



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ
ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ-ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΩΝ ΜΕ
ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΕ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ**

ΒΑΣΙΛΗΣ Π. ΚΑΜΠΑΝΗΣ

Διπλ. Μηχανολόγος Μηχανικός, ΜΔΕ (ΑΠΘ)

Βόλος, Ιούνιος 2005



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ & ΚΕΝΤΡΟ ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 7716/1
Ημερ. Εισ.: 08-12-2009
Δωρεά: Συγγραφέας
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ
629.132 3
KAM



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΒΑΣΙΛΗΣ Π. ΚΑΜΠΑΝΗΣ

Διπλ. Μηχανολόγος Μηχανικός, ΜΔΕ (ΑΠΘ)

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ-ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΩΝ ΜΕ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΕ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ

Διδακτορική διατριβή που υποβλήθηκε στο τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας για την απόκτηση του Διδακτορικού Διπλώματος.

Μέλη επταμελούς εξεταστικής επιτροπής:

Ερρίκος Σταπουνιζής	Αν. Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ, Επιβλέπων της Διατριβής
Νικόλαος Βλάχος	Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ
Δημήτριος Βαλουγεώργης	Αν. Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ
Βασίλειος Μποντόζογλου	Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ
Σπύρος Καραμάνος	Επ. Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ
Αναστάσιος Σταματέλλος	Αν. Καθηγητής ΤΜΜΒ, ΠΘ
Παναγιώτης Πρίνος	Καθηγητής Τμ Πολ. Μηχ., ΑΠΘ

Ημερομηνία υποστήριξης διατριβής:

Αφιερωμένη στους γονείς μου

Παναγιώτη & Ελισάβει

και στον αδελφό μου

Γιώργο

Πρόλογος

Η αλληλεπίδραση σώματος με απόρρευμα συναντάται σε πολλά επιστημονικά πεδία και έχει ποικίλες τεχνολογικές εφαρμογές. Στην παρούσα διδακτορική διατριβή εξετάζεται η επίδραση του πύργου στήριξης της ανεμογεννήτριας με το ροϊκό πεδίο των πτερυγίων της. Το πρόβλημα προσομοιώνεται πειραματικά σε αεροσήραγγα και εστιάζεται στην φόρτιση που επάγεται στο πτερύγιο καθώς και στην διαμόρφωση του νέου σύνθετου απορρεύματος. Συμπληρωματικά χρησιμοποιούνται και εμπορικά υπολογιστικά πακέτα ρευστοδυναμικής, για την περαιτέρω κατανόηση και ανάλυση του προβλήματος.

Ευχαριστίες

Ολοκληρώνοντας την μακροχρόνια και επίπονη αυτή προσπάθειά μου αισθάνομαι την ανάγκη να θυμηθώ και να ευχαριστήσω όλους αυτούς που με στήριξαν και με υποστήριξαν.

Ονοματικά θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα Αναπλ. Καθηγητή κ. Ερρίκο Σταπουντζή για την πολύπλευρη συμβολή του στην ολοκλήρωση της διατριβής μου. Επιπλέον ευχαριστώ την ΕΕ για την υποστήριξη και την συμμετοχή μου στο ερευνητικό πρόγραμμα ROTOW. Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον Καθηγητή κ. Α. Σταματέλο για την τόσο σημαντική βοήθεια που μου παρείχε, καθώς και τους Καθηγητές κκ. Α. Γούλα και Ν. Βλάχο.

Θέλω ακόμη να ευχαριστήσω τα μέλη του Τμ. Οχημάτων του ΤΕΙ Θεσ/νίκης και ιδιαίτερα τον Καθηγητή κ. Γ. Σιδερίδη για την τεχνική στήριξη και την διάθεση του εξοπλισμού του εργαστηρίου Αεροδυναμικής. Ακόμη ευχαριστώ τους Δρς Γ. Σοφιαλίδη και Γ. Θεοδωρίδη για την συμβολή τους στο υπολογιστικό μέρος της διατριβής.

Βόλος, Ιούνιος 2005

Βασίλης Π. Καμπάνης

Περιεχόμενα

Περιεχόμενα	i
Σύμβολα-Αρκτικόλεξα	iv
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ	6
2.1. ΡΟΗ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΚΥΛΙΝΔΡΟ.....	7
2.1.1. Οιοσει-δυναμική ροή ($Re \leq 5$)	8
2.1.2. Σιρωτή, μόνιμη ροή ($5 \leq Re \leq 50$)	9
2.1.3. Σιρωτή εκροή δινών ($50 \leq Re \leq 140-194$)	10
2.1.4. Μεταβατική περιοχή 3-Δ, τυρβώδους οδού von Kármán ($194 \leq Re \leq 260$)	17
2.1.5. Πρώιμο τυρβώδες απόρρευμα ($260 \leq Re \leq 1000$)	24
2.1.6. Μεταβατική περιοχή διατμητικού στρώματος ($10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$)	24
2.1.7. Κρίσιμη περιοχή ($2 \cdot 10^5 \leq Re \leq 5 \cdot 10^5$).....	29
2.1.8. Υπερκρίσιμη περιοχή ($Re \geq 5 \cdot 10^5$).....	33
2.1.9. Κρίσιμες παράμετροι	33
2.1.10. Μέσο & μακρινό απόρρευμα	40
2.2. ΣΤΑΤΙΚΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ ΜΕ ΑΛΛΟ ΣΩΜΑ	44
2.2.1. Το πρόβλημα της διαχωριστικής πλάκας.....	44
2.2.2. Αλληλεπίδραση περυγίου-απορρεύματος	53
2.2.3. Αλληλεπίδραση περυγίου-δίνης (BVI)	58
2.3. ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΚΥΛΙΝΔΡΟΥ-ΠΤΕΡΥΓΙΟΥ	62
2.3.1. Πραγματικό πρόβλημα	63
2.3.2. Αντίστροφο πρόβλημα	65
2.4. ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ.....	70
2.4.1. Χαρακτηριστικά Ανέμου.....	70
2.4.2. Πτερύγια ανεμογεννητριών	73
2.4.3. Απόρρευμα περυγίου-περωτής.....	76
3. ΣΚΟΠΟΣ	78
4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ	80
4.1. ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ.....	81
4.1.1. Εισαγωγή.....	81
4.1.2. Ανάλυση Πραγματικού Προβλήματος.....	81
4.1.3. Πειραματική Προσέγγιση.....	85

4.1.3.1.	Απαιτήση Γεωμετρικής Ομοιότητας.....	85
4.1.3.2.	Απαιτήση Δυναμικής Ομοιότητας	86
4.1.3.3.	Τεχνικές απαιτήσεις.....	88
4.1.1.4.	Επιλογή Κινηματικής	89
4.1.1.5.	Καθορισμός πειραματικής διάταξης	90
4.1.1.6.	Μοντέλο περυγίου (2-Δ)	93
4.2.	ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΥΛΟΠΟΙΗΣΗ	97
4.2.1.	Διάταξη κίνησης κυλίνδρου.....	97
4.2.1.	Περίγιο	104
4.3.	ΜΕΤΡΗΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΕΞΕΙΣ-ΣΥΣΚΕΥΕΣ	111
4.3.1.	Αεροσήραγγα	111
4.3.2.	Ανεμόμετρα	115
4.3.2.1.	Αρχή Λειτουργίας	115
4.3.2.2.	Εφαρμογή Μεθόδου.....	116
4.3.3.	Διάταξη ασταθούς πίεσης	118
4.3.4.	Διάταξη ευτοπισμού της θέσης του κυλίνδρου	120
4.3.5.	Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων	122
4.4.	ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΩΝ.....	124
4.4.1.	Μέγεθος Μοντέλων	125
4.4.2.	Θέση περυγίου	127
4.4.3.	Ταχύτητες Ροής.....	130
4.4.4.	Τροχιά Κυλίνδρου	131
4.5.	ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	132
4.5.1.	Μέγεθος Δειγματοληψίας	132
4.5.2.	Εξαγωγή Μέσης Περιόδου.....	133
4.5.3.	Εκτίμηση Σφαλμάτων.....	136
4.5.3.1.	Εκτίμηση αβεβαιότητας μετρήσεων ταχύτητας.....	136
4.5.3.2.	Εκτίμηση αβεβαιότητας μετρήσεων-αστ. πίεσης	138
5.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	140
5.1.	ΣΤΑΤΙΚΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ.....	141
5.2.	ΜΕΣΕΣ ΔΙΑΝΟΜΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΤΥΡΒΗΣ (ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ).....	142
5.2.1.	Μεμονωμένο περύγιο	142
5.2.2.	Μεμονωμένος περιστρεφόμενος κύλινδρος	146
5.2.3.	Περιστρεφόμενος κύλινδρος & περύγιο (πλήρες πρόβλημα).....	149
5.2.4.	Ενδεικτικά Συμπεράσματα	151
5.3.	ΜΕΣΕΣ ΠΕΡΙΟΔΟΙ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ (ENSEMBLE AVERAGES)- ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ	153
5.3.1.	Απόρρευμα μεμονωμένου περιστρεφόμενου κυλίνδρου.....	153
5.3.1.1.	Εντοπισμός απορρεύματος	153
5.3.1.2.	Συνάρτηση συσχέτισης.....	155

5.3.1.3.	Θέσεις απορρεύματος	156
5.3.1.4.	Μεταφορά απορρεύματος	162
5.3.1.5.	Εξέλιξη απορρεύματος	163
5.3.1.6.	Οπτικοποίηση μετώπου απορρεύματος	166
5.3.1.7.	Φασματική ανάλυση	169
5.3.2.	<i>Σύνθετο απόρρευμα (πλήρες πρόβλημα)</i>	170
5.3.2.1.	Επίδραση πτερυγίου στο σύνθετο απόρρευμα	172
5.3.2.2.	Επίδραση γωνίας τοποθέτησης	180
5.3.2.3.	Ανάντι τοποθέτηση πτερυγίου	183
5.3.3.	<i>Οπτικοποίηση της ροής (διανύσματα ταχύτητας)</i>	188
5.3.4.	<i>Ευδεικτικά Συμπεράσματα</i>	193
5.3.4.1.	Απόρρευμα Μεμονωμένου Κυλίνδρου	193
5.3.4.2.	Επίδραση Πτερυγίου.....	193
5.3.4.3.	Επίδραση Γωνίας.....	194
5.3.4.4.	Ανάντι τοποθέτηση.....	195
5.4.	ΠΕΔΙΟ ΑΣΤΑΘΩΝ ΠΙΕΣΕΩΝ (ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ)	196
5.4.1.	<i>Διανομή Ασταθών Πιέσεων στο Πτερύγιο</i>	196
5.4.2.	<i>Συσχέτιση Ασταθών Πιέσεων</i>	199
5.4.3.	<i>Συσχέτιση Πιέσεων-Ταχυτήτων</i>	202
5.4.4.	<i>Ασταθής Άνωση</i>	205
5.4.5.	<i>Επίδραση γωνίας τοποθέτησης</i>	206
5.4.6.	<i>Ανάντι τοποθέτηση</i>	216
5.4.7.	<i>Ευδεικτικά Συμπεράσματα</i>	222
6.	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ	225
6.1.	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ FLUENT	226
6.1.1.	<i>Σχεδιασμός Χώρου Ελέγχου</i>	226
6.1.2.	<i>Κατασκευή πλέγματος (Grid Generation)</i>	227
6.1.3.	<i>Παραμετροί προβλήματος</i>	228
6.1.4.	<i>Αποτελέσματα</i>	230
6.2.	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ CFX	237
6.2.1.	<i>Χώρος Ελέγχου-Κατασκευή Πλέγματος</i>	237
6.2.2.	<i>Παράμετροι προβλήματος</i>	238
6.2.3.	<i>Αποτελέσματα</i>	240
7.	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ	246
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	251
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι	258
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ	260
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙΙ	261

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ IV	262
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ V	263
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ VI	264
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ VII	267

ΣΥΜΒΟΛΑ-ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ

Σύμβολα Λατινικού Αλφαβήτου

A	επιφάνεια/ σταθερά King
AR	λόγος διαστάσεων ή διάταμα (<i>aspect ratio</i>)
b	εκπέτασμα/πλάτος
B	σταθερά King
c	χορδή πτερυγίου
C _D	συντελεστής αντίστασης
C _F	συντελεστής δύναμης (συνιστώσα C _D , C _L)
C _L	συντελεστής άνωσης
C _P	συντελεστής πίεσης
C _{Pb}	σταθερά αναρρόφησης (<i>base suction coefficient</i>)
D	διάμετρος κυλίνδρου
f	ηλεκτρική συχνότητα ρεύματος
f	συχνότητα Strouhal
f _m	συχνότητα δειγματοληψίας
g	μήκος π.χ. κενού μεταξύ πλάκας-κυλίνδρου (<i>gap</i>)
h	ύψος
i	σχέση μετάδοσης
k	παράμετρος C _{Pb}
l	μήκος
L	χαρακτηριστικό μήκος
L _f	μήκος σχηματισμού (<i>formation length</i>)
M	καμπτική ροπή
m	μάζα
N	πλήθος περιόδων
n	ταχύτητα περιστροφής
P	ισχύς
p	πίεση/ αριθμός πόλων κινητήρα
P(z)	άθροισμα πιθανοτήτων
R	ακτίνα/ συσχέτιση χρονοσειρών x(t), y(t), $R_{x,y} = \frac{\overline{x' \cdot y'}}{x_{RMS} y_{RMS}}$
Re	αριθμός Reynolds

Re_{crit}	κρίσιμος αριθμός Re (για τυρβώδη μετάβαση)
s	πάχος/ στατιστικό σφάλμα
s_n	σφάλμα μεγέθους δείγματος
S_o	ευαισθησία μικροφώνου
s_p	σφάλμα απόκρισης οργάνου
St, S	αριθμός Strouhal, $St=f \cdot D/U_\infty$
T	ροπή στρέψης
t	χρόνος/ πάχος αεροτομής
T_i	επίπεδο τύρβης % στην ελεύθερη ροή
T_u	επίπεδο τύρβης %, $[U_{RMS}/U_o]$
U	οριζόντια συνιστώσα ταχύτητας
u	απόκλιση της στιγμιαίας τιμής U από την μέση U_o , $(U-U_o)$
$\langle U \rangle$	ταχύτητα U στη μέση περίοδο (ensemble average)
$\langle u' \rangle$	περιοδική διακύμανση της ορ. ταχύτητας
U_{cv}, U_c	ταχύτητα μεταφοράς δινών (<i>convection velocity</i>)
U_{RMS}, u'	τυπική απόκλιση ή διακυμανση U , οριζ. συνιστ. τύρβης
\hat{u}	συστηματικό σφάλμα
V	κατακόρυφη συνιστώσα ταχύτητας/ γενικά ταχύτητα
v	απόκλιση της στιγμιαίας τιμής V από την μέση V_o , $(V-V_o)$
V_a	σχετική ταχύτητα πρόσπτωσης
V_{RMS}, v'	τυπική απόκλιση ή διακυμανση V , κατακ.. συνιστ. τύρβης
x	τετημημένη (κατά τη φορά της ροής)
x, y	σχετ. συστ. συνιεταγμένων (π.χ. ως προς την ακμή φυγής)
y	τεταγμένη (κάθετα στη φορά της ροής)

Σύμβολα Ελληνικού Αλφαβήτου

α	γωνία πρόσπτωσης (<i>angle of attack, AOA</i>)
δ	πάχος ορ. στρώματος/ ημιεύρος μέσης ταχύτητας
ΔC_L	συντελεστής ασταθούς άνωσης
ΔC_P	συντελεστής ασταθούς πίεσης
Δp	ασταθής πίεση
ϵ	ακρίβεια μέτρησης
ϵ_{sb}	ποσοστιαία αύξηση ταχύτητας λόγω παρεμβολής σώματος
θ, ϑ	γωνία τοποθέτησης πτερυγίου (<i>pitch</i>)
ϑ_s	θέση-γωνία αποκόλλησης
λ	λόγος ταχυτήτων $[\omega R/U_o]$
ν	κινηματικό ιξώδες

ρ	πυκνότητα
σ	τυπική απόκλιση
τ	αύξων αριθμός μέτρησης
φ	φασική γωνία αναφερόμενη στην θέση του κυλίνδρου
ω	γωνιακή ταχύτητα

Δείκτες-Εκθέτες

c	σχετίζεται με τη c ή εν γένει το περύγιο
D	σχετίζεται με τη D ή εν γένει τον κύλινδρο
r	σχετίζεται με περιστροφή
T	αφορά τη μέση περίοδο περιστροφής (ensemble average)
w	αναφέρεται στη ταχύτητα του αέρα/ ανέμου
a	πλευρά αναρρόφησης
β	αναφέρεται στον βραχίονα περιστροφής του κυλίνδρου
E	αναφέρεται σε πειραματικό μέγεθος
κ	αναφέρεται τον κινητήρα/ πλευρά κατάθλιψης
σ	δηλώνει τιμή αναφοράς
∞	τιμή σχεδίασης
∞	αναφέρεται στην ελεύθερη ροή
1	θέση αναφοράς/ άεργος συνιστώσα
2	τελική θέση/ ωφέλιμη συνιστώσα

Αρκτικόλεξα

2-Δ, 2-D	διδιάστατος
3-Δ, 3-D	τριδιάστατος
ΑΣΕ	παράγων αντίθετης συνιστώσας λόγω εκκεντρότητας (σελ 162)
EIM	Ελληνικό Ινστιτούτο Μετεωρολογίας
BVI	αλληλεπίδραση δίνης-περυγίου
CCA	constant current anemometry
CFRP/GFRP	σύνθετο υλικό πλαστικής μήτρας με ίνες άνθρακα/υάλου
CTA	constant temperature anemometry
DNW	κατάντι τοποθέτηση περυγίου ως προς το κύλινδρο
DWIA	Danish Wind Industry Association
HWA	hot wire anemometry
NACA	National Advisory Committee for Aerospace
PMMA	πολυ-μεθυλικός μεθυλεστέρας, plexiglas

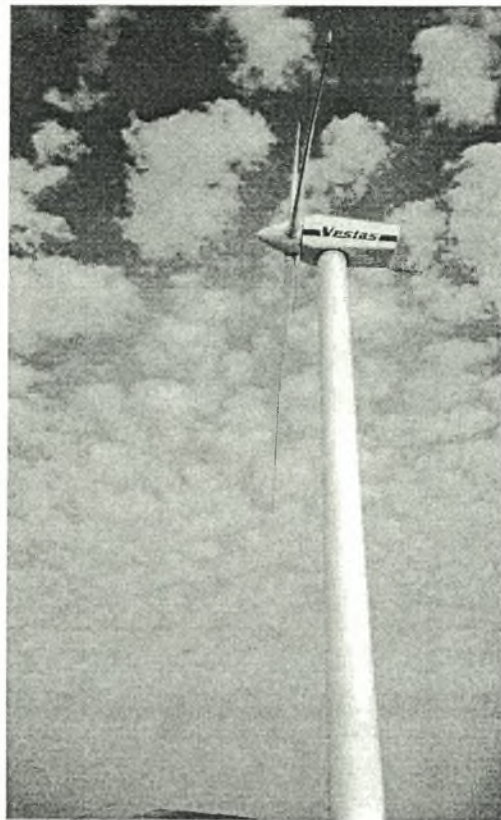
PVC	πολυβινιλοχλωρίδιο
RSI	αλληλεπίδραση σιάτορα-ρότορα
UPW	ανάντι τοποθέτηση περυγίου ως προς το κύλινδρο
AA	κράμα αλουμινίου

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρούσα διδακτορική διατριβή ασχολείται με το πρόβλημα της αλληλεπίδρασης πτερυγίων με περιοδικά απορρεύματα, ένα πρόβλημα που συναντάται στις μοντέρνες ανεμογεννήτριες παραγωγής ισχύος. Ειδικότερα, κατά την λειτουργία της ανεμογεννήτριας, τα πτερύγια διέρχονται περιοδικά από μια περιοχή όπου η ροή είναι διαταραγμένη λόγω της παρεμβολής του πύργου στήριξης της μονάδας. Το περιοδικό αυτό φαινόμενο εκτιμάται ότι επιδρά δυσμενώς στην φόρτιση της πτερωτής, την παραγωγή ισχύος, την επαγωγή θορύβου κ.α. Η αλληλεπίδραση αυτή και οι ακριβείς επιπτώσεις της, συνθέτουν ένα πρόβλημα για το οποίο υπάρχει περιορισμένη γνώση και αναφορά στην διεθνή βιβλιογραφία και αποτελεί ενδιαφέρον αντικείμενο έρευνας στον Ευρωπαϊκό χώρο, ο οποίος κατέχει τα πρωτεία στον τομέα της αιολικής ενέργειας.

Η εκμετάλλευση της αιολικής ενέργειας έχει βαθιές τις ρίζες της στο χρόνο. Η παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας όμως αναπτύχθηκε ουσιαστικά στα τέλη του 21-ου αιώνα λόγω της εξέλιξης της σχετικής τεχνολογίας, της ραγδαία αυξανόμενης τάσης για εκμετάλλευση των εναλλακτικών-ανανεώσιμων πηγών ενέργειας αλλά και της ανάγκης πλέον να διαφυλαχθεί το οικοσύστημα. Το έτος 2004 μόνο, εγκαταστάθηκαν μονάδες ισχύος 8.321 MW ανεβάζοντας την παγκόσμια εγκατεστημένη ισχύ στα 47.616 MW, ικανοποιώντας τις ηλεκτρικές ανάγκες 67 εκατ. ανθρώπων. Αφειρητία για αυτή την εξέλιξη θεωρείται η δεκαετία '80 με πρωτοπόρες τις ΗΠΑ. Την τελευταία δεκαετία όμως πρωτοστατεί η ευρωπαϊκή παρουσία στην επικράτεια της οποίας βρίσκεται το έτος 2004 το 73% της παγκόσμιας εγκατεστημένης ισχύος (από 2000 σταθερά άνω του 70%). Οι σημαντικότερες χώρες-παραγωγοί είναι η Δανία (9 %), η Γερμανία (49 %) και η Ισπανία (24 %), ενώ η Ελλάδα παρά το ισχυρό αιολικό δυναμικό που έχει, υστερεί σημαντικά (1,4 %).

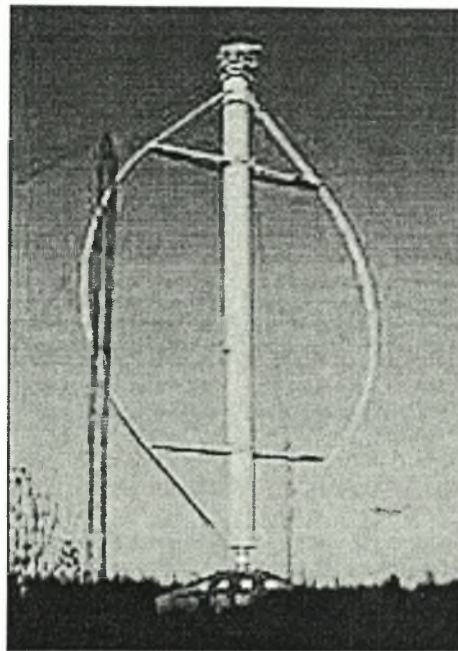
Οι αριθμοί αυτοί δείχνουν το ενδιαφέρον και την ανάγκη για βελτίωση και ανάπτυξη των αιολικών συστημάτων. Η συντριπτική πλειοψηφία αυτών των συστημάτων αφορά ανεμογεννήτριες οριζοντίου άξονα (Φωτογραφία 1) ενώ λίγες είναι οι ανεμογεννήτριες κατακόρυφου άξονα που χρησιμοποιούνται πλέον (*Darrieus type*, Φωτογραφία 2). Ο χαρακτηρισμός οριζόντιος και κατακόρυφος αφορά τον άξονα περιστροφής της πτερωτής, δηλαδή τον κύριο φορέα του διανύσματος της γωνιακής ταχύτητας ω του ρότορα. Τα κύρια μέρη από τα οποία αποτελείται μια ανεμογεννήτρια οριζοντίου άξονα φαίνονται στο Σχήμα 1.



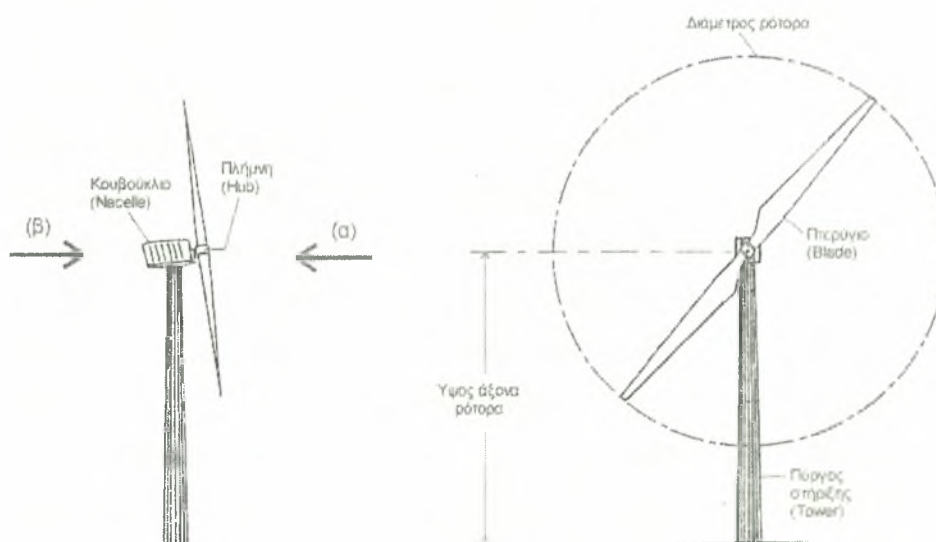
Φωτογραφία 1: Ανεμογεννήτρια οριζοντίου άξονα 120 kW από το αιολικό πάρκο στη περιοχή του Απολιθωμένου Δάσους στο Σίγρι της Λέσβου.

Μια ανεμογεννήτρια χαρακτηρίζεται από την ονομαστική της ισχύ P , τη διάμετρο του ρότορα D (*rotor diameter*), το ύψος του άξονα ή της πλήμνης H (*hub height*) και τον αριθμό των πτερυγίων z . Ακόμη ένα σημαντικό

μέγεθος είναι ο λόγος ταχυτήτων λ_0 (*tip speed ratio*) που εκφράζει το λόγο της μέγιστης γραμμικής ταχύτητας περιστροφής του πτερυγίου προς την μέση ταχύτητα του ανέμου. Μια ανεμογεννήτρια αποδίδει την μέγιστη ισχύ της για λόγο $\lambda_0 \approx 7,5$, όπου $\lambda_0 = (\omega \cdot D/2)/U_\infty$.



Φωτογραφία 2: Ανεμογεννήτρια κατακόρυφου άξονα.



Σχήμα 1: Σκαρίφημα σύγχρονης ανεμογεννήτριας οριζοντίου άξονα δύο πτερυγίων.

Τα κυριότερα προβλήματα που παρουσιάζονται στην λειτουργία τέτοιων συστημάτων έγκεινται στο γεγονός ότι η ροή του ανέμου, σε γενικές γραμμές, δεν είναι σταθερή ούτε κατά διεύθυνσή ούτε κατά μέτρο. Συνεπεία αυτών, από μεν ηλεκτρολογικής-ενεργειακής σκοπιάς, δεν μπορούν οι ανεμογεννήτριες να υποστηρίξουν από μόνες τους αξιόπιστα σε μεγάλο βαθμό τις ανάγκες του δικτύου ηλεκτροδότησης. Ως φέρουσες δε μηχανολογικές κατασκευές καταπονούνται από δυναμικά φορτία ποικίλης μορφής και εύρους (σχετιζόμενα με τα στοχαστικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν τα μετεωρολογικά φαινόμενα), τα οποία είναι ικανά να οδηγήσουν σε κόπωση και αστοχία των υλικών ακόμη και στην καταστροφή της ανεμογεννήτριας. Το πιο ευαίσθητο τμήμα της ανεμογεννήτριας από πλευράς μηχανικής φόρτισης και αντοχής είναι σαφώς ο ρότορας και συγκεκριμένα τα πτερύγιά του.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των ανεμογεννητριών οριζοντίου άξονα είναι η τοποθέτηση της πτερωτής ως προς την ροή του ανέμου. Εάν ο άνεμος φυσάει κατά το βέλος (α) όπως φαίνεται στην Σχήμα 1, ώστε η πτερωτή να προηγείται του πύργου στήριξης ως προς τη ροή, τότε η ανεμογεννήτρια λέγεται ότι είναι τύπου ανάντι ή προσήνεμα τοποθετημένη (*upwind*), ενώ στην αντίθετη περίπτωση, (β), είναι τύπου κατάντι η υπήνεμα τοποθετημένη (*downwind*). Βέβαια ο τύπος της ανεμογεννήτριας καθορίζεται κατά την σχεδίαση διότι και οι δύο αυτές περιπτώσεις έχουν διαφορετική φιλοσοφία κατασκευής και λειτουργίας. Ακόμη επειδή ο άνεμος δεν φυσάει από την ίδια κατεύθυνση πάντα, το κουβούκλιο μαζί με τον ρότορα έχουν την δυνατότητα περιστροφής γύρω από τον κατακόρυφο άξονα (*yaw*) με την χρήση πτερυγίου ή άλλου μηχανισμού, ο οποίος στρέφει την πτερωτή στην κατεύθυνση του ανέμου. Στις κατάντι τύπου μηχανές αυτό δεν είναι απαραίτητο καθώς είναι αυτοδιευθυνόμενες στην ροή σε αντίθεση με τις ανάντι. Τα πτερύγια όμως δέχονται μια διαταραγμένη ροή (απόρρευμα) που προέρχεται από τη βάση στήριξης και το κουβούκλιο, πράγμα πολύ δυσμενές για την πτερωτή. Μικρότερης έντασης, αλλά όχι σημασίας, είναι το φαινόμενο αυτό για τις ανάντι

μηχανές όπου, η ύπαρξη του πύργου και το έλλειμμα ταχύτητας ανάντι από αυτόν, γίνονται ρευστομηχανικά αντιληπτά από τα πτερύγια. Το πρόβλημα αυτό αφορά και τις ανεμογεννήτριες κατακόρυφου άξονα.

Η αλληλεπίδραση των πτερυγίων με τον πύργο στήριξης, που βρίσκεται εντός του ροϊκού πεδίου, ήταν αρχικά το αντικείμενο του ευρωπαϊκού ερευνητικού προγράμματος *JOULE III-ROTOW*, 1998-2000, στο οποίο συμμετείχε και ο συγγραφέας και αποτέλεσε αφορμή για την εκπόνηση της παρούσας διατριβής.

Γενικά, αλληλεπιδράσεις σωμάτων με απορρεύματα απαντώνται σε πολλά επιστημονικά πεδία (ρευστομηχανική, δυναμική, θερμοδυναμική, μεταφορά θερμότητας, χημικές διεργασίες κ.α.) με ποικίλες τεχνολογικές εφαρμογές (πητικές μηχανές, στροβιλοκινητήρες-jet, εναλλάκτες θερμότητας, αντιδραστήρες κ.α.). Ένα τέτοιο πρόβλημα είναι η αλληλεπίδραση δίνης-πτερυγίου (*BVI...blade-vortex interaction*) που παρουσιάζεται σε στροβιλομηχανές. Τα πτερύγια των ελικοπτέρων παραδείγματος χάριν κατά την λειτουργία σε ειδικές συνθήκες ή σε κατάσταση ελιγμών προσπίπτουν στις εκρεόμενες δίνες ακροπτερυγίου (*tip trailing vortices*). Επίσης στην κατηγορία αυτή ανήκει και η αλληλεπίδραση στάτορα ρότορα (*RSI...rotor-stator interaction*) που εμφανίζεται π.χ. μεταξύ των διαδοχικών βαθμίδων στις αξονικές στροβιλομηχανές.

Στην διατριβή που εκπονήθηκε, εστιάζεται η προσοχή στην ρευστομηχανική συμπεριφορά απορρεύματος κυκλικού κυλίνδρου που αλληλεπιδρά με πτερύγιο και επάγει σε αυτό δυναμικά μεταβαλλόμενα φορτία.

2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Τα κύρια ρευστομηχανικά φαινόμενα που υπεισέρχονται στο πρόβλημα είναι: ροή γύρω από κυλινδρικό σώμα για υψηλούς αριθμούς Re , ροή γύρω από περύγιο σε αντίστοιχες τιμές του αριθμού Re καθώς και ο δυναμικός συνδυασμός των δύο αυτών βασικών ροϊκών πεδίων. Η ροή γύρω από κύλινδρο αποτελεί την αιτία του προβλήματος που εξετάζεται. Η συστηματική μελέτη της ροής αυτής έχει ξεκινήσει ήδη από τον 19^ο αιώνα. Από τότε πολλοί επιστήμονες έχουν ασχοληθεί με το πρόβλημα και το απόσταγμα των εργασιών αυτών συμπεριλαμβάνεται στις βασικές αρχές του επιστημονικού κλάδου της Ρευστομηχανικής. Παρόλη τη διερεύνηση του προβλήματος αρκετά σημεία δεν έχουν αποσαφηνισθεί πλήρως ακόμη (π.χ. 3-Δ φαινόμενα, μεταβατικές περιοχές) και αποτελούν το πεδίο μελέτης πολλών ερευνητών ακόμη έως και σήμερα. Στα πλαίσια της βιβλιογραφικής ανασκόπησης αρχικά εκτίθεται η γνώση και η εμπειρία που έχει αποκτηθεί έως σήμερα σχετικά με τα φαινόμενα που διέπουν την ροή γύρω από κύλινδρο, με έμφαση στα πρόσφατα επιτεύγματα της επιστήμης (*state of the art*), συμβάλλοντας στη μελέτη αυτού του θεμελιώδους αλλά τόσο πολυσύνθετου προβλήματος της ρευστομηχανικής.

Στην συνέχεια γίνεται ανασκόπηση των σχετικών με το πρόβλημα θεμάτων της ρευστομηχανικής, δηλαδή της στατικής και δυναμικής αλληλεπίδρασης κυλίνδρου με άλλα σώματα. Τέλος γίνεται αναφορά σε θέματα που αφορούν τις ανεμογεννήτριες και συνδέονται με την παρούσα διδακτορική διατριβή.

2.1. Ροή γύρω από κύλινδρο [1], [2]

Σταθμό στην διερεύνηση της ροής γύρω από κύλινδρο αλλά και γενικότερα στην επιστήμη της Ρευστομηχανικής αποτελεί η κλασική μελέτη του Theodore von Kármán (1912) ο οποίος πρώτος τεκμηρίωσε επιστημονικά την μορφή του απορρεύματος του. Πολλοί ακόμη ερευνητές μελέτησαν το πρόβλημα με υπολογιστικές μεθόδους (π.χ. Hiemenz (1912), Howarth (1395), βασισμένοι στην περιγραφή του οριακού στρώματος από τον Blasius (1908) ως αριθμητική, εκθετική σειρά) αλλά και πειραματικά (π.χ. Flachsbart (1932), Rosenhead (1953), Roshko (1954), Wille (1960, 1966)) παρέχοντας την γνώση που υπάρχει σήμερα.

Η ροή γύρω από κύλινδρο και η μορφολογία του απορρεύματός του, εξαρτάται από πολλούς παράγοντες. Τέτοιοι είναι: η επιφανειακή τραχύτητα του κυλίνδρου, ο λόγος μήκος προς διάμετρο ή διάταμα $AR=l/D$ (*aspect ratio*), οι συνθήκες στα άκρα (*end conditions*), το ποσοστό παρεμβολής (*solid blockage effect*), τα επίπεδα τύρβης της αδιατάρακτης ροής αλλά και η μορφή του φάσματός της. Οι παράγοντες αυτοί επιδρούν μεταθέτοντας τα όρια για την μετάβαση από την στρωτή στην τυρβώδη κατάσταση αλλά ο καθοριστικός παράγοντας είναι ο αριθμός Re . Ο αριθμός Re για ροή γύρω από κύλινδρο υπολογίζεται βάσει της διαμέτρου του D και της ταχύτητας της ελεύθερης-αδιατάρακτης ροής U_∞ . Με βάση λοιπόν αυτόν, και για συνήθεις, εργαστηριακά, τιμές στις άλλες παραμέτρους παρουσιάζεται στη συνέχεια το πρόβλημα της ροής γύρω από κύλινδρο, αρχικά στην κοντινή περιοχή κατάντι του κυλίνδρου που συχνά οριοθετείται για απόσταση έως 5 με 10 διαμέτρους (*near wake*). Στην συνέχεια παρουσιάζεται συνοπτικά η επίδραση που έχει ο κάθε παράγοντας στην μορφή και στα όρια μετάβασης του απορρεύματος. Τέλος, για την πληρότητα της ενότητας, γίνεται μια σύντομη περιγραφή της εξέλιξης του απορρεύματος μακριά πίσω από τον κύλινδρο δηλαδή, αυτό που καλείται μέσο και μακρινό απόρρευμα.

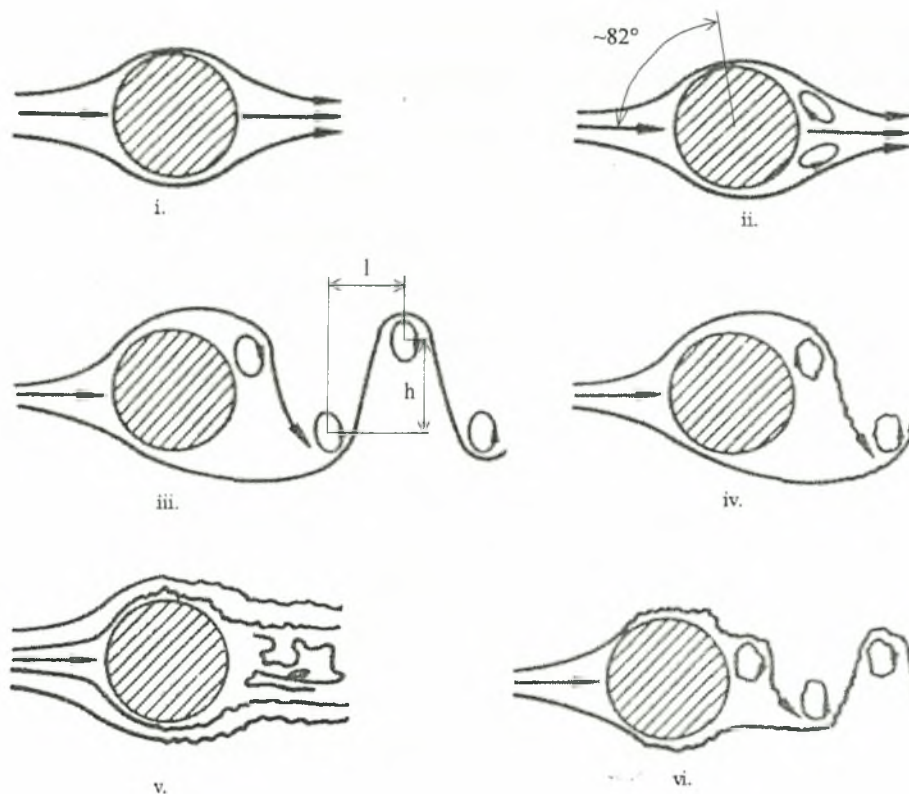
Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η ανασκόπηση του Williamson (1996) αλλά και ευρύτερα, η όλη επιστημονική δραστηριότητα αυτού και των

συνεργατών του γύρω από το αντικείμενο. Ακόμη οι κλασσικές εργασίες του Roshko έχουν σημαντικά συμβάλει στην κατανόηση των φαινομένων της ροής γύρω από κύλινδρο. Η συγγραφή της ενότητας που ακολουθεί έχει βασιστεί σε αυτές και άλλες σχετικές μελέτες.

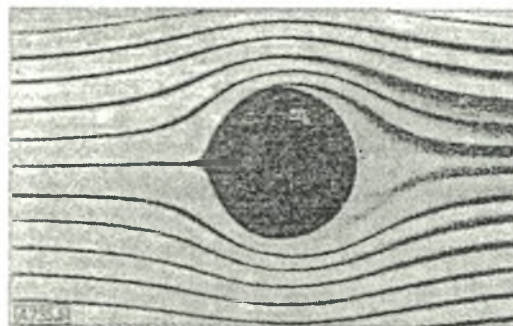
2.1.1. Οιονεί-δυναμική ροή ($Re \leq 5$) [1], [3]

Για αριθμούς $Re \leq 1$ η ροή, ή ορθότερα η κίνηση των σωματιδίων, κυριαρχείται από τις δυνάμεις του ιξώδους έναντι αυτών της αδράνειας και χαρακτηρίζεται έρπουσα (*creeping motion*). Κλασσική εφαρμογή έρπουσας κίνησης είναι η υδροδυναμική λίπανση. Η ροή Hele-Shaw γύρω από κύλινδρο ανάμεσα σε πλάκες που βρίσκονται σε κοντινή απόσταση αναπαριστά την περίπτωση αυτή. Φαινομενικά η εικόνα της ροής αυτής (ροϊκές γραμμές) είναι όμοια με την δυναμική ροή (*potential flow*) στην οποία βέβαια $Re \rightarrow \infty$ αφού το ρευστό είναι μη-συνεκτικό ($\nu = 0$). Παρόλη την ομοιότητα όμως (οι γραμμές ροής είναι προσκολλημένες σε όλη την επιφάνεια του κυλίνδρου, Σχήμα 2.1.i.) δεν ισχύει το παράδοξο d'Alambert αφού η συνεκτικότητα του ρευστού κυριαρχεί δίνοντας υψηλές τιμές στον συντελεστή αντίστασης ($C_D \leq 100$).

Η εικόνα αυτή της ροής διατηρείται έως $Re \approx 5$. Στην Φωτογραφία 2.1 φαίνεται η ροή Hele-Shaw γύρω από κύλινδρο.



Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση της διδιάστατης ροής γύρω από κύλινδρο, i. $Re < 5$, ii. $5 < Re < 50$, iii. $50 < Re < 194$, iv. $194 < Re < 3 \cdot 10^5$, v. $5 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$ και vi. $3,5 \cdot 10^6 < Re$.

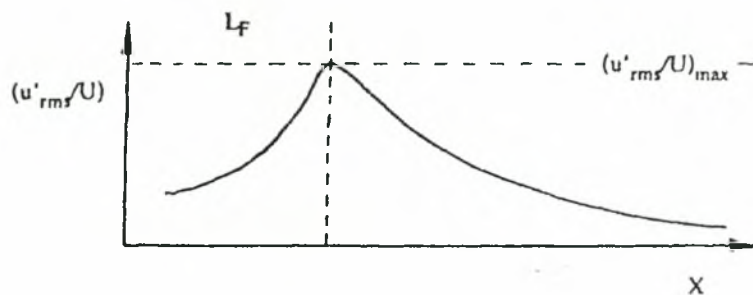


Φωτογραφία 1: Ροή Hale-Shaw γύρω από κύλινδρο, Riegels (1938)[1].

2.1.2. Στρωτή, μόνιμη ροή ($5 \leq Re \leq 50$) [1], [2], [3]

Καθώς ο αριθμός Re αυξάνει η ροή πίσω από τον κύλινδρο αποκολλάται οδηγώντας στον σχηματισμό μιας περιοχής σταθερής ανακυκλοφορίας που καλείται και περιοχή σχηματισμού δινών (*vortex formation region*) το

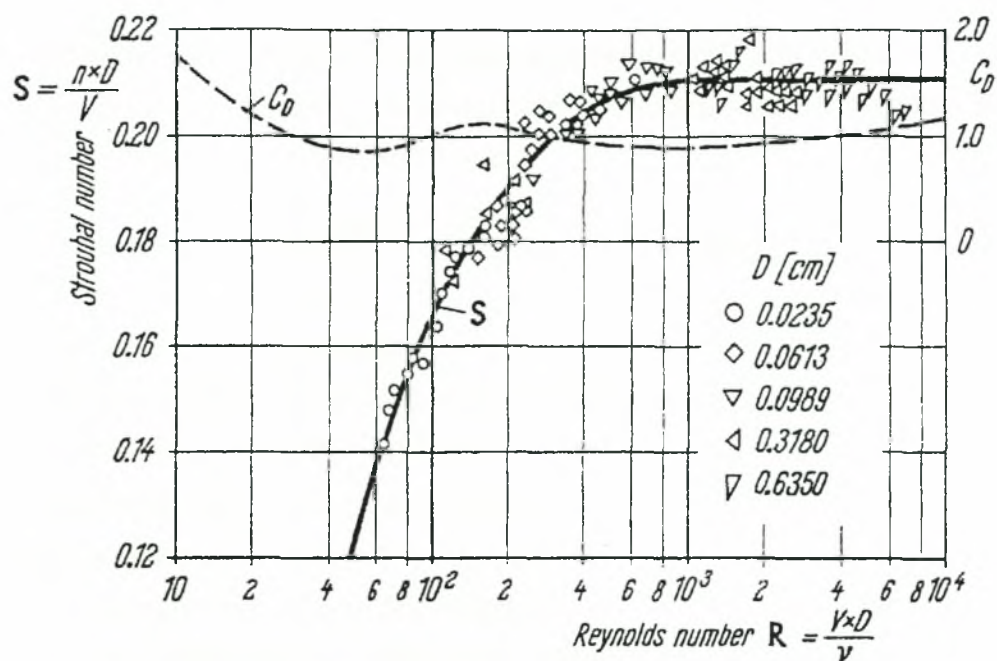
μήκος της οποίας, L_f (*formation length*) εξαρτάται του Re (Σχήμα 2.1.ii). Το μήκος σχηματισμού L_f καθορίζεται από την θέση του μεγίστου των διακυμάνσεων της ταχύτητας (Σχήμα 2.2). Εντός της περιοχής αυτής υπάρχουν δύο αντίρροπες δίνες, οι οποίες καλούνται δίνες Förrl προς τιμή του Förrl L. ο οποίος πρώτος το 1913 προσπάθησε να περιγράψει μαθηματικά το δυναμικό τους [4], [5]. Το σημείο αποκόλλησης βρίσκεται σε γωνία 82° από το σημείο ανακοπής. Το οριακό στρώμα είναι στρωτό όπως και η ροή.



Σχήμα 2.2: Ορισμός μήκους σχηματισμού [2].

2.1.3. Στρωτή εκροή δινών ($50 \leq Re \leq 140-194$) [1], [6], [3]

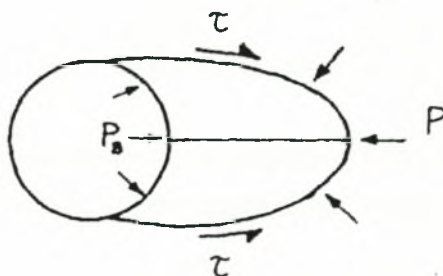
Η αύξηση της ταχύτητας της ροής οδηγεί στην αποκόλληση αυτών των δινών οι οποίες εκρέουν εναλλασσόμενα από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου (*Hopf bifurcation*) δημιουργώντας την οδό δινών von Kármán ή πρωτογενή οδό δινών (*von Kármán or primary vortex street*) που φαίνεται στο Σχήμα 2.1.iii. Οι δίνες εκρέουν με συχνότητα που καθορίζεται με βάση τον αριθμό Strouhal (St ή S) ο οποίος εξαρτάται από τον αριθμό Re σύμφωνα με το Σχήμα 2.3. Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζεται και η μεταβολή του συντελεστή αντίστασης C_D . Αύξηση του Re οδηγεί ακόμη σε ελάττωση του L_f και αύξηση των διακυμάνσεων της ταχύτητας στο απόρρευμα.



Σχήμα 2.3: Διάγραμμα St και C_D συναρτήσει του Re, Roshko (1954) [1].

Η έννοια της περιοχής ανακυκλοφορίας παραμένει εν ισχύ και στο ασταθές απόρρευμα για μέσες τιμές σε μεγάλο χρονικό διάστημα συγκριτικά με την περίοδο των δινών [2]. Η ύπαρξη της περιοχής αυτής, που καλείται και φυσαλίδα ανακυκλοφορίας (*recirculation bubble*) και είναι κλειστή και συμμετρική, αποδίδεται στην βιβλιογραφία σε ισορροπία των διατμητικών τάσεων και της πίεσης (Sychev 1982) όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.4.

Balance of forces from shear stress (τ) and pressure (P)



MEAN RECIRCULATION REGION

Σχήμα 2.4: Ισορροπία δυνάμεων στην περιοχή ανακυκλοφορίας [2].

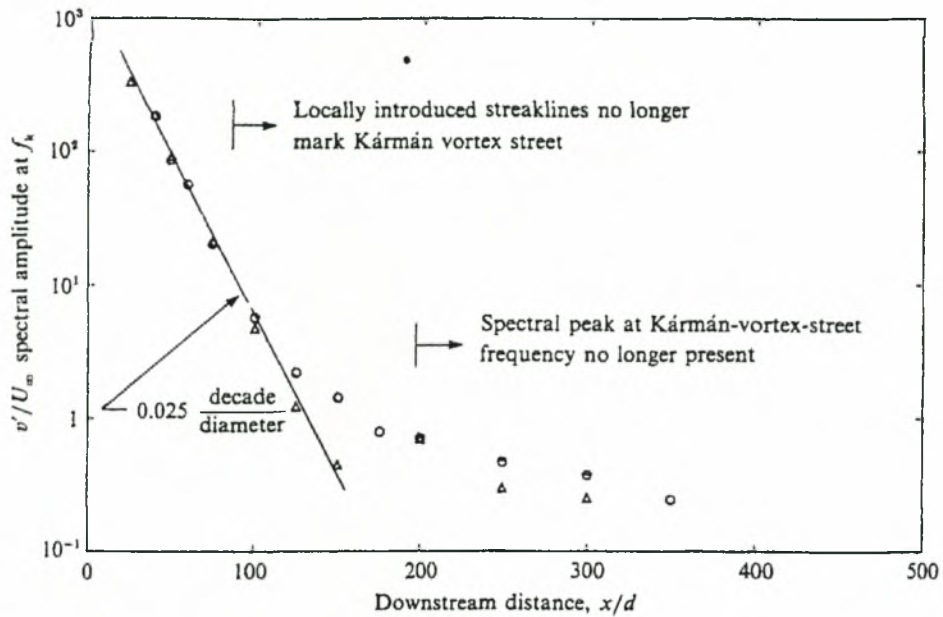
Στο ασταθές αυτό απόρρευμα οι δίνες κινούνται κατάντι διατηρώντας όμως μια σταθερή, γεωμετρικά, πορεία η οποία ορίζεται από την σχέση που εξήγαγε ο von Kármán (Σχήμα 2.1.iii.),

$$\sinh\left(\frac{\pi h}{l}\right) = 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{h}{l} \approx 0,281.$$

Η ταχύτητα με την οποία κινούνται οι δίνες, ταχύτητα μεταφοράς (*convection velocity*, U_c ή U_{cv}), στην περιοχή του στρωτού απορρεύματος λαμβάνει τιμές μεταξύ $0,84-0,87U_\infty$ (U_∞ ή U_0 η ταχύτητας της αδιατάρακτης ροής, *free stream velocity*) σε κατάντι απόσταση 5 με $70D$ (Zhou & Antonia [7]). Η U_c προσδιορίζεται στην εγκάρσια θέση $y=0,5\delta$, όπου δ το ημιέυρος της μέσης ταχύτητας. Η θέση αυτή θεωρείται η πιο πιθανή να βρίσκονται οι δίνες von Kármán σύμφωνα με την διεθνή βιβλιογραφία, όπως π.χ. αναφέρουν οι Zhou & Antonia [7] στηριζόμενοι στην εργασία των Hussain & Hayakawa (1987). Η U_c αυξάνει με την κατάντι απόσταση καθώς οι δίνες von Kármán φθίνουν εκθετικά και σε μεγάλη απόσταση ($>100D$) παύουν να υπάρχουν. Η εξασθένηση των δινών αποτυπώνεται στη διακύμανση της ταχύτητας σύμφωνα με αναφορά των Cimballa κ.α. [8] σε εργασία του Bevilacqua (1975), η οδός von Kármán αποτυπώνεται πιο ξεκάθαρα στην εγκάρσια συνιστώσα. Στο Σχήμα 2.5 παρουσιάζεται η εκθετική φθορά των δινών von Kármán με την κατάντι απόσταση, μέσω της εγκάρσιας διακύμανσης της ταχύτητας. Ο ίδιος νόμος περιγράφει και την εξασθένηση της οριζόντιας συνιστώσας της τύρβης και για τις δύο συνισταμένες δίνεται ότι

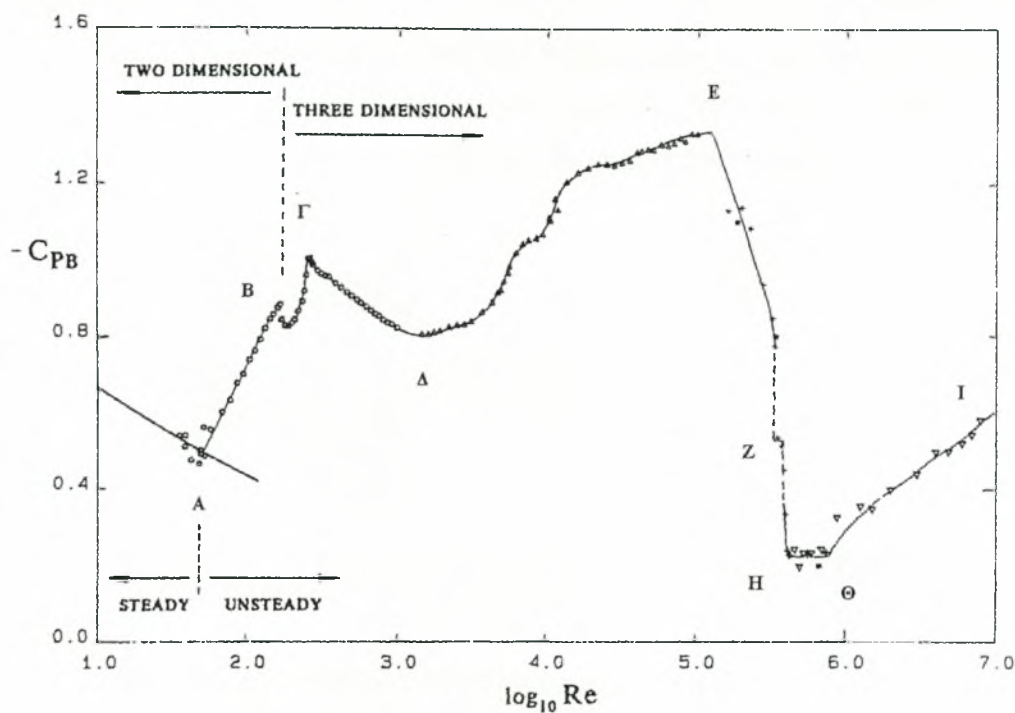
$$\text{για } Re = 500: \quad \frac{\log u'}{x} \propto -0,028 \quad \text{και} \quad \frac{\log v'}{x} \propto -0,031$$

ενώ ο αριθμός Re κάνει πιο ραγδαία την φθορά αυτή. Αντίθετα η ταχύτητα U_c δεν επηρεάζεται σημαντικά με τον αριθμό Re , όπως αναφέρεται και στις επόμενες ενότητες.



Σχήμα 2.5: Εκθετική εξασθένιση δινών von Kármán για $Re=140$ (o) και 150 (Δ) [8].

Ένα άλλο ενδιαφέρον μέγεθος που παρουσιάζεται από τους A. Roshko (1993) και C. Williamson & A. Roshko (1990) είναι η σταθερά αναρρόφησης ($-C_{PB}$) (*base suction coefficient*), η σταθερά πίεσης στο σημείο φυγής, δηλαδή αντι-διαμετρικά του σημείου ανακοπής (Σχήμα 2.4). Η σταθερά αναρρόφησης παρουσιάζει όπως χαρακτηριστικά αναφέρει ο Williamson μια «εκπληκτική εξάρτηση στην διεργασία σχηματισμού των δινών» και γι' αυτό μπορεί να διαχωριστούν οι διάφορες φάσεις του απορρεύματος του κυλίνδρου με βάση το μέγεθος αυτό όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.6. Η περιοχή που περιγράφεται στην ενότητα αυτή αναφέρεται στο τμήμα A-B της καμπύλης.

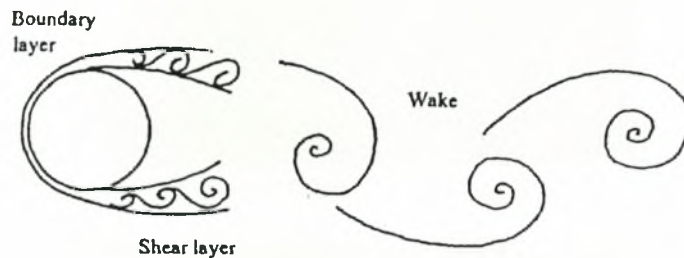


Σχήμα 2.6: Διάγραμμα της σταθεράς αναρρόφησης ($-C_{PB}$) συναρτήσει του αριθμού Re όπου φαίνονται οι διάφορες ροϊκές καταστάσεις, βάσει μετρήσεων και υπολογισμών διαφόρων ερευνητών [2].

Η εκροή των δινών οδηγεί σε περιοδικά μεταβαλλόμενη φόρτιση του κυλίνδρου. Η περιοδικότητα της άνωσης συμπίπτει με την συχνότητα εκροής των δινών ενώ η συχνότητα μεταβολής της αντίστασης είναι διπλάσια [9]. Οι μεταβολές αυτές αποτελούν αιτία ταλάντωσης που σε περίπτωση συντονισμού μπορεί να οδηγήσουν στην καταστροφή. Κλασικό παράδειγμα αποτελεί το «σφύριγμα» των ηλεκτρικών καλωδίων (*Aeolian tones*), για πολύ μεγαλύτερους αριθμούς Re φυσικά.

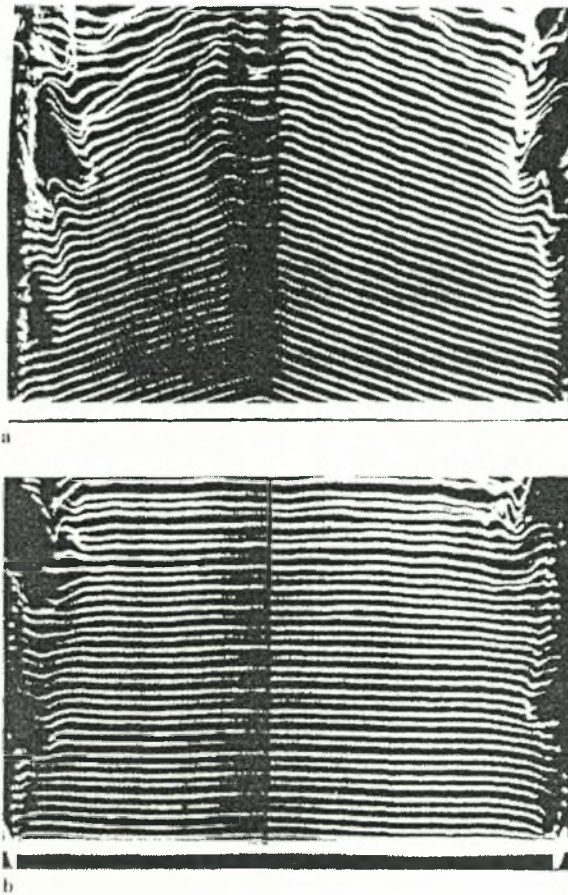
Η διαταραχή που δημιουργεί ο κύλινδρος στην ροή (διατμητικά στρώματα ροής) διαχωρίζεται στην βιβλιογραφία σε τρία μέρη όπως παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.7: α. στο οριακό στρώμα (*boundary layer*), β. στο απόρρευμα που είναι η οδός των δινών von Kármán (*wake*) και γ. τα ελεύθερα διατμητικά στρώματα που αποκολλώνται από τις δύο πλευρές του κυλίνδρου (*shear layers*) [10], [2] Στην περιοχή που εξετάζεται και τα τρία

μέρη παραμένουν στρωτά ενώ τα διατμητικά στρώματα σε αντίθεση με το απόρρευμα είναι σταθερά (*stable*). Μέχρι εδώ η ροή πίσω από τον κύλινδρο και ιδίως το απόρρευμα δεν παρουσιάζεται διαφοροποίηση στην κατά μήκος του κυλίνδρου διεύθυνση, δηλαδή είναι διδιάστατη (2-Δ).



Σχήμα 2.7: Επίδραση του κυλίνδρου στην ροή [2].

Βέβαια οι οριακές συνθήκες στα άκρα του κυλίνδρου παίζουν σημαντικό ρόλο στην μορφή του απορρεύματος. Ανάλογα με αυτές το απόρρευμα μπορεί να εκρέει παράλληλα (*parallel shedding*) ή κεκλιμένα (*oblique shedding or chevron pattern*). Οι δύο μορφές εκροής εικονίζονται στην Φωτογραφίες 2.2 a & b. Για την επίτευξη παράλληλης εκροής έχουν πειραματικά υιοθετηθεί διάφορες μέθοδοι, όπως η τοποθέτηση στα άκρα πλακών (*end plates*) με κλίση των ακμών προσβολής τους προς το εσωτερικό, ομοαξονικών κυλίνδρων μεγαλύτερης διαμέτρου, μεγάλων κυλίνδρων κάθετα και ανάντι στον κύλινδρο αλλά και επιταχύνοντας τεχνητά την ροή στα άκρα (π.χ. με τοποθέτηση κατάντι σωλήνων αναρρόφησης) [11], [2]. Τα αποτελέσματα των μεθόδων αυτών δίνονται στην Φωτογραφία 2.3 η επίδραση των οποίων (π.χ. πλακών) δεν παύει ακόμη και για μεγάλους λόγους διαστάσεων, μήκους L προς διάμετρο D ($L=100D$) και αυτό ο Williamson (1989) το ονόμασε «έμμεση» επίδραση (*indirect influence*) [2], [11].]



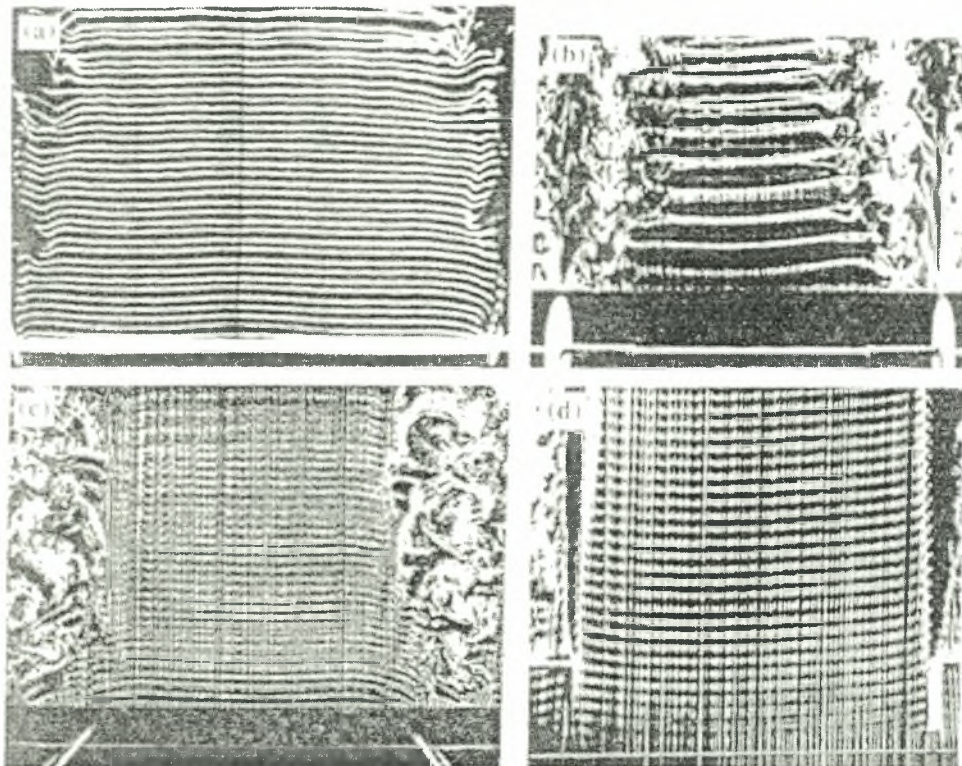
Φωτογραφίες 2.2 a & b: Μορφές απορρευμάτων κυλίνδρου ανάλογα με τις οριακές συνθήκες: a. κεκλιμένη εκροή, Williamson (1988) b. παράλληλη εκροή, Williamson (1989) (ροή προς τα άνω) [11].

Η παράλληλη εκροή λαμβάνει χώρα κατά την έναρξη της κίνησης, αλλά επειδή αποτελεί ασταθή κατάσταση, αν δεν έχουν ληφθεί τα κατάλληλα μέτρα, μεταπίπτει σταδιακά από τα άκρα, στην κεκλιμένη εκροή. Η μετάβαση απαιτεί επαρκή χρόνο (π.χ. για κύλινδρο με $AR=100$ η μετάβαση λαμβάνει χώρα αφού ο κύλινδρος έχει διανύσει $600D$). Ο αριθμός St διαφέρει ανάλογα με την μορφή της εκροής και οι δύο τιμές συνδέονται με τον μετασχηματισμό συνημίτονου,

$$St_{\theta} = St_0 \cos \theta,$$

όπου θ είναι η γωνία εκροής η οποία βρίσκεται μεταξύ $0-20^{\circ}$. Αυτό εξηγεί

τις ασυνέχειες στην καμπύλη St που έχουν παρατηρηθεί αγνοώντας την φαινόμενο της κεκλιμένης εκροής [11], [12].

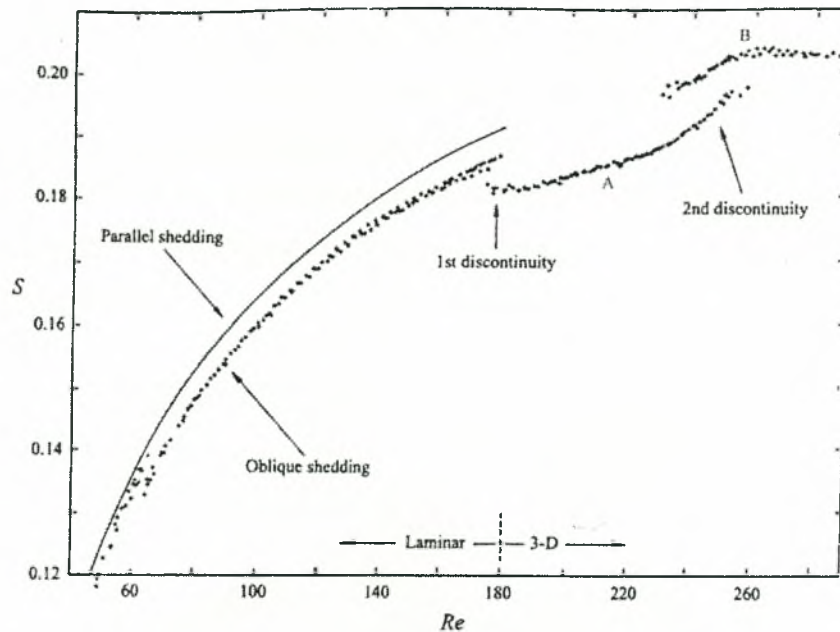


Φωτογραφία 2.3: Επίτευξη παράλληλη εκροής με διάφορες τεχνικές: α κεκλιμένες πλάκες στα άκρα, Williamson (1988), β ομοαξονικοί κύλινδροι στα άκρα, Eisenlohr & Eckelmann (1989), γ κάθετοι κύλινδροι στα άκρα, Hammache & Gharib (1991) και δ σωλήνες αναρρόφησης, Miller & Williamson (1994) [2].

2.1.4. Μεταβατική περιοχή 3-Δ, τυρβώδους οδού von Kármán ($194 \leq Re \leq 260$) [1], [3]

Σε αυτό το εύρος αριθμών Re η ροή των δινών von Kármán μεταβάλλεται από στρωτή σε τυρβώδη και αποκτά 3-Δ οντότητα (Σχήμα 2.1.iv). Το όριο για τη μετάβαση δεν καθορίζεται αυστηρά στη σχετική βιβλιογραφία· πρόσφατες ακριβείς μετρήσεις το τοποθετούν κοντά στην τιμή $Re=194$ [2]. Η μεταβολή αυτή γίνεται αισθητή με μια ασυνέχεια (πτώση) του αριθμού

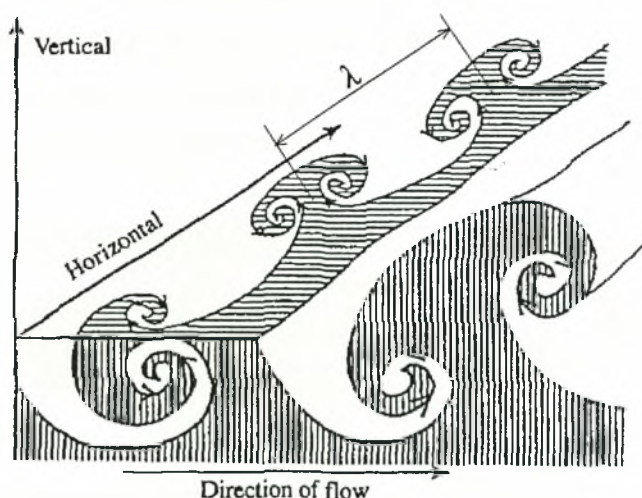
St [13] όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8 και μια ραγδαία αλλαγή στην καμπύλη της σταθεράς αναρρόφησης (περιοχή Β-Γ, Σχήμα 2.6) για $Re \approx 180-194$, ανάλογα με τις συνθήκες του πειράματος.



Σχήμα 2.8: Καμπύλη St-Re κατά τη μετάβαση του απορρέυματος, Williamson (1988 & 1992) [13].

Η 3-Δ μετάβαση μπορεί να περιγραφεί ως ακολούθως. Το απόρρευμα, λόγω αστάθειας στον πυρήνα των δινών κατά την αποκόλλησή τους, παραμορφώνεται κυματοειδώς στην κατά μήκος του κυλίνδρου κατεύθυνση (διαμήκως), με αποτέλεσμα την δημιουργία ζευγών δινών με διάνυσμά κάθετο στον άξονα του κυλίνδρου (*longitudinal vortices*[14]) [13]. Τα ζεύγη αυτά επιμηκύνονται έντονα στην κατεύθυνση της ροής και έχουν μήκος κύματος (*wavelength*) $\lambda \approx 3-4D$ [11], [13], [2]. Στο Σχήμα 2.9 ορίζεται το μήκος κύματος. Αυτή η μορφή της 3-Δ στροβιλότητας καλείται αστάθεια τύπου A (*mode A*) [16], [13] και στη Φωτογραφία 2.4 παρουσιάζεται η οπτικοποίηση του φαινομένου. Για τιμή $Re \approx 230-260$ παρουσιάζεται μια νέα ασυνέχεια στην καμπύλη St-Re (Σχήμα 2.8). Είναι

η απαρχή της μεταλλαγής του τύπου A στον τύπο B με μεταφορά ενέργειας από τον έναν τύπο στον άλλον. Οι δίνες γίνονται μικρότερες, το μήκος κύματός τους είναι περίπου $1D$ [2], ενώ η κατανομή τους, διαμήκως, γίνεται πιο ομοιόμορφη. Στις Φωτογραφίες 2.5 A & B παρουσιάζονται οι δύο τύποι. Η αστάθεια τύπου B υφίσταται για μεγάλο εύρος αριθμού Re έως και 10^4 [13]. Στο Σχήμα 2.9 παρουσιάζεται σχηματικά η μορφή του 3-Δ απορρεύματος (αστάθεια τύπου B) ύστερα από μελέτη οπτικοποίησης της ροής [15]. Οι 3-Δ μορφή του απορρεύματος που περιγράφηκε αναλυτικά πιο πάνω βασίζεται σε πειραματικές παρατηρήσεις που τελευταία επαληθεύτηκαν και υπολογιστικά [16].

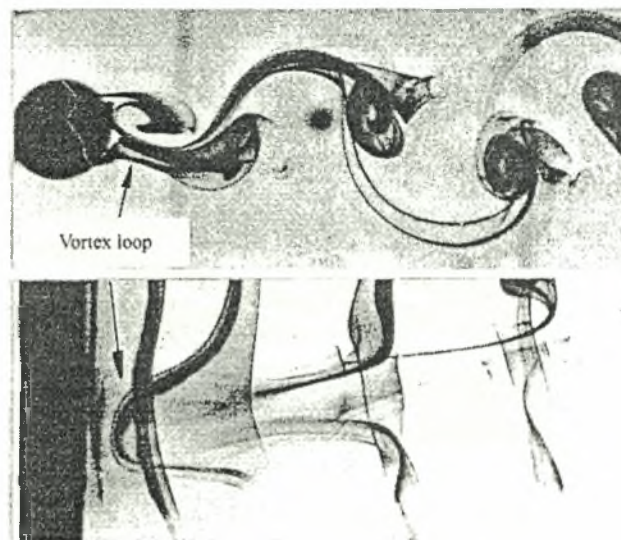


Σχήμα 2.9: Σχηματική αναπαράσταση 3-Δ αστάθειας τύπου A. [15].

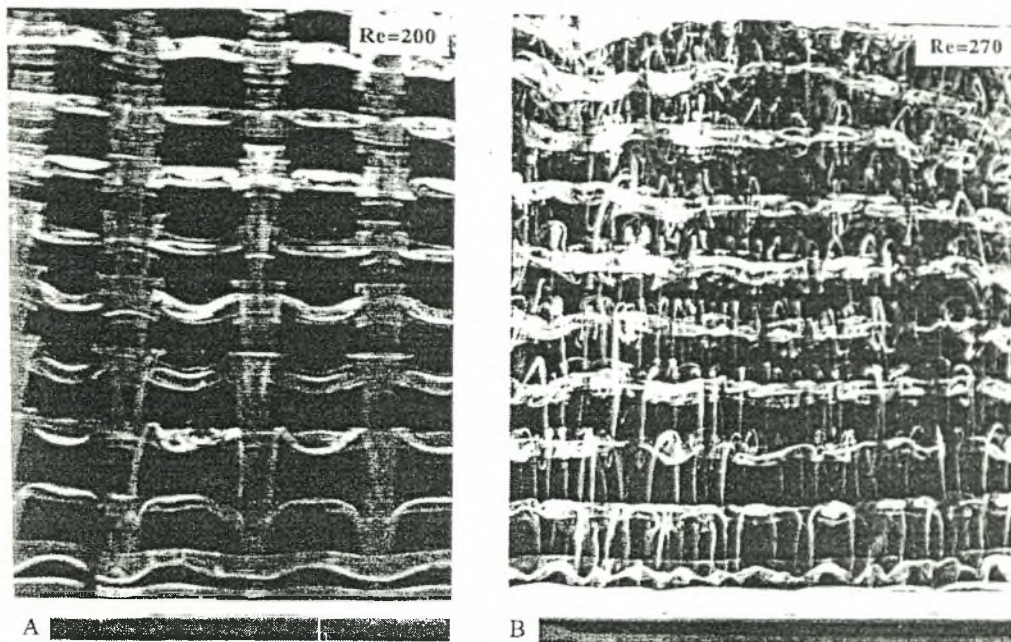
Οι δύο αυτές μορφές δευτερογενούς ροής (τύπος A & B) αποδίδονται σε αστάθεια στην διαμήκη κατεύθυνση και γι' αυτό είναι ενδογενή (*intrinsic*) φαινόμενα σε αντίθεση με την παράλληλη ή κεκλιμένη εκροή που οφείλονται στις οριακές συνθήκες και αποκαλούνται στην βιβλιογραφία εξωγενή 3-Δ φαινόμενα (*extrinsic*) [13], [11].

Πέραν της παράλληλης ή κεκλιμένης εκροής του απορρεύματος λαμβάνει χώρα και το φαινόμενο της τμηματικής εκροής (*cellular shedding*). Παρατηρούνται κυρίως κοντά στα άκρα, αλλά και στο μέσο διαμήκως του

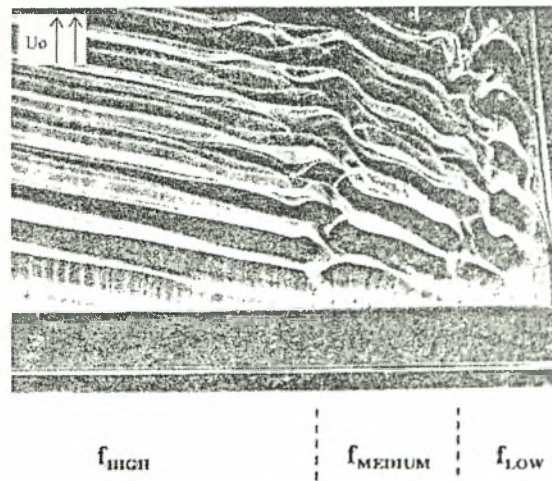
κυλίνδρου, μεμονωμένα τμήματα (*cells*) με συχνότητα που διαφοροποιείται (Φωτογραφία 2.6). Τα μήκος των τμημάτων αυτών γενικά δεν ξεπερνάει κάποιο μέγεθος, ώστε να παραμένουν αναλλοίωτα τα χαρακτηριστικά κατά μήκος (*coherence*). Ο Graham (1969) το επιβεβαίωσε αυτό και βρήκε ως όριο το μήκος των $4D$ [17]. Η διαφοροποίηση της συχνότητας στα γειτονικά τμήματα αποτελεί σημαντικό στοιχείο της 3-Δ μετάβασης της γεωμετρίας του απορρεύματος [12]. Στα σημεία αυτά δημιουργούνται 3-Δ δομές μεγάλης κλίμακας (*large-scale structure*) που μπορούν να φθάσουν έως και $150D$ στην κατάντι διάσταση, σε αντίθεση με τις αστάθειες τύπου A & B που είναι δομές χαμηλής κλίμακας (*small-scale structures*). Το φαινόμενο ονομάζεται «διάσπαση δινών» (*vortex dislocation or splitting*) και φαίνεται σε τομή και κάτοψη στις Φωτογραφίες 2.7 a & b. Στο Σχήμα 2.10 παρουσιάζονται σε σκαρίφημα οι διάφορες αστάθειες που λαμβάνουν χώρα στην ανάπτυξη του τυρβώδους απορρεύματος.



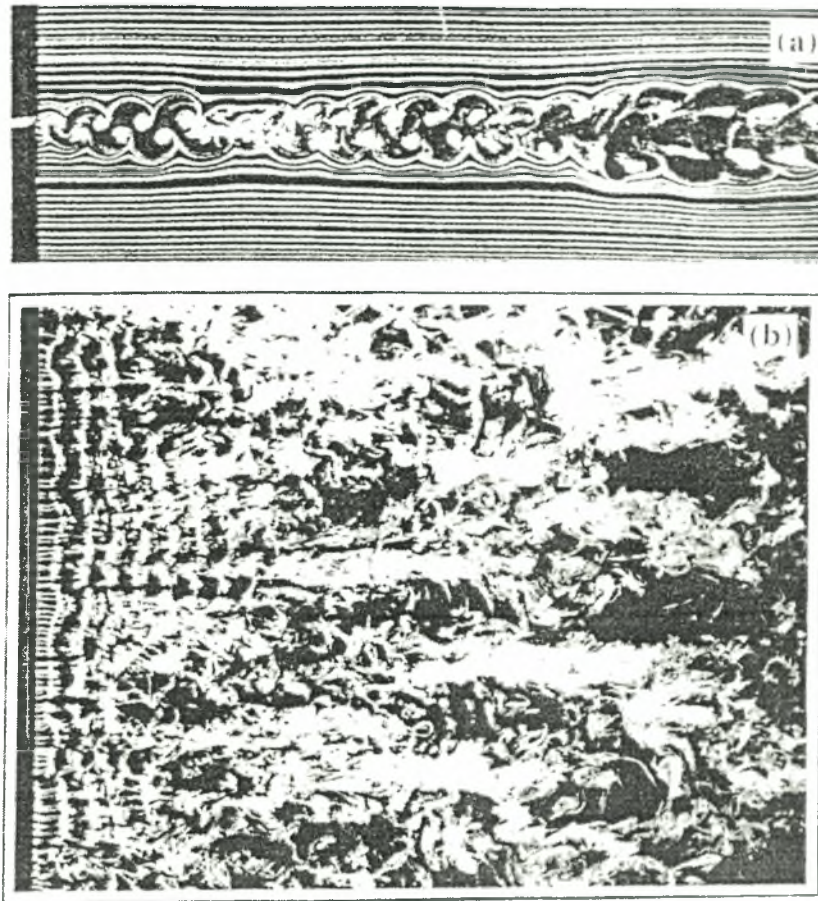
Φωτογραφία 2.4: Οπτικοποίηση απορρεύματος κυλίνδρου (ταυτόχρονη φωτογράφιση εγκάρσιας τομής και κάτοψης, όπου διακρίνεται η αστάθεια τύπου A) [13].



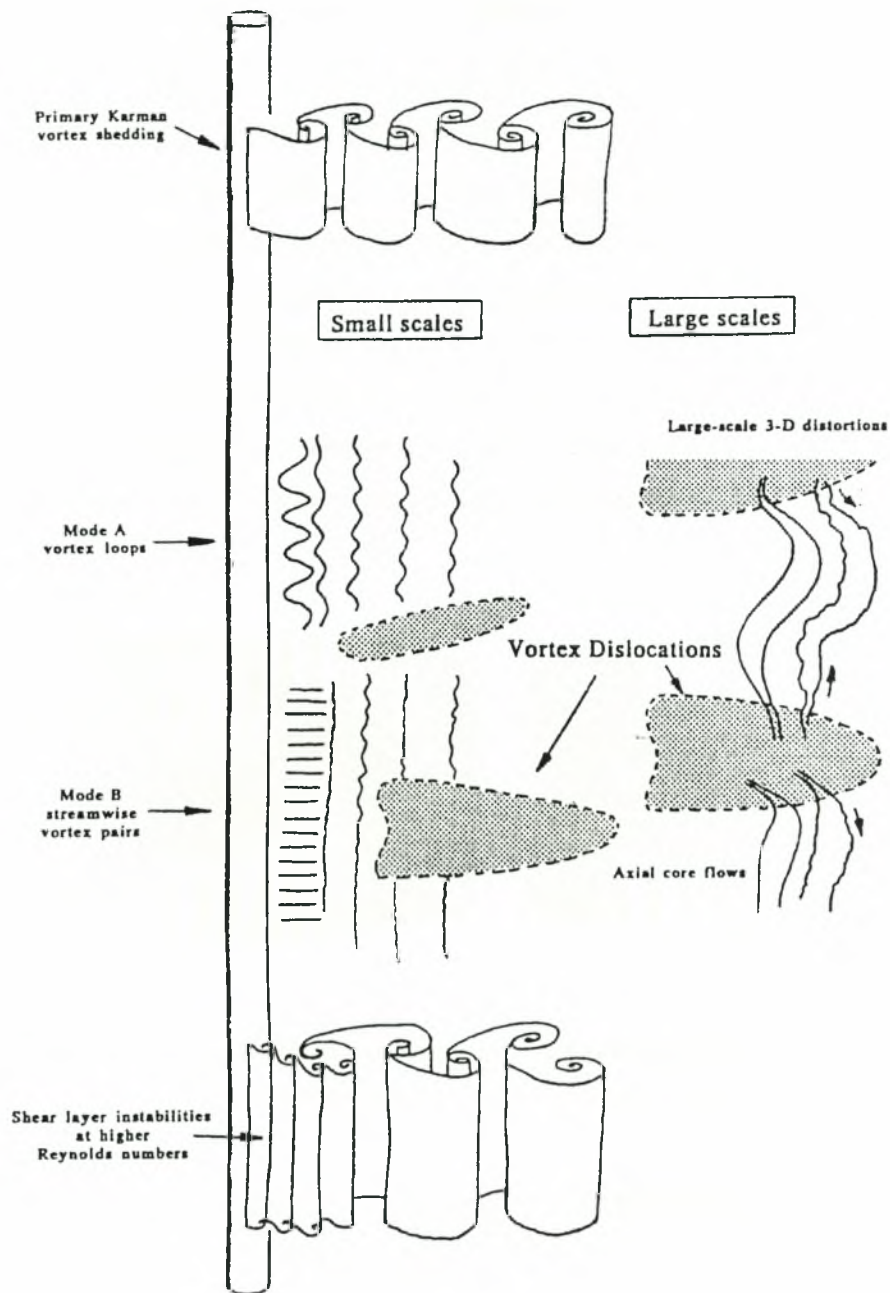
Φωτογραφίες 2.5 A & B: Κατόψεις από οπτικοποίηση 3-Δ απορρεύματος κυλίνδρου (αστάθειες τύπου A & B, ροή προς τα άνω), Williamson (1995) [2].



Φωτογραφία 2.6: Οπτικοποίηση τμηματικής εκροής (κάτοψη του δεξιού μισού μέρους), Koenig κ.α. (1992) [2].



Φωτογραφίες 2.7 α & β: Οπτικοποίηση «διάσπασης δινών» (*vortex dislocation*) α...εγκάρσια τομή, $Re=170$, Cimbalá κ.α. (1988), β... κάτωψη $Re=120$ Williamson (1992), [2].



Σχήμα 2.10: Σχηματική αναπαράσταση ασταθειών που σχετίζονται με την ανάπτυξη του τυρβώδους απορρέυματος [2].

2.1.5. Πρώιμο τυρβώδες απόρρευμα ($260 \leq Re \leq 1000$) [2]

Όπως παρατηρείται στο Σχήμα 2.6, περιοχή Γ-Δ, για $Re \approx 260$ παρατηρείται αντιστροφή της καμπύλης της σταθεράς αναρρόφησης και παρόμοια κορυφή έχουν και οι τάσεις Reynolds ενώ το μήκος σχηματισμού αυξάνει όπως φαίνεται στη Φωτογραφίες 2.8 A & B. Μέχρι αυτό το σημείο το απόρρευμα συμπεριφέρεται σχεδόν όπως και κατά την στρωτή εκροή με κύρια διαφορά την ύπαρξη λεπτών 3-Δ δινών. Καθώς ο αριθμός Re αυξάνει η τάξη και διάταξη αυτών των δινών διαταράσσεται. Σε απόσταση μεγαλύτερη των $50D$ το απόρρευμα έχει μετατραπεί σε πλήρως τυρβώδη ροή και η απόσταση αυτή μικραίνει καθώς αυξάνει ο αριθμός Re [4].



A.

B.

Φωτογραφίες 2.8 A & B: Εξέλιξη περιοχής σχηματισμού κατά την ανάπτυξη του πρώιμου τυρβώδους απορρεύματος (μέθοδος φυσαλίδων υδρογόνου, Unal & Rockwell (1988)) [2].

2.1.6. Μεταβατική περιοχή διατμητικού στρώματος ($10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$) [2]

Στην περιοχή αυτή αναπτύσσεται η αστάθεια στο διατμητικό στρώμα η οποία προκαλεί αύξηση των επιπέδων των τάσεων Reynolds και της σταθεράς αναρρόφησης ενώ το μήκος σχηματισμού της μέσης περιοχής ανακυκλοφορίας μειώνεται Σχήμα 2.11. Ακόμη το σημείο αποκόλλησης μετατοπίζεται σταδιακά προς τα πίσω αυξάνοντας την γωνία από το σημείο ανακοπής. Η γενεσιουργός αιτία της αστάθειας αποδίδεται στο μηχανισμό Kelvin-Helmholtz.



Σχήμα 2.11: Εξέλιξη περιοχής σχηματισμού κατά την μεταβατική περιοχή του διατμητικού στρώματος (μέθοδος PIV, Lin κ.α. (1995)) [2].

Η τύρβη στο διατμητικό στρώμα εμφανίζεται με την μορφή μικρών σε μέγεθος δινών (*Bloor-Gerrard vortices* [18]) που εκρέουν με μεγάλη συχνότητα σε σχέση πάντα με το μέγεθος και την συχνότητα των δινών von Kármán. Η ανηγμένη τιμή της συχνότητας των δινών αυτών δίνεται από μια σχέση της μορφής

$$\frac{f_{SL}}{f_K} = C \cdot Re^n,$$

όπου οι δείκτες SL και K αναφέρονται στο διατμητικό στρώμα και την οδό von Kármán αντίστοιχα ενώ C και n είναι σταθερές. Συχνά στην βιβλιογραφία στον εκθέτη n δίνεται η τιμή 0,5 [14], [15] (ενώ η f_K είναι σχεδόν ανάλογη του Re). Ο Williamson [10], [19], με βάση τα πειράματά του και μια ανάλυση των προηγούμενων αναφορών αντιπροτείνει την τιμή $n=0,67$ ενώ $C=0,0235$.

Οι συνθήκες στα άκρα του κυλίνδρου επηρεάζουν την μετάβαση του διατμητικού στρώματος. Για συνθήκες παράλληλης εκροής ο κρίσιμος αριθμός $Re \approx 1200$ ενώ για οριακές συνθήκες κεκλιμένης εκροής αυτός ανέρχεται κοντά στη τιμή 2600 [10], [19]. Ακόμη για την περίπτωση της κεκλιμένης εκροής η συχνότητα παρουσιάζει ασθενή τιμή στο φάσμα. Αυτή η παρατήρηση σε συνδυασμό με το γεγονός ότι κατά την κεκλιμένη εκροή διαφοροποιείται η κατανομή της δύναμης διαμήκως, δίνουν την ιδέα ελέγχου των αεροδυναμικών φορτίσεων, αφού η επίτευξη συνθηκών

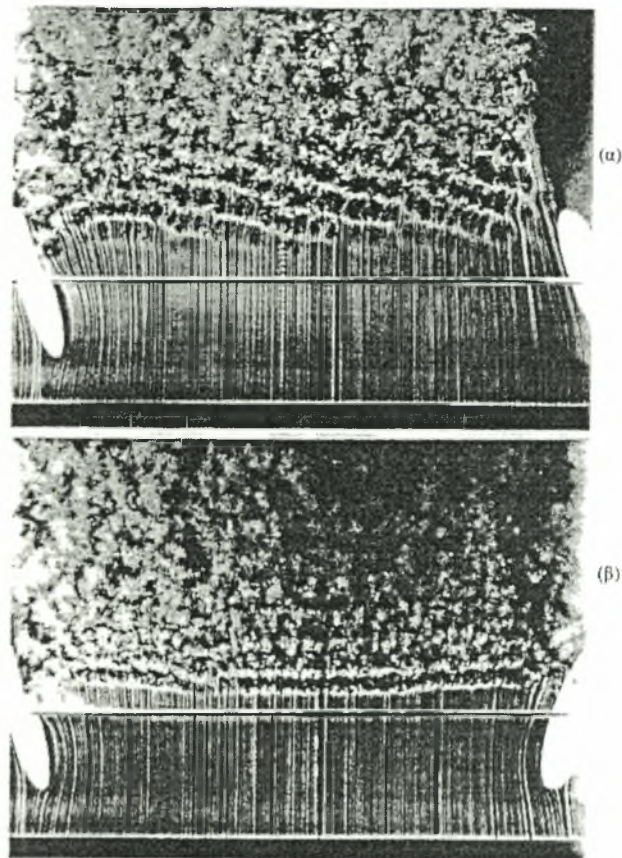
κεκλιμένης εκροής μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική μείωση της φόρτισης του κυλίνδρου

Η περιοχή Γ-Ε (Σχήμα 2.6) ονομάζεται υποκρίσιμη περιοχή και ο χαρακτηρισμός αναφέρεται στην κατάσταση του οριακού στρώματος το οποίο μεταβαίνει στην τυρβώδη υφή [4].

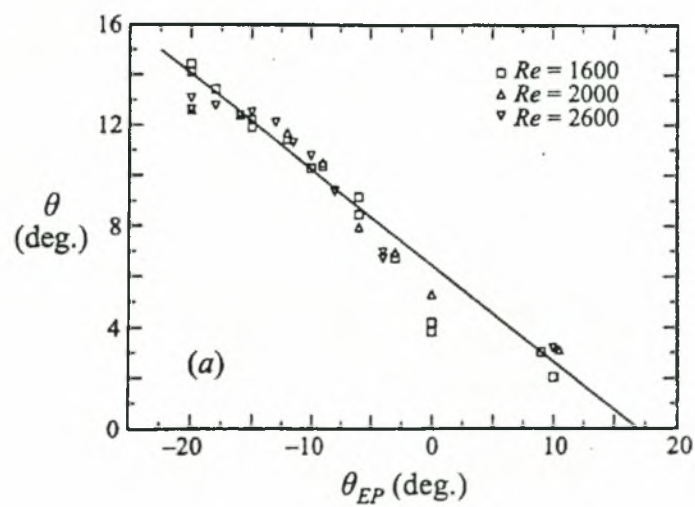
Όπως στην περιοχή του στρωτού απορρεύματος έτσι και στην περιοχή του τυρβώδους η μορφή της εκροής μπορεί να είναι παράλληλη ή κεκλιμένη ανάλογα με τις οριακές συνθήκες στα άκρα του κυλίνδρου. Στις Φωτογραφίες 2.9 α & β φαίνονται οι δύο μορφές για $Re=2000$ ενώ στο Σχήμα 12.2 παρουσιάζεται η μεταβολή της γωνίας εκροής συναρτήσει της κλίσης της δεξιάς πλάκας. Λόγω της τυρβώδους υφής η γωνία αυτή αποτελεί μια μέση τιμή γύρω από την οποία κυμαίνεται η στιγμιαία τιμή.

Ο συντελεστής C_D , για 2-Δ ροή, λαμβάνει την τιμή περίπου 0,9 για $Re \approx 2000$ η οποία είναι η ελάχιστη μέχρι στιγμής τιμή (για την υποκρίσιμη περιοχή). Η μεταβολή του C_D για μεγάλο εύρος του αριθμού Re δίνεται στο σύγγραμμα του Schlichting [1] και παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.13.

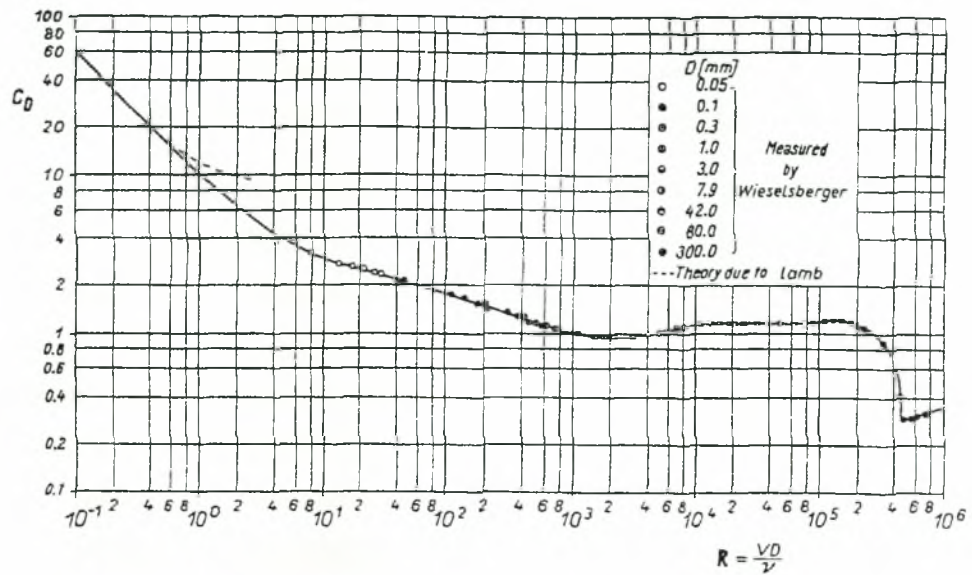
Η ταχύτητα με την οποία κινούνται οι δίνες, U_c , παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.14. Αυτή δίνεται ως ποσοστό της U_∞ συναρτήσει της αδιάστατης κατόπι απόστασης από τον κύλινδρο. Όπως φαίνεται για $x=10D$, $U_c \approx 0,85U_\infty$ και σε σχέση με την περιοχή της στρωτής εκροής ο αριθμός Re επιφέρει ελαφρά αύξηση σε αυτή.



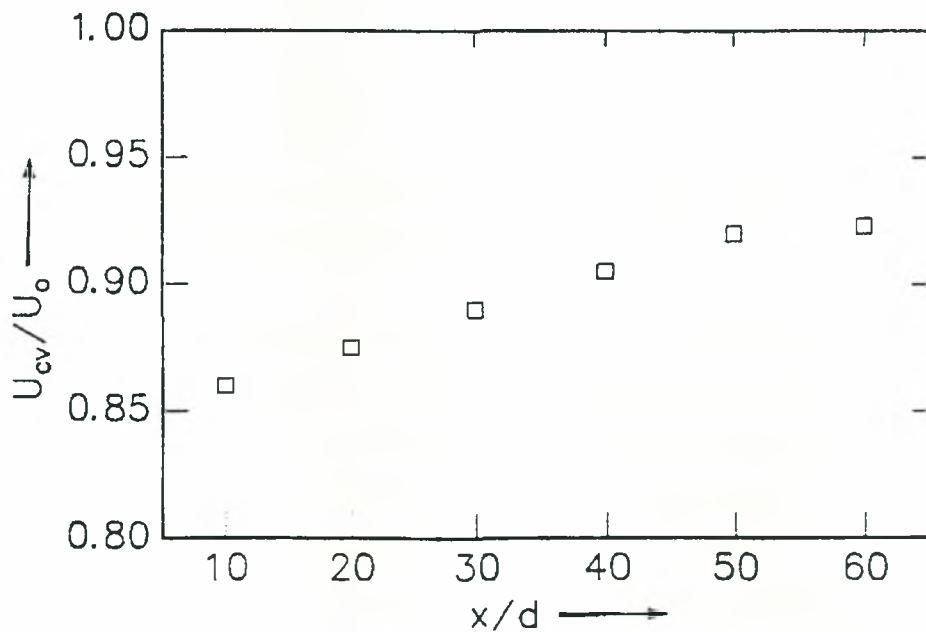
Φωτογραφίες 2.9 α & β : Επίδραση οριακών συνθηκών για την επίτευξη κεκλιμένης (α) και παράλληλης (β) εκροής [12].



Σχήμα 2.12: Επίδραση γωνίας θ_{EP} (δεξιάς πλάκας, Φωτ. 2.9α) στην γωνία εκροής [12].



Σχήμα 2.13: Διάγραμμα C_D - Re για κύλινδρο [1].



Σχήμα 2.14: Ταχύτητα μεταφοράς δινών von Kármán για $Re=5600$ [7].

2.1.7. Κρίσιμη περιοχή ($2 \cdot 10^5 \leq Re \leq 5 \cdot 10^5$) [2], [5]

Η περιοχή αυτή της ροής αφορά το πρόβλημα της παρούσας διατριβής γιατί ο αριθμός Re ως προς τον κύλινδρο για τη ροή που εξετάζεται είναι της τάξης $3 \cdot 10^5$. Για το λόγο αυτό και αναλύεται διεξοδικά στην συνέχεια.

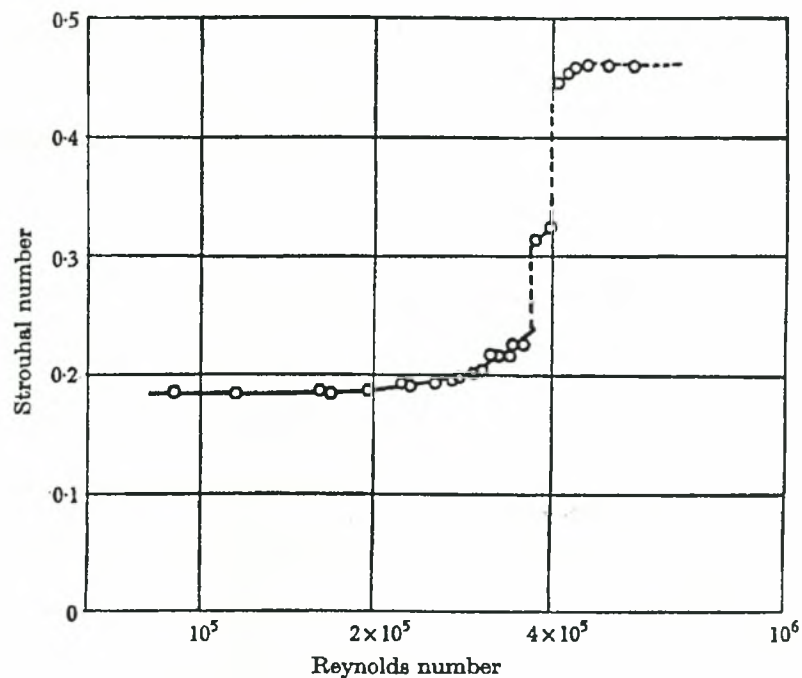
Εντός αυτού του εύρους αριθμών Re λαμβάνει χώρα η τυρβώδης μετάβαση του οριακού στρώματος. Η σταθερές αναρρόφησης (περιοχή E-H στο Σχήμα 2.6) και αντίστασης παρουσιάζουν σημαντική πτώση διότι το σημείο αποκόλλησης μετατοπίζεται ταχέως προς την ακμή φυγής του κυλίνδρου συναρτήσει του Re (η γωνία φθάνει την τιμή 140°) [20]. Το απόρρευμα αποδιοργανώνεται δίνοντας ευρύ φάσμα συχνοτήτων εκροής και το πάχος του μειώνεται [4] (Σχήμα 2.1.v.). Στον Πίνακα 2.1 που ακολουθεί δίνεται το ανηγμένο πάχος του οριακού στρώματος δ/D και το σημείο αποκόλλησης ϑ_s συναρτήσει του αριθμού Re .

$Re \cdot 10^{-3}$	δ/D [%]	ϑ_s [°]
100	1,0	76,5
125	1,2	81,0
182	1,1	88,5
270	0,7	95,0
330	0,7	36,0

Πίνακας 2.1: Το πάχος δ του οριακού στρώματος στη θέση $\vartheta=88,5^\circ$ και το σημείο αποκόλλησης ϑ_s κατά την μετάβαση στην κρίσιμη περιοχή [5].

