

## ΕΡΕΥΝΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΜΕΣΩ ΜΕΓΑΛΩΝ ΡΟΪΚΩΝ ΔΟΜΩΝ ΚΑΙ ΤΥΡΒΗΣ ΣΕ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ ΥΓΡΟΥ - ΑΕΡΙΟΥ

Εμμανουήλ Κ. Αλυγιζάκη

Μηχανολόγου Μηχανικού, Α.Π.Θ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Βόλος, Απρίλιος 2005



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ  
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.:	3248/1
Ημερ. Εισ.:	12-07-2006
Δωρεά:	Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός:	Δ
	532.052 7
	ΑΛΥ



ΕΡ&Σ

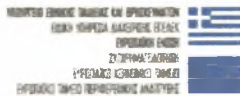


LFM&T

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ



## ΕΡΕΥΝΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΜΕΣΩ ΜΕΓΑΛΩΝ ΡΟΪΚΩΝ ΔΟΜΩΝ ΚΑΙ ΤΥΡΒΗΣ ΣΕ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ ΥΓΡΟΥ - ΑΕΡΙΟΥ

Εμμανουήλ Κ. Αλυγιζάκη

Μηχανολόγου Μηχανικού, Α.Π.Θ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Βόλος, Απρίλιος 2005

---

Στην Οικογένεια μου

---

© 2005 Μανόλης Αλυγιζάκης

Η έγκριση της διδακτορικής διατριβής από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας δεν υποδηλοί αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα (Ν. 5343/32 Άρθρο 202 παρ.2).

## Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων) Δρ. Σταμπουντζής Ερρίκος  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών  
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής (Μέλος Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής) Δρ. Μποντόζογλου Βασίλειος  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,  
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τρίτος Εξεταστής (Μέλος Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής) Δρ. Παπανικολάου Παναγιώτης  
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο  
Θεσσαλίας

Τέταρτος Εξεταστής Δρ. Βλάχος Νικόλαος  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,  
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Πέμπτος Εξεταστής Δρ. Λιακόπουλος Αντώνιος  
Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Έκτος Εξεταστής Δρ. Μαθιουλάκης Δημήτριος  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό  
Μετσόβιο Πολυτεχνείο

Έβδομος Εξεταστής Δρ. Πελεκάσης Νικόλαος  
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,  
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ .....	I
ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ .....	IX
Ευχαριστίες .....	XI
Περίληψη .....	XII
<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ - ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ .....</b>	<b>1</b>
1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
1.2. ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ .....	3
<b>2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ.....</b>	<b>5</b>
2.1. ΡΟΗ ΡΕΥΣΤΟΥ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΚΥΚΛΙΚΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ .....	6
2.1.1. Περιοχές 'διαταραγμένης' ροής.....	6
2.1.2. Μετάβαση σε διαταραγμένες περιοχές.....	7
2.1.3. Στρωτή ροή, $L$ .....	8
2.1.4. Μετάβαση στην δομή του απορεύματος, $TrW$ .....	11
2.1.5. Μετάβαση στα διατμητικά στρώματα, $TrSL$ , ή υποκρίσιμη κατάσταση.....	12
2.1.6. Μετάβαση στα οριακά στρώματα, $TrBL$ , ή κρίσιμη κατάσταση .....	12
2.1.7. Πλήρως τυρβώδης κατάσταση της ροής, $T$ .....	14
2.1.8. Ένταση των δινών .....	14
2.1.9. Διάταξη των δινών στο απόρρευμα.....	16
2.1.10. Μετάβαση στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα .....	17
2.1.10.1. $TrSL1$ .....	18
2.1.10.2. $TrSL2$ .....	18
Συχνότητα των μεταβατικών δινών .....	19
Άλλα χαρακτηριστικά γνωρίσματα του $TrSL2$ .....	20
Αριθμός Strouhal.....	20
2.1.10.3. $TrSL3$ .....	21
Χαρακτηριστικά γνωρίσματα του $TrSL3$ .....	22
2.1.11. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια και διεπιφάνειες.....	26
2.1.11.1. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια.....	26
2.1.11.2. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα.....	29
2.1.12. Διάχυση βαθμωτού μεγέθους πίσω από κύλινδρο.....	41
2.2. ΓΕΝΙΚΑ ΠΕΡΙ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ .....	44
2.2.1. Επιρροή του τοιχώματος στην διάχυση δινών που απορρέουν από έναν τετραγωνικό κύλινδρο.....	44
2.2.2. Σχέση μεταξύ αριθμών Strouhal-Reynolds στην περιοχή του απορεύματος.....	47

2.2.3. Επιρροή του προσανατολισμού ενός τετραγωνικού κυλίνδρου στην περιοχή του απορρεύματος .....	47
2.3. ΜΕΤΡΗΣΗ ΡΟΩΝ ΜΕ ΟΠΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ .....	50
2.3.1. Γενικές αρχές οπτικοποίησης ροών .....	50
2.3.2. Ψηφιακή επεξεργασία εικόνας στην οπτικοποίηση ροής .....	56
2.3.3. Περιγραφή Οπτικών Ινών .....	57
1. Πολύτροπες .....	57
2. Μονότροπες .....	57
Πως κατασκευάζονται οι οπτικές ίνες .....	58
Πλεονεκτήματα .....	58
Μειονεκτήματα .....	59
2.3.4. Μετρήσεις με την μέθοδο οπτικής ίνας .....	59
3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ .....	60
3.1. ΑΕΡΟΣΗΡΑΓΓΑ .....	60
3.1.1. Συλλέκτης – Εισαγωγή αέρα .....	61
3.1.2. Τμήμα δοκιμών .....	61
3.1.3. Φυσητήρας .....	62
3.1.4. Διαχύτης .....	63
3.2. ΚΑΝΑΛΙ ΝΕΡΟΥ (ΥΔΡΟΣΗΡΑΓΓΑ) .....	63
3.2.1. Δεξαμενή νερού .....	63
3.2.2. Περιγραφή του καναλιού .....	64
3.2.3. Αντλία νερού και ροόμετρο .....	65
3.3. ΜΕΤΡΗΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ ΚΑΙ ΣΥΣΚΕΥΕΣ .....	66
3.3.1. Μετρητικά όργανα και συσκευές στην αεροσήραγγα .....	66
3.3.1.1. Ανεμόμετρο θερμού σύρματος (Hot - wire anemometet C.T.A.) .....	66
Αρχή λειτουργίας του hot-wire .....	68
Σύστημα μετακίνησης hot-wire .....	69
3.3.1.2. Ανεμόμετρο ψυχρού σύρματος (Cold - wire anemometet C.C.A.) .....	70
3.3.1.3. Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων [Ηλεκτρονικός υπολογιστής και κάρτα A/D (analog-digital)] .....	70
3.3.1.4. Μανόμετρο και σωλήνας Pitot – Static .....	71
3.3.1.5. Παλμογράφος .....	73
3.3.1.6. Γεννήτρια συχνοτήτων .....	73
3.3.1.7. Μετασχηματιστής ηλεκτρικού ρεύματος .....	73
3.3.1.8. Μετατροπέας της συχνότητας του ρεύματος (0 – 100 Hz) (Inverter) .....	73
3.3.1.9. Θερμοστοιχείο τύπου K .....	74
3.3.2. Μετρητικά όργανα και συσκευές στην υδροσήραγγα .....	74
3.3.2.1. Ανεμόμετρα .....	74
Σύστημα μετακίνησης hot-film .....	75
3.3.2.2. Οπτρονικό Σύστημα .....	75
Περιγραφή οπτρονικής διάταξης .....	77
3.4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ .....	79

3.4.1.	Πειραματικά μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην αεροσήραγγα .....	79
3.4.2.	Πειραματικά μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην υδροσήραγγα .....	79
3.5.	ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ .....	80
3.5.1.	Χρώματα οπτικοποίησης .....	80
3.5.2.	Πειραματικά μοντέλα οπτικοποίησης (κυκλικοί & τετραγωνικοί κύλινδροι) .....	80
3.5.3.	Δοχεία παροχής χρωμάτων .....	81
3.5.4.	Σωληνάκια μεταφοράς χρωμάτων .....	81
3.5.5.	Ψηφιακή κάμερα και φωτισμός .....	82
4.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ .....	85
4.1.	ΕΠΙΛΟΓΗ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΡΟΗΣ .....	85
4.2.	ΕΠΙΛΟΓΗ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ .....	86
4.3.	ΣΤΗΡΙΞΗ ΜΕΣΑ ΣΤΟ ΧΩΡΟ ΔΟΚΙΜΩΝ .....	86
4.4.	ΕΠΙΛΟΓΗ ΑΞΟΝΩΝ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ .....	87
4.4.1.	Μέθοδος Μετρήσεων με το Hot-wire .....	89
	Μέτρηση αντίστασης C.T.A. ....	89
	Βαθμονόμηση Hot-wire .....	89
	Τρόπος λήψεως των μετρήσεων .....	92
4.4.2.	Μέθοδος Μετρήσεων με το Cold-wire .....	93
	Βαθμονόμηση Cold -wire .....	93
	Τρόπος λήψεως των μετρήσεων .....	94
4.4.3.	Μέθοδος Μετρήσεων με το Hot-film .....	94
	Βαθμονόμηση Hot-film .....	94
	Τρόπος λήψεως των μετρήσεων .....	96
4.4.4.	Μέθοδος Μετρήσεων με το Cold-film .....	98
	Βαθμονόμηση Cold- film .....	98
	Τρόπος λήψεως των μετρήσεων .....	98
4.4.5.	Μέθοδος Μετρήσεων με Οπτρονικό Σύστημα .....	99
	Βαθμονόμηση της Οπτικής ίνας .....	99
	Τρόπος λήψεως των μετρήσεων με την οπτρονική διάταξη .....	100
4.5.	ΧΡΟΝΟΣ ΚΑΙ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ ΔΕΙΓΜΑΤΟΛΗΨΙΑΣ .....	102
4.6.	ΑΚΡΙΒΕΙΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ .....	104
4.6.1.	Επιδράσεις των μεταβολών της θερμοκρασίας και τεχνικές διόρθωσης .....	105
	Επιδράσεις των μεταβολών της θερμοκρασίας του ρευστού .....	105
	Τεχνικές διόρθωσης της θερμοκρασίας .....	105
4.6.2.	Έλεγχος ελάττωσης ανωστικών φαινομένων .....	106
4.7.	ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ .....	107
4.7.1.	Πειραματική μεθοδολογία .....	107
4.7.2.	Υπολογιστική μεθοδολογία – διαδικασία εξαγωγής αποτελεσμάτων .....	108
	Πρόγραμμα virtual dub .....	109
	Πρόγραμμα IRFAN VIEW 32 .....	110
	Χρήση Matlab για την υπολογιστική μέθοδο ψηφιακής ανάλυσης εικόνας .....	112



Προγράμματα για την εξαγωγή συχνότητων .....	113
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ CONVGRAY .....	113
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ CONV .....	113
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAY .....	113
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ FFTGRAY .....	114
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAPHFFTGRAY .....	115
Προγράμματα για την εξαγωγή του μέσου χρόνου καθαρισμού $T_{clean}$ .....	115
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAPH T .....	115
<b>5. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ (ΑΕΡΟΣΗΡΑΓΓΑ).....</b>	<b>119</b>
<b>Διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια - Αεροσήραγγα .....</b>	<b>120</b>
5.1. ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΤΥΡΒΗΣ .....	121
5.1.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=4300$ ( $D=13mm$ ).....	121
5.1.2. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=9900$ ( $D=30mm$ ).....	125
5.1.3. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=16500$ ( $D=50mm$ ).....	129
5.1.4. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=20000$ ( $D=60mm$ ).....	140
5.1.5. Εξέταση της συμβολής των παραμέτρων $Re$ , $D/\delta$ (διάμετρος του σώματος $D$ σε σχέση με το πάχος του οριακού στρώματος $\delta$ ) .....	155
5.2. ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗΣ ΤΥΡΒΗΣ .....	159
5.2.1. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re=16500$ ( $D=50mm$ ) .....	159
5.3. ΔΙΑΜΗΚΕΙΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΜΕΣΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ, ΜΕΣΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΩΝ ΑΥΤΩΝ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ ΤΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ .....	171
5.4. ΕΓΚΑΡΣΙΕΣ ΔΙΑΣΠΟΡΕΣ ΤΩΝ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ ΓΙΑ ΑΡΙΘΜΟ $Re=16500$ ( $D=50mm$ ) .....	172
5.5. ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΗ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ( $I_{mix}$ ) ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ ΤΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ .....	174
5.6. ΕΞΕΛΙΞΗ ΚΛΙΜΑΚΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ $L_u$ ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΚΛΙΜΑΚΕΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ $L_\theta$ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ.....	176
5.7. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΠΟΥ ΠΡΟΚΥΠΤΟΥΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΟΡΙΑ (ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΣΤΗΝ ΑΕΡΟΣΗΡΑΓΓΑ).....	179
<b>6. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ (ΥΔΡΟΣΗΡΑΓΓΑ).....</b>	<b>183</b>
<b>Διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια υγρού – αερίου (Υδροσήραγγα) .....</b>	<b>184</b>
6.1. ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΣΤΟΝ ΑΠΟΡΟΥ ΚΥΚΛΙΚΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ .....	185
6.1.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=2600$ ( $D=13mm$ ).....	185
6.1.1.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=2600$ ( $D=13mm$ ).....	204
6.1.1.2. Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=2600$ ( $D=13mm$ ).....	205
6.1.2. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=6000$ ( $D=30mm$ ).....	209



6.1.2.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ )....	224
6.1.2.2.	Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	225
6.1.3.	Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ ) .....	228
6.1.3.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ )..	242
6.1.3.2.	Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ ) .....	243
6.1.4.	Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων ταχυτήτων και έντασης τύρβης .....	245
6.1.5.	Επίδραση του αριθμού Reynolds στις ελάχιστες τιμές μέσης ταχύτητας $U_{min}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης τύρβης $[U_{RMS}]_{max}$ και στον αριθμό Strouhal .....	251
6.2.	ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗΣ ΤΥΡΒΗΣ .....	253
6.2.1.	Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re=2600$ ( $D=13\text{ mm}$ ) .....	253
6.2.1.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για θερμαινόμενο κύλινδρο, $Re=2600$ ( $D=13\text{ mm}$ ) .....	265
6.2.1.2.	Μέγιστες τιμές θερμοκρασίας, έντασης θερμοκρασιακής τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=2600$ ( $D=13\text{ mm}$ ) .....	265
6.2.2.	Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	268
6.2.2.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για θερμαινόμενο κύλινδρο, $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	278
6.2.2.2.	Μέγιστες τιμές θερμοκρασίας, έντασης θερμοκρασιακής τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	279
6.2.3.	Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης .....	282
6.2.4.	Επίδραση του αριθμού Reynolds στις μέγιστες τιμές μέσης θερμοκρασίας $T_{max}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης θερμοκρασιακής τύρβης $T_{RMS}$ και στον αριθμό Strouhal .....	284
6.3.	ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ ΚΑΙ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΣΤΟΝ ΑΠΟΡΟΥ ΚΥΚΛΙΚΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ .....	287
6.3.1.	Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και τύρβης για αριθμό $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) ...	287
6.3.1.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για κύλινδρο όπου εκρέει χρωστική, $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	293
6.3.1.2.	Μέγιστες τιμές συγκέντρωσης χρωστικής, έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=6000$ ( $D=30\text{ mm}$ ) .....	294
6.3.2.	Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και τύρβης για αριθμό $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ ) ..	296
6.3.2.1.	Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για κύλινδρο όπου εκρέει χρωστική, $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ ) .....	302
6.3.2.2.	Μέγιστες τιμές συγκέντρωσης χρωστικής, έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για $Re=10000$ ( $D=50\text{ mm}$ ) .....	303

6.3.3. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων συγκεντρώσεων και έντασης τύρβης.....	305
6.3.4. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις μέγιστες τιμές μέσης συγκέντρωσης $V_{max}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης τύρβης $[VRMS]_{max}$ και στον αριθμό Strouhal .....	308
6.4. ΔΙΑΜΗΚΕΙΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΜΕΣΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ, ΜΕΣΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ, ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΕΩΝ ΧΡΩΣΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΩΝ ΑΥΤΩΝ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ ΤΩΝ ΚΥΚΛΙΚΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ	310
6.5. ΕΓΚΑΡΣΙΕΣ ΔΙΑΣΠΟΡΕΣ ΤΩΝ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ ΓΙΑ ΑΡΙΘΜΟ $Re=2600$ & $Re=6000$ .....	318
6.6. ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΣΤΟΝ ΑΠΟΡΟΥ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ, ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΘΕΣΗΣ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΟΥ REYNOLDS.....	322
6.6.1. Επίδραση του αριθμού Reynolds στον αριθμό Strouhal για κυλίνδρους τετραγωνικής διατομής σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης.....	327
6.7. ΜΕΣΕΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ ΚΑΙ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΣΤΟΝ ΑΠΟΡΟΥ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ, ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΘΕΣΗΣ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΟΥ REYNOLDS.....	328
6.7.1. Επίδραση του αριθμού Reynolds στον αριθμό Strouhal για κυλίνδρους τετραγωνικής διατομής σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης.....	332
6.8. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΟΥ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ ΣΤΙΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΗΣ ΜΕΣΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ $Re=6000$ .....	333
6.9. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΟΥ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ ΣΤΙΣ ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΤΗΣ ΜΕΣΗΣ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΥΡΒΗΣ ΓΙΑ $Re=6000$ .....	338
6.10. ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΗ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ( $I_{mix}$ ) ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ, ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΕΩΣ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ ΤΩΝ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ .....	340
6.11. ΕΞΕΛΙΞΗ ΚΛΙΜΑΚΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ $L_u$ ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΚΛΙΜΑΚΕΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ $L_\theta$ ΣΤΗΝ ΚΕΝΤΡΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ.....	345
6.12. ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΣΗ ΤΩΝ ΦΑΣΜΑΤΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ $S_u$ ΜΕ ΤΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ $S_T$ .....	348
6.13. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΠΟΥ ΠΡΟΚΥΠΤΟΥΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΥΓΡΟΥ – ΑΕΡΙΟΥ (ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΣΤΗΝ ΥΔΡΟΣΗΡΑΓΓΑ).....	352
<b>7. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ (ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ).....</b>	<b>361</b>
<b>Οπτικοποίηση της ροής.....</b>	<b>362</b>
7.1. ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ ΕΚΡΟΗΣ ΔΙΩΝΩΝ .....	363
7.1.1. Ανάλυση αποτελεσμάτων για κύλινδρο $D=50\text{ mm}$ , $Re=10000$ .....	363
7.1.2. Ανάλυση αποτελεσμάτων για κύλινδρο $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$ .....	377
7.2. ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ ΚΥΛΙΝΔΡΩΝ (NEAR WAKE).....	390
7.2.1. Ανάλυση για κύλινδρο $D=50\text{ mm}$ , $Re=10000$ .....	390
Περιγραφή του σχηματισμού των διώνων.....	393
7.2.2. Ανάλυση για κύλινδρο $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$ .....	408
Συμπεράσματα.....	424
7.3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ $L_f$ (ΜΗΚΟΣ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ ΔΙΩΝΩΝ).....	427

7.3.1. Κύλινδρος $D=50\text{ mm}$ , $Re=10000$ .....	428
7.3.2. Κύλινδρος $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$ .....	429
7.4. ΜΕΣΟΣ ΧΡΟΝΟΣ ΚΑΘΑΡΙΣΜΟΥ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ .....	431
7.4.1. Κύλινδρος $D=50\text{ mm}$ , $Re=10000$ .....	431
7.4.2. Κύλινδρος $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$ .....	434
7.4.3. Συγκριτικά αποτελέσματα.....	437
7.5. ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΕΚΡΕΟΜΕΝΗΣ ΟΥΣΙΑΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΕΚΡΟΗΣ.....	439
7.6. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΠΟΥ ΠΡΟΚΥΠΤΟΥΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ.....	445
<b>8. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ.....</b>	<b>447</b>
8.1. ΠΛΕΓΜΑΤΑ ΚΑΙ ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ .....	448
8.1.1. Γενικά.....	448
8.1.2. Περιγραφή διαδικασίας επίλυσης.....	448
8.1.3. Συνοριακές και αρχικές συνθήκες.....	453
8.1.4. CFX-5 και SST .....	454
8.1.5. Βελτιστοποίηση πλέγματος (Mesh Refinement).....	456
8.2. ΥΠΟΛΟΠΣΜΕΝΑ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΜΕΝΑ ΜΕΓΕΘΗ ΡΟΗΣ, ΠΕΔΙΟ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ .....	461
8.2.1. Πεδίο ταχυτήτων για $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ ).....	461
8.2.2. Πεδίο ταχυτήτων για $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ ).....	462
8.2.3. Πεδίο ταχυτήτων για $Re=10000$ ( $D=50\text{mm}$ ).....	474
8.3. ΥΠΟΛΟΠΣΜΕΝΑ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΜΕΝΑ ΜΕΓΕΘΗ ΡΟΗΣ, ΠΕΔΙΟ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ .....	475
8.3.1. Πεδίο θερμοκρασιών για $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ ) .....	475
8.3.2. Πεδίο θερμοκρασιών για $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ ) .....	476
8.3.3. Πεδίο θερμοκρασιών για $Re=10000$ ( $D=50\text{mm}$ ) .....	487
8.4. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΥΠΟΛΟΠΣΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ, ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΚΕΝΤΡΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ.....	488
8.4.1. $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ ).....	488
8.4.2. $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ ).....	490
8.4.3. $Re=10000$ ( $D=50\text{mm}$ ).....	491
8.5. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΥΠΟΛΟΠΣΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ, ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΚΕΝΤΡΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ.....	493
8.5.1. $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ ).....	493
8.5.2. $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ ).....	494
8.6. ΕΓΚΑΡΣΙΑ ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΤΩΝ ΔΙΑΝΟΜΩΝ ΜΕΣΩΝ ΤΙΜΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ .....	495
8.6.1. $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ ).....	495
8.6.2. $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ ).....	497
8.7. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΠΟΥ ΠΡΟΚΥΠΤΟΥΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΥΠΟΛΟΠΣΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ .....	499
<b>9. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....</b>	<b>502</b>

10. ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ.....	505
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	506
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	515



# ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

ΣΥΜΒΟΛΟ	ΣΗΜΑΣΙΑ	ΜΟΝΑΔΕΣ
Σύμβολα Λατινικού Αλφαβήτου		
b	Εγκάρσια διασπορά διανομών	m
C <sub>D</sub>	Συντελεστής αντίστασης	
C <sub>L</sub>	Συντελεστής άνωσης	
D	Διάμετρος κυλίνδρου	m
f	Συχνότητα απόσπασσης δινών	Hz
Fr	Αριθμός Froude	
f <sub>SR</sub>	Συχνότητα δειγματοληψίας	Hz
Gr	Αριθμός Grashof	
H	Απόσταση του κέντρου του κυλίνδρου από την διεπιφάνεια και το δάπεδο	m
I <sub>mix</sub>	Δείκτης ανάμειξης	
L <sub>f</sub>	Μήκος περιοχής σχηματισμού δίνης	m
L <sub>u</sub>	Χωρική κλίμακα τύρβης ταχύτητας	m
L <sub>θ</sub>	Χωρική κλίμακα τύρβης θερμοκρασίας	m
Mean(L <sub>f</sub> /D)	Μέσο μήκος περιοχής σχηματισμού δίνης	
Nu	Αριθμός Nusselt	
Pr	Αριθμός Prandtl	
Re	Αριθμός Reynolds	
Re <sub>c</sub>	Κρίσιμος αριθμός Reynolds	
St	Αριθμός Strouhal	
S <sub>T</sub>	Φάσμα θερμοκρασίας	
S <sub>u</sub>	Φάσμα ταχύτητας	
T <sub>a</sub>	Θερμοκρασία περιβάλλοντος	°C
T <sub>clean</sub>	Μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος	sec
T <sub>m</sub>	Μετρούμενη θερμοκρασία	°C
T <sub>RMS</sub>	Η τυπική απόκλιση της θερμοκρασίας	°C
T <sub>w</sub>	Θερμοκρασία της επιφάνειας του κυλίνδρου	°C

$U$	Η μετρούμενη ταχύτητα πίσω από τον κύλινδρο	m/sec
$U_o$	Ταχύτητα ελεύθερης ροής	m/sec
$U_{RMS}$	Η τυπική απόκλιση της ταχύτητας	m/sec
$V_a$	Η τάση αναφοράς	Volts
$V_m$	Η μετρούμενη τάση	Volts
$V_{max}$	Η μέγιστη τάση	Volts
$V_{RMS}$	Η τυπική απόκλιση της τάσης	Volts
$W_{Qmax}$	Μέγιστο ποσοστιαίο σφάλμα	
$X$	Η διεύθυνση κατά μήκος της ροής	m
$Y$	Η κάθετη διεύθυνση στην διεύθυνση της ροής	m

#### Σύμβολα Ελληνικού Αλφαβήτου

$\delta$	Πάχος οριακού στρώματος	m
$\varepsilon_{sb}$	Ποσοστιαία αύξηση ταχύτητας λόγω παρεμβολής σώματος	
$\varepsilon_{wb}$	Ποσοστιαία αύξηση ταχύτητας λόγω του απορεύματος	
$\nu$	Κινηματικό ιξώδες	m <sup>2</sup> /sec
$\rho$	Πυκνότητα	Kg/m <sup>3</sup>

#### Αρκτικόλεξα

FFT	Fast Fourier Transform
LIF	Laser induced fluorescence
N of S	Αριθμός δείγματος
PC	Ηλεκτρονικός υπολογιστής
PIV	Particle Image Velocimetry
PSD	Πυκνότητα φάσματος ισχύος
PVC	Πολυβινιλοχλωρίδιο
RGB	Red-Green-Blue
TrBL	Περιοχή οριακών στρωμάτων
TrSL	Περιοχή διατμητικών στρωμάτων (shear layers)
TrW	Περιοχή ολκού

## Ευχαριστίες

Το χρονικό διάστημα που εργάστηκα για την ολοκλήρωση της διδακτορικής μου διατριβής, συνεργάστηκα με αρκετούς ανθρώπους και αρκετοί ήταν αυτοί που με βοήθησαν με ποικίλους τρόπους. Ευχαριστώ όλους αυτούς για την οποιαδήποτε βοήθεια και προσφορά. Υπάρχουν όμως και άτομα που πρέπει να αναφερθώ ιδιαίτερα για την βοήθεια και συνεργασία που μου παρείχαν όλα αυτά τα χρόνια.

Ξεκινώντας, νιώθω την ανάγκη να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διδακτορικής μου διατριβής, και χρόνια συνεργάτη, από την περίοδο που εκπονούσα την διπλωματική μου εργασία στην Θεσσαλονίκη, αναπληρωτή καθηγητή του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, κ. Ερρίκο Σταπουντζή, για τη συνεργασία και κυρίως για τη σωστή καθοδήγηση που μου έδωσε ώστε να ολοκληρωθεί η εργασία αυτή, καθώς και για τη συνέπεια και το ενδιαφέρον το οποίο έδειξε καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της.

Να ευχαριστήσω επίσης για τη συμβολή τους τα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, κ.κ. Βασίλειο Μποντόζογλου (Καθηγητή Π.Θ.) και Παναγιώτη Παπανικολάου (Επ. Καθηγητή Π.Θ.), οι συμβουλές των οποίων ήταν ιδιαίτερα χρήσιμες. Τον κ. Π. Παπανικολάου και τον κ. Α. Λιακόπουλο (Καθηγητή Π.Θ.) ευχαριστώ θερμά για την παραχώρηση σε μένα για μεγάλο χρονικό διάστημα του εργαστηρίου, του οποίου είναι υπεύθυνοι. Ευχαριστώ ακόμη τα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής κ.κ. Νικόλαο Βλάχο (Καθηγητή Π.Θ.), Αντώνιο Λιακόπουλο (Καθηγητή Π.Θ.), Δημήτριο Μαθιουλάκη (Αν. Καθηγητή ΕΜΠ) και το Νικόλαο Πελεκάση (Επ. Καθηγητή Π.Θ.) για το ενδιαφέρον που έδειξαν για την παρούσα διδακτορική διατριβή, και που εδέχθησαν να παρευρεθούν στην παρουσίαση και την τελική εξέταση.

Ευχαριστώ όλους τους καθηγητές του μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας για τις γνώσεις που μου μετέδωσαν. Τον Δρ. Γ. Θεοδωρίδη για τις πολύτιμες πληροφορίες του σε θέματα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Επίσης το προσωπικό του τμήματος, τον Αθανάσιο Βέργο και τον Αναστάσιο Δαφερέρα για την τεχνική βοήθεια που παρείχαν.

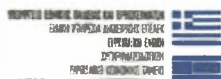
Ακόμα, πρέπει να ευχαριστήσω το συνάδελφο, φίλο και υποψήφιο διδάκτορα του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Κώστα Τσιγκλιφή για την πολύτιμη βοήθεια του στα υπολογιστικά ζητήματα και τη συμβολή του στα προγράμματα του Matlab.

Επίσης ευχαριστώ το Χρήστο Ζαχείλα, το Διονύση Φατούρο και το Γιώργο Συρόπουλο για την καλή συνεργασία που είχαμε κατά την εκπόνηση των διπλωματικών τους εργασιών, καθώς και την βοήθεια που προσέφεραν.

Για την ηθική συμπαράσταση καθ' όλη τη διάρκεια της συγγραφής αυτής της διατριβής, εκφράζω τις θερμότερες ευχαριστίες μου στην Κορίνα.

Τέλος, ευχαριστώ εκ βαθέων την οικογένεια μου για την υλική βοήθεια και την αμέριστη ψυχολογική συμπαράσταση καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μου και ιδιαίτερα κατά το χρονικό διάστημα εκπόνησης της διδακτορικής διατριβής.

Επιθυμώ να ευχαριστήσω το Υπουργείο Παιδείας, το ΕΠΕΑΕΚ, το ΙΚΥ, την ΓΓΕΤ, την επιτροπή ερευνών του Π.Θ. και το πρόγραμμα Ηράκλειπος για την οικονομική ενίσχυση της έρευνας αυτής.





## Περίληψη

Η έρευνα εντάσσεται στο ευρύ πεδίο της μηχανικής των ρευστών. Στην μηχανική ρευστών ανάμειξη μπορεί να επιτευχθεί με την βοήθεια των στροβιλωδών κινήσεων που δημιουργούνται πίσω από μη αεροδυναμικά σώματα (bluff body), όπως οι μεγάλης κλίμακας κινήσεις στο νερό στο στροβιλώδες απόρρευμα "διδιάστατων" σωμάτων (κυλίνδρων)(π.χ. εκροή δινών von Karman) και σαν εκρέουσα στροβιλότητα στο απόρρευμα πτερυγίων τύπου Δέλτα (όπως πίσω από αεροσκάφη). Σε εργαστηριακή κλίμακα αυτές είναι ενδεδειγμένες και παραδεκτές τεχνικές δημιουργίας μεγάλων δινών.

Εφαρμογή των παραπάνω τεχνικών είναι η υποβοήθηση της ανάπτυξης θαλάσσιες τεχνολογίας στις ιχθυοκαλλιέργειες όπου τεχνητά αναδύεται και μεταφέρεται νερό από τον βυθό (πλούσιο σε θρεπτικά συστατικά) προς την σχετικά πτωχή επιφάνεια. Η αποδοτικότητα σχετίζεται με το τοπικό ροϊκό πεδίο, το χρόνο παραμονής, το ποσοστό ανάμειξης και σύστασης των υλικών για την ιχθυοκαλλιέργεια. Προσπάθεια να διαλευκανθούν οι μηχανισμοί ανάμειξης που τίθενται σε αποδοτική λειτουργία πλησίον της επιφάνειας του νερού γίνεται στην παρούσα διδακτορική διατριβή.

Η σημασία της έρευνας επεκτείνεται και σε άλλους τομείς της θαλάσσιας τεχνολογίας όπως π.χ. στα μεγάλης διάρκειας απορεύματα πλοίων και υποβρυχίων (σημαντικά για τον εντοπισμό των από δορυφόρους ή για άλλους σκοπούς), στην αλληλεπίδραση απορευμάτων, ρευμάτων και κυμάτων από εξέδρες πετρελαίου (σημαντικά για την δυναμική των συμπεριφορά και αντοχή) στην ανάμειξη και διασπορά πετρελαιοκηλίδων, στρωματοποιημένων στιβάδων αλατότητας, όπως επίσης και στην πολύπλοκη αλληλεπίδραση νερού αέρα στο θαλάσσιο περιβάλλον.

Το αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής, εντάσσεται στην επιστημονική περιοχή της μηχανικής των ρευστών και αφορά την αλληλεπίδραση στροβιλωδών δομών και κινήσεων στην διεπιφάνεια υγρού - αέρα.

Βασικός στόχος της εργασίας αυτής είναι να μελετηθούν και να γίνουν κατανοητοί οι μηχανισμοί και οι συνθήκες της ανάμειξης κοντά στην διεπιφάνεια ρευστού (νερού – αέρα) εξ αιτίας μεγάλων στροβιλωδών κινήσεων του ρευστού, καθώς επίσης και η σύγκριση απορευμάτων που δημιουργούνται σε ελεύθερη παράλληλη ροή σε κανάλι νερού με εκείνα που δημιουργούνται κοντά σε ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα και νερού – στερεού τοιχώματος.

Η μεθοδολογία που χρησιμοποιήθηκε ήταν πειραματική. Αρχικά έγιναν πειράματα σε αεροσήραγγα για να ερευνηθούν και να κατανοηθούν σε βάθος οι μηχανισμοί που μεταφέρουν και διαχέουν την συγκέντρωση υλικών σε απορεύματα κυλίνδρων υπό την παρουσία στερεού απαραμόρφωτου τοιχώματος. Μετρήθηκαν πεδία ταχυτήτων και θερμοκρασιών σε επιλεγμένες θέσεις.

Στην συνέχεια έγιναν πειράματα σε κανάλι νερού (water channel), με σκοπό την μελέτη και κατανόηση της ανάμειξης παρουσία μεγάλων στροβιλωδών δομών σε ελεύθερη επιφάνεια χωρίς κύματα. Τα πειραματικά δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν κατασκευάστηκαν λαμβάνοντας υπόψη τους πειραματικούς περιορισμούς (μέγεθος υδροσήραγγας και αεροσήραγγας). Επόμενο στάδιο ήταν η συστηματική – επιστημονική παρατήρηση που περιλαμβάνει σειρά μετρήσεων του πεδίου ταχυτήτων, θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων σε επιλεγμένες θέσεις στο χώρο καθώς και οπτικοποίηση της ροής.

Η ανεμομετρία θερμού νήματος, (Hot Wire Anemometry, HWA), ήταν η κύρια τεχνική μέτρησης που υιοθετήθηκε για την απόκτηση των πειραματικών δεδομένων που αφορούσαν το ρευστό και το κυμαινόμενο πεδίο ταχύτητας και θερμοκρασίας σε αεροσήραγγα και υδροσήραγγα. Για την μέτρηση των συγκεντρώσεων χρησιμοποιήθηκε σύστημα οπτικών ινών.

Η οπτικοποίηση της ροής αποσκοπεί στην κατανόηση της φυσικής της ροής σε ένα ικανό εύρος χώρου και χρόνου καθώς και στην ποσοτικοποίηση σημαντικών



μεγεθών. Το παραπάνω χαρακτηριστικό έκανε δυνατή την ανάκτηση ποσοτικών πληροφοριών πάνω σε βασικά μεγέθη της ροής (συχνότητα απόσπασσης δινών von Karman, αριθμός Strouhal, μήκος της περιοχής σχηματισμού δινών, ποσοστό ανάμειξης, μεταβατικά φαινόμενα στο απόρρευμα) σε ελεύθερη ροή, σε ροή κοντά σε στερεό όριο και σε ροή κοντά σε διεπιφάνεια καθώς και των μεταβολών αυτών στις τρεις προαναφερθείσες περιπτώσεις ροής.

Ο συνδυασμός των παραπάνω μεθόδων περιγραφής έδωσε σημαντικές και αλληλοσχετιζόμενες πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά και την μεταβολή των μεγεθών που μελετούνται.

Επειδή δεν ήταν δυνατόν να παρατηρηθεί το πεδίο ταχυτήτων στο πολύ κοντινό απόρρευμα λόγω αναστροφής της ροής, θεωρήθηκε διαφωτιστική η χρήση του εμπορικού λογισμικού υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFX. Έγινε μια συστηματική αλλαγή παραμέτρων, όπως π.χ. η αλλαγή της θέσης του απορεύματος σχετικά με το στερεό τοίχωμα και την διεπιφάνεια, με σκοπό την διαπίστωση τάσεων διαμόρφωσης της ροής, υποστηρικτικά προς το πείραμα.

Από τις μετρήσεις και τον σχολιασμό των διαγραμμάτων των μεγεθών που μελετήθηκαν προέκυψαν χρήσιμα συμπεράσματα που βοηθούν να κατανοηθεί καλύτερα ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η ανάμειξη κοντά σε διεπιφάνειες και στερεά όρια παρουσία μεγάλων στροβιλωδών δομών. Ενδεικτικά αναφέρονται τα εξής:

- Βρέθηκε ότι η καλύτερη ανάμειξη, με τον χαμηλότερο δείκτη ανάμειξης  $I_{mix}$ , συμβαίνει όταν ο κύλινδρος είναι σε μικρή εγκάρσια απόσταση, της τάξης του  $0.8D$  από ένα στερεό όριο και μάλιστα όταν αυτό έχει και καμπυλότητα.
- Εκροή εναλλασσόμενων οργανωμένων δομών, όπως οι δίνες von Karman συντελείται όταν ο κύλινδρος είναι σε απόσταση μεγαλύτερη από  $0.8D$  είτε από την ελεύθερη επιφάνεια νερού - αέρα είτε από το στερεό όριο.
- Ο συντελεστής ανάμειξης  $I_{mix}$ , επηρεάζεται από τον αριθμό Reynolds του κυλίνδρου. Αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί σε χαμηλότερες τιμές του  $I_{mix}$  της ταχύτητας και της θερμοκρασίας. Αυξημένοι αριθμοί Reynolds οδηγούν σε ισχυρότερη τύρβη και γρηγορότερη αποδόμηση των δινών von Karman (σε τύρβη), άρα και σε ταχύτερες διαδικασίες ανάμειξης.
- Σε κύλινδρο με σταθερά σημεία αποκόλλησης, όπως ο τετραγωνικός κύλινδρος, φαίνεται ότι η επίδραση της διεπιφάνειας είναι λιγότερο σημαντική από ότι στον κυκλικό κύλινδρο που έχει μεταβλητά σημεία αποκόλλησης. Ιδιαίτερα ο αριθμός Strouhal εκροής δινών στον τετραγωνικό κύλινδρο, διατηρεί πολύ πιο σταθερές τιμές σε περιοχές κοντά στην διεπιφάνεια από ότι στις αντίστοιχες θέσεις με κυκλικό κύλινδρο.
- Το μήκος σχηματισμού δινών  $L_f$  αυξάνεται σε θέσεις κοντά σε στερεά όρια ή διεπιφάνεια σε σχέση με την παράλληλη ελεύθερη ροή. Πιο έντονο είναι αυτό το φαινόμενο κοντά στην διεπιφάνεια, η οποία επιτρέπει στην περαιτέρω επιμήκυνση των διατμητικών στρωμάτων επειδή η ταχύτητα εκεί δεν είναι μηδέν, όπως στα στερεά όρια με οριακό στρώμα. Τα αποτελέσματα αυτά συμβαδίζουν με τα αντίστοιχα υπολογιστικά. Αύξηση του αριθμού Reynolds, μικραίνει το μήκος σχηματισμού δινών  $L_f$ , εξ αιτίας της λέπτυνσης των αποκολλημένων διατμητικών στρωμάτων και της ευκολότερης αλληλεπίδρασης των στο κοντινό απόρρευμα.
- Ο μέσος χρόνος παραμονής,  $T_{clean}$ , ενός βαθμωτού μεγέθους όπως η θερμοκρασία ή η συγκέντρωση χρωστικής στο κοντινό απόρρευμα αυξάνει στην περιοχή στερεών ορίων ή διεπιφανειών, σε σχέση με την τιμή του για ελεύθερη παράλληλη ροή. Η αύξηση αυτή είναι πλέον εμφανής κοντά σε στερεό όριο απ' ότι σε διεπιφάνεια, επειδή το στερεό όριο έχει την δυνατότητα να εγκλωβίσει την συγκέντρωση του βαθμωτού μεγέθους.
- Συγκρίνοντας δυο διαφορετικούς τρόπους ανάμειξης, εκείνον με εισαγωγή του βαθμωτού μεγέθους μέσω ενός κυλίνδρου και μέσω μιας δέσμης, φαίνεται ότι ο πρώτος είναι ο πλέον αποδοτικός είτε σε ελεύθερη ροή είτε σε διεπιφάνεια,

- επειδή η επίτευξη της ανάμειξης γίνεται και με τις οργανωμένες δομές μεγάλου μεγέθους (δίνες von Karman) και με την δημιουργούμενη τύρβη.
- Η διασπορά  $b_{1/2}$  των εγκάρσιων κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας αυξάνει με την απόσταση κατάντι του κυλίνδρου και τα αποτελέσματα για την ελεύθερη ροή συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Οι διασπορές της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερες από εκείνες της ταχύτητας. Όσον αφορά τις περιπτώσεις κοντά σε στερεό όριο ή διεπιφάνεια, διαπιστώθηκε ότι το ήμισυ της διασποράς  $b_{1/2}/2$  (από την μία πλευρά) είναι μεγαλύτερο εκείνου για ελεύθερη παράλληλη ροή. Η διασπορά των κατανομών κοντά σε διεπιφάνεια υπερτερεί των δύο άλλων, αλλά ο ρυθμός μεταβολής με την απόσταση κατάντι είναι σχετικά μικρότερος.
  - Οι κλίμακες της ταχύτητας αυξάνουν κατάντι του κυλίνδρου με τον νόμο , όπως παρατηρήθηκε σε αντίστοιχα πειράματα με τύρβη από πλέγματα. Παρατηρήθηκε επίσης ότι οι κλίμακες της θερμοκρασίας είχαν τάση μείωσης κατάντι του κυλίνδρου σε αντίθεση με την παρατηρούμενη αύξηση για τύρβη από πλέγματα. Το φαινόμενο αυτό πιθανώς να σχετίζεται με την πρόωρη πτώση της θερμοκρασιακής τύρβης. Οι κλίμακες τύρβης είναι μεγαλύτερες κοντά στην διεπιφάνεια από ότι σε αντίστοιχες θέσεις σε ελεύθερη παράλληλη ροή. Αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί σε μείωση των κλιμάκων σε αντίστοιχες θέσεις, όπως έχει παρατηρηθεί και σε ροές τύπου δέσμης.



# 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ - ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

## 1.1. Εισαγωγή

### Τι είναι ανάμειξη;

Ο όρος ανάμειξη χρησιμοποιείται σε διαδικασίες οι οποίες τείνουν να μειώσουν ή τις κλίσεις στην συγκέντρωση, την πυκνότητα, την θερμοκρασία, την ορμή και άλλες ποσότητες σε κάποια ροή. Η ανάμειξη γενικότερα γίνεται με την βοήθεια κίνησης συνεκτικών δομών (π.χ. δίνες von Karman) και τύρβης. Για τα ρευστά η μετακίνηση δίνεται από τον συνδυασμό του παρακάτω μηχανισμού: μη αναμεμιγμένες ποσότητες υλικών αναμειγνύονται με την στρωτή και την τυρβώδη φάση και μαζί με δίνες και μοριακή διάχυση. Η ανακίνηση μιας χρωστικής σε ένα δοχείο με χρώμα είναι ένα παράδειγμα στρωτής ανάμειξης. Εκεί τα στρώματα της χρωστικής αδυνατίζουν, εξομαλύνονται, και διασπείρονται επιμηκυνόμενα από τη στρωτή μη αναμεμιγμένη ροή. Η ανακίνηση μιας ποσότητας γάλακτος σε μια κούπα καφέ είναι ένα παράδειγμα τυρβώδους ανάμειξης στην οποία οι μηχανισμοί της τυρβώδους ροής, της διάχυσης των δινών και τελικά της μοριακής διάχυσης επικρατούν. Αυτή είναι η βάση για όλες τις μορφές ανάμειξης στα ρευστά και στην μοριακή μηχανική.

Η ανάμειξη τελικά προέρχεται από τις εκτεταμένες κινήσεις οι οποίες δεν έχουν ομοιογένεια, και είναι εντελώς τυχαίες κατανομές. Αυτή η τυχαιότητα είναι εμφανής στην ανάμειξη στερεών ξηρών σωματιδίων και σε αιωρήσεις στερεών σωματιδίων σε ρευστά καθώς και στην μίξη δύο διαφορετικών υγρών. Όμως, σε ρευστά που αναδεύονται, ο τυχαίος χαρακτήρας στην ανάμειξη δεν μπορεί να γίνει διακριτός επειδή τα σωματίδια είναι μικρά μόρια, και συνεπώς ο αριθμός των σωματιδίων σε κάθε δείγμα είναι αρκετά μεγαλύτερος από ότι στην ανάμειξη η οποία περιλαμβάνει στερεά σωματίδια.

Για αναμίξιμα υγρά, η ποιότητα της ανάμειξης μπορεί να περιγραφεί από δύο χαρακτηριστικά: την κλίμακα και την ένταση. Στην τυρβώδη ανάμειξη, η κλίμακα αντιστοιχεί στο μέγεθος των δινών και μειώνεται από τον κατακερματισμό αυτών. Στην στρωτή ανάμειξη, η κλίμακα μειώνεται από το αραίωμα των στρωμάτων (οριακά ή μη), από εξομαλυντικές δυνάμεις, από την επιμήκυνση και την ασυνέχεια των στοιχείων του ρευστού. Η ένταση της ανάμειξης μπορεί να καθοριστεί από την τυπική απόκλιση. Όταν δύο ρευστά με διαφορετικές συνθέσεις ανακατευτούν, η διαφορά στις ιδιότητες ή στην εξάπλωση είναι μέγιστη. Η ένταση δεν μειώνεται μέχρι η κλίμακα της ανομοιομορφίας να γίνει μικρότερη από το μικρότερο μέγεθος ανομοιομορφιών ή μέχρι η μοριακή διάχυση να μειώσει την εξάπλωση των ιδιοτήτων των ρευστών.

### Εφαρμογές της ανάμειξης

Η λειτουργία της ανάμειξης δεν είναι μόνο να ομογενοποιηθούν οι αναμεμιγμένες ποσότητες κάθε φορά. Σε κάποιες περιπτώσεις, ένα σημαντικό κομμάτι της λειτουργίας της ανάμειξης είναι η κίνηση ή μεταφορά υλικών ή ο διασκορπισμός και η εναπόθεση τους πάνω σε επιφάνειες. Παραδείγματα τέτοιων διαδικασιών είναι η διάλυση, η διύλιση, η απορρόφηση αερίου και η κρυσταλλοποίηση. Σε τέτοιες περιπτώσεις, η κίνηση του ρευστού μειώνει το πάχος του υμένα που προβάλλει αντίσταση στην αποσάθρωση του, ή συμπιέζεται διαφορετικά, με δραστικές μειώσεις της κλίσης της συγκέντρωσης των γειτονικών σωματιδίων ή των επιφανειών των μεταφερόμενων στοιχείων σε ένα ρευστό. Η απόδοση από την αλληλεπίδραση διαδικασιών μεταφοράς μάζας χαρακτηρίζεται από τον συντελεστή μεταφοράς μάζας.

Σε μερικές διαδικασίες ανάμειξης περιλαμβάνονται μεταφορά συστατικών από την επιφάνεια ή τα όρια. Τέτοιο παράδειγμα είναι ο γαλβανισμός.



Μια πολύ κοινή και σημαντική διαδικασία ανάμειξης είναι η προσκόμιση διαφορετικών μοριακών ειδών μαζί που παρατηρείται στις χημικές αντιδράσεις. Τα συστατικά μπορεί να είναι α) αναμίξιμα υγρά β) μη αναμίξιμα υγρά γ) στερεά σωματίδια και υγρό δ) αέριο και υγρό ε) αέριο και στερεά σωματίδια στ) δύο αέρια.

Σε πολλές περιπτώσεις, θερμοκρασιακές διαφορές υπάρχουν μεταξύ υγρών, ανάμεσα σε επιφάνειες υγρών ή ανάμεσα σε αιωρούμενα σωματίδια και σε υγρά που βρίσκονται στην ίδια φάση. Ο ίδιος μηχανισμός που επιτελείται στην μεταφορά μάζας από την ελάττωση του πάχους του υμένα φαίνεται να κυριαρχεί και στην περίπτωση της μείωσης των θερμοκρασιακών κλίσεων. Αυτοί οι μηχανισμοί στα αναμίξιμα υγρά είναι η διάχυση των δινών και η μοριακή διάχυση. Επιπρόσθετα, συμβαίνει μεταφορά θερμότητας από ταλαντώσεις των μορίων και θερμική αγωγιμότητα. Αυτός ο μηχανισμός στον οποίο η μεταφορά θερμότητας λαμβάνει χώρα εκφράζεται από τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας.

Η αδράνεια του ρευστού ασκεί δύναμη αντίστασης όταν υπάρχει αλλαγή στην κατεύθυνση ή στην ταχύτητα της κίνησης. Οι ιξώδεις δυνάμεις ή οι δυνάμεις διάτμησης παρέχουν έναν άλλο τύπο αντίστασης στην κίνηση του ρευστού. Για ρευστά με χαμηλό ιξώδες, όπως το νερό, στα οποία η τύρβη είναι εύκολο να τα επηρεάσει, η αδράνεια που παρέχει το ρευστό είναι όχι μόνο σημαντική αντίσταση για να ανακατευτεί το υγρό αλλά και καλή μέθοδος το ρευστό να μεταδώσει την κίνηση του σε μέρη του δοχείου όπου είναι απόμακρα από τον αναδευτήρα ή από την εισερχόμενη δέσμη μέσα στο ρευστό. Για ιξώδη υλικά όπως τα πολυμερή ή τα πολυμερή διαλύματα, οι δυνάμεις διάτμησης δεν προκαλούν μόνο σημαντική αντίσταση στην κίνηση του αναδευτήρα, αλλά και μηχανισμό για την κίνηση ολόκληρου του ρευστού. Στην περίπτωση όπου εμπεριέχονται δύο φάσεις, όπως δύο μη αναμίξιμα υγρά, ή υγρά και αέρια, οι δυνάμεις αλληλεπίδρασης ίσως παρέχουν σημαντική αντίσταση στην κίνηση. Σε υψηλού μοριακού βάρους πολυμερή που έχουν ελαστικότητα υπάρχει επιπρόσθετα αντίσταση στην κίνηση. Οι δυνάμεις τριβής ανάμεσα σε στερεά σωματίδια παρέχουν αντίσταση στην κίνηση των σωματιδίων. Όταν υπάρχει διαφορά στο ειδικό βάρος ανάμεσα σε δύο μη αναμίξιμα υγρά, γίνονται σημαντικές οι δυνάμεις βαρύτητας και οι δυνάμεις άνωσης.

Η ύπαρξη της αδράνειας και των διατμητικών δυνάμεων όταν αναμειγνύεται ένα σύστημα δύο φάσεων είναι υπεύθυνες για την μείωση, τον διασκορπισμό και το μέγεθος των σωματιδίων και συνοδεύεται από την αύξηση της περιοχής αλληλεπίδρασης. Υψηλότερες ταχύτητες ρευστού αυξάνουν την αδράνεια και τις διατμητικές δυνάμεις. Αέριο που παραμένει σε υγρό, σωματίδια που έχουν συσσωρευτεί στην επιφάνεια ενός ρευστού μπορούν να αποσυνδεθούν από την αδράνεια και τις δυνάμεις διάτμησης. Για περιπτώσεις στις οποίες το αποτέλεσμα της λειτουργίας είναι η παραγωγή της διασκορπισμένης φάσης, όπως η λειτουργίες διασκορπισμού, θεωρούνται γενικά διαδικασίες ανάμειξης επειδή η διαδικασία που ακολουθείται είναι κοινή με την ανάμειξη.

Οι διαδικασίες ανάμειξης μπορούν να γίνουν σε δοχεία ή σωλήνες, ή και σε ελεύθερες ροές όπως στην ατμόσφαιρα, την θάλασσα κλπ. Στις διαδικασίες που γίνονται σε δοχεία, υπάρχει η κυκλοφορία ή η υποστηρικτική ροή που κινεί το ρευστό μέσα σε όλα τα μέρη του δοχείου ή τους θαλάμους. Στις διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα σε σωλήνες, η ροή είναι επικρατέστερη σε μία διεύθυνση, αλλά υπάρχει κάθετη ροή η οποία κινεί το ρευστό ακτινικά ή κάθετα στην αξονική ή την κατεύθυνση της ροής. Παραδείγματα δοχείων ανάδευσης είναι οι κυλινδρικές δεξαμενές όπου η ανάδευση γίνεται από περιστρεφόμενες τουρμπίνες ή προπέλες, από τζετ υγρού, ή από φουσαλίδες αερίου. Για την ανάμειξη χρησιμοποιούνται επίσης ελικοειδής λουρίδες. Σε άλλες περιπτώσεις, τα δοχεία περιστρέφονται και έτσι επιτυγχάνεται η ανάμειξη. Παράδειγμα ανάμειξης σε σωλήνα είναι οι ομοαξονικές δέσμες με τυρβώδη ροή στον σωλήνα κατά την διεύθυνση της ροής της δέσμης και τροποποιημένα με ελικοειδείς διαμορφώσεις στον αγωγό.



Στην μηχανική ρευστών ανάμειξη επίσης μπορεί να επιτευχθεί με την βοήθεια των στροβιλωδών κινήσεων που δημιουργούνται πίσω από μη αεροδυναμικά σώματα (bluff body), όπως οι μεγάλης κλίμακας κινήσεις στο νερό στο στροβιλώδες απόρρευμα "διδιάστατων" σωμάτων (κυλίνδρων)(π.χ. εκροή δινών von Karman) και σαν εκρέουσα στροβιλότητα στο απόρρευμα πτερυγίων τύπου Δέλτα (όπως πίσω από αεροσκάφη). Σε εργαστηριακή κλίμακα αυτές είναι ενδεδειγμένες και παραδεκτές τεχνικές δημιουργίας μεγάλων δινών.

Εφαρμογή των παραπάνω τεχνικών είναι η υποβοήθηση της ανάπτυξης θαλάσσιας τεχνολογίας στις ιχθυοκαλλιέργειες όπου τεχνητά αναδύεται και μεταφέρεται νερό από τον βυθό (πλούσιο σε θρεπτικά συστατικά) προς την σχετικά πτωχή επιφάνεια. Η αποδοτικότητα σχετίζεται με το τοπικό ροϊκό πεδίο, το χρόνο παραμονής, το ποσοστό ανάμειξης και σύστασης των υλικών για την ιχθυοκαλλιέργεια. Προσπάθεια να διερευνηθούν οι μηχανισμοί ανάμειξης που τίθενται σε αποδοτική λειτουργία πλησίον της επιφάνειας του νερού γίνεται στην παρούσα διδακτορική διατριβή.

Η σημασία της έρευνας επεκτείνεται και σε άλλους τομείς της θαλάσσιας τεχνολογίας όπως π.χ. στα μεγάλης διάρκειας απορεύματα πλοίων και υποβρυχίων (σημαντικά για τον εντοπισμό των από δορυφόρους ή για άλλους σκοπούς), στην αλληλεπίδραση απορευμάτων, ρευμάτων και κυμάτων από εξέδρες πετρελαίου (σημαντικά για την δυναμική των συμπεριφορά και αντοχή) στην ανάμειξη και διασπορά πετρελαιοκηλίδων, στρωματοποιημένων στιβάδων αλατότητας, όπως επίσης και στην πολύπλοκη αλληλεπίδραση νερού αέρα στο θαλάσσιο περιβάλλον.

## 1.2. Σκοπός της διδακτορικής διατριβής

Το αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής, εντάσσεται στην επιστημονική περιοχή της μηχανικής των ρευστών και αφορά την αλληλεπίδραση στροβιλωδών δομών και κινήσεων στην διεπιφάνεια υγρού - αέρα.

Βασικός στόχος της εργασίας αυτής είναι να μελετηθούν και να γίνουν κατανοητοί οι μηχανισμοί και οι συνθήκες της ανάμειξης κοντά στην διεπιφάνεια ρευστού (νερού - αέρα) εξ αιτίας μεγάλων στροβιλωδών κινήσεων του ρευστού, καθώς επίσης και η σύγκριση απορευμάτων που δημιουργούνται σε ελεύθερη παράλληλη ροή σε κανάλι νερού με εκείνα που δημιουργούνται κοντά σε ελεύθερη επιφάνεια νερού - αέρα και νερού - στερεού τοιχώματος.

Η μεθοδολογία που χρησιμοποιήθηκε ήταν πειραματική. Αρχικά έγιναν πειράματα σε αεροσήραγγα για να ερευνηθούν και να κατανοηθούν σε βάθος οι μηχανισμοί που μεταφέρουν και διαχέουν την συγκέντρωση υλικών σε απορεύματα κυλίνδρων υπό την παρουσία στερεού απαραμόρφωτου τοιχώματος. Μετρήθηκαν πεδία ταχυτήτων και θερμοκρασιών σε επιλεγμένες θέσεις.

Στην συνέχεια έγιναν πειράματα σε κανάλι νερού (water channel), με σκοπό την μελέτη και κατανόηση της ανάμειξης παρουσία μεγάλων στροβιλωδών δομών σε ελεύθερη επιφάνεια χωρίς κύματα. Τα πειραματικά δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν κατασκευάστηκαν λαμβάνοντας υπόψη τους πειραματικούς περιορισμούς (μέγεθος υδροσήραγγας και αεροσήραγγας). Επόμενο στάδιο ήταν η συστηματική - επιστημονική παρατήρηση που περιλαμβάνει σειρά μετρήσεων του πεδίου ταχυτήτων, θερμοκρασιών και συγκεντρώσεων σε επιλεγμένες θέσεις στο χώρο καθώς και οπτικοποίηση της ροής.

Η ανεμομετρία θερμού νήματος, (Hot Wire Anemometry, HWA), ήταν η κύρια τεχνική μέτρησης που υιοθετήθηκε για την απόκτηση των πειραματικών δεδομένων που αφορούσαν το ρευστό και το κυμαινόμενο πεδίο ταχύτητας και θερμοκρασίας σε αεροσήραγγα και υδροσήραγγα. Για την μέτρηση των συγκεντρώσεων χρησιμοποιήθηκε σύστημα οπτικών ινών.

Η οπτικοποίηση της ροής αποσκοπεί στην κατανόηση της φυσικής της ροής σε ένα ικανό εύρος χώρου και χρόνου καθώς και στην ποσοτικοποίηση σημαντικών

μεγεθών. Το παραπάνω χαρακτηριστικό έκανε δυνατή την ανάκτηση ποσοτικών πληροφοριών πάνω σε βασικά μεγέθη της ροής (συχνότητα απόσπασσης δινών Von Karman, αριθμός Strouhal, μήκος της περιοχής σχηματισμού δινών, ποσοστό ανάμειξης, μεταβατικά φαινόμενα στο απόρευμα) σε ελεύθερη ροή, σε ροή κοντά σε στερεό όριο και σε ροή κοντά σε διεπιφάνεια καθώς και των μεταβολών αυτών στις τρεις προαναφερθείσες περιπτώσεις ροής.

Ο συνδυασμός των παραπάνω μεθόδων περιγραφής έδωσε σημαντικές και αλληλοσχετιζόμενες πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά και την μεταβολή των μεγεθών που μελετούνται.

Επειδή δεν ήταν δυνατόν να παρατηρηθεί το πεδίο ταχυτήτων στο πολύ κοντινό απόρευμα λόγω αναστροφής της ροής, θεωρήθηκε διαφωτιστική η χρήση του εμπορικού λογισμικού υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFX. Έγινε μια συστηματική αλλαγή παραμέτρων, όπως π.χ. η αλλαγή της θέσης του απορευμάτος σχετικά με το στερεό τοίχωμα και την διεπιφάνεια, με σκοπό την διαπίστωση τάσεων διαμόρφωσης της ροής, υποστηρικτικά προς το πείραμα.

Όλα τα παραπάνω αποτελούν την καινοτομία της παρούσας διατριβής καθώς όπως φαίνεται και στο κεφάλαιο που παρουσιάζεται η μέχρι τώρα βιβλιογραφία δεν έχουν διεξαχθεί μελέτες που να εξετάζουν την ανάμειξη ορμής και θερμοκρασίας σε μέσο και μακρινό απόρευμα ειδικά σε πειραματικό επίπεδο.

Στο επόμενο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας γίνεται βιβλιογραφική ανασκόπηση ξεκινώντας με την θεωρία για την ροή γύρω από κυλίνδρους, την ροή κοντά σε διεπιφάνειες, και ακολουθεί παρουσίαση για τις γενικές αρχές της οπτικοποίησης των ρευστών.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη και ο εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε για την τέλεση των πειραμάτων.

Στο τέταρτο κεφάλαιο αναλύεται η διαδικασία των μετρήσεων (πειραματική μεθοδολογία) καθώς και η διαδικασία επεξεργασίας των αποτελεσμάτων στον ηλεκτρονικό υπολογιστή (υπολογιστική μεθοδολογία).

Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα πειράματα για τους τρεις αριθμούς Reynolds σε επιλεγμένες θέσεις που έγιναν στην αεροσήραγγα, δηλαδή την μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια.

Ακολουθεί το έκτο κεφάλαιο όπου παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα πειράματα για τους τρεις αριθμούς Reynolds σε επιλεγμένες θέσεις που διεξήχθησαν στην υδροσήραγγα, δηλαδή την μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνειες υγρού - αερίου.

Ακολουθεί το έβδομο κεφάλαιο που πραγματεύεται με την παρουσίαση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την οπτικοποίηση της ροής κατάντι των κυλίνδρων στην υδροσήραγγα.

Η υπολογιστική προσέγγιση του προβλήματος που μελετήθηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, εξετάζεται υπολογιστικά με την χρήση του εμπορικού πακέτου υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFX στο όγδοο κεφάλαιο της παρούσης διδακτορικής διατριβής.

Στο ένατο κεφάλαιο παρατίθενται τα συμπεράσματα που εξήχθησαν από την ανάλυση των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων.

Τέλος, στο δέκατο κεφάλαιο δίνονται οι προτάσεις για μελλοντική έρευνα.



## 2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Το ρευστομηχανικό φαινόμενο που μελετάται στην παρούσα διατριβή αφορά την αλληλεπίδραση του απορεύματος κυλίνδρου και διεπιφάνειας υγρού – αερίου. Η ροή γύρω από κύλινδρο έχει μελετηθεί από πολλούς επιστήμονες από τις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα. Πολλά ερωτήματα έχουν απαντηθεί μέσα από την έρευνα που έχει γίνει στο παρελθόν, αλλά και αρκετά σημεία ερευνώνται μέχρι σήμερα (π.χ. τρισδιάστατα φαινόμενα γύρω από κυλίνδρους). Το μεγαλύτερο μέρος της έρευνας αφορά πεδία ταχυτήτων και λιγότερο πεδίο συγκεντρώσεων.

Στην βιβλιογραφική ανασκόπηση που ακολουθεί παρουσιάζεται η γνώση που έχει αποκτηθεί από την έρευνα που έχει γίνει μέχρι σήμερα για ροή γύρω από κύλινδρο. Ακολουθεί ανασκόπηση της σχετικής με το θέμα διεθνούς βιβλιογραφίας, δηλαδή της αλληλεπίδρασης κυλίνδρου και διεπιφάνειας υγρού - αερίου. Αναφορές για ροή γύρω από σώματα με σταθερά σημεία αποκόλλησης, όπως κύλινδροι τετραγωνικής διατομής. Βασικές αρχές των οπτικών ινών. Τέλος γίνεται αναφορά σε θέματα που αφορούν την οπτικοποίηση της ροής και την ψηφιακή επεξεργασία εικόνας.



Εικόνα 2.1. Ροή γύρω από κύλινδρο

## 2.1 Ροή ρευστού γύρω από κυκλικό κύλινδρο [3]

### 2.1.1. Περιοχές 'διαταραγμένης' ροής

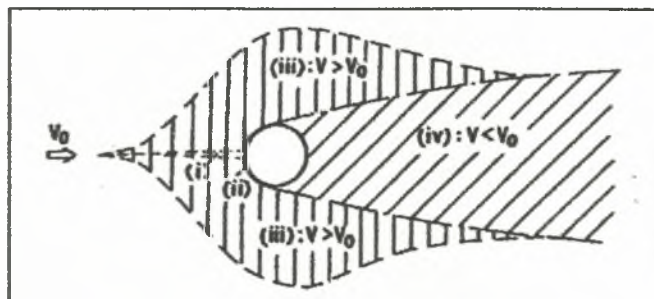
Όταν ένα ρευστό ρέει κατά μήκος (το ρευστό περιβάλλει ολόκληρο το σώμα) ενός σταθερού (στερεωμένο με κάποιο τρόπο ώστε να μην παρασύρεται από την κίνηση του ρευστού) σώματος ή αντίστοιχα όταν ένα σώμα κινείται μέσα σε ένα ηρεμούν ρευστό, μια περιοχή διαταραγμένης ροής σχηματίζεται σχεδόν πάντα γύρω από το σώμα. Η έκταση της περιοχής της διαταραγμένης ροής εξαρτάται από το σχήμα, τον προσανατολισμό και το μέγεθος του σώματος καθώς και της ταχύτητας και του ιξώδους του ρευστού και επηρεάζεται από μια μεγάλη ποικιλία μικρών διαταραχών. Μια από τις πιο σημαντικές παραμέτρους είναι ο αριθμός Reynolds της ροής.

Για αρκετά υψηλούς αριθμούς Re, συνήθως μια ευρεία και μη στρωτή αποκολλημένη ροή δημιουργείται από τα λεγόμενα μη αεροδυναμικά σώματα (bluff bodies). Αυτά τα σώματα μπορεί να έχουν οξείες ακμές στην περιφέρειά τους, όπως επίπεδες πλάκες, τριγωνικοί και ορθογωνικοί κύλινδροι ή μπορεί να έχουν στρογγυλεμένα άκρα όπως κυκλικοί και ελλειπτικοί κύλινδροι. Όταν οι κύλινδροι έχουν οξείες άκρες η αποκόλληση της ροής συμβαίνει στα δύο αυτά οξεία άκρα. Όταν όμως ο κύλινδρος είναι στρογγυλεμένος το σημείο αποκόλλησης μετατοπίζεται και προσαρμόζεται ανάλογα με τη δομή της ροής στην αποκολλημένη περιοχή.

Οι διαταραγμένες ροές γύρω από μη αεροδυναμικά σώματα (bluff bodies) παρουσιάζουν κάποιες ομοιότητες παρά τις διαφορές στο σχήμα και στο αν έχουν στρογγυλεμένα άκρα ή όχι. Το κοινό στοιχείο είναι η ανάπτυξη όμοιων δομών ροής στην περιοχή αποκόλλησης.

Η 'διαταραγμένη' ροή χαρακτηρίζεται από μεταβολή της τοπικής ταχύτητας με την διεύθυνση και τον χρόνο. Η τοπική χρονική - μέση ταχύτητα μπορεί να είναι μεγαλύτερη, ίση ή και μικρότερη της ταχύτητας του ελεύθερου ρεύματος. Το σχήμα (2.1) δείχνει την υποδιαίρεση του πεδίου ροής της διαταραγμένης ροής σε τέσσερις περιοχές:

- i) μια στενή περιοχή επιβράδυνσης (retarded) της ροής
- ii) δύο οριακά στρώματα προσκολλημένα στην επιφάνεια του κυλίνδρου
- iii) την πλευρική ροή
- iv) μια πλατιά περιοχή (που συνήθως σχηματίζεται πίσω από τον κύλινδρο) αποκολλημένης ροής που ονομάζεται ολκός ή απόρευμα (wake).



Σχήμα 2.1. Μέσες περιοχές πεδίου διαταραγμένης ροής [3]

Η περιοχή επιβράδυνσης (σχ. 2.1) έχει προσελκύσει λιγότερη έρευνα παρά τις μεγάλες διακυμάνσεις στην ταχύτητα που αυξάνουν σημαντικά, τοπικά την μεταφορά θερμότητας. Η ενυπάρχουσα ασταθής επιβραδυνόμενη ροή μπορεί να σχηματίζει τρισδιάστατες ασταθείς ροϊκές δομές στη διεύθυνση της ροής.

Τα οριακά στρώματα γύρω από τον κύλινδρο υπόκεινται σε μια ευνοϊκή ( $dP/dS < 0$ ) κλίση πίεσης ενώ ακολουθεί μια σχετικά μικρή περιοχή όπου συμβαίνει



αναστροφή της κλίσης πίεσης ( $dP/dS > 0$ ) πριν την αποκόλληση. Τα αποκολλημένα οριακά στρώματα συνεχίζουν να αναπτύσσονται στην κατεύθυνση του ρεύματος (downstream) ως ελεύθερα διατμητικά στρώματα και αρχίζουν να προσεγγίζουν την περιοχή του ολκού (wake).

Η έκταση της μετατοπισμένης ροής (iii) εξαρτάται από το σχήμα, τον αριθμό Reynolds και από τα τοιχώματα του καναλιού της υδροσήραγγας ή αεροσήραγγας (blockage effect).

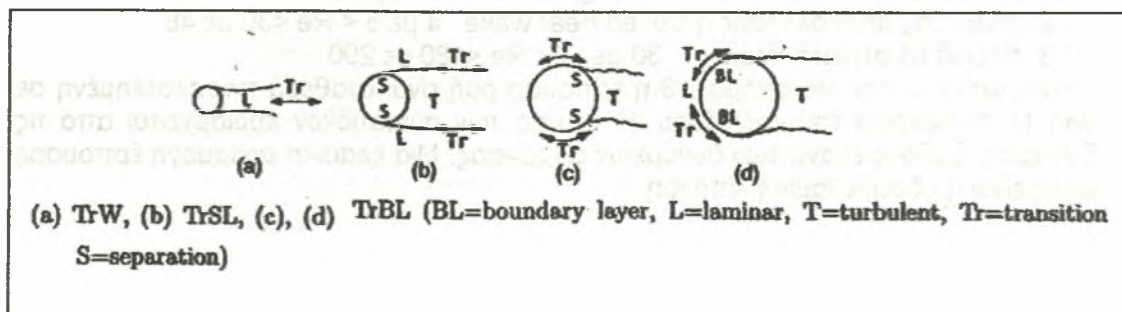
Η περισσότερη έρευνα για μη αεροδυναμικά σώματα έχει επικεντρωθεί στην περιοχή του ολκού. Μεγάλες δομές ροής σχηματίζονται κοντά στον ολκό και σταδιακά αποσβένονται καθώς απομακρυνόμαστε κατά μήκος του. Ο σχηματισμός και η απόσβεση των δομών της ροής στον ολκό εξαρτώνται από την κατάσταση της ροής η οποία μπορεί να είναι στρωτή, μεταβατική ή τυρβώδης.

### 2.1.2. Μετάβαση σε διαταραγμένες περιοχές

Ο Reynolds [73] ανακάλυψε ότι η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή σε ένα λείο σωλήνα εξαρτάται από την πυκνότητα του ρευστού, το ιξώδες του, την ταχύτητα  $V$  και την εσωτερική διάμετρο του σωλήνα  $d$ . Η αδιάστατη παράμετρος  $\rho V d / \mu$  καλείται αριθμός Reynolds και εκφράζει την αναλογία των δυνάμεων αδρανείας προς τις δυνάμεις ιξώδους. Η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη περιοχή λαμβάνει χώρα μέσα σε μια περιοχή αριθμών Reynolds. Ο μικρότερος και μεγαλύτερος αριθμός αυτής της μεταβατικής περιοχής καλούνται κρίσιμοι  $Re_{c1}$  και  $Re_{c2}$ .

Ο Rayleigh [74], [75] εφάρμοσε διαστατική ανάλυση και επέκτεινε τη χρήση του αριθμού Reynolds σε ροή γύρω από σφαίρες και κυλίνδρους. Η εξωτερική διάμετρος του κυλίνδρου ήταν το χαρακτηριστικό μήκος. Οι τιμές του αριθμού Reynolds ποικίλουν από μικρότερες της μονάδας μέχρι εκατό σε λεπτές ίνες σε υγρά, από μερικές εκατοντάδες σε χιλιάδες σε λεπτά σύρματα και καλώδια στον άνεμο και από μερικά εκατομμύρια σε καπνοδόχους μέχρι εκατοντάδες εκατομμύρια σε πύργους ψύξης και διαπλανητικούς πυραύλους.

Ένα χαρακτηριστικό γνώρισμα της ροής γύρω από όλα τα μη αεροδυναμικά σώματα αρχικά επισημάνθηκε από τον Dryden [76] και αργότερα μελετήθηκε περαιτέρω από τους Roshko και Fiszdon [77]. Αυτό ήταν η αλληλουχία σε μεταβατικές καταστάσεις σε διάφορες περιοχές της διαταραγμένης ροής. Στο σχήμα (2.2) φαίνεται η ανάπτυξη αυτών των μεταβατικών περιοχών με τον  $Re$  σε τρεις διαταραγμένες περιοχές: α) ολκός (TrW), β) διατμητικά στρώματα (shear layers) (TrSL) και γ) οριακά στρώματα (TrBL).



Σχήμα 2.2. Μετάβαση σε διαταραγμένες περιοχές [3]

Κάθε μετάβαση είναι ευαίσθητη σε μικρές διαταραχές διαφόρων ειδών. Αυτές οι διαταραχές μπορούν να ξεκινήσουν μετάβαση σε μικρότερους  $Re_c$  και κάποιες φορές να διαμορφώσουν τις δομές ροής που προκύπτουν. Αυτό σημαίνει ότι ο

αριθμός  $Re$  είναι 'βασικός' παράγοντας μόνο όταν η ροή γύρω από τον κύλινδρο είναι ελεύθερη διαταραχών.

Η πρώτη μετάβαση  $TrW$  που φαίνεται στο σχήμα 2.2(a) πραγματοποιήθηκε στον ολκό σε μια περιοχή  $Re$  μιας τάξης μεγέθους μικρότερης από ότι στα πειράματα σε σωλήνες και ανακαλύφθηκε από τον Roshko [78]. Η τύρβη αναπτύχθηκε και εξαπλώθηκε σε όλον τον ολκό, αλλά τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα κοντά στον ολκό παρέμειναν στρωτά.

Η δεύτερη μετάβαση  $TrSL$ , σχήμα 2.2(b) συνέβη στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Για πρώτη φορά το φαινόμενο παρατηρήθηκε από τον Linke [79] και εξετάστηκε σε λεπτομέρεια από τους Bloor [80] και Gerrard [81]. Η ζώνη μετάβασης μετακινήθηκε αυξανόμενου αριθμού  $Re$  κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων προς την αποκόλληση και επηρέασε το μήκος και πλάτος του ολκού.

Η τρίτη μετάβαση επεκτείνεται στα οριακά στρώματα σε αποκόλληση, σχήμα 2.2(c). Το  $TrBL$  ιστορικά ανακαλύφθηκε πρώτο και από τότε έχει μελετηθεί εκτεταμένα. Μια απότομη μείωση της οπισθέλκουσας ανακαλύφθηκε σε πειράματα που έγιναν σε σφαίρες σε νερό από τον Costanzi [82] και στον αέρα από τον Eiffel [83] περίπου σε  $Re = 120000$ . Wieselberger [84] και Prandtl [85] έδειξαν ότι η 'κρίση' στην οπισθέλκουσα σχετίζεται με την μετάβαση στα οριακά στρώματα σε αποκόλληση. Ο Taylor [86] ανακάλυψε μια δραστική αλλαγή στην κατανομή πίεσης γύρω από κυκλικό κύλινδρο για  $Re = 150000$  και απέδωσε αίτια όμοια με αυτά των σφαιρών. Μεταγενέστεροι ερευνητές σταδιακά αποκάλυψαν μια πολύπλοκη αλληλεπίδραση μεταξύ αποκόλλησης και μετάβασης που έχει σαν αποτέλεσμα διαφορετικές δομές ροής μέχρι που το οριακό στρώμα τελικά γίνεται πλήρως τυρβώδες πριν τη γραμμή αποκόλλησης.

Η μετάβαση στα οριακά στρώματα συνεχίζει να μετακινείται προς το σημείο ανακοπής με αυξανόμενο  $Re$  όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2(d). Στο επάνω τέλος (end) του  $TrBL$ , η μετάβαση φτάνει την περιοχή επιβράδυνσης της ροής και αυτό είναι το τέλος της τρίτης και τελικής μετάβασης επειδή όλες οι περιοχές της διαταραγμένης ροής είναι πλήρως τυρβώδεις.

Ανακεφαλαιώνοντας ίσως πρέπει να τονισθεί ότι οι στρωτές και πλήρως τυρβώδεις καταστάσεις της ροής σε κυκλικούς κυλίνδρους διαχωρίζονται από τρεις διακριτές μεταβατικές καταστάσεις που λαμβάνουν χώρα διαδοχικά σε διαφορετικές περιοχές διαταραχής.

### 2.1.3 Στρωτή ροή, $L$

Η στρωτή ροή μπορεί να υποδιαιρεθεί σε τρεις βασικές περιοχές ροής:

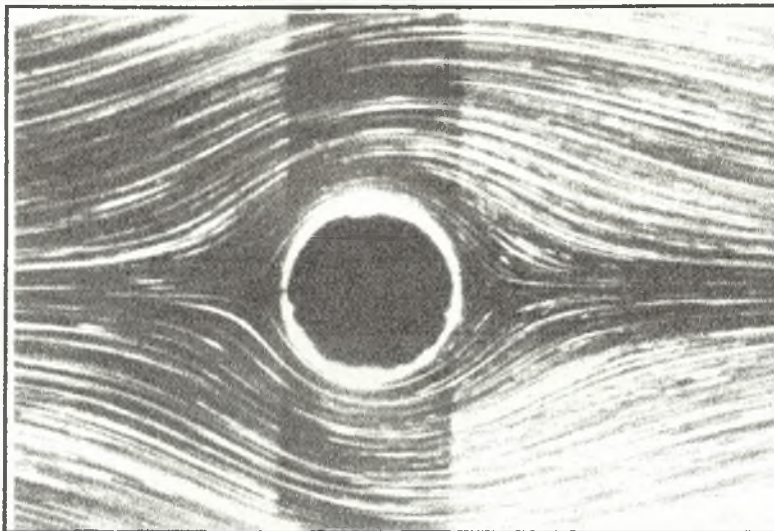
L1: έρπουσα ροή ή non-separation regime  $0 < Re < 4$  με 5

L2: σταθερής αποκόλλησης ή closed near wake  $4 \text{ με } 5 < Re < 30$  με 48

L3: περιοδική στρωτή περιοχή  $30 \text{ με } 48 < Re < 180$  με 200

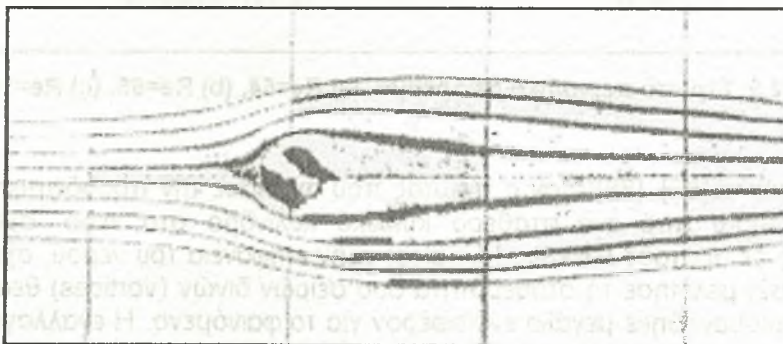
Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.3 η έρπουσα ροή είναι σταθερά προσκολλημένη σε όλη τη περιφέρεια του κυλίνδρου. Η κίνηση των σωματιδίων κυριαρχείται από τις δυνάμεις ιξώδους έναντι των δυνάμεων αδράνειας. Μια κλασική εφαρμογή έρπουσας ροής είναι η υδροδυναμική λίπανση.





Σχήμα 2.3. Έρπουσα ροή σε κύλινδρο,  $Re=1$  [3]

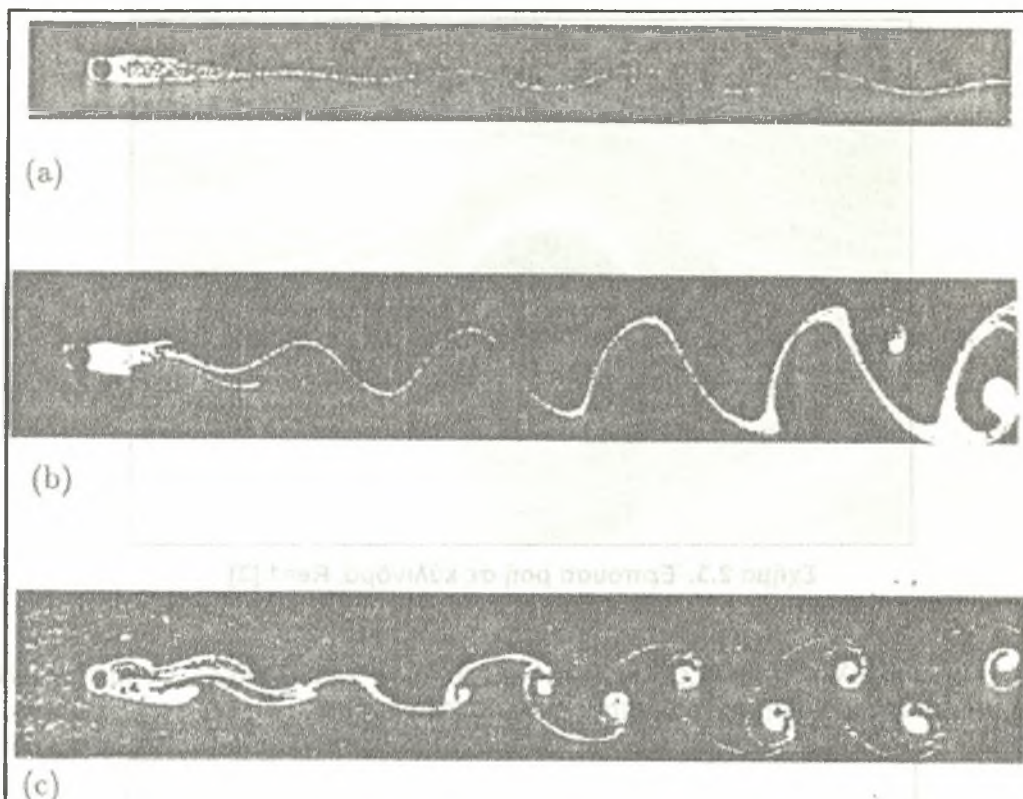
Η αποκόλληση αρχίζει για  $Re=4$  με 5 όπου ένα σταθερό συμμετρικό και διακριτό απόρρευμα σχηματίζεται όπως φαίνεται στο σχήμα (2.4).



Σχήμα 2.4. Σταθερό συμμετρικό και διακριτό απόρρευμα,  $Re=23$  [3]

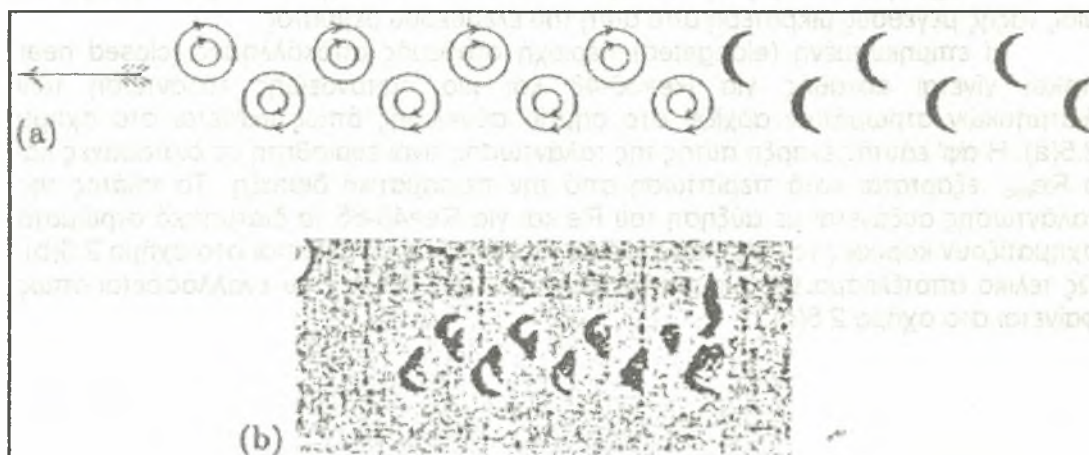
Η ταχύτητα κατά μήκος του άξονα του κοντινού απορρεύματος συνήθως είναι μιας τάξης μεγέθους μικρότερη από αυτή του ελεύθερου ρεύματος.

Η επιμηκυσμένη (elongated) περιοχή σταθερής αποκόλλησης (closed near wake) γίνεται ασταθής για  $Re>30-48$  και μια ημιτονοειδής ταλάντωση των διατμητικών στρωμάτων αρχίζει στο σημείο σύγκλισης όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(a). Η αφ' εαυτής έναρξη αυτής της ταλάντωσης είναι ευαίσθητη σε διαταραχές και ο  $Re_{osc}$  εξαρτάται κατά περίπτωση από την πειραματική διάταξη. Το πλάτος της ταλάντωσης αυξάνεται με αύξηση του  $Re$  και για  $Re>45-65$  τα διατμητικά στρώματα σχηματίζουν κορυφές (crests) και αυλάκια (troughs) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(b). Ως τελικό αποτέλεσμα έχουμε μια διάταξη στρωτών δινών που εναλλάσσεται όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5(c).



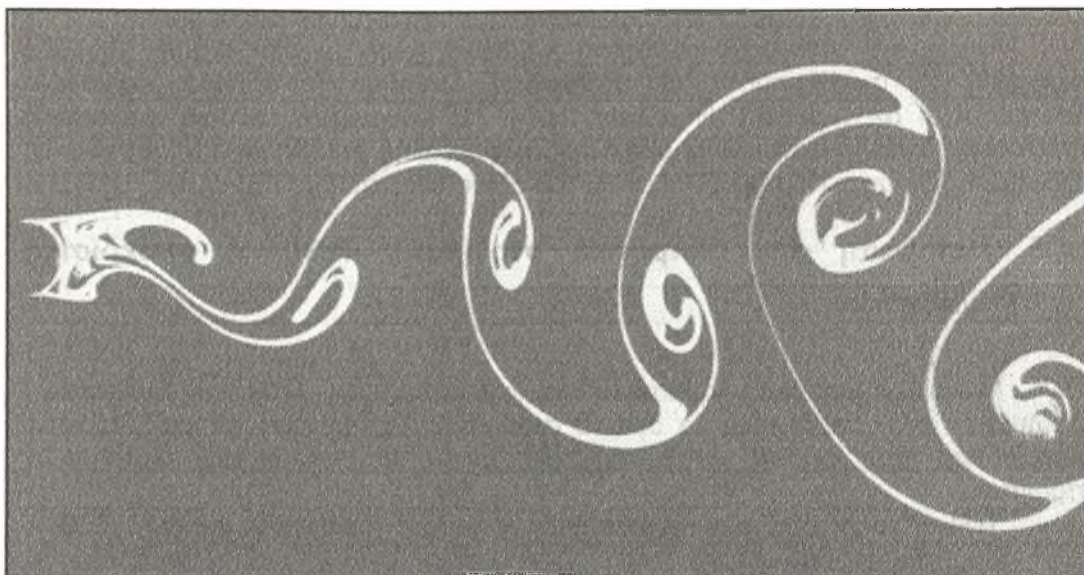
Σχήμα 2.5. Στρωτό περιοδικό απόρρευμα, (a)  $Re=54$ , (b)  $Re=65$ , (c)  $Re=102$  [3]

Ο Benard [87], [88] ήταν ο πρώτος που σχεδίασε την προοδευτική εναλλαγή των δινών πίσω από ένα σταθερό κυκλικό κύλινδρο στο νερό, σχήμα 2.6(a) βασιζόμενος σε ορατούς λάκκους (dimples) στην επιφάνεια του νερού, σχήμα 2.6(b). Ο Karman [89] μελέτησε τη σταθερότητα δυο σειρών δινών (vortices) θεωρητικά και από τότε δημιουργήθηκε μεγάλο ενδιαφέρον για το φαινόμενο. Η εναλλαγή αυτή των δινών στον στρωτό ολκό (laminar wake) ονομάζεται οδός Karman – Benard (Karman – Benard street). Οι δίνες αυτές αναπτύσσονται σταδιακά κατά μήκος του στρωτού ολκού όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.7. Το φαινόμενο αυτό είναι μια αστάθεια του στρωτού ολκού όπως υπέδειξε ο Kovasznay [90].



Σχήμα 2.6. Benard's test, (a) Σκίτσο περιοδικής εκπομπής δινών (b) Φωτογραφία των λάκκων (dimples) [3]





**Σχήμα 2.7. Δίνες von Karman πίσω από κυκλικό κύλινδρο,  $Re=140$ . [3]**

Οι Taneda [91], Morkovin [92] και Gerrard [93] πρότειναν μια υποδιαίρεση της περιοδικής στρωτής περιοχής (regime) σε δυο ξεχωριστές φάσεις: ταλαντούμενα ελεύθερα διατμητικά στρώματα χωρίς δίνες και ακολουθία Karman- Benard σχηματιζόμενη πίσω από την περιοχή σταθερής αποκόλλησης (closed near wake). Τα όρια μεταξύ αυτών των δύο φάσεων δεν έχουν προσδιοριστεί με ακρίβεια. Ο Wille [94], [95] θεώρησε το περιοδικό απόρρευμα ως μια αρχική σταθερή φάση της μετάβασης του σε τυρβώδες.

#### **2.1.4. Μετάβαση στην δομή του απορρεύματος, $TrW$**

Το στρωτό περιοδικό απόρρευμα σε υψηλότερους αριθμούς  $Re$  γίνεται ασταθές καθώς προχωρούμε κατά μήκος του ολκού όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8(a). Σταδιακά με την αύξηση του  $Re$  η δίνη γίνεται τυρβώδης κατά τη διάρκεια του σχηματισμού της, σχήμα 2.8(b).



**Σχήμα 2.8. Μετάβαση στον απόρρο, (a)  $Re=190$ , (b)  $Re=340$  [3]**

Η μετάβαση της κατάστασης της ροής στο απόρρευμα μπορεί να χωριστεί σε δυο περιοχές:

- $TrW1$ : μετάβαση στρωτών δινών στον ολκό,  $(180 - 200) < Re < (220 - 250)$
- $TrW2$ : μετάβαση ακανόνιστης δίνης κατά τη διάρκεια του σχηματισμού της,  $(220 - 250) < Re < (350 - 400)$

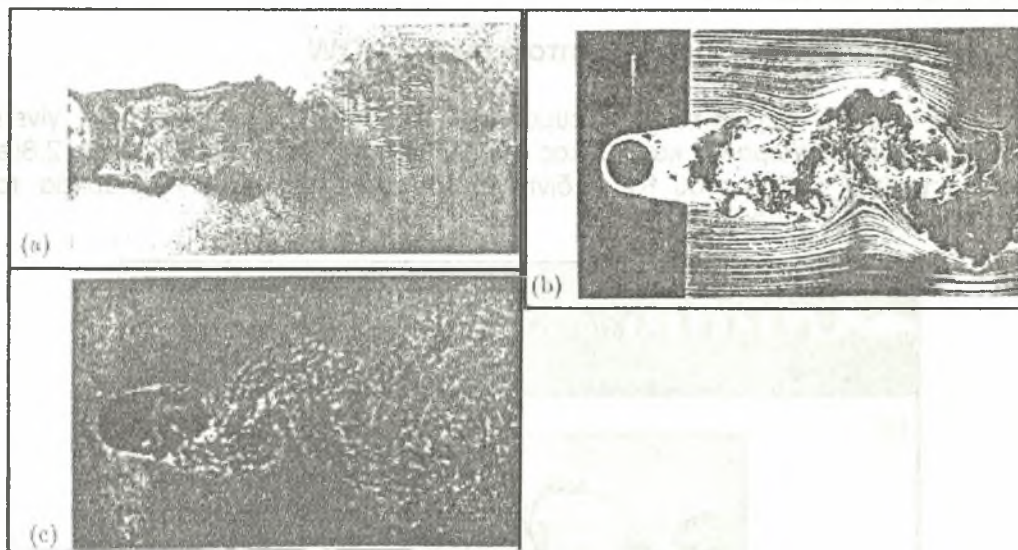
Ακόμη ένα σπουδαίο φαινόμενο λαμβάνει χώρα μεταξύ αυτών των δύο περιοχών. Ο σχηματισμός και απόσπαση δινών από στρωτά φαινόμενα μετατρέπονται σε τυρβώδη. Η αλλαγή αυτή στο μηχανισμό (φυσικό φαινόμενο) απόσπασης δινών αντανακλάται μέσω της διαφορετικής μεταβολής της συχνότητας απόσπασης δινών που εκφράζεται μέσω του αδιάστατου αριθμού Strouhal.

### 2.1.5. Μετάβαση στα διατμητικά στρώματα, TrSL, ή υποκρίσιμη κατάσταση

Η δεύτερη μετάβαση λαμβάνει χώρα κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων ενώ παράλληλα τα οριακά στρώματα παραμένουν πλήρως στρωτά. Διακρίνουμε τρεις φάσεις μετάβασης κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων :

- TrSL1: ανάπτυξη των μεταβατικών κυμάτων (transition waves),  $(350 - 400) < Re < (1000 - 2000)$
- TrSL2: σχηματισμός των μεταβατικών δινών,  $(1000 - 2000) < Re < (20000 - 40000)$
- TrSL3: 'ξέσπασμα' σε τύρβη,  $(20000 - 40000) < Re < (100000 - 200000)$

Τα μεταβατικά κύματα στην αρχή εμφανίζονται ως κυματισμοί των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων σχήμα 2.9(a). Καθώς αυξάνεται ο Re τα μεταβατικά κύματα μετατρέπονται πρώτα σε ξεχωριστές δίνες κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων πριν γίνουν τυρβώδη και μετά συσσωρευτούν σε εναλλασσόμενες δίνες, σχήμα 2.9(b). Τελικά έχουμε απότομη αλλαγή σε τύρβη που συμβαίνει στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα κοντά στην πλευρά του κυλίνδρου και ο σχηματισμός δινών λαμβάνει χώρα πολύ κοντά στο πίσω μέρος του κυλίνδρου, σχήμα 2.9(c).



Σχήμα 2.9. Μετάβαση στα διατμητικά στρώματα, (a)  $Re=2000$ , (b)  $Re=8000$ , (c)  $Re=110000$  [3]

### 2.1.6. Μετάβαση στα οριακά στρώματα, TrBL, ή κρίσιμη κατάσταση

Ο Wieselberger [96] χρησιμοποίησε τους όρους υποκρίσιμος (subcritical) και υπερκρίσιμος (supercritical) για να περιγράψει τις καταστάσεις της ροής 'κάτω' και 'πάνω' από την 'κρίση' στην οπισθέλκουσα. Υπάρχουν διακριτές περιοχές που



προηγούνται και έπονται του ελαχίστου συντελεστή οπισθέλκουσας (της περιοχής όπου συμβαίνει αυτό το φαινόμενο). Έχουν προταθεί οι παρακάτω περιοχές:

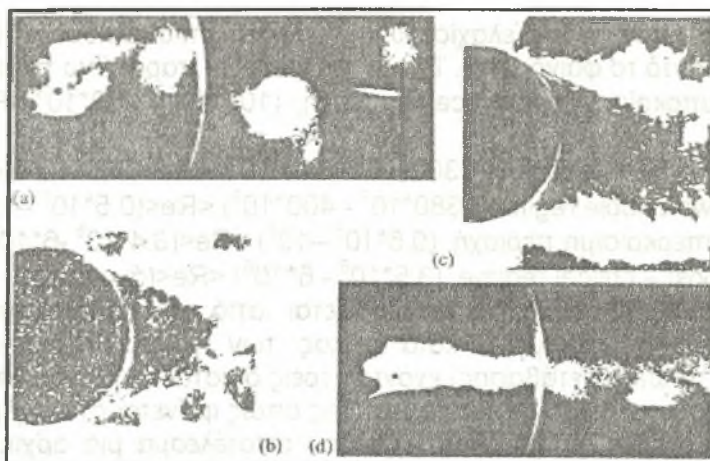
- TrBL0: υποκρίσιμη (precritical) περιοχή,  $(100 \cdot 10^3 - 200 \cdot 10^3) < Re < (300 \cdot 10^3 - 340 \cdot 10^3)$
- TrBL1: one bubble regime,  $(300 \cdot 10^3 - 340 \cdot 10^3) < Re < (380 \cdot 10^3 - 400 \cdot 10^3)$
- TrBL2: two bubble regime,  $(380 \cdot 10^3 - 400 \cdot 10^3) < Re < (0.5 \cdot 10^6 - 10^6)$
- TrBL3: υπερκρίσιμη περιοχή,  $(0.5 \cdot 10^6 - 10^6) < Re < (3.4 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6)$
- TrBL4: post – critical regime,  $(3.5 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6) < Re < (\text{άγνωστο})$

Η υποκρίσιμη περιοχή χαρακτηρίζεται από την πρώτη μετάβαση στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα κατά μήκος των γραμμών αποκόλλησης. Το φαινόμενο (της πρώτης μετάβασης) έχοντας τρεις διαστάσεις διαταράσσει το κοντινό απόρρευμα και καθυστερεί το σχηματισμό δίνης όπως φαίνεται στο σχήμα 2.10 (a) σε αντίθεση με το σχήμα 2.9 (b). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μια αρχική μείωση του συντελεστή οπισθέλκουσας ενώ παράλληλα η απόσπασση της δίνης παραμένει 'κυρίαρχη', σχήμα 2.10 (a).

Η υποκρίσιμη περιοχή TrBL0 τελειώνει απότομα σε συγκεκριμένο αριθμό Re με μια ασυνεχή μείωση του συντελεστή οπισθέλκουσας και με ένα 'άλμα' στη συχνότητα απόσπασσης δινών. Ο Eisner(1925) παρατήρησε την ασύμμετρη κατανομή πίεσης. Ο Bearman(1969) παρατήρησε ότι στη μια πλευρά του κυλίνδρου τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα υπόκειντο σε επαρκή μετάβαση ώστε να μπορούν να επανακολληθούν στην επιφάνεια του κυλίνδρου. Η στενή, λεπτή αποκολλημένη περιοχή ονομάστηκε φυσαλίδα αποκόλλησης (separation bubble). Η επικείμενη τυρβώδης αποκόλληση καθυστερεί στο TrBL1 όπως φαίνεται στο σχήμα 2.10 (b).

Η ασύμμετρη περιοχή μίας φυσαλίδας TrBL1, τερματίζει σε υψηλότερους αριθμούς Re με μία ακόμη ασυνεχή πτώση στην οπισθέλκουσα κι ένα άλμα στη συχνότητα απόσπασσης δινών όταν ακόμη μια δεύτερη φυσαλίδα σχηματίζεται στην άλλη πλευρά του κυλίνδρου, σχήμα 2.10(c). Η συμμετρική περιοχή των δυο φυσαλίδων, TrBL2 αναπαριστά ένα πολύπλοκο συνδυασμό στρωτής αποκόλλησης, μετάβασης, επανακόλλησης και τυρβώδους αποκόλλησης των οριακών στρωμάτων και στις δυο πλευρές του κυλίνδρου. Και οι δυο περιοχές TrBL1 και TrBL2 είναι ευαίσθητες σε τυχούσες διαταραχές και μπορούν να εξαλειφθούν από μια επαρκώς τραχεία επιφάνεια ή ένα τυρβώδες ελεύθερο ρεύμα.

Περαιτέρω αύξηση του αριθμού Re προκαλεί μετάβαση της βασικής στρωτής γραμμής αποκόλλησης με άτακτο τρόπο. Αυτό οδηγεί σε διάσπαση των φυσαλίδων αποκόλλησης (separation bubbles), κατά μήκος του αναπτύγματος του κυλίνδρου. Οι άτακτα αποσπασμένες γραμμές αποκόλλησης εμποδίζουν την περιοδική απόσπασση των δινών όπως φαίνεται στο σχήμα 2.10 (d). Αυτό το τελευταίο είναι το χαρακτηριστικό γνώρισμα της υπερκρίσιμης περιοχής TrBL3. Μέχρι το 1961 υπήρχε η πεποίθηση ότι αυτή ήταν και η «έσχατη» κατάσταση της ροής και για υψηλότερους Re.



**Σχήμα 2.10. Μετάβαση στα οριακά στρώματα, (a) TrBL0, (b) TrBL1 (c) TrBL2 (d) TrBL3 [3]**

Ο Roshko [97] ανακάλυψε ότι η περιοδική έγχυση δινών στο πεδίο ροής ξαναεμφανίζεται σε υψηλότερους αριθμούς  $Re$  όταν τα οριακά στρώματα είναι τυρβώδη πριν την αποκόλληση κατά μήκος του αναπτύγματος. Η ονομασία αυτής της περιοχής αποδόθηκε ως υπερκρίσιμη (supercritical) από τον Farell [98] ενώ μέχρι τότε είχαν δοθεί πολλές ονομασίες που δεν ευδοκίμησαν.

Ο Pearcey [99] πρότεινε τον όρο postcritical που χρησιμοποιείται για την περιοχή TrBL4. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται από μετάβαση στα οριακά στρώματα που βρίσκεται κάπου μεταξύ των γραμμών αποκόλλησης και γραμμών ανακοπής (stagnation lines). Καθώς ο αριθμός  $Re$  αυξάνεται η μεταβατική περιοχή μετακινείται ασυμπτωτικά προς τη γραμμή ανακοπής (stagnation line) και επομένως η τιμή του  $Re$  για το τέλος της περιοχής TrBL4 είναι δύσκολο να προσδιοριστεί.

### 2.1.7. Πλήρως τυρβώδης κατάσταση της ροής, T

Τέτοια κατάσταση ροής υπάρχει όταν όλες οι διαταραγμένες περιοχές της ροής γύρω από τον κύλινδρο είναι τυρβώδεις. Δεν είναι γνωστό μέχρι σήμερα για ποια τιμή του αριθμού  $Re$  αρχίζει η κατάσταση T. Το τέλος αυτής της κατάστασης θεωρητικά είναι για  $Re \rightarrow \infty$  και αυτό μπορεί να θεωρηθεί ως η «εσχάτη» κατάσταση της ροής. Η ροή πίσω από τον κύλινδρο στην κατάσταση αυτή καθώς και η οπισθέλκουσα και η συχνότητα διάχυσης δινών υποτίθενται σταθερές με την προϋπόθεση ότι οι παράγοντες που επιδρούν στη ροή διατηρούνται μικροί. Όμως αυτό είναι δύσκολο γιατί σε υψηλούς αριθμούς  $Re$  έχουμε φαινόμενα συμπίεστικότητας στον αέρα και δημιουργία κοιλοτήτων (cavities) στο νερό τα οποία φαινόμενα γίνονται οι κυρίαρχες παράμετροι της ροής.

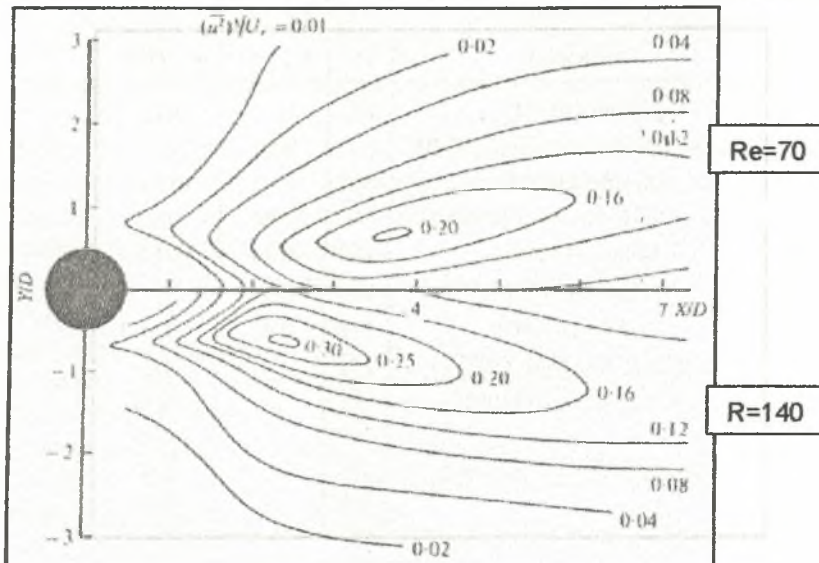
### 2.1.8. Ένταση των δινών

Η απόκλιση της έντασης των διακυμάνσεων ταχύτητας κατά μήκος του ολκού αντικατοπτρίζει την απόσταση και ένταση των δινών που περνούν από αυτόν. Ο Kovasznay [90] βρήκε ότι για  $Re=56$  η μέγιστη ταχύτητα ήταν  $7D$  πίσω από τον κύλινδρο. Το σχήμα 2.11 δείχνει ισουψείς  $U/U_0$  για  $Re=70$  και  $120$ . Η θέση της μέγιστης  $U/U_0$  μετατοπίζεται από  $X/D=3.8$  για  $Re=70$  σε  $X/D=2.4$  για  $Re=120$ .

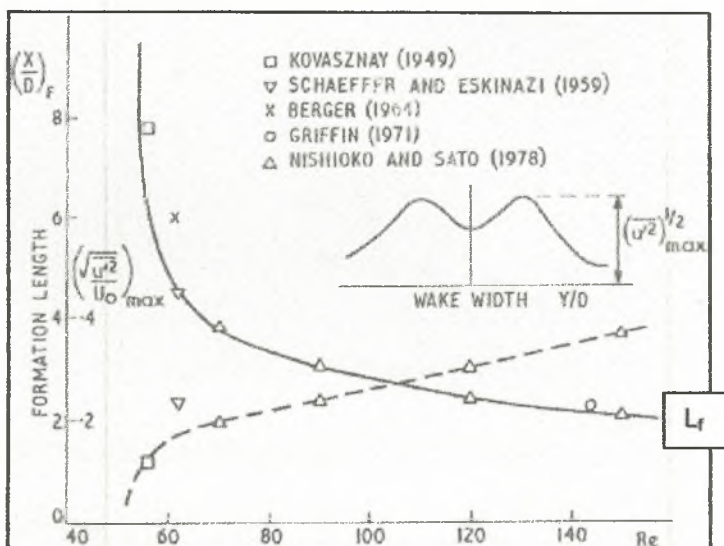
Ο σχηματισμός δίνης ολοκληρώνεται όταν επιτυγχάνεται μια μέγιστη συγκέντρωση στροβιλότητας. Η απόσταση του σημείου όπου αυτό επιτυγχάνεται



από τον κύλινδρο ονομάζεται μήκος περιοχής σχηματισμού δίνης  $L_f$ . Πέρα από το  $L_f$  η ιξώδης σκέδαση και διάχυση μειώνουν την ένταση των δινών. Το σχήμα 2.12 δείχνει μια συλλογή από  $L_f$  και  $(\sqrt{u'^2})_{\max}$  για στρωτά περιοδικά απορρεύματα. Σχεδόν μια εκθετική μείωση του  $L_f$  συνοδεύεται από αύξηση στο  $(\sqrt{u'^2})_{\max}$  για αυξανόμενους αριθμούς Re.



Σχήμα 2.11. Μεταβολή ταχύτητας στον απόρου για Re= 70 & Re= 140 [3]



Σχήμα 2.12.  $L_f$  και  $(\sqrt{u'^2})_{\max}$  για στρωτά περιοδικά απορρεύματα [3]

Η πραγματική ένταση δίνης  $K$  (ο όρος χρησιμοποιείται αντί για τον όρο κυκλοφορία - circulation) δεν μπορεί να μετρηθεί απευθείας αλλά εκτιμάται από τα μετρημένα προφίλ ταχυτήτων στην δίνη. Η αδιάστατη ένταση της δίνης μπορεί να παρουσιαστεί με δύο μορφές:

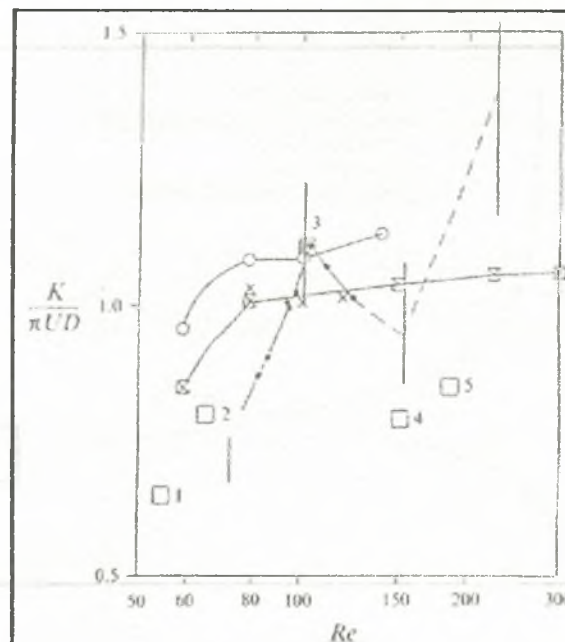
- $Kf/V_s^2$  = πραγματική ένταση δίνης/2 \*ολική παραγόμενη στροβιλότητα όπου  $V_s$  είναι η εξωτερική ταχύτητα στο οριακό στρώμα κατά την αποκόλληση &
- $K/\pi UD$  = πραγματική ένταση δίνης/ ένταση ισοδύναμης δίνης

Όπου η ισοδύναμη δίνη επάγει ταχύτητα  $U$  σε απόσταση  $D/2$  από το κέντρο της.

Ο Heisenberg [100] έθεσε ως ανώτερη τιμή για τον λόγο  $Kf/V_s^2$  το 0.5. Οι Fage και Johansen [101] βρήκαν μικρότερες τιμές για το λόγο σε τυρβώδη απορρεύματα. Η τιμή του λόγου  $K/\pi UD$  μπορεί να είναι μικρότερη ή και μεγαλύτερη της μονάδας. Στον πίνακα 2.1 φαίνονται κατάλληλες εκτιμήσεις ενώ στο σχήμα 2.13 φαίνεται η μεταβολή του  $K/\pi VD$  με τον  $Re$  για το στρωτό περιοδικό απόρρευμα.

Author(s)	$Re$	$Kf/V_s^2$	$K/\pi VD$
Thom (1933J)	100	—	1.15
Birkhoff & Zarantonello (1957B)	—	0.40	—
Timme (1957J)	200	—	0.78
Schneller & Eskinazi (1959J)	62	0.34	0.80
Berger (1964Ja)	150	0.39	(0.81)
Koopman (1967J)	200	0.32	—
Griffin (1974P)	144	0.45	1.1–1.3
Griffin & Ramberg (1975J)	144	—	0.81
Green & Gerrard (1991J)	80	—	0.86
	100	—	1.15
Green & Gerrard (1993J)	150	—	1.05
	300	—	1.03

Πίνακας 2.1. Ένταση δίνης [3]



Σχήμα 2.13. Μεταβολή του  $K/\pi UD$  με τον  $Re$  για το στρωτό περιοδικό απόρρευμα [3]

### 2.1.9. Διάταξη των δινών στο απόρρευμα

Ο von Karman [89] εξήγαγε το πρώτο θεωρητικό μοντέλο θεωρώντας σταθερότητα των εναλλασσόμενων δινών σε δυο παράλληλες σειρές. Βρήκε αναλυτικά ότι για μια σταθερή διεύθυνση η χωρική αναλογία είναι  $b/a = 0.359$  ή



0.281 (σχήμα 2.14), όπου  $b$  είναι το πλάτος μεταξύ των δυο σειρών και  $a$  είναι η απόσταση μεταξύ δύο γειτονικών δινών της ίδιας σειράς.

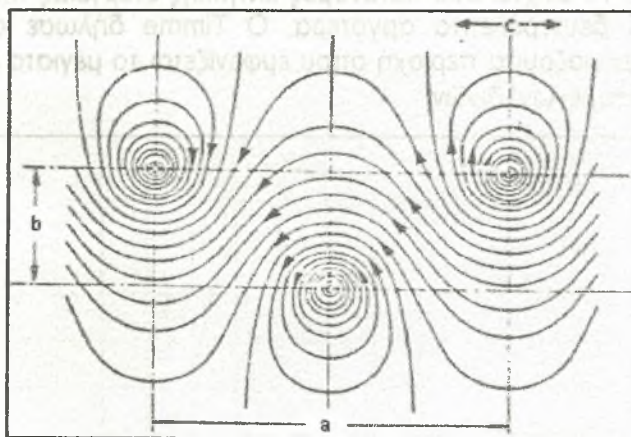
Ο Benard βρήκε ότι η θεωρία του Karman δεν ευσταθούσε για όλες τις περιπτώσεις. Μέτρησε το λόγο  $b/a$  σε τρία ξεχωριστά πειράματα και πήρε τις ακόλουθες τιμές κατά μήκος του απορεύματος:  $0.09 < b/a < 0.21$ ,  $0.17 < b/a < 0.41$  και  $0.38 < b/a < 0.49$ . Οι Fage και Johansen [101] βρήκαν παρόμοιες 'ανωμαλίες' στις τιμές σε τυρβώδη ακολουθία δινών καθώς και ο Johansen παρατήρησε το ίδιο όταν ένα μεγάλο εμπόδιο ήταν παρόν στο πείραμα. Το χαρακτηριστικό γνώρισμα των στρωτών (laminar wakes) οδών Karman - Benard είναι η πολύ μικρή μεταβολή της απόστασης  $a$  κατά μήκος της οδού συγκριτικά με το πλάτος  $b$ . Αυτό συνεπάγεται ότι η παρατηρούμενη αύξηση του λόγου  $b/a$  οφείλεται κυρίως σε αύξηση του  $b$ . Υπάρχουν τρία στάδια στην ανάπτυξη της οδού κατά μήκος του ολκού:

A) αμέσως μετά τον κύλινδρο η οδός είναι στενή

B) ακολουθεί μια βίαιη διαπλάτυνση

Γ) μακριά στο απόρευμα οι πυρήνες των δινών επικαλύπτονται και η διαπλάτυνση μειώνεται.

Το 'στένεμα' αυτό προκαλείται από τις δίνες που 'λείπουν' μπροστά από τον κύλινδρο οι οποίες έχουν να αντισταθμίσουν την εγκάρσια ταχύτητα που προκαλείται από τις δίνες που βρίσκονται πίσω από τον κύλινδρο. Η βίαιη διαπλάτυνση προκαλείται από το αμοιβαίο εκτόπισμα δυνατών δινών η οποία μειώνεται καθώς οι δίνες εξασθενούν λόγω ιξώδους διάχυσης (viscous diffusion) και σκέδασης (dissipation) κατά μήκος του απορεύματος.



Σχήμα 2.14. Οδός von Karman [4]

### 2.1.10. Μετάβαση στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα

Το απόρευμα (κοντά στον κύλινδρο) στην κατάσταση TrSL περιβάλλεται αρχικά από στρωτά ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Αυτά στη συνέχεια γίνονται τυρβώδη και τελικά μετατρέπονται σε τυρβώδεις δίνες (turbulent eddies). Η μετάβαση σε τύρβη στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα αναπτύσσεται μέσω τριών διακριτών φάσεων καθώς ο αριθμός  $Re$  αυξάνεται:

TrSL1: Κύματα μετάβασης (transition waves) εμφανίζονται κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων και σταθεροποιούν το απόρευμα (κοντά στον κύλινδρο)

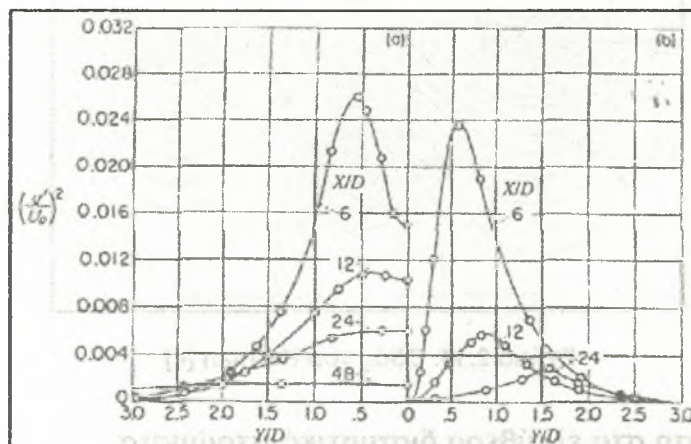
TrSL2: Δίνες μετάβασης σχηματίζονται σαν μια αλυσίδα κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων και προηγούνται της μετάβασης σε τύρβη. Υπάρχει μια προοδευτική κίνηση της μετάβασης προς τα σημεία αποκόλλησης αυξανόμενου του αριθμού  $Re$ .

TrSL3: Παρατηρείται μια άμεση μετάβαση σε τύρβη κοντά στον κύλινδρο συνοδευόμενη από μικρό (σε μήκος) απόρευμα (near wake). Ο σχηματισμός δινών κοντά στον κύλινδρο αυξάνει το  $C_D$  και το  $C_L$  συγκριτικά με τις δύο άλλες περιοχές.

### 2.1.10.1. TrSL1

Ο Tyler [102] παρέθεσε πειραματικά στοιχεία που αποδείκνυαν ότι τυρβώδεις δίνες σχηματίζονταν τακτικά, διασκορπιζόταν περιοδικά και γρήγορα κατακερματιζόταν κατά μήκος του απορεύματος. Ενίσχυσε σήματα θερμαινόμενου σύρματος (Hot wire signals) και τα έκανε ακουστικά χρησιμοποιώντας ένα μεγάφωνο. Ανακάλυψε ότι ένα μέγιστο ηχητικό σήμα  $S_{max}$  παραγότανε όταν η απόσταση μεταξύ των δύο θερμαινόμενων συρμάτων συνέπιπτε με την απόσταση δύο διαδοχικών δινών της ίδιας σειράς. Ο ακουστικός ήχος μειωνόταν καθώς αυξάνεται ο αριθμός  $Re$  σε μια περιοχή  $500 < Re < 1160$ . Η ένταση του ήχου μειωνόταν γρήγορα καθώς τα θερμαινόμενα σύρματα μετατοπιζόταν κατά μήκος του απορεύματος. Για παράδειγμα για  $Re=560$ ,  $S=1/3 S_{max}$  για  $X/D=14$  ενώ για  $Re=1160$ ,  $S=1/4 S_{max}$  για  $X/D=9$ . Αυτό απέδειξε ότι η δύναμη των τυρβωδών δινών μειωνόταν γρήγορα κατά μήκος του απορεύματος.

Ο Timme [103] παρατήρησε άλλο ένα χαρακτηριστικό γνώρισμα των τυρβωδών δινών. Υπολόγισε προφίλ ταχυτήτων κατά μήκος των τυρβωδών δινών από τις γραμμές ροής που σχημάτιζαν σωματίδια αλουμινίου στην επιφάνεια του νερού. Το σχήμα 2.15 δείχνει δύο κατανομές κινητικής ενέργειας της ίδιας δίνης: α) αρχικά και β) 1.5 δευτερόλεπτα αργότερα. Ο Timme δήλωσε ότι η ανάπτυξη 'ανωμαλιών' στη γειτνιάζουσα περιοχή όπου εμφανίζεται το μέγιστο είναι ένα τυπικό γνώρισμα 'εξασθενουμένων' δινών.

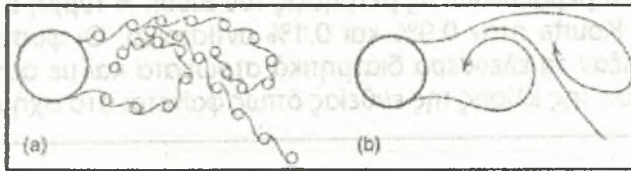


Σχήμα 2.15. Κατανομές κινητικής ενέργειας στον απόρρο για  $X/D=6, 12, 24$  &  $48$ : (a)  $Re=150$ , (b)  $Re=500$  [3]

### 2.1.10.2. TrSL2

Ο Couregelongue [104] διεξήγαγε πειράματα στον ποταμό Leyre (Gironde). Σφήνωσε κυλίνδρους στον αμμώδη βυθό και οι ακτίνες του ήλιου διαθλώμενες μέσω της επιφάνειας του νερού, παρήγαγαν 'σκιές' δύο 'αλυσίδων' μικρών δινών συνδεδεμένων μεταξύ τους κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων όπως φαίνεται στο σχήμα 2.16.

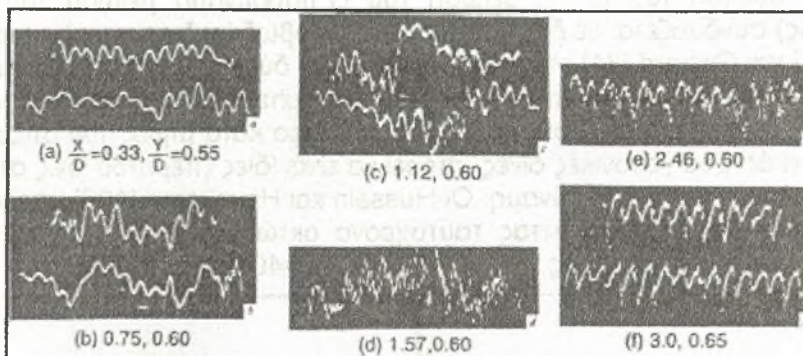




Σχήμα 2.16. Μετάβαση δινών στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα [3]

Στο σχήμα 2.16 φαίνονται οι μικρές δίνες της κάτω αλυσίδας που αρχίζουν να κινούνται αντίθετα και να κλίνουν προς τον κύλινδρο ενώ οι δίνες της πάνω αλυσίδας τις προσπερνούν πριν αρχίσουν να κάνουν την ίδια κίνηση. Ο Couregelongue υπολόγισε τον αριθμό Strouhal ίσο με 0.2 για αριθμό  $Re=25000$  και μέτρησε 30 μεταβατικές δίνες κατά μήκος του ελεύθερου διατμητικού στρώματος. Σημείωσε ότι ο μικρότερος αριθμός  $Re$  στον οποίο οι μεταβατικές δίνες μπορούν να παρατηρηθούν είναι  $Re=1250$ . Σε αυτόν τον αριθμό έχουμε έναρξη της περιοχής TrSL2.

Ο Bloor [80] εντόπισε μεταβατικές δίνες κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων χρησιμοποιώντας ένα hot wire probe. Στο σχήμα 2.17 φαίνονται σήματα hot wire κατά μήκος του ελεύθερου διατμητικού στρώματος για  $Re=5200$ . Στο σχήμα 2.17 (b,c) φαίνονται οι χαμηλών συχνοτήτων αντικανονικότητες. "Ξεσπάσματα" κυμάτων σε μια ξεχωριστή συχνότητα εμφανίζονται αρχικά περιοδικά στο σχήμα 2.17(c) και συνεχόμενα στο σχήμα 2.17(d,e). Μακριά από τον κύλινδρο οι χαμηλών συχνοτήτων αντικανονικότητες αλλά και οι υψηλές συχνότητες εξαφανίζονται γεγονός που φανερώνει το τέλος της περιοχής σχηματισμού και περάσματος πλήρως σχηματισμένων δινών, σχήμα 2.17(f).



Σχήμα 2.17. Εξέλιξη της μετάβασης σε ελεύθερα διατμητικά στρώματα για  $Re=5200$  [3]

### Συχνότητα των μεταβατικών δινών

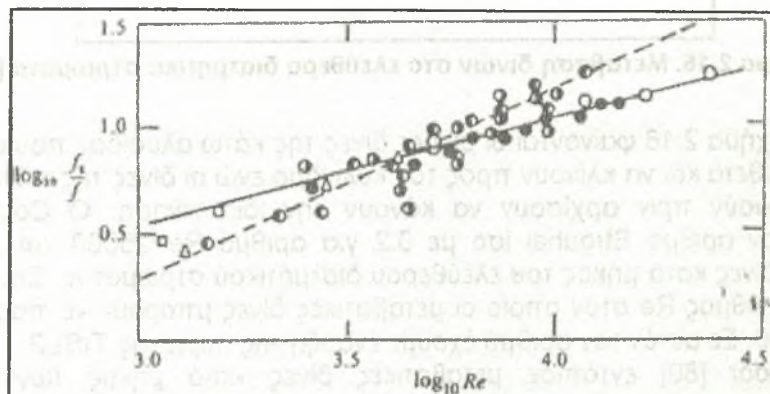
Ο Bloor [80] σημείωσε μετά από μετρήσεις με hot wire ότι η πρώτη εμφάνιση μεταβατικών δινών συμβαίνει για αριθμό  $Re=1300$  που είναι σε συμφωνία με τις οπτικές παρατηρήσεις του Couregelongue. Ο Bloor υπέθεσε η συχνότητα των μεταβατικών δινών θα έπρεπε να είναι ανάλογη της ταχύτητας του ελεύθερου ρεύματος και αντιστρόφως ανάλογη του πάχους του οριακού στρώματος  $\delta$  στο σημείο αποκόλλησης. Το πάχος  $\delta$  είναι ανάλογο του  $X$  μετρημένο από το σημείο αποκόλλησης, οπότε:

$$f_{Tr} \propto Re^{0.5}$$

Το σχήμα 2.18 δείχνει ότι λίγα από τα σημεία του Bloor πέφτουν πάνω στη γραμμή  $Re^{0.5}$ . Τα σημεία που απέκτησαν οι Wei και Smith κατόπιν οπτικοποιήσεως με φυσαλίδες υδρογόνου (hydrogen bubble visualization) ακολουθούσαν την γραμμή  $Re^{0.9}$ . Παρά ταύτα τα δεδομένα που πήραν με μετρήσεις hot wire προσεγγίζονται καλύτερα από την γραμμή  $Re^{0.77}$ . Μεταγενέστερες μετρήσεις σε αέρα από τον Kourta



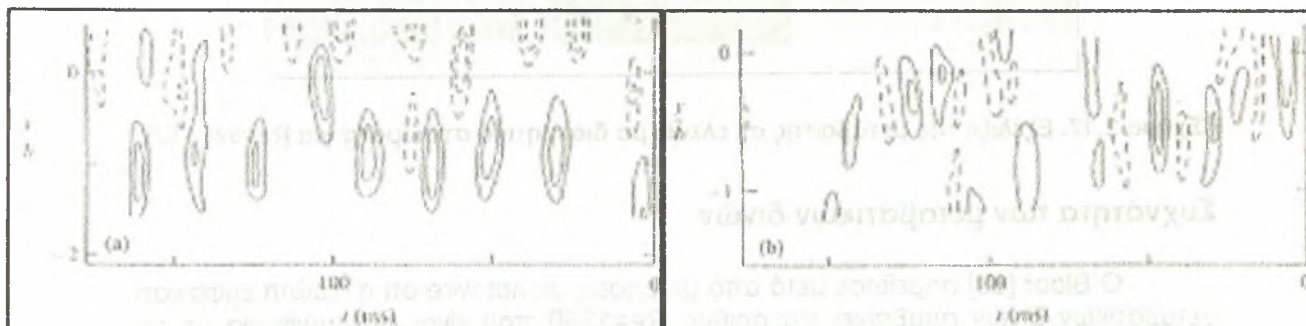
[105] έδειχναν να επιβεβαιώνουν τις μετρήσεις του Bloor. Η τύρβη στην αεροσήραγγα του Bloor και του Kourta ήταν 0.9% και 0.1% αντίστοιχα. Οι φυσαλίδες υδρογόνου μπορεί να διατάραξαν τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα και με αυτόν τον τρόπο να προκάλεσαν αύξηση της κλίσης της ευθείας όπως φαίνεται στο σχήμα 2.18.



Σχήμα 2.18. Αναλογία συχνοτήτων με αριθμό Re [3]

### Άλλα χαρακτηριστικά γνωρίσματα του TrSL2

Παρατηρείται μείωση του  $L_f$  (έχει αναφερθεί σε προηγούμενη παράγραφο), αυξανόμενου αριθμού Re. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μετατόπιση των σχηματιζόμενων δινών πολύ κοντά στον κύλινδρο, και αυτό με τη σειρά του έχει ως αποτέλεσμα αύξηση του  $C_L$ . Η μείωση του  $L_f$  (ισοδύναμα μείωση του κοντινού απορεύματος) συνδυάζεται με διαπλάτυνση των τυρβωδών διατμητικών στρωμάτων. Οι Bloor [80] και Gerrard [81] υπέθεσαν ότι αυτοί οι δύο αντικρουόμενοι παράγοντες καθιστούν τα μεγέθη, δύναμη δινών και αριθμό Strouhal σταθερά σε όλη την περιοχή TrSL2. Οι τυρβώδεις δίνες εξασθενούν ανομοιόμορφα κατά μήκος του απορεύματος. Αυτό σημαίνει ότι δύο γειτονικές δίνες μπορεί να είναι ίδιες (περίπου ίδιες στη μορφή) αλλά να διαφέρουν πολύ στη δύναμη. Οι Hussain και Hayakama [106] υπολόγισαν το πεδίο ταχυτήτων χρησιμοποιώντας ταυτόχρονα οκτώ hot wires. Στο σχήμα 2.19 φαίνονται τα αποτελέσματά τους για  $X/D=20$  και  $X/D=40$  για  $Re=13000$ .

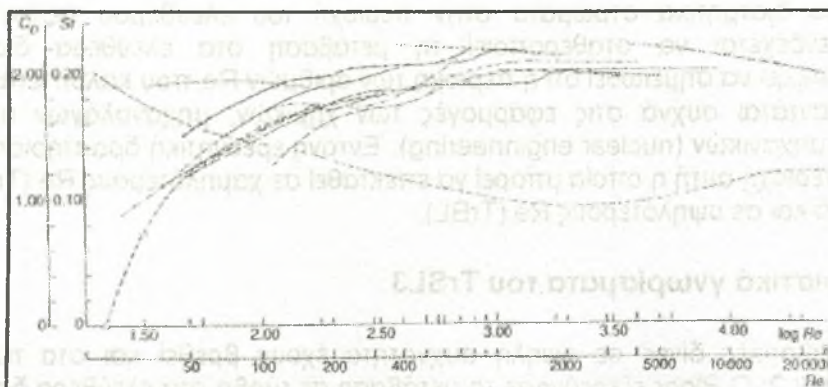


Σχήμα 2.19. Οδός δινών για  $Re=13000$ : (a)  $X/D=20$ , (b)  $X/D=40$  [3]

### Αριθμός Strouhal

Αν και η συχνότητα απόσπασσης δινών αλλάζει γραμμικά με την ταχύτητα του ελευθέρου ρεύματος ο αριθμός Strouhal παραμένει σταθερός. Αυτό συμβαίνει και στην περιοχή TrSL1 που έχουμε αύξηση του  $L_f$  και στην περιοχή TrSL2 που έχουμε μείωση του  $L_f$ . Στο σχήμα 2.20 παρουσιάζεται μια από τις πρώτες συλλογές δεδομένων αριθμών Strouhal που συγκέντρωσε ο Lehnert στα 1937 [107]. Η μεγάλη διασπορά των τιμών πιθανά οφείλεται στην πολυπλοκότητα του φαινομένου και στις

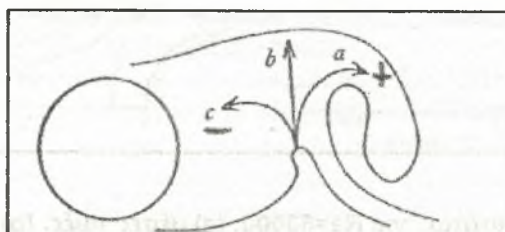
μεθόδους μετρήσεων (ακουστικές, οπτικές και ανεμομετρία θερμαινόμενου σύρματος). Αξιοσημείωτο είναι ότι όλες οι τιμές κυμαίνονται σε ένα εύρος  $0.18 < St < 0.22$ .



Σχήμα 2.20. Αριθμός Strouhal με αριθμό Re σε TrSL1 & TrSL2 [3]

Ο Gerrard [108] πρότεινε ότι καθοριστικός παράγοντας για την τιμή του αριθμού Strouhal είναι η απόσταση μεταξύ των δύο ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων. Η τελευταία παραμένει σχεδόν σταθερή κατά την επιμήκυνση και βράχυνση του  $L_f$  στις αντίστοιχες περιοχές που συμβαίνει αυτό.

Ο Bloor [80] προσδιορίζει το τέλος της περιοχής σχηματισμού των δινών ως το σημείο του άξονα του απορρεύματος πλησιέστερα του κυλίνδρου στο οποίο παρατηρείται ένα συγκεκριμένο σήμα του hot wire χαρακτηριστικό του ταλαντούμενου απορρεύματος. Αυτό συνεπάγεται ότι το τέλος της περιοχής σχηματισμού δινών τοποθετείται σε εκείνο το σημείο του άξονα του απορρεύματος στο οποίο εισέρχεται ρευστό που προέρχεται εξωτερικά του χώρου του απορρεύματος. Το ρευστό αυτό εισέρχεται στο χώρο του απορρεύματος εξαιτίας της κίνησης της δίνης που προέρχεται από το πάνω διατμητικό στρώμα.



Σχήμα 2.21. Σκαρίφημα της περιοχής σχηματισμού δινών [4]

### 2.1.10.3. TrSL3

Η ολοκλήρωση της βράχυνσης του  $L_f$  στο τέλος της περιοχής TrSL2 συνοδεύεται από εξαφάνιση μεταβατικών δινών στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Τα δύο αυτά φαινόμενα σημειώνουν την έναρξη της περιοχής TrSL3 που συμβαίνει για  $Re \approx 20000$  σε πειράματα του Linke [79] γεγονός που επιβεβαιώνουν και οι Bloor και Gerrard [109] για  $Re \approx 50000$  και  $Ti = 0.1\%$ . Πέρα αυτών των τιμών  $Re$  η περιοχή σχηματισμού δινών δεν μετατοπίζεται πιο κοντά στον σταθερό κύλινδρο (ο ταλαντούμενος κύλινδρος δύναται να μειώσει ακόμη περισσότερο το  $L_f$ ) και το  $L_f$  παραμένει σταθερό.

Η μετάβαση σε τύρβη περιορίζεται σε ένα σημείο βίαιου ξεσπάσματος στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα κοντά στον κύλινδρο. Η περιοχή μετάβασης εμφανίζεται απρόθυμη να αναπτυχθεί ανάντι προς το ρεύμα (upstream) αυξανόμενου



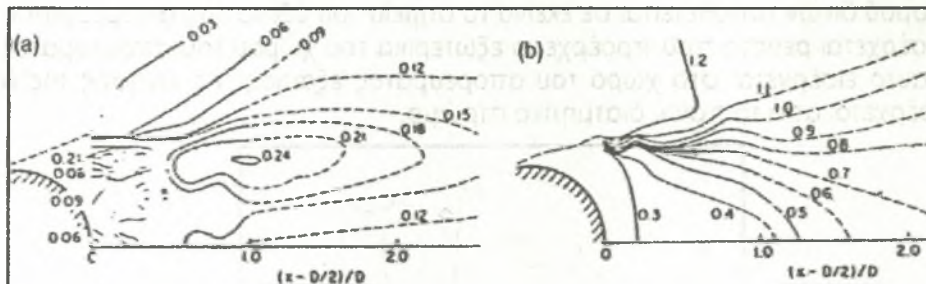
αριθμού  $Re$  στην περιοχή TrSL3. Το κοντινό απόρρευμα είναι ισχυρά τρισδιάστατο κατόπιν εξαφανίσεως των διδιάστατων μεταβατικών δινών.

Η βράχυνση της περιοχής σχηματισμού των δινών αυτόματα σημαίνει διαπλάτυνση (widening) του κοντινού απορεύματος. Αυτό με την σειρά του εκτοπίζει τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα στην περιοχή του ελευθέρου ρεύματος. Το τελευταίο ενδέχεται να σταθεροποιεί τη μετάβαση στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Αξίζει να σημειωθεί ότι η περιοχή των αριθμών  $Re$  που καλύπτεται από το TrSL3 συναντάται συχνά στις εφαρμογές των χημικών, μηχανολόγων αλλά και πυρηνικών μηχανικών (nuclear engineering). Έντονη ερευνητική δραστηριότητα έχει γίνει στην περιοχή αυτή η οποία μπορεί να επεκταθεί σε χαμηλότερους  $Re$  (TrSL1 και TrSL2) αλλά και σε υψηλότερους  $Re$  (TrBL).

### Χαρακτηριστικά γνωρίσματα του TrSL3

Μεταβατικές δίνες σε υψηλή συχνότητα έχουν βρεθεί και στο τέλος της περιοχής TrSL2. Ο Bloor εξερεύνησε τη μετάβαση σε τύρβη στα ελεύθερα διατμητικά στρώματα στην περιοχή TrSL2 για  $Re=19500$ . Η μετάβαση λαμβάνει χώρα για  $0.2 < X/D < 0.45$  μετρημένη από το κέντρο του κυλίνδρου. Στην περιοχή TrSL3 για  $Re=29500$  και  $45000$  η μετάβαση τοποθετείται σε  $0.02 < X/D < 0.29$  και παραμένει η ίδια και για τους δύο  $Re$ .

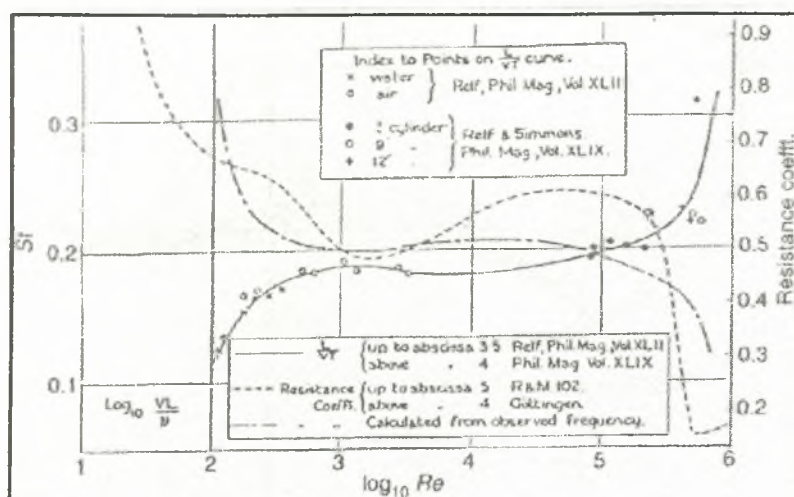
Οι Hanson και Richardson [118] εξέτασαν τη μεταβολή στη μέση ταχύτητα αλλά και στις διακυμάνσεις της (fluctuating velocity) στο απόρρευμα. Το σχήμα 2.22 δείχνει τις ισοϋψείς της μέσης και RMS ταχύτητας για  $Re=53000$ . Η μέγιστη τιμή της  $U_{RMS}$  είναι για  $(X-D/2)/D=1.5$ ,  $y/D=0.6$ . Το σχήμα 2.22(a) δείχνει ότι οι μέσες τιμές δεν προσφέρουν πληροφορίες για τους ασταθείς μηχανισμούς που λαμβάνουν χώρα μέσα στο κοντινό απόρρευμα.



Σχήμα 2.22. Πεδίο ταχυτήτων για  $Re=53000$ : (a) μέσες τιμές, (b) διακυμάνσεις. [3]

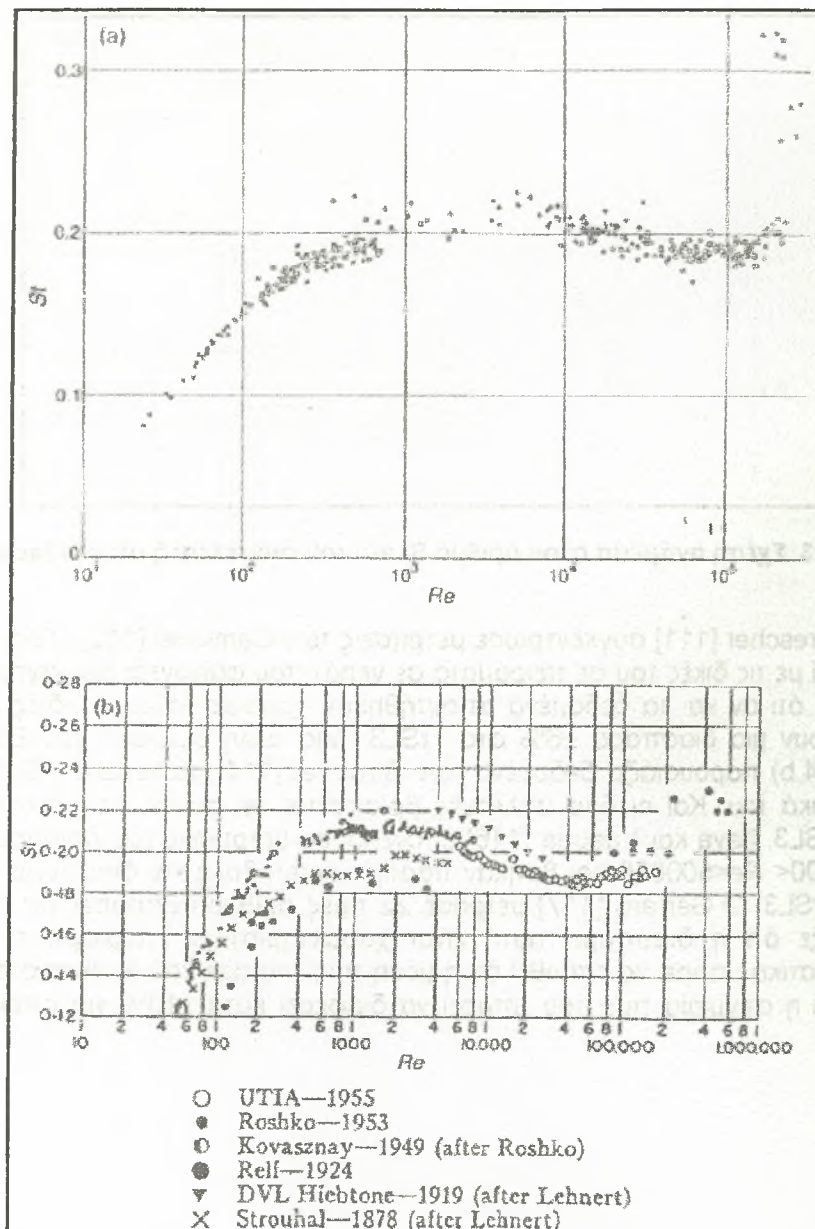
Δύο παράμετροι (που έχουν εφαρμογή σε πρακτικές εφαρμογές) είναι πρωτεύουσας σημασίας και σε αυτή την περιοχή. Ο αριθμός Strouhal και ο συντελεστής οπισθέλκουσας  $C_D$ . Στο σχήμα 2.23 παρουσιάζονται τα δεδομένα που συγκέντρωσε ο Lock [110] για ένα μεγάλο εύρος τιμών  $Re$  (100 – 1000000).





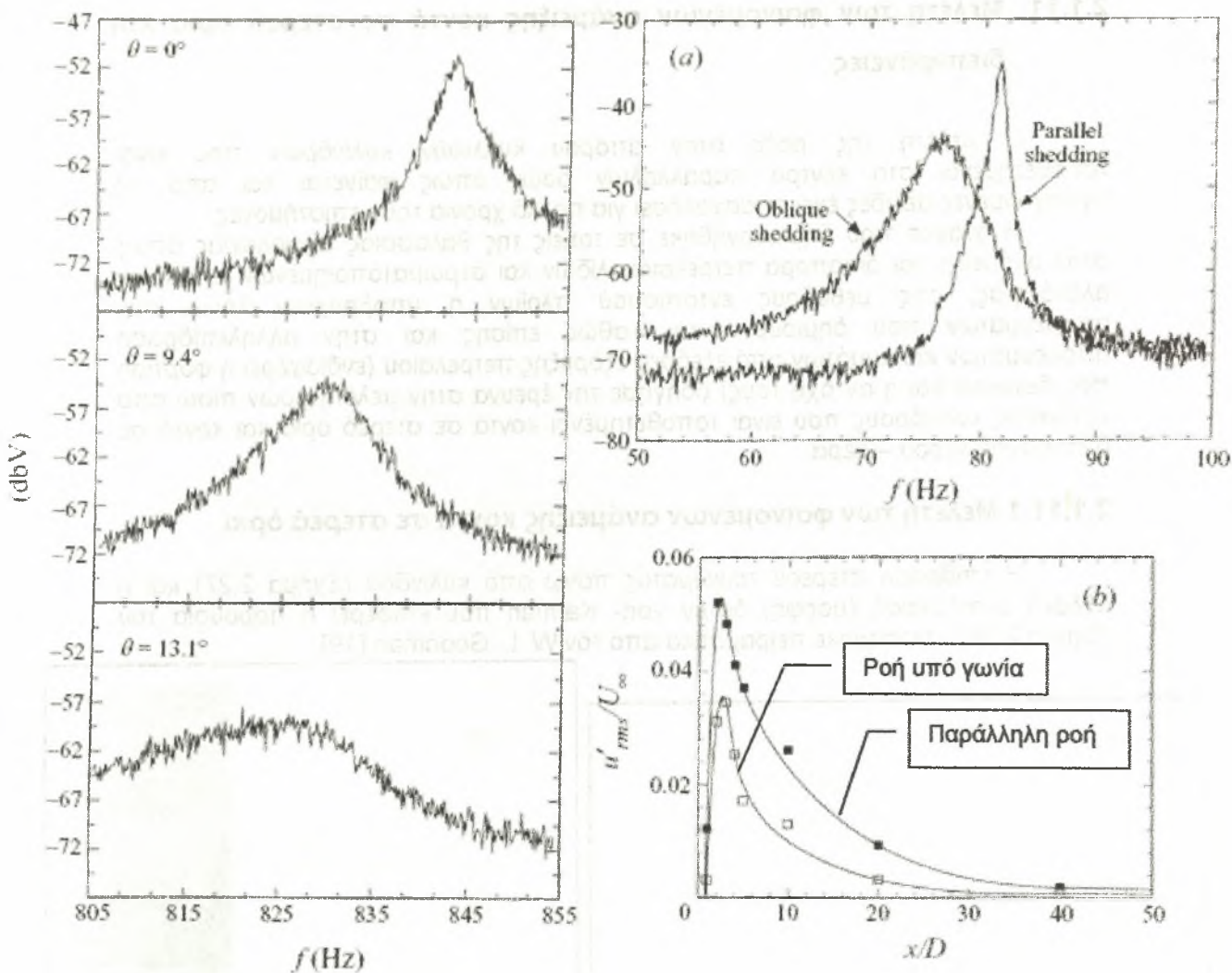
Σχήμα 2.23. Σχέση ανάμεσα στον αριθμό  $St$  και τον συντελεστή οπισθέλκουσας [3]

Ο Drescher [111] συγκέντρωσε μετρήσεις των Camichel [112], Tyler [102] και άλλων (μαζί με τις δικές του σε πειράματα σε νερό) που φαίνονται στο σχήμα 2.24(a) που δείχνει ότι αν και τα δεδομένα αποκτήθηκαν χρησιμοποιώντας ίδιες μεθόδους παρουσιάζουν μια διασπορά  $\pm 6\%$  στο TrSL3. Μια άλλη συλλογή του Etkin [113], σχήμα (2.24.b) παρουσιάζει δεδομένα των Strouhal [114], Kovasznay [90], Roshko [115] και δικά του. Και οι δύο συλλογές βρίσκονται σε συμφωνία ειδικότερα στην περιοχή TrSL3. Itaya και Yasuda [116] επανέλαβαν μετρήσεις του αριθμού Strouhal σε εύρος  $100 < Re < 500000$  και βρήκαν παρόμοια μεταβολή και διασπορά στις τιμές τους στο TrSL3. Ο Gerrard [117] μέτρησε 22 τιμές αριθμού Strouhal για  $Re=11000$  και απέδειξε ότι η διασπορά αυτή είναι χαρακτηριστικό γνώρισμα του TrSL3. Συμπερασματικά μπορεί να ειπωθεί ότι η μέση τιμή του αριθμού  $St$  είναι σταθερή στο TrSL3 αλλά η στιγμιαία τιμή του μπορεί να διαφέρει κατά  $\pm 10\%$  για οποιονδήποτε αριθμό  $Re$ .

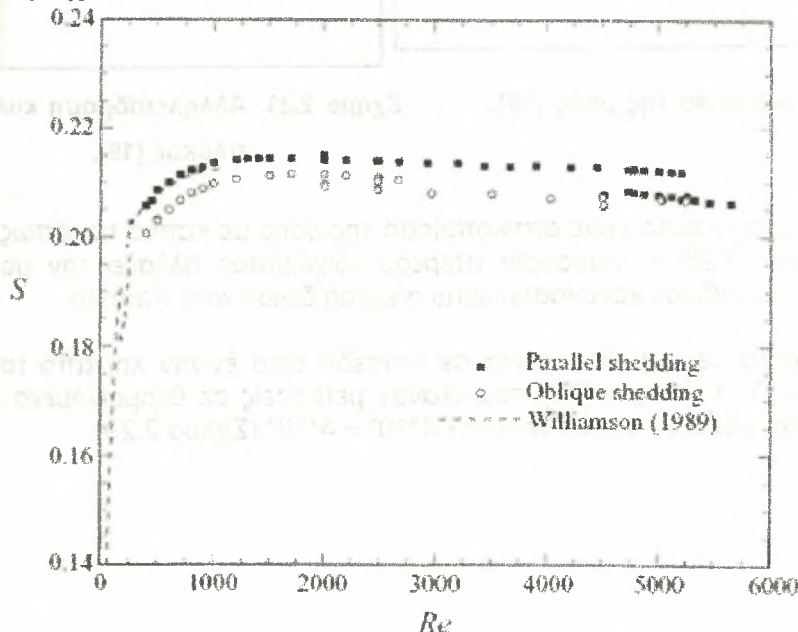


Σχήμα 2.24. Σχέση ανάμεσα στον αριθμό St και τον αριθμό Re [3]

Η επίδραση των οριακών συνθηκών στα άκρα του κυλίνδρου έχει ερευνηθεί πειραματικά από τους A. Prasad & C. H. K. Williamson [49]. Ερευνήθηκαν διεξοδικά οι διαφορές που παρουσιάζει η ελεύθερη παράλληλη ροή σε σχέση με αυτήν που προκύπτει όταν προσαρμόζονται πλάκες στα άκρα του κυλίνδρου και κάνουν την ροή πίσω από τον κύλινδρο να εκρέει υπό γωνιά. Αυτοί παρατήρησαν ότι όσο αυξάνει η γωνία των πλακών η συχνότητα εκροής δινών μικραίνει (σχ. 2.25), η ένταση εκροής μικραίνει και το φάσμα είναι διευρυμένο σε σχέση με την παράλληλη ροή. Οι μέγιστες τιμές της έντασης τύρβης της ταχύτητας κατόντη του κυλίνδρου είναι μικρότερες για ροή που είναι υπό γωνιά (σχ. 2.25 b), ο αριθμός Strouhal παραμένει μικρότερος από την παράλληλη ροή και μόνο για  $Re > 5000$  συμπίπτει ο St της παράλληλης ροής και της ροής υπό γωνιά (σχ. 2.26).



Σχήμα 2.25. Ένταση δινών, μέγιστες τιμές έντασης τύρβης για διαφορετικές συνθήκες ροής



Σχήμα 2.26. Αριθμός Strouhal για διαφορετικές συνθήκες ροής



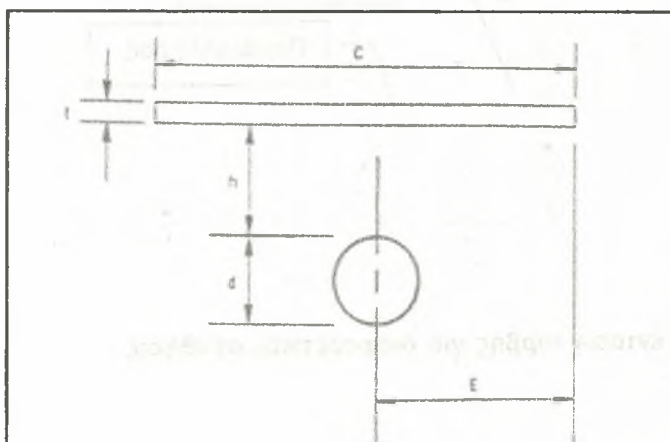
### 2.1.11. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια και διεπιφάνειες

Η μελέτη της ροής στον απόρου κυκλικών κυλίνδρων που είναι τοποθετημένοι στο κέντρο παράλληλων ροών όπως φαίνεται και από τις προηγούμενες σελίδες έχει απασχολήσει για πολλά χρόνια τους επιστήμονες.

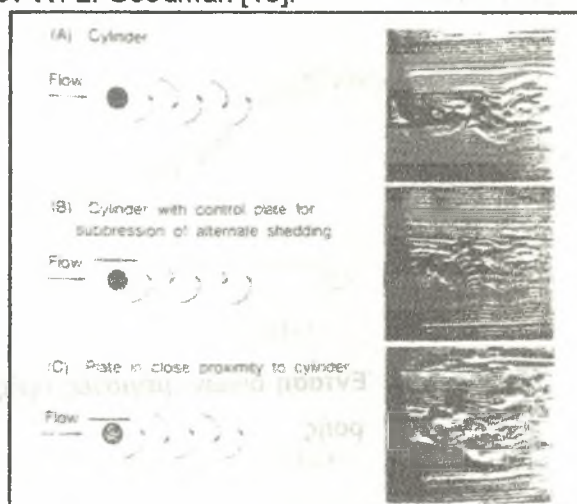
Η ανάγκη που δημιουργήθηκε σε τομείς της θαλάσσιας τεχνολογίας όπως στην ανάμειξη και διασπορά πετρελαιοκηλίδων και στρωματοποιημένων στιβάδων αλατότητας, στις μεθόδους εντοπισμού πλοίων ή υποβρυχίων λόγω των απορρυμάτων που δημιουργούνται καθώς επίσης και στην αλληλεπίδραση απορρυμάτων και κυμάτων από εξέδρες εξόρυξης πετρελαίου (ενδιαφέρει η φόρτιση που δέχονται και η αντοχή τους) οδήγησε την έρευνα στην μελέτη ροών πίσω από κυκλικούς κυλίνδρους που είναι τοποθετημένοι κοντά σε στερεό όριο και κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα.

#### 2.1.11.1 Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια

Η επίδραση στερεού τοιχώματος πάνω από κύλινδρο (Σχήμα 2.27) και η αλλαγή στην εκροή (μορφή) δινών von- Karman που επικφέρει η παρουσία του (Σχήμα 2.28), εξετάσθηκε πειραματικά από τον W. L. Goodman [19].



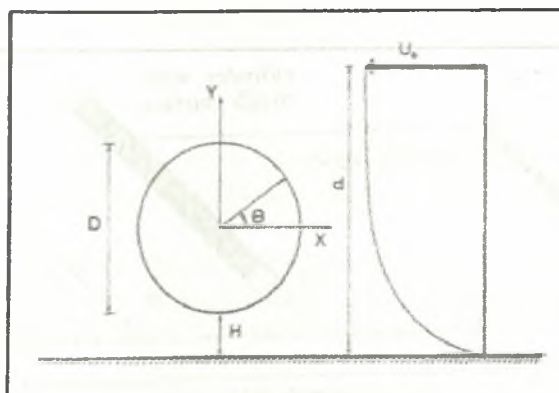
Σχήμα 2.27. Γεωμετρία της ροής [19].



Σχήμα 2.28. Αλληλεπίδραση κυλίνδρου – πλάκας [19].

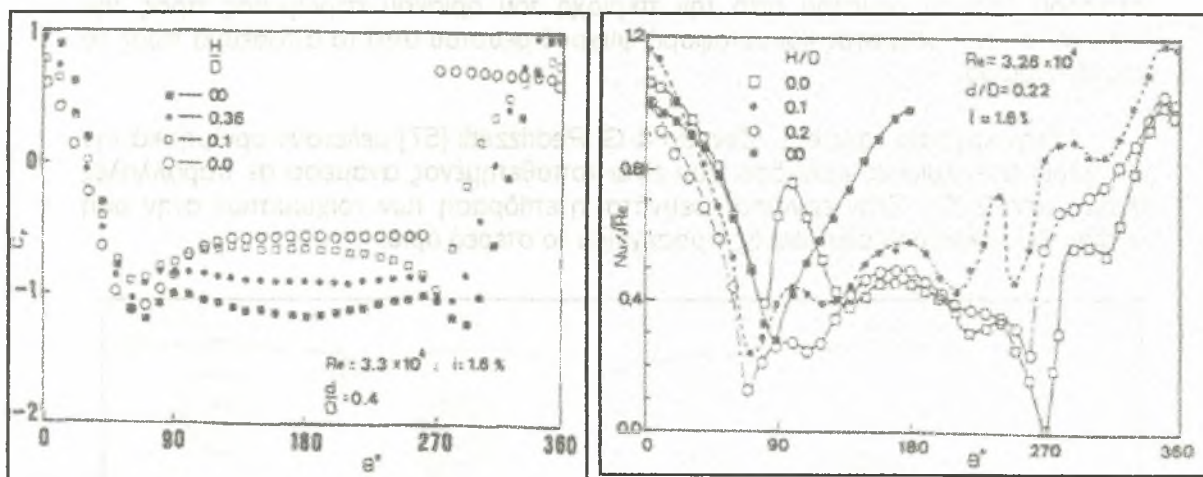
Στο πείραμα αυτό έγινε οπτικοποίηση της ροής με καπνό και όπως φαίνεται και στο σχήμα (2.28) η παρουσία στερεού τοιχώματος αλλάζει την μορφή στο απόρρυμα του κυλίνδρου και αναστέλλεται η εκροή δινών von- Karman.

Πειράματα με κύλινδρο κοντά σε επίπεδο όριο έγιναν και από τους A. R. Figueiredo και D. X. Viegas [20] που έκαναν μετρήσεις σε θερμαινόμενο κύλινδρο κοντά σε πλάκα, μέσα σε κανάλι με  $Re=1.4 \cdot 10^4 \sim 4 \cdot 10^4$ , (Σχήμα 2.29).



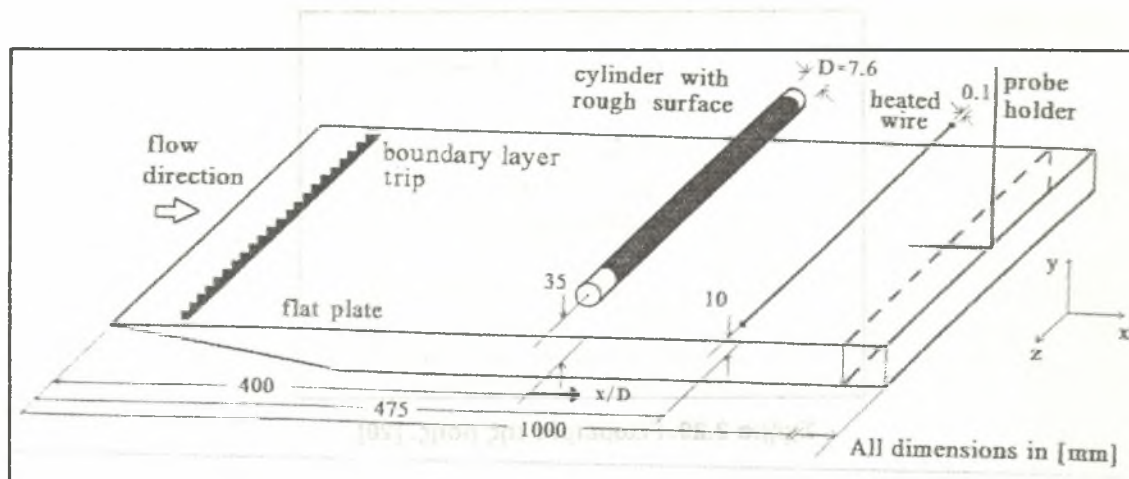
Σχήμα 2.29. Γεωμετρία της ροής. [20].

Μετρήθηκαν πιέσεις (με μικρομανόμετρα) και θερμοκρασίες (με θερμοστοιχεία) πάνω στην επιφάνεια του κυλίνδρου. Η παρουσία του επίπεδου εισάγει ασυμμετρία στην πίεση και στην τοπική διανομή μεταφοράς θερμότητας γύρω από τον κύλινδρο. Ο τοπικός αριθμός Nusselt ( $Nu$ ) ελαττώνεται όταν  $H/D < 0.4$ . Για αποστάσεις  $0 < H/D < 0.3$  η εκροή δινών αναστέλλεται. Στο σχήμα 2.30 φαίνεται κατανομή του συντελεστή πίεσης και ο αριθμός Nusselt γύρω από τον κύλινδρο για διαφορετικά  $H/D$ .



Σχήμα 2.30. Συντελεστής πίεσης και αριθμός Nusselt. [20].

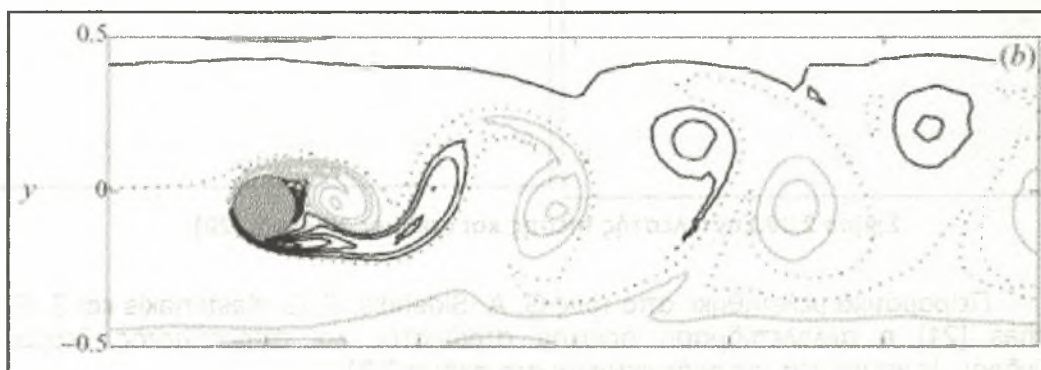
Πειραματικά μελετήθηκε από τους G. A. Sideridis, E. G. Kastrinakis και S. G. Nychas [21] η αλληλεπίδραση οριακού στρώματος και απορρεύματος θερμού κυλίνδρου. Η γεωμετρία της ροής φαίνεται στο σχήμα 2.31.



Σχήμα 2.31. Γεωμετρία της ροής, θερμαινόμενος κύλινδρος κοντά σε τοίχωμα [21].

Το πάχος του οριακού στρώματος ήταν  $\delta_o \sim 3D$  και ο κύλινδρος είχε τοποθετηθεί  $5D$  πάνω από την επίπεδη πλάκα ( $h_c = 5D$ ). Μετρήθηκαν προφίλ ταχυτήτων και θερμοκρασιών πίσω από τον κύλινδρο στις θέσεις  $X/D = 20, 25, 30, 35$  με αριθμό  $Re = 1820$ . Σύμφωνα με τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας, γίνεται μεταφορά θερμού ρευστού από την περιοχή του οριακού στρώματος προς την περιοχή του απορεύματος και μεταφορά ψυχρού ρευστού από το απόρρευμα προς το οριακό στρώμα.

Στην εργασία τους οι L. Zovatto & G. Pedrizzetti [57] μελετούν αριθμητικά την ροή γύρω από κυκλικό κύλινδρο που είναι τοποθετημένος ανάμεσα σε παράλληλες πλάκες (σχ. 2.32). Στην εργασία ερευνάται η επίδραση των τοιχωμάτων στην ροή κατάντι του κυλίνδρου όταν αυτός προσεγγίζει το στερεό όριο.



Σχήμα 2.32. Γεωμετρία της ροής

Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η δυδιάστατη μετάβαση από την σταθερή στην ασταθή ροή επηρεάζεται (καθυστερεί) σημαντικά από την παρουσία του στερεού ορίου. Κοντά στον τοίχο η εκροή και δημιουργία δινών αναστέλλεται και ο απόρρους γίνεται ένας συνεχής στρόβιλος.

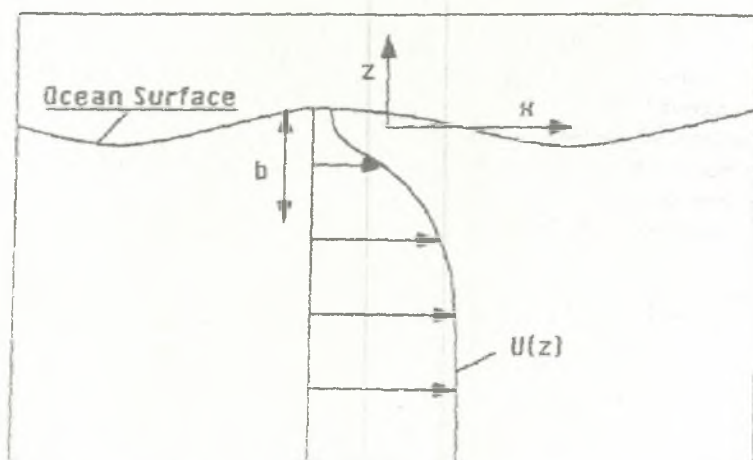


### 2.1.11.2. Μελέτη των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα

Φαινόμενα ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια νερού – αέρα έχουν μελετηθεί κυρίως υπολογιστικά από τους Α. Α. Dimas και Γ. Σ. Triantafyllou στις δημοσιεύσεις [10], [11], [12], [13].

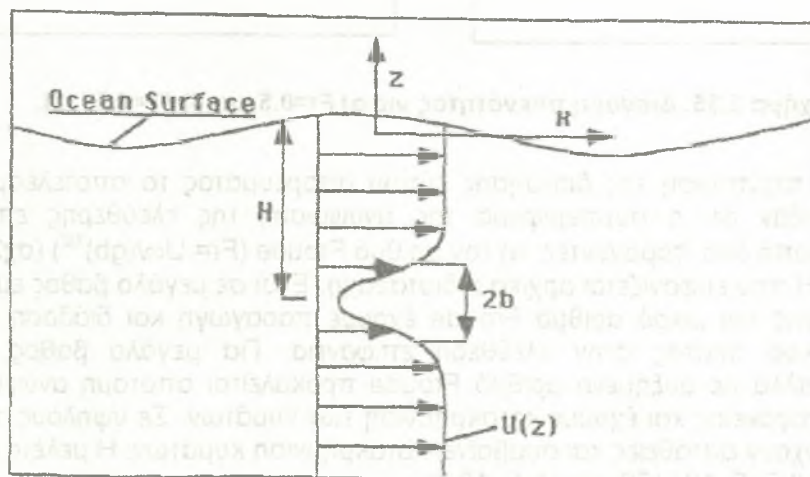
Οι ερευνητές αυτοί περιόρισαν την μελέτη τους σε ανάμειξη ορμής, δηλαδή υπολόγισαν πεδία ταχυτήτων. Οι περιπτώσεις που εξέτασαν ήταν:

α) Απλή διάτμηση κοντά σε διεπιφάνεια (Σχήμα 2.33)



Σχήμα 2.33. Απλή διάτμηση κοντά σε διεπιφάνεια [12].

β) Διάτμηση τύπου απορεύματος κοντά σε διεπιφάνεια (Σχήμα 2.34)

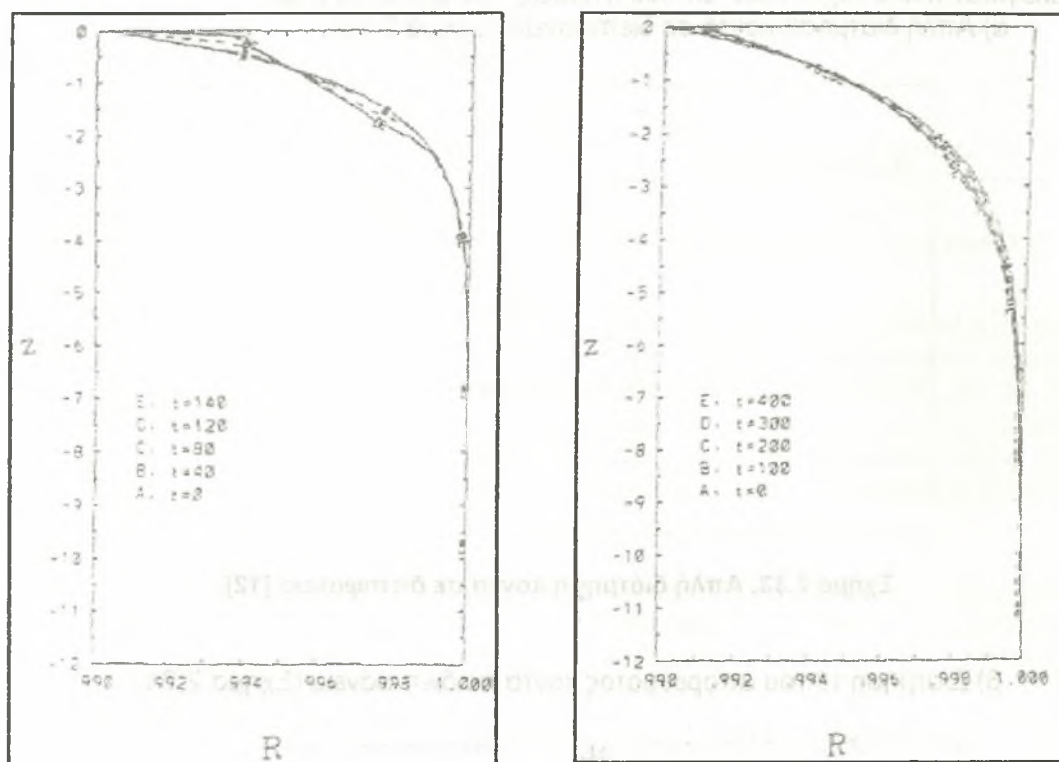


Σχήμα 2.34. Διάτμηση τύπου απορεύματος κοντά σε διεπιφάνεια [13].

Η δεύτερη αυτή περίπτωση (β) μοιάζει με το απόρευμα ενός μη αεροδυναμικού σώματος (π.χ κύλινδρος) εγκάρσια τοποθετημένου σε ροή, κοντά σε διεπιφάνεια ή βυθισμένο.

Τα αποτελέσματα της πρώτης περίπτωσης έδειξαν ότι σε χαμηλούς αριθμούς Froude ( $Fr=0.5$ ), [ο αριθμός  $Fr$  (Froude) ορίζεται  $Fr= U_{\infty}/(gb)^{1/2}$  (σχ2.33)],

δημιουργούνται ισχυρά πεδία στροβιλωδών κινήσεων (δίνες), η ανάμειξη είναι ισχυρή και γίνεται αναδιανομή στο πεδίο πυκνότητας στην ελεύθερη επιφάνεια. Σε υψηλούς αριθμούς Froude ( $Fr=1.5$ ) δεν εμφανίζονται ισχυρά πεδία στροβιλωδών κινήσεων και η ανάμειξη δεν είναι ισχυρή (Σχήμα 2.35). Βέβαια η μέση διανομή της πυκνότητας δείχνει ότι υπάρχει δίκτυο μεταφοράς νερού υψηλής πυκνότητας στην επιφάνεια. Στην επιφάνεια ενός κυματισμού ενώ στην κορυφή είναι ρευστό χαμηλής πυκνότητας στην κοιλάδα βρίσκεται ρευστό υψηλής πυκνότητας, αν και κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια η διανομή είναι εντελώς διαφορετική.



Σχήμα 2.35. Διανομή πυκνότητας για α)  $Fr=0.5$  και β)  $Fr=1.5$  [12].

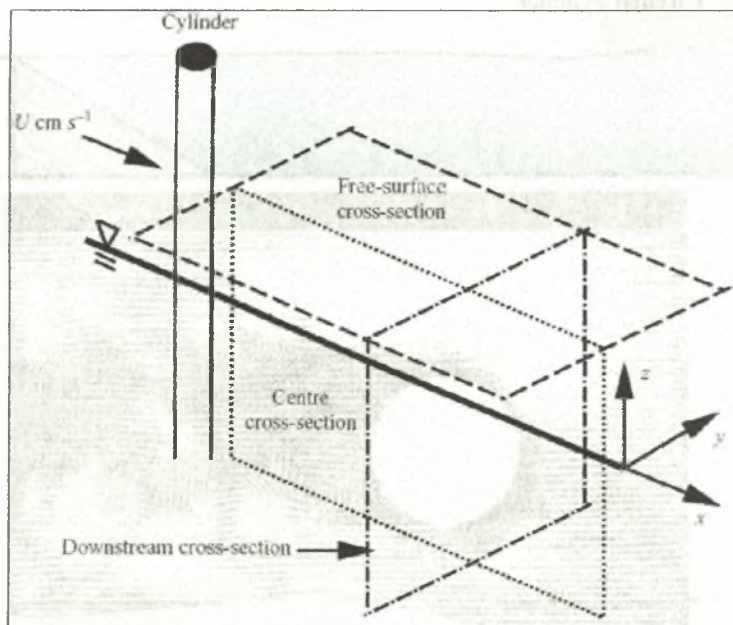
Στην περίπτωση της διάτμησης τύπου απορεύματος τα αποτελέσματα της έρευνας έδειξαν ότι η συμπεριφορά της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας επηρεάζεται από δύο παράγοντες: α) τον αριθμό Froude ( $Fr=U_\infty/(gb)^{1/2}$ ) (σχ2.34) και β) το βάθος  $H$  που εμφανίζεται αρχικά η διαταραχή. Έτσι σε μεγάλο βάθος εμφάνισης της διαταραχής και μικρό αριθμό Froude έχουμε παραγωγή και διάδοση κύματος αλλά σε μικρό πλάτος στην ελεύθερη επιφάνεια. Για μεγάλο βάθος αρχικής διαταραχής αλλά με αυξημένο αριθμό Froude προκαλείται απότομη ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και έχουμε κατακρήμνιση των κυμάτων. Σε υψηλούς αριθμούς Froude υπάρχουν αστάθειες και συμβαίνει κατακρήμνιση κυμάτων. Η μελέτη έγινε για αριθμούς  $Fr=0.5, 5, 10, 100$ , και  $H=5, 10$ .

Στην εργασία των L. Shen, G. S. Triantafyllou & D. K. P. Yue [54] έγινε μελέτη αριθμητικά και αναλυτικά της τυρβώδους διάχυσης κοντά σε ελεύθερη επιφάνεια για χαμηλούς αριθμούς Froude. Βρήκαν ότι στα οριακά στρώματα που αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια χαρακτηρίζονται από μια γρήγορη μείωση των τιμών του ιξώδους των δινών. Όταν προσεγγίζεται η ελεύθερη επιφάνεια το μέγεθος της μέσης τιμής της διάτμησης αρχικά αυξάνεται πάνω από το οριακό στρώμα (εξωτερικά), φθάνει στη μέγιστη τιμή και μετά πέφτει στο μηδέν μέσα στο αποδυναμωμένο εσωτερικά στρώμα.



Την αλληλεπίδραση κάθετων διατμητικών στρωμάτων με ελεύθερη επιφάνεια μελετά στην εργασία του ο Dana Dabiri [55]. Στην εργασία αυτή έγιναν πειράματα με ψηφιακό PIV, (DPIV). Το πεδίο ροής δημιουργήθηκε από μια πλάκα με οξείες ακμές βυθισμένη κάθετα σε υδροσήραγγα. Οι μέσες τιμές του πεδίου της ταχύτητας και της στροβιλότητας δείχνουν ότι μια ομοιότητα υπάρχει μεταξύ τους. Τα στιγμιαία δεδομένα που προκύπτουν από τις μετρήσεις δείχνουν ότι στην ελεύθερη επιφάνεια, ο σωλήνας της δίνης που σχηματίζεται συνδέεται κανονικά με την ελεύθερη επιφάνεια και αυτό φαίνεται από την ισχυρή στροβιλότητα καθώς και την μεγάλη παραμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας. Η μελέτη έδειξε ότι το ρεύμα των δινών κοντά στην περιοχή ανάμειξης, αν και εξασθενεί περισσότερο στην περιοχή της κύριας περιστροφής, επανασυνδέεται με την ελεύθερη επιφάνεια. Η στατιστική ανάλυση έδειξε ότι η παραμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας σχετίζεται ισχυρά με τα πεδία στροβιλότητας κοντά στην επιφάνεια.

Την επίδραση της παρουσίας ενός κάθετα τοποθετημένου κυλίνδρου στην ελεύθερη επιφάνεια (καθαρή και επικαλυμμένη με ουσία) του νερού καθώς αυτό κινείται μελετούν στην εργασία τους οι Amy Warncke Lang & Morteza Gharib [56].



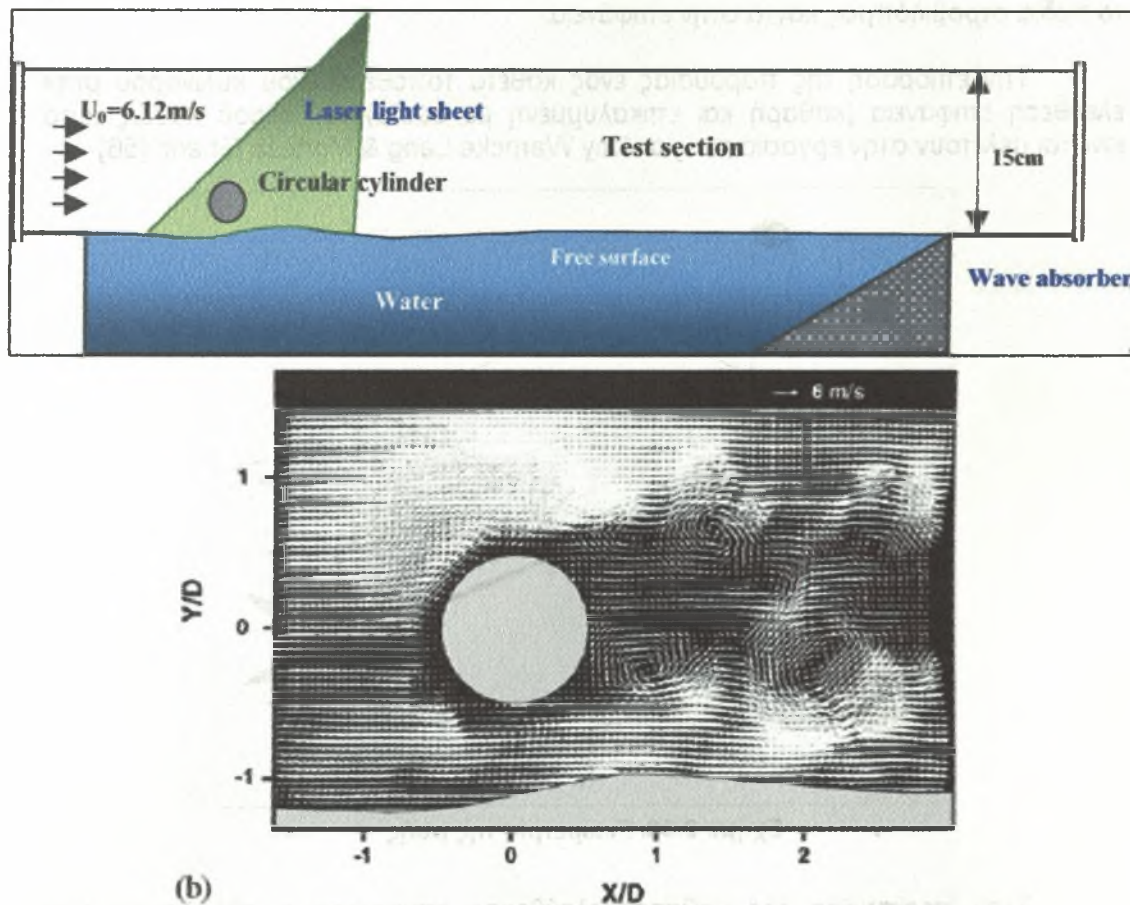
Σχήμα 2.36. Γεωμετρία της ροής

Στην περίπτωση της καθαρής ελεύθερης επιφάνειας η αλληλουχία των στροβίλων συνδέεται κανονικά με την διεπιφάνεια. Αποτέλεσμα αυτού είναι οι στρόβιλοι που δημιουργούνται πίσω από τα πλοία να εκτείνονται πολύ πίσω από αυτά

Οι Miyata et al. [62] έχουν εξετάσει πειραματικά και υπολογιστικά την ροή πίσω από κύλινδρο τοποθετημένο κοντά σε διεπιφάνεια. Η έρευνα τους έγινε για αριθμό Reynolds  $4.96 \times 10^4$  και για αριθμό Froude (βασισμένος στην διάμετρο του κυλίνδρου) περίπου 0.24. Παρατήρησαν ότι η συμπεριφορά της ροής πίσω από τον βυθισμένο κύλινδρο είναι διαφορετική. Παρατηρήθηκε αύξηση του αριθμού Strouhal. Μεγάλη εξασθένηση παρατηρήθηκε στην ένταση των φασμάτων, μαζί με ένα πλάτσμα των συχνοτήτων, η εκροή δινών σε μικρότερα βάθη είναι λιγότερο αξιοσημείωτη, η οποία υποθετικά εξασθενεί. Ενώ με την οπτικοποίηση φαίνεται η ροή να αλλάζει με τον χρόνο, δεν υπάρχει μαρτυρία παρατήρησης δινών, αν και δεν υπάρχει αναφορά από κάποιον για την μείωση της έντασης των δινών.

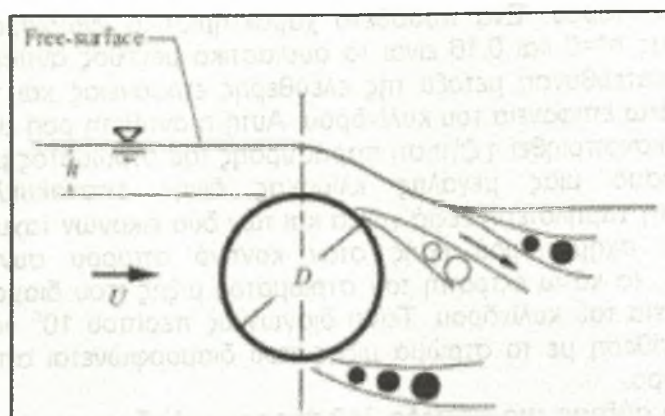


Η ροή αέρα γύρω από έναν κυκλικό κύλινδρο που τοποθετήθηκε επάνω από μια ελεύθερη επιφάνεια μελετήθηκε στην εργασία των S.J. Lee & Daichin [60]. Ο κύριος στόχος αυτής της μελέτης ήταν να ερευνηθεί η αλληλεπίδραση του κυλίνδρου με την ελεύθερη επιφάνεια (σχ. 2.37). Η δομή της ροής αναλύθηκε με PIV. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι τα κοντινά διατμητικά στρώματα του κυλίνδρου κλίνουν προς τα πάνω λόγω της επιρροής της ελεύθερης επιφάνειας που ανυψώνεται. Υπήρχε εκροή δινών από την θέση  $H/D=0.25$ . Ροή τύπου δέσμης εμφανίστηκε στο κενό κάτω από τον κύλινδρο. Η παραμόρφωση της επιφάνειας προκλήθηκε από τη διαφορά πίεσης στη ροή αέρος αμέσως επάνω από αυτή. Καθώς η απόσταση του κυλίνδρου από την διεπιφάνεια αυξανόταν, η γωνία κλίσης του απόρου και το ύψος της ελεύθερης επιφάνειας μειωνόταν βαθμιαία.



Σχήμα 2.37. Γεωμετρία της ροής και αποτέλεσμα από τις μετρήσεις με PIV

Σημαντικές πληροφορίες για την μορφή των δινών εκροής και την διανομή ταχυτήτων στο κοντινό απόρρευμα κυλίνδρου, όταν αυτός είναι τοποθετημένος κοντά σε διεπιφάνεια μας δίνει η εργασία των J. Sheridan, J.-C. Lin και D. Rockwell [47]. Στην εργασία αυτή έγινε πειραματική μελέτη και με την χρήση (PIV) προσδιορίστηκε η στιγμιαία διανομή ταχύτητας και έγινε οπτικοποίηση της ροής σε ολόκληρο το πεδίο ενδιαφέροντος.



Σχήμα 2.38. Γεωμετρία της ροής [47]

Τα πειράματα εκτελέστηκαν σε ένα κανάλι ύδατος ελεύθερης επιφάνειας που είχε πλάτος 1828 mm και βάθος 584 mm. Η ροή πέρασε μέσω δύο διαδοχικών συστολών 3:1 πριν εισαχθεί στο κύριο τμήμα δοκιμής, το οποίο είχε πλάτος 210 mm και βάθος 527 mm. Ο κύλινδρος είχε διάμετρο  $D=25.4$  mm, τοποθετήθηκε οριζόντια και προσαρμόστηκε στις επιθυμητές θέσεις  $h$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια, όπου το  $h$  είναι η απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια στην επιφάνεια του κυλίνδρου η οποία καθορίζεται με αδιάστατη μορφή ως  $h^* = h/D$ .

Η ταχύτητα  $U$  του ομοιόμορφου ελεύθερου ρεύματος έπαιρνε τιμές σύμφωνα με την ανισότητα

Αντίστοιχα, ο αριθμός Froude

ήταν , και είχε αριθμό Reynolds

Προκειμένου να καθοριστούν οι βασικές κατηγορίες δομής της ροής στον κοντινό απόρρο, τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε χαμηλή τιμή του αριθμού Froude για να είναι οι παραμορφώσεις της ελεύθερης επιφάνειας αμελητέες. Το βάθος της βύθισης  $h$ , που καθορίστηκε στο σχήμα 2.38, είχε μικρές αυξήσεις προκειμένου να καθοριστούν οι τιμές που οδηγούσαν σε σημαντικές αλλαγές στο κοντινό απόρρο (nearwake). Κατόπιν, οι εικόνες από το PIV αποκτήθηκαν σε αυτές τις κρίσιμες τιμές του  $h$ , που αντιπροσωπεύθηκαν με αδιάστατη μορφή του  $h$ . Γενικά, παρατηρήθηκε ότι οι μικρές αλλαγές θα μπορούσαν να προκαλέσουν ριζικές αλλαγές των κοντινών δομών που, σε όλες τις περιπτώσεις, ήταν ευδιάκριτα διαφορετικές από τη δομή δινών ενός πλήρως βυθισμένου κυλίνδρου.

Στο σχήμα 2.39 παρουσιάζονται οι στιγμιαίες διανομές της ταχύτητας και στροβιλότητας για τις μικρές τιμές της βύθισης  $h^*$ . Για  $h^*=0$ , ένα στρώμα μίξης διαμορφώνεται από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Οι σχηματισμοί στροβίλων και τα κλειστά περιγράμματα στροβιλότητας δίνουν τις ευπροσδιόριστες, μικρής κλίμακας δομές που προκύπτουν από την αστάθεια Kelvin- Helmholtz. Μια δέσμη χαμηλής ταχύτητας είναι εμφανής μεταξύ της άνω επιφάνειας του κυλίνδρου και της ελεύθερης επιφάνειας. Κατευθύνεται από θετική (παχιάς γραμμές) στροβιλότητα που προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια.

Για  $h^*=0.16$  οι σχηματισμοί του κοντινού απόρρο είναι γενικά παρόμοιοι, εκτός από το ότι, οι λεπτομέρειες της δέσμης και της περιοχής που την περιβάλλουν λαμβάνουν μια διαφορετική μορφή. Η γωνία της ανάβλυσσης όσον αφορά την επιφάνεια είναι μικρότερη και εντοπίζεται μια περιοχή επανακυκλοφορίας που εμφανίζεται μεταξύ της δέσμης και της ελεύθερης επιφάνειας. Εξετάζοντας τους σχηματισμούς για  $h^* = 0$  και  $0.16$  ταυτόχρονα, πρέπει να σημειωθεί ότι εμφανίζονται περιοδικά και στις δύο τιμές  $h^*$  και αντιπροσωπεύουν την αρχική κατάσταση της δημιουργίας μιας σταθερής, καθορισμένης με σαφήνεια δέσμης από την άνω

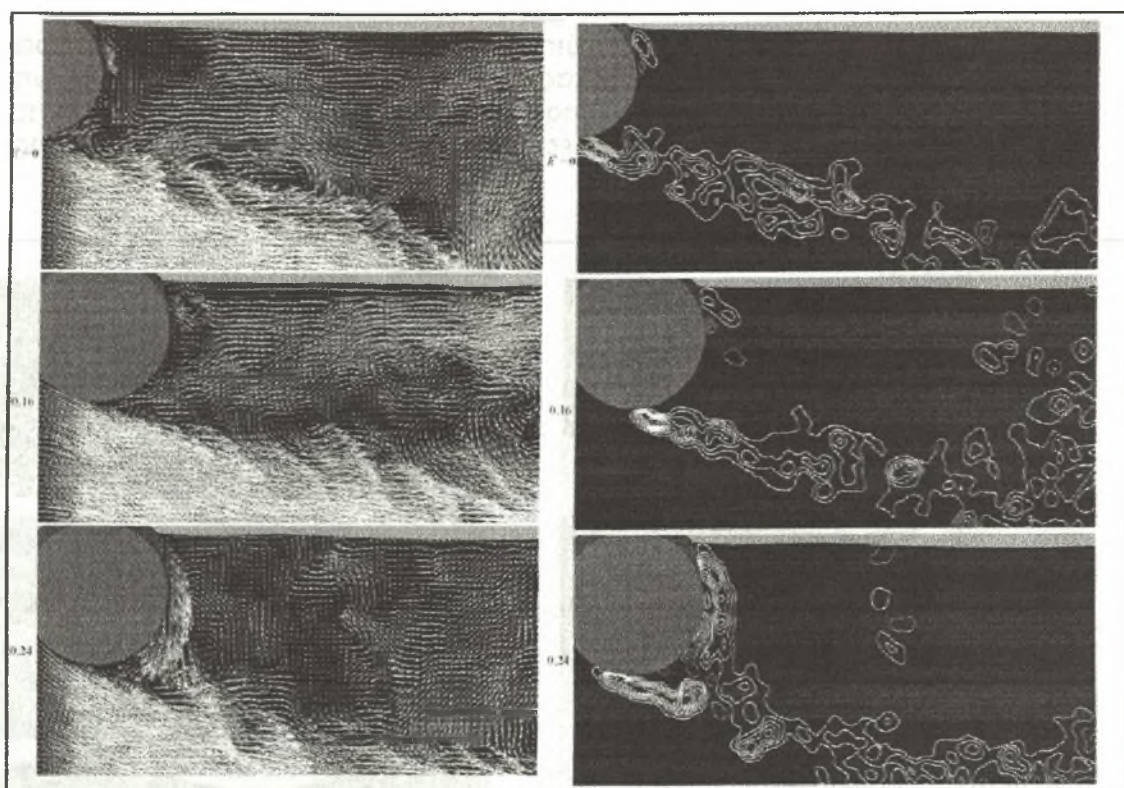


επιφάνεια του κυλίνδρου. Ένα πρόσθετο χαρακτηριστικό γνώρισμα εμφανές των εικόνων ταχύτητας  $h^*=0$  και 0.16 είναι το ουσιαστικό μέγεθος αντίθετης ροής στην προς τα πάνω κατεύθυνση μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας και του στρώματος μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Αυτή η αντίθετη ροή είναι απαραίτητη προκειμένου να ικανοποιηθεί η ζήτηση παράσυρσης του στρώματος μίξης. Συνδέεται με το σχηματισμό μιας μεγάλης κλίμακας δίνης επανακυκλοφορίας που παρουσιάζεται στη χαμηλότερη δεξιά γωνία και των δύο εικόνων ταχύτητας. Αυτός ο τύπος σύνθετου σχηματισμού ροής στον κοντινό απόρου συνδέεται με μια ουσιαστική, προς τα κάτω εκτροπή του στρώματος μίξης που διαμορφώνεται από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Τείνει διαγωνίως περίπου  $10^\circ$  όσον αφορά τον οριζόντιο, σε αντίθεση με το στρώμα μίξης που διαμορφώνεται από τον πλήρως βυθισμένο κύλινδρο.

Μια μικρή αύξηση στο επίπεδο βύθισης του κυλίνδρου σε  $h^*=0.24$  παράγει μια απότομη αρχή μιας δέσμης από τη βάση του κυλίνδρου. Το μέγεθος της ταχύτητας της δέσμης είναι τώρα μεγάλο. Φυσικά, αυτή η ροή δεν είναι μια δέσμη υπό μια παραδοσιακή έννοια, όπου οι πηγές στροβιλότητας από κάθε πλευρά της είναι από τις στερεές επιφάνειες που αντιστοιχούν στο εσωτερικό του jet ακροφυσίου. Σχετικά, το θετικό (παχιές γραμμές) στροβιλώδες στρώμα προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια και το αρνητικό (λεπτές γραμμές) στρώμα από την πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου. Για τις στροβιλώδες διανομές, η θετική στροβιλότητα που προέρχεται από την ελεύθερη επιφάνεια επικρατεί αυτής που παράγεται από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Στην πραγματικότητα, το στρώμα μίξης στην προς τα κάτω περιοχή της ροής παράγεται από συνδυασμένο θετικής στροβιλότητας από την ελεύθερη επιφάνεια και την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου.

Σύγκριση των στροβιλώδων διανομών και για τις τρεις εικόνες, που αντιστοιχούν  $h^*=0$  έως 0.24, προκύπτει, για τις θέσεις κάτω από τον κύλινδρο, ότι ο γεωμετρικός τόπος της θετικής (παχιά γραμμή) στροβιλότητας είναι παρόμοιος για όλες τις τιμές του  $h^*$ . Ο σχηματισμός δέσμης για  $h^*=0.25$  εμφανίζεται, εντούτοις, να προκαλεί μια μείωση της αντίθετης (αντίστροφης) ροής μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας και του στρώματος μίξης. Προφανώς, τα αιτήματα παράσυρσης των αρχικών περιοχών του στρώματος μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου τουλάχιστον μερικώς ικανοποιούνται από τη ροή της δέσμης.





Σχήμα 2.39. Διανομή ταχύτητας και στροβιλότητας για  $h/D=0, 0.16, 0.24$  &  $Fr=U/(gh)^{1/2}=1.5, 1.22$  [47]

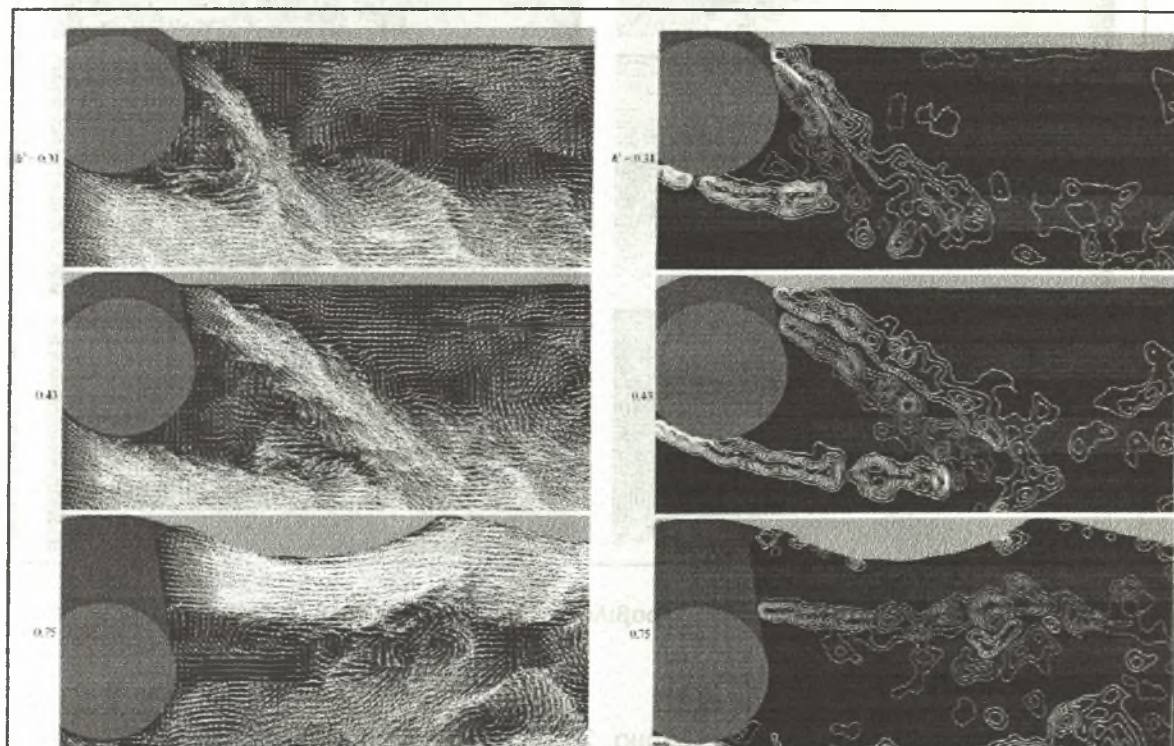
Όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 2.40, η περαιτέρω αύξηση στη βύθιση κυλίνδρων  $h^*=0.31$  παράγει την επόμενη κατάσταση του κοντινού απόρου του κυλίνδρου, δηλαδή αποσύνδεση της δέσμης από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Δύο περιοχές του (μεγάλης κλίμακας) στροβίλου προτείνονται από σχέδια των διανυσμάτων ταχύτητας: δεξιόστροφος οριακός με τη δέσμη και το στρώμα μίξης από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου, και ένα αντίθετο προς τη φορά των δεικτών του ρολογιού στην αντίθετη πλευρά της δέσμης. Στο κέντρο αυτών των μεγάλης κλίμακας στροβίλων, εντούτοις, τα επίπεδα στροβιλότητας είναι χαμηλά. Τα καθορισμένα με σαφήνεια στρώματα θετικής και αρνητικής στροβιλότητας από την ελεύθερη επιφάνεια και την πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου έχουν τα μέγιστα επίπεδα στροβιλότητας. Περαιτέρω προς τα κάτω, μόνο θετική στροβιλότητα είναι εμφανής. Η κλίση της διανομής ταχύτητας που καθορίζει το στρώμα μίξης είναι συμβατή μόνο με θετική στροβιλότητα.

Αυτό ο βασικός σχηματισμός του κοντινού απορεύματος διατηρεί τη γενική μορφή του και για  $h^*=0.43$ . Η δέσμη που συγχωνεύεται με το στρώμα μίξης, μετατοπίζεται περαιτέρω προς τα κάτω. Επιπλέον, όπως φαίνεται στα διαγράμματα ταχύτητας, ο στροβίλος ανάμεσα στη δέσμη και τη βάση του κυλίνδρου δεν υπάρχει πλέον και ο αντίθετος προς τη φορά των δεικτών του ρολογιού στροβίλος κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια έχει κινηθεί προς τα κάτω έτσι ώστε να εμφανίζεται κατά μήκος της δεξιάς πλευράς της εικόνας της ταχύτητας. Αυτή η μεγάλης κλίμακας στροβιλιζόμενη κίνηση έχει σημαντική στροβιλότητα. Όλα αυτά τα χαρακτηριστικά γνωρίσματα συνδέονται με μια ανοδική εκτροπή της δέσμης, έτσι ώστε η γωνία μεταξύ του άξονά της και της ελεύθερης επιφάνειας να μειώνεται σημαντικά, θέτοντας τις συνθήκες για μια ενδεχόμενη σύνδεση της δέσμης με την ελεύθερη επιφάνεια.

Αυτές οι μεγάλης κλίμακας δομές εμφανίζονται σε μια ουσιαστικά μεγαλύτερη απόσταση από τη βάση του κυλίνδρου, απ' ό,τι για την αντίστοιχη περίπτωση του

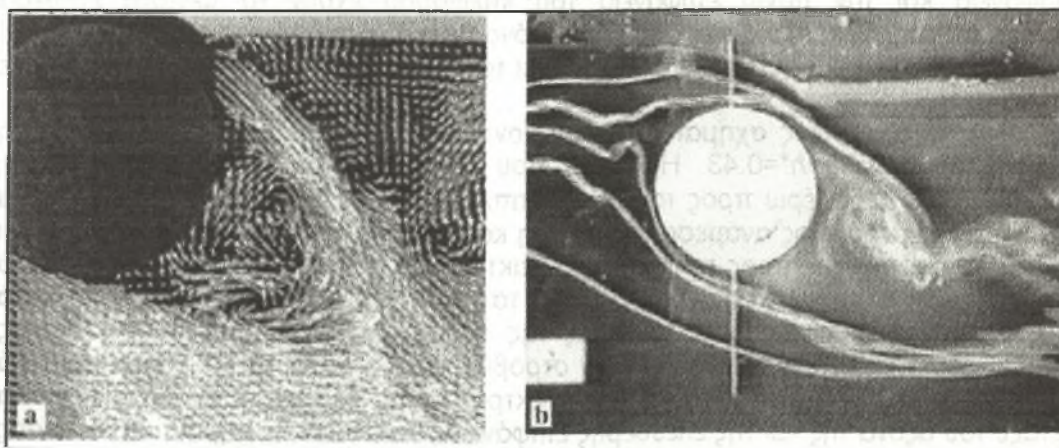


εντελώς καταδυμένου κυλίνδρου. Η εγγύτητα της ελεύθερης επιφάνειας καθυστερεί αρχικά την αρχή του μεγάλης κλίμακας σχηματισμού δίνης, αλλά η επόμενη ανάπτυξη του στρώματος στροβιλότητας που οδηγεί στο μεγάλης κλίμακας σχηματισμό δίνης εμφανίζεται να συνδέεται με τη διαστρέβλωση της ελεύθερης επιφάνειας.



**Σχήμα 2.40. Διανομή ταχύτητας και στροβιλότητας για  $h/D=0.31, 0.43, 0.75$  &  $Fr=U/(gh)^{1/2}=1.07, 0.91, 0.69$  [47]**

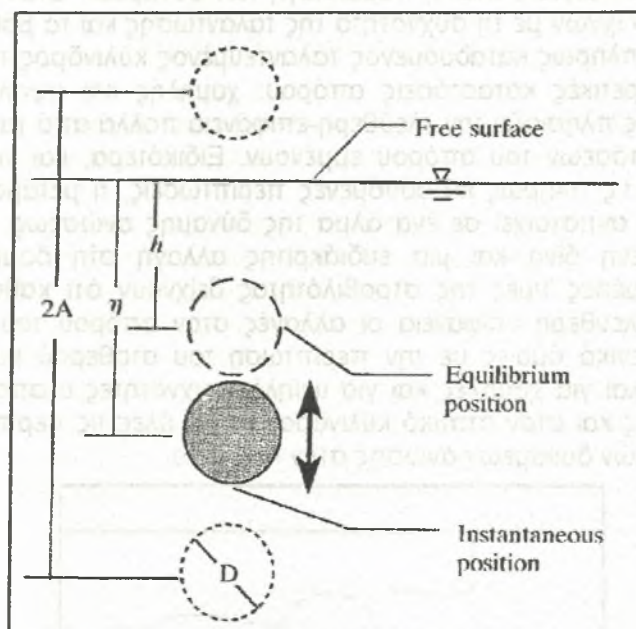
Στην εργασία των J. W. Hoyt & R. H. J. Sellin [48] έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την μελέτη των J. Sheridan, J.-C. Lin & D. Rockwell [47] με PIV για την απεικόνιση της ροής του νερού γύρω από έναν κύλινδρο κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια με την μέθοδο οπτικοποίησης με ανιχνευτές (tracer). Η σύγκριση των δύο μεθόδων έδειξε καλή συμφωνία (σχ. 2.41).



**Σχήμα 2.41. Σύγκριση των αποτελεσμάτων των δύο μεθόδων**



Την ελεγχόμενη κίνηση (ταλάντωση) ενός κυλίνδρου που διαπερνά την ελεύθερη επιφάνεια υγρού εξετάζουν στην εργασία τους οι J.-C. Lin, N. Phetkong, J. Sheridan & D. Rockwell [50]. Ένας κύλινδρος που υποβάλλεται στην κάθετη ταλάντωση διαπερνά μια ελεύθερη επιφάνεια (σχ.2.42). Η ταλάντωση ελέγχεται για να διατηρήσει τη σταθερή μέγιστη επιτάχυνση για μια σειρά των τιμών του βάθους διεύδυσης. Με PIV έγιναν οι μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων, που παρέχει τις στιγμιαίες εικόνες της ανάπτυξης των δινών. Γίνεται σύγκριση με την αντίστοιχη περίπτωση του εντελώς καταδυόμενου κυλίνδρου, ο οποίος παράγει δίνες von Karman.



Σχήμα 2.42. Γεωμετρία της ροής

Ο σχηματισμός και η ανάπτυξη δίνης από έναν ταλαντούμενο κύλινδρο που διαπερνά μια ελεύθερη επιφάνεια επηρεάζονται έντονα από την διαδικασία διεύδυσης, όχι μόνο κατά τη διάρκεια της διεύδυσης, αλλά και στους πολύ πιο πρόσφατους χρόνους όταν καταδύεται ο κύλινδρος κάτω από την επιφάνεια. Υπάρχει μία επίδραση που εμφανίζεται να συνεχίζεται πέρα από τον ολόκληρο κύκλο ταλάντωσης. Η προφανέστερη συνέπεια είναι μια αξιοπρόσεκτη τάση προς τη συμμετρία των δινών, που διαφέρουν από τις ιδιαίτερα μη συμμετρικές δίνες που διαμορφώνονται από τον εντελώς καταδυόμενο κύλινδρο που έχει την ίδια μέγιστη τιμή επιτάχυνσης.

Σε μικρό βάθος διεύδυσης, καμία δίνη δεν διαμορφώνεται.

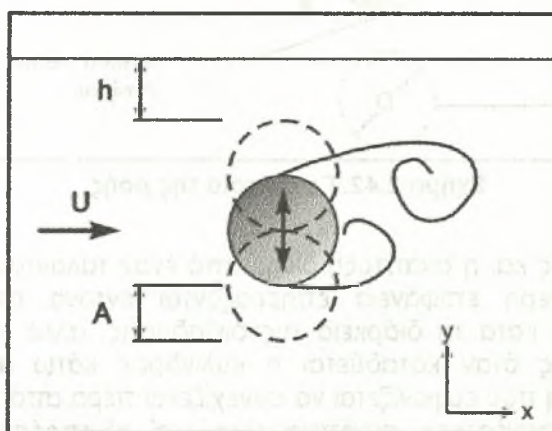
Η αξιοπρόσεκτη συμμετρία των δινών κατά τη διάρκεια ενός κύκλου ταλάντωσης οφείλεται σε δύο αίτια: α) την συμμετρία διαχυμένης στροβιλότητας αμέσως μετά από τη διεύδυση στην ελεύθερη επιφάνεια και κατά τη διάρκεια των δύο κινήσεων του κυλίνδρου προς τα πάνω και κάτω. β) την γρήγορη μεταφορά των δινών σε μια εξωτερική κατεύθυνση κατά μήκος της ελεύθερης επιφάνειας.

Δύο διακριτοί μηχανισμοί του σχηματισμού δίνης μπορούν να εμφανιστούν αφότου έχει διαπεράσει ο κύλινδρος την ελεύθερη επιφάνεια. Ο πρώτος περιλαμβάνει, σε ένα αρχικό στάδιο, το σχηματισμό ενός ζευγαριού δινών κατά τη διάρκεια της κίνησης προς τα κάτω με τον παραδοσιακό τρόπο του σχηματισμού δίνης. Κατόπιν, κοντά στο μέγιστο βάθος της διεύδυσης, αυτό το σύστημα των δύο δινών προκαλεί την γρήγορη αποκόλληση του οριακού στρώματος από την επιφάνεια του κυλίνδρου, που προκαλεί τις δευτεροβάθμιες δίνες της αντίθετης φοράς. Το προσανατολισμένο ρεύμα ροής προς τα πάνω στην κεντρική γραμμή των ιχνών προκαλείται από την ανοδική κίνηση του κυλίνδρου. Αν και οι μικρές κλίμακας



αστάθειες Kelvin-Helmholtz είναι εμφανείς στο επιμηκυμένο στρώμα στροβιλότητας από κάθε πλευρά του κυλίνδρου, δεν εμφανίζεται η γρήγορη συγκέντρωση στροβιλότητας σε μια μεγάλης κλίμακας δίνη τύπου Karman. Όταν αυτό το στρώμα χωρίζεται κατά τη διάρκεια της διείσδυσης στην ελεύθερη επιφάνεια, διαμορφώνεται γρήγορα μια μεγάλης κλίμακας δίνη.

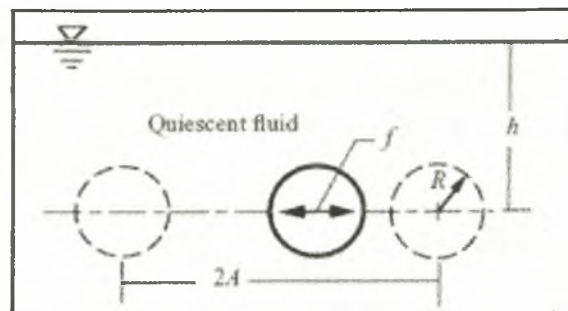
Στην εργασία αυτή των J. Carberry, J. Sheridan, D. Rockwell [61] ερευνάται ροή πίσω από ταλαντούμενο κύλινδρο που βρίσκεται κάτω από διεπιφάνεια (σχ. 2.43). Οι αρχικές εκτιμήσεις είναι η παραλλαγή των δυνάμεων στον κύλινδρο και τη δομή των κοντινών ιχνών με τη συχνότητα της ταλάντωσης και το βάθος της βύθισης του κυλίνδρου. Ο πλήρως καταδυόμενος ταλαντευόμενος κύλινδρος παρουσιάζει δύο ευδιάκριτες διαφορετικές καταστάσεις απόρροου: χαμηλής και υψηλής συχνότητας. Καθώς ο κύλινδρος πλησιάζει την ελεύθερη-επιφάνεια πολλά από τα χαρακτηριστικά αυτών των καταστάσεων του απόρροου εμμένουν. Ειδικότερα, και για την ελεύθερη επιφάνεια και για τις πλήρως καταδυόμενες περιπτώσεις, η μετάβαση μεταξύ των δύο καταστάσεων αντιστοιχεί σε ένα άλμα της δύναμης ανώσεως, μια μετατόπιση στη διασκορπισμένη δίνη και μια ευδιάκριτη αλλαγή στη δομή του κοντινού απορροεύματος. Η μέσες τιμές της στροβιλότητας δείχνουν ότι καθώς ο κύλινδρος προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια οι αλλαγές στον απόρροου του ταλαντούμενου κυλίνδρου είναι γενικά όμοιες με την περίπτωση του σταθερού κυλίνδρου. Κοντά στην διεπιφάνεια και για χαμηλές και για υψηλές συχνότητες ο απόρροου γίνεται μη συμμετρικός, όπως και στον στατικό κύλινδρο, και σε όλες τις περιπτώσεις υπάρχει ένα δίκτυο αρνητικών δυνάμεων άνωσης στον κύλινδρο.



Σχήμα 2.43. Γεωμετρία της ροής

Εξετάστηκε ο συνδυασμός στατικού κυλίνδρου και ταλαντούμενου κάθετα στη ροή. Πολλά από τα γνωρίσματα που παρουσιάζονται στον σταθερό βυθισμένο κύλινδρο παρουσιάζονται και στην περίπτωση του ταλαντούμενου. Δεν μπορεί να καθοριστεί πότε σταματά η εκροή δινών καθώς ο κύλινδρος πλησιάζει την διεπιφάνεια γιατί αλλάζει με την ταλάντωση το βάθος, αλλά πολύ κοντά στην διεπιφάνεια η εκροή αναστέλλεται και η στροβιλότητα στον απόρροου του κυλίνδρου διαχέεται ευρέως.

Την οριζόντια ταλάντωση ενός κυλίνδρου κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια (σχ. 2.44) και τον σχηματισμό δινών μελετούν στην εργασία τους οι J.-C. Lin & D. Rockwell [59].



Σχήμα 2.44. Γεωμετρία της ροής

Ο βαθμός βύθισης του κυλίνδρου έχει δραματική επίδραση στον τύπο σχηματισμού δίνης στον κοντινό απόρροο ενός κυλίνδρου που ταλαντεύεται οριζόντια κάτω από το ρευστό.

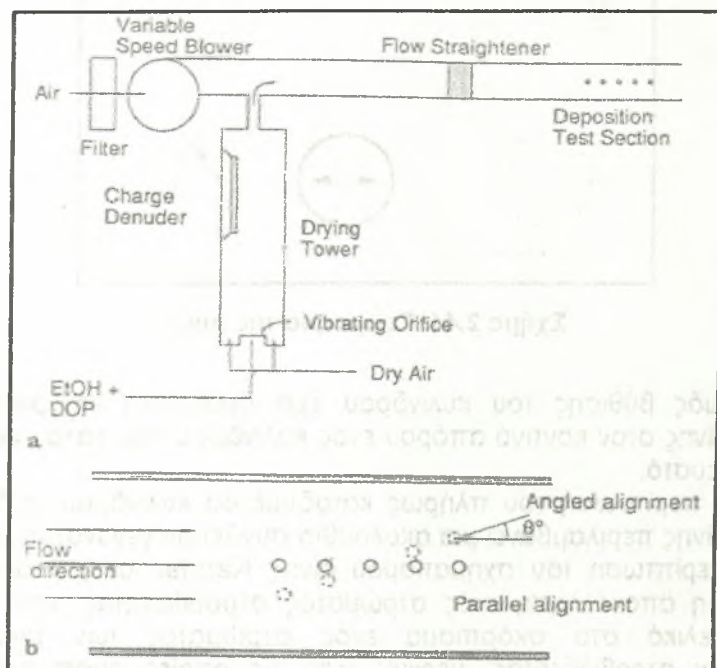
Για την περίπτωση του πλήρως καταδυμένου κυλίνδρου, η διαδικασία του σχηματισμού δίνης περιλαμβάνει μια ακολουθία σύνθετων γεγονότων, σχετικά με την απλούστερη περίπτωση του σχηματισμού δίνης Karman σε μια σταθερή ροή. Η ανάπτυξη και η αποκόλληση ενός στρώματος στροβιλότητας από τον κύλινδρο, υποχωρούν τελικά στο σκόρπισμα ενός στρώματος των μικρής κλίμακας συγκεντρώσεων στροβιλότητας, μερικές από τις οποίες συσσωρεύονται για να διαμορφώσουν μια μεγάλης κλίμακας δίνη. Επιπλέον, η ανάπτυξη δίνης περιλαμβάνει το σχηματισμό μιας μεγάλης κλίμακας φυσαλίδας χωρισμού στην επιφάνεια του κυλίνδρου που καταρρέει τελικά στην έναρξη της κλασικής δίνης από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Η εγκάρσια δύναμη επηρεάζει τις ιδιαίτερα διαταγμένες διαμορφώσεις.

Όταν ο κύλινδρος είναι δίπλα στην ελεύθερη επιφάνεια, έτσι ώστε ένα μικρό κενό να υπάρχει μεταξύ τους, εμποδίζεται η κατακόρυφη μετακίνηση του στρώματος στροβιλότητας από τον κύλινδρο.

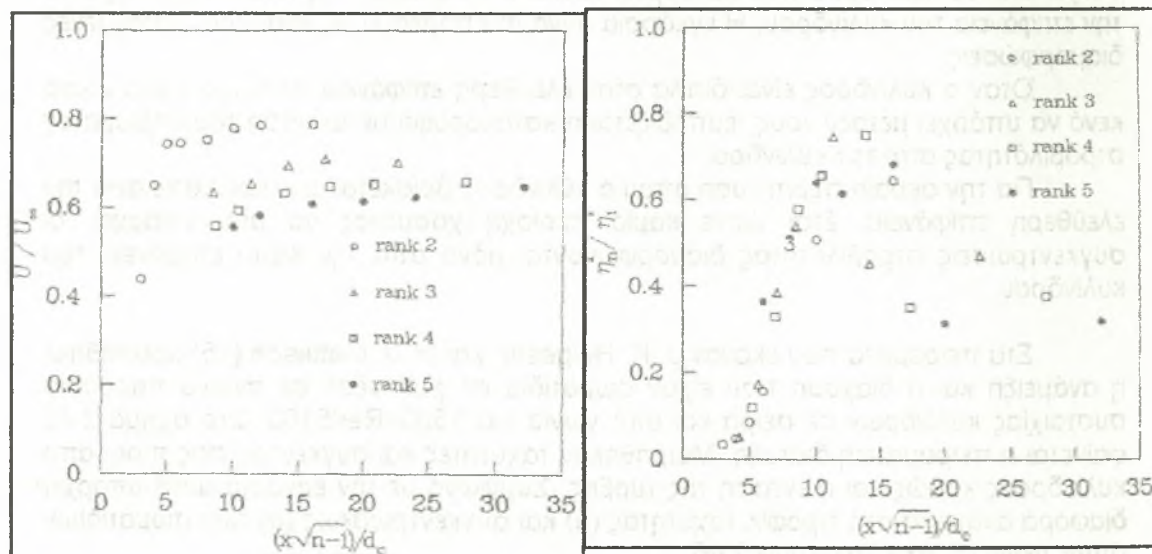
Για την ακραία περίπτωση όπου ο κύλινδρος βρίσκεται αμέσως κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια, έτσι ώστε καμία περιοχή χάσματος να μην υπάρχει, οι συγκεντρώσεις στροβιλότητας διαμορφώνονται μόνο από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου.

Στα πειράματα που έκαναν J. K. Helgesen και M. J. Matteson [15] μελετήθηκε η ανάμειξη και η διάχυση που είχαν σωματίδια σε ροή μέσα σε αγωγό παρουσία συστοιχίας κυλίνδρων σε σειρά και υπό γωνία για  $1300 < Re < 5100$ . Στο σχήμα 2.45 φαίνεται η πειραματική διάταξη. Μετρήθηκαν ταχύτητες και συγκεντρώσεις πίσω από κυλίνδρους καθώς και η ένταση της τύρβης. Σύμφωνα με την εργασία αυτή υπάρχει διαφορά ανάμεσα στα προφίλ ταχύτητας ( $u$ ) και συγκεντρώσεως ( $\eta$ ) των σωματιδίων όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.46.



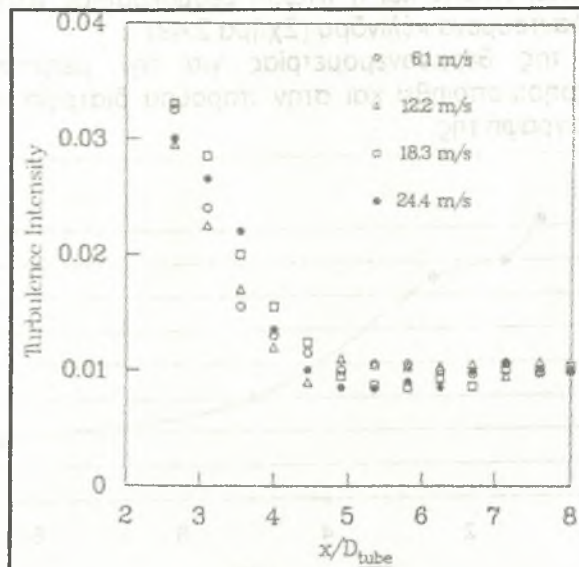


Σχήμα 2.45. Πειραματική διάταξη [15]



Σχήμα 2.46. Προφίλ ταχύτητας και συγκέντρωσης σωματιδίων [15]

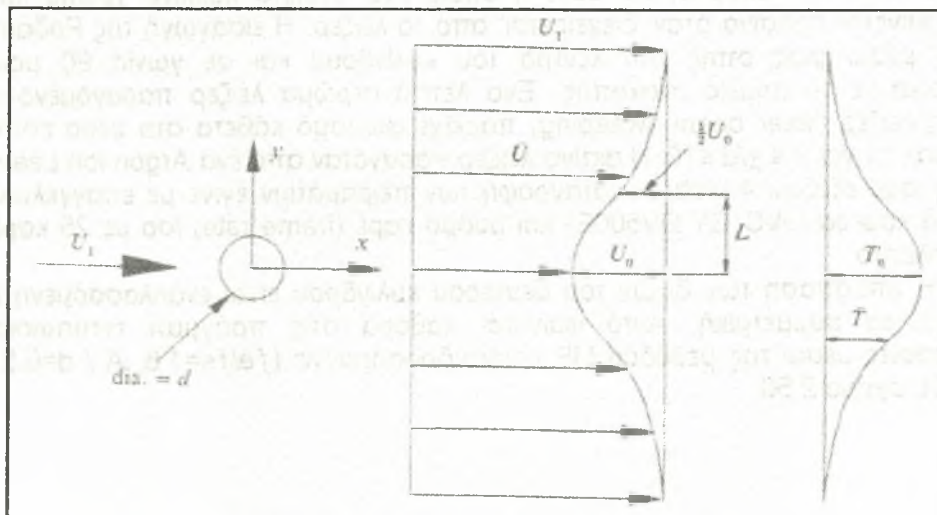
Στο σχήμα (2.47) φαίνεται το διάγραμμα έντασης της τύρβης για διαφορετικές ταχύτητες όπου φαίνεται η σταδιακή μείωση της κινητικής ενέργειας.



Σχήμα 2.47. Διάγραμμα έντασης της τύρβης [15]

### 2.1.12. Διάχυση βαθμωτού μεγέθους πίσω από κύλινδρο

Στην εργασία των M. Matsumura και R. A. Antonia [18] έγιναν μετρήσεις με θερμικό ανεμόμετρο (Hot – wire anemometer) για το πεδίο ταχυτήτων πίσω από θερμαινόμενο κυκλικό κύλινδρο. Μετρήθηκε επίσης το θερμοκρασιακό πεδίο πίσω από τον κύλινδρο. Τα αποτελέσματα της έρευνας αυτής έδειξαν ότι οι περιδινήσεις μεταφέρουν θερμότητα και ορμή, αλλά γίνεται πιο γρήγορα η ανάμειξη της θερμότητας, ειδικά όταν  $x/d = 10 \sim 20$ . Στο σχήμα 2.48 φαίνεται η γεωμετρία της ροής. ( $Re=5830$ )



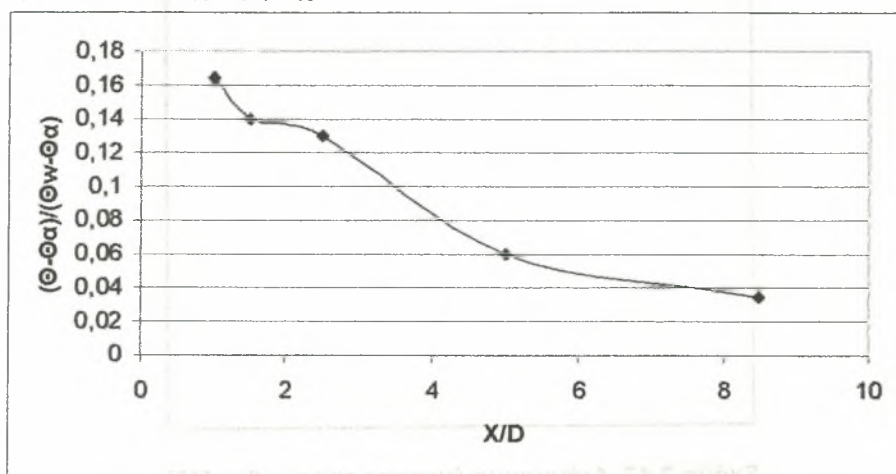
Σχήμα 2.48. Γεωμετρία της ροής [18]

Η πειραματική μελέτη των G. Xenopoulos, H. Stapountzis, C. Salpistis, A. Goulas, [22] με περιστροφικά ταλαντούμενο θερμαινόμενο κυκλικό κύλινδρο, έδειξε ότι σε υψηλές τιμές της συχνότητας ταλάντωσης δεν γίνεται καλή ανάμειξη. Από την



έρευνα αυτή προκύπτει επίσης και η πτώση θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή πίσω από τον μη ταλαντούμενο κύλινδρο (Σχήμα 2.49).

Η μέθοδος της θερμοανεμομετρίας για την μέτρηση ταχυτήτων και θερμοκρασιών θα χρησιμοποιηθεί και στην παρούσα διατριβή, οπότε θα γίνει και λεπτομερέστερη περιγραφή της.



Σχήμα 2.49. Πτώση θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή θερμαινόμενου κυλίνδρου [22]

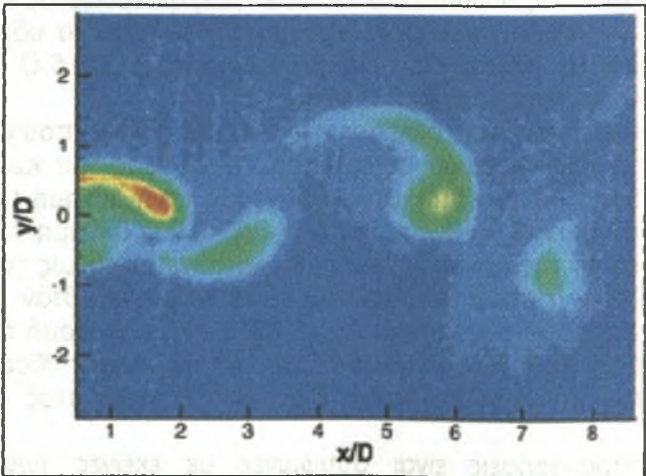
Οι S. J. Xu και Y. Zhou\* [23] μελέτησαν την επίδραση στο απόρρευμα σταθερού κυλίνδρου προερχόμενο από ταλαντούμενο κύλινδρο που τοποθετήθηκε μπροστά από τον σταθερό. Και οι δύο κύλινδροι είναι ίδιας διαμέτρου  $d$ . Η μέθοδος οπτικοποίησης είναι με φθορισμό λέιζερ (laser induced fluorescence technique). Οι μετρήσεις με τη μέθοδο LIF διεξήχθησαν σε τετραγωνικής μορφής υδροσήραγγα ( $0.15\text{m} \times 0.15\text{m}$ ) μήκους  $0.5\text{m}$ . Το υλικό του καναλιού είναι οπτικό γυαλί και τα τοιχώματά του έχουν πάχος  $0.02\text{m}$ . Η ταχύτητα της ροής ελέγχεται με ρυθμιστική βαλβίδα και μέγιστη τιμή αυτής ισούται με  $0.32\text{m/s}$ . Για την οπτικοποίηση χρησιμοποιήθηκε Ροδαμίνη 6G 99% η οποία έχει ανοιχτό κόκκινο χρώμα και το οποίο φαίνεται πράσινο όταν 'διεγείρεται' από το λέιζερ. Η εισαγωγή της Ροδαμίνης γινόταν μέσω μιας οπής στο κέντρο του κυλίνδρου και σε γωνία  $90$  μοιρών αναφορικά με το σημείο ανακοπής. Ένα λεπτό στρώμα λέιζερ παραγόμενο από σαρωτή λέιζερ (laser beam sweeping) παρείχε φωτισμό κάθετα στο μέσο επίπεδο του καναλιού για  $0 \leq x/d \leq 10$ . Η ακτίνα λέιζερ παραγόταν από ένα Argon Ion Laser με μέγιστη ισχύ εξόδου  $4\text{ watt}$ . Η καταγραφή των πειραμάτων έγινε με επαγγελματική ψηφιακή κάμερα (JVC GY-DV500E) και ρυθμό καρέ (frame rate) ίσο με  $25$  καρέ το δευτερόλεπτο.

Η απόσπαση των δινών του δευτέρου κυλίνδρου είναι εναλλασσόμενη ενώ του πρώτου συμμετρική. Αυτό φαίνεται καθαρά στις πράγματι εντυπωσιακές φωτογραφίες μέσω της μεθόδου LIF στην υδροσήραγγα ( $f_e/f_s=1.8$ ,  $A/d=0.5$  και  $Re=300$ ), σχήμα 2.50.



Σχήμα 2.50. Φωτογραφία απόσπασης δινών (μέθοδος LIF) [23]

Στην εργασία τους οι H. J. Seuntjens, R. N. Kieft, C. C. M. Rindt & A. A. van Steenhoven [58] μέτρησαν το δισδιάστατο θερμοκρασιακό πεδίο στον απόρου θερμαινόμενου κυλίνδρου χρησιμοποιώντας την μέθοδο LIF (Laser-Induced fluorescence).



Σχήμα 2.51. Φωτογραφία απόσπασης θερμικών δινών



Κατάφεραν με την μέθοδο αυτή να απεικονίσουν όλο το θερμοκρασιακό πεδίο πίσω από τον κύλινδρο με καλή ακρίβεια.

## 2.2. Γενικά περί της ροής γύρω από τετραγωνικό κύλινδρο

Το απόρρευμα που αναπτύσσεται πίσω από ένα τετραγωνικό κύλινδρο χαρακτηρίζεται από μια σειρά μεταβολών καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds ( $Re$ ). Το πεδίο ροής εξελίσσεται από μια δισδιάστατη κατάσταση σε μια τρισδιάστατη πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδη ροή. Η μεταβολή αυτή του κρίσιμου αριθμού Reynolds οδηγεί σε μείζονες αλλαγές στις δομές της ροής. Το γεγονός ότι τα σημεία αποκόλλησης παραμένουν αμετάβλητα για έναν τετράγωνο κύλινδρο οδηγεί σε σημαντικές διαφορές με το αντίστοιχο πεδίο ροής στο απόρρευμα ενός κυκλικού κυλίνδρου. Αυτό ίσως έχει συνέπειες στον σχηματισμό δινών σε ροή κοντά σε διεπιφάνεια.

Η περιοχή απορρεύματος ενός τετράγωνου κυλίνδρου μεταβαίνει από μια σταθερή δισδιάστατη συμμετρική κατάσταση σε μια μη σταθερή για αριθμό Reynolds 45. Αυτή η μετάβαση ονομάζεται 'διακλάδωση Hopf' και οφείλεται στο φαινόμενο διάχυσης δινών. Η δεύτερη μετάβαση είναι η αρχή ανάπτυξης τρισδιάστατης ροής στο κοντινό απόρρευμα για αριθμούς Reynolds 180. Η εξέλιξη της τρισδιάστατης ροής χαρακτηρίζεται από δύο διαφορετικούς τύπους διάχυσης δινών. Αυτοί οι τύποι προσδιορίζονται με τις ονομασίες A και B και περιλαμβάνουν ευδιάκριτα μήκη κύματος. Ο τύπος διάχυσης A συνοδεύεται από ασυνεχής ανωμαλίες χαμηλής συχνότητας. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται εκτοπισμός των δινών που προκύπτουν από την ασυνέχεια της συχνότητας στο εσωτερικό των διαχεόμενων δινών. Με περαιτέρω αύξηση του αριθμού Reynolds, οι επιπρόσθετες αλλαγές που συμβαίνουν είναι οι ακόλουθες:

- α) Η μεγάλη τάξη εξέλιξης των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων και η συνεπακόλουθη ανάπτυξη στροβιλισμών σε αυτά
- β) Το οριακό στρώμα που αναπτύσσεται στην επιφάνεια του κυλίνδρου μετατρέπεται σε τυρβώδες.

### 2.2.1. Επιρροή του τοιχώματος στην διάχυση δινών που απορρέουν από έναν τετραγωνικό κύλινδρο [63]

Εξετάζεται από τους Martinuzzi J. R. et al. [63] η αεροδυναμική συμπεριφορά ενός τετραγωνικού κυλίνδρου που βρίσκεται κοντά σε τοίχωμα υδροσήραγγας για έναν αριθμό Reynolds 18.900 και ένα οριακό στρώμα πάχους  $0.5 D$ . Στο σχήμα 2.52 φαίνεται σκαρίφημα της πειραματικής διάταξης.

Προσδιορίστηκαν τέσσερις διαφορετικές περιοχές ροής, που συσχετίζονται με τις αλλαγές στη ροή του διακένου μεταξύ της κάτω όψης του κυλίνδρου και του δαπέδου. Για  $S/D > 0.9$  ο συντελεστής οπισθέλκουσας και η δύναμη των διαχεόμενων δινών δεν επηρεάζονται από το ύψος. Για  $0.6 < S/D < 0.9$  η δύναμη των διαχεόμενων δινών και η διακύμανση της δύναμης άνωσης ελαττώνεται καθώς το  $S/D$  μειώνεται. Για  $S/D > 0.6$  η ροή στην είσοδο του διακένου είναι παρόμοια όταν κλιμακώνεται το ύψος του διακένου και αυτή η ομοιότητα επεκτείνεται για τη διανομή πίεσης στο πίσω τμήμα της επιφάνειας που δείχνει ότι υπάρχει μικρή αλληλεπίδραση μεταξύ του ιξώδους του ρευστού και του ελεύθερου διατμητικού στρώματος στην κάτω όψη (σχ.254).

Αυτές οι παρατηρήσεις είναι σύμφωνες με εκείνες των Bearman και Zdravkovich [119], οι οποίοι έχουν δείξει ότι η ροή απορρεύματος ενός κυκλικού κυλίνδρου κοντά σε έναν τοίχο είναι παρόμοια με αυτήν για δύο παράλληλους κυλίνδρους για  $S/D > 0.5$ . Για  $S/D < 0.6$ , τα αποτελέσματα στο διάκενο δεν είναι πλέον αμελητέα. Για  $0.3 < S/D < 0.6$ , η ροή επαναπροσεγγίζει περιοδικά τις κάτω όψεις, που

προκαλούν εκπομπές των δινών και γίνεται όλο και περισσότερο ανώμαλη στο βασικό πεδίο σχηματισμού δινών. Για  $0.3 < S/D < 0.4$ , η περιοδικότητα παρατηρείται μόνο προς την κατεύθυνση ροής του βασικού πεδίου.

Αυτή η μετατόπιση στην περιοχή σχηματισμού δίνης δεν μπορεί να εξηγηθεί με βάση τα αποτελέσματα. Εντούτοις, η ύπαρξή της εξηγεί γιατί οι μελέτες βασισμένες σε μετρήσεις στο κοντινό απόρρευμα εκθέτουν με συνέπεια τα κρίσιμα ύψη διακένου για καταστολή μεγαλύτερη από εκείνες τις μελέτες βασισμένες στις μετρήσεις μακρινού απορρεύματος.

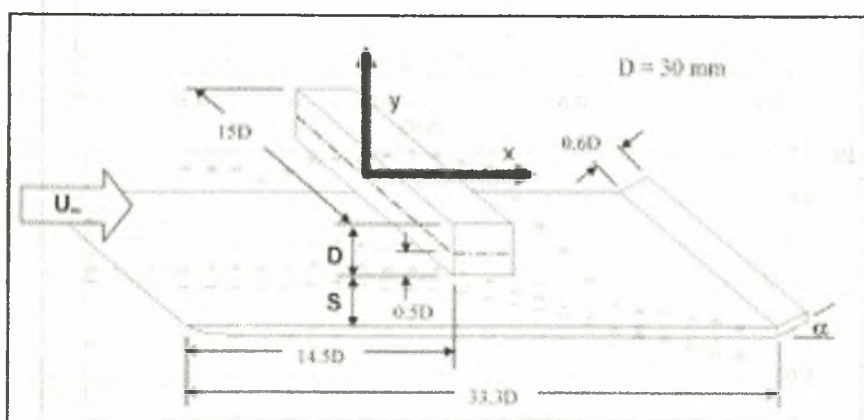
Για το  $S/D < 0.3$ , το χαμηλότερο διατμητικό στρώμα προσαρτείται μόνιμα στην κατώτερη όψη και οι περιοδικές διακυμάνσεις καταστέλλονται εντελώς (σχ. 2.53). Οι επιδράσεις του ιξώδους δεν μπορούν πλέον να παραμεληθούν στη ροή της περιοχής του διακένου. Η ιξώδης διάχυση μπορεί έτσι να οδηγήσει στην καταστολή των εκπομπών δινών κατά μήκος του κατώτερου διατμητικού στρώματος.

Μερικές σημαντικές διαφορές παρατηρούνται μεταξύ της ροής γύρω από τους κυκλικούς και τους τετραγωνικούς κύλινδρους, κυρίως για τα μεταβατικά ύψη διακένου ( $0.3 < S/D < 0.6$ ).

Για την τετραγωνική γεωμετρία, το σημείο αποκόλλησης καθορίζεται στην κατώτερη αιχμή και το κρίσιμο ύψος διακένου για την καταστολή είναι πολύ λιγότερο ευαίσθητο στο επικείμενο πάχος του οριακού στρώματος (Durao [120], Bosch [121] Martinuzzi και Wu [122]).

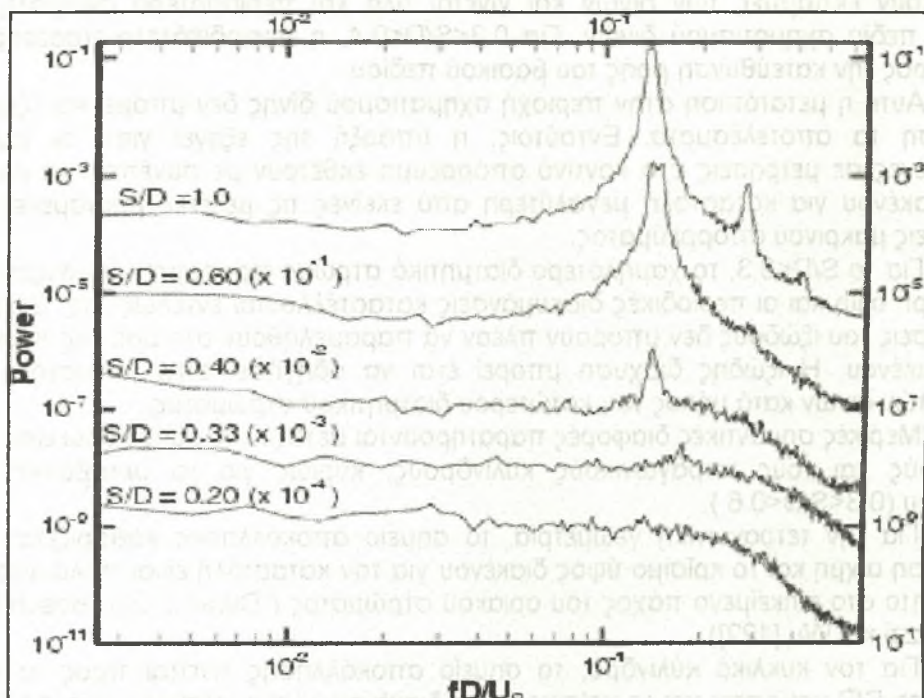
Για τον κυκλικό κύλινδρο, το σημείο αποκόλλησης κινείται προς τα κάτω καθώς το  $S/D$  μειώνεται και το κρίσιμο ύψος διακένου είναι ευαίσθητο στις συνθήκες ροής προς την αντίθετη κατεύθυνση του ρεύματος. (Bearman και Zdravkovich, 1978, 1984 Lei, 1999). Αυτές οι διαφορές προτείνουν τους διαφορετικούς μηχανισμούς καταστολής.

Για τον τετραγωνικό κύλινδρο, η διαδικασία επαναπροσέγγισης στην κατώτερη όψη διακόπτει τη ροή της κυκλοφορίας στο βασικό πεδίο. Για τον κυκλικό κύλινδρο, το αποκολλημένο στρώμα δεν προσαρτείται στην όψη του κυλίνδρου και δεν παρατηρείται καθυστερημένος σχηματισμός δίνης (Bearman και Zdravkovich [119]). Επιπλέον παρατηρείται ότι το μέγεθος της πίεσης αποκόλλησης στην κατώτερη όψη του κυλίνδρου μειώνεται καθώς το ύψος του διακένου μειώνεται. Είναι έτσι πιθανό ότι ο μηχανισμός καταστολής για τον κυκλικό κύλινδρο συσχετίζεται με πιο σαφή τρόπο με τις επιδράσεις του ιξώδους του δαπέδου.

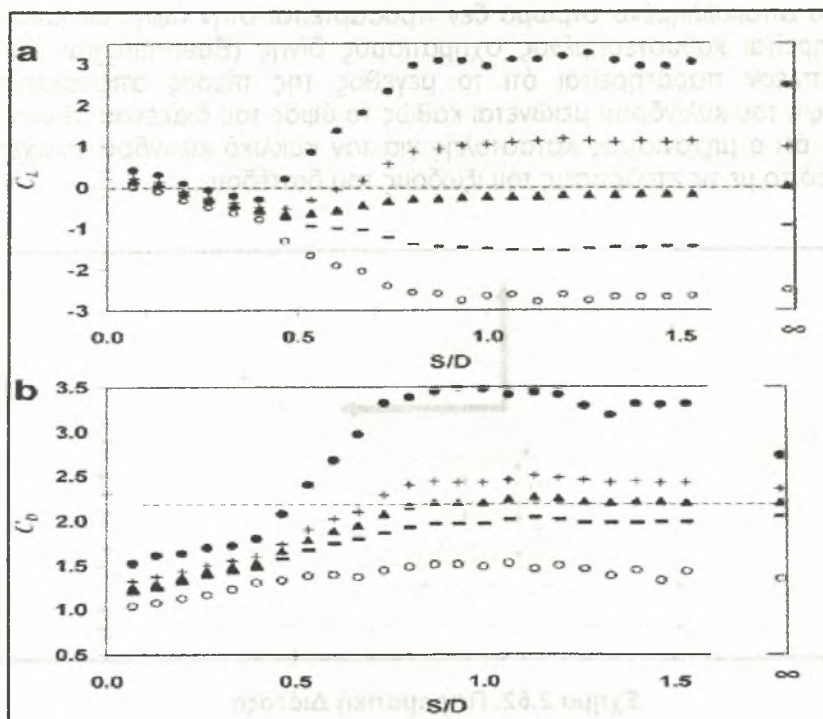


Σχήμα 2.52. Πειραματική Διάταξη





Σχήμα 2.53. Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος συναρτήσει του αριθμού Strouhal για  $S/D=1$ ,  $S/D=0.6$ ,  $S/D=0.4$ ,  $S/D=0.2$ .



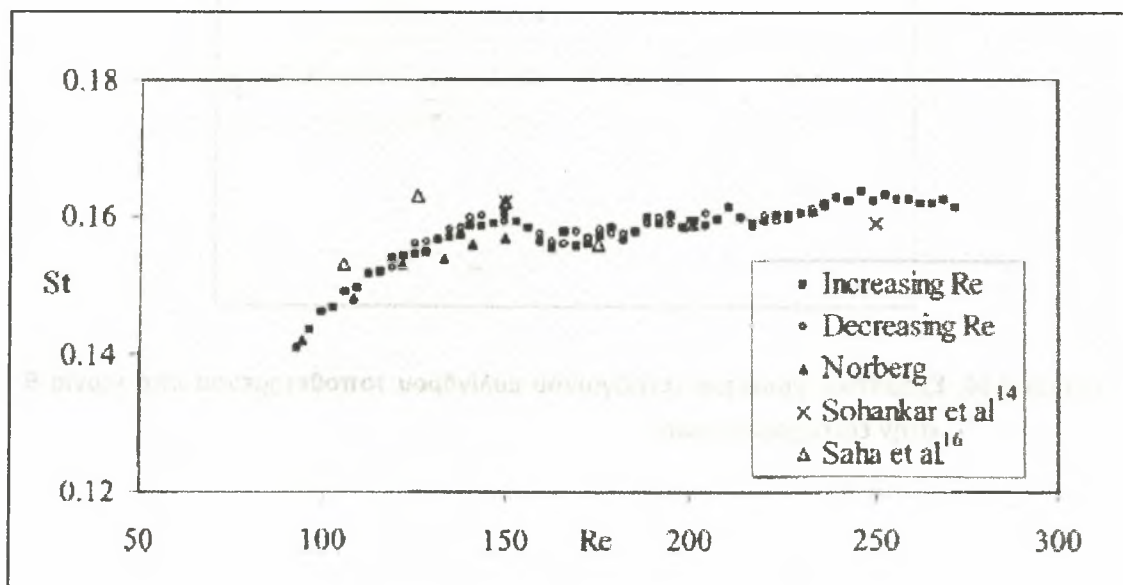
Σχήμα 2.54. Διάγραμμα συντελεστή άνωσης και οπισθέλκουσας συναρτήσει του ύψους διακένου

### 2.2.2. Σχέση μεταξύ αριθμών Strouhal-Reynolds στην περιοχή του απορεύματος [64]

Στην εργασία των S. C. Luo, Y. T. Chew, και Y. T. Ng [64] γίνεται μια προσπάθεια να μελετηθεί η σχέση μεταξύ του αριθμού Strouhal και Reynolds για έναν τετράγωνο κύλινδρο. Αυτή η σχέση προκύπτει στο σχήμα 2.55. Οι αριθμοί Reynolds εξετάστηκαν σε μια περιοχή από 100 έως 250. Επίσης γίνεται σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα των Norberg & Sohankar [123] και Saha [124] που παρουσιάζονται στο ίδιο σχήμα. Φαίνεται καθαρά ότι τα πειραματικά δεδομένα σχετικά με τον αριθμό Strouhal συμφωνούν απόλυτα με τα αποτελέσματα των Norberg και Sohankar [123].

Οι χαμηλοί αριθμοί Reynolds που παρουσιάζονται στην μελέτη του Saha [124] φαίνονται να είναι μεγαλύτεροι από τις άλλες περιπτώσεις αλλά και εδώ ακολουθείται η ίδια αυξητική τάση. Η ασυμφωνία που παρουσιάζονται στα δεδομένα του αριθμού Strouhal προκύπτει κυρίως από τις διαφορές του λόγου των δύο διαστάσεων του πειραματικού μοντέλου, της εγκατάστασης του πειράματος κάθε φορά και της έντασης της τύρβης της ροής μεταξύ της έρευνας του Saha και αυτή των Norberg και Sohankar.

Σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds παρατηρείται συνεχής αύξηση του αριθμού Strouhal και για  $Re=150$  ο Strouhal πλησιάζει το τοπικό μέγιστο ενώ για  $Re=160$  πλησιάζει το τοπικό ελάχιστο.



Σχήμα 2.55. Σχέση μεταξύ St-Re στην περιοχή του απορεύματος [64]

### 2.2.3. Επιρροή του προσανατολισμού ενός τετραγωνικού κυλίνδρου στην περιοχή του απορρεύματος [65]

Εδώ αναφέρεται μια πειραματική έρευνα για τη ροή γύρω από έναν τετραγωνικό κύλινδρο που τοποθετείται στις διάφορες γωνίες (Σχήμα 2.56). Η εστίαση της μελέτης είναι προς την εξέταση της ευαισθησίας των ιδιοτήτων του απορρεύματος στον προσανατολισμό τετράγωνου κυλίνδρου και τον αριθμό Reynolds. Έχουν εξεταστεί οι γωνίες πρόσπτωσης στο πεδίο από 0-60 μοίρες για

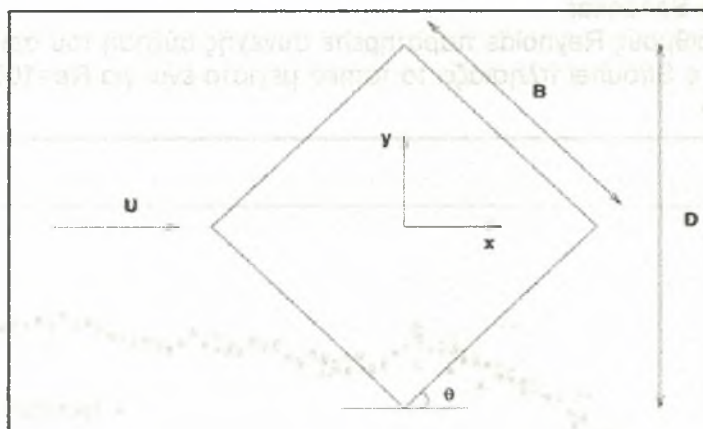


τους αριθμούς Reynolds 1340, 4990, και 9980. Οι μετρήσεις ταχύτητας έχουν πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας ένα θερμοανεμόμετρο. Ο αριθμός Strouhal και ο συντελεστής οπισθέλκουσας του κυλίνδρου έχουν υπολογιστεί από τις μετρήσεις του απορреύματος.

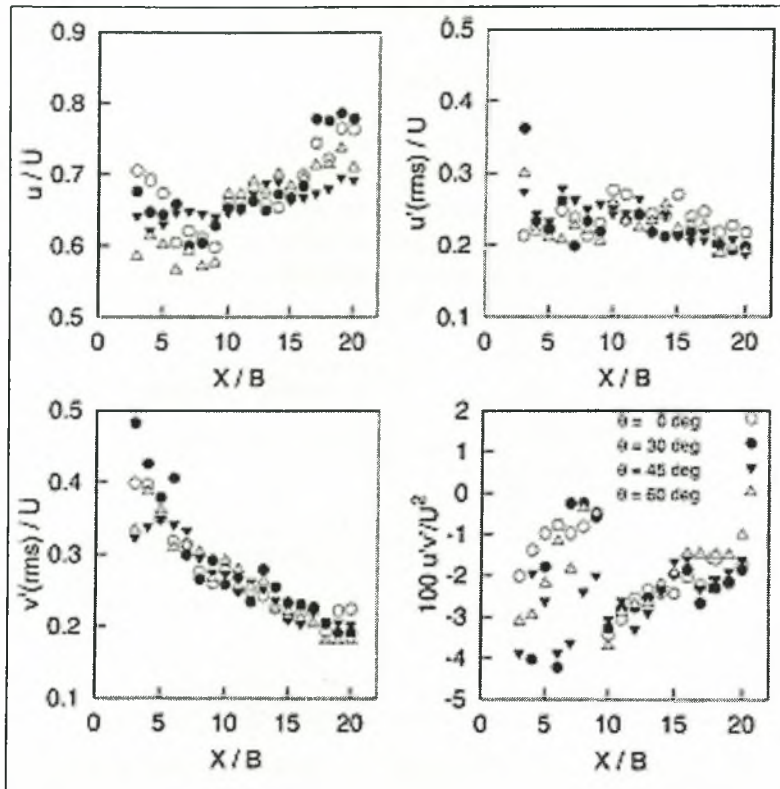
Χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις ταχύτητας στις ευδιάκριτες θέσεις του αισθητήρα στις κοντινές και μακρινές περιοχές απορреύματος λαμβάνονται οι ταχύτητες RMS (Σχήμα 2.57) και τα φάσματα πυκνότητας ισχύος. Τα αποτελέσματα που επιτεύχθηκαν αποκάλυψαν ότι για έναν κύλινδρο με μηδέν κλίση, η ροή χωρίζεται από τις γωνίες στο τμήμα που εκτίθεται στην εισερχόμενη ροή.

Για τις κλίσεις μεγαλύτερες από μηδέν, τα σημεία αποκόλλησης στον κύλινδρο κινούνται προς την κατεύθυνση της ροής και το μέγεθος του απορреύματος αυξάνει. Αυτοί οι παράγοντες οδηγούν σε έναν μειωμένο συντελεστή οπισθέλκουσας και έναν υψηλότερο αριθμό Strouhal.

Η αποκατάσταση κεντρικών γραμμών της μέσης χρονικά υπολογισμένης ταχύτητας και η πορεία αποσύνθεσης διακυμάνσεων ταχύτητας εξαρτώνται από τον αριθμό Reynolds. Παρατηρείται επίσης μια οριακή επίδραση του προσανατολισμού κυλίνδρων.



**Σχήμα 2.56. Σχηματικό γράφημα τετράγωνου κυλίνδρου τοποθετημένου υπό γωνία  $\theta$  στην εισερχόμενη ροή**



Σχήμα 2.57. Γραφήματα μέσων ταχυτήτων και μέσων εντάσεων τύρβης ως προς τις αποστάσεις για  $Re=9980$ . [65]

Στην παρούσα εργασία, πραγματοποιήθηκαν πειράματα ώστε να καλυφθεί το κενό που όπως διαπιστώθηκε από την μελέτη της διεθνούς βιβλιογραφίας υπάρχει σε αυτά τα θέματα και ειδικά σε πειραματικό επίπεδο, όσον αφορά την ανάμειξη ορμής και θερμοκρασίας σε μέσο και μακρινό απόρρευμα.

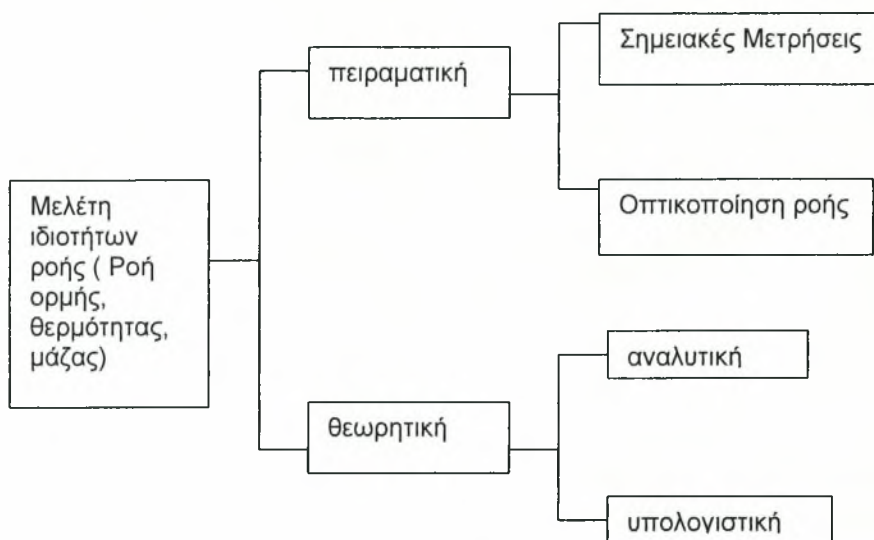


## 2.3. Μέτρηση ροών με οπτικές μεθόδους

### 2.3.1. Γενικές αρχές οπτικοποίησης ροών

Η ροή των ρευστών καθώς και η μεταφορά μάζας και θερμότητας πραγματεύονται με τη μεταφορά ροϊκών μεγεθών όπως ορμή, ενέργεια και μάζα. Τα φαινόμενα μεταφοράς μπορούν να εξεταστούν και θεωρητικά και πειραματικά.

Η πειραματική μελέτη της ροής μπορεί να γίνει με σημειακή μέτρησή της καθώς και με οπτικοποίηση της ενώ η θεωρητική προσέγγιση περιλαμβάνει ανάλυση και υπολογισμό όπως φαίνεται στο σχήμα 2.58.



Σχήμα 2.58. Μέθοδοι μελέτης ροϊκών φαινομένων [2]

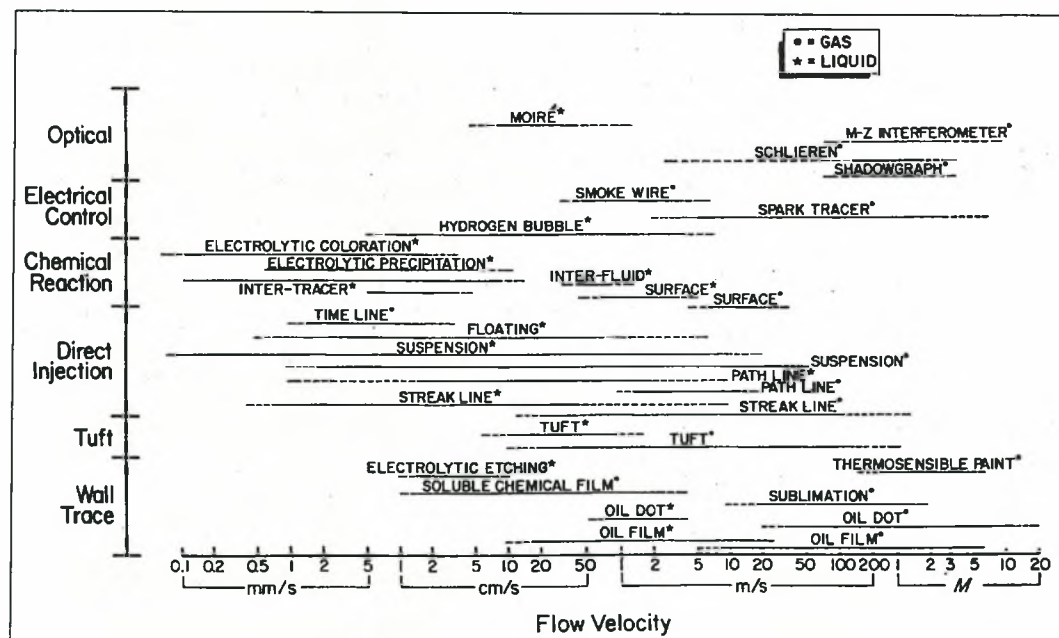
Η εργασία της οπτικοποίησης της ροής αποσκοπεί στο να κάνει ορατές τις διαδικασίες των φαινομένων μεταφοράς. Η οπτικοποίηση μπορεί να γίνει είτε πειραματικά είτε με προσομοίωση (θεωρητικά). Η οπτικοποίηση της ροής υπερέχει της μέτρησης στο ότι ανακτώνται πληροφορίες σε όλο το πεδίο της ροής. Το βασικό μειονέκτημα ήταν ότι οι πληροφορίες ήταν ποιοτικές αλλά σήμερα με την πρόοδο που έχει επιτευχθεί στον τομέα των υπολογιστών η οπτικοποίηση εισήλθε σε μια νέα εποχή ποσοτικοποίησης των πληροφοριών και έτσι το βασικό προαναφερθέν μειονέκτημα εξαλείφθηκε.

Για ευκολία οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται στην οπτικοποίηση της ροής ταξινομούνται σε συμβατικές και υποβοηθούμενες με υπολογιστή. Οι πρώτες αναφερόμενες ως πρώτης γενιάς μέθοδοι, περιλαμβάνουν όλες τις παραδοσιακές τεχνικές από την εποχή του Leonardo da Vinci (1452-1519). Αυτές ταξινομούνται σε τέσσερις ομάδες που φαίνονται στο σχήμα 2.59.

Method	Type
Wall tracing	Liquid film Sublimation Thermosensible paint Electrolytic etching Soluble chemical film
Tuft	Surface tuft Tuft grid Depth tuft
Tracer	
Direct injection	Solid particles Liquids Gases
Chemical reaction	Chemical Electrolytic Photochemical
Electrical	Hydrogen bubble Spark Smoke wire
Optical	Shadowgraphy Schlieren Interferometry Holography Stream birefringence Moiré Liquid crystal

Σχήμα 2.59. Συμβατικές μέθοδοι οπτικοποίησης ροών [2]

Η κατάλληλη περιοχή (εύρος ταχυτήτων) της ροής που εφαρμόζεται κάθε μέθοδος παρουσιάζεται στο παρακάτω σχήμα (σχ. 2.60).



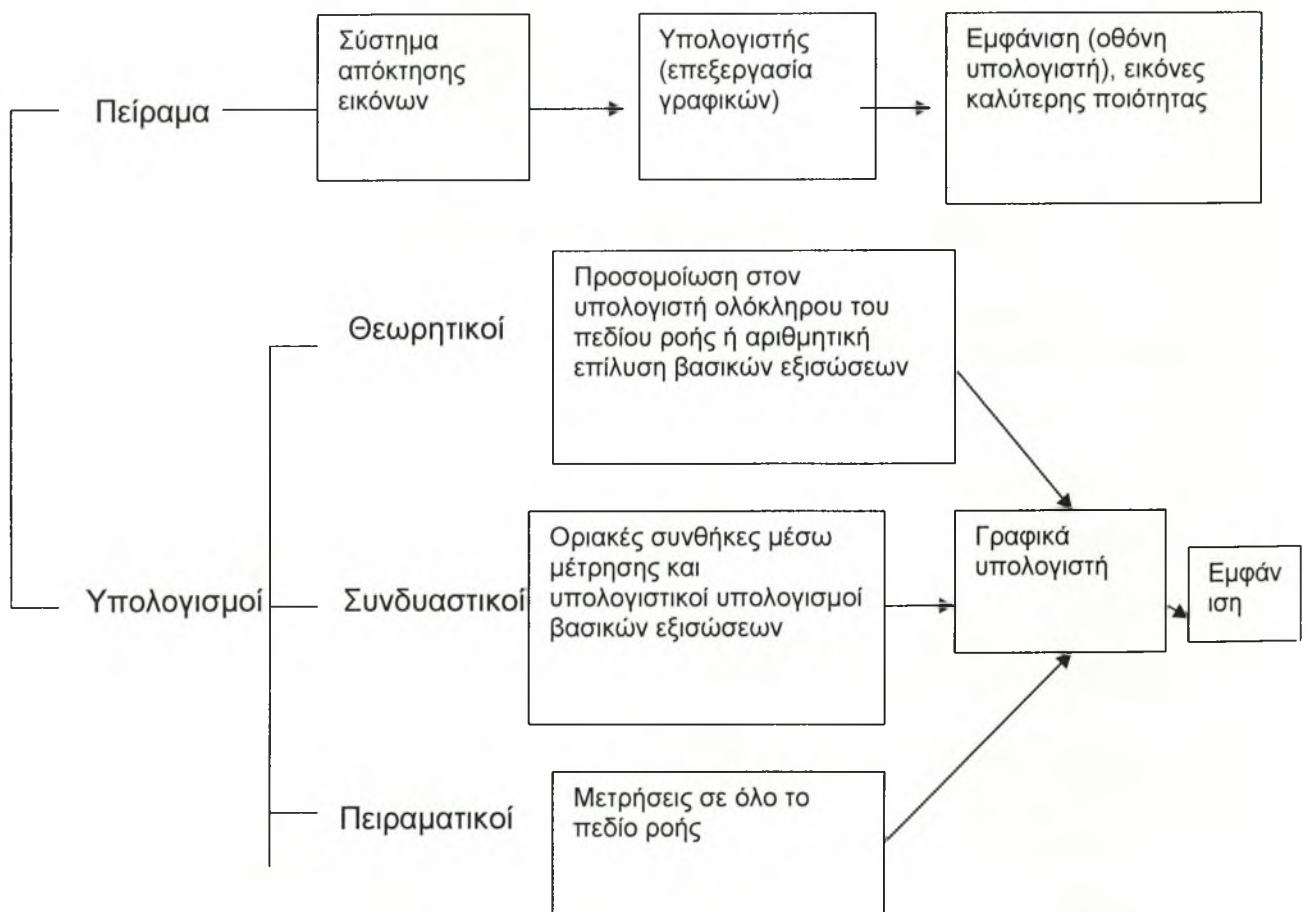
Σχήμα 2.60. Κατάλληλες περιοχές ταχυτήτων για κάθε μέθοδο οπτικοποίησης [2]

Ένας βασικός σκοπός της έρευνας πάνω στην οπτικοποίηση είναι η επέκταση αυτής της περιοχής και σε χαμηλές και σε υψηλές ταχύτητες.

Σε γενικές γραμμές διάφορες ουσίες εισάγονται στο ροϊκό πεδίο ως ένα αντιπαραβάλον μέσο για να διακρίνουμε αυτό που θέλουμε να παρατηρήσουμε.



Πολύ συχνά το ροϊκό πεδίο πρέπει να φωτιστεί ώστε να επιτύχουμε καλύτερη ευκρίνεια και αντίθεση. Στη συνέχεια η εικόνα εκθέτεται σε κατάλληλη μορφή. Αυτή η διαδικασία συνήθως ακολουθείται στις συμβατικές μεθόδους και η αποκτηθείσα εικόνα παρέχει μόνο ποιοτικές πληροφορίες για το ροϊκό πεδίο. Στην περίπτωση των μεθόδων υποβοηθούμενων με υπολογιστή η προαναφερθείσα διαδικασία ονομαζόμενη ως δημιουργία εικόνας (image formation) ακολουθείται από ψηφιακή επεξεργασία για ποιοτικότερη απεικόνιση της εικόνας. Πρόσφατες πρόοδοι στις υπολογιστικές τεχνικές και στα γραφικά έχουν δώσει νέα ώθηση στον τομέα της οπτικοποίησης. Αποτελέσματα που αποκτώνται βάσει θεωρίας και μετρήσεων μπορούν να παρουσιαστούν χρησιμοποιώντας τα χρώματα ως παραμετρικές μεταβλητές. Επίσης τα αποτελέσματα αυτά μπορούν να αποθηκευτούν στον υπολογιστή για περαιτέρω επεξεργασία. Στο σχήμα 2.61 φαίνονται οι υποβοηθούμενες με υπολογιστή μέθοδοι.



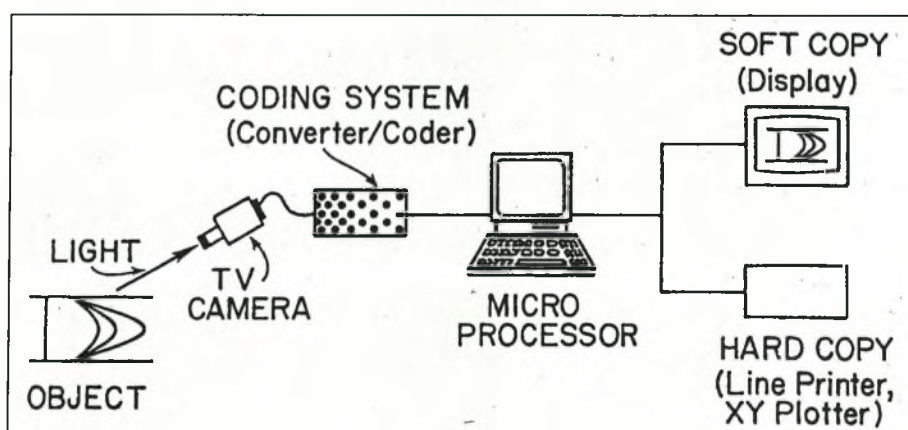
Σχήμα 2.61. Υποβοηθούμενες με υπολογιστή μέθοδοι οπτικοποίησης ροών [2]

Στον πίνακα 2.2 που ακολουθεί παρουσιάζονται οι διαφορές στις μεθόδους οπτικοποίησης πρώτης και δεύτερης γενιάς.

Πρώτης Γενιάς	Δεύτερης Γενιάς
Παραδοσιακές τεχνικές	Υποβοηθούμενες με υπολογιστή
Ποιοτικές πληροφορίες	Ποσοτικές πληροφορίες
Αντιπαραβάλλοντα μέσα για οπτικοποίηση	Καταγραφή, έκθεση και αποθήκευση για περαιτέρω επεξεργασία
Καταγραφή και έκθεση	Χρώματα ως παραμετρικές μεταβλητές

**Πίνακας 2.2. Μέθοδοι οπτικοποίησης πρώτης και δεύτερης γενιάς [2]**

Στο παρακάτω σχήμα (2.62) παρουσιάζεται ένα σύστημα ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας



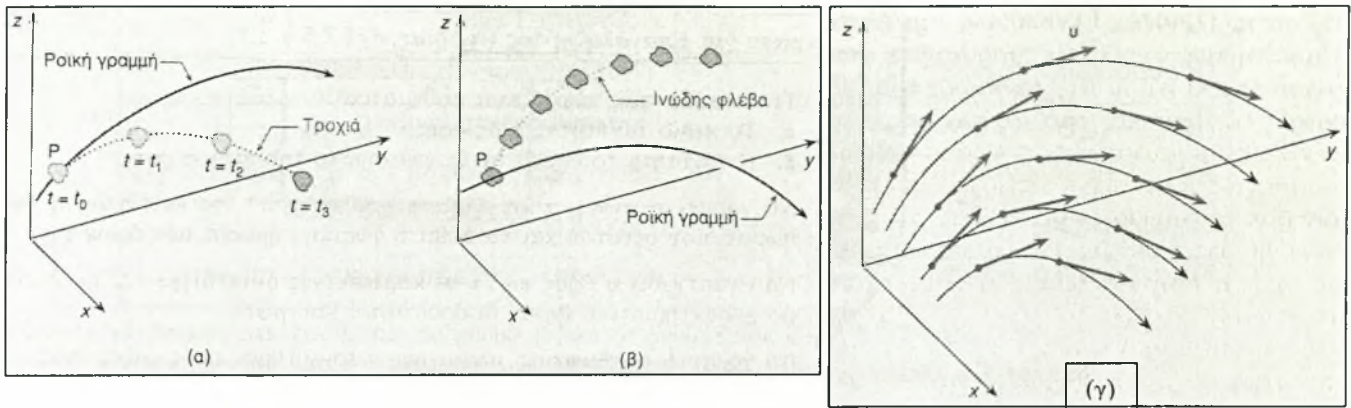
**Σχήμα 2.62. Σύστημα ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας [2]**

Η μονάδα εισόδου αποτελείται από μια κάμερα και μια μονάδα κωδικοποίησης. Η μονάδα λειτουργεί έτσι ώστε να μετατρέπει την εικόνα ενός αντικειμένου σε σήμα. Ένας ηλεκτρονικός υπολογιστής αναγνωρίζει και αναλύει το σήμα (πληροφορία). Επίσης χρειάζεται και μια μονάδα εξόδου για να εξαχθούν και τα απαραίτητα συμπεράσματα μετά την επεξεργασία στον υπολογιστή.

Τρεις παράγοντες πρέπει να ληφθούν υπόψη στη διάρκεια της παρατήρησης μας στο πεδίο ροής : το κινούμενο σωματίδιο (tracer)  $P_i$ , η θέση του στο χώρο  $Q$  και ο χρόνος  $t_i$ . Από τη συμπεριφορά του κινούμενου στοιχείου μπορούμε να εξαγάγουμε τρεις φυσικές ποσότητες (σχ. 2.63).

1. Τροχιά: είναι η διαδρομή την οποία ακολουθεί ένα συγκεκριμένο σωματίδιο του ρευστού καθώς αυτό κινείται μέσα στο πεδίο ροής, για ένα δεδομένο χρονικό διάστημα  $\Delta t$ .
2. Ινώδης φλέβα: είναι η νοητή γραμμή πάνω στην οποία βρίσκεται το σύνολο των σωματιδίων του ρευστού τα οποία πέρασαν, πριν από μια δεδομένη χρονική στιγμή  $t$ , από ένα ορισμένο σημείο του πεδίου ροής.
3. Ροϊκή γραμμή: ονομάζεται κάθε γραμμή η οποία έχει την ιδιότητα η εφαπτομένη σε κάθε σημείο της να συμπίπτει με τη διεύθυνση της ταχύτητας του ρευστού σε εκείνο το σημείο, μια δεδομένη χρονική στιγμή  $t$ .





Σχήμα 2.63. Γραφική απεικόνιση (α) τροχιάς, (β) ινώδους φλέβας και (γ) ροϊκών γραμμών [1]

Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούν δείκτες για οπτικοποίηση σε νερό ή άλλο υγρό είναι πολλοί και διαφορετικής φύσεως. Κατά την εφαρμογή αυτών των μεθόδων πρέπει να δοθεί προσοχή ώστε να μην υπάρχει ασυμφωνία στις τροχιές μεταξύ στοιχείων ρευστού και στοιχείων που χρησιμοποιούνται για την οπτικοποίηση. Πρέπει δηλαδή οι δείκτες να αντιπροσωπεύουν στη συμπεριφορά τους μέσα στο πεδίο ροής τα στοιχεία του ρευστού. Αυτό κυρίως αφορά στοιχεία που έχουν διαφορετική πυκνότητα και ιξώδες από το ρευστό της ροής. Επίσης έχοντας διαφορετικές διαμέτρους υπόκεινται σε διάφορες επιδράσεις. Ακόμη δέχονται βαρυτικές και κεντρομόλες δυνάμεις.

Ενώ στη στρωτή περιοχή μιας χρονικά σταθερής ροής οι τροχιές και γραμμές εκπομπής των tracers συμπίπτουν με τις ινώδεις φλέβες, αυτό δεν ισχύει σε μια ασταθή ροή ή στην τυρβώδη περιοχή μιας ροής. Αν όμως ληφθούν οι απαραίτητες προφυλάξεις οι δείκτες μπορούν να δώσουν μια σωστή εικόνα (στιγμιαία).

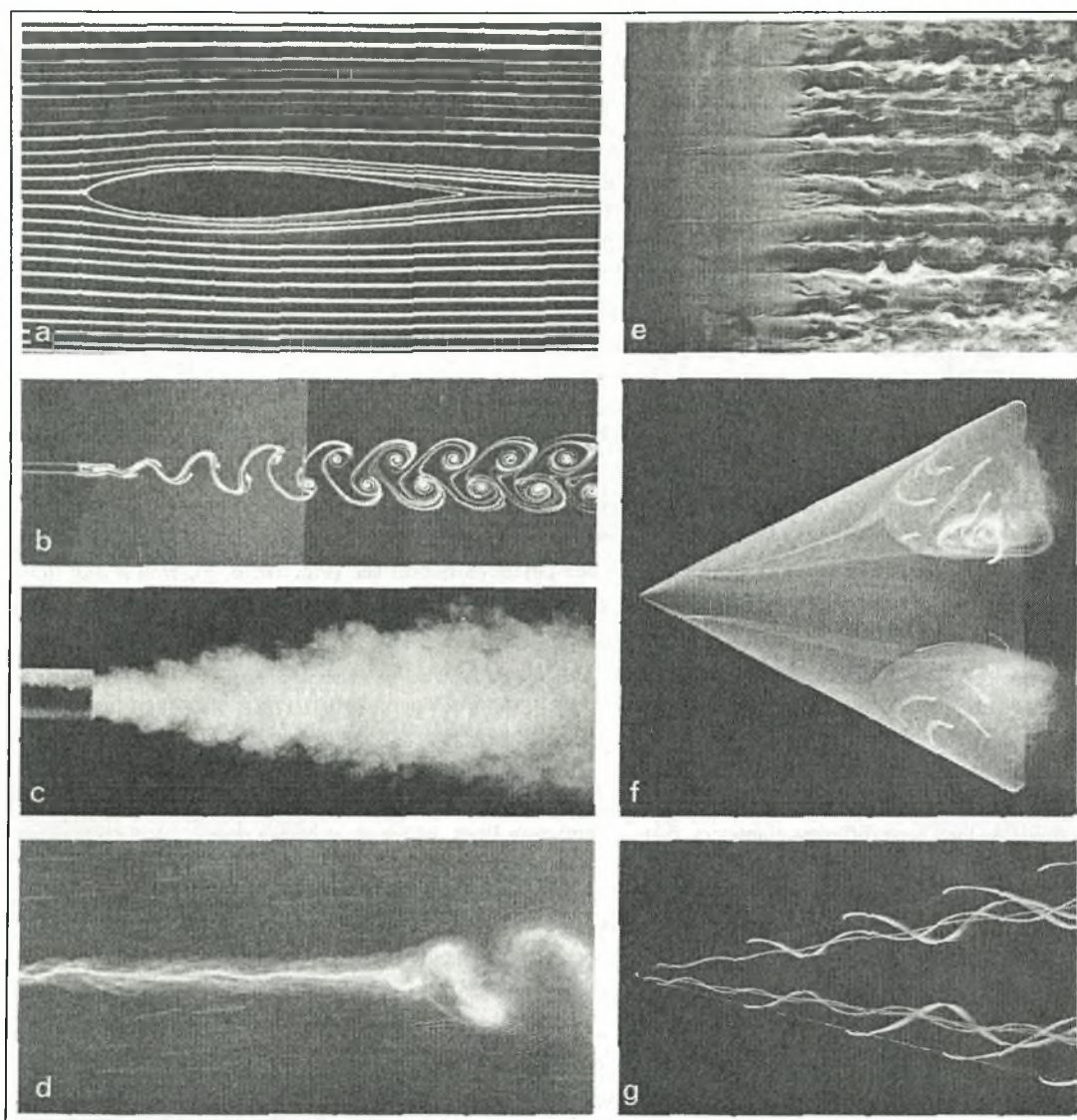
Οι βασικοί υγροί ανιχνευτές (tracers) που χρησιμοποιούνται στο νερό είναι οι ακόλουθοι:

- διάλυμα γάλατος (μείγμα γάλατος, αλκοόλ και βαφής της οποίας η πυκνότητα και το ιξώδες είναι παρόμοια με αυτά του νερού).
- διαλυμένο rhodorsil (σταθερό λευκό μείγμα που αντικατέστησε το γάλα στα 1979)
- φθορίζουσες βαφές
- ουσίες όπως μελάνι, διαφημιστικές βαφές, βενζίνη, τετραχλωρίδιο του άνθρακα και υπερμαγγανικό κάλιο

Οι δέσμες βαφής εκπέμπονται από κάποιο κεκλιμένο επίπεδο αντίθετα προς τη ροή ή από τα ίδια τα μοντέλα σε συγκεκριμένα σημεία πάνω στην επιφάνειά τους.

Σε μια σταθερή ροή οι δέσμες βαφής μπορούν να αποκαλύψουν τις ινώδεις φλέβες της ροής, τον άξονα των στροβίλων και την δομή, την ροή στο τοίχωμα με τις ιδιομορφίες και τα χαρακτηριστικά της αποκόλλησης.

