

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Διδακτορική Διατριβή

**ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ, ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ
ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ**

ΤΟΥ

ΒΑΦΕΙΑΔΗ ΚΥΡΙΑΚΟΥ

Διπλωματούχου Μηχανολόγου Μηχανικού Π.Δ.Μ.

Επιβλέπων

Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή

Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Τομπουλίδης Ανανίας, Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου

Λεφάκης Χαράλαμπος, Αν. Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Διδακτορική Διατριβή

**ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ, ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ
ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ**

ΤΟΥ

ΒΑΦΕΙΑΔΗ ΚΥΡΙΑΚΟΥ

Διπλωματούχου Μηχανολόγου Μηχανικού Π.Δ.Μ.

Επιβλέπων

Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή

Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Τομπουλίδης Ανανίας, Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου

Λεφάκης Χαράλαμπος, Αν. Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στην Κοζάνη, στο Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Μέρος των υπολογιστικών προσομοιώσεων, αποτελέσματα των οποίων παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή, πραγματοποιήθηκαν στο Εθνικό υπερ-υπολογιστικό σύστημα ARIS της ΕΔΕΤ Α.Ε. στο πλαίσιο έργου προετοιμασίας του προγράμματος «Δοκιμών Εμπορικού Λογισμικού» σε συνεργασία με την SimTec Λογισμικό και Υπηρεσίες Α.Ε.

Επιβλέπων

- * Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή

- * Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας
- * Τομπουλίδης Ανανίας, Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας
- * Λεφάκης Χαράλαμπος, Αναπληρωτής Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή

- * Τουρλιδάκης Αντώνιος, Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας
- * Τομπουλίδης Ανανίας, Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου
- * Λεφάκης Χαράλαμπος, πρώην Αν. Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας
- * Κωνσταντινίδης Ευστάθιος, Αν. Καθηγητής Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας
- * Κάλφας Ανέστης, Αν. Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης
- * Αγγίδης Γεώργιος, Professor, Lancaster University, UK
- * Γούλας Απόστολος, Ομότιμος Καθηγητής Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης

Ευχαριστίες

Αρχικά θα ήθελα να εκφράσω τις θερμότερες ευχαριστίες μου στον επιβλέποντά μου Καθηγητή κ. Τουρλιδάκη Αντώνιο για την καθοδήγηση και την υποστήριξη που μου παρείχε σε όλη την πορεία εκπόνησης αυτής της διατριβής αλλά και για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε με την ανάθεση του συγκεκριμένου θέματος. Οι συμβουλές του τόσο στον ερευνητικό όσο και στον επαγγελματικό τομέα υπήρξαν ανεκτίμητες. Η εμπιστοσύνη που μου έδειξε επιτρέποντας την ενεργό συμμετοχή μου σε διάφορες ερευνητικές εργασίες του Εργαστηρίου Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών του Τμήματος με βοήθησαν να αναπτυχθώ ως επιστήμονας και μηχανικός. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω θερμά τα μέλη της συμβουλευτικής επιτροπής μου Καθηγητή κ. Τομπουλίδη Ανανία και τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Λεφάκη Χαράλαμπο για την συνεχή υποστήριξη τους.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω το διοικητικό και το ακαδημαϊκό προσωπικό και τους υπόλοιπους υποψήφιους διδάκτορες του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών για την εξαιρετική συνεργασία και την σημαντική τους υποστήριξη κατά τη διάρκεια των σπουδών μου στο Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Μαρνέλλο Γεώργιο για την έμπρακτη συμπαράστασή του, τους συναδέλφους Δρ. Γκατζούλη Αθανάσιο, Δρ. Γιαννακόπουλο Γεώργιο και τους Δρ. Κολοκοτρώνη Δημήτριο και Επίκουρο Καθηγητή Γιαγκόπουλο Δημήτριο για το ενδιαφέρον και τις πολλές εποικοδομητικές συζητήσεις σε τεχνικά και γενικότερα ζητήματα.

Θα ήταν παράλειψη να μην ευχαριστήσω τον Dr. Schreck Scott του National Renewable Energy Laboratory για την παροχή των πειραματικών αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 4 της παρούσας διατριβής.

Τέλος, ευχαριστώ στην οικογένειά μου, η οποία στάθηκε δίπλα μου ενθαρρύνοντας τις επιλογές μου και υποστηρίζοντάς με σε όλα τα στάδια εκπόνησης αυτής της διατριβής.

Βαφειάδης Κυριάκος

Κοζάνη, Οκτώβριος 2016

Περίληψη

Ο άνεμος αξιοποιήθηκε από τον άνθρωπο από τα αρχαία χρόνια και αποτελεί μια αξιόπιστη ανανεώσιμη πηγή ενέργειας. Η αποδοτική του αξιοποίηση απαιτεί τον σχεδιασμό και βελτιστοποίηση των αιολικών μηχανών. Σκοπός της παρούσας διατριβής είναι η ανάπτυξη μεθόδου σχεδίασης και βελτιστοποίησης πτερυγίων ανεμογεννητριών, η ανάλυση της λειτουργίας ανεμογεννητριών με χρήση Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής και η μελέτη βελτιστοποίησης της λειτουργίας ανεμογεννητριών ενταγμένων στο αστικό τοπίο και ανεμογεννητριών ενταγμένων στο κτίριο.

Σε αυτή την κατεύθυνση αναπτύχθηκε μια μέθοδος για την αεροδυναμική βελτιστοποίηση των πτερυγίων ανεμογεννητριών η οποία βασίζεται στη παραμετροποίηση της γεωμετρίας των χρησιμοποιούμενων αεροτομών με καμπύλες Bézier και τη βελτιστοποίησή τους με χρήση Γενετικών Αλγορίθμων. Τα αποτελέσματα της βελτιστοποίησης οδήγησαν στην ανάπτυξη αεροτομών με βέλτιστα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά για συγκεκριμένες λειτουργικές συνθήκες.

Επίσης, μελετήθηκε η μοντελοποίηση της λειτουργίας ανεμογεννητριών με χρήση Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής και μοντέλων τύρβης. Για αυτόν τον σκοπό πραγματοποιήθηκε προσομοίωση ενός γνωστού πειράματος αεροδυναμικής που έλαβε χώρα σε αεροσήραγγα της NASA. Τα αποτελέσματα της υπολογιστικής ανάλυσης συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα της πειραματικής μελέτης και βρέθηκε εξαιρετική συμφωνία.

Μια καινοτόμος τροποποίηση των συμβατικών ανεμογεννητριών είναι η ένταξή τους σε ένα κελύφος. Με αυτόν τον τρόπο αυξάνεται σημαντικά η παραγόμενη ισχύς δεδομένης ανεμογεννήτριας. Η τροποποίηση αυτή συνίσταται για μικρές ανεμογεννήτριες οι οποίες λειτουργούν στο αστικό τοπίο όπου οι ανεμολογικές συνθήκες δεν είναι οι βέλτιστες. Στο πλαίσιο αυτής της διατριβής μελετήθηκε η ένταξη εντός κελύφους τόσο ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα όσο και ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την προσομοίωση με Υπολογιστική Ρευστοδυναμική έδειξαν καλή συμφωνία με αντίστοιχα αποτελέσματα άλλων ερευνητών. Η παραγόμενη ισχύς μιας ανεμογεννήτριας με κελύφος αυξάνεται αναλογικά με την παροχή αέρα μέσω του κελύφους και μπορεί ακόμη και να υπερδιπλασιαστεί με κατάλληλη μορφοποίηση του κελύφους.

Λέξεις Κλειδιά: αεροδυναμική, αεροτομές, ανεμογεννήτριες, βελτιστοποίηση, γενετικοί αλγόριθμοι, καμπύλες Bézier, κελύφη, όριο Betz, BEM, CFD

Abstract

Wind has been used by man since ancient times and it is a reliable source of renewable energy. The efficient wind utilisation requires the design and optimisation of wind machines. The purpose of this thesis is the development of a method for the wind turbine blades design and optimisation, the analysis of wind turbines operation using Computational Fluid Dynamics and the optimisation study of wind turbines operating in the urban landscape and building integrated wind turbines.

In this direction, a Genetic Algorithms based aerodynamic optimisation method of wind turbine blades which utilises Bézier curves was developed. The results of the optimisation led to the development of airfoils with optimal aerodynamic characteristics for specific operating conditions.

The modeling of wind turbine operation using Computational Fluid Dynamics and turbulence models was also studied. For this purpose the simulation of a well known NASA aerodynamics experiment was carried out. The computational analysis results were compared with the experimental results and found in excellent agreement.

A novel modification of conventional wind turbines is their integration into a shroud. Thereby the power output of a given turbine significantly increases. This modification is recommended for small wind turbines that operate in the urban landscape where wind conditions are not optimal. In this work the inclusion of both horizontal and vertical axis wind turbines into shrouds were studied. The results obtained from the simulation with Computational Fluid Dynamics showed good agreement with corresponding results of other researchers. The power output of a shrouded wind turbine increases proportionally to the air flow through the shell and may even be more than doubled with proper shroud formation.

Keywords: aerodynamics, airfoils, BEM, Betz limit, Bézier curves, CFD, genetic algorithms, optimisation, shrouds, wind turbines

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες.....	i
Περίληψη	iii
Abstract	v
Περιεχόμενα.....	vii
Λίστα Συμβόλων	xiii
Κεφάλαιο 1. Εισαγωγή.....	1
1.1 Αιολική Ενέργεια και Ανεμογεννήτριες	1
1.2 Σκοπός Παρούσας Διατριβής – Αεροδυναμική Σχεδίαση, Ανάλυση και Βελτιστοποίηση Λειτουργίας Ανεμογεννητριών	5
1.3 Δομή της Παρούσας Διατριβής	7
Κεφάλαιο 2. Αεροδυναμική των Ανεμογεννητριών	9
2.1 Θεωρία Αεροτομών	9
2.2 Ανεμογεννήτριες Οριζόντιου Άξονα.....	11
2.2.1 Θεωρία Ορμής και η Έννοια του Δίσκου Ενέργειας	12
2.2.2 Ανάλυση του Ομόρρου Ανεμογεννητριών Οριζόντιου Άξονα	18
2.2.2.1 Περιοχές του Ομόρρου	21
2.2.3 Θεωρία Στοιχείων Πτερύγωσης – Ορμής.....	24
2.2.4 Απώλειες Ακροπτερυγίου	30
2.2.4.1 Εφαρμογή των Διορθώσεων Ακροπτερυγίου και Βάσης	34
2.2.5 Κατάρρευση της Θεωρίας Ορμής	36
2.2.6 Διόρθωση Χαρακτηριστικών Αεροτομής για τις Τρεις Διαστάσεις	38
2.2.7 Επίδραση Αριθμού Reynolds	39
2.2.8 Υλοποίηση Αλγόριθμου BEM	40
2.2.8.1 Ο Αλγόριθμος	41
2.2.8.2 Αξιολόγηση Αποτελεσμάτων Αλγόριθμου BEM.....	43
2.2.9 Λειτουργία για Ροή μη Ευθυγραμμισμένη με τον Άξονα της Μηχανής	45

2.2.9.1	Τροποποιήσεις της Θεωρίας Στοιχείων Πτερύγωσης – Ορμής	51
2.2.10	Πειράματα Αεροδυναμικής	52
2.2.11	Μοντελοποίηση της Αεροδυναμικής του Δρομέα και του Ομόρρου.....	55
2.3	Ανεμογεννήτριες Καθέτου Άξονα	56
2.3.1	Θεωρία Πολλαπλών Ροϊκών Σωλήνων.....	59
2.3.2	Θεωρία Διπλού Δίσκου Ενέργειας και Πολλαπλών Ροϊκών Σωλήνων	61
2.4	Σύνοψη Κεφαλαίου	63
Κεφάλαιο 3. Αεροδυναμική Σχεδίαση Πτερυγίων και Βελτιστοποίηση		67
3.1	Βέλτιστη Γεωμετρία Πτερυγίων Ανεμογεννητριών Οριζόντιου Άξονα κατά Betz και Schmitz.....	67
3.2	Αεροτομές Σχεδιασμένες για Χρήση σε Πτερύγια Ανεμογεννητριών	71
3.2.1	Αεροτομές του National Renewable Energy Laboratory	72
3.2.2	Αεροτομές του Risø National Laboratory	73
3.2.3	Αεροτομές του Πανεπιστημίου Delft	74
3.2.4	Αεροτομές του Ινστιτούτου Αεροναυπηγικής της Σουηδίας.....	74
3.3	Στοχαστικές Μέθοδοι Βελτιστοποίησης και Γενετικοί Αλγόριθμοι	74
3.3.1	Χαρακτηριστικά των Γενετικών Αλγορίθμων.....	77
3.3.2	Βασικά Στοιχεία των Γενετικών Αλγορίθμων.....	78
3.3.2.1	Αρχικοποίηση	79
3.3.2.2	Επιλογή.....	80
3.3.2.3	Διασταύρωση	80
3.3.2.4	Μετάλλαξη	81
3.3.3	Το Λογισμικό EASY.....	82
3.4	Βελτιστοποίηση Αεροτομών με Χρήση Γενετικών Αλγορίθμων	82
3.4.1	Καμπύλες Bézier και Αεροτομές.....	83
3.4.1.1	Ιδιότητες Καμπυλών Bézier	85
3.4.1.2	Συνέχεια και Ομαλή Συνένωση Καμπυλών Bézier	87
3.4.2	Προσέγγιση με Ελάχιστα Τετράγωνα.....	88

3.4.3	Ο Αλγόριθμος.....	89
3.4.4	Αξιολόγηση της Προσέγγισης.....	93
3.4.5	Το Λογισμικό XFOIL.....	95
3.4.6	Μαθηματική Μοντελοποίηση Πεδίων Ροής.....	96
3.4.6.1	Μοντέλοποίηση για μη Συνεκτική Ροή.....	96
3.4.6.2	Μοντέλοποίηση για Συνεκτική Ροή.....	99
3.4.6.3	Υπολογισμός δυνάμεων και ροπών.....	102
3.4.6.4	Κριτήριο μετάβασης.....	103
3.4.7	Αποτελέσματα Βελτιστοποίησης.....	104
3.4.7.1	Βελτιστοποίηση της Αεροτομής S823.....	106
3.4.7.2	Βελτιστοποίηση της Αεροτομής S822.....	111
3.5	Σύνοψη Κεφαλαίου.....	115
Κεφάλαιο 4. Υπολογιστική Μοντελοποίηση Ανεμογεννητριών.....		117
4.1	Διέπουσες Εξισώσεις.....	117
4.1.1	Τυρβώδης Ροή.....	120
4.1.2	Χρονικά Μέσες Εξισώσεις Navier-Stokes.....	121
4.2	Μοντελοποίηση της Τύρβης.....	124
4.2.1	Μοντέλα Τύρβης Δυο Εξισώσεων.....	126
4.2.1.1	Το Μοντέλο k-ε.....	127
4.2.1.2	Το Μοντέλο k-ω.....	128
4.2.1.3	Το Μοντέλο Μεταφοράς Διατμητικών Τάσεων (SST).....	130
4.2.1.4	Διόρθωση καμπυλότητας.....	133
4.2.2	Τυρβώδης Ροή Κοντά στο Τοίχωμα.....	134
4.2.2.1	Κλιμακώσιμες Συναρτήσεις Τοιχώματος.....	136
4.2.2.2	Αδιάστατη Απόσταση από το Τοίχωμα.....	138
4.2.2.3	Αυτοματοποιημένη Μεταχείριση Τοιχώματος.....	139
4.3	Αριθμητική Διαδικασία Επίλυσης.....	141
4.3.1	Διακριτοποίηση των Εξισώσεων.....	141

4.3.2	Συναρτήσεις Μορφής	143
4.3.3	Διακριτοποίηση των Όρων των Εξισώσεων	146
4.3.4	Το Συζευγμένο Σύστημα Εξισώσεων.....	150
4.3.4.1	Διαδικασία Επίλυσης	151
4.3.4.2	Κανονικοποίηση υπολοίπων.....	155
4.3.5	Σφάλματα Διακριτοποίησης.....	155
4.4	Προσομοίωση του Πειράματος UAE Phase VI του NREL	156
4.4.1	Υπολογιστικό Πλέγμα.....	162
4.4.1.1	Ανάλυση Οριακού στρώματος	163
4.4.1.2	Δείκτες Ποιότητας Πλέγματος	165
4.4.1.3	Χαρακτηριστικά των Πλεγμάτων που Χρησιμοποιήθηκαν	167
4.4.2	Στοιχεία Μοντέλων Διασύνδεσης Υπολογιστικών Χωρίων.....	173
4.4.2.1	Το Μοντέλο Στιγμιότυπων Περιστρεφόμενης Πτερύγωσης (Frozen Rotor) 174	
4.4.2.2	Το Μοντέλο Βαθμίδας (Stage)	175
4.4.2.3	Το Μοντέλο Μη Μόνιμου Ροϊκού Πεδίου Μεταξύ Κινητής και Ακίνητης Πτερύγωσης.....	176
4.4.3	Οριακές και Αρχικές Συνθήκες.....	176
4.4.3.1	Οριακή συνθήκη εισόδου	178
4.4.3.2	Οριακή Συνθήκη Εξόδου.....	180
4.4.3.3	Οριακή συνθήκη τοιχώματος	181
4.5	Αποτελέσματα	181
4.5.1	Πρόβλεψη Απόδοσης.....	182
4.5.2	Ροϊκά Χαρακτηριστικά	185
4.5.3	Μετρήσεις Ταχύτητας στον Ομόρρου	207
4.5.4	Πρόβλεψη Απόδοσης Δρομέα σε Συνθήκες Απόκλισης	215
4.5.5	Ροϊκά Χαρακτηριστικά σε Συνθήκες Απόκλισης.....	217
4.5.6	Μετρήσεις Ταχύτητας στον Ομόρρου σε Συνθήκες Απόκλισης.....	224
4.5.7	Απεικόνιση του Συστήματος Δινών στον Κοντινό Ομόρρου	225

4.5.8	Προσέγγιση με τον Δίσκο Ενέργειας.....	229
4.6	Σύνοψη Κεφαλαίου	232
Κεφάλαιο 5. Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος και Ανεμογεννήτριες Ενταγμένες σε Κτίρια ...		237
5.1	Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος	237
5.1.1	Οι Πρώτες Ερευνητικές Εργασίες	238
5.1.2	Η Πρώτη Ανεμογεννήτρια με Κέλυφος.....	243
5.1.3	Πρόσφατη Έρευνα	244
5.2	Ανεμογεννήτριες Ενταγμένες στο Κτιριακό Κέλυφος	249
5.3	Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννητριών με Κέλυφος.....	258
5.3.1	Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννήτριας Οριζόντιου Άξονα με Κέλυφος .	258
5.3.1.1	Γεωμετρικά και Λειτουργικά Χαρακτηριστικά του Δρομέα.....	259
5.3.1.2	Οριακές Συνθήκες και Υπολογιστικό πλέγμα	261
5.3.1.3	Αποτελέσματα	266
5.3.2	Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννήτριας Καθέτου Άξονα με Κέλυφος	277
5.3.2.1	Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά του Δρομέα.....	277
5.3.2.2	Οριακές Συνθήκες και Υπολογιστικό πλέγμα	278
5.3.2.3	Αποτελέσματα	282
5.4	Σύνοψη Κεφαλαίου	295
Κεφάλαιο 6. Γενικά Συμπεράσματα.....		299
6.1	Στόχοι που Επιτεύχθηκαν	299
6.2	Συμπεράσματα	300
6.2.1	Βέλτιστη Σχεδίαση.....	300
6.2.2	Μοντελοποίηση Ανεμογεννητριών	301
6.2.3	Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος.....	304
6.3	Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα.....	305
Βιβλιογραφία.....		309

Λίστα Συμβόλων

Λατινικοί Χαρακτήρες

A	Επιφάνεια σάρωσης πτερυγίων
a	Συντελεστής αξονικής επαγωγής
a'	Συντελεστής περιφερειακής επαγωγής
B	Αριθμός πτερυγίων
B_i^n	Πολυώνυμο Bernstein
b^n	Καμπύλη Bézier
b_i	Σημεία πολυγώνου ελέγχου καμπύλης Bézier
C	Συνέχεια καμπυλών
C_l	Συντελεστής άνωσης αεροτομής
C_d	Συντελεστής αντίστασης (οπισθέλκουσας) αεροτομής
C_f	Συντελεστής τριβής
C_m	Συντελεστής ροπής αεροτομής
C_p	Συντελεστής ισχύος του δρομέα
C_p	Συντελεστής ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση
C_T	Συντελεστής ώσης δρομέα
C_τ	Συντελεστής διάτμησης
D	Δύναμη αντίστασης (οπισθέλκουσας)
D_o	Διάμετρος πτερυγίων ανεμογεννήτριας
e	Μοναδιαίο διάνυσμα
H	Παράμετρος μορφής
H^*	Παράμετρος μορφής κινητικής ενέργειας
H^{**}	Παράμετρος μορφής πυκνότητας
H_k	Κινηματική παράμετρος μορφής
h	Ενθαλπία

I	Ροθαλπία
k	Τυρβώδης κινητική ενέργεια
L	Δύναμη άνωσης
m	Μάζα
N	Πλήθος
N_{rot}	Περιστροφική ταχύτητα
n	Βαθμός καμπύλης Bézier
\tilde{n}	Πλάτος κύματος Tollmien-Schlichting
P	Ισχύς του δρομέα ή πιθανότητα
Pr	Αριθμός Prandtl
p	Στατική πίεση ή διάνυσμα λύσης ελαχίστων τετραγώνων
R_o	Ακτίνα πτερυγίου
Re	Αριθμός Reynolds
r	Διάνυσμα θέσης
S	Ρυθμός παραμόρφωσης
S_E	Όρος πηγής ενέργειας
S_M	Όρος πηγής ορμής
S_ϕ	Όρος πηγής γενικής μεταβλητής ϕ
F_t	Εφαπτομενική δύναμη που ενεργεί στο δρομέα
T ή F_n	Ώση που ενεργεί στο δρομέα ή κάθετη στον δρομέα δύναμη
T	Στατική θερμοκρασία
t	Χρόνος ή ανεξάρτητη παράμετρος καμπύλης Bézier
U	Ταχύτητα
u	Διακύμανση της ταχύτητας
x	Συνιστώσα διανύσματος θέσης ή διεύθυνση x
y	Κάθετη απόσταση από το τοίχωμα ή διεύθυνση y
y^+	Αδιάστατη κάθετη απόσταση από το τοίχωμα

z Διεύθυνση z

Ελληνικοί Χαρακτήρες

α	Γωνία προσβολής/πρόσπτωσης
α_{ij}	Συντελεστές γραμμικού συστήματος
β	Συστροφή πτερυγίου
Γ	Συντελεστής διαχυτότητας ή κυκλοφορία
γ	Ένταση δίνης (κατανομή στροβιλότητας) ή γωνία yaw
δ^*	Πάχος μετατόπισης
δ	Δέλτα του Kronecker
ε	Ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας
ε_{ijk}	Σύμβολο της μετάθεσης (Levi-Civita)
θ	Γωνία διάταξης ή πάχος απώλειας ορμής
θ_p	Βήμα πτερυγίου
λ	Λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου
μ	Δυναμικό ιξώδες
μ_{eff}	Ενεργό ιξώδες
μ_t	Τυρβώδες ιξώδες
ν	Κινηματικό ιξώδες
ξ	Συντεταγμένη στη διεύθυνση της ροής
ρ	Πυκνότητα
σ	Ένταση πηγής
τ	Τανυστής διατμητικών τάσεων
Φ	Γενική μεταβλητή που αναπαριστά βαθμωτό μέγεθος
φ	Γωνία ροής
φ'	Διακύμανση της γενικής μεταβλητής Φ
Ψ	Ροϊκή συνάρτηση
Ω	Στροβιλότητα

Ω_{rot}	Γωνιακή ταχύτητα
ω	Συχνότητα της τύρβης

Ακρώνυμα και Αρκτικόλεξα

BEM	Blade Element Momentum
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
DMS	Double-Multiple Streamtube
ECN	Energy research Centre of the Netherlands
EA	Evolutionary Algorithms
FVM	Finite Volume Method
GA	Genetic Algorithms
LES	Large Eddy Simulation
MOO	Multi-Objective Function Optimisation
MS	Multiple Streamtube
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NREL	National Renewable Energy Laboratory
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RFR	Rotating Frame of Reference
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SOO	Single Objective Function Optimisation
SST	Shear Stress Transport
SVD	Singular Value Decomposition
UAE	Unsteady Aerodynamic Experiment
UDS	Upwind Difference Scheme
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

Δείκτες και Εκθέτες

∞	Μέγεθος μακριά ανάντη του δρομέα και στην αδιατάραχτη ροή
----------	---

<i>abs</i>	Μέγεθος στο απόλυτο πλαίσιο αναφοράς
<i>crit</i>	Κρίσιμο μέγεθος
<i>disc</i>	Μέγεθος στον δίσκο ενέργειας
<i>E</i>	Μέγεθος της ακμής του οριακού στρώματος
<i>inc</i>	Μέγεθος ασυμπύεστης ροής
<i>inv</i>	Μέγεθος μη συνεκτικής ροής
<i>ip</i>	Στο σημείο ολοκλήρωσης
<i>i, j, k</i>	Διάφοροι δείκτες
<i>old</i>	Μέγεθος σχετικό με το προηγούμενο χρονικό βήμα επίλυσης
<i>rel</i>	Σχετικό μέγεθος
<i>rot</i>	Στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς
<i>stat</i>	Στατικό μέγεθος
<i>T.E.</i>	Ακμή εκροής
<i>t</i>	Τυρβώδες μέγεθος
<i>tot</i>	Ολικό μέγεθος
<i>wake</i>	Μέγεθος του ομόρρου
<i>wind</i>	Μέγεθος του ανέμου

***Σημείωση**

Κείμενο γραμμένο με έντονη γραφή, π.χ. ***U***, αφορά διάνυσμα

Μεγέθη που σημαίνονται με «*ˆ*» ή «*˘*» αφορούν διακυμάνσεις.

Μεγέθη που σημαίνονται με «*¯*» αφορούν μέση τιμή.

Κεφάλαιο 1.

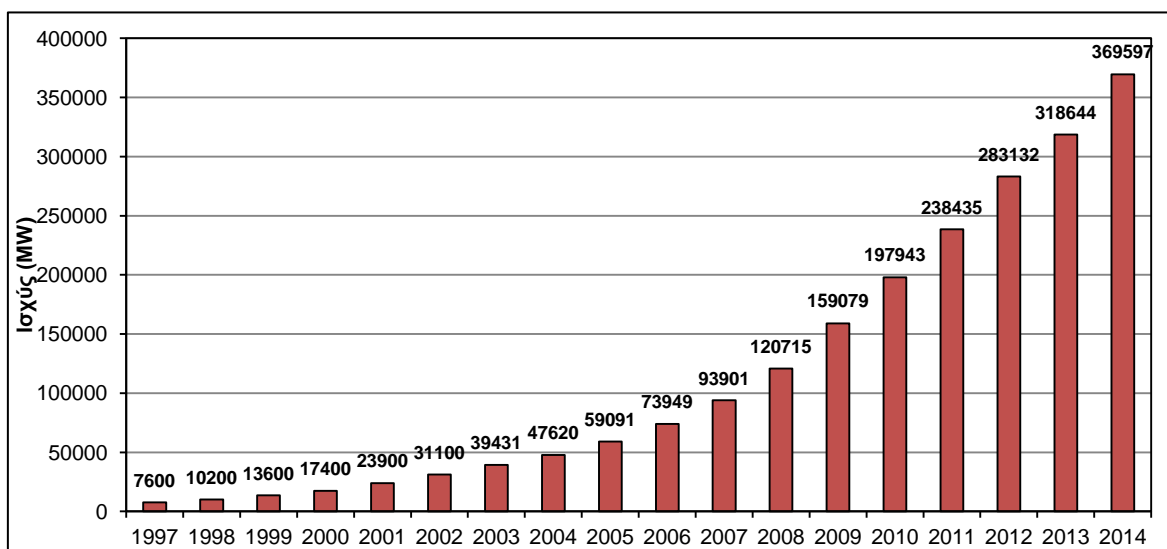
Εισαγωγή

Σε αυτό το εισαγωγικό κεφάλαιο παρουσιάζονται βασικές έννοιες, αρχές λειτουργίας και προβληματισμοί που σχετίζονται με την αιολική ενέργεια και την αξιοποίησή της μέσω των ανεμογεννητριών. Επίσης, καθορίζεται η έννοια της αεροδυναμικής σχεδίασης, ανάλυσης και βελτιστοποίησης της λειτουργίας των ανεμογεννητριών και ορίζονται ο σκοπός και η δομή της παρούσας διατριβής.

1.1 Αιολική Ενέργεια και Ανεμογεννήτριες

Ο άνθρωπος από τα αρχαία χρόνια αντιλήφθηκε το ότι η χαλιναγωγή του ανέμου και η απομάστευση ενέργειας από αυτόν, θα έλυε σημαντικά προβλήματα τα οποία σχετίζονταν με την ανάπτυξη των κοινωνιών του. Έτσι σχεδίασε πλεούμενα οχήματα τα οποία κινούνταν χρησιμοποιώντας ιστία εκμεταλλεόμενα τον άνεμο αλλά και περιστροφικούς μηχανισμούς με διαφόρων μορφών πτερύγια που χρησιμοποιούνταν για την άντληση νερού ή για την άλεση δημητριακών. Τυπικό παράδειγμα τέτοιων μηχανισμών είναι οι ανεμόμυλοι οι οποίοι ακόμη και σήμερα απαντώνται σχεδόν σε όλον τον πλανήτη και σε πολλές περιπτώσεις είναι λειτουργικοί. Όλες οι παραπάνω μορφές εκμετάλλευσης του ανέμου βασίζονται στην μετατροπή της κινητικής ενέργειας του ανέμου σε μηχανική. Από την πετρελαϊκή κρίση της δεκαετίας του 70, αναδείχθηκε η ανάγκη για μείωση της ενεργειακής εξάρτησης από το πετρέλαιο. Τις επόμενες δεκαετίες, ο φόβος των επιπτώσεων της πυρηνικής ενέργειας, η ανάδειξη των περιβαλλοντικών επιπτώσεων που προκύπτουν από την καύση στερεών καυσίμων και η υπογραφή διεθνών συμβάσεων (π.χ. Πρωτόκολλο Κιότο, 1997) με σκοπό την μείωσή τους αναδείχθηκε περαιτέρω η ανάγκη χρήσης εναλλακτικών, ήπιων και ανανεώσιμων πηγών ενέργειας. Έτσι ο άνεμος αναδείχθηκε ως μια από τις περιβαλλοντικά ήπιες και ανανεώσιμες πηγές ενέργειας. Η σύγχρονη τάση στην εκμετάλλευση του ανέμου είναι ο συνδυασμός ενός αεροδυναμικά σχεδιασμένου δρομέα με πτερύγια και μιας ηλεκτρογεννήτριας, τα οποία αποτελούν τα βασικά εξαρτήματα μιας ανεμογεννήτριας. Σε αυτήν την περίπτωση η κινητική ενέργεια του ανέμου μετατρέπεται σε χρήσιμη ηλεκτρική ενέργεια, η οποία μπορεί να τροφοδοτήσει το ηλεκτρικό δίκτυο. Οι μεγαλύτερες εμπορικές ανεμογεννήτριες μπορούν παράσχουν μέχρι και 5-6 MW ηλεκτρικής ενέργειας.

Σε παγκόσμιο επίπεδο παρατηρείται μια θεαματική αύξηση της συνολικά εγκατεστημένης ισχύος (Σχήμα 1.1) που παράγεται από την αξιοποίηση του αιολικού δυναμικού. Από το 2009, οι χώρες της Ασίας και ιδιαίτερα η Λαϊκή Δημοκρατία της Κίνας, συμβάλλουν στην συνολικά εγκατεστημένη ισχύ κατά το μέγιστο ποσοστό [1]. Η αιολική ενέργεια αξιοποιείται σε περισσότερες από 80 χώρες ανά τον κόσμο, 24 από τις οποίες διαθέτουν περισσότερο από 1000 MW εγκατεστημένης ισχύος, ενώ άλλες 11 διαθέτουν περισσότερο από 5000 MW εγκατεστημένης ισχύος.



Σχήμα 1.1 Παγκόσμια συνολικά εγκατεστημένη ισχύς ανεμογεννητριών [1].

Η κίνηση του ατμοσφαιρικού αέρα δημιουργείται λόγω της θερμικής ενέργειας που προσδίδει ο Ήλιος στην Γη. Η ηλιακή θερμική ενέργεια που προσδίδεται στην επιφάνεια της Γης είναι μεγαλύτερη στην περιοχή του ισημερινού από ότι στους πόλους. Η στεριά θερμαίνεται και ψύχεται μέσω συναγωγής ταχύτερα από τους ωκεανούς. Ο αέρας που θερμαίνεται από την επαφή με τις θερμές επιφάνειες του πλανήτη αναγκάζεται να κινηθεί σε ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας στην οποία κυκλοφορεί και καθώς ψύχεται κινείται προς τα κάτω στη Γη. Η τρισδιάστατη αυτή κίνηση του αέρα δημιουργεί τους ανέμους και τα άλλα φαινόμενα που σχετίζονται με την κίνηση των αέριων μαζών.

Ο άνεμος και η αιολική ενέργεια χαρακτηρίζονται από ένα μείζον ελάττωμα, την μεταβλητότητά τους τόσο στον χώρο όσο και στον χρόνο. Η μεταβλητότητα αυτή αφορά το μέτρο και τη διεύθυνση της ταχύτητας του ανέμου και εξαρτάται από διάφορους παράγοντες, τα κλιματικά χαρακτηριστικά της περιοχής, την τοπογραφία, την εποχή του χρόνου, το ύψος από την επιφάνεια, τη χλωρίδα της περιοχής, την πιθανή οικοδόμηση, κλπ. Η τοπογραφία και το ύψος από την επιφάνεια της Γης έχουν την μέγιστη επίδραση στην ένταση του ανέμου. Η ένταση του ανέμου είναι μεγαλύτερη σε μεγάλα υψόμετρα και σε βουνοκορφές σε σχέση με χαμηλότερα υψόμετρα. Επίσης, οι παράκτιες περιοχές είναι

συνήθως περισσότερο ανεμώδεις από την ενδοχώρα λόγω της διαφοράς στην μεταφορά θερμότητας μεταξύ στεριάς και θάλασσας. Για την εκτίμηση του αιολικού δυναμικού μιας περιοχής απαιτείται η συνεχής παρακολούθηση και καταγραφή των δεδομένων της περιοχής. Τα τελευταία χρόνια, εξαπλώνεται η τοποθέτηση ανεμογεννητριών σε παράκτιες περιοχές παρά τις δυσκολίες στην εγκατάστασή τους. Η συνολικά εγκατεστημένη ισχύς φτάνει στα 8,045 MW σε 74 παράκτια αιολικά πάρκα σε 11 ευρωπαϊκές χώρες [1]. Περίπου, 1.5 GW παράκτιας αιολικής ενέργειας εγκαταστάθηκε το 2014 (περίπου 5% λιγότερο από την ισχύ που εγκαταστάθηκε το 2013). Το κόστος και η δυσκολία στην εγκατάσταση ενός αιολικού πάρκου είναι σχετικά μεγαλύτερα από τα αντίστοιχα των αιολικών πάρκων που εγκαθίστανται στη στεριά, ωστόσο τα πλεονεκτήματα που προκύπτουν από τους σημαντικά ταχύτερους ανέμους και την μικρότερη ένταση τύρβης του αέρα σε τέτοιες περιοχές καθιστούν τα παράκτια αιολικά πάρκα ιδιαίτερα ελκυστικά.

Η κατάλληλη σχεδίαση, η διαστασιολόγηση και η επιλογή μιας ανεμογεννήτριας εξαρτώνται σημαντικά από την τοποθεσία στην οποία πρόκειται να το εγκατασταθεί. Για να είναι κατάλληλη μια τοποθεσία για την τοποθέτηση ανεμογεννητριών θα πρέπει ο άνεμος σε συγκεκριμένο αποδεκτό ύψος από την επιφάνεια του εδάφους να διαθέτει ικανοποιητική ένταση και διάρκεια. Το αν τα χαρακτηριστικά μιας συγκεκριμένης περιοχής είναι ικανοποιητικά ή όχι προκύπτει από την ανάλυση των χαρακτηριστικών του ανέμου για τουλάχιστον ένα έτος. Για την εύρεση της συχνότητας εμφάνισης μιας συγκεκριμένης έντασης και διεύθυνσης ανέμου στην περιοχή απαιτείται η χρήση μιας συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας που θα βασίζεται στα αποτελέσματα της καταγραφής των χαρακτηριστικών του ανέμου στην περιοχή. Οι συχνότερα χρησιμοποιούμενες συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας είναι:

- η απλή κατανομή Rayleigh μιας παραμέτρου, και
- η πολυπλοκότερη αλλά ακριβέστερη διπαραμετρική κατανομή Weibull.

Από τα δεδομένα της ανάλυσης των χαρακτηριστικών του ανέμου προκύπτουν οι χαρακτηριστικές παράμετροι των κατανομών Rayleigh ή Weibull και βάσει αυτών των αναλυτικών σχέσεων προκύπτει μια μέση ετήσια ταχύτητα και συνεπώς μια εκτίμηση της μέσης ετήσιας ισχύος του ανέμου στην περιοχή. Επειδή, οι μετρήσεις των ανεμολογικών δεδομένων αφορούν ένα πεπερασμένο και μάλλον μικρό αριθμό υψομέτρων σε μια περιοχή, μπορεί να πραγματοποιηθεί μια παρεκβολή των μετρούμενων σε συγκεκριμένο ύψος δεδομένων σε άλλα ύψη. Η παρεκβολή γίνεται μέσω του εκθετικού ή του λογαριθμικού νόμου λαμβάνοντας υπόψη την τραχύτητα που αντιπροσωπεύουν η χλωρίδα μιας περιοχής, η δόμηση και η γεωμετρικές ιδιαιτερότητες της τοπογραφίας.

Οι σύγχρονες ανεμογεννήτριες σχεδιάζονται βάσει αρχών της αεροδυναμικής. Τα πτερύγια σχεδιάζονται ώστε να αλληλεπιδρούν με την προσπίπτουσα ροή, έτσι ώστε να αναπτύσσεται αεροδυναμική άνωση. Η αεροδυναμική άνωση συνοδεύεται και από την ανάπτυξη αεροδυναμικής αντίστασης η οποία σχεδιάζεται να είναι ένα μικρό ποσοστό της άνωσης στις συνθήκες του σημείου λειτουργίας. Η άνωση και η αναπτυσσόμενη θετική ροπή στον δρομέα περιστρέφει τα πτερύγια της ανεμογεννήτριας και οδηγεί στην εξαγωγή ενέργειας από τον άνεμο.

Δυο είναι οι κύριοι τύποι ανεμογεννητριών που χρησιμοποιούνται σήμερα, οι ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα (Horizontal Axis Wind Turbine – HAWT) και οι ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα (Vertical Axis Wind Turbines – VAWT). Οι ευρύτερα γνωστές είναι αδιαμφισβήτητα οι ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα τριών πτερυγίων. Στην πράξη έχουν δοκιμαστεί και κατά περίπτωση χρησιμοποιούνται ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα ενός, δυο, αλλά και περισσότερων πτερυγίων. Οι ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα με τρία πτερύγια έχει βρεθεί ότι έχουν τον καλύτερο βαθμό απόδοσης (συντελεστή ισχύος) για μεγαλύτερο εύρος λειτουργίας. Ο βασικότερος τύπος ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα είναι οι ανεμογεννήτριες Darrieus, οι οποίες μπορεί να έχουν δυο ή τρία πτερύγια. Στις ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα ανήκουν και οι ανεμογεννήτριες Savonius, οι οποίες λειτουργούν μέσω της δύναμης αντίστασης που αναπτύσσεται στον δρομέα τους και οι οποίες έχουν πολύ μικρή απόδοση και μικρότερο εύρος ταχυτήτων λειτουργίας.

Οι ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα είναι δυνατό να διαθέτουν σύστημα ελέγχου της διεύθυνσης της ροής του αέρα ώστε ο δίσκος που ορίζουν τα πτερύγια καθώς περιστρέφονται να είναι κάθετος στη διεύθυνση του ανέμου. Χωρίς τέτοιο σύστημα η λειτουργία της ανεμογεννήτριας γίνεται πρακτικά αδύνατη, διακόπτεται, ενώ οι συνθήκες πρόσπτωσης στα πτερύγια δεν είναι οι επιθυμητές. Οι ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα δεν αντιμετωπίζουν αυτό το πρόβλημα μιας και δεν απαιτείται ο προσανατολισμός του δρομέα στη διεύθυνση του ανέμου. Εμφανίζουν όμως άλλα μειονεκτήματα. Κοντά στο έδαφος η ταχύτητα του ανέμου είναι μειωμένη και έτσι το κάτω μέρος του δρομέα είναι σχετικά λιγότερο αποδοτικό. Σε κάθε περιστροφή αναπτύσσονται μεγάλες διακυμάνσεις της ροπής. Επίσης, δεν έχουν τη δυνατότητα εκκίνησης από μόνες τους οπότε χρειάζονται ένα σύστημα εκκίνησης αλλά και ένα σύστημα πέδησης. Η αεροδυναμική πέδηση είναι τουλάχιστον δύσκολη σε υψηλές ταχύτητες περιστροφής και ως εκ τούτου απαιτείται η πέδηση με σύστημα τριβής.

Όπως θα δειχθεί σε επόμενο κεφάλαιο, αν θεωρηθεί ότι η ανεμογεννήτρια απομαστεύει ενέργεια από τον άνεμο μέσω της επιφάνειας, A , που σαρώνουν τα πτερύγιά της και σε

αυτήν την επιφάνεια εφαρμοστεί μια απλοποιημένη διατύπωση της αρχής διατήρησης της ορμής, τότε η παραγόμενη από τον δρομέα ισχύς, P , θα είναι ίση με:

$$P = 0.5\rho AU_{\infty}^3$$

όπου, U_{∞} , είναι η ταχύτητα του ανέμου ανάντη της ανεμογεννήτριας στο ύψος τοποθέτησης του δρομέα της και, ρ , είναι η πυκνότητα του αέρα. Όπως θα συζητηθεί σε επόμενο κεφάλαιο οι ανεμογεννήτριες δεν αξιοποιούν το 100% της ισχύος του ανέμου που δίνεται από την παραπάνω σχέση, αλλά ουσιαστικά αξιοποιούν ένα ποσοστό αυτής και έτσι η πραγματική ισχύς δίνεται από την σχέση:

$$P = C_p 0.5\rho AU_{\infty}^3$$

όπου, C_p , είναι ο συντελεστής ισχύος. Η αξιοποιούμενη ισχύς είναι ίση με το γινόμενο της παροχής όγκου δια μέσω της επιφάνειας που ορίζουν τα πτερύγια και της διαφοράς πίεσης ανάντη και κατόντη του δρομέα (δύναμη ώσης). Όσο αυξάνεται η διαφορά πίεσης ανάντη και κατόντη του δρομέα τόσο εμποδίζεται η παροχή ρευστού δια μέσω των πτερυγίων και έτσι, η μέγιστη (βέλτιστη) τιμή του συντελεστή ισχύος ονομάζεται όριο του Betz (προς τιμήν του γερμανού φυσικού Albert Betz) και ισχύει, $C_p = 0.593$. Το παραπάνω όριο ισχύει για κάθε είδους ανεμογεννήτρια ανεξάρτητα από την μορφολογία του δρομέα, των πτερυγίων ή τη διεύθυνση του άξονα περιστροφής. Επίσης, το όριο του Betz προκύπτει από την ανάλυση της ορμής σε ανοικτή ροή.

1.2 Σκοπός Παρούσας Διατριβής – Αεροδυναμική Σχεδίαση, Ανάλυση και Βελτιστοποίηση Λειτουργίας Ανεμογεννητριών

Σκοπός της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι η υπολογιστική διερεύνηση της αεροδυναμικής συμπεριφοράς ανεμογεννητριών, η ανάπτυξη και εφαρμογή μεθόδων αεροδυναμικής σχεδίασης και ανάλυσης πτερυγίων και η εισαγωγή πρωτότυπων σχεδιαστικών παρεμβάσεων για τη βελτιστοποίηση του βαθμού απόδοσης των ανεμογεννητριών.

Για την πραγματοποίηση των παραπάνω εργασιών χρησιμοποιούνται οι κλασικές μέθοδοι αεροδυναμικής ανάλυσης, η θεωρία στοιχείων πτερύγωσης – ορμής (Blade Element Momentum – BEM) και η θεωρία πολλαπλών ροϊκών σωλήνων (Multiple Streamtubes), για της ανεμογεννήτριες οριζόντιου και κατακόρυφου άξονα, αντίστοιχα. Επίσης, για την υλοποίηση αναλύσεων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics – CFD) χρησιμοποιήθηκαν τρισδιάστατα πλέγματα μεγάλου πλήθους κελιών και διάφορα

μοντέλα τύρβης, όπως το k-ε και το μοντέλο μεταφοράς διατμητικών τάσεων (Shear Stress Transport – SST).

