88$, $\epsilon = 0.47$ 

Σχήμα 5.2.10 : Πεδίο ροής για δύο συμμετρικές θέσεις του κυλίνδρου ως προς τον άξονα του καναλιού για $S = 2.0$, $\omega = 5.0$ και $visc = 0.0045$



Σχήμα 5.2.11 : Βαθμός απόδοσης συναρτήσει της μεταβλητής Yc για τα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 5.2.1

5.3 :Επίδραση της διαμέτρου d ή αντίστοιχα του ύψους του καναλιού S

Για να εξετάσουμε την επίδραση της διαμέτρου d ή του αντίστοιχου αδιάστατου μεγέθους S , όπου S δίνεται από τον τύπο

$$S = \frac{h}{d}$$

στη μέση ταχύτητα του πεδίου ροής \bar{u} ή στο αντίστοιχο αδιάστατο u^* , θεωρήσαμε $\Delta P^* = 0$, $\nu_{isc} = 0.0375$ και $\gamma_c = 0.55$ οπότε και για πέντε διαφορετικές τιμές της γωνιακής ταχύτητας ω φτιάχτηκε το διάγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 5.3.1. Το διάγραμμα 5.3.2 είναι αντίστοιχο του διαγράμματος 5.3.1 μόνο που αντί του \bar{u} υπολογίζουμε το αδιάστατο u^* και αντί του d υπολογίζουμε το αδιάστατο S . Τα \bar{u} και u^* είναι σε απόλυτη τιμή. Στο διάγραμμα του σχήματος 5.3.1 παρατηρούμε ότι αυξανόμενη της διαμέτρου d αυξάνεται η μέση ταχύτητα, οπότε και η αντλητική ικανότητα της μικροαντλίας. Αντίστοιχο είναι και το διάγραμμα του σχήματος 5.3.2 αφού τα μεγέθη d και S είναι αντιστρόφως ανάλογα, έτσι αυξανόμενου του S μειώνεται το αδιάστατο u^* . Επίσης παρατηρούμε ότι για μία συγκεκριμένη τιμή του S για διαφορετικούς αριθμούς ω η αδιάστατη ταχύτητα δε μεταβάλλεται σημαντικά οπότε αντιλαμβανόμαστε για μια ακόμα φορά τη σημασία της αδιαστατοποίησης της μέσης ταχύτητας.

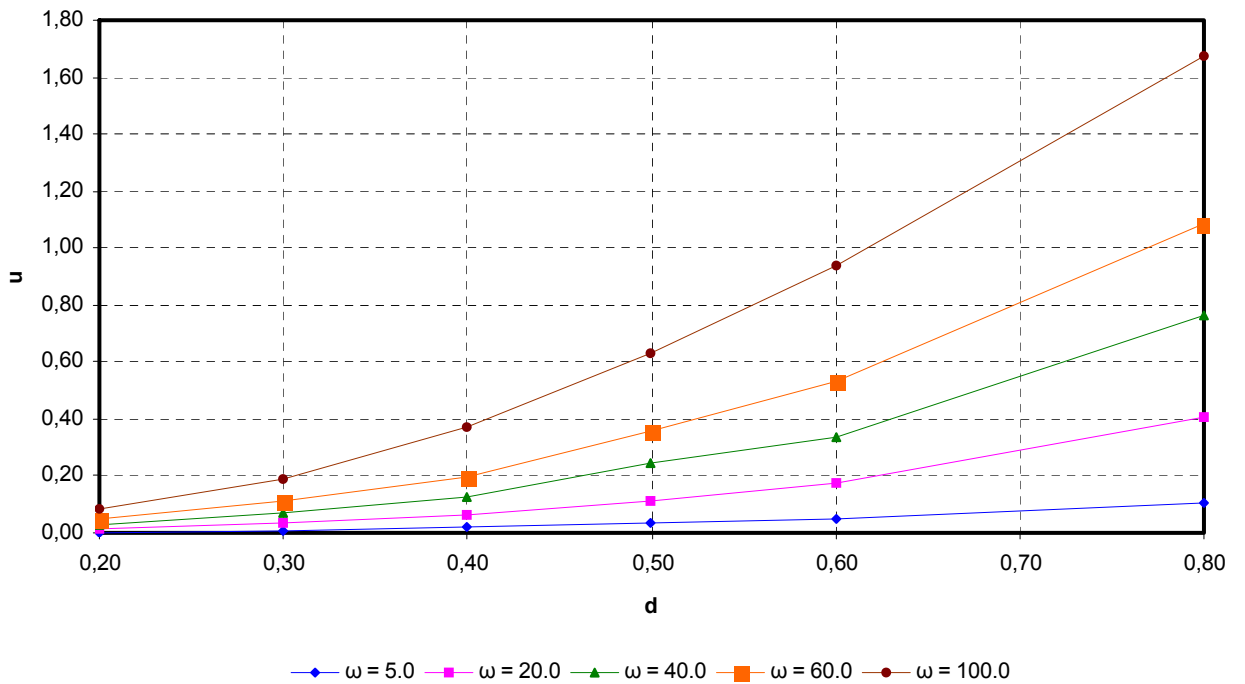
Ο αριθμός Re για κάθε ένα από τα σημεία του διαγράμματος του σχήματος 5.3.1 φαίνεται στον πίνακα 5.3.1