Η περιοχή της μετάβασης του οριακού στρώματος αναλύεται περαιτέρω από τον Zdravkovich [5] και διαιρείται σύμφωνα με αυτόν σε 3 υπο-περιοχές στο εύρος $1 \cdot 10^5 \leq Re \leq 5 \cdot 10^6$. Στην προ-κρίσιμη περιοχή (*precritical*, $1 \cdot 10^5 \leq Re \leq 3,4 \cdot 10^5$) παρατηρούνται ξεκάθαρα οι μεταβολές που αναφέρθηκαν παραπάνω (σταδιακή μετατόπιση του σημείου αποκόλλησης, πτώση C_p , C_{pb} και C_D συναρτήσει του αριθμού Re) ενώ ο αριθμός St παραμένει σταθερός κοντά στην τιμή 0,19. Ο Bearman [21] παραθέτει στην μελέτη του μετρήσεις του αριθμός St για υψηλούς αριθμούς Re οι οποίες δίνονται στο Σχήμα 2.15. Με βάση τον Roshko [22] για μέσους αριθμούς Re ($5-80 \cdot 10^2$) ο αριθμός St βρίσκεται σε μια περιοχή

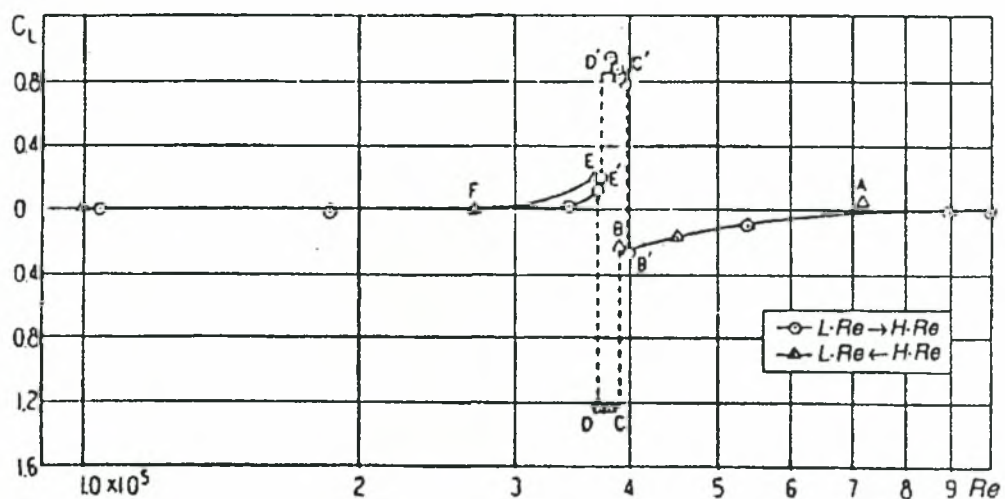
γύρω από την τιμή 0,21 αλλά στην συνέχεια παρουσιάζει πτώση κάτω από την τιμή 0,2 το οποίο συμφωνεί με τις μετρήσεις του Bearman, (Σχήμα 2.15). Ο συντελεστής C_D , που παρατίθεται στο Σχήμα 2.13, παραμένει πρακτικά σταθερός στην τιμή περίπου 1,15 για το εύρος $10^4 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$.



Σχήμα 2.15: Διάγραμμα St-Re [21].

Η περιοχή για $3,4 \cdot 10^5 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$ καλείται περιοχή μονής φυσαλίδας (*single bubble regime*) και χαρακτηρίζεται από απότομη αύξηση του αριθμός St στην τιμή 0,32 (Σχήμα 2.15) ενώ ο συντελεστής C_D εξελίσσεται αντίστροφα. Σύμφωνα με τον Zdravkovich [5], την ανακάλυψη αυτή έκανε πρώτος ο Eisner (1925) και παρατηρείται ότι τα δύο ημισφαίρια του κυλίνδρου (άνω και κάτω) φορτίζονται ασύμμετρα. Αυτό συμβαίνει, όπως αναφέρει ο Bearman [21] λόγω του σχηματισμού από την μια μόνο πλευρά του κυλίνδρου μιας φυσαλίδας την οποία καλεί φυσαλίδα στρωτής αποκόλλησης (*laminar separation bubble*), ως αποτέλεσμα του ότι στο ένα από τα δύο οριακά στρώματα έχει επέλθει τυρβώδης μετάβαση σε τέτοιο βαθμό ώστε να επανακολληθεί η ροή.

Η φουσαλίδα προκαλεί στην πλευρά που βρίσκεται την επιμήκυνση του αντίστοιχου οριακού στρώματος, ενώ μειώνεται το μήκος του άλλου στην απέναντι πλευρά. Η πλευρά στην οποία θα σχηματισθεί μπορεί να είναι οποιαδήποτε από τις δύο, αλλά άπαξ και δημιουργηθεί η φουσαλίδα, αυτή δεν αλλάζει θέση. Ο αριθμός Re στον οποίο λαμβάνει χώρα το φαινόμενο είναι περίπου $3,4 \cdot 10^5$. Η διαφορά της πίεσης προκαλεί άνωση στον κύλινδρο με χαρακτήρα υστέρησης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.16 το οποίο παραθέτει ο Zdravkovich [5] βάση εργασίας των Kamiya κ.α. (1979).

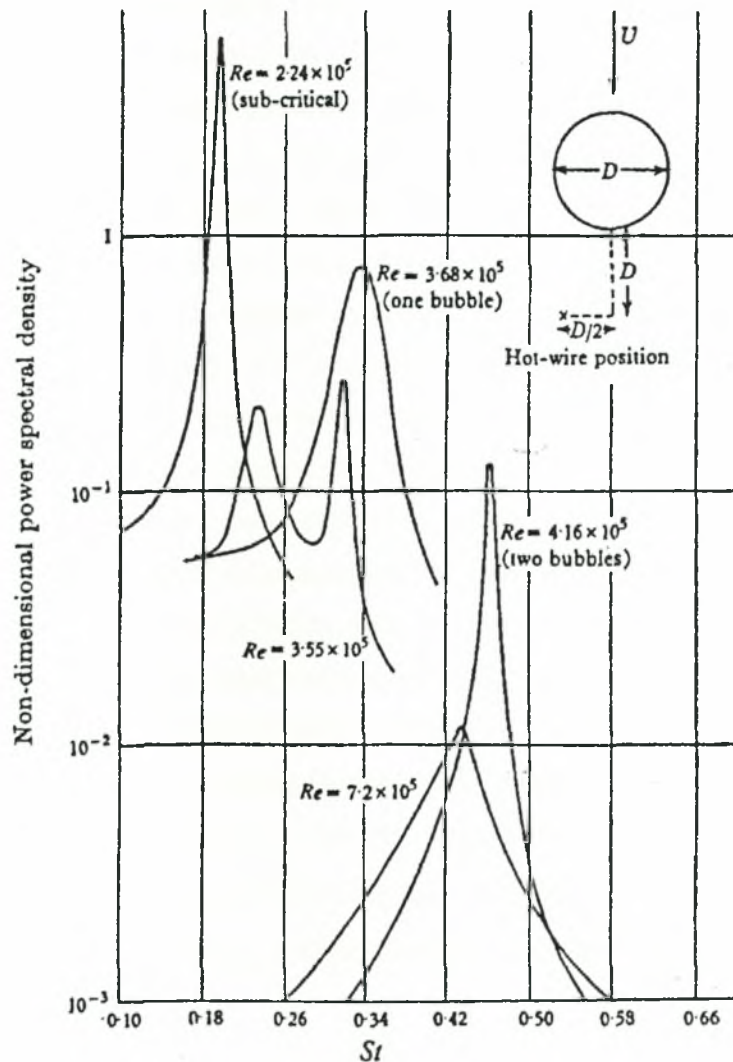


Σχήμα 2.16: Διάγραμμα C_L-Re , Kamiya κ.α. (1979) [5].

Η ασύμμετρη περιοχή της μονής φουσαλίδας τερματίζεται το ίδιο απότομα όπως ξεκίνησε, όπως χαρακτηριστικά αναφέρει ο Zdravkovich [5], με την μετάβαση στην περιοχή διπλής φουσαλίδας που επικρατεί για $4 \cdot 10^5 \leq Re \leq 0,5 \cdot 10^6$. Ο αριθμός St παρουσιάζει μια νέα απότομη αύξηση και φθάνει στην τιμή 0,46 (Σχήμα 2.15) για αριθμό $Re=4 \cdot 10^5$ ενώ ο C_D συνεχίζει να πέφτει φθάνοντας στην ελάχιστη του τιμή, περίπου 0,29, για $Re=4,7 \cdot 10^5$ (Σχήμα 2.13). Σύμφωνα με τους Kamiya κ.α. (1979) η μετάβαση στην περιοχή της διπλής φουσαλίδας δεν γίνεται ακαριαία και

αυτό φαίνεται στις μετρήσεις C_L , στο Σχήμα 2.16, ενώ την ολοκλήρωσή της οριοθετεί ο Bearman [21] με τον μηδενισμό της άνωσης.

Οι τρεις αυτές περιοχές παρουσιάζονται από τον Bearman [21], όσον αφορά το φάσμα ισχύος έναντι του αριθμού St στο Σχήμα 2.17. Στο σχήμα αυτό είναι σαφής η εξασθένηση των δομών συναρτήσει του αριθμού Re .



Σχήμα 2.17: Διάγραμμα φάσματος συχνότητων ταχύτητας, Re και St [5].

Στην περιοχή αυτή (και συγκεκριμένα στο σημείο Z, Σχήμα 2.6) σχηματίζεται μια φυσαλίδα αποκόλλησης-επανακόλλησης (*separation-*

reattachment bubble) στην μια μόνο πλευρά προκαλώντας σημαντική άνωση ($C_L=1$).

2.1.8. Υπερκρίσιμη περιοχή ($Re \geq 5 \cdot 10^5$) [2]

Η ροή έχει υποστεί την τυρβώδη μεταβολή και είναι συμμετρική έχοντας δύο φουσαλίδες αποκόλλησης-επανακόλλησης σε κάθε πλευρά του κυλίνδρου. Οι υψηλές τιμές των τάσεων Reynolds στο οριακό στρώμα (τυρβώδης υφή) το κάνουν να υφίσταται για ακόμη υψηλότερη ∇p (βαθμιδα ή κλίση πίεσης, *pressure gradient*) έως και το σημείο Θ στην καμπύλη του Σχήματος 2.6, ενώ πέραν αυτού η μετάβαση του οριακού στρώματος λαμβάνει χώρα ανάντι του σημείου αποκόλλησης. Για αυξανόμενη τιμή του Re το σημείο αυτό μετατοπίζεται ανάντι και για κάποια υψηλή τιμή το οριακό στρώμα είναι τυρβώδες εκ γενετής. Η περιοχή $\Theta-I$ στο Σχήμα 2.6 ονομάζεται και περιοχή μετάβασης του οριακού στρώματος, του τρίτου και τελευταίου «συστατικού» της διαταραγμένης ροής που παρέμενε στρωτό. Πέραν του σημείου αυτού το απόρρευμα είναι πλέον έντονα τυρβώδες πράγμα που θα περίμενε κανείς να αποτρέπει την ύπαρξη ή δημιουργία συνεκτικών δινών-δομών (*coherent vortices*). Η θεωρία αυτή φάνηκε να μην ισχύει αφού ο Roshko (1961) έδειξε ότι παρουσιάζεται περιοδική εκροή δινών στην περιοχή αυτή (Σχήμα 2.1.vi.) με όλες τις συνέπειες που αυτό συνεπάγεται (ανάντι μετατόπιση σημείου αποκόλλησης, αύξηση C_D και $-C_{PB}$, πλάτυνση του απορρεύματος κτλ.). Ενδεικτικά, το όριο για την επανεμφάνιση των δινών τίθεται στην τιμή $Re \approx 3,5 \cdot 10^6$, και εξαρτάται (όπως και όλα τα όρια που αναφέρθηκαν) από όλους τους παράγοντες που εκτέθηκαν στην αρχή της ενότητας αυτής [4].

2.1.9. Κρίσιμες παράμετροι

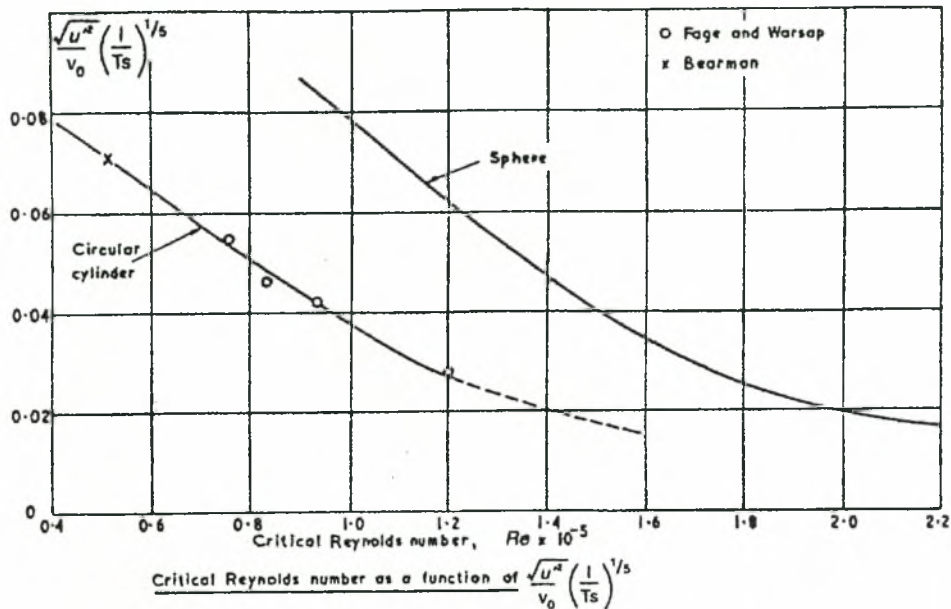
Όπως αναφέρθηκε και στην αρχή της ενότητας, ο αδιάστατος αριθμός Re είναι ο κύριος παράγοντας βάση του οποίου καθορίζεται η μορφή και η εξέλιξη της ροής γύρω από κύλινδρο αλλά και γενικότερα γύρω από σώματα. Πέραν αυτού όμως, σημαντική επίδραση στις οριακές τιμές του

αριθμού Re για την μετάβαση από την μια περιοχή στην άλλη έχουν και μια σειρά παραμέτρων. Στην συνέχεια αναφέρεται γενικά η τάση μεταβολής του κρίσιμου αριθμού Re συναρτήσει της κάθε παραμέτρου.

Επίπεδο τύρβης [5]

Υψηλά επίπεδα τύρβης στην αδιατάρακτη ροή, γενικά, επιδρούν μεταθέτοντας τον κρίσιμο αριθμό Re για την τυρβώδη μετάβαση τόσο των διατμητικών στρωμάτων όσο και των οριακών στρωμάτων (ανάλογα με την περιοχή του αριθμού Re) σε χαμηλότερες τιμές. Η επίδραση της τύρβης στην κρίσιμη τιμή του αριθμού Re έγινε αρχικά κατανοητή με το ομώνυμο πείραμα του Reynolds (1883), σύμφωνα με τον οποίον, η εισαγωγή διαταραχών οδηγεί ταχύτερα από την «ευθεία κίνηση του ρευστού στην κυματοειδή» (σήμερα γνωστή ως τυρβώδη). Οι διαταραχές και αστάθειες της τυρβώδους κύριας ροής αναπτύσσονται και εξελίσσονται, οδηγώντας σε ροή με «αμέτρητες και αδιάλειπτα μεταβαλλόμενες δίνες κάθε δυνατού μεγέθους», σύμφωνα με έναν πιο σύγχρονο ορισμό του Zdravovich (1997).

Στο Σχήμα 2.18 φαίνεται ποσοτικά η επίδραση της τύρβης στον Re_{crit} (ως προς το οριακό στρώμα) για κύλινδρο και σφαίρα. Η τεταγμένη του σχήματος αφορά τον αριθμό Taylor (1936), μια σύνθετη παράμετρο που περιλαμβάνει τα κύρια χαρακτηριστικά της τύρβης (ένταση και κλίμακα T_s). Ο κρίσιμος αριθμός Re_{crit} πάρθηκε για $C_D=0,8$ και $0,3$ για τη σφαίρα και τον κύλινδρο αντίστοιχα. Ειδικότερα η επίδραση της έντασης της τύρβης, T_i , φαίνεται στο Σχήμα 2.19 συναρτήσει του C_D βάσει μετρήσεων διαφόρων ερευνητών. Η τύρβη προκαλείται από πλέγμα και ο κύλινδρος βρίσκεται σε κατάντι απόσταση L από αυτό. Παρά την διασπορά των αποτελεσμάτων ο Zdravovich υπογραμμίζει την ομοιότητα των καμπυλών καθώς και τη μετακίνησή τους σε χαμηλότερο αριθμό Re καθώς η T_i αυξάνει. Όπως αναφέρει, οι Fage & Warsao (1929) παρομοίασαν αυτήν την επίδραση της τύρβης «ωσαν το ρευστό να έχει μεγαλύτερο ιξώδες», παρατήρηση που αποτελεί τον ορισμό της έννοιας του φαινόμενου ιξώδους που εισάγει η τύρβη (*turbulent viscosity*).



Σχήμα 2.18: Επίδραση της τύρβης της ελ. ροής στον Re_{crit} [5].

Η τύρβη της ελεύθερης ροής επιπλέον επιφέρει αύξηση του αριθμού St (Σχήμα 2.20). Παρατηρείται ότι ακόμη και χαμηλή ένταση ($T_i=0,4\%$) αποτρέπει την απότομη αύξηση στον αριθμό St (Σχήμα 2.15) που από τον συγγραφέα οφείλεται στην διάσπαση της φυσαλίδας αποκόλλησης η οποία εξηγεί την ραγδαία αυτή αλλαγή. Η τύρβη ακόμα προκαλεί ελάττωση του L_f (Σχήμα 2.21).

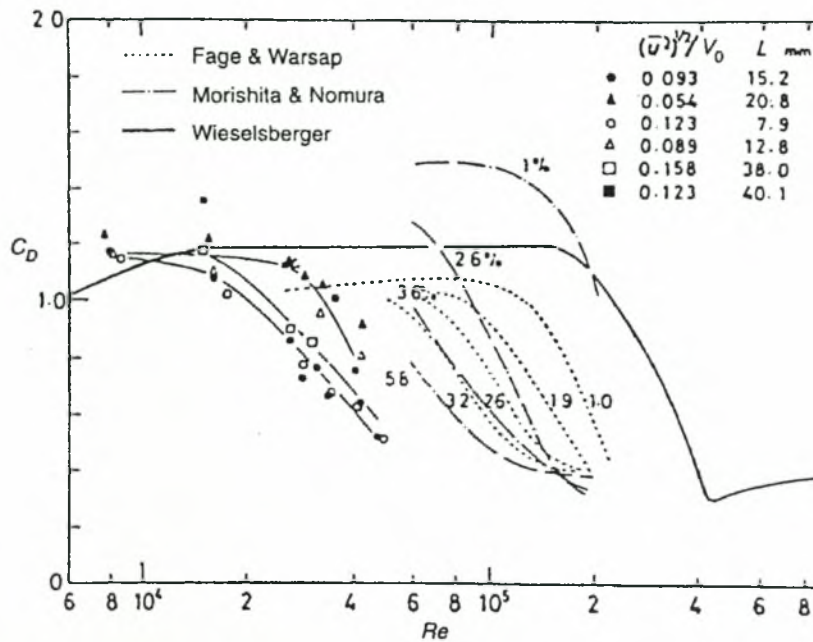
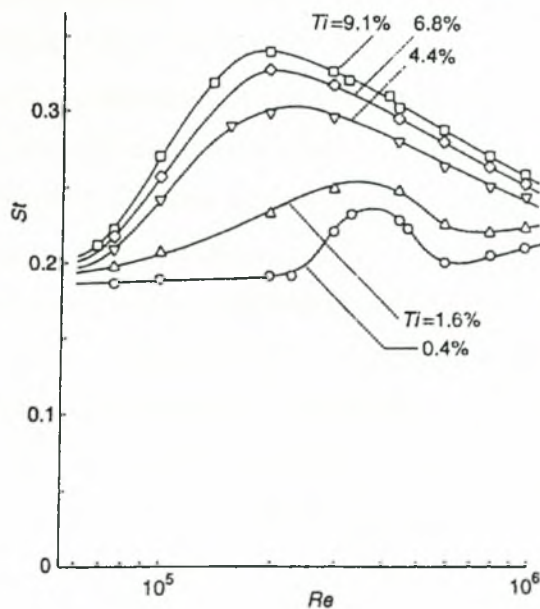
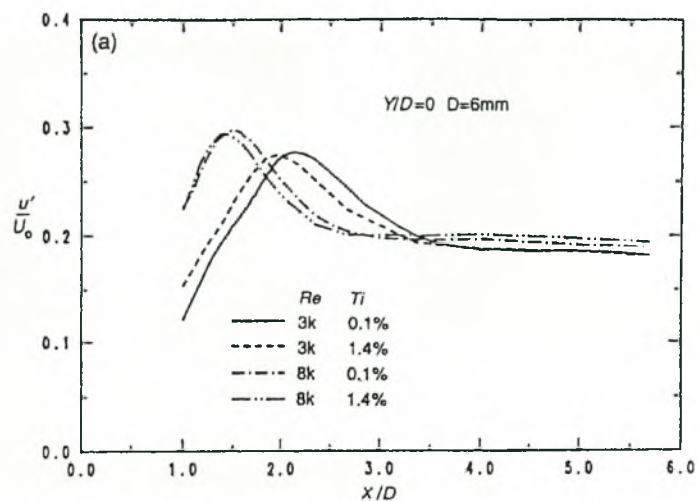


FIG. 14.18. Drag coefficient in terms of Re and Ti , Arie *et al.* (1981J)

Σχήμα 2.19: Διάγραμμα Ti - Re (L ...κατάντι απόσταση κυλίνδρου από το πλέγμα που δημιουργεί την τύρβη) [5].



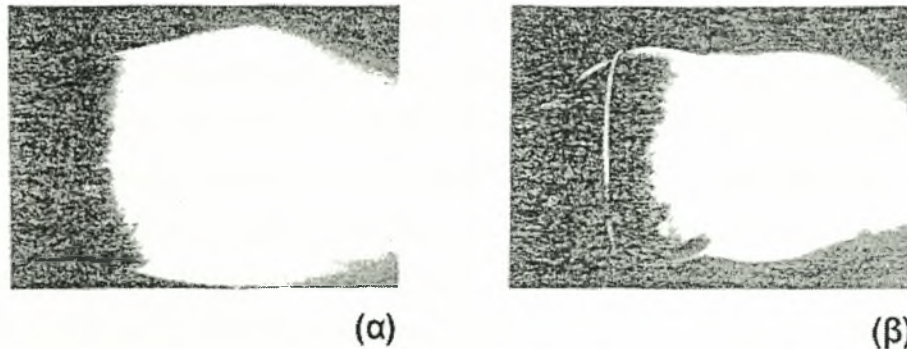
Σχήμα 2.20: Διάγραμμα St - Re , συναρτήσει της τύρβης της ελ. ροής [5].



Σχήμα 2.21: Επίδραση τύρβης και αριθμού Re στο μήκος σχηματισμού L_f (κορυφή) [5].

Τραχύτητα επιφάνειας [1]

Η τραχύτητα της επιφάνειας αποτελεί υποπερίπτωση για την παράμετρο των διαταραχών της ροής, αφού αυτή προκαλεί διαταραχές. Συνήθως η τραχύτητα επιδρά στο οριακό στρώμα διότι λόγω μεγέθους βρίσκεται εντός αυτού. Η απολύτως λεία επιφάνεια έχει μόνο θεωρητική έννοια και χρησιμοποιείται στην προσέγγιση της μη συνεκτικής ροής (*potential flow*). Τα πραγματικά σώματα έχουν τραχύτητα η οποία επάγει διαταραχές στη ροή. Αν η τραχύτητα ξεπερνάει κάποιο κρίσιμο μέγεθος οι διαταραχές που επάγει προκαλούν την μετάβαση σε χαμηλότερους αριθμούς Re . Ο ορισμός του κρίσιμου μεγέθους οδήγησε στην θεωρία των υδραυλικά λείων σωμάτων. Πρέπει να σημειωθεί ότι η τυρβώδης υφή της ροής γενικά αποτρέπει ή ορθότερα περιορίζει το φαινόμενο της αποκόλλησης της ροής αφού τα σωματίδια του ρευστού φέρουν υψηλότερα επίπεδα ενέργειας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το πείραμα του L. Prandtl (1914), σύμφωνα με το οποίο η εισαγωγή ενός κυκλικού συρμάτινου στεφανιού ανάντι σφαίρας σε υποκρίσιμη ροή έχει ως συνέπεια την μετάβαση στην τυρβώδη ροή και άρα την ελάττωση της περιοχής ανακυκλοφορίας που οδηγεί στην πτώση του C_D (Φωτογραφίες 2.10 α & β).



Φωτογραφίες 2.10 α & β: Επίτευξη μετάβασης από την υποκρίσιμη περιοχή (α) στην τυρβώδη (β) με εισαγωγή διαταραχών μέσω συρμάτινου στεφανιού, οπτικοποίηση με καπνό, Wieselsberger (1914) [1].

Λόγος διαστάσεων [24]

Η επίδραση του λόγου των διαστάσεων AR του κυλίνδρου καθώς και οι συνθήκες που επικρατούν στα άκρα του αποτελούν μια πιο περίπλοκη περίπτωση. Στις προηγούμενες ενότητες αναλύθηκε η επίδραση των συνθηκών στα άκρα. Συνοπτικά, η εκροή του απορρεύματος επηρεάζεται από αυτές οδηγώντας σε παράλληλη ή κεκλιμένη εκροή. Με συνθήκες παράλληλης εκροής επιτυγχάνεται 2-Δ ροή. Στην περίπτωση της κεκλιμένης εκροής η μετάβαση του διατμητικού στρώματος γίνεται για μεγαλύτερους αριθμούς Re. Ο λόγος AR έχει σημαντική επίδραση όταν η τιμή του είναι γενικά μικρότερη από 100. Εδώ εξετάζεται η περίπτωση απλού κυλίνδρου (μη-ύπαρξης οποιασδήποτε διαφοροποίησης στα άκρα). Γενικά χαμηλή τιμή του AR έχει ως αποτέλεσμα η παράπλευρη ροή (bypass) να περιορίζει τα φαινόμενα που προαναφέρθηκαν μόνο σε μικρή περιοχή στο μέσο διαμήκως του κυλίνδρου ή ακόμη αυτά να μην λαμβάνουν χώρα καθόλου. Έτσι γενικά ο C_D λαμβάνει χαμηλότερες τιμές αφού το ρευστό «βρίσκει» και άλλη δίοδο για να ανακτήσει την πίεση. Ενδεικτικά, για $AR=1$ ο $C_D=53\%C_{D(2D)}$, ενώ για $AR=40$, $C_D=82\%C_{D(2D)}$, όπου $C_{D(2D)}$ ο συντελεστής αντίστασης για το 2-Δ πρόβλημα [24].

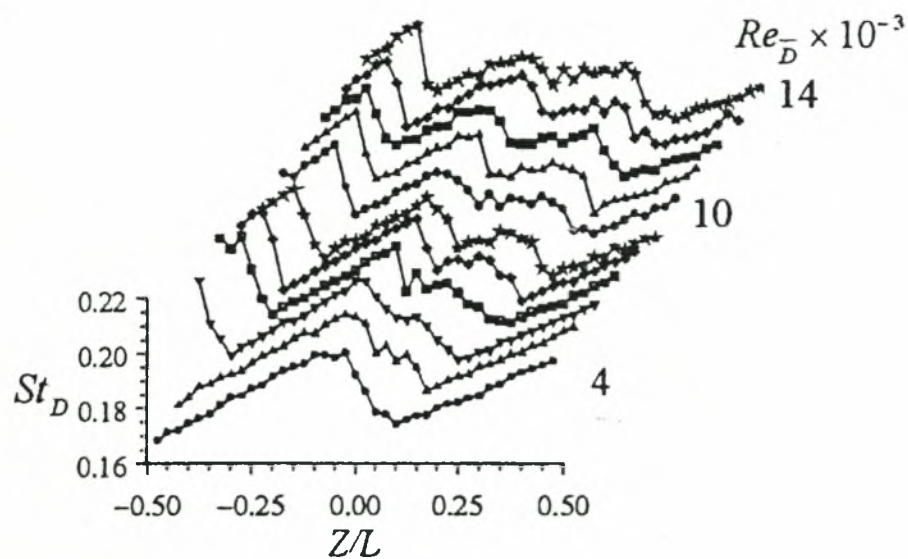
Διατμητική ροή [1], [17], [18], [25]

Σημαντική επίδραση παρουσιάζει επίσης η μορφή της κύριας ροής. Συχνά η ροή δεν είναι ομοιόμορφη, αλλά η ταχύτητα μεταβάλλεται κατά μήκος του κυλίνδρου (*διατμητική ροή*). Αυτό συμβαίνει στην πραγματικότητα και στους πύργους των ανεμογεννητριών και ένας λόγος είναι διότι βρίσκονται εντός του οριακού στρώματος της γης. Η ύπαρξη της διατμητικής ροής ελαττώνει τον κρίσιμο αριθμό Re και η δράση αυτή παραλληλίζεται με την δράση της τύρβης στην ομοιόμορφη ροή [18]. Ακόμη η εκροή είναι τμηματική λόγω της διαφοροποίησης στην συχνότητα εκροής που επιβάλλει η διαφοροποίηση της ταχύτητας [64]. Για να διατηρείται η συνοχή σε κάθε τμήμα, το μήκος τους δεν μπορεί να ξεπεράσει κάποιο όριο ανάλογα με την μορφή της διατμητικής ροής. Για παράδειγμα, όπως αναφέρουν οι Mair & Stnsby (1975), για ομοιόμορφη διατμητική ροή (*uniform shear flow or linear sheared*) με κατανομή ταχύτητας $U(y)/U_0=0,8+2y/H$, όπου U_0 η μέση ταχύτητα και H το μήκος του κυλίνδρου, το μήκος των τμημάτων βρίσκεται μεταξύ 6-8D και ελαττώνεται για εντονότερα διατμητικές ροές [17]. Στο κάθε τμήμα η συχνότητα είναι σταθερή, ενώ ανάλογα με την κατανομή της ταχύτητας διαφοροποιείται σε αυτά η ταχύτητα μεταφοράς κλινοντάς τα διαμήκως. Ακόμη οι Kwon κ.α. αναφέρουν ότι για χαμηλούς αριθμούς Re (500-1000) και διατηρώντας σταθερή την μέση ταχύτητα U_0 , η αύξηση της απόκλισης της ταχύτητας ($\text{div}U$) οδηγεί σε πτώση του C_D και αύξηση του St [25].

Μορφολογία κυλίνδρου

Μια σημαντική παράμετρος είναι η κωνικότητα του κυλίνδρου, πράγμα που συναντάται στους πύργους στήριξης των ανεμογεννητριών. Η κωνικότητα εντείνει την τμηματική εκροή δινών με διαφορετικές συχνότητες εκροής. Τα αποτελέσματα μιας τέτοιας μελέτης δίνονται στο Σχήμα 2.22, όπου φαίνεται η κατανομή του αριθμού St διαμήκως του κυλίνδρου (άξονας Z) για διάφορους Re [26]. Ο Re έχει υπολογιστεί με βάση την μέση τιμή της διαμέτρου στην θέση $Z/L=0$, όπου L το μήκος του κυλίνδρου, ενώ ο αριθμός St με την τοπική διάμετρο. Όπως φαίνεται σε

κάθε τμήμα εκρεόμενης στροβιλότητας ο St μεταβάλλεται γραμμικά όπως και η διάμετρος. Τα όρια του κάθε τμήματος φαίνονται με ένα άλμα στον αριθμό St και η διαφοροποίηση των θέσεων των δινών είναι αυτό που στην προηγούμενη ενότητα αναφέρεται ως διάσπαση δινών. Ακόμη παρατηρείται ότι το πλήθος των τμημάτων αυξάνει συναρτήσει του Re , ενώ το άλμα και οι διακυμάνσεις εξομαλύνονται για υψηλούς αριθμούς Re .



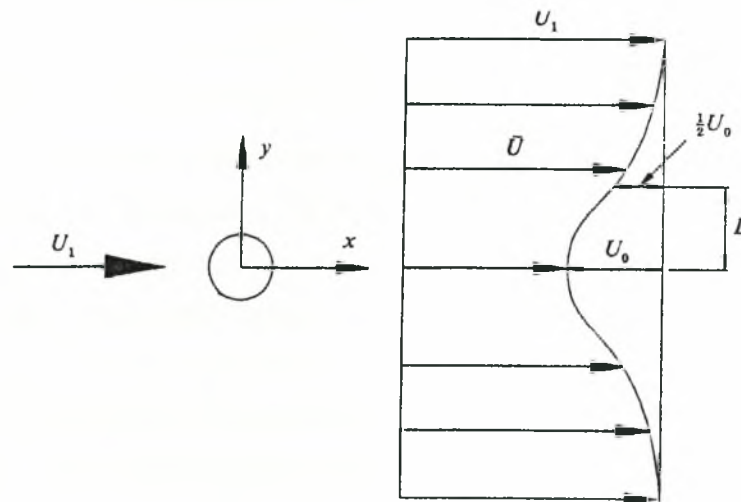
Σχήμα 2.22: Μεταβολή του St κατά μήκος κωνικού κυλίνδρου με κωνικότητα $1,2^\circ$ [26].

Ενδιαφέρουσες αλλαγές στα φαινόμενα που παρατηρούνται εισάγει η περίπτωση διάτρητου κυλίνδρου ο οποίος συχνά χρησιμοποιείται για τη αποφυγή σχηματισμού και εκροής μεγάλων, ισχυρών δινών που προκαλούν έντονη δυναμική φόρτιση. Μελέτη της περίπτωσης αυτής για $Re\ 8,8 \cdot 10^4$, λόγο διάτρησης 60% και AR μεταξύ 3-8 έδειξε ότι αυξάνεται σταθερά ο C_D περίπου κατά 20% [27].

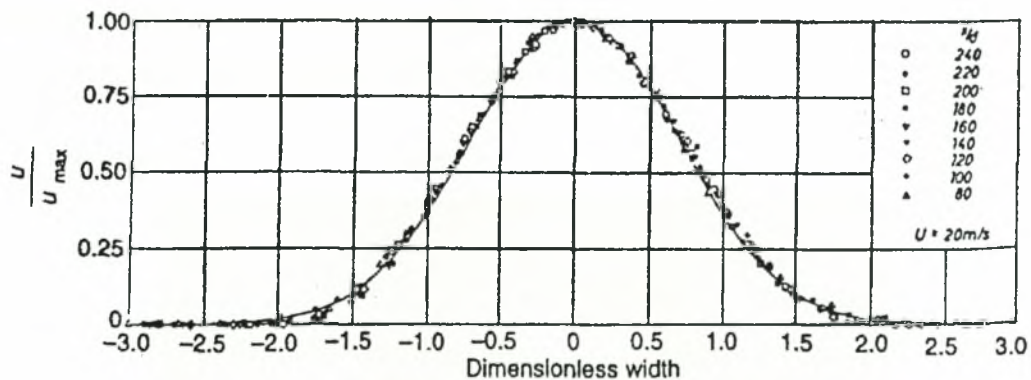
2.1.10. Μέσο & μακρινό απόρρευμα

Οι χαρακτηρισμοί μέσο και μακρινό απόρρευμα έχουν χωρική έννοια. Ως μέσο (*intermediate wake*) ορίζεται το απόρρευμα σε απόσταση περίπου 5 έως 50D κατάντι του κυλίνδρου. Από την περιοχή αυτή και πέρα η μέση τιμή της πτώσης ή ελλείμματος της ταχύτητας (*velocity deficit*) ακολουθεί

καθ' ύψος κανονική κατανομή (*Gauß*) όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.23. Η U_0 ελαττώνεται με την κατάντι απόσταση καθώς είναι ανάλογη του $x^{-1/2}$ ενώ το μέσο ύψος L είναι ανάλογο του $x^{1/2}$ [5], [2], [8]. Στο Σχήμα 2.24 παρουσιάζεται η μορφή της καμπύλης αυτής βάσει μετρήσεων των Pfeil & Eifler (1975) που παραθέτει στο σύγγραμμά του ο Zdravkovich [13] ενώ στον Πίνακα 2.2 παρουσιάζονται ενδεικτικά τιμές τους για $Re=5830$ [28].



Σχήμα 2.23: Ορισμός χαρακτηριστικών μεγεθών μέσου απορρεύματος



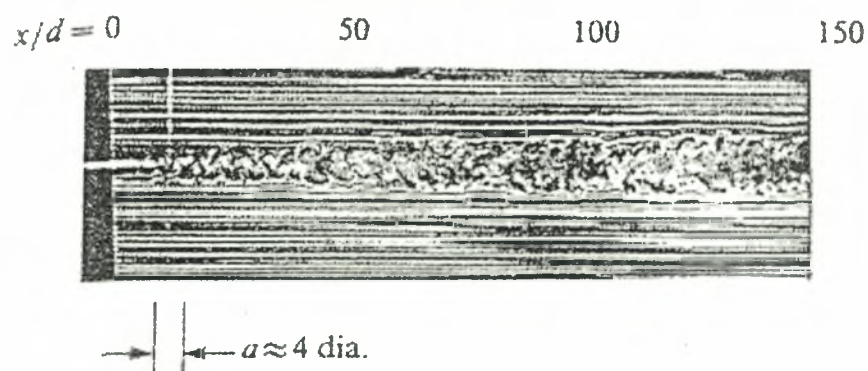
Σχήμα 2.24: Καμπύλη ελλείμματος ταχύτητας στο απόρρευμα κυλίνδρου, $Re=27 \cdot 10^3$, $80 < x/D < 240$, Pfeil & Eifler(1975), [5].

x/D	U_0/U_1	L/D
10	0,185	0,808
20	0,187	0,888
40	0,143	0,905

Πίνακας 2.2: Πτώση ή έλλειμμα ταχύτητας και μέσο εύρος κατάντι κυλίνδρου, $Re=5830$ [28].

Η δε ταχύτητα μεταφοράς των δινών, όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω αυξάνει συναρτήσει την απόστασης, αλλά παραμένει μικρότερη της ταχύτητας της ελεύθερης ροής, και παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.14.

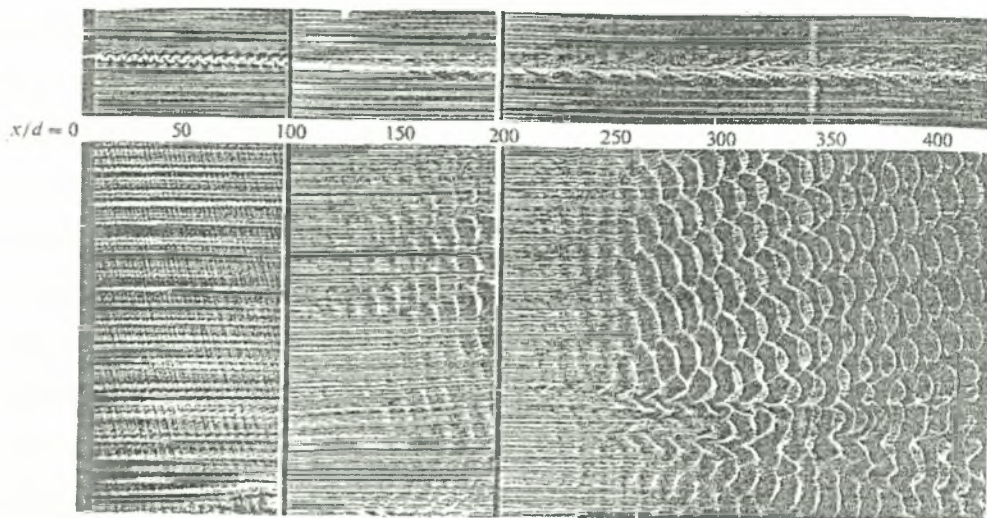
Το μακρινό απόρρευμα νοείται στην περιοχή με απόσταση μεγαλύτερη των $100D$ κατάντι του κυλίνδρου. Το κύριο χαρακτηριστικό του, είναι ότι δεν ισχύουν οι περιγραφές των δομών που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα αλλά επικρατούν δομές μεγαλύτερης κλίμακας και μικρότερης συχνότητας. Οι δίνες von Κάρμάν έχουν εξασθενήσει σημαντικά και στο φάσμα συχνοτήτων είναι δυσδιάκριτες ενώ ξεχωρίζουν άλλες μικρότερες συχνότητες. Η μορφολογία των νέων αυτών δινών καλείται δευτερογενής οδός δινών (*secondary vortex street*) και έχει κλίμακα, για στρωτό απόρρευμα, 1,5-3 φορές μεγαλύτερη της πρωτογενούς (οδός δινών von Κάρμάν), ενώ στην περιοχή του τυρβώδους απορρεύματος ο λόγος είναι σαφώς μεγαλύτερος και φθάνει έως και την τιμή 10. Για το λόγω αυτό χαρακτηρίζονται και δομές μεγάλης κλίμακας (*large-scale structures*) και το φαινόμενο παρουσιάζεται στην Φωτογραφία 2.11.



Φωτογραφία 2.11: Απόρρευμα κυλίνδρου για $Re=2200$, οπτικοποίηση με καπνό [8].

Η διεργασία της αλλαγής από την μια δομή στην άλλη αποδόθηκε από τον Taneda S. (1959) σε μετάπτωση της σταθερότητας (*hydrodynamic stability*). Δηλαδή η πρωτογενής οδός δινών κατά την κατάντι κίνησή της φθίνει (*break down*) και το απόρρευμα επανα-διοργανώνεται σχηματίζοντας την κατάλληλη, νέα σταθερή δομή, την δευτερογενή οδό [8]. Αντίθετα άλλοι ερευνητές, όπως οι Matsui T. & Okude M. (1981), ερμηνεύουν την αλλαγή αυτή βάσει ενός άλλου μηχανισμού, του μηχανισμό συγκώνευσης ή σύζευξης (*vortex amalgamations or pairing*). Σύμφωνα με αυτόν οι πρωτογενείς δίνες συνενώνονται δίνοντας τις μεγάλες στροβιλές δευτερογενείς δομές. Στην εργασία των Cimbala J., Nagib H, & Roshko A. (1988) μελετείται επίσης η γενεσιουργός αιτία της δευτερογενούς ροής [8]. Η εργασία αυτή αποδίδει την ασυμφωνία των διαφόρων ερευνών στην μεθοδολογία και υλοποίηση της οπτικοποίησης και καταλήγει στο συμπέρασμα ότι ο κύριος μηχανισμός που ελέγχει το φαινόμενο είναι αυτός της υδροδυναμικής αστάθειας. Ο μηχανισμός της συνένωσης είναι τυχαίος και συμπληρωματικός. Η αναδιοργάνωση της ροής και η εμφάνιση της δευτερογενούς οδού στο μακρινό απόρρευμα δεν παρατηρείται για χαμηλούς αριθμούς Re ($Re \leq 100$) [8].

Η δευτερογενής οδός είναι 2-Δ (*παράλληλη κίνηση*) όταν η εκροή της οδού von Kármán είναι παράλληλη. Στην περίπτωση όμως της κεκλιμένης εκροής επάγεται στο μακρινό απόρρευμα ένας διαμήκης κυματισμός. Αποτέλεσμα αυτού είναι η δημιουργία μιας 3-Δ δομής με κυψελοειδή μορφή (*honeycomb pattern*). Μια χαρακτηριστική εικόνα αυτής της δομής παρουσιάζεται στην Φωτογραφία 2.12. Το μακρινό απόρρευμα είναι ασταθές και εξαιρετικά ευαίσθητο σε διαταραχές. Ακόμη και πολύ μικρής έντασης κορυφές στο φάσμα (όπως αναφέρει ο Williamson [2] της τάξης $u'/U=5 \cdot 10^{-5}$) μπορούν να ενισχυθούν και συνήθως τέτοιες διαταραχές είναι ακουστικής φύσης [2].



Φωτογραφία 2.12: Εγκάρσια τομή και κάτοψη απορρεύματος κυλίνδρου για $Re=140$, οπτικοποίηση με καπνό [8].

2.2. Στατική αλληλεπίδραση κυλίνδρου με άλλο σώμα

Η διέλευση του περυγίου κοντά από τον κύλινδρο γίνεται ρευστομηχανικά αντιληπτή από αυτόν. Η ύπαρξη γενικά ενός δευτέρου σώματος στο ροϊκό πεδίο ενός κυλίνδρου επηρεάζει τους μηχανισμούς δημιουργίας του απορρεύματος. Το φαινόμενο αυτό ανήκει στην οικογένεια των σύνθετων προβλημάτων που περιλαμβάνουν την αλληλεπίδραση σωμάτων, π.χ. επίδραση πλάκας ή τοιχώματος στο σχηματισμό του απορρεύματος ενός κυλίνδρου. Στην παρούσα ενότητα γίνεται ανασκόπηση της στατικής, 2-Δ αλληλεπίδρασης κυλίνδρου-διαχωριστικής πλάκας ως πρώτο βήμα για την προσέγγιση του πραγματικού προβλήματος.

2.2.1. Το πρόβλημα της διαχωριστικής πλάκας

Ένα πρόβλημα που παρουσιάζει ιδιαίτερες ομοιότητες με το αντίστοιχο που εξετάζεται στην παρούσα διατριβή, είναι αυτό της αλληλεπίδρασης μεταξύ των διαδοχικών βαθμίδων στις αξονικές στροβιλομηχανές ή αλληλεπίδραση ρότορα-στάτορα (*rotor-stator interaction*). Για τον λόγο αυτό εξετάζεται ξεχωριστά η περίπτωση αυτή σε επόμενη ενότητα. Η αρχική προσέγγιση και κατανόηση του συγγενούς αυτού προβλήματος

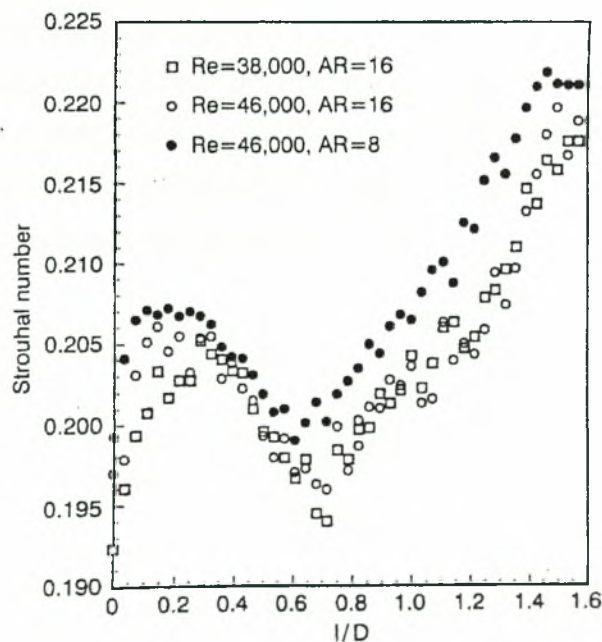
έγινε με την μελέτη του σχηματισμού και της δομής του απορρεύματος ενός κυλίνδρου όταν κατάντι αυτού έχει τοποθετηθεί μια πλάκα. Η πλάκα μπορεί να βρίσκεται σε κάποια απόσταση από τον κύλινδρο, αφήνοντας έναν κενό χώρο, ή να είναι σε επαφή με αυτόν, και καλείται διαχωριστική πλάκα (*splitter plate*) λόγω της αντιστοίχης δράσης της στο απόρρευμα. Το μήκος της πλάκας και του κενού αυτού χώρου αποτελούν τις κύριες παραμέτρους που εξετάζονται. Αρχικά εξετάζεται η περίπτωση που η πλάκα εφάπτεται του κυλίνδρου.

Στην κλασσική του μελέτη ο Roshko (1953) αναφέρει ότι η ύπαρξη της πλάκας είναι γενικά ικανή να καταστείλει την περιοδική εκροή και ιδιαίτερα όταν το μήκος της πλάκας l είναι ίσο με 5 διαμέτρους του κυλίνδρου D για $Re_{(D)}=7500$. Στην ίδια κατεύθυνση, ο Gerrard (1966) αναφέρει ότι, η σταδιακή αύξηση του μήκους οδηγεί σε πτώση του St , και μάλιστα για $Re=2 \cdot 10^4$ ο St πέφτει από 0,2 σε 0,18 για l/D από 0 σε 1 αλλά στην συνέχεια η αδιάστατη συχνότητα αυξάνει.

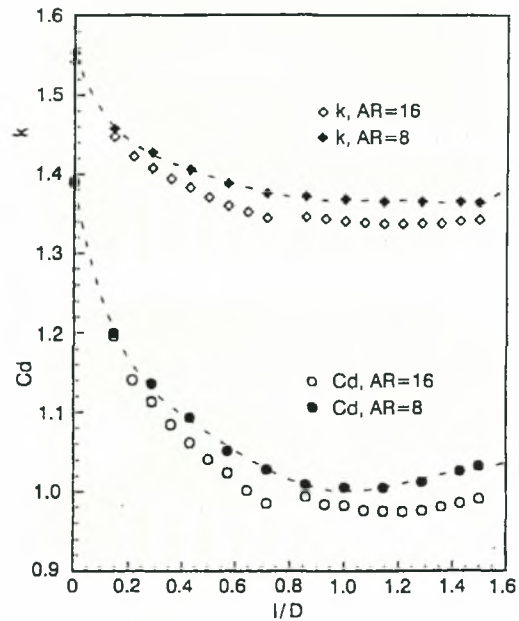
Ενδελεχής διερεύνηση του προβλήματος έγινε από τους Anderson & Szewczyk [18] για αριθμούς Re της τάξης $5 \cdot 10^4$. Τα φαινόμενα που παρατηρούνται λόγω της πλάκας, η οποία εμποδίζει την αλληλεπίδραση των διατμητικών στρωμάτων, κατανέμονται σε τέσσερις περιοχές ανάλογα με το αδιάστατο μήκος της πλάκας. Μικρό μήκος ($l/D < 0,25$) επιφέρει αύξηση του αριθμού St και ελάττωση του εύρους κύμανσης των διατμητικών στρωμάτων. Η φυσική εξήγηση που δίδεται είναι ότι λόγω της πλάκας και κατά συνέπεια της ελάττωσης της αλληλεπίδρασης (διακύμανσης) των διατμητικών στρωμάτων, περιορίζεται η διάχυση της στροβιλότητας που φέρουν, με συνέπεια αυτή να μετατρέπεται σε περισσότερες δίνες (μοντέλο διείσδυσης Gerrard). Αύξηση του μήκους της πλάκας ($0,25 < l/D < 0,75$) οδηγεί σε αναστροφή του μηχανισμού που περιγράφηκε πιο πάνω. Τα διατμητικά στρώματα επιμηκύνονται όπως και η περιοχική αλληλεπίδρασή τους με αποτέλεσμα την αυξημένη διείσδυση ρευστού στην περιοχική σχηματισμού και άρα την ενίσχυση της διάχυσης. Έτσι η περιοχική αυτή χαρακτηρίζεται από πτώση του αριθμού St έως την ελάχιστη τιμή για

$l/D \approx 7,5$. Στην τρίτη περιοχή ($0,75 < l/D < 1,5$) συνεχίζει η προοδευτική αύξηση του αριθμού St αλλά το μήκος αλληλεπίδρασης των διατμητικών στρωμάτων παραμένει σταθερό. Ως μήκος αλληλεπίδρασης εννοείται η διαφορά του μήκους σχηματισμού από το μήκος της διαχωριστικής πλάκας. Για μεγαλύτερα μήκη της πλάκας ($1,5 < l/D$) η περιοχή καλείται περιοχή αλληλεπίδρασης διαχωριστικής πλάκας-δίνης. Το μήκος αλληλεπίδρασης των διατμητικών στρωμάτων παίρνει την τιμή $0,7D$ που είναι η ελάχιστη σε σχέση με τις προηγούμενες περιοχές ακόμη και για απλό κύλινδρο (3-Δ). Ο αριθμός St για $l/D=1,5$ παίρνει την μέγιστη τιμή και για μεγαλύτερα μήκη πλάκας αρχίζει να μειώνεται. Στο Σχήμα 2.25 παρουσιάζεται η μεταβολή του St συναρτήσει του αδιάστατου μήκους της πλάκας.

Ακόμη η ύπαρξη της πλάκας επιφέρει σημαντική επίδραση στο πεδίο πιέσεων που αναπτύσσονται στην επιφάνεια του κυλίνδρου. Όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.26 ο συντελεστής C_D και η παράμετρος της σταθεράς αναρρόφησης k , ($k^2=1-C_{pb}$) μειώνονται συναρτήσει του μήκους της πλάκας.

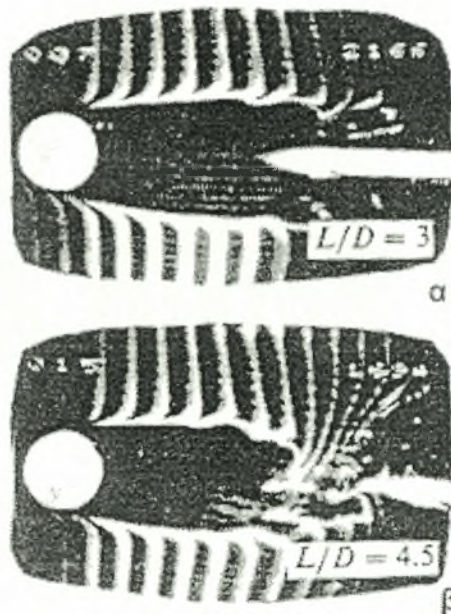


Σχήμα 2.25: Αριθμός St συναρτήσει του αδιάστατου μήκους της πλάκας, [18].



Σχήμα 2.26: C_D και k συναρτήσει του αδιάστατου μήκους της πλάκας, $Re=46 \cdot 10^3$ [18].

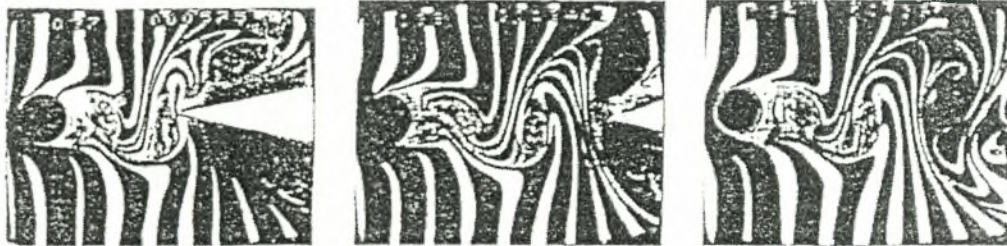
Σημαντική επίδραση στο απόρρευμα παρουσιάζει η ύπαρξη κενού (*gap*) μεταξύ της πλάκας και του κυλίνδρου και μελετήθηκε διεξοδικά από τους Unal & Rockwell [29], (Φωτογραφίες 2.13 α και β). Το πρόβλημα χωρίζεται σε δύο περιοχές ανάλογα με το εάν η πλάκα αποτρέπει ή όχι τον σχηματισμό δινών ανάντι της ακμής προσβολής της ως συνάρτηση της απόστασης της από τον κύλινδρο (L/D). Για $L/D \leq 3$ το κοντινό απόρρευμα παραμένει οισονεί-στρωτό, αφού δεν παρατηρούνται σημαντικές διακυμάνσεις έως και για $Re=3645$.



Φωτογραφία 2.13 α & β: Επίδραση κενού μεταξύ κυλίνδρου και πλάκας στον σχηματισμό δινών von Kármán, $Re=3645$ [29].

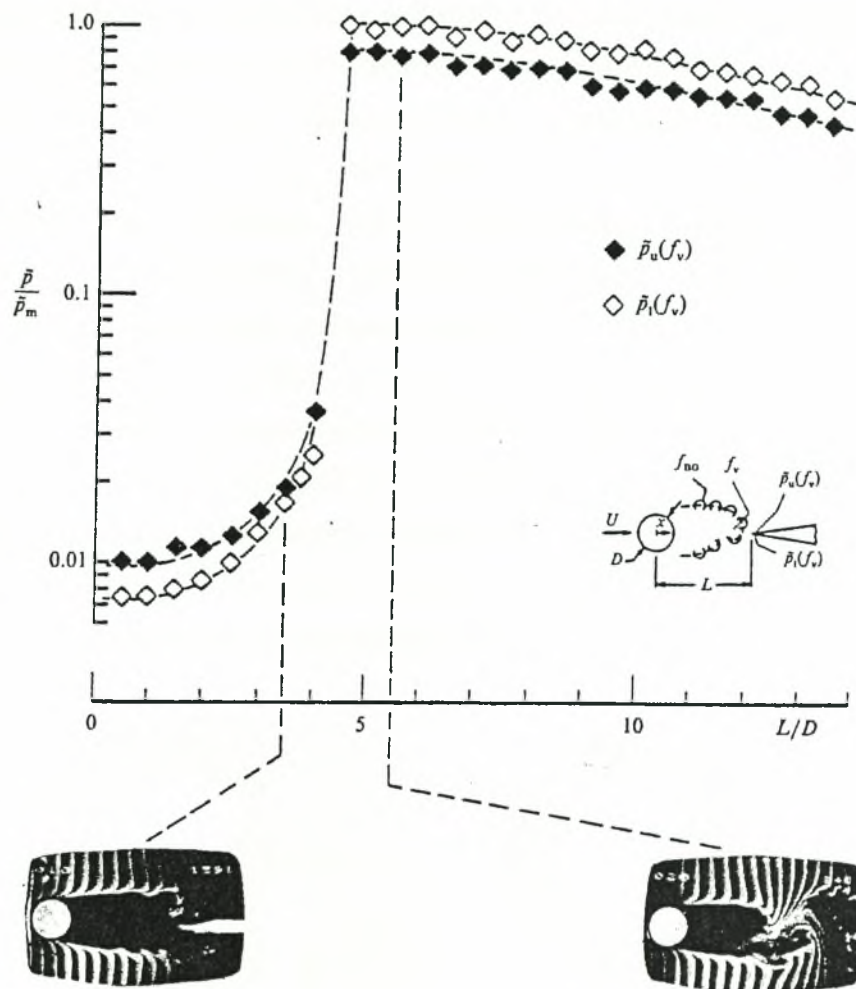
Για μεγαλύτερες αποστάσεις εμφανίζονται διακυμάνσεις οι οποίες για $Re=143$ είναι ανεξάρτητες του L/D (Φωτογραφίες 2.14 α-γ). Για $Re=785$ η πλάκα διαχωρίζει τα διατμητικά στρώματα έως και για $L/D \leq 5$. Αυξανόμενη της απόστασης αρχίζει η δημιουργία των δινών και το μήκος σχηματισμού παρουσιάζει διακυμάνσεις σε αντίθεση με την σταθερότητα της δομής για $Re=145$. Για $Re=3645$ οι δίνες σχηματίζονται για πρώτη φορά για $L/D=4$ αλλά στα διατμητικά στρώματα η τυρβώδης υφή είναι εμφανής και για μικρότερα μήκη ($L/D=0,5$), όπως παρουσιάζεται στις Φωτογραφίες 2.13 α και β παραπάνω. Αυτό δίνει την ενδιαφέρουσα πληροφορία ότι η τυρβώδης μετάβαση του διατμητικού στρώματος που πραγματοποιείται με την εμφάνιση των δινών Bloor-Gerrard είναι ανεξάρτητη των μεγάλων δινών von Kármán. Επίσης, από την φασματική ανάλυση προκύπτει ότι η συχνότητα von Kármán παρουσιάζεται ακόμη και στις περιπτώσεις που δεν δημιουργούνται δίνες (μικρές τιμές L/D) αλλά υπάρχει (για υψηλότερους αριθμούς Re) ή όχι κάποια αστάθεια. Δηλαδή συμπεραίνεται ότι ο μηχανισμός των δινών von Kármán συνδέεται

με αστάθειες που οφείλονται στα διατμητικά στρώματα καθώς αποκολλώνται.

α: $L/D = 3.2$ β: $L/D = 5.2$ γ: $L/D = 6.5$

Φωτογραφία 2.14 α-γ: Επίδραση κενού μεταξύ κυλίνδρου και πλάκας στον σχηματισμό δινών von Kármán, $Re=143$ [29].

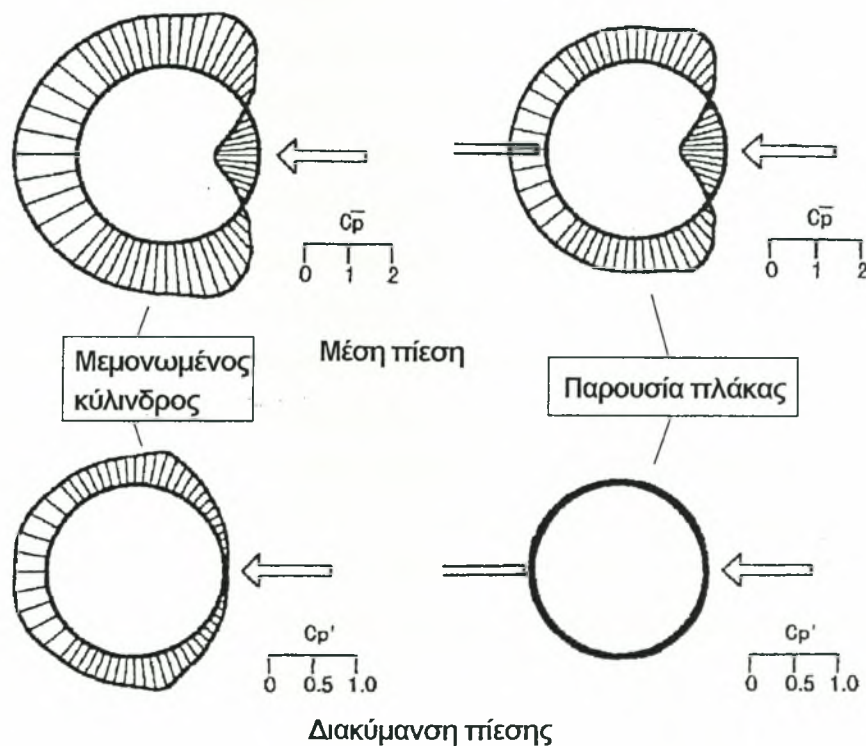
Στην ίδια εργασία αναφέρεται συμπέρασμα προγενέστερης μελέτης των Kaykayoglu & Rockwell (1985), σύμφωνα με το οποίο η διέλευση μιας δίνης από την μια πλευρά μιας πλάκας συνεπάγεται τοπικό ελάχιστο της πίεσης στην πάνω πλευρά της ακμής προσβολής και αντίθετα μέγιστο στην κάτω. Οι Unal & Rockwell [29] επιβεβαίωσαν την πρόταση αυτή με μελέτη των ευρημάτων από την οπτικοποίηση και των μετρήσεων πίεσης. Πέραν αυτού, η ραγδαία αύξηση της διακύμανσης της πίεσης, \bar{p} στην περιοχή της ακμής προσβολής της πλάκας οριοθετεί την κρίσιμη απόσταση στην οποία γίνεται εφικτή η δημιουργία δίνης von Kármán, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.27, όπου ο δείκτης m αναφέρεται στην μέγιστη τιμή που παρατηρείται.



Σχήμα 2.27: Διακύμανση της πίεσης κοντά στην ακμή προσβολής της πλάκας συναρτήσει του L για $Re=3645$ (u...άνω πλευρά, l...κάτω πλευρά) [29].

Η περίπτωση $L/D=3,2$ συμπίπτει με την απόσταση πτερυγίου-κυλίνδρου της παρούσας διατριβής και για αυτό συνοψίζονται εδώ οι παρατηρήσεις αυτές. Για $Re=142$, κάνουν την εμφάνισή τους οι πρώτες διακυμάνσεις μεγάλης κλίμακας ως απαρχή των δινών von Κάρμάν (Φωτογραφία 2.14α), ενώ για $Re=785$ παρουσιάζεται η εικόνα πλήρως στρωτού απορρεύματος. Για $Re=3645$ η ύπαρξη της πλάκας αποτρέπει την δημιουργία δινών von Κάρμάν αλλά οι όχι και των δινών Bloor-Gerrard, Οι δε πιέσεις στην ακμή προσβολής της πλάκας είναι αυξημένες σχετικά με μικρότερες αποστάσεις (Σχήμα 2.27).

Σε άλλη μελέτη των Nashimura & Taniike [9], μετρήθηκε η μεταβολή στην κατανομή της πίεσης στην επιφάνεια του κυλίνδρου λόγω της πλάκας για αριθμός $Re=61000$. Στο Σχήμα 2.28 που ακολουθεί παρουσιάζονται τα αποτελέσματα αυτά. Όπως παρατηρείται, η μέση πίεση στην πλευρά συμπίεσης του κυλίνδρου (ανάντι) παρουσιάζει ελαφρά αύξηση, ενώ αντίθετα οι διακυμάνσεις μειώνονται δραστικά. Σύμφωνα με τους συγγραφείς η καταστολή του σχηματισμού των δινών, που οφείλεται στην ύπαρξη της πλάκας, επιδρά στην κατανομή της πίεσης ακόμη και ανάντι πριν από το σημείο αποκόλλησης. Σημαντικό είναι επίσης ότι ακόμη, και σε αυτόν τον υψηλό αριθμός Re αποτρέπεται ο σχηματισμός δινών von Kármán. Αν και δεν δίνονται στοιχεία για το κενό μεταξύ πλάκας-κυλίνδρου (που από το σχήμα φαίνεται να είναι της τάξης του $0,1D$) τα αποτελέσματα φαίνεται να συμφωνούν με αυτά των Unal & Rockwell.

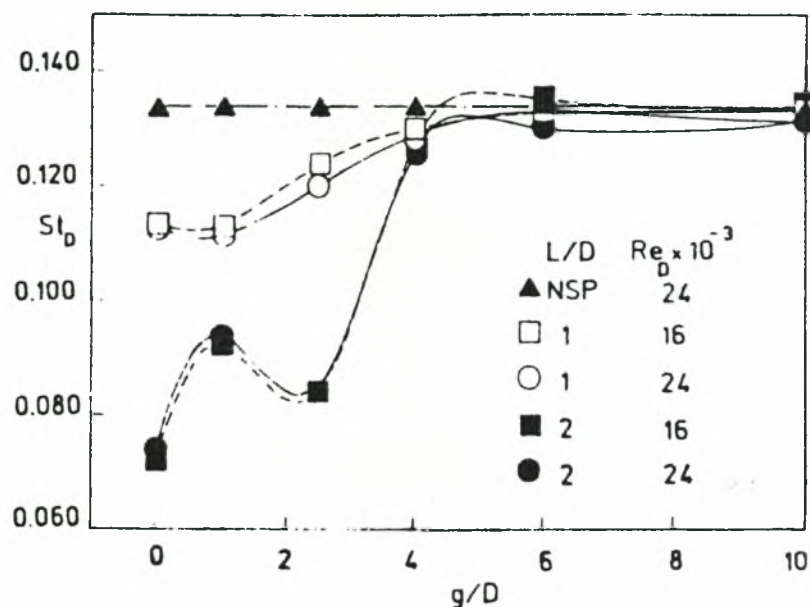


Σχήμα 2.28: Κατανομή της μέση πίεσης και της διακύμανσής της στην επιφάνεια κυλίνδρου με και χωρίς την παρουσία πλάκας, $Re=61 \cdot 10^3$ [9].

Η μελέτη της δράσης της διαχωριστικής πλάκας έχει γίνει και για άλλα μη-αεροδυναμικά σώματα. Για παράδειγμα οι Boisaudert & Texier [30] μελέτησαν την επίδραση πλάκας κατάντι ημικυκλικού κυλίνδρου.

Στην εργασία αυτή τα μοντέλα κινούνται εντός δεξαμενής ηρεμούντος ρευστού (παραφινελαίου) και μελετάται η εκκίνηση της διαδικασίας εκροής δινών για χαμηλούς αριθμούς Re (200-400). Βρέθηκε ότι η εκροή των δινών μπορεί να ανασταλθεί όταν το κενό είναι $0,5D$ ($Re=200$) και η τιμή αυτή διπλασιάζεται για $Re=400$, ενώ όταν η πλάκα βρίσκεται σε επαφή με το ημι-κυλινδρικό σώμα οι πρώτες δίνες εκρέουν μετά από $t^*=8$ ($t^*=U_0/D$). Δηλαδή η ύπαρξη της πλάκας μπορεί να αναχαιτίσει τον μηχανισμό των δινών von Kármán όπως συμβαίνει και στο απόρρευμα κυκλικού κυλίνδρου.

Ένας άλλος τύπος κυλίνδρου που παρουσιάζει τεχνολογικό ενδιαφέρον λόγω της απλής του γεωμετρίας είναι αυτός τετραγωνικής διατομής. Το πρόβλημα αυτό μελέτησαν οι Hassan & Budair [31] για αριθμούς $Re=1,2-3 \cdot 10^4$. Στο πείραμα ο άξονας της πλάκας είναι κάθετα τοποθετημένος ως προς την πλευρά της τετραγωνικής διατομής μήκους D . Σύμφωνα με αυτούς η επίδραση της πλάκας υφίσταται για κενό $g \leq 4D$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.29. Για μεγαλύτερο κενό η κορυφή στο φάσμα συχνοτήτων προσεγγίζει την γνωστή συχνότητα εκροής von Kármán, ενώ η επαφή με τον κύλινδρο προκαλεί πώση του αριθμού St συναρτήσεως του μήκους της πλάκας. Ακόμη αξίζει να σημειωθεί ότι και η γωνία α είναι σημαντική δίνοντας π.χ. μέγιστη τιμή στον αριθμό St για $\alpha=45^\circ$. Αντίθετα ο αριθμός Re δεν επιδρά στον αριθμό St για το εύρος $Re=12-26 \cdot 10^3$. Δηλαδή γενικά, αν και η διατομή είναι σαφώς διαφοροποιημένη από αυτή του απλού κυλίνδρου (κυκλικής διατομής), εντούτοις τα αποτελέσματα, ποιοτικά, ακολουθούν τις ίδιες τάσεις.

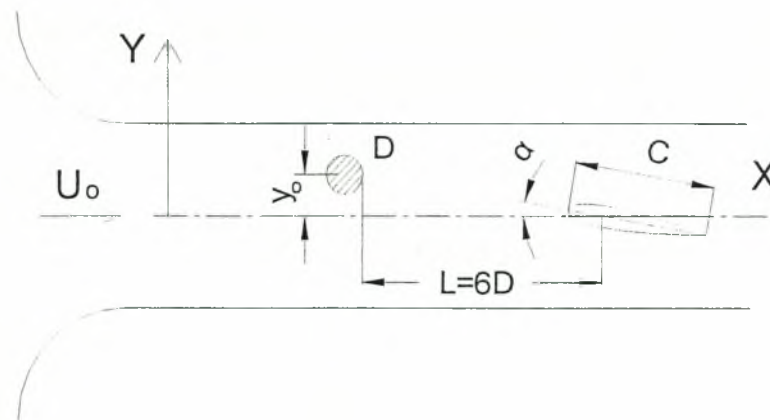


Σχήμα 2.29: Μεταβολή αριθμού St συναρτήσει του κενού και του μήκους της πλάκας (NSP... χωρίς πλάκα) [31].

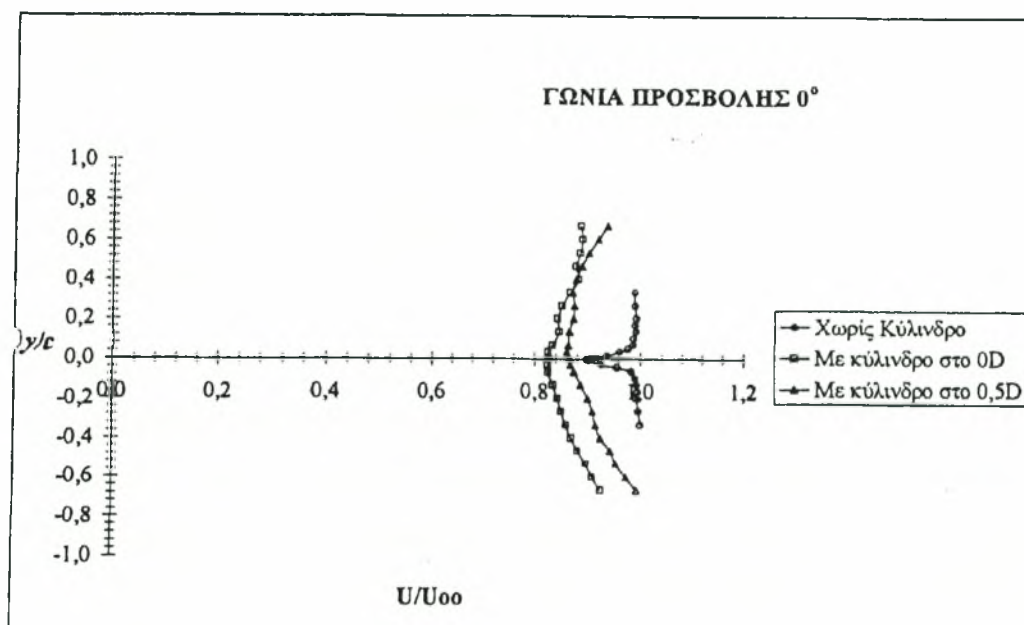
2.2.2. Αλληλεπίδραση πτερυγίου-απορρεύματος

Συνέχεια και επέκταση του προβλήματος της διαχωριστικής πλάκας αποτελεί η διερεύνηση του φαινομένου όταν τη θέση της διαχωριστικής πλάκας λάβει ένα πτερύγιο. Η μελέτη ενός τέτοιου ροϊκού πεδίου συνιστά ουσιαστικά το πρώτο βήμα για την διερεύνηση του προβλήματος της παρούσας διατριβής αφού αναπαριστά τη στατική του διάσταση. Γι' αυτό το λόγο, η διατριβή ασχολείται και με το πρόβλημα αυτό σε ιδιαίτερη ενότητα. Στην συνέχεια γίνεται ανασκόπηση σχετικών εργασιών.

Οι Χαραλάμπους [32] και Kallergis [33] μελέτησαν το στατικό πρόβλημα σε αεροσήραγγας. Στο Σχήμα 2.30 που ακολουθεί παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη, όπου $c=2,5D$. Για αριθμό $Re_{(D)} \approx 10^5$ και σε απόσταση $1,5c$ κατάντι της ακμής φυγής του πτερυγίου, παρατηρείται ότι η παρουσία του κυλίνδρου επικρατεί στην μορφή του απορρεύματος (Σχήματα 2.31 & 2.32) και η συνεισφορά του πτερυγίου για μικρές γωνίες προσβολής είναι πρακτικά αμελητέα.



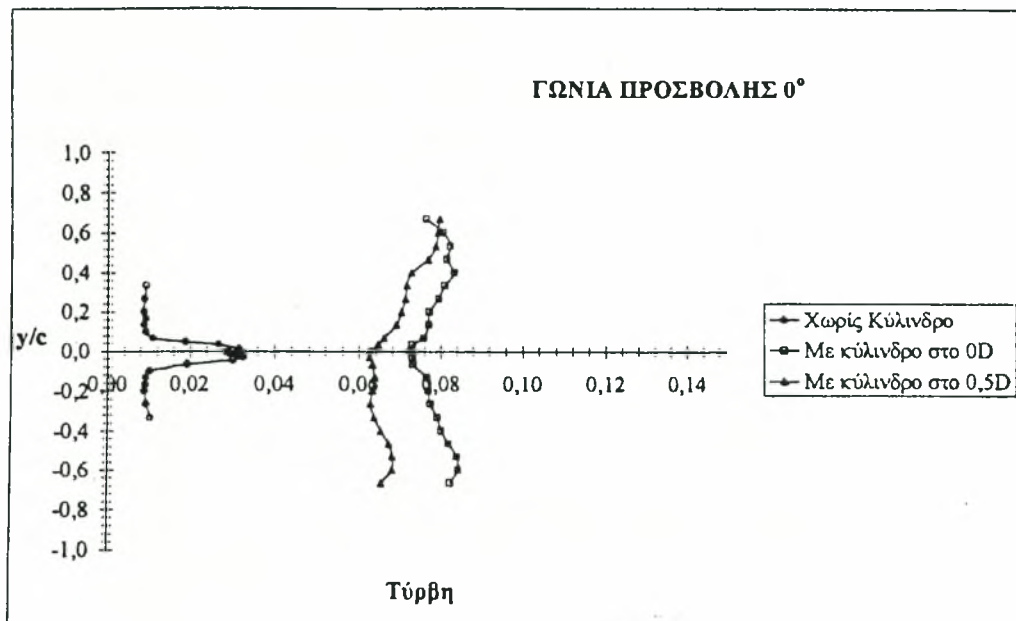
Σχήμα 2.30: Σκαρίφημα στατικού προβλήματος αλληλεπίδρασης απορρευμάτων κυλίνδρου-πτέρυγας [34].



Σχήμα 2.31: Διανομή ταχύτητας σε απόσταση $1,5c$ από την ακμή φυγής του πτερυγίου [32].

Η δημιουργία δινών von Kármán είναι αναμενόμενη, αφού η απόσταση κυλίνδρου-πτέρυγας είναι αρκετά μεγάλη ώστε να επιτρέπεται η αλληλεπίδραση των διατμητικών στρωμάτων που οδηγεί στον σχηματισμό

τους, λαμβάνοντας υπόψη τις παρατηρήσεις για το πρόβλημα της διαχωριστικής πλάκας που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο.

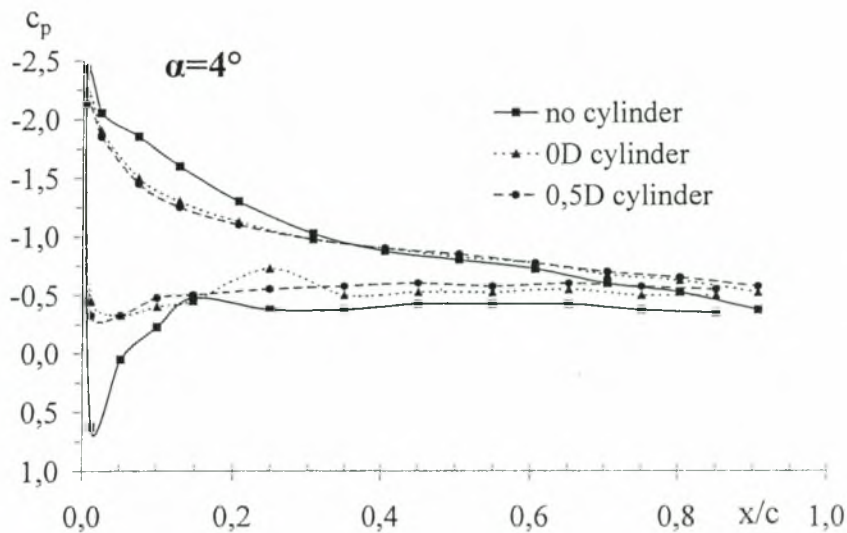


Σχήμα 2.32: Διανομή τύρβης (ανηγμένης στην μέση ταχύτητα) σε απόσταση $1,5c$ από την ακμή φυγής του πτερυγίου [32].

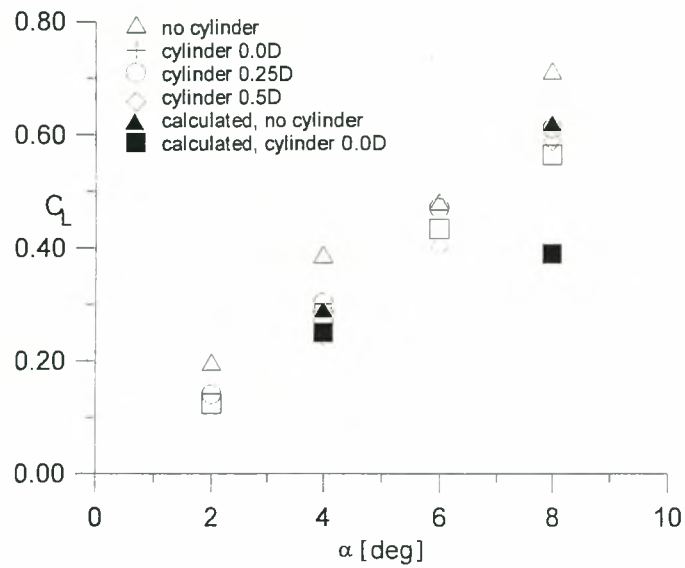
Βέβαια η ύπαρξη της πτέρυγας είναι σημαντική και φαίνεται να συμβάλει στην εξασθένηση ή ακόμη και καταστροφή των δινών. Στο πείραμα αυτό η συχνότητα von Kármán $44[\text{Hz}]$, για αριθμό $Re_{(D)} \approx 4,5 \cdot 10^4$ δεν παρουσιάζεται στο διάγραμμα φασματικής ανάλυσης, το οποίο ερμηνεύεται με την υπόθεση ότι οι δίνες στη θέση αυτή ($1,5c$ κατάντι της ακμής φυγής) έχουν καταστραφεί.

Συστηματική ανάλυση των ευρημάτων των εργασιών αυτών, διεύρυνση του προβλήματος με συμπληρωματικές και νέες μετρήσεις καθώς και η υπολογιστική προσέγγιση οδήγησε, με τη συμμετοχή και του συγγραφέα, στην εργασία των Starountzis κ.α. [34]. Η παρουσία του κυλίνδρου γενικά ελαττώνει την κατανομή της πίεσης κοντά στην ακμή προσβολής, και ένα τυπικό διάγραμμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.33. Αντίστοιχη συμπεριφορά παρουσιάζει και ο συντελεστής άνωσης C_L , Σχήμα 2.34. Την

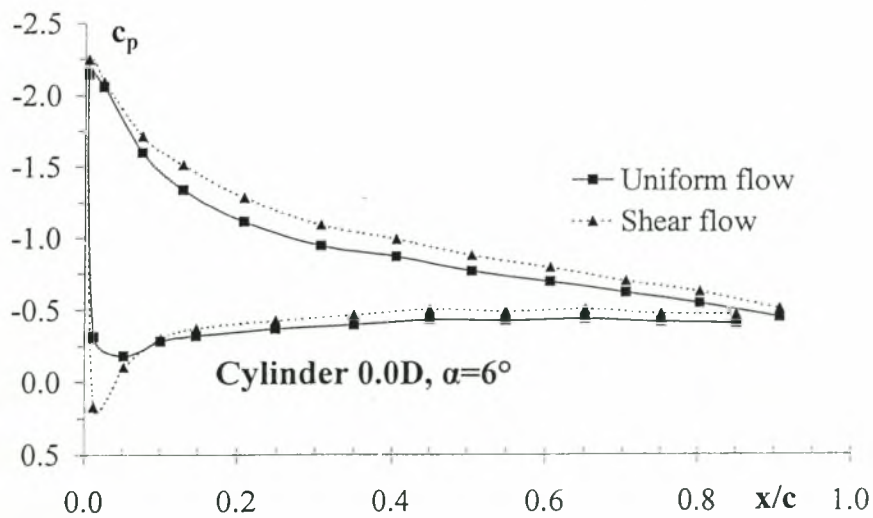
ίδια τάση μείωσης έδωσε και η υπολογιστική διαδικασία η οποία βασιζόταν στη μέθοδο όγκου ελέγχου εφαρμόζοντας το βασικό k-ε μοντέλο τύρβης. Ακόμη μελετήθηκε η επίδραση από την εισαγωγή διατμητικής ροής με $\text{div}U = \partial U / \partial z \approx 44 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ κατά μήκος του κυλίνδρου. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.35 η διατμητική ροή δρα αντίστροφα από τον κύλινδρο αναιρώντας την ελάττωση της κατανομής του C_p και άρα του C_L .



Σχήμα 2.33: Κατανομή πίεσης για $Re_{(D)} \approx 10^5$ συναρτήσει της θέσης του κυλίνδρου ($y_0 = 0D$ και $0,5D$) [34].



Σχήμα 2.34: Συντελεστής C_L βάσει μετρήσεων και υπολογισμών [34].

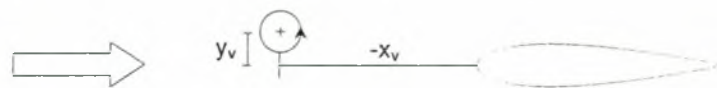


Σχήμα 2.35: Επίδραση διατμητικής ροής στην κατανομή της πίεσης [34].

2.2.3. Αλληλεπίδραση πτερυγίου-δίνης (BVI)

Ένα άλλο ρευστομηχανικό φαινόμενο που είναι σχετικό με το πρόβλημα που εξετάζεται και γι' αυτό παρουσιάζει έντονο ενδιαφέρον είναι το σύστημα δίνης-πτερυγίου γνωστό με τον αγγλικό όρο *blade-vortex interaction (BVI)*. Αυτό αποτελεί απλουστευτική μορφή της αλληλεπίδρασης πτερυγίου-απορρευμάτων κυλίνδρου αφού τώρα εξετάζεται μεμονωμένα η επενέργεια μιας δίνης ή σειράς δινών που προσεγγίζουν το πτερύγιο. Μια τεχνολογική εφαρμογή στην οποία παρουσιάζεται αυτό το φαινόμενο είναι τα πτερύγια των ελικοπτέρων τα οποία κατά την λειτουργία σε ειδικές συνθήκες ή σε περίπτωση ελιγμών προσπίπτουν στις εκρεόμενες δίνες ακροπτερυγίου (*trailed tip vortices*) του προηγούμενου πτερυγίου, με συνέπεια την γένεση θορύβου και ταλαντώσεων.

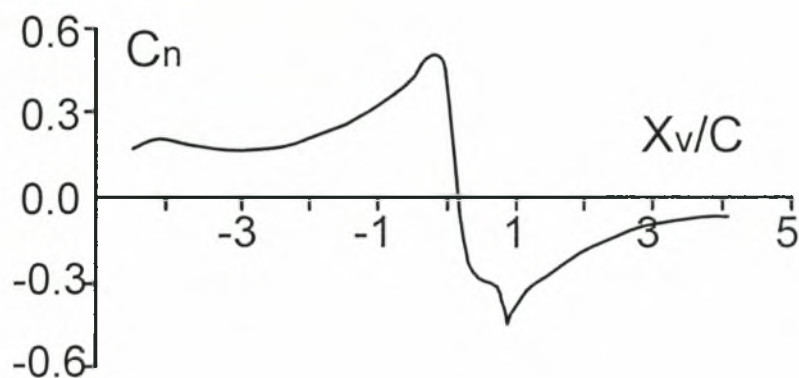
Οι Horner κ.α. [35] και Coton κ.α [65] μελέτησαν πειραματικά το πρόβλημα παράγοντας σωλήνες δινών ο οποίοι αλληλεπιδρούν με το κατάντι τοποθετημένο πτερύγιο και ιδιαίτερα την δυναμική φόρτιση του πτερυγίου. Στην απλούστερη περίπτωση ο σωλήνας διέρχεται παράλληλα με το επίπεδο της χορδής του πτερυγίου όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.36.



Σχήμα 2.36: Διέλευσης δίνης πάνω από πτέρυγα [35].

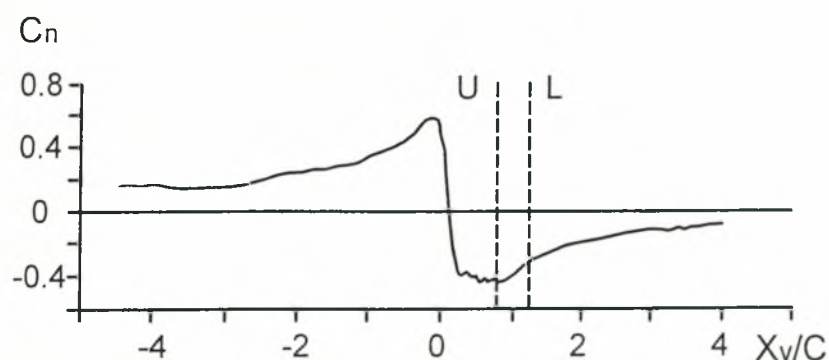
Στο Σχήμα 2.37 παρουσιάζεται η καμπύλη του συντελεστή της καθέτου δύναμης C_N καθώς μια δίνη έντασης $6,7 \text{ m}^2/\text{s}$ διέρχεται πάνω από το πτερύγιο σε απόσταση $y_v=0,2c$ για αριθμό $Re(c) \approx 5,2 \cdot 10^5$. Όπως φαίνεται η προσέγγιση της δίνης (ρευστό χαμηλής πίεσης) γίνεται αισθητή με σημαντική αύξηση (έως και τριπλασιασμό) του συντελεστή C_N λόγω της αύξησης της γωνίας πρόσπτωσης και στην συνέχεια ακολουθεί αντίστοιχη απότομη πτώση. Η συμπεριφορά αυτή καθώς και τα γενικότερα

αποτελέσματα, επαληθεύουν, σύμφωνα με τους συγγραφείς, τα συμπεράσματα προγενέστερων μελετών, όπως π.χ. αυτές των Caradonna F. κ.α. (1988), Surendraiah M. (1969) και Hum D. (1974).



Σχήμα 2.37: Μεταβολή C_N συναρτήσει της θέσης της δίνης [35].

Ακόμη όταν η δίνη κινείται στο επίπεδο του περυγίου ($y_v=0$) κατά την πρόσπτωση κόβεται σε δυο μέρη και καθένα διέρχεται από κάθε πλευρά με την δίνη στην πλευρά κατάθλιψης να κινείται με χαμηλότερη ταχύτητα σε σχέση με την αντίστοιχη στην πλευρά αναρρόφησης. Ο συντελεστής C_N παρόλα αυτά δεν παρουσιάζει σημαντική διαφοροποίηση, παρά μόνο μια ελαφρά πλάτυνση της αρνητικής κορυφής της, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.38.



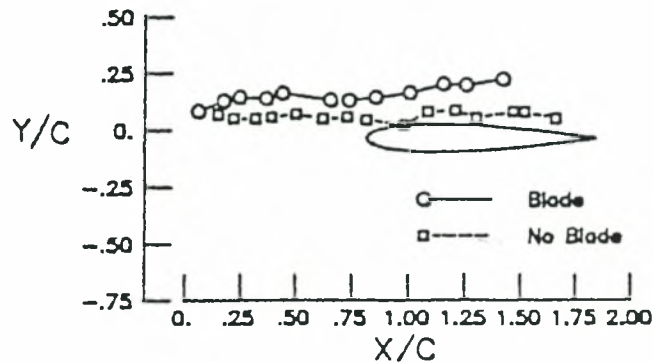
Σχήμα 2.38: Μεταβολή C_N συναρτήσει της θέσης της δίνης (η δίνη κινείται στο άξονα του περυγίου, L...κάτω πλευρά, U... άνω πλευρά) [35].

Οι δύο κατακόρυφες-διακεκομμένες γραμμές δηλώνουν την στιγμή που η κάθε δίνη διέρχεται από την ακμή φυγής. Είναι επίσης αξιοσημείωτο ότι η διέλευση της δίνης πάνω από το μπροστινό τμήμα της πλευράς αναρρόφησης εκφράζεται από μια απότομη πτώση του C_p στην θέση αυτή (η καμπύλη του C_p μοιάζει ποιοτικά με την αντίστοιχη του C_N στο σημείο αυτό). Η κορυφή που σχηματίζει αυτό το ελάχιστο χαρακτηρίζει την μεταφερόμενη διαταραχή (*convective disturbance*) που συνδέεται με την διέλευση της δίνης και άρα αποτελεί την ένδειξη για την θέση της δίνης. Η αρνητική κορυφή του C_p στην ακμή προσβολής λόγω της προσέγγισης της δίνης βρέθηκε να επαληθεύεται και σε μελέτη των Brandt κ.α. [36] που μελέτησαν αντίστοιχο φαινόμενο σε κυλινδρικό σώμα παράλληλο στη ροή.

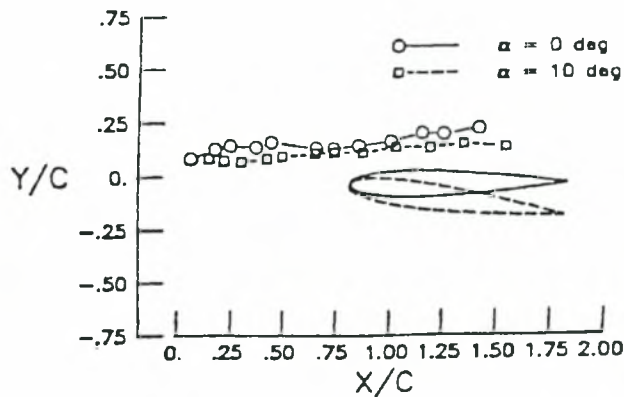
Οι δίνες που προσεγγίζουν ή/και προσπίπτουν σε στερεά σώματα υφίστανται αλλοιώσεις στην μορφή τους. Οι Gursul και Rockwell [37] μελέτησαν το πρόβλημα της πρόσπτωσης σειράς τεχνητά παρασκευασμένων αντίρροπων δινών που προσομοιώνουν την οδό δινών von Kármán σε ελλειπτική ακμή. Σύμφωνα με την μελέτη τους συμπεραίνεται ότι καθώς οι δίνες πλησιάζουν την ακμή κινούμενες στον άξονά της, μεταβάλλεται το σχήμα τους από κυκλικό σε ελλειπτικό με τον μεγάλο άξονά τους παράλληλο στον άξονα της ακμής. Η μεταβολή αυτή ξεκινάει ήδη σε απόσταση ίση με το μισό του μήκους κύματός της οδού ανάντι της ακμής, δηλαδή μόλις η προηγούμενη αντίρροπη δίνη έχει φτάσει στην ακμή προσβολής. Στην συνέχεια όταν οι δίνες κινούνται πάνω στην επιφάνεια του σώματος κοντά στην ακμή προσβολής η επιμήκυνση είναι ραγδαία στην κάθετη στη ροή κατεύθυνση οδηγώντας σε έντονες διακυμάνσεις τις στροβιλότητας στην ακμή προσβολής.

Σε αντίστοιχη εργασία οι Booth και Yu [38] μελετούν το ίδιο πρόβλημα με στερεό σώμα ένα πτερύγιο NACA 0012 και αριθμό $Re_{(c)} \approx 8,3 \cdot 10^4$. Οι δίνες παράγονται με γεννήτρια-περύγιο που κινείται περιστροφικά με ημιτονοειδώς μεταβαλλόμενη γωνιακή ταχύτητα ώστε να παράγεται οδός αντίρροπων δινών με λόγο εγκάρσιας προς διαμήκη απόσταση ίσο με 0,2. Παρατηρήθηκε ότι καθώς οι δύο σειρές δινών κινούνται κατάντι όταν

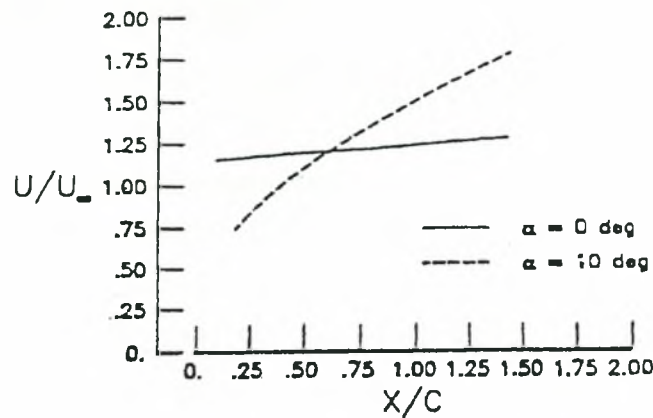
συναντούν το περύγιο αυξάνεται η μεταξύ τους εγκάρσια απόσταση λόγω του πάκους της αεροτομής όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.39 . Όσο αυξάνει η αρχική εγκάρσια απόσταση της σειράς από το περύγιο (y_b) ελαττώνεται η απομάκρυνση και για $y_b=0,38c$ είναι σχεδόν αμελητέα. Η επίδραση της γωνίας προβολής του περυσίου στην συμπεριφορά των δινών είναι όπως θα αναμενόταν αν την θέση των δινών λάμβαναν σωματίδια. Δηλαδή, όπως φαίνεται και από τα Σχήματα 2.40 & 2.41 οι δίνες έλκονται στην πλευρά αναρρόφησης ενώ η ταχύτητά τους αυξάνεται. Αντίστοιχα αποτελέσματα εμφανίζονται και στην πλευρά κατάθλιψης.



Σχήμα 2.39: Επίδραση της παρουσίας του περυσίου στην τροχιά της δίνης [38].



Σχήμα 2.40: Επίδραση γωνίας τοποθέτησης του περυσίου στην τροχιά της δίνης [38].



Σχήμα 2.41: Επίδραση της γωνίας τοποθέτησης του πτερυγίου στην ταχύτητα μεταφοράς της δίνης [38].

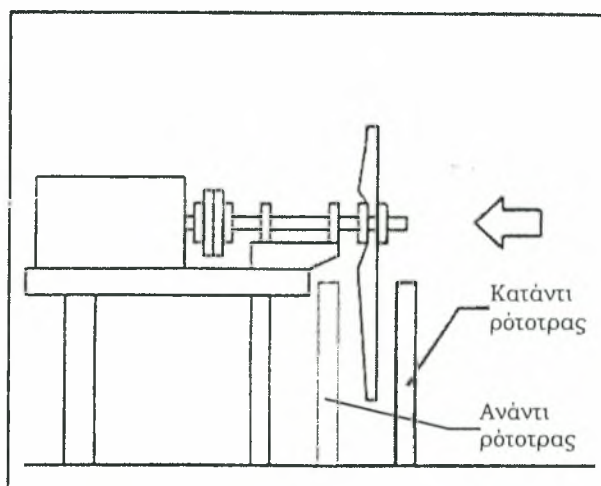
2.3. Δυναμική αλληλεπίδραση κυλίνδρου- πτερυγίου

Η κίνηση του πτερυγίου σχετικά με τον κύλινδρο εισάγει την δυναμική διάσταση του προβλήματος, η οποία είναι και η βασική παράμετρος του φαινομένου που εξετάζεται. Η εισαγωγή της παραμέτρου του χρόνου όσον αφορά την διαταραγμένη ροή που υφίσταται το πτερύγιο είναι η καρδιά του προβλήματος. Γενικά, τέτοια πολύπλοκα ρευστοδυναμικά προβλήματα δεν έχουν μελετηθεί ευρέως λόγω των δυσκολιών που εισάγει η πολυσύνθετη υφή τους. Γι' αυτό στην διεθνή επιστημονική βιβλιογραφία δεν υπάρχουν σε αφθονία σχετικές αναφορές.

Ειδικότερα σε ότι αφορά την δυναμική αλληλεπίδραση απορρεύματος κυλίνδρου με στερεά σώματα (πτερύγιο, πλάκα κτλ.) οι λίγες εργασίες που έχουν εκπονηθεί είναι σχετικές με το πρόβλημα των ανεμογεννητριών (πύργος στήριξης-πτερωτή), των αξονικών στροβιλομηχανών (διαδοχικών βαθμίδων στάτορα-ρότορα) και της πτερωτής των ελικοπτέρων (πτερύγιο-δίνες ακροπτερυγίου). Στις επόμενες παραγράφους αυτής της ενότητας γίνεται ανασκόπηση αυτών των εργασιών.

2.3.1. Πραγματικό πρόβλημα

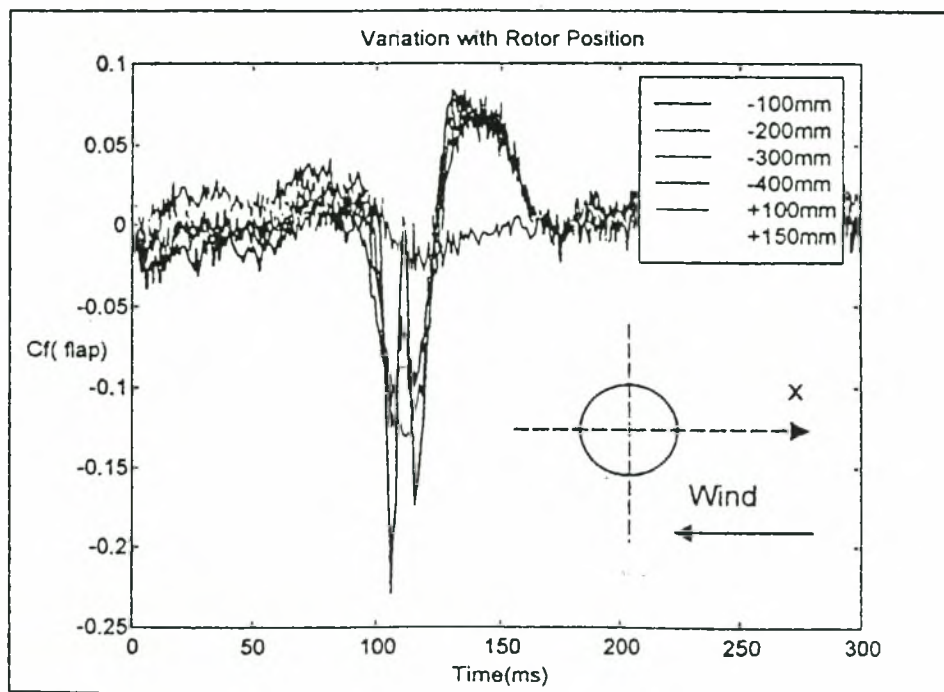
Το πρόβλημα της παρούσας διατριβής εξετάστηκε και στα πλαίσια ερευνητικού προγράμματος της ΕΕ στο οποίο συμμετείχε και ο συγγραφέας [39]. Μέρος του προγράμματος περιελάμβανε την διερεύνηση της πλήρους γεωμετρίας με την τοποθέτηση μοντέλου ρότορα ανεμογεννήτριας σε αεροσήραγγα. Στο Σχήμα 2.42 παρουσιάζεται σε σκαρίφημα η διάταξη όπου ο κύλινδρος φαίνεται και για τις δύο τοποθετήσεις, ανάντι και κατάντι ρότορα. Η διάμετρος D του κυλίνδρου είναι 110 mm, ο αριθμός $Re_{(D)}=1,2 \cdot 10^5$, ενώ ο λόγος της ταχύτητας περιστροφής στο άκρο του πτερυγίου προς την ταχύτητα της ροής $\lambda_0 \approx 1,1$.



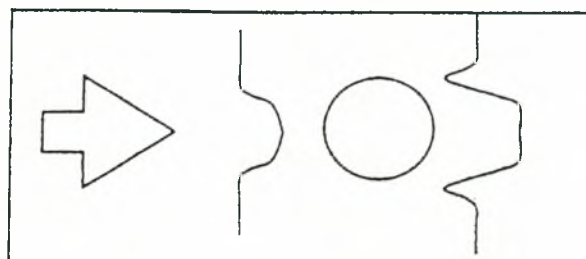
Σχήμα 2.42: Σκαρίφημα διάταξης περωτής-κυλίνδρου [39].

Στις συνθήκες αυτές ο συντελεστής της καθέτου δύναμης στο πτερύγιο που οφείλεται στην ύπαρξη του κυλίνδρου παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.43. Όπως παρατηρείται στην ανάντι τοποθέτηση (100mm) εμφανίζεται ένα τοπικό ελάχιστο μικρού εύρους που υποδηλώνει την διέλευση του πτερυγίου μπροστά από το κύλινδρο. Όμοια συμπεριφορά εμφανίζεται για την κατάντι τοποθέτηση του ρότορα σε απόσταση -400 mm πίσω από τον κύλινδρο. Για μικρότερες όμως αποστάσεις (-100, -200 mm) εμφανίζεται και δεύτερη κορυφή. Οι συμπεριφορές αυτές αποδίδονται στις αντίστοιχου

μορφής καμπύλες ελλείμματος ταχύτητας (*velocity deficit*) ανάντι και κατάντι του κυλίνδρου που παρουσιάζονται σε σκαρίφημα στο Σχήμα 2.44.