Οι εργασίες που πραγματοποιήθηκαν στην παρούσα διατριβή σκόπευαν στην μελέτη των παρακάτω ζητημάτων.

- Την αεροδυναμική βελτιστοποίηση σε δυο και τρεις διαστάσεις των πτερυγίων του δρομέα της ανεμογεννήτριας. Η λειτουργία τόσο των ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα όσο και των ανεμογεννητριών κατακόρυφου άξονα, βασίζεται στην ανάπτυξη αεροδυναμικής άνωσης στα πτερύγια και έτσι ο βέλτιστος σχεδιασμός τους είναι καίριας σημασίας. Η βελτιστοποίηση στις δυο διαστάσεις αφορά τη βελτιστοποίηση των αεροτομών οι οποίες τοποθετημένες σε διαφορετικές ακτινικές θέσεις «χτίζουν» τα πτερύγια. Η βελτιστοποίηση στις τρεις διαστάσεις έχει να κάνει με τη βέλτιστη γωνία τοποθέτησης των αεροτομών στις διάφορες ακτινικές θέσεις και με την κατάλληλη ακτινική κατανομή χορδών. Η θεωρητική τρισδιάστατη βελτιστοποίηση μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε βάσει των θεωρητικών προσεγγίσεων των Betz και Schmitz είτε με τη χρήση προηγμένων μεθόδων βελτιστοποίησης όπως για παράδειγμα οι εξελικτικοί αλγόριθμοι.
- Την ανάλυση της λειτουργίας ανεμογεννητριών με χρήση τόσο των απλοποιημένων μεθόδων (BEM και DMS) όσο και των περισσότερο πολύπλοκων τεχνικών της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD) και της μοντελοποίησης της τύρβης. Οι δυνατότητες κάθε μιας από τις παραπάνω μεθόδους διερευνώνται σε βάθος ώστε να διαπιστωθεί ο βαθμός στον οποίο μπορούν αυτές να παράγουν, ακριβή, αξιόπιστα και αξιοποιήσιμα αποτελέσματα σχετικά με τη λειτουργία των ανεμογεννητριών και την ανάλυση των ροϊκών φαινομένων που αναπτύσσονται γύρω από αυτές.
- Τη διερεύνηση της δυνατότητας αντικατάστασης της πλήρους τρισδιάστατης γεωμετρίας με την έννοια του δίσκου ενέργειας. Η ανάλυση του δίσκου ενέργειας είναι μια απλοποιημένη μέθοδος ανάλυσης ανεμογεννητριών, της περιοχής του ομόρρου τους και την επίδραση που έχει η τοποθέτησή τους σε ένα αιολικό πάρκο στη λειτουργία των άλλων ανεμογεννητριών.
- Τη χρήση κελύφους τοποθετημένου γύρω από τους δρομείς μικρών ανεμογεννητριών με σκοπό την επιτάχυνση της ροής, τη βελτίωση της απόδοσης των ανεμογεννητριών και τη πιθανή υπερνίκηση του γνωστού ορίου του Betz. Επίσης, οι ανεμογεννήτριες με κέλυφος είναι κατάλληλες για το αστικό τοπίο στο οποίο ο άνεμος είναι χαμηλής ισχύος, με υψηλά επίπεδα τύρβης και ασταθούς διεύθυνσης.

Η διερεύνηση της τοποθέτησης κελύφους γύρω από τον δρομέα ανεμογεννητριών και ειδικά ανεμογεννητριών καθέτου άξονα που μπορούν να ενταχθούν στο κτιριακό κέλυφος

αποτελεί και το σημαντικότερο σημείο πρωτοτυπίας της παρούσας διατριβής. Στη διεθνή βιβλιογραφία είναι πολύ περιορισμένος ο αριθμός δημοσιεύσεων σε αυτήν την κατεύθυνση και οι περισσότερες εργασίες επικεντρώνονται στην μελέτη κελύφους τοποθετημένου γύρω από ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα.

1.3 Δομή της Παρούσας Διατριβής

Το πρώτο κεφάλαιο αυτής της διδακτορικής διατριβής αποτελεί μια εισαγωγή σχετικά με την ανάγκη σχεδίασης αεροδυναμικά βέλτιστων ανεμογεννητριών των οποίων η λειτουργία θα χαρακτηρίζεται από μέγιστη απόδοση.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφονται αναλυτικά οι βασικές αρχές αεροδυναμικής που διέπουν τη λειτουργία των ανεμογεννητριών και πραγματοποιείται μια σε βάθος εισαγωγή στις σημαντικότερες απλοποιημένες μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση της λειτουργίας ανεμογεννητριών τόσο οριζόντιου όσο και καθέτου άξονα. Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται και κάποια αποτελέσματα που προέκυψαν από τη χρήση αυτών των μεθόδων για την προσομοίωση ενός πειράματος αναφοράς σχετικά με την αεροδυναμική ανεμογεννητριών.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι αρχές της βέλτιστης αεροδυναμικής σχεδίασης πτερυγίων. Παρουσιάζονται τόσο οι θεωρητικές προσεγγίσεις των Betz και Schmitz όσο και η προσέγγιση με τη χρήση εξελεγκτικών αλγορίθμων. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται μια μέθοδος βελτιστοποίησης αεροτομών και πτερυγίων με χρήση καμπυλών Bézier και γενετικών αλγορίθμων.

Το τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζει τις βασικές αρχές της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προσομοίωση ανεμογεννητριών. Συγκεκριμένα παρουσιάζονται τα μαθηματικά μοντέλα που περιγράφουν το ροϊκό πεδίο και τα μοντέλα που χρησιμοποιούνται για την μοντελοποίηση της τύρβης. Στην συνέχεια του κεφαλαίου παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την μελέτη μιας ανεμογεννήτριας αναφοράς για την οποία υπάρχουν διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα.

Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η επίδραση της προσθήκης κελύφους σε μικρές ανεμογεννήτριες. Συγκεκριμένα σχεδιάστηκαν και μελετήθηκαν απομονωμένες απουσία κελύφους μια ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα και μια ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα. Η μελέτη του έγινε με χρήση τόσο των απλοποιημένων μεθόδων ανάλυσης όσο και με χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Στην συνέχεια με χρήση ανάλυσης υπολογιστικής ρευστοδυναμικής μελετήθηκε η επίδραση της προσθήκης κελύφους στη

λειτουργία τους. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίνονται με αντίστοιχα αποτελέσματα άλλων ερευνητών.

Στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζεται μια συζήτηση σχετικά με τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια και προτείνονται διάφορες πτυχές της αεροδυναμικής και λειτουργικής βελτιστοποίησης ανεμογεννητριών οι οποίες μπορούν να μελετηθούν στο μέλλον.

Κεφάλαιο 2.

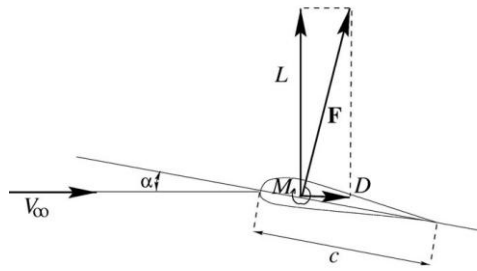
Αεροδυναμική των Ανεμογεννητριών

Η λειτουργία των ανεμογεννητριών, δηλαδή η απομάστευση ενέργειας από τον άνεμο βασίζεται στην αεροδυναμική του δρομέα τους. Ανάλογα με την μορφή την μορφή του δρομέα και των πτερυγίων που αυτός φέρει η αεροδυναμική της μηχανής μπορεί να διαφοροποιηθεί από τον έναν τύπο ανεμογεννήτριας στον άλλον. Ωστόσο, η γενικές αρχές της αεροδυναμικής είναι κοινές για όλους τους τύπους ανεμογεννητριών που χρησιμοποιούν πτερύγια. Έτσι είναι κοινές οι αρχές που αφορούν στην ανάπτυξη άνωσης και αεροδυναμικής αντίστασης στα πτερύγια, η χρήση αεροτομών, η ανάπτυξη του ομόρρου και η εξάρτηση της απόδοσης του δρομέα από τις ανάντη συνθήκες ροής.

Κάθε τύπος ανεμογεννήτριας παρουσιάζει διαφορετικό μέγιστο συντελεστή ισχύος για συγκεκριμένες συνθήκες ροής. Διαφορετικοί τύποι ανεμογεννητριών μπορεί να αποδώσουν καλύτερα σε συγκεκριμένες ροϊκές συνθήκες. Οι δυο ευρύτερα γνωστοί τύποι ανεμογεννητριών είναι η *Ανεμογεννήτρια Οριζόντιου Άξονα* (Horizontal Axis Wind Turbine – HAWT) και η *Ανεμογεννήτρια Καθέτου Άξονα* (Vertical Axis Wind Turbine – VAWT). Στις παρακάτω Ενότητες θα περιγραφούν οι αρχές που διέπουν την αεροδυναμική των δυο αυτών τύπων και την μαθηματική τους ανάλυση.

2.1 Θεωρία Αεροτομών

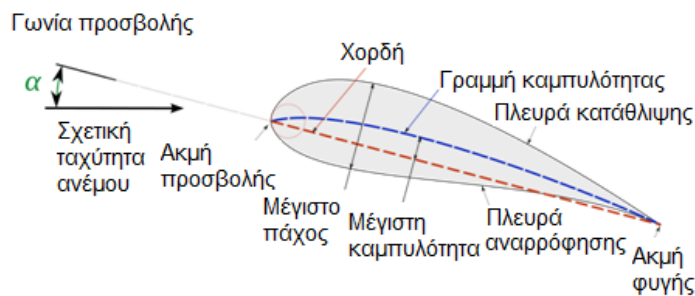
Τα πτερύγια των ανεμογεννητριών, άσχετα από τον προσανατολισμό του άξονα περιστροφής ή της συνολικής μορφής τους για να αναπυχθούν επάνω τους αεροδυναμικές δυνάμεις που θα τα θέσουν σε περιστροφική κίνηση, αποτελούνται από μια σειρά αεροτομών οι οποίες τοποθετούνται σε διαφορετικές ακτινικές θέσεις με διαφορετική γωνία τοποθέτησης και διαφορετικό μήκος χορδής. Σε μια αεροτομή η οποία βρίσκεται σε σχετική κίνηση με το ρευστό που την περιβάλλει αναπτύσσεται αεροδυναμική δύναμη. Η κάθετη στην διεύθυνση της κίνησης συνιστώσα της δύναμης ονομάζεται δυναμική άνωση ενώ η συνιστώσα η παράλληλη στη διεύθυνση της κίνησης ονομάζεται αεροδυναμική αντίσταση. Στην περίπτωση των ανεμογεννητριών γενεσιουργός αιτία της ανάπτυξης αεροδυναμικών δυνάμεων στις αεροτομές και στο πτερύγιο που αυτές σχηματίζουν είναι η περιστροφική κίνηση του δρομέα. Έτσι, ο άνεμος προσπίπτει στην αεροτομή με μια σχετική ταχύτητα, U_{rel} , υπό γωνία προσβολής, α .



Σχήμα 2.1 Ανάπτυξη αεροδυναμικών δυνάμεων σε μια αεροτομή [2].

Η λειτουργία των αεροτομών έγκειται στην ανάπτυξη δυο περιοχών ροής, μια στο κάτω μέρος της αεροτομής (πλευρά κατάθλιψης) και μια στο επάνω μέρος (πλευρά αναρρόφησης). Στην επάνω πλευρά αναπτύσσονται γενικά υψηλότερες ταχύτητες και μικρότερη στατική πίεση. Η κάτω πλευρά έχει σχετικά υψηλότερη στατική πίεση. Η διαφορά πίεσης μεταξύ των δυο πλευρών της αεροτομής εκφράζεται ως ανάπτυξη της αεροδυναμικής δύναμης.

Στα τυπικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά μια αεροτομής περιλαμβάνονται, η ακμή προσβολής (leading edge), η ακμή φυγής ή εκροής (trailing edge), η χορδή, c , η μέση γραμμή καμπυλότητας και το πάχος της. Τα χαρακτηριστικά αυτά των αεροτομών παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.2. Η καμπυλότητα είναι ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των αεροτομών καθώς οι αεροτομές με μηδενική καμπυλότητα συνήθως αναπτύσσουν άνωση όταν τοποθετηθούν με συγκεκριμένη γωνία προσβολής σε σχέση με τη ροή, ενώ οι αεροτομές με καμπυλότητα αναπτύσσουν άνωση ακόμη και σε μηδενική γωνία προσβολής. Το πάχος μπορεί να εκφραστεί ως ποσοστό της χορδής.



Σχήμα 2.2 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά αεροτομών.

Για την ανάλυση και σύγκριση αεροτομών είναι σύνηθες να ορίζονται κάποιοι αδιάστατοι αριθμοί οι οποίοι έχουν να κάνουν με τις αναπτυσσόμενες δυνάμεις και ροπές. Έτσι, ορίζονται οι συντελεστές άνωσης, αντίστασης και ροπής πρόνευσης:

$$C_l = \frac{L}{0.5\rho U_{rel}^2 c} \quad (2.1)$$

$$C_d = \frac{D}{0.5\rho U_{rel}^2 c} \quad (2.2)$$

$$C_M = \frac{M}{0.5\rho U_{rel}^2 c^2} \quad (2.3)$$

Στις Εξισώσεις 2.1, 2.2 και 2.3, με ρ συμβολίζεται η πυκνότητα του ρευστού, ενώ, L , D και M είναι οι δυνάμεις άνωσης, αντίστασης και η ροπή πρόνευσης ανά μονάδα μήκους πτερυγίου, αντίστοιχα.

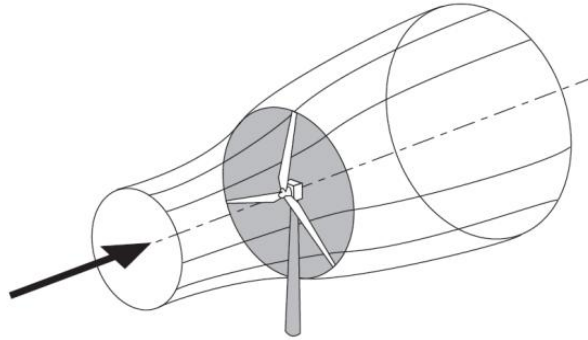
Μια άλλη χρήσιμη αδιάστατη παράμετρος ανάλυσης αεροτομών είναι ο συντελεστής πίεσης:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0.5\rho U_{rel}^2} \quad (2.4)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η αντίσταση που αναπτύσσεται σε μια αεροτομή μπορεί να προέρχεται από τη διανομή της πίεσης γύρω από αυτήν, μπορεί όμως να πηγάζει και από την τριβή του ρευστού με τοίχωμα. Η πρώτη από τις δυο συνιστώσες της αντίστασης γίνεται πολύ μεγάλη σε περιπτώσεις απώλειας στήριξης λόγω αποκόλλησης της ροής ενώ γενικά η συνιστώσα που αναπτύσσεται λόγω τριβής είναι πολύ σημαντική.

2.2 Ανεμογεννήτριες Οριζόντιου Άξονα

Η απομάστευση κινητικής ενέργειας από τον άνεμο, επιφέρει μείωση της ταχύτητας του αέρα που περνά από τον δίσκο που σαρώνουν τα πτερύγια του δρομέα. Για την ανάλυση του φαινομένου με όρους μηχανικής ρευστών, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ιδέα ενός ροϊκού σωλήνα κυκλικής διατομής, ο οποίος περιλαμβάνει την περιοχή του ρευστού που επηρεάζεται από την παρουσία του δρομέα και η οποία είναι ανεξάρτητη από την υπόλοιπη ροή, η οποία δεν επιβραδύνεται (Σχ. 2.3). Δεν επιτρέπεται ροή αέρα δια μέσω της περιμετρικής επιφάνειας του σωλήνα και έτσι η ροή του αέρα παραμένει σταθερή κατά μήκος του ροϊκού σωλήνα. Επειδή η ταχύτητα κατά μήκος του σωλήνα μειώνεται και η πυκνότητά του ρευστού δεν αλλάζει, για να υπάρξει διατήρηση της μάζας που εισέρχεται και εξέρχεται από τον σωλήνα, η διατομή του σωλήνα επιβάλλεται να αυξηθεί κατάντη του δρομέα.



Σχήμα 2.3 Απομάστευση ενέργειας από έναν ροϊκό σωλήνα [3].

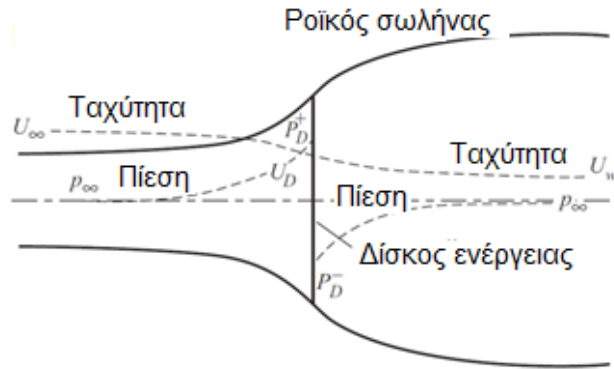
Η κινητική ενέργεια απομαστεύεται από τη ροή του αέρα μέσω του δρομέα, ωστόσο η μεταβολή στην ταχύτητα του αέρα δεν είναι φυσικά δυνατό να είναι απότομη. Αλλά και πρακτικά μια τέτοια απότομη μεταβολή θα ήταν ανεπιθύμητη λόγω των τεράστιων επιταχύνσεων και των δυνάμεων που θα προέκυπταν. Η παρουσία της ανεμογεννήτριας στον ροϊκό σωλήνα προκαλεί την σταδιακή επιβράδυνση του αέρα ανάντη του δρομέα και έτσι η ταχύτητα της ροής που φτάνει στην περιοχή που σαρώνουν τα πτερύγια είναι μειωμένη σε σχέση με αυτήν της ροής μακριά από την ανεμογεννήτρια. Ο ροϊκός σωλήνας διευρύνεται λόγω της επιβράδυνσης και η στατική πίεση του αέρα αυξάνεται σε αντιστοιχία με τη μείωση της κινητικής ενέργειας.

Καθώς ο αέρας περνά δια μέσου του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια του δρομέα, η στατική του πίεση είναι μικρότερη από την ατμοσφαιρική. Ο αέρας κινείται κατάντη με μειωμένη ταχύτητα και αυξημένη στατική πίεση, στην περιοχή που ονομάζεται ομόρρους. Πολύ μακριά κατάντη του δρομέα η στατική πίεση στον ομόρρου θα πρέπει να επανέλθει στα επίπεδα της ατμοσφαιρικής πίεσης. Η αύξηση της στατικής πίεσης πραγματοποιείται σε βάρος της κινητικής ενέργειας και έτσι προκαλεί μια περαιτέρω επιβράδυνση του ανέμου. Ως αποτέλεσμα, μεταξύ των συνθηκών μακριά ανάντη και μακριά κατάντη του δρομέα δεν υπάρχει μεταβολή της στατικής πίεσης αλλά υπάρχει μεταβολή της κινητικής ενέργειας.

2.2.1 Θεωρία Ορμής και η Έννοια του Δίσκου Ενέργειας

Η απλούστερη ανάλυση που μπορεί να πραγματοποιηθεί χωρίς να λάβει υπόψη τη γεωμετρία της ανεμογεννήτριας είναι αυτή του δίσκου ενέργειας, στην οποία ο δρομέας αντικαθίσταται από έναν δίσκο με διατομή, A_{disc} , και απειροελάχιστο πάχος, ο οποίος ενεργεί μέσα στον ροϊκό σωλήνα από τον οποίο αποδεδεσμεύει κινητική ενέργεια (Σχ. 2.4). Κατά μήκος του ροϊκού σωλήνα διατηρείται η μάζα και η ορμή ενώ λαμβάνεται η αποδέσμευση κινητικής ενέργειας από το ρευστό πραγματοποιείται μόνο από τον δίσκο

ενέργειας. Αυτή η ανάλυση βασίζεται στις εργασίες των Froude [4] και Lanchester [5] σχετικά με τη θεωρητική θεμελίωση των ελίκων. Ωστόσο, ο Betz [6] την εφάρμοσε με επιτυχία στην περίπτωση των ανεμογεννητριών, θεωρώντας αξονοσυμμετρική και μόνιμη ροή δια μέσω ενός ομοιόμορφα επιφορτισμένου δίσκου ενέργειας. Με τον όρο φόρτιση ορίζεται η διαφορά πίεσης πριν και μετά τον δίσκο.



Σχήμα 2.4 Σχηματική αναπαράσταση του δίσκου ενέργειας και οι μεταβολές που πραγματοποιούνται στην ταχύτητα και την πίεση του ρευστού κατά μήκος του ροϊκού σωλήνα [3].

Η μεταβολή της ταχύτητας μέσω του δίσκου είναι συνεχής (Σχ. 2.4) ενώ η πυκνότητα του αέρα παραμένει σταθερή. Για να ισχύει η αρχή διατήρησης της μάζας, ανάντη του δίσκου, ο ροϊκός σωλήνας έχει διατομή μικρότερη από αυτήν του δίσκου, ενώ κατόντη του δίσκου η διατομή είναι μεγαλύτερη από αυτήν του δίσκου:

$$\rho A_{\infty} U_{\infty} = \rho A_{disc} U_{disc} = \rho A_{wake} U_{wake} \quad (2.5)$$

όπου, το σύμβολο, ∞ , αφορά στις συνθήκες πολύ πριν τον δίσκο, ο δείκτης, $disc$, αφορά τις συνθήκες στον δίσκο ενέργειας και ο δείκτης, $wake$, αφορά την περιοχή του ομόρρου πολύ πίσω από τον δίσκο. Η ταχύτητα της ροής στον δίσκο είναι μειωμένη σε σχέση με αυτήν της ελεύθερης και αδιατάραχτης ροής πολύ πριν τον δίσκο, κατά έναν παράγοντα, a , ο οποίος ονομάζεται συντελεστής αξονικής επαγωγής. Έτσι:

$$U_{disc} = U_{\infty}(1 - a) \quad (2.6)$$

Ο συντελεστής αξονικής επαγωγής εκφράζει την ποσοστιαία επιβράδυνση του αέρα πάνω στον δίσκο.

Η συνολική μεταβολή της ταχύτητας κατά μήκος του σωλήνα είναι, $U_{\infty} - U_{wake}$. Αυτή η μεταβολή στην ταχύτητα του ρευστού συνδέεται με την μεταβολή της ορμής του η οποία πραγματοποιείται στην επιφάνεια του δίσκου και εκφράζεται ως η αναπτυσσόμενη διαφορά πίεσης σε αυτόν. Επομένως:

$$(p_{disc}^+ - p_{disc}^-)A_{disc} = (U_{\infty} - U_{wake})\rho A_{disc}U_{\infty}(1 - a) \quad (2.7)$$

όπου, p_{disc}^+ , είναι θετική στατική πίεση στην όψη του δίσκου η οποία έχει προσανατολισμό ανάντη αυτού και, p_{disc}^- , είναι η αρνητική στατική πίεση στην όψη του δίσκου η οποία έχει προσανατολισμό κατόντη αυτού. Εφαρμόζοντας ανάντη και κατόντη του δίσκου την εξίσωση Bernoulli, η Εξίσωση 2.7 μπορεί να ξαναγραφεί:

$$(p_{disc}^+ - p_{disc}^-) = \frac{1}{2}\rho(U_{\infty}^2 - U_{wake}^2) \quad (2.8)$$

Μπορεί να αποδειχθεί ότι η ποσοστιαία επιβράδυνση του ρευστού μακριά κατόντη του δίσκου είναι διπλάσια της ποσοστιαίας επιβράδυνσης του ρευστού στο επίπεδο του δίσκου.

$$U_{wake} = (1 - 2a)U_{\infty} \quad (2.9)$$

και έτσι η ταχύτητα του ανέμου στον δίσκο είναι το ημίθροισμα των ταχυτήτων πολύ πριν και πολύ μετά από τον δίσκο.

Η αξονική δύναμη (ώση) που επενεργεί στον δίσκο ενέργειας λόγω της ροής του αέρα είναι:

$$T = (p_{disc}^+ - p_{disc}^-)A_{disc} = \frac{1}{2}\rho A_{disc} U_{\infty}^2 a(1 - a) \quad (2.10)$$

Η ισχύς που αναπτύσσεται στον δίσκο θα είναι:

$$P = TU_{disc} = \frac{1}{2}\rho A_{disc} U_{\infty}^3 a(1 - a)^2 \quad (2.11)$$

Μια χρήσιμη παράμετρος που χρησιμοποιείται στην ανάλυση και σύγκριση των λειτουργικών χαρακτηριστικών των ανεμογεννητριών, είναι ο συντελεστής ισχύος:

$$C_P = \frac{P}{P_{wind}} = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A_{disc} U_{\infty}^3} \quad (2.12)$$

όπου, P_{wind} , είναι η ισχύς του ανέμου φέρεται από την επιφάνεια, A_{disc} , και θα μπορούσε θεωρητικά να αποδεσμευτεί, αν η μηχανή είχε την ικανότητα να μετατρέπει πλήρως την κινητική ενέργεια του ανέμου σε μηχανική ενέργεια του δρομέα. Ο συντελεστής ισχύος μπορεί εύκολα να εκφραστεί συναρτήσει του συντελεστή αξονικής επαγωγής:

$$C_P = 4a(1 - a)^2 \quad (2.13)$$

Μπορεί εύκολα να βρεθεί ότι η μέγιστη τιμή του συντελεστή ισχύος είναι, $C_{P,max} = 0.593$, και επιτυγχάνεται όταν, $a = 1/3$. Η μέγιστη αυτή τιμή ονομάζεται όριο του Betz. Αυτό το όριο είναι ανεξάρτητο της μορφολογίας του δρομέα.

Ο συντελεστής ώσης είναι ένα μέτρο της αντίστασης που παρουσιάζει ο δρομέας στη ροή και ορίζεται ως:

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_{disc} U_\infty^2} \quad (2.14)$$

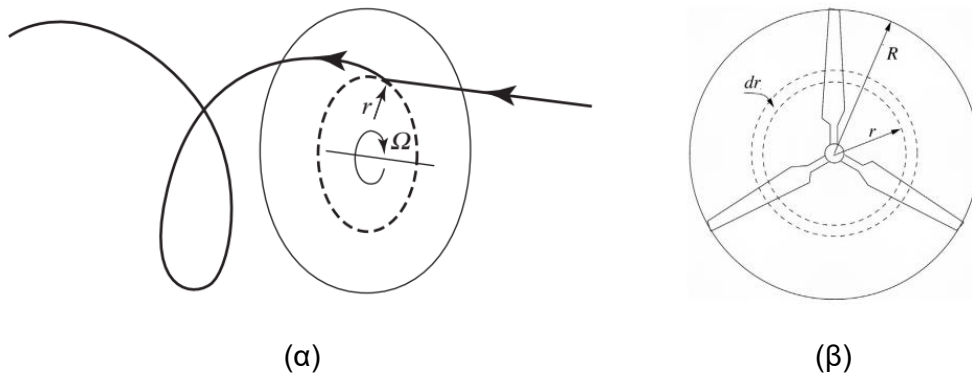
για τον οποίο επίσης ισχύει:

$$C_T = 4a(1 - a) \quad (2.15)$$

Όλα τα παραπάνω αποτελούν τη θεωρία ορμής όταν γίνεται ανάλυση μιας ανεμογεννήτριας με την έννοια του δίσκου ενέργειας. Δυστυχώς όταν ο συντελεστής αξονικής επαγωγής έχει τιμές, $a \geq 1/2$, η παραπάνω θεωρία καταρρέει καθώς, $U_{wake} \leq 0$, οπότε γίνεται εφαρμογή μιας εμπειρικής τροποποίησης. Για να ισχύει ότι, $U_{wake} = 0$, ο δίσκος ενέργειας θα πρέπει να έχει απορροφήσει όλη την κινητική ενέργεια του ανέμου (απόδοση 100%) και ο συντελεστής επαγωγής θα έχει την τιμή, $a \geq 1/2$, ενώ η αντίστοιχη τιμή του συντελεστή ισχύος είναι, $C_p = 0.5$. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η απόδοση του δίσκου ενέργειας διαφέρει από τον συντελεστή ισχύος και λαμβάνεται ως ο λόγος της παραγόμενης ισχύος προς τη διαθέσιμη ισχύ του ανέμου στη θέση του δίσκου ενέργειας. Έτσι ο παρονομαστής του κλάσματος της Εξ. 2.12, θα έχει την μορφή, $\frac{1}{2}\rho A_{disc} U_{disc} U_\infty^2$, στην οποία χρησιμοποιείται η ροή μάζας από τον δίσκο. Σε αυτήν την περίπτωση η μέγιστη απόδοση (που αντιστοιχεί στον μέγιστο συντελεστή ισχύος) είναι ίση με 88.8%.

Η ανάλυση που περιγράφηκε μέχρι αυτό το σημείο βασίζεται στην απλοποιημένη υπόθεση ότι ο ομόρρους του ροϊκού πεδίου στερείται συστροφής. Η απομάστευση ενέργειας από τον άνεμο μέσω ενός δρομέα, ο οποίος στρέφεται με ταχύτητα, Ω_{rot} , και η ανάπτυξη ροπής σε αυτόν απαιτεί την εφαρμογή μιας ίσης και αντίθετης ροπής στον αέρα. Έτσι, ο αέρας αποκτά στροφορμή και το ρευστό αφήνει τα πτερύγια με απόλυτη ταχύτητα η οποία έχει τόσο αξονική όσο και εφαπτομενική συνιστώσα στο επίπεδο περιστροφής (Σχ. 2.5.α). Η ανάπτυξη της εφαπτομενικής ταχύτητας στον ομόρρου συνοδεύεται από περαιτέρω μείωση της στατικής πίεσης. Η περιστροφή του ομόρρου ξεκινά από την επαγωγή της περιστροφικής κίνησης του δρομέα στο ρευστό καθώς αυτό περνά ανάμεσα από τα πτερύγια. Η μεταβολή στην εφαπτομενική ταχύτητα εκφράζεται ορίζοντας τον συντελεστή περιφερειακής επαγωγής, a' . Ανάντη του δρομέα η ροή δεν περιστρέφεται και ως εκ τούτου δεν έχει εφαπτομενική ταχύτητα. Για την ανάλυση του φαινομένου της περιστροφής του ομόρρου χρησιμοποιείται και πάλι η έννοια του δίσκου ενέργειας με τη διαφορά ότι σε αυτήν την περίπτωση θεωρείται ότι ο δίσκος έχει ένα μικρό αλλά πεπερασμένο πάχος. Έτσι στην κυκλική επιφάνειά του με προσανατολισμό προς τον ομόρρου και στην ακτινική θέση r , η εφαπτομενική συνιστώσα της ταχύτητας της ροής είναι ίση με, $2r\Omega_{rot}a'$. Η ροή επιταχύνεται σταδιακά στην εφαπτομενική διεύθυνση καθώς περνά δια μέσω των πτερυγίων. Το εμπόδιο που δημιουργούν τα πτερύγια στη ροή,

ειδικά στην περιοχή της βάσης τους, προκαλεί την ανάπτυξη μεγάλων τιμών της εφαπτομενικής ταχύτητας. Τόσο η εφαπτομενική ταχύτητα όσο και η αξονική ταχύτητα του αέρα στην έξοδο από τον δίσκο ενέργειας, δε θα είναι η ίδια για κάθε ακτινική θέση. Για να μπορέσει να ληφθεί υπόψη η ακτινική μεταβολή των δυο επαγόμενων ταχυτήτων θα πρέπει να θεωρηθεί ένας δακτύλιος ακτινικού μήκους dr , ο οποίος βρίσκεται σε απόσταση, r , από το κέντρο του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια του δρομέα (Σχ. 2.5.β). Οι περιοχές του πτερυγίου που καλύπτονται από την επιφάνεια του δίσκου ονομάζονται στοιχεία της πτερύγωσης. Η επιφάνεια κάθε στοιχειώδους δακτυλίου είναι ίση με, $dA_{disc} = 2\pi r dr$. Λόγω της ανάλυσης του δίσκου ενέργειας σε στοιχειώδεις δακτυλίου, ο ροϊκός σωλήνας από τον οποίο απομαστεύεται η ενέργεια αναλύεται σε δακτυλιοειδείς ροϊκούς σωλήνες πάχους, dr .



Σχήμα 2.5 α) Τροχιά σωματιδίου αέρα που περνά μέσω του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια [3].
β) Δρομέας ανεμογεννήτριας και ο σχηματισμός ενός στοιχειώδους δακτυλίου [2].

Η ροπή του δρομέα στον δακτύλιο ευθύνεται για την ανάπτυξη της εφαπτομενικής συνιστώσας της ταχύτητας στον αέρα. Η αξονική δύναμη που επενεργεί στον δακτύλιο είναι υπεύθυνη για την μείωση της αξονικής ταχύτητας. Ο δίσκος αποτελεί το άθροισμα ενός πλήθους τέτοιων δακτυλίων οι οποίοι καλύπτουν όλες τις ακτινικές θέσεις, ενώ κάθε δακτύλιος θεωρείται ότι επενεργεί μόνο στο ρευστό που διέρχεται μέσω αυτού.

Η ροπή στον δακτύλιο είναι:

$$dQ = \rho dA_{disc} U_{\infty} (1 - a) 2\Omega_{rot} a' r^2 \quad (2.16)$$

όπου, $\rho dA_{disc} U_{\infty} (1 - a)$, είναι η παροχή μάζας $\delta \dot{m}$, μέσω του δακτυλιοειδούς σωλήνα στη ακτινική θέση, r .

Η αξονική δύναμη που επενεργεί στον δίσκο είναι:

$$dT = 2\rho dA_{disc} U_{\infty}^2 (1 - a)a = 4\pi r dr U_{\infty}^2 (1 - a)a \quad (2.17)$$

όπου, το γινόμενο, $4a(1 - a)$, αντιστοιχεί στον τοπικό συντελεστή αξονικής δύναμης C_T .

Αντίστοιχα, η ισχύς στον δακτύλιο δίνεται από το γινόμενο, $\Omega_{rot} \cdot dQ$, και είναι ίση με:

$$dP = \rho dA_{disc} U_{\infty} (1 - a) 2\Omega_{rot}^2 a' r^2 \quad (2.18)$$

Η ισχύς που απομαστεύεται από τον άνεμο μέσω του δακτυλίου δίνεται από το γινόμενο, $U_{disc} \cdot dT$, και είναι ίση με:

$$dP = \left(\frac{1}{2} \rho dA_{disc} U_{\infty}^3 \right) 4a(1 - a)^2 \quad (2.19)$$

όπου, ο πρώτος όρος εντός παρενθέσεων είναι η ισχύς του ανέμου που επάγεται μέσω του δακτυλίου ενώ το υπόλοιπο της Εξίσωσης 2.19 αποτελεί τον ορισμό του τοπικού συντελεστή ισχύος C_p , (βάσει της Εξ. 2.13). Αντίστοιχος τοπικός συντελεστής ορίζεται και για τη ροπή, $C_Q = 4a'(1 - a) r\Omega_{rot}/U_{\infty}$.

Από τις Εξισώσεις 2.18 και 2.19, προκύπτει η σχέση:

$$U_{\infty}^2 a(1 - a) = \Omega_{rot}^2 r^2 a' \quad (2.20)$$

Ορίζεται ο τοπικός λόγος ταχυτήτων, $\lambda_r = (r\Omega_{rot})/U_{\infty}$, ως ο λόγος της εφαπτομενικής προς την αξονική ταχύτητα του ρευστού, στην ακτινική θέση, r . Αν οριστεί και η αδιάστατη ακτινική θέση $r^* = r/R_o$, η οποία παίρνει τιμές έως 1, τότε ο λόγος, λ_r , στην ακτινική θέση του ακροπτερυγίου, δηλαδή εκεί όπου, $r = R_o$, ή, $r^* = 1$, ονομάζεται *λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου* (tip speed ratio) και ορίζεται ως:

$$\lambda = \frac{R_o \Omega_{rot}}{U_{\infty}} \quad (2.21)$$

Αυτός ο λόγος ταχυτήτων αποτελεί σημαντικό χαρακτηριστικό μέγεθος ανάλυσης και σύγκρισης της λειτουργίας διαφορετικών ανεμογεννητριών.

Η Εξίσωση 2.20 μπορεί να γραφεί ως:

$$a(1 - a) = \lambda_r^2 a' \quad (2.22)$$

ενώ η Εξίσωση 2.19 μπορεί να γραφεί ως:

$$dP = dQ\Omega_{rot} = \left(\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 2\pi r dr \right) 4a'(1 - a)\lambda_r^2 \quad (2.23)$$

όπου ο όρος, $4a'(1 - a)\lambda_r^2$ είναι η απόδοση η_r , του στοιχείου πτερύγωσης.

Ο συντελεστής ισχύος στον στοιχειώδη αυτό δακτύλιο θα είναι:

$$\frac{dC_p}{dr} = \frac{8a'(1 - a)\lambda_r^2 r}{R_o} \quad (2.24)$$

Η γνώση του τρόπου μεταβολής των συντελεστών επαγωγής κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης επιτρέπει την ολοκλήρωση της Εξίσωσης 2.24 ώστε να εκτιμηθεί ο συνολικός συντελεστής ισχύος για συγκεκριμένη τιμή του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου. Μπορεί

να δειχθεί ότι η μέγιστη τιμή συντελεστή ισχύος εμφανίζεται όταν $a = 1/3$ και $a' = a(1 - a)/\lambda_r^2$, οπότε με ολοκλήρωση της Εξ. 2.24 κατά μήκος του πτερυγίου η μέγιστη τιμή είναι, $C_{p,max} = 0.593$. Η μέγιστη τιμή του συντελεστή ισχύος λοιπόν παραμένει η ίδια και σε αυτήν την περίπτωση.

Οι δυνάμεις άνωσης στα πτερύγια του δρομέα τα οποία σχηματίζουν τον δίσκο ενέργειας, είναι κάθετες στη σχετική προς τα πτερύγια ταχύτητα και έτσι δεν υπάρχει εναλλαγή έργου από και προς το ρευστό. Συνεπώς, μπορεί να εφαρμοστεί η εξίσωση Bernoulli για την σχετική στον δίσκο ροή κατά μήκος του δίσκου:

$$(p_{disc}^+ - p_{disc}^-) = 2\rho\Omega_{rot}^2(1 - a')a'r^2 \quad (2.25)$$

Η πτώση πίεσης της Εξίσωσης 2.24 έχει δυο διακριτές πηγές οι οποίες αναλύονται παρακάτω. Η πρώτη πηγή είναι:

$$(p_{disc}^+ - p_{disc}^-)_1 = 2\rho\Omega_{rot}^2a'r^2 \quad (2.26)$$

και μπορεί μέσω της Εξ. 2.22 να φανεί ότι είναι η πτώση πίεσης που εμφανίζονταν και στην Εξ. 2.10, η οποία αφορούσε την απλή ανάλυση βάσει της θεωρίας της ορμής, όπου η περιστροφή δεν λαμβάνονταν υπόψη. Η δεύτερη πηγή:

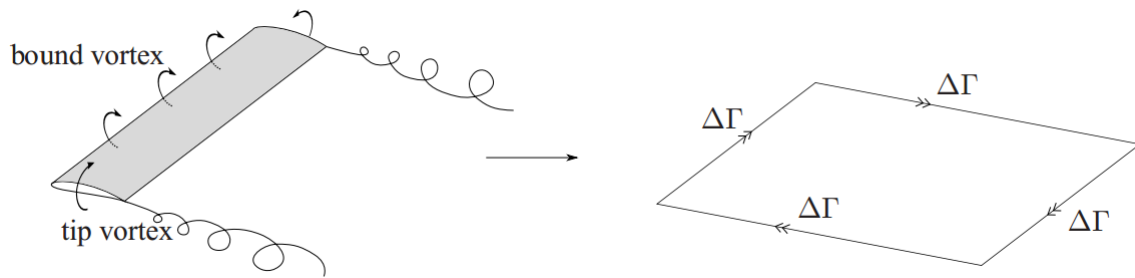
$$(p_{disc}^+ - p_{disc}^-)_2 = 2\rho\Omega_{rot}^2a'^2r^2 \quad (2.27)$$

μπορεί να δειχθεί ότι προκαλείται από μια ακτινική κλίση της στατικής πίεσης στον περιστρεφόμενο ομόρρου, η οποία εξισορροπεί τη φυγοκεντρική δύναμη στο περιστρεφόμενο ρευστό, $dp/dr = \rho(2\Omega_{rot}a')^2r$. Η κινητική ενέργεια ανά μονάδα όγκου στο περιστρεφόμενο ρευστό της περιοχής του ομόρρου είναι επίσης ίση με την πτώση πίεσης που εκφράζεται από την Εξίσωση 2.27 και έτσι επέρχεται ισορροπία η οποία δεν επιτρέπει τη θεωρητική απώλεια διαθέσιμης κινητικής ενέργειας.

2.2.2 Ανάλυση του Ομόρρου Ανεμογεννητριών Οριζόντιου Άξονα

Για να αποκτηθεί μια καλύτερη κατανόηση της ροής πίσω από την ανεμογεννήτρια, στην περιοχή του ομόρρου, συνηθίζεται να χρησιμοποιείται η έννοια της στροβιλότητας και της κατανομής της. Βάσει της κατανομής στροβιλότητας μπορεί να υπολογιστεί το πεδίο της ταχύτητας. Η αναπτυσσόμενη δύναμη άνωσης στα πτερύγια μπορεί να αποδοθεί σε ένα σύστημα δινών συνολικής έντασης, $\Delta\Gamma$, όπως αυτό που φαίνεται στο Σχήμα 2.6. Η δίνη αυτή είναι υπεύθυνη για την ανάπτυξη της εφαιπτομενικής συνιστώσας της ταχύτητας αλλά και για την ανάπτυξη της διαφοράς πίεσης αλλά και της άνωσης. Η άνοση δίνεται από τον θεώρημα Kutta-Joukowski:

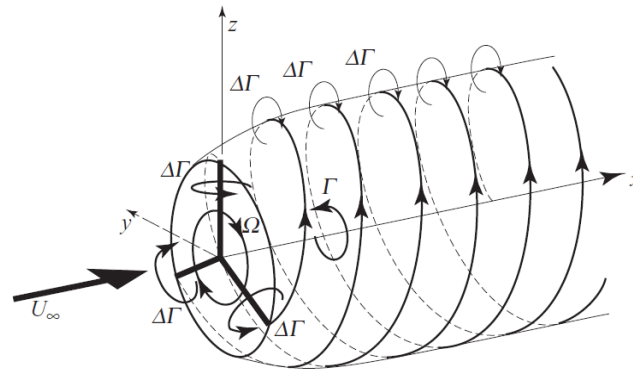
$$L = \rho U_\infty \Delta\Gamma \quad (2.28)$$



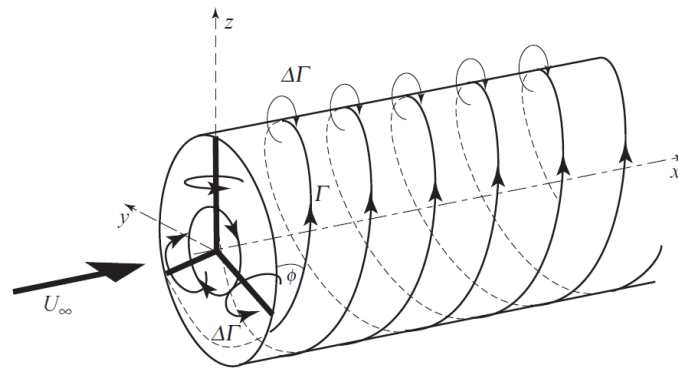
Σχήμα 2.6 Η ανάπτυξη του συστήματος δινών σε ένα πεπερασμένο πτερύγιο [7].

Στην κορυφή του πτερυγίου, η διαφορά πίεσης μεταξύ της πλευράς αναρρόφησης και της πλευράς κατάθλιψης, οδηγεί στη δημιουργία μιας δίνης (δίνη κορυφής). Η δίνη στην κορυφή του πτερυγίου αρχικά έχει μικρή διάμετρο λόγω της έκτασής της που οφείλεται στη διαστολή του ομόρρου. Στην συνέχεια η διάμετρος της δίνης αυξάνεται λόγω των φαινομένων συνεκτικότητας στον ομόρρου [8]. Λόγω του ότι θα πρέπει να ισχύει το θεώρημα του Kelvin για τη στροβιλότητα, στην άλλη άκρη του πτερυγίου αναπτύσσεται μια δίνη ίσης έντασης με αυτήν του ακροπτερυγίου αλλά αντίθετης φοράς.