Στην τυρβώδη ροή αυτή η μέθοδος διατηρείται αποτελεσματική παρά τη γρήγορη διάχυση της βαφής. Όταν η ροή γίνεται μη σταθερή η βαφή σχηματίζει μόνο γραμμές εκπομπής οι οποίες παρόλα αυτά αποκαλύπτουν τη στιγμιαία μορφή της ροής, συγκεκριμένα τον ολκό, τα jet (δέσμες) και τις δίνες. Για να διακρίνουμε πιο τυχαία (random) φαινόμενα όπως τον σχηματισμό περιοχών τύρβης κάτω από μεταβατικές συνθήκες συνήθως εκπέμπεται από μια σχισμή ένα συνεχές χρωματισμένο στρώμα ώστε να καλύπτει όλο το μοντέλο (σχήμα 2.64.e).



**Σχήμα 2.64. Οπτικοποίηση ροών με εκπομπή χρωστικής [2],** (α) Streamlines γύρω από αεροτομή, (b) Δίνες von Karman πίσω από επίπεδη πλάκα, (c) Ροή μεμονωμένου jet, (d) Ελικοειδής καταστροφή μεμονωμένης δίνης, (e) Μετάβαση οριακού στρώματος σε επίπεδη πλάκα, (f) Τρισδιάστατη ροή σε πτέρυγα δέλτα, (g) Δομές δινών σε λεπτή πτέρυγα δέλτα

Ίσως η πιο συχνά χρησιμοποιούμενη μέθοδος οπτικοποίησης στο νερό είναι αυτή με τις φθορίζουσες βαφές (και πιθανά οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενες βαφές είναι η Ροδαμίνη – Β και η Φλουορεσίνη). Αυτές προτιμούνται επειδή παρέχουν εικόνες υψηλής αντίθεσης (high – contrast pictures). Ο χώρος όπου γίνεται η οπτικοποίηση φωτίζεται με κατάλληλες πηγές φωτός ( Laser, λάμπες φθορισμού ) που διεγείρουν τις φθορίζουσες βαφές.

Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί κατά την επεξεργασία εικόνων που έχουν ληφθεί με αυτή τη μέθοδο ιδίως στην περίπτωση που συμβαίνει ανάμειξη. Στην περίπτωση αυτή η χρωματισμένη περιοχή δεν αντιπροσωπεύει την περιοχή του αρχικά χρωματισμένου ρευστού αλλά την περιοχή της ανάμειξης χρωματισμένου και περιβάλλοντος ρευστού.



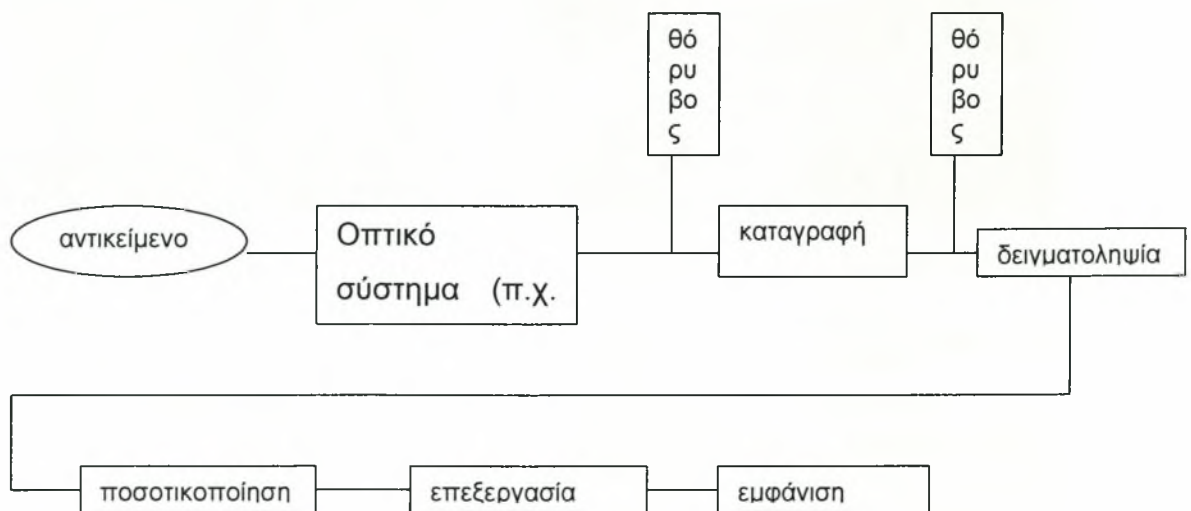
### 2.3.2. Ψηφιακή επεξεργασία εικόνας στην οπτικοποίηση ροής

Η οπτικοποίηση ροής βασίζεται στην αλληλεπίδραση του φωτός και των γεγονότων (πειραμάτων). Οι διάφορες μέθοδοι οπτικοποίησης αποσκοπούν στο να κάνουν ορατές τις μεταβολές που συμβαίνουν στην ταχύτητα, πυκνότητα, πίεση και θερμοκρασία (οι μεταβολές αυτές επιφέρουν μεταβολές σε χαρακτηριστικά μεγέθη του φωτός τα οποία τελικά με την κατάλληλη κατά περίπτωση ανάλυση που εξαρτάται από τη μέθοδο οπτικοποίησης μας δίνουν και τις τελικές πληροφορίες που χρειαζόμαστε).

Με τις κλασικές μεθόδους οπτικοποίησης μπορούμε να πάρουμε καλές πληροφορίες για διδιάστατες ροές εφόσον ο φωτισμός παρέχεται σε ένα λεπτού πάχους επίπεδο υπολογίζοντας τη διασπορά της ακτινοβολίας από μεταβολές που προέρχονται από π.χ. μεταβολές της πυκνότητας των στοιχείων. Στην περίπτωση της πλήρως τριδιάστατης ροής εάν η ροή προβάλλεται πάλι σε ένα επίπεδο η εικόνα που λαμβάνουμε δεν μπορεί να αποδώσει με σαφήνεια τις χωρικές δομές της ροής.

Η ποσοτική πληροφορία που παρέχει μια εικόνα εκφράζεται μέσω μιας τιμής που έχει κάθε pixel (pixel είναι το ελάχιστο στοιχείο της ψηφιακής εικόνας). Η ένταση του pixel λαμβάνει τιμές μεταξύ 0-255 όσα είναι και τα γκρι επίπεδα (gray levels) μιας μη εγχρωμής εικόνας και 0-256 (Red), 0-256 (Green), 0-256 (Blue) για έγχρωμη εικόνα (RGB). Οι συγκρίσεις κάποιου μεγέθους του πεδίου ροής (χωρικά) γίνονται βάσει των τιμών αυτών στα διάφορα pixel της εικόνας. Η χρονική επεξεργασία του πεδίου απαιτεί πλήθος διαδοχικών εικόνων και η χωροχρονική μελέτη του πεδίου απαιτεί στατιστική επεξεργασία των τιμών των διάφορων pixel.

Στο σχήμα 2.65 φαίνεται η διαδικασία απόκτησης δεδομένων μέσω της οπτικοποίησης.



Σχήμα 2.65. Διαδικασία απόκτησης δεδομένων μέσω της οπτικοποίησης. [8]

Όπως φαίνεται και από το σχήμα σε σημεία της διαδικασίας εισάγεται θόρυβος (ο οποίος είναι αποτέλεσμα των συσκευών που χρησιμοποιούνται, όπως η κάμερα, τα αποθηκευτικά μέσα κ.α. και δεν είναι δυνατόν να αποφευχθεί) ο οποίος δεν ακολουθεί πάντοτε γραμμικό νόμο (αν και στις περισσότερες περιπτώσεις γίνεται αυτή η υπόθεση). Επίσης πολλές φορές ο φωτισμός δεν είναι απόλυτα ομοιόμορφος, η ρύθμιση του λείζερ δεν είναι απόλυτα σωστή και τελικά έχουμε εισαγωγή και ενίσχυση σφαλμάτων (μέσω της ψηφιοποίησης) οπότε απαιτούνται κάποιες

διορθωτικές κινήσεις στο στάδιο της επεξεργασίας των εικόνων. Πιο συγκεκριμένα στα προγράμματα επεξεργασίας εικόνων υπάρχουν κάποιες λειτουργίες (π.χ. edge enhancement, line detection, filtering αναφερόμενες συνολικά ως convolution operations) οι οποίες διορθώνουν τα παραπάνω προβλήματα. Η τελική στατιστική επεξεργασία πραγματοποιείται πάνω στις 'διορθωμένες' εικόνες.

Μερικές από τις αναφερόμενες τεχνικές θα χρησιμοποιηθούν στην παρούσα διατριβή, οπότε και θα γίνει λεπτομερέστερη περιγραφή τους.

### 2.3.3. Περιγραφή Οπτικών Ινών

Η επινόηση του λείζερ και η ανάπτυξη των οπτικών ινών έχουν φέρει επανάσταση, επιτρέποντας τεράστιες ποσότητες δεδομένων σε αποστάσεις χιλιάδων χιλιομέτρων στον πλανήτη, με την ταχύτητα του φωτός. Για να ικανοποιηθούν οι σύγχρονες απαιτήσεις για ολοένα και αυξανόμενο εύρος ζώνης, υπάρχει ένα ενδιαφέρον στην αύξηση της πυκνότητας πληροφορίας που μπορεί να μεταφερθεί μέσα από μια οπτική ίνα. Ένας τρόπος επίτευξης του σκοπού αυτού είναι η επέκταση του φάσματος των οπτικών μηκών κύματος που χρησιμοποιούνται για τη μετάδοση της πληροφορίας.

Λειτουργικά οι οπτικές ίνες ανήκουν στους κυματοαγωγούς και η συμπεριφορά τους καθορίζεται από τους ίδιους φυσικούς νόμους. Ορισμένα κατασκευαστικά και λειτουργικά χαρακτηριστικά είναι κοινά για όλες τις οπτικές ίνες. Γενικά οι ίνες αποτελούνται από τρία κύρια μέρη:

Το κεντρικό τμήμα, ο πυρήνας, είναι το μέσον μέσα στο οποίο ταξιδεύει το φως. Ο πυρήνας αποτελείται από εμπλουτισμένο πυρίτιο. Η επικάλυψη που περιβάλλει τον πυρήνα αποτελείται από καθαρό πυρίτιο και έχει χαμηλότερο δείκτη διαθλάσεως από τον πυρήνα.

Αυτή η διαφορά στον δείκτη διαθλάσεως του συστήματος πυρήνα / επικάλυψης υποχρεώνει το φως να ταξιδεύει κατά μήκος του πυρήνα διότι η διαχωριστική επιφάνεια λειτουργεί σαν εξαιρετικής ποιότητας καθρέφτης και επιφέρει ολική ανάκλαση του φωτός προς το εσωτερικό του πυρήνα κάθε φορά που το φως προσπίπτει στην επιφάνεια.

Το εξωτερικό στρώμα, αποτελείται συνήθως από ακρυλικό υλικό και δεν συμμετέχει στα οπτικά χαρακτηριστικά της ίνας. Η επικάλυψη προστατεύει την ίνα από κακώσεις.

Οι οπτικές ίνες ταξινομούνται σε δύο βασικές κατηγορίες:

#### 1. Πολύτροπες

Οι ίνες αυτές όπως φαίνεται στο σχήμα (3) έχουν σχεδιαστεί για να επιτρέπουν την διάδοση του φωτός μέσω πολλών διαφορετικών διαδρομών (ακτίνων) που ταξιδεύουν με διαφορετικές γωνίες ως προς τον άξονα της ίνας. Ο πυρήνας μετράται σε μικρά και η περισσότερο συνηθισμένη διάμετρος είναι η 62.5  $\mu\text{m}$ . Η διάμετρος του περιβλήματος του πυρήνα είναι τυποποιημένη στα 125  $\mu\text{m}$ . Χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό με χαμηλού κόστους εξοπλισμό για την μετάδοση σημάτων σε αποστάσεις 2.5 - 3.0 Km.

#### 2. Μονότροπες

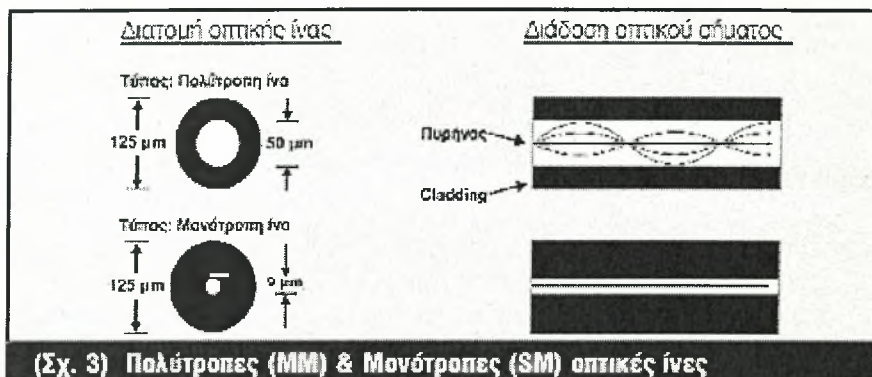
Οι μονότροπες ίνες (σχήμα 2.66) έχουν σχεδιαστεί ώστε το φως να διαδίδεται σε μία και μόνη λεπτή αξονική διαδρομή.

Μπορεί να λειτουργήσει σε συνεργασία με laser πολύ λεπτής δέσμης και μπορεί να μεταφέρει μεγάλο όγκο πληροφοριών σε μεγάλες αποστάσεις που φθάνουν και τα 50 km.

Η διάμετρος του πυρήνα είναι 9 $\mu\text{m}$  και του περιβλήματος 125 $\mu\text{m}$ .



Οι μονότροπες ίνες, είναι πιο φτηνές από τις πολύτροπες, αλλά τα μηχανήματα με πηγές φωτός laser με τα οποία συνεργάζονται είναι πολύ ακριβότερα από τα μηχανήματα με τα οποία συνεργάζονται οι πολύτροπες ίνες



Σχήμα 2.66. Πολύτροπες & Μονότροπες οπτικές ίνες

### Πως κατασκευάζονται οι οπτικές ίνες

Οι αγωγοί φωτός που χρησιμοποιούνται ως οπτικές ίνες συνίστανται γενικά από διάφορα μέρη. Ο εσωτερικός κυλινδρικός κεντρικός πυρήνας κατασκευάζεται από γυαλί πυριτίου ή από πλαστικό υλικό, με υψηλό δείκτη διάθλασης. Ο πυρήνας αυτός περιβάλλεται από μανδύα που αποτελείται από στρώμα γυαλιού πυριτίου ή πλαστικού υλικού με χαμηλό δείκτη διάθλασης. Το σύνολο προστατεύεται από πλαστικό στρώμα που αποτελείται από πολυαμίδια ή νήματα αραμιδίου. Η πρώτη επίστρωση χρησιμοποιείται ως μόνιμη προστασία για το ανακλαστικό εσωτερικό τμήμα μετάδοσης. Διαχωρίζει τις ίνες μεταξύ τους ώστε να μη συζευγνύονται μεταξύ τους και παρέχει το μέσο διόδου με τη χρήση συστημάτων οπτικών ινών.

Οι επενδυμένες με στρώμα οπτικές ίνες έχουν εξαιρετική ευκαμψία και ως οπτικά στοιχεία επιτρέπουν τη μετάδοση φωτός κατά μήκος των εύκαμπτων αξόνων τους. Οι αγωγοί από απλές οπτικές ίνες προκειμένου να αποτελέσουν καλώδια απλής οπτικής ίνας περιβάλλονται από PVC και φτάνουν να έχουν τελική διάμετρο γύρω στα 2.8 χιλ. ή και περισσότερο. Το βάρος της μονόινης οπτικής ίνας από 0.7 χιλγ./χιλιόμετρο χωρίς την πλαστική προστασία φτάνει τα 7 χιλγ./χιλιόμετρο με την πλαστική επένδυση. Συνήθως τα καλώδια οπτικών ινών ενσωματώνονται σε ομάδες 1-2 ή 3-8 ή 9-12 οπτικών ινών ή και σε ομάδες με περισσότερες οπτικές ίνες και φέρουν μεταλλικές ή μη μεταλλικές προστατευτικές επικαλύψεις. οπτικές ίνες

### Πλεονεκτήματα

Στην απλούστερη μορφή τους οι οπτικές ίνες αποτελούν ένα μέσο σύνδεσης μεταξύ δύο ηλεκτρονικών κυκλωμάτων που είναι απαραίτητα για τη σύνδεση μεταξύ των δύο υπολογιστών, δύο τηλεφωνικών κέντρων, μεταξύ μιας κάμερας και μιας οθόνης ή μιας μηχανής και του χειριστηρίου της σε βιομηχανικό περιβάλλον.

Η προφανής ερώτηση για το κατά πόσο αξίζει αυτή η μετατροπή του ηλεκτρικού ρεύματος σε φωτεινό και πάλι σε ηλεκτρικό αφού η μετάδοσή του μπορεί να γίνει μέσω χάλκινου καλωδίου έχει σαν απάντηση τον ακόλουθο πίνακα πλεονεκτημάτων:

- ΜΕΓΑΛΟ ΕΥΡΟΣ ΖΩΝΗΣ
- ΜΙΚΡΗ ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ
- ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΑΝΑΙΣΘΗΣΙΑ

- ΑΣΦΑΛΕΙΑ ΥΠΟΚΛΟΠΗΣ
- ΜΙΚΡΟ ΒΑΡΟΣ
- ΜΙΚΡΟ ΜΕΓΕΘΟΣ
- ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΣΦΑΛΕΙΑ

### **Μειονεκτήματα**

Τα μειονεκτήματα που παρουσιάζουν οι οπτικές ίνες είναι:

- ΑΥΞΗΜΕΝΟ ΚΟΣΤΟΣ
- ΑΠΑΙΤΗΣΗ ΓΙΑ ΕΙΔΙΚΟΥΣ ΣΥΝΔΕΣΜΟΥΣ & ΧΕΙΡΙΣΜΟ
- ΚΟΣΤΟΣ ΠΟΜΠΟΔΕΚΤΩΝ
- ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΣΕ ΟΡΙΣΜΕΝΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ

### **2.3.4. Μετρήσεις με την μέθοδο οπτικής ίνας**

Οι τεχνικές των οπτικών ινών για την χημική ανάλυση προσφέρουν διάφορα πλεονεκτήματα. Οι αισθητήρες μπορούν να εγκατασταθούν σε ένα μέρος έτσι ώστε να παρακολουθούν τη σύνθεση της διαδικασίας της χημικής ροής σε πραγματικό χρόνο. Η ευαισθησία της τεχνικής δεν επηρεάζει την διαδικασία. Σε περιπτώσεις όπου η σύνθεση μπορεί να προσδιοριστεί φασματοφωτομετρικά, το όργανο μπορεί να είναι αρκετές εκατοντάδες μέτρα μακριά από τη δέσμη. Επειδή το σήμα είναι οπτικό, τα καλώδια είναι προστατευμένα από μικροκύματα και ηλεκτρομαγνητική παρεμβολή.

Μια ηλεκτρικά σταθεροποιημένη πηγή φωτός ενισχύει το πολυχρωματικό φως. Το φως ταξιδεύει στον δειγματοληπτικό αισθητήρα διαμέσου ενός καλωδίου οπτικής ίνας και ξαναγυρίζει στο όργανο μέσα σε χρόνο ένα δευτερόλεπτο. Το φως του τροποποιημένου δείγματος αναλύεται στη συσκευή μονοχρωματισμού, χρησιμοποιώντας ένα κοίλο δικτύωμα τοποθετημένο από ένα σερβοκινητήρα. Ο Δικτυωτός οδηγός παρέχει μεγάλη ακρίβεια μήκους κύματος για υψηλής ταχύτητας σάρωση ή μετρήσεις απλών μήκους κύματος. Η φασματική ακτίνα επιτρέπει την ανάλυση των χημικών συστατικών σε σύνθετα δείγματα.

Τα σύγχρονα όργανα μπορούν να σαρώνουν σε ρυθμούς που υπερβαίνουν τις πέντε σαρώσεις το λεπτό χωρίς να μειώνεται η ακρίβεια. Αυτό είναι αρκετά γρήγορο για άμεση, συνεχόμενη χρήση. Οι οπτικές διατάξεις είναι διαθέσιμες να επιτρέπουν διάφορες δέσμες να παρακολουθούνται διαδοχικά από απλά μόνιτορ και μονάδες υπολογιστών ελέγχου.

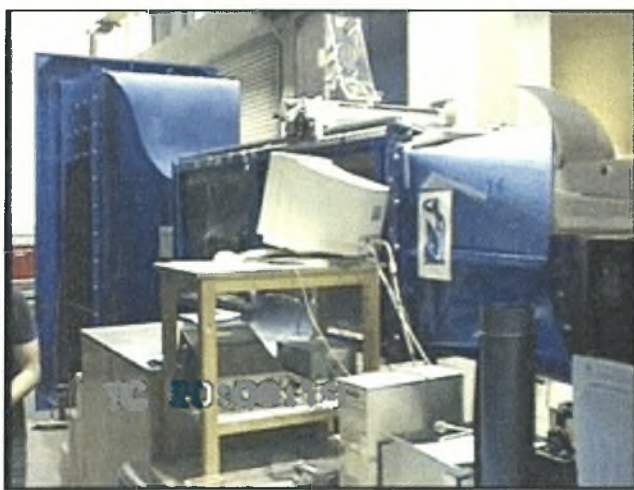
### 3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ

Για να επιτευχθούν οι στόχοι της διατριβής, αποφασίσθηκε να γίνουν πειράματα ανάμειξης υπό την παρουσία οργανωμένων ροϊκών δομών ή όχι τόσο σε νερό όσο και σε αέρα.

Οι κύριες συσκευές ήταν κανάλι νερού και αεροσήραγγα, στις οποίες τοποθετήθηκαν τα μοντέλα. Κατωτέρω περιγράφονται οι πειραματικές διατάξεις, τα μοντέλα, οι μετρητικές διατάξεις και τα συστήματα επεξεργασίας των αποτελεσμάτων.

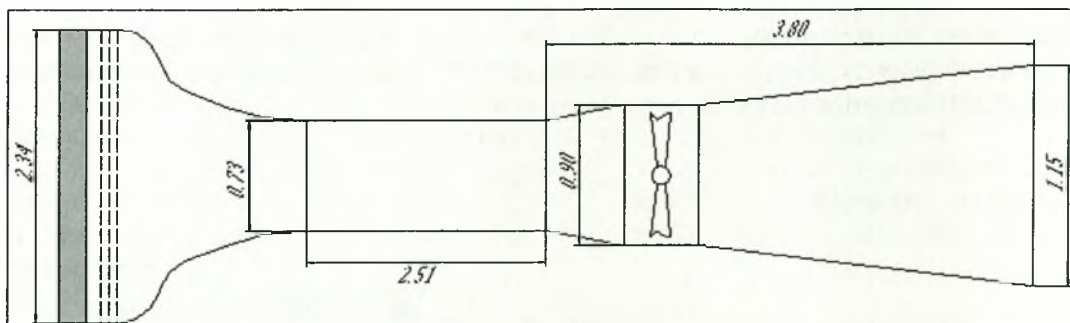
#### 3.1. Αεροσήραγγα

Η αεροσήραγγα του Εργαστηρίου Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών του Τ.Μ.Μ.Β, η οποία χρησιμοποιήθηκε είναι ανοικτού κυκλώματος και λειτουργεί με αναρρόφηση. Αποτελείται από το συλλέκτη, το τμήμα δοκιμών, το τμήμα του ανεμιστήρα και το διαχύτη. Στην εικόνα 3.1 φαίνεται η αεροσήραγγα. Η μέγιστη επιτυγχάνόμενη ταχύτητα είναι της τάξης των 20 m/s.



Εικόνα 3.1. Η αεροσήραγγα του Εργαστηρίου Μηχανικής Ρευστών & Στροβιλομηχανών του Τ.Μ.Μ.Β

Οι κύριες διαστάσεις των τμημάτων της αεροσήραγγας απεικονίζονται στο σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1. Κύριες διαστάσεις της αεροσήραγγας



### 3.1.1. Συλλέκτης – Εισαγωγή αέρα

Ο συλλέκτης (Εικόνα 3.2) είναι μειούμενης ορθογωνικής διατομής (110cm x 234 cm) η οποία στο τέλος έχει τις διαστάσεις της διατομής του χώρου δοκιμών. Μπροστά στην εισαγωγή υπάρχει το φίλτρο εξομάλυνσης της ροής, που περιλαμβάνει περίπου 66000 κυψέλες διαστάσεων 8x70mm και είναι κατασκευασμένο από κράματος αλουμινίου. Μετά το φίλτρο εξομάλυνσης έχουν τοποθετηθεί τρεις σειρές πλεγμάτων με σκοπό την επίτευξη ομοιομορφίας της ροής και της μείωσης της τύρβης.

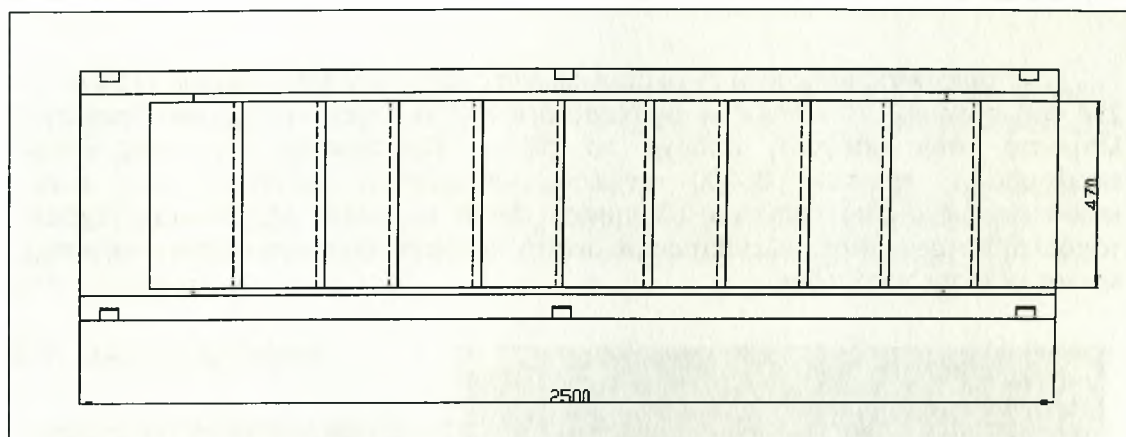


Εικόνα 3.2. Συλλέκτης - Εισαγωγή αέρα

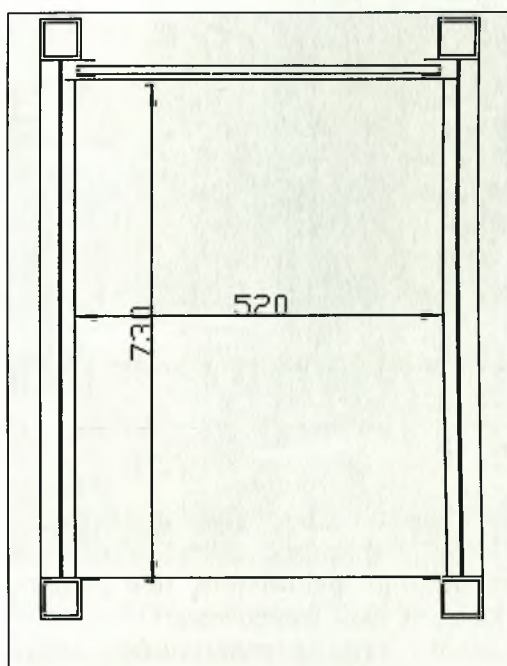
### 3.1.2. Τμήμα δοκιμών

Το τμήμα δοκιμών είναι το κυρίως τμήμα της αεροσήραγγας μέσα στο οποίο γίνονται οι μετρήσεις. Έχει διαστάσεις 2.51x0.52x0.73 m. Πάνω στο τμήμα μετρήσεων στηρίζεται το σύστημα μετακίνησης των αισθητήρων το οποίο δίνει τη δυνατότητα κίνησης και προς τις τρεις διευθύνσεις.

Το τμήμα δοκιμών έχει κατασκευασθεί από μεταλλικούς φορείς μορφοσιδήρου. Τέσσερις δοκοί 60x60 mm σχηματοποιούν τον κύριο φορέα του θαλάμου δοκιμών συγκολλημένοι μεταξύ τους στις τρεις πλευρές από δοκούς 30x50 mm. Στην άνω πλευρά του φορέα και εκατέρωθεν αυτού έχουν συγκολληθεί δυο σιδηρές λάμες 30x50 mm που έχουν υποστεί την κατάλληλη κατεργασία για την διάνοιξη αύλακος. Στις τρεις πλευρές του μεταλλικού φορέα είναι τοποθετημένα τα τοιχώματα από plexiglass πάχους 20 mm. Αυτό επιτρέπει στον ερευνητή την οπτική παρατήρηση των πειραμάτων και την οπτικοποίηση της ροής όποτε το επιθυμεί. Στην επάνω πλευρά το τοίχωμα αποτελείται από πλάκες MDF κατάλληλα διαμορφωμένες διαστάσεων 520x220 mm οι οποίες μπορούν να ολισθαίνουν στις δύο ειδικά διαμορφωμένες ράγες που βρίσκονται σε κάθε μια από τις πάνω διαμήκεις λάμες, και να αποσπώνται αφήνοντας ελεύθερο όλο τον χώρο του πλαισίου για πρόσβαση στον χώρο μετρήσεων. Στα δύο άκρα του θαλάμου υπάρχουν φλάντζες για την σύνδεση του με το ακροφύσιο και τον διαχύτη αντίστοιχα. Στο σχήμα 3.2 φαίνεται η κάτοψη (α) και η κάθετη τομή (β) του τμήματος δοκιμών.



(α)

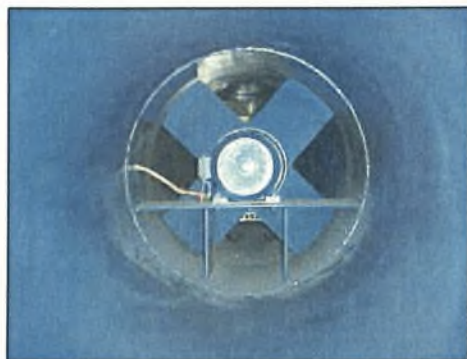


(β)

Σχήμα 3.2. (α) Κάτοψη &amp; (β) Καθετη τομή του τμήματος δοκιμών

### 3.1.3. Φυσητήρας

Ανάμεσα στο τμήμα δοκιμών και το διαχύτη βρίσκεται ο φυσητήρας ο οποίος εδράζεται στον ηλεκτροκινητήρα και φέρει τέσσερα μεταλλικά πτερύγια στερεωμένα στον άξονα του ρότορα. Ο ηλεκτροκινητήρας είναι ασύγχρονος τριφασικός, ονομαστικής ισχύος 7.5 kW, τροφοδοτούμενος από τριφασικό ρεύμα 380 Volts μέσω του μετατροπέα της συχνότητας του ρεύματος (Inverter). Έτσι υπάρχει η δυνατότητα ρύθμισης της παροχής και άρα της ταχύτητας της αεροσήραγγας μέσω μεταβολής του αριθμού στροφών του κινητήρα. Ο ηλεκτροκινητήρας είναι στερεωμένος στο εσωτερικό της αεροσήραγγας μέσω τριών μεταλλικών ορθογωνικών ελασμάτων σχήματος αεροτομής, που βρίσκονται πίσω από τον ανεμιστήρα. Στην εικόνα 3.3 φαίνεται ο ανεμιστήρας.



Εικόνα 3.3. Ο ανεμιστήρας της αεροσήραγγας

#### 3.1.4. Διαχύτης

Τέλος υπάρχει ο διαχύτης οι διαστάσεις του οποίου φαίνονται στο σχήμα 3.1. Σκοπός του διαχύτη είναι η μείωση της ταχύτητας με αύξηση της διατομής ώστε να ελαττώνονται οι απώλειες τριβής, να γίνεται ομαλή ανάκτησης πίεσης μέχρι την ατμοσφαιρική και με κατάλληλη κλίση να αποτρέπεται η αποκόλληση του οριακού στρώματος.

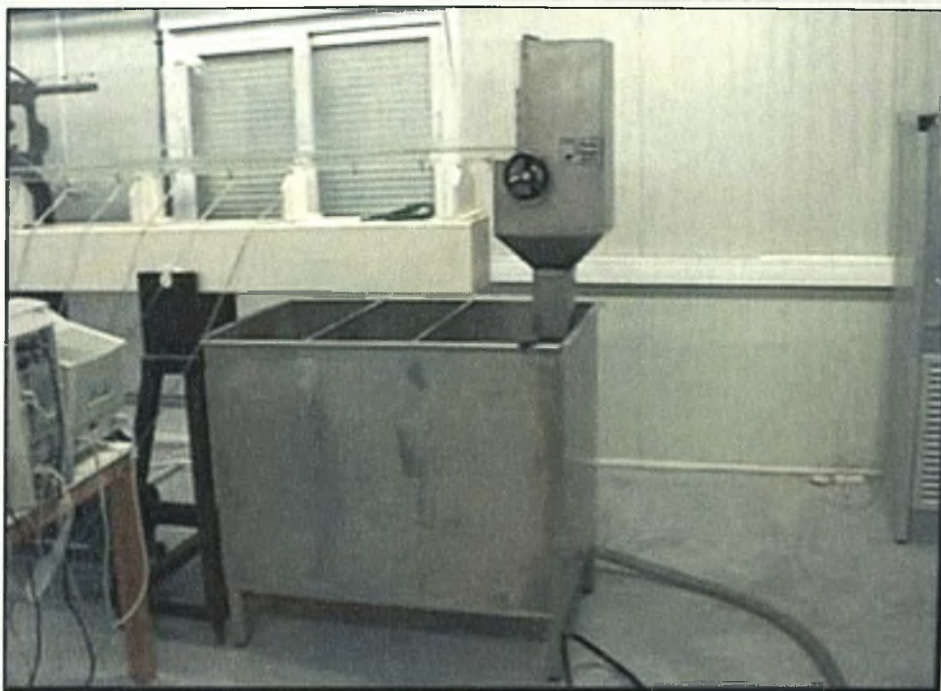
### 3.2. Κανάλι νερού (υδροσήραγγα)

Μέχρι να κατασκευασθεί το κανάλι νερού του Εργαστηρίου Ρευστομηχανικής και Στροβιλομηχανών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, μεγάλο μέρος των πειραμάτων έγινε στην υδροσήραγγα του Εργαστηρίου Υδραυλικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών Πανεπιστημίου Θεσσαλίας. Σκαρίφημα της υδροσήραγγας δίνεται στο τέλος του κεφαλαίου (σελ. 83), αποτελείται από την δεξαμενή νερού, το κανάλι (τμήμα δοκιμών) και την αντλία με το ροόμετρο. Η μέγιστη ταχύτητα νερού στην οποία πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα ήταν 0.2 m/s.

#### 3.2.1. Δεξαμενή νερού

Η δεξαμενή νερού έχει διαστάσεις 1 x 0.6 x 0.75 m. Το υλικό κατασκευής της δεξαμενής είναι ανοξείδωτος χάλυβας και το πάχος είναι 1.5 mm. Η δεξαμενή βρίσκεται ακριβώς κάτω από τον υπερχειλιστή στο τέλος του καναλιού για την συλλογή του νερού. Στη βάση της υπάρχει μια βάνα εξόδου του νερού που καθιστούσε την αλλαγή του νερού πολύ εύκολη όποτε αυτό ήταν επιθυμητό. Η διάρκεια αλλαγής του νερού ήταν περίπου τριάντα λεπτά. Βέβαια καθ' όλη τη διάρκεια των πειραμάτων γινόταν ανανέωση με φιλτραρισμένο νερό και ρυθμό 15 lt/min έτσι ώστε να διατηρείται σταθερή και η θερμοκρασία και η διαύγεια του νερού. Στην εικόνα 3.4 φαίνεται ο υπερχειλιστής και η δεξαμενή νερού.





Εικόνα 3.4. Η δεξαμενή νερού.

### 3.2.2. Περιγραφή του καναλιού

Οι διαστάσεις του καναλιού είναι: πλάτος=0.1 m, βάθος=0.275 m και με συνολικό μήκος 5 μέτρα. Είναι κατασκευασμένο από Plexiglas και το πάχος των τοιχωμάτων είναι 15 mm. Φέρει δε οπές για μέτρηση της πίεσης κατά μήκος του πυθμένα. Το κανάλι στηρίζεται σε δύο μεταλλικές βάσεις. Το τμήμα εισόδου έχει κατασκευαστεί έτσι ώστε να μην συμβαίνει αποκόλληση της ροής. Η κλίση πυθμένα μεταβάλλεται από 0% έως 2%. Το ανάντι τμήμα μήκους 1 m, μπορεί μετακινούμενο κατακόρυφα να δημιουργήσει αναβαθμό ύψους 25 mm έως 100 mm. Αμέσως μετά το σωλήνα εισαγωγής νερού από την αντλία υπάρχει μεταλλική χοάνη που οδηγεί το νερό στο κανάλι. Εκεί βρίσκεται και το πρώτο φίλτρο (honeycomb) για ομαλοποίηση της ροής. Στη συνέχεια μετά από τις συνδέσεις μεταξύ της χοάνης εισαγωγής νερού και αρχής του καναλιού υπάρχει ένα ακόμα φίλτρο (εικόνα 3.5). Αμέσως μετά είναι τοποθετημένη συσκευή που αποτελείται από επίπεδα κανάλια ομαλοποίησης ροής, ο ρόλος της οποίας είναι να κάνει την ροή στο κανάλι επίπεδη. Στη συνέχεια υπάρχει και το τελικό φίλτρο (honeycomb) που φέρει και συρμάτινο πλέγμα (εικόνα 3.5).



Εικόνα 3.5. Κανάλια και φίλτρα ομαλοποίησης ροής

Η σημασία των φίλτρων που παρεμβάλλονται σε διάφορα σημεία της συνολικής διάταξης είναι καθοριστική εφόσον διορθώνουν τις ανομοιομορφίες της ροής χωρίς όμως τα κελιά αυτά να επηρεάζουν την διεύθυνση του ρευστού.

Το νερό στο χώρο δοκιμών θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν καθαρότερο, το παραμικρό ξένο σωματίδιο μπορεί να προκαλέσει ανωμαλία στη ροή τοπικά, πράγμα ανεπιθύμητο και αυτό επιτυγχάνεται με το συρμάτινο πλέγμα.

Από το τελευταίο φίλτρο και μετά και μεταξύ δύο συνδέσεων του καναλιού είναι ο χώρος όπου πραγματοποιούνται τα πειράματα και οι μετρήσεις το μήκος του οποίου είναι 2.5m, (εικόνα 3.6). Στο τέλος του καναλιού βρίσκεται ο υπερχειλιστής που οδηγεί το νερό ξανά στην δεξαμενή. Ο υπερχειλιστής φέρει θυροφράγμα για να καθορίζεται το ύψος της στάθμης του νερού στο κανάλι.



Εικόνα 3.6. Χώρος διεξαγωγής πειραμάτων

### 3.2.3. Αντλία νερού και ροόμετρο

Η φυγοκεντρική αντλία ανακυκλοφορίας νερού είναι ισχύος 1.5 HP. Μεταξύ αντλίας νερού και εισόδου στο κανάλι παρεμβάλλεται ένα κλασικό ροόμετρο οικιακού τύπου προσαρμοσμένο στον σωλήνα μετά την αντλία που μας επιτρέπει να έχουμε συνεχή ένδειξη της παροχής του νερού στο κανάλι. Στην εικόνα 3.7 φαίνεται η αντλία νερού και το ροόμετρο.



Εικόνα 3.7. Η αντλία νερού και το ροόμετρο

Η υδροδεξαμενή του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας περατώθηκε τον Αύγουστο 2004, όταν τα πειράματα της παρούσας διατριβής είχαν



σχεδόν ολοκληρωθεί. Έγιναν προκαταρκτικά πειράματα που υποστηρίζουν τα ήδη ευρεθέντα. Υπάρχει δυνατότητα εκτέλεσης λεπτομερέστερης οπτικοποίησης της ροής όταν επιτευχθεί η προμήθεια του κατάλληλου εξοπλισμού (βιντεοκάμερα υψηλής ταχύτητας και πηγή Laser). Η λεπτομερέστερη αυτή εξέταση θα δώσει ακριβέστερες τιμές για το μήκος σχηματισμού δινών  $L_f$  (Ιδ. Κεφ. 7)

### 3.3. Μετρητικά Όργανα και συσκευές

#### 3.3.1. Μετρητικά όργανα και συσκευές στην αεροσήραγγα

- ☐ Ανεμόμετρο θερμού σύρματος (Hot - wire anemometet C.T.A.)
- ☐ Ανεμόμετρο ψυχρού σύρματος (Cold - wire anemometet C.C.A.)
- ☐ Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων [Ηλεκτρονικός υπολογιστής και κάρτα A/D (analog-digital)]
- ☐ Μανόμετρο και σωλήνας Pitot – Static
- ☐ Παλμογράφος
- ☐ Γεννήτρια συχνοτήτων
- ☐ Μετασχηματιστής ηλεκτρικού ρεύματος
- ☐ Μετατροπέας της συχνότητας του ρεύματος (0 – 100 Hz) (Inverter)
- ☐ Θερμοστοιχείο τύπου K

##### 3.3.1.1. Ανεμόμετρο θερμού σύρματος (Hot - wire anemometet C.T.A.)

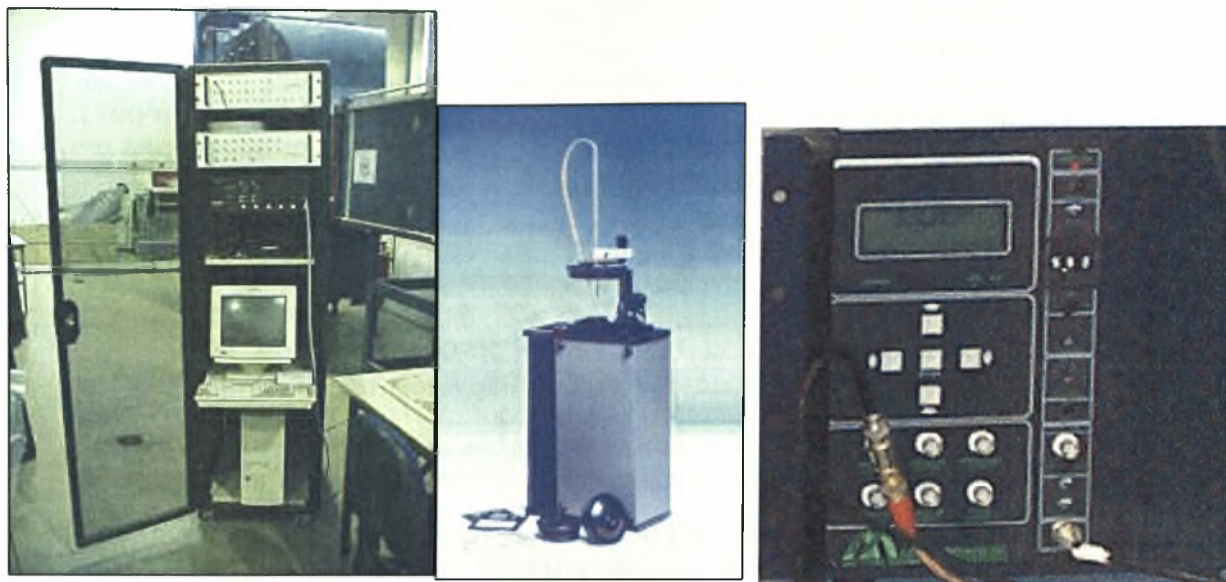
Το ανεμόμετρο (η ηλεκτρονική συσκευή που λαμβάνουμε το σήμα) χρησιμοποιείται για την μέτρηση της ταχύτητας του αέρα στην αεροσήραγγα. Οι μετρήσεις της ταχύτητας έγιναν χρησιμοποιώντας σύστημα ανεμομετρίας θερμού σύρματος ενός καναλιού της εταιρείας DANTEC. Πιο συγκεκριμένα, το σύστημα δειγματοληψίας και επεξεργασίας σημάτων, εικόνα (3.8), περιελάμβανε :

α) Ένα ηλεκτρονικό υπολογιστή στον οποίο είναι εγκατεστημένη κάρτα A/D National Instruments

β) Σύστημα ανεμομετρίας θερμού σύρματος, StreamLine 90N10 frame, το οποίο περιλαμβάνει τη γέφυρα ανεμομετρίας σταθερής θερμοκρασίας 90C10 και μία μονάδα βαθμονόμησης 90H01 με ένα ακροφύσιο 90H02 και σύστημα AAlabs AN - 1005.

Στην παραπάνω διάταξη συνδέονται και όργανα μετρήσεων και ελέγχου για την περιοδική επιβεβαίωση της καλής λειτουργίας του συστήματος.



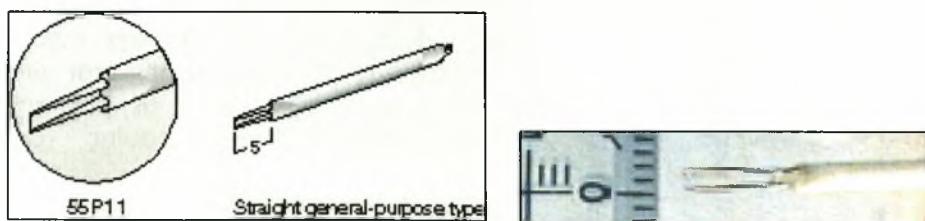


**Εικόνα 3.8. Σύστημα Θερμικού Ανεμομέτρου και σύστημα Aalabs AN - 1005**

Η ψηφιοποίηση του σήματος γινόταν με τον αναλογικό/ ψηφιακό μετατροπέα National instrument.

Ο αισθητήρας του ανεμομέτρου αποτελείται από δύο ευθύγραμμες μεταλλικές ακίδες σε σχήμα V. Αυτές οι ακίδες ξεκινούν μέσα από ένα λευκό μονωτικό περίβλημα. Στο τέλος (σχεδόν) των ακίδων και κάθετα σ' αυτές υπάρχει κολλημένο ένα πάρα πολύ λεπτό σύρμα, το 'θερμό σύρμα', που έχει διάμετρο  $5\ \mu\text{m}$  ( $5 \cdot 10^{-6}\ \text{m}$ ) και είναι κατασκευασμένο από τανγκστένιο.

Για την συλλογή των πειραματικών δεδομένων χρησιμοποιήθηκε ο μονός αισθητήρας 55P11 της Dantec MT (Σχήμα 3.3).



**Σχήμα 3.3. Μονός αισθητήρας 55P11**

Η αντίσταση του σύρματος εξαρτάται από τις περιβαλλοντικές συνθήκες (θερμοκρασία, υγρασία, ατμοσφαιρική πίεση) και από την συγκόλληση. Η μεταβολή της αντίστασής του είναι περίπου  $0.36\%/^{\circ}\text{C}$ . Η θερμοκρασία λειτουργίας έχει οριστεί από τον κατασκευαστή μικρότερη από  $300^{\circ}\text{C}$  (συνήθως είναι  $180 - 200^{\circ}\text{C}$ ). Στον πίνακα (3.1) που ακολουθεί δίνονται τα γενικά χαρακτηριστικά του σύρματος του αισθητήρα που χρησιμοποιήθηκε.

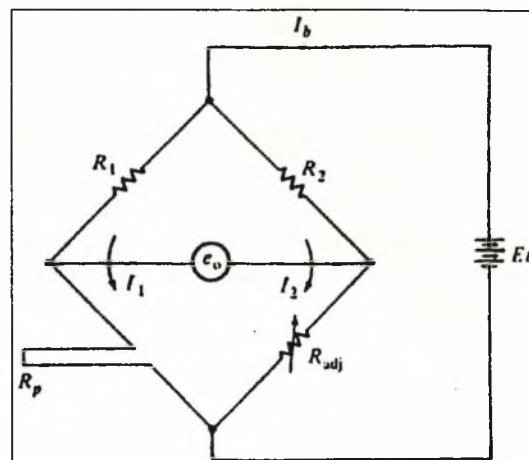
Μέσο.....	: Αέρας
Διαστάσεις αισθητήρα.....	: $\varnothing$ 5 [ $\mu\text{m}$ ], $l=1.25$ [mm]
Υλικό αισθητήρα.....	: W επικαλυμμένο με Pt
Ηλ. αντίσταση στους 20 [ $^{\circ}\text{C}$ ], $R_{20}$ .....	: 3.5 [ $\Omega$ ]
Συντελεστής ηλ. αντίστασης (TCR) $\alpha_{20}$ .....	: 0.36% [ $1/^{\circ}\text{C}$ ]
Μέγιστη θερμοκρασία αισθητήρα.....	: 300 [ $^{\circ}\text{C}$ ]
Μέγιστη θερμοκρασία περιβάλλοντος.....	: 150 [ $^{\circ}\text{C}$ ]
Ελάχιστη ταχύτητα .....	: 0.05 [m/s]
Μέγιστη ταχύτητα.....	: 500 [m/s]

**Πίνακας 3.1. Γενικά χαρακτηριστικά του θερμού σύρματος του αισθητήρα 55P11, Dantec**

Τα ανεμόμετρα θερμού σύρματος παρέχουν όλες τις απαιτούμενες πληροφορίες για την βαθμονόμησή τους με τη μορφή γραφικών παραστάσεων, έτσι ώστε η ταχύτητα του αέρα να μπορεί να υπολογιστεί εύκολα από τις μέσες τιμές τάσης ή ρεύματος. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να μετρήσουν μεγάλο εύρος ταχυτήτων, από πολύ μικρές (π.χ. 0.03 m/s) έως υπερηχητικές. Μπορεί να είναι σχετικά ακριβότερα από τους σωλήνες Pitot αλλά έχουν πολύ μεγαλύτερη ευαισθησία και μπορούν να μετρούν ροές που είναι ασταθείς. Χάρη την πολύ μεγάλη τους ευαισθησία μπορούν και ανιχνεύουν την συχνότητα των διακυμάνσεων της ροής.

### Αρχή λειτουργίας του hot-wire:

Το ανεμόμετρο αποτελείται από ένα κύκλωμα γέφυρας Wheatstone (C.T.A.) στην οποία το hot-wire είναι η μια αντίσταση από τις τέσσερις (Σχήμα 3.4). Η αρχή λειτουργίας στην οποία στηρίζεται είναι το ότι αν γύρω από ένα θερμό σώμα ρέει ένα αέριο, το θερμό σώμα θα ψυχθεί και επομένως ο ρυθμός ψύξης του σχετίζεται με την ταχύτητα του αερίου. Η συσκευή του ανεμομέτρου ρυθμίζει την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος στα άκρα της αντίστασης του σύρματος, έτσι ώστε να διατηρείται πάντα σταθερή η αντίσταση του θερμονήματος και η θερμοκρασία του. Για αυτό και ονομάζεται Ανεμόμετρο Σταθερής Θερμοκρασίας (Constant Temperature Anemometer).



**Σχήμα 3.4. Γέφυρα Wheatstone σε κύκλωμα θερμικής ανεμομετρίας**

Συνεπώς όσο πιο μεγάλη είναι η ταχύτητα ροής τόσο πιο έντονη αποβολή θερμότητας πραγματοποιείται με συναγωγή, άρα τείνει η θερμοκρασία του σύρματος να ελαττωθεί λόγω της ψύξης. Επομένως θα προκληθεί αλλαγή της έντασης  $I$ , του ρεύματος, στα άκρα της αντίστασης του hot-wire, καθώς η γέφυρα Wheatstone τείνει να επαναφέρει το σύρμα στην θερμοκρασία λειτουργίας του ( $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) (από τον τύπο:  $P=I^2 \cdot R$  με  $R=\text{const.}$ ). Έτσι υπάρχει μια συσχέτιση της έντασης του ρεύματος με την ταχύτητα του αέρα.

Όταν η γέφυρα Wheatstone ηρεμεί, τότε το θερμό σύρμα έχει την αντίσταση που έχει οριστεί από τον κατασκευαστή ως αντίσταση λειτουργίας (αντιστοιχεί συνήθως σε θερμοκρασία  $180 - 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

Από την μεταβολή της έντασης του ρεύματος παράγεται μια διαφορά δυναμικού η οποία διαβάζεται από τον Η/Υ και αντιστοιχείται στην ταχύτητα με ένα ειδικό λογισμικό στον Η/Υ της National Instruments, το οποίο στην δική μας περίπτωση υπολογίζει την μέση τιμή της ταχύτητας και της τύρβης από την λήψη των δεδομένων από το ανεμόμετρο, η οποία γινόταν με PC μέσω κάρτας Analog-Digital.

### Σύστημα μετακίνησης hot-wire:

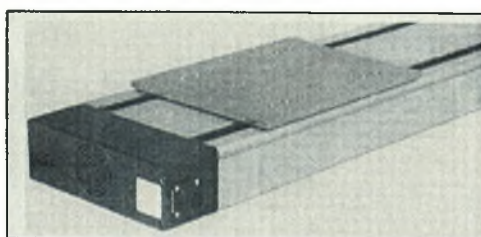
Το hot-wire μετακινούταν στις διάφορες θέσεις του με ένα σύστημα βερνιέρων κάθετων μεταξύ τους, οι οποίοι ήταν στερεωμένοι σε μια διάταξη που μπορεί να ολισθαίνει πάνω σε δυο παράλληλους προς τις πλάκες οδοντωτούς κανόνες.

Έτσι ο αισθητήρας είχε την δυνατότητα να μετακινηθεί κατά τον εγκάρσιο, διαμήκη και κατακόρυφο άξονα.

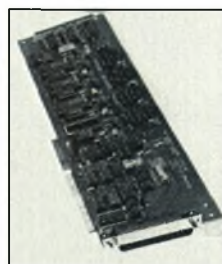
Το σύστημα διεύθυνσης του άξονα  $Y$  αποτελείται από φορέα μήκους  $1390\text{ mm}$ , που διαθέτει servo μηχανισμό. Οι λειτουργίες του συστήματος αυτού ήταν πλήρως ελεγχόμενες και καθορίζονταν με κάρτα επικοινωνίας μεταξύ υπολογιστή και μηχανισμού. Στην εικόνα 3.9 φαίνεται το σύστημα διεύθυνσης. Η ακρίβεια των βερνιέρων είναι  $1\text{ mm}$ .



Servo-controller



Φορέας (Traversing)



Κάρτα A/D

Εικόνα 3.9. Μονάδα συστήματος διεύθυνσης



### 3.3.1.2. Ανεμόμετρο ψυχρού σύρματος (Cold - wire anemometer C.C.A.)

Για την μέτρηση της θερμοκρασίας χρησιμοποιήθηκε ανεμόμετρο ψυχρού σύρματος, τύπου DISA (νυν DANTEC) μοντέλο 55M που έφερε το απαραίτητο κύκλωμα γέφυρας Wheatstone για την εφαρμογή της μεθόδου C.C.A. Εδώ το ρεύμα που διαπερνά το θερμονήμα διατηρείται σταθερό ενώ μπορεί πλέον να αλλάζει η αντίσταση του. Είναι μια διάταξη όπως και η αντίστοιχη του θερμού σύρματος, με μόνη διαφορά την διαφορετική γέφυρα Wheatstone που εισάγεται στην συσκευή του ανεμομέτρου και το διαφορετικό λογισμικό H/Y που χρησιμοποιείται για την λήψη και την επεξεργασία των σημάτων.

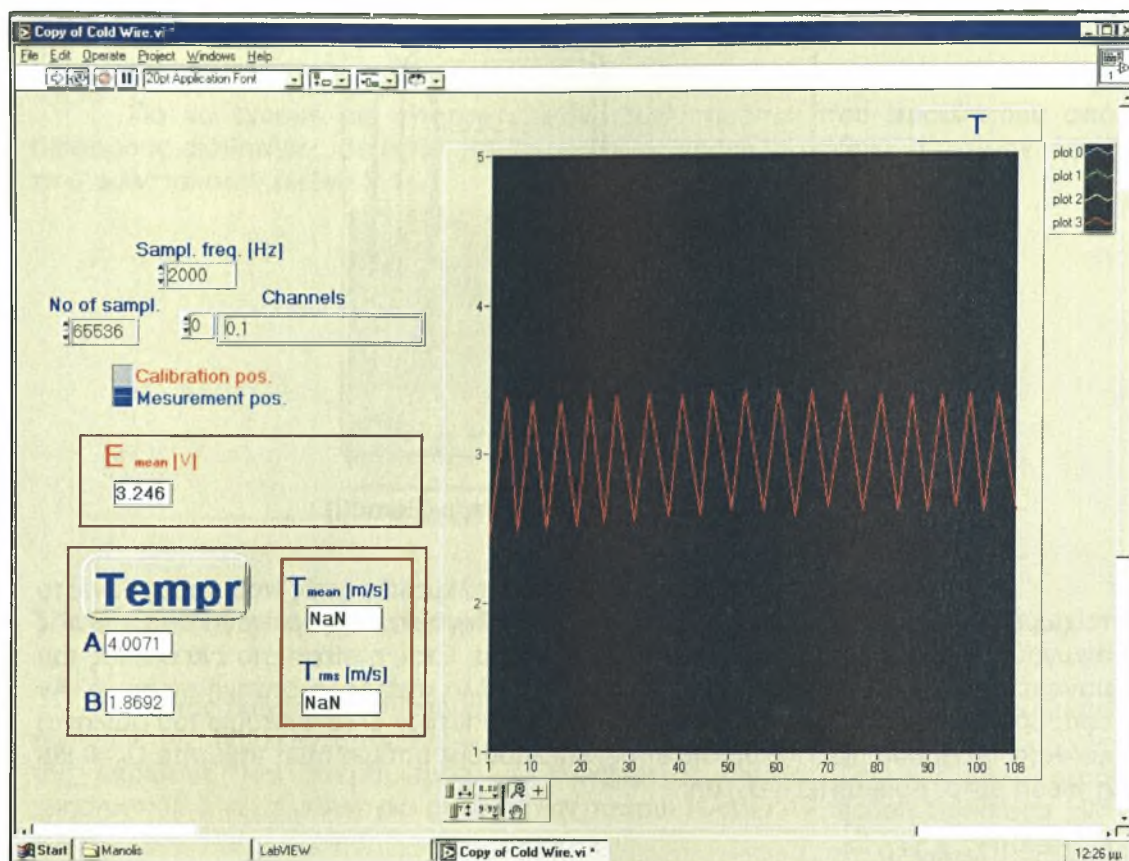
Η μετρούμενη ποσότητα είναι θερμοκρασία σε βαθμούς °C και όχι ταχύτητα. Βέβαια το σήμα που μας δίνει πάλι ο αισθητήρας είναι μεταβολές τάσης (Volts). Γίνεται βαθμονόμηση, ώστε να μετατραπούν οι τάσεις (V) σε θερμοκρασία (°C). Η αρχή λειτουργίας στηρίζεται στο ότι εάν εφαρμοστεί μια σταθερή ένταση ρεύματος στο σύρμα, τότε η ψύξη θα προκαλέσει αλλαγή της αντίστασής του και επομένως αλλαγή της τάσης στα άκρα του (από τον νόμο του Ohm:  $U=I \cdot R$ ).

Για να μην δημιουργείται σύγχυση όταν χρησιμοποιούνται το ανεμόμετρο θερμού και ψυχρού σύρματος έχουν δοθεί διαφορετικές ονομασίες στις γέφυρες Wheatstone που χρησιμοποιούνται για το καθένα. Έτσι η γέφυρα το ανεμομέτρου θερμού σύρματος ονομάζεται (C.T.A.) και η γέφυρα το ανεμομέτρου ψυχρού σύρματος ονομάζεται (C.C.A.) (Constant Current Anemometer).

Το σύστημα μετακίνησης του Cold – wire ήταν το ίδιο που χρησιμοποιήθηκε και στο Hot – wire.

### 3.3.1.3. Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων [Ηλεκτρονικός υπολογιστής και κάρτα A/D (analog-digital)]

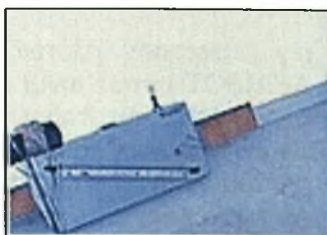
Για τις μετρήσεις της θερμοκρασίας με το Cold – wire η δειγματοληψία και αποθήκευση έγινε με την χρήση ειδικής ηλεκτρονικής κάρτας του οίκου National Instruments. Η κάρτα NI έχει δυνατότητα λήψης οκτώ (8) καναλιών ταυτόχρονα στο εύρος των  $\pm 5$  [V] η οποία μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό με ακρίβεια 0.00488 [V/bit] αφού συνδεθεί σε PC. Το λογισμικό επικοινωνίας αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Labview. Στο σχήμα 3.5 που ακολουθεί φαίνεται η επιφάνεια εργασίας του προγράμματος που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση της θερμοκρασίας.



**Σχήμα 3.5.** Επιφάνεια εργασίας προγράμματος για την μέτρηση θερμοκρασίας στο περιβάλλον Labview

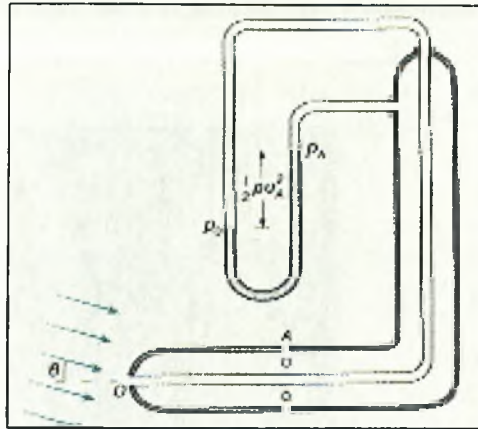
### 3.3.1.4. Μανόμετρο και σωλήνας Pitot – Static

Για τον αρχικό έλεγχο στο τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας χρησιμοποιήθηκε ένα κεκλιμένο μανόμετρο οιοπνεύματος. Ο σωλήνας Pitot-Static συνδέονταν με το μανόμετρο που μετρούσε την διαφορά στάθμης  $\Delta h$ . Στην εικόνα 3.10 φαίνεται το μανόμετρο.



**Εικόνα 3.10.** Το μανόμετρο οιοπνεύματος

Ο σωλήνας Pitot-Static (Prandtl), αποτελεί συνδυασμό σωλήνων στατικής πίεσης και Pitot και χρησιμοποιείται ως όργανο μέτρησης της ταχύτητας. Μια τυπική μορφή σωλήνα Pitot-Static (Prandtl) εικονίζεται στο σχήμα 3.6.



Σχήμα 3.6. Σωλήνας Pitot-Static (Prandtl)

Παρατηρούμε ότι η μπροστινή οπή και οι πλευρικές οπές που υπάρχουν στο τοίχωμα του οριζοντίου στελέχους του σωλήνα οδηγούν, με χωριστούς εσωτερικούς αγωγούς, στις εισόδους ενός ανοιχτού μανομέτρου. Έτσι, η πίεση στο ένα σκέλος του μανομέτρου είναι η πίεση ηρεμίας,  $p_0$ , και, στο άλλο σκέλος, η στατική πίεση,  $p$ . Αν εφαρμόσουμε την εξίσωση Bernoulli μεταξύ των σημείων Ο (στο στόμιο του σωλήνα) και Α (στην είσοδο μιας πλευρικής οπής) και λάβουμε υπόψη ότι η ταχύτητα  $U_0=0$  και η πίεση  $p_A=p$ , προκύπτει η σχέση:

$$p_0 - p = \rho g(z_A - z_0) + \rho \frac{u_A^2}{2} \quad (3.1)$$

Επειδή η διάμετρος του σωλήνα είναι πολύ μικρή, η υψομετρική διαφορά ( $z_A - z_0$ ) είναι αμελητέα, οπότε η εξίσωση (3.1) γράφεται:

$$p_0 - p = \rho \frac{u^2}{2} \quad (3.2)$$

Η ταχύτητα του ρευστού στο σημείο Α μπορεί να θεωρηθεί, χωρίς σημαντικό σφάλμα, ίση με την ταχύτητα ροής στο αδιατάραχτο ρεύμα ( $U_A=U$ ), οπότε η εξίσωση (3.2) γράφεται:

$$p_0 - p = \rho \frac{u^2}{2} \quad (3.3)$$

Λύνοντας την εξίσωση αυτή ως προς την ταχύτητα  $u$ , προκύπτει:

$$u = \sqrt{2 \left( \frac{p_0 - p}{\rho} \right)} \quad (3.4)$$

Η ακρίβεια των μετρήσεων με σωλήνα Pitot-Static (Prandtl) επηρεάζεται από:

- Την πύκνωση των ροϊκών γραμμών που προκαλείται από την παρουσία του οργάνου με αποτέλεσμα  $u_A \neq u$ .
- Οι θέσεις λήψης μέτρησης ανακοπής και στατικής πίεσης δεν συμπίπτουν.
- Για μετρήσεις ακριβείας πρέπει να λαμβάνεται υπόψη η υψομετρική διαφορά  $z_A - z_0$ .
- Μη ευθυγράμμιση του οριζοντίου στελέχους. Για γωνία  $\theta=10^\circ$  η μετρούμενη στατική πίεση είναι κατά 2% μεγαλύτερη και η πίεση ανακοπής κατά 3% μικρότερη από την πραγματική.



### 3.3.1.5. Παλμογράφος

Για να έχουμε μια εποπτική εικόνα των σημάτων που προκύπτουν από διάφορους αισθητήρες σε κάθε σημείο μέτρησης χρησιμοποιήθηκε ο παλμογράφος που φαίνεται στην εικόνα 3.11.



Εικόνα 3.11. Ο παλμογράφος

### 3.3.1.6. Γεννήτρια συχνοτήτων

Για τον έλεγχο του συστήματος κατά το δοκιμαστικό στάδιο πριν την ρύθμιση της τιμής της αντίστασης του hot-wire και την έναρξη των πειραμάτων, έγινε έλεγχος της ακρίβειας του ανεμομέτρου με ελεγχόμενα σήματα. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε η γεννήτρια συχνοτήτων τύπου: HAMEG Function Generator HM 8030.

### 3.3.1.7. Μετασχηματιστής ηλεκτρικού ρεύματος

Για να τροφοδοτηθεί η ηλεκτρική αντίσταση που ήταν τοποθετημένη στο εσωτερικό του θερμαινόμενου κυλίνδρου, έπρεπε να υπάρχει η δυνατότητα παροχής ηλεκτρικού ρεύματος σε αυτόν, στο οποίο να είναι εφικτή η μεταβολή της τάσης τροφοδοσίας κατά βούληση. Λόγω της δημιουργίας ισχυρών μαγνητικών πεδίων τοποθετήθηκε όσο το δυνατόν μακρύτερα από το ανεμόμετρο, ώστε να μην γίνεται λήψη λανθασμένου σήματος από τον Η/Υ.

### 3.3.1.8. Μετατροπέας της συχνότητας του ρεύματος (0 – 100 Hz) (Inverter)

Αυτή η ηλεκτρονική διάταξη χρησιμεύει για να ελέγχουμε την ταχύτητα περιστροφής του ανεμιστήρα. Είναι τύπου TOSHIBA Transistor Inverter TOSVERT VF-SXN (Εικόνα 3.12). Τροφοδοτείται με τριφασικό ρεύμα 400V και έχει την ικανότητα να μεταβάλλει την συχνότητά του από 0 έως 100Hz. Η ισχύς του είναι 7.5kW.

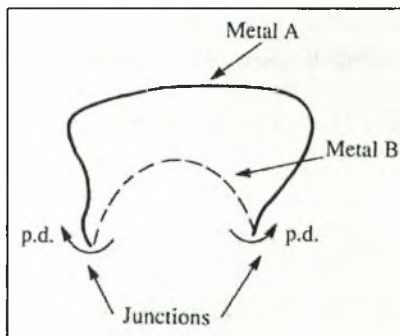
Ανάλογα με την συχνότητα που επιλέγεται, αλλάζουν και οι στροφές (r.p.m.) του ηλεκτροκινητήρα που περιστρέφει τον ανεμιστήρα. Έτσι μπορούμε να προσομοιώσουμε ταχύτητες αέρα μέσα στην αεροσήραγγα από 0 m/sec => 0Hz μέχρι 18m/sec (=65km) => 60Hz.



Εικόνα 3.12. Ο Inverter

### 3.3.1.9. Θερμοστοιχείο τύπου K

Το θερμοστοιχείο τύπου K έδινε την θερμοκρασία στην επιφάνεια του κυλίνδρου, καθώς και την θερμοκρασία για την βαθμονόμηση του Cold-wire. Αποτελείται από δυο σύρματα μονωμένα που ενώνονται μόνο στην άκρη τους. Τα δύο υλικά αυτά είναι διαφορετικής σύστασης και έχουν διαφορετικό δυναμικό. Το θερμοστοιχείο K είναι φτιαγμένο από δύο μέταλλα (Chromel/Alumel). Στο σχήμα 3.7 που ακολουθεί φαίνονται οι ιδιότητες για τα διάφορα είδη θερμοστοιχείων.



Type	Materials	Range °C	Sensitivity μV/°C in range 0–100 °C
E	chromel – constantan	–200 to 980	63
J	iron – constantan	–200 to 850	53
K	chromel – alumel	–200 to 1300	41
N	nirosil–nisil	–200 to 1300	28
R	platinum – platinum/rhodium 13%	0 to 1400	6
S	platinum – platinum/rhodium 10%	0 to 1400	6
T	copper – constantan	–200 to 370	43

Σχήμα 3.7. Ιδιότητες θερμοστοιχείων

### 3.3.2. Μετρητικά όργανα και συσκευές στην υδροσήραγγα

- ☐ Ανεμόμετρο θερμού σύρματος (Hot - wire anemometet C.T.A.)
- ☐ Ανεμόμετρο ψυχρού σύρματος (Cold - wire anemometet C.C.A.)
- ☐ Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων [Ηλεκτρονικός υπολογιστής και κάρτα A/D (analog-digital)]
- ☐ Οπτρωνικό σύστημα
- ☐ Παλμογράφος
- ☐ Γεννήτρια συχνοτήτων
- ☐ Μετασχηματιστής – Μετατροπείας ηλ. ρεύματος από AC σε DC
- ☐ Θερμοστοιχείο τύπου K

#### 3.3.2.1. Ανεμόμετρα

Ο τύπος των ανεμομέτρων που χρησιμοποιήθηκε ήταν της εταιρίας DISA και AALabs. Ο αισθητήρας ήταν της DANTEC τύπος R11 (Hot-Film), η μεταβολή της αντίστασής του είναι περίπου 0.36%/ °C. Η μέγιστη θερμοκρασία λειτουργίας έχει οριστεί από τον κατασκευαστή μικρότερη από 150 °C. Η αντίσταση στους 20 °C είναι 6.4 Ω. Το υλικό κατασκευής του αισθητήρα είναι τανγκστένιο επικαλυμμένο με quartz.

Με το ανεμόμετρο αυτό μετρήθηκαν οι μεταβολές της ταχύτητας και της θερμοκρασίας πίσω από τον κύλινδρο. Η αρχή λειτουργίας του ανεμομέτρου έχει περιγραφεί παραπάνω.

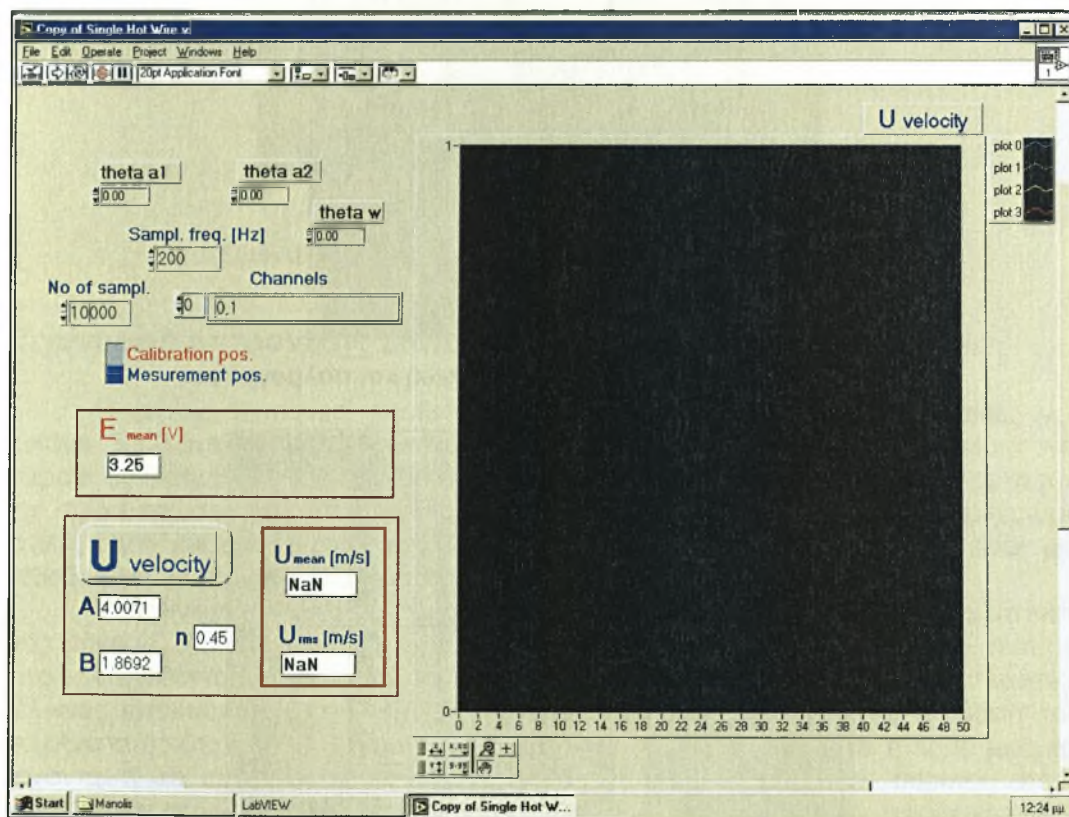
### Σύστημα μετακίνησης hot-film

Το hot-film μετακινείται στις διάφορες θέσεις κατά τον Χ και Υ άξονα με ένα σύστημα βερνιέρου ο οποίος είναι στερεωμένος σε μια διάταξη σχήματος Γ που μπορεί να ολισθαίνει πάνω στην υδροσήραγγα.

Έτσι ο αισθητήρας έχει την δυνατότητα να μετακινηθεί κατά τον εγκάρσιο και κατακόρυφο άξονα.

Η ακρίβεια του κατακόρυφου βερνιέρου είναι 0.01mm.

Το λογισμικό επικοινωνίας αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Labview. Στο σχήμα 3.8 που ακολουθεί φαίνεται η επιφάνεια εργασίας του προγράμματος που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση της ταχύτητας στην υδροσήραγγα.



Σχήμα 3.8. Επιφάνεια εργασίας προγράμματος για την μέτρηση ταχύτητας στο περιβάλλον Labview

#### 3.3.2.2. Οπτρωνικό Σύστημα

Στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής, κατασκευάστηκε οπτρωνική διάταξη που μπορεί να μετρήσει την συγκέντρωση μάζας μιας διαλυμένης ουσίας μέσα σε ρευστό.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε σ' αυτό το κομμάτι της εργασίας, περιλαμβάνει τις παρακάτω συσκευές και όργανα:

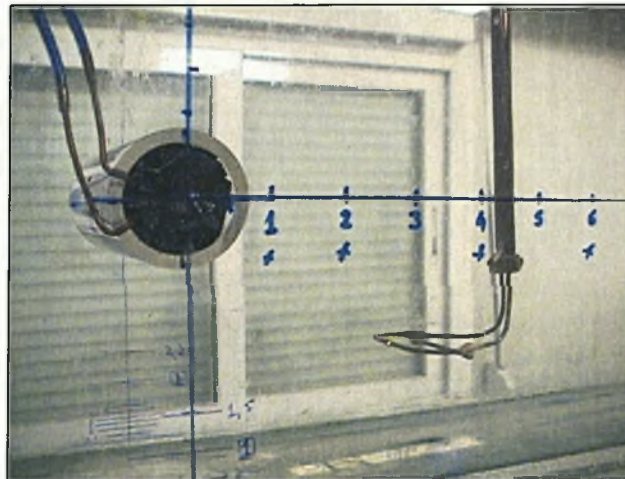


1. Ηλεκτρονικός υπολογιστής για την καταγραφή της μέσης τιμής της συγκέντρωσης και της διακύμανσης αυτής.
2. Παλμογράφος
3. Κυρίως οπτρωνική συσκευή
4. Ανιχνευτής με οπτικές ίνες
5. Μηχανισμός μετατόπισης του ανιχνευτή σε δύο διευθύνσεις
6. Υδροσήραγγα
7. Δύο δεξαμενές χωρητικότητας 5 λίτ για την παροχή του χρώματος
8. Σύστημα προσαγωγής του χρωματισμένου νερού στα δοκίμια
9. Δοκίμια (κυκλικοί και τετράγωνοι κύλινδροι)

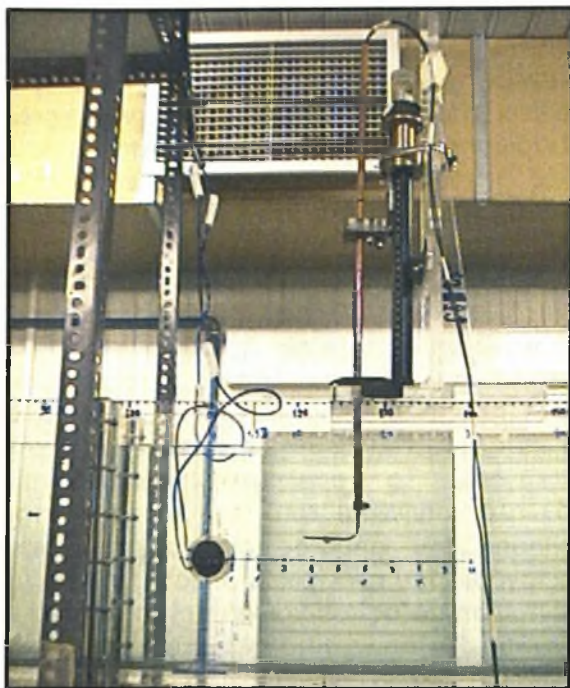
Οι παρακάτω φωτογραφίες παρουσιάζουν τις συσκευές και τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν:



**Εικόνα 3.13. Κυρίως οπτρωνική συσκευή και παλμογράφος**



**Εικόνα 3.14 Ανιχνευτής με οπτικές ίνες και κυκλικός κύλινδρος τοποθετημένα μέσα στο χώρο δοκιμών**



Εικόνα 3.15 Μηχανισμός μετατόπισης του ανιχνευτή

### Περιγραφή οπτρονικής διάταξης

Η κυρίως οπτρονική συσκευή (εικόνα 3.16) και ο ανιχνευτής με οπτικές ίνες (εικόνα 3.17) αποτελούν την οπτρονική διάταξη που φτιάχτηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής για να την υποστηρίξει σε ότι αφορά την ανίχνευση και μέτρηση της συγκέντρωσης μιας διαλυμένης ουσίας. Η διαλυμένη ουσία είναι κάποιο χρώμα (methylblue) ευδιάλυτο στο νερό και η μέτρηση της συγκέντρωσης του είναι μια μέθοδος για να μελετηθεί το ποσοστό ανάμειξης πίσω από κυλίνδρους.

Ο ανιχνευτής παριστάνεται στην εικόνα 3.17 και αποτελείται από δύο οπτικές ίνες μήκους 240 cm περίπου η κάθε μια και εσωτερικής διαμέτρου 0.95 mm, οι οποίες στηρίζονται σε κατακόρυφο σωλήνα 60 cm. Οι οπτικές ίνες φέρουν πλαστικό κέλυφος αποκτώντας έτσι εξωτερική διάμετρο 2 mm περίπου. Από τη βάση του σωλήνα στήριξης οδηγούνται μέσα σε μεταλλικό κέλυφος, χωριστά η κάθε μια, και έρχονται η μία ακριβώς απέναντι από την άλλη, με διάκενο 2 mm περίπου όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.17. Το διάκενο αυτό είναι η θέση στην οποία γίνεται η μέτρηση της συγκέντρωσης μάζας.

Η κυρίως οπτρονική συσκευή αποτελείται από τα εξής μέρη:

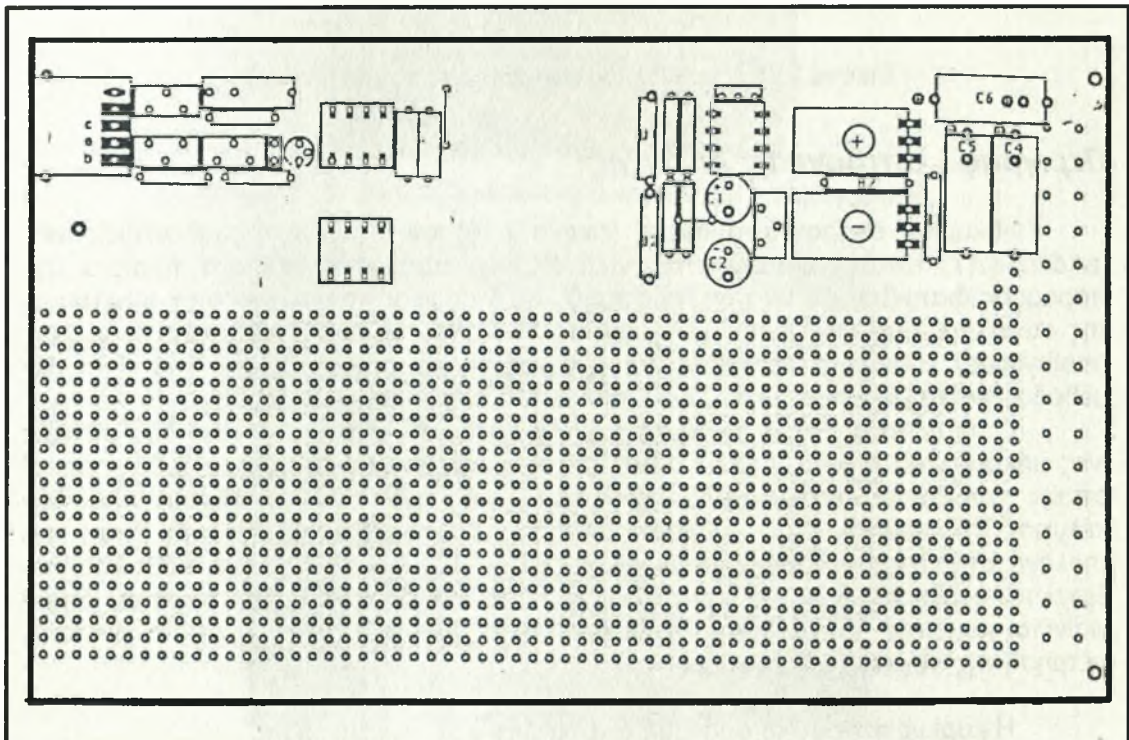
1. Τροφοδοσία
2. Βαθμίδα εκπομπής
3. Προενισχυτική βαθμίδα
4. Βαθμίδα ενίσχυσης
5. Ρυθμιστής επιπέδου του σήματος εξόδου
6. Περιοχή για κατασκευή βοηθητικών κυκλωμάτων (για μελλοντική επέκταση)

Η συσκευή αυτή έχει στο πλαίσιο της μια υποδοχή με την οποία συνδέεται με τις οπτικές ίνες του ανιχνευτή. Η τροφοδοσία της γίνεται με συνεχές ρεύμα +12 Volts από τη συσκευή παροχής συνεχούς ρεύματος. Το σήμα που παράγει η συσκευή

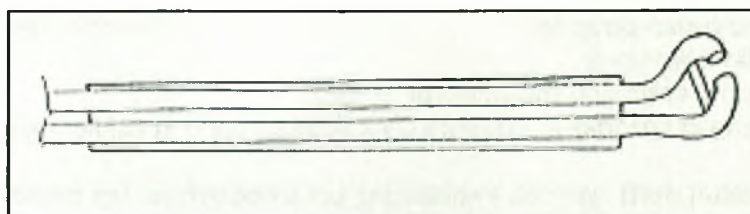


αυτή οδηγείται πρώτα στον παλμογράφο και μετά στον ηλεκτρονικό υπολογιστή για περαιτέρω επεξεργασία.

Η αρχή λειτουργίας της οπτρονικής συσκευής είναι η απορρόφηση φωτός από το χρωματισμένο νερό στο σημείο μέτρησης (διάκενο οπτικών ινών), ανάλογα με το μέγεθος της συγκέντρωσης μάζας του χρώματος. Από τη βαθμίδα εκπομπής που βρίσκεται στην κυρίως οπτρονική συσκευή, γίνεται εκπομπή λευκού ή ερυθρού φωτός από LED, η οποία οδηγείται στη θέση μέτρησης μέσω της πρώτης οπτικής ίνας. Εκεί, το χρωματισμένο νερό απορροφά ανάλογα με τη συγκέντρωση του ένα διαφορετικό ποσοστό ακτινοβολίας. Η δεύτερη οπτική ίνα αναλαμβάνει να επιστρέψει στην κυρίως οπτρονική συσκευή, (λήψη), το ποσοστό της ακτινοβολίας που διαπερνά το χρωματισμένο νερό το οποίο βρίσκεται στο διάκενο. Ακολούθως, το φωτεινό αυτό σήμα που παραλαμβάνει ο λήπτης, μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα. Στο επόμενο βήμα, το ηλεκτρικό σήμα οδηγείται στις βαθμίδες ενίσχυσης. Εκεί ενισχύεται και τελικά καταλήγει στο ρυθμιστή επιπέδου του σήματος εξόδου όπου δέχεται κάποια επεξεργασία. Το παραγόμενο ηλεκτρικό σήμα, ενισχυμένο και επεξεργασμένο κατάλληλα, οδηγείται από την κυρίως οπτρονική συσκευή στη διάταξη παρακολούθησης του σήματος εξόδου (παλμογράφος, ηλεκτρονικός υπολογιστής). Η επεξεργασία του ηλεκτρικού σήματος γίνεται με τέτοιο τρόπο ώστε όταν αυξάνει η συγκέντρωση μάζας του χρώματος, να αυξάνει και η ηλεκτρική τάση που δείχνει το βολτόμετρο. Το σήμα αυτό περνά από τη συσκευή μετατροπής του από αναλογικό σε ψηφιακό και καταλήγει στον ηλεκτρονικό υπολογιστή.



Εικόνα 3.16. Ηλεκτρονικό σχέδιο της κυρίως οπτρονικής συσκευής



Εικόνα 3.17. Ανιχνευτής με οπτικές ίνες



Τα υπόλοιπα όργανα έχουν περιγραφεί στο κεφάλαιο 3.3.1.

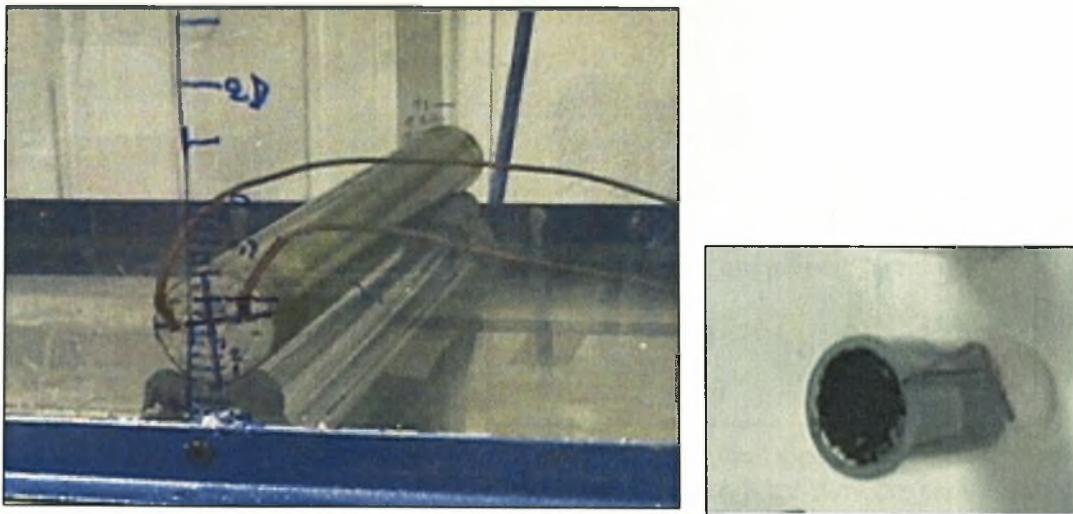
### 3.4. Πειραματικά Μοντέλα

#### 3.4.1. Πειραματικά μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην αεροσήραγγα

Χρησιμοποιήθηκαν κυκλικοί κύλινδροι για την παραγωγή απορευμάτων και στροβιλωδών δομών. Οι διάμετροι των κυλίνδρων ήταν  $D=13, 30, 50, 60$  mm και το μήκος τους 520mm. Ο θερμαινόμενος κύλινδρος είχε διάμετρο  $D=50$  mm και θερμοκρασία επιφάνειας  $T_w = 63 \sim 67$  °C, μόνο στην περίπτωση που  $H/D=0$  τότε  $T_w=29$ °C. Ο αριθμός  $Re$  που προκύπτει για τους κυλίνδρους είναι  $Re=4305$  για  $D=13$ mm,  $Re=9934$  για  $D=30$ mm,  $Re=16556$  για  $D=50$ mm και  $Re=20000$  για  $D=60$ mm.

Επίσης έγινε χρήση μιας τετραγωνικής κοιλότητας με μήκος 520mm, ύψος 60mm και πλάτος 60mm.

Στα πλευρικά άκρα των κυλίνδρων έχουν τοποθετηθεί ελατήρια ώστε να ασκούν μια ικανοποιητική προένταση για την ασφαλή και σταθερή τοποθέτηση των κυλίνδρων στα τοιχώματα της αεροσήραγγας. Στην εικόνα (3.18) που ακολουθεί φαίνονται ο θερμαινόμενος και ο απλός κύλινδρος.



Εικόνα 3.18. Ο θερμαινόμενος και ο απλός κύλινδρος

#### 3.4.2. Πειραματικά μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην υδροσήραγγα

Για την παραγωγή των δινών στην υδροσήραγγα χρησιμοποιήθηκαν τρεις κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm,  $D=30$  mm και  $D=50$  mm και μήκους 100mm καθώς και δύο τετράγωνοι κύλινδροι 13 και 30 mm αντίστοιχα (εικόνα 3.21), κατάντι των οποίων μετρήθηκαν διανομές ταχύτητας, συγκέντρωσης και τύρβης.

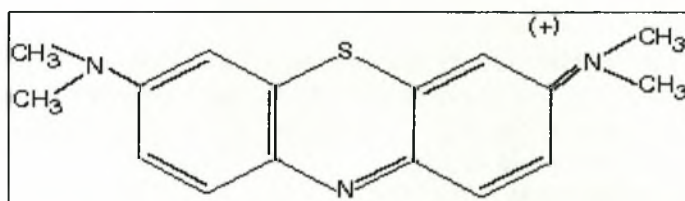
Χρησιμοποιήθηκαν επίσης δύο θερμαινόμενοι κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm και  $D=30$  mm κατάντι των οποίων μετρήθηκαν διανομές θερμοκρασίας και τύρβης. Η θερμοκρασία επιφάνειας των θερμαινόμενων κυλίνδρων ήταν  $T_w = 50$  °C. Ο αριθμός  $Re$  που προκύπτει για τους τρεις κυλίνδρους είναι  $Re=2600$  για  $D=13$ mm,  $Re=6000$  για  $D=30$ mm και  $Re=10000$  για  $D=50$ mm.

Στα πλευρικά άκρα των κυλίνδρων έχουν τοποθετηθεί ελατήρια ώστε να ασκούν μια ικανοποιητική προένταση για την ασφαλή και σταθερή τοποθέτηση των κυλίνδρων στα τοιχώματα της υδροσήραγγας. Στα άκρα των θερμαινόμενων κυλίνδρων έχουν τοποθετηθεί πλάκες για να είναι η ροή παράλληλη πίσω από αυτούς.

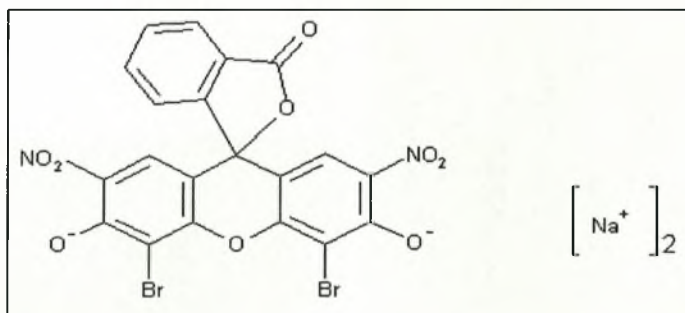
### 3.5. Στοιχεία οπτικοποίησης της ροής

#### 3.5.1. Χρώματα οπτικοποίησης

Η μέθοδος οπτικοποίησης που εφαρμόστηκε ήταν οπτικοποίηση με συνεχή έγχυση χρωματικής βαφής (dye injection). Ως χρώματα χρησιμοποιήθηκαν δύο υδατικά διαλύματα: (α) Methyl Blue (μπλε χρώμα) με χημικό τύπο  $C_{16}H_{18}ClN_3S$  και μοριακό βάρος 319.85, (β) Eosin (πορτοκαλί χρώμα) με χημικό τύπο  $C_{20}H_6Br_4Na_2O_5$  και μοριακό βάρος 691.91, περιεκτικότητας 2% κατά βάρος και τα δύο, εικόνα (3.19).



Εικόνα 3.19.α. Methyl Blue



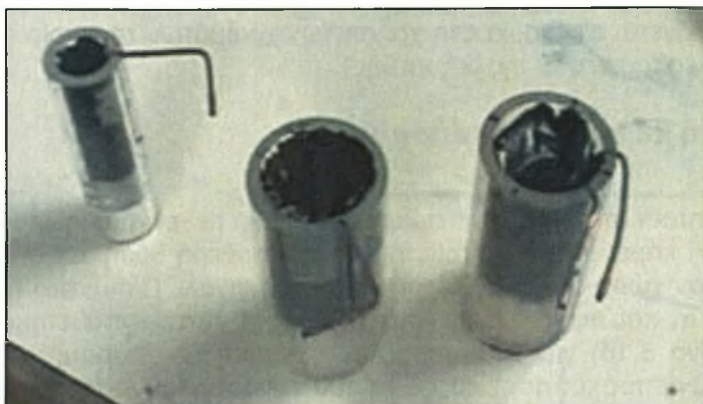
Εικόνα 3.19.β. Eosin



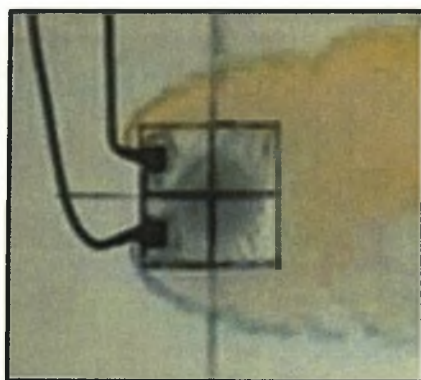
#### 3.5.2. Πειραματικά μοντέλα οπτικοποίησης (κυκλικοί & τετραγωνικοί κύλινδροι)

Για την οπτικοποίηση χρησιμοποιήθηκαν τρεις κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων 13, 30 και 50 mm καθώς και δύο τετράγωνοι κύλινδροι 13 και 30 mm αντίστοιχα (εικόνα 3.21). Το μήκος των κυλίνδρων είναι 100 mm, είναι κατασκευασμένοι από plexiglass και είναι κοίλοι εσωτερικά (εικόνα 3.20). Στους κυλίνδρους έχουν διανοιχτεί δύο οπές διαμέτρου 2 mm υπό γωνία 20 και -20 μοίρες ως προς το σημείο ηρεμίας (σημείο ανακοπής) και στο μέσο του μήκους των. Στις οπές αυτές έχουν προσαρμοστεί χάλκινα σωληνάκια (τέτοια που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές ψύξης) από την έξοδο τους εισάγονται τα χρώματα στο πεδίο ροής πίσω από τον κύλινδρο. Οι κύλινδροι εσωτερικά φέρουν δύο στεγανοποιητικές τάπες στα πλευρικά άκρα των οποίων έχουν τοποθετηθεί ελατήρια ώστε να ασκούν μια ικανοποιητική

προένταση για την ασφαλή και σταθερή τοποθέτηση των κυλίνδρων στα τοιχώματα του καναλιού.



**Εικόνα 3.20. Πειραματικά μοντέλα (κυκλικοί κύλινδροι 13, 30, 50 mm)**



**Εικόνα 3.21. Πειραματικό μοντέλο (τετράγωνος κύλινδρος, 30 mm)**

### 3.5.3. Δοχεία παροχής χρωμάτων

Η παροχή των χρωμάτων γινόταν από δυο πλαστικά δοχεία χωρητικότητας 4 και 10 lt για το μπλε και πορτοκαλί χρώμα αντίστοιχα. Στη βάση των δοχείων υπάρχει στρόφιγγα για το άνοιγμα και κλείσιμο της παροχής των χρωμάτων. Τα δοχεία ήταν τοποθετημένα πάνω σε μεταλλική βάση. Το ύψος τοποθέτησης των δοχείων ήταν 1.1 m πάνω από το κανάλι της ροής και η ροή των χρωμάτων επιτυγχανόταν λόγω βαρύτητας.

### 3.5.4. Σωληνάκια μεταφοράς χρωμάτων

Μεταξύ στρόφιγγας δοχείων και κυλίνδρων χρησιμοποιήθηκαν πλαστικά σωληνάκια διαφόρων διαμέτρων ώστε να επιτευχθεί σύνδεση μεταξύ δοχείων αποθήκευσης και κυλινδρικών δοκιμών, το συνολικό μήκος των οποίων ήταν 1m. Σε κάποιο σημείο της συνολικής σύνδεσης χρησιμοποιήθηκαν σωληνάκια με ρυθμιστικό παροχής (τέτοια χρησιμοποιούνται στους ορούς των ασθενών). Αυτό αποδείχθηκε πολύ εύχρηστο στην πράξη επειδή το άνοιγμα και κλείσιμο της παροχής επιτυγχανόταν μέσω αυτών των ρυθμιστικών παροχής χωρίς να χρειάζεται να ανοιγοκλείνουμε τη στρόφιγγα των δοχείων τα οποία ήταν τοποθετημένα σχετικά



ψηλά κάθε φορά που γινόταν μετακίνηση των δοκιμών κατά μήκος του βάθους του καναλιού (επειδή οι μετακινήσεις αυτές ήταν συχνές και γινόταν με το χέρι έπρεπε να μηδενίζεται η παροχή των χρωμάτων για να μετακινούνται οι κύλινδροι πιο εύκολα αλλά και για να γίνεται οικονομία στη χρήση των χρωμάτων το οποίο οδήγησε και σε λιγότερες αλλαγές του νερού της δεξαμενής).

### 3.5.5. Ψηφιακή κάμερα και φωτισμός

Η μαγνητοσκόπηση των πειραμάτων έγινε με έγχρωμη video κάμερα 25 πλαισίων/sec. Η κάμερα ήταν τοποθετημένη σε σταθερή θέση και σε απόσταση 1m απέναντι από τον χώρο δοκιμών μπροστά από το κανάλι. Πίσω από το κανάλι και σε απόσταση 0.8 m και ύψος 1.6 m από το έδαφος ήταν τοποθετημένες η λάμπες αλογόνου (εικόνα 3.16) για το φωτισμό του χώρου των πειραμάτων ενώ κατά τη διάρκεια της μαγνητοσκόπησης τα φώτα του εργαστηρίου παρέμεναν κλειστά. Στο πίσω τοίχωμα του καναλιού τοποθετήθηκε ένα ορθογώνιο πλαστικό άσπρο Plexiglas (εικόνα 3.17) που παράλληλα με την τοποθέτηση μαύρων ορθογώνιων χαρτονιών σε σημεία γύρω από το κανάλι προσέφεραν στην επίτευξη ομοιόμορφου φωτισμού αποκλειστικά στο χώρο των πειραμάτων.

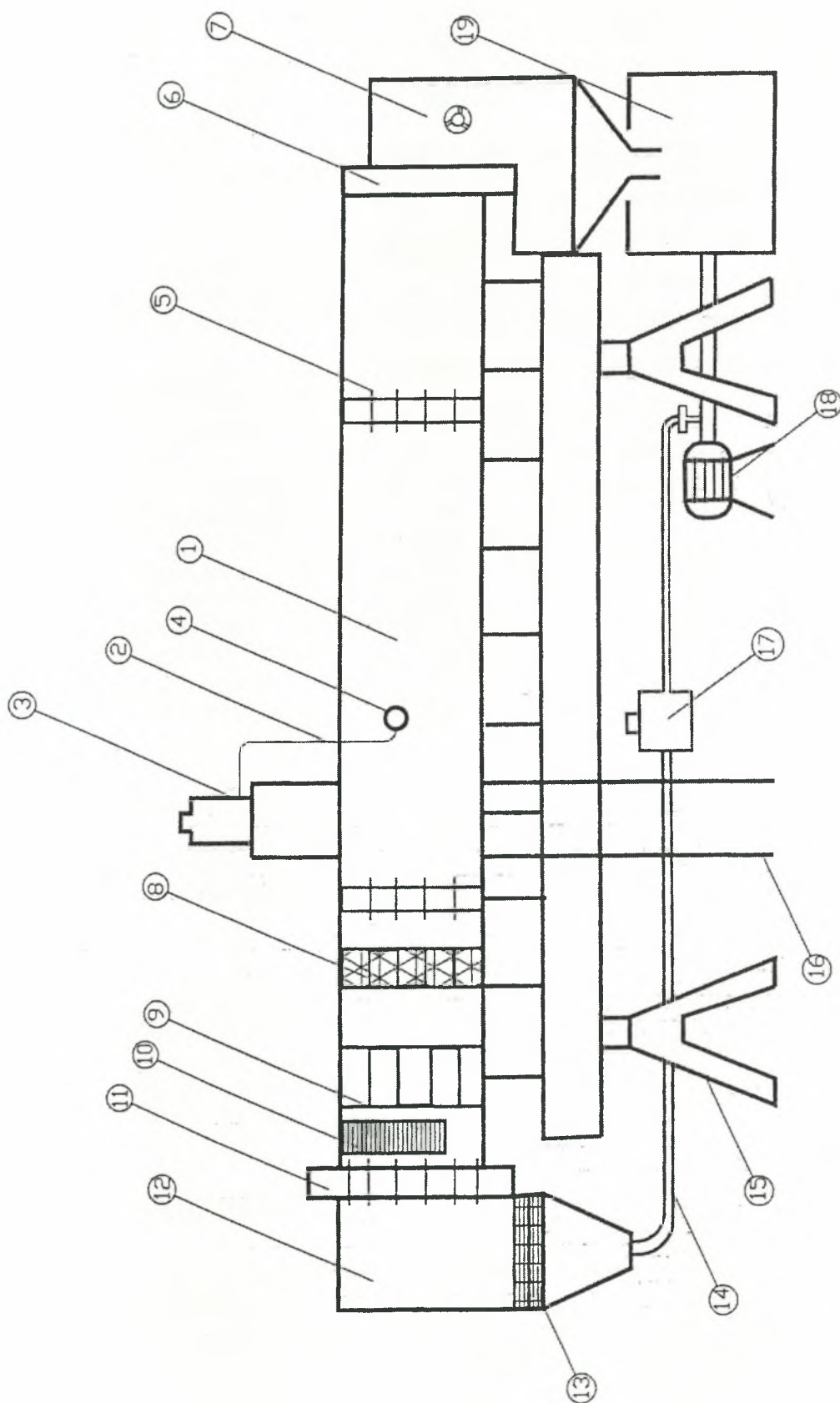


Εικόνα 3.22. Λάμπες αλογόνου



Εικόνα 3.23. Λευκό Plexiglas και μαύρα χαρτόνια για την επίτευξη ομοιόμορφου φωτισμού

### Σκαρίωμα πειραματικής διάταξης



1. Χώρος δοκιμών
2. Σωληνάκια μεταφοράς χρωμάτων
3. Δοχεία παροχής χρωμάτων
4. Πειραματικό μοντέλο
5. Σύνδεση υδροσήραγγας
6. Θυρόφραγμα
7. Υπερχειλιστής
8. Φίλτρο ομαλοποίησης με συρμάτινο πλέγμα
9. Κανάλια ομαλοποίησης της ροής
10. Φίλτρο ομαλοποίησης ροής ( honeycombs )
11. Σύνδεση υδροσήραγγας
12. Χοάνη εισαγωγής υδροσήραγγας
13. Φίλτρο ομαλοποίησης ροής ( honeycombs )
14. Σωλήνας εισαγωγής υδροσήραγγας
15. Βάση στήριξης υδροσήραγγας
16. Βάση τοποθέτησης δοχείων
17. Ροόμετρο
18. Αντλία νερού
19. Δεξαμενή νερού



## 4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Οι μετρήσεις χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Αυτές που έγιναν στην αεροσήραγγα και αυτές που έγιναν στην υδροσήραγγα. Στην πρώτη περίπτωση ενδιαφέρει κυρίως η επίδραση του στερεού τοιχώματος (πατώματος) της αεροσήραγγας στην εκροή δινών και ανάμειξη. Στην δεύτερη περίπτωση ενδιαφέρει η επίδραση της ελεύθερης επιφάνειας της υδροσήραγγας. Χρησιμοποιήθηκε η θερμότητα και η συγκέντρωση μάζας (χρώμα) για να μελετηθεί η ανάμειξη που συντελείται στο απόρευμα.

Για σταθερή εκροή δινών επελέγη μια περιοχή αριθμών Reynolds από περίπου 2000 έως 20000. Έτσι υπάρχει δυνατότητα εμφάνισης ισχυρών δινών αλλά και τύρβης στο απόρευμα που οδηγεί σε ανάμειξη. Υψηλοί αριθμοί Reynolds οδηγούν σε μικρά οριακά στρώματα των σηράγγων και περισσότερο διδιάστατες ροές καθώς και χαμηλότερα ποσοστά τύρβης στην ελεύθερη ροή.

Από άλλη πλευρά όμως χαμηλοί αριθμοί Reynolds επιτρέπουν ανετότερη παρατήρηση της διάχυσης και ανάμειξης λόγω αύξησης των σχετικών χρονικών κλιμάκων.

Στην διαμόρφωση της τιμής των αριθμών Reynolds παίζουν ρόλο οι διαστάσεις των μοντέλων που δεν πρέπει να είναι πολύ μεγάλες διότι προκαλούν μπλοκάρισμα (blockage) της ροής και χρεία για μεγάλο μήκος δοκιμών των σηράγγων αλλά ούτε και πολύ μικρές διότι τα προφίλ των ταχυτήτων και συγκεντρώσεων επηρεάζονται από την παρουσία των αισθητηριών, η δε οπτικοποίηση της ροής γίνεται δύσκολη. Μια αποδεκτή τιμή για το μπλοκάρισμα είναι κάτω του 10% (Rae and Pope 1984 [46]). Η παρουσία ενός μοντέλου μέσα στην περιοχή δοκιμών μειώνει την περιοχή στην οποία ρέει το ρευστό, και σύμφωνα με τον νόμο του Bernoulli αυξάνεται η ταχύτητα του αέρα που ρέει γύρω από αυτό. Αυτή η αύξηση της ταχύτητας, η οποία μπορεί να θεωρηθεί σταθερή γύρω από τα μοντέλα για συνήθη μεγέθη, λέγεται «Solid Blocking». Για παράδειγμα η αύξηση της ταχύτητας που προκαλείται από την παρεμβολή κυλίνδρου στην ροή σε αεροσήραγγα, δίνεται σύμφωνα με τους Rae & Pope [46] από την σχέση:

$$\varepsilon_{sb} = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{D^2}{4h^2}$$

όπου  $D$  η διάμετρος του κυλίνδρου και  $h$  το ύψος του χώρου δοκιμών.

Άλλη περίπτωση μπλοκαρίσματος στην ροή είναι το λεγόμενο «Wake Blocking» και η αύξηση της ταχύτητας που προκαλείται από την παρεμβολή ενός δοκιμίου σύμφωνα με τους Rae & Pope [46] δίνεται από την σχέση:

$$\varepsilon_{wb} = \frac{c/h}{2} \cdot C_{du}$$

όπου  $c$  το χαρακτηριστικό μήκος του δοκιμίου και  $h$  το ύψος του χώρου δοκιμών.

Η έκταση του απορεύματος στην διεύθυνση της ροής περιέχει σημαντικές πληροφορίες όσον αφορά την ανάμειξη και συγκέντρωση μέχρι περίπου 50D (για αριθμούς Reynolds που αναφέρθηκαν). Τα κριτήρια που αναφέρθηκαν βοήθησαν στην επιλογή της ταχύτητας ροής  $U$  για τις δοκιμές και τις διαμέτρους  $D$  των μοντέλων.

### 4.1. Επιλογή ταχυτήτων ροής

Οι κατανομές ταχυτήτων στην εγκάρσια διεύθυνση για κενή αεροσήραγγα ήταν καλές στο διάστημα 5 ~ 15 m/s και για κενή υδροσήραγγα στο διάστημα 0.1 ~ 0.2 m/s. Η σταθερότητα της ροής ήταν επίσης καλή. Τα κυρίως πειράματα σε αέρα έγιναν λοιπόν σε ταχύτητα  $U_0 = 5$  m/s και στο νερό σε ταχύτητα  $U_0 = 0.2$  m/s.

## 4.2. Επιλογή διαστάσεων μοντέλων

Επελέγησαν διαστάσεις μοντέλων που υπακούουν στον περιορισμό του μπλοκαρίσματος 10% αλλά και επίσης κάπως μεγαλύτερες. Αυτό έγινε για τους εξής λόγους: καλύτερη οπτικοποίηση της ροής (υδροσήραγγα), μικρότερες θερμοκρασίες στους θερμαινόμενους κυλίνδρους για αποφυγή ανωστικών φαινομένων και δυνατότητα παρατήρησης της επίδρασης του λόγου  $D/\delta$  όπου  $\delta$  το πάχος του οριακού στρώματος του πατώματος της αεροσήραγγας.

Έτσι λοιπόν επελέγησαν κυκλικοί κύλινδροι με τις εξής διαμέτρους και αριθμούς Reynolds για κάθε κατηγορία μετρήσεων:

### α) Αεροσήραγγα

- Κυκλικοί κύλινδροι με διάμετρο  $D=13, 30, 50, 60$  mm.
- Θερμαινόμενος κυκλικός κύλινδρος με διάμετρο  $D=50$  mm και θερμοκρασία επιφάνειας  $T_w=63 \sim 67$  °C, μόνο στην περίπτωση που ήταν τοποθετημένος πάνω στο δάπεδο ( $H/D=0$ ) τότε  $T_w=29$  °C.
- Ο αριθμός  $Re$  που προκύπτει για τους κυλίνδρους είναι  $Re=4300$  για  $D=13$ mm,  $Re=9900$  για  $D=30$ mm,  $Re=16500$  για  $D=50$ mm και  $Re=20000$  για  $D=60$ mm.
- Επίσης έγινε χρήση μιας τετραγωνικής κοιλότητας με μήκος 520mm, ύψος 60mm και πλάτος 60mm.

### β) Υδροσήραγγα

- Κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm,  $D=30$  mm και  $D=50$  mm
- Τετράγωνοι κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm,  $D=30$  mm
- Δύο θερμαινόμενοι κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm και  $D=30$  mm Η θερμοκρασία επιφάνειας των θερμαινόμενων κυλίνδρων ήταν  $T_w=50$  °C.
- Ο αριθμός  $Re$  που προκύπτει για τους τρεις κυλίνδρους είναι  $Re=2600$  για  $D=13$ mm,  $Re=6000$  για  $D=30$ mm και  $Re=10000$  για  $D=50$ mm.
- Για την οπτικοποίηση της ροής χρησιμοποιήθηκαν τρεις κυκλικοί κύλινδροι διαμέτρων  $D=13$  mm,  $D=30$  mm και  $D=50$  mm καθώς και δύο τετράγωνοι κύλινδροι  $D=13$  mm,  $D=30$  mm με αριθμό  $Re$  να είναι  $Re=2600$  για  $D=13$ mm,  $Re=6000$  για  $D=30$ mm και  $Re=10000$  για  $D=50$ mm.

## 4.3. Στήριξη μέσα στο χώρο δοκιμών

Στα πλευρικά άκρα των κυλίνδρων έχουν τοποθετηθεί ελατήρια ώστε να ασκούν μια ικανοποιητική προένταση για την ασφαλή και σταθερή τοποθέτηση των κυλίνδρων στα τοιχώματα της αεροσήραγγας και της υδροσήραγγας. Με αυτό τον τρόπο αποφεύγεται η τοποθέτηση ιδιοσυσκευών συγκράτησης μέσα στους χώρους δοκιμών που θα προκαλούσαν διαταραχές στη ροή, πλέον των δινών Von Karman.

Οι θερμαινόμενοι κύλινδροι στηρίχθηκαν στην υδροσήραγγα με δυο συρμάτινα νήματα από τις δύο άκρες τους. Για τον περιορισμό των αποκλίσεων από την δισδιάστατη προσέγγιση τοποθετήθηκαν στα άκρα των κυλίνδρων λεπτές πλάκες διαμέτρου τετραπλάσιας από αυτή του εκάστοτε κυλίνδρου.

Με αυτόν τον τρόπο γινόταν εφικτό κάθε φορά η μετακίνηση των μοντέλων μέσα στον χώρο μετρήσεων εύκολα και γρήγορα.

#### 4.4. Επιλογή αξόνων και μεθοδολογία μετρήσεων

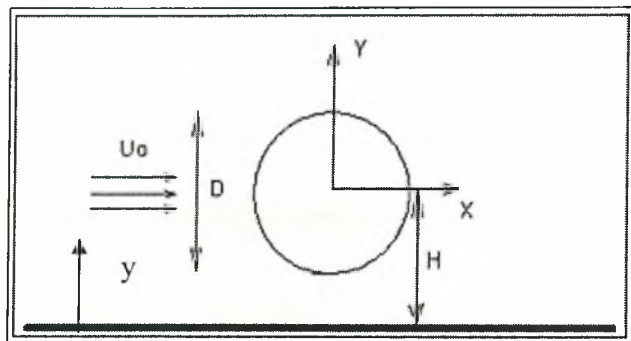
Σαν αρχή των αξόνων (0,0) ορίστηκε το κέντρο του κυλίνδρου. Το σύστημα συντεταγμένων έχει τους εξής άξονες:

$X$  = άξονας κατά μήκος του απόρου των κυλίνδρων

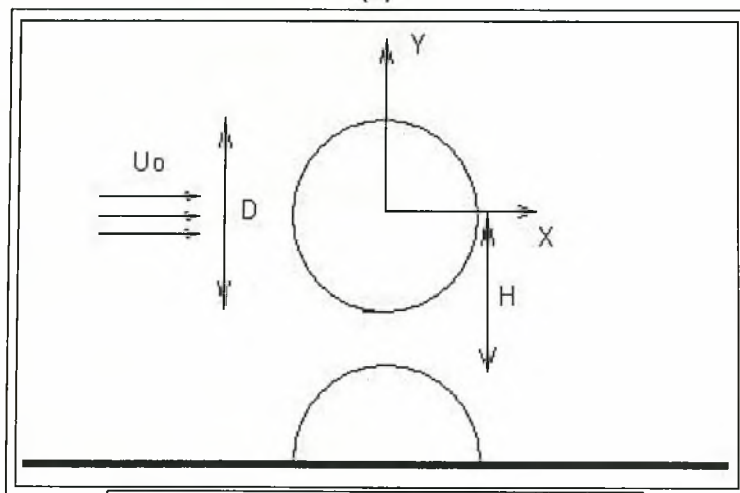
$Y$  = άξονας κάθετος στον κύλινδρο

$Z$  = άξονας κατά πλάτος του κυλίνδρου

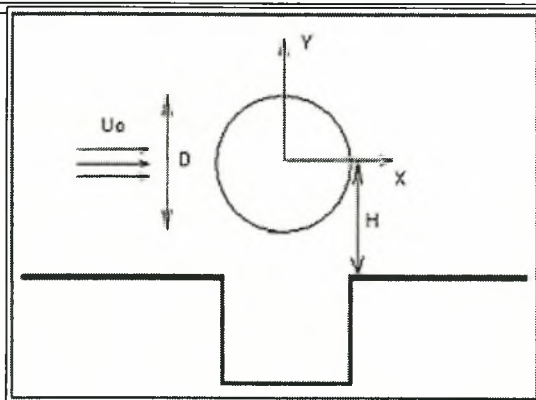
Τα παραπάνω φαίνονται στο σχήμα (4.1), που ο κύλινδρος και οι κύριες διαστάσεις του πειράματος στην αεροσήραγγα χωρίς καμπύλο δάπεδο (σχήμα 4.1.α), με καμπύλο δάπεδο (σχήμα 4.1.β) και με κοιλότητα (σχήμα 4.1.γ)



(α)



(β)

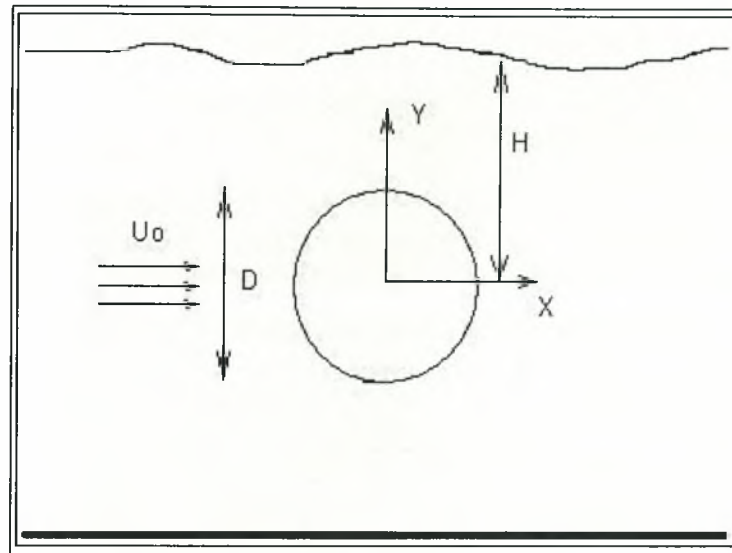


(γ)

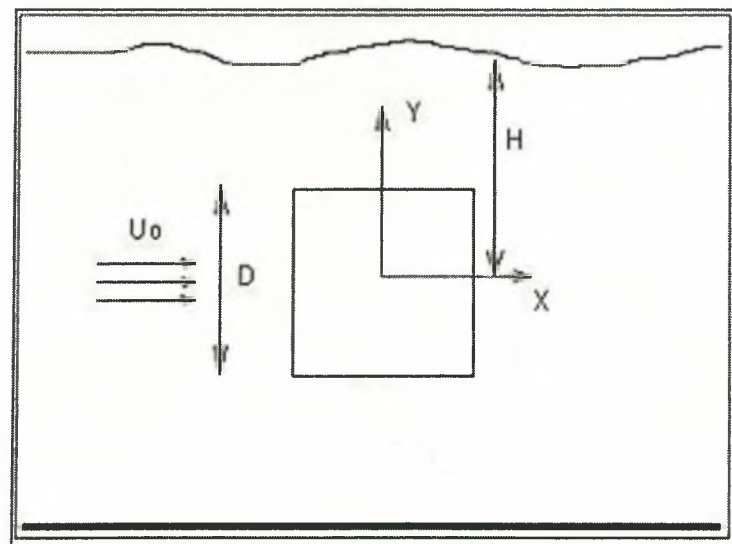
**Σχήμα 4.1.** Σύστημα συντεταγμένων και κύριες διαστάσεις στην αεροσήραγγα (α) χωρίς καμπύλο δάπεδο (β) με καμπύλο δάπεδο (γ) με κοιλότητα



Στο σχήμα (4.2) φαίνεται ο κύλινδρος και οι κύριες διαστάσεις του πειράματος στην υδροσήραγγα.



(α)



(β)

**Σχήμα 4.2. Σύστημα συντεταγμένων και κύριες διαστάσεις στην υδροσήραγγα (α) κυκλικός (β) τετράγωνος κύλινδρος (διεπιφάνεια)**

Επίσης επιλέχθηκε η αρχή των αξόνων (0,0) να βρίσκεται στο μέσο του πλάτους του χώρου δοκιμών της αεροσήραγγας και της υδροσήραγγας. Αυτό έγινε για λόγους συμμετρίας και επίσης γιατί εκεί το πεδίο ροής μπορεί να θεωρηθεί με καλή ακρίβεια δισδιάστατο. Οι μετρήσεις έγιναν στο ίδιο X και Z για διαφορετικά Y. Όλες οι μετρήσεις έγιναν με το Z σταθερό. Κάθε φορά που μετρούνταν διανομές ταχύτητας και θερμοκρασίας, μετρούνταν ταυτόχρονα και η ένταση της τύρβης (τιμή RMS) που επικρατούσε στο ίδιο σημείο.

Οι μετρήσεις έγιναν ρυθμίζοντας την συχνότητα του ρεύματος στον Inverter, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η απαιτούμενη ταχύτητα στην ελεύθερη ροή (π.χ.  $U_0=5\text{m/sec}$ ) στην αεροσήραγγα και επιλέγοντας την σωστή θέση στην στρόφιγγα που ήταν τοποθετημένη στην έξοδο της αντλίας για την υδροσήραγγα.

#### 4.4.1. Μέθοδος Μετρήσεων με το Hot-wire

Πριν από κάθε μέτρηση ταχύτητας με το hot-wire και το Cold-wire σε αεροσήραγγα και υδροσήραγγα αντίστοιχα, γινόταν μέτρηση της αντίστασης του C.T.A. (Constant Temperature Anemometer) και βαθμονόμηση (Calibration). Αυτά έχουν ως εξής:

##### Μέτρηση αντίστασης C.T.A.

Η αντίστασή του hot-wire υπολογίζεται με τον τύπο:

$$R_{\theta} = R_{20^{\circ}\text{C}} * [1 + \alpha(\theta - 20^{\circ}\text{C})]$$

Όπου :

$R_{20^{\circ}\text{C}}$  = η αντίσταση του hot-wire στην θερμοκρασία 20 °C.

$R_{\theta}$  = η αντίσταση του hot-wire στην θερμοκρασία  $\theta$ .

$\alpha$  = συντελεστής θερμικής αντίστασης. Για τανγκστένιο  $\alpha = 0.36\% / ^{\circ}\text{C}$ .

Η ένδειξη που προκύπτει είναι η αντίσταση του hot-wire και του καλωδίου μαζί. Γνωρίζοντας το μήκος του καλωδίου, το οποίο στην περίπτωση μας είναι 5m, βρίσκουμε την αντίστασή του (=1 Ohm). Η αντίσταση του hot-wire που προκύπτει είναι για θερμοκρασία περιβάλλοντος. Για να την αναγάγουμε στους 200 °C χρησιμοποιούμε τη σχέση για το  $R_{\theta}$  που γράψαμε προηγουμένως. Αν συμβολίσουμε με  $X$  την αντίσταση που προκύπτει αν αφαιρέσουμε το 1 Ohm του καλωδίου τότε έχουμε μετά από πράξεις:  $R_{\theta} = X * 1.7$  ή  $R_{\theta} = X * 1.645$ . Αυτό γιατί υπάρχει κάποιο μικρό εύρος για τις τιμές του  $\alpha$ . Τέλος αυτή την τιμή τοποθετείται ως ένδειξη στο ανεμόμετρο.

Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και στην περίπτωση των μετρήσεων της ταχύτητας στο νερό με το hot-film.

##### Βαθμονόμηση Hot-wire

Με την βαθμονόμηση επιτυγχάνεται μετατροπή των Volts, που έχουμε σαν έξοδο στο ανεμόμετρο, σε ταχύτητα αέρα. Από την θεωρία δυο είναι οι πιθανές συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται για την μετατροπή αυτή:

α) Ο νόμος του KING (1914) :  $E^2 = A + B * U^{0.45}$

β) Πολυώνυμο  $\eta_{ou}$  βαθμού :  $U = E_0 + E_1 * V + E_2 * V^2 + E_3 * V^3 + \dots + E_n * V^n$

Όπου :

$U$  = ταχύτητα ροής

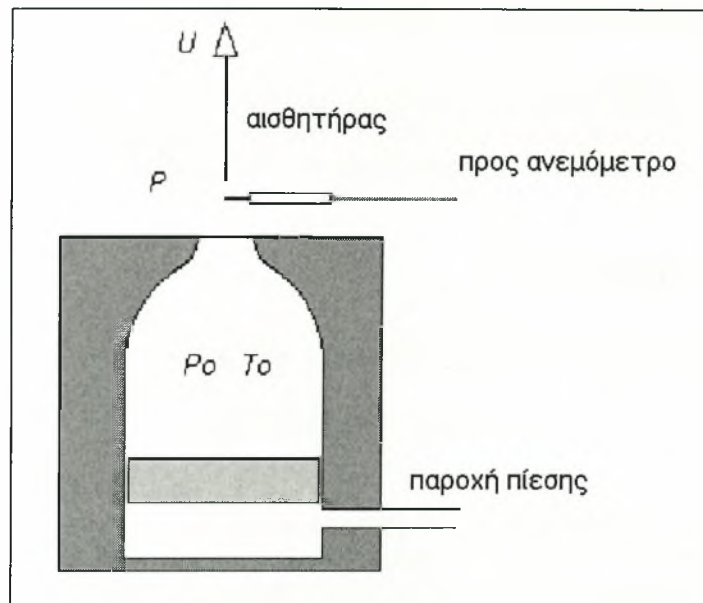
$E$  = τάση που έχει σαν έξοδο το ανεμόμετρο

$A, B, E_0, E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$  = σταθερές παράμετροι που πρέπει να βρεθούν.

Στην αεροσήραγγα χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση του αισθητήρα το πολυώνυμο  $\eta_{ou}$  βαθμού.

Η βαθμονόμηση του αισθητήρα καθορίζει την σχέση που συνδέει την τάση της γέφυρας του αισθητήρα με το μέγεθος και την διεύθυνση του διανύσματος της ταχύτητας. Η βαθμονόμηση πραγματοποιείται σε ροή που γνωρίζουμε τα χαρακτηριστικά της προκειμένου η καμπύλη που θα χαράξουμε μεταξύ ταχύτητας και διαφοράς δυναμικού να είναι όσο το δυνατόν πιο αξιόπιστη. Η βαθμονόμηση του συστήματος μας πραγματοποιείται με την παραδοχή ότι έχουμε ροές χαμηλής τύρβης. Η καμπύλη που θα προκύψει από την βαθμονόμηση αποτελεί την βάση αναφοράς στον υπολογισμό μιας τυχαίας ροής.

Η βαθμονόμηση σε αέρα πραγματοποιείται στην έξοδο ακροφυσίου κυκλικής διατομής (σχήμα 4.3) ή στο κέντρο του θαλάμου δοκιμών της αεροσήραγγας.



Σχήμα 4.3. Βαθμονόμηση αισθητήρα

Κατά την έξοδο του ρευστού από το ακροφύσιο θεωρούμε ότι έχουμε συμπιεστή ροή. Στην συμπιεστή ροή, ως ιδιότητες αναφοράς, χρησιμοποιούνται συνήθως οι ισεντροπικές ιδιότητες ηρεμίας, οι ιδιότητες δηλαδή που θα είχε το ρευστό σε ένα ορισμένο σημείο του πεδίου ροής, αν επιβραδυνόταν ισεντροπικά από τις τοπικές συνθήκες  $(p, T, u)$  στην αντίστοιχη κατάσταση ηρεμίας  $(p_0, T_0, u_0 = 0)$ .

Η ταχύτητα υπολογίζεται από την ισεντροπική σχέση

$$\frac{P_0}{P} = \left( 1 + \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right) M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.1)$$

$$a_0 = (\gamma P T_0)^{0.5} \quad (4.2)$$

$$a = \frac{a_0}{\left( 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M^2 \right)^{0.5}} \quad (4.3)$$

$$u = Ma \quad (4.4)$$

Η βαθμονόμηση που βασίζεται στην ενεργό ταχύτητα ψύξης, συνίσταται στο να προσδιοριστεί η σχέση μεταξύ της τάσης εξόδου της γέφυρας του ανεμομέτρου και της ενεργού ταχύτητας ψύξης και των συντελεστών πρόνευσης (yaw) και συστροφής (pitch), αντίστοιχα. Συνήθως, η βαθμονόμηση αισθητήρων μονού σύρματος πραγματοποιείται σε δύο βήματα.

Στο πρώτο βήμα, βαθμονόμηση ταχύτητας, ο αισθητήρας τοποθετείται σε μηδέν γωνίες πρόνευσης και συστροφής ως προς το διάνυσμα της ταχύτητας. Σε αυτή τη διεύθυνση  $Q = U_0$  και επομένως η βαθμονόμηση του αισθητήρα συνίσταται σε μια σειρά μετρήσεων της ταχύτητας ροής και της τάσης του ανεμομέτρου  $E$ . Για ικανοποιητική ακρίβεια λαμβάνονται 20-25 μετρήσεις των  $(E, U_0)$  στο επιλεγμένο εύρος ταχυτήτων. Τότε τα δεδομένα της βαθμονόμησης προσαρμόζονται με μια κατάλληλη αναλυτική συνάρτηση. Οι Bruun et al. (1988) εξετάσαν συστηματικά την



ακρίβεια και υπολογιστική ευκολία προσαρμογής στα δεδομένα για μια σειρά από αναλυτικές συναρτήσεις σε διαφορετικά εύρη μεταβολής της ταχύτητας.

Συμπεράναν ότι η ακόλουθη σχέση :

$$E^2 = A + BQ^n \quad (4.5)$$

το πολυώνυμο τέταρτης τάξης με ανεξάρτητη μεταβλητή το  $E$ ,

$$Q = f(E) = A_0 + A_1 E + A_2 E^2 + A_3 E^3 + A_4 E^4 \quad (4.6)$$

και το πολυώνυμο τρίτης τάξης με ανεξάρτητη μεταβλητή το  $E^2$ , δίνουν εξίσου καλά αποτελέσματα.

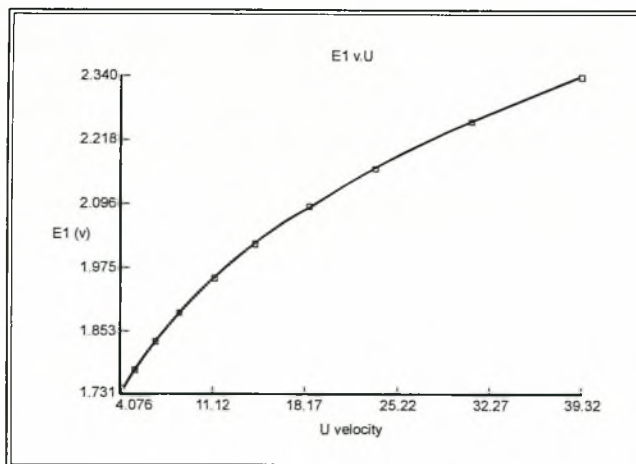
$$Q = f(E^2) = A_0 + A_1 (E^2) + A_2 (E^2)^2 + A_3 (E^2)^3 \quad (4.7)$$

Το δεύτερο βήμα, γωνιακή βαθμονόμηση, περιλαμβάνει αλλαγές στην γωνία yaw  $\alpha$  με τη γωνία pitch να παραμένει σταθερή  $\theta = 0$  ή θέτοντας  $\alpha = 0$  ενώ αλλάζει το  $\theta$ . Στο τεστ αυτό μετριέται η τάση εξόδου του ανεμομέτρου σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης του αισθητήρα που με τη χρήση της καμπύλης βαθμονόμησης της ταχύτητας υπολογίζεται η μεταβολή της ενεργού ταχύτητας ψύξης. Οι συντελεστές προνευσης και συστροφής εκτιμώνται από τις ακόλουθες σχέσεις αντίστοιχα.

$$k = \frac{1}{\sin(\alpha)} \left[ \left( \frac{Q(\alpha)}{Q(\alpha=0)} \right)^2 - \cos^2(\alpha) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.8)$$

$$h = \frac{1}{\sin(\theta)} \left[ \left( \frac{Q(\theta)}{Q(\theta=0)} \right)^2 - \cos^2(\theta) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Στο σχήμα (4.4) που ακολουθεί φαίνεται μια καμπύλη βαθμονόμησης.



Σχήμα 4.4: Καμπύλη βαθμονόμησης μονού αισθητήρα

Κάθε φορά γινόταν βαθμονόμηση του αισθητήρα προέκυπταν οι σταθερές για το πολυώνυμο τετάρτης τάξης. Θέτοντας τις σταθερές αυτές στο πρόγραμμα παίρναμε την ταχύτητα στην αεροσκάφη.

### Τρόπος λήψεως των μετρήσεων

Η αντίσταση του ανεμομέτρου του Hot-wire ρυθμίστηκε μια φορά πριν αρχίσουν οι μετρήσεις. Μέχρι το τέλος των μετρήσεων εγινόνταν και πρόσθετες βαθμονομήσεις για να ελεγχθούν διολισθήσεις του αισθητήρα με τον χρόνο και την συνεχή χρήση. Κάθε φορά που επρόκειτο να γίνουν οι μετρήσεις, ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία:

Ο αισθητήρας μεταφέρονταν στην ελεύθερη ροή στο κέντρο της αεροσήραγγας. Έτσι ευρισκόμενος ο αισθητήρας στην ελεύθερη ροή και ανεπηρέαστος από την παρουσία των κυλίνδρων, έδινε την πραγματική ταχύτητα της ελεύθερης ροής. Η θέση αυτή άφηνε τον αισθητήρα ανεπηρέαστο και από την επίδραση του οριακού στρώματος των τοιχωμάτων της αεροσήραγγας. Η ταχύτητα αυτή, όπως και η διακύμανσή της συμβολίζονται με  $U_0$  (ταχύτητα αναφοράς  $U_0$ ) και  $U_{RMS0}$  αντίστοιχα. Το παραπάνω σημείο ελέγχου ήταν το ίδιο για όλες τις ταχύτητες αναφοράς που μετρούνταν κάθε φορά που επρόκειτο να παρθεί ένα νέο σύνολο μετρήσεων. Η μέτρηση στο σημείο ελέγχου γινόταν κάθε φορά που είχαμε μεταβολή στην θερμοκρασία του εργαστηρίου  $\Delta\theta > 1^\circ\text{C}$  και κάθε φορά που άλλαζε η γεωμετρία-διάταξη των μοντέλων μας (μετακίνηση κυλίνδρων). Το τελευταίο γινόταν λόγω της διαφορετικής πτώσης πίεσης που δημιουργούνταν εμπρός από τον ανεμιστήρα από την παρουσία διαφορετικού μοντέλου, έχοντας ως αποτέλεσμα η ταχύτητα της ελεύθερης ροής να διαφοροποιείται, παρά τη σταθερή συχνότητα στον Inverter. Η μεταβολή της ατμοσφαιρικής πίεσης θεωρήθηκε αμελητέα, καθώς επηρεάζει ελάχιστα το hot-wire συγκρινόμενη με την μεταβολή θερμοκρασίας. Εξάλλου οι ατμοσφαιρικές συνθήκες κατά την διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων ήταν σχεδόν σταθερές χωρίς αξιοσημείωτες μεταβολές.

Στη συνέχεια γινόταν λήψη των διανομών ταχύτητας. Κατόπιν, στην επεξεργασία τους, τα διαγράμματα των διανομών της ταχύτητας αλλά και της διακύμανσης αυτής αδιαστατοποιήθηκαν με βάση την ταχύτητα αναφοράς  $U_0$  για την κάθε ομάδα μετρήσεων. Έτσι μειώνονταν τα τυχόν λάθη λόγω της αλλαγής χαρακτηριστικών του hot-wire.

Για τις διανομές των ταχυτήτων έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D = 4, 8, 16$  με  $H/D = 0.5, 0.8, K$ , όπου στην θέση  $H/D = K$  ήταν το κέντρο της αεροσήραγγας. Στο σχήμα (4.1.α) και (4.1.γ) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.

Στον πίνακα 4.1 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην αεροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =2000 Hz				N of S= 65536				U <sub>o</sub> =5[m/s]											
D=13mm																			
H/D		0.5						K											
X/D		4		8		16		4			8			16					
D=30mm																			
H/D		0.5						K											
X/D		4		8		16		4			8			16					
D=50mm																			
H/D		0.5				0.8			0.8 Με καμπύλο δάπεδο						K				
X/D		4		8		16		4		8		16		4		8		16	

D=60mm με κοιλότητα	
H/D	0.5/0.55/0.6/0.65/0.7/0.75/0.8/0.85/0.9/1.1/1.3/1.5/2/2.5/3.5/4/4.16
X/D	4.5
D=60mm χωρίς κοιλότητα	
H/D	0.5/0.65/0.75/0.8/0.85/1.1/1.5/2.5/4.16
X/D	4.5

Πίνακας 4.1. Μετρήσεις πεδίου ταχυτήτων στην αεροσήραγγα

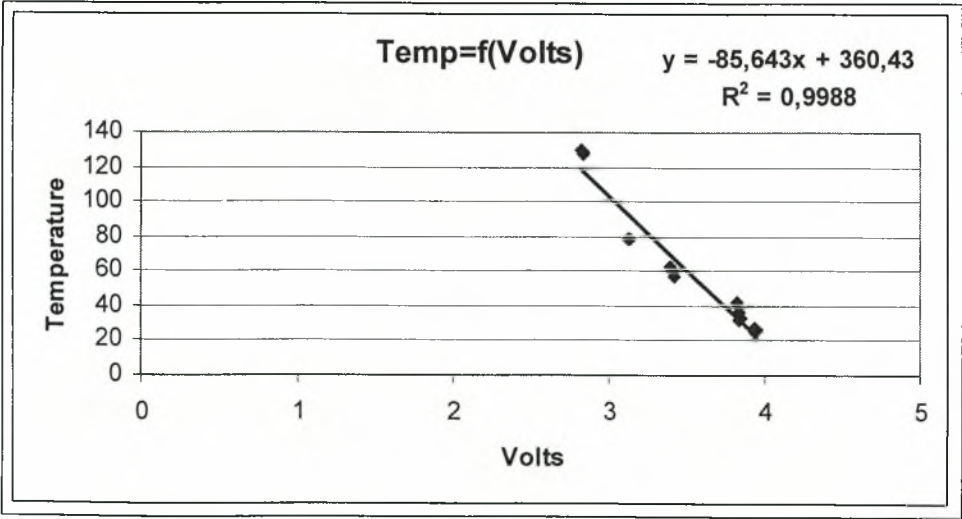
Τέλος, για την δημιουργία των διαγραμμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα πρόγραμματα Microsoft Excel, Golden Software Surfer 8, Matlab 6.1.

4.4.2. Μέθοδος Μετρήσεων με το Cold-wire

Βαθμονόμηση Cold-wire

Μετρώντας την θερμοκρασία που μας δίνει ο αισθητήρας μέσα σε ροή θερμού αέρα του οποίου αυξάναμε σταδιακά την θερμοκρασία, την συγκρίναμε με θερμοστοιχείο (thermocouple) που βρίσκονταν και αυτό μέσα στην ίδια ροή κοντά στον αισθητήρα (προσέχοντας πάντα να μην αλληλεπιδρούν τα οριακά τους στρώματα). Το θερμοστοιχείο έδινε σήμα σε ένα ψηφιακό θερμόμετρο ακριβείας. Στη συνέχεια σχηματίζαμε το διάγραμμα Temp (°C) =f (Volts) το οποίο προσεγγίζονταν με πολυώνυμο 1<sup>ου</sup> βαθμού (δεδομένου ότι το Cold Wire είναι γραμμικό όργανο) της μορφής y=Ax + B π.χ.  $y = -85.643x + 360.43$  όπου A=-85.643 και B=360.43 είναι οι συντελεστές που θέταμε στην συνέχεια στο πρόγραμμα Labview με το οποίο γινόταν η επεξεργασία των λήψεων στον H/Y.

Παρακάτω υπάρχει το διάγραμμα της βαθμονόμησης, όπου διακρίνεται και η συνάρτηση από όπου προέκυπταν οι συντελεστές A και B, (σχήμα 4.5).



Σχήμα 4.5. Διάγραμμα βαθμονόμησης του αισθητήρα Cold-Wire στην αεροσήραγγα



### Τρόπος λήψεως των μετρήσεων

Με τοποθέτηση του αισθητήρα στο κέντρο της αεροσήραγγας χωρίς να έχουμε θερμάνει τον κύλινδρο γινόταν μέτρηση της θερμοκρασίας της ελεύθερης ροής. Η θερμοκρασία που λαμβάναμε συμβολίζεται με  $T_a$  (θερμοκρασία περιβάλλοντος) και είναι η θερμοκρασία η οποία χρησιμοποιήθηκε για την αδιαστατοποίηση των διανομών της θερμοκρασίας αλλά και της διακύμανσης αυτής. Η παραπάνω διαδικασία τηρούνταν κάθε φορά πριν πάρουμε μέτρηση διανομής θερμοκρασίας σε κάποια θέση πίσω από τον κύλινδρο.

Ακολουθούσε θέρμανση του κυλίνδρου, τροφοδοτώντας την εσωτερικά τοποθετημένη αντίσταση με τα κατάλληλα Volts και μέτρηση με το θερμοστοιχείο επαφής της θερμοκρασίας επιφανείας αυτού. Η θερμοκρασία που λαμβάναμε συμβολίζεται με  $T_w$  (θερμοκρασία τοιχώματος κυλίνδρου) και είναι η θερμοκρασία η οποία χρησιμοποιήθηκε για την αδιαστατοποίηση των διανομών της θερμοκρασίας αλλά και της διακύμανσης αυτής που λαμβάναμε. Η παραπάνω διαδικασία τηρούνταν κάθε φορά πριν πάρουμε μέτρηση διανομής θερμοκρασίας σε κάποια θέση πίσω από τον κύλινδρο.

Για τις διανομές θερμοκρασιών έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D = 0.5, 1, 2, 4, 8$  με  $H/D = 0.5, 0.8, K$ . Τα δοκίμια ήταν τοποθετημένα σε απόσταση  $X_c = 0.6$  m από την αρχή της επίπεδης πλάκας (δάπεδο αεροσήραγγας). Οι ίδιες μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν και παρουσία καμπύλου δαπέδου. Στο σχήμα (4.1.β) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.

Στον πίνακα 4.2 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην αεροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =2000 Hz						N of S=65536					U <sub>o</sub> =5[m/s]										
D=50mm																					
H/D	0.5					0.8					0.8 Με καμπύλο δάπεδο					K					
X/D	0.5	1	2	4	8	0.5	1	2	4	8	0.5	1	2	4	8	0.5	1	2	4	8	

Πίνακας 4.2. Μετρήσεις πεδίου θερμοκρασιών στην αεροσήραγγα

Τέλος, για την δημιουργία των διαγραμμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα πρόγραμμα Microsoft Excel, Golden Software Surfer 8, Matlab 6.1.

#### 4.4.3. Μέθοδος Μετρήσεων με το Hot-film

##### Βαθμονόμηση Hot-film

Με την βαθμονόμηση επιτυγχάνεται μετατροπή των Volts, που έχουμε σαν έξοδο στο ανεμόμετρο, σε ταχύτητα αέρα. Από την θεωρία δυο είναι οι πιθανές συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται για την μετατροπή αυτή:

α) Ο νόμος του KING (1914) :  $E^2 = A + B \cdot U^{0.45}$

β) Πολυώνυμο  $\eta_{ou}$  βαθμού :  $U = E_o + E_1 \cdot V + E_2 \cdot V^2 + E_3 \cdot V^3 + \dots + E_n \cdot V^n$

Όπου :

$U$ = ταχύτητα ροής

$E$ = τάση που έχει σαν έξοδο το ανεμόμετρο

$A, B, E_0, E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$  = σταθερές παράμετροι που πρέπει να βρεθούν.

Στην υδροσήραγγα χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση του αισθητήρα ο νόμος του KING (1914) :  $E^2 = A + B \cdot U^{0.45}$

Επειδή στην υδροσήραγγα δεν είχαμε πρότυπο όργανο για να μας δίνει την ταχύτητα, και να βρούμε μετά σύμφωνα με την διαδικασία που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 4.3.1 τις σταθερές  $A$  και  $B$  για τον νόμο του King ακολουθήσαμε την παρακάτω διαδικασία:

1. Θέτουμε  $A=1$  και  $B=0$  ( $y = Ax + B$ ) στο Labview και ο αισθητήρας μετατρέπεται σε ένα απλό βολτόμετρο.
2. Θέτουμε την υδροσήραγγα σε λειτουργία σε μια συγκεκριμένη θέση  $U_\infty$  και μετράμε τα Volts από το Labview,  $E_i$ .
3. Με την υδροσήραγγα σε λειτουργία και χωρίς να αλλάξουμε συνθήκες εισάγουμε στην ροή ένα κυκλικό κύλινδρο σε απόσταση 4D ανάντη του αισθητήρα. Αποθηκεύουμε το αρχείο αυτό, και μετά από επεξεργασία P.S.D. (Power Spectra Density Estimation) προκύπτουν οι συχνότητες που επηρεάζουν τον αισθητήρα στην συγκεκριμένη θέση. Προβάλλοντας τα αποτελέσματα αυτά σε ένα διάγραμμα παίρνουμε κάποια κορυφή (peak), που είναι η συχνότητα που επηρεάζει αισθητά το σήμα μας.
4. Από την παραπάνω ανάλυση του σήματος μας βρίσκουμε τα Hz της βασικής κορυφής (peak),  $f_i$ .
5. Από την επίλυση της εξίσωσης του αριθμού Strouhal βρίσκουμε την ταχύτητα  $U_i$  ξέροντας την διάμετρο του κυλίνδρου, την συχνότητα  $f$  (βήμα 4) και ότι  $St=0.21$  για κυκλικό κύλινδρο μέσα σε ομοιόμορφη ροή [3]

$$St = \frac{f_i \cdot D}{U_i}$$

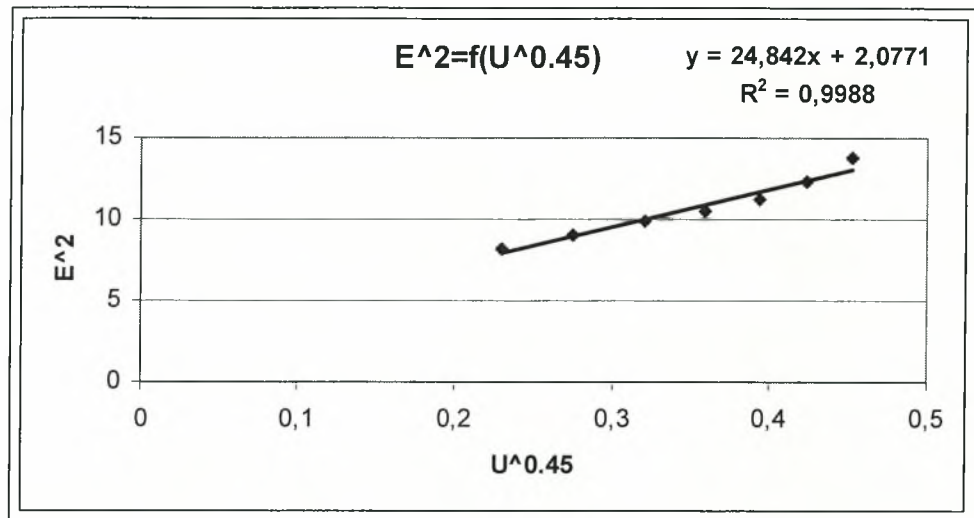
$f$  = η συχνότητα σε Hz

$U_i$  = η ταχύτητα της ελεύθερης ροής

$D$  = η διάμετρος του κυλίνδρου

6. Αφαιρούμε τον κύλινδρο από την υδροσήραγγα
7. Επαναλαμβάνουμε τα βήματα από 2 έως 6, αφού αλλάξουμε κάθε φορά την ταχύτητα της υδροσήραγγας ( $i=1, 2, 3, \dots$ ).
8. Φτιάχνουμε ένα πίνακα τάσης ( $E$ ), ταχύτητας ( $U$ ).
9. Υπολογίζουμε από το γράφημα  $E^2, U^{0.45}$  τις σταθερές  $A$  και  $B$  και τις τοποθετούμε στο πρόγραμμα Labview.

Παρακάτω υπάρχει το διάγραμμα της βαθμονόμησης, όπου διακρίνεται και η συνάρτηση από όπου προέκυπταν οι συντελεστές  $A$  και  $B$ , (σχήμα 4.6).



Σχήμα 4.6. Διάγραμμα βαθμονόμησης του αισθητήρα Hot-film στην υδροσήραγγα

### Τρόπος λήψεως των μετρήσεων

Η αντίσταση του ανεμομέτρου του Hot-film ρυθμίστηκε μια φορά πριν αρχίσουν οι μετρήσεις, έγιναν όμως και περιοδικές βαθμονομήσεις για έλεγχο διολίσθησης όπως και στην αεροσήραγγα. Λόγω όμως του ότι είναι επιρρεπής στις μεταβολές των ατμοσφαιρικών συνθηκών, κάθε φορά που ήταν να γίνουν οι μετρήσεις, ακολουθούσαμε την παρακάτω διαδικασία:

Ο αισθητήρας μεταφέρονταν στην ελεύθερη ροή στο κέντρο της υδροσήραγγας. Έτσι ευρισκόμενος ο αισθητήρας στην ελεύθερη ροή και ανεπηρέαστος από την παρουσία των κυλίνδρων, έδινε την πραγματική ταχύτητα της ελεύθερης ροής. Η θέση αυτή άφηνε τον αισθητήρα ανεπηρέαστο και από την επίδραση του οριακού στρώματος των τοιχωμάτων της υδροσήραγγας και την παρουσία της ελεύθερης επιφάνειας. Η ταχύτητα αυτή, όπως και η διακύμανσή της συμβολίζονται με  $U_0$  (ταχύτητα αναφοράς  $U_0$ ) και  $U_{RMS0}$  αντίστοιχα. Το παραπάνω σημείο ελέγχου ήταν το ίδιο για όλες τις ταχύτητες αναφοράς που μετρούνταν κάθε φορά που επρόκειτο να παρθεί ένα νέο σετ μετρήσεων. Η μέτρηση στο σημείο ελέγχου γινόταν κάθε φορά που είχαμε μεταβολή στην θερμοκρασία του εργαστηρίου  $\Delta\theta > 1^\circ\text{C}$  και κάθε φορά που άλλαζε η γεωμετρία-διάταξη των μοντέλων μας (μετακίνηση κυλίνδρων). Βέβαια μέσα στο πρόγραμμα συλλογής δεδομένων χρησιμοποιήθηκε τύπος διόρθωσης της ταχύτητας με την μεταβολή της θερμοκρασίας, οπότε κάθε φορά τοποθετούνταν η θερμοκρασία περιβάλλοντος στην επιφάνεια μετρήσεων του Labview και είχαμε την κατάλληλη διόρθωση στα αποτελέσματά μας. Η μεταβολή της ατμοσφαιρικής πίεσης θεωρήθηκε αμελητέα, καθώς επηρεάζει ελάχιστα το hot-film συγκρινόμενη με την μεταβολή θερμοκρασίας. Εξάλλου οι ατμοσφαιρικές συνθήκες κατά την διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων ήταν σχεδόν σταθερές χωρίς αξιοσημείωτες μεταβολές.

Στη συνέχεια παίρναμε τις διανομές ταχύτητας. Κατόπιν, στην επεξεργασία τους, τα διαγράμματα των διανομών της ταχύτητας αλλά και της διακύμανσης αυτής αδιαστατοποιήθηκαν με βάση την ταχύτητα αναφοράς  $U_0$  για την κάθε ομάδα μετρήσεων. Έτσι απαλείφθηκαν τα τυχόν λάθη λόγω της αλλαγής χαρακτηριστικών του hot-film.

Για τις διανομές των ταχυτήτων κατάντι κυκλικών κυλίνδρων έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D = 4, 8, 16, 32$  με  $H/D = 0, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.5, 2, 2.5, 3.5, K$ ,



17.6 όπου στην θέση  $H/D= K$  ήταν το κέντρο της υδροσήραγγας. Στο σχήμα (4.2.α) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.  
Στον πίνακα 4.3 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην υδροσήραγγα

f <sub>SR</sub> =200 Hz			N of S=10000					Uo=0.2[m/s]						
D=13mm														
X/D			4			8			16			32		
H/D	0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	2.5	3.5	K	17.6	
D=30mm														
X/D			4			8			16			32		
H/D	0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2		K	7.2		
D=50mm														
X/D			4			8			16			32		
H/D	0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5			K	4		

Πίνακας 4.3. Μετρήσεις πεδίου ταχυτήτων κυκλικών κυλίνδρων στην υδροσήραγγα

Για τις διανομές των ταχυτήτων κατάντι τετραγωνικών κυλίνδρων έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D= 4, 8, 16$ , με  $H/D=0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.5, K$ , όπου στην θέση  $H/D= K$  ήταν το κέντρο της υδροσήραγγας. Στο σχήμα (4.2.β) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.  
Στον πίνακα 4.4 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην υδροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =200 Hz			N of S=10000					Uo=0,2[m/s]				
D=13mm												
X/D			4			8				16		
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	K	18	17.9	17.8	
	17.7	17.6	17.5	17.4	17							
D=30mm												
X/D			4			8				16		
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	K	7.5	7.4	7.3	
	7.2	7.1	7	6.9	6.5							

Πίνακας 4.4. Μετρήσεις πεδίου ταχυτήτων τετραγωνικών κυλίνδρων στην υδροσήραγγα

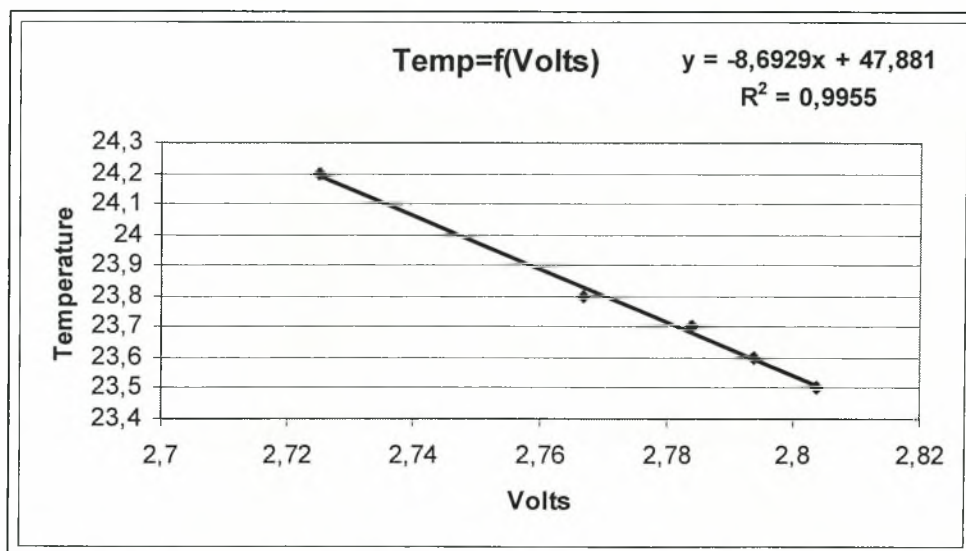
Τέλος, για την δημιουργία των διαγραμμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα προγράμματα Excel, Surfer και Matlab.

#### 4.4.4. Μέθοδος Μετρήσεων με το Cold-film

##### *Βαθμονόμηση Cold- film*

Μετρώντας την θερμοκρασία που μας δίνει ο αισθητήρας μέσα σε ροή θερμού νερού του οποίου αυξάναμε σταδιακά την θερμοκρασία, την συγκρίναμε με θερμοστοιχείο (thermocouple) που βρίσκονταν και αυτό μέσα στην ίδια ροή κοντά στον αισθητήρα (προσέχοντας πάντα να μην αλληλεπιδρούν τα οριακά τους στρώματα). Το θερμοστοιχείο έδινε σήμα σε ένα ψηφιακό θερμόμετρο ακριβείας. Στη συνέχεια σχηματίζαμε το διάγραμμα  $\text{Temp}(^{\circ}\text{C})=f(\text{Volts})$  το οποίο προσεγγίζονταν με πολυώνυμο 1ου βαθμού της μορφής  $y=Ax + B$  π.χ.  $y = -8.6929x + 47.881$  όπου  $A=-8.6929$  και  $B= 47.881$  είναι οι συντελεστές που θέταμε στην συνέχεια στο πρόγραμμα Labview με το οποίο γινόταν η επεξεργασία των λήψεων στον Η/Υ.

Παρακάτω υπάρχει το διάγραμμα της βαθμονόμησης, όπου διακρίνεται και η συνάρτηση από όπου προέκυπταν οι συντελεστές  $A$  και  $B$ , (σχήμα 4.7).



Σχήμα 4.7. Διάγραμμα βαθμονόμησης του αισθητήρα Cold-film στην υδροσήραγγα

##### *Τρόπος λήψεως των μετρήσεων*

Με τοποθέτηση του αισθητήρα στο κέντρο της υδροσήραγγας χωρίς να έχουμε θερμάνει τον κύλινδρο γινόταν μέτρηση της θερμοκρασίας της ελεύθερης ροής. Η θερμοκρασία που λαμβάναμε συμβολίζεται με  $T_a$  (θερμοκρασία περιβάλλοντος) και είναι η θερμοκρασία η οποία χρησιμοποιήθηκε για την αδιαστατοποίηση των διανομών της θερμοκρασίας αλλά και της διακύμανσης αυτής. Η παραπάνω διαδικασία τηρούνταν κάθε φορά πριν πάρουμε μέτρηση διανομής θερμοκρασίας σε κάποια θέση πίσω από τον κύλινδρο.

Ακολουθούσε θέρμανση του κυλίνδρου, τροφοδοτώντας τον με τα κατάλληλα Volts και μέτρηση με το θερμοστοιχείο επαφής της θερμοκρασίας επιφανείας αυτού. Η θερμοκρασία που λαμβάναμε συμβολίζεται με  $T_w$  (θερμοκρασία τοιχώματος κυλίνδρου) και είναι η θερμοκρασία η οποία χρησιμοποιήθηκε για την

αδιαστατοποίηση των διανομών της θερμοκρασίας αλλά και της διακύμανσης αυτής που λαμβάναμε. Η παραπάνω διαδικασία τηρούνταν κάθε φορά πριν πάρουμε μέτρηση διανομής θερμοκρασίας σε κάποια θέση πίσω από τον κύλινδρο.

Για τις διανομές θερμοκρασιών έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D = 0.5, 1, 2, 4, 8, 16$  με  $H/D=0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.5, 2, K$ . Στο σχήμα (4.2) φαίνεται η γεωμετρία της ροής. Στον πίνακα 4.5 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην υδροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =200 Hz		N of S=10000			U <sub>o</sub> =0.2[m/s]		
D=13mm							
X/D	0.5	1	2	4	8	16	
H/D	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	K
D=30mm							
X/D	0.5	1	2	4	8	16	
H/D	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	K

Πίνακας 4.5. Μετρήσεις πεδίου θερμοκρασιών στην υδροσήραγγα

Τέλος, για την δημιουργία των διαγραμμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα προγράμματα Excel, Surfer και Matlab.

4.4.5. Μέθοδος Μετρήσεων με Οπτρoνικό Σύστημα

Τα πειράματα έγιναν σε υδροσήραγγα στην οποία η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος μετρήθηκε με hot –film και βρέθηκε ίση με 0.2 m/sec. Η θερμοκρασία του ρευστού (νερό) ήταν 20° C και μετρήθηκε με θερμοστοιχείο. Οι διάμετροι των κυκλικών κυλίνδρων ήταν 30 και 50 mm και των τετραγωνικών 13 και 30mm αντίστοιχα για τα δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα. Οι μετρήσεις προέκυψαν για τους παρακάτω αριθμούς Reynolds που φαίνονται στον πίνακα:

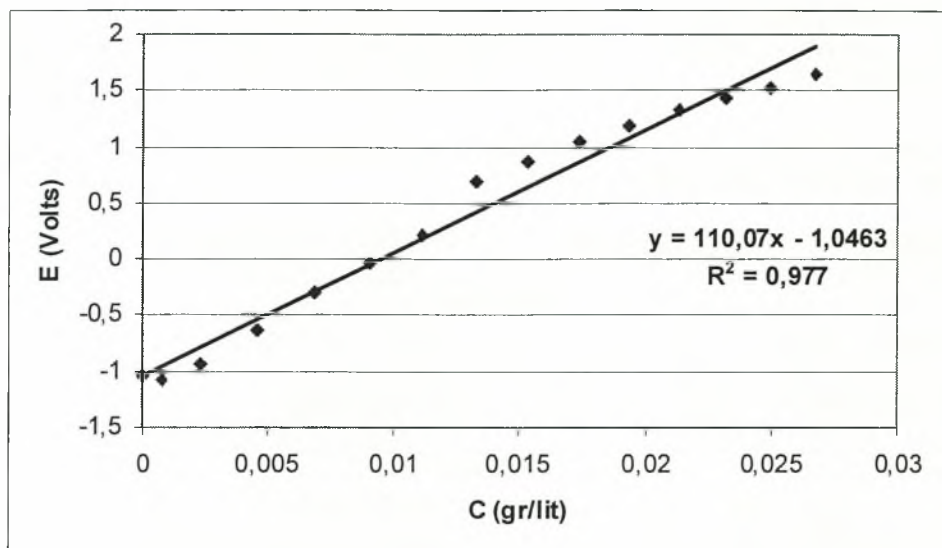
ΔΙΑΜΕΤΡΟΣ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ (mm)	ΑΡΙΘΜΟΣ $Re= U_oD/\nu$
13	2600
30	6000
50	10000

Βαθμονόμηση της Οπτικής ίνας

Πριν από την διεξαγωγή των μετρήσεων συγκεντρώσεων με την οπτική ίνα έγινε βαθμονόμηση του οργάνου με στατική μέτρηση της ηλεκτρικής τάσης τοποθετώντας τον αισθητήρα σε υδατικό διάλυμα γνωστής συγκέντρωσης χρώματος. Ο αισθητήρας συμπεριφέρεται γραμμικά, δηλαδή όσο λιγότερο φως προκαλεί η συγκέντρωση χρωστικής, τόσο μεγαλύτερη τάση δημιουργείται αναλογικά στην



έξοδο. Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνεται η ευθεία που προκύπτει από την στατική βαθμονόμηση του οργάνου:



**Σχήμα 4.8. Διάγραμμα βαθμονόμησης του αισθητήρα της οπτικής ίνας στην υδροσήραγγα**

Η βαθμονόμηση γινόταν ως εξής:

Σε ένα δοχείο 300 ml καθαρού νερού προστίθενται 3 ml 2% κατά όγκο χρωστικής ουσίας methylblue. Με την σύριγγα παίρνουμε κάθε φορά μια συγκεκριμένη ποσότητα (2 ή 3 ml) του παραπάνω διαλύματος και την τοποθετούμε σε διαφορετικό δοχείο 500 ml καθαρού νερού. Μετά την πρόσθεση του διαλύματος στο νερό τοποθετούμε τον αισθητήρα μέσα στο δοχείο με προσοχή χωρίς να υπάρχει κλονισμός αυτού και με την βοήθεια λογισμικού σε περιβάλλον Labview παίρνουμε τις αντίστοιχες τιμές στον υπολογιστή. Η διαδικασία αυτή εκτελείται μέχρι να υπάρξει κορεσμός του διαλύματος. Αυτό γίνεται αντιληπτό μόλις η τιμή RMS είναι σχεδόν ίδια με την αντίστοιχη όταν το όργανο τοποθετείται σε διάλυμα καθαρού νερού. Οι μετρήσεις καταγράφονται και στην συνέχεια με την βοήθεια του προγράμματος Excel παίρνουμε το παραπάνω διάγραμμα (σχ. 4.8).

### **Τρόπος λήψεως των μετρήσεων με την οπτρονική διάταξη**

Αρχικά γέμιζε η δεξαμενή της υδροσήραγγας με νερό μέχρι η στάθμη να φτάσει λίγο πιο κάτω από την κορυφή της δεξαμενής. Γέμιζαν τα δύο πλαστικά δοχεία χρώματος από όπου γινόταν η παροχή στις άκρες των κυλίνδρων. Για να γίνει η πλήρωση των δοχείων με διάλυμα ακολουθήθηκε η εξής διαδικασία. Τοποθετούνταν σε ένα μικρό δοχείο 1000 ml καθαρού νερού και προσθέτονταν με την σύριγγα 10 ml χρωστικής ουσίας 2% κατά όγκο. Στη συνέχεια το διάλυμα αυτό έμπαινε στα δύο πλαστικά δοχεία που είναι τοποθετημένα σε ύψος τριών μέτρων από το δάπεδο. Επειδή οι μετρήσεις διαρκούσαν μεγάλο χρονικό διάστημα υπήρχε το πρόβλημα αλλαγής χρώματος του νερού που έρεε στην υδροσήραγγα με αποτέλεσμα να υπάρχει ο κίνδυνος εμφάνισης λανθασμένων μετρήσεων. Αυτό αντιμετωπίστηκε με την διαδικασία της ανακύκλωσης όπου τοποθετούνταν ένα λάστιχο που συνδεόταν με την βρύση του εργαστηρίου στην βάνα εισόδου της δεξαμενής. Επίσης ανοίγαμε και την βάνα εξόδου μέχρι κάποιο συγκεκριμένο σημείο έτσι ώστε να επιτευχθεί τελικά η επιθυμητή ανακύκλωση της ροής χωρίς να παρατηρούνται προβλήματα διαύγειας του νερού.

Στη συνέχεια ανοιγόταν η υδροσήραγγα για την εκτέλεση των πειραμάτων. Οι μετρήσεις ξεκίνησαν με κύλινδρο κυκλικής διαμέτρου  $D=50\text{mm}$ . Όταν άρχιζε μια μέτρηση της συγκέντρωσης ανοίγαν τα δύο ρυθμιστικά παροχής που υπήρχαν πάνω στα σωληνάκια από όπου περνούσε το διάλυμα και μέσα από το λογισμικό επικοινωνίας Labview ενεργοποιούμε την δειγματοληψία. Ο χρόνος δειγματοληψίας ήταν είκοσι δευτερόλεπτα. Η δειγματοληψία αυτή είχε συχνότητα  $f=100\text{ Hz}$  και συγκέντρωνε 2000 σημεία. Μόλις τελείωνε η μέτρηση, έκλειναν αμέσως τα ρυθμιστικά παροχής και τοποθετούσαν ο αισθητήρας στην αμέσως επόμενη θέση.

Σε κάθε προφίλ αποθηκευόταν και μια τιμή αναφοράς χωρίς να είναι ανοιχτά τα ρυθμιστικά παροχής. Η μέτρηση αυτή γινόταν στο κέντρο του κάθε κυλίνδρου για κάθε βήμα μετατόπισής του. Στο τέλος κάθε ημέρας όπου είχαν ολοκληρωθεί όλες οι μετρήσεις, γινόταν καθαρισμός του αισθητήρα με καθαρό νερό έτσι ώστε να περιοριστεί η επικάλυψη μπογιάς στις οπτικές ίνες. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβανόταν και για τα τέσσερα πειραματικά μοντέλα (δύο κυλινδρικοί διαμέτρου  $D=50\text{mm}$  και  $D=30\text{mm}$  καθώς και δύο τετραγωνικοί διατομής  $D=30\text{mm}$  και  $D=13\text{mm}$ ).

Για τις διανομές των συγκεντρώσεων κυκλικών κυλίνδρων έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D=0.5, 1, 2, 4, 6, 8$  με  $H/D=0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.5, 2, K$ , όπου στην θέση  $H/D=K$  ήταν το κέντρο της υδροσήραγγας. Στο σχήμα (4.2.α) φαίνεται η γεωμετρία της ροής. Σημειώνεται ότι η μέτρηση της ανάμειξης στο απόρευμα αφορά την εκροή από τις συγκεκριμένες οπές στους κυλίνδρους. Η αδιαστασιοποίηση με την συγκέντρωση αναφοράς διευκολύνει έτσι ώστε τα συμπεράσματα για την ανάμειξη στο απόρευμα να είναι όσο το δυνατόν πιο ανεξάρτητα από την θέση εκροής της χρωστικής.

Στον πίνακα 4.6 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην υδροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =100 Hz				N of S=2000				Uo=0.2[m/s]						
D=30mm														
X/D			0.5		1		2		4		6		8	
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	K	7.5	7.4			
	7.3	7.2	7.1	7	6.9	6.5	6							
D=50mm														
X/D			0.5		1		2		4		6		8	
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	K		4.2		4.1			
	4	3.9	3.8	3.7	3.3									

Πίνακας 4.6. Μετρήσεις πεδίου συγκέντρωσης κυκλικών κυλίνδρων στην υδροσήραγγα

Για τις διανομές των συγκεντρώσεων τετραγωνικών κυλίνδρων έγιναν μετρήσεις στις θέσεις  $X/D=0.5, 1, 2, 4, 6, 8$  με  $H/D=0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.5, 2, K$ , όπου στην θέση  $H/D=K$  ήταν το κέντρο της υδροσήραγγας. Στο σχήμα (4.2.β) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.

Στον πίνακα 4.7 φαίνονται οι συνδυασμοί των παραμέτρων για την παραπάνω κατηγορία πειραμάτων στην υδροσήραγγα.

f <sub>SR</sub> =100 Hz				N of S=2000				U <sub>o</sub> =0,2[m/s]						
D=13mm														
X/D			0.5		1		2		4		6		8	
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	K	18	17.9			
	17.8	17.7	17.6	17.5	17.4	17	16.5							
D=30mm														
X/D			0.5		1		2		4		6		8	
H/D	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	K	7.5	7.4			
	7.3	7.2	7.1	7	6.9	6.5	6							

**Πίνακας 4.7. Μετρήσεις πεδίου συγκέντρωσης τετραγωνικών κυλίνδρων στην υδροσήραγγα**

Σε αυτές τις αποστάσεις τοποθετείται κάθε φορά το πειραματικό μοντέλο (κυκλικός ή τετραγωνικός κύλινδρος). Σε κάθε προφίλ προκύπτουν από 9 έως 16 τιμές ανάλογα με τον κύλινδρο που χρησιμοποιούμε κάθε φορά και την θέση που είναι τοποθετημένος.

#### 4.5. Χρόνος και συχνότητα δειγματοληψίας

Το πρόβλημα που εξετάζεται περιέχει έντονες περιοδικότητες και τύρβη, έτσι για την σωστή μελέτη του πρέπει να υπάρχει ικανοποιητική χρονική έκταση των φαινομένων που παρουσιάζονται. Για τον λόγο αυτό οι μετρήσεις που έγιναν έπρεπε να καλύπτουν ικανό αριθμό περιόδων έτσι ώστε να έχουμε μια αντιπροσωπευτική εικόνα της μέσης ταχύτητας και θερμοκρασίας που επικρατεί σε κάθε θέση μετρήσεων.

Βέβαια ο αριθμός των περιόδων δεν πρέπει να είναι και πάρα πολύ μεγάλος διότι υπάρχουν προβλήματα διαχείρισης και επεξεργασίας των αρχείων που προκύπτουν. Ο βέλτιστος αριθμός των περιόδων καθορίζεται από την παρατήρηση της μεταβολής της μέσης τιμής του μετρούμενου μεγέθους. Όσο μεγαλύτερο είναι το πλήθος των περιόδων η μεταβολή της μέσης τιμής του μετρούμενου μεγέθους μειώνεται, έτσι ώστε από ένα σημείο και πέρα οι μεταβολές να είναι μικρές σχετικά με κάποιο κριτήριο.

Ανάλογα με το φαινόμενο που μελετάται επιλέγεται και ο αριθμός των περιόδων οι οποίοι λαμβάνονται υπόψιν στον καθορισμό της μέσης τιμής των μεγεθών που μετρούνται. Στην περίπτωση που εξετάζουμε στην παρούσα διατριβή από τις δεδομένες παραμέτρους του πειράματος εκτιμήθηκε ότι η συχνότητα εκροής δινών Von-Karman σε ελεύθερη ροή στην αεροσήραγγα κυμαίνεται μεταξύ 17.5 Hz ( $D=60\text{mm}$  &  $U=5 \text{ m/s}$ ) και 80 Hz ( $D=13\text{mm}$  &  $U=5 \text{ m/s}$ ) και η συχνότητα εκροής δινών Von-Karman σε ελεύθερη ροή στην υδροσήραγγα κυμαίνεται μεταξύ 0.84 Hz ( $D=50\text{mm}$  &  $U=0.2 \text{ m/s}$ ) και 3.2 Hz ( $D=13\text{mm}$  &  $U=0.2 \text{ m/s}$ ).

##### *Μέτρηση ταχυτήτων και διακύμανση τους στην αεροσήραγγα*

Για την εύρεση της μέσης ταχύτητας  $U_{\text{mean}}$  της ροής σε ένα συγκεκριμένο σημείο, λαμβάναμε μέσω του αισθητήρα Hot-wire ένα δείγμα  $2^{16}$  μετρήσεων με



συχνότητα δειγματοληψίας 2000 Hz, δηλαδή η μέτρηση διαρκούσε 32 sec. Σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω η μικρότερη συχνότητα εκροής δινών Von-Karman είναι 17.5 Hz, άρα η μεγαλύτερη περίοδος εμφάνισης των δινών είναι

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{17.5} = 0.057 \text{ sec} \text{ οπότε ο ελάχιστος αριθμός περιόδων για τις μετρήσεις μας}$$

$$\text{ήταν } N = \frac{32}{0.057} = 561, \text{ μέγεθος περιόδων αρκετά ικανοποιητικό.}$$

Παράλληλα βέβαια έγινε και μια πρώτη εκτίμηση της χρονικής κλίμακας της τύρβης  $T_E$  που ήταν της τάξης των 0.025 sec, έτσι με δειγματοληψία 32 sec ήταν δυνατόν να καλυφθούν  $32/T_E = 1280$  χρόνοι ζωής της τύρβης, δηλαδή ικανοποιητικός αριθμός. Παρόμοια μεθοδολογία εφαρμόστηκε για τις μετρήσεις θερμοκρασίας και τις μετρήσεις στο κανάλι νερού.

#### *Μέτρηση θερμοκρασιών και διακύμανση τους στην αεροσήραγγα*

Για την εύρεση της μέσης θερμοκρασίας  $T_{mean}$  της ροής σε ένα συγκεκριμένο σημείο, λαμβάναμε μέσω του αισθητήρα Cold-wire ένα δείγμα 65536 μετρήσεων με συχνότητα 2000 Hz, δηλαδή η μέτρηση διαρκούσε 32 sec. Σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω η μικρότερη συχνότητα εκροής δινών Von-Karman είναι 21 Hz ( $D=50\text{mm}$  &  $U=5 \text{ m/s}$ ), άρα η μεγαλύτερη περίοδος εμφάνισης

$$\text{των δινών είναι } T = \frac{1}{f} = \frac{1}{21} = 0.047 \text{ sec} \text{ οπότε ο ελάχιστος αριθμός περιόδων για τις}$$

$$\text{μετρήσεις μας ήταν } N = \frac{32}{0.047} = 680, \text{ μέγεθος περιόδων αρκετά ικανοποιητικό.}$$

#### *Μέτρηση ταχυτήτων και διακύμανση τους στην υδροσήραγγα*

Για την εύρεση της μέσης ταχύτητας  $U_{mean}$  της ροής σε ένα συγκεκριμένο σημείο, λαμβάναμε μέσω του αισθητήρα Hot-film ένα δείγμα 10000 μετρήσεων με συχνότητα δειγματοληψίας 200 Hz, δηλαδή η μέτρηση διαρκούσε 50 sec. Σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω η μικρότερη συχνότητα εκροής δινών Von-Karman είναι 0.84 Hz, άρα η μεγαλύτερη περίοδος εμφάνισης των δινών είναι

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{0.84} = 1.19 \text{ sec} \text{ οπότε ο ελάχιστος αριθμός περιόδων για τις μετρήσεις μας}$$

$$\text{ήταν } N = \frac{50}{1.19} = 42, \text{ μέγεθος περιόδων ικανό να αναδείξει περιοδικότητες.}$$

#### *Μέτρηση θερμοκρασιών και διακύμανση τους στην υδροσήραγγα*

Για την εύρεση της μέσης θερμοκρασίας  $T_{mean}$  της ροής σε ένα συγκεκριμένο σημείο, λαμβάναμε μέσω του αισθητήρα Cold-wire ένα δείγμα 10000 μετρήσεων με συχνότητα 200 Hz, δηλαδή η μέτρηση διαρκούσε 50 sec. Σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω η μικρότερη συχνότητα εκροής δινών Von-Karman είναι 1.4 Hz ( $D=30\text{mm}$  &  $U=0.2 \text{ m/s}$ ), άρα η μεγαλύτερη περίοδος εμφάνισης

$$\text{των δινών είναι } T = \frac{1}{f} = \frac{1}{1.4} = 0.714 \text{ sec} \text{ οπότε ο ελάχιστος αριθμός περιόδων για τις}$$

$$\text{μετρήσεις μας ήταν } N = \frac{50}{0.714} = 70.$$

#### *Μέτρηση συγκεντρώσεων και διακύμανση τους στην υδροσήραγγα*

Για την εύρεση της μέσης συγκέντρωσης  $V_m$  της ροής σε ένα συγκεκριμένο σημείο, λαμβάναμε μέσω του αισθητήρα των οπτικών ινών ένα δείγμα 2000 μετρήσεων με συχνότητα δειγματοληψίας 100 Hz, δηλαδή η μέτρηση διαρκούσε 20 sec. Σύμφωνα με αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω η μικρότερη συχνότητα εκροής δινών Von-Karman είναι 0.84 Hz, άρα η μεγαλύτερη περίοδος εμφάνισης των δινών είναι  $T = \frac{1}{f} = \frac{1}{0.84} = 1.19 \text{ sec}$  οπότε ο ελάχιστος αριθμός περιόδων για τις μετρήσεις

μας ήταν  $N = \frac{20}{1.19} = 17$ , μέγεθος οριακό για την ανάδειξη περιοδικοτήτων.

Μεγαλύτερης διάρκειας μετρήσεις, αν και επιθυμητές, δεν έγιναν διότι υπήρχε πρόβλημα πρόσθεσης θορύβου στην ανάντι ροή (σταδιακός χρωματισμός από την εισαγωγή χρωστικής).

#### 4.6. Ακρίβεια των μετρήσεων και μέθοδοι περιορισμού σφαλμάτων

Κατά την διάρκεια των μετρήσεων με Hot-wire, Cold-wire και Hot-film ελήφθησαν μέτρα για την αποφυγή σφαλμάτων στις μετρήσεις. Ο σωλήνας συγκράτησης του αισθητήρα δεν ακουμπούσε πουθενά αλλού εκτός από τον βερνιέρο όπου στηρίζονταν και στην περίπτωση της αεροσήραγγας και στην υδροσήραγγα. Αυτό γινόταν για την αποφυγή εισαγωγής σφάλματος στο σήμα λήψης από τις δονήσεις. Ακόμα και οι κολλητικές ταινίες με τις οποίες σφραγίζαμε το άνοιγμα από όπου περνούσε ο σωλήνας του αισθητήρα, αποφεύχθηκε να ακουμπούν σε αυτόν.

Επίσης και για το καλώδιο 5m μεταφοράς του σήματος από τον αισθητήρα στον Η/Υ μέσω του ανεμομέτρου, έγινε προσπάθεια να μην αγγίζει σε μεταλλικές επιφάνειες στο μέτρο του δυνατού.

Έγινε προσπάθεια όσες συσκευές εξέπεμπαν ισχυρά ηλεκτρομαγνητικά πεδία και ιδίως ο μετασχηματιστής του ρεύματος, να τοποθετηθούν όσο το δυνατόν μακρύτερα ήταν πρακτικά εφικτό από το ανεμόμετρο (C.T.A. ή C.C.A. ανάλογα πιο χρησιμοποιούνταν κάθε φορά) και από το καλώδιο λήψης δεδομένων του αισθητήρα.

Λόγω της αναγκαστικής ύπαρξης όμως των διαφόρων συσκευών που παρήγαγαν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (Η/Υ, Μ/Σ, Παλμογράφος) είχαμε κάποιο «θόρυβος» στο σήμα που θα λαμβάναμε από το καλώδιο του hot-wire (ή του cold-wire). Αυτός ο θόρυβος μετρήθηκε πως έδινε μια απόκλιση στην ταχύτητα  $U$  ίση με  $\pm 0.003 \text{ m/sec}$  και στο RMS της ταχύτητας ίση με  $\pm 0.002 \text{ m/sec}$ .

Ακόμη προσέχτηκε κατά την διάρκεια των μετρήσεων στην αεροσήραγγα να μην υπάρχει κίνηση εμπρός ή πίσω από αυτή, που θα επηρέαζε την ροή του αέρα μέσα σε αυτήν. Ομοίως αποφεύχθηκε η δημιουργία ρευμάτων αέρα από ανοιχτές πόρτες του εργαστηρίου.

Συχνές λήψεις μετρήσεων της ταχύτητας στην ελεύθερη ροή πριν ξεκινήσουμε νέα ομάδα μετρήσεων αλλά και της θερμοκρασίας ελεύθερης ροής πριν ξεκινήσουμε μέτρηση σε νέα θέση κατόντη των κυλίνδρων. Έτσι αδιαστατοποιώντας αργότερα τις ταχύτητες, τις θερμοκρασίες και τις διακυμάνσεις αυτών με τα  $U_0$ ,  $T_0$  να πάρουμε σωστά αποτελέσματα αλλά το κυριότερο συγκρίσιμα μεταξύ τους.

Μια βασική παράμετρος που έπρεπε να προσεχθεί ιδιαίτερα, όπως προαναφέρθηκε εξάλλου, ήταν η αλλαγή των ατμοσφαιρικών συνθηκών του εργαστηρίου. Τέτοιες συνθήκες ήταν η θερμοκρασία και η πίεση της ατμόσφαιρας που επικρατούσε κάθε φορά που ετοιμαζόμασταν να πάρουμε μια μέτρηση. Και αυτό γιατί τα όργανα βαθμονομούνταν για συγκεκριμένη θερμοκρασία και πίεση κάθε φορά και μια αλλαγή σε αυτές τις παραμέτρους χωρίς ταυτόχρονη επαναβαθμονόμηση των οργάνων θα έδινε λανθασμένες μετρήσεις.

Ο βασικός παράγοντας η μεταβολή του οποίου δίνει μεγάλο σφάλμα είναι η θερμοκρασία.

Για αυτό και προσέχαμε πάντα τις αλλαγές της θερμοκρασίας, ώστε αν χρειαζόταν, να βαθμονομούσαμε εκ νέου τα μετρητικά μας όργανα.

Η ατμοσφαιρική πίεση θεωρήθηκε σταθερή.

#### 4.6.1. Επιδράσεις των μεταβολών της θερμοκρασίας και τεχνικές διόρθωσης

##### *Επιδράσεις των μεταβολών της θερμοκρασίας του ρευστού*

Για ένα ρευστό σταθερής σύστασης, ο ρυθμός μεταφοράς θερμότητας από τον αισθητήρα θερμού σύρματος είναι συνάρτηση της ταχύτητας του ρευστού και της διαφοράς θερμοκρασίας μεταξύ του αισθητήρα και του ρευστού. Για το λόγο αυτό, είναι αδύνατο να καθοριστεί χωρίς επιπλέον πληροφορίες αν η αλλαγή στην έξοδο του ανεμομέτρου σταθερής θερμοκρασίας προκλήθηκε από την αλλαγή στην ταχύτητα του ρευστού ή της θερμοκρασίας. Συχνά, η θερμοκρασία του ρευστού δεν παραμένει σταθερή κατά τη διάρκεια του πειράματος ή μπορεί να είναι διαφορετική από τη θερμοκρασία βαθμονόμησης. Υπό αυτές τις συνθήκες, σημαντικό σφάλμα εισάγεται στις μετρήσεις ταχύτητας του ρευστού. Για αυτό, είναι απαραίτητο να λαμβάνονται υπόψη οι επιδράσεις τέτοιων μεταβολών στη θερμοκρασία.

Η επίδραση της θερμοκρασίας του ρευστού στη μετάδοση θερμότητας του αισθητήρα δίδεται από την παραπάνω σχέση:

$$E^2 = (T_s - T_f)(A + BU^n) \quad (4.10)$$

η  $T_f$  μεταβάλλεται ανάλογα με :

- ο την μεταφορά θερμότητας
- ο τις ιδιότητες του ρευστού

Υπάρχουν δύο βασικές τεχνικές για διορθώσεις λόγω μεταβολών της θερμοκρασίας:

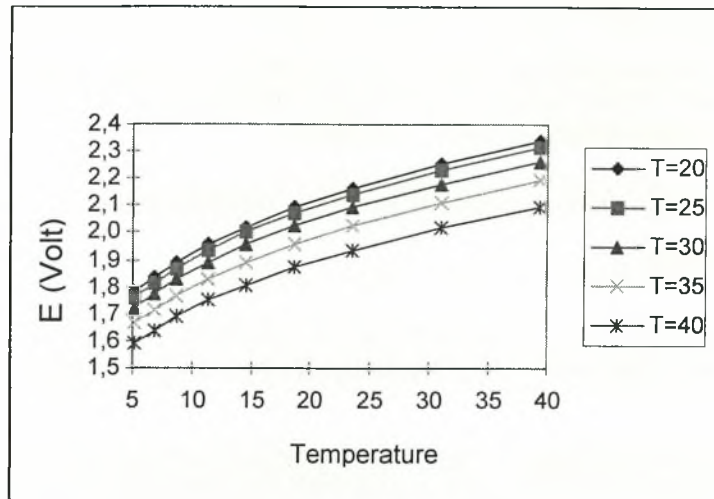
- 1) Η θερμοκρασία λειτουργίας του αισθητήρα διατηρείται σταθερή και τα δεδομένα διορθώνονται χρησιμοποιώντας πίνακες βαθμονόμησης σε διαφορετικές θερμοκρασίες ή αναλυτικές εξισώσεις μεταφοράς θερμότητας μέσω ανεξαρτήτων μετρήσεων της θερμοκρασίας του ρευστού.
- 2) Η θερμοκρασία λειτουργίας του ρευστού αλλάζει χειροκίνητα ή αυτόματα για να δίνει την ίδια τάση εξόδου στην ίδια ταχύτητα, ανεξάρτητα από τις μεταβολές της θερμοκρασίας.

Επιπρόσθετα με αυτές τις δύο βασικές τεχνικές, ταυτόχρονες μετρήσεις τόσο της ταχύτητας όσο και της θερμοκρασίας μπορούν να γίνουν χρησιμοποιώντας δύο ανεμόμετρα θερμού σύρματος σταθερής θερμοκρασίας με τους αισθητήρες τους να λειτουργούν σε διαφορετικές θερμοκρασίες

##### *Τεχνικές διόρθωσης της θερμοκρασίας*

Η απλούστερη και η ευρέως χρησιμοποιούμενη μέθοδος προέρχεται από τον νόμο του *King* και βασίζεται στην παρατήρηση ότι για τον αέρα οι μεταβολές της θερμοκρασίας έχουν μικρή επιρροή στις μετρήσεις μας διότι επηρεάζουν ελάχιστα τις ιδιότητες του ρευστού.





Σχήμα 4.9. Τυχαία καμπύλη βαθμονόμησης μονού αισθητήρα-βαθμονόμηση για διαφορετικές θερμοκρασίες

Για να μπορέσουμε να μειώσουμε το σφάλμα των μετρήσεων λόγο μεταβολής της θερμοκρασίας μας μπορούμε να

- ο Να μετρήσουμε την θερμοκρασία της ροής μας και να κάνουμε διόρθωση της τελικής διαφοράς δυναμικού, πριν υπολογίσουμε την ταχύτητα της ροής.
- ο Να διατηρούμε τον λόγο  $a = \frac{(R_{S,hot} - R_{S,cold})}{R_{S,cold}}$  σταθερό χρησιμοποιώντας ένα

δεύτερο αισθητήρα για σύγκριση.

- ο Να πραγματοποιήσουμε βαθμονόμηση σε όλο το εύρος των θερμοκρασιών που περιμένουμε και γραφικά να υπολογίσουμε τις διακυμάνσεις της ταχύτητας και της θερμοκρασίας.

Η διόρθωση της διαφοράς δυναμικού των μετρήσεων μας γίνεται πριν από τον υπολογισμό της ταχύτητας στην εξίσωση βαθμονόμησης.

$$E_{corr} = \sqrt{\left(\frac{T_S - T_{ref}}{T_S - T_{acq}}\right)} E_{acq} \quad (4.11)$$

$E_{corr}$  εκφράζει την διορθωμένη διαφορά δυναμικού, ενώ η  $E_{acq}$  εκφράζει την πραγματική διάφορα δυναμικού της γέφυρας *Wheatstone*.

#### 4.6.2. Έλεγχος ελάττωσης ανωστικών φαινομένων

Μας ενδιαφέρει οι αδρανειακές δυνάμεις λόγω ορμής ( $Re$ ) να είναι μεγαλύτερες από τις ανωστικές δυνάμεις λόγω θερμάνσεως έτσι ώστε να μην έχουμε ανωστική κίνηση του απορεύματος των θερμαινόμενων κυλίνδρων. Για να μην επιδρούν τα ανωστικά φαινόμενα στην ροή πρέπει να ισχύει η σχέση:

$$\sqrt{Re} \gg Gr$$

Όπου  $Re$  είναι ο αριθμός Reynolds και  $Gr$  ο αριθμός Grashof.

και

$$Re = \frac{uD}{\nu}$$

$$Gr = \frac{\beta g D \Delta \theta}{u^2}$$

Η σχέση αυτή ικανοποιείται σε όλες τις περιπτώσεις θερμαινόμενου κυλίνδρου.

Σε κάθε περίπτωση το σφάλμα των μετρήσεων για την ταχύτητα διατηρείται κάτω από 6% ενώ για την θερμοκρασία και την συγκέντρωση στο 5%. Η ακρίβεια σχετίζεται με την μέτρηση volts (ADC), τον τρόπο βαθμονόμησης, τον ηλεκτρονικό θόρυβο, τον βρασμό που ίσως να λάβει χώρα πάνω στον αισθητήρα hot film και την επικάλυψη χρωστικής στις κάθετες πλευρές της οπτικής ίνας.

## 4.7. Οπτικοποίηση της ροής

Η εξαγωγή και ανάλυση των αποτελεσμάτων έγινε βάσει της ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας (digital image analysis). Στις επόμενες παραγράφους παρουσιάζονται οι παράμετροι (συνθήκες) των πειραμάτων καθώς και η υπολογιστική διαδικασία (προγράμματα).

### 4.7.1. Πειραματική μεθοδολογία

Η βασικότερη παράμετρος που χαρακτηρίζει το είδος (στρωτή ή τυρβώδης) μιας ροής είναι ο αδιάστατος αριθμός Reynolds που από φυσική άποψη παριστάνει το λόγο των δυνάμεων αδρανείας προς τις ιξώδεις δυνάμεις που δρουν στο ρευστό. Για την περίπτωση της ροής πίσω από κύλινδρο ο αριθμός Reynolds ισούται με  $Re = U_0 D / \nu$  όπου  $U_0$  είναι η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος της ροής πριν από τον κύλινδρο,  $D$  η εξωτερική διάμετρος του κυλίνδρου και  $\nu$  είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος μετρήθηκε με hot – film και βρέθηκε ίση με 0.2 m/sec. Οι διαμέτροι των κυκλικών κυλίνδρων ήταν 13, 30 και 50 mm αντίστοιχα για τα τρία δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα και 13 και 30mm οι διαμέτροι των τετραγωνικών κυλίνδρων. Η θερμοκρασία του ρευστού (νερό) ήταν 20° C και μετρήθηκε με θερμοστοιχείο. Η τιμή του κινηματικού ιξώδους του νερού που χρησιμοποιήθηκε για την εύρεση του αριθμού Reynolds είναι  $1.004 \times 10^{-6}$  και ανταποκρίνεται στις συνθήκες των πειραμάτων δηλαδή 20° C και 1 atm. Οπότε για τους αριθμούς Re έχουμε:

ΔΙΑΜΕΤΡΟΣ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ (mm)	ΑΡΙΘΜΟΣ $Re = U_0 D / \nu$
13	2600
30	6000
50	10000

Οι αποστάσεις της κάμερας καθώς και της λάμπας φωτισμού διατηρήθηκαν σταθερές καθόλη τη διάρκεια των πειραμάτων. Το τελευταίο είναι πολύ σημαντικό γιατί η τιμή της έντασης ακτινοβολίας του pixel (pixel intensity) εξαρτάται από την απόσταση που είναι τοποθετημένος ο φακός της ψηφιακής κάμερας (βάθος χρώματος-color depth) και για να διατηρηθούν οι πειραματικές παράμετροι σταθερές πρέπει να διατηρηθούν και οι προαναφερθείσες αποστάσεις σταθερές.

Επίσης σημαντικό ρόλο στην οπτικοποίηση έπαιξαν και οι θέσεις τοποθέτησης των μοντέλων μέσα στην υδροσήραγγα. Κάθε κύλινδρος βυθιζόταν με βήμα 0.1 D κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και στο δάπεδο της και με 1 D κοντά στο μέσο της. Στο σχήμα (4.2) φαίνεται η γεωμετρία της ροής.

Στον πίνακα που ακολουθεί (4.8) φαίνονται οι θέσεις στις οποίες έγινε οπτικοποίηση της ροής για κάθε κύλινδρο.

D=13mm	U=0.2m/s	D=30mm	U=0.2m/s	D=50mm	U=0.2m/s
	H/D		H/D		H/D
	0.5		0		0
	0.6		0.5		0.5
	0.7		0.6		0.6
	0.8		0.7		0.7
	0.9		0.8		0.8
	1		0.9		0.9
	1.1		1		1
	1.2		1.1		1.1
	1.3		1.2		1.2
	1.4		1.3		1.3
	1.5		1.4		1.4
	1.7		1.5		1.5
	2		1.7		1.7
	2.5		2		2.4
	3.5		2.5		3.1
	9.2		3.5		3.3
	15.4		4		3.4
	16.4		4.5		3.5
	16.9		5.5		3.6
	17.2		6		3.7
	17.4		6.3		3.8
	17.5		6.5		3.9
	17.6		6.6		4
	17.7		6.7		4.1
	17.8		6.8		4.2
	17.9		6.9		4.3
	18		7		
	18.1		7.1		
	18.2		7.2		
	18.3		7.3		
	18.4		7.4		
			7.5		

Πίνακας 4.8. Θέσεις στις οποίες έγινε οπτικοποίηση της ροής

Κατά την διαδικασία μαγνητοσκόπησης η κάμερα άνοιγε 10sec πριν να μπει χρώμα και η διάρκεια μαγνητοσκόπησης ήταν 60sec για κάθε θέση. Ο χρόνος καταγραφής επιλέχτηκε 60 sec γιατί η σήραγγα είναι μικρή το νερό ανακυκλοφορεί και αν το χρώμα αφηνόταν για περισσότερο χρόνο το νερό θα μολυνόταν σε μεγάλο βαθμό και από τα δύο χρώματα επειδή η συγκέντρωση του χρώματος σ' αυτό ήταν αθροιστική.

#### 4.7.2. Υπολογιστική μεθοδολογία – διαδικασία εξαγωγής αποτελεσμάτων

Η εξαγωγή των αποτελεσμάτων των πειραμάτων βασίστηκε στο γενικό πλαίσιο της ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας με το λογισμικό MATLAB και freeware λογισμικό από το internet (Virtualdub, Irfan view). Αναλυτικότερα η διαδικασία που



ακολουθήθηκε με το τελείωμα των πειραμάτων μέχρι και την εμφάνιση των αποτελεσμάτων παρουσιάζεται στις επόμενες σειρές της διατριβής.

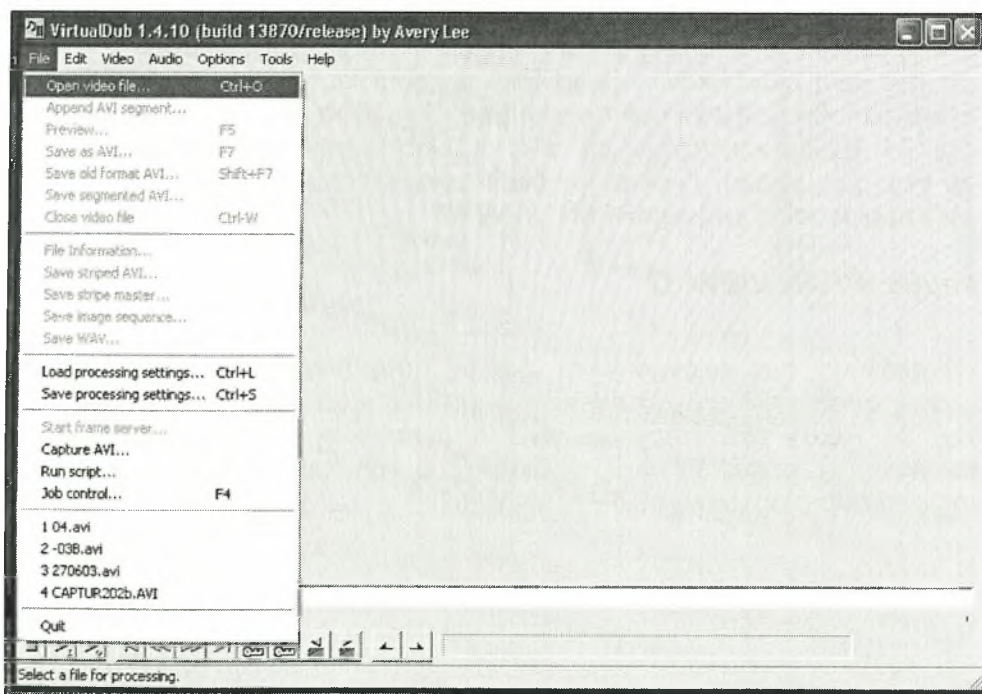
Η αποθήκευση των πειραμάτων γινόταν σε κασέτες από τις οποίες στη συνέχεια γινόταν η μεταφορά των βιντεοσκοπήσεων με frame grabber σε ηλεκτρονικό υπολογιστή (δεν υπήρχε δυνατότητα άμεσης μεταφοράς των βιντεοσκοπήσεων απευθείας στον υπολογιστή με τον υπάρχοντα εξοπλισμό του εργαστηρίου) σε μορφή αρχείων avi. Η ανάλυση των αρχείων αυτών καθώς και των εικόνων που προέκυψαν από αυτά ήταν 352 x 288. Ο ρυθμός δειγματοληψίας (frame rate) ήταν από 25 έως 15 καρέ το δευτερόλεπτο (15 fps), δηλαδή ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών φωτογραφιών ήταν ίσος από 0.04 έως 0.067 sec. Η διάρκεια κινηματογράφησης για κάθε θέση των κυλίνδρων ήταν ίση με 60 sec ώστε να υπάρχουν αρκετές περίοδοι του φαινομένου για να παρατηρηθεί η επαναληψιμότητά του.

Στη συνέχεια για το 'κόψιμο' των εικόνων από τα αρχεία avi χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα Virtual dub.

### **Πρόγραμμα virtual dub**

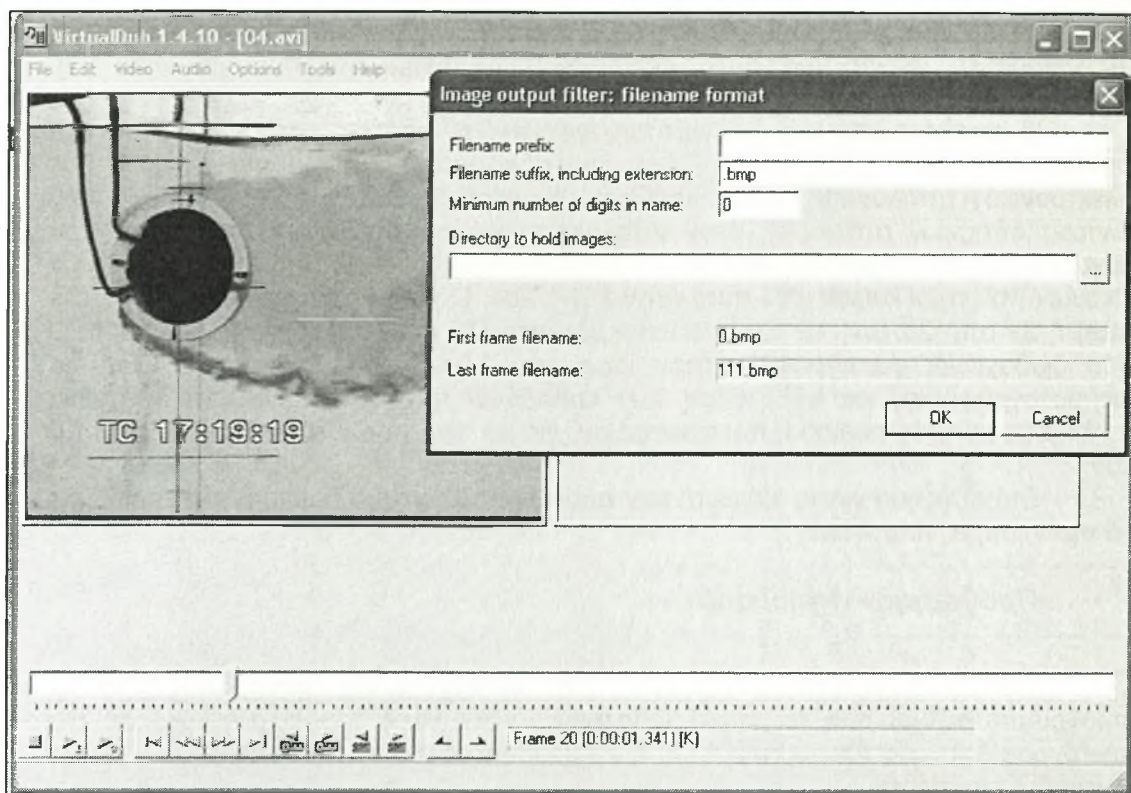
Για το 'κόψιμο' των εικόνων από τα αρχεία avi χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα virtual dub το οποίο μετατρέπει κάθε καρέ του αρχείου avi σε μια φωτογραφία-αρχείο τύπου bmp ή jpg ή οποιουδήποτε άλλου τύπου επιλεχθεί. Για να γίνει αυτό επιλέγεται

File→ Open video file και βρίσκουμε το video που θέλουμε.



Μετακινώντας την μπάρα επιλέγεται η θέση που θα αρχίσει το «κόψιμο» των εικόνων και πατώντας το πλήκτρο "home" στο πληκτρολόγιο γίνεται η επιλογή. Ξαναμετακινώντας την μπάρα επιλέγεται το τέλος με πίεση του πλήκτρου "end".

Ύστερα επιλέγεται File → Save image sequence και εμφανίζεται το παράθυρο διαλόγου:



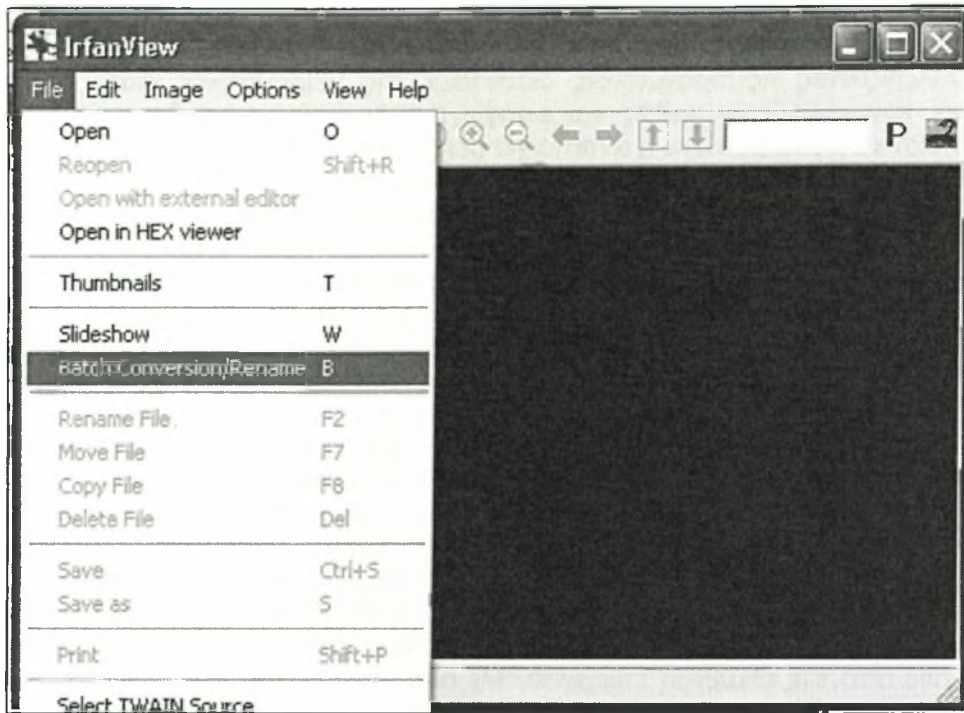
Στο "filename prefix" δίνεται το όνομα των εικόνων, στο "minimum number of digits" η τιμή 3, ενώ στο "directory to hold images" ο φάκελος προορισμού.

Η ανάλυση των εικόνων είναι ίδια με αυτή των αρχείων avi. Αρχικά οι φωτογραφίες αποθηκεύτηκαν σαν αρχεία bmp. Επειδή τα avi ήταν έγχρωμα (βάθος ανάλυσης 24 RGB) χρειαζόταν να γίνει η μετατροπή των έγχρωμων εικόνων (RGB) σε γκρι (gray scale). Γι αυτή τη διαδικασία χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας IRFAN VIEW 32.

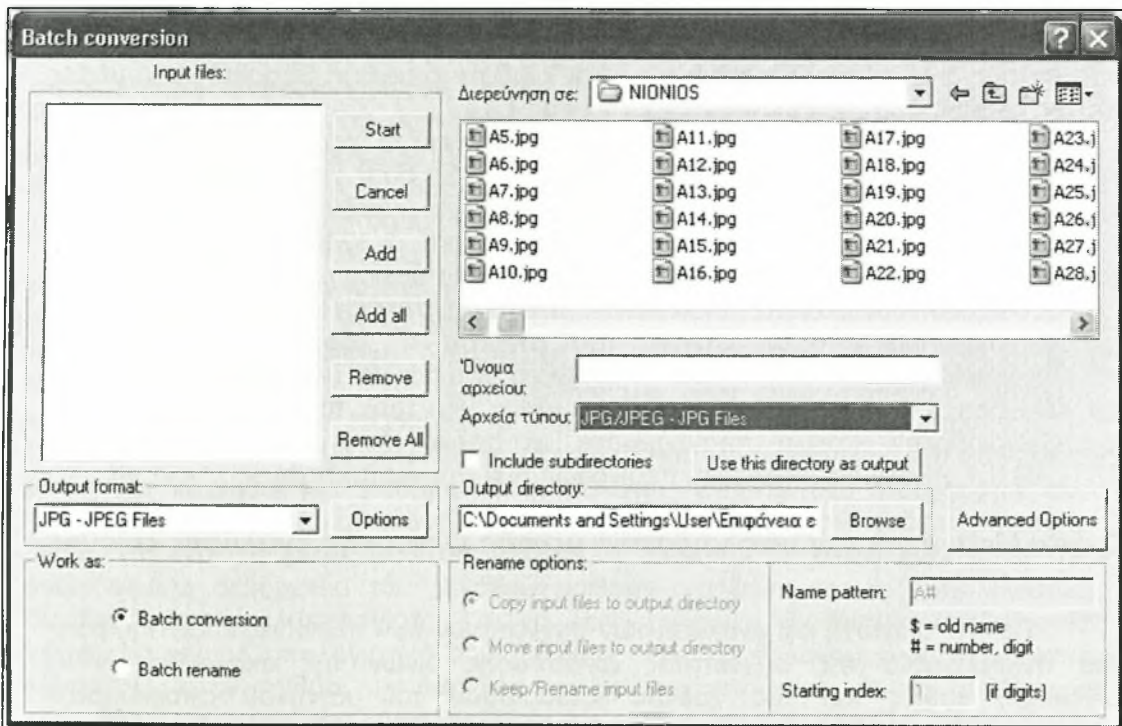
### **Πρόγραμμα IRFAN VIEW 32**

Η ανάλυση των εικόνων είναι ίδια με αυτή των αρχείων avi. Αρχικά οι φωτογραφίες αποθηκεύτηκαν σαν αρχεία bmp. Επειδή τα avi ήταν έγχρωμα (βάθος ανάλυσης 24 RGB) χρειαζόταν να γίνει η μετατροπή των έγχρωμων εικόνων (RGB) σε γκρι (gray scale). Γι αυτή τη διαδικασία χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα ψηφιακής επεξεργασίας εικόνας IRFAN VIEW 32.





Επιλέγεται File→batch conversion/rename εμφανίζεται το παράθυρο διαλόγου:



Αφού επιλεγθεί ο φάκελος που είναι οι φωτογραφίες του video στο "Look in" και ο φάκελος προορισμού τους στο "Output directory" η ακολουθία είναι "Add all" → start (όλα τα άλλα παραμένουν όπως στην εικόνα και επίσης δεν υπάρχουν άλλες εικόνες μέσα στον φάκελο) γίνεται μετατροπή των αρχείων των έγχρωμων εικόνων bmp (24 RGB) σε γκρι jpg (8 bit). Αυτό σημαίνει η τιμή του κάθε pixel της γκρι jpg εικόνας λαμβάνει μια τιμή μεταξύ 0 και 255 (συνολικά  $2^8$  διακριτές τιμές). Η τιμή 0



αντιστοιχεί στο μαύρο και η τιμή 255 στο λευκό. Ενδιάμεσες τιμές αντιστοιχούν σε διάφορα επίπεδα του γκρι.

Γνωρίζοντας τις πραγματικές διαστάσεις της πειραματικής διάταξης (π.χ. διάμετροι των κυλίνδρων καθώς και εισαγωγή ενός βαθμονομημένου κανόνα με χαρακτηριστικά μήκη) βρέθηκε η αντιστοιχία μεταξύ mm (πραγματικό μήκος) και pixel η οποία έχει ενσωματωθεί στα προγράμματα. Η ακρίβεια της μεθόδου είναι της τάξης μεγέθους των διαστάσεων του pixel. Δεν μπορούμε να μιλήσουμε για πολύ μικρές κλίμακες, μικρότερες δηλαδή κάθε φορά από τις διαστάσεις των pixels. Για την εύρεση μεγεθών σε μια περιοχή που η διάσταση της είναι μεγαλύτερη του ενός pixel μπορούμε να ολοκληρώσουμε τις τιμές που προκύπτουν από τα pixels που αποτελούν την εκάστοτε περιοχή. Ας σημειωθεί ότι όλες οι αποστάσεις στο πεδίο ροής είναι αδιαστατοποιημένες με τις διαμέτρους των κυλίνδρων. Δηλαδή κατά τον άξονα  $X$  (διεύθυνση της ταχύτητας του ελεύθερου ρεύματος της ροής) όλες οι αποστάσεις μετρούνται σε  $X/D$  μετρημένα από το κέντρο του κυλίνδρου (π.χ.  $X/D=4$  σημαίνει απόσταση ίση με 4 διαμέτρους του κυλίνδρου κατά τον άξονα  $X$ ). Τα ίδια ισχύουν και για τον άξονα  $Y$  (κάθετα στον άξονα  $X$ ). Δηλαδή το σύστημα συντεταγμένων είναι προσαρμοσμένο στο κέντρο του κυλίνδρου (το 0,0 βρίσκεται στο κέντρο του κυλίνδρου). Τέλος αδιαστατοποιημένη είναι και η μετατόπιση του κυλίνδρου ως προς το βάθος του καναλιού με βάση αναφοράς την ελεύθερη επιφάνεια. Δηλαδή  $H/D=2$  σημαίνει ότι ο κύλινδρος βρίσκεται σε βάθος ίσο με 2 διαμέτρους από την ελεύθερη επιφάνεια. Με αυτόν τον τρόπο γίνεται η αντιστοιχία των συντεταγμένων του pixel σε  $X/D$  και  $Y/D$  για κάθε  $H/D$ .

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο του κεφαλαίου οι κύλινδροι μετατοπιζόταν κατά μήκος του βάθους του καναλιού ώστε να προκύψουν συγκριτικά αποτελέσματα σε σχέση με το  $H/D$ .

Δύο ήταν τα βασικά μεγέθη στα οποία πραγματοποιήθηκε αυτό. Η συχνότητα απόσπασσης δινών  $f$  που υπεισέρχεται στον αδιάστατο αριθμό Strouhal και ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος  $T_{clean}$ .

Πιο συγκεκριμένα σε κάποια χρονική στιγμή κατά τη διάρκεια των πειραμάτων σταματούσε η παροχή των χρωμάτων μέσα στο πεδίο ροής και ο χώρος πίσω από τον κύλινδρο μετά από κάποιο χρονικό διάστημα 'καθάριζε' από χρώμα. Το σταμάτημα της παροχής των χρωμάτων επιτυγχανόταν με κλείσιμο του ρυθμιστικού παροχής που έφεραν τα σωληνάκια που συνέδεαν τα δοχεία αποθήκευσης και τους κυλίνδρους (λεπτομερέστερα στο κεφάλαιο της πειραματικής διάταξης).  $T_{clean}$  είναι το χρονικό διάστημα από τη στιγμή που σταματά η παροχή των χρωμάτων οπτικοποίησης μέχρι τη στιγμή που τα χρώματα γίνονται μη 'ανιχνεύσιμα' πίσω από τον κύλινδρο. Για την εξαγωγή αποτελεσμάτων για αυτά τα δύο βασικά μεγέθη χρησιμοποιήθηκαν κάποια προγράμματα τα οποία γράφτηκαν σε περιβάλλον MATLAB 6.1. Ακολουθεί αναλυτική περιγραφή των προγραμμάτων.

### Χρήση Matlab για την υπολογιστική μέθοδο ψηφιακής ανάλυσης εικόνας

Για την εξαγωγή και ανάλυση των συχνοτήτων των περιοδικοτήτων της ροής (πιο συγκεκριμένα της συχνότητας απόσπασσης δινών της ακολουθίας VON KARMAN) καθώς και του χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος χρησιμοποιήθηκαν προγράμματα σε περιβάλλον MATLAB (MATLAB 6.1).

## Προγράμματα για την εξαγωγή συχνотήτων

### ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ CONVGRAY

Η χρησιμοποίηση αυτού του προγράμματος έγινε για να αφαιρεθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος από τις φωτογραφίες. Χρησιμοποιεί ένα φίλτρο συνέλιξης (convolution filter) Gaussian 15x15 το οποίο 'επεμβαίνει' στις gray scale (jpg 8 bit) εικόνες με σκοπό την ομαλοποίηση της (smoothing). Το υπολογιστικό πακέτο MATLAB 6.1 περιέχει στις βιβλιοθήκες του περίπου 100 ηλεκτρονικά φίλτρα που χρησιμοποιούνται για ψηφιακή επεξεργασία εικόνας.

### ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ CONV

Η χρησιμοποίηση αυτού του προγράμματος έγινε για να αφαιρεθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος από τις έγχρωμες φωτογραφίες (RGB). Χρησιμοποιεί ένα φίλτρο συνέλιξης (convolution filter) Gaussian 15x15 το οποίο 'επεμβαίνει' στις RGB (bmp 24 bit) εικόνες με σκοπό την ομαλοποίηση της (smoothing).

### ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAY

Η εντολή readim 'διαβάζει' την εικόνα (τη φιλτραρισμένη) και δημιουργεί ένα πίνακα δύο διαστάσεων (δηλαδή η ανάλυση σε pixel) του οποίου η κάθε τιμή είναι ένας ακέραιος αριθμός μεταξύ 0-255. Τα χρωματικά υγρά που χρησιμοποιούνται για οπτικοποίηση 'αντικατοπτρίζουν' χωροχρονικά τις τροχιές (ινώδεις φλέβες) του πραγματικού ρευστού. Στη συγκεκριμένη περίπτωση τα χρωματικά διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν κάνουν ορατό τον σχηματισμό των δινών στο πεδίο ροής. Κάθε δομικό στοιχείο της δίνης (χρωματισμένο pixel) έχει κάποια τιμή (0-255) ανάλογα με τη χωρική θέση που αντιπροσωπεύει το pixel αυτό του πεδίου ροής και ανάλογα με τη χρονική στιγμή του φαινομένου (αριθμός φωτογραφίας). Η πραγματική κίνηση του ρευστού μετατοπίζει τα μόρια του χρωματισμένου διαλύματος σε συγκεκριμένες θέσεις που παράλληλα με τη συνεχή διάχυση με το νερό σε κάθε διακριτό σημείο (pixel της εικόνας) υπάρχει διαφορετική συγκέντρωση χρώματος που επιφέρει αλλαγή στην τιμή της έντασης ακτινοβολίας του pixel (pixel intensity). Επειδή το φαινόμενο είναι έντονα περιοδικό οι περιοδικές αυτές μεταβολές στην τιμή της έντασης ακτινοβολίας του pixel φέρουν στο φως και τις συχνότητες του φαινομένου όπως θα εξηγηθεί και μαθηματικά παρακάτω. Επίσης στο πρόγραμμα αυτό πραγματοποιούνταν και αποκοπή της φωτογραφίας στην περιοχή ενδιαφέροντος (σε δεδομένη περιοχή pixel που θα γινόταν η ανάλυση συχνотήτων). Αυτό ήταν αναπόφευκτο δεδομένου του μεγάλου αριθμού πράξεων και της υπολογιστικής δυναμικότητας του υπολογιστή. Για να λειτουργήσει η διαδικασία επεξεργασίας χρειάζεται ισχυρή υπολογιστική δύναμη και μνήμη. Ο προηγούμενος περιορισμός έδρασε και στον αριθμό των εικόνων που χρησιμοποιούνταν για την ανάλυση σε κάθε θέση του κυλίνδρου. Διαπιστώθηκε ότι όταν χρησιμοποιήθηκαν περισσότερες από 600 εικόνες το πρόγραμμα δεν αποκρινόταν και σε αριθμό εικόνων μεταξύ 400-600 το πρόγραμμα χρειαζόταν αρκετό χρόνο για την τελική επεξεργασία των αποτελεσμάτων. Εξαιτίας του μεγάλου αριθμού των πειραμάτων αποφασίστηκε ο αριθμός των εικόνων που θα χρησιμοποιούνταν σε κάθε θέση και για κάθε κύλινδρο να είναι ίσος με 400 ο οποίος αριθμός καλύπτει αρκετές περιόδους του φαινομένου και παρουσίασε ικανοποιητικά αποτελέσματα.

**ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ FFTGRAY**

Τελικά οι τιμές των συχνοτήτων προκύπτουν μέσω ανάλυσης Fourier. Πιο συγκεκριμένα για την ανάλυση ενός σήματος (στη συγκεκριμένη περίπτωση σήμα αποτελεί η τιμή της έντασης ακτινοβολίας του pixel) χρησιμοποιείται ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier (DISCRETE FOURIER TRANSFORM-DFT) ο οποίος βρίσκει τις συχνότητες του σήματος καθώς και το φάσμα ισχύος του. Βασίζεται στο μετασχηματισμό Fourier και χρησιμοποιείται όταν τα δεδομένα του σήματος λαμβάνουν διακριτές τιμές. Το MATLAB 6.1 έχει στη διάθεση του το γρήγορο μετασχηματισμό Fourier (FAST FOURIER TRANSFORM-FFT) ο οποίος είναι ένας αλγόριθμος που έγινε γνωστός μετά από μία εργασία των Cooley και Tuckey (1965) και απαιτεί  $N \log N$  αριθμητικές πράξεις για τον υπολογισμό του DFT ενώ ο παραδοσιακός τρόπος που εφαρμοζόταν μέχρι τότε απαιτούσε  $N^2$  πράξεις.

Κάθε περιοδική συνάρτηση  $f(t)$  με περίοδο  $T$ , αναλύεται με σειρές Fourier στη μορφή [8]:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ a_n \cos\left(n \frac{2\pi}{T} t\right) + b_n \sin\left(n \frac{2\pi}{T} t\right) \right] \quad (4.12)$$

όπου:

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) dt$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cos\left(n \frac{2\pi}{T} t\right) dt$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin\left(n \frac{2\pi}{T} t\right) dt, \text{ όπου } n=1,2,3,\dots,\infty$$

Κάθε όρος της σχέσης (4.12) ονομάζεται αρμονική και η συχνότητα του είναι πολλαπλάσιο της βασικής αρμονικής, η οποία προκύπτει για  $n=1$ . Η σχέση (4.12) γράφεται και στη μορφή:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos\left(n \frac{2\pi}{T} t - \phi_n\right) \text{ με } c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \text{ και } \phi_n = \tan^{-1} \frac{b_n}{a_n}, \text{ όπου } n=1,2,3,\dots,\infty \quad (4.13).$$

Ο συντελεστής  $c_n$  ονομάζεται και πλάτος του φάσματος, ενώ η

ισχύς του φάσματος ισούται με  $\frac{c_n^2}{2}$ .

Κάθε μη περιοδική συνάρτηση  $f(t)$ , μπορεί να αναπαρασταθεί με το μετασχηματισμό Fourier (αντίστροφο και ευθύ αντιστοίχως) ως εξής:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) e^{i2\pi\nu t} d\nu \quad (4.14)$$

$$\text{όπου } f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) e^{-i2\pi\nu t} d\nu \quad (4.15)$$



με  $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T}$ . Είναι ακόμα  $F(\nu) = a(\nu) - ib(\nu)$  και το πλάτος του φάσματος

ορίζεται ως:  $c(\nu) = \sqrt{a(\nu)^2 + b(\nu)^2}$ , ενώ η ισχύς του φάσματος με  $\frac{c(\nu)^2}{2}$ .

Έστω  $N$  η διάσταση του διανύσματος  $x$ , οι τιμές του οποίου αντιπροσωπεύουν μια σειρά δεδομένων ενός σήματος. Τότε, ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier (DFT) του διανύσματος  $x$ , θα είναι ένα διάνυσμα  $X$  διάστασης  $N$  και θα δίνεται από τη σχέση:

$$X(k) = \sum_{n=1}^N x(n) e^{-\frac{i2\pi}{N}(n-1)(k-1)} \quad \text{με } 1 \leq k \leq N \quad (4.16),$$

ενώ ο αντίστροφος διακριτός μετασχηματισμός Fourier θα δίνεται από τη σχέση:

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X(k) e^{\frac{i2\pi}{N}(n-1)(k-1)} \quad \text{με } 1 \leq n \leq N \quad (4.17).$$

Επίσης είναι  $X(k) = a(k) - ib(k)$

και το πλάτος του φάσματος ορίζεται ως:  $c(k) = \sqrt{a(k)^2 + b(k)^2}$ , ενώ η ισχύς του φάσματος ισούται με  $\frac{c(k)^2}{2}$  με  $1 \leq k \leq N$ .

Με τη χρήση του μετασχηματισμού Fourier είναι δυνατό να εξαχθούν συμπεράσματα σχετικά με την εύρεση όλων των αρμονικών που επιδρούν στη μορφή μιας συνάρτησης, κυρίως μέσα από την ισχύ του φάσματος της συχνότητας.

Ωστόσο, χρειάζεται προσοχή για την εφαρμογή του γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (FFT). Σύμφωνα με το θεώρημα του Nyquist [8], αν  $f_s$  είναι η συχνότητα της δειγματοληψίας, τότε η μέγιστη συχνότητα του αναλογικού σήματος που μπορούμε να μετρήσουμε σωστά είναι η  $f_m < \frac{f_s}{2}$ .

Η διαθέσιμη εντολή του προγράμματος είναι η `fft`. Οι τελικές τιμές που χρησιμοποιούνται και στον τύπο του STROUHAL προκύπτουν σε αυτό το στάδιο.

## ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAPHFFTGRAY

Σε αυτό το πρόγραμμα ορίζονται τα σημεία εκείνα του πεδίου ροής (διάφορα  $X/D$  και  $Y/D$ ) στα οποία θα εμφανιστούν τα διαγράμματα συχνοτήτων μετά την ανάλυση που προηγήθηκε στο προηγούμενο πρόγραμμα. Οι κώδικες των προγραμμάτων καθώς και λεπτομερής ανάλυση του FFT παρουσιάζονται στο παράρτημα της εργασίας.

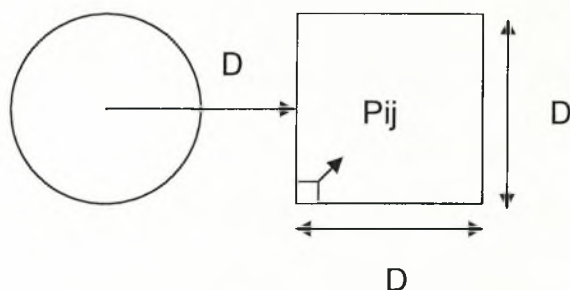
## Προγράμματα για την εξαγωγή του μέσου χρόνου καθαρισμού $T_{\text{clean}}$

Χρησιμοποιήθηκαν τα προγράμματα CONVGRAY και GRAY όπως ακριβώς και για την εξαγωγή των συχνοτήτων και στη συνέχεια το:

## ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ GRAPHT

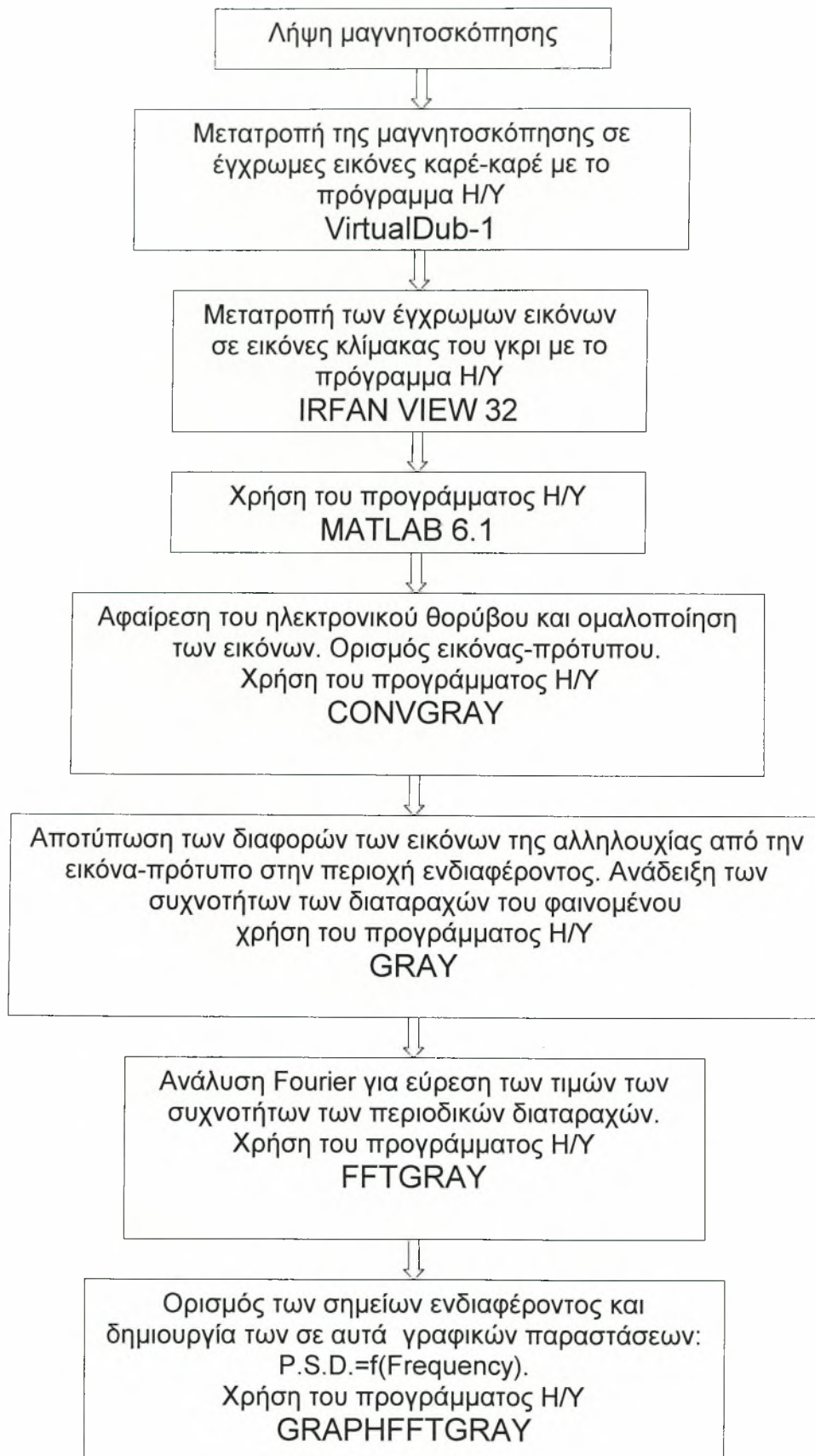
Αυτό το πρόγραμμα δημιουργεί τα γραφήματα  $\text{meanI}=f(t)$  από τα οποία προκύπτει η τιμή του μέσου χρόνου πλήρους καθαρισμού του κοντινού απορεύματος.  $\text{meanI}=\sum P_{ij}/N$ , όπου  $P_{ij}$  είναι ένταση φωτεινότητας ενός pixel της εικόνας με συντεταγμένες  $i,j$  και  $N$  είναι ο αριθμός των pixel που αποτελούν ένα

τετράγωνο διαστάσεων  $D \times D$  το οποίο απέχει απόσταση  $D$  από τον άξονα του κυλίνδρου όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα. Σαν καθαρισμός του απορεύματος (μεταβατικό φαινόμενο) ορίζεται ο χρόνος που απαιτείται να φθάσει η συγκέντρωση των χρωμάτων στο απόρευμα στην τιμή της ελεύθερης ροής, αφού διακοπεί η παροχή χρωμάτων από τα δοχεία.



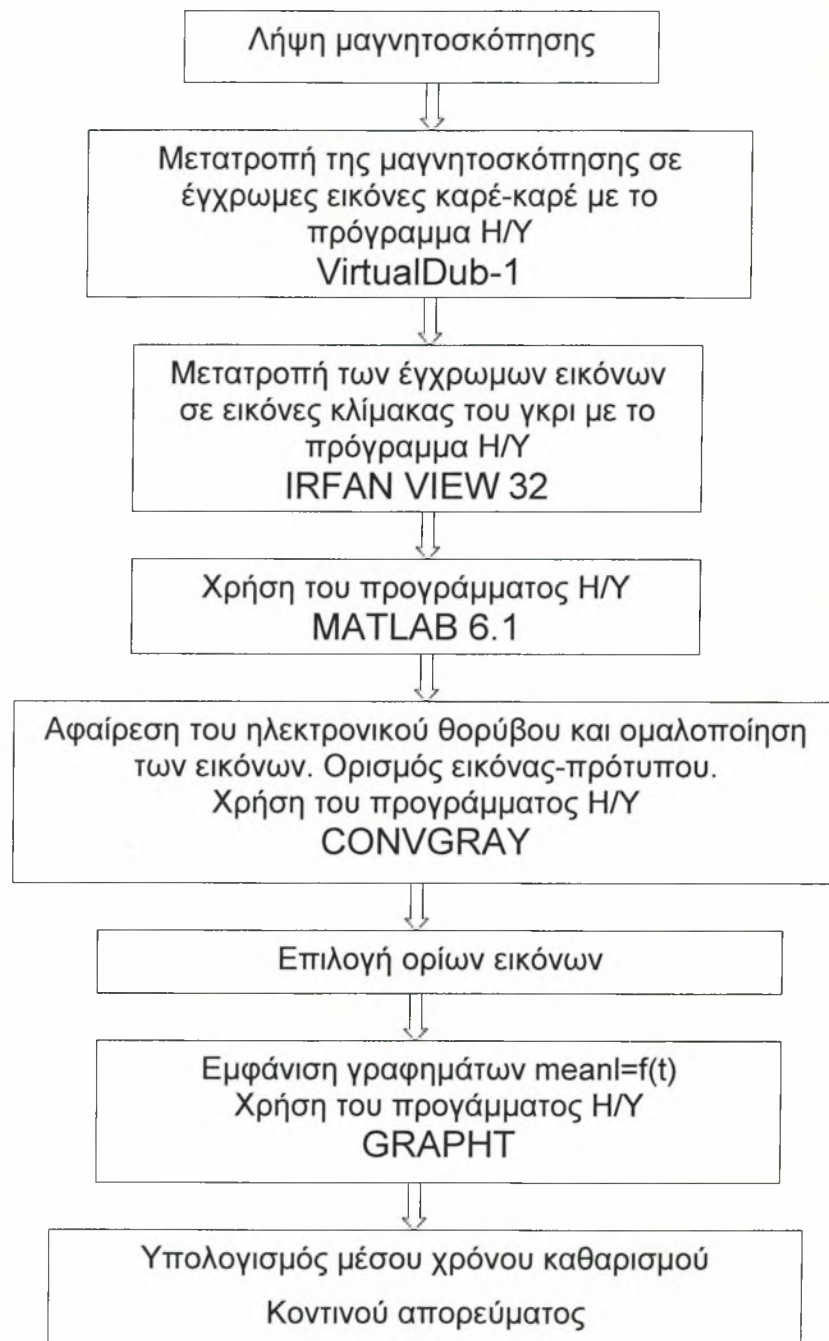
**Σχήμα 4.10.** Σκαρίφημα της γεωμετρίας που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή των γραφημάτων  $meanI=f(t)$

Στο σχήμα 4.11 φαίνεται η σειρά με την οποία χρησιμοποιήθηκαν τα παραπάνω προγράμματα.



**Σχήμα 4.11.α. Διάγραμμα υπολογιστικής διαδικασίας για την εξαγωγή συχνοτήτων και υπολογισμού του αριθμού Strouhal**





Σχήμα 4.11.β. Διάγραμμα υπολογιστικής διαδικασίας για τον υπολογισμό του μέσου χρόνου καθαρισμού κοντινού απορεύματος

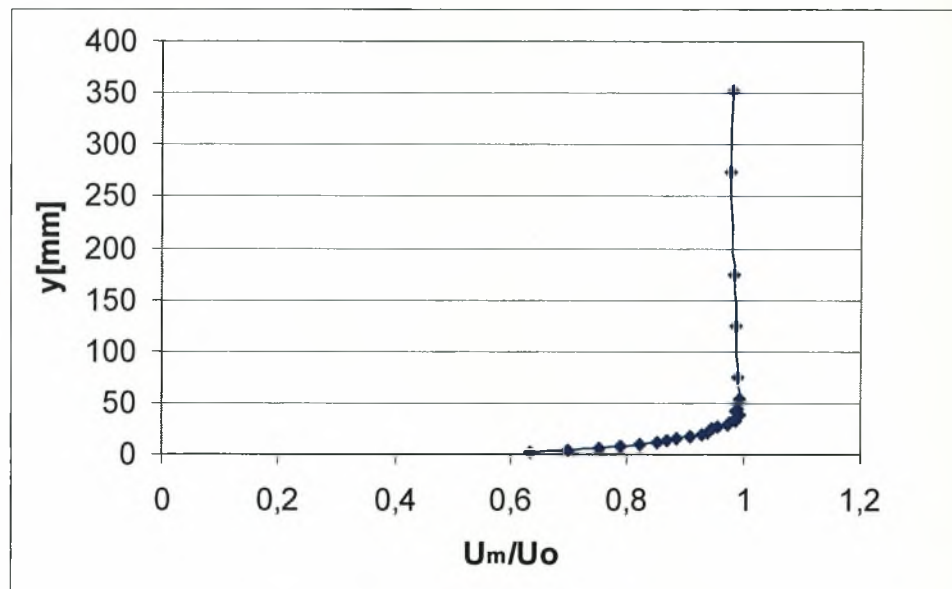
## 5. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ (Αεροσήραγγα)

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την πειραματική διερεύνηση του προβλήματος σε αεροσήραγγα και στο τέλος κάθε ενότητας δίνονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν. Η παρουσίαση των αποτελεσμάτων χωρίζεται σε δύο κατηγορίες. Στα αποτελέσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των ταχυτήτων και τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των θερμοκρασιών.

Επικεντρώνεται η έρευνα στην διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια.

## 5. Διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια - Αεροσήραγγα

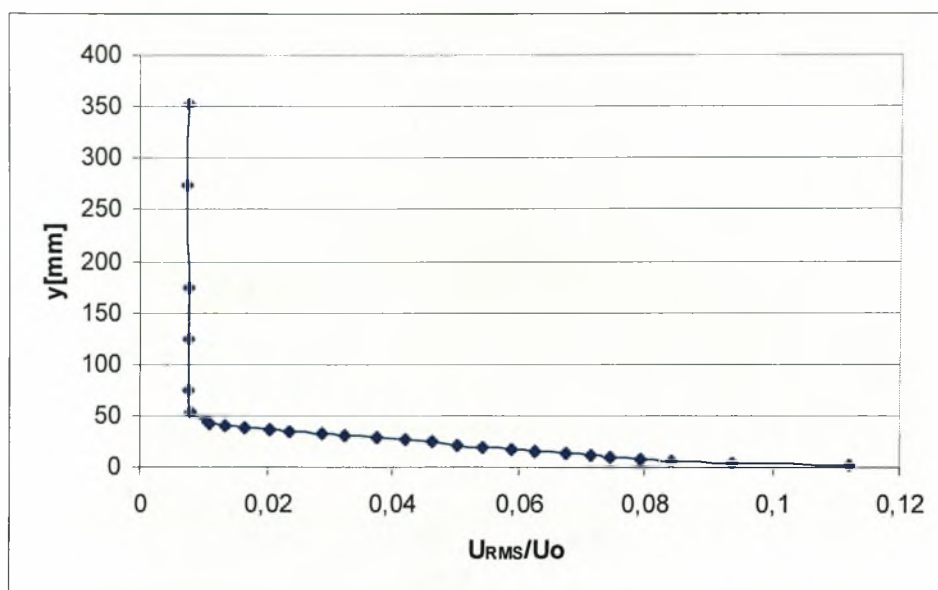
Αρχικά έγινε μια σειρά προκαταρκτικών μετρήσεων με σωλήνα Pitot – Static και μετά με αισθητήρα απλού σύρματος (HWA) μελετήθηκε η ροή που δίνει η αεροσήραγγα (free flow) και βρέθηκε να είναι ικανοποιητική. Όλες οι μετρήσεις έγιναν με συχνότητα δειγματοληψίας 2KHz. Στο διάγραμμα 5.1 και 5.2 φαίνεται η κατανομή της μέσης ταχύτητας της αδιατάρακτης ροής και η ένταση τύρβης, αντίστοιχα, στην αεροσήραγγα στην θέση τοποθέτησης των δοκιμίων, 0.6m από την αρχή του δαπέδου της αεροσήραγγας. Η ταχύτητα της ελεύθερης ροής είναι  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ .



**Διάγραμμα 5.1.** Εγκάρσια κατανομή μέσης ταχύτητας αδιατάρακτης ροής στην αεροσήραγγα

Το πάχος του οριακού στρώματος όπως φαίνεται από το διάγραμμα 5.1 είναι 35 mm. Σύμφωνα με την θεωρία το πάχος τυρβώδους οριακού στρώματος λείας επίπεδης πλάκας είναι  $\delta(x) = 0,37 \left( \frac{\nu}{U_0} \right)^{1/5} x^{4/5} = 19,4 \text{ mm}$ . Χρησιμοποιείται ο τύπος του τυρβώδους οριακού στρώματος για να υπολογιστεί κατ' εκτίμηση το πάχος, θεωρητικά. Στην περίπτωση των πειραμάτων μπορεί στο δάπεδο να συμβαίνει μετάβαση από στρωτό σε τυρβώδες οριακό στρώμα, αλλά αυτό δεν μπορούμε να το γνωρίζουμε, γι' αυτό το λόγο χρησιμοποιείται ο τύπος του τυρβώδους οριακού στρώματος. Η διαφορά αυτή μεταξύ της θεωρίας και των μετρήσεων συμβαίνει γιατί υπάρχει τραχύτητα στην αρχή της επίπεδης πλάκας με αποτέλεσμα να έχουμε μεγάλο πάχος οριακού στρώματος.





Διάγραμμα 5.2. Κατανομή έντασης τύρβης αδιατάρακτης ροής στην αεροσήραγγα

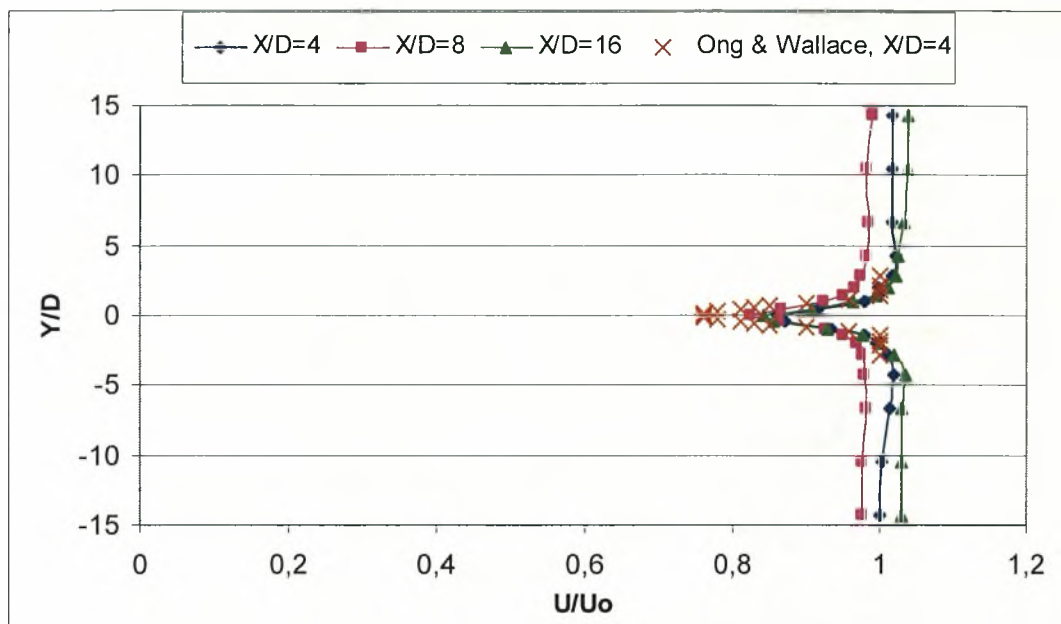
## 5.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης

### 5.1.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re = 4300$ ( $D=13mm$ )

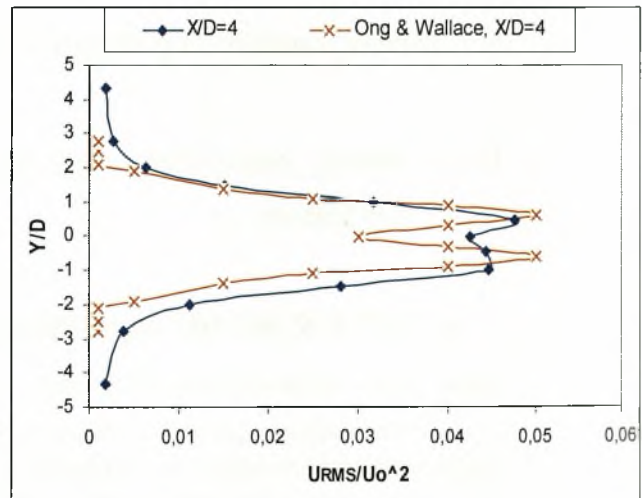
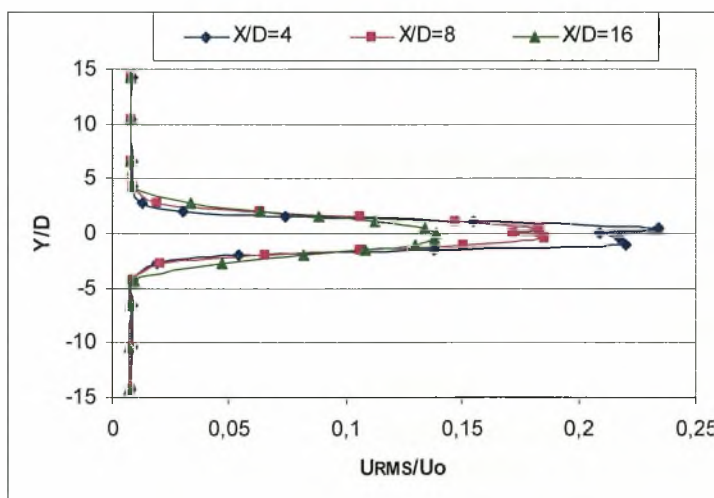
- $H/D = K$  (Κέντρο αεροσήραγγας)

Στο διάγραμμα 5.3 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι έντονη. Πτώση 40% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από 0.233 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.138 στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.4). Στο διάγραμμα 5.4 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D = 0.5$  και  $Y/D = -0.5$ . Επίσης στα διαγράμματα 5.3 & 5.4 φαίνεται η συμφωνία των αποτελεσμάτων με την βιβλιογραφία [125].

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.5) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13mm$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της αεροσήραγγας είναι  $f = 76.2 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_0 = (76.2 * 0.013)/5 \Rightarrow St = 0.2$ , όπου ισχύει και σύμφωνα με την βιβλιογραφία [3]. Από το διάγραμμα 5.6 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .



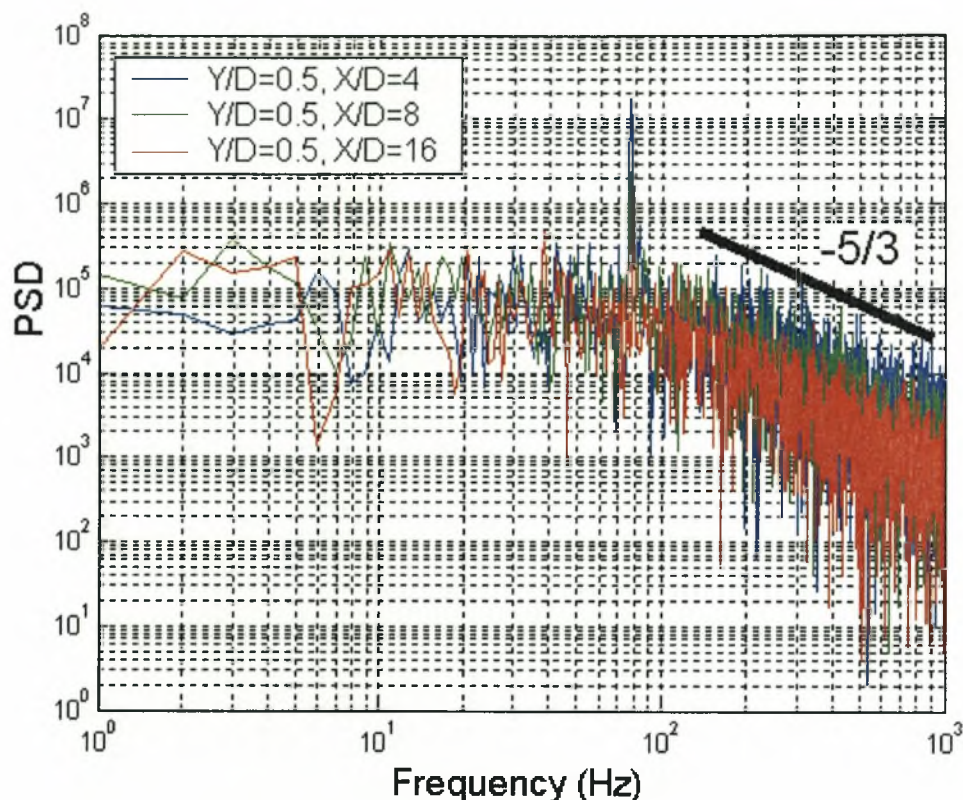
Διάγραμμα 5.3. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 5.4. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$  & σύγκριση με βιβλιογραφία

#### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2$ .



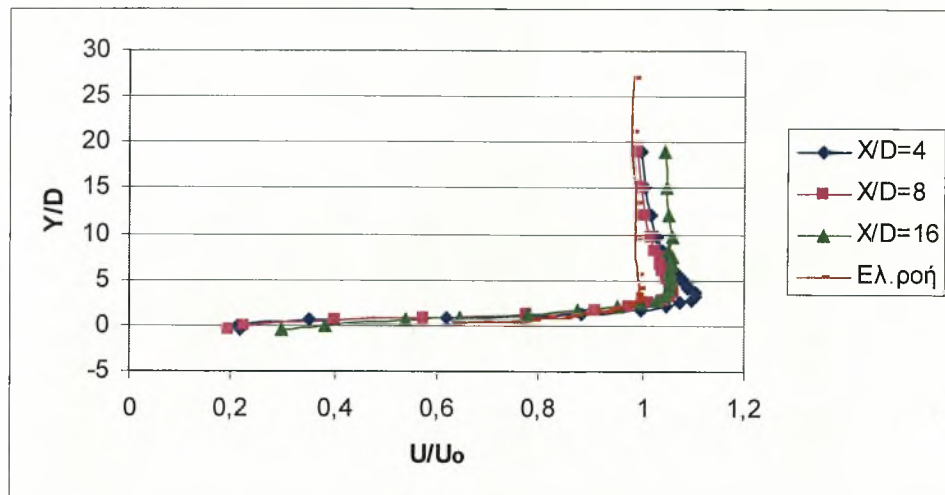
Διάγραμμα 5.5. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$

- $H/D = 0.5$  (Δάπεδο αεροσήραγγας)

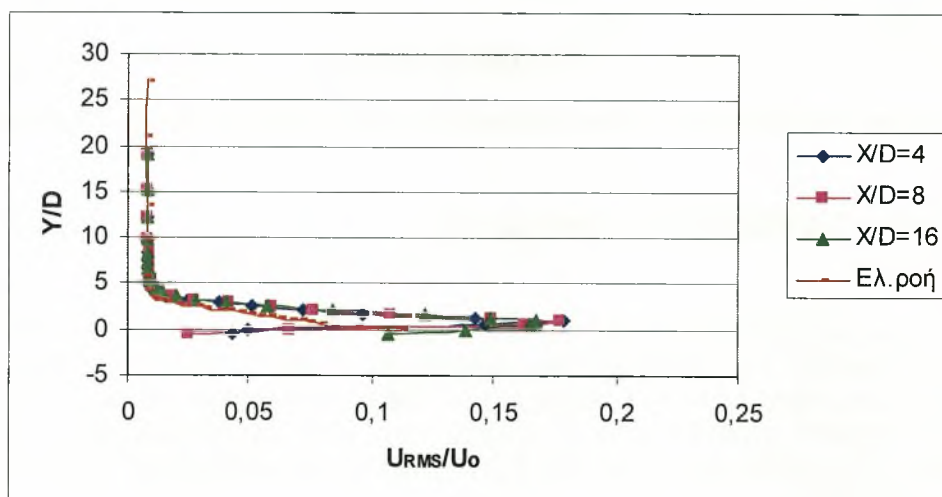
Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της επίπεδης πλάκας επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων αν και η κατανομή της μέσης ταχύτητας στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.6) δείχνει ότι γίνεται γρήγορη ανάκτηση αυτής. Το οριακό στρώμα τείνει να επιβάλει την δική του πορεία και ο ρυθμός ανάκτησης της ταχύτητας είναι μικρός. Επίσης μικρός είναι και ο ρυθμός πτώσης της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$ .

Στο διάγραμμα 5.8 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη, όπου φαίνεται ότι το φάσμα της ταχύτητας υπακούει στον νόμο του Kolmogoroff για την τύρβη [67], η κλίση της ευθείας που προσεγγίζει τα φάσματα είναι  $-5/3$ .

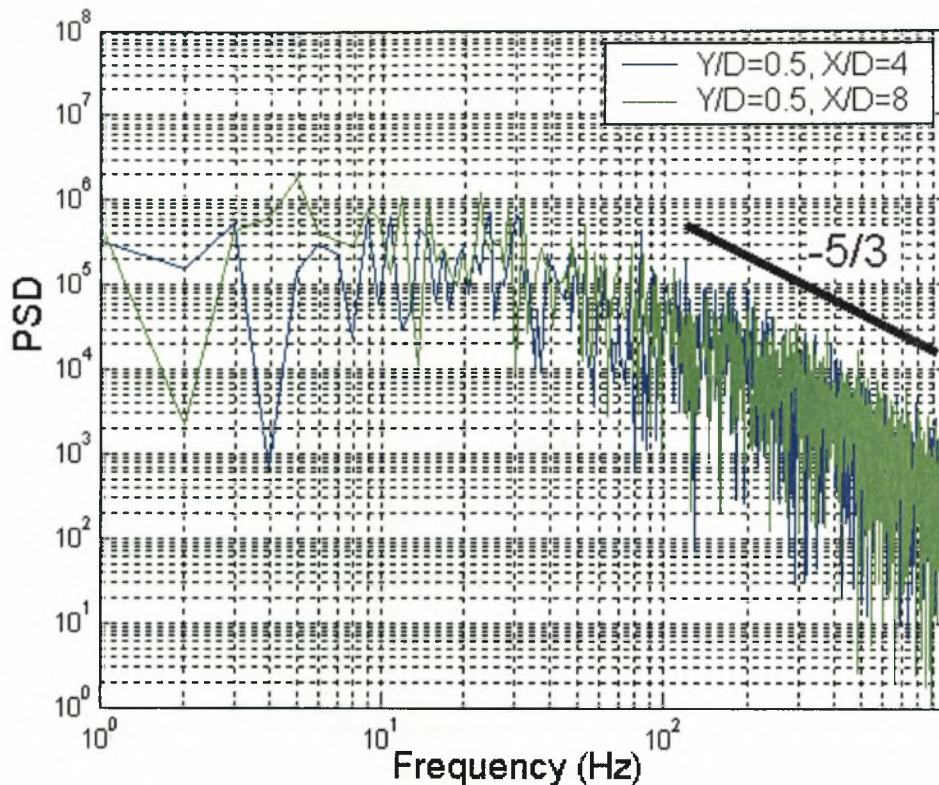




Διάγραμμα 5.6. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 5.7. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$



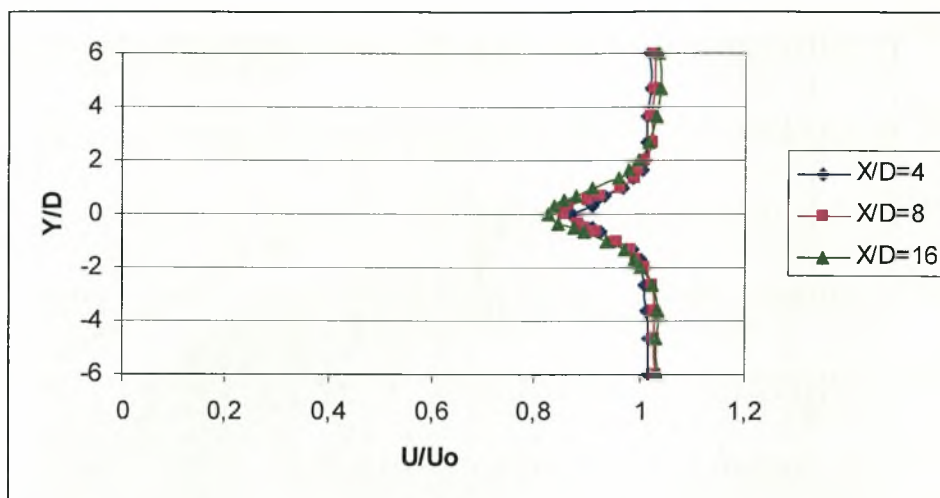
Διάγραμμα 5.8. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$

### 5.1.2. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=9900$ ( $D=30\text{mm}$ )

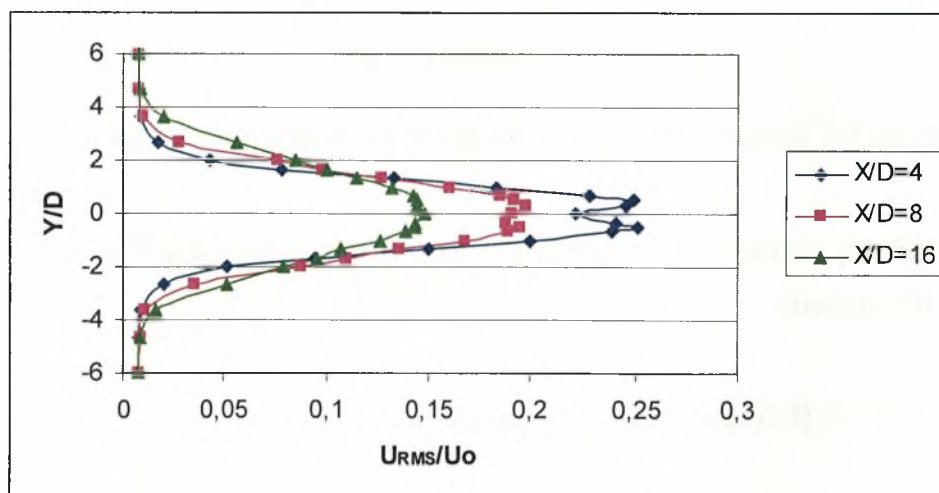
- $H/D = K$  (Κέντρο αεροσήραγγας)

Στο διάγραμμα 5.9 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι έντονη. Πτώση 41% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από 0.251 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.148 στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.10). Στο διάγραμμα 5.10 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ .

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.11) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της αεροσήραγγας είναι  $f=33.2\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_0=(33.2 \cdot 0.03)/5 \Rightarrow St=0.2$ , όπου ισχύει και σύμφωνα με την βιβλιογραφία [3]. Από το διάγραμμα 5.14 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .



Διάγραμμα 5.9. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

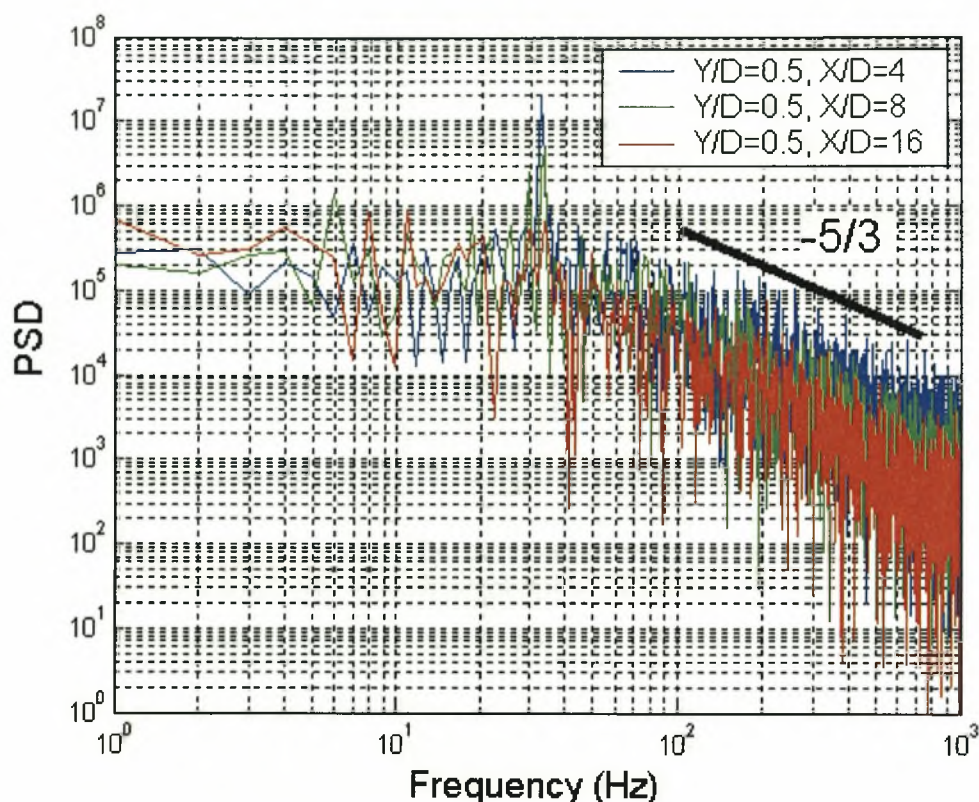


Διάγραμμα 5.10. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

➤ **Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)**

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2$ .



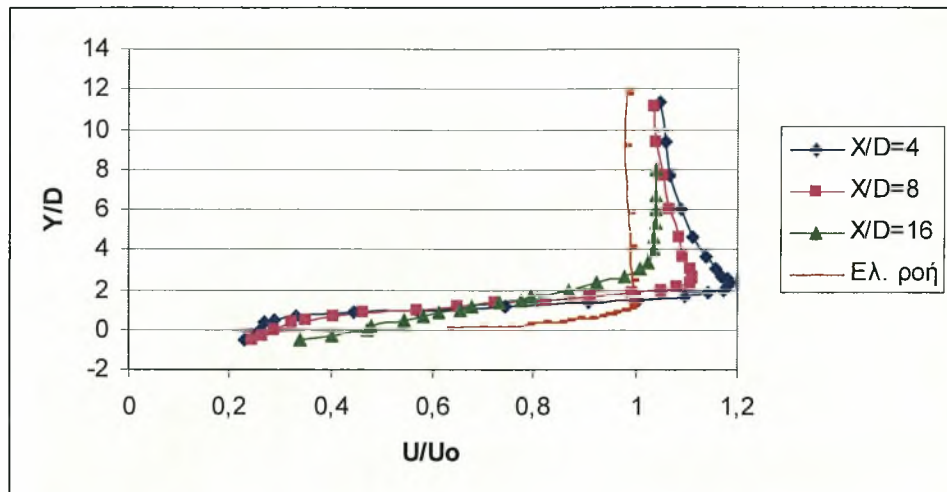


Διάγραμμα 5.11. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

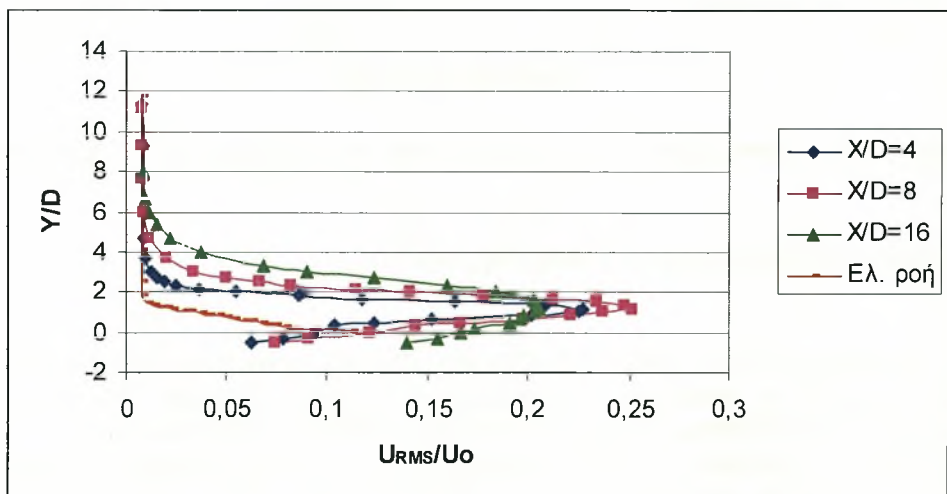
- $H/D = 0.5$  (Δάπεδο αεροσήραγγας)

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=30\text{mm}$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της επίπεδης πλάκας επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων αν και η κατανομή στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.12) δείχνει ότι γίνεται γρήγορη ανάκτηση της ταχύτητας. Το οριακό στρώμα τείνει να επιβάλει την δική του πορεία και ο ρυθμός μείωσης της ταχύτητας είναι μικρός. Επίσης μικρός είναι και ο ρυθμός πτώσης της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 5.13).

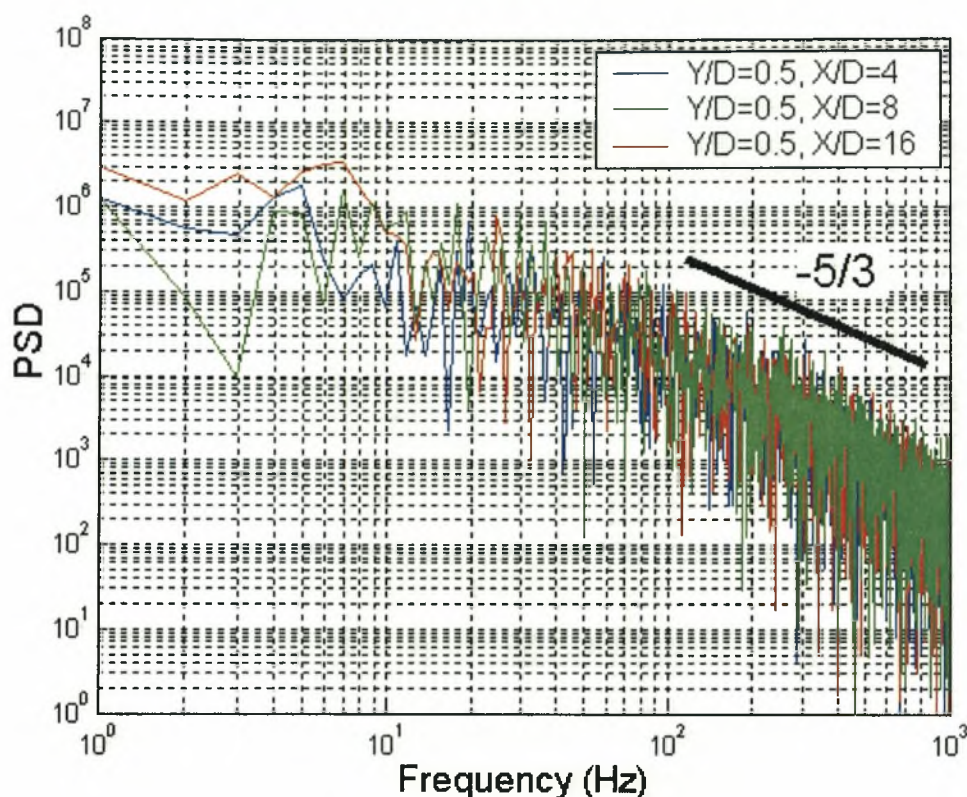
Στο διάγραμμα 5.14 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη, που όπως φαίνεται ότι το φάσμα της ταχύτητας υπακούει στον νόμο του Kolmogoroff για την τύρβη [67], η κλίση της ευθείας που προσεγγίζει τα φάσματα της ταχύτητας είναι  $-5/3$ .



Διάγραμμα 5.12. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 5.13. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 5.14. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$

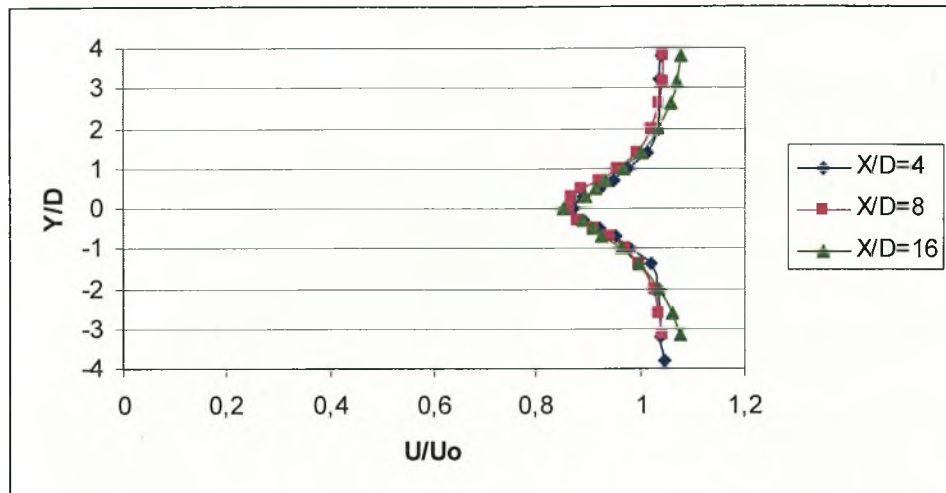
### 5.1.3. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=16500$ ( $D=50\text{mm}$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο αεροσήραγγας)

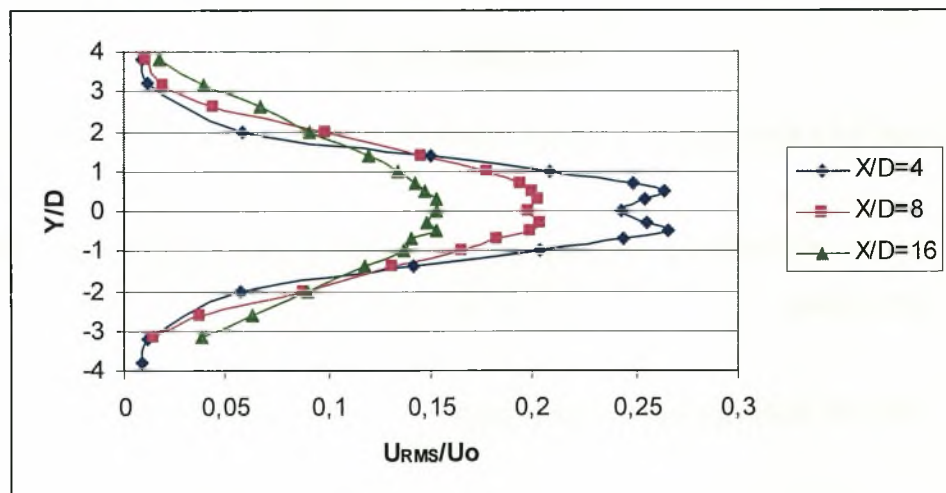
Στο διάγραμμα 5.15 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι έντονη. Πτώση 42.6% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από 0.265 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.152 στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.16). Στο διάγραμμα 5.20 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ , που υπάρχει ταύτιση με την βιβλιογραφία [3].

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.17) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της αεροσήραγγας είναι  $f=19.56\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(19.56 \cdot 0.05)/5 \Rightarrow St=0.2$ . Από το διάγραμμα 5.22 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .





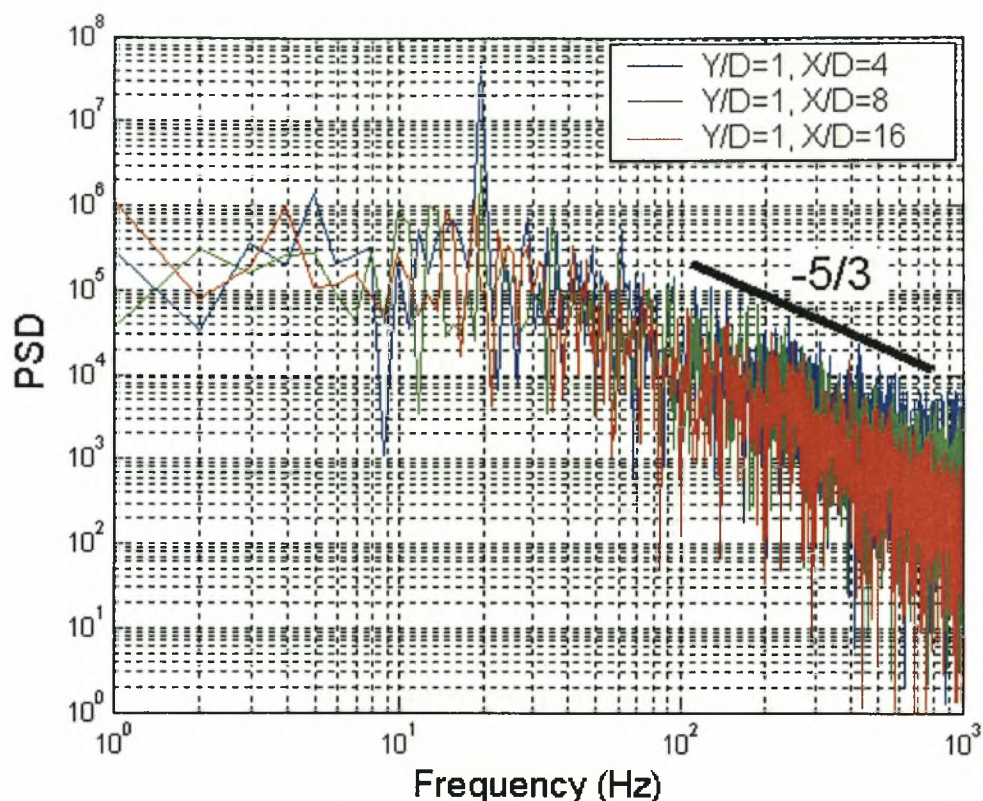
Διάγραμμα 5.15. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.16. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

#### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2$ .

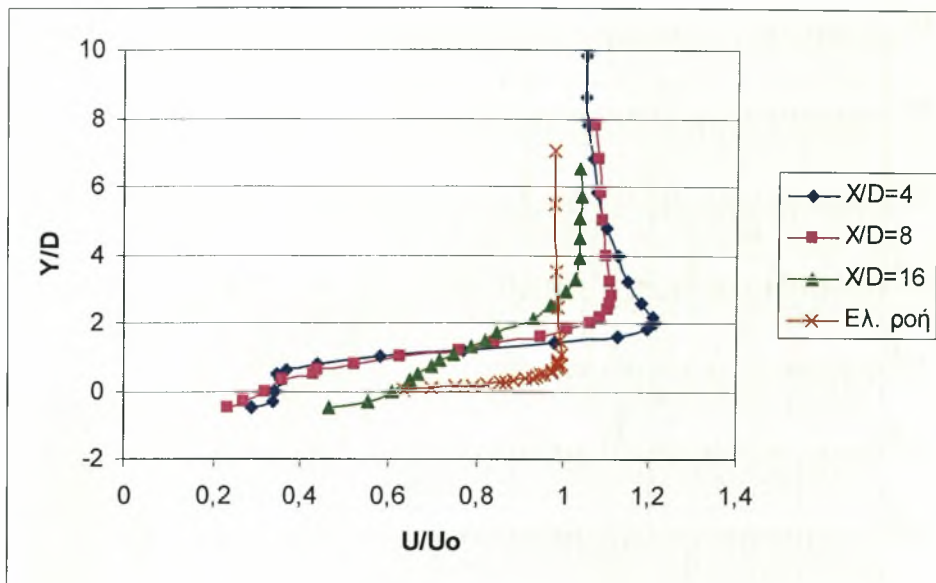


Διάγραμμα 5.17. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

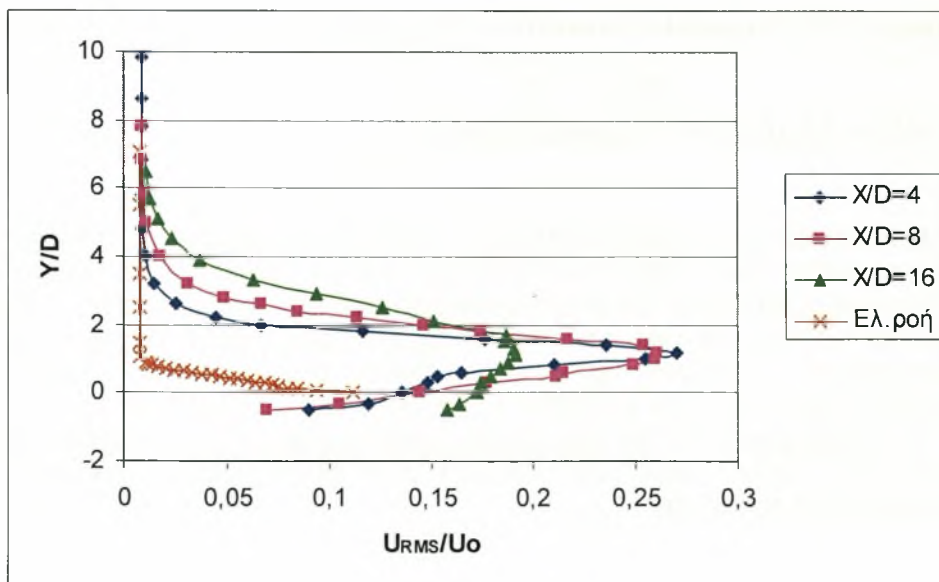
- $H/D = 0.5$  (Δάπεδο αεροσήραγγας)

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της επίπεδης πλάκας επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων αν και η κατανομή στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.18) δείχνει ότι γίνεται γρήγορη ανάκτηση της ταχύτητας. Το οριακό στρώμα δεν επιβάλλει την δική του πορεία και ο ρυθμός ανάκτησης της ταχύτητας είναι ικανοποιητικός. Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 5.19) 34% παρατηρείται, που από 0.275 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.18 για  $X/D=16$ .

Στο διάγραμμα 5.20 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη.