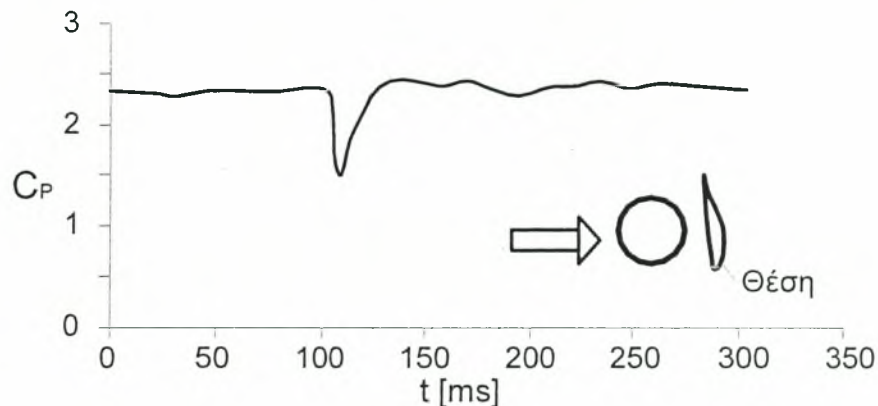
Σχήμα 2.43: Συντελεστής καθέτου δύναμης στο πτερύγιο συναρτήσει της τοποθέτησης (ανάντι...μονή αρνητική κορυφή, κατάντι... μονή ή διπλή κορυφή) [39].



Σχήμα 2.44: Σκαρίφημα ελλείμματος ταχύτητας ανάντι και κατάντι κυλίνδρου [40].

Στα πλαίσια του προγράμματος αυτού οι Graham και Brown [40], παρουσίασαν μερικά αποτελέσματα μεταξύ αυτών και την κατανομή της πίεσης κοντά στην ακμή προσβολής από την πλευρά αναρρόφησης. Στο

Σχήμα 2.45 απεικονίζεται η καμπύλη του C_p για την κατάντι τοποθέτηση, για αριθμός $Re_{(D)}=2 \cdot 10^4$, $\lambda_0=7$, ταχύτητα περιστροφής 200 [rpm] και γωνία τοποθέτησης 11° . Παρατηρείται μια ελάττωση της πίεσης καθώς η πτέρυγα πλησιάζει τον κύλινδρο, η οποία αποδίδεται στην ελαττωμένη ταχύτητα στο απόρρευμα του κυλίνδρου.



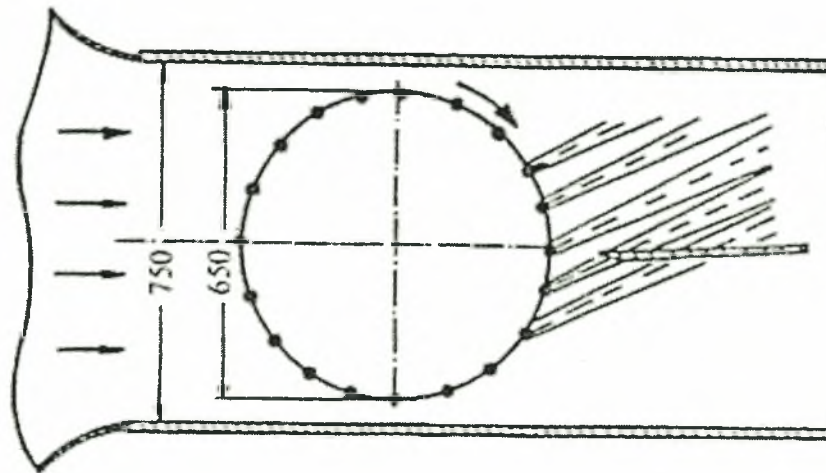
Σχήμα 2.45: Μεταβολή του C_p για θέση κοντά στην ακμή προσβολής στην πλευρά αναρρόφησης [40].

2.3.2. Αντίστροφο πρόβλημα

Για τεχνικούς λόγους και λόγους ευκολίας, η προσέγγιση του προβλήματος της δυναμικής αλληλεπίδρασης απορρεύματος κυλίνδρου-περυγίου γίνεται συχνά μελετώντας την αντίστροφη κινηματική. Δηλαδή μελετάται η επίδραση σε ακίνητη πτέρυγα του απορρεύματος κινούμενου κυλίνδρου. Ο χειρισμός σύνθετων προβλημάτων κατά την εργαστηριακή προσομοίωση απλοποιώντας γεωμετρικές και κινηματικές παραμέτρους αποτελεί δόκιμη επιστημονική πρακτική που επιταχύνει και καθιστά δυνατή την κατανόηση των φαινομένων που επικρατούν.

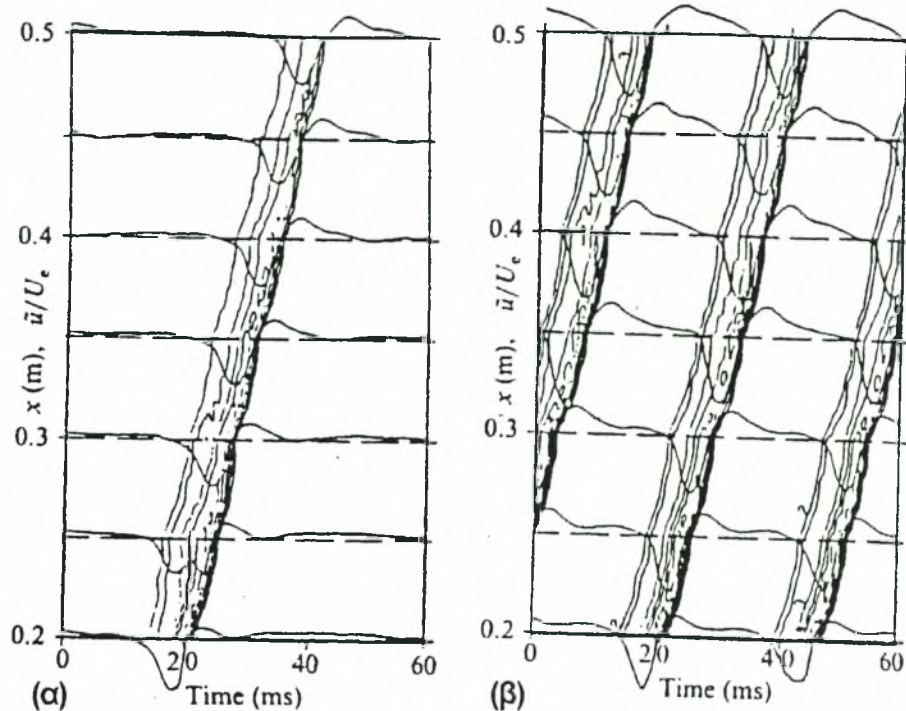
Μια τέτοια μελέτη είναι αυτή των Liu & Rodi [41]. Σε αυτή χρησιμοποιείται η αντίστροφη κινηματική που φαίνεται στο Σχήμα 2.46. Σύμφωνα με αυτή, συστοικία κυλίνδρων ($\varnothing 4 \text{ mm}$) που σχηματίζουν «κλωβό σκίουρου» (*squirrel cage*) περιστρέφεται ανάντι επίπεδης πλάκας ($t=D$). Το απόρρευμα των κυλίνδρων λόγω της εξωτερικής ροής ($Re_1=10^6$

[m^{-1}]) προσπίπτει περιοδικά (20-120 Hz), ανάλογα με την ταχύτητα περιστροφής, στην πλάκα.



Σχήμα 2.46: Διάταξη κλωβού σκίουρου [41].

Η μελέτη περιορίζεται στην παρακολούθηση του οριακού στρώματος της πλάκας και του πεδίου των ταχυτήτων, και όχι στην κατανομή των πιέσεων και φορτίων που θα ήταν ενδιαφέρον για την παρούσα διατριβή. Ακόμη, δεν γίνεται αναφορά στις δίνες von Kármán που ενδεχομένως υπάρχουν στο απόρρευμα αλλά μελετάται αυτό ως μια τυρβώδης διατμητική λωρίδα. Αυτό ισχύει σε μέσες τιμές αφού ο αριθμός Re για τους περιστρεφόμενους κυλίνδρους είναι σε κάθε περίπτωση μεγαλύτερος από $4,5 \cdot 10^3$. Ένα εξαιρετικά ενδιαφέρον συμπέρασμα της είναι ότι οι τυρβώδεις λωρίδες καταδεικνύουν το απόρρευμα των κυλίνδρων οι οποίες κινούνται κατάντι με την επίδραση της ελεύθερης ροής, όπως φαίνονται σε σκαρίφημα στο Σχήμα 2.46. Στα Σχήματα 2.47 α & β παρουσιάζονται τα διαγράμματα των ισοϋψών της διακύμανσης της ταχύτητας και οι καμπύλες της περιοδικά μέσης τιμής της (*ensemble averaged*), για στεφάνη με 4 και 12 κυλίνδρους αντίστοιχα με ταχύτητα περιστροφής 10,2 m/s. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιείται αντίστοιχο σκεπτικό για τον εντοπισμό του απορρεύματος του κυλίνδρου.



Σχήμα 2.47 α & β: Ισοϋψείς περιοδικής διακύμανσης και μέση περιοδική ταχύτητα για 4 και 12 κυλίνδρους στη στεφάνη [41].

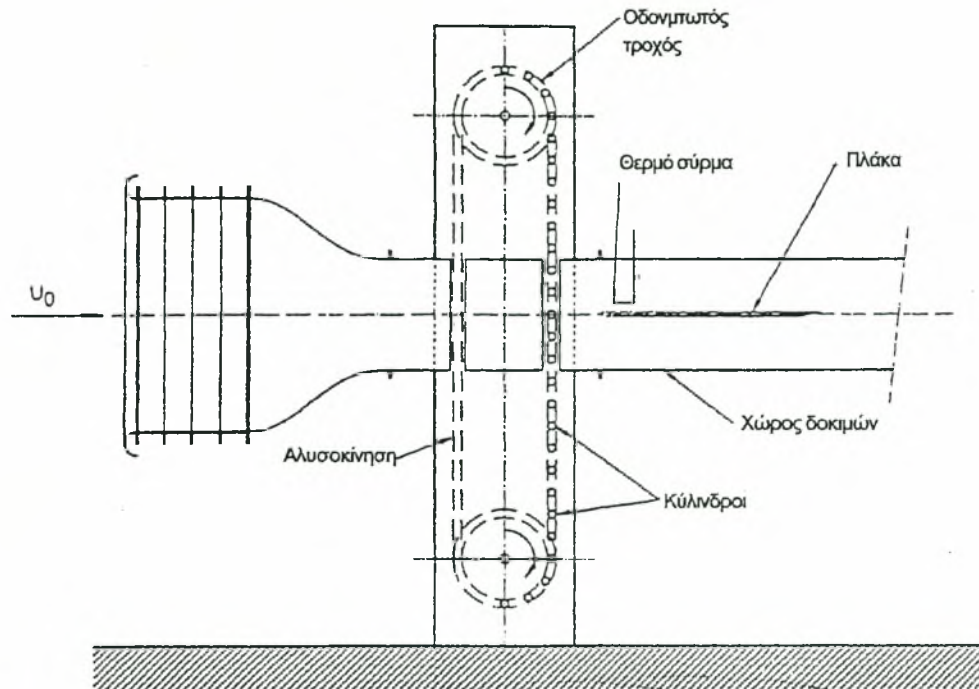
Από τα διαγράμματα φαίνεται ότι το απόρρευμα παρουσιάζει ασυμμετρία, αφού κοντά στην ακμή προσβολής της λωρίδας η ταχύτητα και οι διακυμάνσεις της είναι μεγαλύτερες σε σχέση με την ακμή φυγής. Η συμπεριφορά αυτή δεν συμβαίνει σε μεγαλύτερες αποστάσεις από την πλάκα ή για θέσεις κοντύτερα στην ακμή προσβολής, όπου το πάχος του οριακού στρώματος είναι αρκετά μικρό. Η εξήγηση που δίνεται είναι ότι, λόγω της εγγύτητας της μέτρησης στην πλάκα και άρα στο οριακό της στρώμα, οφείλεται στην αλληλεπίδραση της λωρίδας με αυτό.

Ακόμη παρατηρείται ότι αυξανόμενης της κατάντι απόστασης από την ακμή προσβολής της πτέρυγας ($x=0$) δεν παρατηρείται αλλαγή στην ταχύτητα διάδοσης της λωρίδας (Σχήμα 2.47 α). Η ταχύτητα διάδοσής της (Σχήμα 2.47 β), ανέρχεται περίπου στο 92% της ελεύθερης ροής (15 m/s). Ακόμη αυξανόμενης της κατάντι απόστασης από την ακμή προσβολής της πτέρυγας ($x=0$) δεν παρατηρείται καμία αλλαγή στο πάχος της λωρίδας

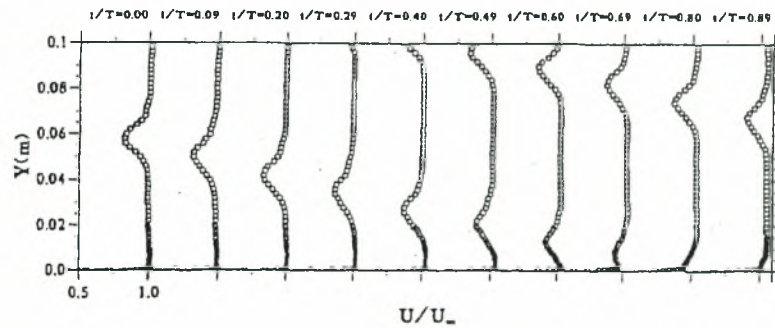
Όπως αναφέρουν οι συγγραφείς, η ίδια σταθερότητα στο απόρρευμα παρουσιάζεται στην μελέτη των Pfeil & Schröder (1981) που αφορά απλό κύλινδρο που τέμνει εγκάρσια τη ροή. Δηλαδή το μέτωπο του απορρευμάτος θα μπορούσε να ληφθεί ότι μεταφέρεται προς τα κατάντι σαν συμπαγές σώμα. Η αύξηση του αριθμού των κυλίνδρων (συχνότητας) επιφέρει όπως αναμένεται την συμπύκνωση των λωρίδων αλλά δεν παρατηρείται άλλη αλλαγή. Όταν όμως η συχνότητα αυξηθεί σημαντικά (24 κύλινδροι) οι λωρίδες συνενώνονται και παρατηρούνται φαινόμενα πλάτυνσης και μείωσης της ταχύτητάς τους.

Η κινηματική που υιοθετήθηκε από τους Liu και Rodi ήταν απλή στην σύλληψη και λειτουργία, εισάγει όμως δύο σφάλματα. Το γεγονός ότι οι κύλινδροι κινούνται σε κυκλική τροχιά και την αναπόφευκτη εμπλοκή των δευτερογενών απορρευμάτων των ανάντι κινουμένων κυλίνδρων στην στεφάνη. Τα δύο αυτά αδύναμα σημεία εξαλείφονται στην μελέτη των de Saint Victor & Houdeville [42] με την υιοθέτηση της διάταξης του Σχήματος 2.48. Οι παράμετροι των δύο εργασιών είναι όμοιες, αφού οι κύλινδροι έχουν διάμετρο $D=4,5\text{mm}$ και ο αριθμός $Re_D=4,8 \cdot 10^3$.

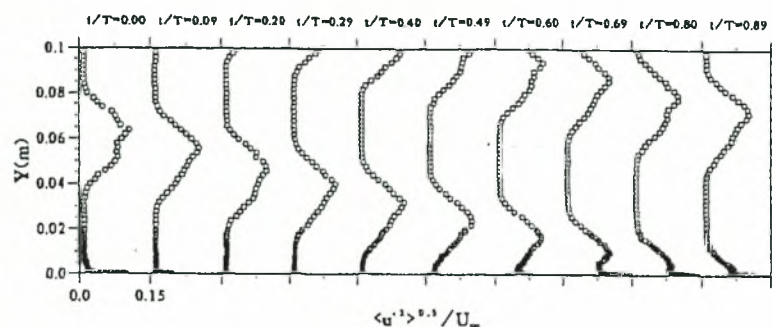
Στα Σχήματα 2.49 & 2.50 παρουσιάζονται τα προφίλ των μέσων περιοδικά ταχυτήτων και των διακυμάνσεων σε απόσταση $28D$ κατάντι της τροχιάς των κυλίνδρων. Όπως φαίνεται εδώ δεν παρατηρείται έξαρση της ταχύτητας εγκάρσια της λωρίδας παρά μόνο το κλασικό προφίλ απορρευμάτος κυλίνδρου.



Σχήμα 2.48: Διάταξη για την μελέτη της αλληλεπίδρασης κυλίνδρων και πλάκας [42].



Σχήμα 2.49: Διανομές μέσης περιοδικά ταχύτητας στην θέση $x=25$ mm [42].



Σχήμα 2.50: Διανομές περιοδικής διακύμανσης της ταχύτητας στην θέση $x=25\text{mm}$ [42].

Στο Σχήμα 2.50 επιβεβαιώνεται η παρατήρηση ότι η τύρβη είναι αυξημένη προς τα κατόπι της λωρίδας του απορρεύματος ενώ επίσης η χαρακτηριστική διπλή κορυφή στη διακύμανση είναι ελαφρά διακριτή. Τέλος και εδώ φαίνεται ότι η ταχύτητα κίνησης των λωρίδων και το πάχος τους (μακριά από την πλάκα) παραμένουν σταθερά. Η δε ταχύτητα είναι περίπου ίση με την ταχύτητα της ελεύθερης ροής.

2.4. Ανεμογεννήτριες Οριζοντίου Άξονα

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται μερικά χαρακτηριστικά που αφορούν το πρόβλημα της διατριβής. Συγκεκριμένα αναφέρονται τα αιολικά στοιχεία που εκτιμώνται για την εκμετάλλευση του αιολικού δυναμικού, η μορφολογία των πτερυγίων των ανεμογεννητριών οριζοντίου άξονα και τα γενικά χαρακτηριστικά του απορρεύματος της πτερωτής.

2.4.1. Χαρακτηριστικά Ανέμου

Οι αέριες μάζες κινούμενες φέρουν τεράστια ποσά ενέργειας. Η εκμετάλλευση αυτών για πρακτικούς λόγους περιορίζεται μόνο στα κατώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας (έως τα 200 m από την επιφάνεια της γης), δηλαδή εντός του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Σε αυτό η ροή είναι έντονα τυρβώδης και ανομοιογενής, δηλαδή χαρακτηρίζεται από ταχείες μεταβολές στο μέτρο και την διεύθυνση της ταχύτητας. Οι παράγοντες που επηρεάζουν τις μεταβολές αυτές είναι κυρίως το κλίμα και η θέση της περιοχής, η μορφολογία του

εδάφους, η εποχή του έτους και η ώρα της ημέρας κ.α.. Οι λόγοι αυτοί καθιστούν την στατιστική ανάλυση επιβεβλημένη.

Τα κύρια μεγέθη που μετρώνται και μελετώνται για την παραμετρική ανάλυση είναι η μέση τιμή, και η τυπική απόκλιση του ανέμου.

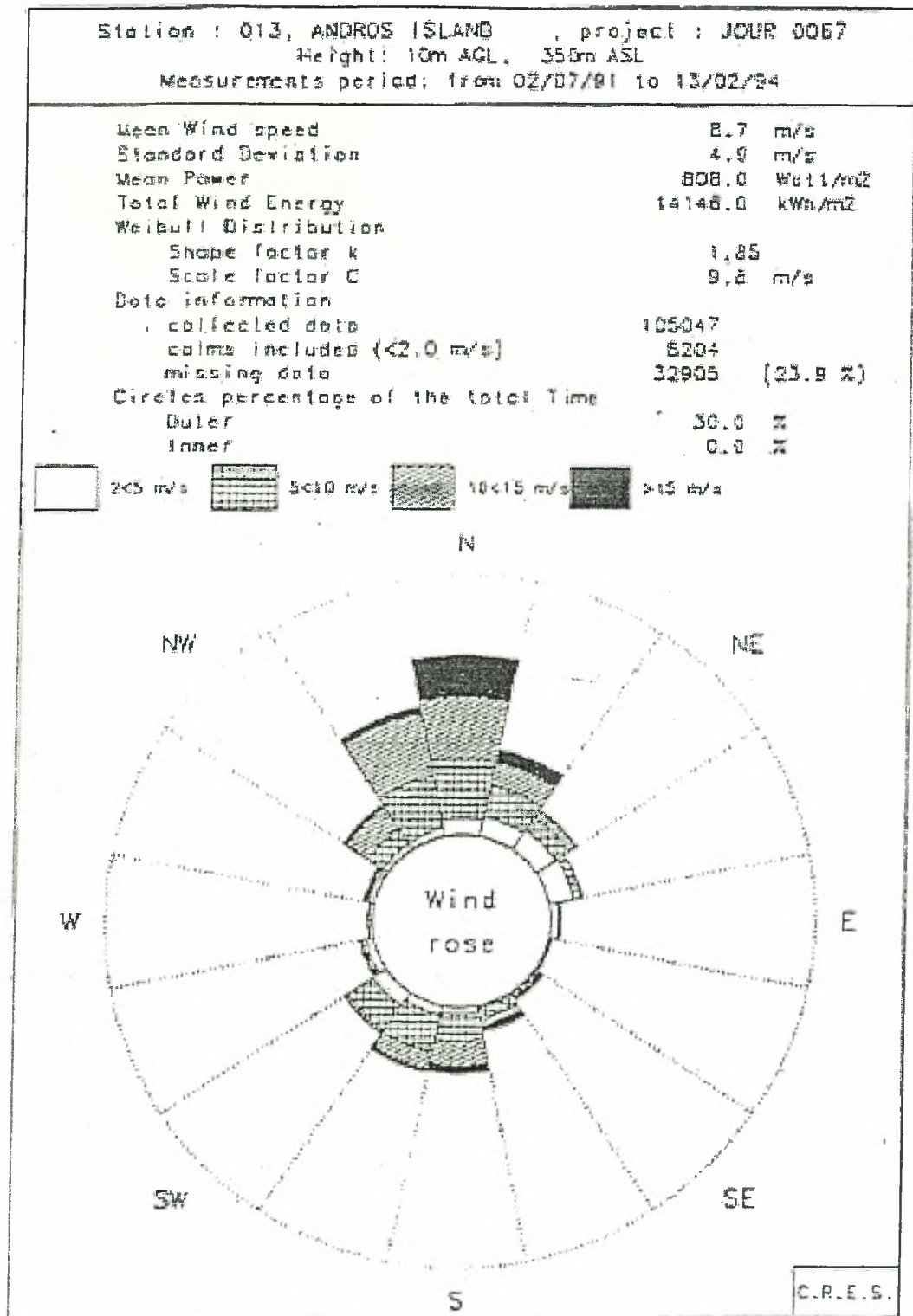
Η μέση τιμή της οριζόντιας συνιστώσας U_{∞} της ταχύτητας, η οποία είναι και η μεγαλύτερη, ορίζεται ως η χρονική μέση τιμή σε μια περίοδο T (συνήθως 10 λεπτών) από την ακόλουθη σχέση:

$$U_{\infty} = \frac{1}{T} \int_0^T U_{\infty}(t) dt$$

Μετρώντας την τιμή αυτή κατασκευάζονται διαγράμματα που δίνουν τη συχνότητα και την χρονική διάρκεια του ανέμου εντός ενός χρονικού διαστήματος, π.χ. ενός έτους, συναρτήσει της μέσης τιμής και της διεύθυνσής του. Αυτά είναι πολύ χρήσιμα τόσο για την εκτίμηση του αιολικού δυναμικού μιας περιοχής και της σκοπιμότητας εγκατάστασης ανεμογεννητριών, αλλά και για τον υπολογισμό των καταπονήσεων και την σχεδίαση τους.

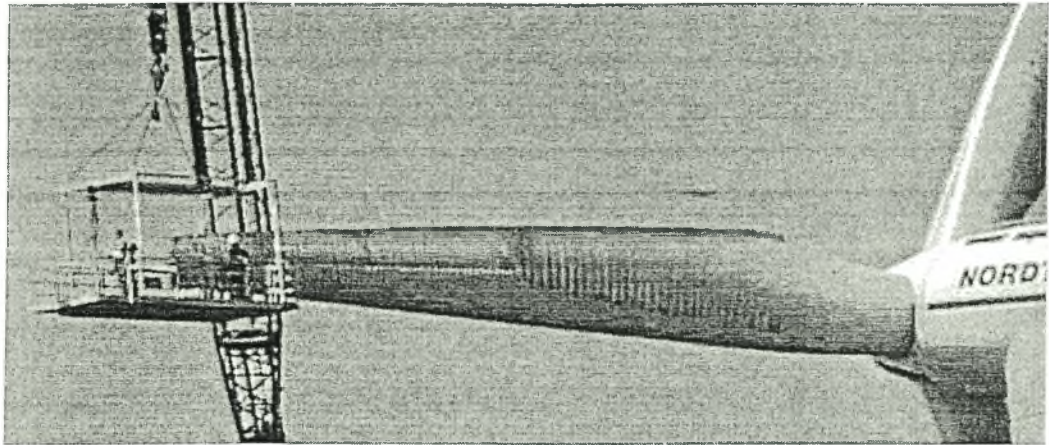
Η κατανομή των μέσων ταχυτήτων (για 10-λεπτη δειγματοληψία) σε μεγάλο χρονικό διάστημα ακολουθεί την κατανομή Weibull. Η τυπική απόκλιση της ταχύτητας του ανέμου ως συνάρτηση της μέσης τιμής του και της θέσης ακολουθεί κανονική ή λογαριθμική κανονική κατανομή γύρω από μια μέση τυπική απόκλιση. Οι ακριβείς εκφράσεις που περιγράφουν την μέση τυπική απόκλιση καθώς επίσης και την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της μέσης τιμής και της τυπικής απόκλισης εξαγονται με προσαρμογή μεγάλου πλήθους μετρήσεων στις αντίστοιχες μαθηματικές σχέσεις και έτσι προσδιορίζονται οι διάφοροι συντελεστές.

Στο Σχήμα 2.51 δίνονται τα ανεμολογικά χαρακτηριστικά που ενδιαφέρουν για την εγκατάσταση ανεμογεννητριών π.χ. για την συγκεκριμένη περιοχή η μέση τιμή ανέρχεται σε 8,7 [m/s] σε ύψος 10 [m] από το έδαφος [52].



Σχήμα 2.51: Ανεμολογικά χαρακτηριστικά περιοχής ενδιαφέροντας για εγκατάσταση αιολικού σταθμού [52].

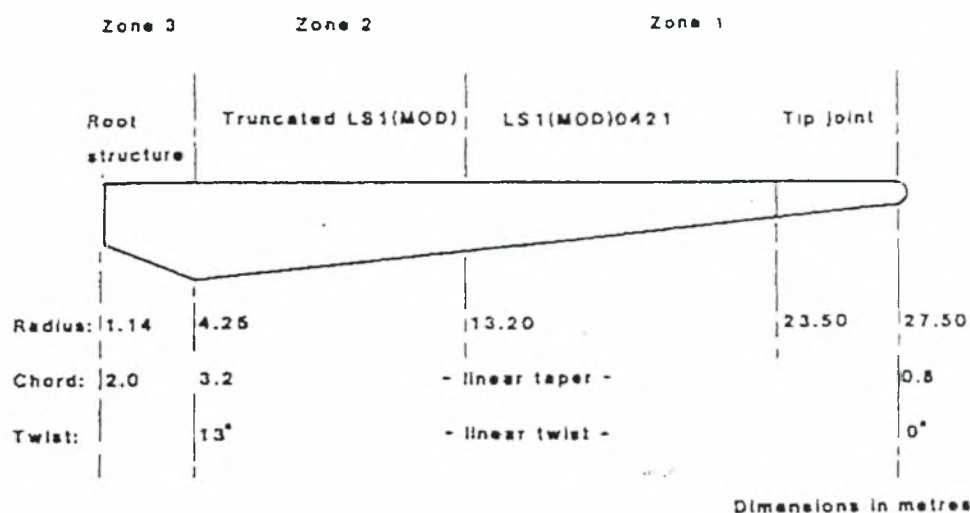
2.4.2. Πτερύγια ανεμογεννητριών [43], [44], [45], [46], [47]



Φωτογραφία 2.15: Εργασίες συντήρησης σε πτερύγιο μήκους 32 m, ανεμογεννήτριας Nordtank 1,5 MW, (© 2000 Christian Kjaer).

Τα πτερύγια των ανεμογεννητριών τόσο από αεροδυναμικής σκοπιάς όσο και για λόγους κατασκευαστικούς αποτελούν μια σύνθετη 3-Δ κατασκευή (Φωτογραφία 2.15). Συνήθως μια πτέρυγα ως προς την λειτουργία της διαιρείται σε τρεις ζώνες όπως φαίνεται και στην Σχήμα 2.52. Το πρώτο μέρος ξεκινάει από την άκρη της πτέρυγας και μπορεί να φθάνει στο 50 % του μήκους της. Το τμήμα αυτό αποτελεί το πιο ενδιαφέρον κομμάτι για την απόδοση της ανεμογεννήτριας αφού εκεί παράγεται το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος (*φέρου μέρος πτερυγίου*). Η γραμμική ταχύτητα περιστροφής είναι η μεγαλύτερη και η πτέρυγα είναι σχεδιασμένη για καλή αεροδυναμική συμπεριφορά (υψηλή άνωση, χαμηλή αντίσταση). Η δεύτερη ζώνη συμβάλλει στην απόδοση της ανεμογεννητριών αλλά κυρίως είναι σχεδιασμένη να παραλαμβάνει τα καμπικά φορτία και γενικότερα να προσδίδει αντοχή στην πτέρυγα. Το πάχος της είναι μεγαλύτερο και η χορδή περικομμένη στην ακμή φυγής. Αυτά οδηγούν σε αυξημένο C_D αλλά και υψηλότερη αντοχή ώστε να παραλαμβάνει τις φορτίσεις. Οι δύο αυτές ζώνες έχουν μια ομαλά αυξανόμενη κωνικότητα (χορδή) και συστροφή (*twist*) από την άκρη προς την πλήμνη (συνήθως γραμμική). Η συστροφή ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της χορδής και του άξονα

περιστροφής. Αποτελεί πάγια τεχνική για την αντιστάθμιση της μεταβολής της γραμμικής ταχύτητας περιστροφής κατά μήκος του πτερυγίου σε κάθε είδους στροβιλομηχανές. Η τρίτη ζώνη είναι αποκλειστικά σχεδιασμένη ώστε να συγκρατεί το πτερύγιο πάνω στον ρότορα και να έχει την κατάλληλη αντοχή.



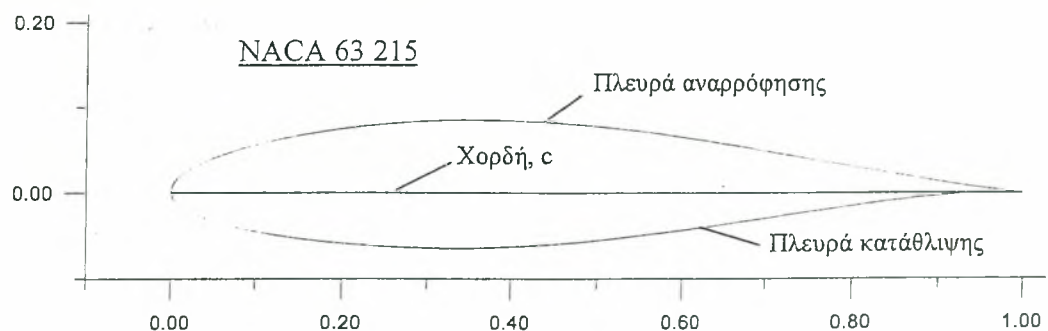
Σχήμα 2.52: Γεωμετρία πτερυγίου της ανεμογεννήτριας HWP1000/55 (1,5 MW, \varnothing 55 m) [44].

Αλλά και κατασκευαστικά η πτέρυγα αποτελείται συνήθως από τρία μέρη. Ξεκινώντας από την πλήμνη το πρώτο μέρος είναι η ρίζα του πτερυγίου (*root structure*), ακολουθεί το κυρίως μέρος και το τελευταίο κομμάτι είναι το ακροπτερύγιο (*tip joint*). Το ακροπτερύγιο σχεδιάζεται κυρίως για την ελάτπωση των δυσμενών φαινομένων άκρου που λαμβάνουν χώρα στο άκρο ενός πτερυγίου (επεξηγούνται στην επόμενη ενότητα), αλλά και για να δρα ως αεροδυναμικό φρένο για προστασία της πτερωτής σε δυσμενείς συνθήκες.

Τα κύρια αεροδυναμικά χαρακτηριστικά μιας αεροτομή για να εφαρμοσθεί στο πτερύγιο είναι α) σταθερότητα του $C_{L,max}$ στην περιοχή της αποκόλλησης, β) υψηλός λόγος C_L/C_D και γ) για το ακροπτερύγιο, χαμηλός $C_{L,max}$ για έλεγχο της ισχύος σε υψηλές ταχύτητες ανέμου. Για να επιτευχθούν τα αεροδυναμικά και μηχανικά χαρακτηριστικά που

απαιτούνται, το είδος της αεροτομής που χρησιμοποιείται διαφέρει κατά το μήκος του πτερυγίου· συχνά χρησιμοποιούνται δύο διαφορετικές αεροτομές. Μια κατηγορία αεροτομών που εφαρμόζεται για την κατασκευή πτερυγίων ανεμογεννητριών είναι η NACA, σειρά 6. Πρόκειται για μια προηγμένη σειρά αεροτομών που προήλθε από εξέλιξη και βελτίωση των αντιστοιχών της σειράς 2 και 5, οι οποίες παρουσιάζουν το μειονέκτημα της απότομης αύξησης του C_D συναρτήσει της επιφανειακής τραχύτητας. Οι σειρά 6 σχεδιάστηκε με στόχο χαμηλό C_D και υψηλό το μέγιστο C_L [48]. Πιο συγκεκριμένα οι αεροτομές της σειράς NACA 63-2XX παρουσιάζουν την καλύτερη απόδοση από όλες τις αεροτομές της οικογένειας NACA, καθώς διατηρούν σε μεγάλο βαθμό τα αεροδυναμικά τους χαρακτηριστικά συναρτήσει της τραχύτητας. Μια αεροτομή της κατηγορίας αυτής που χρησιμοποιείται συχνά στην κατασκευή των πτερυγίων είναι η αεροτομή NACA 63₂ 215 που παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.53. Θεωρητικά η αεροτομή αυτή έχει σχεδιαστεί με $C_L=0,2$ ενώ η βασική συμμετρική από την οποία προήλθε έχει την ελάχιστη πίεση σε απόσταση $0,3c$ πίσω από την ακμή προσβολής της. Όσον αφορά την γεωμετρία της, το μέγιστο πάχος της φθάνει το $15\%c$ ενώ η μέση της γραμμή είναι ομοιόμορφη ($a=1,0$) και έχει στο μέσον της χορδής μέγιστη κυρτότητα $5,15\%c$.

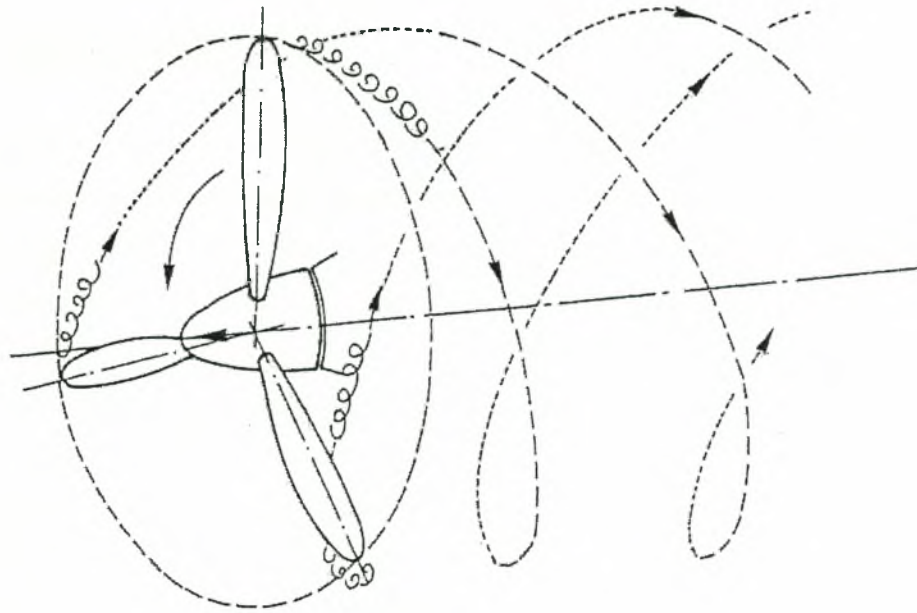
Αυτή η αεροτομή επιλέχθηκε για το 2-Δ πτερύγιο χορδής $c=120$ [mm] με το οποίο διεξάχθηκαν τα πειράματα.



Σχήμα 2.53: Αεροτομή NACA 63₂ 215.

2.4.3. Απόρρευμα πτερυγίου-περωτής [20],[49]

Κατά την λειτουργία της ανεμογεννήτριας η εκρεόμενη στροβιλότητα από την ακμή φυγής του κάθε πτερυγίου, ιδανικά, δημιουργεί ένα ελικοειδές φύλλο, το άκρο του οποίου φαίνεται στο Σχήμα 2.54. Η στροβιλότητα αυτή (*vortex sheet*) διέρχεται κοντά από τα διαδοχικά κινούμενα πτερύγια λόγω της αεροδυναμικής κατασκευής των πτερυγίων και για προσκολλημένη ροή ($\alpha \leq 14^\circ$ για τυρβώδη ροή) η εκρεόμενη στροβιλότητα είναι αρκετά ασθενής και περιορισμένη ώστε να μπορεί να αμεληθεί η επίδρασή της στην εισροή του ερχόμενου πτερυγίου. Αντίθετα η στροβιλότητα στο άκρο αυτού του στρώματος είναι αρκετά εντονότερη και οφείλεται στην ύπαρξη άκρου στο πτερύγιο. Αυτή είναι η γνωστή *δίψη πετάλου* (*horseshoe vortex*) που εκρέει από το άκρο του πτερυγίου, λόγω του πεπερασμένου μήκους του, και οφείλεται στην διαφορά πίεσης στις δύο πλευρές. Η τροχιά της παρουσιάζεται σε σκαρίφημα στην Σχήμα 2.54. Η διάμετρος της ελικοειδούς τροχιάς αυξάνει λόγω της ελάττωσης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας κατά τον άξονα της περωτής (αρχή διατήρησης της μάζας, θεωρία δίσκου εναλλαγής και ροϊκού σωλήνα). Η αεροδυναμική συμπεριφορά της 2-Δ αεροτομής δεν ισχύει στο άκρο του πτερυγίου. Εκεί η ύπαρξη της εκρεόμενης στροβιλότητας στρέφει την ροή έτσι ώστε η άνωση να μηδενίζεται, πράγμα που δικαιολογείται από την απαίτηση εξίσωσης των πιέσεων [49]. Πέραν όμως από την άκρη του πτερυγίου, όσο εξετάζεται η συμπεριφορά προς το μέσο του εκπετάσματος (φέρρον μέρος του πτερυγίου), ελαττώνεται η επίδραση της εκρεόμενης στροβιλότητας. Με αυτή την παραδοχή μπορεί να θεωρηθεί ότι η ροή στην περιοχή αυτή προσομοιάζει την 2-Δ συμπεριφορά της αεροτομής.



Σχήμα 2.54:Σκαρίφημα εκροής στροβιλότητας από τα πτερύγια ανεμογεννήτριας (οι γραμμές δείχνουν την ελικοειδή τροχιά των ισχυρών στροβίλων στο άκρο) [20].

3. ΣΚΟΠΟΣ

Η ανασκόπηση της σχετικής επιστημονικής βιβλιογραφίας έδειξε ότι το πρόβλημα έχει ελάχιστα διερευνηθεί και στην πράξη αποτελεί ένα σύγχρονο και νέο πεδίο για το οποίο δεν υπάρχει πολύ γνώση. Ακόμη και το απλό πρόβλημα της επίδρασης του απορρεύματος κυλίνδρου στην αεροδυναμική συμπεριφορά του πτερυγίου δεν έχει εξαντληθεί. Για τον λόγο αυτό θα ήταν αρκετά δύσκολο να μελετηθεί με μιας το πλήρες τρισδιάστατο πρόβλημα, που σε αδρές γραμμές περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα. Με αυτά τα δεδομένα θεωρήθηκε σημαντικό και ενδιαφέρον η παρούσα διατριβή να ασχοληθεί με ένα αρχικό αλλά ουσιώδες πρόβλημα, το 2-Δ πρόβλημα. Αυτό συγκροτείται ως εξής: ένα πτερυγίου βρίσκεται εντός μια ροής με σταθερές συνθήκες. Περιοδικά το πτερυγίο εισέρχεται σε μια ανομοιόμορφη διατμητική ροή υψηλού αριθμού Re , η οποία προέρχεται από την παρεμβολή στο ροϊκό πεδίο ενός κυλίνδρου. Η διερεύνηση αυτού του προβλήματος είναι μια πρωτοπόρα και καινοτόμα προσπάθεια για την οποία λιγοστά μόνο αναφέρει η σχετική βιβλιογραφία.

Ο σκοπός της διατριβής αυτής είναι να συμβάλει στην κατανόηση των περιοδικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την αλληλεπίδραση. Ειδικότερα, ο πρώτος στόχος είναι η ανάλυση της μορφής και πορείας του απορρεύματος καθώς πλησιάζει το πτερυγίο, αφού το συναντήσει και καθώς απομακρύνεται από αυτό. Περαιτέρω η διατριβή αποσκοπεί στην εκτίμηση της μεταβαλλόμενης φόρτισης του πτερυγίου κατά την διάρκεια του φαινομένου και η επιμέρους κατανομή του φορτίου στην επιφάνεια του πτερυγίου. Ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα είναι η σύνδεση κατά το δυνατό των δύο αυτών σημείων (απόρρευμα-φόρτιση). Ακόμη με την εργασία αυτή αναζητείται η επίδραση της γωνίας του πτερυγίου στα φαινόμενα αυτά, καθώς στο πραγματικό πρόβλημα η γωνία δεν είναι συγκεκριμένη, όπως και η κωροθέτηση του πτερυγίου ως προς τον πύργο (ανάντι ή κατάντι).

Η παρούσα διατριβή, παρότι αποτελεί βασική έρευνα, αποσκοπεί, κατά το δυνατόν, και στην παροχή σχετικής τεχνογνωσίας και προβληματισμού σχετικά με την επιπλέον φόρτιση των πτερυγίων που θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη στην κατασκευή τέτοιων συστημάτων.

Το πρόβλημα μελετάται κυρίως πειραματικά. Η κατασκευή των μοντέλων και η πειραματική διερεύνηση σε τεχνητή ροή (αεροσήραγα) αποτελούν τα εργαλεία διερεύνησης του προβλήματος. Οι μετρήσεις των ροϊκών χαρακτηριστικών γίνονται με την κλασική μέθοδο της θερμικής ανεμομετρίας με την χρήση μονού και διπλού αισθητήρα. Η μέτρηση της μεταβαλλόμενης φόρτισης του πτερυγίου πραγματοποιείται με την χρήση αισθητήρα ασταθούς πίεσης (μικροφώνου) και την απαραίτητη κατασκευαστική διαμόρφωση του πτερυγίου. Οι μετρήσεις, η επεξεργασία και η ανάλυση των δεδομένων υποστηρίζονται από τις απαραίτητες συσκευές και διατάξεις.

Συμπληρωματικά με τη πειραματική εργασία χρησιμοποιήθηκαν και αριθμητικά πακέτα υπολογιστικής ρευστομηχανικής (FLUENT & CFX) με στόχο την οπτικοποίηση της ροής και την κατανόηση των ροϊκών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα, με στόχο την υποστήριξη των πειραματικής εργασίας.

4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται το κύριο σώμα της διατριβής που είναι η πειραματική διάταξη. Αρχικά αναλύεται το πραγματικό πρόβλημα και καθορίζονται οι απαιτήσεις που συγκροτούν το πειραματικό μοντέλο. Παρουσιάζονται οι αναγκαίες παραδοχές και προσεγγίσεις που οδήγησαν στην τελική διάταξη, η οποία αναλύεται όσο αφορά τις ιδιοκατασκευές και τα μετρητικά συστήματα που χρησιμοποιήθηκαν. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με τις μεθόδους επεξεργασίας, και ανάλυσης των αποτελεσμάτων.

4.1. Σχεδίαση Πειραματικής Διάταξης

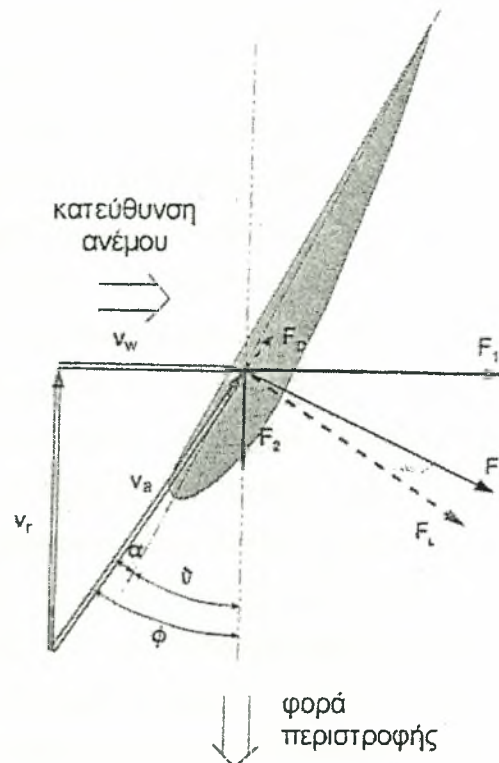
4.1.1. Εισαγωγή

Η επιστημονική και συστηματική διερεύνηση ενός πραγματικού-πολύπλοκου, τεχνολογικού προβλήματος, το οποίο υφίσταται από τη σύνθεση πολλών επιμέρους φαινομένων, απαιτεί ως πρώτο, ίσως και σημαντικότερο στάδιο τον καθορισμό ενός αντιπροσωπευτικού μοντέλου, το οποίο θα είναι εύκολο να μελετηθεί. Η επινόηση του μοντέλου γίνεται για να καταστεί δυνατή η προσέγγιση του αντικειμένου, η οποία άμεσα είναι δυσχερής, αν όχι αδύνατη, λόγω ακριβώς των δυσκολιών που εισάγει η σύνθετη του δομή. Αρχικά το πρόβλημα αναλύεται στα επιμέρους απλά φαινόμενα και παράγοντες που λαμβάνουν χώρα και το συνθέτουν. Στη συνέχεια απαιτείται η εκτίμηση και αξιολόγηση του καθενός ξεχωριστά καθώς και της συμβολής και συνεισφοράς στην διαμόρφωση του αρχικού προβλήματος. Έτσι καθορίζεται ένα δεύτερο πρόβλημα (μοντέλο) απλουστευμένο το οποίο είναι δυνατό να μελετηθεί συστηματικά με τα διαθέσιμα πειραματικά ή/και υπολογιστικά εργαλεία προσομοίωσης. Καθοριστικής σημασίας είναι τόσο η διαδικασία ανάλυσης όσο και το στάδιο σύνθεσης ώστε το μοντέλο που δημιουργείται να αντιπροσωπεύει, από την σκοπιά της μελέτης τουλάχιστον, σε γνωστό βαθμό το πραγματικό πρόβλημα. Ο γνωστός βαθμός βέβαια εννοείται με το σκεπτικό ό,τι η μοντελοποίηση επιφέρει πάντα αποκλίσεις από την πραγματικότητα, π.χ. λόγω μη-γραμμικότητας των φαινομένων, αλλά η ουσία βρίσκεται στο να είναι γνωστό το «επίπεδο αντιπροσωπευτικότητας».

4.1.2. Ανάλυση Πραγματικού Προβλήματος

Στο πραγματικό πρόβλημα το κάθε περὺγιο βρίσκεται ιδανικά εντός μιας ομοιόμορφης και παράλληλης ροής (αγνοώντας την επίδραση της στοχαστικής συμπεριφοράς του ανέμου, Ενότητα 2.4.1. Χαρακτηριστικά Ανέμου). Στο Σχήμα 4.1 που ακολουθεί φαίνεται σε σκαρίφημα το τρίγωνο ταχυτήτων της αεροτομής και η φόρτιση κατά την λειτουργία. Η ομοιόμορφη και παράλληλη ροή του ανέμου εκφράζεται με το διάνυσμα

V_w . Λόγω της περιστροφής του περυγίου με γραμμική ταχύτητα $-V_r$, η αεροτομή αντιλαμβάνεται (λαμβάνοντας υπόψιν το τρίγωνο ταχυτήτων) την σχετική ταχύτητα V_a που προσπίπτει με θετική γωνία προσβολής α επάγοντας την δύναμη F . Αυτή αναλύεται στην άνωση F_L και την αντίσταση F_D , ή στις F_1 και F_2 .



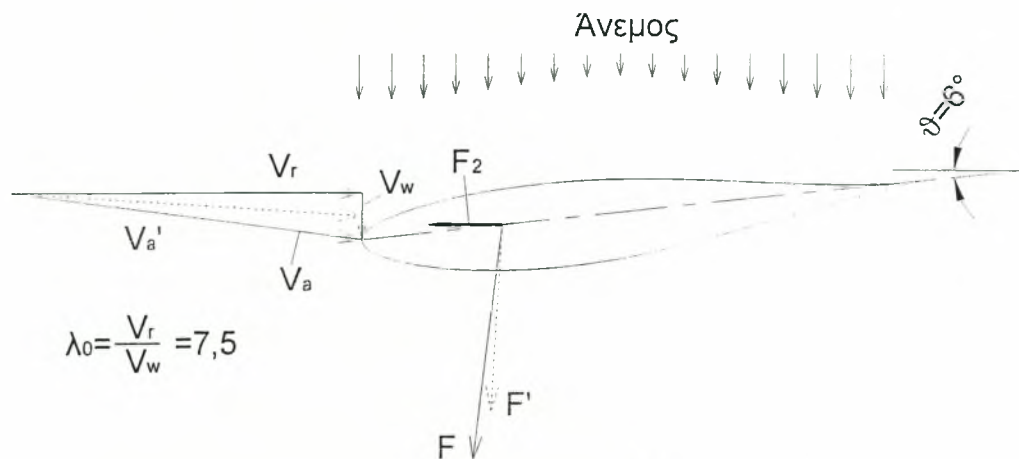
Σχήμα 4.1: Αεροδυναμική φόρτιση αεροτομής κατά την λειτουργία της ανεμογεννήτριας [43]

Η δύναμη F_2 είναι η κινητήριος δύναμη, στην οποία οφείλεται η ροπή στρέψης της περωτής της ανεμογεννήτριας, ενώ η θεωρητική ταχύτητα V_a διαφοροποιείται π.χ. λόγω της καμπύλωσης των ροϊκών γραμμών στην ακμή προσβολής (*effective angle of attack* $\alpha' > \alpha$).

Το πρόβλημα γίνεται πιο περίπλοκο καθώς το περύγιο πλησιάζει την περιοχή της διαταραγμένης ροής λόγω του πύργου στήριξης. Ο πύργος στήριξης στις μοντέρνες κατασκευές είναι συνήθως σωληνοειδής, κυκλικής διατομής ή πολυγωνικής (π.χ. 8-γωνικής) για λόγους στιβαρότητας, και

κωνικός για αυξημένη αντοχή σε κάμψη [47]. Για την αεροδυναμική μελέτη θεωρείται μια μέση, ισοδύναμη διάμετρος D η οποία για μηχανές μέσης ισχύος είναι της τάξης του ενός μέτρου (1-3 [m]) [50], [51]. Λαμβάνοντας υπόψη την μέση τιμή της ταχύτητας του ανέμου, στις περιοχές όπου λειτουργούν ανεμογεννήτριες (8-15 [m/s]), ο αριθμός Re , σε πραγματικές συνθήκες, ανά μονάδα μήκους, έχει τιμές της τάξης $6 \cdot 11 \cdot 10^5$ [m^{-1}]. Για παράδειγμα στην περίπτωση του Σχήματος 2.51 η μέση τιμή ανέρχεται σε 8,7 [m/s] σε ύψος 10 [m] από το έδαφος και άρα $Re=5,8 \cdot 10^5$ [m^{-1}]. Έτσι η ροή γύρω από τον πύργο (θεωρώντας κυκλικό κύλινδρο ή απλά κύλινδρο) βρίσκεται στην υπερκρίσιμη περιοχή (Ενότητα 2.1.8. Υπερκρίσιμη Περιοχή) Θεωρώντας το πτερύγιο που διέρχεται από την περιοχή που επηρεάζεται ρευστομηχανικά από έναν κύλινδρο (ανάντι ή κατόντι αυτού), αυτό συναντά μια χαμηλότερη ταχύτητα. Το αποτέλεσμα είναι η δυναμική μεταβολή της γωνίας προσβολής και άρα και της φόρτισης του πτερυγίου. Με την βοήθεια του υπό κλίμακα κατασκευασμένου Σχήματος 4.2, δίνεται στην συνέχεια ένα απλοποιημένο ψευδοστατικό αριθμητικό παράδειγμα, όπου γίνεται μια εκτίμηση της τάξης μεγέθους των αλλαγών αυτών, με αεροδυναμικά δεδομένα για την αεροτομή NACA 63 215 των Abbot & von Doenhoff [48]. Για $\lambda_0=7,5$ και ομοιόμορφη ροή ο αέρας κινείται, ως προς την αεροτομή, με το διάνυσμα V_a . Αν η αεροτομή έχει τοποθετηθεί με γωνία $\vartheta=6^\circ$ ως προς την διεύθυνση κίνησής της ($-V_r$), τότε η γωνία πρόσπτωσης προκύπτει να είναι $\alpha \approx 14^\circ$ και η συνολική δύναμη που ασκείται στην αεροτομή είναι η F . Ο ισοδύναμος συντελεστής C_F ($F=0,5 \cdot \rho \cdot V_a^2 \cdot b \cdot c \cdot C_F$, b ...εκπέτασμα, c ...χορδή) λαμβάνει την τιμή $C_F=1,4$ ενώ ο αντίστοιχος για την κινητήριο δύναμη F_2 , $C_{F2}=0,17$ ή $C_{F2}=12\% \cdot C_F$. Καθώς κινείται το πτερύγιο συναντά το απόρρευμα του πύργου. Αν η μέση ταχύτητα για οποιοδήποτε λόγο ελαττωθεί κατά το ήμισυ, τότε η σχετική ταχύτητα του αέρα είναι η V_a' , η γωνία πρόσπτωσης μειώνεται στην τιμή $\alpha \approx 10^\circ$, η δε συνολική δύναμη είναι τώρα η $F'=79\% \cdot F$ ($C_F'=1,1$). Η κινητήριο δύναμη F_2 ελαττώνεται επιπρόσθετα λόγω της αλλαγής της γωνίας προσβολής, και φθάνει την τιμή $F_2'=35\% F_2$, $C_{F2}=0,06$. Αντίστοιχα, αν η μέση ταχύτητα του ανέμου στο απόρρευμα πέσει στο 75%

της ταχύτητας της αδιατάρακτης ροής, τότε η γωνία προσβολής θα λάβει την τιμή $11,7^\circ$ ενώ οι συντελεστές της συνολικής δύναμης και της κινητηρίου δύναμης θα μειωθούν στο 94 και 77% (αντίστοιχα) σε σύγκριση με την αδιατάρακτη ροή. Πρακτικά όμοια μείωση θα έχουν και οι δυνάμεις αυτές καθαυτές.



Σχήμα 4.2: Επίδραση της μείωσης της ταχύτητας του ανέμου, λόγω του απορρεύματος του πύργου, στα αεροδυναμικά μεγέθη της αεροτομής.

Η εικόνα αυτή είναι ενδεικτική των αλλαγών που συμβαίνουν όσο αφορά τη φόρτιση πτερυγίων στην πραγματικότητα, όπου η ταχύτητα του ανέμου δεν είναι σταθερή (στοχαστική συμπεριφορά του ανέμου, απορρεύματα κ.λ.π.). Επειδή βέβαια ο λόγος λ είναι ανάλογος της απόστασης από την πλήμνη οι αλλαγές είναι λιγότερο δραματικές προς τη ρίζα του πτερυγίου.

Στην πράξη εκτός των μεταβολών στην ταχύτητα λαμβάνουν χώρα και άλλα φαινόμενα, όπως π.χ. η δημιουργία και αλληλεπίδραση του απορρεύματος των ίδιων των πτερυγίων. Αλλά όπως αναφέρεται στην Ενότητα 2.4.3. Απόρρευμα Πτερυγίου-Πτερωτής, η επίδραση αυτή είναι ελαττωμένη στο φέρον μέρος του πτερυγίου που αφορά την διατριβή.

Η ανάλυση του προβλήματος όπως περιγράφηκε αποτελεί μια απλουστευτική προσέγγιση λόγω των παραδοχών που υιοθετήθηκαν. Παρόλα αυτά, με κύρια υπόθεση την ομοιόμορφη ροή, η περιγραφή αυτή

είναι αρκετά ρεαλιστική και επιτρέπει την κατανόηση των σημαντικότερων φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στο φέρον μέρος των πτερυγίων .

4.1.3. Πειραματική Προσέγγιση

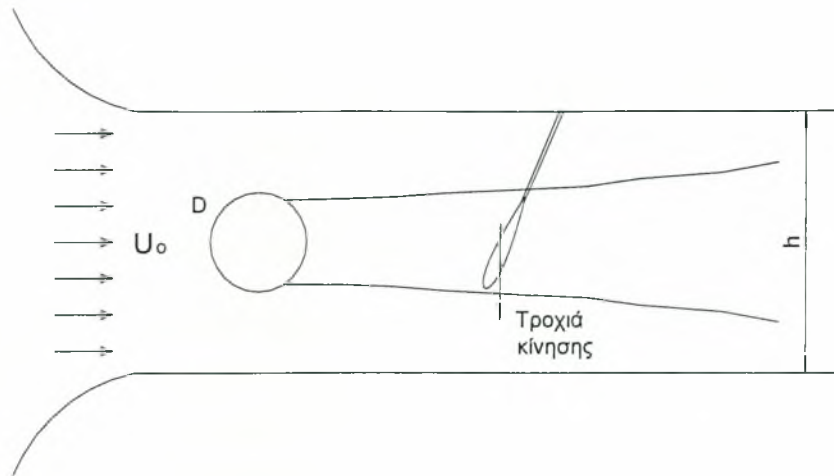
Η πειραματική 2-Δ προσέγγιση του προβλήματος απαιτεί την κατασκευή μοντέλων τόσο του πτερυγίου όσο και του πύργου (γεννήτορας του απορρεύματος) τα οποία θα μελετηθούν σε τεχνητή ροή, δηλαδή αεροσήραγγα. Για τη σχεδίαση του πειράματος πρέπει να συνδυαστούν μια σειρά απαιτήσεων όπως η γεωμετρική και δυναμική ομοιότητα, κατάλληλες προϋποθέσεις για την διεξαγωγή των μετρήσεων, ασφάλεια, αξιοπιστία, τεχνική ευκολία κλπ. Στην συνέχεια αναλύεται η διαδικασία επιλογής της κατάλληλης διάταξης, στην οποία λαμβάνονται υπόψη οι επιμέρους απαιτήσεις και περιορισμοί.

4.1.3.1. Απαιτήση Γεωμετρικής Ομοιότητας

Με την όρο γεωμετρική ομοιότητα εννοείται η διατήρηση μιας αναλογίας των επιμέρους διαστάσεων του πειράματος με το πραγματικό πρόβλημα.

Η γεωμετρική ομοιότητα του 2-Δ προβλήματος ικανοποιείται με την κατασκευή μοντέλου πτερυγίου και πύργου (κυλίνδρου) υπό κλίμακα με κατά το δυνατόν ελάχιστη τραχύτητα. Η κλίμακα ορίζεται μονοσήμαντα από το μέγεθος της αεροσήραγγας που θα χρησιμοποιηθεί. Ειδικότερα το μέγεθος της διατομής του τμήματος δοκιμών (*test section*) καθορίζει το μέγεθος του μοντέλου που μπορεί να τοποθετηθεί, ώστε το ποσοστό παρεμβολής (*solid blockage*) να είναι αρκετά μικρό και να μην επιδρά σημαντικά στα ροϊκά φαινόμενα. Για παράδειγμα η αύξηση της ταχύτητας που προκαλείται από την παρεμβολή κυλίνδρου στην ροή σε αεροσήραγγα (Σχήμα 4.3) δίνεται σύμφωνα με τους Rae & Pope [53] από την σχέση:

$$\varepsilon_{sb} = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{D^2}{4h^2}, \quad \text{π.χ. για } \frac{D}{h} = 0,1 \Rightarrow \varepsilon_{sb} \leq 1\%.$$



Σχήμα 4.3: Σκαρίφημα εργαστηριακής προσέγγισης του 2-Δ προβλήματος.

Ο κλασικότερος τύπος εργαστηριακής αεροσήραγγας είναι αυτός που διαθέτει τμήμα δοκιμών παραλληλόγραμμης διατομής με ύψος h που δεν ξεπερνάει συχνά το 1 [m]. Για αυτόν τον τύπο το ποσοστό παρεμβολής $D/h=0,1$ (θεωρώντας αμελητέο το σφάλμα 1%) και με δεδομένο το τυπικό μέγεθος του 1 [m] για την διάμετρο D_T του πύργου στήριξης (αλλά και της μέσης χορδής των πτερυγίων) προκύπτει η κλίμακα 1:10 για τα μοντέλα σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$\left. \begin{array}{l} D_R = 1 \text{ [m]} \\ \frac{D_E}{h} = 0,1 \\ h = 1 \text{ [m]} \end{array} \right\} \Rightarrow D_E = 0,1 \text{ [m]} \Rightarrow \text{Κλίμακα} = \frac{D_E}{D_R} = 0,1 \quad \text{ή} \quad 1:10,$$

όπου οι δείκτες R και E αναφέρονται στο πραγματικό πρόβλημα και στο πείραμα αντίστοιχα.

4.1.3.2. Απαίτηση Δυναμικής Ομοιότητας

Η απαίτηση για δυναμική ομοιότητα αφορά τις δυνάμεις που οφείλονται στην αδράνεια της μάζας του ρευστού και στη συνεκτικότητα (μοριακό ιξώδες και τυρβώδης συνεκτικότητα), αφού η ροή είναι πρακτικά ασυμπίεστη (ελαστική περιοχή) και δεν υπεισέρχονται άλλες παράμετροι όπως η βαρύτητα ή θερμικά φαινόμενα. Έτσι ο έλεγχος της δυναμικής

ομοιότητας εξετάζεται από τον αριθμό Re ο οποίος εκφράζει την αδιάστατη σχέση δυνάμεων αδράνειας και συνεκτικότητας:

$$Re = \frac{\text{Δύναμη αδράνειας}}{\text{Δύναμη συνεκτικότητας}} \Rightarrow \dots \Rightarrow Re = \frac{U_l}{\nu},$$

και στην περίπτωση της αεροσήραγγας η σχέση της δυναμικής ομοιότητας εκφυλίζεται στο γινόμενο $U \cdot l$, όπου l κάποιο χαρακτηριστικό μήκος (π.χ. χορδή). Άρα η ομοιότητα του πραγματικού 2-Δ προβλήματος με το πείραμα ικανοποιείται όταν:

$$\left. \begin{array}{l} U_R D_R = U_E D_E \\ \frac{D_E}{D_R} = 0,1 \end{array} \right\} \Rightarrow U_E = 10 U_R,$$

δηλαδή για ταχύτητες στο πείραμα (ελεύθερης ροής και κίνησης του πτερυγίου) δεκαπλάσιες του πραγματικού 2-Δ προβλήματος.

Όπως έχει προαναφερθεί οι ανεμογεννήτριες λειτουργούν σε αριθμό $Re_{(c)}$ της τάξης 10^6 με λ_0 να ανέρχεται σε 7,5, ενώ η μέση ταχύτητα του ανέμου είναι μεταξύ 8-15 [m/s]. Αυτό σημαίνει ότι η σχετική ταχύτητα της ροής ως προς το πτερύγιο τείνει στην άκρη του να φθάσει τα όρια της ασυμπίεστης ροής, αφού:

$$\left. \begin{array}{l} \lambda_0 = 7,5 \\ V_w = 15 \text{ [m/s]} \\ \lambda_0 = \frac{V_r}{V_w} \end{array} \right\} \Rightarrow V_r = V_w \lambda_0 \Rightarrow V_r \approx 110 \text{ [m/s]}.$$

Βέβαια στο φέρον τμήμα του πτερυγίου, το οποίο θεωρείται για το παρόν 2-Δ πρόβλημα, δεν υφίσταται πρόβλημα δι-ηχητικής ροής, διότι η γραμμική ταχύτητα περιστροφής περιορίζεται ($\lambda \approx 4 \Rightarrow V_r \approx 60$ [m/s]). Έτσι η ικανοποίηση της συνθήκης ομοιότητας, όπως εκφράστηκε παραπάνω, απαιτεί η ταχύτητα της ελεύθερης ροής της αεροσήραγγας να ανέλθει στην τιμή $U_0 = 100-150$ [m/s] ενώ η ταχύτητα κίνησης του πτερυγίου στην τιμή $V_{rE} = 600$ [m/s]!

Όπως γίνεται κατανοητό η απαίτηση αυτή πέραν της ακύρωσης της ομοιότητας που επιφέρει (μετάβαση στην υπερηχητική περιοχή), είναι δύσκολα εφικτή και για τεχνικούς λόγους.

4.1.3.3. Τεχνικές απαιτήσεις

Δεδομένης της φύσης του προβλήματος, το τμήμα του οποίου ενδιαφέρει η αεροδυναμική συμπεριφορά και το οποίο αποτελεί και τον κυριότερο λόγο αστοχίας είναι το πτερύγιο. Η διερεύνηση των επιπτώσεων στην φόρτιση και γενικότερα την αεροδυναμική συμπεριφορά του πτερυγίου από την περιοδική παρεμβολή του μη αεροδυναμικού σώματος του πύργου (*bluff body*) μπορεί να γίνει μετρώντας την κατανομή της πίεσης στην επιφάνεια του πτερυγίου. Μια άλλη συνήθης πρακτική είναι η τεχνική της δυναμομέτρησης. Η βασική αρχή της μεθόδου είναι η στήριξη του πτερυγίου επάνω σε διατάξεις δυναμόμετρων. Το σημαντικό μειονέκτημα όμως αυτής της τεχνικής είναι ότι δεν δίνει άλλη πληροφορία παρά μόνο τα μηχανικά φορτία. Αντίθετα η γνώση και ανάλυση της κατανομής της πίεσης στην επιφάνεια του πτερυγίου δίνει πληροφόρηση π.χ. για την θέση και μετατόπιση των διαταραχών στην επιφάνεια, την συσχέτισή τους με άλλα μεγέθη και θέσεις κλπ., όπως αυτά αναλύονται στην αντίστοιχη ενότητα. Για το λόγο αυτό υιοθετήθηκε η μέθοδος της κατανομής της πίεσης.

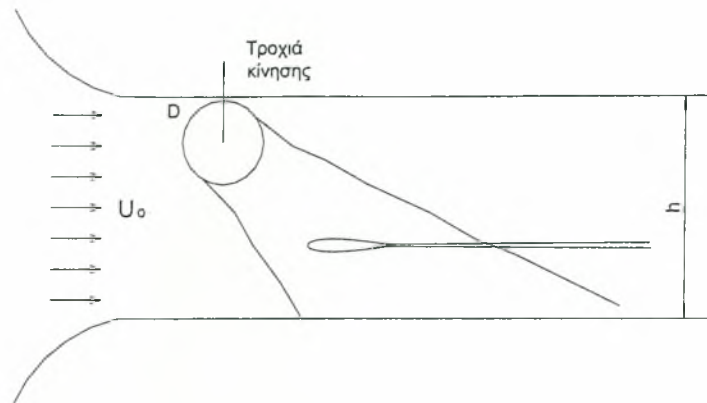
Λόγω της αστάθειας των παραμέτρων του πειράματος (περιοδικότητα του προβλήματος) απαιτείται η στιγμιαία μέτρηση της πίεσης. Για την πραγματοποίηση τέτοιων μετρήσεων απαιτούνται ειδικοί ευαίσθητοι αισθητήρες (*pressure microphones*), η λειτουργία και χρήση των οποίων εξηγείται λεπτομερώς σε επόμενη ενότητα αυτού του κεφαλαίου. Η αξιόπιστη και σωστή χρήση ενός τέτοιου αισθητήρα επιβάλλει την τοποθέτηση του το δυνατόν εγγύτερα στο σημείο μέτρησης, δηλαδή στην σημείο της επιφάνειας της αεροτομής. Δηλαδή αυτός πρέπει να τοποθετηθεί στο εσωτερικό της αεροτομής για να βρίσκεται κοντά στο σημείο δειγματοληψίας. Οπότε τίθεται η απαίτηση τοποθέτησης του ευαίσθητου αισθητήρα εντός της αεροτομής.

Πέραν αυτού για ικανοποιητική μέτρηση της κατανομής της πίεσης απαιτούνται πολλά σημεία μέτρησης στην επιφάνεια της αεροτομής. Άρα ο αισθητήρας πρέπει να μπορεί σε κάθε περίπτωση να λαμβάνει το σήμα από διαφορετικά σημεία. Συμπερασματικά, η κίνηση ενός τέτοιου εξοπλισμένου και, πιθανά, συναρμολογούμενου πτερυγίου είναι τεχνικά δύσκολη και επισφαλής για την λειτουργία του.

4.1.3.4. Επιλογή Κινηματικής

Η συνεκτίμηση όλων των παραμέτρων που προαναφέρθηκαν αναγκάζει την οριοθέτηση εκ νέου του προβλήματος υλοποίησης της πειραματικής προσομοίωσης. Το κεντρικό θέμα είναι η ρευστομηχανική-περιοδική παρουσία του πύργου στο ροϊκό πεδίο του πτερυγίου και η αλληλεπίδρασή τους. Με γνώμονα να διατηρηθεί η σχετική κινηματική στην αλληλεπίδραση των δύο σωμάτων υιοθετήθηκε η ιδέα ο περιοδικός παράγοντας της αλληλεπίδρασης να οφείλεται στον κύλινδρο, ο οποίος θα κινείται σε σχέση με το ακίνητο πτερύγιο.

Με την πειραματική αυτή προσομοίωση, το πτερύγιο βρίσκεται ακίνητο εντός παράλληλης και ομοιόμορφης ροής, ενώ ένας κύλινδρος, που αναπαριστά τον πύργο στήριξης, διέρχεται εγκάρσια της ροής ανάντι ή κατάντι του πτερυγίου, ανάλογα με την περίπτωση που εξετάζεται. Στο Σχήμα 4.4 παρουσιάζεται σε σκαρίφημα το πρόβλημα του κατάντι πτερυγίου. Οι ταχύτητες του πειράματος κρατήθηκαν σε χαμηλές τιμές τόσο για λόγους συμπίεστικότητας όσο και ασφαλείας, επιτυγχάνοντας αριθμό Re μιας τάξης χαμηλότερο από αυτόν του πραγματικού προβλήματος.

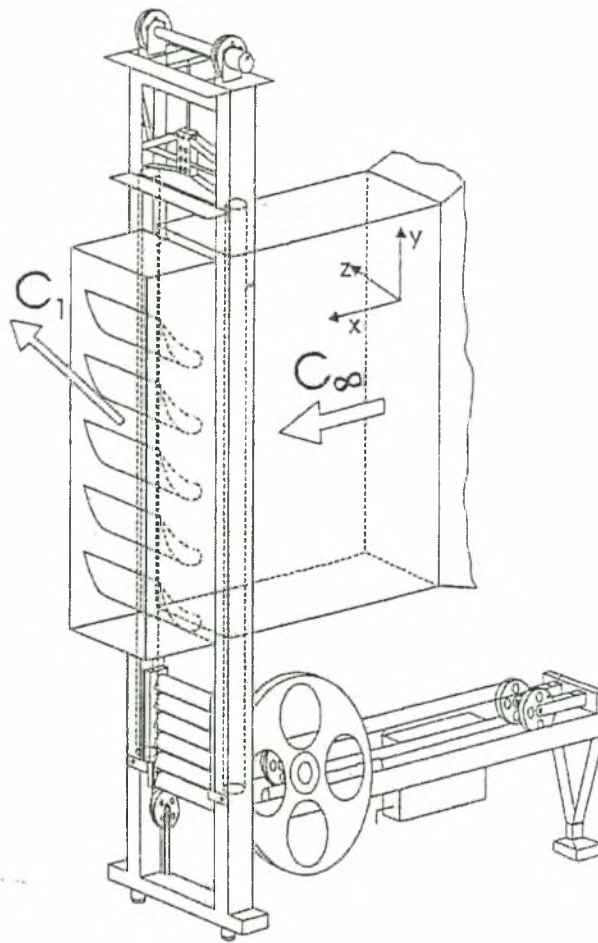


Σχήμα 4.4: Σκαρίφημα της κινηματικής του πειράματος (ανάστροφη του 2-Δ προβλήματος).

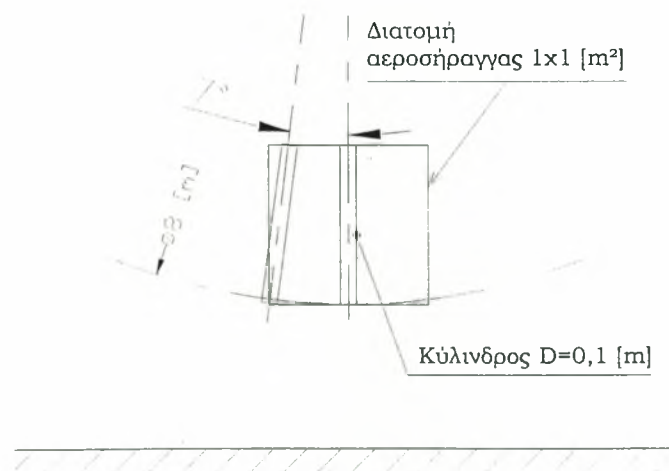
4.1.3.5. Καθορισμός πειραματικής διάταξης

Ο καθορισμός της τελικής διάταξης κίνησης του κυλίνδρου αποτέλεσε μια κρίσιμη διαδικασία, κατά την οποία συνεκτιμήθηκαν πολλοί και διαφορετικοί παράγοντες. Εξετάστηκαν αρκετές εναλλακτικές λύσεις που θα μπορούσαν να αναπαράγουν την κίνηση του κυλίνδρου ως προς το περυσίο. Συνοπτικά αναφέρονται στη συνέχεια μερικές από αυτές καθώς και οι λόγοι για τους οποίους απορρίφθηκαν.

Μια πρόταση βασίστηκε στην ιδέα της υδραυλικά καθοδηγούμενης, παλινδρομικής κίνησης. Σε εργασία των Elsner κ.α. [54] χρησιμοποιήθηκε διάταξη με υδραυλικά έμβολα για την κίνηση σειράς πτερυγίων (*cascade*) στην έξοδο αεροσήραγγας ανοικτού τύπου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.5, στα πλαίσια της μελέτης της *αλληλεπίδρασης στάτορα-ρότορα*. Η μέθοδος αυτή έχει τα μειονεκτήματα ότι είναι δαπανηρή και χρονοβόρα η κατασκευή της, χρειάζεται πολύπλοκα συστήματα για την ρύθμιση και διατήρηση σταθερής της ταχύτητας, επάγονται έντονα κρουστικά φορτία και καθυστερεί η λήψη μετρήσεων για μεγάλο αριθμό επαναλήψεων. Όμοια μειονεκτήματα παρουσιάζει η ιδέα ενός μηχανισμού εμβόλου-διωστήρα και για αυτό εγκαταλείφθηκε και αυτή. Μια ενδιαφέρουσα ιδέα ήταν η κίνηση του κυλίνδρου περιστροφικά γύρω από σημείο του άξονά του, σε κατακόρυφο επίπεδο, όπως εικονίζεται στο Σχήμα 4.6.



Σχήμα 4.5: Πειραματική διάταξη μελέτης RSI [54].

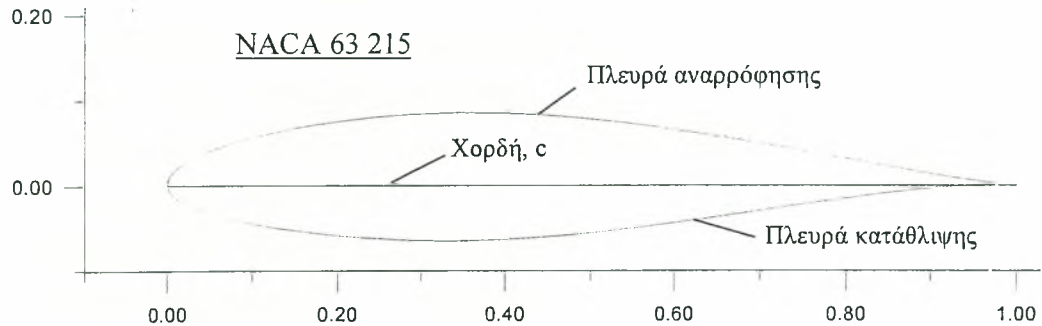


Σχήμα 4.6: Αρχική ιδέα διάταξης για την κίνηση του κυλίνδρου.

Τα πλεονεκτήματα αυτής της ιδέας υπερτερούν των άλλων μεθόδων με σημαντικότερα την τεχνικά και οικονομικά προσιτή κατασκευή καθώς και την ομαλότητα στην καταπόνηση (αποφυγή κρουστικών φορτίσεων, θορύβου, κινδύνου ατυχήματος). Παρόλα αυτά όμως απαιτείται χώρος με πολύ υψηλή οροφή ώστε η περιστροφική κίνηση του κυλίνδρου στο τμήμα δοκιμών να μπορεί να αμεληθεί, αφού π.χ. για ένα τυπικό χώρο (ύψους-διάμετρο περιστροφής 3[m]) η γωνία που φαίνεται στο Σχήμα 4.6 ανέρχεται από 7 σε 18°. Η ιδέα όμως του περιστρεφόμενου βραχίονα-φορέα με τα πλεονεκτήματα που παρουσιάζει οδήγησε στη διάταξη που τελικά υιοθετήθηκε.

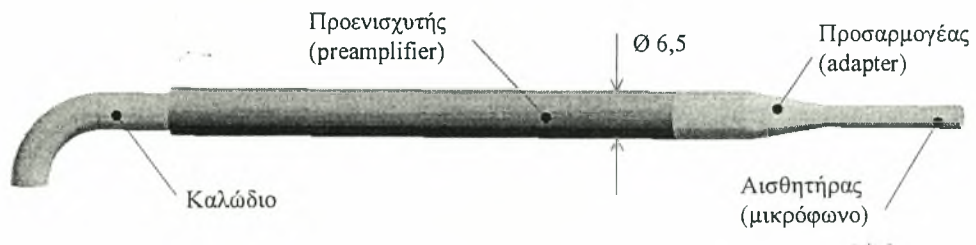
Στην διάταξη αυτή ο κύλινδρος είναι προσαρτημένος κάθετα στον βραχίονα. Η κινηματική αυτή μοιάζει με την αντίστοιχη που υιοθέτησαν οι Liu & Rodi στην εργασία τους, που μελετήθηκε κατά την βιβλιογραφική ανασκόπηση (*κινηματική squirrel cage*), με την διαφορά ότι δεν χρησιμοποιούνται πολλοί, αλλά μόνο ένας κύλινδρος [41]. Η μορφή της πειραματικής διάταξης με την οποία διεξάχθηκε η παρούσα διατριβή φαίνεται στο Σχήμα 4.7 στο επίπεδο περιστροφής του βραχίονα.

αεροτομή (Σχήμα 4.8) κατασκευάστηκε το 2-Δ πτερύγιο χορδής $c=120$ [mm] με το οποίο διεξάχθηκαν τα πειράματα [55].



Σχήμα 4.8: Αεροτομή NACA 63₂ 215.

Για την κατασκευή της καθοριστικό ρόλο έπαιξε η επιλογή του τρόπου μέτρησης της ασταθούς πίεσης, ώστε να εφαρμοστεί ο κατάλληλος αισθητήρας τύπου μικροφώνου. Στο Σχήμα 4.9 φαίνεται σχέδιο της διάταξης του αισθητήρα.



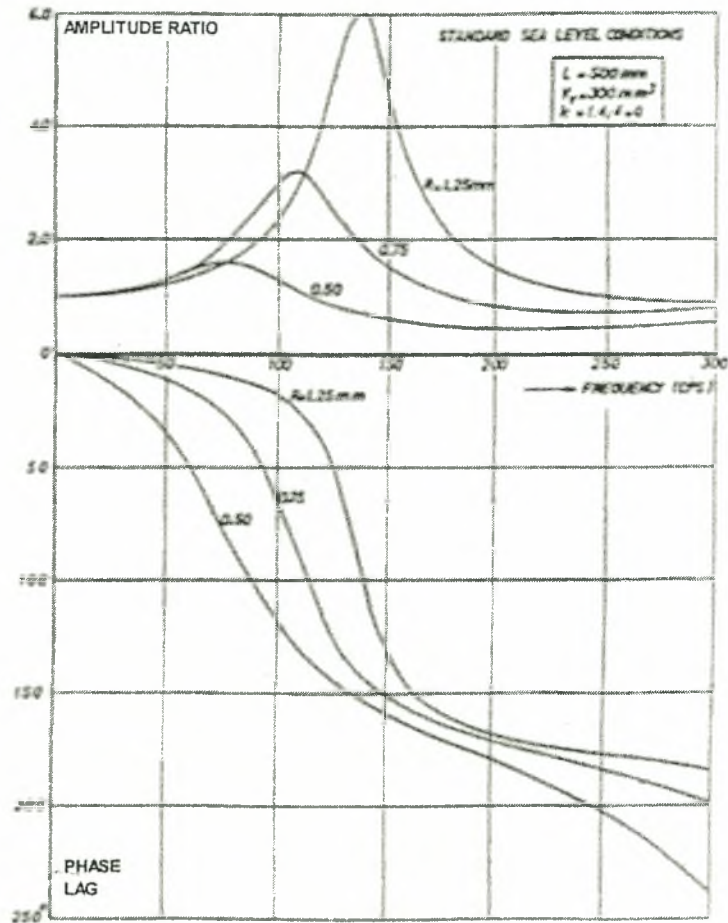
Σχήμα 4.9: Διάταξη αισθητήρα ασταθούς πίεσης εγκατεστημένη στο εσωτερικό του πτερυγίου.

Η ασταθής πίεση $\Delta p(t)$ ορίζεται ως η διαφορά της στιγμιαίας τιμής πίεσης $p(t)$ από την μέση τιμή της \bar{p} για κάποιο χρονικό διάστημα T , σύμφωνα με τις σχέσεις

$$p(t) = \bar{p}(T) + \Delta p(t), \quad \text{όπου} \quad \bar{p}(T) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} p(t) dt.$$

Για την διεξαγωγή γενικώς, μετρήσεων πίεσης χρησιμοποιούνται συχνά αγωγοί ως μέσο για την διέλευση του σήματος από το σημείο μέτρησης

στον αισθητήρα, όπως συμβαίνει και στην πείραμα που εξετάζεται. Η χρήση και εφαρμογή αυτών των αγωγών (συχνά λεπτών κυλινδρικών σωληνίσκων) αλλοιώνει το σήμα, κυρίως δε όταν αυτό είναι χρονικά μεταβαλλόμενο. Η αλλοίωση αυτή συνίσταται τόσο σε αλλαγή τού εύρους όσο και στην εισαγωγή διαφοράς φάσης (*dynamic response*) και επηρεάζεται από το μέγεθος του σωληνίσκου (διάμετρος και μήκος), την μέση πίεση, την θερμοκρασία κ.α. Το φαινόμενο μελέτησαν θεωρητικά και πειραματικά οι Bergh & Tijdeman [56] και στο Σχήμα 4.10 που ακολουθεί παρουσιάζεται η επίδραση της διαμέτρου του σωλήνα στην δυναμική απόκριση του σήματος. Παρατηρούνται φαινόμενα συντονισμού και κορυφές οι οποίες είναι μεγαλύτερες για φαρδύτερους σωλήνες. Για τον λόγο αυτό επιλέχθηκε το κανάλι να έχει μικρή διατομή ($1 \text{ [mm}^2\text{]}$). Ακόμη σύμφωνα με την εργασία αυτή η μέτρηση δεν επηρεάζεται αισθητά για θερμοκρασιακές μεταβολές στο εύρος $0\text{-}30 \text{ [}^\circ\text{C]}$, μέσα στο οποίο κινούνται και οι μετρήσεις των πειραμάτων.



Σχήμα 4.10: Επίδραση του μεγέθους του σωληνίσκου στην δυναμική απόκριση σήματος [56].

Για την σωστή μέτρηση λοιπόν της κατανομής της ασταθούς πίεσης απαιτείται ο αισθητήρας να βρίσκεται όσο το δυνατόν εγγύτερα στο εκάστοτε σημείο της επιφάνειας του πτερυγίου στο οποίο ζητείται η μέτρηση. Αυτό επιτυγχάνεται με την προσάρτηση του αισθητήρα στο πτερύγιο και μάλιστα στο εσωτερικό του, κοντά στην θέση μέτρησης. Έτσι το πτερύγιο σχεδιάστηκε κατάλληλα με στόχο την εγκατάσταση του αισθητήρα μέσα σε αυτό καθώς επίσης και την δυνατότητα λήψης μέτρησης σε διάφορα σημεία κατανεμημένα στην περίμετρο της αεροτομής.

4.2. Κατασκευή και Υλοποίηση

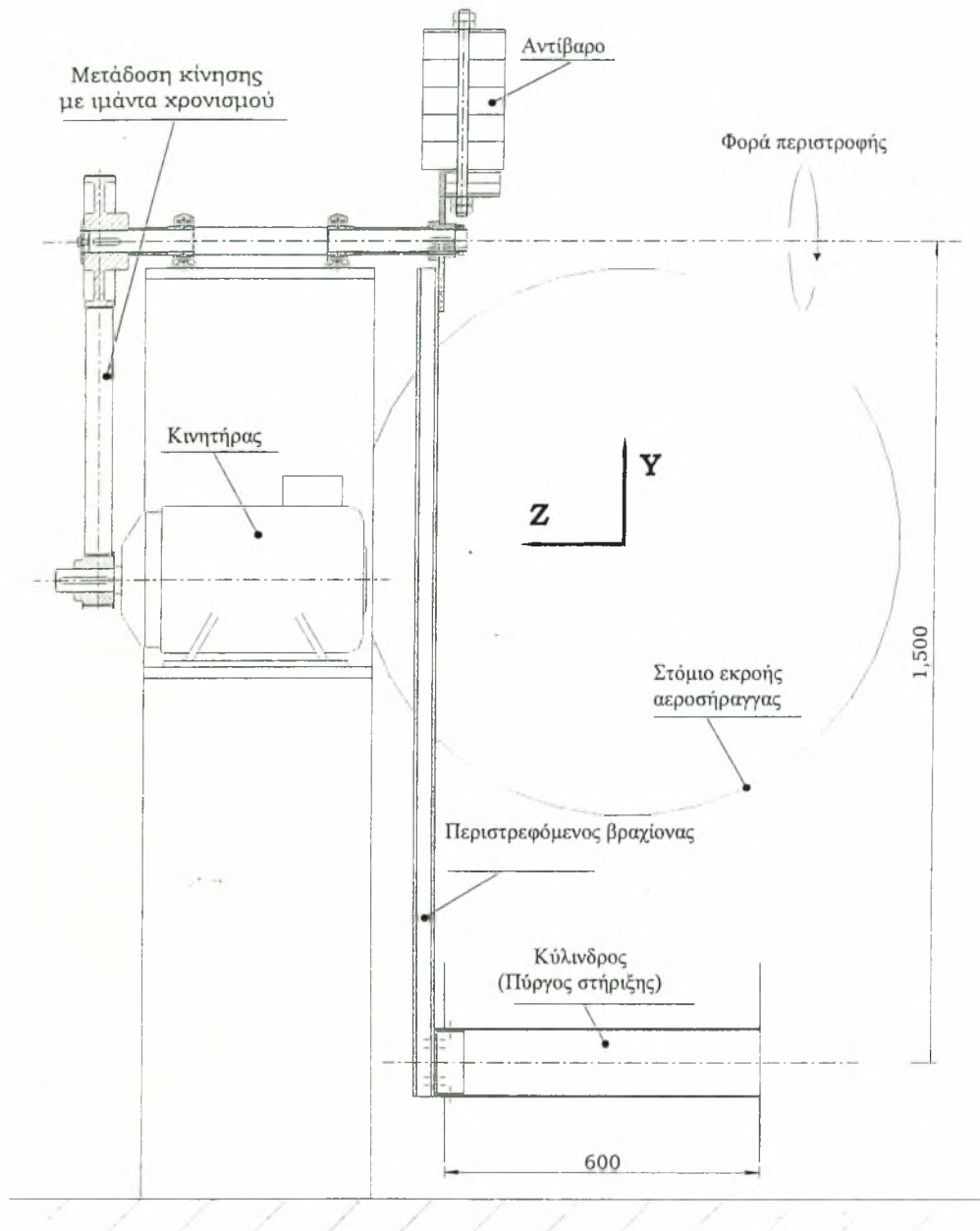
4.2.1. Διάταξη κίνησης κυλίνδρου

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται μερικά σημαντικά σημεία από τη σχεδιομελέτη της διάταξης περιστροφής του κυλίνδρου.

Η ιδιοκατασκευή που περιστρέφει τον βραχίονα με τον κύλινδρο φαίνεται σε συναρμολογημένη διάταξη στο Σχήμα 4.11. Λόγω της περιστροφικής κίνησης επάγονται στην πλήμνη φυγοκεντρικά φορτία, τα οποία εξαρτώνται από την μάζα και τη θέση τους, σύμφωνα με την σχέση

$$\left. \begin{array}{l} F = \frac{mU^2}{R} \\ U = \omega R \end{array} \right\} \Rightarrow F = m\omega^2 R,$$

όπου ω και U η γωνιακή και γραμμική ταχύτητα περιστροφής (αντίστοιχα) της μάζας m , το κέντρο μάζας της οποίας απέχει απόσταση R από το σημείο περιστροφής. Όπως γίνεται αντιληπτό το κύριο ενδιαφέρον εστιάζεται στον κύλινδρο, ο οποίος βρίσκεται περισσότερο απομακρυσμένος από τον άξονα περιστροφής. Για τον λόγο αυτό η σχεδιομελέτη αποτέλεσε μια διαδικασία βελτιστοποίησης μεταξύ της αντοχής και της πυκνότητας των υλικών που θα χρησιμοποιηθούν, η οποία περιγράφεται συνοπτικά στη συνέχεια.



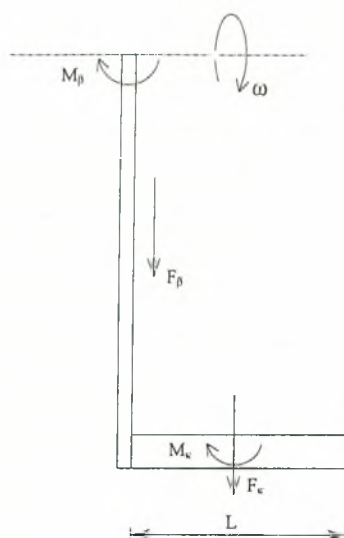
Σχήμα 4.11: Συναρμολογημένη διάταξη της ιδιοκατασκευής περιστροφής του κυλίνδρου.

Η ταχύτητα περιστροφής για την σχεδίαση σε κάθε περίπτωση είναι $\omega=33,3 \text{ [s}^{-1}\text{]}$, που για ταχύτητα ελεύθερης ροής 10 [m/s] σημαίνει λόγο $\lambda=6$. Στον Πίνακα 4.1 που ακολουθεί παρουσιάζονται μερικά από τα σενάρια που εξετάστηκαν κατά την σχεδιομελέτη της διάταξης και τα κύρια φορτία που επάγονται κατά την λειτουργία σύμφωνα με το

σκαρίφημα του Σχήματος 4.12. Ο συντελεστής ασφάλειας S_k προκύπτει βάσει των υπολογισμών αντοχής, και εκφράζει τον λόγο των επιτρεπτών προς τις επαγόμενες τάσεις στο σημείο στήριξης του κυλίνδρου στον βραχίονα. Αρχικά εξετάστηκε η περίπτωση ο κύλινδρος (διαμέτρου 0,12 [m]) να έχει μήκος μεγαλύτερο ή ίσο της δέσμης στην έξοδο της αεροσήραγγας η οποία έχει διάμετρο 1 [m]. Το πρώτο σενάριο (A) περιλαμβάνει την χρησιμοποίηση συμβατικού χαλύβδινου σωλήνα πάχους 2 [mm], ως μοντέλο του περιστρεφόμενου κυλίνδρου. Λόγω της υψηλής πυκνότητάς του όμως οδηγεί σε μεγάλη καταπόνηση στο σημείο πάκτωσής του στο βραχίονα, αλλά και στο σημείο πάκτωσης του βραχίονα στη πλήμνη. Αύξηση του πάχους της διατομής για αυξημένη αντοχή του κυλίνδρου οδηγεί σε αυξημένη καταπόνηση του βραχίονα.

	Είδος κυλίνδρου	F_k [N]	M_k [Nm]	S_k	F_β [N]	M_β [Nm]
A	Χαλύβδινος, L=1 [m], s=2 [mm], D=12 [cm]	9.700	4.850	1,5	29.220	5.070
B	AA 2024/T4, L=1 [m], s=2 [mm], D=10 [cm]	2.780	1.390	3,8	15.290	1.442
Γ	PVC, L=0,6 [m], s=3,7 [mm], D=12,5 [cm]	1.850	770	4,5	10.170	981

Πίνακας 4.1: Μερικά από τα σενάρια που μελετήθηκαν για το μοντέλο του πύργου.



Σχήμα 4.12: Σκαρίφημα φόρτισης βραχίονα και κυλίνδρου κατά την λειτουργία.

Μια άλλη λύση (σενάριο Β) είναι η χρήση προηγμένου υλικού για τον κύλινδρο, όπως π.χ. του κράματος Al, AA 2024/T4 που χρησιμοποιείται ευρέως στην αεροναυπηγική. Το υλικό αυτό έχει κατά 10% αυξημένη αντοχή (όριο διαρροής) αλλά το σημαντικότερο πλεονέκτημα του είναι ότι έχει μόλις σχεδόν το 1/3 της πυκνότητας του χάλυβα. Δυστυχώς όμως δεν κατέστη δυνατή η εύρεση αυτού του υλικού σε μορφή σωλήνα παρότι ερευνήθηκε η περίπτωση προμήθειάς του και από αγορές του εξωτερικού. Όμοια δυσκολία παρουσιάζεται και για άλλα ελαφρά, προηγμένα υλικά, όπως τα σύνθετα υλικά πολυμερικής μήτρας με ενίσχυση ινών υάλου ή άνθρακα (GFRP, CFRP). Οπότε η τελική λύση (σενάριο Γ) ήταν η χρησιμοποίηση συμβατικού ελαφρού υλικού, όπως τέτοιο είναι το πολυβουτιλο-κλωρίδιο ή γνωστότερο με την εμπορική ονομασία PVC. Το υλικό αυτό χρησιμοποιείται κατεξοχήν στην υδραυλική, όπου διατίθενται σωλήνες σε μεγάλη ποικιλία διαμετρημάτων. Λόγω της χαμηλής μηχανικής αντοχής του όμως, το ενεργό μήκος του μοντέλου του κυλίνδρου που βρίσκεται εντός της κύριας ροής δεν μπορεί να ξεπεράσει τα 60 [cm].

Για την ολοκλήρωση της σχεδιομελέτης και κατασκευής της διάταξης αυτής μένει η ζυγοστάθμισή της. Κάθε κατασκευή που περιστρέφεται

απαιτείται να ζυγοσταθμίζεται ώστε η συνισταμένη δύναμη όλων των φυγοκεντρικών φορτίων να είναι μηδενική ή πρακτικά αμελητέα. Η έννοια της ζυγοστάθμισης και της φυγόκεντρης δύναμης έχει γενεσιουργό αιτία την μάζα. Η μη ισορρόπηση των μαζών-φορτίων (*αζυγοσταθμία*) μπορεί να οφείλεται τόσο σε μη συμμετρική κατανομή λόγω σχεδιαστικών απαιτήσεων (όπως συμβαίνει π.χ. στην διάταξη που μελετάται) όσο και σε κατασκευαστικές ατέλειες ή υπολογιστικές παραδοχές. Στην προκειμένη περίπτωση μετά την ολοκλήρωση της σχεδιομελέτης του συστήματος βραχίονα-κύλινδρου (μη-συμμετρικά κατανεμημένη μάζα) υπολογίστηκε η συνολική τους μάζα και το κέντρο μάζας. Η συνολική μάζα του συστήματος είναι 9,5 [kg] με κέντρο μάζας να βρίσκεται σε απόσταση 963 [mm] από τον άξονα περιστροφής και 37 [mm] από τον άξονα συμμετρίας του βραχίονα. Αυτή η μάζα εξισορροπείται με την προσάρτηση μάζας (*αντίβαρο*) ίσης με 36,6 [kg] σε απόσταση 250 [mm] αντιδιαμετρικά του άξονα περιστροφής και 37 [mm] από τον άξονα συμμετρίας του βραχίονα. Το αντίβαρο φαίνεται στο Σχήμα 4.11 προσαρτημένο στην πλήμνη. Αφού συναρμολογήθηκε η πλήρης διάταξη έγινε και η εξισορρόπηση των μη-υπολογισιμων αζυγοσταθμιών με την πειραματική μέθοδο της στατικής ζυγοστάθμισης.

Αφού έχει καθοριστεί και μελετηθεί η κινηματική διάταξη μένει να υπολογισθεί ο κινητήρας και το σύστημα μετάδοσης. Η ισχύς που απαιτείται να καλυφθεί αφορά κυρίως την αεροδυναμική αντίσταση της διάταξης. Τα σώματα που κινούνται και επάγουν αεροδυναμική αντίσταση είναι κατά κύριο λόγο ο κύλινδρος αλλά και ο βραχίονας. Το δεύτερο σώμα είναι μια καλύβδινη δοκός με διατομή τύπου U (*profile U*) και συγκεκριμένα η U 40 DIN 1026-St-37-2. Λόγω της μικρής μετωπικής επιφάνειάς της, σε σχέση με το κύλινδρο και της περιστροφικής της κίνηση η συνεισφορά της στον υπολογισμό της ισχύος του κινητήρα δεν είναι καθοριστική και γι' αυτό καλύπτεται με υπερδιαστασιολόγηση. Η ταχύτητα σχεδίασης με την οποία κινείται ο κύλινδρος είναι 60 [m/s]. Οπότε ο αριθμός Re ,

$$\left. \begin{aligned} \text{Re} &= \frac{UD}{\nu} \\ U &= 60 \text{ [m/s]} \\ D &= 0,125 \text{ [m]} \\ \nu &= 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ [m}^2\text{/s]} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{Re} \approx 5 \cdot 10^5.$$

Οπότε ο συντελεστής C_D (Σχήμα 2.13) και η συνολική δύναμη F_D που επάγεται στον κύλινδρο είναι,

$$\left. \begin{aligned} c_D &= 0,4 \\ F_D &= \frac{1}{2} \rho U^2 c_D A \\ \rho &= 1,052 \text{ [kg/m}^3\text{]} \\ A &= LD \\ L &= 0,6 \text{ [m]} \end{aligned} \right\} \Rightarrow F_D = 65,1 \text{ [N]}.$$

Η ισχύς που απαιτείται είναι,

$$\left. \begin{aligned} T &= F_D \frac{D}{2} \Rightarrow T = 97,6 \text{ [Nm]} \\ P &= T\omega \\ \omega &= 33,3 \text{ [s}^{-1}\text{]} \end{aligned} \right\} \Rightarrow P = 3,3 \text{ [kW]}.$$

Η περιστροφή του βραχίονα με ταχύτητα $\omega=33,3 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ απαιτεί ο άξονας να περιστρέφεται με $n \approx 318,3 \text{ [Hz]}$. Από τις βασικές αρχές της ηλεκτροτεχνίας [57] είναι γνωστό ότι ο κλασικότερος τύπος ηλεκτροκινητήρα, ο ασύγχρονος με ένα διπολικό τύλιγμα ($p=1$), όταν τροφοδοτείται με ηλεκτρικό ρεύμα συχνότητας $f=50 \text{ [Hz]}$ περιστρέφεται με ταχύτητα n_k ελαφρά μικρότερη από την σύγχρονη ταχύτητα (3000 [rpm]) σύμφωνα με την σχέση

$$n_k = \frac{f}{p}(1-s) \quad (\text{Σχέση I}),$$

όπου s ηλεκτρική ολίσθηση του ασύγχρονου κινητήρα που κατά την λειτουργία στο πλήρες φορτίο είναι της τάξης 4-5%. Βέβαια το κόστος του

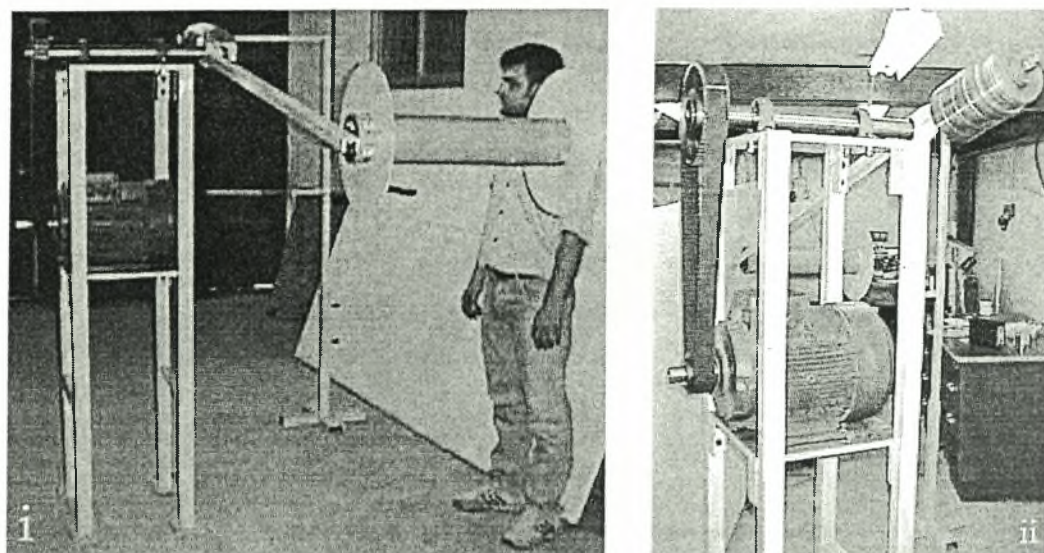
ηλεκτροκινητήρα αυξάνει σημαντικά με την αύξηση του p καθώς οι εφαρμογές είναι πλέον πολύ ειδικές. Οπότε η επίτευξη της ταχύτητας που απαιτεί η σχεδίαση κάνει απαραίτητη την χρήση μειωτήρα για την ελάττωση των στροφών. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε σύστημα μετάδοσης κίνησης τροχαλιών-ιμάντα. Ο ιμάντας και οι τροχαλίες είναι τύπου χρονισμού (*timing belt*), δηλαδή η σύμπλεξη δεν γίνεται λόγω τριβής αλλά λόγω μορφής (οδοντωτή). Η επιλογή αυτού του τύπου έγινε για να αποφευχθεί η πιθανότητα ολίσθησης του ιμάντα και είναι ελεγχόμενη και καθορισμένη η ταχύτητα περιστροφής. Η σχέση μετάδοσης του συστήματος είναι $i=2,5$ και άρα η ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα είναι $n_{κ-σ} \approx 795,8$ [Hz], (ο δείκτης σ αναφέρεται στις τιμές της σχεδίασης). Η επιλογή κινητήρα με $p=3$ ($n_{κ}=1000 \cdot (1-s)$ [rpm]), και συστήματος ηλεκτρονικής ρύθμισης στροφών (*inverter*) επιτρέπει την επίτευξη της ταχύτητας αυτής. Ο ρυθμιστής αυτός λειτουργεί μεταβάλλοντας την συχνότητα του ρεύματος τροφοδοσίας του κινητήρα με αποτέλεσμα την ευθέως ανάλογη μεταβολή στην αποδιδόμενη ισχύ του κινητήρα. Έτσι για να περιστρέφεται ο κινητήρας με ταχύτητα $n_{κ-σ}$ πρέπει να τροφοδοτείται, σύμφωνα με την Σχέση I και για $s=4\%$, με ρεύμα συχνότητας $f_{\sigma} \approx 39$ [Hz]. Άρα η ονομαστική ισχύς P_n του κινητήρα πρέπει να είναι κατ' ελάχιστο

$$\frac{P_n}{P} = \frac{f}{f_{\sigma}} \Rightarrow P_n \approx 4,2 \text{ [kW]},$$

όπου $f=50$ [Hz], η συχνότητα του εναλλασσόμενου ρεύματος του δικτύου. Περισσότερες λεπτομέρειες για την σχεδιομελέτη της διάταξης δίνονται στο Παράρτημα I.