Στην περίπτωση των πτερυγίων μιας ανεμογεννήτριας αυτό το σύστημα δινών όχι μόνο υπάρχει, αλλά περιστρέφεται ως αποτέλεσμα της περιστροφής του δρομέα και του ομόρρου και μεταφέρεται μαζί με τη ροή του αέρα, κατάντη του δρομέα του οποίο τα πτερύγια τη δημιούργησαν. Στη βάση των πτερυγίων αναπτύσσεται μια δίνη συνολικής έντασης $\Gamma = B\Delta\Gamma$, όπου, B , είναι το πλήθος των πτερυγίων του δρομέα. Η δίνη αυτή προκύπτει σαν το άθροισμα των αντίθετων δινών που εμφανίζονται στα άκρα των πτερυγίων. Εφαρμόζοντας τη θεώρηση του δίσκου ενέργειας, μπορεί να υποθεθεί άπειρος αριθμός πτερυγίων με μια πεπερασμένη και μικρό λόγο χορδής προς απόσταση πτερυγίων τότε το σύνολο των δινών ακροπτερυγίου θα σχηματίσει μια σωληνοειδή επιφάνεια, η οποία μπορεί να θεωρηθεί συνεχής. Ο σωλήνας που αναπτύσσουν οι δίνες διευρύνεται όπως είναι αναμενόμενο λόγω της επιβράδυνσης της ροής (Σχήμα 2.7.α). Βάσει της παραπάνω θεώρησης οι δίνες κορυφής και βάσης των πτερυγίων περιορίζονται στην κυλινδρική επιφάνεια του σωλήνα και στην περιοχή ακριβώς πίσω από τον δρομέα. Οπουδήποτε αλλού στον ομόρρου και στην ελεύθερη ροή, το ρευστό ρέει σε ένα αστρόβιλο πεδίο.



(α)



(β)

Σχήμα 2.7 α) Μοντελοποίηση ομόρρου βάσει της στροβιλότητας. β) Απλοποιημένο μοντέλο δινών στο οποίο αγνοείται η διαστολή του ομόρρου. [3]

Η φύση της διαστολής του ομόρρου δεν μπορεί να προσδιοριστεί με όρους της θεωρίας ορμής και έτσι μπορεί να υποθεθεί ότι ο σωλήνας παραμένει κυλινδρικός. Για τον προσδιορισμό της επαγόμενης ταχύτητας σε οποιοδήποτε σημείο στην κοντινή περιοχή του δίσκου μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο νόμος Biot-Savart. Το κυλινδρικό μοντέλο για τον ομόρρου επιτρέπει τον υπολογισμό του πεδίου ταχυτήτων. Γενικά, αυτό το μοντέλο είναι υπερβολικά απλοποιημένο μιας και δε λαμβάνει υπόψη την κατανομή της στροβιλότητας κατά μήκος του πτερυγίου και το ιξώδες του ρευστού. Ωστόσο, δίνει σχετικά ικανοποιητικά αποτελέσματα και μια καλή ένδειξη της συγκέντρωσης των δινών με την μεγαλύτερη ένταση.

Βάσει της απλοποιημένης θεώρησης του κυλινδρικού ομόρρου του Σχήματος 2.7.β, η στροβιλότητα της κυλινδρικής επιφάνειας που σχηματίζουν οι δίνες έχει ακολουθεί ένα ελικοειδές μονοπάτι με γωνία ελίκωσης ίση με τη γωνία της ροής στο ακροπτερύγιο. Η ένταση της στροβιλότητας είναι ίση με:

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2\pi R_o \sin \varphi_t} \quad (2.29)$$

όπου, Γ , είναι ένταση των δινών που απορρέουν από τα πτερύγια με σταθερό ρυθμό προς τον ομόρρο σε μια περιστροφή και φ_t είναι γωνία της ροής στο ακροπτερύγιο και έχει μια συνιστώσα, $\gamma_\theta = \gamma \cos \varphi_t$, παράλληλη στον δίσκο του δρομέα. Λόγω της γ_θ η αξονικά επαγόμενη ταχύτητα στον δρομέα είναι ομοιόμορφη και προσδιορίζεται από τον νόμο Biot-Savart:

$$u_{disc} = -\frac{\gamma_\theta}{2} = -aU_\infty \quad (2.30)$$

Μακριά κατάντη του δρομέα στο εσωτερικό του κυλινδρικού ομόρρου, η επαγόμενη ταχύτητα είναι επίσης ομοιόμορφη και δίνεται από τη σχέση:

$$u_{wake} = -\gamma_\theta = -2aU_\infty \quad (2.31)$$

Η συνολική ένταση των δινών σχετίζεται με τον συντελεστή αξονικής επαγωγής μέσω της σχέσης:

$$\Gamma = \frac{4\pi U_\infty^2 a(1-a)}{\Omega_{rot}} \quad (2.32)$$

Οι δίνες της βάσης των οποίων η συνολική ένταση είναι ίση με Γ , ευθύνονται για την επαγωγή της επαπτομενικής ταχύτητας στον δίσκο και στον ομόρρο. Η επαπτομενική ταχύτητα στον δίσκο δίνεται από τον νόμο Biot-Savart:

$$a'r\Omega_{rot} = \frac{\Gamma}{4\pi r} \quad (2.33)$$

και συνεπώς:

$$a' = \frac{\Gamma}{4\pi r^2 \Omega_{rot}} \quad (2.34)$$

Συνδυάζοντας τις Εξισώσεις 2.32 και 2.34 προκύπτει η Εξίσωση 2.22. Επίσης, μπορεί εύκολα ναδειχθεί ότι η ροπή, η ισχύς και η αξονική ώση του δρομέα δεν επηρεάζονται από την παραδοχή του περιστρεφόμενου ομόρρου.

2.2.2.1 Περιοχές του Ομόρρου

Ο ομόρρος μιας ανεμογεννήτριας μπορεί να χωριστεί σε δυο περιοχές τον κοντινό ομόρρο και τον μακρινό ομόρρο [9]. Η πρώτη περιοχή είναι αυτή που βρίσκεται ακριβώς πίσω από τον δρομέα και σε απόσταση έως μια διάμετρο από αυτόν, επηρεάζεται από την μορφολογία της ανεμογεννήτριας και μελετάται κυρίως για την απόδοση της ανεμογεννήτριας και τη διαδικασία απομάστευσης ενέργειας από τον άνεμο. Η κλίση πίεσης στην αξονική διεύθυνση είναι σημαντική για την ανάπτυξη του ελλείμματος

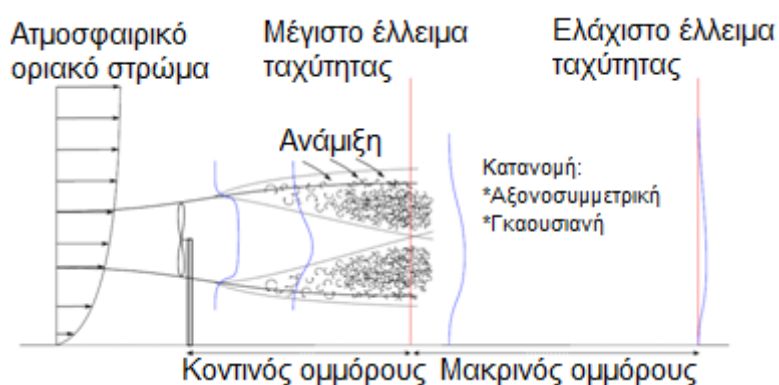
ταχύτητας. Η περιοχή του ομόρρου μακριά από τον δρομέα, επηρεάζεται σε μικρότερο βαθμό από τη μορφολογία του δρομέα και περισσότερο από τα τυρβώδη φαινόμενα μεταξύ του ομόρρου και της ανεπηρέαστης ροής, την αλληλεπίδραση με άλλους δρομείς (στην περίπτωση αιολικών πάρκων) και την τοπογραφία της περιοχής.

Πρακτικά, το σύστημα δινών και η κατανομή ταχύτητας εντός και εκτός του ομόρρου δεν έχουν την εξιδανικευμένη μορφή με την οποία παρουσιάστηκαν στις προηγούμενες Ενότητες. Η διαφορά ταχύτητας μεταξύ της αδιατάραχτης ροής και του ομόρρου δημιουργεί ένα στρώμα διάτμησης μεταξύ των δυο περιοχών, το οποίο λειτουργεί σαν μια περιοχή ανάμιξης η οποία βοηθά την ενεργοποίηση του ομόρρου. Η ανάπτυξη του ομόρρου εξαρτάται από παράγοντες όπως η ώση του δρομέα, η γεωμετρία του πύργου και του κλωβού, το επίπεδο της τύρβης στην ατμόσφαιρα, η τοπογραφία της περιοχής και τα οριακά στρώματα του εδάφους [7]. Η τύρβη που οφείλεται στον πύργο και τον κλωβό είναι υψηλής συχνότητας και σκεδάζεται σχετικά γρήγορα. Οι δίνες που αναπτύσσονται στα ακροπερύγια και εμφανίζονται στο στρώμα διάτμησης καταστρέφονται σε μια απόσταση περίπου τέσσερις διαμέτρους πίσω από τον δρομέα [10]. Όταν το στρώμα διάτμησης γίνει τόσο παχύ ώστε να φτάνει στο κέντρο του ομόρρου (περίπου 2-5 διαμέτρους πίσω από τον δρομέα), τελειώνει η περιοχή του κοντινού ομόρρου [11]. Όσο μεγαλύτερη είναι η ώση στον δρομέα, τόσο μεγαλύτερο είναι το έλλειμμα ταχύτητας στον ομόρρου και μεγαλύτερη η περιοχή διάτμησης. Όταν η φόρτιση του δρομέα είναι μεγάλη τότε ένα σημαντικό ποσό κινητικής ενέργειας της ροής μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια της τύρβης του ομόρρου. Η τύρβη του ομόρρου δρα σαν αναδευτήρας, ο οποίος αναμιγνύει την επιβραδυσμένη ροή στον ομόρρου με την ανεπηρέαστη ροή, μεταφέροντας έτσι ορμή από την ανεπηρέαστη ροή στον ομόρρου. Αποτέλεσμα αυτής της ανάμιξης είναι η ανάπτυξη του ομόρρου, η μείωση του ελλείμματος ταχύτητας και η ενεργοποίησή του.

Με το πέρας του κοντινού ομόρρου οι κλίσεις στατικής πίεσης έχουν μικρότερη επίδραση στην εξέλιξη του ομόρρου και το έλλειμμα ταχύτητας βαίνει διαρκώς μειούμενο και εξαρτώμενο σημαντικά από τα επίπεδα τύρβης του ομόρρου. Σε αυτή την περιοχή, ο ομόρρος είναι πλήρως ανεπτυγμένος και κάνοντας μια σειρά από υποθέσεις μπορεί να θεωρηθεί ότι οι κατανομές του ελλείμματος ταχύτητας και της έντασης της τύρβης είναι αξονοσυμμετρικές και έχουν μορφή κανονικής (Gaussian) κατανομής [12], Ωστόσο, λόγω της παρουσίας του εδάφους και της ανάμιξης του ομόρρου με την ανεπηρέαστη ροή, η παραπάνω παραδοχή δεν είναι απόλυτα ορθή. Στην πράξη, παρατηρείται ότι η μέγιστη τιμή του ελλείμματος ταχύτητας παρουσιάζεται κάτω από τον άξονα περιστροφής των πτερυγίων (λόγω της παρουσίας του πύργου στήριξης) ενώ η μέγιστη τιμή της έντασης της τύρβης εμφανίζεται υψηλότερα από τον άξονα περιστροφής [12], [13], [7].

Η μέγιστη τιμή του ελλείμματος ταχύτητας στον ομόρρου διατηρείται για 1-2 διαμέτρους δρομέα, ωστόσο αν τα επίπεδα της ατμοσφαιρικής τύρβης είναι χαμηλά, αυτή η περιοχή μπορεί να είναι μεγαλύτερη [10]. Γενικότερα, μικρά επίπεδα ατμοσφαιρικής τύρβης οδηγούν σε μεγαλύτερα ελλείμματα ταχύτητας ενώ η ενεργοποίηση του ομόρρου επέρχεται και αυτή σε μεγαλύτερη απόσταση. Η αρχική περιοχή, όπου τα φαινόμενα διάχυσης έχουν μικρότερη σημασία, έχει και αυτή μήκος περίπου μια διάμετρο [11], ενώ έχει βρεθεί ότι ο ομόρρος είναι πλήρως αναπτυγμένος μετά από 2.25 διαμέτρους [14].

Το Σχήμα 2.8 απεικονίζει τις διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στον ομόρρο.



Σχήμα 2.8 Κατανομή ταχυτήτων στον ομόρρο μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα [7].

Έχει διατυπωθεί ότι το έλλειμμα ταχύτητας στο ομόρρο είναι ελάχιστο μετά από 10 διαμέτρους [15]. Η παραπάνω παρατήρηση χρησιμοποιείται και στην πράξη όπου οι ανεμογεννήτριες τοποθετούνται σε απόσταση 6-10 διαμέτρων [7]. Επίσης, το έλλειμμα ταχύτητας εξαλείφεται ταχύτερα από την ένταση της τύρβης, για παράδειγμα έχει διατυπωθεί ότι η επίδραση της τύρβης που οφείλεται στην παρουσία της ανεμογεννήτριας είναι αισθητή ακόμη και 15 διαμέτρους πίσω από τον δρομέα [16]. Η τύρβη οδηγεί σε αυξημένη φόρτιση του δρομέα. Σύμφωνα με μετρήσεις στο αιολικό πάρκο Alsvik στην Σουηδία, σε συνθήκες πλήρως ανεπτυγμένου ομόρρου και μια ανεμογεννήτρια η οποία βρίσκεται σε αποστάσεις 9.5 και 5 διαμέτρους πίσω από άλλες ανεμογεννήτριες έδειξε 10% και 45% αύξηση φόρτισης, αντίστοιχα [17]. Ωστόσο, δεν παρατηρείται σημαντική διαφοροποίηση μεταξύ της επίδρασης στην φόρτιση σκιαζόμενου δρομέα όταν σε αυτόν επάγεται ροή από έναν ομόρρο και όταν επάγεται ροή από πολλούς ομόρρους [7]. Στην θάλασσα όπου η τραχύτητα είναι μικρή και τα επίπεδα τύρβης του ανέμου είναι χαμηλά, τα φαινόμενα του ομόρρου μπορεί να είναι πολύ σημαντικά.

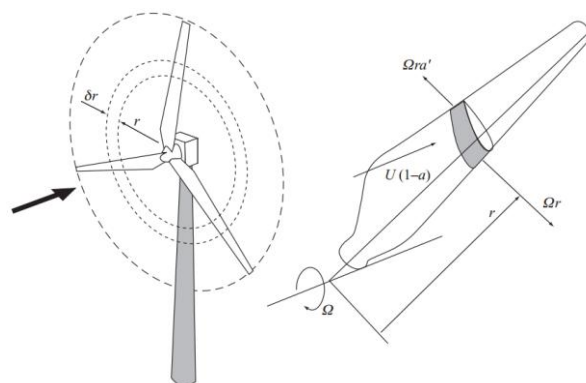
Ένα άλλο σημαντικό φαινόμενο που λαμβάνει χώρα στην περιοχή κατάντη του δρομέα είναι η ταλαντωτική κίνηση ολόκληρου του ομόρρου η οποία θεωρείται ότι οφείλεται στις μεγάλης κλίμακας τυρβώδεις δομές της ατμόσφαιρας [18], [19], [20]. Η κίνηση αυτή

μπορεί να μειώσει περαιτέρω το έλλειμμα ταχύτητας, ωστόσο αυξάνει σημαντικά την μηχανική κόπωση και τα ακραία φορτία στις κατάντη ανεμογεννήτριες.

2.2.3 Θεωρία Στοιχείων Πτερύγωσης – Ορμής

Η θεωρία στοιχείων πτερύγωσης – ορμής (Blade Element Momentum – BEM) αποτελεί μια καλύτερη προσέγγιση στον υπολογισμό των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών μιας ανεμογεννήτριας, η οποία λαμβάνει υπόψη τη γεωμετρία των πτερυγίων, τα φαινόμενα στις τρεις διαστάσεις και αποτελεί επέκταση της κλασσικής θεωρίας στοιχείων πτερύγωσης και συνδυασμό της με τη θεωρία ορμής που περιγράφηκε παραπάνω.

Στην κλασσική θεωρία στοιχείων πτερύγωσης (Blade Element Theory – BET), η οποία αναπτύχθηκε αρχικά για την ανάλυση ελίκων, τα πτερύγια διακριτοποιούνται σε έναν πεπερασμένο αριθμό διακριτών στοιχείων (στοιχεία πτερύγωσης) στα οποία μπορούν να εκτιμηθούν οι δυνάμεις από τις οποίες υπολογίζονται οι συνολικές δυνάμεις για όλο το μήκος του πτερυγίου. Οι δυνάμεις στα στοιχεία μπορούν να υπολογιστούν βάσει είτε πειραματικών μετρήσεων αεροτομών σε αεροσήραγγα είτε βάσει δισδιάστατης υπολογιστικής ανάλυσης. Η ανάλυση αυτού του τύπου αγνοεί τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στις τρεις διαστάσεις. Η γωνία προσβολής στην οποία αφορούν τα δεδομένα που τροφοδοτούν την ανάλυση είναι αυτή με την οποία προσπίπτει το ρευστό στην συγκεκριμένη διατομή του πτερυγίου. Οι συνιστώσες της ταχύτητας του ανέμου, οι συντελεστές επαγωγής και η περιστροφική ταχύτητα του δρομέα προσδιορίζουν τη γωνία προσβολής σε μια οποιαδήποτε ακτινική θέση του πτερυγίου. Γνωρίζοντας τον τρόπο μεταβολής των συντελεστών άνωσης και αντίστασης των αεροτομών σε σχέση με τη γωνία προσβολής, μπορούν να εκτιμηθούν οι δυνάμεις στα πτερύγια για δεδομένους συντελεστές a και a' .



Σχήμα 2.9 Ένα στοιχείο πτερύγωσης και η δακτυλιοειδής περιοχή που αυτό σαρώνει [3].

Για την ανάλυση θα υποθεθεί μια ανεμογεννήτρια με αριθμό πτερυγίων B , ακτίνας, R_0 , χορδής αεροτομών c , και γωνίας διάταξης θ , μετρημένης μεταξύ της γραμμής μηδενικής

άνωσης της αεροτομής και του επιπέδου του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια. Τόσο το μήκος χορδής όσο και η γωνία τοποθέτησης μπορούν να μεταβάλλονται κατά μήκος του πτερυγίου. Αν η εφαπτομενική ταχύτητα του στοιχείου του Σχ. 2.9.α είναι, $\Omega_{rot}r$, και η εφαπτομενική ταχύτητα του ομόρρου είναι, $a'\Omega_{rot}r$, βρέθηκε από τον Glauert ότι η καθαρή εφαπτομενική ταχύτητα που θα αναπτυχθεί στην συγκεκριμένη ακτινική θέση θα είναι, $(1 + a')\Omega_{rot}r$. Ωστόσο, παρόλο που η παρούσα ανάλυση δανείζεται την θεώρηση του δρομέα ως ενός δίσκου από τη θεωρία του δίσκου ενέργειας, φαίνεται ότι αυτή η εφαπτομενική ταχύτητα δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί αντίστροφα στη θεωρία του δίσκου ενέργειας. Στην περίπτωση του δίσκου ενέργειας, το πάχος του δίσκου είναι απειροστό και η μεταβολή στην εφαπτομενική ταχύτητα είναι απότομη. Ο δίσκος της θεωρίας στοιχείων πτερύγωσης έχει πεπερασμένο πάχος και η εφαπτομενική ταχύτητα αναπτύσσεται σταδιακά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.5.β.

Το Σχήμα 2.10 παρουσιάζει όλες τις ταχύτητες και τις δυνάμεις που αναπτύσσονται σε ένα στοιχείο πτερύγωσης στην ακτινική θέση, r , σε σχέση με τη χορδή της αεροτομής αυτής της ακτινικής θέσης. Η σχετική ταχύτητα σε αυτήν την περίπτωση είναι:

$$U_{rel} = \sqrt{U_{\infty}^2(1 - a)^2 + r^2\Omega_{rot}^2(1 + a')^2} \quad (2.35)$$

η οποία σχηματίζει γωνία, φ σε σχέση με το επίπεδο περιστροφής:

$$\sin \varphi = \frac{U_{\infty}(1 - a)}{U_{rel}} \quad (2.36)$$

$$\cos \varphi = \frac{r\Omega_{rot}(1 + a')}{U_{rel}} \quad (2.37)$$

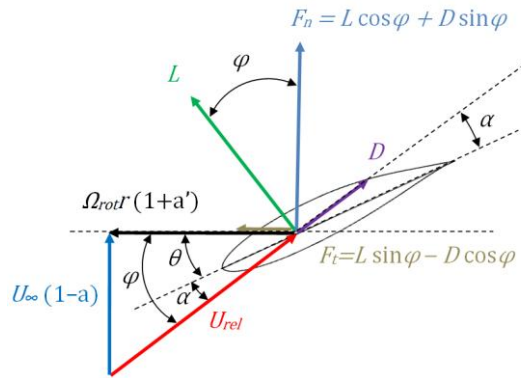
Η γωνία αυτή ονομάζεται γωνία ροής. Η γωνία προσβολής, α , δίνεται από την σχέση:

$$\alpha = \varphi - \theta \quad (2.38)$$

Η γωνία διάταξης, θ , είναι το άθροισμα της τοπικής γωνίας συστροφής του πτερυγίου, β , και του βήματος το οποίο έχει το πτερύγιο, θ_p , οπότε:

$$\theta = \theta_p + \beta \quad (2.39)$$

Στην περίπτωση μηδενικού βήματος πτερυγίου, $\theta_p = 0$, τότε, $\theta = \beta$.



Σχήμα 2.10 Ταχύτητες και δυνάμεις σε ένα στοιχείο πτερύγωσης.

Η βασική υπόθεση της θεωρίας στοιχείων πτερύγωσης είναι ότι οι δυνάμεις άνωσης και αντίστασης που ασκούνται σε ένα στοιχείο είναι οι ίδιες με αυτές που ασκούνται σε ένα απομονωμένο, ταυτόσημο στοιχείο στην ίδια γωνία προσβολής σε δισδιάστατη ροή. Έτσι, η άνοση και η αντίσταση που αναπτύσσονται σε ένα στοιχείο μήκους dr , κάθετα και παράλληλα στη διεύθυνση της σχετικής ταχύτητας, αντίστοιχα, θα είναι:

$$dL = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 c C_l dr \quad (2.40)$$

$$dD = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 c C_d dr \quad (2.41)$$

Η αξονική ώση (κάθετη στον δακτύλιο δύναμη dF_n) και η ροπή στον δακτύλιο του δίσκου ενέργειας θα είναι:

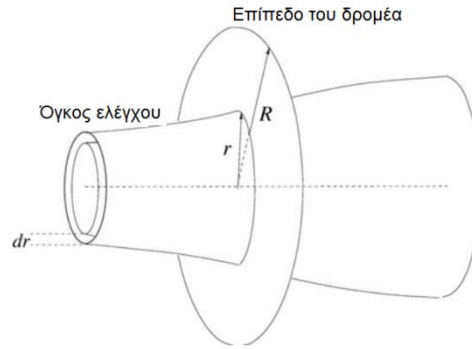
$$dT = dF_n = dL \cos \varphi + dD \sin \varphi = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 B c (C_l \cos \varphi + C_d \sin \varphi) dr \quad (2.42)$$

$$dQ = (dL \sin \varphi - dD \cos \varphi) r = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 B c r (C_l \sin \varphi - C_d \cos \varphi) dr \quad (2.43)$$

όπου B , είναι ο αριθμός πτερυγίων. Να σημειωθεί ότι στην Εξ. 2.43, ο όρος, $(dL \sin \varphi - dD \cos \varphi)$, αποτελεί την περιφερειακή δύναμη dF_t στον δακτύλιο.

Με αυτό το μοντέλο γίνεται δυνατός ο υπολογισμός των φορτίων ενός δρομέα σε μόνιμη κατάσταση και ως εκ τούτου της ώσης και της ισχύος για διαφορετικές ταχύτητες ανέμου, περιστροφικής ταχύτητα και γωνίας διάταξης. Η μονοδιάστατη θεωρία ορμής που περιγράφηκε παραπάνω δε λαμβάνει υπόψη της την ακριβή γεωμετρία του δρομέα (πλήθος πτερυγίων, ακτινική κατανομή της συστροφής και της χορδής καθώς και το είδος αεροτομών που χρησιμοποιούνται). Η θεωρία στοιχείων πτερύγωσης – ορμής [21], συνδυάζει την απλοποιημένη θεώρηση του δίσκου ενέργειας με τη θεωρία των στοιχείων πτερύγωσης για τον υπολογισμό των φορτίων που αναπτύσσονται στα πτερύγια. Ο ροϊκός σωλήνας της θεωρίας ορμής διακριτοποιείται σε, n δακτυλιοειδή στοιχεία ύψους,

δr , όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.11. Σχηματίζονται έτσι πεπερασμένοι όγκοι ελέγχου, μεταξύ των οποίων δεν πραγματοποιείται εναλλαγή μάζας.



Σχήμα 2.11 Σχηματική αναπαράσταση των δακτυλιοειδών στοιχείων της θεωρίας BEM [2].

Οι παρακάτω παραδοχές αποτελούν τη βάση της θεωρίας BEM:

1. Δεν υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ των ακτινικών θέσεων
2. Η δύναμη από τα πτερύγια στη ροή είναι σταθερή σε κάθε δακτυλιοειδές στοιχείο, κάτι που αντιστοιχεί σε άπειρο αριθμό πτερυγίων.

Η αξονική ώση και η ροπή στον δακτύλιο του δίσκου της θεωρίας BEM είναι:

$$dT = 2\pi r dr \rho U_\infty (1 - a) 2a U_\infty \quad (2.44)$$

$$dQ = 2\pi r dr \rho U_\infty (1 - a) 2a' r^2 \Omega_{rot} \quad (2.45)$$

Για την πληρότητα των υπολογισμών θα αναφερθεί και η εξίσωση με την οποία υπολογίζεται η εφαπτομενική δύναμη στον δακτύλιο:

$$dF_t = \frac{dQ}{r} = 2\pi r dr \rho U_\infty (1 - a) 2a' r \Omega_{rot} \quad (2.46)$$

Η γωνία της ροής είναι:

$$\tan \varphi = \frac{(1 - a) U_\infty}{(1 + a') r \Omega_{rot}} \quad (2.47)$$

Συνδυάζοντας τις Εξισώσεις 2.42 και 2.44 και τις Εξισώσεις 2.43 και 2.45, προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις:

$$a = \frac{1}{\frac{4 \sin^2 \varphi}{\sigma C_n} + 1} \quad (2.48)$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4 \sin \varphi \cos \varphi}{\sigma C_t} - 1} \quad (2.49)$$

όπου $C_n = C_l \cos \varphi + C_d \sin \varphi$ και $C_t = C_l \sin \varphi - C_d \cos \varphi$ είναι οι συντελεστές της κάθετης και της περιφερειακής δύναμης αντίστοιχα. Επίσης, στις Εξ. 2.48 και 2.49 εμπεριέχεται ο όρος την στερεότητας του δρομέα στην ακτινική θέση:

$$\sigma = \frac{cB}{2\pi r} \quad (2.50)$$

ο οποίος αντιπροσωπεύει τον λόγο της επιφάνειας των στοιχείων πτερύγωσης του δακτυλίου προς την επιφάνεια του δακτυλίου.

Στη βιβλιογραφία απαντώνται εργασίες στις οποίες προτείνεται η παράλειψη της επίδρασης της δύναμης αντίστασης μέσω του συντελεστή της από τις Εξισώσεις 2.48 και 2.49, επειδή το έλλειμμα της ταχύτητας που προκαλείται από αυτήν περιορίζεται στον ομόρρου που εκρέει από την ακμή φυγής και επειδή αυτό είναι ένα χαρακτηριστικό του ομόρρου του δρομέα το οποίο δεν επηρεάζει το έλλειμμα ταχύτητας ανάντη του δρομέα. Η συμπερίληψη του συντελεστή αντίστασης στις σχέσεις που περιγράφουν τους συντελεστές επαγωγής είναι ένα αμφιλεγόμενο ζήτημα στη βιβλιογραφία, με άλλους συγγραφείς να την υποστηρίζουν [2], [22] και άλλους όχι [23], [24], [25]. Το πρόβλημα απορρέει από το γεγονός ότι για προσκολλημένη ροή η αντίσταση προκαλείται λόγω τριβής και δεν έχει μεγάλη αλληλεπίδραση με τη διανομή πίεσης γύρω από την αεροτομή.

Στην περίπτωση αποκολλημένης ροής, όπως προαναφέρθηκε, η πίεση είναι αυτή που κατά κύριο λόγο προκαλεί την ανάπτυξη της δύναμης αντίστασης.

Για την εφαρμογή της μεθόδου BEM όπως προαναφέρθηκε, απαιτείται η γνώση δεδομένων σχετικά με τους συντελεστές άνωσης και αντίστασης των αεροτομών που χρησιμοποιούνται στην σύνθεση των πτερυγίων του δρομέα. Οι συντελεστές αυτοί θα πρέπει να αντιστοιχούν στη γωνία προσβολής και στον αριθμό Reynolds, ο οποίος ορίζεται ως:

$$Re = \frac{U_{rel} c}{\nu} \quad (2.51)$$

Ο τυπικός αλγόριθμος της μεθόδου BEM παρουσιάζεται συνοπτικά παρακάτω. Για κάθε ακτινική θέση του πτερυγίου, αρχικοποιούνται οι τιμές των τοπικών συντελεστών επαγωγής (συνήθως τίθενται ίσοι με το μηδέν), υπολογίζεται ο τοπικός αριθμός Reynolds (Εξ. 2.51) και πραγματοποιείται η ακόλουθη επαναληπτική διαδικασία:

1. Υπολογίζεται η τοπική γωνία της ροής φ από την Εξ. 2.47.
2. Λύνοντας την Εξίσωση 2.38 υπολογίζεται η τοπική γωνία προσβολής α .
3. Αναζητούνται σε πίνακες δεδομένων της αεροτομής του συγκεκριμένου στοιχείου της ακτινικής θέσης, οι συντελεστές άνωσης και αντίστασης, οι οποίοι αντιστοιχούν στη γωνία προσβολής α , και στον τοπικό αριθμό Reynolds.

4. Λύνοντας τις Εξισώσεις 2.48 και 2.49 ως προς τους συντελεστές επαγωγής, προκύπτουν οι ανανεωμένες τιμές τους a και a' .
5. Ελέγχεται αν οι συντελεστές επαγωγής του τρέχοντος βήματος διαφέρουν βάσει ενός κριτηρίου σύγκλισης από τους συντελεστές του προηγούμενου βήματος. Αν το κριτήριο δεν ικανοποιείται ο αλγόριθμος επιστρέφει στο βήμα 1, αλλιώς συνεχίζει με το βήμα 6.
6. Υπολογίζονται οι στοιχειώδεις δυνάμεις στην συγκεκριμένη ακτινική θέση, από τις Εξισώσεις 2.44 και 2.46 και ο τοπικός συντελεστής ισχύος.

Για τον υπολογισμό της συνολικής ροπής και της συνολικής ισχύος πραγματοποιείται μαθηματική ολοκλήρωση των Εξισώσεων 2.45 και 2.19, αντίστοιχα:

$$Q = 4\pi\rho U_{\infty}\Omega_{rot} \int_{r=0}^{r=R_o} (1-a)a'r^3 dr \quad (2.52)$$

$$P = \frac{1}{2}\rho 2\pi U_{\infty}^3 \int_{r=0}^{r=R_o} C_p r dr \quad (2.53)$$

Ο συντελεστής ισχύος του δρομέα μπορεί να υπολογιστεί λοιπόν από την σχέση:

$$C_p = \frac{2 \int_{r=0}^{r=R_o} C_p r dr}{R_o^2} \quad (2.54)$$

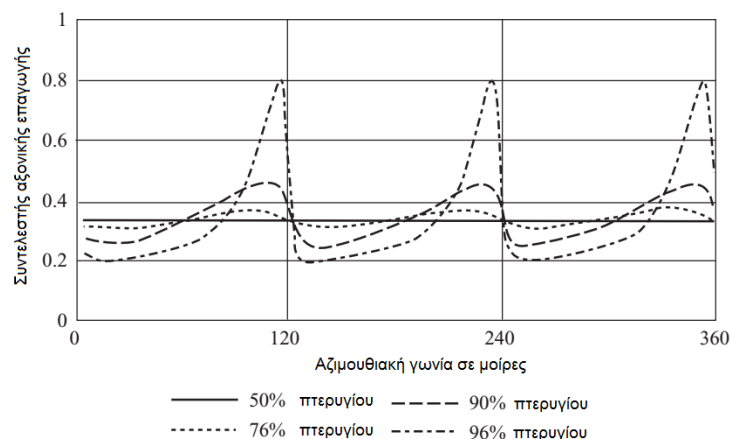
Η μέγιστη τιμή του συντελεστή ισχύος προκύπτει σε μια τιμή του λόγου ταχύτητας ακροπτερυγίου για την οποία ο συντελεστής αξονικής επαγωγής προσεγγίζει την οριακή τιμή $1/3$, στην οποία επιτυγχάνεται το όριο του Betz. Σε μικρότερες τιμές του λ ο συντελεστής αξονικής επαγωγής είναι πολύ μικρότερος του $1/3$ και οι γωνίες πρόσπτωσης πολύ μεγάλες οδηγώντας σε αποκόλληση της ροής και απώλεια στήριξης, κάτι που για τις περισσότερες ανεμογεννήτριες λαμβάνει χώρα στη βάση των πτερυγίων, εκεί όπου για πρακτικούς λόγους η γωνία τοποθέτησης, θ , δεν μπορεί να είναι μεγάλη. Άρα η απώλεια στήριξης αποτελεί το βασικό αίτιο για την μειωμένη απομάστευση ενέργειας από τον άνεμο σε μικρές τιμές του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου. Όταν η ανεμογεννήτρια καλείται να λειτουργήσει σε περιοχές όπου ο λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου είναι μεγάλος, ο συντελεστής αξονικής επαγωγής είναι επίσης μεγάλος ενώ οι γωνίες προσβολής είναι αρκετά μικρές και η δύναμη αντίστασης υπερिशχύει της άνωσης. Τόσο για υψηλές όσο και για χαμηλές τιμές του λόγου ακροπτερυγίου, η δύναμη αντίστασης είναι μεγάλη και ο συντελεστής αξονικής επαγωγής βρίσκεται σε τιμές αρκετά διαφορετικές της βέλτιστης, οπότε και ο συντελεστής ισχύος είναι μικρός. Είναι λοιπόν καλύτερο μια ανεμογεννήτρια να λειτουργεί σε τιμές του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου.

2.2.4 Απώλειες Ακροπτερυγίου

Στην ανάλυση που προηγήθηκε, θεωρήθηκε ότι ο αριθμός των πτερυγίων είναι άπειρος έτσι ώστε όλα τα σωματίδια του ρευστού να υπόκεινται στην ίδια μείωση ορμής. Στην πραγματικότητα ο αριθμός των πτερυγίων είναι πεπερασμένος και έτσι κάποια σωματίδια του ρευστού θα αλληλεπιδράσουν με τα πτερύγια ενώ κάποια άλλα θα περάσουν ανάμεσά τους και έτσι η μείωση της ορμής ενός σωματιδίου θα εξαρτάται από την εγγύτητα του στα πτερύγια κατά την έλευσή του από την περιοχή του δίσκου. Έτσι, η αξονικά επαγόμενη ταχύτητα ανά πάσα στιγμή μεταβάλλεται περιφερειακά και η μέση αξιμουθιακή τιμή της χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της συνολικής μεταβολής της αξονικής ορμής ενώ η μέγιστη τιμή της κοντά σε ένα πτερύγιο χρησιμοποιείται για τον καθορισμό των δυνάμεων που ασκούνται σε αυτό.

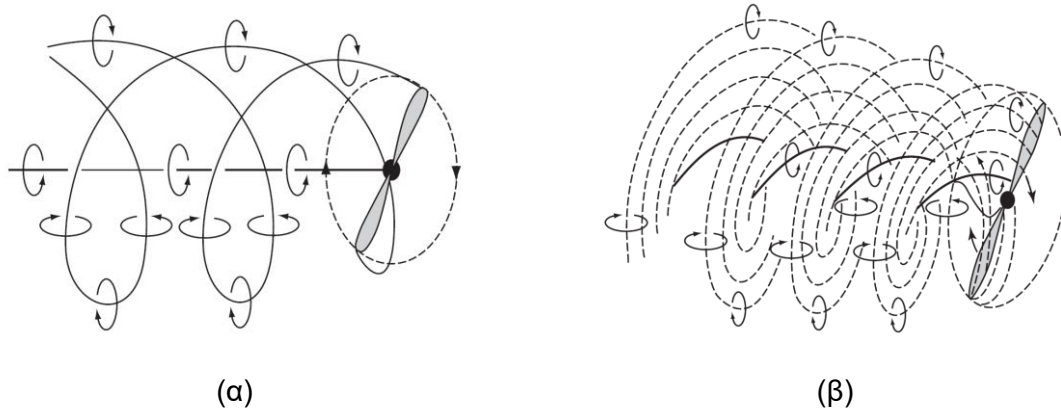
Αν ο συντελεστής αξονικής επαγωγής είναι μεγάλος τότε η γωνία της ροής φ , θα είναι μικρή και η δύναμη άνωσης θα είναι σχεδόν κάθετη στο επίπεδο του δρομέα. Η συνιστώσα της άνωσης στην εφαπτομενική διεύθυνση θα είναι και αυτή μικρή οπότε και η συνεισφορά της στη ροπή θα είναι επίσης μικρή. Μείωση της ροπής σημαίνει μείωση της ισχύος. Αυτή η μείωση ισχύος καλείται απώλειες ακροπτερυγίου και για να συμπεριληφθούν θα πρέπει να είναι γνωστός ο τρόπος μεταβολής του συντελεστή αξονικής επαγωγής στην αξιμουθιακή κατεύθυνση το οποίο δεν είναι δυνατό με την μέθοδο BEM.

Κοντά στα ακροπτερύγια, η δίνη της κορυφής προκαλεί πολύ υψηλές τιμές του συντελεστή αξονικής επαγωγής. Ένα παράδειγμα αξιμουθιακής μεταβολής του συντελεστή αξονικής επαγωγής σε διάφορες ακτινικές θέσεις μιας ανεμογεννήτριας τριών πτερυγίων, φαίνεται στο Σχήμα 2.12.



Σχήμα 2.12 Αξιμουθιακή μεταβολή του συντελεστή αξονικής επαγωγής για διάφορες ακτινικές θέσεις, με ομοιόμορφη κατανομή κυκλοφορίας. Λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου ίσος με έξι. Τα πτερύγια βρίσκονται στις θέσεις 120°, 240° και 360° [3].

Λόγω της μεταβολής της κυκλοφορίας κατά μήκος των πτερυγίων, η στροβιλότητα της ροής επάγεται από τις ακμές φυγής των επιμέρους αεροτομών που σχηματίζουν το πτερύγιο. Έτσι, στην πραγματικότητα κάθε πτερύγιο αφήνει πίσω του μια ελικοειδή επιφάνεια την οποία ορίζει η στροβιλότητα, και όχι μια μεμονωμένη δίνη (Σχ. 2.13).



Σχήμα 2.13 α) Ελικοειδής πορεία των δινών κορυφής στον ομόρρου ανεμογεννήτριας με δυο πτερύγια. β) Ελικοειδείς επιφάνειες δινών στον ομόρρου μιας ανεμογεννήτριας με δυο πτερύγια. [3]

Για κάθε ακτινική θέση, ορίζεται ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου (tip-loss factor), ως ο λόγος της μέσης τιμής του αζιμουθιακού συντελεστή αξονικής επαγωγής προς την μέγιστη τιμή του (εκεί όπου βρίσκεται το κέντρο του πτερυγίου). Η μέση αζιμουθιακή τιμή του συντελεστή αξονικής επαγωγής είναι:

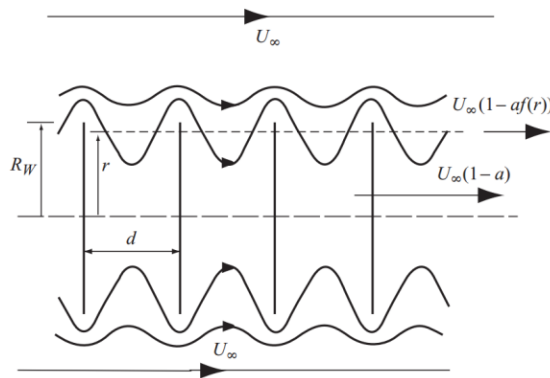
$$a(r) = a_b(r)f(r) \quad (2.55)$$

όπου $f(r)$, είναι ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου (ίσος με μηδέν στην κορυφή του πτερυγίου και ίσος με ένα στις θέσεις μακριά από την περιοχή του ακροπτερυγίου και, $a_b(r)$, είναι ο αξονικός συντελεστής επαγωγής τοπικά σε ένα στοιχείο πτερύγωσης και αντιστοιχεί στην ταχύτητα με την οποία η επιφάνεια των δινών απομακρύνεται κατάντη του δρομέα στον ομόρρου (ουσιαστικά είναι ο συντελεστής a της BEM πριν την εισαγωγή της έννοιας του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου). Αν ο συντελεστής $a_b(r)$ μπορεί να διατηρηθεί ακτινικά ομοιόμορφος τότε οι επιφάνειες των δινών θα παραμείνουν ακτινικά επίπεδες, όπως στο Σχ. 2.13.β. Στην αντίθετη περίπτωση οι επιφάνειες θα παραμορφωθούν.

Σε σχέση με τον συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου έχουν προταθεί διάφοροι συντελεστές διόρθωσης της θεωρίας BEM, οι οποίοι βασίζονται είτε σε θεωρητικές προσεγγίσεις είτε σε ημιεμπειρικές σχέσεις.

Η ευρύτερα γνωστή προσέγγιση είναι αυτή του Prandtl [26] που βασίζεται σε μια αλληλουχία δίσκων οι οποίοι κινούνται κατάντη του δίσκου ενέργειας στον ομόρρου με την κεντρική ταχύτητα του ομόρρου, $U_\infty(1 - a)$. Οι περιφέρειες των δίσκων σχηματίζουν την

περιφέρεια του ομόρρου, οι ακτίνες των δίσκων είναι ίσες με αυτές του ομόρρου, R_{wake} , και η απόσταση μεταξύ τους είναι ίση με την κάθετη απόσταση δυο επιφανειών δινών [21]. Γύρω από τον ομόρρου που σχηματίζουν οι δίσκοι κινείται η ελεύθερη και αδιατάραχτη ροή του αέρα με ταχύτητα, U_∞ , η οποία τείνει να εισέλθει στα διάκενα μεταξύ των δίσκων όπως φαίνεται στο Σχ. 2.14. Αν θεωρηθεί μια γραμμή παράλληλη στον άξονα περιστροφής και σε ακτινική θέση, r (μικρότερη από την ακτίνα του ομόρρου) με μέση αξονική ταχύτητα $U_\infty(1 - af(r))$, στην σχέση αυτήν $f(r)$ είναι ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου που αναφέρθηκε παραπάνω. Ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου θα είναι ίσος με την μονάδα στην περιοχή των ακτινικών θέσεων στις οποίες δεν διεισδύει η ελεύθερη ροή και θα διαφοροποιείται στις υπόλοιπες περιοχές.



Σχήμα 2.14 Το μοντέλο ομόρρου του Prandtl που λαμβάνει υπόψη τις απώλειες ακροπτερυγίου [3].

Το θεωρητικό μοντέλο του Prandtl δεν λαμβάνει υπόψη την περιστροφή του ομόρρου οπότε ο συντελεστής ακτινικής επαγωγής ισούται με το μηδέν.

Η διόρθωση του Prandtl έρχεται να απαντήσει στο πρόβλημα του πεπερασμένου αριθμού πτερυγίων και του αναπτυσσόμενου συστήματος δινών του ομόρρου και των απωλειών που συνδέονται με αυτές τις δίνες. Η αναλυτική μαθηματική διατύπωση του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου είναι:

$$f(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{\frac{B(R_0 - r)}{2R_0 \sin \varphi_R}} \right] \quad (2.56)$$

όπου, φ_R , είναι η γωνία της ροής στο ακροπτερύγιο.

Ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl εφαρμόζεται όχι μόνο στον συντελεστή αξονικής επαγωγής αλλά και στον συντελεστή ακτινικής επαγωγής. Ανάλυση της Εξίσωσης 2.56 δείχνει ότι το 97.5% του πτερυγίου αποτελεί το ενεργό μήκος πτερυγίου.