Πίνακας 5.3.1 : Αριθμός Re για τα σημεία των καμπύλων του διαγράμματος 5.3.1

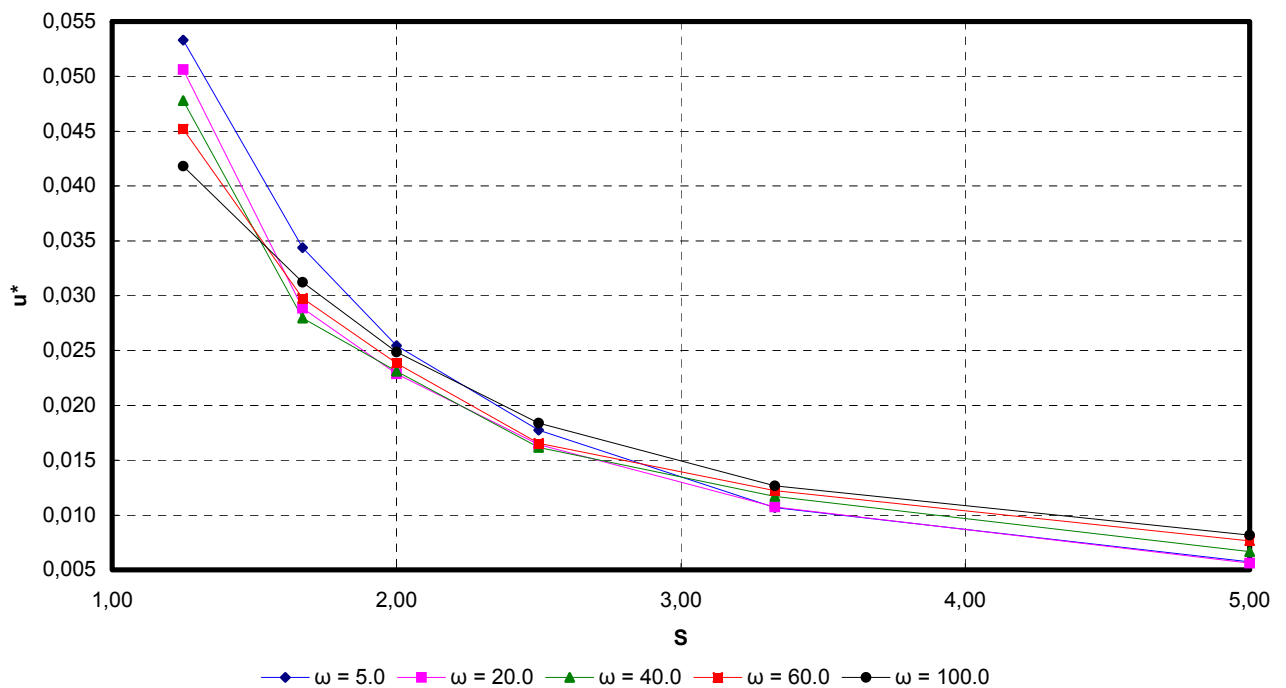
ω / d	0.20	0.30	0.40	0.60	0.80
5.0	2.66	6	10.66	24	42.66
20.0	10.66	24	42.66	96	170.66
40.0	21.33	48	85.33	192	341.33
60.0	32	72	128	288	512
100.0	53.33	120	213.33	480	853.33

Στα σχήματα 5.3.4-5.3.6 φαίνεται η σχηματική απεικόνιση του πεδίου ροής γύρω από τον στροφέα-κύλινδρο. Στα σχήματα αυτά απεικονίζονται οι γραμμές ροής και η κατανομή της πίεσης. Όσον αφορά την κατανομή της πίεσης όσο μεγαλύτερη διάμετρο και όσο μεγαλύτερη γωνιακή ταχύτητα έχουμε τόσο μεγαλύτερη τιμή της μέγιστης πίεσης παρουσιάζεται.

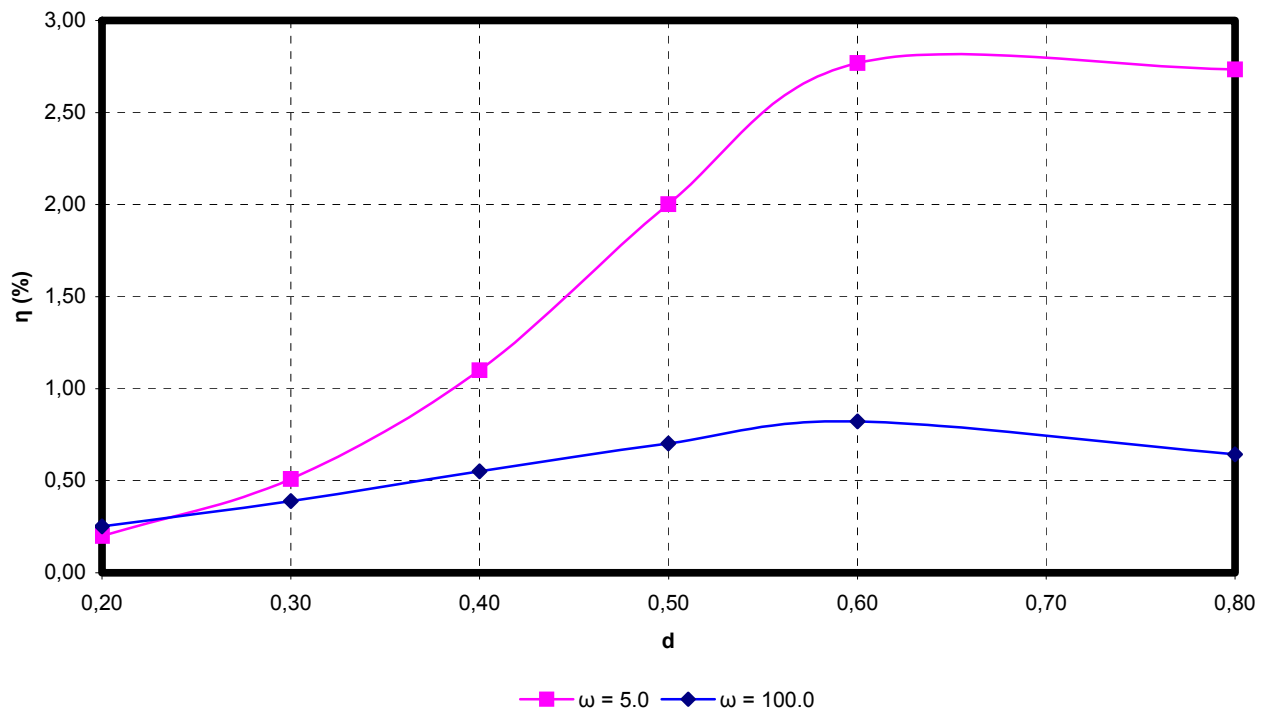
Στο σχήμα 5.3.3 παρουσιάζεται ο βαθμός απόδοσης συναρτήσει της διαμέτρου d για τα αντίστοιχα σημεία του διαγράμματος 5.3.1. αυξανόμενης της διαμέτρου, αυξάνεται ο βαθμός απόδοσης. Για ένα συγκεκριμένο d , όσο μεγαλύτερη γωνιακή ταχύτητα έχουμε (οπότε και μεγαλύτερο αριθμό Re) τόσο μικρότερο βαθμό απόδοσης έχουμε, όπως διαπιστώσαμε και στα σχήματα 5.1.6 και 5.1.7