Η διάταξη περιστροφής του κυλίνδρου παρουσιάζεται συναρμολογημένη μετά την κατασκευή της στις Φωτογραφίες 4.1i & ii κατά την διάρκεια της στατικής ζυγοστάθμισης. Η διάταξη που κατασκευάστηκε προσομοιώνει σε καλό βαθμό την κίνηση του κυλίνδρου. Συγκεκριμένα η παραλληλότητα του κυλίνδρου με την ακμή προσβολής του πτερυγίου είναι της τάξης $\pm 2^\circ$ ενώ ως προς την έξοδο της αεροσήραγγας ο κύλινδρος είναι τοποθετημένος στο μέσο με ακρίβεια ± 2 cm Η σχεδιομελέτη και επίβλεψη της

κατασκευής έγινε εξ ολοκλήρου από τον διεξάγοντα την παρούσα διατριβή ενώ η υλοποίησή της πραγματοποιήθηκε με την τεχνική συνδρομή των μηχανουργών του Εργαστηρίου Στοιχείων Μηχανών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του ΑΠΘ Βλάχου Χ. και Τάνιου Γ. τη χρονική περίοδο από 10/98 έως 8/99.



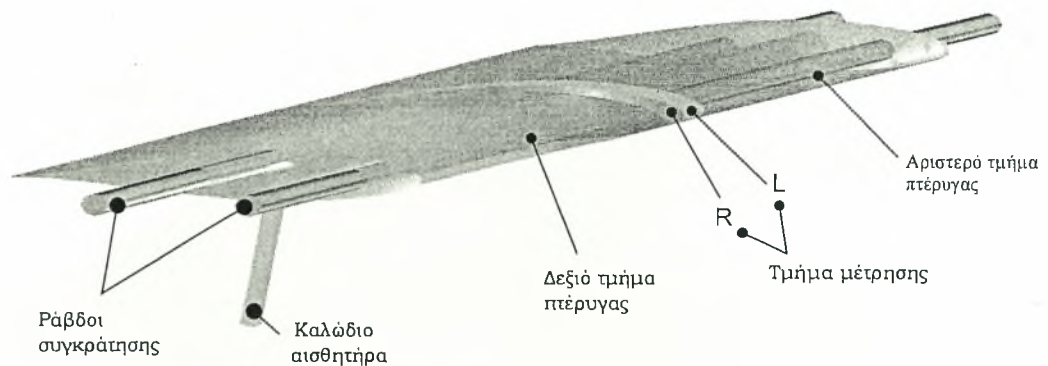
Φωτογραφίες Ii & ii: Η πειραματική διάταξη περιστροφής του κυλίνδρου μετά την ολοκλήρωση της κατασκευής της.

4.2.2. Πτερύγιο

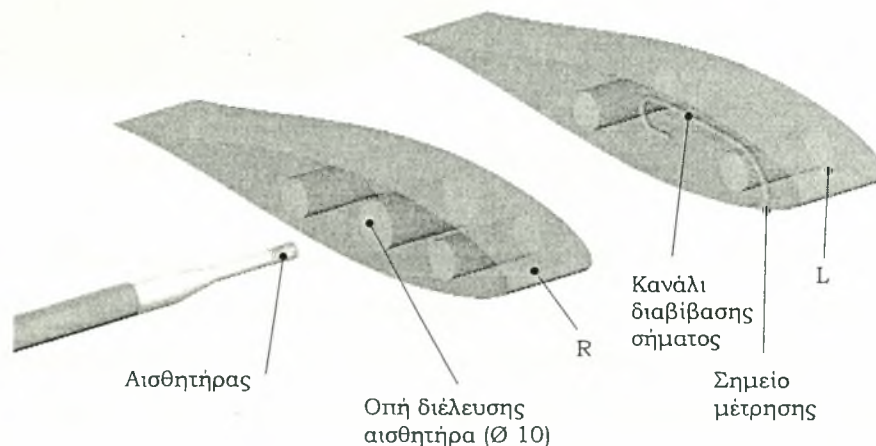
Το πτερύγιο κατασκευάστηκε σε τρία μέρη, το αριστερό, το δεξιό και το κεντρικό ή τμήμα μέτρησης, τα οποία όταν συναρμολογηθούν μαζί δίνουν το πλήρες μοντέλο του πτερυγίου για το πείραμα συνολικού εκπετάσματος $b=500$ [mm], όπως φαίνονται στο Σχήμα 4.13 (το υλικό κατασκευής του πτερυγίου είναι διαφανές συνθετικό).

Το αριστερό και το δεξιό είναι όμοια, εκπετάσματος 23 [cm] το καθένα και φέρουν δύο εσωτερικές οπές από τις οποίες διέρχονται ράβδοι σπειρωτομημένοι (*υπίζες*) για τη συναρμολόγηση. Στο δεξιό τμήμα υπάρχει επιπλέον μια κεντρική διαμπερής οπή διαμέτρου 10 [mm] μέσα στην οποία τοποθετείται ο αισθητήρας και εξέρχεται το καλώδιο του. Στην εξωτερική επιφάνεια του τμήματος μέτρησης, στο σημείο μέτρησης

υπάρχει μικρή οπή διαμέτρου 0,5 [mm] και βάθους 1 [mm] η οποία με κατάλληλη κανάλι (αυλάκι) καταλήγει στην κεφαλή του αισθητήρα ώστε να ληφθεί η μέτρηση. Για την κατασκευή αυτού του καναλιού στο κεντρικό τμήμα, μέσα από το οποίο διαβιβάζεται το σήμα στον αισθητήρα, κατασκευάζονται αρχικά δύο μέρη το R και το L τα οποία στην συνέχεια συνενώνονται για να δώσουν το κεντρικό τμήμα. Στο Σχήμα 4.14 φαίνονται τα δύο αυτά μέρη σε απόσταση.

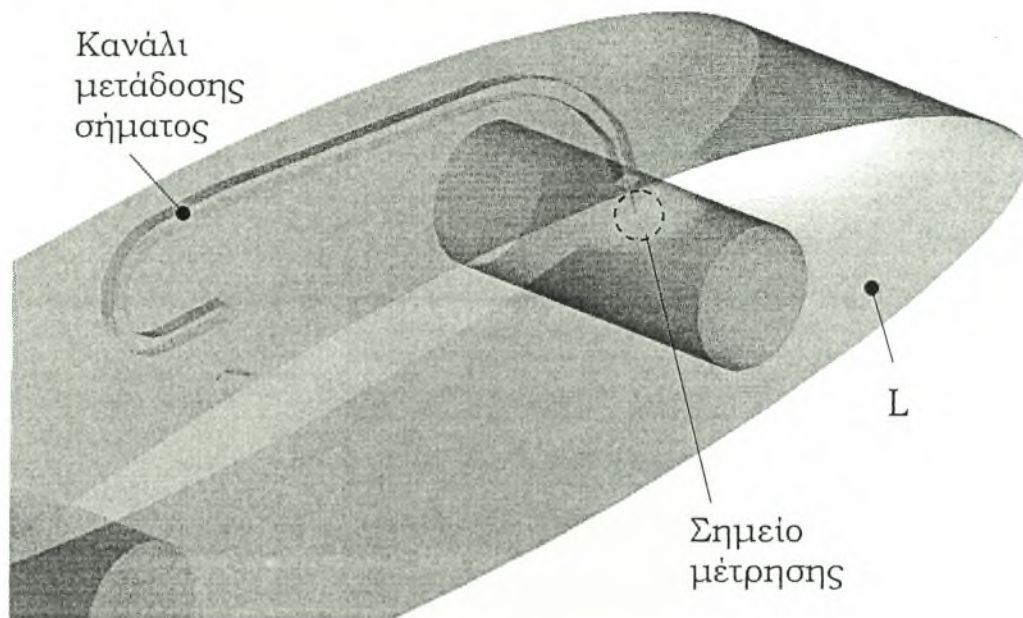


Σχήμα 4.13: Αξονομετρικό σχέδιο πτερυγίου-μοντέλου.



Σχήμα 4.14: Τμήμα μέτρησης όπου εξηγείται η διαμόρφωση για την μέτρηση της πίεσης.

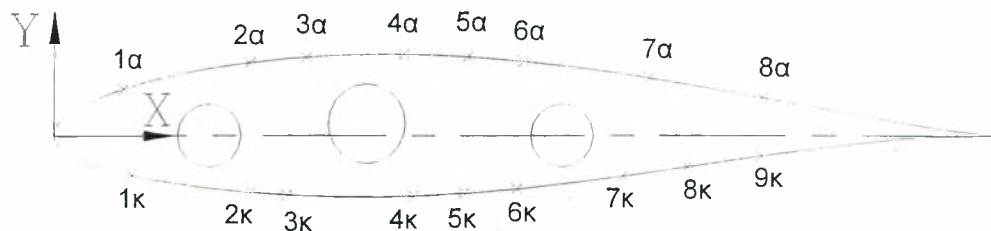
Το τεμάχιο R φέρει και αυτό την κεντρική οπή που έχει το δεξιό τμήμα της αεροτομής. Έτσι ο αισθητήρας διέρχεται μέσα από αυτήν και φθάνει έως σχεδόν το επίπεδο που χωρίζει τα τεμάχια R και L. Το τεμάχιο L αντίθετα δεν έχει την κεντρική αυτή οπή αλλά έχει χαραγμένο στην παράπλευρη επιφάνειά του ένα αυλάκι τετραγωνικής διατομής 1×1 [mm²] το οποίο ξεκινάει από τον άξονα της οπής του αισθητήρα και καταλήγει στην θέση μέτρησης, μόλις 1[mm] κάτω από την εξωτερική επιφάνεια, όπου ενώνεται με την μικρή οπή διαμέτρου 0,5 [mm] μέσω της οποίας διέρχεται το σήμα της ασταθούς πίεσης, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.15.



Σχήμα 15: Διαμόρφωση τεμαχίου L ενός τμήματος μέτρησης.

Όπως γίνεται αντιληπτό τα τμήματα μέτρησης είναι τόσα όσα και τα σημεία μέτρησης στην επιφάνεια του περυγίου. Κάθε φορά αποσυναρμολογείται το περύγιο και τοποθετείται το κατάλληλο τμήμα για την μέτρηση στην αντίστοιχη θέση. Οι 17 θέσεις μέτρησης που επιλέχθηκαν φαίνονται στο Σχήμα 4.16, ενώ οι ακριβείς συντεταγμένες τους δίνονται στον Πίνακα 4.2. Σε κάθε κεντρικό τμήμα το κανάλι μετάδοσης του σήματος έχει το ίδιο μήκος (52 [mm]) ώστε να είναι

ισοδύναμες όλες οι μετρήσεις. Στο Παράρτημα II παρουσιάζεται για κάθε ένα από τα 17 τμήματα μέτρησης η διαδρομή αυτού του καναλιού, καθώς και άλλες κατασκευαστικές λεπτομέρειες σχετικά με το πτερύγιο.



Σχήμα 4.16: Οι θέσεις των οπών για τις μετρήσεις ασταθούς πίεσης (α... αναρρόφηση, κ... κατάθλιψη).

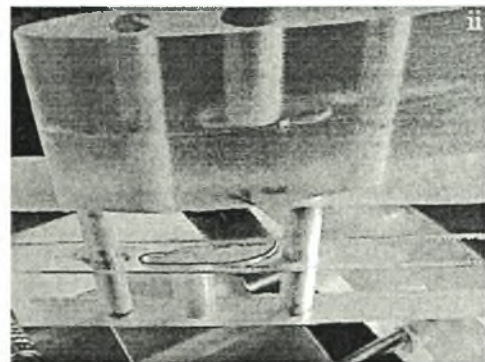
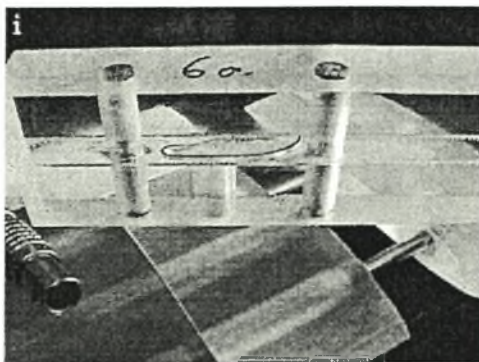
Οπή	X [mm]	Y [mm]
1α	9,0	5,9
1κ	10,1	-5,0
2α	25,1	9,1
2κ	25,4	-7,2
3α	32,2	9,8
3κ	29,9	-7,5
4α	44,7	10,2
4κ	46,1	-7,6
5α	53,0	9,9
5κ	52,6	-7,3
6α	60,0	9,3
6κ	59,3	-6,7
7α	76,1	7,2
7κ	72,8	-5,1
8α	90,5	4,7
8κ	81,1	-4,0
9κ	90,4	-2,6

Πίνακας 4.2: Συντεταγμένες των θέσεων μέτρησης.

Η υλοποίηση μιας τέτοιας ιδέας για την κατασκευή του πτερυγίου υπήρξε αρκετά σύνθετη και χρησιμοποιήθηκαν προηγμένα συστήματα κατεργασίας. Καταρχήν, για να κατασκευασθεί με ακρίβεια η εξωτερική επιφάνεια του πτερυγίου χρησιμοποιήθηκε σύστημα κατεργασίας

ψηφιακής καθοδήγησης (CNC). Το υλικό κατασκευής επιλέχθηκε με κριτήριο την κατεργασιμότητα και το κόστος, ενώ δεν υφίσταται μηχανική καταπόνηση. Έτσι χρησιμοποιήθηκε *πολυ-μεθυλικός-μεθυλεστέρας* (PMMA), γνωστός με την εμπορική ονομασία *πλεξιγκλάς* (*plexiglas*). Το υλικό αυτό είναι ένα ευρέως χρησιμοποιούμενο πολυμερές με χαμηλή πυκνότητα, μαλακό και διαφανές, σχεδόν όπως το γυαλί. Έτσι ήταν δυνατόν να ελέγχεται οπτικά η τοποθέτηση του αισθητήρα. Ακόμη έχει πολύ καλή συγκολλητικότητα με την χρήση κλωροφορμίου ως ενδιάμεσο υλικό, πράγμα αρκετά χρήσιμο όπως θα φανεί στη συνέχεια.

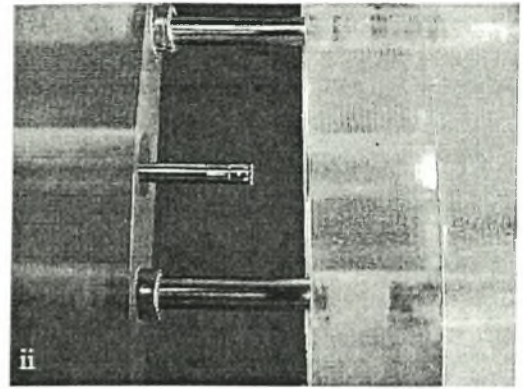
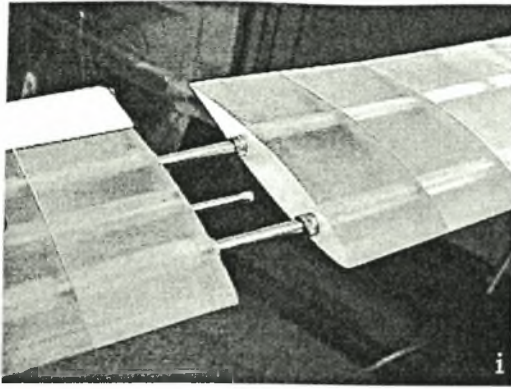
Αρχικά το υλικό για την κατασκευή του περυγίου είχε την μορφή πλακιδίων διατομής 20×130 [mm²] με μήκος 15, 30 και 40 [mm]. Στα πλακίδια αυτά αρχικά διανοίχτηκαν διαμπερώς οι οπές συγκράτησης. Μέσω αυτών συγκρατήθηκαν τα τεμάχια σε ειδικά σχεδιασμένη διάταξη στην τράπεζα της εργαλειομηχανής στην οποία έγινε η κατεργασία. Η εργαλειομηχανή ήταν μια ψηφιακά καθοδηγούμενη φρέζα με τρεις βαθμούς ελευθερίας. Στα τεμάχιο που προορίζονταν για τα L μέρη των τμημάτων μέτρησης του περυγίου διανοίχτηκαν αρχικά τα κανάλια για την διέλευση του σήματος, ενώ στα υπόλοιπα η κεντρική οπή διέλευσης του αισθητήρα. Στην Φωτογραφία 4.2i παρουσιάζεται ένα κεντρικό τμήμα με τα δύο μέρη έτοιμο για την κατεργασία της εξωτερικής επιφάνειας και στην Φωτογραφία 4.2ii φαίνεται μαζί με ένα άλλο τμήμα μετά την ολοκλήρωση της κατεργασίας.



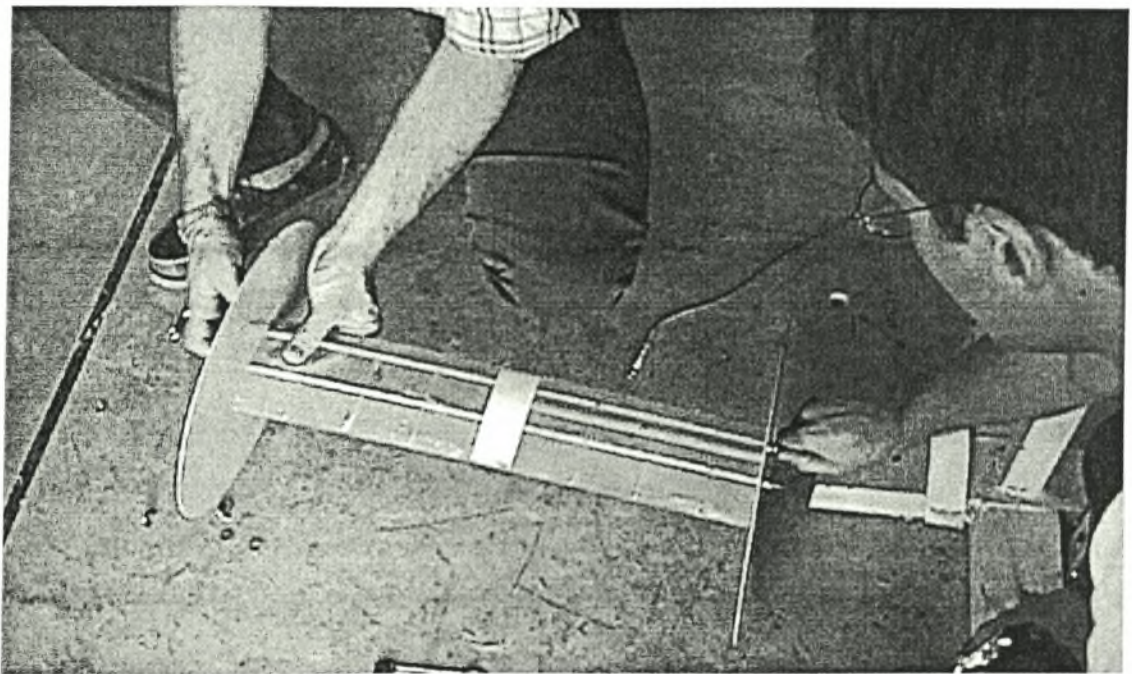
Φωτογραφίες 4.2i & ii: Τμήμα μέτρησης κατά τις φάσεις κατεργασίας.

Στην συνέχεια συγκολλήθηκαν τα απαραίτητα τεμάχια ώστε να προκύψουν το αριστερό και το δεξί τμήμα του πτερυγίου καθώς και τα 17 ζεύγη των L και R μερών των κεντρικών τμημάτων. Το επόμενο στάδιο για την ολοκλήρωση της κατασκευής του πτερυγίου ήταν η προσαρμογή των τμημάτων του πτερυγίου και η λείανση της εξωτερικής επιφανείας τους. Το αριστερό και δεξί τμήμα του πτερυγίου λειάνθηκαν μαζί, στο χέρι, σε τρία στάδια με λειαντικά χαρτιά (*σφυριδόχαρτα*) μεγέθους 800, 1000 και 1200 mesh, ώστε η τελική επιφανειακή τραχύτητα να είναι κάτω του επιπέδου 5 [μm] [58]. Αφού ολοκληρώθηκε το στάδιο αυτό επαναλήφθηκε η διαδικασία στο πλήρως συναρμολογημένο πλέον πτερύγιο για το καθένα από τα 17 τμήματα μέτρησης τα οποία είχαν προηγουμένως επαλειφθεί με ένα λεπτό στρώμα στόκου, ώστε να καλυφθούν τυχόν ατέλειες (το οποίο απομακρύνθηκε στην πλειονότητά του κατά την λείανση). Η διαδικασία της κατασκευής ολοκληρώθηκε με την διάνοιξη της οπής διαμέτρου 0,5 [mm] σε καθένα από τα 17 κεντρικά τμήματα, κάθετα στην περίμετρο της αεροτομής με μικρο-μηχανουργική μέθοδο και εξοπλισμό. Έτσι στην τελική του μορφή το πτερύγιο αποτελείται από τρία μέρη με το κεντρικό τμήμα να αλλάζει ανάλογα με την θέση μέτρησης. Στην Φωτογραφία 4.3i φαίνεται το δεξιό μέρος του πτερυγίου, εξοπλισμένο με τον αισθητήρα, και το αριστερό ενώ στο κενό χώρο είναι η θέση του κεντρικού τμήματος. Στην Φωτογραφία 4.3ii φαίνονται το κεντρικό τμήμα έτοιμο να συναρμολογηθεί ενώ ο αισθητήρας είναι στη θέση λειτουργίας. Το πτερύγιο συναρμολογημένο φαίνεται στην Φωτογραφία 4.4, όπου διακρίνονται το τμήμα μέτρησης με λευκό χρώμα και η οπή διέλευσης του αισθητήρα στο δεξιά τμήμα. Στα άκρα του πτερυγίου τοποθετήθηκαν λεπτές πλάκες για την αποφυγή των 3-Δ φαινομένων άκρου.

Η ακρίβεια των διαστάσεων του πτερυγίου εκτιμάται ότι είναι της τάξης 1%. Η υλοποίηση της κατασκευής του έγινε παράλληλα με την κατασκευή της διάταξης περιστροφής του κυλίνδρου με την χρήση του εξοπλισμού του Εργαστηρίου Εργαλειομηχανών & Διαμορφωτικής Μηχανολογίας, του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών, ΑΠΘ.



Φωτογραφίες 4.3i & ii: Θέση αισθητήρα στο προς συναρμολόγηση πτερύγιο.



Φωτογραφία 4.4: Το πτερύγιο συναρμολογημένο.

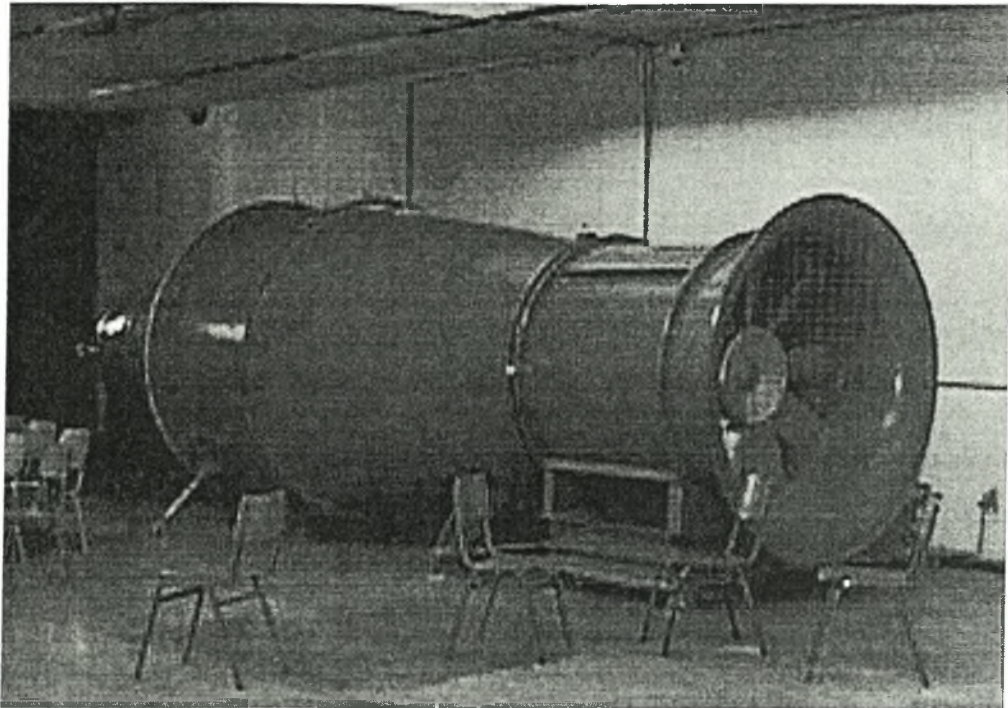
4.3. Μειρητικές Διατάξεις-Συσκευές

4.3.1. Αεροσήραγγα

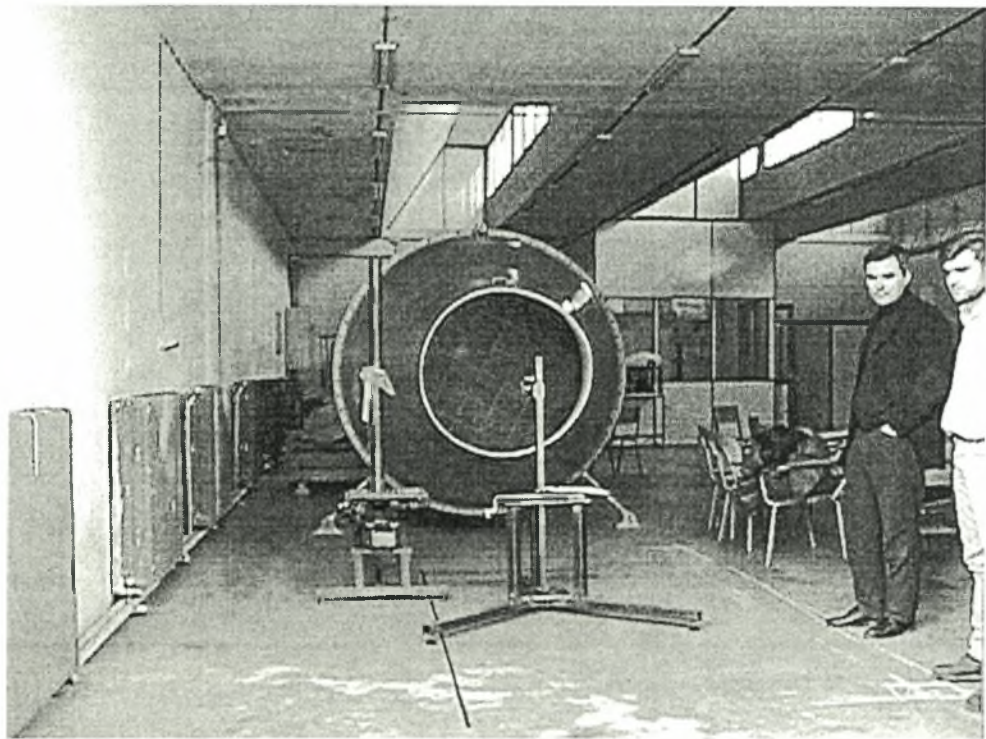
Όπως προαναφέρθηκε η αεροσήραγγα είναι *ανοικτού τύπου εκκρούσας δέσμης* και είναι αυτή που φαίνεται στις Φωτογραφίες 4.5 i & ii.

Η επιλογή αεροσήραγγας *ανοικτού τύπου-εκκρούμενης δέσμης* έχει το πλεονέκτημα να περιορίζονται οι αποκλίσεις που επιφέρει η 2-Δ προσομοίωση της ελεύθερης ροής με αεροσήραγγα. Έτσι επειδή η ροή είναι πρακτικά ελεύθερη να εκτονωθεί μετά την έξοδο από την αεροσήραγγα (αγνοώντας την επίδραση του δαπέδου και της οροφής), τα λάθη λόγω *παρεμβολής (solid & wake blockage)* και *οριζόντιας έλξης (horizontal buoyancy)* είναι αμελητέα και για αυτό δεν λαμβάνονται υπόψη σε αντίστοιχες εργασίες [53], [59]. Αντίθετα η *καμπύλωση των γραμμών ροής (streamline curvature)* που οφείλεται στο περιορισμένο μέγεθος της ροής για την ανοικτή δέσμη είναι εντονότερη με συνέπεια την ελάττωση της κλίσης της C_L και αύξηση του C_D σε σχέση με το πραγματικό φαινόμενο. Στην Ενότητα 4.4.1. Μέγεθος Μοντέλων γίνεται εκτίμηση της επίδρασης αυτής.

Η αεροσήραγγα στην οποία έγιναν τα πειράματα ανήκει και είναι εγκατεστημένη στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής, του Τμήματος Οχημάτων, ΤΕΙ Θεσσαλονίκης, στη Σίνδο, κατασκευάστηκε την δεκαετία '90 με μελέτη του τότε καθηγητή του τμήματος Ν. Ακριβλέλλη σε συνεργασία με τον Μ. Kloster (prof. FH-München). Η ισχύ του φυσητήρα είναι της τάξης των 50 [PS] και το σημείο λειτουργίας της ελέγχεται με ηλεκτρονική διάταξη ρύθμισης της συχνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος (*inverter*). Η αεροσήραγγα έχει άνοιγμα κυκλικής διατομής, διαμέτρου 1 [m]. Έτσι η μέγιστη ταχύτητα της ροής ξεπερνάει τα 35 [m/s] δίνοντας αριθμό Re της τάξης των $2,3 \cdot 10^4$ [cm^{-1}]. Επαναλαμβάνεται ότι η επιλογή της έγινε λόγω του επαρκούς διαθέσιμου χώρου για την περιστροφή του βράχωνα του κυλίνδρου.



(i)

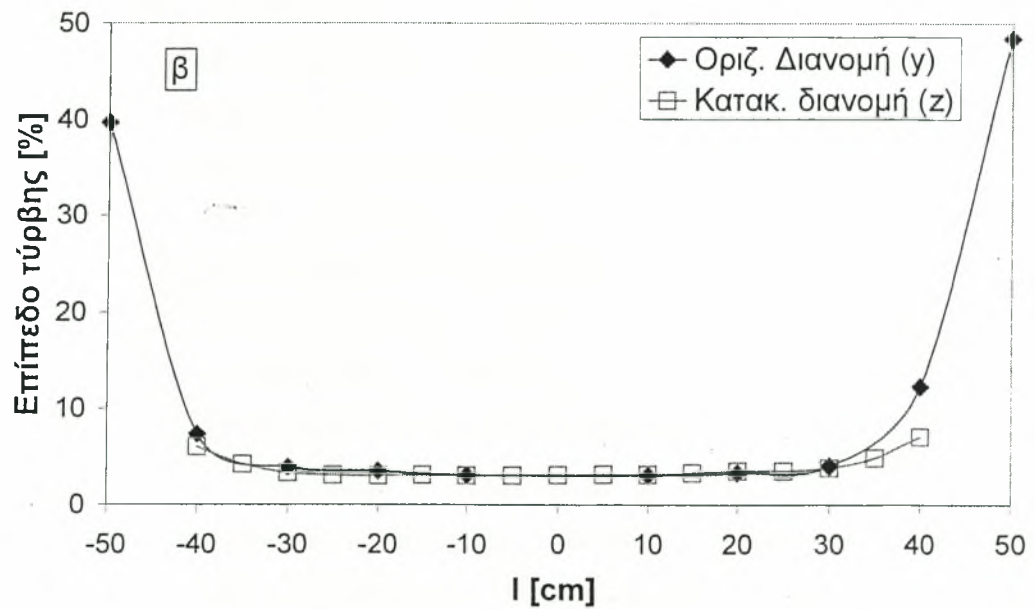
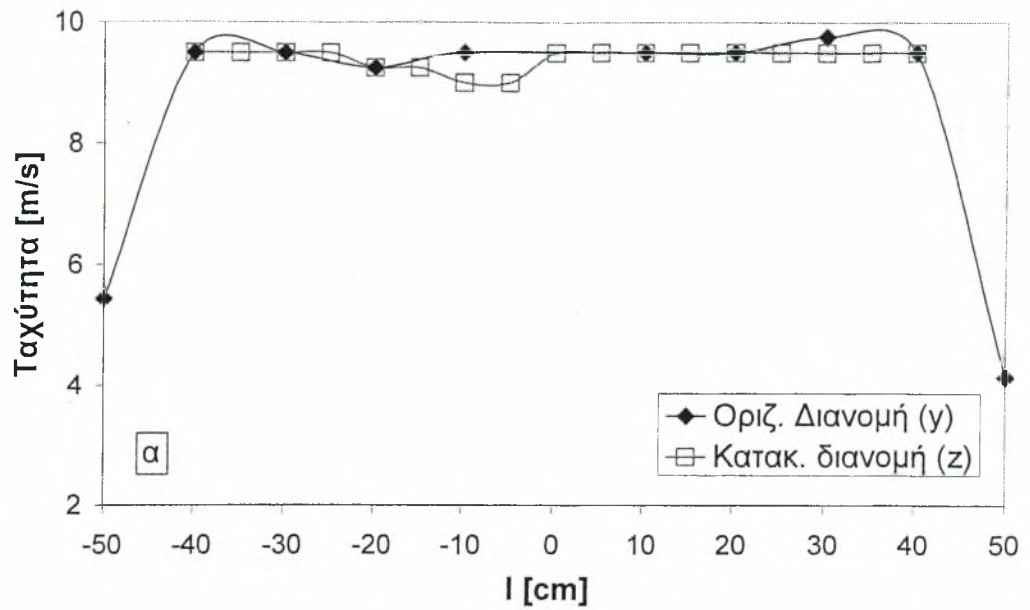


(ii)

Φωτογραφίες 4.5 i & ii: Αεροσήραγα ανοικτού τύπου εκρεόμενης δέσμης, ΤΕΙ Θεσ/νίκης.

Κατά την προετοιμασία των πειραμάτων μετρήθηκε η ποιότητα της ροής της αεροσήραγγας με ανεμόμετρο θερμού σύρματος. Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με την εφαρμογή της μεθόδου αναφέρονται στην συνέχεια. Στα Σχήματα 4.17α & β παρουσιάζονται η οριζόντια και κατακόρυφη διανομή (*profile*) ταχυτήτων και τύρβης κατά μήκος της κατακόρυφης και οριζόντιας διαμέτρου της δέσμης αντίστοιχα (διευθύνσεις y και z αντίστοιχα, Σχημάτων 4.7 και 4.11) σε απόσταση $y=1$ [m] από το χείλος της.

Όπως παρατηρείται η ταχύτητα παρουσιάζει μια ελαφρά απόκλιση από την ομοιόμορφη ροή σε μια θέση προς την μέση της αεροσήραγγας. Η απόκλιση αυτή μπορεί να αποδοθεί σε κατασκευαστικές ατέλειες αλλά πιθανόν και σε μικρά αντικείμενα (π.χ. χαρτιά, τμήματα από σακούλες) που βρέθηκαν προσκολλημένα σε πλέγμα ομογενοποίησης της ροής στο εσωτερικό της αεροσήραγγας τα οποία αφαιρέθηκαν στην συνέχεια. Ακόμη η αεροσήραγγα αυτή δεν είναι πλήρως εξοπλισμένη με τις απαραίτητες διατάξεις εξομάλυνσης της ροής και καταστολής της τύρβης, αφού εκτός από ένα πλέγμα (*screen*) δεν υπήρχε κυψελοειδής διάταξη (*honeycomb*). Στις ελλείψεις αυτές οφείλεται κατά κύριο λόγο το υψηλό επίπεδο τύρβης που έχει η ροή, όταν έγιναν τα πειράματα ($Tu \approx 4\%$, ανηγμένη στην ταχύτητα στο κέντρο της δέσμης) [53]. Το διάνυσμα της ταχύτητας της ελεύθερης ροής εκτιμάται ότι είναι σε οριζόντια διεύθυνση με ακρίβεια της τάξης $\pm 2^\circ$, ενώ και η καθετότητά του με την ακμή προσβολής του πτερυγίου είναι της ίδιας τάξης μεγέθους.



Σχήματα 4.17 α & β: Χαρακτηριστικά ροής της αεροσήραγγας.

4.3.2. Ανεμόμετρα

4.3.2.1. Αρχή Λειτουργίας

Οι μετρήσεις ταχύτητας έγιναν με την κλασσική μέθοδο της *θερμικής ανεμομετρίας*. Η μέθοδος εφαρμόζεται για πάνω από μισό αιώνα και αποτελεί την κύρια πειραματική μέθοδο για την μελέτη των φαινομένων της ρευστομηχανικής εν γένει (π.χ. τυρβώδης ροή, ανάμιξη, συναγωγή) [60]. Βασίζεται στο φαινόμενο της μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή από ένα θερμό σώμα σε ένα ψυχρό ρευστό που το περιρρέει. Το σώμα αυτό είναι ηλεκτρικά αγώγιμο και θερμαίνεται με την διέλευση ηλεκτρικού ρεύματος (*φαινόμενο Joule*). Έτσι, ο ρυθμός μεταφοράς της ηλεκτρικής ενέργειας στο ρευστό με την μορφή θερμότητας εξαρτάται από την ταχύτητα και τη θερμοκρασία του ρευστού.

Μια μέθοδος λειτουργίας είναι η *ανεμομετρία σταθερής θερμοκρασίας* (CTA...*Constant Temperature Anemometry*). Το σύστημα διατηρεί σταθερή την θερμοκρασία του αισθητηρίου (άρα και την ηλεκτρική του αντίσταση), ανεξαρτήτως των μεταβολών στην ταχύτητα ή την θερμοκρασία του ρευστού. Αυτό επιτυγχάνεται με κατάλληλο ηλεκτρικό κύκλωμα γέφυρας *Wheatstone* και σύστημα ανάδρασης ώστε να διοχετεύεται στο σώμα η απαιτούμενη ενέργεια, ανάλογα με την στιγμιαία μεταφορά θερμότητας που ανιχνεύεται. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται για μετρήσεις ταχύτητας και εφαρμόστηκε στην παρούσα διατριβή.

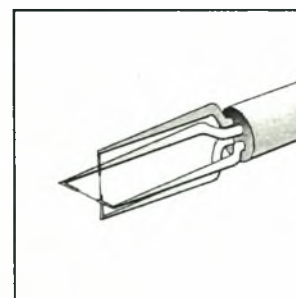
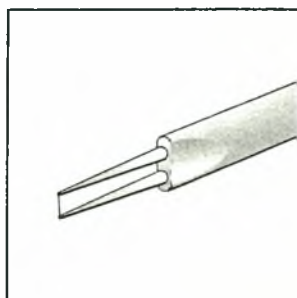
Η θερμότητα που απάγεται εξαρτάται από τους παράγοντες που διέπουν την αγωγή και συναγωγή, δηλαδή τον αδιάστατο συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, αριθμό Nusselt (Nu). Η ακριβής σχέση της ενέργειας που καταναλώνει στιγμιαία το αισθητήριο και της αντίστοιχης ταχύτητας του ρευστού υπήρξε αντικείμενο πολλών ερευνών με πρωτοπόρα αυτή του L. King (1914), ενός εκ των θεμελιωτών της μεθόδου. Σύμφωνα με αυτόν η τελική σχέση είναι της μορφής

$$E^2 = A + BU^{0,45}$$

που είναι γνωστή ως ο *Νόμος του King (King's Law)*, όπου E είναι η στιγμιαία τάση εξόδου του οργάνου (*output*), U η αντίστοιχη ταχύτητα του ρευστού και A και B οι σταθερές *King*. Αυτή η εκθετική σχέση είναι η σχέση βαθμονόμησης του αισθητήρα. Οι σταθερές *King*, που περιλαμβάνουν όλους τους παράγοντες που επιδρούν, προκύπτουν από την αντίστοιχη διαδικασία της *βαθμονόμησης*. Σύμφωνα με αυτήν ο αισθητήρας καλείται να μετρήσει μια σειρά ελεγχόμενων ροών, των οποίων οι ταχύτητες είναι μετρημένες και γνωστές. Έτσι προκύπτει μια ακολουθία τιμών E και U από τις οποίες προκύπτουν οι σταθερές *King* με τεχνικές παρεμβολής της αριθμητικής ανάλυσης (π.χ. *μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων*).

4.3.2.2. Εφαρμογή Μεθόδου

Το αισθητήριο της διάταξης είναι στην περίπτωση της ροής αερίων ένα λεπτό σύρμα και γι' αυτό η μέθοδος ονομάζεται συχνότερα *ανεμομετρία θερμού σύρματος (HWA... Hot Wire Anemometry)*. Σε ροές υγρών και αγωγίμων ρευστών ή όταν δεν απαιτείται υψηλή ακρίβεια στις μετρήσεις το θερμό σώμα έχει την μορφή λεπτού υμένα. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκαν αισθητήρες (*probes*) μονού και διπλού (*X-wire*) του οίκου DANTEC και συγκεκριμένα τα μοντέλα 55P11 και 55P61 αντίστοιχα, που φαίνονται στα Σχήματα 4.18 i & ii. Στον Πίνακα 4.3 που ακολουθεί δίνονται τα γενικά χαρακτηριστικά του σύρματος των αισθητήρων που χρησιμοποιήθηκαν.



Σχήματα 4.18 i & ii: Απλός και διπλός αισθητήρας θερμού σύρματος αντίστοιχα (55P11 & 55P61, DANTEC).

Μέσο.....	: Αέρας
Υλικό αισθητήρα.....	: W επικαλυμμένο με Pt
Διαστάσεις αισθητήρα	: \varnothing 5 [μm], l=1,25 [mm]
Ηλ. αντίσταση στους 20 [°C], R_{20} (περ.)	: 3,5 [Ω]
Συντελεστής ηλ. αντίστασης (TCR) α_{20} (περ.)..	: 0,36% [1/°C]
Μέγιστη θερμοκρασία αισθητήρα.....	: 300 [°C]
Μέγιστη θερμοκρασία περιβάλλοντος.....	: 150 [°C]
Ελάχιστη ταχύτητα	: 0,05 [m/s]
Μέγιστη ταχύτητα	: 500 [m/s]

Πίνακας 4.3: Γενικά χαρακτηριστικά του θερμού σύρματος των αισθητήρων 55P11 & 55P61, DANTEC .

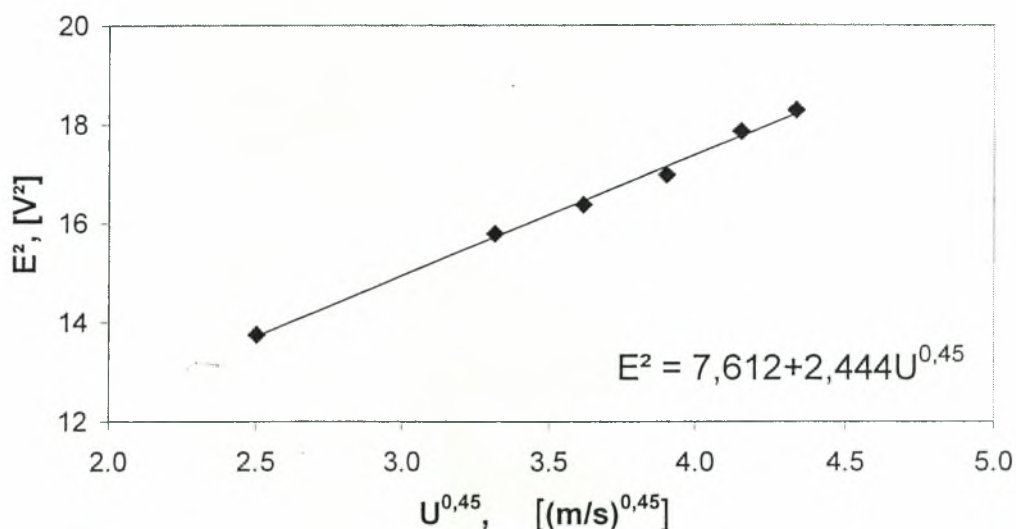
Για την διεξαγωγή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα κλασικά ανεμόμετρα τύπου DISA (νυν DANTEC) μοντέλο 55M που φέρουν την απαραίτητο κύκλωμα γέφυρας Wheatstone 55M10 για εφαρμογή της μέθοδου CTA. Το θερμό σύρμα λειτουργεί σε κατά το δυνατόν υψηλότερη θερμοκρασία οπότε και η ευαισθησία του οργάνου είναι υψηλότερη [60].

Η απόκριση του οργάνου εξαρτάται από διάφορους περιβαλλοντικούς παράγοντες που επηρεάζουν τα ηλεκτρικά και θερμικά χαρακτηριστικά του αισθητηρίου (π.χ. επικαθίσεις σκόνης, οξείδωση του υλικού). Για τον λόγο αυτό γινόταν βαθμονόμηση του οργάνου πριν από κάθε μέτρηση. Η βαθμονόμηση γίνεται με την χρήση, ως όργανο αναφοράς, ενός *σωλήνα Pitot-static* και ενός *κεκλιμένου μανομέτρου ύδατος*. Οι δύο αισθητήρες τοποθετούνται εντός της αδιατάρακτης ροής και λαμβάνεται μέτρηση για διάφορες ταχύτητες. Μια τυπική βαθμονόμηση με τις ρυθμίσεις που αναφέρθηκαν πιο πάνω παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.19.

Το θερμό σύρμα μετράει την κάθετη σε αυτό συνιστώσα της ταχύτητα. Για τον λόγο αυτό είναι σημαντικό να τοποθετείται με σωστό προσανατολισμό

εντός της ροής. Το απλό θερμό σύρμα εφαρμόστηκε για να ληφθούν μετρήσεις της U συνιστώσας της ταχύτητας (που είναι παράλληλη στον άξονα X του Σχήματος 4.7) και γι' αυτό τοποθετήθηκε με το στέλεχος του (*probe-stem*) παράλληλο στον άξονα X ενώ το σύρμα ήταν παράλληλο στον άξονα Y (Σχήμα 4.7). Η ευθυγράμμιση του οργάνου κάθε φορά γινόταν με συμβατικά μέσα (αλφάδι, μετροταινία, οπτική εκτίμηση) και τυχούσες αποκλίσεις για το απλό θερμό σύρμα αμελήθηκαν. Αντίθετα για τον αισθητήρα διπλού σύρματος γινόταν διόρθωση της γωνίας.

Καμπύλη βαθμονόμησης *calibr_15-9_I.U.*

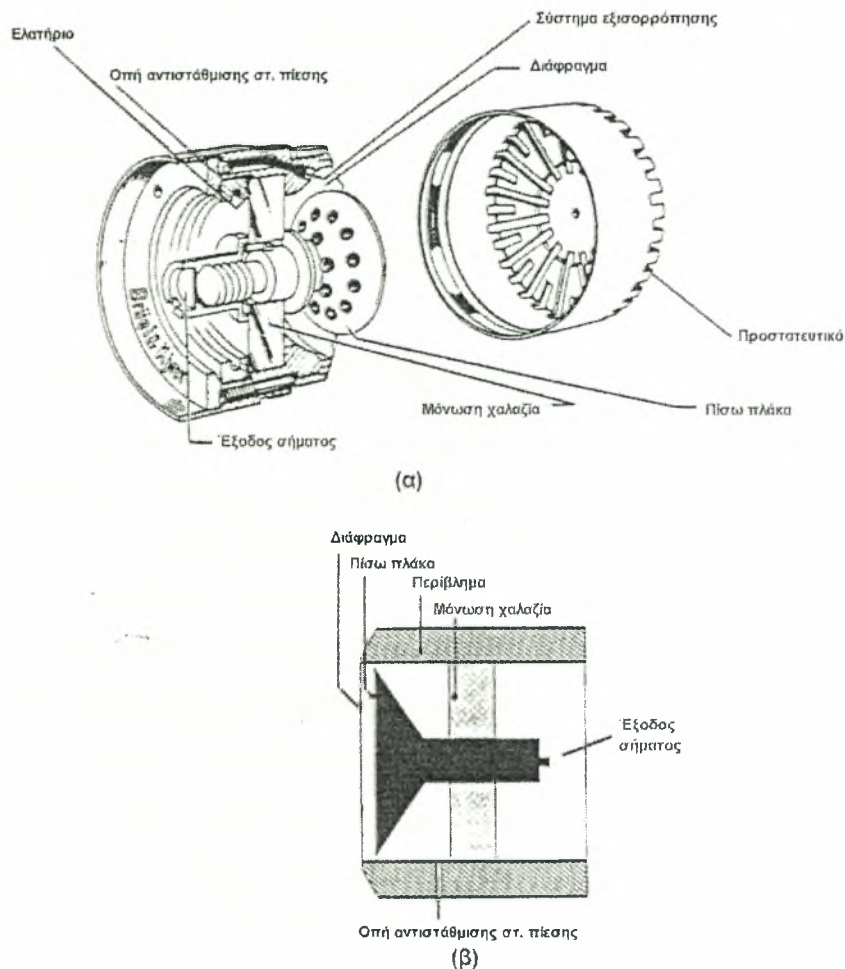


Σχήμα 4.19:Τυπική καμπύλη βαθμονόμησης με τον νόμο του King.

4.3.3. Διάταξη ασταθούς πίεσης

Όπως αναφέρθηκε και σε προηγούμενη ενότητα για την μέτρηση της ασταθούς πίεσης χρησιμοποιήθηκε αισθητήρας τύπου μικροφώνου. Πρόκειται για το μικρόφωνο τύπου Falcon Range 1/8", 4138 Brüel & Kjaer με τα παρελκόμενα για την λειτουργία του (προ-ενισχυτής 2670, τροφοδοτικό 2804). Το μικρόφωνο είναι τύπου πυκνωτή και η λειτουργία του βασίζεται στη μεταβολή της χωρητικότητας που λαμβάνει χώρα από την μετατόπιση του ενός στελέχους λόγω των διακυμάνσεων της ασταθούς

πίεσης. Στο Σχήμα 4.19α φαίνεται η τομή ενός τέτοιου αισθητήρα, ενώ στο Σχήμα 4.19β φαίνονται σε σκαρίφημα τα λειτουργικά του μέρη. Η στατική πίεση εξισώνεται από τις οπές που υπάρχουν για αυτό το λόγο και έτσι η μετατόπιση του στελέχους οφείλεται μόνο στην ασταθή πίεση.



Σχήμα 4.19: Αισθητήρας ασταθούς πίεσης τύπου πυκνωτή, (α)...τομή, (β)...σκαρίφημα λειτουργικών μερών, Bruel & Kjaer.

Στο Σχήμα 4.9 παρουσιάζεται η διάταξη του μικροφώνου και στις Φωτογραφίες 4.3i & ii φαίνεται ο αισθητήρας τοποθετημένος στο πτερύγιο.

Η απόκριση V του αισθητήρα είναι τάση (Volts) , η οποία είναι ευθέως ανάλογη της ασταθούς πίεσης p και η σχέση που συνδέει τα δύο μεγέθη είναι

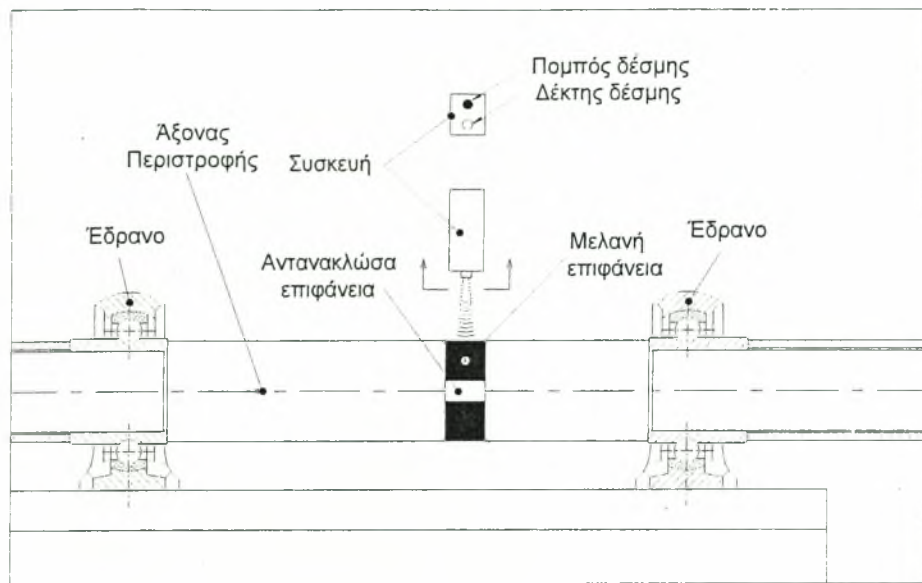
$$p = \frac{1}{S_0} \cdot V, \text{ (Σχέση A)}$$

όπου S_0 η ευαισθησία του αισθητήρα σε [V/Pa] ή [mV/Pa]. Η ευαισθησία του αισθητήρα δίνεται στο πιστοποιητικό βαθμονόμησης που συνοδεύει τον αισθητήρα και παρατίθεται στο Παράρτημα III και είναι -62,4 [dB] σχετικά με 1[V/Pa] ή 0,759 [mV/Pa]. Στο ίδιο πιστοποιητικό δίνεται και η καμπύλη απόκρισης συναρτήσει της συχνότητας (*frequency response*). Ο αισθητήρας επανα-βαθμονομήθηκε μετά από την διεξαγωγή μιας σειράς μετρήσεων στις εγκαταστάσεις του Ελληνικού Ινστιτούτου Μετρολογίας (EIM) στην Σίνδο και το πρωτόκολλο βαθμονόμησης δίνεται στο Παράρτημα IV.

4.3.4. Διάταξη εντοπισμού της θέσης του κυλίνδρου

Λόγω της περιοδικότητας του προβλήματος είναι απαραίτητο να καταγράφεται η θέση του κυλίνδρου μαζί με τη μέτρηση. Αυτό επιτεύχθηκε με την εγκατάσταση ενός συστήματος *διπλής οπτικής ίνας ανάκλασης (diffuse reflection type)* και *φωτοδιόδου* του οίκου HANYOUNG, μοντέλο PG-3R. Στην Σχήμα 4.20 φαίνεται η λεπτομέρεια της έδρασης του άξονα περιστροφής από το Σχήμα 4.11, όπου φαίνεται η εγκατάσταση του συστήματος εντοπισμού της θέσης.

Το οπτικό σήμα μέσω της ίνας (πομπός) προσπίπτει σε ειδικά διαμορφωμένη περιοχή στον άξονα που μεταδίδει την κίνηση στον κύλινδρο. Η περιοχή αυτή έχει γενικά μελανό χρώμα και είναι απορροφητική έτσι ώστε να μην ανακλά το φως (ένδειξη OFF ή 0). Καθώς ο άξονας περιστρέφεται η περιοχή αυτή διακόπτεται από μια άλλη με έντονα αντανακλώσα επιφάνεια. Έτσι το οπτικό σήμα επιστρέφει και αναγνωρίζεται από τον δέκτη (ένδειξη ON ή 1).



Σχήμα 4.20: Εγκατάσταση συστήματος εντοπισμού θέσης στο άξονα περιστροφής της διάταξης κίνησης του κυλίνδρου.

Το σήμα της οπτικής δίοδου (0 ή 1) καταγράφεται και αποθηκεύεται ταυτόχρονα μαζί με την μέτρηση. Με τον τρόπο αυτό εντοπίζεται η χρονική στιγμή κατά την οποία ο κύλινδρος διέρχεται από μια συγκεκριμένη θέση, δηλαδή είναι γνωστή η αρχή της κάθε περιόδου. Η θέση αυτή επιλέχθηκε να είναι η χρονική στιγμή που ο νοητός άξονας του κυλίνδρου τέμνει τον άξονα της κύριας ροής (θέση $t=0$ ή $\varphi=0^\circ$, Σχήμα 4.7).

Η εφαρμογή του συστήματος επιφέρει δύο τύπων σφάλματα σε ότι αφορά την απόκλιση της θέσης του κυλίνδρου που δίδει το σύστημα σε σχέση με την πραγματική θέση. Το πρώτο οφείλεται στον χρόνο απόκρισης της φωτοδίοδου (*response time*) t_1 . Στις προδιαγραφές του συστήματος δίνεται ότι μπορεί να φθάσει κατά μέγιστο $t_1=1$ [ms]. Το δεύτερο σφάλμα φ_2 οφείλεται σε εσφαλμένη τοποθέτηση του ανακλαστήρα. Η προετοιμασία της επιφάνειας που προσπίπτει η φωτεινή δέσμη έγινε με συμβατικά τεχνικά μέσα και ο ανακλαστήρας εκτιμάται, εμπειρικά, ότι έχει τοποθετηθεί στη σωστή θέση με γωνιακή απόκλιση κατά μέγιστο $\pm 2^\circ$. Έτσι ανάλογα με την συχνότητα δειγματοληψίας f_m και την ταχύτητα

περιστροφής n προκύπτει η απόκλιση της θέσης του κυλίνδρου που δίνει ο αισθητήρας σε σχέση με την πραγματική και τα αποτελέσματα δίνονται στον Πίνακα 4.4. Η απόκλιση Δt δίνεται σε πλήθος μετρήσεων (ακέραιο σφάλμα: ακέραιο πλήθος μετρήσεων). Έτσι π.χ. για πείραμα της ομάδας Β η 500^η μέτρηση από την αρχή της περιόδου αντιστοιχεί στην πραγματικότητα κάπου μεταξύ των θέσεων 498-512.

Όνομα		Πείραμα			
		A	B	Γ	
Ονομ. ταχ. περιστροφής, n [Hz]		3,8		5	
Συχν. δειγματοληψίας, f_m [Hz]		600	5000		
Μετρήσεις ανά περίοδο, τ_m [-]		146	1218	974	
Σφάλμα απόκρισης	t_1 [s]	+0,001			
	Δt_t	+0,6	+5		
Σφάλμα τοποθέτησης	φ_2 [°]	±2			
	Δt_φ	±0,8	±6,7	±5,4	
ΟΛΙΚΟ ΣΦΑΛΜΑ	Δt_{\min}	-0,2	-1,7	-0,4	
	Δt_{\max}	+1,4	+11,7	+10,4	
	Ακέραιο σφάλμα	$\Delta t_{\min}'$	0	-2	0
		$\Delta t_{\max}'$	+1	+12	+10

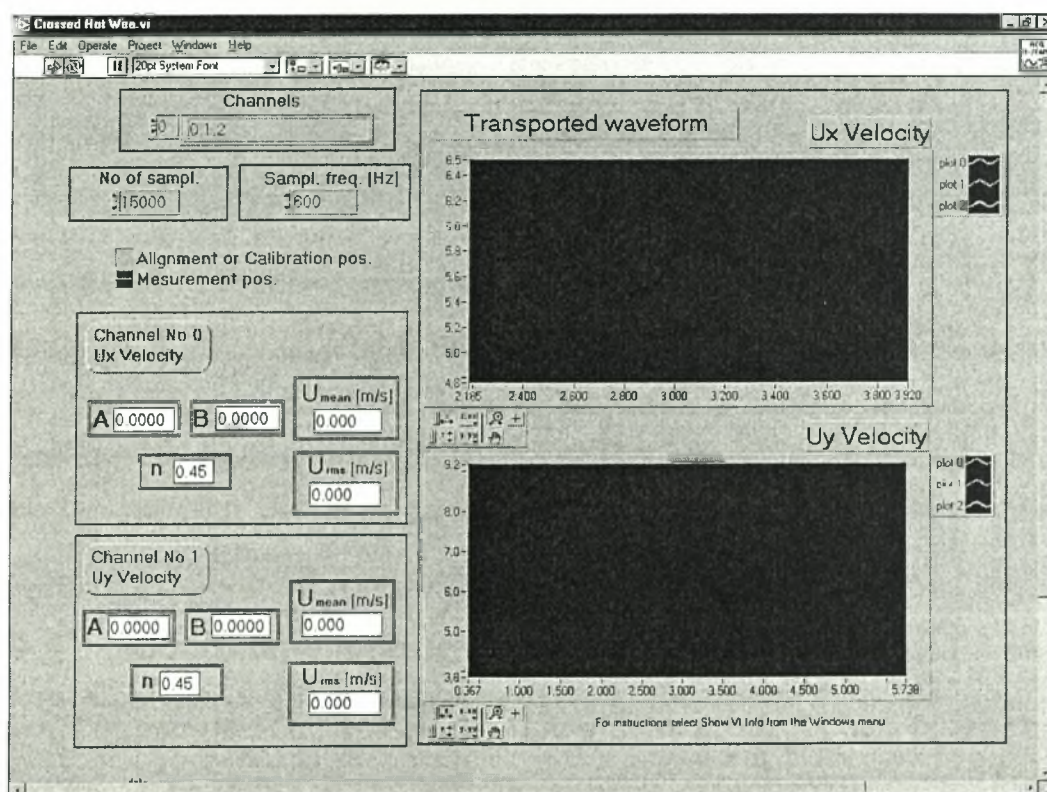
Σημ.: Ο δείκτης min (-) δηλώνει ότι η κατά την μέτρηση ο κύλινδρος θεωρείται να προπορεύεται της πραγματικής θέσης του, ενώ ο δείκτης max (+) να υστερεί. Το εύρος στο οποίο κυμαίνεται η πραγματική θέση βρίσκεται με την αλγεβρική άθροιση του σφάλματος.

Πίνακας 4.4: Απόκλιση της συστήματος προσδιορισμού της θέσης του κυλίνδρου.

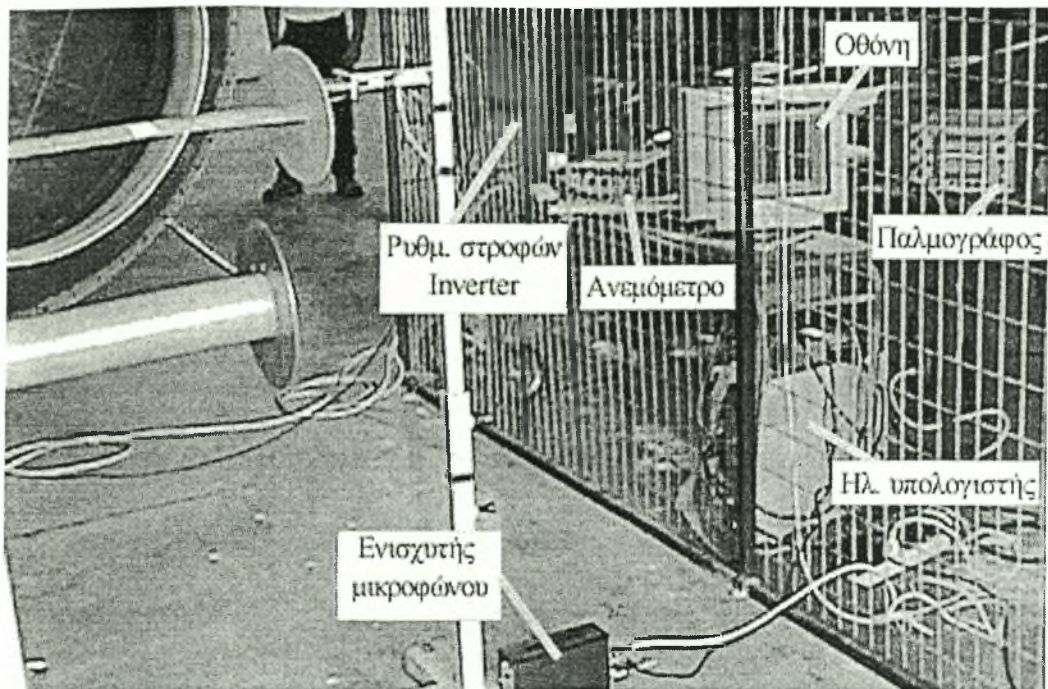
4.3.5. Σύστημα λήψης και αποθήκευσης μετρήσεων

Η δειγματοληψία και αποθήκευση των μετρήσεων έγινε με την χρήση ειδικής ηλεκτρονικής κάρτας του οίκου *National Instruments*. Πρόκειται για την κάρτα τύπου NI-DAQ CCA, AT-M 10 16XE-50, με δυνατότητα λήψης 8 καναλιών ταυτόχρονα στο εύρος των ± 10 [V] η οποία μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό με ακρίβεια 0,00488 [V/bit]. Η κάρτα αυτή τοποθετήθηκε σε έναν συμβατικό ηλεκτρονικό υπολογιστή (486, 400[Hz], RAM 128 [MB]), και το λογισμικό επικοινωνίας αναπτύχθηκε

ξεχωριστά για κάθε περίπτωση στο περιβάλλον *LABView*. Στο Φωτογραφία 4.6 που ακολουθεί φαίνεται η επιφάνεια εργασίας ενός από τα προγράμματα αυτά, όπου φαίνονται οι διάφορες ενδείξεις, και έλεγχοι που γίνονται, ενώ στο Παράρτημα V, αναλύεται η δομή του. Στο μετρητικό σύστημα για λόγους επόπτευσης της λειτουργίας των οργάνων συμπεριλαμβανόταν και ένας ηλεκτρονικός παλμογράφος. Στη Φωτογραφία 4.7 φαίνονται τα επιμέρους τμήματα του συστήματος εγκατεστημένα στον χώρο εργασίας, πίσω από το προστατευτικό κιγκλίδωμα.



Φωτογραφία 4.6: Επιφάνεια εργασίας προγράμματος για βαθμονόμηση και μέτρηση ταχύτητας στο περιβάλλον LABView.

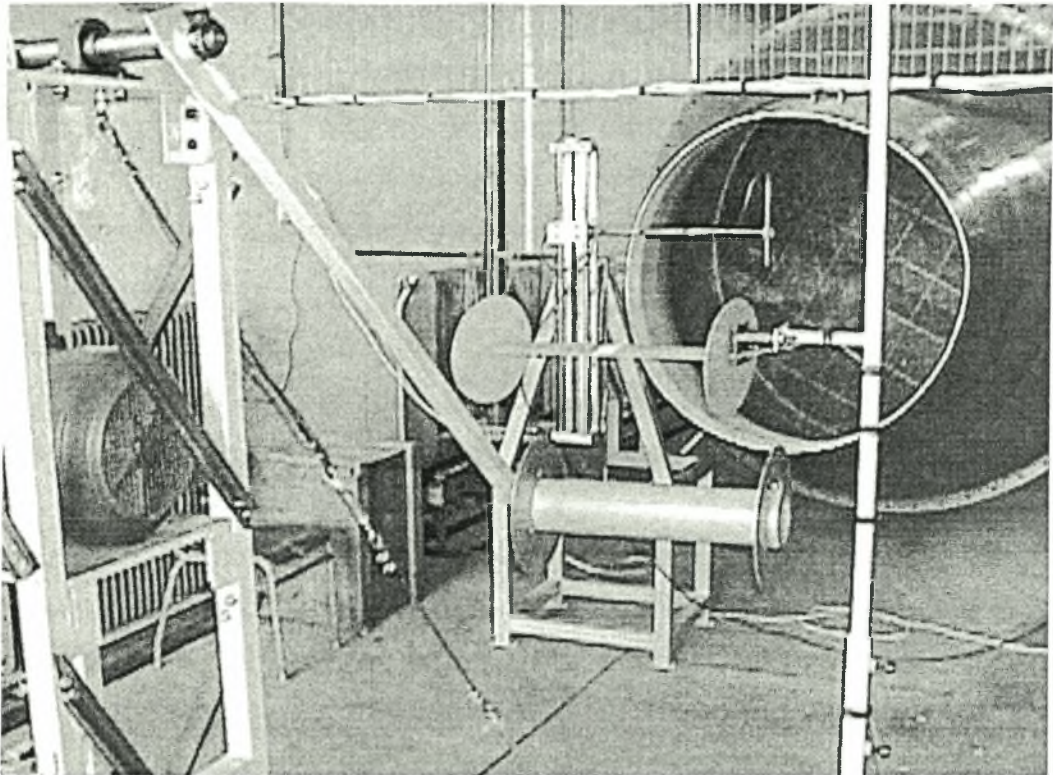


Φωτογραφία 4.7: Επιμέρους συστήματα για την διεξαγωγή των πειραμάτων.

Το όλο σύστημα ελέγχθηκε κατά το δοκιμαστικό στάδιο με μια σειρά δοκιμών (*tests*) που περιελάμβαναν ελεγχόμενα σήματα συνεχούς και εναλλασσομένου ρεύματος με την χρήση συστοιχίας συσσωρευτών και γεννήτριας συχνότητας.

4.4. Δεδομένα Πειραμάτων

Στη Φωτογραφία 4.8 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη στην τελική της μορφή, εγκατεστημένη στον χώρο εργασίας της αεροσήραγγας. Στην συνέχεια δίνονται τα δεδομένα των πειραμάτων, όπως π.χ. αριθμός Re , ταχύτητα περιστροφής, θέσεις μοντέλων κτλ.



Φωτογραφία 4.8: Πειραματική διάταξη.

4.4.1. Μέγεθος Μοντέλων

Τα μοντέλα του κυλίνδρου και του πτερυγίου, όπως προαναφέρθηκε, είναι μικρότερα σε μήκος από την δέσμη. Έτσι, σε ένα τέτοιο πρόβλημα, θα λάβουν χώρα 3-Δ φαινόμενα (φαινόμενα άκρου, εγκάρσιες ροές). Για τον περιορισμό των αποκλίσεων από τη 2-Δ προσέγγιση σε παρόμοια προβλήματα εφαρμόζονται στα άκρα των μοντέλων λεπτές πλάκες. Μια σχετική μελέτη είναι αυτή των Fuglsang κ.α. του εργαστηρίου RISØ [59] με την οποία ελέγχθηκε η αξιοπιστία της διαδικασίας μετρήσεων κατανομής πίεσης στην επιφάνεια πτερυγίου όμοιας αεροτομής (NACA 63₂ 215) σε όμοιο τύπο αεροσήραγγας (αεροσήραγγα VELUX). Η πειραματική διάταξη παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.21. Το εκπέτασμα του πτερυγίου είναι μικρότερο και για την αποφυγή 3-Δ φαινομένων τοποθετήθηκαν στα άκρα πλάκες με μήκος σχεδόν τετραπλάσιο της χορδής.

Αυτή η λύση εφαρμόστηκε και για τα μοντέλα πτερυγίου και κυλίνδρου στα άκρα των οποίων τοποθετήθηκαν οι πλάκες που φαίνονται στις Φωτογραφίες 4.1, 4.4 και 4.8. Η ύπαρξη αυτών των πλακών δεν επιτρέπει τα δύο σώματα να τοποθετηθούν σε μικρότερη απόσταση μεταξύ τους δεδομένων μάλιστα των κινδύνων που εισάγει η μεγάλη ταχύτητα με την οποία κινείται ο κύλινδρος.

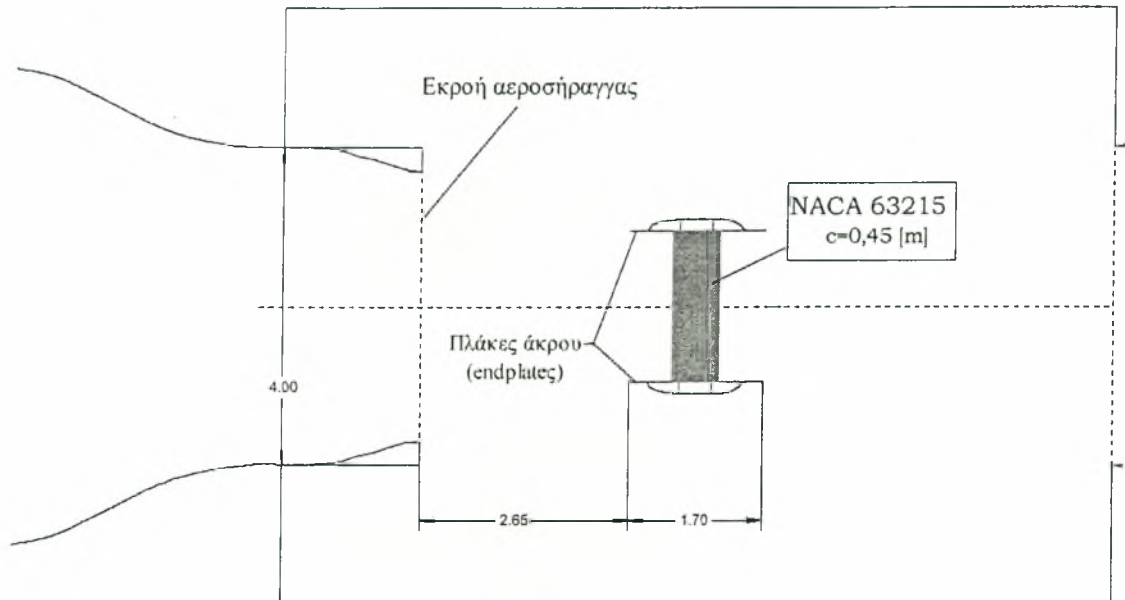
Λόγω όμως του πεπερασμένου μήκους του πτερυγίου λαμβάνει χώρα, σύμφωνα με την θεωρία του Prandtl (*bound vorticity & trailing vortex sheet*), ο σχηματισμός *δίνης πετάλου* (*horseshoe vortex*) με αποτέλεσμα την επαγωγή στο απόρρευμα μιας κατακόρυφης ταχύτητας, που ονομάζεται *κατώρρευμα* (*downwash*) η οποία μεταβάλλει την γωνία προσβολής α και τους αεροδυναμικούς συντελεστές φόρτισης του πτερυγίου. Η ύπαρξη των πλακών στα άκρα μειώνουν σημαντικά την ένταση του *κατωρρέυματος*. Το μέγεθος της απόκλισης και την επίδραση των πλακών μελέτησε και υπολόγισε Mangler [1938]. Σε εργασία τους οι Fuglsang P. κ.α. αναφέρουν την μέθοδο διόρθωσης του Mangler σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$\alpha = \alpha_t - \kappa \frac{1}{2\pi A} C_{L_t} \quad [\text{rad}]$$

$$C_D = C_{D_t} - \kappa \frac{1}{2\pi A} C_{L_t}^2$$

όπου ο δείκτης t αναφέρεται στις μετρημένες τιμές, A είναι το *διάταμα* και κ συντελεστής που λαμβάνει τιμές συναρτήσει των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των πλακών και του πτερυγίου. Στην εργασία αυτή για $A=4,25$ και *εκπέτασμα* $b=1,9$ [m] ο συντελεστής λαμβάνει την τιμή $\kappa=0,55$. Έτσι για $C_{L_t}=1$ το *κατώρρευμα* (το οποίο είναι ελαττωμένο κατά 45% σε σχέση με πτερύγιο χωρίς πλάκες) μειώνει την γωνία α κατά $1,2^\circ$ και αυξάνει το C_D κατά 0,021. Στην παρούσα διατριβή δεν γίνεται διόρθωση των μετρήσεων για τις αποκλίσεις αυτές, διότι το σφάλμα της γωνίας βρίσκεται στα όρια της ακρίβειας της γωνίας τοποθέτησης.

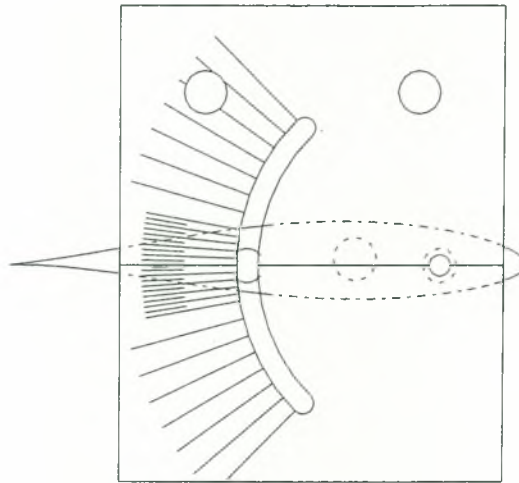
Τέλος σημειώνεται ότι η χορδή ($c=125$ mm) του πτερυγίου και η διάμετρος του κυλίνδρου ($D=120$ mm) έχουν σχεδόν το ίδιο μέγεθος.



Σχήμα 4.21: Σταθμός εργασίας της αεροσήραγγας VELUX στο εργαστήριο RISØ [59].

4.4.2. Θέση πτερυγίου

Όπως έχει προαναφερθεί, το πτερύγιο τοποθετείται στο μέσον της ροής, δηλαδή στο οριζόντιο επίπεδο που διέρχεται από την αξονική γραμμή της αεροσήραγγας και συγκρατείται στα δύο άκρα του σε σταθερή βάση. Η προσάρτηση του πτερυγίου στη βάση γίνεται με τις ράβδους στήριξης, οι οποίες στερεώνονται σε βαθμονομημένα πλακίδια που λειτουργούν ως γωνιακοί βερνιέροι. Στο Σχήμα 4.22 φαίνεται ένα τέτοιο πλακίδιο με χαραγμένη την κλίμακα επάνω σε αυτό, ενώ το πτερύγιο είναι τοποθετημένο από πίσω. Έτσι η γωνία τοποθέτησής του (*pitch*) μπορούσε να ρυθμισθεί σε μεγάλο εύρος τιμών και για την μελέτη της επίδρασής της έγιναν μετρήσεις για τιμές από -10° έως 10° .



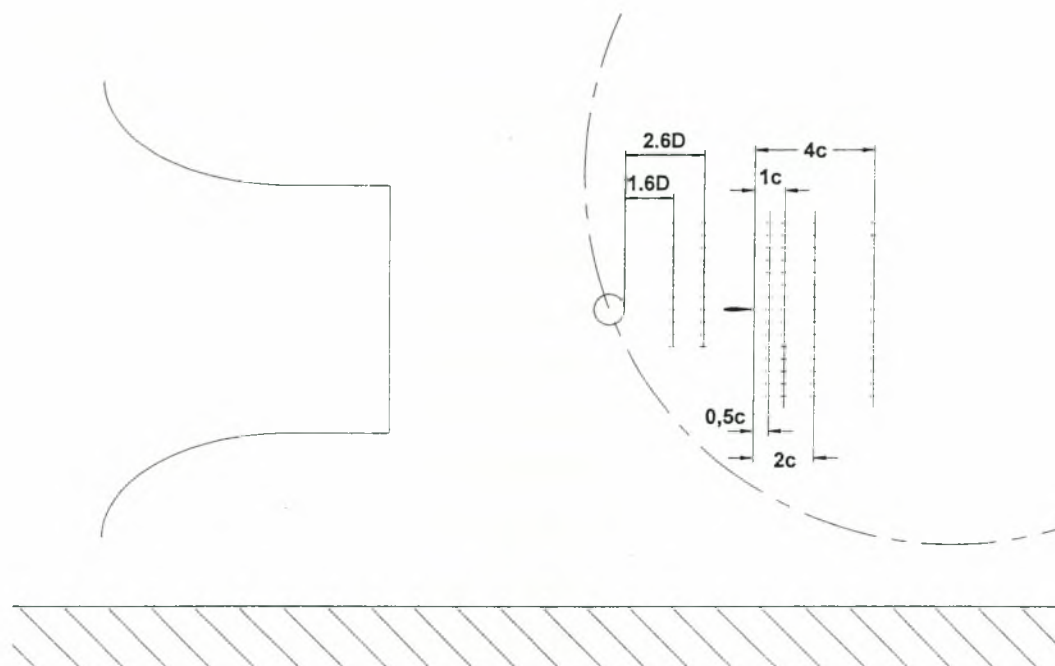
Σχήμα 4.22: Πλακίδιο στήριξης για τον καθορισμό της γωνίας θέσης (*pitch*) του πτερυγίου.

Στην παρούσα διατριβή μελετάται η αλληλεπίδραση και για τις δύο τοποθετήσεις του ρότορα, ανάντι και κατόντι. Για το ανάντι πρόβλημα το πτερύγιο τοποθετείται στην διάταξη ανάντι του κυλίνδρου στην θέση UPW του Σχήματος 4.7 ενώ αντίστοιχα για το κατόντι στην θέση DNW. Η απόσταση των δύο σωμάτων στην πράξη είναι το δυνατόν μεγαλύτερη για την ελάττωση της αλληλεπίδρασης αλλά για λόγους κατασκευαστικούς και οικονομικούς αυτή η απόσταση δεν ξεπερνάει τα 2-3D, όπως φαίνεται και στην Φωτογραφία 4.9. Στο πείραμα η απόσταση μεταξύ των δύο σωμάτων δεν μπορούσε να είναι τόσο μικρή και επιλέχθηκε να είναι 3,2D για τους λόγους που εξηγήθηκαν παραπάνω (*endplates*).



Φωτογραφία 4.9: Ανεμογεννήτρια NEG Micon 2 MW, με διάμετρο ρότορα 72 [m] και ύψος πύργου 68 [m] εγκατεστημένη το 1999 στο Hagesholm, Δανία, όπου φαίνεται η απόσταση μεταξύ της πτερωτής και του πύργου στήριξης.

Για την μελέτη του πεδίου ταχυτήτων γύρω από το πτερύγιο έγιναν μετρήσεις τόσο ανάντι όσο και κατόντι αυτού. Οι οριζόντιες θέσεις μέτρησης (ή σταθμοί μέτρησης) για την κατόντι τοποθέτηση του πτερυγίου φαίνονται στο Σχήμα 4.23 που ακολουθεί.



Σχήμα 4.23: Σταθμοί μέτρησης ταχύτητας για την κατάντι τοποθέτηση.

Μετρήσεις έγιναν σε κάθε οριζόντια θέση (σταθμός μέτρησης) σε διάφορες κατακόρυφες θέσεις από το επίπεδο του πτερυγίου ($-400 < y < 400$ [mm] ή $-3,3 < y/D < 3,3$).

4.4.3. Ταχύτητες Ροής

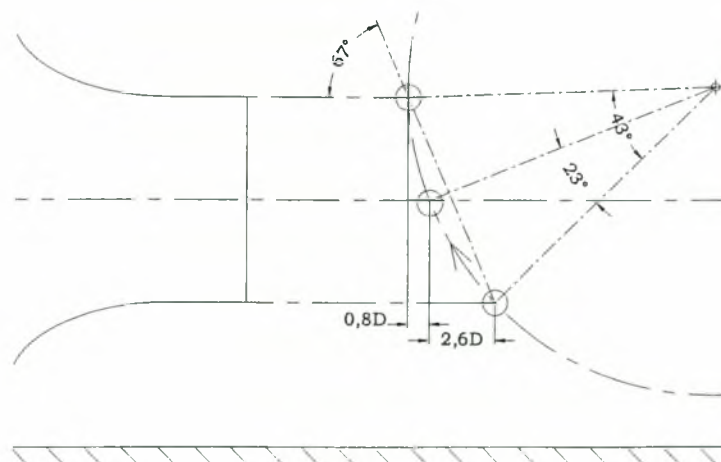
Η ταχύτητα της ελεύθερης ροής του πειράματος U_0 , ύστερα από την ανάλυση στην Ενότητα 4.1.3. Πειραματική Προσέγγιση, εκλέχθηκε να είναι 10 [m/s]. Ο κύλινδρος περιστρέφεται με ονομαστική ταχύτητα τετραπλάσια της ταχύτητας της ελεύθερης ροής και συγκεκριμένα ο λόγος λ ή λ_0 παίρνει την τιμή 3,81. Η τιμή αυτή επιλέχθηκε ως αντιπροσωπευτική της πραγματικής περίπτωσης για το φέρον τμήμα του πτερυγίου.

Ο αριθμός Re ως προς την χορδή του πτερυγίου είναι $0,8 \cdot 10^5$, ενώ για τον περιστρεφόμενο κύλινδρο εντός της ροής ανέρχεται σε $3,2 \cdot 10^5$.

4.4.4. Τροχιά Κυλίνδρου

Η επιλογή της κινηματικής διάταξης για την περιστροφή του κυλίνδρου, πέραν του ότι εκλέχθηκε ως η βέλτιστη λύση, εισάγει στο πρόβλημα την παράμετρο, της απόκλισης από την κατακόρυφη κίνηση. Η ιδανική περίπτωση θα ήταν ο κύλινδρος να κινείται κάθετα στην ροή, αλλά ύστερα από την ανάλυση της προσέγγισης που υιοθετήθηκε γίνεται σαφές ότι αυτό δεν μπορεί να επιτευχθεί. Παρόλα αυτά η απόκλιση ελαττώθηκε κατά το δυνατόν επιλέγοντας όσο γινόταν μεγαλύτερο μήκος του βραχίονα, που λόγω τεχνικών περιορισμών (ύψος οροφής εργαστηρίου) οδήγησε σε ακτίνα περιστροφής του κυλίνδρου $R = 1,5$ [m]. Έτσι ο λόγος προκύπτει $R/D \approx 0,08$. Στο Σχήμα 4.24 φαίνεται η απόκλιση της τροχιάς του κυλίνδρου καθώς αυτός τέμνει την κύρια ροή. Αν προσομοιωθεί η τροχιά αυτή με ευθύγραμμη τότε ο κύλινδρος είναι σαν να κινείται με γωνία περίπου 67° ως προς την ελεύθερη ροή. Η απόκλιση αυτή, όπως θα φανεί στη συνέχεια, εντοπίζεται στα αποτελέσματα.

Η αρχή της περιόδου περιστροφής του κυλίνδρου ($\tau=0$ ή $\varphi=0^\circ$) ορίζεται τη χρονική στιγμή που ο άξονας του διέρχεται από το μέσον της ροής, δηλαδή στο επίπεδο του περυγίου, όπως σημειώνεται στο Σχήμα 4.7.



Σχήμα 4.24: Οι θέσεις του κυλίνδρου καθώς κινείται εντός της κύριας ροής.

4.5. Ανάλυση Μετρήσεων

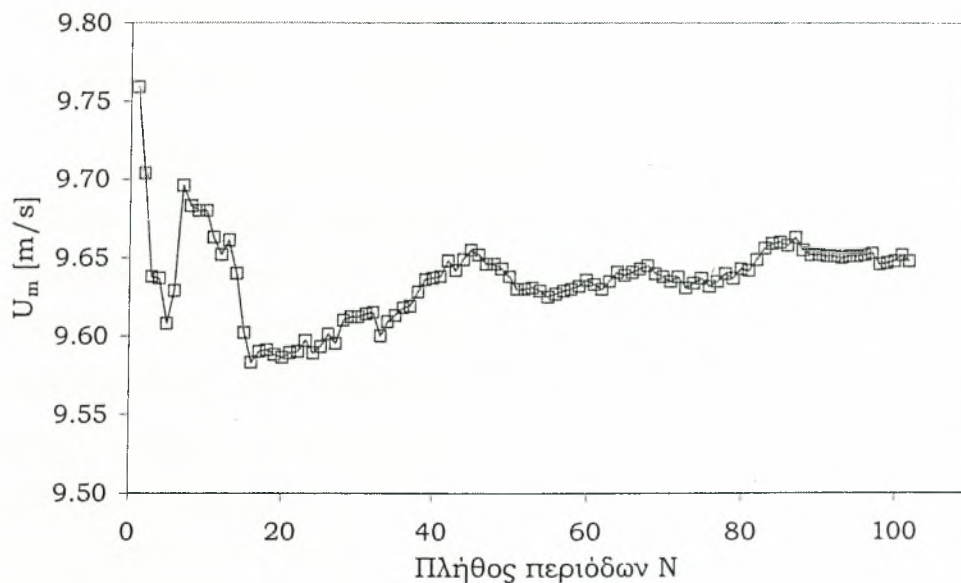
Με την επεξεργασία και ανάλυση των μετρήσεων εξάγονται τα κατάλληλα μεγέθη, τα οποία περιγράφουν το πρόβλημα. Μια πρώτη επεξεργασία της κάθε μέτρησης έγινε ταυτόχρονα με την λήψη της μέσω του προγράμματος LabView (π.χ. εισαγωγή σταθερών King, εξαγωγή μέσης τιμής, όπως φαίνεται στη Φωτογραφία 4.6). Περαιτέρω επεξεργασία έγινε με την ανάπτυξη κατάλληλων προγραμμάτων σε γλώσσα Fortran90. Ακόμη χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα Excel τόσο για επεξεργασία των μετρήσεων (σε περιορισμένη έκταση) αλλά κυρίως για την παραγωγή των σχημάτων και γραφημάτων.

Στις ενότητες που ακολουθούν αναφέρονται μερικές από τις σημαντικότερες παραμέτρους που αφορούν την ανάλυση των μετρήσεων, όπως το μέγεθος δειγματοληψίας, η μέθοδος εξαγωγής της μέσης περιόδου καθώς και η εκτίμηση των σφαλμάτων που υπεισέρχονται στις μετρήσεις.

4.5.1. Μέγεθος Δειγματοληψίας

Επειδή το πρόβλημα είναι περιοδικό για την μελέτη του πρέπει να ληφθούν μετρήσεις για ικανό αριθμό περιόδων ώστε π.χ. να μπορεί αν εξαχθεί μια αντιπροσωπευτική εικόνα της μέσης ταχύτητας που επικρατεί σε μια θέση όταν διέρχεται ο κύλινδρος. Ο ικανός αυτός αριθμός περιόδων δεν πρέπει βέβαια να είναι πολύ μεγάλος διότι τότε υπεισέρχονται προβλήματα διαχείρισης και επεξεργασίας αρχείων μεγάλου μεγέθους και χρονοβόρες διαδικασίες. Ο βέλτιστος αριθμός καθορίζεται από την παρατήρηση της μεταβολής της μέσης τιμής ενός μεγέθους, Καθώς το πλήθος των περιόδων οι οποίοι λαμβάνονται υπόψιν στο καθορισμό της μέσης τιμής αυξάνει, η μεταβολή της ολοένα και μειώνεται, έτσι ώστε από ένα σημείο και πέρα οι μεταβολές να είναι μικρές σχετικά με κάποιο κριτήριο. Το πλήθος αυτό των περιόδων στη στατιστική είναι γνωστό με τον όρο *μέγεθος δείγματος*. Για την εκτίμηση της μεγέθους του δείγματος (πλήθος περιόδων N) έστω ότι παρατηρείται η μέση τιμή της ταχύτητας σε κάποια θέση (π.χ. σε απόσταση μιας χορδής κατάντι της ακμής φυγής του πτερυγίου για την DNW τοποθέτηση). Στο Σχήμα 4.25 που ακολουθεί

δίνεται η εξέλιξη της μέσης τιμής U_m καθώς αυξάνει το μέγεθος της δειγματοληψίας. Παρατηρείται ότι η U_m έχει σχεδόν σταθεροποιηθεί μετά από $N=80$ περιόδους (περιστροφές του κυλίνδρου). Σε αντίστοιχη τους εργασία (μελέτη RSI) οι Holland & Evans [61], λαμβάνουν μέγεθος μετρήσεων μεταξύ $N=50$ έως 130. Αντίθετα, στις αντίστοιχες εργασίες τους οι Liu & Rodi [41] και de Saint Victor & Houdeville [42] επιλέγουν μεγαλύτερο μέγεθος δειγματοληψίας ($N=400$ και 800 αντίστοιχα). Μετά από αυτά θεωρήθηκε ικανοποιητικό αν το μέγεθος του δείγματος ξεπερνάει το μέγεθος των 100 περιόδων ενώ μεταγενέστερη σειρά μετρήσεων είχε μέγεθος $N=200$.



Σχήμα 4.25: Εξέλιξη της μέσης τιμής της U σε μια θέση πίσω από το πτερύγιο συναρτήσει του μεγέθους του δείγματος.

4.5.2. Εξαγωγή Μέσης Περιόδου

Για την κατανόηση της επίδρασης που προκαλεί η περιοδική αλληλεπίδραση του απορρέυματος του κυλίνδρου με το πτερύγιο είναι απαραίτητο να εξαχθεί μια μέση-αντιπροσωπευτική περίοδος. Η μέθοδος εξαγωγής της μέση περιόδου που χρησιμοποιήθηκε (τόσο για την ταχύτητα

όσο και την ασταθή πίεση) είναι γνωστή με τον όρο *ensemble averaging technique*. Η μέθοδος εφαρμόζεται σε προβλήματα που εμφανίζουν περιοδικότητα, όπως π.χ. στην μελέτη των Liu και Rodi που αναφέρεται στην Ενότητα 2.3.2. Αντίστροφο Πρόβλημα.

Η τεχνική αυτή για μια μέτρηση της ταχύτητας U ακολουθεί το σχήμα

$$U(t) = \langle U \rangle + u', \quad \text{όπου} \quad \langle U \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \quad (\text{για κάθε φασική γωνία } \varphi, \text{ Σχήμα 4.7}),$$

όπου

$U(t)$... η στιγμιαία τιμή της ταχύτητας την χρονική στιγμή t

$\langle U \rangle$... η μέση τιμή της ταχύτητας σε κάποια φασική γωνία, και είναι μέρος της μέσης περιόδου της ταχύτητας,

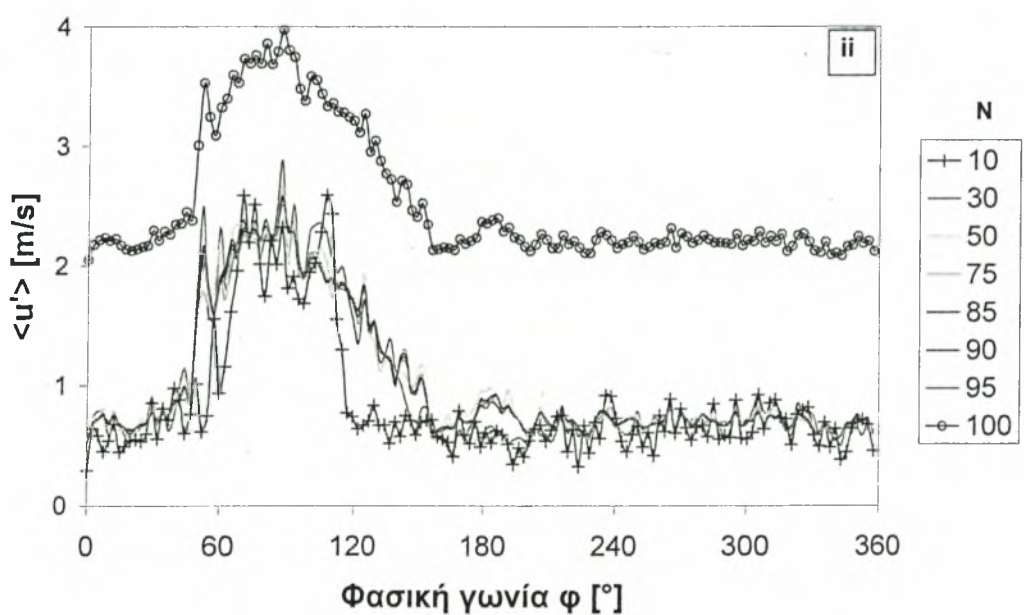
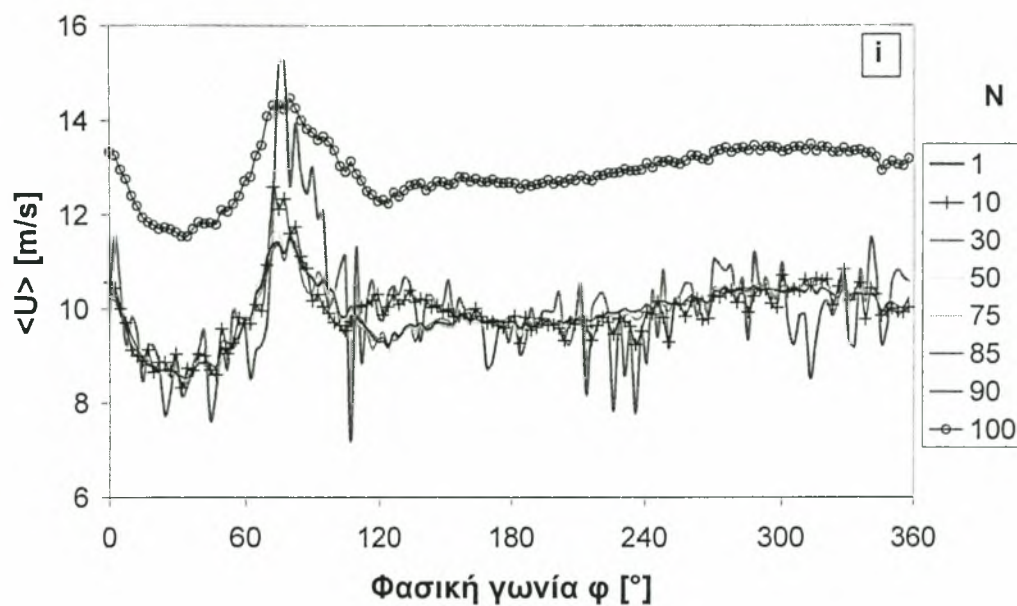
u' ... η στιγμιαία τιμή της τύρβης,

N ... το πλήθος των περιόδων που περιέχει η μέτρηση.

Στο Σχήμα 4.26 i που ακολουθεί φαίνεται η επίδραση του N στην μέση περίοδο που εξάγεται, για μια μέτρηση ταχύτητας στη θέση $x=1c$, $y=0$ για τον μεμονωμένο περιστρεφόμενο κύλινδρο.. Με ανάλογο τρόπο εξάγεται και η περιοδική διακύμανση της ταχύτητας $\langle u' \rangle$ ή μέση περίοδος της τύρβης. Δηλαδή για κάθε φασική θέση εξάγεται η διακύμανση (μέση τετραγωνική απόκλιση) της ταχύτητας, που όπως φαίνεται από το Σχήμα 4.26 ii δίνει μια καθαρή εικόνα της θέσης του απορρεύματος του κυλίνδρου. Η τεχνική αυτή εφαρμόστηκε με την ανάπτυξη κατάλληλου αλγορίθμου σε γλώσσα Fortran90. Στο Παράρτημα VI παρατίθεται το πρόγραμμα αυτό.

Στα σχήματα οι καμπύλες για $N=100$ παρουσιάζονται σε υπέρθεση κατά 3 και 1,5 [m/s] αντίστοιχα. Παρατηρείται ότι η όταν το μέγεθος της μέτρησης ξεπερνάει τις 80-85 περιόδους οι καμπύλες παραμένουν σχεδόν αμετάβλητες.

Για χάρη ευκολίας τα μεγέθη που αφορούν την μέση περίοδο θα συμβολίζονται πλέον με το σύμβολο T , π.χ. (ή για ευκολία U_T αντί $\langle U \rangle$).



Σχήματα 4.26 i & ii: Μεταβολή της μέσης χρονοσειράς της U και της περιοδικής διακύμανσης συναρτήσει του πλήθους των περιόδων N .

4.5.3. Εκτίμηση Σφαλμάτων

Στην ενότητα αυτή υπολογίζονται τα σφάλματα που υπεισέρχονται στις μετρήσεις και είναι δυνατό να υπολογισθούν ή εκτιμηθούν.

4.5.3.1. Εκτίμηση αβεβαιότητας μετρήσεων ταχύτητας

Η συνολική αβεβαιότητα ε (*uncertainty or inaccuracy*) αποτελείται από δύο μέρη, την αβεβαιότητα τύπου A που συμβολίζεται με s και την αβεβαιότητα τύπου B ή *συστηματικό σφάλμα* \tilde{u} (*bias*). Το συνολικό σφάλμα υπολογίζεται από την σχέση

$$\varepsilon = \sqrt{s^2 + \tilde{u}^2} .$$

Η αβεβαιότητα τύπου A οφείλεται σε στατιστικά-τυχαία φαινόμενα και περιλαμβάνει το τυπικό σφάλμα της απόκρισης του οργάνου σ_p (*precision*) καθώς και το σφάλμα του μεγέθους του δείγματος s_n . Για την εκτίμησή του σ_p γίνεται η υπόθεση ότι η απόκριση του οργάνου σε επαναλαμβανόμενες μετρήσεις ακολουθεί κανονική κατανομή γύρω από την πραγματική μέση τιμή της ταχύτητας. Συνήθως για τις μετρήσεις των ρευστομηχανικών μεγεθών το σφάλμα σ_p καθορίζεται για διάστημα εμπιστοσύνης 95% [63], [64]. Έτσι το σφάλμα δίνεται από την σχέση

$$\sigma_p = 1,96 \cdot \sigma ,$$

όπου σ η τυπική απόκλιση της απόκρισης και 1,96 η τιμή του z , για την οποία η συνάρτηση αθροιστικής πιθανότητας $P(z)$ λαμβάνει την τιμή 97,5%, δηλαδή διάστημα εμπιστοσύνης 95% [7]. Το σφάλμα αυτό που οφείλεται στο όργανο είναι συνήθως πολύ μικρό (<0,1%) και δεν λαμβάνεται υπόψιν.