Απώτερος σκοπός του Prandtl ήταν η χρήση της αναλυτικής έκφρασης του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου για την ακριβή ανάλυση και υπολογισμό της ακτινικής κατανομής της κυκλοφορίας στο πτερύγιο βάσει της σχέσης:

$$\Gamma(r) = \frac{4\pi}{\lambda(1-a)} af(r)(1-af(r))^2 \quad (2.57)$$

Με τον ίδιο ορισμό του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου αλλά βάσει συναρτήσεων Bessel, ο Goldstein [27] ανέλυσε το πρόβλημα του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου ελίκων και της ακτινικής κατανομής της κυκλοφορίας. Ο Glauert [21] χρησιμοποίησε τον συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl στη διατύπωση του αλγόριθμου BEM με την ακόλουθη μορφή:

$$f(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{\frac{B(R_0-r)}{2r \sin \varphi}} \right] \quad (2.58)$$

Η Εξίσωση 2.58 διαφοροποιείται από την Εξίσωση 2.56 στο ότι αντί της γωνίας, φ_R , χρησιμοποιεί την τοπική γωνία ροής φ στην συγκεκριμένη ακτινική θέση. Η διόρθωση του Glauert υιοθετήθηκε και από άλλους ερευνητές [23], [24].

Μια κατηγορία ημιεμπειρικών διορθώσεων κάνει χρήση ενός διαφορετικού ορισμού του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου. Σύμφωνα με αυτές η απόδοση της αεροτομής του ακροπτερυγίου είναι εντελώς διαφορετική από αυτήν του υπόλοιπου πτερυγίου (η εκτίμηση της οποίας μπορεί να προέλθει από δισδιάστατα δεδομένα), οπότε ο ορισμός του συντελεστή γίνεται με όρους των αεροδυναμικών συντελεστών [25], [28]. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιας διατύπωσης αποτελεί η διόρθωση του Shen [28], η οποία εφαρμόζεται έμμεσα στους αεροδυναμικούς συντελεστές πολλαπλασιάζοντάς τους με έναν συντελεστή f_l οπότε:

$$C_n^r = f_l C_n \quad (2.59)$$

$$C_t^r = f_l C_t \quad (2.60)$$

Σημειώνεται ότι:

$$C_n = C_l \cos \varphi + C_d \sin \varphi \quad (2.61)$$

$$C_t = C_l \sin \varphi - C_d \cos \varphi \quad (2.62)$$

Η διόρθωση έχει την μορφή:

$$f_l(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{-g \frac{B(R_0-r)}{2R_0 \sin \varphi_R}} \right] \quad (2.63.a)$$

$$f_l(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{-g \frac{B(R_0-r)}{2r \sin \varphi}} \right] \quad (2.63.β)$$

όπου $g = e^{[-0.125(B\lambda-2.1)]} + 0.1$. Η Εξίσωση 2.63.α παρέχει τον συντελεστή που θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί όταν εφαρμόζεται η διόρθωση του Prandtl και η Εξ. 2.63.β είναι η αντίστοιχη διατύπωση όταν εφαρμόζεται η διόρθωση του Glauert. Επίσης, στο μοντέλο απωλειών του Shen δεν λαμβάνεται υπόψη η δύναμη αντίστασης.

Μια παρόμοια θεώρηση της φύσης του προβλήματος των απωλειών των άκρων, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επέκταση των παραπάνω διορθώσεων και στην περιοχή της βάσης των πτερυγίων. Ορίζεται λοιπόν ο συντελεστής απωλειών βάσης του Prandtl:

$$f_{root}(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{\frac{B(r-r_{root})}{2r \sin \varphi}} \right] \quad (2.64)$$

όπου r_{root} είναι η ακτίνα της βάσης του πτερυγίου.

Ανάλογα μπορεί να εκφραστεί και ο συντελεστής απωλειών βάσης του Shen:

$$f_{root}(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[e^{-g \frac{B(r-r_{root})}{2r \sin \varphi}} \right] \quad (2.65)$$

Σε αυτήν τη διευρυμένη ανάλυση συντελεστών απωλειών, ο συντελεστής απωλειών των Εξισώσεων 2.56, 2.58 και 2.63, μπορεί να μετονομαστεί σε $f_{tip}(r)$, οπότε ο συνολικός συντελεστής απωλειών (ακροπτερυγίου και βάσης) να είναι ίσος με:

$$f(r) = f_{tip}(r)f_{root}(r) \quad (2.66)$$

2.2.4.1 Εφαρμογή των Διορθώσεων Ακροπτερυγίου και Βάσης

Οι εξισώσεις που αποτελούν τον αλγόριθμο της μεθόδου BEM θα πρέπει να τροποποιηθούν ώστε να περιλάβουν τις διορθώσεις των συντελεστών απωλειών ακροπτερυγίου και βάσης. Είτε επιλέγεται να χρησιμοποιηθεί μόνο η διόρθωση του συντελεστή ακροπτερυγίου είτε η συνολική διόρθωση, ο συνολικός συντελεστής διόρθωσης συμβολίζεται από αυτό το σημείο, f . Η διόρθωση εφαρμόζεται είτε στην κυκλοφορία, την επαγόμενη ταχύτητα ή την ώση. Οι τρόποι με τους οποίους πραγματοποιείται παρουσιάζονται παρακάτω.

Η διόρθωση του Glauert εφαρμόζεται στη διαφορά της ταχύτητας ανάντη και κατόντη του δρομέα, $U_{\infty} - U_{wake} = 2aU_{\infty}$, η οποία τροποποιείται ως $U_{\infty} - U_{wake} = 2afU_{\infty}$, αλλά και στη διαφορά της εφαπτομενικής ταχύτητας, η οποία από $2a'\Omega_{rot}$ τροποποιείται σε, $2a'f\Omega_{rot}$. Έτσι, η ώση και η ροπή στον στοιχειώδη δακτύλιο δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$dT = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (2\pi r dr) [4a(1-a)f] \quad (2.67)$$

$$dQ = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (2\pi r dr) r [4\lambda_r a' (1-a)f] \quad (2.68)$$

και εξισώνοντας τις Εξισώσεις 2.42 και 2.67 και τις Εξισώσεις 2.43 και 2.68, προκύπτουν οι αναλυτικές διατυπώσεις των συντελεστών αξονικής και ακτινικής επαγωγής:

$$a = \frac{1}{\frac{4f \sin^2 \varphi}{\sigma C_n} + 1} \quad (2.69)$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4f \sin \varphi \cos \varphi}{\sigma C_t} - 1} \quad (2.70)$$

Οι Wilson και Lissaman [23], χρησιμοποίησαν ακόμη ένα βήμα βελτίωσης, εφαρμόζοντας τη διόρθωση και στην παροχή μάζας του αέρα, $\rho(2\pi r dr)U_{\infty}(1-a)$, η οποία τροποποιείται ως, $\rho(2\pi r dr)U_{\infty}(1-af)$. Βάσει αυτής της βελτίωσης κατέληξαν σε διαφορετικές σχέσεις για την ώση στον δακτύλιο και τον συντελεστή αξονικής επαγωγής:

$$dT = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (2\pi r dr) [4a(1-af)f] \quad (2.71)$$

$$a = \frac{f - \sqrt{f + 4sf(1-f)}}{2(s + f^2)} \quad (2.72)$$

όπου $C_n = C_l \cos \varphi$ και $s = \sigma C_n / (8 \sin^2 \varphi)$.

Στη διατύπωση των Wilson και Lissaman, η ροπή στον δακτύλιο και ο συντελεστής ακτινικής επαγωγής δίνονται από τις Εξισώσεις 2.68 και 2.70 αντίστοιχα. Μια παρόμοια διατύπωση εξέφρασε και ο De Vries [24].

Ο Shen [28] δεν περιλαμβάνει την αντίσταση ($C_n = C_l \cos \varphi$ και $C_t = C_l \sin \varphi$) στη διατύπωση του μοντέλου του ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη της ορθογωνιότητας μεταξύ της συνολικής επαγόμενης ταχύτητας και της σχετικής ταχύτητας. Οι σχέσεις στις οποίες κατέληξε είναι:

$$a = \frac{2 + Y_1 - \sqrt{4Y_1(1-f) + Y_1^2}}{2(1 + fY_1)} \quad (2.73)$$

$$a' = \frac{1}{\frac{(1-af)Y_2}{(1-a)} - 1} \quad (2.74)$$

όπου, $Y_1 = 4f \sin^2 \varphi / (\sigma C_n f_l)$, $Y_2 = 4f \sin \varphi \cos \varphi / (\sigma C_t f_l)$, και f είναι ο αντίστοιχος συντελεστής διόρθωσης Prandtl ή Glauert.

Στη διατύπωση του Shen, η ώση και η ροπή στον στοιχειώδη δακτύλιο δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

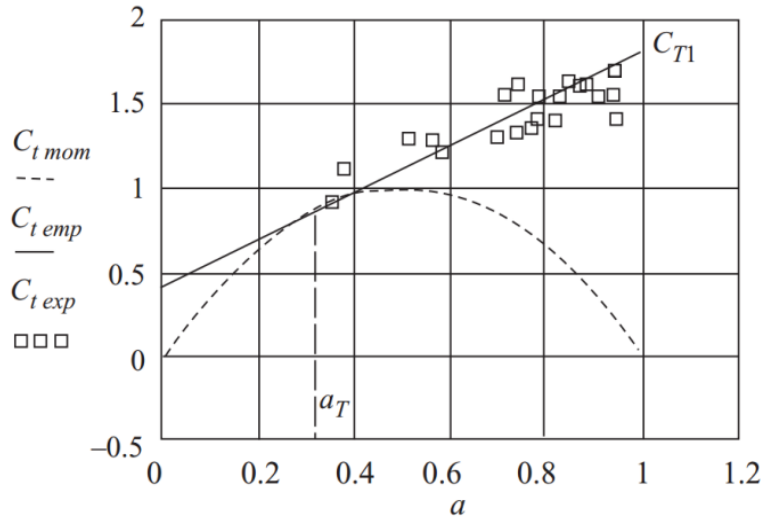
$$dT = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (2\pi r dr) [4a(1 - af)f] \quad (2.75)$$

$$dQ = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (2\pi r dr) r [4\lambda_r a'(1 - af)f] \quad (2.76)$$

Οι τροποποιημένες σχέσεις για την ώση, τη ροπή και τους συντελεστές επαγωγής, έρχονται να αντικαταστήσουν τις αντίστοιχες σχέσεις που χρησιμοποιούνται από τη μέθοδο BEM.

2.2.5 Κατάρρευση της Θεωρίας Ορμής

Η απλοποιημένη θεωρία της ορμής για τιμές του συντελεστή αξονικής επαγωγής a μεγαλύτερες του $1/2$ αστοχεί δίνοντας αρνητικές τιμές ταχύτητας για τον ομόρρου. Η μέθοδος BEM δεν λαμβάνει υπόψη ή θεωρεί πολύ μικρή τη διαστολή του ομόρρου, με αποτέλεσμα όταν ο συντελεστής αξονικής επαγωγής είναι μεγάλος να προβλέπεται αναστροφή της ροής στον ομόρρου. Κάτι τέτοιο στην πράξη δεν είναι δυνατό να συμβεί μιας και σε αυτή την περίπτωση (μεγάλες τιμές συντελεστή αξονικής επαγωγής), ο ομόρρους γίνεται τυρβώδης και μέσω της τυρβώδους ανάμιξης στο όριο του εισάγει αέρα από την αδιατάρακτη ροή στο εσωτερικό του, ενεργοποιώντας ξανά τον επιβραδυμένο αέρα πίσω από τον δρομέα. Η περίπτωση αυτή ονομάζεται και κατάσταση υψηλής φόρτισης του δρομέα και θεωρητικά επέρχεται μείωση της διαπερατότητας του δίσκου. Έτσι, αν ο λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου είναι ίσος με την μονάδα, ο δίσκος μπορεί να θεωρηθεί ως ένα στερεό και αδιαπέραστο εμπόδιο στη ροή του αέρα. Σε αυτήν την περίπτωση, η ροή αποκολλάται πλήρως και αφήνει τον δίσκο ακολουθώντας την αρχική της διεύθυνση. Ακριβώς πίσω από τον δίσκο (στον ομόρρου) εμφανίζεται μια περιοχή σχεδόν στάσιμου ρευστού χαμηλής στατικής πίεσης και κινητικής ενέργειας τόσο μικρής που είναι αδύνατο αρκετά μακριά κατόπτη του δίσκου να επιφέρει αύξηση της στατικής πίεσης ώστε να ανακτηθεί η ατμοσφαιρική πίεση στο ρευστό. Ο μόνος τρόπος να ανακτηθεί η ατμοσφαιρική πίεση στην περιοχή του ομόρρου μακριά κατόπτη του δίσκου είναι να πραγματοποιηθεί η τυρβώδης ανάμιξη μεταξύ του στάσιμου ρευστού στον ομόρρου και του ταχύτερα κινούμενου ρευστού που αποκολλάται και προσπερνά τον δίσκο. Το όριο μεταξύ των δυο περιοχών της ροής είναι ασταθές και επιτρέπει αυτήν τη διαδικασία.



Σχήμα 2.15 Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικά μετρημένων τιμών του συντελεστή ώσης [3].

Η χαμηλή στατική πίεση κατόντη του δίσκου και η αντίστοιχα υψηλή τιμή της πίεσης στο σημείο ανακοπής του οδηγούν σε ανάπτυξη αξονικής δύναμης πολύ μεγαλύτερης από αυτήν που υπολογίζεται με τη θεωρία ορμής. Στο Σχήμα 2.15 παρουσιάζεται η σύγκριση της υπολογισμένης από την μέθοδο της θεωρίας ορμής και της πειραματικά μετρημένης από τον Glauert, καμπύλης του συντελεστή ώσης σε σχέση με τον συντελεστή αξονικής επαγωγής. Οι διορθωμένοι συντελεστές ώσης που παρουσιάζονται παρακάτω συμπεριλαμβάνουν τον συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου.

Για την προσέγγιση των πειραματικών δεδομένων αναπτύχθηκαν διαφορετικές μαθηματικές σχέσεις. Η διόρθωση του Glauert χρησιμοποιεί πολυώνυμο τρίτης τάξης στο εύρος τιμών από $a = a_c = 1/3$ μέχρι $a = 1$, έτσι ώστε $C_T(a = 1) = 2$, δηλαδή:

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)f & a \leq \frac{1}{3} \\ 4a \left[1 - \frac{1}{4}(5-3a)a \right] f & a > \frac{1}{3} \end{cases} \quad (2.77)$$

Στην περίπτωση που $a > 1/3$, τότε η Εξίσωση 2.63 θα πρέπει να αντικατασταθεί από μια πολυωνυμική σχέση με τρεις λύσεις, από τις οποίες θα πρέπει να γίνει επιλογή μιας.

Ο Spera [29] αναφέρει μια διόρθωση η οποία ουσιαστικά φέρει μια ευθεία γραμμή εφαπτόμενη στην καμπύλη ώσης της θεωρίας ορμής (Σχ. 2.15) στο σημείο του κρίσιμου συντελεστή αξονικής επαγωγής, a_c , και η οποία εκφράζεται ως:

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)f & a \leq a_c \\ 4[a_c^2 + (1-2a_c)a]f & a > a_c \end{cases} \quad (2.78)$$

όπου, $a_c = 0.2$. και, f , είναι ο εφαρμοζόμενος συντελεστής διόρθωσης.

Στην περίπτωση της διόρθωσης του Spera, όταν, $a \leq a_c$, επαληθεύεται η χρήση της Εξ. 2.69 για τον υπολογισμό του συντελεστή αξονικής επαγωγής, ενώ όταν, $a > a_c$, τότε η Εξ. 2.69 θα πρέπει να αντικατασταθεί από την ακόλουθη σχέση:

$$a = \frac{1}{2} \left\{ 2 + K(1 - 2a_c) - \sqrt{[K(1 - 2a_c) + 2]^2 + 4(Ka_c^2 - 1)} \right\} \quad (2.79)$$

όπου:

$$K = \frac{4f \sin^2 \varphi}{\sigma C_n} \quad (2.80)$$

Η Εξίσωση 2.79 είναι επικρατέστερη στις περισσότερες περιπτώσεις εφαρμογής της μεθόδου BEM.

Ο Shen [28] πρότεινε μια διαφορετική διόρθωση:

$$C_T = \begin{cases} 4a(1 - af)f & a \leq a_c \\ 4[a_c^2 f^2 + (1 - 2a_c f)af] & a > a_c \end{cases} \quad (2.81)$$

όπου, $a_c = 1/3$.

Στην περίπτωση της διόρθωσης του Shen, όταν, $a \leq 1/3$, επαληθεύεται η χρήση της Εξίσωσης 2.73 για τον υπολογισμό του συντελεστή αξονικής επαγωγής, ενώ όταν, $a > 1/3$, τότε η Εξ. 2.73 θα πρέπει να αντικατασταθεί από την ακόλουθη σχέση:

$$a = \frac{1}{2} \left\{ 2 + Y_1(1 - 2a_c f) - \sqrt{[Y_1(1 - 2a_c f) + 2]^2 + 4(Y_1 a_c^2 f - 1)} \right\} \quad (2.82)$$

όπου:

$$Y_1 = \frac{4f \sin^2 \varphi}{\sigma C_n f_l} \quad (2.83)$$

2.2.6 Διόρθωση Χαρακτηριστικών Αεροτομής για τις Τρεις Διαστάσεις

Κατά την περιστροφή των πτερυγίων ενός δρομέα αναπτύσσεται μια ακτινική συνιστώσα στην ροή. Η φυγόκεντρη δύναμη που αναπτύσσεται οδηγεί σε μείωση του πάχους του οριακού στρώματος, μετατοπίζοντας το φαινόμενο της απώλειας στήριξης σε μεγαλύτερες γωνίες προσβολής. Επίσης, η ανάπτυξη της δύναμης Coriolis αντιτίθεται στην αύξηση της πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης, μετατοπίζοντας περαιτέρω το φαινόμενο της απώλειας στήριξης (stall-delay). Η επίδραση της μετατόπισης του φαινομένου της απώλειας στήριξης σε μεγαλύτερες γωνίες προσβολής κατά την ανάλυση δρομέων με την μέθοδο BEM, μπορεί να συμπεριληφθεί είτε παρέχοντας στην μέθοδο αεροδυναμικούς

συντελεστές που αφορούν σε τρισδιάστατη ανάλυση, είτε εισάγοντας μια διόρθωση των παρεχόμενων δισδιάστατων αεροδυναμικών συντελεστών.

Ένα από τα πρώτα μοντέλα τροποποίησης δισδιάστατων αεροδυναμικών δεδομένων αεροτομών για τον σκοπό αυτόν είναι το μοντέλο των Viterna και Corrigan [30], το οποίο χρησιμοποιήθηκε ευρύτατα. Ωστόσο, στη βιβλιογραφία απαντάται ένα πλήθος από διορθώσεις [31], [32], [33], [34]. Όλες οι διορθώσεις έχουν τη γενική μορφή:

$$C_{\blacksquare,3D} = C_{\blacksquare,2D} + f_{C_{\blacksquare}} \Delta C_{\blacksquare} \quad (2.84)$$

και εφαρμόζονται στον συντελεστή άνωσης και στον συντελεστή αντίστασης. Στην Εξίσωση 2.84, με, \blacksquare , συμβολίζεται η δύναμη στην οποία αφορά ο συντελεστής που διορθώνεται, $f_{C_{\blacksquare}}$, είναι ο συντελεστής διόρθωσης και, ΔC_{\blacksquare} , είναι η διαφορά μεταξύ του συντελεστή, C_{\blacksquare} , για ανάλυση ατριβούς ροής και του αντίστοιχου δισδιάστατου συντελεστή ο οποίος μπορεί να προκύψει από πείραμα σε αεροσήραγγα (όπου μπορεί να προκύψει αποκόλληση και απώλεια στήριξης), δηλαδή, $\Delta C_{\blacksquare} = C_{\blacksquare,inv} - C_{\blacksquare,2D}$.

Η ευρύτερα χρησιμοποιούμενη ημιεμπειρική διόρθωση είναι αυτή των Snel et al. [31], η οποία εφαρμόζεται μόνο στον συντελεστή άνωσης και έχει την μορφή:

$$C_{l,3D} = C_{l,2D} + 3.1 \left(\frac{c}{r}\right)^2 (C_{l,inv} - C_{l,2D}) \quad (2.85)$$

ενώ μια παραλλαγή της περιλαμβάνει και τον τοπικό λόγο ταχυτήτων [25]:

$$C_{l,3D} = C_{l,2D} + 3.1 \left(\frac{\Omega_{rot} r}{U_{rel}}\right) \left(\frac{c}{r}\right)^2 (C_{l,inv} - C_{l,2D}) \quad (2.86)$$

Η παραπάνω διόρθωση πρέπει να εφαρμόζεται σε ακτινικές θέσεις μέχρι και το 80% του πτερυγίου και για γωνίες προσβολής μέχρι και 30°. Για μεγαλύτερες γωνίες προσβολής η διόρθωση του συντελεστή άνωσης μειώνεται γραμμικά μέχρι να αγγίξει την τιμή μηδέν στη γωνία προσβολής των 50°. Η μεγαλύτερη επίδραση που μπορούν να έχουν οι δυνάμεις λόγω περιστροφής (φυγόκεντρος και Coriolis) είναι η μετατροπή της ροής σε πλήρως ατριβή χωρίς αποκολλήσεις. Σε αυτή την περίπτωση ο μέγιστος συντελεστής $C_{l,3D}$, είναι ίσος με τον αυτόν που περέχει η θεωρία ατριβούς ροής, δηλαδή, $2\pi \sin(\alpha - \alpha_0)$, με τη γωνία, α_0 , να είναι η γωνία προσβολής για μηδενική άνωση.

2.2.7 Επίδραση Αριθμού Reynolds

Κατά την προσομοίωση της λειτουργίας ανεμογεννητριών με την μέθοδο BEM, οι αεροδυναμικοί συντελεστές δίνονται για μια συγκεκριμένη τιμή του αριθμού Reynolds που χαρακτηρίζει τις συνθήκες στις οποίες πραγματοποιήθηκε το πείραμα ή η υπολογιστική

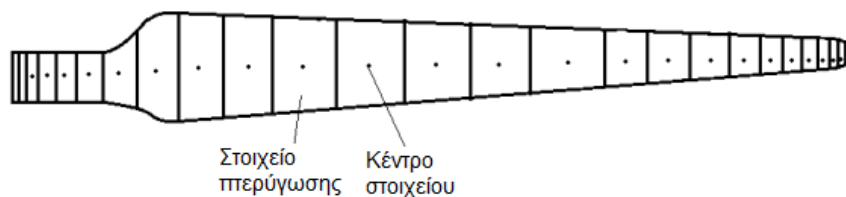
ανάλυση η οποία παρέχει τα δεδομένα των αεροτομών. Αν και θα πρέπει να ελέγχεται η απόκλιση μεταξύ του αριθμού Reynolds στον οποίο αναφέρονται τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά των αεροτομών και του αριθμού Reynolds της ροής σε κάθε σημείο λειτουργίας που εξετάζεται, οι Hernandez και Crespo [35] προτείνουν μια διόρθωση στην οποία ο συντελεστής άνωσης δεν μεταβάλλεται, διορθώνεται όμως ο συντελεστής αντίστασης:

$$C_D = C_{D,Ref} \left(\frac{Re_{Ref}}{Re} \right) \quad (2.87)$$

Στην Εξίσωση 2.87, ο αριθμός, Re_{Ref} , αφορά τις συνθήκες στις οποίες παρήχθησαν τα αεροδυναμικά δεδομένα. Η παραπάνω σχέση αποτελεί μια πολύ απλοϊκή προσέγγιση για τον συντελεστή αντίστασης, ενώ ειδικά για πολύ μικρούς αριθμούς Reynolds, ο προσδιορισμός της αντίστασης μπορεί να είναι πολύπλοκος.

2.2.8 Υλοποίηση Αλγόριθμου BEM

Για την υλοποίηση του αλγόριθμου BEM, απαιτείται ο διαχωρισμός του πτερυγίου σε έναν πεπερασμένο αριθμό στοιχείων πτερύγωσης. Ο αλγόριθμος σε συγκεκριμένο σημείο λειτουργίας, εκτελείται μια φορά για κάθε στοιχείο πτερύγωσης (Σχ. 2.16). Οι γεωμετρικές παράμετροι του πτερυγίου, όπως η χορδή και η γωνία τοποθέτησης της αεροτομής ορίζονται στις ακτινικές θέσεις του πτερυγίου και με παρεμβολή υπολογίζονται στα κέντρα των στοιχείων.



Σχήμα 2.16 Ημιτονοειδής κατανομή στοιχείων πτερύγωσης κατά μήκος ενός πτερυγίου.

Όλες οι μεταβλητές που προκύπτουν από την ανάλυση BEM υπολογίζονται στο κέντρο κάθε στοιχείου πτερύγωσης και αντιμετωπίζονται ως η μέση τιμές των μεταβλητών στο στοιχείο. Αυτό επιλύει ένα πρόβλημα που θα προέκυπτε αν οι μεταβλητές υπολογίζονταν στα άκρα του στοιχείου και στη συνέχεια με παρεμβολή υπολογίζονταν στο κέντρο του στοιχείου. Το πρόβλημα σχετίζεται με την διόρθωση απωλειών ακροπτερυγίου f , η οποία μηδενίζεται στην κορυφή (ή στη βάση) του πτερυγίου και έτσι προκύπτει αριθμητική αστάθεια με αποτέλεσμα την μη σύγκλιση της διαδικασίας επίλυσης. Οι δυνάμεις, F_n , και, F_t , ανά μήκος πτερυγίου οι οποίες υπολογίζονται στο κέντρο του στοιχείου αθροίζονται σε

όλο το μήκος του στοιχείου ώστε να εκτιμηθεί η συνεισφορά του στη συνολική ροπή και στη συνολική ώση.

2.2.8.1 Ο Αλγόριθμος

Ο αλγόριθμος της μεθόδου BEM που παρουσιάστηκε παραπάνω θα πρέπει να τροποποιηθεί ελαφρά ώστε να περιλαμβάνει τις διορθώσεις που αναφέρθηκαν μέχρι αυτό το σημείο. Το περύγιο ορίζεται από ένα πλήθος ακτινικών θέσεων οι οποίες είναι συνδεδεμένες με την γεωμετρία και την αεροδυναμική της αεροτομής του περυγίου στην συγκεκριμένη θέση. Για την εφαρμογή της μεθόδου το περύγιο αναλύεται σε περαιτέρω τμήματα (στοιχεία περύγωσης) με γραμμική παρεμβολή. Εκτός της γεωμετρικής παρεμβολής για τις ενδιάμεσες ακτινικές θέσεις εφαρμόζεται επίσης γραμμική παρεμβολή στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά. Κάθε στοιχείο χαρακτηρίζεται από τα άκρα του και από το κέντρο του. Έτσι, για κάθε στοιχείο του περυγίου, αρχικοποιούνται οι τιμές των τοπικών συντελεστών επαγωγής ($a = a' = 0$), υπολογίζεται ο τοπικός αριθμός Reynolds (Εξ. 2.51) και πραγματοποιείται η επαναληπτική διαδικασία:

1. Υπολογίζεται η τοπική γωνία της ροής φ , από την Εξ. 2.47.
2. Λύνοντας την Εξίσωση 2.38, υπολογίζεται η τοπική γωνία προσβολής α .
3. Λαμβάνονται οι συντελεστές άνωσης και αντίστασης, οι οποίοι αντιστοιχούν στη γωνία προσβολής α και στον τοπικό αριθμό Reynolds.
 - i. Αν δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα για τον αριθμό Reynolds για τον οποίο γίνεται η ανάλυση, τότε εφαρμόζεται η διόρθωση της Ενότητας 2.2.7.
 - ii. Αν τα δεδομένα αφορούν δισδιάστατη ροή και αν η τρέχουσα ακτινική θέση βρίσκεται μέχρι και το 80% του μήκους του περυγίου τότε εφαρμόζεται η διόρθωση της Ενότητας 2.2.6, σχετικά με την επίδραση της φυγοκέντρου δύναμης και της δύναμης Coriolis.
4. Λύνοντας τις Εξισώσεις 2.48 και 2.49 ως προς τους συντελεστές επαγωγής, προκύπτουν οι ανανεωμένες τιμές τους, a και a' .
 - i. Αν εφαρμόζεται κάποια συγκεκριμένη διόρθωση απωλειών ακροπτερυγίου, f , οι Εξισώσεις 2.48 και 2.49 αντικαθίστανται από τις αντίστοιχες εξισώσεις της Ενότητας 2.2.4, που προτείνει η εφαρμογή της συγκεκριμένης διόρθωσης.
 - ii. Αν η τιμή του συντελεστή αξονικής επαγωγής ξεπερνά την κρίσιμη τιμή πέρα από την οποία καταρρέει η θεωρία της ορμής, η διορθωμένη για τις απώλειες ακροπτερυγίου εξίσωση του συντελεστή αξονικής επαγωγής αντικαθίσταται από την αντίστοιχη διορθωμένη εξίσωση της Ενότητας 2.2.5.

- iii. Βάσει της Ενότητας 2.2.5, υπολογίζεται ο τοπικός συντελεστής ώσης. Αν η τιμή του συντελεστή αξονικής επαγωγής ξεπερνά την κρίσιμη, τότε χρησιμοποιείται η έκφραση για τον διορθωμένο συντελεστή ώσης.
5. Πραγματοποιείται χαλάρωση της διαδικασίας επίλυσης ώστε να διευκολυνθεί και να επιταχυνθεί η σύγκλιση [36].
6. Ελέγχεται αν οι συντελεστές επαγωγής του τρέχοντος βήματος διαφέρουν βάσει του κριτηρίου σύγκλισης από τους συντελεστές του προηγούμενου βήματος. Αν το κριτήριο δεν ικανοποιείται ο αλγόριθμος επιστρέφει στο βήμα 1, αλλιώς συνεχίζει με το βήμα 7.
7. Υπολογίζονται οι ώση ($dT = dF_n$) και η ροπή (dQ) στην συγκεκριμένη ακτινική θέση:
- Αν δεν εφαρμόζεται συντελεστής διόρθωσης απωλειών ακροπτερυγίου χρησιμοποιούνται οι Εξισώσεις 2.44 και 2.46.
 - Αν εφαρμόζεται συντελεστής διόρθωσης απωλειών ακροπτερυγίου, τότε χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις που προτείνονται στην Παράγραφο 2.2.4 για χρήση του συγκεκριμένου συντελεστή.
8. Υπολογίζονται η εφαπτομενική δύναμη ($dF_t = dQ/r$) και η τοπική ισχύς ($dP = dTU_\infty(1 - a)$ ή $dP = dTU_\infty(1 - af)$, ανάλογα με τη χρησιμοποιούμενη διόρθωση απωλειών ακροπτερυγίου), στον δακτύλιο.

Για τον υπολογισμό των συνολικών μεγεθών στον δρομέα χρησιμοποιούνται οι παρακάτω σχέσεις:

$$Q = \int_{r=0}^{r=R_o} \left(\frac{dQ}{dr} \right) dr \quad (2.88)$$

$$T = F_n = \int_{r=0}^{r=R_o} \left(\frac{dT}{dr} \right) dr \quad (2.89)$$

$$F_t = \frac{Q}{R_o} \quad (2.90)$$

$$P = TU_{disc} \quad (2.91)$$

Ο συντελεστής ισχύος μπορεί να υπολογιστεί λοιπόν από την σχέση:

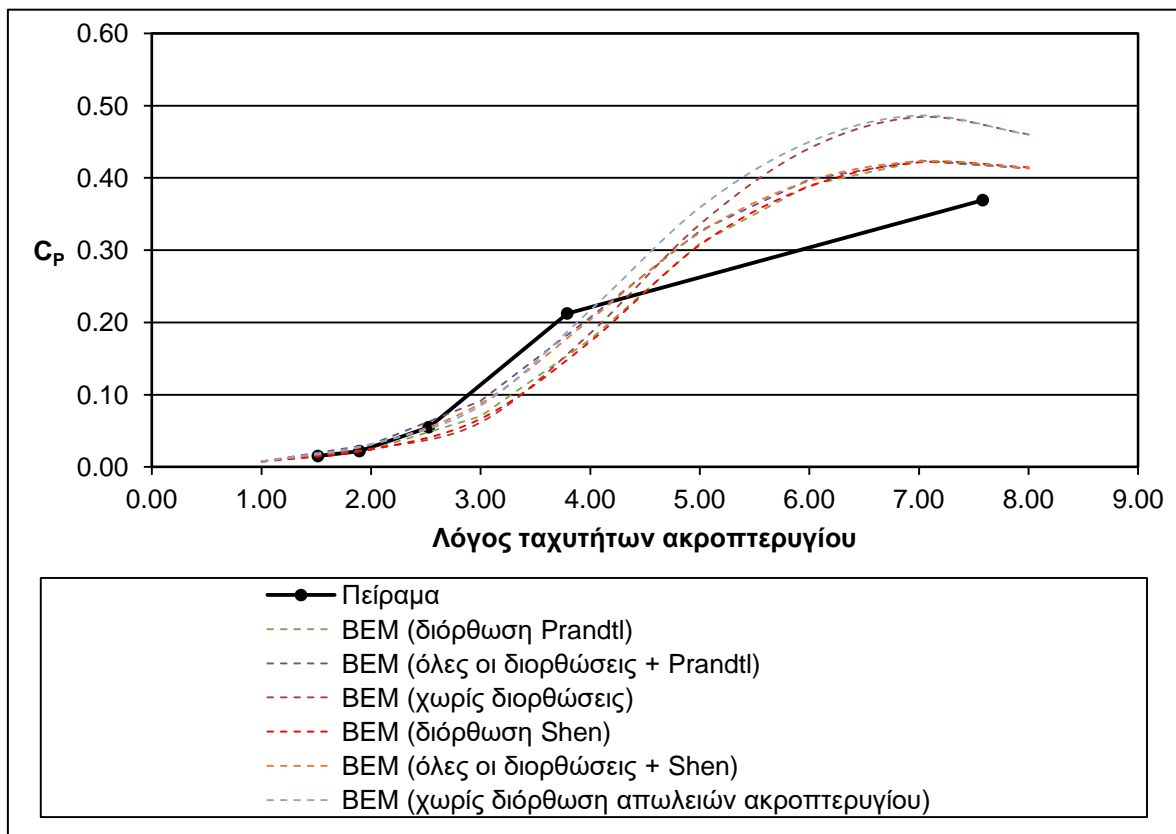
$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho \pi R_o U_\infty^3} \quad (2.92)$$

ενώ ο συντελεστής ώσης του δρομέα υπολογίζεται από την σχέση:

$$C_p = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho\pi R_o U_\infty^2} \quad (2.93)$$

2.2.8.2 Αξιολόγηση Αποτελεσμάτων Αλγόριθμου BEM

Η μέθοδος BEM για την ανάλυση της λειτουργίας ανεμογεννητριών είναι ένα από τα συνήθη εργαλεία όχι μόνο των ερευνητών αλλά και των σχεδιαστών των βιομηχανιών παραγωγής ανεμογεννητριών. Στο Σχήμα 2.17 παρουσιάζεται ο συντελεστής ισχύος συναρτήσει του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου για το πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment Phase VI του NREL, το οποίο έλαβε χώρα το 2000 στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES στην Καλιφόρνια και περιγράφεται αναλυτικά στην παράγραφο 2.2.10.



Σχήμα 2.17 Καμπύλη συντελεστή ισχύος. Σύγκριση αποτελεσμάτων μεθόδου BEM και πειραματικών δεδομένων.

Στο Σχήμα 2.17 συγκρίνονται τα αποτελέσματα του συντελεστή ισχύος όπως αυτός προέκυψε με χρήση της ανάλυσης με την μέθοδο BEM και από την πειραματική διαδικασία. Οι διορθώσεις που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι διορθώσεις Prandtl και Shen για το ακροπτερύγιο και τη βάση, η διόρθωση των χαρακτηριστικών της αεροτομής για τις τρεις διαστάσεις, η επίδραση αριθμού Reynolds και με παρεμβολή αεροτομών. Τα

πτερύγια σε κάθε περίπτωση ήταν διακριτοποιημένα σε 100 στοιχεία πτερύγωσης ενώ χρησιμοποιήθηκε και συντελεστής χαλάρωσης ίσος με 0.35.

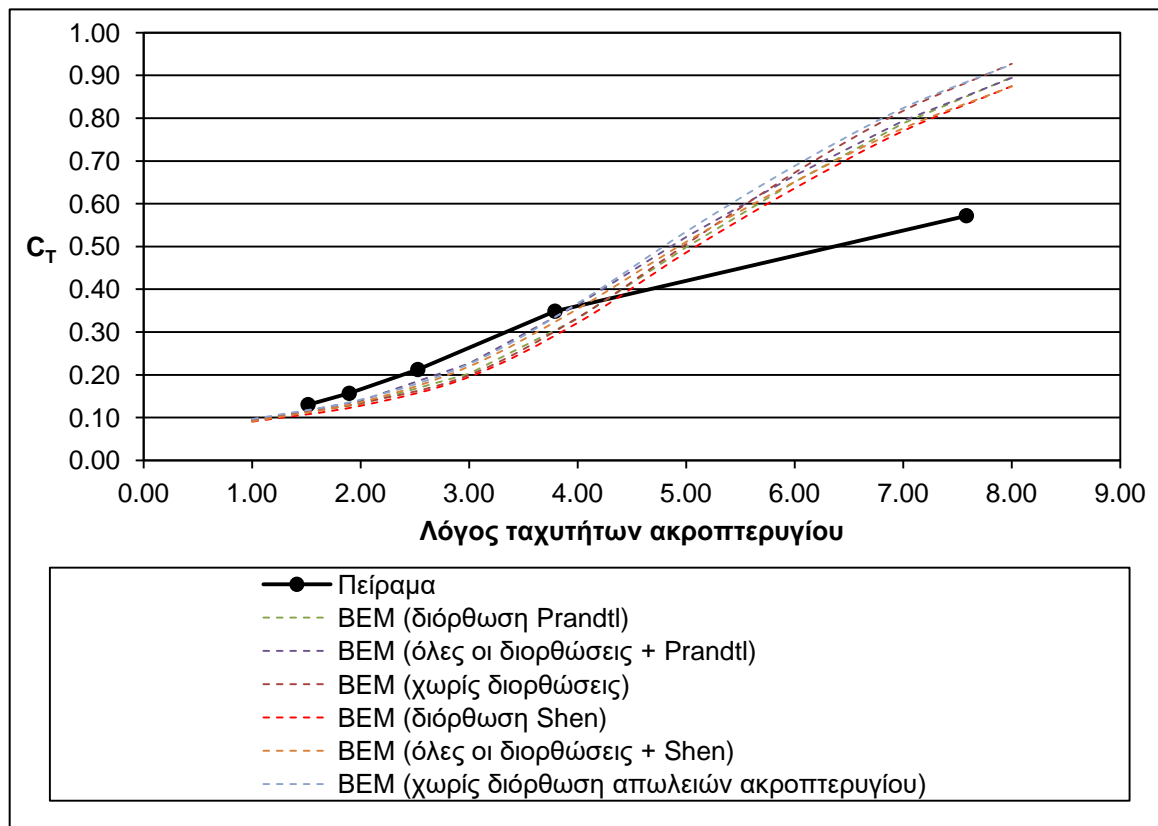
Η λειτουργία του συγκεκριμένου δρομέα βάσει των πειραματικών μετρήσεων, όπως θα αναφερθεί και σε επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζει τρεις διαφορετικές περιοχές:

- Κανονική λειτουργία, όπου $\lambda > 4.0$ για ταχύτητες ροής μικρότερες από 10 m/s. Σε αυτήν την περιοχή η ροή στα πτερύγια δεν παρουσιάζει αποκολλήσεις. Και οι δίνες ακροπτερυγίου είναι χαμηλής έντασης.
- Μεταβατική λειτουργία, για $2.5 < \lambda < 4.0$ ή για ταχύτητες από 10 έως 15 m/s όπου άρχεται η απώλεια στήριξης του δρομέα λόγω των αποκολλήσεων που παρατηρούνται. Οι δίνες ακροπτερυγίου είναι εντονότερες.
- Πλήρως ασταθής λειτουργία, για $\lambda < 2.5$ και ταχύτητες μεγαλύτερες από 15 m/s. Το ροϊκό πεδίο γύρω από τα πτερύγια είναι πλήρως αποκολλημένο και δίνες εκρέουν από όλο το μήκος των πτερυγίων.

Όπως φαίνεται όλες οι αναλύσεις παρέχουν υπερεκτιμημένες καμπύλες ισχύος για χαμηλές τιμές ταχύτητας ($\lambda > 4.0$). Αυτή η υπερεκτίμηση δεν μειώνεται σημαντικά όταν εφαρμόζονται οι εμπειρικές διορθώσεις ακροπτερυγίου του Prandtl ή του Shen. Για μεγαλύτερες ταχύτητες ($2.5 < \lambda < 4.0$) η μέθοδος BEM δείχνει μια υποεκτίμηση της ισχύος, ωστόσο η χρήση των διορθώσεων της μεθόδου χωρίς τις διορθώσεις ακροπτερυγίου και βάσης δίνει μια πολύ καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Στην πλήρως ασταθή περιοχή ($\lambda < 2.5$) η μέθοδος BEM με εφαρμογή των διορθώσεων ακροπτερυγίου και βάσης δίνει μια πάρα πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Γενικά, η μέθοδος δείχνει να ακολουθεί σχετικά καλά την τάση των πειραματικών δεδομένων, ωστόσο η συμφωνία με το πείραμα σε επίπεδο αριθμητικής ακρίβειας μειώνεται όταν η ανεμογεννήτρια λειτουργεί σε περιοχή χαμηλών ταχυτήτων. Αυτό μπορεί να αποδοθεί στην απώλεια μοντελοποίησης της τύρβης και των επιπτώσεων της στη ροή από την μέθοδο BEM και τις εμπειρικές της διορθώσεις.

Στο Σχήμα 2.18 συγκρίνονται τα αποτελέσματα του συντελεστή ώσης όπως αυτός προέκυψε με χρήση της ανάλυσης με την μέθοδο BEM και από την πειραματική διαδικασία. Όπως φαίνεται όλες οι αναλύσεις παρέχουν υπερεκτιμημένες καμπύλες ώσης για χαμηλές τιμές ταχύτητας ($\lambda > 4.0$). Αυτή η υπερεκτίμηση δε μειώνεται σημαντικά όταν εφαρμόζονται οι εμπειρικές διορθώσεις. Για μεγαλύτερες ταχύτητες ($\lambda < 4.0$) η μέθοδος BEM δείχνει μια υποεκτίμηση της ώσης, η οποία ωστόσο είναι πολύ μικρότερη από την υπερεκτίμηση που παρατηρείται για μικρότερες ταχύτητες. Η τάση των αποτελεσμάτων είναι γενικά καλή όμως όπως και στο Σχ. 2.17 για τον συντελεστή ισχύος έτσι και εδώ για

τον συντελεστή ώσης η αριθμητικά ακριβής πρόβλεψη των λειτουργικών χαρακτηριστικών είναι πολύ δύσκολη.



Σχήμα 2.18 Καμπύλη συντελεστή ώσης. Σύγκριση αποτελεσμάτων μεθόδου BEM και πειραματικών δεδομένων.