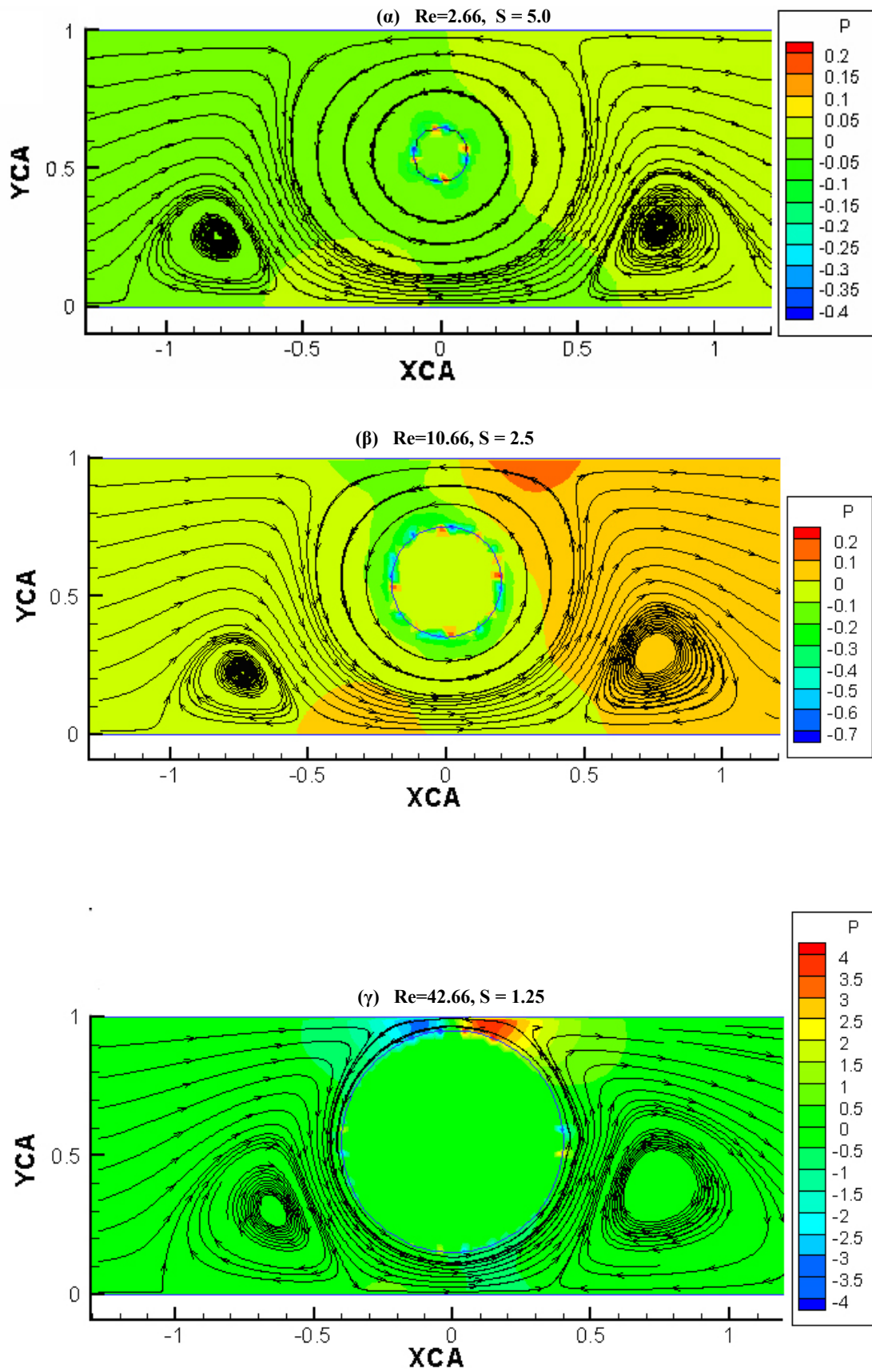
Σχήμα 5.3.1 : Επίδραση της διαμέτρου d στη μέση ταχύτητα \bar{u} για $\Delta P^* = 0$, $\text{visc} = 0.0375$ και $\gamma_C = 0.55$