Το σφάλμα s_n εκφράζει το κατά πόσο είναι στατιστικά αντιπροσωπευτικό της μέτρησης, το μέγεθος του δείγματος. Οφείλεται δηλαδή στην τυχαία διασπορά των μετρήσεων από μέτρηση σε μέτρηση και εξαρτάται άμεσα από το μέγεθος του δείγματος [52]. Ορίζεται επίσης για διάστημα εμπιστοσύνης 95% και δίνεται από την σχέση

$$s_N = \frac{1,96 \cdot \langle u' \rangle}{\sqrt{N}}$$

Στο Σχήμα 4.26ί φαίνεται η τυπική απόκλιση της ταχύτητας κατά την διάρκεια της περιόδου. Η μέγιστη τυπική απόκλιση λαμβάνει χώρα κατά την διέλευση του απορρευμάτος του κυλίνδρου, όπως εξηγείται στο επόμενο κεφάλαιο, και η τιμή της είναι 2,5 ή 20%. Οπότε για μέγεθος δείγματος $N=100$ και 200 $s_N=2$ και 1,4% αντίστοιχα.

Η αβεβαιότητα τύπου B οφείλεται στα επί μέρους συστηματικά σφάλματα που υπεισέρχονται στις μετρήσεις, ο υπολογισμός των οποίων γίνεται με εμπειρικές μεθόδους [52]. Η σχέση που δίνει την \hat{u} είναι:

$$\hat{u} = \sqrt{\hat{u}_{cal}^2 + \hat{u}_{ang}^2},$$

όπου

\hat{u}_{cal} η αβεβαιότητα βαθμονόμησης,

\hat{u}_{ang} η αβεβαιότητα λόγω εσφαλμένης γωνιακής τοποθέτησης

Η κάθε αβεβαιότητα \hat{u}_i ορίζεται θεωρητικά ως η τυπική απόκλιση του σφάλματος ε_i , με την υπόθεση ότι αυτό ακολουθεί τετραγωνική κατανομή, δηλαδή

$$\hat{u}_i = \frac{\varepsilon_i}{\sqrt{3}}.$$

Η αβεβαιότητα βαθμονόμησης \hat{u}_{cal} οφείλεται αφενός στην ανακρίβεια των οργάνων αναφοράς (μανόμετρο, σωλήνας Pitot-static) αφετέρου δε στην επίδραση της εξίσωσης βαθμονόμησης. Η επιλογή του νόμου του King επιφέρει, όπως αναφέρει ο Bruun H. [30] σφάλμα 0,15%. Συνολικά το σφάλμα της βαθμονόμησης εκτιμάται σε 2%, όπως αναφέρεται και σε αντίστοιχες εργασίες άλλων ερευνητών [52].

Η αβεβαιότητα λόγω εσφαλμένης γωνιακής τοποθέτησης \hat{u}_{ang} , εκτιμάται εμπειρικά. Το σφάλμα στην γωνία τοποθέτησης του οργάνου εκτιμάται ότι δεν υπερέβαινε τις $\pm 1^\circ$. Για αυτό το μέγεθος με βάση την ανάλυση που αναφέρει ο Bruun [60], η αβεβαιότητα ανέρχεται κατά μέγιστο $\hat{u}_{ang}=1\%$.

Έτσι η συνολική αβεβαιότητα για τα σφάλματα που προαναφέρθηκαν φαίνεται να είναι της τάξης 3%.

4.5.3.2. Εκτίμηση αβεβαιότητας μετρήσεων αστ. πίεσης

Η αβεβαιότητα εκτιμήθηκε σύμφωνα με τα αναφερθέντα στην προηγούμενη ενότητα. Έτσι η συνολική αβεβαιότητα ε υπολογίζεται από την σχέση

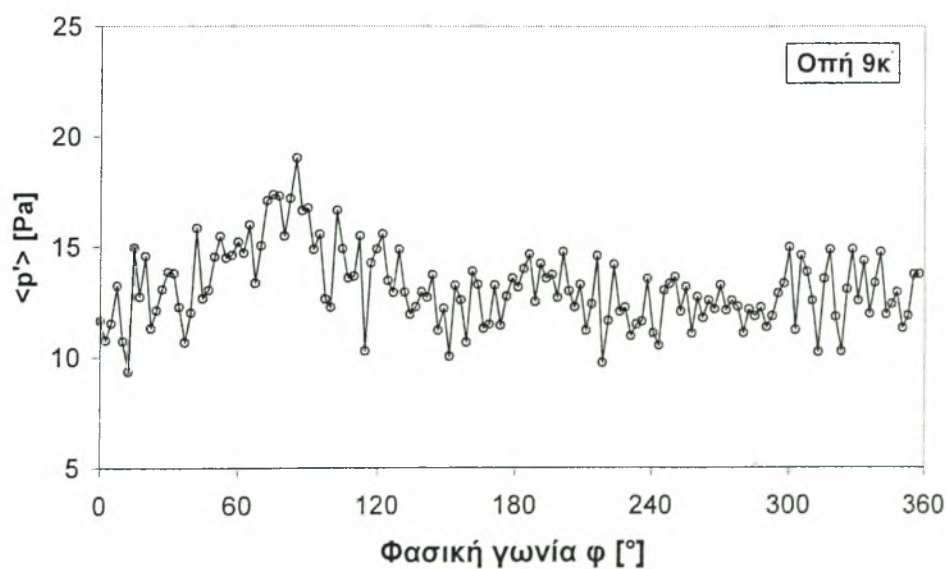
$$\varepsilon = \sqrt{s^2 + \hat{u}^2}.$$

Η αβεβαιότητα τύπου A, s ορίζεται για διάστημα εμπιστοσύνης 95% και δίνεται από την σχέση

$$s = \frac{1,96 \cdot \langle p' \rangle}{\sqrt{N}},$$

όπου $\langle p' \rangle$ η περιοδική διακύμανση της ασταθούς πίεσης.

Στο Σχήμα 4.27 φαίνεται η τυπική απόκλιση της ασταθούς πίεσης για την οπή 9κ κατά την διάρκεια της περιόδου. Η μέγιστη τιμή της καμπύλης είναι περίπου 20 [Pa]. Οπότε για μέγεθος δείγματος $N=100$ και 200 $s=2$ και 1,4 [Pa] αντίστοιχα.



Σχήμα 4.27: Περιοδική διακύμανση της ασταθούς πίεσης στην θέση 9κ.

Στην αβεβαιότητα τύπου B, ανήκει η αβεβαιότητα βαθμονόμησης \bar{u}_{cal} . Αυτή όμως δεν λαμβάνεται υπόψη γιατί έγινε σε μετρολογικά εργαστήρια με πρότυπα όργανα υψηλής ακρίβειας.

5. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την πειραματική διερεύνηση του προβλήματος και στο τέλος κάθε ενότητας αναφέρονται συνοπτικά συμπεράσματα. Στην πρώτη ενότητα δίνονται τα αποτελέσματα από την μελέτη του στατικού προβλήματος (στατική αλληλεπίδραση απορρέυματος-περυγίου) ενώ στη συνέχεια ακολουθεί η μελέτη του δυναμικού προβλήματος.

5.1. Στατικό πρόβλημα

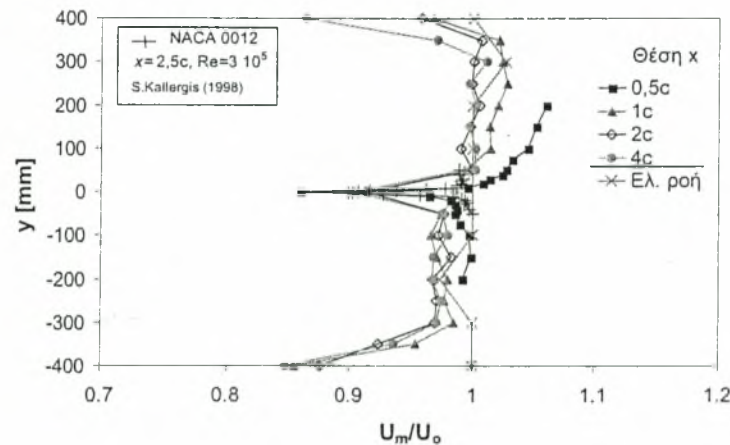
Το στατικό πρόβλημα όπως αναλύθηκε στην ενότητα 2.2.2. Αλληλεπίδραση πτερυγίου-απορρεύματος, αποτέλεσε το αρχικό στάδιο της μελέτης της παρούσας διατριβής. Το πρόβλημα μελετήθηκε σε αεροσήραγγα όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.30, και λεπτομέρειες αναφέρονται αναλυτικά στο δημοσιευμένο άρθρο που παρατίθεται στο Παράρτημα VII.

Από την μελέτη αυτή συνάγεται το συμπέρασμα ότι η φόρτιση του πτερυγίου επηρεάζεται αρνητικά λόγω της παρουσίας ανάντι του κυλίνδρου. Η επίδραση αυτή εστιάζεται στην ακμή προσβολής, όπου η κατανομή της πίεσης είναι ελαττωμένη Σχήμα 2.33. Η ελάτπωση αυτή εμφανίζεται τόσο στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου όσο και στην πλευρά κατάθλιψης, και ένα τυπικό διάγραμμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.33. Η κατακόρυφη μετατόπιση του κυλίνδρου κατά $0,5D$ δεν επιφέρει σημαντικές διαφοροποιήσεις στην κατανομή της πίεσης όπως και η μεταβολή της γωνίας προσβολής. Ο συντελεστής άωσης C_L παρουσιάζεται μειωμένος τόσο στο μέτρο όσο και στην μεταβολή (κλίση) συναρτήσει της γωνίας προσβολής. Στο Σχήμα 2.34 παρουσιάζεται η καμπύλη του C_L . Παρατηρείται ότι ο ελάχιστος υποβιβασμός του C_L μετράται στη θέση $y_0=0,25D$ καθώς τόσο το μέτρο όσο και η κλίση της καμπύλης προσεγγίζουν περισσότερο την περίπτωση του μεμονωμένου πτερυγίου.

5.2. Μέσες διανομές ταχύτητας και τύρβης (Δυναμικό πρόβλημα)

5.2.1. Μεμονωμένο πτερύγιο

Στο Σχήμα 5.1 φαίνεται η διανομή της ταχύτητας (*profile*) εγκάρσια της ροής κατάντι του πτερυγίου, απουσία του κυλίνδρου καθώς και το προφίλ της αδιατάρακτης ροής. Όπως παρατηρείται, στις θέσεις 0,5, 1 και 2c είναι εμφανής η χαρακτηριστική οξεία κορυφή στο επίπεδο του πτερυγίου, η οποία οφείλεται στο σημείο ανακοπής της ακμή φυγής και στην συνύπαρξη των δύο οριακών στρωμάτων.



Σχήμα 5.1: Διανομή μέσης ταχύτητας για μεμονωμένο πτερύγιο συναρτήσει της κατάντι απόστασης, $Re=8 \cdot 10^5$ (+... μετρήσεις Καλλέργη [33]).

Η κορυφή αυτή φθίνει με την κατάντι απόσταση και ενώ στην θέση 0,5c έχει τιμή 0,86 στην θέση 1c λαμβάνει την τιμή 0,9 και στην 2c την τιμή 0,91. Οι τιμές αυτές είναι μεγαλύτερες από αυτές που υπολόγισε ο S. Goldstein και αναφέρει ο H. Schlichting για το απόρρευμα λεπτής πλάκας, σύμφωνα με τα οποία η ταχύτητα θα έπρεπε να είναι 0,56, 0,65 και 0,75 αντίστοιχα [1]. Μια αιτία είναι σαφώς η αυξημένη τύρβη της ροής. Πέραν αυτού όμως, η διανομή ταχυτήτων στο απόρρευμα πτερυγίου εξομαλύνεται γρηγορότερα από ότι στο αντίστοιχο λεπτής πλάκας. Για παράδειγμα, παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.1 αντίστοιχες μετρήσεις των

Χαραλάμπους και Καλλέργη [33] (NACA 0012, $Re=2,5 \cdot 10^5$, $x=2,5c$) όπου διαπιστώνεται σύμπτωση των αποτελεσμάτων. Στην πιο απομακρυσμένη θέση (4c) δεν είναι εμφανής η ύπαρξη της κορυφής, παρόλα αυτά το προφίλ διαφέρει από το αντίστοιχο της ελεύθερης-αδιατάρακτης ροής.

Παρατηρείται ακόμη ότι τα προφίλ είναι κεκλιμένα και οι ταχύτητες στον θετικό ημιάξονα y είναι μεγαλύτερες σε σχέση με τον αρνητικό, δηλαδή

$$\frac{dU}{dy} > 0.$$

Η κλίση της ταχύτητας για την κάθε θέση x δίνεται στον Πίνακα 5.1 και όπως θα περίμενε κανείς αυτή ελαττώνεται με την απόσταση από την ακμή φυγής (σημείο ανακοπής) καθώς επέρχεται ομογενοποίηση της ορμής, ενώ για την αδιατάρακτη ροή δεν παρατηρείται κάτι παρόμοιο.

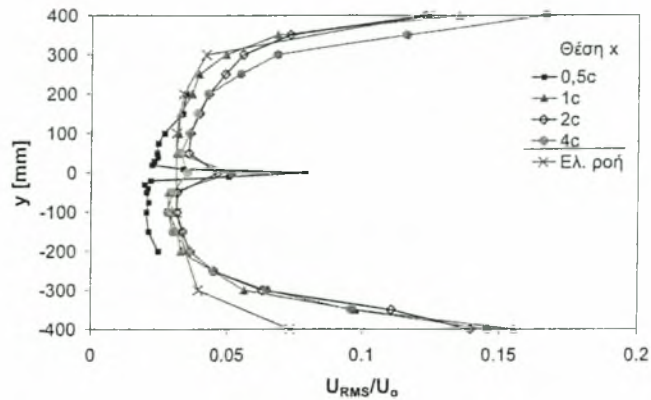
Θέση μέτρησης x , (απόσταση από ακμή φυγής)	Κλίση ταχύτητας $\frac{dU}{dy}$, $\left[\frac{m/s}{m}\right]$ ή $\left[\frac{1}{s}\right]$
0,5c	1,5
1c	1
2c	0,6
4c	0,6

Πίνακας 5.1: Κλίση ταχύτητας στο απόρρευμα του περυγίου για $\theta=0^\circ$ και $U_\infty=10$ [m/s].

Η κλίση της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα y οφείλεται στη μη-συμμετρική μορφή της αεροτομής. Έτσι λόγω της καμπυλότητάς της, ακόμη και για γωνία τοποθέτησης $\theta=0^\circ$, δέχεται ανωστική δύναμη επιταχύνοντας την ροή στην άνω πλευρά (πλευρά αναρρόφησης) και επιβραδύνοντάς την στην κάτω (πλευρά κατάθλιψης). Ο συντελεστής C_L , σύμφωνα με τους Abbott & von Doenhoff, λαμβάνει την τιμή 0,25 για $Re=3 \cdot 10^5$ [48]. Πέραν αυτού και η ύπαρξη του δαπέδου (στερεό τοίχωμα) σε απόσταση 1,2 [m] κάτω από το επίπεδο του περυγίου επιπρόσθετα συμβάλει στην επιβράδυνση της διαχωρισμένης κάτω δέσμης της ροής. Αντίθετα από την άνω πλευρά δεν υπάρχει κάποιο στερεό τοίχωμα, εκτός από την οροφή του εργαστηρίου, η οποία όμως βρίσκεται σε μεγάλη

απόσταση (2,3 [m] πάνω από το επίπεδο του πτερυγίου) και κάτω τέτοιο δεν συμβαίνει.

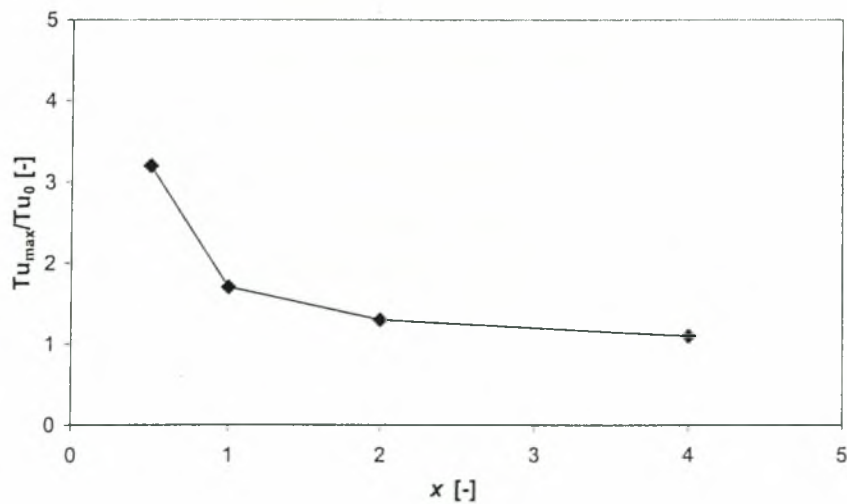
Αντίστοιχα και στα διαγράμματα διανομής της τύρβης (Σχήμα 5.2) είναι ορατή η ταχεία ομογενοποίηση της ροής, εξετάζοντας την κορυφή που εμφανίζεται στο επίπεδο του πτερυγίου. Όπως είναι γνωστό, στο απόρρευμα ενός πτερυγίου εμφανίζονται δύο κορυφές στο διάγραμμα της τύρβης, μια για κάθε διατμητικό στρώμα που εκρέει από τις δυο πλευρές του. Για να παρασταθούν αυτές απαιτείται μικρό βήμα μεταξύ των διαδοχικών μετρήσεων, πράγμα που δεν έγινε στις παρούσες μετρήσεις και για αυτό φαίνεται μια κορυφή. Κατάντι της ακμής φυγής ($y=0$) το επίπεδο της τύρβης λαμβάνει πολλαπλάσια τιμή σε σχέση με την μέση τιμή του προφίλ αλλά η διαφορά ελαττώνεται με την κατάντι απόσταση. Στον Πίνακα 5.2 που ακολουθεί παρουσιάζεται ως μέτρο αυτής της ομογενοποίησης, ο λόγος της τύρβης στην κορυφή Tu_{max} προς μια τιμή αναφοράς Tu_0 για μια θέση μακριά από το επίπεδο του πτερυγίου, όπου το προφίλ είναι ομαλό. Η τιμή αναφοράς Tu_0 λαμβάνεται στην θέση $x=50\text{mm}$ ή $2,8t$, όπου $t=18$ [mm] το μέγιστο πάχος της αεροτομής. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι απόλυτες τιμές της τύρβης είναι υψηλές λόγω της αρχικής υψηλής τιμής στην ελεύθερη ροή. Στο Σχήμα 5.3 δίνονται τα στοιχεία του Πίνακα 5.2 με μορφή καμπύλης ως ένα μέτρο της ομογενοποίησης της τύρβης.



Σχήμα 5.2: Διανομή έντασης τύρβης για μεμονωμένο πτερύγιο συναρτήσει της κατάντι απόστασης, $Re=8 \cdot 10^5$.

Θέση μέτρησης x , (απόσταση από ακμή φυγής)	Μέγιστο επίπεδο τύρβης, $\frac{Tu_{max}}{Tu_0}$
0,5c	3,2
1c	1,7
2c	1,3
4c	1,1

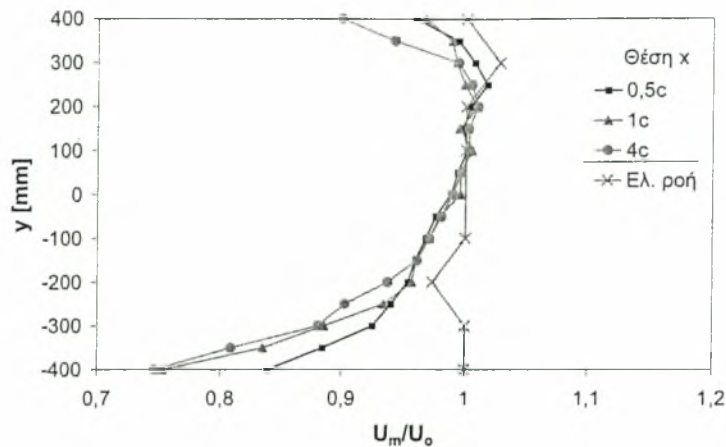
Πίνακας 5.2: Επίπεδο τύρβης στο απόρρευμα του πτερυγίου για $\theta=0^\circ$ και $U_\infty=10$ [m/s].



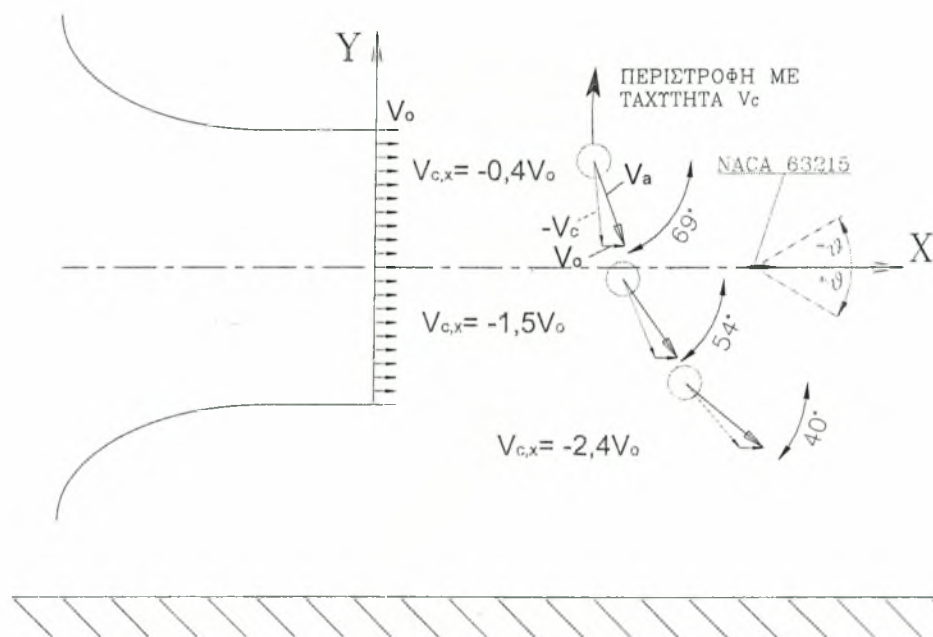
Σχήμα 5.3: Ρυθμός μείωσης της έντασης της τύρβης συναρτήσει της κατάντι απόστασης από μεμονωμένο πτερύγιο.

5.2.2. Μεμονωμένος περιστρεφόμενος κύλινδρος

Η διέλευση του κυλίνδρου εγκάρσια της ροής επάγει σε αυτή μια περιοδική διαταραχή. Στο Σχήμα 5.4 παρουσιάζεται η μέση τιμή της ταχύτητας στο απόρρευμα του κυλίνδρου για 100 περιστροφές-διελεύσεις. Όπως παρατηρείται οι διανομές της ταχύτητας παρουσιάζουν μια κλίση. Η κλίση αυτή, από -200 έως 200 mm είναι πρακτικά σταθερή και ανεξάρτητη της θέσης μέτρησης και είναι της τάξης των $1,4 [s^{-1}]$. Η ύπαρξη αυτής της κλίσης οφείλεται στην κυκλική κίνηση του κυλίνδρου όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.5, όπου φαίνονται τα τρίγωνα ταχυτήτων για τρεις διαδοχικές θέσεις του κυλίνδρου. Ο κύλινδρος κινείται στιγμιαία με την ταχύτητα V_c της οποίας το μέτρο είναι σταθερό, αλλάζει όμως η κατεύθυνση του διανύσματος. Με V_o συμβολίζεται η ταχύτητα της κύριας ροής ενώ το διάνυσμα V_a εκφράζει την σχετική ταχύτητα του αέρα ως προς τον κύλινδρο. Έτσι, κατά την κίνησή του αυτή, προσδίδει στην ροή μια αρνητική συνιστώσα, την $V_{c,x}$ η οποία μεταφράζεται σε επιβράδυνση του ρευστού και όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.5 αυτή μειώνεται καθώς ο κύλινδρος ανέρχεται. Πέραν αυτού η κυκλική κίνηση είναι έκκεντρη σχετικά με την κύρια ροή με αποτέλεσμα για $y < 0$ ο κύλινδρος να διέρχεται κοντύτερα της θέσης μέτρησης, ενώ καθώς ανεβαίνει απομακρύνεται από αυτήν. Όπως αναφέρεται όμως και στην Ενότητα 2.1.10 Μέσο & Μακρινό Απόρρευμα, το έλλειμμα της ταχύτητας στο απόρρευμα του κυλίνδρου φθίνει με την απόσταση σύμφωνα με την σχέση $x^{-1/2}$. Άρα για θέσεις εγγύτερα στον κύλινδρο η ταχύτητα στο απόρρευμα έχει την χαμηλότερη απόλυτη τιμή.



Σχήμα 5.4: Διανομή μέσης ταχύτητας για μεμονωμένο, περιστρεφόμενο κύλινδρο συναρτήσει της κατάντι απόστασης.

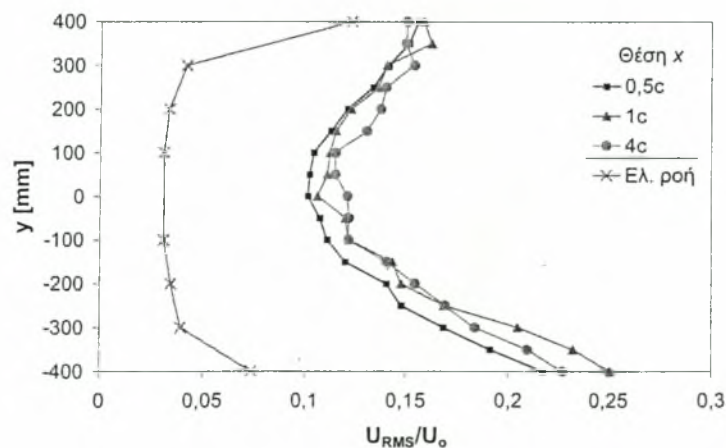


Σχήμα 5.5: Τρίγωνα ταχυτήτων για τρεις θέσεις του κυλίνδρου. $V_{c,x}$ είναι η προβολή του διανύσματος της ταχύτητας του κυλίνδρου στον άξονα X, ενώ V_a η σχετική ταχύτητα του ρευστού ως προς τον κύλινδρο.

Παρατηρείται ακόμη ότι στην περιοχή για $y > 100$ [mm], όπου η γωνία που σχηματίζουν τα διανύσματα της ταχύτητας του κυλίνδρου με την ταχύτητα της ελεύθερης ροής αποκλίνει ολοένα και λιγότερο από τις 90° , το προφίλ έχει ελαττωμένη κλίση. Για $y > 250$ [mm] είναι εμφανής η επίδραση του διατμητικού στρώματος, εκτός του δυναμικού πυρήνα της ροής, με το

απόρρευμα του κυλίνδρου. Όμοια συμπεριφορά είναι ορατή και για $y < -50$ [mm], ενώ για την πιο απομακρυσμένη θέση $x=4c$ η απόκλιση στα όρια της ροής είναι η μεγαλύτερη.

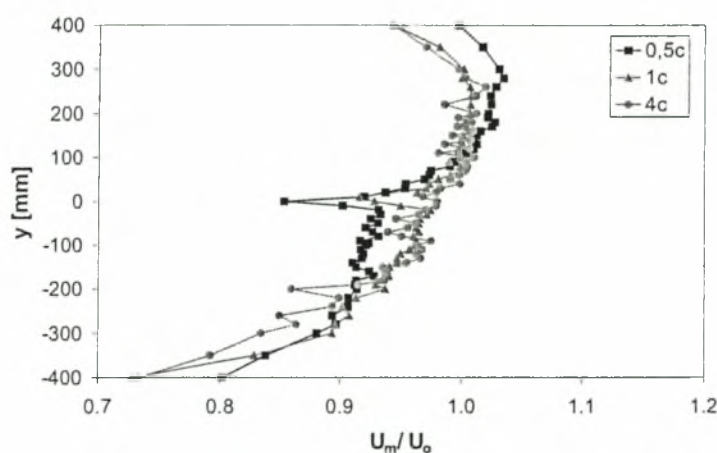
Αντίστοιχη συμπεριφορά εμφανίζει και η διανομή της τύρβης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.6. Στο κέντρο του δυναμικού πυρήνα της ροής το επίπεδο της τύρβης έχει την ελάχιστη τιμή, η οποία όμως, σε κάθε περίπτωση, είναι υπερδιπλάσια του αντίστοιχου επιπέδου της αδιατάρακτης ροής. Για θέσεις μακριά του επιπέδου $y=0$ η τύρβη αυξάνει αφού σε αυτό συνεισφέρει και η αυξημένη τύρβη της ελεύθερης ροής στα όρια του δυναμικού πυρήνα. Ιδιαίτερα για $y < -250$ η τύρβη έχει ακόμη υψηλότερες τιμές το οποίο μπορεί να αποδοθεί στην έκκεντρη κίνηση του κυλίνδρου και στη φορά περιστροφής. Δηλαδή, καθώς ο κύλινδρος εισέρχεται στην κύρια ροή τον ακολουθεί το απόρρευμά του το οποίο κινείται περίπου κατά την κατεύθυνση του διανύσματος V_a του Σχήματος 5.5. Έτσι συμπαρασύρει το διατμητικό στρώμα της ροής (ρευστό με υψηλή τύρβη και χαμηλή ταχύτητα) και η σύνθεση αυτών των τυρβωδών στρωμάτων οδηγεί σε υψηλή τύρβη.



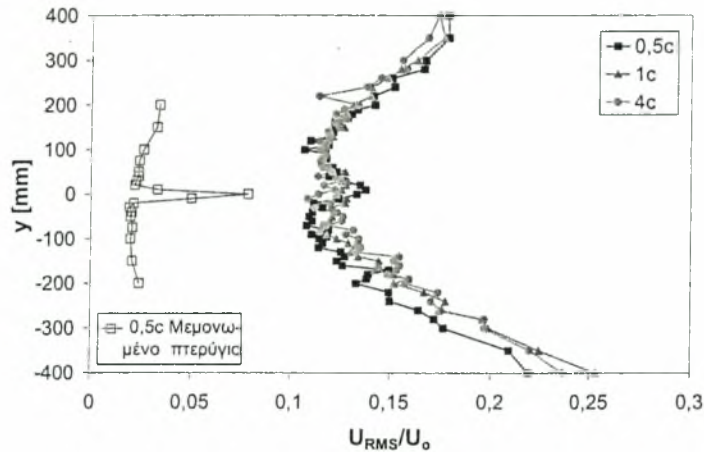
Σχήμα 5.6: Διανομή έντασης τύρβης για μεμονωμένο, περιστρεφόμενο κύλινδρο συναρτήσει της κατάντι απόστασης.

5.2.3. Περιστρεφόμενος κύλινδρος & πτερύγιο (πλήρες πρόβλημα)

Η παρουσία του πτερυγίου κατάντι του κυλίνδρου γίνεται ξεκάθαρα αντιληπτή, καθώς οι καμπύλες λαμβάνουν τα τυπικά χαρακτηριστικά απορρεύματος πτερυγίου. Έτσι, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.7 στα διαγράμματα ταχυτήτων, στην θέση της πτέρυγας ($y=0$) εμφανίζεται οξεία κορυφή με ελάχιστη τιμή για την θέση $x=0,5c$, η οποία αμβλύνεται με τάση εξαφάνισης για μεγαλύτερες αποστάσεις. Όμοια συμπεριφορά έχουν και οι καμπύλες της διακύμανσης (Σχήμα 5.7) όπου η χαρακτηριστική κορυφή κατάντι της ακμής φυγής, που οφείλεται στην συνάντηση των δύο οριακών στρωμάτων, τείνει να εξαλειφθεί καθώς η έντονα τυρβώδης υφή του απορρεύματος συμβάλει σταδιακά στην ανάμιξή τους και την ομογενοποίηση της κινητικής ενέργειας των δύο διατμητικών στρωμάτων. Παρατηρείται ακόμη ότι οι διανομές για τις διάφορες κατάντι αποστάσεις είναι πιο κοντά η μια στην άλλη σε σχέση με το Σχήμα 5.6. Δηλαδή στο σύνθετο απόρρευμα η τύρβη φθίνει με χαμηλότερο ρυθμό. Στο Σχήμα 5.8 δίνεται επίσης η διανομή της τύρβης στο απόρρευμα του πτερυγίου από μόνο του, και σε σχέση με το Σχήμα 5.6 μπορεί να διακριθεί η, εν γένει, επικράτηση των χαρακτηριστικών του απορρεύματος του κυλίνδρου.



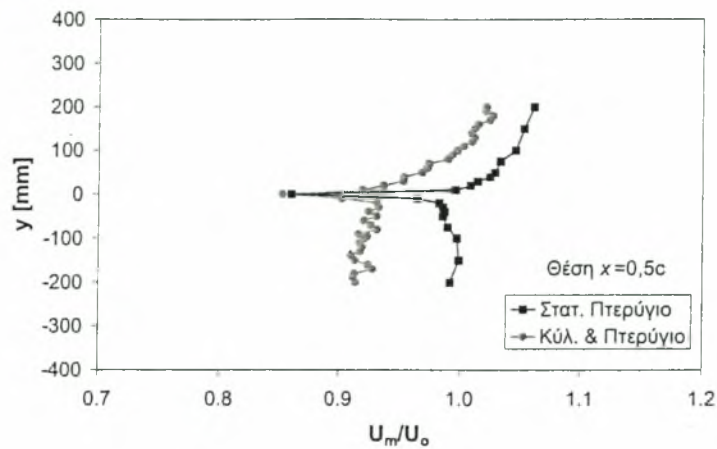
Σχήμα 5.7: Διανομή μέσης ταχύτητας, για τρεις θέσεις x (πλήρες πρόβλημα).



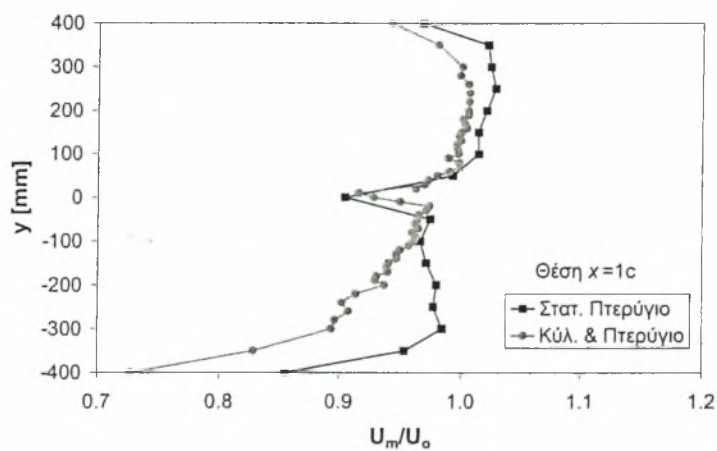
Σχήμα 5.8: Διανομή τύρβης για τρεις θέσεις x (πλήρες πρόβλημα).

Στα Σχήματα 5.9 & 5.10 δίνονται συγκριτικά διαγράμματα της διανομής της ταχύτητας για την περίπτωση του μεμονωμένου πτερυγίου και του πλήρους προβλήματος. Όπως διακρίνεται η ταχύτητα πίσω από την ακμή φυγής δεν επηρεάζεται αισθητά και παραμένει στα ίδια επίπεδα και στις δύο θέσεις $x=0,5$ και $1c$ (0,85 και 0,9 αντίστοιχα).

Πάνω και κάτω όμως από το επίπεδο του πτερυγίου η ύπαρξη του περιστρεφόμενου κυλίνδρου έχει ως αποτέλεσμα η μέση ταχύτητα της ροής να είναι ελαττωμένη για τους λόγους που προαναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα. Η ταχύτητα παρουσιάζει μεγαλύτερη απόκλιση για $y < 0$ αφού σε αυτό συνεισφέρει η μεγαλύτερη, κατά μέτρο, τιμή της $V_{c,x}$ του κυλίνδρου, που φαίνεται στο Σχήμα 5.5.



Σχήμα 5.9: Συγκριτικό διάγραμμα διανομής ταχύτητας για $x=0,5c$.



Σχήμα 5.10: Συγκριτικό διάγραμμα διανομής ταχύτητας για $x=1c$.

Καθώς η απόσταση μεγαλώνει (θέση $x=1c$) η απόκλιση της ταχύτητας για τις δύο τοποθετήσεις ελαττώνεται, το οποίο έρχεται και πάλι να συμφωνήσει με τις παρατηρήσεις της προηγούμενης ενότητας.

5.2.4. Ενδεικτικά Συμπεράσματα

- Η ύπαρξη της τύρβης στην ελεύθερη ροή επιφέρει ταχύτερη εξομάλυνση της διανομής της ταχύτητας και της τύρβης για στατικό-μεμονωμένο πτερύγιο σε σχέση με αυτό που αναμενόταν. Ο ρυθμός

αυτός για το έλλειμμα ταχύτητας είναι ανάλογος $x^{-0,8}$, ($x...$ η κατάντι απόσταση από το πτερύγιο), ενώ για το μέγιστο της τύρβης $x^{-0,5}$.

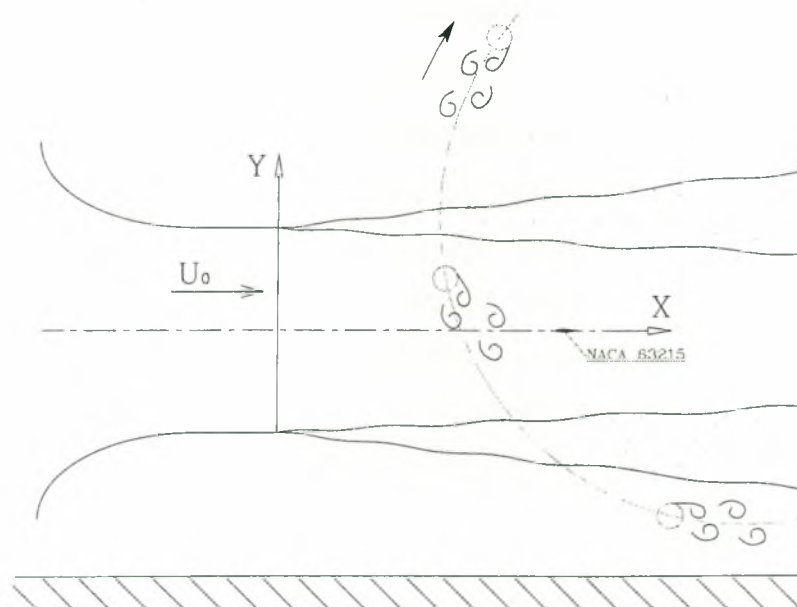
- Τα προφίλ ταχύτητας του στατικού-μεμονωμένου πτερυγίου είναι κεκλιμένα. Σε απόσταση μισής χορδής κατάντι της ακμής φυγής ($x=0,5c$) η κλίση είναι της τάξης 1,5 [(m/s)/m], ενώ για $x=2c$ είναι 0,6 [(m/s)/m]. Η κλίση αυτή αποδίδεται στην ύπαρξη του δαπέδου και στο είδος της αεροτομής.
- Για μεμονωμένο περιστρεφόμενο κύλινδρο η κλίση των προφίλ ταχύτητας, που οφείλεται κυρίως στην έκκεντρη κίνηση του κυλίνδρου ανέρχεται σε 1,4 [(m/s)/m] και είναι σταθερή συναρτήσει της κατάντι απόστασης.
- Στο σύνθετο απόρρευμα, παραμένει η τύρβη σε υψηλά επίπεδα, συναρτήσει της κατάντι απόστασης σε αντίθεση με την περίπτωση του μεμονωμένου κυλίνδρου όπου αυτή φθίνει γρηγορότερα. Στις διανομές ταχύτητας διατηρείται η κλίση στα ίδια επίπεδα.
- Στην περιοχή κατάντι της ακμής φυγής η επίδραση του πτερυγίου παραμένει έντονη, τόσο σαν έλλειμμα ταχύτητας όσο και σαν κορυφή στην τύρβη.

5.3. Μέσες Περίοδοι Ταχύτητας (Ensemble Averages)- Δυναμικό πρόβλημα

5.3.1. Απόρρευμα μεμονωμένου περιστρεφόμενου κυλίνδρου

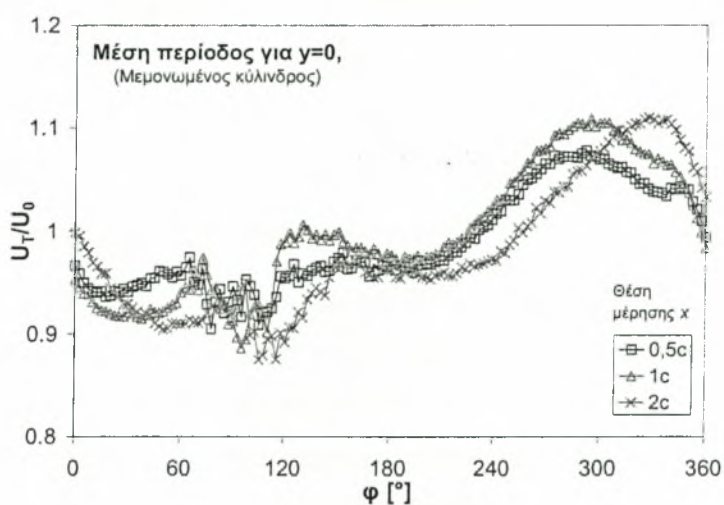
5.3.1.1. Εντοπισμός απορρευμάτων

Στο Σχήμα 5.11 δίνεται με μορφή σκαριφήματος η κύρια ροή (εκρέουσας δέσμης) και το απόρρευμα του κυλίνδρου για διάφορες θέσεις. Η πορεία που ακολουθεί το απόρρευμα εξαρτάται από την σχετική ταχύτητα του ρευστού ως προς τον κύλινδρο (Σχήμα 5.5). Καθώς ο κύλινδρος περιστρέφεται έξω από την δέσμη, το απόρρευμα εκρέει, σε γενικές γραμμές, εφαπτομενικά της κυκλικής τροχιάς (διάνυσμα $-V_c$). Εντός της δέσμης όμως, όπως και προαναφέρθηκε, η τροχιά αυτή αλλοιώνεται καθώς επιδρά η ταχύτητα της κύριας ροής (διάνυσμα V_a). Έτσι καθώς περιστρέφεται ο κύλινδρος, η τυρβώδης διαταραχή που αυτός επάγει ($Re_D \approx 3,3 \cdot 10^5$), σε κάποια χρονική στιγμή, διέρχεται από το πτερύγιο και από τις θέσεις μέτρησης.



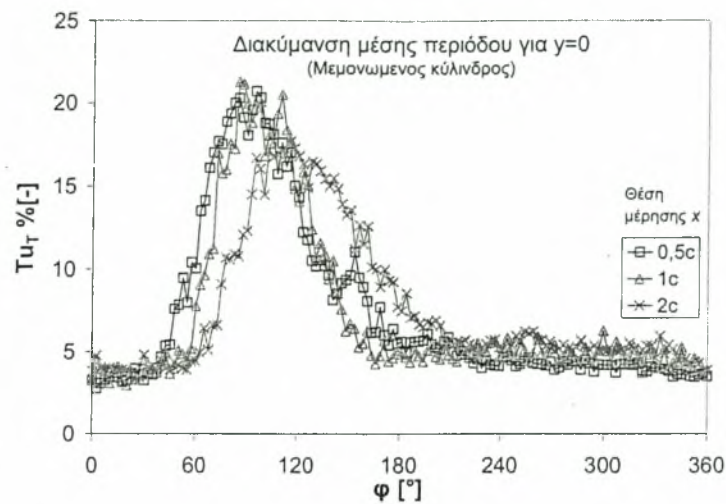
Σχήμα 5.11: Σκαρίφημα ροϊκών φαινομένων.

Στο Σχήμα 5.12 παρουσιάζεται η μέση περίοδος της χρονοσειράς της U_T στο επίπεδο του πτερυγίου ($y=0$). Όπως φαίνεται για την θέση $x=0,5c$ στην περιοχή $\varphi=60-120^\circ$ παρουσιάζονται κάποιες διαταραχές οι οποίες για τις πιο κατάντι θέσεις (1, 2c) εμφανίζονται μεταγενέστερα. Όπως εξηγείται στην συνέχεια, οι διαταραχές οφείλονται στην διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος του κυλίνδρου. Αποτελούν δηλαδή το «αποτύπωμά» του.



Σχήμα 5.12: Μέση περίοδος ταχύτητας (μεμονωμένος κύλινδρος).

Στο Σχήμα 5.13 παρουσιάζονται τα αντίστοιχα διαγράμματα της περιοδικής διακύμανσης της ταχύτητας του Σχήματος 5.12, τα οποία εκφράζουν το επίπεδο της τύρβης ως ποσοστό της U_∞ . Όπως φαίνεται παρουσιάζεται μέγιστο στην περιοχή που εντοπίζονται οι διαταραχές στην ταχύτητα στο Σχήμα 5.12. Η κορυφή αυτή στο επίπεδο της τύρβης οφείλεται στη διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος του κυλίνδρου (αποκαλύπτοντας τη θέση του), όμοια με την μελέτη των Liu & Rodi [41] (Ενότητα 2.3.2. Αντίστροφο Πρόβλημα).



Σχήμα 5.13: Μέση περίοδος τύρβης (μεμονωμένος κύλινδρος).

Αντίθετα η κορυφή που ξεκινάει περί τη θέση $\varphi=240^\circ$ στο Σχήμα 5.12 και δεν εμφανίζεται στα διαγράμματα της τύρβης (Σχήμα 5.13), δεν μπορεί να προέρχεται από την πρωτογενή διαταραχή που επάγει ο κύλινδρος, καθώς αυτός τότε, βρίσκεται σε απομακρυσμένη θέση, και μπορεί να αποδοθεί σε δευτερογενή φαινόμενα ή ατέλειες της διάταξης (π.χ. στην περιστροφή του αντίβαρου).

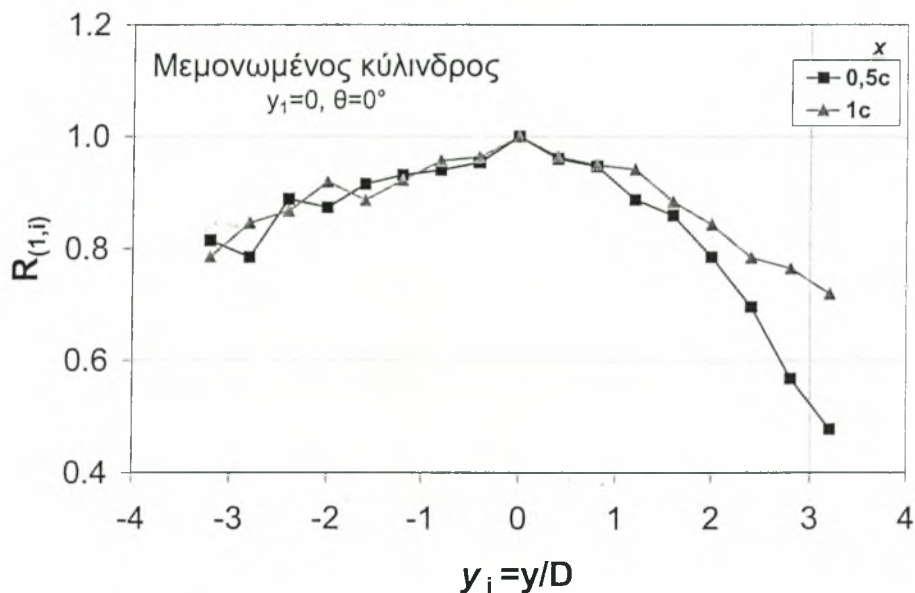
5.3.1.2. Συνάρτηση συσχέτισης

Ο βαθμός μεταβολής των ροϊκών χαρακτηριστικών που εκφράζονται από την μέση περίοδο της ταχύτητας συναρτήσει της θέσης μπορεί να εκφραστεί με την συνάρτηση συσχέτισης (*correlation coefficient function*). Η συνάρτηση συσχέτισης R δίνεται από την σχέση

$$R_{1,2} = \frac{\overline{u'_1 \cdot u'_2}}{U_{\text{RMS}(1)} \cdot U_{\text{RMS}(2)}},$$

όπου 1, 2... είναι οι δύο θέσεις που συσχετίζονται, u'_i ...η απόκλιση της στιγμιαίας τιμής της U από τη μέση τιμή U_0 ($U-U_0$) και $U_{\text{RMS}}...$ η τυπική απόκλιση της ταχύτητας. Εφόσον οι δύο θέσεις 1 και 2 είναι δύο διαφορετικές θέσεις στο χώρο η διαδικασία καλείται και ετεροσυσχέτιση. Στο Σχήμα 5.14 που ακολουθεί παρουσιάζεται η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης για τις κατακόρυφες θέσεις με τιμή αναφοράς τη μέτρηση

στη θέση $y=0$. Όπως παρατηρείται η ταχύτητα παρουσιάζει καλή συσχέτιση ($R>0,8$) για όλες σχεδόν τις θέσεις. Αυτό σημαίνει ότι τα χαρακτηριστικά του απορρεύματος δεν αλλοιώνονται σημαντικά, δηλαδή το απόρρευμα έχει υψηλή συνοχή. Η συσχέτιση είναι υψηλότερη για τις θέσεις $y<0$, ενώ αντίθετα για $y>0$ η συσχέτιση είναι πιο ασθενής. Αυτό εξηγείται από το γεγονός της έκκεντρης κίνησης του κυλίνδρου, λόγω της οποίας το απόρρευμα καθυστερεί να φθάσει στις θέσεις $y>0$ και άρα έχει υποστεί μεγαλύτερη αλλοίωση. Για την πιο κατάντι θέση ($x=1c$) παρατηρείται υψηλότερη συσχέτιση σε σχέση με την θέση $x=0,5c$. Αυτό αποτελεί μια ένδειξη ότι και αυτό το σύνθετο απόρρευμα αλλοιώνεται ταχύτερα όσο πιο κοντά βρίσκεται στο σώμα που το δημιουργεί, όπως συμβαίνει π.χ. με το απλό απόρρευμα στατικού κυλίνδρου (Σχήμα 2.5).



Σχήμα 5.14: Συνάρτηση ετεροσυσχέτισης ταχυτήτων συναρτήσει της θέσης $y=0$.

5.3.1.3. Θέσεις απορρεύματος

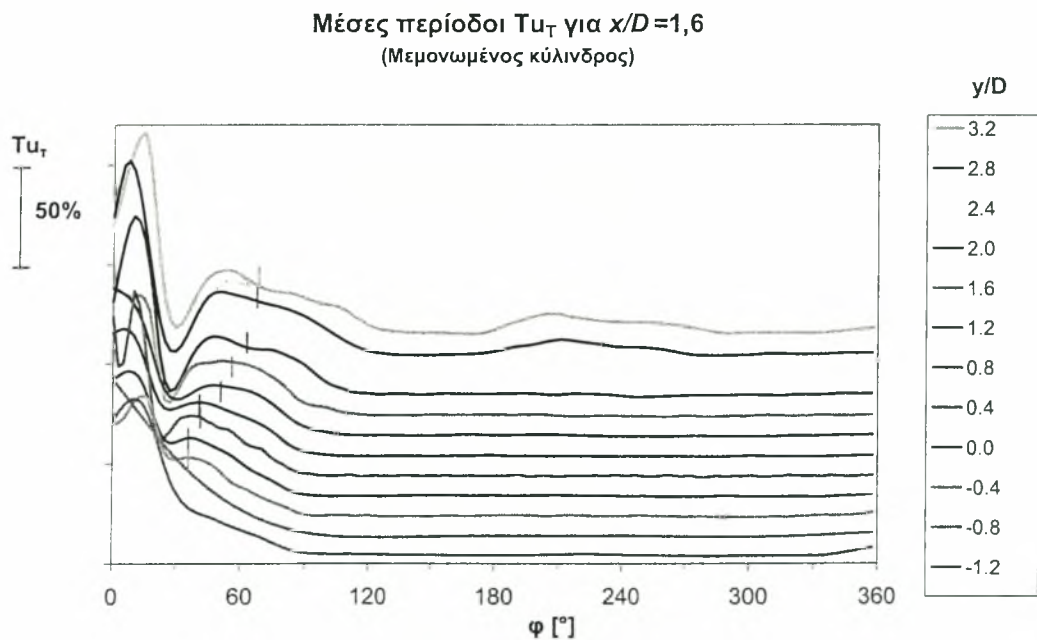
Για τη συστηματική μελέτη της πορείας και εξέλιξης του απορρεύματος του κυλίνδρου, αρχικά καθορίζεται η χρονική στιγμή που αυτό εμφανίζεται στα διαγράμματα διακύμανσης της ταχύτητας με την μορφή

κορυφής. Ως σημείο εμφάνισης θεωρείται το μέσο της κάθε κορυφής, δηλαδή όταν επαληθεύεται η σχέση:

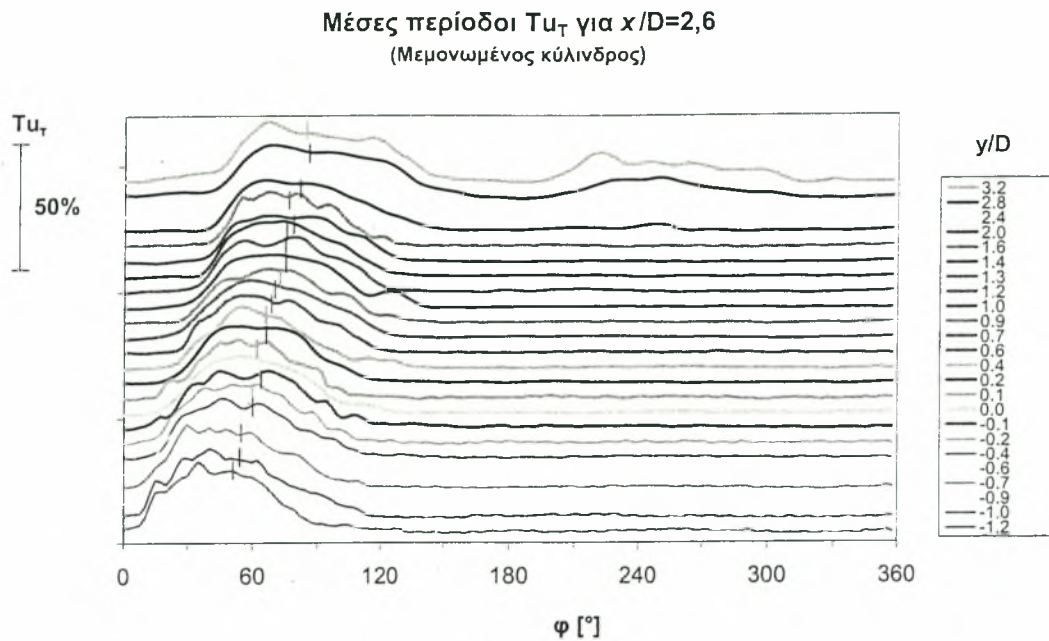
$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} Tu_T(\varphi) d\varphi = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} Tu_T(\varphi) d\varphi$$

όπου φ_i το σημείο εμφάνισης ενώ φ_1 και φ_2 ορίζουν το διάστημα στο οποίο εμφανίζεται η κορυφή.

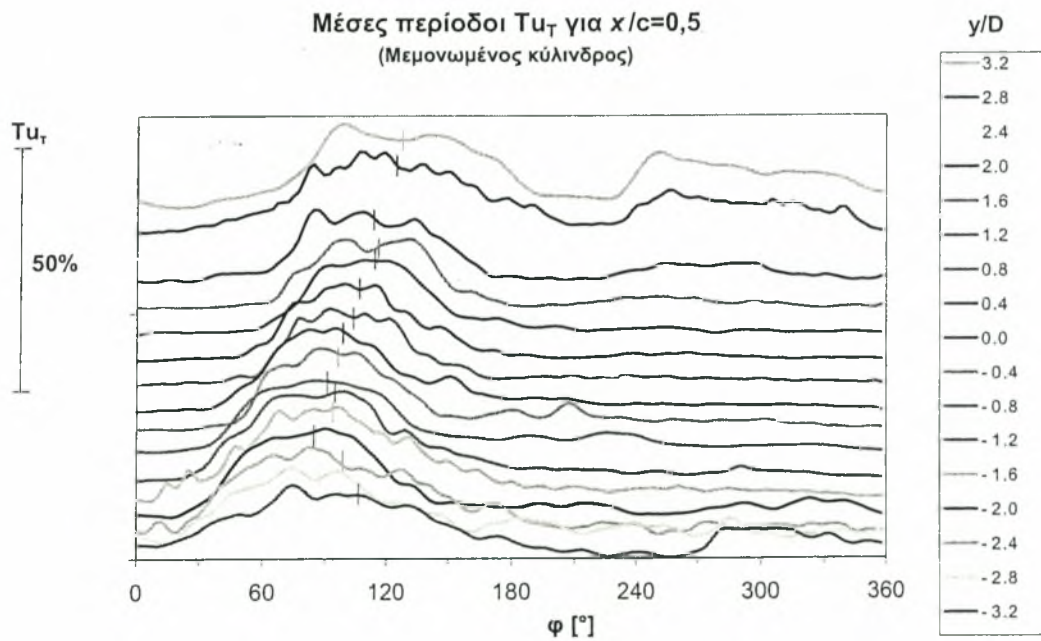
Στα Σχήματα 5.15-5.20 που ακολουθούν παρουσιάζονται σε υπέρθεση οι μέσες περιόδοι της τύρβης για κάθε σταθμό μέτρησης ($x=1,6D$, $2,6D$, $0,5c$, $1c$ και $4c$ αντίστοιχα) και για όλες τις κατακόρυφες θέσεις (y), και σε αυτά έχουν σημειωθεί οι θέσεις που ορίζουν το σημείο εμφάνισης.



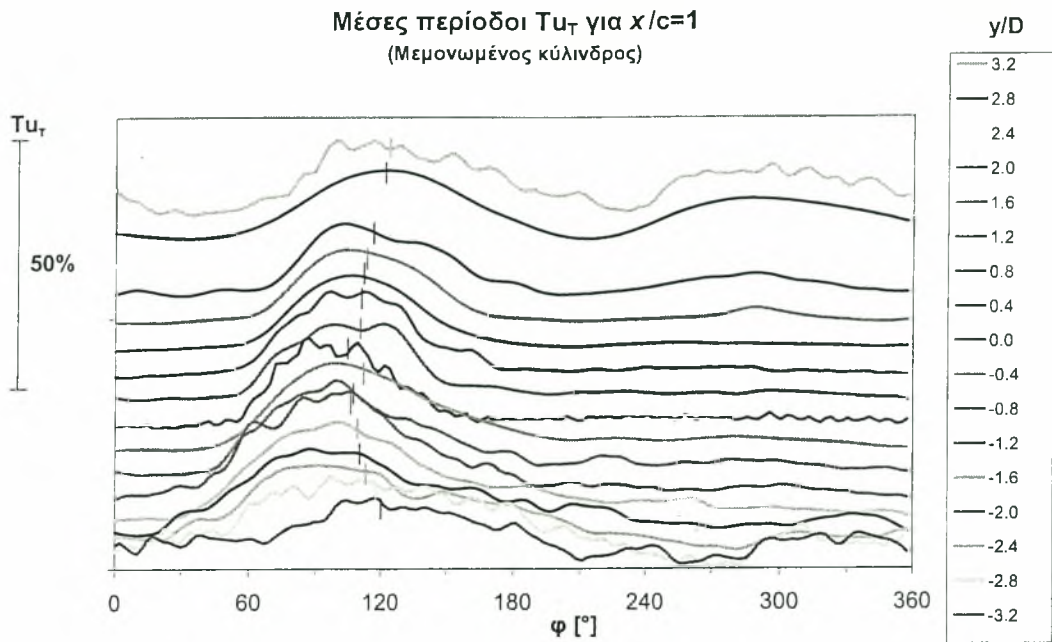
Σχήμα 5.15: Μέσες περιόδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/D=1,6$.



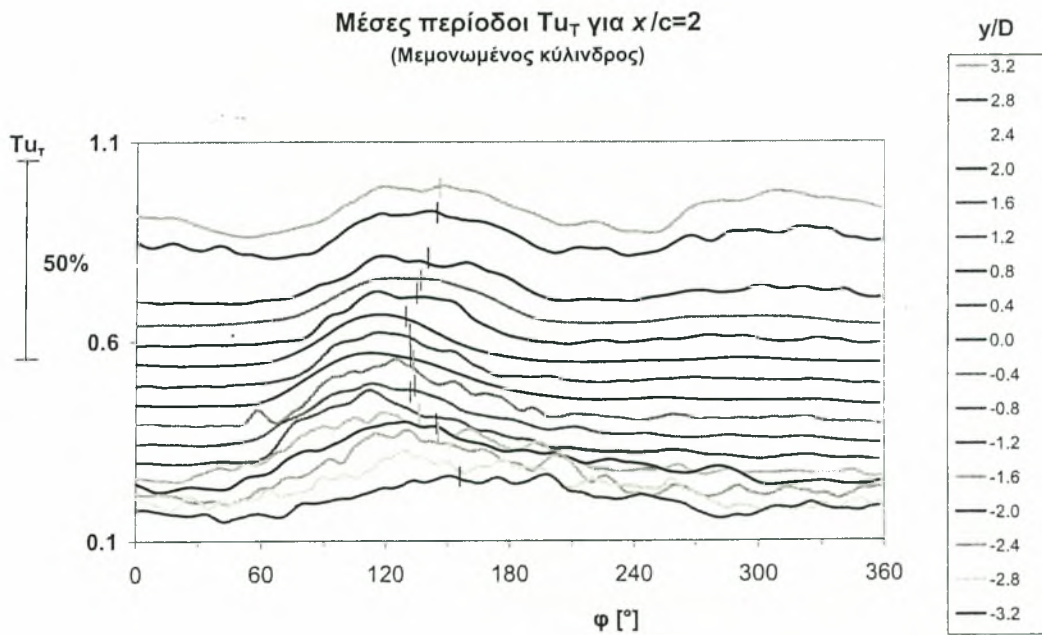
Σχήμα 5.16: Μέσες περίοδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/D=2,6$.



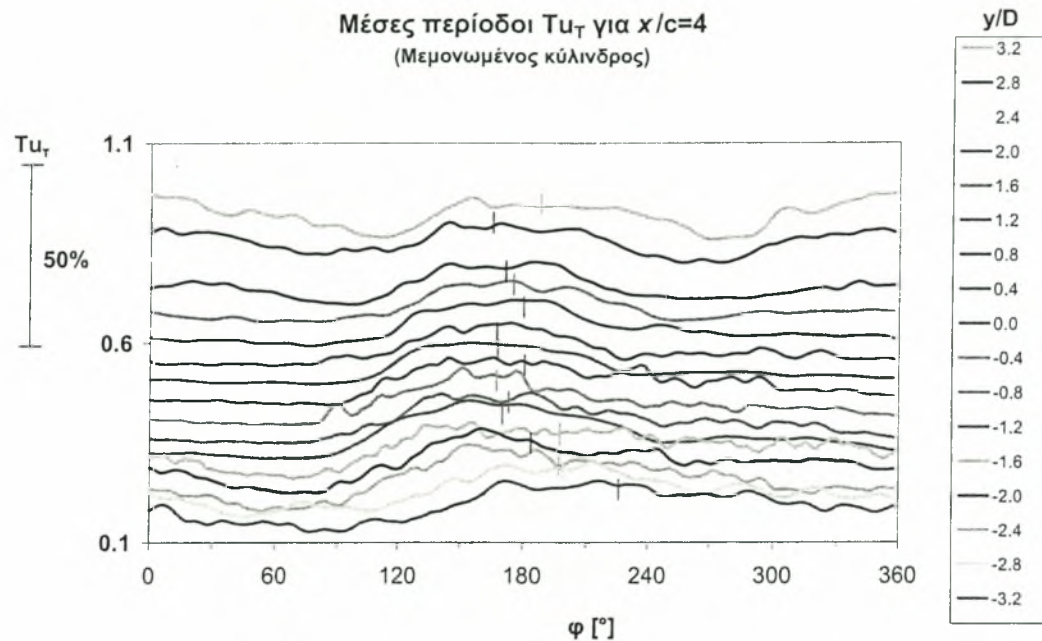
Σχήμα 5.17: Μέσες περίοδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/c=0,5$.



Σχήμα 5.18: Μέσες περιόδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/c=1$.



Σχήμα 5.19: Μέσες περιόδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/c=2$.

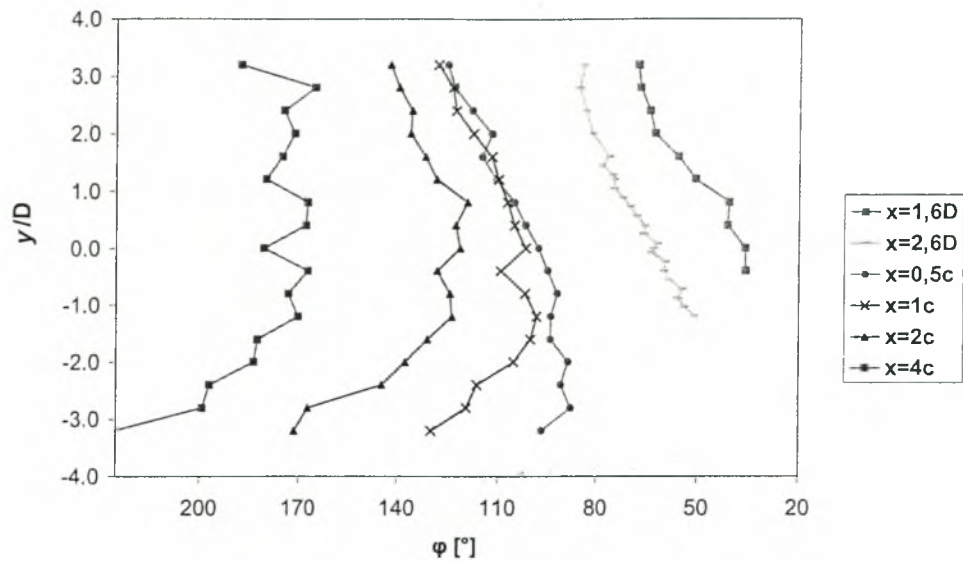


Σχήμα 5.20: Μέσες περίοδοι τύρβης για τις κατακόρυφες θέσεις του σταθμού μέτρησης $x/c=4$.

Παρατηρείται ότι το απόρρευμα εμφανίζεται σε όλους τους σταθμούς μέτρησης. Ειδικότερα στους σταθμούς που βρίσκονται κοντύτερα του κυλίνδρου, η κορυφή αυτή είναι πιο ξεκάθαρη. Στον σταθμό $x=1,6D$ εμφανίζεται, προ του απορρεύματος, και μια άλλη πιο οξεία κορυφή. Η ύπαρξη της κορυφής συνδέεται πιθανότατα με την εγγύτητα του μετρητικού οργάνου στην τροχιά του κυλίνδρου, δεδομένου ότι εμφανίζεται μόνο στη θέση αυτή. Έτσι η προσέγγιση του κυλίνδρου (ο οποίος αποτελεί εμπόδιο της κύριας ροής) και τα συνεπαγόμενα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην γειτονική περιοχή (στην τυρβώδη κατάσταση αποκόλληση οριακών στρωμάτων και εκροή τυρβωδών διατμητικών στρωμάτων, σε μεγαλύτερη απόσταση παραμόρφωση ροϊκών γραμμών κτλ.) θα μπορούσαν να εξηγήσουν άμεσα ή έμμεσα (π.χ. σφάλμα λόγω ταλάντωσης του οργάνου) τη δημιουργία της κορυφής αυτής. Στον πιο κατάντι σταθμό ($x=4c$), όπου το απόρρευμα έχει διανύσει την μεγαλύτερη διαδρομή, η κορυφή δεν είναι τόσο ξεκάθαρη όσο στους προηγούμενους. Επίσης στις ακραίες θέσεις y , εμφανίζονται και άλλες κορυφές οι οποίες δεν μπορούν παρά να αποδοθούν σε δευτερογενή

φαινόμενα λόγω της αλληλεπίδρασης του απορρεύματος με τα όρια του δυναμικού πυρήνα της ροής. Οι θέσεις του απορρεύματος παρουσιάζονται συνολικά στο Σχήμα 5.21.

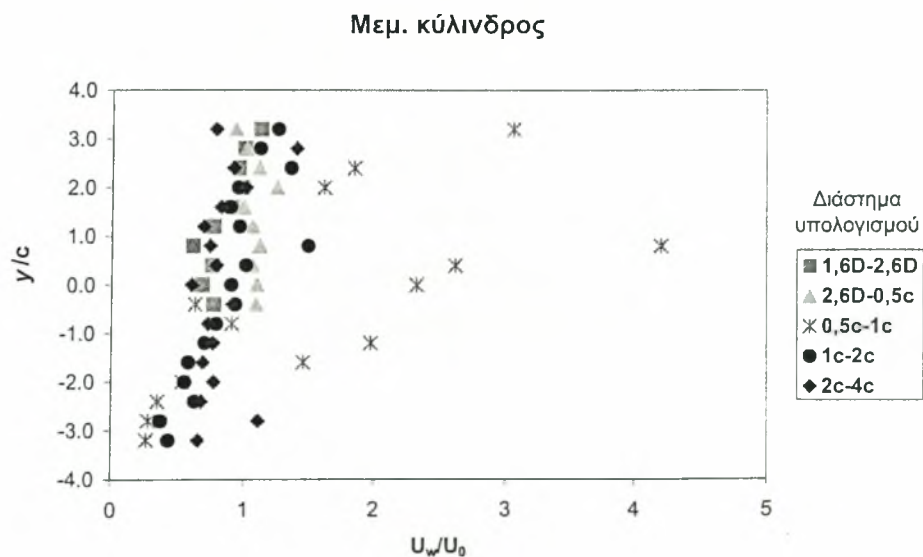
Όπως φαίνεται το απόρρευμα παρουσιάζει χρονική υστέρηση, δηλαδή εμφανίζεται πρώτα στις κοντύτερα στον κύλινδρο θέσεις, πράγμα που επιβεβαιώνει την προς τα κατάντι μετακίνηση. Στο Σχήμα 5.21 όπου δίνονται συνολικά οι θέσεις του απορρεύματος φαίνεται ξεκάθαρα η κίνησή του αυτή. Παρατηρείται επίσης ότι γενικά για κάθε σταθμό μέτρησης το απόρρευμα εμφανίζεται αρχικά περί το κέντρο της κύριας ροής ($-1D \geq y \geq +1D$) ενώ ακολούθως εμφανίζεται στις θέσεις προς τα άκρα της ροής (μορφή βέλους), σε αντίθεση με το Σχήμα 2.47α&β όπου η τροχιά του απορρεύματος στο χρόνο έχει μορφή κεκλιμένης ευθείας. Η συμπεριφορά αυτή εξηγείται ως εξής: Αρχικά ο κύλινδρος εισέρχεται στην κύρια ροή από τον αρνητικό ημιάξονα y . Λόγω της εκκεντρότητας, το διάνυσμα της ταχύτητάς του έχει εκεί μια αντίθετη στην κύρια ροή συνιστώσα, η οποία καθυστερεί την προς τα κατάντι κίνηση του απορρεύματος. Στη συνέχεια αφού περάσει το μέσον της ροής η συνιστώσα αυτή μηδενίζεται, και τελευταία (χρονικά) διανύει την περιοχή του θετικού ημιάξονα y . Για τις πιο κατάντι θέσεις η επίδραση της εκκεντρότητας μεταφέρεται προς τα θετικά του y και στην πιο κατάντι θέση ($y=4c$) το εξασθετισμένο μέτωπο έχει λάβει σχεδόν κατακόρυφη θέση. Από αυτά μπορεί να θεωρηθεί ότι το άνω μέρος του μετώπου (άνω της «αιχμής του βέλους») έχει λιγότερο επηρεαστεί από την εκκεντρότητα που προαναφέρεται.



Σχήμα 5.21: Θέσεις απορρεύματος για μεμονωμένο κύλινδρο.

5.3.1.4. Μεταφορά απορρεύματος

Συνδυάζοντας τις θέσεις με τη φασική γωνία εμφάνισης, για τους διαδοχικούς σταθμούς μέτρησης, εξάγεται η ταχύτητα μεταφοράς του απορρεύματος. Στο Σχήμα 5.22 παρουσιάζεται η οριζόντια συνιστώσα U_w .



Σχήμα 5.22: Ταχύτητα απορρεύματος μεμ. κυλίνδρου για τις διάφορες θέσεις.

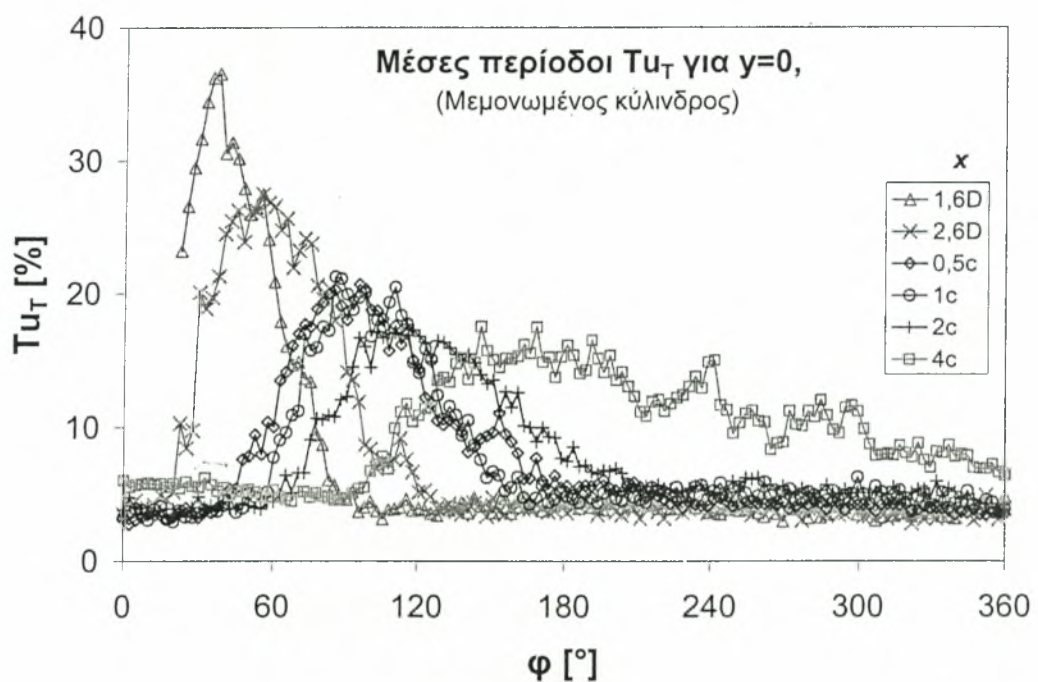
Όπως παρατηρείται η ταχύτητα εμφανίζεται να είναι γενικά χαμηλότερη αυτής της ελεύθερης ροής. Με την παρατήρηση αυτή δεν συμφωνούν μερικά σημεία για τις θέσεις μεταξύ 0,5 και 1c. Η απόκλιση αυτή μπορεί να αποδοθεί στην ακρίβεια της μεθόδου προσδιορισμού της θέσης του απορρεύματος καθώς οι δύο θέσεις βρίσκονται πολύ κοντά (μικρό Δs άρα και Δt) και το όποιο σφάλμα στον προσδιορισμό της θέσης (Δt) γίνεται σημαντικό στον υπολογισμό της ταχύτητας. Στο σχήμα είναι εμφανής η αύξουσα συμπεριφορά γενικά της U_w συναρτήσει του y . Η συμπεριφορά αυτή οφείλεται στην επίδραση της εκκεντρότητας της περιστροφής του κυλίνδρου σε σχέση με την κύρια ροή. Πράγματι, η αντίθετα στη ροή κίνηση του κυλίνδρου (που είναι έντονη για $y < 0$) προσδίδει στη σχετική ταχύτητα του ρευστού (V_a), σύμφωνα με το τρίγωνο ταχυτήτων (Σχήμα 5.5), την συνιστώσα $V_{c,x}$. Η συνιστώσα αυτή, πλέον της V_0 (συνολικά $V_{a,x(max)}/V_0=3,4$), έλκει το απόρρευμα αντίθετα της ροής με αποτέλεσμα να ελαττώνεται η U_w . Η ελάττωση της $V_{c,x}$ καθώς ο κύλινδρος ανέρχεται ($V_{a,x(min)}/V_0=1,4$) θα αναφέρεται στο εξής ως **παράγοντας Αντίθετης Συνιστώσας λόγω Εκκεντρότητας (ΑΣΕ)**. Η επίδραση του παράγοντα ΑΣΕ φαίνεται να ελαττώνεται συναρτήσει της κατάντι απόστασης καθώς στην περιοχή $y/c < 1$ (μεγάλες τιμές ΑΣΕ) παρατηρείται, γενικά, η U_w να έχει τις χαμηλότερες τιμές μεταξύ των θέσεων 1,6D-2,6D ενώ η τιμή της αυξάνει για τις πιο κατάντι θέσεις. Όμοια συμπεριφορά δεν παρατηρείται μονοσήμαντα στην περιοχή $y > 0$ (χαμηλές τιμές ΑΣΕ).

Έτσι η ταχύτητα μεταφοράς του απορρεύματος, αν εξαιρεθεί ο παράγων ΑΣΕ, παρουσιάζεται στις θέσεις που αυτός επιδρά λιγότερο και είναι περίπου ίση με αυτή της ελεύθερης ροής, όπως υπολογίζεται και στις αντίστοιχες εργασίες που αναφέρονται στην Ενότητα 2.3.2. Αντίστροφο Πρόβλημα.

5.3.1.5. Εξέλιξη απορρεύματος

Η μελέτη της τιμής της τύρβης στο απόρρευμα $T_{uT(max)}$, και η εξέλιξή της οδηγεί σε ενδιαφέρουσες παρατηρήσεις. Γενικά, προς τα κατάντι η κορυφή

φθίνει και συγχρόνως γίνεται πλατύτερη (διευρύνεται χρονικά). Η μεταλλαγή φαίνεται ξεκάθαρα με τη βοήθεια του Σχήματος 5.23, το οποίο παρουσιάζει συνοπτικά τις καμπύλες για τη θέση $y=0$, όπου φαίνεται ότι η μέγιστη τιμή από 37% για $x=1,6D$ πέφτει στην τιμή περί το 15% για $x=4c$. Πέραν από την θέση της κορυφής, το επίπεδο της τύρβης κυμαίνεται γύρω στο 4%, όση δηλαδή είναι και η ποιότητα ροής της αεροσήραγγας. Εξαιρεση αποτελεί η καμπύλη $x=4c$, στην οποία φαίνεται το απόρρευμα επιδρά για μεγάλο χρονικό διάστημα.

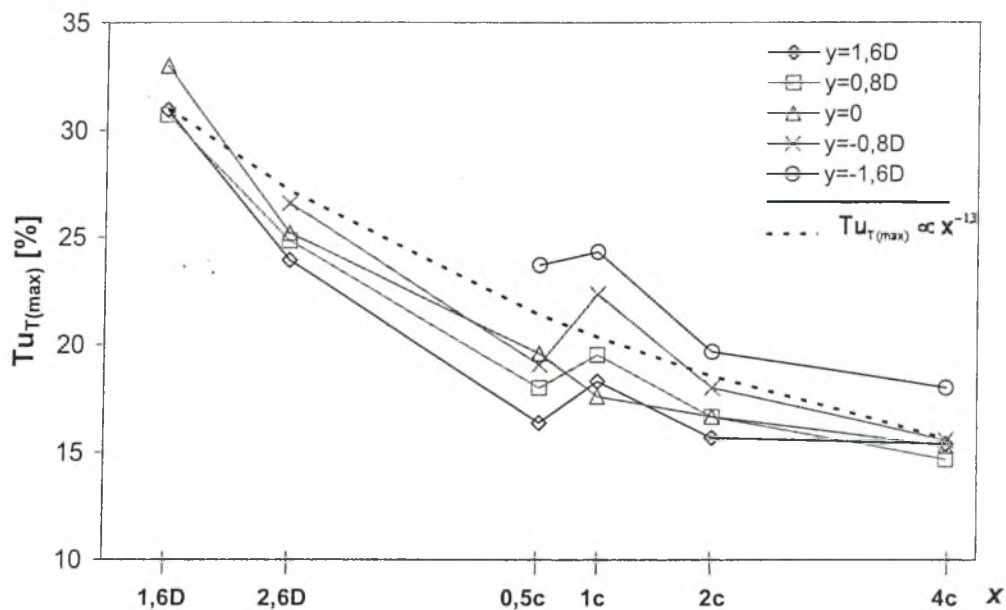


Σχήμα 5.23: Μέσες περιόδους τύρβης στη θέση $y=0$.

Η πτωτική εξέλιξη της τύρβης στο απόρρευμα είναι γνωστή και οφείλεται στην διάχυση (εδώ μάλιστα τυρβώδης) της ορμής και την σταδιακή εξασθένηση του. Οι τιμές της $Tu_{T(max)}$ δίνονται συνολικά στο Σχήμα 5.24. Όπως φαίνεται, το επίπεδο της τύρβης του απορρευμάτος ακολουθεί, γενικά, εκθετική συνάρτηση με την κατάντι απόσταση και είναι της μορφής

$$u' \propto x^{-1,3}$$

Στη θέση $x=1c$, περίπου $5D$ κατάντι του κυλίνδρου, παρατηρείται μια κορυφή σχεδόν σε όλες τις καμπύλες. Η ύπαρξη της κορυφής αυτής θα μπορούσε να αποδοθεί ενδεχομένως στη έξοδο από την περιοχική σχηματισμού.



Σχήμα 5.24: Επίπεδο τύρβης στο απόρρευμα (με διακεκομμένη γραμμή δίνεται η γραφική παράσταση της αναφερόμενης εκθετικής συνάρτησης).

Η συμπεριφορά αυτή επιβεβαιώνει τον εντοπισμό του απορρεύματος αφού είναι γνωστό ότι ο εκθετικός νόμος περιγράφει την εξασθένηση της τύρβης στο απόρρευμα. Στην Ενότητα 2.1. Ροή Γύρω από Κύλινδρο, σελ.12, δίνονται αντίστοιχα αποτελέσματα των Cimbalá, Nagib & Roshko [8], σύμφωνα με τα οποία

$$\text{για } Re = 500, \quad \frac{\log u'}{x} \propto -0,028$$

Με γραμμική παρεμβολή της μέσης καμπύλης σε λογαριθμική κλίμακα προκύπτει

$$\frac{\log u'}{x} \propto -0,044$$

ενώ αν στον υπολογισμό ληφθούν υπόψη οι θέσεις μετά την κορυφή (εκτός της περιοχής σχηματισμού (;)) τότε προκύπτει

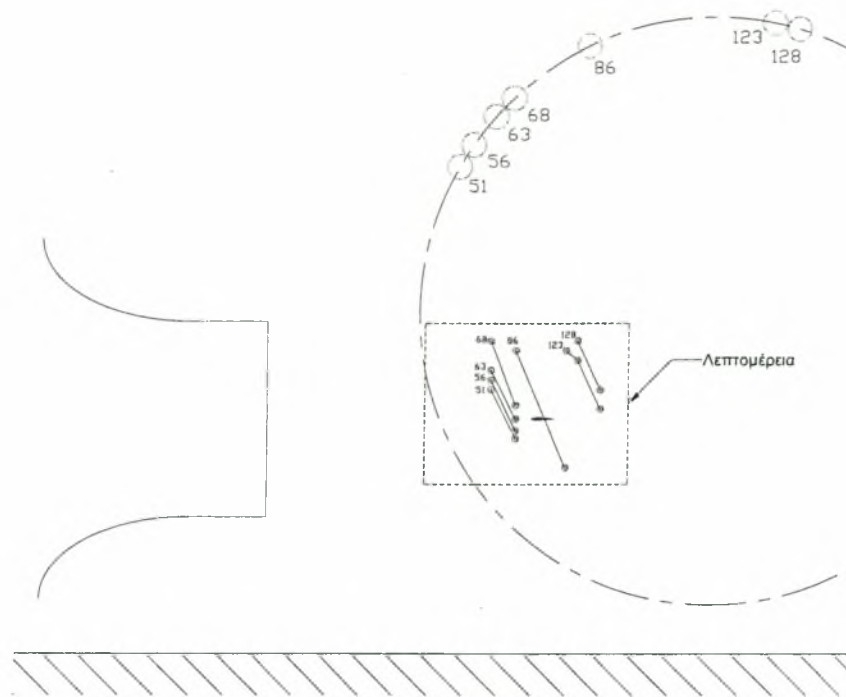
$$\frac{\log u'}{x} \propto -0,035$$

Σε κάθε περίπτωση αυξημένη τιμή είναι δικαιολογημένη λόγω του υψηλότερου αριθμού Re , όπως σημειώνεται χαρακτηριστικά και στην προαναφερθείσα εργασία.

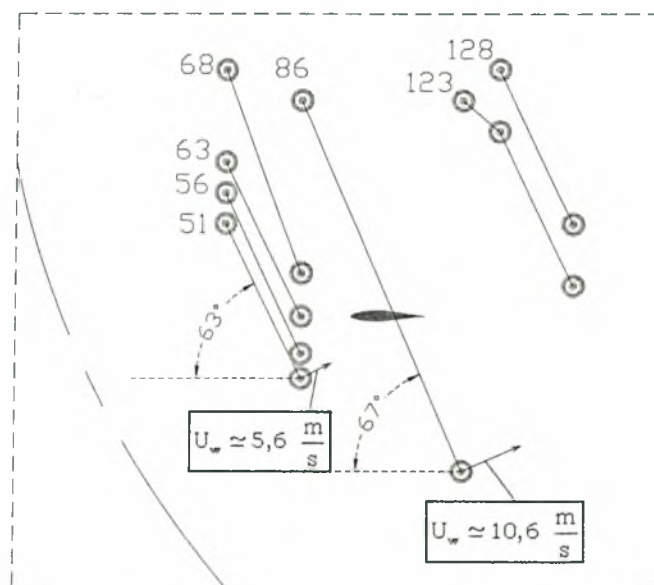
Από το Σχήμα 5.24 διακρίνεται η τύρβη γενικά να αυξάνει καθώς το y ελαττώνεται, γεγονός που οφείλεται στην επίδραση του παράγοντα $AΣΕ$. Φαίνεται επίσης ότι, ακόμα και για την θέση $y=4c$ ($8D$ κατάντι του κυλίνδρου σε οριζόντια απόσταση) το επίπεδο της τύρβης στο απόρρευμα, διατηρείται σε σημαντικά υψηλότερο επίπεδο αυτού της ελεύθερης ροής (4-πλάσιο).

5.3.1.6. Οπτικοποίηση μετώπου απορρεύματος

Μετά την συστηματική ανάλυση των επιμέρους θέσεων όπου εμφανίζεται το απόρρευμα καθίσταται δυνατή η οπτικοποίηση της τροχιάς του (μέτωπο απορρεύματος) και η εξέλιξή της. Έτσι προκύπτει το Σχήμα 5.25, το οποίο αναπαριστά, σε κλίμακα, τον χώρο εργασίας, στον οποίο σημειώνονται οι θέσεις του απορρεύματος για ορισμένες χρονικές στιγμές (οι αριθμοί εκφράζουν τη φασική γωνία σε μοίρες). Με την ανάλυση αυτή (Σχήμα 5.24) προκύπτει ότι το μέτωπο του απορρεύματος κινείται σχεδόν παράλληλα. Το άνω μέρος του μετώπου κινείται με κλίση της τάξης των 65° , γωνία η οποία είναι συμβατή με την αντίστοιχη της σχετικής ταχύτητας του ρευστού ως προς τον κύλινδρο (Σχήμα 5.5). Η ταχύτητα μεταφοράς του φαίνεται αρχικά να είναι χαμηλή ενώ στην συνέχεια αυξάνει φθάνοντας την ταχύτητα της ελεύθερης ροής.



Σχήμα 5.25: Απεικόνιση της θέσης του απορρεύματος στον χώρο εργασίας.



Σχήμα 5.26: Λεπτομέρεια Σχήματος 5.25 (Το πτερύγιο έχει σχεδιαστεί για να συσχετισθούν οι θέσεις των διαταραχών με την δυναμική του θέση κατά το πλήρες πείραμα).

Με την ανάλυση αυτή προκύπτει ότι το μέτωπο του απορρεύματος κινείται σχεδόν παράλληλα με κλίση της τάξης των 65° χωρίς αυτή να αλλάζει

σημαντικά. Η ταχύτητα μεταφοράς του όμως φαίνεται να αυξάνει με την πάροδο του χρόνου.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η συμπεριφορά του μετώπου, όταν αυτό διέρχεται από την θέση που λαμβάνει το περύγιο κατά το πλήρες πείραμα. Όπως παρατηρείται, το μέτωπο διέρχεται από την θέση αυτή περί την χρονική στιγμή των 65° κινούμενο υπό κλίση περί τις 67° με την ταχύτητα της ελεύθερης ροής (10 m/s). Τα χαρακτηριστικά αυτά φαίνεται σε γενικές γραμμές να διατηρούνται και στην συνέχεια.

5.3.1.7. Φασματική ανάλυση

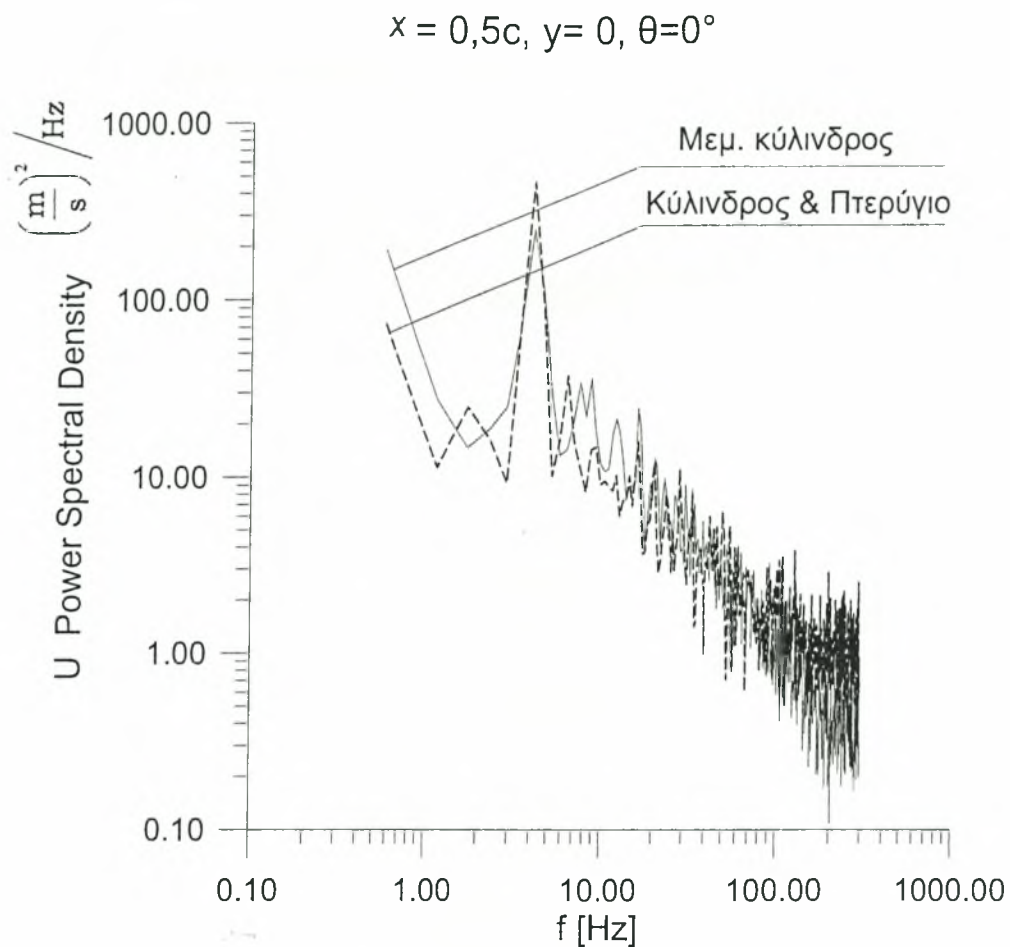
Με την φασματική ανάλυση μιας χρονοσειράς (π.χ. μέτρησης ταχύτητας) και το διάγραμμα συχνότητας εμφανίζονται τα περιοδικά φαινόμενα που περιλαμβάνονται σε αυτήν. Τέτοιο φαινόμενο είναι η οδός von Kármán, όπως περιγράφηκε αναλυτικά στην Ενότητα 2.1. Ροή Γύρω από Κύλινδρο. Η συχνότητα εμφάνισης των δινών της οδού von Kármán ορίζεται από τον αριθμό St, σύμφωνα με την σχέση

$$St = \frac{f \cdot D}{U_{\infty}},$$



όπου f είναι η συχνότητα των δομών von Kármán. Για τα δεδομένα του πειράματος ο αριθμός St, με βάση το Σχήμα 2.20, λαμβάνει τιμή περίπου 0,3. Ως ταχύτητα ελεύθερης ροής θεωρείται η ταχύτητα με την οποία κινείται ο κύλινδρος, δηλαδή 38 m/s. Έτσι η συχνότητα von Kármán προκύπτει να είναι περίπου 90. Από την φασματική ανάλυση όμως η συχνότητα αυτή δεν διακρίνεται στο φάσμα τόσο για την περίπτωση του μεμονωμένου κυλίνδρου, όσο και για το πλήρες πείραμα (Σχήμα 5.27). Η εξήγηση για αυτό είναι ότι πιθανόν ο κύλινδρος να βρίσκεται ήδη στην περιοχή της μετάβασης των οριακών του στρωμάτων όπου το απόρρευμα αποδιοργανώνεται δίνοντας ευρύ φάσμα συχνοτήτων και εάν υπάρχουν δίνες von Kármán δεν είναι ισχυρές (Ενότητα 2.1.7: Κρίσιμη Περιοχή). Επίσης η επίδραση της υψηλής τύρβης, η περιστροφική κίνηση του κυλίνδρου (άρα και του απορρευμάτος) και η μεταβατική κατάσταση κατά την είσοδο στην ροή συμβάλλουν ενδεχόμενα στην καταστροφή ή εξασθένηση των ενδεχόμενων δινών von Kármán.

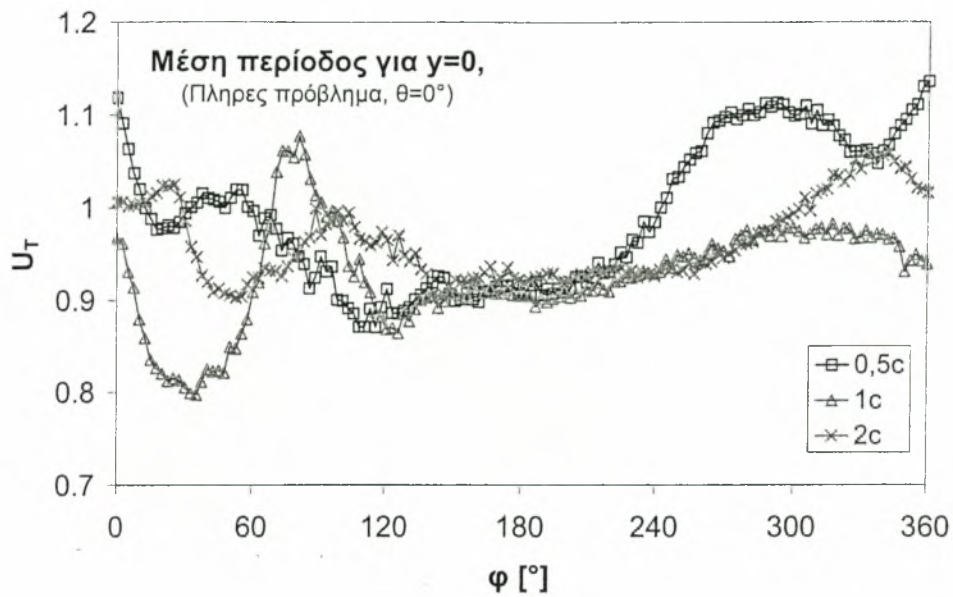
Βέβαια η συχνότητα περιστροφής του κυλίνδρου είναι ισχυρή (4 Hz), ενώ για τον μεμονωμένο κύλινδρο εμφανίζονται και άλλες συχνότητες που συμπίπτουν με τις αρμονικές αυτής (8, 12, 16 Hz).



Σχήμα 5.27: Συνάρτηση πυκνότητας φάσματος ισχύος της U .

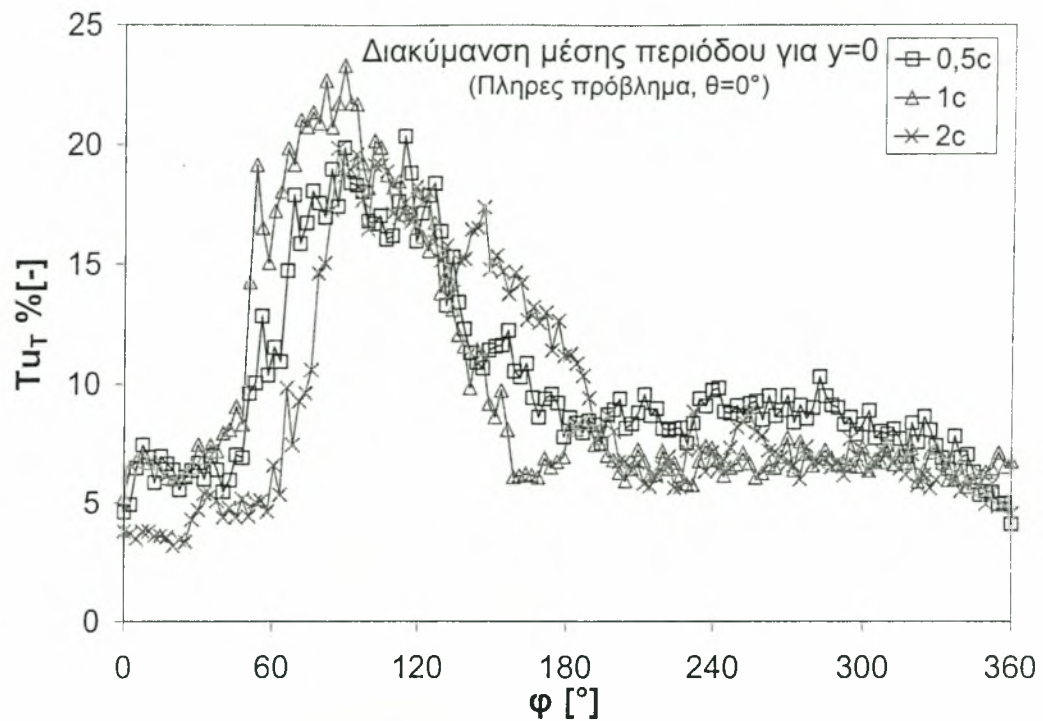
5.3.2. Σύνθετο απόρρευμα (πλήρες πρόβλημα)

Η παρουσία του περυγίου στο πείραμα γίνεται αισθητή στα διαγράμματα ταχύτητας με εντονότερες διαταραχές (Σχήμα 5.28). Οι διαταραχές αυτές οφείλονται στο φυσικό εμπόδιο που προβάλλει το περύγιο στην κίνηση και εξέλιξη του απορρεύματος του κυλίνδρου.



Σχήμα 5.28: Μέση περίοδος ταχύτητας (πλήρες πείραμα).

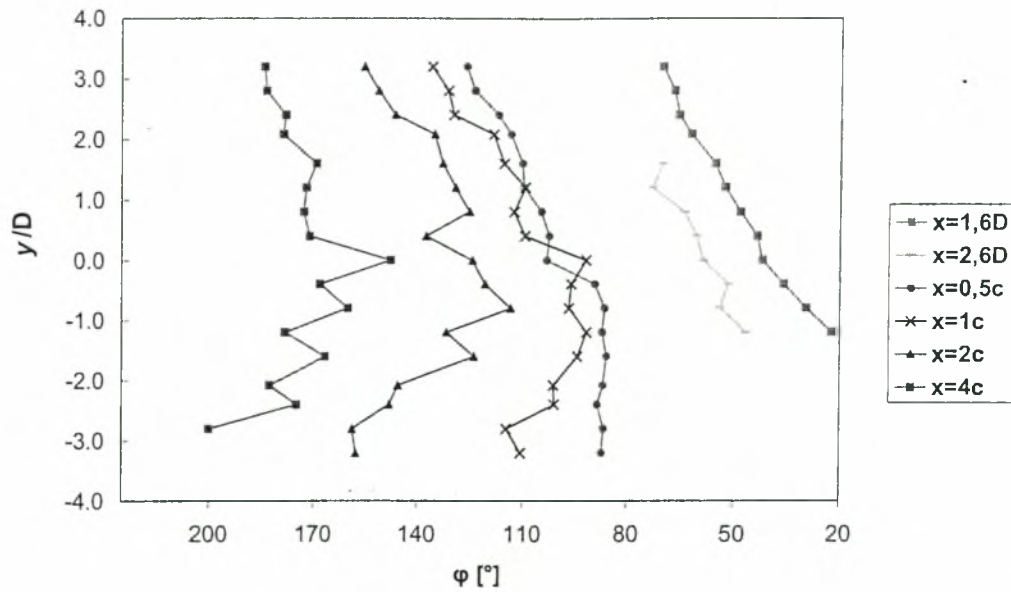
Αντίθετα η ύπαρξη του περυγίου δεν φαίνεται να επηρεάζει αισθητά τόσο την θέση όσο και το μέγεθος της κορυφής του επιπέδου της τύρβης. Στο Σχήμα 5.29 που ακολουθεί δίνονται οι καμπύλες τύρβης για διάφορες θέσεις, που όπως φαίνεται χαρακτηρίζονται από μια κορυφή σε πλήρη αντιστοιχία με το Σχήμα 5.13. Δηλαδή κυριαρχεί το απόρρευμα του κυλίνδρου και ο εντοπισμός του γίνεται με την μέθοδο που χρησιμοποιήθηκε και στην προηγούμενη ενότητα.