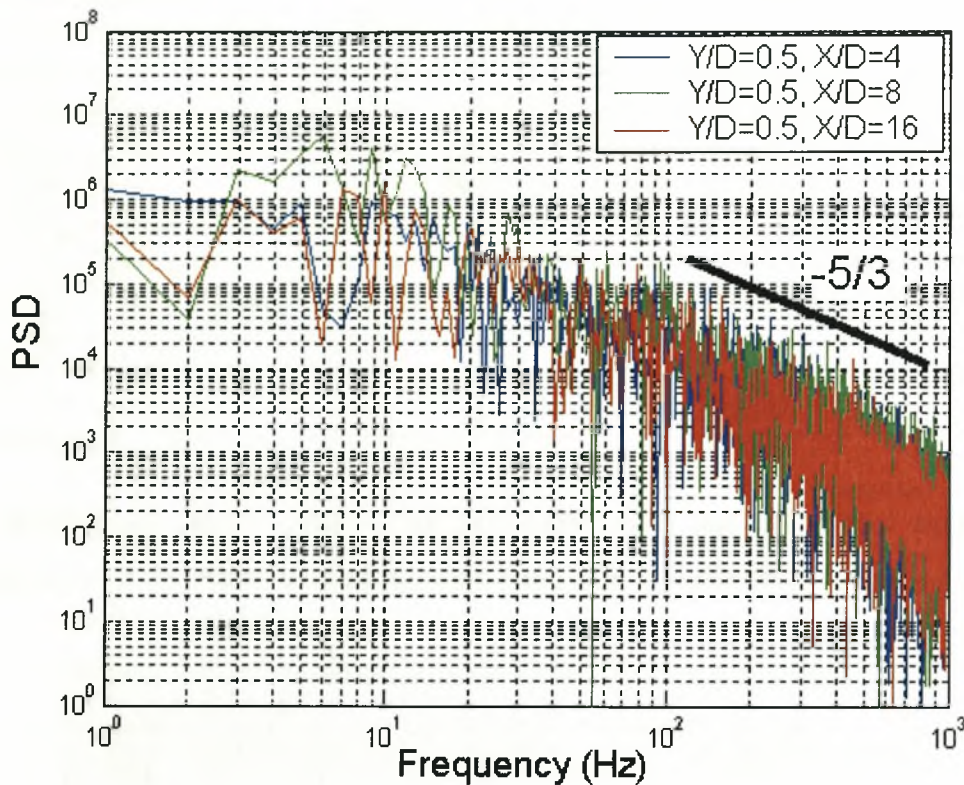


Διάγραμμα 5.18. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.19. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$





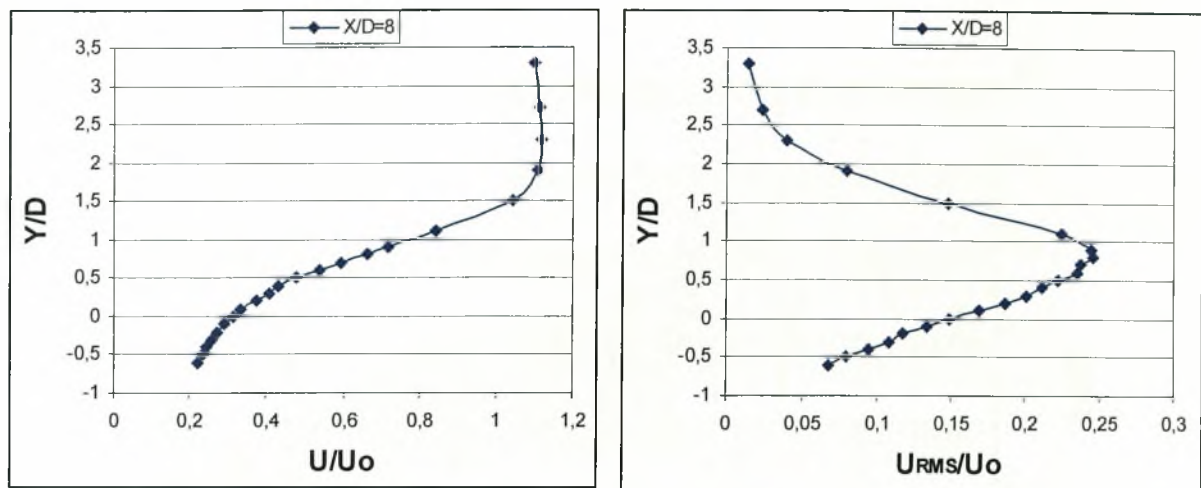
**Διάγραμμα 5.20. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$**

- **$H/D = 0.6$**

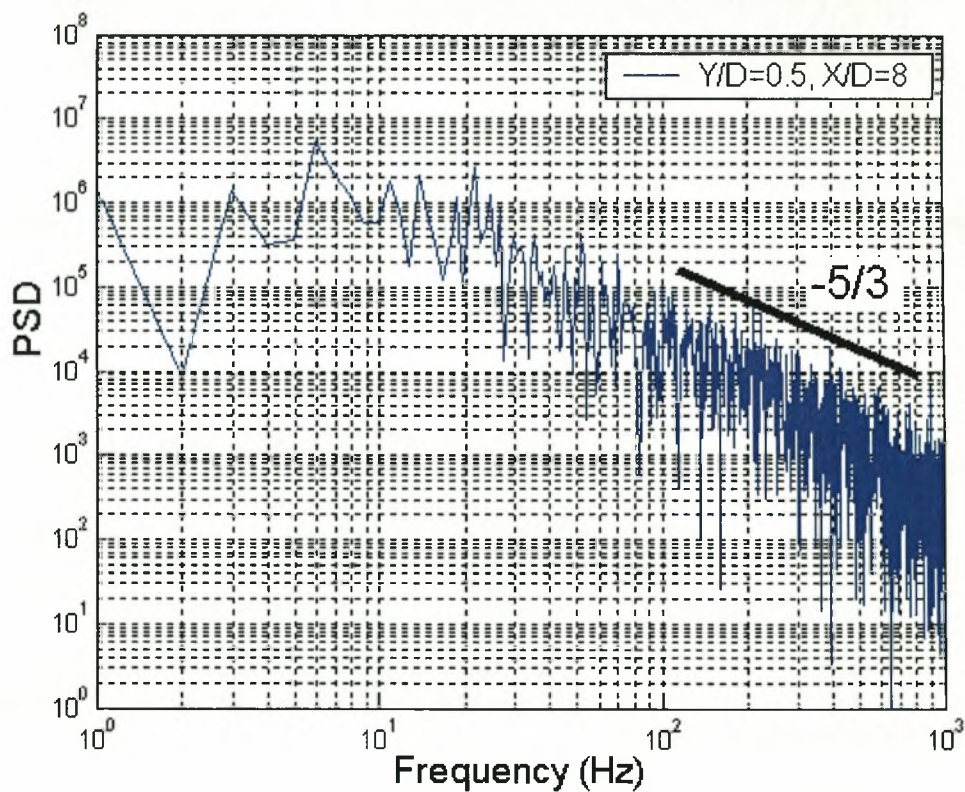
Το διάγραμμα 5.21 δείχνει ότι η μέγιστη μέση ταχύτητα  $U_{\max}$  παρουσιάζεται στην θέση  $Y/D=1.9$  ενώ η μέγιστη τιμή έντασης τύρβης παρουσιάζεται στην θέση  $Y/D=0.9$ , δηλαδή μια διάμετρο χαμηλότερα.

Στα ίδια συμπεράσματα μας οδηγεί και η παρατήρηση του διαγράμματος 5.23 της θέσεως  $H/D=0.7$ . Εδώ η μέγιστη μέση ταχύτητα  $U_{\max}$  παρουσιάζεται στην θέση  $Y/D=2.1$  ενώ η μέγιστη τιμή έντασης τύρβης παρουσιάζεται στην θέση  $Y/D=0.7$ , δηλαδή  $1.4 D$  πιο χαμηλά.

Στα διαγράμματα 5.22 και 5.24 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στις δύο θέσεις. Η ανάμιξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη.



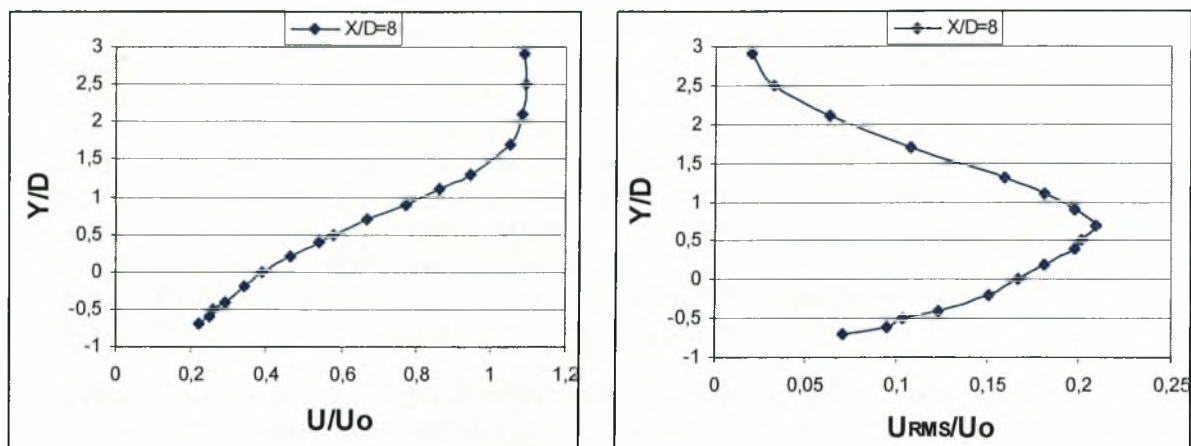
Διάγραμμα 5.21. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $D=50\text{mm}$



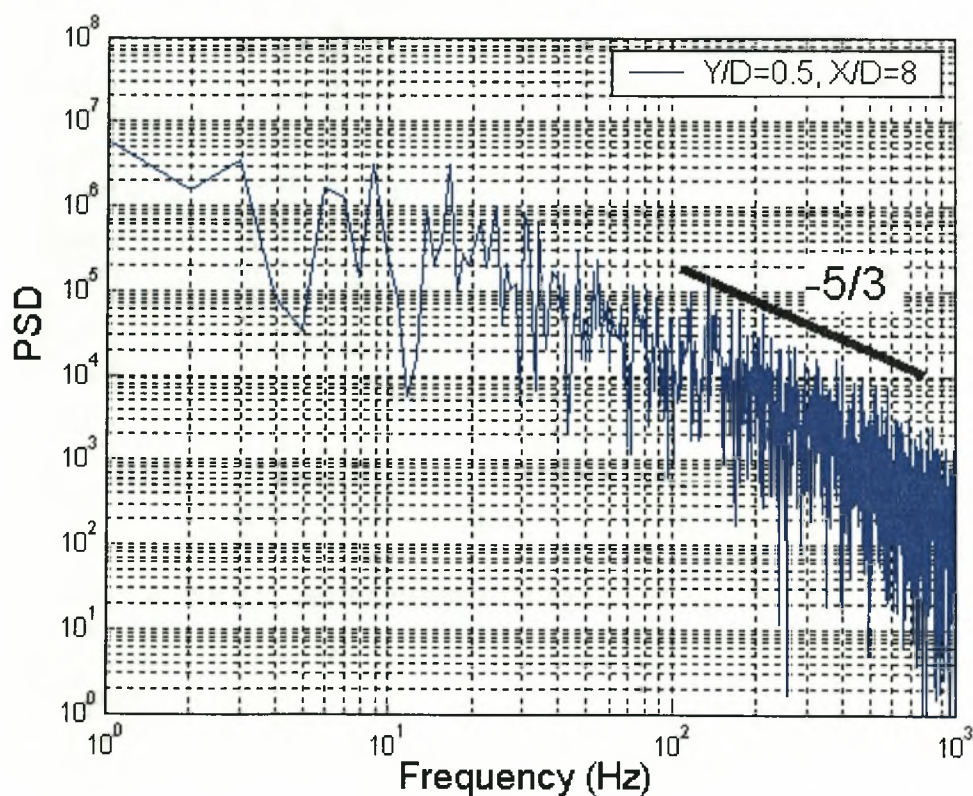
Διάγραμμα 5.22. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.6$  &  $D=50\text{mm}$



- $H/D = 0.7$



**Διάγραμμα 5.23.** Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$



**Διάγραμμα 5.24.** Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$

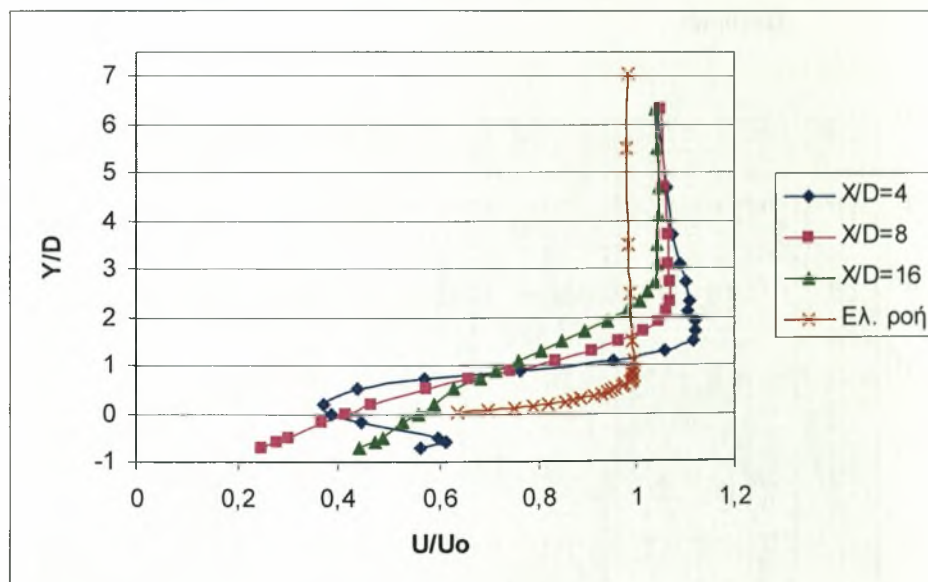


- $H/D = 0.8$

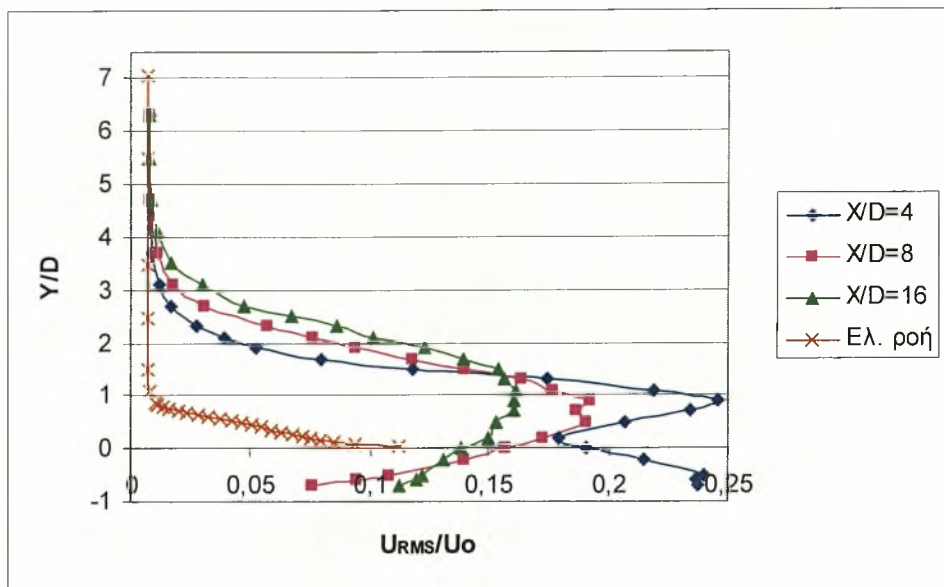
Μικρή είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=16$ , που από 1.19 πέφτει στο 1.04, μειώνεται δηλαδή 12.5% (Διάγραμμα 5.25). Πτώση 34.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.245 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.161 στην θέση  $X/D=16$  (Διάγραμμα 5.26).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.27, γράφημα  $Y/D=-0.5$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.8D$  πάνω από το δάπεδο αεροσήραγγας είναι  $f=17.61\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(17.61 \cdot 0.05)/5 \Rightarrow St=0.18$ . Από το διάγραμμα 5.34 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

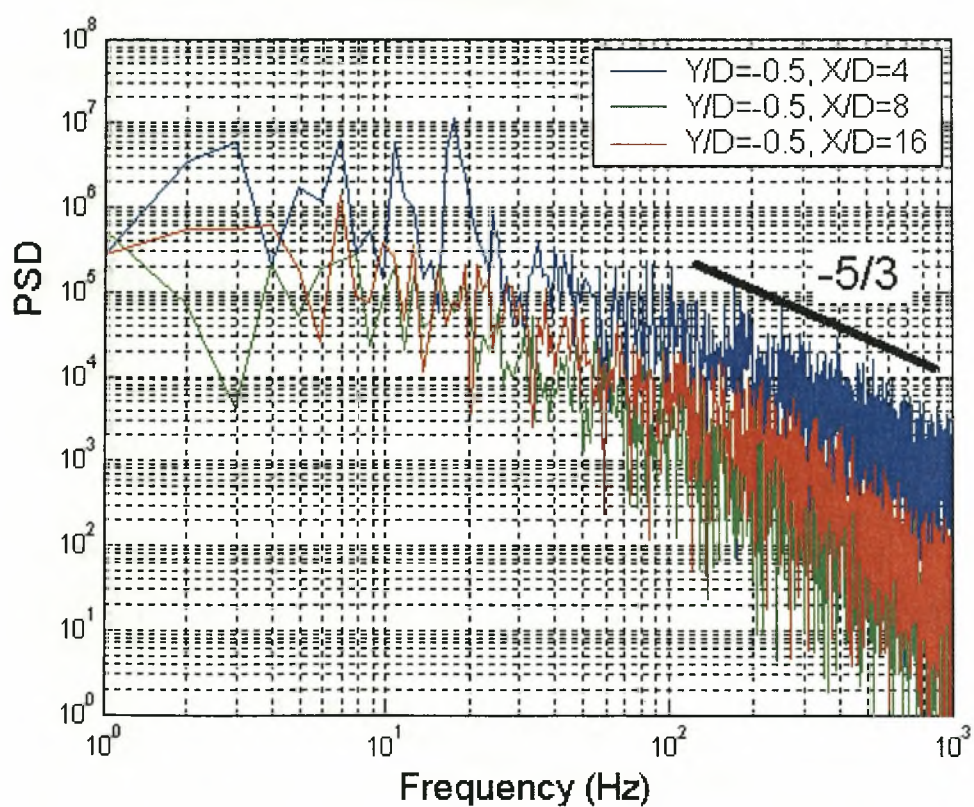
Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή βέβαια **μικρότερη** από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.



Διάγραμμα 5.25. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.26. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$

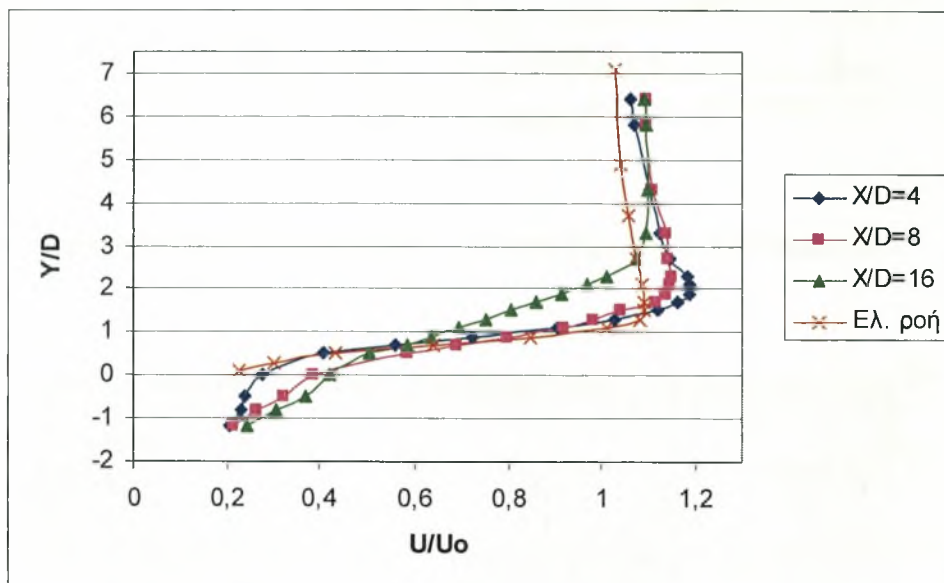


Διάγραμμα 5.27. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$

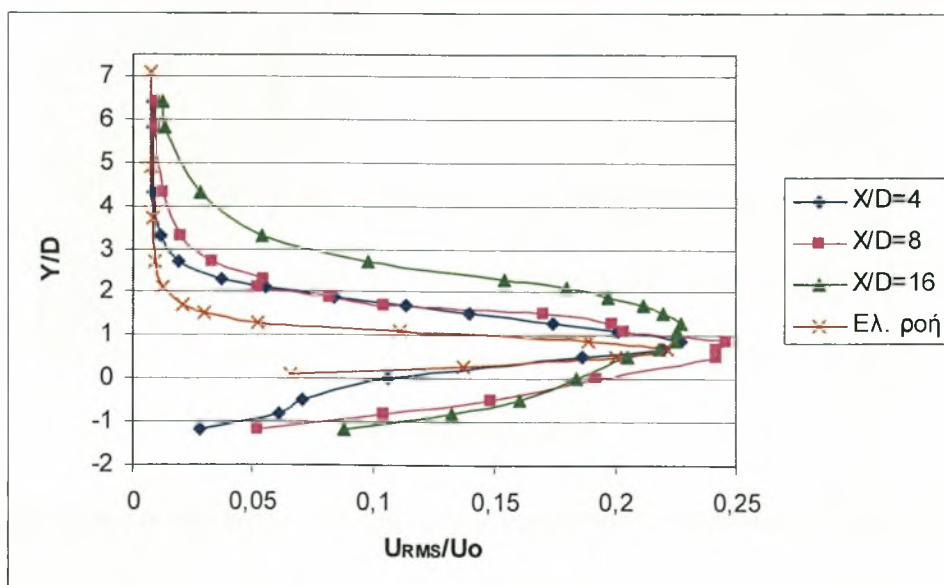
- $H/D = 0.8$  με καμπύλο δάπεδο

Μικρή είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=16$ , που από 1.188 πέφτει στο 1.097, μειώνεται δηλαδή 7.65% (Διάγραμμα 5.28). Σε αντίθεση με όλες τις άλλες θέσεις  $H/D$ , η ένταση τύρβης δεν παρουσιάζει μείωση και διατηρείται σε υψηλά επίπεδα για όλες τις θέσεις  $X/D$  (Διάγραμμα 5.29).

Η παρουσία του καμπύλου δαπέδου καταστρέφει τις μεγάλες δομές και έτσι στην θέση αυτή δεν εμφανίζονται συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 5.30).

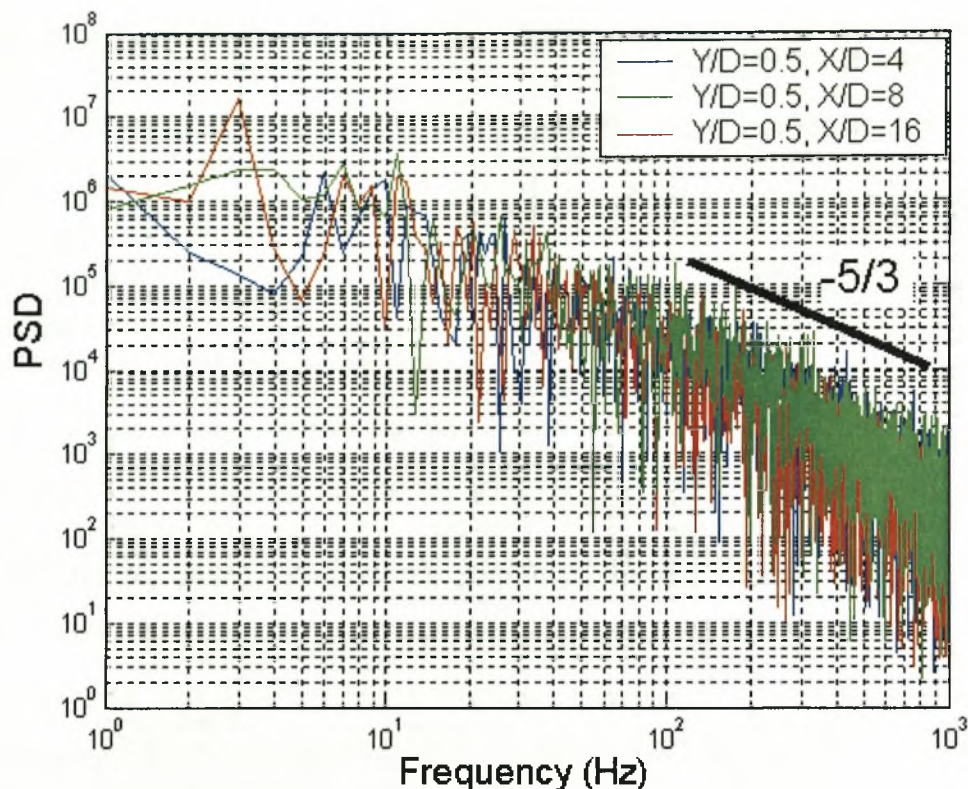


Διάγραμμα 5.28. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.29. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$



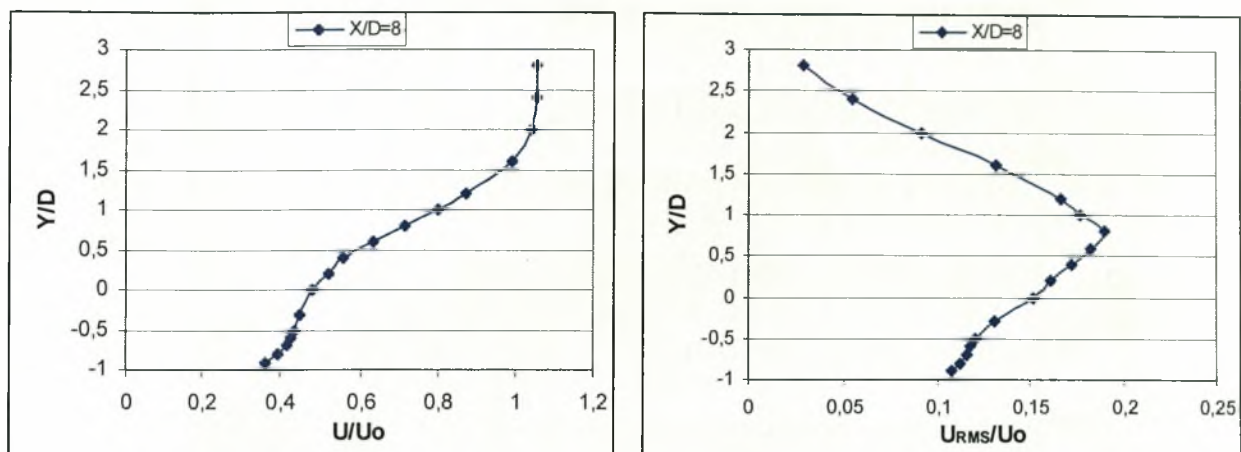


Διάγραμμα 5.30. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$

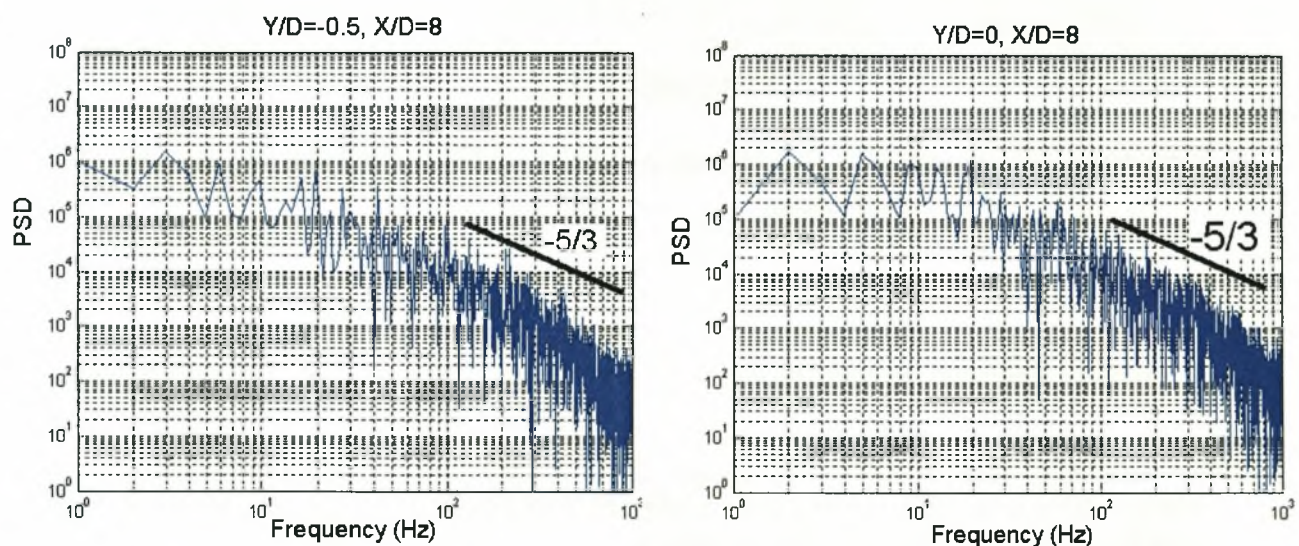
- $H/D = 0.9$

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 5.31 η μέγιστη μέση ταχύτητα  $U_{\max}$  παρουσιάζετε στην θέση  $Y/D=2$  ενώ η μέγιστη τιμή έντασης τύρβης παρουσιάζετε στην θέση  $Y/D=0.8$ , δηλαδή  $1.2D$  πιο χαμηλά.

Στο διάγραμμα 5.32 παρατηρείται το χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.9D$  πάνω από το δάπεδο αεροσήραγγας είναι  $f=19.56\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o = (19.56 * 0.05)/5 \Rightarrow St=0.2$ . Η τιμή αυτή είναι ίδια με την τιμή που έχει ο αριθμός Strouhal και στο κέντρο της αεροσήραγγας.



Διάγραμμα 5.31. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.32. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$

#### 5.1.4. Μέσες κατανομές ταχύτητας και τύρβης για αριθμό $Re=20000$ ( $D=60\text{mm}$ )

Από τα παρακάτω διαγράμματα γίνεται φανερό πως όταν υπάρχει κοιλότητα κάτω από τον κύλινδρο, η ροή πίσω από αυτόν ανακόπτεται περισσότερο, από όταν υπάρχει πλάκα κάτω από αυτόν. Αυτό ισχύει για όλα τα ύψη  $Y/D$  με μόνη εξαίρεση το  $Y/D=0.75$  όπου τοπικά συμβαίνει το αντίστροφο.

Τα επίπεδα του ποσοστού τύρβης παραμένουν υψηλά και βαίνουν μειούμενα καθώς ο κύλινδρος κατεβαίνει σε μικρότερα ύψη. Αλλά και η ελάχιστη τιμή της τύρβης που έχουν είναι αρκετά σημαντικό ποσοστό.

Όταν ο κύλινδρος ακουμπήσει πάνω στην κοιλότητα αφήνει μια σχισμή από την οποία εισέρχεται ο αέρας περνώντας κάτω από τον κύλινδρο διαμέσου της



κοιλότητας και εξέρχεται από την κατάντι της ροής πλευρά της κοιλότητας-κυλίνδρου. Αυτή η διαμόρφωση ελαττώνει περισσότερο την ταχύτητα που λαμβάνουμε σε απόσταση  $4.5 \cdot D$  πίσω από τον κύλινδρο.

Αντιθέτως όταν ο κύλινδρος ακουμπήσει πάνω στην πλάκα, τότε δεν αφήνει καμία σχισμή που να μπορεί να διέλθει ο αέρας. Έτσι το “εμπόδιο” που παρουσιάζει τώρα ο κύλινδρος στη ροή την αναγκάζει να “ανασηκωθεί” κατά το μεγαλύτερο μέρος της για να υπερπηδήσει τον κύλινδρο-εμπόδιο έχοντας ταυτόχρονα και κάποιο μέρος της “εγκλωβισμένο” στην περιοχή επαφής κυλίνδρου-πλάκας το οποίο πιθανότατα να ανακυκλοφορεί. Σε αυτή την περίπτωση η ταχύτητα που λαμβάνουμε σε απόσταση  $4.5 \cdot D$  πίσω από τον κύλινδρο είναι μεγαλύτερη από την περίπτωση που είχαμε κοιλότητα.

Από τα διαγράμματα P.S.D., παρατηρούμε ότι η χαρακτηριστική συχνότητα στην περίπτωση της κοιλότητας πάνω από κύλινδρο είναι μεταξύ 17.3Hz και 19.53Hz, ενώ στην περίπτωση πάνω από πλάκα είναι 17.57Hz. Δηλαδή ο αριθμός Strouhal είναι για την επίπεδη πλάκα  $St = f \cdot D / U_o = (17.57 \cdot 0.06) / 5 = St = 0.21$ , ενώ στην περίπτωση της κοιλότητας ο αριθμός Strouhal κυμαίνεται από  $St = 0.20$  έως  $St = 0.23$  (θέση  $H/D = 0.8$ ). Η διάσταση που αντιστοιχεί σε αυτές τις συχνότητες είναι η διάμετρος του κυλίνδρου. Και εδώ βλέπουμε πως κάτω από το  $H/D = 0.75$  στα διαγράμματα P.S.D. “χάνεται” η χαρακτηριστική συχνότητα του κυλίνδρου.

Πιθανώς, η αλληλεπίδραση του οριακού στρώματος της πλάκας και του κυλίνδρου να καταστρέφει την δομή των δινών που εκρέουν πίσω από τον κύλινδρο. Αυτό συμβαίνει σε αυτό το ύψος γιατί ο κύλινδρος είναι χαμηλά, οπότε έχει αλληλεπίδραση με το οριακό στρώμα που όπως είδαμε και στην ενότητα 5.1, έχει πάχος μεγαλύτερο των 48mm στην περιοχή πάνω από την κοιλότητα.

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την μέχρι τώρα πειραματική έρευνα για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει ότι όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή ο αριθμός Strouhal είναι,  $St \approx 0.2$  [3].

Όταν ο κύλινδρος πλησιάζει το δάπεδο της αεροσήραγγας η εκροή δινών αναστέλλεται από την θέση  $H/D = 0.8$  και κάτω, πράγμα που συμφωνεί με την βιβλιογραφία [19] [20] [21] [57], και ο αριθμός Strouhal είναι  $St = 0.18$  μικρότερος από ότι ήταν στην ελεύθερη ροή. Η παρουσία του οριακού στρώματος της πλάκας που έχει στροβιλότητα αντιθέτου φοράς από αυτήν του κάτω διατμητικού στρώματος του κυλίνδρου, πιθανόν να συντελεί στην ασύμμετρη εκροή στροβιλότητας άρα και στην καταπίεση των δινών von Karman.

Στην περίπτωση του κυλίνδρου πάνω από πλάκα με μικρό οριακό στρώμα ο αριθμός Strouhal είναι  $St = 0.21$ , ενώ στην περίπτωση που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος πάνω από κοιλότητα ο αριθμός Strouhal κυμαίνεται από  $St = 0.20$  έως  $St = 0.23$ . Η εκροή των δινών αρχίζει όταν  $H/D = 0.8$  και είναι  $St = 0.23$ .

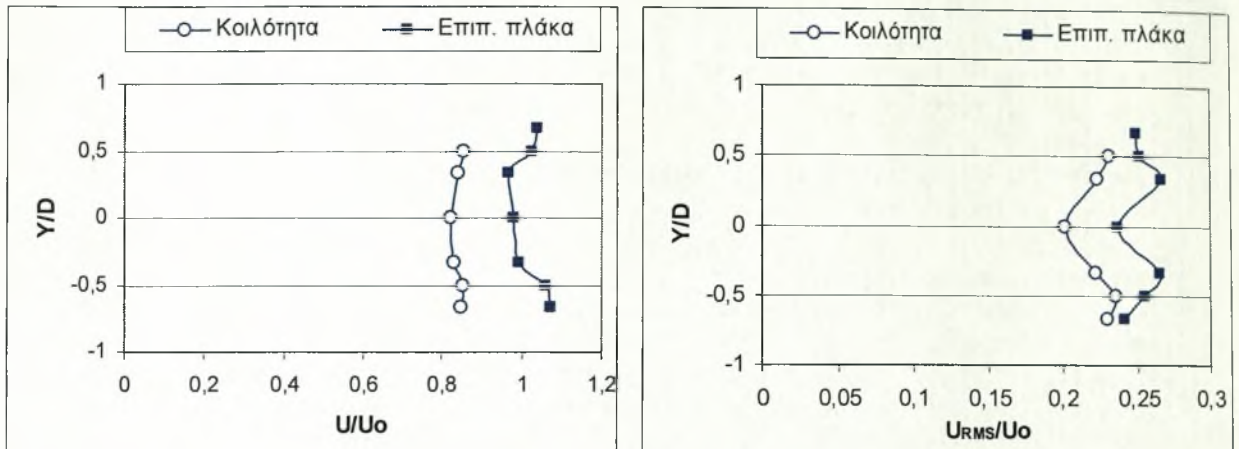
Στον πίνακα 5.1 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα

Θέση εμφάνισης δινών	Κέντρο αερορήραγγας $H/D = K$	Δάπεδο αεροσήραγγας $H/D = 0.8$	Δάπεδο πλάκας $H/D = 0.8$	Κοιλότητα – κύλινδρος $H/D = 0.8$	Καμπύλο δάπεδο αεροσήραγγας $H/D = 0.8$
Αριθμός Strouhal	$St \approx 0.2$	$St = 0.18$	$St = 0.21$	$St = 0.23$	Δεν υπάρχει εκροή δινών

Πίνακας 5.1. Αριθμοί Strouhal σε κρίσιμες θέσεις



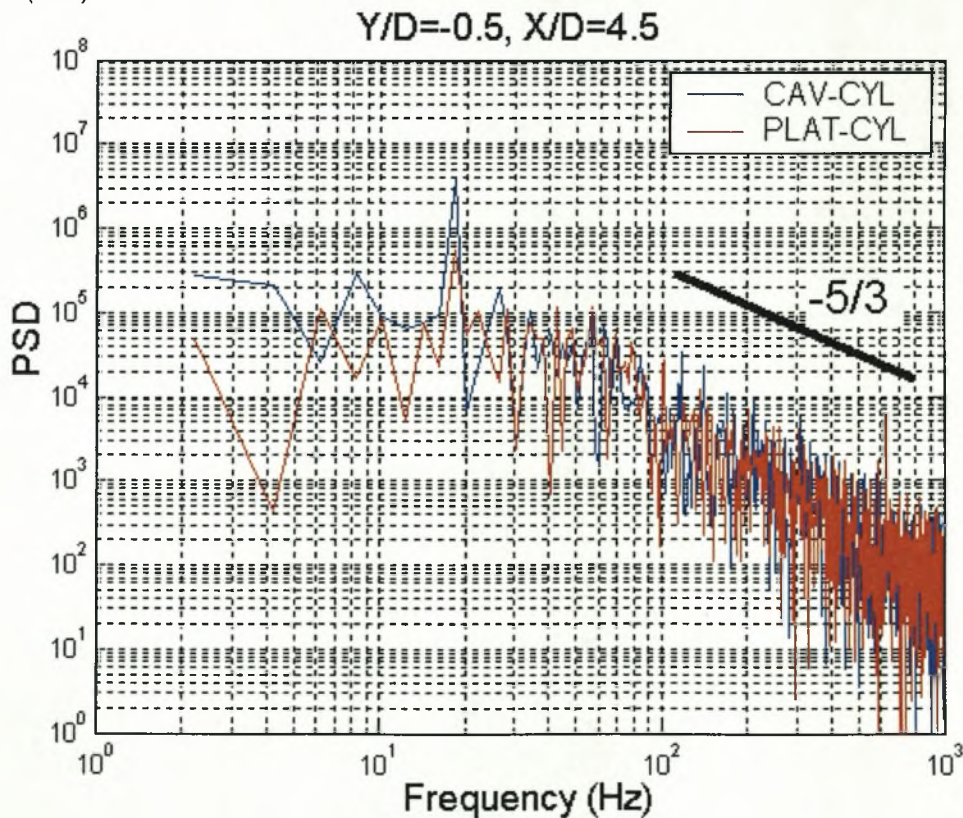
- $H/D = 4.16$

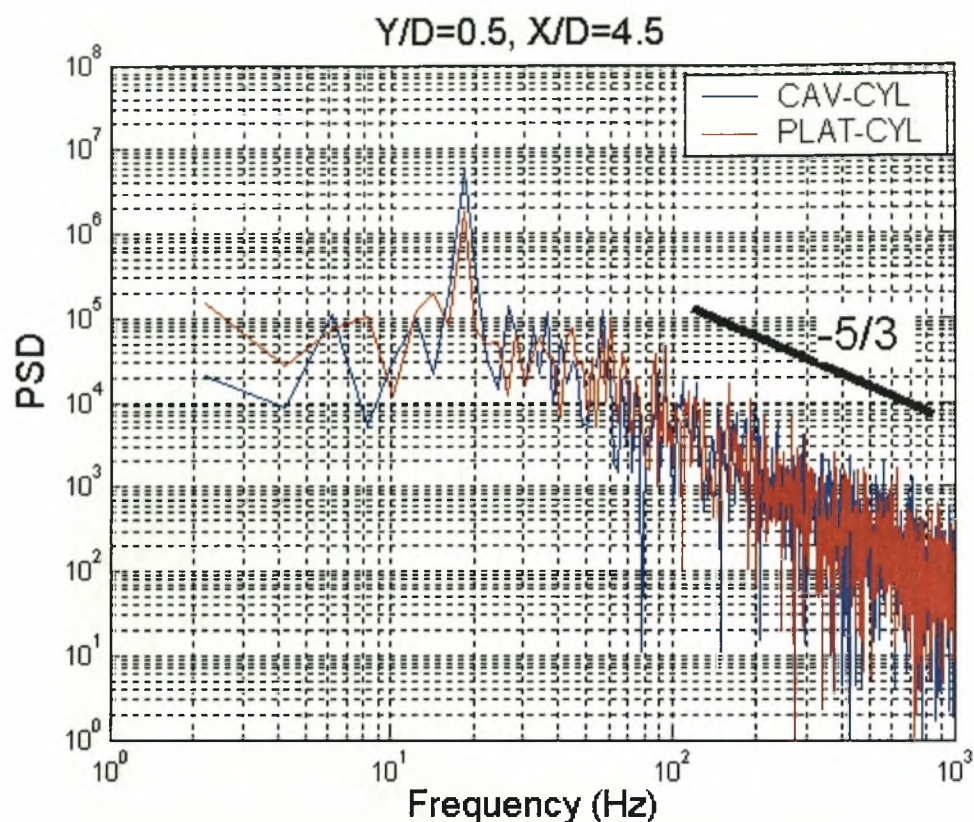


Διάγραμμα 5.33. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=4.16$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$

➤ **Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)**

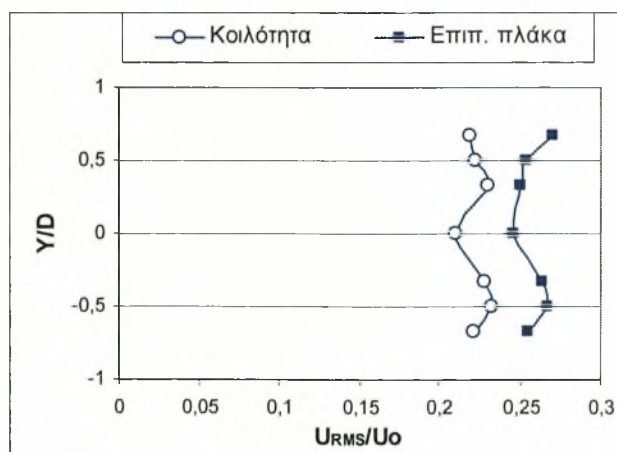
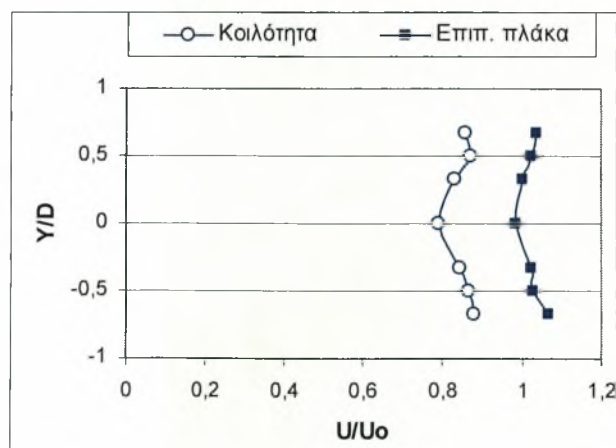
Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2$ .





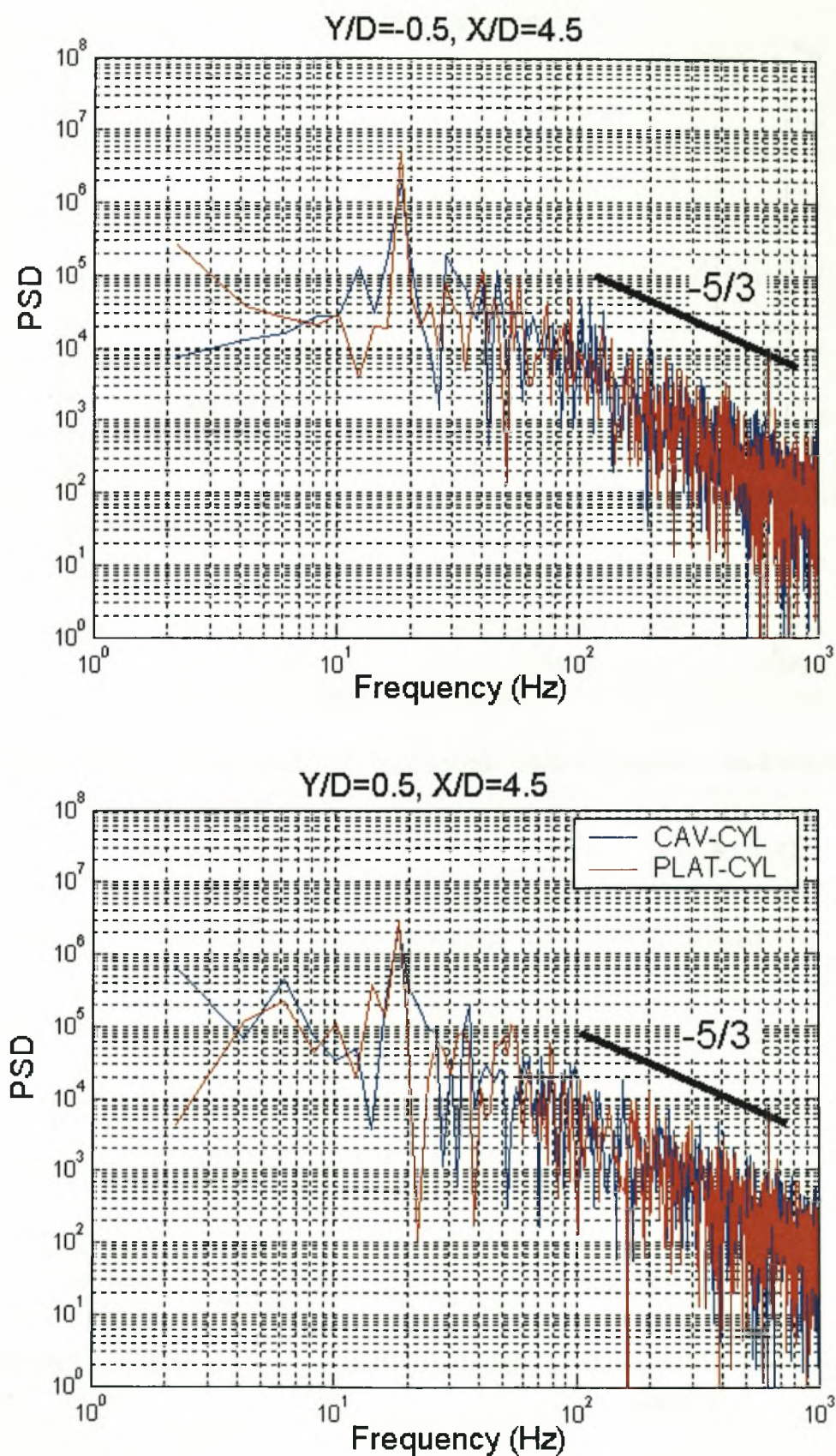
Διάγραμμα 5.34. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=4.16$  &  $D=60\text{mm}$

- $H/D = 2.5$



Διάγραμμα 5.35. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=2.5$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$

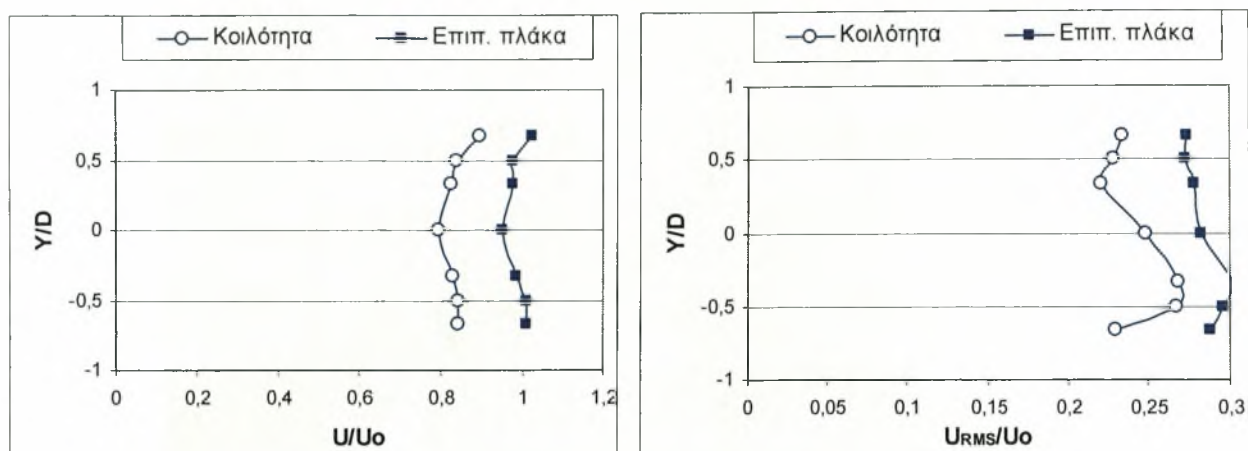




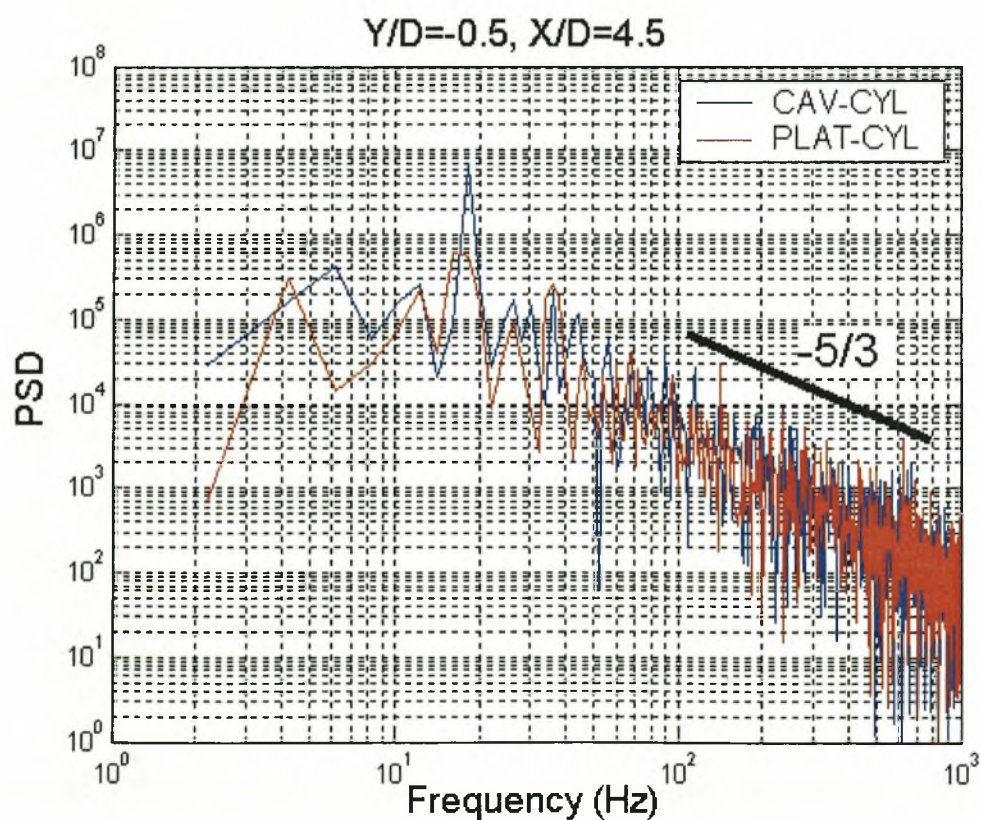
Διάγραμμα 5.36. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2.5$  &  $D=60\text{mm}$

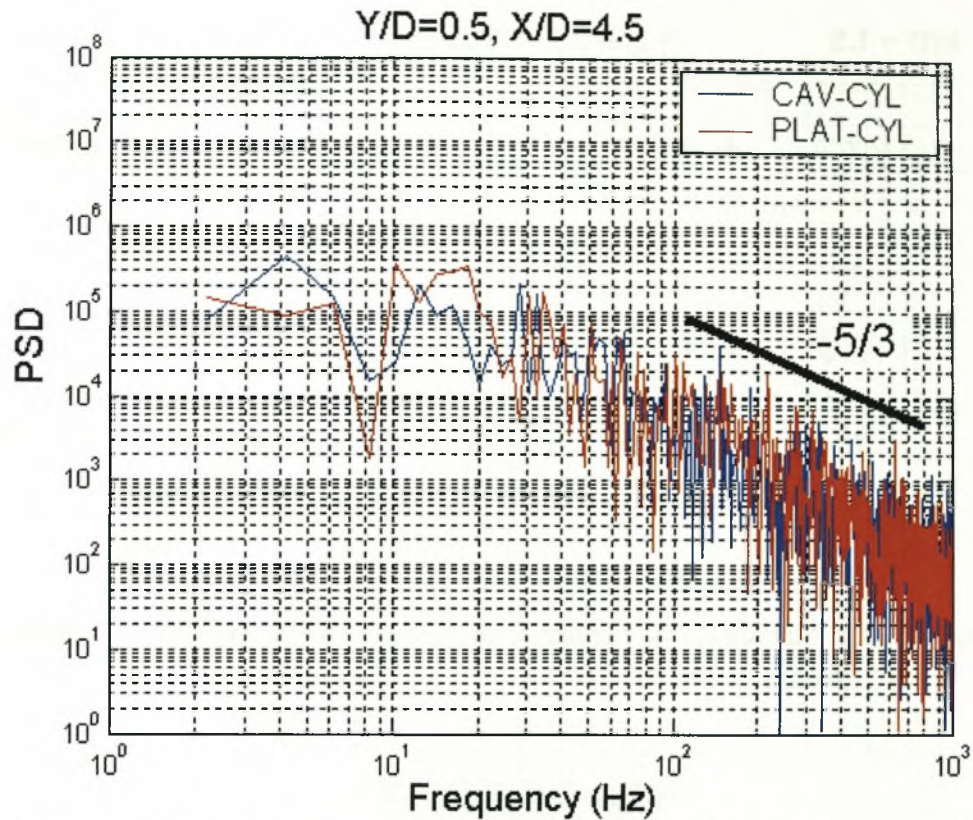


- $H/D = 1.5$



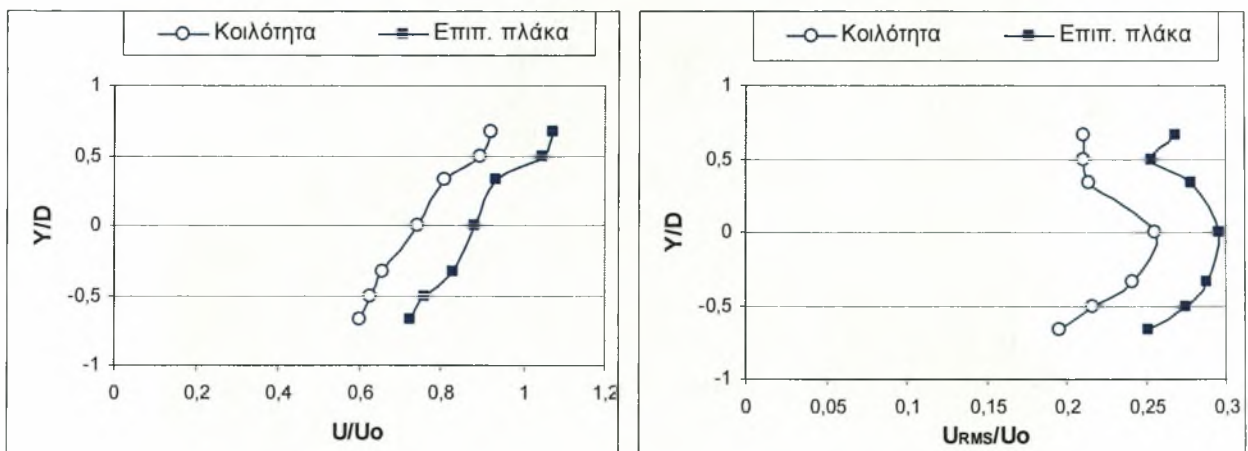
Διάγραμμα 5.37. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$





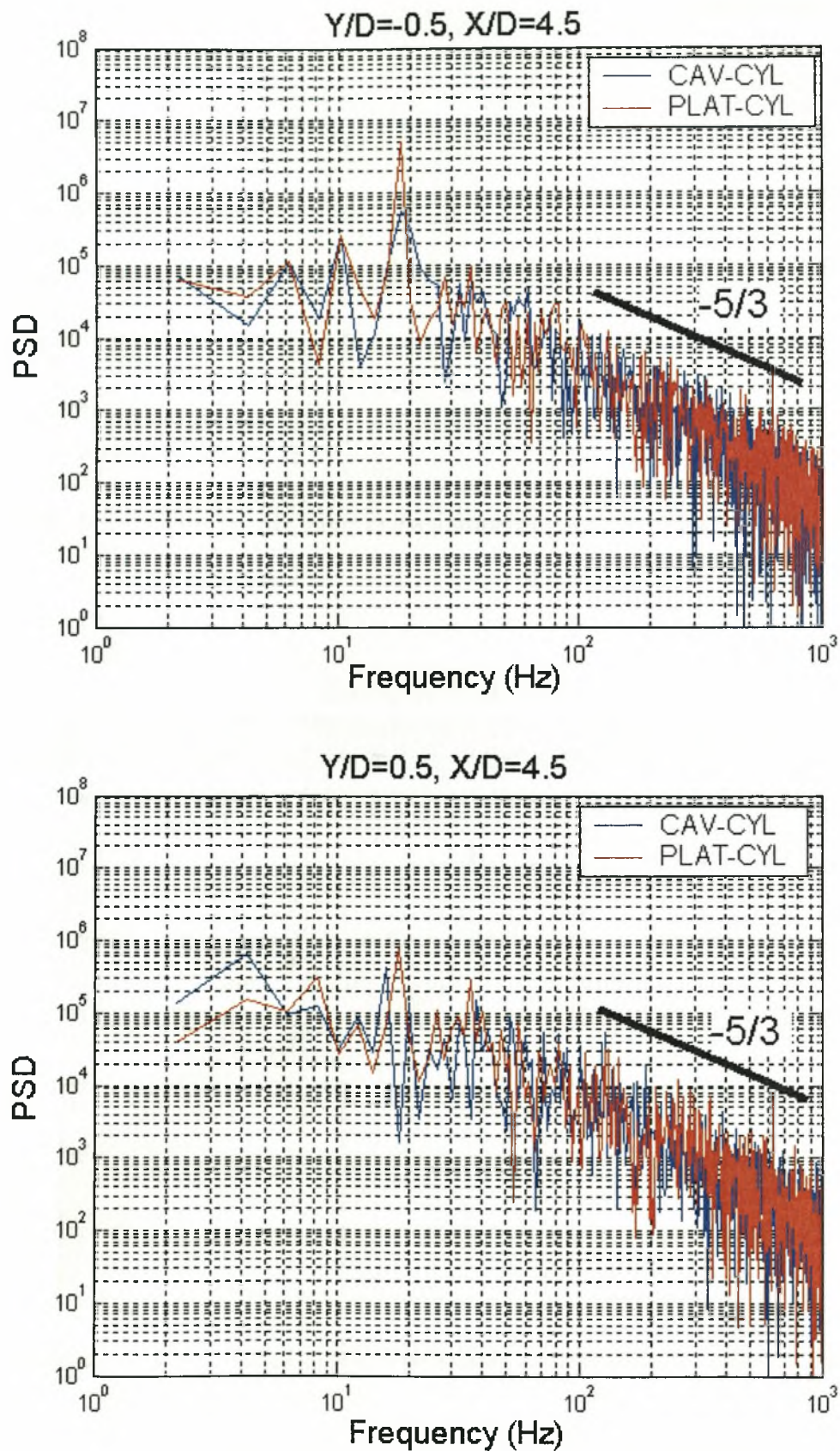
Διάγραμμα 5.38. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=60\text{mm}$

- $H/D = 1.1$



Διάγραμμα 5.39. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.1, X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$

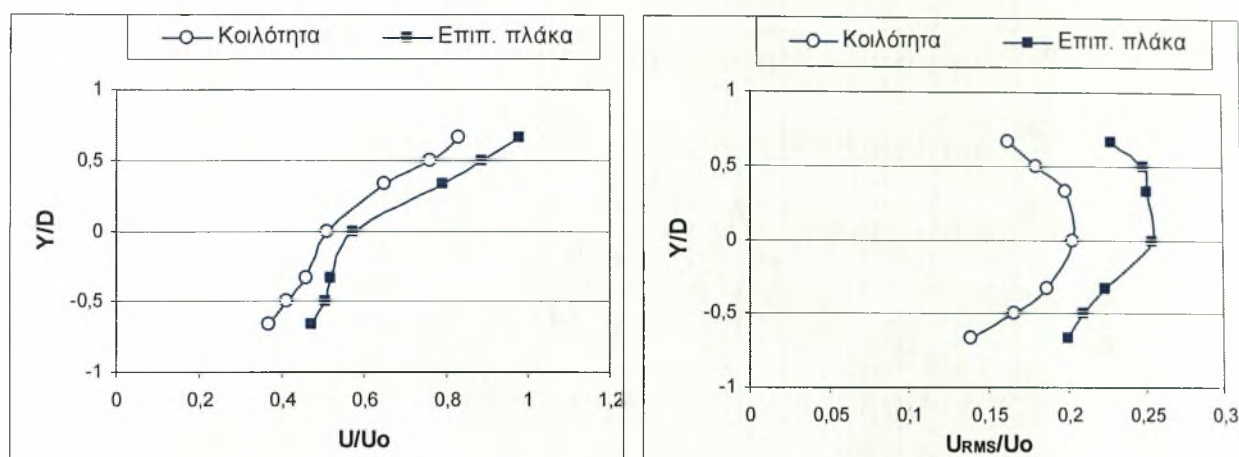




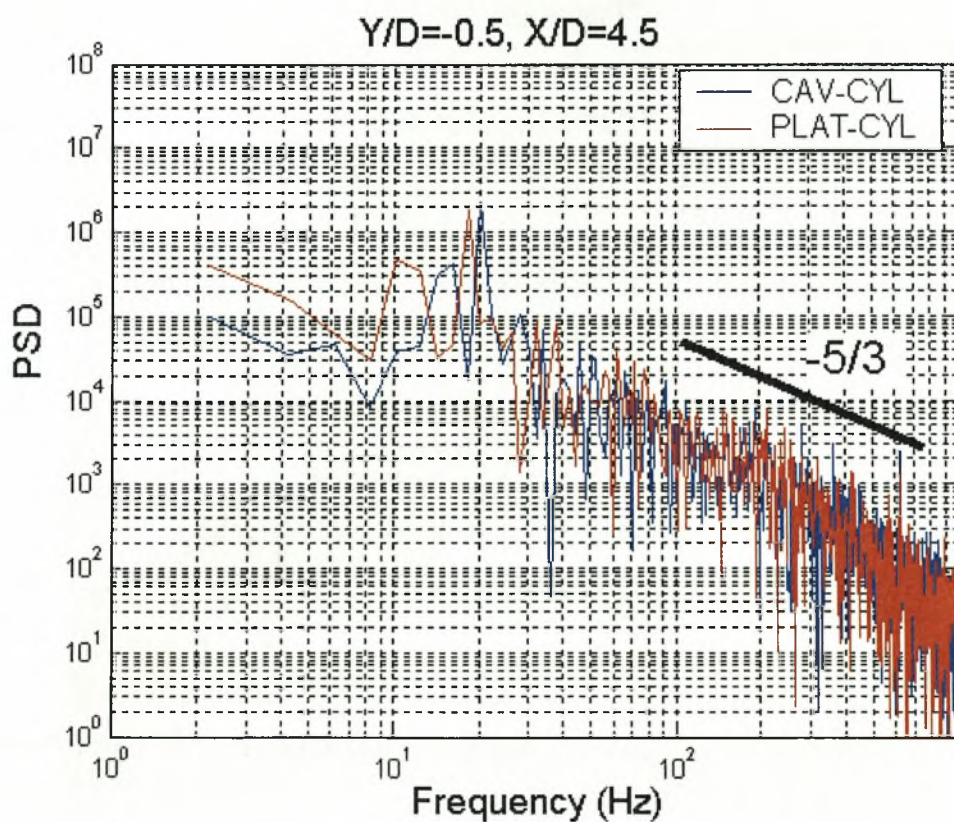
Διάγραμμα 5.40. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=60\text{mm}$

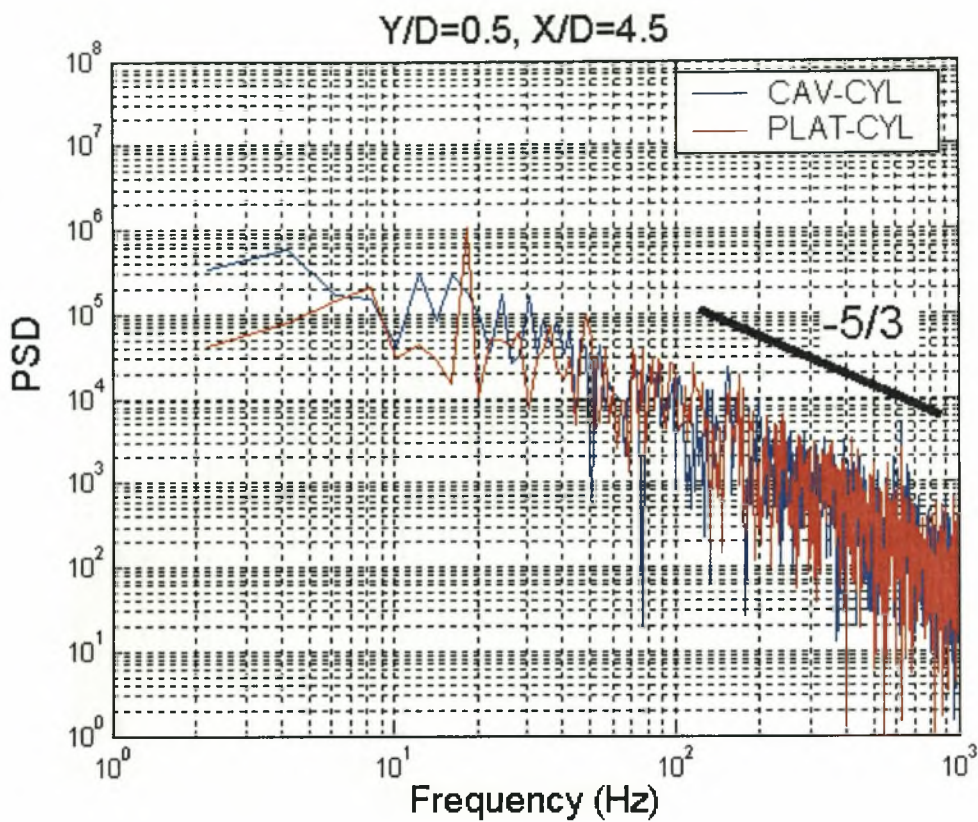


- $H/D = 0.85$



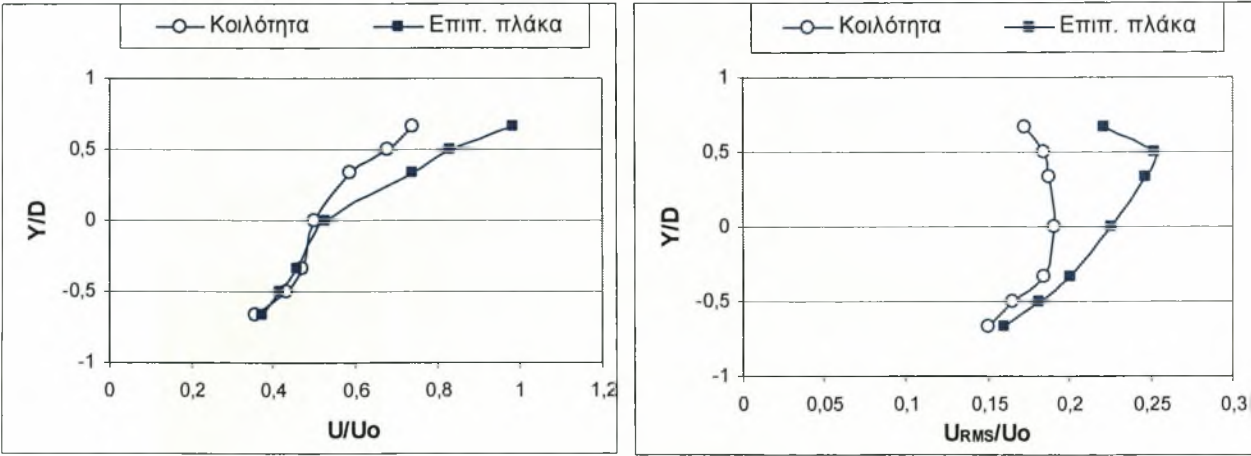
Διάγραμμα 5.41. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.85$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$





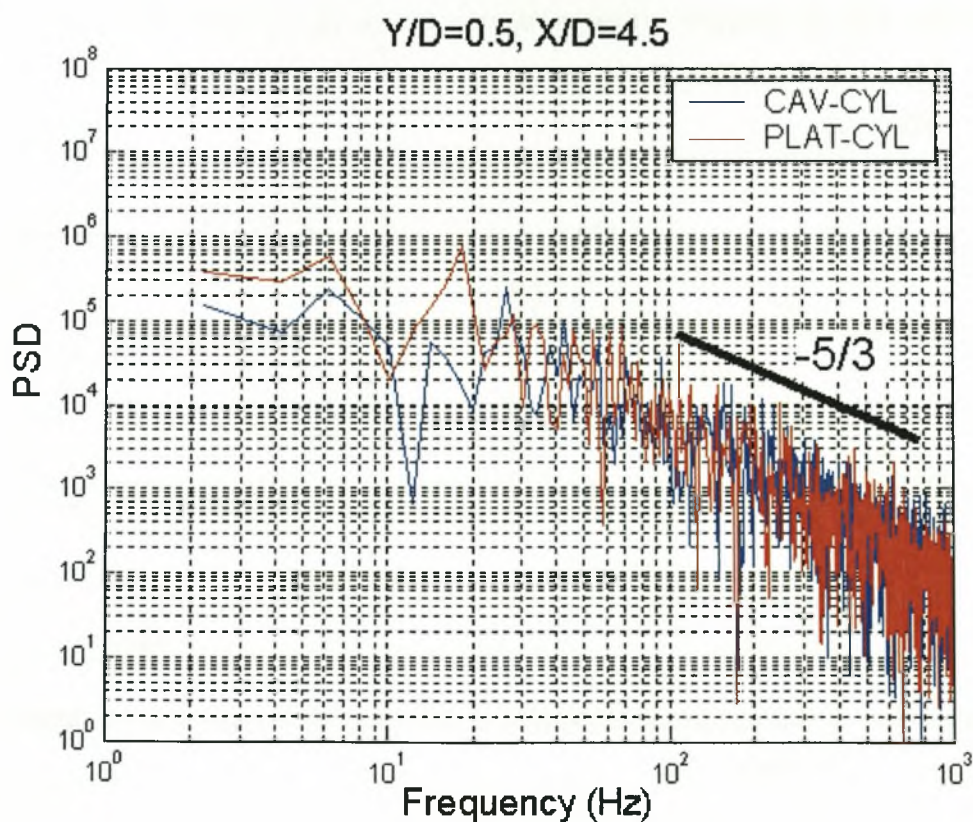
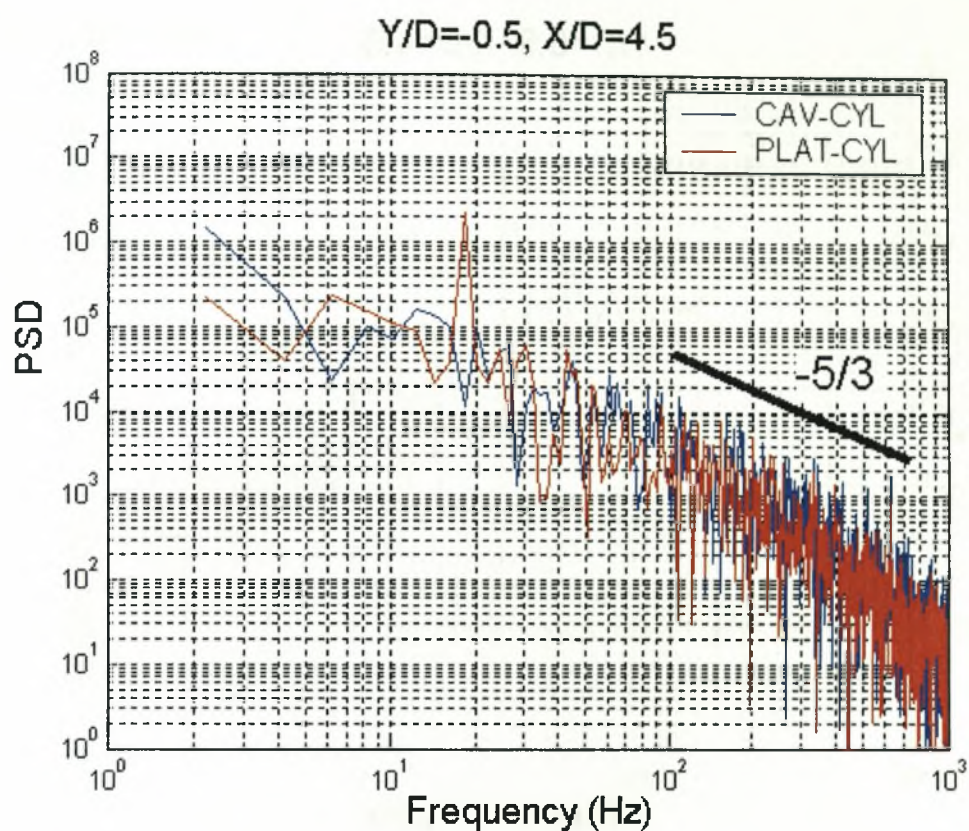
Διάγραμμα 5.42. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.85$  &  $D=60\text{mm}$

- $H/D = 0.8$



Διάγραμμα 5.43. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8, X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$

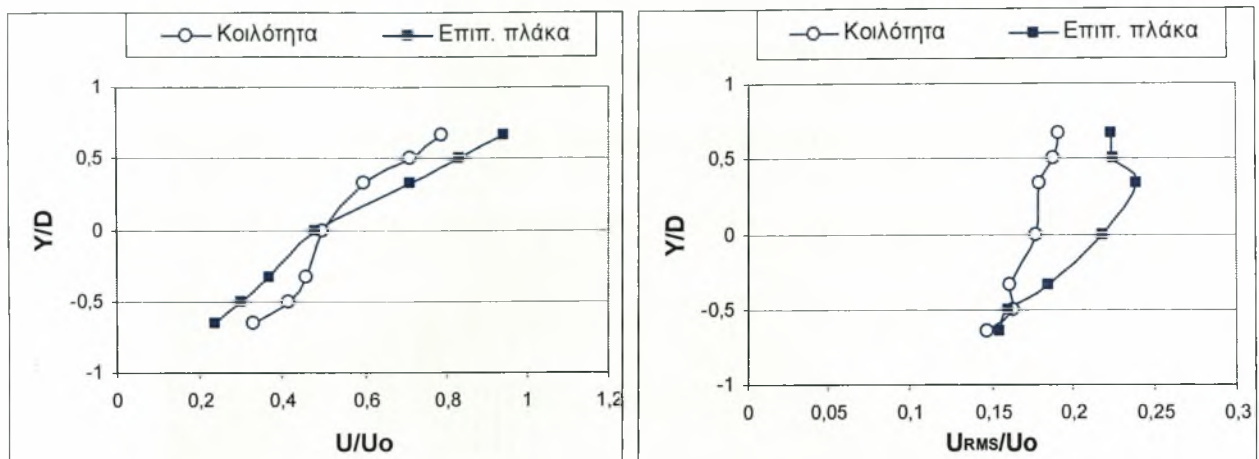




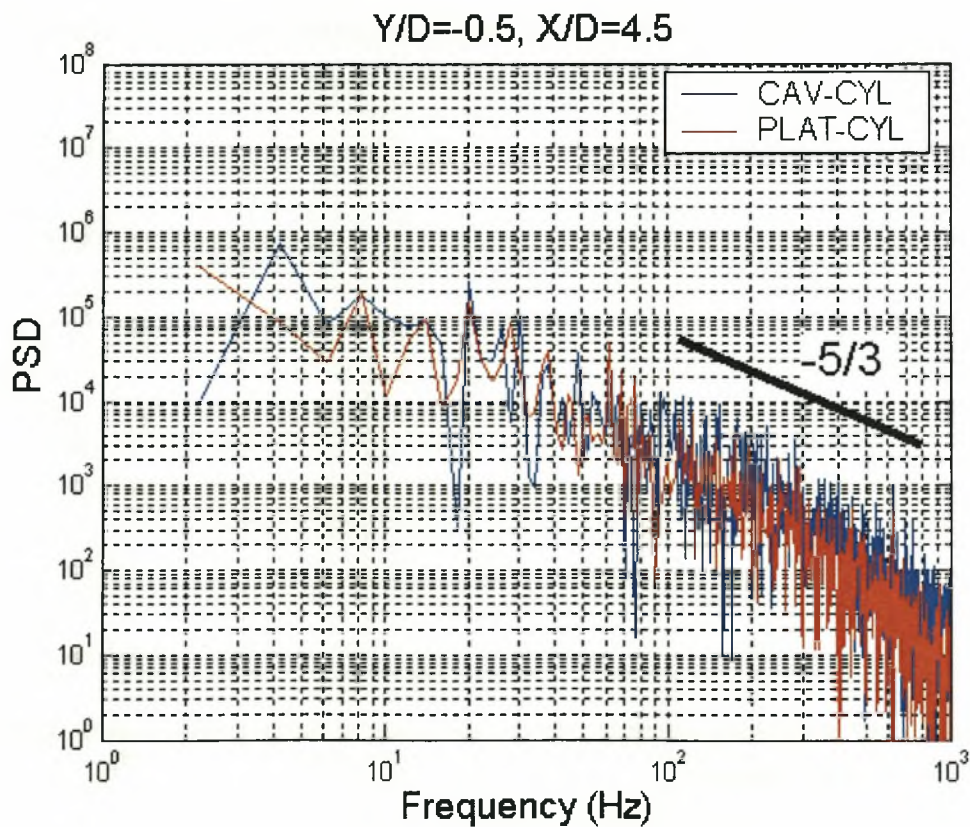
Διάγραμμα 5.44. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=60\text{mm}$

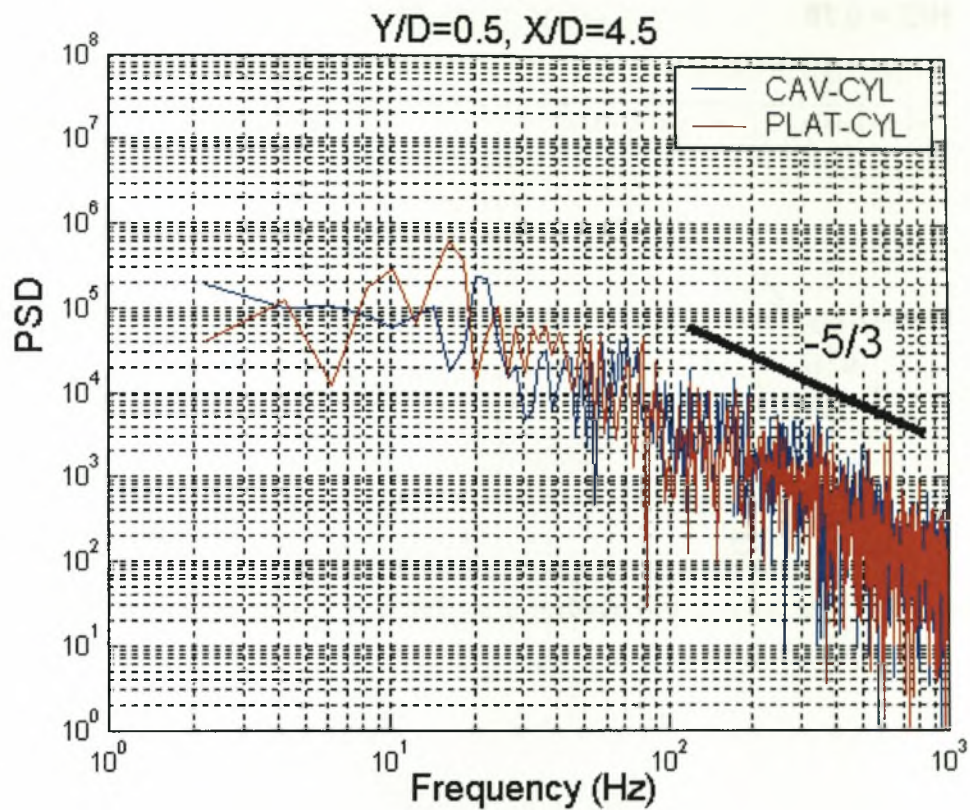


- $H/D = 0.75$



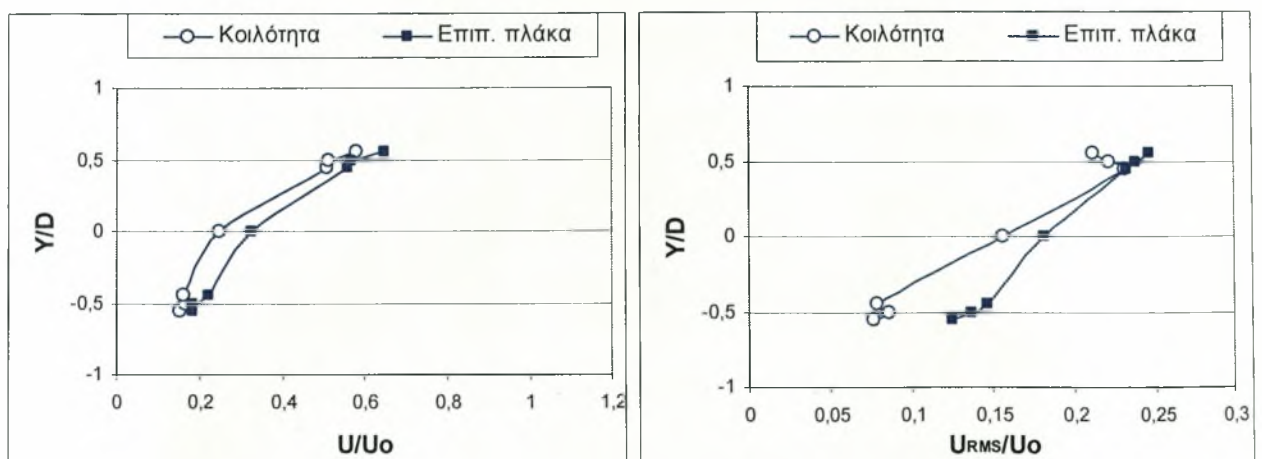
Διάγραμμα 5.45. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.75$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$





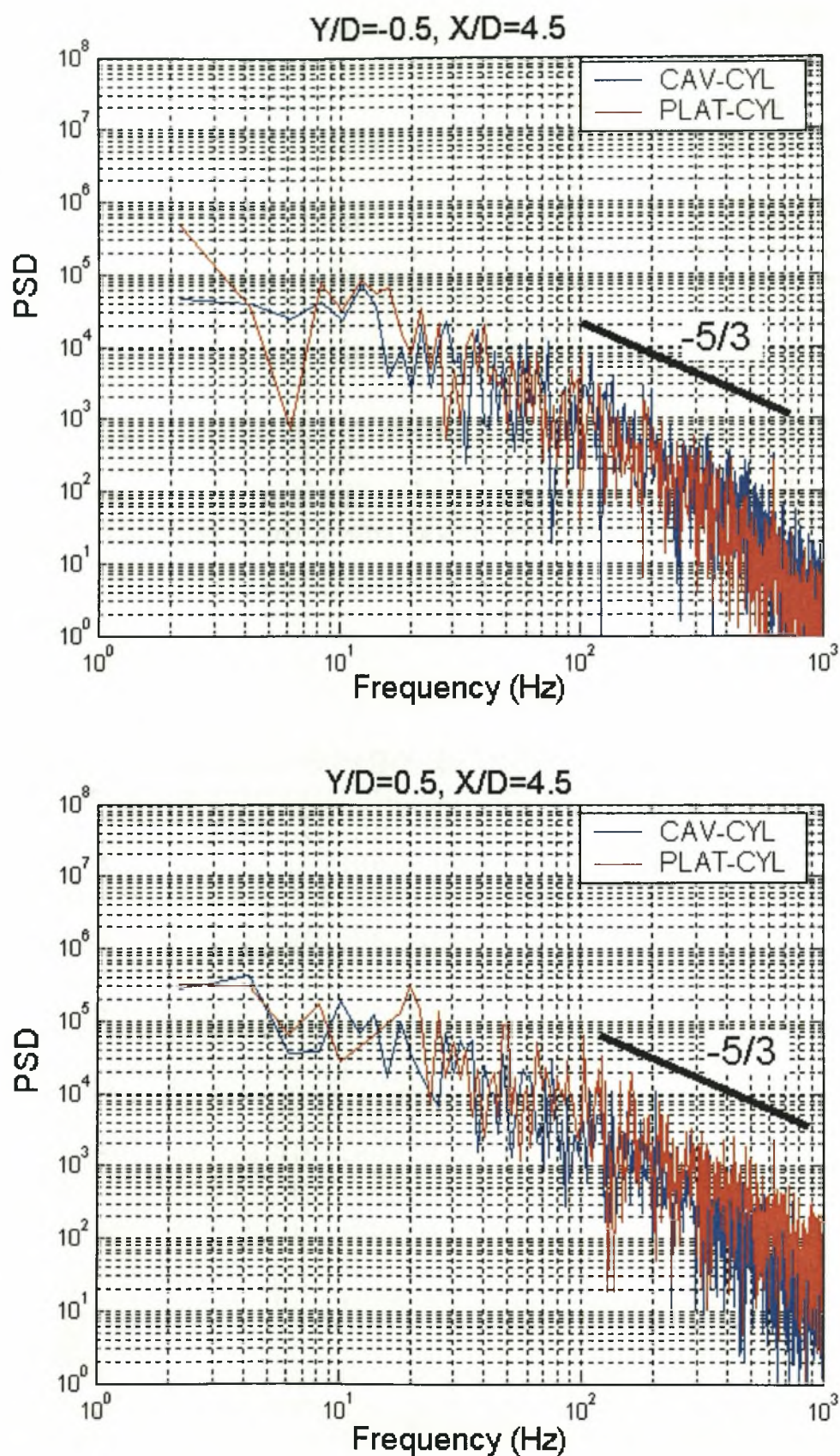
Διάγραμμα 5.46. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.75$  &  $D=60\text{mm}$

- $H/D = 0.65$



Διάγραμμα 5.47. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.65$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$

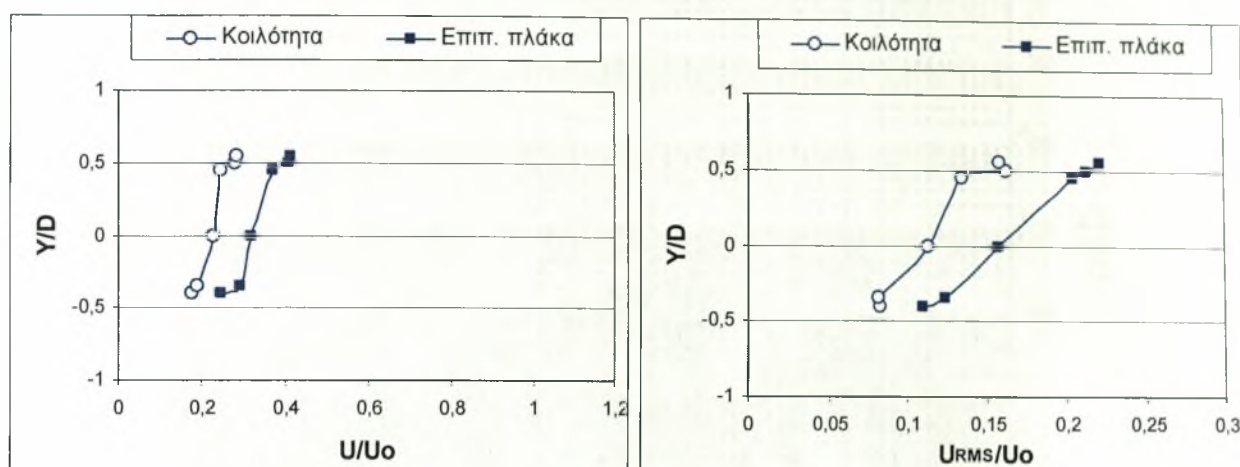




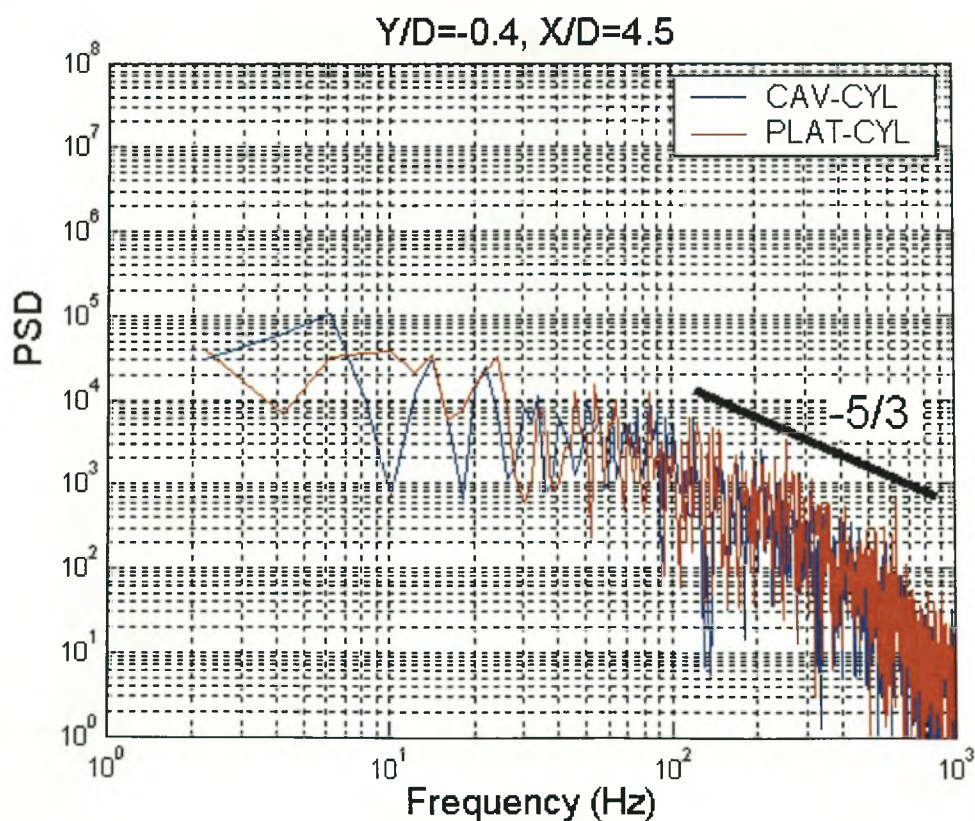
Διάγραμμα 5.48. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.65$  &  $D=60\text{mm}$

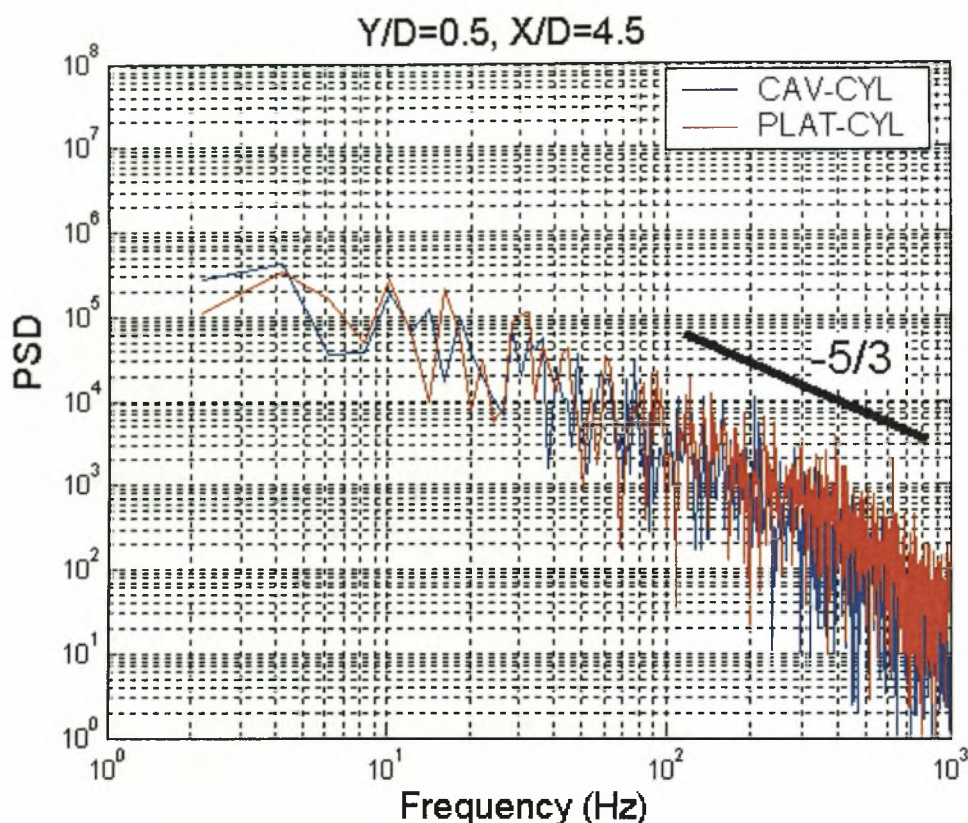


- $H/D = 0.5$



Διάγραμμα 5.49. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$ ,  $X/D=4.5$  &  $D=60\text{mm}$





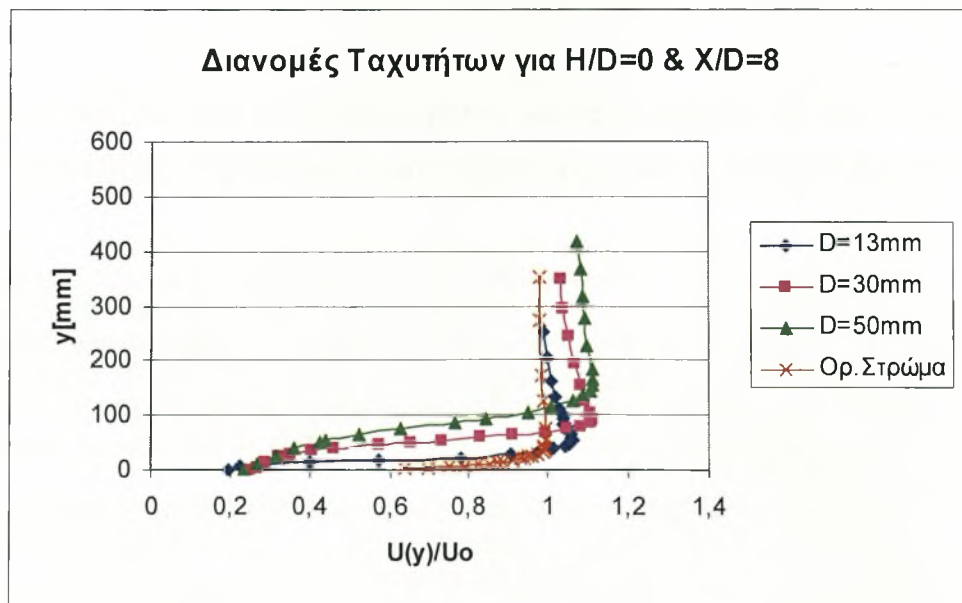
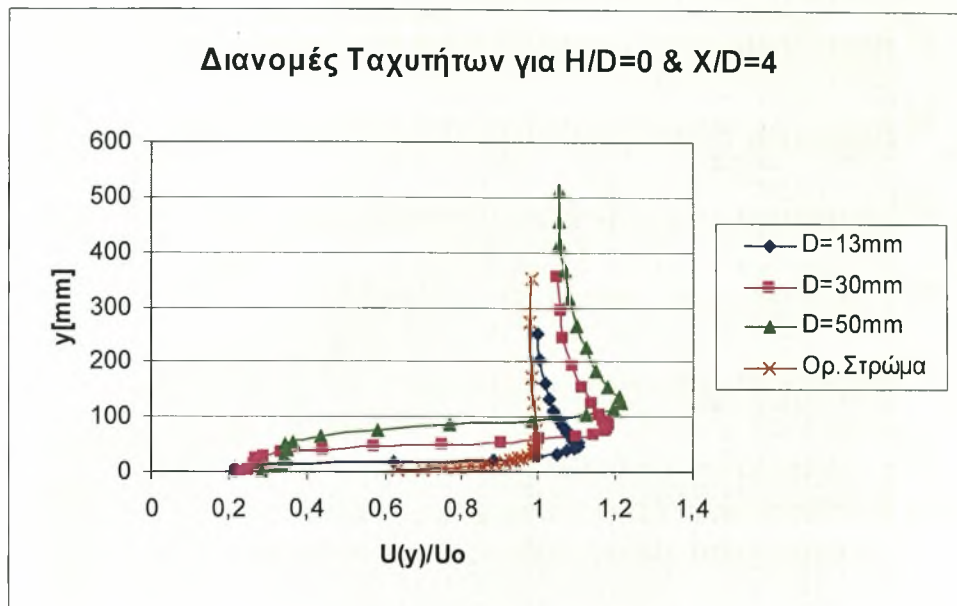
Διάγραμμα 5.50. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=60\text{mm}$

#### 5.1.5. Εξέταση της συμβολής των παραμέτρων $Re$ , $D/\delta$ (διάμετρος του σώματος $D$ σε σχέση με το πάχος του οριακού στρώματος $\delta$ )

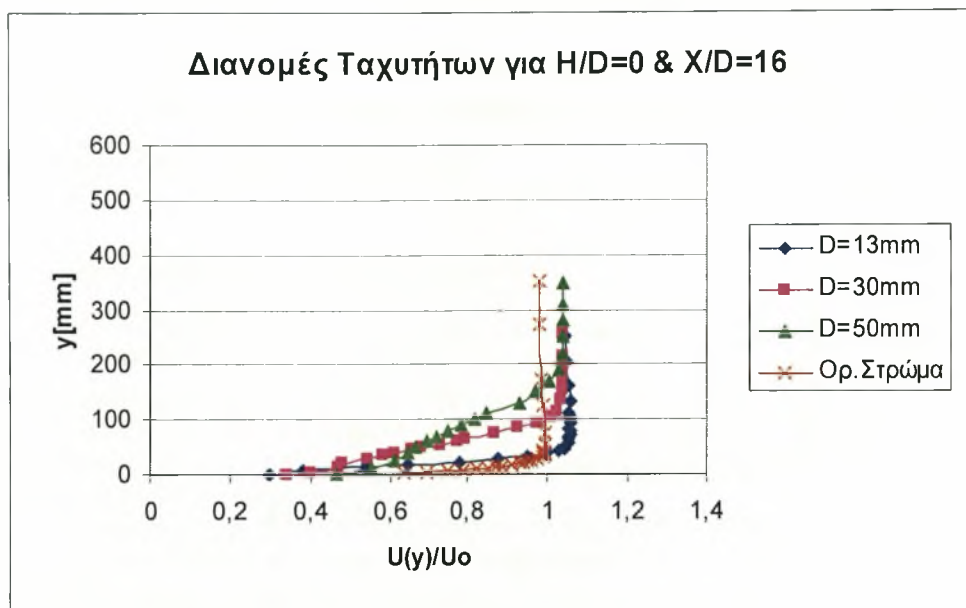
Όπως φαίνεται από το διάγραμμα 5.51 η παρουσία του μικρού κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ,  $Re=4300$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της πλάκας επηρεάζει τις εγκάρσιες κατανομές της ταχύτητας, αλλά το οριακό στρώμα τείνει να επιβάλει την δική του πορεία και ο ρυθμός ανάκτησης της ταχύτητας και κατά συνέπεια της ορμής είναι μικρός από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=16$ . Επίσης μικρός είναι και ο ρυθμός πτώσης της έντασης τύρβης, όπου και εδώ φαίνεται το οριακό στρώμα να κυριαρχεί (Διάγραμμα 5.52).

Η παρουσία κυλίνδρου μεγαλύτερης διαμέτρου ( $D=30\text{mm}$ ,  $Re=9900$ ) μας οδηγεί σε όμοια συμπεράσματα με τα παραπάνω ( $D=13\text{mm}$ ,  $Re=4300$ ), δηλαδή και εδώ το οριακό στρώμα τείνει να επιβάλει την δική του πορεία.

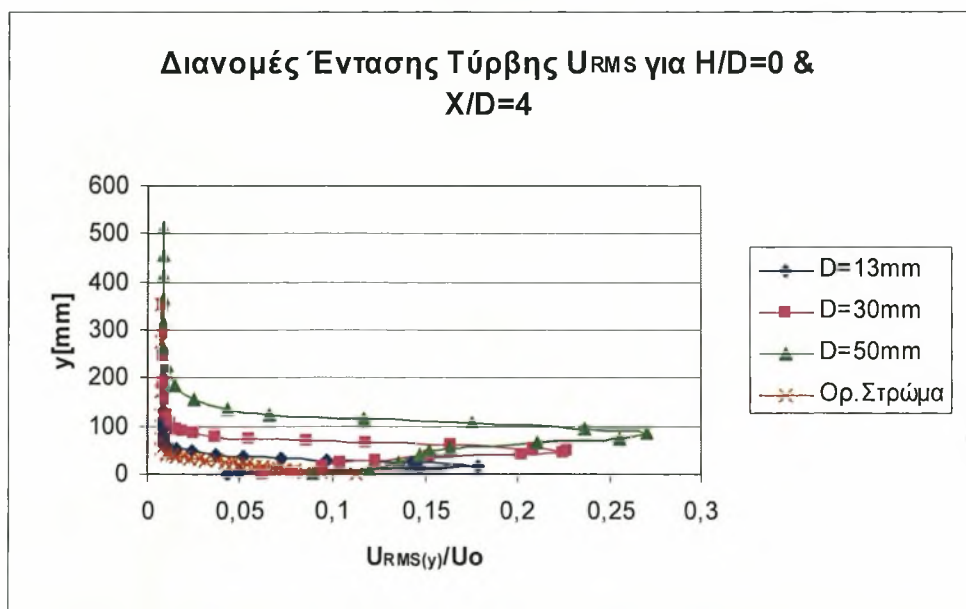
Η τοποθέτηση κυλίνδρου ακόμα μεγαλύτερης διαμέτρου ( $D=50\text{mm}$ ,  $Re=16500$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της πλάκας δείχνει ότι το οριακό στρώμα παύει να επιβάλει την δική του πορεία όπως στις προηγούμενες δύο περιπτώσεις και πρωταρχικό ρόλο στην μορφή που έχει η κατανομή της ταχύτητας κατάντι του κυλίνδρου παίζει ο ίδιος ο κύλινδρος. Όπως φαίνεται στα διαγράμματα έντασης τύρβης για τους μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds έχουμε τις μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης.

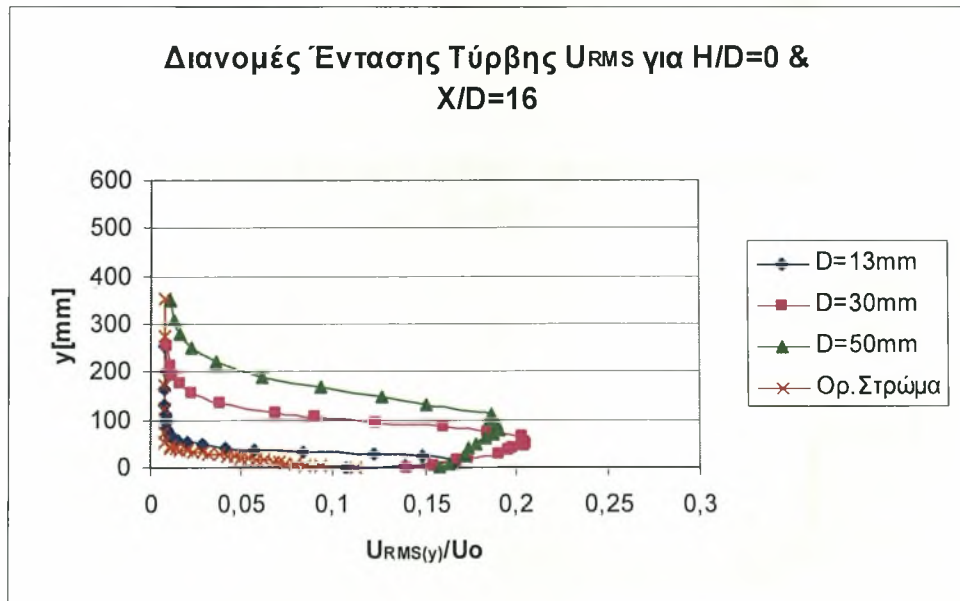
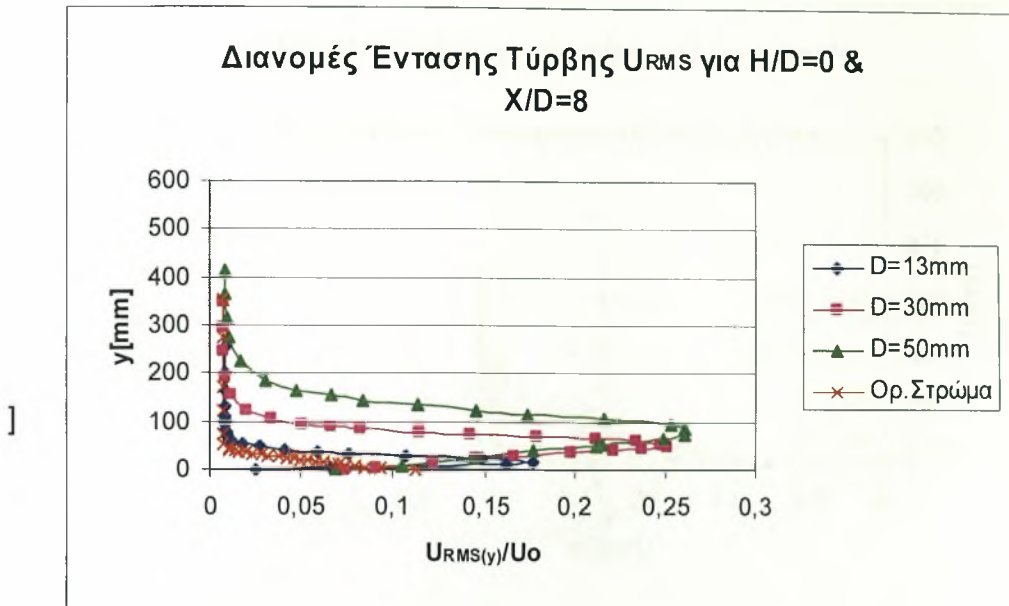






**Διάγραμμα 5.51.** Κατανομές μέσων ταχυτήτων για  $H/D=0.5$ ,  $X/D=4, 8, 16$  &  $D=13, 30, 50$  mm





**Διάγραμμα 5.52. Κατανομές έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$ ,  $X/D=4, 8, 16$  &  $D=13, 30, 50$  mm**

## 5.2. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης

### 5.2.1. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re = 16500$ ( $D=50\text{mm}$ )

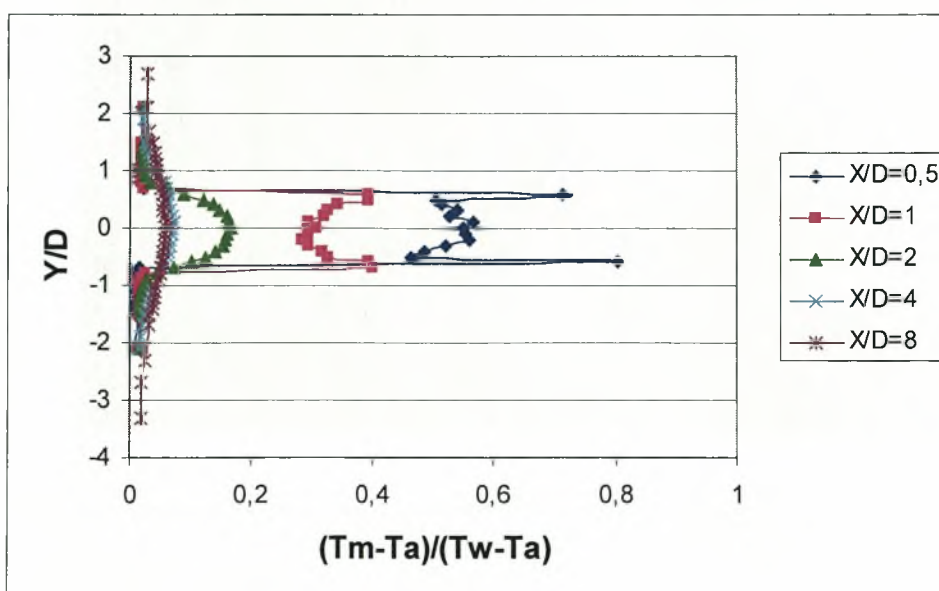
- $H/D = K$  (Κέντρο αεροσήραγγας)

Στο διάγραμμα 5.53 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων θερμοκρασιών πίσω από τον κύλινδρο. Στις θέσεις  $X/D=0.5$  και  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης θερμοκρασίας για  $Y/D=0.6$  και  $Y/D=-0.6$ . Η μείωση της μέσης θερμοκρασίας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι έντονη. Πτώση 99.9% παρουσιάζει η μέση θερμοκρασία που από 0.802 στην θέση  $X/D=0.5$  γίνεται 0.053 στην θέση  $X/D=8$ .

Στο διάγραμμα 5.54 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=0.5$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.6$  και  $Y/D=-0.6$ . Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.6$  και  $Y/D=-0.7$ , ενώ πιο πίσω (θέση  $X/D=2$ ) εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Η μείωση της έντασης τύρβης όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι έντονη. Πτώση 88.34% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.206 στην θέση  $X/D=0.5$  γίνεται 0.024 στην θέση  $X/D=8$ .

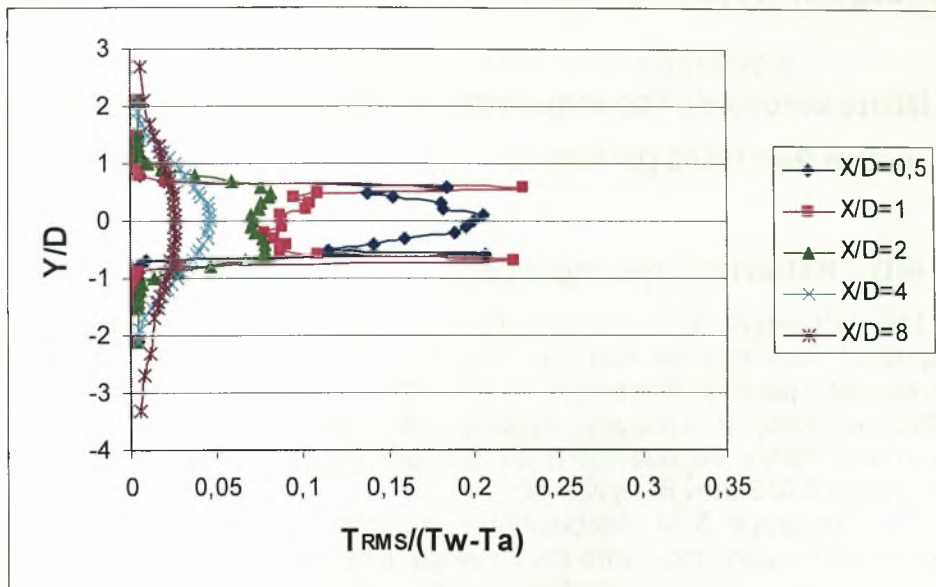
Το διάγραμμα 5.55 δείχνει τις κατανομές μέσης θερμοκρασίας και έντασης τύρβης σε όλο το πεδίο δοκιμών όπου φαίνεται η συμμετρία στις κατανομές.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.56) σε όλες τις θέσεις για  $X/D > 2$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της αεροσήραγγας είναι  $f = 19.56\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (19.56 * 0.05) / 5 \Rightarrow St = 0.20$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι ίδια με τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 5.64 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

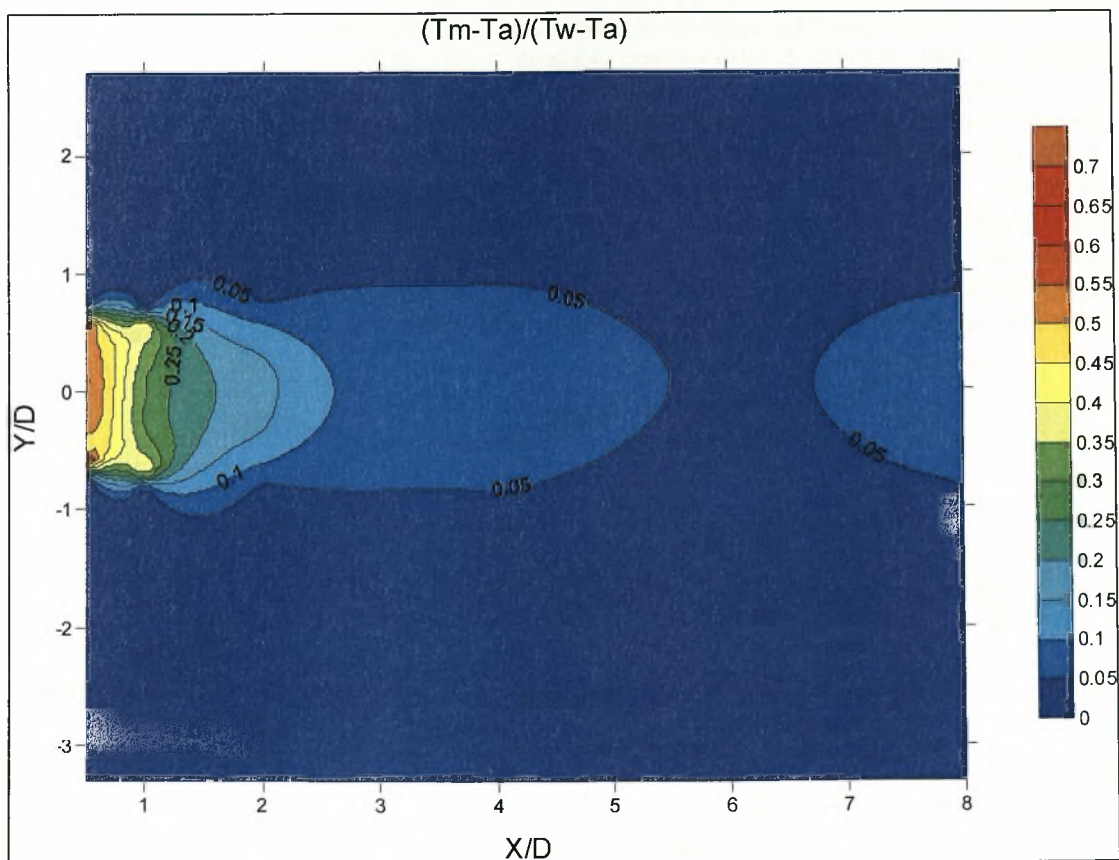


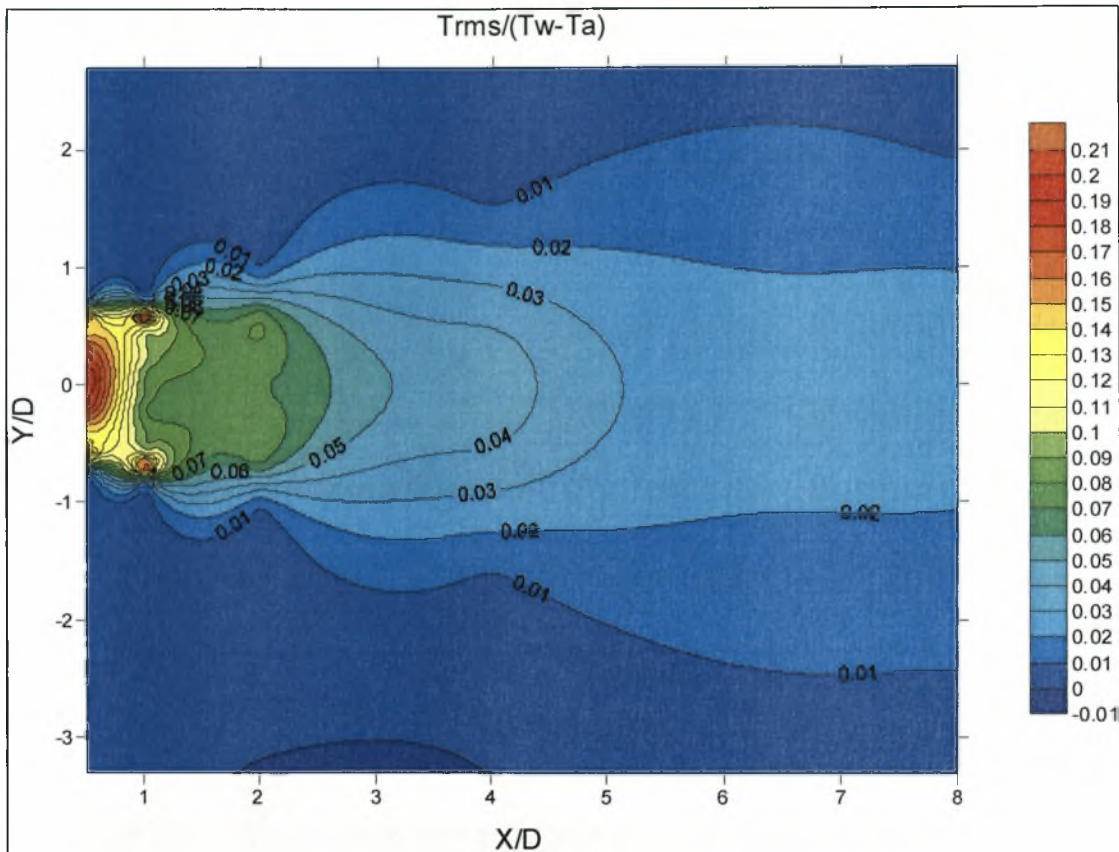
Διάγραμμα 5.53. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$





Διάγραμμα 5.54. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

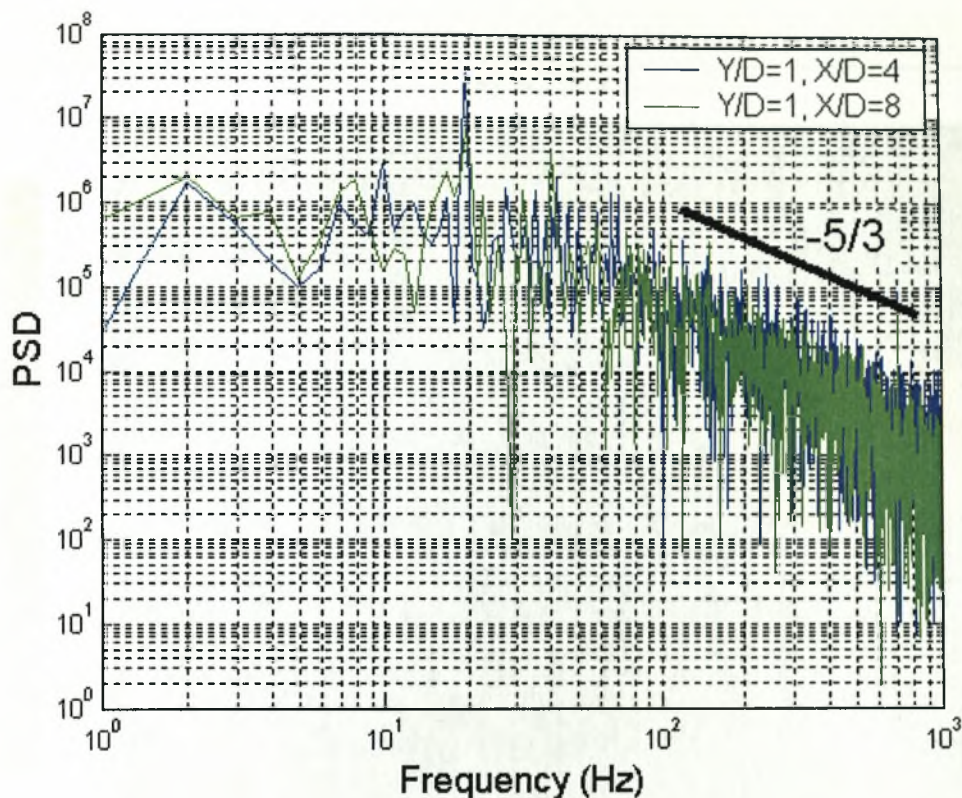




**Διάγραμμα 5.55.** Ισοϋψείς καμπύλες μέσω των θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

➤ **Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)**

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(^\circ\text{C})^2$ .



Διάγραμμα 5.56. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D = 0.5$  (Δάπεδο αεροσήραγγας)

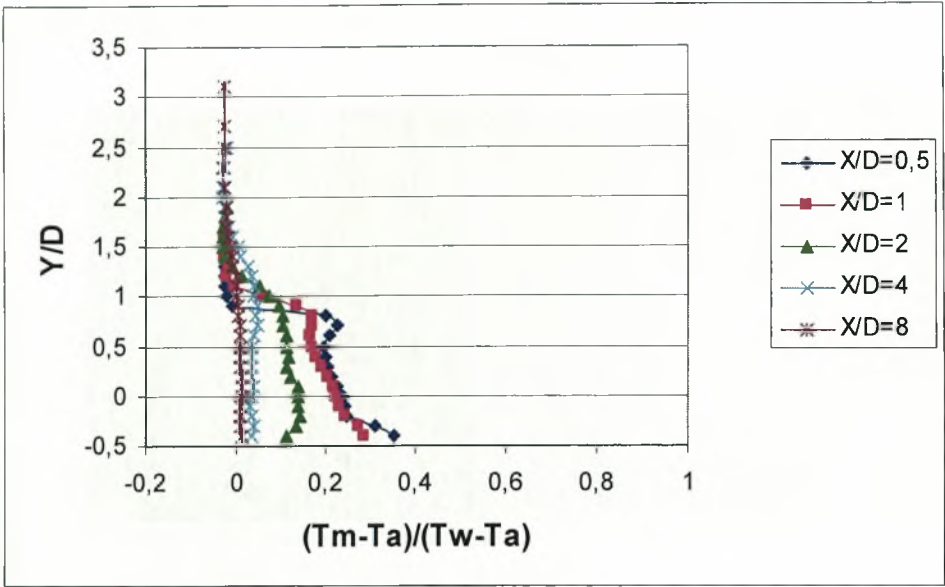
Η παρουσία του θερμαινόμενου κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) μέσα στο οριακό στρώμα της επίπεδης πλάκας επηρεάζει τις κατανομές των θερμοκρασιών αν και η κατανομή στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 5.57) δείχνει ότι γίνεται γρήγορη ομαλοποίηση της θερμοκρασίας. Ο ρυθμός μείωσης της θερμοκρασίας είναι μεγάλος. Πτώση 96% παρουσιάζει η μέση θερμοκρασία που από 0.352 στην θέση  $X/D=0.5$  γίνεται 0.014 στην θέση  $X/D=8$ .

Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 5.58) 85.4% παρατηρείται, που από 0.096 για  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.014 για  $X/D=8$ .

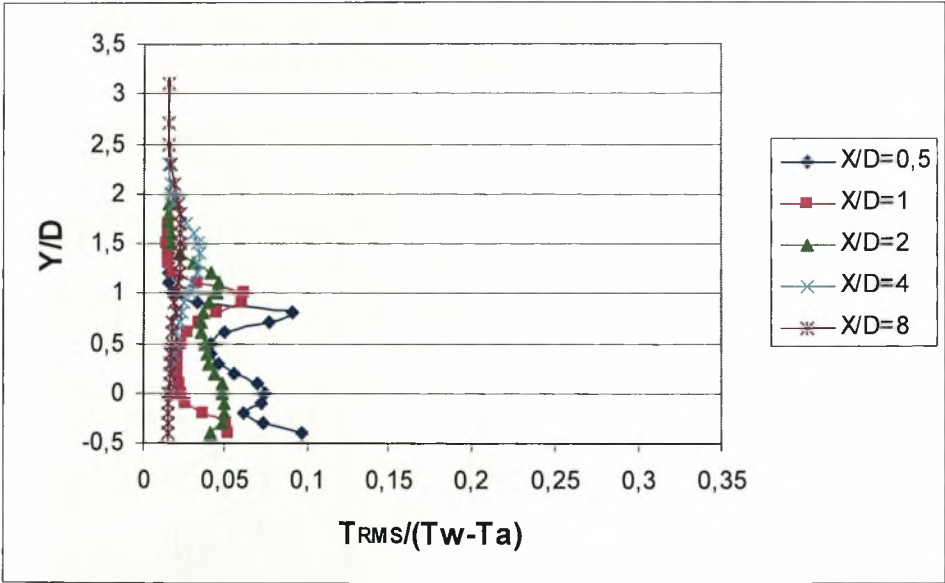
Στο διάγραμμα 5.59 φαίνεται το μπλοκάρισμα που προκαλεί ο κύλινδρος στην ροή και η άνοδος προς τα πάνω του θερμοκρασιακού πεδίου.

Στο διάγραμμα 5.60 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Όπως φαίνεται εδώ ισχύει ο νόμος  $-5/3$  του Kolmogoroff για την τύρβη και η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από αυτή [67].

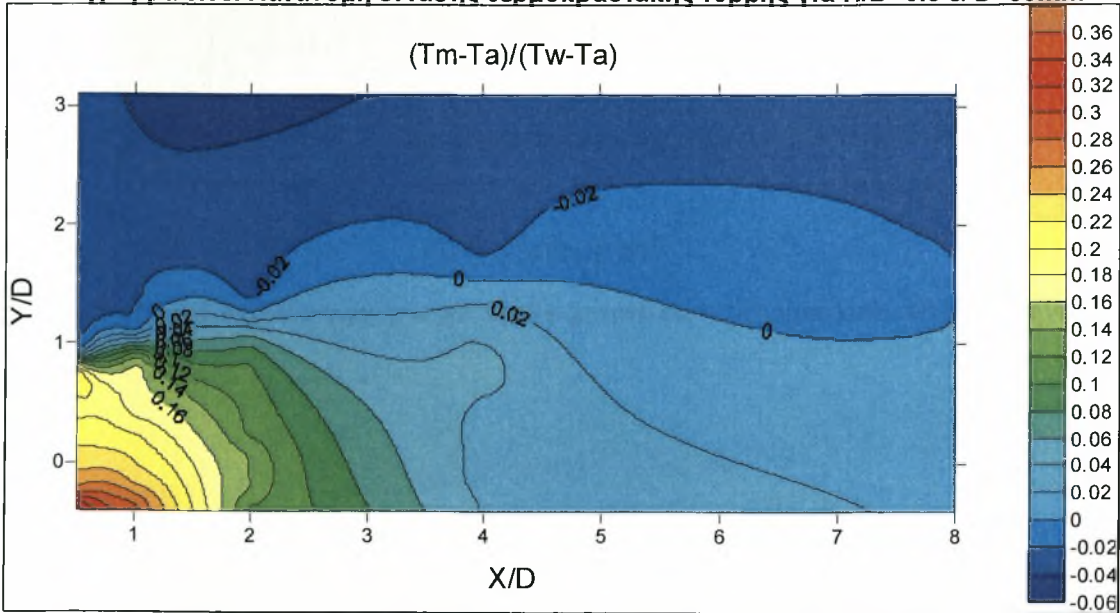


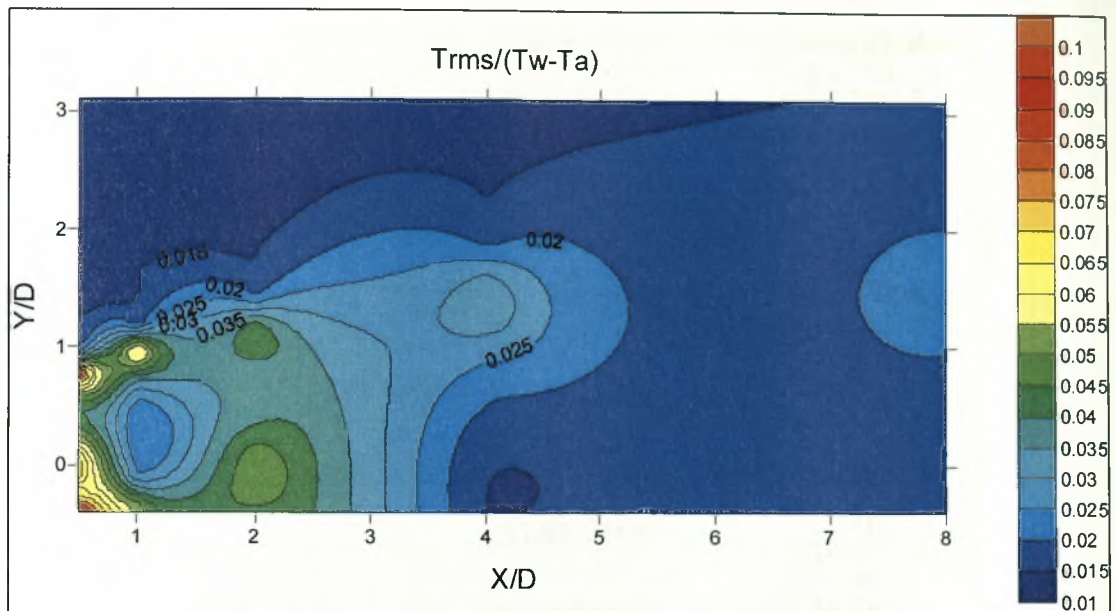


Διάγραμμα 5.57. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$

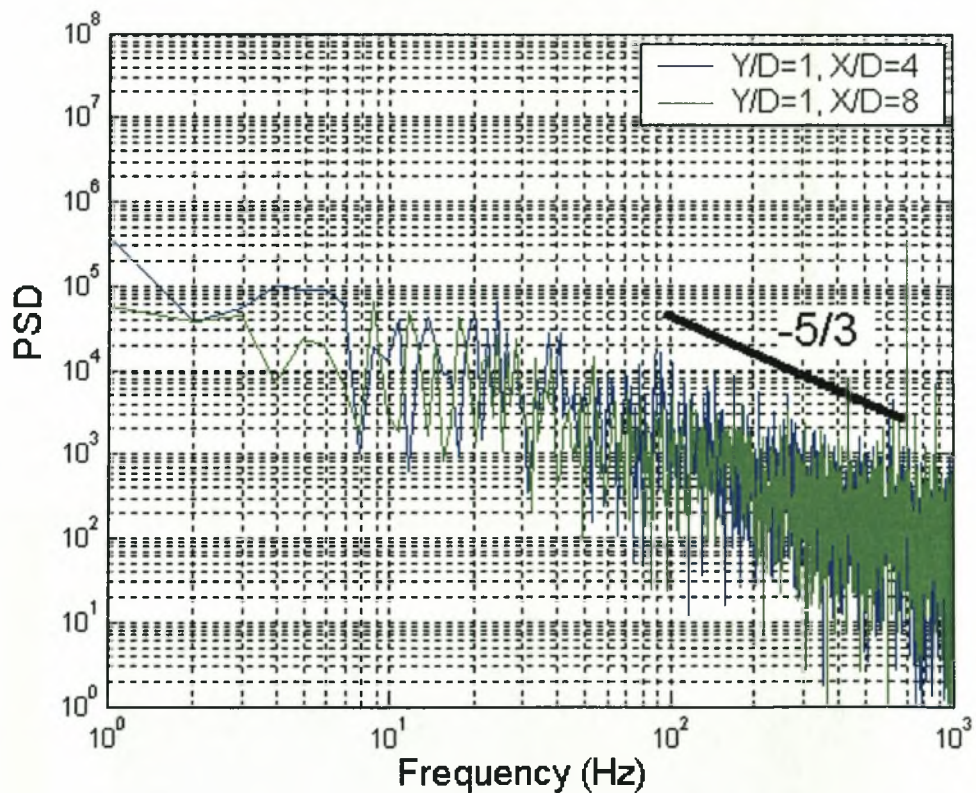


Διάγραμμα 5.58. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$





Διάγραμμα 5.59. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$

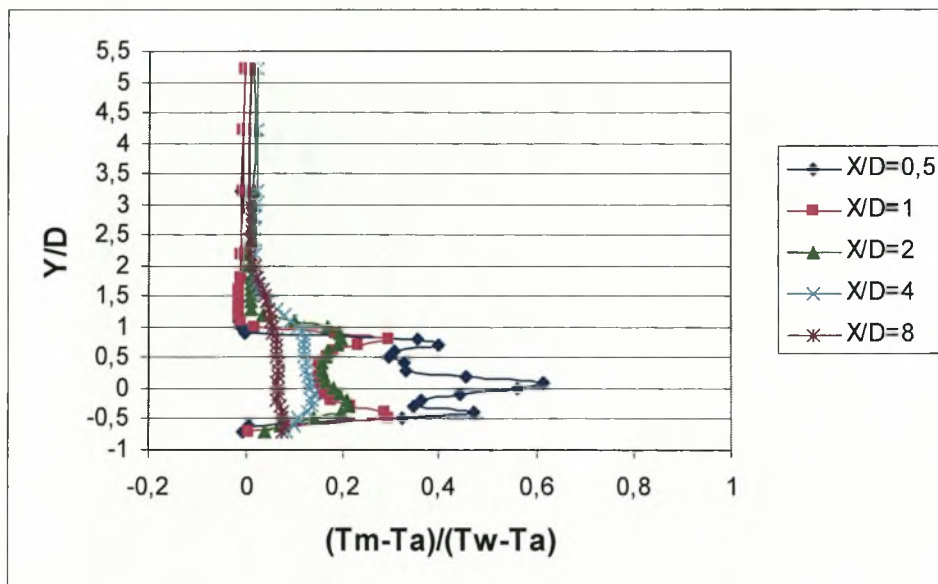


Διάγραμμα 5.60. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D = 0.8$

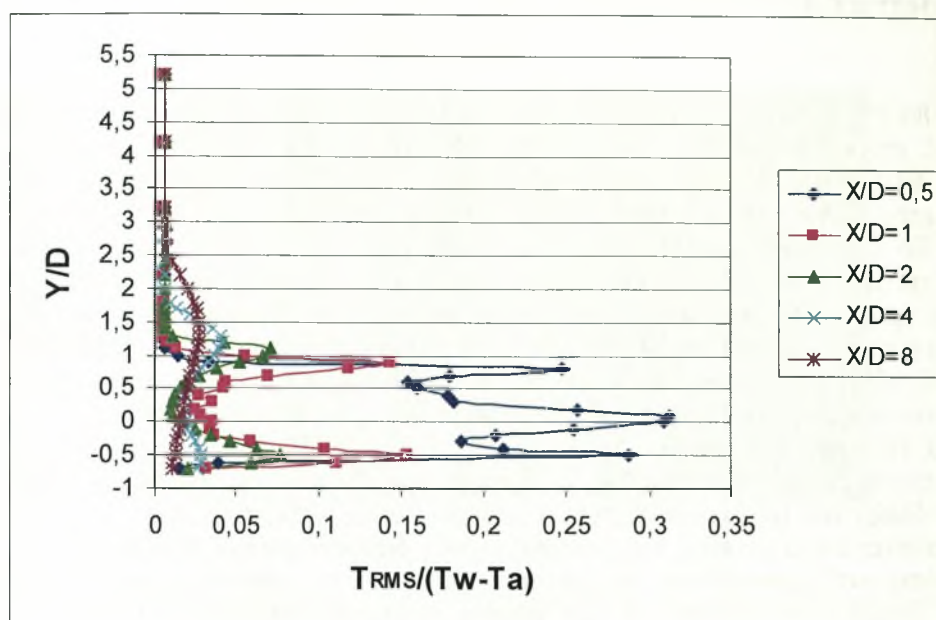
89.7% είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.612 πέφτει στο 0.063 (Διάγραμμα 5.61). Πτώση 94.8% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.311 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.016 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 5.62).

Το διάγραμμα 5.63 δείχνει τις κατανομές μέσης θερμοκρασίας και έντασης τύρβης σε όλο το πεδίο δοκιμών όπου φαίνεται να διατηρείται μια συμμετρία σ' αυτές. Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 5.64, γράφημα  $Y/D=0.5$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 0.8D πάνω από το δάπεδο αεροσήραγγας είναι  $f=17.6\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(17.6 * 0.05)/5 \Rightarrow St=0.18$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι ίδια με τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 5.64 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή βέβαια μικρότερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.

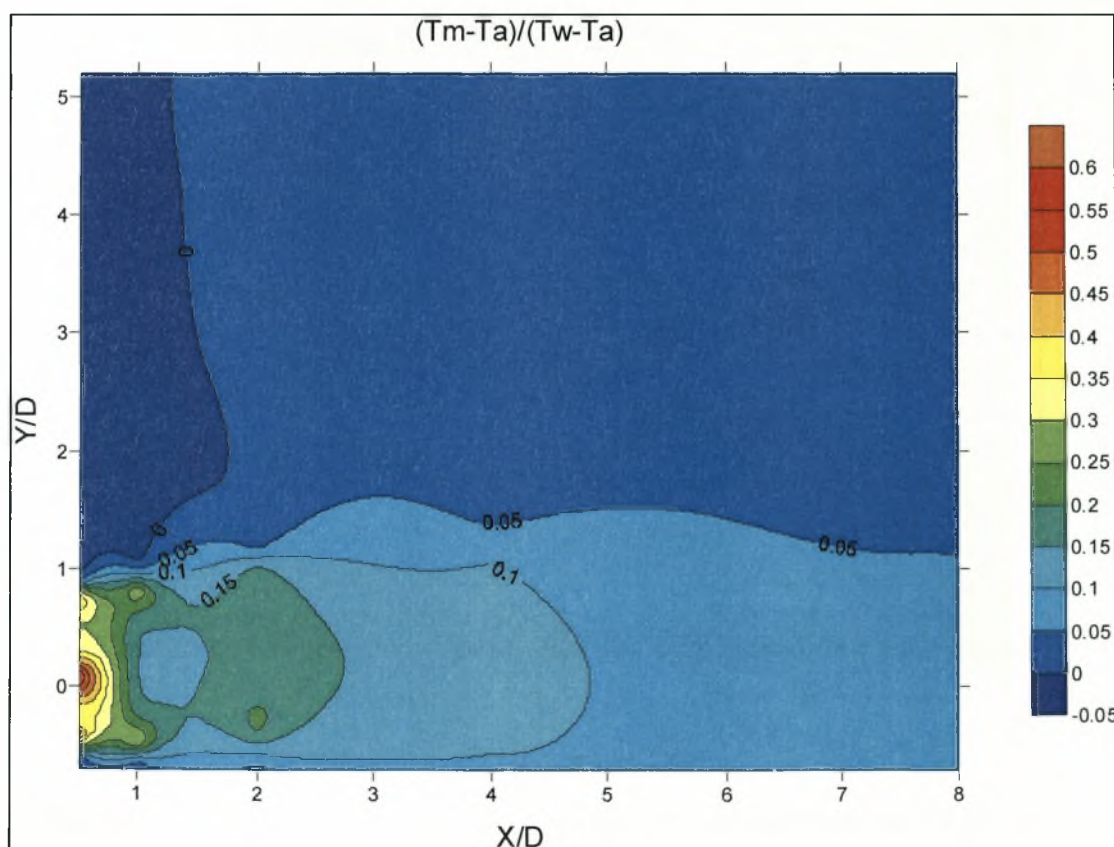


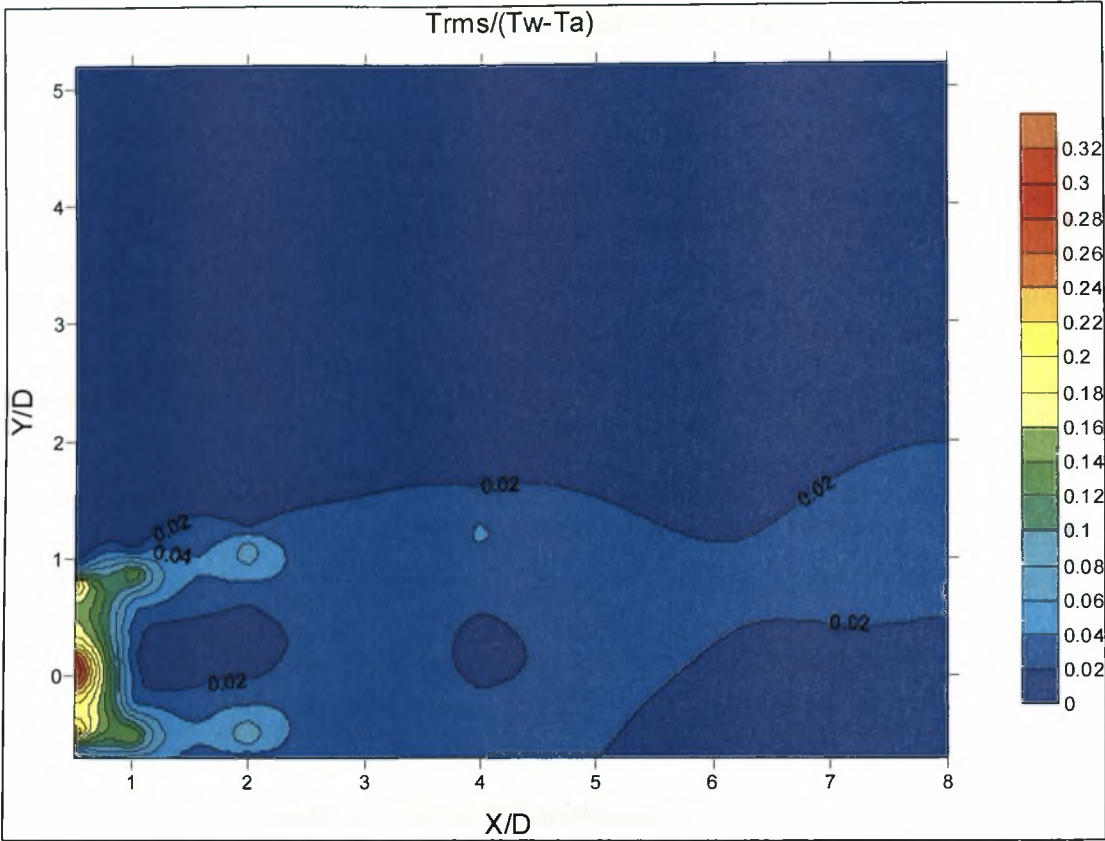
**Διάγραμμα 5.61. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$**



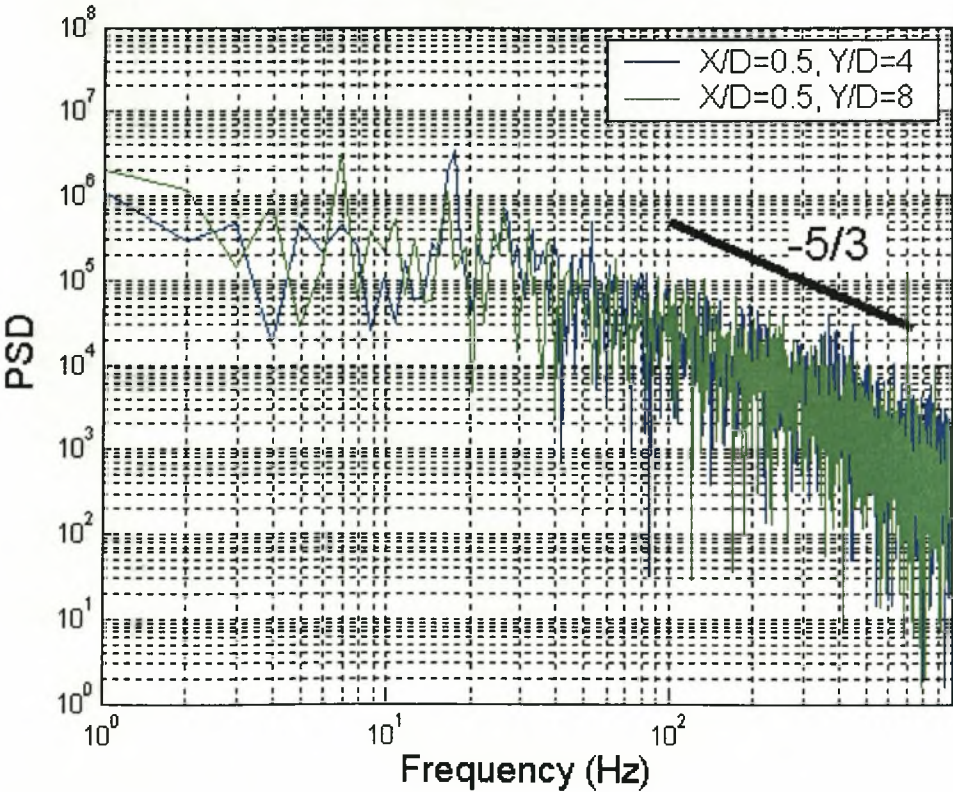


Διάγραμμα 5.62. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$





Διάγραμμα 5.63. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.64. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D = 0.8$  με καμπύλο δάπεδο

Η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$  είναι 84.3% (Διάγραμμα 5.65), που από 0.434 πέφτει στο 0.068. Η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης μειώνεται από 0.239 σε 0.006 από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , δηλαδή έχουμε πτώση 97.48% (Διάγραμμα 5.66).

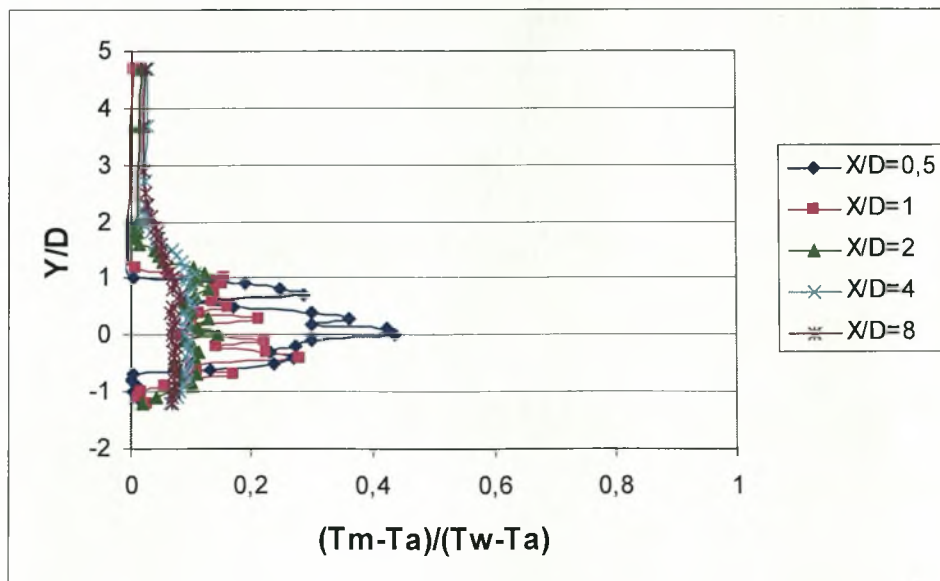
Από το διάγραμμα 5.67 μπορούμε να πούμε ότι το καμπύλο δάπεδο δημιουργεί φαινόμενα μπλοκαρίσματος και φαίνεται αυτό στην στρέβλωση των κατανομών της μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης.

Η παρουσία του καμπύλου δαπέδου καταστρέφει τις μεγάλες δομές και έτσι στην θέση αυτή δεν εμφανίζονται συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 5.68) ενώ φαίνεται να έχουμε έντονη τύρβη.

Στον πίνακα 5.2 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα για τον αριθμό Strouhal που προκύπτει από τον θερμαινόμενο κύλινδρο

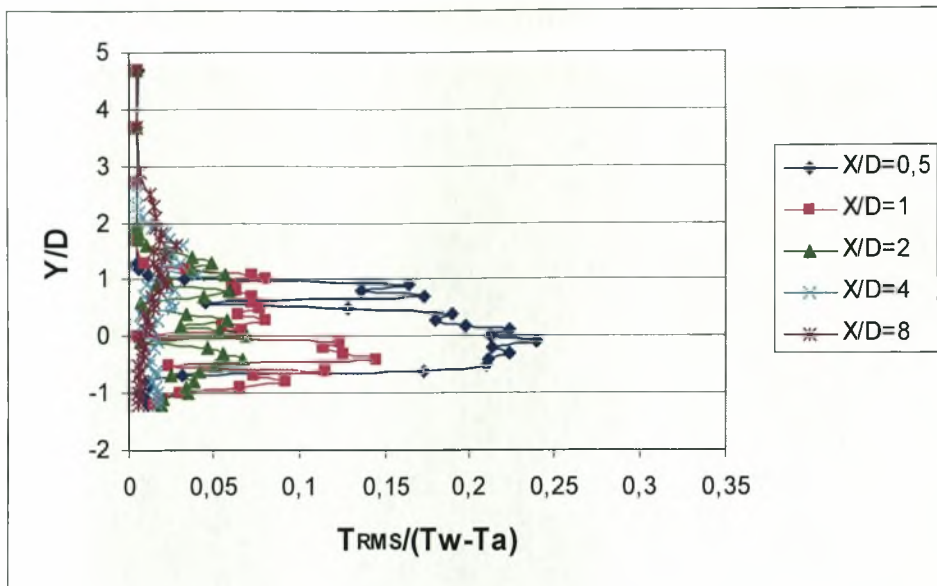
Θέση εμφάνισης δινών	Κέντρο αερορήραγγας $H/D=K$	Δάπεδο αεροσήραγγας $H/D=0.8$	Καμπύλο δάπεδο αεροσήραγγας $H/D=0.8$
Αριθμός Strouhal	$St \cong 0.2$	$St=0.18$	Δεν υπάρχει εκροή δινών

Πίνακας 5.2. Αριθμοί Strouhal σε κρίσιμες θέσεις

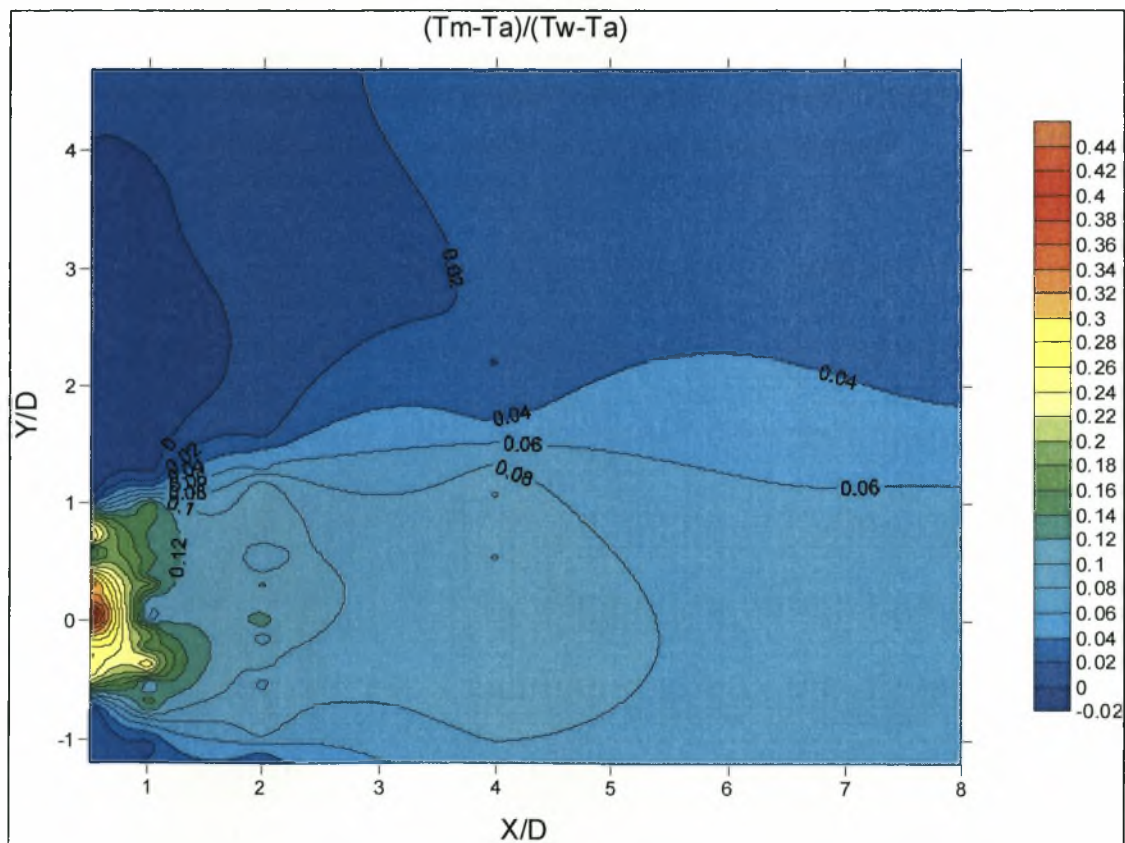


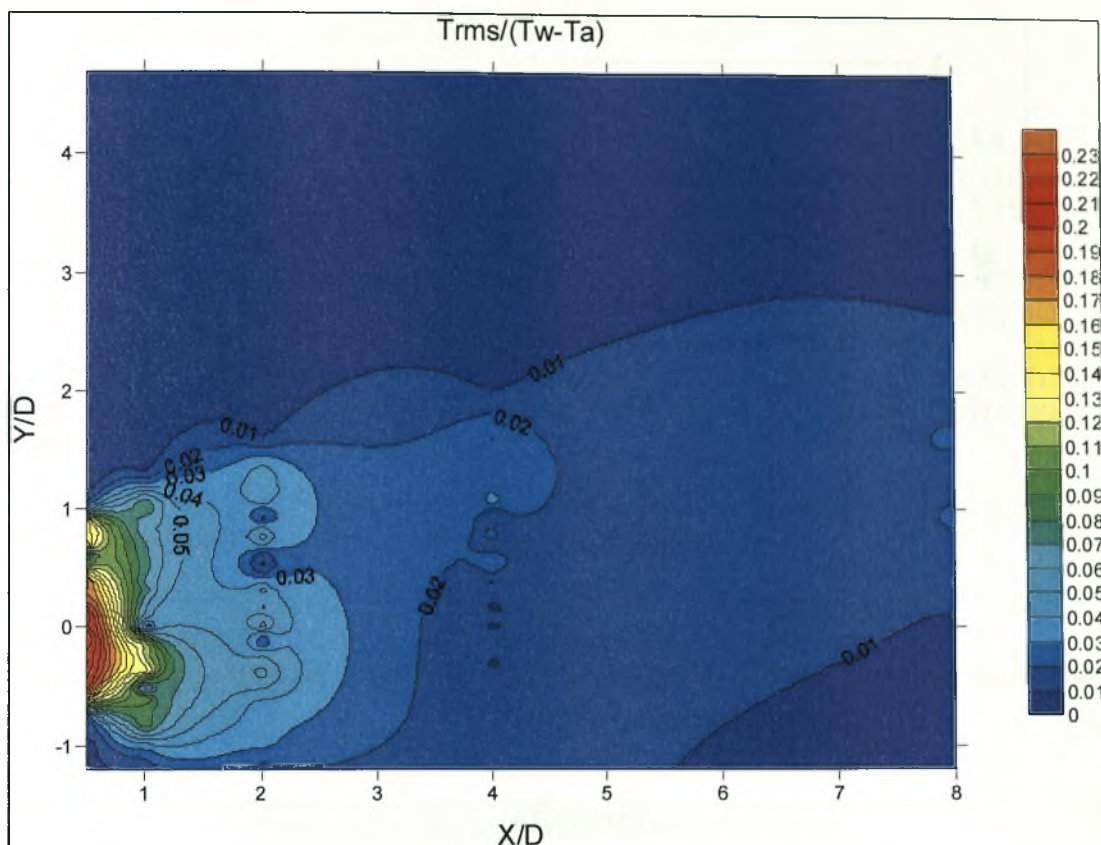
Διάγραμμα 5.65. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$



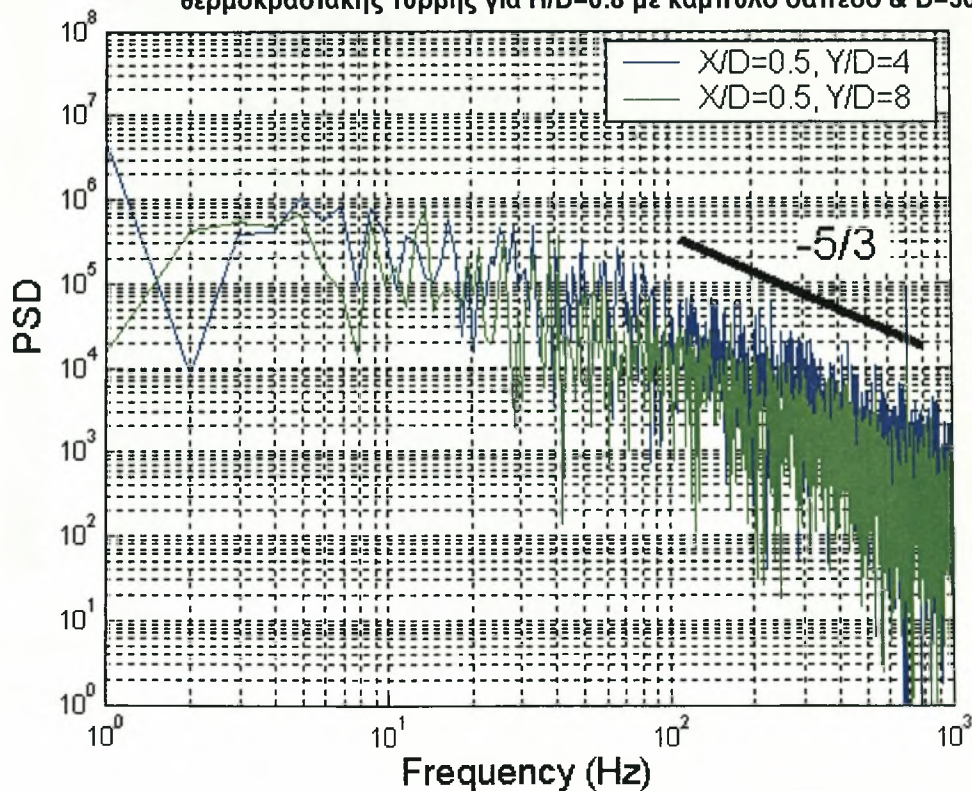


Διάγραμμα 5.66. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$





Διάγραμμα 5.67. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 5.68. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο &  $D=50\text{mm}$



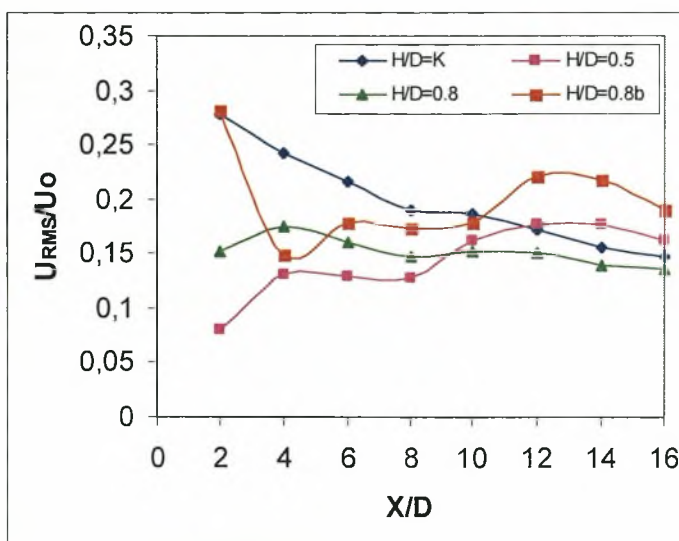
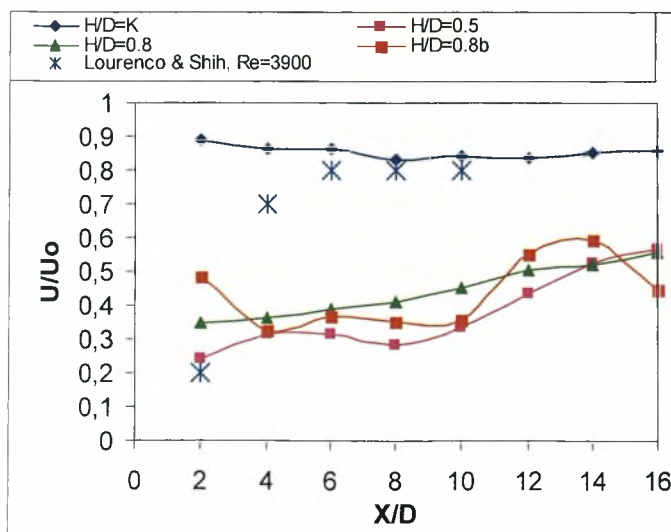
### 5.3. Διαμήκεις κατανομές μέσων ταχυτήτων, μέσων θερμοκρασιών και διακυμάνσεων αυτών στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων

Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα κατανομής ταχυτήτων και θερμοκρασιών (5.69, 5.70) καθώς και των διακυμάνσεων αυτών, η ταχύτητα στην κεντρική γραμμή για τις θέσεις κοντά στο δάπεδο έχει αυξητική τάση σε σχέση με την θερμοκρασία που ελαττώνεται και μάλιστα μετά την θέση  $X=4D$  έχει ομογενοποιηθεί πλήρως για όλες τις θέσεις. Μπορούμε να πούμε λοιπόν ότι η ανάμειξη της θερμοκρασίας γίνεται πιο αποτελεσματικά σε σχέση με την ορμή για όλες της θέσεις κατάντι της ροής.

Από το διάγραμμα 5.69 που παρουσιάζονται οι μέσες τιμές της ταχύτητας, αν εξαιρεθεί η θέση που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή ( $H/D=K$ ), οι μεγαλύτερες τιμές παρουσιάζονται για την θέση  $H/D=0.8$  με και χωρίς την παρουσία του καμπύλου δαπέδου. Παρόμοια είναι και η συμπεριφορά των διακυμάνσεων της ταχύτητας που στην ίδια θέση ( $H/D=0.8$ ) εμφανίζονται οι μεγαλύτερες τιμές. Φαίνεται λοιπόν το καμπύλο δάπεδο να τροποποιεί περαιτέρω την μορφή του απορεύματος κατάντι του κυλίνδρου.

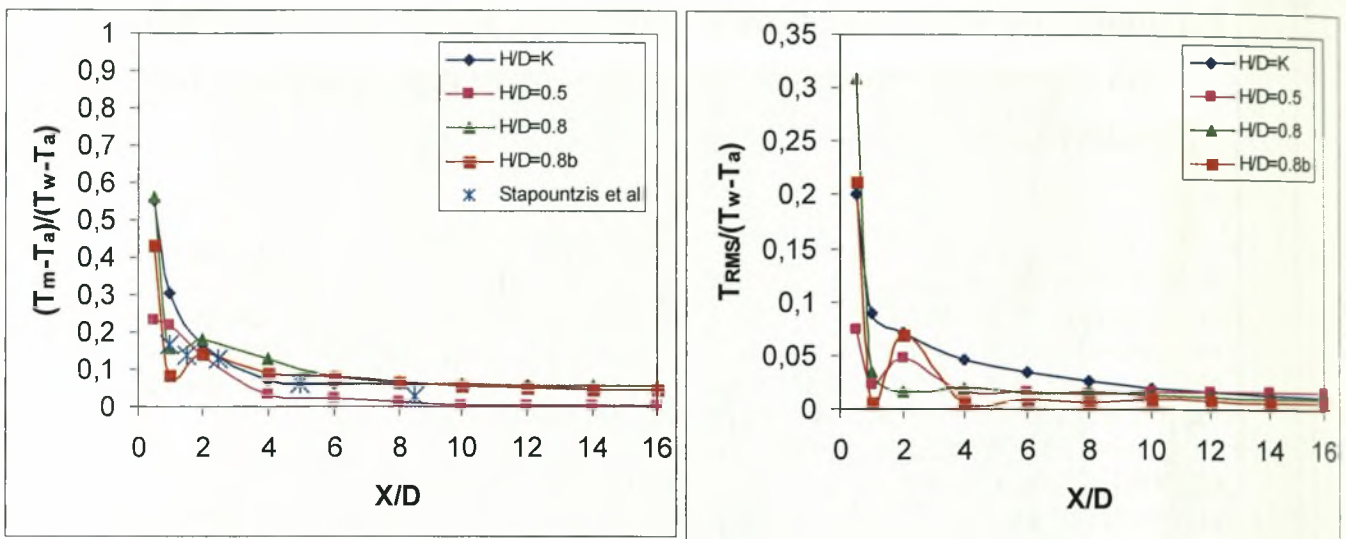
Στο διάγραμμα 5.70 παρατηρείται ότι και οι μέσες τιμές των θερμοκρασιών και οι τιμές των διακυμάνσεων της θερμοκρασίας φθίνουν με γρήγορο ρυθμό και σχεδόν όμοια για όλες τις θέσεις  $H/D$ , μικρές διαταραχές παρουσιάζονται στην περίπτωση που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στην θέση  $H/D=0.8$  παρουσία καμπύλου δαπέδου.

Η συμφωνία με την βιβλιογραφία [66], [22] είναι εμφανής ειδικά στην περίπτωση πτώσεις των θερμοκρασιών στην κεντρική γραμμή πίσω από τον κύλινδρο.



**Διάγραμμα 5.69. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για όλες τις θέσεις  $H/D$**





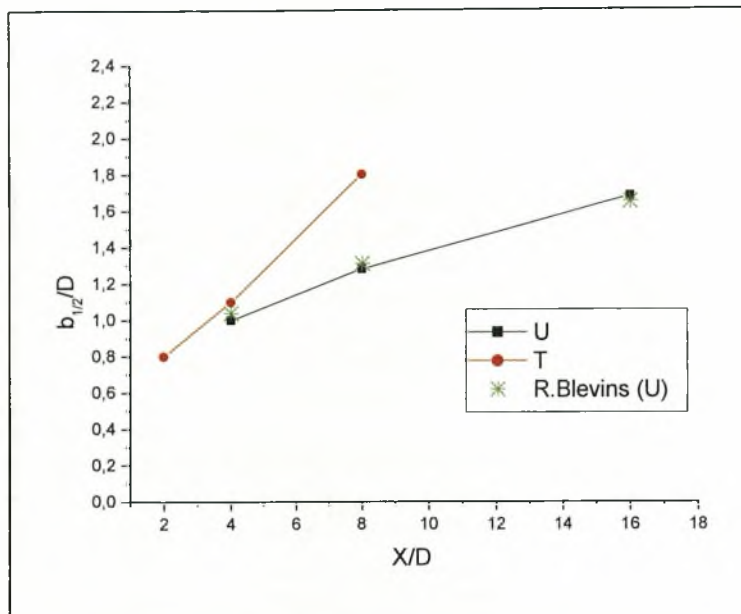
**Διάγραμμα 5.70.** Διαμήκης κατανομή μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για όλες τις θέσεις  $H/D$

#### 5.4. Εγκάρσιες διασπορές των κατανομών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για αριθμό $Re=16500$ ( $D=50mm$ )

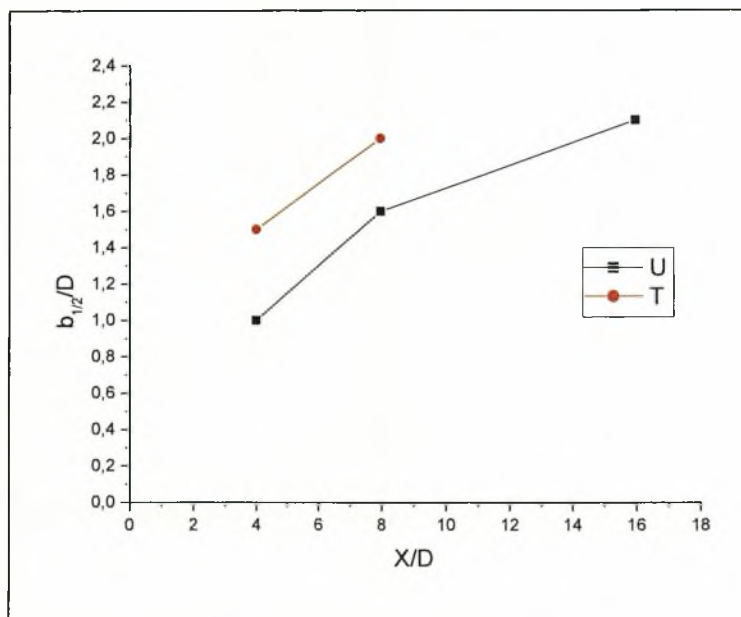
Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η μεταβολή των εγκάρσιων κατανομών ταχυτήτων και θερμοκρασιών ( $b_{1/2}$ ) για αριθμό  $Re=16500$ . Όπου  $b$  είναι το πλάτος του προφίλ της ταχύτητας και θερμοκρασίας στην θέση που αλλάζουν τα κοίλα.

Στα γραφήματα 5.71, 5.72, 5.73 παρουσιάζονται οι εγκάρσιες διασπορές των κατανομών της ταχύτητας και θερμοκρασίας. Όπως είναι φανερό η διασπορά των θερμοκρασιακών κατανομών στην εγκάρσια διεύθυνση είναι μεγαλύτερη για όλες σχεδόν τις θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου από την διασπορά των κατανομών της ταχύτητας. Στο διάγραμμα 5.71 φαίνεται η συμφωνία των τιμών με την βιβλιογραφία [44].

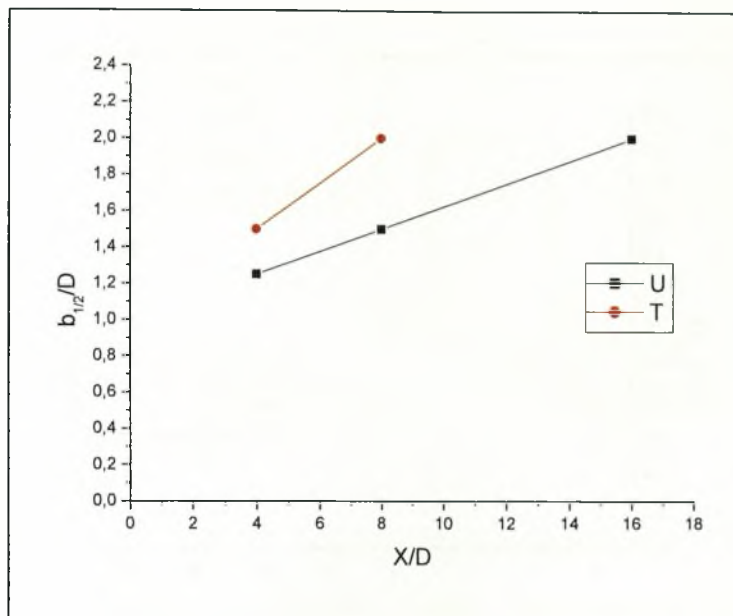
Όπως φαίνεται στο γράφημα 5.74 ο ρυθμός αύξησης της εγκάρσιας διασποράς της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος από αυτών της ταχύτητας, συνεπώς προκύπτει ότι και στην κάθετη στον κύλινδρο διεύθυνση η θερμοκρασία διασπείρεται πιο αποτελεσματικά από την ορμή.



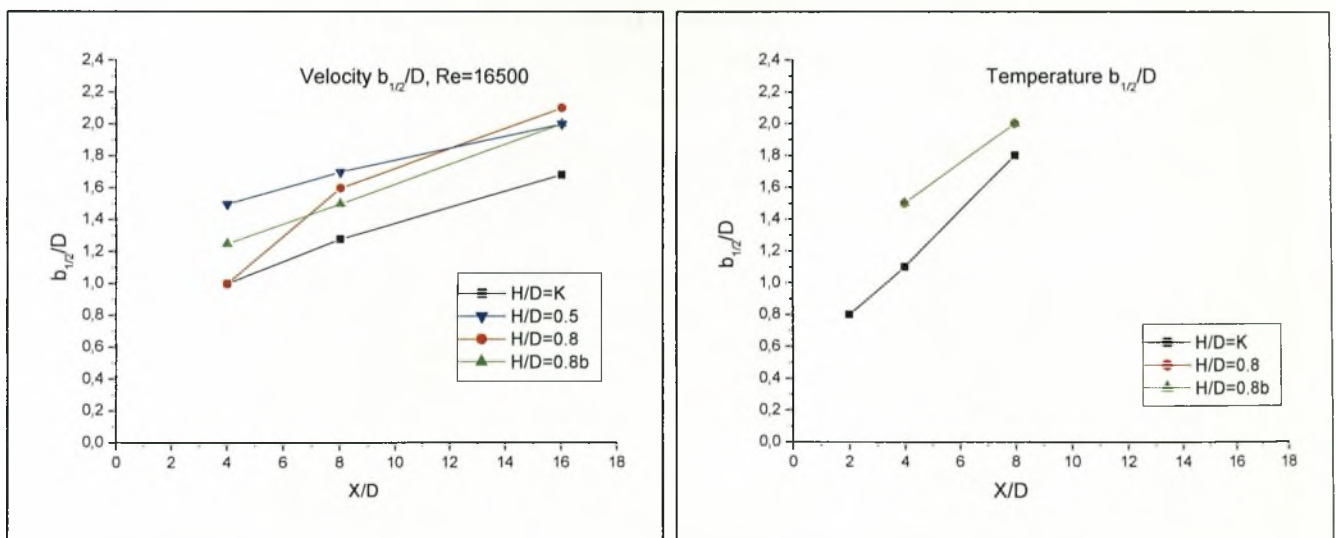
**Διάγραμμα 5.71. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=K$**



**Διάγραμμα 5.72. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$**



Διάγραμμα 5.73. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  με καμπύλο δάπεδο



Διάγραμμα 5.74. Εγκάρσιες διασπορές Ταχυτήτων και Θερμοκρασιών με το  $H/D$

### 5.5. Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας και θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων

Στο υποκεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ταχύτητας και θερμοκρασίας κατάντι του κυλίνδρου στην κεντρική γραμμή ( $Y/D=0$ ) για  $Re=16500$ . Σαν δείκτης ανάμειξης ταχύτητας ορίζεται ο λόγος  $I_{mix}^U = \frac{U_{RMS}}{U}$  και



δείκτης ανάμειξης θερμοκρασίας ο λόγος  $I_{mix}^T = \frac{T_{RMS}}{T_m - T_a}$ . Στόχος της ενότητας αυτής

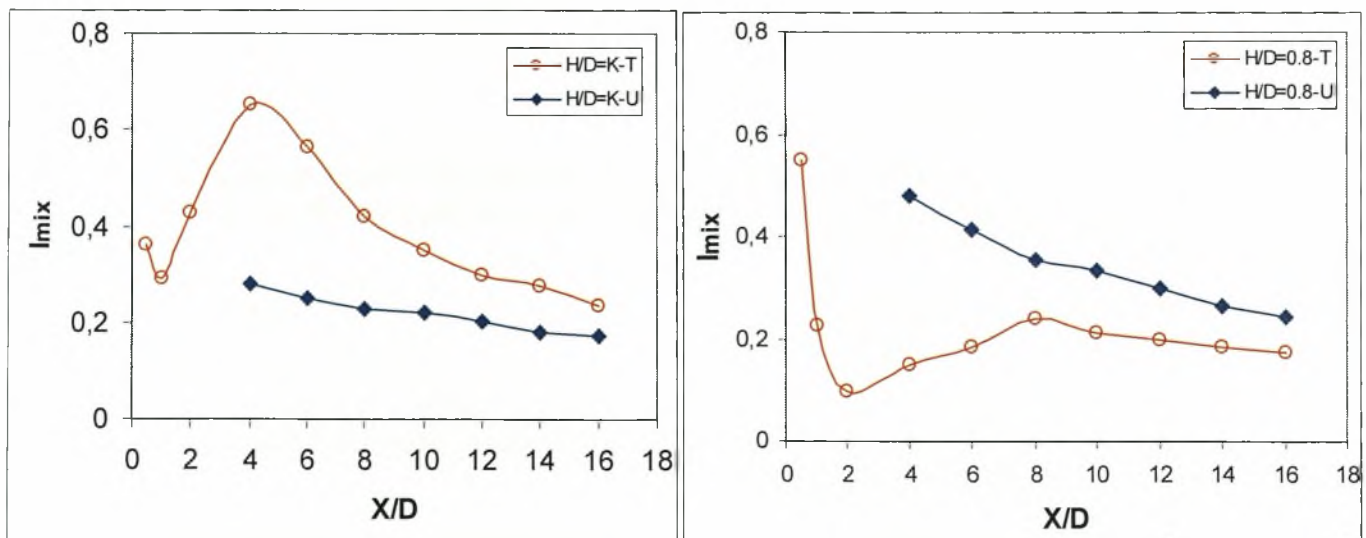
είναι να διερευνηθεί πιο μέγεθος αναμειγνύεται πιο αποδοτικά, η ταχύτητα ή η θερμοκρασία, για τις διάφορες θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου, και χωρικά πιο μέγεθος αναμειγνύεται γρηγορότερα.

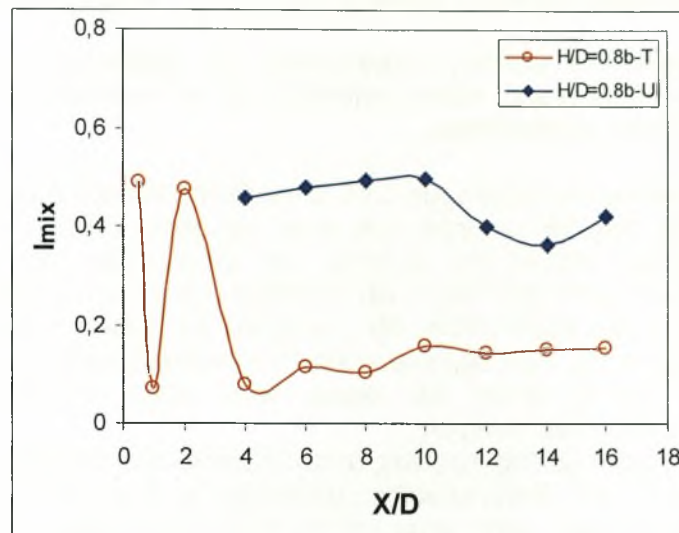
Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 5.75, στην θέση  $H/D=0.8$  ο δείκτης ανάμειξης της θερμοκρασίας αποκτά σταθερή τιμή μετά την θέση  $X=8D$ . Η παρουσία του καμπύλου δαπέδου ( $H/D=0.8b$ ) φαίνεται να υποβοηθάει την ανάμειξη της θερμοκρασίας, αφού μετά την θέση  $X=4D$  ο δείκτης ανάμειξης διατηρεί σταθερή τιμή περίπου 0.1. Στην ίδια θέση ( $H/D=0.8b$ ) συμβαίνει και σταθεροποίηση του δείκτη ανάμειξης της ταχύτητας, που σημαίνει επίτευξη αυτοδιατήρησης και καλή ανάμειξη αυτής σε σχέση με τις άλλες δύο θέσεις όπου μέχρι την θέση  $X=16D$  δεν σταθεροποιείται αλλά φθίνει συνεχώς.

Από τα παραπάνω είναι εμφανές ότι το καμπύλο δάπεδο οδηγεί σε καλύτερη ανάμειξη ταχύτητας και θερμοκρασίας, ακολουθεί η θέση  $H/D=0.8$ , ενώ στην περίπτωση της ελεύθερης ροής μέχρι και την θέση  $X=16D$  δεν συμβαίνει πλήρης ανάμειξη των δύο μεγεθών.

Η ταχύτητα φαίνεται να αναμειγνύεται αποδοτικότερα στην ελεύθερη ροή  $H/D=K$ , σε σχέση με την θέση  $H/D=0.8$ .

Όμοιος τρόπος εξέτασης της αποδοτικότητας της ανάμειξης είχε εφαρμοστεί στην εργασία των Starountzis et. [128], που ερευνάται η ροή κατάντι σημειακής θερμής πηγής. Η μελέτη αυτή έδειξε ότι η εκροή δινών υποβοηθάει την ανάμειξη.





**Διάγραμμα 5.75.** Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας και θερμοκρασίας για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$

### 5.6. Εξέλιξη κλιμάκων ταχύτητας $L_u$ σε σχέση με τις κλίμακες της θερμοκρασίας $L_\theta$ στην κεντρική γραμμή

Στην ενότητα αυτή υπολογίζονται οι χωρικές κλίμακες της ταχύτητας ( $L_u$ ) και της θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων, και ερευνάται η εξέλιξη αυτών στον απόρο του κυλίνδρου διαμέτρου  $D=50\text{mm}$ ,  $Re=16500$ . Για τον υπολογισμό των παραπάνω κλιμάκων τύρβης θα χρησιμοποιηθεί η σχέση 5.6.1 [69]

$$\frac{S_u(n)}{u^2} = \frac{4L_x}{U_\infty} \frac{1}{[1 + (1.3392(\frac{2\pi n L_x}{U_\infty}))^2]^{\frac{5}{6}}} \quad 5.6.1$$

Για τον υπολογισμό της κλίμακας τύρβης προσεγγίζουμε ασυμπτωτικά στο μηδέν από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος, θέτουμε δηλαδή  $n = 0$  στην παραπάνω σχέση, και προκύπτει ότι

$$\frac{S_u(0)}{u^2} = \frac{4L_x}{U_\infty} \Rightarrow L_x = \frac{S_u(0)U_\infty}{4u^2} \quad 5.6.2$$

Τα διαγράμματα που ακολουθούν δείχνουν την εξέλιξη των κλιμάκων της τύρβης για την ταχύτητα και την θερμοκρασία για τις κύριες θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου από το δάπεδο της αεροσήραγγας.

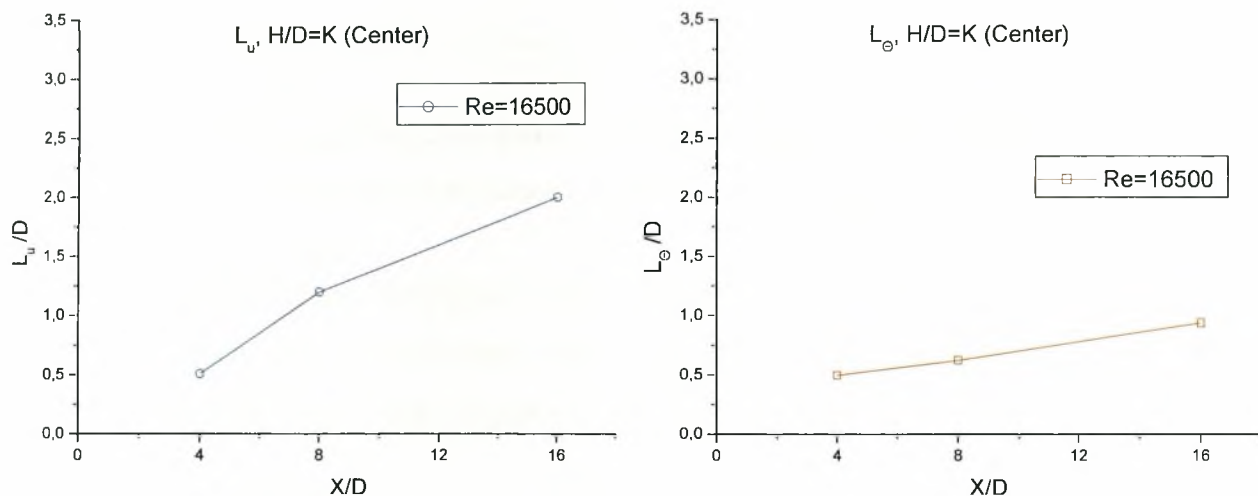
Οι κλίμακα τύρβης της ταχύτητας όπως φαίνεται και στα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζει αύξηση σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων μέσα στην ροή ( $H/D$ ), που συμφωνεί με την βιβλιογραφία [128]. Η απομάκρυνση από το δάπεδο δεν επηρεάζει τις τιμές στην κλίμακα τύρβης της ταχύτητας, όπου οι τιμές είναι ίδιες και για τις τέσσερις περιπτώσεις που εξετάζονται.

Οι κλίμακα τύρβης της θερμοκρασίας παρουσιάζει αύξηση στην ελεύθερη ροή και όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος με την κάτω πλευρά του προσκολλημένη

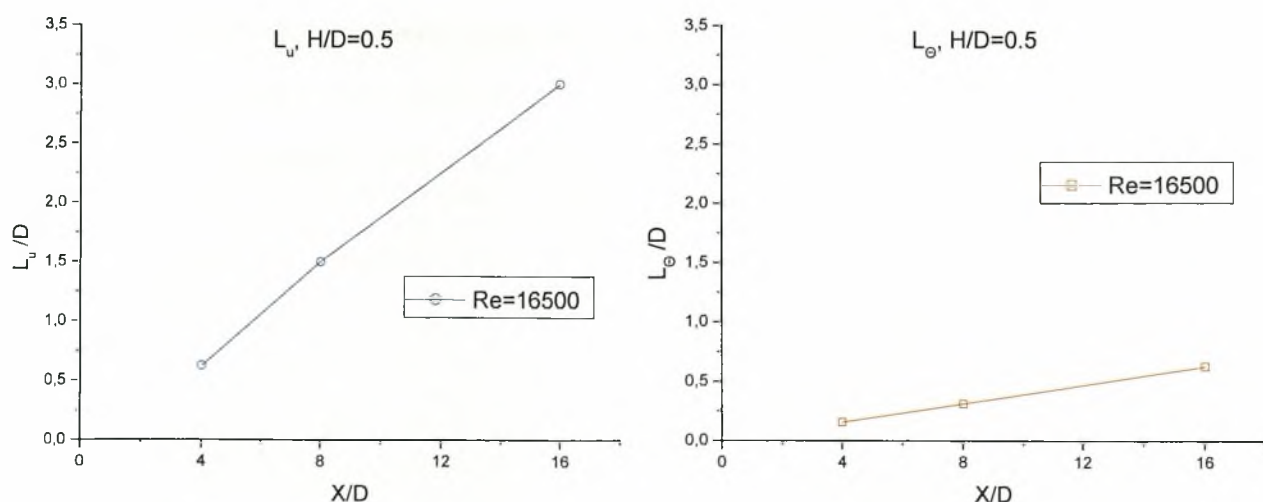
στο δάπεδο. Ο ρυθμός αύξησης της χωρικής κλίμακας τύρβης της θερμοκρασίας είναι μικρότερος από τον ρυθμό αύξησης της ταχύτητας στις αντίστοιχες θέσεις.

Πτώση της χωρικής κλίμακας θερμοκρασίας της τύρβης κατάντι του κυλίνδρου σε αντίθεση με την ταχύτητα παρατηρείται για την θέση  $H/D=0.8$  με και χωρίς την παρουσία καμπύλου δαπέδου.

Ο λόγος  $L_\theta / L_u$  φθίνει σε όλες τις θέσεις  $H/D$ , με έντονο ρυθμό πτώσης στις θέσεις που δεν υπάρχει εκροή δινών ( $H/D=0.8$  &  $0.8b$ ), δηλαδή δεν υπάρχουν συνεκτικές δομές στον απόρο του κυλίνδρου με αποτέλεσμα η τύρβη στις θέσεις αυτές να κατακερματίζει τον θερμό απόρο.

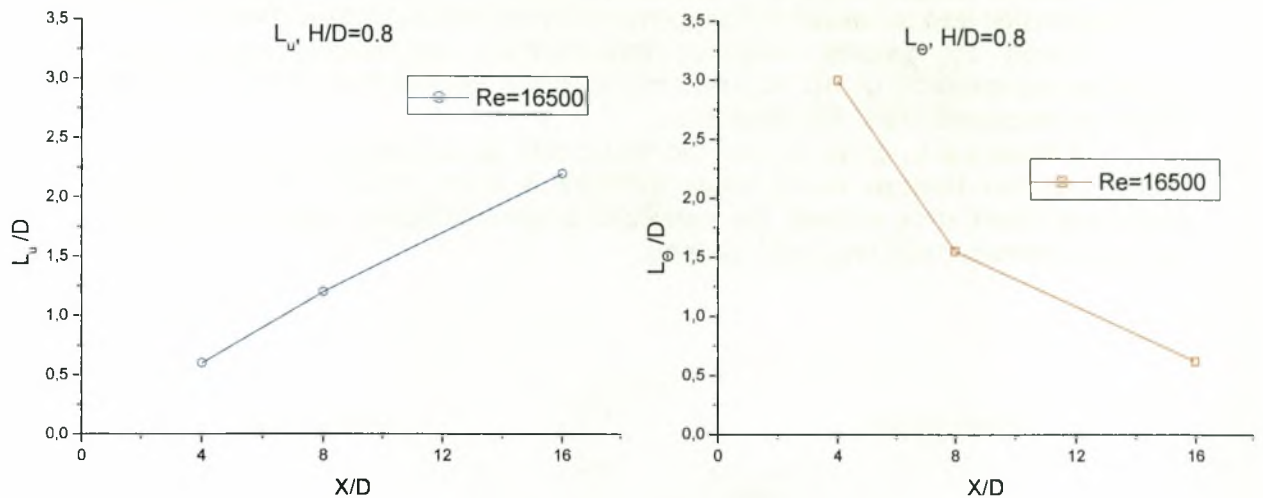


**Διάγραμμα 5.76. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=K$**

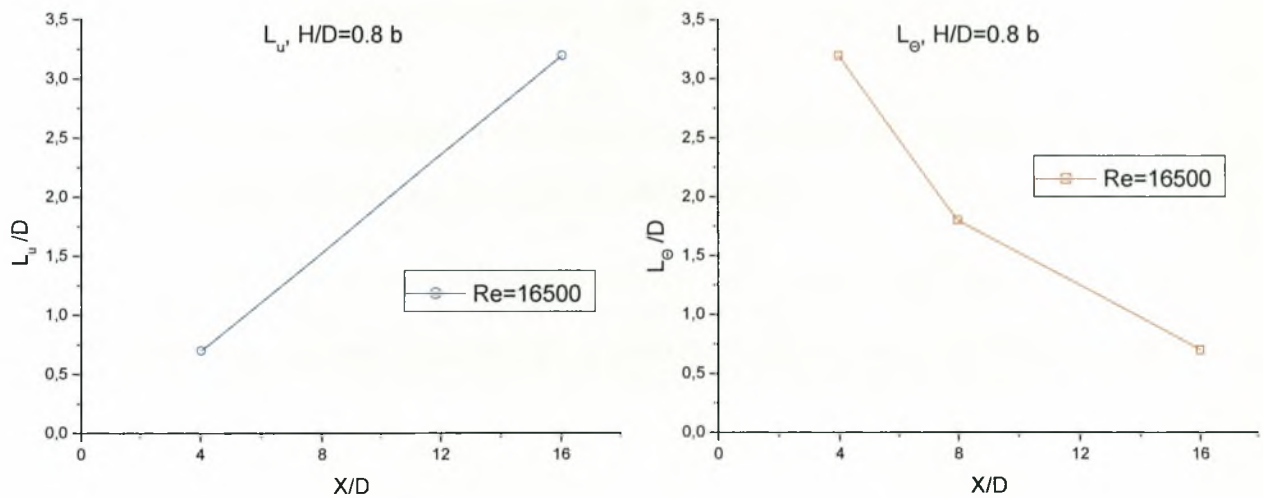


**Διάγραμμα 5.77. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.5$**

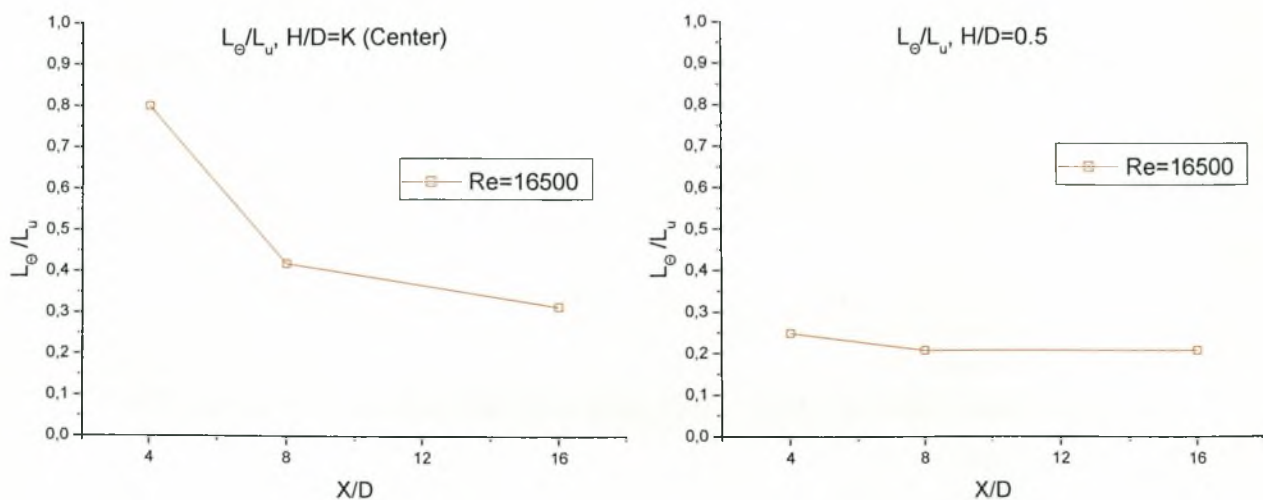


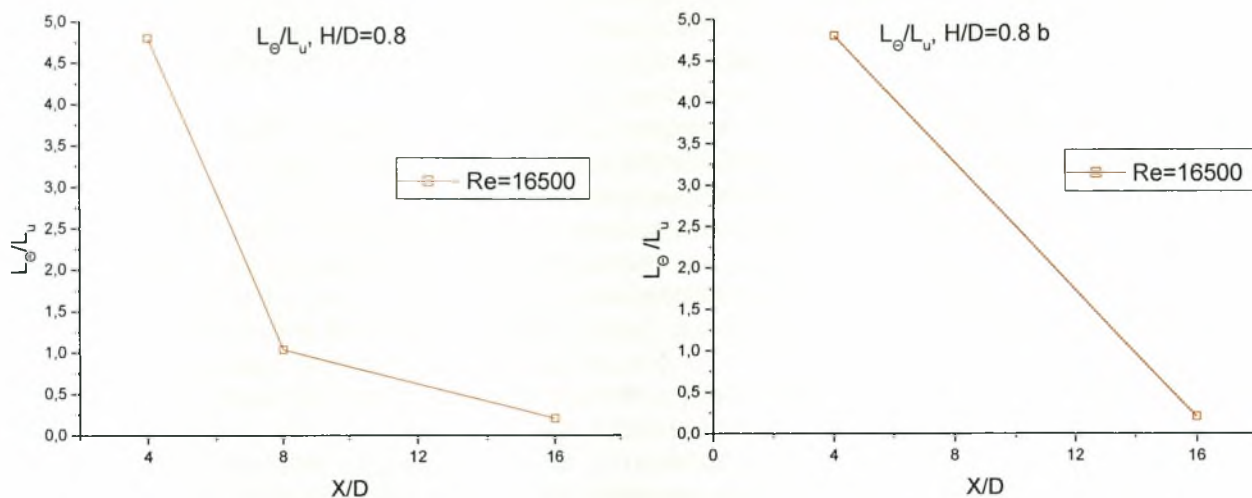


Διάγραμμα 5.78. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.8$



Διάγραμμα 5.79. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.8b$





Διάγραμμα 5.80. Λόγος  $L_{\Theta}/L_u$  για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$

## 5.7. Συνοπτική συζήτηση και συμπεράσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια (Πειράματα στην αεροσήραγγα)

### Πεδίο ταχυτήτων

Η μέγιστη μεταβολή στην ταχύτητα  $U$  προκαλείται από τον κύλινδρο με την μεγαλύτερη διάμετρο ( $D=50\text{mm}$ ).

Το  $\Delta U_{\max}$  στην μέση ταχύτητα που προκαλείται από τον κύλινδρο ( $D=50\text{mm}$ ) είναι πολύ μεγαλύτερο όταν αυτός είναι τοποθετημένος μέσα στο οριακό στρώμα ( $H/D=0$ ),  $\Delta U_{\max} \approx 1U_0$ , από ότι όταν είναι στην ελεύθερη παράλληλη ροή, που  $\Delta U_{\max} \approx 0.2U_0$ .

Οι κατανομές μέσων ταχυτήτων  $U$  και των τριών κυλίνδρων έχουν την μορφή των κατανομών των ταχυτήτων σε ελεύθερη ροή, δηλαδή αρχικά στρέφουν τα κοίλα κάτω και μετά άνω, σε αντίθεση με το προφίλ του οριακού στρώματος που στρέφει τα κοίλα άνω.

Η μέγιστη ταχύτητα  $U_{\max}$  μειώνεται με την αύξηση του  $X/D$ , αλλά η μείωση αυτή γίνεται πιο γρήγορα όταν  $D=50\text{mm}$ . Στους μικρότερους κυλίνδρους ( $D=13\text{mm}$  &  $D=30\text{mm}$ ) το οριακό στρώμα τείνει να επιβάλει την δική του πορεία και ο ρυθμός μείωσης της  $U_{\max}$  είναι μικρότερος. Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται και για το  $U_{\text{RMSmax}}$ . Οπότε την καλύτερη ανάμειξη την προκαλεί ο μεγάλος κύλινδρος, αφού το  $U_{\text{RMSmax}}$  έχει την μεγαλύτερη πτώση.

Η ανάκτηση της ταχύτητας (velocity recovery) γίνεται σταδιακά αλλά με αρκετά γρηγορότερους ρυθμούς από ότι στην ελεύθερη ροή. Αυτό συμβαίνει επειδή υπάρχει έντονη διάτμηση, δηλαδή πολύ μικρή ταχύτητα στο δάπεδο της πλάκας και μεγάλη πάνω από την επιφάνεια του κυλίνδρου.

Τα φαινόμενα μπλοκαρίσματος της ροής είναι λιγότερο έντονα όσο μικραίνει η διάμετρος του κυλίνδρου ενώ η τύρβη αυξάνεται όσο αυξάνει η διάμετρος.

Η παρουσία του καμπύλου δαπέδου αυξάνει τα φαινόμενα μπλοκαρίσματος καθώς επίσης και το ύψος  $y$  εμφάνισης της  $U_{\max}$ .

Η εκροή δινών Von Karman αρχίζει όταν  $H/D=0.8$  όπου υπάρχει ένα μέγιστο στα **17.61 Hz** και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(17.61 * 0.05)/5 \Rightarrow St=0.18$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή βέβαια μικρότερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας που ο αριθμός Strouhal είναι.  **$St \approx 0.2$** .

Η παρουσία του καμπύλου δαπέδου καταστρέφει τις μεγάλες δομές και έτσι στην θέση αυτή δεν εμφανίζονται συχνότητες εκροής δινών Von Karman

Στην περίπτωση που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος ακριβώς πάνω από κοιλότητα και σε ύψος τέτοιο ώστε να υπάρχει αλληλεπίδραση του οριακού στρώματος των πλακών-κυλίνδρου και της ωρολογιακά ανακυκλοφορούσας δίνης εντός της κοιλότητας, τότε έχουμε επιτάχυνση της ταχύτητας ροής κάτω από τον κύλινδρο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργείται μεγαλύτερη υποπίεση πάνω από την κοιλότητα αναγκάζοντας την δίνη να εκβάλλει πιο συχνά έξω από την κοιλότητα. Συνεπώς έχουμε καλύτερους ρυθμούς απαγωγής κάποιου μεγέθους μέσα από την κοιλότητα, όπως η θερμοκρασία ή κάποιος ρύπος.

Πάντως αν στη θέση που βρίσκεται η κοιλότητα υπήρχε ακλόνητο στερεό τοίχωμα η τοπική επιτάχυνση του ρευστού κάτω από τον κύλινδρο θα ήταν μεγαλύτερη.

Πάντα η ροή πίσω από τον κύλινδρο και σε απόσταση μερικά  $D$  σχηματίζει ένα χαρακτηριστικό κύρτωμα στο προφίλ της, στο ύψος της θέσης που είναι τοποθετημένος ο κύλινδρος, η μορφή του οποίου γίνεται όλο και πιο ανεπαίσθητη όσο απομακρυνόμαστε από τον κύλινδρο.

Από τα διαγράμματα P.S.D. παρατηρούμε ότι η χαρακτηριστική συχνότητα στην περίπτωση του κυλίνδρου πάνω από κοιλότητα είναι μεταξύ **17.3 Hz** και **19.53 Hz**, ενώ στην περίπτωση του κυλίνδρου πάνω από πλάκα είναι **17.57 Hz**. Δηλαδή ο αριθμός Strouhal είναι για την επίπεδη πλάκα  $St=f D/U_o=(17.57 * 0.06)/5 \Rightarrow St=0.21$ , ενώ στην περίπτωση της κοιλότητας ο αριθμός Strouhal κυμαίνεται από  **$St=0.20$**  έως  **$St=0.23$** . Η εκροή των δινών αρχίζει όταν  $H/D \approx 0.8$ .

Επίσης τα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος δείχνουν ότι όσο αυξάνει το  $X/D$  μειώνεται η ένταση εκροής των δινών και η ανάμειξη επιτυγχάνεται από την τύρβη.

### Πεδίο θερμοκρασιών

Στην περίπτωση που  $H/D=0.8$  η μέγιστη θερμοκρασία εμφανίζεται κοντά στο άνω διατμητικό στρώμα.

Το ποσοστό πτώσης της μέσης θερμοκρασίας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ), όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή, είναι πιο μεγάλο από ότι σε όλες τις άλλες θέσεις τοποθέτησης.

Η παρουσία του κυλίνδρου μέσα στο οριακό στρώμα ( $H/D=0.5$ ), προκαλεί φαινόμενα μπλοκαρίσματος της ροής και άνοδο του θερμοκρασιακού πεδίου.

Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  αρχίζει όταν αυτός είναι τοποθετημένος  $0.8D$  πάνω από το δάπεδο αεροσήραγγας και είναι  **$f=17.6\text{ Hz}$** , όπου δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(17.6 * 0.05)/5 \Rightarrow St=0.18$ . Η συχνότητα αυτή είναι ίδια με τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή βέβαια μικρότερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.

Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της αεροσήραγγας είναι  **$f=19.56\text{ Hz}$**  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(19.56 * 0.05)/5 \Rightarrow St=0.2$ . Η συχνότητα αυτή είναι ίδια με τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή.

Το μέγεθος της έντασης εκροής θερμοκρασιακών δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ , δηλαδή όσο απομακρυνόμαστε από τον κύλινδρο.



Το καμπύλο δάπεδο προκαλεί φαινόμενα μπλοκαρίσματος, και φαίνεται αυτό στην στρέβλωση των κατανομών της μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης. Η παρουσία του επίσης καταστρέφει τις μεγάλες δομές και δεν εμφανίζονται συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

Από τα διαγράμματα κεντρικών γραμμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών στις διάφορες θέσεις, προκύπτει ότι η ανάμειξη των θερμοκρασιών είναι αποδοτικότερη από ότι των ταχυτήτων και επιτυγχάνεται στην περίπτωση όπου  $H/D=0.8$ .

Η ανάμειξη ορμής και θερμοκρασίας είναι αποδοτικότερη στην ελεύθερη ροή σε σχέση με την περίπτωση που  $H/D=0.5$ .

Η διασπορά των θερμοκρασιακών κατανομών στην εγκάρσια διεύθυνση είναι μεγαλύτερη για όλες σχεδόν τις θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου από την διασπορά των κατανομών της ταχύτητας.

Ο ρυθμός αύξησης της εγκάρσιας διασποράς της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος από αυτών της ταχύτητας, συνεπώς προκύπτει ότι και στην κάθετη στον κύλινδρο διεύθυνση η θερμοκρασία διασπείρεται πιο αποτελεσματικά από την ορμή.

Οι κλίμακα τύρβης της ταχύτητας παρουσιάζει αύξηση σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων μέσα στην ροή, σε αντίθεση με της θερμοκρασίας που φθίνει.

Σύμφωνα με τα παραπάνω μπορούμε να πούμε ότι:

- Επιβεβαιώθηκε η σημαντική επίδραση των τοιχωμάτων στον σχηματισμό οργανωμένων δινών και στην ανάμειξη ορμής και συγκέντρωσης (θερμοκρασία).
- Έγινε αντιληπτή η τροποποίηση στην επίτευξη αυτοδιατήρησης (self preservation) (κάτι ανάλογο σαν την πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδη ροή σε σωλήνα ή σε τυρβώδη δέσμη) του απορεύματος που προκαλείται από τοίχωμα.
- Βρέθηκε ότι η καμπυλότητα του τοιχώματος τροποποιεί περαιτέρω το απόρευμα και την διαδικασία ανάμειξης.
- Βρέθηκε ότι το πάχος του οριακού στρώματος  $\delta$  σχετικά με το  $D$  είναι ένας κρίσιμος παράγοντας
- Οι ευρείες μεταβολές που προκαλούνται στο πεδίο ροής και θερμοκρασίας οφείλονται κατά ένα μέρος και στο γεγονός ότι τα σημεία αποκόλλησης στα κυλινδρικά σώματα αλλάζουν θέση.

Στον πίνακα 5.3 που ακολουθεί παρουσιάζονται συνοπτικά τα σημαντικότερα αποτελέσματα που προέκυψαν από την έρευνα των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε στερεά όρια (πειράματα σε αεροσήραγγα).

Όπου **U** και **T** τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα πειράματα όπου μετρήθηκε ταχύτητα και θερμοκρασία αντίστοιχα. Οι συμβολισμοί **Plat-Cyl** και **Cav-Cyl** αναφέρονται στην παρουσία επίπεδης πλάκας και κοιλότητας κάτω από τον κύλινδρο αντίστοιχα.

Re	H/D	X/D	St (U)	St (T)	b <sub>1/2</sub> /D (U)	b <sub>1/2</sub> /D (T)	l <sub>mix</sub> (U)	l <sub>mix</sub> (T)	Lu/D	L <sub>T</sub> /D
4300	Κ	4	0,20							
		8	0,20							
		16	0,20							
	0,5	4	-							
		8	-							
		16	-							
9900	Κ	4	0,20							
		8	0,20							
		16	0,20							
	0,5	4	-							
		8	-							
		16	-							
16500	Κ	0,5						0,363		
		1						0,292		
		2						0,427		
		4	0,20	0,20	1		0,280	0,652	0,51	0,5
		6					0,251	0,565		
		8	0,20	0,20	1,28	1,1	0,228	0,419	1,2	0,625
		10					0,221	0,350		
		12					0,204	0,300		
		14					0,182	0,275		
		16	0,20	0,20	1,68	1,8	0,172	0,235	2	0,937
	0,5	4	-	-					0,63	0,156
		8	-	-					1,5	0,313
		16	-	-					3	0,625
	0,8	0,5						0,551		
		1						0,227		
		2						0,096		
		4	0,18	0,18	1		0,481	0,149	0,6	3
		6					0,414	0,183		
		8			1,6	1,5	0,356	0,240	1,2	1,562
		10					0,336	0,213		
		12					0,299	0,197		
		14					0,266	0,186		
		16			2,1	2	0,245	0,173	2,2	0,625
	0,8 b	0,5	-	-				0,490		
		1	-	-				0,071		
		2	-	-				0,475		
		4	-	-	1,25		0,481	0,079	0,7	3,2
		6	-	-			0,414	0,115		
		8	-	-	1,5	1,5	0,356	0,106		1,8
		10	-	-			0,336	0,159		
		12	-	-			0,299	0,144		
		14	-	-			0,266	0,151		
		16	-	-	2	2	0,245	0,156	3,2	0,8
	0,9	8	0,195							
20000	Κ	4	0,2							
		8	0,2							
		16	0,2							
	0,8	4	0,18							
		8	0,18							
		16	0,18							
	0,8 Plat-Cyl	4	0,21							
		8	0,21							
		16	0,21							
	0,8 Cav-Cyl	4	0,23							
		8	0,23							
		16	0,23							

Πίνακας 5.3. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων (αεροσήραγγα)

## 6. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ (Υδροσήραγγα)

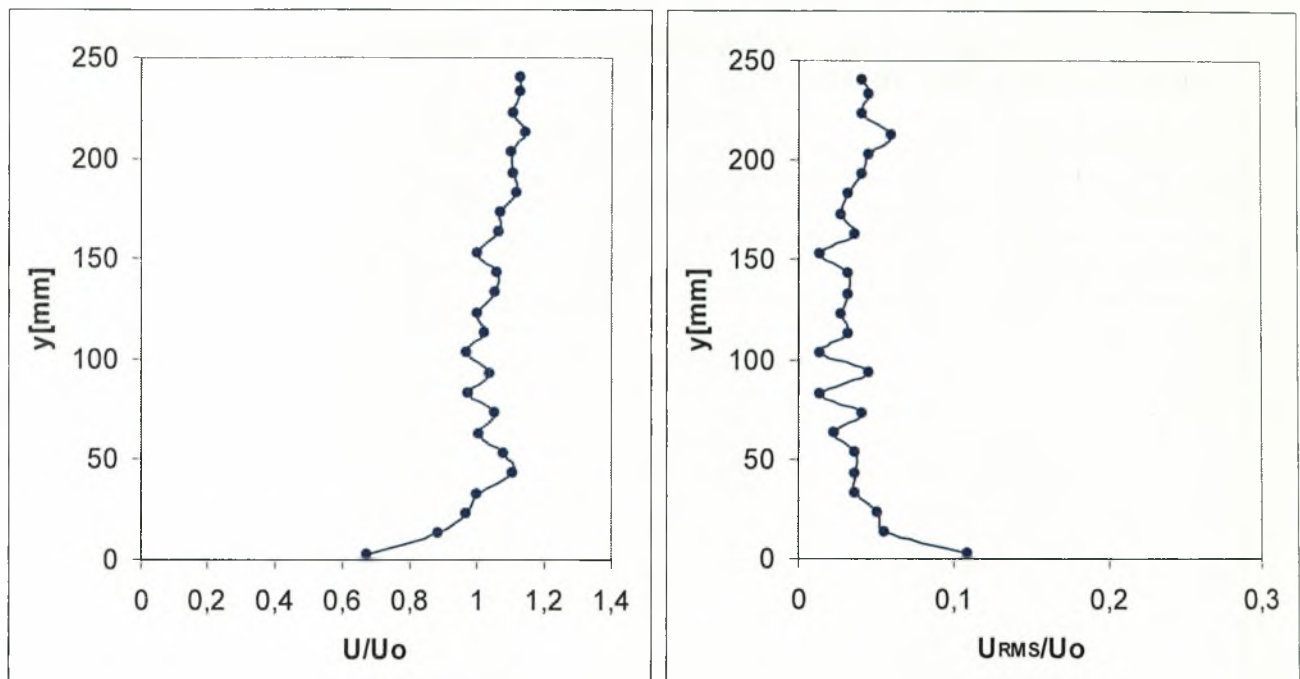
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την πειραματική διερεύνηση του προβλήματος σε υδροσήραγγα και στο τέλος κάθε ενότητας δίνονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν. Η παρουσίαση των αποτελεσμάτων χωρίζεται σε δύο κατηγορίες. Στα αποτελέσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των ταχυτήτων και τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των θερμοκρασιών.

Επικεντρώνεται η έρευνα στην διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια υγρού – αερίου.



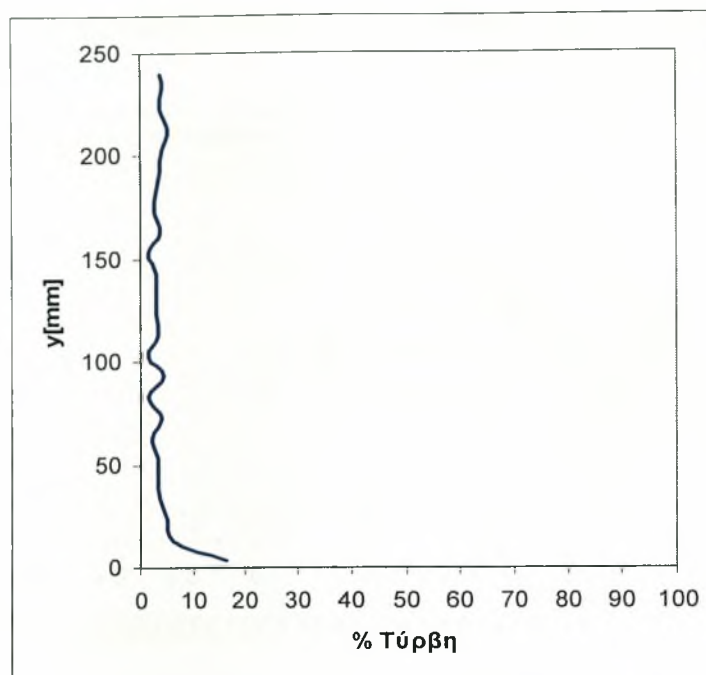
## 6. Διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια υγρού – αερίου (Υδροσήραγγα)

Αρχικά έγινε μια σειρά προκαταρκτικών μετρήσεων με αισθητήρα θερμο-υμένα (Hot - film) και μελετήθηκε η ροή που δίνει η υδροσήραγγα (free flow) και βρέθηκε να είναι ικανοποιητική. Στο διάγραμμα 6.1 φαίνεται η κατανομή της μέσης ταχύτητας της αδιατάρακτης ροής και η ένταση τύρβης, στην υδροσήραγγα στην θέση τοποθέτησης των δοκιμίων.



**Διάγραμμα 6.1. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης αδιατάρακτης ροής στην υδροσήραγγα**

Το πάχος του οριακού στρώματος όπως φαίνεται από το διάγραμμα 6.1 είναι 30 mm. Σύμφωνα με την θεωρία το πάχος τυρβώδους οριακού στρώματος λείας επιπέδης πλάκας είναι  $\delta(x) = 0,37 \left( \frac{\nu}{U_\infty} \right)^{1/5} x^{4/5} = 31 \text{ mm}$ . Υπάρχει συμφωνία μεταξύ της θεωρίας και των μετρήσεων ίσως γιατί υπάρχει τραχύτητα στην αρχή του δαπέδου της υδροσήραγγας με αποτέλεσμα να έχουμε μεγάλο πάχος οριακού στρώματος.



**Διάγραμμα 6.2.** Κατανομή ποσοστού τύρβης αδιατάρακτης ροής στην υδροσήραγγα

### 6.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης στον απόρου κυκλικών κυλίνδρων

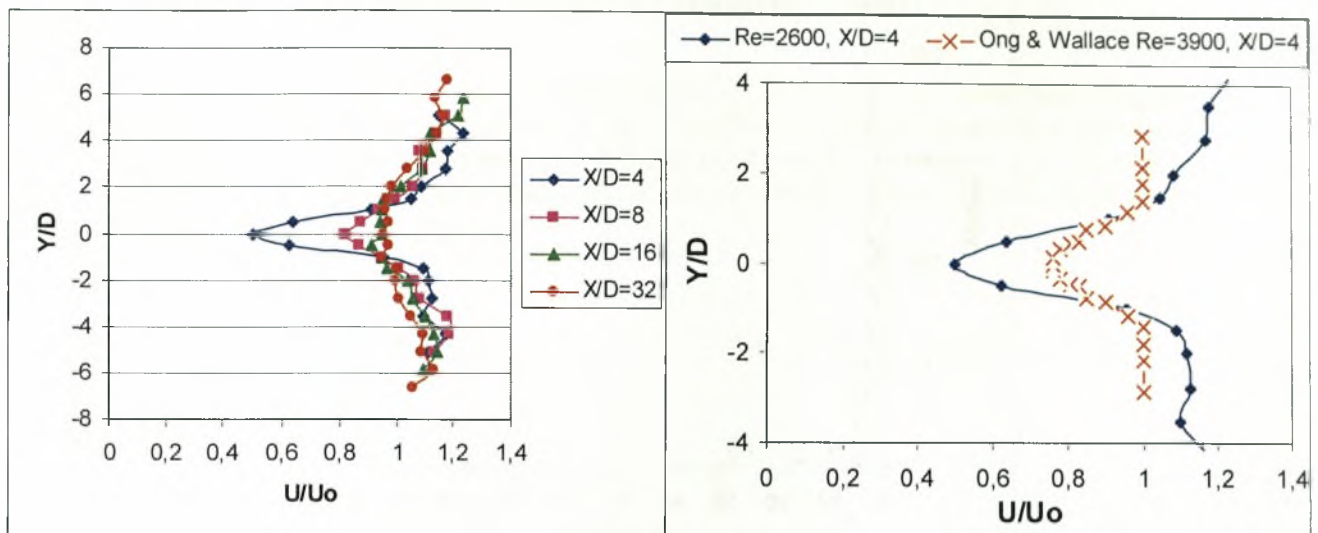
#### 6.1.1. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

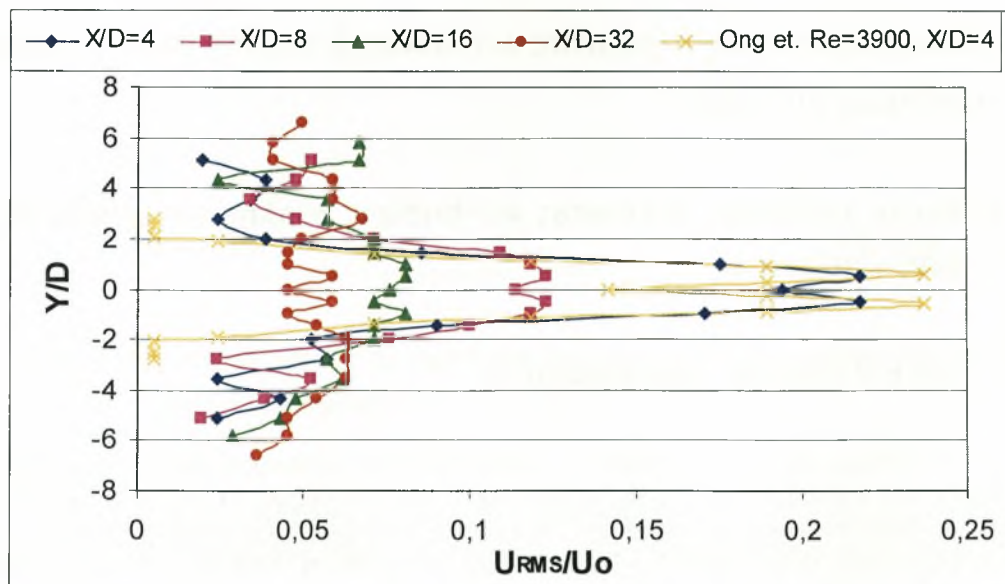
Στο διάγραμμα 6.3 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι 47% που από 0.502 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.950 στην θέση  $X/D=32$ . Πτώση 73.3% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από 0.218 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.058 στην θέση  $X/D=32$  (Διάγραμμα 6.4). Στο διάγραμμα 6.4 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Στο ίδιο διάγραμμα φαίνεται η συμμετρία στις κατανομές μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης σε όλο το πεδίο δοκιμών. Η συμφωνία με την βιβλιογραφία [125] είναι μέτρια (διαγράμματα 6.3 & 6.4), οι δε λόγοι για τις αποκλίσεις μπορεί να οφείλονται στους διαφορετικούς αριθμούς  $Re$ , στην ύπαρξη διαφορετικού ποσοστού τύρβης στην ροή, ή επίδραση των τοιχωμάτων του καναλιού.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.5) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας είναι  $f=3.125\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(3.125 \cdot 0.013)/0.2 \Rightarrow St=0.20$ . Από το διάγραμμα 6.5 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης των δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$  καθώς

και η δημιουργία τύρβης της οποίας το φάσμα έχει την χαρακτηριστική κλίση  $-5/3$  σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων (Kolmogoroff [67]).



Διάγραμμα 6.3. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=13mm$

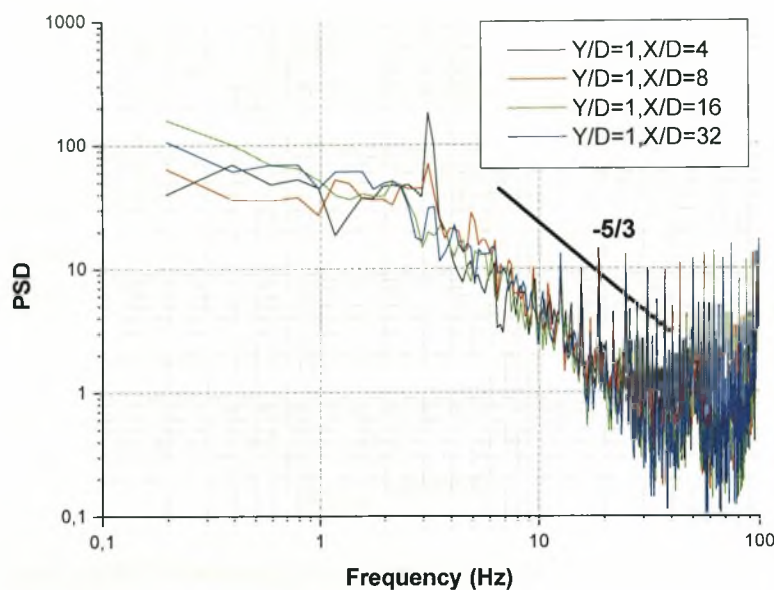


Διάγραμμα 6.4. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=13mm$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(m/s)^2/Hz$ .



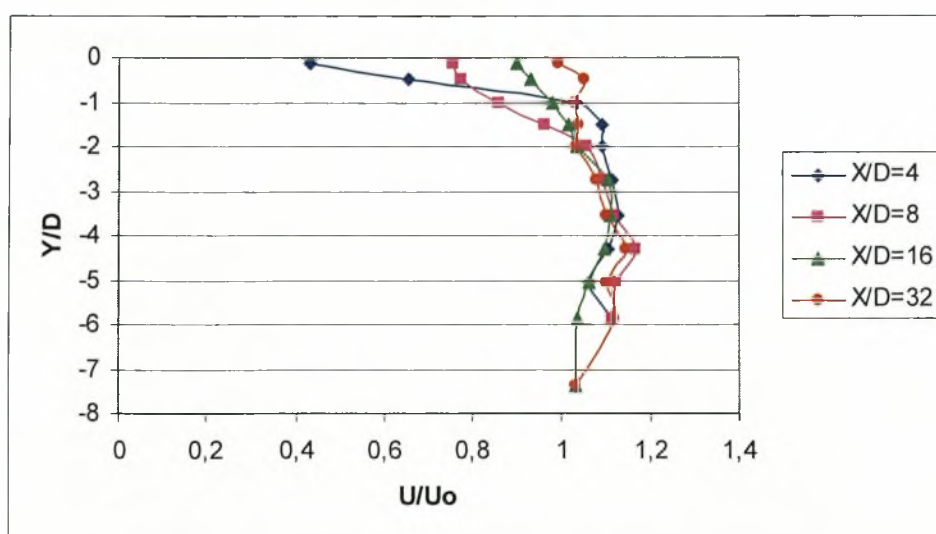


Διάγραμμα 6.5. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$

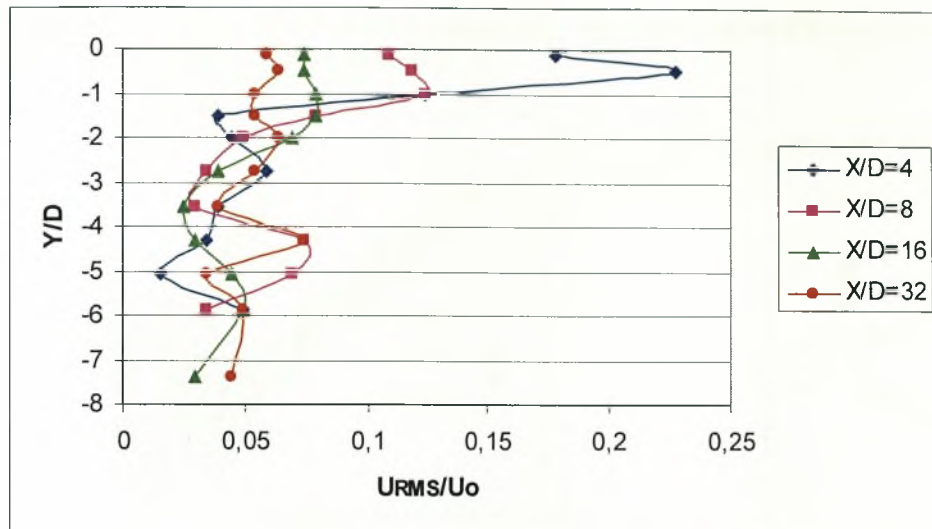
- $H/D = 0$

Στην θέση αυτή το κέντρο του κυλίνδρου είναι πάνω στην διεπιφάνεια, δηλαδή ο μισός κύλινδρος βρίσκεται μέσα στο νερό και ο μισός έξω. Η παρουσία του μισοβυθισμένου κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ) στην διεπιφάνεια επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.6). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 56.4% (θέση  $Y/D=0$ ), που από 0.433 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.995 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.7) 71.6% (θέση  $Y/D=-0.5$ ) παρατηρείται, που από 0.226 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.064 για  $X/D=32$ .

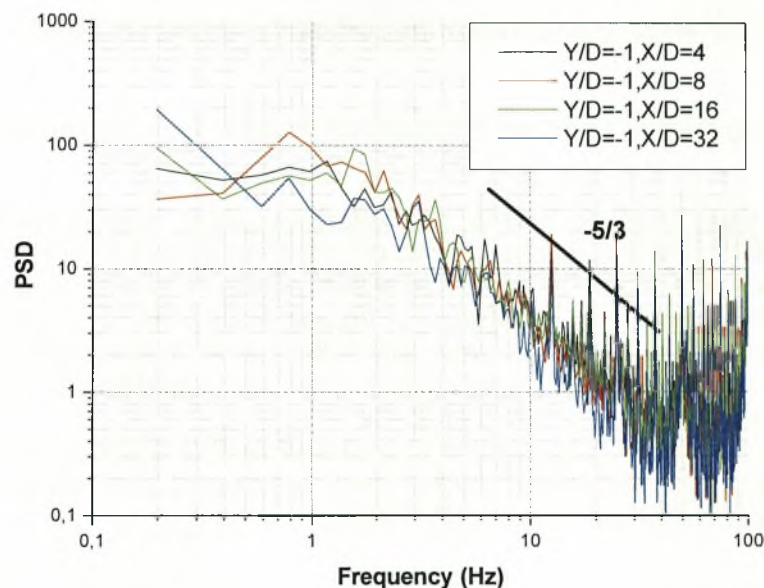
Στο διάγραμμα 6.8 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Στην θέση αυτή ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67] ( $-5/3$ ).



Διάγραμμα 6.6. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.7. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0$  &  $D=13\text{mm}$

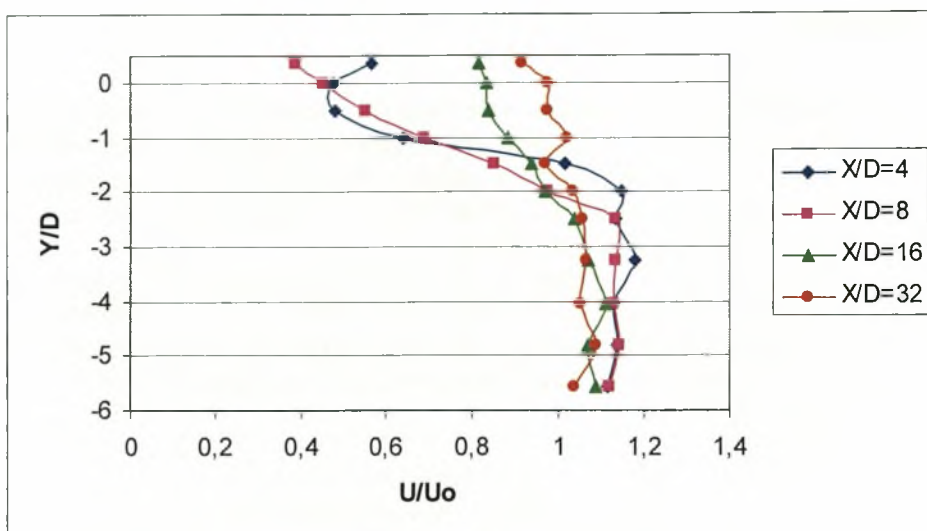


Διάγραμμα 6.8. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0$  &  $D=13\text{mm}$

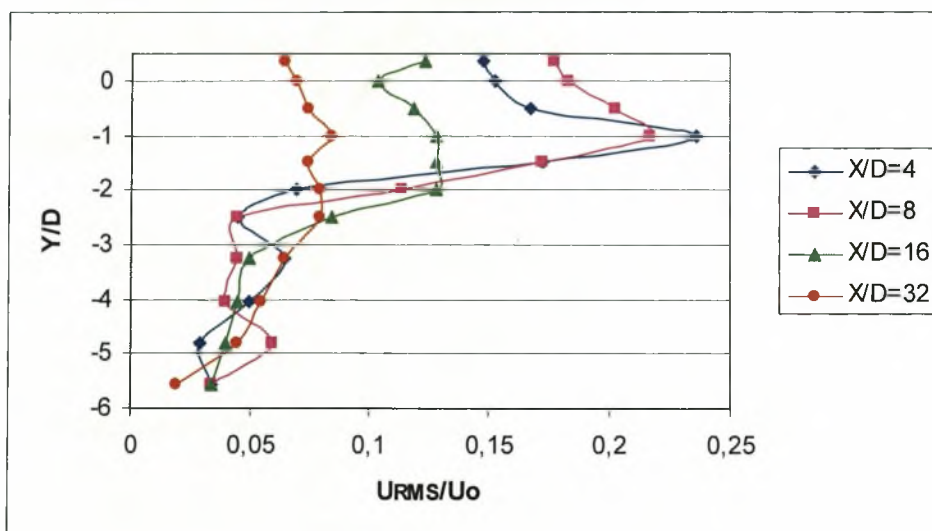
### • $H/D = 0.5$

Στην θέση αυτή ο κύλινδρος είναι βυθισμένος μέσα στο νερό και η πάνω πλευρά του εφάπτεται στην διεπιφάνεια. Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.9). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 51% (θέση  $Y/D=-0.5$ ), που από 0.477 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.975 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.10) 64.8% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.236 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.083 για  $X/D=32$ .

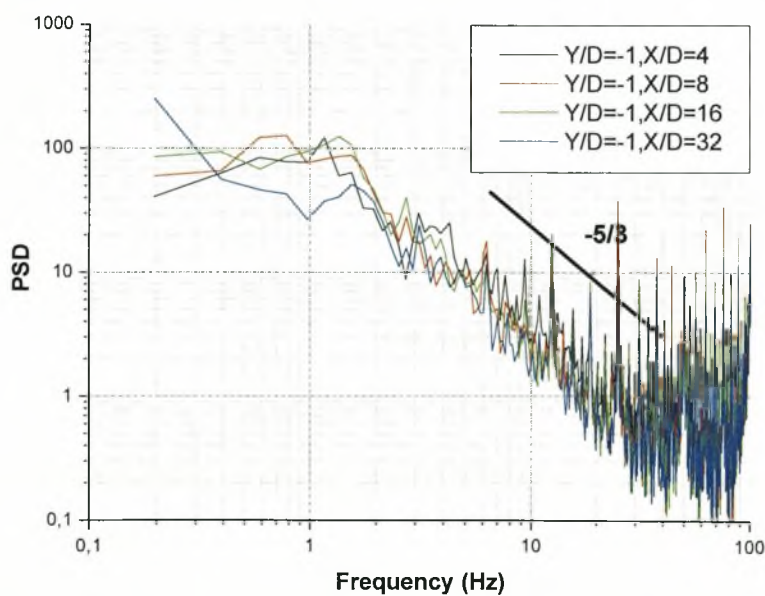
Στο διάγραμμα 6.11 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ροή κατάντι του κυλίνδρου είναι τυρβώδης, όπου για τις συχνότητες, στις οποίες στην θέση  $H/D=K$  υπάρχει ακίδωση στα γραφήματα φάσματος ισχύος, εδώ ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67] ( $-5/3$ ).



Διάγραμμα 6.9. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.10. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$



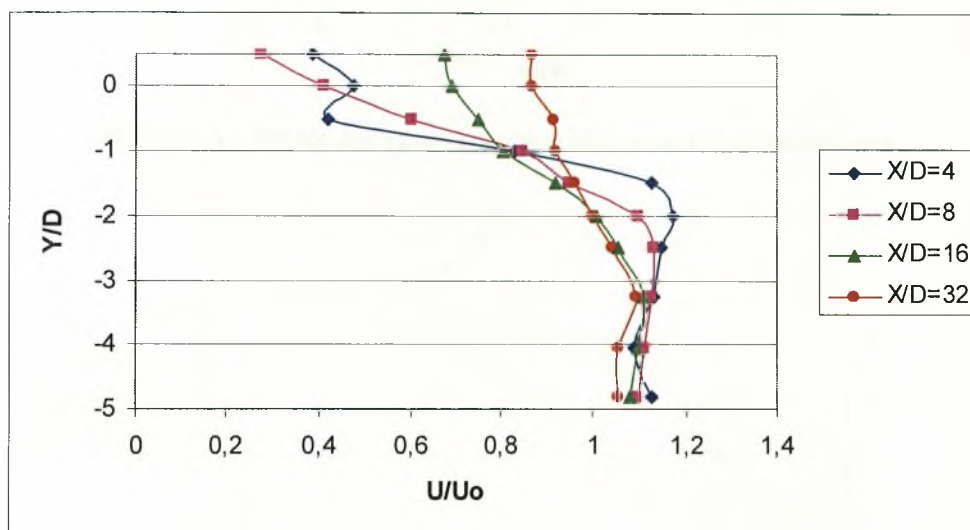
Διάγραμμα 6.11. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=13\text{mm}$



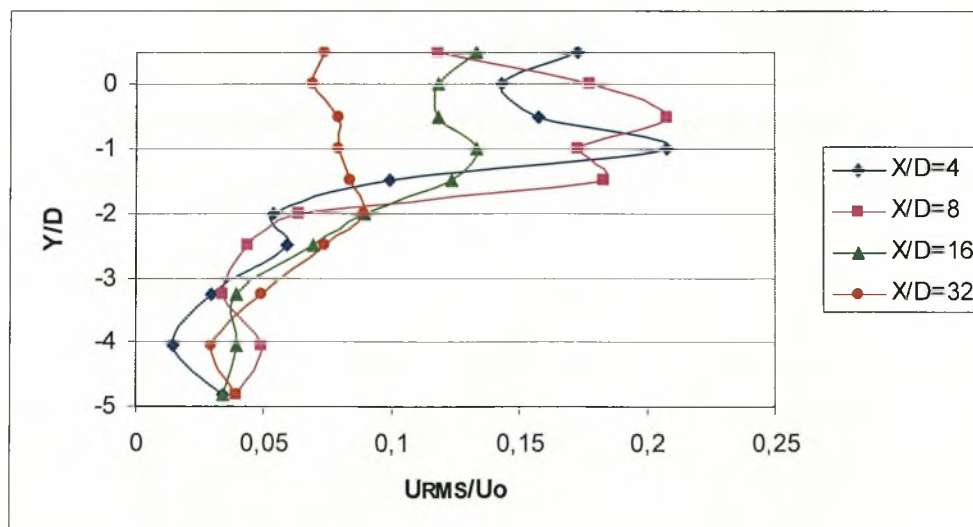
- $H/D = 0.6$

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.12). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 54% (θέση  $Y/D=-0.5$ ), που από 0.419 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.913 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 6.13) 61.8% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.207 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.079 για  $X/D=32$ .

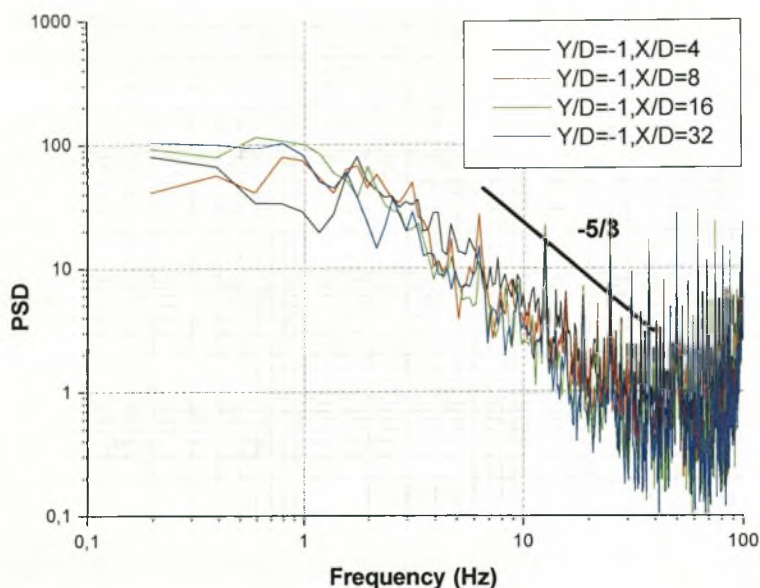
Στο διάγραμμα 6.14 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ροή κατάντι του κυλίνδρου είναι τυρβώδης όπως φαίνεται από το διάγραμμα, όπου στο μεγαλύτερο εύρος συχνοτήτων ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67] ( $-5/3$ ).



Διάγραμμα 6.12. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.6$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.13. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $D=13\text{mm}$

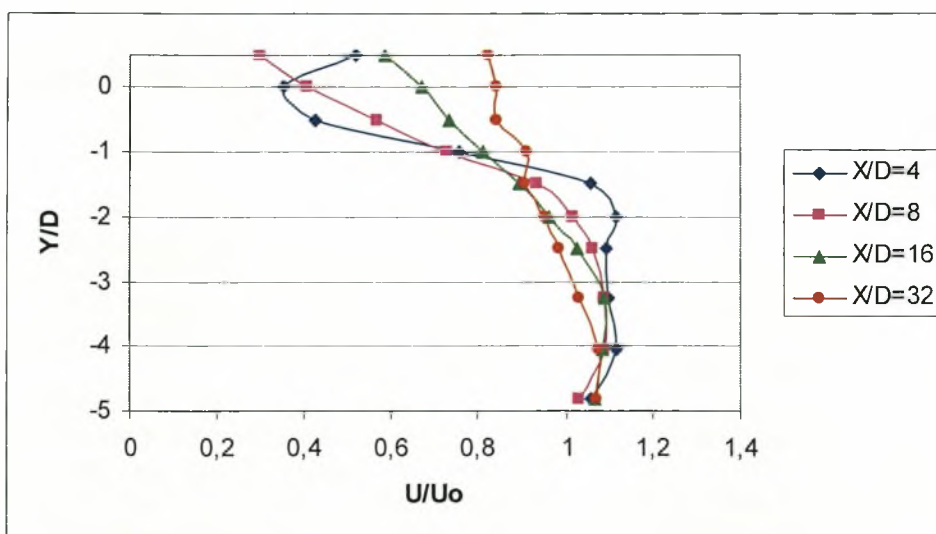


Διάγραμμα 6.14. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.6$  &  $D=13\text{mm}$

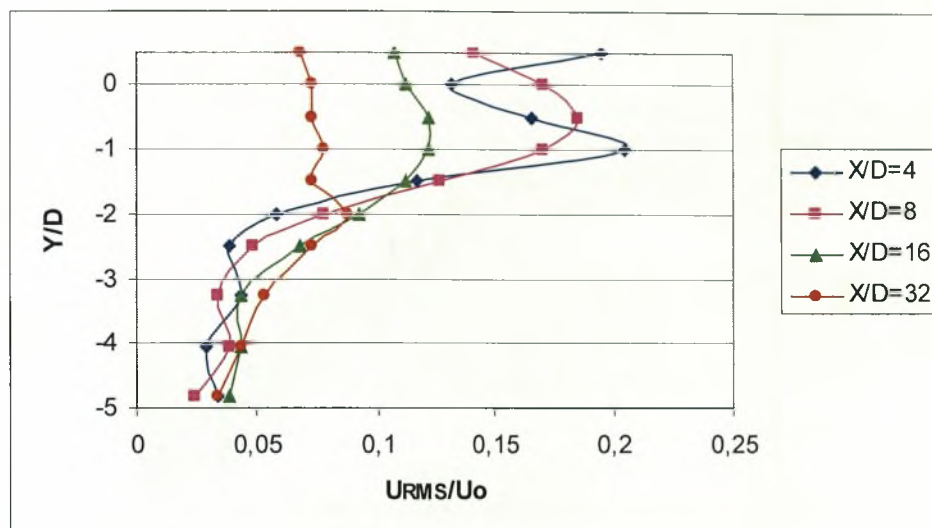
- $H/D = 0.7$

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=13\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.15). Στην θέση αυτή φαίνεται η συμπεριφορά στις κατανομές των ταχυτήτων να είναι κάπως όμοια με αυτή της ελεύθερης ροής, παρατηρείται δηλαδή το κύρωμα στο προφίλ ( $X/D=4$ ). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 58% (θέση  $Y/D=0$ ), που από 0.354 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.844 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.16) 62% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.203 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.077 για  $X/D=32$ .

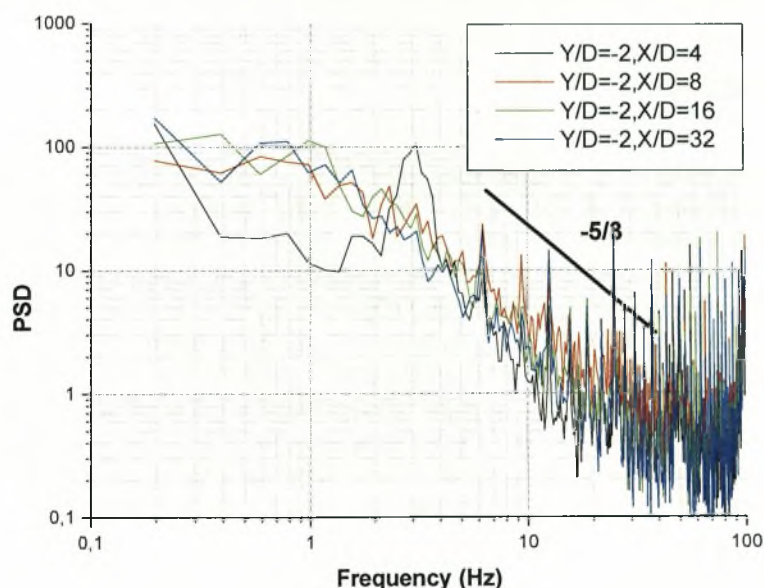
Στην θέση αυτή για πρώτη φορά (Διάγραμμα 6.17) έχουμε μία ακιδωτή μορφή φάσματος «peak» ( $Y/D=-2$ ,  $X/D=4$ ) που ίσως να υποδηλώνει την εκροή δινών. Αυτή η χαρακτηριστική συχνότητα βέβαια δεν εμφανίζεται σε άλλες θέσεις. Η τιμή της είναι  $f=3\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(3 \cdot 0.013)/0.2 \Rightarrow St=0.2$ .



Διάγραμμα 6.15. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.16. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.17. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$

- $H/D = 0.8$

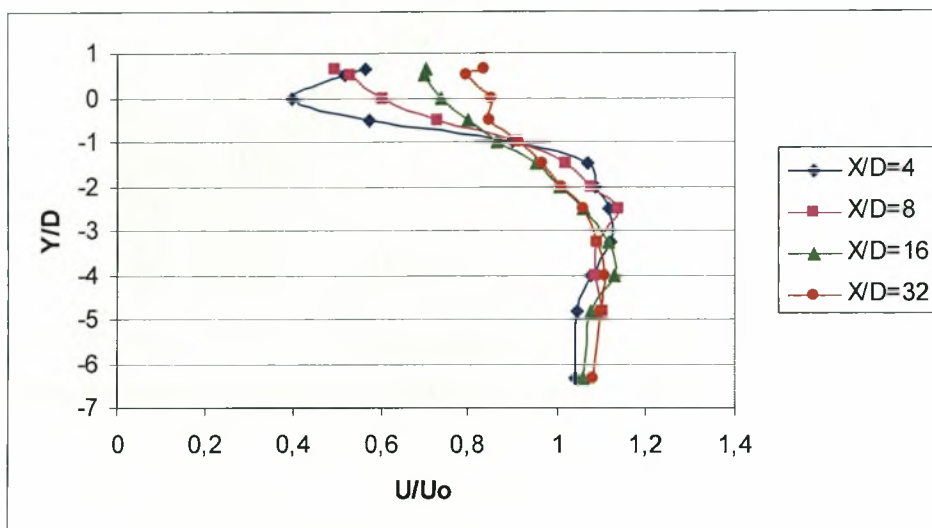
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.397 ανεβαίνει στο 0.852, είναι 53.4% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.18). Πτώση 63.5% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.200 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.073 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.19).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.20, γράφημα  $Y/D=-2$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.8D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 3 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow St = 0.2$ . Από το διάγραμμα 6.20 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

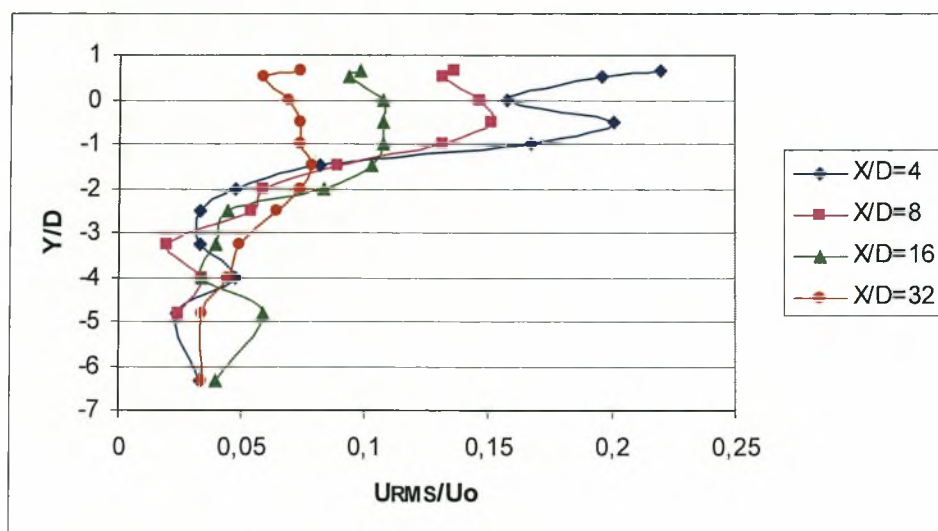


Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή περίπου ίδια με αυτή στην ελεύθερη ροή.

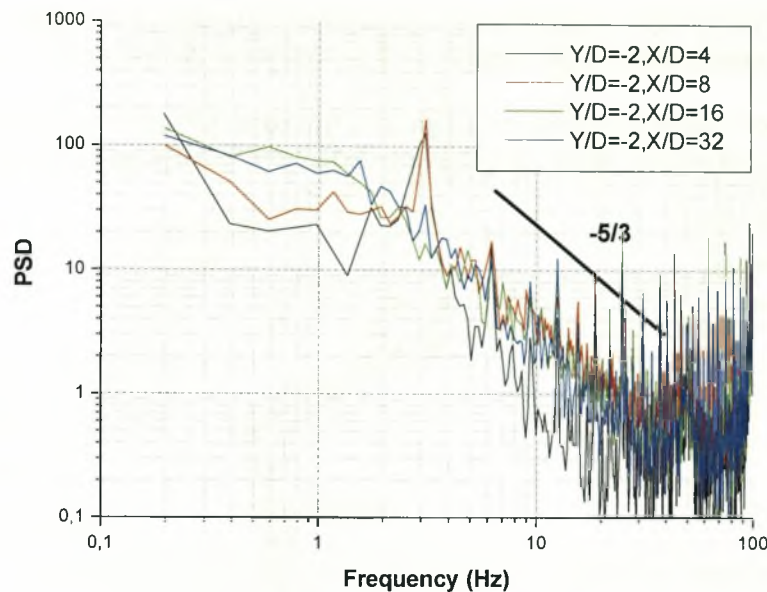
Η εκροή δινών παρατηρείται μόνο από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.20 (η εμφάνιση ακίδωσης συμβαίνει μόνο σε αρνητικές τιμές των  $Y/D$ ).



**Διάγραμμα 6.18. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.19. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$**



Διάγραμμα 6.20. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$

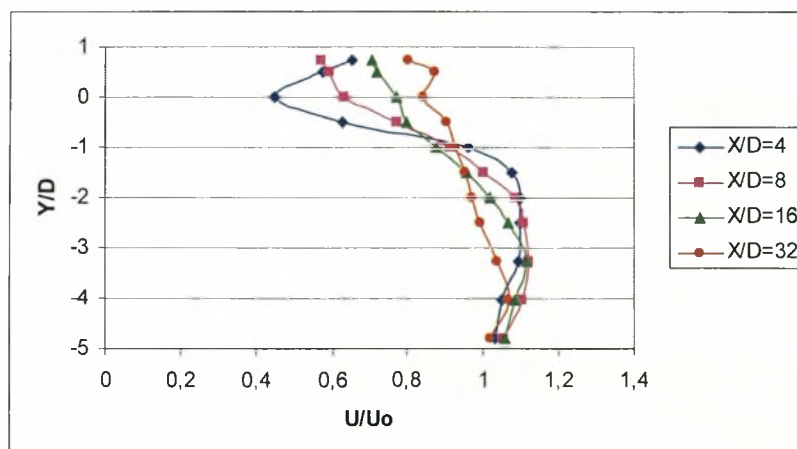
- $H/D = 0.9$

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.446 ανεβαίνει στο 0.843, είναι 47% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.21). Πτώση 65.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.210 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.073 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.22).

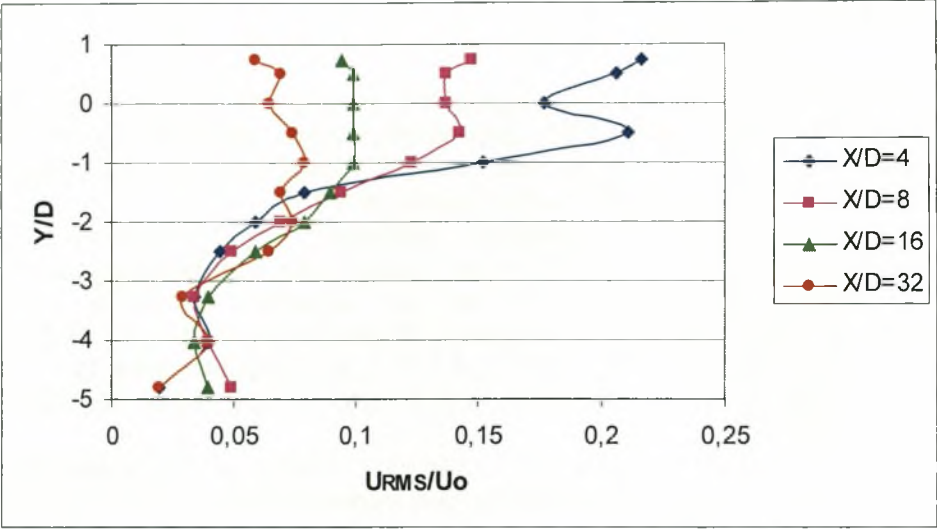
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.23). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 0.9D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 3\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3 * 0.013) / 0.2 = St = 0.2$ . Από το διάγραμμα 6.23 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή περίπου ίδια με αυτή στην ελεύθερη ροή.

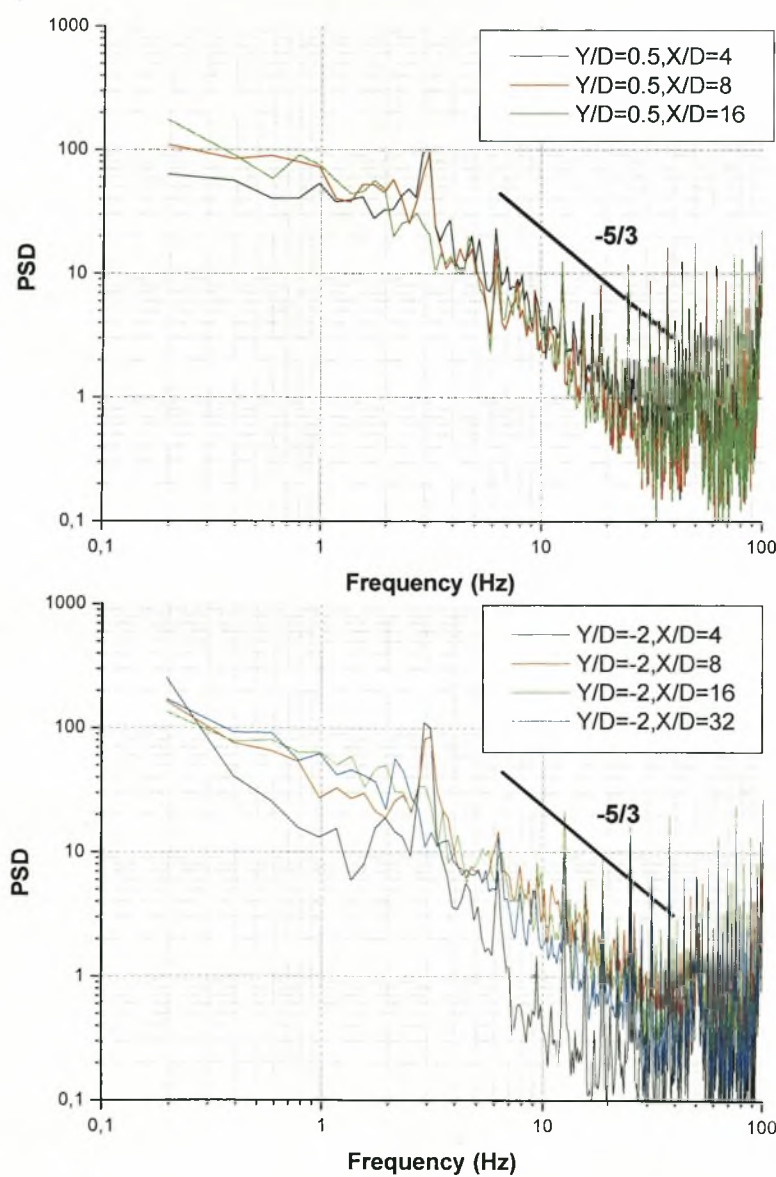
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-2$ ) πράγμα που συμβαίνει για πρώτη φορά, καθώς ο κύλινδρος βυθίζεται μέσα στο νερό.



Διάγραμμα 6.21. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.22. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.23. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$



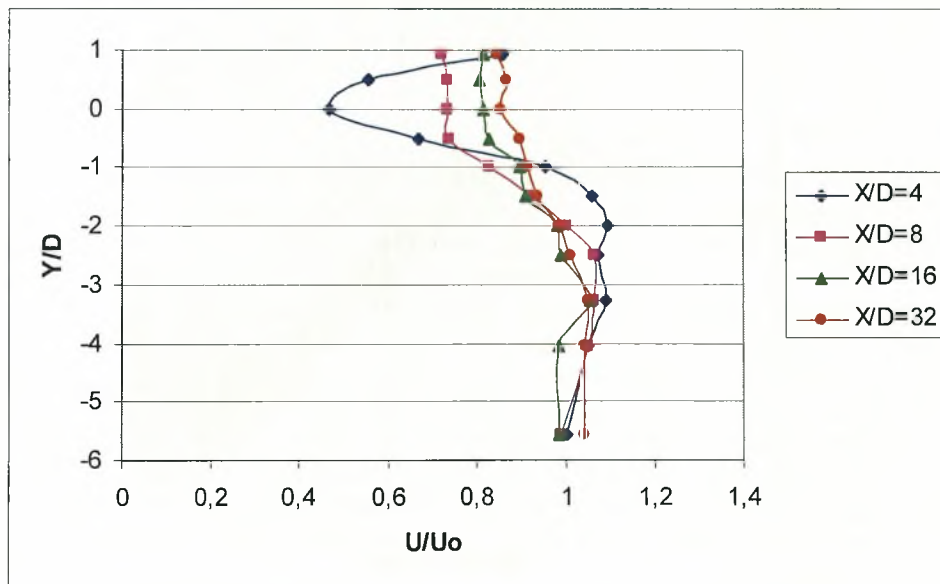
- $H/D = 1.1$

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.463 ανεβαίνει στο 0.852, είναι 45.6% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.24). Πτώση 71% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.221 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.064 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.25).

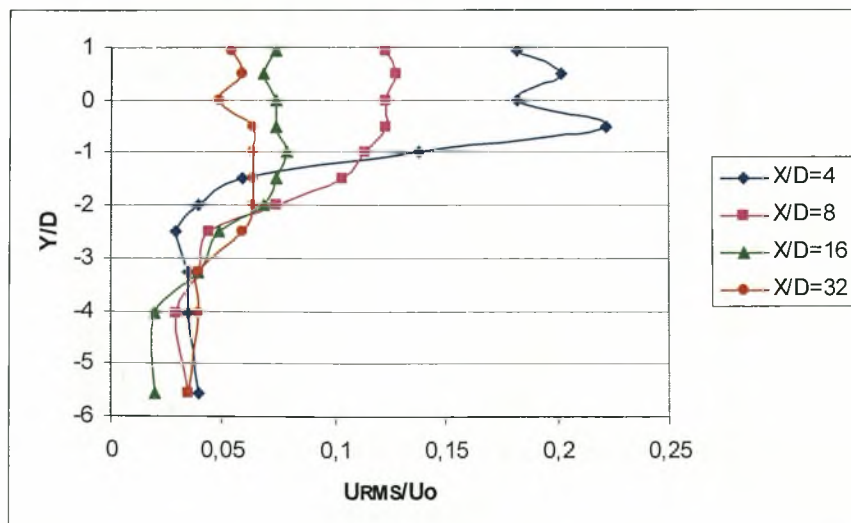
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.26). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.1D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 3.125\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (3.125 \cdot 0.013)/0.2 \Rightarrow St = 0.20$ . Από το διάγραμμα 6.26 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή περίπου ίδια με αυτή στην ελεύθερη ροή.

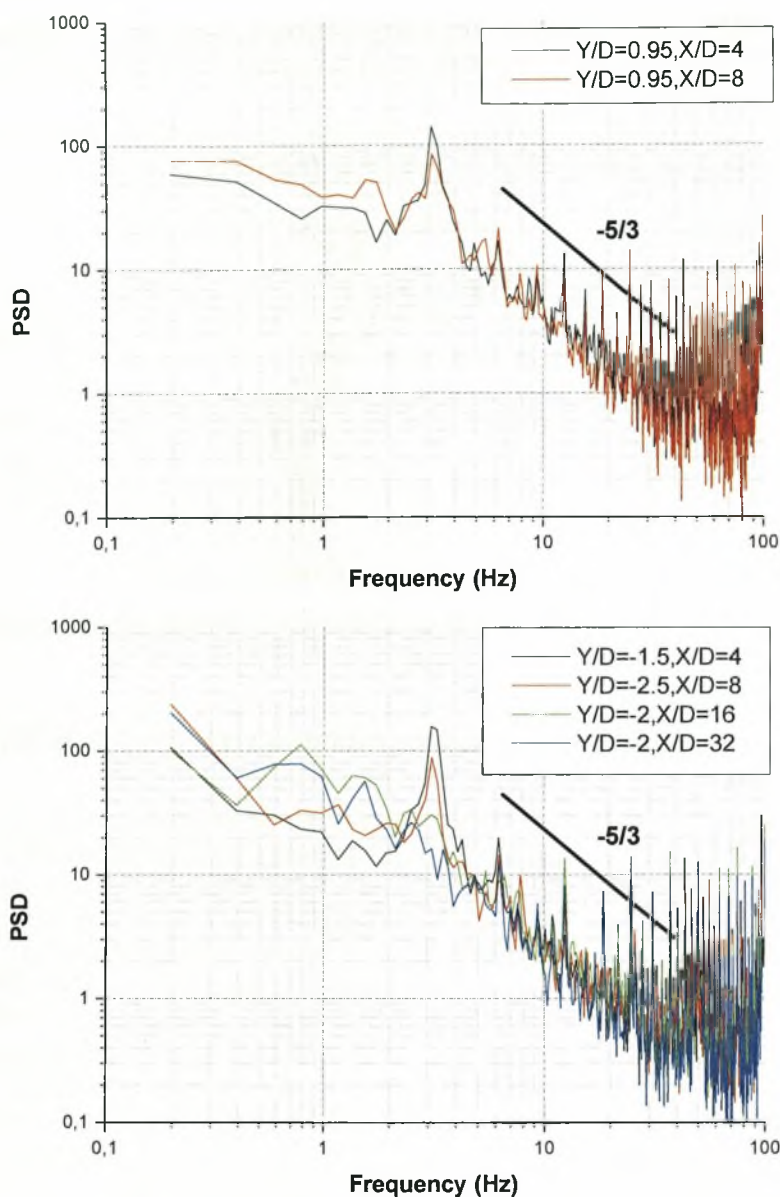
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.95$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-2.5$ ).



Διάγραμμα 6.24. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.25. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.26. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$**

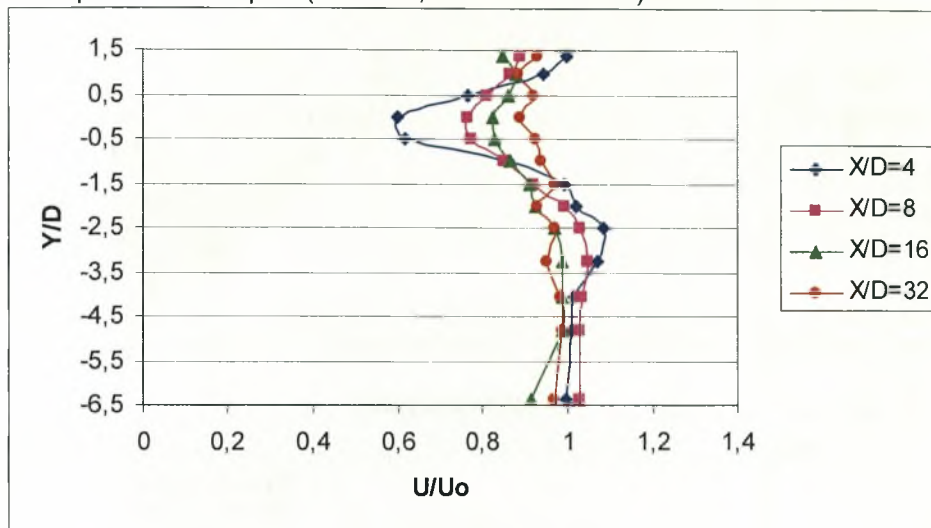
- **$H/D = 1.5$**

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.595 ανεβαίνει στο 0.888, είναι 33% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.27). Πτώση 78% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.203 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.044 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.28).

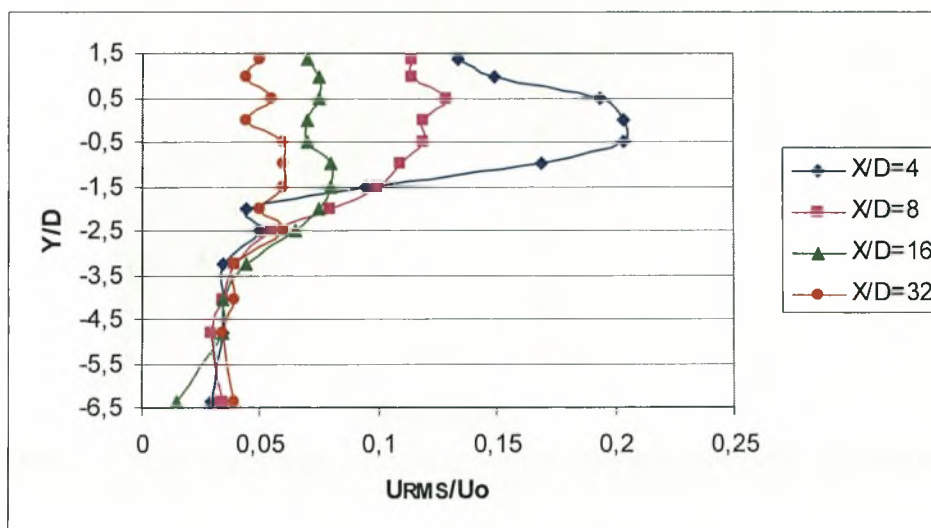
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.29). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  **$f= 3.125 \text{ Hz}$**  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o = (3.125 * 0.013)/0.2 \Rightarrow$   **$St=0.20$** . Από το διάγραμμα 6.29 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή περίπου ίδια με αυτή στην ελεύθερη ροή.

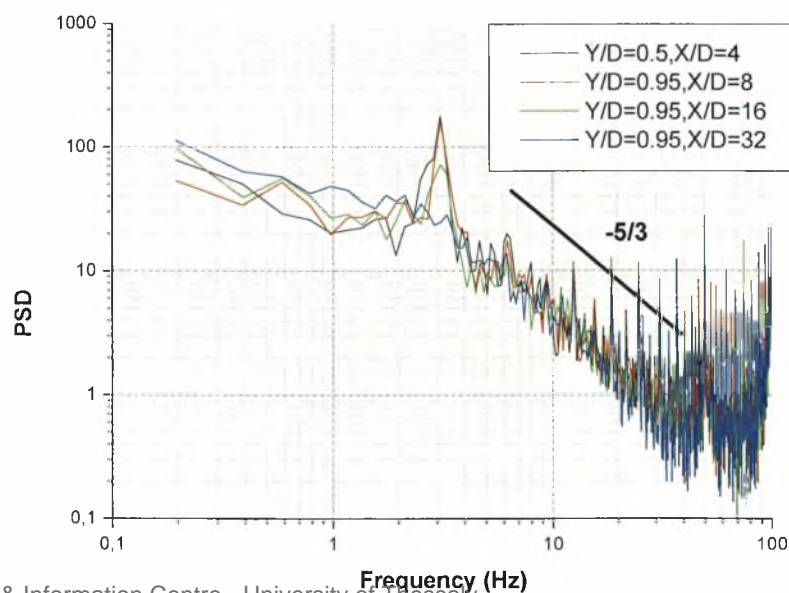
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-2$ ).



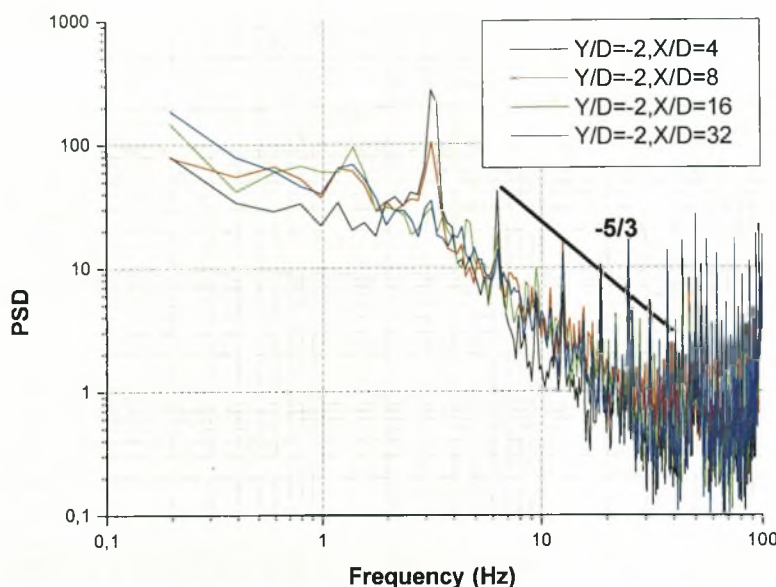
Διάγραμμα 6.27. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.28. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$







**Διάγραμμα 6.29. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$**

- $H/D = 2$

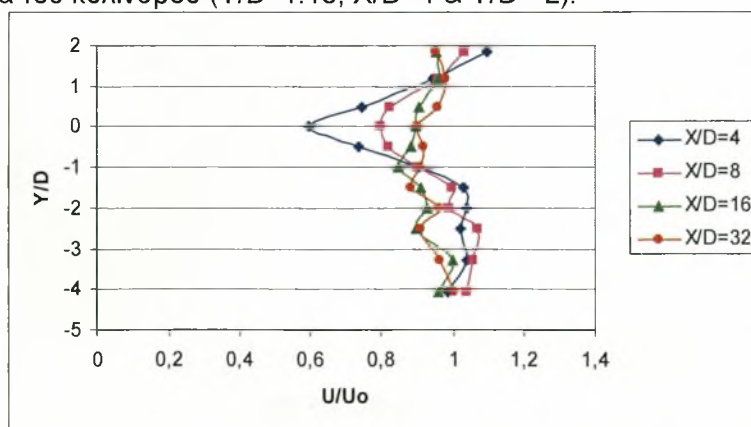
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.595 ανεβαίνει στο 0.898, είναι 33.7% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.30). Πτώση 75.25% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.198 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.049 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.31).

Στα διαγράμματα 6.30 και 6.31 φαίνεται η ασυμμετρία στις κατανομές των μέσων ταχυτήτων και της έντασης τύρβης.

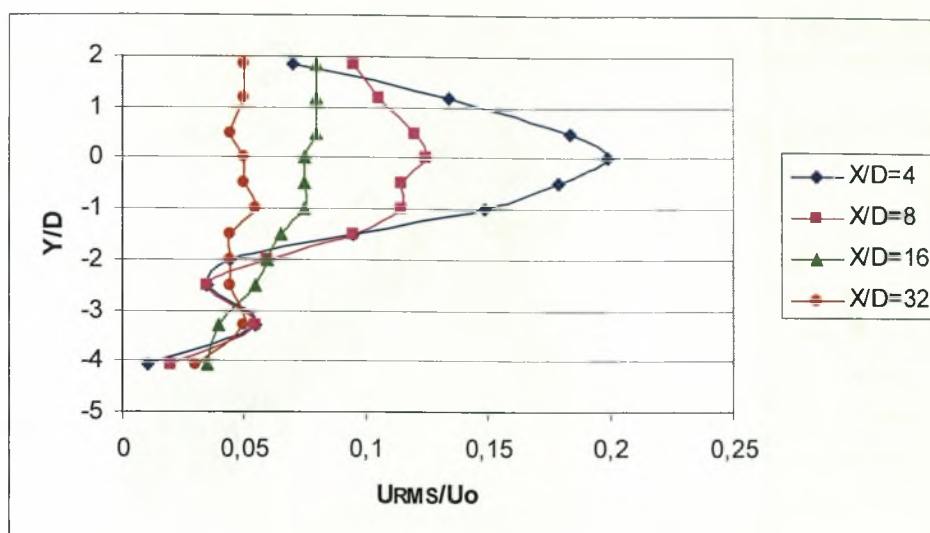
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.32). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 2D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 3.125\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3.125 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow St = 0.20$ . Από το διάγραμμα 6.32 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή περίπου ίδια με αυτή στην ελεύθερη ροή.

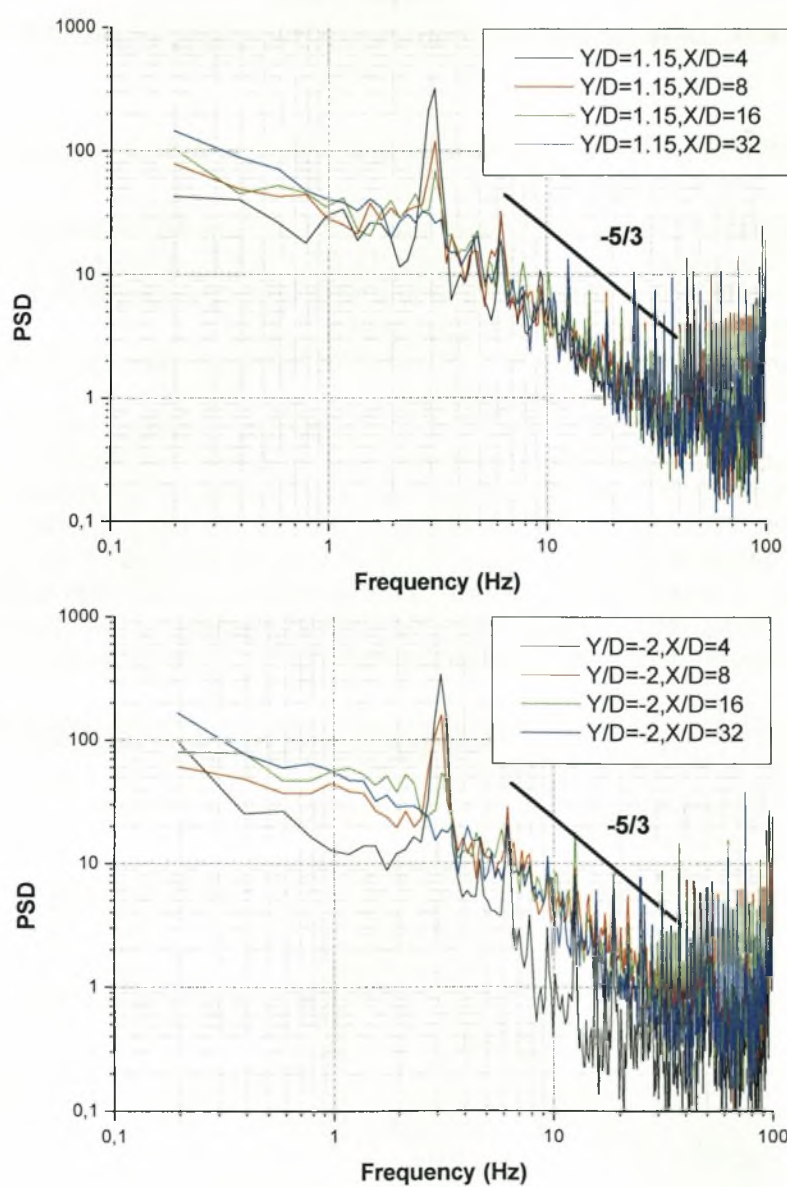
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=1.15$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-2$ ).



**Διάγραμμα 6.30. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.31. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.32. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$**

- **$H/D = 2.5$**

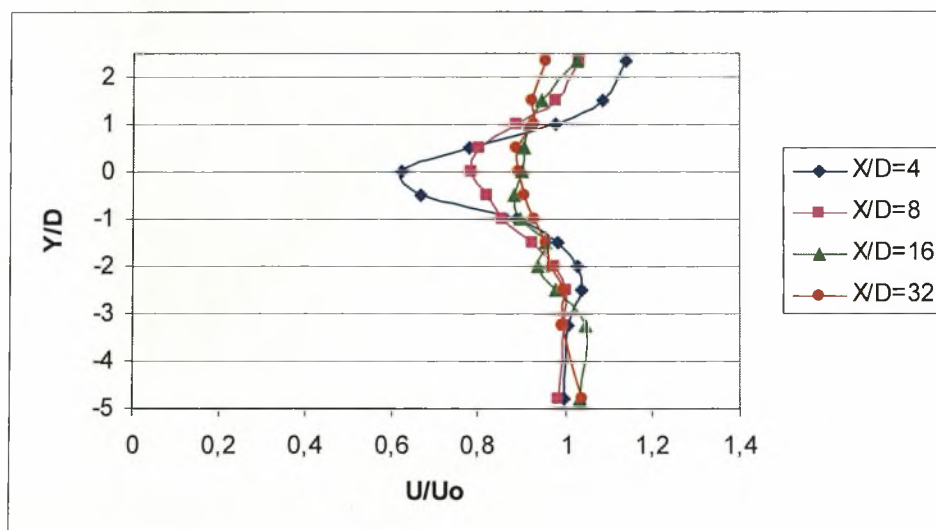
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.625 ανεβαίνει στο 0.892, είναι 29.9% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.33). Πτώση 72.7% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.205 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.056 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.34).

Τα διαγράμματα 6.33 και 6.34 δείχνουν ότι οι κατανομές των μέσων ταχυτήτων και της έντασης τύρβης τείνουν να γίνουν συμμετρικές, όπως είναι στην ελεύθερη ροή.