2.2.9 Λειτουργία για Ροή μη Ευθυγραμμισμένη με τον Άξονα της Μηχανής

Στην πράξη ο δρομέας της ανεμογεννήτριας είναι δύσκολο να είναι συνεχώς ευθυγραμμισμένος με τη διεύθυνση της ροής του ανέμου καθώς αυτή είναι χρονικά μεταβλητή, όπως και το μέτρο ή η μορφή της διανομής της ταχύτητάς του. Η παραπάνω κατάσταση μπορεί να εμφανιστεί και στην περίπτωση βλάβης του μηχανισμού παρακολούθησης και προσανατολισμού της ανεμογεννήτριας στη διεύθυνση του ανέμου. Ως εκ τούτου είναι σημαντικό να μπορεί η ανάλυση των παραπάνω παραγράφων να πραγματοποιηθεί σε συνθήκες απόκλισης (yaw conditions). Ο δρομέας που λειτουργεί υπό αυτές τις συνθήκες είναι λιγότερο αποδοτικός (όπως θα φανεί παρακάτω) και έτσι είναι πολύ σημαντικό να γίνει ορθή πρόβλεψη της απόδοσής του. Σε κάποιες περιπτώσεις η απόκλιση μπορεί να είναι ακόμη και κριτήριο σχεδιασμού. Ακόμη και αν ο άνεμος είναι σταθερός όταν υπάρχει απόκλιση μεταξύ της διεύθυνσης της ροής και του άξονα του δρομέα οι φορτίσεις στα πτερύγια παρουσιάζουν διακυμάνσεις αφού και οι γωνίες προσβολής μεταβάλλονται συνεχώς καθώς αυτά περιστρέφονται. Αυτή η μεταβαλλόμενη

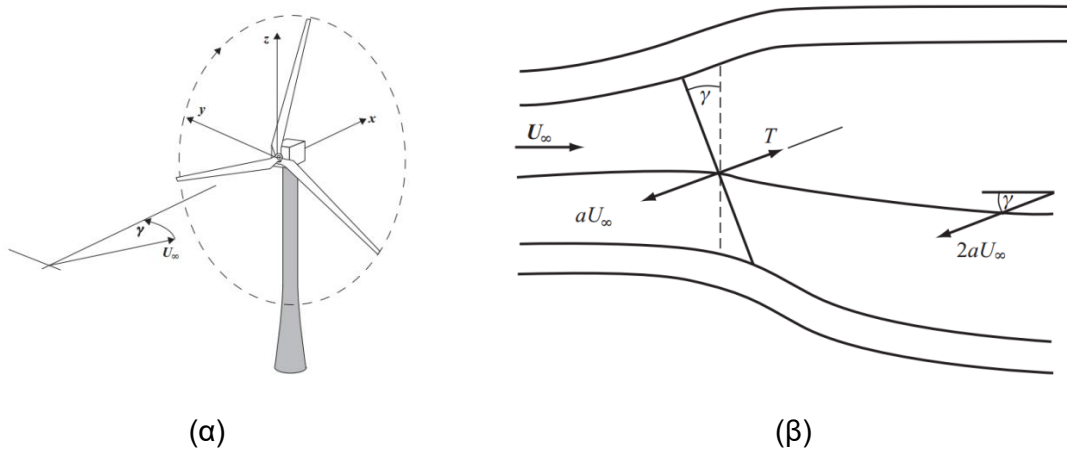
κυκλική φόρτιση είναι πηγή κόπωσης για την ανεμογεννήτρια. Επίσης, η αλλαγή της γωνίας προσβολής σημαίνει ότι οι δυνάμεις στα πτερύγια συνεισφέρουν και στην ανάπτυξη ροπών γύρω από τον άξονα z και τον άξονα y, (Σχ. 2.19.α).

Η εφαρμογή της θεωρίας ορμής σε αυτή την περίπτωση παρουσιάζει κάποιες δυσκολίες. Όσα περιγράφηκαν στις προηγούμενες ενότητες αφορούν την περίπτωση που η ροή του ανέμου είναι κάθετη στην επιφάνεια του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια και έτσι η θεωρία δύναται να προσδιορίσει την χρονικά μέση επαγόμενη ταχύτητα για ολόκληρο τον δίσκο και όπως και στην ευθυγραμμισμένη περίπτωση η μέση επαγόμενη ταχύτητα στον δίσκο είναι μισή αυτής του ομόρρου.

Αν ο άξονας του δρομέα αποκλίνει από τη διεύθυνση του αέρα κατά μια γωνία γ , όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.19.β, τότε η δύναμη που θα αναπτυχθεί κάθετα στον δίσκο που σαρώνουν τα πτερύγια και ο αντίστοιχος συντελεστής, είναι:

$$T = 2\rho A_{disc} U_{\infty}^2 a (\cos \gamma - a) \quad (2.94)$$

$$C_T = 4a(\cos \gamma - a) \quad (2.95)$$



Σχήμα 2.19 α) Διεύθυνση ροής μη ευθυγραμμισμένη με τον άξονα περιστροφής. β) Εκτροπή του ομόρρου μιας ανεμογεννήτριας [3].

Αντίστοιχα, η ισχύς που θα αναπτυχθεί και ο συντελεστής ισχύος είναι:

$$P = F_T U_{\infty} (\cos \gamma - a) \quad (2.96)$$

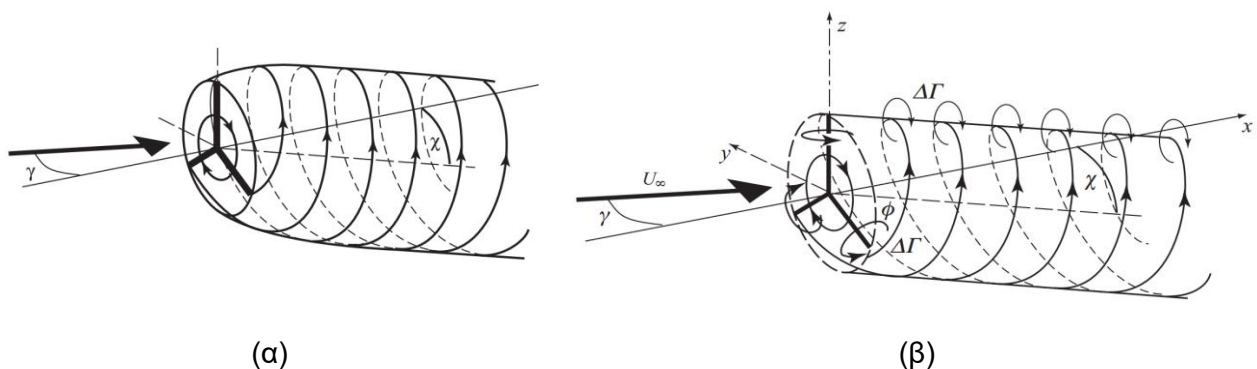
$$C_p = 4a(\cos \gamma - a)^2 \quad (2.97)$$

Η μέγιστη τιμή του συντελεστή ισχύος δίνεται από την σχέση, $C_{p,max} = 0.593 \cos^3 \gamma$, όταν ο συντελεστής αξονικής επαγωγής είναι, $a = (\cos \gamma)/3$. Από τα παραπάνω φαίνεται ότι η παραγόμενη ισχύς μειώνεται όσο αυξάνεται η γωνία μεταξύ του άξονα του δρομέα και της διεύθυνσης του ανέμου. Για τον ορθό υπολογισμό των φορτίσεων δεν είναι αρκετή η

παραπάνω ανάλυση που δύναται να παρέχει την μέση αξονικά επαγόμενη ταχύτητα στον δίσκο.

Η θεωρία δινών με την οποία περιγράφηκε ο ομόρρους σε προηγούμενη παράγραφο παρέχει μια ισοδύναμη εναλλακτική της θεωρίας ορμής, ωστόσο δύναται να παράσχει πολύ περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με το πεδίο ροής. Όπως φάνηκε από την παρούσα παράγραφο, η εφαρμογή της θεωρίας ορμής στον ομόρρου ανεμογεννήτριας που λειτουργεί σε ροή μη ευθυγραμμισμένη με τον άξονά της μπορεί να δώσει πολύ περιορισμένα αποτελέσματα και έτσι η χρήση της θεωρίας δινών επιβάλλεται ώστε να επιτευχθεί μια λεπτομερής ανάλυση των δομών που αναπτύσσονται κατάντη του δρομέα. Μια τέτοια προσέγγιση θα μπορούσε να συνδυαστεί με τη θεωρία στοιχείων πτερύγωσης και με την μέθοδο BEM.

Η ανάπτυξη του ομόρρου σε μια τέτοια περίπτωση είναι ασύμμετρη προς τη μια πλευρά λόγω του ότι η ώση είναι κάθετη στο επίπεδο του δίσκου και άρα έχει μια συνιστώσα κάθετη στη διεύθυνση της ροής. Ως εκ τούτου, η δύναμη στο ρευστό είναι ίση και αντίθετη της ώσης στον δρομέα και προκαλεί την ασύμμετρη πλευρική ανάπτυξη του ομόρρου, με την ταυτόχρονη επιτάχυνσή του ανάντη και πλευρικά). Μεταξύ του κέντρου του ομόρρου και του άξονα περιστροφής του δρομέα υπάρχει μια γωνία χ , η οποία ονομάζεται γωνία ασυμμετρίας του ομόρρου. Η γωνία αυτή είναι μεγαλύτερη από τη γωνία μεταξύ του άξονα του δρομέα και της διεύθυνσης του ανέμου. Η θεωρία δινών που αναπτύχθηκε στην Ενότητα [2.2.2](#) μπορεί να εφαρμοστεί και σε αυτήν την περίπτωση με την υπόθεση ότι ο ομόρρους διέπεται από την επίδραση της στροβιλότητας που εκρέει από τα ακροπτερύγια (Σχ. 2.20.α). Για την απλοποίηση του μοντέλου μπορεί να αγνοηθεί η διαστολή του ομόρρου (Σχ. 2.20.β).



Σχήμα 2.20 Ομόρρους ανεμογεννήτριας σε συνθήκες μη ευθυγραμμισμένης ροής με τον άξονα περιστροφής της. α) Μοντελοποίηση ομόρρου βάσει της στροβιλότητας στο οποίο παρουσιάζονται οι δίνες που εκρέουν από τα ακροπτερύγια. β) Μοντέλο δινών στο οποίο αγνοείται η διαστολή του ομόρρου.

Η ανάλυση δρομέων που λειτουργούν κάτω από τέτοιες συνθήκες μελετήθηκε για πρώτη φορά από τους Coleman et al. [37] για έλικες ελικοπτέρων και για πτήση προς τα εμπρός, ωστόσο μπορεί να εφαρμοστεί και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών αν τα πρόσσημα της κυκλοφορίας και των επαγόμενων ταχυτήτων αντιστραφούν. Ο αριθμός των πτερυγίων θεωρείται και σε αυτήν την περίπτωση άπειρος. Η διεύθυνση της στροβιλότητας γ_ψ , παραμένει παράλληλη με τον δίσκο και θεωρώντας την ομοιόμορφη (αμετάβλητη αξιμουθιακά), με χρήση του νόμου Biot – Savart, η επαγόμενη στον δίσκο χρονικά μέση ταχύτητα είναι $aU_\infty \sec(\chi/2)$, σε μια διεύθυνση η οποία διχοτομεί τη γωνία ασυμμετρίας (Σχ. 2.21). Η μέση επαγόμενη αξονική ταχύτητα είναι aU_∞ , κάθετα στο επίπεδο του δρομέα όπως και στην περίπτωση ροής ευθυγραμμισμένης με τον άξονα περιστροφής του δρομέα. Μακριά κατάντη του δρομέα η επαγόμενη ταχύτητα είναι $2aU_\infty$.

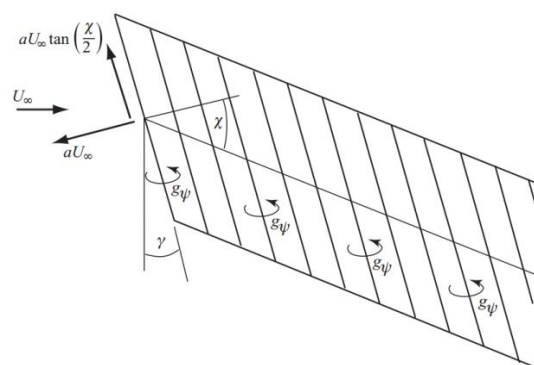
Επειδή, η μέση επαγόμενη ταχύτητα στον δίσκο δεν είναι στην αξονική διεύθυνση του δρομέα, η δύναμη ώσης στον δίσκο, η οποία πρέπει να είναι στην αξονική διεύθυνση, δεν μπορεί να είναι η μοναδική υπαίτιος για την συνολική μεταβολή της ορμής στη ροή, αλλά υπάρχει μια μεταβολή ορμής στη διεύθυνση κάθετα στον άξονα του δρομέα.

Από την ανάλυση των Coleman et al. [37], η γωνία yaw και η γωνία ασυμμετρίας συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$\tan \chi = \frac{U_\infty \left(\sin \gamma - a \tan \frac{\chi}{2} \right)}{U_\infty (\cos \gamma - a)} \quad (2.987)$$

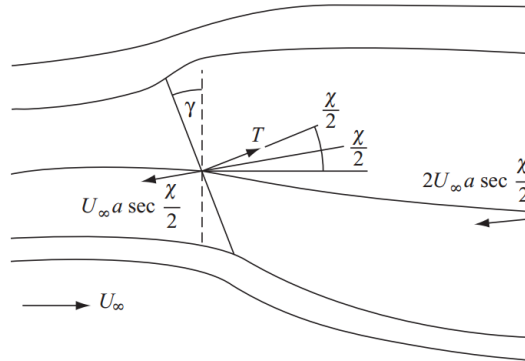
Η παραπάνω σχέση μπορεί να απλοποιηθεί σε αυτήν των Burton et al. [3]:

$$\chi = (0.6a + 1)\gamma \quad (2.99)$$



Σχήμα 2.21 Εφαρμογή του δίσκου ενέργειας σε ροή μη ευθυγραμμισμένη με τον άξονα περιστροφής του δρομέα και ο ασύμμετρα αναπτυσσόμενος κυλινδρικός ομόρρους στον οποίο παρουσιάζεται η κατανομή των δινών.

Βάσει των ταχυτήτων που παρουσιάζονται στο Σχ. 2.22, μπορεί να πραγματοποιηθεί μια ανάλυση της ροής με την μέθοδο των δινών, χρησιμοποιώντας την εξίσωση Bernoulli ανάντη και κατόντη του δρομέα με σκοπό τον υπολογισμό της μέσης δύναμης στον δίσκο.



Σχήμα 2.22 Μέσες επαγόμενες ταχύτητες λόγω της λειτουργίας ενός δίσκου ενέργειας σε συνθήκες απόκλισης.

Η ώση που επενεργεί στον δίσκο ενέργειας λόγω της ροής του αέρα είναι:

$$T = 2\rho A_{disc} U_\infty^2 a \left(\cos \gamma + \tan \frac{\chi}{2} \sin \gamma - a \sec^2 \frac{\chi}{2} \right) \quad (2.100)$$

Ο συντελεστής ώσης στον δίσκο είναι:

$$C_T = 4a \left(\cos \gamma + \tan \frac{\chi}{2} \sin \gamma - a \sec^2 \frac{\chi}{2} \right) \quad (2.101)$$

και ο αντίστοιχος συντελεστής ισχύος είναι:

$$C_p = 4a(\cos \gamma - a) \left(\cos \gamma + \tan \frac{\chi}{2} \sin \gamma - a \sec^2 \frac{\chi}{2} \right) \quad (2.102)$$

Μια τρίτη προσέγγιση για την ανάλυση ενός δρομέα σε συνθήκες απόκλισης δίνεται από τον Glauert [38]. Η συνολική ταχύτητα του ανέμου στον δίσκο είναι:

$$U_{disc} = \sqrt{U_\infty^2 \sin^2 \gamma + (U_\infty \cos \gamma - u_{disc})^2} \quad (2.103)$$

Η ώση που επενεργεί στον δίσκο ενέργειας λόγω της ροής του αέρα είναι:

$$T = 2\rho A_{disc} U_{disc} u_{disc} \quad (2.104)$$

Ο συντελεστής ώσης στον δίσκο είναι:

$$C_T = 4a \sqrt{1 - a(2 \cos \gamma - a)} \quad (2.105)$$

και ο αντίστοιχος συντελεστής ισχύος είναι:

$$C_p = 4a(\cos \gamma - a) \sqrt{1 - a(2 \cos \gamma - a)} \quad (2.106)$$

Για την επαγόμενη ταχύτητα στον δρομέα της ανεμογεννήτριας προτάθηκε η σχέση:

$$u_{disc} = u_{disc,m} \left(1 + K \frac{r}{R_o} \sin \psi \right) \quad (2.107)$$

όπου ψ είναι η αζιμουθιακή γωνία κατά τη φορά της περιστροφής και η οποία είναι ίση με 0 όταν το πτερύγιο είναι στη θέση 12 των δεικτών του ρολογιού. Η Εξίσωση 2.107 δρα διορθωτικά στην ομοιόμορφη επαγόμενη ταχύτητα, $u_{disc,m}$, που προβλέπει η θεωρία της ορμής και ορίζει την επαγόμενη ταχύτητα σαν συνάρτηση της ακτινικής θέσης και της αζιμουθιακής γωνίας. Ο συντελεστής, K , σύμφωνα με τους Coleman et al. [37] είναι ίσος με:

$$K = \tan \frac{\chi}{2} \quad (2.108)$$

Από το Energy Research Centre of the Netherlands (ECN) προέκυψε μια άλλη σχέση [39] βασισμένη σε πειραματικές μετρήσεις του TU Delft με την μορφή σειράς Fourier δεύτερου βαθμού:

$$u_{disc} = u_{disc,m} [1 - A_1 \cos(\psi - \varphi_1) - A_2 \cos(2\psi - \varphi_2)] \quad (2.109)$$

όπου τα πλάτη A_1 και A_2 , και οι φάσεις φ_1 και φ_2 , μοντελοποιήθηκαν σαν συναρτήσεις της ακτινικής θέσης και της γωνίας απόκλισης.

Δυστυχώς είναι δύσκολο να βρεθεί η ακριβής παραγόμενη ισχύς και ώση από τις σχέσεις που προκύπτουν από τη θεωρία ορμής, τη μέθοδο των δινών και την προσέγγιση του Glauert όπως περιγράφηκαν παραπάνω. Ωστόσο, είναι δυνατό να παρέχουν πολύ καλές προσεγγίσεις· η θεωρία ορμής όσον αφορά την παραγόμενη ισχύ, η μέθοδος των δινών όσον αφορά το πεδίο του ομόρρου και η μέθοδος του Glauert όσον αφορά την αναπτυσσόμενη ώση στον δρομέα [3]. Η επιβεβαίωση ή η απόρριψη των παραπάνω μαθηματικών περιγραφών της διαδικασίας εξαγωγής ενέργειας υπό τέτοιες ροϊκές συνθήκες μπορεί να γίνει μόνο μετά από σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις. Σε μια τέτοια προσπάθεια αναφέρεται στη βιβλιογραφία [40] ότι παρατηρήθηκε ακόμη και αύξηση της παραγόμενης ισχύος όταν ανεμογεννήτρια λειτουργούσε υπό συνθήκες απόκλισης (μετρήσεις ισχύος στο πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment Phase VI του NREL στην αεροσήραγα της NASA).

Εκτός των προφανών αρνητικών επιπτώσεων που έχει η λειτουργία μιας ανεμογεννήτριας υπό αυτές τις συνθήκες, ερευνητές του Energy research Centre of the Netherlands (ECN) μελέτησαν τη δυνατότητα βελτίωσης της απόδοσης ενός αιολικού πάρκου χρησιμοποιώντας αυτό το φαινόμενο. Ουσιαστικά, μέσω της κατάλληλης τοποθέτησης του δρομέα σε σχέση με τη ροή του αέρα μπορεί να επιτευχθεί έλεγχος της ανάπτυξης του ομόρρου ώστε στις κατάντη ανεμογεννήτριες ενός αιολικού πάρκου να επάγεται άνεμος με σχετικά μεγαλύτερη ταχύτητα [41].

2.2.9.1 Τροποποιήσεις της Θεωρίας Στοιχείων Πτερύγωσης – Ορμής

Για να υπεισέρθουν οι έννοιες που περιγράφηκαν παραπάνω στον αλγόριθμο BEM θα πρέπει να υπάρξουν κάποιες τροποποιήσεις στις εξισώσεις που τον αποτελούν. Η βασική τροποποίηση αφορά στη γωνία της ροής, όπως αυτή ορίζεται από τις ταχύτητες που αναπτύσσονται όταν η ανεμογεννήτρια λειτουργεί σε συνθήκες απόκλισης του άξονα περιστροφής της από τη διεύθυνση του ανέμου. Στην Εξίσωση 2.110 παρουσιάζεται η εφαπτομένη της γωνίας της ροής [3] στην οποία συμπεριλαμβάνονται η επίδραση της διαστολής και της περιστροφής του ομόρρου:

$$\tan \varphi = \frac{U_{\infty} \left[\cos \gamma - a \left(1 + F \left(\frac{r}{R_0} \right) K(\chi) \sin \psi \right) \right] + a' r \Omega_{rot} \cos \psi \sin \chi (1 + \sin \psi \sin \chi)}{r \Omega_{rot} (1 + a') [1 + a' \cos \chi (1 + \sin \psi \sin \chi)] + U_{\infty} \cos \psi \left[a \tan \frac{\chi}{2} \left(1 + F \left(\frac{r}{R_0} \right) K(\chi) \sin \psi \right) - \sin \gamma \right]} \quad (2.110)$$

όπου $F \left(\frac{r}{R_0} \right)$, είναι η συνάρτηση διαστολής του ομόρρου συναρτήσει της ακτινικής θέσης.

Η ώση σε μια πεπερασμένη περιοχή του δακτυλίου που σαρώνει ο δρομέας (για μια αζιμουθιακή γωνία $d\psi$), είναι:

$$dT = \frac{1}{2} \rho U_{disc}^2 \sigma C_n r dr d\psi \quad (2.111)$$

όπου $C_n = C_l \cos \varphi + C_d \sin \varphi$ και $\sigma = cB/2\pi r$.

Η αντίστοιχη ροπή είναι:

$$dQ = \frac{1}{2} \rho U_{disc}^2 \sigma (C_n \cos \chi - C_t \cos \psi \sin \chi) r^2 dr d\psi \quad (2.112)$$

όπου $C_t = C_l \sin \varphi - C_d \cos \varphi$.

Για τη θεωρία του Glauert και τη θεωρία των δινών μπορούν να γραφούν διορθωμένες εξισώσεις του ρυθμού μεταβολής της ορμής:

$$dT = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 4af \sqrt{1 - af(2 \cos \gamma - af)} r dr d\psi \quad (2.113)$$

και

$$dQ = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 4af \left(\cos \gamma + \tan \frac{\chi}{2} \sin \gamma - af \sec^2 \frac{\chi}{2} \right) r dr d\psi \quad (2.114)$$

αντίστοιχα.

Για τη ροπή εκφρασμένη ως μεταβολή της στροφορμής, ισχύει:

$$dQ = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \lambda \frac{r}{R_o} 4a'f(\cos \gamma - af)(\cos^2 \psi + \cos^2 \chi \sin^2 \psi) r^2 dr d\psi \quad (2.115)$$

Για την εύρεση μέσων τιμών των συντελεστών επαγωγής στους πεπερασμένους δακτυλίους θα πρέπει να γίνει εξίσωση των Εξ. 2.111 και Εξ. 2.113 ή Εξ. 2.114, των εξισώσεων Εξ. 2.112 και Εξ. 2.115 και στην συνέχεια ολοκλήρωση αυτών. Για παράδειγμα εξίσωση των Εξ. 2.111 και Εξ. 2.114 (για την μέθοδο των δινών) θα οδηγήσει στην παρακάτω σχέση για τον συντελεστή αξονικής επαγωγής:

$$8\pi a'f \left(\cos \gamma + \tan \frac{\chi}{2} \sin \gamma - af \sec^2 \frac{\chi}{2} \right) = \sigma \int_0^{2\pi} \frac{U_{disc}^2}{U_{\infty}^2} C_n d\psi \quad (2.116)$$

Η ταχύτητα U_{disc} , και ο συντελεστής, C_n , είναι συναρτήσεις της αξιμουθιακής γωνίας, ψ , και ως εκ τούτου παραμένουν εντός του ολοκληρώματος του δεξιού τμήματος της Εξίσωσης 2.116. Αντίστοιχη σχέση θα προέκυπτε από την εξίσωση των Εξ. 2.111 και Εξ. 2.113, για τη θεωρία του Glauert.

Από τις Εξ. 2.112 και Εξ.2.115 προκύπτει μια σχέση για τον συντελεστή περιφερειακής επαγωγής:

$$\pi \lambda \frac{r}{R_o} 4a'f(\cos \gamma - af)(1 + \cos^2 \chi) = \sigma \int_0^{2\pi} \frac{U_{disc}^2}{U_{\infty}^2} (C_t \cos \chi - C_n \cos \psi \sin \chi) d\psi \quad (2.117)$$

Οι Εξισώσεις 2.116 και 2.117 μπορούν να επιλυθούν με επαναληπτική μέθοδο για την εύρεση των τιμών των συντελεστών επαγωγής.

2.2.10 Πειράματα Αεροδυναμικής

Αντίθετα με την επιστημονική περιοχή των ελίκων που χρησιμοποιούνται σε άλλους τομείς της μηχανολογίας και όπου υπάρχει πληθώρα πειραματικών δεδομένων και αναλύσεων, στην περίπτωση των δρομένων ανεμογεννητριών τα πειράματα είναι πολύ λίγα. Το παραπάνω έλλειμμα μπορεί να γίνει εντονότερα εμφανές στην περίπτωση πειραμάτων πλήρους κλίμακας, μια διαπίστωση που επιβεβαιώνεται και από την ανασκόπηση των σημαντικότερων πειραμάτων που πραγματοποιήθηκε από τους Vermeer, Sørensen και Crespo, [9]. Η εν λόγω έλλειψη μπορεί να αποδοθεί σε μεγάλο βαθμό στο μεγάλο κόστος που έχει ένα τέτοιο εγχείρημα. Τα πειράματα μπορούν να ομαδοποιηθούν σε πειράματα στον κοντινό ομόρρου και πειράματα στον μακρινό ομόρρου.

Όσο αφορά στον κοντινό ομόρρου, τα πειράματα που ενδιαφέρουν είναι αυτά τα οποία πραγματοποιούνται σε ελεγχόμενες συνθήκες μιας και είναι ικανά να παρέχουν σημαντικά δεδομένα για σύγκριση με τα αποτελέσματα αριθμητικών προσομοιώσεων. Το μειονέκτημα των ελεγχόμενων πειραμάτων σε αεροσήραγγα είναι ότι τις περισσότερες

φορές πρέπει να πραγματοποιηθούν σε μοντέλα τα οποία είναι σε κλίμακα μικρότερη από αυτή των πραγματικών μηχανών και έτσι και η προσομοίωση των ρευστοδυναμικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα επηρεάζεται από αυτήν την κλίμακα. Από την άλλη τα πειράματα σε πλήρη κλίμακα, τα οποία στην πλειονότητά τους είναι μετρήσεις πεδίου, δέχονται την επίδραση της τύρβης και την μεταβολή στη διεύθυνση και την ένταση του ανέμου επηρεάζοντας έτσι την μέτρηση. Τα πειράματα που αναφέρονται στη βιβλιογραφία [9], αφορούν ως επί το πλείστον μοντέλα μικρών διαστάσεων τα οποία χαρακτηρίζονται από διάφορα κριτήρια με τα οποία αξιολογείται η σημαντικότητά τους. Τέτοια κριτήρια είναι ο λόγος διαστάσεων του μοντέλου προς την επιφάνεια της αεροσήραγγας, ο αριθμός Reynolds και η πληρότητα των αποκτηθέντων δεδομένων. Τα περισσότερα από τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν για μικρούς αριθμούς Reynolds, ωστόσο αυτό δεν είναι πρόβλημα όταν το μοντέλο χρησιμοποιεί αεροτομές αεροδυναμικά κατάλληλες για αυτό τον αριθμό Reynolds. Για τον λόγο αυτόν τα πειράματα δεν ανταποκρίνονται σε υπό κλίμακα προσομοίωση της λειτουργίας μιας πραγματικής ανεμογεννήτριας, ωστόσο είναι χρήσιμα για την σύγκριση και την επαλήθευση αριθμητικών μοντέλων προσομοίωσης. Επίσης, ο λόγος διαστάσεων του μοντέλου προς την αεροσήραγγα είναι αρκετά σημαντικός καθώς επηρεάζει την ανάπτυξη του ομόρρου και συνεπώς την απόδοση της ανεμογεννήτριας.

Η βέλτιστη πειραματική διάταξη είναι αυτή στην οποία μελετάται η ανεμογεννήτρια στις πλήρεις διαστάσεις της. Ωστόσο, το οικονομικό κόστος αυτών των πειραμάτων είναι πολύ μεγάλο τόσο λόγω του μοντέλου όσο και λόγω της αεροσήραγγας που απαιτείται για μια τέτοια δοκιμή. Αυτήν την στιγμή είναι διαθέσιμα τα αποτελέσματα από δυο πειράματα. Το πρώτο πείραμα είναι το πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment (UAE) Phase VI του NREL, το οποίο έλαβε χώρα το 2000 στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES στην Καλιφόρνια. Το δεύτερο είναι το πείραμα MEXICO (ακρωνύμιο για Model Experiments in Controlled Conditions) και πραγματοποιήθηκε στην Ευρωπαϊκή Ένωση και συγκεκριμένα στην μεγάλη υποχητική αεροσήραγγα της DNW (Deutsch-Niederländische Windanlage: the German-Dutch Wind Tunnels) στο χωριό Marknesse της Ολλανδίας. Τα δυο αυτά πειράματα συνέβαλαν καθοριστικά και συμπληρωματικά το ένα προς το άλλο, στη διαλεύκανση των φαινομένων και των μηχανισμών που διέπουν την αεροδυναμική των ανεμογεννητριών.

Στο πείραμα που πραγματοποιήθηκε στην μεγαλύτερη αεροσήραγγα του κόσμου (διατομή ήταν $24.4 \times 36.6 \text{ m}^2$) στις εγκαταστάσεις της NASA, χρησιμοποιήθηκε μια ανεμογεννήτρια δυο πτερυγίων και διαμέτρου 10 m. Συνεπώς ο λόγος διαστάσεων του μοντέλου προς την αεροσήραγγα ήταν 1 προς 10.8. Ο αριθμός Reynolds των πειραμάτων ήταν 1,000,000. Το μέγεθος της αεροσήραγγας σε σχεδιασμό με το μέγεθος της ανεμογεννήτριας επέτρεψε

τον πειραματισμό χωρίς την εμπόδιση της ροής και της ανάπτυξης του ομόρρου. Το μέγεθος του δρομέα της ανεμογεννήτριας ήταν μικρό σε σχέση με το μέγεθος των σύγχρονων ανεμογεννητριών, ωστόσο, η τάξη του αριθμού Reynolds ήταν τέτοια που επιτρέπει την σύγκριση των αεροδυναμικών φαινομένων με τα φαινόμενα της ροής πραγματικών ανεμογεννητριών.

Το πείραμα αποτελούνταν από σειρές δοκιμών οι οποίες αφορούσαν σε διαφορετικές τοποθετήσεις του δρομέα σε σχέση με τη διεύθυνση της ροής, διαφορετικές τιμές του βήματος πτερυγίου, διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης και διαφορετικές ταχύτητες του αέρα. Κατά τη διεξαγωγή του πειράματος δόθηκε μεγάλη έμφαση στην κατανομή πιέσεων που αναπτύχθηκαν στα πτερύγια ενώ προέκυψε και ένας μικρός αριθμός αποτελεσμάτων σχετικά με τον ομόρρο. Για την περιοχή του ομόρρου πραγματοποιήθηκαν κυρίως μετρήσεις ταχύτητας στην περιοχή του κοντινού ομόρρου (Σχ. 2.23.α) και δοκιμές οπτικοποίησης του ομόρρου με καπνό που απελευθερώνονταν από τα ακροπτερύγια (Σχ. 2.23.β).



(α)



(β)

Σχήμα 2.23 Φωτογραφικό υλικό από το πείραμα UAE Phase VI [42]. α) Η ανεμογεννήτρια και η διάταξη ανεμομέτρων μέτρησης της ταχύτητας του κοντινού ομόρρου. β) Δοκιμή οπτικοποίησης του ομόρρου με καπνό, ο οποίος απελευθερώνονταν από το ακροπτερύγιο.

Λεπτομέρειες σχετικά με τη γεωμετρία των πτερυγίων, τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν, τις συνθήκες εκτέλεσης των σταδίων του πειράματος και πληροφορίες σχετικά με τα αποτελέσματα των διαφόρων δοκιμών που πραγματοποιήθηκαν μπορούν να βρεθούν στην αντίστοιχη τεχνική έκθεση του NREL [42]. Με το πέρας των πειραματικών δοκιμών πραγματοποιήθηκε μοντελοποίηση συγκεκριμένων δοκιμών από διαφορετικά ερευνητικά ιδρύματα από όλο τον κόσμο. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων τους με αυτά του πειράματος παρουσιάζονται σε σχετική τεχνική έκθεση του NREL [43]. Τα αποτελέσματα του πειράματος παρουσιάζονται και αναλύονται στην έκθεση του διεθνούς ερευνητικού προγράμματος IEA Wind Task XX [44].

Σε συνέχεια του ερευνητικού προγράμματος IEA Wind Task XX οργανώθηκε το πρόγραμμα IEA Wind Task MEXNEX(T) το οποίο επικεντρώθηκε στις μετρήσεις του

πειράματος MEXICO, οι οποίες άρχισαν να διατίθενται τον Δεκέμβριο του 2006. Σε αυτό το πείραμα πραγματοποιήθηκαν αεροδυναμικές μετρήσεις σε ένα μοντέλο ανεμογεννήτριας τριών πτερυγίων, με διάμετρο δρομέα 4.5 m, το οποίο τοποθετήθηκε στην μεγαλύτερη Ευρωπαϊκή αεροσήραγγα στην Ολλανδία, σε έναν τομέα δοκιμών ανοιχτής δέσμης και διατομής $9.5 \times 9.5 \text{ m}^2$. Ο λόγος διαστάσεων του μοντέλου προς τη διατομή της αεροσήραγγας ήταν 1 προς 3.8 και ο αριθμός Reynolds 600,000 σε ακτίνα 75%. Στο πλαίσιο του προγράμματος το National Institute for Aerospace Technology (INTA) στην Ισπανία και το Korea Aerospace Research Institute (KARI) στην Κορέα διεξήγαγαν ξεχωριστά πειράματα σε υπό κλίμακα μοντέλα της ανεμογεννήτριας MEXICO με σκοπό τη διερεύνηση των επιδράσεων των αριθμών Reynolds και Mach μέσω της σύγκρισης με τα αποτελέσματα της πραγματικής ανεμογεννήτριας MEXICO [45]. Τα αποτελέσματα του πειράματος MEXICO συνοψίζονται στην τελική έκθεση του προγράμματος [46].

Όσο αφορά τον μακρινό ομόρρου, παρουσιάζεται ένας πλήθος πειραματικών μετρήσεων στη βιβλιογραφία. Οι μετρήσεις αφορούν τόσο πειράματα σε αεροσήραγγες όσο και μετρήσεις πεδίου. Είναι δύσκολο να διαχωρίσει κανείς την έρευνα στον κοντινό ομόρρου και την έρευνα στον μακρινό ομόρρου. Γενικά, οι συνθήκες σε μια αεροσήραγγα είναι ευκολότερο να ελεγχθούν και έτσι να επιτευχθεί μεγαλύτερη συμφωνία με τα αποτελέσματα αριθμητικών μοντέλων. Ωστόσο, είναι δύσκολη η αναπαραγωγή φαινομένων που λαμβάνουν χώρα σε πραγματικές συνθήκες λειτουργίας ενώ και το μέγεθος των μοντέλων είναι μικρό. Πειραματική διερεύνηση των αναπτυσσόμενων προφίλ ταχύτητας και τυρβώδους κινητικής ενέργειας έδειξαν ότι το μήκος του κοντινού ομόρρου μπορεί να υπερεκτιμηθεί σε πειράματα σε αεροσήραγγα [47], ενώ η ένταση της τύρβης του ομόρρου σε πραγματικές συνθήκες μπορεί να είναι ακόμη και δυο φορές μεγαλύτερη από αυτήν του ομόρρου πειραμάτων σε αεροσήραγγα [48].

2.2.11 Μοντελοποίηση της Αεροδυναμικής του Δρομέα και του Ομόρρου

Η διάκριση μεταξύ κοντινού και μακρινού ομόρρου εμφανίζεται επίσης, όταν κατηγοριοποιούνται τα υπάρχοντα αριθμητικά μοντέλα αεροδυναμικής (Πίνακας 2.1).

Πίνακας 2.1 Κατηγοριοποίηση μοντέλων αεροδυναμικής [49].

Μέθοδος	Μοντελοποίηση πτερυγίων	Μοντελοποίηση ομόρρου
Κινηματικό μοντέλο	<ul style="list-style-type: none"> • Συντελεστής ώσης 	<ul style="list-style-type: none"> • Αξονοσυμμετρικές λύσεις
BEM	<ul style="list-style-type: none"> • Δίσκος ενέργειας • Στοιχεία Πτερύγωσης 	<ul style="list-style-type: none"> • Οιονεί 1D θεωρία ορμής

Μέθοδος	Μοντελοποίηση πτερυγίων	Μοντελοποίηση ομόρρου
Μέθοδοι δινών	<ul style="list-style-type: none"> Γραμμή/επιφάνεια άνωσης Στοιχεία πτερύγωσης 	<ul style="list-style-type: none"> Επιφάνειες ελεύθερης/σταθερής στροβιλότητας Τροχιές σωματιδίων
Μέθοδος πλαισίων	<ul style="list-style-type: none"> Επιφανειακό πλέγμα 	<ul style="list-style-type: none"> Επιφάνειες ελεύθερης/σταθερής στροβιλότητας
Γενικευμένη μέθοδος δίσκου ενέργειας	<ul style="list-style-type: none"> Δίσκος/γραμμή/επιφάνεια άνωσης 	<ul style="list-style-type: none"> Χωρικό πλέγμα Εξισώσεις Euler/RANS/LES
Άμεση επίλυση	<ul style="list-style-type: none"> Χωρικό πλέγμα 	<ul style="list-style-type: none"> Χωρικό πλέγμα Εξισώσεις Euler/RANS/LES

Η απλούστερη προσέγγιση, η κινηματική, εκμεταλλεύεται την αξονοσυμμετρική φύση του μακρινού ομόρρου για την εύρεση σχέσεων σχετικά με το έλλειμμα ταχύτητας και την ένταση της τύρβης [50], [51], [52]. Η μέθοδος BEM περιγράφηκε στις προηγούμενες Ενότητες και εφαρμόζει ένα ισοζύγιο ορμής στον δίσκο που σαρώνουν τα πτερύγια παράλληλα με την εφαρμογή δισδιάστατων στοιχείων πτερύγωσης για τον υπολογισμό των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών των πτερυγίων. Οι μέθοδοι των δινών (vortex lattice method και vortex particle method) υποθέτουν ασυμπίεστη ροή, χωρίς τριβή, με δίνες συγκεντρωμένες σε επιφάνειες ή σωματίδια. Οι μέθοδοι πλαισίων (panel methods) αφορούν ροή χωρίς ιξώδες και η γεωμετρία των πτερυγίων λαμβάνεται υπόψη με μεγαλύτερη ακρίβεια. Σε αυτές τις μεθόδους μπορεί να συμπεριληφθεί και η επίδραση του ιξώδους με τη χρήση κώδικα οριακού στρώματος, ενώ η μοντελοποίηση του ομόρρου πραγματοποιείται με τον ίδιο τρόπο όπως στην περίπτωση των μεθόδων των δινών. Στη βιβλιογραφία είναι διαθέσιμες αναλυτικές επισκοπήσεις των μεθόδων [53], [11], [9], [54], ενώ βασικά στοιχεία των αρχών στις οποίες βασίζονται περιγράφηκαν σε προηγούμενες ενότητες. Η γενικευμένη μέθοδος του δίσκου ενέργειας και η άμεση μέθοδος επίλυσης των εξισώσεων που διέπουν το ροϊκό πεδίο, είναι οι σχετικά νεότερες και για την εφαρμογή τους απαιτούνται τεχνικές υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Στο [Κεφάλαιο 4](#) θα πραγματοποιηθεί λεπτομερής ανάλυση των μεθόδων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση των ανεμογεννητριών και του ομόρρου.

2.3 Ανεμογεννήτριες Καθέτου Άξονα

Σε αυτή την παράγραφο θα παρουσιαστούν οι βασικές αρχές που διέπουν την αεροδυναμική των ανεμογεννητριών καθέτου άξονα. Συγκεκριμένα θα περιγραφεί η αεροδυναμική λειτουργία των ανεμογεννητριών Darrieus, οι οποίες οφείλουν το όνομά τους στον εφευρέτη τους, τον Γάλλο αεροναυπηγό μηχανικό Georges Jean Marie

Darrieus. Οι ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα έχουν τον άξονα περιστροφής τους κάθετο στη διεύθυνση της ροής. Το μεγαλύτερο πλεονέκτημά τους είναι η μη ανάγκη κατάλληλου προσανατολισμού του δρομέα, ένα χαρακτηριστικό που συνεπάγεται την απαλλαγή από την ανάγκη για μηχανισμό προσανατολισμού. Ένα από τα μειονεκτήματά τους είναι η διακύμανση της ροπής κατά τη διάρκεια μιας περιστροφής και κατά συνέπεια τα κυκλικά φορτία αλλά και οι μεγάλες καμπικές ροπές στα πτερύγια. Επίσης, απαιτούν την εφαρμογή ροπής εκκίνησης κάτι το οποίο μπορεί να πραγματοποιηθεί με τη χρήση μηχανισμού διέγερσης ή απλά με την ένταξη ενός μικρότερου δρομέα τύπου Savonius στον άξονα περιστροφής, ο οποίος θα παρέχει αυτήν την μικρή αρχική ροπή. Τα πτερύγια μπορεί να είναι ευθύγραμμα (τύπου H), καμπυλωτά ή ελικοειδή. Η καμπυλότητα στα πτερύγια μπορεί να βοηθήσει στην μείωση των αναπτυσσόμενων καμπικών φορτίων ενώ η ελικοειδής μορφή επιτρέπει την ισοκατανομή της αναπτυσσόμενης ροπής στον δρομέα κατά τη διάρκεια μιας περιστροφής.

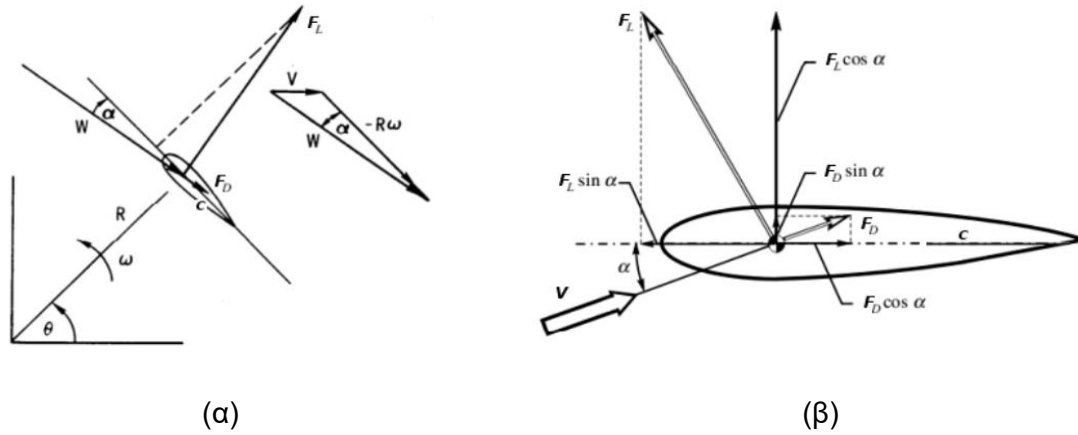
Η εγκάρσια τομή των πτερυγίων μιας ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα που βασίζεται στην αεροδυναμική άνωση για να περιστραφεί, είναι μια αεροτομή, όπως και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα. Η δύναμη που αναπτύσσεται στην αεροτομή εξαρτάται τόσο από την ταχύτητα της αδιατάρακτης ροής, U_{∞} , όσο και από την περιστροφική ταχύτητα του πτερυγίου, Ω_{rot} . Η σχετική ταχύτητα στο πτερύγιο είναι:

$$\mathbf{U}_{rel} = \mathbf{U}_{rel} - (\boldsymbol{\Omega}_{rot} \times \mathbf{r}) \quad (2.118)$$

Στην Εξίσωση 2.118, με \mathbf{r} συμβολίζεται το διάνυσμα της απόστασης της διατομής από τον άξονα περιστροφής του δρομέα. Έτσι στην περίπτωση ευθύγραμμων πτερυγίων, $r = R$, όπου R , είναι η ακτίνα των πτερυγίων και είναι σταθερή. Στην περίπτωση των καμπυλωτών πτερυγίων, το μέτρο του διανύσματος της απόστασης, r , είναι συνάρτηση της υψομετρικής θέσης στον δρομέα, παίρνει την ελάχιστη τιμή της στην κορυφή και στη βάση του δρομέα και την μέγιστη τιμή της στο μέσο ύψος. Οι γενικές σχέσεις που ισχύουν για τις ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα ισχύουν και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών Darrieus. Στην περίπτωση που ο δρομέας έχει ευθύγραμμο πτερύγιο, αυτά σαρώνουν ένα ορθογώνιο επιφάνειας, $A = 2HR$. Όταν τα πτερύγια είναι καμπυλωτά η επιφάνεια που σαρώνουν εξαρτάται από το σχήμα τους καθώς η κατανομή των ακτινών μεταβάλλεται καθ' ύψος.