Σχήμα 5.29: Μέση περίοδος τύρβης για το σύνθετο απόρρευμα

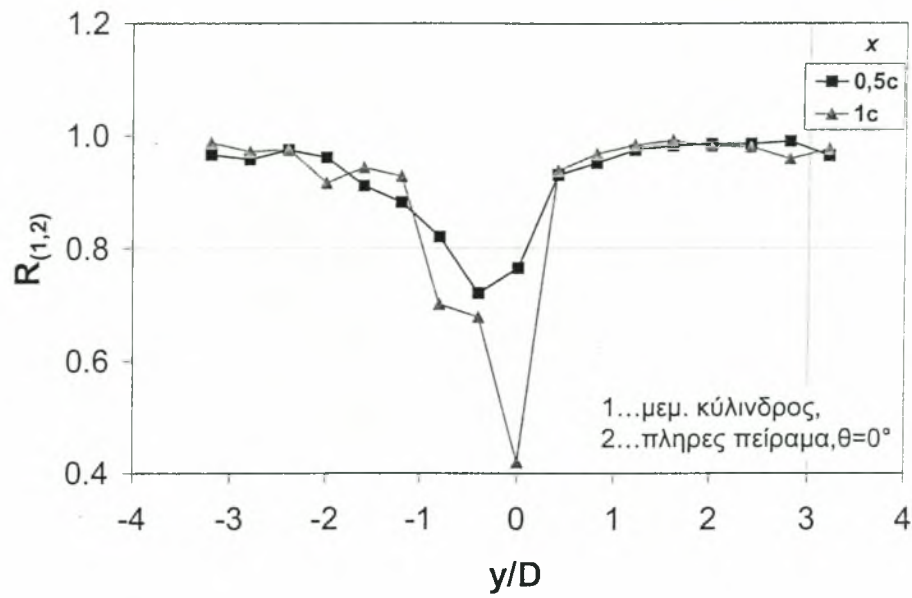
5.3.2.1. Επίδραση πτερυγίου στο σύνθετο απόρρευμα

Με μια πρώτη εξέταση του Σχήματος 5.30 φαίνεται ότι, γενικά, οι θέσεις στις οποίες εμφανίζεται το σύνθετο απόρρευμα δεν διαφέρουν σημαντικά από τις αντίστοιχες για το μεμονωμένο απόρρευμα (Σχήμα 5.21). Δηλαδή οι καμπύλες έχουν όμοια μορφή: το απόρρευμα εμφανίζεται πρωτίτερα στην περιοχή $y=0$, ενώ καθυστερεί για $y>0$ και για $y<0$ (για τους πιο κατάντι σταθμούς μέτρησης), όπως συμβαίνει και για την περίπτωση του μεμονωμένου κυλίνδρου.

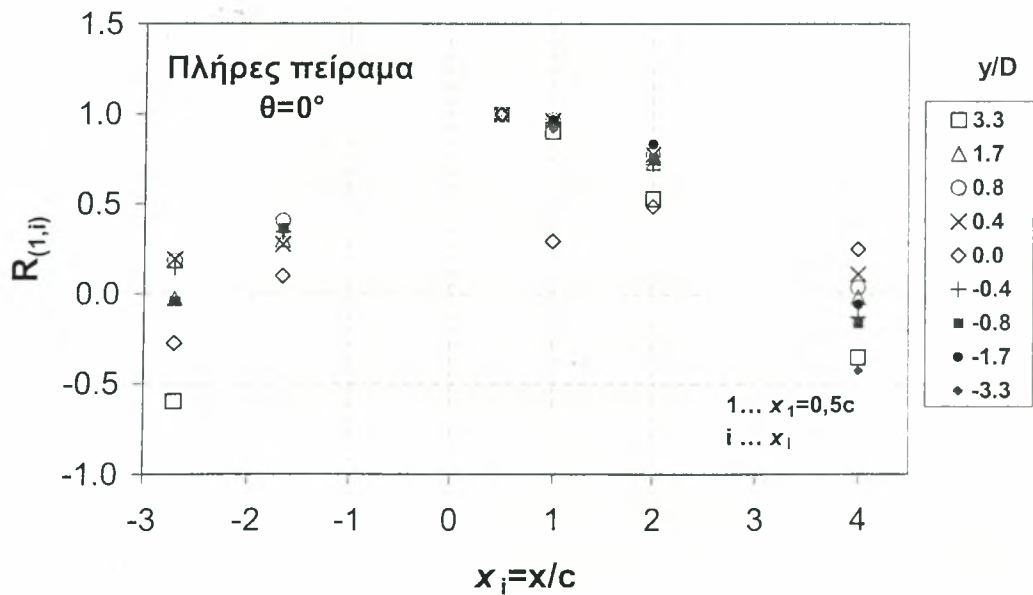


Σχήμα 5.30: Θέσεις σύνθετου απορρεύματος.

Η επίδραση του περυγίου είναι περισσότερο διακριτή στην περιοχή γύρω από αυτό. Η γενική αυτή παρατήρηση επιβεβαιώνεται και από το διάγραμμα ετεροσυσχέτισης μεταξύ των δύο πειραμάτων. Στο Σχήμα 5.31 δίνεται το διάγραμμα ετεροσυσχέτισης με βάση τις μετρήσεις μεμονωμένου κυλίνδρου. Παρατηρείται ότι η μεγαλύτερη απόκλιση εμφανίζεται περί το περύγιο, ενώ η κατάντι απόσταση εντείνει την απόκλιση των μετρήσεων. Η ετεροσυσχέτιση συναρτήσει της κατάντι απόστασης δίνεται στο Σχήμα 5.32. Όπως φαίνεται, υπάρχει συσχέτιση ($R > 0,5$) για τις κατάντι θέσεις $x=1$ και $2c$. Για την πιο απομακρυσμένη θέση $x=4c$ η συσχέτιση χάνεται καθώς έχει επέλθει ισχυρή διάχυση ενώ για τις ανάντι θέσεις η απουσία του απορρεύματος του περυγίου εξηγεί αντίστοιχη συμπεριφορά.

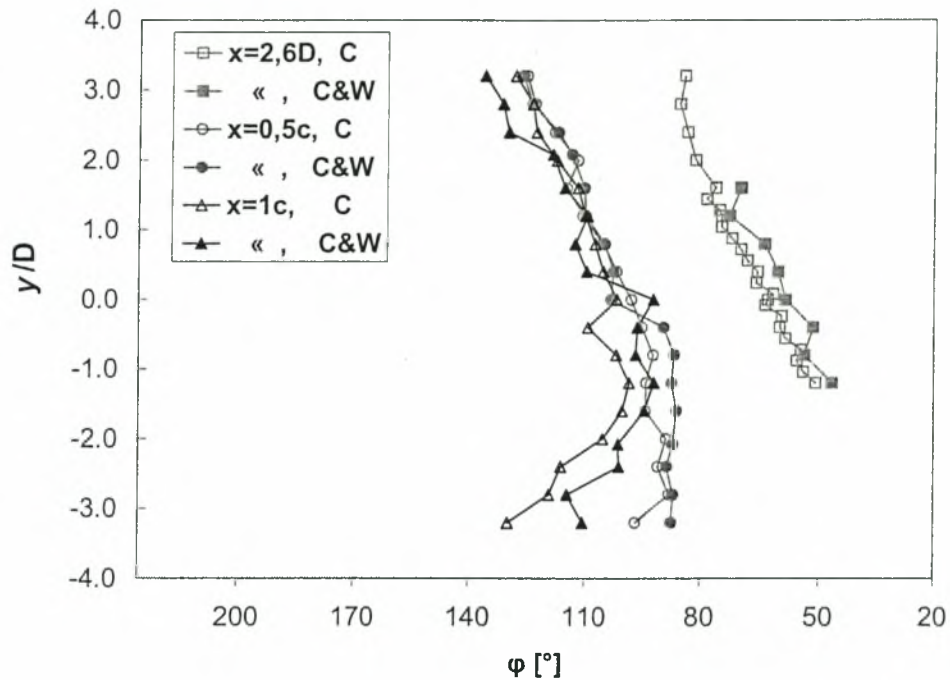


Σχήμα 5.31: Συνάρτηση ετεροσυσχέτισης ταχυτήτων συναρτήσει των μετρήσεων για μεμονωμένο κύλινδρο.



Σχήμα 5.32: Συνάρτηση ετεροσυσχέτισης ταχυτήτων συναρτήσει της κατάντι απόστασης.

Στο Σχήμα 5.33 που ακολουθεί παρουσιάζονται οι θέσεις που εντοπίζεται το απόρρευμα τόσο του μεμονωμένου κυλίνδρου όσο και το σύνθετο απόρρευμα στους κοντύτερους στο πτερύγιο σταθμούς μέτρησης.



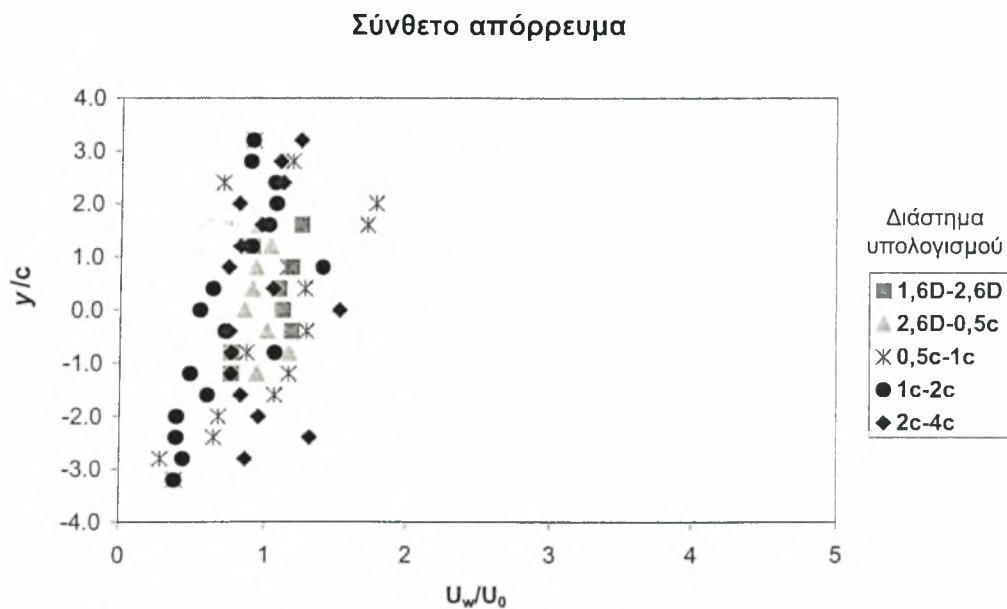
Σχήμα 5.33: Θέσεις απορρεύματος, (C)... μεμ. κύλινδρος, (C&W)...πλήρες πρόβλημα.

Όπως παρατηρείται ανάντι του κυλίνδρου ($x=2,6D$) το απόρρευμα εντοπίζεται ελαφρώς νωρίτερα όταν στο πεδίο βρίσκεται τοποθετημένο το πτερύγιο, ενώ η κλίση της καμπύλης δεν φαίνεται να επηρεάζεται. Η ταχύτερη εμφάνιση του απορρεύματος είναι διακριτή και για τις κατάντι θέσεις στην περιοχή κάτω του επιπέδου του πτερυγίου ($y < 0$). Περί του επιπέδου αυτού παρατηρείται απότομη καθυστέρηση στην εμφάνιση του απορρεύματος (μεταξύ $y = -0,5D \sim 0$ για $x = 0,5c$ και $y = 0 \sim 0,5D$ για $x = 1c$) και για μεγαλύτερες τιμές y δεν διακρίνεται διαφορά μεταξύ των δύο πειραμάτων. Ακόμη φαίνεται το απόρρευμα να εμφανίζεται σχεδόν ταυτόχρονα στο σταθμό $x = 0,5c$ στην περιοχή κάτω του επιπέδου του πτερυγίου.

Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να συνοψισθεί ως εξής. Το απόρρευμα του κυλίνδρου αρχικά κινείται περίπου σύμφωνα με το διάνυσμα $-V_a$ (Σχήμα

5.5), ενώ το μέτωπο που δημιουργεί κινείται προς τα κατόντι. Το περυσίο ως φυσικό εμπόδιο χωρίζει το μέτωπο αυτό σε δύο μέρη. Ο διαχωρισμός των δύο μερών φαίνεται να διατηρείται και κατόντι του περυσίου παρουσιάζοντας διαφορετική συμπεριφορά για τα δύο μέρη. Το άνω (του επιπέδου του περυσίου) μέρος κινείται και εξελίσσεται σαν να μην υπήρχε στο πεδίο το περυσίο. Το κάτω μέρος όμως συναντά το εμπόδιο του περυσίου, το οποίο αποτρέπει την προς τα άνω κίνηση. Συνεπεία αυτού, αρχικά, σχηματίζεται ένα σχεδόν κατακόρυφο μέτωπο, το οποίο μεταφέρεται με μεγαλύτερη ταχύτητα σχετικά με το αντίστοιχο του μεμονωμένου κυλίνδρου.

Στο Σχήμα 5.34 που ακολουθεί παρουσιάζεται η ταχύτητα μεταφοράς του απορρεύματος στην οριζόντια κατεύθυνση.



Σχήμα 5.34: Ταχύτητα σύνθετου απορρεύματος για τις διάφορες θέσεις.

Γενικά, όπως και στο Σχήμα 5.22, παρατηρείται η ίδια συμπεριφορά της U_w (αύξουσα) συναρτήσει της κατακόρυφης απόστασης. Η επίδραση που έχει το περυσίο φαίνεται στην μεγαλύτερη διασπορά των σημείων στην περιοχή $y < 0$.

Στο Σχήματα 5.35α-δ παρουσιάζονται συγκριτικά διαγράμματα για τα δύο πειράματα. Όπως φαίνεται ανάντι του κυλίνδρου (α.) παρουσία του πτερυγίου το απόρρευμα κινείται γρηγορότερα· κατάντι αυτού όμως, φαίνεται αρχικά να αντιστρέφεται η εικόνα αυτή ενώ στην συνέχεια εξομαλύνονται οι διαφορές.

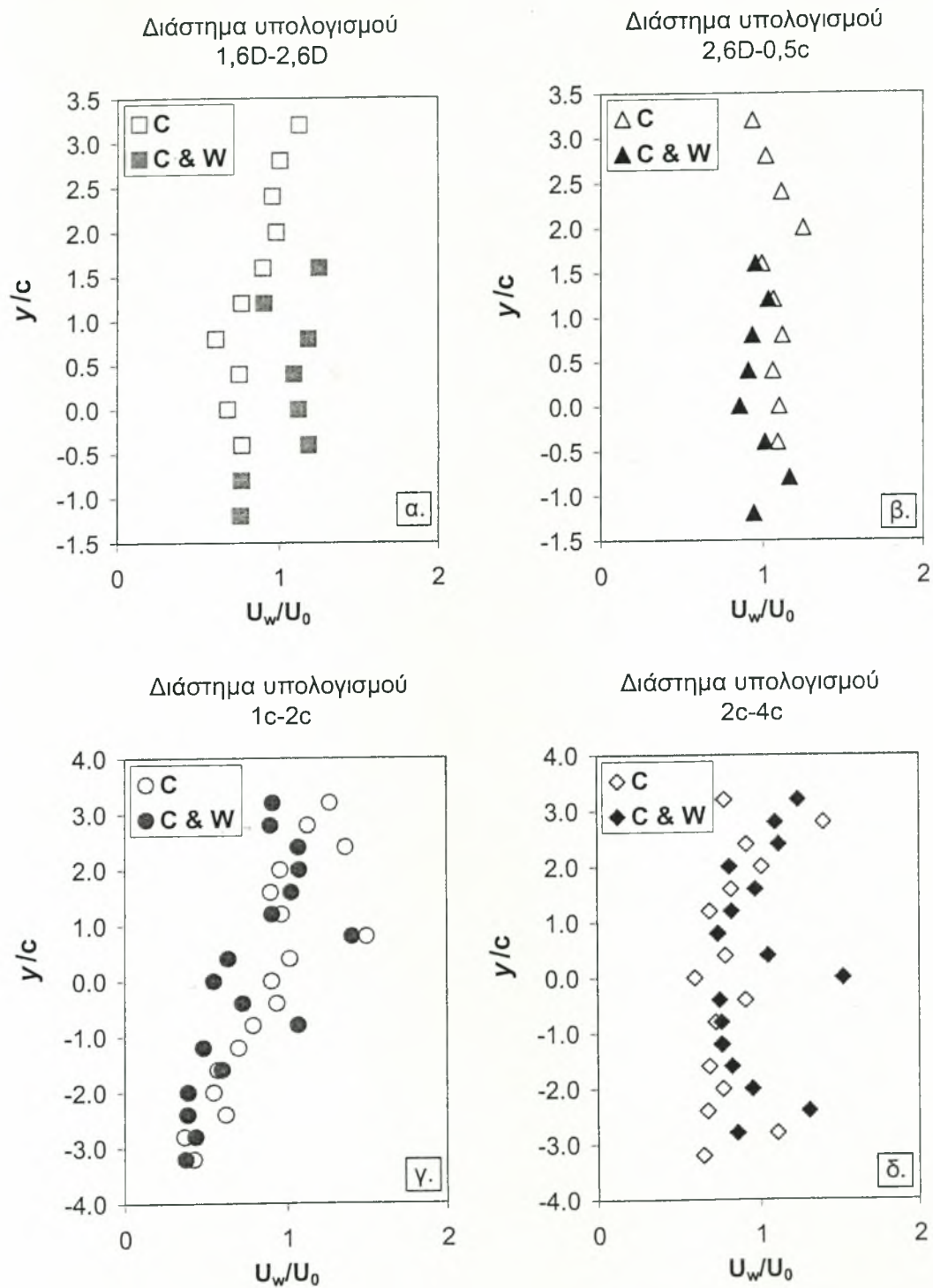
Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η σύγκριση της τιμής της τύρβης στο απόρρευμα (Σχήμα 5.36). Γενικά παρατηρείται ότι και παρουσία του πτερυγίου εμφανίζεται η κορυφή περί τη θέση $x=1c$, εξαιρούμενης και πάλι της θέσης $y=0$. Ανάντι του πτερυγίου, κατά το πλήρες πείραμα, η τύρβη είναι ελαφρά αυξημένη. Αμέσως κατάντι όμως ($x=0,5c$) και στο επίπεδο του πτερυγίου η τύρβη έχει χαμηλότερη τιμή, που εκτός από την περίπτωση $x=1c$ διατηρεί και προς τα κατάντι. Η συμπεριφορά αυτή θα μπορούσε να αιτιολογηθεί αν ληφθεί υπόψη η ύπαρξη του συνεκτικού απορρεύματος του πτερυγίου (χαμηλότερης τύρβης σε σχέση με αυτό του κυλίνδρου) το οποίο ενδεχόμενα επικρατεί.

Η εξέταση του ρυθμού εξασθένησης της τύρβης στο επίπεδο $y=0$ παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Για να φανεί η επίδραση του πτερυγίου και του απορρεύματός του, εξετάζονται μόνο οι θέσεις κατάντι αυτού. Προκύπτει ότι η κλίση της λογαριθμικής καμπύλης για την τα δύο πειράματα είναι

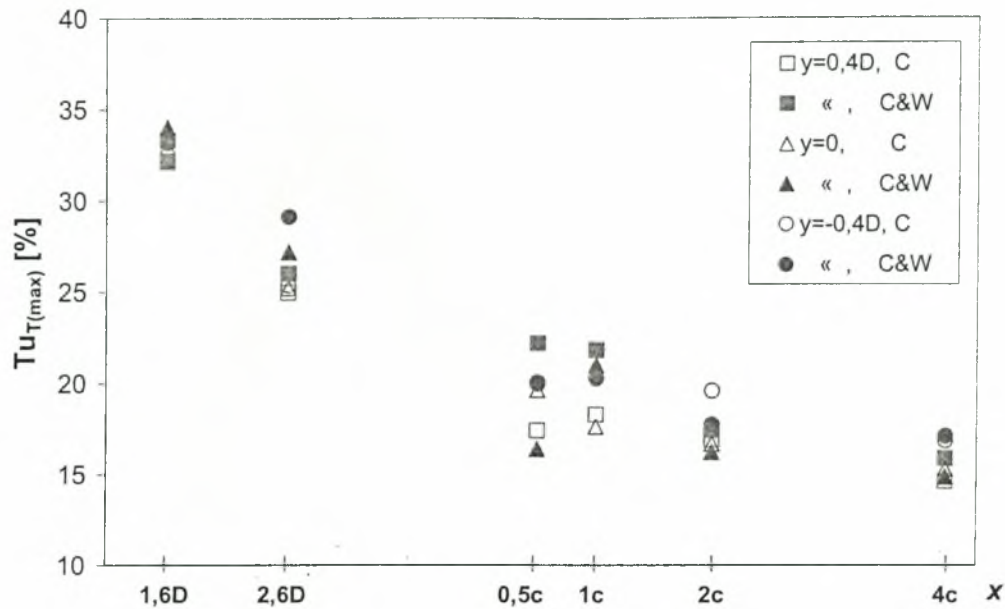
$$\frac{\log u'}{x} \propto -0,027 \quad (\text{ΠΛΗΡΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑ})$$

$$\frac{\log u'}{x} \propto -0,021 \quad (\text{ΜΕΜ. ΚΥΛΙΝΔΡΟΣ})$$

Δηλαδή παρατηρείται ότι το σύνθετο απόρρευμα φθίνει ταχύτερα σε σχέση με το απλό του μεμονωμένου κυλίνδρου.

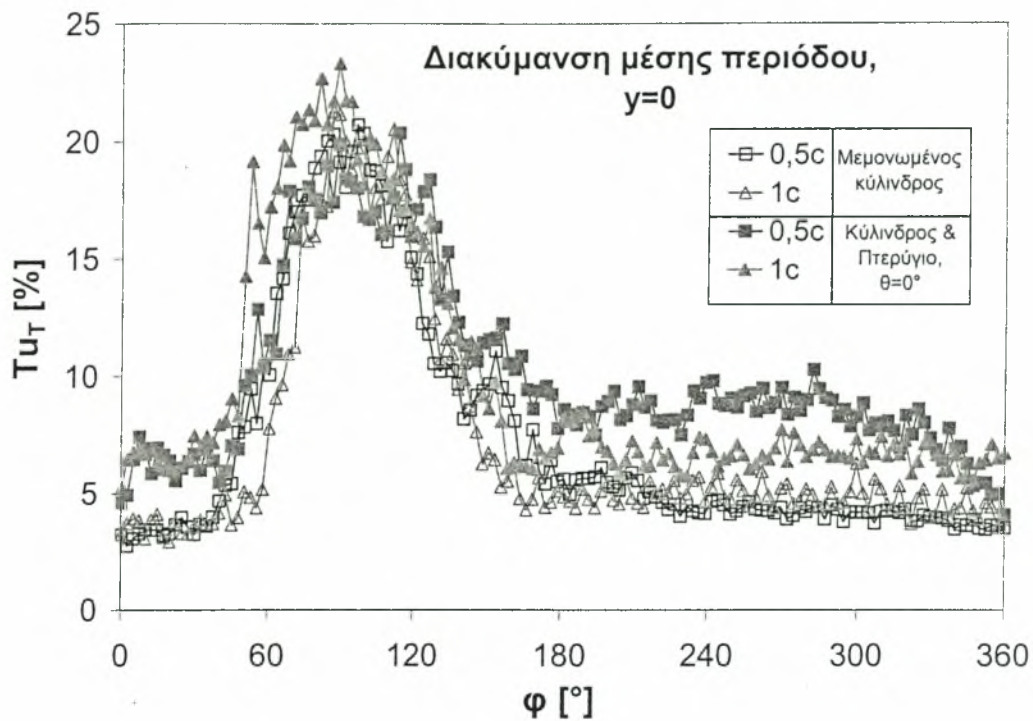


Σχήματα 5.35α-δ: Συγκριτικά διαγράμματα ταχύτητας απορρεύματος για τα δύο πειράματα (Cylinder, Cylinder & Wing).



Σχήμα 5.36: Συγκριτικό διάγραμμα τύρβης απορρεύματος για τα δύο πειράματα.

Στο Σχήμα 5.37 δίνεται ένα συγκριτικό διάγραμμα των δύο πειραμάτων. Αμέσως πριν την διέλευση του απορρεύματος του κυλίνδρου ($\varphi=0-50^\circ$) το επίπεδο τύρβης είναι της τάξης του 7% και για τις δύο θέσεις μέτρησης, ποσοστό που έρχεται σε συμφωνία με την καμπύλη για μεμονωμένο περύγιο του Σχήματος 5.8. Δηλαδή την χρονική αυτή περίοδο δεν υπάρχει οποιαδήποτε επίδραση από τον κύλινδρο. Μετά την διέλευση του απορρεύματος παρουσιάζονται γενικά αυξημένα επίπεδα τύρβης, δηλαδή 9% για τη θέση $x=0,5c$ και 7% για $x=1c$, με μειωτική τάση με το χρόνο. Τα αυξημένα αυτά επίπεδα τύρβης αφορούν δευτερογενείς διαταραχές που οφείλονται στον κύλινδρο και εξασθενούν με την πάροδο του χρόνου.



Σχήμα 5.37: Μέση περίοδος τύρβης και για τα δύο πειράματα.

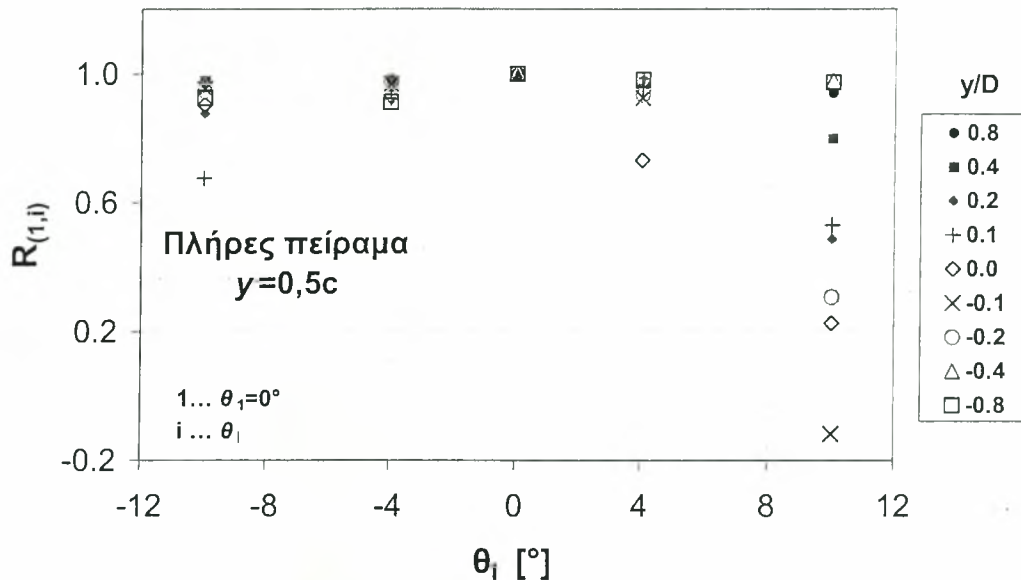
Η επίδραση του πτερυγίου στο φάσμα ισχύος (Σχήμα 5.27) εντοπίζεται στην ελάττωση της έντασης της κορυφών ενώ παρουσιάζεται μεγαλύτερη ένταση σε υψηλές συχνότητες που θα μπορούσαν να ανήκουν στις μικρές δίνες που περιέχονται στο απόρρευμά της.

5.3.2.2. Επίδραση γωνίας τοποθέτησης

Στα μέχρι εδώ αποτελέσματα το πτερύγιο, όπου υπήρχε ήταν τοποθετημένο σε γωνία 0° σε σχέση με τον άξονα X. Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η επίδραση της γωνίας τοποθέτησης στη μορφολογία και εξέλιξη του σύνθετου απορρευμάτος. Οι γωνίες θ μετρώνται σύμφωνα με το Σχήμα 5.5, ενώ ο άξονας περιστροφής διέρχεται από τη χορδή και είναι κατάντι της ακμής προσβολής σε απόσταση $0,25c$.

Από την συσχέτιση της ταχύτητας συναρτήσει της γωνίας τοποθέτησης προκύπτει το Σχήμα 5.38. Όπως παρατηρείται η ταχύτητα γενικά παρουσιάζει ισχυρή συσχέτιση ($R>0,8$) για όλες τις αρνητικές γωνίες ενώ το

ίδιο ισχύει και για γωνία $\theta=4^\circ$ (εξαιρέση αποτελεί η θέση στο επίπεδο του πτερυγίου). Για $\theta=10^\circ$ η συσχέτιση χάνεται για την περιοχή του πτερυγίου $(-0,4 \leq y/D \leq 0,4)$, ενώ μακριά από αυτό εμφανίζεται και πάλι ισχυρή.

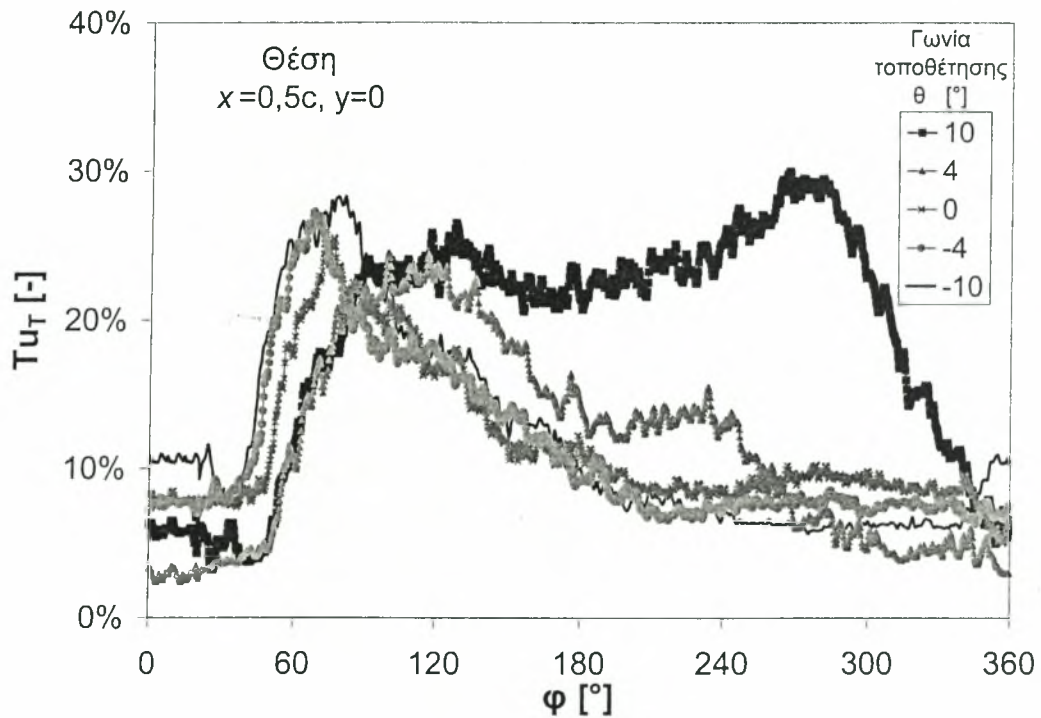


Σχήμα 5.38: Συνάρτηση ετεροσυσχέτισης ταχυτήτων συναρτήσει γωνίας τοποθέτησης.

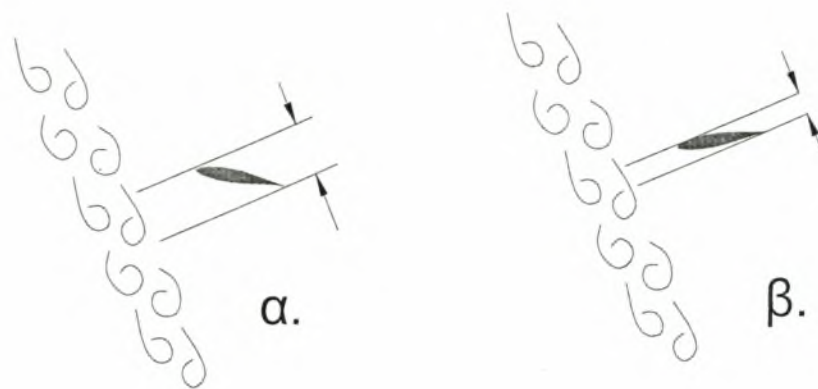
Στο Σχήμα 5.39 που ακολουθεί παρουσιάζονται οι καμπύλες της τύρβης για διάφορες γωνίες και όπως φαίνεται επιβεβαιώνονται οι πιο πάνω παρατηρήσεις σχετικά με την ετεροσυσχέτιση των ταχυτήτων. Όπως παρατηρείται για αρνητικές θ η θέση καθώς και η χρονική διάρκεια που εμφανίζεται το απόρρευμα δεν επηρεάζονται σημαντικά σε σχέση με την οριζόντια τοποθέτηση. Αντίθετα για θετικές τιμές της θ οι καμπύλες παρουσιάζουν σημαντική απόκλιση. Έτσι για $\theta=4^\circ$ η διαταραχή εμφανίζεται για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα, ενώ για $\theta=10^\circ$ η διαταραχή είναι σχεδόν μόνιμη. Η επίδραση αυτή της γωνίας είναι αναμενόμενη με βάση την πορεία του μετώπου του απορρεύματος του κυλίνδρου, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.26. Στο Σχήμα 5.40 φαίνεται σε σκαρίφημα η θέση του πτερυγίου σχετικά με το μέτωπο το απορρεύματος που την προσεγγίζει. Έτσι για θετικές γωνίες είναι σαν να βρίσκεται το πτερύγιο σε

μια ροή με μεγάλη γωνία προσβολής με αποτέλεσμα να επάγονται νέες διαταραχές. Αντίθετα για αρνητικές γωνίες ελαττώνεται η αλληλεπίδραση αυτή.

Μετά την διέλευση του απορρευμάτος ($\varphi \geq 240$), και για $\theta=0$ έως -10° παρατηρείται ακόμη ελάττωση της τύρβης. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να δικαιολογηθεί από το γεγονός ότι όσο πιο αρνητική είναι η γωνία τοποθέτησης τόσο περισσότερο απομακρύνεται το απόρρευμα του μεμονωμένου περυγίου (στο οποίο οφείλεται το υψηλό επίπεδο τύρβης στην περιοχή αυτή) από την θέση $y=0$.



Σχήμα 5.39: Επίδραση της θ στο σύνθετο απόρρευμα.

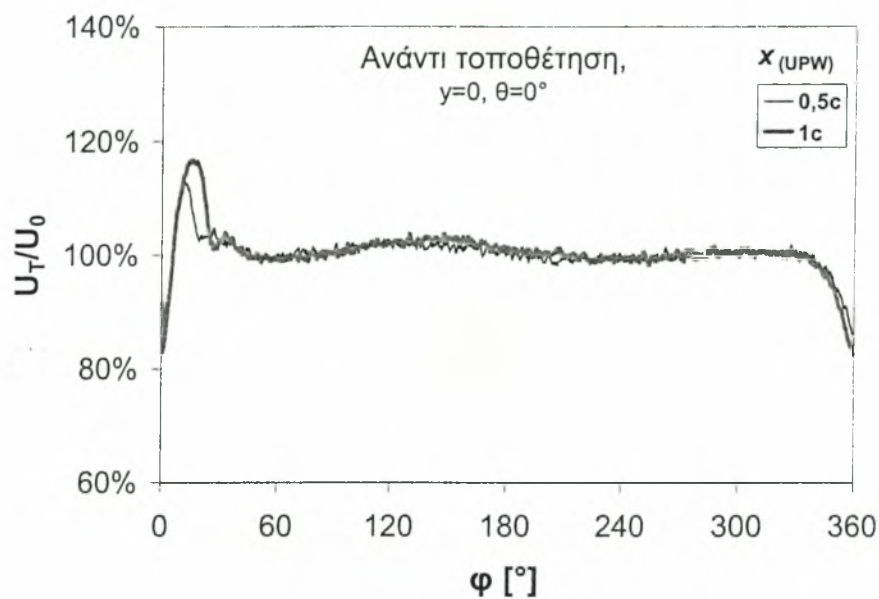


Σχήμα 5.40: Σκαρίφημα όπου φαίνεται η επίδραση της γωνίας τοποθέτησης στην προβολή του πτερυγίου στο μέτωπο του απορρευμάτος, α. $\theta=10^\circ$, β. $\theta=-10^\circ$.

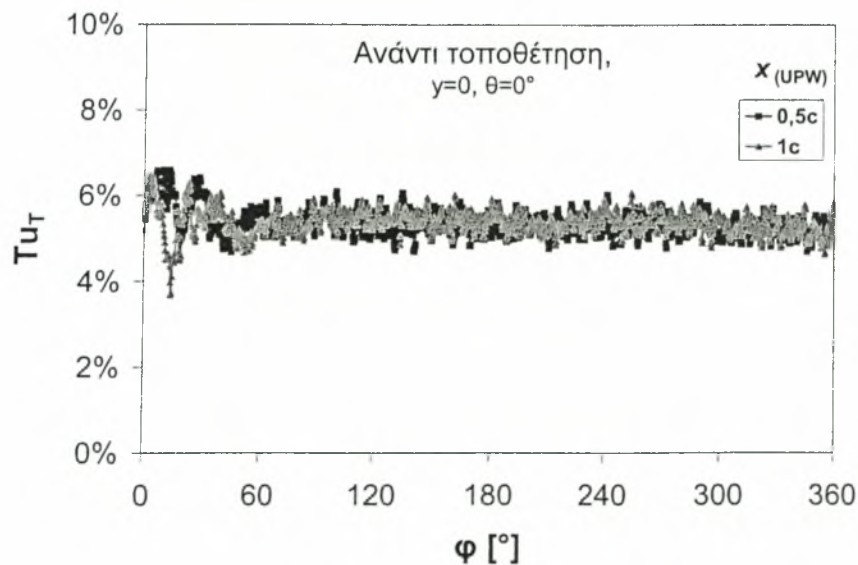
5.3.2.3. Ανάντι τοποθέτηση πτερυγίου

Η διάταξη του πειράματος φαίνεται στο Σχήμα 4.7 (UPW). Στην περίπτωση αυτή το πτερύγιο δεν συναντάει πλέον το απόρρευμα του κυλίνδρου. Η ροή γύρω από αυτό όμως επηρεάζεται από την κατάντι περιοδική διέλευση του κυλίνδρου. Στα Σχήματα 41 & 42 που ακολουθούν παρουσιάζεται η μέση περίοδος της ταχύτητας και της τύρβης αντίστοιχα, για τις δύο θέσεις αμέσως κατάντι της ακμής φυγής (το x_{UPW} ορίζεται στο Σχήμα 5.43). Τη χρονική περίοδο που διέρχεται ο κύλινδρος, η ταχύτητα παρουσιάζει μια απότομη πτώση της τάξης του 20% ενώ αφού διέλθει ο κύλινδρος από το επίπεδο του πτερυγίου ακολουθεί μια αντιστοίχου μεγέθους αύξηση. Στην συνέχεια η καμπύλη δεν παρουσιάζει σημαντικές διακυμάνσεις. Η συμπεριφορά αυτή οφείλεται στην προσέγγιση του κυλίνδρου ο οποίος ωθεί τον αέρα προς τα άνω. Μπροστά από έναν στατικό κύλινδρο που βρίσκεται εντός μιας ροής υπάρχει μια περιοχή που έχει επηρεαστεί από την ταχύτητά του, που είναι μηδενική (*velocity deficit*). Το ίδιο συμβαίνει και στον περιστρεφόμενο κύλινδρο του πειράματος, ο οποίος επηρεάζει το ρευστό που συναντά ανάντι προσδίδοντας την ταχύτητά του. Σε αυτό μπορεί να αποδοθεί η ελαττωμένη οριζόντια ταχύτητα του ρευστού. Μετά την διέλευσή του κυλίνδρου η ταχύτητα επανέρχεται με αντίστοιχη διακύμανση. Στην πιο κατάντι θέση, $x_{UPW}=1c$, η επίδραση είναι

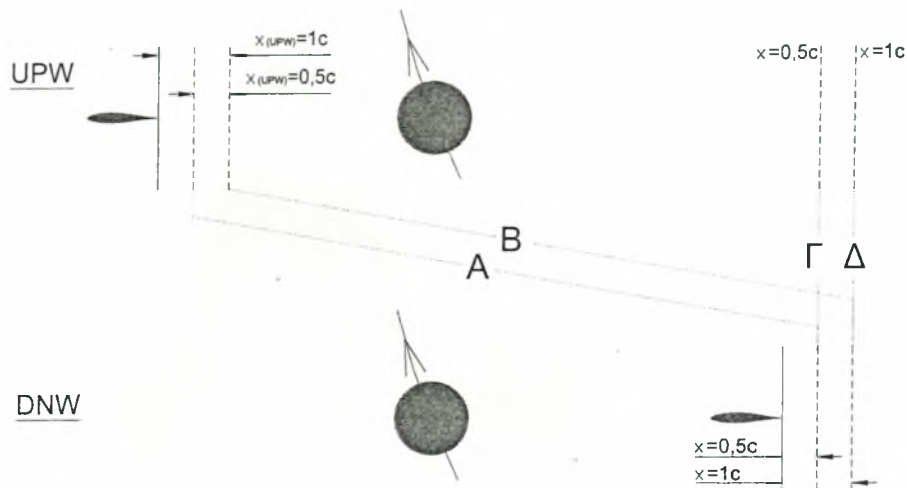
μεγαλύτερη, αφού η θέση αυτή βρίσκεται πιο κοντά στη τροχιά του κυλίνδρου. Αντίστοιχη εικόνα παρουσιάζει και η διακύμανση της ταχύτητας.



Σχήμα 5.41: Μέση περίοδος ταχύτητας πίσω από το ανάντι πτερύγιο.



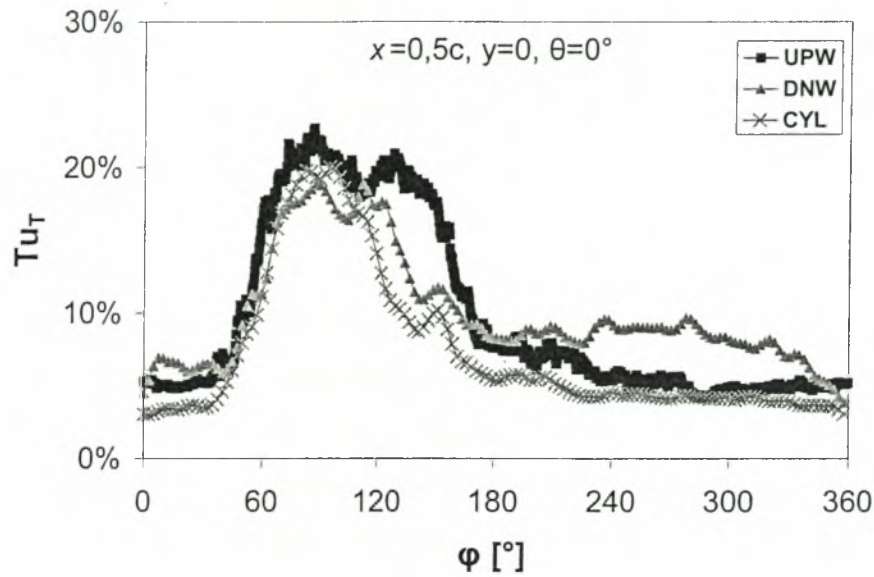
Σχήμα 5.42: Μέση περίοδος τύρβης πίσω από το ανάντι πτερύγιο.



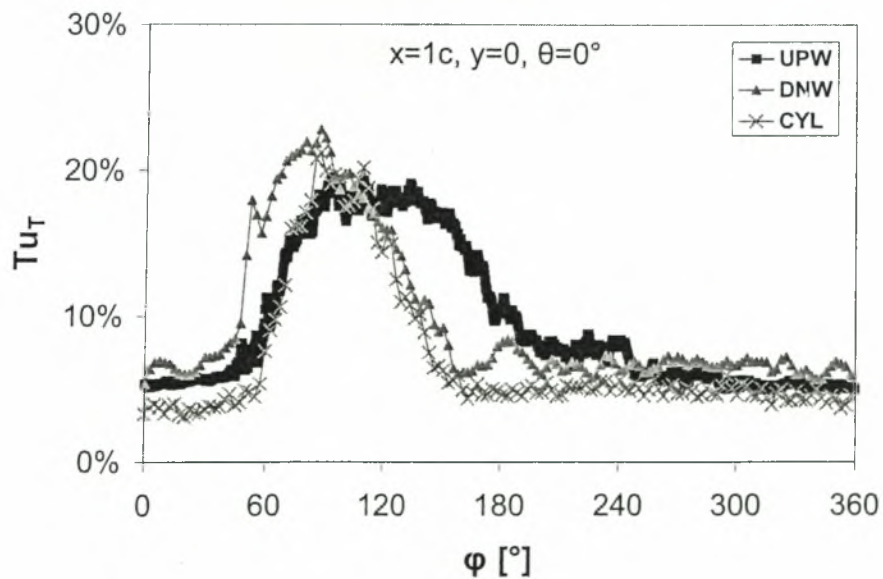
Σχήμα 5.43: Επεξήγηση των συσχετίσεων ταχύτητας. (Α, Β, Γ & Δ πειράματα που συσχετίζονται).

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η επίδραση που έχει το ανάντι περύγιο στο σύνθετο απόρρευμα. Στα Σχήματα 5.44 & 5.45 που ακολουθούν παρουσιάζεται η μέση περίοδος της τύρβης όταν το περύγιο είναι ανάντι και κατόντι τοποθετημένο καθώς και για μεμονωμένο κύλινδρο, για δυο διαφορετικές θέσεις. Οι θέσεις μέτρησης ορίζονται πάντα από την ακμή φυγής της κατόντι τοποθέτησης. Παρατηρείται ότι γενικά για την ανάντι τοποθέτηση το απόρρευμα παρουσιάζεται διευρυμένο. Η θέση στην οποία εμφανίζεται φαίνεται να καθυστερεί ελαφρά σε σχέση με την κατόντι τοποθέτηση και το πείραμα του μεμονωμένου κυλίνδρου. Η συμπεριφορά αυτή παρουσιάζεται εντονότερα στην πιο κατόντι θέση. Μετά την διέλευση του απορρεύματος ($\varphi \geq 200^\circ$) η επίδραση του απορρεύματος του ανάντι περυγίου έχει εξαλειφθεί καθώς η τύρβη έχει επανέλθει στο επίπεδο του μεμονωμένου κυλίνδρου. Ενδιαφέρον παρουσιάζει ακόμα η διαφοροποίηση της καμπύλης για την περίπτωση της κατόντι τοποθέτησης. Παρατηρείται ότι η ύπαρξη του περυγίου προκαλεί την

ταχύτερη εμφάνιση ου απορρεύματος στην θέση $x=1c$ σχετικά με τα άλλα δυο πειράματα.



Σχήμα 5.44: Διάγραμμα Tu_T για τα τρία διαφορετικά πειράματα: UPW...ανάντι τοποθέτηση, DNW...κατάντι τοποθέτηση, CYL...μεμονωμένος κύλινδρος.

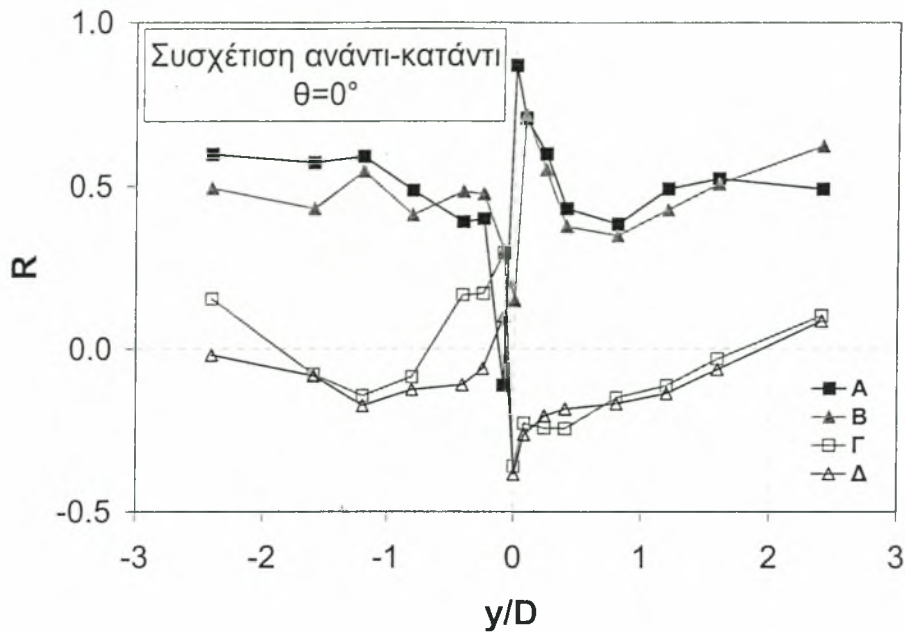


Σχήμα 5.45:(όμοια με Σχήμα 5.44)

Στο Σχήμα 5.46 που ακολουθεί δίνεται η ετεροσυσχέτιση μεταξύ των δύο πειραμάτων, ανάντι και κατάντι. Η συσχετίσεις δίνονται για να φανεί η επίδραση που έχουν τα μεμονωμένα απορρεύματα (κυλίνδρου και πτερυγίου) στην διαμόρφωση του σύνθετου απορρεύματος. Όπως παρατηρείται οι καμπύλες Α και Β δεν συσχετίζονται ισχυρά, εμφανίζουν εντούτοις μια σημαντική σχέση, ακόμη και μακριά από το επίπεδο του πτερυγίου. Δηλαδή παρά την σημαντική διαφορά των δύο πειραμάτων (συμμετοχή απορρεύματος κυλίνδρου) το κοινό τους σημείο (απόρρευμα πτερυγίου) συντηρεί την σχέση μεταξύ ανάντι-κατάντι. Η συσχέτιση είναι ελαφρά ισχυρότερη για την εγγύτερη θέση στο πτερύγιο. Η σημαντικότερη απόκλιση εντοπίζεται κάτω από το επίπεδο του πτερυγίου, ενώ το αντίθετο ισχύει αμέσως πιο πάνω. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι στην κατάντι τοποθέτηση το πτερύγιο αποτελεί εμπόδιο στην μεταφορά του απορρεύματος, πράγμα που δεν ισχύει στο ανάντι πείραμα. Κοινό γνώρισμα παραμένει όμως πάντα το ισχυρό απόρρευμα του πτερυγίου.

Αντίθετα οι καμπύλες Γ και Δ υποδηλώνουν ότι οι αντίστοιχες μετρήσεις, ουσιαστικά, δεν συσχετίζονται. Η εικόνα αυτή είναι ισχυρή για τις θέσεις απομακρυσμένα από το επίπεδο του πτερυγίου.

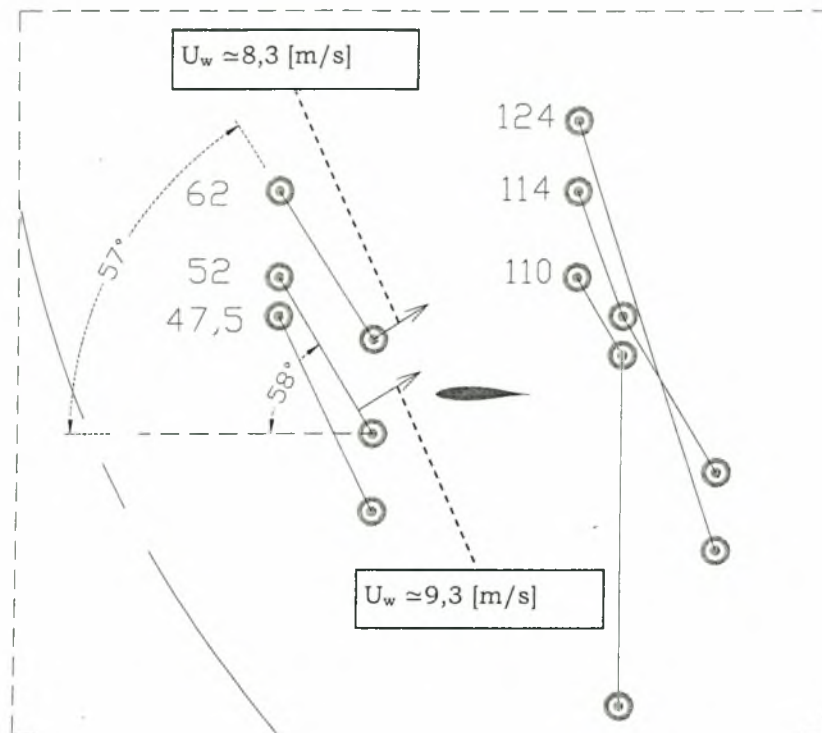
Το γενικό συμπέρασμα είναι ότι το απόρρευμα του πτερυγίου έχει ισχυρή επίδραση στο αντίστοιχο σύνθετο.



Σχήμα 5.46: Ετεροσυσχέτιση ταχυτήτων ανάντι-κατόντι πειράματος (A, B, Γ & Δ... συμβολίζουν τις μετρήσεις που συσχετίστηκαν από το κάθε πείραμα και επεξηγούνται στο Σχήμα 5.43)

5.3.3. Οπτικοποίηση της ροής (διανύσματα ταχύτητας)

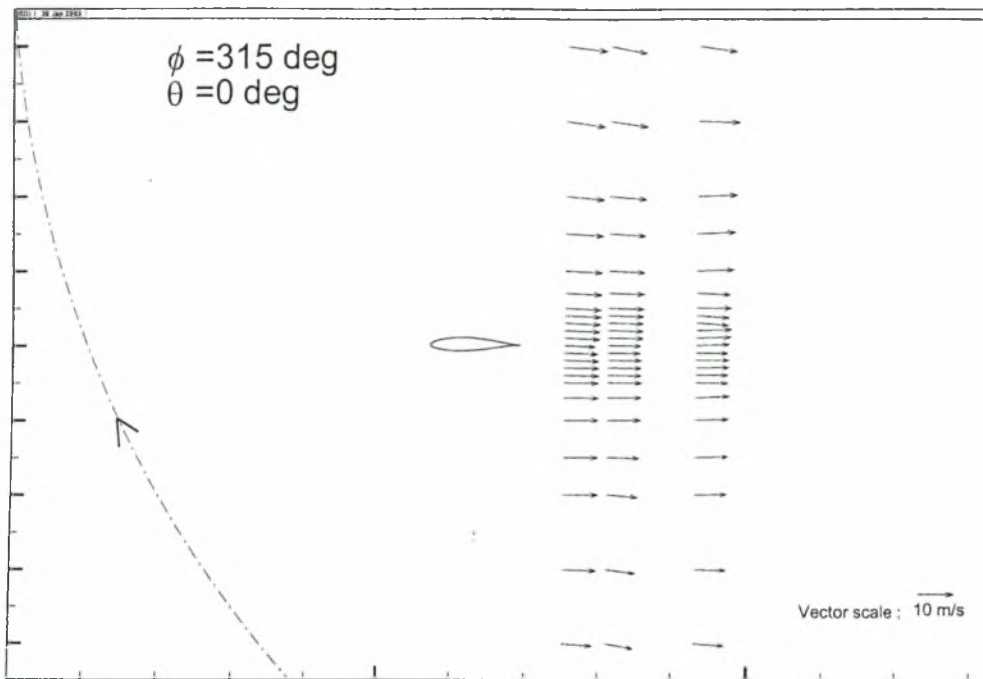
Σε αντιστοιχία με το Σχήμα 5.26 δίνεται στο Σχήμα 5.47 μια ενδεικτική εικόνα του μετώπου του σύνθετου απορρεύματος βάσει των διαγραμμάτων $Tu_{T,max}$. Παρατηρείται γενικά το μέτωπο να έχει μια κλίση της τάξης των 60° . Η γωνία αυτή είναι μικρότερη από την αντίστοιχη του Σχήματος 5.26. Ακόμη οι χρονικές στιγμές που εμφανίζεται το απόρρευμα γύρω και κάτω από την θέση του πτερυγίου δείχνουν μια προπορεία σε σχέση με το πείραμα του μεμονωμένου κυλίνδρου (Σχήμα 5.33), ενώ και η ταχύτητα του μετώπου παρουσιάζεται αυξημένη. Η συμπεριφορά αυτή δίνει μια αίσθηση σαν να «έλκεται» το απόρρευμα από το πτερόγιο.



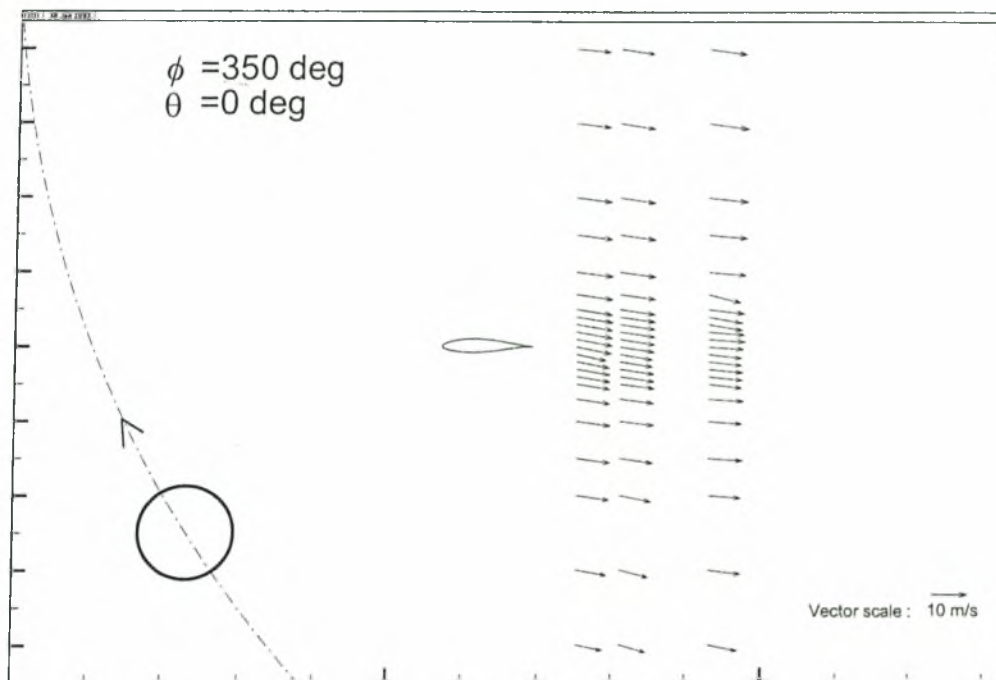
Σχήμα 5.47: (όμοια με Σχήμα 5.26, πλήρες πείραμα).

Με την χρησιμοποίηση διπλού θερμού σύρματος (*x-hot wire*) κατέστη δυνατή η παράσταση των διανυσμάτων της μέσης ταχύτητας. Η διέλευση του απορρεύματος είναι ορατή σε αυτά τα διάγραμμα. Στα Σχήματα 5.48-5.51 δίνονται τα διανύσματα ταχυτήτων της μέσης περιόδου για τέσσερις θέσεις του κυλίνδρου: $\varphi=315^\circ$ (πριν εισέλθει ο κύλινδρος στη ροή), $\varphi=350^\circ$ (πριν διέλθει από το επίπεδο του περυγίου), $\varphi=50$ και 90° (πριν και κατά τη διάρκεια διέλευσης του απορρεύματος) αντίστοιχα. Όπως φαίνεται η είσοδος του κυλίνδρου στη ροή και η διέλευσή του ανάντι του περυγίου προσδίδει μια αρνητική συνιστώσα V στη ροή, δηλαδή στέφεται η ροή προς τα κάτω (τα διανύσματα στο Σχήμα 39β στέφονται προς τα κάτω). Αυτή η συμπεριφορά μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι ο κύλινδρος κινείται με μεγάλη ταχύτητα ως προς το ρευστό, το οποίο εκτοπίζει και το αναγκάζει να κινηθεί προς τα κάτω, όπως περιγράφεται από την θεωρία της ατριβούς ροής για κινούμενο σώμα σε στατικό ρευστό, ως προς ακίνητο παρατηρητή. Στην πρώτη σειρά διανυσμάτων είναι εμφανής

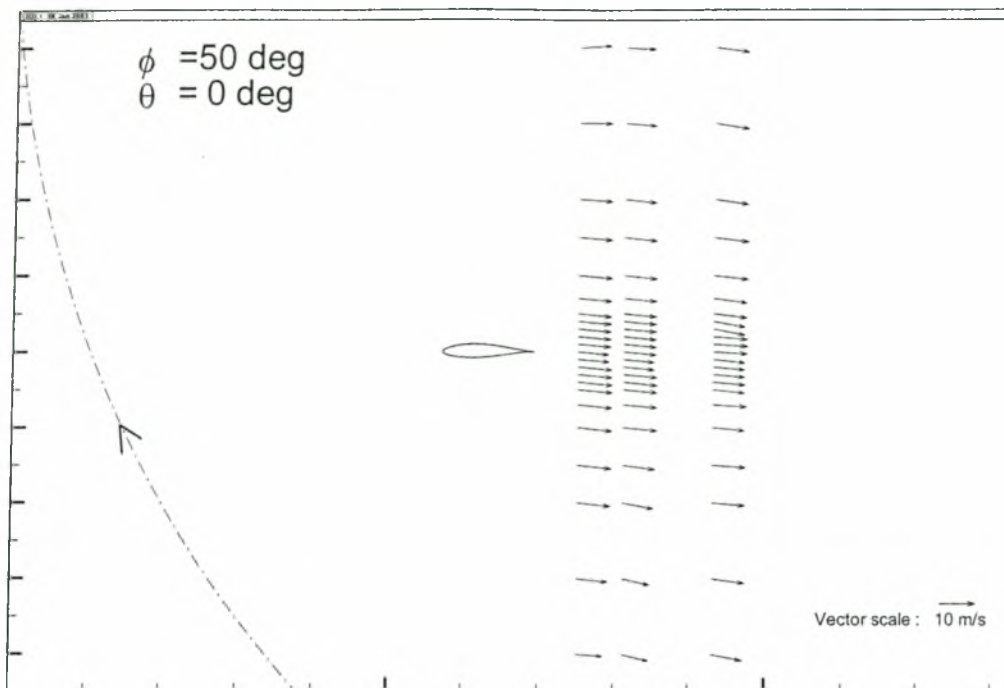
επίσης η επίδραση του περυγίου (ελαττωμένη ταχύτητα στο απόρρευμα). Στην θέση $\varphi=90^\circ$, όπως αναλύθηκε παραπάνω, το απόρρευμα διέρχεται κινούμενο κατά την διεύθυνση που ορίζεται στο Σχήμα 5.47 (δηλαδή έχει μία συνιστώσα προς τα άνω) και αυτή αποτυπώνεται στα διανύσματα που είναι στραμμένα προς τα άνω.



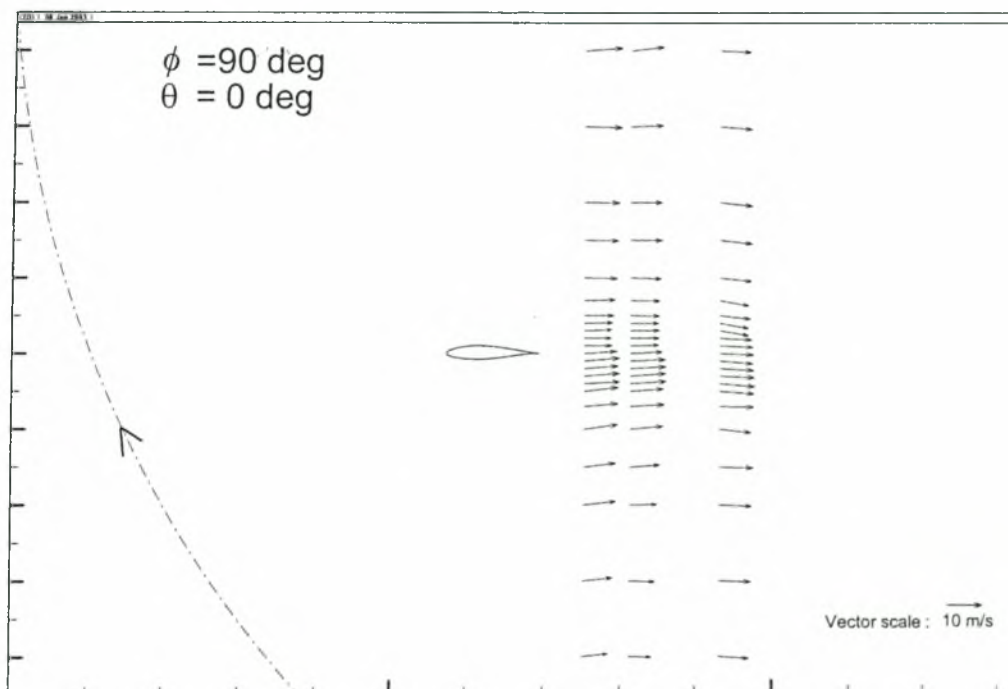
Σχήμα 5.48: Διανύσματα ταχύτητας μέσης περιόδου βάσει μετρήσεων με διπλό θερμό σύρμα (θέση κυλίνδρου $\phi=315^\circ$: πριν εισέλθει στη ροή).



Σχήμα 5.49: (όμοια με Σχήμα 48, θέση κυλίνδρου $\phi=350^\circ$: πριν τη διέλευση από το επίπεδο του πτερυγίου).



Σχήμα 5.50: (όμοια με Σχήμα 5.48, θέση κυλίνδρου $\phi=50^\circ$: μόλις πριν διέλθει το απορρέυμα).



Σχήμα 5.51: (όμοια με Σχήμα 5.48, θέση κυλίνδρου $\phi=90^\circ$: κατά την διέλευση του απορρέυματος).

5.3.4. Ενδεικτικά Συμπεράσματα

5.3.4.1. Απόρρευμα Μεμονωμένου Κυλίνδρου

- Το απόρρευμα του κυλίνδρου είναι έντονα τυρβώδες και εντοπίζεται στα διαγράμματα της περιοδικής διακύμανσης της τύρβης με μια έντονη κορυφή.
- Στο απόρρευμα η τύρβη έχει μέγιστη τιμή, περίπου 35% (θέση $x=1,6D$) και φθίνει με την κατάντι απόσταση με ταχύτερο ρυθμό σχετικά με το απόρρευμα στατικού κυλίνδρου. Ακόμη και στην πιο κατάντι θέση ($x=4c$ ή $8D$ από τον κύλινδρο) είναι διακριτό με $Tu_{T,max}=15\%$.
- Στην κατακόρυφη διεύθυνση το απόρρευμα διατηρεί τα χαρακτηριστικά του, παρουσιάζοντας υψηλότερη συνοχή.
- Η επίδραση της έκκεντρης κίνησης του κυλίνδρου γίνεται αισθητή, καθώς καθυστερεί να εμφανιστεί το απόρρευμα (κάτω από το επίπεδο του πτερυγίου, παράγοντας ΑΣΕ) και το μέτωπό του έχει μορφή «βέλους». Η επίδραση αυτή προς τις κατάντι θέσεις μεταφέρεται προς τα θετικά του άξονα y .
- Η ταχύτητα μεταφοράς του μετώπου του απορρεύματος, είναι περίπου ίση με την ταχύτητα της ελεύθερης ροής, ενώ το άνω μέρος του έχει την κατεύθυνση της σχετικής ταχύτητας του ρευστού ως προς τον κύλινδρο (για $y>0$).
- Στο απόρρευμα δεν εντοπίζεται σαφώς η συχνότητα St , και αυτό αποδίδεται στον υψηλό αριθμό Re και το επίπεδο της τύρβης που ενδεχόμενα οδηγούν στην μεταβατική περιοχή (τυρβώδη μετάβαση οριακών στρωμάτων) καθώς και στις λίγες τυρβώδεις δίνες που συναντάει σε κάθε περιστροφή.

5.3.4.2. Επίδραση Πτερυγίου

- Το κατάντι πτερύγιο «έλκει» το απόρρευμα του κυλίνδρου με αποτέλεσμα αυτό να κινείται στην περιοχή μεταξύ κυλίνδρου και

πτερυγίου με μεγαλύτερη ταχύτητα. Έτσι το μέτωπο, πάνω από το επίπεδο του πτερυγίου, εμφανίζεται με μικρότερη γωνία ως προς την οριζόντια διεύθυνση. Στην συνέχεια το μέτωπο διαιρείται από το πτερύγιο σε δύο μέρη. Ο διαχωρισμός των δύο μερών φαίνεται να διατηρείται και κατάντι του πτερυγίου παρουσιάζοντας διαφορετική συμπεριφορά για τα δύο μέρη. Το άνω (του επιπέδου του πτερυγίου) μέρος κινείται και εξελίσσεται σαν να μην υπήρχε στο πεδίο το πτερύγιο. Το κάτω μέρος όμως συναντά το εμπόδιο του πτερυγίου, το οποίο αποτρέπει την προς τα άνω κίνηση. Συνεπεία αυτού, αρχικά, σχηματίζεται ένα σχεδόν κατακόρυφο μέτωπο, το οποίο μεταφέρεται προς τα κατάντι έχοντας προβάδισμα σε σχέση με το πείραμα του μεμονωμένου κυλίνδρου.

- Κατάντι της ακμής φυγής του πτερυγίου επικρατεί το συνεκτικό απόρρευμα του ίδιου του πτερυγίου, με χαμηλότερη τύρβη σε σχέση με το αντίστοιχο του κυλίνδρου. Ο ρυθμός με τον οποίο ελαττώνεται η τύρβη είναι μεγαλύτερος σε σχέση με τον αντίστοιχο για μεμονωμένο κύλινδρο.
- Το πτερύγιο συντηρεί δευτερογενείς διαταραχές μετά την διέλευση του απορρεύματος του κυλίνδρου, οι οποίες φθίνουν με την κατάντι απόσταση και την πάροδο του χρόνου.
- Οι επίδραση του πτερυγίου περιορίζεται στην περιοχή γύρω από αυτό ($-1c < y < 1c$).
- Ο κύλινδρος λόγω της μεγάλης ταχύτητας με την οποία κινείται, αναγκάζει τη ροή, κατά την διέλευσή του, να στραφεί προς τα κάτω.

5.3.4.3. Επίδραση Γωνίας

- Η αρνητική γωνία τοποθέτησης (έως -10°) δεν επιφέρει σημαντικές αλλαγές στην μορφή του απορρεύματος καθώς και στην ταχύτητα μεταφοράς του.
- Αντίθετα η τοποθέτηση με θετική γωνία επιφέρει την διεύρυνση του απορρεύματος και την αύξηση της τύρβης σε αυτό.

5.3.4.4. Ανάντι τοποθέτηση

- Η ύπαρξη του κυλίνδρου γίνεται αισθητή μόνο κατά την διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του πτερυγίου με μικρού μεγέθους διαταραχές στην ταχύτητα και την διακύμανσή της όπως μετράται αμέσως κατάντι της ακμής φυγής του πτερυγίου.
- Το απόρρευμα του ανάντι πτερυγίου έχει ως συνέπεια την διεύρυνση του σύνθετου απορρεύματος (κατά 150%) σε σχέση με το αντίστοιχο για την κατάντι τοποθέτηση.
- Το απόρρευμα του πτερυγίου σε κάθε περίπτωση επικρατεί στο σύνθετο απόρρευμα έναντι του απορρεύματος του κυλίνδρου.

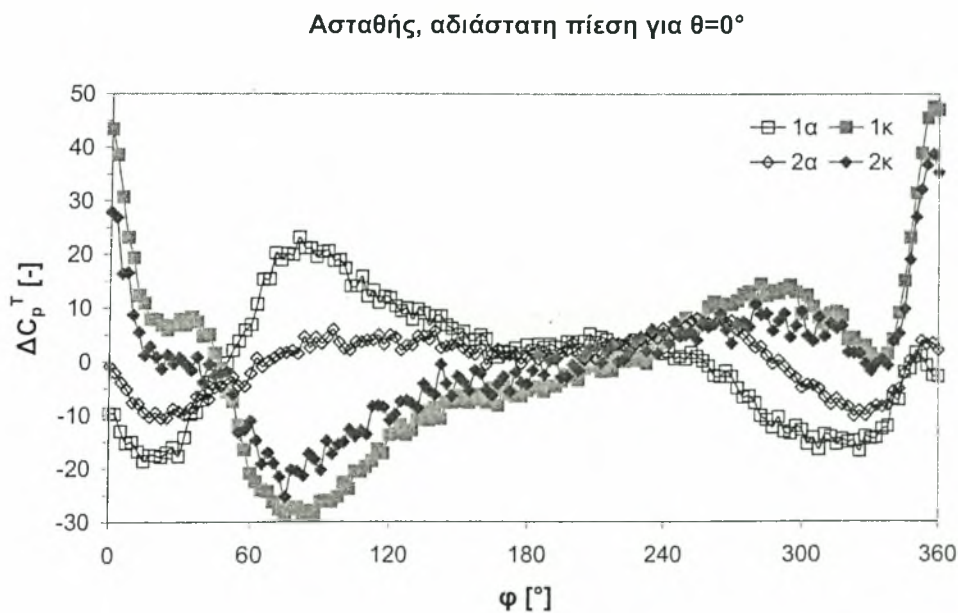
5.4. Πεδίο Ασταθών Πιέσεων (Δυναμικό πρόβλημα)

5.4.1. Διανομή Ασταθών Πιέσεων στο Πτερύγιο

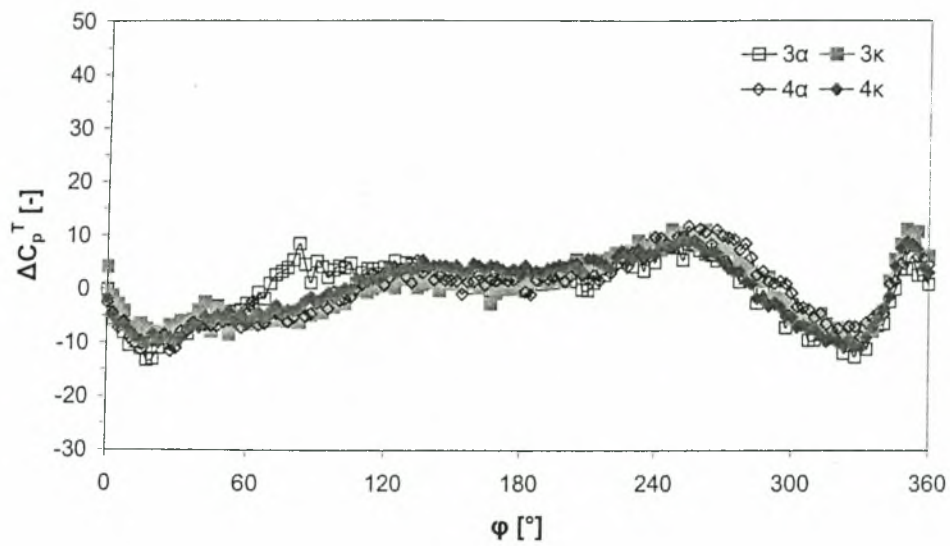
Από τις μετρήσεις ασταθούς πίεσης Δp εξάγεται η μέση περίοδος της ασταθούς πίεσης Δp^T με την ίδια μέθοδο όπως και στην περίπτωση της ταχύτητας (*ensemble average*). Ο συντελεστής ασταθούς πίεσης ΔC_p^T στην διάρκεια της μέσης περιόδου δίνεται από την σχέση

$$\Delta C_p^T = \frac{\Delta p^T}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2},$$

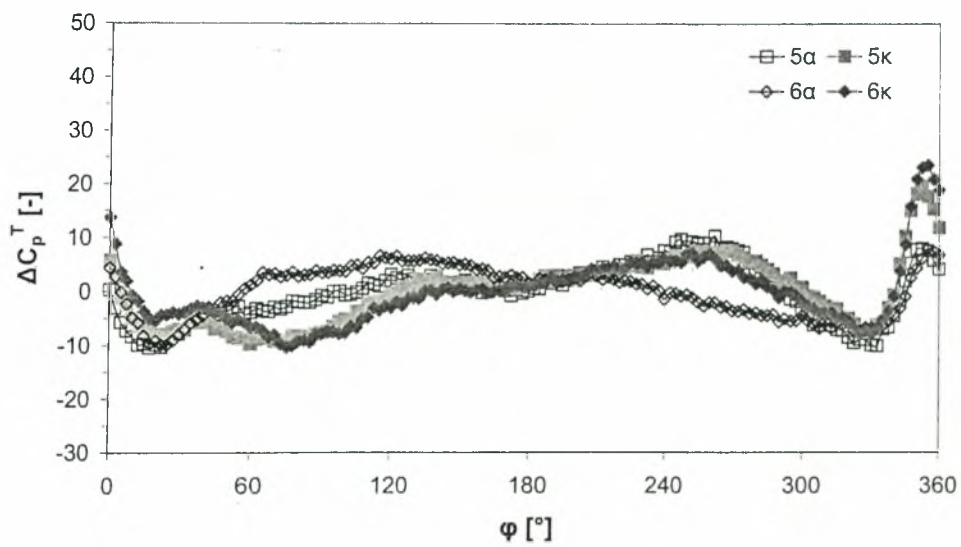
όπου ρ η πυκνότητα του αέρα και εκφράζει την ανηγμένη ασταθή πίεση. Για το πείραμα του κατάντι πτερυγίου και γωνία τοποθέτησης $\theta=0^\circ$ δίνονται στα Σχήματα 5.52-5.55 που ακολουθούν οι περίοδοι του ΔC_p^T για τις 17 οπές του πτερυγίου (Σχήμα 4.16).



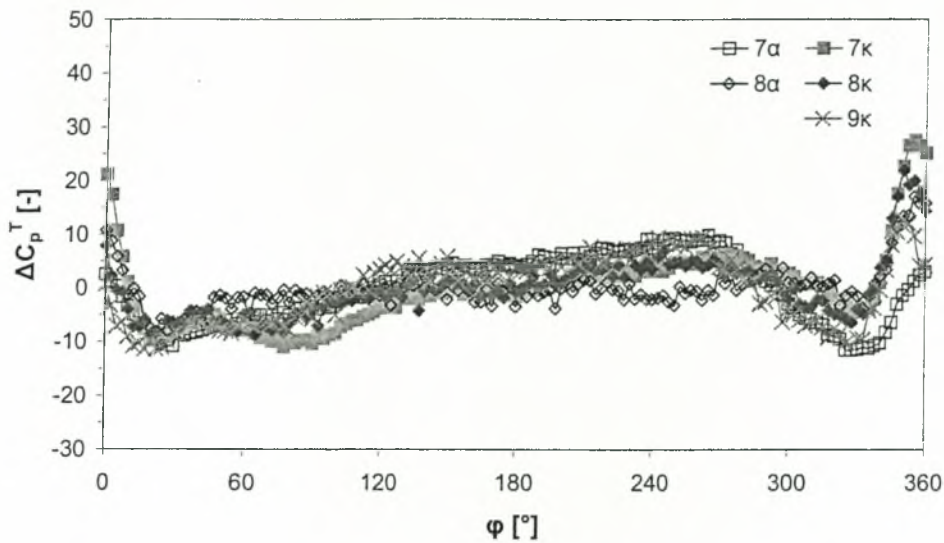
Σχήμα 5.52: Μέση περίοδος ασταθούς πίεσης

Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=0^\circ$ 

Σχήμα 5.53: (όμοια με Σχήμα 5.52)

Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=0^\circ$ 

Σχήμα 5.54: (όμοια με Σχήμα 5.52)

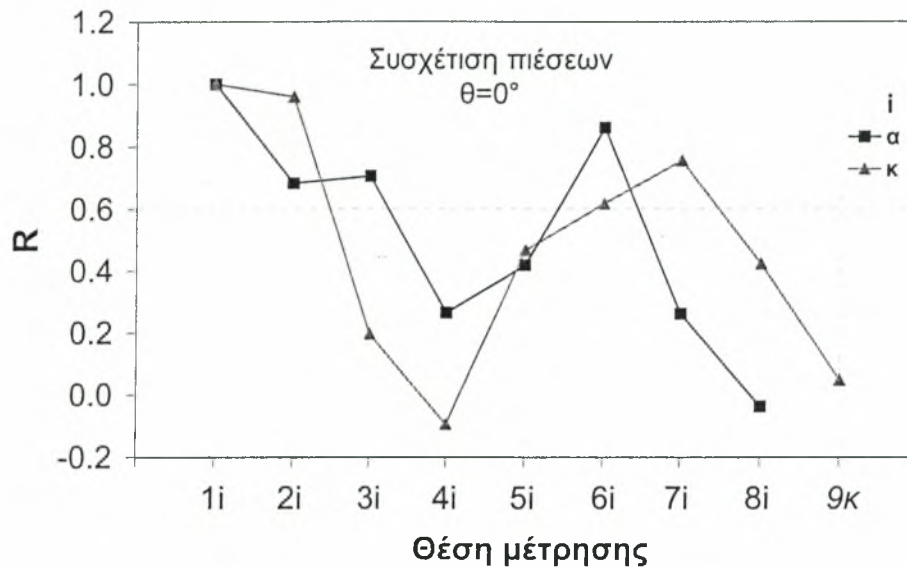
Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=0^\circ$ 

Σχήμα 5.55: (όμοια με Σχήμα 5.52)

Όπως παρατηρείται, εμφανίζονται έντονες διακυμάνσεις στις οπές κοντά στην ακμή προσβολής ενώ για τις υπόλοιπες οπές οι καμπύλες είναι ομαλότερες. Σε όλες τις οπές όμως η είσοδος του κυλίνδρου στη ροή γίνεται αντιληπτή με μια αρνητική κορυφή, που ακολουθείται από μια θετική κορυφή, καθώς αυτός προσεγγίζει το επίπεδο του πτερυγίου. Από την ανάλυση του σύνθετου απορρεύματος που αναπτύχθηκε πιο πάνω (Ενότητα 5.2.2.1. Επίδραση πτερυγίου) γίνεται κατανοητό ότι το απόρρευμα διέρχεται από το πτερόγιο την χρονική περίοδο $\varphi=50\sim 90^\circ$ (Σχήμα 5.30), όπου παρατηρούνται οι έντονες αυξομειώσεις στην ασταθή πίεση στις οπές 1α, 1κ και 2κ. Συγκεκριμένα στην πλευρά αναρρόφησης εμφανίζεται αύξηση, σχηματίζοντας κορυφή, ενώ ταυτόχρονα ακριβώς αντίθετη συμπεριφορά λαμβάνει χώρα στην πλευρά κατάθλιψης. Αυτή η παρατήρηση επιβεβαιώνεται και σε αντίστοιχες εργασίες των Unal και Rockwell [29] και Horner κ.α. [35], (Ενότητες 2.2.1 και 2.2.3 αντίστοιχα). Δηλαδή η διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος επιφέρει τοπικά αύξηση της ασταθούς πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης και μείωση στην πλευρά κατάθλιψης.

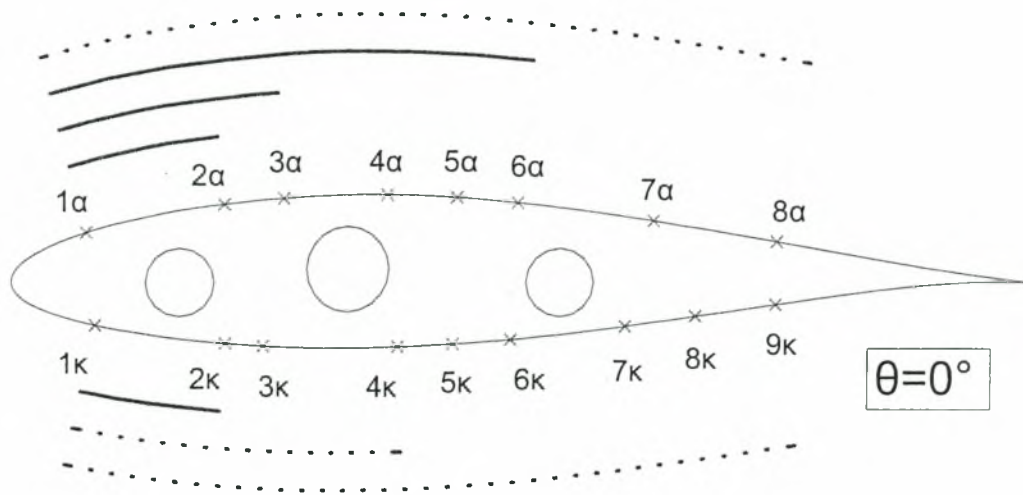
5.4.2. Συσχέτιση Ασταθών Πιέσεων

Στο Σχήμα 5.56 που ακολουθεί δίνεται η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης των πιέσεων στις διάφορες θέσεις.



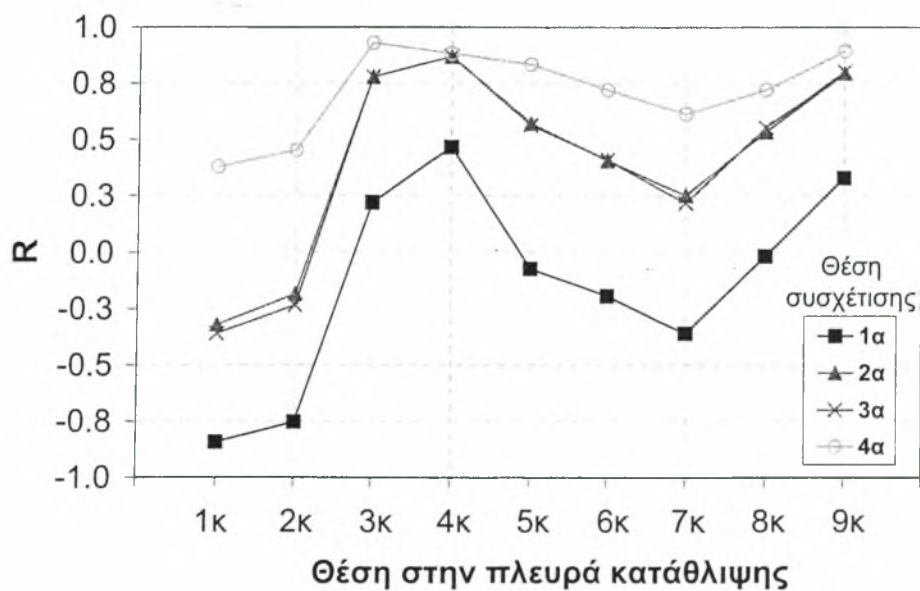
Σχήμα 5.56: Συσχέτιση πιέσεων για την πλευρά αναρρόφησης και κατάθλιψης

Όπως παρατηρείται στην πλευρά αναρρόφησης οι θέσεις κοντά στην ακμή προσβολής (1α, 2α και 3α) έχουν σημαντικό βαθμό συσχέτισης ($R > 0,7$). Αντίθετα, στις θέσεις κοντά στην ακμή φυγής η συσχέτιση είναι αμελητέα ($-0,5 < R < 0,5$). Ενδιαφέρον παρουσιάζεται στην θέση 6α η οποία φαίνεται να βρίσκεται σε ισχυρή συσχέτιση με την θέση 1α. Όμοια συμπεριφορά παρατηρείται και στην πλευρά κατάθλιψης. Εδώ σε υψηλή συσχέτιση βρίσκονται οι θέσεις 1κ και 7κ. Οι παρατηρήσεις αυτές παρουσιάζονται σε σκαρίφημα στο Σχήμα 5.57.

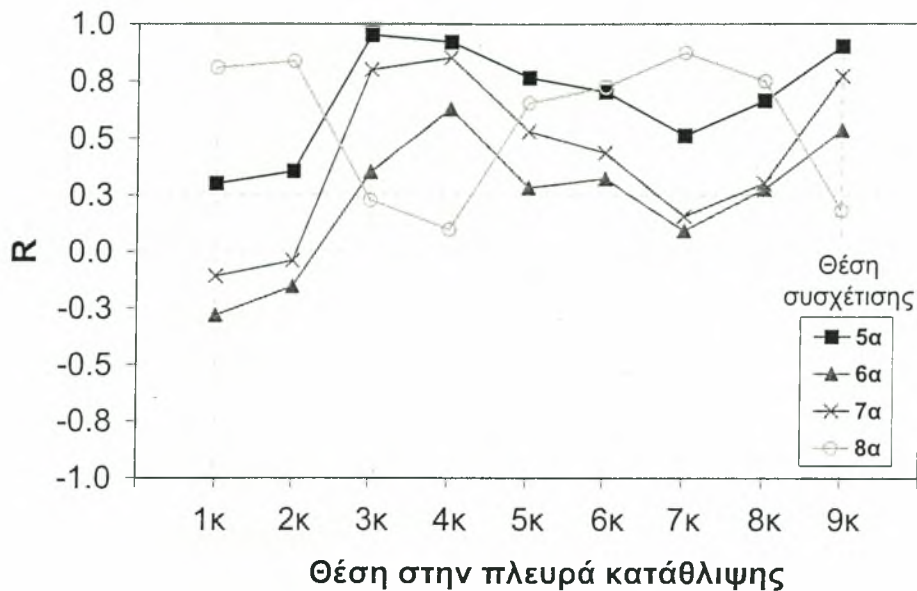


Σχήμα 5.57 Θέσεις των οποίων οι μετρήσεις ασταθούς πίεσης εμφανίζουν σημαντικό βαθμό συσχέτισης (συνεχής γραμμή) ή αμελητέα συσχέτιση (εστιγμένη γραμμή) σχετικά με τις θέσεις κοντά στην ακμή προσβολής για κάθε πλευρά.

Η συσχέτιση των θέσεων $i\alpha$ και $i\kappa$, όπου i ο αριθμός της θέσης, δίνεται στα Σχήμα 5.58 και 5.59.

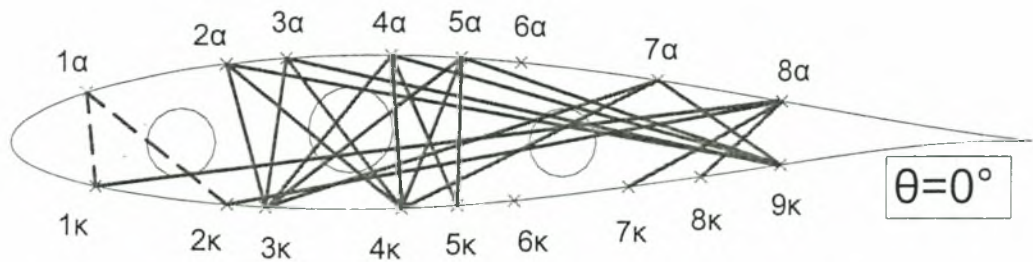


Σχήμα 5.58: Συσχέτιση πιέσεων μεταξύ πλευράς αναρρόφησης και πλευράς κατάθλιψης.



Σχήμα 5.59: (όμοια με Σχήμα 5.58).

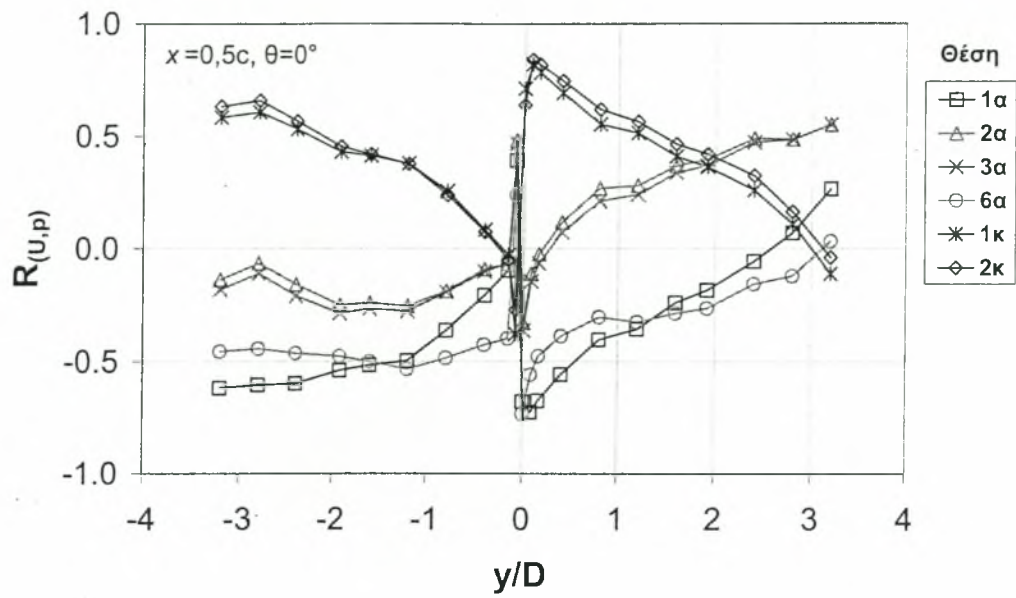
Τα σχήματα αυτά ποσοτικοποιούν την εικόνα που δίνουν οι μέσες περίοδοι ασταθών πιέσεων (Σχήματα 5.52-5.55). Θεωρώντας ως όριο για ισχυρή συσχέτιση την τιμή 0,8 (αρνητική όταν $R < -0,8$, θετική όταν $R > 0,8$), αφού μια κάποια συσχέτιση υπάρχει μεταξύ όλων των θέσεων, προκύπτει το Σχήμα 5.60 που δίνει μια εικόνα των συσχετίσεων. Συγκεκριμένα, η μόνη ισχυρή αρνητική συσχέτιση ($R < -0,8$) υφίσταται μεταξύ της θέσης 1α και των 1κ και 2κ. Ισχυρή θετική συσχέτιση ($R > 0,8$) παρουσιάζουν όλες οι υπόλοιπες θέσεις της πλευράς αναρρόφησης με τις 3κ 4κ και 9κ. Επιπλέον οι θέσεις 7α και 8α συσχετίζονται ισχυρά με την περιοχή της πλευράς κατάθλιψης που βρίσκεται κοντά στην ακμή προσβολής. Εξαιρέση αποτελούν οι 6α και 6κ που δεν συσχετίζονται ισχυρά με καμία θέση στην απέναντι πλευρά.



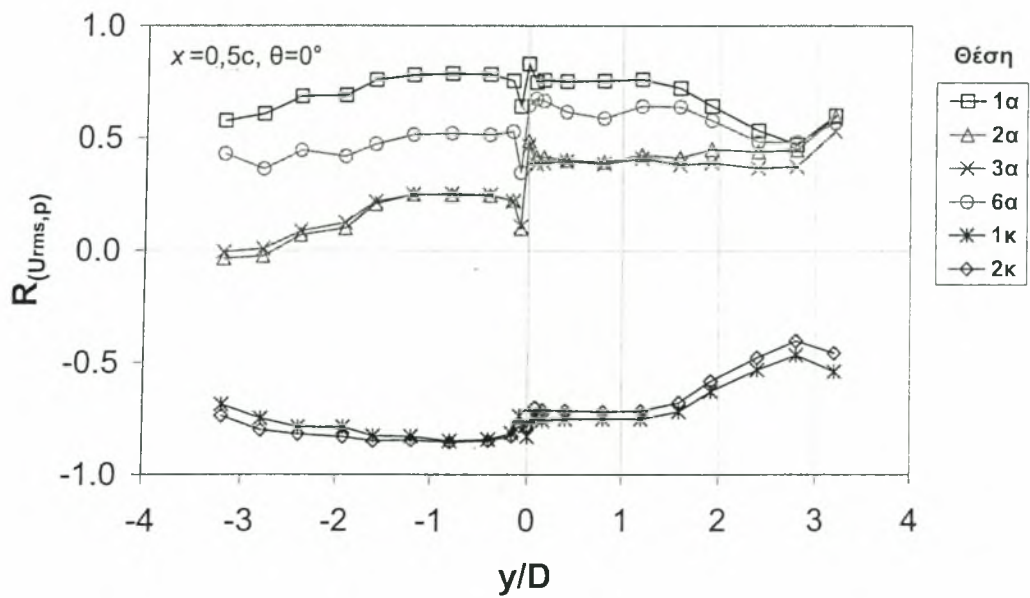
Σχήμα 5.60: Θέσεις μεταξύ των οποίων οι μετρήσεις ασταθούς πίεσης εμφανίζουν ισχυρή θετική (συνεχής γραμμή) ή αρνητική (διακεκομμένη γραμμή) συσχέτιση.

5.4.3. Συσχέτιση Πιέσεων-Ταχυτήτων

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η συσχέτιση των ασταθών πιέσεων με τις μετρήσεις ταχύτητες ανάντι και κατόντι του πτερυγίου. Στο Σχήμα 5.61 που ακολουθεί παρουσιάζεται η συσχέτιση με την μέση περίοδο της ταχύτητας, στη θέση $x=0,5c$. Όπως παρατηρείται οι θέσεις 1a και 1k παρουσιάζουν σημαντικό βαθμό συσχέτισης (θετική και αρνητική αντίστοιχα) με την ταχύτητα για τις μετρήσεις αμέσως πιο πάνω από το επίπεδο του πτερυγίου, ενώ υπάρχει δραματική μεταβολή καθώς η θέση διέρχεται το επίπεδο αυτό. Αντίστοιχη συμπεριφορά ακολουθούν και οι θέσεις 6a και 2k, οι οποίες συσχετίζονται με σημαντικό βαθμό με τις θέσεις 1a και 1k αντίστοιχα, όπως περιγράφηκε παραπάνω (Σχήμα 5.57). Το ίδιο όμως δεν ισχύει για τις θέσεις 2a και 3a. Η εικόνα αυτή επιβεβαιώνεται για συσχέτιση των πιέσεων με τις μέσες περιόδους της τύρβης (οι οποίες καταδεικνύουν την θέση του απορρεύματος), στο Σχήμα 5.62.

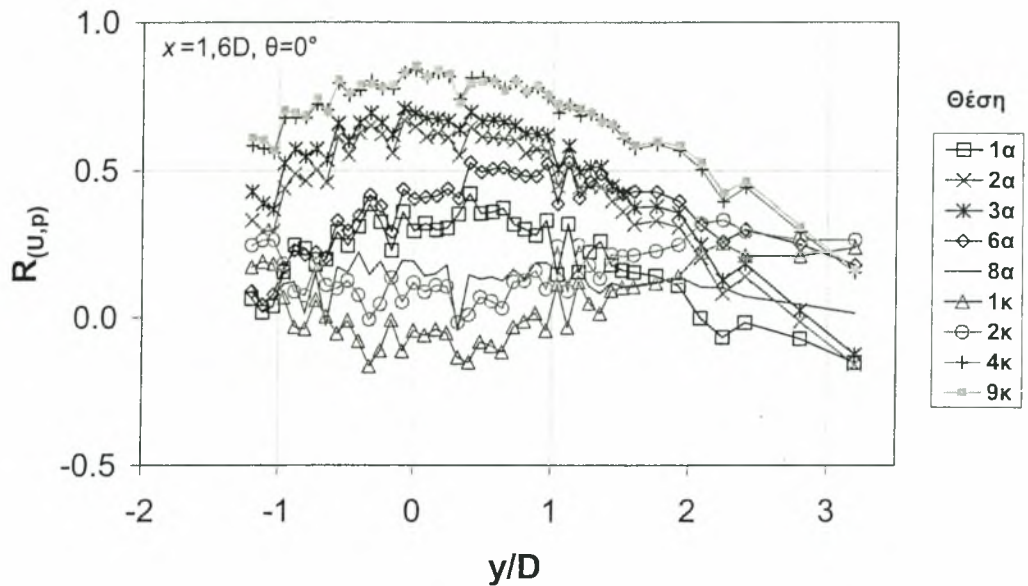


Σχήμα 5.61: Συσχέτιση πιέσεων-ταχύτητας στη θέση $x=0,5c$.

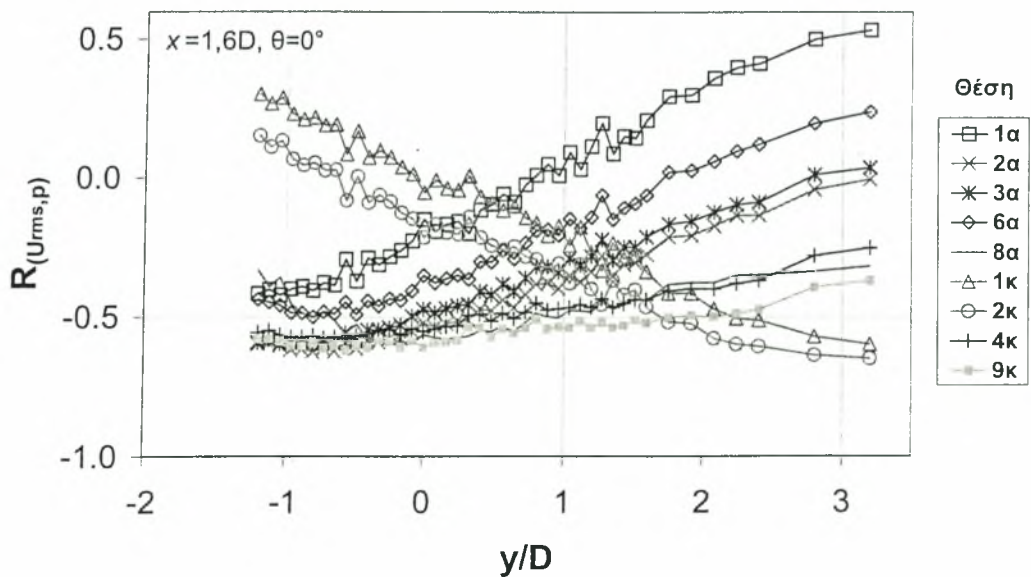


Σχήμα 5.62: Συσχέτιση πιέσεων-τύρβης στη θέση $x=0,5c$.

Τα αντίστοιχα διαγράμματα για την μέτρηση της ταχύτητας στην θέση $x=1,6D$ δεν παρουσιάζουν μια κάποια ισχυρή συσχέτιση (Σχήματα 5.63 και 5.64).



Σχήμα 5.63: Συσχέτιση πιέσεων-ταχύτητας στη θέση $x=1,6D$.