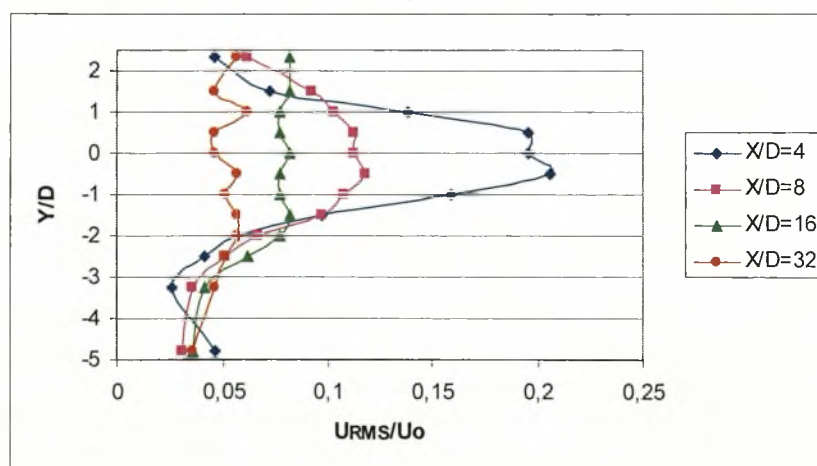
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.35). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $2.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  **$f = 2.95 \text{ Hz}$**  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (2.95 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow \mathbf{St = 0.19}$ . Από το διάγραμμα 6.35 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή ελαφρώς μικρότερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=1$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-1$ ).

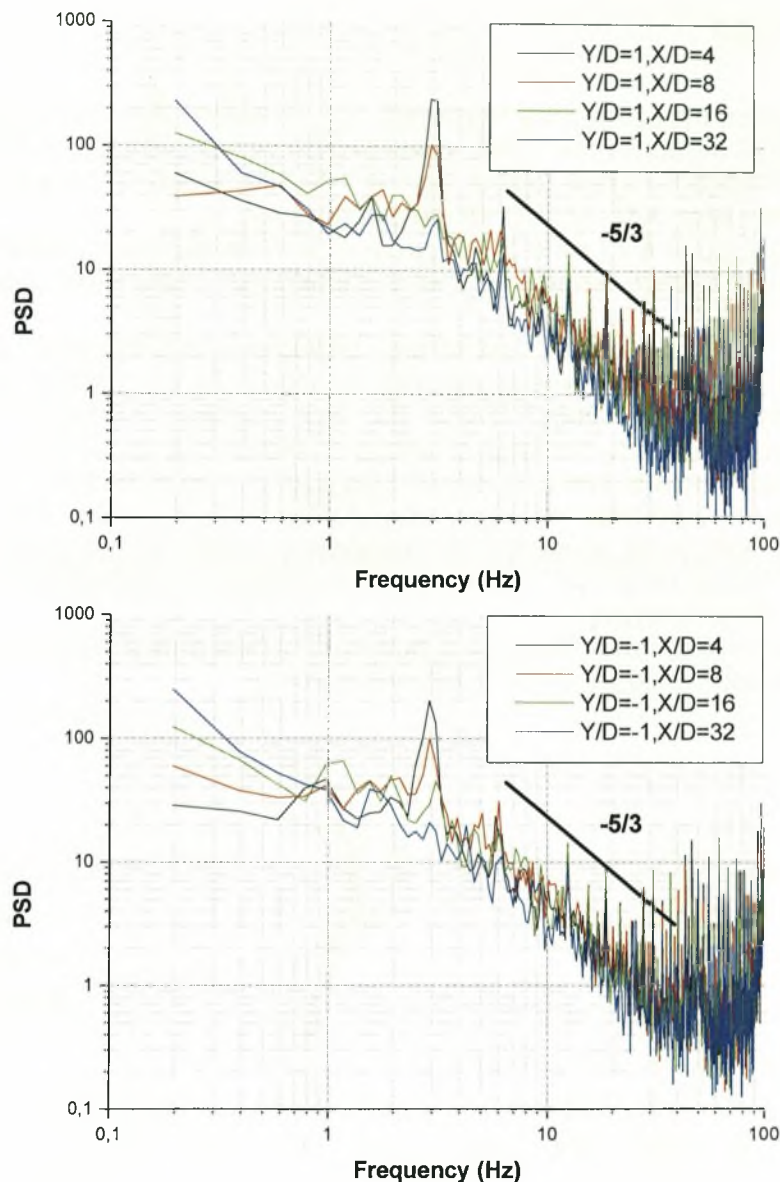


**Διάγραμμα 6.33. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=2.5$  &  $D=13\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.34. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=2.5$  &  $D=13\text{mm}$**





Διάγραμμα 6.35. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2.5$  &  $D=13\text{mm}$

- $H/D = 3.5$

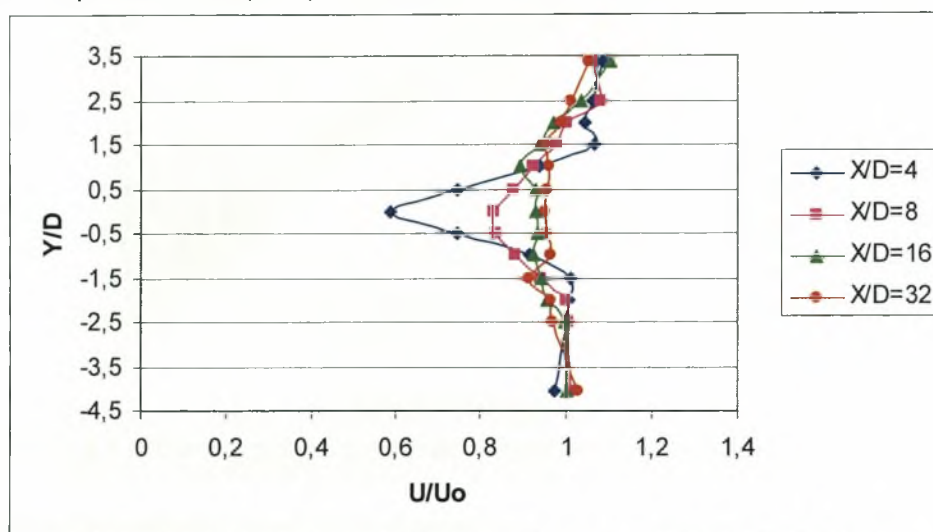
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.588 ανεβαίνει στο 0.947, είναι 37.9% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.36). Πτώση 74.4% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.203 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.052 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.37).

Τα διαγράμματα 6.36 και 6.37 δείχνουν ότι οι κατανομές των μέσων ταχυτήτων και της έντασης τύρβης έχουν γίνει συμμετρικές, όπως είναι στην ελεύθερη ροή.

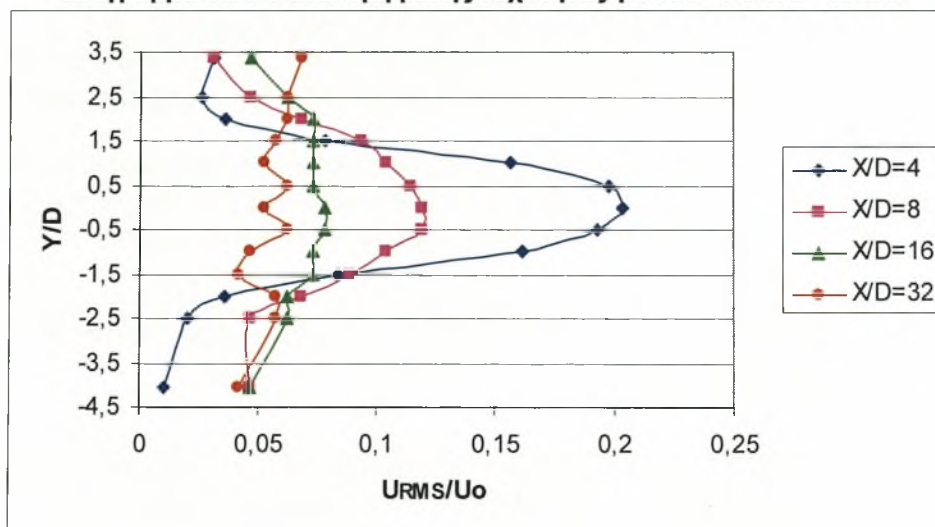
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.38). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 3.5D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 2.93\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_0 = (2.93 * 0.013)/0.2 \Rightarrow St = 0.19$ . Από το διάγραμμα 6.38 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή ελαφρώς μικρότερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

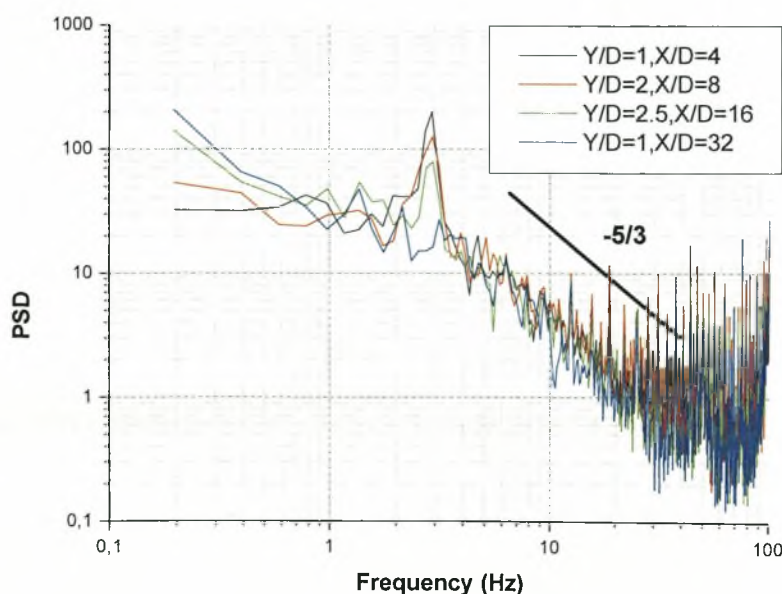
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=1$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-1$ ).

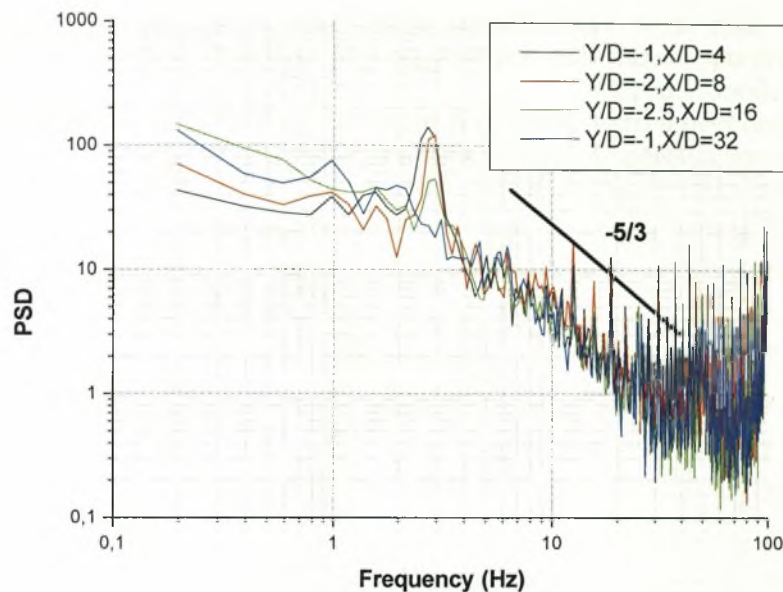


**Διάγραμμα 6.36.** Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=3.5$  &  $D=13\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.37.** Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=3.5$  &  $D=13\text{mm}$





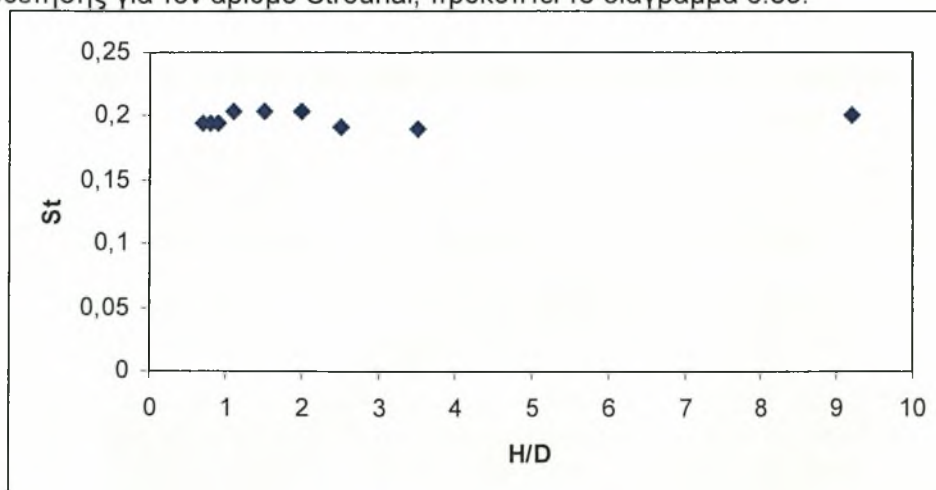
**Διάγραμμα 6.38. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=3.5$  &  $D=13\text{mm}$**

Το ποσοστό ανάκτησης ορμής για αριθμό  $Re = 2600$  ( $D=13\text{mm}$ ) εμφανίζεται μεγαλύτερο στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Το ποσοστό αυτό είναι μεταξύ 50 και 60 % στις θέσεις  $0.5 \leq H/D \leq 0.8$ , 47% για την ελεύθερη ροή, 45.6% και 47% στις θέσεις  $H/D=1.1$  και  $H/D=0.9$  αντίστοιχα, ενώ για τις θέσεις  $1.5 \leq H/D \leq 3.5$  το ποσοστό ανάκτησης της ορμής είναι μεταξύ 30 και 40%.

Το ποσοστό πτώσης έντασης τύρβης παρουσιάζεται μεγαλύτερο κατά 10% στις θέσεις που είναι κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας, έτσι για  $1.1 \leq H/D \leq 9.2$  είναι περίπου 75%, ενώ κοντά στην διεπιφάνεια  $0.5 \leq H/D \leq 0.9$  είναι περίπου 65%.

#### 6.1.1.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=2600$ ( $D=13\text{mm}$ )

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει το διάγραμμα 6.39.



**Διάγραμμα 6.39. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=13\text{mm}$**



Είναι φανερό ότι ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=2600$  δεν μεταβάλλεται όταν ο κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και παίρνει τιμές ίδιες με την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Σε όλες τις θέσεις  $H/D$  οι τιμές του αριθμού Strouhal είναι κοντά στην τιμή 0.21, η οποία συμφωνεί με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3]. Η εκροή δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.7$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου, ενώ εκροή δινών και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου συμβαίνει στην θέση  $H/D=0.9$ . Στον πίνακα 6.1 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα.

H/D	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	2.5	3.5	9.2
St	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.19	0.19	0.2

**Πίνακας 6.1. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=13mm$**

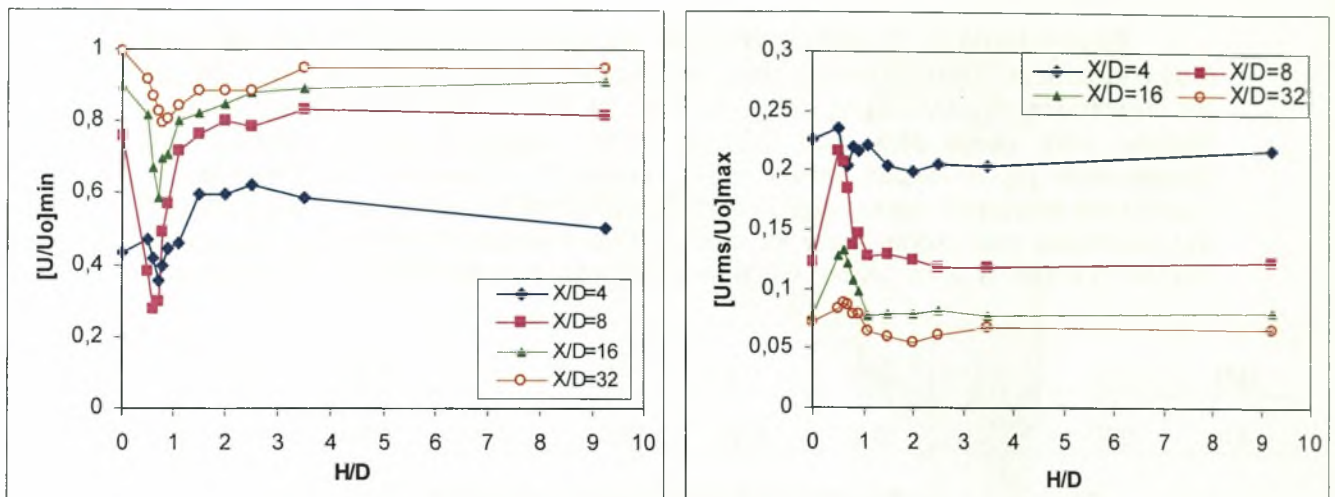
**6.1.1.2. Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις  $H/D$  για  $Re=2600$  ( $D=13mm$ )**

Οι ελάχιστες τιμές της μέσης ταχύτητας όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.40 αυξάνονται για όλες τις θέσεις κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης της τύρβης κατάντι του κυλίνδρου.

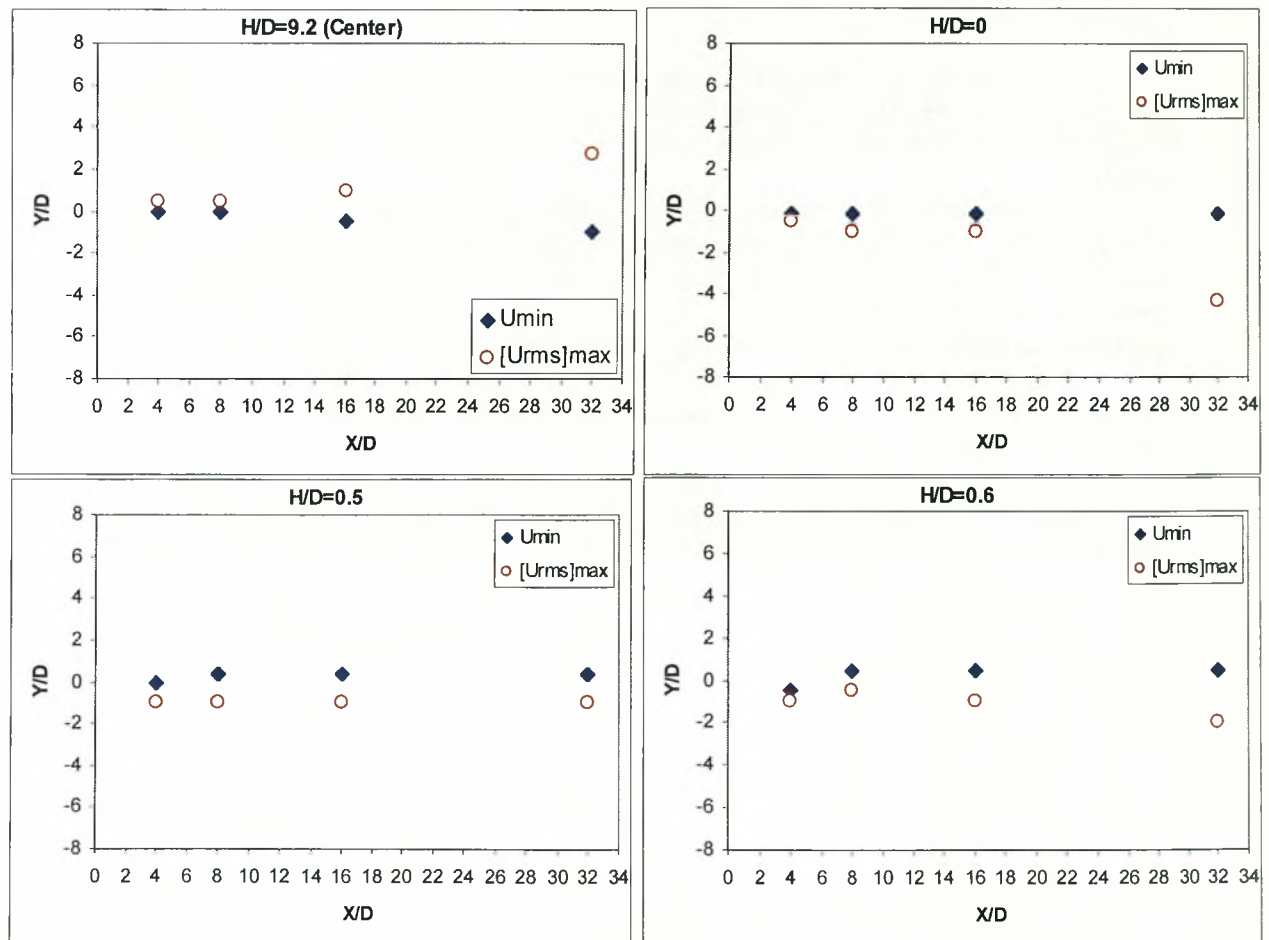
Στο διάγραμμα 6.41 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι ελάχιστες τιμές ταχύτητας και οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι ελάχιστες τιμές ταχύτητας να εμφανίζονται σχεδόν πάνω στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου.

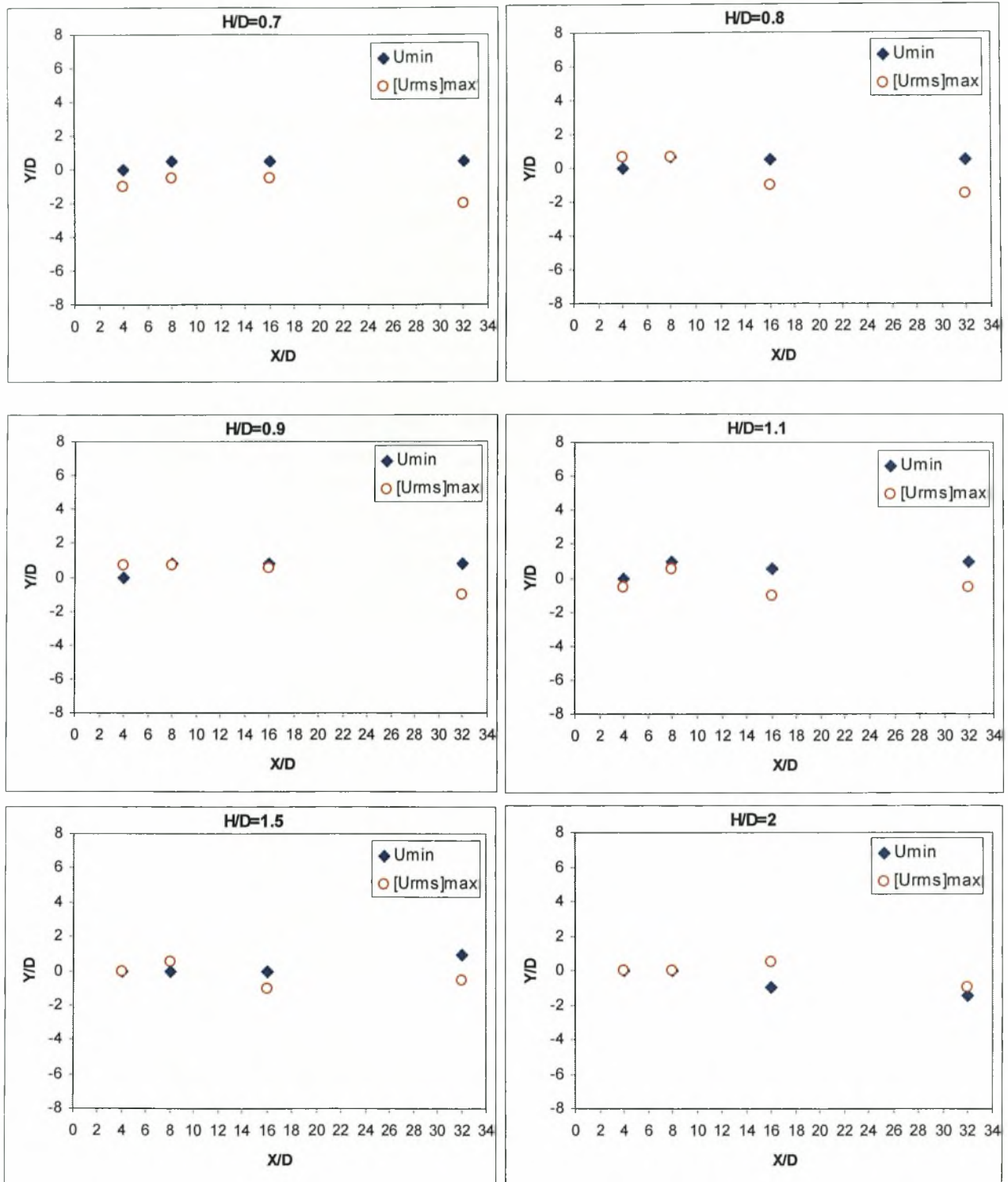
Οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης όπως φαίνεται στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται κοντά στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου και παρουσιάζεται για  $-1 \leq Y/D \leq 1$  στις περισσότερες θέσεις  $H/D$ .

Η διαστρέβλωση του απόρου και η συγκέντρωση του ρεύματος της ροής όταν ο κύλινδρος προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια, στην κάτω πλευρά αυτού, έχει παρατηρηθεί και στις μετρήσεις με PIV που έγιναν από τους Sheridan et al. (1997) [47].

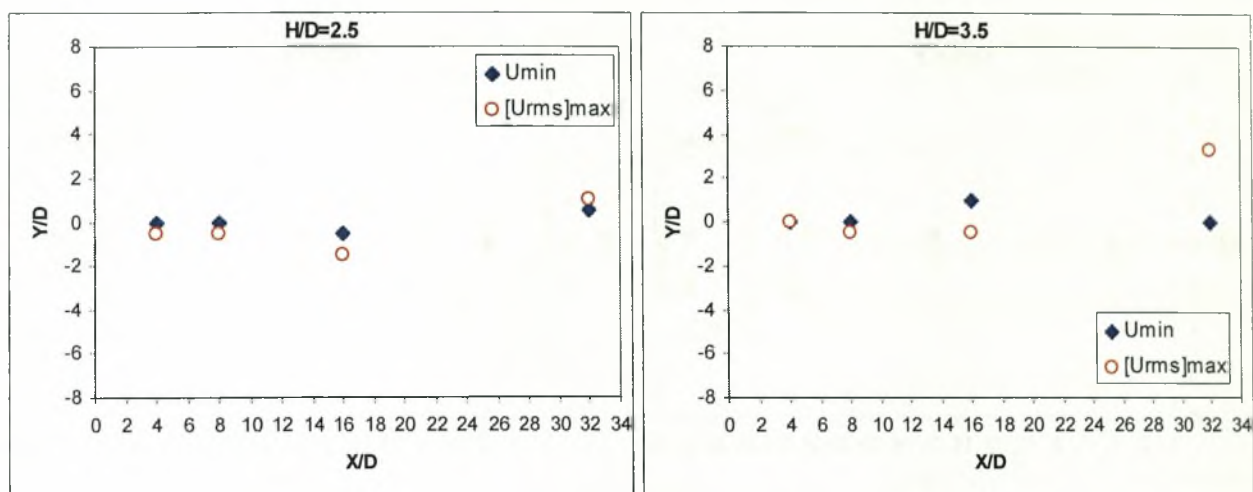


Διάγραμμα 6.40. Κατανομή ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{\min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{\max}$  για  $D=13\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$









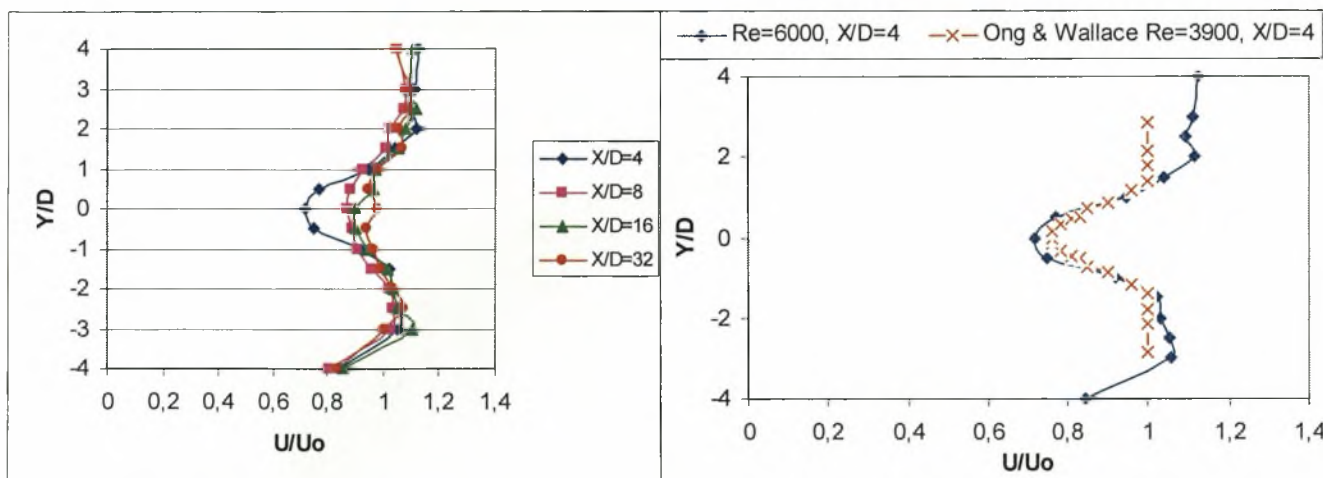
**Διάγραμμα 6.41.** Θέσεις εμφάνισης ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{max}$  για  $D=13mm$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$

### 6.1.2. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=6000$ ( $D=30mm$ )

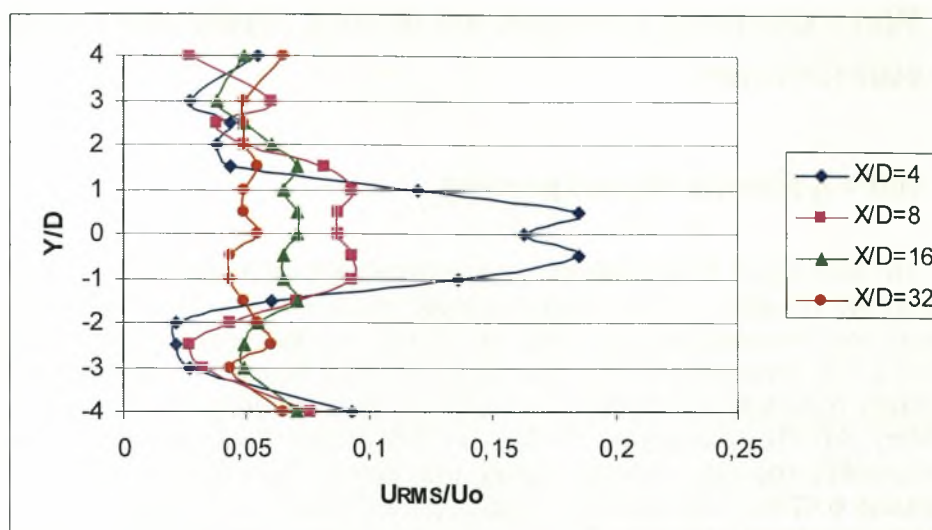
- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

Στο διάγραμμα 6.42 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι 26.2% που από 0.717 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.972 στην θέση  $X/D=32$ . Πτώση 76.6% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από 0.184 στην θέση  $X/D=4$  γίνεται 0.043 στην θέση  $X/D=32$  (Διάγραμμα 6.43). Στο διάγραμμα 6.43 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Στα διαγράμματα 6.42 και 6.43 φαίνεται η συμμετρία στις κατανομές μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης σε όλο το πεδίο δοκιμών. Στο διάγραμμα 6.42 φαίνεται η ταύτιση των τιμών στις κατανομές ταχύτητας για  $X/D=4$  με τις τιμές που προκύπτουν από την βιβλιογραφία [125].

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.44) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30mm$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας είναι  $f=1.32$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(1.32 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.2$  [3]. Από το διάγραμμα 6.44 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .



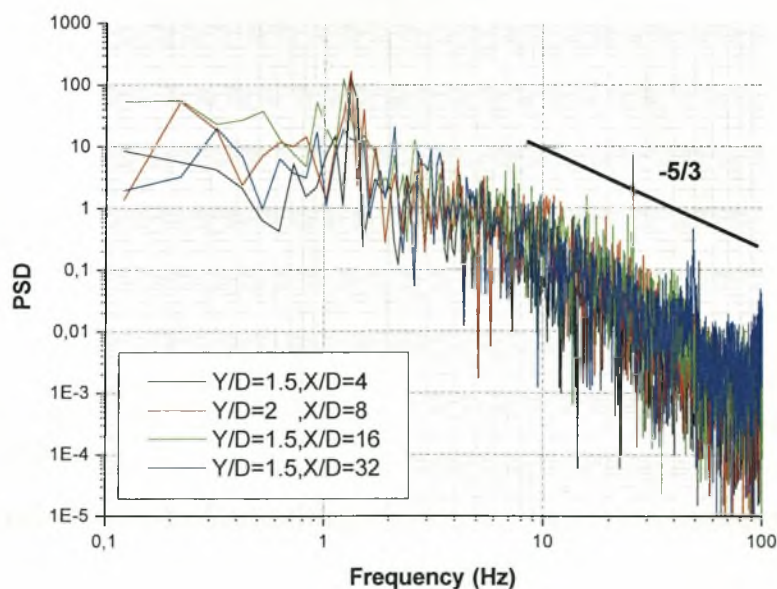
Διάγραμμα 6.42. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=30mm$



Διάγραμμα 6.43. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2/\text{Hz}$ .



Διάγραμμα 6.44. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

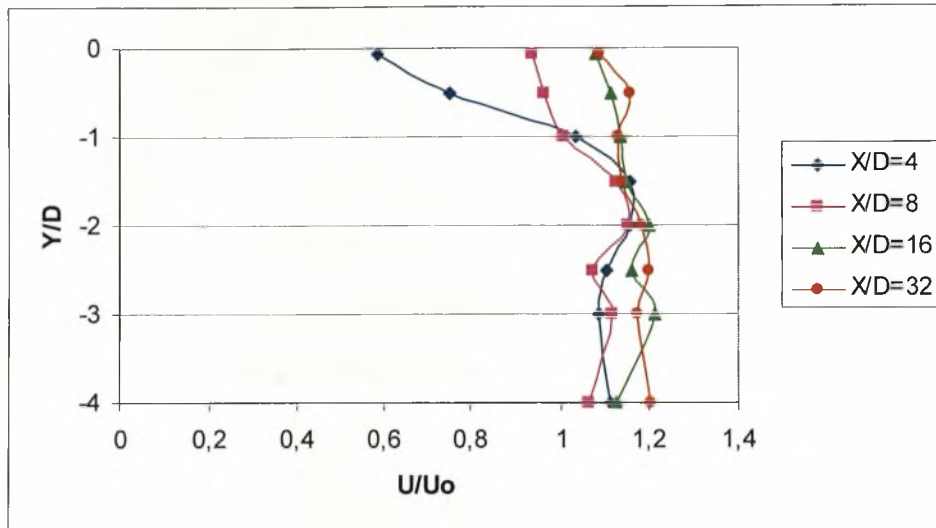
### • $H/D = 0$

Στην θέση αυτή το κέντρο του κυλίνδρου είναι πάνω στην διεπιφάνεια, δηλαδή ο μισός κύλινδρος βρίσκεται μέσα στο νερό και ο μισός έξω. Η παρουσία του μισοβυθισμένου κυλίνδρου ( $D=30\text{mm}$ ) στην διεπιφάνεια επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.45). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 45.9% (θέση  $Y/D=0$ ),

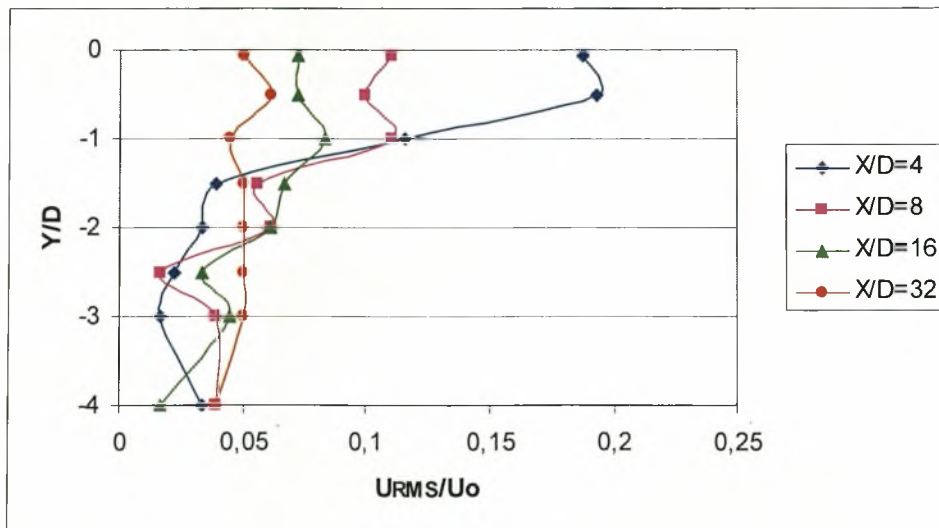


που από 0.585 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 1.082 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.46) 68.9% (θέση  $Y/D=-0.5$ ) παρατηρείται, που από 0.193 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.060 για  $X/D=32$ .

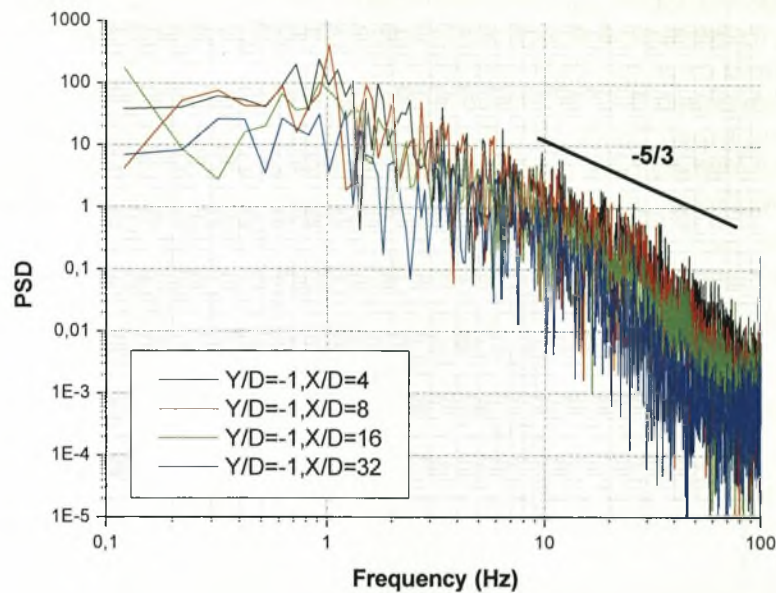
Στο διάγραμμα 6.47 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Στην θέση αυτή η ροή πίσω από το κύλινδρο είναι τυρβώδης, όπου ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67]  $(-5/3)$  στο μεγαλύτερο εύρος των συχνοτήτων που παρουσιάζονται στο διάγραμμα.



Διάγραμμα 6.45. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.46. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0$  &  $D=30\text{mm}$

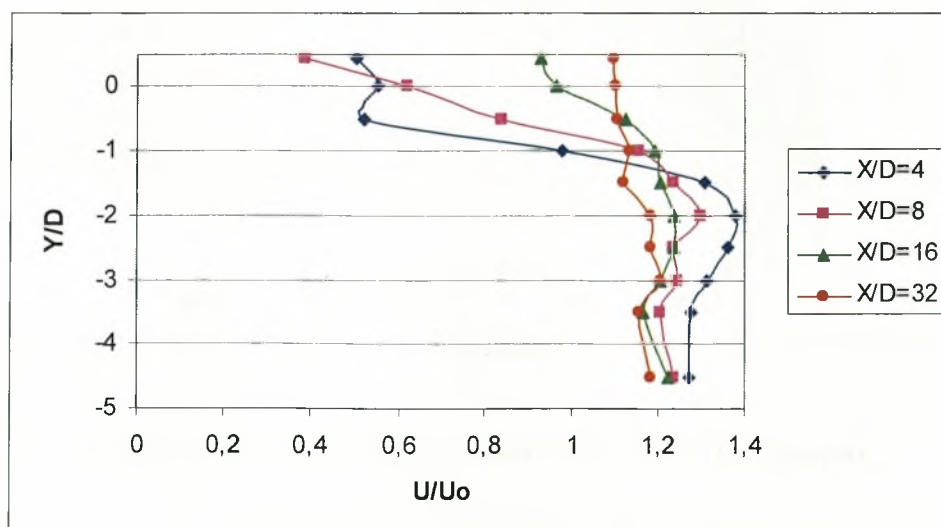


Διάγραμμα 6.47. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0$  &  $D=30\text{mm}$

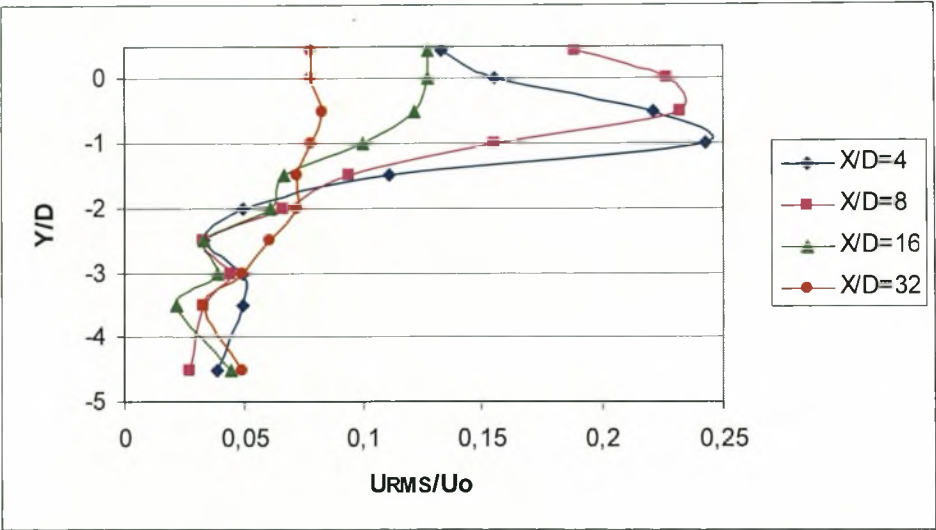
•  $H/D = 0.5$

Στην θέση αυτή ο κύλινδρος είναι βυθισμένος μέσα στο νερό και η πάνω πλευρά του εφάπτεται στην διεπιφάνεια. Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=30\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.48). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 52.9% (θέση  $Y/D=-0.5$ ), που από 0.519 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 1.104 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 6.49) 68.3% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.243 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.077 για  $X/D=32$ .

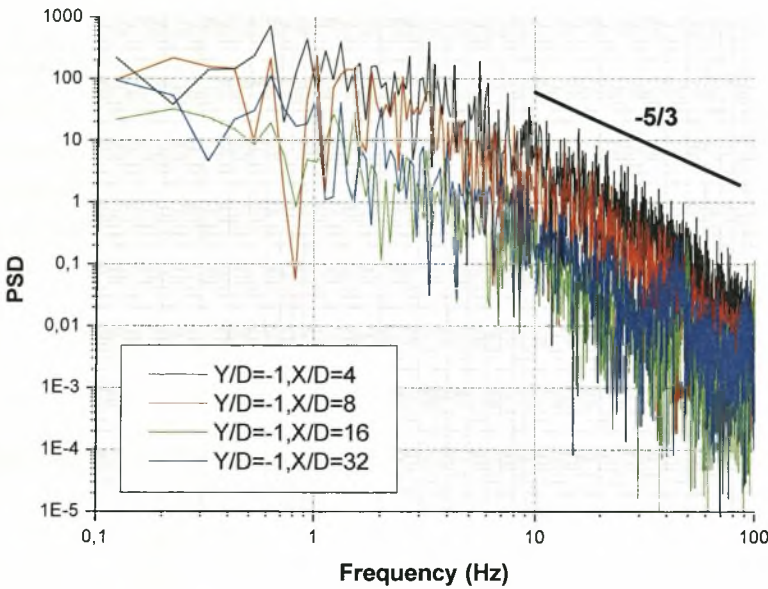
Στο διάγραμμα 6.50 δεν παρατηρείται καμία χαρακτηριστική κορυφή «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Όπως φαίνεται στο διάγραμμα ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67] ( $-5/3$ ), οπότε η ροή κατάντι του κυλίνδρου είναι τυρβώδης.



Διάγραμμα 6.48. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.49. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$**



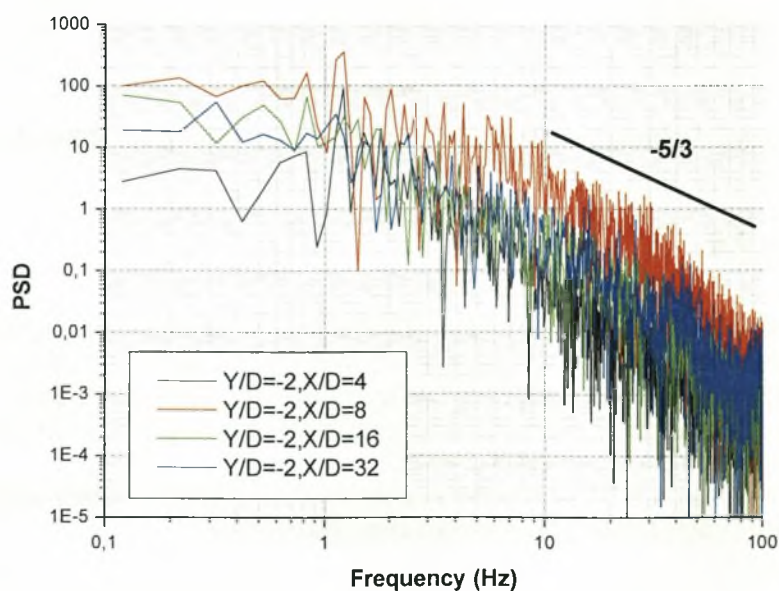
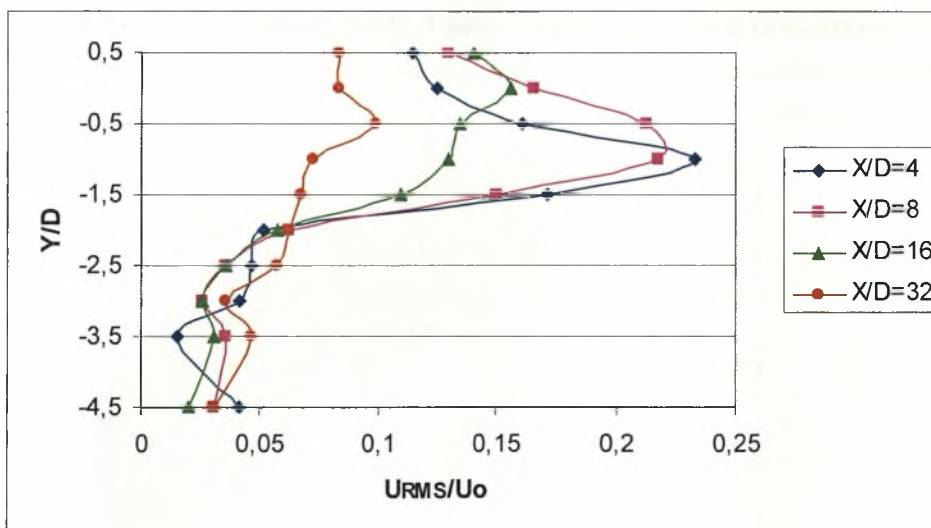
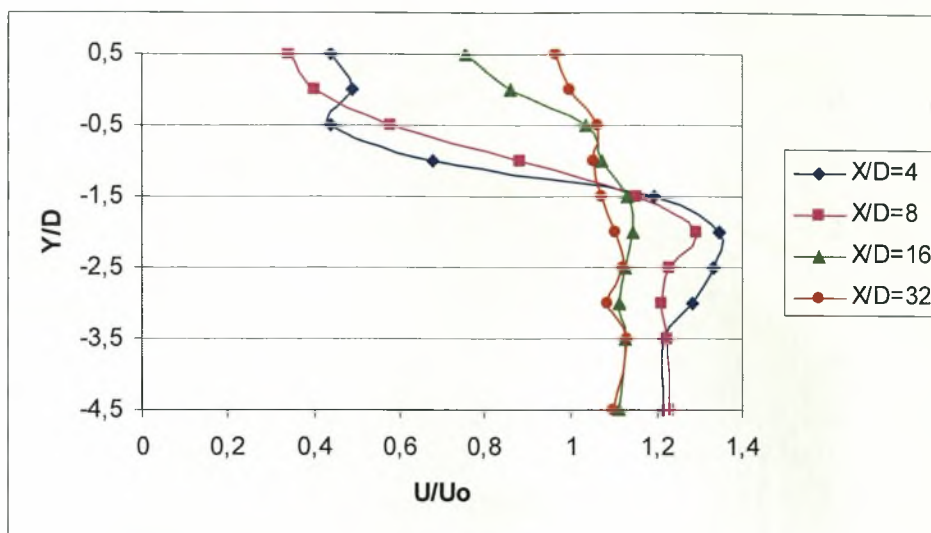
**Διάγραμμα 6.50. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=30\text{mm}$**

•  **$H/D = 0.6$**

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=30\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.51). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 58.8% (θέση  $Y/D=-0.5$ ), που από 0.435 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 1.056 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.52) 69% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.233 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.072 για  $X/D=32$ .

Στο διάγραμμα 6.53 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή.

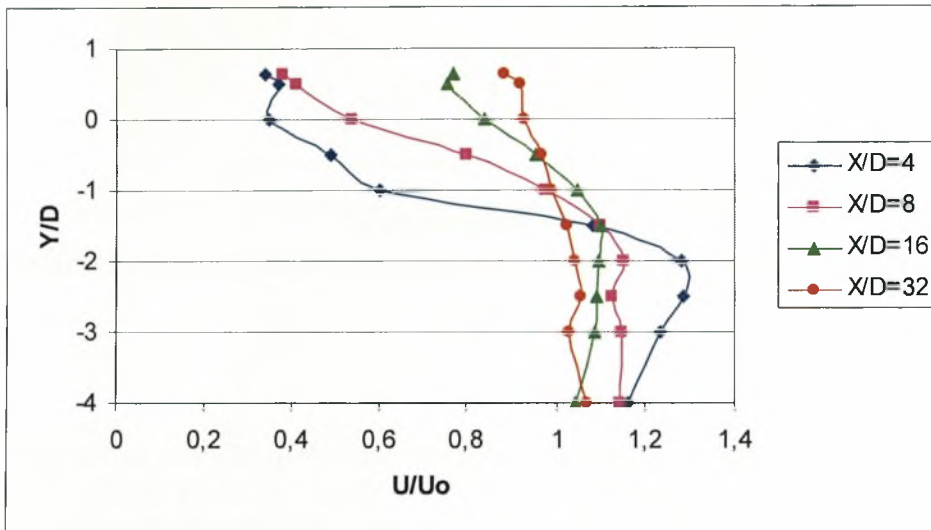




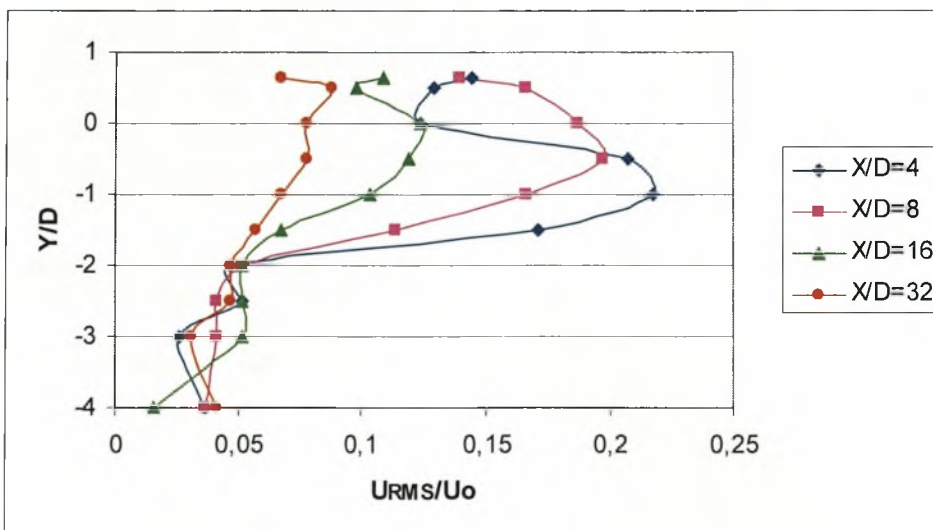
- $H/D = 0.7$

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=30\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.54). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 62.5% (θέση  $Y/D=0$ ), που από 0.347 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.927 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 6.55) 69.1% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.217 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.067 για  $X/D=32$ .

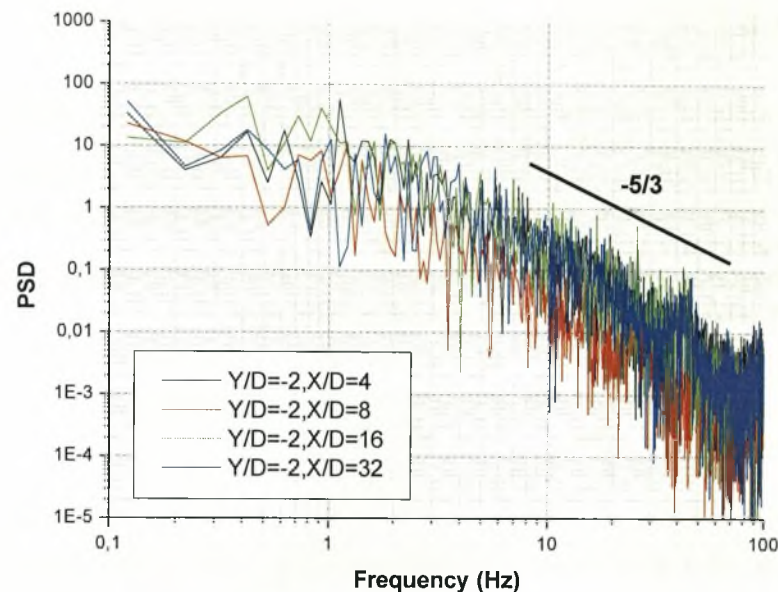
Στο διάγραμμα 6.56 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή.



Διάγραμμα 6.54. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.55. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.56. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$**

- **$H/D = 0.8$**

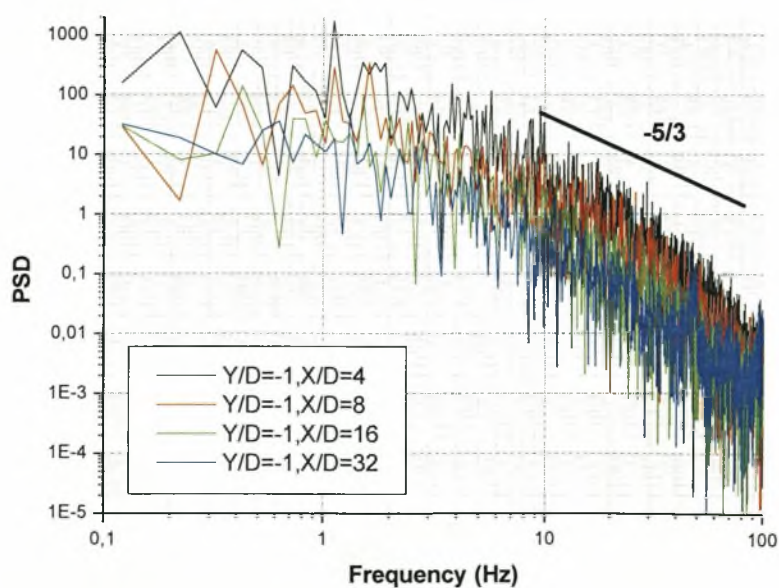
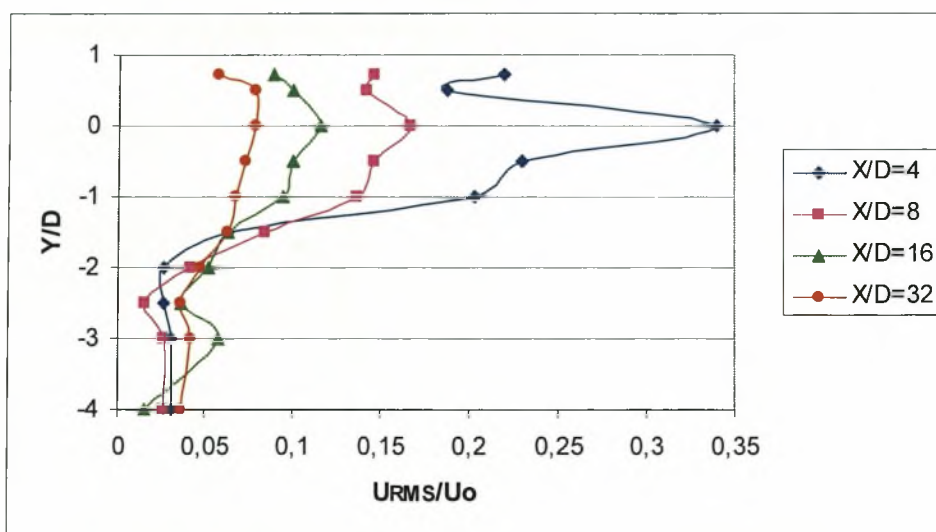
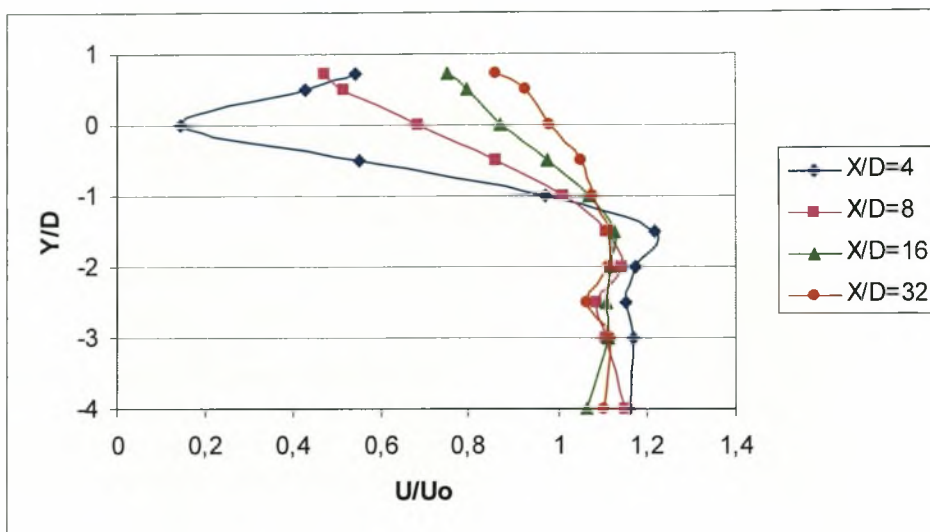
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.146 ανεβαίνει στο 0.979, είναι 85% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.57). Στην θέση αυτή φαίνεται η συμπεριφορά στις κατανομές των ταχυτήτων να είναι κάπως όμοια με αυτή της ελεύθερης ροής, παρατηρείται δηλαδή το κύρωμα στο προφίλ ( $X/D=4$ ). Πτώση 77% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.340 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.078 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.58).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.59, γράφημα  $Y/D=-1$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.8D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  **$f = 1.12 \text{ Hz}$**  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.12 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow$   **$St = 0.17$** . Από το διάγραμμα 6.59 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μικρότερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

Η εκροή δινών παρατηρείται μόνο από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=-1$ ).





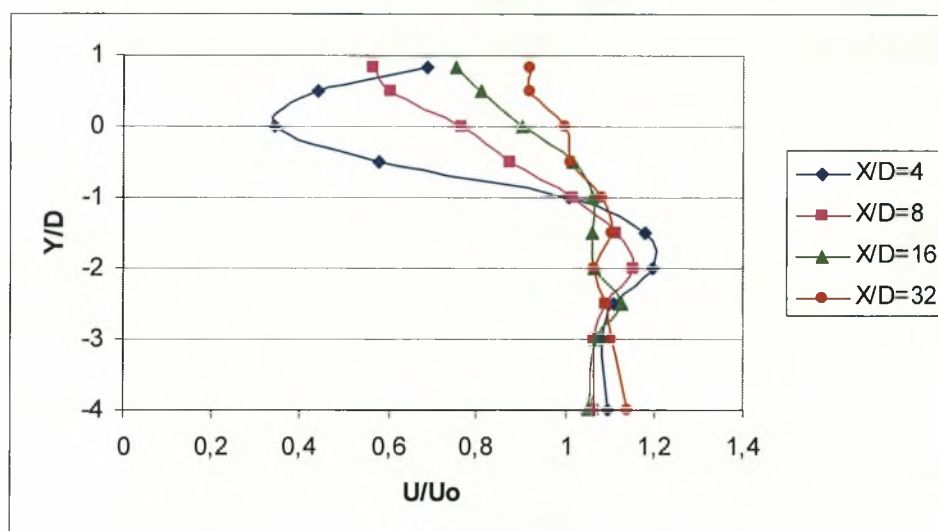
Διάγραμμα 6.59. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 0.9$

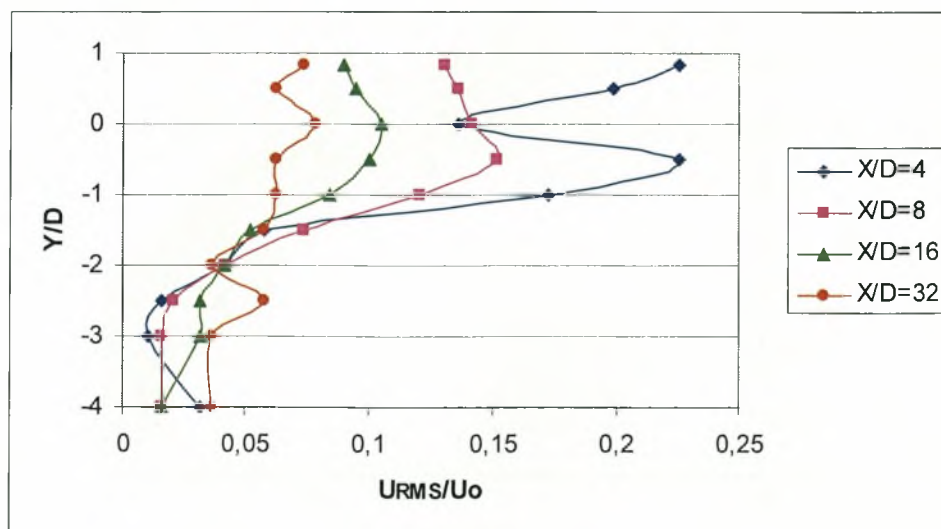
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.340 ανεβαίνει στο 0.994, είναι 65.8% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.60). Πτώση 72.4% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.225 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.062 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.61).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.62). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.9D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.17 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (1.17 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St = 0.18$ . Από το διάγραμμα 6.62 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

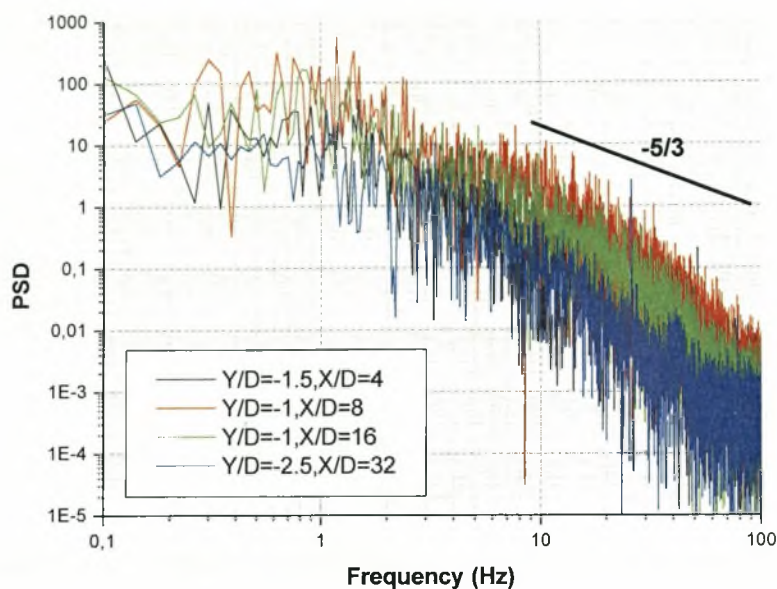
Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μικρότερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.



Διάγραμμα 6.60. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.61. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$



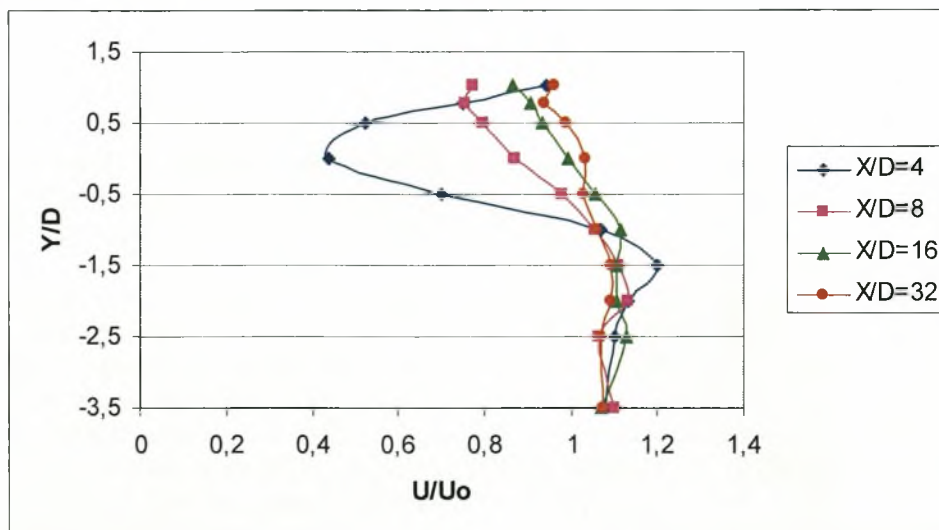
**Διάγραμμα 6.62. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**

- $H/D = 1.1$

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.434 ανεβαίνει στο 1.031, είναι 57.9% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.63). Πτώση 75.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.230 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.057 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.64).

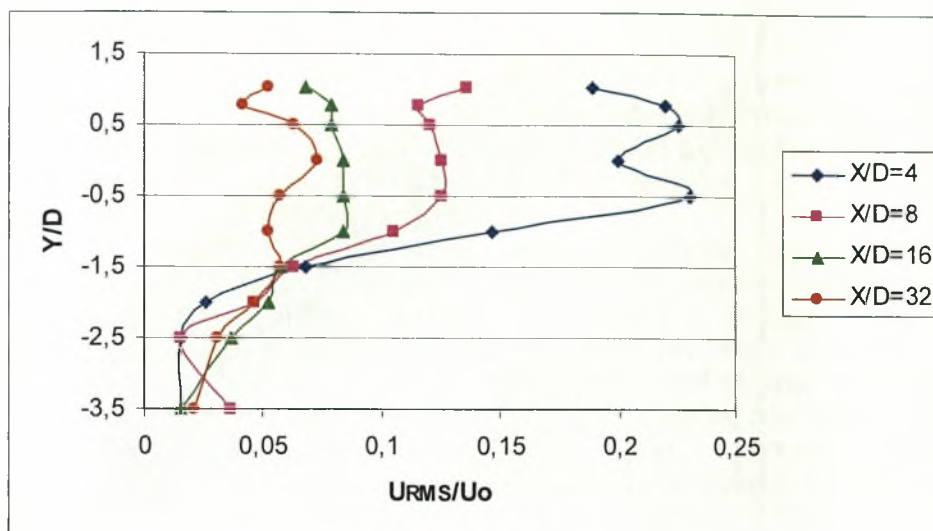
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.65). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.1D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.26 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_0 = (1.26 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.19$ . Από το διάγραμμα 6.65 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή λίγο μικρότερη από αυτή στο κέντρου της υδροσήραγγας.

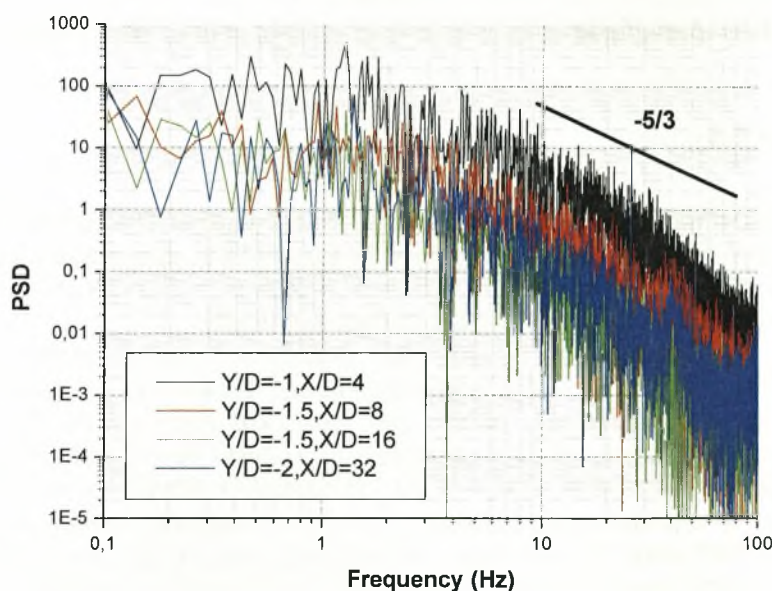


**Διάγραμμα 6.63. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$**





Διάγραμμα 6.64. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.65. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$

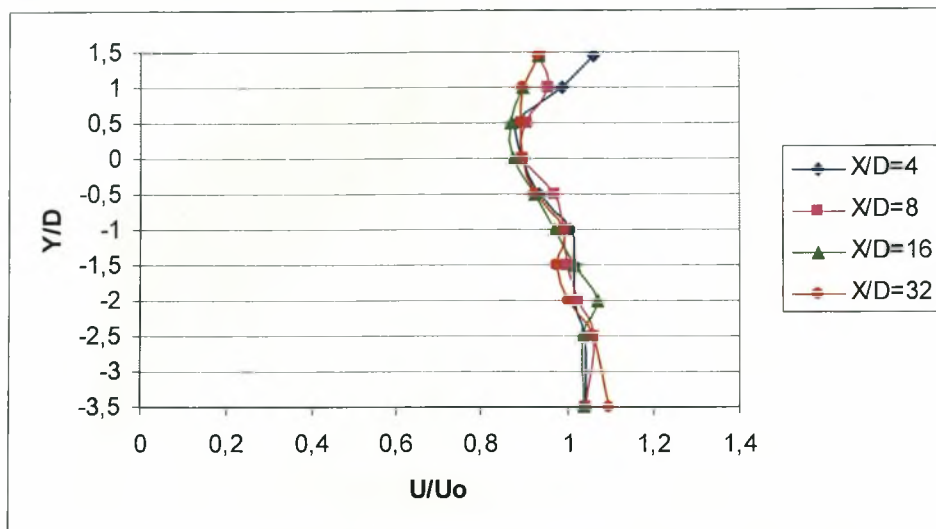
- $H/D = 1.5$

Στην θέση αυτή η μέση τιμή της ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , δεν μεταβάλλεται (Διάγραμμα 6.66). Πτώση 68.8% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.167 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.052 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.67).

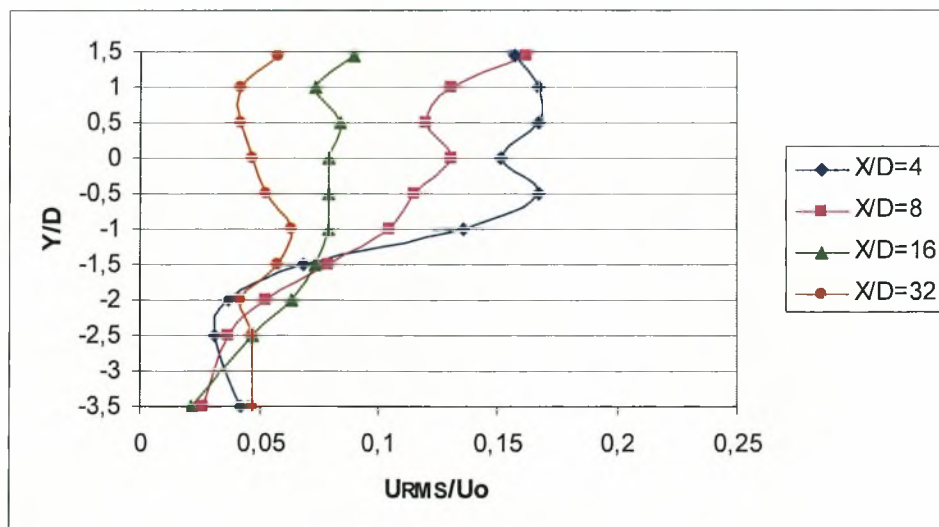
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.68). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.5 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.5 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.23$ . Από το διάγραμμα 6.68 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.

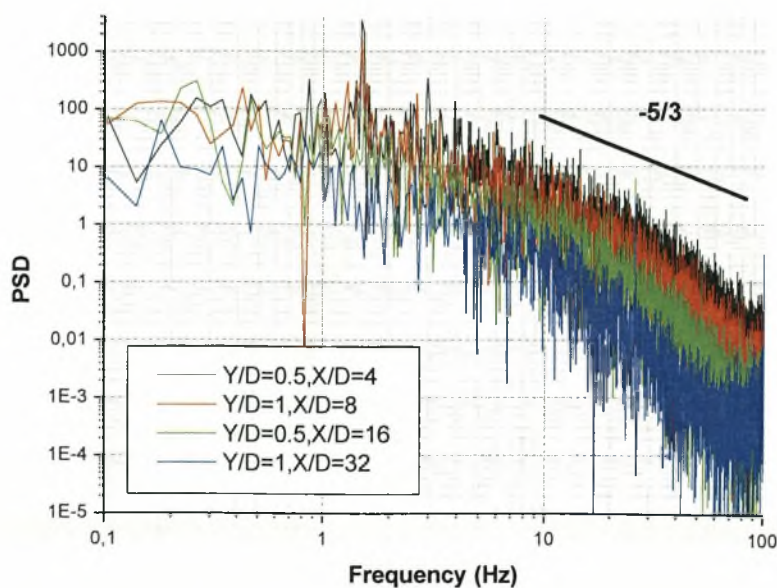
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-0.5$ ).

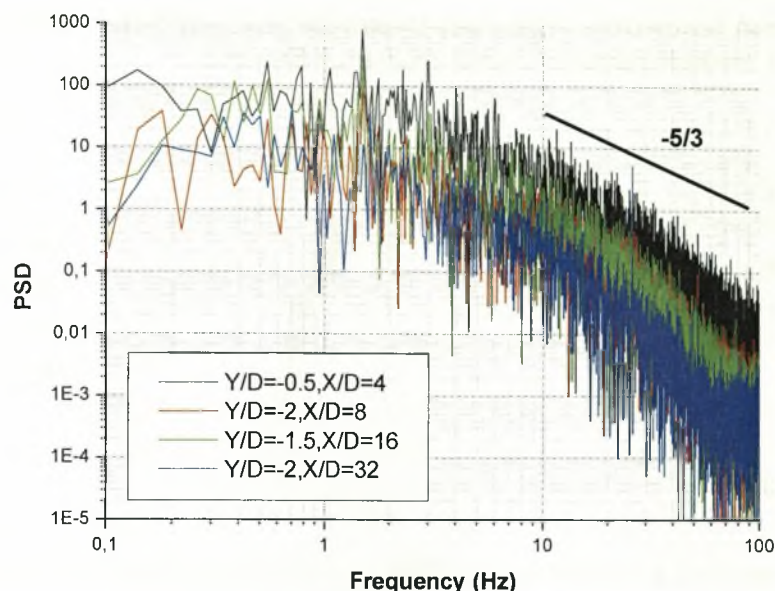


**Διάγραμμα 6.66. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.67. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$**





Διάγραμμα 6.68. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 2$

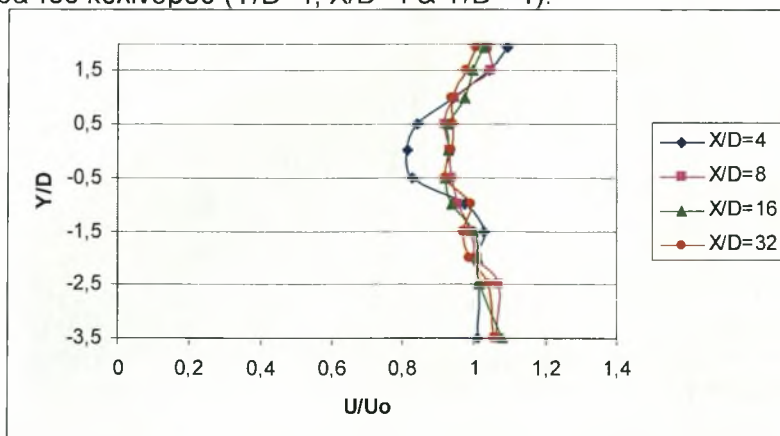
Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.811 ανεβαίνει στο 0.937, είναι 13.4% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.69). Πτώση 76.9% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.204 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.047 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.70).

Στα διαγράμματα 6.69 και 6.70 φαίνεται η ασυμμετρία στις κατανομές των μέσων ταχυτήτων και της έντασης τύρβης.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.71). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 2D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.4 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.4 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.21$ . Από το διάγραμμα 6.71 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

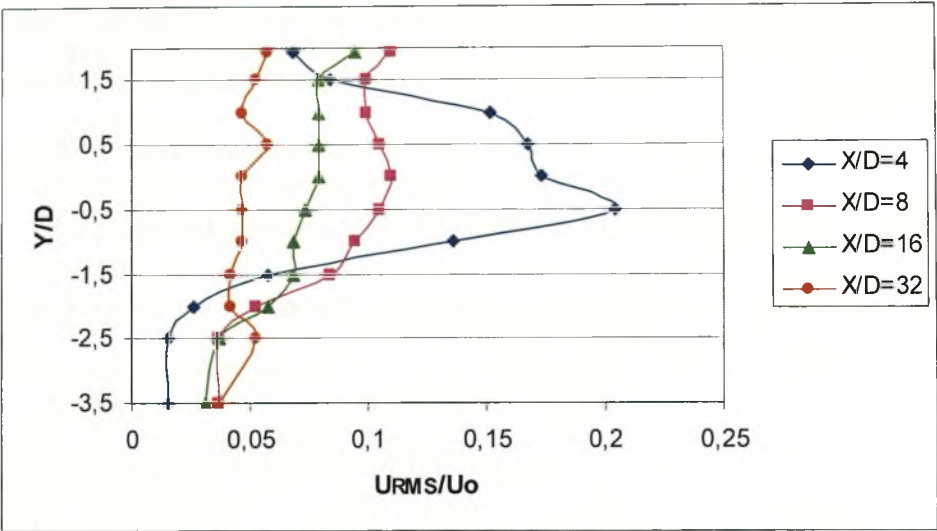
Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή ελαφρώς μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.

Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=1$ ,  $X/D=4$  &  $Y/D=-1$ ).

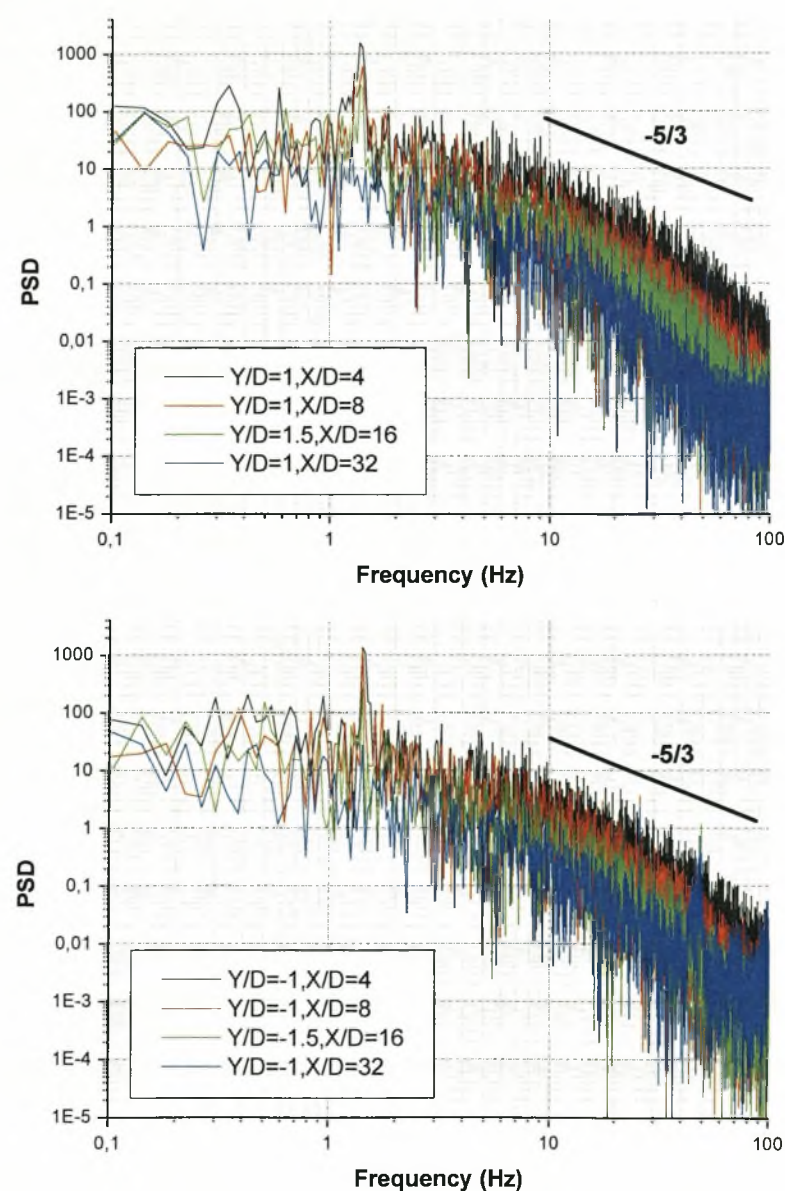


Διάγραμμα 6.69. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$





Διάγραμμα 6.70. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$

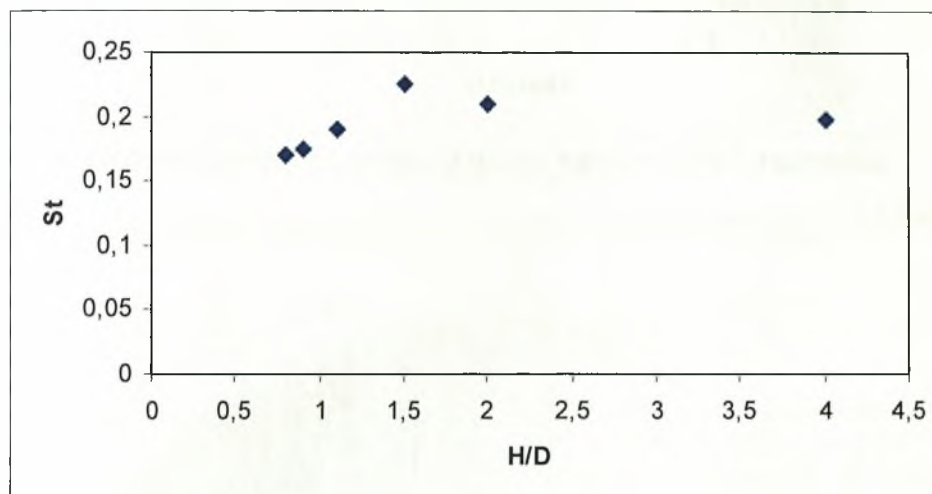


Διάγραμμα 6.71. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$

Το ποσοστό ανάκτησης ορμής για αριθμό  $Re = 6000$  ( $D=30$  mm) εμφανίζεται μεγαλύτερο στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια, μεταξύ 45 και 85%. Στην ελεύθερη ροή το ποσοστό ανάκτησης είναι μικρότερο, 26.2%.

Το ποσοστό πτώσης έντασης τύρβης παρουσιάζεται μεγαλύτερο κατά 5% στις θέσεις που είναι κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας, έτσι για  $1.1 \leq H/D \leq 2$  είναι περίπου 75%, ενώ κοντά στην διεπιφάνεια  $0.5 \leq H/D \leq 0.7$  είναι περίπου 70%.

#### 6.1.2.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=6000$ ( $D=30$ mm)



Διάγραμμα 6.72. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=30$ mm

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.72 ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=6000$  μεταβάλλεται όταν ο κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και παίρνει τιμές μικρότερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας ( $H/D=4$ ) η τιμή του αριθμού Strouhal είναι κοντά στην τιμή 0.21, η οποία συμφωνεί με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3]. Η εκροή δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.8$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου, ενώ εκροή δινών και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου έχουμε στην θέση  $H/D=1.5$ . Η εκροή δινών ξεκινά  $0.1D$  αργότερα σε σχέση με την περίπτωση του  $Re=2600$ . Στις θέσεις  $H/D=0.8$  &  $0.9$  ο αριθμός  $St$  είναι μικρός, και αυτό μπορεί να οφείλεται σε φαινόμενα μπλοκαρίσματος. Στον πίνακα 6.2 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα

H/D	0.8	0.9	1.1	1.5	2	4
St	0.17	0.18	0.19	0.23	0.21	0.2

Πίνακας 6.2. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=30$ mm

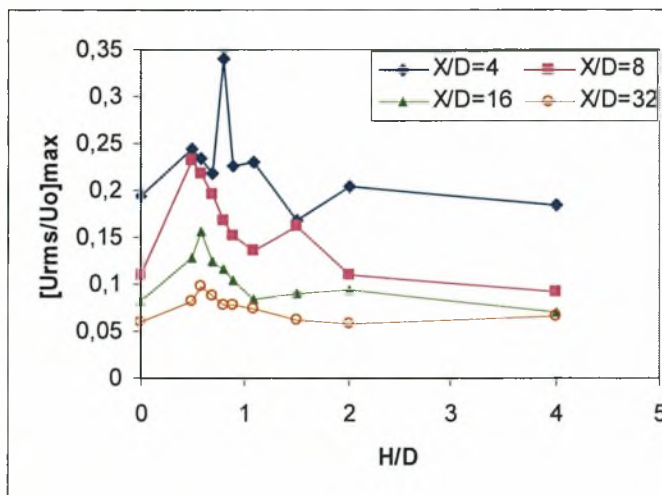
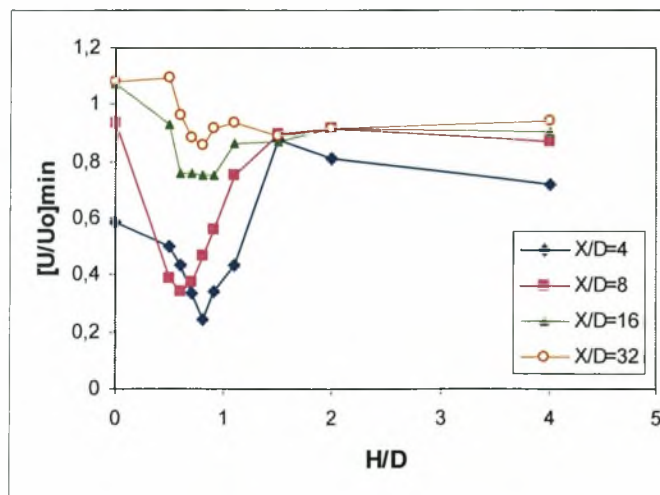
### 6.1.2.2. Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για Re=6000 (D=30 mm)

Οι ελάχιστες τιμές της μέσης ταχύτητας όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.73 αυξάνονται για όλες τις θέσεις κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης της τύρβης κατάντι του κυλίνδρου. Και τα δύο μεγέθη είναι μεγαλύτερα σε σχέση με την περίπτωση του μικρότερου αριθμού Reynolds (D=13mm, Re=2600).

Στο διάγραμμα 6.74 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι ελάχιστες τιμές ταχύτητας και οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι ελάχιστες τιμές ταχύτητας να εμφανίζονται σχεδόν πάνω στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου.

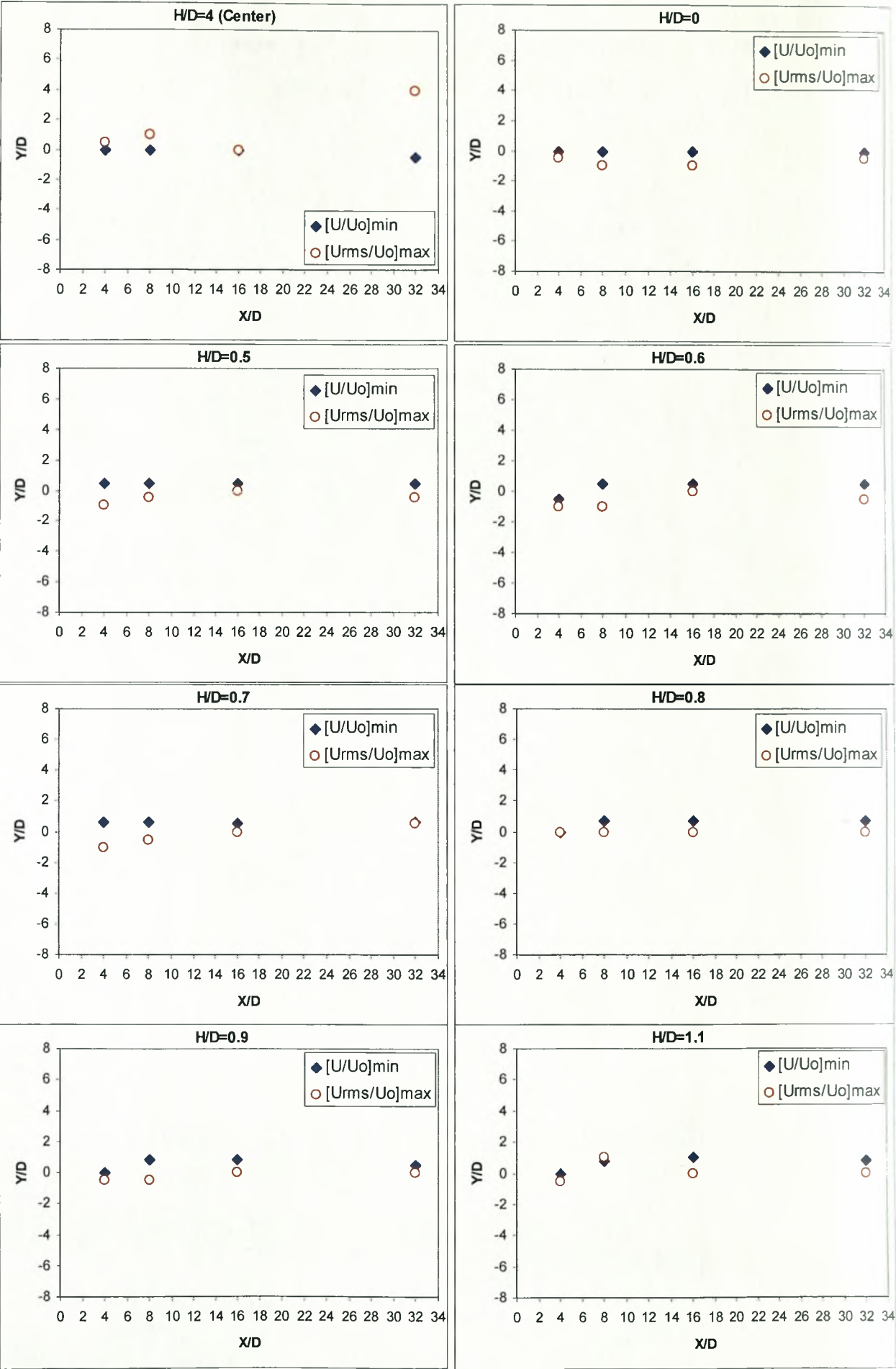
Οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης όπως φαίνεται στα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζονται κοντά στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου για  $-0.5 \leq Y/D \leq 0.5$  στις περισσότερες θέσεις H/D. Απόκλιση από τις παραπάνω θέσεις παρουσιάζεται όταν η ροή τείνει να γίνει ομοιόμορφη, δηλαδή για  $H/D \geq 1.1$ .

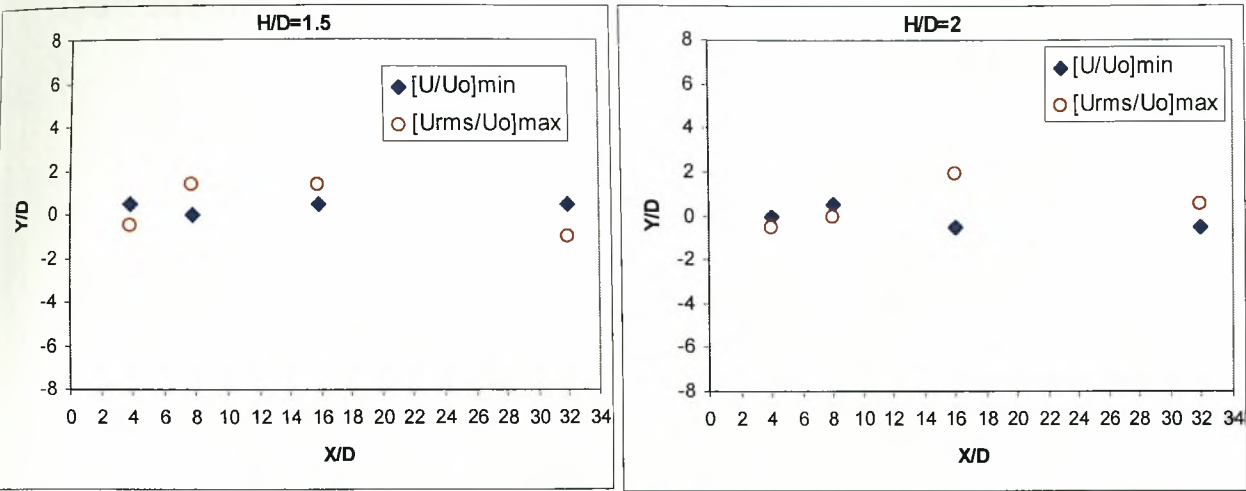
Η διαστρέβλωση του απόρου και η συγκέντρωση του ρεύματος της ροής όταν ο κύλινδρος προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια, στην κάτω πλευρά αυτού, έχει παρατηρηθεί και στις μετρήσεις με PIV που έγιναν από τους Sheridan et al. (1997) [47].



**Διάγραμμα 6.73. Κατανομή ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{\min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{\max}$  για D=30mm σε όλες τις θέσεις H/D**







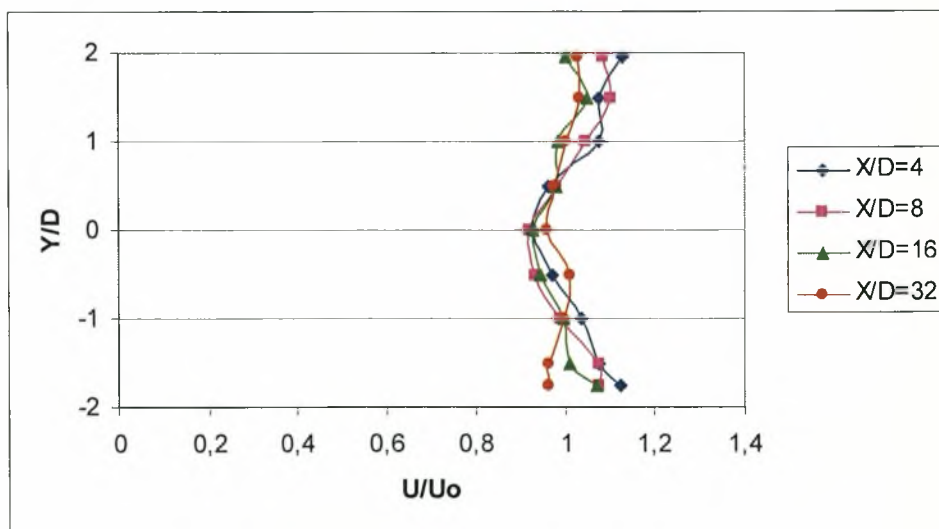
Διάγραμμα 6.74. Θέσεις εμφάνισης ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{\min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{\max}$  για  $D=30\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$

### 6.1.3. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης για αριθμό $Re=10000$ ( $D=50\text{mm}$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

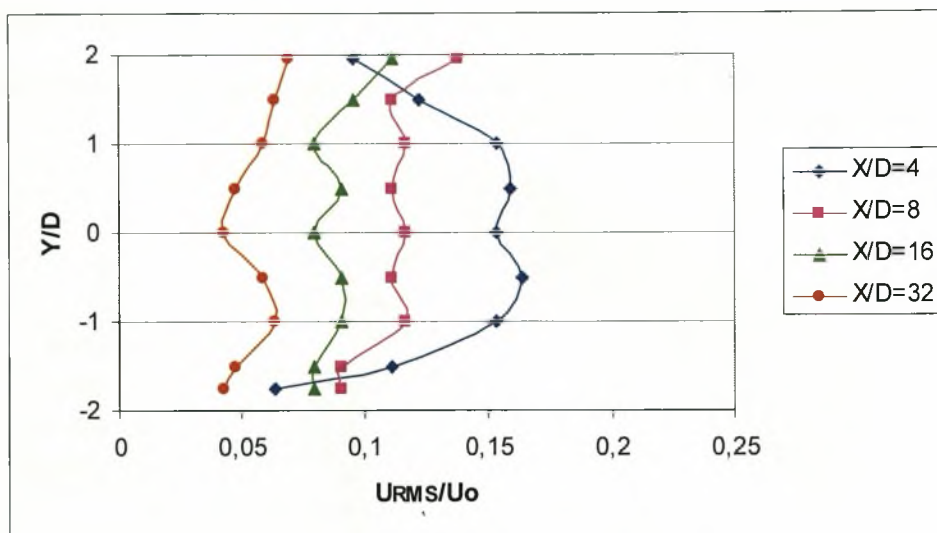
Στο διάγραμμα 6.75 φαίνεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο, το κύρτωμα στο ύψος του κυλίνδρου. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι μεγάλη, αφού οι κατανομές των μέσων ταχυτήτων σχεδόν συμπίπτουν για τις τέσσερις θέσεις  $X/D$ . Αυτό ίσως οφείλεται σε φαινόμενα μπλοκαρίσματος λόγω της παρουσίας του κυλίνδρου ο οποίος είναι  $50\text{mm}$  και το ύψος του νερού στο κανάλι είναι  $240\text{mm}$ . Πτώση  $64.6\%$  παρουσιάζει η ένταση της τύρβης που από  $0.164$  στην θέση  $X/D=4$  γίνεται  $0.058$  στην θέση  $X/D=32$  (Διάγραμμα 6.76). Στο διάγραμμα 6.76 φαίνονται επίσης οι χαρακτηριστικές κορυφές έντασης τύρβης στις θέσεις  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ .

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.77) σε όλες τις θέσεις  $X/D$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας είναι  $f=0.9\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(0.9 \cdot 0.05)/0.2 \Rightarrow St=0.23$ . Από το διάγραμμα 6.77 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$  καθώς και η συμφωνία στις μεγάλες συχνότητες με τον νόμο του Kolmogoroff για την τύρβη [67], δηλαδή η κλίση της ευθείας που προσεγγίζει τα φάσματα είναι  $-5/3$ .



Διάγραμμα 6.75. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

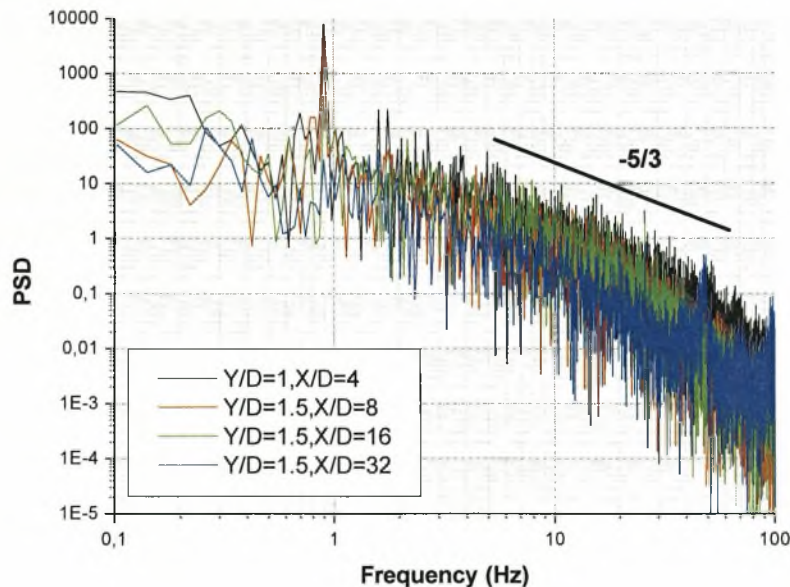




Διάγραμμα 6.76. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(\text{m/s})^2/\text{Hz}$ .



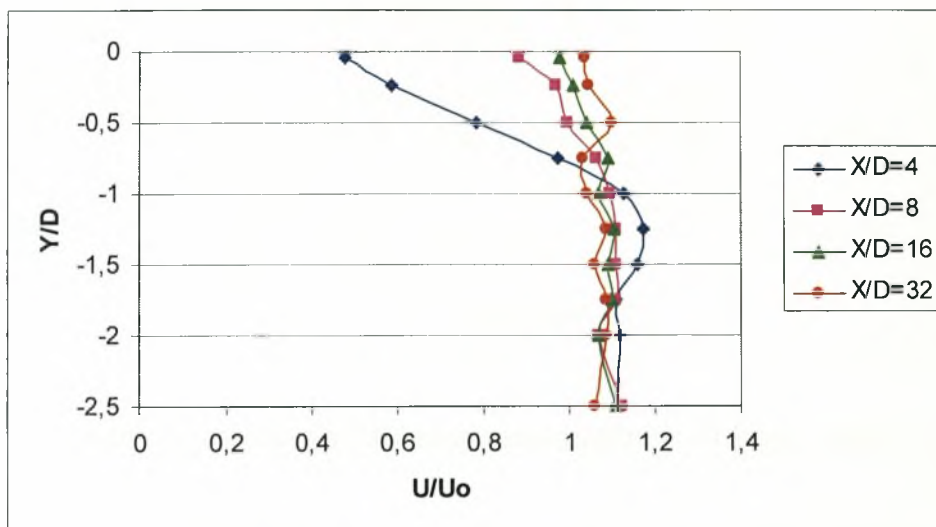
Διάγραμμα 6.77. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

### • $H/D = 0$

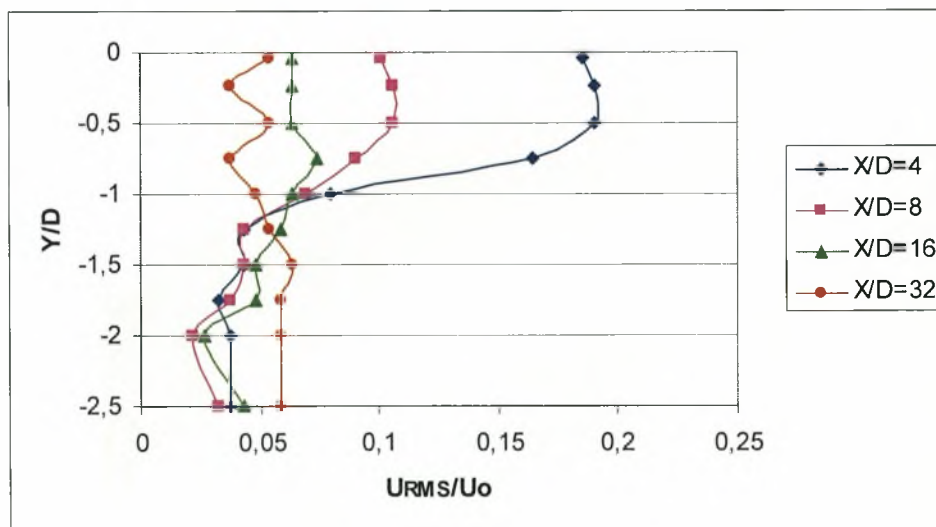
Στην θέση αυτή το κέντρο του κυλίνδρου είναι πάνω στην διεπιφάνεια, δηλαδή ο μισός κύλινδρος βρίσκεται μέσα στο νερό και ο μισός έξω. Η παρουσία του μισοβυθισμένου κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) στην διεπιφάνεια επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.78). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 54.9% (θέση  $Y/D=0$ ), που από 0.476 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 1.037 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης

τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.79) 72.6% (θέση  $Y/D=-0.5$ ) παρατηρείται, που από 0.190 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.052 για  $X/D=32$ .

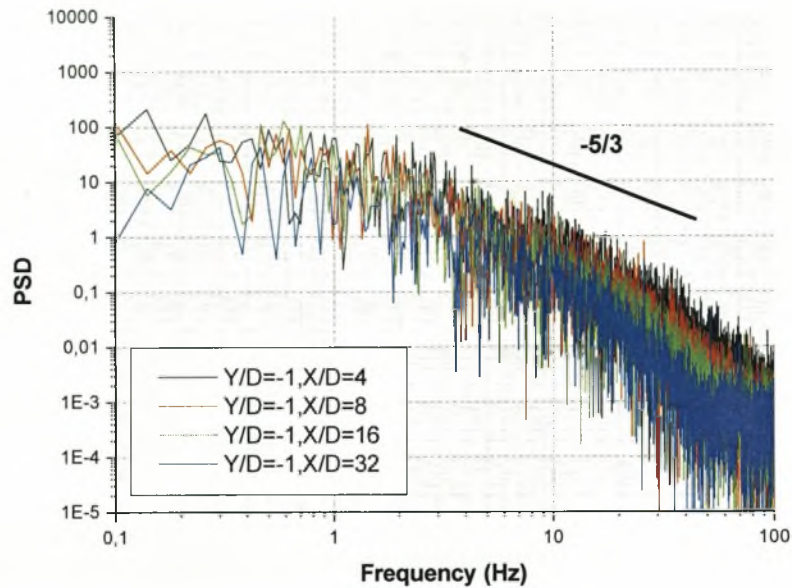
Στο διάγραμμα 6.80 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώσει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή.



Διάγραμμα 6.78. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.79. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0$  &  $D=50\text{mm}$

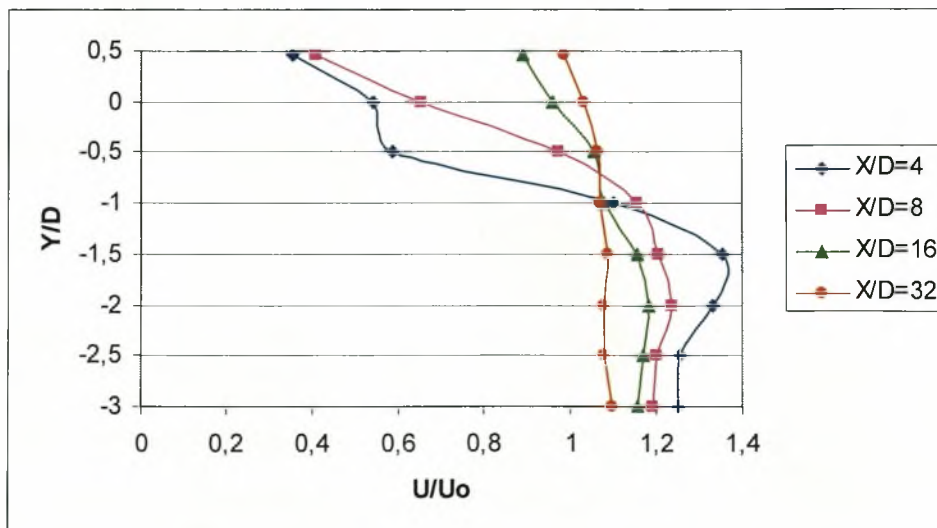


Διάγραμμα 6.80. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D = 0.5$

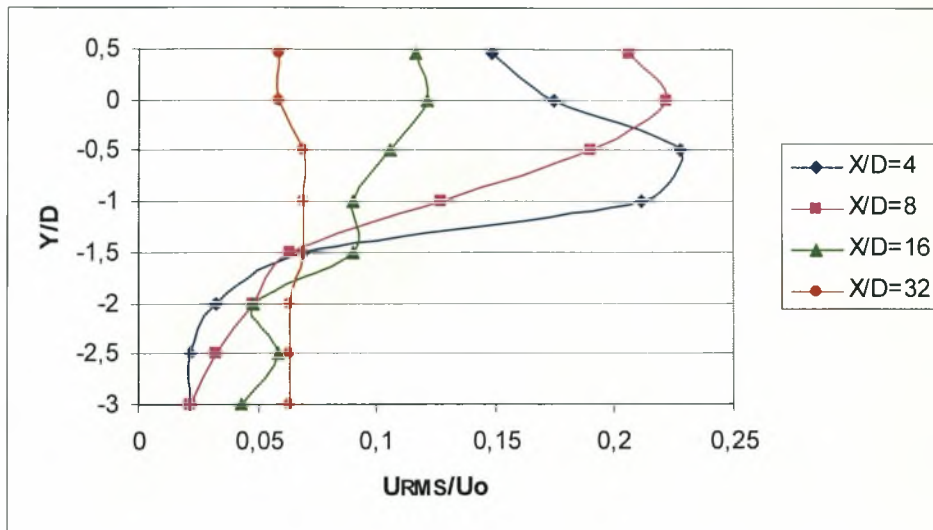
Στην θέση αυτή ο κύλινδρος είναι βυθισμένος μέσα στο νερό και η πάνω πλευρά του εφάπτεται στην διεπιφάνεια. Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.81). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 64% (θέση  $Y/D=0.5$ ), που από 0.354 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.984 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 6.82) 70% (θέση  $Y/D=-0.5$ ) παρατηρείται, που από 0.227 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.068 για  $X/D=32$ .

Στο διάγραμμα 6.83 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ροή εδώ είναι τυρβώδης όπου ισχύει ο νόμος του Kolmogoroff για την τύρβη [67] ( $-5/3$ ).

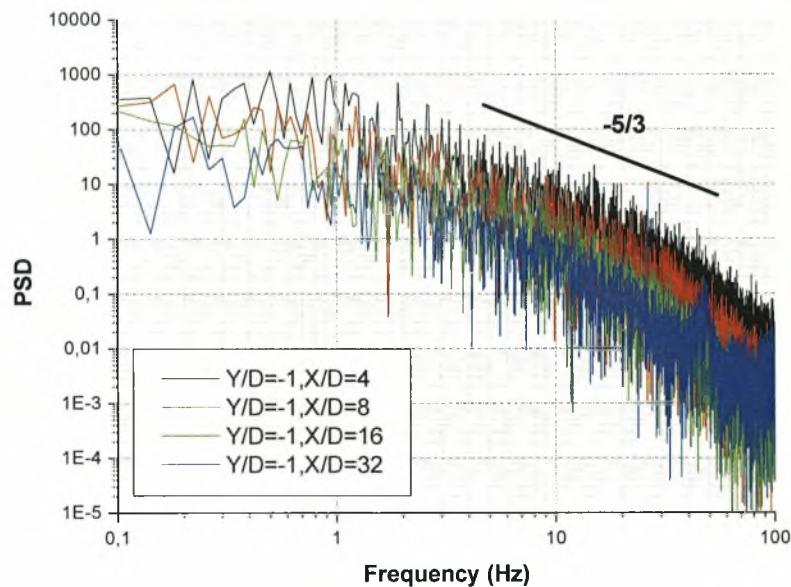


Διάγραμμα 6.81. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$





**Διάγραμμα 6.82. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$**

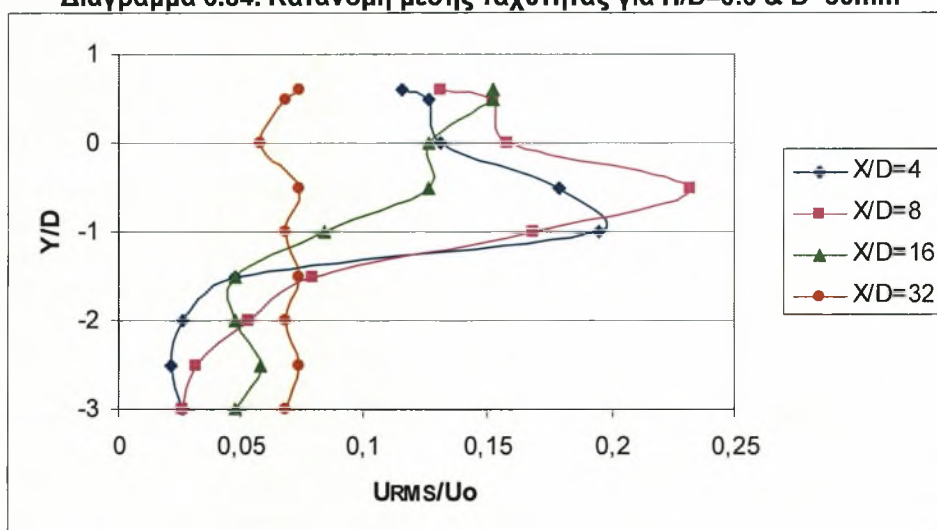
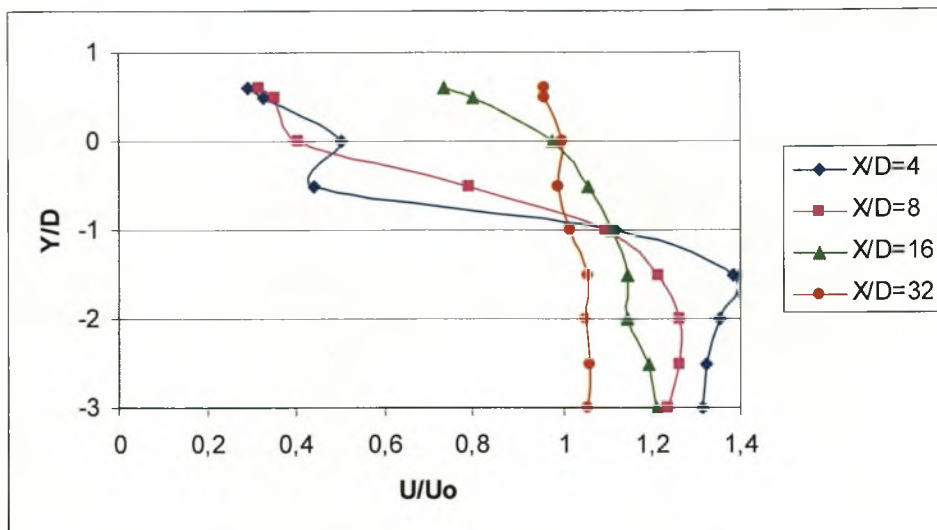


**Διάγραμμα 6.83. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.5$  &  $D=50\text{mm}$**

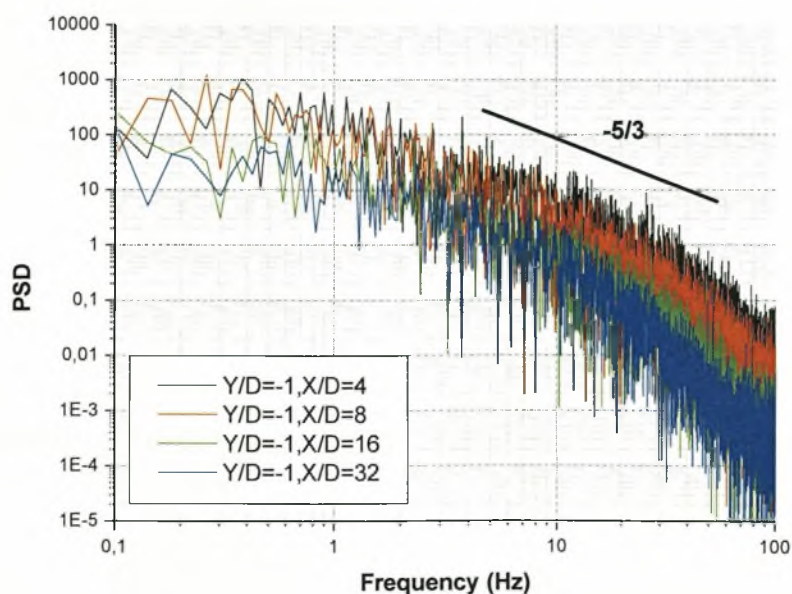
- **$H/D = 0.6$**

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.84). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 69.8% (θέση  $Y/D=0.6$ ), που από 0.289 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.957 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{RMS}$  (Διάγραμμα 6.85) 64.9% (θέση  $Y/D=-1$ ) παρατηρείται, που από 0.194 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.068 για  $X/D=32$ .

Στο διάγραμμα 6.86 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη.



Διάγραμμα 6.85. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $D=50\text{mm}$

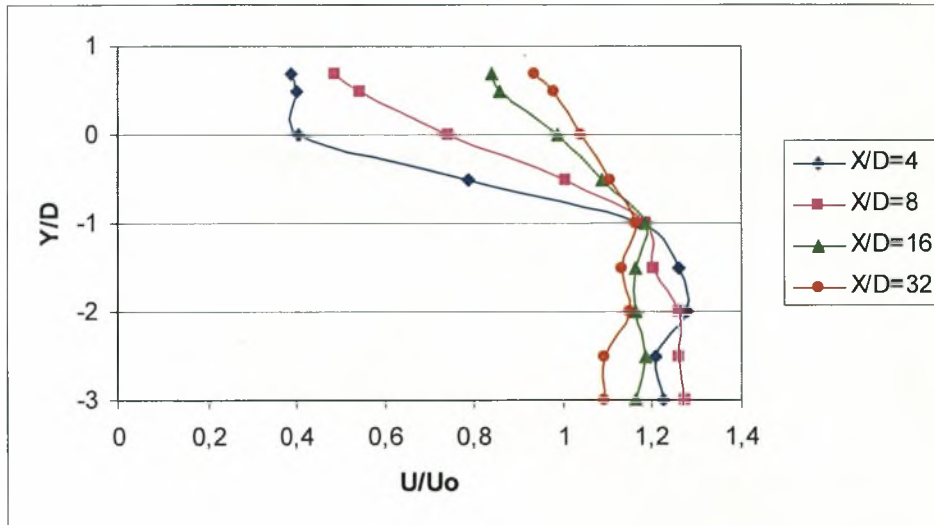


Διάγραμμα 6.86. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.6$  &  $D=50\text{mm}$

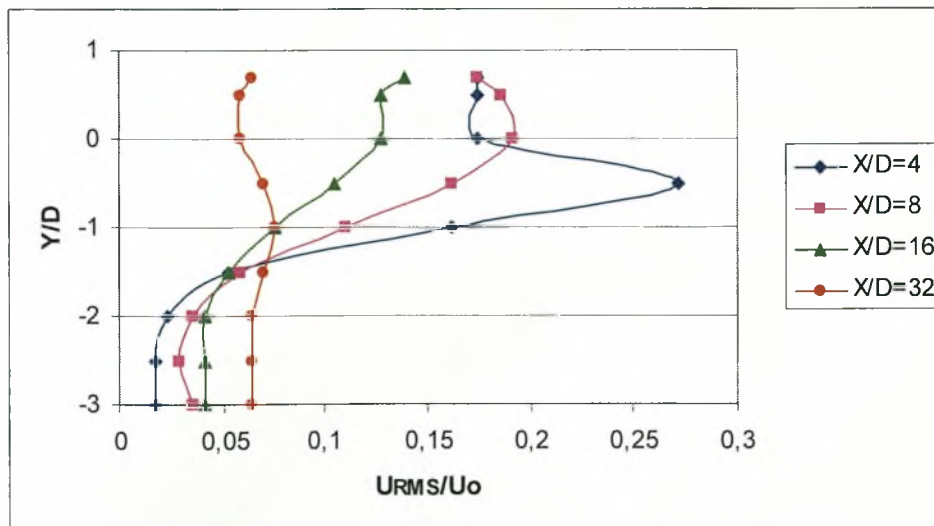
- $H/D = 0.7$

Η παρουσία του κυλίνδρου ( $D=50\text{mm}$ ) επηρεάζει τις κατανομές των ταχυτήτων (Διάγραμμα 6.87). Η αύξηση της ταχύτητας είναι 59.2% (θέση  $Y/D=0.5$ ), που από 0.398 για  $X/D=4$  ανεβαίνει στην τιμή 0.976 για  $X/D=32$ . Πτώση της έντασης τύρβης  $U_{\text{RMS}}$  (Διάγραμμα 6.88) 74.5% (θέση  $Y/D=-0.5$ ) παρατηρείται, που από 0.271 για  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.069 για  $X/D=32$ .

Στο διάγραμμα 6.89 δεν παρατηρείται κανένα χαρακτηριστικό «peak» που να φανερώνει την εκροή δινών Von Karman στην θέση αυτή. Η ανάμειξη εδώ επιτυγχάνεται από την τύρβη.

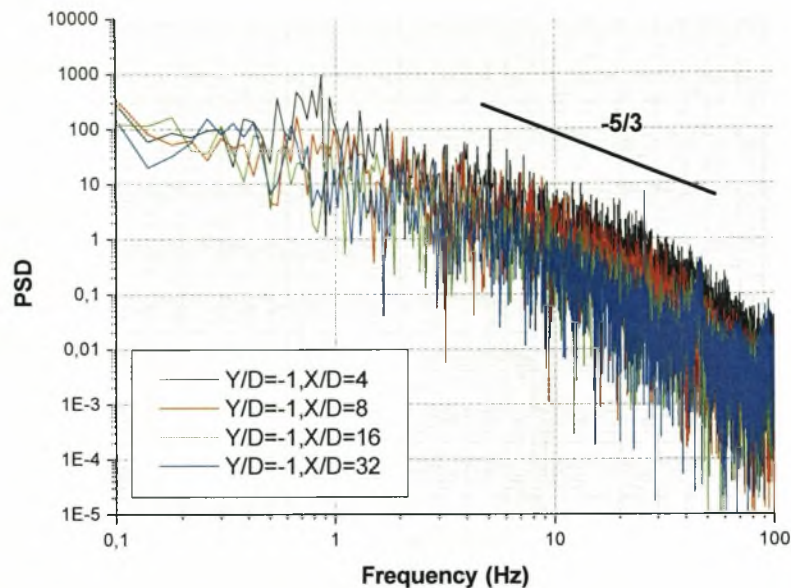


Διάγραμμα 6.87. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.88. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$





Διάγραμμα 6.89. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$

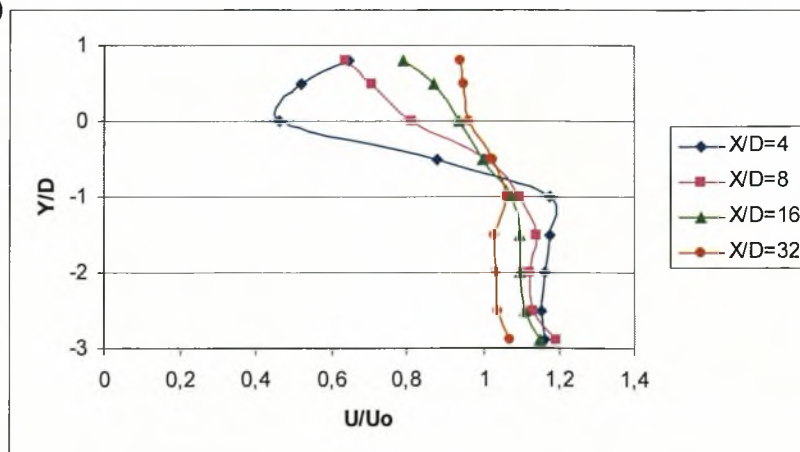
- $H/D = 0.8$

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.459 ανεβαίνει στο 0.962, είναι 52.3% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.90). Στην θέση αυτή φαίνεται η συμπεριφορά στις κατανομές των ταχυτήτων να είναι κάπως όμοια με αυτή της ελεύθερης ροής, παρατηρείται δηλαδή το κύρτωμα στο προφίλ ( $X/D=4$ ). Πτώση 69.1% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.227 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.070 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=-0.5$ , Διάγραμμα 6.91).

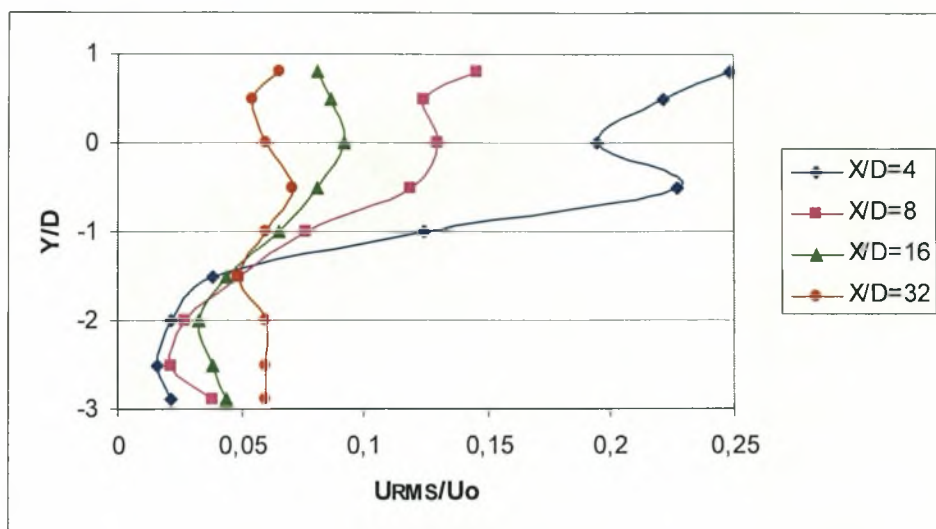
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.92, γράφημα  $Y/D=-1.5$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.8D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.02 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (1.02 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St = 0.26$ . Από το διάγραμμα 6.92 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

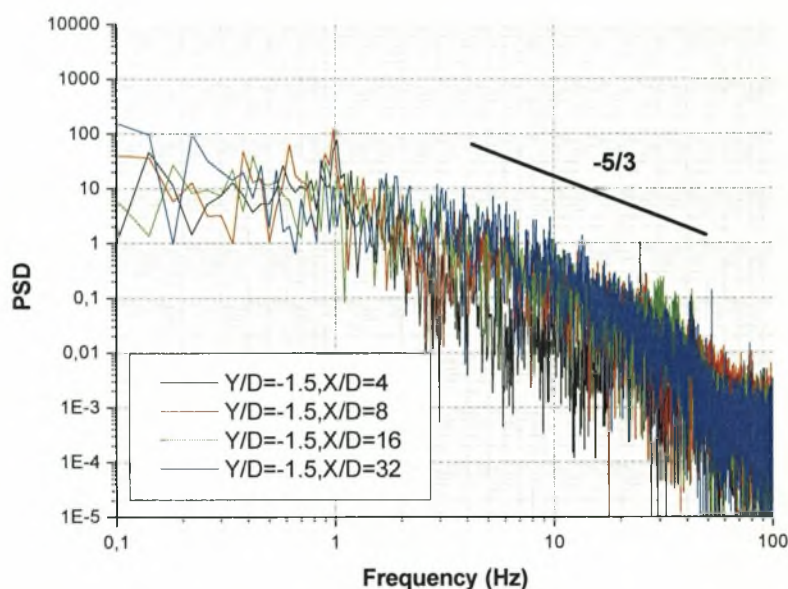
Η εκροή δινών παρατηρείται μόνο από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=-1.5$ )



Διάγραμμα 6.90. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.91. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.92. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$

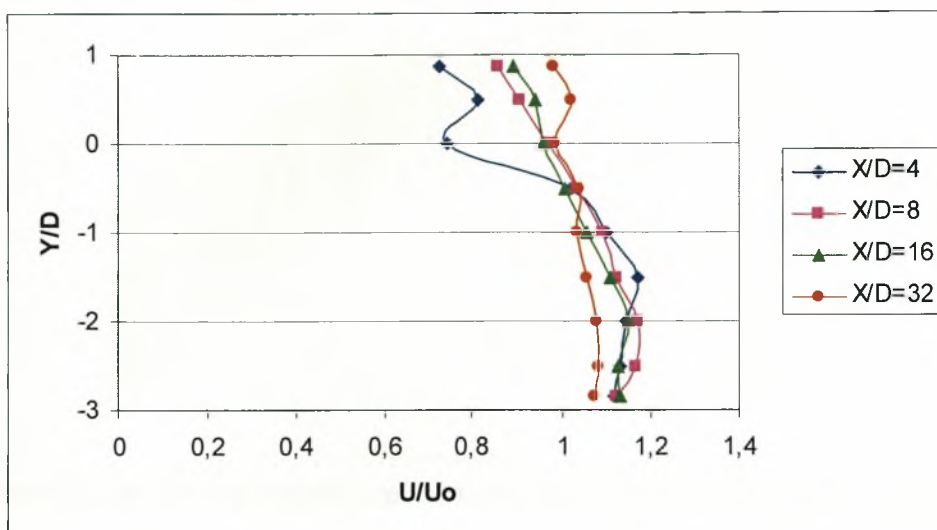
- $H/D = 0.9$

Η αύξηση της μέσης τιμής ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , που από 0.740 ανεβαίνει στο 0.983, είναι 24.7% ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.93). Πτώση 82.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.270 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.047 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=0$ , Διάγραμμα 6.94).

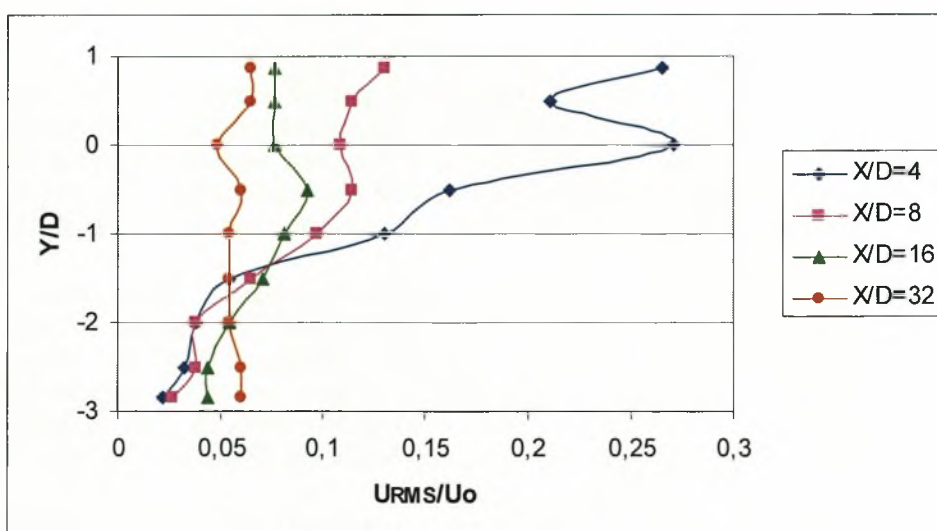
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.95). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.9D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 1.02 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.02 * 0.05) / 0.2 = St = 0.26$ . Από το διάγραμμα 6.95 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

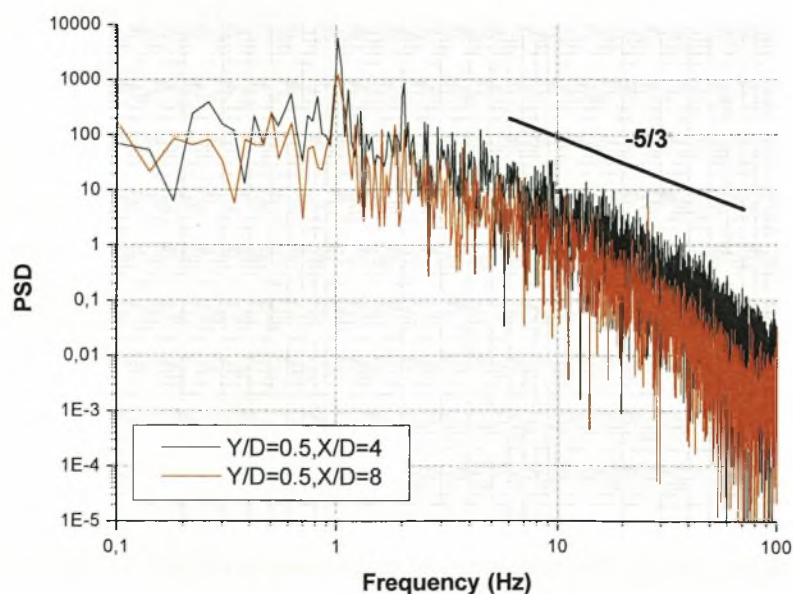
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$  &  $Y/D=-1$ ).



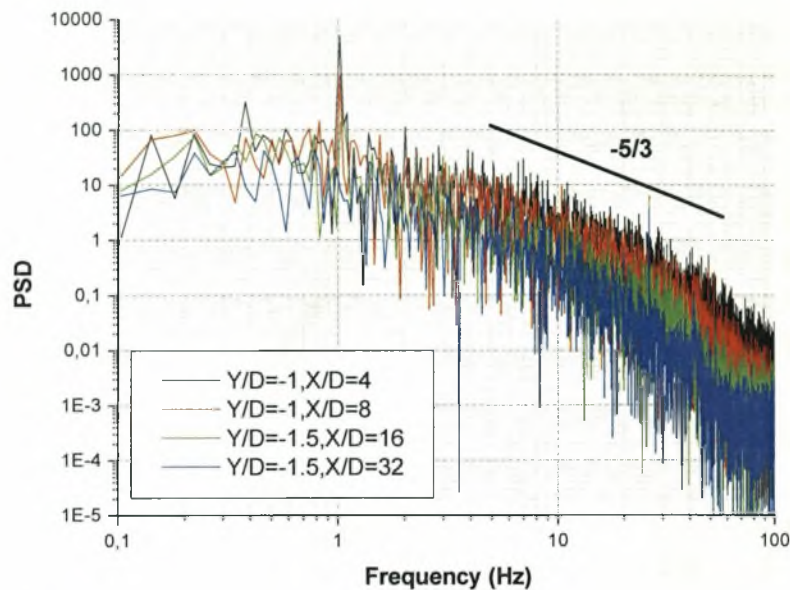
**Διάγραμμα 6.93. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.94. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$**







Διάγραμμα 6.95. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$

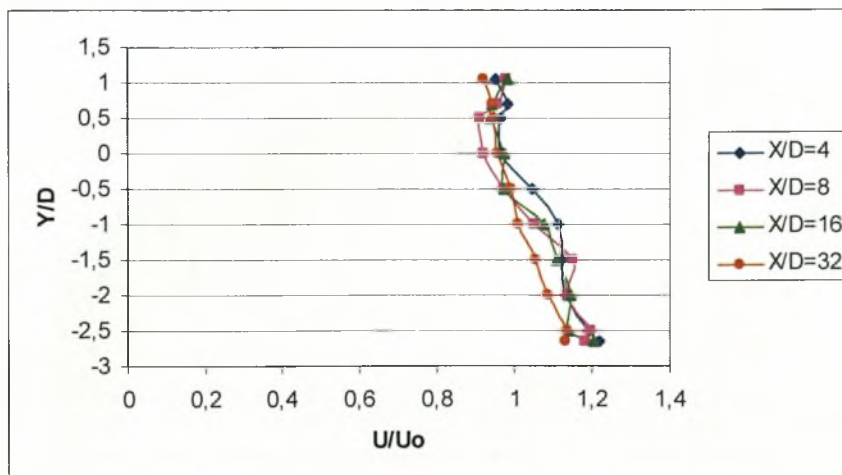
- $H/D = 1.1$

Στο διάγραμμα 6.96 φαίνεται η κατανομή μέσων ταχυτήτων πίσω από τον κύλινδρο. Η αύξηση της μέσης ταχύτητας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι μεγάλη, αφού οι κατανομές των μέσων ταχυτήτων σχεδόν συμπίπτουν για τις τέσσερις θέσεις  $X/D$ . Πτώση 82.5% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.275 στην θέση  $X/D = 4$  πέφτει στην τιμή 0.048 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=1$ , Διάγραμμα 6.97).

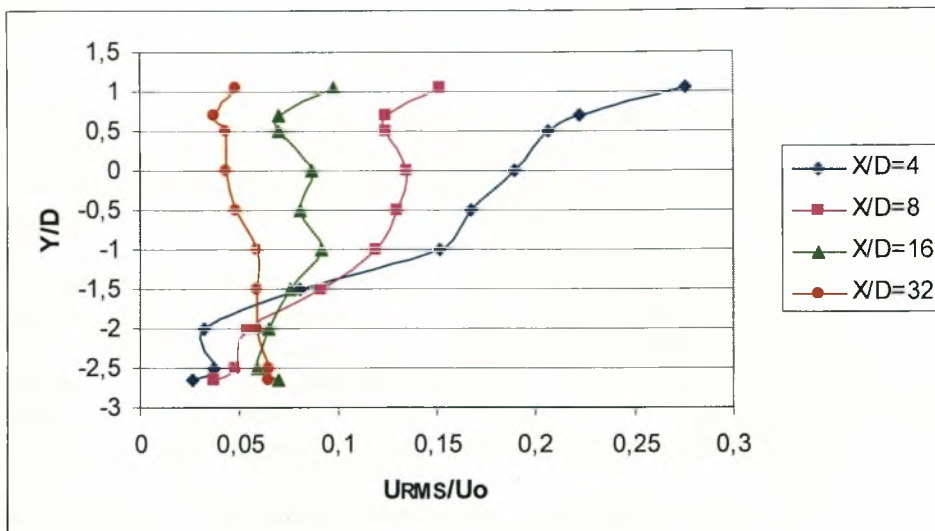
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman, (Διάγραμμα 6.98). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.1D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 0.98 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (0.98 * 0.05) / 0.2 \Rightarrow St = 0.25$ . Από το διάγραμμα 6.98 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της υδροσήραγγας και μικρότερη από την θέση  $H/D=0.9$ .

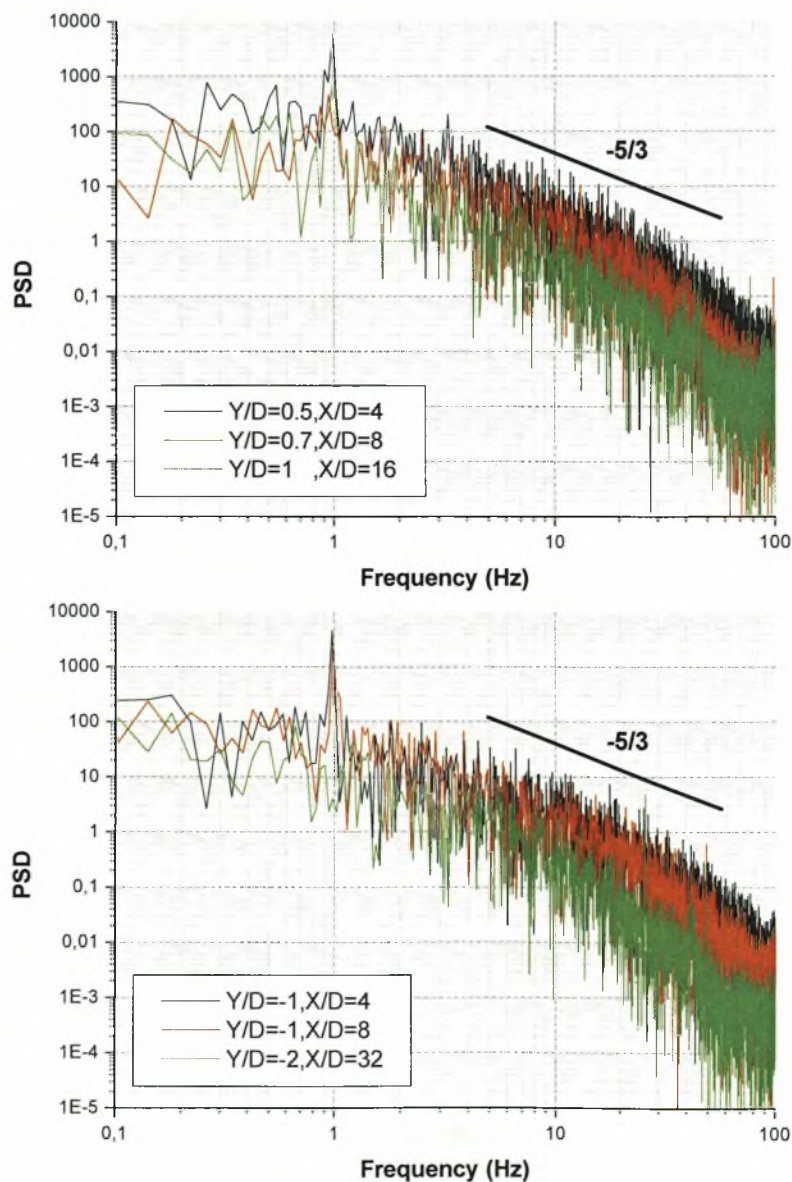
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$  &  $Y/D=-1$ ).



Διάγραμμα 6.96. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.1$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.97. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.98. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=50\text{mm}$

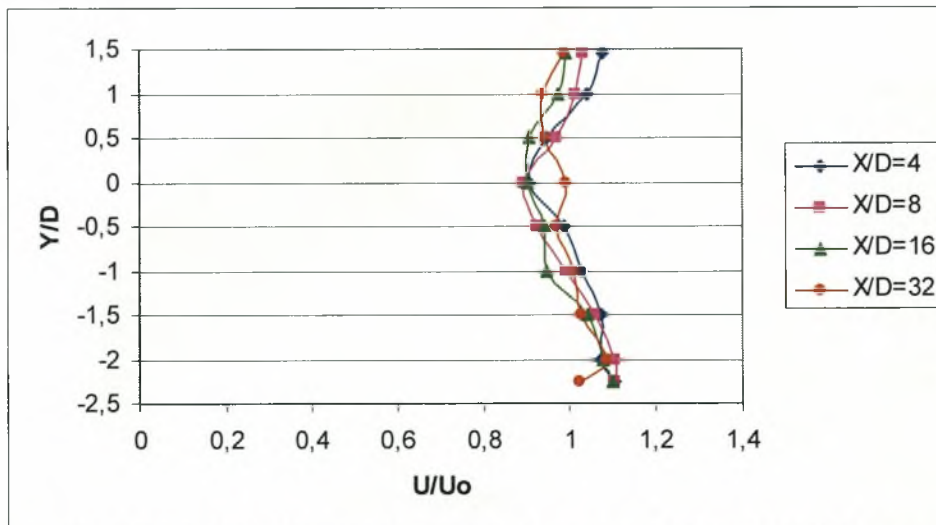
- $H/D = 1.5$

Στην θέση αυτή η μέση τιμή της ταχύτητας από την θέση  $X/D=4$  στην θέση  $X/D=32$ , δεν μεταβάλλεται (Διάγραμμα 6.99) και είναι όμοια με την περίπτωση που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή. Πτώση 70.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.195 στην θέση  $X/D=4$  πέφτει στην τιμή 0.058 στην θέση  $X/D=32$  ( $Y/D=1.5$ , Διάγραμμα 6.100).

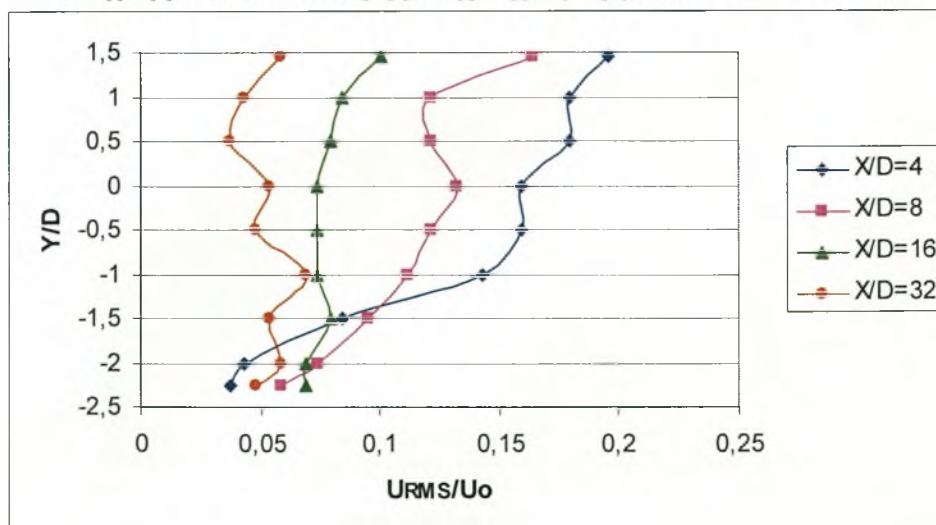
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.101). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια του νερού είναι  $f = 0.94\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (0.94 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St = 0.24$ . Από το διάγραμμα 6.101 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .

Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman με τιμή μεγαλύτερη από αυτή στο κέντρο της αεροσήραγγας.

Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=1$  &  $Y/D=-1$ ).

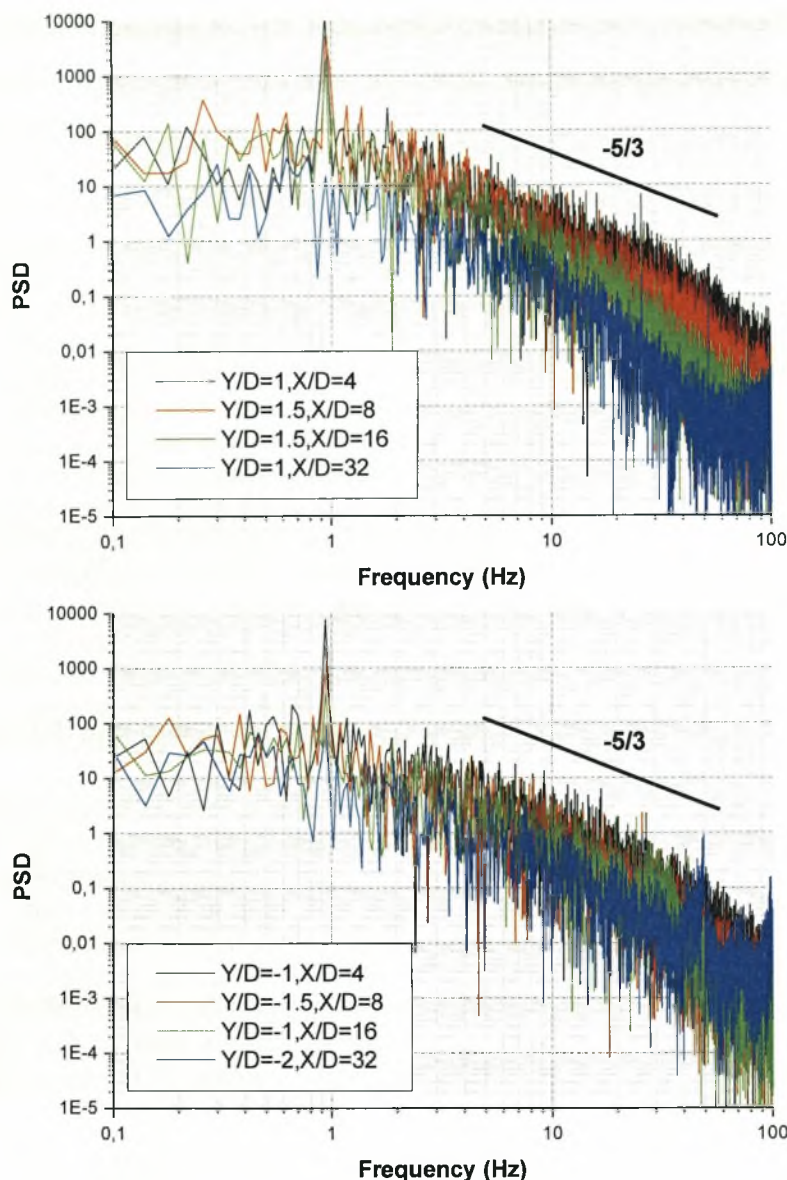


Διάγραμμα 6.99. Κατανομή μέσης ταχύτητας για  $H/D=1.5$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.100. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=50\text{mm}$



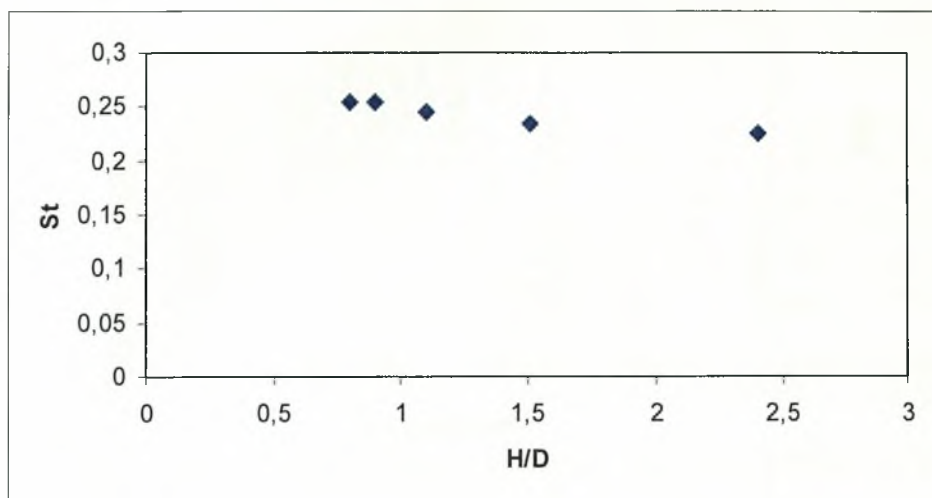


**Διάγραμμα 6.101. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=50\text{mm}$**

Το ποσοστό ανάκτησης ορμής για αριθμό  $Re = 10000$  ( $D=50\text{mm}$ ) εμφανίζεται μεγαλύτερο στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Το ποσοστό αυτό είναι μεταξύ 50 ~ 70 % στις θέσεις  $0 \leq H/D \leq 0.8$ . Το ποσοστό ανάκτησης ορμής μειώνεται σημαντικά στην θέση  $H/D=0.9$  (24.7%), ενώ στις θέσεις  $H/D=1.1$ ,  $H/D=1.5$  και  $H/D=K$  οι κατανομές της μέσης ταχύτητας δεν εμφανίζουν σημαντικές διαφορές κατάντη του κυλίνδρου.

Το ποσοστό πτώσης έντασης τύρβης παρουσιάζεται μεγαλύτερο κατά 10% στις θέσεις που είναι κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας, έτσι για  $0.9 \leq H/D \leq 1.1$  είναι περίπου 82%, ενώ κοντά στην διεπιφάνεια  $0 \leq H/D \leq 0.8$   $H/D=1.5$  και  $H/D=K$  είναι περίπου 65% ~ 70%.

### 6.1.3.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=10000$ ( $D=50$ mm)



**Διάγραμμα 6.102. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=50$ mm**

Είναι φανερό ότι ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=10000$  μεταβάλλεται όταν ο κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και παίρνει τιμές μεγαλύτερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας ( $H/D=2.4$ ) η τιμή του αριθμού Strouhal είναι κοντά στην τιμή 0.225, η οποία είναι μεγαλύτερη ελαφρώς από αυτή που προκύπτει από την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3] ( $St=0.21$ ). Η εκροή δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.8$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου, ενώ εκροή δινών και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου έχουμε στην θέση  $H/D=0.9$ . Στον πίνακα 6.3 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα

H/D	0.8	0.9	1.1	1.5	2.4
St	0.26	0.26	0.25	0.24	0.23

**Πίνακας 6.3. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=30$ mm**

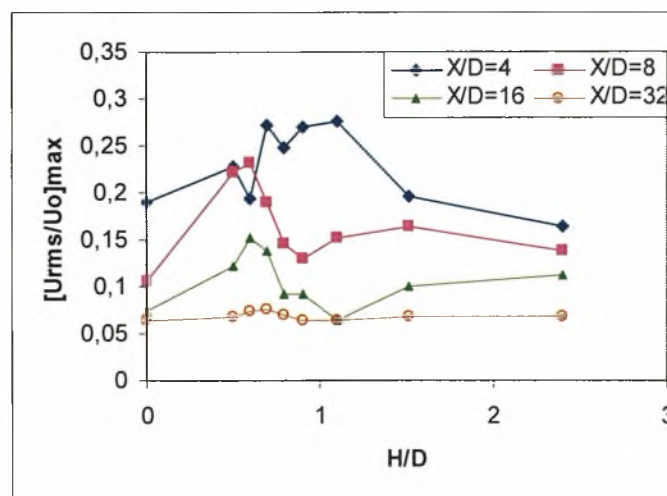
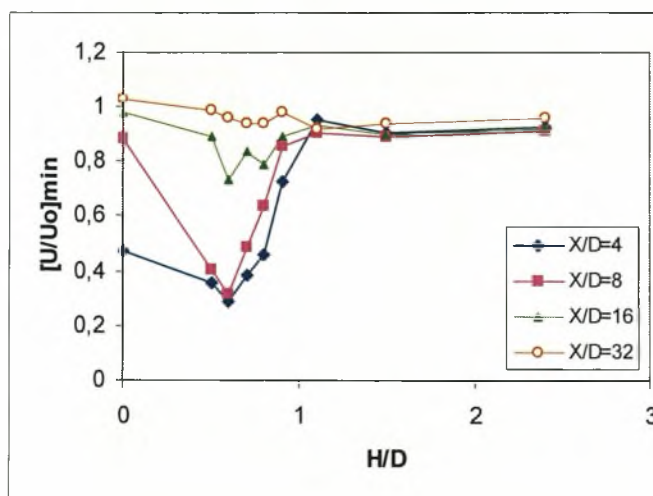
### 6.1.3.2. Ελάχιστες τιμές ταχύτητας και μέγιστες τιμές έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για Re=10000 (D=50 mm)

Οι ελάχιστες τιμές της μέσης ταχύτητας όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.103 αυξάνονται για όλες τις θέσεις κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης της τύρβης κατάντι του κυλίνδρου. Και τα δύο μεγέθη είναι μεγαλύτερα σε σχέση με την περίπτωση του μικρότερου αριθμού Reynold ( $D=13\text{mm}$ ,  $Re=2600$ ) και όμοια με για  $Re=6000$ .

Στο διάγραμμα 6.104 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι ελάχιστες τιμές ταχύτητας και οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι μέγιστες τιμές ταχύτητας να εμφανίζονται κοντά και πάνω στην κεντρική γραμμή.

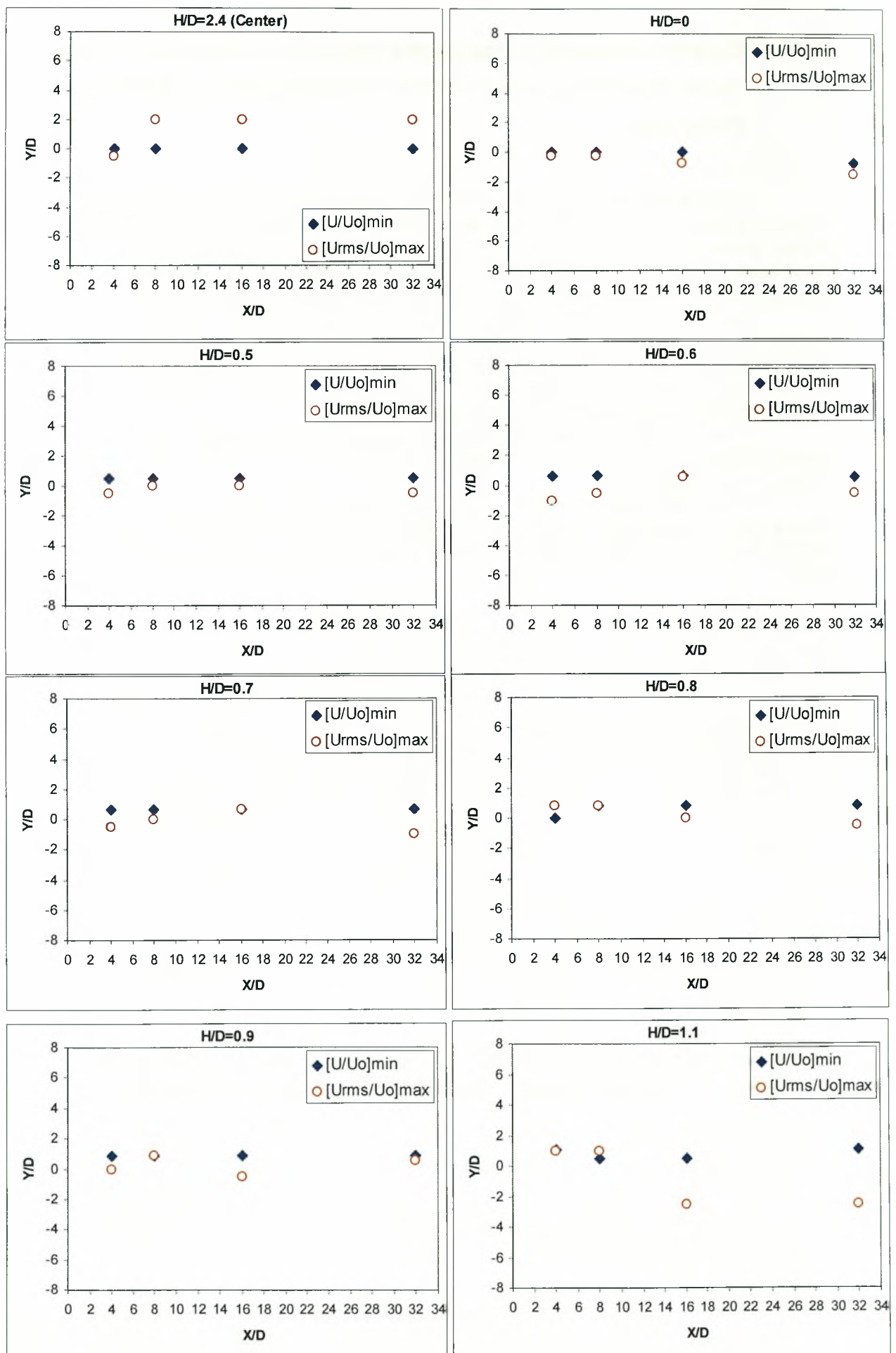
Οι μέγιστες τιμές έντασης τύρβης όπως φαίνεται στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται κοντά στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου για  $-3 \leq Y/D \leq 1$  στις περισσότερες θέσεις H/D.

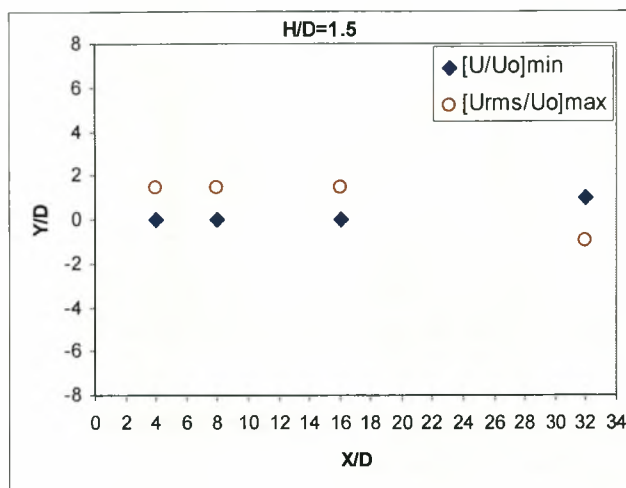
Η διαστρέβλωση του απόρου και η συγκέντρωση του ρεύματος της ροής όταν ο κύλινδρος προσεγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια, στην κάτω πλευρά αυτού, έχει παρατηρηθεί και στις μετρήσεις με PIV που έγιναν από τους Sheridan et al. (1997) [47].



**Διάγραμμα 6.103. Κατανομή ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{\min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{\max}$  για  $D=50\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις H/D**



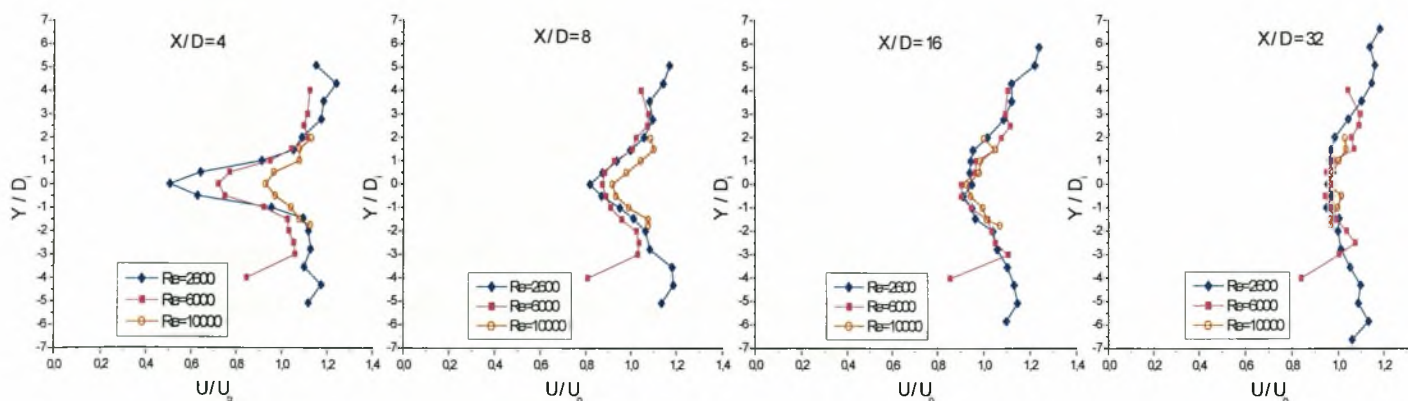


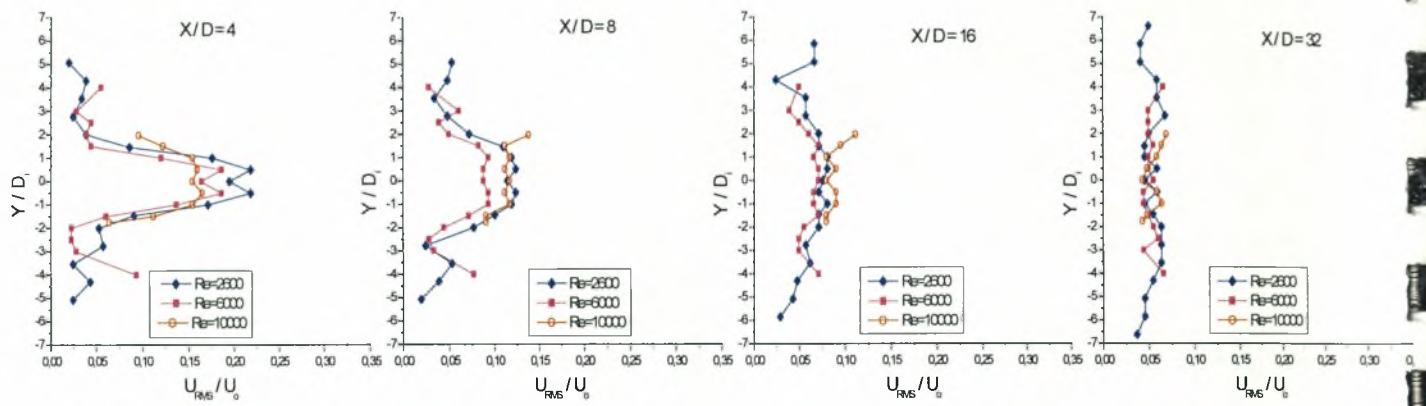


**Διάγραμμα 6.104** Θέσεις εμφάνισης ελαχίστων τιμών ταχύτητας  $U_{\min}$  και μεγίστων τιμών έντασης τύρβης  $[U_{RMS}]_{\max}$  για  $D=50\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$

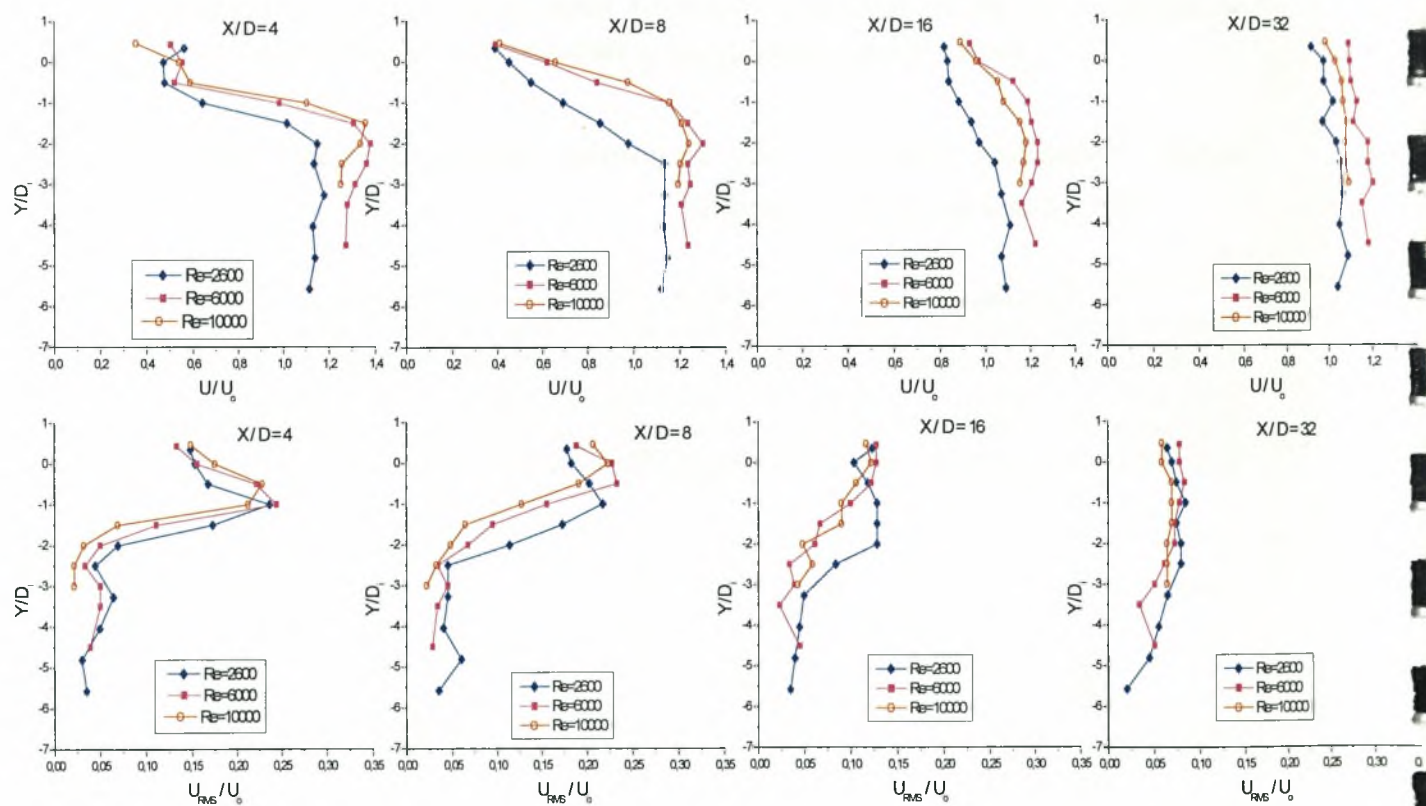
#### 6.1.4. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων ταχυτήτων και έντασης τύρβης

Στα διαγράμματα που ακολουθούν εξετάζεται η επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων ταχυτήτων και έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές ταχυτήτων και έντασης τύρβης όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κάθε κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i = 13\text{mm}$ ,  $30\text{mm}$  και  $50\text{mm}$  για  $Re=2600$ ,  $6000$  και  $10000$  αντίστοιχα.

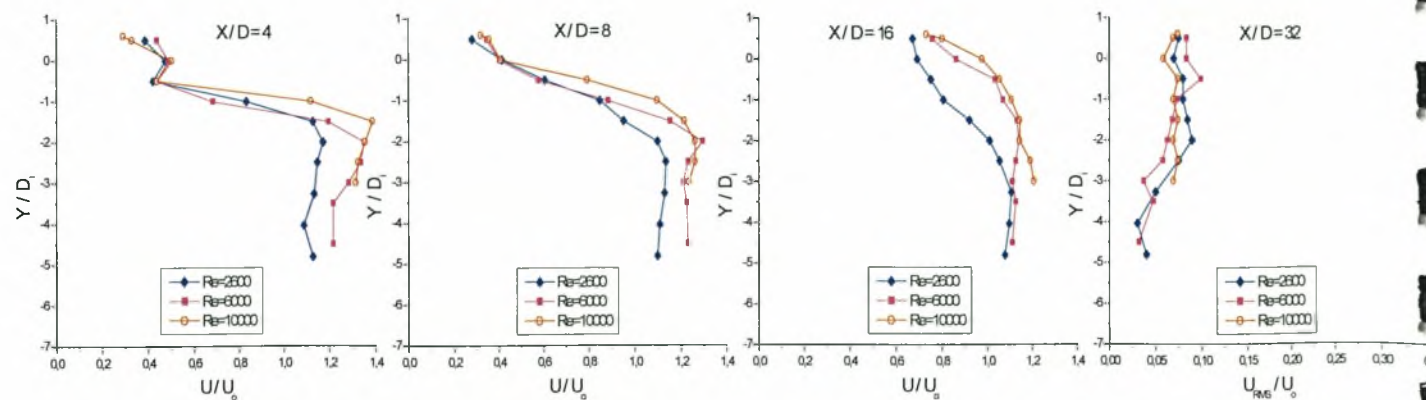




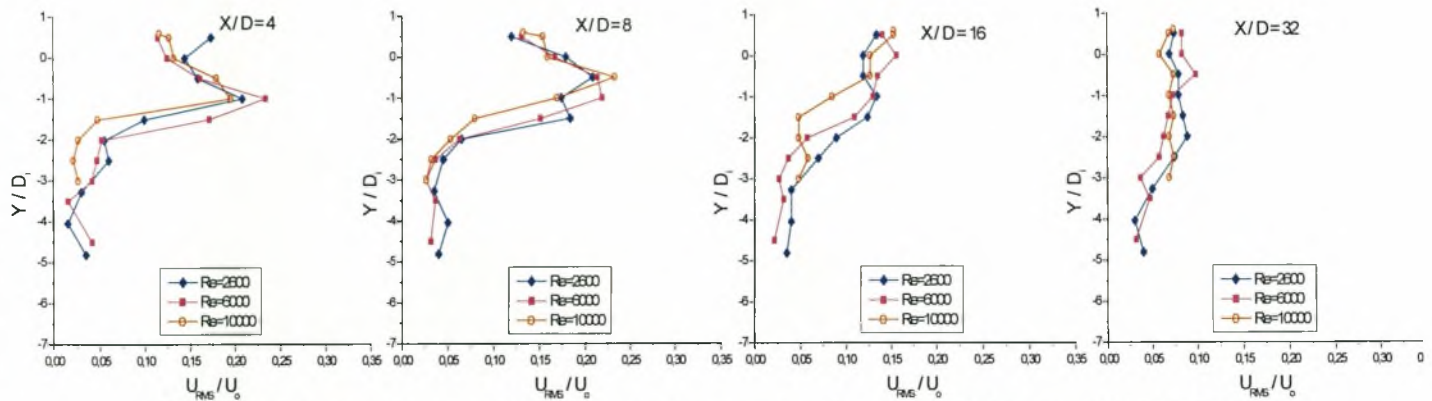
Διάγραμμα 6.105. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$



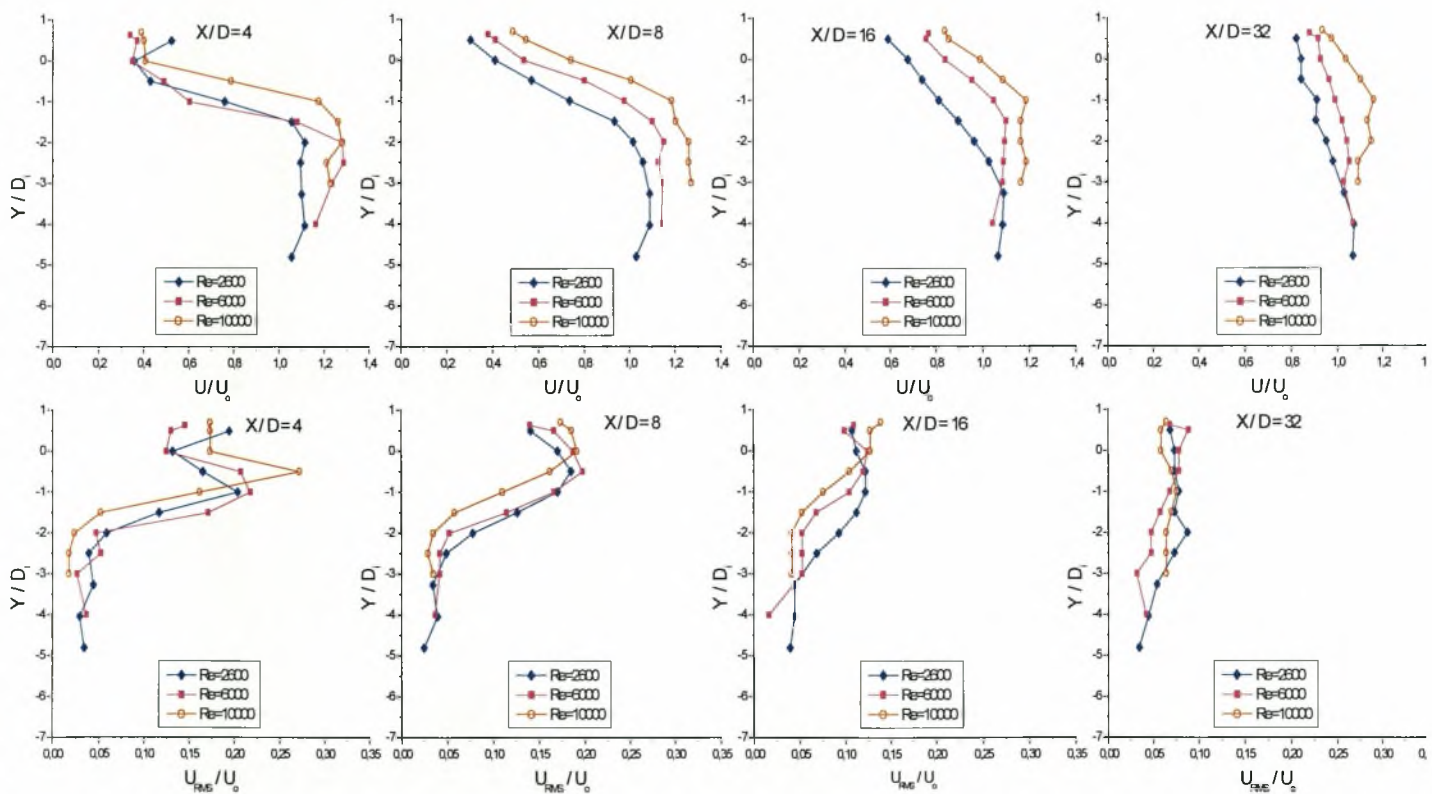
Διάγραμμα 6.106. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$



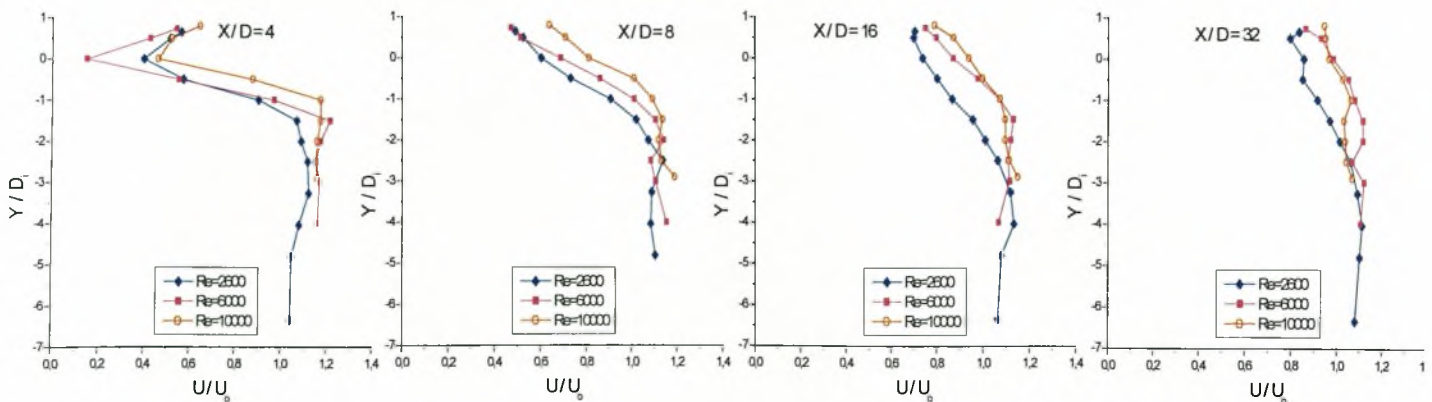


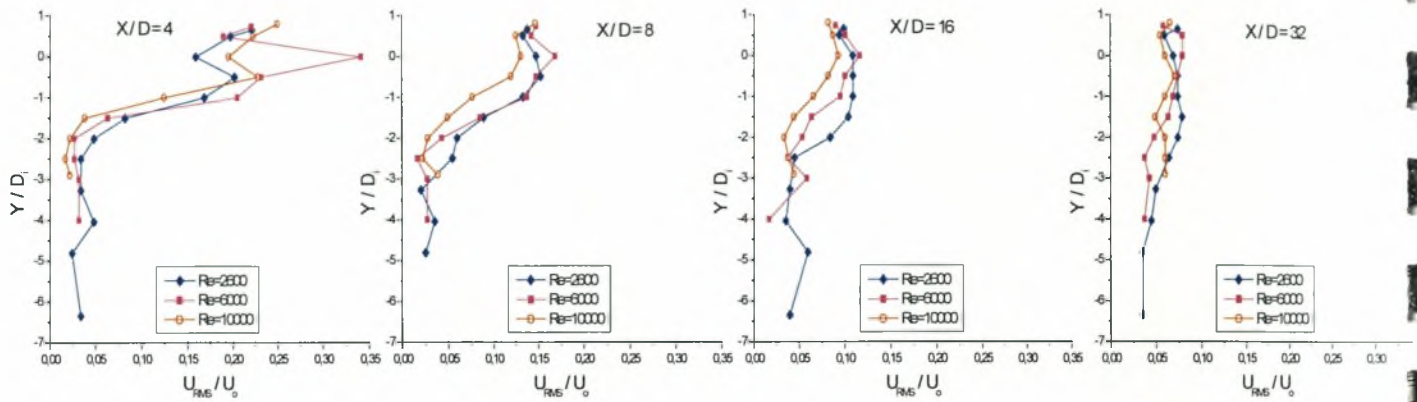


Διάγραμμα 6.107. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$

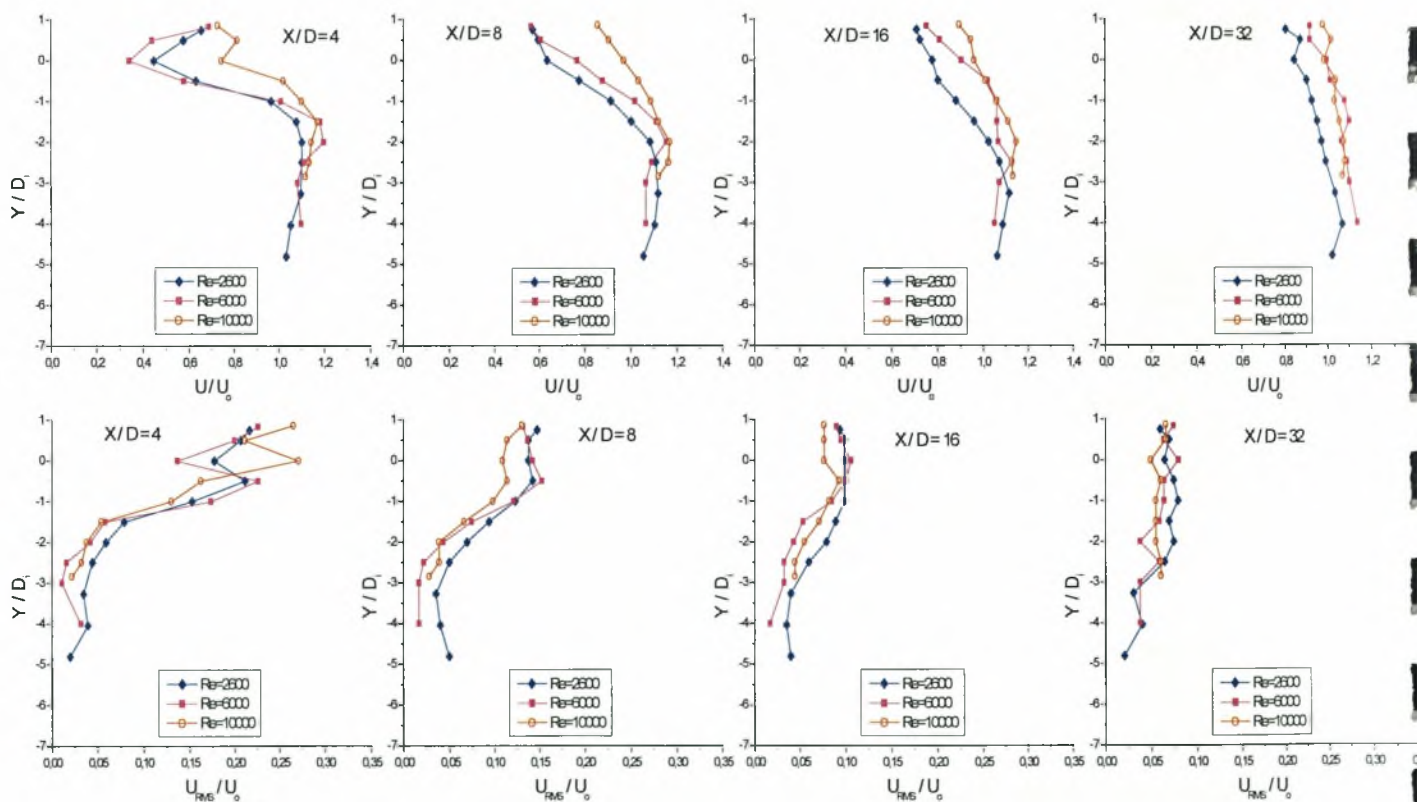


Διάγραμμα 6.108. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$

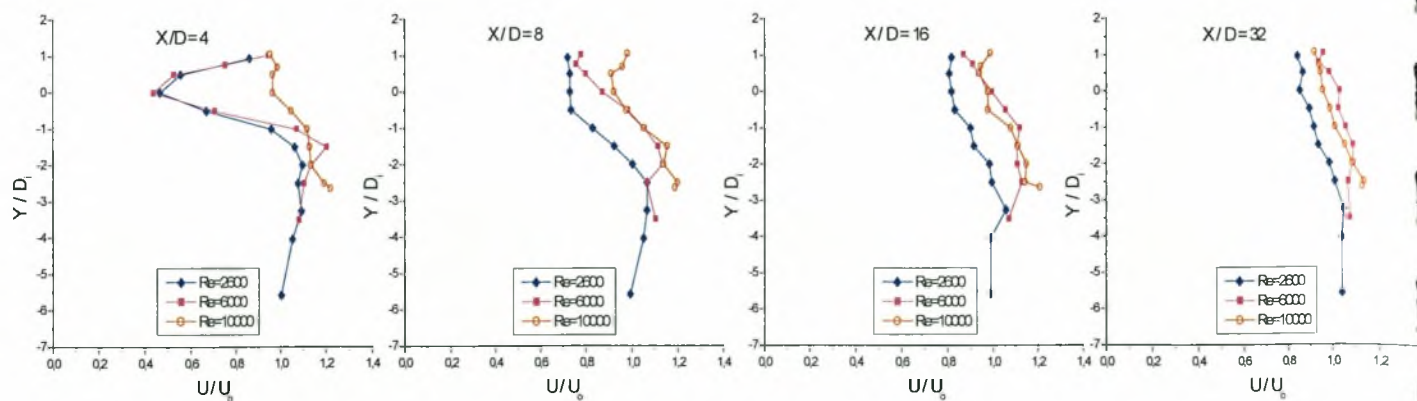




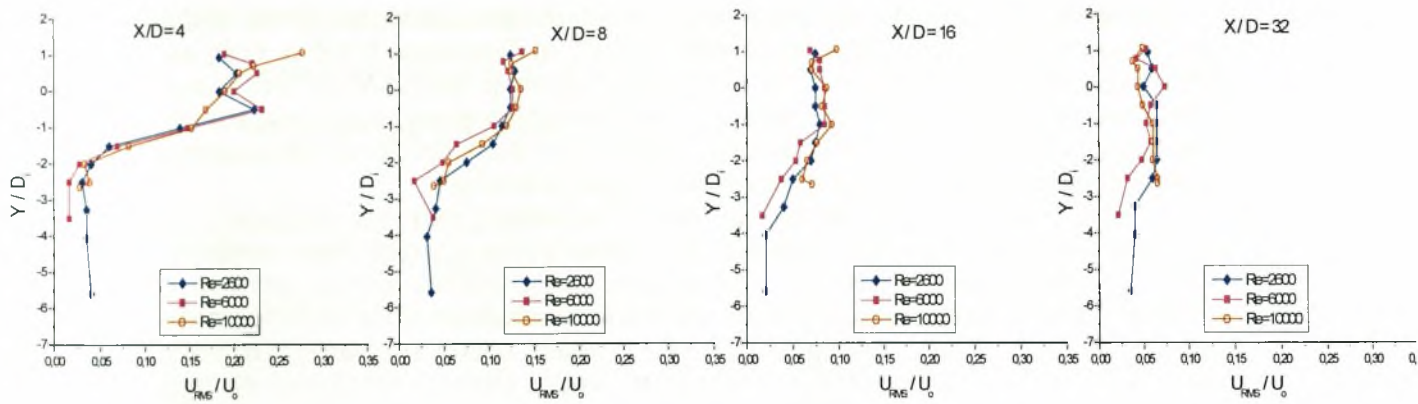
Διάγραμμα 6.109. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=2600, Re=6000, Re=10000$



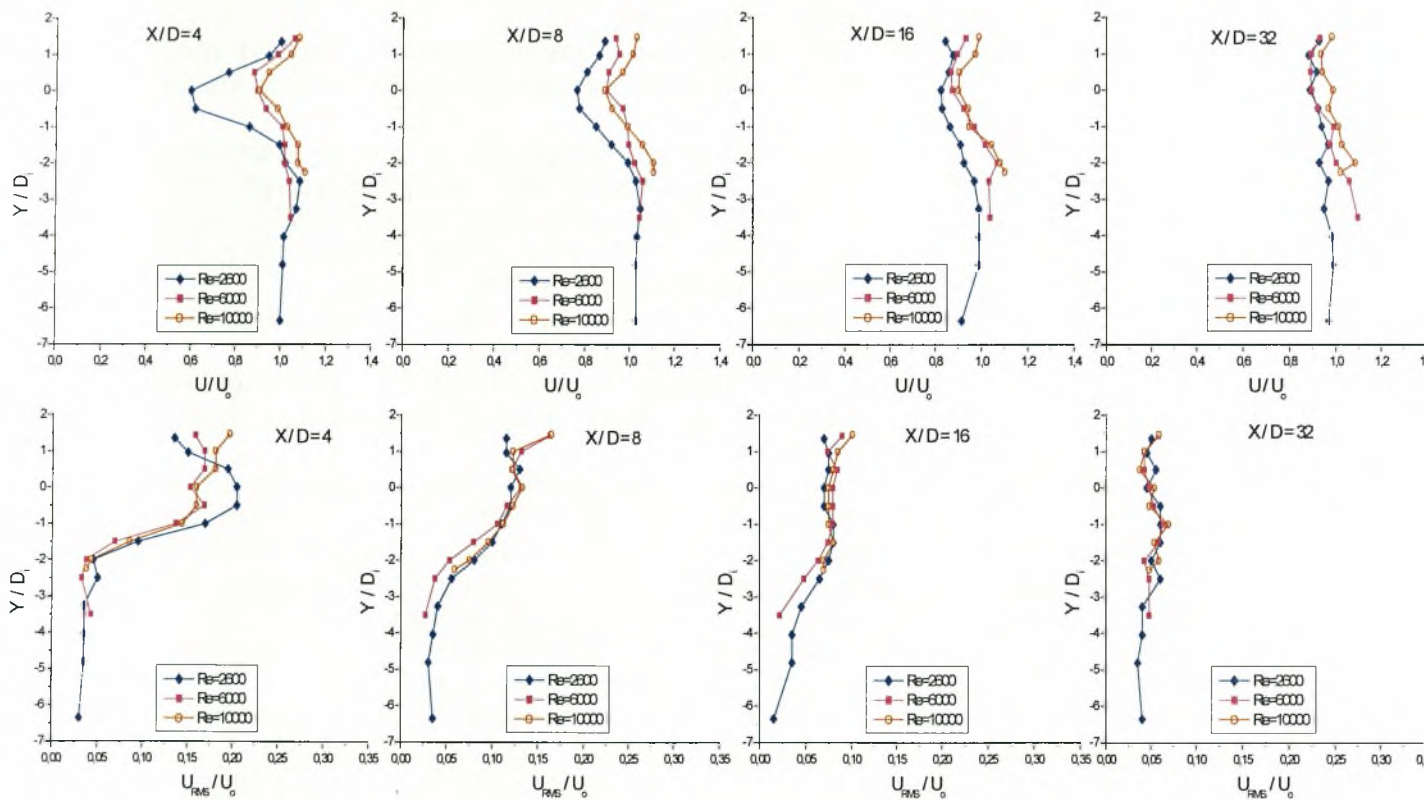
Διάγραμμα 6.110. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=2600, Re=6000, Re=10000$







**Διάγραμμα 6.111. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $Re=2600, Re=6000, Re=10000$**



**Διάγραμμα 6.112. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $Re=2600, Re=6000, Re=10000$**

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα 6.105 όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι στο κέντρο της υδροσήραγγας ( $H/D=K$ , Center), η παρουσία του κυλίνδρου με την μικρότερη διάμετρο ( $Re=2600$ ) επιφέρει την μεγαλύτερη υστέρηση στην ταχύτητα στην θέση  $X/D=4$ . Σχεδόν ίδια είναι η μορφή που παρουσιάζουν οι εγκάρσιες κατανομές της ταχύτητας και στην θέση  $X/D=8$  με το ποσοστό ανάκτησης της ορμής να είναι εμφανές από την μία θέση στην άλλη και για τους τρεις αριθμούς Reynolds. Στις θέσεις  $X/D=16$  και  $X/D=32$  οι τιμές στα προφίλ της ταχύτητας και για του τρεις αριθμούς Reynolds είναι ίδιες, με μόνη διαφορά στις δύο θέσεις η διαπλάτυνση των προφίλ



Όμοια είναι και η συμπεριφορά στα προφίλ των διακυμάνσεων της ταχύτητας από την μέση τιμή ( $U_{rms}$ ), που όπως φαίνεται από το διαγράμμα 6.105 οι τιμές για  $Re=2600$  είναι μεγαλύτερες και στην θέση  $X/D=4$  και στην θέση  $X/D=8$ . Στις θέσεις  $X/D=16$  και  $X/D=32$  οι τιμές στα προφίλ των διακυμάνσεων της ταχύτητας και για τους τρεις αριθμούς Reynolds είναι ίδιες. Ειδικά στην θέση  $X=32D$  οι διακυμάνσεις είναι πολύ μικρές και το προφίλ τείνει σε ομοιόμορφη κατανομή.

Μπορούμε να πούμε λοιπόν ότι όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή, στους μικρούς αριθμούς  $Re$  παρατηρείται η μεγαλύτερη υστέρηση στην ταχύτητα και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ). Επίσης φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής σε θέσεις πολύ πίσω από το κέντρο των κυλίνδρων ( $X/D=16$ ,  $X/D=32$ ), καθώς και διαπλάτυνση των εγκάρσιων κατανομών. Συνεπώς η ανάμιξη της ορμής είναι πιο αποδοτική για τους μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds.

Όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι με την πάνω πλευρά τους να εφάπτεται στην διεπιφάνεια ( $H/D=0.5$ ) πάλι για  $Re = 2600$  παρατηρούνται οι μικρότερες ταχύτητες (μεγαλύτερη υστέρηση). Τα προφίλ των ταχυτήτων είναι σχεδόν ίδια για τους αριθμούς  $Re=6000$  και  $Re=10000$ , ειδικά στις θέσεις  $X/D= 4, 8$ . Στις θέσεις  $X/D=16$  και  $32$  διαφαίνεται ομαλοποίηση της ροής.

Οι διακυμάνσεις για  $Re=2600$  είναι λίγο μεγαλύτερες και εδώ, αλλά όχι τόσο όσο στην ελεύθερη ροή. Η απομάκρυνση από του κυλίνδρους οδηγεί και σε πτώση του  $U_{rms}$ , ειδικά στην θέση  $X/D=32$ .

Έτσι λοιπόν όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι έτσι ώστε να εφάπτονται στην ελεύθερη επιφάνεια, στους μικρούς αριθμούς  $Re$  παρατηρείται η μεγαλύτερη υστέρηση στην ταχύτητα και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ). Επίσης φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής όσο πιο πίσω βρισκόμαστε στον απόρο του κυλίνδρων ( $X/D=16$ ,  $X/D=32$ ).

Στην θέση  $H/D=0.6$  (Διάγραμμα 6.107) φαίνεται οι τιμές της αδιάστατης μέσης ταχύτητας να είναι σχεδόν ίδιες για όλους τους αριθμούς  $Re$ .

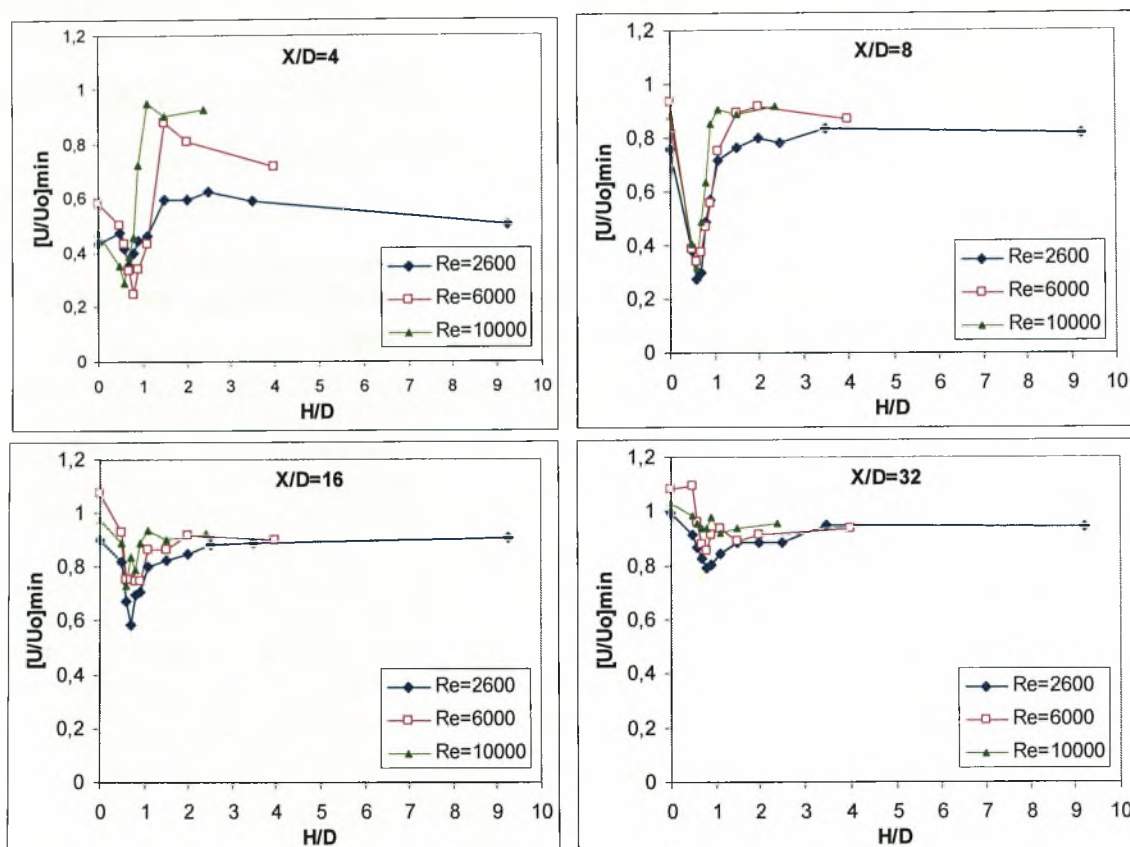
Ελαφρώς μεγαλύτερες είναι οι διακυμάνσεις για  $Re=6000$  όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.107 ( $X/D=4$ ). Στις υπόλοιπες θέσεις οι τιμές του  $U_{rms}$  είναι σχεδόν όμοιες και για τους τρεις αριθμούς  $Re$ .

Σχεδόν ίδια είναι η συμπεριφορά στην μεταβολή των κατανομών μέσων ταχυτήτων και εντάσεων τύρβης και στις θέσεις  $0.7 \leq H/D \leq 1.1$  για τους αριθμούς  $Re=2600$  και  $Re=6000$ . Η παρουσία του κυλίνδρου με την μεγάλη διάμετρο  $D=50mm$  ( $Re=10000$ ) στο πεδίο ροής δημιουργεί την μεγαλύτερη ανομοιομορφία στις κατανομές των δύο μεγεθών γι' αυτές τις θέσεις και την μεγαλύτερη ένταση τύρβης.

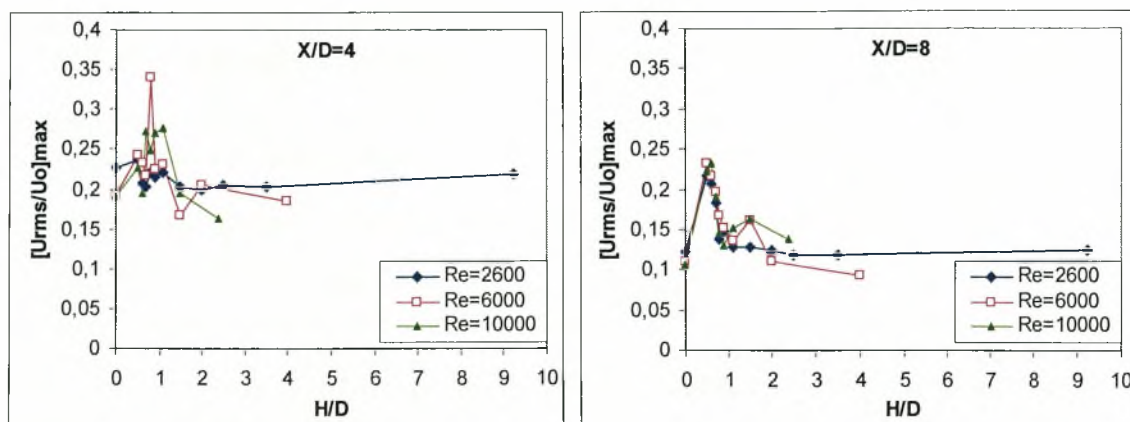
Στην θέση  $H/D=1.5$  (Διάγραμμα 6.112) η μεταβολή των κατανομών ταχυτήτων και τύρβης παρουσιάζει ομοιότητα με την περίπτωση της ελεύθερης ροής.

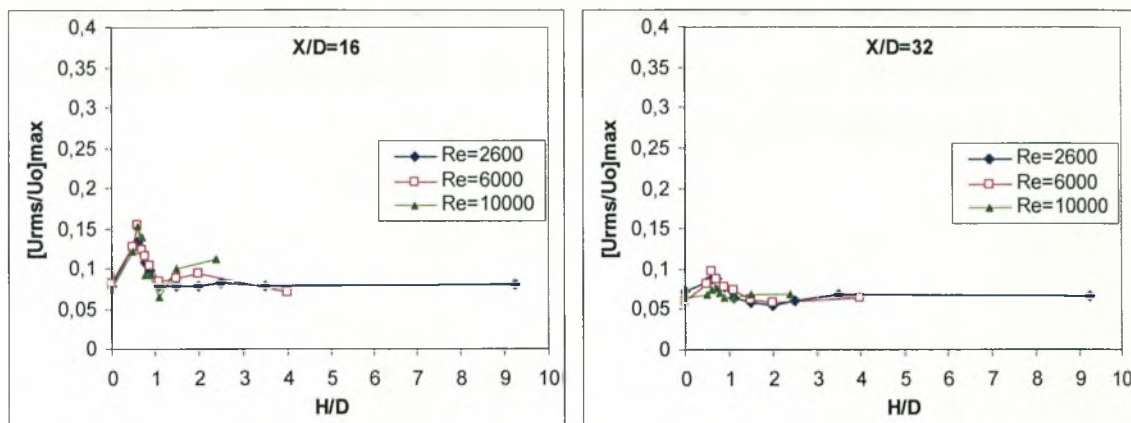
Από τα παραπάνω προκύπτει ότι για τους χαμηλούς αριθμούς Reynolds ( $Re=2600$ ) προκύπτει η μεγαλύτερη υστέρηση στην μέση ταχύτητα και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ), στην περίπτωση της ελεύθερης ροής και όταν ο κύλινδρος ( $D=13mm$ ) είναι τοποθετημένος πολύ κοντά στην διεπιφάνεια  $H/D=0.5$ . Στις θέσεις  $0.7 \leq H/D \leq 1.1$  η παρουσία του μεγαλύτερου κυλίνδρου ( $Re=10000$ ) οδηγεί στις μεγαλύτερες ανομοιομορφίες στις κατανομές και την μεγαλύτερη ένταση τύρβης. Επίσης η φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής σε θέσεις πολύ πίσω από το κέντρο των κυλίνδρων ( $X/D=16$ ,  $X/D=32$ ), καθώς και διαπλάτυνση των εγκάρσιων κατανομών για όλες τις θέσεις  $H/D$ . Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι προσεγγίζουν την ελεύθερη επιφάνεια είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής, αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια είναι ανασταλτικός παράγοντας σε ότι αφορά την ανάμιξη και διάχυση της ορμής κατάντι του κυλίνδρου.

### 6.1.5. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις ελάχιστες τιμές μέσης ταχύτητας $U_{\min}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης τύρβης $[U_{\text{RMS}}]_{\max}$ και στον αριθμό Strouhal

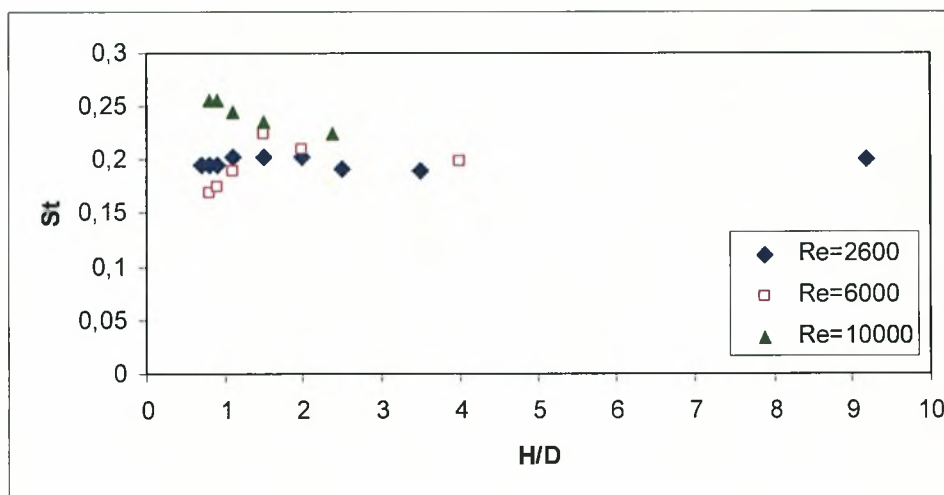


Διάγραμμα 6.113. Κατανομή ελαχίστων τιμών μέσης ταχύτητας  $U_{\min}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$





**Διάγραμμα 6.114.** Κατανομή μέγιστων τιμών έντασης τύρβης  $(U_{RMS})_{max}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$



**Διάγραμμα 6.115.** Αριθμός Strouhal για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ ,  $Re=10000$

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.113 στις θέσεις  $X/D=4$  &  $X/D=8$  στους μεγάλους αριθμούς Reynolds ( $Re=6000$  &  $Re=10000$ ) παρουσιάζονται και οι μεγαλύτερες τιμές ελαχίστων τιμών της μέσης ταχύτητας.

Το διάγραμμα 6.114 δείχνει την ομοιότητα που παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις  $X/D$  και για τους τρεις αριθμούς Reynolds.

Για  $Re=2600$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal (Διάγραμμα 6.115), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου  $D=30\text{mm}$  ( $Re=6000$ ) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που όπως φαίνεται από το διάγραμμα μειώνεται. Στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds ( $Re=10000$ ) η τιμή του αριθμού Strouhal είναι μεγαλύτερη από την τιμή 0.2. Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια.



## 6.2. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι κατανομές της μέσης αδιάστατης θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης κατάντι των κυλίνδρων για  $Re=2600$  και  $6000$ .  $T_m$  είναι η μετρούμενη θερμοκρασία κάθε φορά,  $T_a$  η θερμοκρασία περιβάλλοντος και  $T_w$  η θερμοκρασία πάνω στην επιφάνεια του κυλίνδρων. Η θερμοκρασιακή τύρβη πριν από τον κύλινδρο είναι  $0.45\%$ .

### 6.2.1. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re=2600$ ( $D=13mm$ )

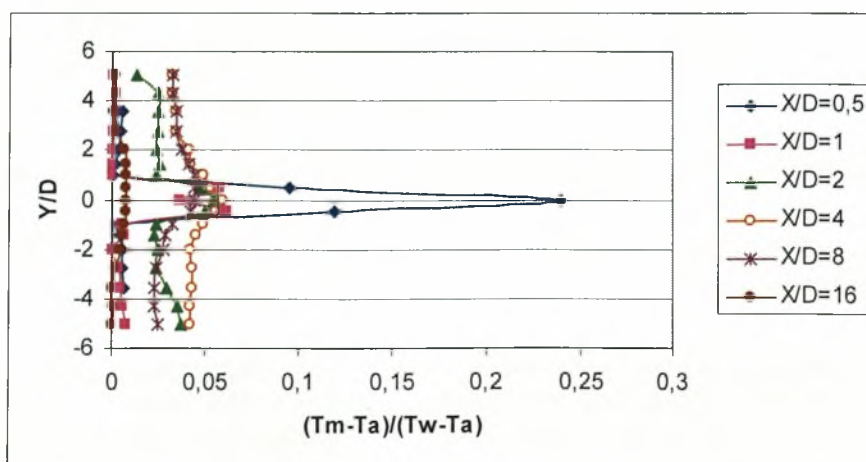
- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

Στο διάγραμμα 6.116 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική κατανομή μέσων θερμοκρασιών πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης θερμοκρασίας για  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Η μείωση της μέσης θερμοκρασίας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι έντονη. Πτώση  $81.5\%$  παρουσιάζει η μέση θερμοκρασία που από  $0.238$  στην θέση  $X/D=0.5$  γίνεται  $0.044$  στην θέση  $X/D=8$ .

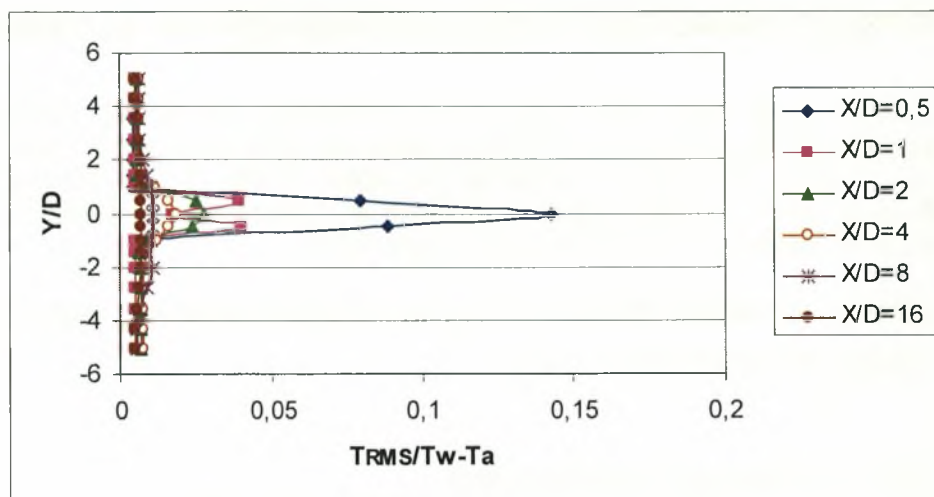
Στο διάγραμμα 6.117 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=0.5$  εμφανίζεται μία κορυφή μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0$ . Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Η μείωση της έντασης τύρβης όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι έντονη. Πτώση  $92.9\%$  παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από  $0.142$  στην θέση  $X/D=0.5$  γίνεται  $0.01$  στην θέση  $X/D=8$ .

Στα παρακάτω διαγράμματα φαίνεται η συμμετρία στις κατανομές.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.118) σε όλες τις θέσεις για  $X/D > 2$ . Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=13mm$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας είναι  $f=3.4$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(3.4 * 0.013)/0.2 \Rightarrow St=0.22$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.119 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .



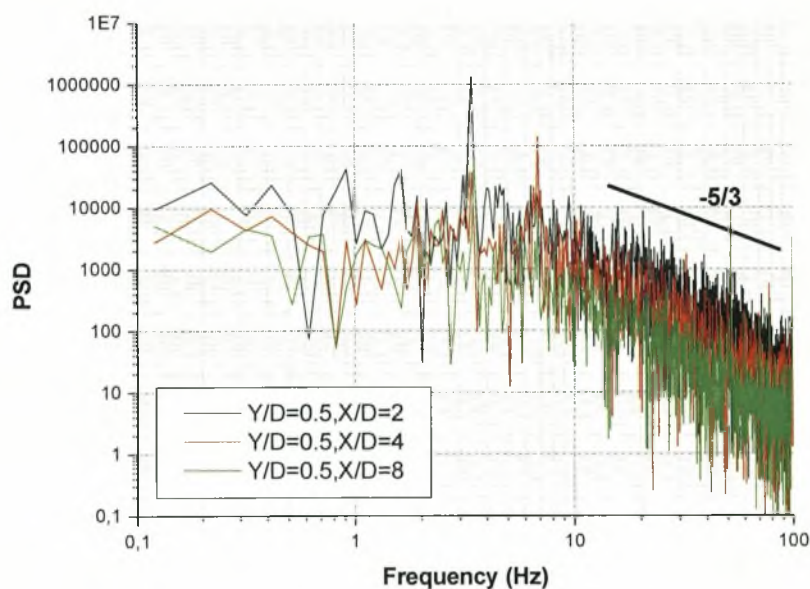
Διάγραμμα 6.116. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=K$  &  $D=13mm$



Διάγραμμα 6.117. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(^{\circ}\text{C})^2$ .



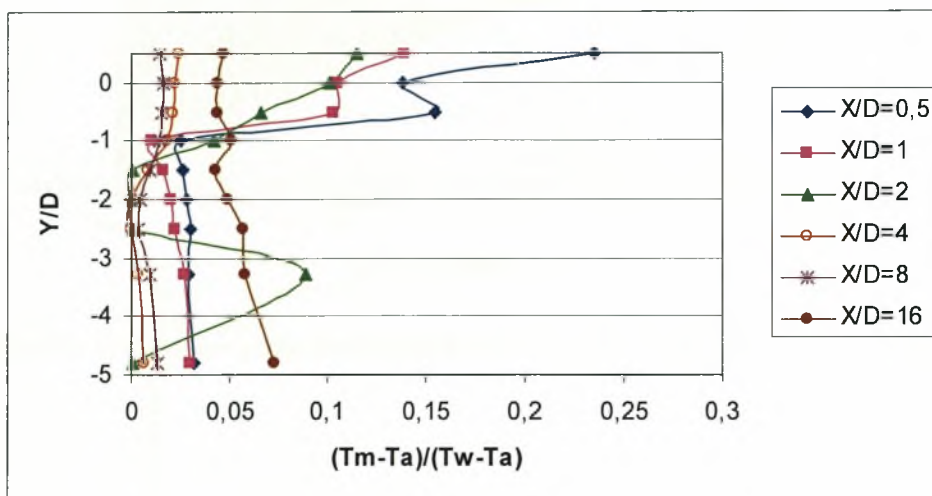
Διάγραμμα 6.118. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=13\text{mm}$

### • $H/D = 0.7$

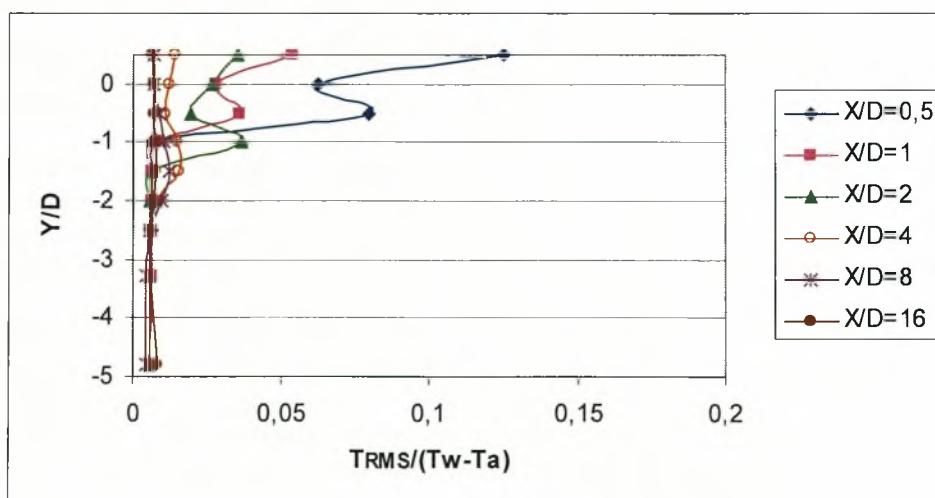
Μεγάλη είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.234 πέφτει στο 0.014, μειώνεται δηλαδή 94% (Διάγραμμα 6.119) ( $Y/D=0.5$ ). Πτώση 95.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.125 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.006 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.120), ( $Y/D=0.5$ ).

Η προσέγγιση του θερμαινόμενου κυλίνδρου στην διεπιφάνεια οδηγεί στην συγκέντρωση της θερμοκρασίας προς την διεπιφάνεια και τον εγκλωβισμό αυτής προς τα άνω οριακά στρώματα, όπως φαίνεται στα διάγραμματα.

Στην θέση αυτή (Διάγραμμα 6.121) έχουμε ένα χαρακτηριστικό «peak» ( $Y/D=-1$ ,  $X/D=2$ ) που υποδηλώνει την εκροή δομών. Αυτή η χαρακτηριστική συχνότητα βέβαια δεν εμφανίζεται και σε άλλες θέσεις. Η τιμή της είναι  $f=3.62 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(3.62 * 0.013)/0.2 \Rightarrow St=0.24$ . Και σε αυτή την θέση όπως φαίνεται η ανάμειξη οφείλεται στο μεγαλύτερο ποσοστό στην τύρβη.

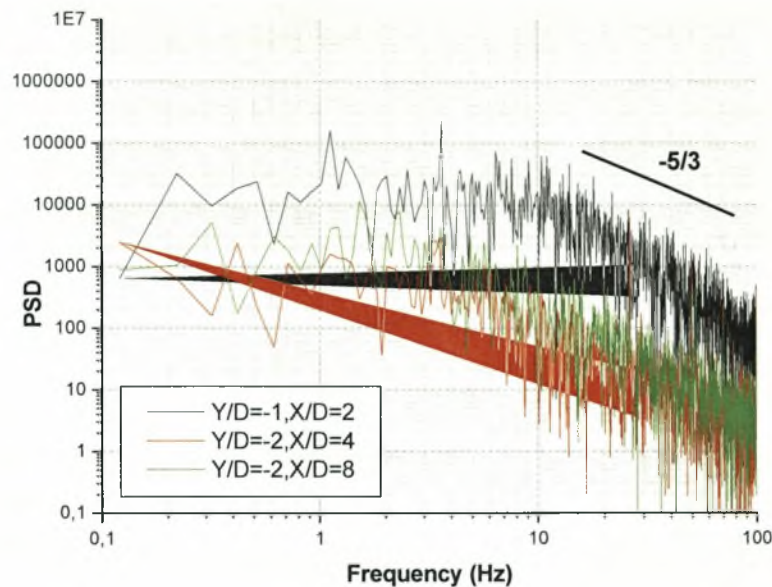


Διάγραμμα 6.119. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.120. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$





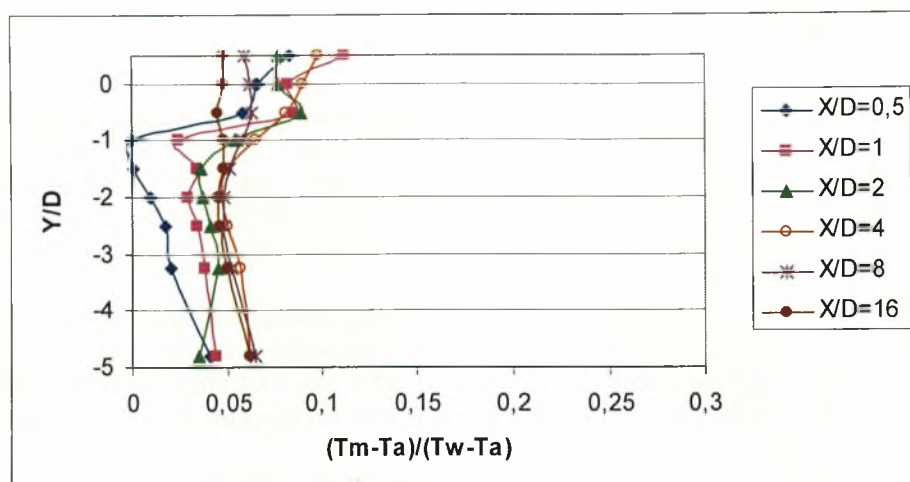
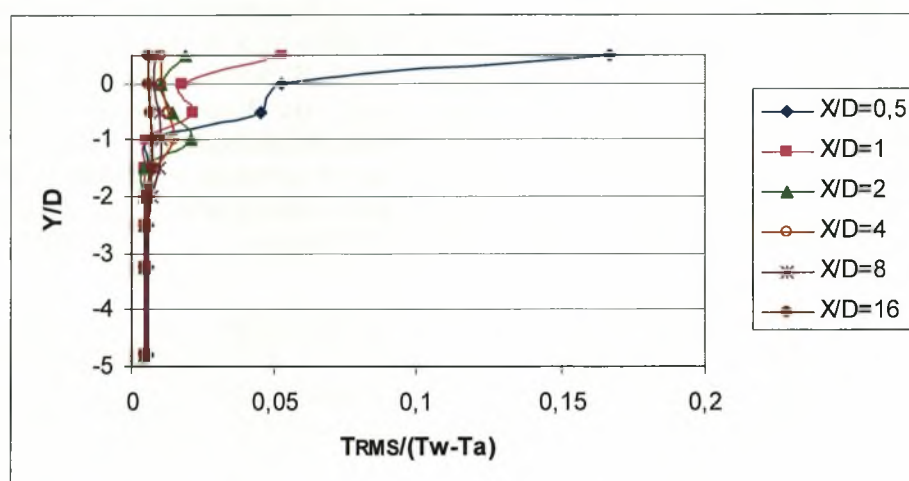
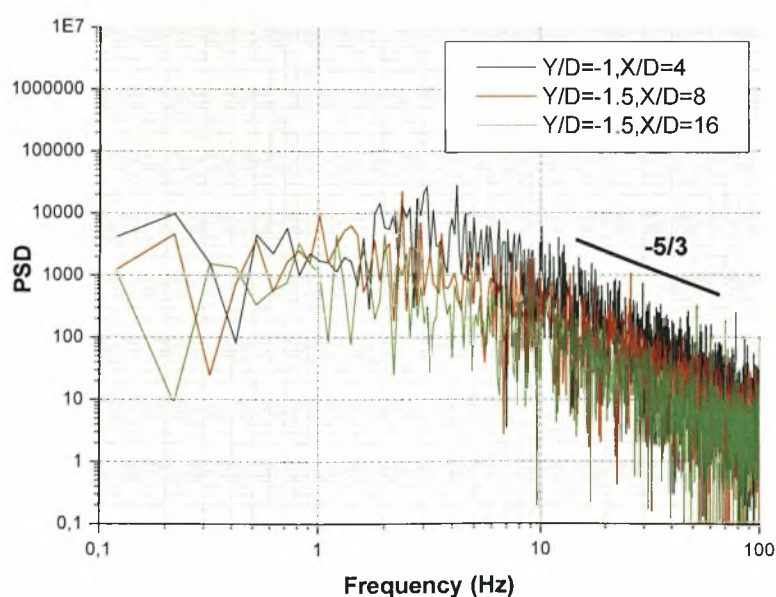
**Διάγραμμα 6.121. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=13\text{mm}$**

- **$H/D = 0.8$**

Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=1$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$ . Έτσι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.111 πέφτει στο 0.059 ( $Y/D=0.5$ ), μειώνεται δηλαδή 46.8% (Διάγραμμα 6.122). Πτώση 95.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.166 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.008 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.123), ( $Y/D=0.5$ ).

Όμοια συμπεριφορά φαίνεται να έχουν οι θερμοκρασιακές κατανομές με την θέση  $H/D=0.7$ , όπου και εδώ παρατηρείται η συγκέντρωση και ο εγκλωβισμός της θερμοκρασίας κατόντη του κυλίνδρου προς την ελεύθερη επιφάνεια.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.124, γράφημα  $Y/D=-1$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 0.8D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  **$f = 3.12 \text{ Hz}$**  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3.12 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow$   **$St=0.20$** . Η συχνότητα εκροής «θερμικών» δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι περίπου η ίδια με τη συχνότητα εκροής δινών «ταχύτητας» του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.124 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

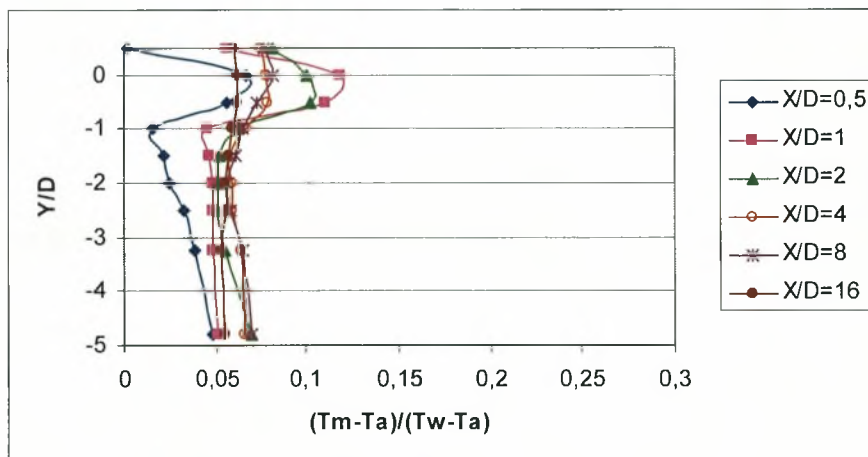
Διάγραμμα 6.122. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$ Διάγραμμα 6.123. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$ Διάγραμμα 6.124. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=13\text{mm}$

- $H/D = 0.9$

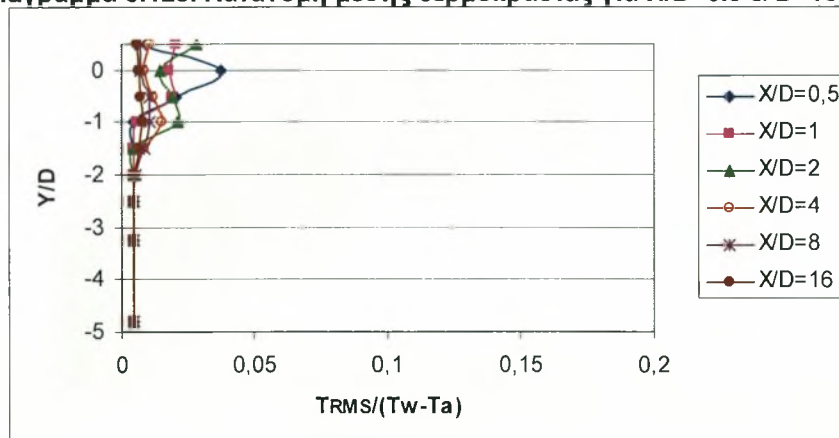
Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=1$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$ . Έτσι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.118 πέφτει στο 0.082 ( $Y/D=0$ ), είναι 30.5% (Διάγραμμα 6.125). Πτώση 81% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.037 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.007 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.126), ( $Y/D=0$ ).

Το διάκενο που υπάρχει μεταξύ του θερμαινόμενου κυλίνδρου και της διεπιφάνειας επιτρέπει στα θερμικά οριακά στρώματα να σχηματιστούν και η κατανομή του θερμοκρασιακού πεδίου πίσω από τον κύλινδρο φαίνεται να είναι ομοιόμορφη, στην θέση αυτή δεν φαίνεται να γίνεται συσώρευση θερμοκρασίας στην ελεύθερη επιφάνεια.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.127, γράφημα  $Y/D=-1$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 0.9D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 3.42 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (3.42 * 0.013)/0.2 \Rightarrow St = 0.22$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.127 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

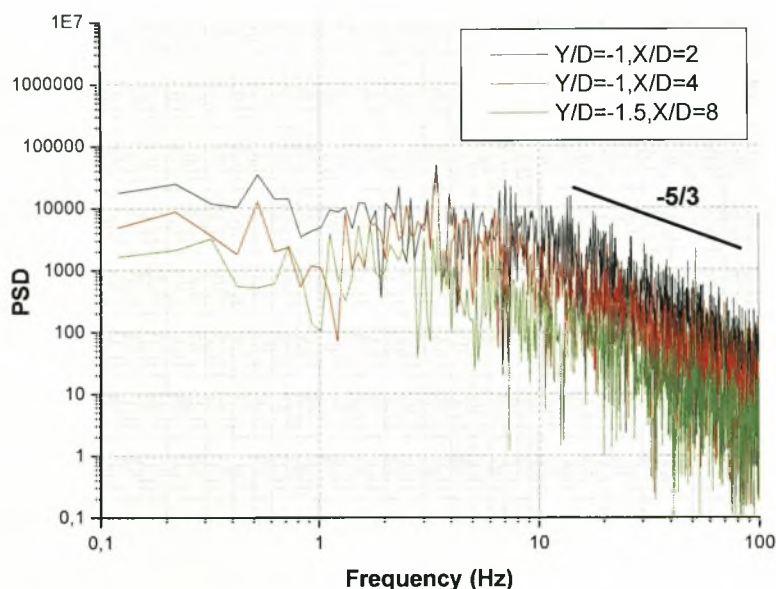


Διάγραμμα 6.125. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.126. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$





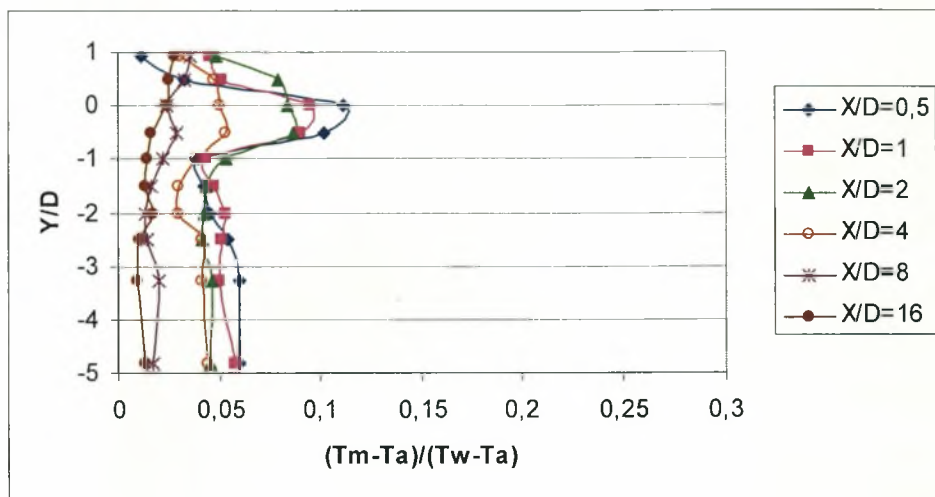
Διάγραμμα 6.127. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=13\text{mm}$

- $H/D = 1.1$

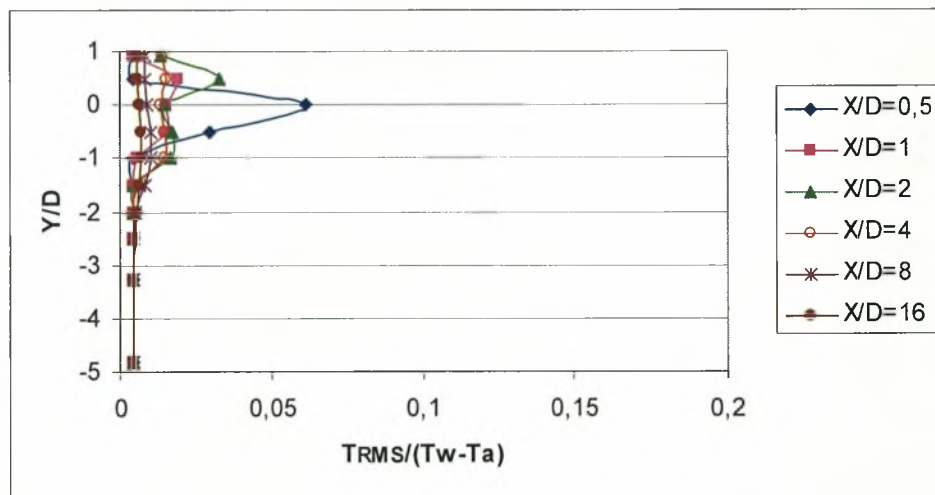
Μεγάλη είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.211 πέφτει στο 0.024, μειώνεται δηλαδή 78.3% (Διάγραμμα 6.128) ( $Y/D=0$ ). Πτώση 86.9% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.061 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.008 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.129), ( $Y/D=0$ ).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.130, γράφημα  $Y/D=-1$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 1.1D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 3.5 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3.5 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow St = 0.227$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.130 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

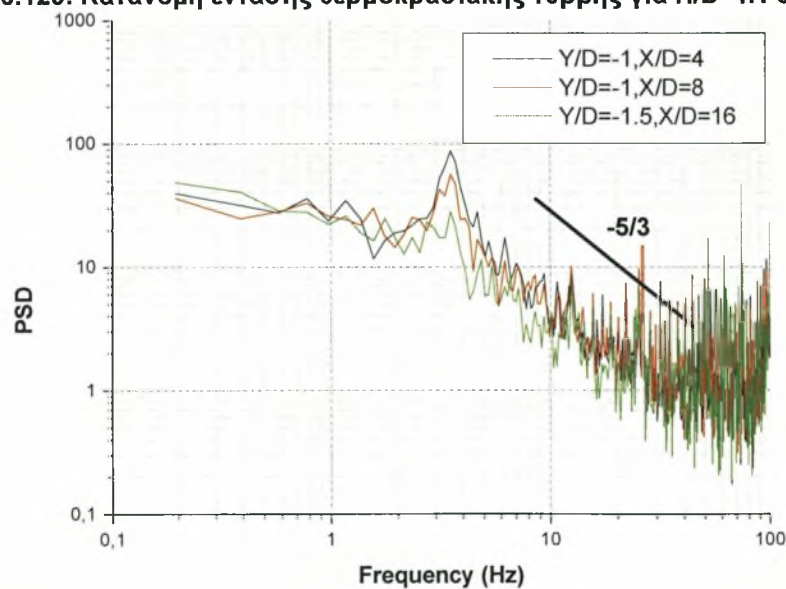
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$ ,  $X/D=2$ ).



Διάγραμμα 6.128. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.129. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$

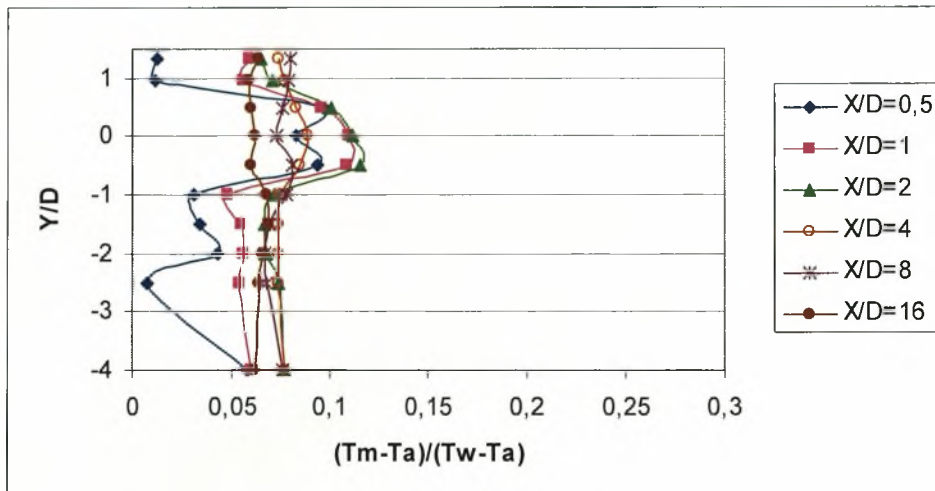


Διάγραμμα 6.130. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=13\text{mm}$

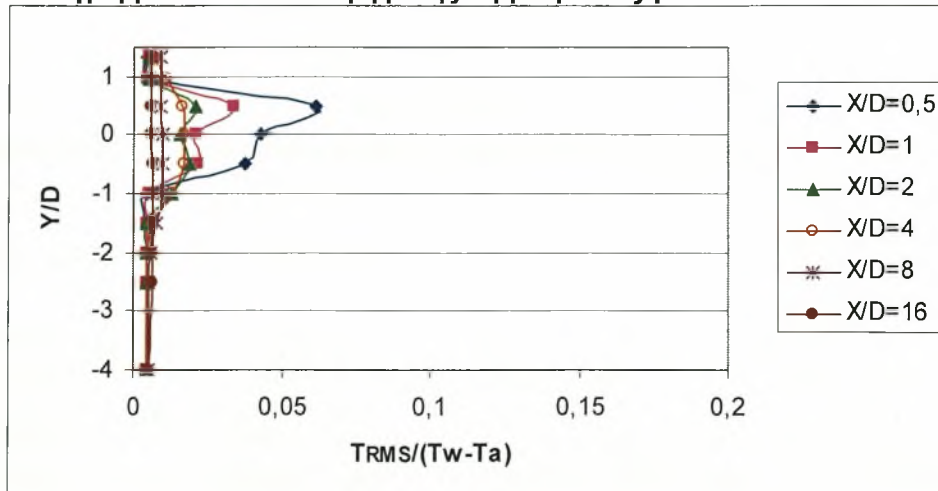
- $H/D = 1.5$

Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=2$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$ . Έτσι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=2$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.115 πέφτει στο 0.07 ( $Y/D=-0.5$ ), είναι 39.1% (Διάγραμμα 6.131). Πτώση 85.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.061 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.009 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.132), ( $Y/D=0.5$ ).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.133, γράφημα  $Y/D=0.5$ ,  $X/D=2$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 3.9 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (3.9 * 0.013) / 0.2 \Rightarrow St = 0.25$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.133 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

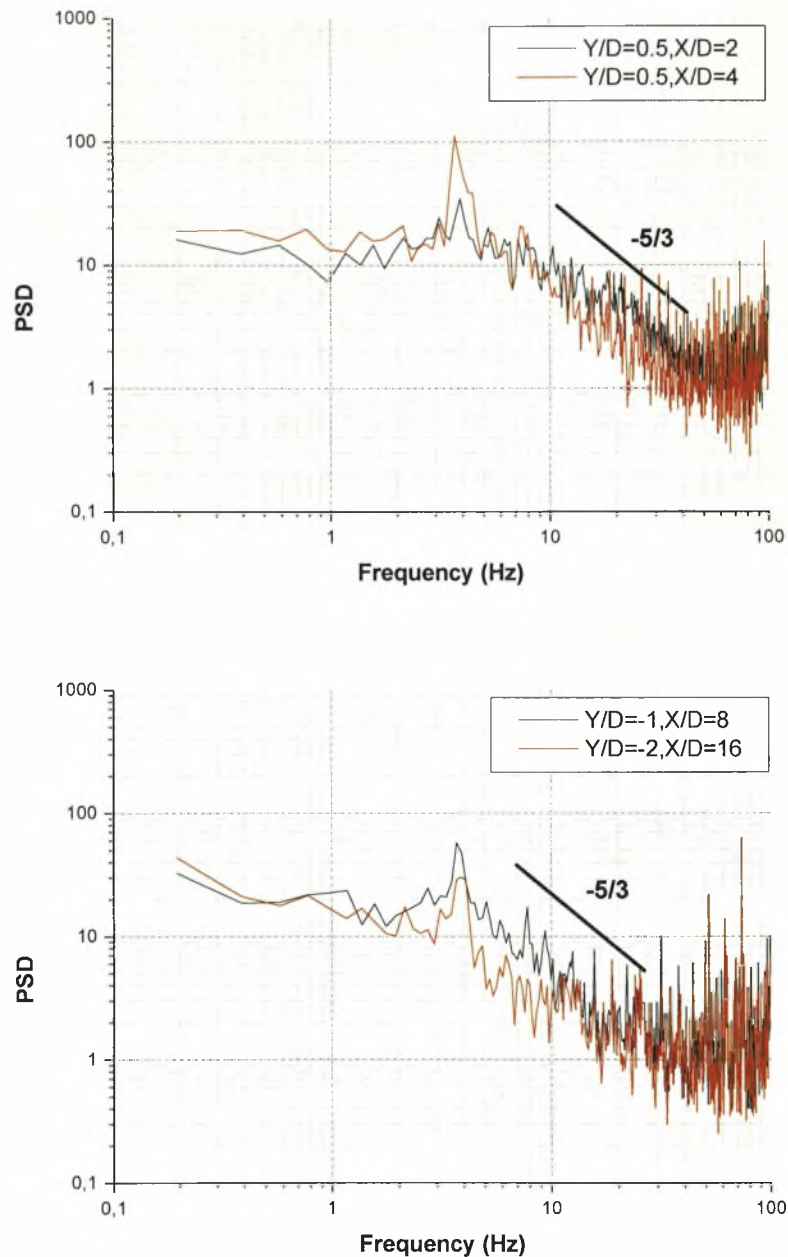


Διάγραμμα 6.131. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.132. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$



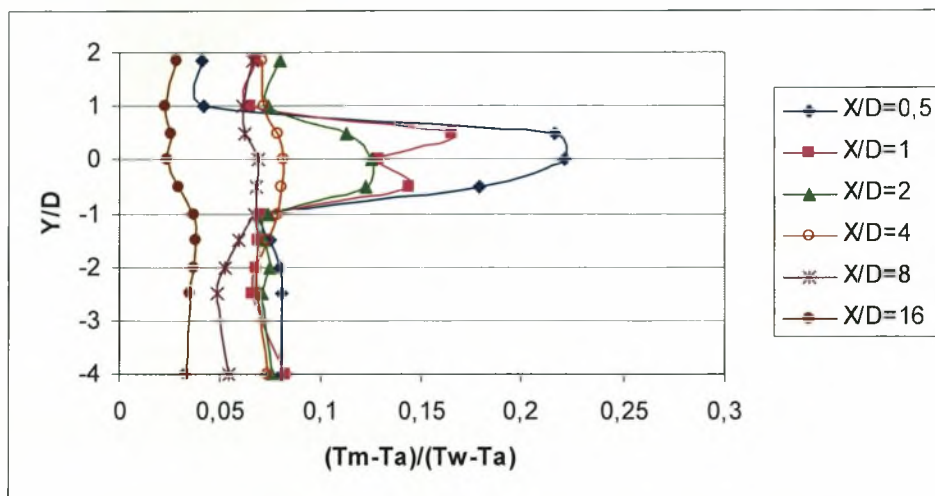


**Διάγραμμα 6.133. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=13\text{mm}$**

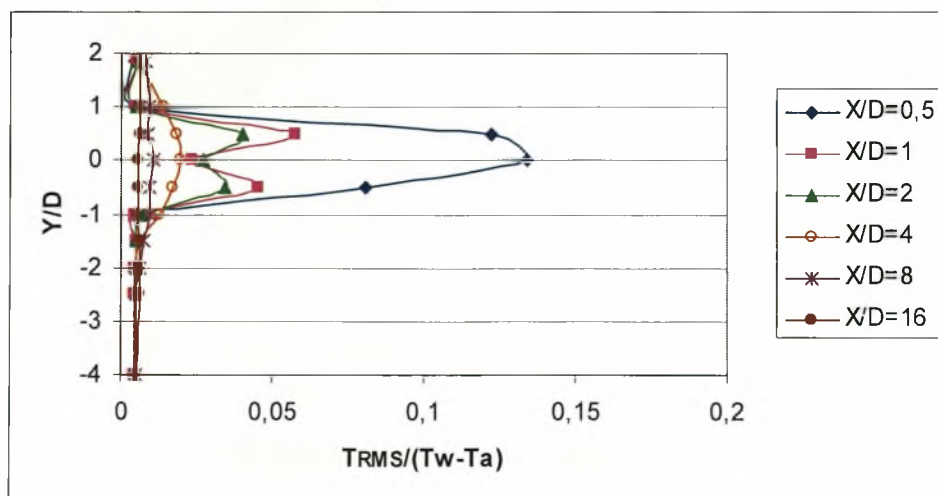
- **$H/D = 2$**

Στην θέση οι κατανομές τις μέσης θερμοκρασίας και της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης είναι όμοιες με αυτές της ελεύθερης ροής, δηλαδή όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας. Έτσι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.220 πέφτει στο 0.069 ( $Y/D=0$ ), είναι 68.6% (Διάγραμμα 6.134). Πτώση 92.5% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.134 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.01 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.135), ( $Y/D=0$ ).

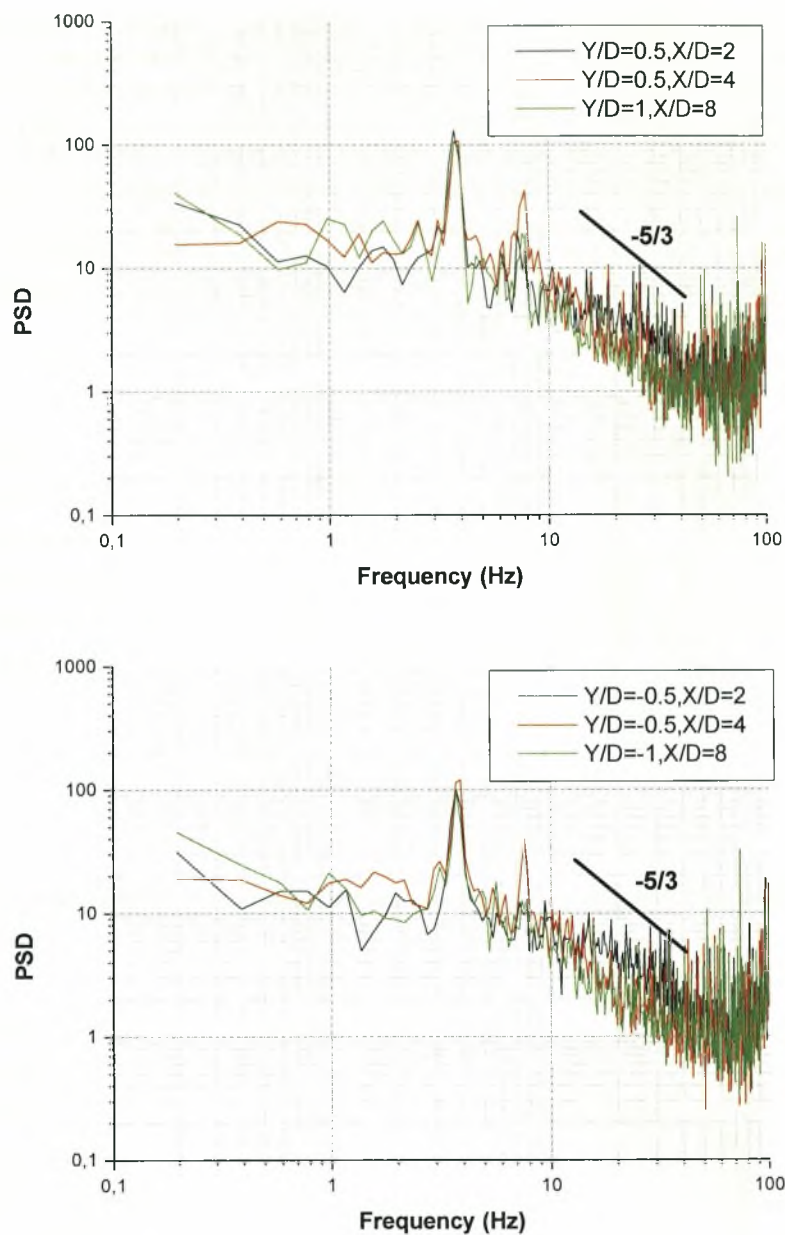
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.136). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=13\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 2D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f=3.9\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(3.9 * 0.013)/0.2 \Rightarrow St=0.25$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.136 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.



Διάγραμμα 6.134. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$



Διάγραμμα 6.135. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.136. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2$  &  $D=13\text{mm}$**

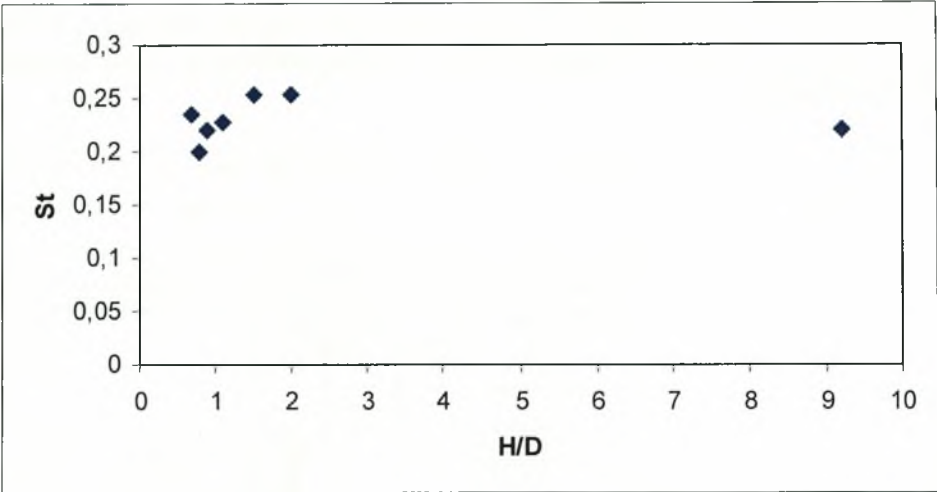
Το ποσοστό πτώσης θερμοκρασίας για αριθμό  $Re = 2600$  ( $D=13\text{mm}$ ) εμφανίζεται μεγαλύτερο στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας και μικρό για τις θέσεις  $H/D=0.8$  &  $H/D=0.9$ . Το ποσοστό αυτό είναι περίπου 80 % στις θέσεις για την ελεύθερη ροή, 46.8% και 30.5% στις θέσεις  $H/D=0.8$  και  $H/D=0.9$  αντίστοιχα.

Το ποσοστό πτώσης έντασης θερμοκρασιακής τύρβης παρουσιάζεται μεγάλο σε όλες τις θέσεις και είναι περίπου 95%, 20% μεγαλύτερο από την περίπτωση της ταχύτητας.



**6.2.1.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις H/D για θερμαινόμενο κύλινδρο, Re=2600 (D=13mm)**

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει το διάγραμμα 6.137.



**Διάγραμμα 6.137. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση H/D για D=13mm**

Είναι φανερό ότι ο αριθμός Strouhal για αριθμό Re=2600 μεταβάλλεται όταν ο θερμαινόμενος κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και δεν παίρνει τιμές ίδιες με την περίπτωση της ελεύθερης ροής, όπως συνέβη στην περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου. Οι τιμές του αριθμού Strouhal είναι μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 για θέσεις κοντά στην διεπιφάνεια, συμφωνία με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3] υπάρχει μόνο για την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Η εκροή θερμοκρασιακών δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση **H/D=0.7** από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου, ενώ εκροή δινών και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου έχουμε στην θέση **H/D=1.1**. Στον πίνακα 6.4 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα.

H/D	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	9.2
St	0.24	0.20	0.22	0.23	0.25	0.25	0.22

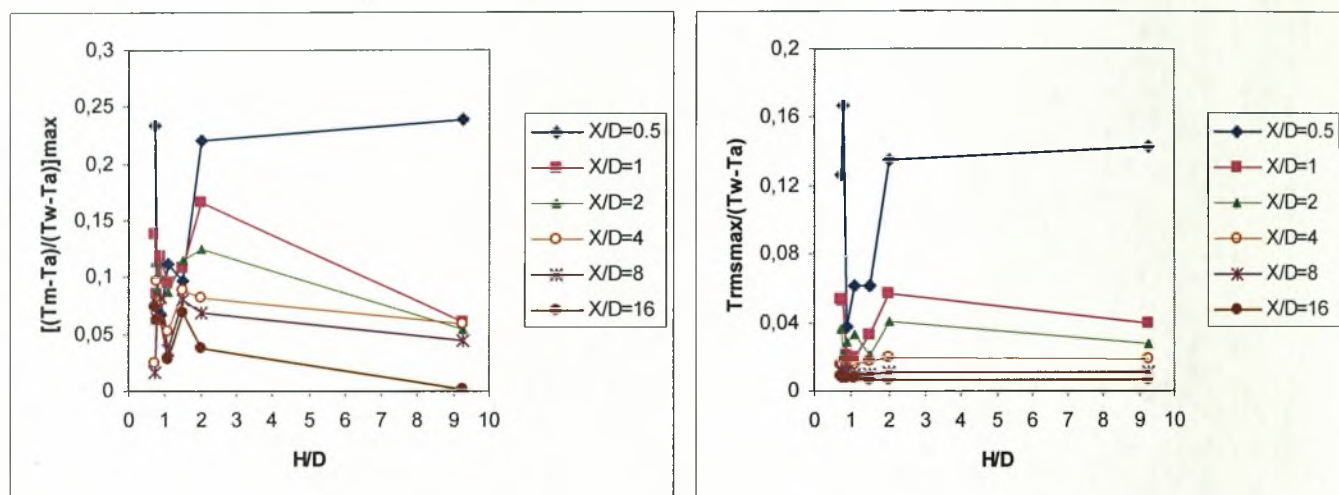
**Πίνακας 6.4. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το H/D για D=13mm**

**6.2.1.2. Μέγιστες τιμές θερμοκρασίας, έντασης θερμοκρασιακής τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις H/D για Re=2600 (D=13mm)**

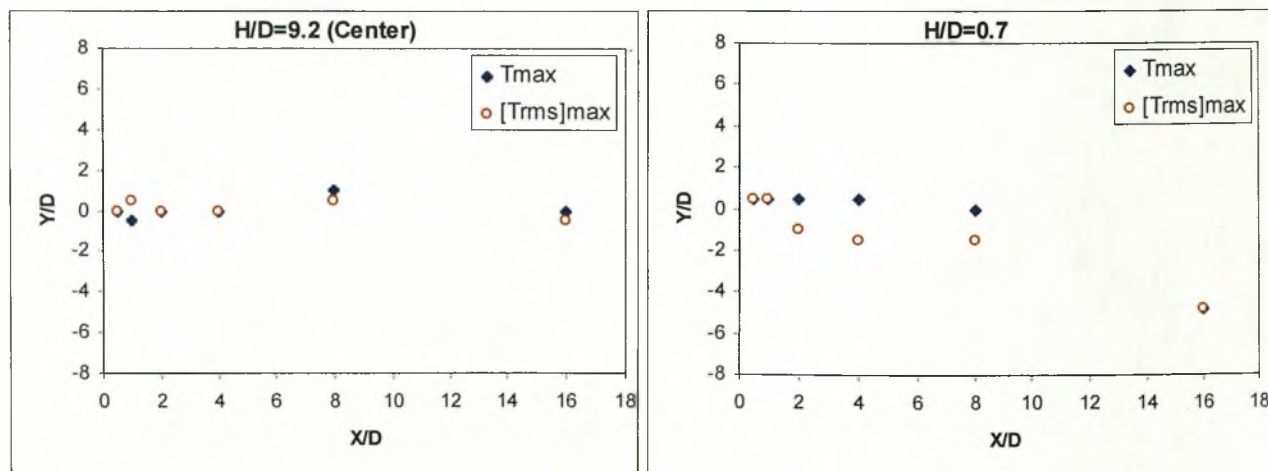
Οι μέγιστες τιμές της μέσης θερμοκρασίας όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.138 μειώνονται κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης κατάντι του κυλίνδρου.

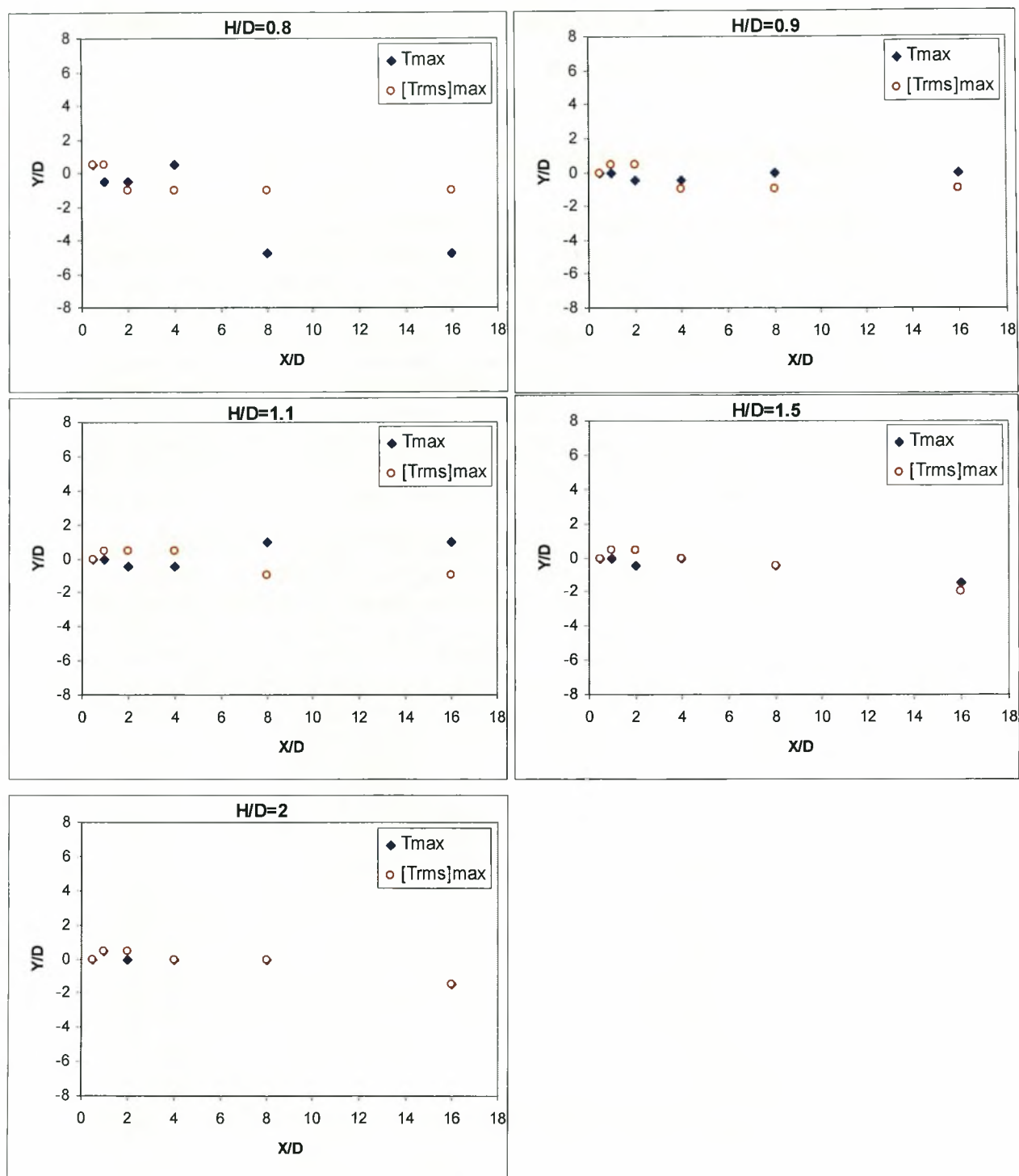
Στο διάγραμμα 6.139 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας να εμφανίζονται στις θέσεις  $0.5 \leq Y/D \leq -4$  για  $0.7 \leq H/D \leq 0.8$ . Στις υπόλοιπες θέσεις έχουμε εμφάνιση μεγίστων τιμών κοντά στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου όπως φαίνεται στα γραφήματα

Οι μέγιστες τιμές της θερμοκρασίας ακολουθούν την συμπεριφορά που έχει η ταχύτητα (ελάχιστες τιμές) και προσεγγίζουν για τις περισσότερες θέσεις την κεντρική γραμμή του κυλίνδρου.



Διάγραμμα 6.138. Κατανομή μέγιστων τιμών θερμοκρασίας  $T_{\max}$  και έντασης τύρβης  $[T_{RMS}]_{\max}$  για  $D=13\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$





Διάγραμμα 6.139. Θέσεις εμφάνισης μέγιστων τιμών θερμοκρασίας  $T_{max}$  και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης  $[T_{RMS}]_{max}$  για  $D=13\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$



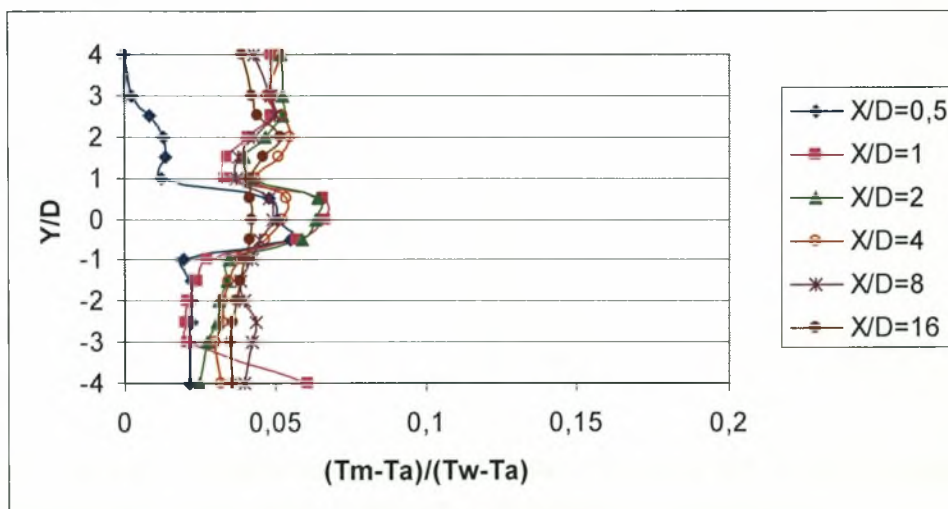
### 6.2.2. Μέσες κατανομές θερμοκρασίας και θερμοκρασιακής τύρβης για αριθμό $Re = 6000$ ( $D=30mm$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

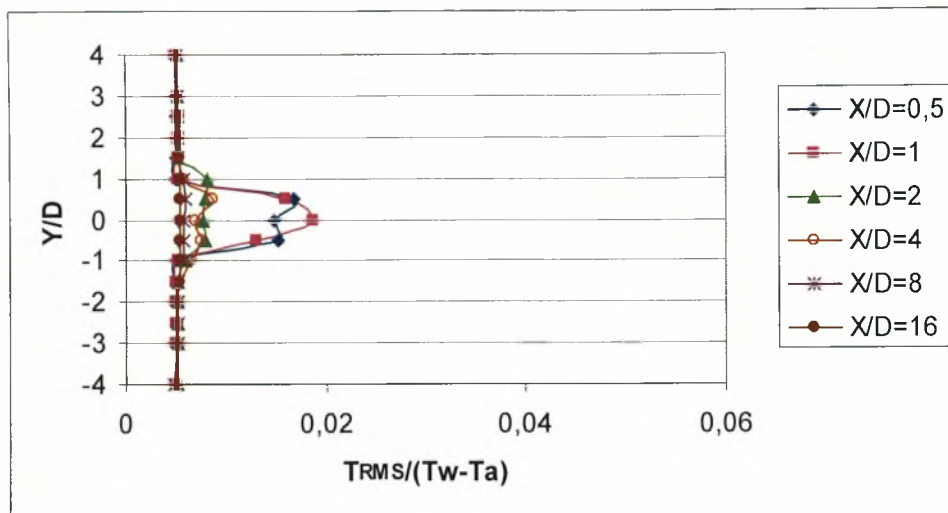
Στο διάγραμμα 6.140 παρουσιάζεται η κατανομή μέσων θερμοκρασιών πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση αυτή η κατανομή των θερμοκρασιών παρουσιάζει διαταραχές. Η μείωση της μέσης θερμοκρασίας όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) δεν είναι έντονη. Πτώση 25.7% παρουσιάζει η μέση θερμοκρασία που από 0.066 στην θέση  $X/D=1$  γίνεται 0.049 στην θέση  $X/D=8$ .

Στο διάγραμμα 6.141 παρουσιάζεται η κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζεται μία κορυφή μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0$ . Στην θέση  $X/D=0.5$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.5$  και  $Y/D=-0.5$ . Η μείωση της έντασης τύρβης όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του κυλίνδρου ( $X/D$ ) είναι έντονη. Πτώση 72.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.018 στην θέση  $X/D=1$  γίνεται 0.005 στην θέση  $X/D=8$ .

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.142). Η συχνότητα εκροής δινών για τον κύλινδρο  $D=30mm$  που είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας είναι  $f=1.34$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o = (1.34 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.2$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.142 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ .



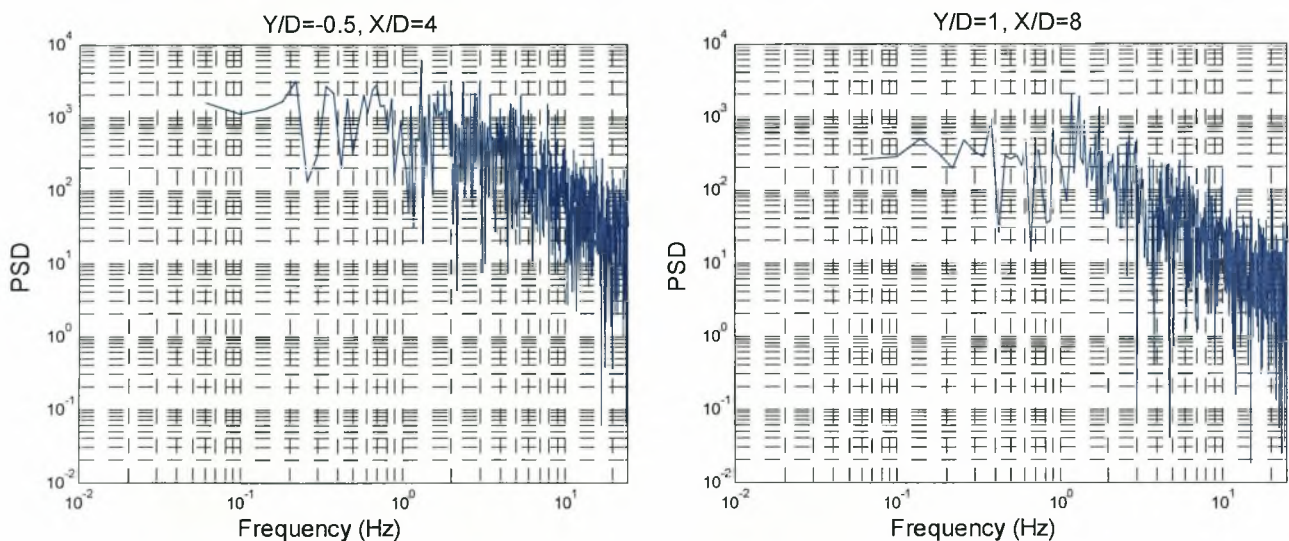
Διάγραμμα 6.140. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=K$  &  $D=30mm$



Διάγραμμα 6.141. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(^{\circ}\text{C})^2$ .



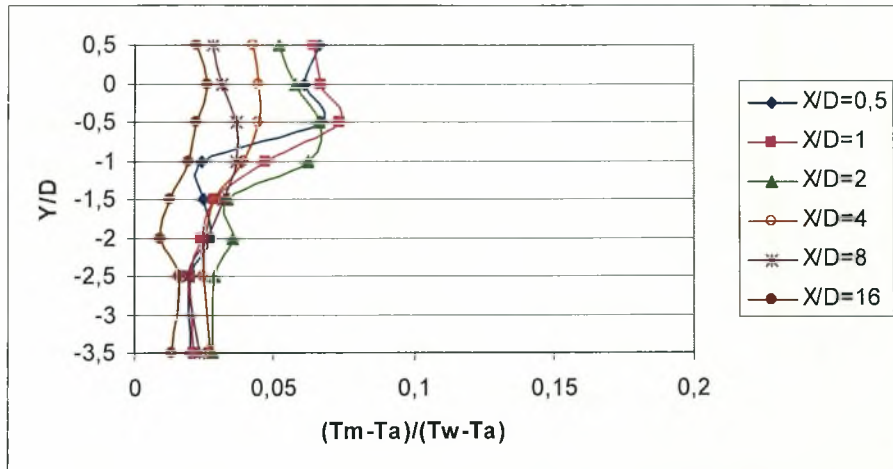
Διάγραμμα 6.142. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

### • $H/D = 0.7$

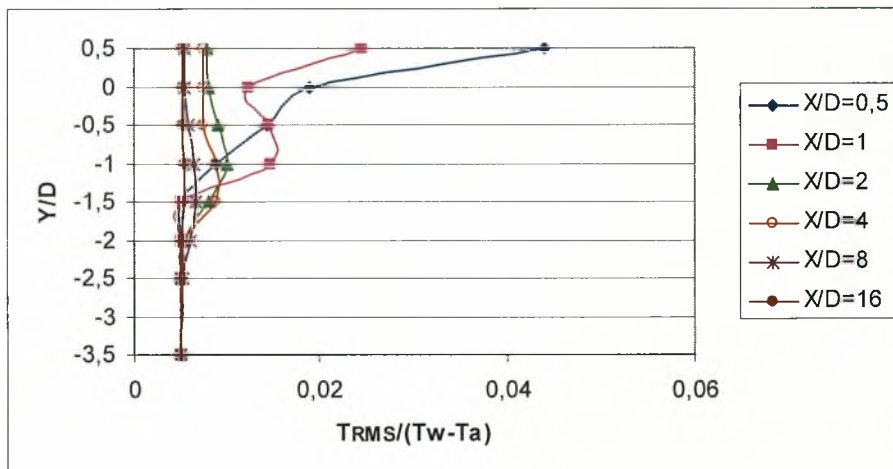
Μεγαλύτερη από την προηγούμενη θέση είναι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας, από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.073 πέφτει στο 0.036, μειώνεται δηλαδή 50.7% (Διάγραμμα 6.143) ( $Y/D=-0.5$ ). Πτώση 88.6% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.044 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.144), ( $Y/D=0.5$ ).

Στην θέση αυτή (Διάγραμμα 6.145) έχουμε ένα χαρακτηριστικό «peak» ( $Y/D=1$ ,  $X/D=2$ ) που υποδηλώνει την εκροή δομών. Αυτή η χαρακτηριστική συχνότητα βέβαια δεν εμφανίζεται και σε άλλες θέσεις. Η τιμή της είναι  $f=1.18\text{ Hz}$  και δίνει

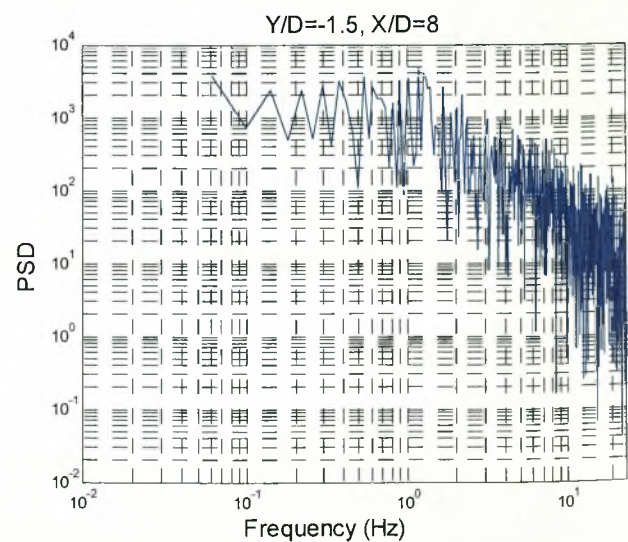
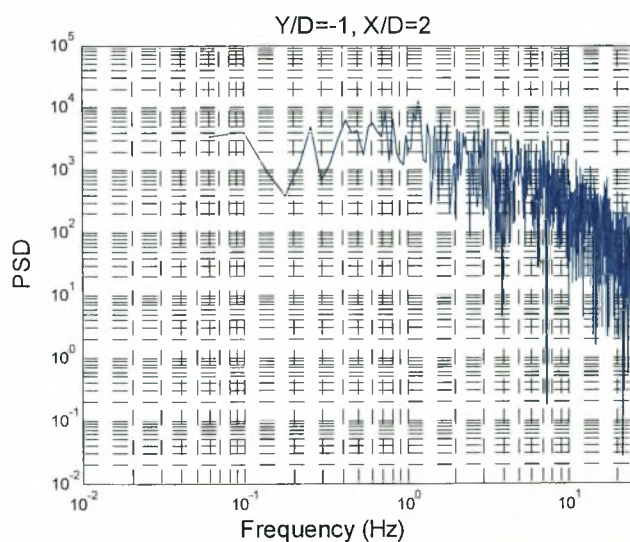
αριθμό Strouhal  $St = f D/U_o = (1.18 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.18$ . Και σε αυτή την θέση όπως φαίνεται η ανάμειξη οφείλεται στο μεγαλύτερο ποσοστό στην τύρβη.



Διάγραμμα 6.143. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.144. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$



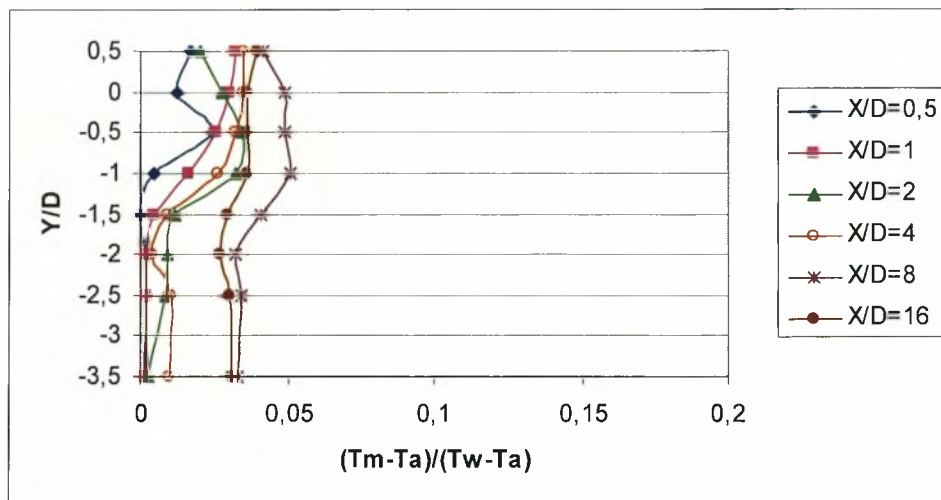
Διάγραμμα 6.145. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$



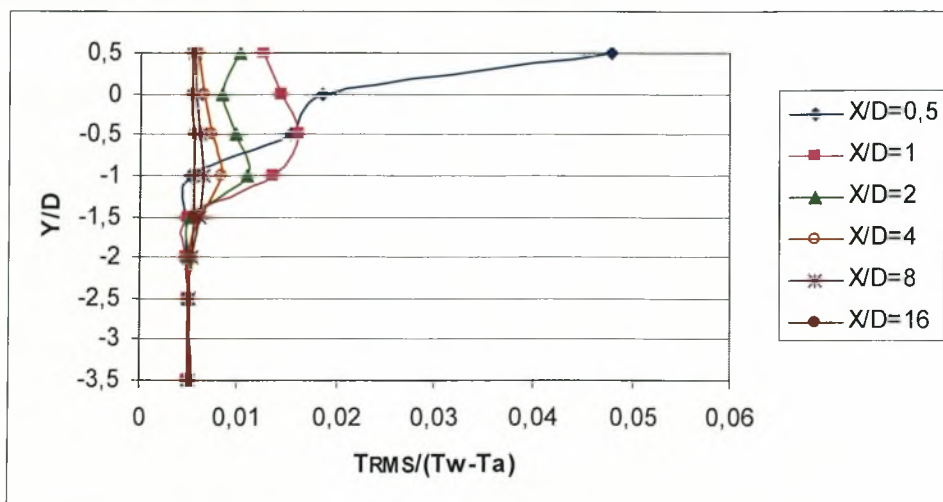
- $H/D = 0.8$

Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=8$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$  (Διάγραμμα 6.146). Έτσι η αύξηση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.012 ανεβαίνει στο 0.049 ( $Y/D=0$ ), είναι 75.5%. Πτώση 89.3% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.047 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.147), ( $Y/D=0.5$ ).

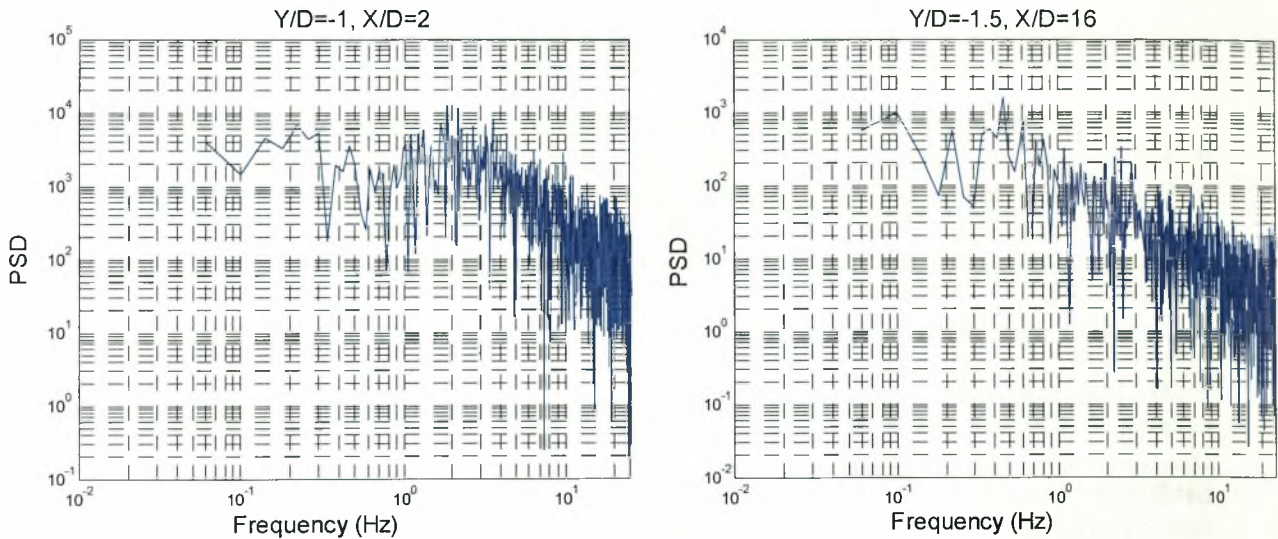
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.148, γράφημα  $Y/D=-1$ ,  $X/D=2$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.8D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 1.86 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.86 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.279$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.148 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.