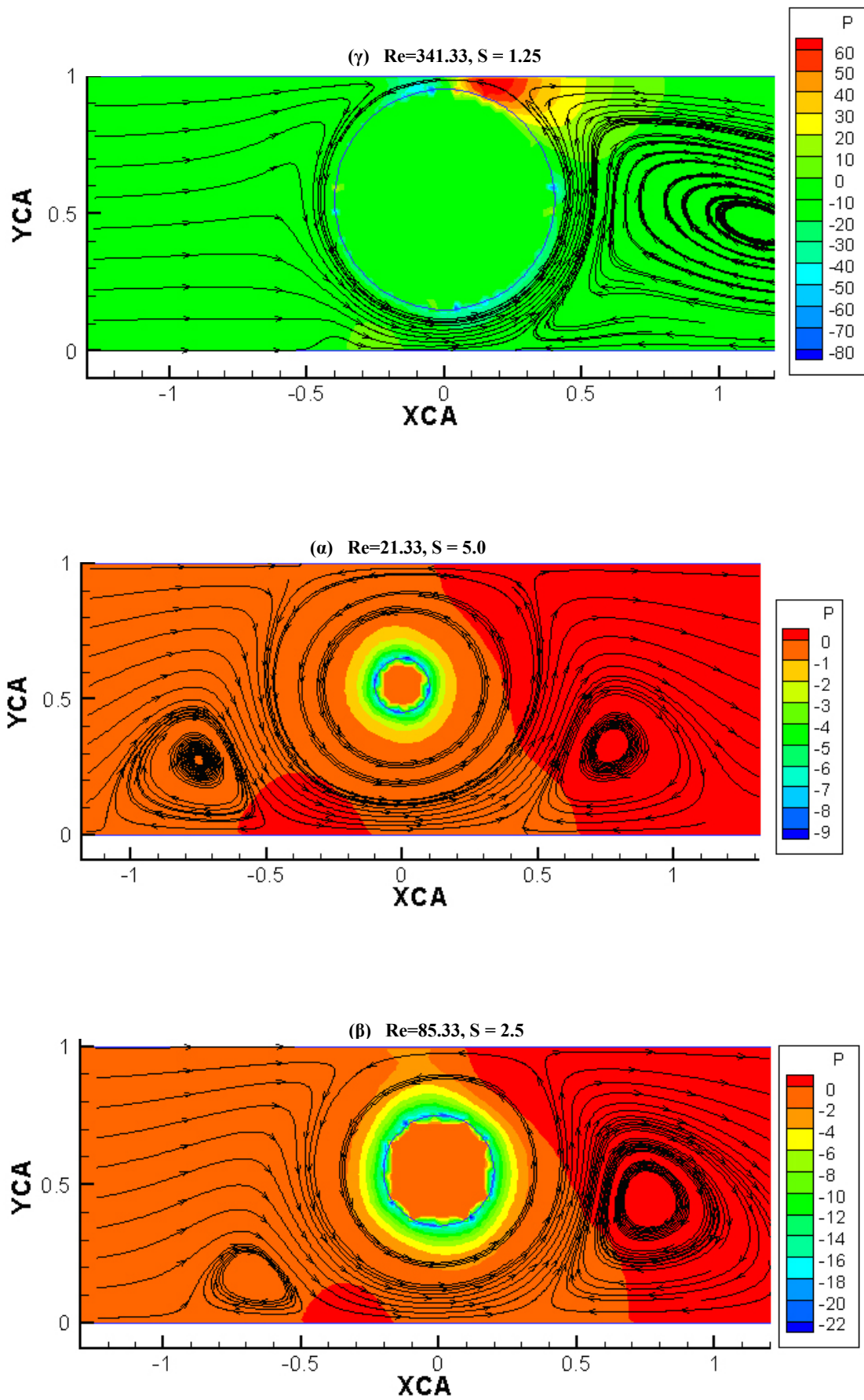
Σχήμα 5.3.2 : Επίδραση της μεταβλητής S στην αδιάστατη ταχύτητα u^* για $\Delta P^* = 0$, $\text{visc} = 0.0375$ και $\gamma_C = 0.55$