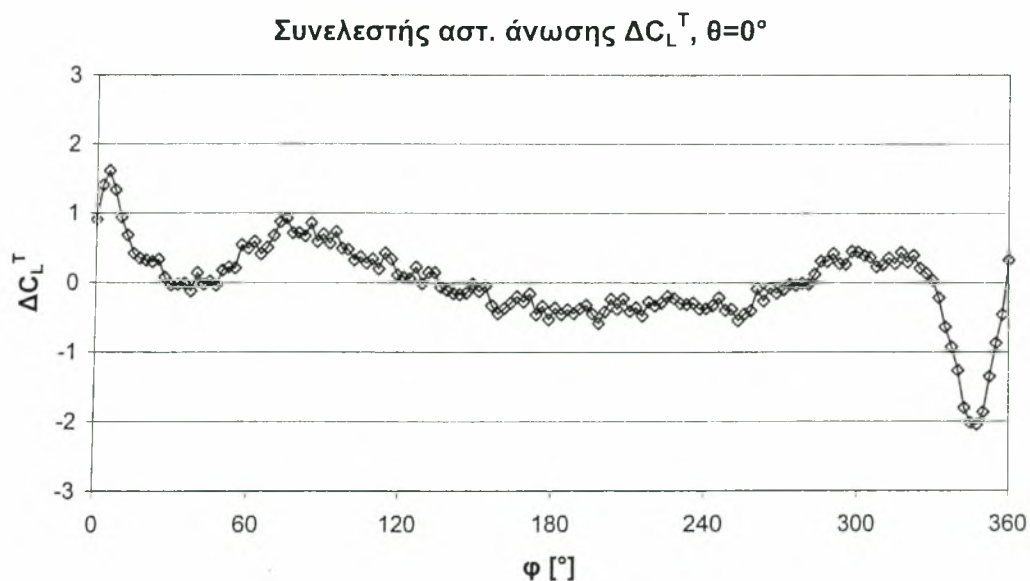
Σχήμα 5.64 Συσχέτιση πιέσεων-τύρβης στη θέση $x=1,6D$.

Το συμπέρασμα είναι ότι οι ασταθείς πιέσεις συσχετίζονται ισχυρά με τις τιμές της ταχύτητας στο σύνθετο απόρρευμα και όχι με τις αντίστοιχες του μεμονωμένου απορρέυματος του κυλίνδρου, όπως αυτό μετράται $0,7c$ ανάντι της ακμής προσβολής του περυγίου (σταθμός $x=1,6D$). Συγκεκριμένα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στις θέσεις 1α, 6α και 1κ, 2κ είναι ανάλογες των μεταβολών στην ταχύτητα που μετρώνται πίσω από την ακμή φυγής. Για την πλευρά κατάθλιψης αυτό φαίνεται να ισχύει για περιορισμένο μήκος κοντά στην ακμή προσβολής, ενώ στην πλευρά αναρρόφησης δεν υπάρχει αντίστοιχη συμπεριφορά μεταξύ των θέσεων 1α και 6α.

5.4.4. Ασταθής Άνωση

Με την ολοκλήρωση (μαθηματική) των μετρήσεων στην χορδή της αεροτομής προέκυψε ο συντελεστής ασταθούς άνωσης ΔC_L^T , που παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.65, σύμφωνα με την σχέση

$$\Delta C_L^T = \left(\int_0^c \Delta C_p^T \cdot dx \right) \cdot \cos \theta$$

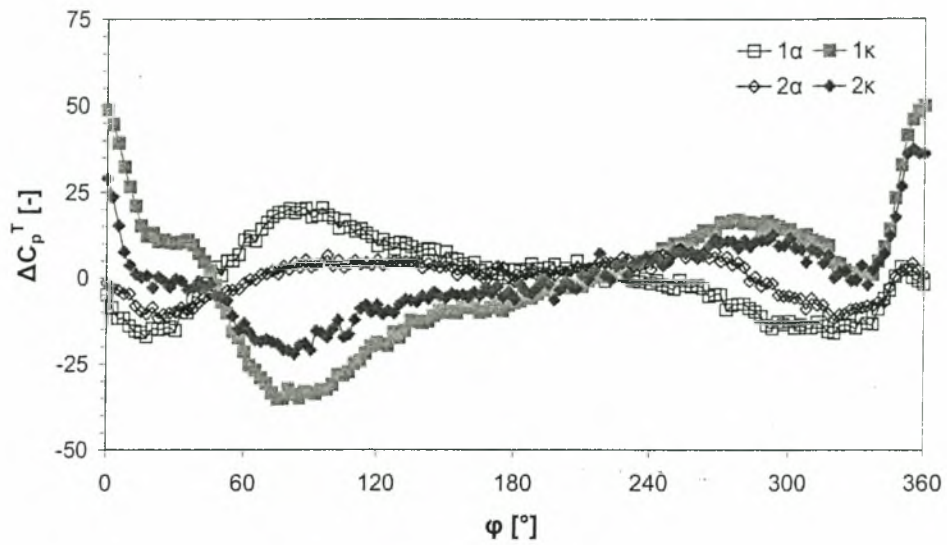
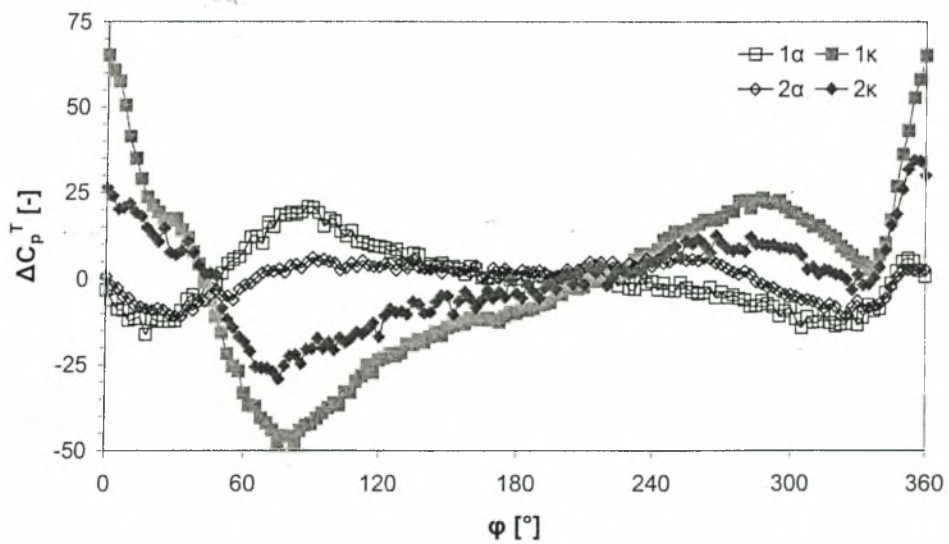


Σχήμα 5.65: Συντελεστής ασταθούς άνωσης.

Όπως παρατηρείται, παρουσιάζεται ένα τοπικό ελάχιστο περί τη θέση $\varphi=330^\circ$ η οποία συμπίπτει με την είσοδο του κυλίνδρου στην κύρια ροή. Η αύξηση αυτή μπορεί να αποδοθεί στην αρνητική ενεργό γωνία πρόσπτωσης που οφείλεται στη διέλευση του κυλίνδρου όπως περιγράφηκε παραπάνω (Ενότητα 5.2.3. Οπτικοποίηση της Ροής). Στην περιοχή όπου διέρχεται το απόρρευμα του κυλίνδρου περί το πτερύγιο ($\varphi=45-120^\circ$) λαμβάνει ο ασταθής συντελεστής άωσης μια μέγιστη τιμή που προσεγγίζει την μονάδα. Παρόμοια κορυφή εμφανίζεται και στο πρόβλημα BVI (Ενότητα 2.2.3. Αλληλεπίδραση Πτερυγίου Δίνης). Από τη ανάλυση της μεταφοράς του απορρεύματος του κυλίνδρου (Ενότητες 5.2.1.1. Ενοπισμός Απορρεύματος, 5.2.1.6. Οπτικοποίηση Μετώπου Απορρεύματος) φαίνεται ότι αυτό προσεγγίζει το πτερύγιο με μια αυξημένη γωνία προσβολής. Σε αυτό, ενδεχόμενα, οφείλεται η αύξηση του ΔC_L^T που παρατηρείται. Η διακύμανση της ασταθούς άωσης, μέγεθος σημαντικό για την δυναμική καταπόνηση του πτερυγίου, λαμβάνει τιμή της τάξης 0,51 στην διάρκεια της περιόδου.

5.4.5. Επίδραση γωνίας τοποθέτησης

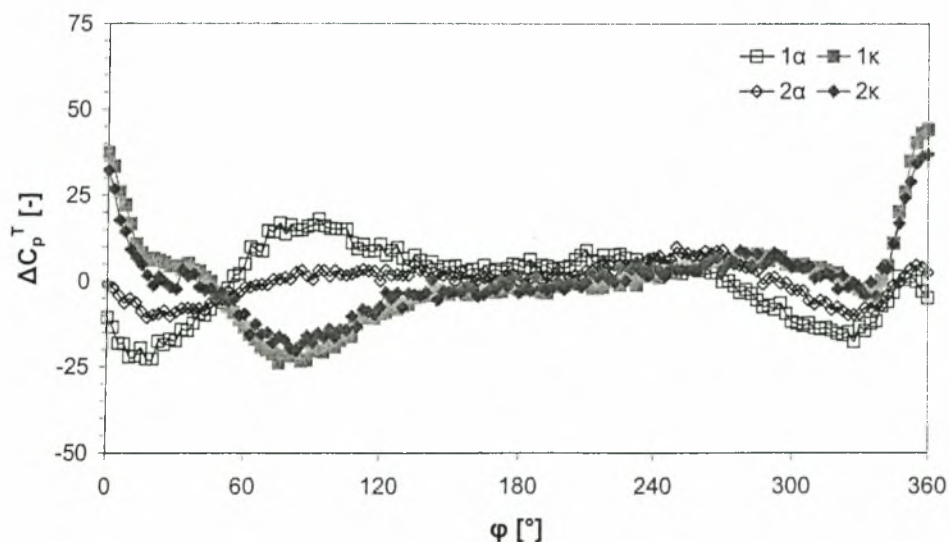
Στο Σχήμα 5.66 δίνεται ο ΔC_p^T για τις θέσεις περί την ακμή προσβολής και για $\theta=-4^\circ$. Η επίδραση της γωνίας επικεντρώνεται στην αύξηση της κορυφής (κατ' απόλυτη τιμή) στην θέση 1κ που οφείλεται στην διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος. Η αύξηση αυτή είναι της τάξης 20% ενώ η θέση εμφάνισής της παραμένει πρακτικά η ίδια ($\varphi=80^\circ$). Στη γειτονική θέση (2κ) δεν παρατηρείται αντίστοιχη αλλαγή. Πέραν αυτών εμφανίζεται μια αύξηση των διαταρακών στην πλευρά κατάθλιψης γύρω από την χρονική στιγμή $\varphi=280^\circ$. Περαιτέρω αύξηση της θ επιφέρει δραματικότερες αλλαγές. Στο Σχήμα 5.67 δίνεται το αντίστοιχο διάγραμμα για $\theta=-8^\circ$.

Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=-4^\circ$ Σχήμα 5.66: Μέση περίοδος ασταθούς πίεσης, $\theta=-4^\circ$.Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=-8^\circ$ Σχήμα 5.67: Μέση περίοδος ασταθούς πίεσης, $\theta=-8^\circ$.

Ο διπλασιασμός της γωνίας επιφέρει και τον διπλασιασμό της μεταβολής της ελάχιστης τιμής της θέσης 1κ τη χρονική στιγμή που διέρχεται το απόρρευμα (αύξηση κατά 40%, σε σχέση πάντα με την οριζόντια τοποθέτηση). Μικρότερη αύξηση (της τάξης 15%) παρατηρείται πλέον και στην αντίστοιχη κορυφή της γειτονικής θέσης 2κ. Στην θέση 1α η κορυφή εμφανίζεται με μικρή καθυστέρηση (από $\varphi \approx 80$ σε 90°) ενώ ελαττώνεται ασθενώς η μέγιστη τιμή (κατά 10% περίπου). Στη γειτονική θέση 2α δεν εμφανίζεται αντίστοιχη μεταβολή. Η διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του πτερυγίου αποτυπώνεται στην θέση 1κ με μια μεγαλύτερη κορυφή, αυξημένη κατά περίπου 30%.

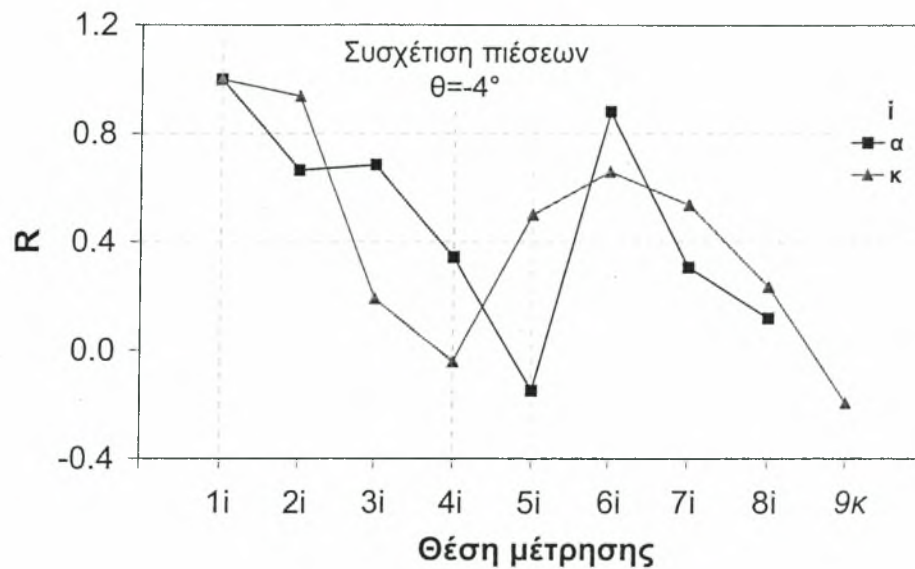
Η θετική γωνία τοποθέτησης δεν επιφέρει τόσο έντονες αλλαγές. Στο Σχήμα 5.68 δίνεται το αντίστοιχο διάγραμμα για $\theta=8^\circ$. Σε σχέση με το Σχήμα 5.52 παρατηρείται συμμετρική ελάττωση της διαφοράς των κορυφών που εμφανίζονται ταυτόχρονα με τη διέλευση του απορρευμάτος για τις θέσεις 1α και 1κ. Η ελάττωση είναι της τάξης του 25%, ενώ μικρότερη ελάττωση υφίσταται η κορυφή κατά την διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του πτερυγίου.

Ασταθής, αδιάστατη πίεση για $\theta=8^\circ$

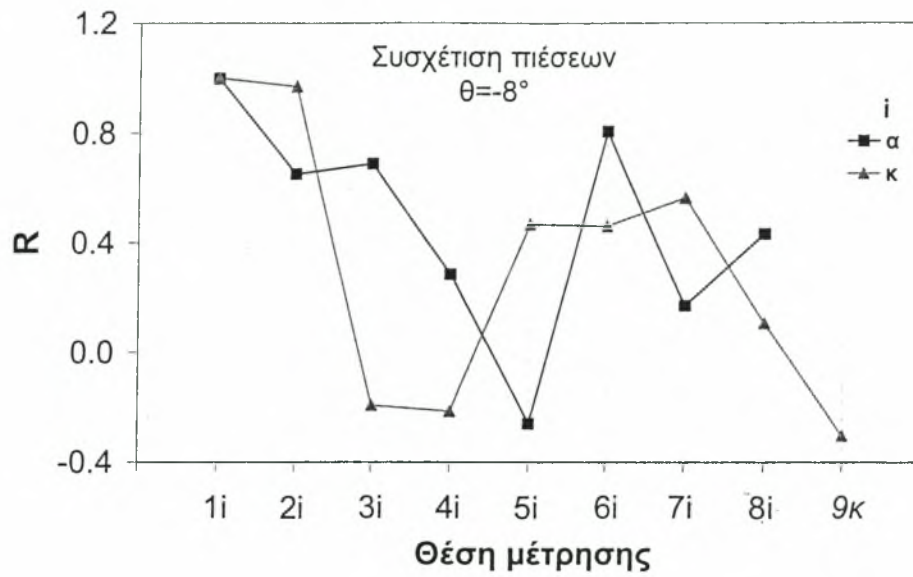
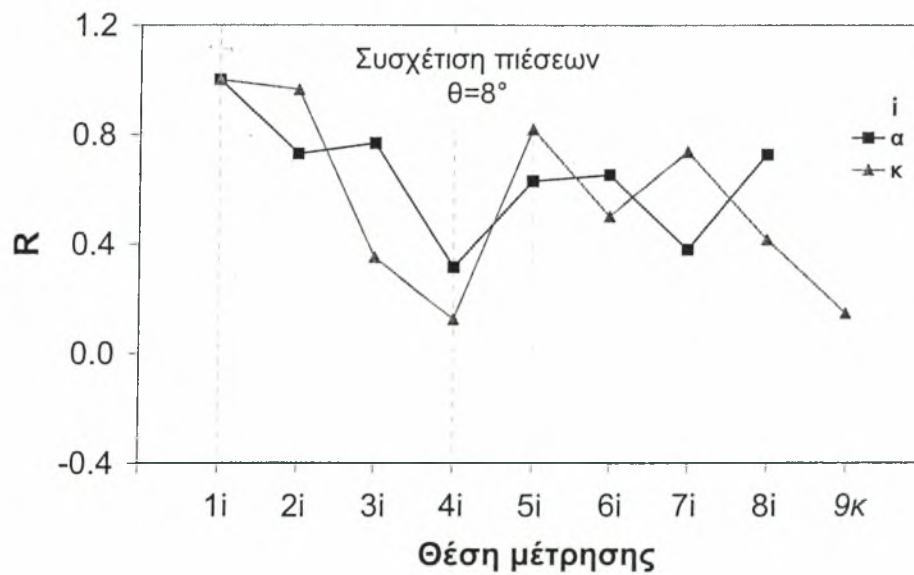


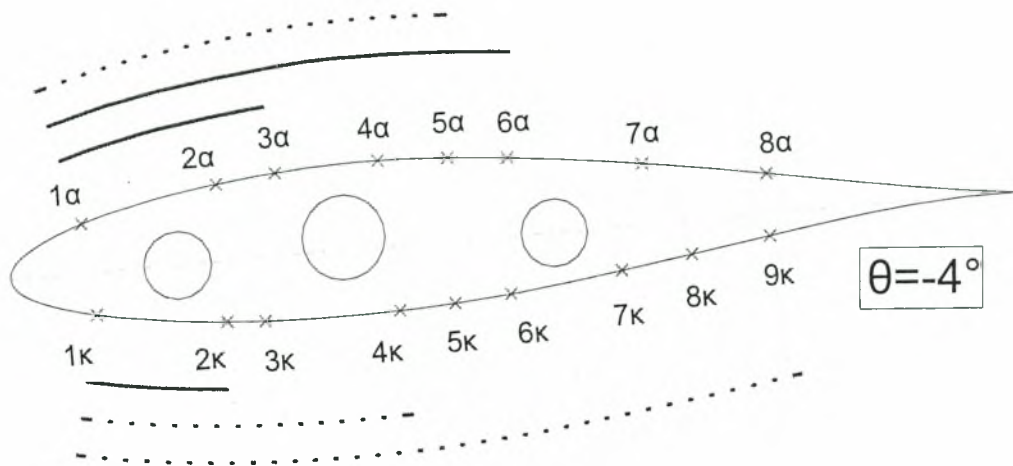
Σχήμα 5.68: Μέση περίοδος ασταθούς πίεσης, $\theta=8^\circ$.

Στα Σχήματα 5.69-5.71 που ακολουθούν δίνονται οι συσχετίσεις των θέσεων μέτρησης σε αντιστοιχία με το Σχήμα 5.56 για τις γωνίες τοποθέτησης που μελετήθηκαν παραπάνω, ενώ στα Σχήματα 5.72-5.74 συνοψίζονται σε σκαρίφημα τα αποτελέσματα (όπως στο Σχήμα 5.57).

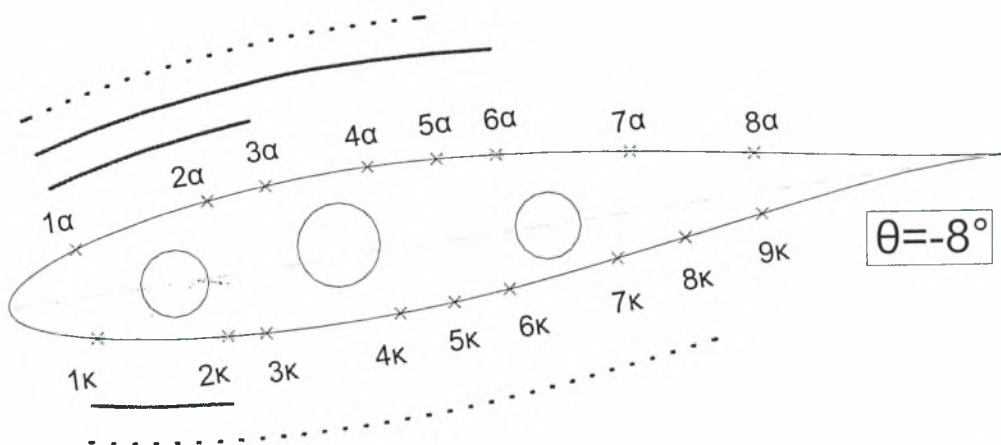


Σχήμα 5.69: Συσχέτιση πιέσεων για την πλευρά αναρρόφησης και κατάθλιψης, $\theta = -4^\circ$.

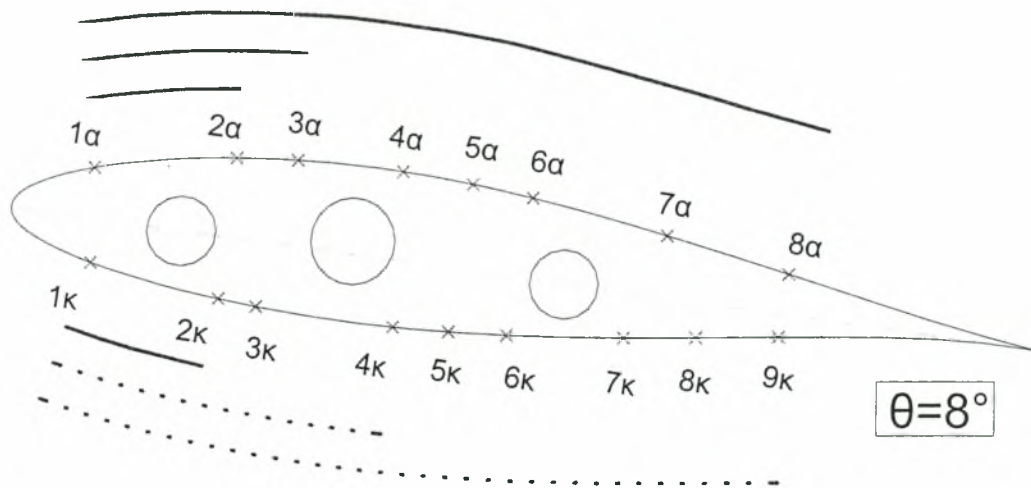
Σχήμα 5.70: (όμοια με Σχήμα 5.69, $\theta = -8^\circ$).Σχήμα 5.71: (όμοια με Σχήμα 5.69, $\theta = 8^\circ$).



Σχήμα 5.72: (όμοια με Σχήμα 5.57, $\theta = -4^\circ$).



Σχήμα 5.73: (όμοια με Σχήμα 5.57, $\theta = -8^\circ$).



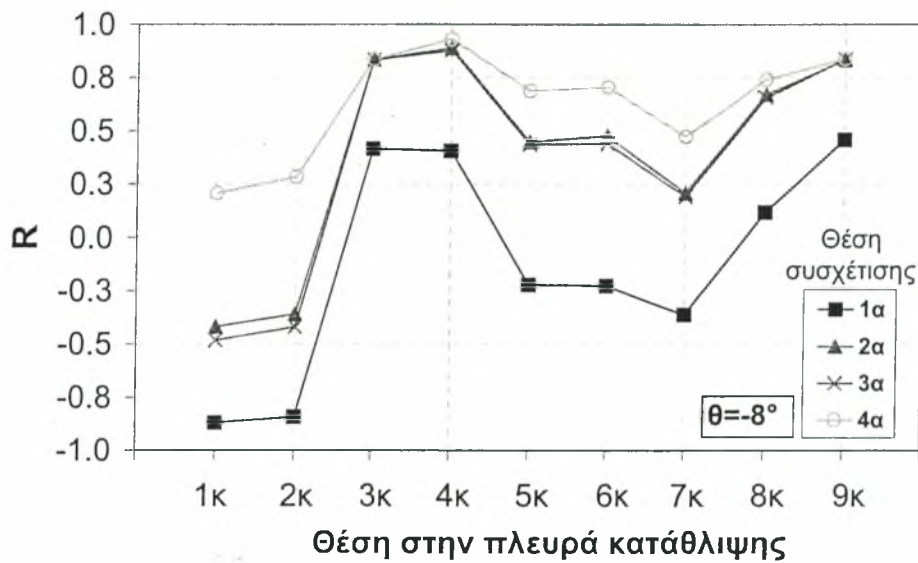
Σχήμα 5.74: (όμοια με Σχήμα 5.57, $\theta=8^\circ$).

Για $\theta=-4$ και -8° οι μεταβολές της ασταθούς πίεσης είναι σε συγχρονισμό μεταξύ της θέσης 1α και των 3α και 6α. Αντίθετα η θέση 2α συσχετίζεται με την θέση 1α με χαμηλότερο βαθμό σε σχέση με την οριζόντια τοποθέτηση, ενώ σε αρνητική συσχέτιση είναι πλέον η θέση 5α. Στην πλευρά κατάθλιψης οι μεταβολές όσο αφορά την συσχέτιση των θέσεων με την 1κ δεν είναι έντονες με κύρια διαφοροποίηση την μετατόπιση της θέσης αρνητικής συσχέτισης από την 9κ στην 8κ για $\theta=-8^\circ$.

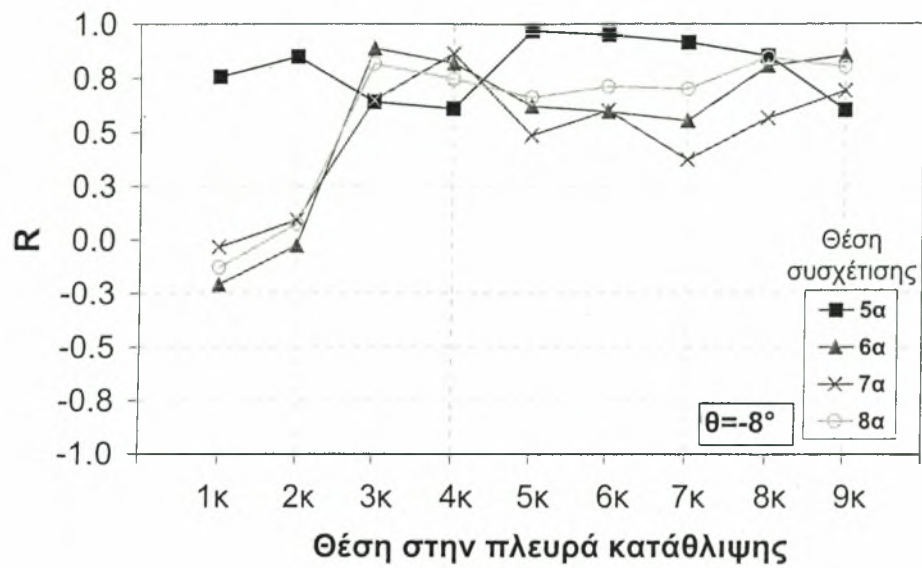
Η τοποθέτηση του πτερύγιου με θετική γωνία δεν φαίνεται να αλλοιώνει σημαντικά τη διαφοροποίηση της ασταθούς πίεσης από τη μια θέση στην άλλη. Η σημαντικότερη διαφοροποίηση σε σχέση με το οριζόντιο πτερύγιο είναι μεταβολή της αρνητικής συσχέτισης σε θετική όσο αφορά τις θέσεις 8α και 1α.

Τέλος οι συσχετίσεις μεταξύ των θέσεων της πλευράς αναρρόφησης και κατάθλιψης δίνεται στα Σχήματα 5.75 και 5.76 ($\theta=-8^\circ$) και Σχήματα 5.77 και 78 ($\theta=8^\circ$) σε αντιστοιχία με τα Σχήματα 5.58 και 5.59. Σε σχέση με την οριζόντια τοποθέτηση παρατηρείται Όπως παρατηρείται για $\theta=8^\circ$ εξασθενεί η ισχυρή αρνητική συσχέτιση της 1α με την 2κ. Ακόμη η έλλειψη συσχέτισης της θέσης 6κ «μεταφέρεται» στην θέση 5κ ενώ όμοια συμπεριφορά παρουσιάζεται και στις 2κ και 7κ. Για τοποθέτηση του

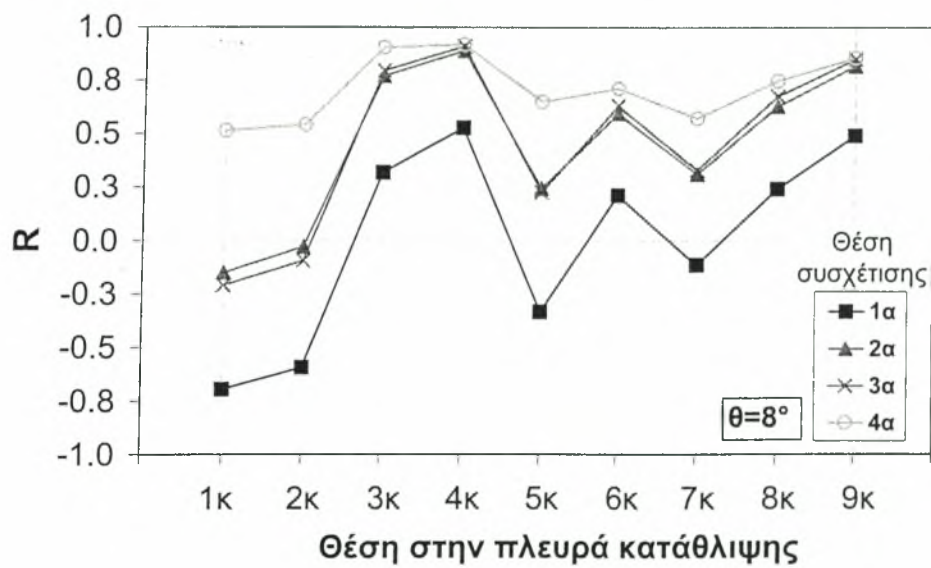
πτερυγίου σε γωνία $\theta = -8^\circ$ δεν διαφοροποιούνται οι αρνητικές συσχετίσεις του οριζώντιου πτερυγίου. Ακόμη όλες οι υπόλοιπες θέσεις παρουσιάζουν συσχέτιση με τις αντίστοιχες της άλλης πλευράς, με εξαίρεση τις θέσεις 7α και 7κ.

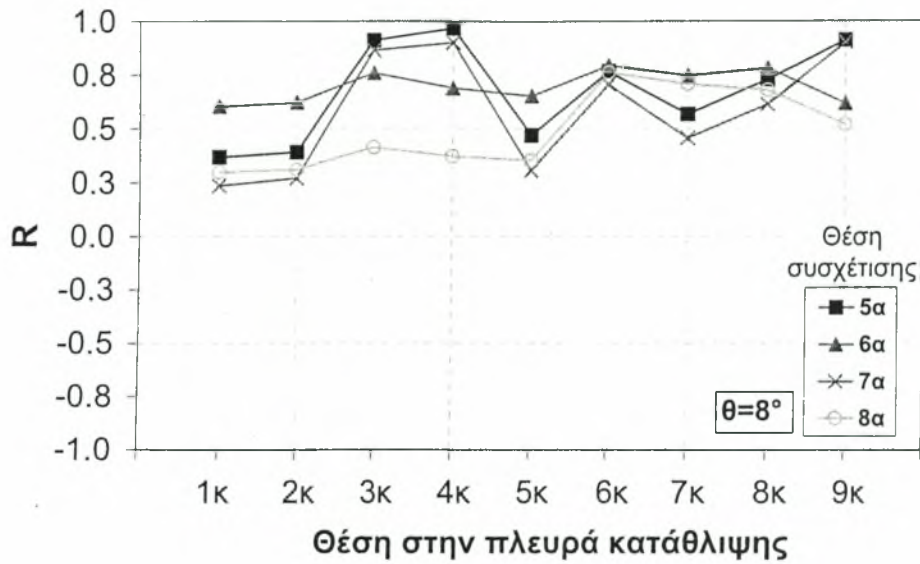


Σχήμα 5.75: Συσχέτιση πιέσεων πλευράς αναρρόφησης-κατάθλιψης, $\theta = -8^\circ$.



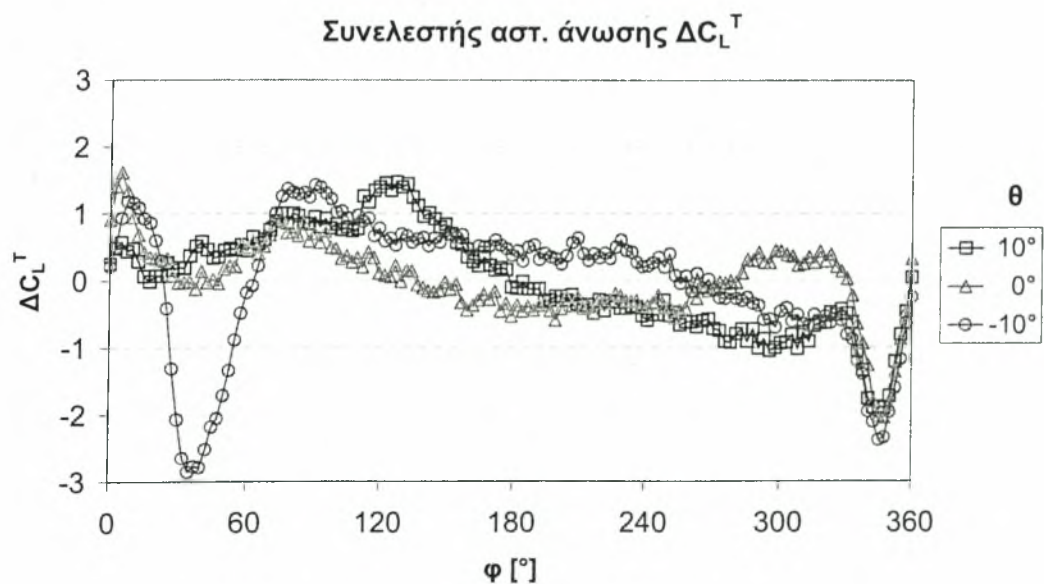
Σχήμα 5.76: (όμοια με Σχήμα 5.75)

Σχήμα 5.77: Συσχέτιση πιέσεων πλευράς αναρρόφησης-κατάθλιψης, $\theta = 8^\circ$.



Σχήμα 5.78: (όμοια με Σχήμα 5.77)

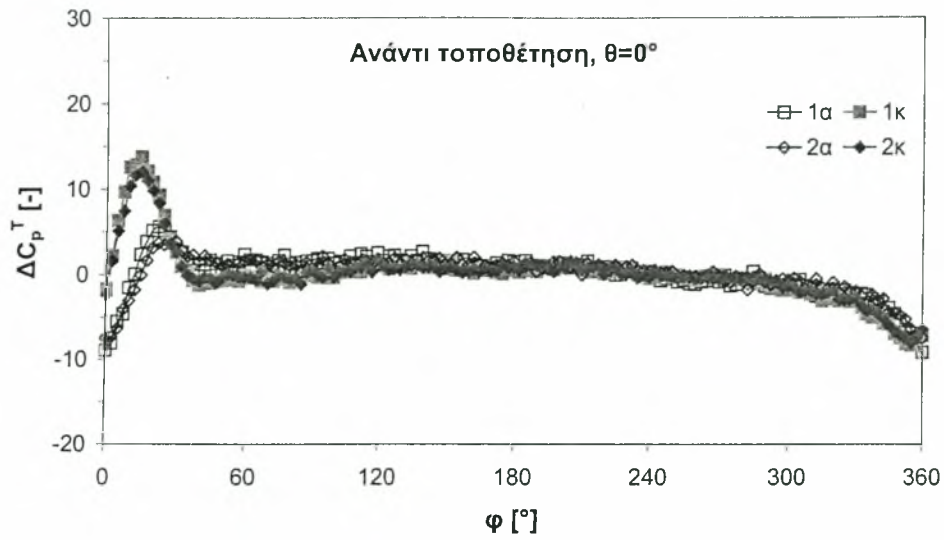
Η επίδραση της θ στην ασαθή άνοση φαίνεται στο Σχήμα 5.79 που ακολουθεί.

Σχήμα 5.79: Συντελεστής ασαθούς άνοσης συναρτήσει της θ .

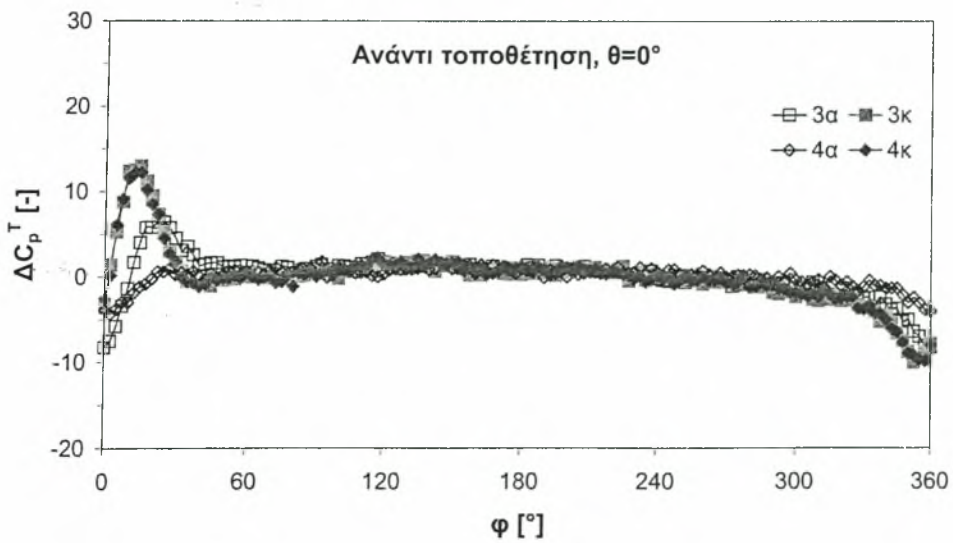
Για $\theta=10^\circ$ η καμπύλη δεν διαφέρει δραματικά από την αντίστοιχη της οριζόντιας τοποθέτησης. Η διέλευση του απορρεύματος γίνεται εμφανής με μια πιο διευρυμένη διαταραχή. Για αρνητική γωνία τοποθέτησης υπάρχει σημαντική αλλαγή στη θέση αυτή. Ο συντελεστής ασταθούς άνωσης εμφανίζει ραγδαία πτώση. Η αρνητική αυτή κορυφή, που συμβαίνει όταν το μέτωπο του απορρεύματος είναι σχεδόν κάθετο στην χορδή του περυγίου (Σχήμα 5.40), συμπίπτει με την αντίστοιχη που περιγράφεται από τους Graham και Braun για κατάντι απόσταση 3D. (Ενότητα 2.3.1. Πραγματικό Πρόβλημα). Μια τέτοια πτώση θα μπορούσε να δικαιολογηθεί με την δημιουργία φουσαλίδας ανακυκλοφορίας και αποκόλληση του οριακού στρώματος (*dynamic stall*). Αξιοσημείωτο είναι ότι το τοπικό ελάχιστο που αποδόθηκε στην εισαγωγή του κυλίνδρου στη ροή (ελάχιστο περί τη θέση $\varphi=330^\circ$) δεν επηρεάζεται από την θ και είναι εμφανές και στις τρεις καμπύλες. Η διακύμανση της ασταθούς άνωσης στην διάρκεια της περιόδου για $\theta=-10^\circ$ είναι αρκετά έντονη της τάξης 0,96, ενώ για $\theta=10^\circ$ είναι 0,75 (όπως κατά την ημιτονοειδή φόρτιση).

5.4.6. Ανάντι τοποθέτηση

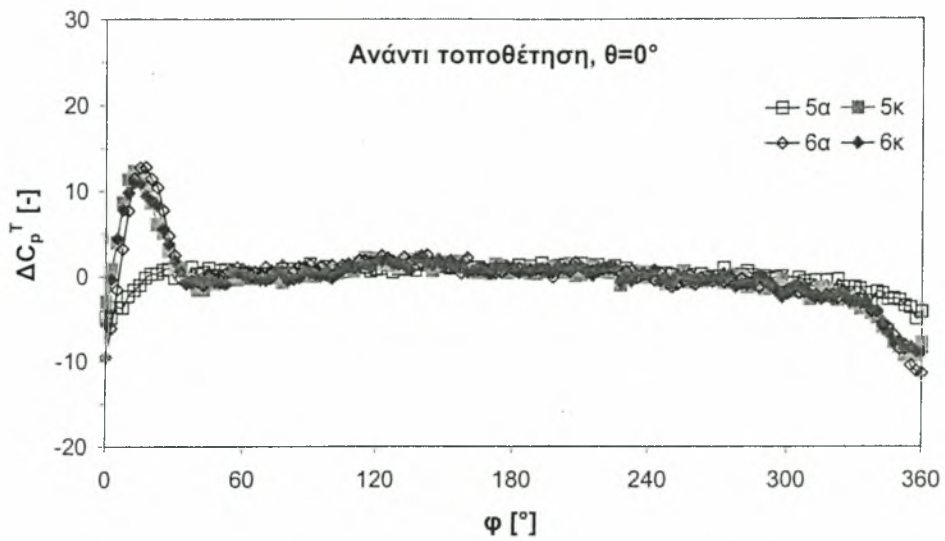
Στα Σχήματα 5.80-5.83 παρουσιάζεται ο ΔC_p^T για τις διάφορες θέσεις κατά την ανάντι τοποθέτηση. Είναι εμφανής η ομοιομορφία και ομαλότητα της μορφής των μέσων περιόδων σε σχέση με τα αντίστοιχα διαγράμματα του κατάντι πειράματος (Ενότητα 5.3.1. Διανομή Ασταθών Πίεσεων). Σε όλες τις θέσεις είναι εμφανείς οι διαταραχές που οφείλονται στην είσοδο του κυλίνδρου στη ροή, όπως έχει προαναφερθεί. Στις καμπύλες εμφανίζεται περί την θέση $\varphi=10^\circ$ μια κορυφή, αντίστοιχη της οποίας εμφανίζεται και στο κατάντι πείραμα, αλλά προγενέστερα (περί τη θέση $\varphi=355^\circ$). Σε κάθε περίπτωση κορυφή αυτή είναι αρκετά χαμηλότερη από τις αντίστοιχες του κατάντι πειράματος. Στις καμπύλες 4α και 5α οι διαταραχές αυτές είναι ομαλότερες. Η ομοιομορφία των καμπυλών που προαναφέρθηκε φαίνεται ξεκάθαρα στη συνάρτηση ετεροσυσχέτισης των διαφόρων θέσεων που παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.84.



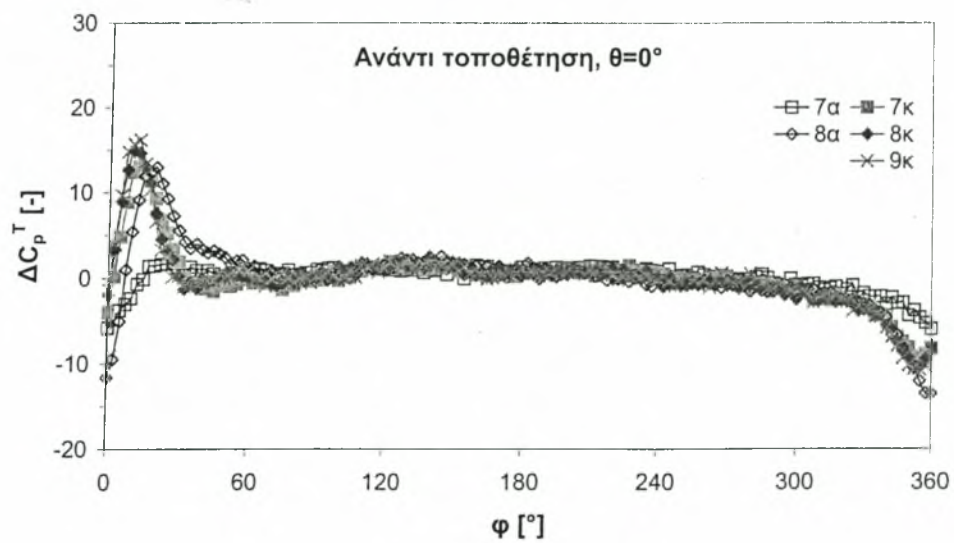
Σχήμα 5.80: Μέση περίοδος ασταθούς πίεσης.



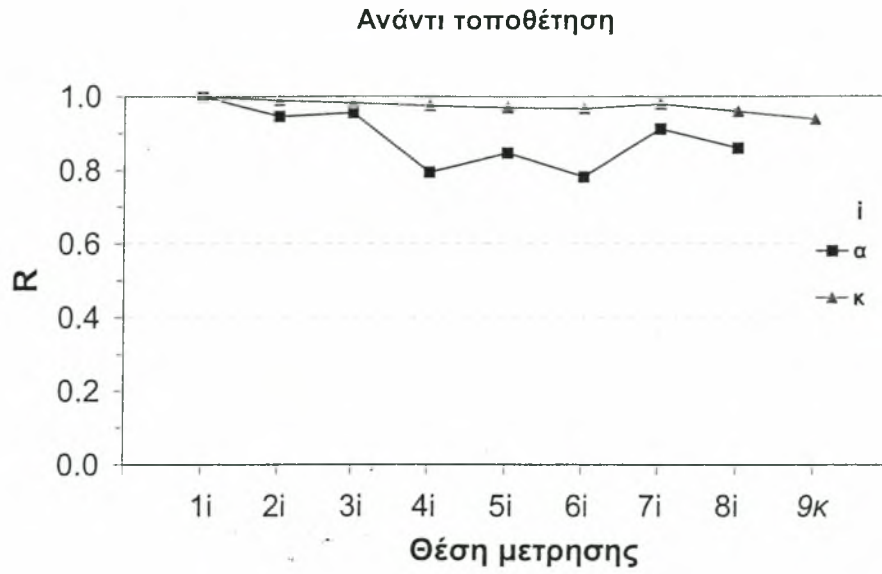
Σχήμα 5.81: (όμοια με Σχήμα 5.80)



Σχήμα 5.82: (όμοια με Σχήμα 5.80)

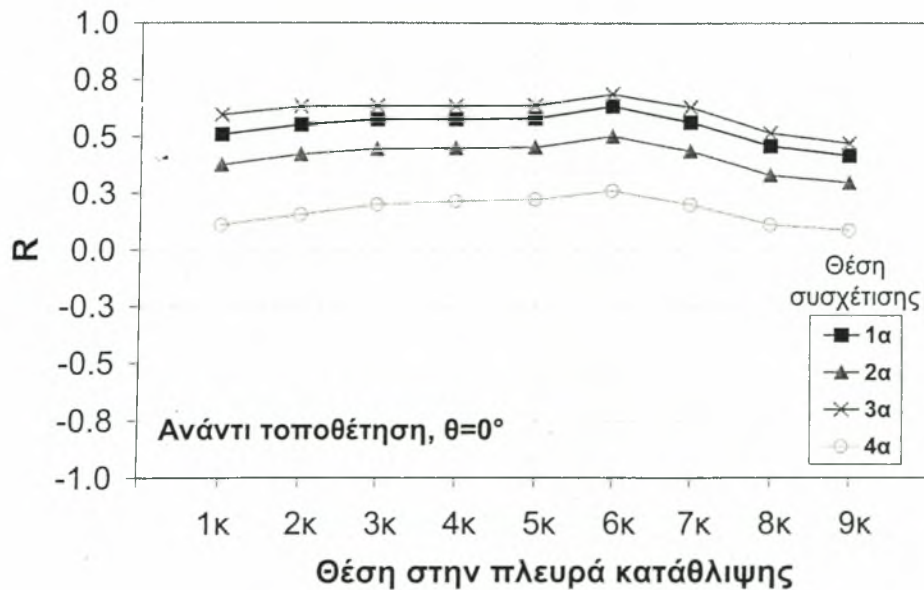


Σχήμα 5.83: (όμοια με Σχήμα 5.80)

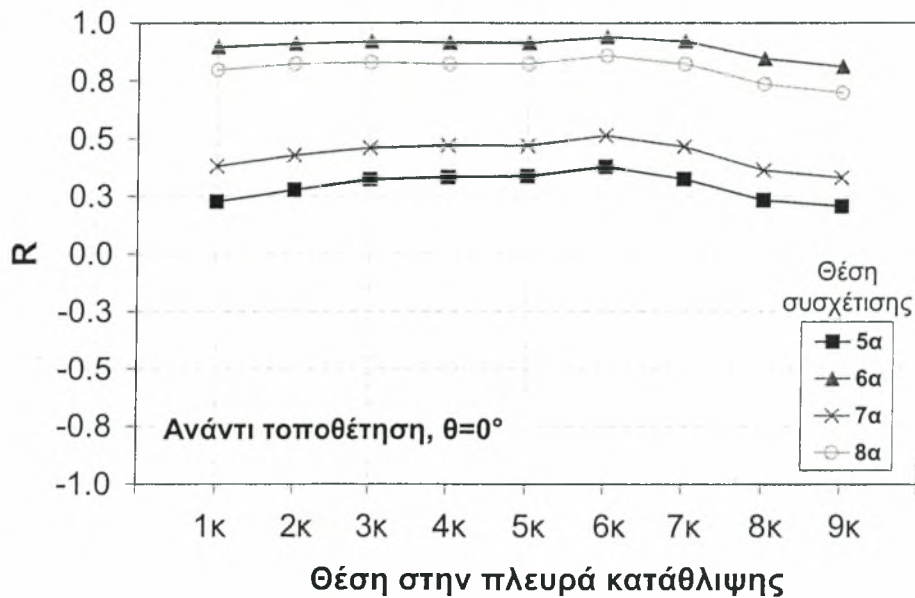


Σχήμα 5.84: Συσχέτιση πιέσεων για την πλευρά αναρρόφησης και κατάθλιψης.

Από την συσχέτιση των θέσεων της πλευράς αναρρόφησης και κατάθλιψης (Σχήματα 5.85 και 5.86) προκύπτει ότι ισχυρή συσχέτιση υπάρχει μόνο για τις θέσεις 6α και 8α με όλες τις θέσεις της άλλης πλευράς.

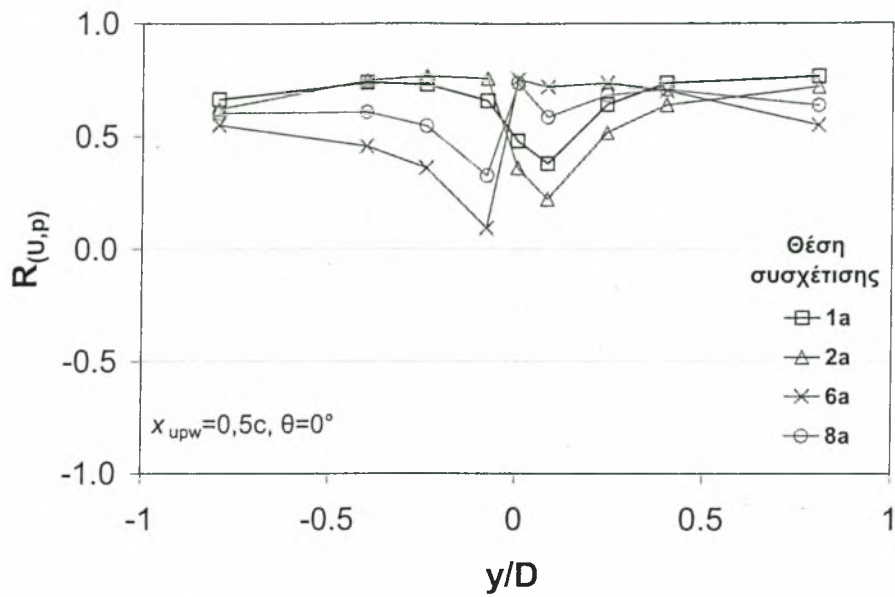


Σχήμα 5.85: Συσχέτιση πιέσεων μεταξύ πλευράς αναρρόφησης και πλευράς κατάθλιψης.

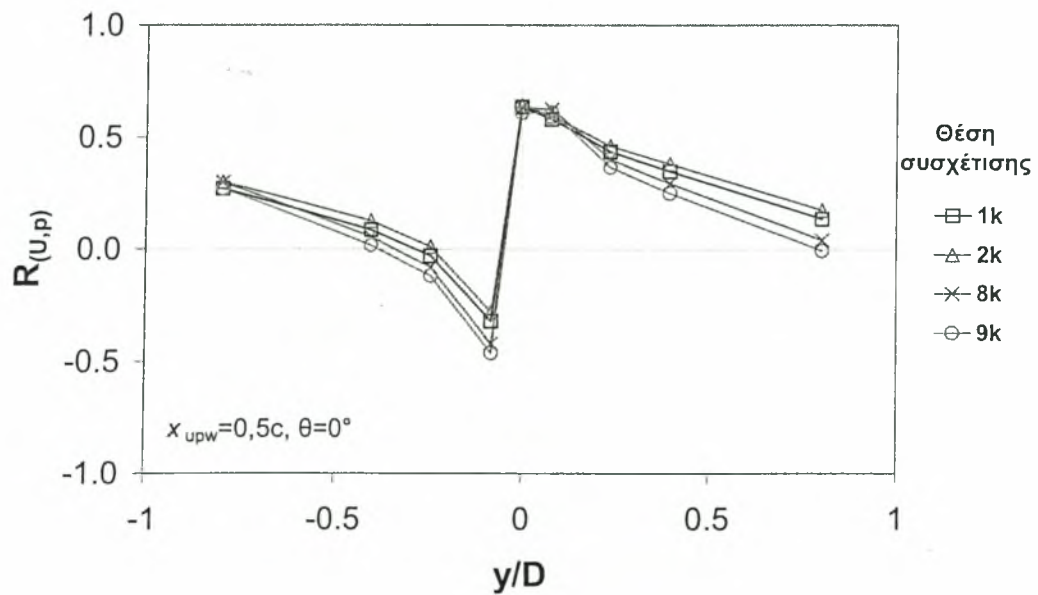


Σχήμα 5.86: (όμοια με Σχήμα 5.85)

Η συσχέτιση των πιέσεων με τις ταχύτητες που μετρήθηκαν κατάντι του πτερυγίου ($\chi_{\text{υρ}\omega}=0,5\text{c}$) παρουσιάζεται στα Σχήματα 5.87 και 5.88. Όπως φαίνεται από την πλευρά αναρρόφησης στην περιοχή της ακμής προσβολής (1α και 2α) εμφανίζεται συσχέτιση σε σημαντικό βαθμό με την ταχύτητα στο επίπεδο του πτερυγίου ($y=0$). Στην περιοχή της ακμής φυγής (6α και 8α) η συσχέτιση είναι σημαντική αμέσως κάτω από το επίπεδο του πτερυγίου. Από την πλευρά κατάθλιψης η συσχέτιση είναι ασθενέστερη αλλά υπαρκτή για τις μετρήσεις ταχύτητας στο επίπεδο του πτερυγίου. Δηλαδή, σε όλη την περιφέρεια του πτερυγίου, πλην μιας περιοχής στην ακμή προσβολής από την πλευρά αναρρόφησης, οι μεταβολές της ασταθούς πίεσης είναι ανάλογες των μεταβολών στην ταχύτητα που μετρώνται πίσω από την ακμή φυγής

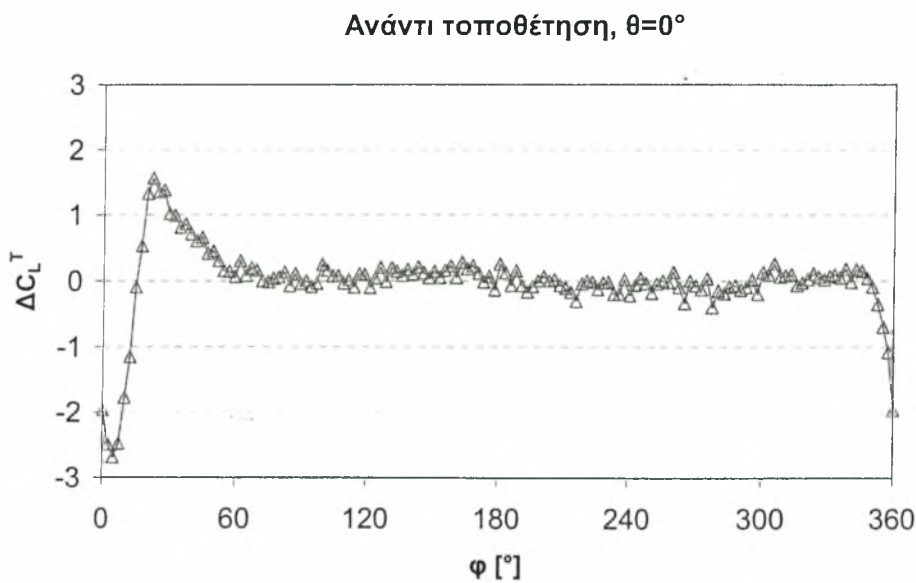


Σχήμα 5.87: Συσχέτιση πιέσεων-ταχύτητας στη θέση $x_{upw}=0,5c$, πλευρά αναρρόφησης.



Σχήμα 5.88: (όμοια με Σχήμα 5.87, πλευρά κατάθλιψης).

Η ασταθής άνωση δεν παρουσιάζει έντονες διακυμάνσεις, παρά μόνο κατά την διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του περυγίου (Σχήμα 5.89). Η αρνητική τιμή του ΔC_L^T περί τη θέση $\varphi=5^\circ$ μπορεί να αποδοθεί στην διαταραχή που επάγει ο κύλινδρος που τέμνει εγκάρσια τη ροή με μεγάλη ταχύτητα (όπως εξηγείται στην Ενότητα 5.2.3. Οπτικοποίηση της Ροής) και ενδεχόμενη αποκόλληση του οριακού στρώματος στο περύγιο. Η διακύμανση της ασταθούς άνωσης στην διάρκεια της περιόδου είναι της ίδια τάξης με την κατάντι τοποθέτηση 0,5.



Σχήμα 5.89: Συντελεστής ασταθούς άνωσης για την ανάντι τοποθέτηση.

5.4.7. Ενδεικτικά Συμπεράσματα

- Η διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος επιφέρει περί την ακμή προσβολής αύξηση της ασταθούς πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης και μείωση στην πλευρά κατάθλιψης, όπως όταν διέρχεται δίνη κατά το πρόβλημα BVI.
- Οι μεταβολές των ασταθών πιέσεων στην περιοχή μετά το μέγιστο πάχος της αεροτομής (6α και 6κ) φαίνεται να διαφοροποιούνται από τις γειτονικές τους θέσεις. Η συμπεριφορά αυτή θα μπορούσε να

δικαιολογηθεί, αν γύρω από τις θέσεις αυτές υπάρχει φουσαλίδα αποκόλλησης για κάποιο χρονικό διάστημα της περιόδου.

- Οι μεταβολές της ασταθούς πίεσης περί την ακμή προσβολής του πτερυγίου συσχετίζονται έντονα με τις διακυμάνσεις της ταχύτητας κατάντι του πτερυγίου. Κάτι τέτοιο δεν ισχύει για τις διακυμάνσεις της ταχύτητας ανάντι από το πτερύγιο. Δηλαδή η παρακολούθηση της περιοδικής τύρβης στο σύνθετο απόρρευμα μπορεί να φανερώσει και την κατανομή της ασταθούς πίεσης στην περιοχή της ακμής προσβολής του πτερυγίου
- Η παρέκκλιση της ροής από την οριζόντια κατεύθυνση, που οφείλεται στην διέλευση του κυλίνδρου ανάντι από το πτερύγιο, προκαλεί σημαντική μείωση της ασταθούς άνωσης. Η αρνητική αυτή τιμή της άνωσης ($\Delta C_L^T = -2$), δημιουργείται ενδεχόμενα λόγω στιγμιαίας απώλειας στήριξης.
- Η διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος του κυλίνδρου περί το πτερύγιο προσδίδει στον ΔC_L^T την τιμή 0,8 (όπως και η στατική άνωση γωνία προσβολής 8°), ενδεχόμενα λόγω της αυξημένης γωνίας πρόσπτωσης με την οποία κινείται το απόρρευμα.
- Η τοποθέτηση του πτερυγίου σε γωνία $\theta = 10^\circ$ δεν επιφέρει σημαντικές αλλαγές στην κατανομή των ασταθών πιέσεων και στον ΔC_L^T . Αντίθετα για αρνητική γωνία $\theta = -10^\circ$ παρουσιάζεται απώλεια στήριξης κατά την χρονική περίοδο της διέλευσης του απορρεύματος του κυλίνδρου. Η συμπεριφορά αυτή έχει παρατηρηθεί και κατά την μελέτη του πραγματικού προβλήματος, όπου η σχετική θέση απορρεύματος-πτερυγίου είναι σε αντιστοιχία με το πείραμα για $\theta = -10^\circ$ (Ενότητα 2.3.1. Πραγματικό Πρόβλημα).
- Όμοια συμπεριφορά έχει και ο συντελεστής ασταθούς άνωσης, ΔC_L^T . Η έντονη αρνητική τιμή που παρουσιάζεται κατά την διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του πτερυγίου, ενδεχόμενα να οφείλεται στην παρέκκλιση της ροής από την οριζόντια κατεύθυνση, που εντοπίστηκε κατάντι του κυλίνδρου.

- Η διακύμανση της φόρτισης του πτερυγίου ανέρχεται για $\theta=0^\circ$ σε 0,51 για $\theta=10^\circ$ σε 0,75 και για $\theta=-10^\circ$ σε 0,96. Δηλαδή στην περίπτωση της λειτουργίας του πτερυγίου (σε γωνία προσβολής της τάξης των 10°) η δυναμική του φόρτιση μοιάζει με ημιτονοειδή. Τα στοιχεία αυτά είναι χρήσιμα από τεχνολογικής σκοπιάς π.χ. για έλεγχο του πτερυγίου σε δυναμική φόρτιση-κόπωση για μελέτη της αντοχής του.
- Κατά την ανάντι τοποθέτηση οι ασταθείς πιέσεις δεν παρουσιάζουν έντονες μεταβολές παρά μόνο την περίοδο που ο κύλινδρος διέρχεται από το επίπεδο του πτερυγίου, σε αναλογία με τις ταχύτητες που μετρώνται κατόντι της ακμής φυγής του πτερυγίου. Παρόλα αυτά η τυπική απόκλιση της ασταθούς άνωσης είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την κατόντι τοποθέτηση.

6. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

Το πρόβλημα που μελετάται εξετάστηκε και υπολογιστικά με την χρήση των εμπορικών πακέτων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής FLUENT 5.5.14 και CFX 5.6. Τα προγράμματα αυτά επιλύουν τις εξισώσεις διατήρησης της ορμής (*Navier-Stokes*) και συνέχειας που περιγράφουν την κατάσταση του ρευστού με την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων.

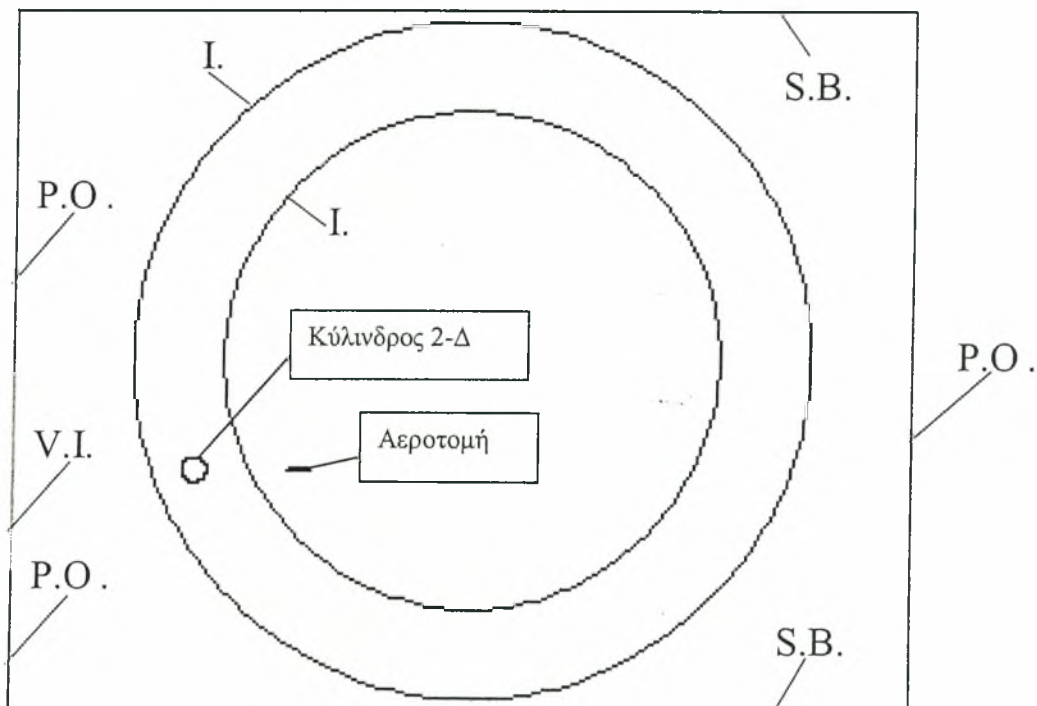
Η αριθμητική προσέγγιση είχε ως στόχο την υποστήριξη των πειραματικής εργασίας και χρησιμοποιήθηκε σαν ένα εργαλείο για την οπτικοποίηση της ροής και την κατανόηση των ροϊκών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα.

Προσομοιώθηκε αρχικά το ακριβές 2-Δ πρόβλημα που μελετήθηκε πειραματικά, διατηρώντας την κινηματική κίνηση του κυλίνδρου, τις διαστάσεις των μοντέλων και τις αποστάσεις μεταξύ τους καθώς και τα χαρακτηριστικά της αεροσήραγγας. Στην συνέχεια μελετήθηκε η επίδραση της παραμέτρου της μεταξύ τους απόστασης (κυλίνδρου-πτερυγίου), με την προσομοίωση του προβλήματος για διάφορες αποστάσεις. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα υπολογιστικά μοντέλα, οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν και δίνονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν κατά την προσέγγιση αυτή.

6.1. Υπολογιστική προσέγγιση Fluent

6.1.1. Σχεδιασμός Χώρου Ελέγχου

Με την χρήση του προγράμματος Gambit 1.3 που συνοδεύει το πακέτο FLUENT σχεδιάστηκε ο χώρος ελέγχου. Στο Σχήμα 6.1 που ακολουθεί φαίνονται οι οριακές συνθήκες μοντέλου.



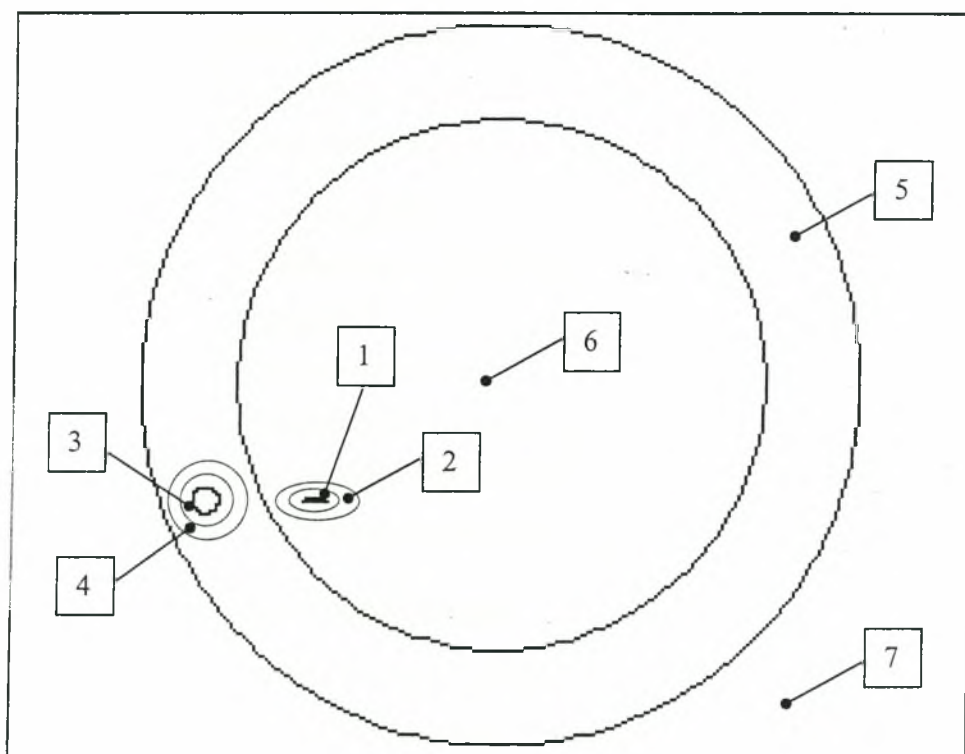
Σχήμα 6.1: Γεωμετρία και οριακές συνθήκες χώρου ελέγχου, V.I...velocity inlet, P.O...pressure outlet, S.B...solid boundary, I... interface.

Ο χώρος ελέγχου περικλείεται άνω και κάτω από στερεό τοίχωμα (S.B.), στα αριστερά του σχήματος είναι η έξοδος της αεροσήραγγας (V.I.), με μήκος 1m, το κέντρο της οποίας βρίσκεται σε ύψος 1,4 m από το κάτω στερεό τοίχωμα. Οι άλλες περιοχές που περιβάλλουν τον χώρο ελέγχου θεωρούνται ελεύθερες και χαρακτηρίζονται «έξοδοι ταχύτητας» (V.O.). Ο κύλινδρος είναι ένα στερεό σώμα κυκλικής γεωμετρίας (διαμέτρου 125 mm) τοποθετημένος αρχικά στην θέση $\varphi=0^\circ$ του Σχήματος 4.7. Το πτερύγιο είναι επίσης ένα στερεό σώμα με την μορφή της αεροτομής NACA

63₂-215 (χορδής 120 mm) και βρίσκεται στην αντίστοιχη θέση του Σχήματος 4.7. Για να γίνει δυνατή η περιστροφή του κυλίνδρου σχεδιάστηκε και μια περιοχή σχήματος κυκλικού δακτυλίου που περιέχει την τροχιά κίνησής του και τα όρια της καταχωρήθηκαν σαν διεπιφάνειες (I.).

6.1.2. Κατασκευή πλέγματος (*Grid Generation*)

Για την κατασκευή του πλέγματος ο χώρος χωρίστηκε σε επτά περιοχές (Σχήμα 6.2).



Σχήμα 6.2: Περιοχές με διαφορετικό πλέγμα.

Ο χωρισμός έγινε διότι η κάθε περιοχή έχει διαφορετικές απαιτήσεις όσο αφορά την επίλυση, άρα και το πλέγμα που θα κατασκευασθεί. Για παράδειγμα σε επαφή με το περύγιο είναι το οριακό στρώμα όπου απαιτείται πυκνότερη διακριτοποίηση για την επίτευξη της λύσης, πράγμα που δεν είναι τόσο έντονο στη περιοχή 7. Το πλέγμα που εφαρμόστηκε

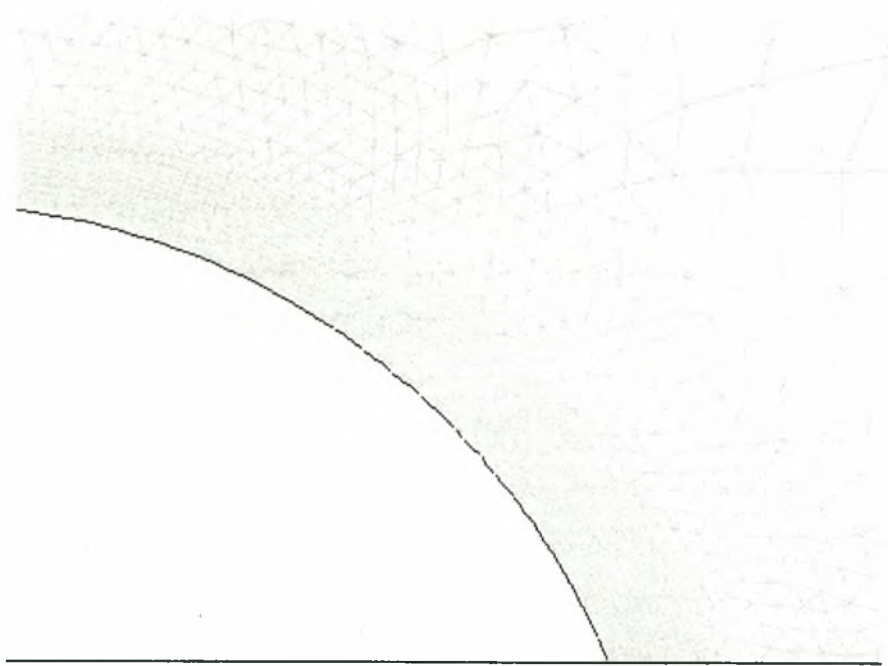
στην περιοχές που είναι σε επαφή με τα στερεά τοιχώματα του κυλίνδρου και του περυγίου (1 και 3 αντίστοιχα) ονομάζεται πλέγμα οριακού στρώματος (*boundary layer grid*), το οποίο αποτελείται από παραλληλόγραμμα στοιχεία, με κλιμακωτά αυξανόμενο μέγεθος. Σε όλες τις άλλες περιοχές κατασκευάστηκε τριγωνικό μη-δομημένο πλέγμα. Οι περιοχές 2 και 4 χρησιμοποιούνται για την μετάβαση από το τις περιοχές 1 και 3 με το πυκνό πλέγμα με τις περιοχές που τις περιβάλλουν και το πλέγμα είναι αραιότερο. Ενδεικτικά στο Σχήμα 6.3 παρουσιάζεται η δομή του πλέγματος κοντά στην επιφάνεια του κυλίνδρου, όπου διακρίνονται οι περιοχές 3, 4, και 5. Όμοια στο Σχήμα 6.4 φαίνονται οι αντίστοιχες περιοχές. Στην περιοχή 5 σχεδιάστηκε ξεχωριστά το πλέγμα, με στόχο την αναπαράσταση της κίνησης του κυλίνδρου με την τεχνική του ολισθαίνοντος πλέγματος (*sliding mesh technique*).

Με την χρήση του προγράμματος T-Filter 2.5 που περιλαμβάνεται στο πακέτο της Fluent συνδέθηκαν οι διαφορετικές περιοχές. Η σύνδεση αυτή αφορά τις διεπιφάνειες μεταξύ των περιοχών ώστε όλοι οι κόμβοι να είναι συνδεδεμένοι μεταξύ τους και από τις δύο πλευρές της διεπιφάνειας. Για να επιτευχθεί αυτό γίνονται, σε περιορισμένη κλίμακα, μετατροπές όσο αφορά της θέσεις των κόμβων στην περιοχή αυτή. Μετά από αυτό το συνολικό πλέγμα περιέχει περίπου 29.000 κόμβους.

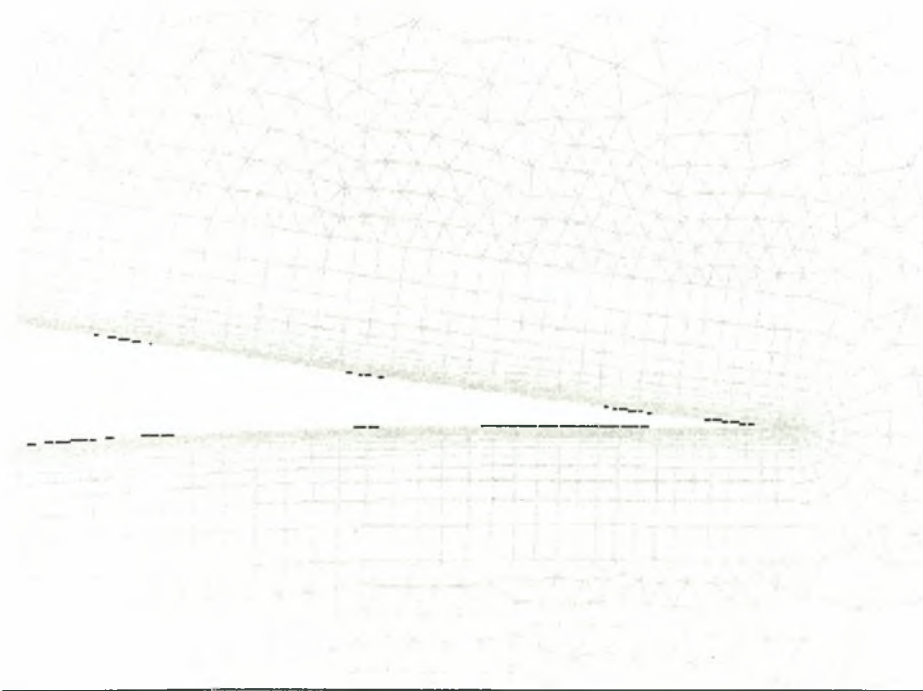
6.1.3. Παράμετροι προβλήματος

Η επίλυση είναι εξαρτώμενη από το χρόνο καθώς το πρόβλημα είναι περιοδικό και για αυτό εφαρμόστηκε η αντίστοιχη μέθοδος (*unsteady mode*). Αρχικά όμως το πρόβλημα επιλύθηκε σαν να ήταν χρονικά ανεξάρτητο (*steady*) και η όποια «λύση» επιτεύχθηκε, χρησιμοποιήθηκε ως η αρχική συνθήκη (*initialization*) για την επίλυση του κανονικού προβλήματος.

Εφαρμόστηκε το μοντέλο τύρβης k-ε και το LES (Large Eddy Simulation) με τις προκαθορισμένες παραμέτρους (k-ε: $C_\mu=0.09$, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$, LES: $C_s=0.125$).



Σχήμα 6.3: Μορφή πλέγματος κοντά στον κύλινδρο.



Σχήμα 6.4: Μορφή πλέγματος περί την ακμή φυγής του πτερυγίου.

Οι αρχικές οριακές συνθήκες για την έξοδο της αεροσήραγγας (V.I.) είναι οι αντίστοιχες του πειράματος, δηλαδή οριζόντια ταχύτητα 10 m/s και επίπεδο τύρβης 4%, ενώ για τις θέσεις P.O. ορίζεται η στατική πίεση (μηδενική υπερπίεση).

Το πρόβλημα μοντελοποιήθηκε 2-Δ. Η επίλυση έγινε με την μέθοδο *segregated*, με την οποία οι εξισώσεις (ορμής, συνέχεια και τύρβης) επιλύονται ξεχωριστά και με διαδοχικά βήματα επιδιώκεται η λύση (σύγκλιση).

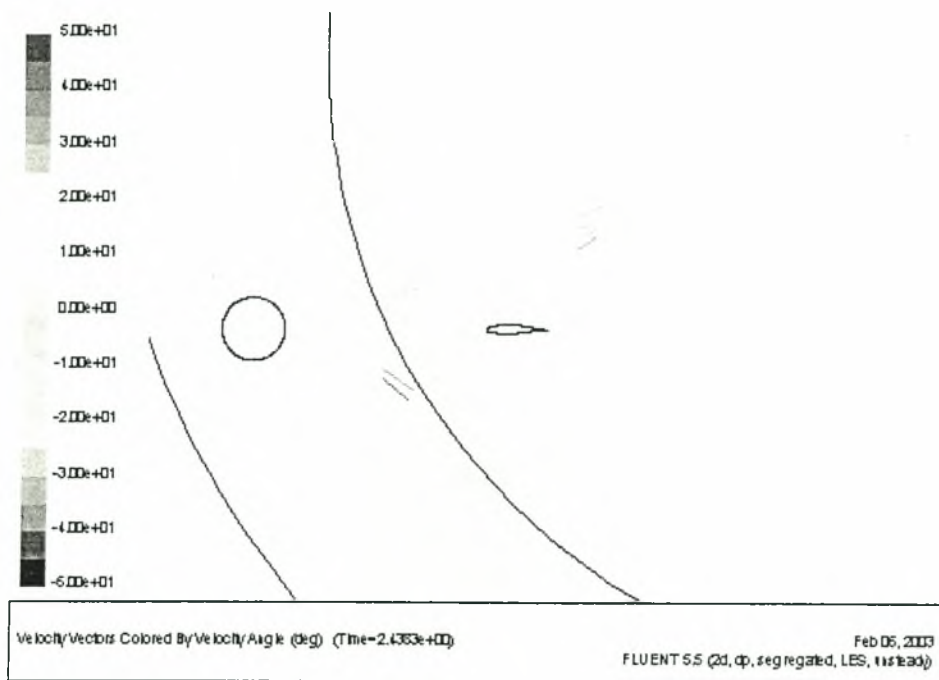
Η περιοχή του ολισθαίνοντος πλέγματος περιστρέφεται με την αντίστοιχη ταχύτητα του πειράματος ($\lambda=3,8$), και η περίοδος χωρίστηκε σε 1000 χρονικά βήματα. Ο μέγιστος αριθμός επαναλήψεων ανά χρονικό βήμα είναι 20 (προεπιλογή), και με αυτά τα δεδομένα φάνηκε να επιτυγχάνεται η λύση. Το πρόβλημα αρχικά επιλύθηκε για 10 περιστροφές και τα αποτελέσματα που δίνονται αφορούν την μεταγενέστερη κατάσταση.

6.1.4. Αποτελέσματα

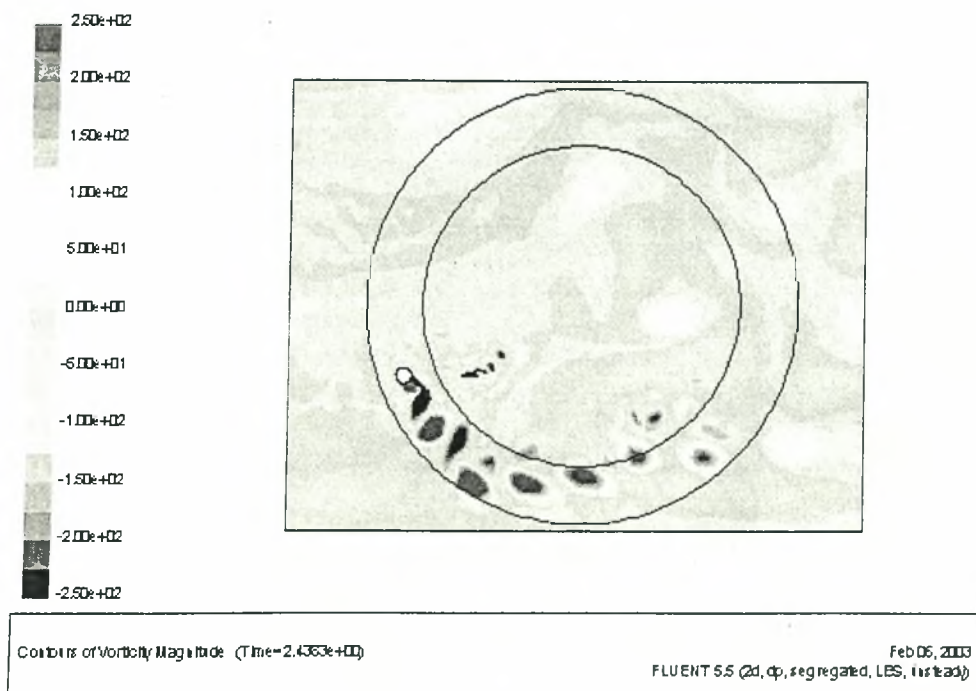
Στο Σχήμα 6.5 που ακολουθεί παρουσιάζονται τα διανύσματα της ταχύτητας στις θέσεις $x=1,6D$, $2,6D$ και $0,5c$ όταν ο κύλινδρος βρίσκεται στο επίπεδο του περυγίου. Όπως φαίνεται ανάντι του περυγίου αυτά εμφανίζονται στραμμένα προς τα κάτω. Η παρατήρηση αυτή επιβεβαιώνει την αντίστοιχη των μετρήσεων, που αποδίδεται στην διέλευση του κυλίνδρου. Στα επόμενα Σχήματα 6.6-6.13, παρουσιάζονται οι ισοϋψείς της στροβιλότητας για διάφορες θέσεις του κυλίνδρου. Στα διαγράμματα αυτά διακρίνεται ευκρινώς το απόρρευμα του κυλίνδρου και η εξέλιξή του (μέτωπο απορρεύματος). Στην θέση $\varphi=0^\circ$ φαίνεται ότι το απόρρευμα είναι αρκετά μακριά από το περύγιο, ενώ στην θέση $\varphi=35^\circ$ έχει προσεγγίσει το περύγιο. Ακόμα όμως, η ροή γύρω από αυτό παρουσιάζεται προσκολλημένη στο μεγαλύτερο μέρος της. Περί τη θέση $\varphi=70^\circ$ το απόρρευμα φαίνεται ότι έχει φθάσει το περύγιο. Η θέση αυτή είναι συμβατή με την ανάλυση της θέσης και τροχιάς του απορρεύματος με βάση την πειραματική διερεύνηση. Εκεί πλέον παρουσιάζονται έντονες διαταραχές στην πλευρά αναρρόφησης του περυγίου. Η επίδραση της

έκκεντρης κίνησης του κυλίνδρου εμφανίζεται στο απόρρευμα, το μέτωπο του οποίου έχει τη μορφή βέλους. Πάνω από το επίπεδο του πτερυγίου το μέτωπο σχηματίζει γωνία περίπου 55° με την οριζόντια διεύθυνση. Το απόρρευμα έχει απομακρυνθεί από το πτερύγιο στην θέση $\varphi=108^\circ$, παρόλα αυτά οι διαταραχές στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου παραμένουν. Στην θέση $\varphi=180^\circ$ το απόρρευμα, κατάντι του πτερυγίου, εμφανίζεται πλέον αποδιοργανωμένο.

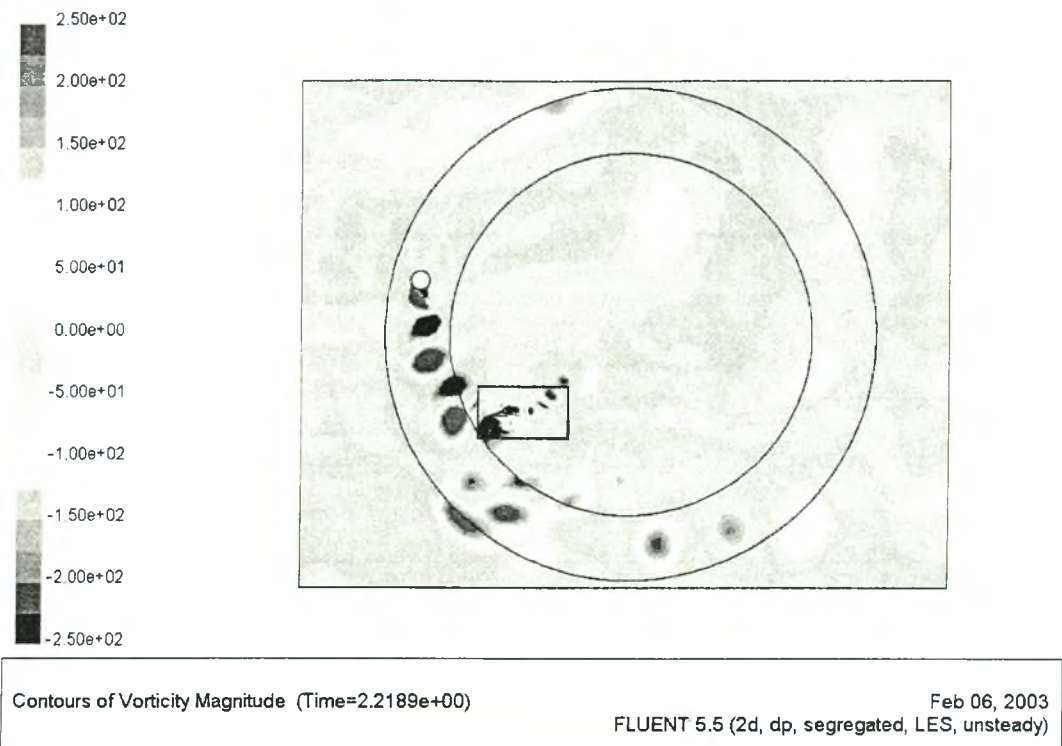
Τέλος στο Σχήμα 6.14 παρουσιάζεται η πειραματική καμπύλη του συντελεστή ασταθούς άνωσης, μαζί με την αντίστοιχη, όπως υπολογίστηκε με το μοντέλο k-ε. Στο διάγραμμα αυτό δεν εμφανίζεται η κορυφή της πειραματικής καμπύλης κατά την χρονική στιγμή της διέλευσης του απορρευμάτος. Αντίθετα η οξεία αρνητική κορυφή, η οποία αποδίδεται στην είσοδο του κυλίνδρου στην κύρια ροή, παρουσιάζει συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Ακόμη η διακύμανση της φόρτισής του πτερυγίου, όπως υπολογίστηκε ανέρχεται σε 0,45 ενώ η αντίστοιχη των πειραμάτων είναι 0,51. Όπως διαπιστώνεται η απόκλιση είναι της τάξης του 10% και εκτιμάται ότι η συμφωνία είναι σε ικανοποιητικό σημείο.



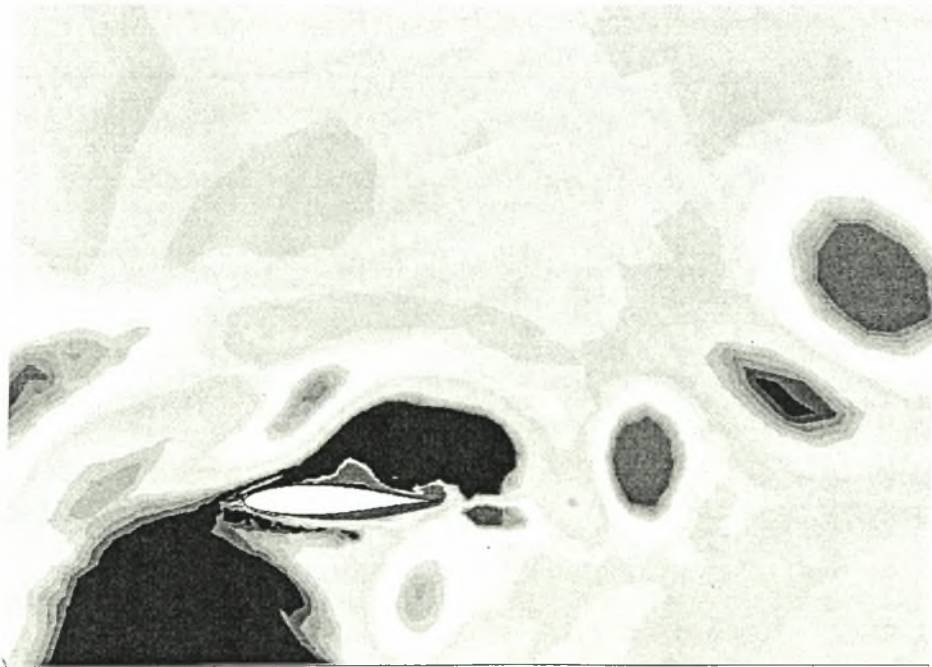
Σχήμα 6.5: Διανύσματα ταχύτητας στις θέσεις $x=0.16D$, $2.6D$ και $0.5c$, χρωματισμένα συναρτήσει της γωνίας τους.



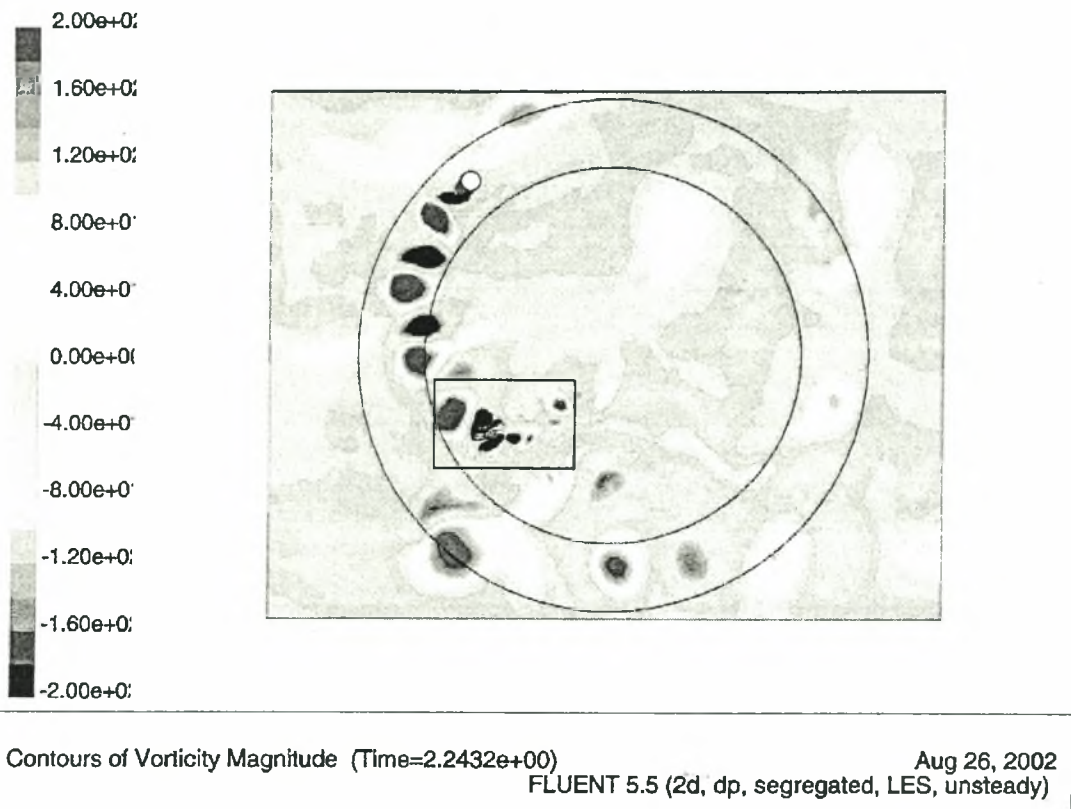
Σχήμα 6.6: Ισοψείς στροβιλότητας για τη θέση $\phi=0^\circ$.



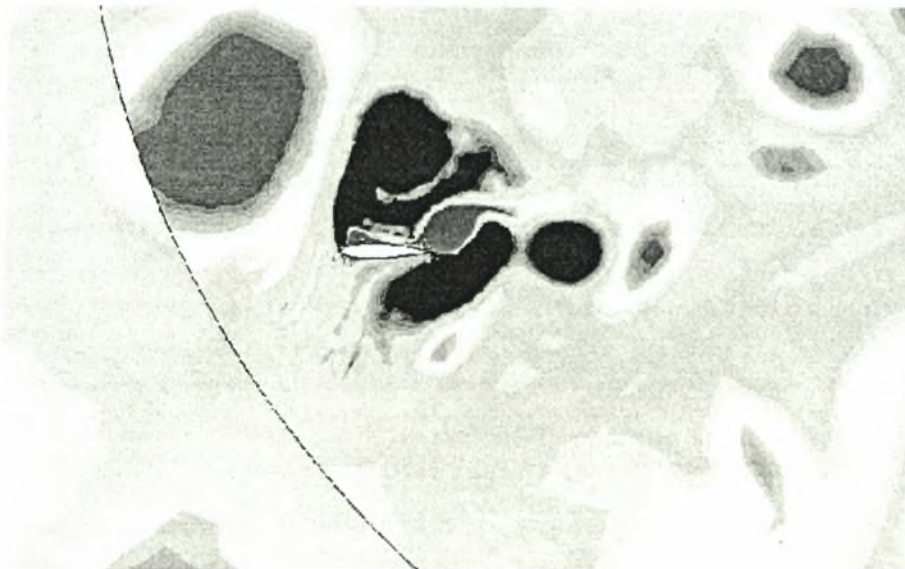
Σχήμα 6.7: Ισοϋψεις στροβιλότητας για τη θέση $\varphi=35^\circ$.



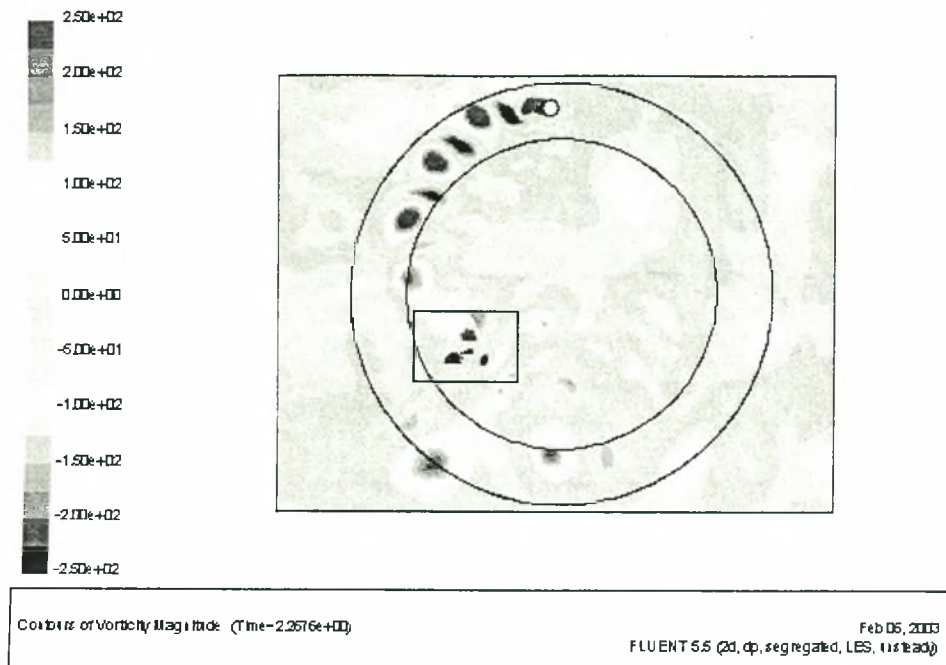
Σχήμα 6.8: Λεπτομέρεια Σχήματος 6.7.



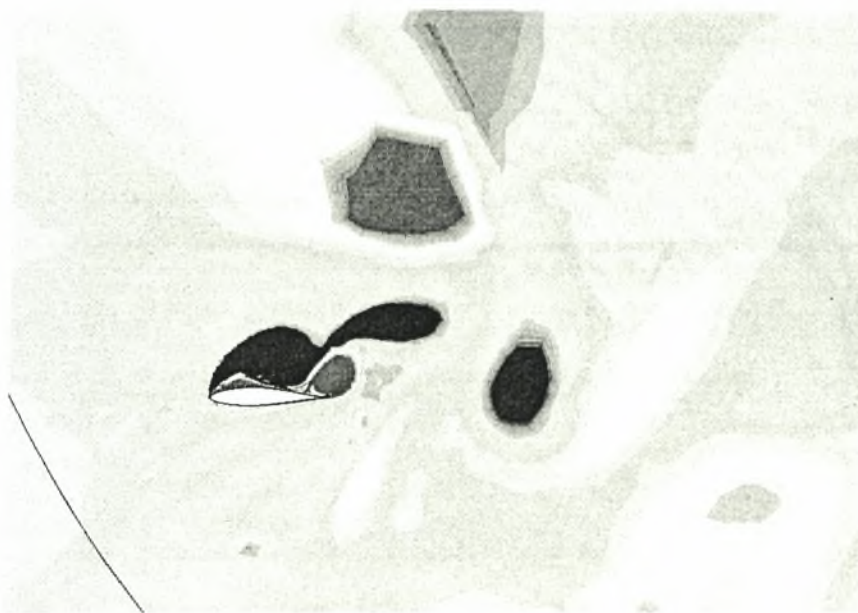
Σχήμα 6.9: Ισοϋψείς στροβιλότητας για τη θέση $\varphi=69^\circ$.



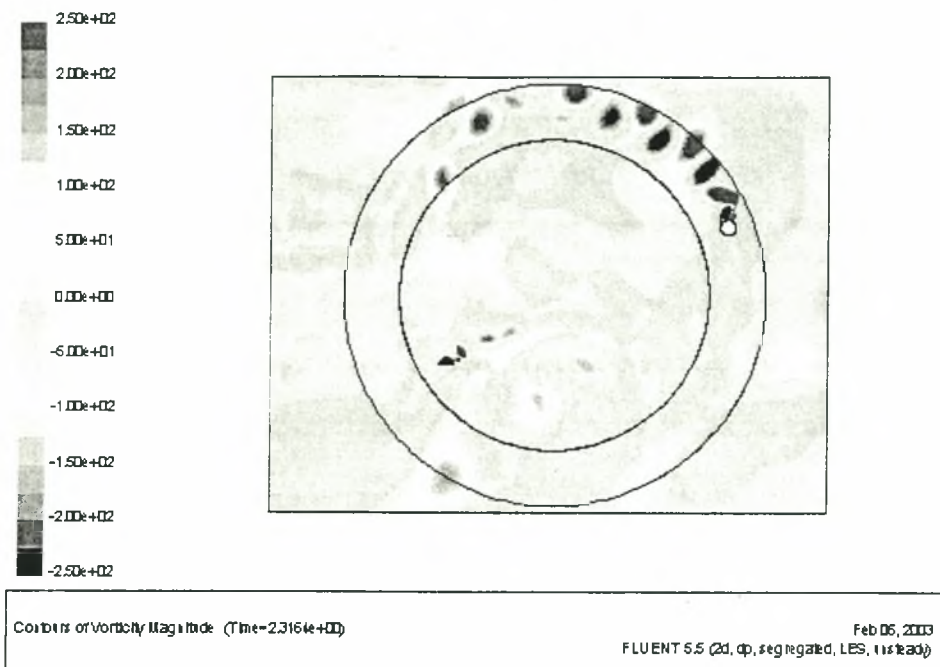
Σχήμα 6.10: Λεπτομέρεια Σχήματος 6.9.



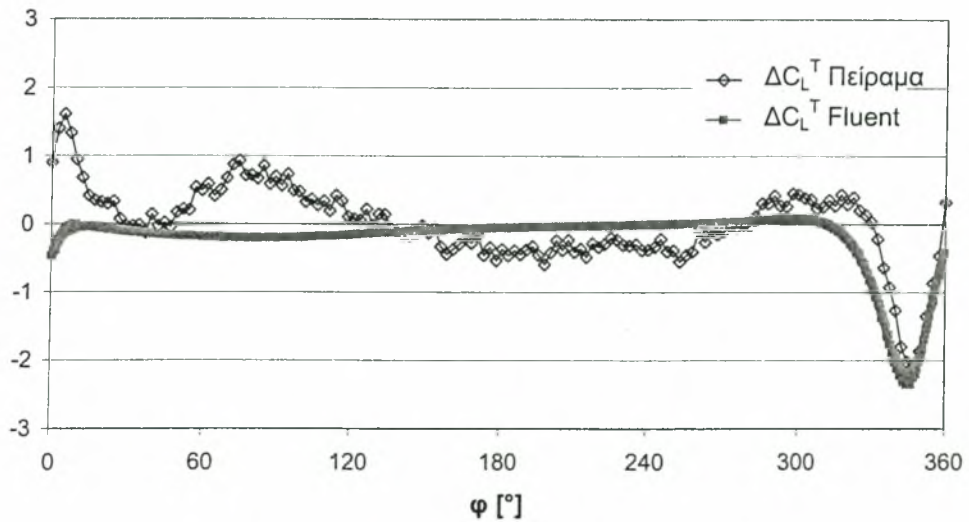
Σχήμα 6.11: Ισοψείς στροβιλότητας για τη θέση $\varphi=108^\circ$.