Διάγραμμα 6.146. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.147. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

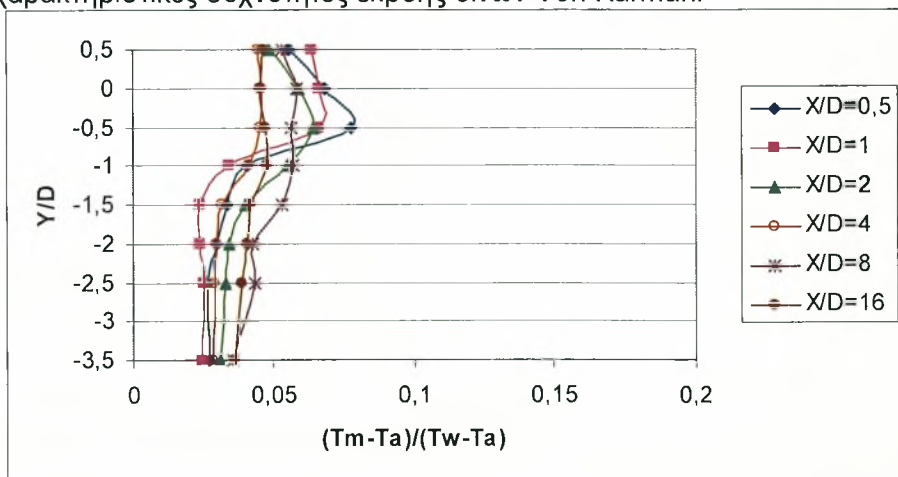


Διάγραμμα 6.148. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

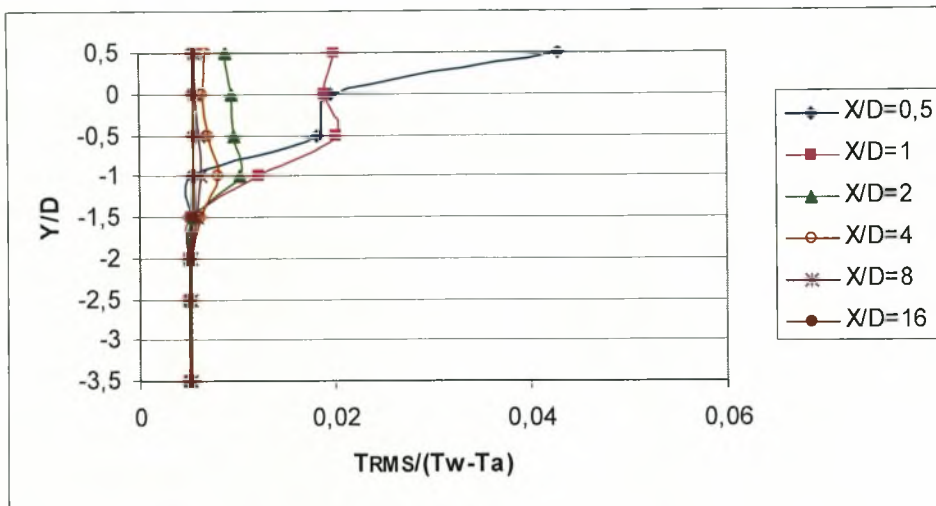
- $H/D = 0.9$

Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=0.5$ . Έτσι η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.077 πέφτει στο 0.056 ( $Y/D=-0.5$ ), είναι 27.3% (Διάγραμμα 6.149). Πτώση 88.1% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.042 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.150), ( $Y/D=0.5$ ).

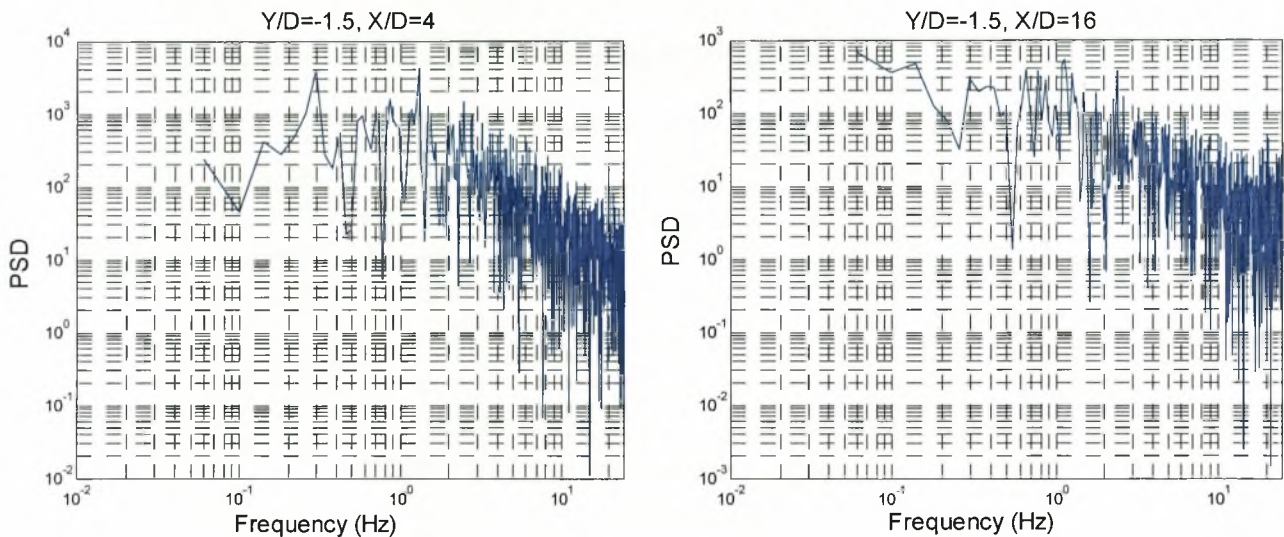
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.151, γράφημα  $Y/D=-1.5$ ,  $X/D=4$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $0.9D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 1.3 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.3 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.195$ . Η συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι λίγο μικρότερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.151 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.



Διάγραμμα 6.149. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$



**Διάγραμμα 6.150. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.151. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**

- $H/D = 1.1$

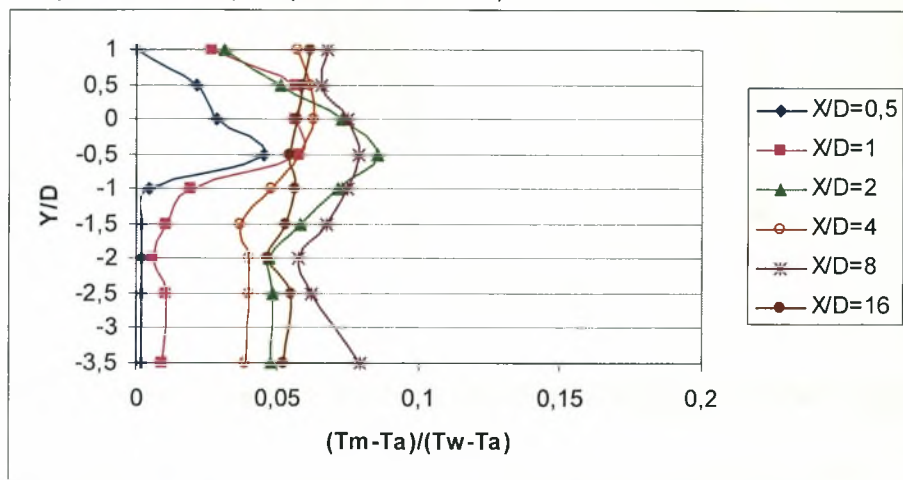
Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=8$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$  (Διάγραμμα 6.152). Έτσι η αύξηση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.028 ανεβαίνει στο 0.075 ( $Y/D=0$ ), είναι 62.6%. Πτώση 77.2% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.022 στην θέση  $X/D=1$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.153), ( $Y/D=0.5$ ).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.154, γράφημα  $Y/D=0.5$ ,  $X/D=2$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 1.1D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 1.75 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.75 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.26$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην

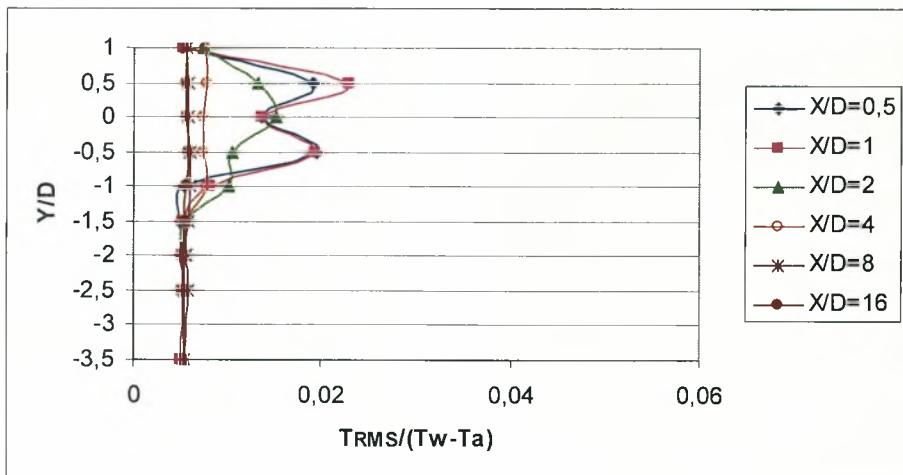


θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.154 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

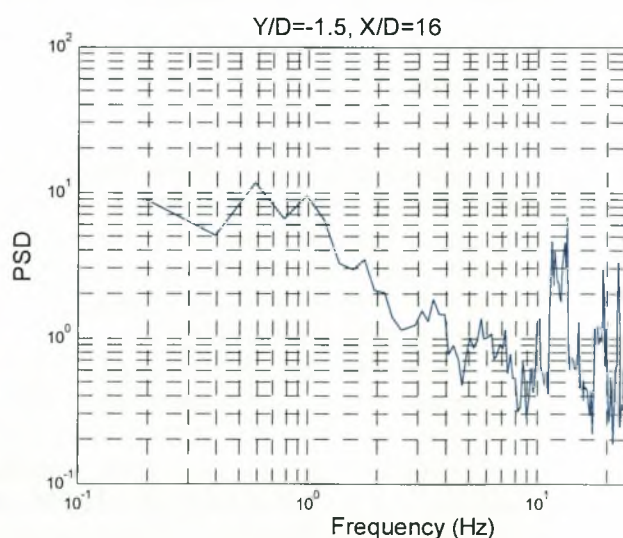
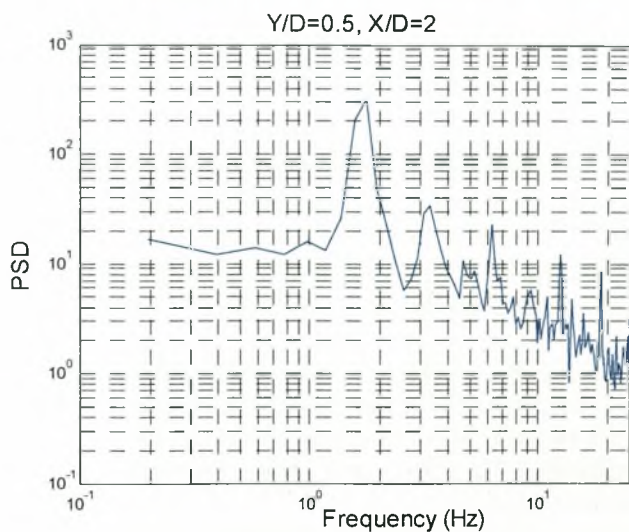
Η εκροή δινών στην θέση αυτή παρατηρείται και από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου ( $Y/D=0.5$ ,  $X/D=2$ ).



Διάγραμμα 6.152. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.153. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$

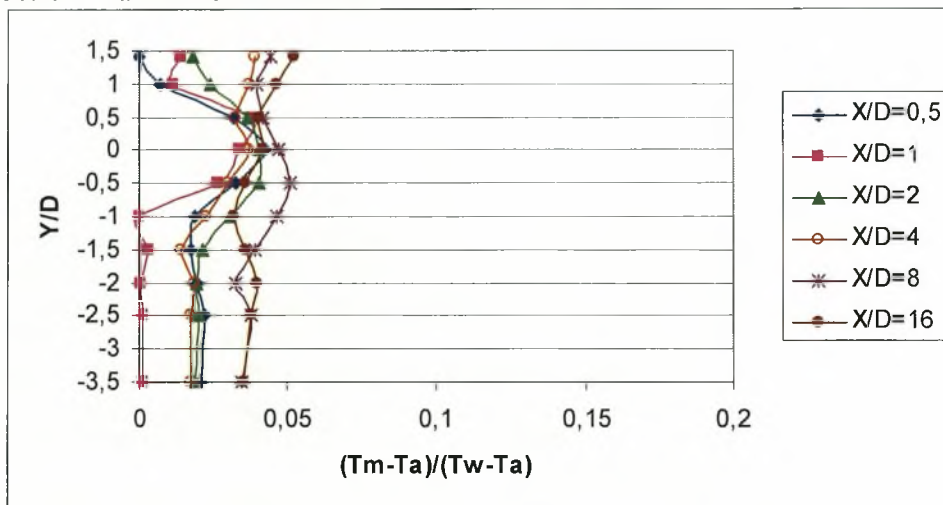


Διάγραμμα 6.154. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.1$  &  $D=30\text{mm}$

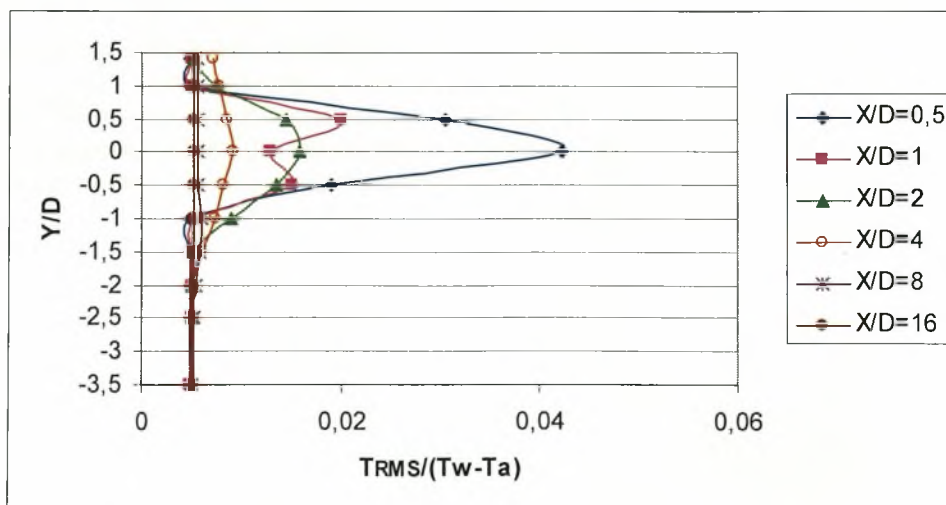
- $H/D = 1.5$

Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=8$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$  (Διάγραμμα 6.155). Έτσι η αύξηση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.032 ανεβαίνει στο 0.051 ( $Y/D=-0.5$ ), είναι 37.2%. Πτώση 88% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.042 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.156), ( $Y/D=0$ ).

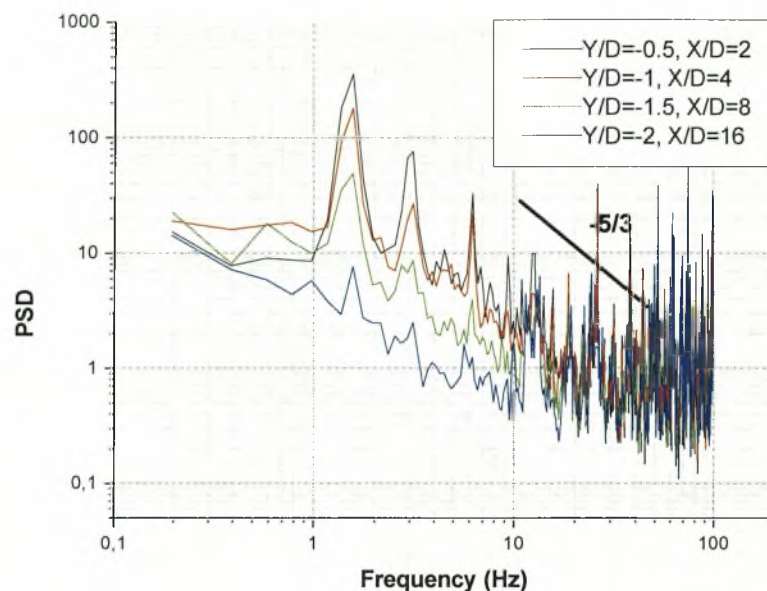
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.157, γράφημα  $Y/D=-0.5$ ,  $X/D=2$ ). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος  $1.5D$  κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 1.56 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.56 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.234$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.157 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.



Διάγραμμα 6.155. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.156. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$



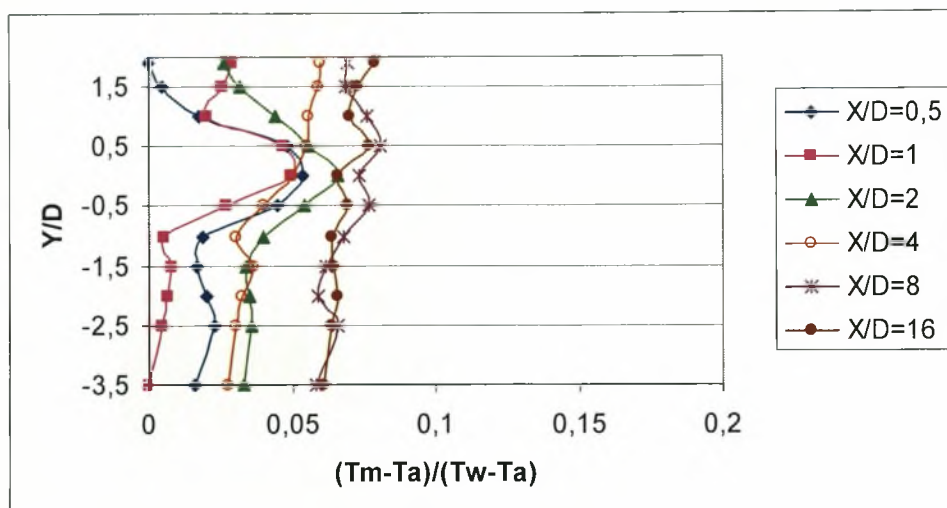
Διάγραμμα 6.157. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 2$

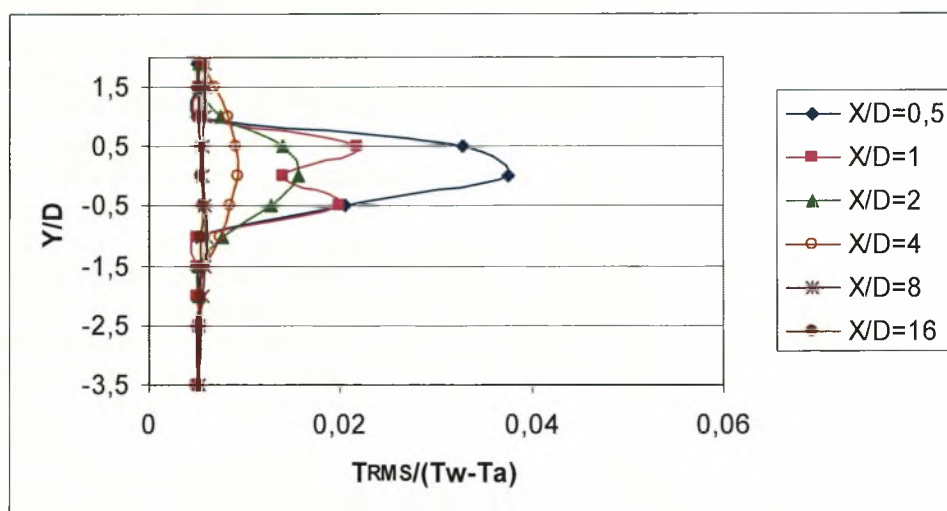
Στην θέση αυτή η μέγιστη τιμή μέσης θερμοκρασίας παρατηρείται στην θέση  $X/D=8$  και όχι στην θέση  $X/D=0.5$  (Διάγραμμα 6.158). Έτσι η αύξηση της μέγιστης τιμής μέσης θερμοκρασίας από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$ , που από 0.053 ανεβαίνει στο 0.072 ( $Y/D=0$ ), είναι 26.4%. Στην θέση οι κατανομές έντασης θερμοκρασιακής τύρβης είναι όμοιες με αυτές της ελεύθερης ροής, δηλαδή όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας. Πτώση 86.5% παρουσιάζει η ένταση τύρβης που από 0.037 στην θέση  $X/D=0.5$  πέφτει στην τιμή 0.005 στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.159), ( $Y/D=0$ ).

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman. (Διάγραμμα 6.160). Η συχνότητα εκροής θερμοκρασιακών δινών για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  που είναι τοποθετημένος 2D κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια νερού – αέρα είναι  $f = 1.56$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St = f D / U_o = (1.56 * 0.03) / 0.2 \Rightarrow St = 0.234$ . Η συχνότητα εκροής δινών του θερμαινόμενου κυλίνδρου είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα εκροής δινών του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου στην θέση αυτή. Από το διάγραμμα 6.160 φαίνεται ότι το μέγεθος της έντασης εκροής δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ . Στην θέση αυτή εμφανίζονται συχνότητες όμοιες με τις χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman.

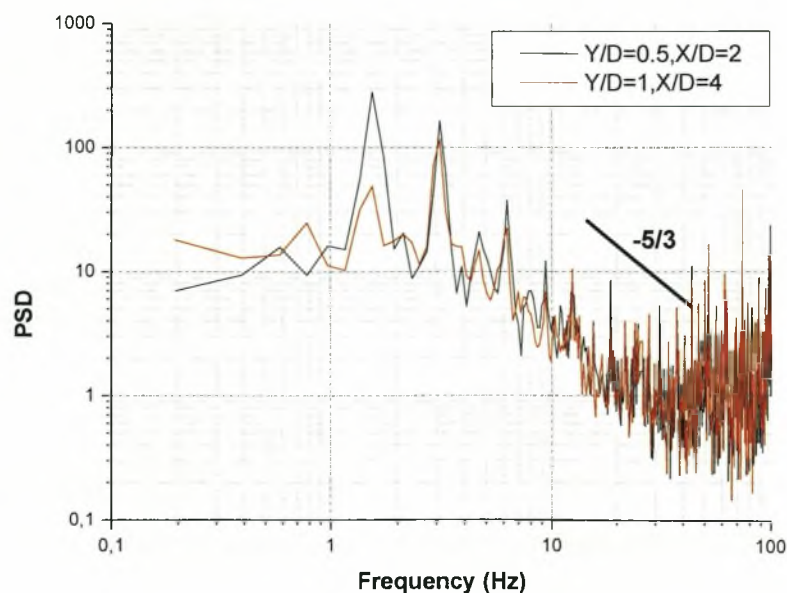


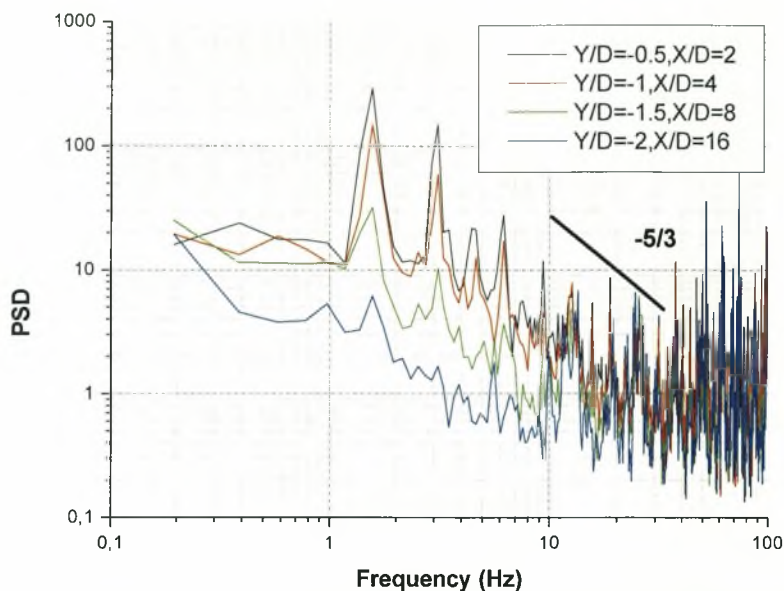


Διάγραμμα 6.158. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.159. Κατανομή έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$





**Διάγραμμα 6.160. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=2$  &  $D=30\text{mm}$**

Για αριθμό  $Re = 6000$  ( $D=30\text{mm}$ ) εμφανίζεται πτώση της μέσης θερμοκρασίας στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας, πολύ κοντά στην διεπιφάνεια ( $H/D=0.7$ ) και στην θέση  $H/D=0.9$ . Στις θέσεις αυτές ο αριθμός Strouhal είναι 0.2 ή μικρότερος. Στις υπόλοιπες θέσεις παρατηρείται αύξηση της μέσης θερμοκρασίας όσο απομακρυνόμαστε από τον κύλινδρο και ο αριθμός Strouhal είναι αρκετά μεγαλύτερος από την τιμή 0.2. Στις θέσεις αυτές γίνεται γρήγορη μεταφορά ποσοτήτων θερμών δομών και συσσώρευση αυτών έξω διαμέτρους πίσω από τον κύλινδρο, όπως δείχνουν οι μετρήσεις.

Το ποσοστό πτώσης έντασης θερμοκρασιακής τύρβης παρουσιάζεται μεγάλο σε όλες τις θέσεις και είναι περίπου 85%, 10% μικρότερο από την περίπτωση που είχαμε  $Re=2600$ .

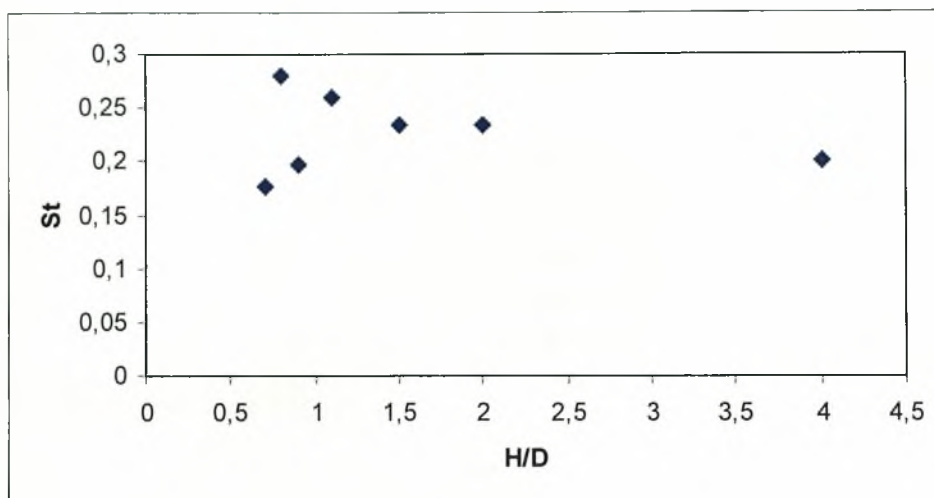
#### 6.2.2.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για θερμαινόμενο κύλινδρο, $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ )

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει το διάγραμμα 6.161.

Ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=6000$  μεταβάλλεται όταν ο θερμαινόμενος κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και δεν παίρνει τιμές ίδιες με την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Οι τιμές του αριθμού Strouhal είναι μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 για θέσεις κοντά στην διεπιφάνεια, συμφωνία με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3] υπάρχει μόνο για την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Η εκροή θερμοκρασιακών δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.7$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου, ενώ εκροή δινών και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου έχουμε στην θέση  $H/D=1.1$ . Στον πίνακα 6.5 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα.

$H/D$	0.7	0.8	0.9	1.1	1.5	2	4
St	0.18	0.28	0.2	0.26	0.23	0.23	0.20

**Πίνακας 6.5. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=30\text{mm}$**



Διάγραμμα 6.161. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=30\text{mm}$

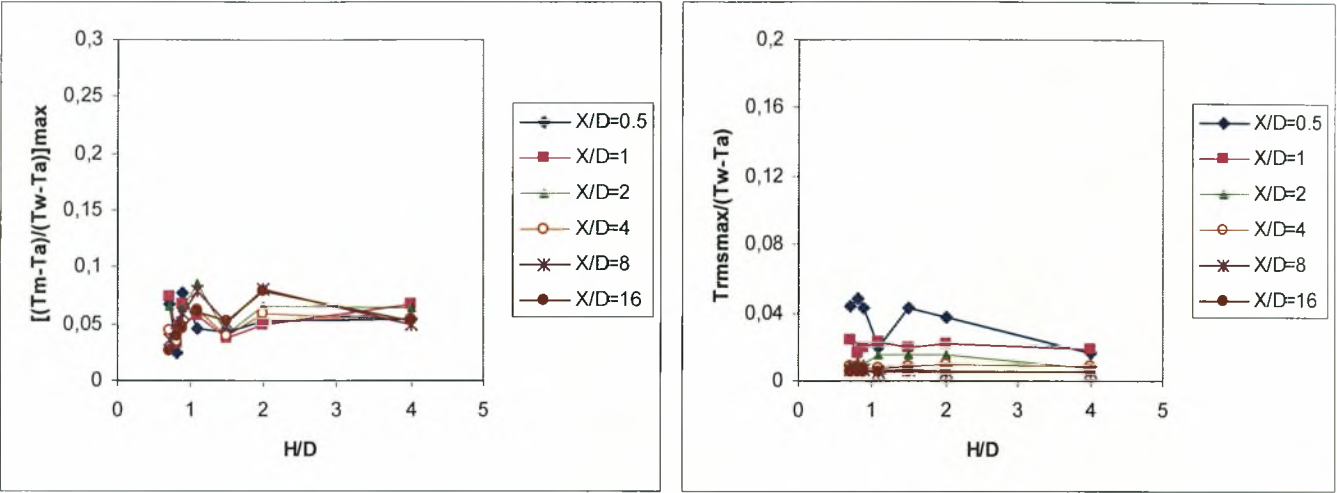
#### 6.2.2.2. Μέγιστες τιμές θερμοκρασίας, έντασης θερμοκρασιακής τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις $H/D$ για $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ )

Οι μέγιστες τιμές της μέσης θερμοκρασίας όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.162 μειώνονται κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης κατάντι του κυλίνδρου. Οι τιμές και των δύο μεγεθών είναι κατά πολύ μικρότερες από την περίπτωση όπου  $Re=2600$ , οπότε για μεγάλο αριθμό Reynolds γίνεται πιο αποδοτικά η ανάμειξη.

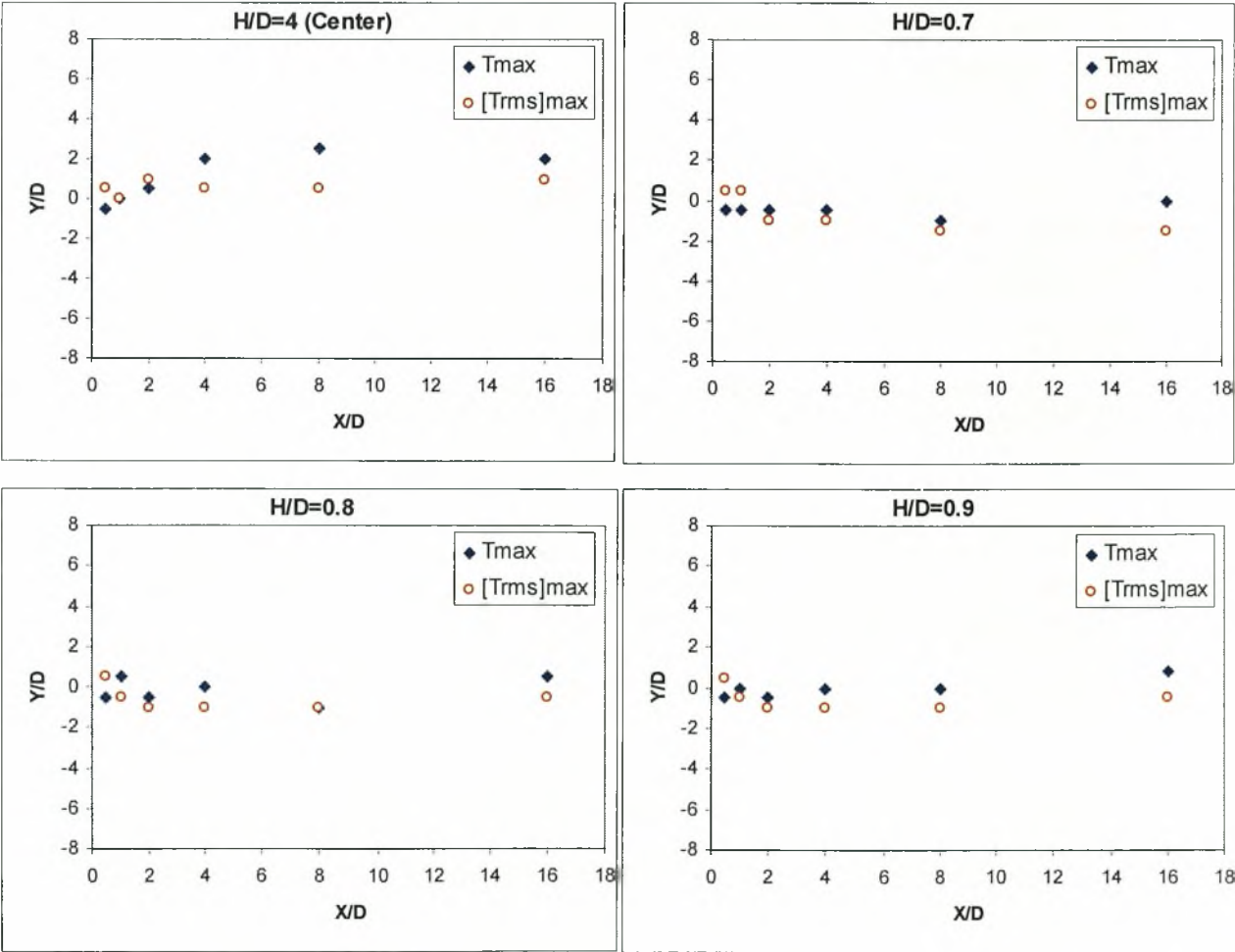
Στο διάγραμμα 6.163 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας να εμφανίζονται στις θέσεις  $1 \leq Y/D \leq -1$ .

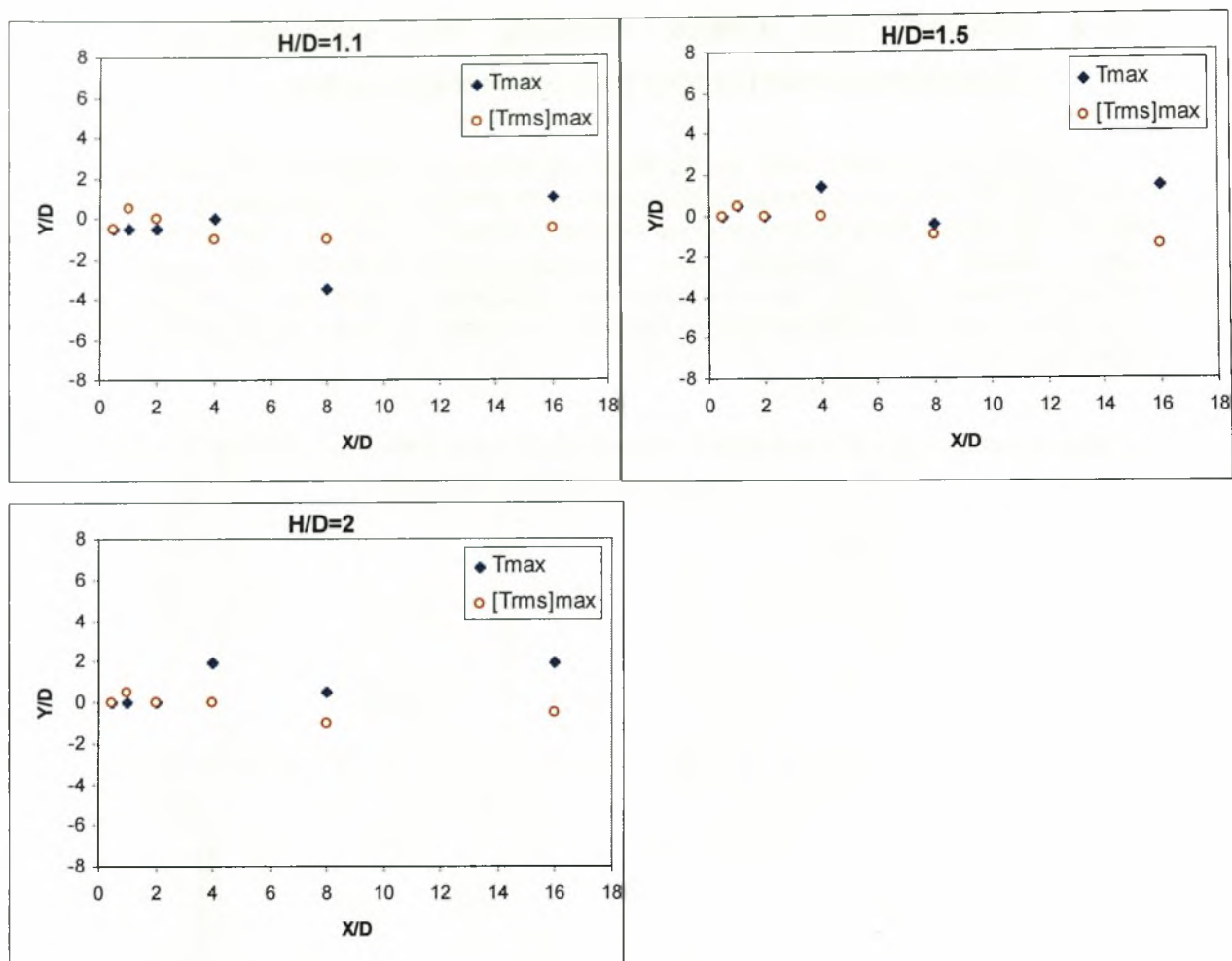
Οι μέγιστες τιμές της θερμοκρασίας ακολουθούν την πορεία που έχει η ταχύτητα (ελάχιστες μέσες τιμές) και προσεγγίζουν για τις περισσότερες θέσεις την κεντρική γραμμή του κυλίνδρου.





**Διάγραμμα 6.162.** Κατανομή μέγιστων τιμών θερμοκρασίας  $T_{\max}$  και έντασης τύρβης  $[T_{RMS}]_{\max}$  για  $D=30\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$

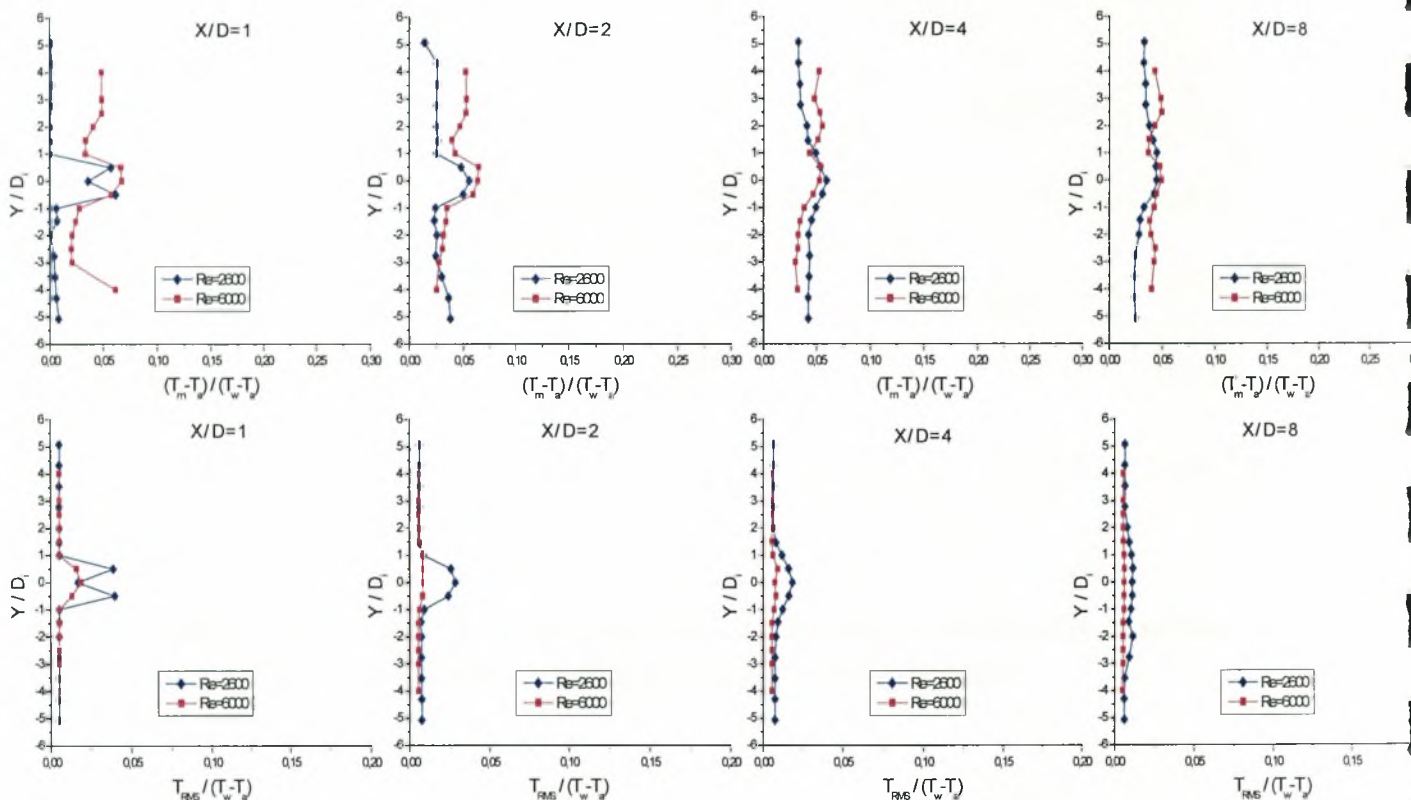




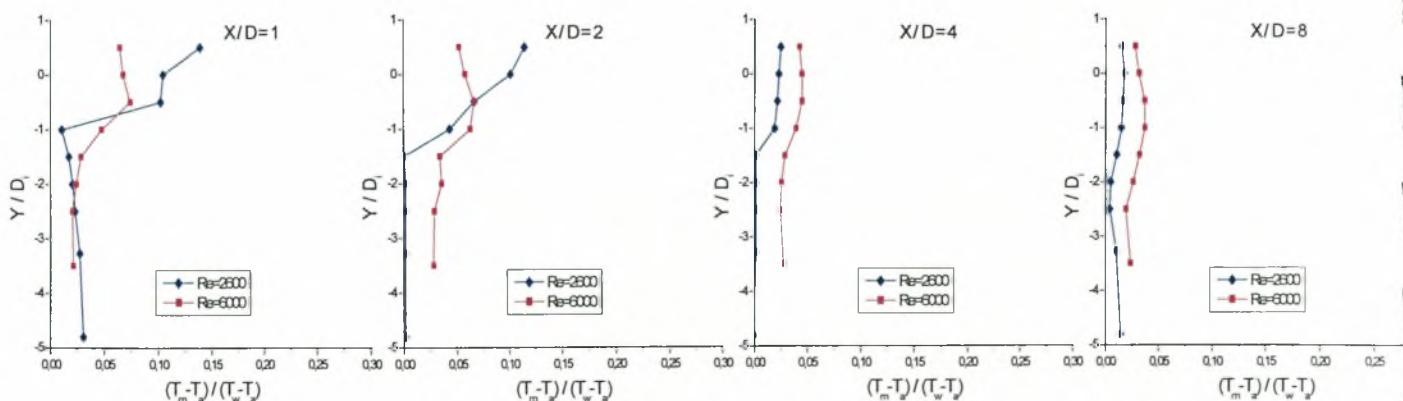
**Διάγραμμα 6.163.** Θέσεις εμφάνισης μέγιστων τιμών θερμοκρασίας  $T_{max}$  και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης  $[T_{RMS}]_{max}$  για  $D=30\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$

### 6.2.3. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσω των θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης

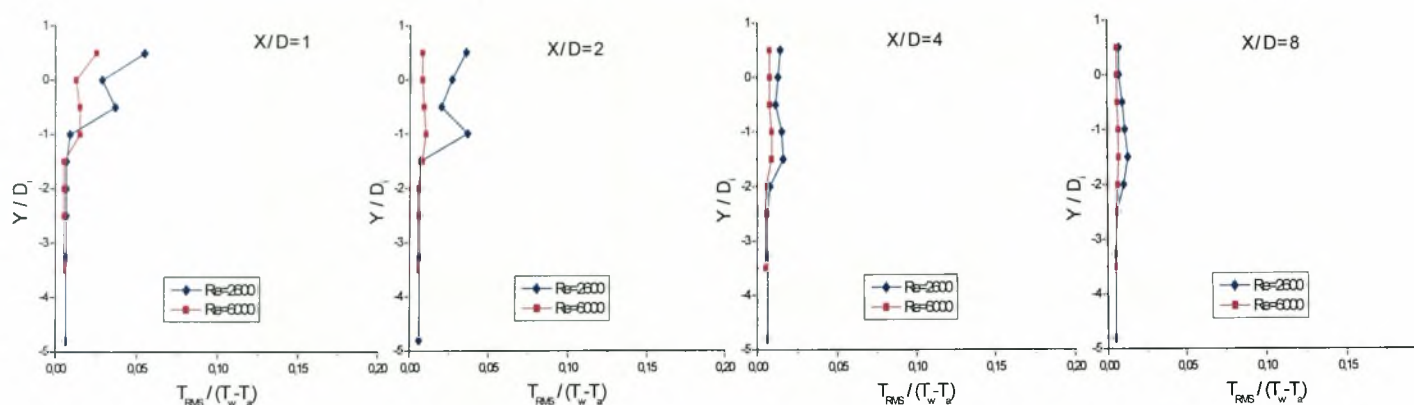
Στα διαγράμματα που ακολουθούν εξετάζεται η επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσω των θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές θερμοκρασιών και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κάθε κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i = 13\text{mm}$  και  $30\text{mm}$  για  $Re=2600$  και  $6000$  αντίστοιχα.



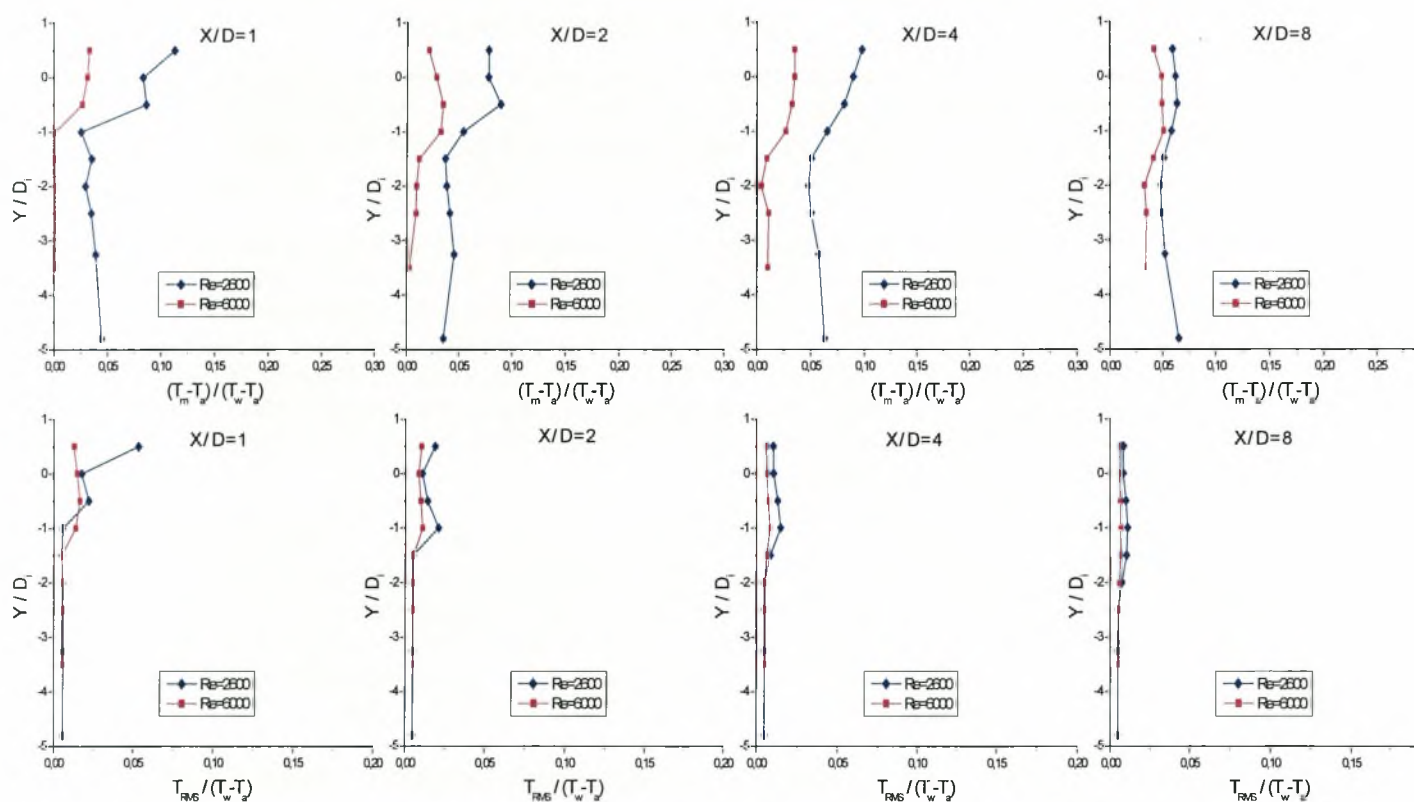
Διάγραμμα 6.164. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$



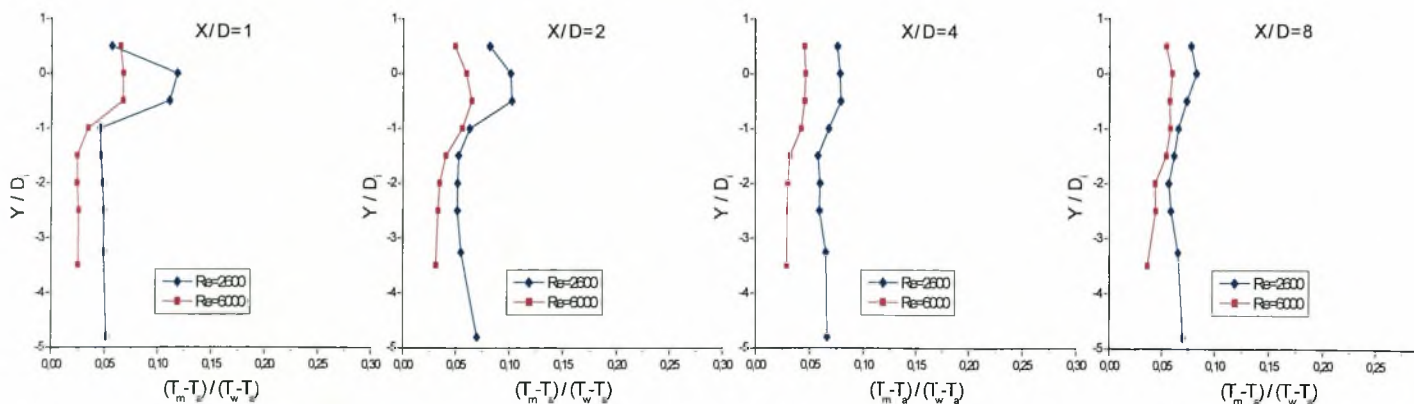


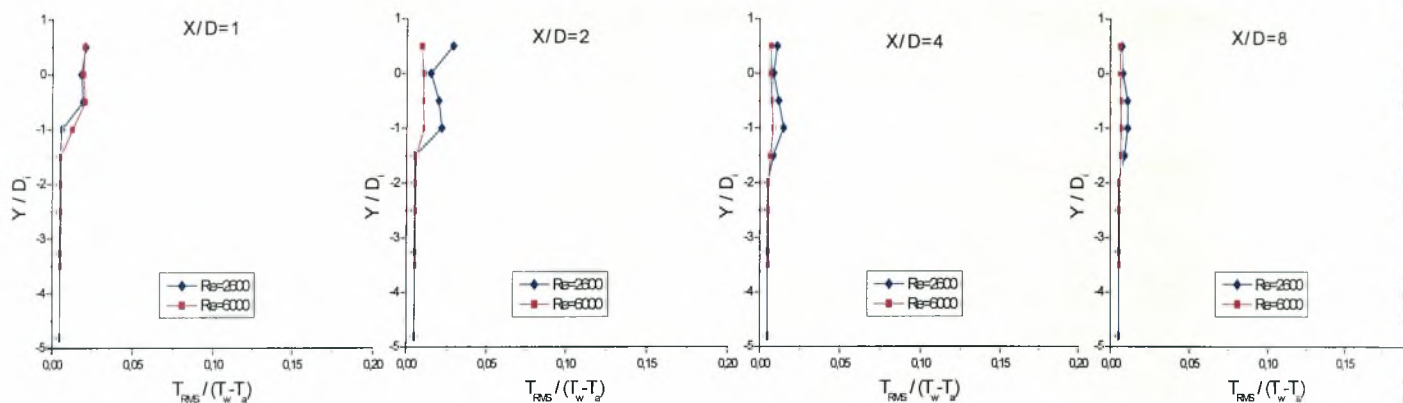


**Διάγραμμα 6.165. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$**



**Διάγραμμα 6.166. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$**





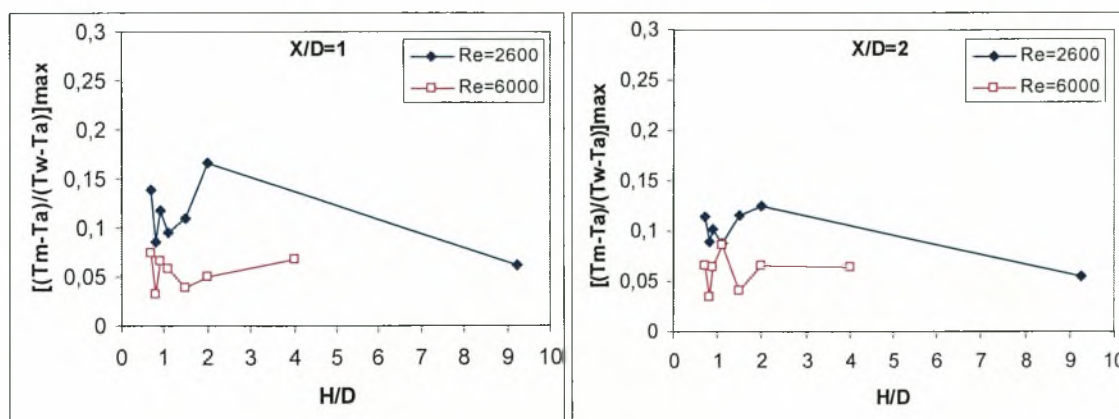
**Διάγραμμα 6.167. Κατανομή μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$**

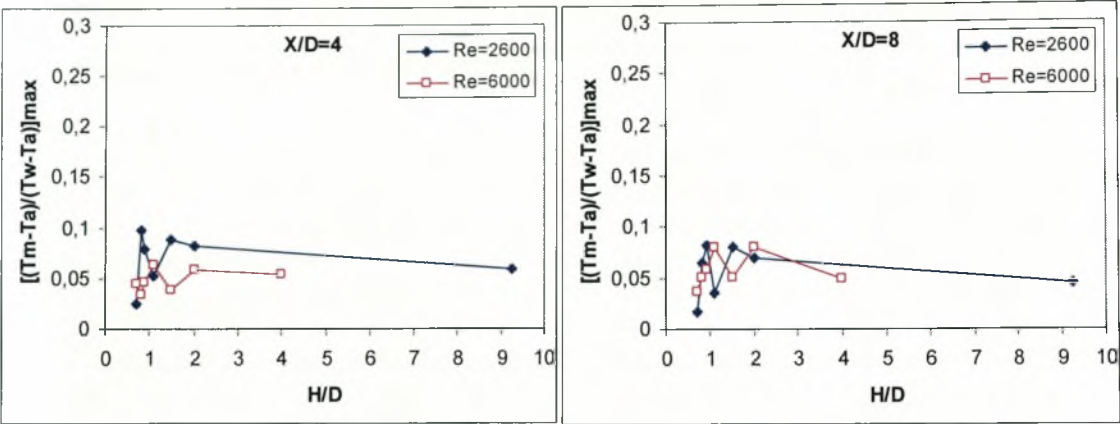
Όπως φαίνεται από τα παραπάνω διαγράμματα η ανάμειξη της θερμοκρασίας είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds. Σε όλες τις θέσεις η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης είναι μικρότερη για  $Re=6000$  και η ομαλοποίηση στις εγκάρσιες κατανομές της έντασης τύρβης γίνεται εμφανώς πιο γρήγορα (χωρικά).

Οι τιμές που παίρνει η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Καθώς οι κύλινδροι απομακρύνονται από την ελεύθερη επιφάνεια η τιμή της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης μειώνεται και στην θέση όπου υφίσταται εκροή δινών είναι σχεδόν ίδια με την τιμή που παίρνει στην ελεύθερη ροή. Φαίνεται λοιπόν ότι η εκροή δινών βοηθά στο να γίνεται πιο αποδοτική η ανάμειξη.

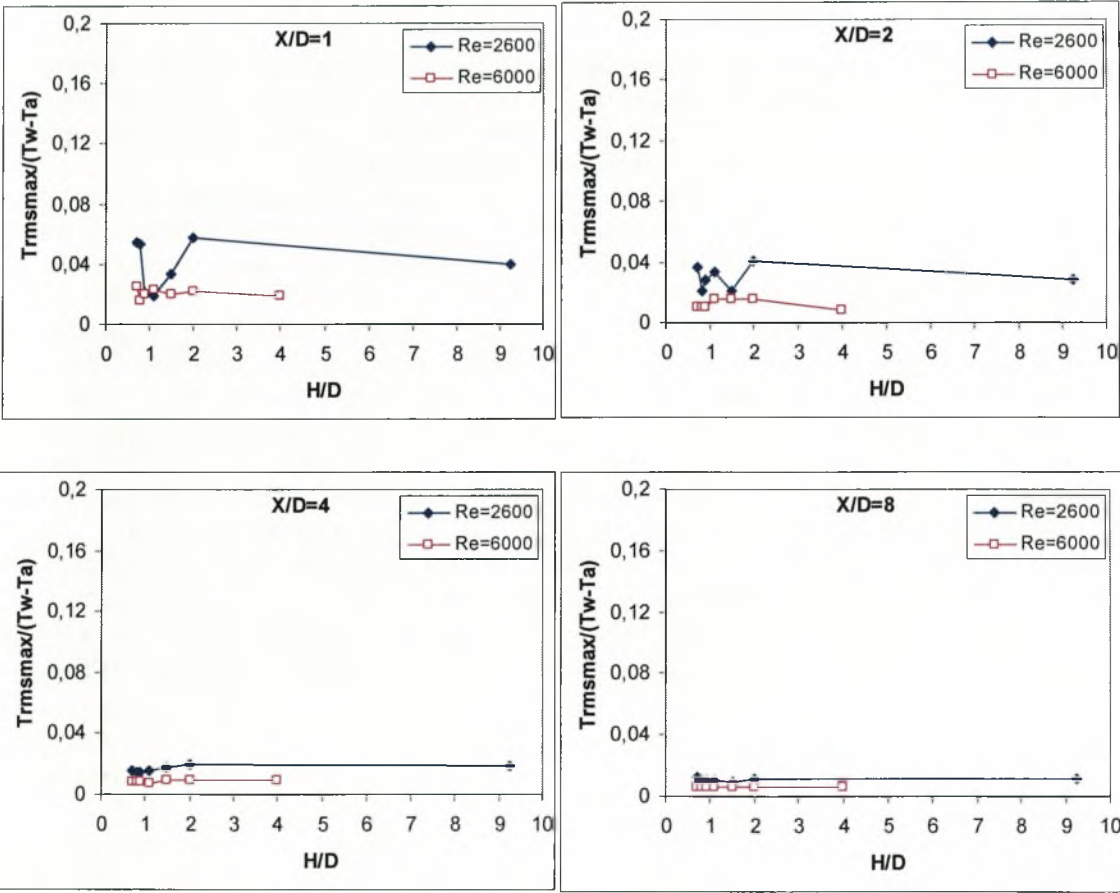
Η μέση θερμοκρασία διατηρείται μεγαλύτερη για  $Re=6000$  μόνο στην περίπτωση που οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Σε όλες τις άλλες θέσεις η μέση θερμοκρασία κατάντι του κυλίνδρου φαίνεται να είναι μεγαλύτερη για  $Re=2600$ . Αυτό συμβαίνει σε μεγάλους αριθμούς Reynolds, αφενός μεν το μέγεθος των δινών είναι μεγαλύτερο και αφετέρου η ροή είναι περισσότερο τυρβώδης. Έτσι η διάχυση μιας ποσότητας βαθμωτού μεγέθους όπως η θερμοκρασία είναι πιο γρήγορη για τον μεγάλο κύλινδρο, αφού διανέμεται σε μεγαλύτερο χώρο.

#### 6.2.4. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις μέγιστες τιμές μέσης θερμοκρασίας $T_{max}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης θερμοκρασιακής τύρβης $T_{RMS}$ και στον αριθμό Strouhal



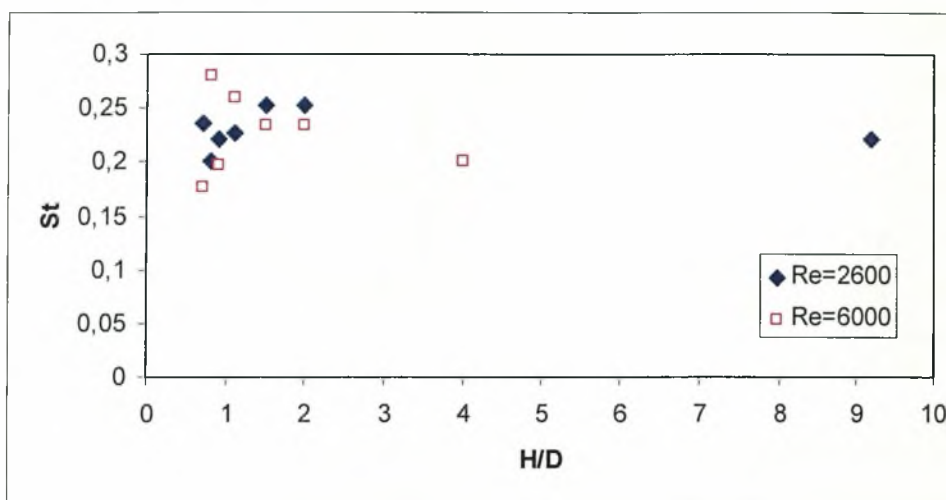


Διάγραμμα 6.168. Κατανομή μέγιστων τιμών μέσης θερμοκρασίας  $T_{\max}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ .



Διάγραμμα 6.169. Κατανομή μέγιστων τιμών έντασης θερμοκρασιακής τύρβης  $T_{RMS}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$ .





**Διάγραμμα 6.170. Αριθμός Strouhal για όλες τις θέσεις H/D & Re=2600, Re=6000**

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.168 στους μικρούς αριθμούς Reynolds (Re=2600) εμφανίζονται οι μεγαλύτερες τιμές μέσω των θερμοκρασιών κατόπιν των κυλίνδρων. Ενώ στην περίπτωση του ροϊκού πεδίου οι μεγαλύτερες τιμές μέσης ταχύτητας σημειώθηκαν στους μεγάλους αριθμούς Reynolds.

Το διάγραμμα 6.169 δείχνει την ομοιότητα που παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης σε όλες τις θέσεις X/D και για τους δύο αριθμούς Reynolds. Βέβαια ο μικρότερος κύλινδρος παρουσιάζει τις μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης.

Για Re=2600 προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια επηρεάζει τον αριθμό Strouhal (Διάγραμμα 6.170), οι τιμές εδώ είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου (Διάγραμμα 6.115), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου D=30mm (Re=6000) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που όπως φαίνεται από το διάγραμμα αυξάνεται. Στην περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου οι τιμές του αριθμού Strouhal ήταν μικρότερες από την τιμή 0.21.

Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια, με τιμές μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 και ότι οι θερμοκρασιακές δίνες εκρέουν πιο γρήγορα από τον κύλινδρο για τις ίδιες θέσεις τοποθέτησης θερμαινόμενων και μη θερμαινόμενων κυλίνδρων.

### 6.3. Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και έντασης τύρβης στον απόρου κυκλικών κυλίνδρων

Συμπληρωματικά με την ανάμειξη της θερμότητας στο απόρευμα, εξετάζεται και η ανάμειξη της συγκέντρωσης χρωστικής που εκλύεται από την επιφάνεια του κυλίνδρου. Από την βαθμονόμηση (κεφάλαιο 4) προκύπτει ότι η συγκέντρωση χρωστικής είναι ανάλογη της τάσης του μετρητικού οργάνου. Έτσι εδώ παρουσιάζονται διαφορές τάσεων ( $V$ ) που είναι ανάλογες της συγκέντρωσης. Οι τάσεις μετρώνται με ειδικό αισθητήρα οπτικών ινών.

Η συγκέντρωση του διαλύματος της χρωστικής είναι πολύ ελαφρά βαρύτερη του νερού σε αντίθεση με το θερμό νερό που δημιουργείται πίσω από τον κύλινδρο, το οποίο είναι λίγο ελαφρότερο του καθαρού νερού. Έτσι υπάρχει και μια έμμεση εκτίμηση της επίδρασης ανωστικών φαινομένων.

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι κατανομές της μέσης αδιάστατης διαφοράς Volts και τύρβης κατάντι των κυλίνδρων για  $Re=6000$  και  $10000$ . Οι μετρήσεις έγιναν με τον αισθητήρα οπτικών ινών, του οποίου η χωρική διακρισιμότητα είναι καλή. Η ταχύτητα εκροής της χρωστικής από τις οπές έχει επιλεγεί ώστε να μην γίνεται αλλαγή κατά το δυνατόν του ροϊκού πεδίου γύρω από τον κύλινδρο (οριακά στρώματα).

$V_m$  είναι η μετρούμενη τάση κάθε φορά,  $V_a$  η τάση αναφοράς για νερό που δεν είχε χρωστική και  $V_{max}$  η τάση που έδειχνε το όργανο όταν το νερό περιείχε την μέγιστη ποσότητα χρωστικής.

Η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν ήταν  $U_o=0.2$  m/sec.

#### 6.3.1. Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και τύρβης για αριθμό $Re= 6000$ ( $D=30$ mm)

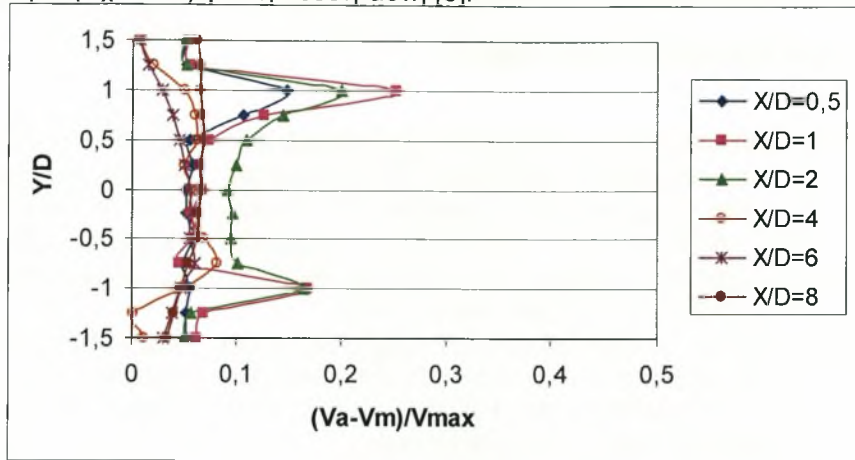
- **$H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)**

Στο διάγραμμα 6.171 παρουσιάζεται η κατανομή μέσων συγκεντρώσεων (διαφορά Volts) πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης συγκέντρωσης για  $Y/D=1$  και  $Y/D=-1$ . Παρατηρείται ότι όσο απομακρύνεται ο αισθητήρας από τον κύλινδρο η μείωση της μέσης συγκέντρωσης είναι αρκετά έντονη λόγω της μεγάλης ανάμειξης που παρουσιάζεται από το τυρβώδες οριακό στρώμα. Εμφανίζεται μείωση κατά 95.56% της μέσης συγκέντρωσης. Όπως παρατηρείται από το αντίστοιχο διάγραμμα ότι οι κατανομές της μέσης συγκέντρωσης είναι συμμετρικές ως προς το κέντρο του κυλίνδρου, αφού δεν υπάρχει η επίδραση της διεπιφάνειας.

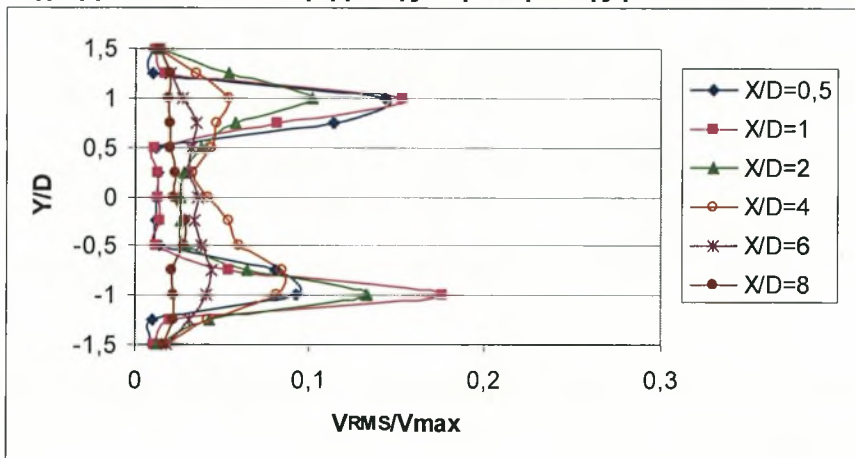
Στο διάγραμμα 6.172 παρουσιάζεται η κατανομή έντασης τύρβης πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=1$  και  $Y/D=-1$ . Δηλαδή η μεγαλύτερη κορυφή παρατηρείται στην ίδια θέση που υπάρχει και η αντίστοιχη μεγαλύτερη κορυφή για το διάγραμμα της μέσης συγκέντρωσης. Όσο απομακρυνόμαστε από τον κύλινδρο η μείωση της έντασης τύρβης είναι σημαντική. Πτώση κατά 87.48% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης.

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (Διάγραμμα 6.173) στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman για τις θέσεις  $X/D=4$  και  $X/D=8$ . Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  **$f=1.27$  Hz** και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(1.27 * 0.03)/0.2=>$   **$St=0.19$** , σχεδόν ίδιο με αυτόν που προκύπτει από την μελέτη του ροϊκού και θερμοκρασιακού πεδίου (ταχύτητες και θερμοκρασίες) καθώς και συμφωνία με την

βιβλιογραφία (σχ. 2.20) για την θέση αυτή [3].



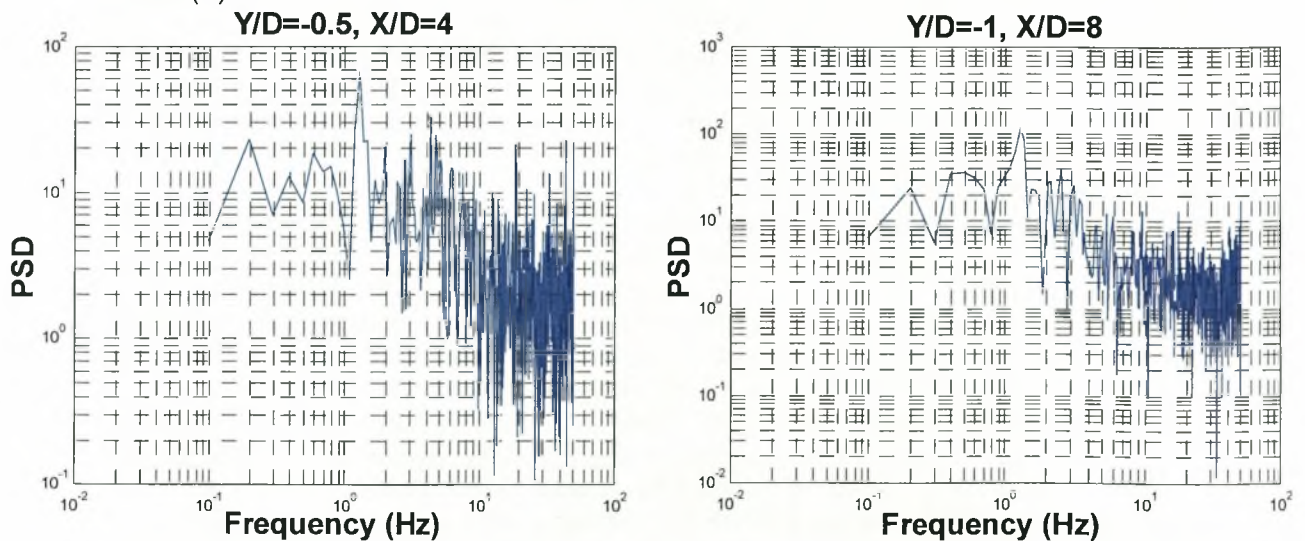
**Διάγραμμα 6.171. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.172. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$**

➤ **Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)**

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(V)^2/\text{Hz}$ .



**Διάγραμμα 6.173. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$**



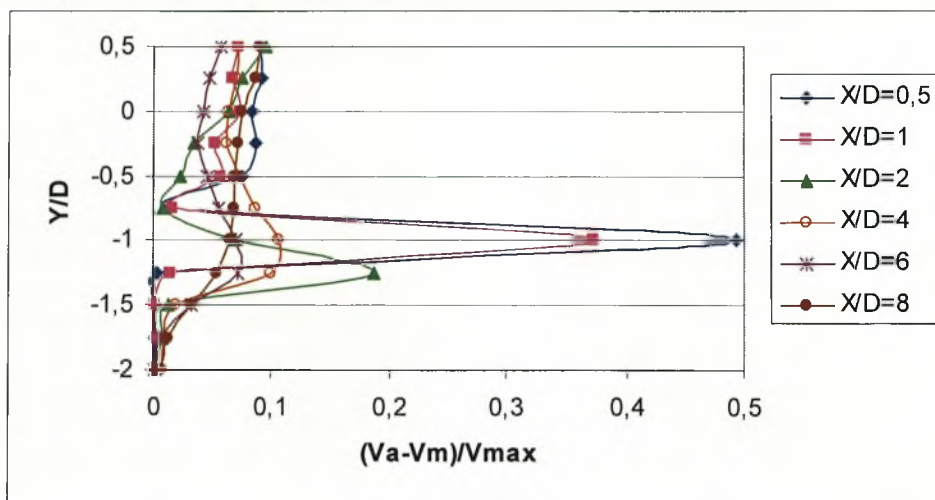
- **H/D=0.7**

Στο διάγραμμα 6.174 παρατηρείται μια κορυφή στην θέση  $X/D=0.5$  για  $Y/D=-1$ . Εμφανίζεται και εδώ όπως και στην προηγούμενη θέση μια σημαντική πτώση κατά 99.8% της μέσης συγκέντρωσης. Εδώ λόγω της διεπιφάνειας υπάρχει παρεμπόδιση στην εισροή του χρώματος από την πάνω πλευρά του κυλίνδρου. Πρέπει να επισημανθεί ότι η μέγιστη κορυφή εδώ είναι στην ίδια θέση με την μία από τις δύο μέγιστες για τον κύλινδρο στην κεντρική γραμμή του καναλιού ( $Y/D=-1$ ).

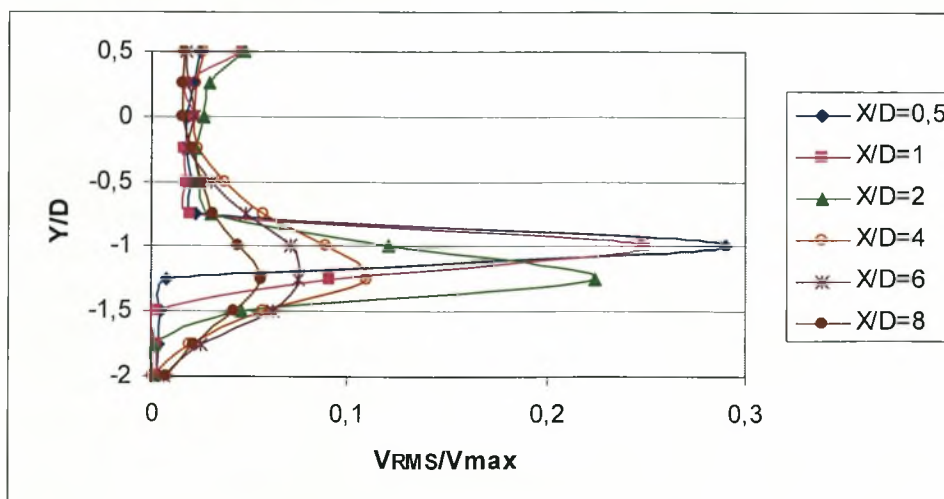
Σχετικά με την ένταση τύρβης (Διάγραμμα 6.175) συναντάτε και εδώ μεγάλη πτώση κατά 85%. Παρατηρείται ότι οι καμπύλες παρουσιάζουν παρόμοια συμπεριφορά με αυτές της συγκέντρωσης.

Στα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος μπορούν να παρατηρηθούν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.176). Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=1.27 \text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(1.27 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.19$ .

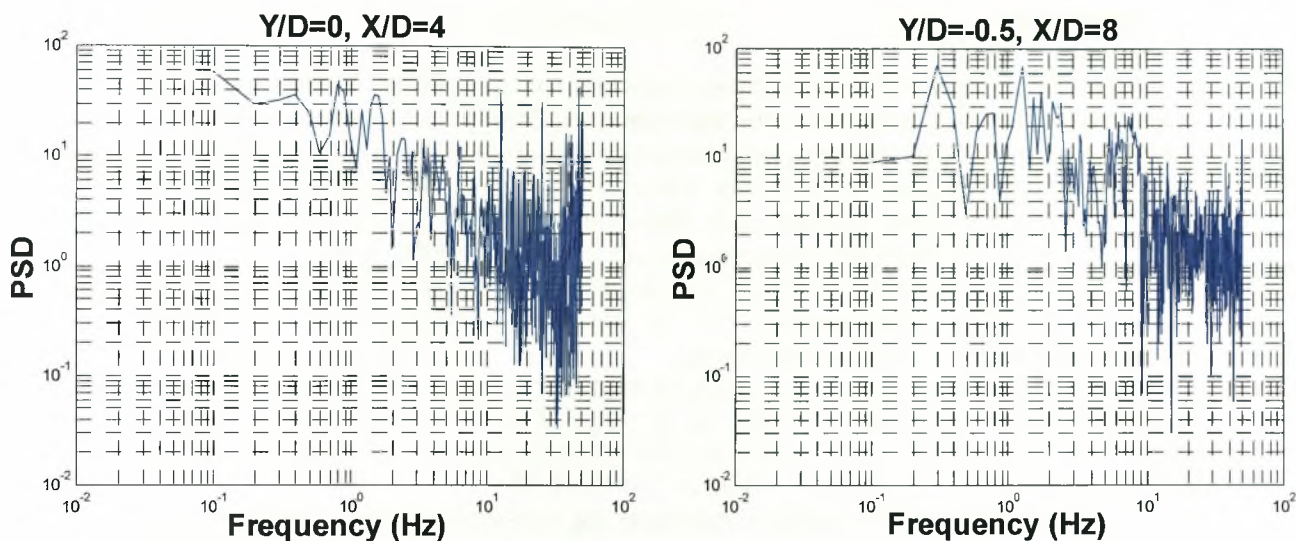
Όπως φαίνεται δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών Von Karman στην περιοχή όπου υπάρχει το διάκενο αφού δεν υπάρχει χώρος έτσι ώστε να αλληλεπιδράσουν τα διατμητικά στρώματα του κυλίνδρου.



**Διάγραμμα 6.174. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για H/D=0.7 & D=30mm**



**Διάγραμμα 6.175. Κατανομή έντασης τύρβης για H/D=0.7 & D=30mm**



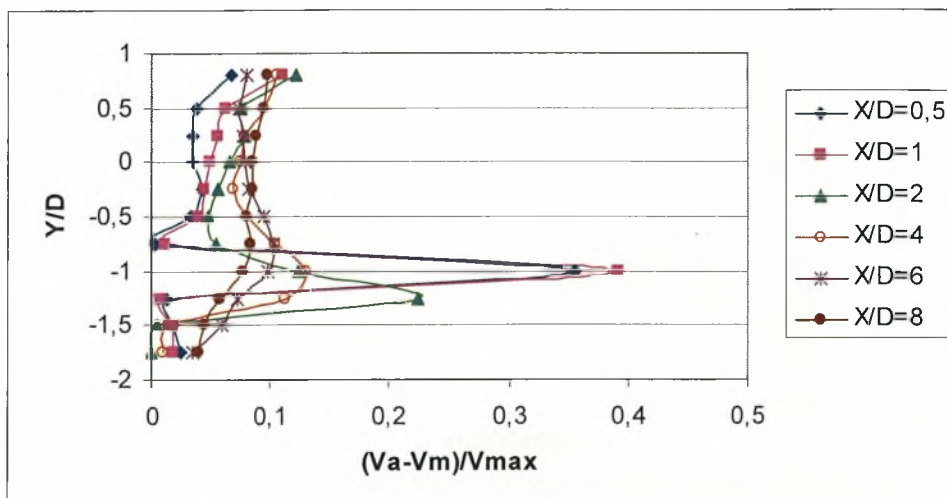
Διάγραμμα 6.176. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 0.8$

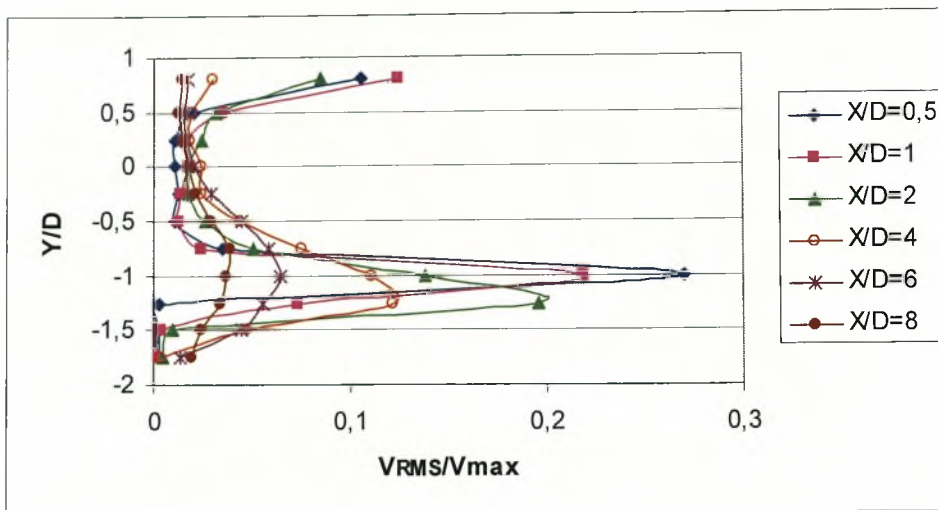
Στο διάγραμμα 6.177 φαίνεται η κορυφή μέγιστης συγκέντρωσης στην θέση  $X/D=1$  για  $Y/D=-1$ . Παρατηρείται ότι η κατανομή της μέσης συγκέντρωσης παρουσιάζει ανάλογη συμπεριφορά με την θέση  $H/D=0.7$  μόνο που στην θέση αυτή η κορυφή εμφανίζεται αργότερα στην θέση  $X/D=1$  αντί για  $X/D=0.5$ . Αυτό συμβαίνει γιατί όσο κατεβαίνει ο κύλινδρος από την διεπιφάνεια το διάκενο είναι πιο μεγάλο με αποτέλεσμα η χρωστική να εξέρχεται και από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου.

Από διάγραμμα 6.178 προκύπτει ότι και στην περίπτωση της έντασης τύρβης η πτώση είναι μεγάλη, 86.3%. Εδώ πρέπει να αναφερθεί ότι η μέγιστη κορυφή παρουσιάζεται πιο μπροστά ( $X/D=0.5$ ) από αυτήν του διαγράμματος της συγκέντρωσης.

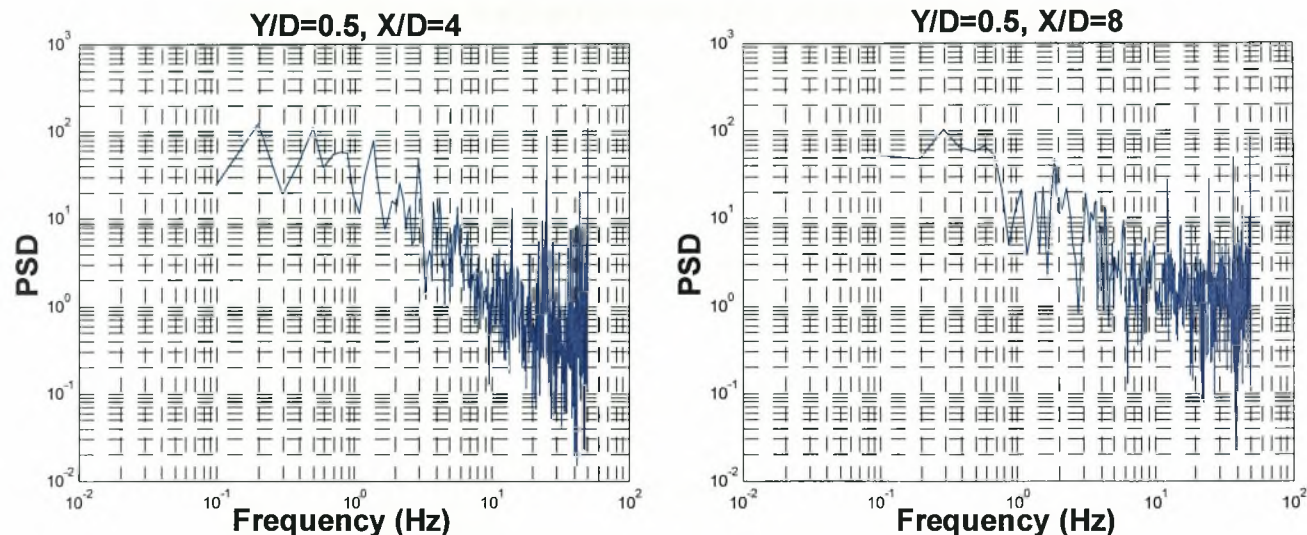
Στο διάγραμμα 6.179 φαίνονται τα γραφήματα των συχνοτήτων εκροής δινών Von Karman. Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=1.27\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(1.27 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.19$ .



Διάγραμμα 6.177. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.178. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.179. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 0.9$

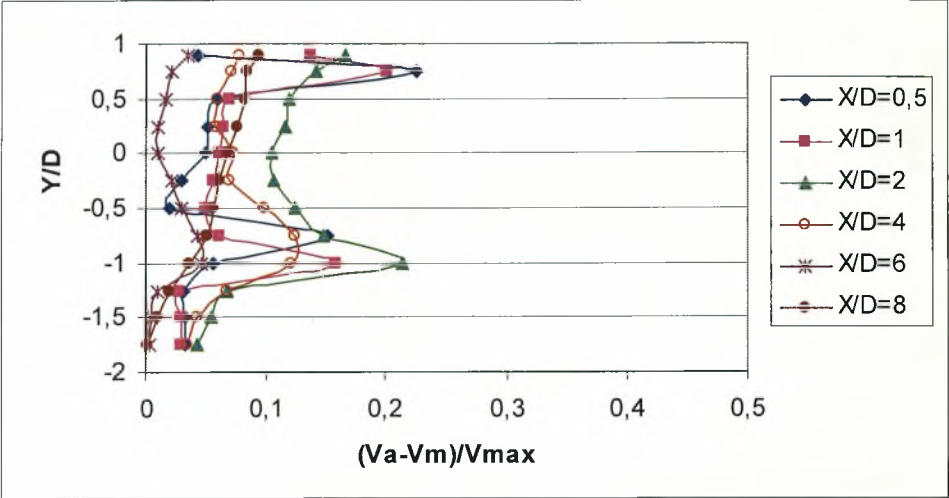
Στη θέση αυτή οι δύο μέγιστες κορυφές παρατηρούνται στη θέση  $X/D=0.5$  για  $Y/D=0.75$  (μέγιστη κορυφή) και  $Y/D=-0.75$  (Διάγραμμα 6.180). Η επίδραση της διεπιφάνειας υφίσταται αλλά σε πολύ μικρότερο βαθμό από τις προηγούμενες θέσεις και αυτό προκύπτει από το γεγονός ότι στα γραφήματα μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης παρουσιάζεται μια συμμετρία στις κατανομές. Η πτώση της μέγιστης τιμής μέσης συγκέντρωσης από την θέση  $X/D=0.5$  στην θέση  $X/D=8$  είναι 92.38%.

Πτώση 83% παρουσιάζει και η ένταση τύρβης από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$  (Διάγραμμα 6.181).

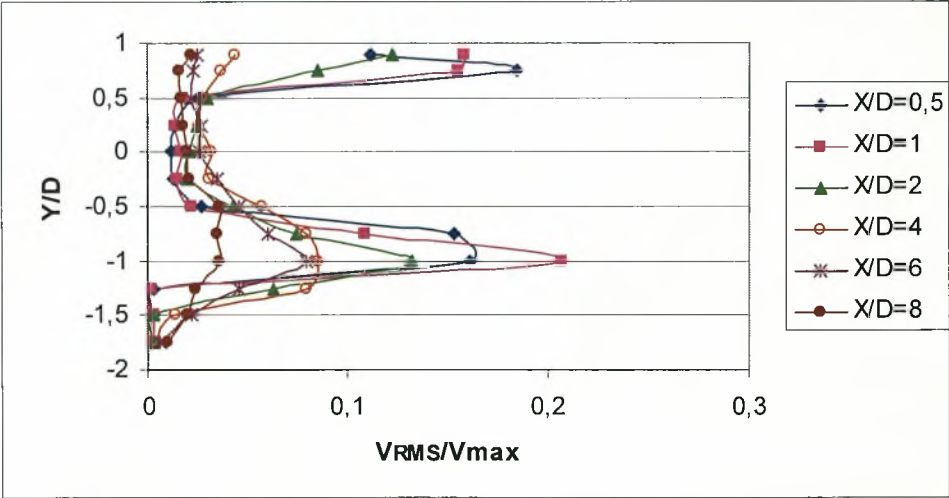
Στο διάγραμμα 6.182 φαίνονται τα γραφήματα των συχνοτήτων εκροής δινών Von Karman. Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=1.56\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o=(1.56 * 0.03)/0.2 \Rightarrow St=0.234$ . Η τιμή του αριθμού Strouhal είναι μεγαλύτερη από την τιμή 0.21 της βιβλιογραφίας [3]



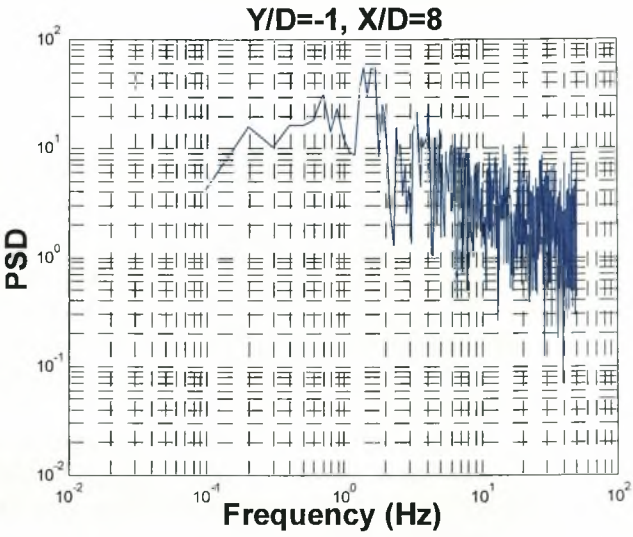
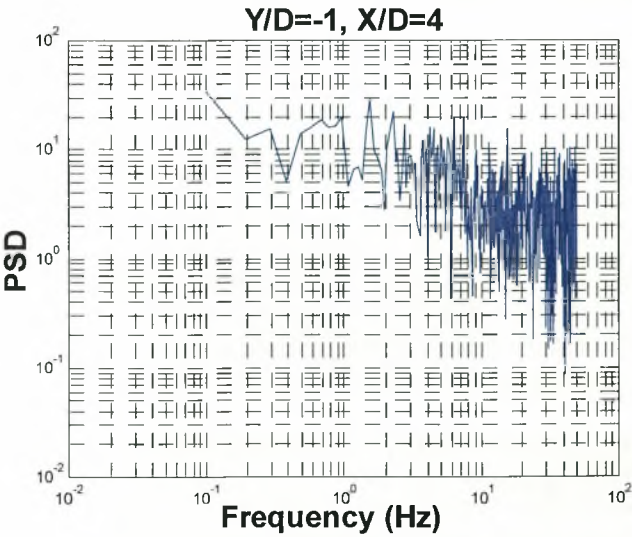
(σχ.2.20), αλλά ταιριάζει με την περίπτωση των θερμαινόμενων κυλίνδρων όπου ο αριθμός Strouhal ήταν μεγαλύτερος σε σχέση με την βιβλιογραφία.



**Διάγραμμα 6.180. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.181. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**

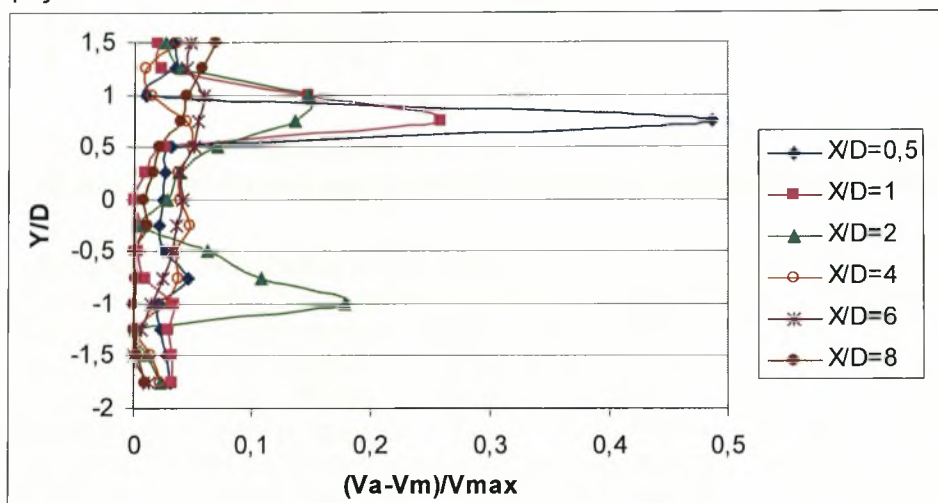


**Διάγραμμα 6.182. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$**

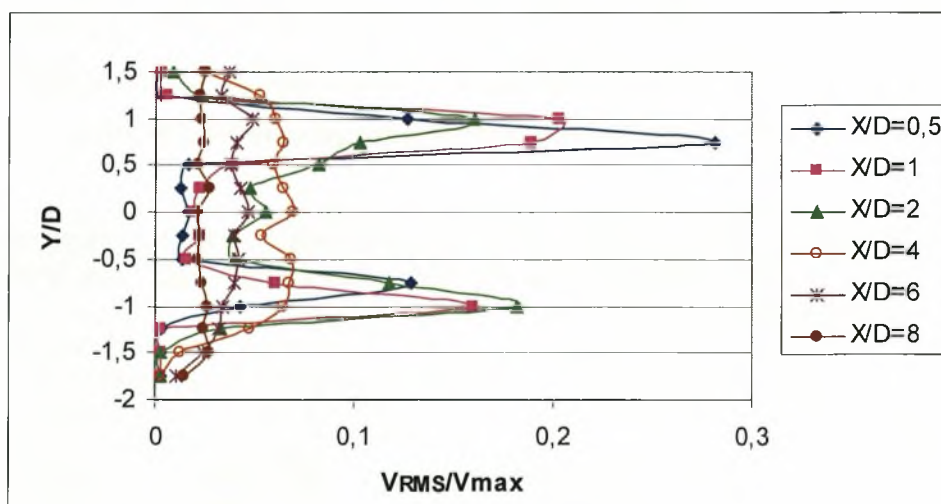
- $H/D=1.5$

Στην περίπτωση αυτή όπως γίνεται αντιληπτό από το διάγραμμα 6.183 έχουμε συμμετρία στις κατανομές του χρώματος κατάντι του κυλίνδρου με ελάττωση της μέσης τιμής της συγκέντρωσης από θέση σε θέση.

Όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.184 της έντασης της τύρβης εμφανίζονται δύο κορυφές. Δηλαδή γίνεται κατανοητό ότι οι δυο κατανομές συγκέντρωσης και έντασης τύρβης εμφανίζουν στις ίδιες συντεταγμένες τις μέγιστες κορυφές.



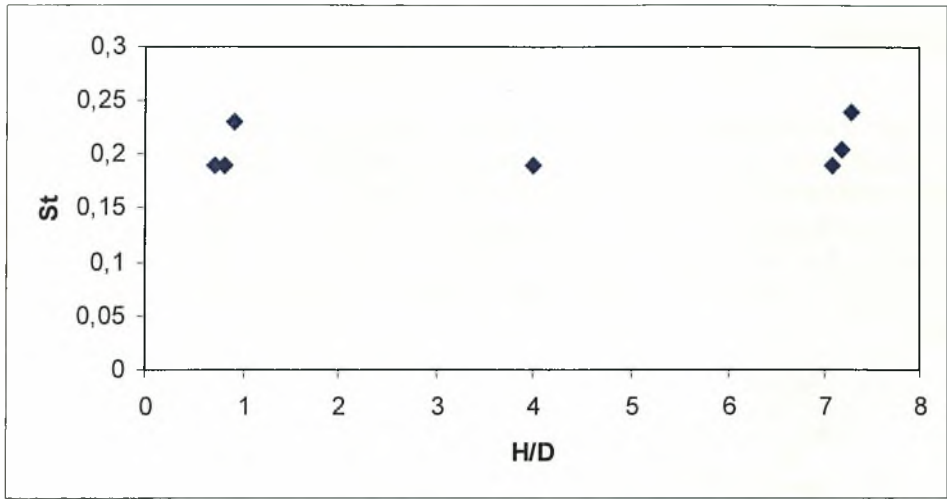
Διάγραμμα 6.183. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 6.184. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=30\text{mm}$

### 6.3.1.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για κύλινδρο όπου εκρέει χρωστική, $Re=6000$ ( $D=30\text{mm}$ )

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει το διάγραμμα 6.185.



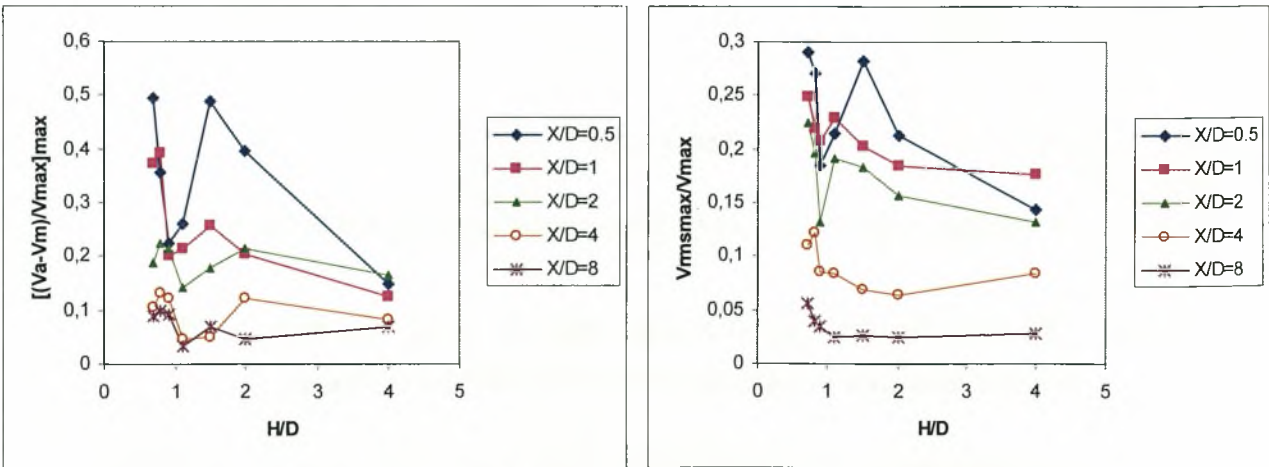
Διάγραμμα 6.185. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=30\text{mm}$

Ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=6000$  δεν μεταβάλλεται όταν ο κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και παίρνει τιμές ίδιες με την περίπτωση της ελεύθερης ροής, εκτός από την θέση  $H/D=0.9$  όπου είναι μεγαλύτερος ( $St=0.23$ ). Συμφωνία με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3] υπάρχει για την περίπτωση της ελεύθερης ροής. Όταν ο κύλινδρος πλησιάζει το δάπεδο παρατηρείται μια αύξηση του αριθμού Strouhal ( $H/D=7.3$ ). Η εκροή δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.7$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου. Στον πίνακα 6.6 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα.

$H/D$	0.7	0.8	0.9	4	7.1	7.2	7.3
$St$	0.19	0.19	0.23	0.19	0.19	0.20	0.24

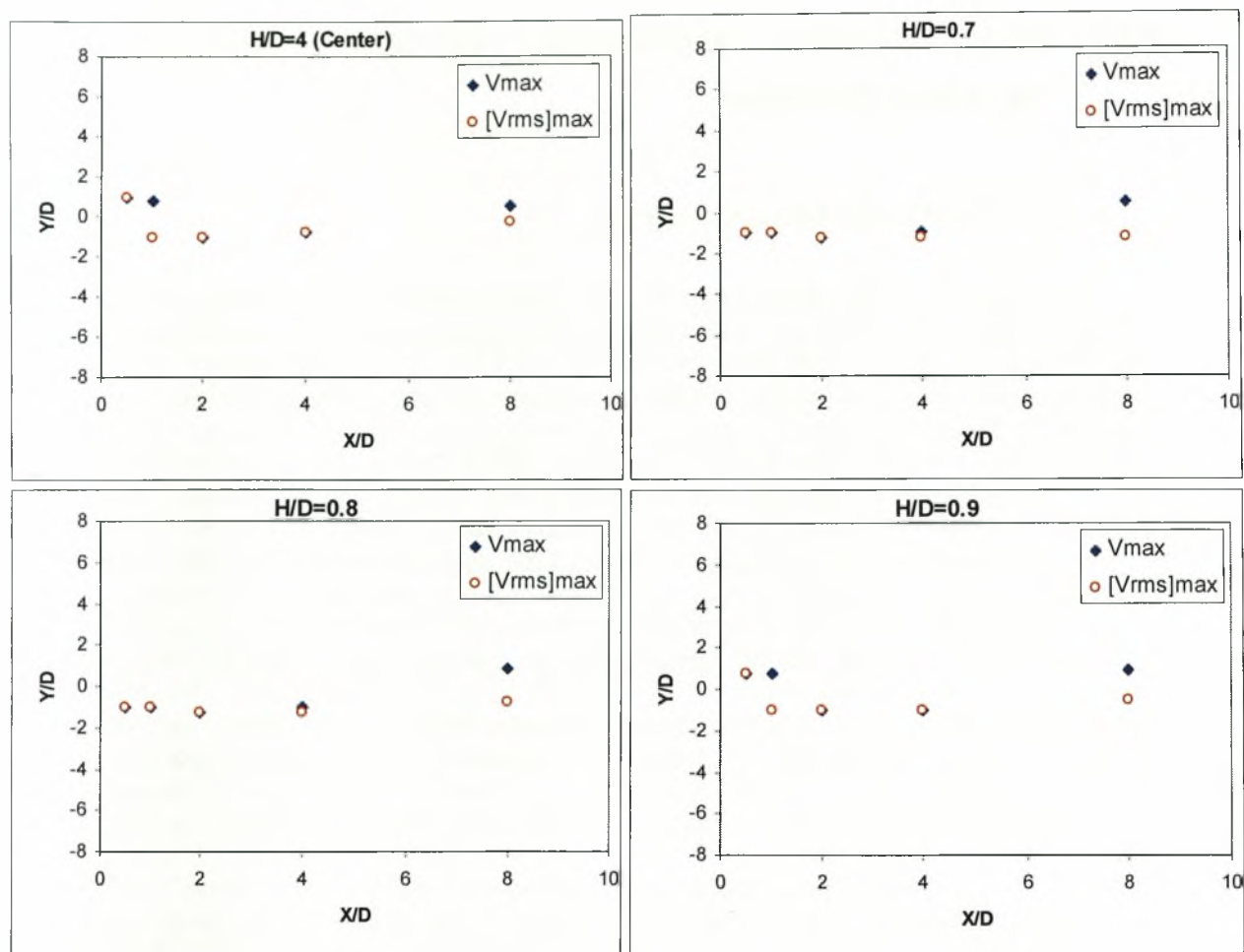
Πίνακας 6.6. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=30\text{mm}$

6.3.1.2. Μέγιστες τιμές συγκέντρωσης χρωστικής, έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις  $H/D$  για  $Re=6000$  ( $D=30\text{mm}$ )



Διάγραμμα 6.186. Κατανομή μέγιστων τιμών συγκέντρωσης  $V_{\max}$  και έντασης τύρβης  $[V_{RMS}]_{\max}$  για  $D=30\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$





**Διάγραμμα 6.187. Θέσεις εμφάνισης μέγιστων τιμών συγκέντρωσης  $V_{max}$  και έντασης τύρβης  $[V_{RMS}]_{max}$  για  $D=30\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$**

Οι μέγιστες τιμές της μέσης συγκέντρωσης χρώματος όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.186 μειώνονται κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης τύρβης κατάντη του κυλίνδρου. Οι τιμές και των δύο μεγεθών μεταβάλλονται όμοια με την περίπτωση του θερμοκρασιακού πεδίου.

Στο διάγραμμα 6.187 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι μέγιστες τιμές συγκέντρωσης και έντασης τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας να εμφανίζονται στις θέσεις  $Y/D = -1$ .

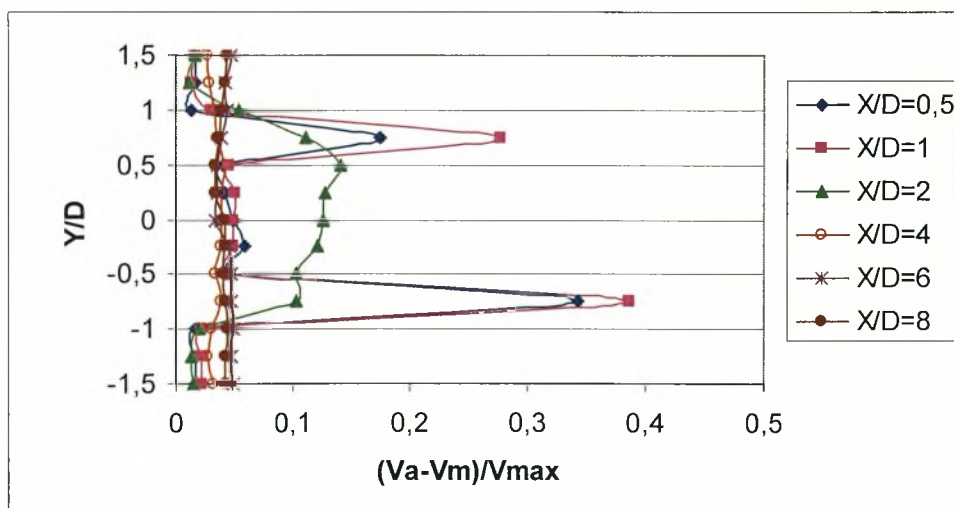
### 6.3.2. Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και τύρβης για αριθμό $Re=10000$ ( $D=50mm$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

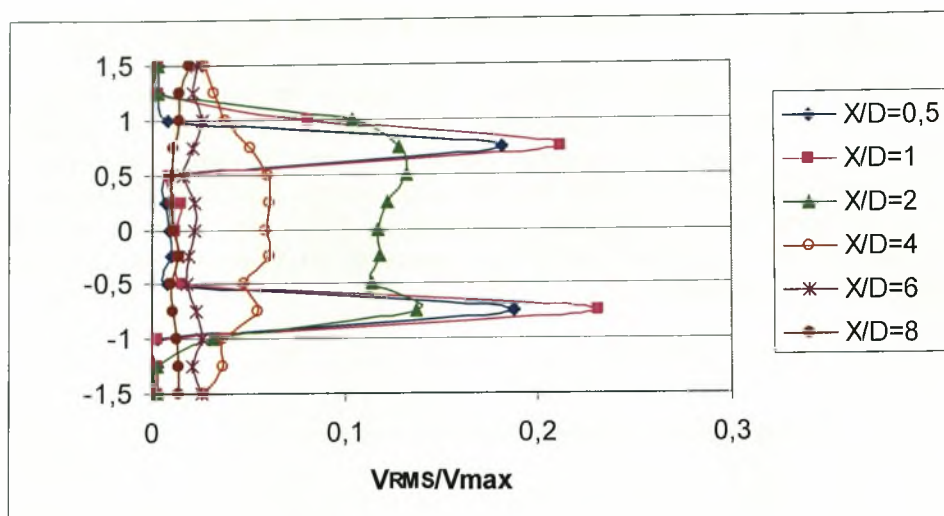
Στην θέση αυτή (Διάγραμμα 6.188) παρουσιάζεται η κατανομή μέσων συγκεντρώσεων πίσω από τον κύλινδρο. Οι δύο κορυφές μεγίστης συγκέντρωσης εμφανίζονται για  $X/D=1$  στην θέση  $Y/D=0.75$  και  $Y/D=-0.75$ . Παρατηρείται ότι η απομάκρυνση από τον κύλινδρο οδηγεί σε μείωση της μέσης συγκέντρωσης που είναι έντονη λόγω της μεγάλης ανάμειξης. Εμφανίζεται μείωση κατά 99% της μέσης συγκέντρωσης από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$ . Όπως μπορούμε να δούμε από το αντίστοιχο διάγραμμα οι κατανομές της μέσης συγκέντρωσης είναι συμμετρικές αφού δεν υπάρχει η επιρροή της διεπιφάνειας. Επίσης είναι εμφανές ότι η δεύτερη κορυφή είναι μεγαλύτερη από την πρώτη, ενώ στις υπόλοιπες θέσεις έχει γίνει σχεδόν πλήρης ανάμειξη χρώματος και νερού και δεν παρουσιάζονται κορυφές.

Στο διάγραμμα 6.189 παρουσιάζεται η κατανομή έντασης τύρβης πίσω από τον κύλινδρο. Στην θέση  $X/D=1$  εμφανίζονται οι δύο κορυφές μέγιστης έντασης τύρβης για  $Y/D=0.75$  και  $Y/D=-0.75$ . Δηλαδή στις ίδιες θέσεις με την μέση συγκέντρωση. Εδώ οι κορυφές είναι απόλυτα συμμετρικές η μια ως προς την άλλη και έχουν σχεδόν τις ίδιες τιμές κάτι που δεν συνέβαινε με την συγκέντρωση. Όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο η μείωση της έντασης τύρβης είναι σημαντική. Πτώση κατά 94% παρουσιάζει η ένταση της τύρβης από την θέση  $X/D=1$  στην θέση  $X/D=8$ .

Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.190). Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=0.98$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o = (0.98 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St=0.24$ , σχεδόν ίδιο με αυτόν που προκύπτει από την μελέτη του ροϊκού πεδίου (ταχύτητες).



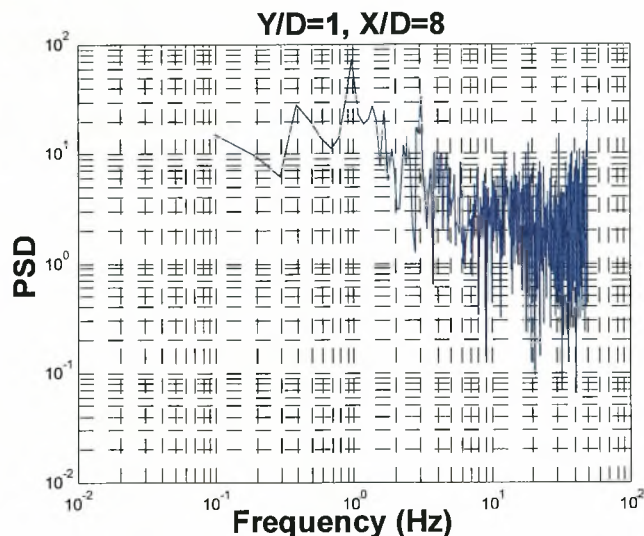
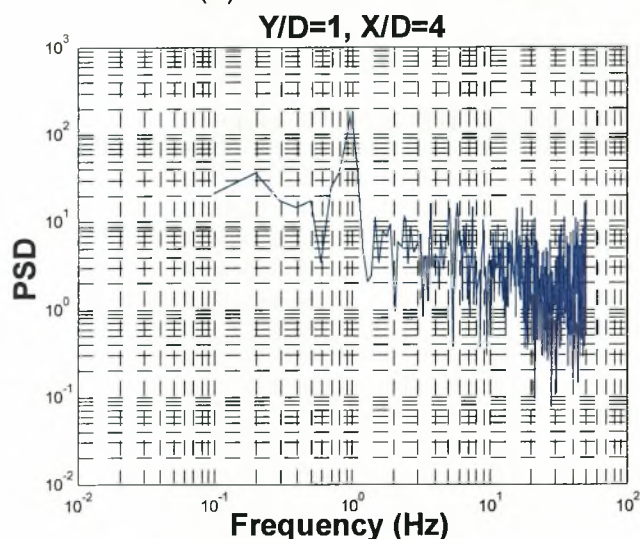
Διάγραμμα 6.188. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=K$  &  $D=50mm$



Διάγραμμα 6.189. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

### ➤ Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Ο τίτλος κάθε διαγράμματος προσδιορίζει την θέση του σημείου που αναφέρεται αυτό από την αρχή των αξόνων. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι  $(V)^2/\text{Hz}$ .



Διάγραμμα 6.190. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=K$  &  $D=50\text{mm}$

### • $H/D=0.7$

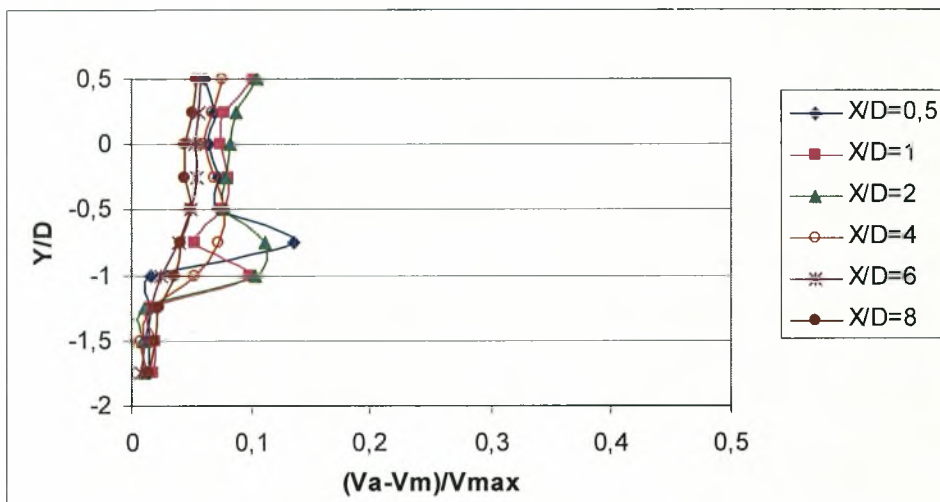
Στο διάγραμμα 6.191 παρατηρείται ότι συναντάται μια μέγιστη κορυφή για  $X/D=0.5$  στην θέση  $Y/D=-0.75$ . Φυσικά και εδώ λόγω της διεπιφάνειας υπάρχει παρεμπόδιση του χρώματος, υπάρχει μεγάλη διαφορά με τον κύλινδρο στο κέντρο.

Σχετικά με την ένταση τύρβης (Διάγραμμα 6.192) συναντάται και εδώ μια μέγιστη κορυφή σε διαφορετική θέση ( $X/D=1$  για  $Y/D=-1$ ) από το διάγραμμα πριν. Όπως γίνεται αντιληπτό και εδώ το όργανο αντιλαμβάνεται κάποιες στιγμιαίες

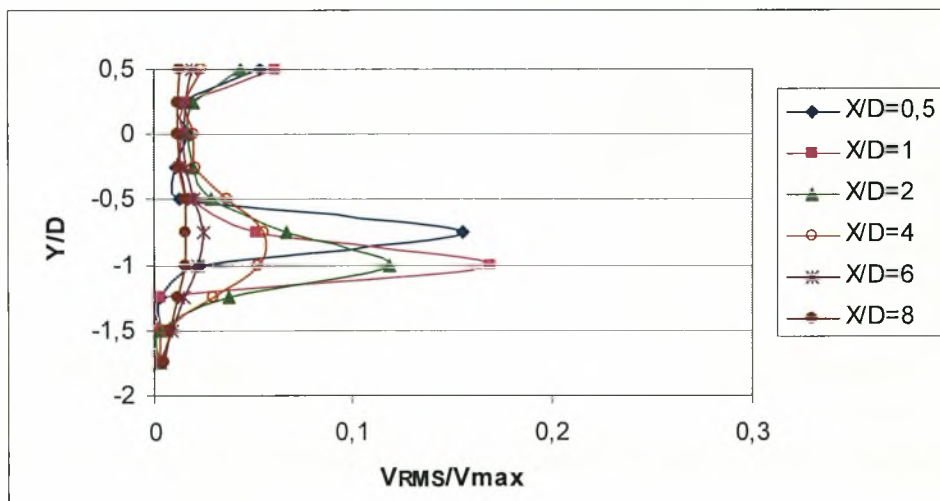


εμφανίσεις διαλύματος πιο πυκνού από άλλες φορές και αυτό φαίνεται στο σημείο  $X/D=1$  για  $Y/D=0.5$ .

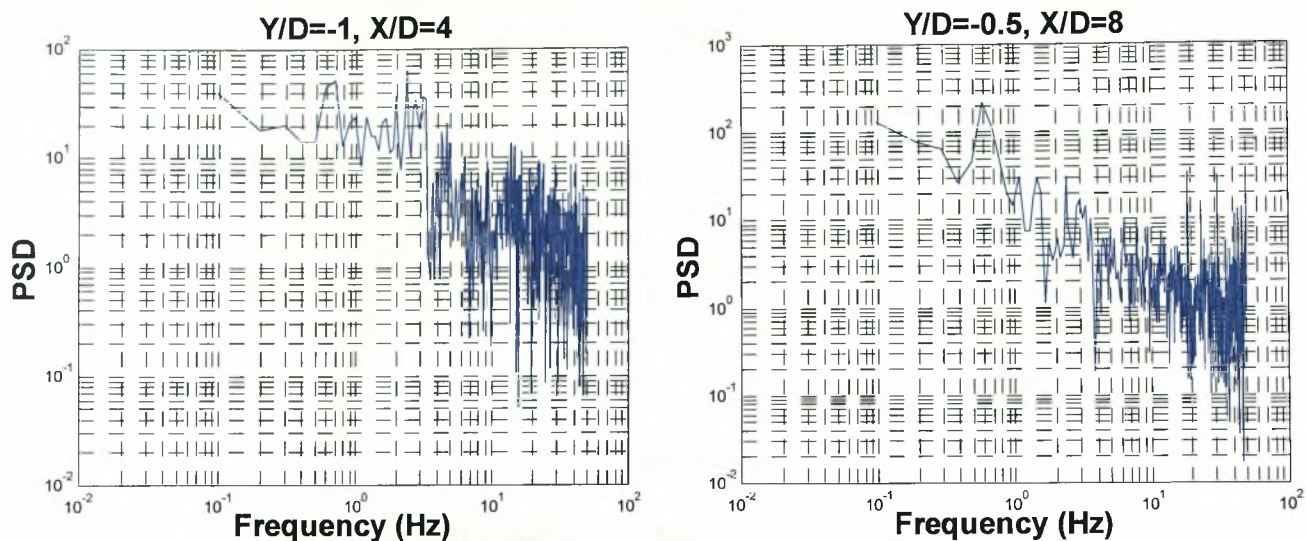
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.193). Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=0.78$  Hz και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o =(0.78 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St=0.195$ . Σύμφωνα με το διάγραμμα φαίνεται ότι δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών Von Karman στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου αφού το διάκενο είναι μικρό και δεν προκύπτει αλληλεπίδραση των διατμητικών στρωμάτων.



**Διάγραμμα 6.191. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$**



**Διάγραμμα 6.192. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$**



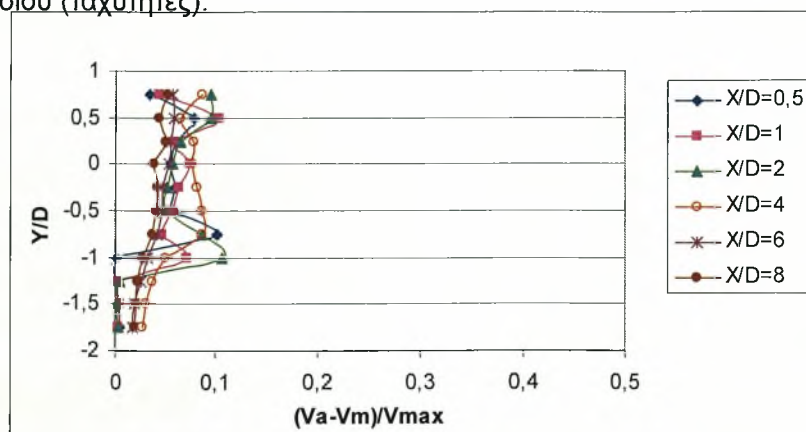
Διάγραμμα 6.193. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.7$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D = 0.8$

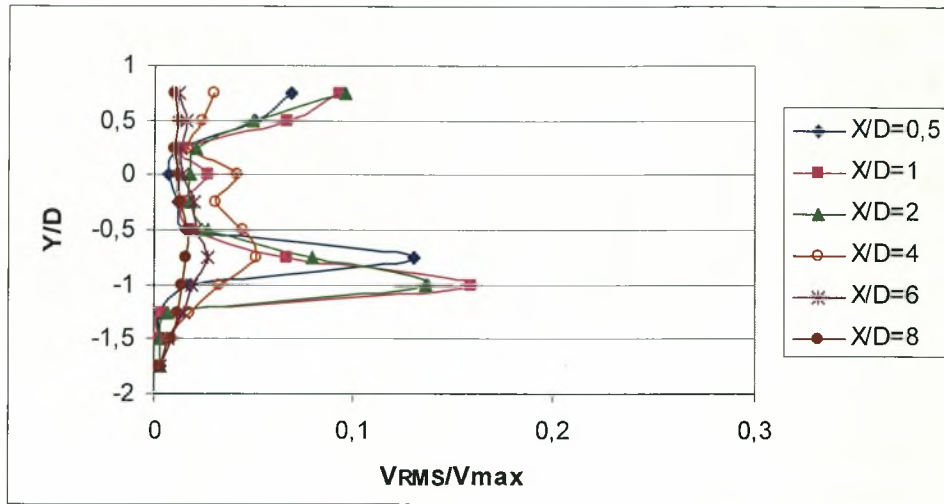
Παρατηρείται από το διάγραμμα 6.194 ότι είναι η πρώτη φορά που εμφανίζονται δύο κορυφές μέγιστης συγκέντρωσης στις θέσεις  $X/D=1$  για  $Y/D=0.5$  και  $X/D=2$  για  $Y/D=-1$  που είναι και η μεγαλύτερη. Αν και ο κύλινδρος δεν είναι ακόμα μακριά από την διεπιφάνεια φαίνεται ότι η επίδρασή της έχει εξασθενήσει αρκετά. Βέβαια ακόμα υπάρχει διαφορά με την απόλυτα ομαλοποιημένη ροή στην κεντρική γραμμή. Αυτό προκύπτει και από την διαφορετική θέση εμφάνισης των δύο κορυφών ως προς την θέση  $H/D=K$ .

Από το διάγραμμα 6.195 προκύπτει ότι στην περίπτωση της έντασης τύρβης επικρατεί μονάχα μια μέγιστη κορυφή και μάλιστα σε διαφορετική θέση από ότι στην μέση συγκέντρωση, δηλαδή στο σημείο  $X/D=1$  για  $Y/D=-1$ . Επίσης η θέση (στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου) που η οπτική ίνα αντιλαμβάνεται σταδιακές ποσότητες χρώματος έχει μετακινηθεί στο σημείο  $X/D=2$  για  $Y/D=0.75$ .

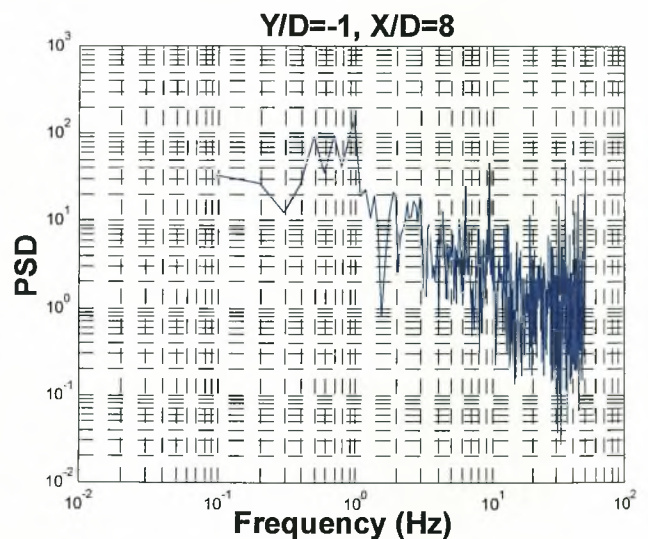
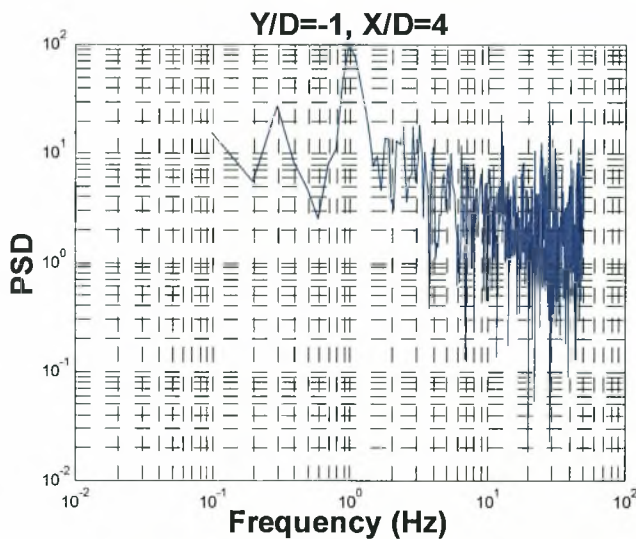
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.196). Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=0.98\text{ Hz}$  και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o = (0.98 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St=0.24$ , ίδιο με την περίπτωση της ελεύθερης ροής και με αυτόν που προκύπτει από την μελέτη του ροϊκού πεδίου (ταχύτητες).



Διάγραμμα 6.194. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.195. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.196. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.8$  &  $D=50\text{mm}$

- $H/D=0.9$

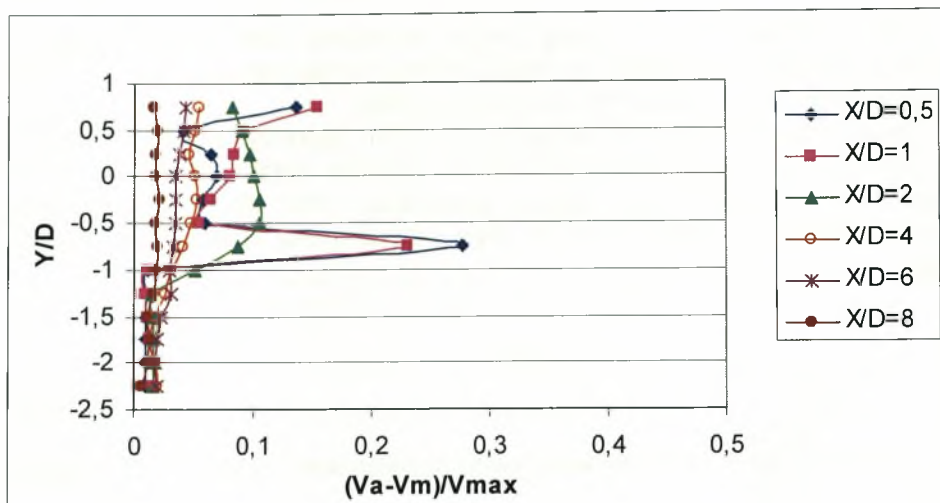
Σε σχέση με το κέντρο είναι ορατή η διαφορά ως προς την εμφάνιση μιας κορυφής αντί για δύο αλλά είναι η πρώτη φορά που τα πεδία συγκέντρωσης πολύ πίσω από τον κύλινδρο είναι επίπεδα και μοιάζουν αρκετά με την θέση  $H/D=K$ .

Από την παρατήρηση του διαγράμματος 6.198 της έντασης της τύρβης προκύπτει και εδώ μια μέγιστη κορυφή στην θέση  $X/D=1$  για  $Y/D=-0.75$  και διαφέρει από την αντίστοιχη της μέσης συγκέντρωσης. Είναι η πρώτη φορά που η θέση της κορυφής αλλάζει σε σχέση με προηγούμενες περιπτώσεις και μεταφέρεται στο  $X/D=1$  για  $Y/D=-0.75$  αντί για  $X/D=1$  ( $Y/D=-1$ ).

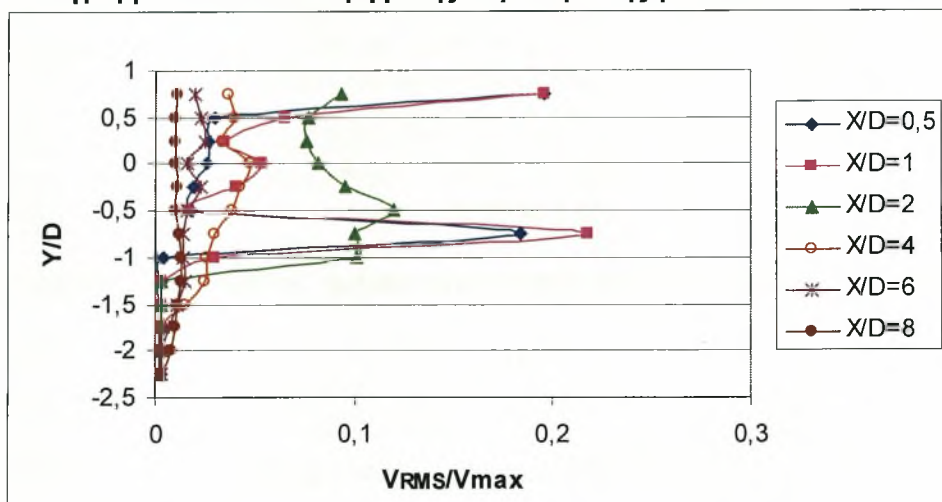
Από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην θέση αυτή προκύπτουν οι χαρακτηριστικές συχνότητες εκροής δινών Von Karman (Διάγραμμα 6.199). Η συχνότητα εκροής δινών όπως φαίνεται και στο διάγραμμα είναι  $f=0.88\text{ Hz}$



και δίνει αριθμό Strouhal  $St=f D/U_o =(0.88 * 0.05)/0.2 \Rightarrow St=0.22$ . Διαπιστώνεται ότι επικρατεί μια σταθερή τιμή συχνότητας σε όλες τις θέσεις.

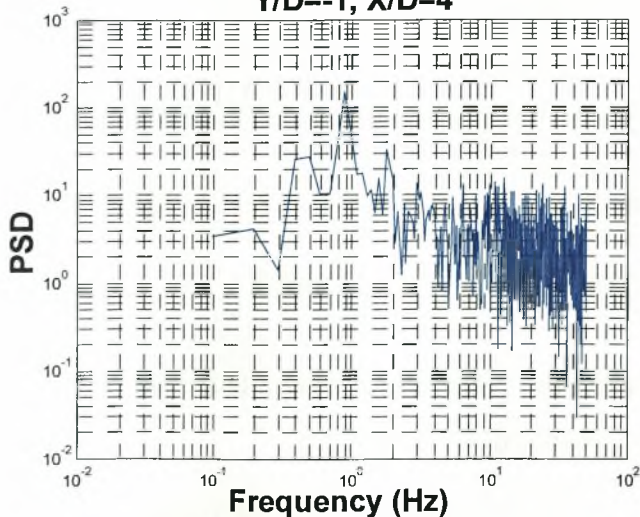


Διάγραμμα 6.197. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$

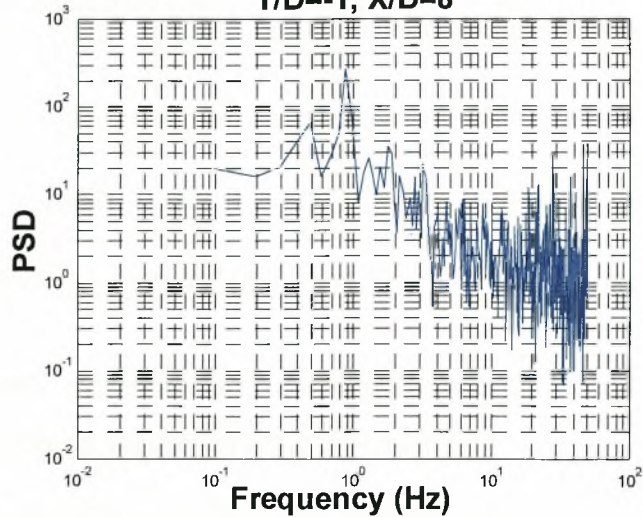


Διάγραμμα 6.198. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$

$Y/D=-1, X/D=4$



$Y/D=-1, X/D=8$

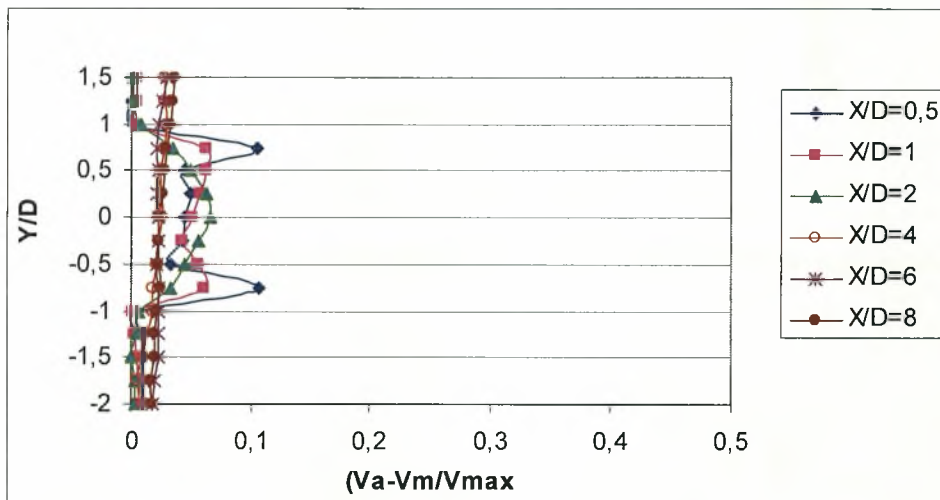


Διάγραμμα 6.199. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος για  $H/D=0.9$  &  $D=50\text{mm}$

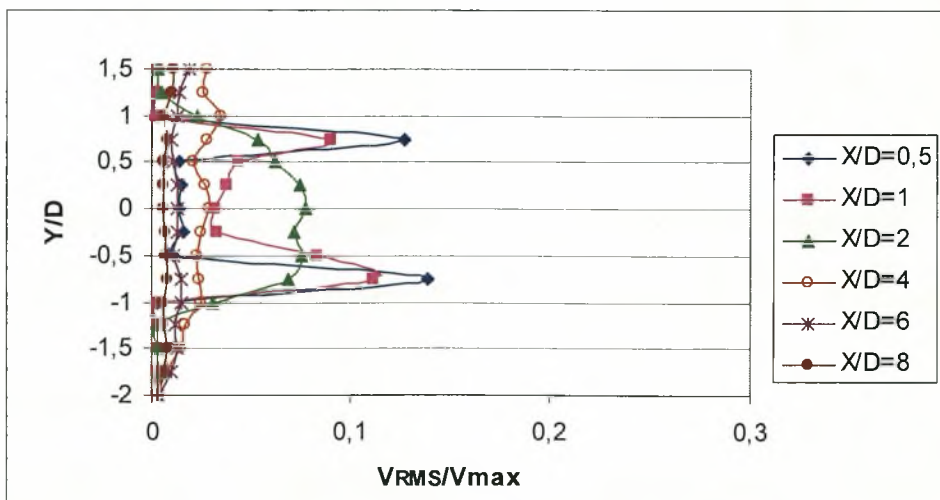
- $H/D=1.5$

Στην περίπτωση αυτή όπως γίνεται αντιληπτό από το διάγραμμα 6.200 προκύπτουν οι μέγιστες κορυφές να παρουσιάζουν απόλυτη συμμετρία. Οι επίδραση της ελεύθερης επιφάνειας φαίνεται να έχει εξαλειφθεί.

Όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.201 εμφανίζονται δύο κορυφές στα σημεία  $X/D=0.5$  για  $Y/D=0.75$  και  $Y/D=-0.75$ . Δηλαδή γίνεται κατανοητό ότι οι δυο κατανομές συγκέντρωσης και τύρβης εμφανίζουν στις ίδιες συντεταγμένες τις μέγιστες κορυφές και μάλιστα και τα δύο διαγράμματα εμφανίζουν συμμετρικές κατανομές.



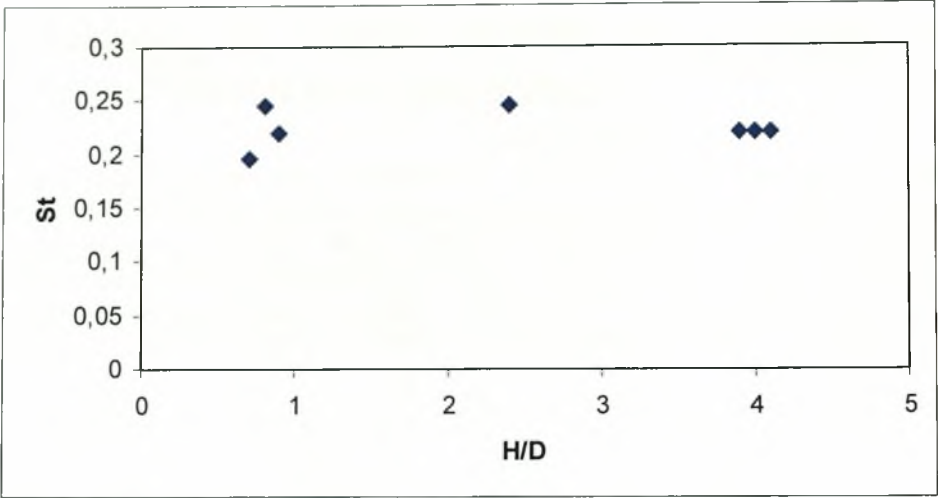
Διάγραμμα 6.200. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης για  $H/D=1.5$  &  $D=50\text{mm}$



Διάγραμμα 6.201. Κατανομή έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $D=50\text{mm}$

### 6.3.2.1. Μεταβολή του αριθμού Strouhal σε όλες τις θέσεις $H/D$ για κύλινδρο όπου εκρέει χρωστική, $Re=10000$ ( $D=50\text{mm}$ )

Συγκεντρώνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης για τον αριθμό Strouhal, προκύπτει το διάγραμμα 6.202.



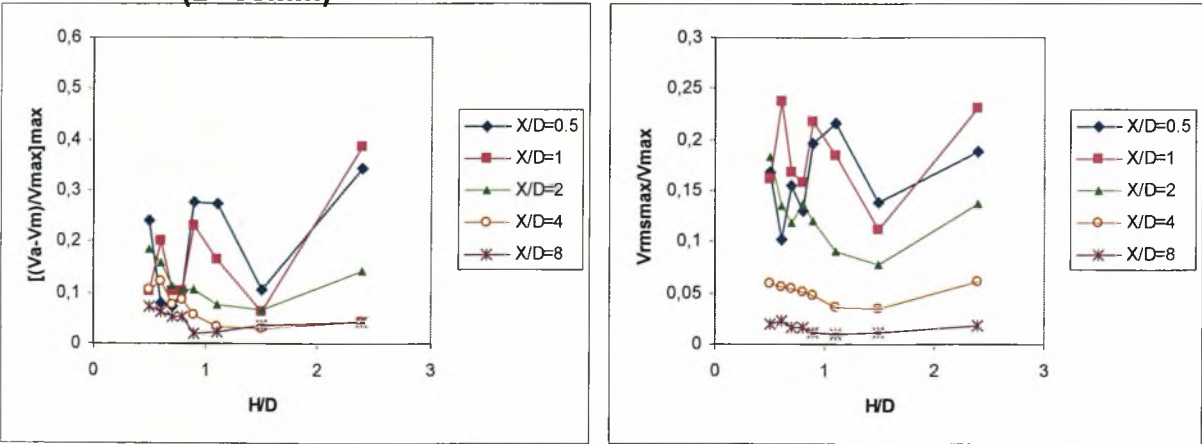
**Διάγραμμα 6.202. Μεταβολή του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση  $H/D$  για  $D=50\text{mm}$**

Ο αριθμός Strouhal για αριθμό  $Re=10000$  μεταβάλλεται όταν ο κύλινδρος πλησιάζει κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και παίρνει τιμές ίδιες με την περίπτωση της ελεύθερης ροής, εκτός από την θέση  $H/D=0.9$  όπου είναι μικρότερος ( $St=0.22$ ). Συμφωνία με την βιβλιογραφία Zdravkonitch [3] δεν υπάρχει για την περίπτωση της ελεύθερης ροής, υπάρχει όμως συμφωνία με την περίπτωση μελέτης του πεδίου ταχυτήτων όπου και εκεί για  $Re=10000$  ο αριθμός Strouhal ήταν μεγάλος. Όταν ο κύλινδρος πλησιάζει το δάπεδο παρατηρείται μια σταθερότητα στην τιμή του αριθμού Strouhal ( $St=0.22$ ). Η εκροή δινών και η εμφάνιση κορυφών στα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος αρχίζει στην θέση  $H/D=0.7$  από την κάτω μόνο πλευρά του κυλίνδρου. Στον πίνακα 6.7 παρουσιάζονται τα παραπάνω αποτελέσματα.

$H/D$	0.7	0.8	0.9	2.4	3.9	4	4.1
$St$	0.19	0.24	0.22	0.24	0.22	0.22	0.22

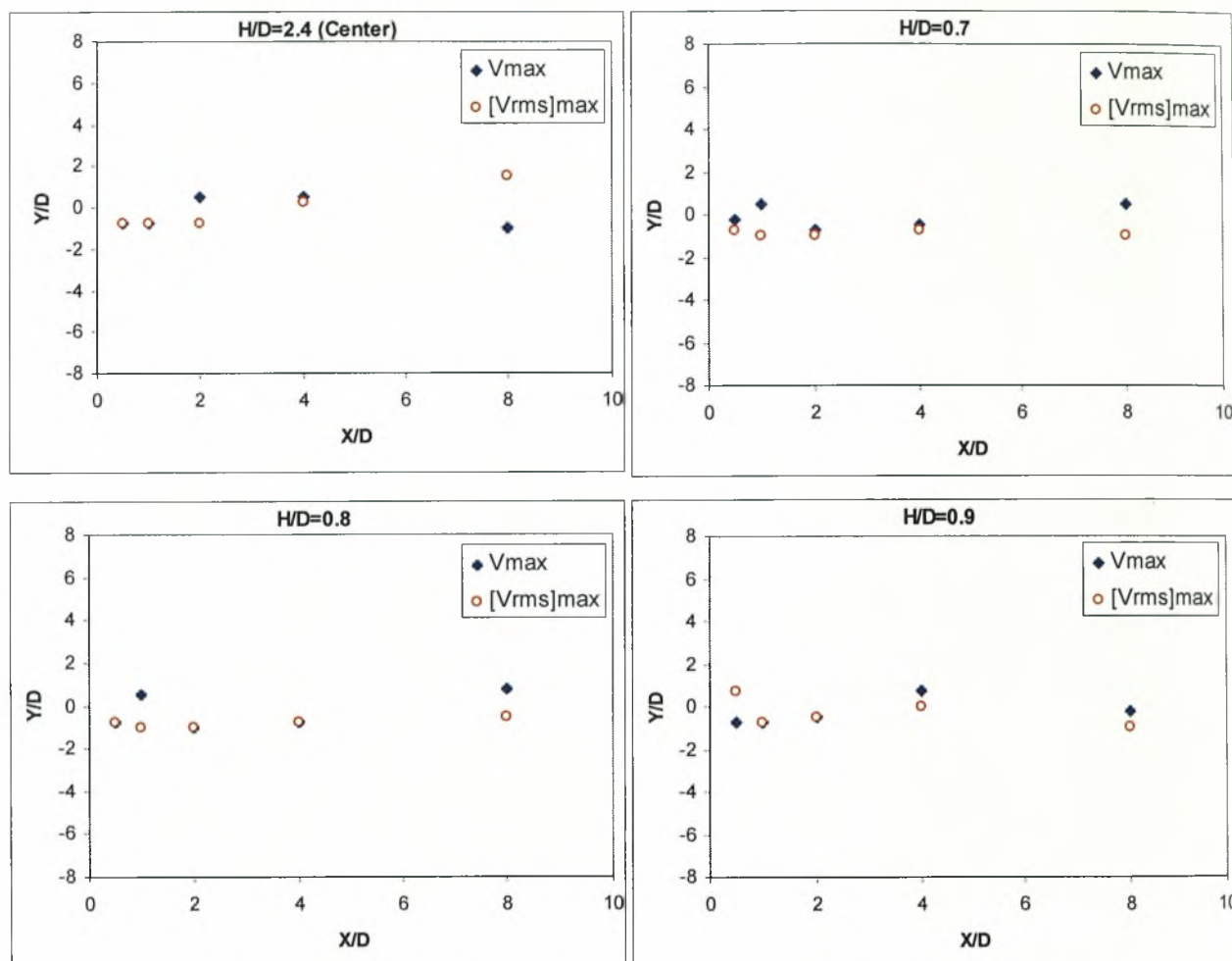
**Πίνακας 6.7. Αριθμός Strouhal σε συνάρτηση με το  $H/D$  για  $D=50\text{mm}$**

**6.3.2.2. Μέγιστες τιμές συγκέντρωσης χρωστικής, έντασης τύρβης και θέσεις εμφάνισης αυτών σε όλες τις θέσεις  $H/D$  για  $Re=10000$  ( $D=50\text{mm}$ )**



**Διάγραμμα 6.203. Κατανομή μέγιστων τιμών συγκέντρωσης  $V_{\max}$  και έντασης τύρβης  $[V_{RMS}]_{\max}$  για  $D=50\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$**





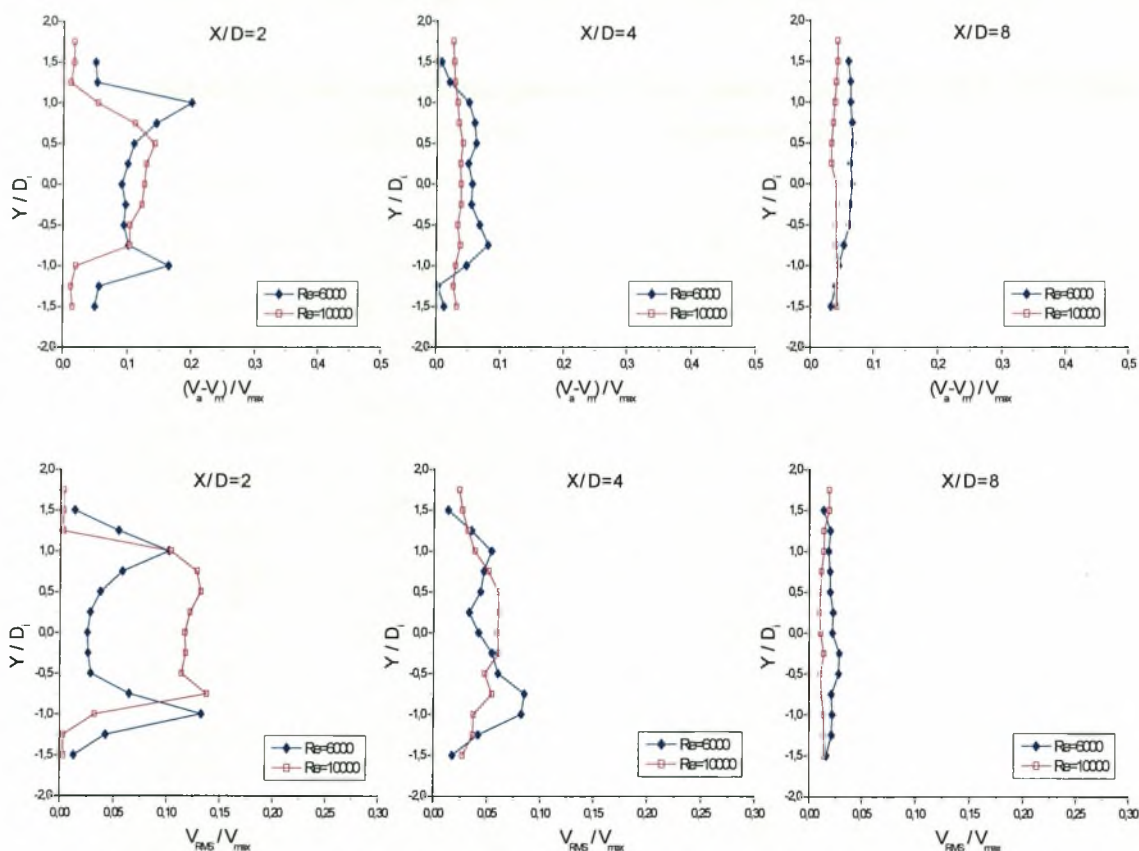
**Διάγραμμα 6.204. Θέσεις εμφάνισης μέγιστων τιμών συγκέντρωσης  $V_{max}$  και έντασης τύρβης  $[V_{RMS}]_{max}$  για  $D=50\text{mm}$  σε όλες τις θέσεις  $H/D$**

Οι μέγιστες τιμές της μέσης συγκέντρωσης χρώματος όπως προκύπτει από το διάγραμμα 6.203 μειώνονται κατά μήκος του απόρου. Στο ίδιο διάγραμμα παρατηρείται πτώση της μέγιστης τιμής της έντασης τύρβης κατάντη του κυλίνδρου. Οι τιμές και των δύο μεγεθών μεταβάλλονται όμοια με την περίπτωση του μικρότερου αριθμού Reynolds ( $Re=6000$ ).

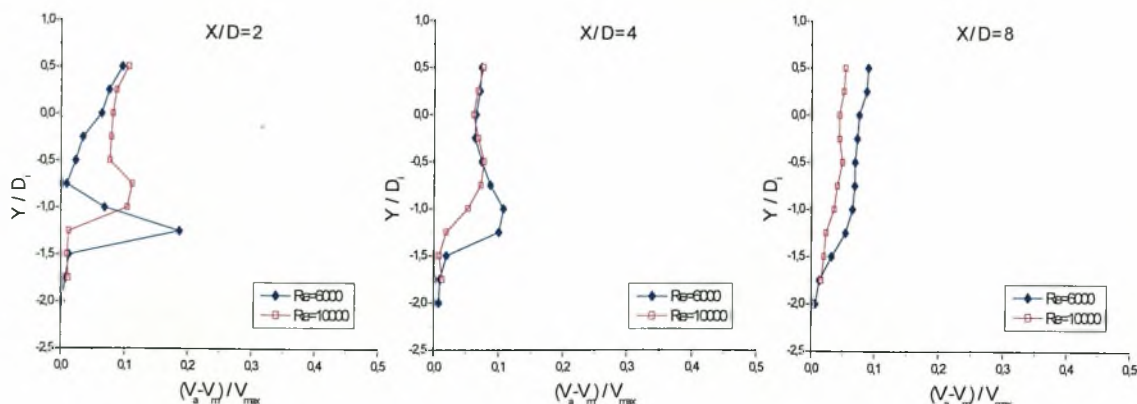
Στο διάγραμμα 6.204 παρουσιάζονται οι θέσεις όπου εμφανίζονται οι μέγιστες τιμές συγκέντρωσης και έντασης τύρβης. Η προσέγγιση του κυλίνδρου κοντά στην διεπιφάνεια οδηγεί το ρεύμα της ροής να περάσει κάτω από την κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου και έτσι προκύπτουν οι μέγιστες τιμές θερμοκρασίας να εμφανίζονται στις θέσεις  $Y/D = -0.5$ .

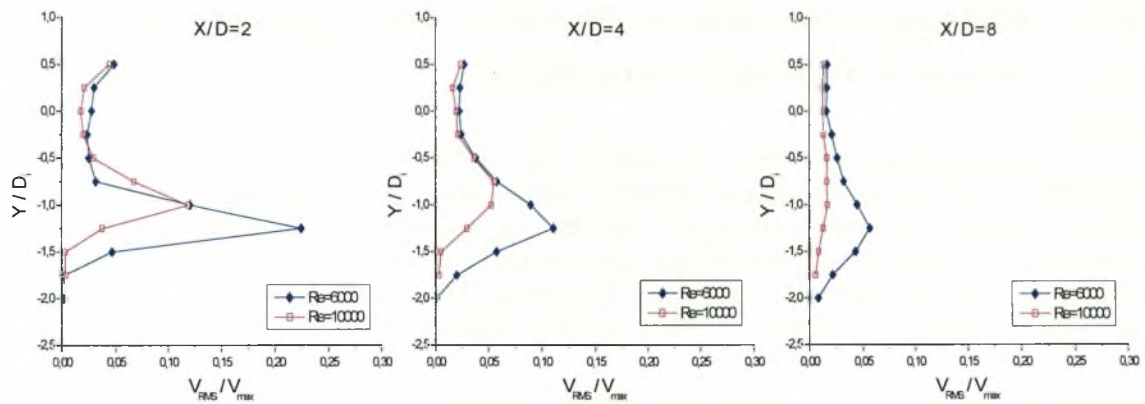
### 6.3.3. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων συγκεντρώσεων και έντασης τύρβης

Στα διαγράμματα που ακολουθούν εξετάζεται η επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων συγκεντρώσεων και έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές συγκεντρώσεων και έντασης τύρβης όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κάθε κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i = 30\text{mm}$  και  $50\text{mm}$  για  $Re=6000$  και  $10000$  αντίστοιχα.

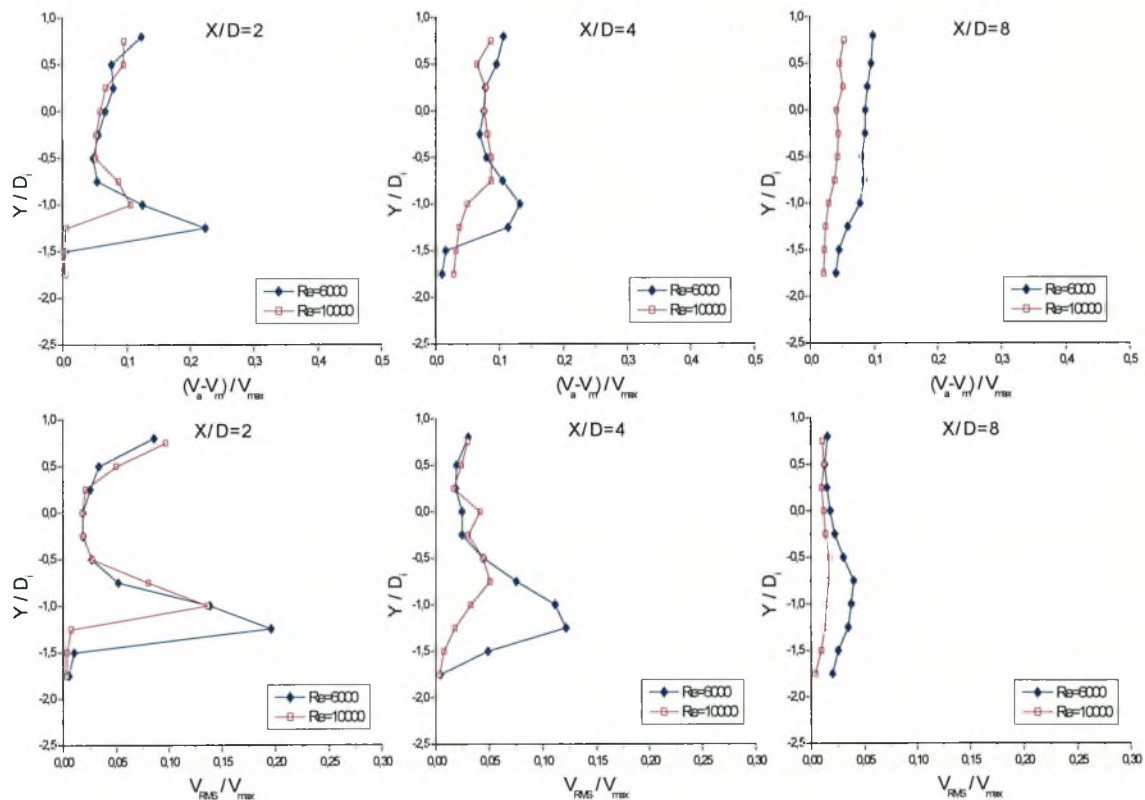


**Διάγραμμα 6.205. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=6000, Re=10000$**

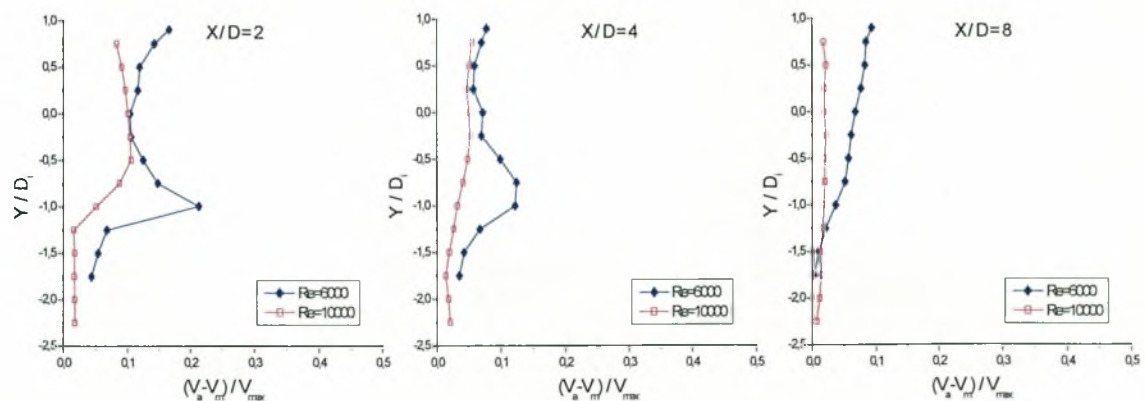




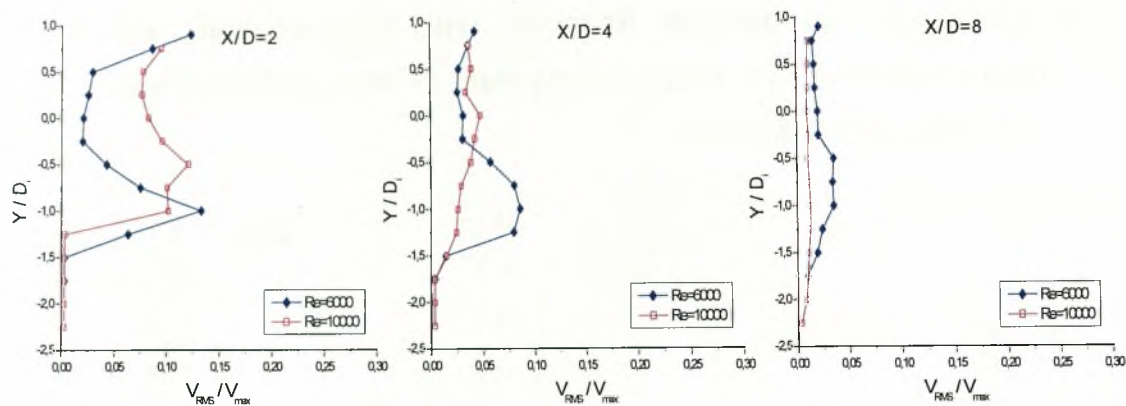
**Διάγραμμα 6.206. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=6000, Re=10000$**



**Διάγραμμα 6.207. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=6000, Re=10000$**







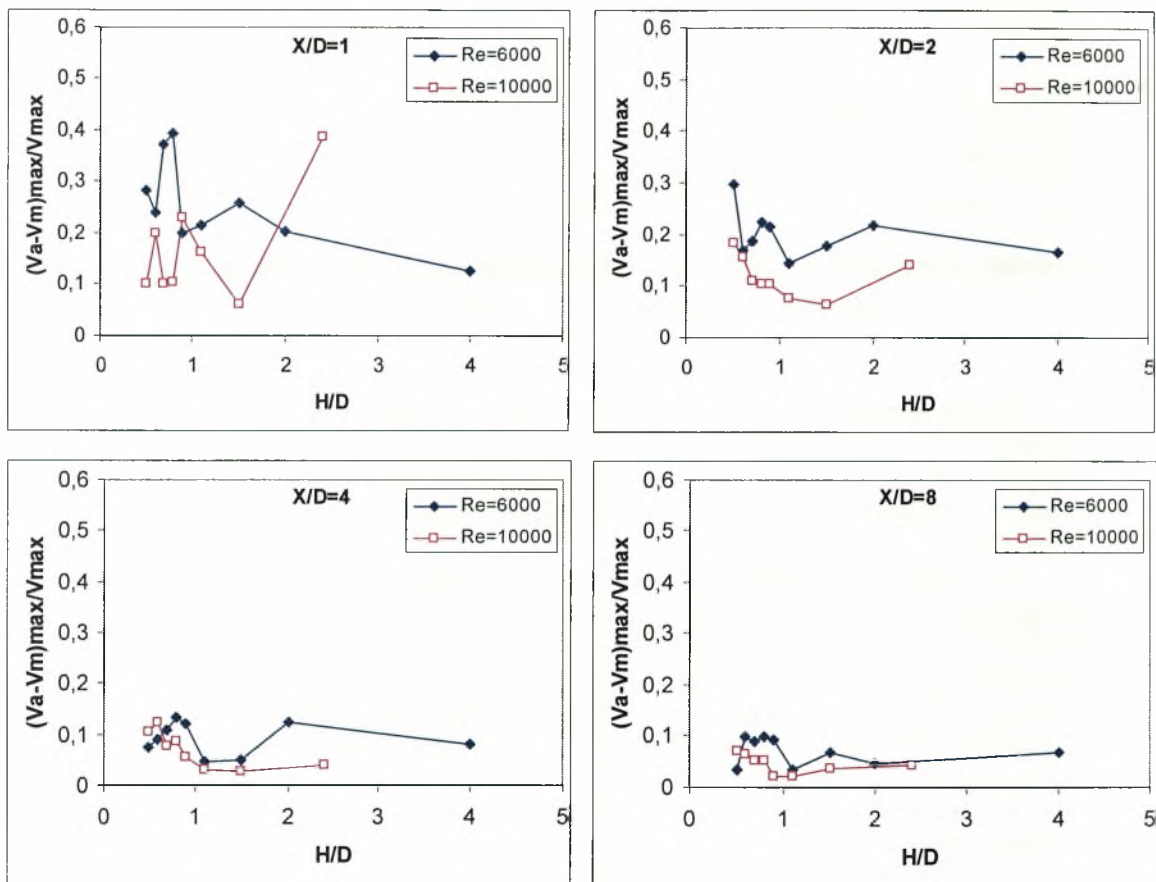
**Διάγραμμα 6.208. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=6000$ ,  $Re=10000$**

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω διαγράμματα η ανάμειξη της μάζας είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds. Σε όλες τις θέσεις η ένταση τύρβης είναι μικρότερη για  $Re=10000$  και η ομαλοποίηση στις εγκάρσιες κατανομές της έντασης τύρβης γίνεται εμφανώς πιο γρήγορα κατάντι του κυλίνδρου.

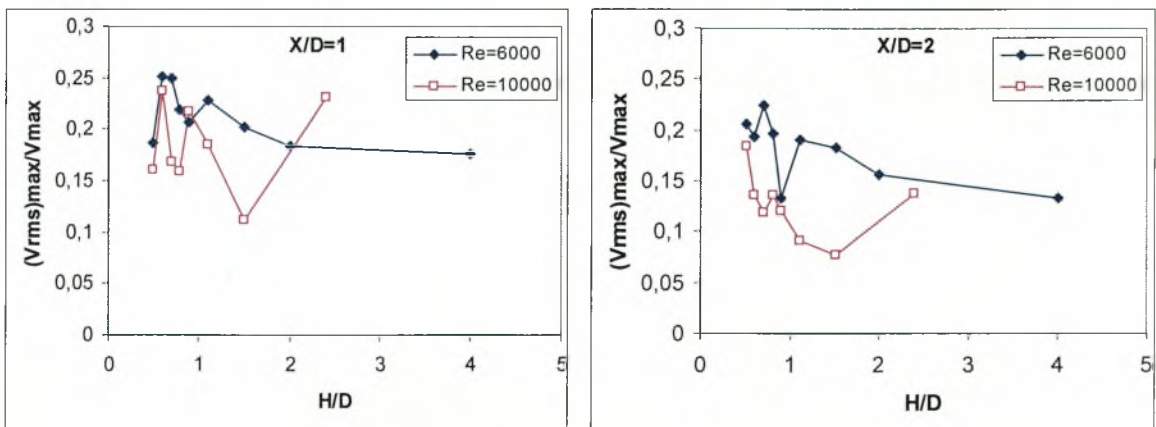
Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από την περίπτωση που οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη της μιας εκρεόμενης ποσότητας από τον κύλινδρο. Καθώς οι κύλινδροι απομακρύνονται από την ελεύθερη επιφάνεια η τιμή της έντασης τύρβης μειώνεται και στην θέση όπου υφίσταται εκροή δινών παίρνει τιμές όμοιες με την τιμή που παίρνει στην ελεύθερη ροή. Φαίνεται λοιπόν ότι η εκροή δινών βοηθά στο να γίνεται πιο αποδοτική η ανάμειξη της εκρεόμενης από τον κύλινδρο χρωστικής.

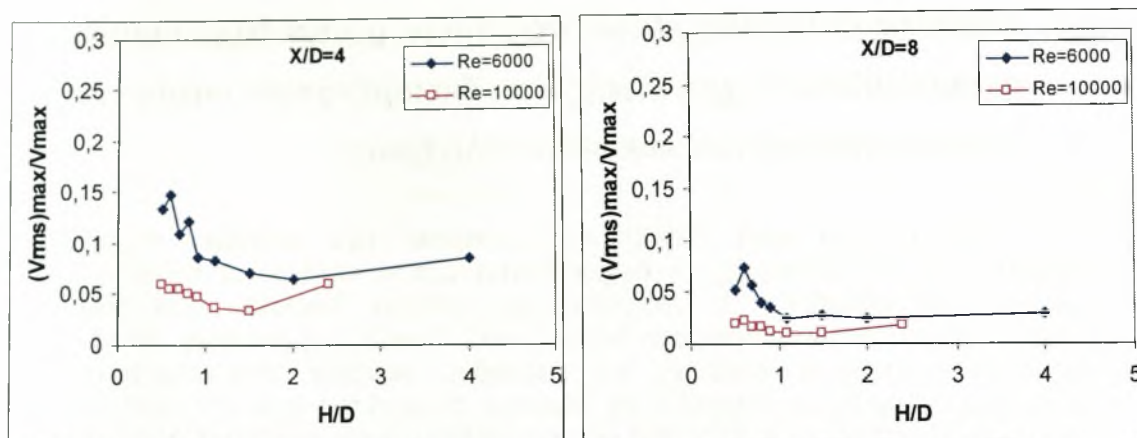
Η μέση συγκέντρωση σε όλες τις θέσεις κατάντι του κυλίνδρου φαίνεται να είναι μεγαλύτερη για  $Re=6000$ . Αυτό μπορεί να εξηγηθεί λέγοντας ότι σε μεγάλους αριθμούς Reynolds, αφενός μεν το μέγεθος των δινών είναι μεγαλύτερο και αφετέρου η ροή είναι περισσότερο τυρβώδης. Έτσι η διάχυση μιας ποσότητας βαθμωτού μεγέθους όπως η μάζα είναι πιο γρήγορη για τον μεγάλο κύλινδρο, αφού διανέμεται σε μεγαλύτερο χώρο.

### 6.3.4. Επίδραση του αριθμού Reynolds στις μέγιστες τιμές μέσης συγκέντρωσης $V_{max}$ , στις μέγιστες τιμές έντασης τύρβης $[V_{RMS}]_{max}$ και στον αριθμό Strouhal

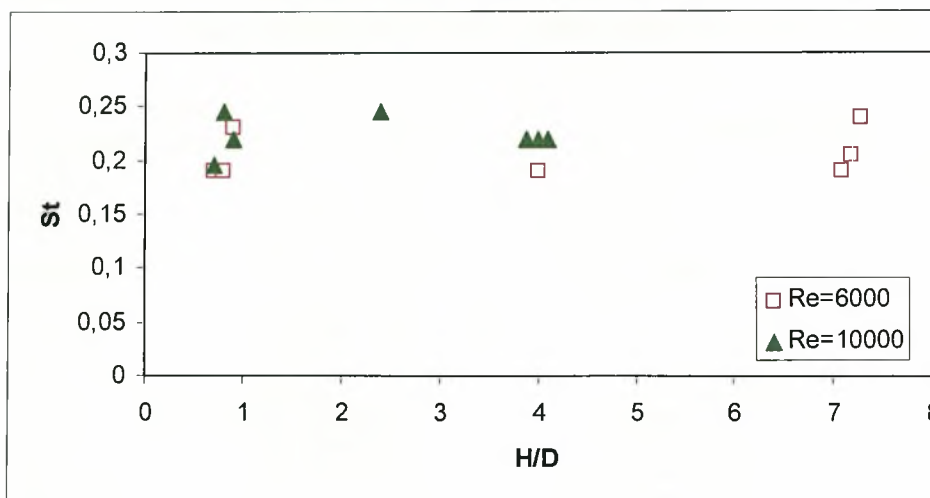


**Διάγραμμα 6.209.** Κατανομή μέγιστων τιμών μέσης συγκέντρωσης  $V_{max}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=6000$ ,  $Re=10000$ .





**Διάγραμμα 6.210.** Κατανομή μέγιστων τιμών έντασης τύρβης  $[V_{RMS}]_{max}$  για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=6000$ ,  $Re=10000$ .



**Διάγραμμα 6.211.** Αριθμός Strouhal για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=6000$ ,  $Re=10000$ .

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.209 στους μικρούς αριθμούς Reynolds ( $Re=6000$ ) εμφανίζονται οι μεγαλύτερες τιμές μέσω συγκεντρώσεων κατάντι των κυλίνδρων. Ενώ στην περίπτωση του ροϊκού πεδίου οι μεγαλύτερες τιμές μέσης ταχύτητας σημειώθηκαν στους μεγάλους αριθμούς Reynolds.

Το διάγραμμα 6.210 δείχνει την ομοιότητα που παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις  $X/D$  και για τους δύο αριθμούς Reynolds. Βέβαια ο μικρότερος κύλινδρος παρουσιάζει τις μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης.

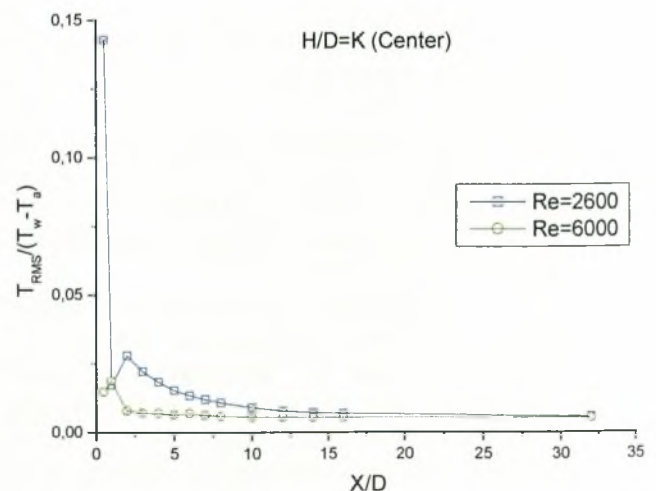
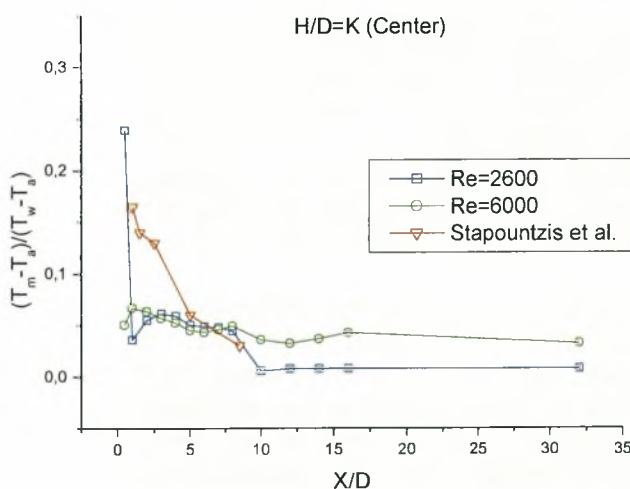
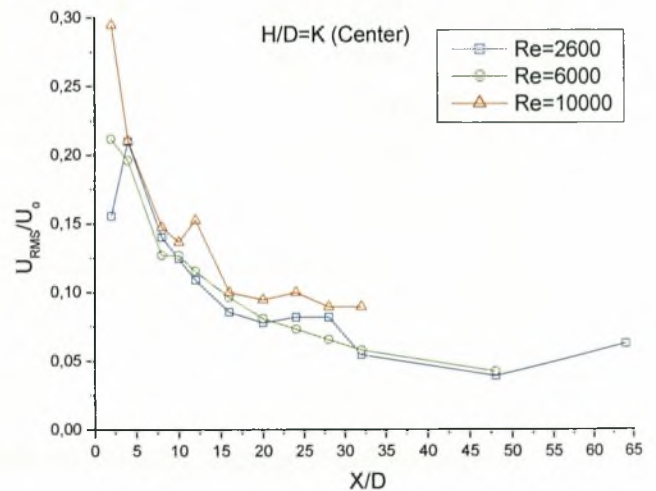
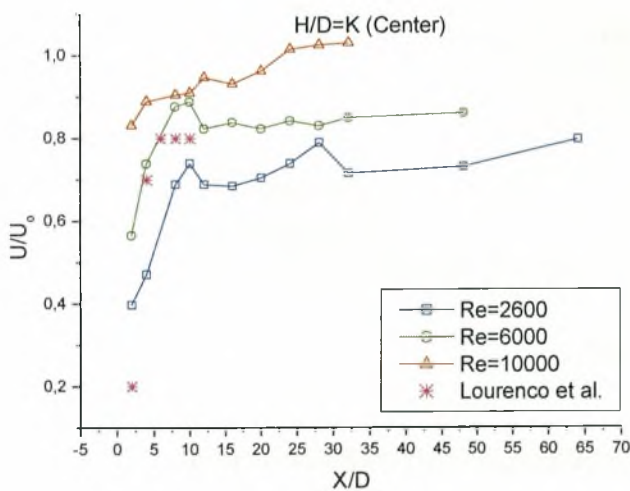
Για  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια επηρεάζει τον αριθμό Strouhal (Διάγραμμα 6.211), οι τιμές εδώ είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου (Διάγραμμα 6.115), όπου είναι μικρότερες από την τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου  $D=50\text{mm}$  ( $Re=10000$ ) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που όπως φαίνεται από το διάγραμμα αυξάνεται. Στην περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου οι τιμές του αριθμού Strouhal ήταν όμοιες.

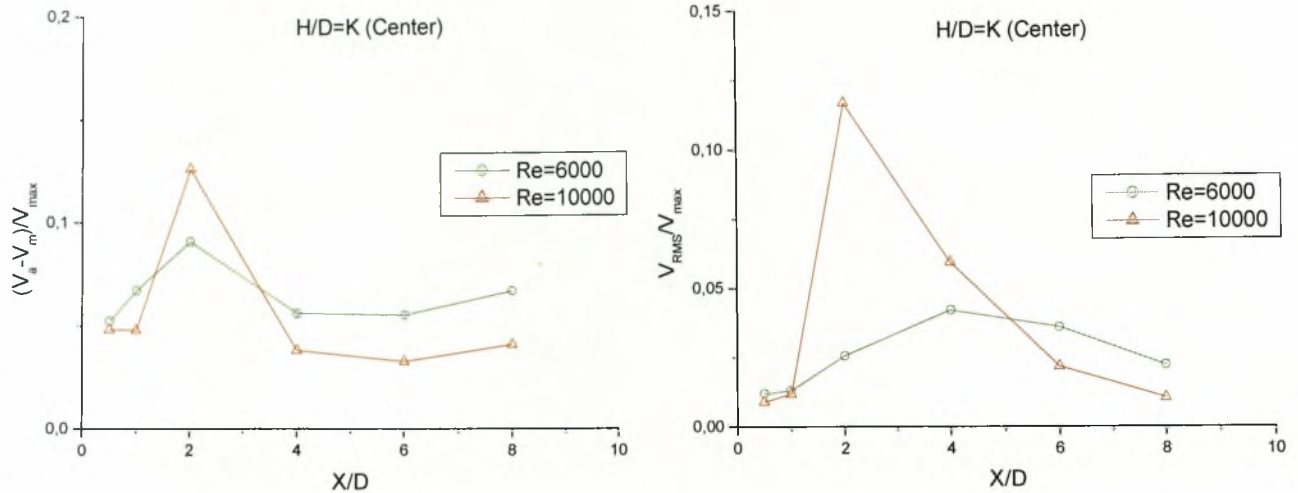
Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια, με τιμές μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 και ότι οι δίνες εκρέουν πιο γρήγορα από τον κύλινδρο με την μεγαλύτερη διάμετρο.



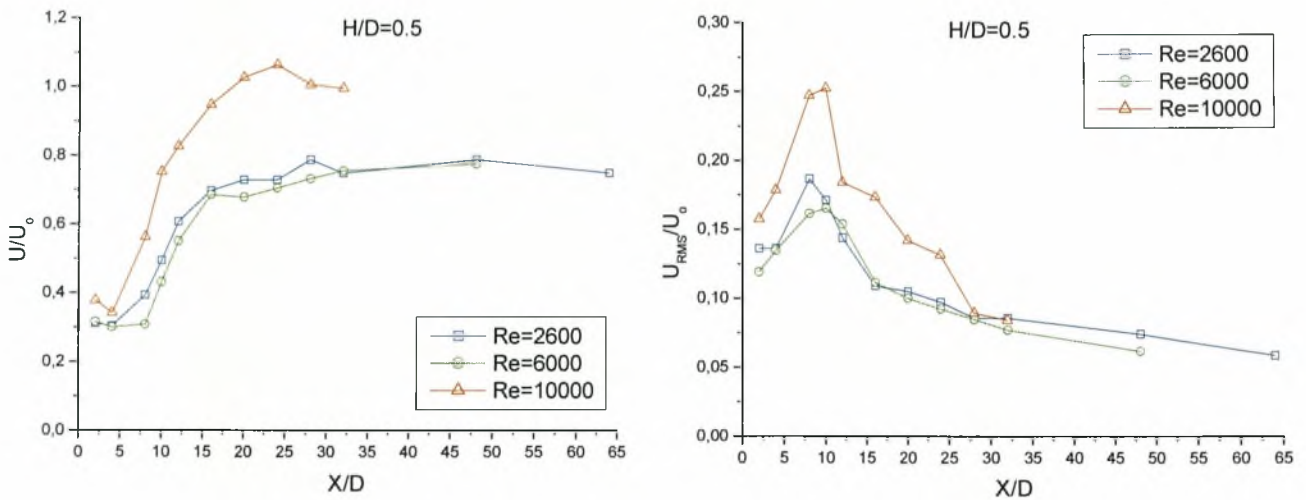
#### 6.4. Διαμήκειες κατανομές μέσων ταχυτήτων, μέσων θερμοκρασιών, συγκεντρώσεων χρωστικής και διακυμάνσεων αυτών στην κεντρική γραμμή των κυκλικών κυλίνδρων

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η μεταβολή των μεγεθών, ταχύτητας, θερμοκρασίας, συκέντρωσης και διακυμάνσεων αυτών, κατά μήκος της κεντρικής γραμμής των κυλίνδρων. Η επίδραση του αριθμού Reynolds είναι βασικός παράγοντας και παρουσιάζεται στα διαγράμματα. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι μεταβολές των παραπάνω μεγεθών όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds σε διάφορες αποστάσεις από την διεπιφάνεια. Στην αρχή παρατίθενται τα δεδομένα για την περίπτωση της ελεύθερης ροής μακριά από στερεά όρια ή την διεπιφάνεια, τα οποία χρησιμεύουν για μέτρο σύγκρισης και απόκλισης από την αξονική συμμετρία.

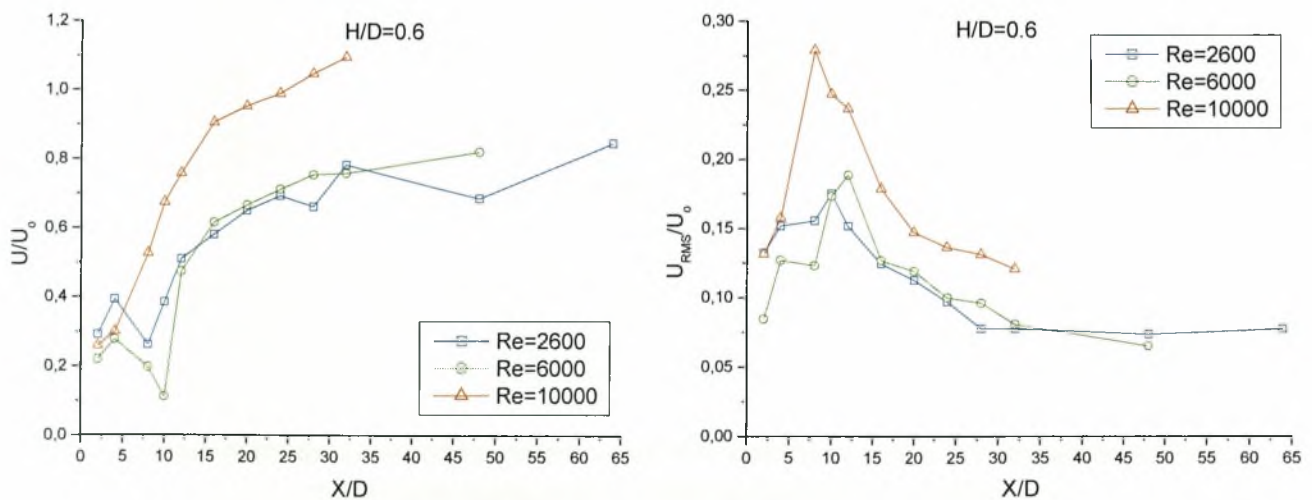




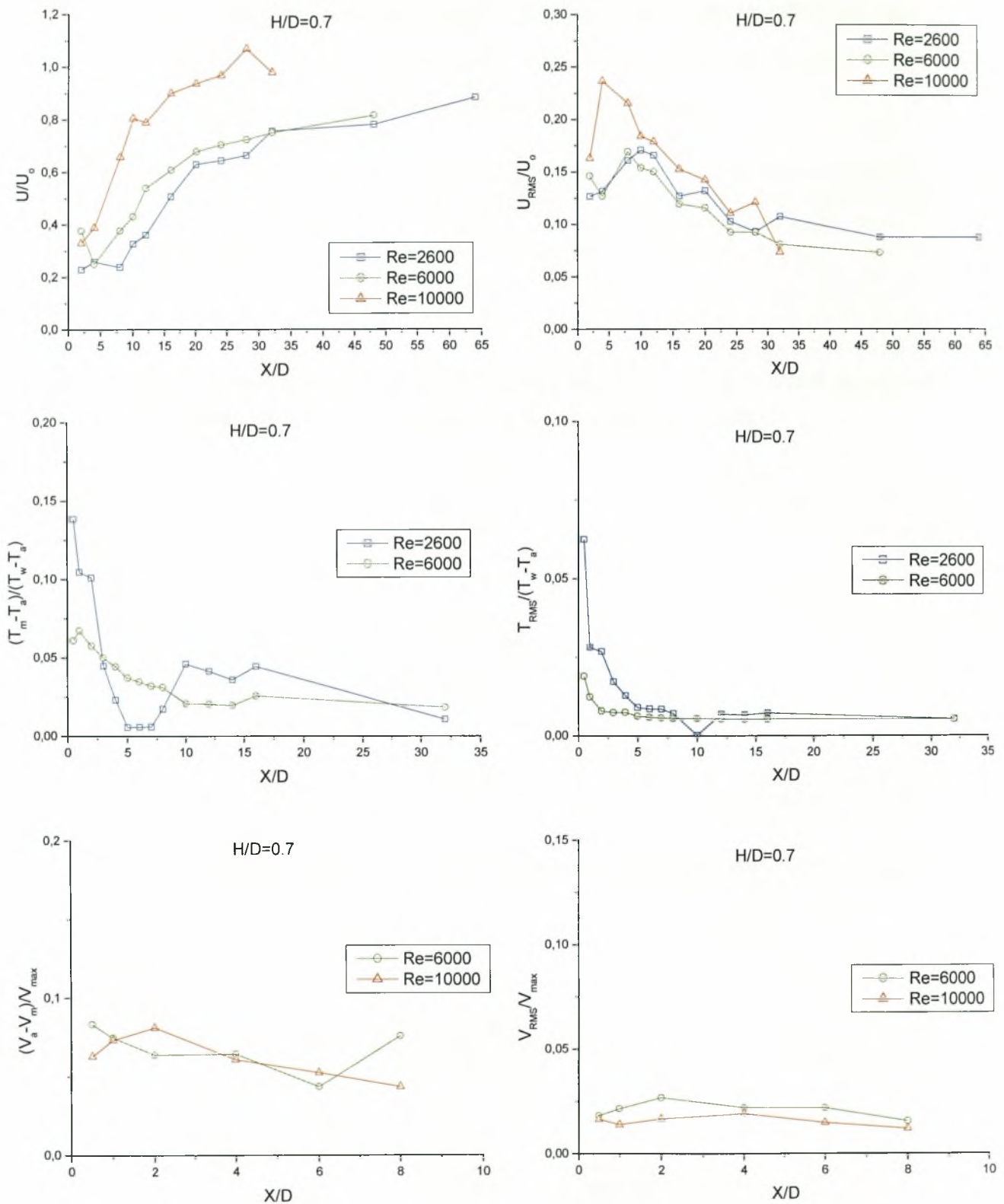
Διάγραμμα 6.212. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας, μέσης θερμοκρασίας, μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης αυτών για  $H/D=K$  (Center)



Διάγραμμα 6.213. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$

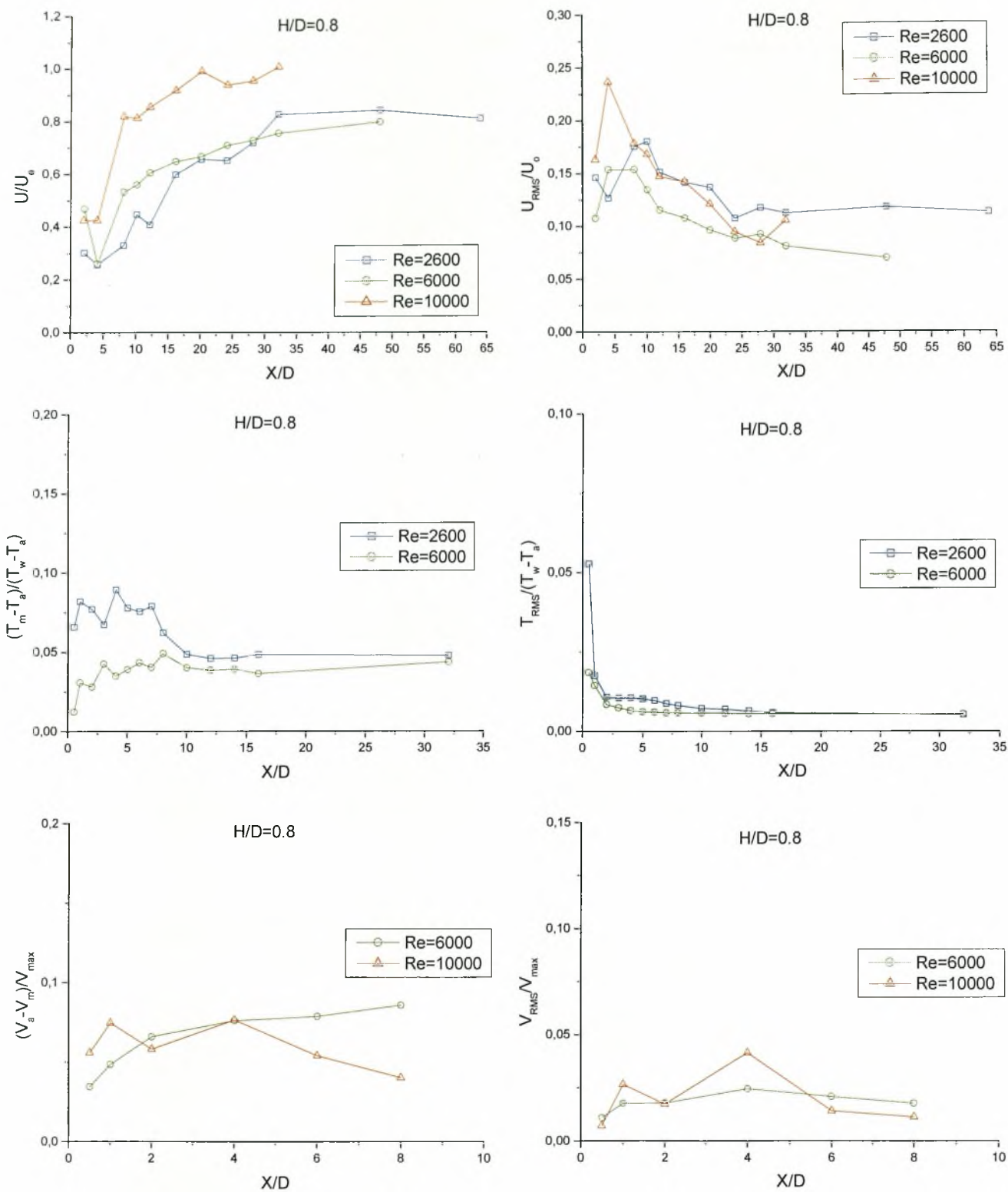


Διάγραμμα 6.214. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$

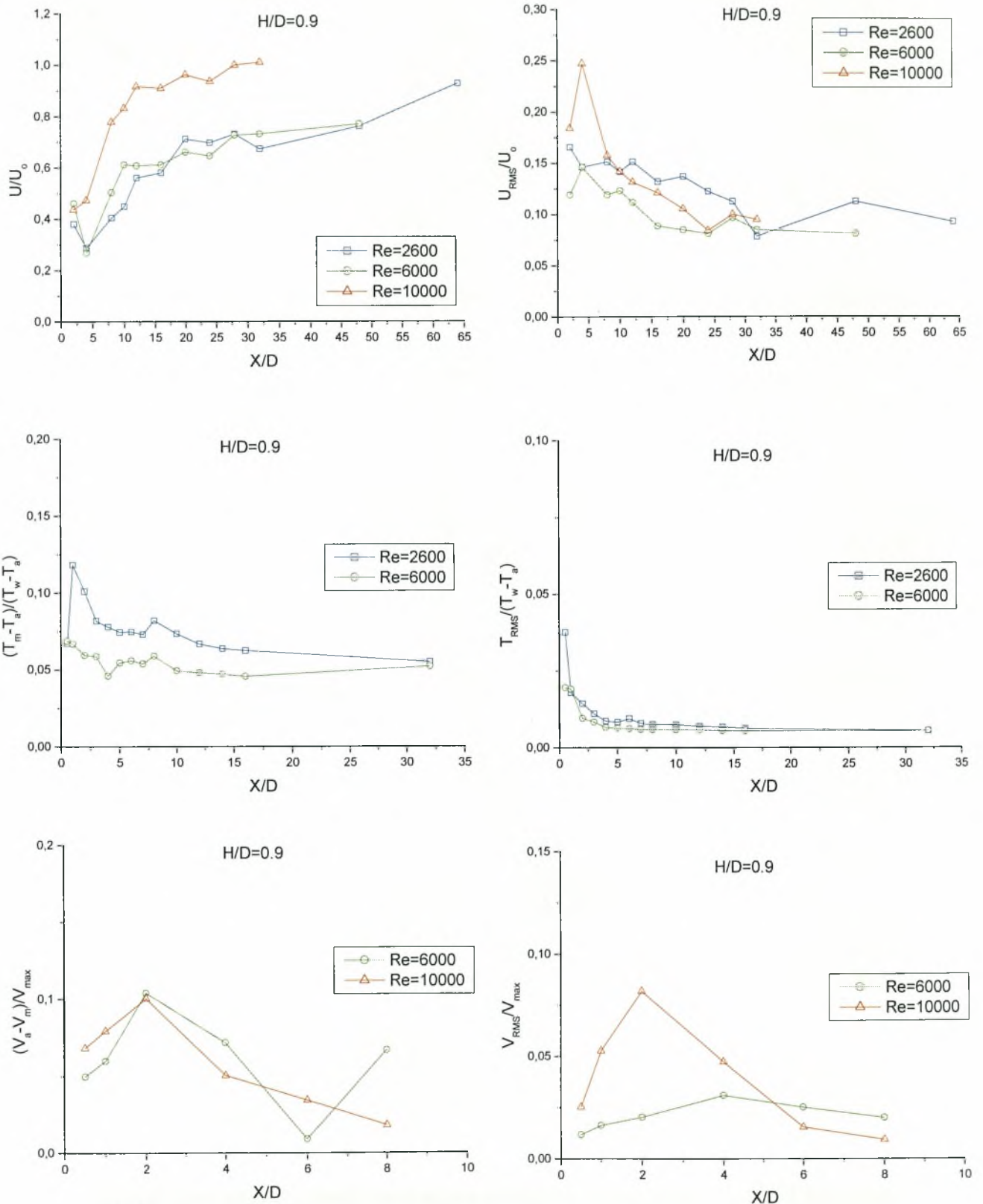


**Διάγραμμα 6.215.** Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας, μέσης θερμοκρασίας, μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης αυτών για  $H/D=0.7$

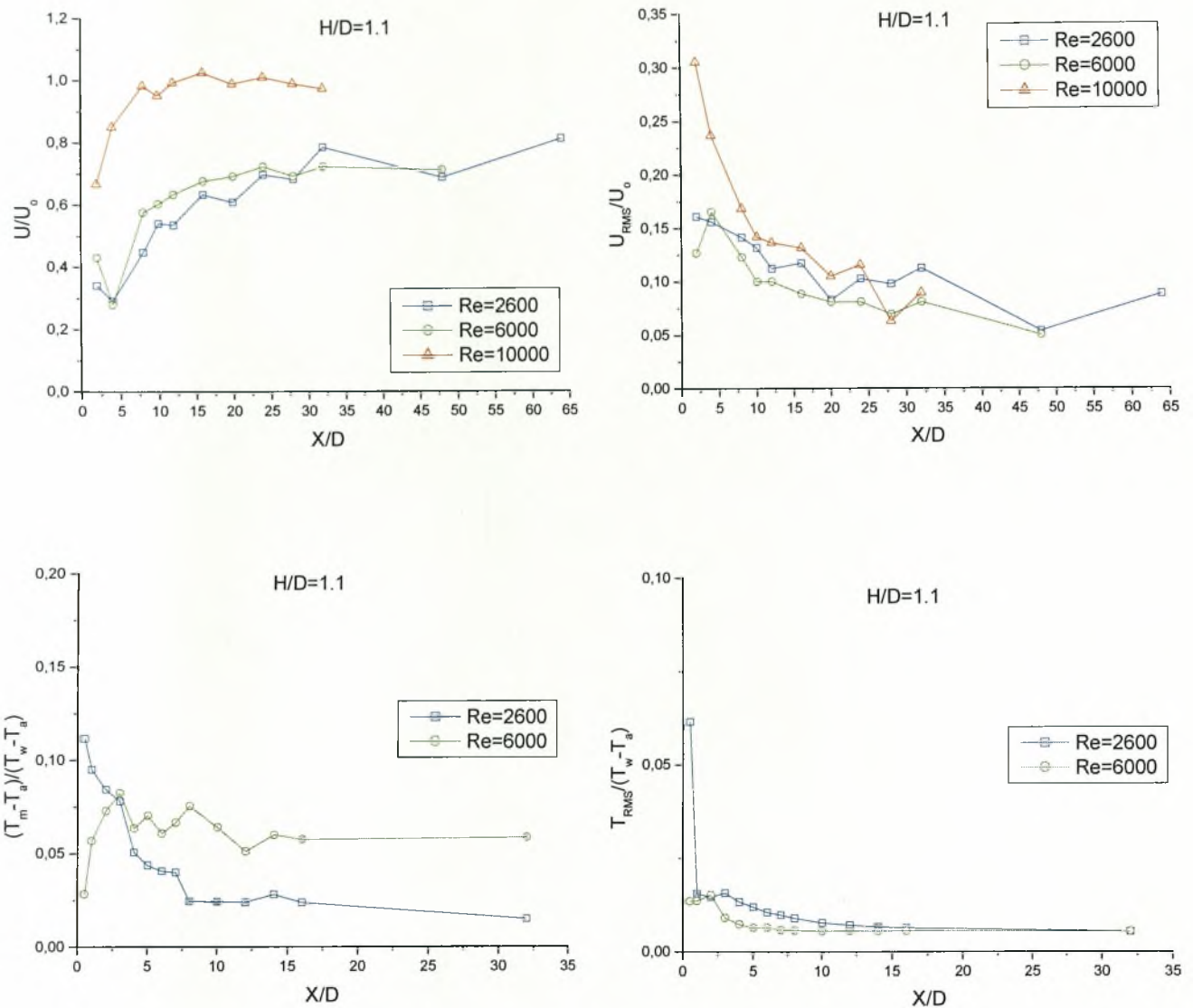




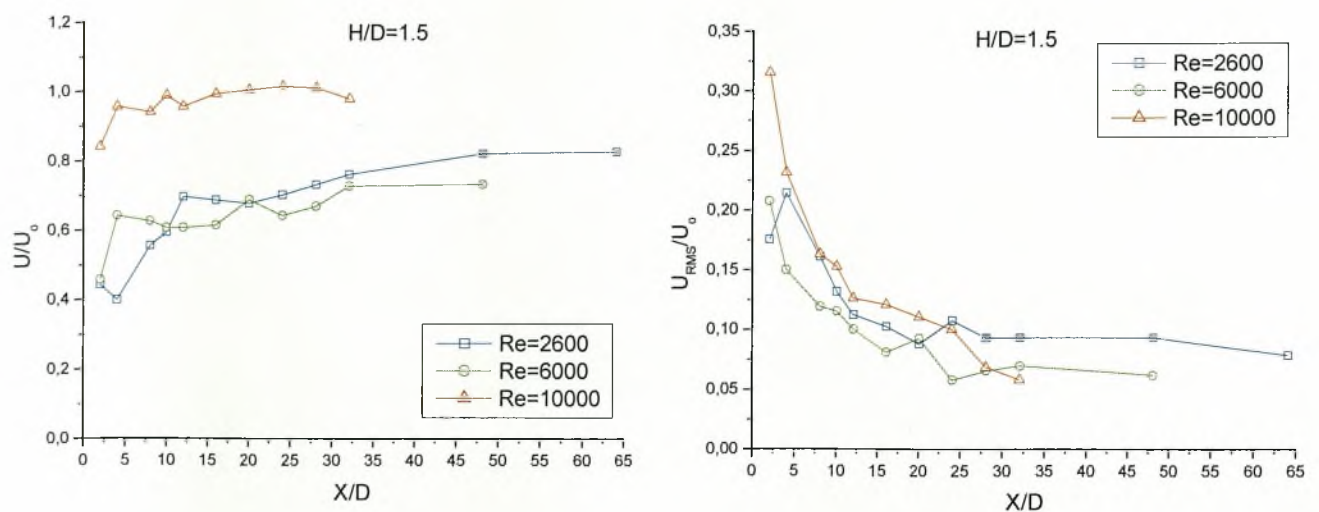
**Διάγραμμα 6.216.** Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας, μέσης θερμοκρασίας, μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης αυτών για  $H/D=0.8$



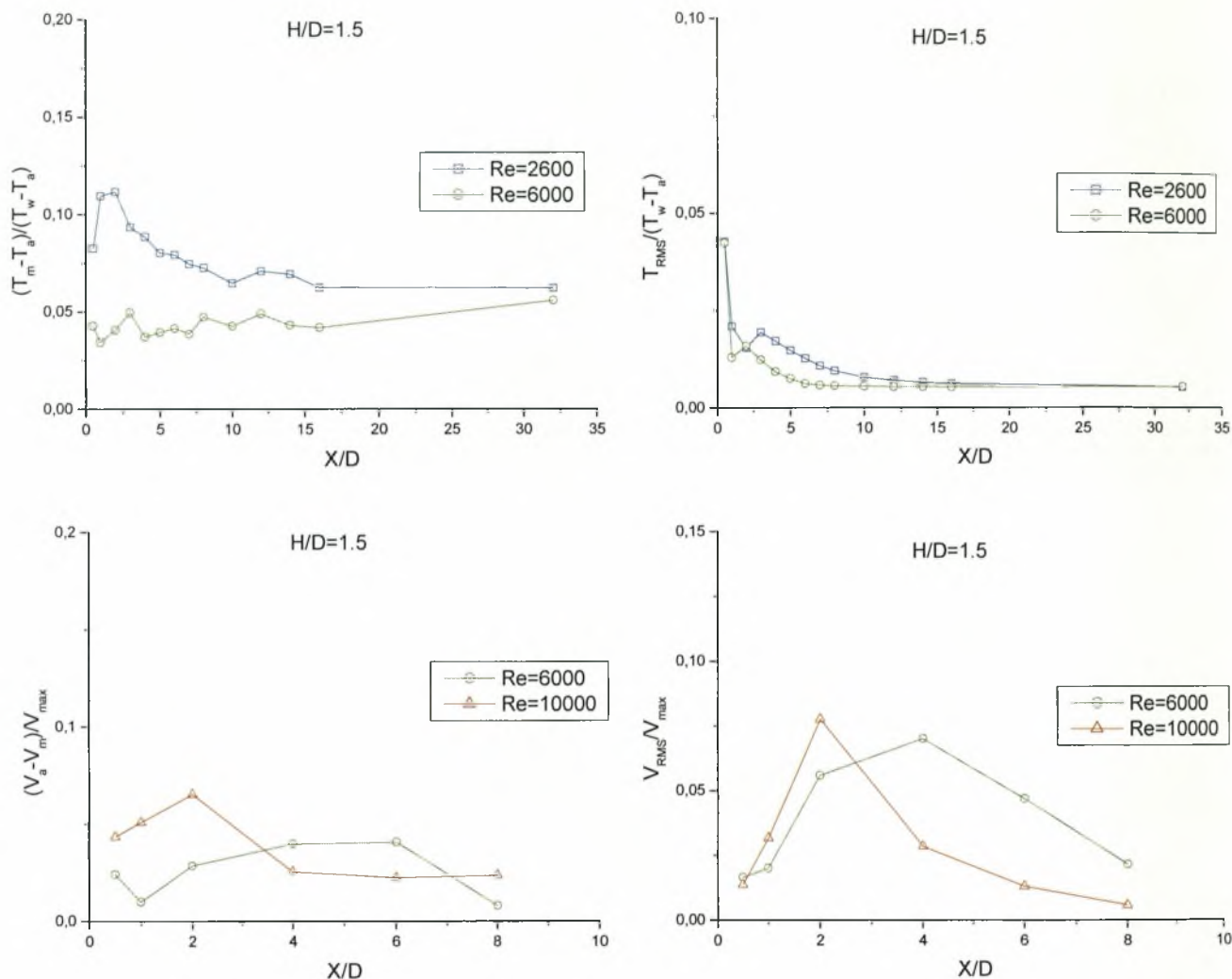
**Διάγραμμα 6.217.** Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας, μέσης θερμοκρασίας, μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης αυτών για  $H/D=0.9$



**Διάγραμμα 6.218. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης, μέσης θερμοκρασίας και έντασης θερμοκρασιακής τύρβης για  $H/D=1.1$**







**Διάγραμμα 6.219. Διαμήκης κατανομή μέσης ταχύτητας, μέσης θερμοκρασίας, μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης αυτών για  $H/D=1.5$**

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω διαγράμματα κατανομής ταχυτήτων, θερμοκρασιών, συγκεντρώσεων καθώς και των διακυμάνσεων αυτών, στην κεντρική γραμμή κατάντι των κυλίνδρων για θέσεις όπως η ελεύθερη ροή και όμοιες αυτής, δηλαδή  $H/D=K$ ,  $H/D=1.1$  και  $H/D=1.5$  οι μεταβολές των μεγεθών είναι όμοιες. Η ανάκτηση της ορμής (ταχύτητα) στο κέντρο της υδροσήραγγας καθώς και στις θέσεις  $H/D=1.1$  και  $H/D=1.5$  γίνεται μετά τις πρώτες 10 διαμέτρους (6.212, 6.218, 6.219) ενώ η πτώση της έντασης τύρβης αποκτά σταθερή τιμή μετά τις 30 διαμέτρους. Η μέση θερμοκρασία σταθεροποιείται και αυτή μετά από 10 διαμέτρους πίσω από τους κυλίνδρους, δηλαδή υπάρχει ομοιότητα με την ταχύτητα, αλλά η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης αποκτά σταθερή τιμή μόλις 10 διαμέτρους πίσω από τους κυλίνδρους για τις θέσεις αυτές, δηλαδή η ανάμειξη της θερμοκρασίας γίνεται πιο γρήγορα από αυτή της ορμής. Εμφανείς είναι και η ομοιότητα που παρουσιάζουν η μέση συγκέντρωση με την ένταση τύρβης αυτής και η ομαλοποίηση των μέσων τιμών και για τους δύο αριθμούς Reynolds μετά τις τέσσερις πρώτες διαμέτρους πίσω από τον κύλινδρο, στις θέσεις που προαναφέρθηκαν.

Στις θέσεις κοντά στην διεπιφάνεια η ομογενοποίηση του πεδίου θερμοκρασιών γίνεται πολύ πιο γρήγορα από αυτή του πεδίου ταχυτήτων. Έτσι πολύ κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και μία θέση πριν την εμφάνιση δινών πίσω από τους

κυλίνδρους ( $H/D=0.7$ , διάγραμμα 6.215) η ταχύτητα ανακτάται μετά τις 30 διαμέτρους ενώ η θερμοκρασία αποκτά σταθερή τιμή 10 διαμέτρους κατάντη του κυλίνδρου. Η ένταση τύρβης της ταχύτητας αποκτά σταθερές τιμές μετά τις 30 διαμέτρους σε αντίθεση με την θερμοκρασιακή τύρβη που σταθεροποιείται 5 διαμέτρους πίσω από τον κύλινδρο. Η ανάμειξη δηλαδή του βαθμωτού μεγέθους (θερμοκρασίας) είναι εμφανώς αποδοτικότερη και πιο αποτελεσματική από αυτήν της ορμής στην θέση αυτή. Στις θέσεις αυτές δεν παρουσιάζεται μεγάλη μεταβολή της συγκέντρωσης χρωστικής στον απόρο του κυλίνδρων, ούτε της έντασης τύρβης αυτής και οι τιμές διατηρούνται σε χαμηλά επίπεδα χωρίς ιδιαίτερες αυξομειώσεις.

Στις θέσεις όπου αρχίζει η εκροή δινών πίσω από τους κυλίνδρους ( $H/D=0.8$  &  $H/D=0.9$ , διαγρ. 6.216, 6.217) η μεταβολές των ταχυτήτων διαφοροποιούνται ελάχιστα από την προηγούμενη θέση. Έτσι η ανάκτηση της μέσης ταχύτητας καθώς και η σταθεροποίηση της έντασης τύρβης για την θέση  $H/D=0.8$  γίνεται 30 διαμέτρους πίσω από τους κυλίνδρους. Στην θέση  $H/D=0.9$  η ανάκτηση της ορμής φαίνεται να γίνεται λίγο πιο γρήγορα από την προηγούμενη θέση. Η ανάκτηση της ορμής στην θέση αυτή γίνεται μετά τις 20 διαμέτρους και η ένταση τύρβης αποκτά σταθερή τιμή μετά από 24 διαμέτρους.

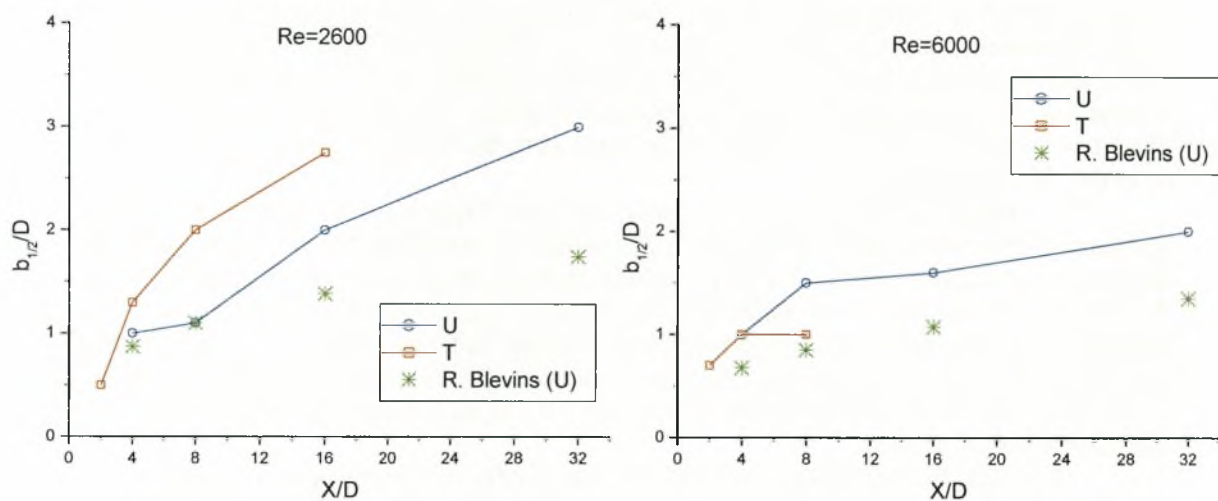
Στις παραπάνω θέσεις η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας γίνεται πολύ πιο γρήγορα. Έτσι στην θέση  $H/D=0.8$  η θερμοκρασία σταθεροποιείται μετά από 8 διαμέτρους ενώ στην θέση 0.9 D η θερμοκρασία αποκτά σταθερή τιμή μετά τις 5 διαμέτρους πίσω από των κύλινδρο. Η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης για τις παραπάνω θέσεις αποκτά σταθερή τιμή πολύ νωρίς, έτσι μετά από 3 ~ 4 διαμέτρους παρατηρείται πλήρης ανάμειξη. Είναι φανερό μετά από τα παραπάνω ότι η εκροή δινών υποβοηθάει την ανάμειξη και ότι η ανάμειξη της θερμοκρασίας γίνεται πολύ πιο γρήγορα από της ορμής.

Η μεταβολή του αριθμού Reynolds επηρεάζει την κατανομή των διαμηκών κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας κοντά στην διεπιφάνεια όπως φαίνεται στα παραπάνω διαγράμματα. Αυτό δεν συμβαίνει με τις συγκεντρώσεις χρωστικής όπου οι τιμές είναι σταθερές χωρίς ιδιαίτερες μεταβολές. Στην περίπτωση των ταχυτήτων ο για  $Re=10000$  εμφανίζονται η μεγαλύτερες μέσες τιμές. Για αριθμό  $Re=6000$  όπως φαίνεται στα διαγράμματα μεταβολής της θερμοκρασίας, η διάχυση και ο διασκορπισμός αυτής είναι μεγαλύτερος, οπότε οι τιμές της μέσης θερμοκρασίας για  $Re=6000$  είναι και μικρότερες από  $Re=2600$ . Η μεταβολή των συγκεντρώσεων χρωστικής είναι εμφανείς σε θέσεις όπου η ανάπτυξη του απόρο μπορεί να γίνει ανεμπόδιστα, όπως στην ελεύθερη ροή.

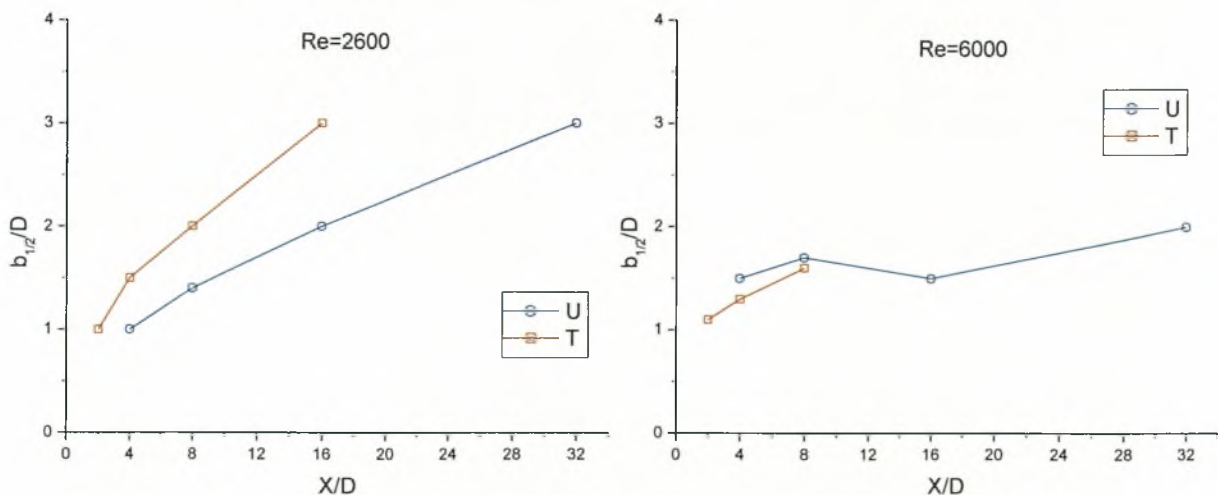
Από την σύγκριση με τιμές που προκύπτουν από την βιβλιογραφία προκύπτει συμφωνία των αποτελεσμάτων που προέκυψαν (Διάγραμμα 6.212) τόσο στην μεταβολή της ταχύτητας όσο και στην μεταβολή της θερμοκρασίας.

### 6.5. Εγκάρσιες διασπορές των κατανομών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για αριθμό $Re=2600$ & $Re=6000$

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η μεταβολή των εγκάρσιων κατανομών ταχυτήτων και θερμοκρασιών ( $b_{1/2}$ ) για αριθμό  $Re=2600$  &  $Re=6000$ . Όπου  $b$  είναι το πλάτος του προφίλ της ταχύτητας και θερμοκρασίας στην θέση που αλλάζουν τα κοίλα [44].

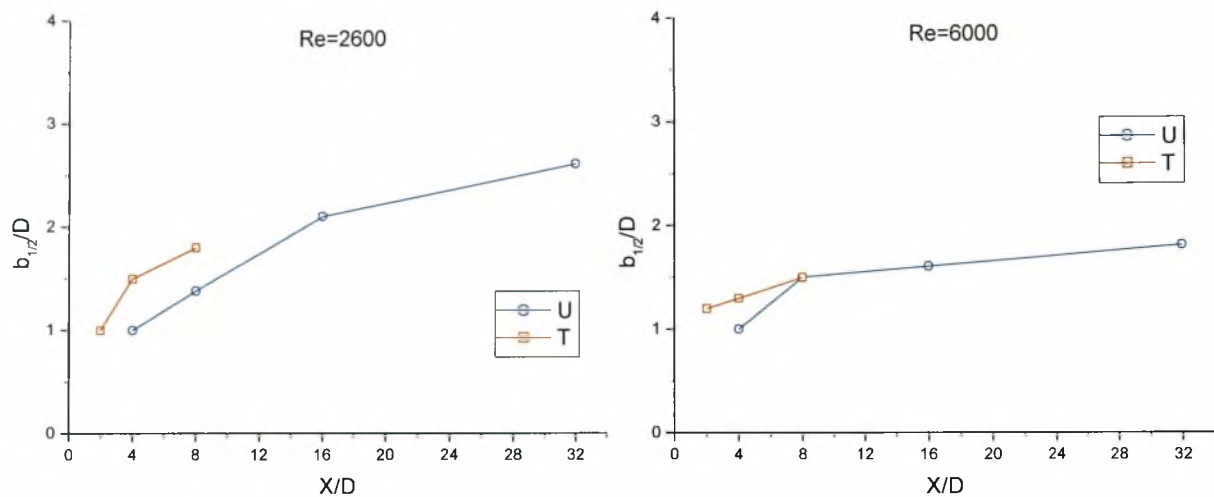
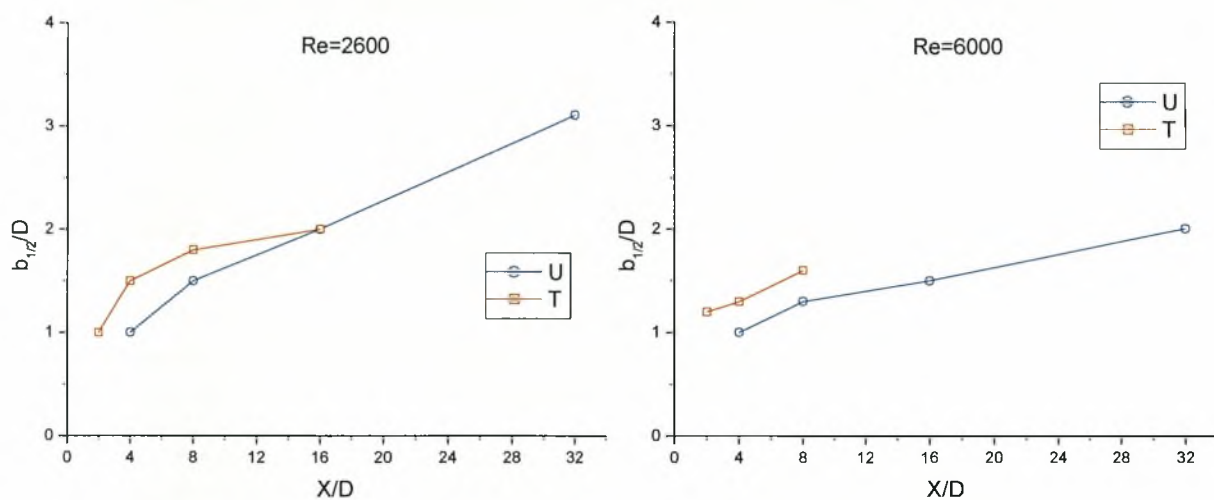
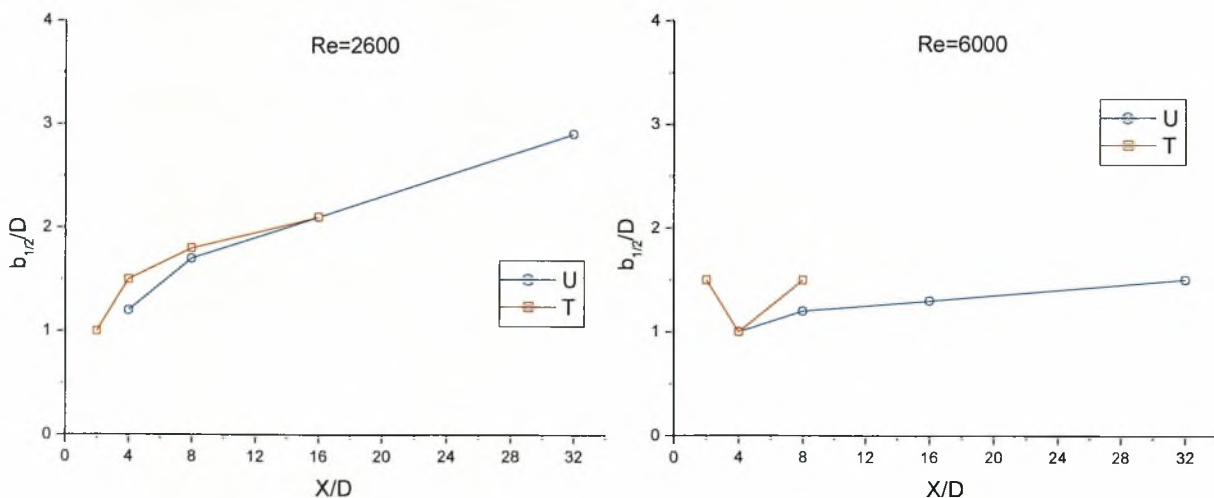


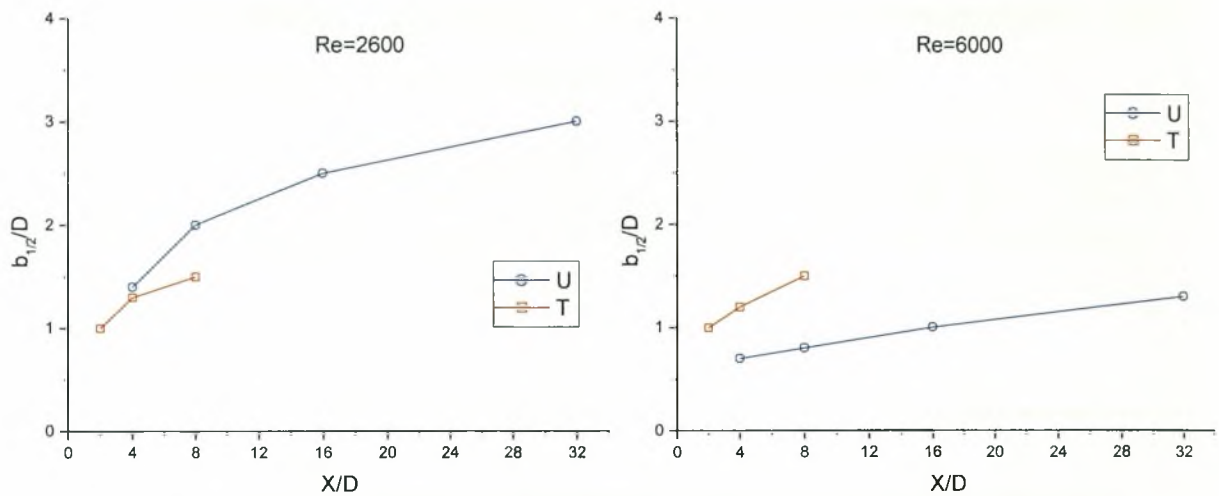
Διάγραμμα 6.220. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=K$



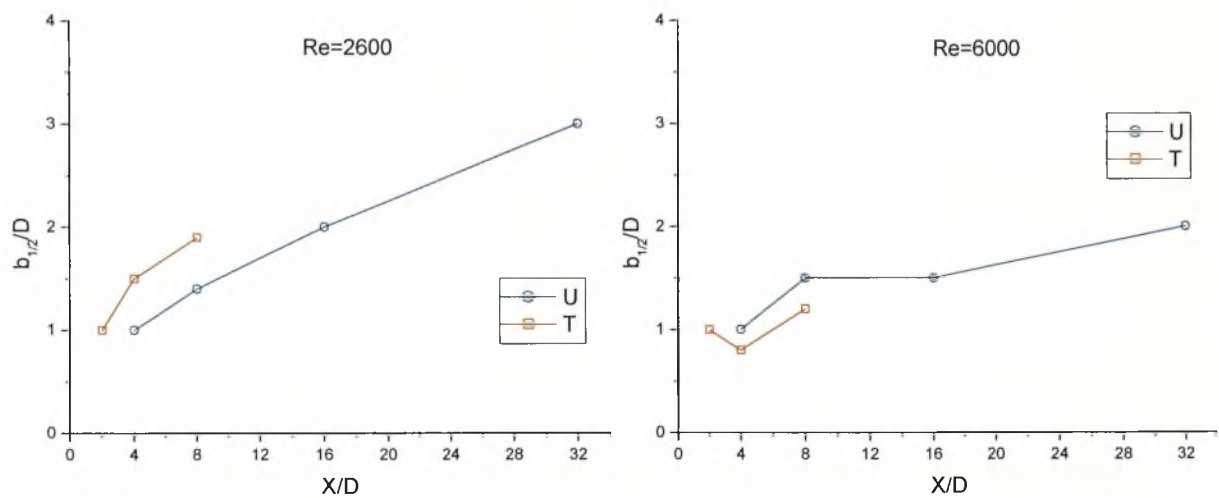
Διάγραμμα 6.221. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=0.7$



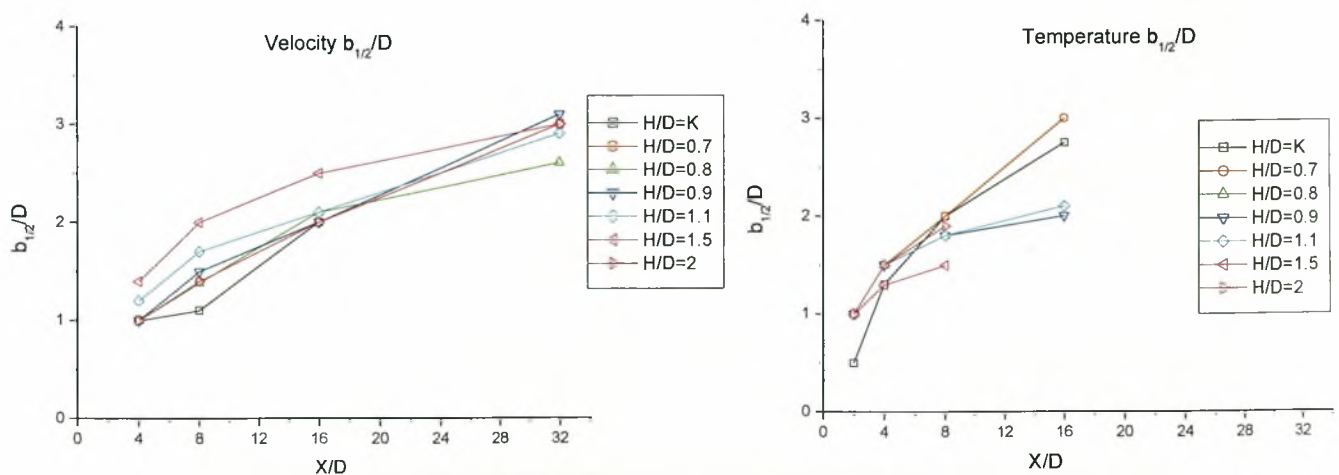
Διάγραμμα 6.222. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$ Διάγραμμα 6.223. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=0.9$ Διάγραμμα 6.224. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=1.1$



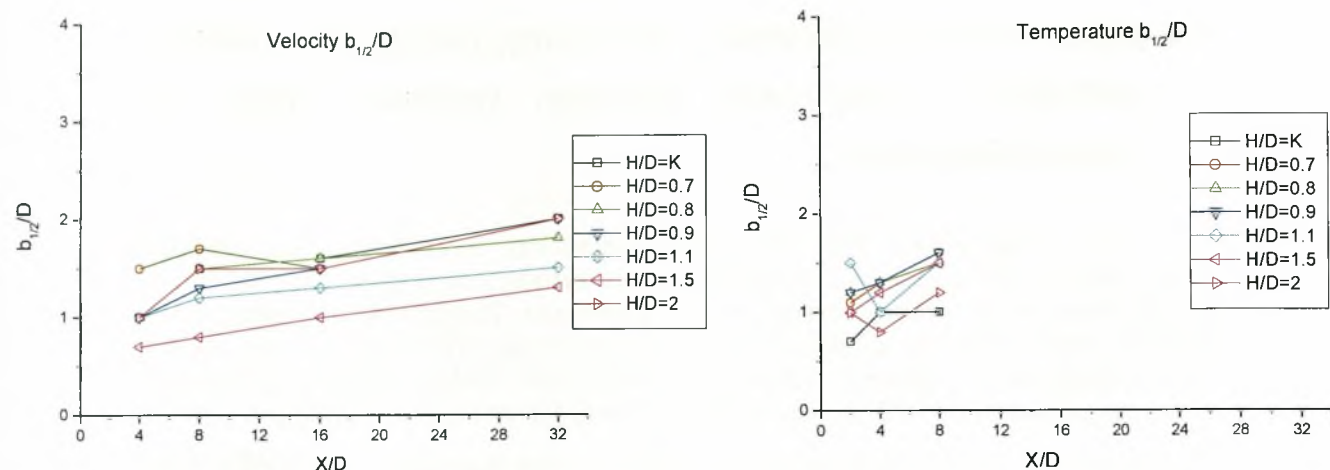
Διάγραμμα 6.225. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=1.5$



Διάγραμμα 6.226. Εγκάρσια διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας για  $H/D=2$



Διάγραμμα 6.227. Εγκάρσιες διασπορές Ταχυτήτων και Θερμοκρασιών για όλα τα  $H/D$  και  $Re=2600$



**Διάγραμμα 6.228. Εγκάρσιες διασπορές Ταχυτήτων και Θερμοκρασιών για όλα τα  $H/D$  και  $Re=6000$**

Στα διαγράμματα 6.220 έως 6.226 παρουσιάζονται οι εγκάρσιες διασπορές των κατανομών της ταχύτητας και θερμοκρασίας. Όπως είναι φανερό η διασπορά των κατανομών στην εγκάρσια διεύθυνση είναι μεγαλύτερη για όλες τις θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου για τον  $Re=2600$  από την διασπορά των κατανομών για  $Re=6000$ . Είναι φανερό λοιπόν ότι μεγαλύτερη διασπορά παρατηρείται στην περίπτωση του μικρού αριθμού Reynolds, που συμφωνεί και με την βιβλιογραφία [44].

Οι εγκάρσιες διασπορές των κατανομών της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερες και για τους δύο αριθμούς Reynolds στις περισσότερες θέσεις, δηλαδή το βαθμωτό μέγεθος παρουσιάζει μεγαλύτερη διασπορά στον απόρο του κυλίνδρων στην εγκάρσια διεύθυνση.

Όπως φαίνεται στα διαγράμματα 6.227 και 6.228 ο ρυθμός αύξησης της εγκάρσιας διασποράς της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος από αυτών της ταχύτητας και για τους δύο αριθμούς Reynolds, συνεπώς προκύπτει ότι και στην κάθετη στον κύλινδρο διεύθυνση η θερμοκρασία διασπείρεται πιο αποτελεσματικά από την ορμή. Επίσης ο ρυθμός αύξησης της διασποράς μέσης ταχύτητας και μέσης θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος για τον μικρότερο αριθμό Reynolds.

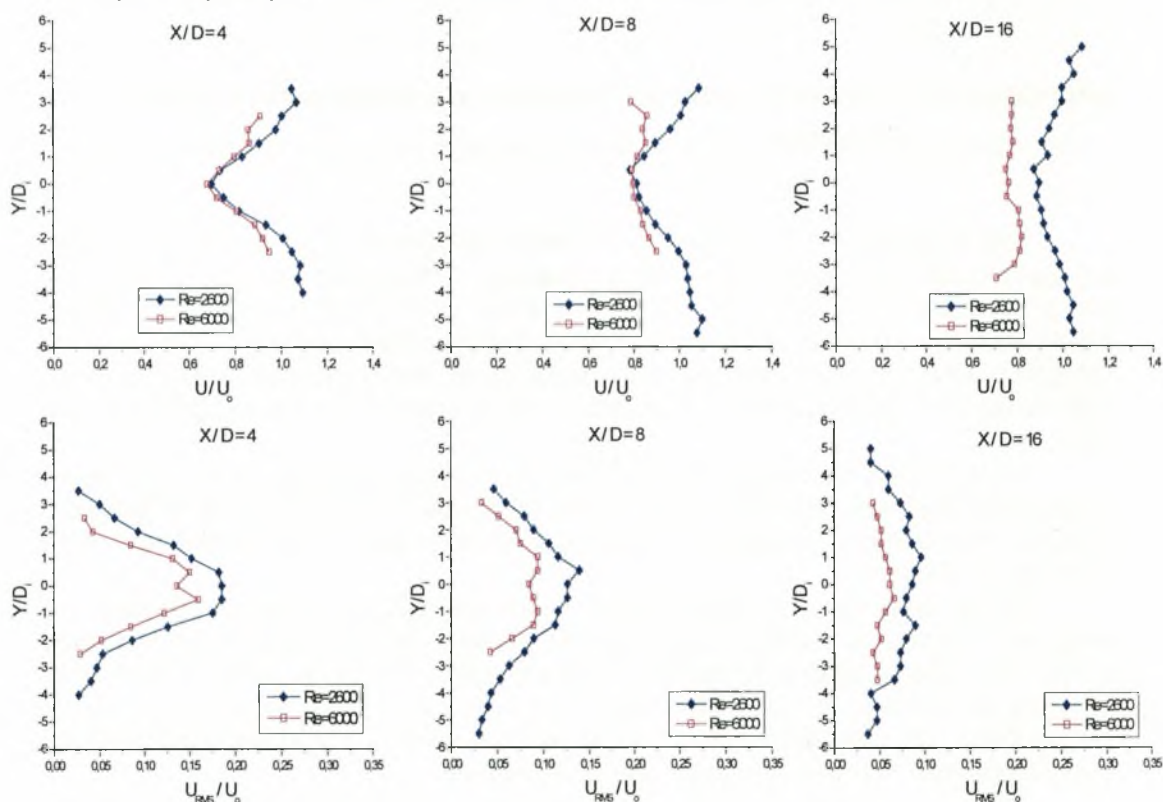
Όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή έχουμε τις μεγαλύτερες τιμές για τις εγκάρσιες διασπορές των κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας. Φαίνεται λοιπόν η διεπιφάνεια ότι επηρεάζει την ανάπτυξη του απόρο κατάντι του κυλίνδρου και οι τιμές για το  $b_{1/2}/D$  είναι μικρότερες σε σχέση με το κέντρο της υδροσήραγγας.

Οι τιμές που προκύπτουν για το δάπεδο της αεροσήραγγας και την διεπιφάνεια στην υδροσήραγγα διαφέρουν και αυτό μπορεί να οφείλεται στις διαφορετικές ροϊκές συνθήκες καθώς επίσης και στον διαφορετικό αριθμό Reynolds.

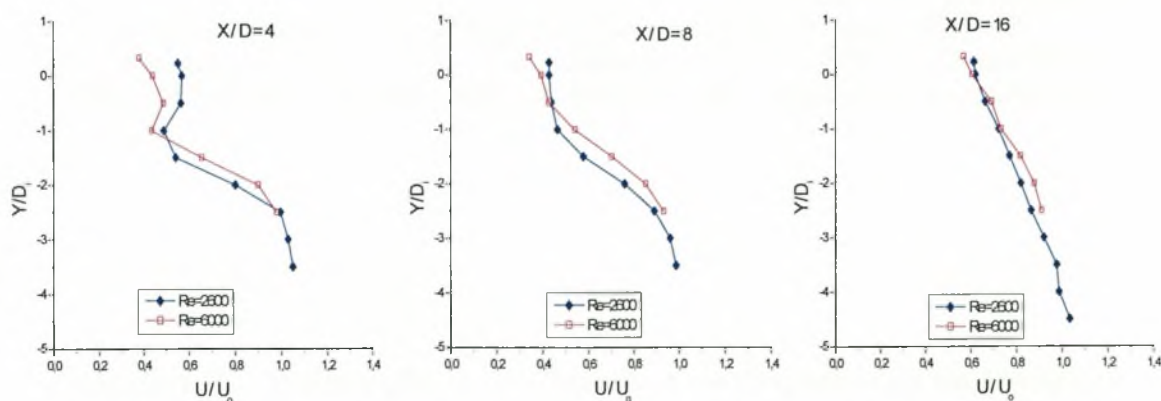


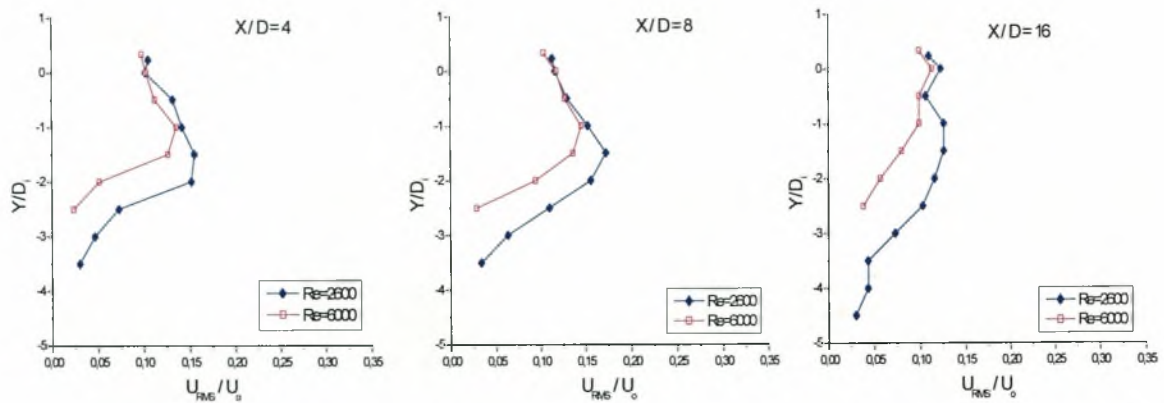
### 6.6. Μέσες κατανομές ταχύτητας και έντασης τύρβης στον απόρου κυλίνδρων τετραγωνικής διατομής, επίδραση θέσης και αριθμού Reynolds

Στα διαγράμματα που ακολουθούν εξετάζεται η επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων ταχυτήτων και έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης στον απόρου τετραγωνικών κυλίνδρων. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές ταχυτήτων και έντασης τύρβης όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κάθε κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i = 13\text{mm}$  και  $30\text{mm}$  για  $Re=2600$  και  $6000$  αντίστοιχα.

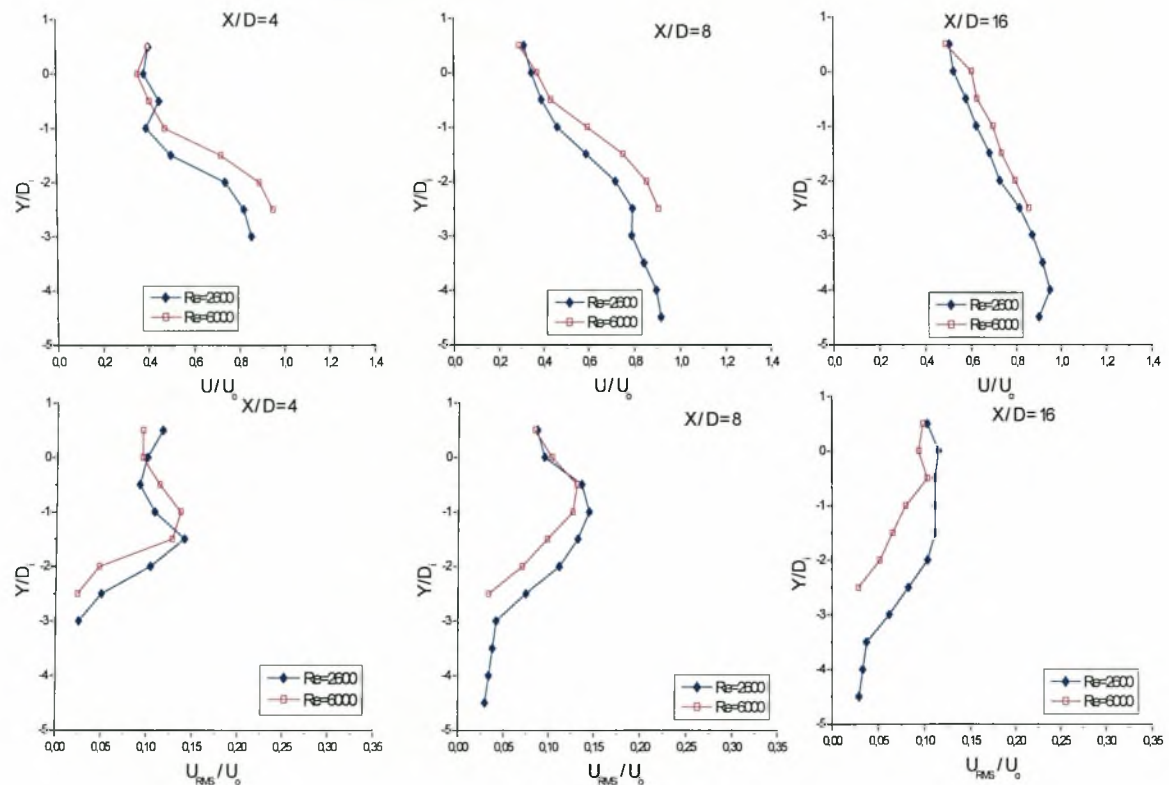


Διάγραμμα 6.229. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=2600, Re=6000$

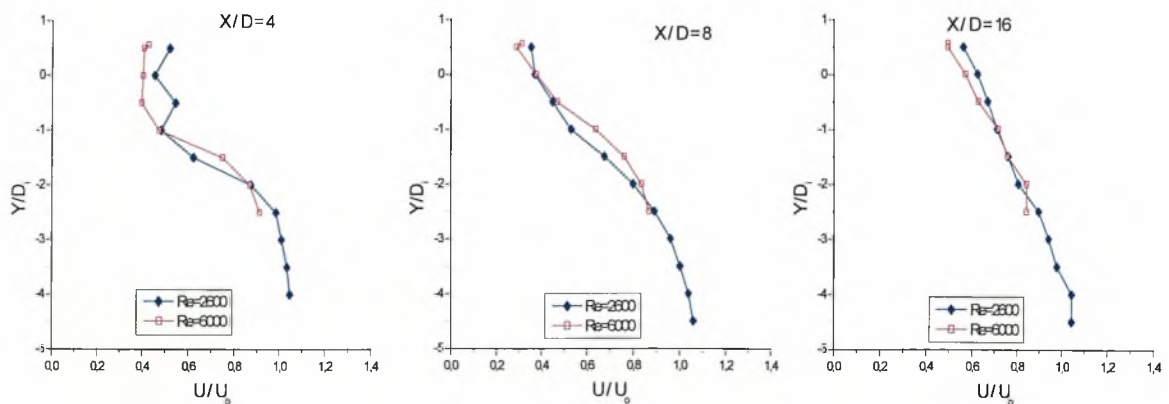


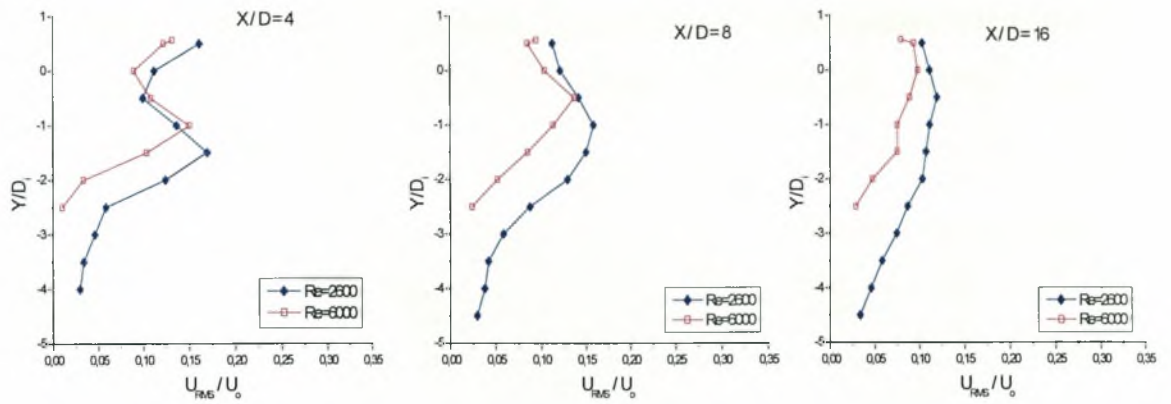


**Διάγραμμα 6.230. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $Re=2600, Re=6000$**

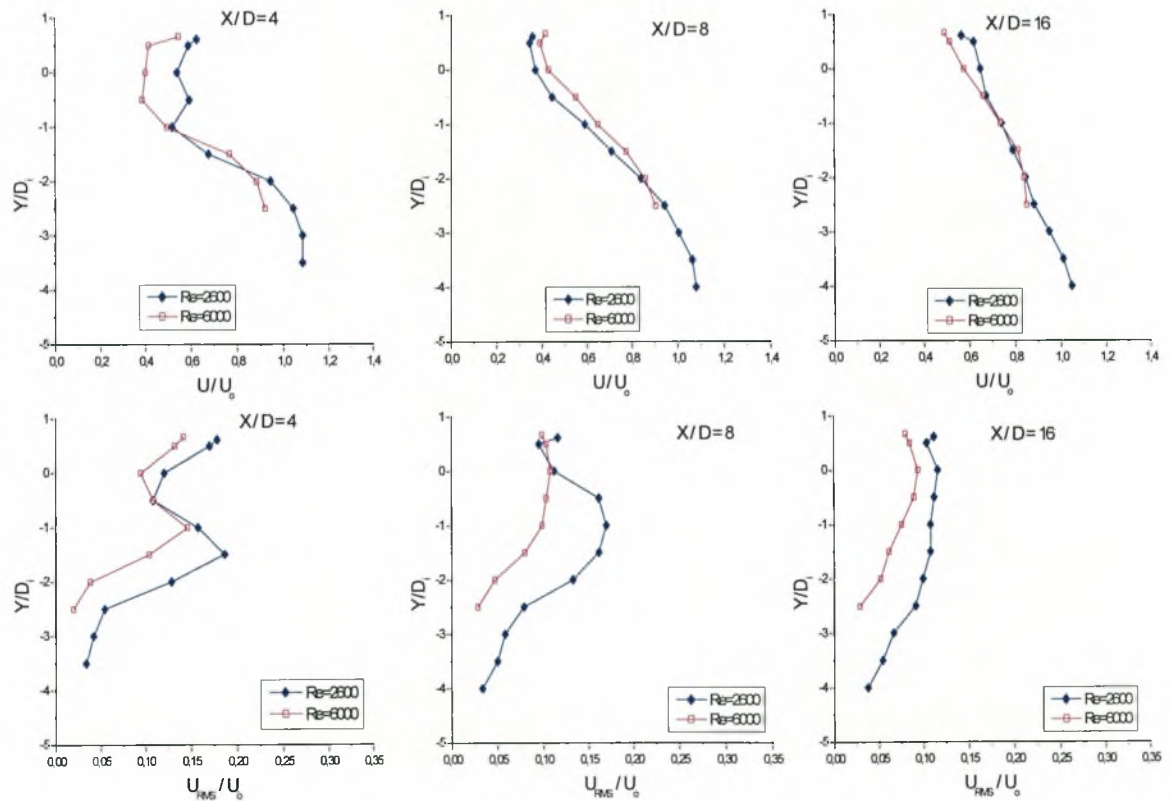


**Διάγραμμα 6.231. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $Re=2600, Re=6000$**

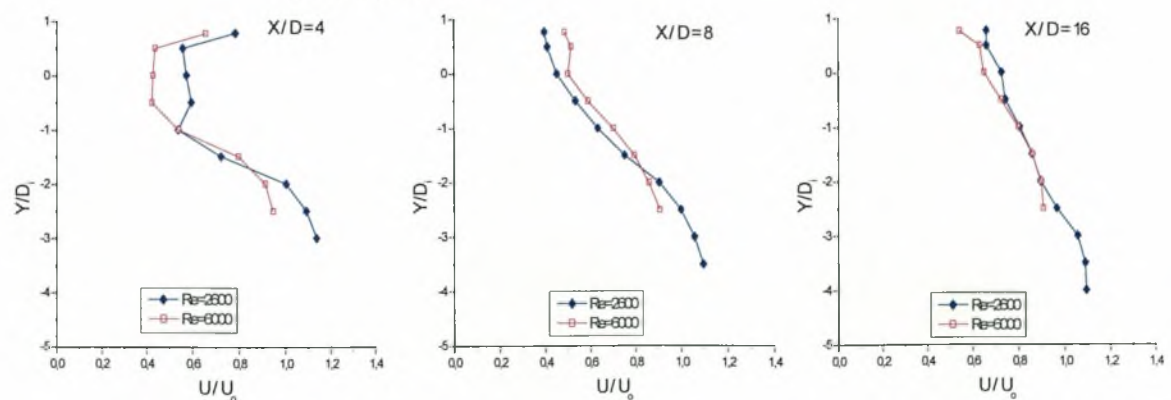




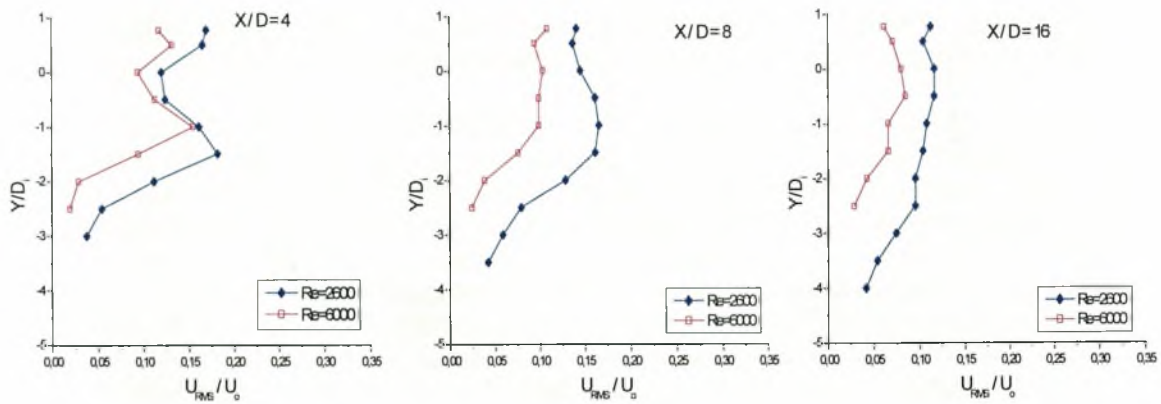
**Διάγραμμα 6.232. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=2600, Re=6000$**



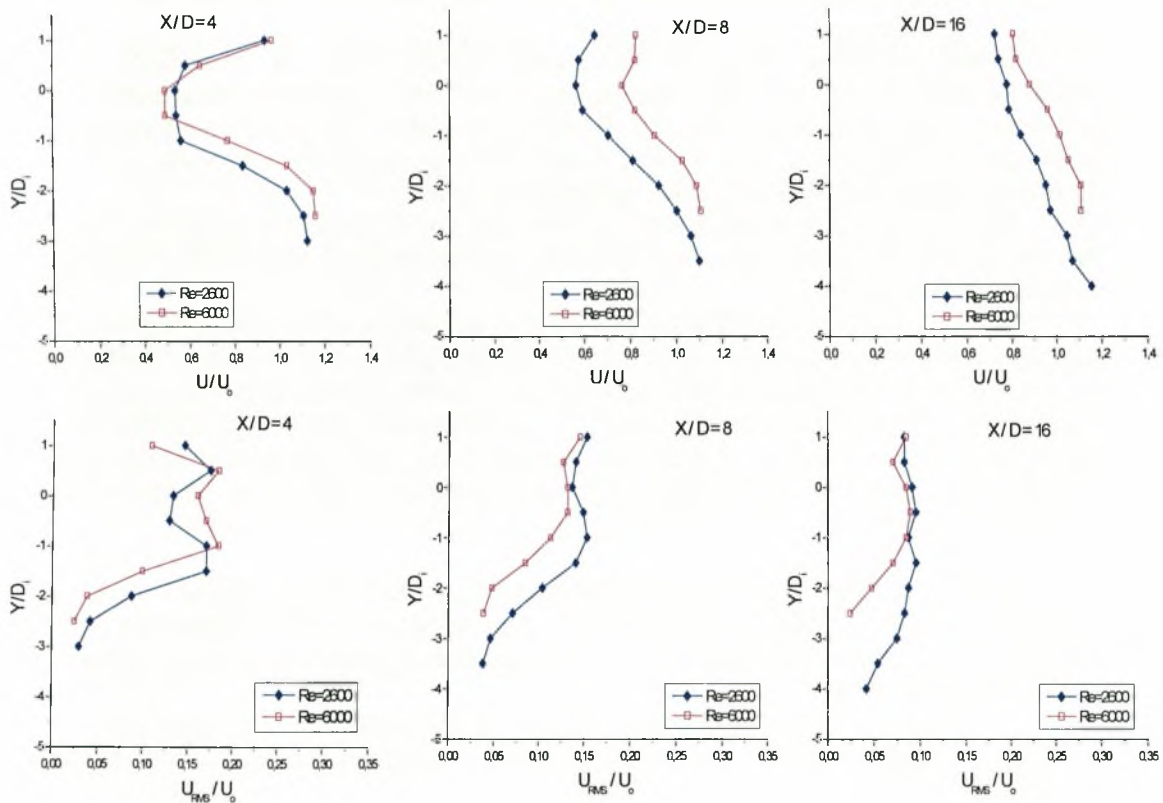
**Διάγραμμα 6.233. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=2600, Re=6000$**



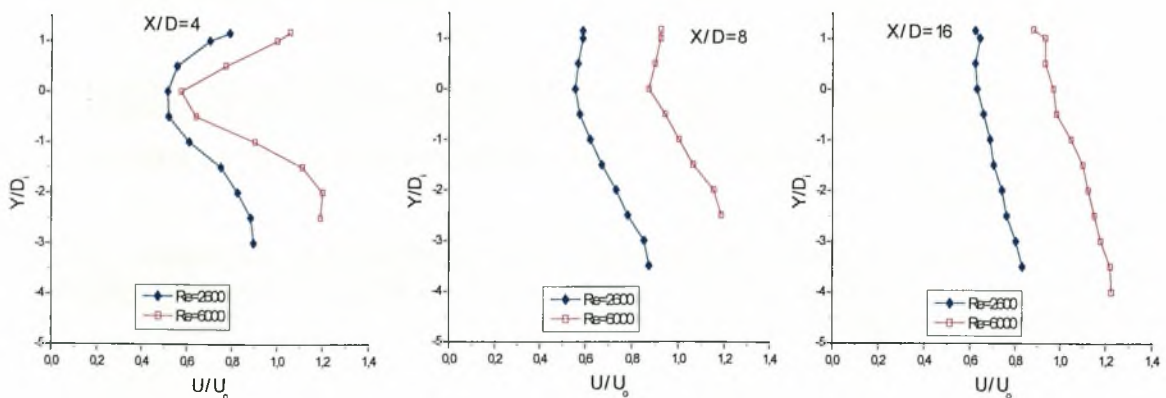


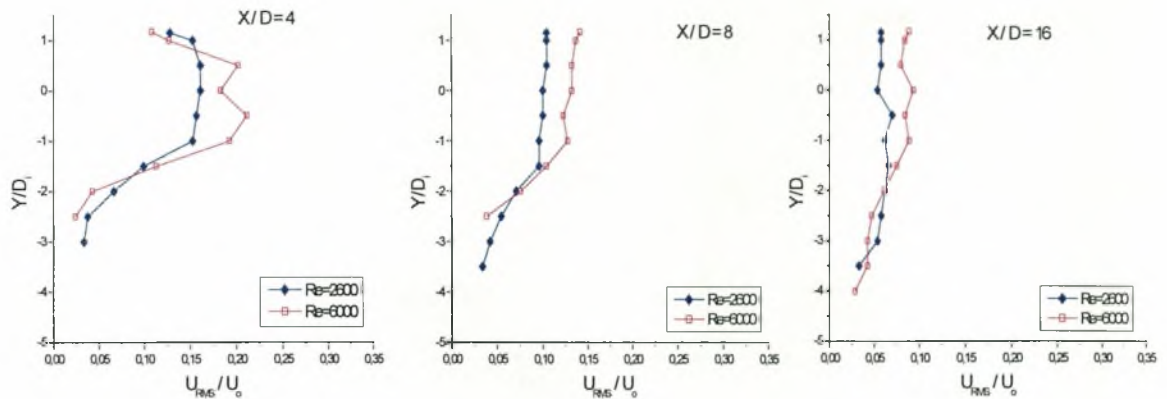


**Διάγραμμα 6.234. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=2600, Re=6000$**



**Διάγραμμα 6.235. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $Re=2600, Re=6000$**





**Διάγραμμα 6.236. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$**

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα 6.229 όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι στο κέντρο της υδροσήραγγας ( $H/D=K$ , Center), η παρουσία του κυλίνδρου με την μικρότερη διάμετρο ( $Re=2600$ ) επιφέρει την μεγαλύτερη εγκάρσια διασπορά στην ταχύτητα. Το ποσοστό ανάκτησης της ορμής είναι εμφανές από την μία θέση στην άλλη και για τους δύο αριθμούς Reynolds.

Όμοια είναι και η συμπεριφορά στα προφίλ των διακυμάνσεων της ταχύτητας από την μέση τιμή ( $U_{rms}$ ), που όπως φαίνεται από το διαγράμματα 6.230 οι τιμές για  $Re=2600$  είναι μεγαλύτερες.

Μπορούμε να πούμε λοιπόν ότι όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή, στους μικρούς αριθμούς  $Re$  παρατηρείται η μεγαλύτερη υστέρηση στην ταχύτητα και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ). Επίσης φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής όσο πιο πίσω βρισκόμαστε στον απόρρο, καθώς και διαπλάτυνση των εγκάρσιων κατανομών. Επομένως η ανάμειξη της ορμής είναι πιο αποδοτική για τους μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds.

Όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι με την πάνω πλευρά τους να εφάπτεται στην διεπιφάνεια ( $H/D=0.5$ ) παρατηρείται όμοια συμπεριφορά στις τιμές των μέσων ταχυτήτων. Τα προφίλ των ταχυτήτων είναι σχεδόν ίδια για τους αριθμούς  $Re=2600$  και  $Re=6000$ .

Οι διακυμάνσεις για  $Re=2600$  είναι λίγο μεγαλύτερες και εδώ, αλλά όχι τόσο όσο στην ελεύθερη ροή. Η απομάκρυνση από του κυλίνδρους οδηγεί και σε πτώση του  $U_{rms}$ .

Έτσι λοιπόν όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι έτσι ώστε να εφάπτονται στην ελεύθερη επιφάνεια, έχουμε ομοιότητα στην μεταβολή της μέσης ταχύτητας και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ) παρατηρούνται για  $Re=2600$ . Επίσης η φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής κατά μήκος του απόρρο.

Στην θέση  $H/D=0.6$  (Διάγραμμα 6.231) φαίνεται οι τιμές της μέσης ταχύτητας να είναι σχεδόν ίδιες για όλους τους αριθμούς  $Re$ .

Ελαφρώς μεγαλύτερες είναι οι διακυμάνσεις για  $Re=2600$  όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.231.

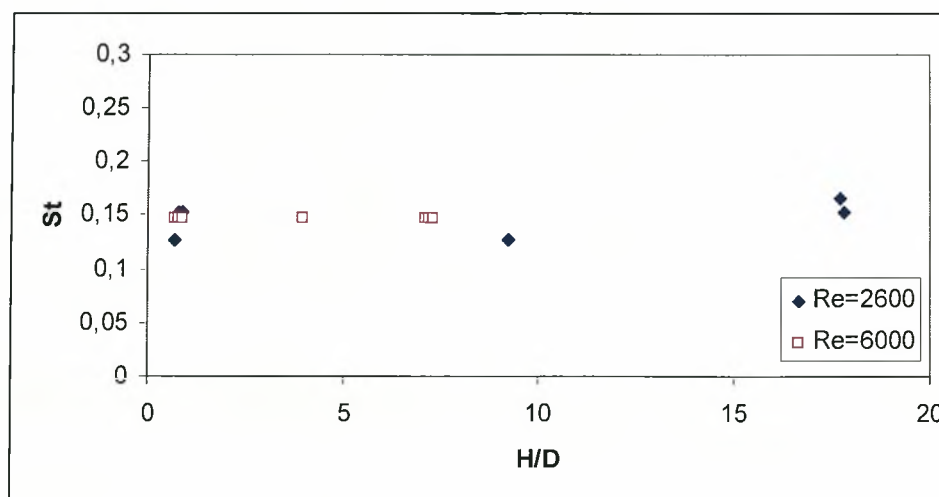
Σχεδόν ίδια είναι η συμπεριφορά στην μεταβολή των κατανομών μέσων ταχυτήτων και εντάσεων τύρβης και στις θέσεις  $0.7 \leq H/D \leq 1.1$  για τους αριθμούς  $Re=2600$  και  $Re=6000$ .

Στην θέση  $H/D=1.5$  (Διάγραμμα 6.236) η μεταβολή των κατανομών ταχυτήτων και τύρβης παρουσιάζει ομοιότητα με την περίπτωση της ελεύθερης ροής.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι ο κύλινδρος με την μικρή διάμετρο  $D=13\text{mm}$  ( $Re=2600$ ) οδηγεί σε μεγαλύτερη υστέρηση στην μέση ταχύτητα και μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{rms}$ ), στην περίπτωση της ελεύθερης ροής και όταν είναι τοποθετημένος πολύ κοντά στην διεπιφάνεια  $H/D=0.5$ . Επίσης φαίνεται η εξομάλυνση στις τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής κατάντι στον απόρρο των κυλίνδρων, καθώς και διαπλάτυνση των εγκάρσιων κατανομών για όλες τις θέσεις  $H/D$ . Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι προσεγγίζουν την ελεύθερη επιφάνεια είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής, αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια είναι ανασταλτικός παράγοντας σε ότι αφορά την ανάμειξη και διάχυση της ορμής κατάντι του κυλίνδρου.

#### 6.6.1. Επίδραση του αριθμού Reynolds στον αριθμό Strouhal για κυλίνδρους τετραγωνικής διατομής σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης

Για  $Re=2600$  και  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια και το δάπεδο δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal (Διάγραμμα 6.237), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15. Η τιμή αυτή συμφωνεί με την βιβλιογραφία [64]. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds δεν οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal όπως συμβαίνει στην περίπτωση των κυκλικών κυλίνδρων (σχ. 6.72). Δηλαδή σε σώματα με σταθερά σημεία αποκόλλησης δεν έχουμε αλλαγές στον αριθμό Strouhal είτε κοντά σε στερεό όριο είμαστε είτε κοντά σε διεπιφάνεια.

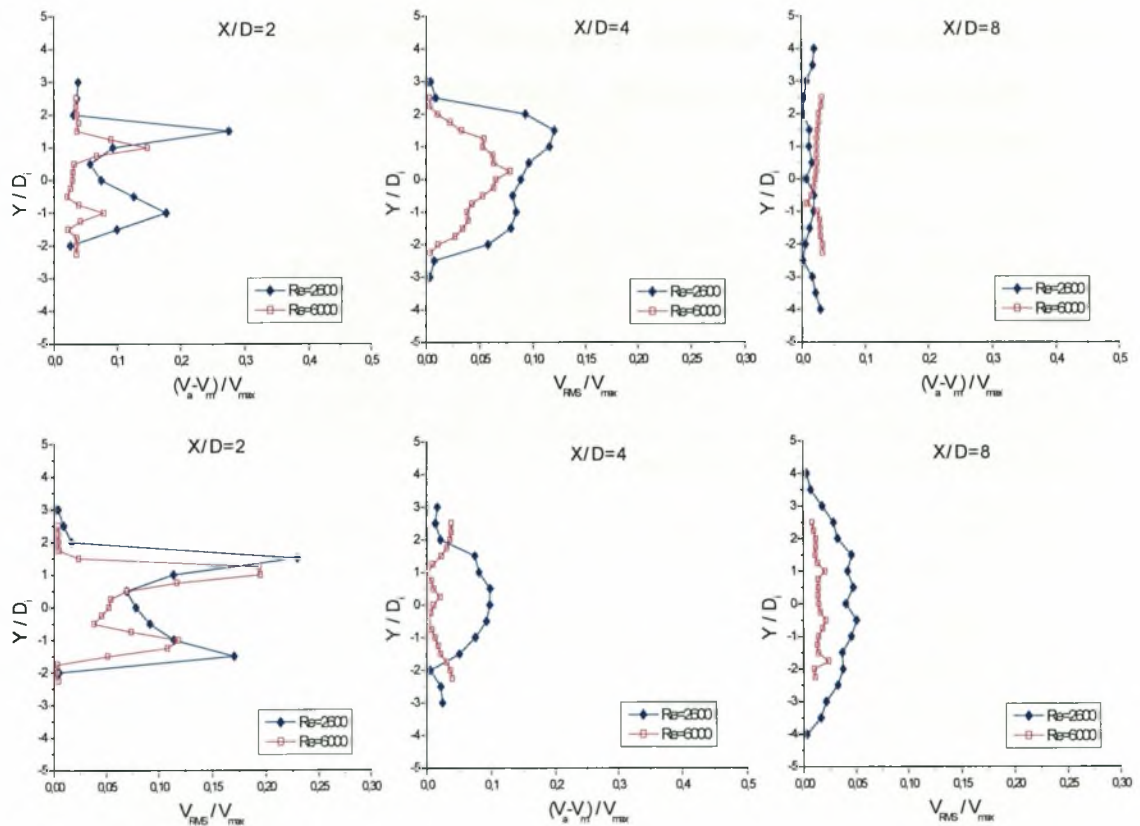


Διάγραμμα 6.237. Αριθμός Strouhal για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$

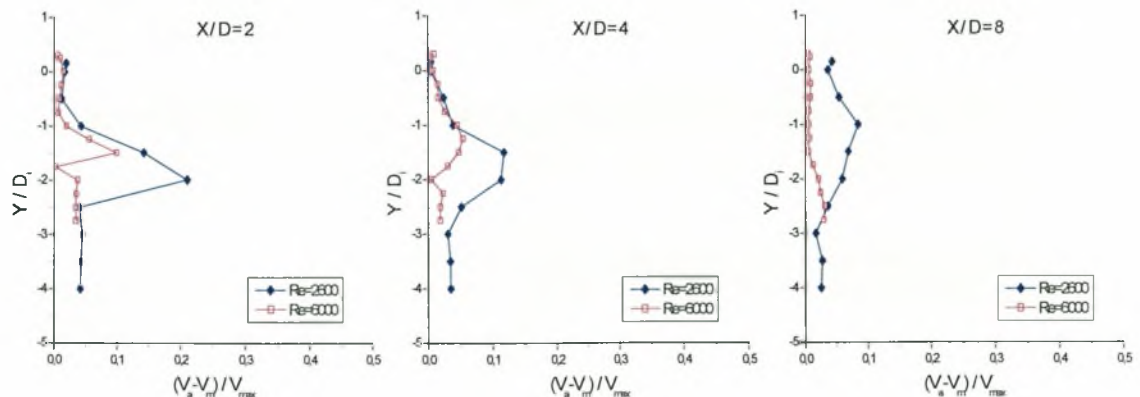


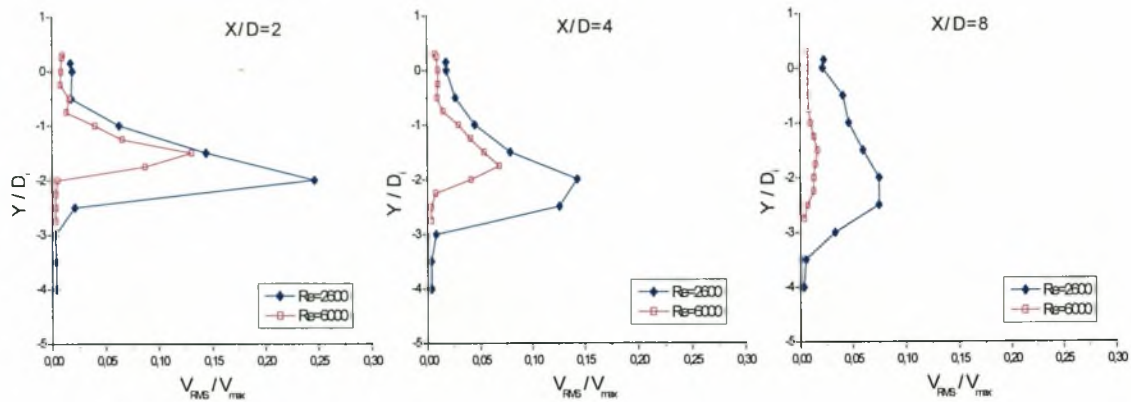
### 6.7. Μέσες κατανομές συγκέντρωσης και έντασης τύρβης στον απόρου κυλίνδρων τετραγωνικής διατομής, επίδραση θέσης και αριθμού Reynolds

Στα διαγράμματα που ακολουθούν εξετάζεται η επίδραση του αριθμού Reynolds στις κατανομές μέσων συγκεντρώσεων και έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης στον απόρου τετραγωνικών κυλίνδρων. Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές των συγκεντρώσεων και της έντασης τύρβης όπου υπάρχουν για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κάθε κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i = 13\text{mm}$  και  $30\text{mm}$  για  $Re=2600$  και  $6000$  αντίστοιχα. Οι μετρήσεις έγιναν με τον αισθητήρα των οπτικών ινών.