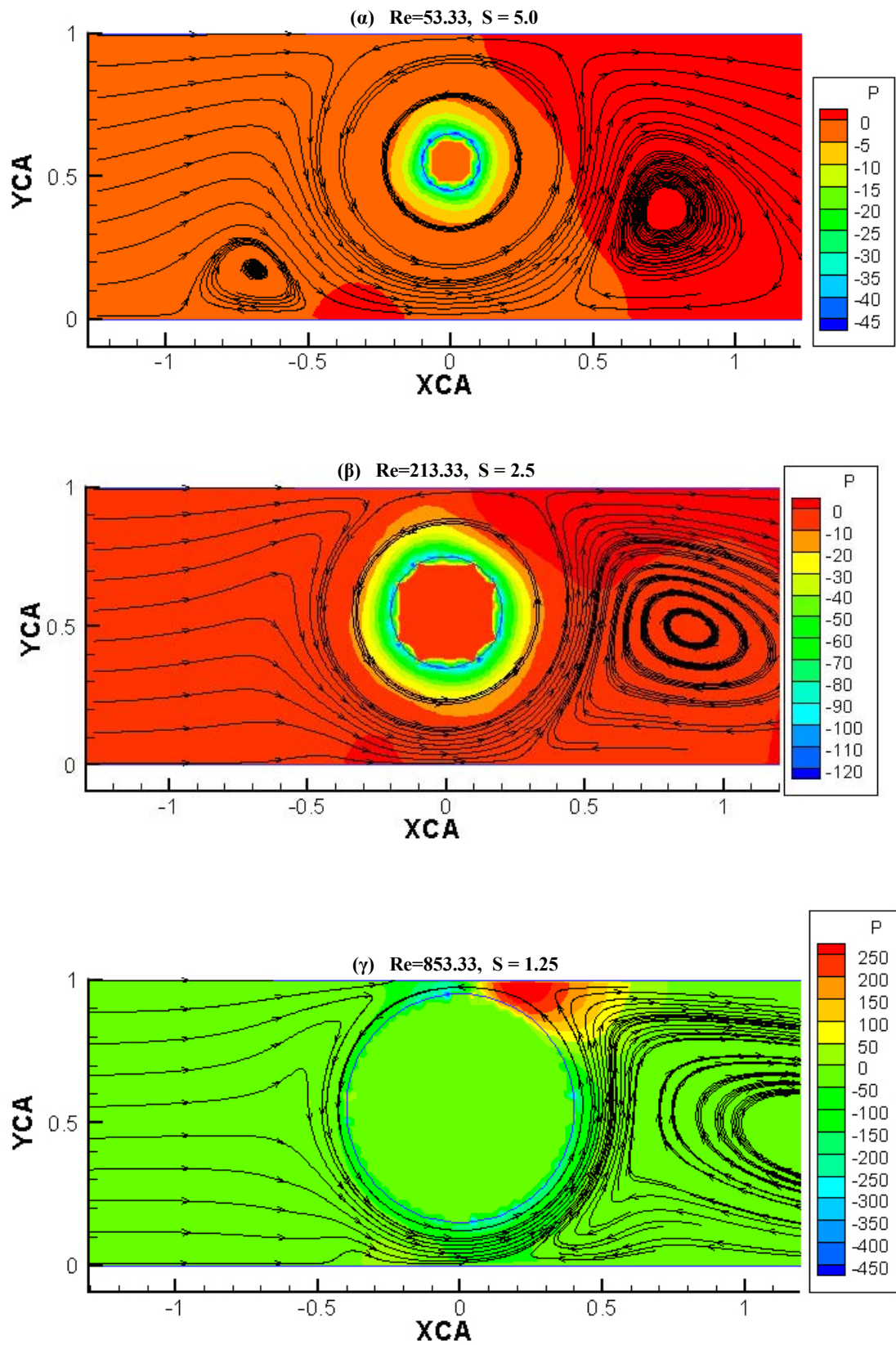
Σχήμα 5.3.3 : Βαθμός απόδοσης συναρτήσει της διαμέτρου d για τα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 5.3.1



Σχήμα 5.3.4 : Γραμμές ροής για $\varepsilon = 0.73$, $\Delta p^*=0$, $\text{visc} = 0.0375$ και $\omega = 5.0$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της διαμέτρου του κυλίνδρου



Σχήμα 5.3.5: Γραμμές ροής για $\varepsilon = 0.73$, $\Delta p^*=0$, $\nu_{isc} = 0.0375$ και $\omega = 40.0$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της διαμέτρου του κλίνδρου

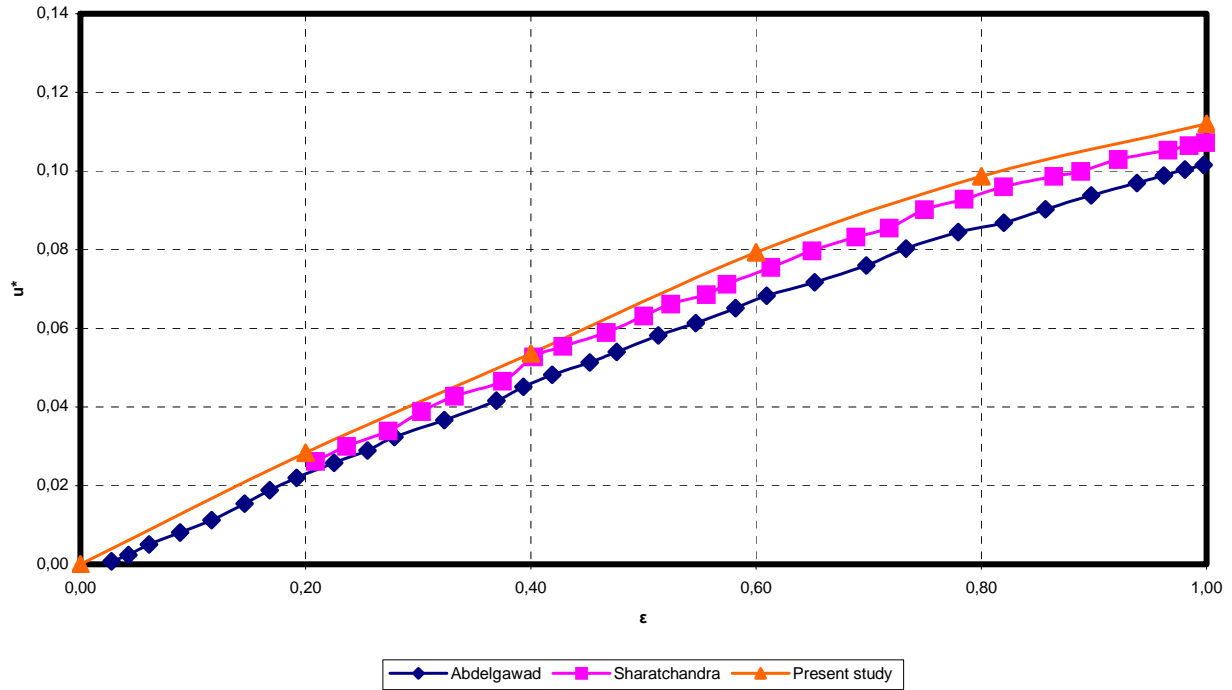


Σχήμα 5.3.6 : Γραμμές ροής για $\varepsilon = 0.73$, $\Delta\rho^*=0$, $\text{visc} = 0.0375$ και $\omega = 100.0$ σχετικά με τη διαφοροποίηση της διαμέτρου του κυλίνδρου