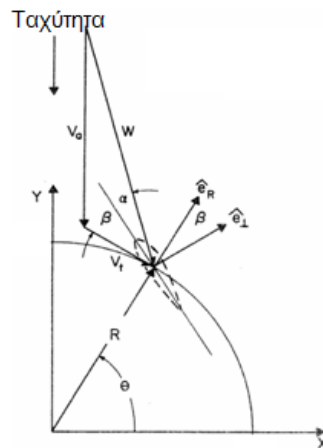
Η γωνία προσβολής της αεροτομής είναι η γωνία μεταξύ της σχετικής ταχύτητας και της χορδής. Η συνισταμένη δύναμη σε κάθε αεροτομή μπορεί είτε να αναλυθεί σε άνωση και αντίσταση είτε να αναλυθεί στην εφαπτομενική και την κάθετη συνιστώσα της. Η άνωση και η αντίσταση μπορούν να βρεθούν από παρεκβολή των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών της αεροτομής στις 360° . Η εκτίμηση της εφαπτομενικής δύναμης είναι

σημαντική για τον υπολογισμό του συντελεστή ισχύος μιας και αυτή είναι η δύναμη στην οποία οφείλεται η κίνηση του δρομέα. Στο Σχήμα 2.24 παρουσιάζονται το διάγραμμα ταχυτήτων και η αναπτυσσόμενες δυνάμεις στην αεροτομή ενός πτερυγίου ανεμογεννήτριας Darrieus.



Σχήμα 2.24 Σχετική ταχύτητα [55] και δυνάμεις στην αεροτομή μιας ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα [56].

Όσα παρουσιάζονται στο Σχ. 2.24 αφορούν την περίπτωση που η χορδή της αεροτομής είναι κάθετα τοποθετημένη στην ακτίνα του δρομέα. Η γενικότερη περίπτωση παρουσιάζεται στο Σχ. 2.25 όπου η χορδή δεν είναι κάθετα τοποθετημένη σε σχέση με την ακτίνα.



Σχήμα 2.25 Τρίγωνο ταχύτητας και δυνάμεις που ασκούνται σε μια αεροτομή ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα αυθαίρετα τοποθετημένης ως προς την ακτίνα του δρομέα [23].

Η γωνία πρόσπτωσης του ανέμου στην αεροτομή μεταβάλλεται κατά την περιστροφή μεταξύ δυο ακραίων τιμών και ως εκ τούτου η ροή γύρω από την αεροτομή είναι μεταβαλλόμενη με την αζιμουθιακή γωνία και συνεπώς έντονα χρονικά μεταβαλλόμενη. Όπως αναμένεται και οι αναπτυσσόμενες δυνάμεις και η ροπή είναι χρονικά μεταβαλλόμενες. Όσον αφορά τη ροπή, υπάρχουν θέσεις στις οποίες αυτή είναι αρνητική.

Ωστόσο, η μέση ροπή σε μια πλήρη περιστροφή έχει θετικό πρόσημο και έτσι ο δρομέας τελικά απορροφά ενέργεια από τον αέρα.

2.3.1 Θεωρία Πολλαπλών Ροϊκών Σωλήνων

Και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών Darrieus μπορεί να γίνει εφαρμογή της θεωρίας της ορμής και της θεωρίας των στοιχείων περύγωσης του Glauert για τη θεωρητική περιγραφή της λειτουργίας τους. Η συχνότερα χρησιμοποιούμενη μέθοδος είναι η *θεωρία πολλαπλών σωλήνων ροής* (Multiple Streamtube – MS). Σύμφωνα με αυτή την μέθοδο η ταχύτητα του ανέμου διακριτοποιείται κατακόρυφα και έτσι υπολογίζεται η μέση ταχύτητα του ανέμου σε κάθε θέση του δρομέα χωρίζοντας το ρεύμα αέρα σε πολλούς σωλήνες ροής. Τα περύγια του δρομέα κατά την περιστροφή τους γύρω από τον άξονα της μηχανής περνούν από αυτούς τους ροϊκούς σωλήνες απομαστεύοντας ενέργεια από τον άνεμο και μειώνοντας την ταχύτητά του.

Στο Σχήμα 2.26, παρουσιάζεται ένα τυπικό παράδειγμα ροϊκού σωλήνα που περνά μέσω του δρομέα. Η εγκάρσια διατομή του σωλήνα δίνεται από την σχέση

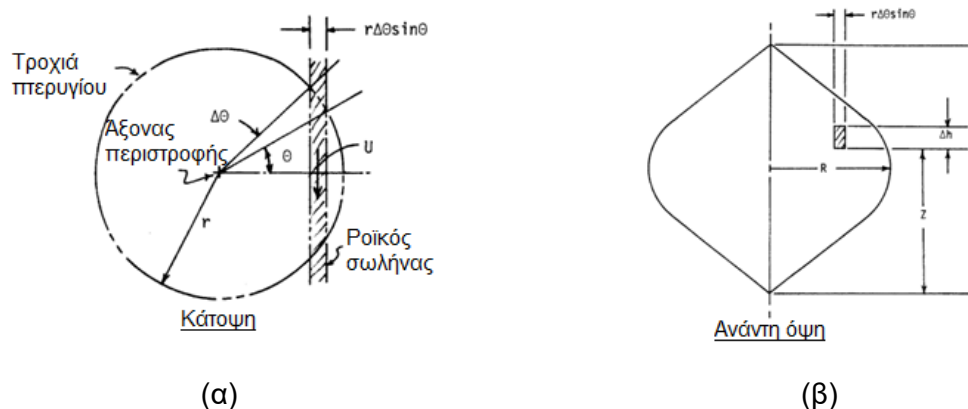
$$A_s = r \sin \theta dhdr \tag{2.119}$$

όπου dh , είναι το ύψος του σωλήνα. Η επιφάνεια, A_s , θεωρείται σταθερή κατά μήκος του δρομέα. Η ταχύτητα του αέρα στον δρομέα είναι ίση με U_{rotor} , και είναι συνάρτηση της γωνίας αζιμουθίου, θ , και της υψομετρικής θέσης του σωλήνα z .

Η ταχύτητα της ροής στον δρομέα είναι μειωμένη σε σχέση με αυτήν της ελεύθερης και αδιατάραχτης ροής, όπως και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών οριζώντιου άξονα:

$$U_{rotor} = U_{\infty}(1 - a) \tag{2.120}$$

Παρακάτω θα παρουσιαστεί η θεωρία πολλαπλών ροϊκών σωλήνων του Strickland [57].



Σχήμα 2.26 Θεωρία πολλαπλών ροϊκών σωλήνων [57]. α) Κάθετη τομή μιας ανεμογεννήτριας Darrieus με σχηματική απεικόνιση ενός ροϊκού σωλήνα. β) Ανάντη όψη του δρομέα Darrieus.

Οι εξισώσεις της θεωρίας του Strickland που προκύπτουν από τον συνδυασμό της θεωρίας ορμής και της θεωρίας στοιχείων πτερύγωσης περιγράφονται περιληπτικά παρακάτω. Ο συντελεστής αξονικής επαγωγής δίνεται από την σχέση:

$$a = a^2 + F^* \quad (2.121)$$

όπου F^* είναι η αδιάστατοποιημένη δύναμη στη φορά ροής του ροϊκού σωλήνα. Η δύναμη αυτή δίνεται από την σχέση:

$$F^* = \frac{Bc}{8\pi r} \left(\frac{U_{rel}}{U_\infty} \right)^2 \left[C_n(-\theta) - C_n(\theta) - (C_t(\theta) - C_t(-\theta)) \frac{\cos \theta}{\sin \theta \sin \beta} \right] \quad (2.122)$$

Στην Εξίσωση 2.122, οι συντελεστές των δυνάμεων στην αξονική και στην εφαπτομενική διεύθυνση ορίζονται ως:

$$C_n = C_l \sin \alpha - C_d \cos \alpha \quad (2.123)$$

και

$$C_t = C_l \cos \alpha + C_d \sin \alpha \quad (2.124)$$

αντίστοιχα. B είναι το πλήθος των πτερυγίων, β είναι η γωνία καμπυλότητας του πτερυγίου στην συγκεκριμένη υψομετρική θέση και α είναι η γωνία προσβολής.

Για την σχετική ταχύτητα ισχύει η σχέση:

$$U_{rel} = \frac{U_\infty(1-a) \sin \theta \sin \beta}{\sin \alpha} \quad (2.125)$$

και για τη γωνία προσβολής:

$$\tan \alpha = \frac{U_\infty(1-a) \sin \theta \sin \beta}{U_\infty(1-a) \cos \theta + \Omega_{rot} r} \quad (2.126)$$

Για κάθε ροϊκό σωλήνα πραγματοποιείται μέσω επαναληπτικής μεθόδου η εκτίμηση της τιμής του συντελεστή επαγωγής. Ο συντελεστής θα χρησιμοποιηθεί στην συνέχεια για την εκτίμηση της ροπής και της ισχύος του δρομέα. Η επαναληπτική διαδικασία είναι όμοια με αυτήν που περιγράφηκε πα ραπάνω για δρομείς ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα:

- Γίνεται αρχικοποίηση του συντελεστή επαγωγής $a = 0$.
- Υπολογίζεται η γωνία προσβολής, (Εξ. 2.126).
- Υπολογίζονται οι συντελεστές C_n και C_t , (Εξ. 2.123 και 2.124).
- Εκτιμάται η τιμή της σχετικής ταχύτητας (Εξ. 2.125).
- Υπολογίζεται η αδιάστατη δύναμη (Εξ. 2.122).

- Χρησιμοποιώντας την παρούσα τιμή του συντελεστή επαγωγής στο δεξί μέρος της Εξίσωσης 2.121, εκτιμάται η επικαιροποιημένη τιμή του συντελεστή λύνοντας ως προς το αριστερό μέρος της Εξ. 2.121.
- Η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να επιτευχθεί το επιθυμητό επίπεδο σύγκλισης.

Η παραπάνω διαδικασία πρέπει να επαναληφθεί σε κάθε έναν από τους ροϊκούς σωλήνες του μοντέλου.

Η ροπή του στοιχείου πτερύγωσης που περνά από έναν από τους ροϊκούς σωλήνες μπορεί να εκτιμηθεί χρησιμοποιώντας τον συντελεστή επαγωγής που υπολογίστηκε από την παραπάνω διαδικασία. Έτσι:

$$Q_s = 0.5\rho r C_t \frac{cdh}{\sin\beta} U_{rel}^2 \quad (2.127)$$

Για να βρεθεί η συνολική ροπή σε ένα πτερύγιο για μια συγκεκριμένη γωνία αζιμούθιου, θ , θα πρέπει η ροπή της Εξ. 2.127, να ολοκληρωθεί (αθροιστεί) σε όλα τα στοιχεία που το αποτελούν. Κάθε στοιχείο θεωρείται ότι έχει μήκος $dh/\sin\beta$. Η ροπή, Q_s , υπολογίζεται στο κέντρο κάθε στοιχείου. Άρα η ροπή σε ένα πτερύγιο είναι:

$$Q_B = \sum_1^{N_s} Q_s \quad (2.128)$$

Στην Εξίσωση 2.128, N_s είναι το πλήθος των στοιχείων στα οποία χωρίζεται το πτερύγιο.

Η μέση ροπή που παράγεται από το σύνολο των πτερυγίων του δρομέα βρίσκεται από τον χρονικό μέσο όρο της ροπής Q_B , πολλαπλασιασμένης με το πλήθος των πτερυγίων. Αν η περιστροφή διακριτοποιείται σε N_t βήματα τότε, η μέση ισχύς του δρομέα σε μια περιστροφή είναι:

$$Q = \frac{B}{N_t} \sum_1^{N_t} \sum_1^{N_s} Q_s \quad (2.129)$$

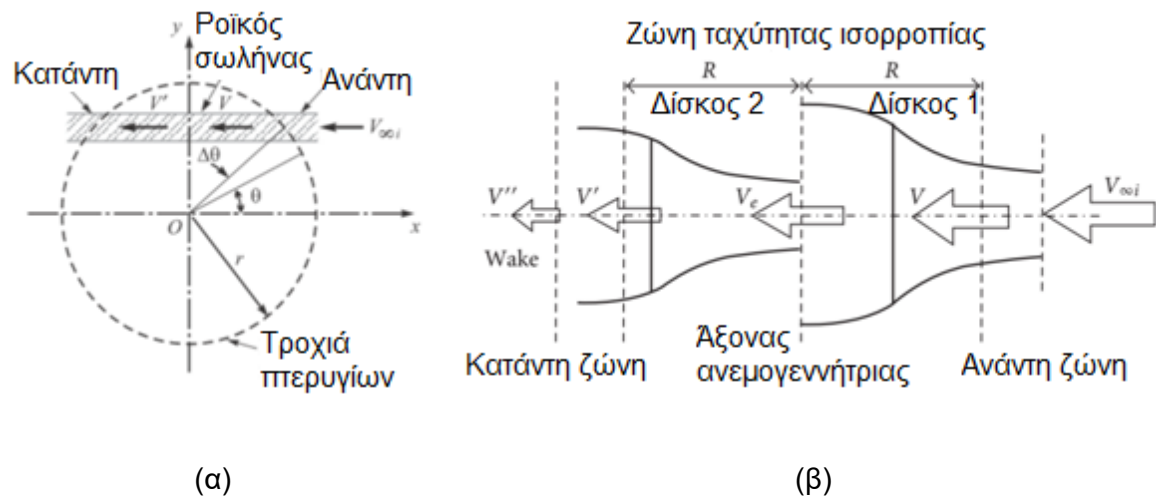
Ο συντελεστής ισχύος δίνεται από τη σχέση:

$$C_p = \frac{Q\Omega_{rot}}{0.5\rho \sum_1^{N_t} 2rdhU_\infty^3} \quad (2.130)$$

2.3.2 Θεωρία Διπλού Δίσκου Ενέργειας και Πολλαπλών Ροϊκών Σωλήνων

Μια εξέλιξη της θεωρίας πολλαπλών ροϊκών σωλήνων είναι το μοντέλο που αναπτύχθηκε από τον Ion Paraschivoiu για την ανάλυση δρομέων τύπου Darrieus και ονομάζεται *θεωρία διπλού δίσκου ενέργειας και πολλαπλών ροϊκών σωλήνων* (Double-Multiple

Streamtube – DMS) [56], [58]. Το μοντέλο βασίζεται στη θεωρία του δίσκου ενέργειας και τη θεωρία των στοιχείων πτερύγωσης. Και σε αυτήν την περίπτωση η ροή δια μέσω του δρομέα διακριτοποιείται σε μικρότερους ροϊκούς σωλήνες, από αυτούς τους σωλήνες τα πτερύγια αποδεδεμεύουν ενέργεια κατά την περιστροφή τους γύρω από τον άξονα του δρομέα και έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί η έννοια του δίσκου ενέργειας σε κάθε έναν ροϊκό σωλήνα. Στο Σχήμα 2.27 παρουσιάζεται σχηματικά μια απεικόνιση της θεωρίας DMS.



Σχήμα 2.27 α) Κάτοψη του δρομέα μιας ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα όπου φαίνονται το ανάντη και το κατάνη ημικύκλιο στα οποία θεωρείται ότι χρίζεται ο δρομέας [56]. β) Το μοντέλο των δυο δίσκων ενέργειας [58].

Λόγω της κυκλικής κίνησης που πραγματοποιούν τα πτερύγια, κάθε πτερύγιο περνά από τον ίδιο ροϊκό σωλήνα δυο φορές. Αυτό λαμβάνεται υπόψη από το μοντέλο DMS με τον διαχωρισμό του δρομέα σε δυο ημικύκλια, το ανάντη και το κατάνη. Κάθε ένα αντιπροσωπεύεται από έναν δίσκο ενέργειας και έτσι ο διπλός δίσκος ενέργειας του μοντέλου αποτελείται ουσιαστικά από δυο δίσκους τοποθετημένους ο ένας πίσω από τον άλλο. Ο επαναληπτικός αλγόριθμος της μεθόδου πραγματοποιείται δυο φορές για κάθε ροϊκό σωλήνα. Ο αλγόριθμος πραγματοποιείται σε κάθε υψομετρική θέση για κάθε ροϊκό σωλήνα.

Το μοντέλο DMS εμπλέκει πέντε σημαντικές ταχύτητες στην υπολογιστική διαδικασία:

1. Ταχύτητα αδιατάραχτης ροής U_{∞} .
2. Ανάντη επαγόμενη ταχύτητα u λόγω της απομάστευσης ενέργειας από τα πτερύγια στο ανάντη ημικύκλιο του δρομέα.
3. Ταχύτητα ισορροπίας U_e στο επίπεδο μεταξύ του ανάντη και του κατάνη μισού του δρομέα. Αντιπροσωπεύει την ταχύτητα του ομόρρου του ανάντη μέρους του δρομέα το οποίο επάγεται ως ταχύτητα εισόδου στον δεύτερο δίσκο ενέργειας

4. Κατάντη επαγόμενη ταχύτητα u' λόγω της απομάστευσης ενέργειας από τα πτερύγια το κατάντη ημικύκλιο του δρομέα.
5. Ταχύτητα του ομόρρου U_{wake} που οφείλεται και στους δυο δίσκους.

Οι ταχύτητες αυτές συνδέονται μεταξύ τους με τις ακόλουθες σχέσεις [58]:

$$u = a_1 U_\infty \quad (2.131)$$

$$U_e = (2a_1 - 1)U_\infty \quad (2.132)$$

$$u' = a_2(2a_1 - 1)U_\infty \quad (2.133)$$

Στις Εξ. 2.130-2.132 με a_1 και a_2 συμβολίζονται οι συντελεστές αξονικής επαγωγής, για τον ανάντη και τον κατάντη δίσκο ενέργειας, αντίστοιχα.

Μέσω της εφαρμογής των θεωριών ορμής και στοιχείων πτερύγωσης στους δυο δίσκους ενέργειας προκύπτουν οι δυο συντελεστές και συνεπώς η ροπή και η ισχύς του δρομέα.

2.4 Σύνοψη Κεφαλαίου

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκαν οι βασικές αρχές που διέπουν την αεροδυναμική των ανεμογεννητριών και οι μέθοδοι ανάλυσης της λειτουργίας τους.

Η βασική θεωρία που χρησιμοποιείται για την προκαταρκτική ανάλυση ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα είναι η θεωρία ορμής στην οποία η πλήρης γεωμετρία του δρομέα δε λαμβάνεται υπόψη. Ο δρομέας της ανεμογεννήτριας αντικαθίσταται από έναν νοητό δίσκο διαμέτρου ίσης με τη διάμετρο του δρομέα και επιφάνειας ίσης με την επιφάνεια που σαρώνουν τα πτερύγια της ανεμογεννήτριας κατά την περιστροφή τους. Η ανάλυση αυτού του τύπου δύναται να παρέχει εκτιμήσεις της πτώσης πίεσης μεταξύ των θέσεων ανάντη και κατάντη του δρομέα, της ώσης και της ισχύος του δρομέα.

Η θεωρία στοιχείων πτερύγωσης – ορμής (BEM) αποτελεί μια καλύτερη προσέγγιση, η οποία λαμβάνει υπόψη τη γεωμετρία των πτερυγίων και τα φαινόμενα στις τρεις διαστάσεις. Αποτελεί επέκταση της κλασσικής θεωρίας στοιχείων πτερύγωσης (BET) και συνδυασμό της με τη θεωρία ορμής που περιγράφηκε παραπάνω. Στην κλασσική BET, τα πτερύγια διακριτοποιούνται σε έναν πεπερασμένο αριθμό διακριτών στοιχείων στα οποία μπορούν είτε να υπολογιστούν ή να βρεθούν πειραματικά οι ασκούμενες δυνάμεις. Δεδομένου του τρόπου μεταβολής των συντελεστών άνωσης και αντίστασης των αεροτομών σε σχέση με τη γωνία προσβολής και των συντελεστών επαγωγής μπορούν να εκτιμηθούν οι συνολικές δυνάμεις που εφαρμόζονται στα πτερύγια. Με αυτό το μοντέλο γίνεται δυνατός ο υπολογισμός των φορτίων ενός δρομέα σε μόνιμη κατάσταση και ως εκ τούτου της ώσης και της ισχύος για διαφορετικές ταχύτητες ανέμου, περιστροφική

ταχύτητα και γωνία τοποθέτησης. Στην μέθοδο BEM συνδυάζεται η απλοποιημένη θεώρηση του δίσκου ενέργειας με τη θεωρία των στοιχείων πτερύγωσης για τον υπολογισμό των φορτίων που αναπτύσσονται στα πτερύγια. Ο ροϊκός σωλήνας της θεωρίας ορμής διακριτοποιείται σε πεπερασμένο αριθμό δακτυλιοειδών στοιχείων μεταξύ των οποίων δεν υπάρχει αλληλεπίδραση και στα οποία η εφαρμοζόμενη δύναμη μεταβάλλεται ακτινικά. Διάφοροι εμπειρικοί συντελεστές μπορούν να εφαρμοστούν για τη βελτίωση του αλγόριθμου της μεθόδου.

Για την εκτίμηση της ακρίβειας που δύναται να παρέχει η μέθοδος και οι διορθώσεις της πραγματοποιήθηκε η ανάλυση του δρομέα ενός από τα δυο μεγάλα πειράματα αεροδυναμικής ανεμογεννητριών. Βρέθηκε ότι η προσομοίωση με την μέθοδο BEM μπορεί να δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε πολύ σύντομο χρόνο και με ελάχιστο υπολογιστικό κόστος. Ωστόσο, αν απαιτούνται προβλέψεις με μεγάλη ακρίβεια θα πρέπει να επιλεγεί κάποια άλλη μέθοδος που θα μοντελοποιεί το ροϊκό πεδίο και την τύρβη καθώς η μη εκτίμησή της από την μέθοδο BEM οδηγεί σε υπερεκτίμηση της ισχύος και της ώσης σε περιοχές χαμηλών ταχυτήτων και σε υποεκτίμηση σε λειτουργία όπου παρατηρείται απώλεια στήριξης λόγω αποκόλλησης.

Με αναζήτηση στη διεθνή βιβλιογραφία μπορούν να βρεθούν διάφορες εφαρμογές και παραλλαγές της μεθόδου ενώ εντοπίζονται προσπάθειες ανάλυσης περίπλοκων φαινομένων όπως η ανάπτυξη του ομόρρου και η λειτουργία σε συνθήκες απόκλισης με απλοποιημένες μεθόδους που βασίζονται στις βασικές αρχές της αεροδυναμικής.

Η θεωρία της ορμής και η θεωρία των στοιχείων πτερύγωσης βρίσκουν εφαρμογή και στις ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα τύπου Darrieus για τη θεωρητική περιγραφή της λειτουργίας τους. Δυο είναι η μέθοδοι που χρησιμοποιούνται ευρύτατα: η μέθοδος πολλαπλών σωλήνων ροής (MS) και η παραλλαγή της η μέθοδος διπλού δίσκου ενέργειας και πολλαπλών ροϊκών σωλήνων (DMS). Σύμφωνα με αυτή την μέθοδο MS, η ροή διακριτοποιείται κατακόρυφα και έτσι υπολογίζεται η μέση ταχύτητα του ανέμου σε κάθε θέση του δρομέα χωρίζοντας το ρεύμα αέρα σε πολλούς ροϊκούς σωλήνες. Κατά την περιστροφή τους γύρω από τον άξονα της ανεμογεννήτριας, τα πτερύγια, περνούν από αυτούς τους ροϊκούς σωλήνες απομαστεύοντας ενέργεια από τον άνεμο. Μια εξέλιξη της μεθόδου MS είναι η μέθοδος DMS. Το μοντέλο βασίζεται στη θεωρία του δίσκου ενέργειας και τη θεωρία των στοιχείων πτερύγωσης. Η ροή διακριτοποιείται σε πεπερασμένους ροϊκούς σωλήνες τους οποίους τα πτερύγια αποδεσμεύουν ενέργεια κατά την περιστροφή και έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί η έννοια του δίσκου ενέργειας σε κάθε έναν ροϊκό σωλήνα.

Βάσει των μεθόδων που παρουσιάστηκαν σε αυτό το κεφάλαιο έγινε ο προκαταρκτικός σχεδιασμός των δρομέων που μελετήθηκαν και παρουσιάζονται σε επόμενα κεφάλαια.

Κεφάλαιο 3.

Αεροδυναμική Σχεδίαση Πτερυγίων και Βελτιστοποίηση

Σκοπός των ανεμογεννητριών είναι η μέγιστη δυνατή απομάστευση ενέργειας από τον άνεμου και για αυτόν τον λόγο κάθε μέρος της μηχανής θα πρέπει να είναι βέλτιστα σχεδιασμένο ώστε να επιτυγχάνει αυτόν τον σκοπό. Η βέλτιστη σχεδίαση των πτερυγίων της ανεμογεννήτριας επηρεάζεται από τον τρόπο λειτουργίας, δηλαδή αν διατηρεί τις στροφές της σταθερές ή αν επιτρέπεται να μεταβάλλονται και ιδανικά από το ροϊκό πεδίο και τα ανεμολογικά δεδομένα της περιοχής εγκατάστασης. Αν και κατασκευαστικοί λόγοι μπορεί να επιβάλλουν τροποποιήσεις στο αεροδυναμικά βέλτιστο σχήμα του δρομέα, ωστόσο είναι απαραίτητη η γνώση της βέλτιστης σχεδίασης.

Βελτιστοποίηση των πτερυγίων μιας ανεμογεννήτριας σημαίνει μεγιστοποίηση της παραγόμενης ισχύος και έτσι όπως θα φανεί παρακάτω απαιτείται κατάλληλη επίλυση των εξισώσεων της μεθόδου BEM. Τα τελευταία χρόνια έχει γίνει μεγάλη προσπάθεια από διάφορες ερευνητικές ομάδες να αναπτυχθούν βέλτιστα πτερύγια. Σε αυτή την κατεύθυνση σχεδιάστηκαν οικογένειες αεροτομών ειδικά για χρήση σε πτερύγια ανεμογεννητριών.

Εκτός των κλασικών μεθόδων αεροδυναμικής σχεδίασης είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν και πιο πολύπλοκες μέθοδοι. Στις Ενότητες που ακολουθούν παρουσιάζεται η σύζευξη ενός Γενετικού Αλγόριθμου με έναν κώδικα δισδιάστατης ανάλυσης υποηχητικών αεροτομών για τη βελτιστοποίηση αεροτομών. Οι Γενετικοί Αλγόριθμοι αποτελούν μια ευριστική μέθοδο βελτιστοποίησης που βασίζεται σε μηχανισμούς που μιμούνται τη φυσική εξέλιξη των ειδών για την εύρεση καθολικού βέλτιστου.

3.1 Βέλτιστη Γεωμετρία Πτερυγίων Ανεμογεννητριών Οριζόντιου Άξονα κατά Betz και Schmitz

Όπως έχει αναφερθεί προηγούμενα η μέγιστη δυνατή ισχύς που μπορεί να εξαχθεί από τον άνεμο δίνεται βάσει το ορίου του Betz από τη σχέση:

$$P = (0.593) \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 (\pi R_o^2) \quad (3.1)$$

Βάσει της Εξ. 3.1, μπορεί να εξαχθεί μια αντίστοιχη σχέση για την μέγιστη ισχύ που απομαστεύεται από έναν πεπερασμένο δακτύλιο επιφάνειας, $2\pi r dr$:

$$dP = (0.593) \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 (2\pi r dr) \quad (3.2)$$

Η εφαρμογή της BEM με τα παραπάνω δεδομένα θα δώσει τη βέλτιστη κατά Betz γεωμετρία πτερυγίου ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα. Η γεωμετρία χαρακτηρίζεται από την κατανομή της χορδής σε σχέση με την ακτινική θέση βάσει της συνάρτησης:

$$c_{Betz}(r) = \frac{16}{9} \frac{\pi R_o}{B C_l \lambda_D} \frac{1}{\sqrt{\left(\lambda_D \frac{r}{R_o}\right)^2 + \frac{4}{9}}} \quad (3.3)$$

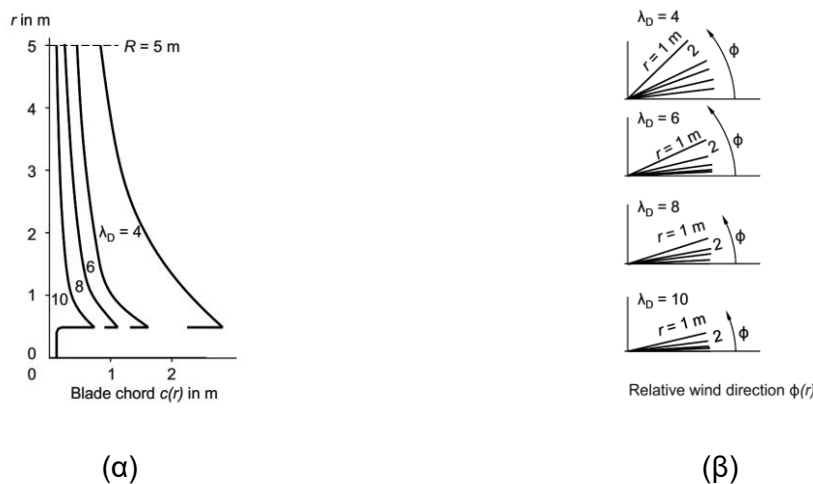
όπου, λ_D , είναι ο λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου στο σημείο σχεδιασμού.

Με αντίστοιχο τρόπο εξάγεται η σχέση που συναρτά τη γωνία ροής με την ακτινική θέση για δεδομένο λόγο, λ_D :

$$\tan \varphi(r) = \left(\frac{2R_o}{3r\lambda_D} \right) \quad (3.4)$$

Η γωνία της ροής συμβάλλει στην ανάπτυξη της συστροφής του πτερυγίου. Η γωνία προσβολής θα πρέπει να είναι τέτοια ώστε για τον αριθμός Reynolds στη συγκεκριμένη ακτινική θέση να αναπτύσσεται ο βέλτιστος συντελεστής άνωσης (ή C_l/C_d).

Δεδομένης της διαμέτρου του δρομέα και του σχεδιαστικού λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου, είναι δυνατό να βρεθεί η βέλτιστη μορφή του πτερυγίου. Στο Σχήμα 3.1 παρουσιάζεται η επίδραση του σχεδιαστικού λόγου ακροπτερυγίου, λ_D , στην κατανομή της χορδής κατά την ακτινική διεύθυνση του πτερυγίου καθώς και η επίδρασή του στην κατανομή των γωνιών της ροής.



Σχήμα 3.1 Επίδραση του λ_D για δρομέα τριπτέρυγης ανεμογεννήτριας διαμέτρου 10 m [59], α) στην κατανομή χορδής και β) στη γωνία ροής.

Η ανάλυση του Betz, όπως περιγράφηκε και σε προηγούμενο κεφάλαιο δεν λαμβάνει υπόψη την περιστροφή του ομόρρου. Ο Schmitz [60] λαμβάνοντας υπόψη την περιστροφή του ομόρρου κατέληξε στην σχέση:

$$c_{Schmitz}(r) = \frac{16\pi r}{BC_l} \sin^2 \left[\frac{1}{3} \tan^{-1} \left(\frac{R_o}{\lambda_D r} \right) \right] \quad (3.5)$$

Βάσει της ανάλυσης του Schmitz η ακτινική κατανομή της γωνία ροής είναι:

$$\tan \varphi_{Schmitz}(r) = \left(\frac{R_o}{r\lambda_D} \right) \quad (3.6)$$

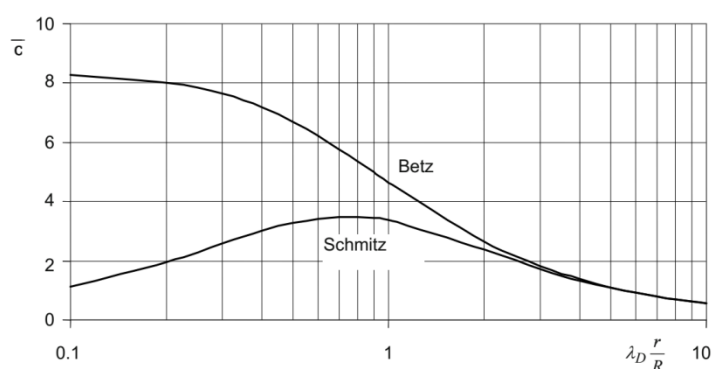
Σύμφωνα με τον Maurer [61], οι δυο κατανομές χορδής μπορούν να αδιαστατοποιηθούν βάσει των ακόλουθων σχέσεων:

$$\bar{c}_{Betz}(r) = c_{Betz}(r) \frac{BC_l \lambda_D}{R_o} \quad (3.7)$$

$$\bar{c}_{Schmitz}(r) = c_{Schmitz}(r) \frac{BC_l \lambda_D}{R_o} \quad (3.8)$$

ώστε να εκφραστούν οι δυο κατανομές συναρτήσει του τοπικού σχεδιαστικού λόγου ταχυτήτων για κάθε ακτινική θέση, $\lambda_{D,local} = \lambda_D r/R_o$.

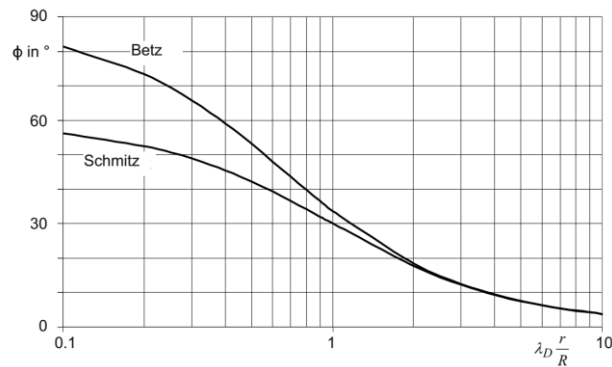
Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να παρασταθούν γραφικά όπως φαίνεται στο Σχ. 3.2. Από αυτές τις καμπύλες, προκύπτει η κατανομή της χορδής κατά μήκος της ακτίνας για οποιονδήποτε, λ_D . Δεδομένου λοιπόν του λ_D και της ακτίνας της βάσης στην οποία εδράζονται τα πτερύγια μπορεί εύκολα να βρεθεί η ακτινική κατανομή της αδιάστατης χορδής μεταξύ των αριθμών, $\lambda_{D,local}$, που αντιστοιχούν στη βάση και στο ακροπτερύγιο. Στην συνέχεια πολλαπλασιάζοντας την αδιάστατη χορδή με τον παράγοντα $R_o/BC_l \lambda_D$, προκύπτει η πραγματική κατανομή της χορδής του πτερυγίου σε μονάδες μήκους.



Σχήμα 3.2 Σύγκριση των αδιάστατων χορδών πτερυγίου κατά Betz και κατά Schmitz σε σχέση με τον τοπικό $\lambda_{D,local}$ [59].

Λαμβάνοντας υπόψη την περιστροφή του ομόρρου, όσο μικρότερος είναι ο τοπικός λόγος ταχυτήτων, $\lambda_{D,local}$, τόσο περισσότερο διαφέρει η βέλτιστη κατανομή της χορδής από αυτήν του Betz. Για ανεμογεννήτριες με μεγάλους λόγους ταχυτήτων ακροπτερυγίου αυτό αφορά μόνο τις περιοχές κοντά στη βάση του πτερυγίου. Για δρομείς με μικρό λόγο ταχυτήτων ακροπτερυγίου (π.χ. $\lambda_D \approx 1$) και λαμβάνοντας υπόψη την περιστροφή του ομόρρου και τη θεώρηση του Schmitz, το σχήμα των πτερυγίων φαίνεται να στενεύει προς την περιοχή της βάσης (όπως οι ανεμόμυλοι αμερικάνικου τύπου).

Το Σχήμα 3.3 παρουσιάζει την καμπύλη της ακτινικής κατανομής της γωνίας ροής στην περίπτωση που δε λαμβάνεται υπόψη η περιστροφή του ομόρρου (Betz) και στην περίπτωση που αυτή λαμβάνεται υπόψη (Schmitz). Βάσει αυτών των καμπυλών προκύπτουν παρόμοια συμπεράσματα σχετικά με τον τρόπο κατανομής της γωνίας σε σχέση με τον λόγο ταχυτήτων.



Σχήμα 3.3 Κατανομή της γωνίας ροής κατά Betz και κατά Schmitz σε σχέση με τον τοπικό σχεδιαστικό λόγο ταχυτήτων [59].

Μια ανεμογεννήτρια που λειτουργεί με μεταβλητές στροφές μπορεί να διατηρήσει σταθερό τον λόγο ταχυτήτων ακροπτερυγίου ώστε να επιτύχει τον μέγιστο συντελεστή ισχύος άσχετα από την ένταση του ανέμου. Για να επιτευχθεί ο μέγιστος συντελεστής ισχύος πρέπει το πτερύγιο να είναι κατάλληλα σχεδιασμένο βάσει των αρχών που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Αν η περιστροφική ταχύτητα της ανεμογεννήτριας διατηρείται σταθερή τότε ο λόγος ταχυτήτων ακροπτερυγίου θα πρέπει να μεταβάλλεται συνεχώς. Σε αυτή την περίπτωση η βελτιστοποίηση για μια συγκεκριμένη τιμή του, λ_D , δεν είναι η καταλληλότερη προσέγγιση. Για την εύρεση του βέλτιστου σχήματος που θα επιτυγχάνει την μέγιστη απομάστευση ενέργειας δεδομένης μιας κατανομής ταχυτήτων, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί μια μέθοδος μη γραμμικού προγραμματισμού. Εναλλακτικά, μπορεί να επιλεγεί μια σχεδιαστική τιμή του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου, ο οποίος θα αντιστοιχεί στην

μέγιστη ταχύτητα ανέμου. Αλλιώς μπορεί να επιτευχθεί αλλαγή του βήματος του πτερυγίου για την μεγιστοποίηση του ενεργειακού κέρδους.

3.2 Αεροτομές Σχεδιασμένες για Χρήση σε Πτερύγια Ανεμογεννητριών

Για πολλά χρόνια οι κατασκευαστές ανεμογεννητριών βασίζονταν στην υπάρχουσα εμπειρία του κλάδου της αεροναυπηγικής για τον αεροδυναμικό σχεδιασμό των πτερυγίων των μηχανών τους. Ωστόσο, έγινε κατανοητό ότι οι αεροτομές που χρησιμοποιούνταν για τα πτερύγια ελίκων και τις πτέρυγες των αεροπλάνων δεν ήταν απαραίτητα κατάλληλες για την ανάπτυξη πτερυγίων ανεμογεννητριών. Οι αεροτομές αυτές ανήκαν κυρίως στην οικογένεια αεροτομών τεσσάρων ψηφίων της National Advisory Committee for Aeronautics (NACA, αργότερα NASA). Κύριος λόγος για τη χρήση αυτών των αεροτομών ήταν η εκτενής μελέτη τους στις αρχές του προηγούμενου αιώνα και ο πλούτος πειραματικών δεδομένων από αεροσήραγγα σε πλήθος τεχνικών εκθέσεων της NACA. Οι αεροτομές NACA τεσσάρων ψηφίων χαρακτηρίζονται από μια ακολουθία τεσσάρων αριθμών πίσω από το όνομα NACA, π.χ. NACA2412. Τα τέσσερα αυτά ψηφία χαρακτηρίζουν γεωμετρικά χαρακτηριστικά της αεροτομής, το πρώτο ψηφίο συμβολίζει τη μέγιστη καμπυλότητα της αεροτομής (2%) η οποία βρίσκεται στο 40% της χορδής (αντιπροσωπεύεται από το δεύτερο ψηφίο) και χαρακτηρίζεται από μέγιστο πάχος 12% της χορδής (το οποίο για την συγκεκριμένη οικογένεια αεροτομών βρίσκεται πάντα στο 30% του μήκους χορδής). Η ονοματολογία των συμμετρικών αεροτομών NACA τεσσάρων ψηφίων είχε την μορφή NACA00XX, όπου τα δυο πρώτα ψηφία δηλώνουν τη μηδενική καμπυλότητα και τα δυο τελευταία το μέγιστο πάχος.

Ένα παράδειγμα της ακαταλληλότητας αυτών των αεροτομών ήταν το ότι βρέθηκε πως κάποιες ανεμογεννήτριες μπορούσαν εύκολα να παρουσιάσουν σημαντική μείωση της απόδοσής τους λόγω των επικαθίσεων σκόνης στα πτερύγιά τους και ως εκ τούτου προέκυψε η ανάγκη για αεροτομές που δε θα παρουσίαζαν απώλεια των αεροδυναμικών τους χαρακτηριστικών λόγω της τραχύτητας της ακμής προσβολής τους. Επίσης, οι πρώτες ανεμογεννήτριες ονομαστικής ισχύος μεγαλύτερης από 50 kW, στην πλειονότητά τους λειτουργούσαν σε σταθερή περιστροφική ταχύτητα και ο έλεγχος της παραγόμενης ισχύος πραγματοποιούνταν παθητικά με απώλεια στήριξης. Δυστυχώς οι αεροτομές που ήταν σχεδιασμένες για αεροπλάνο παρουσίαζαν απότομη απώλεια στήριξης και αδυναμία επαναλειτουργίας της μηχανής αν δεν αναπτύσσονταν μεγαλύτερης έντασης άνεμος. Μια βελτίωση των αεροτομών τεσσάρων ψηφίων ήταν οι αεροτομές έξι ψηφίων, οι οποίες αν

και παρουσίαζαν ανοχή στην ανάπτυξη επικαθίσεων στην ακμή προσβολής, γενικά είχαν παρόμοια αεροδυναμική συμπεριφορά με τις προκατόχους τους.

Σε μια προσπάθεια να αναπτυχθούν αεροτομές κατάλληλες για πτερύγια ανεμογεννητριών διάφορες επιστημονικές ομάδες σχεδίασαν και μελέτησαν ολοκληρωμένες οικογένειες αεροτομών. Παρακάτω γίνεται μια προσπάθεια παρουσίασης των περισσότερο διαδεδομένων από αυτές.

3.2.1 Αεροτομές του National Renewable Energy Laboratory

Η ανάπτυξη αεροτομών σχεδιασμένων αποκλειστικά για χρήση σε πτερύγια ανεμογεννητριών ξεκίνησε στις αρχές της δεκαετίας του '80 από το NREL και την εταιρεία Airfoils Inc. Έκτοτε, μια σειρά από οικογένειες αεροτομών ειδικά σχεδιασμένων για χρήση σε πτερύγια ανεμογεννητριών διαφόρων διαστάσεων έχει σχεδιαστεί και παρουσιαστεί με κύριο χαρακτηριστικό τους τη διατήρηση των υψηλών τιμών άνωσης ακόμη και σε συνθήκες ανάπτυξης επικαθίσεων (δημιουργία τραχύτητας στην επιφάνεια των πτερυγίων). Κάποιες αεροτομές σχεδιάστηκαν για τη βάση άλλες για το κυρίως αεροδυναμικό κομμάτι και άλλες για το άκρο του πτερυγίου. Επίσης, άλλες αεροτομές είναι κατάλληλες για χρήση σε μηχανές οι οποίες ελέγχονται με απώλεια στήριξης και άλλες για ανεμογεννήτριες μεταβαλλόμενων στροφών και μεταβαλλόμενου βήματος.

Το κύριο εργαλείο αεροδυναμικής σχεδίασης με το οποίο αναπτύχθηκαν αυτές οι αεροτομές ήταν ο κώδικας του Eppler, μια μέθοδος προσδιορισμού της δισδιάστατης ροής γύρω από αεροτομές ή άλλα σχήματα λαμβάνοντας υπόψη της την τριβή [62]. Αποτέλεσμα της διαδικασίας σχεδιασμού ήταν η ανάπτυξη αεροτομών για ανεμογεννήτριες ελεγχόμενες με την αποκόλληση της ροής, για ανεμογεννήτριες μεταβλητών στροφών και για ανεμογεννήτριες μεταβλητού βήματος. Στην περίπτωση των ανεμογεννητριών που ελέγχονται με αποκόλληση της ροής, επιτυγχάνεται βέλτιστος έλεγχος της μετά την αποκόλληση κατάσταση μέσω του σχεδιασμού αεροτομών με περιορισμένο μέγιστο συντελεστή άνωσης, $C_{l,max}$, για την περιοχή του ακροπτερυγίου. Επίσης, αυτές οι αεροτομές έχουν και έναν σχετικά μεγάλο λόγο πάχους προς μήκος χορδής, έτσι ώστε να διευκολύνουν τη λειτουργία μηχανισμών ελέγχου της υπερτάχυνσης. Στην περίπτωση μηχανών με μεταβλητό βήμα και μηχανών με μεταβλητές στροφές, οι αεροτομές της εξωτερικής περιοχής του πτερυγίου έχουν υψηλό μέγιστο συντελεστή άνωσης επιτρέποντας την κατασκευή πτερυγίων μικρής στερεότητας. Γενικά αεροτομές με μεγάλους λόγους πάχους προς χορδή, οδηγούν σε πτερύγια με μεγάλη στιβαρότητα και αντοχή χωρίς να απαιτούν μεγάλο βάρος. Από την άλλη αεροτομές μικρού πάχους οδηγούν σε μειωμένες τιμές αεροδυναμικής αντίστασης. Σύμφωνα με τις εκθέσεις του

NREL η χρήση των αεροτομών αυτών προσφέρει αισθητή βελτίωση στην παραγωγή ενέργειας, 23% – 35% για ανεμογεννήτριες με έλεγχο μέσω αποκόλλησης της ροής, 8% – 20% για ανεμογεννήτριες μεταβλητού βήματος και 8% – 10% για ανεμογεννήτριες μεταβλητών στροφών. Η πλειονότητα των γεωμετριών, των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών και των τεχνικών εκθέσεων των αεροτομών του NREL διατίθενται μέσω της ιστοσελίδας του NREL [63]. Πλήρεις αναφορές σχετικά με αυτές τις αεροτομές και το πεδίο εφαρμογής τους (τύπος και μέγεθος ανεμογεννήτριας) μπορούν να βρεθούν σε τεχνικές εκθέσεις του NREL [62], [64], [65].