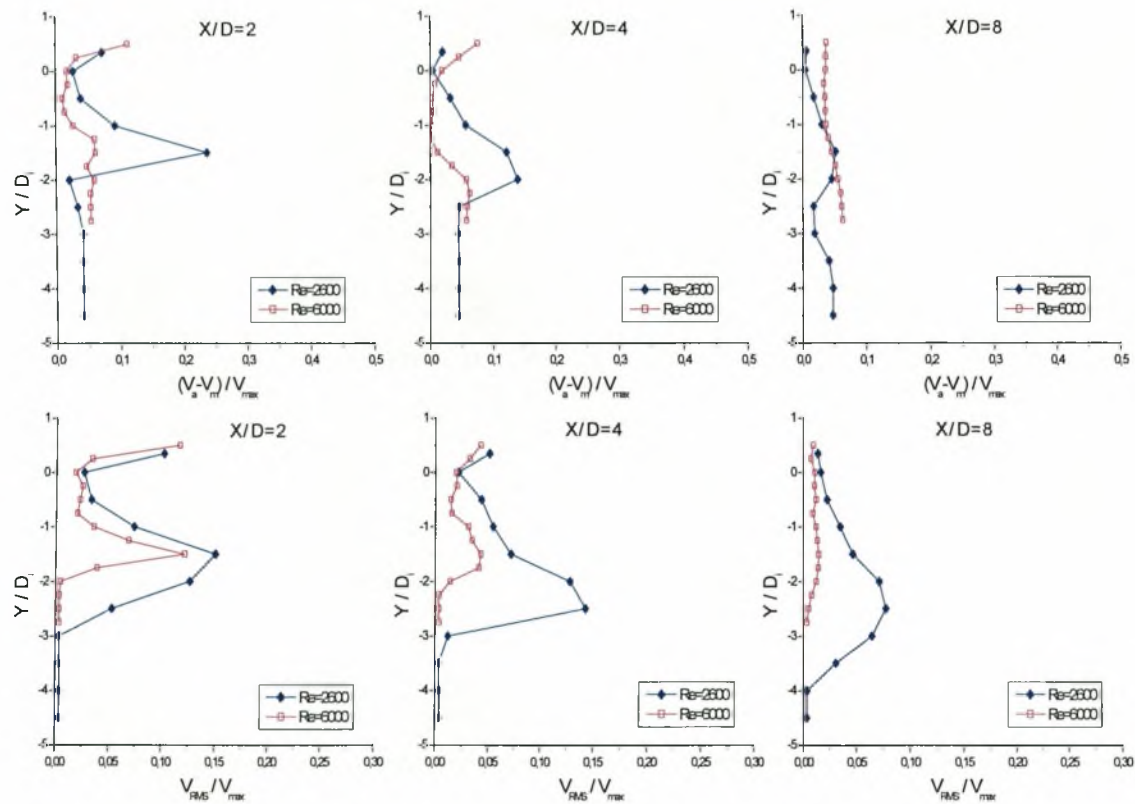


Διάγραμμα 6.238. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=2600, Re=6000$

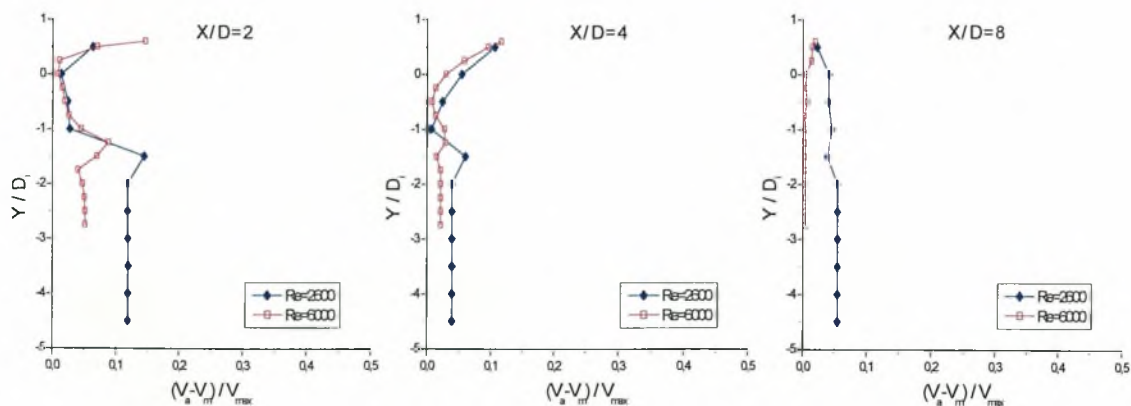


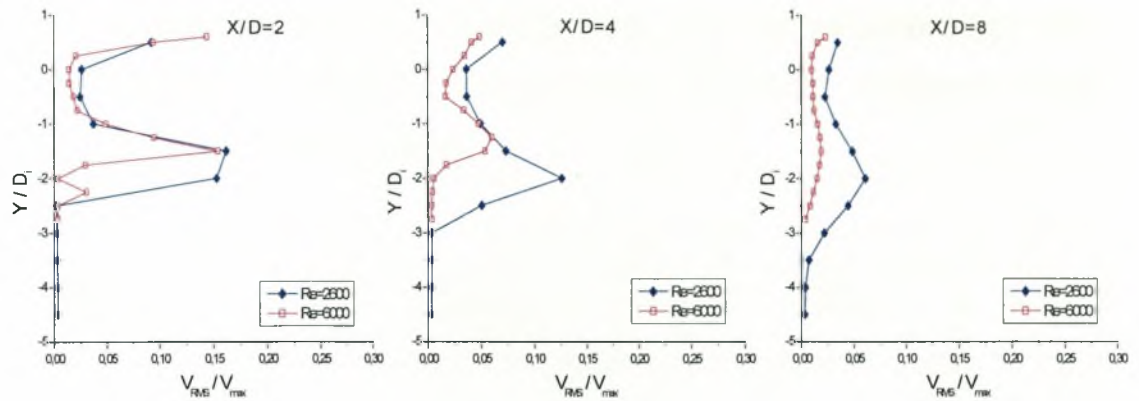


**Διάγραμμα 6.239. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &  $Re=2600, Re=6000$**

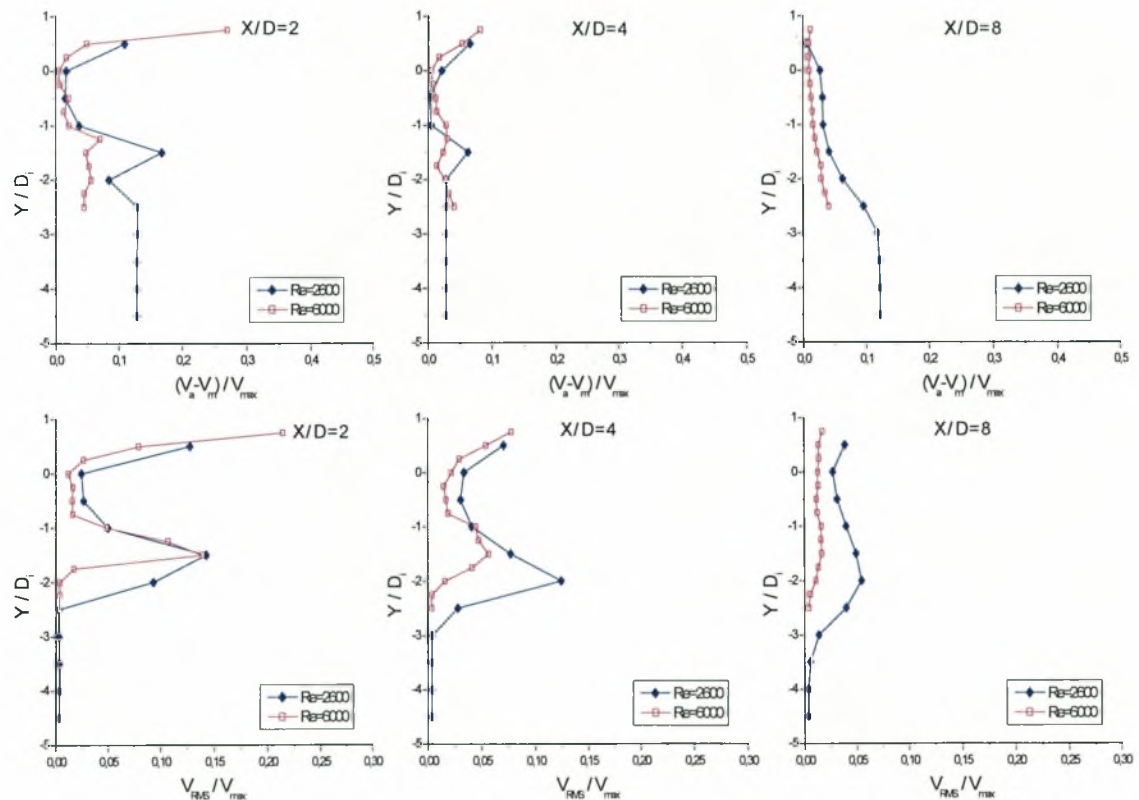


**Διάγραμμα 6.240. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &  $Re=2600, Re=6000$**

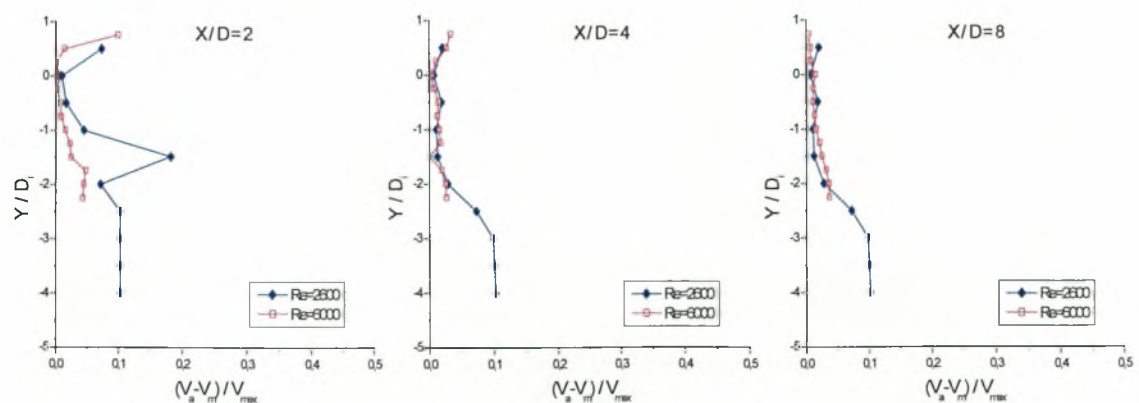




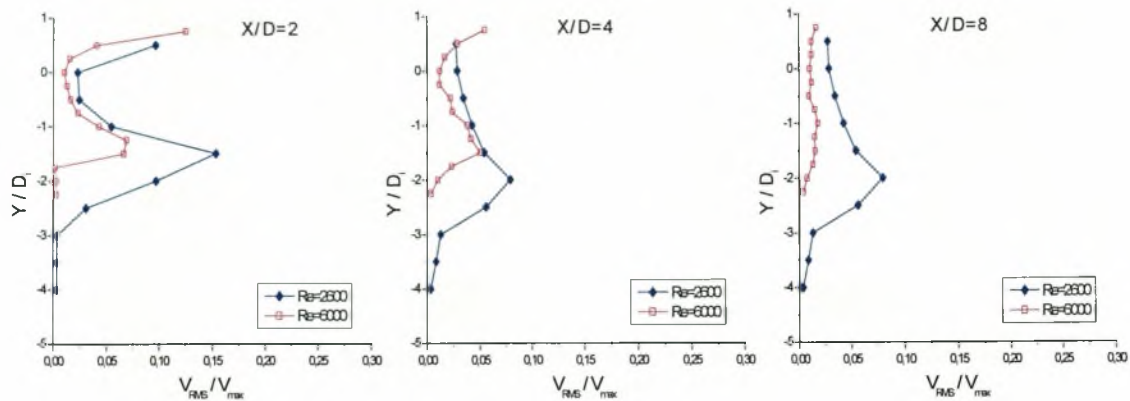
**Διάγραμμα 6.241. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=2600, Re=6000$**



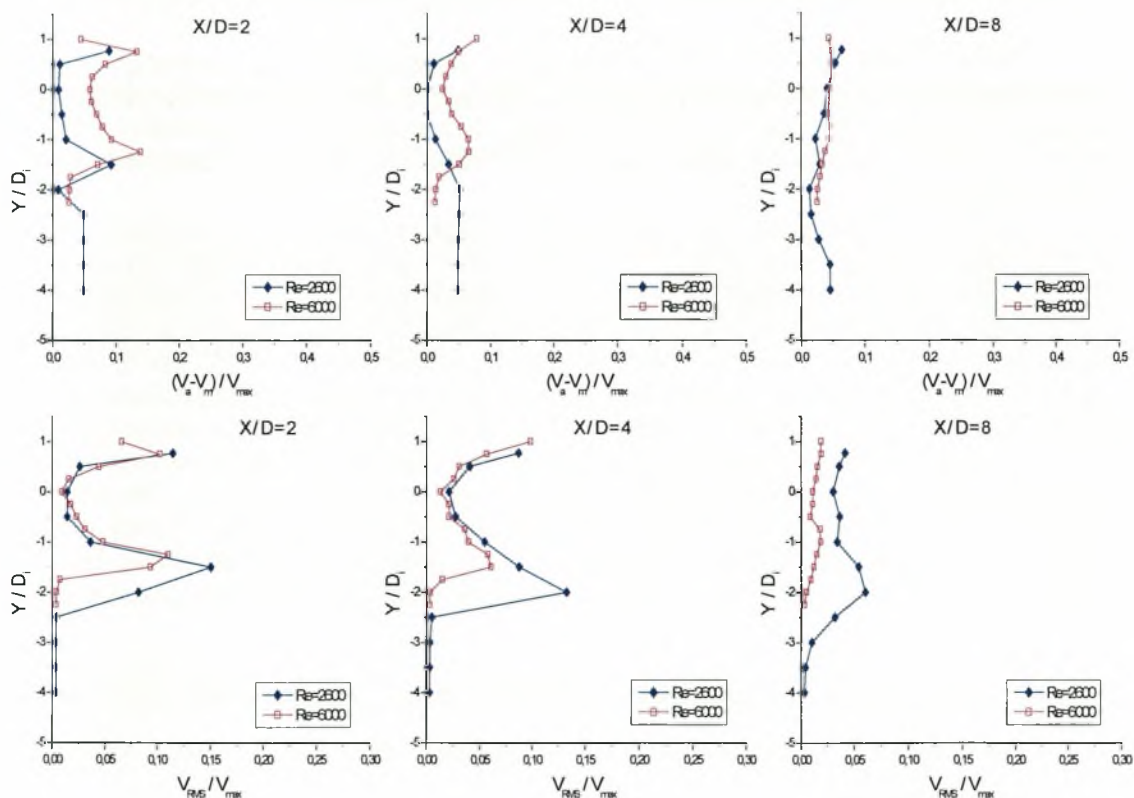
**Διάγραμμα 6.242. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=2600, Re=6000$**



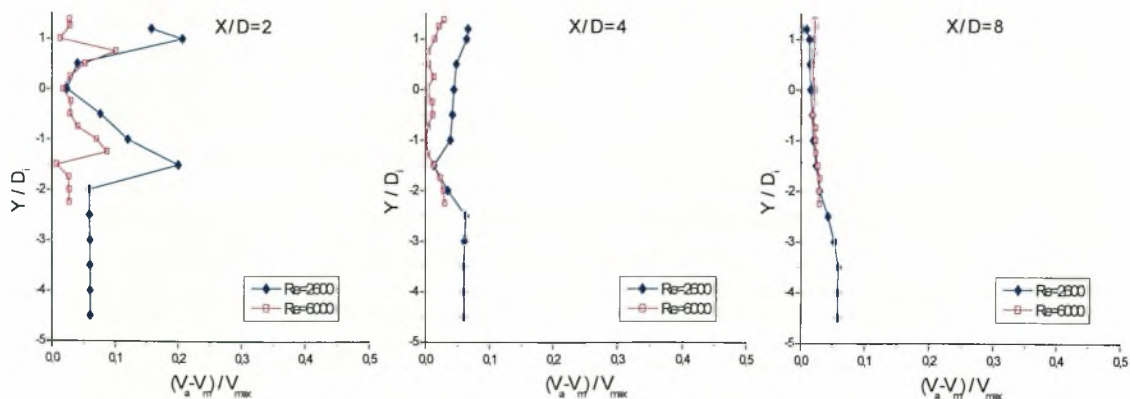


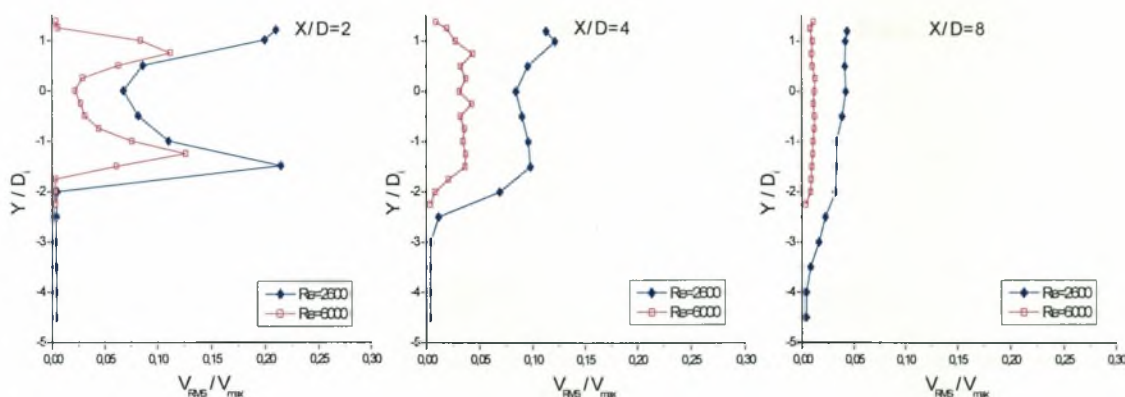


**Διάγραμμα 6.243. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=2600, Re=6000$**



**Διάγραμμα 6.244. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $Re=2600, Re=6000$**





**Διάγραμμα 6.245. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $Re=2600, Re=6000$**

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω διαγράμματα η ανάμειξη της συγκέντρωσης είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds. Σε όλες τις θέσεις η ένταση τύρβης είναι μικρότερη για  $Re=6000$  και η ομαλοποίηση στις εγκάρσιες κατανομές της έντασης τύρβης γίνεται εμφανώς πιο γρήγορα (χωρικά).

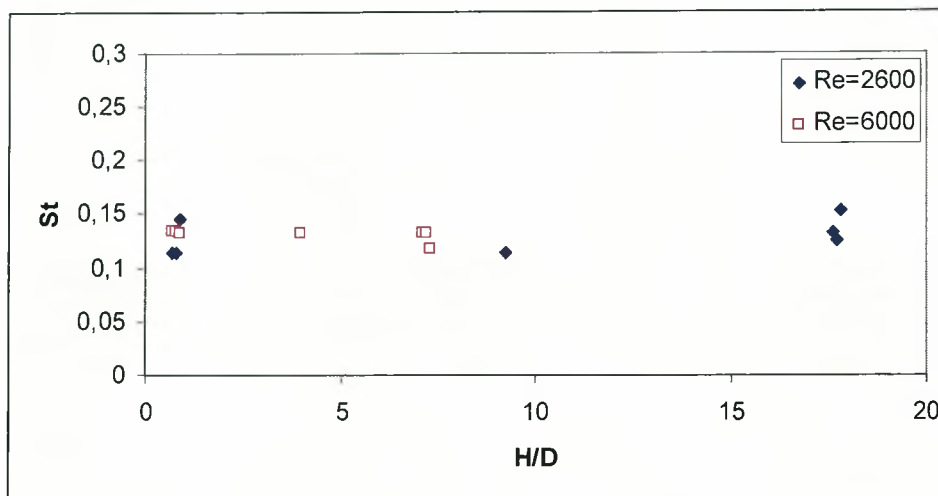
Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη της μάζας. Καθώς οι κύλινδροι απομακρύνονται από την ελεύθερη επιφάνεια η τιμή της έντασης τύρβης μειώνεται και στην θέση όπου υφίσταται εκροή δινών είναι σχεδόν ίδια με την τιμή που παίρνει στην ελεύθερη ροή. Φαίνεται λοιπόν ότι η εκροή δινών βοηθά στο να γίνεται πιο αποδοτική η ανάμειξη.

Η μέση συγκέντρωση κατάντι του κυλίνδρου φαίνεται να είναι μεγαλύτερη για  $Re=2600$ . Αυτό μπορεί να εξηγηθεί λέγοντας ότι σε μεγάλους αριθμούς Reynolds, αφενός μεν το μέγεθος των δινών είναι μεγαλύτερο και αφετέρου η ροή είναι περισσότερο τυρβώδης. Έτσι η διάχυση μιας ποσότητας βαθμωτού μεγέθους όπως η μάζα είναι πιο γρήγορη για τον μεγάλο κύλινδρο, αφού διανέμεται σε μεγαλύτερο χώρο.

### 6.7.1. Επίδραση του αριθμού Reynolds στον αριθμό Strouhal για κυλίνδρους τετραγωνικής διατομής σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης

Για  $Re=2600$  και  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια και το δάπεδο δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal (Διάγραμμα 6.246), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15. Η τιμή αυτή συμφωνεί με την βιβλιογραφία [64]. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds δεν οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal όπως συμβαίνει στην περίπτωση των κυκλικών κυλίνδρων (σχ. 6.72). Δηλαδή σε σώματα με σταθερά σημεία αποκόλλησης δεν έχουμε αλλαγές στον αριθμό Strouhal είτε κοντά σε στερεό όριο είμαστε είτε κοντά σε διεπιφάνεια.

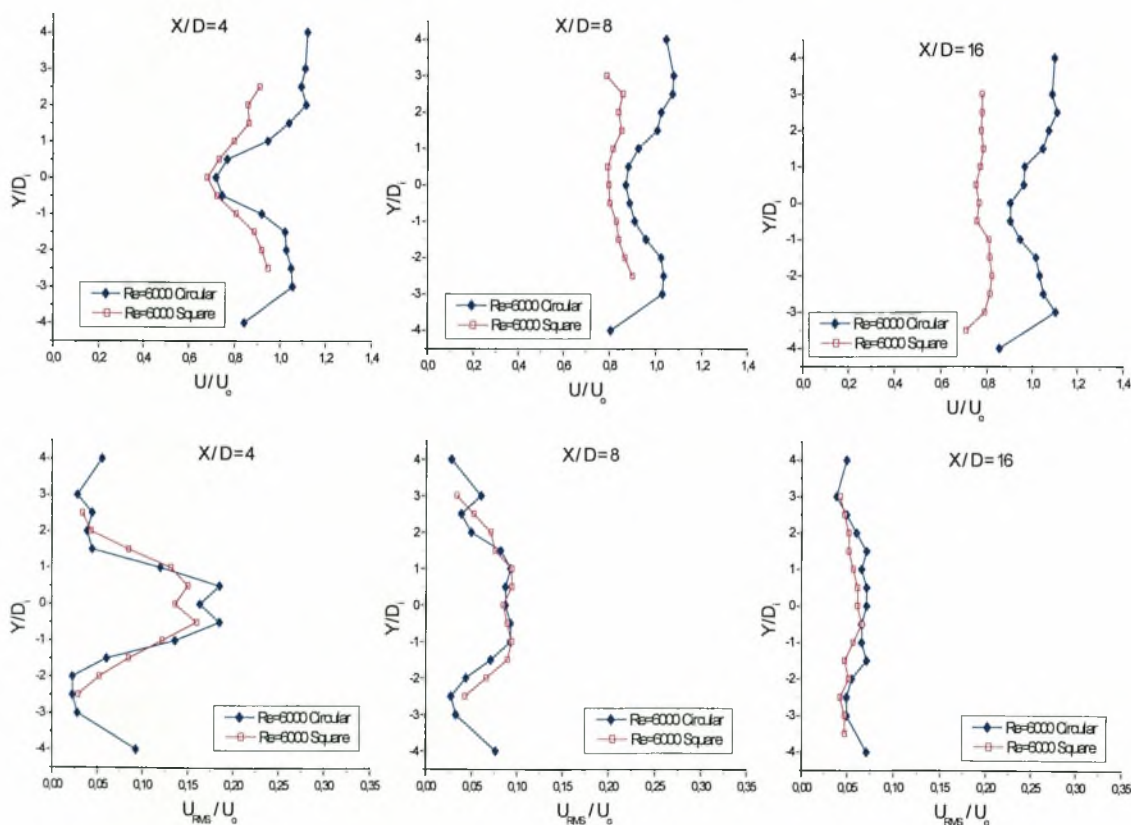
Οι τιμές εδώ είναι ελάχιστα μικρότερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου (Διάγραμμα 6.237, μετρήσεις με Hot-Film), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15.



Διάγραμμα 6.246. Αριθμός Strouhal για όλες τις θέσεις  $H/D$  &  $Re=2600$ ,  $Re=6000$

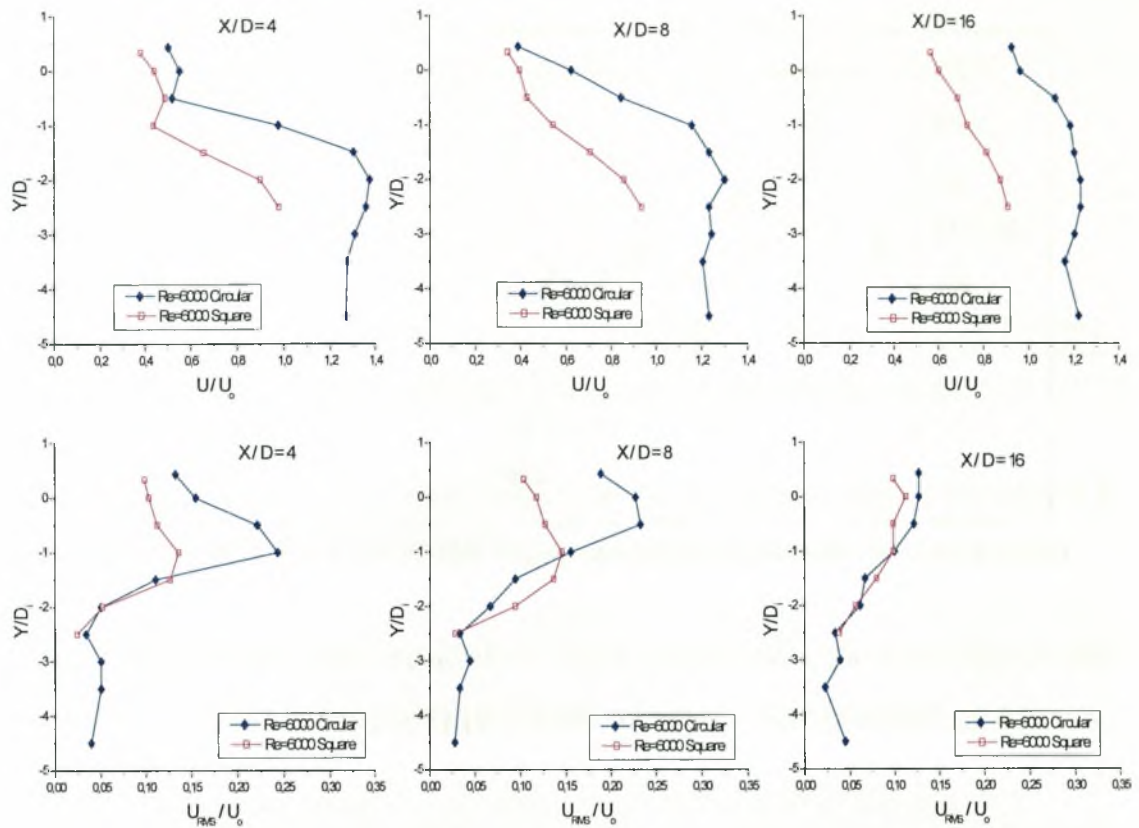
### 6.8. Επίδραση της διατομής του κυλίνδρου στις κατανομές της μέσης ταχύτητας και της έντασης τύρβης για $Re=6000$

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η επίδραση της διατομής του κυλίνδρου στις κατανομές της μέσης ταχύτητας και της έντασης τύρβης για  $Re=6000$ . Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές όπου υπάρχουν.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i=30\text{mm}$  και  $Re=6000$ .

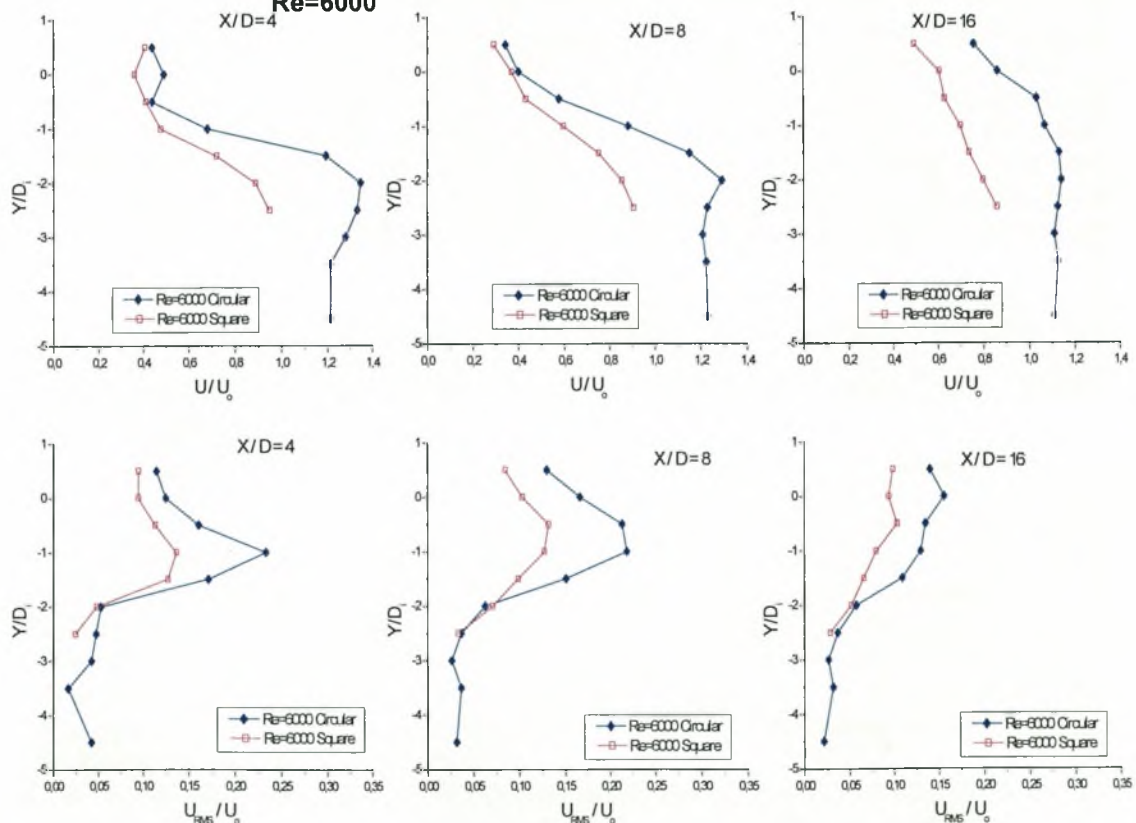


Διάγραμμα 6.247. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=6000$

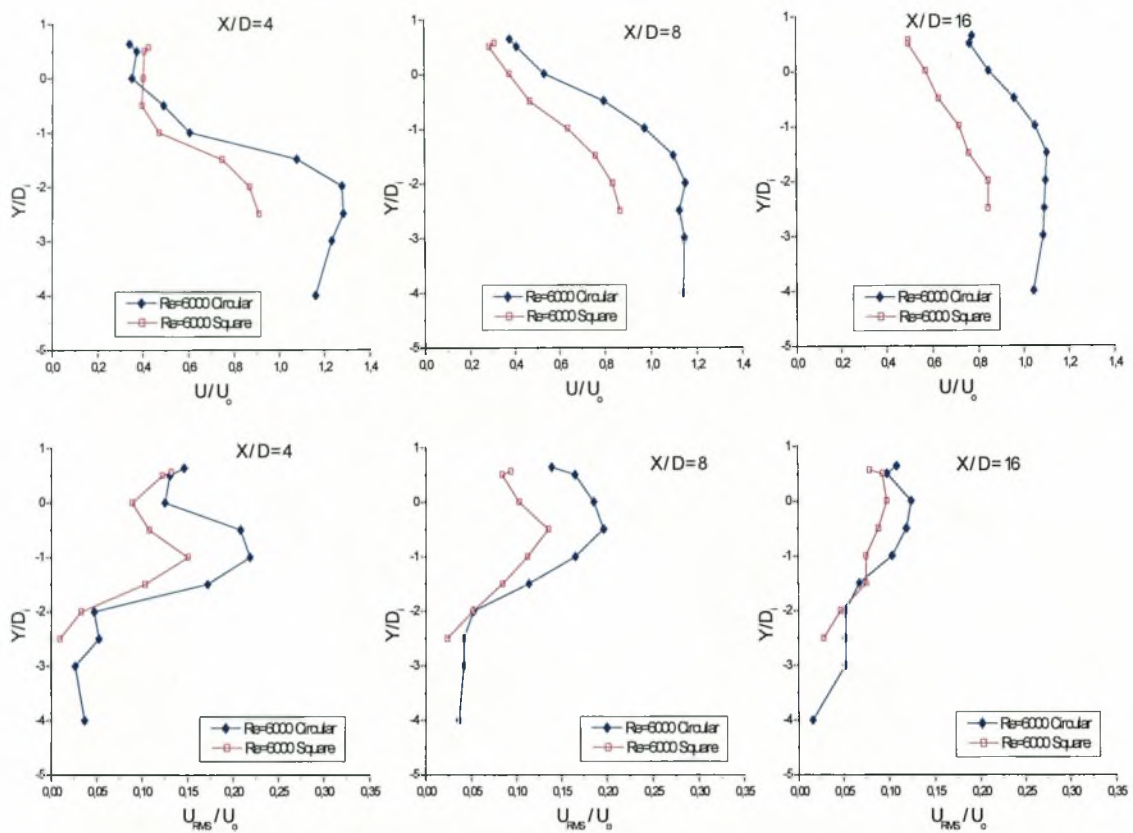


Διάγραμμα 6.248. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.5$  &

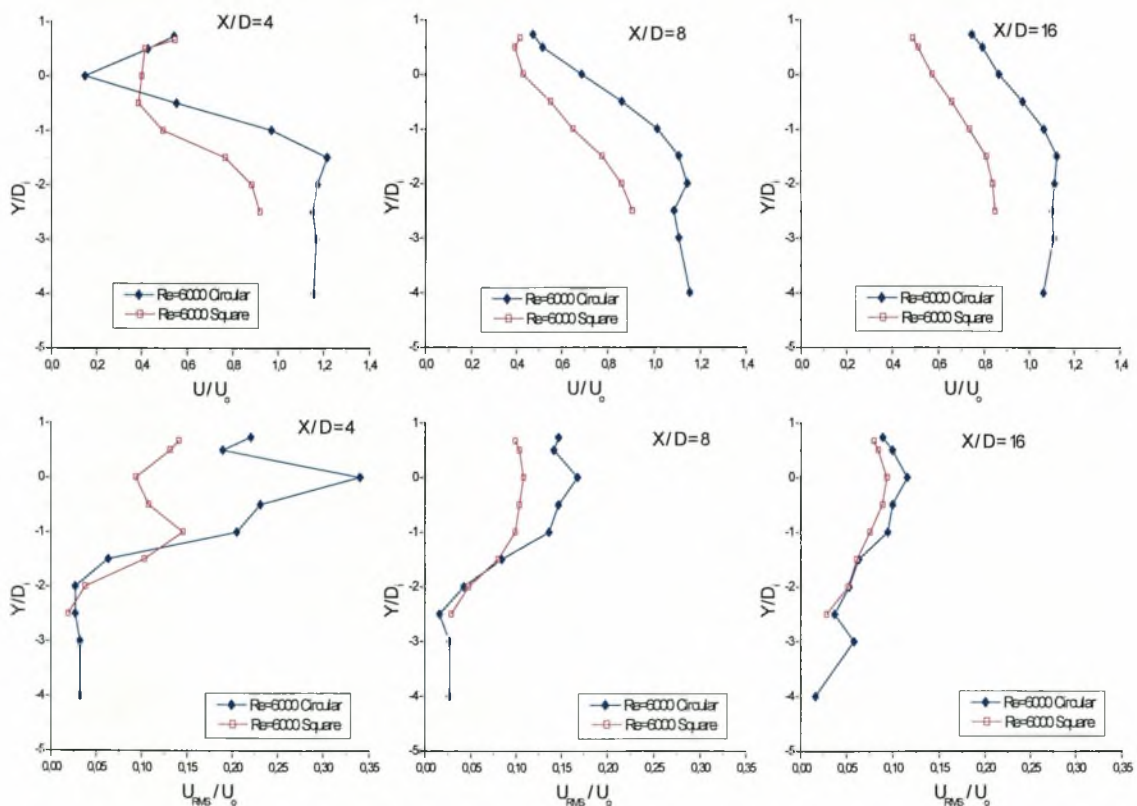
Re=6000

Διάγραμμα 6.249. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.6$  &

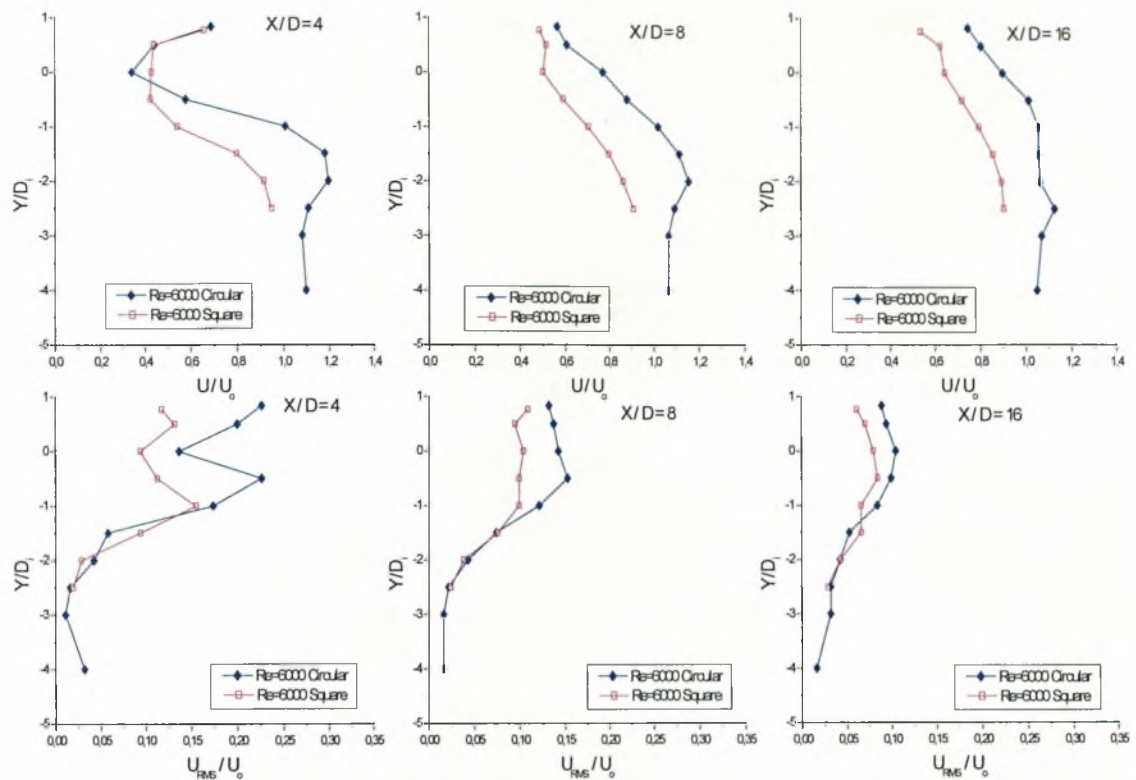
Re=6000



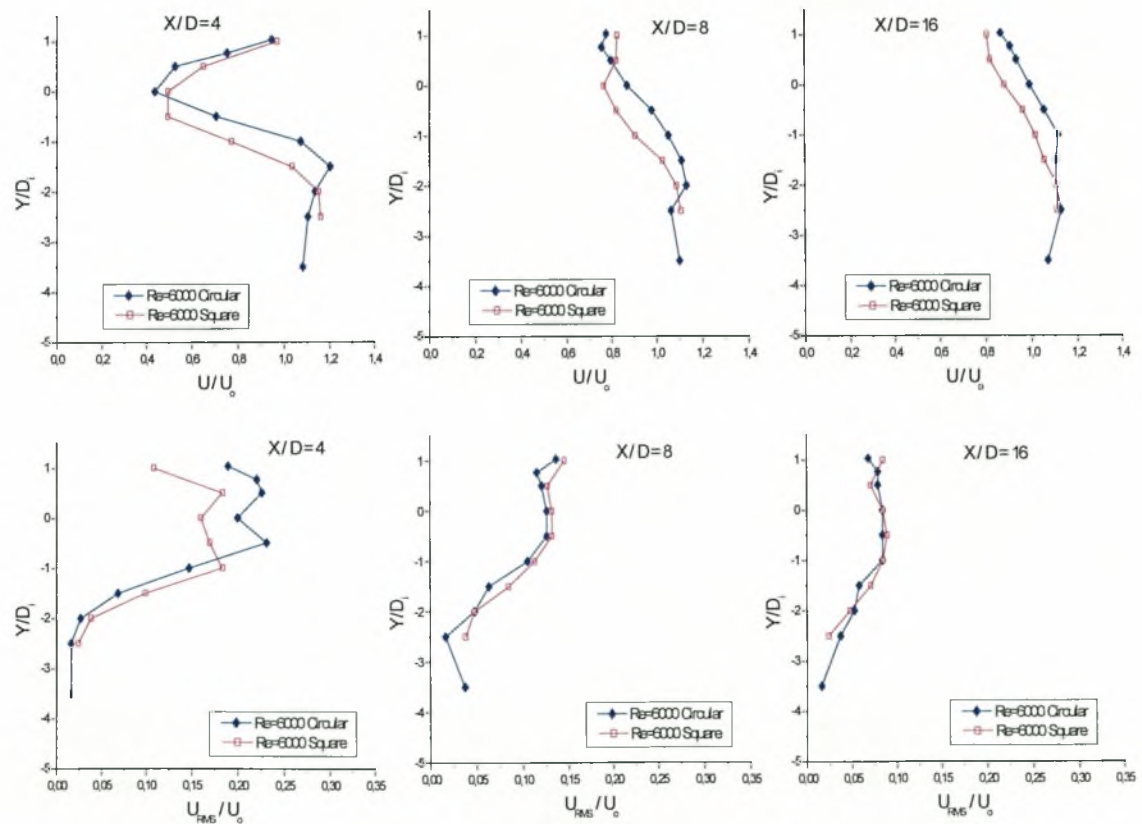
**Διάγραμμα 6.250. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=6000$**



**Διάγραμμα 6.251. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=6000$**

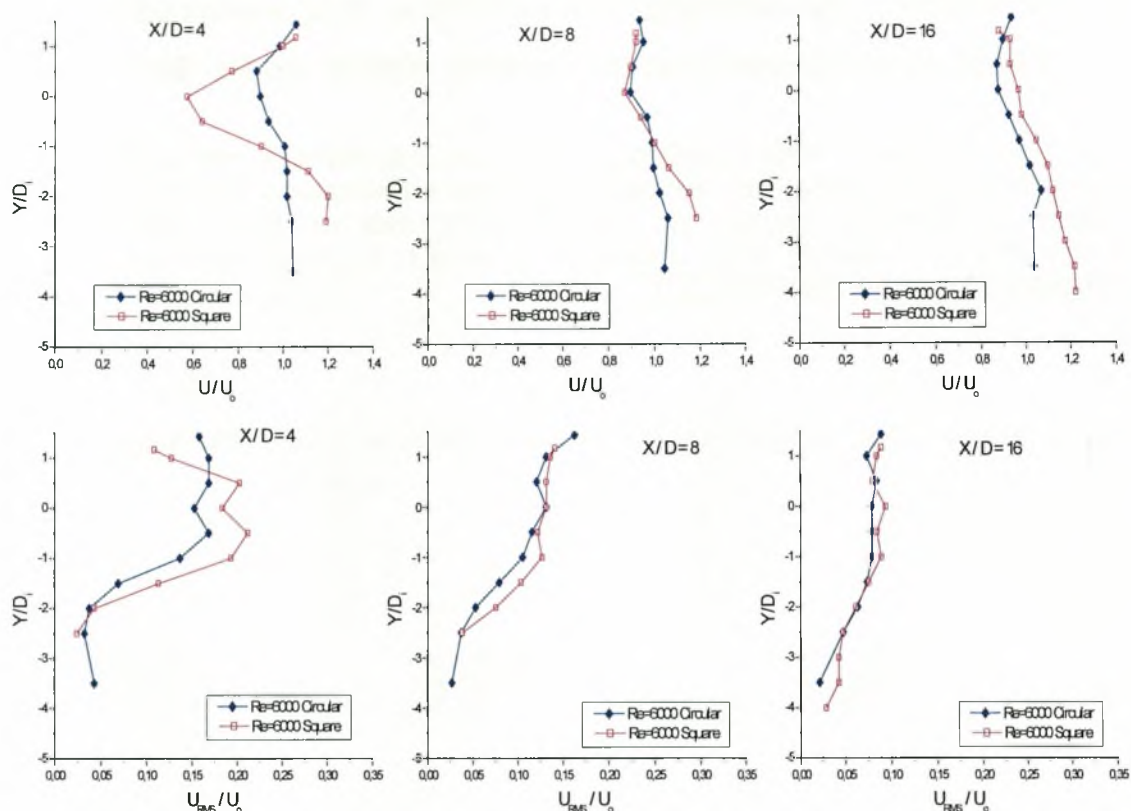


Διάγραμμα 6.252. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=6000$



Διάγραμμα 6.253. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.1$  &  $Re=6000$





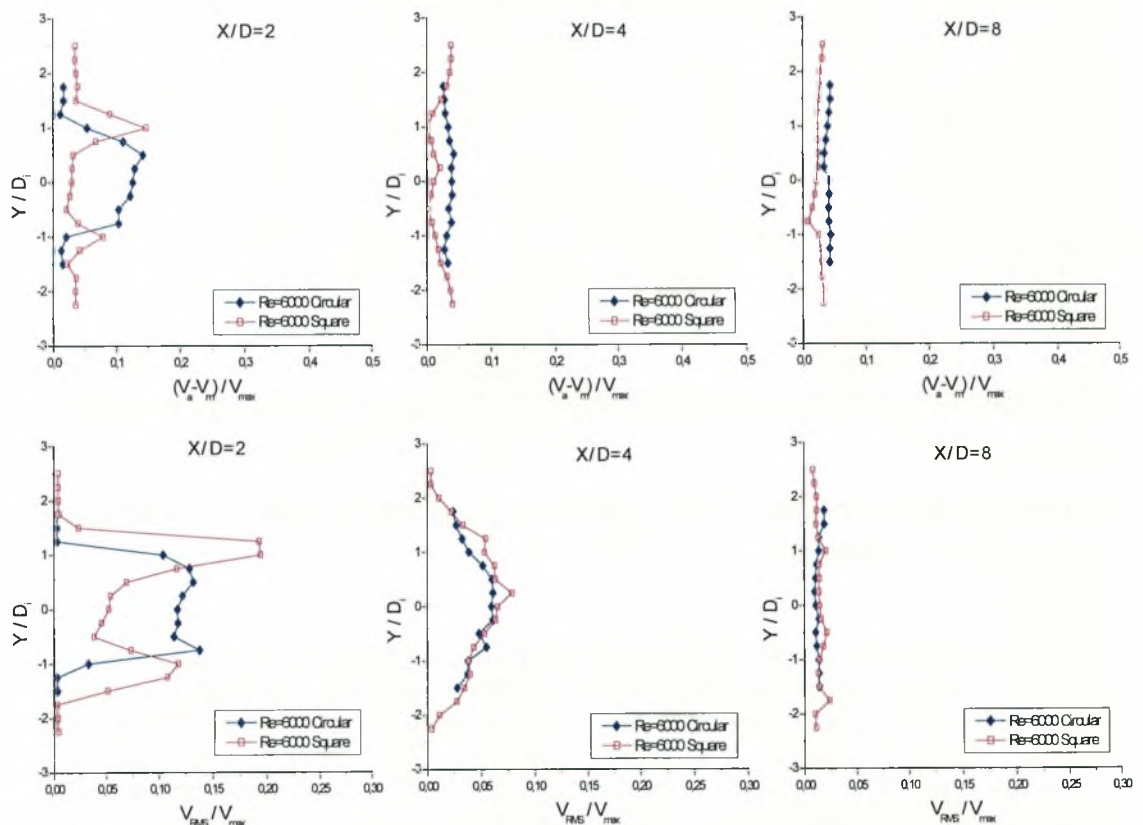
**Διάγραμμα 6.254. Κατανομή μέσης ταχύτητας και έντασης τύρβης για  $H/D=1.5$  &  $Re=6000$**

Στα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζονται οι μέσες τιμές της ταχύτητας και η ένταση τύρβης στον απόρου ενός κυλίνδρου κυκλικής διατομής και ενός τετραγωνικής για αριθμό Reynolds 6000. Όπως φαίνεται από τις κατανομές της έντασης τύρβης ο κυκλικός κύλινδρος εμφανίζει μεγαλύτερες τιμές από τον τετραγωνικό σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης. Αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η ανάμειξη της ορμής πίσω από τον κυκλικό κύλινδρο είναι λιγότερο αποδοτική απ' ό,τι στον τετραγωνικό αφού η διακυμάνσεις της ταχύτητας από την μέση τιμή (RMS) είναι μεγαλύτερες στην περίπτωση που στην ροή είναι τοποθετημένος κύλινδρος τετραγωνικής διατομής.

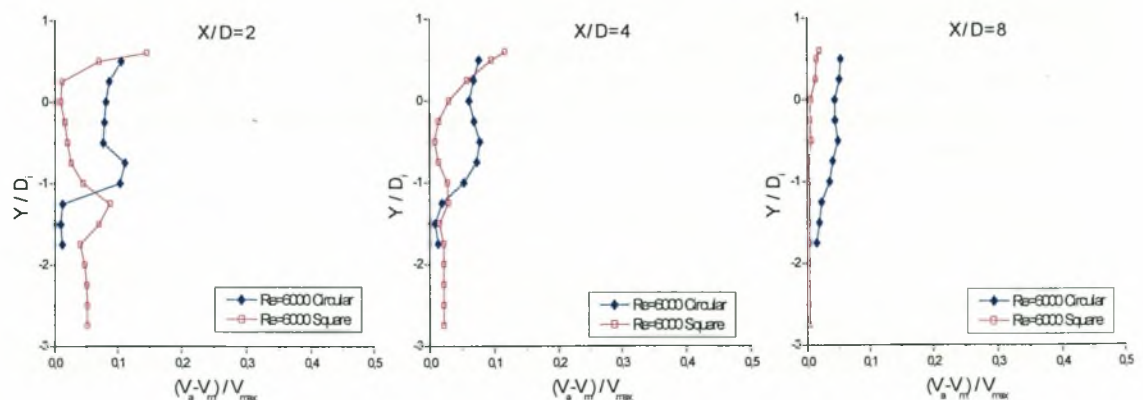
Η παρουσία του κυλίνδρου τετραγωνικής διατομής επιφέρει την μεγαλύτερη υστέρηση στην μέση ταχύτητα στην θέση  $X/D=4$ . Σχεδόν ίδια είναι η μορφή που παρουσιάζουν οι εγκάρσιες κατανομές της μέσης ταχύτητας και στις θέσεις  $X/D=8$  και  $X/D=16$  με το ποσοστό ανάκτησης της ορμής να είναι εμφανές από την μία θέση στην άλλη και για τους δύο κυλίνδρους. Όπως φαίνεται στα διαγράμματα η διαπλάτυνση των κατανομών της ταχύτητας είναι εμφανής από θέση σε θέση κατάντι των κυλίνδρων.

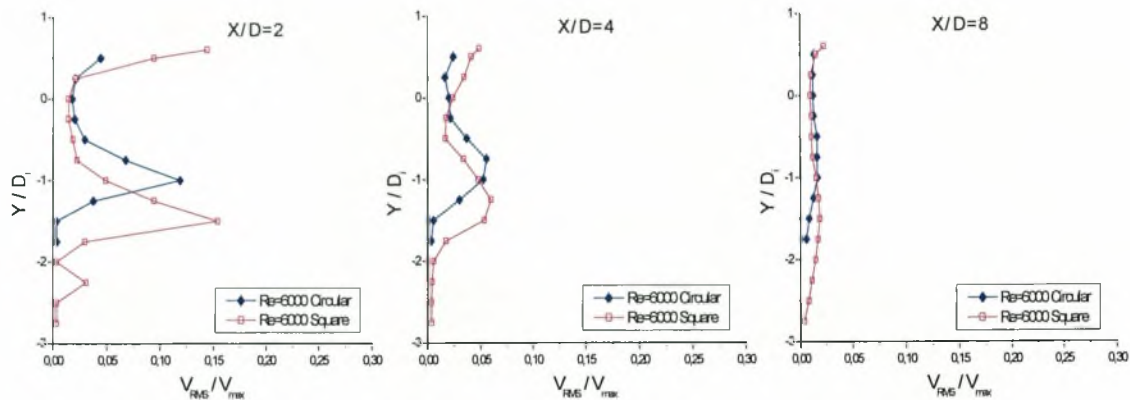
### 6.9. Επίδραση της διατομής του κυλίνδρου στις κατανομές της μέσης συγκέντρωσης και της έντασης τύρβης για $Re=6000$

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η επίδραση της διατομής του κυλίνδρου (κυκλικού ή τετραγωνικού) στις κατανομές της μέσης συγκέντρωσης και της έντασης τύρβης για  $Re=6000$ . Σκοπός της ενότητας αυτής είναι να γίνουν εμφανείς οι διαφορές στις κατανομές όπου υπάρχουν.  $D_i$  είναι η διάμετρος του κυλίνδρου, δηλαδή  $D_i=30\text{mm}$  και  $Re=6000$ .

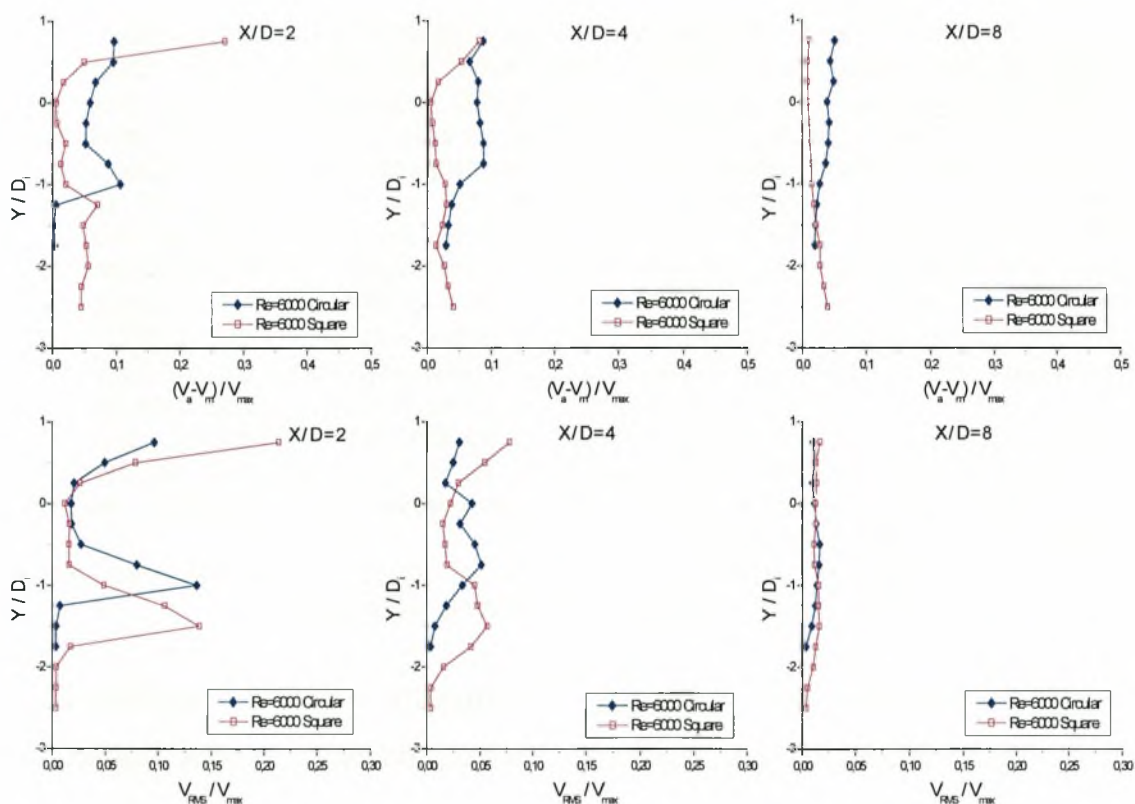


Διάγραμμα 6.255. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=K$  &  $Re=6000$

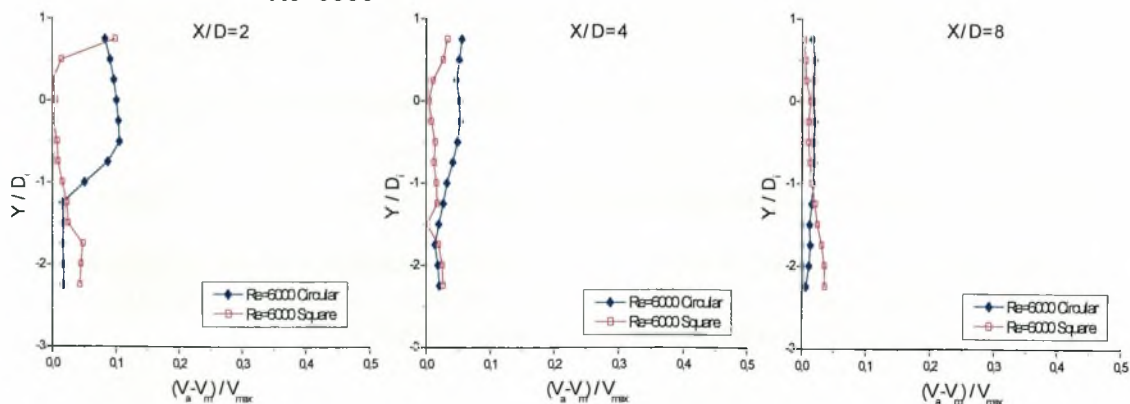




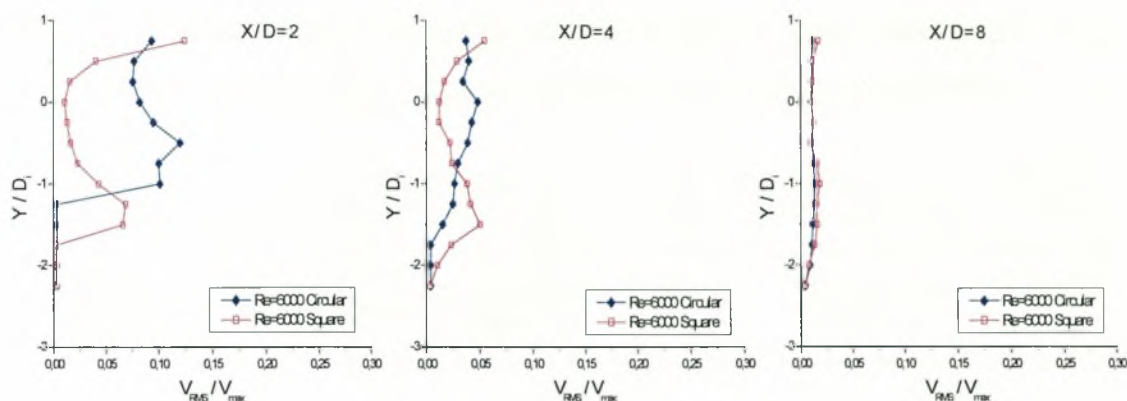
**Διάγραμμα 6.256. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.7$  &  $Re=6000$**



**Διάγραμμα 6.257. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $Re=6000$**







**Διάγραμμα 6.258. Κατανομή μέσης συγκέντρωσης και έντασης τύρβης για  $H/D=0.9$  &  $Re=6000$**

Στα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζονται οι μέσες τιμές της συγκέντρωσης μάζας και η ένταση τύρβης αυτής στον απόρου ενός κυλίνδρου κυκλικής διατομής και ενός τετραγωνικής για αριθμό Reynolds 6000. Όπως φαίνεται από τις κατανομές της μέσης συγκέντρωσης όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή, ο τετραγωνικός κύλινδρος δεν επιτρέπει την εισροή μάζας στον απόρου σε κοντινές αποστάσεις κατάντι ( $X/D=2$ ) και η ποσότητα της μάζας διοχετεύεται από την πάνω και την κάτω πλευρά του κυλίνδρου χωρίς το υλικό να εισέρχεται στην κεντρική γραμμή όπως συμβαίνει στον κυκλικό κύλινδρο (διάγραμμα 6.269). Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα σημεία αποκόλλησης στον τετραγωνικό κύλινδρο είναι σταθερά σε γωνία  $\pm 45^\circ$  από το σημείο ανακοπής, ενώ στον κυκλικό κύλινδρο είναι πιο πίσω  $\pm 82^\circ$  και αλλάζουν θέση ανάλογα με τις ροϊκές συνθήκες.

Από την παρατήρηση των διαγραμμάτων της έντασης τύρβης προκύπτουν τιμές σχεδόν ίδιες και για τους δύο κυλίνδρους, δηλαδή στην ανάμειξη της μάζας και οι δύο διατομές φαίνεται να συνεισφέρουν με το ίδιο ποσοστό, ειδικά στις περιπτώσεις που οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι κοντά στην διεπιφάνεια υγρού-αερίου και για θέσεις  $X/D \geq 4$ .

Η απομάκρυνση από τους κυλίνδρους οδηγεί σε διαπλάτυνση των κατανομών της μέσης συγκέντρωσης και της έντασης τύρβης αυτής.

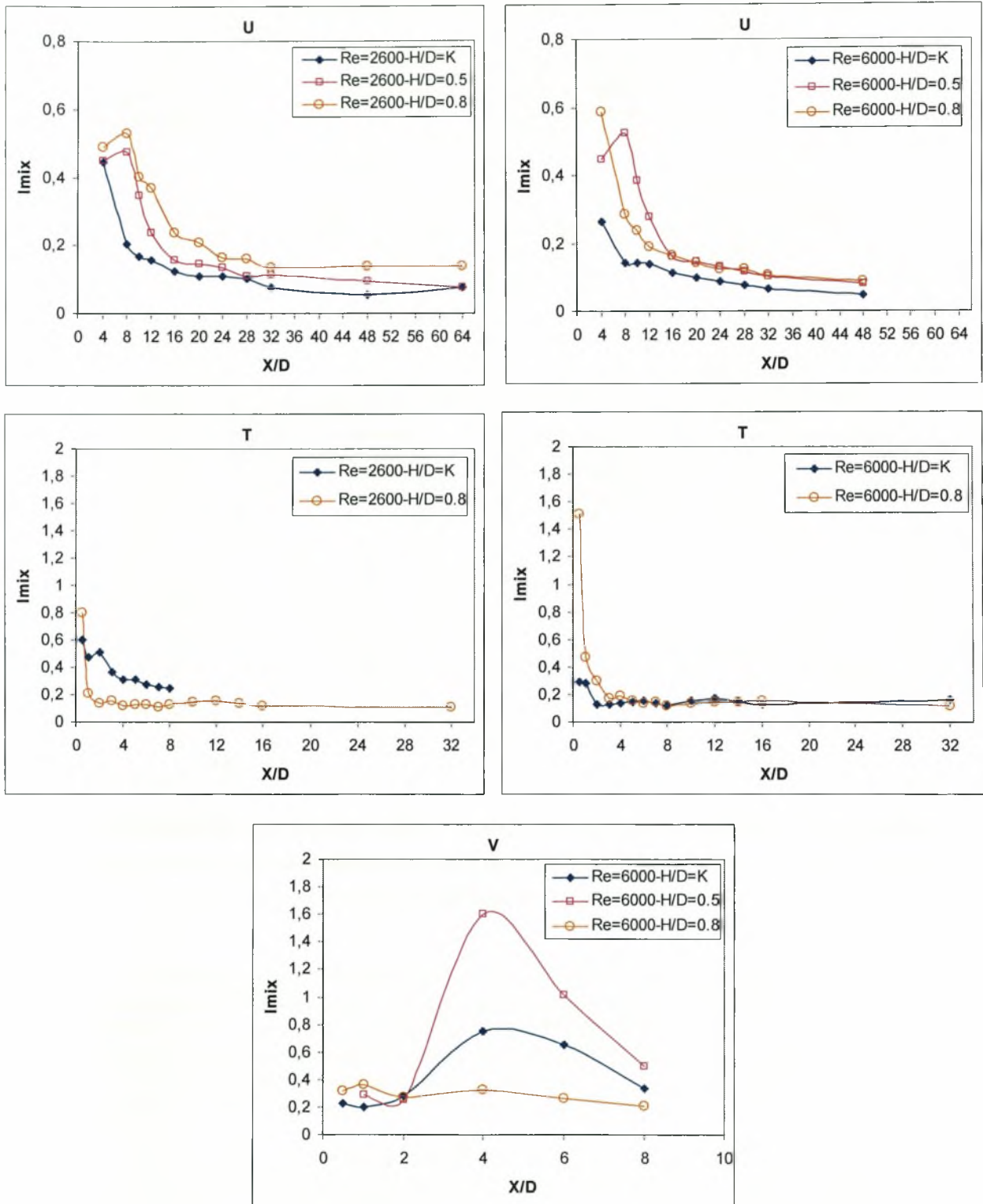
## 6.10. Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας, θερμοκρασίας και συγκεντρώσεως στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων

Στο υποκεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ταχύτητας, θερμοκρασίας και συγκεντρώσεως κατάντι των κυλίνδρων στην κεντρική γραμμή ( $Y/D=0$ ) για  $Re=2600$  &  $Re=6000$ . Σαν δείκτης ανάμειξης ταχύτητας ορίζεται

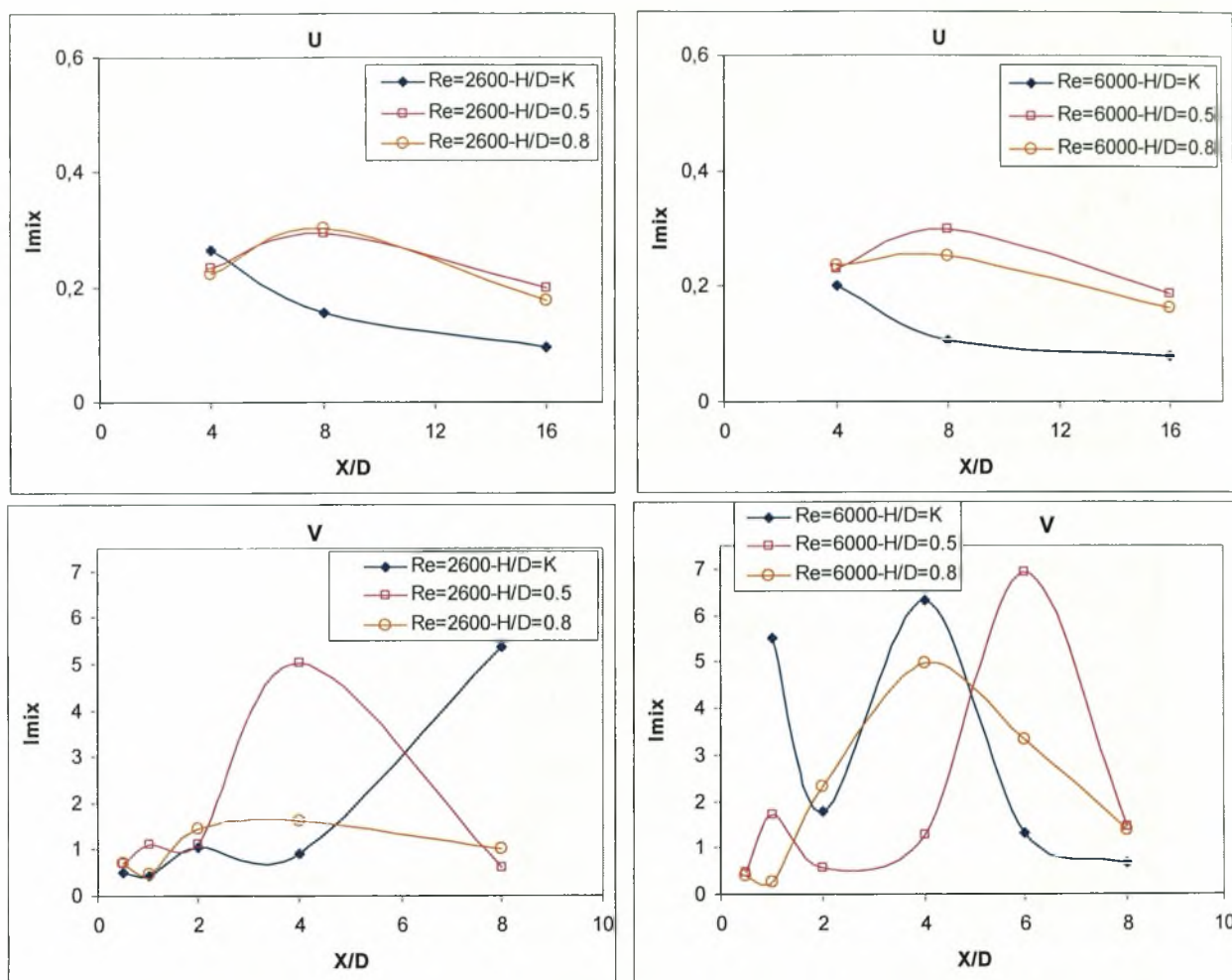
$$\text{το κλάσμα } I_{mix}^U = \frac{U_{RMS}}{U}, \text{ δείκτης ανάμειξης θερμοκρασίας το κλάσμα } I_{mix}^T = \frac{T_{RMS}}{T_m - T_a}$$

$$\text{και δείκτης ανάμειξης της συγκέντρωσης το κλάσμα } I_{mix}^V = \frac{V_{RMS}}{V_a - V_m}. \text{ Στόχος της}$$

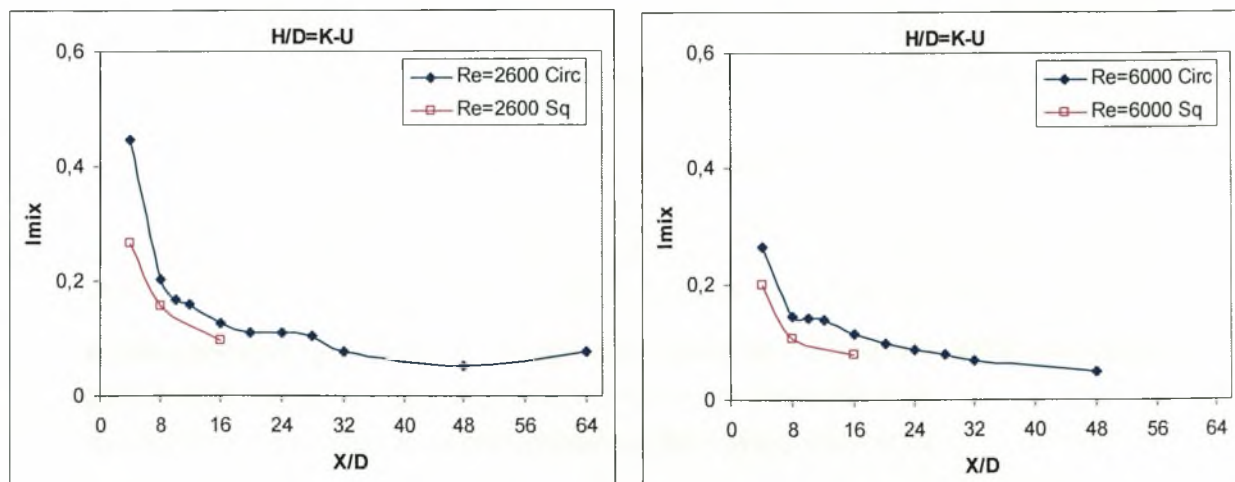
ενότητάς αυτής είναι να γίνει κατανοητό πιο μέγεθος αναμειγνύεται πιο αποδοτικά, η ταχύτητα, η θερμοκρασία ή η μάζα, για τις διάφορες θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου, και χωρικά πιο μέγεθος αναμειγνύεται γρηγορότερα.



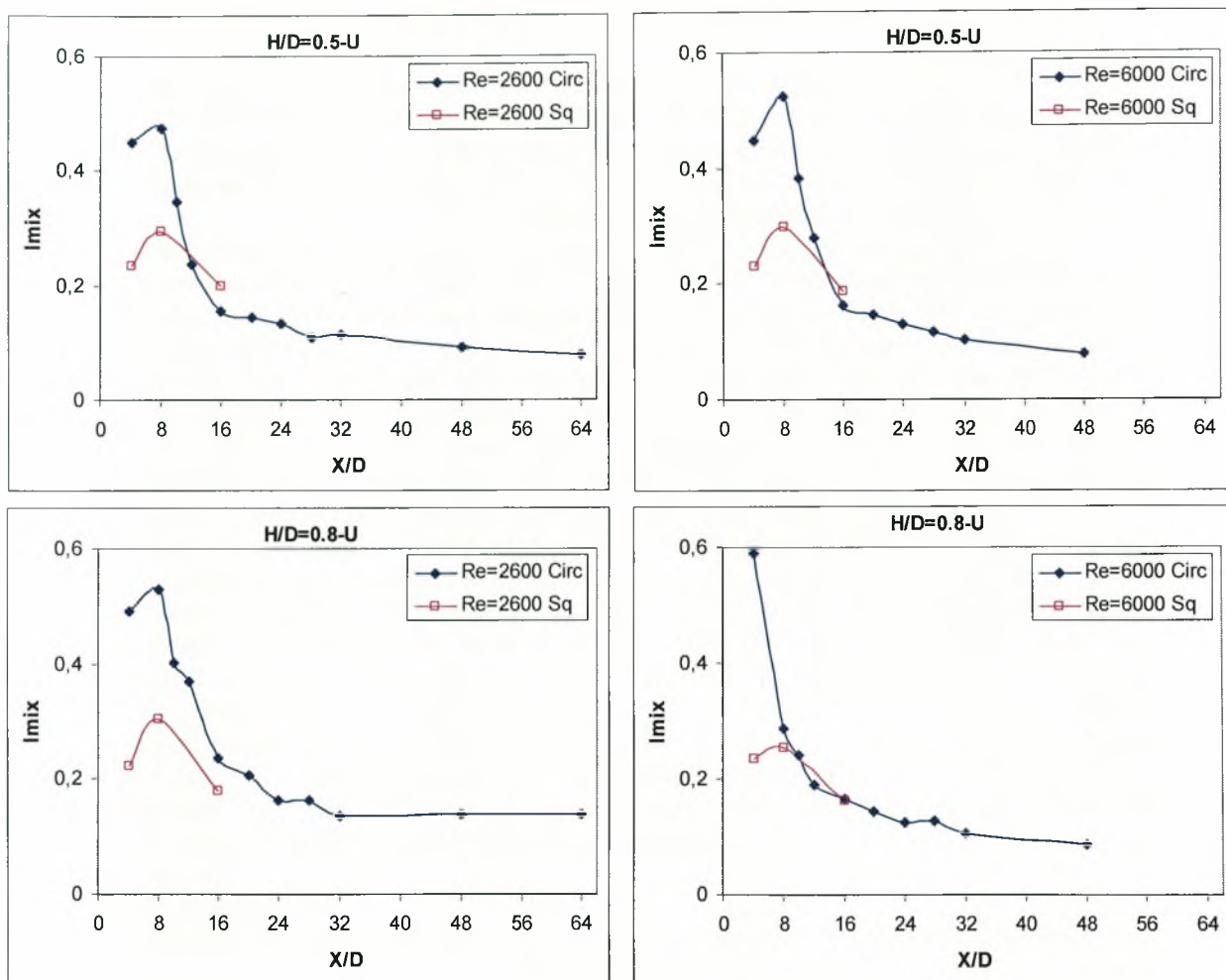
**Διάγραμμα 6.259.** Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας, θερμοκρασίας & συγκέντρωσης για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$  και  $Re=2600$  &  $6000$  στην κεντρική γραμμή κυκλικών κυλίνδρων



**Διάγραμμα 6.260. Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας & συγκέντρωσης για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$  και  $Re=2600$  &  $6000$  στην κεντρική γραμμή τετραγωνικών κυλίνδρων**







**Διάγραμμα 6.261. Μεταβολή του δείκτη ανάμειξης ( $I_{mix}$ ) ταχύτητας για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$  και  $Re=2600$  &  $6000$  στην κεντρική γραμμή κυκλικών και τετραγωνικών κυλίνδρων**

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα 6.259, ο δείκτης ανάμειξης της θερμοκρασίας εξομαλύνεται πιο γρήγορα από αυτόν της ταχύτητας και της συγκέντρωσης σε όλες τις θέσεις, οπότε η ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους είναι πιο αποδοτική και χωρικά γίνεται πιο γρήγορα. Επίσης η παρουσία του κυλίνδρου με την μεγάλη διάμετρο ομαλοποιεί τον δείκτη ανάμειξης ταχύτητας και θερμοκρασίας πιο γρήγορα, άρα όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός Reynolds τόσο αποδοτικότερη είναι η ανάμειξη των μεγεθών.

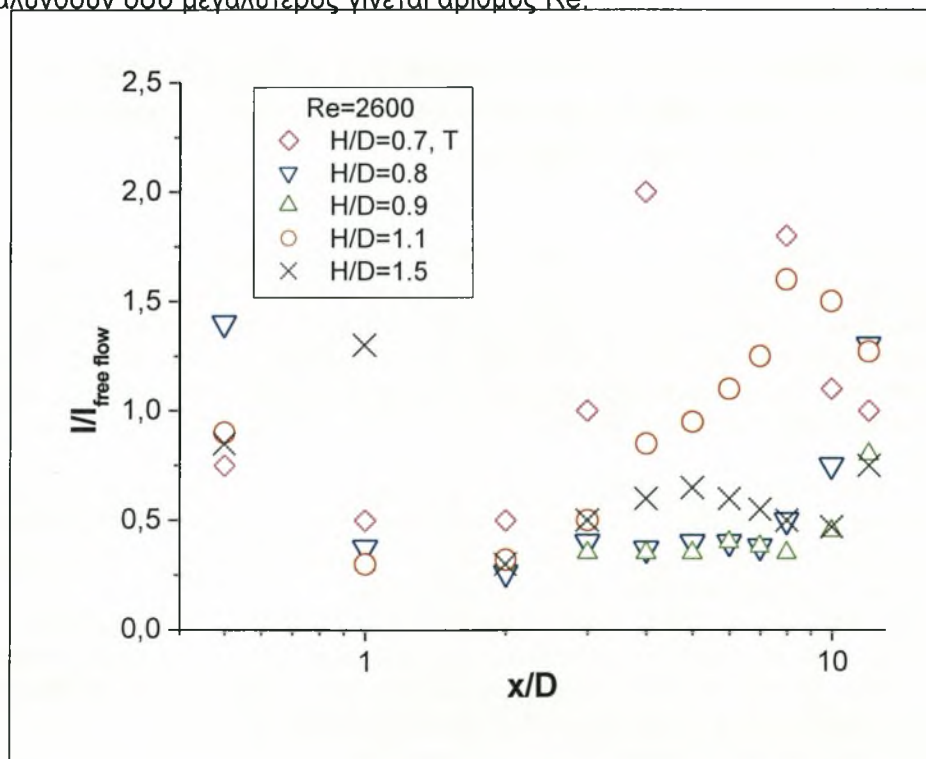
Όμοια είναι η μεταβολή που παρατηρείται στον δείκτη ανάμειξης της ταχύτητας στην περίπτωση του τετραγωνικού κυλίνδρου (Διαγρ. 6.260), δηλαδή για μεγάλο αριθμό Reynolds φαίνεται να συμβαίνει ομαλοποίηση του δείκτη ανάμειξης πιο γρήγορα σε σχέση με τον μικρό αριθμό Reynolds.

Στο διάγραμμα 6.261 γίνεται σύγκριση της μεταβολής που συμβαίνει στον δείκτη ανάμειξης για κυκλικό και τετραγωνικό κύλινδρο για δύο αριθμούς Reynolds. Από τις τιμές προκύπτει ότι ο δείκτης ανάμειξης της ταχύτητας του τετραγωνικού κυλίνδρου είναι μικρότερος και φαίνεται να ομαλοποιείται πιο γρήγορα από τον δείκτη ανάμειξης του κυκλικού κυλίνδρου και για τους δύο αριθμούς Reynolds, οπότε ο τετραγωνικός κύλινδρος υποβοηθάει την ανάμειξη της ορμής. Επίσης η παρουσία του κυλίνδρου με την μεγάλη διάμετρο ομαλοποιεί τον δείκτη ανάμειξης ταχύτητας

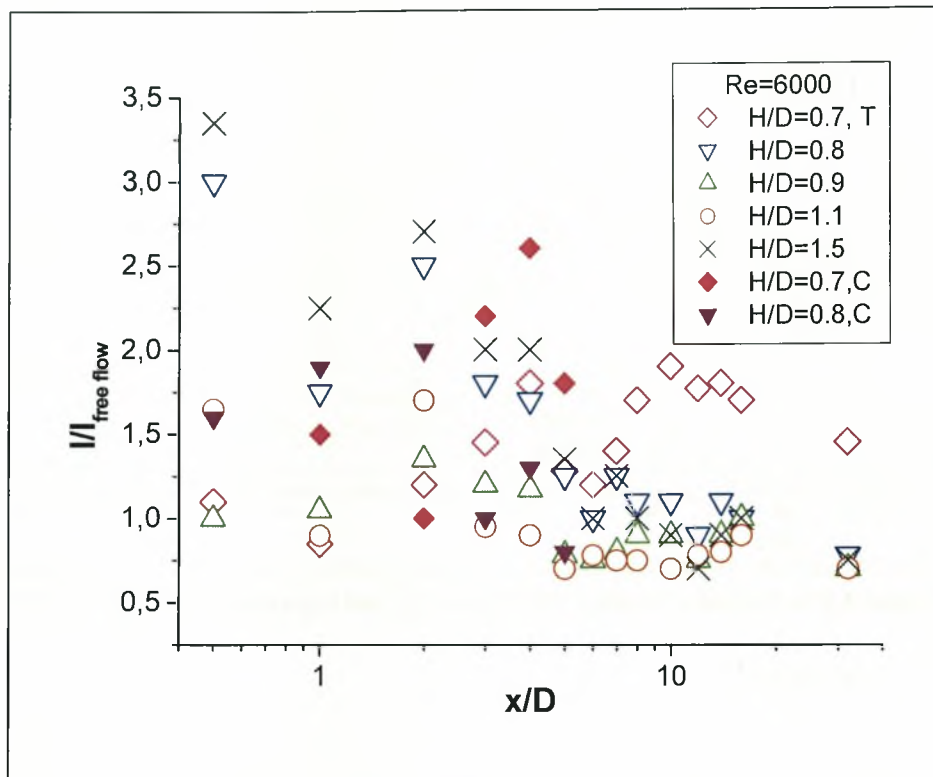
πιο γρήγορα, άρα όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός Reynolds τόσο αποδοτικότερη ανάμειξη παρατηρείται.

Η εκροή δινών οδηγεί σε μικρότερες τιμές του δείκτη ανάμειξης και πιο γρήγορη ομαλοποίηση αυτού. Όμοιος τρόπος εξέτασης της αποδοτικότητας της ανάμειξης είχε εφαρμοστεί στην εργασία των Starountzis et. [128], που ερευνάται η ροή κατάντι σημειακής θερμής πηγής. Και σε αυτή την εργασία η εκροή δινών οδηγεί σε αποδοτικότερη ανάμειξη σε σχέση με την τύρβη.

Στα διαγράμματα 6.262 και 6.263 γίνεται μια προσπάθεια να διαλευκανθεί η επίδραση της απόστασης από την διεπιφάνεια H/D, στην ανάμειξη πίσω από τους κυλίνδρους για  $Re = 2600$  και  $6000$ . Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι κατά μήκος της κεντρικής γραμμής πίσω από τους κυλίνδρους. Η περιοχή που ερευνάται είναι  $X = 10D$  κατάντι του κυλίνδρου. Οι τιμές σε κάθε θέση H/D πίσω από τους κυλίνδρους είναι διαιρεμένες με τις αντίστοιχες τιμές της ελεύθερης ροής. Όπως φάνηκε και στο διάγραμμα 2 η περιοχή σχηματισμού δινών  $L_f$  αλλάζει με την απόσταση που είναι τοποθετημένοι οι κύλινδροι από την ελεύθερη επιφάνεια H/D και ειδικά στην περιοχή  $0.7 < H/D < 1.2$  καθώς και από τον αριθμό Re. Υπάρχει μεγάλος διασκορπισμός των αποτελεσμάτων, τα οποία μετατοπίζονται προς τα χαμηλά X/D καθώς ο αριθμός Re αυξάνει, ίσως επειδή υπάρχει αντιστοιχία με το μίκρεμα της περιοχής σχηματισμού δινών  $L_f$  στους μεγάλους αριθμούς Re. Ο δείκτης ανάμειξης I είναι πολύ ευαίσθητος στις αλλαγές της θέσης από την διεπιφάνεια, αλλά δεν προκύπτει κάτι συστηματικό όπως έγινε στην περίπτωση του αριθμού Strouhal. Βέβαια, για αποστάσεις X μικρότερες του 1D, οι εντάσεις είναι μεγαλύτερες από αυτές τις ελεύθερης ροής, σχεδόν τριπλάσιες ( $Re = 6000$ ). Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι στον μεγαλύτερο αριθμό Re επικρατεί μια τάση ομαλοποίησης των τιμών των εντάσεων για αποστάσεις μεγαλύτερες από 3D, ανεξάρτητα από την θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου X/D (Διάγραμμα 6.263). Αυτό μπορεί να σημαίνει ότι αν και κοντά στον κύλινδρο οι εντάσεις γίνονται μεγαλύτερες καθώς ο αριθμός Re αυξάνει, και επηρεάζονται και από το X/D και από τον Re, περαιτέρω απομάκρυνση από τον κύλινδρο κατά μήκος του απόρου αυτές οι διαφορές τείνουν να εξομαλυνθούν όσο μεγαλύτερος γίνεται αριθμός Re.



**Διάγραμμα 6.262.** Επίδραση της απόστασης από την ελεύθερη επιφάνεια (H/D) στον δείκτη ανάμειξης I για  $Re = 2600$ .



Διάγραμμα 6.263. Επίδραση της απόστασης από την ελεύθερη επιφάνεια ( $H/D$ ) στον δείκτη ανάμειξης  $I$  για  $Re=6000$ .

### 6.11. Εξέλιξη κλιμάκων ταχύτητας $L_u$ σε σχέση με τις κλίμακες της θερμοκρασίας $L_\theta$ στην κεντρική γραμμή

Στην ενότητα αυτή υπολογίζονται οι χωρικές κλίμακες της ταχύτητας ( $L_u$ ) και της θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων, και ερευνάται η εξέλιξη αυτών στον απόρο του των σωμάτων. Για τον υπολογισμό των παραπάνω κλιμάκων τύρβης θα χρησιμοποιηθεί η σχέση 6.11.1 [69]

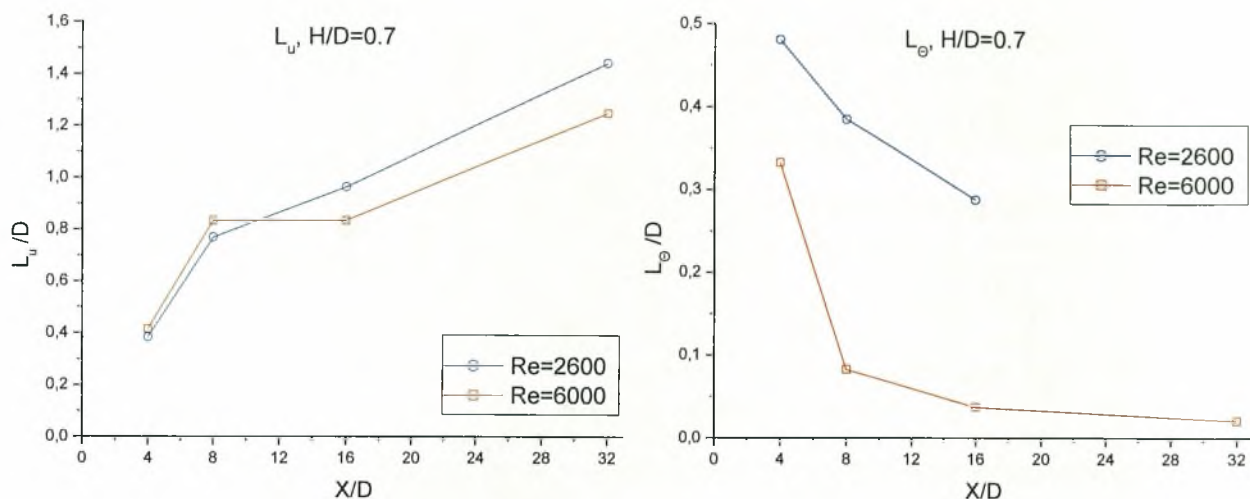
$$\frac{S_u(n)}{u^2} = \frac{4L_x}{U_\infty} \frac{1}{[1 + (1.3392(\frac{2\pi n L_x}{U_\infty}))^2]^{\frac{5}{6}}} \quad 6.11.1$$

Για τον υπολογισμό της κλίμακας τύρβης προσεγγίζουμε ασυμπτωτικά στο μηδέν από τα γραφήματα πυκνότητας φάσματος ισχύος, θέτουμε δηλαδή  $n = 0$  στην παραπάνω σχέση, και προκύπτει ότι

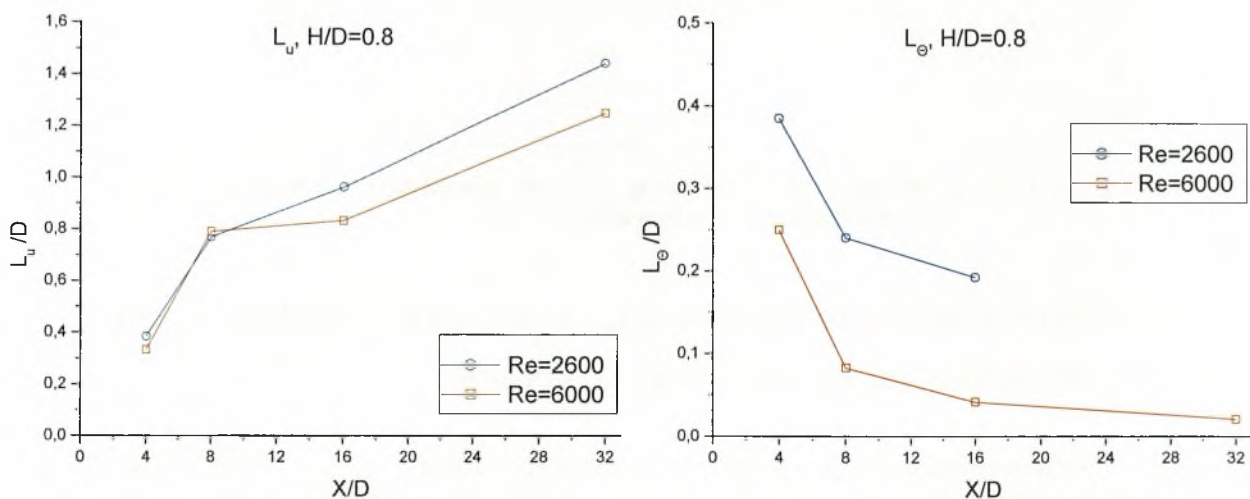
$$\frac{S_u(0)}{u^2} = \frac{4L_x}{U_\infty} \Rightarrow L_x = \frac{S_u(0)U_\infty}{4u^2} \quad 6.11.2$$

Τα διαγράμματα που ακολουθούν δείχνουν την εξέλιξη των κλιμάκων της τύρβης για την ταχύτητα και την θερμοκρασία στον απόρο του των κυλίνδρων για  $Re=2600$  και  $Re=6000$ .

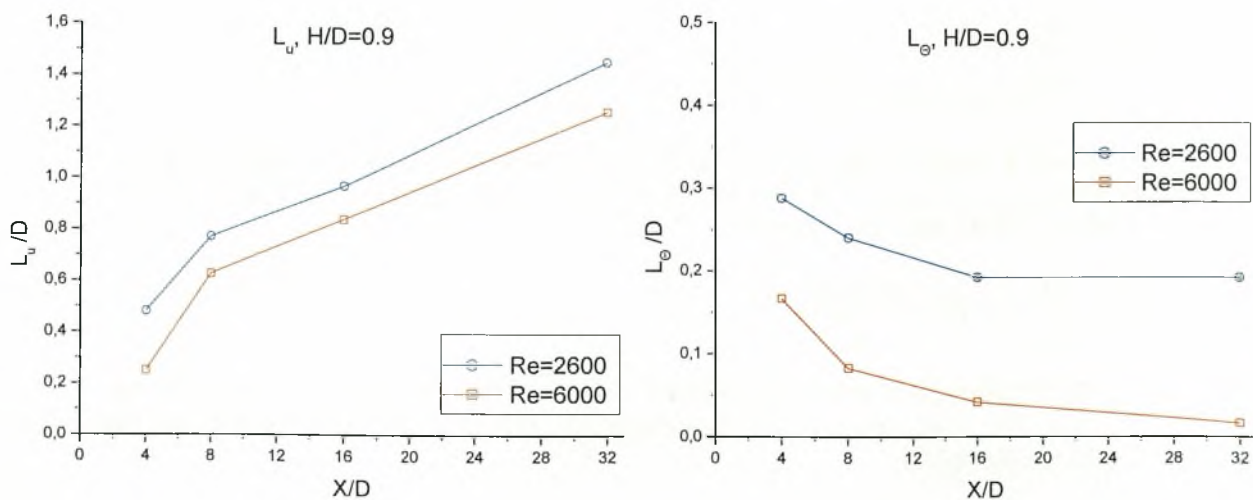




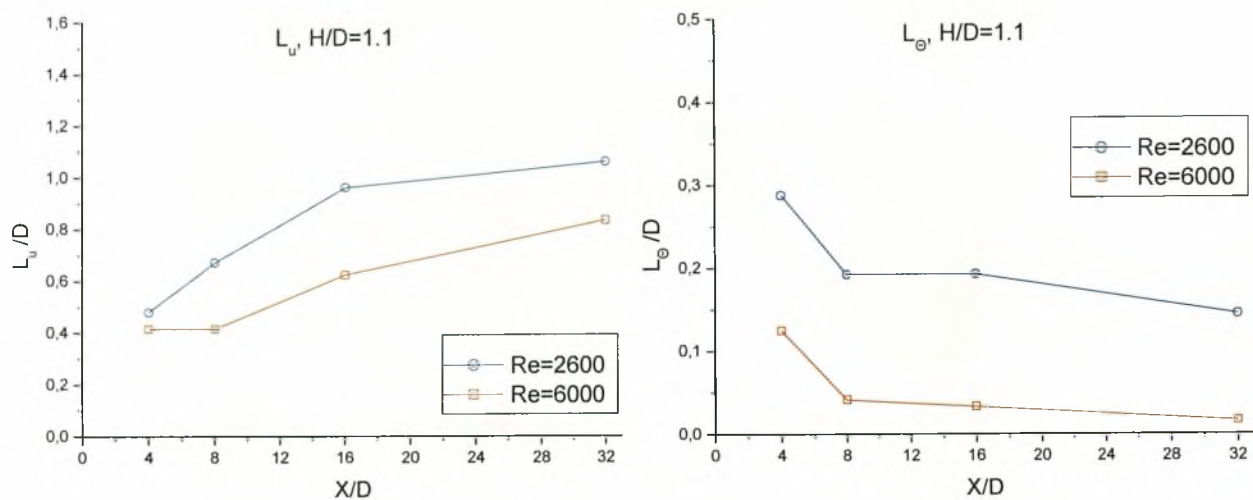
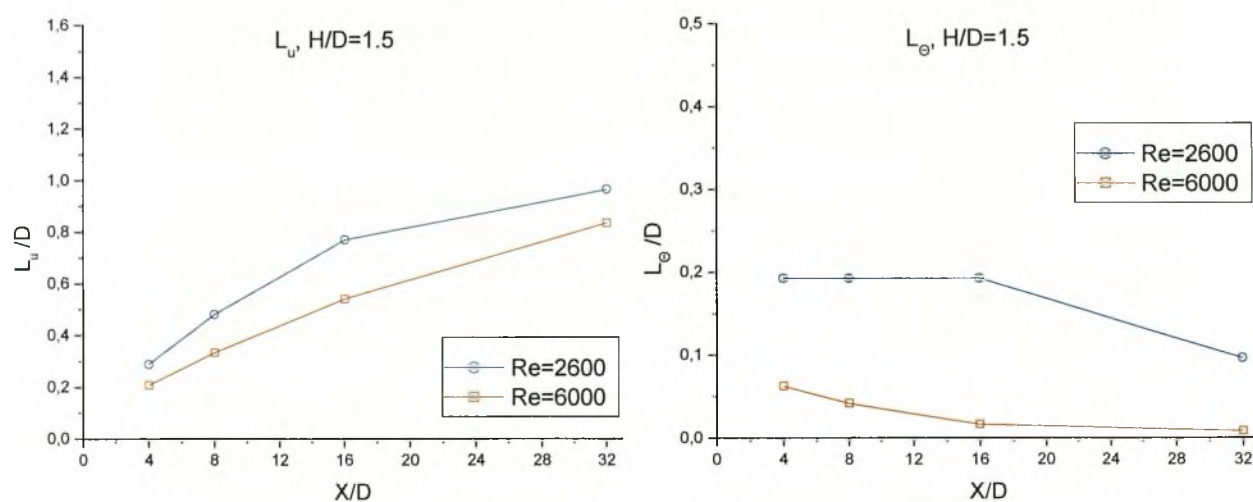
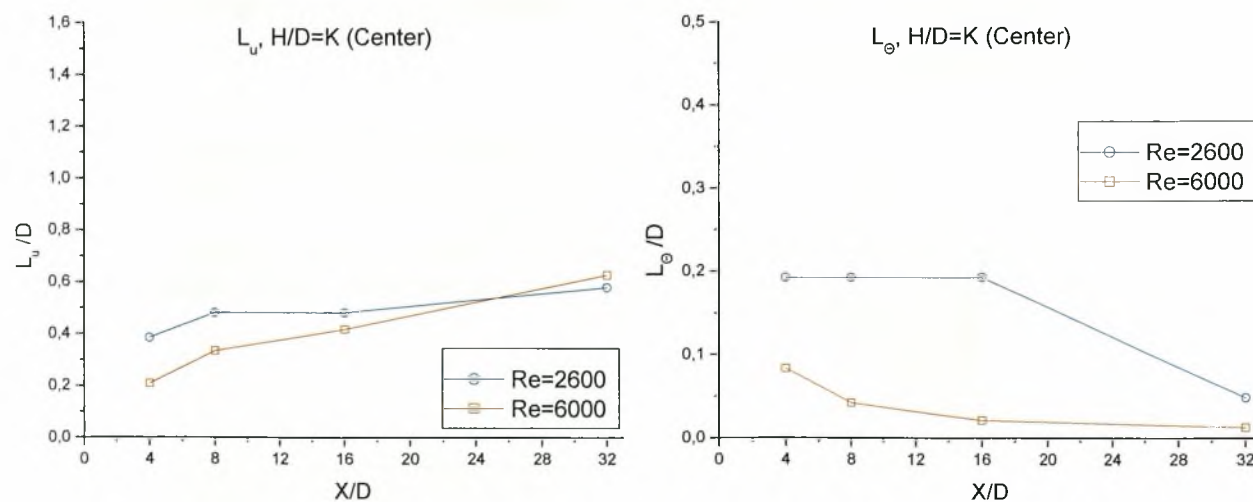
**Διάγραμμα 6.264. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.7$**

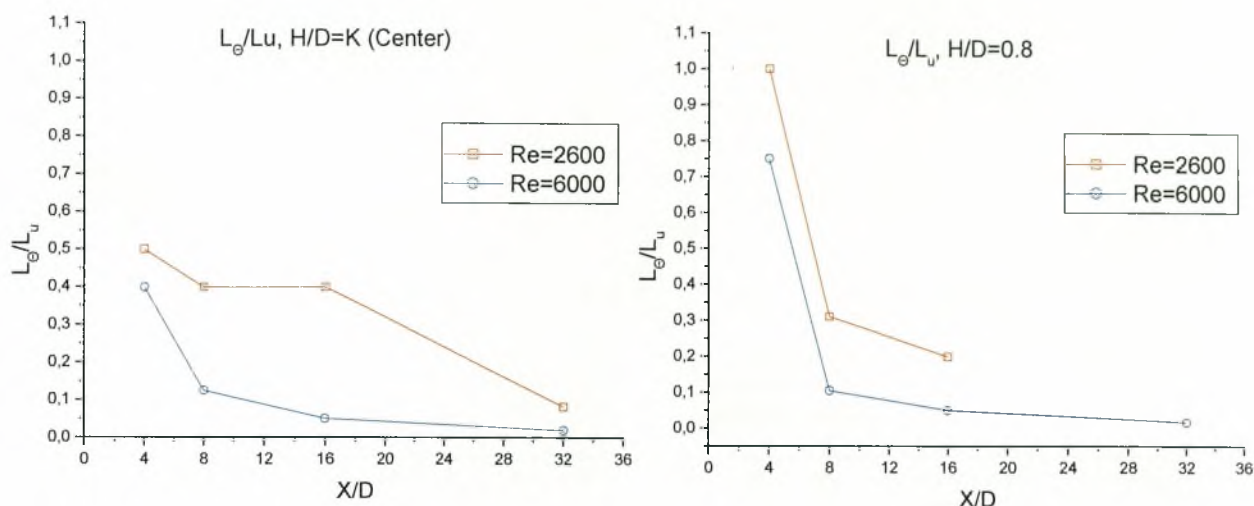


**Διάγραμμα 6.265. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.8$**



**Διάγραμμα 6.266. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=0.9$**

Διάγραμμα 6.267. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=1.1$ Διάγραμμα 6.268. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=1.5$ Διάγραμμα 6.269. Κλίμακες τύρβης ταχύτητας ( $L_u$ ) και θερμοκρασίας ( $L_\theta$ ) για  $H/D=K$



**Διάγραμμα 6.270. Λόγος  $L_\theta/L_u$  για όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$**

Οι κλίμακα τύρβης της ταχύτητας όπως φαίνεται και στα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζει αύξηση σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων μέσα στην ροή ( $H/D$ ). Η απομάκρυνση από την ελεύθερη επιφάνεια οδηγεί σε μείωση των τιμών στην κλίμακα τύρβης της ταχύτητας. Έτσι όσο πιο κοντά βρίσκεται τοποθετημένος ο κύλινδρος στην διεπιφάνεια οι τιμές της χωρικής κλίμακας τύρβης είναι μεγαλύτερες. Για  $Re=2600$  η κλίμακα τύρβης της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη από ότι για  $Re=6000$ .

Οι κλίμακα τύρβης της θερμοκρασίας παρουσιάζει πτώση κατάντι των κυλίνδρων σε αντίθεση με την ταχύτητα όπως αναφέρθηκε παραπάνω σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης  $H/D$ . Η κλίμακα τύρβης της θερμοκρασίας είναι μικρότερη για τον μεγάλο αριθμό Reynolds, όπως συνέβη και για την ταχύτητα. Η απομάκρυνση από την ελεύθερη επιφάνεια οδηγεί σε μείωση των τιμών στην κλίμακα τύρβης της θερμοκρασίας.

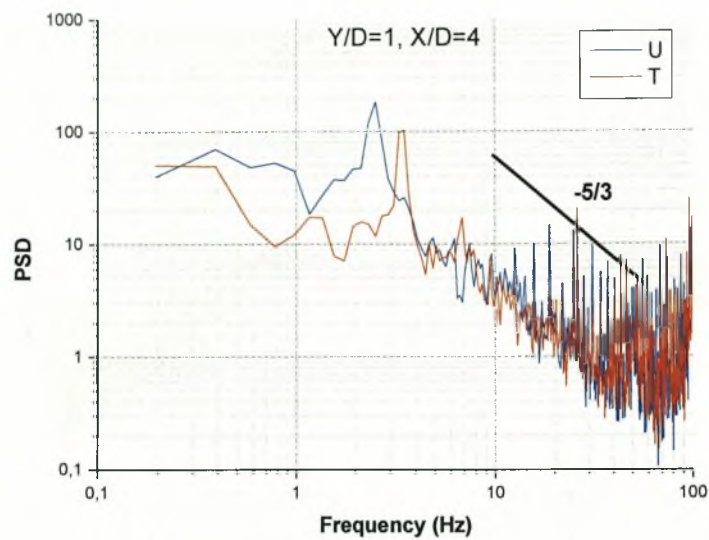
Ο λόγος  $L_\theta/L_u$  φθίνει σε όλες τις κρίσιμες θέσεις  $H/D$ , με έντονο ρυθμό πτώσης στις θέσεις που δεν υπάρχει εκροή δινών ( $H/D=0.8$ ), δηλαδή δεν υπάρχουν συνεκτικές δομές στον απόρο του κυλίνδρου με αποτέλεσμα η τύρβη στις θέσεις αυτές να κατακερματίζει τον θερμό απόρο.

## 6.12. Αντιστοίχιση των φασμάτων ταχύτητας $S_u$ με τα φάσματα της θερμοκρασίας $S_T$

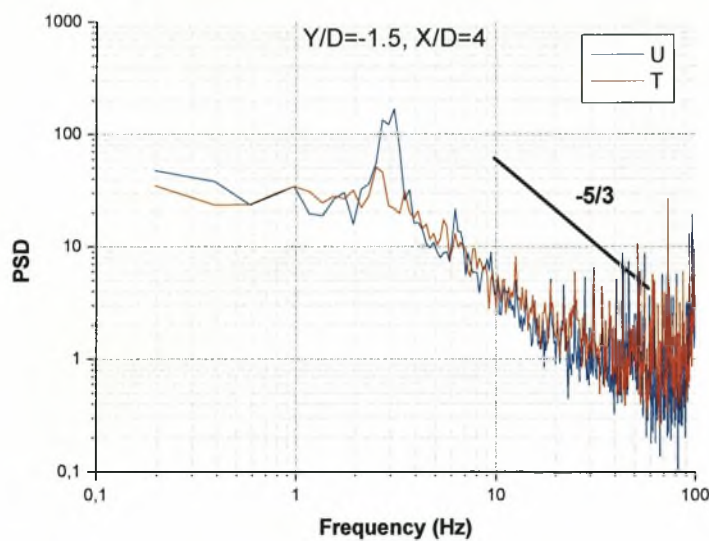
Στην ενότητα αυτή γίνεται αντιστοίχιση των φασμάτων της ταχύτητας ( $S_u$ ) με αυτά της θερμοκρασίας ( $S_T$ ) σε επιλεγμένες θέσεις, για ελεύθερη ροή και ροή που επηρεάζεται από την παρουσία της ελεύθερης επιφάνειας.

Τα διαγράμματα που ακολουθούν δείχνουν τις διαφορές που υπάρχουν στα παραπάνω μεγέθη στον απόρο των κυλίνδρων για  $Re=2600$  και  $Re=6000$ . Οι μονάδες στον κάθετο άξονα PSD, είναι  $(m/s)^2/Hz$ .

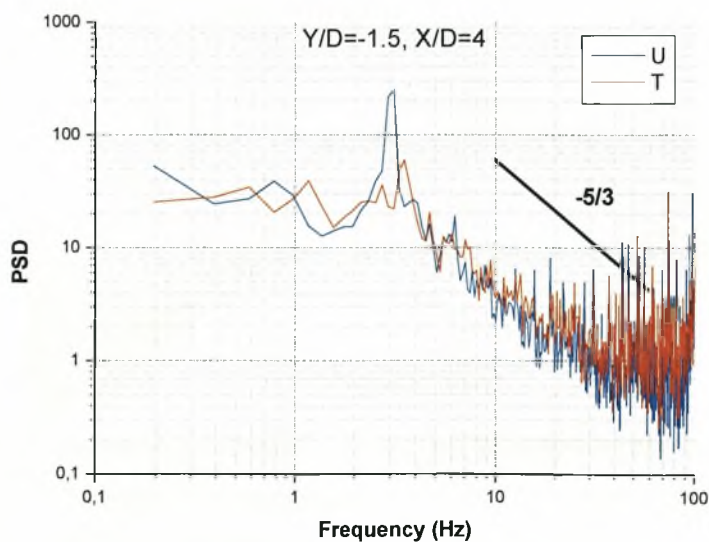




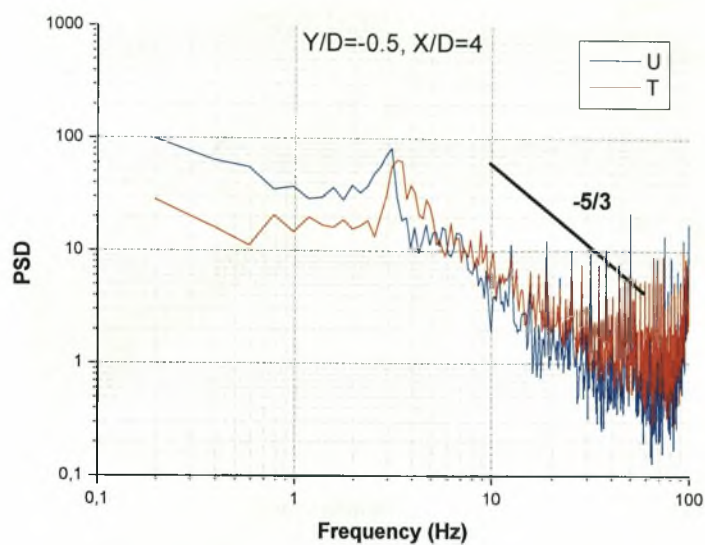
Διάγραμμα 6.271. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=2600$  &  $H/D=K$



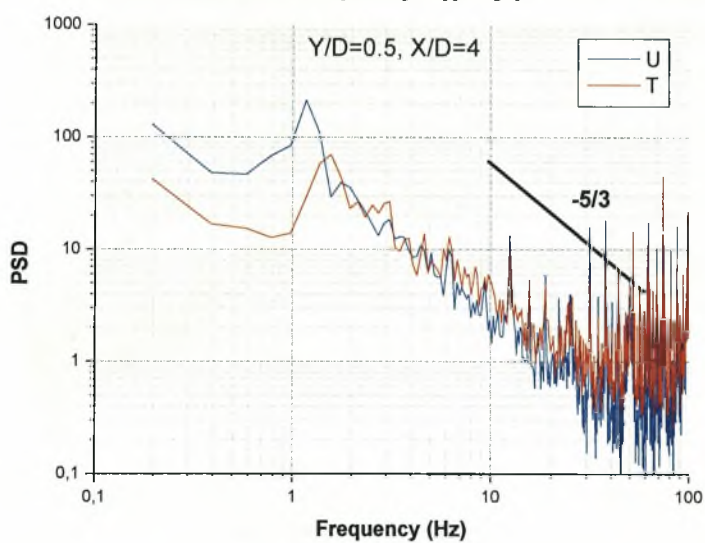
Διάγραμμα 6.272. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=2600$  &  $H/D=0.8$



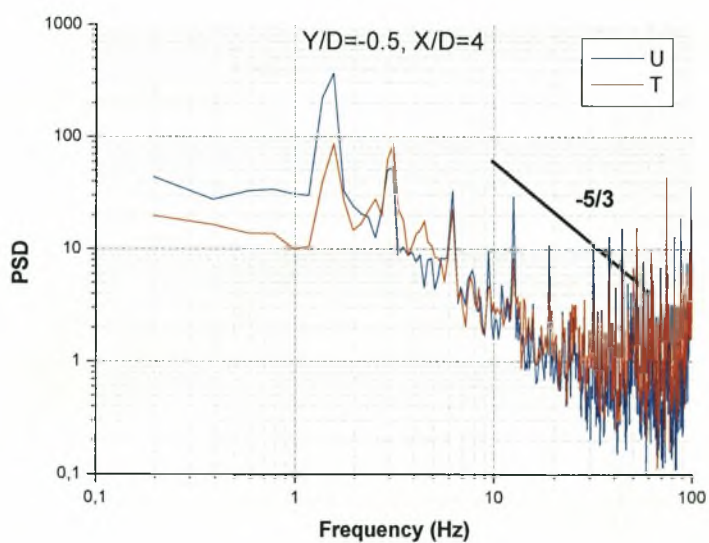
Διάγραμμα 6.273. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=2600$  &  $H/D=0.9$



**Διάγραμμα 6.274. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=2600$  &  $H/D=1.1$**



**Διάγραμμα 6.275. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=6000$  &  $H/D=K$**



**Διάγραμμα 6.276. Πικνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=6000$  &  $H/D=1.5$**

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω διαγράμματα η ένταση εκροής δινών για μη θερμαινόμενο κύλινδρο (φάσματα ταχύτητας) είναι μεγαλύτερη σε όλες τις θέσεις παρατήρησης  $H/D$  και για τους δύο αριθμούς Reynolds από την ένταση εκροής θερμοκρασιακών δινών (φάσματα θερμοκρασίας).

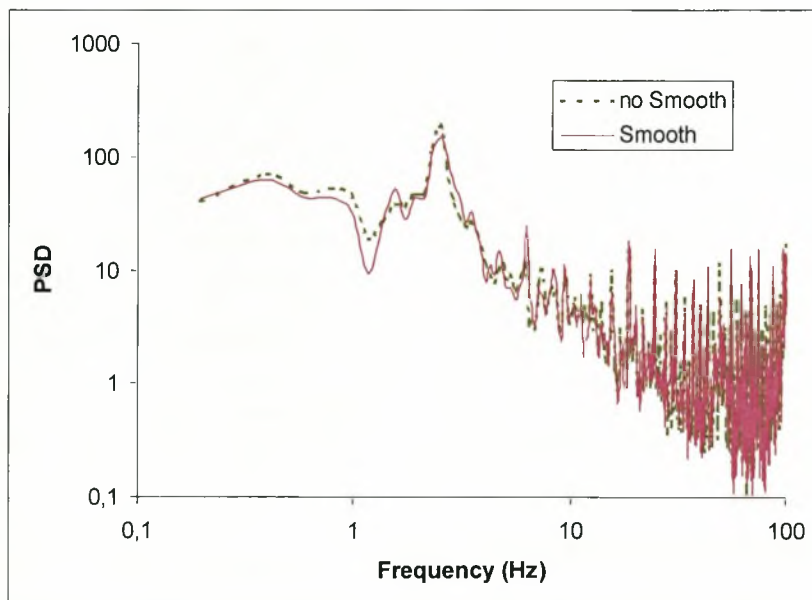
Η παρουσία της διεπιφάνειας είναι ανασταλτικός παράγοντας και οι εντάσεις των δινών τόσο της ταχύτητας όσο και της θερμοκρασίας εμφανίζονται μειωμένες κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια και για  $Re=2600$  και για  $Re=6000$ .

Τα φάσματα πυκνότητας ισχύος της ταχύτητας είναι πιο αιχμηρά σε σχέση με τα διευρυμένα φάσματα της θερμοκρασίας. Αυτό ενδεικνύει την μη συνεκτικότητα στις θερμαινόμενες δίνες ειδικά κοντά στην διεπιφάνεια σε σχέση με τις συνεκτικές δομές που εκρέουν στον απόρου του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου, με αποτέλεσμα την αποδοτικότερη ανάμειξη της θερμοκρασίας.

Η ανάμειξη και διάχυση των θερμοκρασιακών και μη δινών είναι αποδοτικότερη για τους μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds και αυτό φαίνεται στα διευρυμένα φάσματα ισχύος για  $Re=6000$  σε σχέση με τον  $Re=2600$  που τα φάσματα ισχύος είναι πιο αιχμηρά, δηλαδή η ενέργεια που έχουν οι δίνες είναι μεγαλύτερη για  $Re=2600$ .

Τα παραπάνω και αυτά που έχουν διατυπωθεί μέχρι τώρα συνδέονται μεταξύ τους, αφού ο διασκορπισμός και η διάχυση της θερμοκρασίας είναι πιο αποδοτική από αυτή της ταχύτητας. Κοντά στην διεπιφάνεια δεν είναι τόσο αποδοτική η ανάμειξη των δυο αυτών μεγεθών δεδομένου ότι η ένταση των εκρεουσών δινών είναι μικρότερη απ' ό,τι στην ελεύθερη ροή.

Στο διάγραμμα 6.277 παρουσιάζεται το φάσμα πυκνότητας ισχύος όπως προκύπτει από την απλή επεξεργασία του σήματος (no smooth) και αυτό που προέρχεται από το μέσο όρο πέντε φασμάτων για την ίδια θέση. Φαίνεται να μην υπάρχουν έντονες διαφορές και ο θόρυβος να υφίσταται και στο ομαλοποιημένο φάσμα ισχύος. Οι αιχμές όπου υποδηλώνουν την εκροή δινών Von Karman είναι εμφανείς στην ίδια συχνότητα και για τα δυο φάσματα, οπότε ο θόρυβος δεν εμποδίζει την εύρεση των κορυφών (peak) όπου προκύπτουν οι συχνότητες εκροής δινών για την εξεύρεση του αριθμού Strouhal.



**Διάγραμμα 6.277. Πυκνότητα Φάσματος ισχύος για  $Re=2600$  &  $H/D=K$  όταν έχει γίνει επεξεργασία (Smooth) του φάσματος και σύγκριση αυτού με απλό (no Smooth) φάσμα**



### 6.13. Συνοπτική συζήτηση και συμπεράσματα που προκύπτουν από την διερεύνηση των φαινομένων ανάμειξης κοντά σε διεπιφάνεια υγρού – αερίου (Πειράματα στην υδροσήραγγα)

#### Πεδίο ταχυτήτων (Κυκλικοί κύλινδροι)

Οι κατανομές μέσων ταχυτήτων  $U$  και των τριών κυλίνδρων έχουν την μορφή που έχουν οι κατανομές των ταχυτήτων σε ελεύθερη ροή, δηλαδή αρχικά στρέφουν τα κοίλα κάτω και μετά άνω, σε αντίθεση με το προφίλ του οριακού στρώματος που στρέφει τα κοίλα άνω.

Η μέγιστη ταχύτητα  $U_{\max}$  μειώνεται με την αύξηση του  $X/D$ , αλλά η μείωση αυτή γίνεται πιο γρήγορα όταν  $D=50\text{mm}$ .

Τα φαινόμενα μπλοκαρίσματος της ροής είναι λιγότερο έντονα όσο μικραίνει η διάμετρος του κυλίνδρου ενώ η τύρβη αυξάνεται όσο αυξάνει η διάμετρος.

Πάντα η ροή πίσω από τον κύλινδρο και σε απόσταση μερικά  $D$  σχηματίζει ένα χαρακτηριστικό κύρτωμα στο προφίλ της, στο ύψος της θέσης που είναι τοποθετημένος ο κύλινδρος, η μορφή του οποίου γίνεται όλο και πιο ανεπαίσθητη όσο απομακρυνόμαστε από τον κύλινδρο.

Το ποσοστό ανάκτησης ορμής για όλους τους αριθμούς Reynolds εμφανίζεται μεγαλύτερο στις θέσεις που ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια.

Το ποσοστό πτώσης έντασης τύρβης παρουσιάζεται μεγαλύτερο κατά στις θέσεις που είναι κοντά στο κέντρο της υδροσήραγγας.

Όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος σε ελεύθερη ροή και πολύ κοντά στην διεπιφάνεια  $H/D=0.5$ , στους μικρούς αριθμούς  $Re$  παρατηρείται η μεγαλύτερη υστέρηση στην ταχύτητα και οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{\text{RMS}}$ ).

Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι προσεγγίζουν την ελεύθερη επιφάνεια είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής, αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια είναι ανασταλτικός παράγοντας σε ότι αφορά την ανάμειξη και διάχυση της ορμής κατάντι του κυλίνδρου.

Στις θέσεις  $X/D=4$  &  $X/D=8$  στους μεγάλους αριθμούς Reynolds ( $Re=6000$  &  $Re=10000$ ) παρουσιάζονται και οι μεγαλύτερες τιμές μέγιστης μέσης ταχύτητας.

Ομοιότητα παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις  $X/D$  και για τους τρεις αριθμούς Reynolds.

Για  $Re=2600$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal, όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου  $D=30\text{mm}$  ( $Re=6000$ ) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που μειώνεται. Στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds ( $Re=10000$ ) η τιμή του αριθμού Strouhal είναι μεγαλύτερη από την τιμή 0.2. Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια.

Επίσης τα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος δείχνουν ότι όσο αυξάνει το  $X/D$  μειώνεται η ένταση εκροής των δινών και η ανάμειξη επιτυγχάνεται από την τύρβη.

#### Πεδίο θερμοκρασιών (Κυκλικοί κύλινδροι)

Η ανάμειξη της θερμοκρασίας είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds. Σε όλες τις θέσεις η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης είναι μικρότερη για  $Re=6000$  και η ομαλοποίηση στις εγκάρσιες κατανομές της έντασης τύρβης γίνεται εμφανώς πιο γρήγορα (χωρικά)

Οι τιμές που παίρνει η ένταση θερμοκρασιακής τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Καθώς οι κύλινδροι απομακρύνονται από την ελεύθερη επιφάνεια η τιμή της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης μειώνεται και στην θέση όπου υφίσταται εκροή δινών είναι σχεδόν ίδια με την τιμή που παίρνει στην ελεύθερη ροή. Φαίνεται λοιπόν ότι η εκροή δινών βοηθά στο να γίνεται πιο αποδοτική η ανάμειξη.

Στους μικρούς αριθμούς Reynolds ( $Re=2600$ ) εμφανίζονται οι μεγαλύτερες τιμές μέσων θερμοκρασιών κατάντι των κυλίνδρων. Ενώ στην περίπτωση του ροϊκού πεδίου οι μεγαλύτερες τιμές μέσης ταχύτητας σημειώθηκαν στους μεγάλους αριθμούς Reynolds.

Ομοιότητα παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης θερμοκρασιακής τύρβης σε όλες τις θέσεις  $X/D$  και για τους δύο αριθμούς Reynolds. Βέβαια ο μικρότερος κύλινδρος παρουσιάζει τις μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης.

Συμμετρία στις κατανομές τείνει να διαμορφωθεί μετά από την θέση  $H/D=1.1$  για αριθμό  $Re = 2600$  ( $D=13\text{mm}$ ).

Για  $Re=2600$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια επηρεάζει τον αριθμό Strouhal, οι τιμές εδώ είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου, όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου  $D=30\text{mm}$  ( $Re=6000$ ) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που αυξάνεται. Στην περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου οι τιμές του αριθμού Strouhal ήταν μικρότερες από την τιμή 0.21. Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια, με τιμές μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 και ότι οι θερμοκρασιακές δίνες εκρέουν πιο γρήγορα από τον κύλινδρο για τις ίδιες θέσεις τοποθέτησης θερμαινόμενων και μη θερμαινόμενων κυλίνδρων.

Το μέγεθος της έντασης εκροής θερμοκρασιακών δινών εξασθενεί όσο αυξάνει το  $X/D$ , δηλαδή η απόσταση πίσω από τον κύλινδρο.

Από τα διαγράμματα κεντρικών γραμμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών στις διάφορες θέσεις, προκύπτει ότι η ανάμειξη των θερμοκρασιών είναι αποδοτικότερη από ότι των ταχυτήτων.

Η μεταβολή του αριθμού Reynolds επηρεάζει την κατανομή των διαμηκών κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας κοντά στην διεπιφάνεια. Στην περίπτωση των ταχυτήτων για  $Re=10000$  εμφανίζονται η μεγαλύτερες μέσες τιμές. Για αριθμό  $Re=6000$  όπως φαίνεται στα διαγράμματα μεταβολής της θερμοκρασίας, η διάχυση και ο διασκορπισμός αυτής είναι μεγαλύτερος, οπότε οι τιμές της μέσης θερμοκρασίας για  $Re=6000$  είναι και μικρότερες από  $Re=2600$ .

Η διασπορά των κατανομών στην εγκάρσια διεύθυνση είναι μεγαλύτερη για όλες τις θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου για τον  $Re=2600$  από την διασπορά των κατανομών για  $Re=6000$ . Είναι φανερό λοιπόν ότι μεγαλύτερη διασπορά παρατηρείται στην περίπτωση του μικρού αριθμού Reynolds.

Ο ρυθμός αύξησης της εγκάρσιας διασποράς της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος από αυτών της ταχύτητας και για τους δύο αριθμούς Reynolds, συνεπώς προκύπτει ότι και στην κάθετη στον κύλινδρο διεύθυνση η θερμοκρασία διασπείρεται πιο αποτελεσματικά από την ορμή. Επίσης ο ρυθμός αύξησης της διασποράς μέσης ταχύτητας και μέσης θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερος για τον μικρότερο αριθμό Reynolds.

Όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή έχουμε τις μεγαλύτερες τιμές για τις εγκάρσιες διασπορές των κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας. Φαίνεται λοιπόν η διεπιφάνεια ότι επηρεάζει την ανάπτυξη του απόρου κατάντι του κυλίνδρου και οι τιμές για το  $b_{1/2}/D$  είναι μικρότερες σε σχέση με το κέντρο της υδροσήραγγας.

Οι ευρείες μεταβολές που προκαλούνται στο πεδίο ροής και συγκέντρωσης (θερμοκρασία) οφείλονται κατά ένα μέρος και στο γεγονός ότι στην διεπιφάνεια τα

σημεία αποκόλλησης στα κυλινδρικά σώματα αλλάζουν θέση, σχετικά με την θέση τους στην ομοιόμορφη συμμετρική ροή στο κέντρο της υδροσήραγγας.

Οι κλίμακα τύρβης της θερμοκρασίας παρουσιάζει πτώση κατάντι των κυλίνδρων σε αντίθεση με την ταχύτητα όπου υπάρχει αύξηση σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης  $H/D$

Για  $Re=2600$  η κλίμακες τύρβης ταχύτητας και θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερες από ότι για  $Re=6000$ .

Η απομάκρυνση από την ελεύθερη επιφάνεια οδηγεί σε μείωση των τιμών στις κλίμακες τύρβης και θερμοκρασίας.

Η ένταση εκροής δινών για μη θερμαινόμενο κύλινδρο (φάσματα ταχύτητας) είναι μεγαλύτερη σε όλες τις θέσεις παρατήρησης  $H/D$  και για τους δύο αριθμούς Reynolds από την ένταση εκροής θερμοκρασιακών δινών (φάσματα θερμοκρασίας)

Τα φάσματα πυκνότητας ισχύος της ταχύτητας είναι πιο αιχμηρά σε σχέση με τα διευρυμένα φάσματα της θερμοκρασίας.

### Πεδίο συγκεντρώσεων (Κυκλικοί κύλινδροι)

Η ανάμειξη της μάζας είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds. Σε όλες τις θέσεις η ένταση τύρβης είναι μικρότερη για  $Re=10000$  και η ομαλοποίηση στις εγκάρσιες κατανομές της έντασης τύρβης γίνεται εμφανώς πιο γρήγορα κατάντι του κυλίνδρου.

Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από την περίπτωση που οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη μιας εκρεόμενης ποσότητας από τον κύλινδρο.

Στους μικρούς αριθμούς Reynolds ( $Re=6000$ ) εμφανίζονται οι μεγαλύτερες τιμές μέσων συγκεντρώσεων κατάντι των κυλίνδρων. Ενώ στην περίπτωση του ροϊκού πεδίου οι μεγαλύτερες τιμές μέσης ταχύτητας σημειώθηκαν στους μεγάλους αριθμούς Reynolds.

Ομοιότητα παρουσιάζουν οι κατανομές στις μέγιστες τιμές της έντασης τύρβης σε όλες τις θέσεις  $X/D$  και για τους δύο αριθμούς Reynolds. Βέβαια ο μικρότερος κύλινδρος παρουσιάζει τις μεγαλύτερες τιμές έντασης τύρβης.

Για  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια επηρεάζει τον αριθμό Strouhal, οι τιμές εδώ είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου, όπου είναι μικρότερες από την τιμή 0.2. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια του κυλίνδρου  $D=50\text{mm}$  ( $Re=10000$ ) οδηγεί σε αλλαγή της τιμής του αριθμού Strouhal που όπως φαίνεται από το διάγραμμα αυξάνεται. Στην περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου οι τιμές του αριθμού Strouhal ήταν όμοιες. Προκύπτει λοιπόν ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal κοντά στην διεπιφάνεια, με τιμές μεγαλύτερες από την τιμή 0.21 και ότι οι δίνες εκρέουν πιο γρήγορα από τον κύλινδρο με την μεγαλύτερη διάμετρο.

### Πεδίο ταχυτήτων (Κύλινδροι τετραγωνικής διατομής)

Ο κύλινδρος με την μικρή διάμετρο  $D=13\text{mm}$  ( $Re=2600$ ) οδηγεί σε μεγαλύτερη υστέρηση στην μέση ταχύτητα και μεγαλύτερες διακυμάνσεις αυτής ( $U_{RMS}$ ), στην περίπτωση της ελεύθερης ροής και όταν είναι τοποθετημένος πολύ κοντά στην διεπιφάνεια  $H/D=0.5$ . Οι τιμές και της ταχύτητας και των διακυμάνσεων αυτής ομαλοποιούνται όσο πιο πίσω πάμε στον απόρο του κυλίνδρων, επίσης παρατηρείται και διαπλάτυνση των εγκάρσιων κατανομών για όλες τις θέσεις  $H/D$ . Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι προσεγγίζουν την ελεύθερη



επιφάνεια είναι μεγαλύτερες από την περίπτωση της ελεύθερης ροής, αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια είναι ανασταλτικός παράγοντας σε ότι αφορά την ανάμειξη και διάχυση της ορμής κατάντη του κυλίνδρου.

Για  $Re=2600$  και  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια και το δάπεδο δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal, όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds δεν οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal όπως συμβαίνει στην περίπτωση των κυκλικών κυλίνδρων. Δηλαδή σε σώματα με σταθερά σημεία αποκόλλησης δεν έχουμε αλλαγές στον αριθμό Strouhal είτε κοντά σε στερεό όριο είμαστε είτε κοντά σε διεπιφάνεια.

### **Πεδίο συγκεντρώσεων (Κύλινδροι τετραγωνικής διατομής)**

Η ανάμειξη της συγκέντρωσης είναι αποδοτικότερη στην περίπτωση του μεγαλύτερου αριθμού Reynolds.

Οι τιμές που παίρνει η ένταση τύρβης όταν οι κύλινδροι πλησιάζουν την διεπιφάνεια είναι εμφανώς μεγαλύτερες από όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη ροή. Η παρατήρηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεπιφάνεια δεν υποβοηθάει την ανάμειξη της μάζας. Καθώς οι κύλινδροι απομακρύνονται από την ελεύθερη επιφάνεια η τιμή της έντασης τύρβης μειώνεται και στην θέση όπου υφίσταται εκροή δινών είναι σχεδόν ίδια με την τιμή που παίρνει στην ελεύθερη ροή. Φαίνεται λοιπόν ότι η εκροή δινών βοηθά στο να γίνεται πιο αποδοτική η ανάμειξη.

Για  $Re=2600$  και  $Re=6000$  προκύπτει ότι η απόσταση από την διεπιφάνεια και το δάπεδο δεν επηρεάζει τον αριθμό Strouhal, όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15. Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι αλλαγή στον αριθμό Reynolds δεν οδηγεί και σε αλλαγές στις τιμές του αριθμού Strouhal όπως συμβαίνει στην περίπτωση των κυκλικών κυλίνδρων. Δηλαδή σε σώματα με σταθερά σημεία αποκόλλησης δεν έχουμε αλλαγές στον αριθμό Strouhal είτε κοντά σε στερεό όριο είμαστε είτε κοντά σε διεπιφάνεια. Οι τιμές εδώ είναι ελάχιστα μικρότερες από την περίπτωση του μη θερμαινόμενου κυλίνδρου (μετρήσεις με Hot-Film), όπου παραμένει σταθερός περίπου στην τιμή 0.15.

### **Σύγκριση του ροϊκού πεδίου κυκλικού και τετραγωνικού κυλίνδρου**

Από τις κατανομές της έντασης τύρβης προκύπτει ότι ο κυκλικός κύλινδρος εμφανίζει μεγαλύτερες τιμές από τον τετραγωνικό σε όλες τις θέσεις τοποθέτησης. Αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η ανάμειξη της ορμής πίσω από τον κυκλικό κύλινδρο είναι λιγότερο αποδοτική απ' ό,τι στον τετραγωνικό αφού η διακυμάνσεις της ταχύτητας από την μέση τιμή (RMS) είναι μεγαλύτερες στην περίπτωση που στην ροή είναι τοποθετημένος κύλινδρος κυκλικής διατομής.

Η παρουσία του κυλίνδρου τετραγωνικής διατομής επιφέρει την μεγαλύτερη υστέρηση στην μέση ταχύτητα σε όλες τις θέσεις κατάντι του κυλίνδρου.

### **Σύγκριση του πεδίου συγκεντρώσεων κυκλικού και τετραγωνικού κυλίνδρου**

Ο τετραγωνικός κύλινδρος δεν επιτρέπει την εισροή μάζας στον απόρο σε κοντινές αποστάσεις κατάντι ( $X/D=2$ ) και η ποσότητα της μάζας διοχετεύεται από την πάνω και την κάτω πλευρά του κυλίνδρου χωρίς το υλικό να εισέρχεται στην κεντρική γραμμή όπως συμβαίνει στον κυκλικό κύλινδρο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα σημεία αποκόλλησης στον τετραγωνικό κύλινδρο είναι σταθερά σε γωνία  $\pm 45^\circ$  από το σημείο ανακοπής, ενώ στον κυκλικό κύλινδρο είναι πιο πίσω  $\pm 82^\circ$  και αλλάζουν θέση ανάλογα με τις ροϊκές συνθήκες.

Στην ανάμειξη της μάζας και οι δύο διατομές φαίνεται να συνεισφέρουν με το ίδιο ποσοστό, ειδικά στις περιπτώσεις που οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι κοντά στην διεπιφάνεια υγρού-αερίου.

Στους πίνακες 6.8, 6.9, 6.10, 6.11, 6.12, που ακολουθούν παρουσιάζονται συνοπτικά τα σημαντικότερα αποτελέσματα που προέκυψαν από την έρευνα των φαινομένων ανάμειξης κοντά στην διεπιφάνεια υγρού – αερίου (πειράματα σε υδροσήραγγα).

Re	H/D	X/D	St (U)	St (T)	St (C)	St (U)-Sq	St (C)-Sq
2600	9,2 [K]	4,8,16	0,20	0,22	-	0,13	0,17
	0,7	4,8,16	0,20	0,24	-	0,13	0,15
	0,8	4,8,16	0,20	0,20	-	0,15	-
	0,9	4,8,16	0,20	0,22	-	0,15	0,13
	1,1	4,8,16	0,20	0,23	-	-	-
	1,5	4,8,16	0,20	0,25	-	-	-
	2	4,8,16	0,20	0,25	-	-	-
	2,5	4,8,16	0,19	-	-	-	-
	3,5	4,8,16	0,19	-	-	-	-
	17,6	4,8,16	-	-	-	-	0,13
	17,7	4,8,16	-	-	-	0,16	0,15
	17,8	4,8,16	-	-	-	0,15	0,13
6000	4 [K]	4,8,16	0,20	0,20	0,19	0,15	0,15
	0,7	4,8,16	-	0,18	0,19	0,15	0,15
	0,8	4,8,16	0,17	0,28	0,19	0,18	0,18
	0,9	4,8,16	0,18	0,20	0,23	0,15	0,18
	1,1	4,8,16	0,19	0,26	-	-	-
	1,5	4,8,16	0,23	0,23	-	-	-
	2	4,8,16	0,21	0,23	-	-	-
	7,1	4,8,16	-	-	0,19	0,15	0,13
	7,2	4,8,16	-	-	0,20	0,15	0,15
	7,3	4,8,16	-	-	0,24	0,15	0,13
10000	2,4 [K]	4,8,16	0,22	-	0,24	-	-
	0,7	4,8,16	-	-	0,19	-	-
	0,8	4,8,16	0,26	-	0,24	-	-
	0,9	4,8,16	0,26	-	0,22	-	-
	1,1	4,8,16	0,25	-	-	-	-
	1,5	4,8,16	0,24	-	-	-	-
	3,9	4,8,16	-	-	0,22	-	-
	4	4,8,16	-	-	0,22	-	-
	4,1	4,8,16	-	-	0,22	-	-

**Πίνακας 6.8. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων αριθμού Strouhal (υδροσήραγγα)**

Όπου **U**, **T**, **C** τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα πειράματα όπου μετρήθηκε ταχύτητα, θερμοκρασία και συγκέντρωση αντίστοιχα. Το **Sq** υποδεικνύει την παρουσία τετράγωνου κυλίνδρου.

Re	H/D	X/D	b <sub>1/2</sub> /D (U)	b <sub>1/2</sub> /D (T)	L <sub>u</sub> /D	L <sub>T</sub> /D
2600	9,2 [K]	2		0,5		
		4	1	1,3	0,385	0,192
		8	1,1	2	0,481	0,192
		16	2	2,75	0,481	0,192
		32	3		0,577	0,048
	0,7	2		1		
		4	1	1,5	0,385	0,481
		8	1,4	2	0,769	0,385
		16	2	3	0,962	0,288
		32	3		1,442	
	0,8	2		1		
		4	1	1,5	0,3846	0,385
		8	1,38	1,8	0,769	0,240
		16	2,1		0,962	0,192
		32	2,6		1,442	
	0,9	2		1		
		4	1	1,5	0,481	0,288
		8	1,5	1,8	0,769	0,240
		16	2	2	0,962	0,192
		32	3,1		1,442	0,192
	1,1	2		1		
		4	1,2	1,5	0,481	0,288
		8	1,7	1,8	0,673	0,192
		16	2,1	2,1	0,962	0,192
		32	2,9		1,058	0,144
	1,5	2		1		
		4	1,4	1,3	0,288	0,192
		8	2	1,5	0,481	0,192
		16	2,5		0,769	0,192
		32	3		0,962	0,096
	2	2		1		
		4	1	1,5		
		8	1,4	1,9		
		16	2			
		32	3			

Πίνακας 6.9. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων  $b_{1/2}/D$  και  $L/D$  για  $Re=2600$  (υδροσήραγγα)



Re	H/D	X/D	$b_{1/2}/D$ (U)	$b_{1/2}/D$ (T)	$L_u/D$	$L_T/D$
6000	9,2 [K]	2		0,7		
		4	1	1	0,208	0,083
		8	1,5	1	0,333	0,042
		16	1,6		0,417	0,021
		32	2		0,625	0,013
	0,7	2		1,1		
		4	1,5	1,3	0,417	0,333
		8	1,7	1,6	0,833	0,083
		16	1,5		0,833	0,038
		32	2		1,250	0,021
	0,8	2		1,2		
		4	1	1,3	0,333	0,250
		8	1,5	1,5	0,791	0,083
		16	1,6		0,833	0,042
		32	1,8		1,250	0,021
	0,9	2		1,2		
		4	1	1,3	0,250	0,167
		8	1,3	1,6	0,625	0,083
		16	1,5		0,833	0,042
		32	2		1,250	0,017
	1,1	2		1,5		
		4	1	1	0,417	0,125
		8	1,2	1,5	0,417	0,042
		16	1,3		0,625	0,033
		32	1,5		0,833	0,017
	1,5	2		1		
		4	0,7	1,2	0,208	0,063
		8	0,8	1,5	0,333	0,042
		16	1		0,541	0,017
		32	1,3		0,833	0,008
	2	2		1		
		4	1	0,8		
		8	1,5	1,2		
		16	1,5			
		32	2			

Πίνακας 6.10. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων  $b_{1/2}/D$  και  $L/D$  για  $Re=6000$  (υδροσήραγγα)

Re	H/D	X/D	Imix (U)	X/D	Imix (T)	X/D	Imix (C)	X/D	Imix (U)-Sq	X/D	Imix (C)-Sq
2600	9,2 [K]	4	0,446	0,5	0,598			4	0,265	0,5	0,512
		8	0,203	1	0,476			8	0,155	1	0,449
		10	0,168	2	0,507			16	0,096	2	1,040
		12	0,158	3	0,361					4	0,904
		16	0,125	4	0,310					8	5,356
		20	0,110	5	0,305						
		24	0,111	6	0,275						
		28	0,103	7	0,252						
		32	0,076	8	0,243						
		48	0,053	10	1,678						
		64	0,078	12	1,021						
				14	0,942						
				16	0,906						
				32	0,737						
	0,5	2	0,438					4	0,234	0,5	0,693
		4	0,449					8	0,295	1	1,117
		8	0,475					16	0,198	2	1,099
		10	0,346							4	5,048
		12	0,237							8	0,601
		16	0,156								
		20	0,144								
		24	0,134								
		28	0,109								
		32	0,115								
		48	0,094								
		64	0,078								
	0,8	2	0,484	0,5	0,799			4	0,223	0,5	0,712
		4	0,491	1	0,213			8	0,303	1	0,484
		8	0,529	2	0,139			16	0,178	2	1,459
		10	0,402	3	0,154					4	1,630
		12	0,369	4	0,117					8	0,998
		16	0,236	5	0,130						
		20	0,207	6	0,128						
		24	0,164	7	0,109						
		28	0,162	8	0,130						
		32	0,135	10	0,147						
		48	0,139	12	0,151						
		64	0,139	14	0,137						
				16	0,118						
				32	0,105						

Πίνακας 6.11. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων Imix για Re=2600 (υδροσήραγγα)

Re	H/D	X/D	Imix (U)	X/D	Imix (T)	X/D	Imix (C)	X/D	Imix (U)-Sq	X/D	Imix (C)-Sq
6000	9,2 [K]	2	0,374	0,5	0,293	0,5	0,229	4	0,200	1	5,520
		4	0,266	1	0,279	1	0,197	8	0,106	2	1,779
		8	0,145	2	0,124	2	0,283	16	0,080	4	6,324
		10	0,143	3	0,123	4	0,750			6	1,319
		12	0,140	4	0,133	6	0,649			8	0,676
		16	0,115	5	0,141	8	0,332				
		20	0,098	6	0,156						
		24	0,087	7	0,135						
		28	0,079	8	0,119						
		32	0,068	10	0,155						
		48	0,049	12	0,170						
				14	0,149						
				16	0,127						
				32	0,164						
	0,5	2	0,378			1	0,291	4	0,231	0,5	0,471
		4	0,449			2	0,252	8	0,298	1	1,728
		8	0,525			4	1,600	16	0,186	2	0,572
		10	0,384			6	1,010			4	1,273
		12	0,280			8	0,497			6	6,937
		16	0,163							8	1,430
		20	0,148								
		24	0,131								
		28	0,116								
		32	0,102								
		48	0,080								
	0,8	2	0,230	0,5	1,509	0,5	0,314	4	0,235	0,5	0,388
		4	0,588	1	0,469	1	0,366	8	0,253	1	0,282
		8	0,288	2	0,301	2	0,271	16	0,163	2	2,310
		10	0,240	3	0,173	4	0,323			4	4,962
		12	0,190	4	0,186	6	0,265			6	3,333
		16	0,166	5	0,156	8	0,207			8	1,385
		20	0,144	6	0,138						
		24	0,124	7	0,143						
		28	0,126	8	0,116						
		32	0,107	10	0,140						
		48	0,087	12	0,145						
				14	0,140						
				16	0,150						
				32	0,120						

Πίνακας 6.12. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων Imix για Re=6000 (υδροσήραγγα)



## **7. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ**

### **(Οπτικοποίηση της ροής)**

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την πειραματική διερεύνηση του προβλήματος σε υδροσήραγγα με οπτικοποίηση της ροής και δίνονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν.

## 7. Οπτικοποίηση της ροής

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται ανάλυση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την οπτικοποίηση της ροής. Σημαντικό πλεονέκτημα της διαδικασίας οπτικοποίησης είναι ότι η επεξεργασία της ροής γίνεται ταυτόχρονα για τις διάφορες θέσεις  $X/D$ ,  $Y/D$  και με τις ίδιες συνθήκες εκροής χρωστικής, ενώ με το ανεμόμετρο ή την οπτική ίνα, κάθε φορά γίνεται μέτρηση σε διαφορετικά σημεία με ίσως διαφορετικές συνθήκες.

Τα μεγέθη που προκύπτουν από την επεξεργασία των πειραμάτων οπτικοποίησης και θα αναλυθούν είναι:

- Οι συχνότητες απόσπασης δινών της ακολουθίας δινών Von Karman για τους κυλίνδρους στις δεδομένες θέσεις παρατηρήσεως.
- Μια ποιοτική και ποσοτική περιγραφή του μηχανισμού δημιουργίας των δινών στις διάφορες θέσεις τοποθέτησης των κυλίνδρων.
- Υπολογισμός του μήκους περιοχής σχηματισμού δινών  $L_f$  σε ελεύθερη ροή, σε ροή κοντά σε διεπιφάνεια και ροή κοντά στο στερεό όριο. Όπου  $L_f$  είναι η απόσταση από το κέντρο του κυλίνδρου μέχρι το σημείο εκείνο του άξονα του απορεύματος στο οποίο εισέρχεται ρευστό που προέρχεται εξωτερικά του χώρου του απορεύματος [80].
- Υπολογισμός του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος των κυλίνδρων  $T_{clean}$  στις διάφορες θέσεις παρατηρήσεως. Σαν  $T_{clean}$  ορίζεται ο χρόνος καθαρισμού της χρωστικής στο απόρευμα του κυλίνδρου από την στιγμή που σταματάει η παροχή χρωματισμένου νερού από τις οπές εκροής.

Σε όλα τα παραπάνω μεγέθη εξήχθησαν συγκριτικά αποτελέσματα με το  $H/D$  (αδιάστατη θέση τοποθέτησης των κυλίνδρων στο κανάλι).

Στους πίνακες 7.1 και 7.2 φαίνονται οι θέσεις που εξετάζονται για κάθε κύλινδρο.

D	50mm					
$U_o$	0.2 m/sec					
X/D	4		8			
Y/D	-0.5		0		0.5	
H/D	K(center)	0.7	0.8	0.9	4	4.1

**Πίνακας 7.1. Κύλινδρος D= 50mm**

D	30mm					
$U_o$	0.2 m/sec					
X/D	4		8			
Y/D	-0.5		0		0.5	
H/D	K(center)	0.7	0.8	0.9	7.2	7.3

**Πίνακας 7.2. Κύλινδρος D= 30mm**

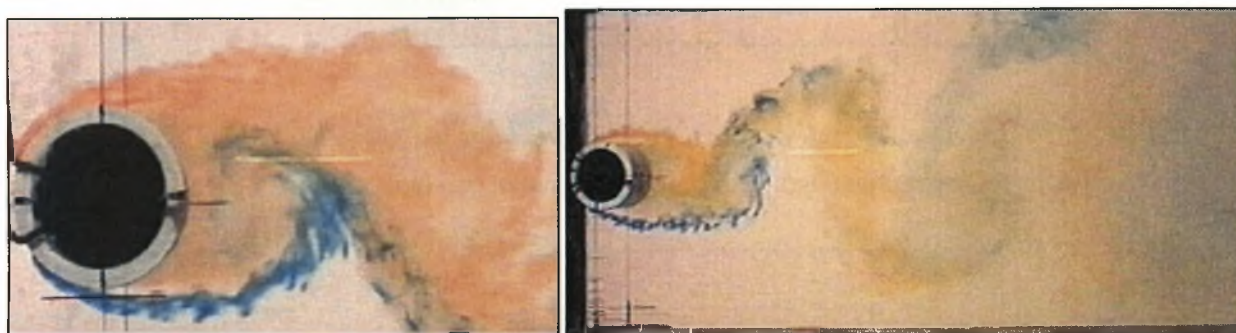
## 7.1. Συχνότητες εκροής δινών

### 7.1.1. Ανάλυση αποτελεσμάτων για κύλινδρο $D=50$ mm, $Re=10000$

Για τον κύλινδρο διαμέτρου  $D=50$  mm είναι ο αριθμός  $Re=10000$  και ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος  $U_0=0.2$  m/sec. Θα ακολουθήσει ανάλυση όπου ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο του καναλιού και στη συνέχεια θα γίνει σύγκριση με τις υπόλοιπες θέσεις του κυλίνδρου.

- $H/D=K$  [2.4 (Κέντρο υδροσήραγγας)]

Στην εικόνα (7.1) φαίνεται η ανάπτυξη (σχηματισμός) και διάχυση των δινών της οδού Von Karman κατά μήκος του απορεύματος.

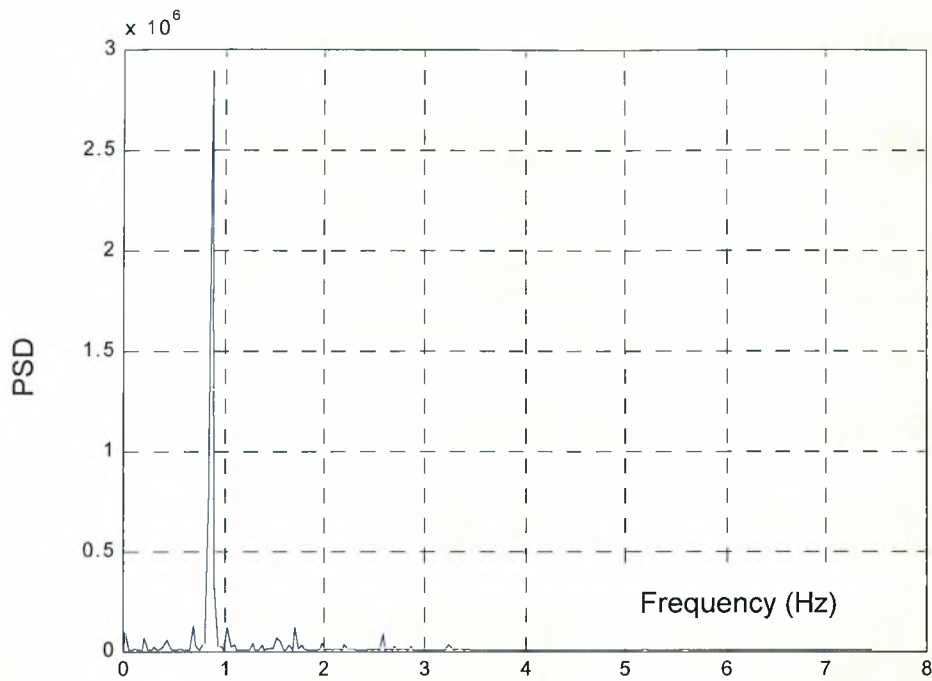


**Εικόνα 7.1. Ανάπτυξη (σχηματισμός) και διάχυση των δινών της οδού Von Karman κατά μήκος του απορεύματος**

Στο διάγραμμα 7.1 παρουσιάζεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων που έχει προκύψει εφαρμόζοντας τη μεθοδολογία που αναλύθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Πιο συγκεκριμένα φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$  σε κανονικό (7.1.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.1.β). Οι μονάδες στον κάθετο άξονα PSD, είναι  $(PI)^2$ .

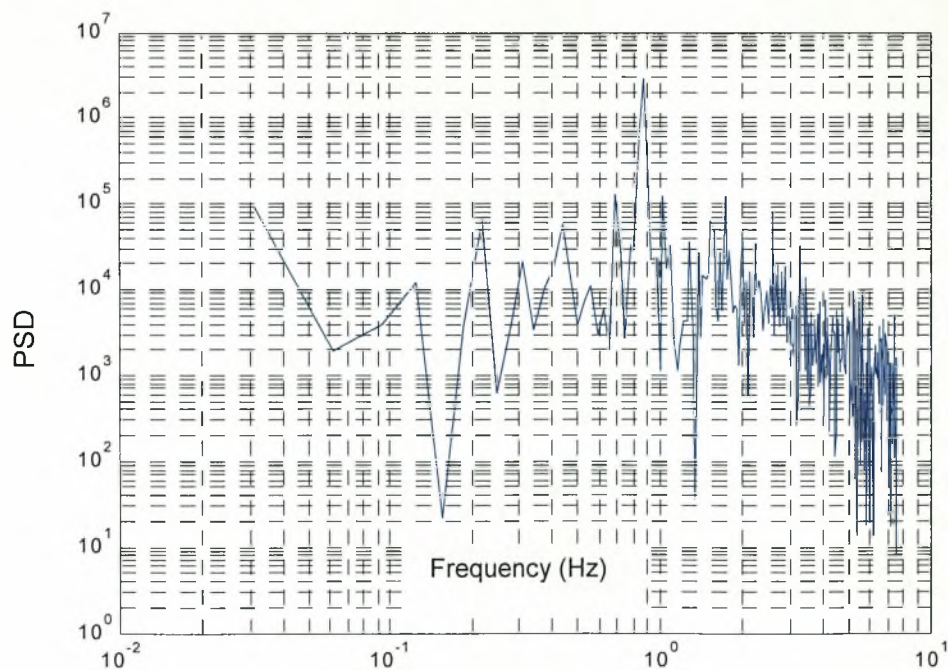
Σημειωτέον ότι η μέγιστη συχνότητα ανάλυσης περιορίσθηκε στα 7.5 Hz δεδομένου ότι η εναλλαγή εικόνων ήταν 15 Hz (15 πλαίσια-frames/sec). Με μηχανή λήξεως υψηλής ταχύτητας η συχνότητα ανάλυσης και η παρακολούθηση των φαινομένων θα βελτιωνόταν σημαντικά.





**Διάγραμμα 7.1.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$**

Το αντίστοιχο λογαριθμικό για το ίδιο σημείο φαίνεται στο διάγραμμα 7.1.β.



**Διάγραμμα 7.1.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$**

Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής δινών είναι ίση με 0.87 Hz και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=f D/U_0=0.22$ .

Η μεθοδολογία αυτή εφαρμόστηκε για πολλές άλλες θέσεις στο απόρρευμα, τα δε αποτελέσματα που προκύπτουν για τον αριθμό  $St$  φαίνονται στον πίνακα 7.3.

X/D	Y/D=-1	Y/D=-0.5	Y/D=0	Y/D=0.5	Y/D=1
2	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
4	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
6	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
8	0.21	0.22	0.22	0.22	0.22

**Πίνακας 7.3. Τιμές του αριθμού Strouhal για διάφορες θέσεις στο απόρρευμα του κυλίνδρου.**

Παρατηρείται ότι ο αριθμός Strouhal παραμένει σταθερός στα διάφορα X/D και Y/D. Αυτό σημαίνει ότι η συχνότητα εκροής δινών στα διάφορα X/D κατά μήκος του απορρεύματος παραμένει σταθερή τουλάχιστον μέχρι X/D=8 που υπάρχουν μετρήσεις. Επίσης το μπλοκάρισμα που προκαλεί ο κύλινδρος (D=50mm) καθώς και τα οριακά στρώματα της υδροσήραγγας (που οδηγεί σε τρισδιάστατες ροές στο απόρευμα), δεν επηρεάζει το βασικό φαινόμενο της εκροής δινών, τουλάχιστον όσον αφορά την ελεύθερη ροή.

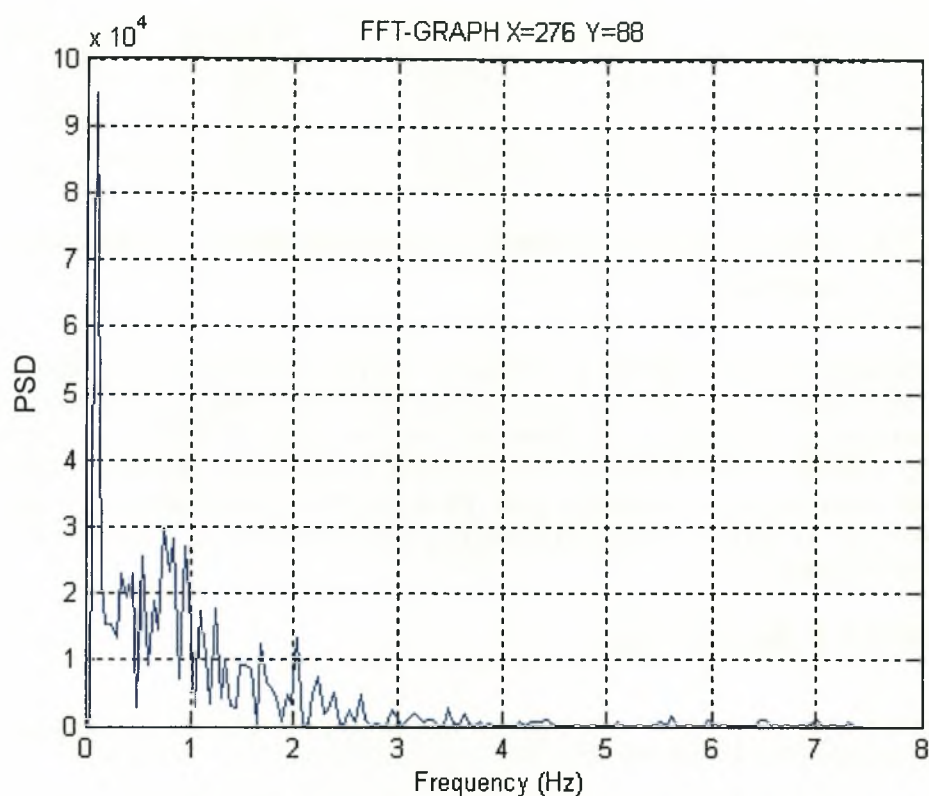
- **H/D= 0.7 (διεπιφάνεια)**

Στην εικόνα 7.2 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.7.

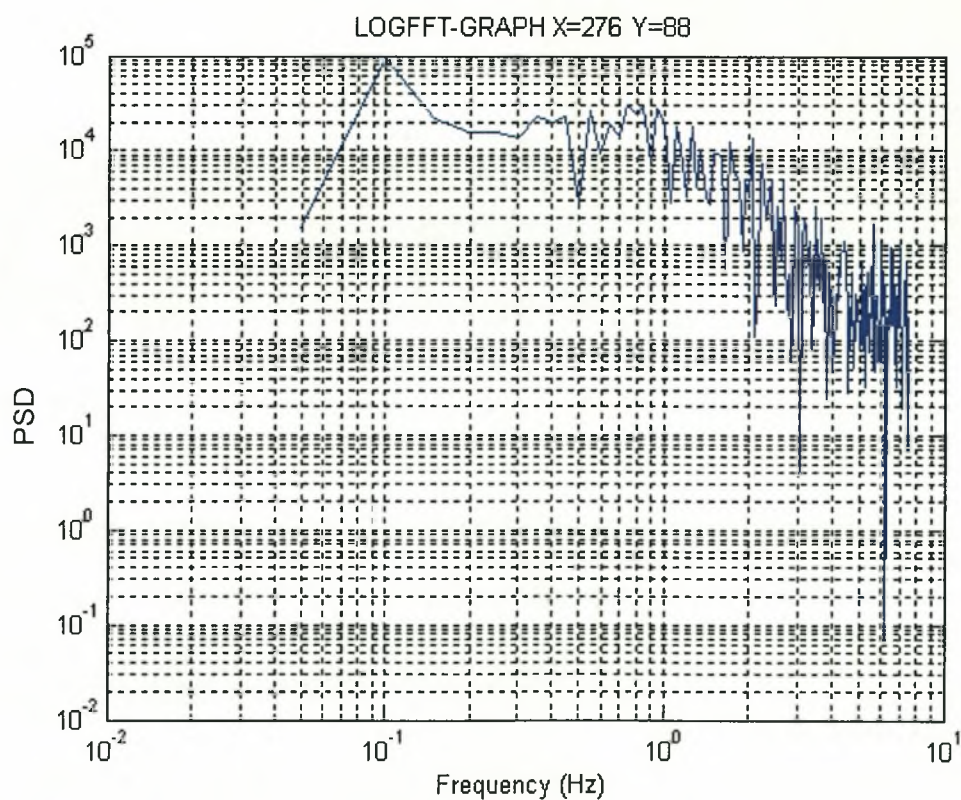


**Εικόνα 7.2. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.7.**

Όπως φαίνεται και στην εικόνα σε αυτή τη θέση δε συμβαίνει σχηματισμός δινών τύπου von Karman. Αυτό είναι λογικό εφόσον δεν υπάρχει χώρος στην πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου για την αλληλεπίδραση των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων. Δηλαδή, η διεπιφάνεια ασκεί τέτοια επίδραση ώστε να εμποδίζει το σχηματισμό δινών και στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.2 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για X/D=8 και Y/D=-0.5 σε κανονικό (7.2.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.2.β).



Διάγραμμα 7.2.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$



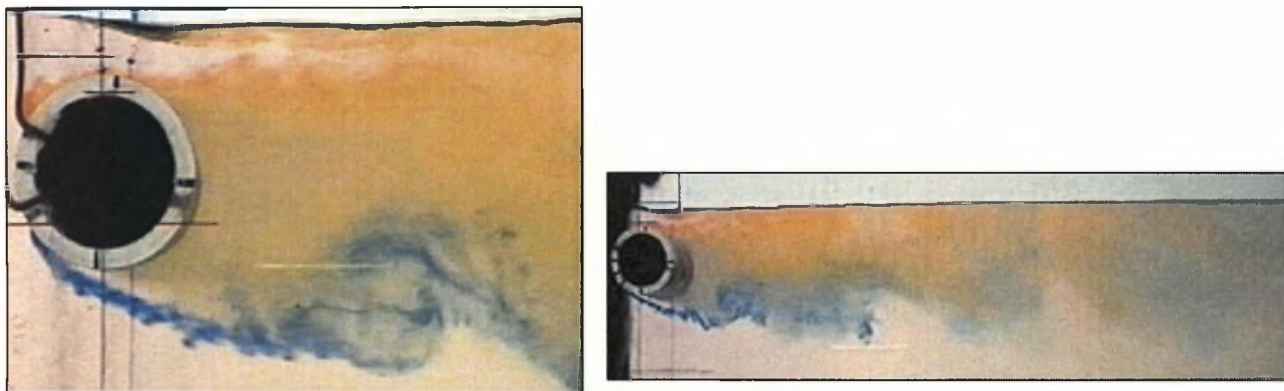
Διάγραμμα 7.2.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$



Συγκρίνοντας τα διαγράμματα 7.2 με τα διαγράμματα 7.1 παρατηρούμε ότι είναι τελείως διαφορετικά. Στα διαγράμματα 7.1 εμφανίζεται μόνο η βασική αρμονική (κύρια συχνότητα) η οποία εμφανίζεται 'καθαρά' σε όλα τα  $X/D$  και  $Y/D$ . Αυτό συμβαίνει γιατί η οδός Von Karman αναπτύσσεται κανονικά και 'διακρίνεται' εύκολα με τη συγκεκριμένη μεθοδολογία. Τα διαγράμματα 7.2 συχνότητων ανταποκρίνονται σε σημεία του πεδίου ροής που δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών και η ροή είναι τυρβώδης και ακανόνιστη.

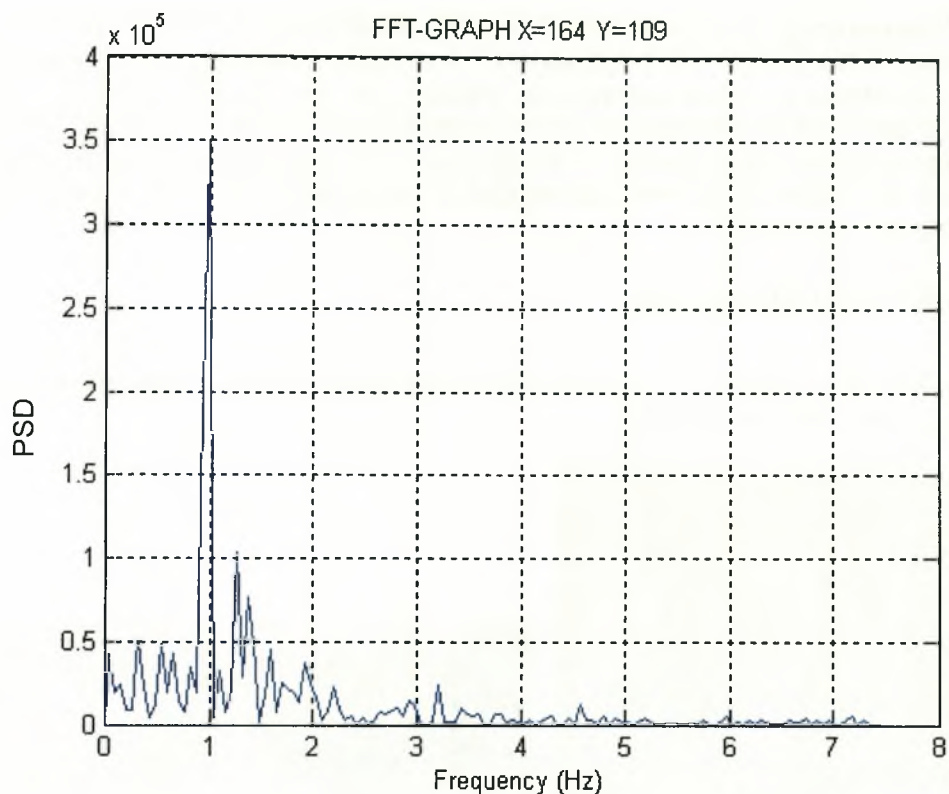
- **$H/D=0.8$  (διεπιφάνεια)**

Στην εικόνα 7.3 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.8$ .

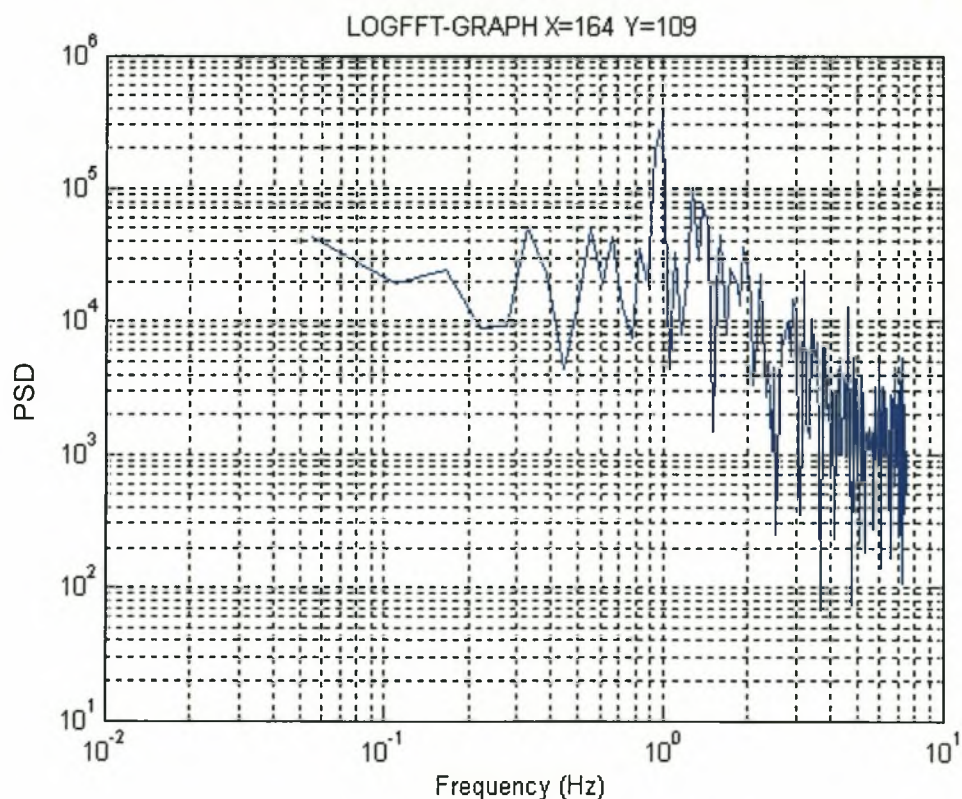


**Εικόνα 7.3. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.8$ .**

Στη θέση  $H/D=0.8$  η τάση δημιουργίας δινών γίνεται αισθητή. Είναι εμφανές και από την εικόνα 7.3 ότι υπάρχει οργανωμένη δομή στην θέση  $Y/D=-0.5$  που εκρέει με μια συγκεκριμένη συχνότητα. Βέβαια η επίδραση της διεπιφάνειας δεν αφήνει να δημιουργηθεί ολοκληρωμένη δίνη και στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.3 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$  σε κανονικό (7.3.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.3.β).



**Διάγραμμα 7.3.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$**

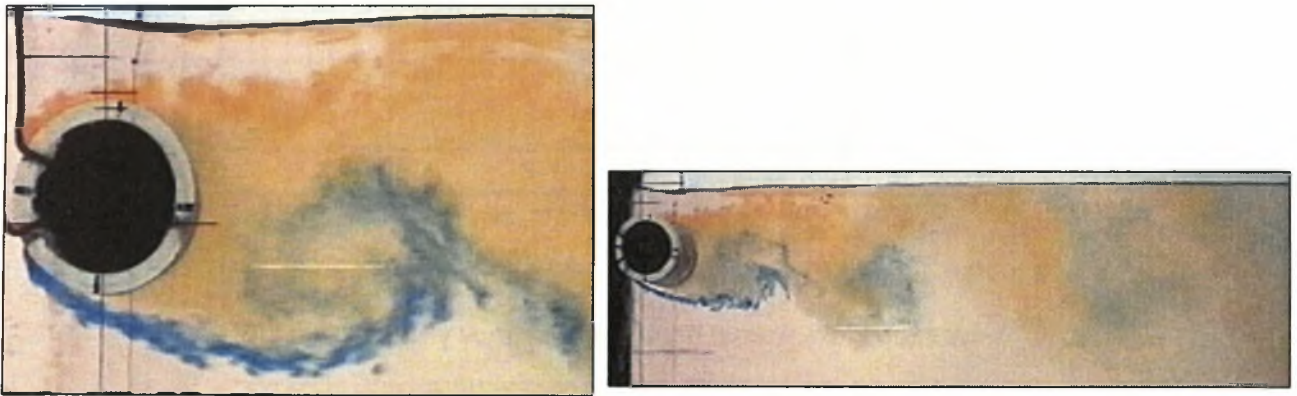


**Διάγραμμα 7.3.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-1$**

Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής της οργανωμένης δομής που εμφανίζεται στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου είναι ίση με 0.99 Hz και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=f D/U_0=0.25$ . Πιθανόν λόγω του περιορισμένου χώρου (πλευρά διεπιφάνειας) κίνησης των ελευθέρων διατμητικών στρωμάτων η αλληλεπίδραση με τα κάτω διατμητικά στρώματα γίνεται σε συντομότερο χρόνο, άρα η τιμή της συχνότητας αυτής είναι μεγαλύτερη από την τιμή της συχνότητας εκροής δινών όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας που είναι 0.87 Hz. Η ένταση όμως του φάσματος είναι μια τάξη χαμηλότερη εκείνης για ομοιόμορφη παράλληλη ροή, πράγμα που σημαίνει ότι ο σχηματισμός ισχυρής οργανωμένης οδού Von Karman δεν είναι ακόμα εφικτός.

- **H/D= 0.9 (διεπιφάνεια)**

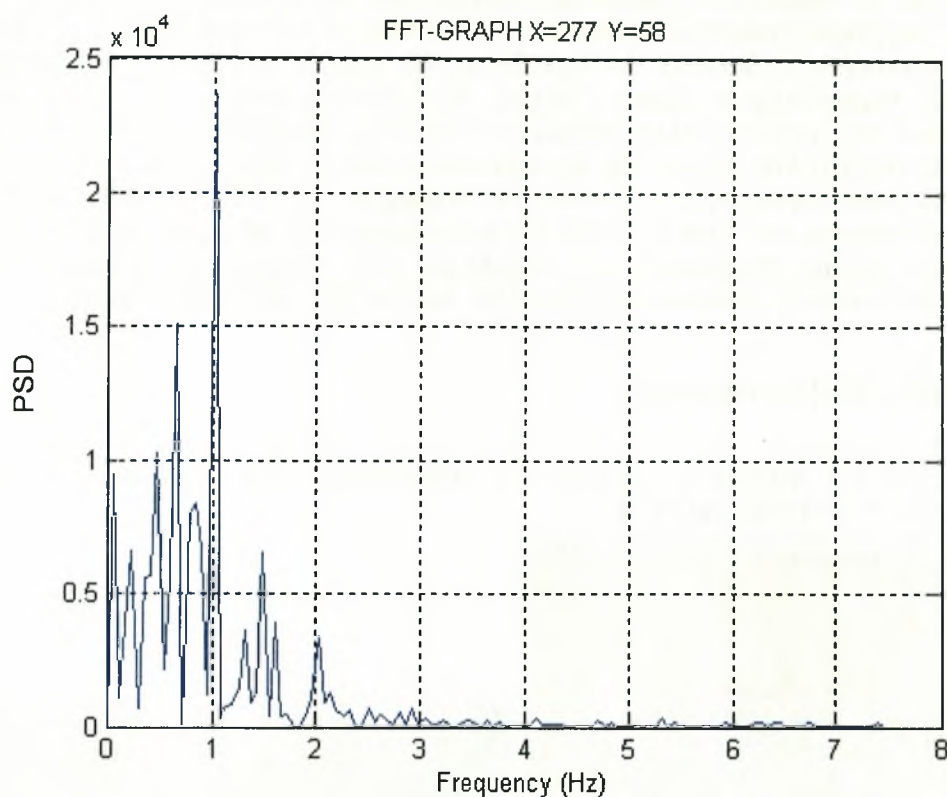
Στην εικόνα 7.4 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.9.



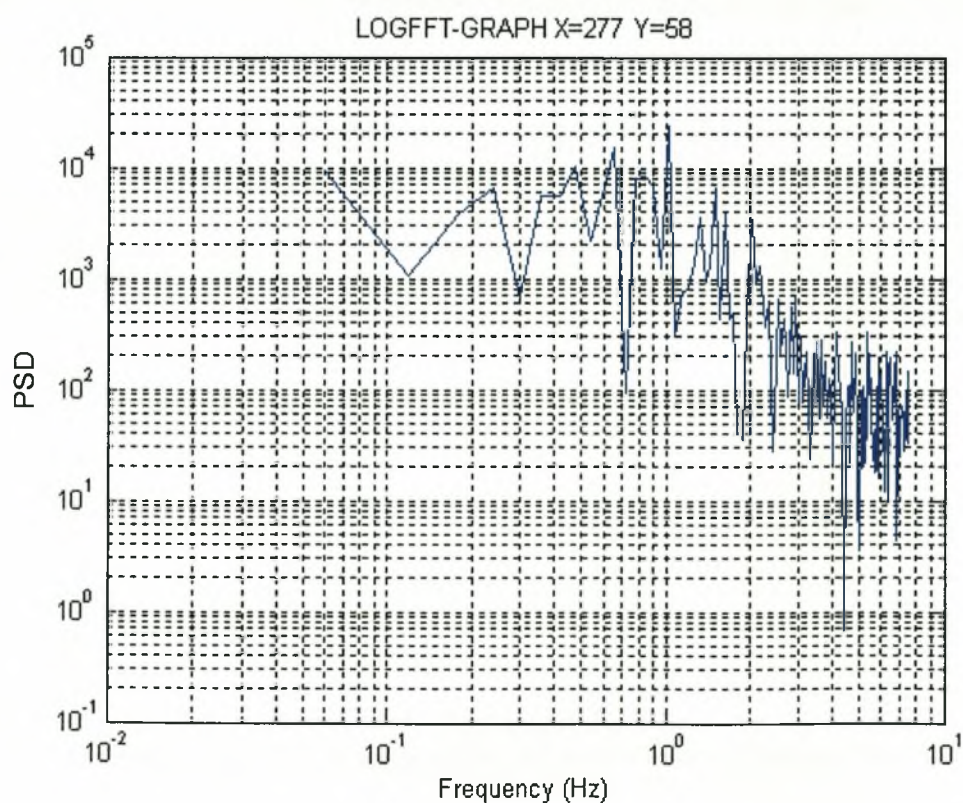
**Εικόνα 7.4. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.9**

Η κρίσιμη θέση όπου τελικά συμβαίνει σχηματισμός δινών και στην πάνω αλλά και στην κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου είναι η  $H/D=0.9$ . Στα διαγράμματα 7.4 και 7.5 φαίνονται τα φάσματα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$  σε κανονικό (7.4.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.4.β) &  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$  σε κανονικό (7.5.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.5.β) αντίστοιχα.

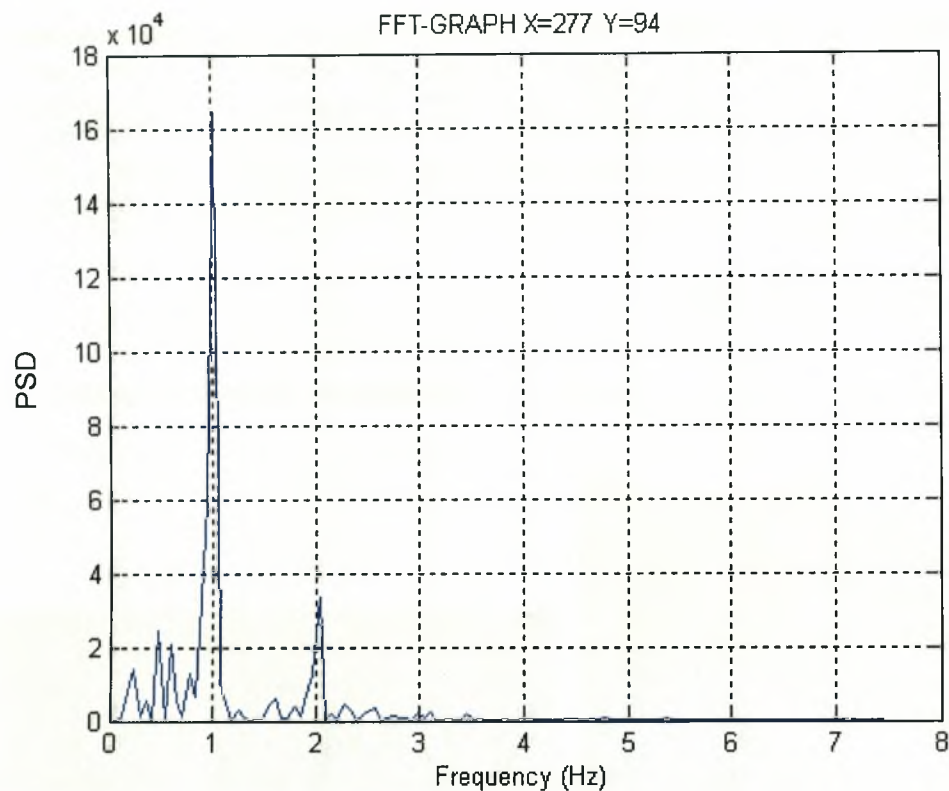




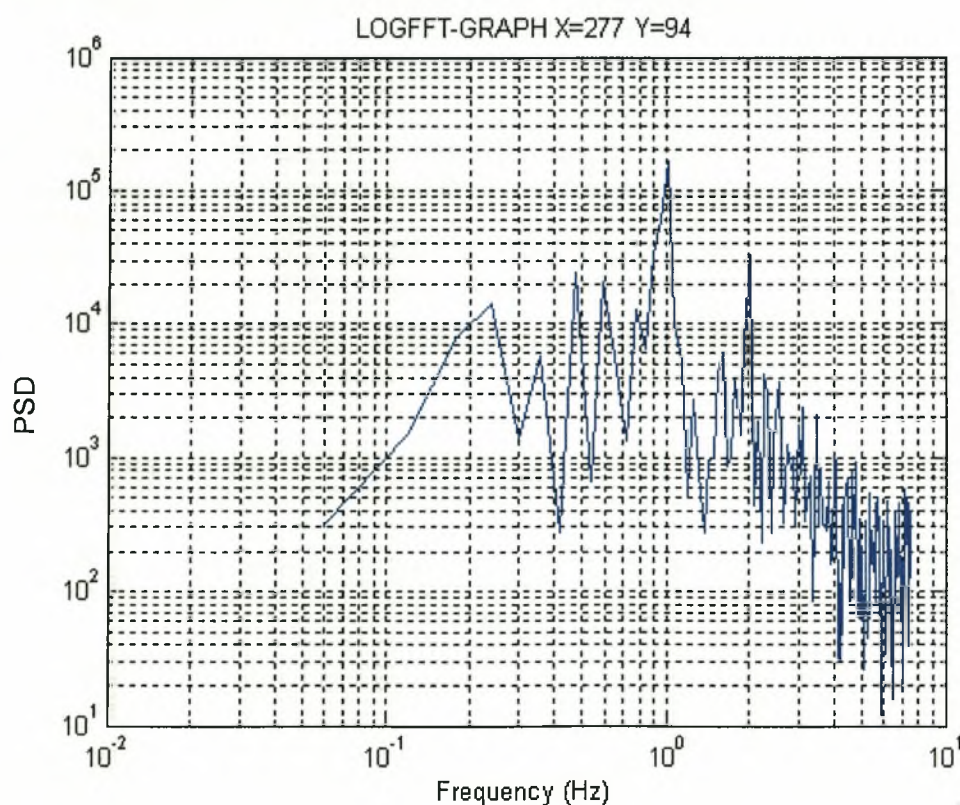
Διάγραμμα 7.4.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$



Διάγραμμα 7.4.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$



Διάγραμμα 7.5.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$

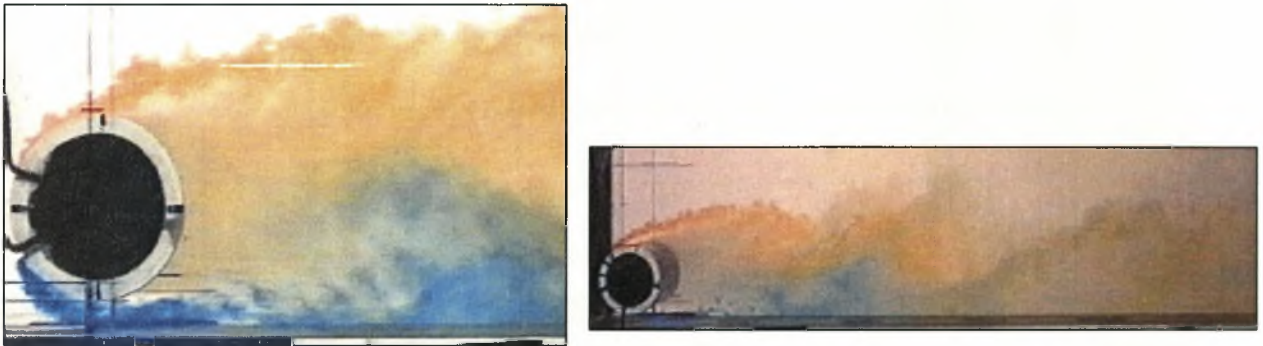


Διάγραμμα 7.5.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα η συχνότητα απόσπασης δινών  $f$  είναι ίση με 1.01 και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=fD/U_0=0.25$ . Στη συγκεκριμένη θέση παρατηρείται αυξημένη τιμή της συχνότητας  $f$  συγκριτικά με την τιμή της στη θέση  $H/D=K$  (2.4) που είναι ίση με 0.87. Αυτό σημαίνει ότι κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι ταχύτερη από αυτή που συμβαίνει στο κέντρο.

- **$H/D=4.1$  (δάπεδο)**

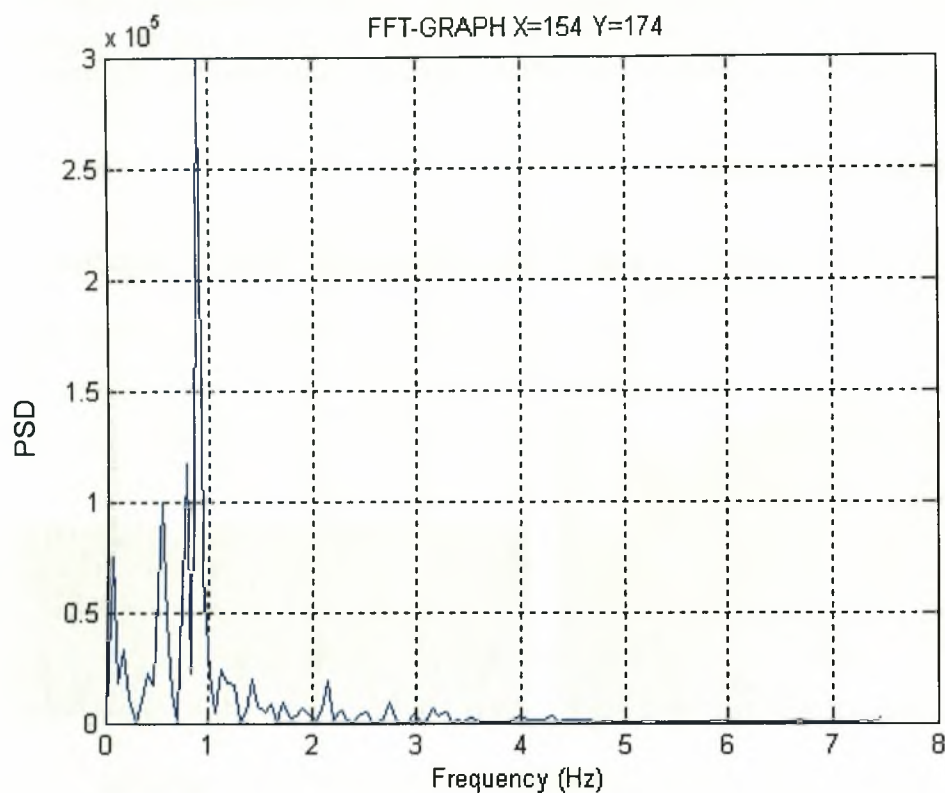
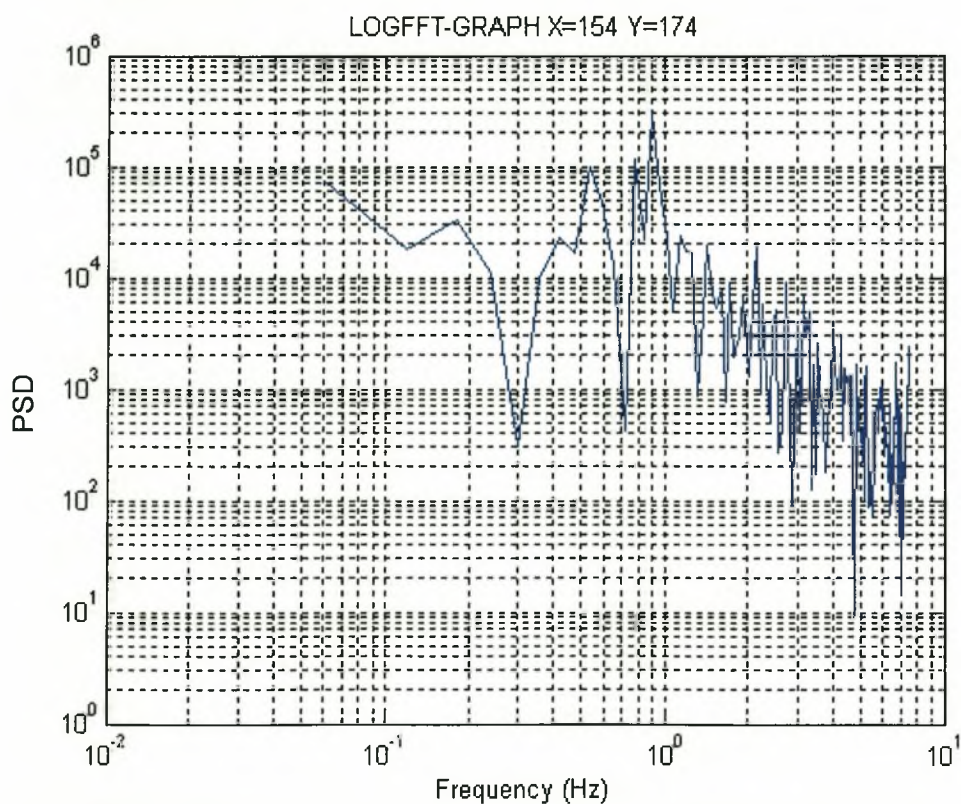
Στην εικόνα 7.5 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=4.1$ .



**Εικόνα 7.5. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=4.1$**

Στην περίπτωση της διεπιφάνειας βρέθηκε ότι η ολοκλήρωση του σχηματισμού δινών συνέβη για  $H/D=0.9$ . Είναι εμφανές και από την εικόνα 7.5 ότι υπάρχει οργανωμένη δομή στην θέση  $Y/D=0.5$  που εκρέει με μια συγκεκριμένη συχνότητα. Βέβαια η επίδραση του δαπέδου της υδροσήραγγας δεν αφήνει να δημιουργηθεί δίνη και στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.6 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=0.5$  σε κανονικό (7.6.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.6.β).



Διάγραμμα 7.6.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=0.5$ Διάγραμμα 7.6.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=0.5$

Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής της οργανωμένης δομής που εμφανίζεται στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου είναι ίση με 0.89 Hz. Η τιμή της συχνότητας αυτής είναι σχεδόν ίδια με την τιμή της συχνότητας εκροής δινών όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας που είναι 0.87 Hz.

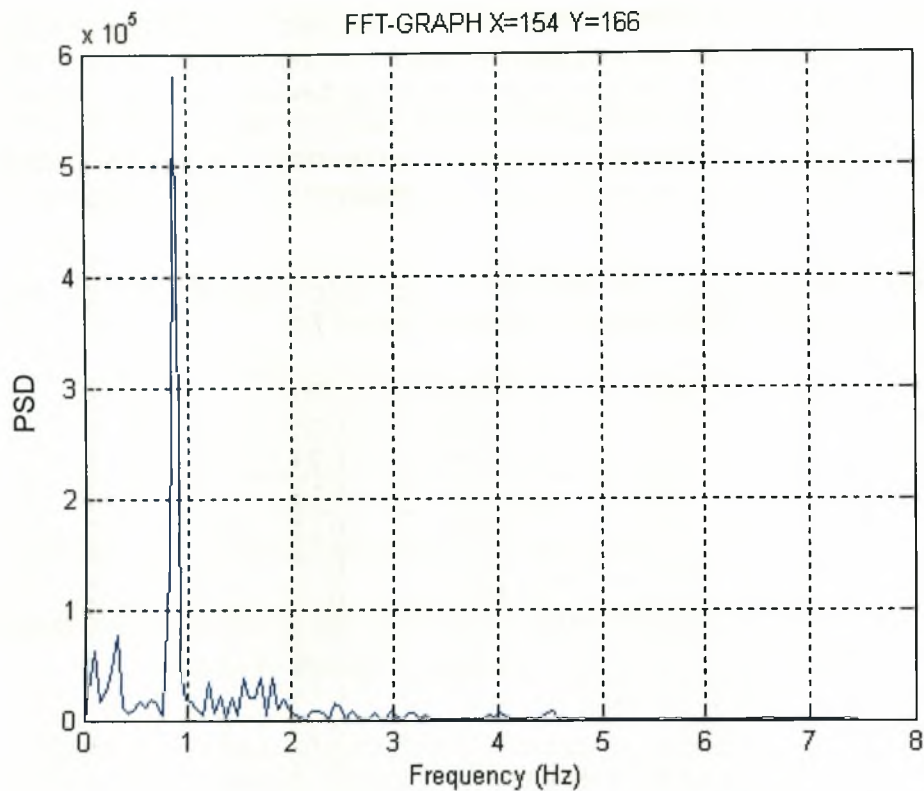
- **H/D= 4 (δάπεδο)**

Στην εικόνα 7.6 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=4.

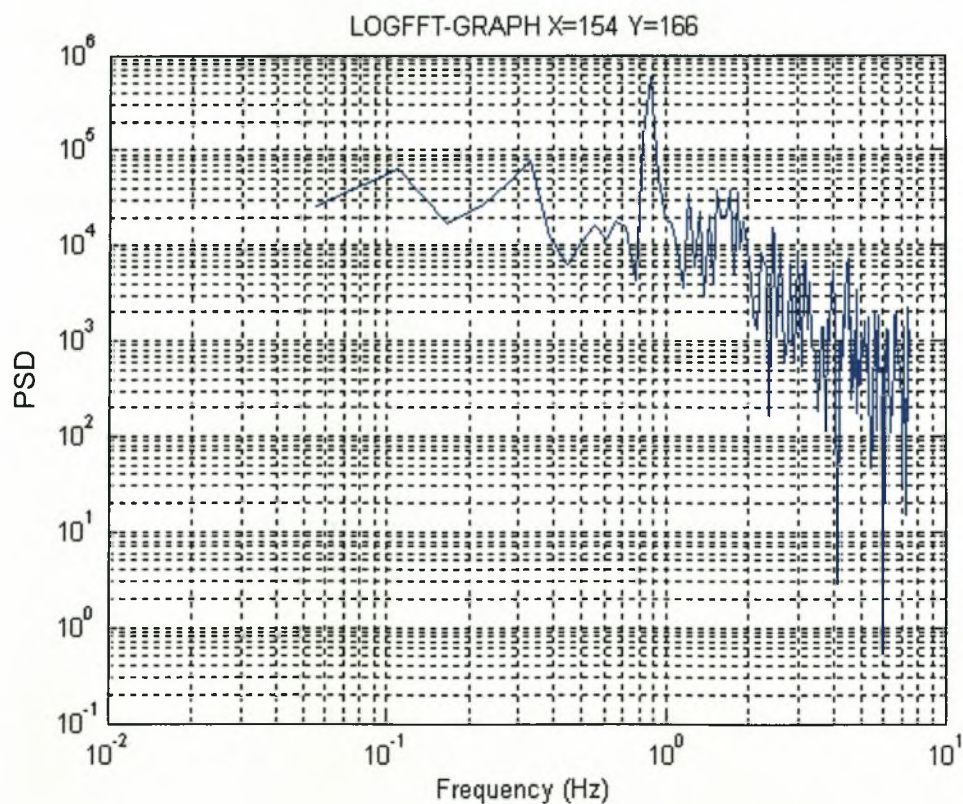


**Εικόνα 7.6. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=4**

Η κρίσιμη θέση όπου τελικά συμβαίνει σχηματισμός δινών και στην πάνω αλλά και στην κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου είναι H/D=4. Στο διάγραμμα 7.7 φαίνονται τα φάσματα ισχύος των συχνοτήτων για X/D=4 και Y/D=0.5 σε κανονικό (7.7.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.7.β).



Διάγραμμα 7.7.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=0.5$



Διάγραμμα 7.7.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=0.5$



Όπως προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα η συχνότητα απόσπασης δινών  $f$  είναι ίση με 0.88 και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=fD/U_0=0.22$ . Στη συγκεκριμένη θέση παρατηρείται σχεδόν ίδια τιμή της συχνότητας  $f$  συγκριτικά με την τιμή της στη θέση  $H/D=K$  [2.4 (κέντρο)] που είναι ίση με 0.87. Αυτό σημαίνει κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι σχεδόν ίδια με αυτή του κέντρου.

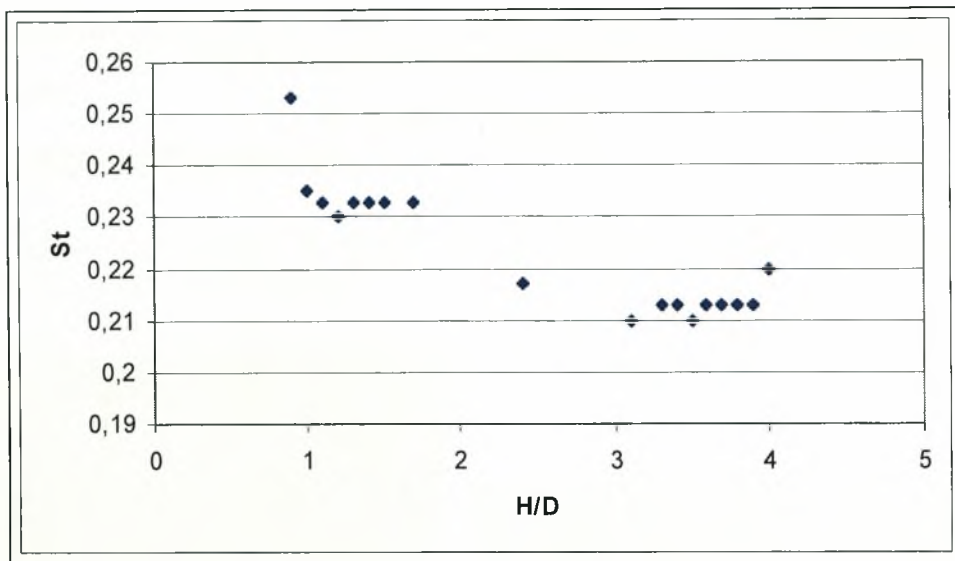
Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία εξαγωγής συχνοτήτων και για τις εναπομείνουσες θέσεις προκύπτουν οι τιμές του πίνακα 7.4.

H/D	F (Hz)	St
0.9	1.01	0.25
1	0.94	0.24
1.1	0.93	0.23
1.2	0.92	0.23
1.3	0.93	0.23
1.4	0.93	0.23
1.5	0.93	0.23
1.7	0.93	0.23
K[2.4 ( Κέντρο)]	0.87	0.22
3.1	0.84	0.21
3.3	0.85	0.21
3.4	0.85	0.21
3.5	0.84	0.21
3.6	0.85	0.21
3.7	0.85	0.21
3.8	0.85	0.21
3.9	0.85	0.21
4	0.88	0.22

**Πίνακας 7.4. Τιμές της συχνότητας απόσπασης δινών  $f$  και του αριθμού Strouhal για όλα τα  $H/D$**

Η θέση  $H/D=2.4$  είναι αυτή όπου ο άξονας του κυλίνδρου συμπίπτει με το μέσο του καναλιού και η θέση  $H/D=4$  είναι αυτή που η κάτω πλευρά του κυλίνδρου απέχει  $H/D=0.3$  από τον πυθμένα του καναλιού. Η αδιαστατοποίηση στην πρώτη στήλη του πίνακα έγινε βάσει της θέσης  $H/D=0.5$  (η πάνω πλευρά του κυλίνδρου εφάπτεται στην διεπιφάνεια ) και καθώς ο κύλινδρος μετατοπίζεται προς τα κάτω αυξάνεται ο λόγος  $H/D$ . Οι θέσεις  $H/D=0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 4.1, 4.2$  και  $4.3$  δεν υπεισέρχονται στον πίνακα καθώς δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών.

Στο διάγραμμα 7.8 παρουσιάζεται η διακύμανση των τιμών του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση του κυλίνδρου κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού.



**Διάγραμμα 7.8. Διακύμανση των τιμών του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση του κυλίνδρου από την διεπιφάνεια προς το δάπεδο της σήραγγας**

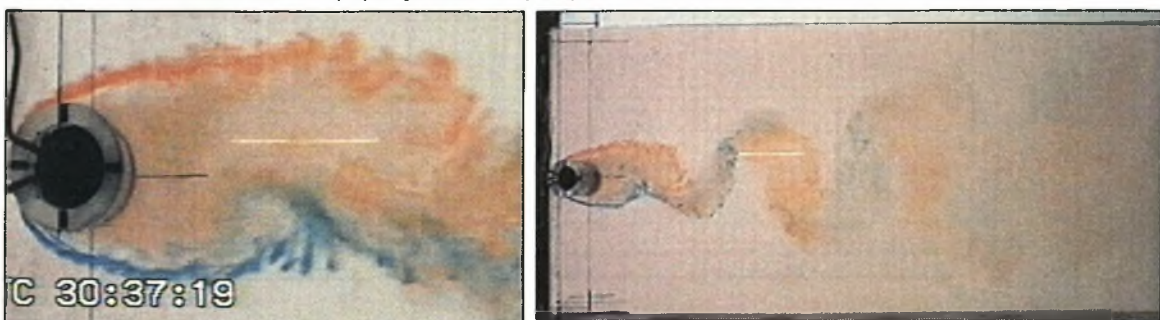
Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  η εκροή δινών κοντά στην διεπιφάνεια αρχίζει στην θέση  $H/D=0.9$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι  $1.01\text{ Hz}$ , ενώ η εκροή των δινών κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας αρχίζει στην θέση  $H/D=4$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι  $0.88\text{ Hz}$ . Αυτό σημαίνει ότι κοντά στην διεπιφάνεια επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι ταχύτερη από αυτή που συμβαίνει στο κέντρο και το δάπεδο της υδροσήραγγας.

### 7.1.2. Ανάλυση αποτελεσμάτων για κύλινδρο $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$

Για τον κύλινδρο διαμέτρου  $D=30\text{ mm}$  είναι αριθμός  $Re=6000$  και ταχύτητα ελευθέρου ρεύματος  $U_0=0.2\text{ m/sec}$ . Θα ακολουθήσει ανάλυση όπου ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο του καναλιού και στη συνέχεια θα γίνει σύγκριση με τις υπόλοιπες θέσεις του κυλίνδρου.

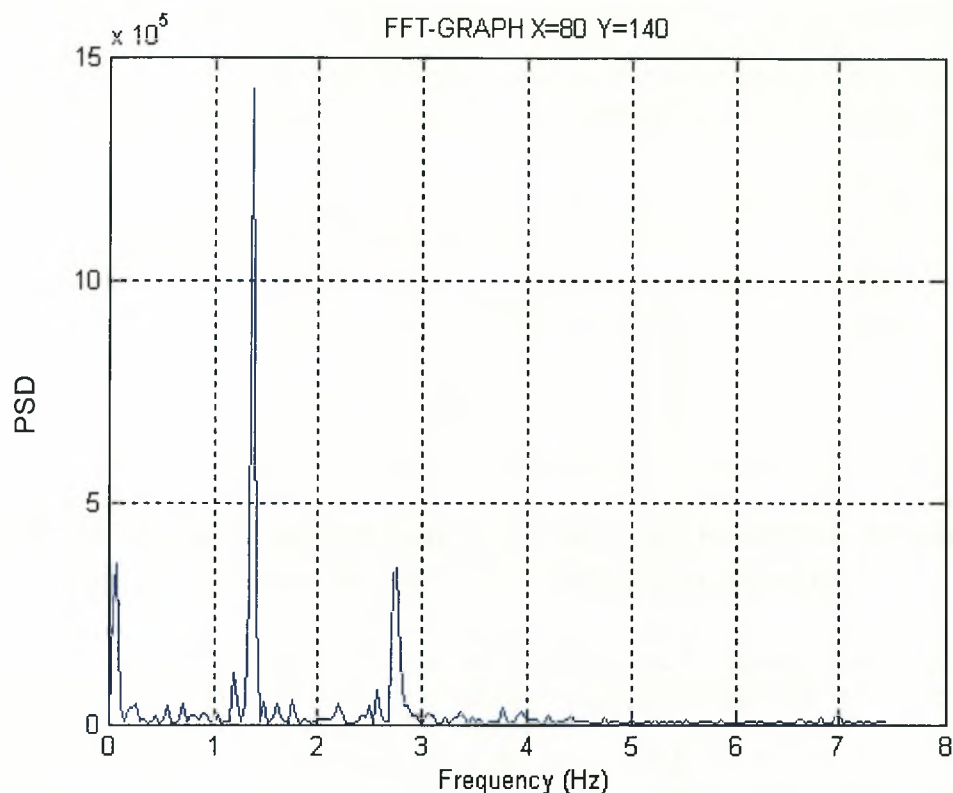
- $H/D=K$  [4 (Κέντρο υδροσήραγγας)]

Στην εικόνα (7.7) φαίνεται η ανάπτυξη (σχηματισμός) και διάχυση των δινών της οδού Von Karman κατά μήκος του απορρεύματος.

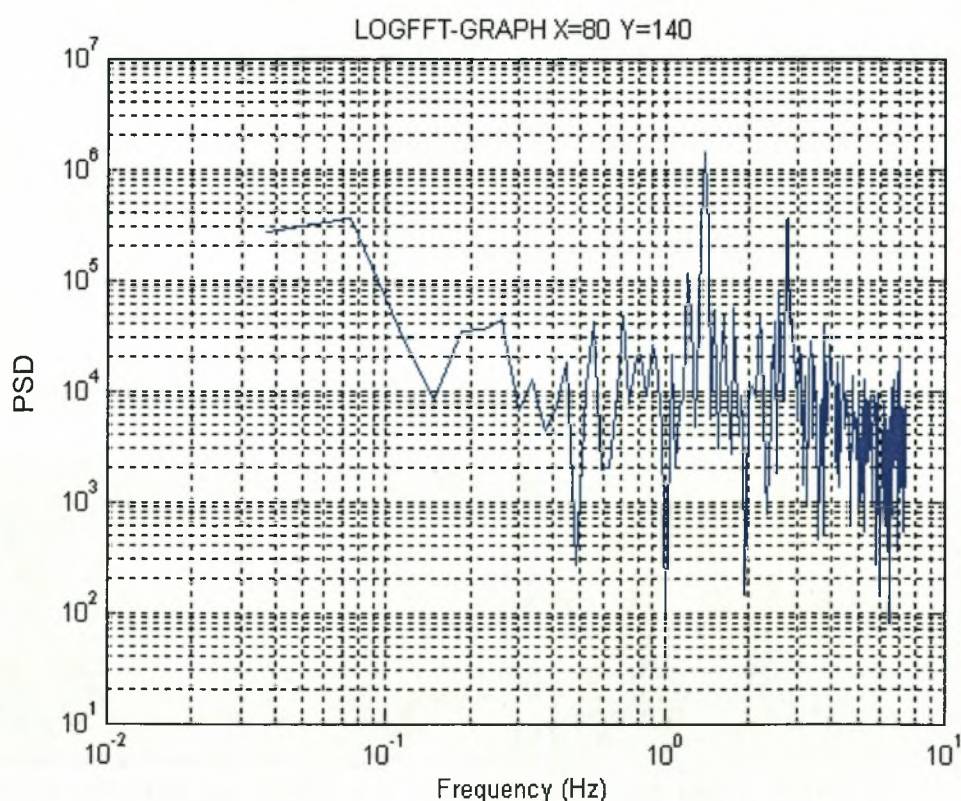


**Εικόνα 7.7. Ανάπτυξη (σχηματισμός) και διάχυση των δινών της οδού Von Karman κατά μήκος του απορρεύματος**

Στο διάγραμμα 7.9 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$  σε κανονικό (7.9.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.9.β).



Διάγραμμα 7.9.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$



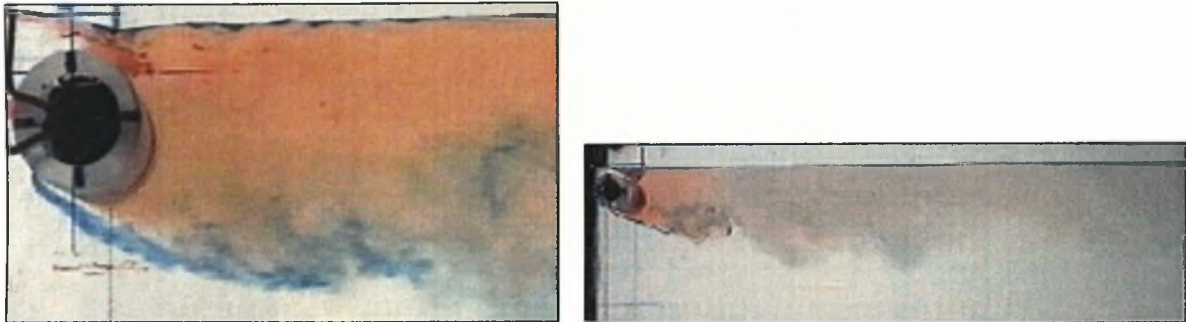
Διάγραμμα 7.9.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$



Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής δινών είναι ίση με 1.38 Hz και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=f D/U_0=0.21$ .

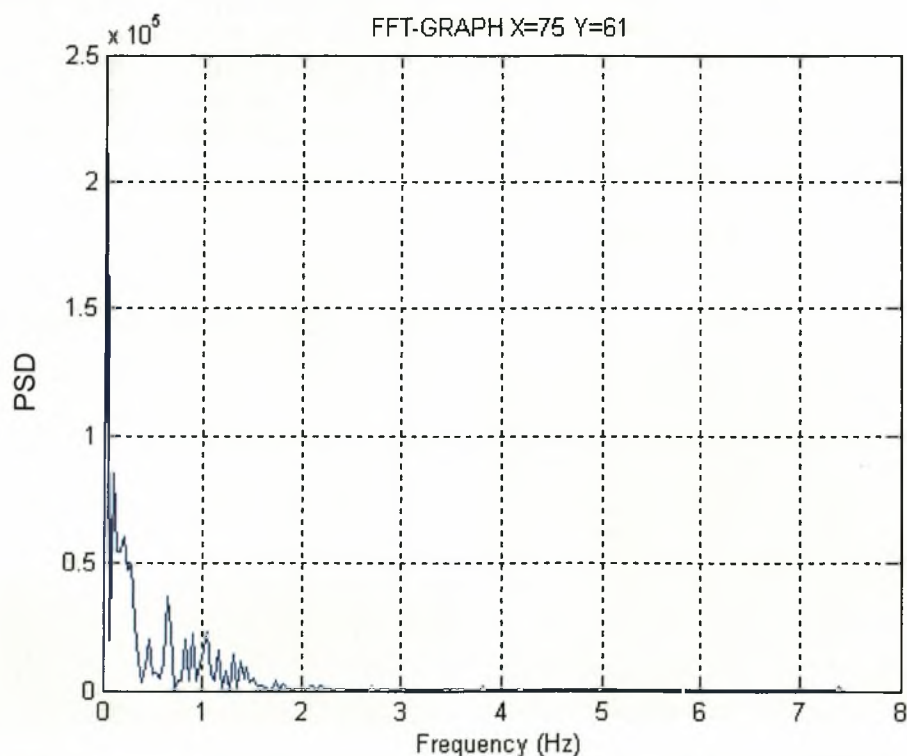
- **H/D= 0.7 (διεπιφάνεια)**

Στην εικόνα 7.8 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.7$ .

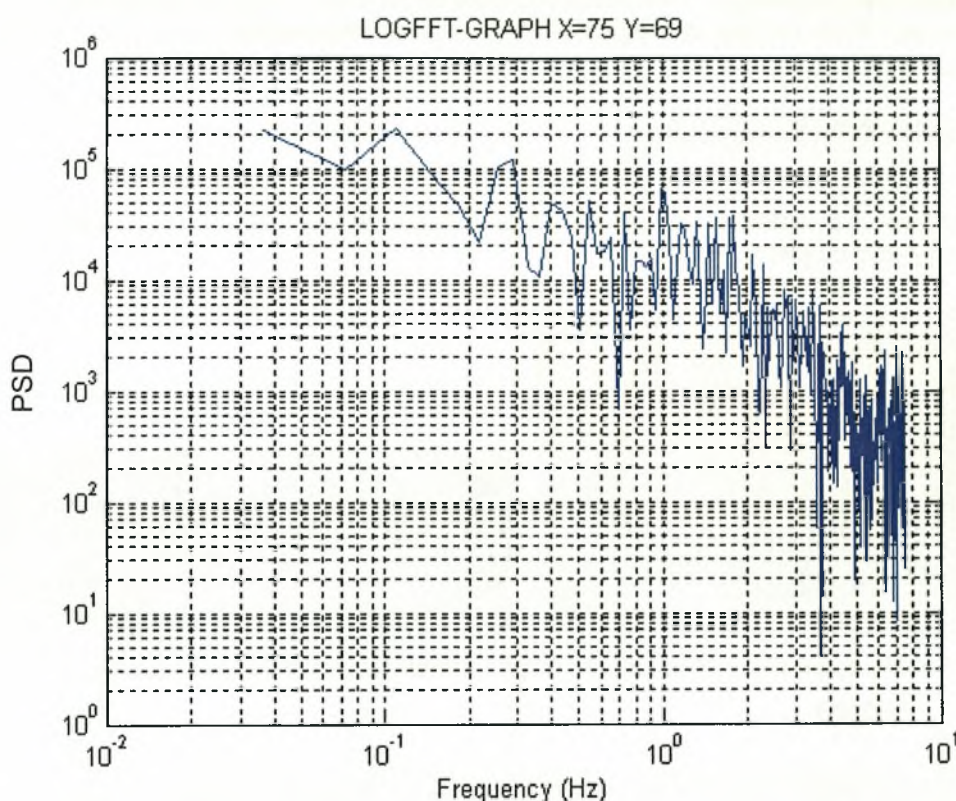


**Εικόνα 7.8.** Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.7$

Όπως φαίνεται και στην εικόνα σε αυτή τη θέση δε συμβαίνει σχηματισμός δινών. Αυτό είναι λογικό εφόσον δεν υπάρχει χώρος στην πάνω επιφάνεια του κυλίνδρου για το σχηματισμό των. Επιπλέον η διεπιφάνεια ασκεί τέτοια επίδραση ώστε να εμποδίζει το σχηματισμό δινών και στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.10 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$  σε κανονικό (7.10.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.10.β).



**Διάγραμμα 7.10.α.** Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$



**Διάγραμμα 7.10.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=4$  και  $Y/D=-0.5$**

Συγκρίνοντας τα διαγράμματα 7.9 με τα διαγράμματα 7.10 παρατηρούμε ότι είναι τελείως διαφορετικά. Στα διαγράμματα 7.9 εμφανίζεται μόνο η βασική αρμονική (κύρια συχνότητα) η οποία εμφανίζεται 'καθαρά' σε όλα τα  $X/D$  και  $Y/D$ . Αυτό συμβαίνει γιατί η οδός Von Karman αναπτύσσεται κανονικά και 'διακρίνεται' εύκολα με τη συγκεκριμένη μεθοδολογία. Τα διαγράμματα 7.10 συχνοτήτων ανταποκρίνονται σε σημεία του πεδίου ροής που δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών και η ροή είναι τυρβώδης και τελείως ακανόνιστη.

- **$H/D= 0.8$  (διεπιφάνεια)**

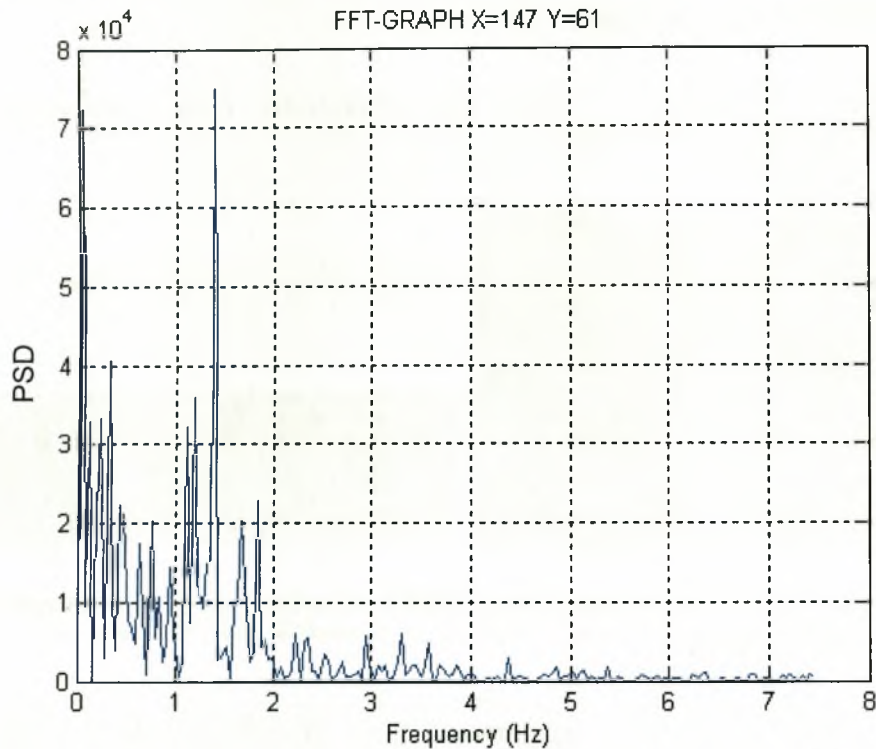
Στην εικόνα 7.9 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.8$ .



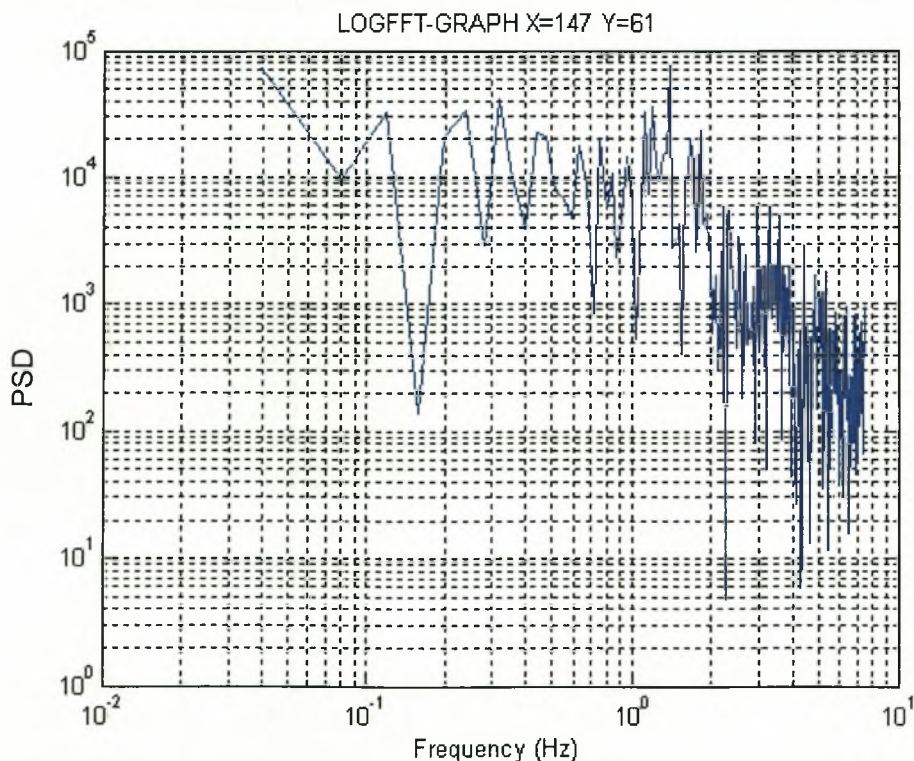
**Εικόνα 7.9. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=0.8$**



Στη θέση  $H/D=0.8$  η τάση δημιουργίας δινών ισχυροποιείται. Είναι εμφανές και από εικόνα 7.9 ότι υπάρχει οργανωμένη δομή στην θέση  $Y/D=-0.5$  που εκρέει με μια συγκεκριμένη συχνότητα. Βέβαια η επίδραση της διεπιφάνειας δεν αφήνει να δημιουργηθεί δίνη και στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.11 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$  σε κανονικό (7.11.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.11.β).



Διάγραμμα 7.11.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$



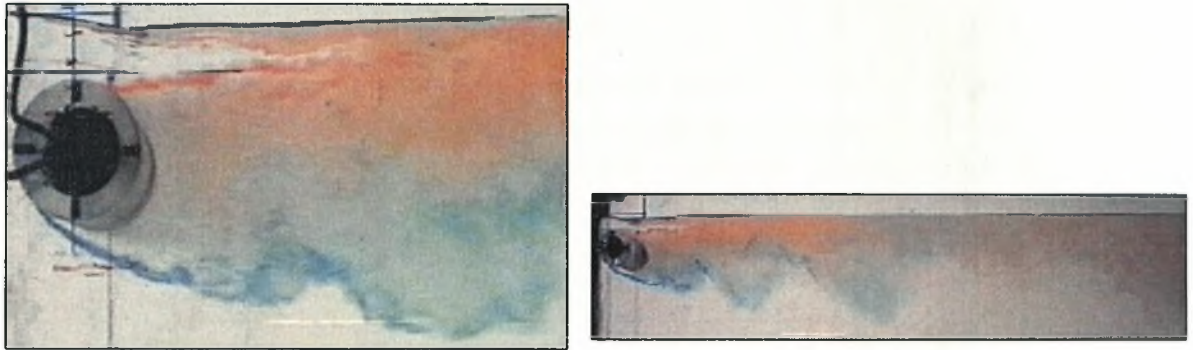
Διάγραμμα 7.11.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$



Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής της οργανωμένης δομής που εμφανίζεται στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου είναι ίση με 1.39 Hz. Η τιμή της συχνότητας αυτής είναι σχεδόν ίδια με την τιμή της συχνότητας εκροής δινών όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας που είναι 1.38 Hz.

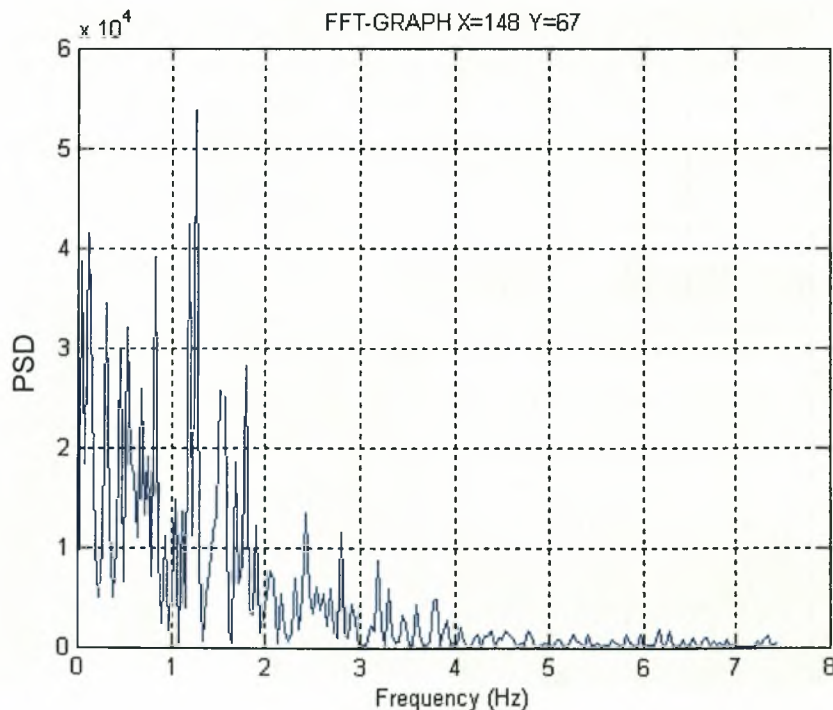
- **H/D= 0.9 (διεπιφάνεια)**

Στην εικόνα 7.10 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.9.

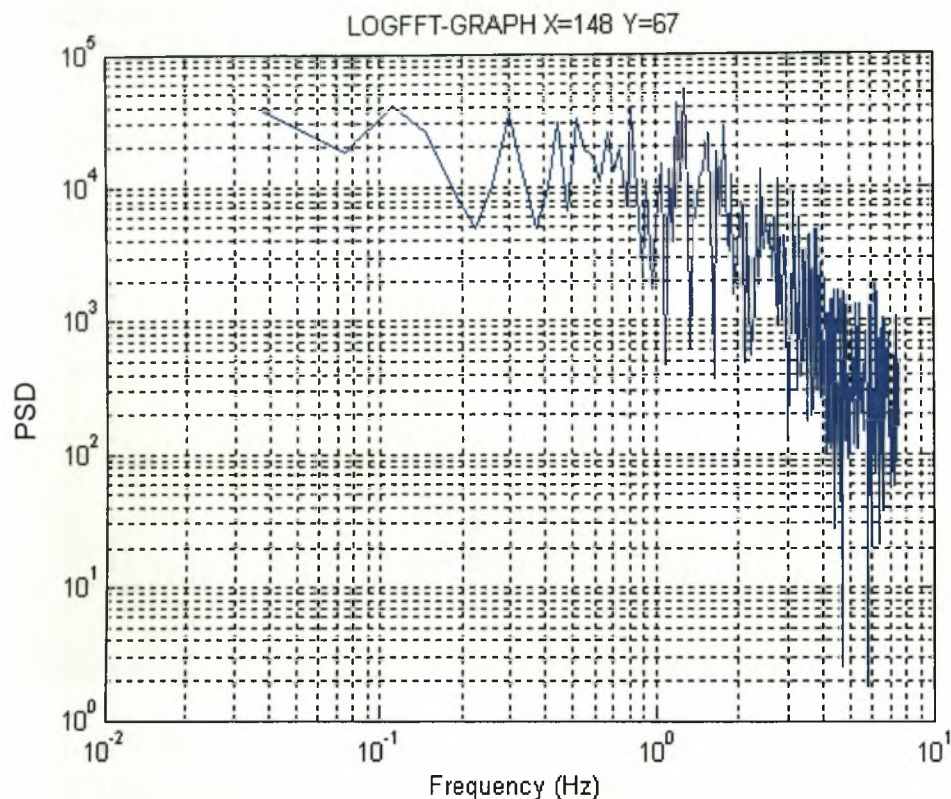


**Εικόνα 7.10.** Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=0.9

Στην θέση αυτή έχουμε σχηματισμό δινών στην πάνω αλλά και στην κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.12 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για X/D=8 και Y/D=-0.5 σε κανονικό (7.12.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.12.β).



**Διάγραμμα 7.12.α.** Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για X/D=8 και Y/D=-0.5



**Διάγραμμα 7.12.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=-0.5$**

Στην θέση αυτή για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  όπως φαίνεται και από τα παραπάνω διαγράμματα έχουμε συχνότητα εκροής  $1.27\text{ Hz}$ , μικρότερη από την συχνότητα εκροής στο κέντρο της σήραγγας ( $1.38\text{ Hz}$ )

- **$H/D=7.3$  (δάπεδο)**

Στην εικόνα 7.11 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=7.3$ .

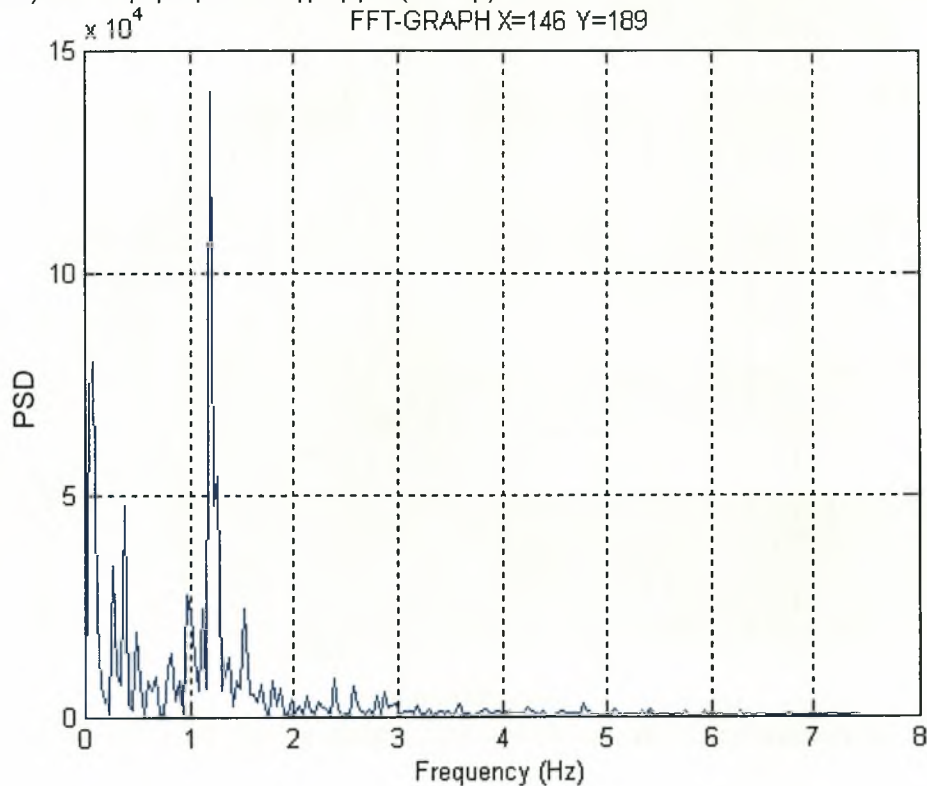


**Εικόνα 7.11. Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση  $H/D=7.3$**

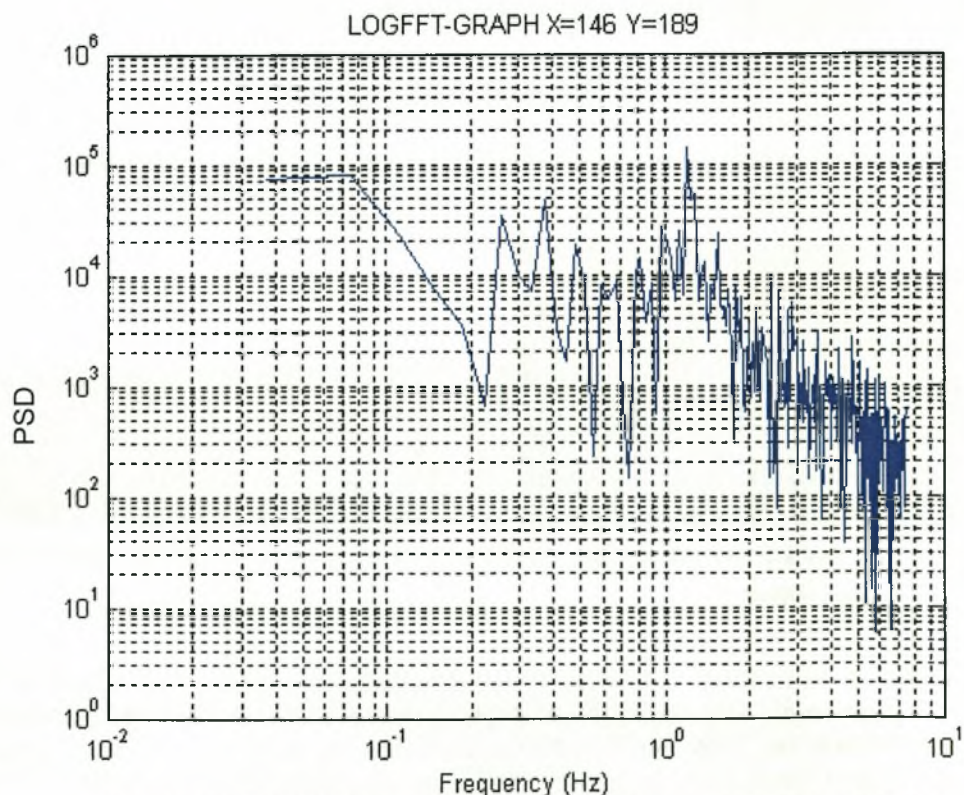
Όταν ο κύλινδρος τοποθετείται κοντά στον πυθμένα του καναλιού το απόρρευμα παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά με αυτή όταν ο κύλινδρος βρίσκεται κοντά στη διεπιφάνεια. Στην περίπτωση της διεπιφάνειας βρέθηκε ότι η ολοκλήρωση του σχηματισμού δινών συνέβη για  $H/D=0.9$ . Είναι εμφανές και από εικόνα 7.11 ότι υπάρχει οργανωμένη δομή στην θέση  $Y/D=0.5$  που εκρέει με μια συγκεκριμένη συχνότητα. Βέβαια η επίδραση του δαπέδου της υδροσήραγγας δεν αφήνει να



δημιουργηθεί δίνη και στην κάτω πλευρά του κυλίνδρου. Στο διάγραμμα 7.13 φαίνεται το φάσμα ισχύος των συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$  σε κανονικό (7.13.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.13.β).



**Διάγραμμα 7.13.α. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$**



**Διάγραμμα 7.13.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$**



Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η συχνότητα εκροής της οργανωμένης δομής που εμφανίζεται στην πάνω πλευρά του κυλίνδρου είναι ίση με 1.19 Hz. Η τιμή της συχνότητας αυτής είναι μικρότερη από την τιμή της συχνότητας εκροής δινών όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο κέντρο της υδροσήραγγας που είναι 1.38 Hz.

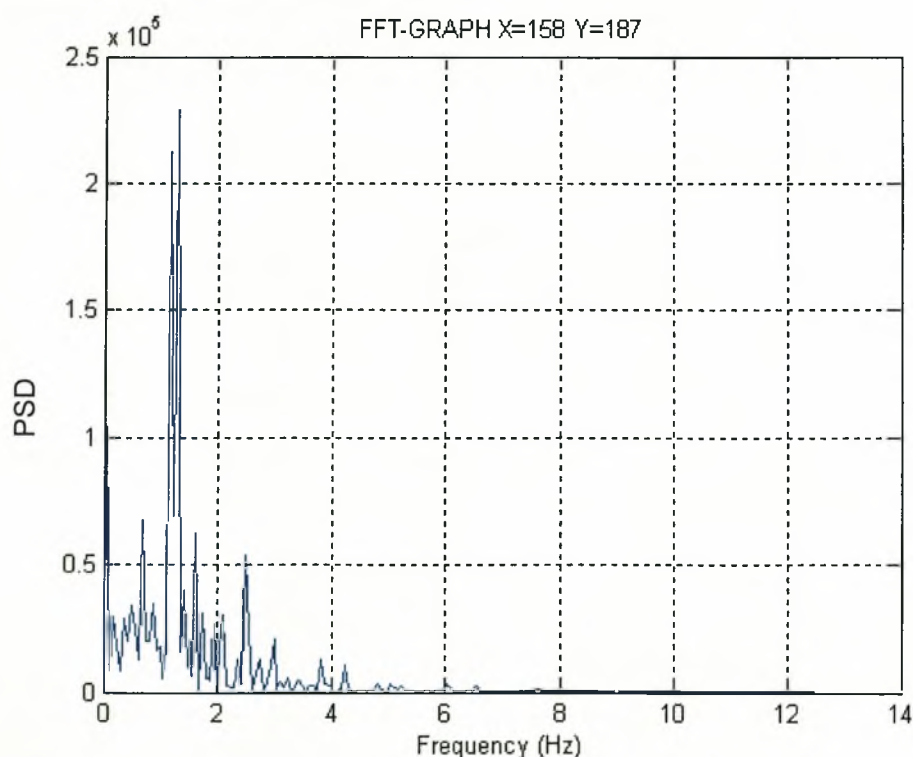
- **H/D= 7.2 (δάπεδο)**

Στην εικόνα 7.12 φαίνεται η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=7.2.

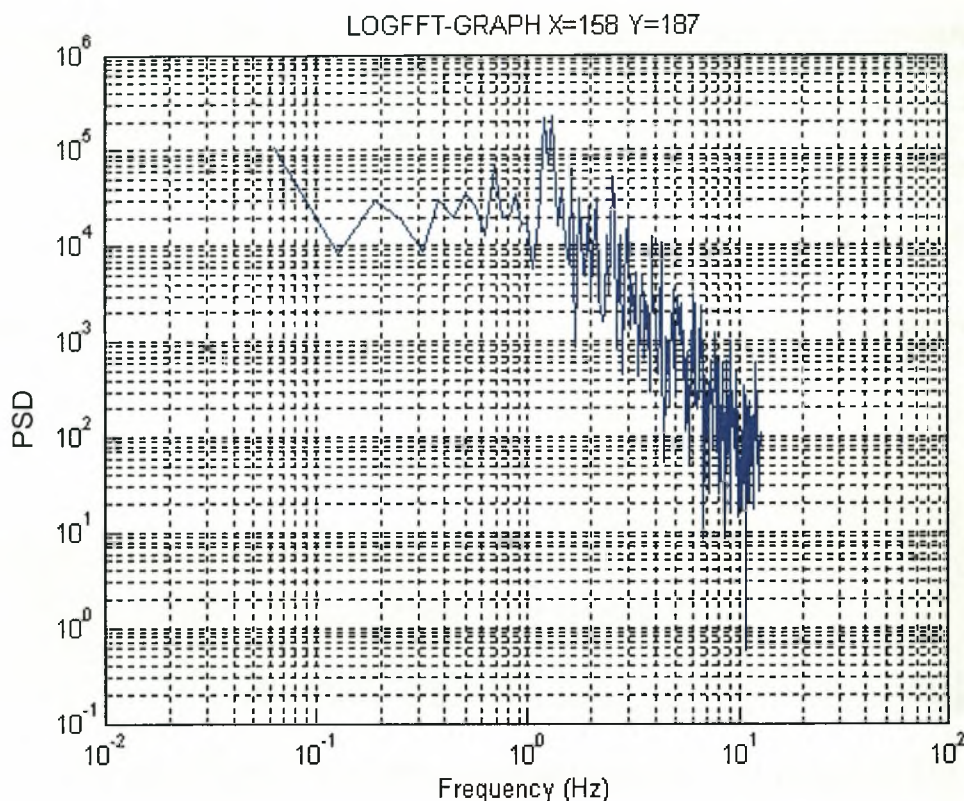


**Εικόνα 7.12.** Η μορφή του απορεύματος όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στη θέση H/D=7.2

Η κρίσιμη θέση όπου τελικά συμβαίνει σχηματισμός δινών και στην πάνω αλλά και στην κάτω επιφάνεια του κυλίνδρου είναι H/D=7.2. Στο διάγραμμα 7.14 φαίνονται τα φάσματα ισχύος των συχνοτήτων για X/D=8 και Y/D=0.5 σε κανονικό (7.14.α) και λογαριθμικό διάγραμμα (7.14.β).



**Διάγραμμα 7.14.α.** Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για X/D=8 και Y/D=0.5



**Διάγραμμα 7.14.β. Φάσμα ισχύος συχνοτήτων για  $X/D=8$  και  $Y/D=0.5$**

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα η συχνότητα απόσπασης δινών  $f$  είναι ίση με 1.31 και ο αριθμός Strouhal που προκύπτει είναι ίσος με  $St=f D/U_0=0.20$ . Στη συγκεκριμένη θέση η τιμή της συχνότητας  $f$  συγκριτικά με την τιμή της στη θέση  $H/D=4$  (κέντρο) που είναι ίση με 1.38 είναι μικρότερη. Αυτό σημαίνει ότι κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι πιο αργή από αυτή του κέντρου.

Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία εξαγωγής συχνοτήτων και για τις εναπομείνουσες θέσεις προκύπτουν οι τιμές του πίνακα 7.5.

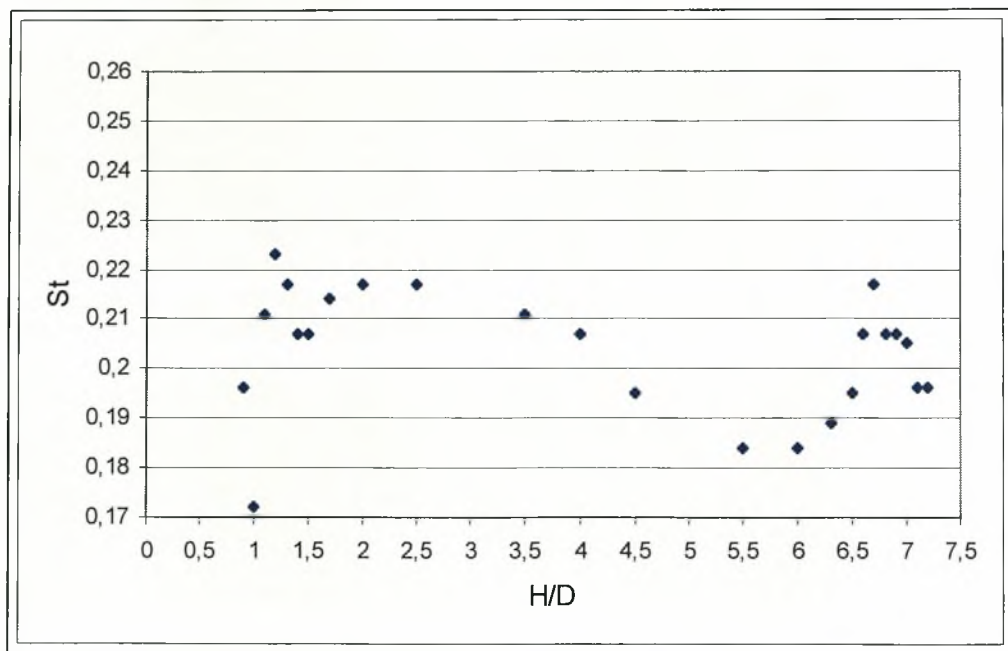
H/D	Fr(Hz)	St
0.9	1.31	0.20
1	1.15	0.17
1.1	1.41	0.21
1.2	1.49	0.22
1.3	1.45	0.22
1.4	1.38	0.21
1.5	1.38	0.21
1.7	1.43	0.21
2	1.45	0.22
2.5	1.45	0.22
3.5	1.41	0.21
K[ 4( Κέντρο)]	1.38	0.21
4.5	1.3	0.2
5.5	1.23	0.19
6	1.23	0.19
6.3	1.26	0.19

6.5	1.3	0.20
6.6	1.38	0.21
6.7	1.45	0.22
6.8	1.38	0.21
6.9	1.38	0.21
7	1.37	0.21
7.1	1.31	0.20
7.2	1.31	0.20

**Πίνακας 7.5. Τιμές της συχνότητας απόσπασης δινών  $f$  και του αριθμού Strouhal για όλα τα  $H/D$**

Η θέση  $H/D=K$  [4 (Κέντρο)] είναι αυτή όπου ο άξονας του κυλίνδρου συμπίπτει με το μέσο του καναλιού και η θέση  $H/D=7.2$  είναι αυτή που η κάτω πλευρά του κυλίνδρου απέχει  $H/D=0.3$  από τον πυθμένα του καναλιού. Η αδιαστατοποίηση στην πρώτη στήλη του πίνακα έγινε βάσει της θέσης  $H/D=0.5$  (η πάνω πλευρά του κυλίνδρου εφάπτεται στην διεπιφάνεια) και καθώς ο κύλινδρος μετατοπίζεται προς τα κάτω αυξάνεται ο λόγος  $H/D$ .

Στο διάγραμμα 7.15 παρουσιάζεται η διακύμανση των τιμών του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση του κυλίνδρου κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού.



**Διάγραμμα 7.15 Διακύμανση των τιμών του αριθμού Strouhal με την μετατόπιση του κυλίνδρου από την διεπιφάνεια προς το δάπεδο της σήραγγας**

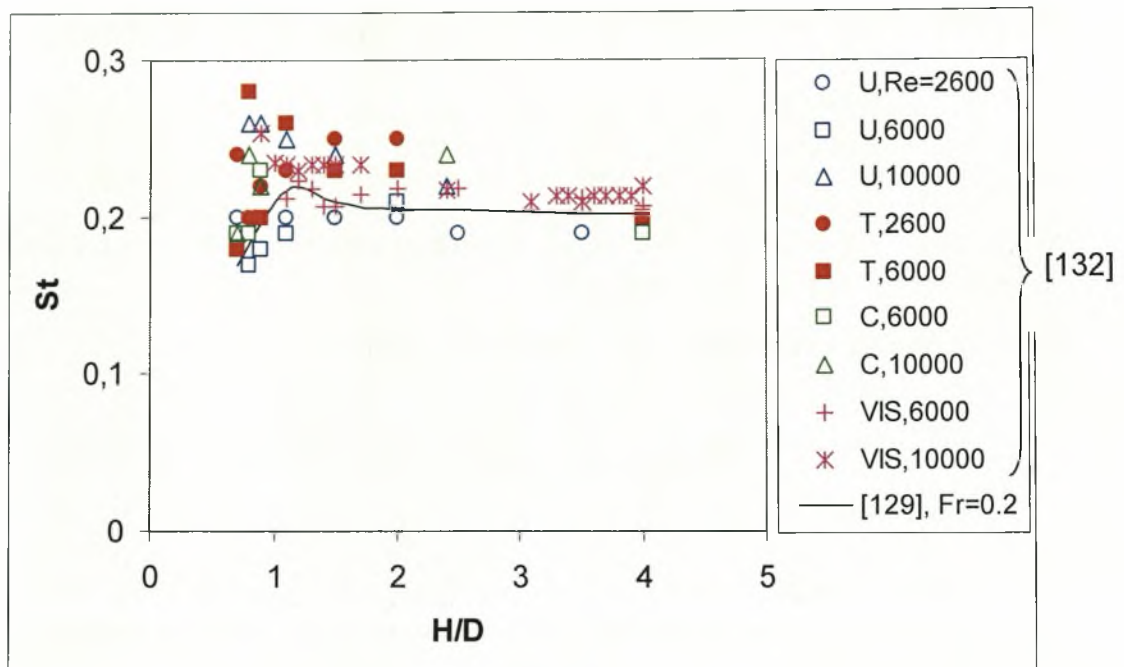
Προκύπτει λοιπόν το συμπέρασμα ότι για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  η εκροή δινών κοντά στην διεπιφάνεια αρχίζει στην θέση  $H/D=0.9$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι  $1.31\text{ Hz}$ , ενώ η εκροή των δινών κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας αρχίζει στην θέση  $H/D=7.2$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι  $1.31\text{ Hz}$ . Αυτό σημαίνει ότι κοντά στην διεπιφάνεια επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι πιο αργή από αυτή του κέντρου και ίδια με αυτή του δαπέδου της υδροσήραγγας.



Στο διάγραμμα 7.16 φαίνεται η επίδραση της απόστασης από την διεπιφάνεια Η στον αριθμό Strouhal. Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από διάφορους αριθμούς  $Re$  για την ταχύτητα  $U$ , την θερμοκρασία  $T$ , την συγκέντρωση  $C$  και την οπτικοποίηση της ροής  $VIS$ , τα οποία συγκρίνονται με την βιβλιογραφία (υπολογιστική δουλειά [129]). Υπάρχει ιδιαίτερη διασπορά στα στοιχεία, ειδικά όταν  $H/D$  είναι μικρότερο από 0.7, αλλά επικρατεί μια γενική τάση: Καθώς προσεγγίζεται η ελεύθερη επιφάνεια, πραγματοποιείται μια ήπια αύξηση στον αριθμό Strouhal, σε συμφωνία με [129], και ακολουθεί πτώση για  $H/D = (0.7)$ , προβλεφθείσα επίσης από [129]. Πολύ κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια παύει η περιοδική εκροή, μια κατάσταση που θυμίζει την συμπεριφορά κοντά σε ένα στερεό όριο παρουσία οριακού στρώματος, [131], [57] και [91]. Καμία συστηματική επίδραση του αριθμού  $Re$  στον αριθμό  $St$  δεν είναι ευδιάκριτη στα παρόντα αποτελέσματα, ένα γεγονός που επισημαίνεται στην [63].

Οι αριθμοί Strouhal στο διάγραμμα 7.16 υπολογίστηκαν από τις αιχμές στις φασματικές πυκνότητες, αλλά και η οπτικοποίηση παρείχε περαιτέρω στοιχεία στην έτσι κι αλλιώς μη συμμετρική εκροή σε χαμηλά  $H/D$ , εικόνα 7.13, ή στην εναλλάσσομενη εκροή δίνης που έτεινε να εμφανιστεί, εικ. 7.14. Φαίνεται ότι σε χαμηλό  $H/D$  τα αποτελέσματα από τις συγκεντρώσεις συμφωνούν καλύτερα με τα υπολογισμένα αποτελέσματα [129], από τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα πειράματα ταχύτητας.

Η μείωση της συχνότητας εκροής καθώς η απόσταση  $H/D$  μειώνεται κάτω από 0.7 σχετίζεται με την επιμήκυνση των διατμητικών οριακών στρωμάτων που είναι κοντά με την ελεύθερη επιφάνεια (Εικ. 7.13, Εικ. 7.14), η οποία στην περίπτωση όπου  $Fr = 0$  συμπεριφέρεται όπως ένας μη παραμορφώσιμος ολισθηρός τοίχος. Κατά συνέπεια αυξάνεται ο χρόνος για τη διαδικασία ένωσης των οριακών στρωμάτων και την περίοδο εκροής. Από την άλλη μεριά, η αύξηση της συχνότητας εκροής όταν η απόσταση  $H/D$  είναι 0.7 είναι δύσκολο να εξηγηθεί. Δεν φαίνεται να αφορά απλώς την παραμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας στον κοντινό απόρρο [47], δεδομένου ότι παρατηρείται και για το δύο περιπτώσεις, χαμηλών και υψηλών τιμών του αριθμού Froude [129]. Οι παράγοντες που ενθαρρύνουν την ένωση των οριακών στρωμάτων του κυλίνδρου και την γρηγορότερη εκροή μπορεί να είναι: η εκλέπτυνση των διατμητικών οριακών στρωμάτων (π.χ. από την αύξηση του αριθμού  $Re$ ) η καθυστερημένη αποκόλληση (που μετακινεί το σημείο αποκόλλησης/τα σημεία αποκόλλησης μετατίθενται πιο κοντά προς το οπίσθιο τμήμα του κυλίνδρου και έτσι στενεύει το απόρροια) και η εκροή ίδιας φοράς στροβιλότητας (η αλληλεπίδραση αντίθετης φοράς στροβιλότητας αδυνατίζει την εκροή [131], [63], [47], [57]). Αυτό το θέμα δεν ερευνήθηκε λεπτομερώς, αλλά η παρατηρούμενη αύξηση του αριθμού Strouhal καθώς η απόσταση  $H/D$  μειώνεται μπορεί να αποδοθεί στην ασυμμετρία, στη θέση και την πιθανή ταλάντωση των σημείων αποκόλλησης [129].



Διάγραμμα 7.16. Επίδραση της απόστασης από την ελεύθερη επιφάνεια ( $H/D$ ) στον αριθμό Strouhal.



Εικόνα 7.13.  $H/D=0.7$ ,  $Re=10000$ , Ελεύθερη επιφάνεια



Εικόνα 7.14.  $H/D=0.9$ ,  $Re=10000$ , Ελεύθερη επιφάνεια

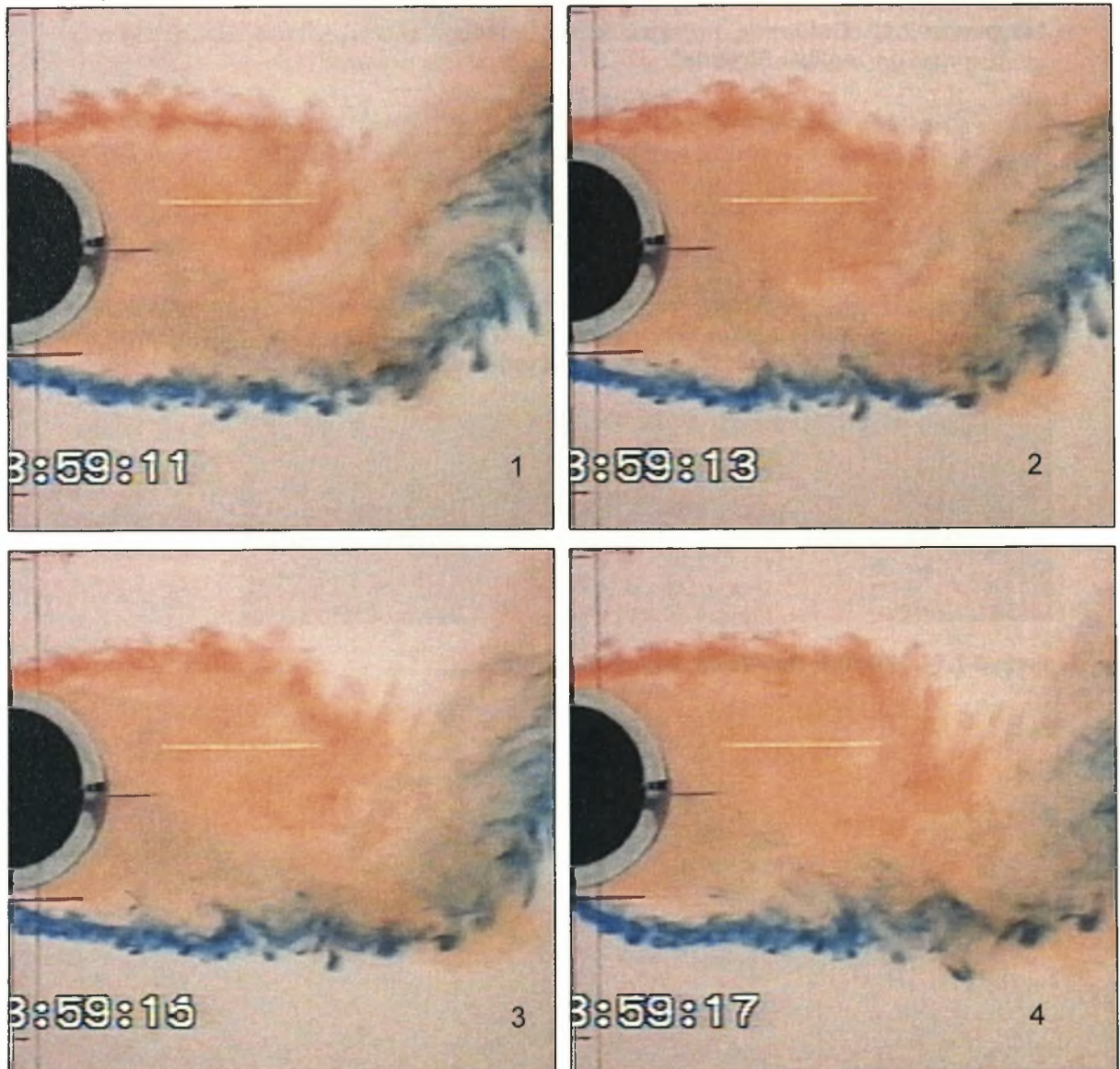
## 7.2. Ανάλυση κοντινού απορεύματος κυλίνδρων (Near Wake)

Σε αυτό το κεφάλαιο της διατριβής γίνεται μια προσπάθεια εξήγησης της ανάπτυξης των δινών μέσω των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων, με την βοήθεια της οπτικοποίησης που πραγματοποιήθηκε στο κοντινό απόρρευμα των κυλίνδρων. Γι αυτό το λόγο η ψηφιακή κάμερα που χρησιμοποιήθηκε για τις βιντεοσκοπήσεις τοποθετήθηκε κοντύτερα στο κανάλι ώστε να υπάρχει καλύτερη εποπτεία στο κοντινό απόρρευμα (Near Wake) των κυλίνδρων.

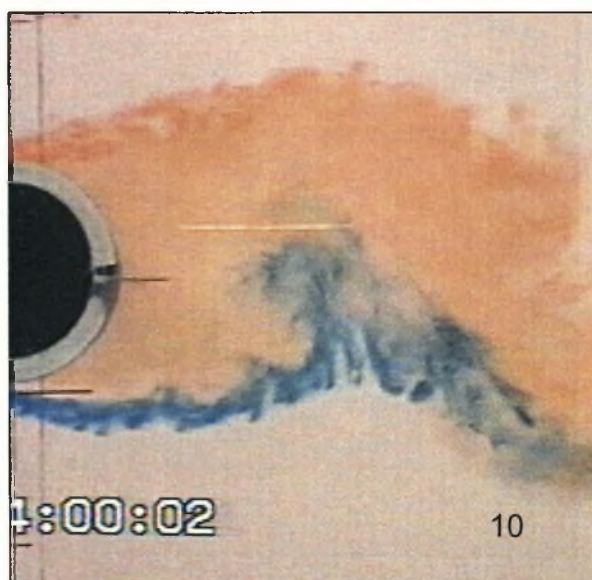
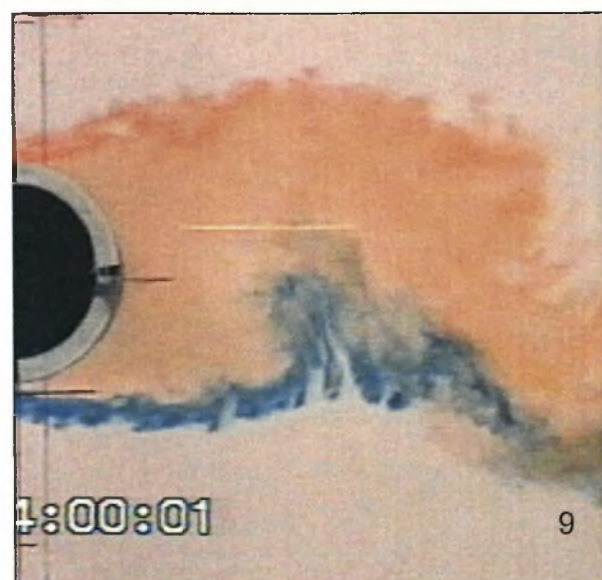
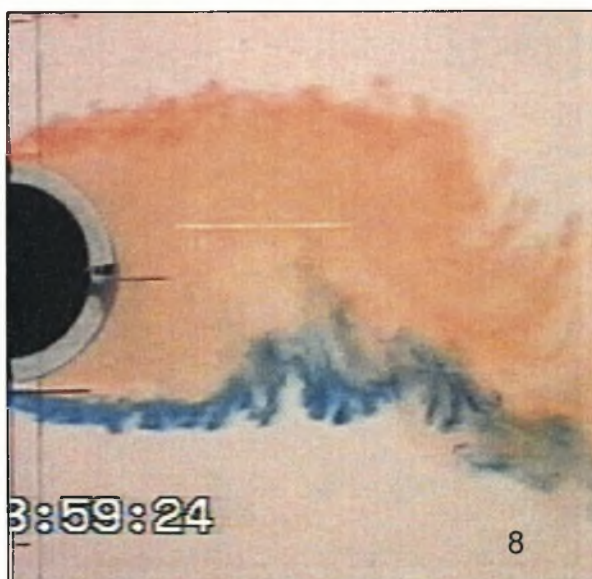
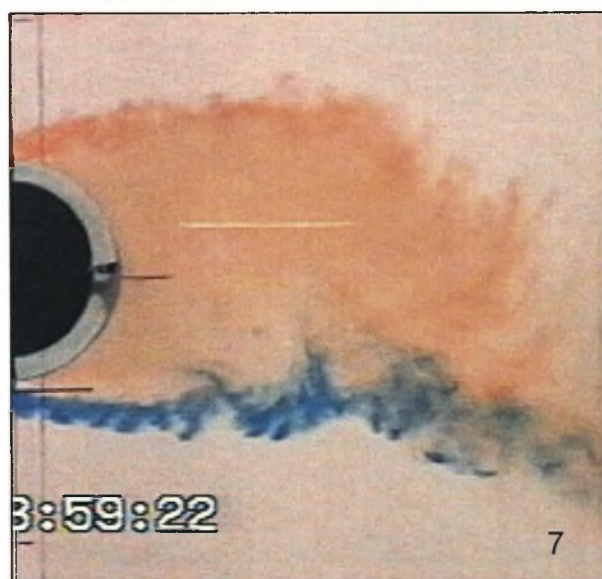
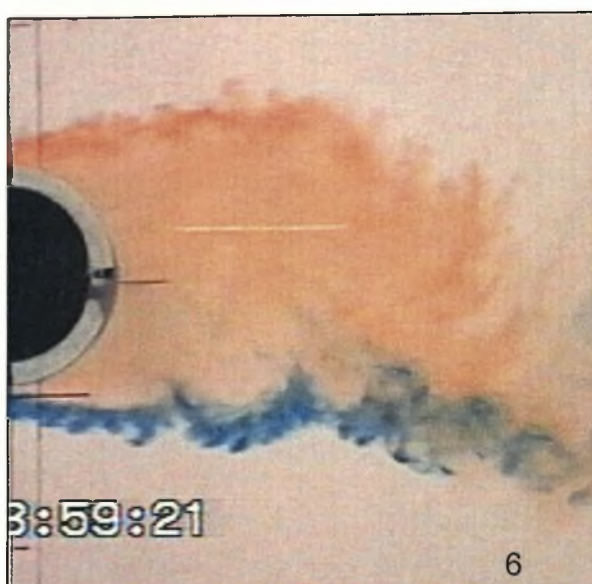
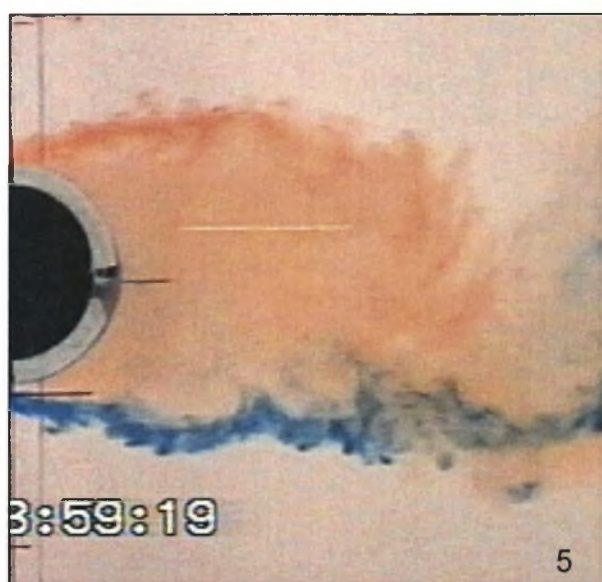
### 7.2.1. Ανάλυση για κύλινδρο $D=50$ mm, $Re=10000$

- $H/D=K$  [2.4 (ο άξονας του κυλίνδρου συμπίπτει με το μέσο του καναλιού)]

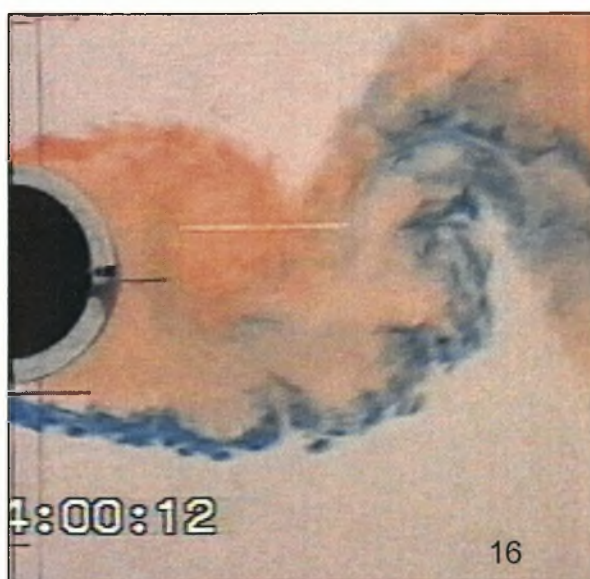
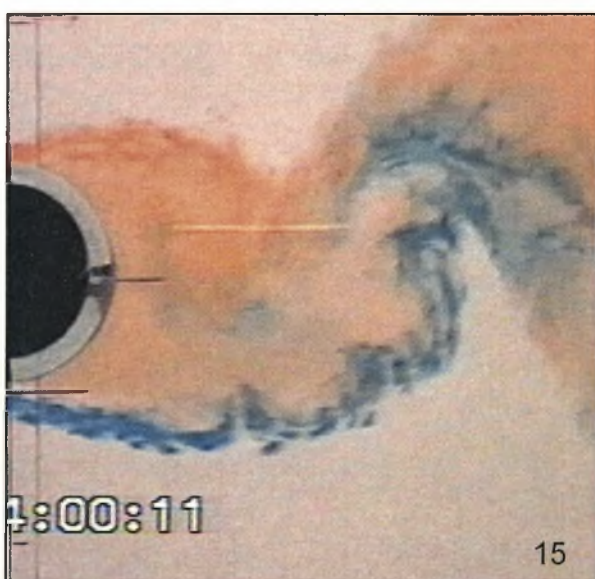
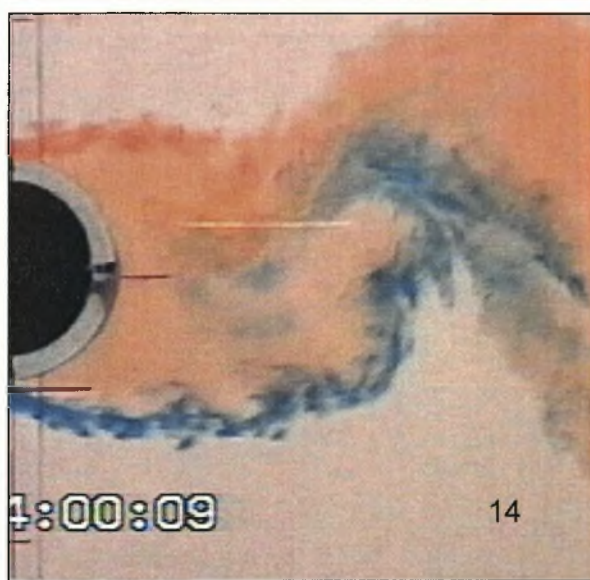
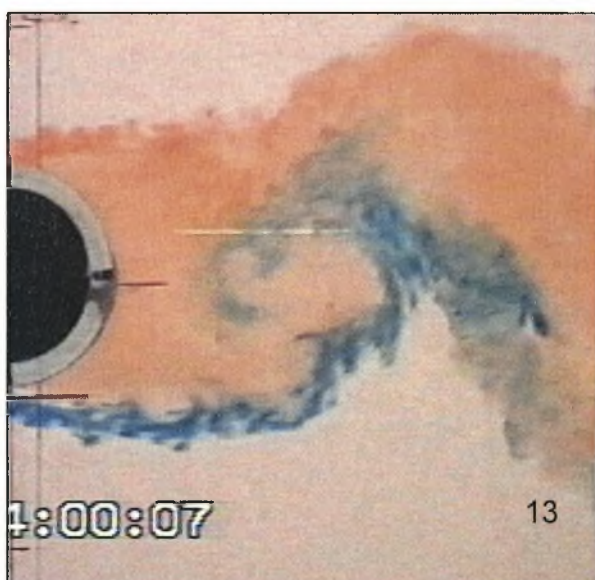
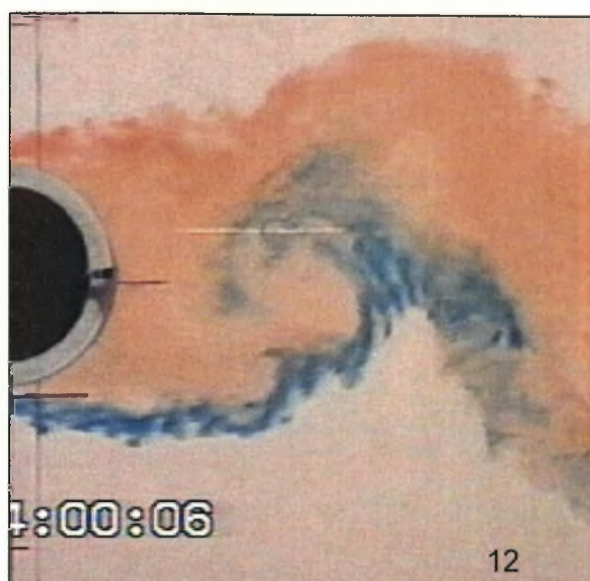
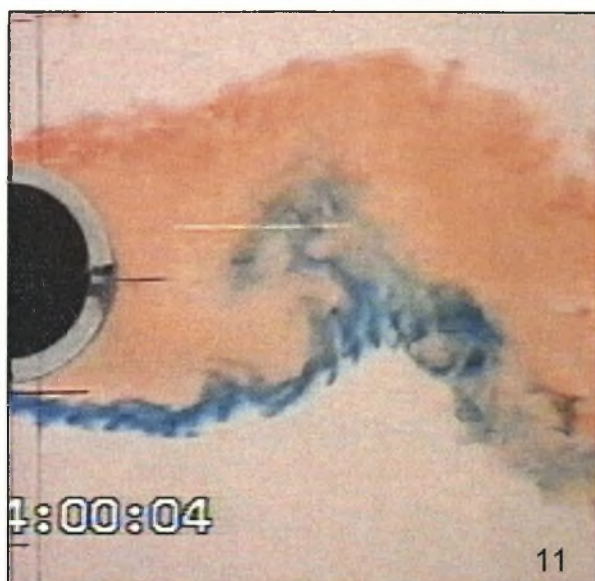
Στην παρακάτω εικόνα (7.15) παρουσιάζονται διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για τον κύλινδρο διαμέτρου  $D=50$  mm όταν αυτός είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού.

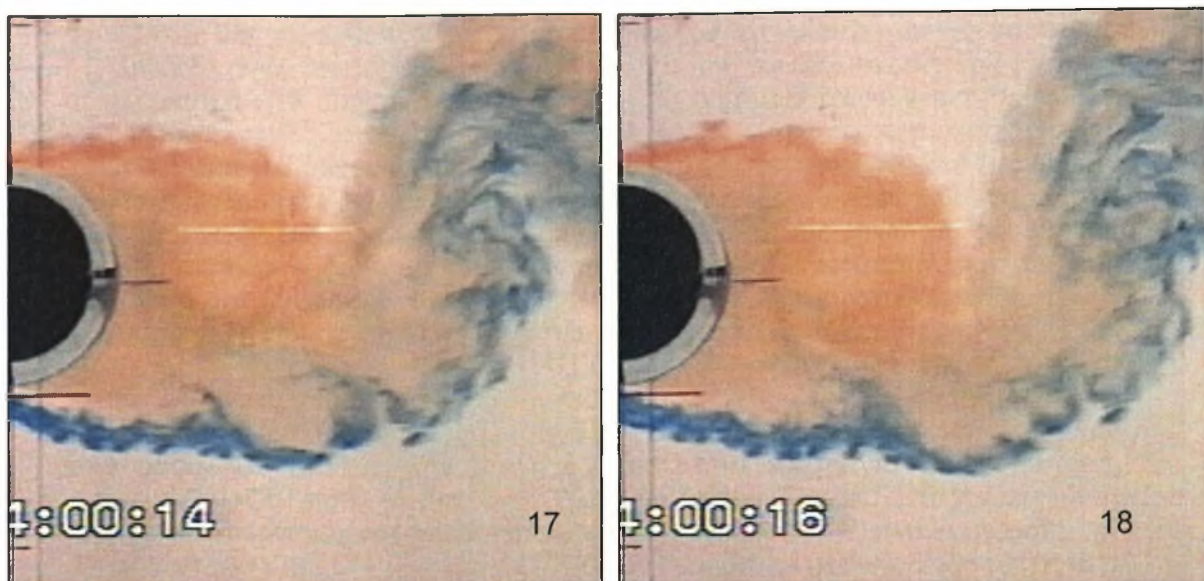












**Εικόνα 7.15. Ανάπτυξη δινών στο κοντινό απόρρευμα του κυλίνδρου  $D=50$  mm όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού. Το χρονικό βήμα μεταξύ των διαδοχικών φωτογραφιών είναι 0.067 sec.**

Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις του Couregelongue [104] κατά μήκος των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων υπάρχουν μικρές δίνες οι οποίες σχηματίζουν μια 'αλυσίδα' η οποία τελικά κλίνει προς τον κύλινδρο και σχηματίζει τη μεγάλη πιθανόν τυρβώδη δίνη. Με τη χρησιμοποιούμενη μέθοδο οπτικοποίησης αυτές οι μικρές δίνες που παρατήρησε ο Couregelongue δεν είναι ευδιάκριτες (η μέθοδος LIF πιθανά θα βοηθούσε στην οπτικοποίηση αυτών) παρά μόνο οι μεγάλες.

### □ Περιγραφή του σχηματισμού των δινών

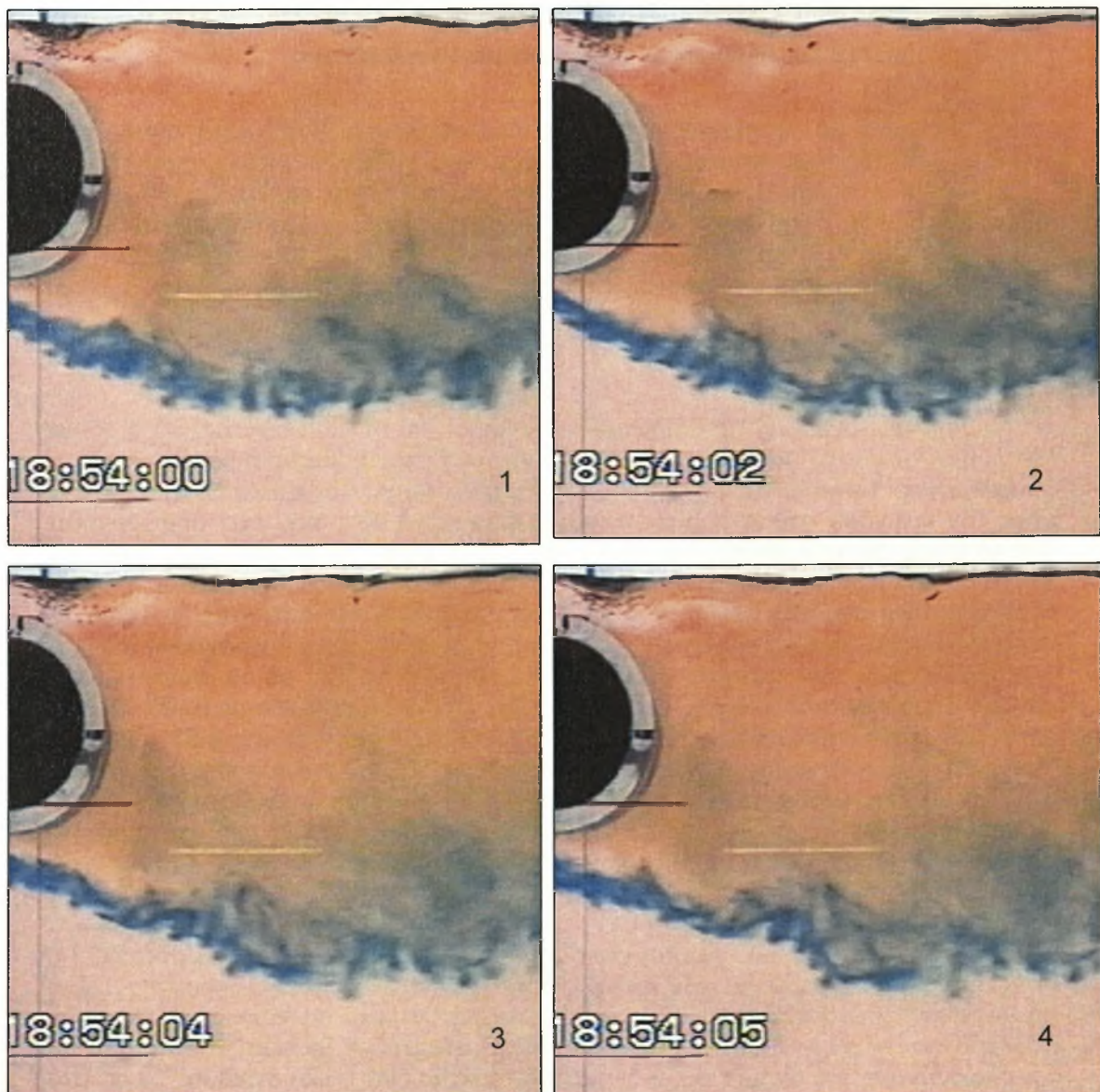
Στην φωτογραφία 1 η δίνη που έχει σχηματίσει το πάνω διατμητικό στρώμα έχει ήδη αποσπαστεί από τον κύλινδρο και έχει αρχίσει να διαχέεται κατά μήκος του απορρεύματος. Το κάτω διατμητικό στρώμα (μπλε χρώμα) δεν έχει αρχίσει να κλίνει προς τον κύλινδρο καθώς η αποσπασμένη-διαχυμένη δίνη που έχει δημιουργηθεί από το πάνω διατμητικό στρώμα (πορτοκαλί χρώμα) δεν έχει εγκαταλείψει ακόμη το χώρο του κοντινού απορρεύματος (περιοχή σχηματισμού των δινών). Καθώς η πάνω διαχυμένη δίνη συνεχίζει την προοδευτική απομάκρυνσή της από αυτό το χώρο το κάτω διατμητικό στρώμα αρχίζει να κλίνει προς τον κύλινδρο με ταυτόχρονη αύξηση της περιστροφής του ρευστού (φωτογραφίες 2-8). Συνεπώς με το συγκεκριμένο χρονικό βήμα παρακολούθησης του φαινομένου (το οποίο είναι ίσο με 0.067 sec) το κάτω διατμητικό στρώμα υφίσταται μια συνεχή διαταραχή διάρκειας **0.53 sec** πριν την εμφανή περιστροφή του προς σχηματισμό δίνης. Στη συνέχεια η περιστροφή του διατμητικού στρώματος και η κλίση του προς τον άξονα του κοντινού απορρεύματος είναι εντονότερη (φωτογραφίες 9-11). Στις φωτογραφίες 12-13 πιθανότατα έχει ολοκληρωθεί ο σχηματισμός της δίνης που προέρχεται από το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα. Από τη στιγμή που διακρίνεται η κλίση του διατμητικού στρώματος μέχρι και την ολοκλήρωση του σχηματισμού της δίνης μεσολαβεί ένα χρονικό διάστημα διαρκούς περιστροφής του διάρκειας **0.33 sec**. ο σχηματισμός της δίνης έχει ολοκληρωθεί με την επίτευξη της μέγιστης τιμής στροβιλότητας. Στη φωτογραφία 12 είναι εμφανής και η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος προς τον άξονα του κοντινού απορρεύματος επειδή πιθανότατα στη φωτογραφία 13 έχουμε και την ολοκλήρωση του σχηματισμού δίνης από το κάτω διατμητικό στρώμα. Το ρευστό



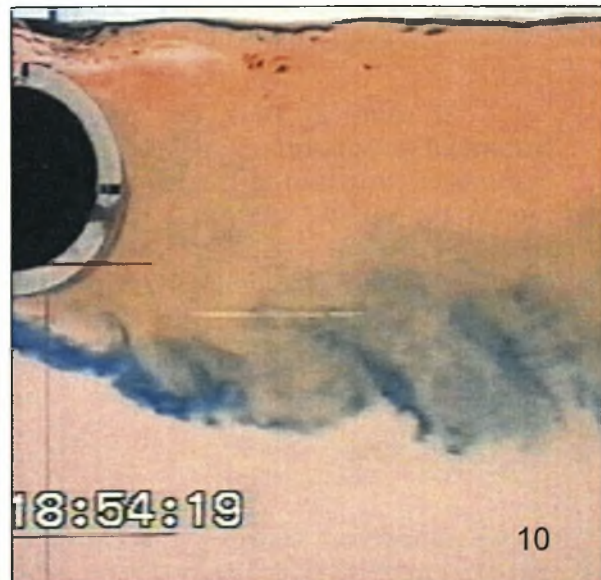
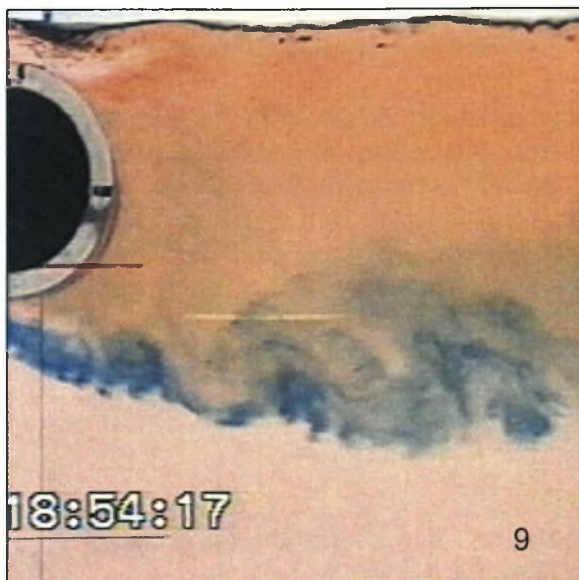
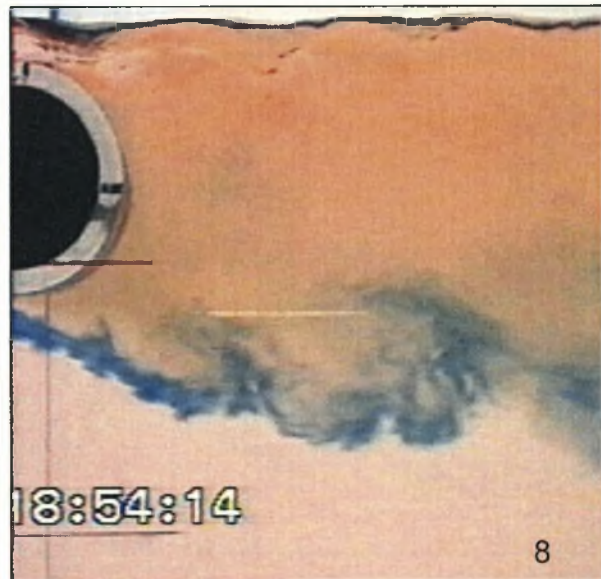
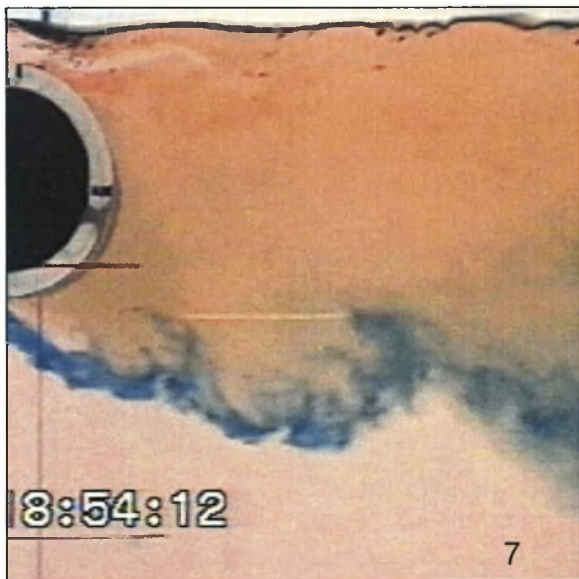
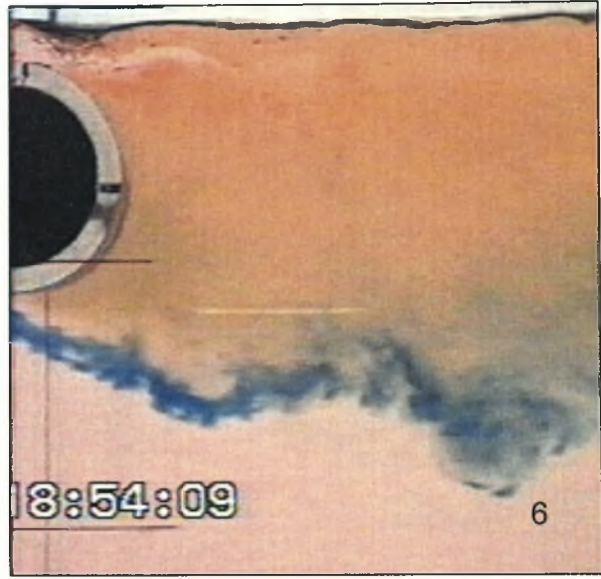
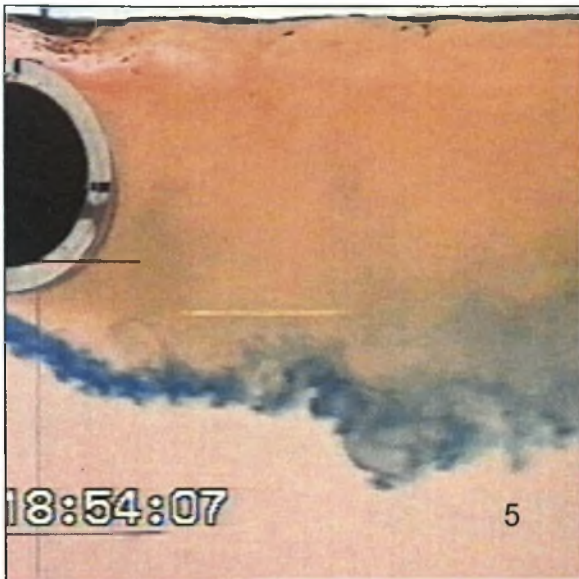
από το πάνω διατμητικό στρώμα δέχεται αυτή την πληροφορία και αρχίζει να περιστρέφεται εντονότερα για να σχηματίσει με τη σειρά του δίνη. Μεσολαβεί βεβαίως κάποιο χρονικό διάστημα ώστε να 'φύγει' η δίνη που έχει σχηματίσει το κάτω διατμητικό στρώμα και να δημιουργηθούν οι απαιτούμενες ροϊκές συνθήκες για την επίτευξη του σχηματισμού της δίνης από το πάνω διατμητικό στρώμα (επίτευξη της απαιτούμενης τιμής στροβιλότητας). Στις φωτογραφίες 17-18 έχει ολοκληρωθεί ο σχηματισμός της δίνης και από το πάνω διατμητικό στρώμα. Και εδώ το χρονικό διάστημα που απαιτείται από τη στιγμή που γίνεται εμφανής η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος μέχρι και την ολοκλήρωση του σχηματισμού της δίνης είναι **0.33 sec**. Στη συνέχεια το φαινόμενο επαναλαμβάνεται με περίοδο  $T=1/f_s$  όπου  $f_s$  η συχνότητα απόσπασης δινών.

Όπως έχει δειχθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο της εργασίας όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος κοντά στη διεπιφάνεια δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών που να έχουν παρόμοια μορφή με αυτές που σχηματίζονται όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού παρά μόνο από τη θέση  $H/D=0.9$  και μετά. Στην επόμενη εικόνα (7.16) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=0.7$ .