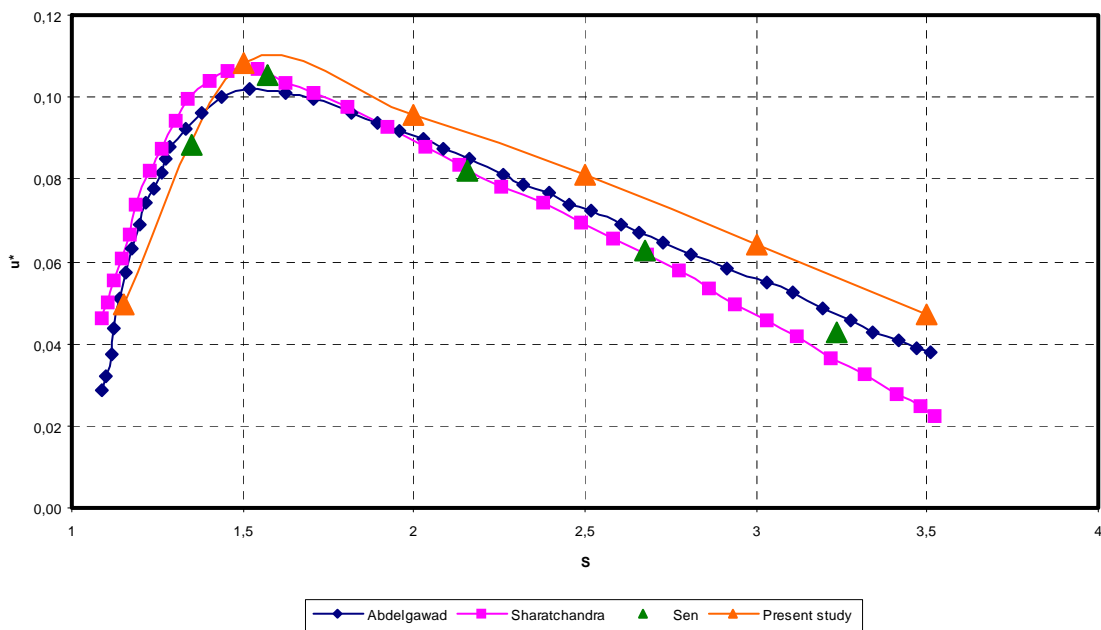
5.4 :Έλεγχος αξιοπιστίας αποτελεσμάτων

Διερευνώντας την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων των τριών προηγούμενων παραγράφων , στις οποίες χρησιμοποιείται ο κώδικας FLAS 2D , παραθέτουμε συγκριτικά διαγράμματα με αποτελέσματα αριθμητικών μελετών άλλων συγγραφέων. Στο σχήμα 5.4.1 παρουσιάζουμε ένα συγκριτικό διάγραμμα για τη μεταβολή της αδιάστατης μέσης ταχύτητας u^* με την εκκεντρότητα όπου έχουμε για όλα τα σημεία του διαγράμματος $\Delta P^* = 1$, $Re = 1$ και $S = 1.5$, ώστε να είναι συγκρίσιμα με αντίστοιχα από τη βιβλιογραφία . Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα με τον κώδικα FLAS 2D είναι σε καλή συμφωνία με αυτά των αριθμητικών μελετών από τους Abdelgawad [26] και Sharatchandra [23]. Παρατηρούμε ότι η μέση αδιάστατη ταχύτητα μεταβάλλεται σχεδόν γραμμικά με την εκκεντρότητα. Εδώ αξίζει να προσέξουμε ότι στις μελέτες των Abdelgawad [26] και Sharatchandra [23] σαν αρχή των αξόνων λαμβάνεται το μέσο του άξονα του καναλιού ενώ στη δική μας μελέτη σαν αρχή των αξόνων , όπως αναφέρεται στο κεφάλαιο 3 λαμβάνεται το μέσο της κατώτερης πλάκας. Έτσι χρειάστηκε να κάνουμε αναγωγή της εκκεντρότητας για να γίνει δυνατή η σύγκριση.

Στο σχήμα 5.4.2 παρουσιάζουμε ένα συγκριτικό διάγραμμα για τη μεταβολή της αδιάστατης μέσης ταχύτητας u^* με την αδιάστατη παράμετρο S , όπου έχουμε για όλα τα σημεία του διαγράμματος $\Delta P^* = 0.5$, $Re = 0.5$ και $\varepsilon = 0.9$ (όπου ε ορίζεται από την εξίσωση 3.2) . Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα με τον κώδικα FLAS 2D είναι σε καλή συμφωνία με αυτά των αριθμητικών μελετών από τους Abdelgawad [26] και Sharatchandra [23] και τα πειραματικά του Sen [22].



Σχήμα 5.4.1 : Επίδραση της εκκεντρότητας ε στην αδιάστατη ταχύτητα u^* για $\Delta P^* = 1$, $Re = 1$ και $S = 1.5$ σε συγκριτικό διάγραμμα



Σχήμα 5.4.2 : Επίδραση της μεταβλητής S στην αδιάστατη ταχύτητα u^* για $\Delta P^* = 0.5$, $Re = 0.5$ και $\varepsilon = 0.9$ σε συγκριτικό διάγραμμα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 : ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Σε αυτή την εργασία έγινε μια προσπάθεια να μελετηθεί το πεδίο ροής μιας μικροαντλίας έκκεντρου στρεφόμενου κυλίνδρου συναρτήσει των παραμέτρων λειτουργίας της. Για το σκοπό αυτό παραθέσαμε πολλά σχήματα με την μεταβολή των παραμέτρων λειτουργίας, με την απεικόνιση του πεδίου ροής και το βαθμό απόδοσης της μικροαντλίας. Για να αποκτήσουμε μια σφαιρική άποψη για το θέμα, μελετήσαμε τις πρακτικές εφαρμογές των μικροαντλιών, παραθέσαμε προηγούμενες μελέτες σχετικές με το θέμα και παρουσιάσαμε τα σημαντικότερα σημεία για την κατανόηση του κώδικα FLAS 2D και το πλέγμα που επιλέχθηκε.