3.2.2 Αεροτομές του Risø National Laboratory

Το Risø National Laboratory της Δανίας ανέπτυξε οικογένειες αεροτομών σχεδιασμένων για ανεμογεννήτριες με παρόμοιους σχεδιαστικούς στόχους όπως αυτούς του NREL [66]. Αν και η σχεδιαστική προσέγγιση των δυο εργαστηρίων ήταν διαφορετική, τελικά οι αεροτομές που προέκυψαν είναι σχηματικά όμοιες με τις αεροτομές του NREL. Για την σχεδίαση των αεροτομών χρησιμοποιήθηκαν το λογισμικό XFOIL που αναπτύχθηκε από τον Mark Drela [67] και που αποτελεί μια εξέλιξη του κώδικα του Eppler [68] και ο κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής Ellipsys 2D που αναπτύχθηκε από τον Niels Sørensen στο Technical University of Denmark [69]. Συνολικά αναπτύχθηκαν τρεις οικογένειες αεροτομών με τις ονομασίες Risø-A, Risø-P και Risø-B.

Οι έξι αεροτομές της οικογένειας Risø-A, σχεδιάστηκαν την δεκαετία του '90. Σκοπός ήταν η ανάπτυξη αεροτομών για πτερύγια ανεμογεννητριών ισχύος τουλάχιστον 600 kW, που ελέγχονται μέσω της αποκόλλησης της ροής, σταθερής περιστροφικής ταχύτητας ή για πτερύγια μεταβλητού βήματος. Οι τιμές του λόγου πάχους προς χορδή για αυτές τις έξι αεροτομές κυμαίνονταν από 15 έως 30%. Πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στην αεροσήραγγα VELUX και μετρήσεις πεδίου για μια ανεμογεννήτρια ισχύος 600 kW έδειξαν ότι η αεροδυναμική των αεροτομών αυτών εξαρτάται από την επιφανειακή τραχύτητα σε μεγαλύτερο βαθμό από το αναμενόμενο και έτσι είναι δύσκολο να χρησιμοποιηθούν σε ανεμογεννήτριες μεταβλητού βήματος.

Η οικογένεια Risø-P αναπτύχθηκε το 2001 και αποτελείται από τέσσερις αεροτομές. Σχεδιάστηκε για να αντικαταστήσει με τις αεροτομές της τις αντίστοιχες αεροτομές της οικογένειας Risø-A ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε δρομείς ανεμογεννητριών μεταβλητού βήματος και μεταβλητών στροφών, ισχύος μεγαλύτερης από 1 MW.

Η οικογένεια Risø-B αποτελείται από έξι διαφορετικές αεροτομές των οποίων ο λόγος πάχους προς χορδή κυμαίνεται από 15 έως 36%. Οι αεροτομές σχεδιάστηκαν ώστε να εμφανίζουν υψηλές τιμές του μέγιστου συντελεστή άνωσης. Με αυτό τον τρόπο είναι

κατάλληλες για χρήση σε δρομείς ανεμογεννητριών με μικρή στερεότητα, εύκαμπτα πτερύγια μεταβλητού βήματος και ταχύτητας και ισχύος μεγαλύτερης από 1 MW.

3.2.3 Αεροτομές του Πανεπιστημίου Delft

Το Τεχνολογικό Πανεπιστήμιο του Delft στην Ολλανδία ανέπτυξε αεροτομές για πτερύγια ανεμογεννητριών των οποίων ένας από τους κύριους στόχους ήταν η ανεξαρτησία των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών τους από τη επιφανειακή τραχύτητα. Ιδιαίτερη έμφαση δόθηκε στην ανάπτυξη αεροτομών μεγάλου πάχους για λόγους αντοχής. Μια σύνοψη των αεροτομών αυτών μπορεί να βρεθεί είτε στην εργασία των Timmer και van Rooij [70] είτε στο βιβλίο των Burton, et al. [3]. Οι αεροτομές του Delft σχεδιάστηκαν με χρήση του κώδικα RFOIL, μια τροποποίηση του κώδικα XFOIL η οποία λαμβάνει υπόψη την καθυστέρηση της απώλειας στήριξης [70].

3.2.4 Αεροτομές του Ινστιτούτου Αεροναυπηγικής της Σουηδίας

Το Τμήμα Αεροδυναμικής του Ινστιτούτου Αεροναυπηγικής της Σουηδίας σχεδίασε τρεις διαφορετικές σειρές αεροτομών για χρήση σε πτερύγια οριζόντιου άξονα. Η πρώτη σειρά FFA-W1-xxx αποτελείται από αεροτομές με λόγους πάχους προς χορδή από 12.8% έως 27.1%. Οι σχεδιαστικοί συντελεστές άνωσης αυτής της σειράς κυμαίνονταν από 0.9 έως 1.2. Δυο από τις αεροτομές μιας δεύτερης σειράς, της FFA-W2-xxx, σχεδιάστηκαν με συντελεστές άνωσης περίπου 0.15 μονάδες μικρότερους από αυτούς της σειράς FFA-W1-xxx. Η τρίτη σειρά αεροτομών αποτελείται από αεροτομές με λόγους πάχους προς χορδή που κυμαίνονται από 19.5% έως 36%. Οι αεροτομές μεγάλου πάχους αυτής της σειράς σχεδιάστηκαν ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν μαζί με τις λεπτότερες αεροτομές NACA 63-600. Οι αεροτομές μεγάλου πάχους έχουν σχεδιαστεί να παρέχουν καλύτερη αεροδυναμική απόδοση από αντίστοιχες αεροτομές μεγάλου πάχους NACA 63-600. Οι αεροτομές αυτές σχεδιάστηκαν με χρήση των κωδίκων XFOIL και ISES. Τόσο οι γεωμετρίες όσο και τα αποτελέσματα των αναλύσεων των αεροτομών FFA μπορούν να βρεθούν στην έκθεση του Björk [71].

3.3 Στοχαστικές Μέθοδοι Βελτιστοποίησης και Γενετικοί Αλγόριθμοι

Πέρα από τη θεωρητικά βέλτιστη γεωμετρία πτερυγίων η οποία βασίζεται στην μεγιστοποίηση της αποδιδόμενης ισχύος μέσω του υπολογισμού της αντίστοιχης

παραγώγου, η σχεδιαστική διαδικασία μπορεί να εμπλέξει μεθόδους βελτιστοποίησης ώστε να βρεθεί μια γεωμετρική μορφή πτερυγίου η οποία να ικανοποιεί ένα πλήθος διαφορετικών περιορισμών και απαιτήσεων λειτουργίας. Οι μέθοδοι βελτιστοποίησης διακρίνονται σε *αιτιοκρατικές* (deterministic) και *στοχαστικές* (stochastic) μεθόδους. Οι αιτιοκρατικές μέθοδοι βελτιστοποίησης χρησιμοποιούν την έννοια της παραγώγου της αντικειμενικής συνάρτησης του προβλήματος. Οι στοχαστικές μέθοδοι χρησιμοποιούν στοιχεία τυχαίας ή οργανωμένα τυχαίας αναζήτησης της βέλτιστης λύσης. Πολλές φορές χρησιμοποιούνται υβριδικές μέθοδοι που χρησιμοποιούν στοιχεία και από τις δυο κατηγορίες μεθόδων. Το μεγάλο πλεονέκτημα των αιτιοκρατικών μεθόδων βελτιστοποίησης είναι ότι συγκλίνουν σχετικά γρήγορα στη βέλτιστη λύση ενώ αντίθετα οι στοχαστικές μέθοδοι απαιτούν πολύ περισσότερο χρόνο. Από την άλλη το μεγάλο πλεονέκτημα των στοχαστικών μεθόδων είναι ότι μπορούν να εντοπίσουν την ολικά βέλτιστη λύση ενώ οι αιτιοκρατικές μέθοδοι είναι πιθανό να καταλήξουν σε ένα τοπικό μέγιστο (ή ελάχιστο) ανάλογα με την αρχική εκτίμηση. Επίσης, οι αλγόριθμοι των στοχαστικών μεθόδων είναι ευκολότερα προσαρμόσιμοι σε διαφορετικά προβλήματα.

Τα τελευταία χρόνια, με την αύξηση της διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύος και την μείωση του οικονομικού κόστους των υπολογιστικών πόρων, παρατηρείται μια αυξητική τάση στη χρήση και ανάπτυξη στοχαστικών μεθόδων και κυρίως των εξελικτικών αλγορίθμων (Evolutionary Algorithms – EA). Αυτή η κατηγορία μεθόδων βελτιστοποίησης βασίζεται στους νόμους της φυσικής εξέλιξης. Με τον όρο εξέλιξη ορίζεται η διαδικασία προσαρμογής ενός συστήματος στο περιβάλλον του, δηλαδή το σύνολο των εξωτερικών παραγόντων που το επηρεάζουν. Οι αλγόριθμοι αυτοί χειρίζονται έναν πληθυσμό πιθανών λύσεων του προβλήματος και εφαρμόζουν σε αυτόν διαδικασίες εμπνευσμένες από τη θεωρία του Δαρβίνου. Από γενιά σε γενιά, δημιουργούνται συνεχώς νέοι πληθυσμοί πιθανών λύσεων εξελίσσοντας τους προηγούμενους. Τα άτομα των πληθυσμών συναγωνίζονται για την επιβίωσή τους, την εύρεση συντρόφου, την εύρεση τροφής και τελικά τα επιτυχημένα άτομα επιτυγχάνουν να αναπαραχθούν και να μεταφέρουν στις επόμενες γενιές τα χαρακτηριστικά τους. Με αυτό τον τρόπο προκύπτουν γενιές προσαρμοσμένων στις απαιτήσεις του περιβάλλοντος επόμενων γενιών.

Οι *γενετικοί αλγόριθμοι* (Genetic Algorithms – GA) είναι μια κατηγορία εξελικτικών αλγορίθμων που πρωτοεμφανίστηκαν στις αρχές της δεκαετίας του '50, η συστηματική τους ανάπτυξη όμως, πραγματοποιήθηκε στις αρχές του 1970 από τον John Holland [72] και τους συνεργάτες του στο Πανεπιστήμιο του Michigan. Η βασική ιδέα των γενετικών αλγορίθμων είναι η μίμηση των μηχανισμών της βιολογικής εξέλιξης που απαντώνται στη φύση. Ένα πολύ καλό παράδειγμα είναι αυτό των λαγών και του τρόπου που αναπαράγονται και εξελίσσονται από γενιά σε γενιά [73].

Οι γενετικοί αλγόριθμοι χρησιμοποιούν ορολογία δανεισμένη από το χώρο της γενετικής, αναφέρονται σε *άτομα* (individuals) ή *γενότυπους* (genotypes) μέσα σε έναν πληθυσμό. Κάθε άτομο ή γενότυπος αποτελείται από *χρωμοσώματα* (chromosomes). Τα χρωμοσώματα αποτελούνται από *γονίδια* (genes) που είναι διατεταγμένα σε γραμμική ακολουθία. Κάθε γονίδιο επηρεάζει την κληρονομικότητα ενός ή περισσότερων χαρακτηριστικών. Τα γονίδια που επηρεάζουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά γνωρίσματα του ατόμου βρίσκονται και σε συγκεκριμένες θέσεις του χρωματοσώματος (loci). Κάθε χαρακτηριστικό γνώρισμα του ατόμου έχει τη δυνατότητα να εμφανιστεί με διάφορες *αλληλουχίες* (alleles), ανάλογα με την κατάσταση στην οποία βρίσκεται το αντίστοιχο γονίδιο που το επηρεάζει. Κάθε γενότυπος αναπαριστά μια πιθανή λύση σε ένα πρόβλημα. Το «αποκωδικοποιημένο» περιεχόμενο ενός συγκεκριμένου χρωμοσώματος καλείται *φαινότυπος* (phenotype). Μια διαδικασία εξέλιξης που εφαρμόζεται επάνω σε ένα πληθυσμό αντιστοιχεί σε μια εκτενή αναζήτηση στο χώρο των πιθανών λύσεων. Απαραίτητη προϋπόθεση για την επιτυχημένη έκβαση μιας τέτοιας αναζήτησης αποτελεί η εξισορρόπηση δύο διαδικασιών που είναι αντικρουόμενες, της εκμετάλλευσης και διατήρησης των καλύτερων λύσεων και της όσο το δυνατό καλύτερης εξερεύνησης όλου του διαστήματος.

Οι γενετικοί αλγόριθμοι διατηρούν έναν πληθυσμό πιθανών λύσεων, του προβλήματος που παρουσιάζει ενδιαφέρον, επάνω στον οποίο δουλεύουν, σε αντίθεση με άλλες μεθόδους αναζήτησης που επεξεργάζονται ένα μόνο σημείο του διαστήματος αναζήτησης. Έτσι ένας γενετικός αλγόριθμος πραγματοποιεί αναζήτηση σε πολλές κατευθύνσεις και υποστηρίζει καταγραφή και ανταλλαγή πληροφοριών μεταξύ αυτών των κατευθύνσεων. Ο πληθυσμός υφίσταται μια προσομοιωμένη γενετική εξέλιξη. Σε κάθε γενιά, οι σχετικά «καλές» λύσεις αναπαράγονται, ενώ οι σχετικά «κακές» απομακρύνονται. Ο διαχωρισμός και η αποτίμηση των διαφόρων λύσεων γίνεται με τη βοήθεια μιας *αντικειμενικής συνάρτησης* (objective ή fitness function), η οποία παίζει το ρόλο του περιβάλλοντος μέσα στο οποίο εξελίσσεται ο πληθυσμός.

Η δομή ενός απλού γενετικού αλγόριθμου περιγράφεται παρακάτω. Κατά τη διάρκεια της γενιάς t , ο γενετικός αλγόριθμος διατηρεί ένα πληθυσμό $P(t)$ από n πιθανές λύσεις (άτομα): $P(t) = [x_1^t, \dots, x_n^t]$. Κάθε άτομο x_i^t αποτιμάται και δίνει ένα μέτρο της απόδοσής του. Αφού ολοκληρωθεί η αποτίμηση όλων των μελών του πληθυσμού, δημιουργείται ένας νέος πληθυσμός (γενιά $t + 1$) που προκύπτει από την επιλογή των πιο κατάλληλων στοιχείων του πληθυσμού της προηγούμενης γενιάς. Μερικά μέλη από τον καινούργιο αυτό πληθυσμό υφίστανται αλλαγές με την βοήθεια των γενετικών διαδικασιών της *διασταύρωσης* (crossover) και της *μετάλλαξης* (mutation) σχηματίζοντας νέες πιθανές λύσεις. Η διασταύρωση συνδυάζει τα στοιχεία των χρωμοσωμάτων δύο γονέων για να

δημιουργήσει δύο νέους απογόνους ανταλλάσσοντας κομμάτια από τους γονείς. Για παράδειγμα, έστω ότι οι δύο γονείς αναπαριστώνται με χρωματοσώματα πέντε γονιδίων $(a_1b_1c_1d_1e_1)$ και $(a_2b_2c_2d_2e_2)$ αντίστοιχα, τότε οι απόγονοι που θα προκύψουν από διασταύρωση με σημείο διασταύρωσης (crossover point) το δεύτερο σημείο είναι οι $(a_1b_1c_2d_2e_2)$ και $(a_2b_2c_1d_1e_1)$. Η διασταύρωση εξυπηρετεί την ανταλλαγή πληροφοριών μεταξύ διαφορετικών πιθανών λύσεων. Η διαδικασία της μετάλλαξης αλλάζει αυθαίρετα ένα ή περισσότερα γονίδια ενός συγκεκριμένου χρωμοσώματος. Πραγματοποιείται με τυχαία αλλαγή γονιδίων με πιθανότητα ίση με το ρυθμό μετάλλαξης (mutation rate). Για παράδειγμα, έστω ότι ένα άτομο αναπαρίσταται με το διάνυσμα πέντε διαστάσεων $(a_1b_1c_1d_1e_1)$ τότε το άτομο που θα προκύψει με μετάλλαξη στη δεύτερη και στην τέταρτη διάσταση είναι το $(a_1b_1^*c_1d_1^*e_1)$. Η μετάλλαξη εξυπηρετεί την εισαγωγή νέων πιθανών λύσεων, διαφορετικών από τις υπάρχουσες, στον ήδη υπάρχοντα πληθυσμό.

Συνοψίζοντας, ένας γενετικός αλγόριθμος πρέπει να αποτελείται από τα παρακάτω πέντε συστατικά:

- Μια γενετική αναπαράσταση (representation) των πιθανών λύσεων του προβλήματος.
- Έναν τρόπο δημιουργίας ενός αρχικού πληθυσμού από πιθανές λύσεις (αρχικοποίηση).
- Μια αντικειμενική συνάρτηση αξιολόγησης των μελών του πληθυσμού.
- Τους γενετικούς τελεστές (genome operators) για τη δημιουργία νέων ατόμων.
- Τιμές για τις διάφορες παραμέτρους που χρησιμοποιεί ο αλγόριθμος (μέγεθος πληθυσμού, πιθανότητες εφαρμογής των γενετικών τελεστών, κ.λ.π.).

3.3.1 Χαρακτηριστικά των Γενετικών Αλγορίθμων

Οι γενετικοί αλγόριθμοι πλεονεκτούν αισθητά στη λύση προβλημάτων αναζήτησης και βελτιστοποίησης σε σχέση με τις παραδοσιακές μεθόδους, μιας και διαφέρουν θεμελιωδώς από αυτές. Τα τέσσερα κυριότερα χαρακτηριστικά που τους διαφοροποιούν και τους δίνουν υπεροχή σε σχέση με άλλες μεθόδους, σύμφωνα με τον Goldberg [74], συνοψίζονται παρακάτω:

1. Εργάζονται με μια κωδικοποίηση του συνόλου τιμών που μπορούν να λάβουν οι μεταβλητές και όχι με τις ίδιες τις μεταβλητές του προβλήματος
2. Κάνουν αναζήτηση σε πολλά σημεία ταυτόχρονα και όχι μόνο σε ένα.
3. Χρησιμοποιούν μόνο την αντικειμενική συνάρτηση και καμία επιπρόσθετη πληροφορία.

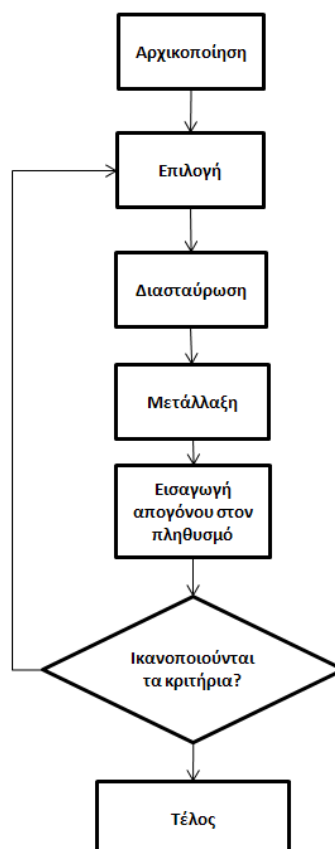
4. Χρησιμοποιούν στοχαστικούς κανόνες μετάβασης και όχι αιτιοκρατικούς.

3.3.2 Βασικά Στοιχεία των Γενετικών Αλγορίθμων

Στο Σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική δομή ενός αλγόριθμου βελτιστοποίησης. Ο Michalewicz [73] δίνει ένα παράδειγμα που ακολουθεί αυτόν τον τυπικό αλγόριθμο. Έστω ότι το πρόβλημα βελτιστοποίησης που πρόκειται να επιλυθεί είναι ένα πρόβλημα μεγιστοποίησης μιας συνάρτησης f . Στην περίπτωση που το πρόβλημα είναι η ελαχιστοποίηση της f , μπορεί να μετασχηματιστεί σε πρόβλημα μεγιστοποίησης της συνάρτησης $g = -f$. Επιπλέον, γίνεται η υπόθεση ότι η αντικειμενική συνάρτηση f παίρνει μόνο θετικές τιμές, αλλιώς πρέπει να εισαχθεί μια θετική σταθερά c , τέτοια ώστε:

$$\max f(x) = \max [f(x) + c]$$

Έστω, ότι στο πρόβλημα η f είναι μια συνάρτηση k μεταβλητών, $f(x_1, \dots, x_k): \mathbb{R}^k \rightarrow \mathbb{R}$. Κάθε μεταβλητή x_i παίρνει τιμές στο διάστημα $D_i = [a_i, b_i] \subseteq \mathbb{R}$ και ισχύει η σχέση $f(x_1, \dots, x_k) > 0, \forall i \in [1, k]$. Η f πρέπει να βελτιστοποιηθεί με απαιτούμενη ακρίβεια q δεκαδικών ψηφίων για κάθε μεταβλητή.



Σχήμα 3.4 Η βασική δομή ενός απλού γενετικού αλγορίθμου.

Ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά του γενετικού αλγορίθμου είναι η γενετική αναπαράσταση των υποψηφίων λύσεων, η οποία στο συγκεκριμένο πρόβλημα θα είναι η *δυναδική* (binary). Για να επιτευχθεί η ζητούμενη ακρίβεια, θα πρέπει κάθε διάστημα τιμών $D_i = [a_i, b_i]$ να διαχωριστεί σε $(b_i - a_i)10^q$ ίσα διαστήματα. Έστω m_i ο μικρότερος ακέραιος για τον οποίο ισχύει $(b_i - a_i)10^q \leq 2^{m_i} - 1$. Τότε, η αναπαράσταση των μεταβλητών ως *δυναδικές συμβολοσειρές* (binary strings) μήκους m_i ικανοποιεί την απαίτηση για ακρίβεια q δεκαδικών ψηφίων. Η ακόλουθη σχέση μετατρέπει κάθε τέτοια δυναδική συμβολοσειρά στον αντίστοιχο πραγματικό αριθμό:

$$x_i = a_i + decimal(binary\ string) \left(\frac{b_i - a_i}{2^{m_i} - 1} \right)$$

όπου, η συνάρτηση *decimal(binary string)* επιστρέφει την αντίστοιχη δεκαδική τιμή για το δυναδικό αριθμό που περιέχει η δυναδική συμβολοσειρά. Με αυτόν τον τρόπο, κάθε χρωμόσωμα αναπαρίσταται από μια δυναδική συμβολοσειρά μήκους $m = \sum_{i=1}^k m_i$. Τα πρώτα m_1 δυναδικά ψηφία κωδικοποιούν τη μεταβλητή x_1 , δηλαδή το διάστημα $[a_1, b_1]$, τα επόμενα m_2 κωδικοποιούν την x_2 στο διάστημα $[a_2, b_2]$, κ.ο.κ.

Τα βασικά βήματα του απλού γενετικού αλγορίθμου, που επιλύει το παραπάνω πρόβλημα μεγιστοποίησης, είναι τα εξής:

1. Δημιουργία, με τυχαίο τρόπο, ενός αρχικού πληθυσμού δυνατών λύσεων
2. Αξιολόγηση κάθε λύσης χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση f σαν αντικειμενική συνάρτηση.
3. Επιλογή ενός νέου πληθυσμού με βάση την απόδοση κάθε μέλους (δυνατής λύσης) του προηγούμενου πληθυσμού.
4. Εφαρμογή στον πληθυσμό που προκύπτει μετά τη διαδικασία της επιλογής των γενετικών τελεστών της διασταύρωσης και της μετάλλαξης.
5. Με την ολοκλήρωση του βήματος 4, έχει δημιουργηθεί η επόμενη γενιά, οπότε επιστρέφει στο βήμα 2.
6. Μετά από κάποιο αριθμό γενεών και αφού καμιά βελτίωση δεν παρατηρείται πλέον, ο αλγόριθμος τερματίζεται.

Το καλύτερο χρωμόσωμα αντιστοιχεί στην καθολικά βέλτιστη λύση. Στη συνέχεια θα περιγραφούν πιο αναλυτικά τα επιμέρους βήματα του αλγορίθμου.

3.3.2.1 Αρχικοποίηση

Στη φάση της αρχικοποίησης δημιουργείται ένας αρχικός πληθυσμός από δυνατές λύσεις. Αυτό γίνεται παράγοντας τυχαία $[(population\ size) \cdot m]$ δυναδικά ψηφία, όπου

population size είναι το μέγεθος του πληθυσμού που θα επεξεργαστεί ο αλγόριθμος. Το μέγεθος του πληθυσμού παραμένει σταθερό σε όλη τη διάρκεια λειτουργίας του γενετικού αλγορίθμου.

3.3.2.2 Επιλογή

Για τη διαδικασία επιλογής ενός νέου πληθυσμού χρησιμοποιείται μια ρουλέτα με σχισμές (slotted roulette wheel). Η επιλογή γίνεται με βάση την απόδοση κάθε ατόμου του πληθυσμού, έτσι όσο καλύτερο είναι κάποιο άτομο τόσο μεγαλύτερη πιθανότητα έχει να επιλεγεί και να περάσει στην επόμενη γενιά. Τα διάφορα μέλη του πληθυσμού τοποθετούνται στη ρουλέτα ανάλογα με την απόδοσή τους (μέλη με μεγάλη απόδοση κατέχουν μεγαλύτερες σχισμές της ρουλέτας). Η κατασκευή μιας τέτοιας ρουλέτας γίνεται ως εξής:

- Υπολογίζεται η απόδοση κάθε ατόμου v_i του πληθυσμού, $eval(v_i)$
- Υπολογίζεται η συνολική απόδοση του πληθυσμού, $F = \sum_{i=1}^{population\ size} eval(v_i)$
- Υπολογίζεται η πιθανότητα επιλογής κάθε ατόμου, $P_i = \frac{eval(v_i)}{F}$
- Τέλος, υπολογίζεται η αθροιστική πιθανότητα q_i κάθε μέλους, $q_i = \sum_{j=1}^i P_j$.

Για την επιλογή των μελών του νέου πληθυσμού εκτελούνται τόσες περιστροφές της όσο το μέγεθος του πληθυσμού. Αυτό γίνεται ως εξής:

1. Επιλέγεται τυχαία ένας πραγματικός αριθμός r μεταξύ 0 και 1.
2. Αν $r < q_1$, επιλέγεται το άτομο v_1 , αλλιώς επιλέγεται το v_i , $2 \leq i \leq population\ size$, έτσι ώστε $q_{i-1} < r \leq q_i$.

Προφανώς, με αυτή τη μέθοδο επιλογής είναι δυνατό κάποια μέλη του πληθυσμού να επιλεχθούν περισσότερες από μία φορές, με αυτά που είχαν την καλύτερη απόδοση στην προηγούμενη γενιά να έχουν τις περισσότερες πιθανότητες γι' αυτό.

3.3.2.3 Διασταύρωση

Στη συνέχεια, εφαρμόζεται ο *τελεστής διασταύρωσης* (crossover operator), ο οποίος στον συγκεκριμένο αλγόριθμο είναι διασταύρωση ενός σημείου στο νέο πληθυσμό. Θεωρείται ότι η πιθανότητα κάθε μέλους του πληθυσμού να επιλεγεί για διασταύρωση είναι P_c . Για κάθε άτομο του πληθυσμού γίνονται τα εξής:

- Επιλέγεται τυχαία ένας πραγματικός αριθμός r μεταξύ 0 και 1.
- Αν $r < P_c$, επιλέγεται το τρέχον άτομο του πληθυσμού για διασταύρωση.

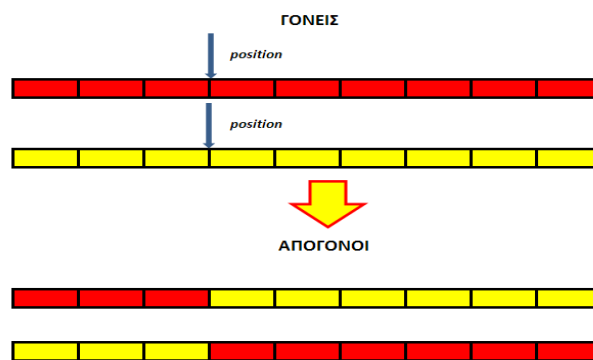
Μετά την επιλογή ατόμων του πληθυσμού για διασταύρωση (πλήθους $Pc \cdot population\ size$, σχηματίζονται ζευγάρια από μέλη του πληθυσμού και για κάθε ζευγάρι επιλέγεται τυχαία ένας ακέραιος αριθμός $position$ στο διάστημα $[1, m - 1]$, όπου m είναι το μήκος σε δυαδικά ψηφία του χρωμοσώματος κάθε μέλους. Ο αριθμός $position$ προσδιορίζει το σημείο διασταύρωσης. Τα επιλεγμένα ζευγάρια διασταυρώνονται και την θέση τους στον πληθυσμό την παίρνουν οι απόγονοί τους. Έτσι, η διασταύρωση των δυο ατόμων

$$\begin{pmatrix} b_1 b_2 \dots b_{position} b_{position+1} \dots b_m \\ c_1 c_2 \dots c_{position} c_{position+1} \dots c_m \end{pmatrix}$$

θα δώσει το ακόλουθο ζευγάρι απογόνων

$$\begin{pmatrix} b_1 b_2 \dots b_{position} c_{position+1} \dots c_m \\ c_1 c_2 \dots c_{position} b_{position+1} \dots b_m \end{pmatrix}$$

Οι απόγονοι θα αντικαταστήσουν τους γονείς τους στον πληθυσμό. Η παραπάνω διαδικασία φαίνεται σχηματικά στο Σχήμα 3.5.



Σχήμα 3.5: Διασταύρωση δυο γονέων και γένεση απογόνων ενός σημείου.

3.3.2.4 Μετάλλαξη

Η μετάλλαξη επιλέγει με τυχαίο τρόπο γονίδια από τα χρωμοσώματα των μελών του πληθυσμού και μεταβάλλει την τιμή τους. Επειδή στον συγκεκριμένο αλγόριθμο τα γονίδια παίρνουν μόνο δυαδικές τιμές ο τελεστής της μετάλλαξης απλώς τα αντιστρέφει. Έτσι στον γενετικό αλγόριθμο που παρουσιάζεται η μετάλλαξη αντιμετωπίζει τον πληθυσμό των ατόμων σαν μια ακολουθία από δυαδικά ψηφία. Κάθε δυαδικό ψηφίο έχει την ίδια πιθανότητα να επιλεγεί προκειμένου να μεταλλαχθεί. Η πιθανότητα αυτή ισούται με την πιθανότητα μετάλλαξης Pm . Ο αριθμός των ανεστραμμένων ψηφίων μετά τη διαδικασία της μετάλλαξης είναι $Pm \cdot population\ size$. Η διαδικασία έχει ως εξής, για κάθε χρωμόσωμα μέλους και κάθε γονίδιο μέσα στο χρωμόσωμα:

- Επιλέγεται τυχαία ένας πραγματικός αριθμός r μεταξύ 0 και 1.
- Αν $r < P_m$, τότε μεταλλάσσεται το γονίδιο (αντιστρέφεται το δυαδικό ψηφίο).

3.3.3 Το Λογισμικό EASY

Το EASY (Evolutionary Algorithm SYstem) είναι μια πλατφόρμα βελτιστοποίησης γενικής χρήσης που αναπτύχθηκε στο Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, γραμμένη σε γλώσσα C++ για να επιτυγχάνεται μέγιστη αποδοτικότητα και σε Java (όσον αφορά το γραφικό περιβάλλον διασύνδεσης) για να επιτυγχάνεται φορητότητα. Το πρόγραμμα αυτό έχει χρησιμοποιηθεί σε πληθώρα περιπτώσεων και τα αποτελέσματά τους έχουν δημοσιευθεί σε διάφορες εργασίες και συνέδρια. Το EASY χρησιμοποιείται για την επίλυση *προβλημάτων μιας αντικειμενικής συνάρτησης* (single-objective function optimization – SOO) αλλά και *πολλών αντικειμενικών συναρτήσεων* (multi-objective function optimization – MOO) [75]. Επίσης επιλύει τόσο προβλήματα που περιέχουν περιορισμούς όσο και προβλήματα χωρίς περιορισμούς. Προσφέρει μια ποικιλία από μεθόδους αναζήτησης οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν είτε κάθε μια μόνη της είτε σε συνδυασμό, στοχεύοντας στην μείωση του υπολογιστικού κόστους, ενώ έχει δυνατότητα παραλληλοποίησης. Αν και από το ακρώνυμο του φαίνεται ότι η μοναδική μέθοδος αναζήτησης που χρησιμοποιεί είναι οι εξελικτικοί αλγόριθμοι, το EASY προσφέρει και στοχαστικές και ντετερμινιστικές μεθόδους βελτιστοποίησης αλλά και κάποιες υβριδικές μεθόδους.

Για την επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος με το EASY απαιτείται η ύπαρξη ενός λογισμικού αξιολόγησης το οποίο εκτιμά τις υποψήφιες λύσεις και ποσοτικοποιεί τις τιμές των περιορισμών και των αντικειμενικών συναρτήσεων για κάθε λύση. Ο χρήστης πρέπει να διασυνδέσει το λογισμικό αξιολόγησης με το EASY. Το λογισμικό αξιολόγησης μπορεί να είναι ένας συνδυασμός άλλων προγραμμάτων που καλούνται, εκτελούνται και διεκπεραιώνουν επιμέρους υπολογισμούς.

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής χρησιμοποιείται η δεύτερη έκδοση του EASY.

3.4 Βελτιστοποίηση Αεροτομών με Χρήση Γενετικών Αλγορίθμων

Για την αεροδυναμική βελτιστοποίηση αεροτομών με χρήση του EASY χρησιμοποιήθηκαν ακόμη δυο εργαλεία, το λογισμικό αξιολόγησης XFOIL και ένα πρόγραμμα μετατροπής των αεροτομών που πρόκειται να βελτιστοποιηθούν σε παραμετρικές καμπύλες Bézier.

Στις επόμενες Ενότητες παρουσιάζεται η βασική θεωρία που αφορά τις καμπύλες Bézier, η θεωρία πίσω από το λογισμικό αξιολόγησης των αεροτομών και τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τη χρήση των τριών εργαλείων για τη βελτιστοποίηση συγκεκριμένων αεροτομών.

Οι καμπύλες Bézier επιλέχθηκαν καθώς συνοδεύονται από ένα πολύγωνο ελέγχου το οποίο διαθέτει αριθμό σημείων πολύ μικρότερο από τις καμπύλες των αεροτομών. Τροποποίηση στο σχήμα του πολυγώνου επιφέρει και τροποποίηση της ελεγχόμενης από αυτό καμπύλης Bézier. Έτσι, ο γενετικός αλγόριθμος χρησιμοποιεί σαν μεταβλητές του προβλήματός του τις συντεταγμένες των σημείων του πολυγώνου και όχι αυτές των σημείων της αεροτομής (καμπύλης Bézier).

3.4.1 Καμπύλες Bézier και Αεροτομές

Οι αεροτομές περιγράφονται με συντεταγμένες της περιφέρειάς τους, συνήθως ξεκινώντας από την ακμή φυγής αντιωρολογιακά προς την ακμή προσβολής και πάλι προς την ακμή φυγής. Για να περιγραφεί με ακρίβεια η γεωμετρία τους απαιτείται ένας μεγάλος αριθμός σημείων. Η μεταφορά και ο έλεγχος όλων αυτών των σημείων από ένα πρόγραμμα βελτιστοποίησης πιθανότατα να έχει μεγάλο υπολογιστικό κόστος, αλλά και να οδηγήσει σε σχήματα αεροτομών που να μην έχουν καμία πρακτική αξία.

Η επιτυχής παραμετροποίηση αεροτομών για αεροδυναμική βελτιστοποίηση υπόκειται στις ακόλουθες συνθήκες [76]:

- Να είναι ευέλικτη ώστε να επιτρέψει την αναζήτηση σε ένα πολύ μεγάλο εύρος πιθανών σχημάτων, ακόμη και μη αεροδυναμικά «παραδοσιακών»
- Να έχει όσο το δυνατό λιγότερες παραμέτρους σχεδιασμού
- Να μην παρουσιάζει ασυνέχειες
- Να είναι ανεξάρτητη από μεταβλητές που επηρεάζουν την αεροδυναμική απόδοση και που θα επηρέαζε αρνητικά την ταχύτητα σύγκλισης
- Οι σχεδιαστικές παράμετροι να είναι άμεσα συνδεδεμένες με τους περιορισμούς.

Οι καμπύλες Bézier (Bézier curves) είναι ευρύτατα αποδεκτές στην αεροδυναμική βελτιστοποίηση [77], [78], [79], [80], [81] και ικανοποιούν τις τέσσερις πρώτες από τις παραπάνω συνθήκες.

Οι καμπύλες Bézier πήραν το όνομά τους από τον Pierre Bézier, μηχανικό της γαλλικής αυτοκινητοβιομηχανίας Renault, ο οποίος το 1960 ανέπτυξε μια μέθοδο για τον σχεδιασμό καμπυλών στα αμαξώματα των αυτοκινήτων [82]. Η θεωρία των καμπυλών Bézier μπορεί να αναπτυχθεί και στις τρεις διαστάσεις οπότε τότε γίνεται αναφορά σε *επιφάνειες Bézier*

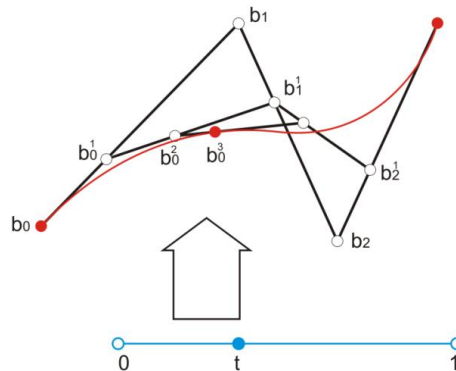
(Bézier surfaces). Το 1959, ο γάλλος μαθηματικός της Citroën, Paul de Faget de Casteljau ανέπτυξε ανεξάρτητα από τον Bézier έναν αλγόριθμο κατασκευής καμπυλών με πολυώνυμα βάσης τα πολυώνυμα Bernstein, δηλαδή τις καμπύλες Bézier όπως ακριβώς είναι γνωστές σήμερα.

Οι καμπύλες Bézier είναι παραμετρικές καμπύλες που ελέγχονται από το πολύγωνο που τις συνοδεύει. Ο αλγόριθμος de Casteljau περιγράφεται παρακάτω. Έστω σημεία $b_0, b_1, \dots, b_n \in \mathbb{E}^3$ και μια ανεξάρτητη παράμετρος $t \in \mathbb{R}$, ορίζεται:

$$b_i^r(t) = (1-t)b_i^{r-1}(t) + tb_{i+1}^{r-1}(t) \begin{cases} r = 1, \dots, n \\ i = 0, \dots, n-r \end{cases} \quad (3.9)$$

και $b_i^0(t) = b_i$. Τότε το $b_n^0(t)$ είναι το σημείο της καμπύλης Bézier \mathbf{b}^n για το οποίο η παράμετρος είναι t , ως εκ τούτου $b^n(t) = b_0^n(t)$.

Το πολύγωνο που σχηματίζεται από τα σημεία b_0, b_1, \dots, b_n ονομάζεται *πολύγωνο ελέγχου* (control polygon) της καμπύλης \mathbf{b}^n . Ομοίως οι κορυφές του ονομάζονται *σημεία έλεγχου* (control points). Ο αριθμός $n \in \mathbb{R}$ ονομάζεται *βαθμός* (degree) της καμπύλης. Μια καμπύλη Bézier βαθμού n ελέγχεται από $n + 1$ σημεία έλεγχου. Στο Σχήμα 3.6 φαίνεται η περίπτωση όπου $n = 3$ και η παράμετρος t έχει την τιμή $1/3$.



Σχήμα 3.6 Ο αλγόριθμος de Casteljau, μετά από συνεχόμενη γραμμική παρεμβολή βρίσκεται το $b_0^3(t)$.

Τα πολυώνυμα Bernstein συναρτήσεως της ανεξάρτητης μεταβλητής, ορίζονται:

$$B_i^n(t) = \binom{n}{i} t^i (1-t)^{n-i} \quad (3.10)$$

Μια σημαντική ιδιότητα των πολυωνύμων Bernstein είναι:

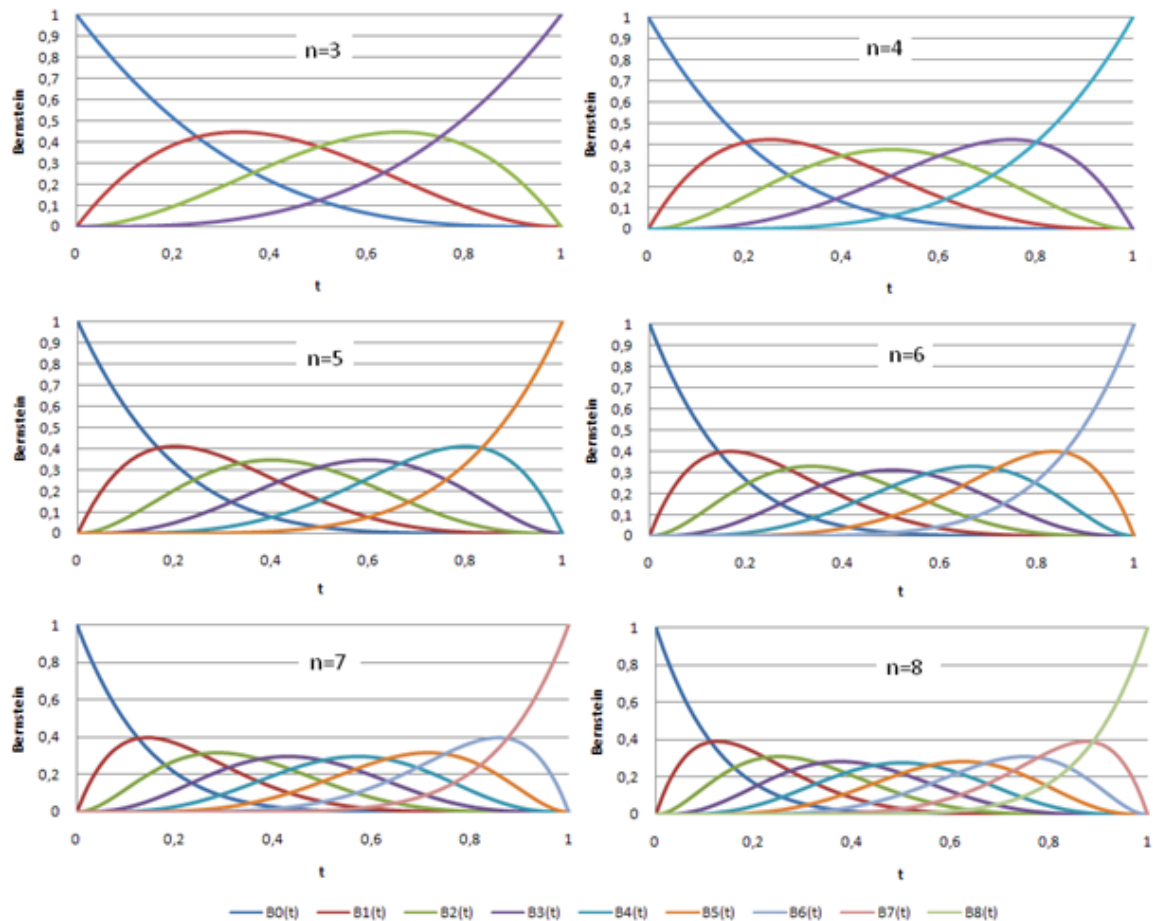
$$B_i^n(t) = (1-t)B_i^{n-1}(t) + tB_{i-1}^{n-1}(t) \quad (3.11)$$

όπου, $B_0^0(t) \equiv 1, B_j^n(t) \equiv 0, j \notin (0, \dots, n)$.

Μια άλλη σημαντική ιδιότητα δίνεται με την παρακάτω εξίσωση:

$$\sum_{j=0}^n B_j^n(t) \equiv 1 \quad (3.12)$$

Στο Σχήμα 3.7 παρουσιάζονται οι οικογένειες των πολυωνύμων Bernstein για n από 1 έως 8.



Σχήμα 3.7 Οικογένειες πολυωνύμων Bernstein για n από 1 έως 8.