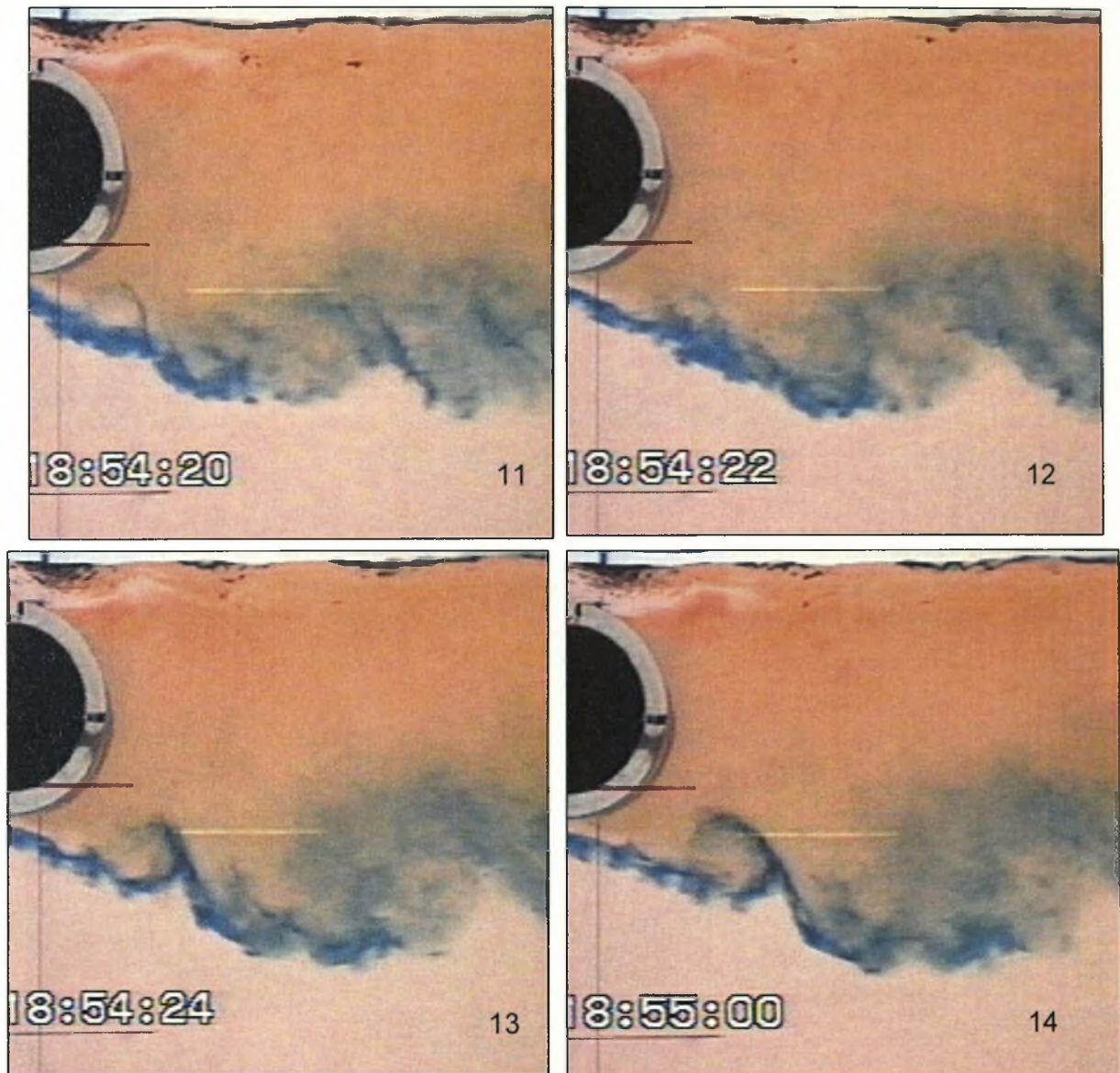
- $H/D=0.7$











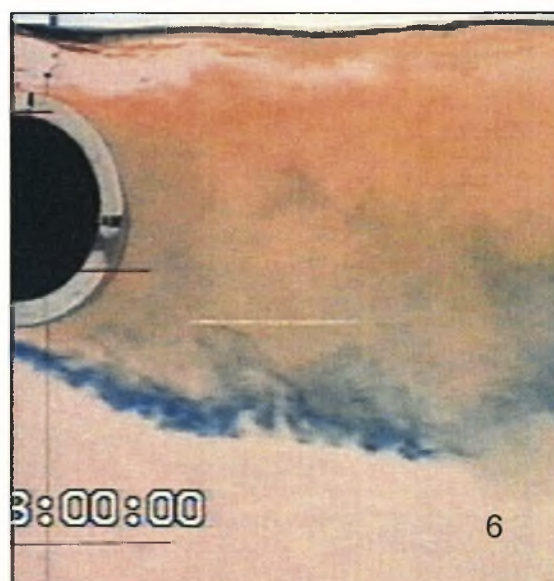
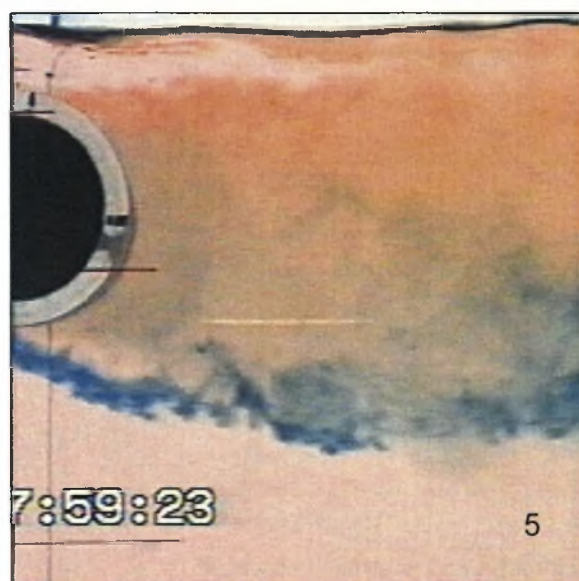
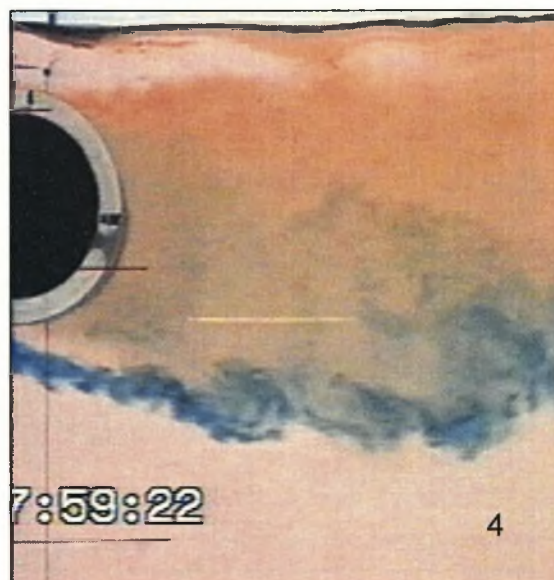
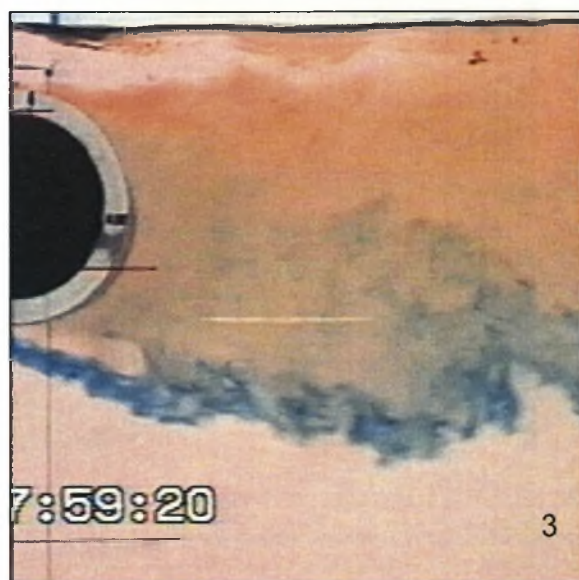
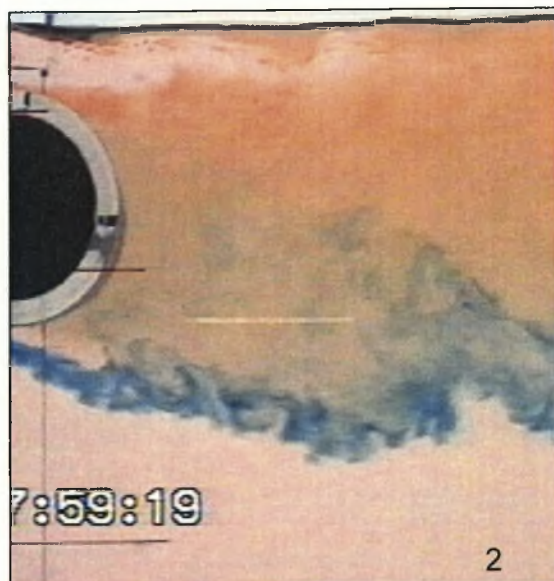
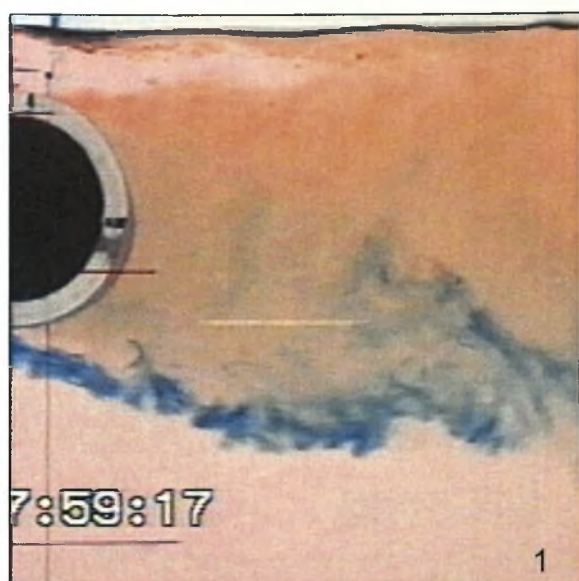
Εικόνα 7.16 Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=50$  mm για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.7$

Σε αυτή τη θέση δεν συμβαίνει σχηματισμός δινών από τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Παρόλαυτά παρατηρείται μια κλίση του κάτω ελεύθερου διατμητικού στρώματος στη φωτογραφία 7 δηλαδή μετά από **0.40 sec** από την έναρξη της παρακολούθησης του φαινομένου. Επίσης στις φωτογραφίες 8 και 14 ενδέχεται να έχουν σχηματιστεί κάποιας μορφής δίνες μικρότερου μεγέθους από ότι στη θέση  $H/D=K$  [2.4] η θέση των οποίων βρίσκεται κάτω από τον άξονα του κοντινού απορεύματος. Συνεπώς θα μπορούσε να γίνει η υπόθεση του σχηματισμού κάποιας μορφής δίνης μετά από **0.53 sec** από την έναρξη της παρακολούθησης του φαινομένου.

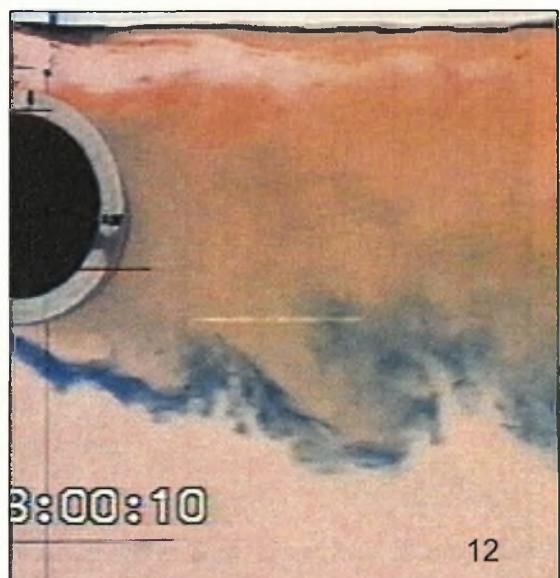
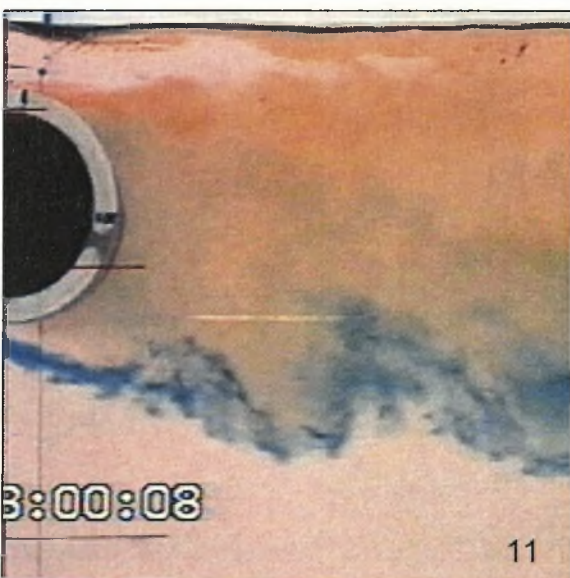
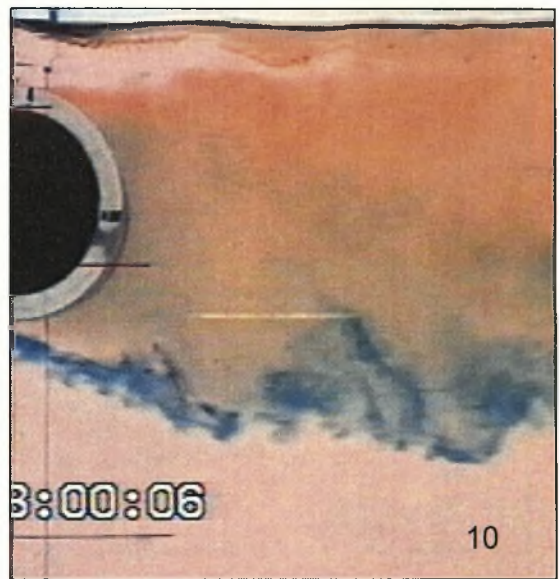
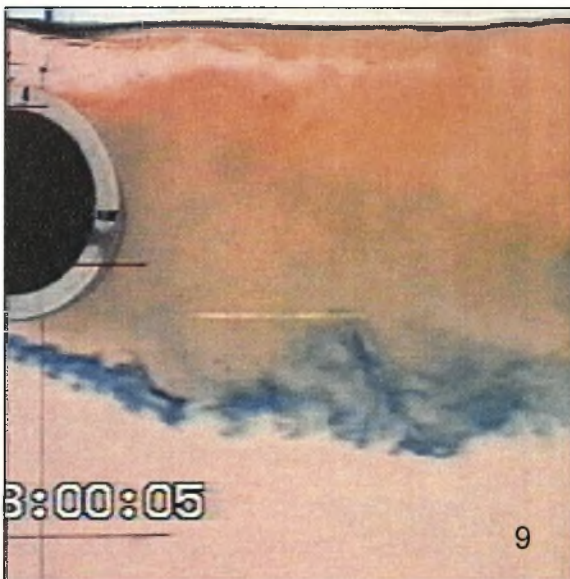
- **$H/D=0.8$**

Στην παρακάτω εικόνα (7.17) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.8$ .

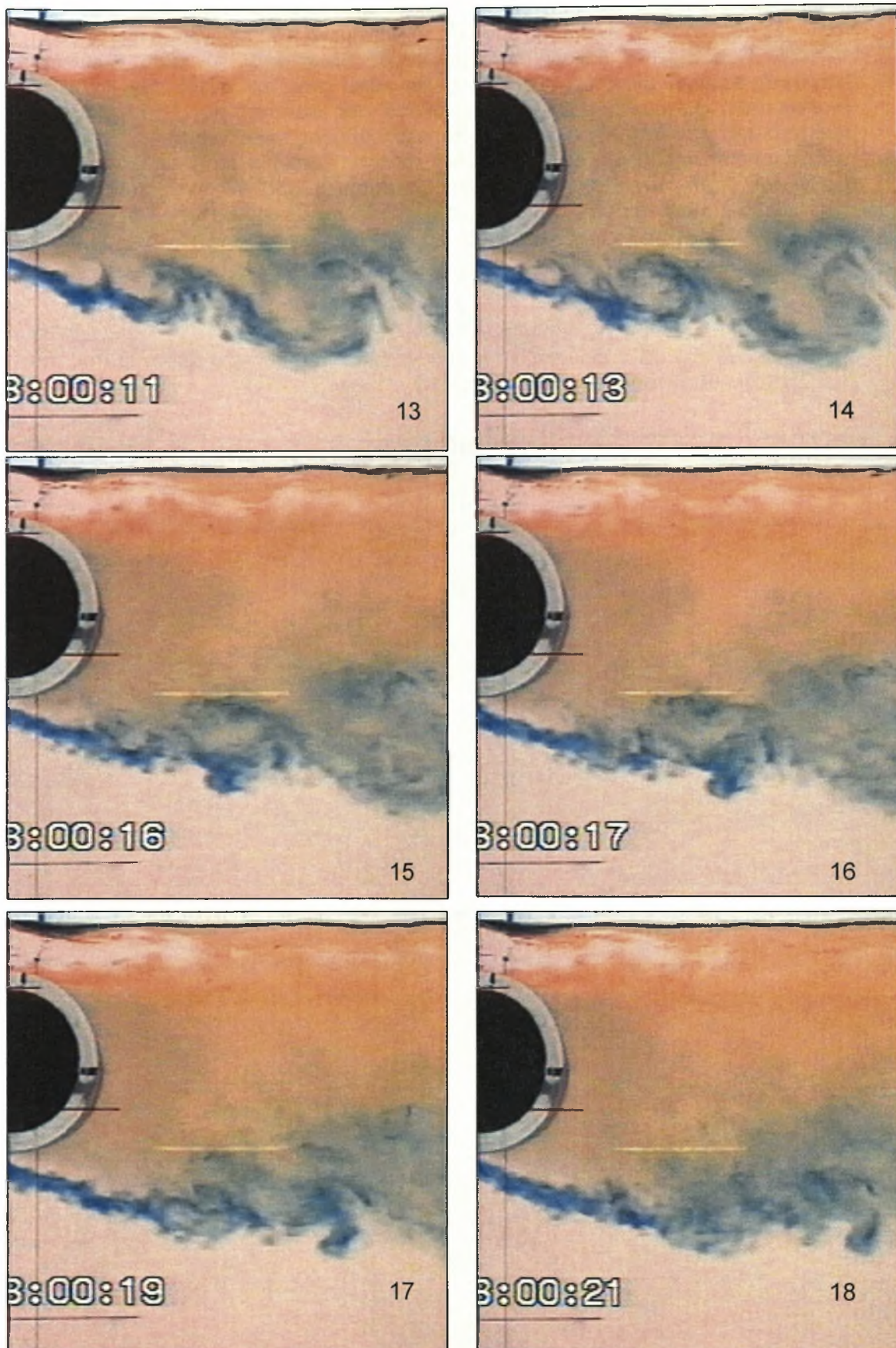












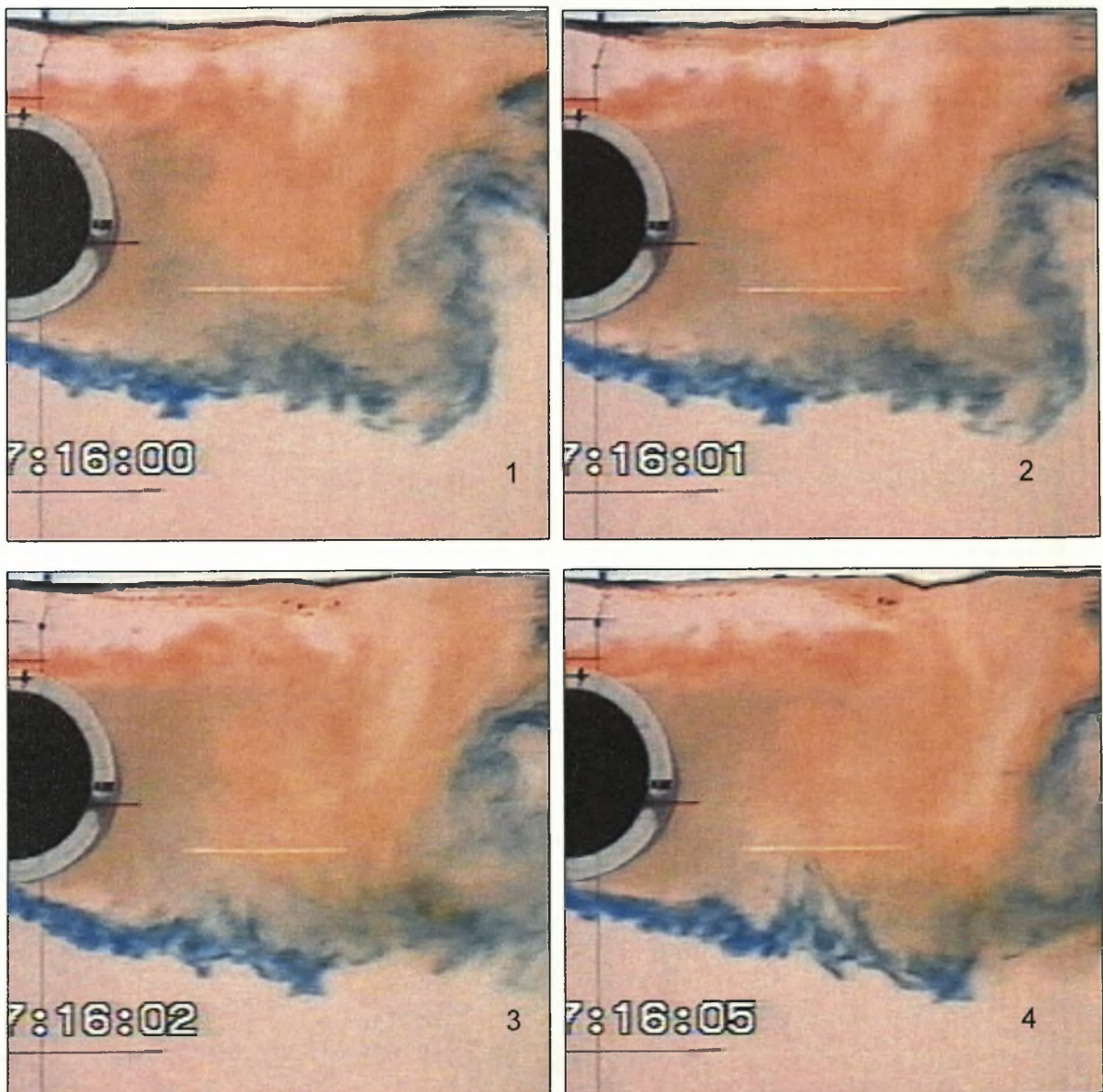
Εικόνα 7.17. Φωτογραφίες του κοντινού απορρεύματος του κυλίνδρου  $D=50\text{ mm}$  για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.8$



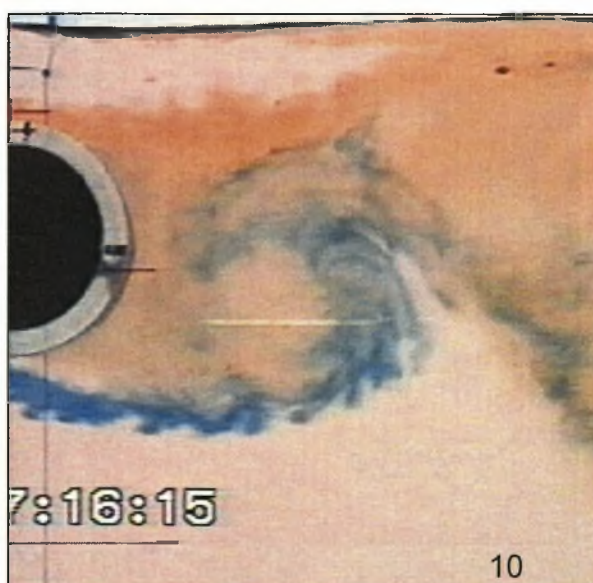
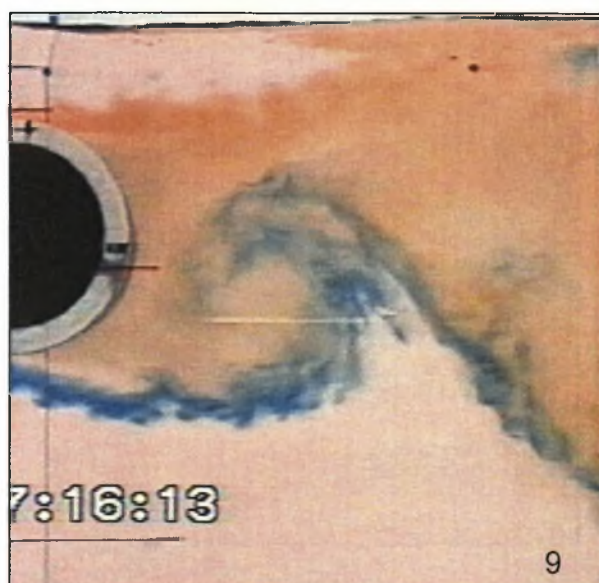
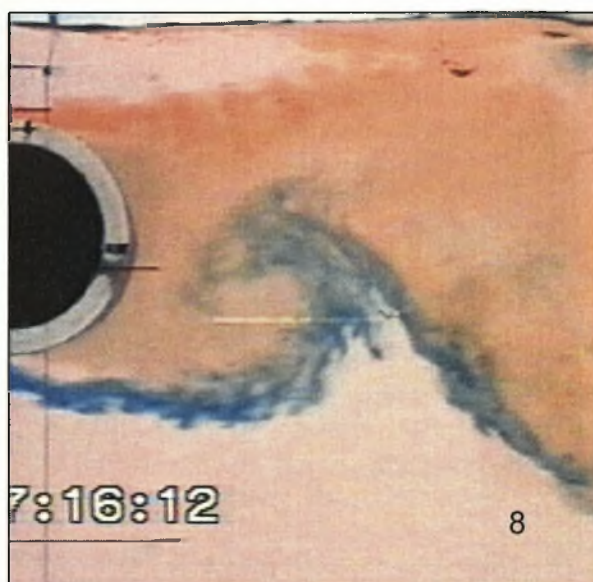
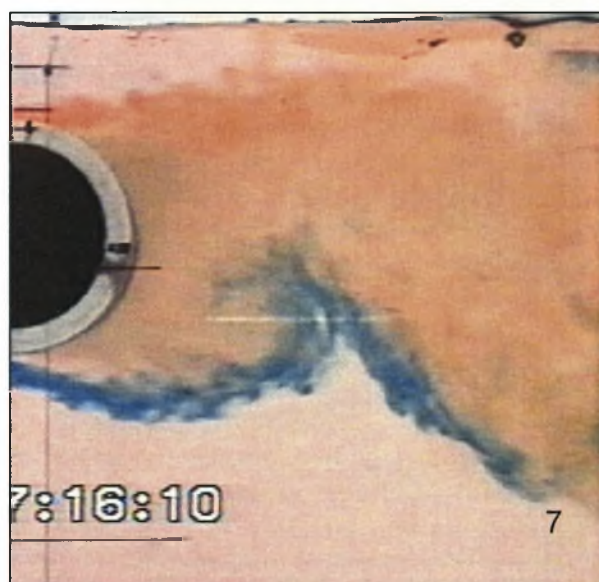
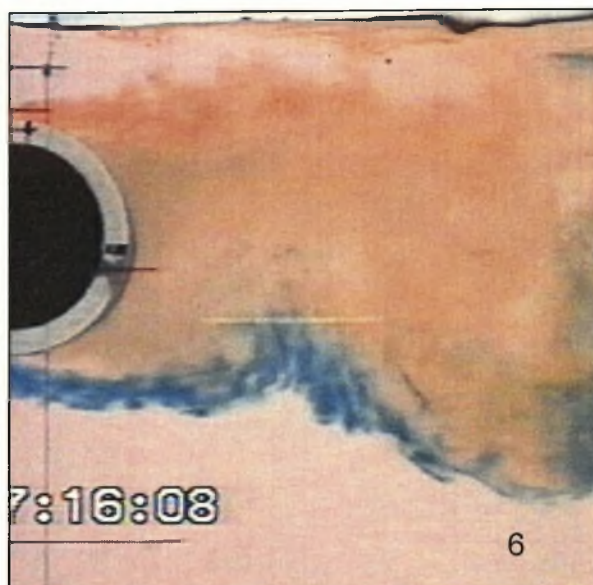
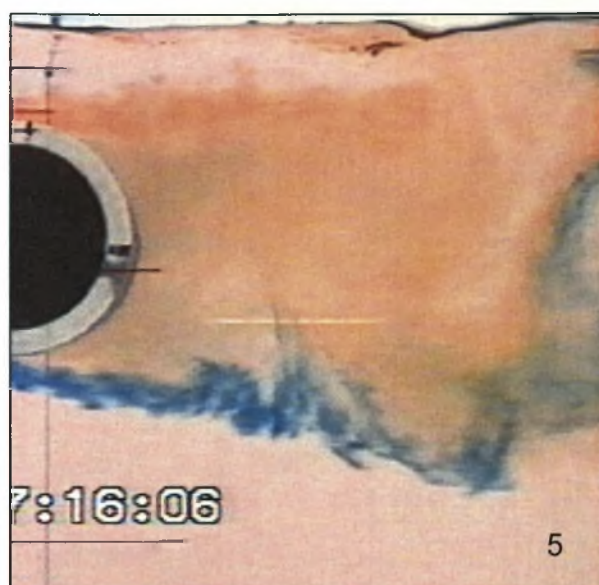
Σε αυτή τη θέση γίνεται πιο εμφανές το φαινόμενο που περιγράφηκε στη θέση  $H/D=0.7$ . Παρατηρείται δηλαδή ο σχηματισμός δίνης από το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα μικρότερου μεγέθους και κάτω από τον άξονα του κοντινού απορεύματος, φαινόμενο που φαίνεται καθαρά στις φωτογραφίες 13-14. Δηλαδή μετά από **0.87 sec** από την έναρξη της παρακολούθησης του φαινομένου. Πριν από το σχηματισμό της δίνης δεν προηγείται η προοδευτική κλίση του διατμητικού στρώματος προς τον άξονα του κοντινού απορεύματος γι' αυτό και η δίνη σχηματίζεται κάτω από αυτόν. Και στη θέση αυτή όπως και στην  $H/D=0.7$  δεν έχουμε σχηματισμό δίνης από το πάνω ελεύθερο διατμητικό στρώμα.

- **$H/D=0.9$**

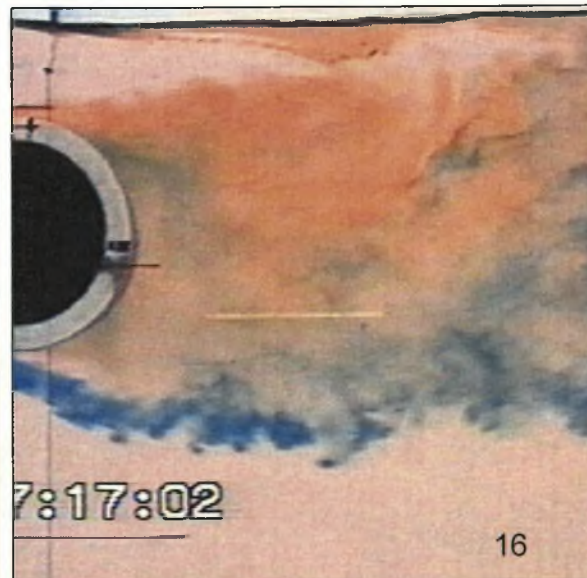
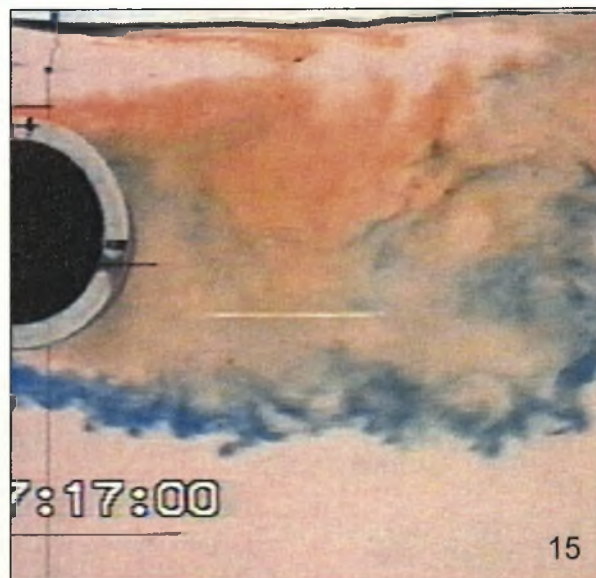
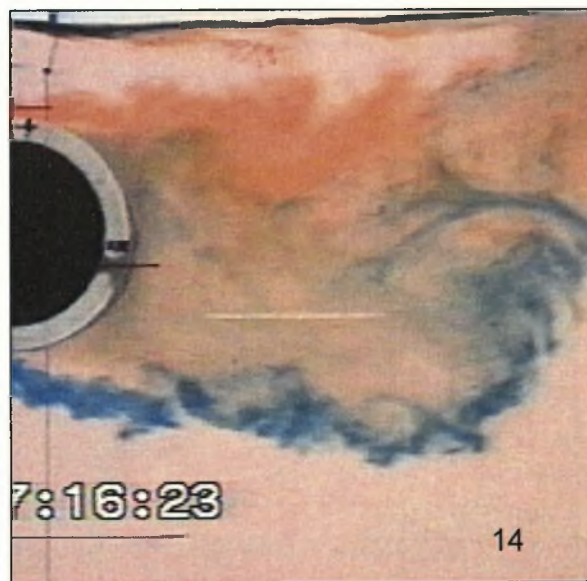
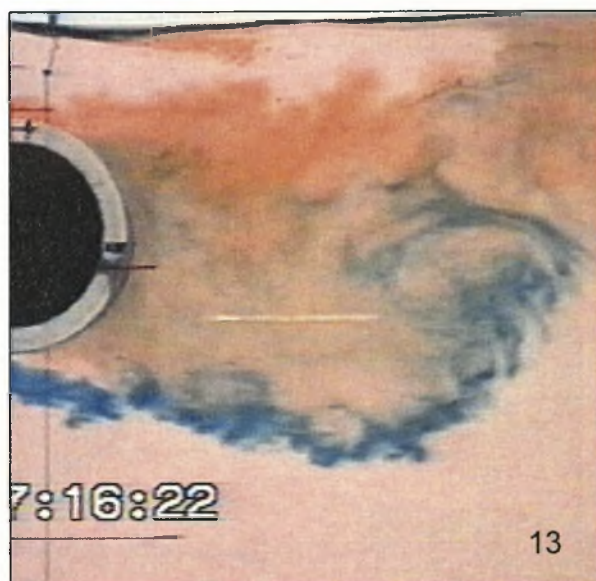
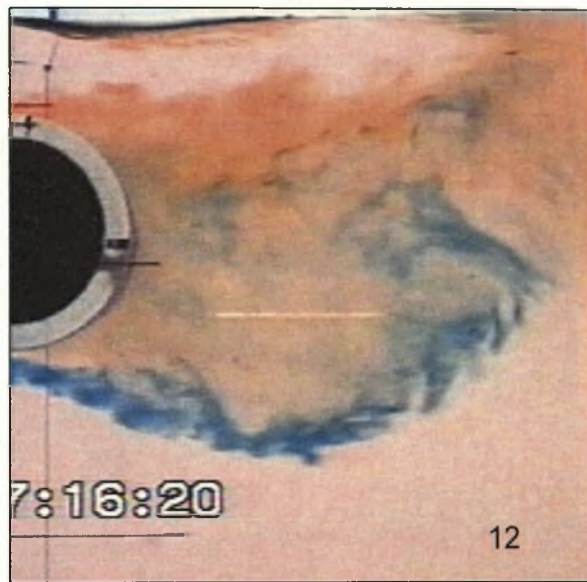
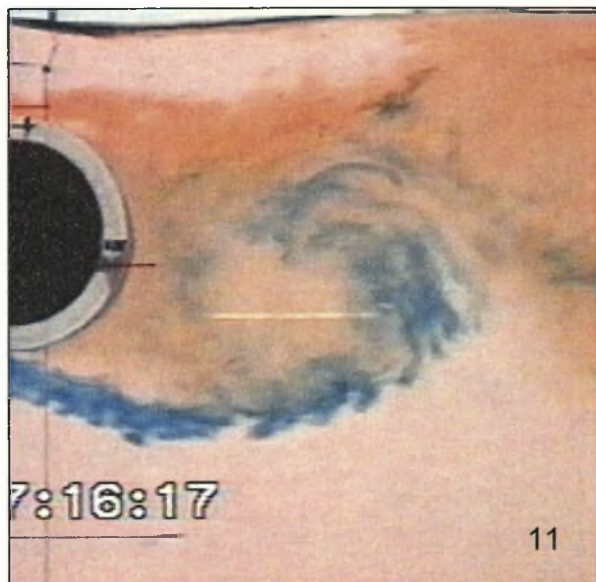
Στην εικόνα 7.18 παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.9$ .



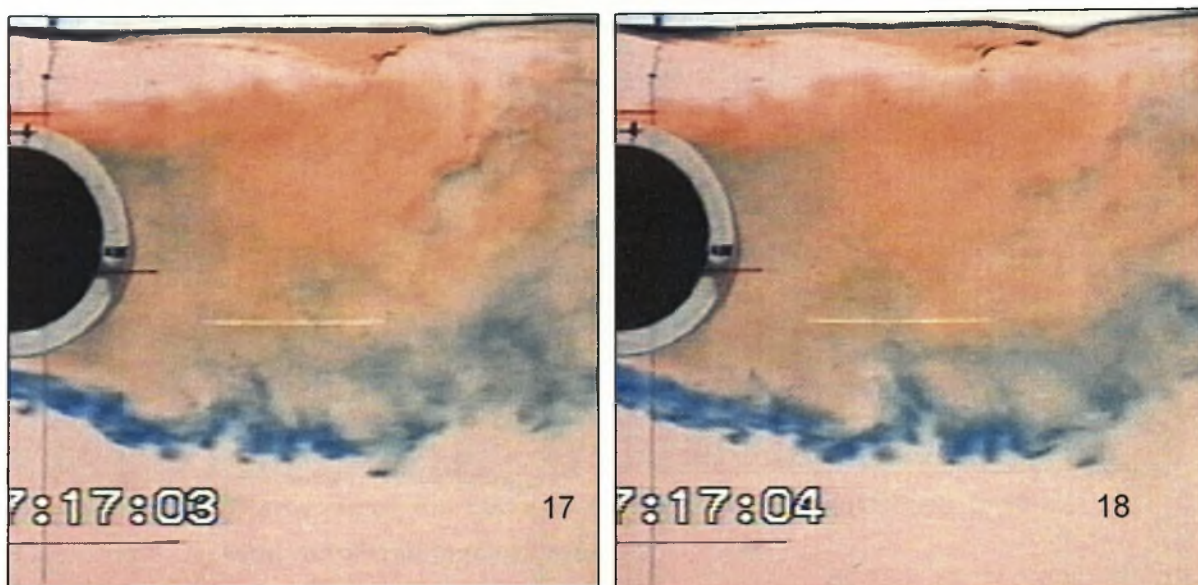










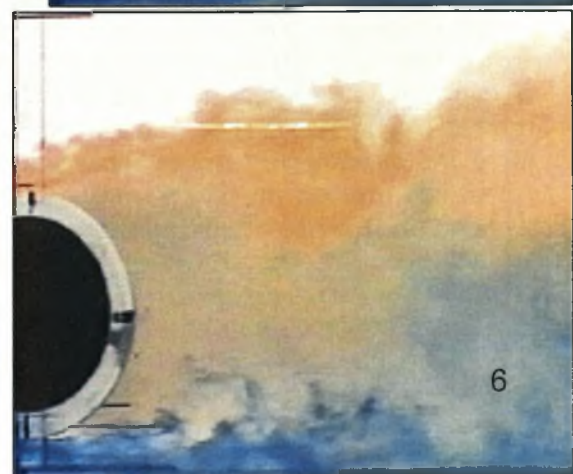
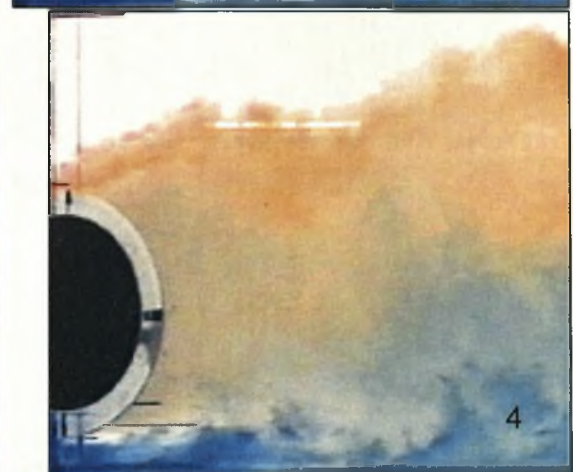
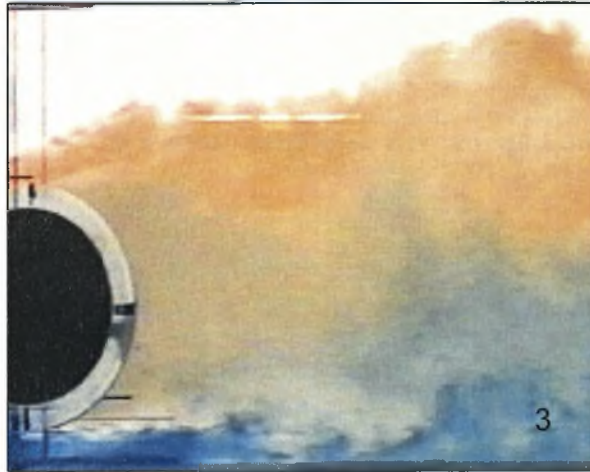
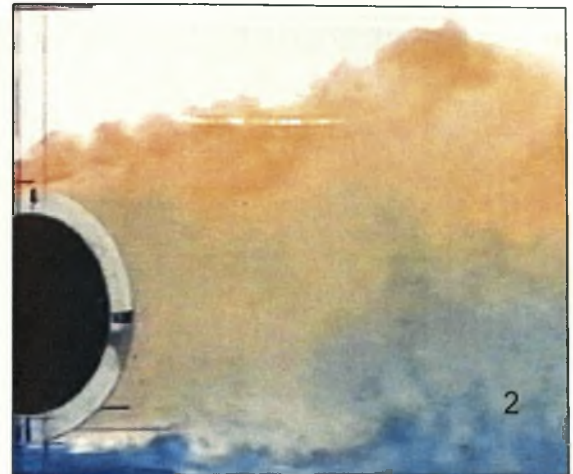
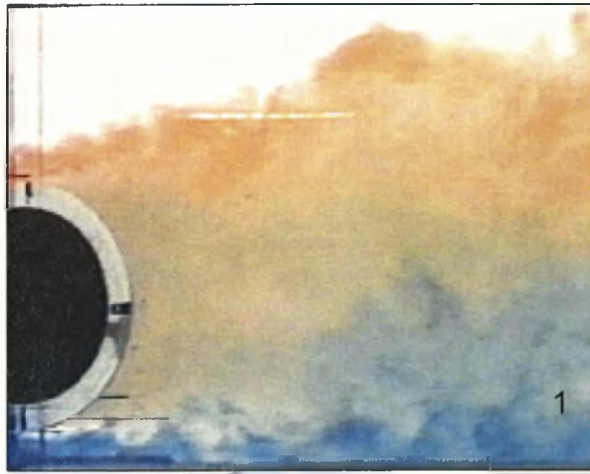


**Εικόνα 7.18. Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=50$  mm για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.9$**

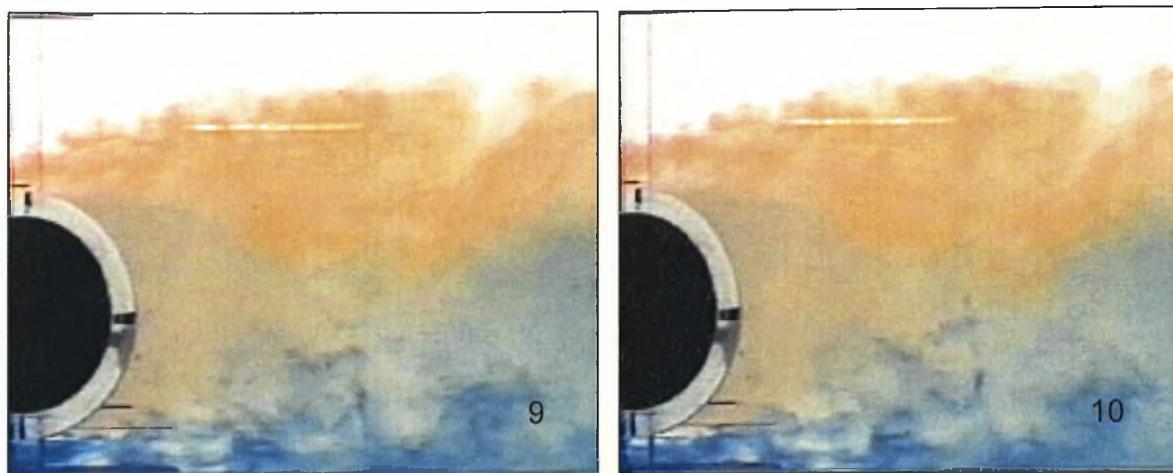
Η θέση αυτή είναι και η πρώτη με βήμα μετατόπισης κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού ίσο με  $0.1D$  όπου συμβαίνει σχηματισμός δινών και από τα δύο ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Ο μηχανισμός δημιουργίας των δινών είναι ο ίδιος που περιγράφηκε και για τη θέση  $H/D=K$  [2.4] (ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού)]. Στη φωτογραφία 1 έχει αρχίσει η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος και ο σχηματισμός της δίνης έχει ολοκληρωθεί στη φωτογραφία 4 δηλαδή μετά από **0.26 sec**. Ταυτόχρονα (φωτογραφία 4) το κάτω διατμητικό στρώμα αρχίζει να περιστρέφεται κλίνοντας προς τον άξονα του κοντινού απορεύματος για να σχηματίσει με τη σειρά του δίνη. Στις φωτογραφίες 9-10 έχει ολοκληρωθεί και ο σχηματισμός της δίνης από το κάτω διατμητικό στρώμα. Δηλαδή μετά από **0.33 sec** από τη στιγμή που άρχισε η κλίση του προς τον άξονα του κοντινού απορεύματος. Μετά την ολοκλήρωση του σχηματισμού της η δίνη αποσπάται και αρχίζει το πάνω διατμητικό στρώμα την απαραίτητη κίνηση για να σχηματίσει δίνη. Ενώ οι δίνες είναι παρόμοιες με αυτές που σχηματίζονται για  $H/D=K$  [2.4] παρατηρώντας προσεκτικά τις φωτογραφίες διαπιστώνεται ότι το φαινόμενο σε αυτή τη θέση παρουσιάζει μεγαλύτερες διαταραχές απ' ό,τι για  $H/D=K$  [2.4] που οι δίνες δείχνουν να σχηματίζονται πιο 'ομαλά'. Το γεγονός της ύπαρξης της διεπιφάνειας πιθανά δημιουργεί αυτή τη διαφορά στο συνολικό μηχανισμό δημιουργίας των δινών, ιδίως στο πάνω διατμητικό στρώμα.

- **$H/D=4.1$**

Στην παρακάτω εικόνα (7.19) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=4.1$ .





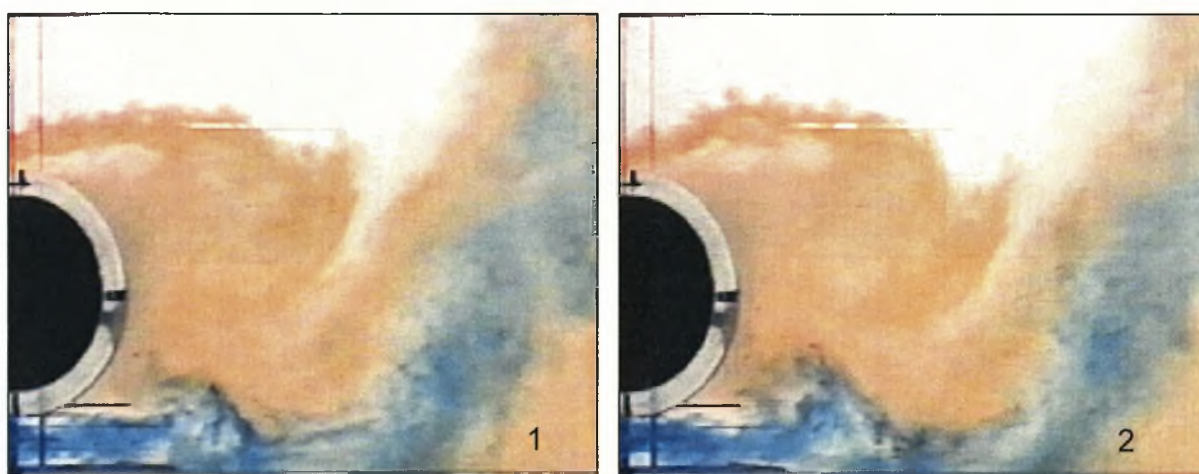


Εικόνα 7.19. Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=50$  mm για θέση τοποθέτησης του  $H/D=4.1$

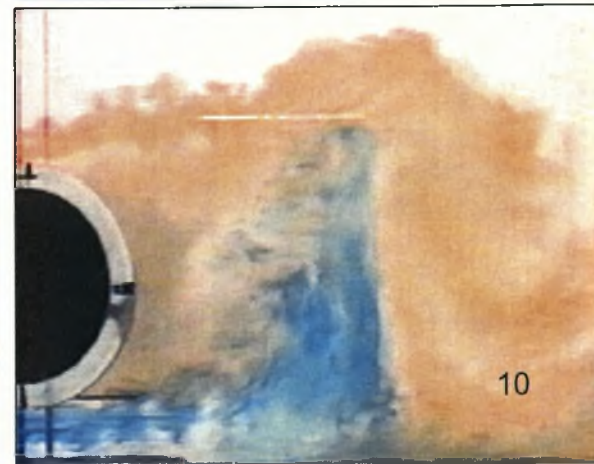
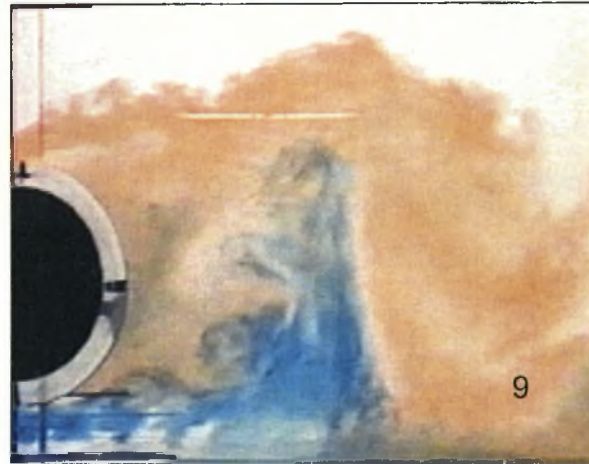
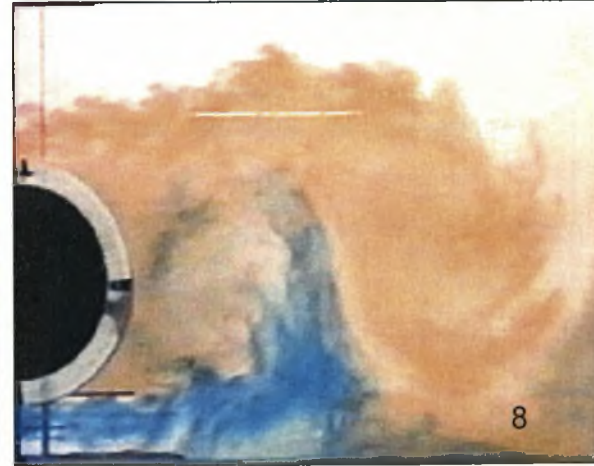
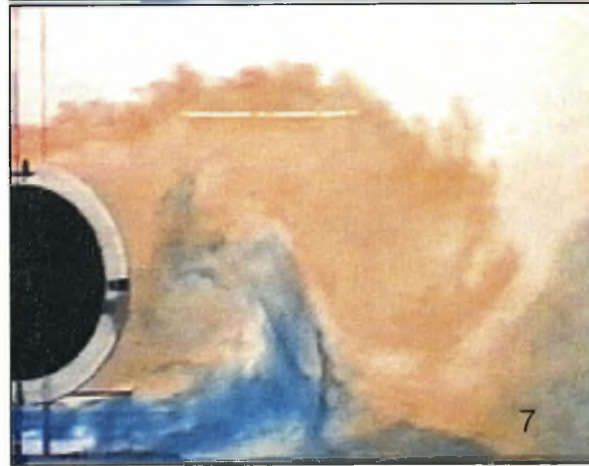
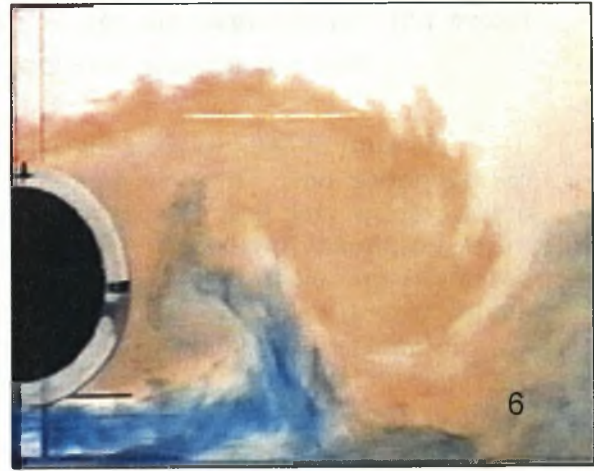
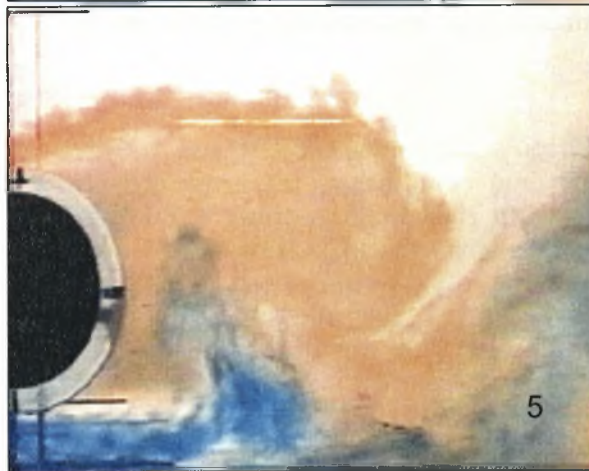
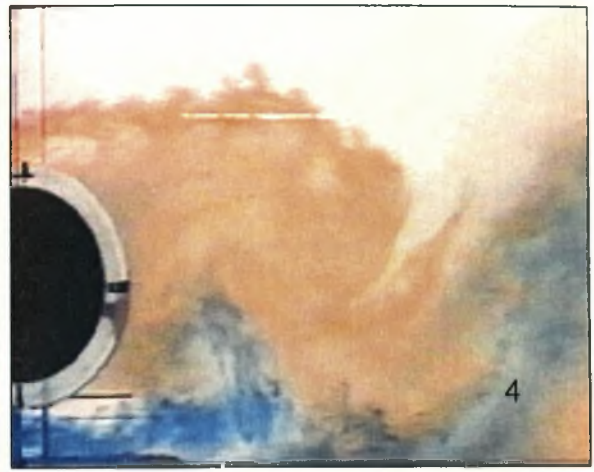
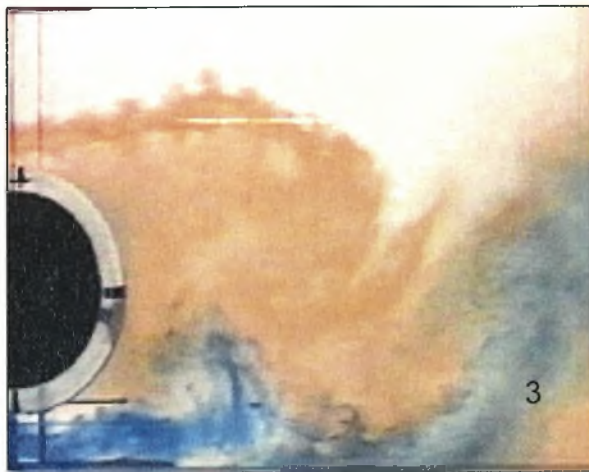
Σε αυτή τη θέση το κάτω διατμητικό στρώμα λόγω παρεμβολής του πυθμένα δεν σχηματίζει δίνη. Το πάνω διατμητικό στρώμα όμως δείχνει να σχηματίζει δίνη όπως φαίνεται στις φωτογραφίες 6-8. Αν και δεν είναι πολύ εμφανές η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος φαίνεται να έχει ξεκινήσει στη φωτογραφία-1 οπότε μεσολαβεί χρονικό διάστημα διάρκειας **0.42 sec**. Στη φωτογραφία 9 αρχίζει η απόσπαση της δίνης από τον κύλινδρο. Και σε αυτή τη θέση η σχηματιζόμενη δίνη είναι μικρότερου μεγέθους και σχηματίζεται πάνω από τον άξονα του κοντινού απορεύματος. Το κάτω διατμητικό στρώμα δεν σχηματίζει δίνη αλλά ούτε είναι εμφανής κάποια περιστροφή ή κλίση του.

- $H/D=4$

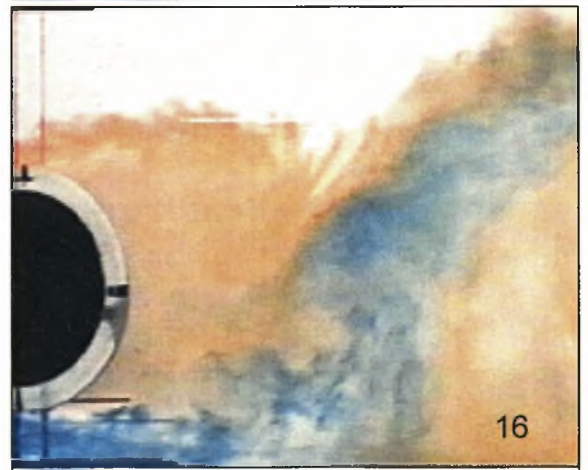
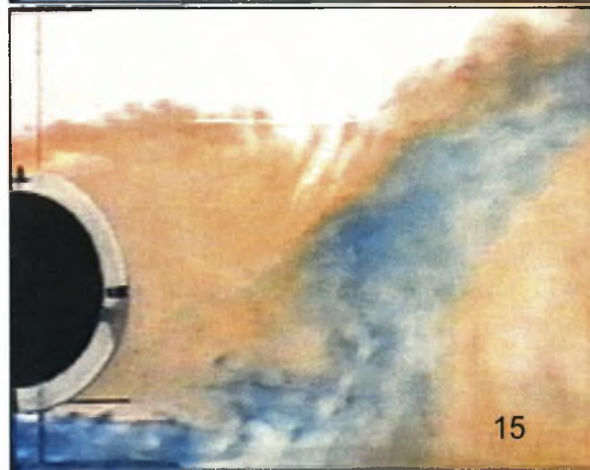
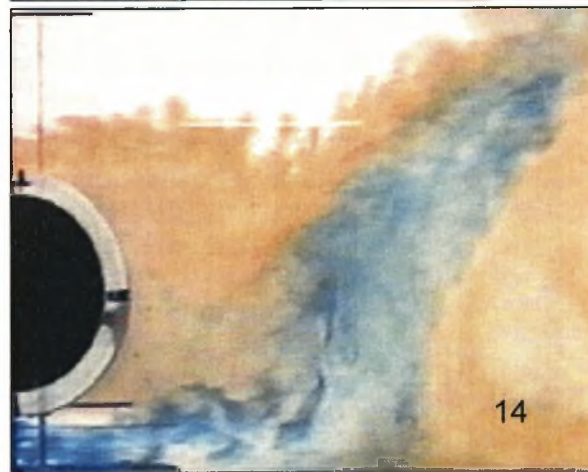
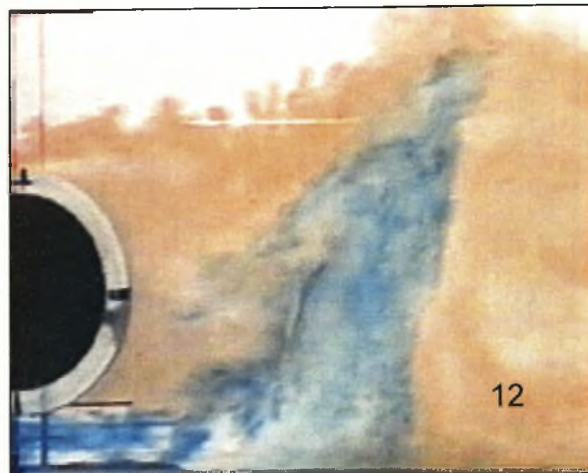
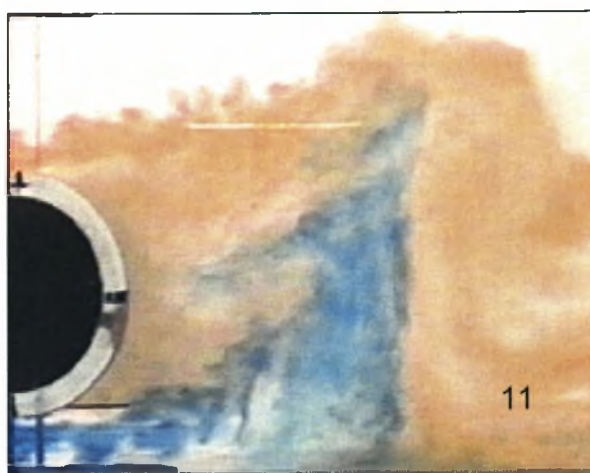
Στην παρακάτω εικόνα (7.20) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=4$ .

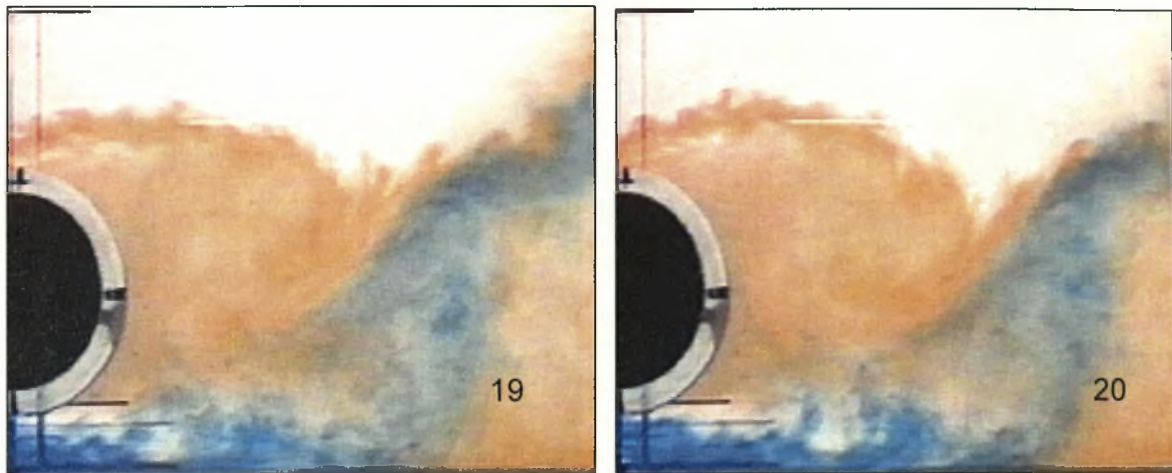












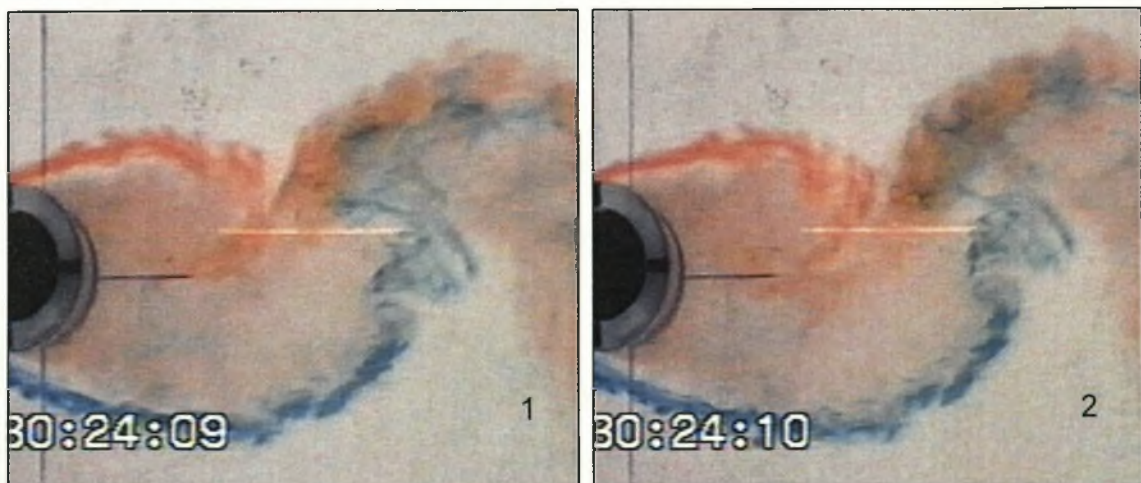
**Εικόνα 7.20. Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=50$  mm για θέση τοποθέτησης του  $H/D=4$**

Σε αυτή τη θέση συμβαίνει σχηματισμός δινών και από τα δύο ελεύθερα διατμητικά στρώματα. Ο σχηματισμός των δινών δεν είναι τόσο ομαλός όσο αυτών που δημιουργούνται στη θέση  $H/D=K$  [2.4] ιδίως αυτής που σχηματίζει το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα. Στις φωτογραφίες 1-2 έχει ολοκληρωθεί ο σχηματισμός της δίνης από το πάνω ελεύθερο διατμητικό στρώμα και έχει ξεκινήσει η κλίση του κάτω ελεύθερου διατμητικού στρώματος. Πιθανότατα η ολοκλήρωση του σχηματισμού της δίνης από το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα φαίνεται στη φωτογραφία 7 δηλαδή μετά από **0.40 sec**. Στη φωτογραφία 9 έχει ξεκινήσει η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος και ο σχηματισμός της ολοκληρώνεται στη φωτογραφία 16 δηλαδή μετά από **0.40 sec**.

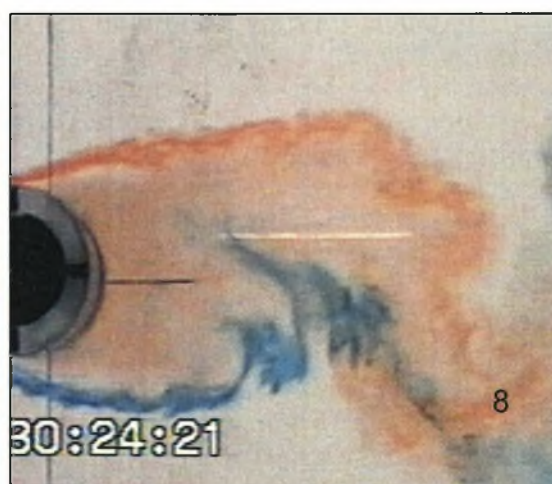
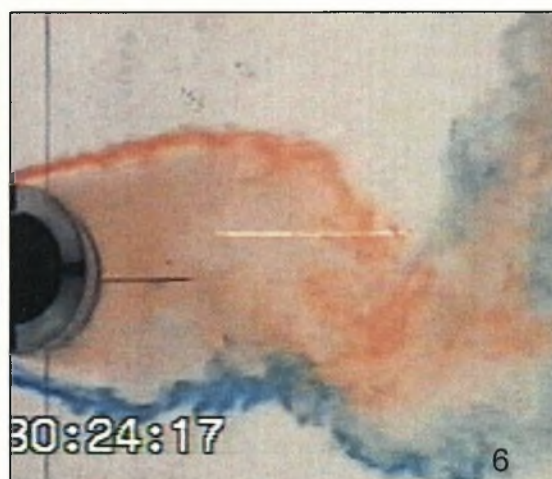
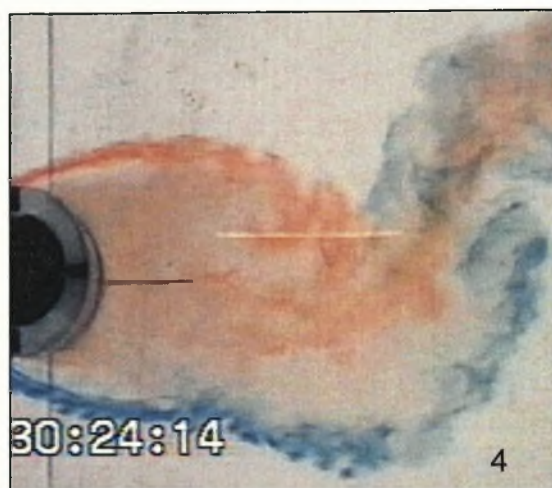
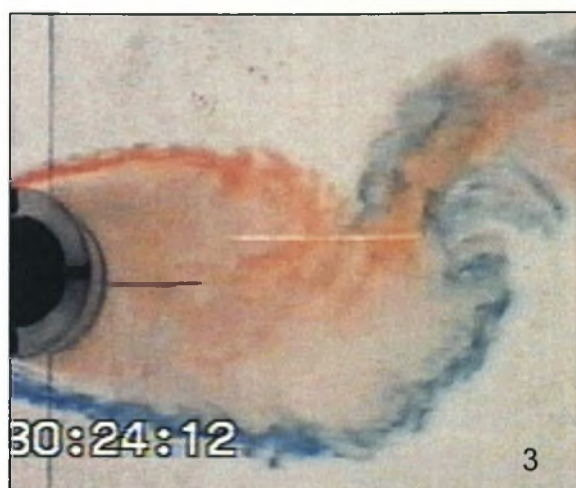
### 7.2.2. Ανάλυση για κύλινδρο $D=30$ mm, $Re=6000$

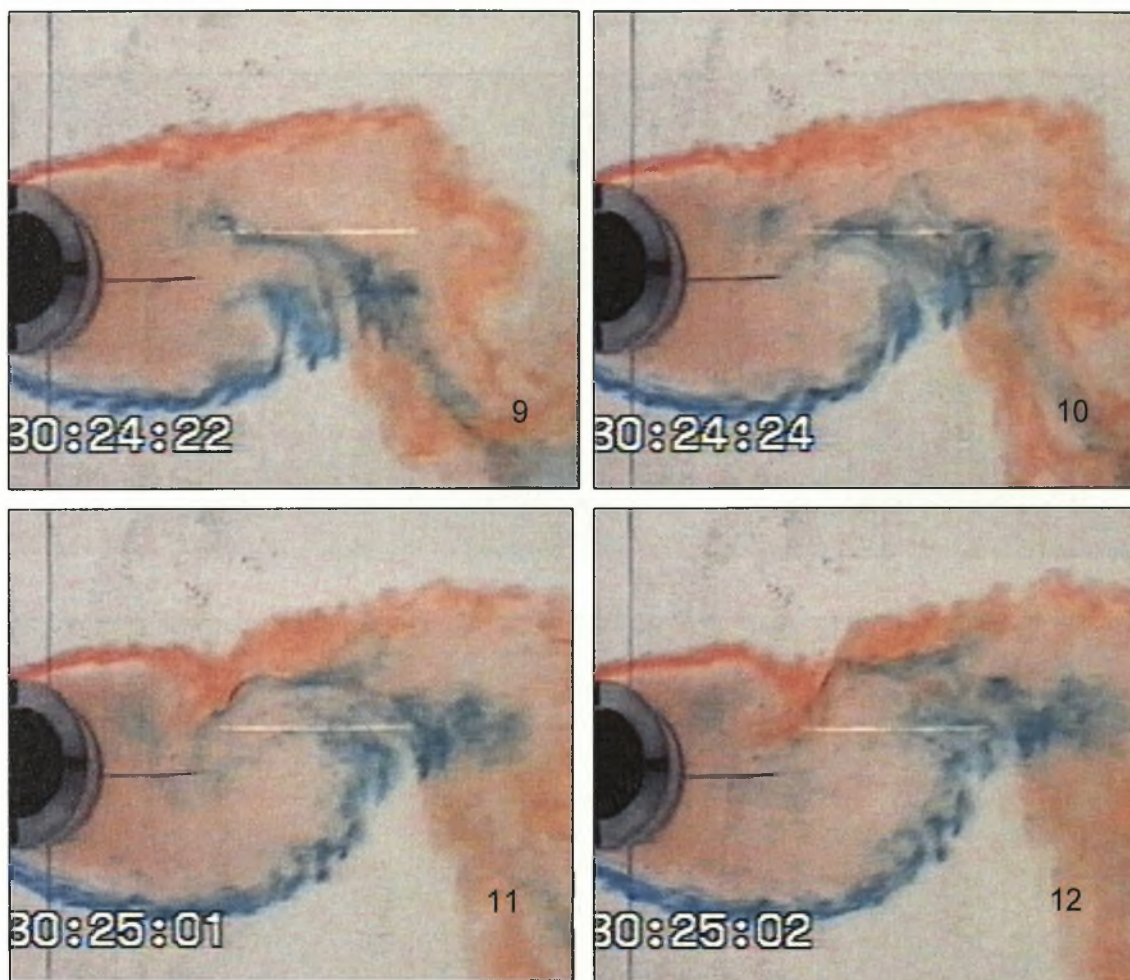
- $H/D=4$

Στην εικόνα 7.21 παρουσιάζονται διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για τον κύλινδρο διαμέτρου  $D=30$  mm όταν αυτός είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού.









**Εικόνα 7.21. Ανάπτυξη δινών στο κοντινό απόρρευμα του κυλίνδρου  $D=30$  mm όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού. Το χρονικό βήμα μεταξύ των διαδοχικών φωτογραφιών είναι 0.067 sec**

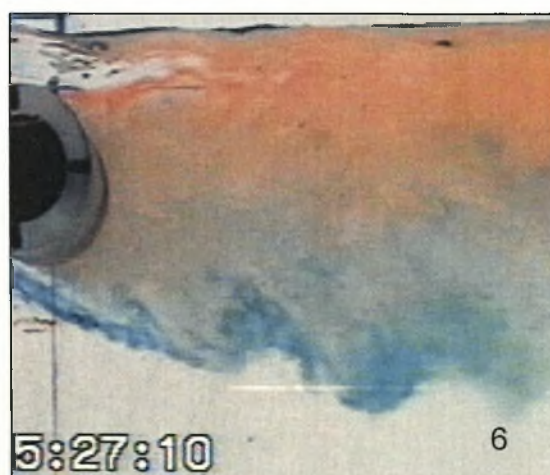
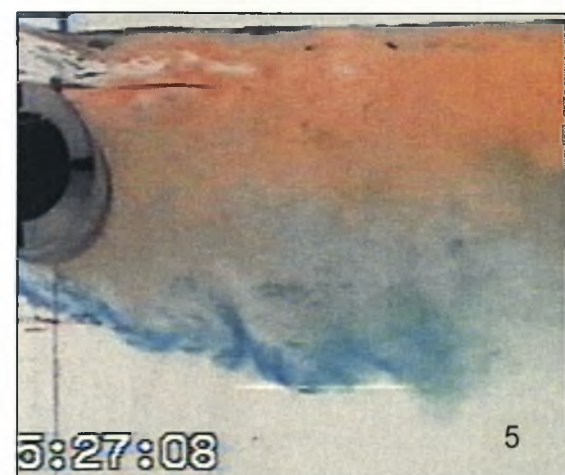
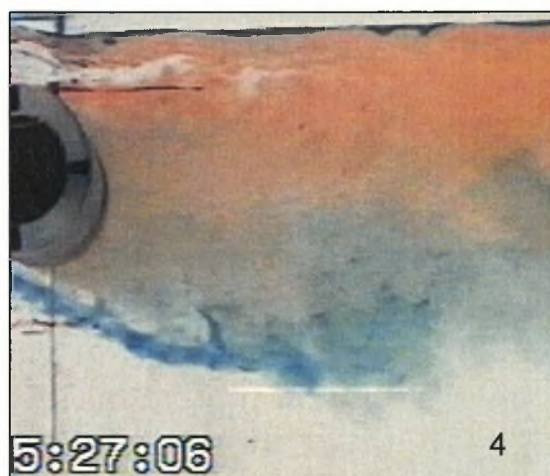
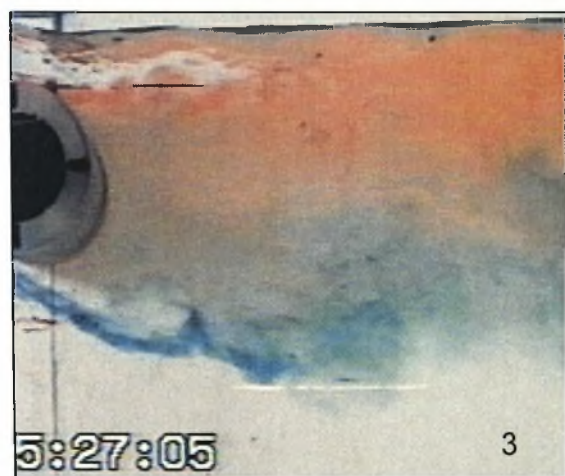
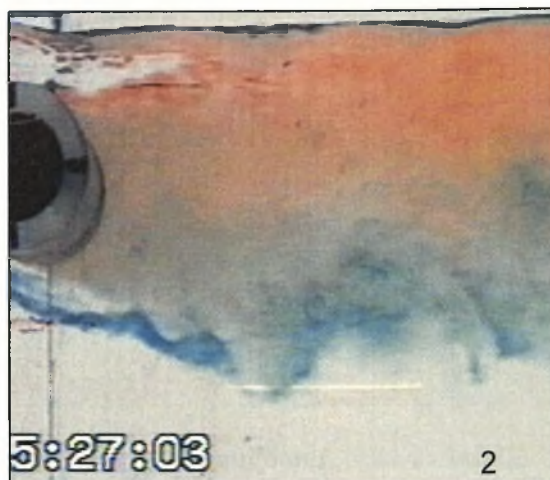
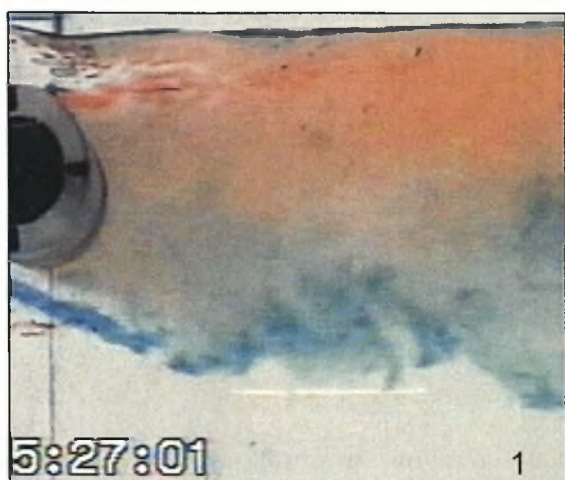
Όπως και στην περίπτωση του κυλίνδρου  $D=50$  mm ( $Re=10000$ ) ομοίως και για τον κύλινδρο  $D=30$  mm ( $Re=6000$ ) ο μηχανισμός του σχηματισμού των δινών είναι ίδιος. Η διαφορά έγκειται στο ότι οι δίνες σχηματίζονται και αποσπώνται γρηγορότερα (μεγαλύτερο  $f$ ) στον κύλινδρο  $D=30$  mm καθώς επίσης αλλάζει και το μήκος της περιοχής σχηματισμού  $L_f$ . Στις φωτογραφίες 1-2 έχει ολοκληρωθεί ο σχηματισμός της δίνης από το πάνω ελεύθερο διατμητικό στρώμα. Η κλίση του κάτω διατμητικού στρώματος ξεκινά στη φωτογραφία 6 και ο σχηματισμός της δίνης ολοκληρώνεται στην φωτογραφία 10, δηλαδή μετά από **0.27 sec**. Στη φωτογραφία 11 που η δίνη που σχημάτισε το κάτω διατμητικό στρώμα έχει αποσπαστεί διακρίνεται η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος.

Για θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου κοντά στη διεπιφάνεια και στον πυθμένα του καναλιού ο κύλινδρος παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά με αυτή του κυλίνδρου  $D=50$  mm. Δηλαδή πολύ κοντά στη διεπιφάνεια και στον πυθμένα δεν είναι δυνατός ο σχηματισμός δινών μέχρι κάποιες οριακές θέσεις.

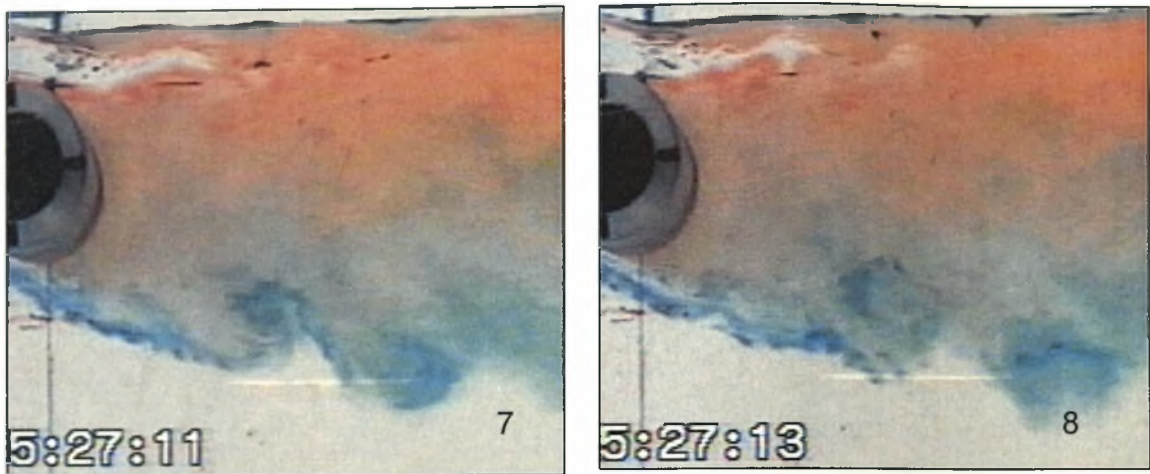
- **$H/D=0.8$**

Στην παρακάτω εικόνα (7.22) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.8$ .







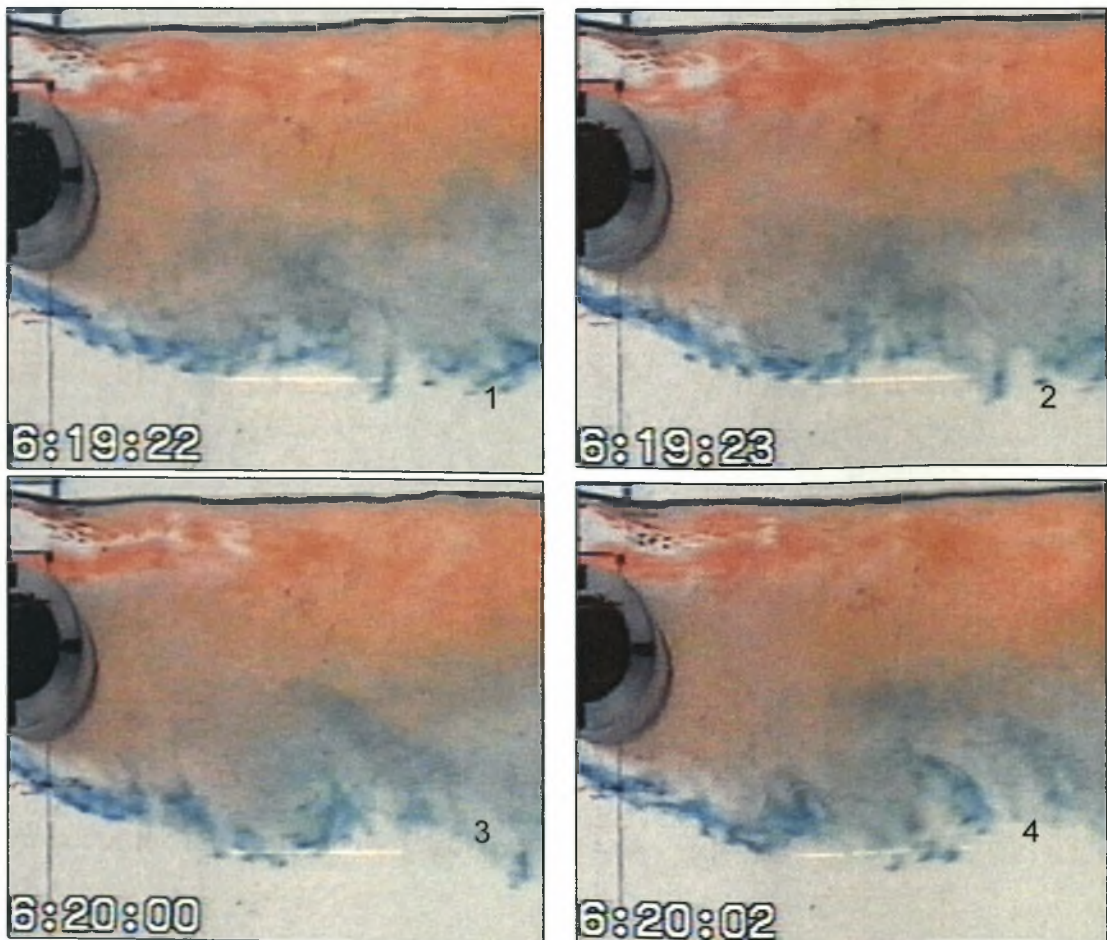


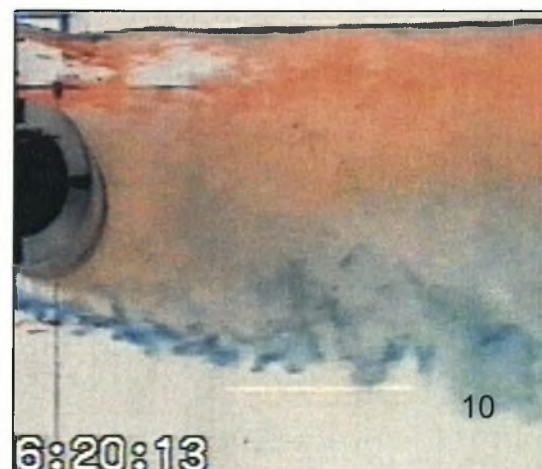
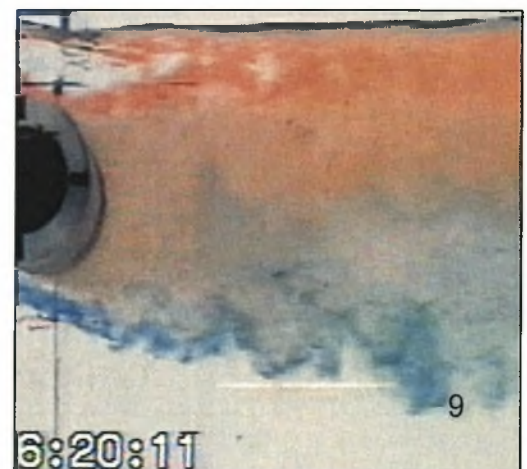
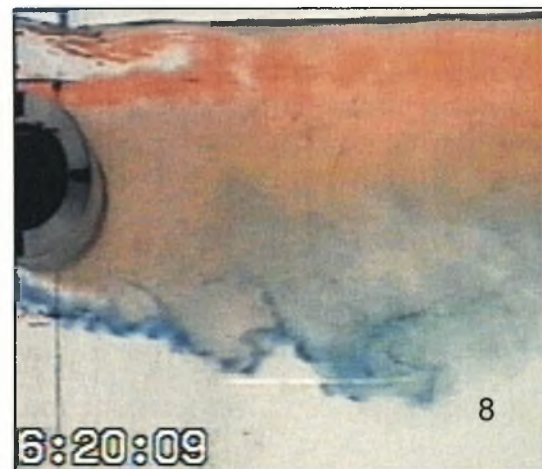
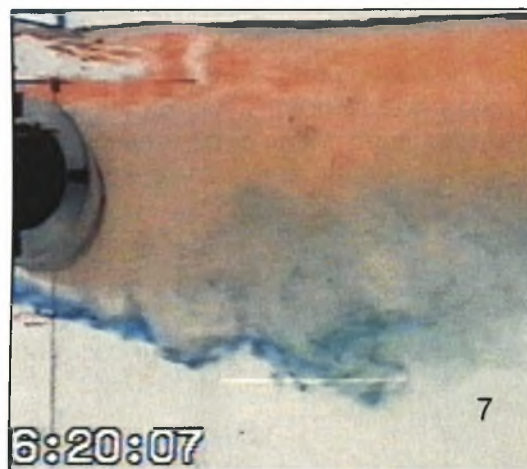
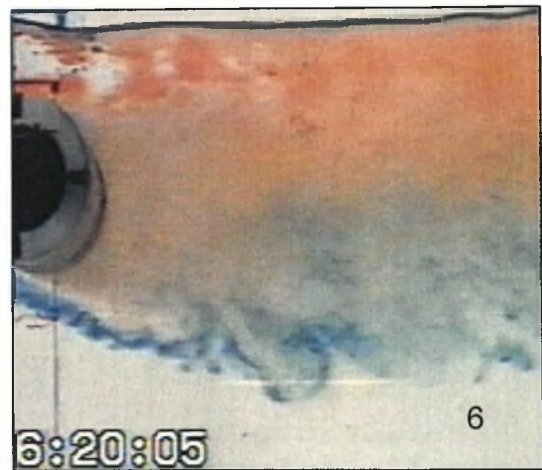
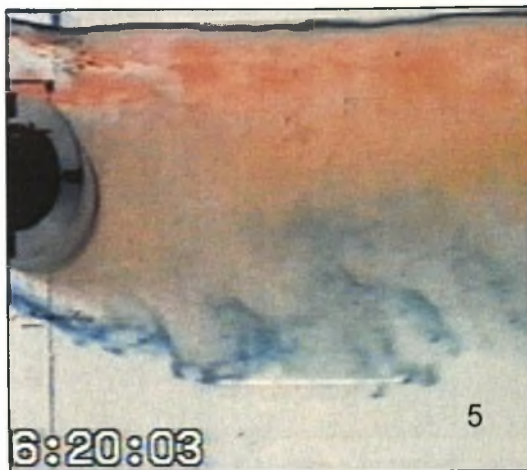
**Εικόνα 7.22. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=0.8$**

Όπως και στην περίπτωση του κυλίνδρου  $D=50$  mm ομοίως και ο κύλινδρος  $D=30$  mm στη θέση αυτή τείνει να σχηματίσει δίνη μικρότερου μεγέθους μακριά από τον άξονα του απορεύματος φαινόμενο που διακρίνεται καθαρά στη φωτογραφία 7. Αυτό ισχύει για το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα ενώ η κίνηση του πάνω διατμητικού στρώματος είναι 'ανοργάνωτα' διαταραγμένη.

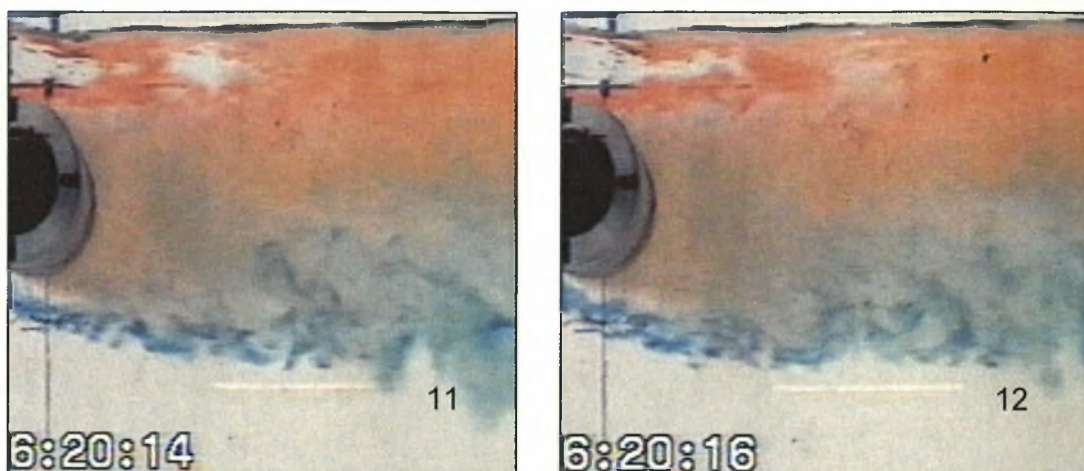
- **$H/D=0.9$**

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=0.9$ .







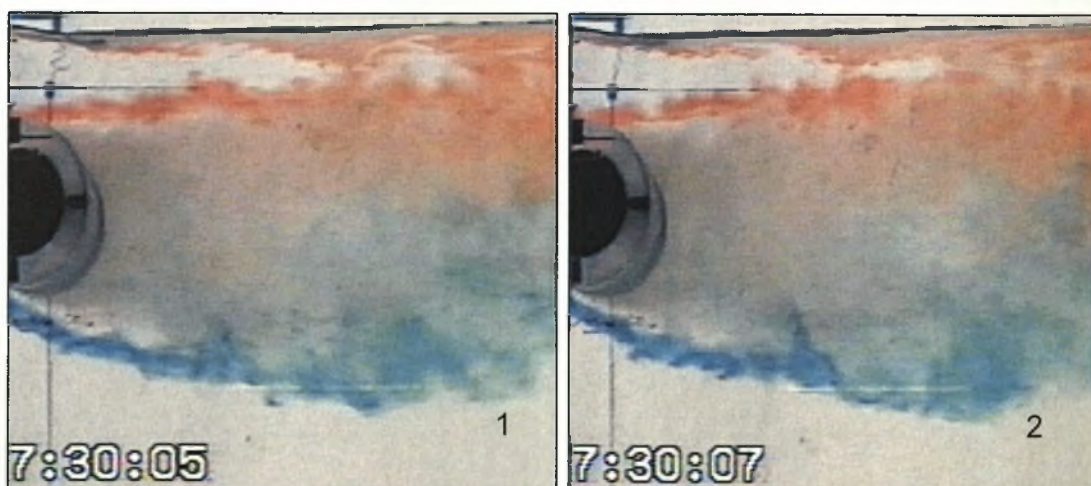


Εικόνα 7.23. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=0.9$

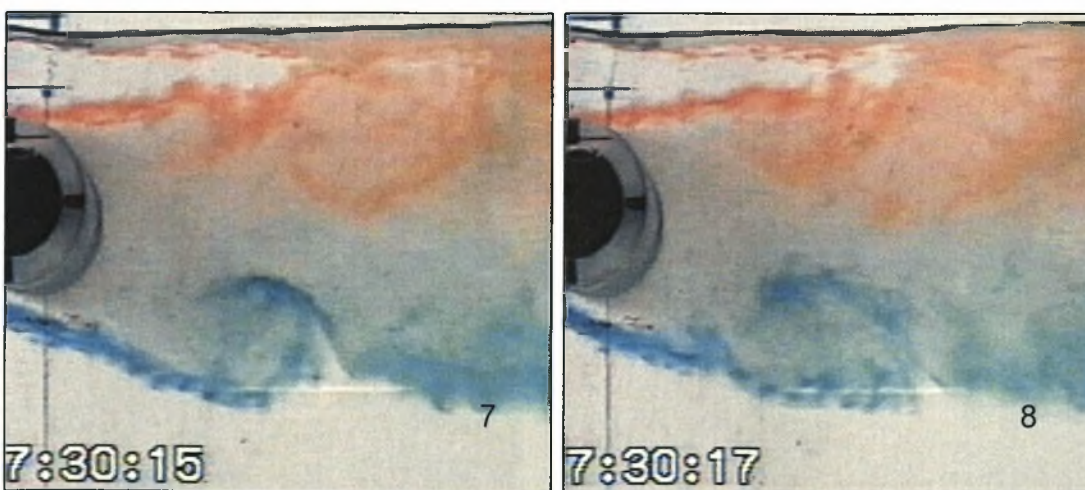
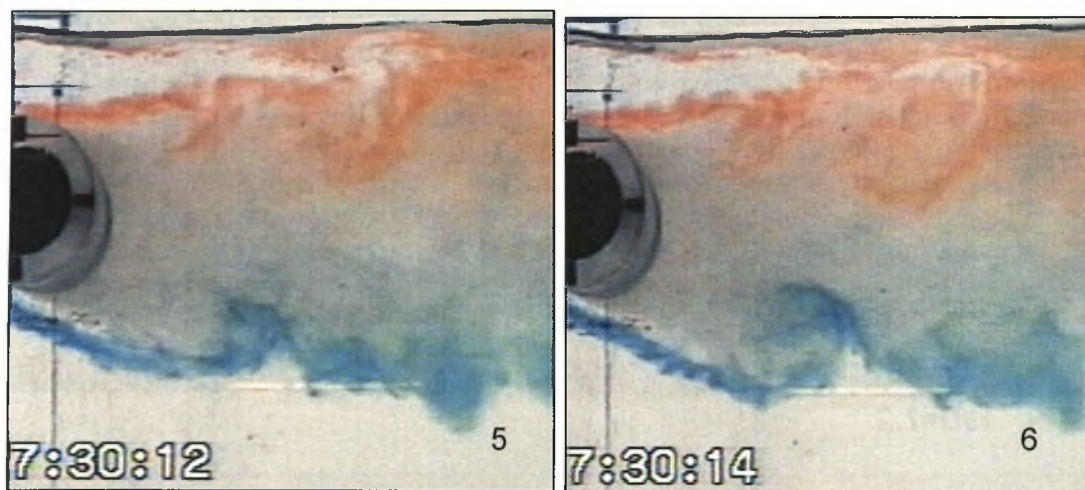
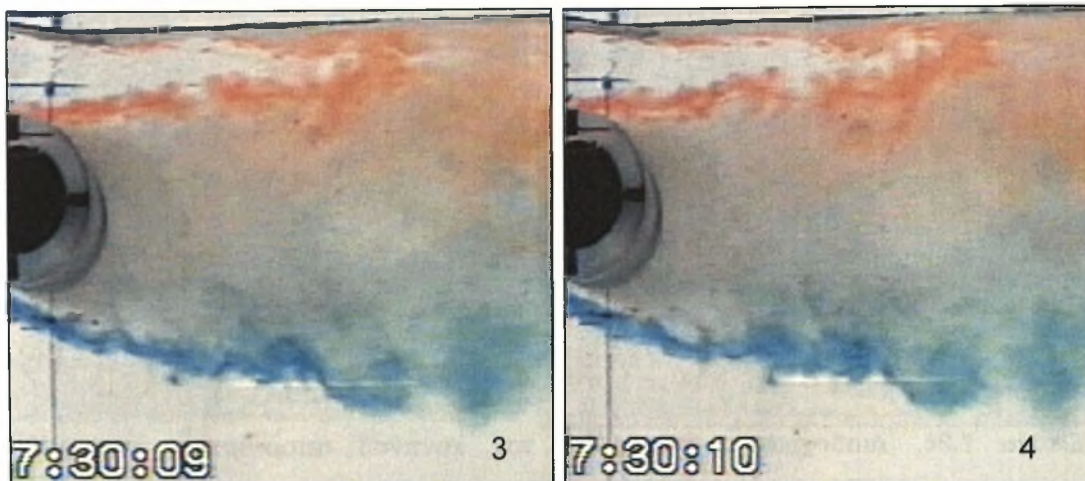
Όπως και στην προηγούμενη θέση όμοια και σε αυτή το κάτω διατμητικό στρώμα δείχνει να δημιουργεί δίνη μικρότερου μεγέθους κάτω από τον άξονα του κοντινού απορεύματος γεγονός που φαίνεται στη φωτογραφία 5. Όσον αφορά το πάνω διατμητικό στρώμα δεν είναι εύκολη η παρατήρηση της μορφής τέτοιας δίνης εξαιτίας του μεγέθους της και της έντονης διαταραχής που υπόκειντο αυτό.

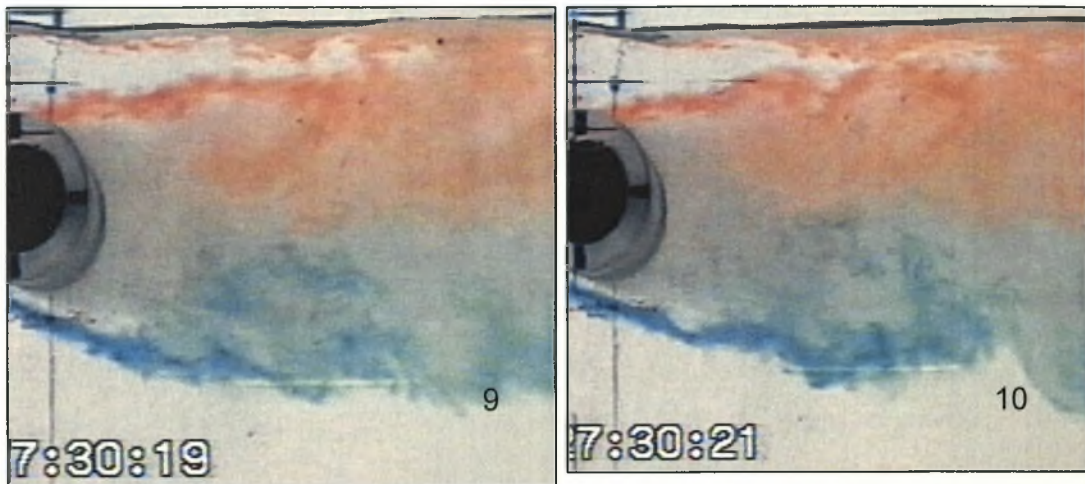
- $H/D=1$

Στην εικόνα παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=1$ .







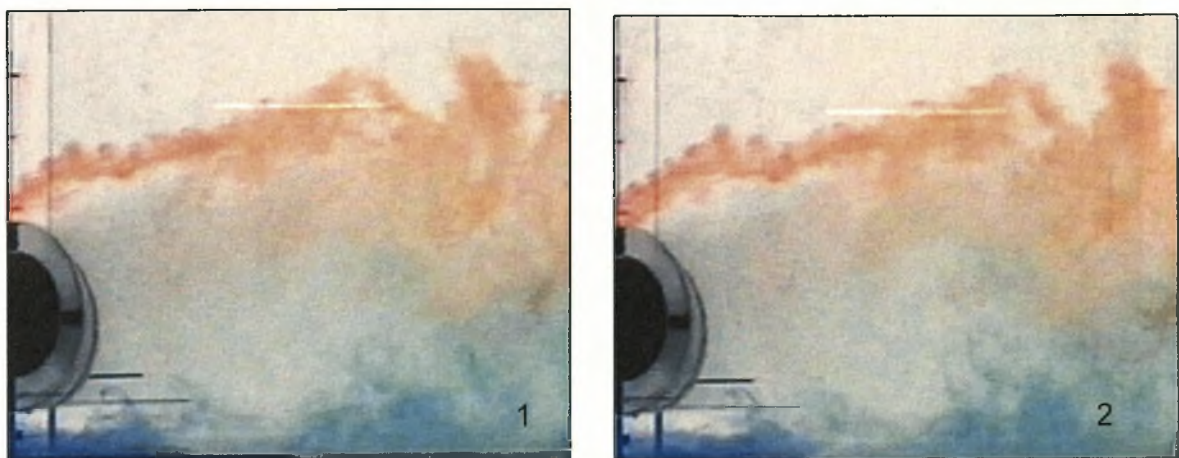


Εικόνα 7.24. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορρεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=1$

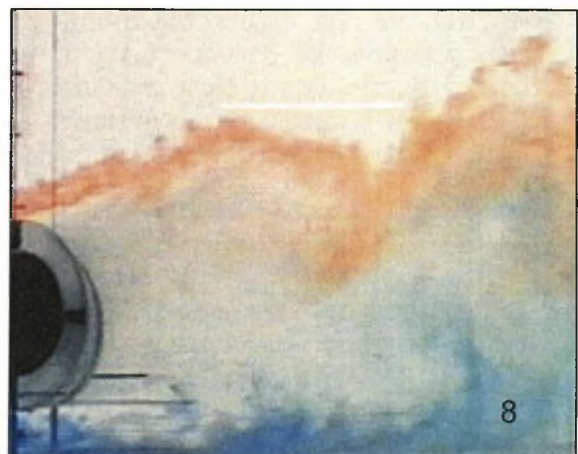
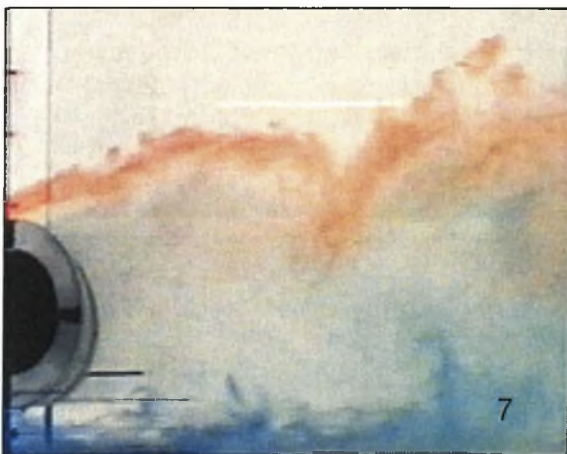
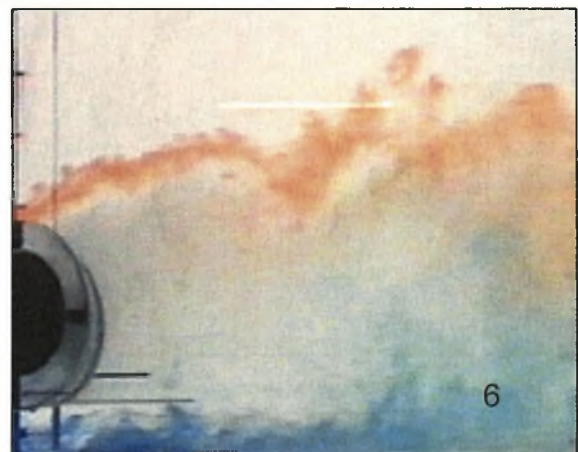
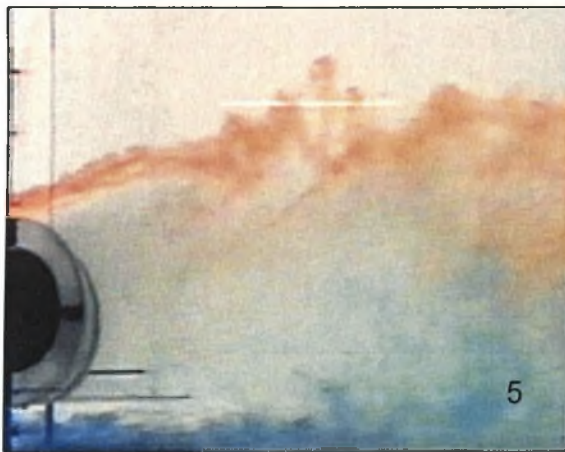
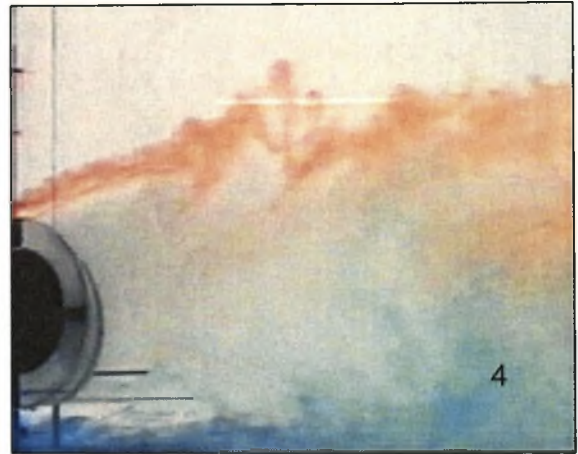
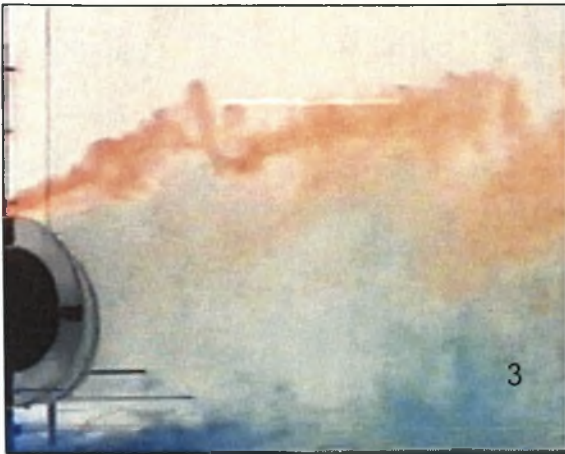
Σε αυτή τη θέση συμβαίνει σχηματισμός δινών μεγαλύτερου μεγέθους από ότι σχημάτιζε το κάτω ελεύθερο διατμητικό στρώμα στη θέση  $H/D=0.8$  και από τα δύο διατμητικά στρώματα, φαινόμενο το οποίο διακρίνεται καθαρά στις φωτογραφίες 6, 7 και 8. Παρατηρείται δηλαδή μια τάση για σχηματισμό δινών μεγέθους ανάλογου με αυτών που σχηματίζονται όταν ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο του καναλιού καθώς ο κύλινδρος απομακρύνεται από τη διεπιφάνεια. Επίσης σε αυτή τη θέση οι δίνες σχηματίζονται πλησιέστερα του άξονα του απορεύματος χωρίς ωστόσο να 'τέμνουν' αυτόν όπως συμβαίνει στην περίπτωση  $H/D=K$ . Η κλίση του κάτω διατμητικού στρώματος είναι εμφανής στη φωτογραφία 5 και ο σχηματισμός της δίνης έχει επιτευχθεί στις φωτογραφίες 7-8 δηλαδή μετά από **0.2 sec**. Στη φωτογραφία 9 έχει ξεκινήσει η απόσπαση της δίνης από τον κύλινδρο.

- **$H/D=7.2$**

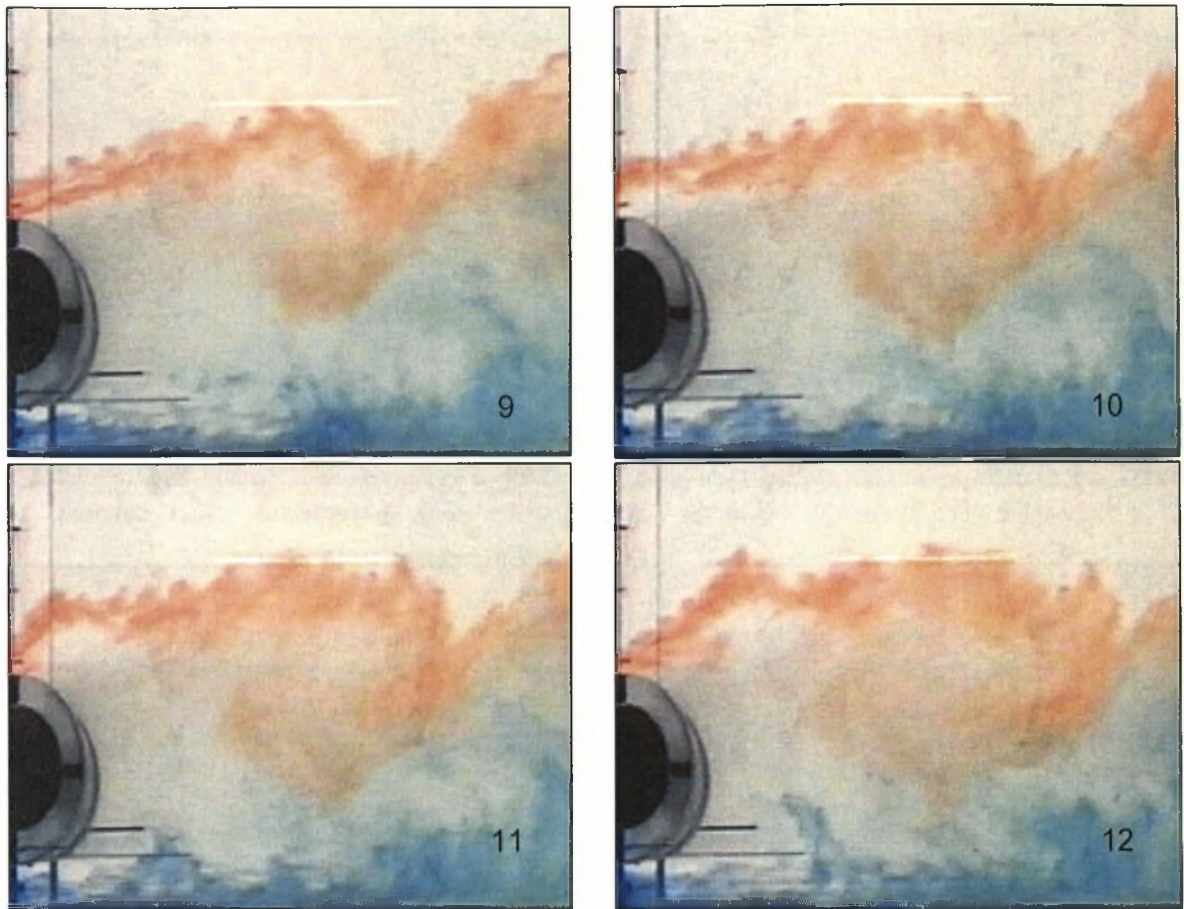
Στην εικόνα 7.25 παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=7.2$ .









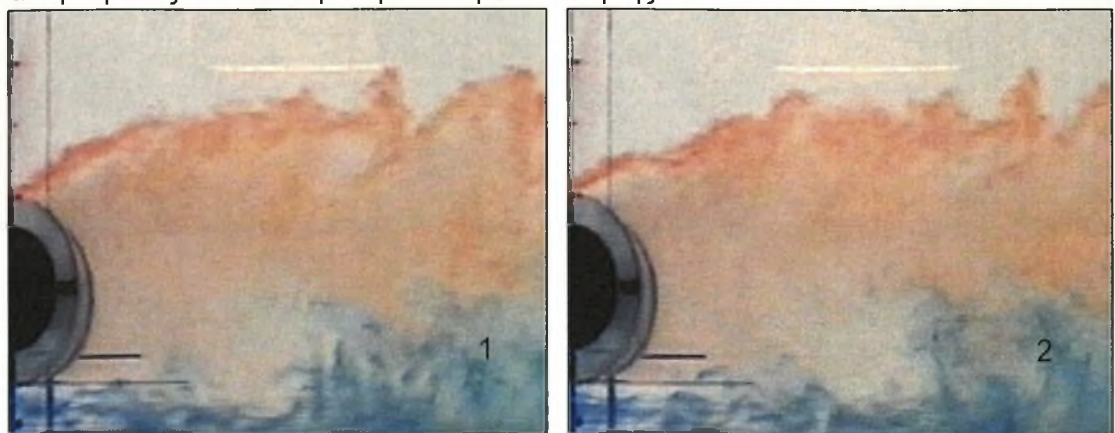


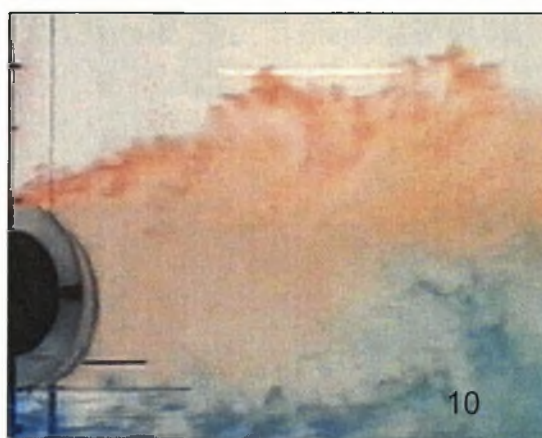
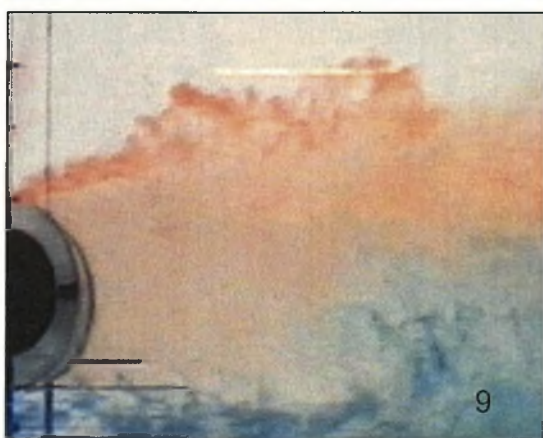
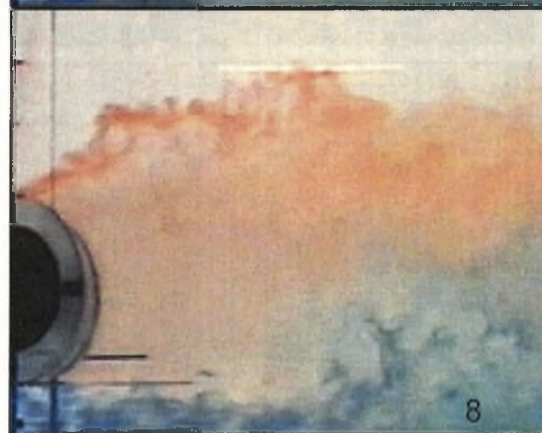
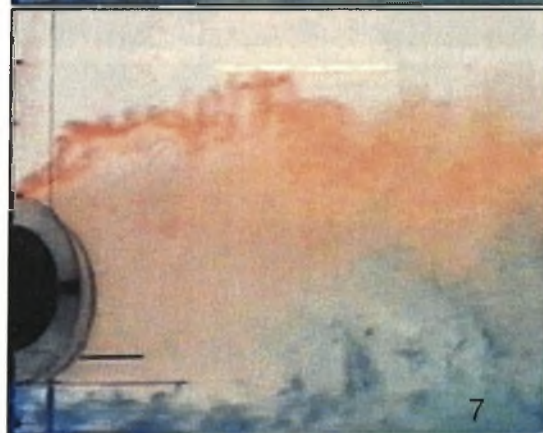
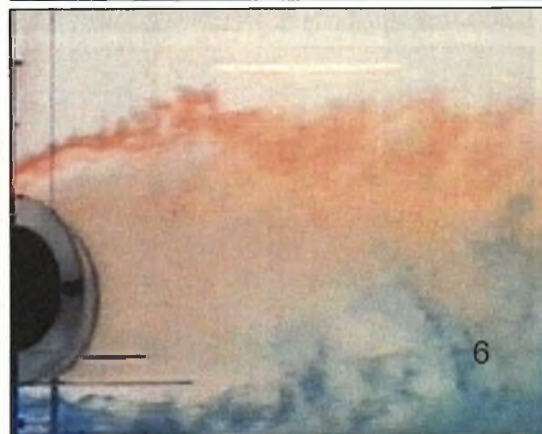
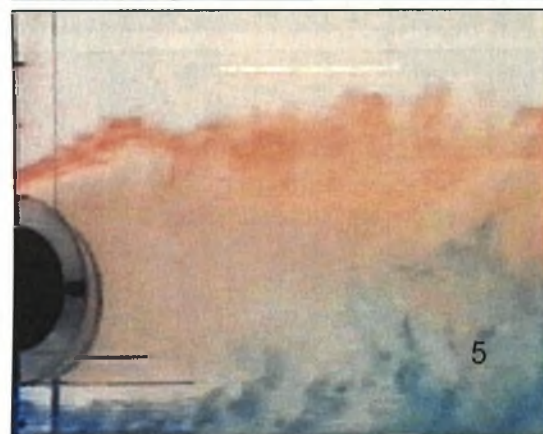
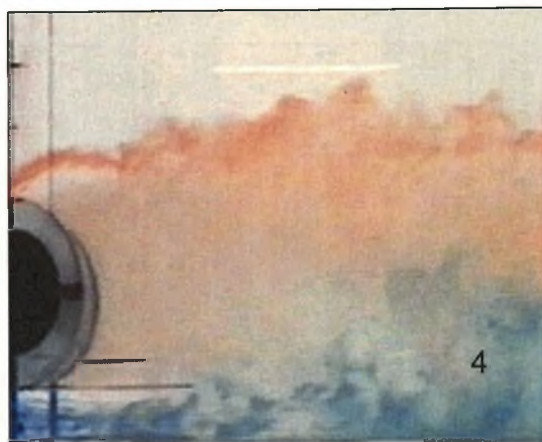
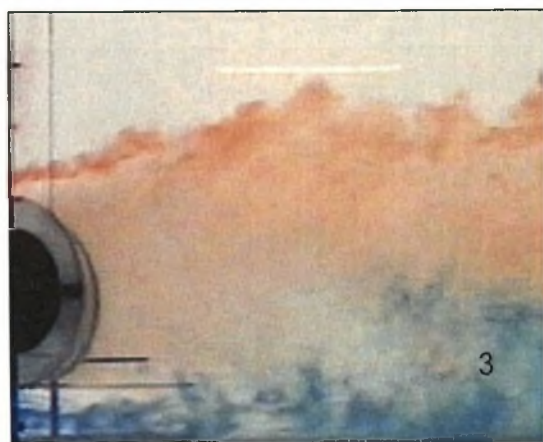
Εικόνα 7.25. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=7.2$

Παρατηρώντας προσεκτικά τις φωτογραφίες φαίνεται ότι σχηματίζονται δίνες και από τα δύο ελεύθερα διατμητικά στρώματα (φωτογραφίες 8, 9 και 10). Στη φωτογραφία 6 έχει ξεκινήσει η προοδευτική κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος και ο σχηματισμός της δίνης ολοκληρώνεται στις φωτογραφίες 9-10 δηλαδή μετά από **0.27 sec** από τη στιγμή που γίνεται εμφανής η κλίση του διατμητικού στρώματος. Στη φωτογραφία 11 έχει ξεκινήσει η απόσπαση της δίνης από τον κύλινδρο.

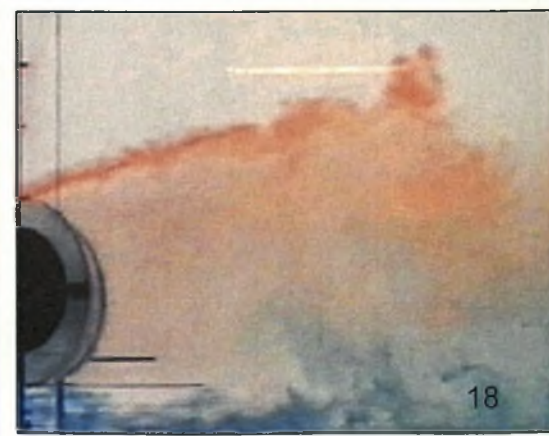
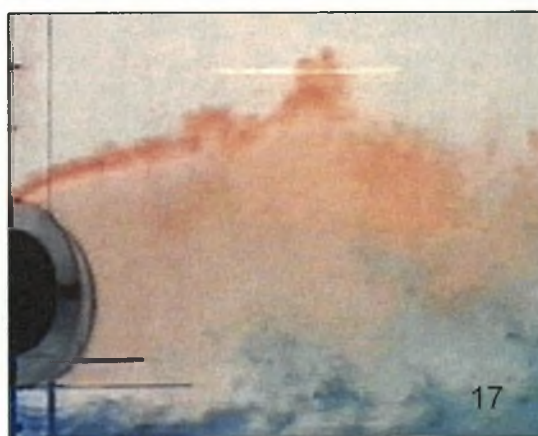
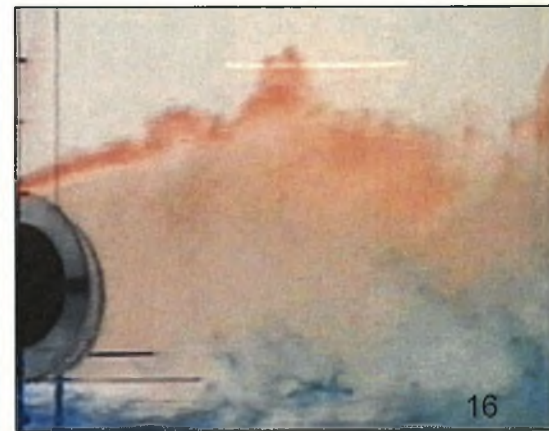
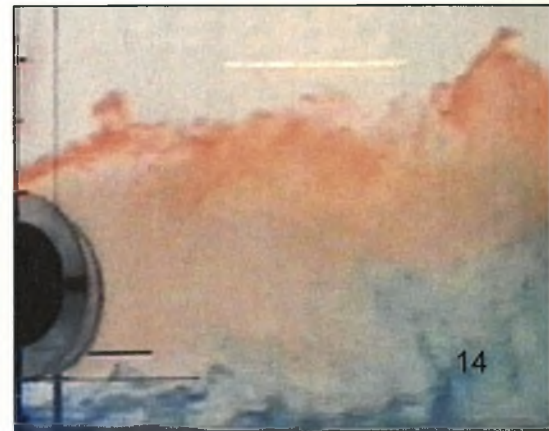
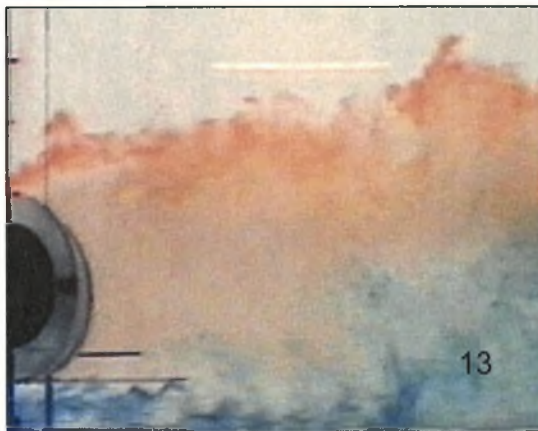
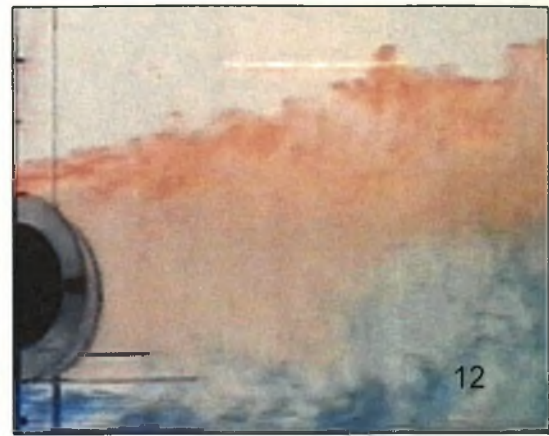
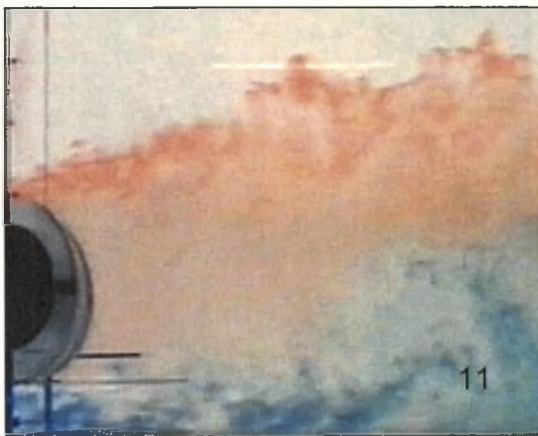
- $H/D=7.1$

Στην παρακάτω εικόνα (7.26) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=7.1$ .

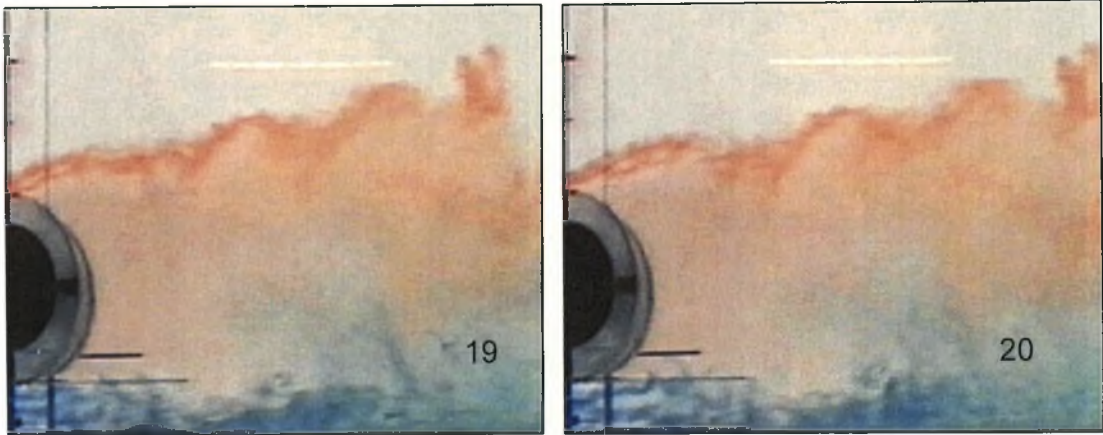










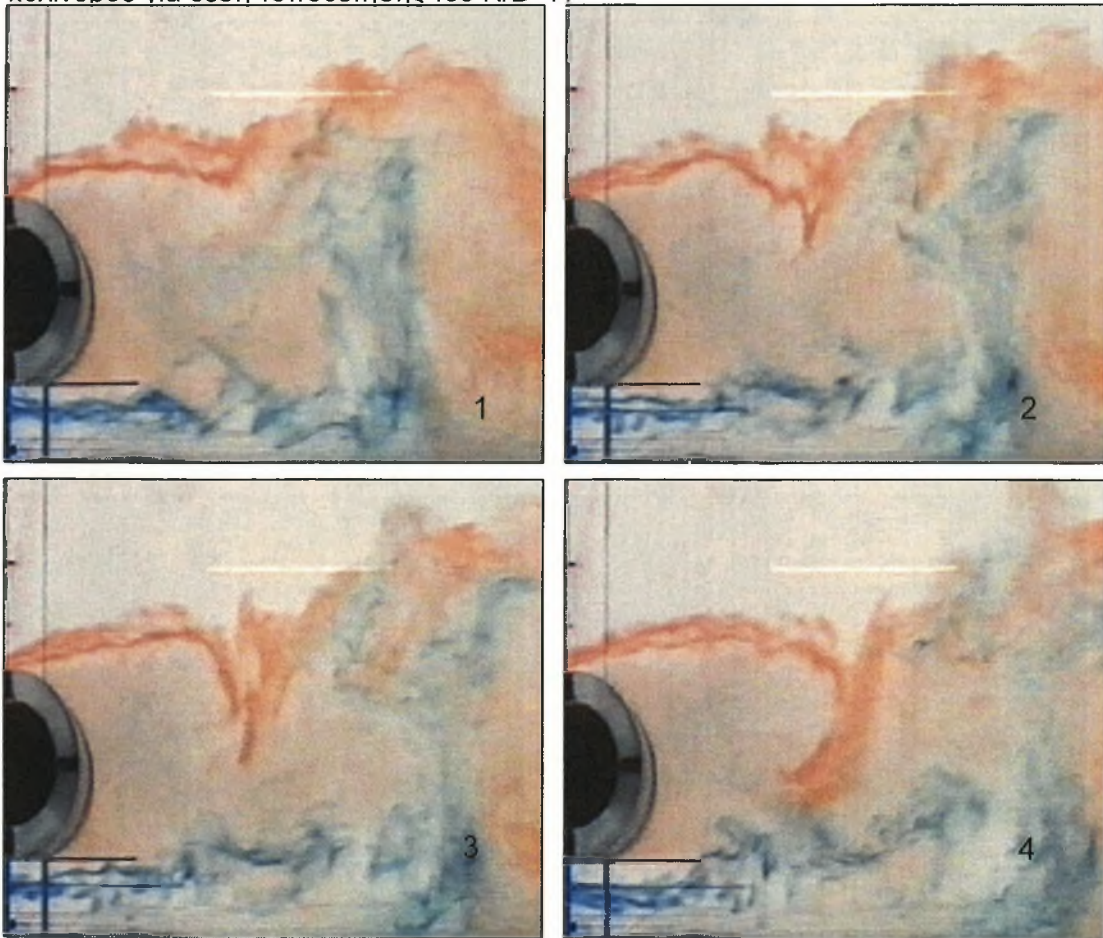


Εικόνα 7.26. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=7.1$

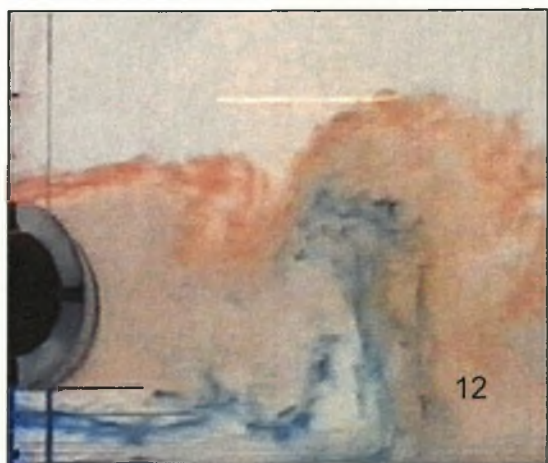
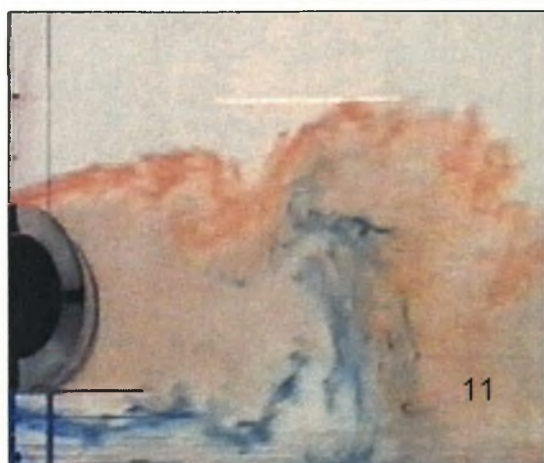
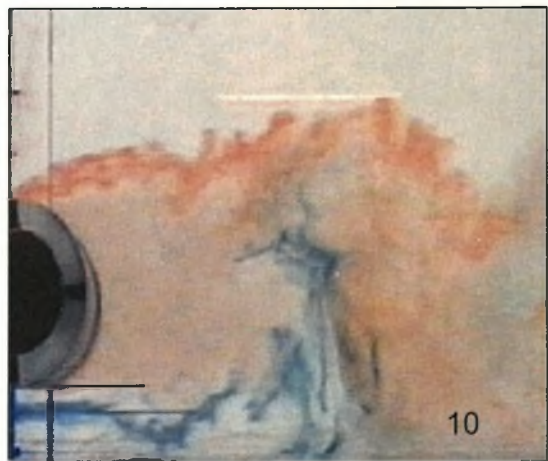
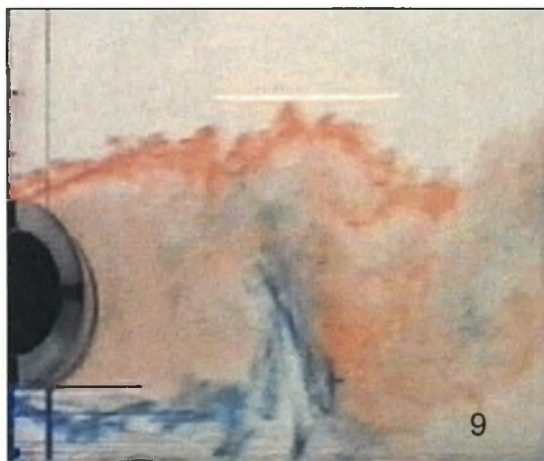
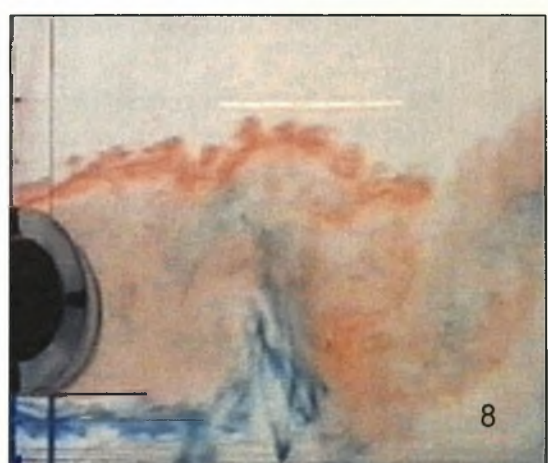
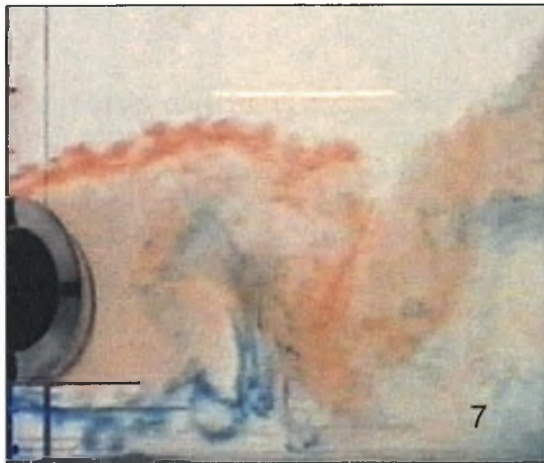
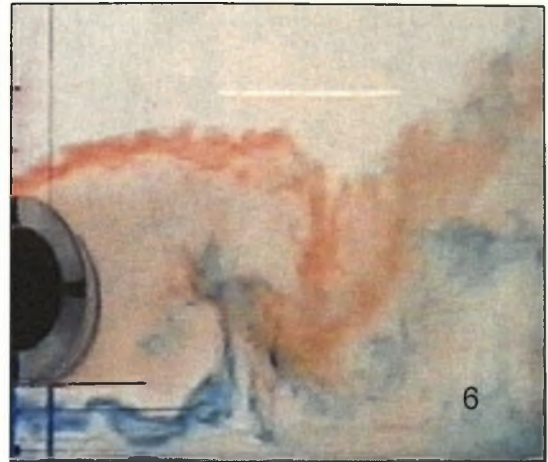
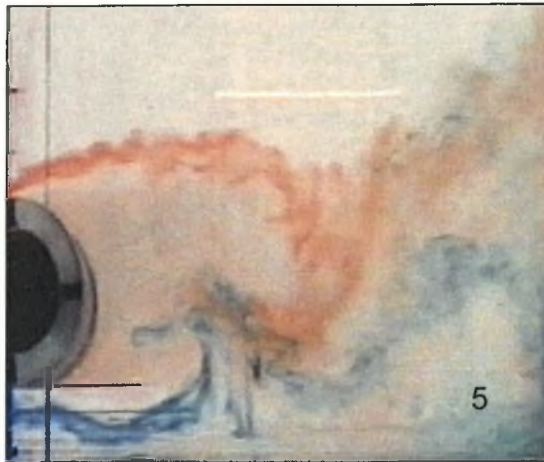
Αν και αυτή η θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου απέχει μεγαλύτερη απόσταση από το δάπεδο από ότι η  $H/D=7.2$  οι δίνες δεν είναι τόσο ευδιάκριτες όσο στη θέση  $H/D=7.2$ . Επίσης το φαινόμενο παρουσιάζει μεγαλύτερες διαταραχές. Αυτό μπορεί να οφείλεται στο ότι η ροή μπροστά από τον κύλινδρο να μην ήταν τόσο ομαλή ή το επίπεδο τύρβης του ελεύθερου ρεύματος να ήταν μεγαλύτερο τη συγκεκριμένη χρονική περίοδο της αυτής παρατηρήσεως.

- $H/D=7$

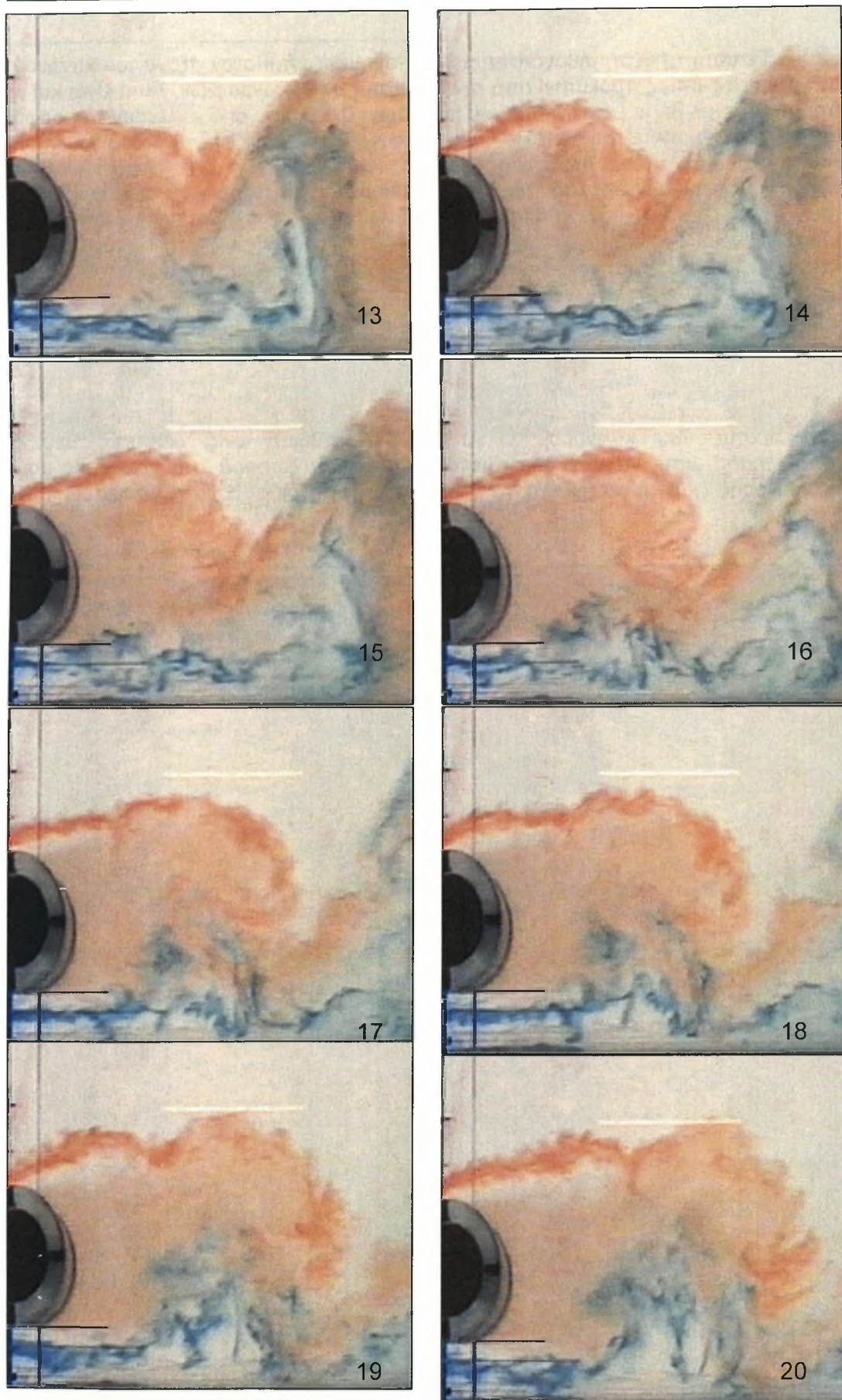
Στην εικόνα 7.27 παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου για θέση τοποθέτησης του  $H/D=7$ .











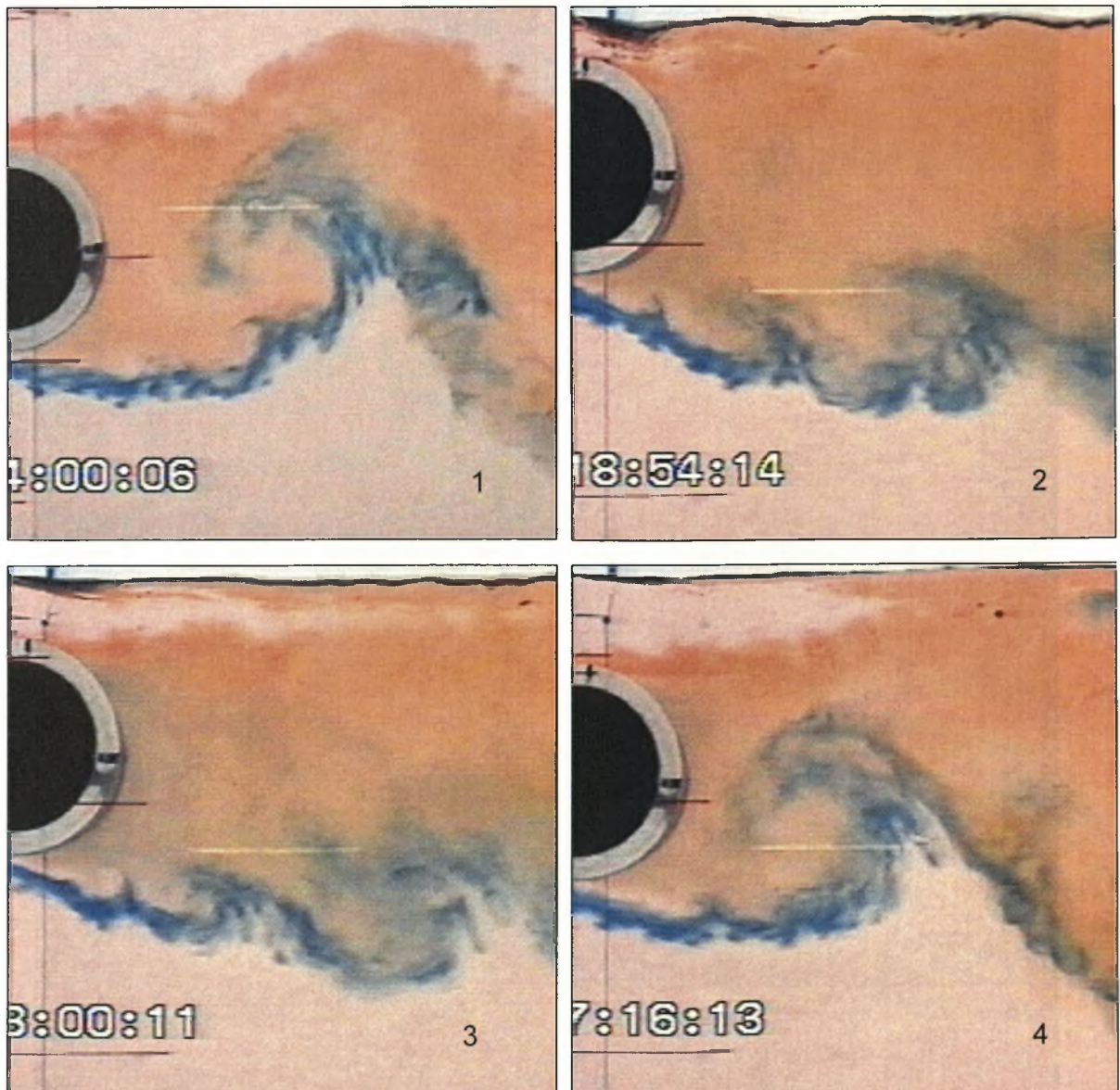
Εικόνα 7.27. Διαδοχικές φωτογραφίες του κοντινού απορευμάτος για θέση τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D=7$

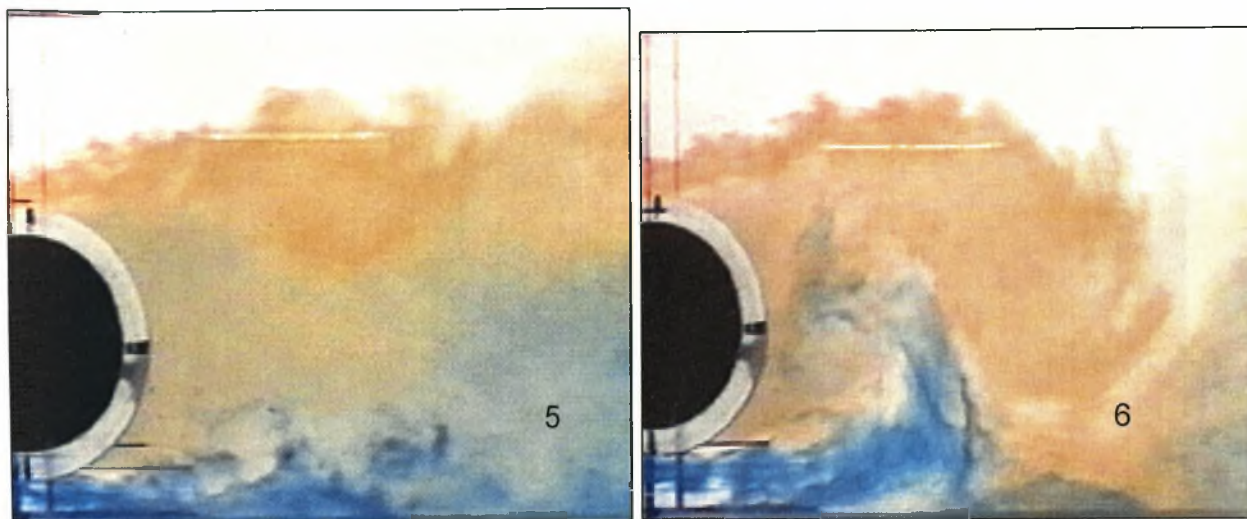


Σε αυτή τη θέση πιθανότατα οι δίνες σχηματίζονται στον άξονα του κοντινού απορρεύματος όπως προκύπτει από την εξέταση των φωτογραφιών. Αυτή είναι και η πρώτη θέση με βήμα μετακίνησης του κυλίνδρου  $0.1 D$  που οι δίνες έχουν τη μορφή αυτών που σχηματίζονται σε  $H/D=K$ . Στη φωτογραφία 2 αρχίζει η προοδευτική κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος και στη φωτογραφία 4 έχει ολοκληρωθεί ο σχηματισμός της δίνης δηλαδή μετά από **0.2 sec**. Στη φωτογραφία 5 αρχίζει η κλίση του κάτω ελεύθερου διατμητικού στρώματος και ο σχηματισμός της δίνης ολοκληρώνεται στη φωτογραφία 8 δηλαδή μετά από **0.27 sec**. Στη φωτογραφία 9 έχει ξεκινήσει η απόσπαση της δίνης από τον κύλινδρο και η κλίση του πάνω διατμητικού στρώματος.

### ➤ Συμπεράσματα

Στην παρακάτω εικόνα (7.28) παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορρεύματος του κυλίνδρου  $D=50 \text{ mm}$  ( $Re=10000$ ) στις διάφορες θέσεις τοποθέτησης ώστε να γίνει πιο άμεσα αντιληπτή η διαφορά στη γεωμετρία του πεδίου ροής (πιο συγκεκριμένα να γίνει αντιληπτή η διαφορά στη γεωμετρία των δινών).





**Εικόνα 7.28 Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=50$  mm ( $Re=10000$ ) στις διάφορες θέσεις τοποθέτησης**

Φωτογραφία 1:  $H/D=K$  [2.4]

Φωτογραφία 2:  $H/D=0.7$

Φωτογραφία 3:  $H/D=0.8$

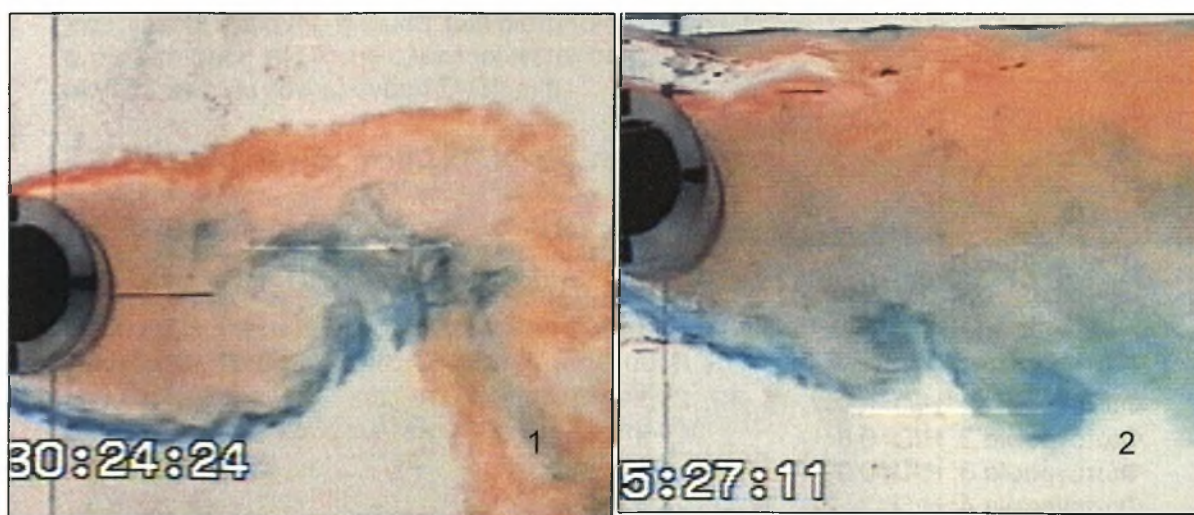
Φωτογραφία 4:  $H/D=0.9$

Φωτογραφία 5:  $H/D=4.1$

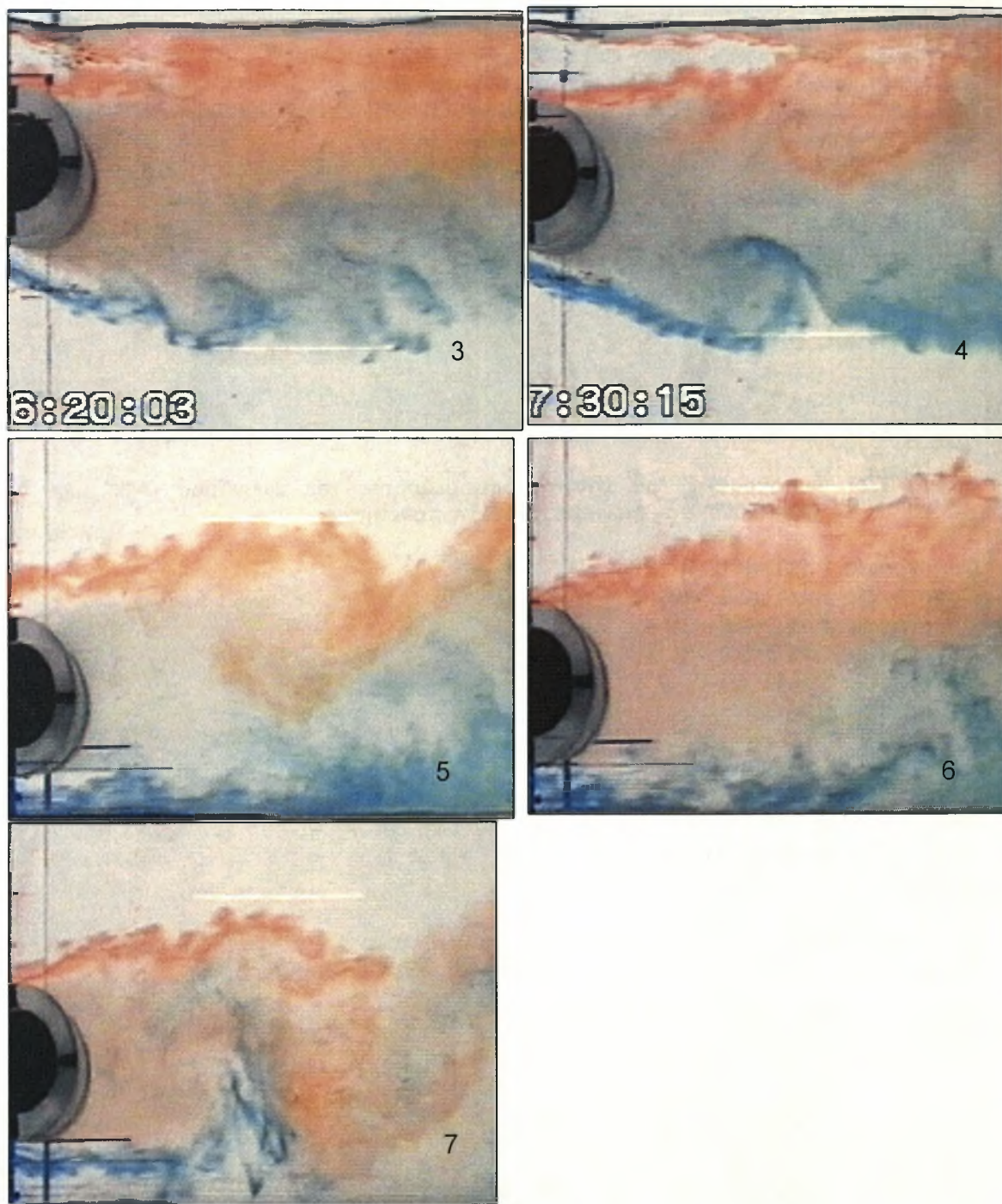
Φωτογραφία 6:  $H/D=4$

Από τις φωτογραφίες της παραπάνω εικόνας φαίνεται καθαρά ότι στις θέσεις  $H/D=0.9$  (φωτογραφία 4) και  $H/D=4$  (φωτογραφία 6) οι δίνες είναι μεγάλες όπως αυτές στη θέση  $H/D=K$  [2.4] (φωτογραφία 1). Στις θέσεις  $H/D=0.7$  (φωτογραφία 2),  $H/D=0.8$  (φωτογραφία 3) και  $H/D=4.1$  (φωτογραφία 5) οι δίνες είναι μικρότερου μεγέθους.

Στην εικόνα 7.29 παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=30$  mm ( $Re=6000$ ) στις διάφορες θέσεις τοποθέτησης.







**Εικόνα 7.29. Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=30$  mm ( $Re=6000$ ) στις διάφορες θέσεις τοποθέτησης**

Φωτογραφία 1:  $H/D=K$  [4]

Φωτογραφία 2:  $H/D=0.8$

Φωτογραφία 3:  $H/D=0.9$

Φωτογραφία 4:  $H/D=1$

Φωτογραφία 5:  $H/D=7.2$

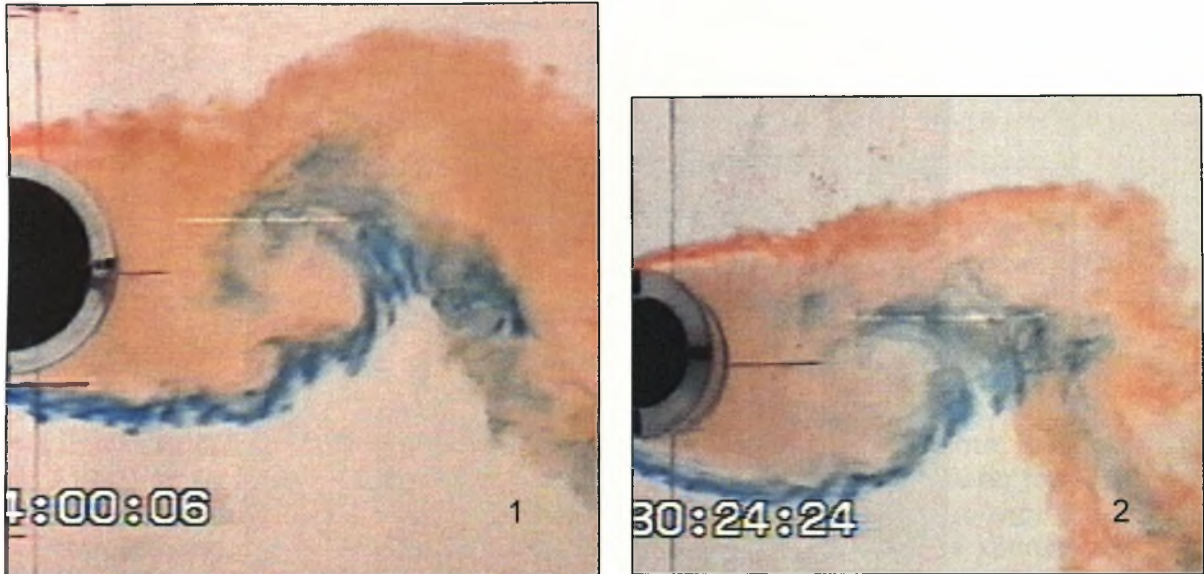
Φωτογραφία 6:  $H/D=7.1$

Φωτογραφία 7:  $H/D=7$



Όπως φαίνεται και στο σχήμα οι μόνες θέσεις που δεν συμβαίνει σχηματισμός μεγάλων δινών όμοιων με τη θέση  $H/D=K$  (4) (φωτογραφία 1) είναι οι θέσεις :  $H/D=0.8$  (φωτογραφία 2) και  $H/D=0.9$  (φωτογραφία 3).

Στην εικόνα 7.30 παρουσιάζονται φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για τους κυλίνδρους  $D=50$  mm ( $Re=10000$ ) και  $D=30$  mm ( $Re=6000$ ) όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού.



**Εικόνα 7.30. Φωτογραφίες του κοντινού απορεύματος για τους κυλίνδρους  $D=50$  mm (Φωτογραφία 1) ( $Re=10000$ ) και  $D=30$  mm (Φωτογραφία 2) ( $Re=6000$ ) όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού**

Όπως φαίνεται και στο σχήμα οι δίνες είναι παρόμοιας μορφής. Στον κύλινδρο  $D=50$  mm η συχνότητα απόσπασης δινών είναι  $0.87$  Hz ενώ στον κύλινδρο  $D=30$  mm η συχνότητα απόσπασης δινών είναι  $1.38$  Hz δηλαδή οι δίνες στον κύλινδρο  $D=30$  mm σχηματίζονται και αποσπώνται γρηγορότερα. Από τη στιγμή που γίνεται εμφανής η κλίση των διατμητικών στρωμάτων (προς σχηματισμό δινών) ο σχηματισμός της δίνης ολοκληρώνεται σε **0.33 sec** για τον κύλινδρο  $D=50$  mm και σε **0.27 sec** για τον κύλινδρο  $D=30$  mm.

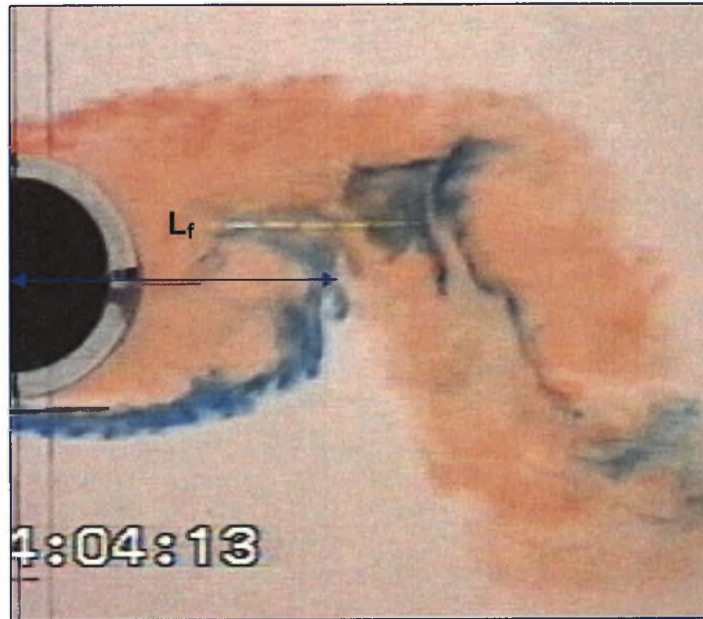
### 7.3. Υπολογισμός του $L_f$ (Μήκος περιοχής σχηματισμού δινών)

Σε αυτή την ενότητα υπολογίζεται το μήκος της περιοχής σχηματισμού δινών  $L_f$  βάσει της παρατήρησης του Bloor [80] (κεφάλαιο 2- βιβλιογραφική ανασκόπηση). Επειδή όμως κατά την εξέλιξη του φαινομένου το  $L_f$  αλλάζει ανά περιόδους υπολογίζεται ένα μέσο  $L_f$  για επτά συνεχόμενες αποσπάσεις δινών από τους κυλίνδρους  $D=50$  mm και  $D=30$  mm όταν αυτοί είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού. Κάνοντας και την αδιαστατοποίηση με τη διάμετρο των κυλίνδρων υπολογίζεται για κάθε κύλινδρο το μέσο  $L_f$ , δηλαδή:

$$\text{mean} (L_f/D) = \sum_{i=1}^7 (L_f / D)_i / 7$$

### 7.3.1. Κύλινδρος D=50 mm, Re=10000

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται μια φωτογραφία (μία από τις επτά) βάσει των οποίων υπολογίστηκε το  $\text{mean} (L_f/D) = \sum_{i=1}^7 (L_f / D)_i / i$ .



Εικόνα 7.31. Υπολογισμός του  $L_f$  μέσω ψηφιακής φωτογραφίας βάσει της παρατηρήσεως του Bloor.

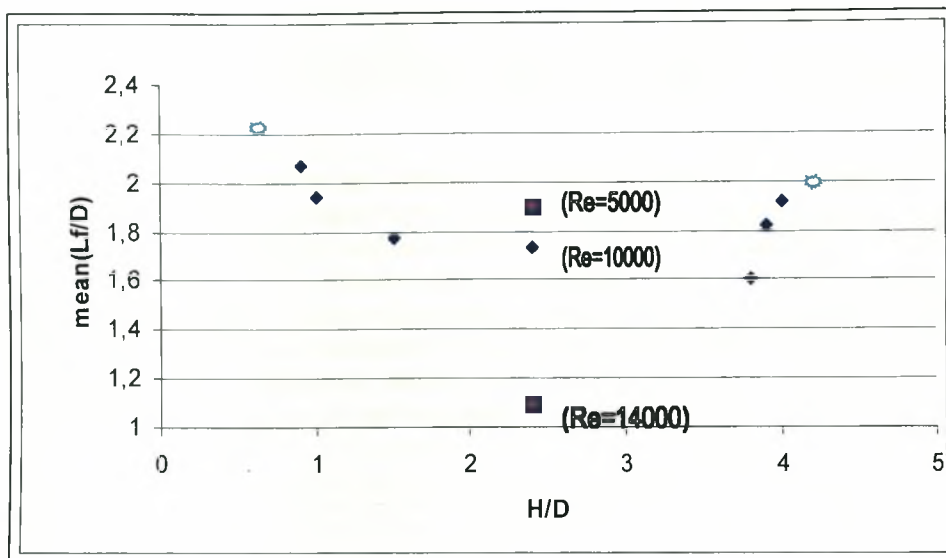
Το τελικό αποτέλεσμα που προκύπτει με την παραπάνω μεθοδολογία είναι ίσο με  $\text{mean}(L_f/D) = \sum_{i=1}^7 (L_f / D)_i / i = (1.96 + 1.67 + 1.48 + 1.48 + 1.26 + 1.36 + 1.48) / 7 = 1.73$

Η ίδια μεθοδολογία εφαρμόστηκε και σε άλλες θέσεις και προέκυψαν τα αποτελέσματα του παρακάτω πίνακα.

H/D	mean (L <sub>f</sub> /D)
0.9	2.07
1	1.94
1.5	1.77
2.4	1.73
3.8	1.6
3.9	1.82
4	1.92

Πίνακας 7.6. Τιμές του  $\text{mean} (L_f/D)$  με το H/D

Στο παρακάτω γράφημα παρουσιάζεται η διακύμανση του  $\text{mean} (L_f/D)$  με το H/D.

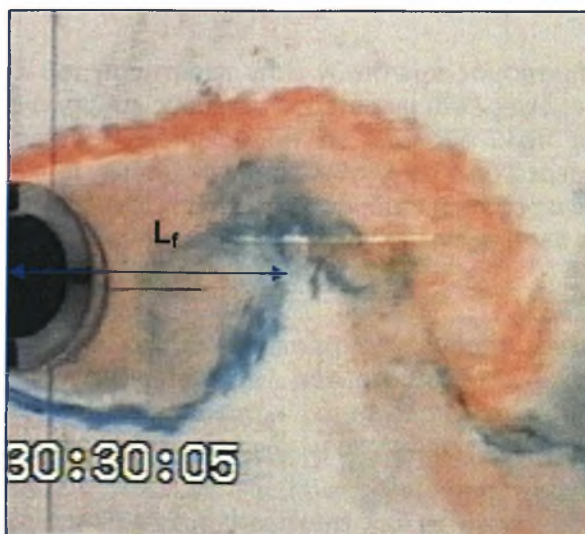


Διάγραμμα 7.17. Διακύμανση του  $\text{mean}(L_f/D)$  με το  $H/D$

Τα δεδομένα με σύμβολο το τετράγωνο αντιστοιχούν σε μετρήσεις του Linke (1931) σε ελεύθερη ροή που ήταν ο πρώτος που πιστοποίησε τη μείωση του  $L_f$  με αύξηση του αριθμού  $Re$  στην περιοχή  $TrSL2$ . Τα σημεία  $\circ$  αντιστοιχούν σε θέσεις τοποθέτησης του κυλίνδρου  $H/D$  όπου δεν μπορεί να εφαρμοστεί το κριτήριο του Bloor (ο σχηματισμός των δινών γίνεται κάτω από τον άξονα του κοντινού απορρεύματος στην περίπτωση της ροής κοντά σε διεπιφάνεια και πάνω από τον άξονα στην περίπτωση της ροής κοντά σε στερεό όριο). Σε αυτές τις θέσεις είναι αναγκαία η εύρεση κάποιας πιο 'έκλεπτυσμένης' μεθόδου.

### 7.3.2. Κύλινδρος $D=30\text{ mm}$ , $Re=6000$

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται μια φωτογραφία (μία από τις επτά) βάσει των οποίων υπολογίστηκε το  $\text{mean}(L_f/D) = \sum_{i=1}^7 (L_f / D)_i / 7$ .



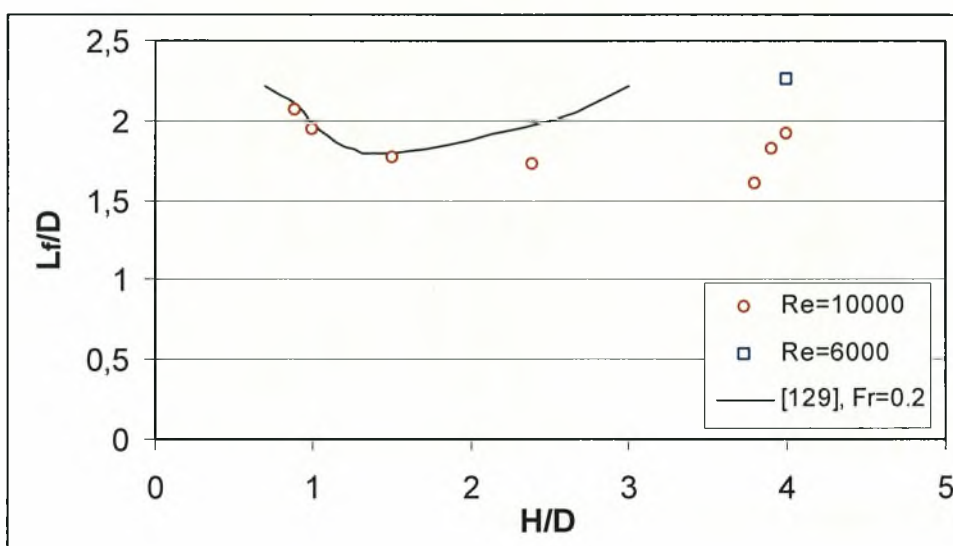
Εικόνα 7.32. Υπολογισμός του  $L_f$  μέσω ψηφιακής φωτογραφίας βάσει της παρατηρήσεως του Bloor.



Το τελικό αποτέλεσμα που προκύπτει με την παραπάνω μεθοδολογία είναι ίσο με

$$\text{mean}(L_f/D) = \sum_{i=1}^7 (L_f/D)_i / 7 = (2.65 + 2.46 + 2.42 + 2.27 + 2.07 + 1.81 + 2.18) / 7 = 2.26.$$

Τα πειραματικά αποτελέσματα συμφωνούν με τα υπολογιστικά (Διαγρ.7.18) [129] και υπάρχει αρκετά καλή συμφωνία στην περιοχή  $0.8 < H/D < 1.5$  παρά την διαφορά των μεθόδων. Η προσέγγιση στην ελεύθερη επιφάνεια οδηγεί σε αύξηση της τιμής  $L_f$ , που συμβαίνει λόγω της επιμήκυνσης των διατμητικών οριακών στρωμάτων του κυλίνδρου όταν αυτός προσεγγίζει την διεπιφάνεια και της μείωσης του αριθμού St. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα δείχνουν μια προσωρινή πτώση της τιμής του  $L_f$  μετά την θέση  $H/D=1.2$ , η οποία συνδυάζεται με τον αριθμό St (Διάγραμμα 7.16.), υπονοώντας ισχυρή σχέση ανάμεσα στους δύο αριθμούς ( $L_f$  και St).



**Διάγραμμα 7.18.** Επίδραση της απόστασης από την ελεύθερη επιφάνεια ( $H/D$ ) στο μήκος της περιοχής σχηματισμού δινών  $L_f$

### Παρατήρηση

Επειδή ο σχηματισμός των δινών στην περίπτωση του κυλίνδρου  $D=30$  mm είναι πιο γρήγορος, οι δίνες είναι μικρότερου μεγέθους και με το συγκεκριμένο ρυθμό δειγματοληψίας είναι πολύ δύσκολο να προσδιοριστεί το  $\text{mean}(L_f/D)$  κοντά στη διεπιφάνεια και σε στερεό όριο αν ληφθεί επιπλέον υπόψη το ότι σε αυτές τις θέσεις οι δίνες είναι ασθενέστερες και η επίδραση της τύρβης ισχυρότερη.

### Παρατήρηση

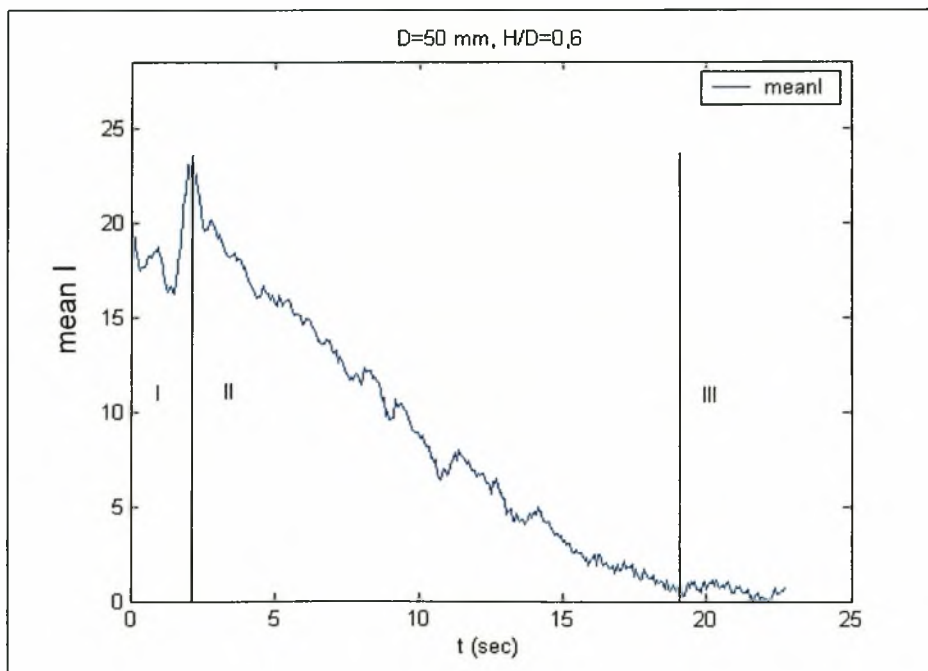
Οι συγκεκριμένες φωτογραφίες βάσει των οποίων έγινε ο υπολογισμός του  $L_f$  είναι ανάλυσης σε pixel 352X288. Δηλαδή ένα pixel αναλογεί σε πραγματικό μήκος ίσο με 0.45 mm οπότε ο υπολογισμός κάποιου χαρακτηριστικού μήκους μέσω κάποιας ψηφιακής φωτογραφίας γίνεται με σχετικά καλή ακρίβεια.

## 7.4. Μέσος Χρόνος Καθαρισμού Κοντινού Απορεύματος

Σε αυτό το κεφάλαιο της παρουσίασης και ανάλυσης αποτελεσμάτων υπολογίζεται ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος των κυλίνδρων διαμέτρων  $D=50$  mm και  $D=30$  mm από τα χρώματα που χρησιμοποιήθηκαν για την οπτικοποίηση για διάφορες θέσεις τοποθέτησης των κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού. Πιο συγκεκριμένα σε κάποια χρονική στιγμή κατά τη διάρκεια των πειραμάτων σταματούσε η παροχή των χρωμάτων μέσα στο πεδίο ροής και ο χώρος πίσω από τον κύλινδρο μετά από κάποιο χρονικό διάστημα 'καθάριζε' από χρώμα, δηλαδή η ένταση των pixels κατέληγε στην τιμή όπως πριν την εμφάνιση των χρωμάτων. Το σταμάτημα της παροχής των χρωμάτων επιτυγχανόταν με συγχρονισμένο κλείσιμο του ρυθμιστικού παροχής που έφεραν τα σωληνάκια που συνέδεαν τα δοχεία αποθήκευσης και τους κυλίνδρους (λεπτομερέστερα στο κεφάλαιο της πειραματικής διάταξης).

### 7.4.1. Κύλινδρος $D=50$ mm, $Re=10000$

Στο Διάγραμμα 7.19 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $meanI=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50$  mm για τη θέση  $H/D=0.6$ .

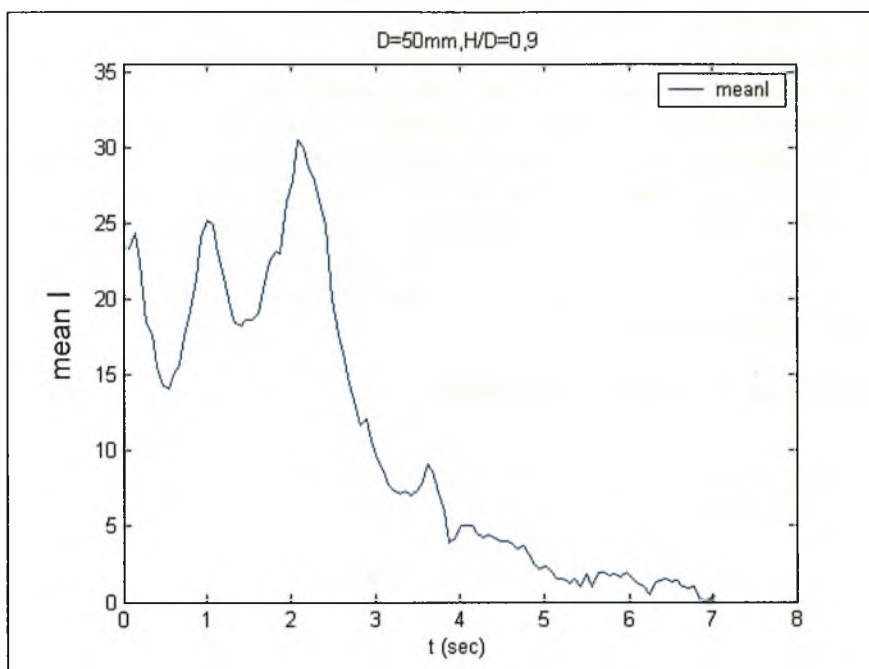


Διάγραμμα 7.19. Γράφημα  $meanI=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50$  mm ( $Re=10000$ )

Το συγκεκριμένο γράφημα (καθώς και τα υπόλοιπα αυτής της μορφής) μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές. Στην πρώτη περιοχή από  $t=0$  μέχρι  $t=2$  η εισαγωγή του χρώματος γίνεται κανονικά μέσα στο πεδίο ροής. Τη χρονική στιγμή  $t=2$  σταματά η παροχή του χρώματος (σχεδόν ακαριαία). Από  $t=2$  μέχρι  $t=19$  παρατηρείται μια σχεδόν συνεχής πτώση (με στιγμιαίες αυξήσεις) της έντασης φωτεινότητας η οποία αντιστοιχεί σε πτώση συγκέντρωσης χρώματος. Αυτή είναι και η δεύτερη περιοχή η οποία μας πληροφορεί για το μέσο χρόνο καθαρισμού του κοντινού απορεύματος. Τέλος στην τρίτη περιοχή από  $t=19$  μέχρι  $t=22$  (που αποτελεί και το τέλος της συγκεκριμένης παρατήρησης) ο συγκεκριμένος χώρος πίσω από τον κύλινδρο έχει καθαρίσει από χρώμα και οι μικρές μεταβολές της έντασης

φωτεινότητας πιθανώς οφείλονται στην ανακυκλοφορία του νερού (το οποίο αναπόφευκτα περιέχει κάποιο ποσοστό χρώματος) και σε τυχαίες αυξομειώσεις της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από τη λάμπα φθορισμού.

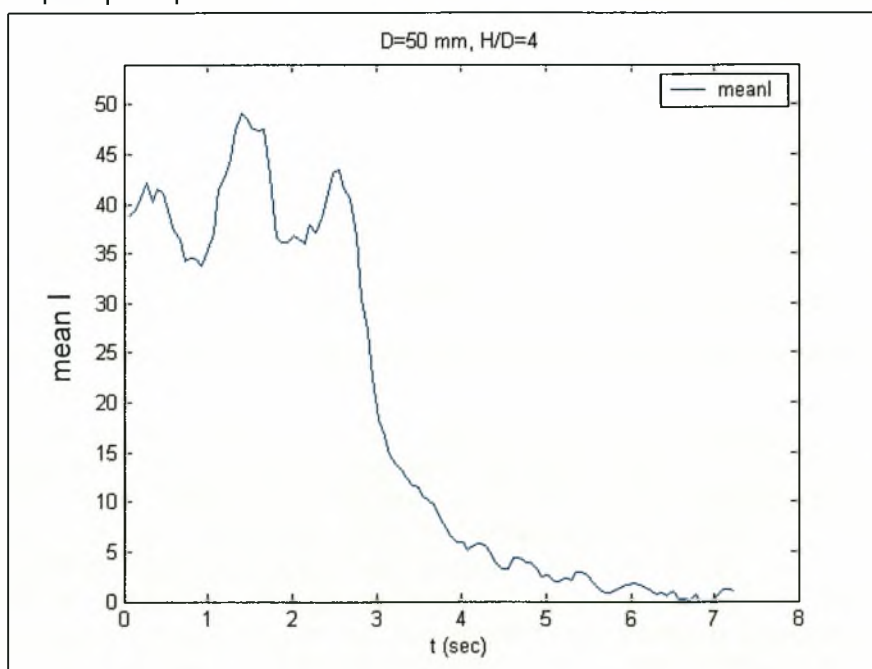
Στο Διάγραμμα 7.20 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $\text{mean}I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50\text{ mm}$  για τη θέση  $H/D=0.9$ .



**Διάγραμμα 7.20. Γράφημα  $\text{mean}I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50\text{ mm}$  ( $Re=10000$ )**

Ο μέσος χρόνος καθαρισμού που προκύπτει από το παραπάνω γράφημα είναι ίσος με **4 sec**.

Στο Διάγραμμα 7.21 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $\text{mean}I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50\text{ mm}$  για τη θέση  $H/D=4$ .



**Διάγραμμα 7.21. Γράφημα  $\text{mean}I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50\text{ mm}$  ( $Re=10000$ )**



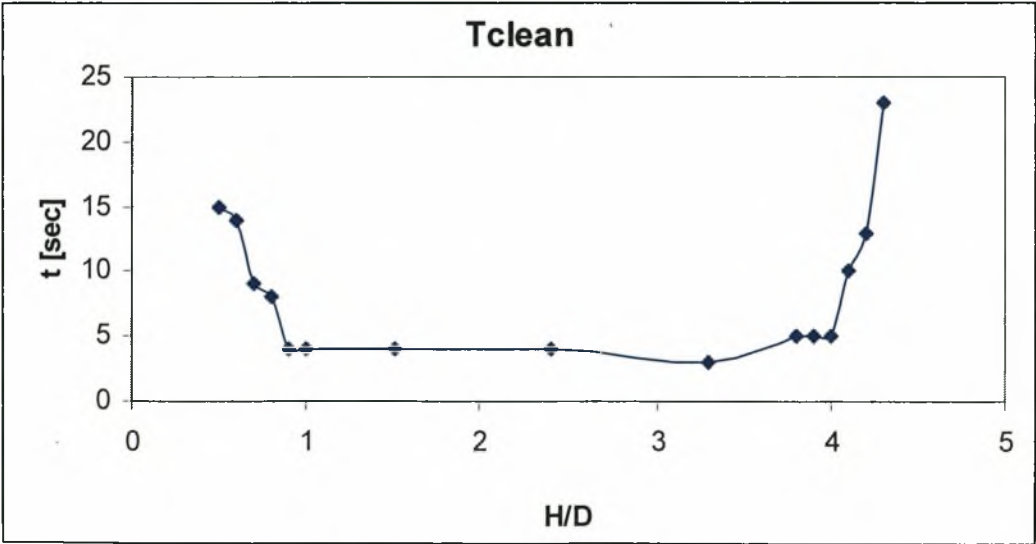
Ο μέσος χρόνος καθαρισμού που προκύπτει από το παραπάνω γράφημα είναι ίσος με **5 sec**.

Στον πίνακα 7.7 παρουσιάζονται τιμές του μέσου χρόνου καθαρισμού του κυλίνδρου D=50 mm για τις δεδομένες θέσεις παρατηρήσεως.

H/D	T <sub>clean</sub> (sec)
0.5	15
0.6	14
0.7	9
0.8	8
0.9	4
1	4
1.5	4
2.4	4
3.3	3
3.8	5
3.9	5
4	5
4.1	10
4.2	13
4.3	23

**Πίνακας 7.7.** Τιμές του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου D=50 mm για διάφορες θέσεις τοποθέτησης του. T<sub>clean</sub> είναι ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος σε δευτερόλεπτα.

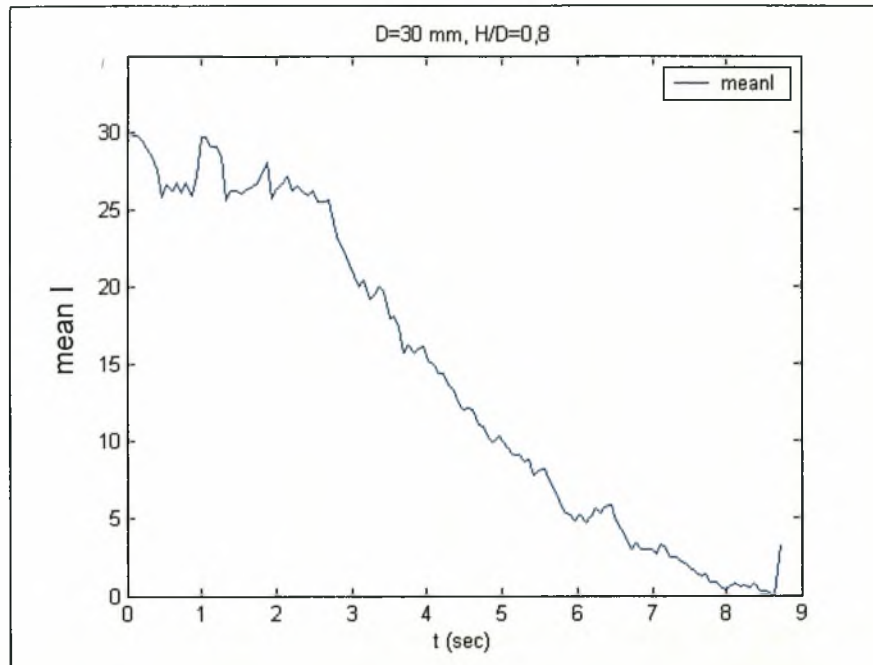
Στο Διάγραμμα 7.22 παρουσιάζεται ένα γράφημα που δείχνει την κατανομή του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου D=50 mm σε σχέση με τη θέση τοποθέτησης του κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού.



**Διάγραμμα 7.22** Κατανομή του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου D=50 mm με το H/D (Re=10000).

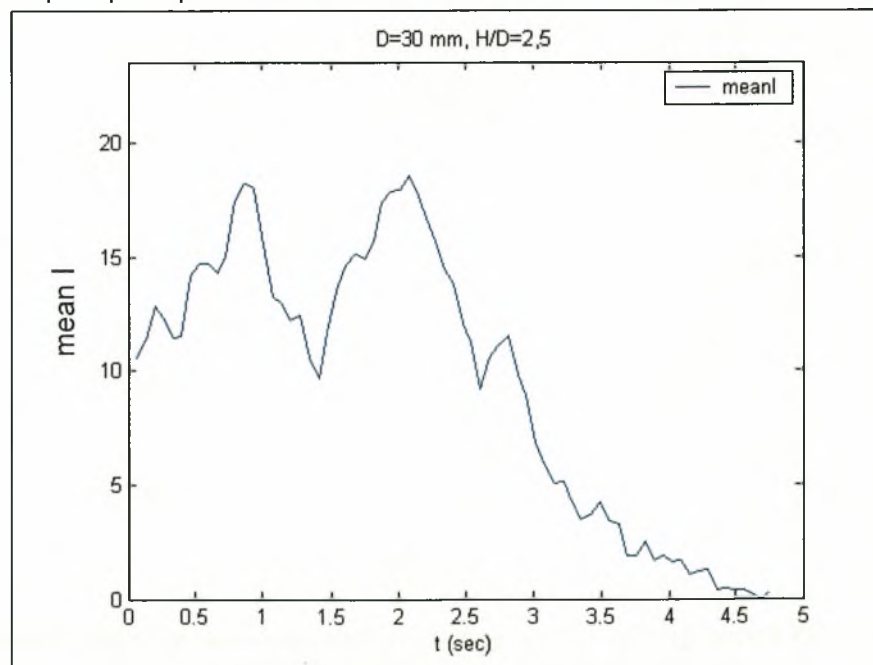
**7.4.2. Κύλινδρος  $D=30$  mm,  $Re=6000$** 

Στο Διάγραμμα 7.23 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $mean I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30$  mm για τη θέση  $H/D=0.8$ .



**Διάγραμμα 7.23 Γράφημα  $mean I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30$  mm ( $Re=6000$ )**

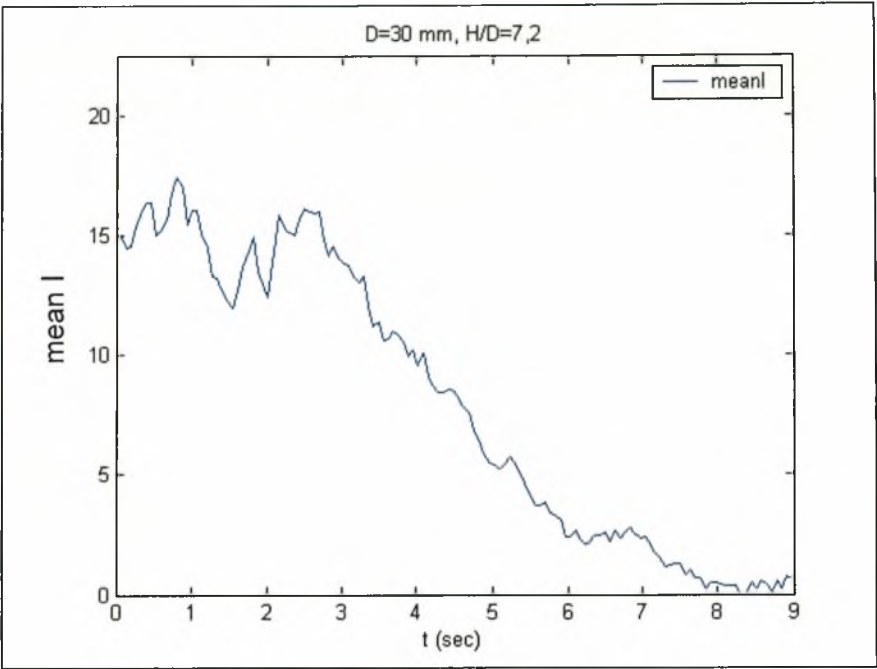
Στο Διάγραμμα 7.24 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $mean I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30$  mm για τη θέση  $H/D=2.5$ .



**Διάγραμμα 7.24. Γράφημα  $mean I=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30$  mm ( $Re=6000$ )**

Ο μέσος χρόνος καθαρισμού που προκύπτει από το παραπάνω γράφημα είναι ίσος με **3 sec**.

Στο Διάγραμμα 7.25 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $meanI=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30\text{ mm}$  για τη θέση  $H/D=7.2$ .



**Διάγραμμα 7.25. Γράφημα  $meanI=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=30\text{ mm}$  ( $Re=6000$ )**

Ο μέσος χρόνος καθαρισμού που προκύπτει από το παραπάνω γράφημα είναι ίσος με **6 sec**.

Στον πίνακα 7.8 παρουσιάζονται τιμές του μέσου χρόνου καθαρισμού του κυλίνδρου  $D=30\text{mm}$  για τις δεδομένες θέσεις παρατηρήσεως.

H/D	T <sub>clean</sub> (sec)
0.5	12
0.6	10
0.7	8
0.8	6
0.9	4
1	3
1.5	3
2.5	3
3.5	4
4	3
4.5	3
5.5	3
6.5	3
7	3
7.1	4
7.2	6
7.3	9
7.4	12

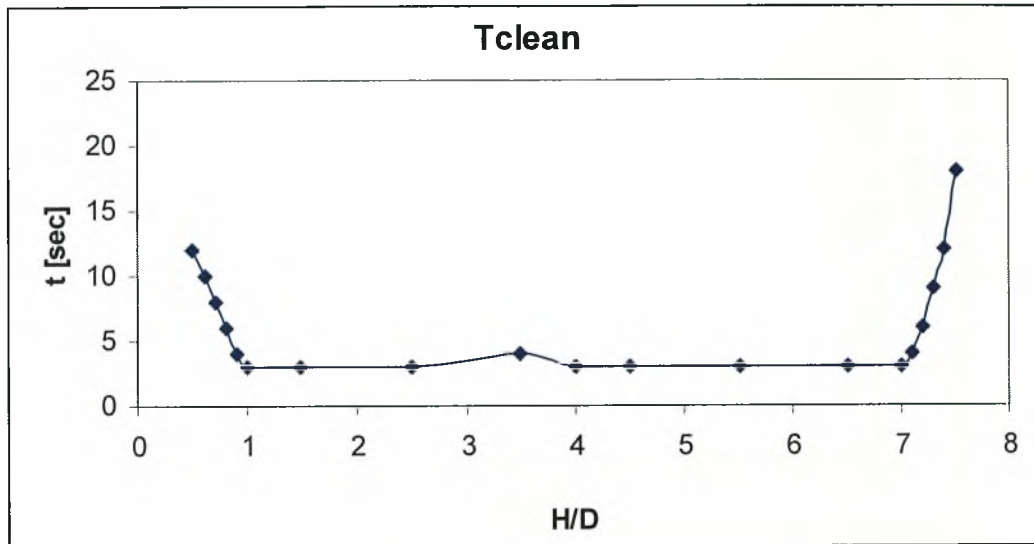


7.5

18

**Πίνακας 7.8.** Τιμές του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=30\text{ mm}$  για διάφορες θέσεις τοποθέτησης του.  $T_{\text{clean}}$  είναι ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος σε δευτερόλεπτα

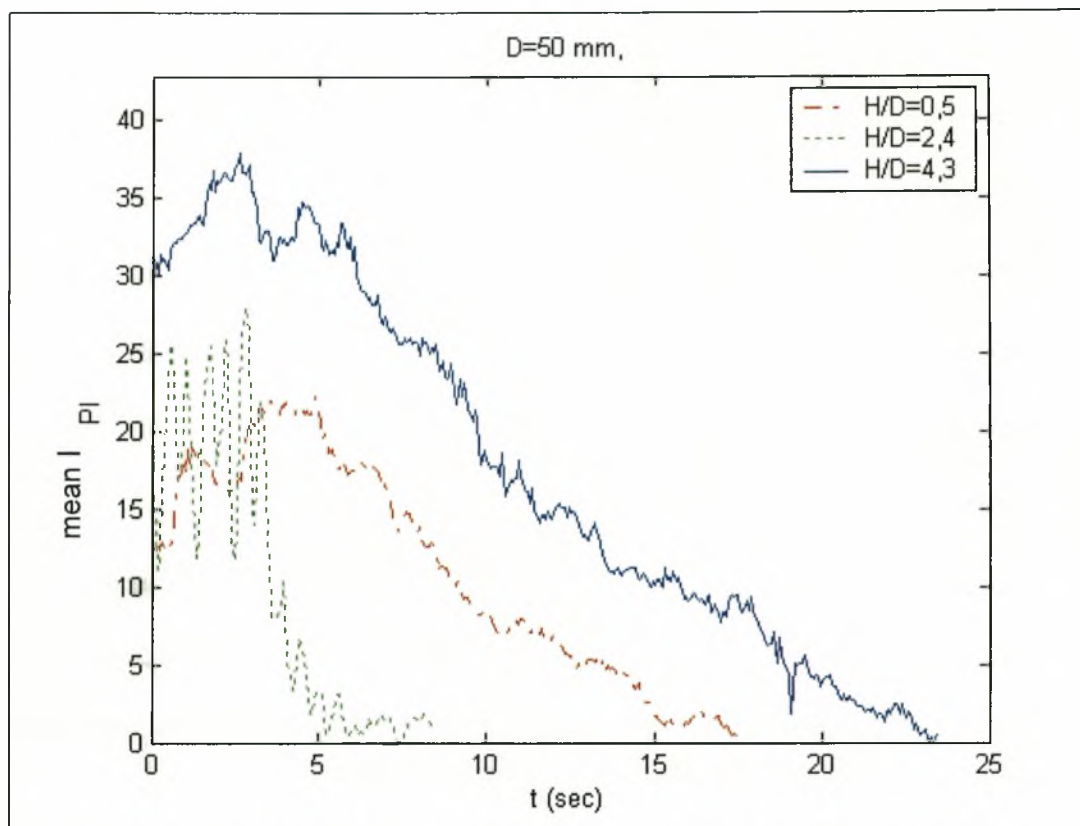
Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται ένα γράφημα που δείχνει την κατανομή του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=30\text{ mm}$  σε σχέση με τη θέση τοποθέτησης του κατά την διεύθυνση του βάθους του καναλιού.



**Διάγραμμα 7.26.** Κατανομή του μέσου χρόνου καθαρισμού του κοντινού απορεύματος του κυλίνδρου  $D=30\text{ mm}$  με το  $H/D$  ( $Re=6000$ )

### 7.4.3. Συγκριτικά αποτελέσματα

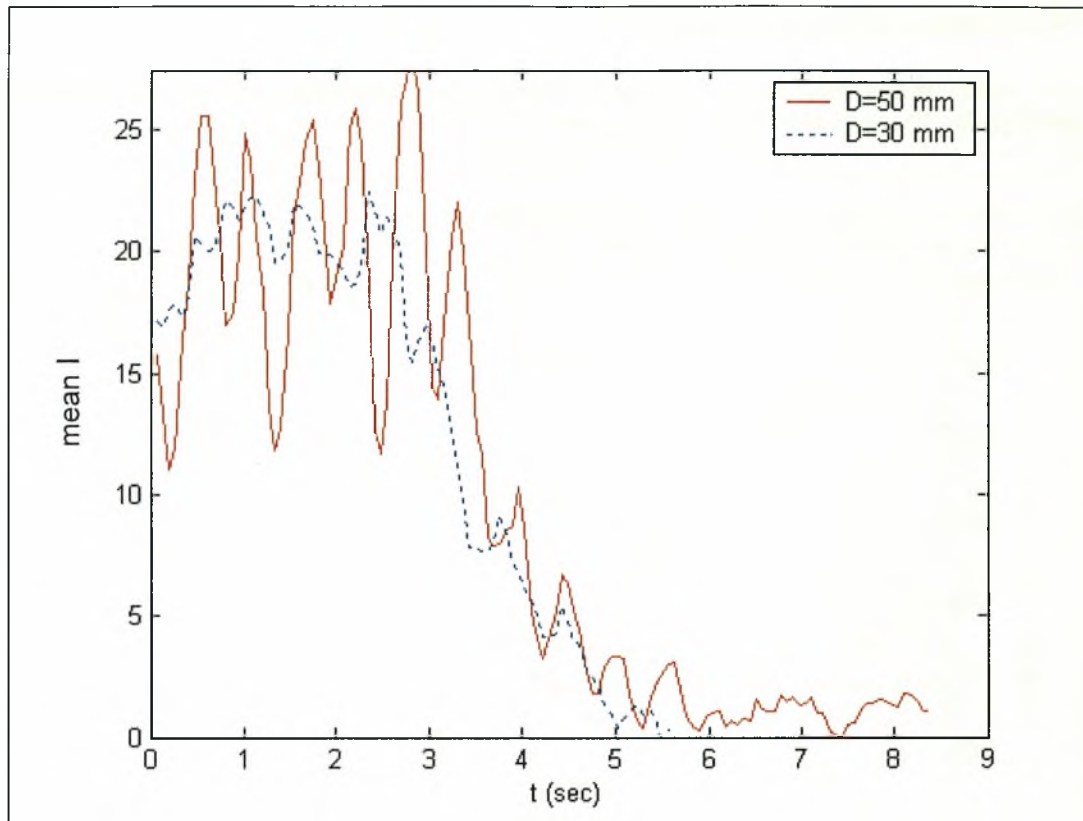
Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται ένα γράφημα  $\text{mean}l=f(t)$  για τον κύλινδρο  $D=50\text{ mm}$  για  $H/D=0.5$ ,  $2.4$  και  $4.3$ .



**Διάγραμμα 7.27. Γραφήματα  $\text{mean}l=f(t)$  του κυλίνδρου  $D=50\text{ mm}$  ( $Re= 10000$ )**

Από το παραπάνω γράφημα φαίνεται καθαρά ότι ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος είναι μεγαλύτερος όταν ο κύλινδρος εφάπτεται στο δάπεδο του καναλιού, μειώνεται όταν η πάνω του πλευρά εφάπτεται της διεπιφάνειας και γίνεται κατά πολύ μικρότερος όταν ο κύλινδρος τοποθετείται στο μέσο του καναλιού.

Στο Διάγραμμα 7.28 παρουσιάζεται ένα γράφημα  $\text{mean}l=f(t)$  για του κυλίνδρους  $D=50\text{ mm}$  και  $D=30\text{ mm}$  όταν είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού.



**Διάγραμμα 7.28.** Γράφημα  $I_{\text{mean}}=f(t)$  για του κυλίνδρους  $D=50 \text{ mm}$  και  $D=30 \text{ mm}$  όταν είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού.

Από το παραπάνω γράφημα προκύπτει ότι μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος είναι μεγαλύτερος στην περίπτωση του κυλίνδρου  $D=50 \text{ mm}$ .

Από τις τιμές που προκύπτουν από τα γραφήματα και των δύο κυλίνδρων προκύπτει το συμπέρασμα (το οποίο φαίνεται καθαρά και στο Διάγραμμα 7.25) ότι ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος είναι μεγαλύτερος κοντά στο δάπεδο του καναλιού, ακολουθούν οι θέσεις κοντά στη διεπιφάνεια και μειώνεται κατά πολύ στις θέσεις εκείνες που οι δίνες είναι όμοιες (ο μηχανισμός δημιουργίας των δινών είναι ίδιος και ο αριθμός Strouhal παραμένει σταθερός).

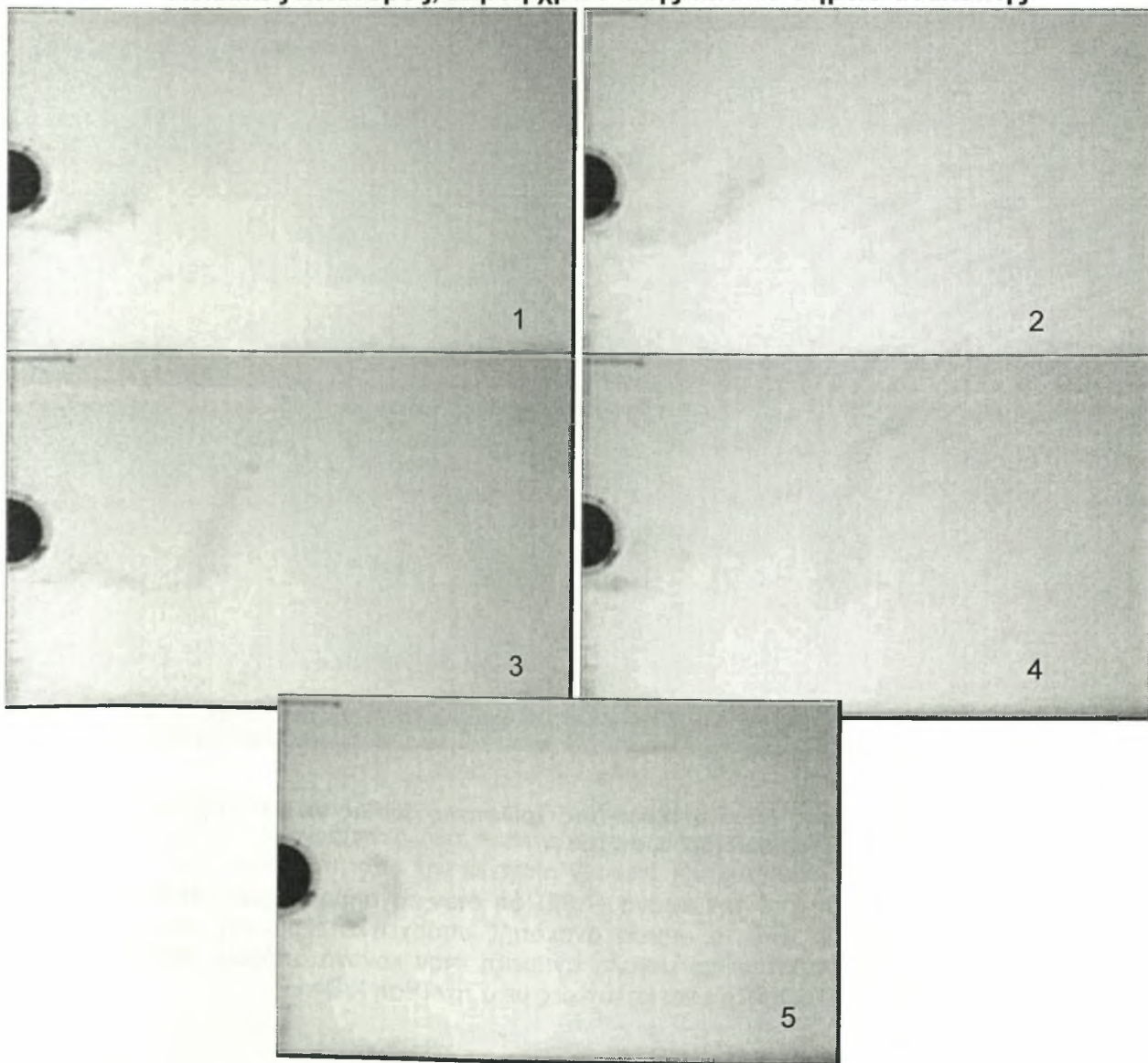
Αν και θα ήταν καλό στη συγκεκριμένη ανάλυση να υπήρχαν αποτελέσματα για τουλάχιστον ένα αριθμό Reynolds ακόμη σύμφωνα με τα συγκεκριμένα αποτελέσματα θα μπορούσε να γίνει η υπόθεση ότι ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος αυξάνεται με αύξηση του αριθμού Reynolds τουλάχιστον στην περιοχή TrSL2.



### 7.5. Μελέτη ανάμειξης εκρεόμενης ουσίας σε διαφορετικές συνθήκες εκροής

Στο υποκεφάλαιο αυτό θα μελετηθούν διάφορες περιπτώσεις ανάμειξης εκρεόμενης ουσίας, με σκοπό την διερεύνηση της επίδρασης του τρόπου εισαγωγής της χρωστικής στην διαδικασία ανάμειξης (ποιοτικά). Αρχικά θα μελετηθεί η ανάμειξη με κυκλικό κύλινδρο όπου η οπή εκροής της χρωστικής ουσίας είναι στο σημείο ανακοπής (μπροστά από τον κύλινδρο), μετά πίσω από τον κύλινδρο, στην συνέχεια υπό γωνία  $45^\circ$  και υπό γωνία  $65^\circ$ . Έπειτα ερευνάται η ανάμειξη όπου στην θέση του κυλίνδρου τοποθετείται σωλήνας έτσι ώστε να έχουμε εκροή τύπου δέσμης (jet), πρώτα με την οπή στο σημείο ανακοπής (αντίθετα στην κατεύθυνση του ρευστού), στην συνέχεια με την οπή να βρίσκεται στην ίδια κατεύθυνση με αυτή του ρευστού και τέλος η θέση της δέσμης να βρίσκεται υπό γωνία  $45^\circ$  με σχέση με την κύρια διεύθυνση κίνησης του ρευστού.

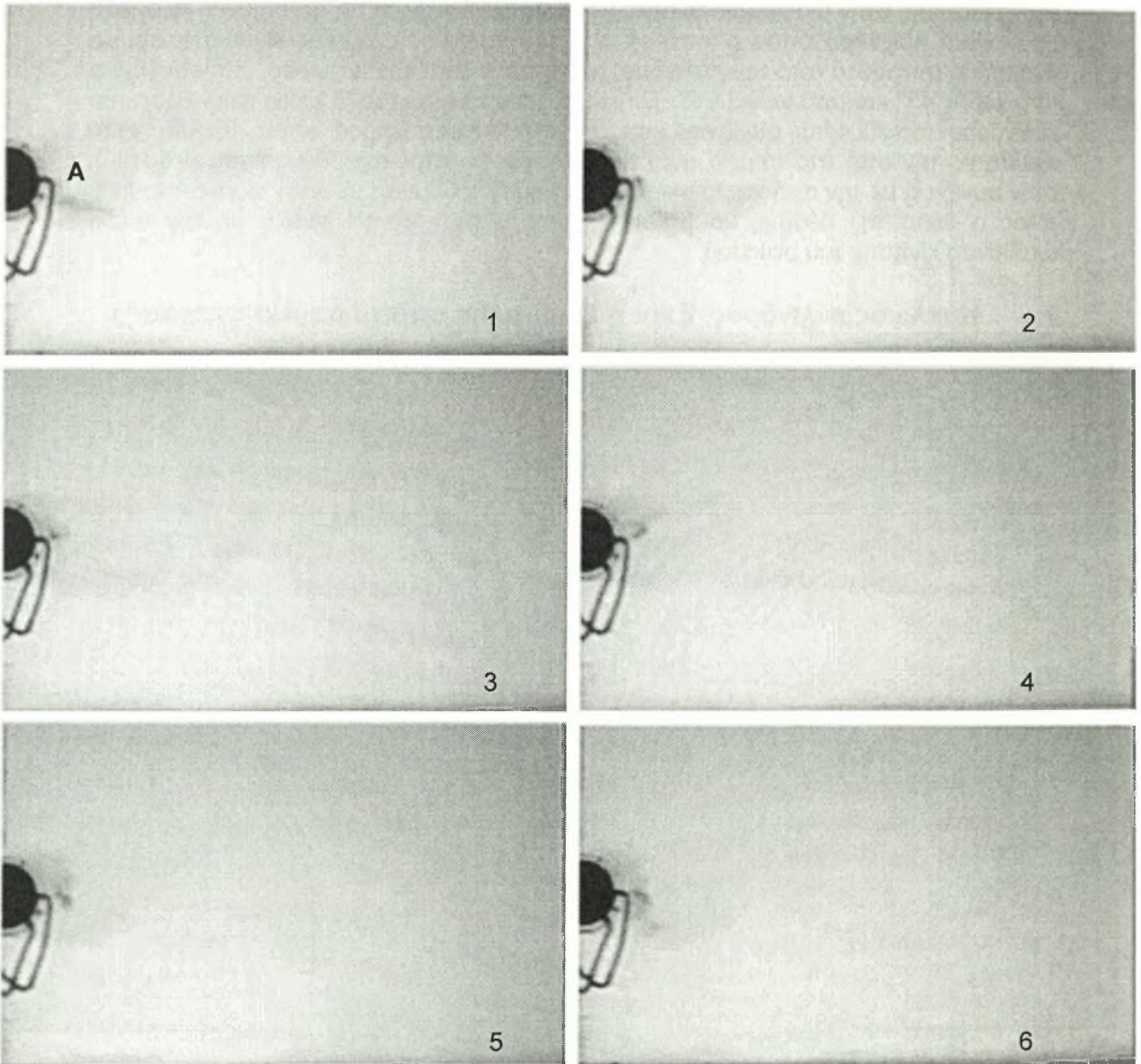
- **Κυκλικός κύλινδρος, Εκροή χρωστικής από το σημείο ανακοπής**



Εικόνα 7.31. Κύλινδρος όπου η εκροή της χρωστικής ουσίας προκύπτει στο σημείο ανακοπής

Από την παραπάνω εικόνα (7.31) προκύπτει ότι δεν γίνεται τέλεια ανάμειξη αφού η ουσία παρασύρεται σημαντικά εκτός της κεντρικής περιοχής του απορεύματος χωρίς να διασκορπιστεί.

- **Κυκλικός κύλινδρος με την οπή εκροής χρωστικής ουσίας στην κατάντι περιοχή του κυλίνδρου, σημείο A**

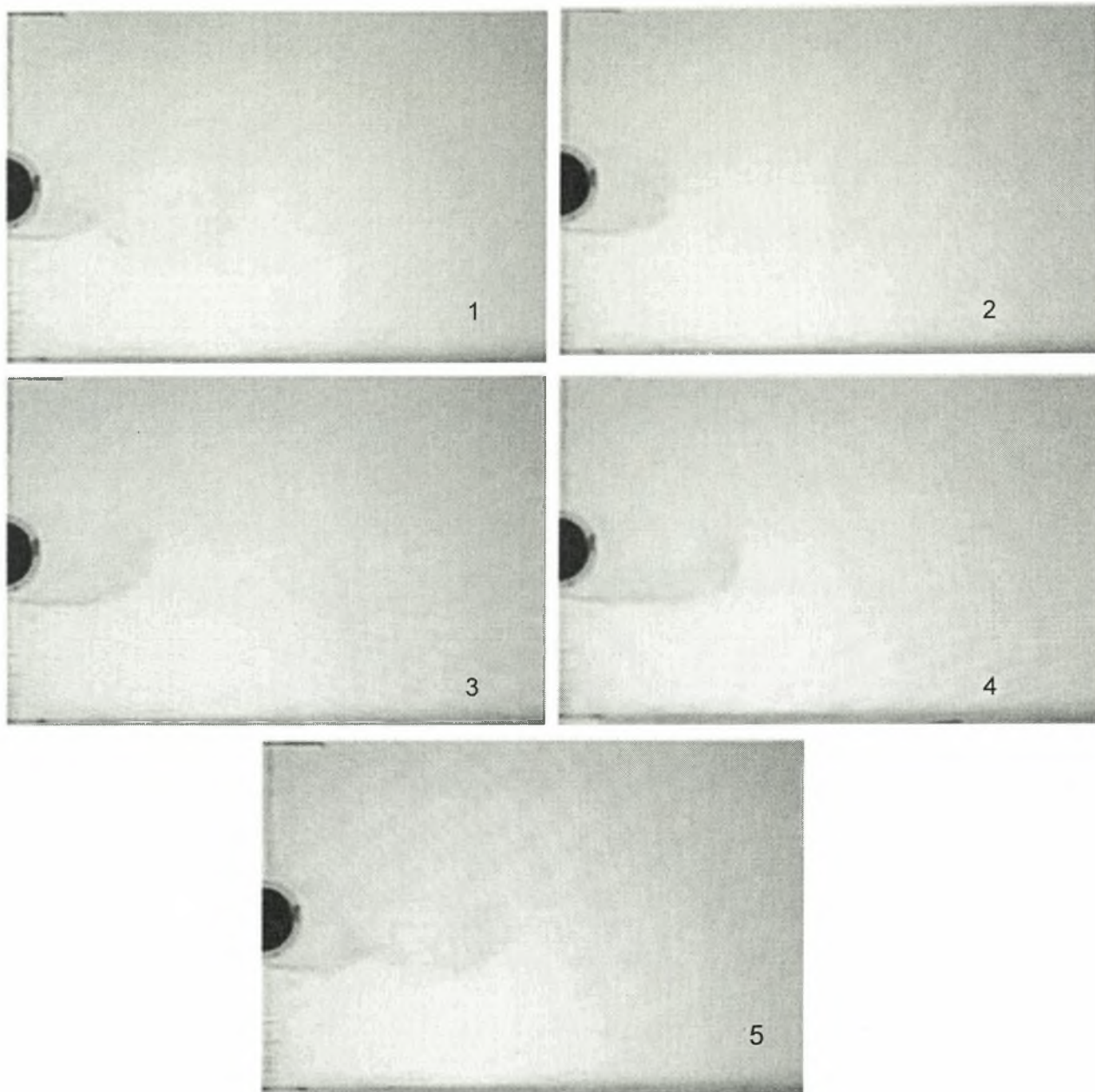


**Εικόνα 7.32. Κύλινδρος όπου η εκροή της χρωστικής ουσίας γίνεται στην κατάντι περιοχή του κυλίνδρου, σημείο A**

Διαπιστώνεται από την εικόνα (7.32) ότι όταν το σημείο εκροής είναι στο αντιδιαμετρικό σημείο από το σημείο ανακοπής υπάρχει κατακράτηση του μπλέ χρώματος και δεν παρατηρείται μεγάλη ανάμειξη στον κοντινό απόρρο. Βέβαια ο διασκορπισμός και η ανάμειξη είναι καλύτερες μετά την θέση  $X/D=1$ .



- Κυκλικός κύλινδρος με την οπή υπό γωνία  $45^\circ$

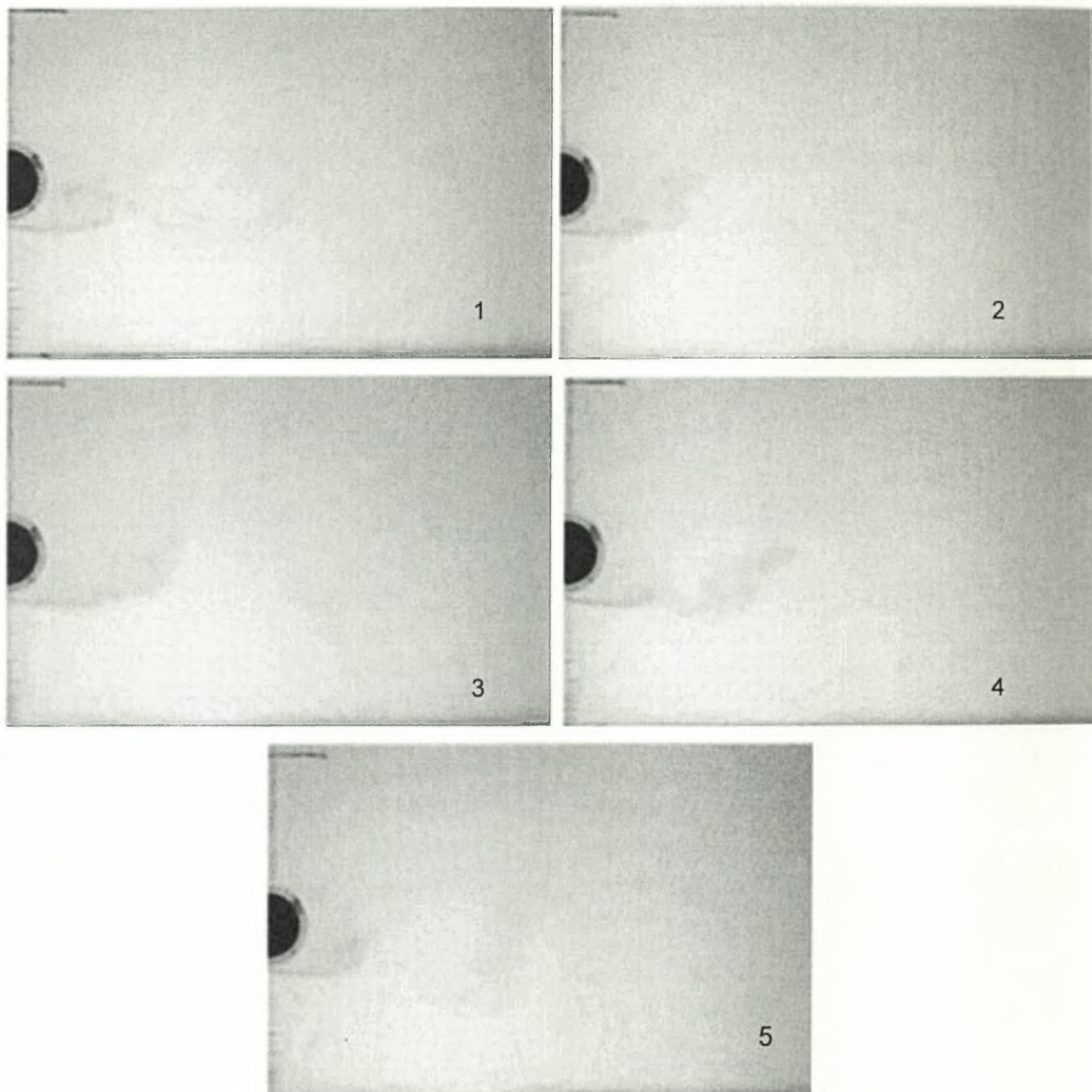


Εικόνα 7.33. Κύλινδρος όπου η εκροή της χρωστικής ουσίας γίνεται υπό γωνία  $45^\circ$

Στην παραπάνω εικόνα (7.33) φαίνεται καλή ανάμειξη της χρωστικής σε σχέση με τις προηγούμενες δύο περιπτώσεις. Υπάρχει σχηματισμός μικρότερων δινών και η κλίση αυτή από την κεντρική γραμμή του κυλίνδρου προκαλεί μεγάλη διάχυση του χρώματος.



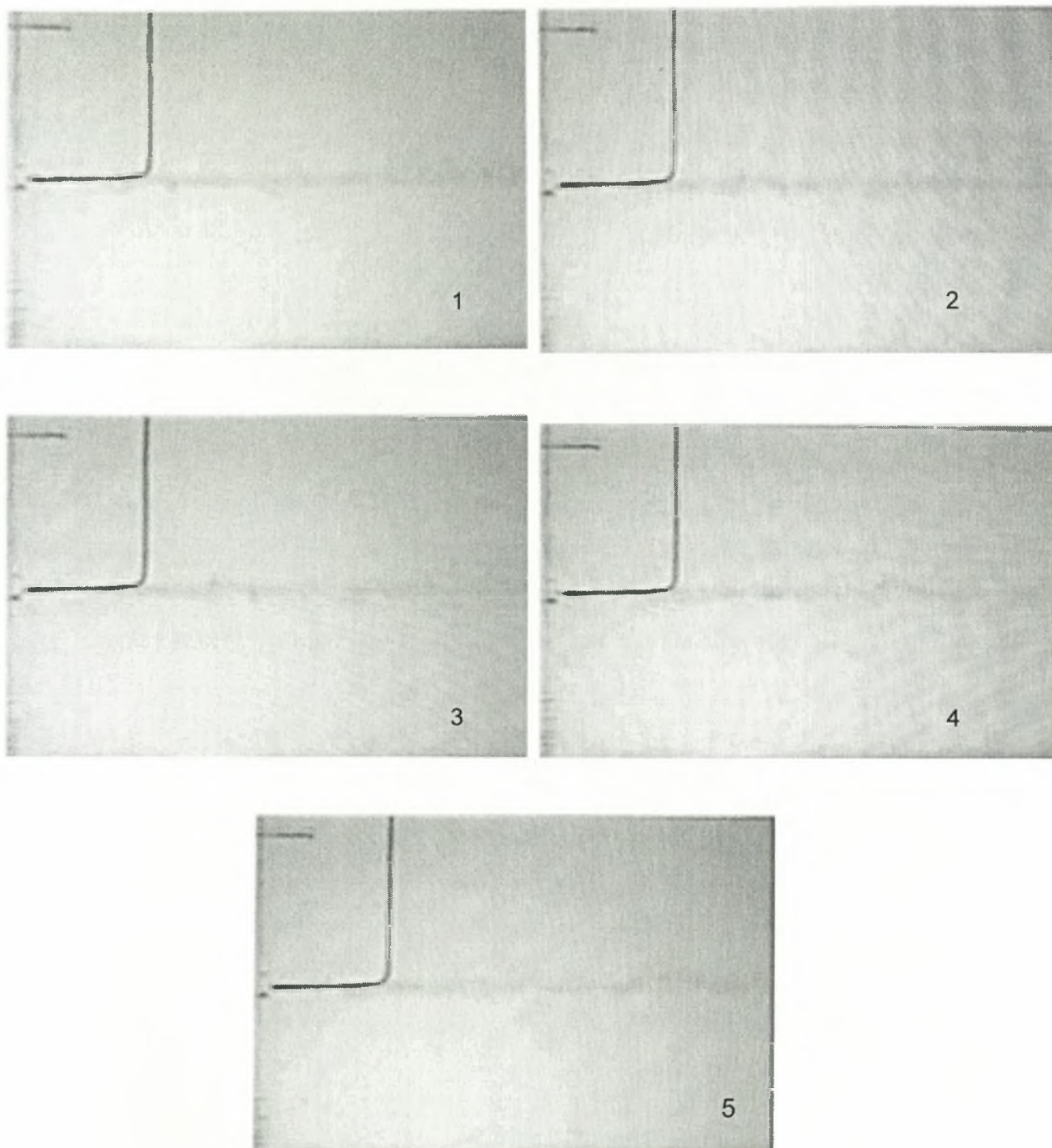
- **Κυκλικός κύλινδρος με την οπή υπό γωνία  $65^\circ$**



**Εικόνα 7.34. Κύλινδρος όπου η εκροή της χρωστικής ουσίας γίνεται υπό γωνία  $65^\circ$**

Όπως φαίνεται στην παραπάνω εικόνα (7.34) η ανάμειξη του χρώματος στο ρευστό είναι πιο έντονη από ότι για γωνία  $45^\circ$ . Δηλαδή προκύπτει ότι όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία της θέσης της οπής από όπου εκρέει το ρευστό τόσο καλύτερη είναι η ανάμειξη που επιτυγχάνεται.

- **Εκροή τύπου δέσμης στο σημείο ανακοπής**

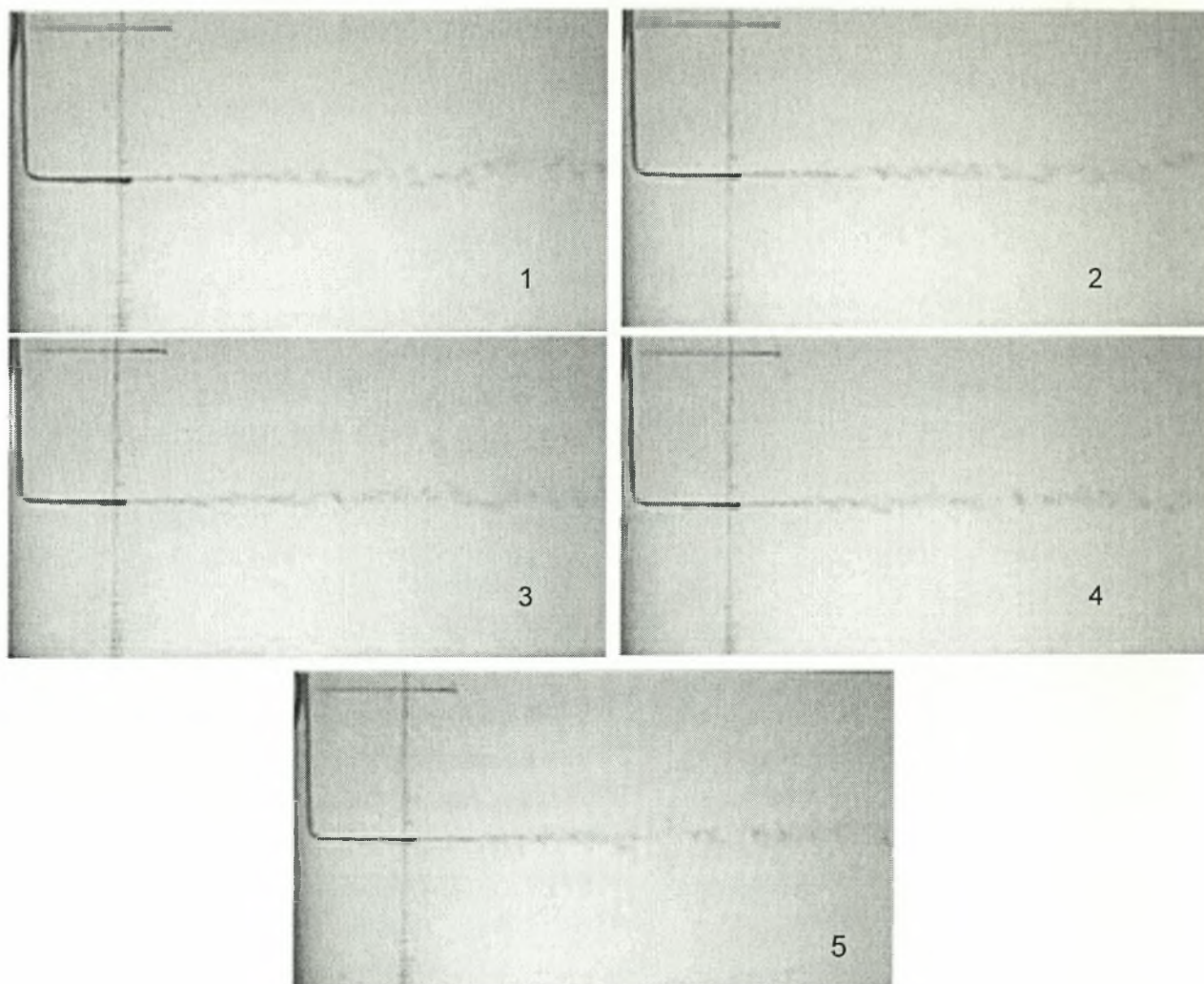


**Εικόνα 7.35. Εκροή τύπου δέσμης στο σημείο ανακοπής**

Από την παρατήρηση της παραπάνω εικόνας (7.35) προκύπτει ότι δεν συμβαίνει μεγάλη ανάμειξη. Φαίνεται ότι μακριά από την οπή εκροής η χρωστική εξακολουθεί να υπάρχει.



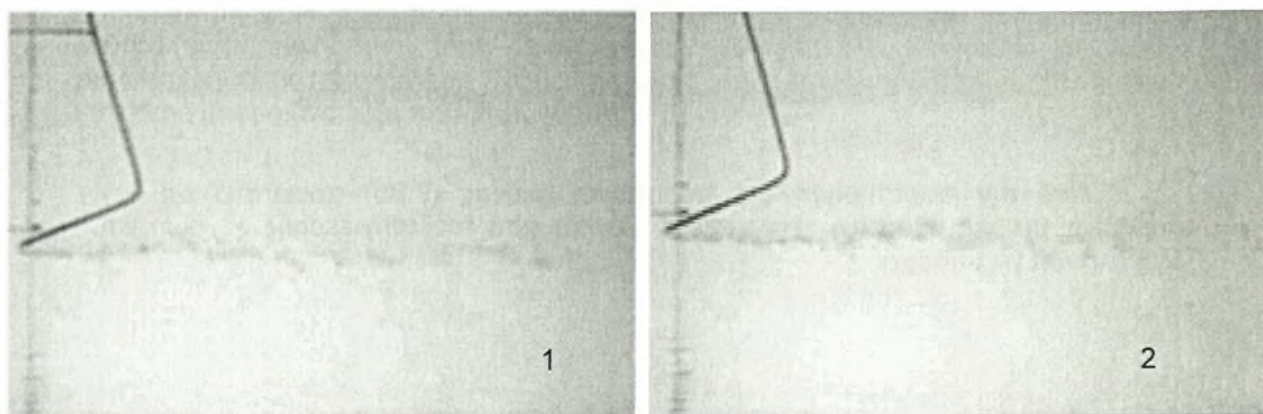
- **Εκροή τύπου δέσμης με την οπή στην κατεύθυνση ροής του ρευστού**



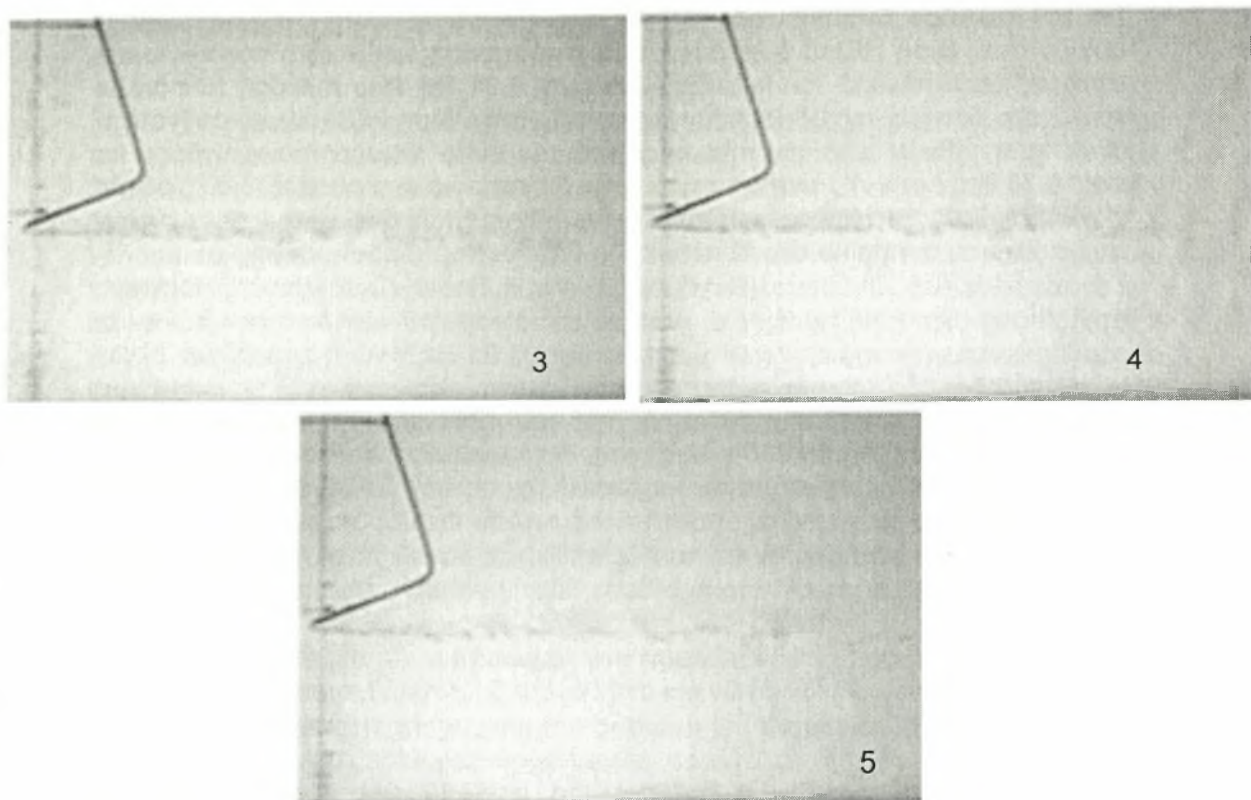
**Εικόνα 7.36. Εκροή τύπου δέσμης με την οπή στην κατεύθυνση της ροής**

Παρατηρώντας την παραπάνω εικόνα (7.36) προκύπτουν τα ίδια συμπεράσματα με την προηγούμενη περίπτωση.

- **Εκροή τύπου δέσμης με την οπή υπό γωνία  $45^\circ$**







**Εικόνα 7.37. Εκροή τύπου δέσμης με την οπή υπό γωνία  $45^\circ$**

Προκύπτει από την παραπάνω εικόνα (7.37) ότι σε αυτή την περίπτωση επιτυγχάνεται ο καλύτερος διασκορπισμός από όλες τις προηγούμενες θέσεις τοποθέτησης της δέσμης. Φαίνεται δηλαδή ότι η κλίση της δέσμης ως προς την ελεύθερη ροή προκαλεί καλύτερο διασκορπισμό του χρώματος στο ρευστό.

Συγκρίνοντας τις μεθόδους εκροής χρωστικής με κυκλικό κύλινδρο και με δέσμη προκύπτει ότι καλύτερα αποτελέσματα ανάμειξης προκύπτουν για τον κύλινδρο. Αυτό συμβαίνει γιατί το ρευστό σε αυτή την περίπτωση ρέει και από τις δύο πλευρές και επιπλέον υπάρχει σχηματισμός δινών οι οποίες επιτυγχάνουν καλύτερο διασκορπισμό. Παρατηρείται επίσης ότι και στις δύο μεθόδους η καλύτερη ανάμειξη συμβαίνει όταν τόσο το μοντέλο όσο και η δέσμη τοποθετούνται υπό γωνία σε σχέση με την ελεύθερη ροή του ρεύματος του ρευστού. Μάλιστα όσο μεγαλύτερη είναι η συγκεκριμένη γωνία τόσο πιο εμφανής είναι η ανάμειξη της χρωστικής.

## **7.6. Συνοπτική συζήτηση και συμπεράσματα που προκύπτουν από την οπτικοποίηση της ροής**

- Επιβεβαιώθηκε ότι ο αριθμός Strouhal ευρίσκεται μέσα στα όρια 0.18-0.22 όπως προκύπτει από τη βιβλιογραφία (όπως χαρακτηριστικά αναφέρει ο Zdravkowitch σχεδόν σε όλα τα πειράματα που έχουν γίνει παγκοσμίως ο αριθμός Strouhal βρίσκεται μεταξύ αυτών των ορίων). Οι αποκλίσεις από αυτά τα όρια παρατηρούνται σε θέσεις όπου οι κύλινδροι των πειραμάτων είχαν τοποθετηθεί πολύ κοντά στη διεπιφάνεια ή στο δάπεδο του καναλιού και το φαινόμενο της ακολουθίας δινών Von Karman καταπιέζεται και αδυνατίζει.

- Για τον κύλινδρο  $D=50\text{mm}$  ( $Re=10000$ ) η εκροή δινών κοντά στην διεπιφάνεια αρχίζει στην θέση  $H/D=0.9$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι **1.01 Hz**, ενώ η εκροή των δινών κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας αρχίζει στην θέση  $H/D=0.8$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι **0.88 Hz**. Αυτό σημαίνει ότι κοντά στην διεπιφάνεια επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι ταχύτερη από αυτή που συμβαίνει στο κέντρο και το δάπεδο της υδροσήραγγας.
- Για τον κύλινδρο  $D=30\text{mm}$  ( $Re=6000$ ) η εκροή δινών κοντά στην διεπιφάνεια αρχίζει στην θέση  $H/D=0.9$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι **1.31 Hz**, ενώ η εκροή των δινών κοντά στο δάπεδο της υδροσήραγγας αρχίζει στην θέση  $H/D=0.8$  με συχνότητα απόσπασης δινών από την πάνω και από την κάτω πλευρά του κυλίνδρου να είναι **1.31 Hz**. Αυτό σημαίνει ότι κοντά στην διεπιφάνεια επικρατούν τέτοιες ροϊκές συνθήκες ώστε η περιοδική απόσπαση και διάχυση των δινών να είναι πιο αργή από αυτή του κέντρου και ίδια με αυτή του δαπέδου της υδροσήραγγας.
- Πολύ κοντά στη διεπιφάνεια και στο δάπεδο του καναλιού σχηματίζονται δίνες μικρότερου μεγέθους οι οποίες δεν 'τέμνουν' τον άξονα του κοντινού απορεύματος.
- Επιβεβαιώθηκε η σημαντική επίδραση των τοιχωμάτων και της διεπιφάνειας στον σχηματισμό οργανωμένων δινών και στην ανάμειξη συγκέντρωσης.
- Παρατηρήθηκε το φαινόμενο της μείωσης του μήκους της περιοχής σχηματισμού δινών (formation region) με αύξηση του αριθμού Reynolds στην περιοχή  $TrSL_2$ . Για  $Re=6000$  το  $mean(L_f/D)$  βρέθηκε ίσο με **2.26** ενώ για  $Re=10000$  το  $mean(L_f/D)$  βρέθηκε ίσο με **1.73**. Επίσης παρατηρήθηκε αύξηση του  $mean(L_f/D)$  σε ροή κοντά σε διεπιφάνεια και σε στερεό όριο από ότι σε ελεύθερη ροή με μεγαλύτερη αύξηση κοντά στη διεπιφάνεια.
- Ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος είναι μεγαλύτερος κοντά στο δάπεδο του καναλιού, ακολουθεί η διεπιφάνεια και προκύπτει κατά πολύ μικρότερος όταν οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι στο μέσο του καναλιού. Επίσης ο μέσος χρόνος καθαρισμού του κοντινού απορεύματος αυξάνεται με αύξηση του αριθμού Reynolds στην περιοχή  $TrSL_2$ .
- Συγκρίνοντας τις μεθόδους εκροής ουσίας με κυκλικό κύλινδρο και με δέσμη (Jet) προκύπτει ότι καλύτερα αποτελέσματα ανάμειξης προκύπτουν για την περίπτωση του κυλίνδρου. Αυτό συμβαίνει γιατί το ρευστό σε αυτή την περίπτωση ρέει και από τις δύο πλευρές και επιπλέον υπάρχει σχηματισμός δινών οι οποίες επιτυγχάνουν καλύτερο διασκορπισμό. Παρατηρείται επίσης ότι και στις δύο μεθόδους η καλύτερη ανάμειξη συμβαίνει όταν τόσο το δοκίμιο όσο και η δέσμη βρίσκονται υπό γωνία σε σχέση με την ελεύθερη ροή του ρεύματος.

## 8. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

Το ροϊκό πρόβλημα της παρούσας διατριβής εξετάσθηκε και υπολογιστικά με την χρήση του εμπορικού πακέτου υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFX. Το CFX βασίζεται στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων αλλά επιλύει τις εξισώσεις Navier-Stokes με διακριτοποίηση από τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Το C F X χρησιμοποιήθηκε σαν ένα εργαλείο για την "οπτικοποίηση" της ροής και την περαιτέρω κατανόηση των ροϊκών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα, με στόχο την υποστήριξη της πειραματικής εργασίας, κυρίως σε περιοχές που δεν ήταν δυνατή η χρήση αισθητήρων. Η προοπτική ήταν επίσης να δοθούν πληροφορίες για πιο πολύπλοκες ροϊκές ποσότητες όπως π.χ. η κατανομή στροβιλότητας και τυρβώδους κινητικής ενέργειας που σχετίζονται με την ανάμειξη στο απόρρευμα των κυλίνδρων.

Προσομοιώθηκε το ακριβές 2-D πρόβλημα που μελετήθηκε πειραματικά διατηρώντας τις συνθήκες ροής της υδροσήραγγας, τις διαστάσεις των μοντέλων και τις αποστάσεις μεταξύ τους. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται το υπολογιστικό μοντέλο, οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν και δίνονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν, καθώς και σύγκριση αυτών με πειραματικά αποτελέσματα.



## 8.1. Πλέγματα και οριακές συνθήκες

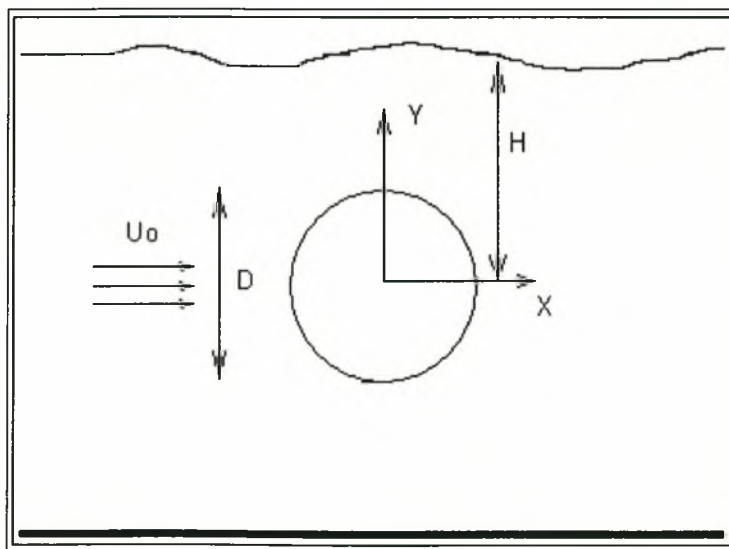
### 8.1.1. Γενικά

Το ANSYS CFX (πρώην AEA) είναι ένα εμπορικό πακέτο υπολογιστικής ρευστομηχανικής το οποίο χρησιμοποιείται ευρύτατα σε επίπεδο βιομηχανικής έρευνας και εξέλιξης. Το CFX βασίζεται στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων αλλά επιλύει τις εξισώσεις Navier-Stokes με διακριτοποίηση από τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Στην 5.7 έκδοση υπάρχει πλέον πλήρης υποστήριξη και συμβατότητα αμφίδρομης επικοινωνίας με το ANSYS Workbench και το ICEM CFD 4 CFX δύο πακέτα με τα οποία μπορεί ο σύγχρονος μηχανικός που ασχολείται με υπολογιστική ρευστοδυναμική (Computational Fluid Dynamics) να κατασκευάσει πολύπλοκες γεωμετρίες στερεών (solid modeling) και κατόπιν να τις εξάγει στο δεύτερο όπου εκεί πλέον έχει τη δυνατότητα να παράγει το πλέγμα (grid/mesh generation) σύμφωνα με τις απαιτήσεις του προβλήματός του. Ένα από τα πλεονεκτήματα του CFX έναντι του συναγωνισμού, είναι ότι χρησιμοποιεί επιπλέον στοιχεία ολοκλήρωσης στο μέσον της κάθε έδρας του κάθε πλεγματοειδούς στοιχείου, κάτι που το καθιστά αρκετά πιο ακριβές σε δεδομένη πυκνότητα πλέγματος.

Το CFX χειρίζεται και επιλύει της εξισώσεις ροής στις τρεις διαστάσεις, όπως στην ουσία είναι και οι περισσότερες πραγματικές εφαρμογές. Βέβαια υπάρχουν πάντα κάποιες περιπτώσεις που η επίλυση και στην τρίτη διάσταση είναι μάλλον επιβαρυντική παρά ακριβής. Στο πρόβλημα που αντιμετωπίστηκε στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε ένα μοντέλο στο οποίο η τρίτη διάσταση (Z-διάσταση) έχει μήκος 0.01m δημιουργώντας έτσι μία «φέτα» της υδροσήραγγας με διαστάσεις σχετικές με την εκάστοτε διάμετρο.

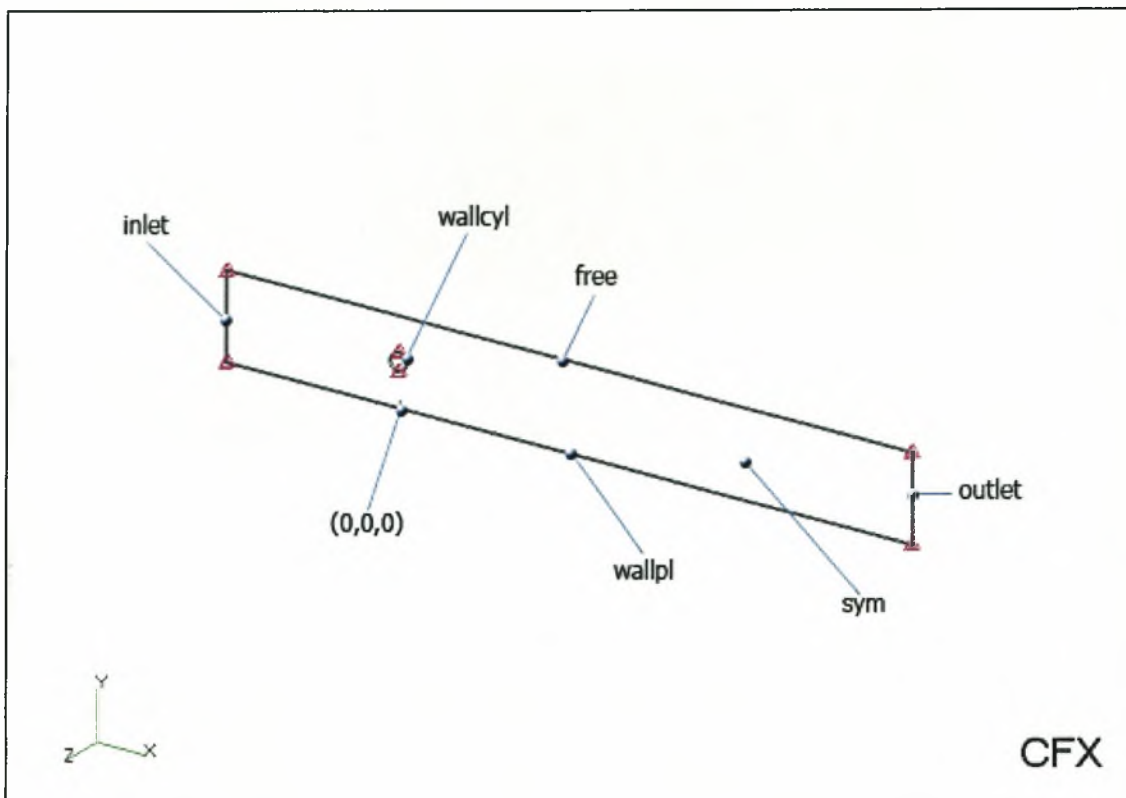
### 8.1.2. Περιγραφή διαδικασίας επίλυσης

Το στερεό (solid model) που αναπαριστά το ρευστό που ρέει στην υδροσήραγγα (B-Rep ή Boundary Representative solid) κατασκευάστηκε στο σχεδιαστικό υποπρόγραμμα που ήταν ενσωματωμένο μέχρι και την έκδοση 5.6 του CFX, το CFX-BUILD. Επίσης εκεί κατασκευάστηκε και το πλέγμα με τη μέθοδο τριγωνοποίησης κατά Delaunay.



Σχήμα 8.1. Σύστημα συντεταγμένων και κύριες διαστάσεις στην υδροσήραγγα και το υπολογιστικό χωρίο

Οι διαστάσεις ποικίλουν ανάλογα με τη διάμετρο του κυλίνδρου αφού το μοντέλο κατασκευάστηκε παραμετρικά. Έτσι λοιπόν εκτός από το ύψος των 240 mm, που είναι το ύψος της στάθμης του νερού μετρούμενο από τον πυθμένα της υδροσήραγγας, και το στοιχειώδες μήκος των 10 mm στη διεύθυνση Z όλες οι άλλες διαστάσεις είναι προσαρμοσμένες σύμφωνα με τη διάμετρο D. Για λόγους ακρίβειας και πιστότητας των αποτελεσμάτων επιλέχθηκε το μήκος πριν τον κύλινδρο (upstream) να είναι 10 φορές η διάμερός του. Όσον αφορά το μήκος μετά (downstream) θα μπορούσαμε να έχουμε τιμές κοντά στις πραγματικές αλλά τότε θα είχαμε πολύ μεγάλη υπολογιστική περιοχή (fluid domain) και αποφασίστηκε να παραμείνουμε σε μήκος της τάξης των 30D.

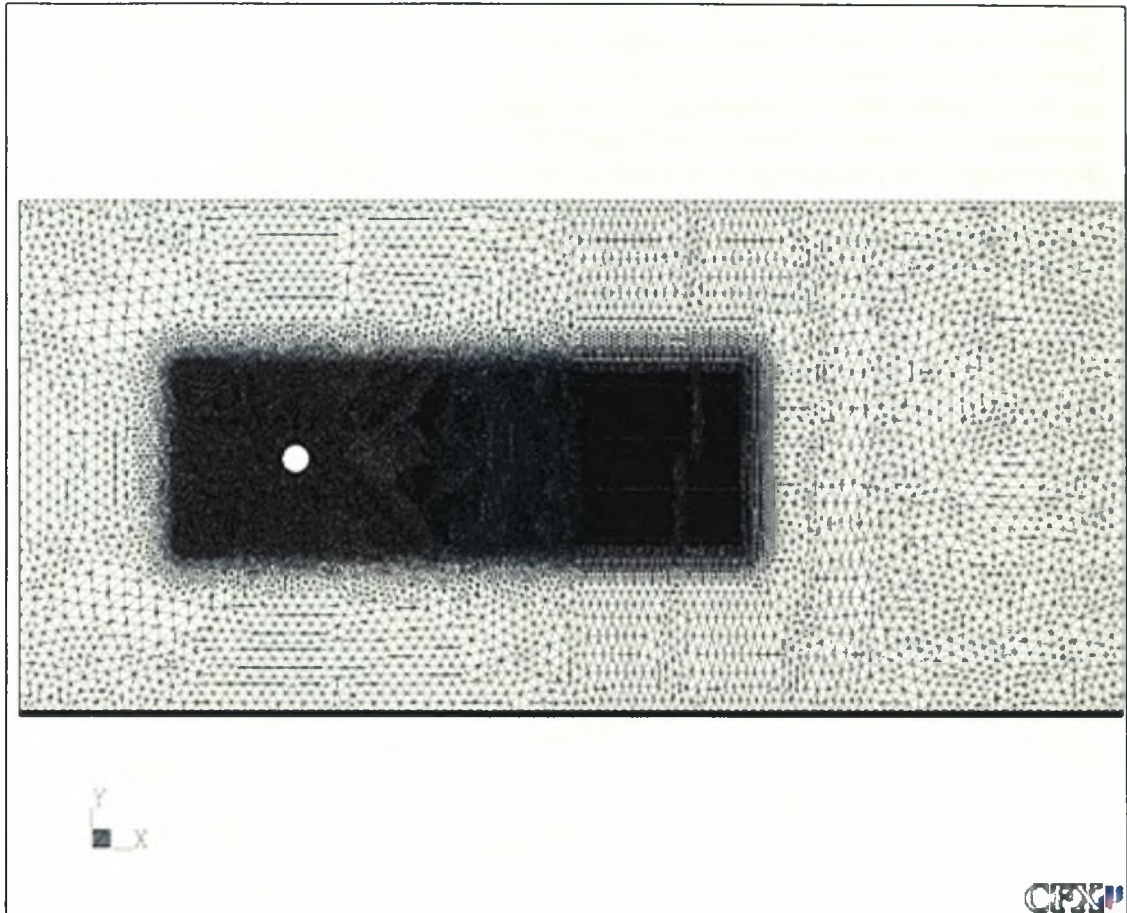


**Σχήμα 8.2.** Παράδειγμα του υπολογιστικού χώρου (Computational Domain), για κύλινδρο 50 [mm]

Ορίζοντας την μεταβλητή συστήματος (Environmental Variable) CFX5\_2D\_MESH=TRUE και ορίζοντας τις δύο πλευρικές επιφάνειες του μοντέλου ως “periodic pairs” το CFX-BUILD οδηγήθηκε στη δημιουργία πλέγματος το οποίο από την μία επιφάνεια, ως επιφανειακό πλέγμα (Surface Mesh), έγινε εξώθηση (extrusion) των τριγωνικών και τετραπλευρικών στοιχείων πάνω στην άλλη. Αποτέλεσμα είναι η δημιουργία πρισμάτων και εξάεδρων στο χώρο, μόνο που κατά την επίλυση δε λαμβάνεται η διάσταση που έγινε αυτή η εξώθηση (extrusion). Έτσι στην ουσία το τρισδιάστατο πεδίο μετατράπηκε σε διδιάστατο πρόβλημα με όλη την οικονομία, ευχρηστία αλλά και ακρίβεια αποτελεσμάτων που συνεπάγεται αυτό.

Λόγω του τρόπου δημιουργίας του μοντέλου οι γεωμετρικές διαφορές στα μοντέλα για D13, D30 και D50 (όπου 13, 30 και 50 οι 3 διάμετροι που μελετήθηκαν, σε mm) ήταν πολύ μεγάλες, δεν ήταν λοιπόν δυνατόν να επιλεγεί συγκεκριμένος αριθμός κόμβων που θα ικανοποιούσε υπολογιστικά και τα 3 μοντέλα. Έτσι λοιπόν

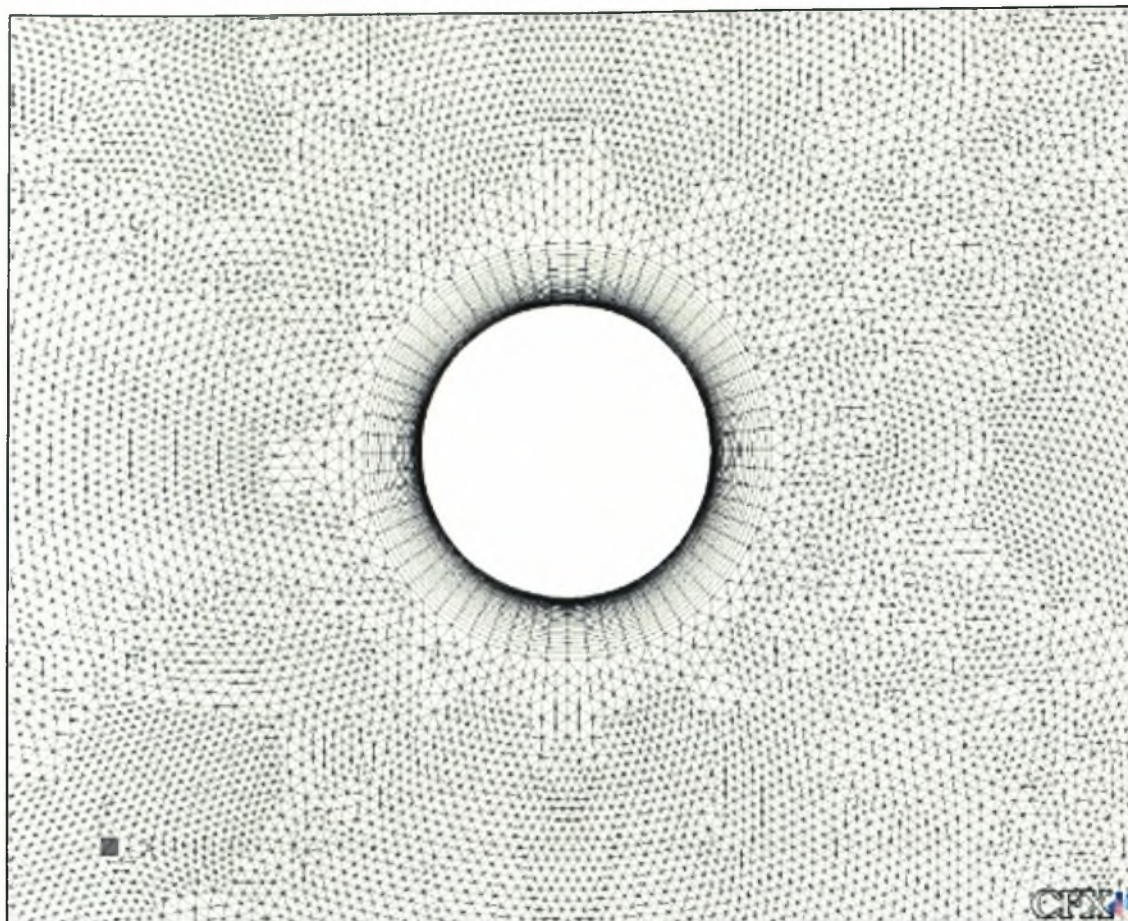
υπήρχε μία ποικιλία πυκνοτήτων πλέγματος από 170.000 έως περίπου 350.000 κόμβους πλέγματος (grid nodes).



**Σχήμα 8.3.** Παράδειγμα πλέγματος για κύλινδρο διαμέτρου 13 [mm] τοποθετημένο στο κέντρο. Το σκούρο ορθογωνικό μέρος είναι η τοπική πύκνωση που χρησιμοποιήθηκε για μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων

Για μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων κοντά στον κύλινδρο, χρησιμοποιήθηκαν τεχνικές πύκνωσης του πλέγματος. Έτσι λοιπόν δημιουργήθηκε μία ορθογωνική επιφάνεια που αποτελείται από δύο τρίγωνα (Triangle Mesh Control) σε κάθε πλευρική -συμμετρική- επιφάνεια του μοντέλου, όπου εκεί οι παράμετροι που ορίζουν το πλέγμα ήταν τέτοιες ώστε να έχουμε τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μικρότερα στοιχεία πλέγματος (grid elements). Επίσης στην επιφάνεια του κυλίνδρου καθώς και του δαπέδου δημιουργήθηκαν με τη μέθοδο του inflation, κάποιες στρώσεις πρισματικών στοιχείων με τετραπλευρική βάση (prism elements) που εξαιτίας της δυνατότητας να φθάσουν μέχρι πολύ κοντά στη «φυσική» επιφάνεια, επιτυγχάνεται εξαιρετική ανάλυση του οριακού στρώματος και κατά συνέπεια όλων των φαινομένων που αναπτύσσονται σε μη στρωτή ροή. Το υπόλοιπο πλέγμα αποτελείται από πρίσματα με τριγωνική βάση.





**Σχήμα 8.4.** Εικόνα κοντά στον κύλινδρο όπου φαίνεται καθαρά το μέγεθος των πλεγματικών στοιχείων σχετικά με τη διάμετρο. Επίσης διακρίνονται τα ορθογωνικής διατομής στοιχεία

Τυπικά χαρακτηριστικά του πλέγματος για μοντέλο με  $D=30[\text{mm}]$ :

**Mesh Characteristics**-Χαρακτηριστικά Κυρίου Πλέγματος

Global Size-Μέγεθος Στοιχείων 15[mm]

Angular Resolution-Διαμερισμός Καμπυλών 6[deg]

Expansion Factor-Βαθμός Επέκτασης 1.15

**Inflation**-Πρισματικά Στοιχεία

Number of Layers-Αριθμός Στρωμάτων 35

First Prism Height-Υψος Πρώτου Κελιού 0.01[mm]

Expansion Factor 1.1

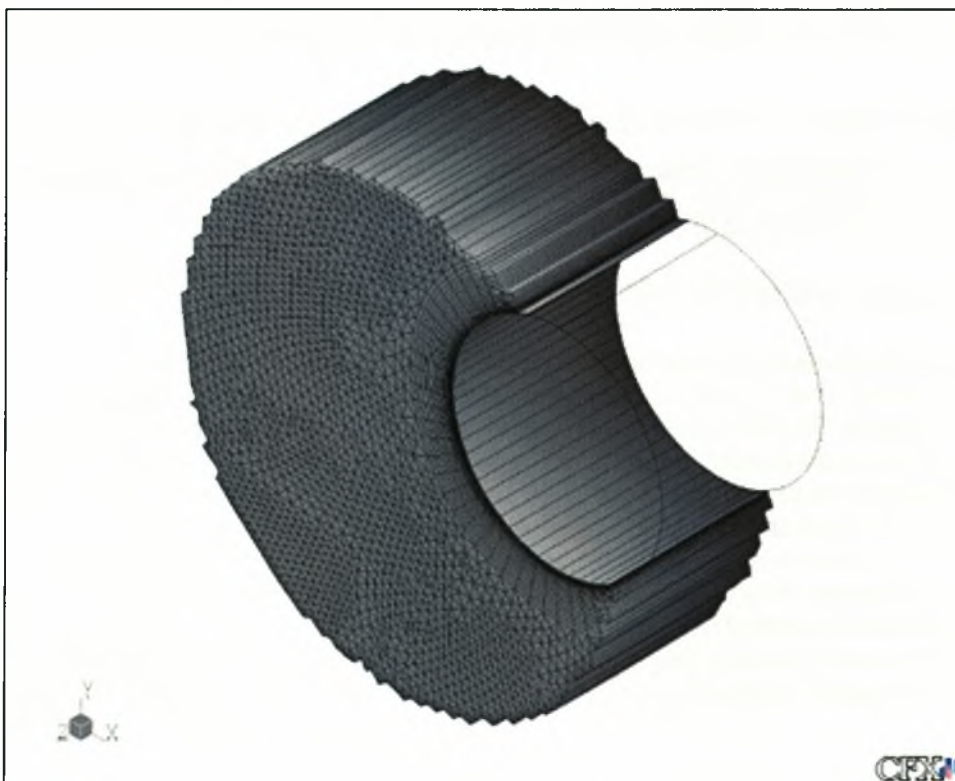
**Triangle Mesh Control**-Τριγωνική Τοπική Πύκνωση

Element Size-Μέγεθος Στοιχείου 0.83[mm]

Expansion Factor 1.2



Σχήμα 8.5. Λεπτομέρεια του πλέγματος κοντά στον κύλινδρο



Σχήμα 8.6. Μία τρισδιάστατη όψη όπου διαφαίνεται η εξώθηση (extrusion) των στοιχείων από τη μία επιφάνεια στο επίπεδο X-Y έως την άλλη, στη διεύθυνση Z όπου έγινε η εξώθηση δεν υπάρχει διακριτοποίηση



### 8.1.3. Συνοριακές και αρχικές συνθήκες

Δημιουργήθηκε ένα υπολογιστικό χωρίο με μικρότερες διαστάσεις αλλά με παρόμοια μεθοδολογία στη κατασκευή πλέγματος και χωρίς να παρεμβάλλεται κάποιο εμπόδιο όπως ο κύλινδρος και καθορίστηκε πλήρως από τις συνοριακές συνθήκες που αναφέρονται παρακάτω (εκτός της συνθήκης που επιβλήθηκε στην επιφάνεια του κυλίνδρου). Με τα δεδομένα αυτά πραγματοποιήθηκε μία εξομοίωση ώστε να καθοριστεί πλήρως η ελεύθερη ροή και να σχηματιστεί το οριακό στρώμα στο δάπεδο. Σημειώνεται ότι για την καλύτερη δυνατή προσέγγιση της ροής στην οριακή συνθήκη εισόδου αυτής της εξομοίωσης χρησιμοποιήθηκε η συνθήκη Έντασης της Τύρβης (Turbulence Intensity) που είναι και χαρακτηριστικός αριθμός οποιασδήποτε αεροσήραγγας ή υδροσήραγγας, στη περίπτωση των πειραμάτων στην υδροσήραγγα η ένταση της τύρβης είναι της τάξης του 4%. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την παραπάνω εξομοίωση εξάχθηκαν σε αρχείο τύπου .dat. Πιο συγκεκριμένα μας ενδιέφερε η τύρβη  $k$  η σκέδαση  $\epsilon$  και η ταχύτητα  $V$ .

*Οι οριακές συνθήκες που επιβλήθηκαν στις επιμέρους επιφάνειες ήταν (σχ. 8.2):*

**Inlet** χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη εισόδου **in**. Με τη λειτουργία 1-D Interpolation του CFX-Pre καθορίστηκε πλήρως η συνοριακή συνθήκη εισόδου χρησιμοποιώντας τα δεδομένα από το .dat αρχείο της παραπάνω εξομοίωσης. Έτσι καθορίζεται η τύρβη, η σκέδαση της τύρβης και το προφίλ ταχύτητας με ανεπτυγμένο οριακό στρώμα. Τυπικά (οι τιμές αυτές παρακάμπτονται από τη λειτουργία 1-D Interpolation) χρησιμοποιήθηκε η επιλογή "Normal Speed" με τιμή 0.2 [m/s] και "Static Temperature" με τιμή 25 [°C]. Για την τύρβη επιλέχθηκε "Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio"

**Outlet** χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη εξόδου **out** με την επιλογή για τη μάζα και την ορμή, "Average Static Pressure" και "Relative Pressure" = 0 [Pa]. Αυτό εφαρμόστηκε για τους παρακάτω λόγους:

1. Το λογισμικό ANSYS CFX, αν δεν γίνει από τον χρήστη εφαρμογή όρων άνωσης, επιλύει την υδροδυναμική πίεση μέσω 3 εξισώσεων μεταφοράς ορμής και της εξίσωσης της συνέχειας. Στην περίπτωση μοντελοποίησης μονοφασικής ροής (όπως για παράδειγμα μέσα σε οριακό στρώμα νερού σε υδροσήραγγα με προκαθορισμένη τη θέση της ελεύθερης επιφάνειας) η συνήθης πρακτική είναι η χρήση μηδενικής τιμής όρων άνωσης. Έτσι δεν συνεκτιμάται (actually it is filtered out) ο προφανής (trivial) και ανεπιθύμητος όρος της υδροστατικής πίεσης στον υπολογισμό της μεταβλητής της πίεσης. Η εφαρμογή της οριακής συνθήκης εκροής με μηδενική μέση τιμή της πίεσης στην περίπτωση αυτή αφορά στη μέση τιμή της υδροδυναμικής πίεσης και είναι απόλυτα δικαιολογημένη και ορθή. Ως αποτέλεσμα στο όριο εκροής προκύπτει κατανομή σχετικής (ως προς την ατμοσφαιρική) υδροδυναμικής πίεσης που στη μέση τιμή της είναι ίση με το μηδέν. Η χρήση μηδενικής τιμής δεν αποτελεί παραβίαση της γενικότητας λόγω του ότι στην εισροή έχει χρησιμοποιηθεί κατανομή ταχυτήτων (όχι τιμή πίεσης) και το πεδίο πιέσεων που προκύπτει είναι σχετικό και όχι απόλυτο.

2. Το υδροστατικό "μήμα" της πίεσης είναι απαραίτητο να συμπεριληφθεί μόνο στην περίπτωση διφασικής μοντελοποίησης του συστήματος αέρα-νερού με ελεύθερη επιφάνεια. Στην περίπτωση αυτή δεν είναι προκαθορισμένη η θέση της ελεύθερης επιφάνειας αλλά αυτή προκύπτει από τη λύση του διφασικού προβλήματος ροής. Έτσι η υδροστατική κατανομή της πίεσης προκύπτει λόγω εφαρμογής δυνάμεων βαρύτητας  $-(\rho - \rho_{ref}) * g$  όπου  $\rho$  η πυκνότητα του ρευστού (που είναι αέρας πάνω, ή νερό κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια) και  $\rho_{ref}$  η πυκνότητα του αέρα. Έτσι στον αέρα η υδροστατική πίεση προκύπτει μηδενική ενώ στο νερό προκύπτει και το υδροστατικό κομμάτι της πίεσης ίσο με  $-(\rho - \rho_{ref}) * g * Z$ . Στην περίπτωση αυτή στο όριο



εκροής απαιτείται η χρήση κατανομής πίεσης της μορφής  $P_{out} = -(p - p_{ref}) * g * Z$

3. Σημειώνεται ότι στην διδακτορική διατριβή χρησιμοποιήθηκε η πρακτική της μονοφασικής μοντελοποίησης για τους παρακάτω λόγους:

Η θέση της ελεύθερης επιφάνειας ήταν γνωστή

Η μονοφασική ροή έχει σαφώς μικρότερες απαιτήσεις σε μνήμη και χρόνο υπολογισμού H/Y και συγκλίνει ευκολότερα.

**Free** η επιφάνεια η οποία προσομοιάζει την ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού (χωρίς κυμάτωση). Χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη τοιχώματος **free** με την επιλογή “adiabatic” ως προς τη μετάδοση θερμότητας και “free slip” ως προς την επίδρασή της στη ροή. Σημειώνεται ότι η ελεύθερη επιφάνεια προσομοιάστηκε χωρίς κυμάτωση ως τοίχωμα με συνθήκη ολίσθησης.

**Sym** η συνοριακή συνθήκη συμμετρίας για το ζεύγος των δύο πλευρικών επιφανειών (periodic pair, στην ουσία η επιφάνεια που «βλέπουμε» στο σχ. 8.2). Χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη **symmetry**.

**Wallcyl** χρησιμοποιήθηκε η συνοριακή συνθήκη τοιχώματος **cyl** με τις συνθήκες, για τη μετάδοση θερμότητας “Fixed Temperature” και τιμή θερμοκρασίας 70 [°C] και συνθήκη μη ολίσθησης “No Slip” ως προς την επίδραση στη ροή.

**Wallpl** με τη συνθήκη τοιχώματος **bot** για την κάτω επιφάνεια του μοντέλου (σχ. 8.2) η οποία, όπως και για την επιφάνεια του κυλίνδρου, είναι με συνθήκη μη ολίσθησης, αλλά η συγκεκριμένη και αδιαβατική “adiabatic” ως προς τη μετάδοση θερμότητας.

Ως ρευστό επιλέχθηκε νερό σε θερμοκρασία 25 °C η οποία ήταν και η αρχική θερμοκρασία.

Ο τύπος της εξομοίωσης (Simulation Type) ήταν steady state σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν. Στην ουσία αυτό συνεπάγεται ότι τα αποτελέσματα είναι οι μέσες τιμές των ποσοτήτων της ροής σε ένα δεδομένο χρόνο (Time Averaged). Ο χρόνος αυτός που μπορεί να καθοριστεί από το χρήστη ή αυτόματα από το πρόγραμμα, είναι το λεγόμενο Time Scale, ή κλίμακα χρόνου. Η εμπειρία έχει δείξει ότι είναι γενικά καλό να αφεθεί ο κώδικας να συγκλίνει σε μερικές επαναλήψεις με αυτόματο καθορισμό του timescale και κατόπιν σταματώντας την επίλυση να αλλάζετε στην επιθυμητή τιμή. Ένας εμπειρικός κανόνας για απλές γεωμετρίες, είναι να τίθεται τιμή στο timescale όσο το διπλάσιο του χρόνου που παίρνει σε ένα στοιχειώδες τμήμα της ροής να διασχίσει το υπολογιστικό χωρίο.

Μοντέλο τύρβης επιλέχθηκε το SST με την επιλογή για τις τυρβώδεις λειτουργίες τοιχώματος (Turbulent Wall Functions) στη τιμή Automatic.

Ως σχήμα μεταφοράς (Advection Scheme) επιλέχθηκε το High Resolution. Επίσης επιλέχθηκε ένας μέγιστος αριθμός 400 επαναλήψεων διότι αν και στις περισσότερες των περιπτώσεων δε χρειάστηκαν παραπάνω από 200 υπήρχαν ωστόσο κάποιες εξομοιώσεις που ξεπερνούσαν κατά πολύ το μέσο όρο, κυρίως σε θέσεις πολύ κοντά στο δάπεδο. Τα κριτήρια σύγκλισης που χρησιμοποιήθηκαν για το «υπόλοιπο» (residual) ήταν το RMS σφάλμα σε όλο το πεδίο ροής και ο στόχος να φθάσει σε τιμή  $10^{-5}$  ή λιγότερο.

#### 8.1.4. CFX-5 και SST

Το CFX-5 είναι ένα ολοκληρωμένο πακέτο υπολογιστικής ρευστοδυναμικής το οποίο χρησιμοποιεί τη συζευγμένη μέθοδο επίλυσης των εξισώσεων ορμής και συνέχειας στις τρεις διαστάσεις τόσο σε μονοφασικές όσο και πολυφασικές ροές,

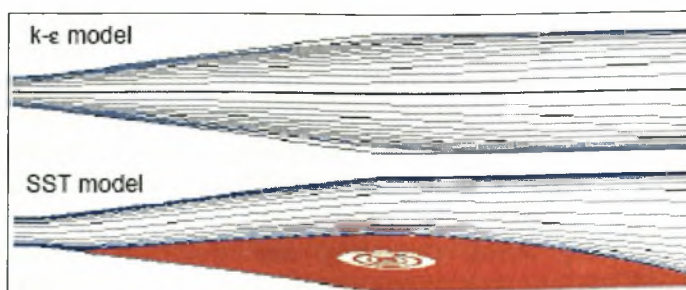
γεγονός που το καθιστά πολύ «οικονομικότερο» σε χρόνο αλλά και αριθμό κόμβων από άλλα ανταγωνιστικά πακέτα. Ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά λογισμικών σαν το CFX-5 είναι η μεγάλη γκάμα μοντέλων τύρβης ικανά να αντεπεξέλθουν σε κάθε βιομηχανικής κλίμακας πρόβλημα.

Η συζευγμένη μέθοδος επίλυσης [126] είναι στην ουσία μία μέθοδος ταυτόχρονης επίλυσης του συστήματος των εξισώσεων ορμής και συνέχειας σε συνδυασμό με τη μέθοδο πολλαπλών πλεγμάτων (coupled multigrid solver). Πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι το πρακτικά σταθερό υπολογιστικό κόστος ανά κόμβο πλέγματος ανεξαρτήτως πυκνότητας πλέγματος, σε αντίθεση με την εκθετική αύξηση του υπολογιστικού κόστους σε απλή μη συζευγμένη μέθοδο επίλυσης.