Σχετικά με την διάταξη της υπό εξέταση μικροαντλίας, οι εργασίες των Sharatchandra (1998) [21], Sharatchandra (1997) [23], Sen [22], Gad-el-Hak [24] και Abdelgawad [27] χρησιμοποιούν ένα τύπο καναλιού όπου οι πλάκες έχουν μεταβλητό ύψος. Στην παρούσα εργασία η απόσταση της άνω με την κάτω πλάκα θεωρείται σταθερό. Έτσι το αδιάστατο ύψος του καναλιού s στην παρούσα εργασία εξαρτάται αποκλειστικά από τη διάμετρο του κυλίνδρου ενώ διαπιστώνεται ότι αυξανόμενη της διαμέτρου, αυξάνεται η παροχή της ροής και ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας.

Στην παρούσα εργασία διαπιστώνεται ότι αυξανόμενη της γωνιακής ταχύτητας του στροφέα, αυξάνεται και η μέση ταχύτητα ανάλογα, δεδομένου ότι οι άλλες γεωμετρικές παράμετροι παραμένουν σταθερές. Όσο μεγαλύτερη γωνιακή ταχύτητα θα έχει επομένως ο μηχανισμός που κινεί το στροφέα-κύλινδρο, τόσο μεγαλύτερη παροχή θα δημιουργείται στο εξεταζόμενο κανάλι. Παρόλα αυτά, όμως, ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας μειώνεται αυξανόμενη της γωνιακής ταχύτητας. Οπότε αν δεν επιθυμούσαμε μεγάλη παροχή και μας ενδιέφερε ένας καλός βαθμός απόδοσης θα επιλέγαμε μια μικρή γωνιακή ταχύτητα της τάξης των 20-40 rad/sec. Όσον αφορά την πίεση, σε μεγάλες γωνιακές ταχύτητες, το εύρος των πιέσεων είναι αρκετά μεγάλο, σε αντίθεση με τις μικρές γωνιακές ταχύτητες. Καμία από τις προηγούμενες μελέτες που αναφέραμε στο κεφάλαιο 2 δεν παρουσίασε συγκεκριμένα αποτελέσματα με την γωνιακή ταχύτητα.

Στην εργασία του ο Fornberg [15] χρησιμοποίησε αριθμούς Re μέχρι 300, ενώ τα αποτελέσματά του παρουσιάζουν συνεπή συμπεριφορά μέχρι περίπου αριθμό $Re = 260$. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε αρκετά μεγάλος αριθμός Re . Σε μερικές περιπτώσεις έφταναν την τιμή 600. Αξιοπίστα αποτελέσματα προέκυψαν για αριθμούς Re από 300 ως 400. Πέρα από αυτό το όριο τα σχήματα των γραμμών ροής δείχνουν ότι η δίνη απομακρύνεται αρκετά μακριά από τον κύλινδρο. Όπως αναφέρεται και στην εργασία του Sharatchandra [23] (σχήμα 2.3.13) η απομάκρυνση της δίνης μπορεί να σημαίνει αστάθεια της ροής. Έτσι κι αλλιώς οι συσκευές μικροκλίμακας που μας ενδιαφέρουν λειτουργούν σε πολύ χαμηλούς αριθμούς Re . Έτσι και στην εργασία του ο Sen [22] ασχολήθηκε με αριθμούς Re από 1 ως 10. Επίσης, στην παρούσα εργασία συμπεραίνουμε ότι η ελάχιστη μέση ταχύτητα παρουσιάζεται για αριθμό $Re = 120$. Για το διάστημα του αριθμού Re 0 ως 120, η μέση ταχύτητα μειώνεται. Για αριθμό $Re > 120$ η μέση ταχύτητα αυξάνεται σταδιακά. Από τα σχήματα των γραμμών ροής διαπιστώνεται ότι για $Re = 120$ παρουσιάζεται η μεγαλύτερη δίνη δεξιά και κάτω από τον κύλινδρο. Παρομοίως στην εργασία του, ο Sharatchandra [23] αναφέρει επίσης ότι τα μεγαλύτερα μεγέθη δίνης τείνουν να παράγουν μικρότερα ποσοστά ροής (σχήμα 2.3.6). Τέλος ο βαθμός απόδοσης της μικροαντλίας ακολουθεί την ίδια συμπεριφορά με τη μέση ταχύτητα.

Η διαπίστωση ότι η εκκεντρότητα αποτελεί τη σημαντικότερη γεωμετρική παράμετρο από τους Sharatchandra [23] , Sen [22] , Gad-el-Hak [24] και Abdelgawad [27] επιβεβαιώνεται και στην παρούσα μελέτη . Όσο πλησιάζει δηλαδή ο κύλινδρος προς το ανώτερο τοίχωμα , τόσο μεγαλύτερη μέση ταχύτητα και βαθμός απόδοσης παρουσιάζεται.

Τέλος , τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίνονται πολύ ικανοποιητικά με αντίστοιχα από τη βιβλιογραφία , επιβεβαιώνοντας ότι τα αποτελέσματα είναι αξιόπιστα.