Σχήμα 6.12: Λεπτομέρεια Σχήματος 6.11.



Σχήμα 6.13: Ισοϋψείς στροβιλότητας για τη θέση $\phi=180^\circ$.



Σχήμα 6.14: Συγκριτική καμπύλη άνωσης.

6.2. Υπολογιστική προσέγγιση CFX

Η μελέτη του προβλήματος με την χρήση του πακέτου CFX 5.6 έγινε με την βοήθεια συνεργαζόμενης με το εργαστήριο ερευνητικής ομάδας, μέλη της οποίας είναι ο Δρ Γιώργος Θεοδωρίδης και ο Μηχ. Μηχανικός κος Σπύρος Λυσούδης.

6.2.1. Χώρος Ελέγχου-Κατασκευή πλέγματος

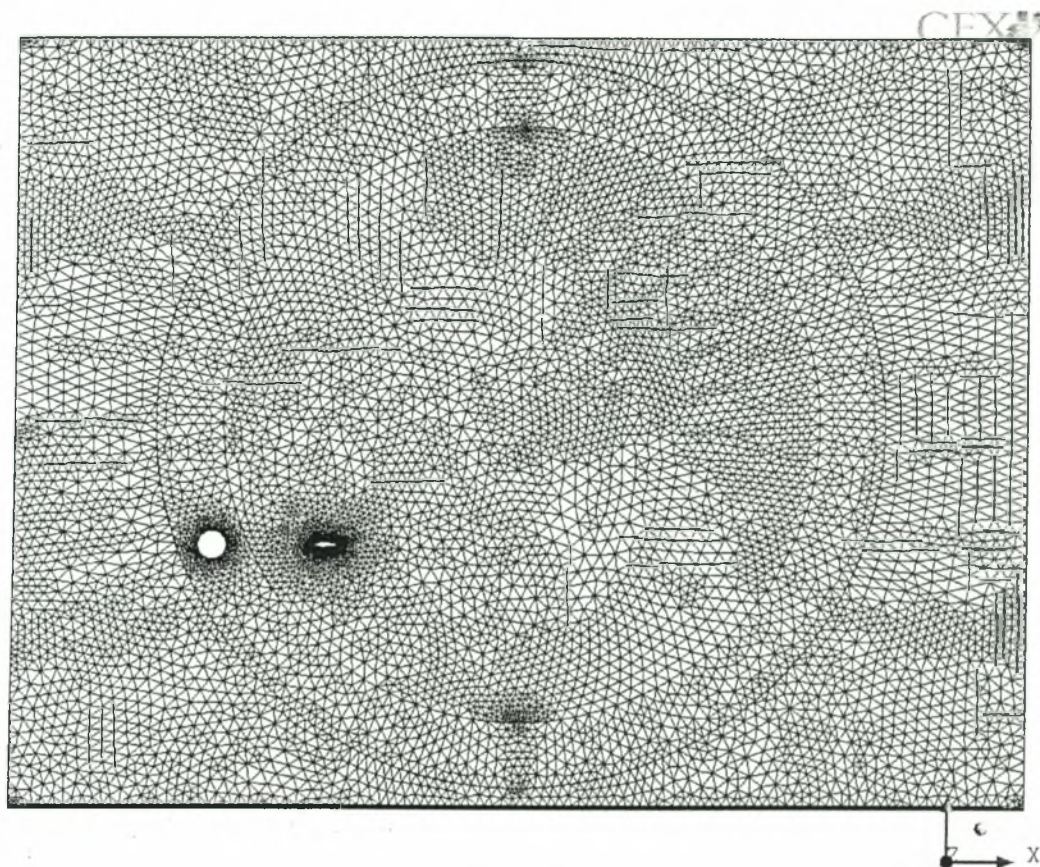
Η γεωμετρία του προβλήματος κατασκευάστηκε στο σχεδιαστικό υπο-πρόγραμμα CFX-BUILD, όπως και το πλέγμα με τη μέθοδο τριγωνοποίησης κατά Delaunay.

Το πλέγμα σχεδιάστηκε αρχικά στην μια πλευρά (*surface mesh*). Ορίζοντας την μεταβλητή συστήματος (*environmental variable*) CFX5_2D_MESH=TRUE και ορίζοντας τις δύο πλευρικές επιφάνειες του μοντέλου ως επιφάνειες συμμετρίας, (*symmetry*), έγινε εξώθηση (*extrusion*) των τριγωνικών και τετραπλευρικών στοιχείων πάνω στην άλλη. Αποτέλεσμα είναι η δημιουργία πρισμάτων και εξάεδρων στο χώρο. Κατά την επίλυση δε λαμβάνεται η διάσταση που έγινε αυτή η εξώθηση (*extrusion*). Δηλαδή το τρισδιάστατο πρόβλημα μετατράπηκε σε δισδιάστατο με όλη την οικονομία, ευχρηστία αλλά και ακρίβεια αποτελεσμάτων που συνεπάγεται αυτό.

Κοντά στον κύλινδρο και το πτερύγιο, χρησιμοποιήθηκαν τεχνικές πύκνωσης του πλέγματος, ώστε να έχουμε τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μικρότερα στοιχεία πλέγματος (*grid elements*). Ακόμη στην επιφάνεια του κυλίνδρου, του πτερυγίου καθώς και του δαπέδου, δημιουργήθηκαν με τη μέθοδο *inflation*, κάποιες στρώσεις πρισματικών στοιχείων με τετραπλευρική βάση (*prism elements*). Έτσι 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.

Δεδομένου ότι τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι άμεσα εξαρτώμενα από το υπολογιστικό πλέγμα, οι παράμετροι του οποίου

μελετήθηκαν είναι ο αριθμός των κόμβων, η πυκνότητα και η μορφή. Το πλέγμα που τελικά χρησιμοποιήθηκε, Σχήμα 6.15, είναι μη δομημένης μορφής (*unstructured*), με τριγωνικά επιφανειακά στοιχεία μεγέθους 75.000 κόμβοι, ενώ έγιναν δοκιμές και με πυκνότερο πλέγμα (255.000 κόμβοι).



Σχήμα 6.15: Πλέγμα προσομοίωσης CFX.

6.2.2. Παράμετροι προβλήματος

Το ρευστό της προσομοίωσης ήταν αέρας σε συνθήκες θερμοκρασίας 25°C , ενώ οι οριακές συνθήκες που επιβλήθηκαν στις επιμέρους επιφάνειες ήταν οι ακόλουθες.

Στη θέση “*inflow*” (εισορή), χρησιμοποιήθηκε οριακή συνθήκη τύπου εισορής (*inlet*). Συγκεκριμένα καθορίστηκε ταχύτητα εισόδου $U=10.0$

[m/s], ενώ για την τύρβη δόθηκε “*Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio*”

Στις θέσεις “*opendown*”, “*opentop*”, “*openup1*”, “*openup2*” (εκροή) χρησιμοποιήθηκαν οριακές συνθήκες τύπου ανοίγματος (*opening*). Συγκεκριμένα καθορίστηκε σχετική πίεση $p=0$ [Pa], ενώ για την τύρβη δόθηκε “*Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio*”.

Στις θέσεις “*wallb*” (επιφάνεια δαπέδου), “*walle*” (ακμή προσβολής πτερυγίου), “*wallps*” (πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου), “*wallss*” (πλευρά κατάθλιψης πτερυγίου), χρησιμοποιήθηκαν οριακές συνθήκες τοιχώματος.

Στις θέσεις “*insym1*”, “*insym2*”, “*ringsym1*” και “*ringsym2*” (πλασματικές διεπιφάνειες για τον ορισμό της κίνησης) χρησιμοποιήθηκαν οριακές συνθήκες συμμετρίας.

Το μοντέλο τύρβης που εφαρμόστηκε ήταν το SST καθώς αυτό έχει εδραιωθεί και προτείνεται ως το πλέον αξιόπιστο και ακριβές ειδικά για εφαρμογές όπου υπάρχει κίνηση στερεών σωμάτων (ολισθαίνοντα πλέγματα). Το μοντέλο αυτό αποτελεί ένα συνδυασμό των $k-\epsilon$ και $k-\omega$. Βασικά, μακριά από τοιχώματα (οριακά στρώματα) υιοθετείται το στατιστικό μοντέλο $k-\epsilon$ (τυρβώδους κινητικής ενέργειας-ρυθμού σκέδασης δινών), ενώ εντός του οριακού στρώματος χρησιμοποιείται το αντίστοιχο μοντέλο $k-\omega$ (τυρβώδους κινητικής ενέργειας-συχνότητα δινών).

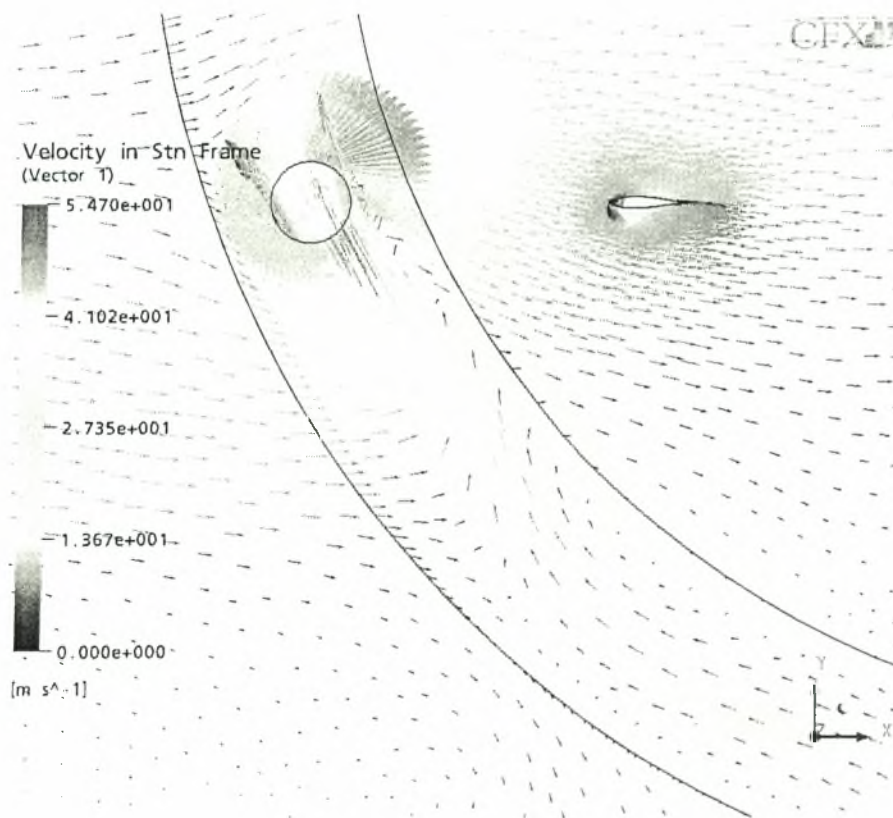
Τέλος μελετήθηκε η επίδραση του κριτηρίου σύγκλισης για το συνολικό σφάλμα της επίλυσης, καθώς αποτελεί καθοριστική παράμετρο για την ακρίβεια και πιστότητα των αποτελεσμάτων (όσο μικρότερο, τόσο μικρότερο το υπολογιστικό σφάλμα και άρα μεγαλύτερη ακρίβεια). Το κριτήριο σύγκλισης δεν απαιτείται να είναι μικρότερο του $1e-04$, καθώς στην περίπτωση αυτή δεν παρουσιάστηκε ουσιαστική μεταβολή των αποτελεσμάτων.

6.2.3. Αποτελέσματα

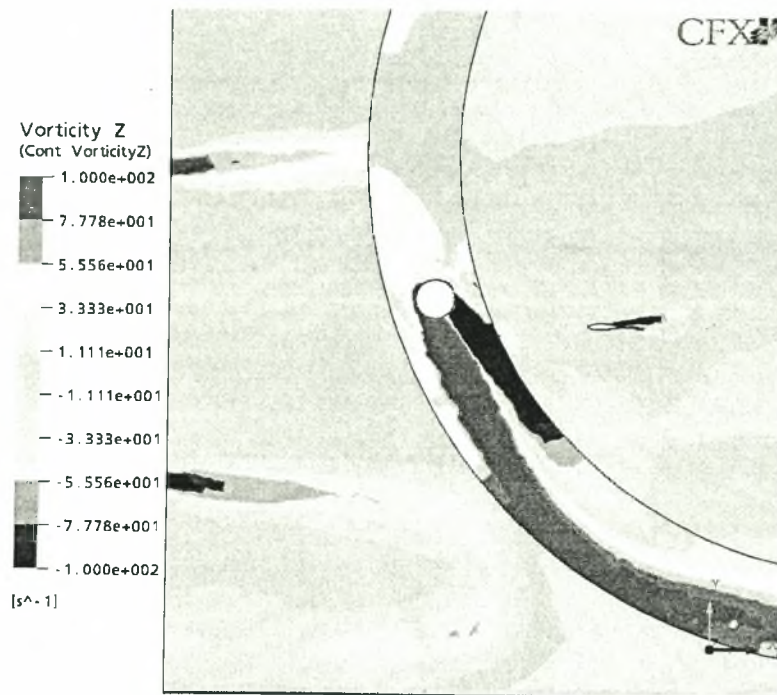
Με την χρήση του CFX μελετήθηκε η παράμετρος της απόστασης μεταξύ πτερυγίου-κυλίνδρου, όπως αυτή ορίζεται στο Σχήμα 4.7, και προσομοιώθηκαν τέσσερις DNW τοποθετήσεις, $L=1,6, 2,7, 3,2$ και $4,8D$, με σκοπό να διαφανεί η επίδραση στην ασταθή φόρτιση.

Στο Σχήμα 6.16 που ακολουθεί παρουσιάζεται το πεδίο ροής με μορφή διανυσμάτων, όπου επιβεβαιώνεται η επίδραση της διέλευσης του κυλίνδρου (στρέφεται η ροή προς τα κάτω, Ενότητα 5.3.3. Οπτικοποίηση της ροής).

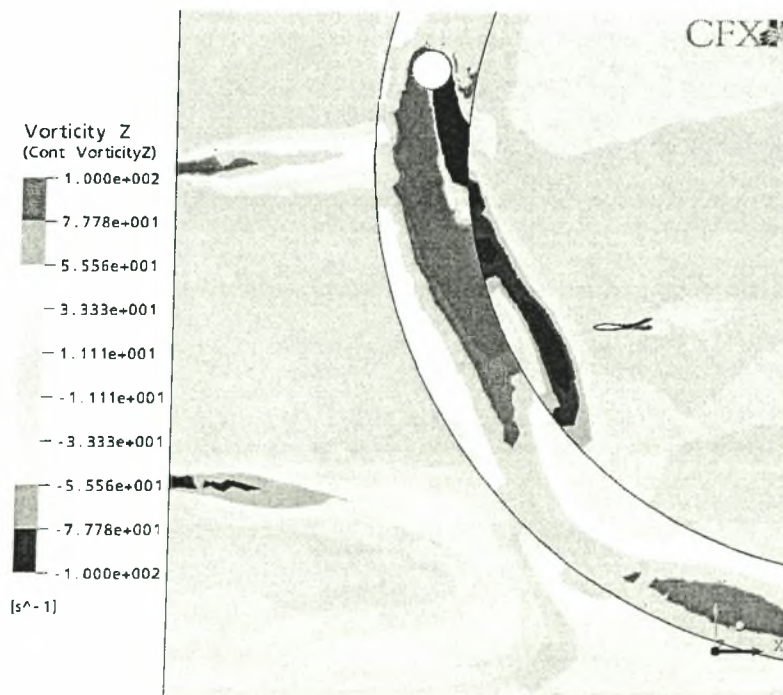
Στα Σχήματα 6.17-20 παρουσιάζονται οι ισοϋψείς στροβιλότητας για διάφορες ενδιαφέρουσες θέσεις του κυλίνδρου (σχετικά με την καμπύλη της ασταθούς άνωσης), όπου παρατηρείται συμφωνία στην εξέλιξη του απορρεύματος τόσο με τα πειραματικά όσο και με τις προσομοιώσεις FLUENT.

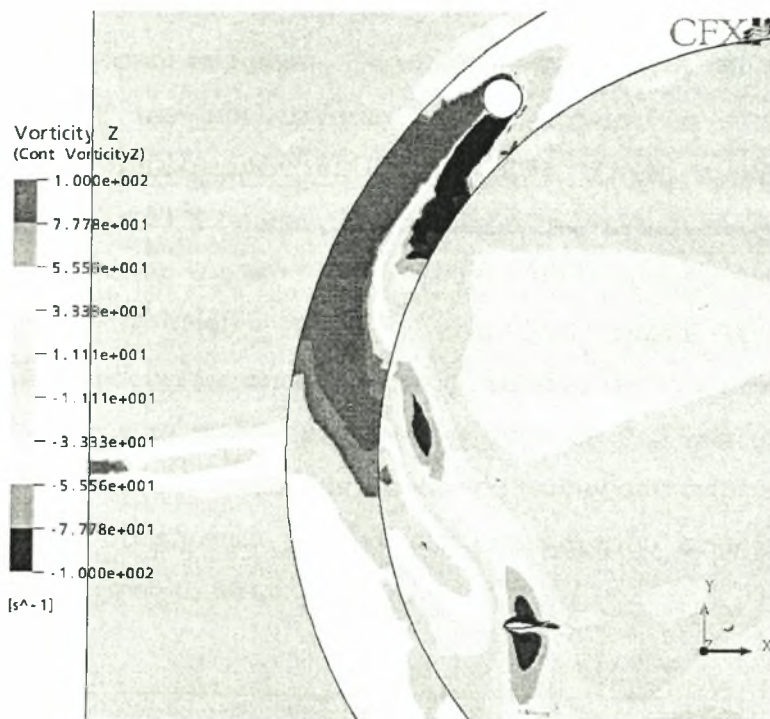
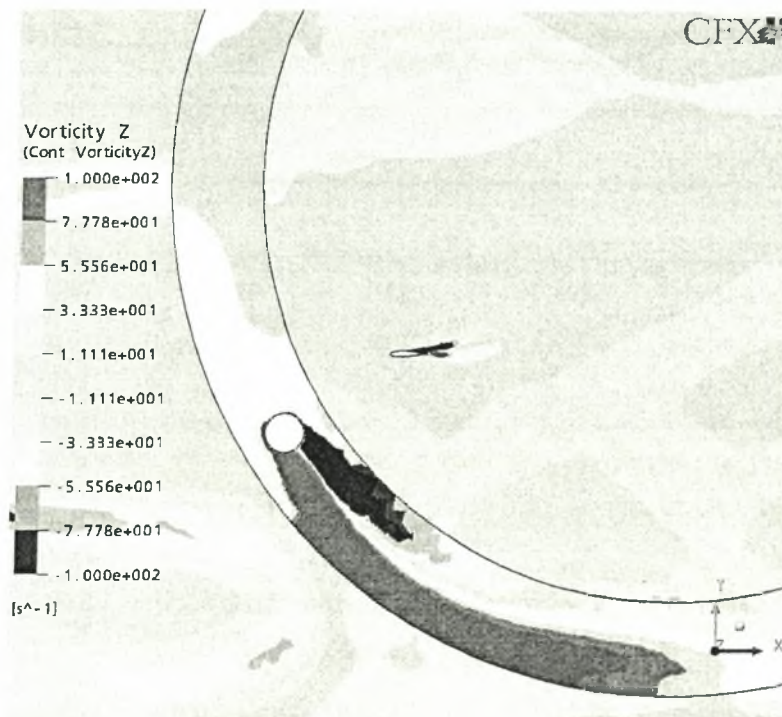


Σχήμα 6.16: Διανύσματα ταχύτητας για την περίπτωση 3,2D.



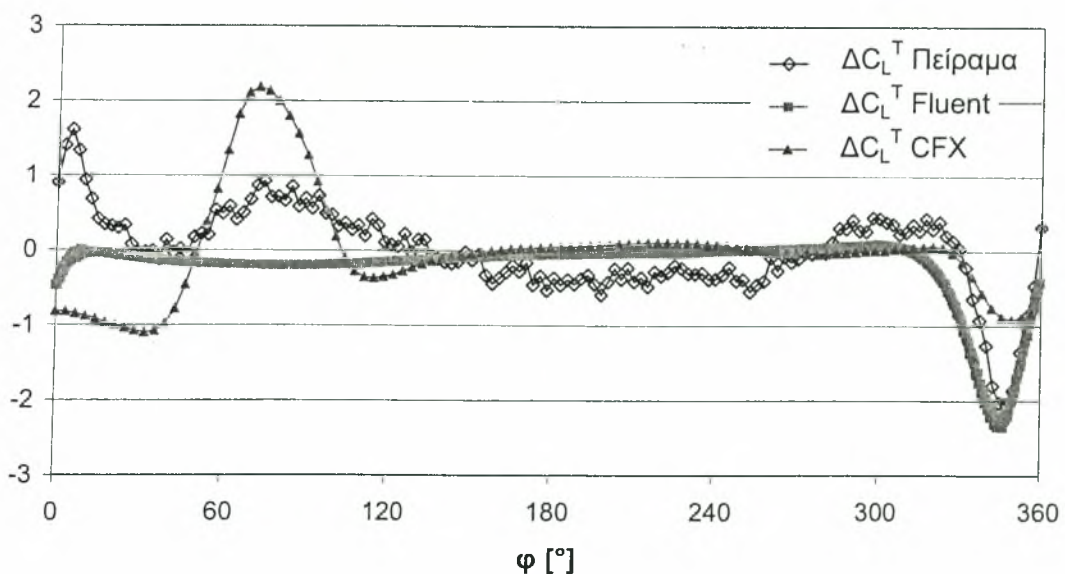
Σχήμα 6.17: Ισοϋψείς στροβιλότητας, 3,2D, $\varphi=2^\circ$.



Σχήμα 6.18: Ισοϋψείς στροβιλότητας, 3,2D, $\varphi=34^\circ$.Σχήμα 6.19: Ισοϋψείς στροβιλότητας, 3,2D, $\varphi=74^\circ$.

Σχήμα 6.20: Ισοϋψείς στροβιλότητας, 3,2D, $\varphi=352^\circ$.

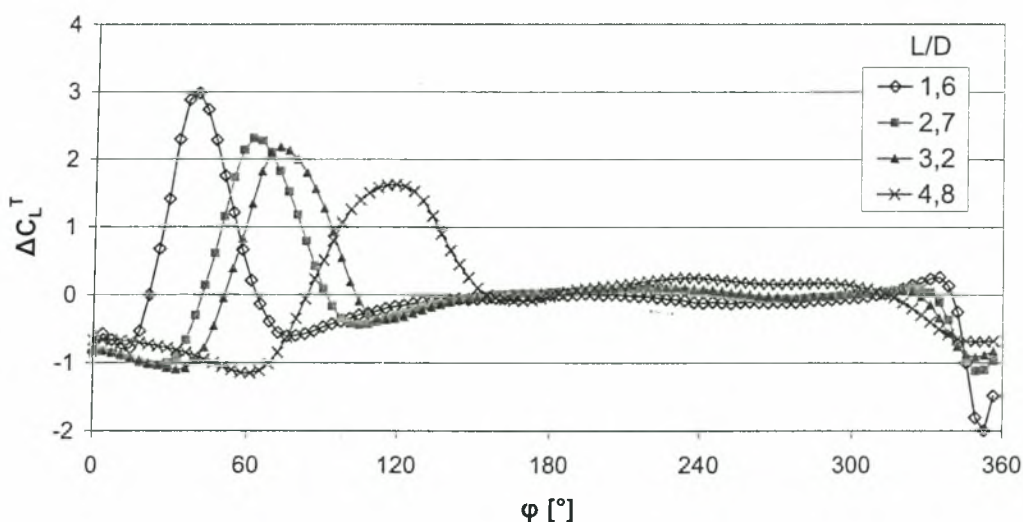
Στην συνέχεια εξετάζεται η καμπύλη της ασταθούς άνωσης κατά την διάρκεια της μέσης περιόδου. Το Σχήμα 6.20 είναι το συγκριτικό διάγραμμα όλων των προσεγγίσεων, όπου δίνονται τα αποτελέσματα πειράματος και υπολογισμών FLUENT & CFX. Όπως παρατηρείται η προσομοίωση με το CFX προσεγγίζει πιστότερα την πειραματική καμπύλη. Είναι σαφής η αύξηση της ασταθούς άνωσης όταν το απόρρευμα διέρχεται από το πτερύγιο. Το μέγεθος $\Delta C_L^T = 2,1$ είναι όμως αρκετά υψηλό και θα μπορούσε να αποδοθεί σε αποκλίσεις της μεθόδου από τις συνθήκες του πειράματος, καθώς το πρόβλημα προσεγγίζεται ως 2-Δ ενώ στην πράξη αυτό δεν ισχύει απόλυτα. Κατά την είσοδο του κυλίνδρου εντός της κύριας ροής ($\varphi=330^\circ$) παρατηρείται η αρνητική κορυφή που αποδίδεται στην στροφή της ροής προς τα κάτω.



Σχήμα 6.20: Συγκριτικό διάγραμμα ασταθούς άνωσης πειράματος και υπολογιστικών προσεγγίσεων FLUENT & CFX, 3.2D.

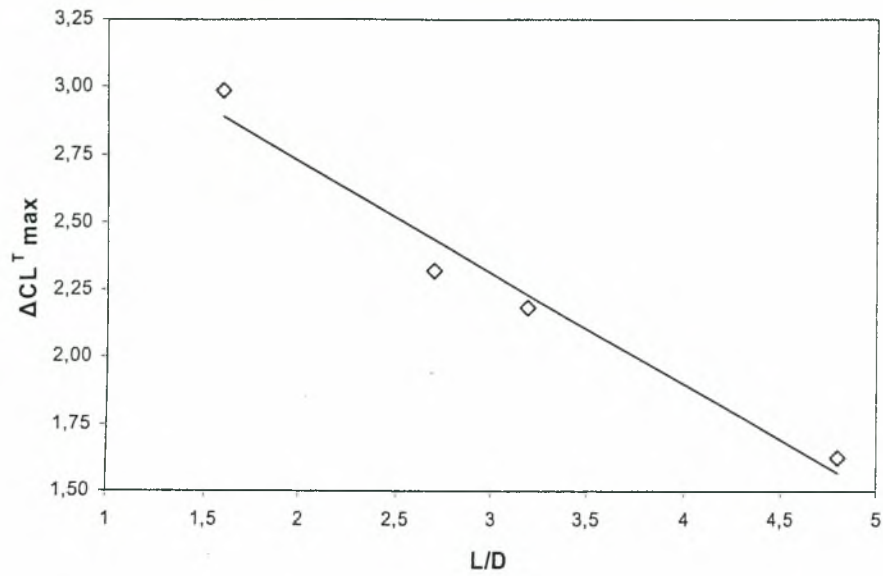
Στο Σχήμα 6.21 παρουσιάζονται οι αντίστοιχες καμπύλες για τις υπόλοιπες θέσεις. Στην εγγύτερη στο κύλινδρο θέση του πτερυγίου παρουσιάζεται ένας υπερβολικά υψηλός συντελεστής άνωσης (δεδομένου

ότι $C_{Lmax} = 2,5$ για $\theta = 12^\circ$, Abbott & Daenhoff [48]), που θα μπορούσε ενδεχόμενα να οφείλεται σε αδυναμίες της μεθόδου, ή σε στιγμιαία απώλεια στήριξης. Πέραν αυτών είναι σαφές ότι η αύξηση της απόστασης οδηγεί σε ελάττωση της μέγιστης φόρτισης του πτερυγίου. Η σχέση των δύο μεγεθών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.22 μοιάζει να είναι γραμμική της μορφής $\Delta C_L^T/L = -0,4$. Ακόμη η διεύρυνση αυτής της κορυφής είναι σε συμφωνία με την αντίστοιχη διεύρυνση του απορρέυματος καθώς αυτό παρασύρεται από την ροή.

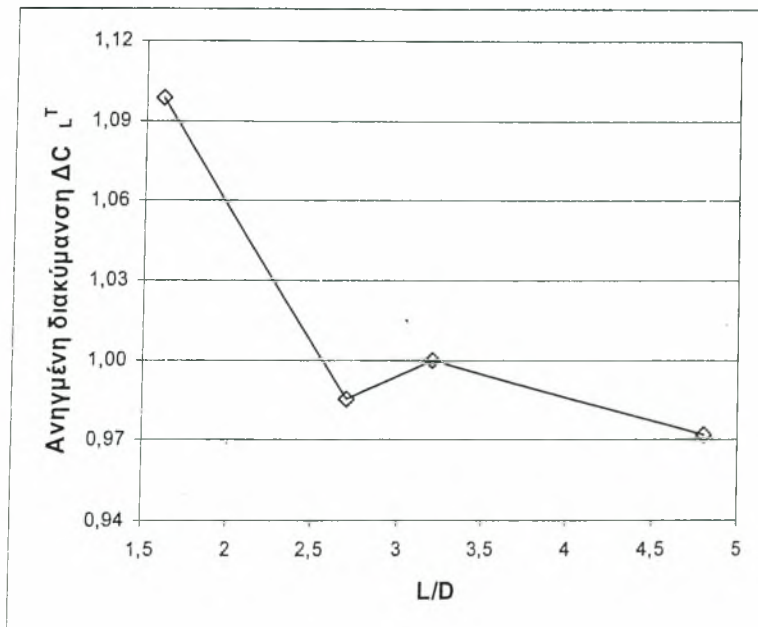


Σχήμα 6.21: Επίδραση απόστασης πτερυγίου-κυλίνδρου στην επαγόμενη ασταθή άνωση, CFX.

Οι υψηλές τιμές στην κορυφή αυτή οδηγούν σε αντίστοιχα υψηλές τιμές στην διακύμανση της άνωσης στην διάρκεια της περιόδου. Από το Σχήμα 6.23 φαίνεται η διακύμανση της φόρτισης να παρουσιάζει σημαντική πτώση στην θέση 2,7. Στη συνέχεια, αν και η κορυφή φθίνει γραμμικά, εντούτοις η δυναμική φόρτιση παραμένει στα ίδια επίπεδα. Είναι αξιοσημείωτο ότι για ένα μεγάλο εύρος αποστάσεων (1,5-5c) αν και η μέγιστη φόρτιση μειώνεται σημαντικά (50%) η διακύμανση της φόρτισης ελαττώνεται με χαμηλότερο ρυθμό. Μπορεί να λεχθεί δηλαδή ότι η πρωτογενής διαταραχή (κορυφή) επηρεάζει περιορισμένα την συνολική φόρτιση του πτερυγίου στην διάρκεια της περιόδου.



Σχήμα 6.22: Μέγιστο φόρτισης συναρτήσει της θέσεως του πτερυγίου ως προς τον κύλινδρο.



Σχήμα 6.23: Διακύμανση της ασταθούς άνωσης για τις διάφορες θέσεις σχετικά με την πειραματική διάταξη 3,2D, ανηγμένη στην θέση 3,2c.

7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

Η παρούσα διατριβή ασχολείται με το πρόβλημα της δυναμικής αλληλεπίδρασης απορρεύματος-πτερυγίου, πρόβλημα που συναντάται στις διαφόρων τύπων ανεμογεννήτριες. Από την ανάλυση και σχολιασμό των αποτελεσμάτων προκύπτουν τα ακόλουθα συμπεράσματα.

Πεδίο ταχυτήτων

Το έντονα τυρβώδες απόρρευμα που δημιουργεί ο μεμονωμένος κύλινδρος σχηματίζει ένα μέτωπο το οποίο μεταφέρεται με την κύρια ροή, ενώ ταυτόχρονα κινείται ανοδικά. Το μέτωπο αυτό, λόγω της εκκεντρότητας της κίνησης του κυλίνδρου ως προς την κύρια ροή, έχει μορφή «βέλους», η αιχμή του οποίου μετατοπίζεται προς τα άνω, ακολουθώντας δηλαδή τον κίνηση του κυλίνδρου. Το άνω μέρος του μετώπου (που έχει λιγότερο επηρεαστεί από την έκκεντρη κίνηση, παράγοντας ΑΣΕ) έχει κλίση όση και η κλίση του διανύσματος της σχετικής ταχύτητας του ρευστού ως προς τον κύλινδρο. Σε μεγάλη απόσταση από τον κύλινδρο (8D) το μέτωπο έχει εξασθενήσει σημαντικά και εμφανίζεται σε κατακόρυφη θέση.

Στο μέτωπο δεν εντοπίζονται ισχυρές συνεκτικές δομές (π.χ. ξεκάθαρη οδός von Kármán), καθώς για $Re \approx 3,2 \cdot 10^5$ και $Tu_\infty \approx 4\%$ βρίσκεται πιθανώς εντός της μεταβατικής περιοχής.

Η ύπαρξη του κατάντι πτερυγίου προκαλεί την έλξη του απορρεύματος του κυλίνδρου καθώς αυτό το προσεγγίζει. Αποτέλεσμα αυτής της δράσης είναι το μέτωπο του απορρεύματος (το μέρος που βρίσκεται άνω του επιπέδου του πτερυγίου) να στρέφεται προς την οριζόντια κατεύθυνση σχεδόν κατά 5° , ενώ το προσεγγίζει με μεγαλύτερη ταχύτητα σε σχέση με την περίπτωση του μεμονωμένου κυλίνδρου. Στην συνέχεια το μέτωπο διαιρείται από το πτερύγιο σε δύο μέρη. Ο διαχωρισμός των δύο μερών φαίνεται να διατηρείται και κατάντι του πτερυγίου παρουσιάζοντας διαφορετική συμπεριφορά για τα δύο μέρη. Το άνω (του επιπέδου του πτερυγίου) μέρος κινείται και εξελίσσεται σαν να μην υπήρχε στο πεδίο το πτερύγιο. Το κάτω

μέρος όμως συναντά το εμπόδιο του περυγίου, το οποίο του ανακόπτει την πορεία προς τα άνω. Συνεπεία αυτού, αρχικά, σχηματίζεται ένα σχεδόν κατακόρυφο μέτωπο, το οποίο μεταφέρεται προς τα κατόντι έχοντας προβάδισμα σε σχέση με το πείραμα του μεμονωμένου κυλίνδρου. Μεταξύ των δύο μετώπων παρεμβάλλεται μια περιοχή με χαμηλότερη τύρβη που οφείλεται στην αλληλεπίδραση του απορρεύματος του κυλίνδρου με το περύγιο και το απόρρευμά του αυτό καθαυτό.

Γενικά, το απόρρευμα του περυγίου δεν αλλοιώνεται από τη διέλευση του αντίστοιχου του κυλίνδρου, αλλά διατηρεί τα χαρακτηριστικά του (χαμηλότερη τύρβη). Ακόμη το περύγιο συντηρεί δευτερογενείς διαταραχές μετά την διέλευση του απορρεύματος του κυλίνδρου, οι οποίες φθίνουν με την κατόντι απόσταση και την πάροδο του χρόνου.

Ασταθείς πιέσεις-δυνάμεις

Η διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος επιφέρει περί την ακμή προσβολής αύξηση της ασταθούς πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης και συγχρόνως μείωση στην πλευρά κατάθλιψης. Οι περιοδικές αυτές μεταβολές συσχετίζονται ισχυρά με τις αντίστοιχες της τύρβης στην περιοχή που βρίσκεται 0,5 c (χορδή) κατόντι της ακμής φυγής.

Η διέλευση του τυρβώδους απορρεύματος του κυλίνδρου περί το περύγιο προσδίδει στον συντελεστή ασταθούς άνωσης ΔC_L^T την τιμή 0,8, ενδεχόμενα λόγω της αυξημένης γωνίας πρόσπτωσης με την οποία κινείται το απόρρευμα. Η τιμή αυτή έχει τάση μείωσης συναρτήσει της απόστασης περυγίου-κυλίνδρου, αλλά η διακύμανση της στη διάρκεια της περιόδου διατηρείται σε σημαντικό επίπεδο.

Η διέλευση του κυλίνδρου προκαλεί και άλλα φαινόμενα, εκτός από το απόρρευμά του. Ένα τέτοιο φαινόμενο είναι ότι στρέφει την κύρια ροή, κατόντι από αυτόν, προς τα κάτω. Η επίδραση αυτή προκαλεί στο περύγιο στιγμιαία απότομη αρνητική άνωση.

Επίδραση γωνίας

Η τοποθέτηση του πτερυγίου με αρνητική γωνία (έως -10°) ελαττώνει την γωνία με την οποία το απόρρευμα του κυλίνδρου συναντάει το περύγιο. Για τον λόγο αυτό δεν λαμβάνουν χώρα σημαντικές αλλαγές στην μορφή του απορρευμάτος καθώς και στην ταχύτητα μεταφοράς του.

Αντίθετα για $\theta=-10^\circ$ η «ομαλή» αυτή διέλευση του απορρευμάτος προκαλεί απώλεια στήριξης. Η συμπεριφορά αυτή έχει παρατηρηθεί και κατά την μελέτη του πραγματικού προβλήματος, όπου η σχετική θέση απορρευμάτος-πτερυγίου είναι σε αντιστοιχία με το πείραμα για $\theta=-10^\circ$ [39].

Η τοποθέτηση με θετική γωνία δρα αντίστροφα. Η τοποθέτηση κατ' αυτό τον τρόπο συνεπάγεται αύξηση της γωνίας με την οποία το απόρρευμα του κυλίνδρου συναντάει το περύγιο. Για γωνία $\theta=10^\circ$ παύει να είναι διακριτό το απόρρευμα του κυλίνδρου στα διαγράμματα της τύρβης καθώς η πρόσπτωση στο περύγιο προκαλεί νέες διαταραχές που διατηρούνται κατά το μεγαλύτερο μέρος της περιόδου. Παρόλα αυτά η κατανομή των ασταθών πιέσεων ο ΔC_L^T δεν αλλάζουν σημαντικά.

Σε κάθε περίπτωση είναι ορατή η στιγμιαία αρνητική άνοση στο περύγιο, που οφείλεται στην στρέψη της κύριας ροής προς τα κάτω κατά την διέλευση του κυλίνδρου.

Ανάντι τοποθέτηση

Κατά την ανάντι τοποθέτηση η ύπαρξη του κυλίνδρου γίνεται αισθητή μόνο κατά την διέλευση του κυλίνδρου από το επίπεδο του πτερυγίου. Αυτό φαίνεται με μικρού μεγέθους και εύρους διαταραχές στην ταχύτητα και την διακύμανση της όπως μετράται αμέσως κατόπι της ακμής φυγής του πτερυγίου.

Αντίθετα το απόρρευμα του κυλίνδρου επηρεάζεται από το ανάντι απόρρευμα του πτερυγίου. Η επίδραση εντοπίζεται στα διαγράμματα της τύρβης ως διεύρυνση του σύνθετου απορρευμάτος (κατά 150%) σε σχέση με το αντίστοιχο για την κατόπι τοποθέτηση.

Το απόρρευμα του περυγίου σε κάθε περίπτωση επικρατεί στο σύνθετο απόρρευμα έναντι του απορρεύματος του κυλίνδρου

Τεχνολογική συνεισφορά

Η φόρτιση του περυγίου, όταν αυτό υπόκειται στο δυναμικό απόρρευμα ενός κυλίνδρου (σε παρόμοιες συνθήκες λειτουργίας μιας κατάντι ανεμογεννήτριας, $L/D=3,2$), είναι σημαντική και μπορεί να υπερβεί και το διπλάσιο της φόρτισης λειτουργίας (που οφείλεται στον άνεμο). Το μέγεθος της φόρτισης εξαρτάται γραμμικά από την απόσταση του περυγίου από τον κύλινδρο. Η διακύμανσή της φόρτισης (τυπική απόκλιση) στην διάρκεια μιας περιόδου ανέρχεται στο 0,75, είναι όμοια δηλαδή με αυτήν μιας ημιτονοειδούς φόρτισης. Η διακύμανση της φόρτισης στην διάρκεια της περιόδου παραμένει σημαντική και δεν επηρεάζεται έντονα με την απόσταση του περυγίου. Ακόμα παρατηρείται ότι η συνολική φόρτιση του περυγίου στην διάρκεια της περιόδου επηρεάζεται περιορισμένα από την πρωτογενή διαταραχή.

Σε περίπτωση που το περύγιο είναι τοποθετημένο ως προς την κύρια ροή με μηδενική γωνία ($\theta=0^\circ$), η τυπική απόκλιση είναι χαμηλότερη ενώ η μέγιστη τιμή της φόρτισης είναι της ίδιας τάξης. Για αρνητική γωνία ($\theta=-10^\circ$) η δυναμική φόρτιση είναι εντονότερη (τυπική απόκλιση άνωσης της τάξης 0,96), ενώ η μέγιστη τιμή της υπερβαίνει το τετραπλάσιο της αντίστοιχης της φόρτισης λειτουργίας. Σε κάθε περίπτωση το μεγαλύτερο μέρος της μεταβαλλόμενης φόρτισης δέχεται το μέρος της αεροτομής που εκτείνεται από την ακμή προσβολής έως και περίπου το 1/4 της χορδής της (όπως και κατά την στατική φόρτιση).

Και η ανάντι τοποθέτηση επάγει στο περύγιο έντονη διακύμανση της ασταθούς άνωσης (τυπική απόκλιση της τάξης 0,5), με μέγιστη τιμή που εντοπίζεται κατά την προσέγγιση των δύο σωμάτων.

Ακόμη φαίνεται ότι η φόρτιση του περυγίου λόγω της παραμόρφωσης της ροής που οφείλεται στον κύλινδρο (οιονεί ατριβής ροή, εκτός του απορρεύματος) είναι εξίσου σημαντική με αυτήν που οφείλεται στο απόρρευμα αυτό καθ' αυτό.

Προτάσεις

Η μελέτη της επίδρασης της απόστασης μεταξύ των δύο σωμάτων (πιερωτής και πύργου) στην φόρτιση τους αποτελεί ένα ενδιαφέρον αντικείμενο προς διερεύνηση.

Επίσης ενδιαφέρον παρουσιάζει η ανάλυση του οριακού στρώματος στο περύγιο και η συσχέτιση του με τις μεταβολές της πίεσης κατά μήκος της επιφάνειας. Έτσι θα μπορούσε να εξηγηθεί η υψηλή συσχέτιση των πιέσεων μεταξύ διαφόρων θέσεων στην περίμετρο της αεροτομής, που βρέθηκε στην παρούσα εργασία (π.χ. φυσαλίδες αποκόλλησης, διέλευση δινών κ.α.). Μια τέτοια μελέτη είναι δυνατό να γίνει με μεθόδους οπτικοποίησης (π.χ. με καπνό), με πολλαπλά θερμά σύρματα, LDA, PIV.

Επίσης η διερεύνηση του προβλήματος με βελτιωμένη διάταξη που προσεγγίζει περισσότερο το πραγματικό 2-Δ πρόβλημα (ευθύγραμμη κίνηση ή/και πραγματική κινηματική) είναι το επόμενο βήμα για την μελέτη του προβλήματος.

Τέλος η αριθμητική επίλυση με υπολογιστικά πακέτα αποτελεί ένα χρήσιμο και ενδιαφέρον εργαλείο το οποίο θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την περαιτέρω μελέτη και ανάλυση του 2-Δ προβλήματος.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Schlichting H, "Boundary-Layer Theory", εκδ. *McGraw-Hill*, 6^η Έκδοση, 1968.
- [2] Williamson C. H. K., "Vortex Dynamics in the Cylinder Wakes", *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, Τόμ. 28, σελ. 477-539, 1996.
- [3] Παπαϊωάννου Α. Θ. "Μηχανική των Ρευστών ΙΙ", 1998.
- [4] Blevins R. D., "Vortex Induced Vibration", εκδ. *Van Nostrand Reinhold*, 1990.
- [5] Zdravkovich M. M., "Flow Around Circular Cylinders, Vol. 1: Fundamentals" εκδ. *Oxford University Press*, ISBN 0-19-856396-5, 1997.
- [6] Chang P. K. "Separation of Flow", εκδ. *Pergamon*, 1970.
- [7] Zhou Y. και Antonia R. A., "Convection velocity measurements in a cylinder wake", *Experiments in Fluids*, Τόμ. 13, σελ. 63-70, 1992.
- [8] Cimbala J. M., Nagib H. M., Roshko A., "Large structure in the far wakes of two-dimensional bluff bodies", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 190, σελ. 265-298, 1988.
- [9] Nishimura H., Taniike Y., "Aerodynamic characteristics of fluctuating forces on a circular cylinder", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Τόμ. 89, σελ. 713-723, 2001.
- [10] Prasad A. και Williamson C. H. K., "The instability of the shear layer separating from the bluff body", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 333, σελ. 375-402, 1997.
- [11] Williamson C. H. K., "Three-Dimensional Vortex Dynamics in Bluff Body Wakes", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 12, σελ. 150-168, 1996.

- [12] Prasad A., και Williamson C. H. K., "Three-dimensional effects in turbulent bluff-body wakes", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 343, σελ. 235-265, 1997.
- [13] Williamson C. H. K., "Three-dimensional wake transition", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 328, σελ. 345-407, 1996.
- [14] Wu J., Sheridan J., Hourigan K., Soria J., "Shear Layer Vortices and Longitudinal Vortices in the near Wake of a Circular Cylinder", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 12, σελ. 169-174 1996.
- [15] Wu J., Sheridan J., Hourigan K., Soria J., Welsh M. C. "An experimental investigation of streamwise vortices in the wake of a bluff body", *Journal of Fluids and Structures*, Τόμ. 8, σελ. 621-635, 1994.
- [16] Thompson M., Hourigan K., Sheridan J., "Three-Dimensional Instabilities in the Wake of a Circular Cylinder", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 12, σελ. 190-196, 1996.
- [17] Mair W. A. και Stansby P. K., " Vortex Wakes of Bluff Cylinders in Shear flow", *Journal of Applied Mathematics*, Τόμ. 28, σελ. 519-540, 1975.
- [18] Anderson E. A. και Szewczyk A. A, "Effects of a splitter plate on the near wake of a circular cylinder in 2 and 3-dimensional flow configurations", *Experiments in Fluids*, Τόμ. 23, τεύχ. 2, σελ. 161-174, 1997.
- [19] Williamson C. H. K., "Three-dimensional effects in turbulent bluff-body wakes", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 14, σελ. 9-16, 1997.
- [20] Αθανασιάδης Ν. Α. "Μηχανική Ρευστών", εκδ. Συμεών, Αθήνα, 1989.

- [21] Bearman P. W., "On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number régime", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 37, Μέρος 3, σελ. 577-585, 1969.
- [22] Roshko A., "On the drag and the shedding frequency of two-dimensional bluff bodies", τεχν. αναφορά NACA 3169, Ουάσινγκτον, Ιούλιος 1954.
- [23] Basu B. C. & Hancock G. J., "The unsteady motion of a two-dimensional aerofoil in incompressible inviscid flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 87, αρ. 1, σελ. 159-178, 1978.
- [24] Farivar Dj., "Turbulent Uniform Flow around Cylinders of Finite Length", *AIAA Journal*, Τόμ. 19, αρ. 3, σελ. 275-281, 1981.
- [25] Kwon T. S., Sung H. J. και Hyun J. M., "Experimental Investigation Of Uniform-Shear Flow Past a Circular Cylinder", *Journal of Fluids Engineering*, Τόμ. 114, σελ. 457-460, Σεπτέμβριος 1992.
- [26] Hsiao F.-B., Chiang C.-H., "Experimental study of cellular shedding vortices behind tapered circular cylinders", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 17, σελ. 179-188, 1998.
- [27] Alridge T. R., Piper B. S., Hunt J. C. R., "The drag coefficient of finite-aspect-ratio perforated circular cylinders", *Journal of Industrial Aerodynamics*, Τόμ. 3, σελ. 251-257, 1978.
- [28] Matsamura M. και Antonia R. A., "Momentum and heat transport in the turbulent intermediate wake of a circular cylinder", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 250, σελ. 651-668, 1993.
- [29] Unal M. F. και Rockwell D., "On the vortex formation from a cylinder. Part 2. Control by splitter-plate interference", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 90, σελ. 513-529, 1987.
- [30] Boisaubert N., Texier A., "Effect of a splitter plate on the near-wake development of a semi-circular cylinder", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Τόμ. 16, σελ. 100-111, 1998.

- [31] Hasan M. A., Budair M. O., "Role of Splitter Plates in Modifying Cylinder Wake Flows", *AIAA Journal*, Τόμ. 32, τεύχ. 10, σελ. 1992-1997, Οκτώβριος 1994.
- [32] Χαραλάμπους Γ. «Μελέτη της Επίδρασης του Πύργου Στήριξης στα Πτερύγια Ανεμογεννητριών Κατόντι Πτερωτής», διπλ. εργασία, *Εργ. Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών, ΑΠΘ*, 1998.
- [33] Kallergis S. "The effect of Cylinder wakes on the Flow Field of Downstream Aerofoil" διπλ. εργασία, *Εργ. Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών, ΑΠΘ*, 1998.
- [34] Stapountzis H., Yakinthos K., Goulas A., Kallergis S. και Kambanis V., "Cylinder Wake-Airfoil Interaction for Application to a HAWT", πρακτικά του *EWEC '99 (European Wind Energy Conference)*, Nice, France, σελ. 172-175, 1999.
- [35] Horner M. B., Saliveros E. και Galdraith R. A. "An Examination of Vortex Convection Effects during Blade-Vortex Interaction", *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung (ZFW)*, Τόμ. 17, σελ. 189-195, 1993.
- [36] Brand A. G., McMahon H. M. και Komerath N. M., "Surface Pressure Measurements on a Body Subject to Vortex Wake Interaction", *AIAA Journal*, Τόμ. 27, αρ. 5, σελ. 569-574, Μάιος 1989.
- [37] Gursul I. και Rockwell D., "Vortex street impinging upon an elliptical leading edge", *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 211, σελ. 211-242, 1990.
- [38] Booth E. R. Jr. και J. C. Yu, "Two-dimensional Blade-Vortex Flow Visualization Investigation", *AIAA Journal*, Τόμ. 24, τεύχ. 9, σελ. 1468-1473, 1986.

- [39] Graham J. M. R., και Brown C. J., “ROTOW- Investigation of the aerodynamic interaction between wind-turbine rotor blades and the tower and its impact on wind-turbine design”, Publishable final report, JOR3-CT98-0237,2000.
- [40] Graham J. M. R. και Brown C. J., “Aerodynamics of a Horizontal Axis Rotor Interacting with the Tower”, πρακτικά *EWEC '99*, σελ. 93–96, Nice, Γαλλία, Μάρτιος 1999.
- [41] Liu X. και Rodi W., “Experiments on transitional boundary layers with wake-induced unsteadiness”, *Journal of Fluid Mechanics*, Τόμ. 31, σελ. 513-529, 1987.
- [42] Xavier de Saint Victor, Houdeville R., “Influence of periodic wakes on the development of a boundary layer”, *Aerospace Science and Technology*, Τόμ. 4, σελ. 371-381, 2000.
- [43] Καμπάνης Β. Π. “Πτερύγια Ανεμογεννητριών: Ανάλυση Φορτίσεων, Αξιολόγηση Υλικών, Κατασκευή & Πιστοποίηση” εργασία ΜΔΕ *Διεργασίες & Τεχνολογία Προηγμένων Υλικών*, ΑΠΘ, 2000.
- [44] Jamieson P., Agius P., “The Design of a 1MW Wind Turbine Rotor”, πρακτικά *ECWEC*, σελ. 90–95, Herning, Δανία, Ιούνιος 1988.
- [45] Habali S. M., Saleh I. A., “Local Design, Test and Manufacturing of Small Mixed Airfoil Wind Turbine Blades of Glass Reinforced Plastics. Part I: Design of the Blade and Root., περιοδικό *Energy Conversion & Management*, Τόμ. 41, σελ. 249–280, 2000.
- [46] Habali S. M., Saleh I. A., “Local Design, Test and Manufacturing of Small Mixed Airfoil Wind Turbine Blades of Glass Reinforced Plastics. Part II: Manufacturing of the Blade and Root., περιοδικό *Energy Conversion & Management*, Τόμ. 41, σελ. 281–298, 2000.
- [47] Moran J., “ An Introduction to Theoretical and Computational Aerodynamics”, εκδ. *John Wiley & Sons*, ISBN 0-471-87491-4, 1984.

- [48] Abbott I. H. & von Doenhoff A. E., "Theory of wing sections", εκδ. *Dover Publications*, 1959.
- [49] EC & CRES, "WENT: Basic Structured Seminar in Wind Energy Techniques", LEONARDO DA VINCI, Νο: EL/97/2/00792/PI/II.1.1.a/CONT, 1997.
- [50] Karamanos A. S. & Karamanos S. A. "Structural Design of a 40 m High Steel Tubular Tower for Wind Turbine 600 kW", Γ' Εθνικό Συνέδριο Σιδηρών Κατασκευών, σελ. 239-247, 1998.
- [51] Negm H. M., Maalawi K. Y., "Structural design optimization of wind turbine towers", *Computers & Structures*, Τόμ. 74, σελ. 649-666, 2000.
- [52] Στεφανάτος Ν., «Ανάλυση Συμπεριφοράς Ανεμογεννήτριας Οριζοντίου Άξονα σε Ανομοιόμορφο Πεδίο», διδακτορική διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, ΕΜΠ, 1997.
- [53] Rae W. H. Jr. και Pope A., "Low-Speed Wind Tunnel Testing", εκδ. *John Wiley & Sons*, ISBN 0-471-87402-7, 1984.
- [54] Elsner J. W., Wysocki M., Drobniać S., "Effects of inflow periodicity on the aerodynamic characteristics of a linear turbine cascade", τεχν. αναφορά *Inst. of Thermal Machinery, Tech. Univ. of Czestochowa, Poland*, 457/1414/96, ISSN 0239-9091, Gdansk 1995.
- [55] Cambanis V. P., Yakyntos K. και Stapountzis H., "Design of the Experiment and Construction of the Rotating Arm and Wing Model", τεχνική αναφορά ΑΠΘ, AUTH-RO-1999-1, Μάρτιος 1999.
- [56] Berg H. και Tijdeman H., "Theoretical and experimental results for the dynamic response of pressure measuring systems", τεχν. αναφορά *NLR*, NLR-TR F.238, Ιανουάριος 1965.
- [57] Βασιλακόπουλος Σ. Π., "Ηλεκτρικές Μηχανές", εκδ. *Ίδρυμα Ευγενίδου*, Αθήνα, 1997.

- [58] Μπουζάκης Κ. “Μηχανουργικές Κατεργασίες ΙΙΙ”, διδακτικές σημειώσεις, εκδ. ΑΠΘ, 1995.
- [59] Fuglsang P., Antoniou I., Soerensen N. N., Madsen H. Aa., “Validation of a Wind Tunnel Testing Facility For Blade Surface Pressure Measurements”, τεχν. αναφορά *RISØ*, Risø-R-981(EN), Απρίλιος 1998.
- [60] Bruun H. H., “Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis” εκδ. *Oxford University Press*, ISBN 0-19-856342-6, 1995.
- [61] Holland R. M. και Evans R. L., “The Effects of Periodic Wake Structures on Turbulent Boundary Layers”, *Journal of Fluids and Structures*, Τόμ. 10, σελ. 269-280, 1996.
- [62] Γούλας Α. Κ. “Τεχνική Μειρήσεων στη Μηχανική Ρευστών”, εκδ. *Γιακούδη-Γιαπούλη*, Θεσσαλονίκη, 1988.
- [63] Miller R. W. “Flow Measurement Engineering Handbook”, εκδ. *McGraw-Hill*, 2^η έκδ., ISBN 0-07-042046-7, 1989.
- [64] Tavoularis S., Stapountzis H. και Karnik U., “Vortex shedding from bluff cylinders in strongly sheared turbulent streams”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Τόμ. 26, αρ. 2, σελ. 165-178, 1987.
- [65] Coton F.N, Marshall J.S., Galdraith R.A.McD. και Green R.B., “Helicopter tail rotor orthogonal blade vortex interaction”, *Progress in Aerospace Sciences*, Τόμ. 40, σελ. 453-486, 2004.
- [66] World Wind Energy Association, “Worldwide Wind Energy Capacity at 47.616 MW –8.321 MW added in 2004”, *Press Release*, 7March 2005.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι

Στοιχεία Μελέτης Διάταξης.

Αντιστάση αέρα					
Uαερ [m/s] 10	Vπερ [m/s] 60	λ 5	R [m] 1,5	ω [s ⁻¹] 33,33	f [Hz] 5,31
n [rpm] 318,31	ρσ [kg/m ³] 1,2052	D [m] 0,125	μ [Ns/m ²] 0,000017934	ν [m ² /s] 1,48805E-05	Re 504015
C _D 0,4	L _κ [m] 0,6	S [m ²] 0,075	F _D [N] 65,1	T [Nm] 97,62	N=W [kw] 3,25
Δίσκος					
R _δ [mm] 125	r _δ [mm] 62,5	A _δ [mm ²] 36816	G _δ [kg] 0,289	(F _φ) _δ [kp] 49,116	f _δ [mm] 3,50
Κύλινδρος PVC Hydrocar (Καρίνα ABEE)					
R _κ [mm] 62,5	R _κ [m] 0,0625	ρ [bar] 6	S [mm] 3,7	r _κ [m] 0,0588	V _κ [mm ³] 845.987
ρ _κ [kg/dm ³] 1,42	G _κ [kg] 1,201	W _κ [mm ³] 41531	J [mm ⁴] 2.595.661	L _κ [mm] 50	L' _κ [m] 0,55
(F _φ) _{PVC} [N] 1835	(F _φ) _{PVC} [kp] 187	x _{δ-κ} [mm] 332			
Καταπόνηση διατομής κυλίνδρου PVC+δίσκου					
(M) _{PVC} [krmm] 78480	(σ _b) _{PVC} [kp/mm ²] 1,890	(σ _b) _{εν} [kp/mm ²] 8,5	E _{PVC} [kp/mm ²] 300	f _{PVC} [mm] 8,50	S 4,50
Χαλ. κύλινδρος συγκράτησης					
R _χ [mm] 58,8	S _χ [mm] 3	r _χ [mm] 55,8	L _χ [mm] 50	A _χ [mm ²] 1080	E _χ [kp/mm ²] 21000
V _χ [mm ³] 54004	ρ _χ [kg/dm ³] 7,85E-06	G _χ [kg] 0,424	W _χ [mm ³] 30176	J _χ [mm ⁴] 1774322	(M) _{ολ} [Nm] 907
(σ _b) _χ [kp/mm ²] 3,066	q ₂ [kp/mm] 0,513	f _χ [mm] 0,000	f _{ολ} [mm] 8,50		
Πλάκα					
d _π [mm] 3	A _π [mm ²] 9782	ρ _χ [kg/mm ³] 7,85E-06	G _π [kg] 0,230	a [mm] 5	
Profile U (DIN 1026)					
U [mm] 40	a _p [mm] 50	I _p [mm] 1512,5	G _U [kp/m] 4,87	G _p [kg] 7,366	W _χ [cm ³] 7,05
W _γ [cm ³] 3,08	A [cm ²] 6,21	A _p [mm ²] 621	e _γ [mm] 13,3	(e _p) _χ [mm] 20	(e _p) _z [mm] 806,25
Φυγ. Δυνάμεις					
(F _φ) _δ [kp] 49,116	(F _φ) _{PVC} [kp] 204,163	(F _φ) _χ [kp] 72,048	(F _φ) _π [kp] 39,150		
G _δ [kg] 0,289	G _κ [kg] 1,201	G _χ [kg] 0,424	G _π [kg] 0,230	G _p [kg] 7,366	

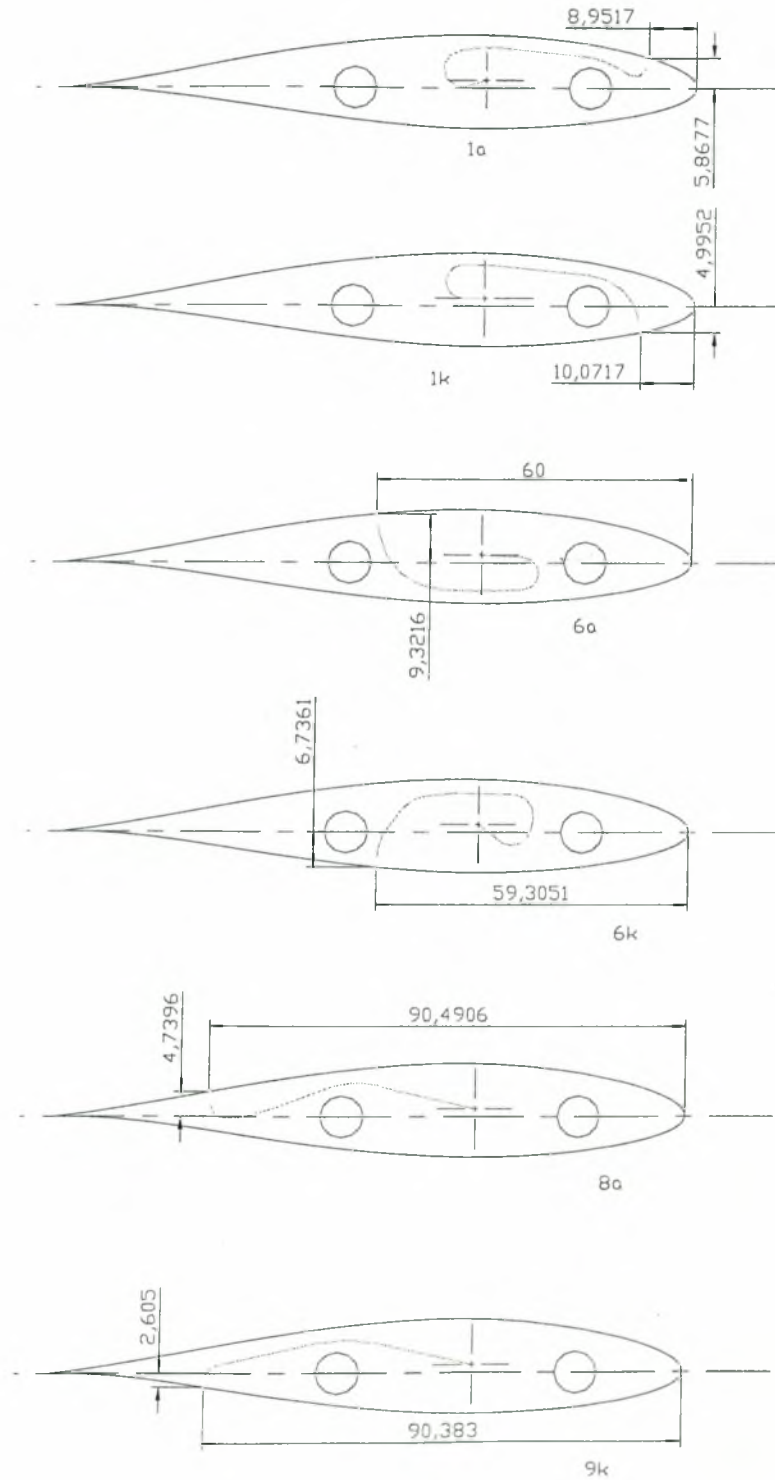
$(e_{\delta})_x$ [mm]	$(e_{PVC})_x$ [mm]	$(e_{\chi_{\alpha\lambda}})_x$ [mm]	$(e_{\pi})_x$ [mm]	$(e_p)_x$ [mm]	e_x [mm]
620	320	45	21,5	0	274
$(e_{\delta})_x'$ [mm]	$(e_{PVC})_x'$ [mm]	$(e_{\chi_{\alpha\lambda}})_x'$ [mm]	$(e_{\pi})_x'$ [mm]	$(e_p)_x'$ [mm]	
595	295	20	-3,5	-25	
Βάρη & κέντρο βάρους					
$G_{\text{ολ}}$ [kg]	$x'_{\kappa\beta}$ [mm]	$z'_{\kappa\beta}$ [mm]			
9,510	36,79	962,69			
Δύναμη προς ζυγοστάθμιση					
$(F_{\phi})_{\text{ολ}}$ [kr]	$(F_{\phi})_{\text{ολ}}$ [N]	$(M_{\phi})_{\text{ολ}}$ [krm]	$(\sigma_b)_m$ [kr/mm]	$(M)_{\text{συγ}}$ [krm]	
1037,344	10173	100	14	43,348	
Αντίβαρο					
Z_A [m]	$(F_{\phi})_{\text{ολ}}$ [N]	m [kg]	V_x [dm ³]	R_z [mm]	
0,25	10173	36,623	4,665	104	
U 50x25					
l_p [mm]	x_p [mm]	$ z_p $ [mm]	$G'p$ [kg/m]	G_p [kg]	
100	55	80	4,32	0,864	
Αντίβαρο Φ 150					
l_a [mm]	x_a [mm]	$ z_a $ [mm]	$G'k$ [kg/mm]	G_k [kg]	
255	36	257,5	0,138720951	35,37384241	
$x_{\kappa\beta}$ [mm]	$ z_{\kappa\beta} $ [mm]	F [kr]			
36,4530071	253,26796	1039,865536			
Ιμαντοκίνηση					
P [kW]	n_1 [rpm]	d [mm]	D [mm]	l	Δf %
7,5	960	97,02	242,55	2,5	17,1
C' [mm]	L' [mm]	L [mm]	b [mm]	C [mm]	Pr [kW/25,4mm]
600	1741,949	1778	2489,209383	618,0187008	2,99
Wf	Pr [kW/mm]	θ [°]	z_d	T.I.M.	F
2,14	0,251913386	166,5070928	24	11,100	1
W' [mm]		Ιμάντας	Μικρή τροχαλία	Μεγάλη τροχαλία	
29,77213766		700H200	24H200	60H200	

Υπόμνημα

Uαερ [m/s]	Ταχ. Αέρα	R_k [mm]	Ακτίνα κυλ.
Vπερ [m/s]	Ταχ. περιστρ	p [bar]	Αντοχή
R [m]	Μήκος βραχ.	S [mm]	Πάχος
ω [s ⁻¹]	Ταχ. Περιστρ.	Gκ [kg]	Μάζα κυλ.
ρ_a [kg/m ³]	Πυκν. Αέρα	J [mm ⁴]	Ροπή αδρ.
D [m]	Διάμ. Κυλίνδρ	Fφ [N]	Φυγ. Δύναμη
μ [Ns/m ²]	Ιξώδες	$x\delta$ -κ [mm]	Μοχλός
Lκ [m]	Μήκος κυλ.	S	Συντ. Ασφ.
FD [N]	Αντίσταση	f [mm]	Βέλος κάμψ.
Gδ [kg]	Μάζα δίσκου	e,x,z [mm]	Κέντρο μάζας
Fφ [kr]	Φυγ. Δύναμη		

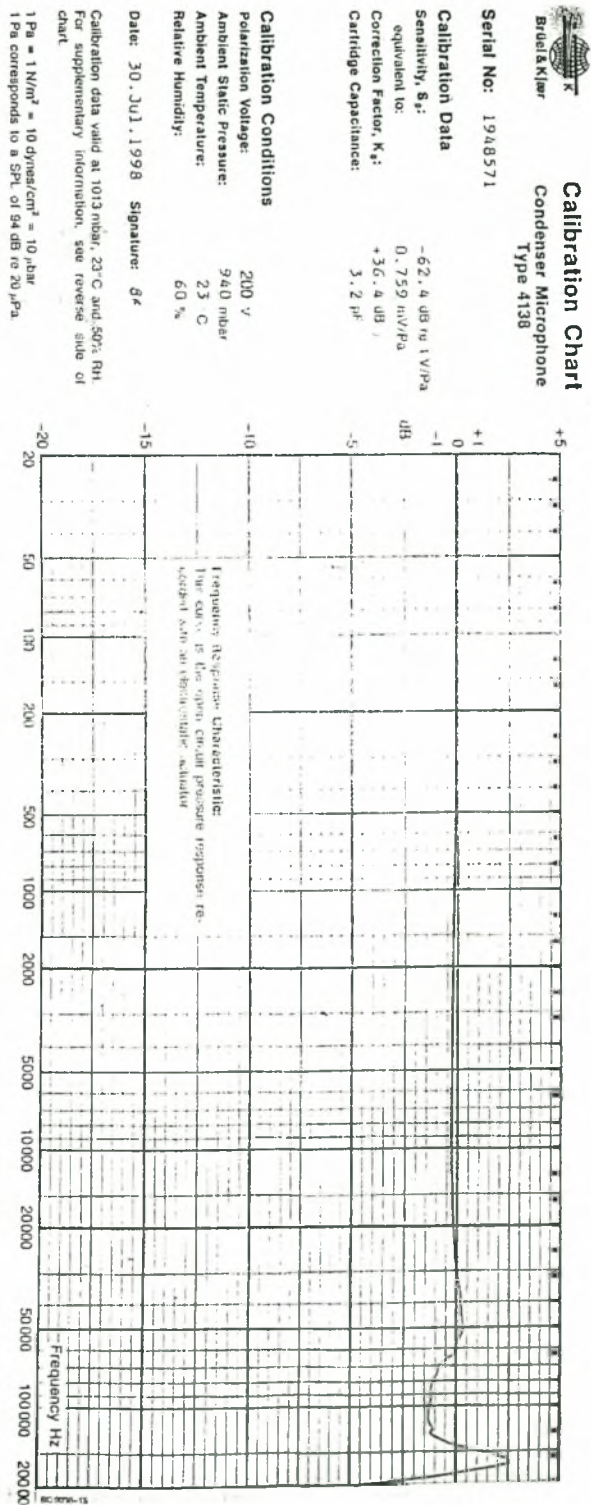
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ

Κατασκευαστικές λεπτομέρειες θέσεων μέτρησης πίεσης.



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙΙ

Στοιχεία αισθητήρα τύπου μικροφώνου.



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ IV

Πρωτόκολλο βαθμονόμησης αισθητήρα τύπου μικροφώνου.

Brüel & Kjær
Naerum-Denmark

Microphone

Calibration Worksheet

Open Circuit Sensitivity corrected to 101.3kPa

Customer:	Date: 8/05/2000	Signature:
Job No.:	Type No.: 4138	Serial No.: 1948571

Ambient Conditions	
Barometric Pressure	102.4 kPa
Temperature	24 °C
Relative Humidity	55 % RH

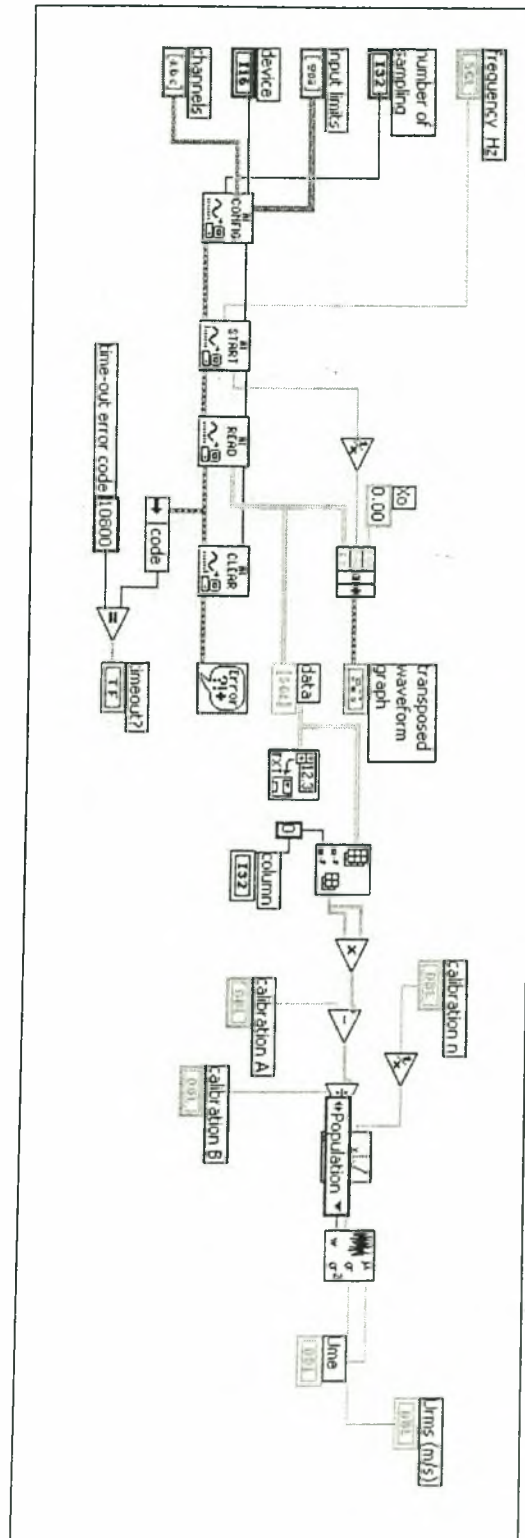
Standard Reference	
Microphone Cartridge Type No.: 4160	Serial No.: 2142621 Date of Cal.: 15/11/99

Calculations	
Open Circuit Sensitivity in dB re 1V/Pa.	
$S_0 = S_{RM} [dB] + Cor_{ps} [dB] - Cor_{RH} [dB] + Cor_{Vol} [dB] - \left(\frac{G_{RM}}{G_{RM}}\right) [dB] - (A_{RM} - A_{XM}) [dB] + \left(\frac{e_{XM}}{e_{RM}}\right) [dB]$	
$S_0 = -27.43 + (-0.007) + (0) + (+0.14) - (-0.6) - (-34) + (0.990)$ $= -59.707 \text{ dB}$	
Open Circuit Sensitivity in mV/Pa.	Open Circuit Correction Factor
$S_0 [mV / Pa] = \text{anti. log.} \frac{S_0}{20}$	$K_0 = -26.00 - (S_0)$
$S_0 [mV / Pa] = \text{anti. log.} \frac{-59.707}{20} = 1.034 \text{ mV/Pa.}$	$= -26.00 - () = \text{ dB}$
Correction Factor K with Preamplifier Type No.:	Serial No.:
$S_{MP} = S_{RM} [dB] + Cor_{ps} [dB] + Cor_{RH} [dB] + Cor_{Vol} [dB] + G_{RM} [dB] - (A_{RM} - A_{XM}) [dB] + \left(\frac{e_{XM}}{e_{RM}}\right) [dB]$	
$S_{MP} = \text{ dB} \sim \text{ dB}$	
$K_{MP} = -26.00 - (S_{MP})$	
$K_{MP} = -26.00 - () = \text{ dB} \sim \text{ dB}$	

Calibration Worksheet

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ V

Δομή προγράμματος LABView.



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ VI

Πρόγραμμα εξαγωγής μέσης περιόδου σε περιβάλλον Fortran 90.

```
!Ensemble Averaging Program for X-Hot wire (double measurement)
!*****
program ensemble_cross
!*****

implicit none

real(8) ::
matrix1(1260,1260),matrix2(1260,1260),mens1(1260,1260),mens2(1260,1260)
)

integer :: a0,b0,r,c,rtotal,ctotal,ires,nf,nff,np,ifreq,cfreq,i
character (len=500) :: position, infile, path

open(1,file='C:\Fortran progs\Indata\indata_cross.dat')

read(1,*)a0,b0
!
read(1,*)ires
!
read(1,*)nf
!
read(1,*)nff
!arithmos thesewn nff
read(1,*)np
!arithmos deigmatwn
read(1,*)ifreq
!syxnotita deigmatolipsias
read(1,'(a)')position
read(1,'(a)')path

cfreq=4. !thymisou to 145(cylinder's frequency)
rtotal=ifreq/cfreq

!open (20,file=trim(path)//trim(position)//'_error.dat')
open (20,file='C:\My Documents\temp\'//trim(position)//'_error.dat')
!open (28,file='C:\My
Documents\temp\'//trim(position)//'_educational.dat')
!open (23,file=trim(path)//trim(position)//'_period.dat')
open (23,file='C:\My Documents\temp\'//trim(position)//'_period.dat')
do i=1,nff
read(1,'(a)') infile
!thesis cr_hot_wire
call
calc(np,i,path,infile,rtotal,matrix1,matrix2,mens1,mens2,ctotal)

! open (21,file=trim(path)//trim(infile)//'_ens1.dat')
open (21,file='C:\My Documents\temp\'//trim(infile)//'_ens1.dat')
! open (22,file=trim(path)//trim(infile)//'_ens2.dat')
open (22,file='C:\My Documents\temp\'//trim(infile)//'_ens2.dat')
```

```

do r=1,rtotal
  write(21,'(i8,200(f10.3))') r, (matrix1(r,c), c=1,ctotal-1)
  write(22,'(i8,200(f10.3))') r, (matrix2(r,c), c=1,ctotal-1)
enddo
close (21)
close (22)

  write (23,*) trim(infile),ctotal-1

enddo
close(23)
close(20)

!open (24,file=trim(path)//trim(position)//'_mens1.dat')
open (24,file='C:\My Documents\temp\'//trim(position)//'_mens1.dat')

!open (25,file=trim(path)//trim(position)//'_mens2.dat')
open (25,file='C:\My Documents\temp\'//trim(position)//'_mens2.dat')

do r=1,rtotal
  write(24,'(i8,200(f10.3))') r, (mens1(r,i), i=1,nff)
  write(25,'(i8,200(f10.3))') r, (mens2(r,i), i=1,nff)
enddo
close(24)
close(25)

end program ensemble_cross

!-----
subroutine
calc(np,nff,path,infile,rtotal,matrix1,matrix2,mens1,mens2,ctotal)
!-----
  implicit none

integer :: k,np,kstart,nff,ctotal,r,c,rtotal
character (len=500) :: path, infile !length=50
real(8) ::
mes(50000,3),sum1,suma2,subm1,subm2,mens1(1260,1260),mens2(1260,1260)
real(8) :: matrix1(1260,1260),matrix2(1260,1260)
real(8) :: mean1,mean2,rms1,rms2,sum1,sum2

!Read input file (measurements)
open (10,file=trim(path)//trim(infile))
  do k=1,np
    read (10,*) mes(k,1),mes(k,2),mes(k,3)
  enddo
close(10)

!Find mean values
sum1=0.
suma2=0.
do k=1,np
  sum1=sum1+mes(k,1)
  suma2=suma2+mes(k,2)
enddo
mean1=sum1/float(np)
mean2=suma2/float(np)

```

```

!Calculate rms
do k=1,np
  sumb1=sumb1+(mes(k,1)-mean1)**2
  sumb2=sumb2+(mes(k,2)-mean2)**2
enddo
rms1=sqrt(sumb1/float(np))
rms2=sqrt(sumb2/float(np))
write (28,*) mean1,rms1
write (28,*) mean2,rms2

do k=1,np
  if (mes(k,3)>36000.and.mes(k+1,3)>36000.and.mes(k+2,3)>36000) then
    !First peak found
    kstart=k
    exit
  endif
enddo

r=1
c=1
ctotal=1
do k=kstart,np
  if (mes(k,3)>36000.and.mes(k-1,3)<36000.and.r>=1265) then
    !Peak found, start writing in new column
    c=c+1
    ctotal=ctotal+1
    r=1
    matrix1(r,c)=mes(k,1)
    matrix2(r,c)=mes(k,2)
    r=r+1
    cycle
  elseif (mes(k,3)>36000.and.mes(k-1,3)<36000.and.r<1265) then
    write (20,'(a10,a10,3(i8),a25)') infile,' ',k,c,r,'
    Prosochi esfalmeni timi!'
  endif
  matrix1(r,c)=mes(k,1)
  matrix2(r,c)=mes(k,2)
  r=r+1
enddo

do r=1,rtotal
  sum1=0.
  sum2=0.
  do c=1,ctotal-1
    sum1=sum1+matrix1(r,c)
    sum2=sum2+matrix2(r,c)
  enddo
  mens1(r,nff)=sum1/float(ctotal-1)
  mens2(r,nff)=sum2/float(ctotal-1)
enddo

end subroutine calc

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ VII

Άρθρο σχετικά με την στατική αλληλεπίδραση:

Stapountzis H., Yakinthos K., Goulas A., Kallergis S. και Kambanis V.,
“Cylinder Wake-Airfoil Interaction for Application to a HAWT”, πρακτικά
του *EWEC '99 (European Wind Energy Conference)*, Nice, France, σελ.
172-175, 1999.

CYLINDER WAKE-AIRFOIL INTERACTION FOR APPLICATION TO A DOWNWIND HAWT.

H. Stapountzis, K. Yakinthos, A. Goulas,
S. Kallergis, V. Cambanis.

University of Thessaloniki, Dept of Mechanical Engineering,
BOX 443, Thessaloniki 540 06, GREECE. Tel/fax: 0030 31 996033
Email: erikos@eng.auth.gr

ABSTRACT.

The influence of a cylinder wake on the loading and flow field of a downstream positioned airfoil is studied experimentally and numerically. Both the lift and the airfoil wake are modified by the cylinder presence. The airfoil loading is reduced and its wake broadened due to the slow decay of the cylinder wake. Wind shear in the spanwise direction is more effective when the cylinder is present and it acts in the direction to restore the airfoil pressure distribution which was altered by the cylinder.

1. INTRODUCTION.

The urge to increase the competitiveness of wind energy in relation to conventional energies or even other types of renewable energies, has motivated the study of alternative forms of Horizontal Axis Wind Turbines [1]. In this respect, there is interest in the downwind rotor configurations, which offer some advantages over the well known and now dominating upwind ones like: a) capability for employment of highly flexible rotors with no tower clearance restrictions, b) less disturbance on the sensitive suction side of the rotor blade by the rotor wake and c) cheaper yawing mechanism. Of course these advantages may not fully compensate for the increased noise of the downwind turbines. However, it is felt that there is room for improvement in the performance of downwind turbines, if the mechanisms of tower wake - airfoil interaction are studied and understood both in the unstalled and stalled regimes (especially for the stall regulated wind turbines). The present work is part only of a wider activity dealing with the aerodynamic interference of the wake of a tower and a rotor blade. It is in fact a revisit of the problem of a splitter plate behind a circular cylinder [2], [3]. Here, the results are given of an experimental and numerical study about the pressure and velocity field of a symmetric NACA 0012 airfoil placed at constant small angle of incidence in the wake of a circular cylinder. This configuration is much simplified in comparison to the real case of a blade moving periodically through the wake of a WT tower, apart from the fact that the geometrical angles of incidence are much larger near the tip. But even in the present static field there are areas which need further clarification like:

a) Are the details of the vortex formation region [4] behind the cylinder really important for the pressure field round the airfoil or the assumption of a simple wake deficit profile would be sufficient? The formation region is found to be significantly affected by the presence of a splitter plate in the subcritical regime (depending on the length, shape and position of the plate). However, real wind turbine towers are exposed to atmospheric flows leading to Reynolds numbers much higher than the critical. The separating shear layers

are already turbulent and less Re number dependent, but periodic shedding could be reestablished. In this study, tests are carried out in the subcritical and towards the end of the subcritical regime, where vortex shedding is very weak. Also at this stage, the work presented refers to airfoil downstream position in the post-vortex regime [2] i.e. distances greater than about 4 cylinder diameters. Therefore the details of the interacting shear layers emanating from the cylinder surface are not studied in this work.

b) What is the influence of three dimensionalities in the spanwise direction upon the airfoil velocity field and loading. Such three dimensionalities are wind shear and tower taper. The laboratory studies for each of these flows with an isolated cylinder [5], [6], [7] has shown the existence of vortex shedding in spanwise cells, while the combination of shear, taper and a splitter plate can lead to a nearly two dimensional wake [3]. In this paper we examine the effect of an imposed strong nearly homogeneous turbulent velocity shear in the spanwise direction, upon the loading of the airfoil downstream of the cylinder. The present data are intended to show the main trends in this flow configuration, while a more systematic study including unsteady effects will appear in a future publication.

2. EXPERIMENTAL SET UP.

The experiments were conducted in a 0.3m x 0.3m x 1.8m suction wind tunnel supplied with a turbulent shear generator. The shear was produced by means of modular screens of adjustable porosity in a way that the shear was nearly homogeneous (constant scale and turbulence intensity in the spanwise, z, direction). The relative position of the 2-D cylinder (diameter $D=60\text{mm}$) and the 2-D airfoil, or blade, (chord $c=150\text{mm}$) are shown in Fig. 1

The airfoil chord is of such size as to be possible to cause suppression of vortex shedding phenomena ($c>1.5D$, [3]). Tests were made at $Re=U_0D/\nu = 10^5$ and 4.5×10^4 with no shear, and also at $Re=4.5 \times 10^4$ when shear was present. In that case $dU/dz \approx 44\text{s}^{-1}$. The airfoil model was fitted with 23 pressure tappings for surface pressure measurements and could be rotated about its quarter chord spanwise axis for changes of its incidence (-2° up to 8°). The cylinder was placed at various transverse, y_0 , positions i.e. at $y_0=0.0D$,

0.25D and 0.5D relative to the airfoil. These geometrical settings correspond to a simplified static simulation of the motion of the rotor blade past the rotor tower. In reality, the blade chord near the tip is almost parallel to the z direction but the effective angle of incidence is small, as indicated in Fig. 1. No blockage corrections were applied to the pressure or velocity measurements. Therefore, the comparison here of the experimental results with the results of the numerical code only serves the purpose of revealing any systematic trends. Velocities in the wake of the cylinder and the airfoil were measured with a single hot wire probe and mean pressures with a digital differential pressure manometer.

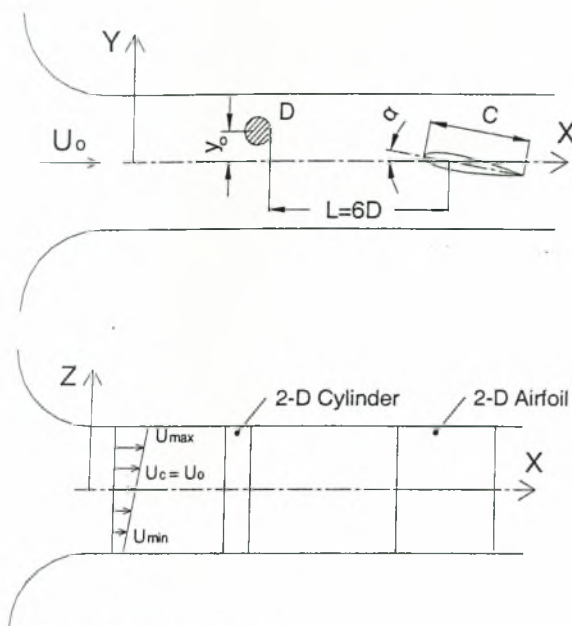


Fig. 1. Wind tunnel arrangement

3. NUMERICAL FLOW SIMULATION.

A non-steady 2-D CFD code based on the control volume approach developed at the Laboratory of Fluid Mechanics & Turbomachinery at A.U.Th. was used to carry out the predictions. The code is based on the pressure correction technique and solves the discretized momentum and continuity equations for the primary variables u, v, p (cartesian velocities and static pressure of the flow). Turbulent flows are simulated by introducing the standard $k-\epsilon$ high Reynolds turbulence model. Due to the great unsteadiness of the interaction between the cylinder and the airfoil, a transient implicit solution procedure was introduced by using a time step $\Delta t = 0.001$ sec. At each time step convergence occurred when the normalized residual for the continuity and momentum discretized equation was less than $1.E-05$. The total time needed for one period calculation based on the Strouhal number for this flow was 0.2 sec. A C-type grid was used to simulate the air flow around the cylinder and the airfoil. The grid had 50×600 points in i and j direction respectively.

For the boundary conditions, walls were set to simulate the walls of the wind tunnel, the cylinder and of the airfoil, where the velocity was set to zero. In the vicinity of the wall appropriate values for the velocity were set according to law

of the wall. For the pressure, extrapolated values were used for the walls and also for the inlet and outlet regions.

4. RESULTS AND DISCUSSION.

4.1. Airfoil Loading.

The mean surface pressure coefficients, C_p , around the airfoil for $Re = 10^5$ and incidences $\alpha = 0^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$ are shown in Figs 2a, b, c and d.

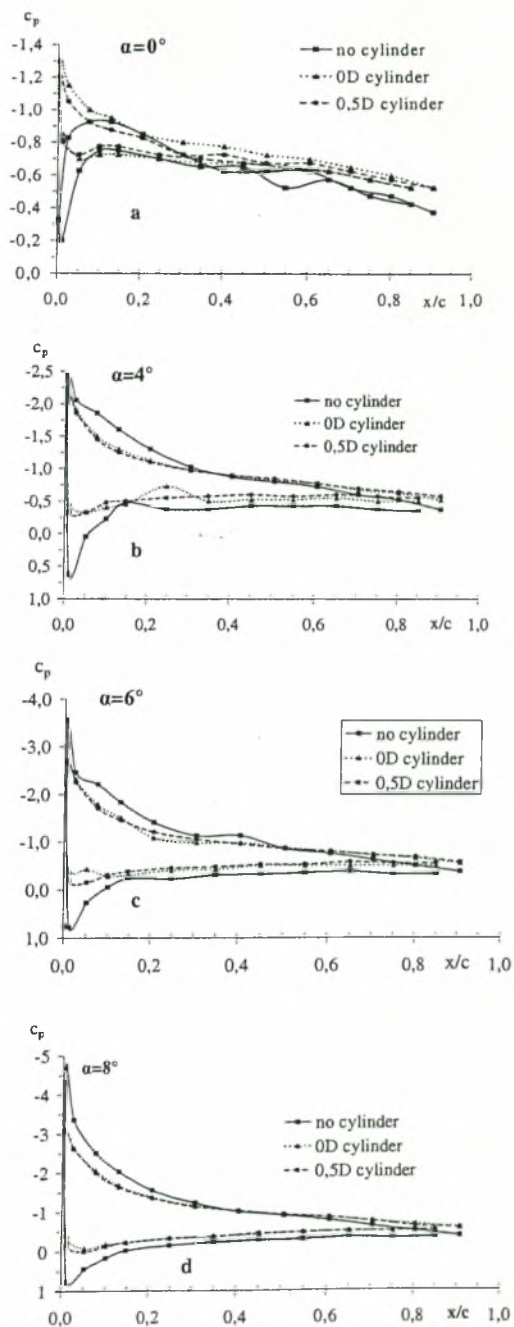


Fig. 2 Mean surface pressure distributions

The pressures are non-dimensionalized with U_0 . C_p is plotted for the isolated airfoil ("no cylinder"), for the cylinder aligned with the airfoil ("cylinder at $y_0 = 0.0D$ ") and for the cylinder positioned vertically 0.25D and 0.5D above the center line ("cylinder at 0.25D, 0.5D"). It is observed that the major differences in the C_p distributions with and without the cylinder are located from the leading edge up to about $x/c \approx 0.25$. For small incidences α , the high positive C_p values near the airfoil L.E. due to proximity of the stagnation point are suppressed. For the $\alpha=8^\circ$ incidence both the positive and negative pressure peaks near the leading edge are lowered. As a result, the section lift coefficient (computed only from the integration of surface pressures) decreases when the airfoil is placed in the wake of the cylinder, Fig. 3. Results from the numerical model are also plotted in Fig. 3 where it is also observed that the lift coefficient decreases when the cylinder is introduced. The lift curve slope $\partial C_L / \partial \alpha$ also decreases, from about 5.1 for the isolated airfoil to about 4.0 when the cylinder is present. It appears however, that the cylinder positioning at $y_0=0.25D$ causes the least decrease in the value of $\partial C_L / \partial \alpha$ (≈ 4.5 for that case).

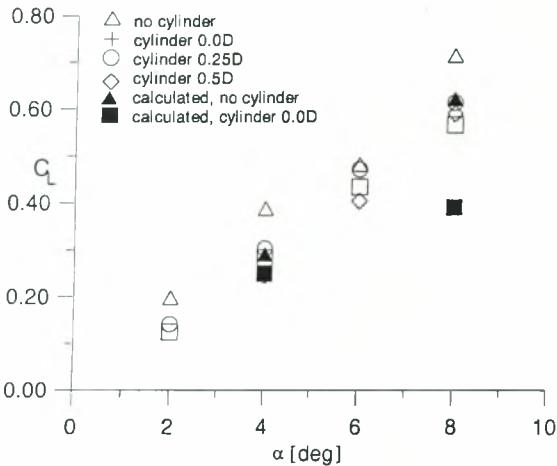


Fig. 3. Measured and calculated lift coefficients

The reason for the decrease of airfoil lift coefficient due to the presence of the cylinder may be attributed to the inhomogeneous sheared flow in the y direction (wake deficit) approaching the airfoil. The maximum local velocity gradients of the wake profile are of the same order as the artificially generated shear, i.e. about 40 s^{-1} . Similar results are obtained for the lower Re number unsheread flow tests, $Re=4.5 \times 10^4$. These experimental data indicate, that the $C_L - \alpha$ curve does not deviate much from the straight line, over the range of incidences examined, despite the fact that the airfoil is exposed to an inhomogeneous velocity field of length scale comparable to its chord.

In the sheared flow case, the velocity U_C in the middle of the span (corresponding to the vertical plane of the pressure tappings) is equal to the mean free stream speed U_0 of the unsheread flow case. For the isolated airfoil, the introduction of shear in the spanwise direction does not cause noticeable changes in the C_p distribution, e.g. Figs 4a,b for $\alpha=0^\circ$ and 6° . By contrast, when the cylinder is introduced, there is a difference in the C_p distributions in the uniform and sheared flows, Figs 5a,b ($\alpha=0^\circ, 6^\circ$). It appears, that the introduction of shear acts in the same direction as when the cylinder is removed i.e. the

(suppressed) leading edge positive C_p peaks tend to be restored when shear is introduced. Mean velocity measurements across the wake of the cylinder upstream and downstream of the airfoil had shown that the wake deficits were flattened by the shear. This is because the present shear generator leads to high levels of turbulence [10] which thoroughly mix momentum and smooth out the velocity gradients of the cylinder wake (Figs 9a,b). The airfoil then senses a more uniform profile and the influence of the cylinder wake is reduced.

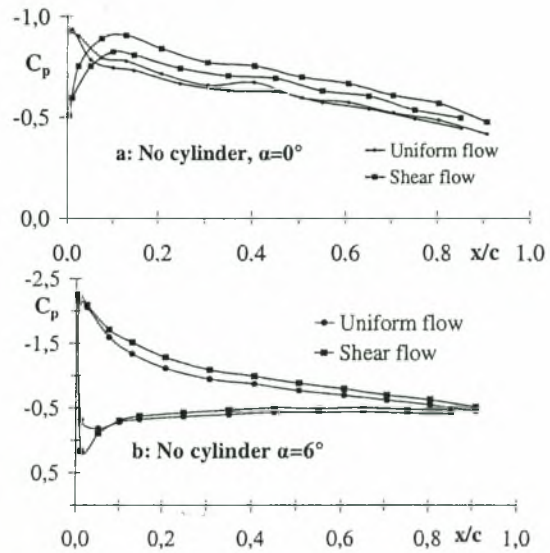


Fig.4.Effect of shear flow on C_p , no cylinder

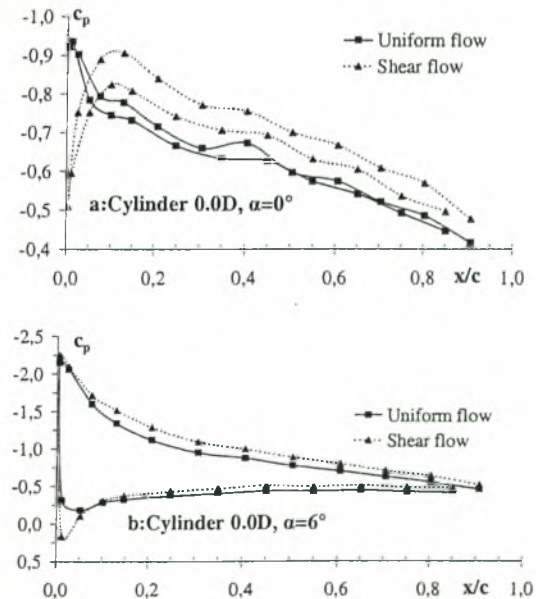


Fig.5. Effect of shear on C_p with cylinder

4.2. Wake velocity measurements.

Fig 6 shows the mean velocity distribution in the region between the cylinder and the airfoil at a streamwise position one chord upstream of the airfoil. RMS velocity distributions were also measured but they are not shown here. The wake of the cylinder itself is not much affected by the potential flow field of the airfoil. There is a small

increase, away from the center line, which may be also due to wind tunnel blockage effects. Accordingly, the turbulence intensity is increased. The influence of the angle of incidence is also small.

Wake traverses were made $1.5c$ (225 mm) and 1mm downstream of the airfoil trailing edge. In the unshered, $Re=10^5$ case the wake distributions show a significant alteration of the airfoil wake by the cylinder wake, Fig 7. There is a broadening of the airfoil wake of extent similar to that of the wakes in Fig. 6. This is due to the relatively slow decay of the cylinder wake. The turbulence intensity is more than doubled compared to the airfoil wake turbulence. The distributions for cylinder positioned off the center line, ($z_0=0.5D$) are non-symmetric. The transverse velocity distributions very close to the airfoil trailing edge follow a similar pattern. It is noticed that the cylinder wake broadens the airfoil wake (mean and turbulence intensity) except for the area very close and around the trailing edge, Figs 8a, b.

The combined action of the cylinder wake and the imposed turbulent shear is shown in Figs. 9a, b. As discussed before, shear acts as to smooth out the cylinder wake deficit and the influence on the airfoil flowfield is moderated.

No clear spectral peaks could be detected in the velocity signals both in front and in the back of the airfoil. Consequently, it is thought that vortex shedding was suppressed by the presence of the airfoil especially in the higher Re number regime (10^5).

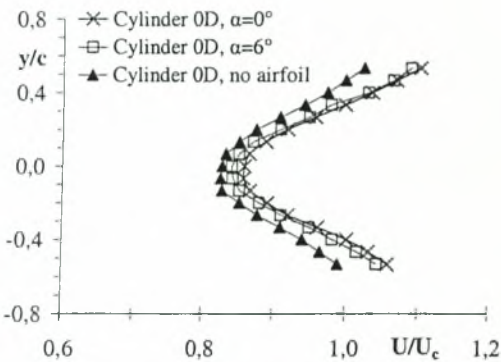


Fig. 6. Mean velocity $1.0c$ upstream of the airfoil, $\alpha=0^\circ$

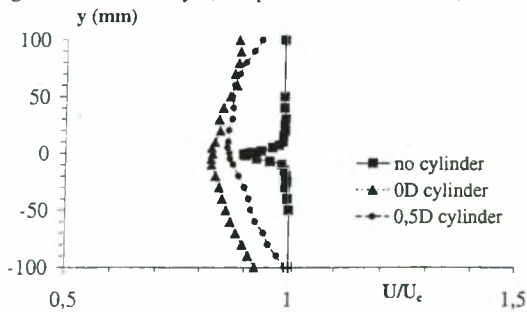


Fig. 7. Mean velocity $1.5c$ downstream of the airfoil, $\alpha=0^\circ$

5. CONCLUSIONS.

The presence of a circular cylinder and its highly sheared and inhomogeneous wake upstream of a symmetric airfoil causes an overall decrease in the surface pressure distribution mainly in the leading edge region. The lift

coefficient and its slope are lowered depending on the transverse position of the cylinder with respect to the airfoil. Fig. 8. Mean and RMS velocity close to the airfoil TE, $\alpha=0^\circ$

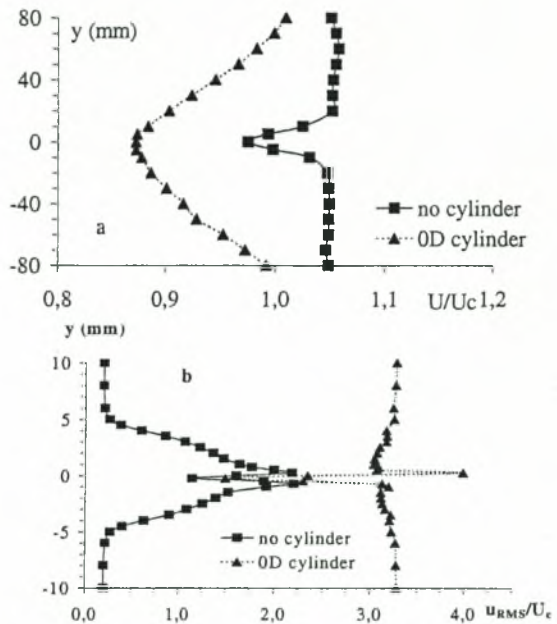


Fig.9. Mean velocity $1.5c$ downstream of the a/f TE, $\alpha=0^\circ$

Constant velocity shear in the spanwise direction seems to alleviate the cylinder wake effects by tending to restore the airfoil pressure distributions. The airfoil near wake is dominated by the cylinder wake, which is slowly decaying. The influence of homogeneous spanwise shear on the airfoil wake is to smooth out the velocity deficit caused by the cylinder.

REFERENCES.

- [1] G.A.M. van Kuik and R.W. Sherwin, 1996, "The ultimate wind turbine: a minimum cost and maintainance wind turbine", Proc. EUWEC '96, Goteborg, p. 223.
- [2] .F. Unal and D. Rockwell, 1987, "On the vortex formation from a cylinder, Part 2. Control by splitter-plate interference", Journ. Fluid Mech., vol. 90, pp. 513-529.
- [3] E.A. Anderson and A.A. Szewczyk, 1997, "Effects of a splitter plate on the near wake of a circular cylinder in 2 and 3-dimensional flow configurations", Exp. in Fluids, vol. 23, pp. 161-174.
- [4] J.H. Gerrard, 1966, "The mechanisms of the formation of vortices behind bluff bodies", Journ. Fluid Mech., vol. 25, pp. 401-413.

- [5] D.J. Maull and R.A. Young, 1973, "Vortex shedding from bluff bodies in a shear flow", *Journ. Fluid Mech.*, vol. 60, pp. 401-409.
- [6] U. Karnik, H. Stapountzis and S. Tavoularis, 1987, "Vortex shedding from bluff cylinders in strongly sheared turbulent flows", *Journ. Wind Eng. Ind. Aerod.*, vol. 26, pp. 165-178.
- [7] A. Papangelou, 1992, "Vortex shedding from slender cones at low Re numbers", *Journ. Fluid Mech.*, vol. 242, pp. 299-321.
- [8] J.A. Zhu , 1991, "Low Diffusive and Oscillation Free Convection Scheme". *Communications in Applied Numerical Methods*, vol. 7, 1991, Willey & Sons.
- [9] C.M. Rhie and W.L. Chow , 1983, "A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation" , *AIAA Jour.* vol. 21, pp. 1525-1532.
- [10] H. Stapountzis and R.E. Britter, 1989, "Turbulent diffusion in a homogeneous turbulent shear flow", *Turb.*

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ



004000102424