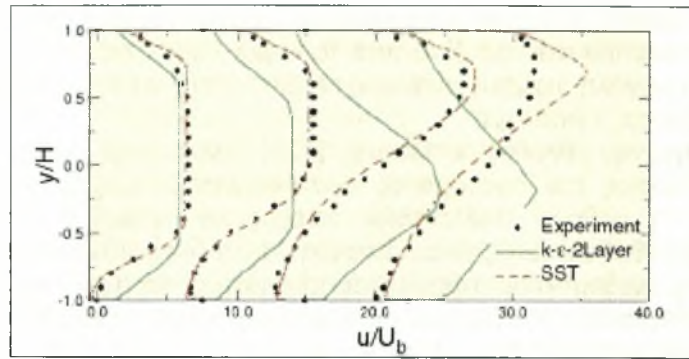
Το μοντέλο k-ε [126] βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και του ρυθμού σκέδασης αυτού ε. Το ιξώδες της τύρβης υπολογίζεται από το γινόμενο μιας κλίμακας ταχύτητας και μιας κλίμακας μήκους των μεγάλων δινών της τύρβης. Η τυρβώδης αυτή κλίμακα μήκους βασίζεται στην επίλυση της εξίσωσης για το ε. Η εξίσωση που καθορίζει την κλίμακα μήκους έχει μεγάλη επίδραση στην ακρίβεια υπολογισμών σε τυρβώδεις ροές, ενώ υπόκειται σε σοβαρούς περιορισμούς ακρίβειας κοντά στα τοιχώματα. Συνέπεια των περιορισμών αυτών είναι η υπερεκτίμηση των τυρβωδών κλιμάκων μήκους και των διατμητικών τάσεων τοιχώματος.

Στο μοντέλο k-ω [126], ο ρυθμός σκέδασης ε αντικαθίσταται με την εξίσωση για τη συχνότητα ω των μεγάλων δινών της τύρβης. Η εξίσωση για το ω εκτιμά ορθότερα τις τυρβώδεις κλίμακες μήκους κοντά στα τοιχώματα, ακόμα και σε συνθήκες δυσμενούς κλίσης πίεσης. Ένα από τα βασικά πλεονεκτήματα του μοντέλου k-ω είναι η ευστάθειά του και οι μειωμένες απαιτήσεις του για μεγάλη ανάλυση πλέγματος σε περιοχές ιξώδους υποστρώματος. Αντιθέτως κύριο μειονέκτημά του, είναι η έντονη εξάρτηση των αποτελεσμάτων του από την τιμή του ω στο όριο του οριακού στρώματος.

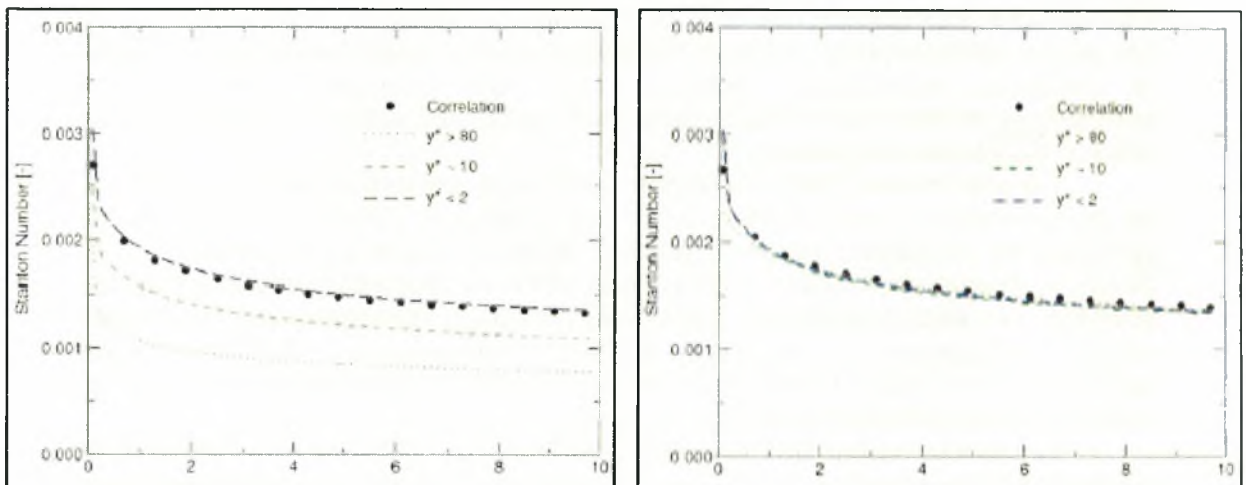
Το μοντέλο τύρβης SST (Shear Stress Transport) [126] είναι στην ουσία ένας συνδυασμός των μοντέλων k-ε και k-ω. Η υλοποίηση βασίζεται στη λειτουργία μίας συναρτήσεως F1 η οποία παίρνει την τιμή 1 μέσα στο οριακό στρώμα, ενεργοποιώντας το μοντέλο k-ω, και 0 έξω από το οριακό στρώμα ενεργοποιώντας το μοντέλο k-ε. Έτσι αξιοποιούνται οι επιθυμητές ιδιότητες του k-ω κοντά στα τοιχώματα, ενώ ταυτόχρονα θεραπεύεται η ανεπιθύμητη εξάρτηση των αποτελεσμάτων από την τυρβώδη συχνότητα στο όριο του οριακού στρώματος. Επιπρόσθετα η σταθερά  $c_\mu$  του μοντέλου k-ε έχει αντικατασταθεί ως μεταβλητή με αποτέλεσμα την ορθότερη πρόβλεψη της αποκόλλησης σε περιοχές με δυσμενείς συνθήκες κλίσεως πίεσης.



**Σχήμα 8.7.** Γραμμές ροής σε απλό διαχύτη για τα δύο μοντέλα. Το SST προβλέπει την αποκόλληση της ροής σε αρκετά καλά επίπεδα συγκριτικά με τα βιβλιογραφικά δεδομένα, ενώ το k-ε αποτυγχάνει πλήρως να αποδώσει τη φυσική αυτής της ροής [127]



Σχήμα 8.8. Σύγκριση προφίλ ταχυτήτων με πειραματικά δεδομένα [127]



Σχήμα 8.9. Διαγράμματα εξάρτησης αποτελεσμάτων από το πλέγμα για σύνθετες μοντέλο (αριστερά) και αυτόματο χειρισμό εγγύτητας τοιχώματος CFX (δεξιά) [127]

### 8.1.5. Βελτιστοποίηση πλέγματος (Mesh Refinement)

Λόγω της μαθηματικής φύσεως της επίλυσης των εξισώσεων στην υπολογιστική ρευστοδυναμική, τα αποτελέσματα για τα μεγέθη της ροής είναι άμεσα εξαρτώμενα από το υπολογιστικό πλέγμα. Μερικές παράμετροι του υπολογιστικού πλέγματος είναι ο αριθμός των κόμβων, ή πυκνότητα, η μορφή και η ποιότητα. Στην παρούσα εργασία το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε είναι μη δομημένης μορφής (Unstructured), με τριγωνικά επιφανειακά στοιχεία, όπου έχουν παραχθεί με τη μέθοδο τριγωνοποίησης κατά Delaunay και ποιότητα πλέγματος αυτόματα καθορισμένη από το πρόγραμμα. Η πυκνότητα του πλέγματος είναι μία παράμετρος που ο χρήστης μπορεί να καθορίσει πλήρως, αφού για πολλές εφαρμογές δεν είναι εφικτό να χρησιμοποιηθεί συγκεκριμένος αριθμός κόμβων.

Από τα μαθηματικά λοιπόν όσο μεγαλύτερος αριθμός κόμβων χρησιμοποιηθεί στο πλέγμα τόσο πιο ακριβή αποτελέσματα θα παράγει ο εκάστοτε υπολογιστικός κώδικας. Οι περιορισμοί είναι καθαρά φυσικοί, για κάθε κόμβο γράφεται μία πληροφορία η οποία καταλαμβάνει κάποια byte μνήμης, επίσης όσο περισσότεροι κόμβοι χρησιμοποιούνται τόσο πιο πολύ επιβαρύνεται χρονικά το φορτίο του



επεξεργαστή του ηλεκτρονικού υπολογιστή αφού του επιβάλλεται να επιλύσει περισσότερες εξισώσεις του προβλήματός. Οι κυριότεροι περιορισμοί λοιπόν είναι δύο, ο χρόνος και η φυσική μνήμη του υπολογιστή.

Μέσα από τη διαδικασία που ονομάζεται διερεύνηση ανεξαρτησίας αποτελεσμάτων από την πυκνότητα του πλέγματος, επιδιώχθηκε να βρεθεί μία χρυσή τομή ακρίβειας και πιστότητας αποτελεσμάτων με ένα «οικονομικό» προσαρμοσμένο στα δεδομένα πλέγμα. Έτσι λοιπόν πραγματοποιήθηκαν κάποιες εξομοιώσεις στην περίπτωση του κυλίνδρου με  $D=30$  mm. Επιλέχθηκε αυτή η διάσταση γιατί είναι η μέση περίπτωση μεγέθους του υπολογιστικού χωρίου, οπότε η διερεύνηση και βελτιστοποίηση του πλέγματος για αυτή την περίπτωση θα οδηγήσει σε συμπεράσματα και για τις άλλες δύο περιπτώσεις.

Όλες οι εξομοιώσεις για τη βελτιστοποίηση του υπολογιστικού πλέγματος πραγματοποιήθηκαν στην κεντρική θέση όπου η ροή δεν επηρεάζεται από το δάπεδο ή την ελεύθερη επιφάνεια. Ακολουθεί πίνακας με τα χαρακτηριστικά της κάθε εξομοίωσης και των αντίστοιχων υπολογιστικών πλεγμάτων.

	<b>Coarse</b>	<b>Fine</b>	<b>Refined</b>	<b>Machine Limit</b>
<b>Αριθμός Κόμβων</b>	111282	213080	298286	482100
<b>Συνολικός Χρόνος Επίλυσης</b>	45' 2"	1 41' 20"	2 14' 36"	45' 34"
<b>Απαιτούμενη Μνήμη</b>	205459[Mb]	387714[Mb]	541140[Mb]	873865[Mb]

**Πίνακας 8.1. Παρουσίαση των χαρακτηριστικών των πλεγμάτων και των αντίστοιχων εξομοιώσεων**

Σε όλα τα πλέγματα χρησιμοποιήθηκε η ίδια τεχνική τοπικής πυκνώσης. Επίσης το κριτήριο σύγκλισης για το συνολικό σφάλμα της επίλυσής ήταν σε όλες τις περιπτώσεις ίδιο με τάξη μεγέθους  $10^{-5}$ , το οποίο είναι το RMS (μέση τετραγωνική απόκλιση) σφάλμα σε όλα τα σημεία του πλέγματος. Συμπληρωματικά αναφέρεται ότι το κριτήριο σύγκλισης είναι καθοριστική παράμετρος για την ακρίβεια και πιστότητα των αποτελεσμάτων και επιλέχθηκε μία τάξη μεγέθους μικρότερο από την προκαθορισμένη επιλογή του CFX,  $10^{-4}$  (όσο μικρότερο, τόσο μικρότερο το υπολογιστικό σφάλμα οπότε τόσο μεγαλύτερη ακρίβεια).

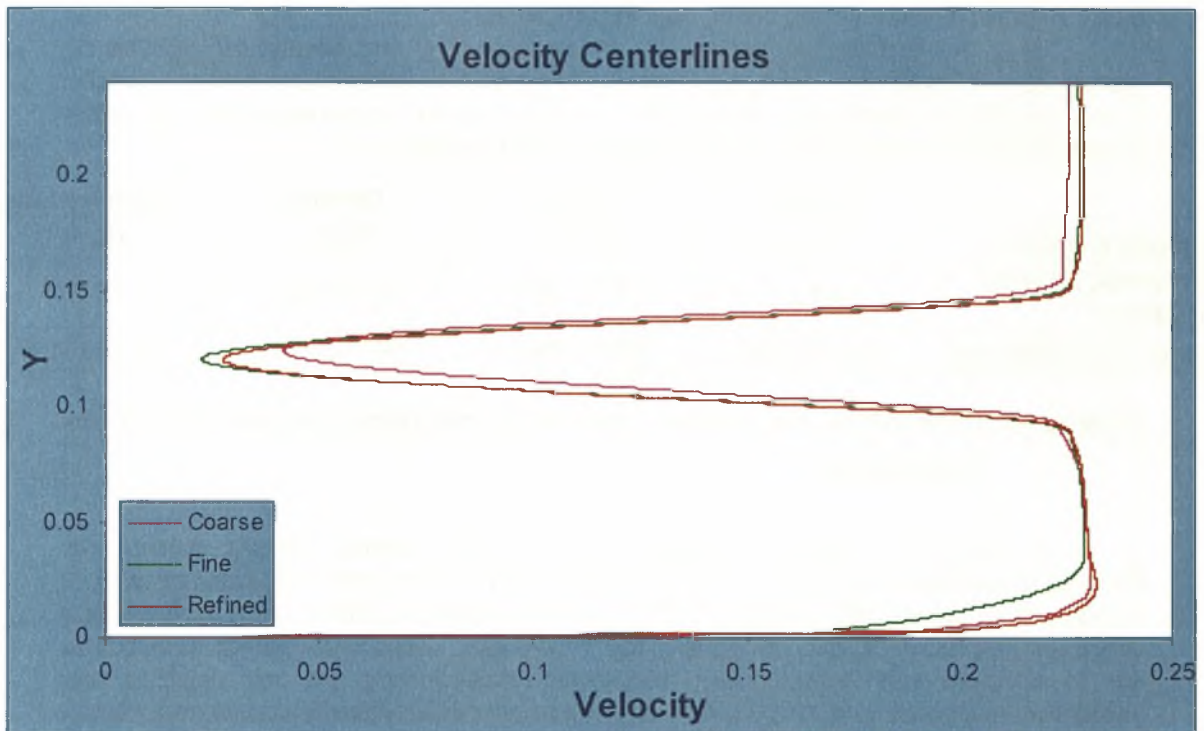
Το "Coarse" είναι ένα σχετικά χονδροειδές πλέγμα, μία πρώτη εκτίμηση των παραμέτρων του πλέγματος με σχετικά πρόχειρα επιλεγμένες τιμές με σκοπό την παραγωγή ενός πλέγματος αραιού, που θα έχει και μικρή διάρκεια επίλυσης ώστε να γίνει μια αρχική εκτίμηση της εξομοίωσης.

Το "Fine" είναι στην ουσία μία απόπειρα για δημιουργία πλέγματος με σχεδόν διπλάσιο αριθμό κόμβων από το αρχικό. Σε αυτή τη φάση της βελτιστοποίησης είναι πολύ ενδιαφέρον να ελέγχεται κατά πόσο μεταβάλλονται διάφορα χαρακτηριστικά της ροής καθώς πραγματοποιήθηκε ιδίων παραμέτρων επίλυση με διπλάσια όμως ακρίβεια. Είναι η καθοριστική φάση της διαδικασίας της βελτιστοποίησης του πλέγματος. Μεγάλες μεταβολές στα χαρακτηριστικά της ροής σημαίνει ότι είναι αναγκαίο να πραγματοποιηθούν εξομοιώσεις με αρκετά πυκνότερα πλέγματα, μικρές μεταβολές σημαίνει ότι η επιζητούμενη ακρίβεια σχεδόν προσεγγίστηκε.

Ως "Refined", ονομάστηκε το βελτιστοποιημένο ουσιαστικά πλέγμα. Μετά τη σύντομη διερεύνηση στο προηγούμενο στάδιο, ρυθμίστηκαν όλες οι παράμετροι στις προσδοκώμενες, για την ακρίβεια που αναζητήθηκε, τιμές και δημιουργήθηκε το τελικό πλέγμα, στο οποίο θα βασιστούν και όλα τα υπόλοιπα για τις εκάστοτε περιπτώσεις.

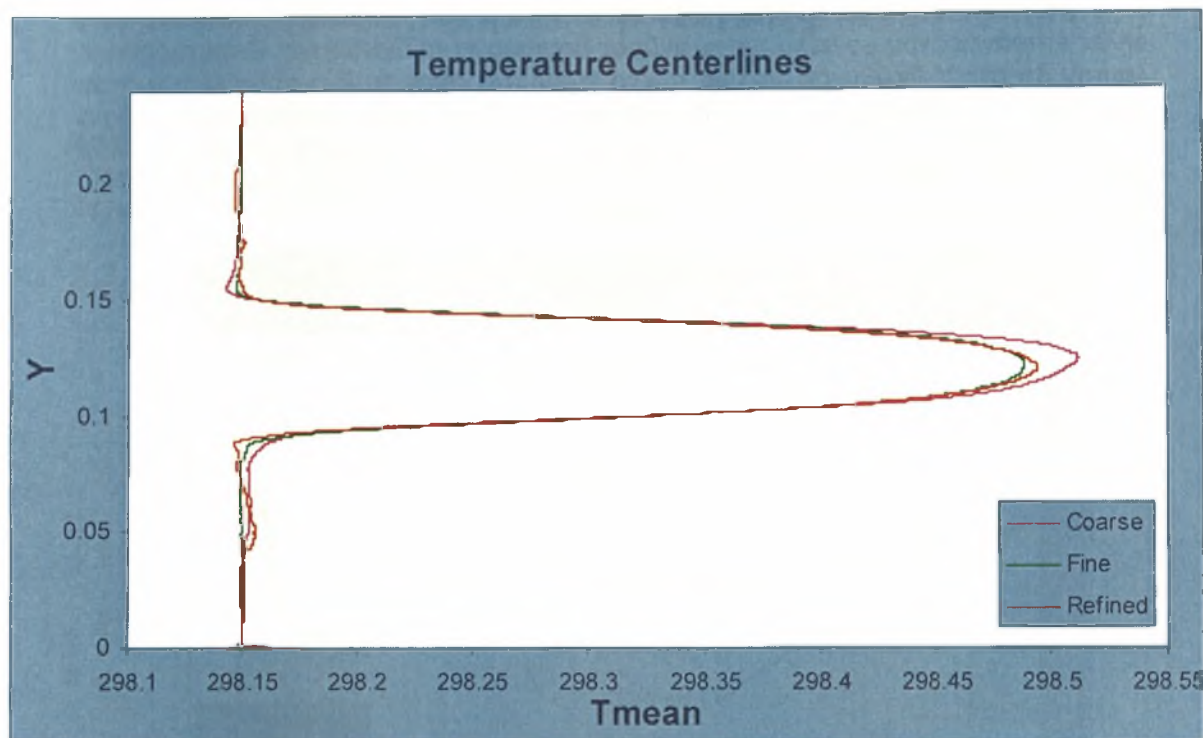
Στον παραπάνω πίνακα αναφέρθηκε και ένα πλέγμα με την ονομασία "Machine Limit". Είναι στην ουσία το πυκνότερο πλέγμα που μπόρεσε να επιλύσει ο ηλεκτρονικός υπολογιστής στον οποίο πραγματώθηκε η παρούσα εργασία. Σημειώνεται ότι ήταν εφικτό να κατασκευαστεί πολύ πυκνότερο πλέγμα αλλά θα ήταν

αδύνατο να επιλυθεί επιτυχώς από το υπολογιστικό πακέτο, δεδομένης της διαθέσιμης φυσικής μνήμης (RAM). Το πλέγμα δημιουργήθηκε σε ένα πολύ μικρότερο υπολογιστικό χωρίο με διαστάσεις αυτές που είχε η τοπική πύκνωση στα υπόλοιπα. Αυτό έγινε για να επιτευχθεί η τουλάχιστον κατά 1 τάξη μεγέθους μικρότερη διάσταση πλεγματικών στοιχείων κοντά στον κύλινδρο ώστε να διερευνηθεί κατά πόσο μεταβλήθηκαν οι ασκούμενες δυνάμεις. Λόγω διαφορετικής κλίμακας διαστάσεων λοιπόν ήταν αδύνατον να συγκριθούν οι ταχύτητες και οι θερμοκρασίες με αυτές των υπόλοιπων πλεγμάτων και για αυτό συγκρίθηκαν μόνο οι δυνάμεις λόγω πίεσης. Αξιοσημείωτο να αναφερθεί ο πολύ μικρός χρόνος επίλυσης του πλέγματος.



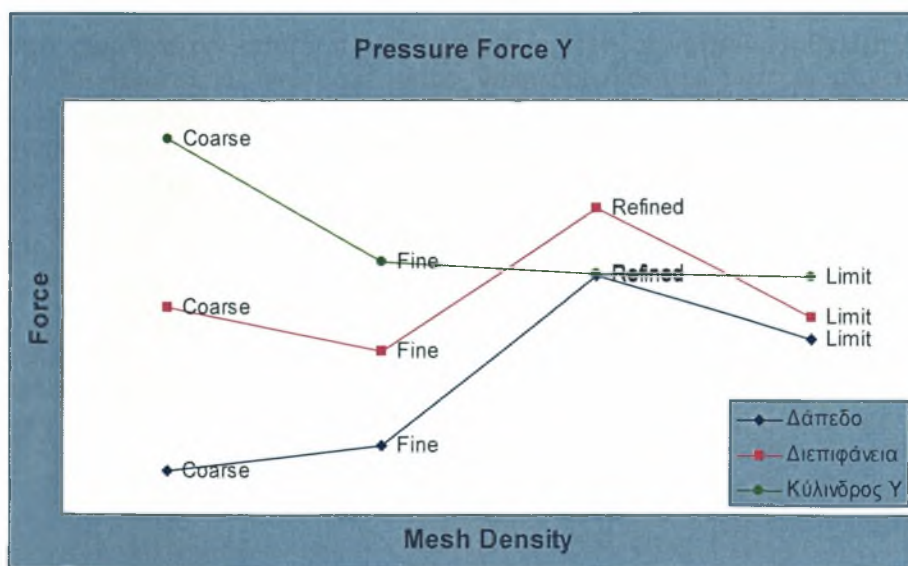
**Διάγραμμα 8.1. Συγκριτικό διάγραμμα κατανομών ταχύτητας στο μέσο του πεδίου δοκιμών για τα τρία πλέγματα σε  $Re=6000$**

Σε αυτό το συγκριτικό διάγραμμα είναι φανερό η διαφορά που έχει το πιο αραιό πλέγμα (coarse) σε σχέση με τα δύο κατά πολύ πυκνότερα (fine και refined). Επίσης παρατηρείται ότι το "fine" πλέγμα συμπεριφέρθηκε κάπως χονδροκομμένα στην ανάλυση του οριακού στρώματος σε σχέση με τα άλλα δύο. Αυτό ήταν απλώς μία περίπτωση που δε χρησιμοποιήθηκαν πρισματικά στοιχεία (Inflation) στο δάπεδο για να φανεί ακριβώς αυτή η διαφορά, ότι ένα πολύ πυκνό πλέγμα αδυνατεί να αναλύσει σωστά το οριακό στρώμα με τριγωνικά στοιχεία συγκριτικά με την σχεδόν άριστη ανάλυση που επετεύχθη με τη μισή πυκνότητα πλέγματος αλλά με χρήση πρισμάτων.



**Διάγραμμα 8.2. Συγκριτικό διάγραμμα κατανομών θερμοκρασίας στο μέσο του πεδίου δοκιμών για τα τρία πλέγματα σε  $Re=6000$**

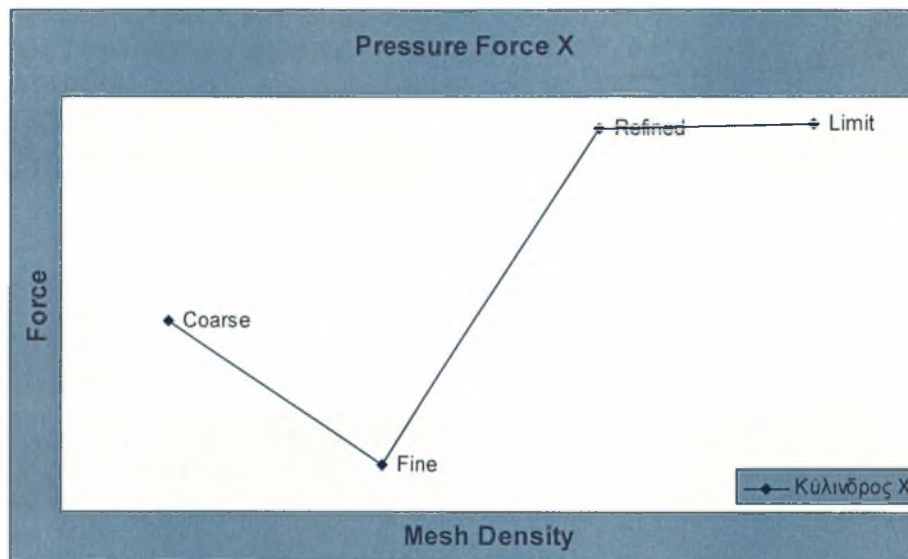
Σε αυτό το συγκριτικό διάγραμμα για τη κατανομή της θερμοκρασίας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, οι διαφορές μεταξύ του αραιού πλέγματος και των δύο πυκνών εξακολουθούν να υφίστανται. Τα δύο πυκνά πλέγματα έδωσαν σχεδόν πανομοιότυπες λύσεις, αξιοσημείωτη η ανάλυση των θερμοκρασιακών διακυμάνσεων που πέτυχε το “refined” πλέγμα στη βάση της «καμπάνας» ενδεικτικό στοιχείο για την ακρίβεια που προσεγγίστηκε το θερμοροϊκό οριακό στρώμα γύρω από τον κύλινδρο.



**Διάγραμμα 8.3. Συγκριτικό διάγραμμα δυνάμεων λόγω πίεσης στη Y διεύθυνση για τα τρία πλέγματα σε  $Re=6000$**



Οι δυνάμεις στον κύλινδρο είναι πολύ μεγαλύτερης σημασίας από αυτές στις άλλες επιφάνειες του μοντέλου, ο κύλινδρος δημιουργεί τη διαταραχή. Παρατηρήθηκε λοιπόν ότι στη Y-διεύθυνση τα τρία πυκνά πλέγματα είχαν το ίδιο αποτέλεσμα στον κύλινδρο (ίδιες δυνάμεις). Στο δάπεδο και τη διεπιφάνεια καταγράφηκε όμοια συμπεριφορά σχετικά με την πυκνότητα του πλέγματος, μάλιστα στη διεπιφάνεια φάνηκε ότι το "fine" πλέγμα βρίσκεται πιο κοντά στο "limit", που εκ των πραγμάτων θεωρείται το ακριβέστερο, από ότι το "refined".



**Διάγραμμα 8.4. Συγκριτικό διάγραμμα δυνάμεων λόγω πίεσης στη X διεύθυνση για τα τρία πλέγματα σε  $Re=6000$**

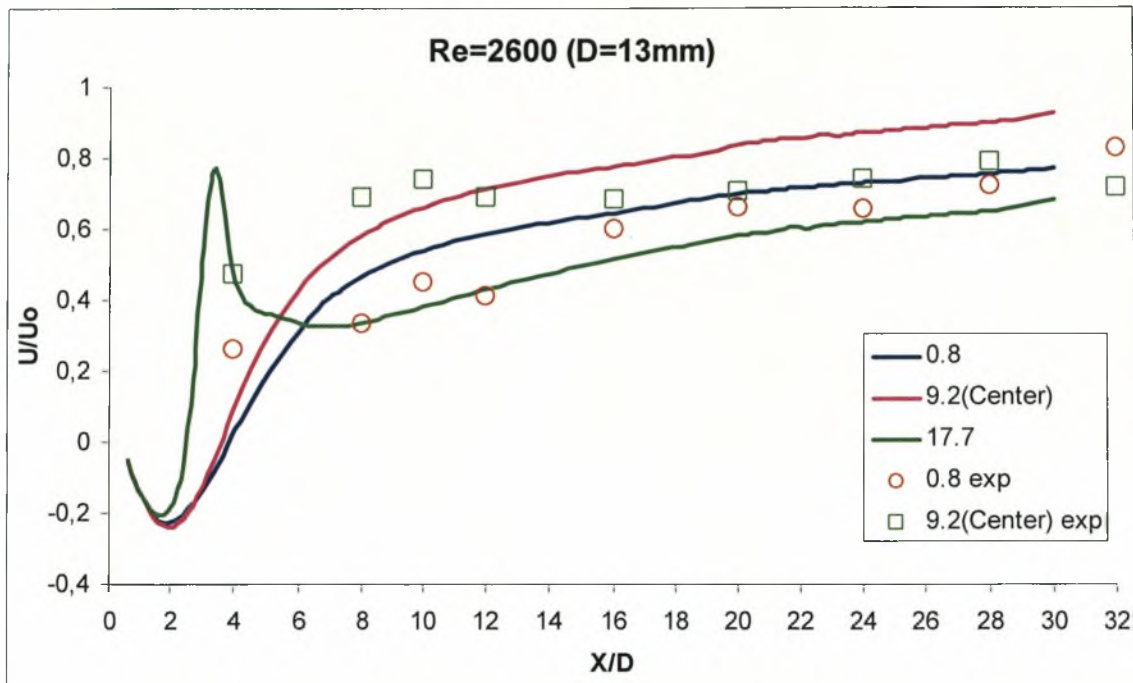
Ίσως το διαφωτιστικότερο διάγραμμα στη διαδικασία της βελτιστοποίησης του πλέγματος. Οι δυνάμεις στον κύλινδρο στη διεύθυνση X είναι ίσως οι πιο σημαντικές αφού καθορίζουν μεγάλο μέρος της διαταραχής που θα ακολουθήσει. Είναι ολοφάνερη λοιπόν η διαφορά των πλεγμάτων "coarse" και "fine" με τα δύο πυκνότερα, τα οποία έδωσαν σχεδόν ίδιες τιμές. Αξιοσημείωτο εδώ, η καλύτερη προσέγγιση του αραιότερου πλέγματος, "coarse", από το με σχεδόν διπλάσια πυκνότητα "fine".

Επιλέχθηκε λοιπόν το πλέγμα "refined" ως πρότυπο για τη δημιουργία όλων των πλεγμάτων που κατασκευάστηκαν στην εκάστοτε περίπτωση εξομοίωσης. Πρότυπο σημαίνει ότι καταγράφηκαν όλες οι παράμετροι που καθορίζουν το πλέγμα και αδιαστατοποιήθηκαν με τη διάμετρο του κυλίνδρου που έγινε η διερεύνηση,  $D=30$  mm. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η διάσταση της πλευράς των τριγωνικών στοιχείων στην περιοχή της τοπικής πύκνωσης στον κύλινδρο  $D=30$  mm καθορίστηκε στα 0.75 mm τιμή που αδιαστατοποιείται σε  $D/40$ . Έχοντας αυτήν τη τιμή ως πρότυπο κατασκευάστηκαν και τα υπόλοιπα πλέγματα με παραμέτρους που αδιαστατοποιήθηκαν από το πρότυπο πλέγμα του  $D=30$  mm κυλίνδρου.

## 8.2. Υπολογισμένα και μετρημένα μεγέθη ροής, πεδίο ταχυτήτων

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζονται μεγέθη του ροϊκού πεδίου για κρίσιμες θέσεις τοποθέτησης ( $H/D$ ) του κυλίνδρου ( $Re=6000$ ,  $D=30mm$ ). Επίσης για  $Re=2600$  &  $10000$  παρατίθενται συγκεντρωτικά γραφήματα που δείχνουν την μεταβολή της ταχύτητας στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων.

### 8.2.1. Πεδίο ταχυτήτων για $Re=2600$ ( $D=13mm$ )



**Διάγραμμα 8.5. Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκου κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για  $Re=2600$ , σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα**

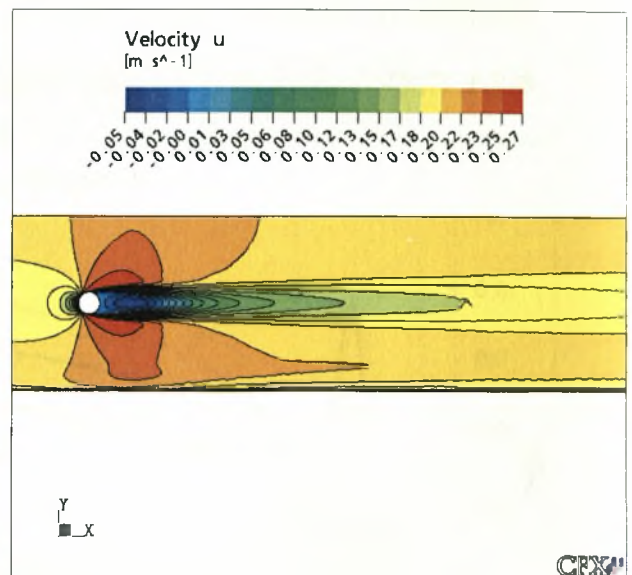
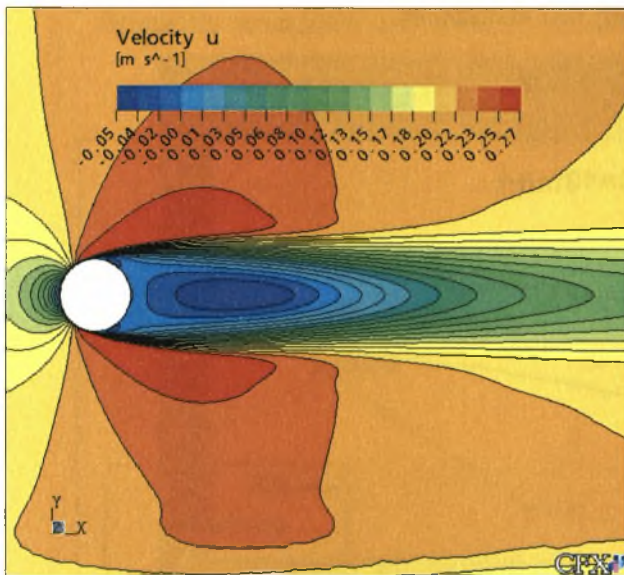
Στο παραπάνω συγκεντρωτικό γράφημα έχουμε τις ταχύτητες κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο για τις θέσεις κοντά σε δεπιφάνεια (0.8) και στερεό δάπεδο (17.7 ή 0.8 από το δάπεδο).

Είναι φανερό πόσο περισσότερο επηρεάζει το στερεό δάπεδο τη ροή από την ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού. Η ανωμαλία με τη μορφή τοπικού μεγίστου (spiking) είναι το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής που δημιουργείται μεταξύ του κυλίνδρου και του στερεού δαπέδου. Επίσης παρατηρείται ότι μέχρι το  $3D$  η ταχύτητα στη κεντρική γραμμή ταυτίζεται με την αντίστοιχη της κεντρικής θέσης κατόπιν αποκτά ένα διαχωρισμό που σταθεροποιείται περίπου στο  $20D$ .

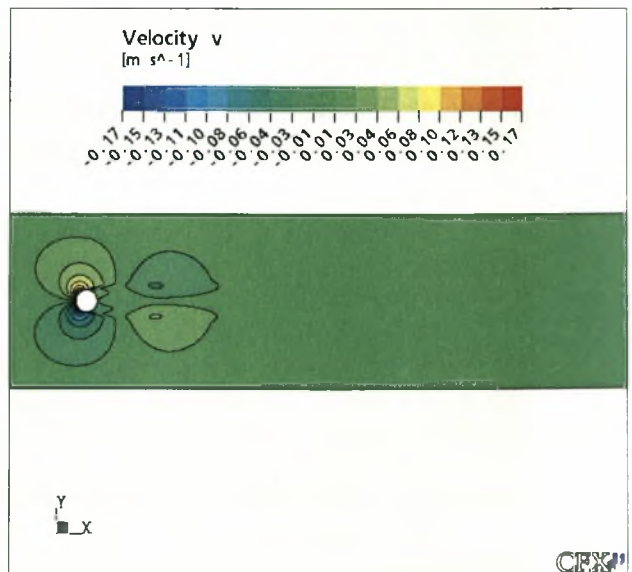
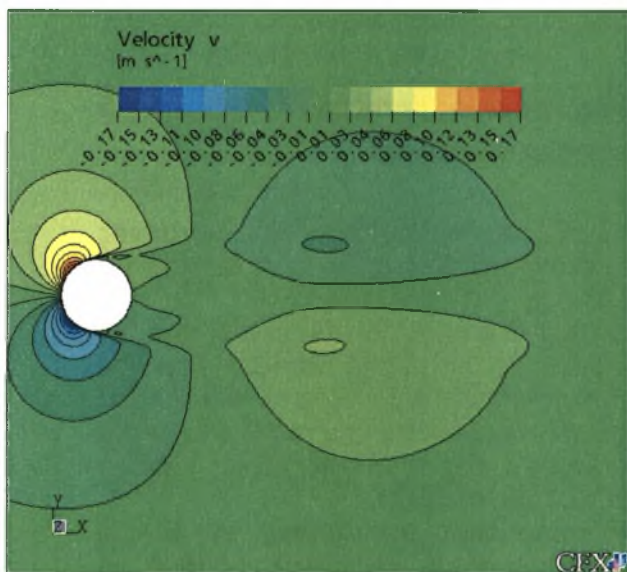
Στο διάγραμμα 8.5 φαίνεται ότι σε αποστάσεις μεγαλύτερες του  $8D$  τα πειραματικά αποτελέσματα αρχίζουν και προσεγγίζουν σε μεγάλο βαθμό τα υπολογιστικά.

8.2.2. Πεδίο ταχυτήτων για  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

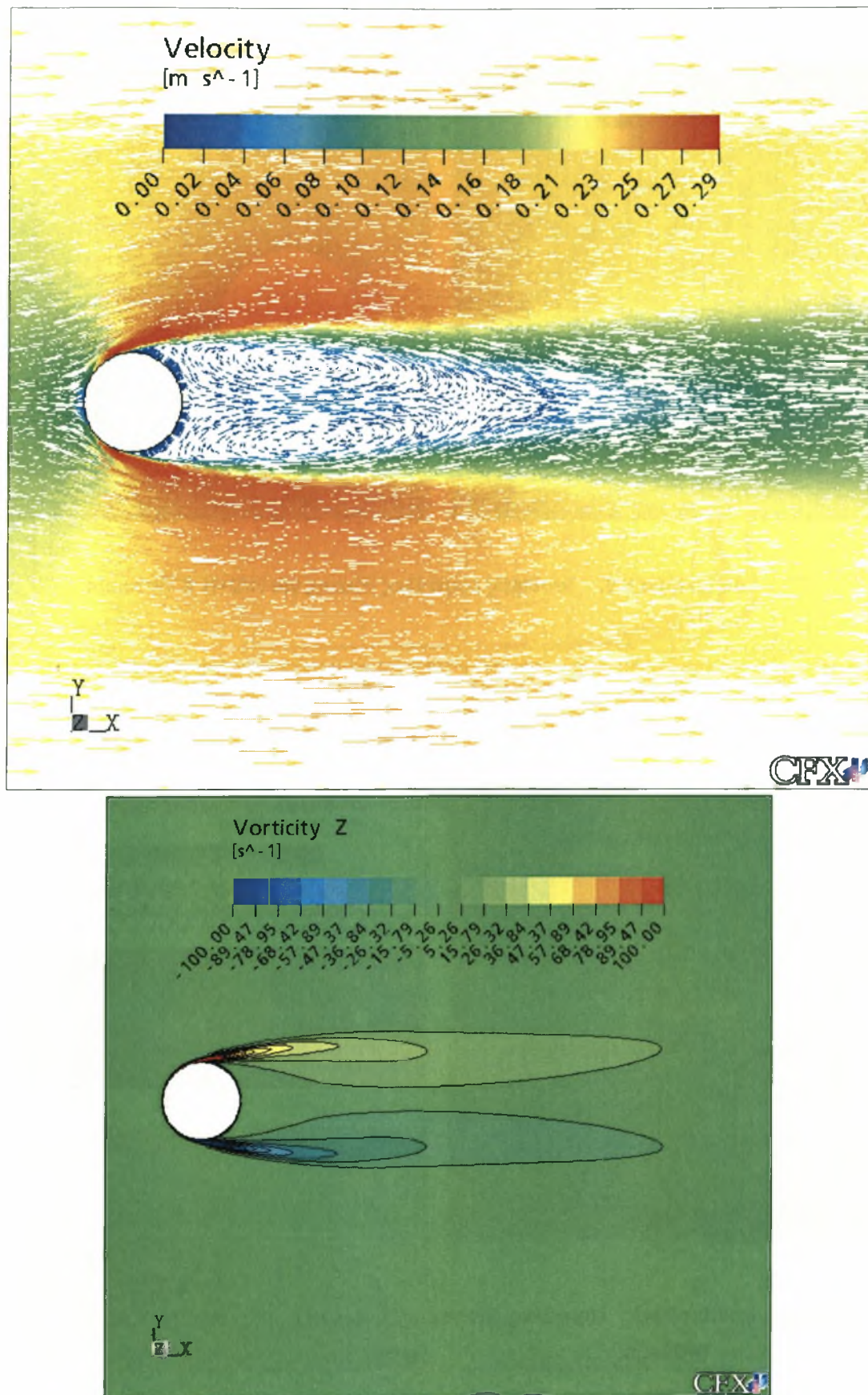


Διάγραμμα 8.6. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση της ροής για  $H/D=K$  &  $D=30mm$

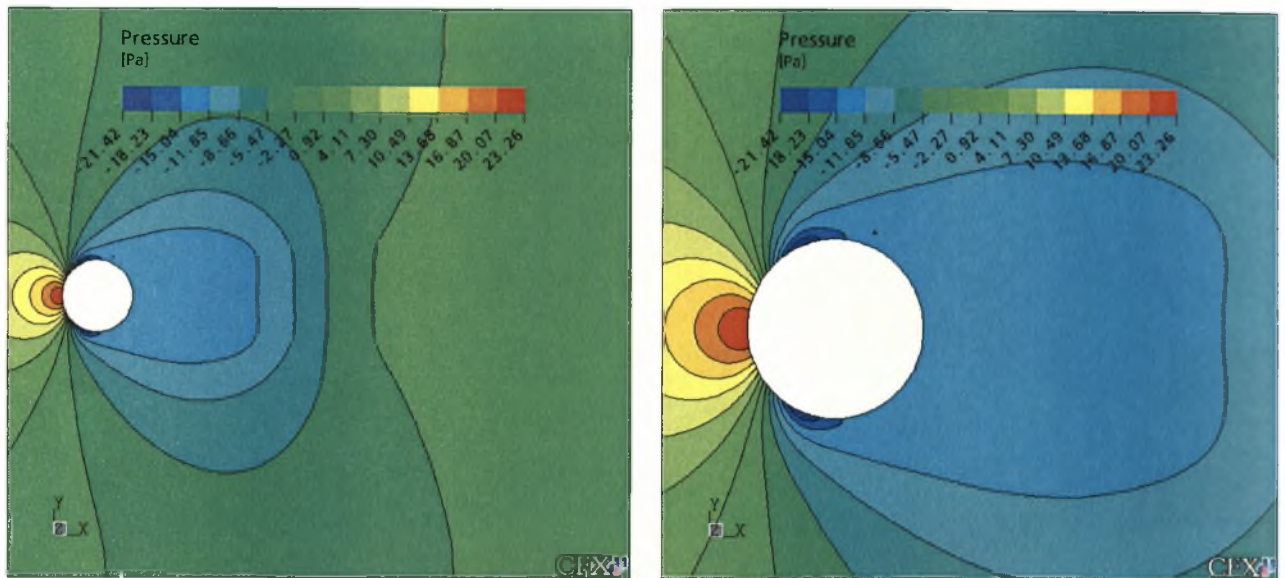


Διάγραμμα 8.7. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση, εγκάρσια στην ροή για  $H/D=K$  &  $D=30mm$

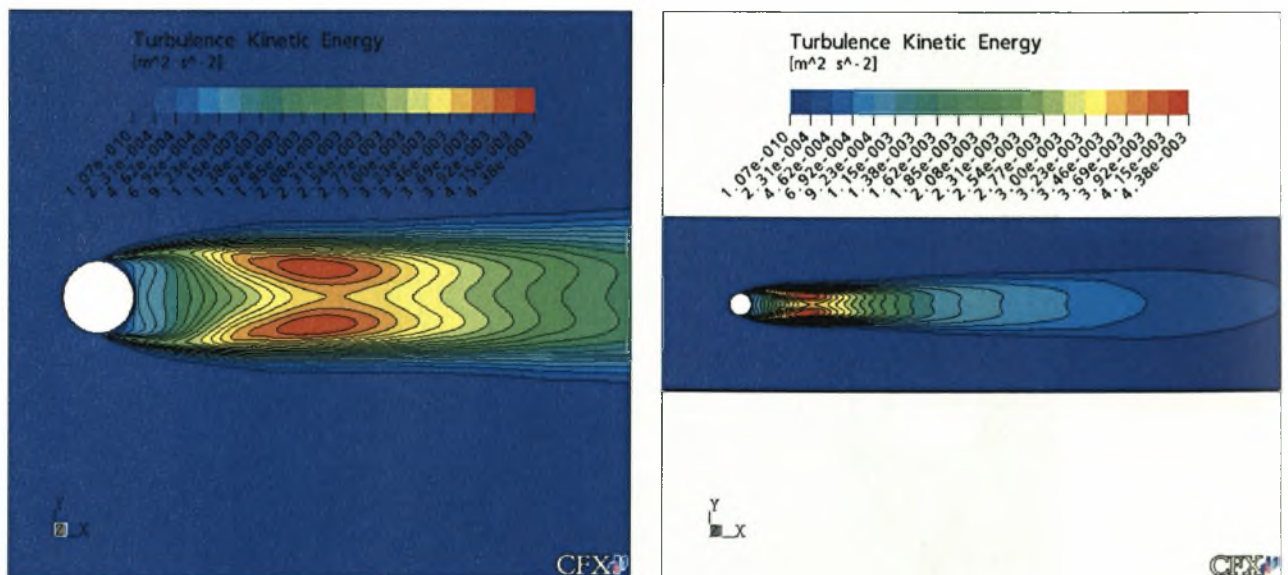




Διάγραμμα 8.8. Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες του μέτρου στροβιλότητας για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

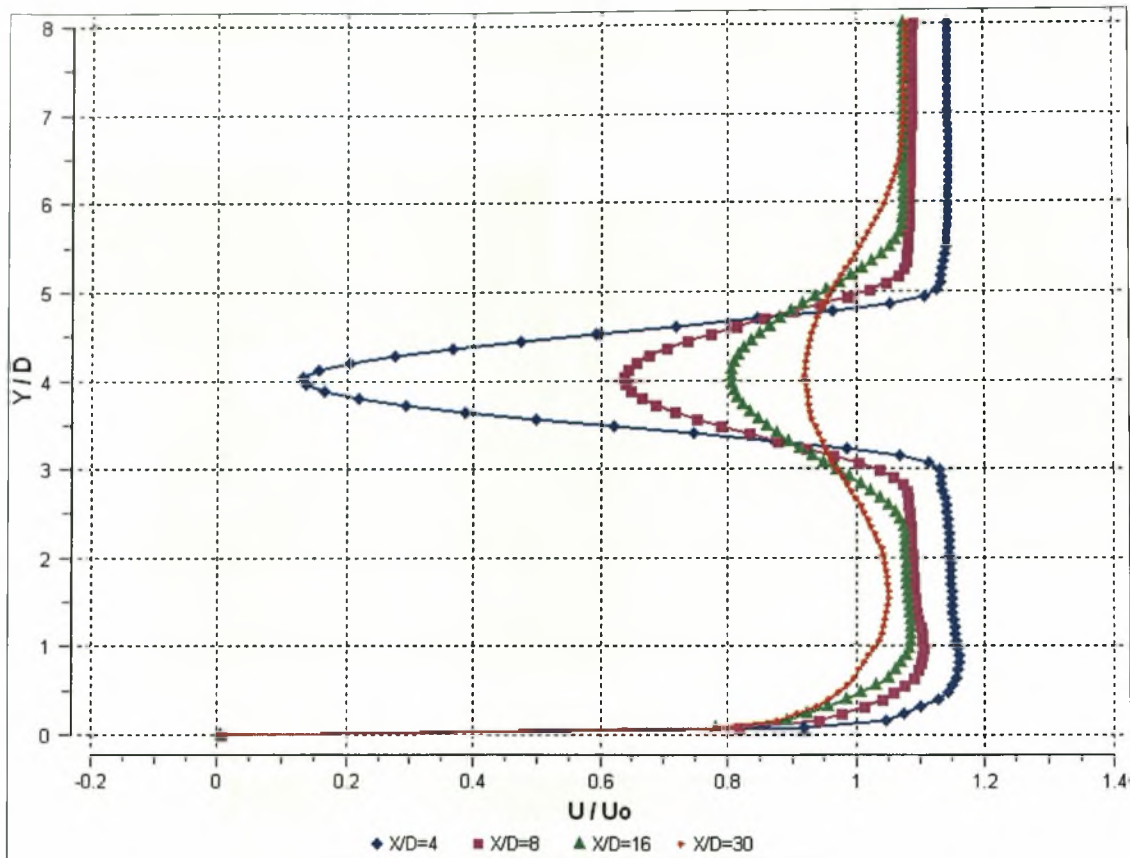


Διάγραμμα 8.9. Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$



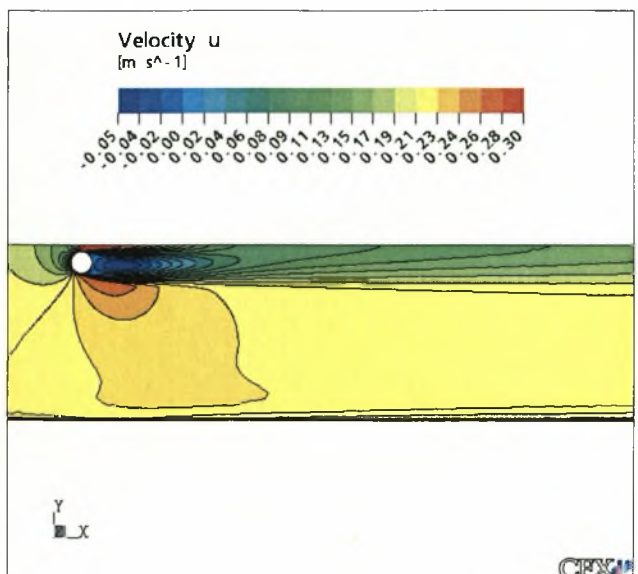
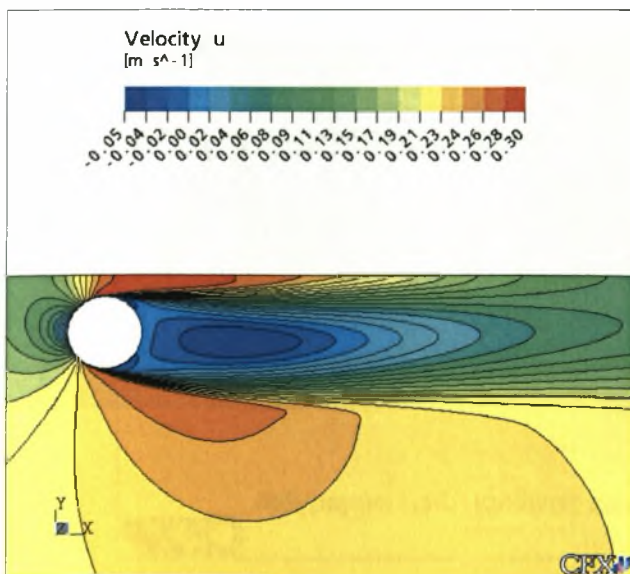
Διάγραμμα 8.10. Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$





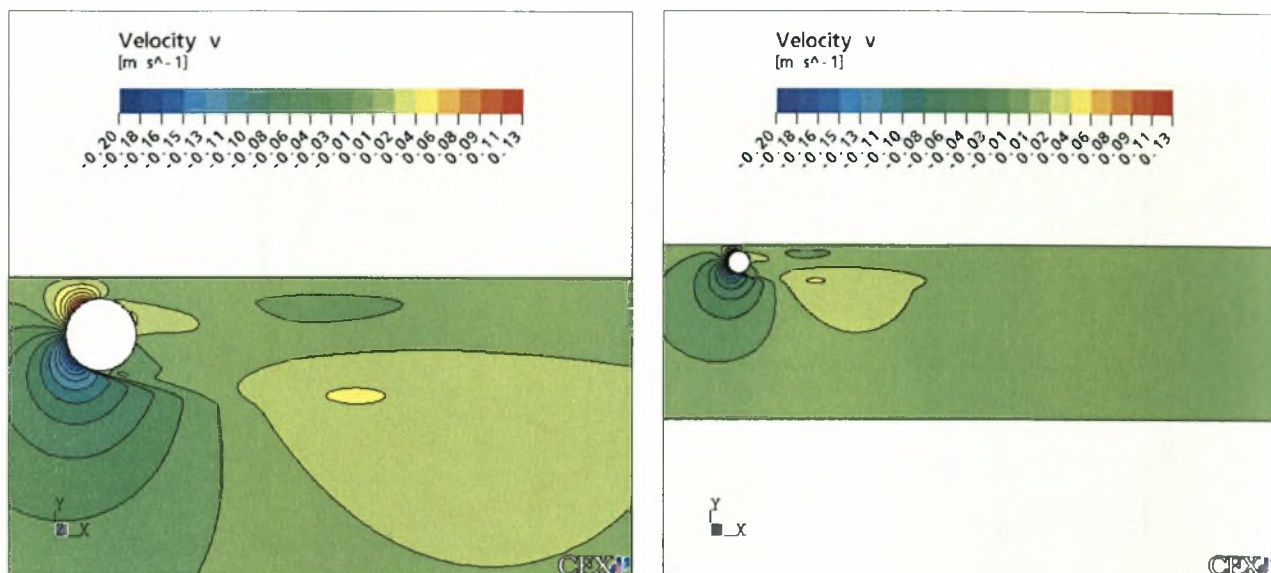
Διάγραμμα 8.11. Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων  $U$  για  $H/D=K$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D=0.8$

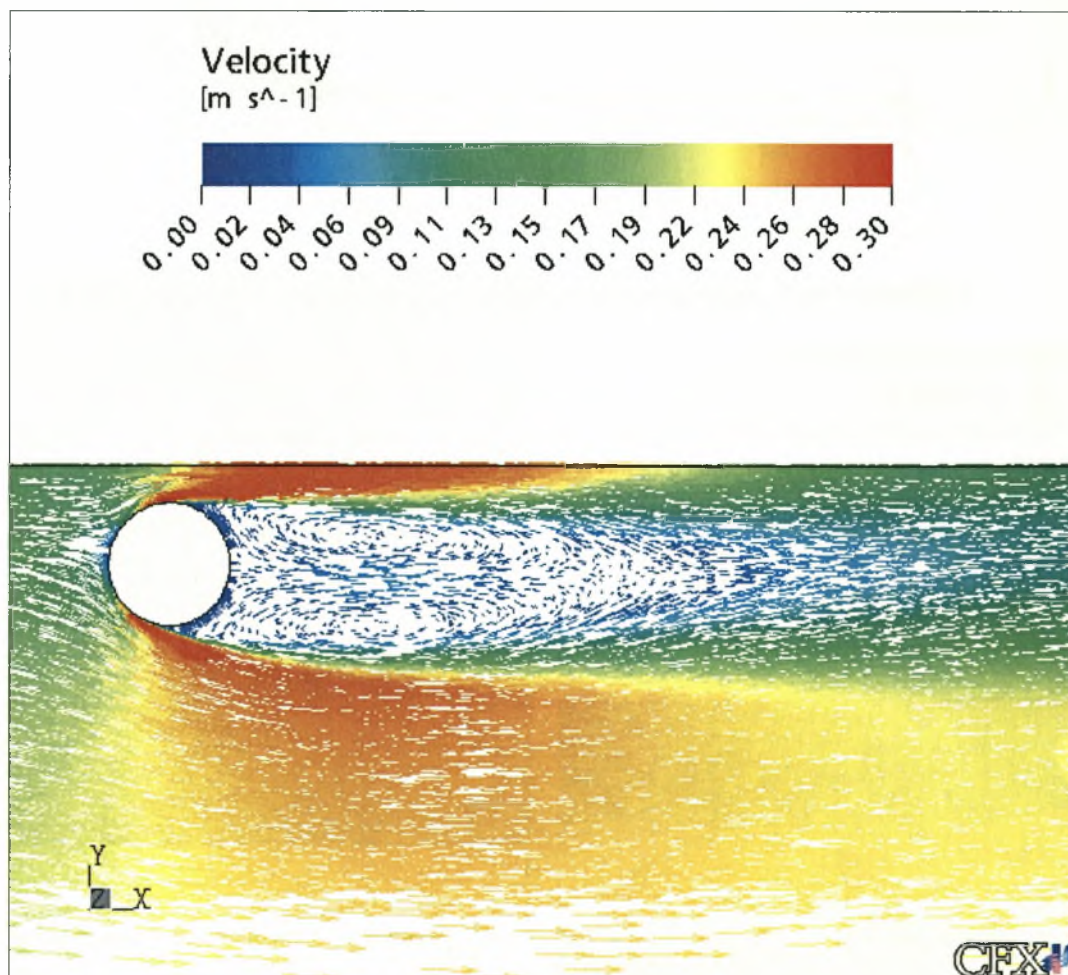


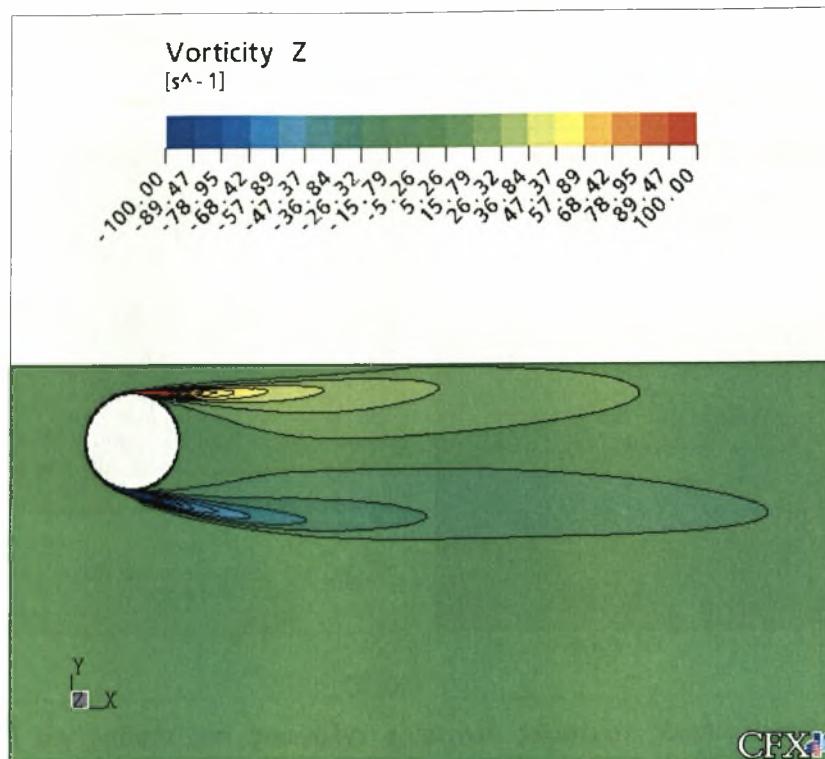
Διάγραμμα 8.12. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη  $X$  διεύθυνση της ροής για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



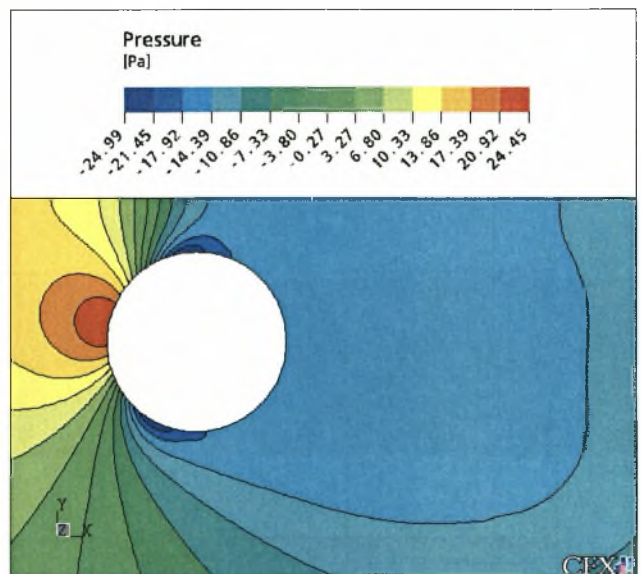
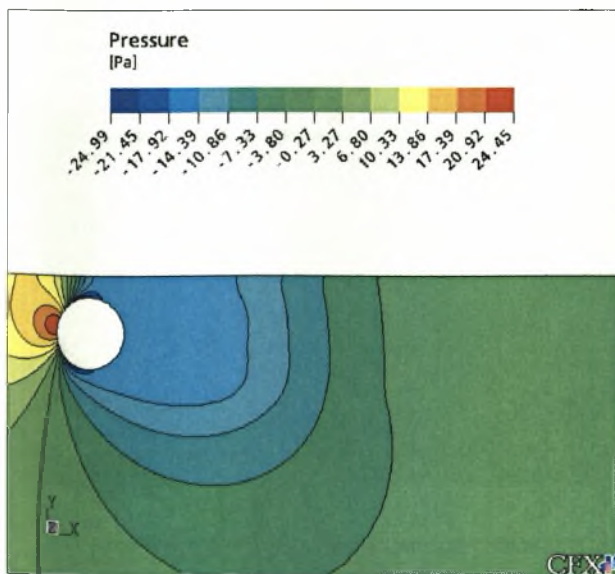


Διάγραμμα 8.13. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση, εγκάρσια στην ροή για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



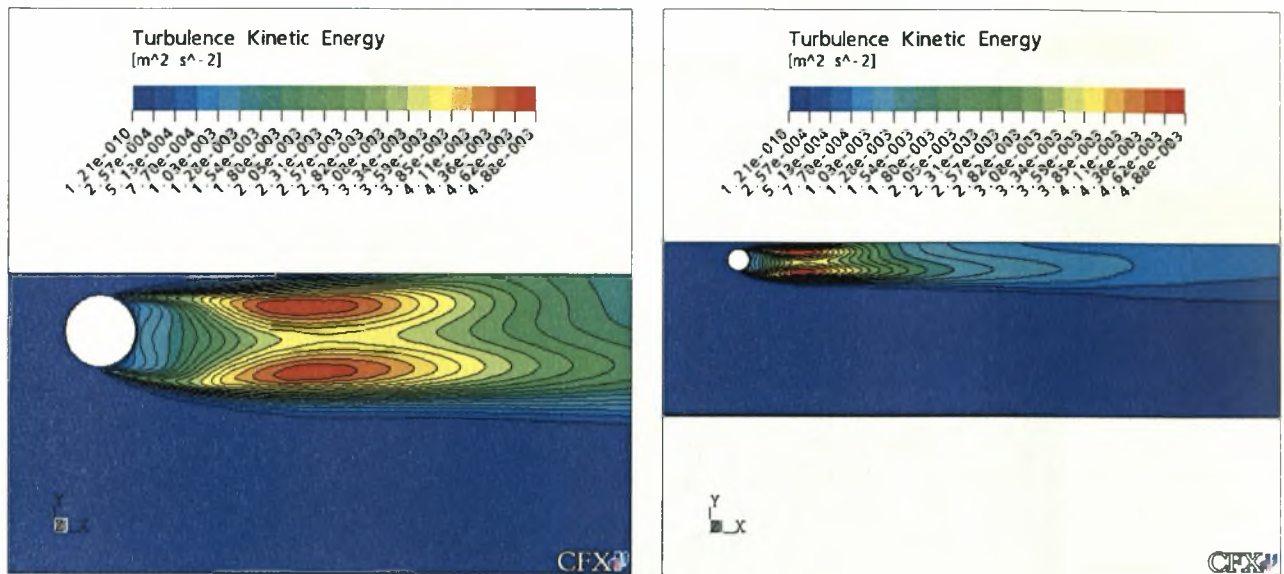


Διάγραμμα 8.14. Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες του μέτρου της στροβιλότητας για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

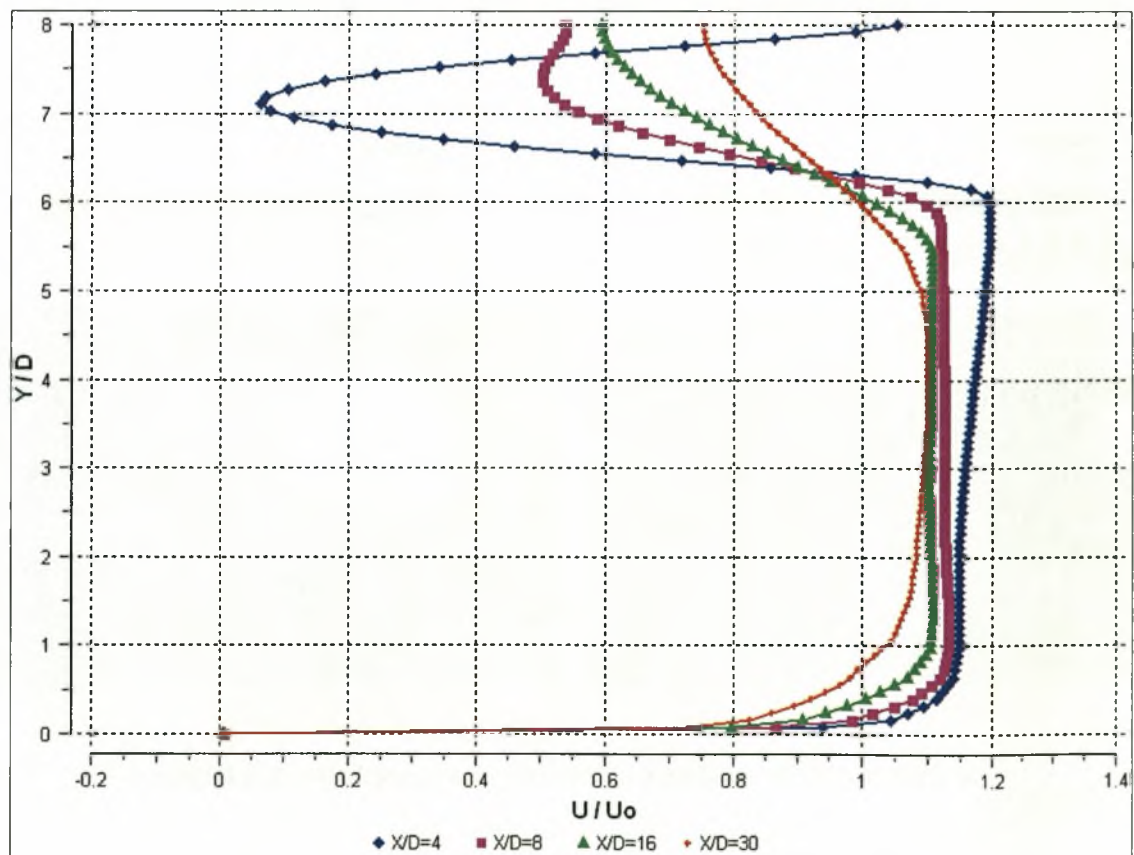


Διάγραμμα 8.15. Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$





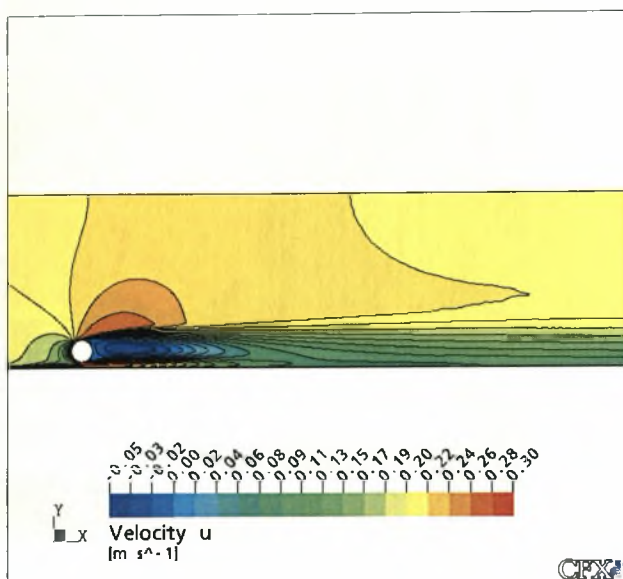
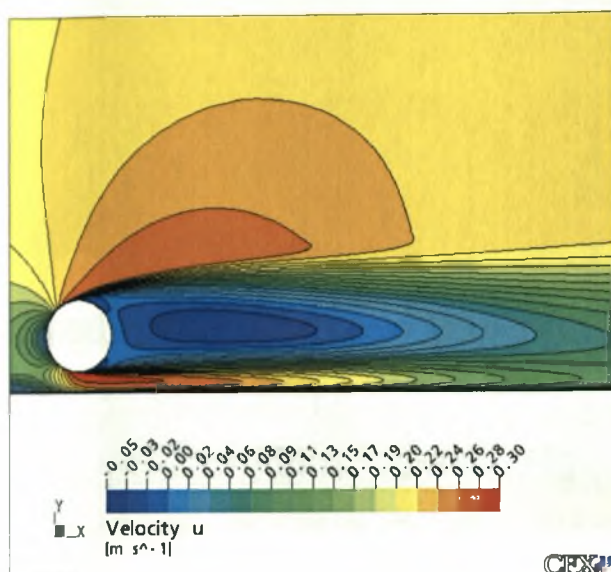
Διάγραμμα 8.16. Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



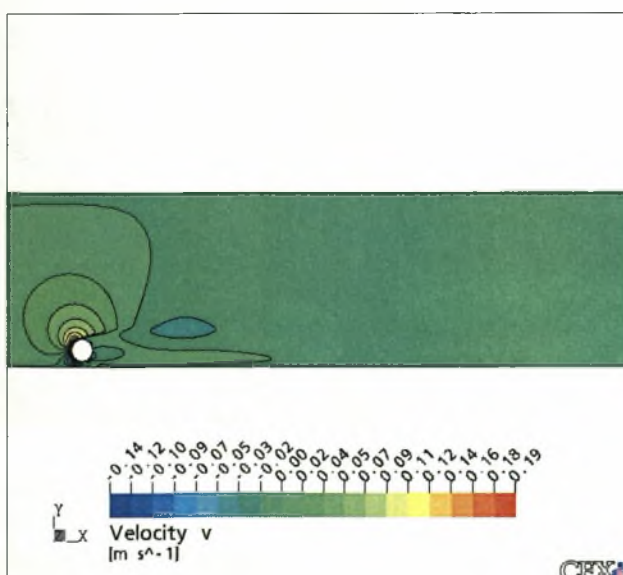
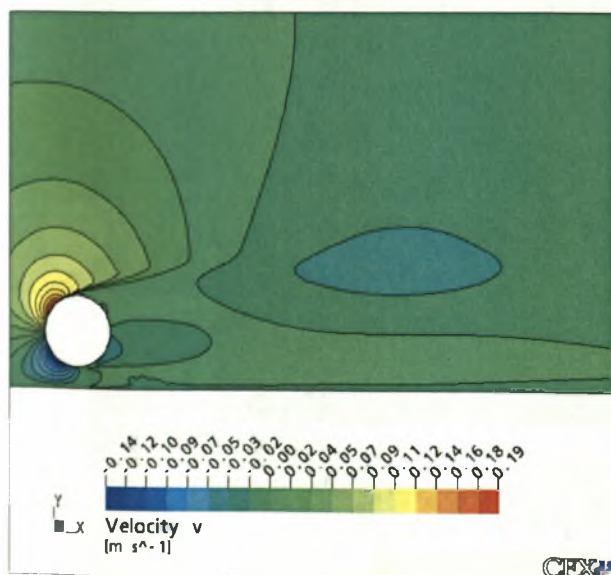
Διάγραμμα 8.17. Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων  $U$  για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$



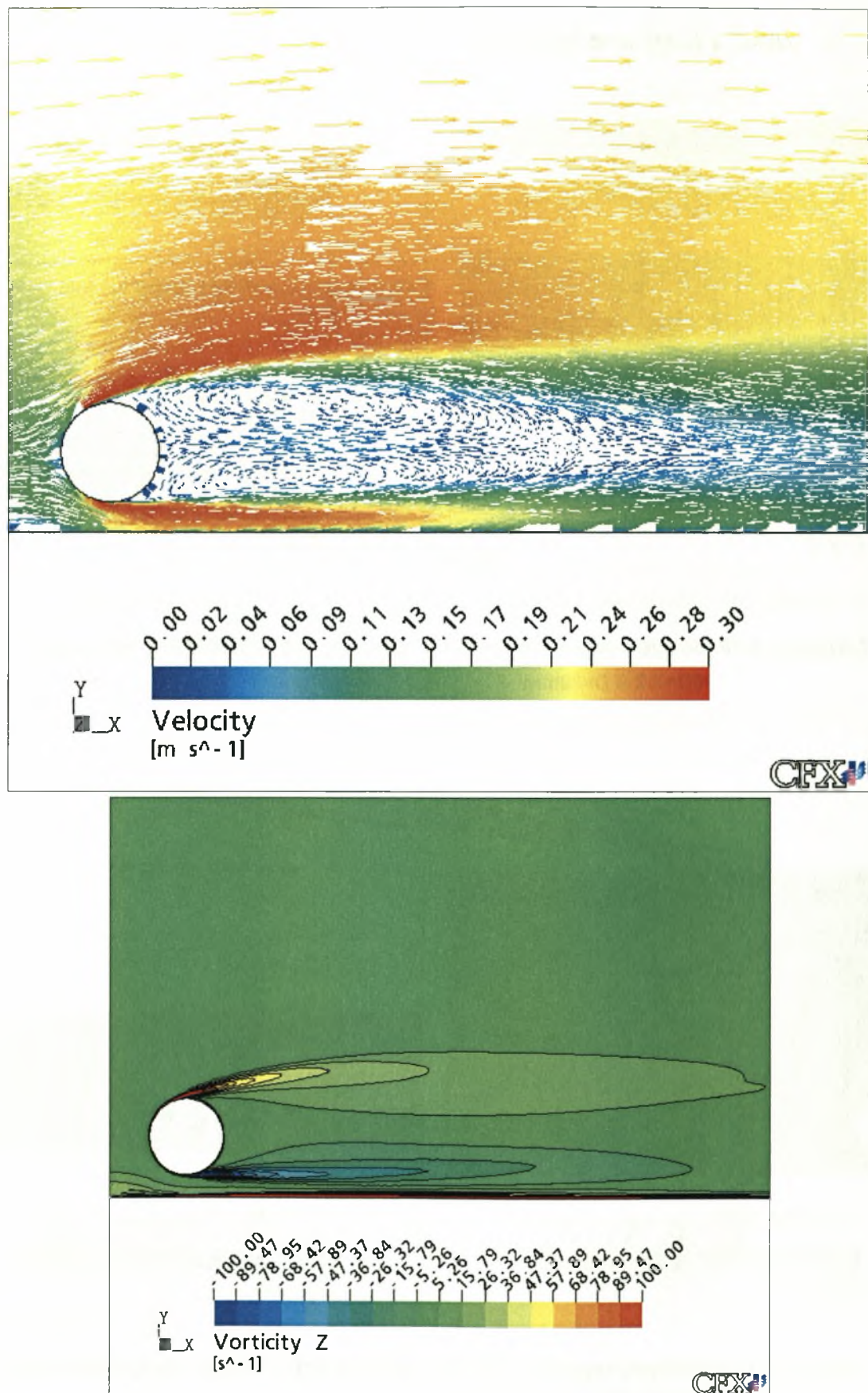
- $H/D=7.2$  (0.8D από δάπεδο)



Διάγραμμα 8.18. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη X διεύθυνση της ροής για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$

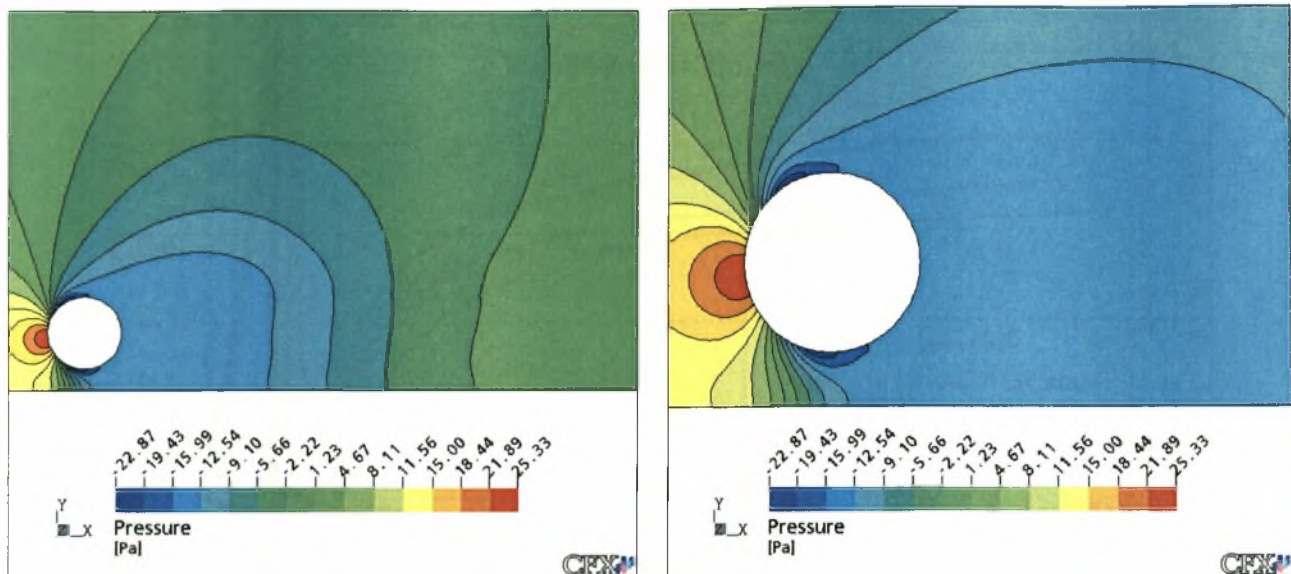


Διάγραμμα 8.19. Ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη Y διεύθυνση, εγκάρσια στην ροή για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$

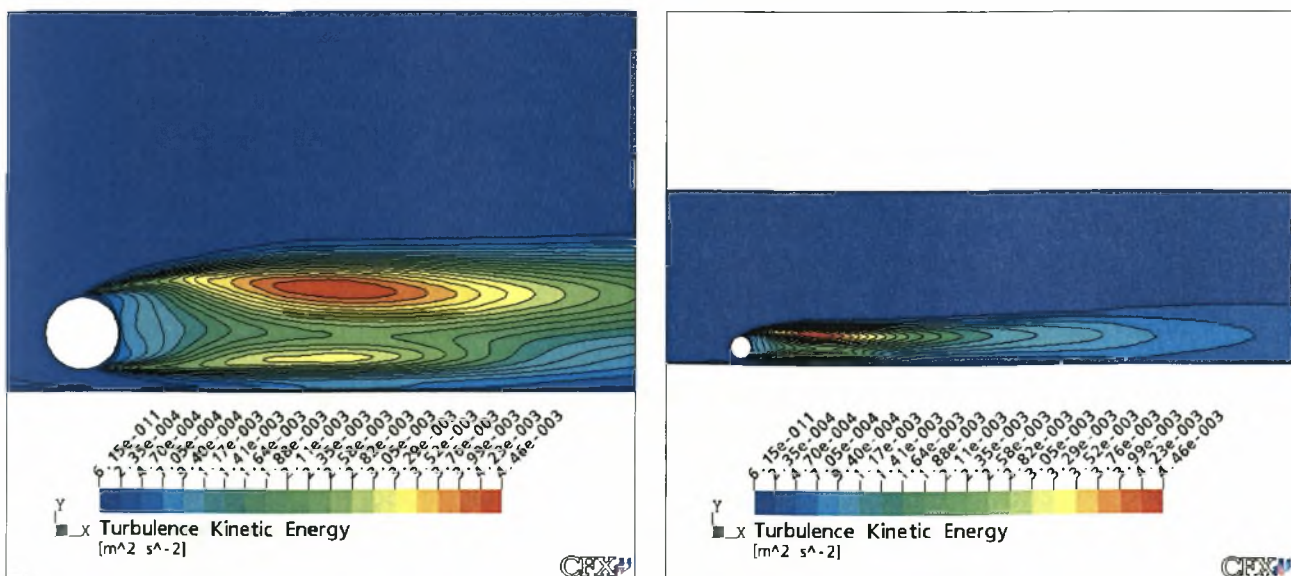


Διάγραμμα 8.20. Διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας και ισοϋψείς καμπύλες του μέτρου της στροβιλότητας για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$



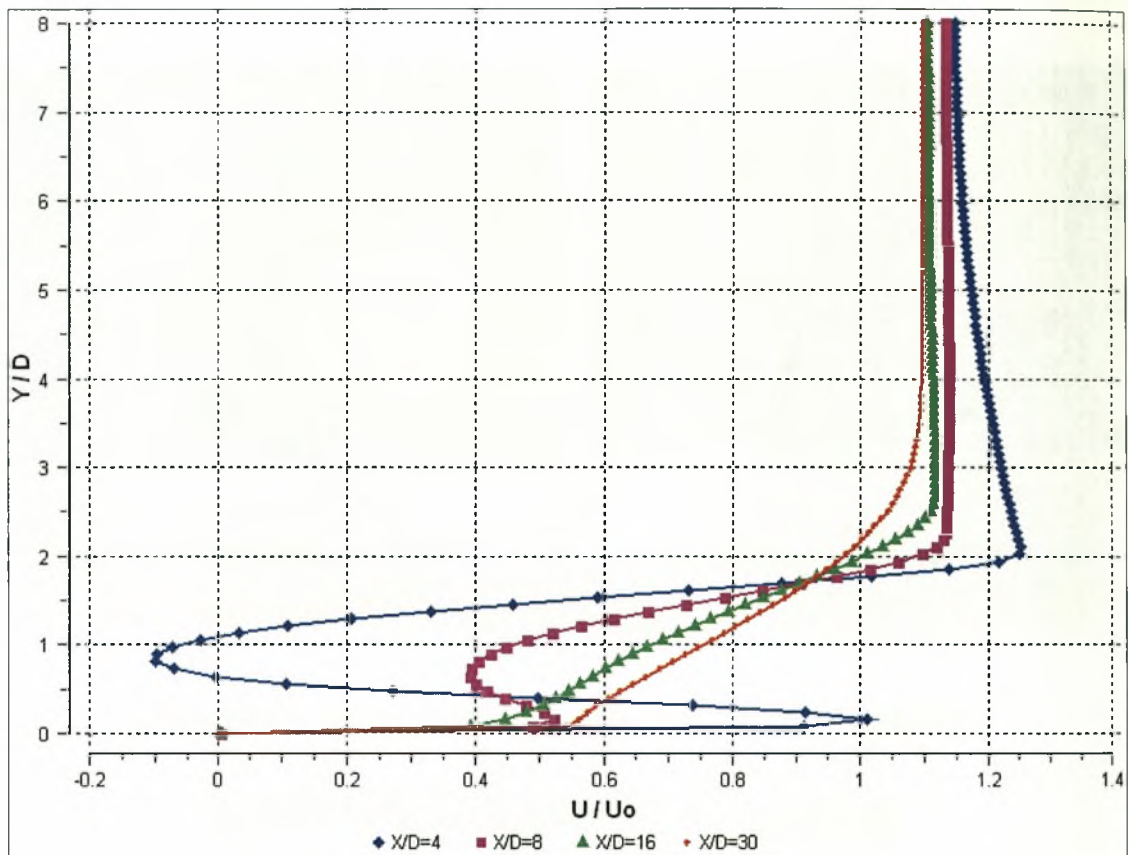


Διάγραμμα 8.21. Ισοϋψείς καμπύλες πίεσης για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 8.22. Ισοϋψείς καμπύλες κινητικής ενέργειας της τύρβης για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$





**Διάγραμμα 8.23. Εγκάρσια κατανομή ταχυτήτων  $U$  για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$**

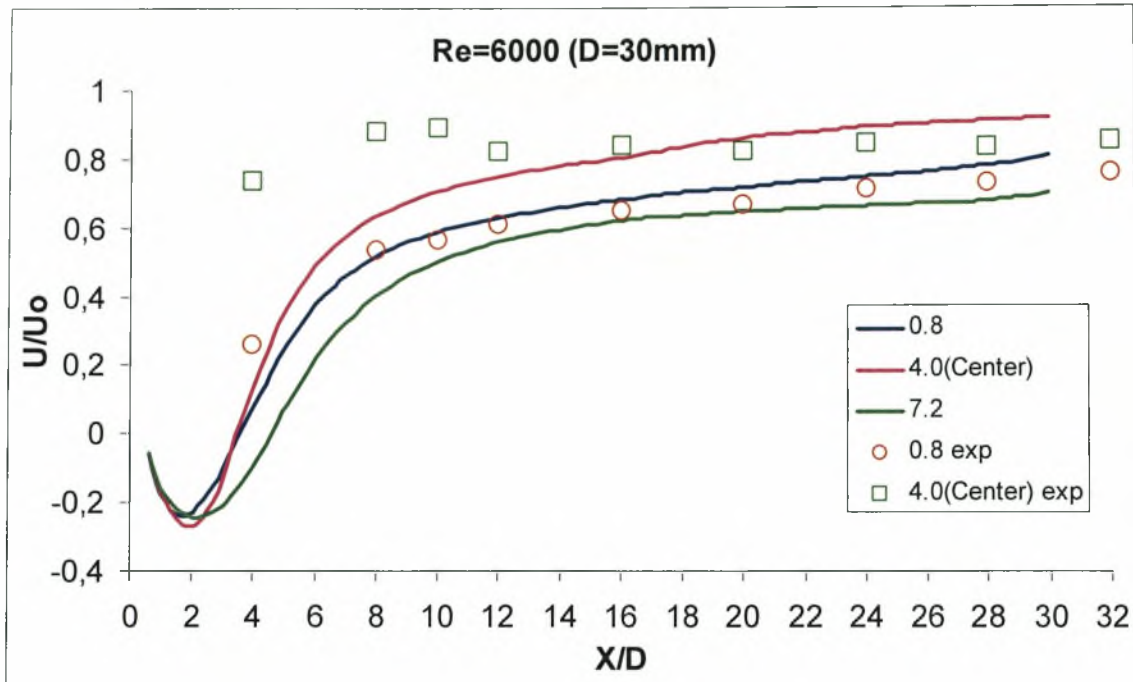
Παρατηρείται ότι στη θέση  $H/D=K$ , στο κέντρο της υδροσήραγγας η συμμετρική συμπεριφορά της ροής στο επάνω και κάτω μέρος του κυλίνδρου εξακολουθεί να υφίσταται σε μερικό βαθμό, παρατηρείτε επίσης από τις ισοϋψείς καμπύλες μέσων ταχυτήτων στη  $X$  διεύθυνση (διάγραμμα 8.30), ότι υπάρχει μία μικρή αλληλεπίδραση του επιταχυνόμενου τμήματος της ροής με το οριακό στρώμα στο δάπεδο. Το μήκος σχηματισμού του απόρου (Wake length) είναι  $L_f=3.64D$ .

Στη θέση  $H/D=0.8$  η ροή βαθμιαία γίνεται όλο και πιο συμμετρική τείνοντας να μοιάσει σε αυτή της κεντρικής θέσης. Το ρευστό δεν αδρανοποιείται σε κανένα σημείο μετά τη ροή και το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι  $L_f=3.64D$  που είναι και η τιμή για την κεντρική θέση.

Στην θέση  $H/D=7.2$  το ανοδικό επιταχυνόμενο ρεύμα δεν υφίσταται πλέον με αποτέλεσμα να μην υπάρχουν έντονες διαταραχές στον απόρου. Η μορφολογία της ροής αρχίζει σταδιακά και μοιάζει με αυτήν της κεντρικής θέσης καθώς ανεβαίνοντας προς τα επάνω αποκαθίσταται και η συμμετρία, ως προς την οριζόντιο, στη φουσαλίδα. Το μήκος σχηματισμού του απόρου μικραίνει ανεβαίνοντας διατηρώντας βέβαια τιμή μεγαλύτερη από την κεντρική θέση κάτι το οποίο σημαίνει πως υπάρχει αλληλεπίδραση με το δάπεδο και το σχηματισμό οριακού στρώματος εκεί. Έχουμε λοιπόν  $L_f=4.55$  για  $H/D=7.2$ .

Επίσης παρατηρείται ότι υπάρχουν ομοιότητες με την αντίστοιχη θέση στη διεπιφάνεια ( $H/D=0.8$ ) ως προς τη μορφολογία της ροής. Βέβαια εξετάζοντας τα μεγέθη της ροής της εκάστοτε περίπτωσης εξάγεται το συμπέρασμα ότι η ροή επηρεάζεται πολύ περισσότερο από το στερεό δάπεδο παρά από την ελεύθερη επιφάνεια. Παρατηρείται επίσης ότι το μήκος σχηματισμού του απόρου είναι

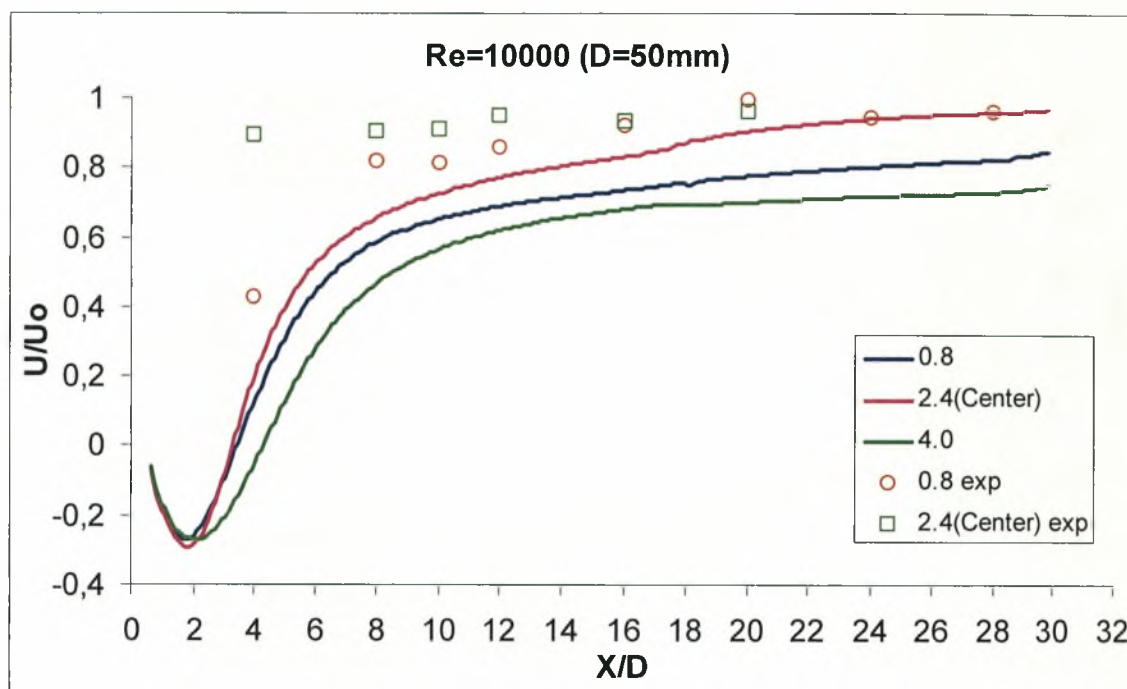
μεγαλύτερο κοντά στο δάπεδο από ότι κοντά στη διεπιφάνεια όπου πολύ γρήγορα παίρνει την τιμή που έχει η ροή στην κεντρική θέση.



**Διάγραμμα 8.24. Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκου κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για Re=6000, σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα**

Στο συγκεντρωτικό γράφημα (8.24) των ταχυτήτων κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις θέσεις  $H/D=K$  (κέντρο),  $H/D=0.8$  και  $H/D=7.2$  (ή 0.8 από το δάπεδο) δε παρατηρείται κάποια ιδιαίτερη ανομοιομορφία. Από τα κυριότερα σχόλια είναι η υστέρηση της ροής, στη θέση 7.2, όσον αφορά την επίτευξη θετικών τιμών ταχύτητας μέχρι τη θέση  $3.5-4D$ . Επίσης η μέγιστη αρνητική τιμή ταχύτητας επιτυγχάνεται στην κεντρική θέση αλλά στη θέση 0.8 εμφανίζεται πιο πριν, περίπου  $0.5D$ . Για άλλη μια φορά φαίνεται ότι το δάπεδο «καθυστερεί» περισσότερο τη ροή από ότι η ελεύθερη επιφάνεια.

Στο διάγραμμα αυτό υπάρχει απόλυτη συμφωνία μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων ειδικά για την θέση  $H/D=0.8$ .

8.2.3. Πεδίο ταχυτήτων για  $Re=10000$  ( $D=50mm$ )

**Διάγραμμα 8.25. Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής ταχύτητας για  $Re=10000$ , σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα**

Στο συγκεντρωτικό γράφημα (8.25) των ταχυτήτων κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για τις θέσεις  $H/D=K$  (κέντρο),  $H/D=0.8$  και  $H/D=4.0$  (ή  $0.8$  από το δάπεδο) δεν παρατηρείται κάποια ιδιαίτερη ανομοιομορφία επίσης. Από τα κυριότερα σχόλια είναι η υστέρηση της ροής, στη θέση  $H/D=4.0$  όσον αφορά την επίτευξη θετικών τιμών ταχύτητας μέχρι τη θέση  $3.5-4D$ . Επίσης η μέγιστη αρνητική τιμή ταχύτητας επιτυγχάνεται στην κεντρική θέση και στο ίδιο σημείο με αυτό της θέσης  $H/D=0.8$ . Για άλλη μια φορά φαίνεται ότι το δάπεδο «καθυστερεί» περισσότερο τη ροή από ότι η ελεύθερη επιφάνεια όπου μέχρι τη θέση  $3-3.5D$  οι ταχύτητά της σχεδόν ταυτίζεται με αυτήν της κεντρικής θέσης.

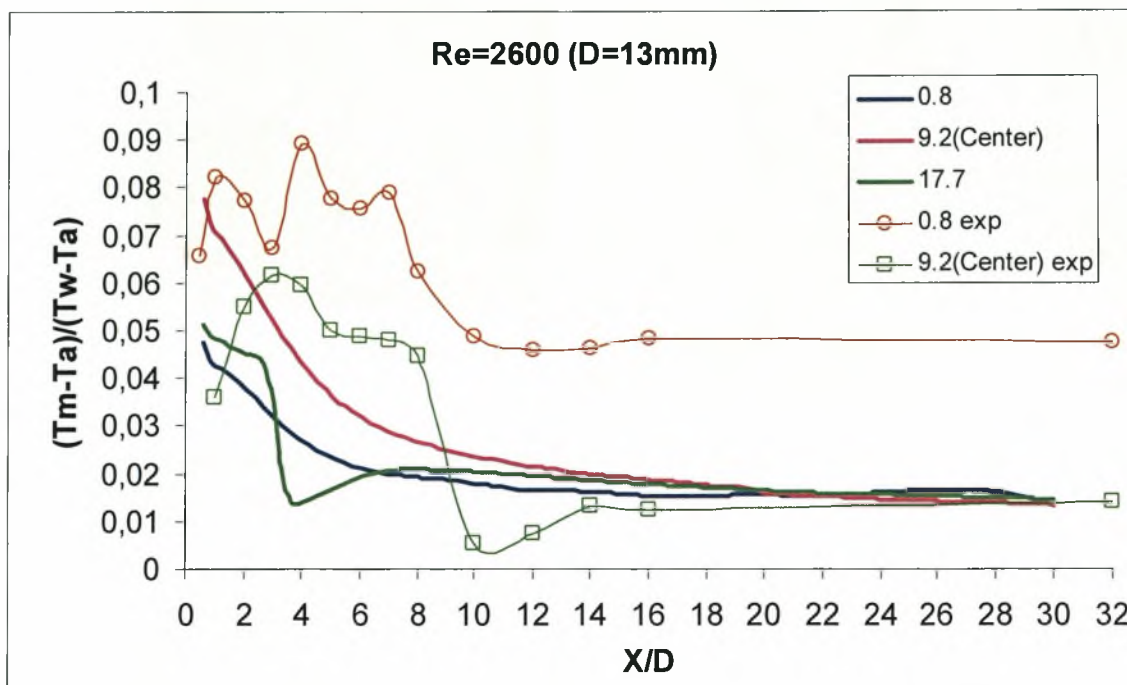
Όπως φαίνεται και στο παραπάνω διάγραμμα δεν υπάρχει πολύ καλή συμφωνία μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων, και αυτό ίσως οφείλεται στο μπλοκάρισμα που δημιουργεί στην ροή ο κύλινδρος διαμέτρου  $D=50$  mm.



### 8.3. Υπολογισμένα και μετρημένα μεγέθη ροής, πεδίο θερμοκρασιών

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζονται μεγέθη του θερμοκρασιακού πεδίου για κρίσιμες θέσεις τοποθέτησης ( $H/D$ ) του κυλίνδρου ( $Re=6000$ ,  $D=30mm$ ). Επίσης για  $Re=2600$  &  $10000$  παρατίθενται συγκεντρωτικά γραφήματα που δείχνουν την μεταβολή της θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή των κυλίνδρων.

#### 8.3.1. Πεδίο θερμοκρασιών για $Re=2600$ ( $D=13mm$ )



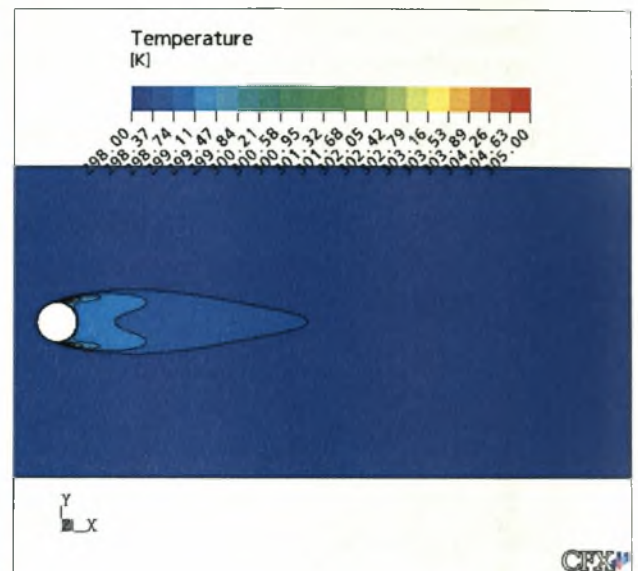
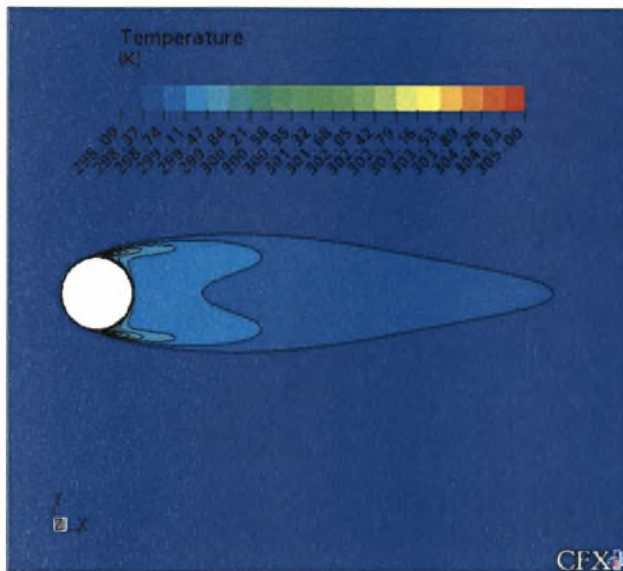
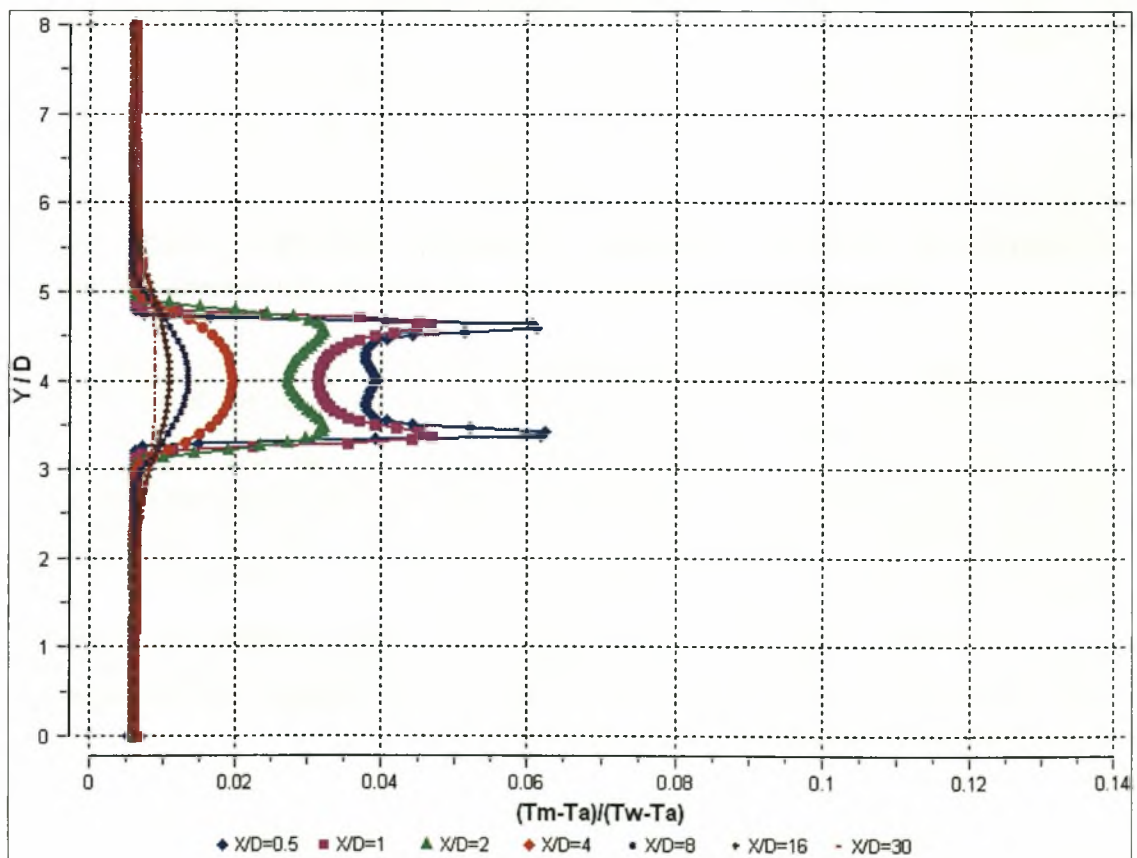
**Διάγραμμα 8.26. Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκου κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για  $Re=2600$ , σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα**

Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα (8.26) έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο κοντά στα όρια, την  $H/D=0.8$  από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο ( $H/D=17.7$ ). Είναι φανερή η ανωμαλία στη θέση  $H/D=17.7$  για  $4D$  πίσω από τον κύλινδρο, αυτό λόγω του ρεύματος αποκοπής. Παρατηρείται ότι και στις δύο ακραίες θέσεις έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη από την κεντρική θέση αφού η θερμοκρασία σταθεροποιείται αρκετά πιο πριν. Επίσης στη θέση  $H/D=0.8$  η θερμοκρασία τείνει να σταθεροποιηθεί πιο γρήγορα από τις άλλες δύο θέσεις.

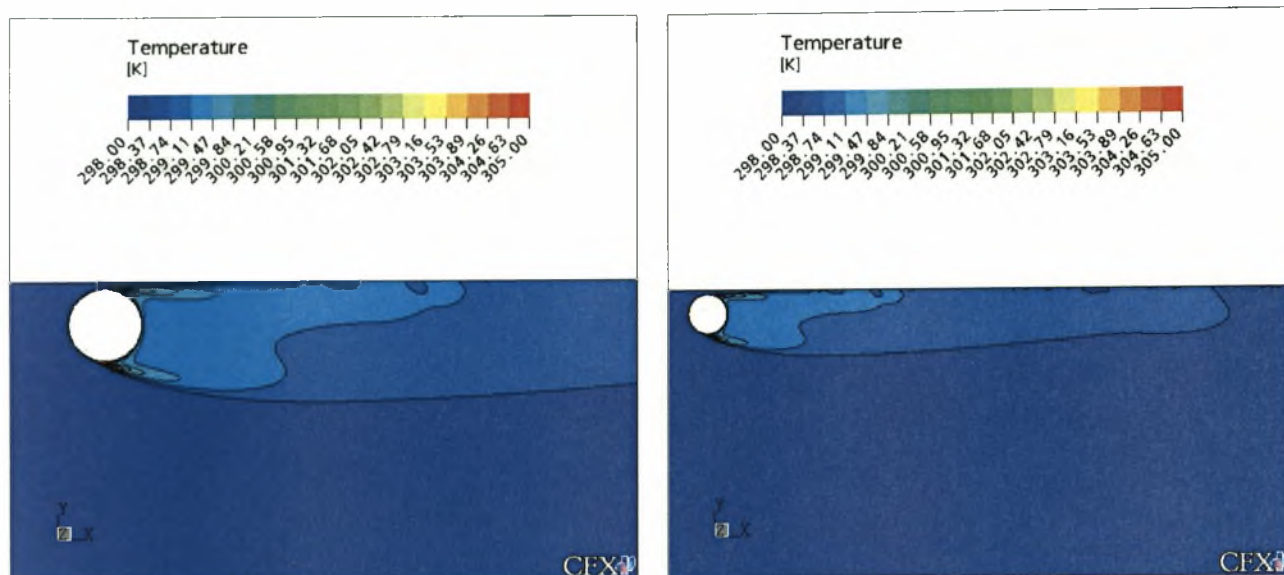
Η σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων οδηγεί σε μια διαφορά στις τιμές, πράγμα που δεν συνέβη στην περίπτωση των ταχυτήτων, και αυτό ίσως οφείλεται στην εκροή δινών στις πραγματικές συνθήκες του πειράματος, σε αντίθεση με την steady state λύση που δίνει το CFX.

8.3.2. Πεδίο θερμοκρασιών για  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

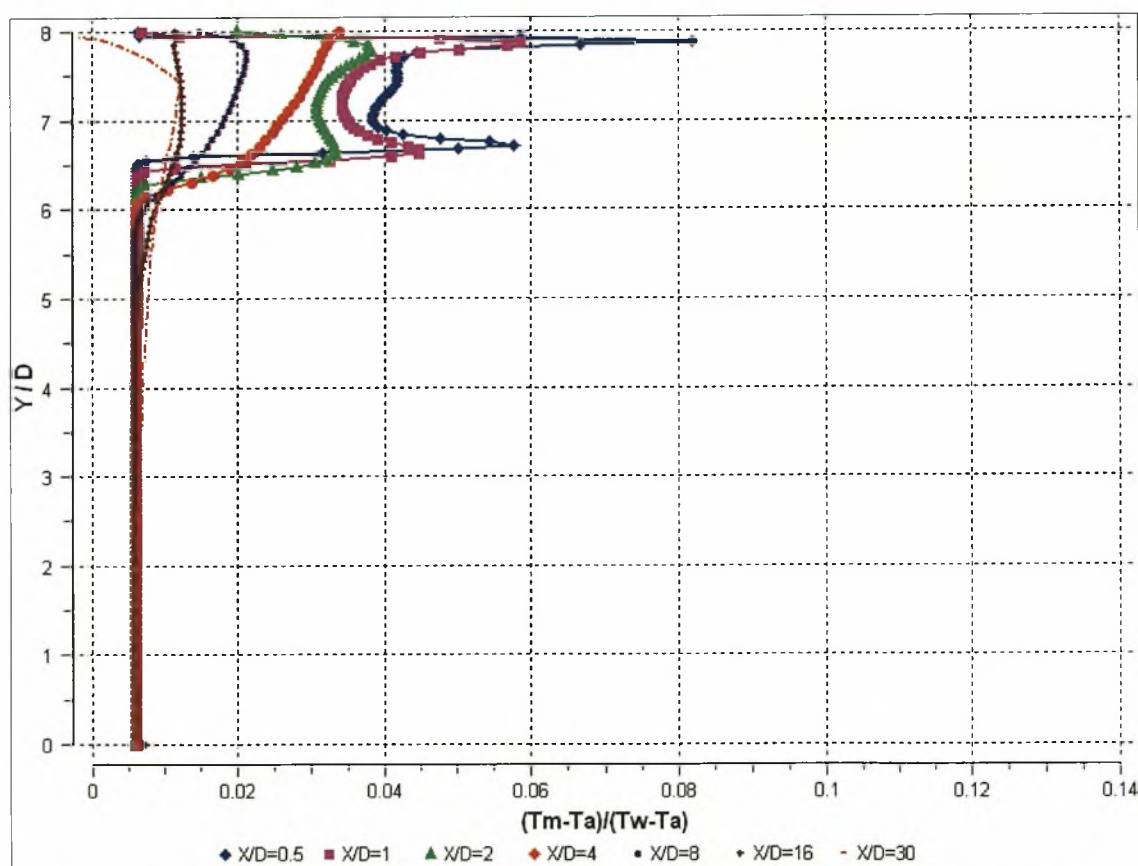
- $H/D = K$  (Κέντρο υδροσήραγγας)

Διάγραμμα 8.27. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=K$  &  $D=30mm$ Διάγραμμα 8.28. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=K$  &  $D=30mm$

- $H/D = 0.6$



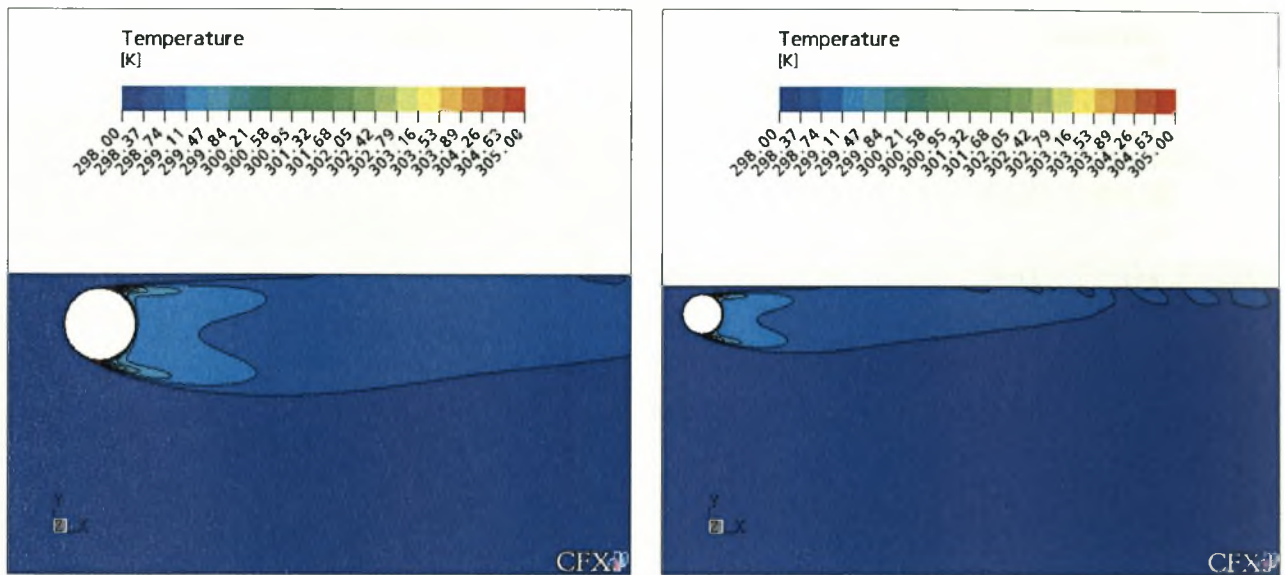
Διάγραμμα 8.29. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=0.6$  &  $D=30\text{mm}$



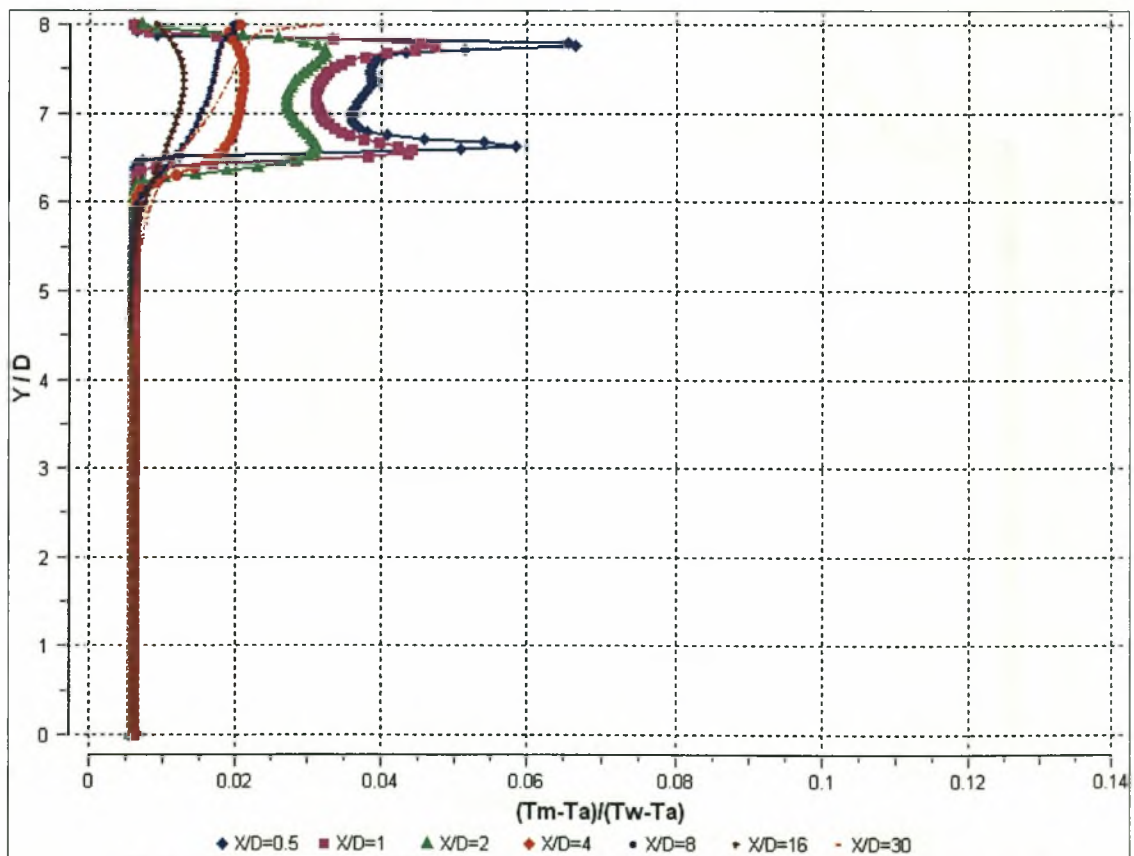
Διάγραμμα 8.30. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=0.6$  &  $D=30\text{mm}$



- $H/D = 0.7$

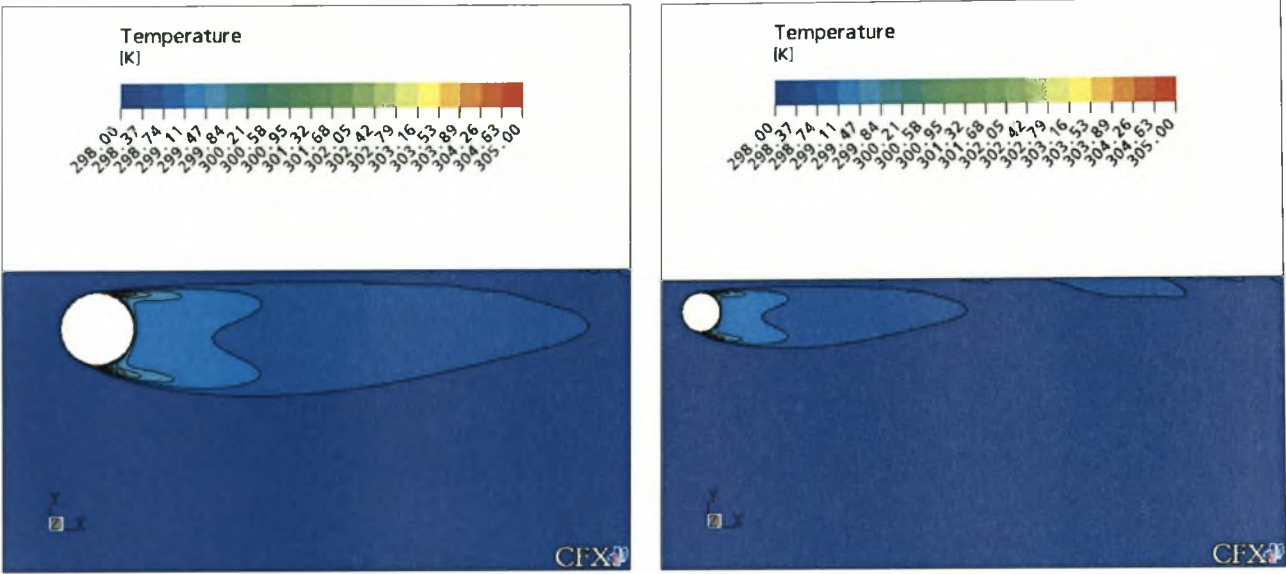


Διάγραμμα 8.31. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$

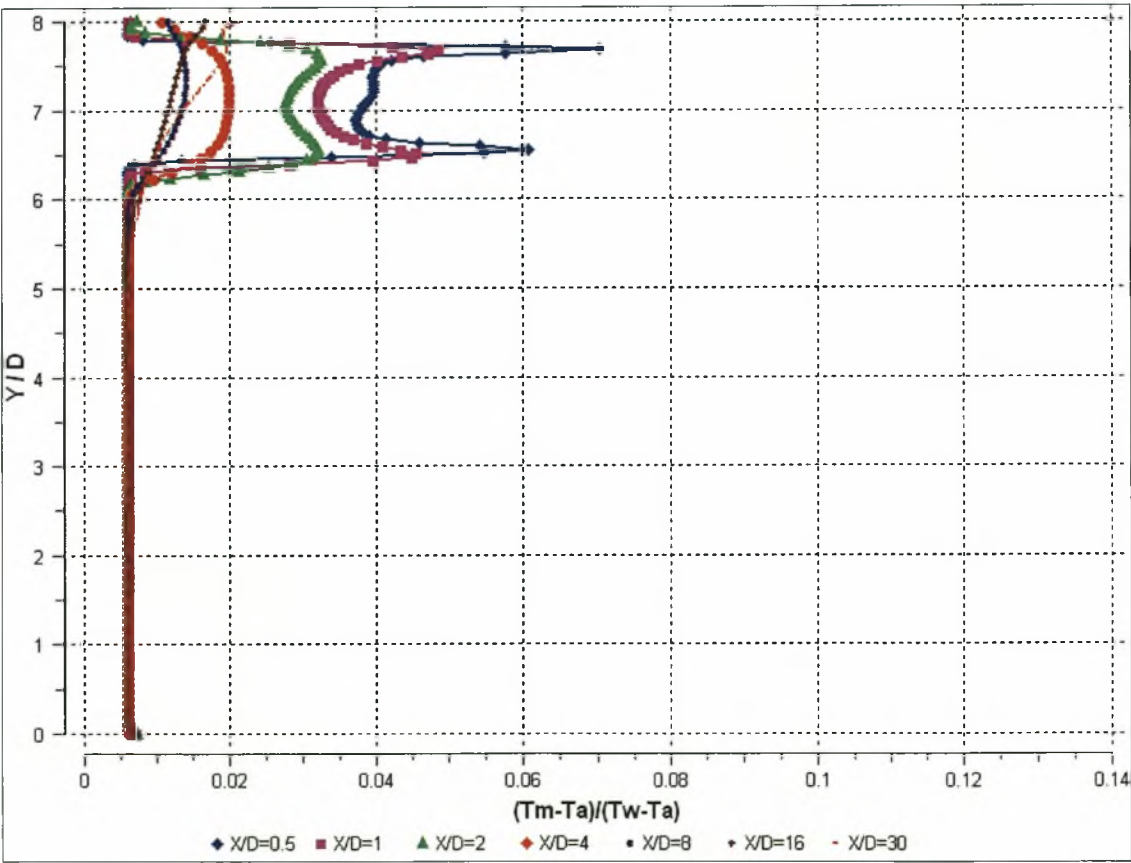


Διάγραμμα 8.32. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=0.7$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 0.8$

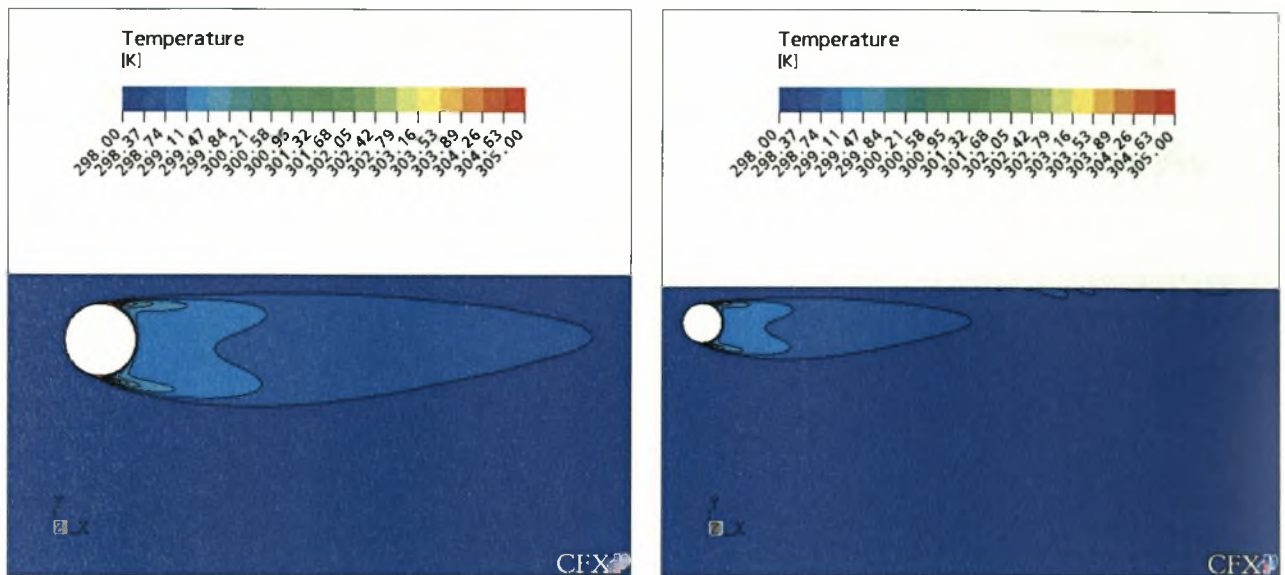


Διάγραμμα 8.33. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

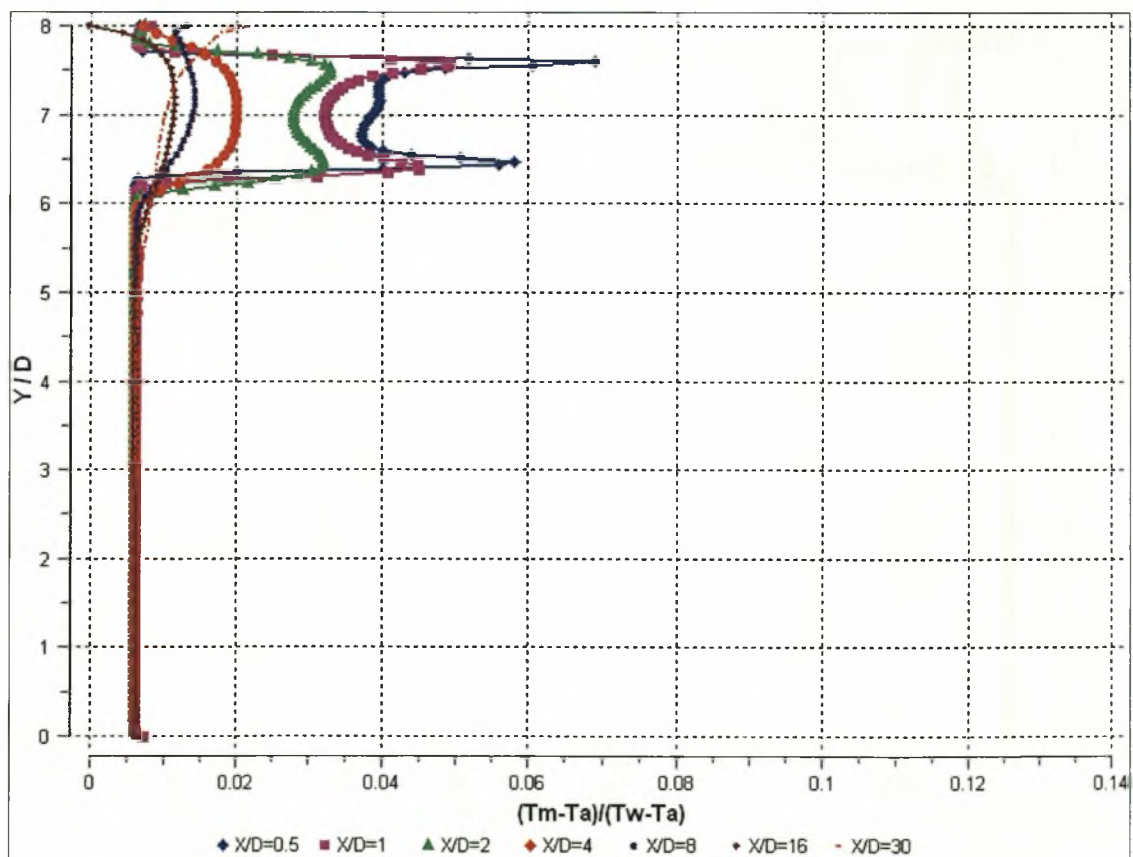


Διάγραμμα 8.34. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=0.8$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D = 0.9$



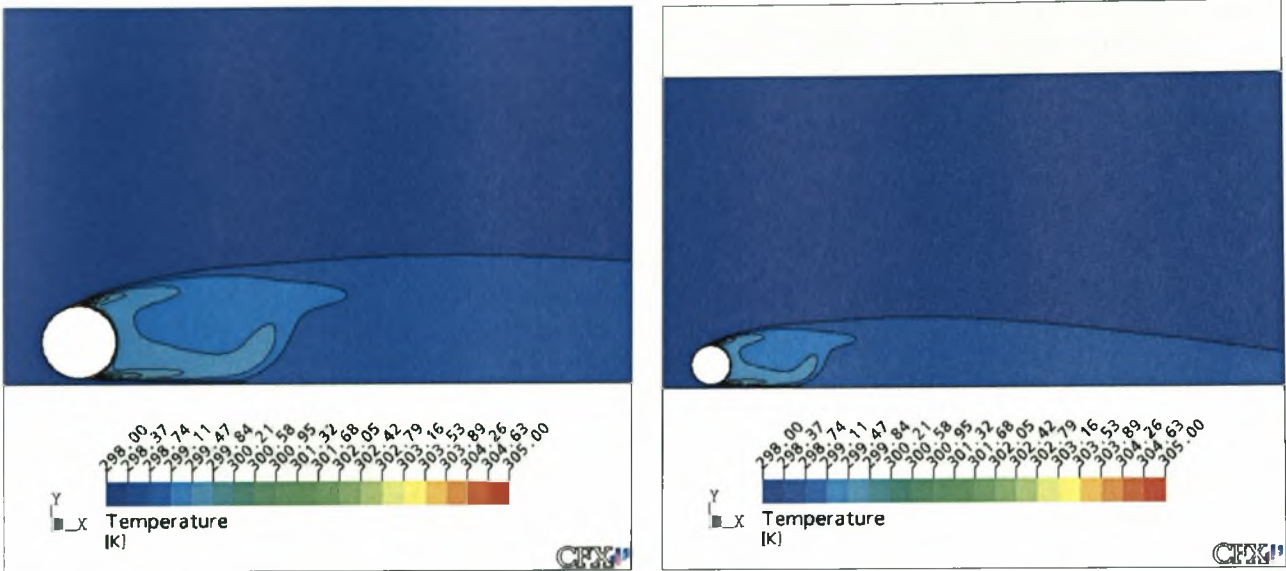
Διάγραμμα 8.35. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$



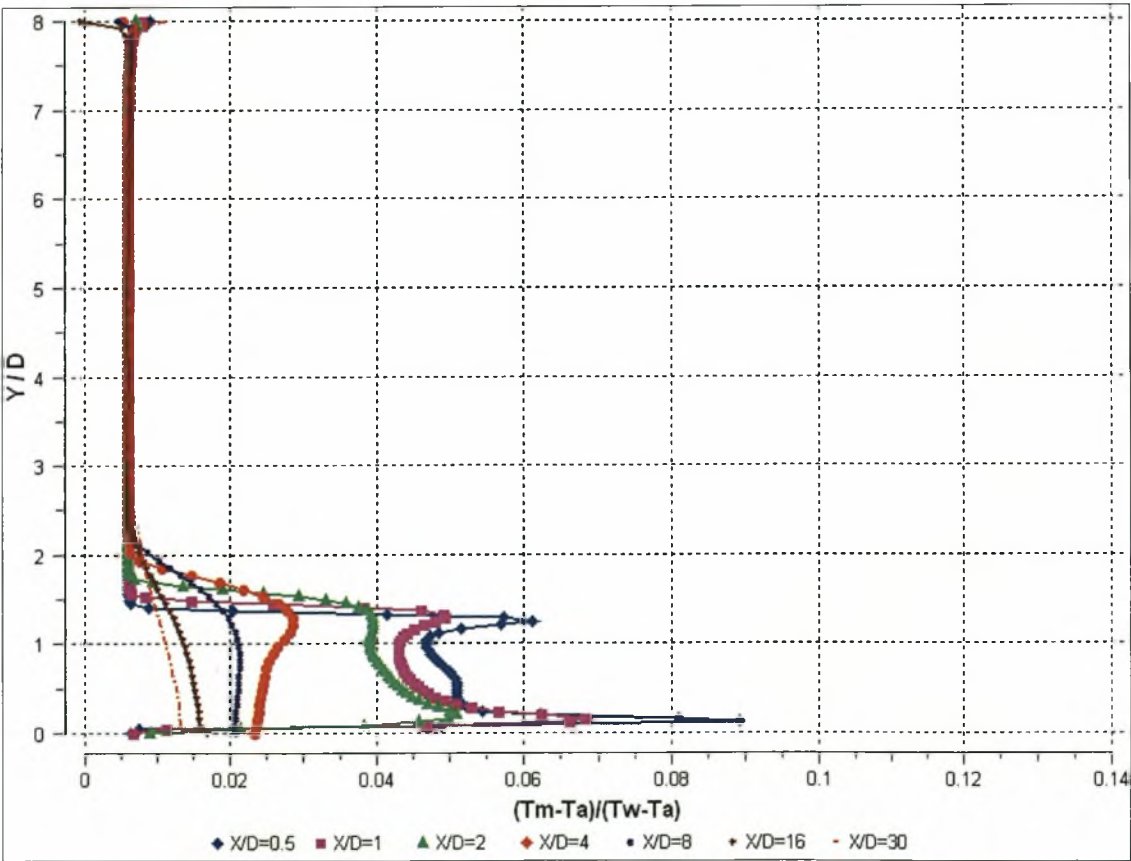
Διάγραμμα 8.36. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=0.9$  &  $D=30\text{mm}$



- $H/D=7.4$

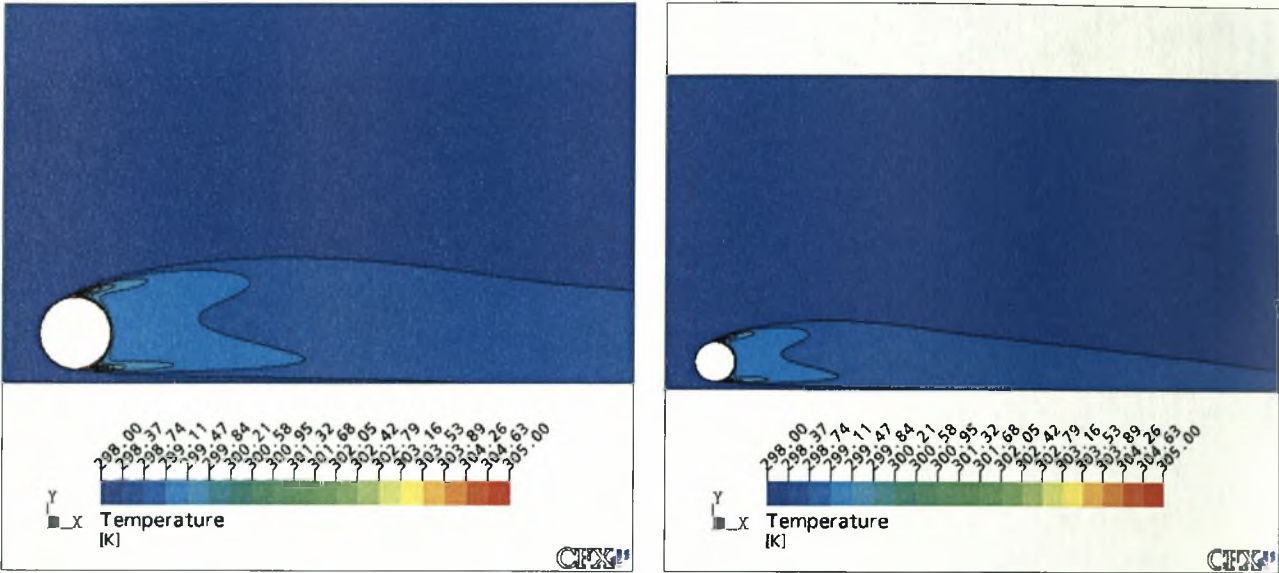


Διάγραμμα 8.37. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=7.4$  &  $D=30\text{mm}$

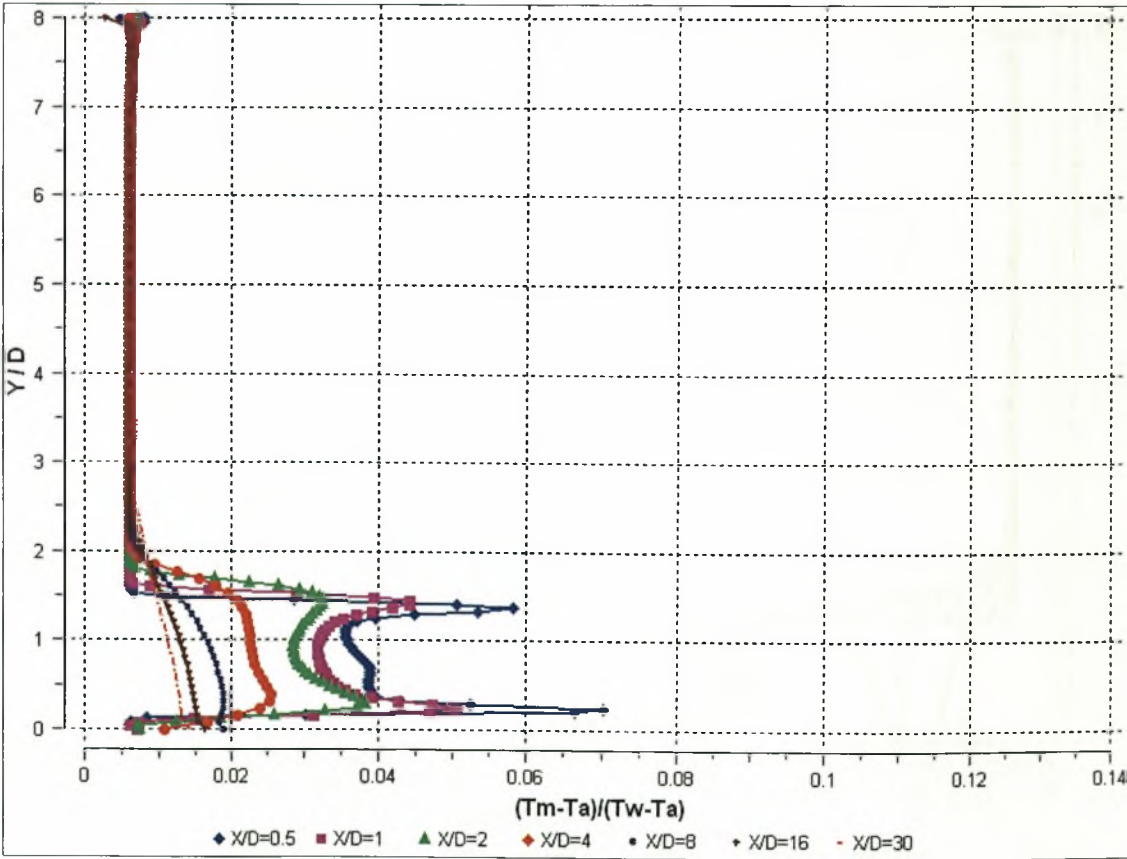


Διάγραμμα 8.38. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=7.4$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D=7.3$

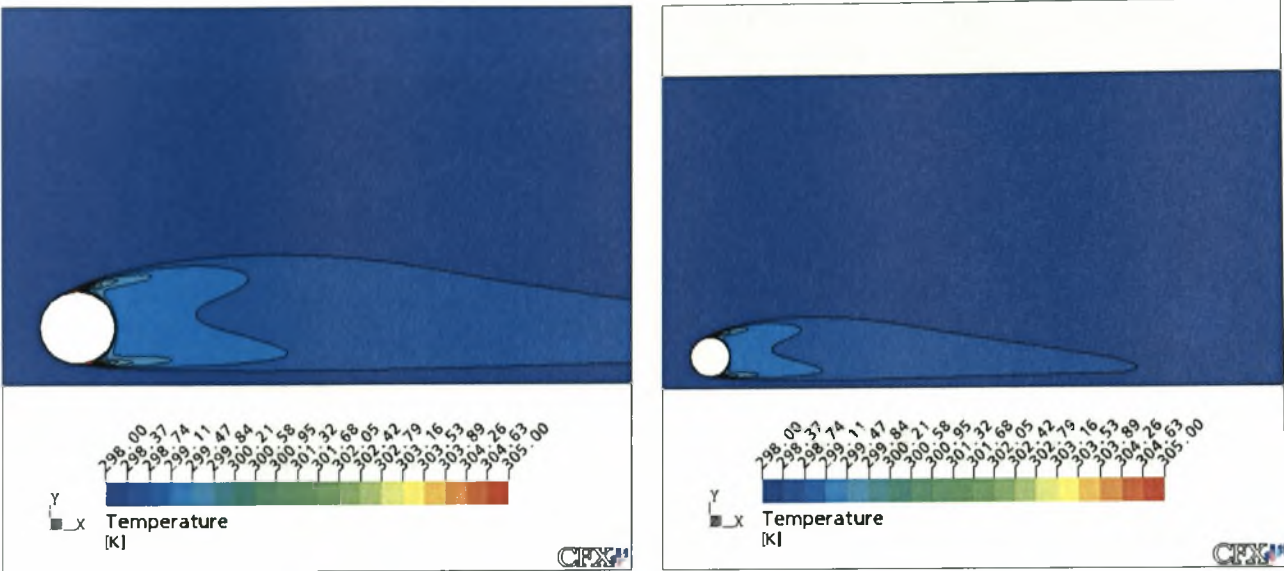


Διάγραμμα 8.39. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=7.3$  &  $D=30\text{mm}$

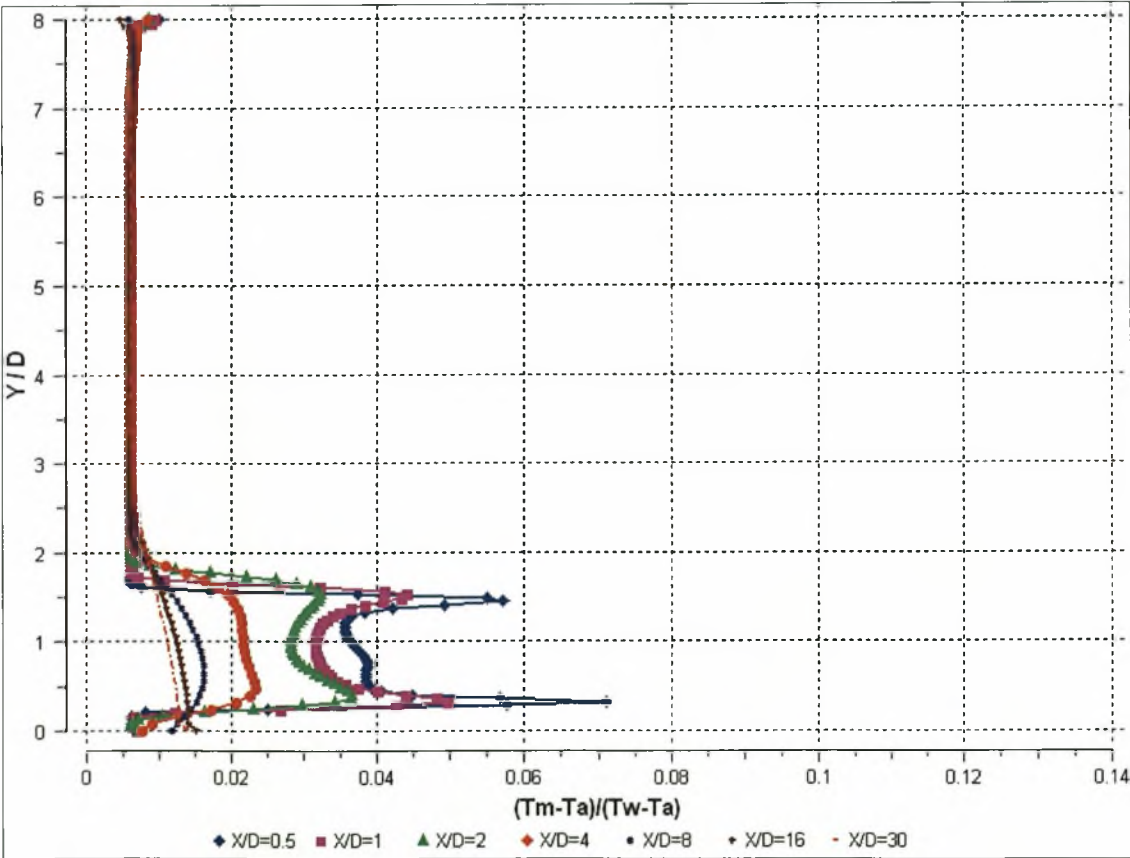


Διάγραμμα 8.40. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=7.3$  &  $D=30\text{mm}$

- $H/D=7.2$



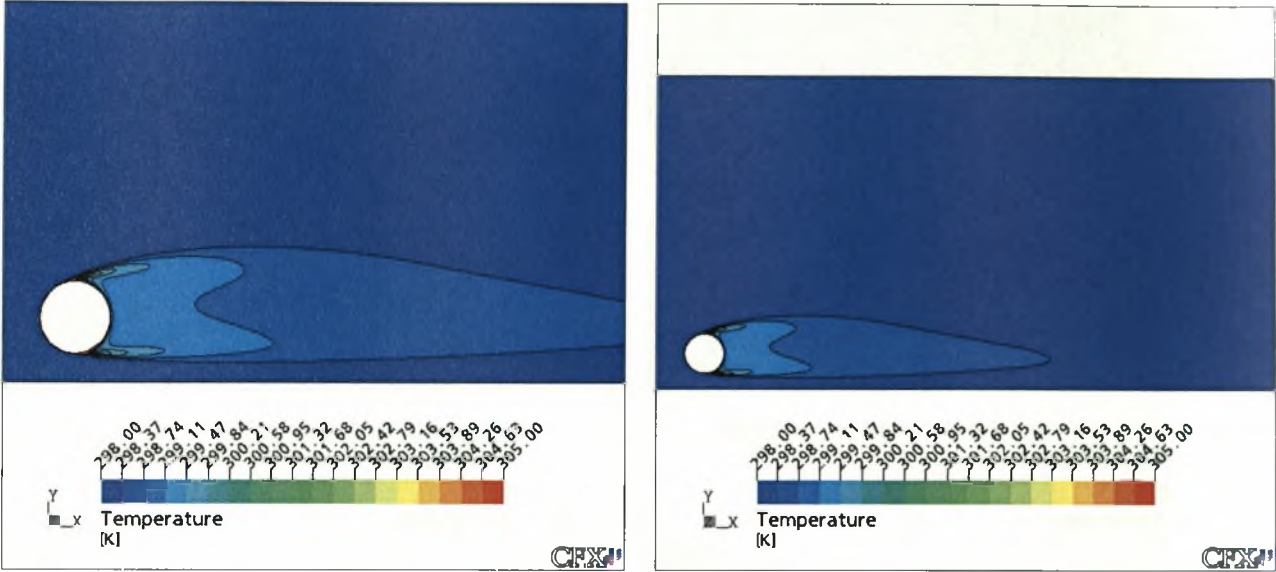
Διάγραμμα 8.41. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$



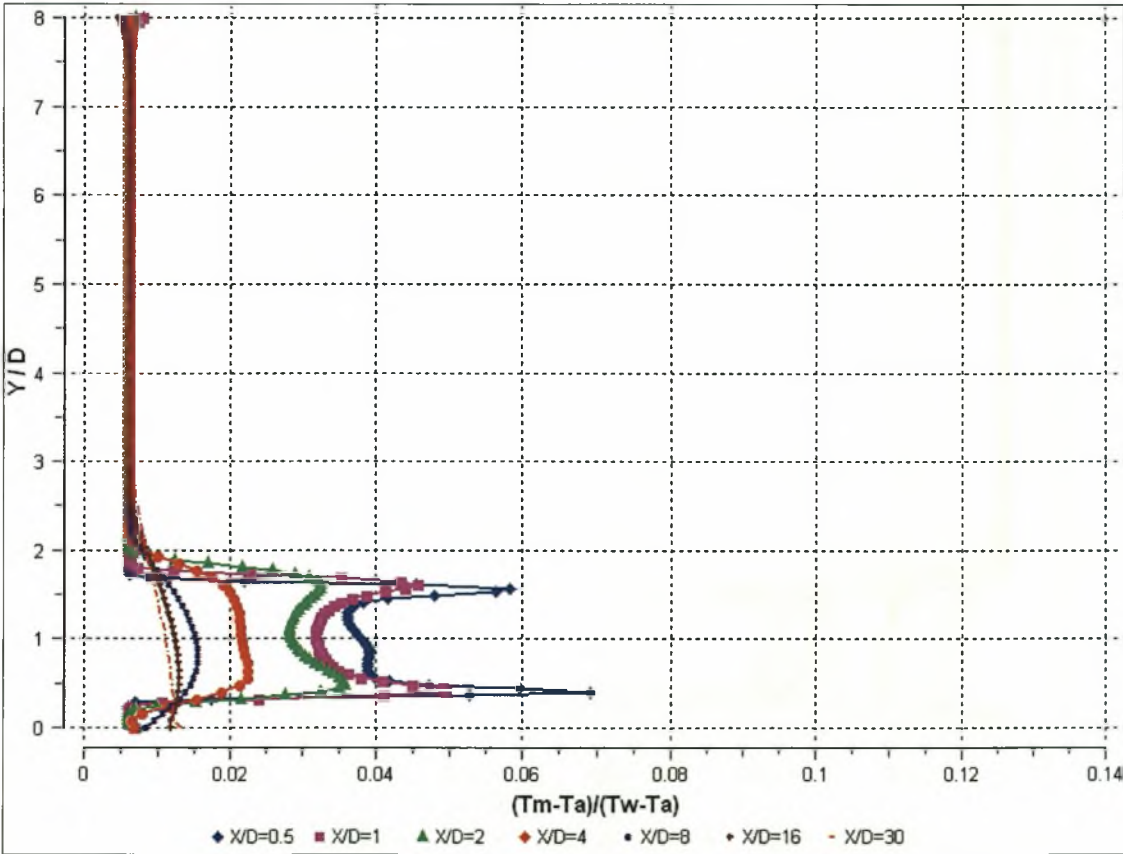
Διάγραμμα 8.42. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=7.2$  &  $D=30\text{mm}$



- $H/D=7.1$



Διάγραμμα 8.43. Ισοϋψείς καμπύλες θερμοκρασίας για  $H/D=7.1$  &  $D=30\text{mm}$



Διάγραμμα 8.44. Εγκάρσια κατανομή θερμοκρασιών για  $H/D=7.1$  &  $D=30\text{mm}$

Παρατηρείται ότι στη θέση  $H/D=K$ , στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής παρουσιάζουν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Συγκρίνοντας την κατανομή της θερμοκρασίας με την αντίστοιχη της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται πιο γρήγορα από την ταχύτητα. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται περίπου σε απόσταση  $4D$  ενώ η ταχύτητα ανακτάται περίπου σε  $10D$ . Στην σταθεροποίηση της θερμοκρασίας συμβάλλει και η μοριακή διάχυση. Συμπερασματικά η ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας πραγματοποιείται αποτελεσματικότερα από αυτή του διανυσματικού της ταχύτητας.

Στη θέση  $H/D=0.6$  ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται της ελεύθερης επιφάνειας παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την επάνω επιφάνεια του. Οι διαταραχές στη ροή είναι εμφανείς και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Η θερμοκρασιακή κατανομή κατάντη της ροής δείχνει μια μεγαλύτερη συγκέντρωση θερμοκρασίας κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια όπου και οι ταχύτητες είναι χαμηλότερες. Παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου σε  $10D$  ενώ η ταχύτητα ανακτάται στο μεγαλύτερο ποσοστό σε απόσταση  $17D$ , τιμή πολύ μεγαλύτερη όχι μόνο σε σχέση με τη θερμοκρασία αλλά και με την κεντρική θέση.

Στη θέση  $0.7$  η ροή είναι πιο σταθεροποιημένη, από τις ισοϋψείς της θερμοκρασίας παρατηρείται ότι έχουμε γενικά χαμηλότερες τιμές θερμοκρασίας. Συγκρίνοντας τις κατανομές κατά μήκος της κεντρικής γραμμής με αυτές της ταχύτητας παρατηρείται ότι ενώ η ανάκτηση της ταχύτητας κυμαίνεται σε παρόμοια επίπεδα,  $20D$ , η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιείται ακόμα πιο σύντομα σε απόσταση περίπου  $5-6D$ . Αξιοσημείωτο σε αυτήν τη θέση το γεγονός ότι έχουμε εμφάνιση κάποιων μεγίστων στην τιμή της θερμοκρασίας σε μεγάλη απόσταση από τον κύλινδρο ξεκινώντας από  $20D$  ως  $30D$ . Μελετώντας αναλυτικότερα τα μεγέθη της ροής παρατηρείται ότι από τα  $6D$  υπάρχει μία περιοχή χαμηλών ταχυτήτων κοντά στη διεπιφάνεια, μία τοπική αδράνεια (ίσως και κάποιες μικροδομές τύρβης ή μικρές ανακυκλοφορίες) του ρευστού που πιθανόν συντελεί στη διατήρηση θερμικών ποσοτήτων και την τοπική αύξηση της θερμοκρασίας.

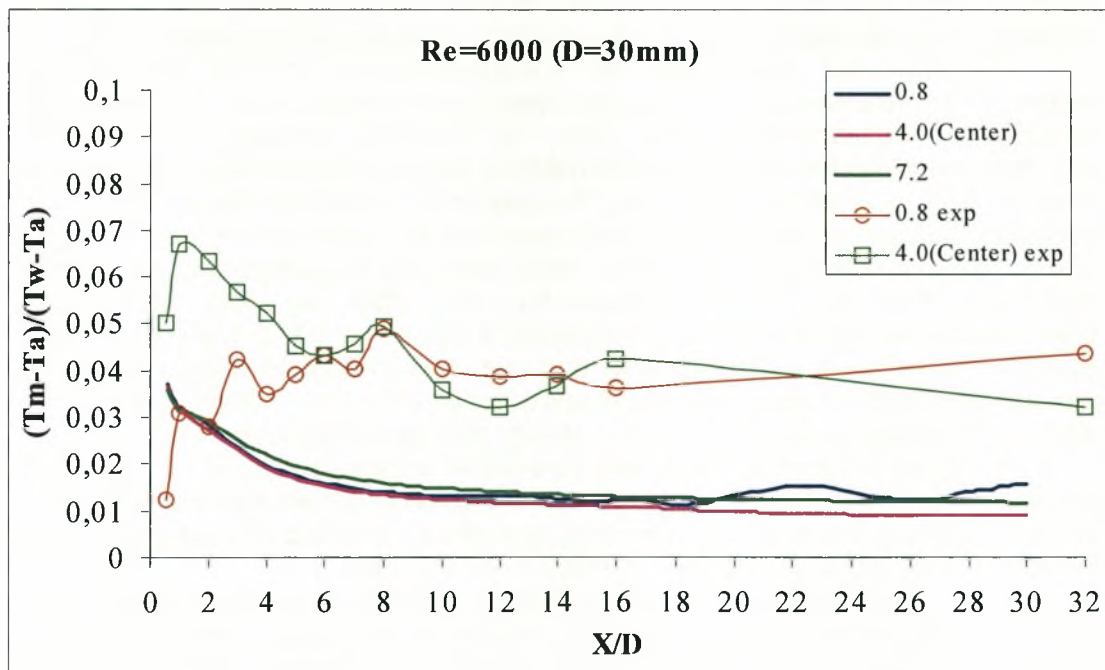
Οι θέσεις  $0.8$  και  $0.9$  παρουσιάζουν ομοιότητα τόσο σε θερμικό όσο και ροϊκό επίπεδο. Η ταχύτητα ανακτάται στο  $10D$  ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται στο  $4D$ . Το φαινόμενο των τοπικών μεγίστων που εμφανίστηκε στη θέση  $0.7$  εμφανίζεται και στη θέση  $0.8$  σε μικρότερο βαθμό ενώ στη  $0.9$  δεν υφίσταται.

Στην κατώτατη θέση  $H/D=7.4$ , ή  $0.6$  από το δάπεδο, η παρουσία του στερεού δαπέδου συνεπάγεται δημιουργία οριακού στρώματος και αύξηση της στροβιλότητας (συσσώρευση θερμικών ποσοτήτων) του ρευστού. Σε απόσταση  $3-3.5D$  υφίσταται μια έντονη ανωμαλία στη κατανομή θερμοκρασίας καθώς το επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής φαίνεται να παρεμποδίζει την ανάμειξη της θερμοκρασίας. Η ταχύτητα ανακτάται αρκετά πίσω περίπου στο  $20D$  ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται περίπου στο  $10D$ . Αξιοσημείωτο είναι ότι μέχρι το  $2.5D$  πίσω από τον κύλινδρο έχουμε μεγαλύτερες τιμές θερμοκρασίας στο κάτω (επιταχυνόμενο) μέρος ενώ από  $2.5-3D$  στο πάνω. Όπως παρατηρείται και στις ισοϋψείς καμπύλες αυτό οφείλεται στο ανοδικά κινούμενο επιταχυνόμενο ρεύμα αποκοπής το οποίο εκτός των άλλων παρασύρει και μεγάλες θερμικές ποσότητες που είναι εγκλωβισμένες στο οριακό στρώμα του δαπέδου.

Οι θέσεις  $7.3$ ,  $7.2$  και  $7.1$  παρουσιάζουν εντυπωσιακά όμοια συμπεριφορά. Δεν υφίσταται κάποια σημαντική διαταραχή στη ροή. Η ταχύτητα και στις τρεις θέσεις ανακτάται περίπου στο  $12-15D$  ενώ η θερμοκρασία σταθεροποιείται κοντά στο  $5D$ .

Γενικά παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων επηρεάζεται περισσότερο από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Στο στερεό δάπεδο παρατηρήθηκε το φαινόμενο της «αναγέννησης» της θερμοκρασίας, αιτία το ρεύμα που παρέσυρε θερμικές ποσότητες που ήταν εγκλωβισμένες στις τυρβώδεις δομές μεταξύ κυλίνδρου και δαπέδου. Λόγω του οριακού στρώματος λοιπόν η θερμότητα παγιδεύεται στις μικροδομές αυτές με αποτέλεσμα να μην διαχέεται στο

υπόλοιπο ρευστό κατακερματίζοντας έτσι το μηχανισμό της ανάμειξης. Σημειώνεται ότι αυτό το φαινόμενο δεν παρατηρήθηκε κοντά στη διεπιφάνεια. Εκεί δεν υπήρχε οριακό στρώμα με αποτέλεσμα η θερμική ενέργεια να διαχέεται πιο ομοιόμορφα και ταχύτερα στο ρευστό. Συνεπώς η διαδικασία της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερη στη διεπιφάνεια από ότι κοντά σε στερεό δάπεδο. Άξιο προσοχής ήταν το φαινόμενο που παρατηρήθηκε στις τρεις πρώτες θέσεις τις διεπιφάνειας με κορύφωση στη θέση 0.7. Παρατηρήθηκαν λοιπόν κάποιες συγκεντρώσεις θερμότητας πολύ πίσω από τον κύλινδρο (20-30D) οι οποίες είχαν σαν αποτέλεσμα τη σημαντική τοπική ανύψωση της θερμοκρασίας. Υπενθυμίζεται ότι η τοπική πύκνωση του πλέγματος φτάνει ως 20D από το κέντρο του κυλίνδρου. Υπάρχει λοιπόν πιθανότητα αυτές οι τοπικές αυξήσεις της θερμοκρασίας να είναι αποτέλεσμα υπολογιστικού σφάλματος λόγω του ότι έχουμε ραγδαία αραίωση του υπολογιστικού πλέγματος από το 20D και μετά. Οπότε κάποιες ποσότητες που έτειναν να εξαλειφθούν, με την απότομη αραίωση του πλέγματος να μεγάλωσαν (μεγέθυνση υπολογιστικού σφάλματος από κόμβο σε κόμβο).

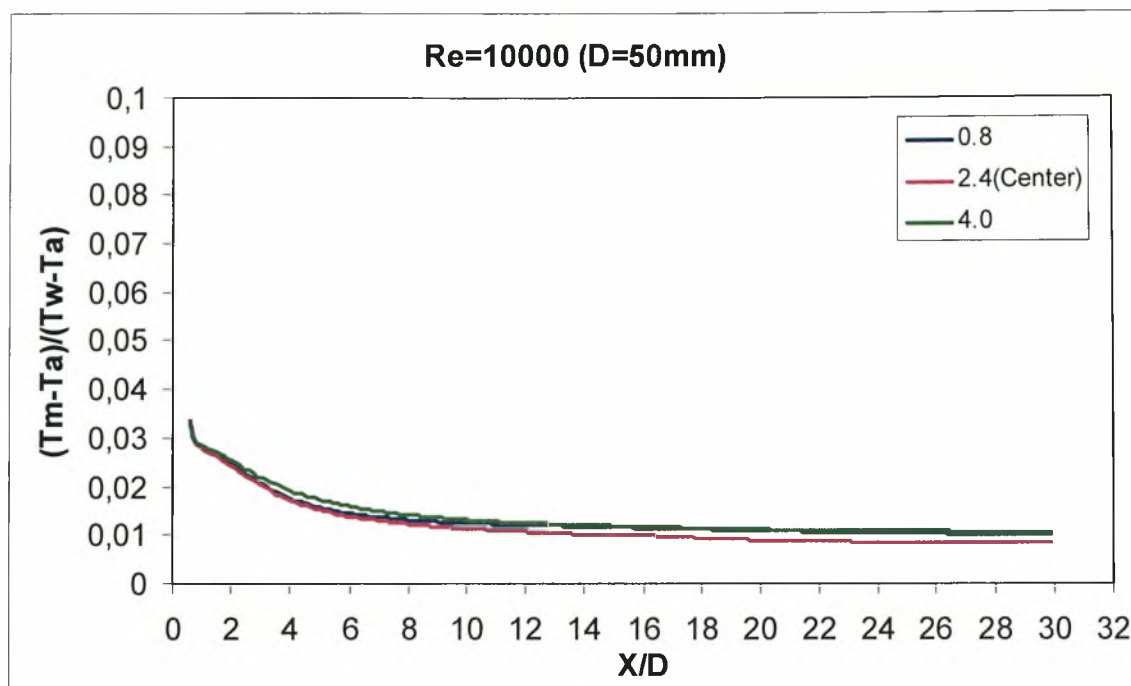


**Διάγραμμα 8.45. Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για Re=6000, σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα**

Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα (8.45) έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο κοντά στα όρια, την  $H/D=0.8$  από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο ( $H/D=7.2$ ). Παρατηρείται, σε αντίθεση με τον κύλινδρο με  $D=13\text{mm}$ , ότι στην κεντρική θέση έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη των θερμικών ποσοτήτων από τις δύο ακραίες θέσεις, κάτι που παρατηρήθηκε και στις ταχύτητες. Επίσης αξιοσημείωτη είναι η ανωμαλία στη θέση  $H/D=0.8$  από 18 ως 30D που όπως αιτιολογήθηκε και παραπάνω, μπορεί να οφείλεται και στην ραγδαία αραίωση του πλέγματος μετά το 20D.

Εμφανής είναι η μη ταύτιση των πειραματικών με τις υπολογισμένες τιμές όπως προκύπτει από το διάγραμμα 8.45.



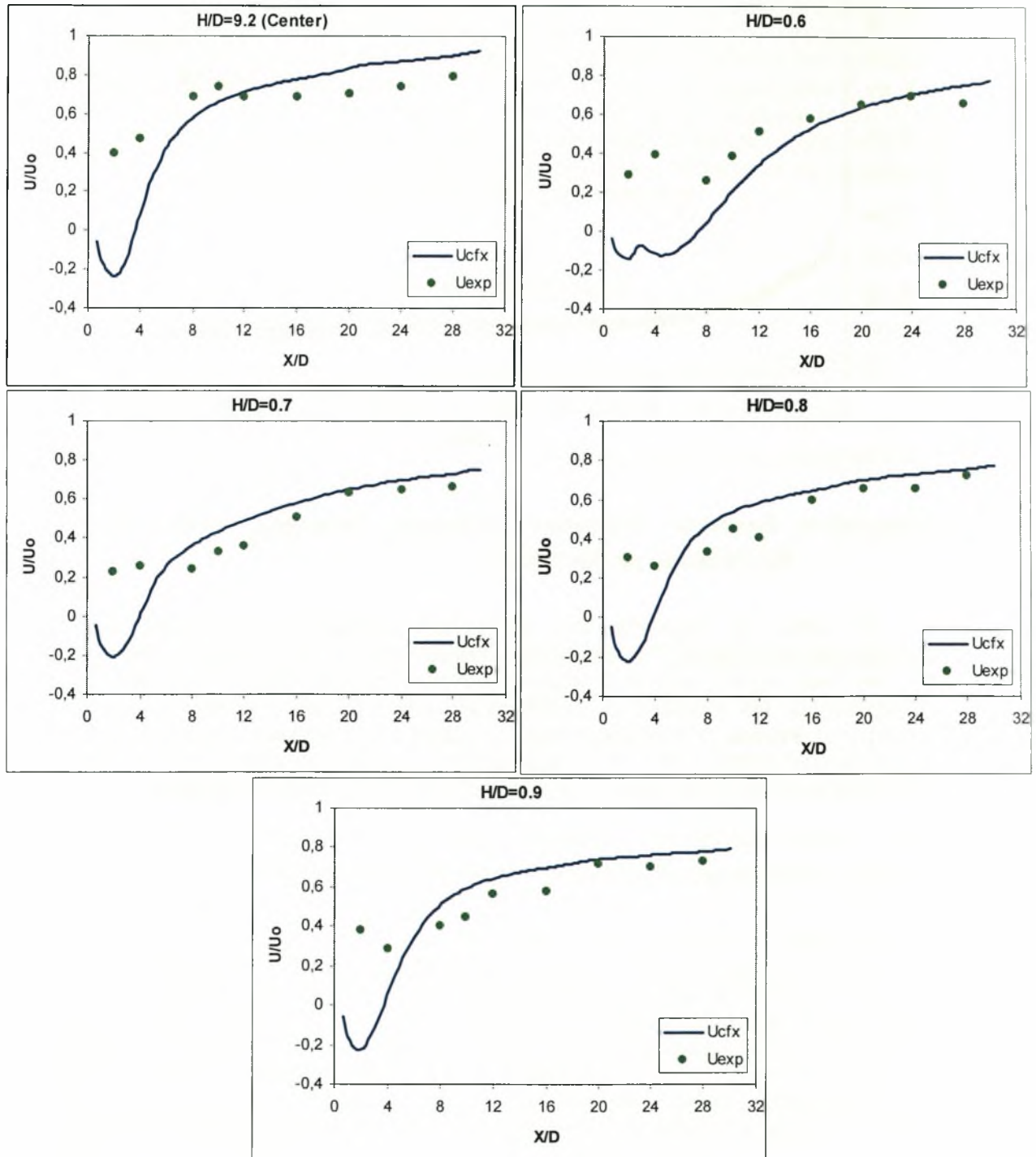
8.3.3. Πεδίο θερμοκρασιών για  $Re=10000$  ( $D=50mm$ )

**Διάγραμμα 8.46.** Συγκριτικό διάγραμμα διαμήκους κατανομής μέσης τιμής θερμοκρασίας για  $Re=10000$

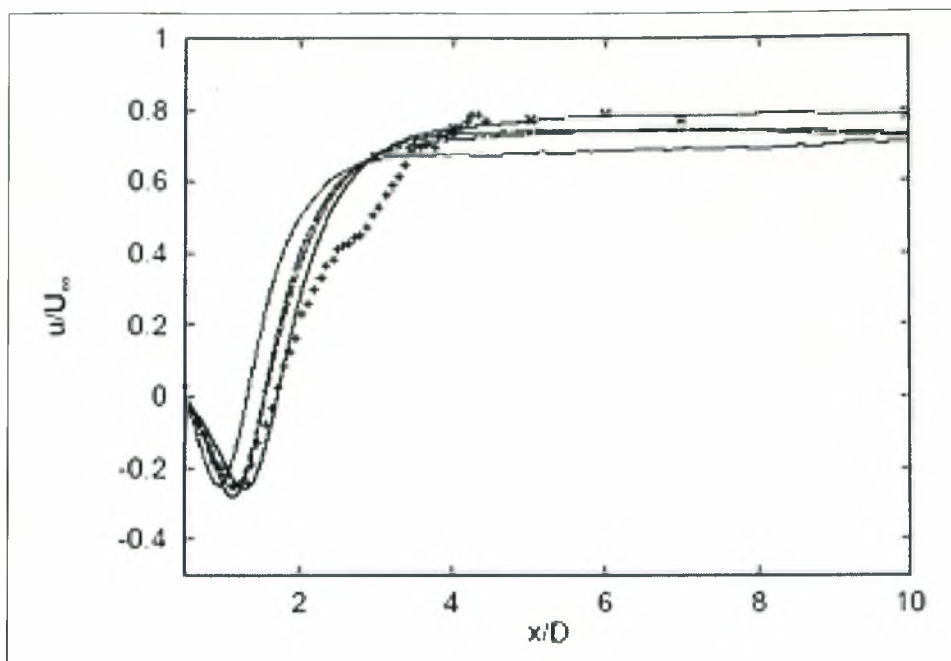
Σε αυτό το συγκεντρωτικό διάγραμμα έχουμε τις κατανομές των θερμοκρασιών κατά μήκος της κεντρικής γραμμής για την κεντρική θέση και δύο κοντά στα όρια, την 0.8 από τη διεπιφάνεια και από το δάπεδο (4.0). Παρατηρείται, σε αντίθεση με τον κύλινδρο με  $D=13mm$  και όμοια με τον  $D=30mm$ , ότι στην κεντρική θέση έχουμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη των θερμικών ποσοτήτων από τις δύο ακραίες θέσεις, κάτι που παρατηρήθηκε και στις ταχύτητες. Επίσης δεν παρατηρήθηκε κάποια ανωμαλία σε μεγάλη απόσταση πίσω από τον κύλινδρο.

## 8.4. Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων με πειραματικά, Ταχύτητα κατά μήκος της κεντρικής γραμμής

### 8.4.1. $Re=2600$ ( $D=13mm$ )



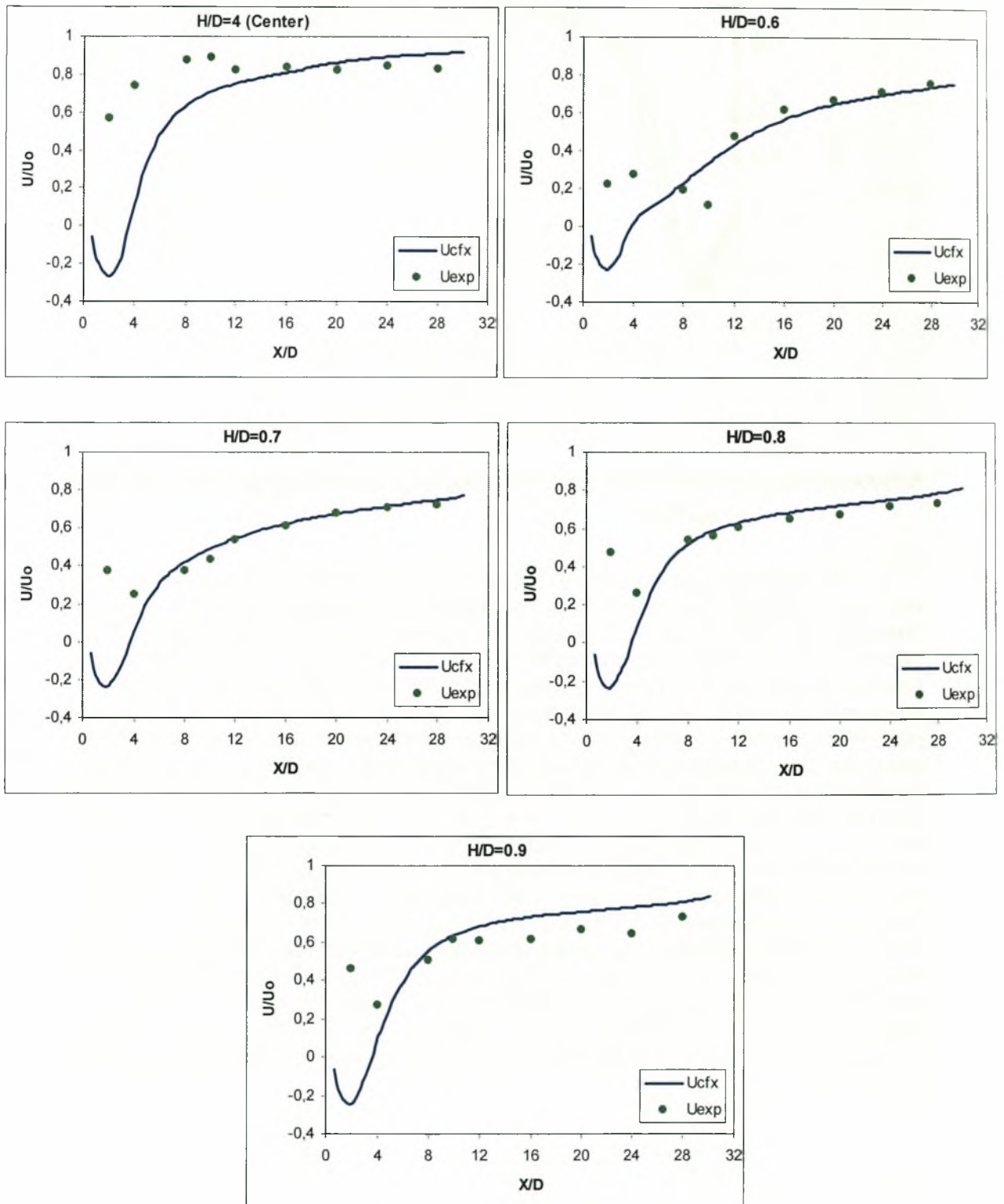
**Διάγραμμα 8.47.** Διαμήκειες κατανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για  $Re=2600$  ( $D=13mm$ )



**Διάγραμμα 8.48. Διαμήκειες κατανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου για  $Re=3900$**

Τα συγκριτικά γραφήματα στο 8.47 είναι μεταξύ των αποτελεσμάτων του CFX και των πειραματικών μετρήσεων. Το συγκριτικό γράφημα 8.48 είναι των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich και προέρχεται από ότι πιο σύγχρονο και ακριβό από το χώρο της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Παρατηρείται ότι η μέθοδος hot film anemometry που χρησιμοποιήθηκε από αδυνατεί να ανταποκριθεί σε αποστάσεις κοντά στον κύλινδρο όπου έχουμε έντονες διαταραχές στη ροή καθώς και μεγάλες ανακυκλοφορίες (με τη μέθοδο αυτή είναι αδύνατον να μετρηθούν αρνητικές τιμές ταχύτητας). Σε αποστάσεις μεγαλύτερες του  $8D$  τα αποτελέσματα αρχίζουν και προσεγγίζουν σε μεγάλο βαθμό. Σύμφωνα με το διάγραμμα 8.48 παρατηρείται σημαντική ομοιότητα των αποτελεσμάτων τόσο με τις υπολογιστικές όσο και με τις πειραματικές μεθόδους που χρησιμοποιήθηκαν. Μερικές παρατηρήσεις είναι η πιο γρήγορη ανάκτηση της ταχύτητας σε όλες τις περιπτώσεις που αναφέρονται στο διάγραμμα 8.48, ενδεικτικά αναφέρεται ότι η ταχύτητα ανακάμπτει περίπου στο  $3-3.5D$ , αρκετά πιο γρήγορα από το  $10-12D$  του CFX. Επίσης σημειώνεται ότι οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν στη παρούσα διατριβή είναι κατά πολύ φθηνότερες των αντίστοιχων που αναφέρονται στο 8.48 (η μέθοδος DNS χρησιμοποίησε 48 εκατομμύρια πλεγματικά στοιχεία σε ένα μηχάνημα 8 επεξεργαστών και συνολικής ισχύος 7Gflops, η μέθοδος της παρούσας διπλωματικής-CFX/SST- χρησιμοποίησε περίπου 250 χιλιάδες στοιχεία σε μηχάνημα 0.3 Gflops).

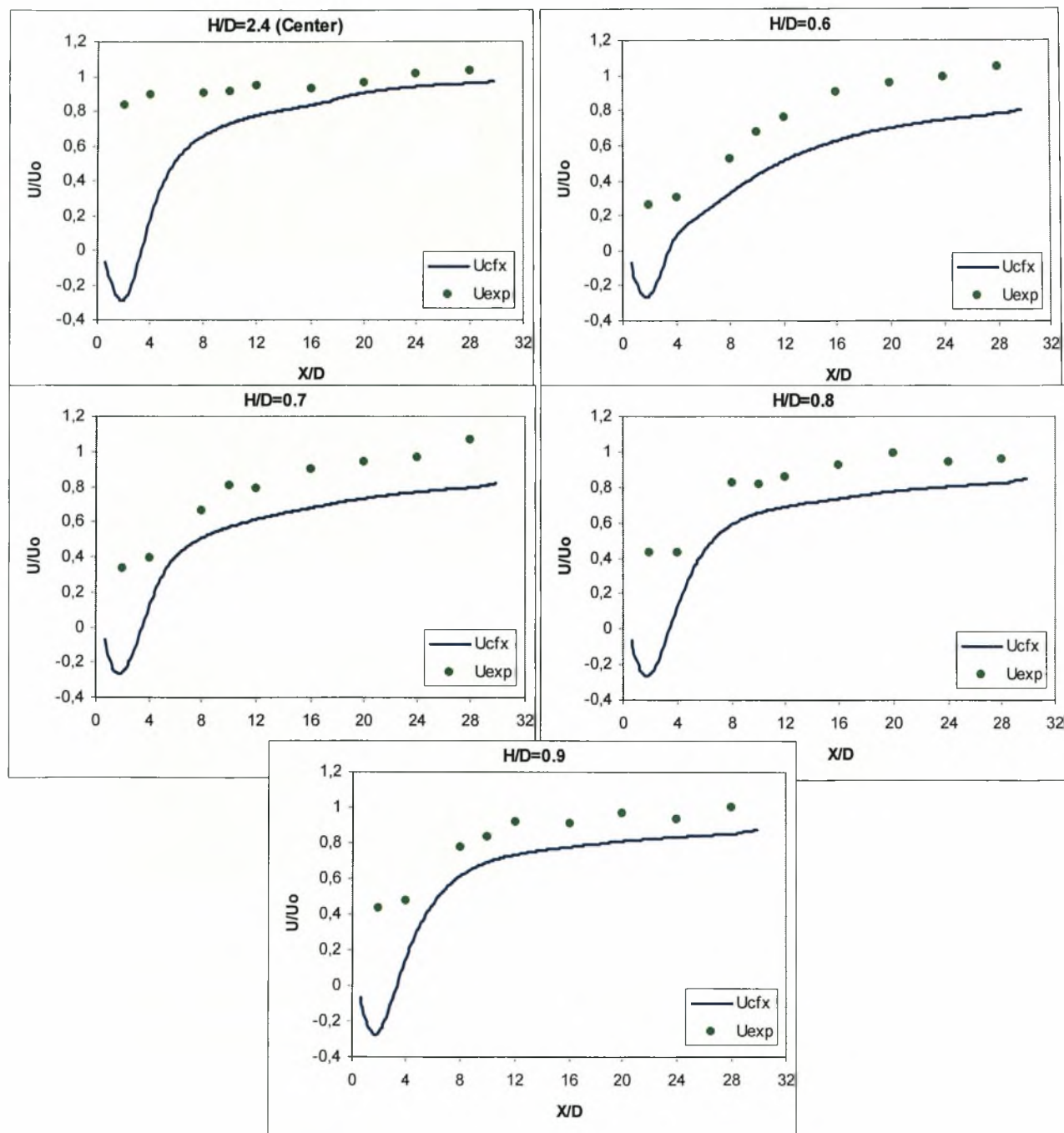


8.4.2.  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

**Διάγραμμα 8.49.** Διαμήκειες κατανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

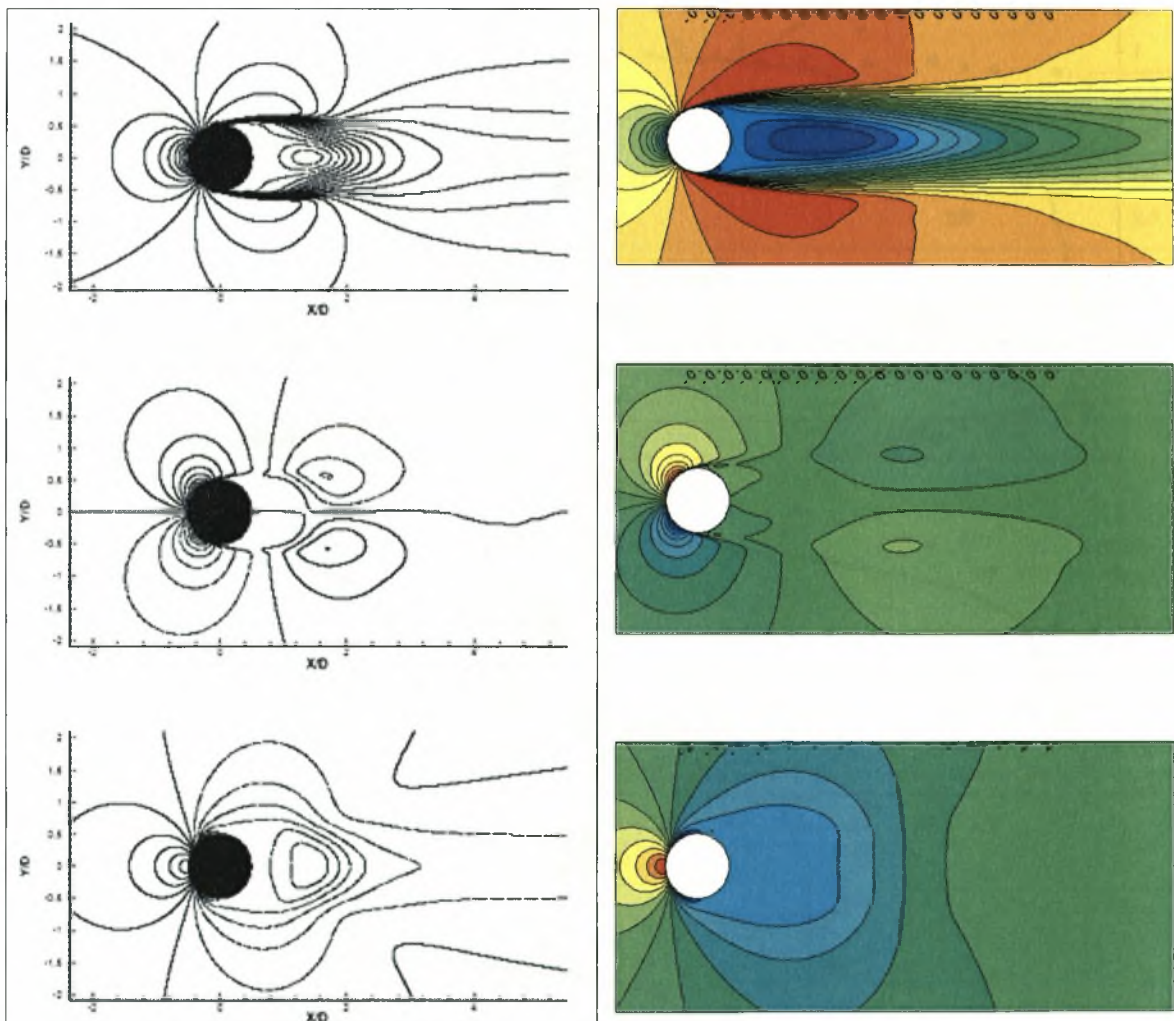
Για  $Re=6000$  η κατάσταση βελτιώνεται αρκετά. Εκτός του κέντρου και της 0.6, τα πειραματικά αποτελέσματα ταιριάζουν με τα υπολογιστικά ακόμα και από το  $4D$ , ενώ είναι εντυπωσιακή η κυριολεκτική ταύτιση τους μετά το  $8D$ . Μία αιτία της άριστης προσέγγισης των δύο αποτελεσμάτων μπορεί να είναι το γεγονός ότι το υπολογιστικό πλέγμα βελτιστοποιήθηκε για τη μέση περίπτωση ροής, δηλαδή για  $Re=6000$  ή  $D=30$  mm.

#### 8.4.3. $Re=10000$ ( $D=50$ mm)



**Διάγραμμα 8.50.** Διαμήκειες κατανομές ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για  $Re=10000$  ( $D=50$ mm)

Για  $Re=10000$  παρατηρούμε μία συντηρητική εκτίμηση του κώδικα ως προς τις τιμές της ταχύτητας, αφού σε κάθε σχεδόν περίπτωση έχουμε την καμπύλη κάτω από τα σημεία των πειραματικών μετρήσεων. Ενώ οι τιμές του CFX είναι γενικά χαμηλότερες από τις πειραματικές μετρήσεις παρατηρείται ότι παρουσιάζουν χαρακτηριστική ομοιότητα στην μορφολογία της κατανομής. Δεν είναι εξακριβωμένο για το ποια από τις δύο μεθόδους είναι πιο ακριβής και πιστή, λόγω του ότι το μέγεθος του κυλίνδρου είναι μεγάλο σχετικά με το ύψος του καναλιού (blockage effect) μπλοκάροντας σημαντικά τη ροή επηρεάζοντας έτσι και τις πειραματικές μετρήσεις.

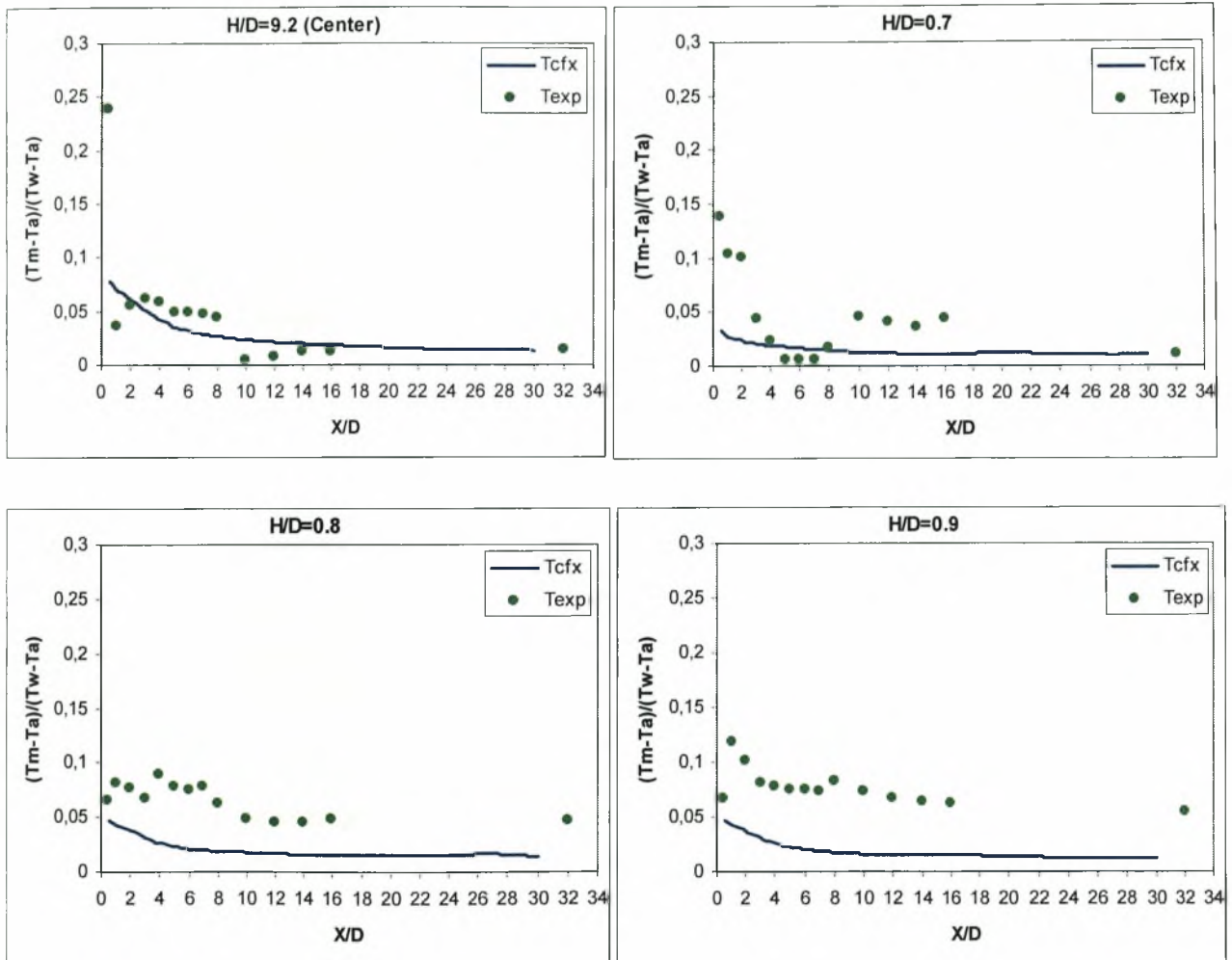


**Διάγραμμα 8.51.** Ισοϋψείς καμπύλες ταχύτητας  $U$ , ταχύτητας  $V$  και πίεσης από time-averaged DNS  $Re=3900$  των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich αριστερά και steady state CFX-SST  $Re=6000$  της παρούσας εργασίας δεξιά.

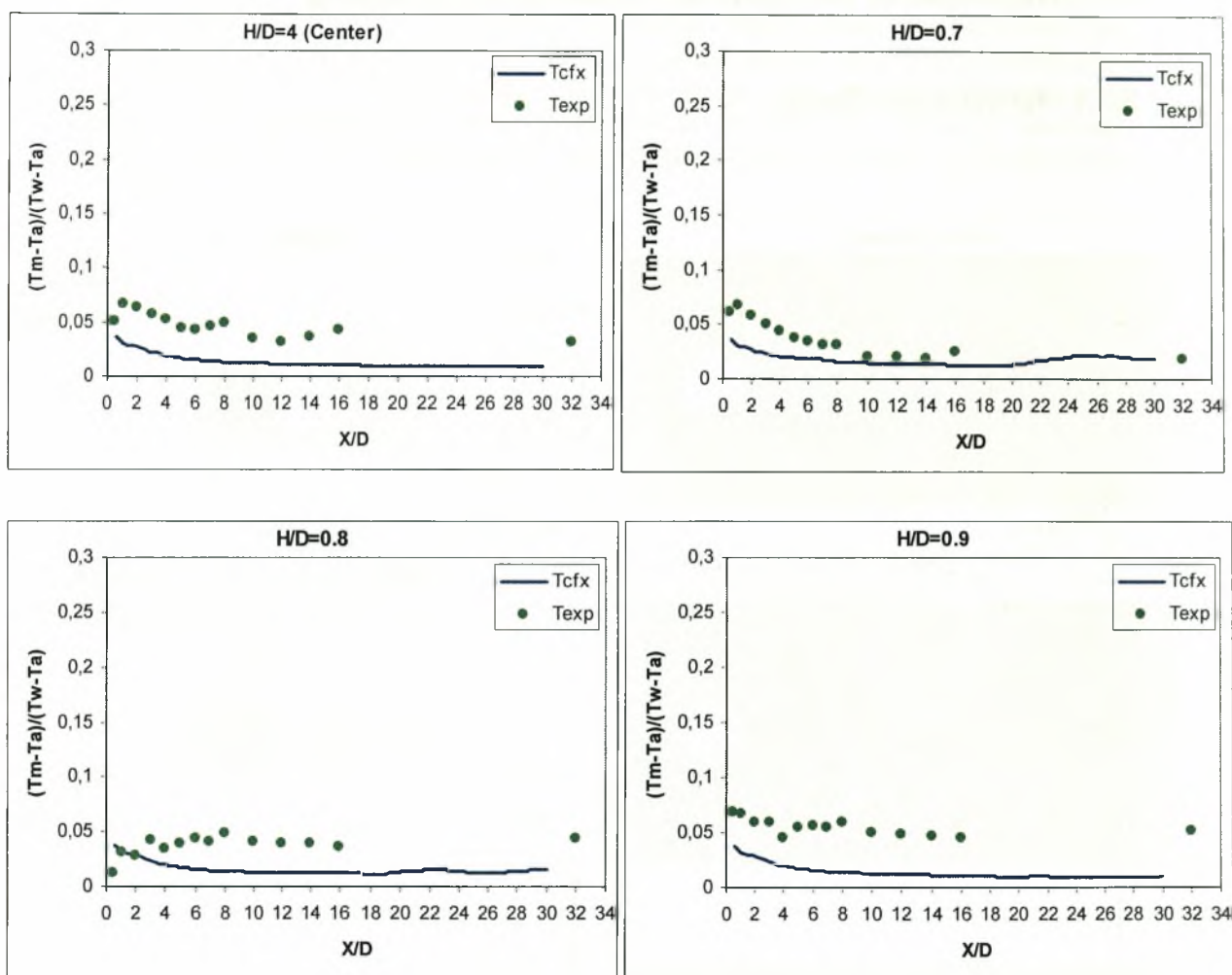


## 8.5. Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων με πειραματικά, Θερμοκρασία κατά μήκος της κεντρικής γραμμής

### 8.5.1. $Re=2600$ ( $D=13mm$ )



**Διάγραμμα 8.52.** Διαμήκεις κατανομές θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για  $Re=2600$  ( $D=13mm$ )

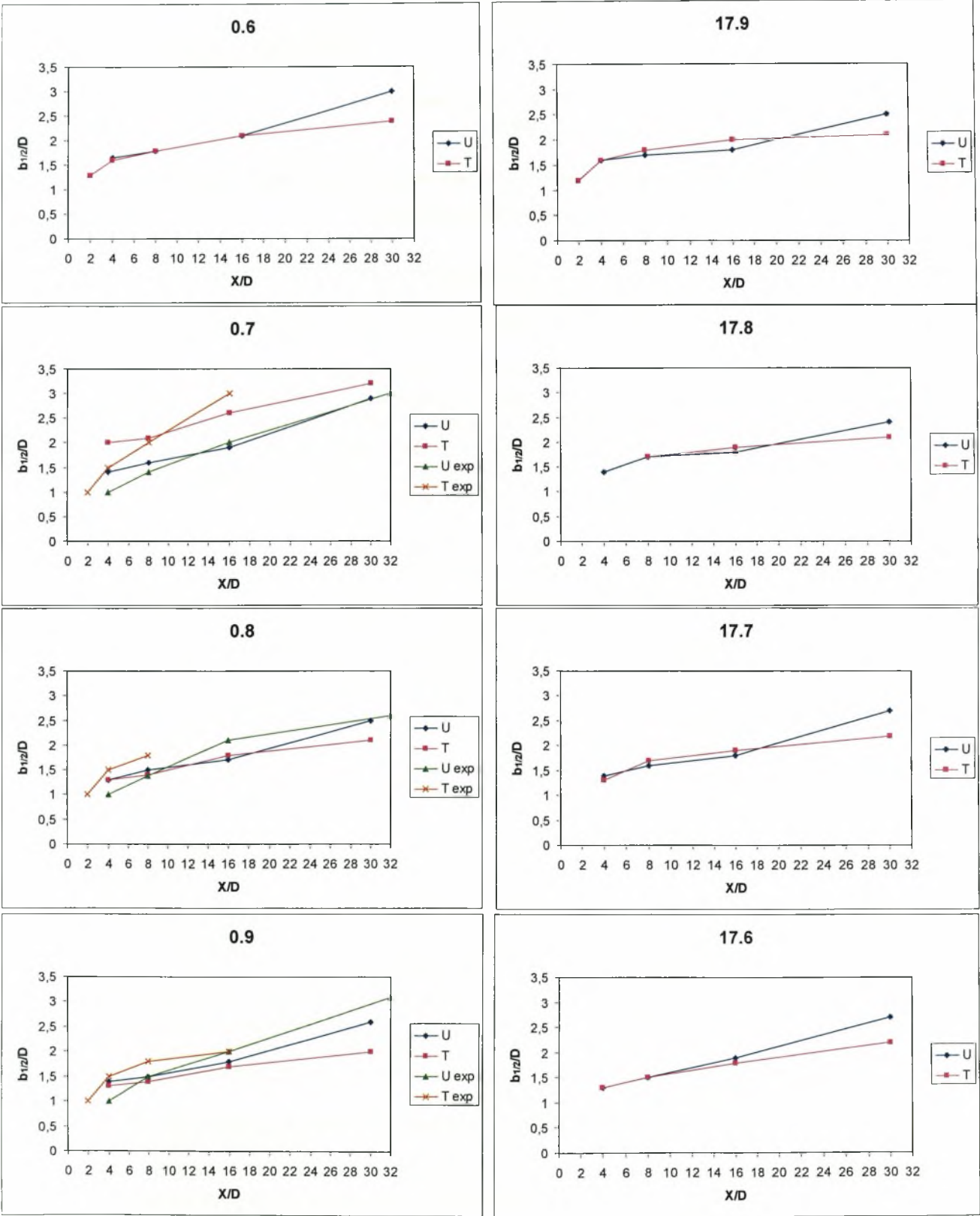
8.5.2.  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

**Διάγραμμα 8.53.** Διαμήκεις κατανομές θερμοκρασίας στην κεντρική γραμμή του κυλίνδρου (σύγκριση αποτελεσμάτων CFX και πειράματος) για  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )

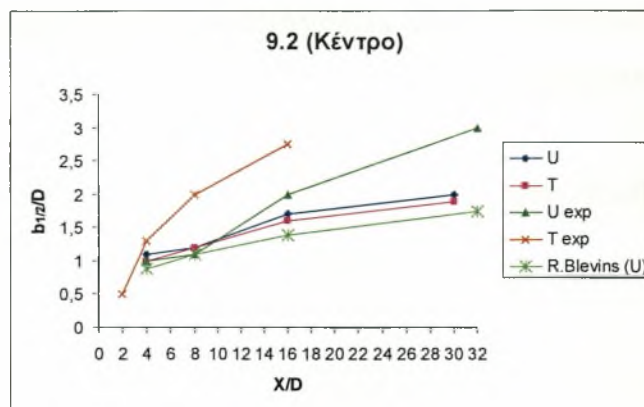
Γενικότερα παρατηρείται ότι η εκτίμηση του CFX είναι σχετικά συντηρητική συγκριτικά με όλα τα πειραματικά δεδομένα. Για  $Re=2600$  έχουμε σχετική ανομοιότητα των δύο αποτελεσμάτων με την εκτίμηση του CFX να παρουσιάζει αποτελεσματικότερη ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Για  $Re=6000$  η κατάσταση βελτιώνεται και ενώ τα πειραματικά αποτελέσματα εξακολουθούν να βρίσκονται λίγο πιο ψηλά η μορφολογία της υπολογιστικής καμπύλης με το σύνολο των πειραματικών σημείων, είναι παρόμοια.

8.6. Εγκάρσια διασπορά των κατανομών μέσω των τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών

8.6.1. Re=2600 (D=13 mm)







**Διάγραμμα 8.54. Εγκάρσια διασπορά των κατανομών μέσων τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για  $Re=2600$  ( $D=13mm$ )**

Παρατηρείται ότι η εγκάρσια διασπορά στο κέντρο είναι περίπου ίδια για την ταχύτητα και τη θερμοκρασία για τις τιμές του CFX. Οι αντίστοιχες πειραματικές κυμαίνονται σε ελαφρώς υψηλότερα επίπεδα και για τα δύο μεγέθη. Επίσης φαίνεται η συμφωνία με την βιβλιογραφία [44].

Ξεκινώντας από τη θέση  $H/D=0.6$  παρατηρείται άνοδος και των δύο καμπυλών σε υψηλότερες τιμές διασποράς. Συγκρίνοντας με την αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη θέση  $H/D=17.9$  παρατηρείται ότι οι τιμές είναι ελαφρώς χαμηλότερες και για τις δύο καμπύλες αυτό είναι ένδειξη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί περισσότερο τη διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας από το δάπεδο. Αναφέρεται ότι δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για τις δύο αυτές θέσεις καθώς και για καμία θέση στο δάπεδο γενικότερα.

Στη θέση  $H/D=0.7$  είναι αξιοσημείωτη η προσέγγιση της πειραματικής με την υπολογιστική διασπορά της ταχύτητας. Οι αντίστοιχες τιμές για την θερμοκρασία διαφέρουν ελάχιστα από την εκτίμηση του CFX. Σημειώνεται ότι η θέση  $H/D=0.7$  είναι η μοναδική θέση που οι δύο καμπύλες από το CFX έχουν σχετικά μεγάλο διαχωρισμό σε σύγκριση με τις υπόλοιπες θέσεις που γενικά παρατηρήθηκε ότι έτειναν να ταυτιστούν και περίπου στο  $X/D=16$  υπήρχε ένας διαχωρισμός της καμπύλης της ταχύτητας προς τα επάνω. Στην αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη  $H/D=17.8$ , δεν υπάρχει κάτι αξιοσημείωτο παρά μόνο ότι παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με τη θέση  $H/D=17.9$ . Οι καμπύλες της εγκάρσιας διασποράς βρίσκονται και οι δύο αρκετά χαμηλότερα από τις αντίστοιχες στη θέση  $H/D=0.7$  κάτι που ενισχύει την άποψη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί την εγκάρσια διασπορά της ταχύτητας και της θερμοκρασίας.

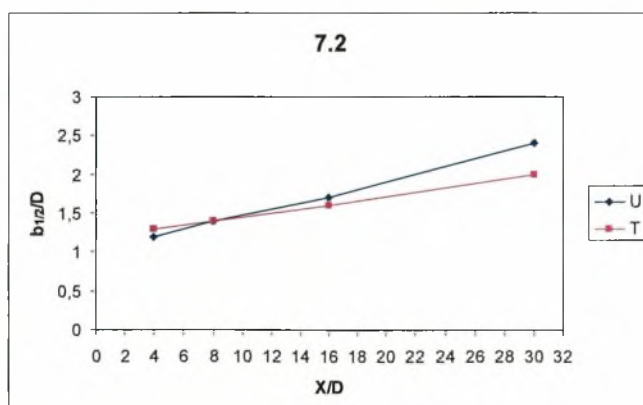
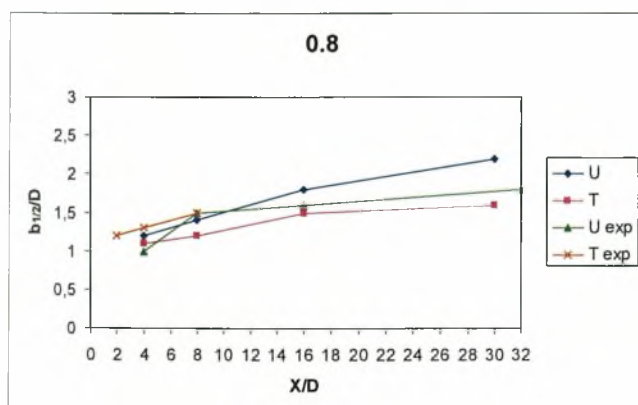
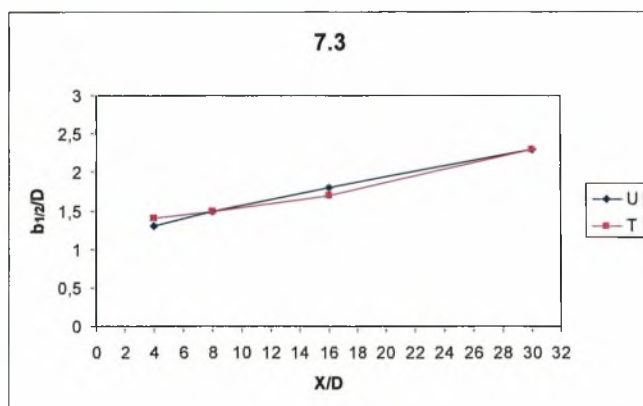
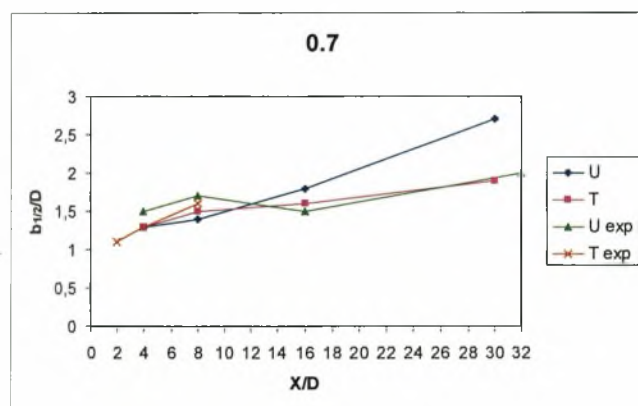
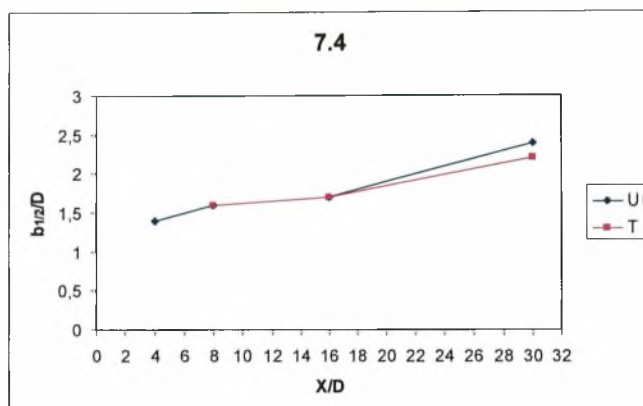
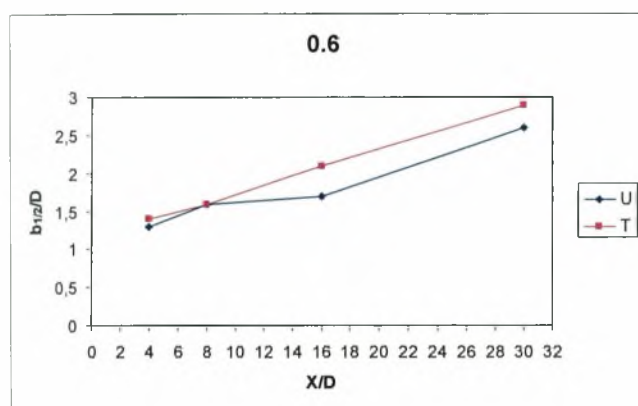
Στη θέση  $H/D=0.8$  οι καμπύλες του CFX έχουν καλή συμφωνία με τις αντίστοιχες πειραματικές, οι οποίες κυμαίνονται σε παρόμοια επίπεδα. Αξιοσημείωτο το γεγονός ότι στη θέση  $H/D=17.7$ , οι δύο καμπύλες βρίσκονται ψηλότερα από τη θέση  $H/D=17.8$  ενώ σε σύγκριση με τη θέση  $H/D=0.8$  φαίνεται να ευνοείται λίγο η πρώτη, κάτι που αντιστρέφει το αποτέλεσμα των ορίων στη διασπορά ταχυτήτων και θερμοκρασιών, με το δάπεδο να την ευνοεί περισσότερο.

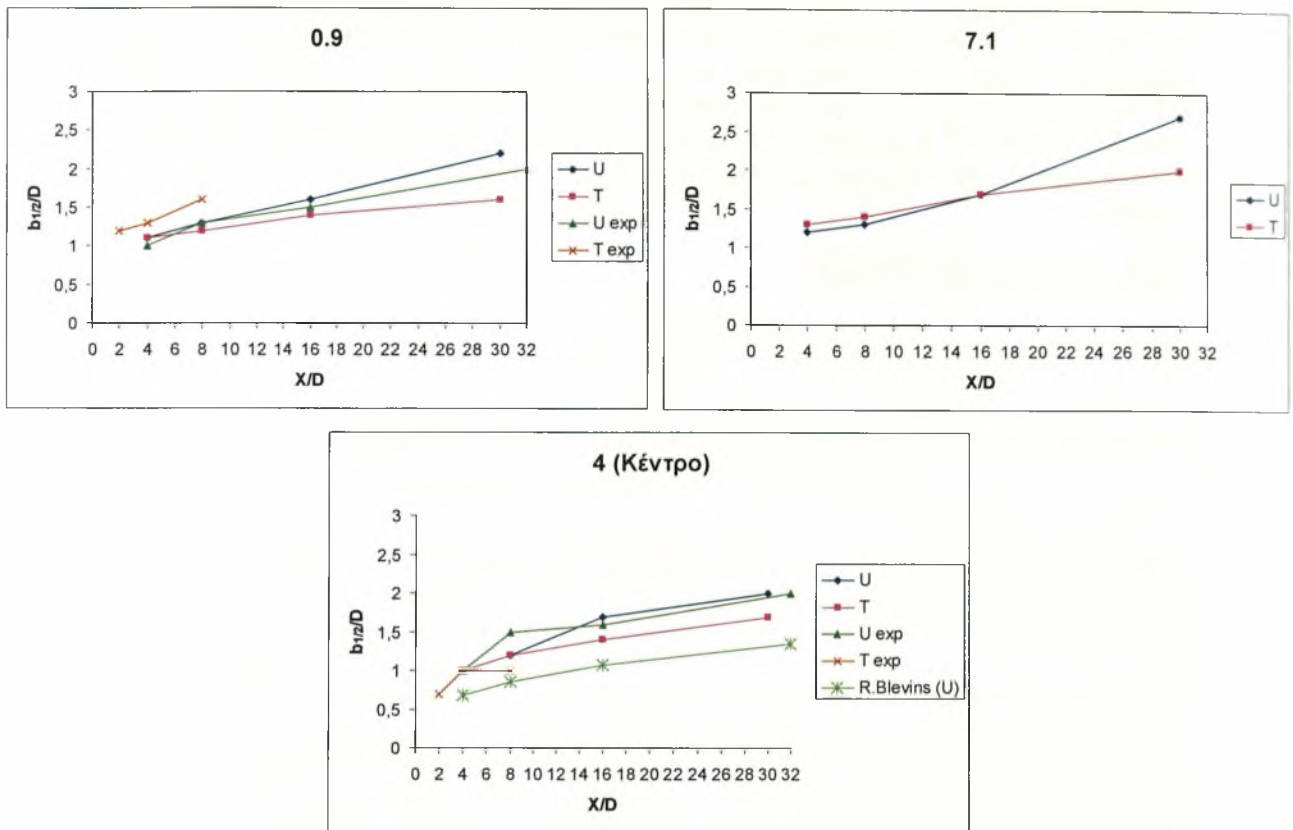
Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και στη θέση  $H/D=0.9$ . Οι πειραματικές καμπύλες έχουν όμοιες τιμές με τις υπολογιστικές με μόνη διαφορά τη θερμοκρασία που είναι ελάχιστα πιο κοντά από ότι στην προηγούμενη θέση. Στη θέση  $H/D=17.6$  η καμπύλη της ταχύτητας είναι σχεδόν ευθεία. Και οι δύο καμπύλες είναι πιο ψηλά από τη θέση  $H/D=17.7$  καθώς και από τη θέση  $H/D=0.9$ .

Γενικότερα η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας δεν διαφέρει για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Η διασπορά της ταχύτητας είναι μεν μικρότερη αλλά δε δείχνει να επηρεάζεται πολύ από την απόσταση με την ελεύθερη επιφάνεια. Η αντίστοιχη της θερμοκρασίας είναι

επίσης μικρότερη αλλά δείχνει να πέφτει ακόμα περισσότερο από τη θέση  $H/D=0.7$  έως τη  $H/D=0.9$ . Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το CFX δείχνουν ότι η διασπορά αυξάνει όσο κινούμαστε προς τα φυσικά όρια και μάλιστα οι θέσεις  $H/D=0.6$  και  $H/D=0.7$  ευνοούν περισσότερο τη διασπορά από τις αντίστοιχες στο δάπεδο, τις  $H/D=17.9$  και  $H/D=17.8$ . Οι θέσεις  $H/D=17.7$  και  $H/D=17.6$  όμως φαίνεται να υπερτερούν σε σύγκριση με τις  $H/D=0.8$  και  $H/D=0.9$  στη διασπορά των δύο μεγεθών.

### 8.6.2. $Re=6000$ ( $D=30$ mm)





**Διάγραμμα 8.55. Εγκάρσια διασπορά των κατανομών μέσων τιμών ταχυτήτων και θερμοκρασιών για  $Re=6000$  ( $D=30mm$ )**

Και εδώ οι πειραματικές καμπύλες προσεγγίζουν ικανοποιητικά τις αντίστοιχες του CFX στην κεντρική θέση. Σημειώνεται ότι υπερτερεί η καμπύλη της ταχύτητας και για το CFX αλλά και για το πείραμα. Η καμπύλη που προέρχεται από την βιβλιογραφία [44] διατηρεί χαμηλότερες τιμές για  $Re=6000$ .

Ξεκινώντας από τη θέση  $H/D=0.6$  παρατηρείται άνοδο και των δύο καμπυλών σε υψηλότερες τιμές διασποράς. Συγκρίνοντας με την αντίστοιχη θέση στο δάπεδο, τη θέση  $H/D=7.4$  παρατηρούμε ότι οι τιμές είναι ελαφρώς χαμηλότερες και για τις δύο καμπύλες αυτό είναι ένδειξη ότι η διεπιφάνεια ευνοεί περισσότερο τη διασπορά ταχύτητας και θερμοκρασίας από το δάπεδο, επίσης τονίζεται ότι ενώ στο δάπεδο η ταχύτητα βρίσκεται ψηλότερα, δεν ισχύει το ίδιο και για τη διεπιφάνεια που υπερτερεί η θερμοκρασία. Αναφέρεται ότι δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για τις δύο αυτές θέσεις καθώς και για καμία θέση στο δάπεδο γενικότερα.

Στη θέση  $H/D=0.7$  η συμπεριφορά της διασποράς σύμφωνα με τα αποτελέσματα του CFX διαφέρει μόνο στο ότι έχουν αντιστραφεί οι τιμές των δύο καμπυλών και τώρα βρίσκεται ψηλότερα η ταχύτητα και μάλιστα σε τιμές που ήταν πριν η θερμοκρασία. Όμοια συμπεριφορά παρουσιάζεται από τις δύο πειραματικές καμπύλες. Στη θέση  $H/D=7.3$  παρατηρούνται ελάχιστες διαφορές με τη θέση  $H/D=7.4$ , η διασπορά της ταχύτητας είναι ελαφρώς χαμηλότερη από τη  $H/D=0.7$  ενώ της θερμοκρασίας είναι αρκετά μεγαλύτερη.

Στη θέση  $H/D=0.8$  παρατηρείται ότι όλες οι καμπύλες βρίσκονται χαμηλότερα από προηγούμενες θέσεις. Η πειραματική διασπορά της ταχύτητας μετά το  $8D$  πέφτει κάτω από την καμπύλη του CFX. Ενώ η θερμοκρασία παίρνει γρήγορα μια μεγάλη τιμή και σταθεροποιείται σε αυτήν που είναι σχεδόν ίδια με την υπολογιστική. Στη θέση  $H/D=7.2$  έχουμε μεγαλύτερη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ η αντίστοιχη της ταχύτητας κυμαίνεται σε παρόμοια επίπεδα.



Στη θέση  $H/D=0.9$  και μέχρι το  $16D$  η συμπεριφορά της ροής είναι ακριβώς ίδια με αυτή που αναφέρθηκε για τη θέση  $H/D=0.7$ . Και στην θέση αυτή υπάρχει καλή προσέγγιση μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Στη θέση  $H/D=7.1$  έχουμε τις μεγαλύτερες τιμές για τη διασπορά της ταχύτητας τόσο στο δάπεδο όσο και στη διεπιφάνεια, η θερμοκρασία κυμαίνεται σε μέσα επίπεδα και βρίσκεται λίγο πιο ψηλά από την αντίστοιχη της θέσης  $H/D=0.9$ .

Γενικότερα η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας δε διαφέρει για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Ανάμεικτη είναι η κατάσταση και για τα υπολογιστικά δεδομένα. Σε κάθε περίπτωση υπάρχει μεγαλύτερη διασπορά κοντά στα όρια παρά στο κέντρο. Εκτός από τη θέση  $H/D=0.6$  και την αντίστοιχη  $H/D=7.4$ , σε κάθε περίπτωση το δάπεδο ευνοεί περισσότερο τη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ η ταχύτητα ευνοείται περισσότερο στη διεπιφάνεια στις πρώτες δύο θέσεις.

### 8.7. Συνοπτική συζήτηση και συμπεράσματα που προκύπτουν από την υπολογιστική διερεύνηση του φαινομένου

Παρατηρήθηκε ότι στη θέση  $H/D=K$  ανεξαρτήτως αριθμού Reynolds, στο κέντρο της υδροσήραγγας όλα τα μεγέθη της ροής, σχετιζόμενα τόσο με την ορμή όσο και με την θερμοκρασία, παρουσίασαν μια κατακόρυφη συμμετρία εκατέρωθεν του κέντρου του κυλίνδρου. Στις θέσεις κοντά στο στερεό δάπεδο ή τη διεπιφάνεια ο κύλινδρος σχεδόν εφάπτεται του φυσικού ορίου παρεμποδίζοντας το μεγαλύτερο μέρος του ρευστού να διέλθει από την κάτω ή την επάνω επιφάνεια. Οι διαταραχές στη ροή είναι έντονες και παρατηρούνται σε όλα τα μεγέθη της. Έτσι δεν υπάρχει καμία συμμετρία ενώ σε αρκετές περιπτώσεις είχαμε και τη δημιουργία δεύτερης φυσαλίδας (περιοχή έντονης ανακυκλοφορίας σύμφωνα με τη διανυσματική απεικόνιση της ταχύτητας). Η δεύτερη φυσαλίδα οφείλετε σε ένα επιταχυνόμενο ρεύμα που ανακόπτει τη ροή στην ίδια περίπτωση απόστασης που διαχωρίζονται οι δύο φυσαλίδες. Το μήκος σχηματισμού του απόρου της ροής ήταν για κάθε περίπτωση πολύ μεγαλύτερο συγκριτικά με την κεντρική θέση.

Η ανάμειξη της ορμής φαίνεται να είναι αποτελεσματικότερη στο κέντρο σε κάθε περίπτωση που εξετάστηκε. Προφανώς οι οργανωμένες δομές (δίνες Von Karman) στον απόρου της ροής υποβοηθούν την γρηγορότερη εξομάλυνση των άτακτων ποσοτήτων ορμής. Τα φυσικά όρια επηρεάζουν σε πολύ μεγάλο βαθμό τη ροή κυρίως όσο πιο κοντά σε αυτά βρίσκεται ο κύλινδρος. Έτσι η διεπιφάνεια επηρεάζει λιγότερο από το δάπεδο την αποτελεσματικότητα της ανάμειξης του διανυσματικού μεγέθους της ορμής. Η αιτία βρίσκεται στο οριακό στρώμα που δημιουργείται στο δάπεδο και στην σκέδαση μικροδομών τύρβης στα ανώτερα στρώματα αυτού με αποτέλεσμα να παρεμποδίζεται η εξομάλυνση των ποσοτήτων της ορμής. Επαναλαμβάνεται ότι αυτό το συμπέρασμα ισχύει ανεξαρτήτως αριθμού Reynolds.

Γενικά παρατηρήθηκε ότι ο μηχανισμός της ανάμειξης των θερμικών ποσοτήτων είναι αποτελεσματικότερος από τον αντίστοιχο των ταχυτήτων. Επίσης ο αριθμός Reynolds φάνηκε να επηρεάζει πολύ το μηχανισμό ανάμειξης του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Έτσι όσο πιο μεγάλος ήταν ο αριθμός Reynolds τόσο αποτελεσματικότερη ήταν η ανάμειξη. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για  $Re=2600$  είχαμε αποτελεσματικότερη ανάμειξη της θερμοκρασίας κοντά στη διεπιφάνεια ενώ ακολούθησε το δάπεδο και τέλος η κεντρική θέση. Η σταθεροποίηση της θερμοκρασίας πραγματοποιήθηκε περίπου  $10D$  μετά τον κύλινδρο. Για  $Re=6000$  και  $10000$  η κατάσταση άλλαξε αφού ο μηχανισμός ανάμειξης της θερμοκρασίας φάνηκε να επηρεάζεται ελάχιστα από τα φυσικά όρια. Η ανάμειξη πραγματοποιείτο αποτελεσματικότερα όσο μεγάλωνε ο αριθμός Reynolds με μέση απόσταση

σταθεροποίησης περίπου τα 6D. Σημειώνεται ότι η κεντρική θέση έχει πλέον ένα ελάχιστο προβάδισμα στην αποτελεσματικότητα της ανάμειξης ενώ η διεπιφάνεια και το δάπεδο φάνηκε να έχουν σχεδόν την ίδια επίδραση, με τη διεπιφάνεια να προηγείται ελάχιστα.

Ένα ενδιαφέρον ροϊκό φαινόμενο που παρατηρήθηκε στο στερεό δάπεδο και σε ορισμένες μόνο περιπτώσεις, ήταν το φαινόμενο της «αναγέννησης» της θερμοκρασίας, αιτία το ρεύμα που παρέσυρε θερμικές ποσότητες που ήταν εγκλωβισμένες στις τυρβώδεις δομές μεταξύ κυλίνδρου και δαπέδου. Λόγω του οριακού στρώματος λοιπόν η θερμότητα παγιδευεται στις μικροδομές αυτές με αποτέλεσμα να μην διαχέεται στο υπόλοιπο ρευστό κατακερματίζοντας έτσι το μηχανισμό της ανάμειξης. Σημειώνεται ότι αυτό το φαινόμενο δεν παρατηρήθηκε κοντά στη διεπιφάνεια. Εκεί δεν υπήρχε οριακό στρώμα με αποτέλεσμα η θερμική ενέργεια να διαχέεται πιο ομοιόμορφα και ταχύτερα στο ρευστό.

Σε σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα, οι εκτιμήσεις του CFX φάνηκαν ικανοποιητικές. Η προσέγγιση των αποτελεσμάτων επετεύχθη κυρίως μετά το 8D διότι η πειραματική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε δεν ενδείκνυται για μετρήσεις σε περιοχές με έντονες διαταραχές και αρνητικές τιμές στην ταχύτητα του ρευστού, όπως είναι στον κοντινό απόρο. Γενικά η μορφολογία της καμπύλης της κατανομής της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, παρουσίασε αποδεκτή ομοιότητα με τα πειραματικά δεδομένα. Ειδικά στην περίπτωση με αριθμό Reynolds ίσο με 6000 η ταύτιση μετά το 4D ήταν πολύ καλή, αιτία αυτού ίσως να είναι το γεγονός ότι το υπολογιστικό πλέγμα βελτιστοποιήθηκε για τη μέση περίπτωση ροής, δηλαδή για  $Re=6000$  ( $D=30$  mm).

Για την περίπτωση των θερμοκρασιών αναφέρεται ότι η σύγκριση των αποτελεσμάτων έδειξε φτωχή ταύτιση αυτών. Για  $Re=2600$  έχουμε σχετική ανομοιότητα των δύο αποτελεσμάτων με την εκτίμηση του CFX να παρουσιάζει αποτελεσματικότερη ανάμειξη του βαθμωτού μεγέθους της θερμοκρασίας. Για  $Re=6000$  η κατάσταση βελτιώνεται και ενώ τα πειραματικά αποτελέσματα εξακολουθούν να βρίσκονται λίγο πιο ψηλά η μορφολογία της υπολογιστικής καμπύλης με το σύνολο των πειραματικών σημείων, είναι παρόμοια. Αξιοσημείωτο να αναφερθεί ότι δε βρέθηκε στη βιβλιογραφία κάποια, σχετική με την θερμοκρασιακή ανάμειξη σε ροή πίσω από μη αεροδυναμικό σώμα (bluff body), υπολογιστικής φύσεως έρευνα.

Η συμπεριφορά της εγκάρσιας διασποράς της ταχύτητας και της θερμοκρασίας είναι όμοια για τα υπολογιστικά και τα πειραματικά δεδομένα. Σύμφωνα με τα πειράματα, η διασπορά είναι μέγιστη στο κέντρο και για τα δύο μεγέθη. Η διασπορά της ταχύτητας είναι μεν μικρότερη αλλά δε δείχνει να επηρεάζεται από την απόσταση με την ελεύθερη επιφάνεια. Η αντίστοιχη της θερμοκρασίας είναι επίσης μικρότερη αλλά δείχνει να αυξάνεται όσο κινούμαστε προς το κέντρο. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το CFX δείχνουν ότι η διασπορά αυξάνει όσο κινούμαστε προς τα φυσικά όρια. Ο αριθμός Reynolds φάνηκε ότι ευνοεί τη διασπορά της θερμοκρασίας ενώ κατακερματίζει της ταχύτητας για τα πειράματα. Στα υπολογιστικά αποτελέσματα φάνηκε να μην επηρεάζει τόσο την ταχύτητα αλλά τη θερμοκρασία, η οποία παρεμποδίστηκε αρκετά.

Και για τους δύο κυλίνδρους [για  $Re=10000$  ( $D=50$ mm) δεν υπάρχουν μετρήσεις] παρατηρήθηκε ότι στα πειραματικά αποτελέσματα έχουμε μεγαλύτερη εγκάρσια διασπορά στην κεντρική θέση από τις θέσεις στη διεπιφάνεια (επαναλαμβάνεται ότι δεν υπάρχουν μετρήσεις κοντά στο δάπεδο). Αυτό συμβαίνει λόγω της πλήρους ανάπτυξης της ροής και των δινών. Κοντά σε κάποιο φυσικό όριο όπως το στερεό δάπεδο ή η διεπιφάνεια, ο απόρος δε δύναται να αναπτυχθεί πλήρως.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία οι εξομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν στη παρούσα διατριβή βρίσκονται σε πολύ καλό επίπεδο αναλογιζόμενοι τον χρησιμοποιούμενο εξοπλισμό. Έτσι λοιπόν σύμφωνα με τις μεθόδους και τα αποτελέσματα των F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich [66] παρατηρήθηκε ότι

τα αποτελέσματα στην παρούσα εργασία είναι παρόμοια μορφολογικά ενώ σημειώνεται ότι παρατηρήθηκε μία χαρακτηριστική αργοπορία στην ανάκτηση της ταχύτητας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής, ενώ ολόκληρη η καμπύλη φάνηκε να είναι «μετατοπισμένη» προς τα αριστερά. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι στο DNS σχήμα των παραπάνω, η ταχύτητα αποκτά ελάχιστη τιμή σε απόσταση  $1.5D$  και ανακτάται περίπου σε  $3D$ , σε σχέση με  $2-2.5D$  και  $8-12D$  αντίστοιχα για τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας.



## 9. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα διατριβή εξετάστηκαν με λεπτομέρεια το ροϊκό πεδίο πίσω από κύλινδρο και η ανάμειξη που δημιουργεί το απόρρευμα του, όταν βρίσκεται κοντά σε στερεό όριο, σε διεπιφάνεια νερού – αέρα και σε ελεύθερη παράλληλη ροή. Τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την διεξαχθείσα έρευνα έχουν ως ακολούθως:

1. Η ανάμειξη βαθμωτού αλλά και διανυσματικού μεγέθους (π.χ. θερμοκρασία, συγκέντρωση χρωστικής, ορμή κλπ.) ποσοτικοποιήθηκε από τον δείκτη ανάμειξης  $I_{mix}$ . Βρέθηκε ότι η καλύτερη ανάμειξη με τον χαμηλότερο  $I_{mix}$  συμβαίνει όταν ο κύλινδρος είναι σε μικρή εγκάρσια απόσταση, της τάξης του 0.8D από ένα στερεό όριο και μάλιστα όταν αυτό έχει και καμπυλότητα. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι στην καλή ανάμειξη συντελεί η συνδυασμένη παρουσία στροβιλώδους οριακού στρώματος και δινών von Karman, ενώ κοντά στην διεπιφάνεια δεν υφίσταται η συνεισφορά του οριακού στρώματος.
2. Εκροή εναλλασσόμενων οργανωμένων δομών, όπως οι δίνες von Karman συντελείται όταν ο κύλινδρος είναι σε απόσταση μεγαλύτερη από 0.8D είτε από την ελεύθερη επιφάνεια νερού - αέρα είτε από το στερεό όριο. Η παρουσία στερεού ορίου ή ελεύθερης επιφάνειας εμποδίζει την αλληλεπίδραση των ελεύθερων διατμητικών στρωμάτων εκατέρωθεν του κυλίνδρου με αποτέλεσμα να αναστέλλεται η εναλλασσόμενη εκροή δινών τύπου von Karman και ο αριθμός Strouhal να μηδενίζεται.
3. Παρ' ότι ο δείκτης ανάμειξης της ορμής φαίνεται να διατηρεί χαμηλότερες τιμές από τον αντίστοιχο δείκτη ανάμειξης της θερμοκρασίας μακριά από τον κύλινδρο (π.χ.  $X/D > 10$ ), εν τούτοις ο δείκτης ανάμειξης της θερμοκρασίας σταθεροποιεί τις τιμές του αρκετά πιο νωρίς από τον αντίστοιχο δείκτη ανάμειξης της ορμής. Αυτό συμβαίνει και για νερό ( $Pr \approx 7$ ) και για αέρα ( $Pr \approx 0.7$ ). Όπως δείχνει και η φασματική ανάλυση, η περιοδικότητα που υπάρχει στις ταχύτητες των δινών von Karman είναι ισχυρή (δηλαδή τα φάσματα είναι αιχμηρά) και εξασθενεί με πιο αργό ρυθμό απ' ότι η αντίστοιχη περιοδικότητα του θερμοκρασιακού πεδίου που χαρακτηρίζεται από φάσματα με μεγαλύτερο εύρος, άρα και μεγαλύτερη και πιο αποδοτική συνεισφορά της τύρβης στην θερμοκρασιακή ανάμειξη.
4. Ο συντελεστής ανάμειξης επηρεάζεται από τον αριθμό Reynolds του κυλίνδρου. Αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί σε χαμηλότερες τιμές του  $I_{mix}$  της ταχύτητας και της θερμοκρασίας. Όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός Reynolds, τόσο οι διαφορές των συντελεστών ανάμειξης ελεύθερης ροής και ροής κοντά σε διεπιφάνεια τείνουν να μικραίνουν, είτε αυτό αφορά ορμή είτε θερμοκρασία. Αυξημένοι αριθμοί Reynolds οδηγούν σε ισχυρότερη τύρβη και γρηγορότερη αποδόμηση των δινών von Karman (σε τύρβη), άρα και σε ταχύτερες διαδικασίες ανάμειξης.
5. Σε κύλινδρο με σταθερά σημεία αποκόλλησης, όπως ο τετραγωνικός κύλινδρος, φαίνεται ότι η επίδραση της διεπιφάνειας είναι λιγότερο σημαντική από ότι στον κυκλικό κύλινδρο που έχει μεταβλητά σημεία αποκόλλησης. Ιδιαίτερα ο αριθμός Strouhal εκροής δινών στον τετραγωνικό κύλινδρο, διατηρεί πολύ πιο σταθερές τιμές σε περιοχές κοντά στην διεπιφάνεια από ότι στις αντίστοιχες θέσεις με κυκλικό κύλινδρο.

6. Τα διατμητικά στρώματα που αποκολλώνται από τον κύλινδρο αλληλεπιδρούν στο κοντινό απόρρευμα και μέσα σε μια περιοχή μήκους  $L_f$  σχηματίζουν τις δίνες von Karman. Βρέθηκε ότι το  $L_f$  αυξάνεται σε θέσεις κοντά σε στερεά όρια ή διεπιφάνεια σε σχέση με την παράλληλη ελεύθερη ροή. Πιο έντονο είναι αυτό το φαινόμενο κοντά στην διεπιφάνεια, η οποία επιτρέπει στην περαιτέρω επιμήκυνση των διατμητικών στρωμάτων επειδή η ταχύτητα εκεί δεν είναι μηδέν, όπως στα στερεά όρια με οριακό στρώμα. Τα αποτελέσματα αυτά συμβαδίζουν με τα αντίστοιχα υπολογιστικά. Αύξηση του αριθμού Reynolds, μικραίνει το μήκος σχηματισμού δινών  $L_f$ , εξ αιτίας της λέπτυνσης των αποκολλημένων διατμητικών στρωμάτων και της ευκολότερης αλληλεπίδρασης των στο κοντινό απόρρευμα.
7. Ο μέσος χρόνος παραμονής,  $T_{\text{clean}}$ , ενός βαθμωτού μεγέθους όπως η θερμοκρασία ή η συγκέντρωση χρωστικής στο κοντινό απόρρευμα αυξάνει στην περιοχή στερεών ορίων ή διεπιφανειών, σε σχέση με την τιμή του για ελεύθερη παράλληλη ροή. Η αύξηση αυτή είναι πλέον εμφανής κοντά σε στερεό όριο απ' ό,τι σε διεπιφάνεια, επειδή το στερεό όριο έχει την δυνατότητα να εγκλωβίσει την συγκέντρωση του βαθμωτού μεγέθους. Οι θέσεις πλησιέστερα στο στερεό όριο χαρακτηρίζονται από όλο και μικρότερες κλίμακες τύρβης άρα και αδυναμία απομάκρυνσης του από αυτό, πράγμα που δεν συμβαίνει στην ροή σε διεπιφάνεια. Ο χρόνος  $T_{\text{clean}}$  σχετίζεται και με την περίοδο των δινών von Karman. Όσο μεγαλύτερη είναι η περίοδος των δινών αυτών τόσο αργότερες είναι οι περιοδικές κινήσεις του ρευστού στο απόρρευμα και άρα σχετικά μεγαλύτερος και ο χρόνος ανανέωσης του βαθμωτού μεγέθους εκεί. Αυτό παρατηρήθηκε στις μετρήσεις με κυλίνδρους δύο διαφορετικών διαμέτρων. Ο κύλινδρος με την μεγαλύτερη διάμετρο, άρα και με τον υψηλότερο αριθμό Reynolds και με την καλύτερη ανάμειξη στο μακρύτερο απόρρευμα, χαρακτηριζόταν από αυξημένο χρόνο ανανέωσης  $T_{\text{clean}}$ , επειδή ο χρόνος  $T_{\text{clean}}$  σχετίζεται περισσότερο με την ροή στο κοντινό απόρρευμα, η οποία δεν έχει αποκτήσει ακόμη ισχυρή τύρβη για ανάμειξη και καθαρισμό του απορεύματος. Τα αποτελέσματα αυτά είναι σε συμφωνία και με τα αντίστοιχα υπολογιστικά.
8. Συγκρίνοντας δυο διαφορετικούς τρόπους ανάμειξης, εκείνον με εισαγωγή του βαθμωτού μεγέθους μέσω ενός κυλίνδρου και μέσω μιας δέσμης, φαίνεται ότι ο πρώτος είναι ο πλέον αποδοτικός είτε σε ελεύθερη ροή είτε σε διεπιφάνεια, επειδή η επίτευξη της ανάμειξης γίνεται και με τις οργανωμένες δομές μεγάλου μεγέθους (δίνες von Karman) και με την δημιουργούμενη τύρβη.
9. Η διασπορά  $b_{1/2}$  των εγκάρσιων κατανομών ταχύτητας και θερμοκρασίας αυξάνει με την απόσταση κατάντι του κυλίνδρου και τα αποτελέσματα για την ελεύθερη ροή συμφωνούν με την βιβλιογραφία. Οι διασπορές της θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερες από εκείνες της ταχύτητας όπως έχει διαπιστωθεί και σε τυρβώδεις διατμητικές ροές τύπου δέσμης (jet), δηλαδή ο τυρβώδης αριθμός Prandtl είναι μακριά από το 1.0. Όσον αφορά τις περιπτώσεις κοντά σε στερεό όριο ή διεπιφάνεια, διαπιστώθηκε ότι το ήμισυ της διασποράς  $b_{1/2}/2$  (από την μία πλευρά) είναι μεγαλύτερο εκείνου για ελεύθερη παράλληλη ροή. Η διασπορά των κατανομών κοντά σε διεπιφάνεια υπερτερεί των δύο άλλων, αλλά ο ρυθμός μεταβολής με την απόσταση κατάντι είναι σχετικά μικρότερος. Αύξηση του αριθμού Reynolds τείνει να μικρύνει τις διασπορές  $b_{1/2}$ , και τις αντίστοιχες κλίσεις πράγμα που αναφέρεται και στην βιβλιογραφία, επειδή υπάρχει συνάρτηση με τον συντελεστή αντίστασης του κυλίνδρου ο οποίος μεταβάλλεται με τον αριθμό Reynolds.
10. Οι χωρικές κλίμακες της τύρβης  $L_x$ , κατά την διεύθυνση της ροής, υπολογίσθηκαν υποθέτοντας ισότροπη τύρβη και φάσματα τύπου von Karman.

Βρέθηκε ότι οι κλίμακες της ταχύτητας  $L_x''$  αυξάνουν κατάντι του κυλίνδρου με τον νόμο  $\sqrt{X}$ , όπως παρατηρήθηκε σε αντίστοιχα πειράματα με τύρβη από πλέγματα. Παρατηρήθηκε επίσης ότι οι κλίμακες της θερμοκρασίας είχαν τάση μείωσης κατάντι του κυλίνδρου σε αντίθεση με την παρατηρούμενη αύξηση για τύρβη από πλέγματα. Το φαινόμενο αυτό πιθανώς να σχετίζεται με την πρόωρη πτώση της θερμοκρασιακής τύρβης. Οι κλίμακες τύρβης είναι μεγαλύτερες κοντά στην διεπιφάνεια από ότι σε αντίστοιχες θέσεις σε ελεύθερη παράλληλη ροή. Αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί σε μείωση των κλιμάκων σε αντίστοιχες θέσεις, όπως έχει παρατηρηθεί και σε ροές τύπου δέσμης.



## 10. ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Η πειραματική εργασία πραγματοποιήθηκε κάτω από δύσκολες συνθήκες και με εξοπλισμό που χρειαζόταν αναβάθμιση. Η ανάμειξη στο απόρρευμα θα μπορούσε να ποσοτικοποιηθεί καλύτερα αν υπήρχε δυνατότητα εισαγωγής στο απόρρευμα ουσιών που θα προκαλούσαν χημική αντίδραση και παραγωγή προϊόντος που θα σηματοδοτούσε την ανάμειξη.

Η οπτικοποίηση της ροής με video υψηλής ταχύτητας και φωτισμό με λεπτό επίπεδο πηγής Laser θα μπορούσε να δώσει λεπτομερέστερες πληροφορίες για όλη την ροή ταυτόχρονα και για τα ασταθή φαινόμενα που συμβαίνουν εκεί. Ήδη έχουν δορομολογηθεί προκαταρκτικές δοκιμές με ενθαρρυντικά αποτελέσματα.

Ο διαχωρισμός των φαινομένων ανάμειξης που οφείλονται στο περιοδικό (λόγω των δινών von Karman) και το τυχαίο μέρος του ροϊκού πεδίου (λόγω της τύρβης) θα συνέβαλλε στην περαιτέρω κατανόηση των φαινομένων ανάμειξης ιδιαίτερα καθώς προσεγγίζεται η ελεύθερη επιφάνεια ή το στερεό όριο. Για να γίνουν οι μετρήσεις αυτές απαιτείται η χρήση πολλαπλών αισθητήρων για συσχετίσεις σε διαφορετικά σημεία του πεδίου ροής (π.χ. δύο ή τρία θερμοανεμόμετρα με ταυτόχρονη δειγματοληψία και υπό συνθήκες επεξεργασία).

Από πρακτική σκοπιά θα είχε ιδιαίτερο ενδιαφέρον να μελετηθεί η απορρόφηση και ανάμειξη αερίου το οποίο ρέει παράλληλα προς την διεπιφάνεια υπό ταυτόχρονη επίδραση τύρβης και κυματισμού.

Η ανάμειξη κοντά στην διεπιφάνεια προκλήθηκε από το ροϊκό πεδίο των σταθερών κυλίνδρων. Οι περιπτώσεις που υπάρχει ταλάντωση των κυλίνδρων ή ροϊκό πεδίο τύπου δέσμης κοντά στην διεπιφάνεια έχει επίσης πρακτικό ενδιαφέρον και θεωρείται σημαντική περιοχή για έρευνα.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Παπαιωάννου Α.Θ., "Μηχανική των Ρευστών", Τόμος Ι & ΙΙ
- [2] Yang Wen – Jei, "Handbook of Flow Visualization"
- [3] Zdravkovich M. M., "Flow Around Circular Cylinders"
- [4] Chang K. P., "Separation of flow"
- [5] Σταπουντζής Ε., "Σημειώσεις Μηχανικής Ρευστών ΙΙ", ΠΘ, ΤΜΜΒ, 2000
- [6] Σταπουντζής Ε., "Σημειώσεις Κλασικής και Βιομηχανικής Αεροδυναμικής", Υπηρεσία Δημοσιευμάτων Α.Π.Θ., Θεσσαλονίκη, 1995.
- [7] Kieft René, "Mixed convection behind a heated cylinder", PhD Thesis, 2000.
- [8] Figliola R. S. και Beasley D. E., "Theory and Design for Mechanical Measurements", 2000.
- [9] Shlien J. D., "Instantaneous concentration field measurement technique from flow visualization photographs", Experiments in Fluids, Τομ. 10, σελ. 541 – 546, 1988.
- [10] Dimas A. Athanassios., "Free – surface waves generation by a fully submerged wake", Wave Motion, Τομ. 27, σελ. 43 – 54, 1998.
- [11] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., "Nonlinear interaction of shear flow with a free surface", Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 260, σελ. 211 – 246, 1994.
- [12] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., "Shear – Flow / Free – Surface Interaction in a Density – Stratified Fluid", πρακτικά του International Offshore and Polar Engineering Conference, Τομ. ΙΙΙ, σελ. 479 – 486, 1993.
- [13] Dimas A. A. και Triantafyllou S. G., "Free – Surface signature of submerged shear flow", πρακτικά του International Offshore and Polar Engineering Conference, Τομ. ΙΙΙ, σελ. 253 – 261, 1992.
- [14] Madnia K. C και Bernal P. L., "Interaction of a turbulent round jet with the free surface", Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 261, σελ. 305 – 332, 1994.
- [15] Helgesen K. J και Matteson J. M., "Particle mixing and diffusion in the turbulent wake of cylinder arrays", Experiments in Fluids, Τομ. 10, σελ. 333 – 340, 1991.
- [16] Komori S., Nagaosa R. και Murakami Y., "Turbulence structure and mass transfer across a sheared air – water interface in wind – driven turbulence", Journal of Fluid Mechanics, Τομ. 249, σελ. 161 – 183, 1993.
- [17] Komori S., "Surface – renewal motions and mass transfer across gas – liquid interfaces in open – channel flows", Phase – Interface Phenomena in Multiphase Flow (ed. G. F. Hewitt, F. Mayinger & J. R. Riznic), σελ. 31 – 40, 1991.

- [18] Matsumura M. και Antonia A. R., "Momentum and heat transport in the turbulent intermediate wake of a circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 250, σελ. 651 – 668, 1993.
- [19] Goodman L. Wesley, "Modification of the Karman – Vortex Street in the Freestream", *AIAA Journal*, Τομ. 24, Αρ. 9, σελ. 1556 – 1557, 1986.
- [20] Figueiredo R. A. και Viegas X. D., "External forced convection around a circular cylinder near a plane boundary", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Τομ. 31, Αρ. 1, σελ. 47 – 53, 1988.
- [21] Sideridis A. G, Kastrinakis G. E. και Nychas G. S., "Contitional Analysis of Turbulent Heat Transport in a quasi two – dimensional Wake Interacting with a Boundary Layer", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Τομ. 42, σελ. 3481 – 3494, 1999.
- [22] Xenopoulos G., Stapountzis H., Salpistis C., και Goulas A., " The wake of a heated circular cylinder in pitching oscillations ", *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, (K. Hanjalic, Ed.), Begell House Publ. ISBN 1-56700-040-1, σελ. 83 – 90, 1995.
- [23] Xu J. S., Zhou Y., "Effect of a streamwise oscillating cylinder on a downstream cylinder wake".
- [24] M. Gad-el-HaK, "The water towing tank as an experimental facility ", *Experiments in Fluids* 5, σελ 289 – 297, 1987.
- [25] Hesselink L., "Digital image processing in flow visualization", *Ann. Rev. Fluid Mech.* 20, σελ 421 – 485, 1988.
- [26] Merzirch W., "Flow visualization and digital image processing", von karman Institute for fluid dynamics, 1986.
- [27] Lee T. J., Call L. D., Lawson E. R., Clements E. W. και Hord E. D. "A video image analysis system for concentration measurements and flow visualization in building wakes", *Atmospheric Environment*, Τομ. 25A, No. 7, σελ 1211 – 1225, 1991.
- [28] Tokumaru T. P και Dimotakis E. P., "Rotary oscillation control of a cylinder wake", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 224, σελ. 77 – 90, 1991.
- [29] Stapountzis H., Westerweel J., Bessem M. J., Westendorp A., και Nieuwstadt M. T. F., "Measurement of product concentration of tow parallel reactive jets using digital image processing", *Applied Scientific Research* 49, σελ. 245 – 259, 1992.
- [30] Ezersky B. A., Lecordier C. J., Paranthoen P. και Soustov L. P., "Structure of vortices in a Karman street behind a heated cylinder", *Physical review*, Τομ 61, σελ. 2107 – 2110, 2000.
- [31] Nakamura I., Sakai Y., Miyata M., "Diffusion of matter by a non – buoyant plume in grid – generated turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 178, σελ. 379 – 403, 1987.
- [32] Bearman W. P., "On vortex street wakes", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 28, σελ. 625 – 641, 1967.



- [33] Gerrard H. J., "The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 25, σελ. 401 – 413, 1966.
- [34] Sumer M., και Fredsoe J., *Hydrodynamics around cylindrical structures*, World Scientific, σελ 18 – 35, 1997
- [35] Jacobsen V., Hansen N.-E.O., και Petersen M.J., " Dynamic Response of Mono – Tower Platform to Waves and Currents ", *Offshore Technology Conference*, 1985.
- [36] Breidenthal E. R., Buonadonna R. V. και Weisbach F., M., " Molecular mixing via jets in confined volumes ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 219, σελ. 531 – 544, 1990.
- [37] Taylor J. J. και Hoyt W. J., " Water jet Photography – Techniques and Methods ", *Experiments in Fluids* 1, σελ 113 – 120, 1983.
- [38] Uhl W. V. και Gray B. J., *Mixing Theory and Practice*, Volume I, Chapter 1&2, Academic Press.Inc.,1966
- [39] Oldshue Y. J., *Fluid Mixing Technology*, Chapter 1.
- [40] Tang L., Wen F., Yang Y., Crowe T. C., Chung N. J., και Troutt R. T., " Self – organizing particle dispersion mechanism in a plane wake ", *Physics of Fluids*, Τόμ 4, σελ 2244 – 2251, 1992.
- [41] Sarpkaya T., " Vorticity, Free Surface, And Surfactants ", *Annual Review Fluid Mechanics*, Τόμ 28, σελ 83 - 128
- [42] Yu D. και Tryggvason G., " The free – surface signature of unsteady, tow dimensional vortex flows ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 218, σελ. 547 – 572, 1990.
- [43] Tsai T – W., και Yue P. K. D., " Interactions between a free surface and a vortex sheet shed in the wake of a surface – piercing plate ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 257, σελ. 691 – 721, 1993.
- [44] Blevins R., "Applied Fluid Dynamics Handbook ", Chapter 9, pp.229-278.
- [45] Dahm A. J. W., και Dimotakis E. P., " Measurements of Entrainment and Mixing in Turbulent Jets ", *AIAA Journal*, Τόμ. 25, Ap. 9, σελ. 1216 – 1223, 1987.
- [46] Rae W. H. Jr. και Pope A., "Low – Speed Wind Tunnel Testing", εκδ. John Wiley & Sons, ISBN 0-471-87402-7, 1984.
- [47] J. Sheridan, J. - C. Lin και D. Rockwell, "Flow past a cylinder close to a free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 330, σελ. 1 – 30, 1997.
- [48] J. W. Hoyt, R. H. J. Sellin, "A comparison of tracer and PIV results in visualizing water flow around a cylinder close to the free surface ", *Experiments in Fluids*, Τόμ. 28, σελ. 261 – 265, 2000.

- [49] Anil Prasad και Charles H. K. Williamson, "The instability of the shear layer separating from a bluff body ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 333, σελ. 375 – 402, 1997.
- [50] J.-C. Lin, N. Phetkong, J. Sheridan and D. Rockwell, "Controlled motion of a cylinder through a free surface: effect of depth of penetration " *Journal of Fluids and Structures*, Τομ. 10, σελ. 309 – 317, 1996.
- [51] A. Vernet, G. A. Kopp, J. A. Ferre και Francesc Giralt, "Three-dimensional structure and momentum transfer in a turbulent cylinder wake ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 394, σελ. 303 – 337, 1999.
- [52] Michael S. Longuet-Higgins, "Vorticity and curvature at a free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 356, σελ. 149 – 153, 1998.
- [53] Thomas Lundgren και Petros Koumoutsakos, "On the generation of vorticity at a free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 382, σελ. 351 – 366, 1999.
- [54] Lian Shen, George S. Triantafyllou και Dick K. P. Yue, "Turbulent diffusion near a free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 407, σελ. 145 – 166, 2000.
- [55] Dana Dabiri, "On the interaction of a vertical shear layer with a free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 480, σελ. 217 – 232, 2003.
- [56] Amy Warncke Lang και Morteza Gharib, "Experimental study of the wake behind a surface-piercing cylinder for a clean and contaminated free surface ", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 402, σελ. 109 – 136, 2000.
- [57] Luigino Zovatto and Gianni Pedrizzetti, "Flow about a circular cylinder between parallel walls", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 440, σελ. 1 – 25, 2001.
- [58] H. J. Seuntjens, R. N. Kieft, C. C. M. Rindt, A. A. van Steenhoven, "2D temperature measurements in the wake of a heated cylinder using LIF ", *Experiments in Fluids*, Τομ. 31, σελ. 588 – 595, 2001.
- [59] J.-C. Lin & D. Rockwell, "Horizontal oscillations of a cylinder beneath a free surface: vortex formation and loading", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 389, σελ. 1 – 26, 1999
- [60] J S.J. Lee & Daichin, "Flow past a circular cylinder over a free surface: Interaction between the near wake and the free surface deformation ", *Journal of Fluids and Structures*, Τομ. 19, σελ. 1049 – 1059, 2004
- [61] J. Carberry, J. Sheridana, D. Rockwell, "Cylinder oscillations beneath a free-surface", *European Journal of Mechanics*, Τομ. 23, σελ. 81 – 88, 2004
- [62] Miyata, H., Shikazono, N. and Kani, M., "Forces on a circular cylinder advancing steadily beneath the free-surface", *Ocean Engrg*, Τομ. 17, σελ. 81 – 104, 1990
- [63] Martinuzzi J. R., Bailey C. C. S. και Kopp A. G., "Influence of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder", *Experiments in Fluids*, Τομ. 34, σελ. 585 – 596, 2003.

- [64] S. C. Luo, Y. T. Chew, & Y. T. Ng., "Characteristics of square cylinder wake transition flows", *Physics of Fluids*, Τομ. 15, σελ. 2549 – 2559, 2003
- [65] S. Dutta, K. Muralidhar, P.K. Panigrahi, "Influence of the orientation of a square cylinder on the wake properties ", *Experiments in Fluids*, Τομ. 34, σελ. 16 – 23, 2003
- [66] F. Tremblay, M. Manhart και R. Friedrich, "DNS of flow around a circular cylinder at a subcritical Reynolds number with cartesian grids" *Proceedings of the 8<sup>th</sup> European Turbulence Conference, EUROMECH*, Barcelona, Spain, 27-30<sup>th</sup> June 2000.
- [67] Tennekas & Lumley, "A first course in Turbulence" 1972, MIT Press.
- [68] B. Cantwell και D. Coles, "An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 136, σελ. 321 – 374, 1983
- [69] H. Stapountzis, PhD Thesis, σελ 105-108, Imperial College, 1978
- [70] Σταπουντζής Ε., "Σημειώσεις Στατιστική Ανάλυση Δεδομένων από Μετρήσεις", ΠΘ, ΤΜΜΒ, 2002
- [71] Y. Zhou και A. Antonia "Convection velocity measurements in a cylinder wake", *Experiments in Fluids*, Τομ. 13, σελ. 63 – 70, 1992
- [72] R. K. Sullerey, A. K. Gupta και C. S. Moorthy "Similarity in the turbulent near wake of bluff bodies", *AIAA Journal*, Τομ. 13, σελ. 1425 – 1429, 1975
- [73] Reynolds, O. "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels", *Philosophical Transactions*, 174, σελ. 935 – 982, 1883 (Hist. Exp. FV, Lam-Turb. Transition). 1.
- [74] Rayleigh, Strutt, J. W. Lord. The theory of sound. Τομ. II, 371-372. 1896,
- [75] Rayleigh, Lord, S. J. W. Aeolian tones. *Philosophical Magazine*, 6<sup>th</sup> Series, 29, σελ. 433 – 444, 1915. (Hist. Exp. Th, Free osc.). 1.
- [76] Dryden, H. L. The role of transition from laminar to turbulent flow in fluid mechanics. *University of Pennsylvania Bicentennial Conference*, 1-13. 1941. (Rev. 1<Re<1M). 1.
- [77] Roshko, A., και Fiszdon, W. On the persistence of transition in the near-wake. *Problems in Hydrodynamics and Continuum Mechanics*, Philadelphia, SIAM, 606-616. 1969. (Exp.). 1.
- [78] Roshko, A. On the development of turbulent wakes from vortex streets. *National Advisory Committee for Aeronautics*, NACA TR 1191. 1954.
- [79] Linke, W. New measurements on aerodynamics of cylinders particularly their friction resistance. *Physikalische Zeitschrift*, 32, 900-14, 1931.
- [80] Bloor, S. M. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 19, σελ. 209 – 309, 1964.



- [81] Gerrard, J. H. A disturbance sensitive Reynolds number range of the flow past a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 22, σελ. 187 – 196, 1965.
- [82] Costanzi, G. Some hydrodynamic experiments. *Aeronautical Construction Factory*, vol I, 155-192, 1912.
- [83] Eiffel, G. On the resistance of spheres in the air motion. *Comptes Rendus Academie des Sciences*, 155, 1912.
- [84] Wieselsberger, C. On drag of spheres. *Zeitschrift fur Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, 5, 140, 1914.
- [85] Prandtl, L. *Collected works*. Springer, Berlin. 1961
- [86] Taylor, Sir G. I. Pressure distribution round the cylinder. (*British*) *Advisory Committee of Aeronautics*, 1916
- [87] Benard, H. Formation of centers of circulation behind a moving obstacle. *Comptes Rendus Academie des Sciences*, 147, 839-42 1908.
- [88] Benard, H. A 'cinematographic' study of eddies and ripples produced by towed obstacle. *Comptes Rendus Academie des Sciences*, 147, 970-2. 1908.
- [89] Karman, Th. Von. On the mechanism of resistance produced by moving body in liquid. *Nachrichten des Gesellschaft Wissenschaft, Gottingen*, 509-17 και 547-56. 1911.
- [90] Kovasznay, L. S. G. Hot-wire investigations of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers. *Proceedings Royal Society, A* 198, 174-90, 1949.
- [91] Taneda, S. Experimental investigations of the wake behind cylinders and plates at low Reynolds numbers. *Journal Physical Society Japan*, 11, 302-7, 1956.
- [92] Morkovin, M. V. Flow around circular cylinders; a kaleidoscope of challenging fluid phenomena. *Proceedings ASME Symposium on Fully Separated Flow*, Philadelphia, 102-18, 1964.
- [93] Gerrard, J. H. The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number. *Philosophical Transactions*, A288, 351-82, 1978.
- [94] Wille, R. On unsteady flows and transient motions. *Progress in Aeronautical Sciences*, 7, 195-207, 1966.
- [95] Wille, R. Generation of oscillatory flows. In: *Flow Induced Structural Vibrations*, E. Naudascher, ed. 1-16, Springer, 1974.
- [96] Wieselberger, C. New data on the law of hydro and aerodynamic resistance. *Physikalische Zeitschrift*, 22, 321-8, 1921.
- [97] Roshko, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 10, σελ. 345 – 356, 1961.

- [98] Farell, C. Flow around fixed circular cylinders: fluctuating loads. *ASME, Journal Engineering Mechanics Division*, 107, 565-87. 1981.
- [99] Pearcey, H. H., Cash, P. F., Salter (Miss), I. J., and Boribond, A. Interference effects on the drag loading for groups of cylinders in unidirectional flow. *National Maritime Institute (UK)*, Rep. R-130. 1982.
- [100] Heisenberg, W. The absolute dimensions of Karman vortex motion. *Physikalische Zeitschrift*, 23, 363-6.1922.
- [101] Fage, A., and Johansen, F. C. The structure of vortex sheets. *Philosophical Magazine*, 7<sup>th</sup> series, 5, 417-41, 1928.
- [102] Tyler, E. A hot-wire method for measurement of the distribution of vortices behind obstacles. *Philosophical Magazine* 7<sup>th</sup> series, 9, 1113-30, 1930.
- [103] Timme. A. On the velocity distribution in eddies. *Ingenieur Archiv*, 25, 205-25, 1957.
- [104] Couregelongue, J. On the existence of tow families of eddies behind immersed solids. *Comptes Rendus Academie Sciences*, 189, 972-4, 1929.
- [105] Kourta, A., Boisson, H.C., Chassang, P., and Minh. H. H. Non linear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 181, σελ. 141 – 161, 1987.
- [106] Hussain, A. K. M. F., and Hayakawa, M. Eduction of large scale organized structures in a turbulent plane wake. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 180, σελ. 193 – 229, 1987.
- [107] Lehnert, R. Acoustical measurements of vortex streets behind circular cylinder and flat plate. *Physikalische Zeitschrift*, 38, 476-98.1937.
- [108] Gerrard, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 25, σελ. 401 – 13, 1966.
- [109] Bloor, S. M., and Gerrard, J. H. Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake. *Proceedings Royal Society*, A 299, 319-342, 1966.
- [110] Lock, C. H. N. On the system of vortices generated by a circular cylinder in steady motion through a fluid. *Philosophical Magazine* 6<sup>th</sup> series, 50, 1083-9, 1925.
- [111] Drescher, H. Measurement of time varying pressure on a cylinder in cross-flow. *Zeitschrift fur Flugwissenschaften*, 4, 17-21. 1956.
- [112] Camichel, C. On eddies produced by an obstacle immersed in a stream of liquid, *Comptes Rendus Academie Sciences*, 184, 1509-14, 1927.
- [113] Etkin, B., Korbacher, G. K., and Keefe, R.T. Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream. *Journal Acoustical Society America*, 29, 30-6, 1957.
- [114] Strouhal, V. On a particular way of tone generation. *Wiedemann's Annalen Physik und Chemie*, 5, 216-51.1878.

- [115] Roshko, A. On the drag and shedding frequency of tow-dimensional bluff bodies. *National Advisory Committee for Aeronautics*, NACA TN 3169. 1953.
- [116] Itaya, S., and Yasuda, Y. Experiments on Strouhal number. *Bulletin JSME*, 4, 274-7, 1961.
- [117] Gerrard, J.H. The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ. 25, σελ. 143 – 64, 1966.
- [118] Hanson, F. B., and Richardson, P. D. The near-wake of a circular cylinder in cross flow. *ASME Journal Basic Engineering*, 90, 476-83. 1968.
- [119] Bearman P.W. και Zdravkovich M.M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, Τομ.89, σελ. 33–47.1978.
- [120] Durao DFG, Gouveia PST, Pereira JCF. Velocity characteristics of the flow around a square cross section cylinder placed near a channel wall. *Exp Fluids* 11:341–350.1991.
- [121] Bosch G, Kappler M, Rodi W. Experiments on the flow past a square cylinder placed near a wall. *Exp Thermal Fluid Sci* 13:292–305. 1996.
- [122] Martinuzzi RJ, Wu KCQ. An experimental investigation of turbulent flow over a two-dimensional square cylinder in the proximity of a solid wall: effect of the gap size. In: *Eleventh Symposium on Turbulent Shear Flows*, Grenoble, France, 16–23 November. 1997.
- [123] Sohankar A., Norberg C., and L. Davidson. Simulation of threedimensional flow around a square cylinder at moderate Reynolds numbers. *Phys. Fluids* 11, 288 .1999.
- [124] Saha K. A., Biswas G., and Muralidhar K., Three dimensional study of flow past a square cylinder at low Reynolds numbers, *Int. J. Heat Fluid Flow* 24, 54. 2003.
- [125] J. Ong, L & Wallace. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, 24: 441-453, 1996.
- [126] Θεοδωρίδης Γ., Κωνσταντινίδης Δ., Menter F. και Scheuerer G. “Εφαρμογές Νέων Μοντέλων Τυρβώδους Ροής και Συζευγμένης Επίλυσης Εξισώσεων σε Εμπορικούς Κώδικες Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής” *ΡΟΗ 2002 Ερευνητικές Δραστηριότητες στα Φαινόμενα Ροής Ρευστών στην Ελλάδα*, Πάτρα 2002.
- [127] CFX Technical Brief “The CFX approach to turbulence modelling” 2003
- [128] Stapountzis H., Sawford L.B., Hunt R.C.J., Britter E.R., “Structure of the temperature field downwind of a line source in grid turbulence”, *Journal of Fluid Mechanics*, 165, σελ. 401 – 424, 1986.
- [129] Reichl P., Hourigan K. and Thompson M., "The Unsteady wake of a circular cylinder near a free surface". *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 71 (2003), pp 347–359. Also to appear in *J. F. Mech.* 2005



- [130] Angrilli, F., Bergamschi, S. and Cossalter, V., "Investigation of wall induced modifications to vortex shedding from a circular cylinder". ASME J. Fluids Engrg. vol. 104 (1982) pp 518–522.
- [131] Bearman, P.W., Zdravkovich, M.M.,. "Flow around a circular cylinder near a plane boundary". Journal of Fluid Mechanics, vol. 89 (1978) pp 33-47.
- [132] H. Stapountzis , E. Alygizakis , P. Papanicolaou , A.B. Ezersky "Free Surface Effects on Scalar Dispersion behind a Circular Cylinder" 8th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, China, 2005.

# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

1. Προγράμματα Matlab για την επεξεργασία εικόνας
2. Σύντομο βιογραφικό σημείωμα Εμμ. Κ. Αλυγιάκη

## 1. Προγράμματα Matlab για την επεξεργασία εικόνας

### CONVGRAY

```
This is an .m file for image processing
% This .m file calculate the mean radiation intense of each pixel for each Re number in flat
area
%-----
tic
clear
echo off
%-----Data Reading-----
%-----
[Name,Nimages,s,n]=textread('Input_convgray.txt','%s%f%f%f','headerlines',2);
for j=1:length(Name)
    firstV=Name(j);
    firstl=char(firstV);
    for num=1:Nimages(j)
pinakas=double(imread(strcat(firstl,int2str(num)),'.jpg'));
c = fspecial('gaussian',n(j),s(j));
convpinakas=conv2(pinakas,c,'same');
eikona=uint8(convpinakas);
imwrite(eikona,strcat('conv',firstl,int2str(num),'jpg'))
clear pinakas convpinakas c eikona
end
clear firstV firstl num
end
toc
```

### GRAY

```
% This is an .m file for image processing
%-----
tic
clear
echo off
%-----Data Reading-----
%-----
[Name,Nimages,time,distance,x,y,xs,xe,ys,ye,xo,yo,xf,yf]...
=textread('Input_gray2.txt','%s%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f','headerlines',2);
bath=double(imread('convA','jpg'));
[k,m]=find(bath(xo:xf,yo:yf)==min(min(bath(xo:xf,yo:yf))));
xmin=xo+k(1)-1;
ymin=yo+m(1)-1;
clear k m
for j=1:length(Name)
    firstV=Name(j);
    firstl=char(firstV);
    for num=1:Nimages(j)
pinakas=double(imread(strcat(firstl,int2str(num)),'.jpg'));
[k,m]=find(pinakas(xo:xf,yo:yf)==min(min(pinakas(xo:xf,yo:yf))));
xpinakasmin=xo+k(1)-1;
ypinakasmin=yo+m(1)-1;
dx=xpinakasmin-xmin;
dy=ypinakasmin-ymin;
```



```

clear k m xpinakasmin ypinakasmin
if dx>0 & dy>0
for k=1:352-dx
for m=1:288-dy
pinakasnew(k,m)=pinakas(k+dx,m+dy);
end
end
pinakasnew(352-dx+1:352,288-dy+1:288)=0;
end
if dx<0 & dy<0
for k=1:352+dx
for m=1:288+dy
pinakasnew(k-dx,m-dy)=pinakas(k,m);
end
end
pinakasnew(1:-dx,1:-dy)=0;
end
if dx>0 & dy<0
for k=1:352-dx
for m=1:288+dy
pinakasnew(k,m-dy)=pinakas(k+dx,m);
end
end
pinakasnew(352-dx+1:352,1:-dy)=0;
end
if dx<0 & dy>0
for k=1:352+dx
for m=1:288-dy
pinakasnew(k-dx,m)=pinakas(k,m+dy);
end
end
pinakasnew(1:-dx,288-dy+1:288)=0;
end
if dx>0 & dy==0
for k=1:352-dx
for m=1:288
pinakasnew(k,m)=pinakas(k+dx,m);
end
end
pinakasnew(352-dx+1:352,288)=0;
end
if dx<0 & dy==0
for k=1:352+dx
for m=1:288
pinakasnew(k-dx,m)=pinakas(k,m);
end
end
pinakasnew(1:-dx,288)=0;
end
if dx==0 & dy>0
for k=1:352
for m=1:288-dy
pinakasnew(k,m)=pinakas(k,m+dy);
end
end

```

```

pinakasnew(352,288-dy+1:288)=0;
end
if dx==0 & dy<0
for k=1:352
for m=1:288+dy
pinakasnew(k,m-dy)=pinakas(k,m);
end
end
pinakasnew(352,1:-dy)=0;
end
if dx==0 & dy==0
pinakasnew=pinakas;
end
clear pinakas
tempinakas=bath(xs(j):xe(j),ys(j):ye(j))-pinakasnew(xs(j):xe(j),ys(j):ye(j));
newpinakas(:,num)=tempinakas;
clear pinakasnew tempinakas k m dx dy
end
%-----The Ratio Between Pixel And mm-----
analogx=x(j)/352.;
analogy=y(j)/288.;
for i=1:352
xvector(i)=i*analogx+distance(j);
end
clear i
for i=1:288
yvector(i)=i*analogy;
end
%-----The Vector Of Time In Sec-----
tvector=(time(j):time(j):Nimages(j))*time(j);
%-----Save-----
%-----
save(strcat('c:\Documents and Settings\User\Επιφάνεια
εργασίας\man\',strcat('gray2_',first1)), 'time','distance'...
,'xvector','yvector','tvector','newpinakas','xs','xe','ys','ye','Nimages')
clear num first1 firstV xvector yvector tvector i analogx analogy newpinakas
end
clear
toc

```

### *FFTGRAY*

```

%This is an .m file for image processing
%This .m file calculate the FFT of h(xo,yo,t) in each xo
%-----
tic
clear
%-----Data Reading-----
%-----
%-----
[nameS,xinitial,xfinal,yinitial,yfinal,numberofphotos,timedelay]=textread('Input_of_FFT_gra
y2.txt','%s%f%f%f%f%f%f','headerlines',2);
for i=1:length(nameS);
nameSV=nameS(i);
namSV=char(nameSV);

```

```

load(namSV);
f1=1;
for m=xinitial(i)-xs(1)+1:xfinal(i)-xs(1)+1
    f2=1;
    for n=yinitial(i)-ys(1)+1:yfinal(i)-ys(1)+1
        for j=1:numberofphotos(i);
            newpinakaskoyo(j)=newpinakas(m,n,j);
        end
        fftnewpinakaskoyot=fft(newpinakaskoyo');
        Powerfftnewpinakaskoyot(:,f1,f2)=(fftnewpinakaskoyot.* conj(fftnewpinakaskoyot))/2;
        clear j fftnewpinakaskoyot newpinakaskoyo
        f2=f2+1;
    end
    f1=f1+1;
end
frequent=(0:numberofphotos(i))/(numberofphotos(i)*timedelay(i));
frequencyt=frequent';
Powerfftnewpinakaskoyot(1,:,:) = 0.;
%-----Save-----
save(strcat('c:\Documents and Settings\User\Επιφάνεια
εργασίας\MAN\',strcat('fft_',namSV)),...
    'Powerfftnewpinakaskoyot','frequencyt','xinitial','yinitial','xfinal','yfinal','Nimages');
clear j newpinakas fftnewpinakaskoyot newpinakaskoyo frequencyt namSV nameSV frequent
Powerfftnewpinakaskoyot m n f1 f2
end
clear
toc

```

### GRAPHFFTGRAY

```

tic
clear
echo off
[nameimage,xstart,xend,pacex,ystart,yend,pacey]...
=textread('Input_graphFFTgray2.txt','%s%f%f%f%f%f','headerlines',2);
for i=1:length(nameimage)
    nameimageV=nameimage(i);
    nameim=char(nameimageV);
    load(nameim)
    for x=xstart(i)-xinitial(1)+1:pacex(i):xend(i)-xinitial(1)+1
        for y=ystart(i)-yinitial(1)+1:pacey(i):yend(i)-yinitial(1)+1
            figure(y)
            for t=1:Nimages(1)
                Powerfftnewpinakaskoyotpoint(t)=Powerfftnewpinakaskoyot(t,x,y);
            end
            grid on
            plot(frequencyt(1:(fix(t/2)+1)),Powerfftnewpinakaskoyotpoint(1:(fix(t/2)+1)), 'b')
            grid on
            %legend('Blue',1);
            %axis([tvector(1) tvector(end) 0. 1.])
            xlabel('Frequency (Hz)')
            ylabel('PS')
            title(strcat('FFT-GRAPH X=',int2str(x+xinitial(1)-1),' Y=',int2str(y+yinitial(1)-1)))
            saveas(y,strcat('GRAPH_FFT_',nameim,'_X=',int2str(x+xinitial(1)-
1),'_Y=',int2str(y+yinitial(1)-1),'fig'))

```



```

    saveas(y, strcat('GRAPH_FFT_', nameim, '_X=', int2str(x+xinitial(1)-
1), '_Y=', int2str(y+yinitial(1)-1)), 'bmp')
    close
    figure(y)
    grid on
    loglog(frequencyt(1:(fix(t/2)+1)), Powerfftnewpinakasyotpoint(1:(fix(t/2)+1)), 'b')
    grid on
    %legend('Blue', 1);
    %axis([tvector(1) tvector(end) 0. 1.])
    xlabel('Frequency (Hz)')
    ylabel('P.S')
    title(strcat('LOGFFT-GRAPH X=', int2str(x+xinitial(1)-1), ' Y=', int2str(y+yinitial(1)-1)))
    saveas(y, strcat('GRAPH_LOGFFT_', nameim, '_X=', int2str(x+xinitial(1)-
1), '_Y=', int2str(y+yinitial(1)-1), '.', 'fig'))
    saveas(y, strcat('GRAPH_LOGFFT_', nameim, '_X=', int2str(x+xinitial(1)-
1), '_Y=', int2str(y+yinitial(1)-1)), 'bmp')
    close
    clear Powerfftnewpinakasyotpoint
end
end
clear nameimageV nameim x y t xinitial yinitial xfinal yfinal frequencyt
Powerfftnewpinakasyot
end
clear
toc

```

### GRAPH\_T

```

tic
clear
echo off
[nameimage, xstart, xend, pacex, ystart, yend, pacey, n, choice]...
=textread('Input_graphT.txt', '%s%f%f%f%f%f%f%f', 'headerlines', 2);
for i=1:length(nameimage)
    nameimageV=nameimage(i);
    nameim=char(nameimageV);
    load(nameim)
    z=0
    for x=xstart(i)-xs(1)+1:pacex(i):xend(i)-xs(1)+1
        for y=ystart(i)-ys(1)+1:pacey(i):yend(i)-ys(1)+1
            z=z+1;
            c=find(newpinakas(x,y,:)<0.);
            less=min(newpinakas(c))
            if length(less)==0 less=0.;
        end
        for t=1:Nimages(1)
            newpinakas(x,y,t)=newpinakas(x,y,t)+abs(less);
        end
        for t=1:Nimages(1)
            newpinakaspoint(t)=newpinakas(x,y,t);
        end
        for t=1:Nimages(1)-1
            klish(t)=(newpinakaspoint(t+1)-newpinakaspoint(t))./(tvector(t+1)-tvector(t));
        end
        polnewpinakas=polyfit(tvector, newpinakaspoint, n(i));
    end
end

```

```

    fpolnewpinakas=polyval(polnewpinakas,tvector);
    klishfpol=diff(fpolnewpinakas);
    figure(z)
    if choice(i)==1.
        grid on
        plot(tvector,newpinakaspoint,'b')
        ylim([0 max(newpinakas(x,y,:))+5])
        grid on
        legend('PI',1);
    end
    if choice(i)==2.
        grid on
        plot(tvector,newpinakaspoint,'b')
        hold on
        plot(tvector,fpolnewpinakas,'r')
        grid on
        ylim([0 max(newpinakas(x,y,:))+5])
        legend('PI','Pol appr1',1);
    end
    if choice(i)==3.
        grid on
        plot(tvector,fpolnewpinakas,'r')
        grid on
        ylim([0 max(newpinakas(x,y,:))+5])
        legend('Pol appr1',1);
    end
    xlabel('t (sec)')
    ylabel('PI')
    title(strcat('T-GRAPH X=',int2str(x+xs(1)-1),' Y=',int2str(y+ys(1)-1)))
    saveas(z,strcat('GRAPH_T_',nameim,'_X=',int2str(x+xs(1)-1),'_Y=',int2str(y+ys(1)-
1),'','fig'))
    saveas(z,strcat('GRAPH_T_',nameim,'_X=',int2str(x+xs(1)-1),'_Y=',int2str(y+ys(1)-
1)), 'bmp')
    close
    z=z+1
    figure(z)
    plot(tvector(1:Nimages-1),klishfpol);
    grid on
    legend('DI/Dt',1);
    xlabel('t (sec)')
    ylabel('DI/Dt')
    title(strcat('DI/Dt-GRAPH X=',int2str(x+xs(1)-1),' Y=',int2str(y+ys(1)-1)))
    saveas(z,strcat('GRAPHDI Dt',nameim,'_X=',int2str(x+xs(1)-1),'_Y=',int2str(y+ys(1)-
1),'','fig'))
    saveas(z,strcat('GRAPHDI Dt',nameim,'_X=',int2str(x+xs(1)-1),'_Y=',int2str(y+ys(1)-
1)), 'bmp')
    close
    clear newpinakaspoint polnewpinakas fpolnewpinakas klish klishfpol
end
end
clear nameimageV nameim x y t xs ys xe ye xvector tvector yvector newpinakas
end
clear
toc

```

## ΣΥΝΤΟΜΟ ΒΙΟΓΡΑΦΙΚΟ ΣΗΜΕΙΩΜΑ

### Προσωπικά Στοιχεία

Όνομα : Εμμανουήλ  
Επώνυμο : Αλυγιζάκης  
Όνομα Πατρός : Κωνσταντίνος  
Όνομα Μητρός : Μαρία  
Ημερομηνία Γέννησης : 26/06/1976  
Τόπος Γέννησης : Χανιά  
Οικογενειακή Κατάσταση : Άγαμος  
Διεύθυνση κατοικίας : Ελ. Βενιζέλου 80, 38221 Βόλος  
Διεύθυνση εργασίας : Εργαστήριο. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Παν/μιο Θεσσαλίας  
Λεωφ. Αθηνών, Πεδίον Άρεως, 38334 Βόλος  
Τηλ: 24210-74328 Fax. 24210-74090  
E-mail: [emmalyg@mie.uth.gr](mailto:emmalyg@mie.uth.gr)

### Σπουδές

- 10/2001–σήμ. Υποψήφιος Διδάκτορας, Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Παν/μιο Θεσσαλίας, Βόλος
- Τίτλος διδακτορικής διατριβής: ***"Ερευνα Φαινομένων Ανάμειξης Μέσω Μεγάλων Ροϊκών Δομών και Τύρβης σε Διεπιφάνειες Υγρού - Αερίου"***
- 10/2000–σήμ. Εγγεγραμμένος στο Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας με τίτλο "Σύγχρονες Μέθοδοι Σχεδιασμού & Ανάλυσης στη βιομηχανία" και με ειδίκευση στον τομέα Ενέργειας, Διεργασιών και Αντιρύπανσης.
- 2000-2003: Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης, στις "Σύγχρονες Μεθόδους Συστημάτων Ενέργειας, Διεργασιών και Αντιρύπανσης", Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Πολυτεχνική Σχολή, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας  
Βαθμός Διπλώματος: 8 (οκτώ) – 'Λίαν καλώς'
- 1995-2000: Δίπλωμα Μηχανολόγου Μηχανικού, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης  
Βαθμός Διπλώματος: 7 (επτά) – 'Λίαν καλώς'
- 1991-1994: 3<sup>ο</sup> Γενικό Λύκειο Χανίων, Χανιά Κρήτης

### Εργασίες

- [1] Μεταπτυχιακή εργασία με τίτλο: ***'Ανάπτυξη Ψηφιακής Μεθοδολογίας Διερεύνησης του Ασταθούς Απορεύματος σε Διεπιφάνεια με Οπτικοποίηση της Ροής'***.  
Βαθμός : 10 (δέκα).



87  
36  
502

[2] Διπλωματική εργασία με τίτλο : *'Οπτικοποίηση του Πεδίου Ροής Κυλίνδρου και Κινουμένου Πτερυγίου'*.  
Βαθμός : 10 (δέκα).

[3] Εργασία στα πλαίσια του σεμιναρίου «Ενεργειακοί Επιθεωρητές Κτιρίων» με τίτλο:  
*'Εκθεση Ενεργειακής Καταγραφής στο Γενικό Νομαρχιακό Νοσοκομείο Βόλου'*

### Υποτροφίες-Διακρίσεις

- [1] Υποτροφία από το ΤΜΜΒ, για την απόκτηση μεταπτυχιακού διπλώματος, 2000-2001.
- [2] Χρηματική ενίσχυση από την ΓΓΕΤ, για την διεξαγωγή έρευνας σε ασταθή ροϊκά πεδία, 2001-2002.
- [3] Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών, Πανελλαδικές εξετάσεις σε 4 μαθήματα, Βαθμός: 15/20 (1ος). Μηνιαία οικονομική υποστήριξη της διδακτορικής διατριβής, 2002-2003.
- [4] Υποτροφία Ηράκλειτος «Υποτροφίες Έρευνας με προτεραιότητα στη Βασική Έρευνα του ΕΠΕΑΕΚ II». Μηνιαία οικονομική υποστήριξη της διδακτορικής διατριβής, 2002-2005.

### Ερευνητικά Ενδιαφέροντα

- Έρευνα σε φαινόμενα ανάμειξης σε διεπιφάνειες υγρού – αερίου.
- Πειραματική ρευστομηχανική, τύρβη, μεταφορά ορμής, μάζας και θερμότητας σε στρωτές και τυρβώδεις ροές.
- Μέτρηση ταχυτήτων και θερμοκρασιών σε αέρα και νερό (Hot-wire anemometry, Cold-wire anemometry & Hot-films).
- Μέτρηση συγκέντρωσης (ρύπων ή άλλων ουσιών) σε αέρα και νερό.
- Οπτικοποίηση ροών, ψηφιακή ανάλυση και επεξεργασία εικόνας.

### Επαγγελματική Προϋπηρεσία

10/2000 – σημ.

Βοηθός διδασκαλίας/έρευνας, Τμήμα Μηχανολόγων  
Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Βόλος.

### Ξένες Γλώσσες

- Αγγλικά (First Certificate Level)

### Journal Publications

H. Stapountzis , E. Alygizakis , P. Papanicolaou , A.B. Ezersky « Free Surface Effects on Scalar Dispersion behind a Circular Cylinder » 8th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, China, 2005.