Οι προτάσεις που θα μπορούσαν να γίνουν για περαιτέρω διερεύνηση και ενδεχόμενη βελτίωση του σχεδιασμού της μικροαντλίας στρεφόμενου κυλίνδρου είναι οι εξής : Αρχικά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί μια σειρά από δύο ή τρεις κυλίνδρους σε σειρά , ή παράλληλα, με σκοπό να αυξηθεί ο βαθμός απόδοσης και η παροχή , όπως αναφέρεται και στην εργασία του Abdelgawad [27]. Άλλη μια πρόταση θα μπορούσε να είναι η τροποποίηση της διαμόρφωσης ή του σχήματος του αγωγού , ώστε να μειωθεί το μέγεθος της περιοχής ανακυκλοφορίας μετά τον κύλινδρο και επομένως και το μπλοκάρισμα της ροής που αυτή προκαλεί. Τέλος , η χρησιμοποίηση στροφών με διατομή όχι κυκλική αλλά μη-ομαλή , π.χ. τετραγωνική ή ορθογωνική , θα μπορούσε να βελτιώσει τον βαθμό απόδοσης της μικροαντλίας .

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] Manz A *et al* 1992 Planar chips technology for miniaturization and integration of separation techniques into monitoring systems: capillary electrophoresis on a chip *J. Chromatogr. A* 593 253–8
- [2] Zhang L *et al* 2002 Measurements and modeling of two-phase flow in microchannels with nearly constant heat flux boundary conditions *J. Microelectromech. Syst.* 11 12–9
- [3] Smits J G 1990 Piezoelectric micropump with 3 valves working peristaltically *Sensors Actuators A* 21 203–6
- [4] Dash A K and Cudworth G C 1998 Therapeutic applications of implantable drug delivery systems *J. Pharmacol. Toxicol. Methods* 40 1–12
- [5] Jiang L *et al* 2002 Closed-loop electroosmotic microchannel cooling system for VLSI circuits *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.* 25 347–55
- [6] Tuckerman D B and Pease R F W 1981 High-performance heat sinking for VLSI *IEEE Electron Device Lett.* 2 126–9
- [7] Wiberg D, Eyre B, Shcheglov K, White V and Garkanian V 2001 Progress toward highly miniaturized vacuum pumps *2nd Workshop on Harsh-Environment Mass Spectrometry (St. Petersburg, FL)*
- [8] Krutzch W C and Cooper P 2001 Introduction: classification and selection of pumps *Pump Handbook* ed I J Karassik *et al* (New York: McGraw-Hill)
- [9] C. H. Ahn, M. G. Allen: “Fluid Micropumps Based on Rotary Magnetic Actuators”, Proceedings of MEMS '95, Amsterdam, Jan 29. – Feb. 01. 1995 408-412)
- [10] D.J. Laser and J.G Santiago “ A review of micropumps” *Journal of Micromechanics and Microengineering.* R35 – R64, 2004
- [11] Yao S H, Hertzog D E, Zeng S L, Mikkelsen J C and Santiago J G 2003 Porous glass electroosmotic pumps: design and experiments *J. Colloid Interface Sci.* 268 143–53
- [12] Li H Q *et al* 2000 A high frequency high flow rate piezoelectrically driven MEMS micropump *Proc. 2000 Solid-State Sensor and Actuator Workshop (Hilton Head, SC)*
- [13] Ingham, D.B. (1983) “ Steady Flow Past a Rotating Cylinder”, *Computers and Fluids*, voll. 11 pp. 351-386
- [14] M. Kawaguti, Numerical solution of the Navier-Stokes equations for the flow around a circular cylinder at Reynolds number 40. *J. Phys. Soc. Japan* 8, 747 (1953).
- [15] B. Fornberg, A Numerical study of steady viscous flow past a circular Cylinder. *J. Fluid Mech.* 97, 819 (1980).
- [16] F. T. Smith, Laminar flow of an incompressible fluid past a bluff body: the separation, reattachment, eddy properties and drag. *J. Fluid Mech.* 35, 369 (1979).
- [17] S. Brodetsky, Discontinuous fluid motion past circular and elliptic cylinders. *Proc. Roy. Soc.* A102, 542 (1923).
- [18] M. B. Glauert, A boundary layer theorem, with applications to rotating cylinders. *J. Fluid Mech.* 2, 89 (1957)
- [19] D. W. Moore, The flow past a rapidly rotating *circular* cylinder in an infinite stream. *J. Fluid Mech.* 2, 541 (1957).
- [20] S. C. R. Dennis, The computation of two-dimensional asymmetrical flows past cylinders. *Comput. Fluid Dyn., SIAM-AMS Proc.* 11, 156 (1978).

- [21] M.C Sharatchandra, M. Sen, and M. Gad – el- Hak, “ Thermal Aspects of a Novel Viscous Pamp”, Journal of Heat Transfer, vol.120, pp. 99-107, 1998
- [22] Sen, M., Wajerski, D., and Gad – el – Hak, M. “ A Novel Pump for Low – Reynolds- Number Flows” ASME Journal of Fluids Engineering, Vol.118, No. 3, pp. 624-627 , 1996
- [23] M.C Sharatchandra, M. Sen, and M. Gat – el- Hak, “ Navier – Stokes Simulation of a Novel Viscous pump” Transaction of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, pp. 372-382, 1997
- [24] David De Courtye, Mihir Sen, Mohamed Gad – el – Hak, “ Analysis of Viscous Micropumps and Microturbines”, international Journal of Computational Fluid Dynamics, vol. 10, pp. 13-25, 1998
- [25] Liang W.J, Liou J.A, “ Flow Around a Rotating Cylinder Near a Plane Boundary” Journal of the Chinese Institute of Engineers, Vol. 18, no. 1, pp 35-50, 1995
- [26] Abdelgewad, M., Hassan, I., Esmail, N., “ Transient Behavior of the Viscous Micropump,” Microscale Thermophys. Eng. 8 (4), pp361- 381 , 2004.
- [27] M. Abdelgawad, I. Hassan, N. Esmail, P.Phutthavong, “ Numerical Investigation of Multistage Viscous Micropump Configurations”, Transactions of the ASME, Vol. 127, 2005