Η γενική μορφή μιας καμπύλης Bézier βαθμού n , με συναρτήσεις βάσης τα πολυώνυμα Bernstein και $(n + 1)$ σημεία ελέγχου, είναι:

$$\mathbf{b}^n(t) = \sum_{i=0}^n B_i^n(t) b_i \quad (3.13)$$

3.4.1.1 Ιδιότητες Καμπυλών Bézier

Οι κύριες ιδιότητες των καμπυλών Bézier είναι:

- Σταθερότητα σε συσχετισμένους μετασχηματισμούς. Οι βαρυκεντρικοί συνδυασμοί σημείων μένουν αναλλοίωτοι υπό συσχετισμένους μετασχηματισμούς. Η εξίσωση 3.12 δίνει την αλγεβρική απόδειξη αυτής της ιδιότητας.
- Αναλλοίωτες σε συσχετισμένους μετασχηματισμούς της ανεξάρτητης παραμέτρου t , του τύπου $t \in [0,1] \xrightarrow{u=a+(b-a)t} u \in [a,b]$. Αλγεβρικά αυτή η ιδιότητα εκφράζεται ως:

$$\sum_{i=0}^n b_i B_i^n(t) = \sum_{i=0}^n b_i B_i^n\left(\frac{u-a}{b-a}\right) \quad (3.14)$$

- Ιδιότητα κυρτής περιβάλλουσας, που σημαίνει ότι, αφού η καμπύλη Bézier είναι συσχετισμένος κυρτός συνδυασμός των σημείων ελέγχου, θα βρίσκεται μέσα στην κυρτή περιβάλλουσα των σημείων. Αυτό συμβαίνει επειδή τα πολυώνυμα Bernstein είναι μη αρνητικά για τιμές της παραμέτρου t από 0 έως 1 (το άθροισμά τους είναι 1 όπως φαίνεται από την εξίσωση 3.12). Για τιμές του t εκτός του διαστήματος $[0,1]$ η ιδιότητα αυτή παύει να υφίσταται (Σχ. 3.8).



Σχήμα 3.8: Ιδιότητα κυρτής περιβάλλουσας για μια καμπύλη 4^{ου} βαθμού· α) είναι $0 \leq t \leq 1$ και άρα η ιδιότητα διατηρείται, β) το t βρίσκεται εκτός του πεδίου $[0,1]$ και για αυτό η ιδιότητα χάνεται.

- Παρεμβολή ακραίων σημείων (endpoint interpolation). Η καμπύλη περνά από τα ακραία σημεία b_0 και b_n για $t = 0$ και $t = 1$, αντίστοιχα.
- Συμμετρία. Αν χρησιμοποιήσουμε τα σημεία ελέγχου με αντίστροφη φορά $b_n, b_{n-1}, \dots, b_1, b_0$, η μορφή της καμπύλης δεν αλλάζει, αλλά αντιστρέφεται.
- Σταθερότητα σε βαρυκεντρικούς συνδυασμούς. Μπορεί να δημιουργηθεί μια σταθμισμένη ενδιάμεση καμπύλη Bézier είτε από τον σταθμισμένο μέσο όρο των αντίστοιχων σημείων της καμπύλης, είτε από τον σταθμισμένο μέσο όρο των αντίστοιχων σημείων ελέγχου (και στη συνέχεια υπολογισμός της καμπύλης). Αν είναι λοιπόν $\alpha + \beta = 1$, τότε:

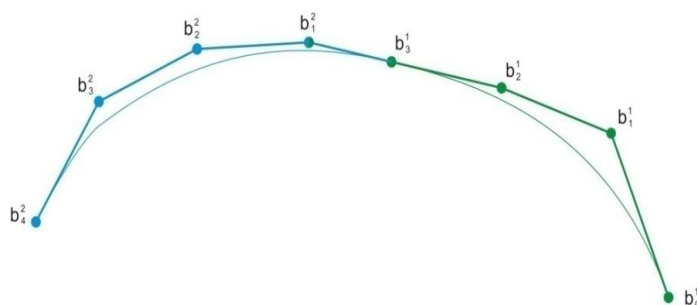
$$\sum_{j=0}^n (\alpha b_j + \beta c_j) B_j^n(t) = \alpha \sum_{j=0}^n b_j B_j^n(t) + \beta \sum_{j=0}^n c_j B_j^n(t) \quad (3.15)$$

- Η γραμμική ακρίβεια, αναφέρεται στην περίπτωση που όλα τα σημεία ελέγχου είναι συνευθειακά. Τότε η καμπύλη Bézier γίνεται ευθύγραμμο τμήμα.

- Ψευδοτοπικός έλεγχος (pseudo-local control). Στη πραγματικότητα δεν υπάρχει τοπικός έλεγχος των καμπυλών Bézier αφού τα πολυώνυμα Bernstein, ορίζονται σε όλο το διάστημα της καμπύλης. Όμως, το B_i^n έχει μόνο ένα μέγιστο και το εμφανίζει για $t = \frac{1}{n}$. Συνεπώς αν μετακινηθεί ένα σημείο έλεγχου b_i θα επηρεαστεί μεν όλη η καμπύλη, αλλά η μέγιστη επιρροή θα φανεί τοπικά στα σημεία της καμπύλης γύρω από το σημείο που έχει $t = \frac{1}{n}$, παρέχοντας την ψευδαίσθηση του τοπικού ελέγχου. Ο Pierre Bézier ανέφερε [82] έναν εμπειρικό κανόνα, μια αλλαγή του σημείου b_i κατά τρεις μονάδες θα μεταβάλλει την καμπύλη κατά μια μονάδα.

3.4.1.2 Συνέχεια και Ομαλή Συνένωση Καμπυλών Bézier

Για την δημιουργία πολύπλοκων καμπυλών Bézier χρησιμοποιούνται συνδυασμοί αρκετών επιμέρους καμπυλών Bézier, μια τέτοια περίπτωση είναι και οι αεροτομές. Για την συνένωση των καμπυλών Bézier, πρέπει να μπορεί να ελεγχθεί η ομαλότητα της προκύπτουσας καμπύλης. Για παράδειγμα, έστω b_0^1, \dots, b_n^1 και b_0^2, \dots, b_m^2 τα σημεία ελέγχου δύο καμπυλών Bézier, της πράσινης (3^{ου} βαθμού) και της γαλάζιας (4^{ου} βαθμού) αντίστοιχα, όπως φαίνονται στο Σχ. 3.9.



Σχήμα 3.9 Συνένωση δυο καμπυλών Bézier με συνέχεια πρώτης παραγώγου.

Όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα οι δυο καμπύλες μοιράζονται ένα κοινό σημείο. Από την συνένωση αυτών των δυο καμπυλών προκύπτει μια συνεχής καμπύλη (συνέχεια τύπου C^0). Για να εξασφαλιστεί συνέχεια μέχρι και δεύτερης παραγώγου (C^2), θα πρέπει να εφαρμοστούν οι παρακάτω εξισώσεις:

$$C^0 \rightarrow b_n^1 \equiv b_0^2 \quad (3.16)$$

$$C^1 \rightarrow b_1^2 \equiv \frac{n(t_{min}^2 - t_{max}^2)}{m(t_{min}^1 - t_{max}^1)} (b_n^1 + b_{n-1}^1) + b_n^1 \quad (3.17)$$

$$C^2 \rightarrow b_2^2 \equiv \frac{n(n-1)(t_{min}^2 - t_{max}^2)}{m(m-1)(t_{min}^1 - t_{max}^1)} (b_n^1 - 2b_{n-1}^1 + b_{n-2}^1) + 2b_1^1 - b_0^2 \quad (3.18)$$

Εφαρμόζοντας τις παραγώγους των καμπυλών Bézier είναι δυνατό να παραχθούν συνεχείς καμπύλες οποιουδήποτε βαθμού, αλλά γενικά η εφαρμογή της συνέχειας τύπου C^2 δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

3.4.2 Προσέγγιση με Ελάχιστα Τετράγωνα

Στην περίπτωση προσέγγισης αεροτομών με καμπύλες Bézier τα σημεία της περιφέρειας δεδομένης αεροτομής θα πρέπει να ταυτίζονται με τα σημεία της καμπύλης Bézier. Σε αυτές τις περιπτώσεις, χρειάζεται μια προσεγγιστική καμπύλη, η οποία δεν περνάει ακριβώς από τα σημεία, αλλά περνάει αρκετά κοντά από αυτά διατηρώντας σε μεγάλο βαθμό την μορφή που θα είχε αν πέρναγε από τα σημεία. Η τεχνική που χρησιμοποιήθηκε για την εύρεση των καμπυλών είναι η γνωστή προσέγγιση με τη μέθοδο των *ελαχίστων τετραγώνων* (least squares approximation).

Έστω λοιπόν ότι δίνονται $m + 1$ σημεία που περιγράφουν την αεροτομή p_0, \dots, p_m , το κάθε ένα από τα οποία εξαρτάται από μια ανεξάρτητη μεταβλητή $t_i, i \in [0, m]$. Θα πρέπει να βρεθεί μια καμπύλη $x(t_i), i \in [0, m]$ βαθμού n έτσι ώστε οι αποστάσεις $\|p_i - x(t_i)\|$ να είναι μικρές, ιδανικά $p_i = x(t_i), i \in [0, m]$. Το κριτήριο της μεθόδου ελαχίστων τετραγώνων καθορίζει τα σημεία b έτσι ώστε να ελαχιστοποιείται το άθροισμα των τετραγώνων, δηλαδή $\min \sum_{i=1}^m \|p_i - x(t_i)\|^2$.

Αν η πολυωνυμική καμπύλη $x(t_i)$ έχει τη μορφή:

$$x(t_i) = c_0 C_0^n(t) + \dots + c_n C_n^n(t)$$

το οποίο για κάθε σημείο, σε μορφή πινάκων γράφεται:

$$Ac = p \tag{3.19}$$

όπου A είναι ο πίνακας των πολυωνύμων βάσης, c είναι το διάνυσμα των σημείων ελέγχου και p το διάνυσμα των επιθυμητών λύσεων. Για χρήση των καμπυλών Bézier, όπως περιγράφηκαν παραπάνω χρησιμοποιούνται ως πολυώνυμα βάσης τα πολυώνυμα Bernstein. Στην περίπτωση αυτή το σύστημα της εξίσωσης 3.19 θα ξαναγραφτεί με διαφορετικά σύμβολα:

$$Bb = p \tag{3.20}$$

όπου B είναι ο πίνακας των πολυωνύμων Bernstein, b είναι το διάνυσμα των σημείων ελέγχου Bézier και p το διάνυσμα των επιθυμητών λύσεων, δηλαδή των σημείων που περιγράφουν την αεροτομή. Επειδή το πλήθος των σημείων του διανύσματος p είναι μεγαλύτερο από τον βαθμό του πολυωνύμου (Bézier) το σύστημα είναι υπερκαθορισμένο και για να λυθεί χρησιμοποιείται η *ανάλυση ιδιάζουσας τιμής* (Singular Value

Decomposition - SVD). Η μέθοδος SVD ενδείκνυται για τα περισσότερα γραμμικά προβλήματα ελαχίστων τετραγώνων. Αποτελεί την ισχυρότερη τεχνική επίλυσης συστημάτων που είναι ιδιάζοντα ή τείνουν αριθμητικά να έχουν τέτοια συμπεριφορά. Σε περιπτώσεις που άλλες μέθοδοι (π.χ. απαλοιφή Gauss, ανάλυση LU) αποτυγχάνουν να δώσουν ικανοποιητικά αποτελέσματα, η μέθοδος SVD καταφέρνει να διαγνώσει το πρόβλημα με ακρίβεια αλλά και να το επιλύσει. Ο αλγόριθμος που χρησιμοποιήθηκε για τις ανάγκες της παρούσας διατριβής βασίστηκε στην περιγραφή της μεθόδου από τους Forsythe, Malcolm και Moler [83].

3.4.3 Ο Αλγόριθμος

Ένα αρχικό πρόβλημα που πρέπει να λυθεί για την προσέγγιση της αεροτομής με καμπύλες Bézier είναι η επιλογή του πλήθους των καμπυλών, του βαθμού τους και των τμημάτων της αεροτομής που περιγράφει η κάθε καμπύλη. Στην περίπτωση ανάλυσης της αεροτομής από μια καμπύλη αν χρησιμοποιηθούν αρκετά σημεία ελέγχου (πάνω από 7), το πολύγωνο ελέγχου μπορεί να παρουσιάζει συστροφές και για να παραμείνει χρήσιμο θα πρέπει να εφαρμοστούν εξισώσεις εξομάλυνσης, οι οποίες λαμβάνουν υπόψη τη διατήρηση της ομαλότητας του πολυγώνου. Αυτό επιτυγχάνεται προσθέτοντας στο σύστημα των εξισώσεων 3.20, το σύστημα των εξισώσεων:

$$S\mathbf{b} = 0 \quad (3.21)$$

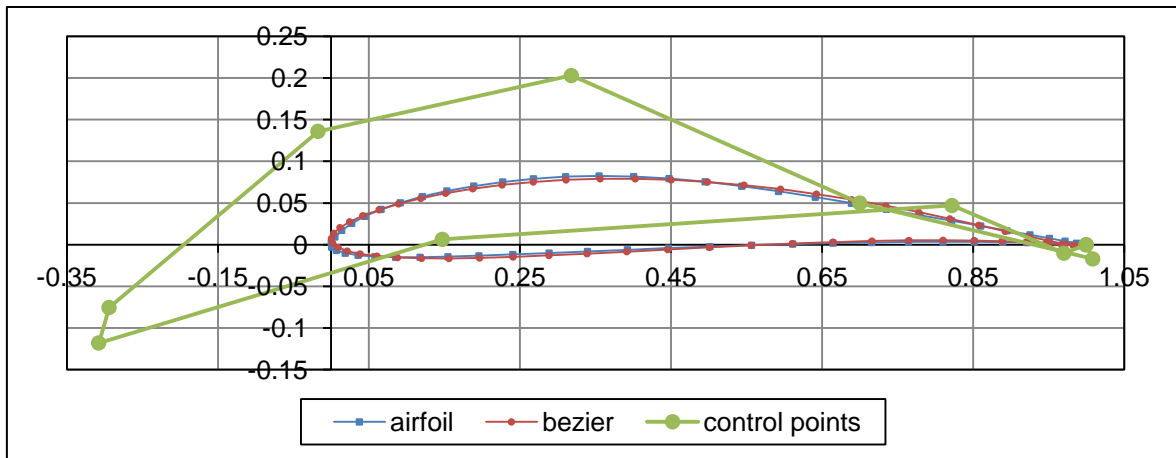
που αποτελείται από τις εξισώσεις των δευτέρων παραγώγων για κάθε σημείο του πολυγώνου. Σε κάθε σημείο θα πρέπει η δεύτερη παράγωγος να είναι όσο το δυνατό μικρότερη ώστε να δίνει όσο το δυνατό μικρότερη συστροφή στο πολύγωνο, στην ιδανική περίπτωση να είναι μηδέν. Με τη προσθήκη των εξισώσεων αυτών προκύπτει:

$$\begin{bmatrix} B \\ S \end{bmatrix} \mathbf{b} = \begin{bmatrix} \mathbf{p} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Το οποίο είναι ακόμη ποιο υπερπροσδιορισμένο σύστημα και λύνεται με τον ίδιο τρόπο που λύνεται το 3.21. Με αυτό το σύστημα υπάρχει μικρός έλεγχος στην επίδραση των εξισώσεων που έχουν σχέση με το σχήμα του πολυγώνου. Ο έλεγχος είναι δυνατός σταθμίζοντας τις δυο συνιστώσες του παραπάνω συστήματος. Αυτό επιτυγχάνεται με χρήση ενός παράγοντα $\alpha \in [0,1]$, που επιτρέπει τη στάθμιση μεταξύ των εξισώσεων της προσέγγισης και των εξισώσεων βελτίωσης του σχήματος, δηλαδή:

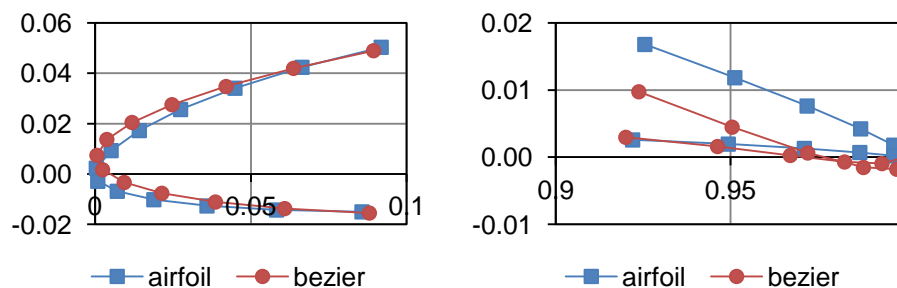
$$\begin{bmatrix} (1-\alpha)B \\ \alpha S \end{bmatrix} \mathbf{b} = \begin{bmatrix} (1-\alpha)\mathbf{p} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Για να δοκιμαστούν οι εξισώσεις, εφαρμόστηκαν για την αεροτομή E387 με 11 σημεία ελέγχου και $\alpha = 0.05$. Μακροσκοπικά δεν είναι εμφανής καμία διαφορά και το πολύγωνο μοιάζει ιδανικό για τον έλεγχο της αεροτομής (Σχ. 3.10).



Σχήμα 3.10 Εφαρμογή εξισώσεων εξομάλυνσης για την αεροτομή E387 με $\alpha = 0.05$.

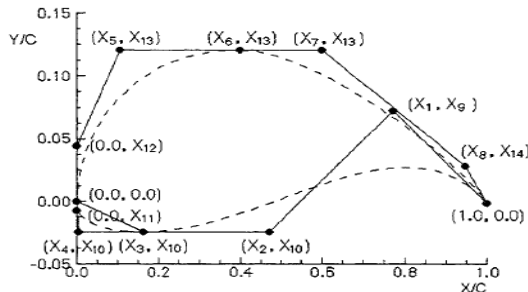
Δημιουργείται δηλαδή ένα ομαλό πολύγωνο του οποίου όμως η καμπύλη Bézier δεν αντιπροσωπεύει ικανοποιητικά την αεροτομή. Όπως φάνηκε και από τον πειραματισμό με τις διάφορες μεθόδους, μια καμπύλη που δεν αντιπροσωπεύει πιστά την πρωτότυπη αεροτομή μπορεί να έχει απόκλιση πάνω από 5% στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά. Αυτό φαίνεται και στο Σχ. 3.11.



Σχήμα 3.11: Λεπτομέρεια του Σχ. 3.15 για την ακμή προσβολής και την ακμή φυγής της αεροτομής E387 και της προσέγγισής της από μια καμπύλη Bézier.

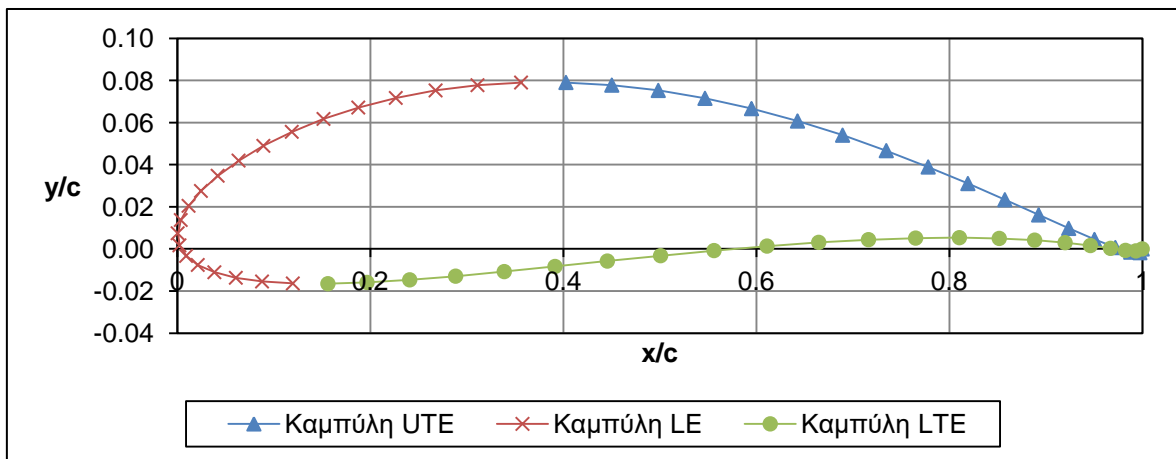
Η μέθοδος του Venkataraman [84], [85] χρησιμοποιεί τέσσερις καμπύλες Bézier, δύο για τη περιγραφή της άνω πλευράς και δύο για τη κάτω πλευρά της αεροτομής. Όλες οι επιμέρους καμπύλες μοιράζονται από ένα κοινό σημείο. Η ακμή προσβολής ανήκει στις δύο μπροστινές καμπύλες. Για την επιβολή συνέχειας μεταξύ των καμπυλών εκτός των κοινών σημείων για κάθε ζευγάρι πολυγώνων το κοινό σημείο και τα δύο εκατέρωθεν σημεία τίθενται σε μια ευθεία γραμμή. Στη περιοχή συνένωσης των δύο πολυγώνων της άνω και των δύο πολυγώνων της κάτω πλευράς η ευθεία είναι οριζόντια. Στην ακμή προσβολής η γραμμή είναι κατακόρυφη. Στη συνέχεια υπεισέρχονται και οι υπολογισμοί

για τη συνέχεια δεύτερης παραγωγού. Στην ακμή φυγής δεν υπάρχει ανάγκη για συνέχεια εκτός από τα δύο πολύγωνα να μοιράζονται ένα κοινό σημείο (την ακμή φυγής). Η εύρεση των σημείων ελέγχου στον παραπάνω αλγόριθμο, γίνεται με τη μέθοδο Generalized Reduced Gradient Method. Στο Σχήμα 3.12 φαίνεται ένα παράδειγμα μοντελοποίησης της αεροτομής Wortmann FX63-167 με την μέθοδο του Venkataraman.



Σχήμα 3.12 Αεροτομή Wortmann FX63-167. Μοντελοποιημένη με τέσσερις καμπύλες Bézier με την μέθοδο του Venkataraman [84].

Στην εφαρμογή των καμπυλών Bézier που παρουσιάζεται σε αυτό το κεφάλαιο επιλέχθηκε μια μέθοδος που συνδυάζει στοιχεία από τις προαναφερθείσες μεθόδους και στην οποία η αεροτομή περιγράφεται από τρεις καμπύλες Bézier. Μια καμπύλη περιγράφει την αεροτομή από την ακμή φυγής προς την ακμή προσβολής, αλλά μέχρι το σημείο στο οποίο η y συνιστώσα μεγιστοποιείται (Upper Trailing Edge – UTE). Μια δεύτερη καμπύλη περιγράφει την ακμή προσβολής από το σημείο με μέγιστο y στην άνω πλευρά μέχρι το σημείο με μέγιστο y στη κάτω πλευρά (Lower Edge – LE). Η τρίτη καμπύλη περιγράφει την αεροτομή από το σημείο μέγιστου y της κάτω πλευράς μέχρι την ακμή φυγής (Lower Trailing Edge – LTE). Ο βαθμός των καμπυλών Bézier που χρησιμοποιούνται επιλέγεται ανάλογα με την πολυπλοκότητα περιγραφόμενης καμπύλης. Στο Σχήμα 3.13 παρουσιάζονται οι τρεις περιοχές της περιφέρειας μιας αεροτομής οι οποίες αποτελούν και τις καμπύλες που θα περιγραφούν με χρήση των καμπυλών Bézier.



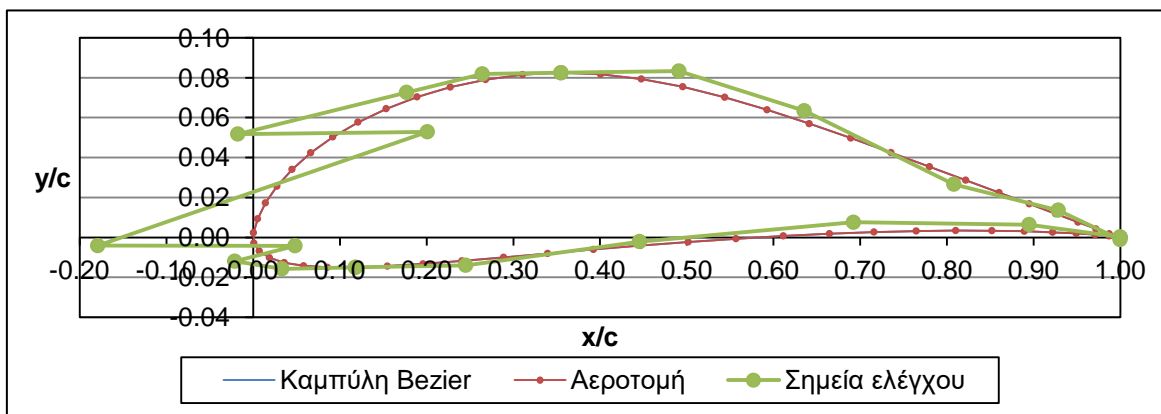
Σχήμα 3.13 Μια αεροτομή διακριτοποιημένη σε τρία μέρη.

Για την συνέχεια μεταξύ των καμπυλών χρησιμοποιούνται οι σχέσεις για συνέχεια δεύτερης παραγώγου. Στην ακμή φυγής δεν υπάρχει ανάγκη για συνέχεια μεγαλύτερη από C^0 . Παρατηρήθηκε ότι η συνέχεια ήταν δύσκολο να επιβληθεί με την ακολουθία καμπυλών UTE-LE-LTE. Για παράδειγμα, όταν ο αλγόριθμος προσεγγίζει την UTE θα πρέπει να καθορίσει τις συνθήκες συνέχειας με την LE. Δηλαδή να καθορίσει τη θέση κάποιων σημείων ελέγχου της. Όμοια στη συνέχεια θα πρέπει να καθορίσει σημεία της LTE ώστε να υπάρχει συνέχεια με την LE. Το πρόβλημα είναι ότι στην πραγματικότητα κάποιες αεροτομές με πολύπλοκο σχήμα είναι αδύνατο να αναπαρασταθούν με τρεις (ή τέσσερις) καμπύλες Bézier. Επίσης, όσο περισσότερα σημεία καθορίζονται από τις συνθήκες συνέχειας τόσο λιγότερα σημεία μπορεί να χειριστεί ο αλγόριθμος επιλύοντας τις εξισώσεις. Ας σημειωθεί ότι ένα σημαντικό πλήθος σημείων περιγράφεται μόνο με τα σημεία ελέγχου. Άρα για την επίτευξη καλύτερης προσέγγισης απαιτούνται περισσότερα σημεία ελέγχου (μεγαλύτερος βαθμός πολυωνύμων). Ακόμη, όποιο σφάλμα εισάγεται από τη μη δυνατότητα υπολογισμού των σημείων ελέγχου της LE, παρατηρείται ότι μεταφέρεται και στην LTE μέσω των συνθηκών συνέχειας. Παρατηρήθηκε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις, ο αλγόριθμος προσεγγίζει με μεγάλη ακρίβεια τις καμπύλες UTE και LTE, αν δεν εφαρμοστούν οι συνθήκες συνέχειας. Έτσι προέκυψε η ιδέα οι δύο αυτές καμπύλες να αναπαρίστανται με όσο το δυνατόν λιγότερα σημεία και να είναι αυτές που θα καθορίζουν τις συνθήκες συνέχειας με την καμπύλη LE. Με αυτό τον τρόπο βέβαια μπορεί να απαιτούνται περισσότερα σημεία ελέγχου για την LE. Έχει φανεί πάντως ότι έτσι μειώνεται αισθητά η απόκλιση της προσέγγισης από την αρχική αεροτομή.

Η πυκνότητα των σημείων δεν είναι παντού η ίδια όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.13. Για παράδειγμα στην περιοχή που περιγράφει την ακμή προσβολής υπάρχει μεγαλύτερη πυκνότητα σημείων σε σχέση με οποιαδήποτε άλλη περιοχή. Με παρόμοιο τρόπο περιγράφεται και η ακμή φυγής. Σε αυτή τη περίπτωση, παρατηρήθηκε ότι η επίλυση ενός συστήματος εξισώσεων στο οποίο εμπεριέχονται περιοχές με σημεία οι οποίες παρουσιάζουν ιδιαίτερη πυκνότητα μπορεί να δώσει ιδιαίτερα ανακριβή αποτελέσματα. Αυτό μπορεί να αποδοθεί στο ότι η μέθοδος επίλυσης του συστήματος δίνει την ίδια βαρύτητα σε όλα τα σημεία. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος οι περιοχές με μεγάλη πυκνότητα σημείων έχουν διαφορετικό συντελεστή βαρύτητας. Αυτό πετυχαίνεται με την εισαγωγή συντελεστών βαρύτητας στις εξισώσεις που αφορούν τα σημεία των περιοχών αυτών. Ο καθορισμός των περιοχών αυτών καθώς και η βαρύτητα που πρέπει να δοθεί διαφέρουν από αεροτομή σε αεροτομή.

3.4.4 Αξιολόγηση της Προσέγγισης

Η μέθοδος φαίνεται ότι λειτουργεί με πολύ καλά αποτελέσματα σε οποιαδήποτε αεροτομή. Για την επιβεβαίωση αυτού του συμπεράσματος παρατίθενται τα αποτελέσματα που αφορούν σε δυο πολύ διαφορετικές αεροτομές, την αεροτομή E387 και την S823. Η πρώτη είναι μια λεπτή αεροτομή η οποία έχει χρησιμοποιηθεί στην αεροναυπηγική [86] και η δεύτερη μια μεγάλου πάχους αεροτομή σχεδιασμένη για χρήση σε μικρές ανεμογεννήτριες (διαμέτρου 3-10m και ισχύος 2-20kW) [62].



Σχήμα 3.14 Η αεροτομή E387 και η προσέγγισή της με καμπύλες Bézier. Οι άξονες έχουν εσκεμμένα διαφορετικές κλίμακες ώστε να είναι εμφανείς οι λεπτομέρειες της γεωμετρίας των καμπυλών και του πολυγώνου.

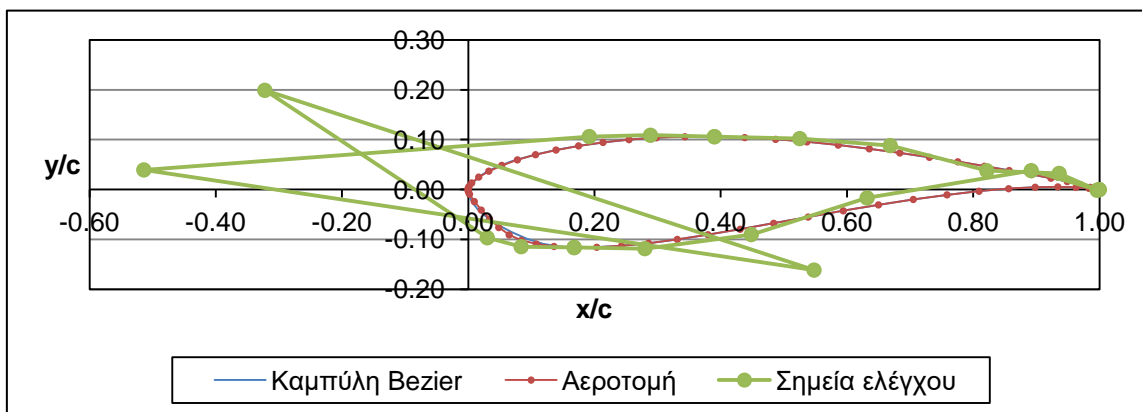
Στο Σχήμα 3.14, είναι φανερό ότι η προσέγγιση με τη μέθοδο που προτείνεται έχει εξαιρετικά καλά αποτελέσματα σε αεροτομές του τύπου της E387 (λεπτές αεροτομές, χωρίς σημαντικές γεωμετρικές ιδιαιτερότητες), τουλάχιστον όσον αφορά τη γεωμετρία. Στον πίνακα 3.1, παρουσιάζονται οι παράμετροι της προσέγγισης. Ο συντελεστής m της τρίτης στήλης αποτελεί την τιμή του x/c πέρα από το οποίο αναπτύσσεται πύκνωση σημείων. Οι εξισώσεις των περιοχών πύκνωσης λύνονται με έναν συντελεστή βαρύτητας, ο οποίος παρουσιάζεται στην τέταρτη στήλη του Πίνακα 3.1.

Πίνακας 3.1 Παράμετροι προσέγγισης της αεροτομής E387.

Καμπύλη	Βαθμός καμπύλης Bézier	Συντελεστής m	Συντελεστής βαρύτητας
UTE	6	0.80	0.50
LE	9	0.05	0.55
LTE	6	0.80	0.5

Στη περίπτωση 'δυσκολότερων' αεροτομών, όπως στην αεροτομή S823, η μέθοδος δεν είναι το ίδιο ικανοποιητική, ωστόσο συνεχίζει να περιγράφει με πολύ καλή πιστότητα την

αεροτομή. Η αδυναμία προκύπτει στη κάτω πλευρά της ακμής προσβολής εκεί που εμφανίζεται και η ιδιαίτερη σχεδίαση της αεροτομής. Επίσης το πολύγωνο ελέγχου δεν είναι ομαλό και παρουσιάζει συστροφή, παρόλα αυτά παραμένει ελεγχόμενο καθώς οι ακμές του είναι ξεκάθαρες. Στο Σχήμα 3.15 φαίνεται η προσέγγιση της αεροτομής S823.



Σχήμα 3.15 Η αεροτομή S823 και η προσέγγισή της με καμπύλες Bézier. Οι άξονες έχουν εσκεμμένα διαφορετικές κλίμακες ώστε να είναι εμφανείς οι λεπτομέρειες της γεωμετρίας των καμπυλών και του πολυγώνου.

Στον πίνακα 3.2, παρουσιάζονται οι παράμετροι της προσέγγισης.

Πίνακας 3.2 Παράμετροι προσέγγισης της αεροτομής S823.

Καμπύλη	Βαθμός καμπύλης Bézier	Συντελεστής m	Συντελεστής βαρύτητας
UTE	6	0.80	0.50
LE	9	0.05	0.50
LTE	6	0.80	0.55

Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά των αεροτομών E387, S823 και των καμπυλών Bézier που τις προσεγγίζουν με χρήση του λογισμικού XFOIL v.6.96, δίνονται στον Πίνακα 3.3.

Πίνακας 3.3 Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά των αεροτομών και των προσεγγίσεών τους.

Αεροτομή	Re	α (°)	C_l	C_m	C_d	L/D
E387	400000	0	0.3969	-0.0802	0.00705	56.31
S823	400000	0	0.3271	-0.1280	0.01150	28.43
E387 (Bézier)	400000	0	0.3976	-0.0805	0.00715	55.62
S823 (Bézier)	400000	0	0.3290	-0.1254	0.01202	27.36

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται αντιστοιχούν σε γωνία προσβολής ίση με 0° και αριθμός Reynolds 400000. Στον Πίνακα 3.4 παρουσιάζονται οι αποκλίσεις των πρωτότυπων αεροτομών και των πολυονυμικών προσεγγίσεών τους.

Πίνακας 3.4 Οι αποκλίσεις των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών των προσεγγίσεων των αεροτομών.

Αεροδυναμικά χαρακτηριστικά	Απόκλιση (%)	
	E387	S823
C_l	-0.18	-0.58
C_m	-0.37	+2.03
C_d	-1.42	-4.52
L/D	+1.23	+3.76

Από τον Πίνακα 3.4 φαίνεται ότι η απόκλιση των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών, ειδικά για την αεροτομή E387 είναι αμελητέα. Για την αεροτομή S823, η απόκλιση δεν είναι αμελητέα ωστόσο παραμένει κάτω από $\pm 5\%$. Ούτως ή άλλως για την εργασία αυτή χρειάζεται ένας καλός τρόπος αναπαράστασης μιας αεροτομής, ώστε να χρησιμοποιηθεί από τον γενετικό αλγόριθμο για τη βελτιστοποίηση της αεροτομής και όχι μια απόλυτα ακριβής μέθοδος προσέγγισης αεροτομών.

3.4.5 Το Λογισμικό XFOIL

Για τη δισδιάστατη ανάλυση ροών γύρω από αεροδυναμικά σώματα έχουν αναπτυχθεί δύο προγράμματα ανάλυσης πλαισίων, ο κώδικας PROFIL του Richard Eppler και ο κώδικας XFOIL του Mark Drela.

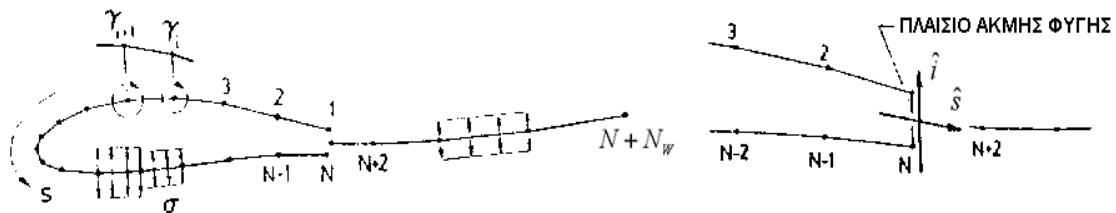
Το XFOIL είναι ένα λογισμικό ανοικτού πηγαίου κώδικα που υπόκειται στην άδεια GNU GPL. Χρησιμοποιείται ευρέως για τον σχεδιασμό και την ανάλυση υποηχητικών αεροτομών. Δεδομένης της γεωμετρίας μιας αεροτομής, του αριθμού Reynolds και του αριθμού Mach, το λογισμικό μπορεί να υπολογίσει την κατανομή πίεσης και ως εκ τούτου την άνωση και την οπισθέλκουσα δύναμη στην αεροτομή. Το λογισμικό υποστηρίζει την ανάλυση τόσο συνεκτικής όσο και μη συνεκτικής ροής. Επίσης, υποστηρίζεται και η αντίστροφη σχεδίαση, όπου δεδομένης π.χ. μιας κατανομής πίεσης υπολογίζεται η κατάλληλη γεωμετρία. Οι αεροτομές σε αυτό αναπαρίστανται με μια ροϊκή συνάρτηση γραμμικής στροβιλότητας.

3.4.6 Μαθηματική Μοντελοποίηση Πεδίων Ροής

Στις ακόλουθες Ενότητες θα περιγραφεί ο τρόπος με τον οποίο το XFOIL αντιμετωπίζει τα δυο είδη ροής που μπορούν να αναλυθούν από αυτό. Το πρόγραμμα XFOIL δέχεται σαν είσοδο την γεωμετρία μιας αεροτομής με τη μορφή συντεταγμένων. Τα σημεία της γεωμετρίας που δίνεται αποτελούν τους κόμβους. Οι κόμβοι συνδέονται μεταξύ τους με ευθύγραμμα τμήματα, τα *πλαίσια* (panels). Τα πλαίσια αυτά δίνουν το όνομά τους στην οικογένεια των μεθόδων στην οποία ανήκει ο αλγόριθμος του XFOIL και η οποία ονομάζεται *μέθοδοι πλαισίων* (panel methods). Στους κόμβους της αεροτομής τοποθετείται μια κατανομή από πηγές και δίνες βάσει της θεωρίας των στοιχειωδών ροών.

3.4.6.1 Μοντέλοποίηση για μη Συνεκτική Ροή

Στο Σχήμα 3.16 φαίνεται η διακριτοποίηση μιας αεροτομής και του ομόρρου της με την μέθοδο που χρησιμοποιεί το XFOIL.



Σχήμα 3.16 Διακριτοποίηση αεροτομής και του ομόρρου σε διανομή πλαισίων με δίνες και πηγές και μια λεπτομέρεια της ακμής φυγής [67].

Για να αναπτυχθεί ένα δισδιάστατο πεδίο ροής που θα προσομοιώνει την μορφή μιας αεροτομής, γίνεται η υπέρθεση τριών στοιχειωδών ροών, μιας ομοιόμορφης ροής, ενός επιπέδου πηγών, έντασης $\sigma = \sigma(s)$ και ενός επιπέδου δινών, έντασης $\gamma = \gamma(s)$. Οι δίνες τίθενται ομοιόμορφα στους κόμβους στην περιφέρεια της αεροτομής ενώ οι πηγές τοποθετούνται ομοιόμορφα στην περιφέρεια, στα πλαίσια. Οι πηγές τοποθετούνται και στην περιοχή του ομόρρου. Η ροϊκή συνάρτηση αυτής της σύνθεσης δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi(x, y) = \underbrace{U_x y - U_y x}_1 + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \oint \gamma(s) \ln r(s; x, y) ds}_2 + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \oint \sigma(s) \theta(s; x, y) ds}_3 \quad (3.24)$$

όπου, το μέρος (1) αναφέρεται στην επίδραση της ομοιόμορφης ροής, το (2) αναφέρεται στην επίδραση των δινών, το (3) αναφέρεται στην επίδραση των πηγών, r είναι το μέτρο του διανύσματος μεταξύ του σημείου s και του σημείου του πεδίου με συντεταγμένες $(x,$

y), θ είναι η κλίση του διανύσματος r , U_x και U_y είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας της ομοιόμορφης ροής στις διευθύνσεις x και y , αντίστοιχα.

Η περιφέρεια της αεροτομής και ο ομόρρους διακριτοποιούνται σε επίπεδα πλαίσια με N και N_{wake} κόμβους, αντίστοιχα. Κάθε πλαίσιο έχει μια κατανομή γραμμικής στροβιλότητας που προσδιορίζεται από τις τιμές της στους κόμβους $\gamma_i \forall i \in [1, N]$. Κάθε πλαίσιο της αεροτομής και του ομόρρου, κατά μήκος του έχει μια σταθερή ένταση πηγής $\sigma_i \forall i \in [1, N + N_{wake} - 1]$. Η επίδραση των εντάσεων των πηγών θα φανεί αργότερα στην ροή με τριβή. Στη περίπτωση όπου οι κόμβοι $i = 1$ και $i = N$, δεν συμπίπτουν και υπάρχει μεταξύ τους κενό, πρέπει να τεθεί μεταξύ τους ένα συνδετικό πάνελ το οποίο θα αντιπροσωπεύει την ακμή φυγής και θα πρέπει να ισχύουν σε αυτό οι παρακάτω εξισώσεις:

$$\sigma_{T.E.} = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \gamma_N)|\hat{s} \times \hat{i}| \quad (3.25)$$

$$\gamma_{T.E.} = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_N)|\hat{s} \cdot \hat{i}| \quad (3.26)$$

όπου \hat{s} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που διχοτομεί την γωνία της ακμής φυγής και \hat{i} το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος του πάνελ της ακμής φυγής.

Η διακριτή μορφή της ροϊκής συνάρτησης της Εξ. 3.24 παίρνει τη παρακάτω μορφή:

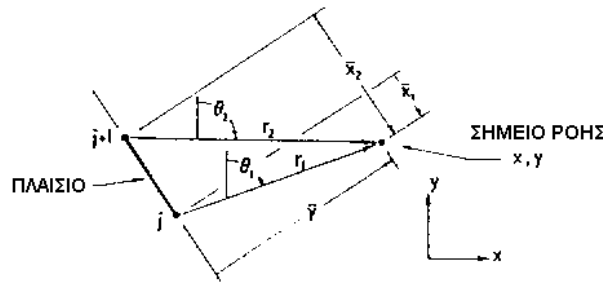
$$\begin{aligned} \Psi(x, y) = & \underbrace{\frac{U_x y - U_y x}{1}}_1 + \underbrace{\frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N+N_w-1} \Psi_j^\sigma(x, y) 2\sigma_j}_2 \\ & + \underbrace{\frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N-1} [\Psi_j^{\gamma^+}(x, y)(\gamma_{j+1} + \gamma_j) + \Psi_j^{\gamma^-}(x, y)(\gamma_{j+1} - \gamma_j)]}_3 \\ & + \underbrace{\frac{1}{4\pi} [\Psi_N^\sigma(x, y)|\hat{s} \times \hat{i}| + \Psi_N^{\gamma^+}(x, y)|\hat{s} \cdot \hat{i}|]}_4 (\gamma_1 + \gamma_N) \end{aligned} \quad (3.27)$$

όπου, το μέρος (1) αναφέρεται στην επίδραση της ομοιόμορφης ροής, το (2) αναφέρεται στην επίδραση της σημειακής πηγής, το (3) αναφέρεται στην επίδραση της δίνης, το (4) αναφέρεται στην ακμή φυγής, ενώ οι μοναδιαίες ροϊκές συναρτήσεις μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει των όρων \bar{x} , \bar{y} (Σχ. 3.17) με τις παρακάτω σχέσεις:

$$\Psi_j^{\gamma^+}(x, y) = \bar{x}_1 \ln r_1 - \bar{x}_2 \ln r_2 + \bar{x}_2 - \bar{x}_1 + \bar{y}(\theta_1 - \theta_2) \quad (3.28)$$

$$\Psi_j^{\gamma^-}(x, y) = [(\bar{x}_1 + \bar{x}_2)\Psi_j^{\gamma^+} + r_2^2 \ln r_2 - r_1^2 \ln r_1 + \frac{1}{2}(\bar{x}_1^2 + \bar{x}_2^2)\bar{y}] \frac{1}{\bar{x}_1 - \bar{x}_2} \quad (3.29)$$

$$\Psi_j^\sigma(x, y) = \bar{x}_2 \theta_2 - \bar{x}_1 \theta_1 + \bar{y} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (3.30)$$



Σχήμα 3.17 Συντεταγμένες σημείου της ροής ως προς πλαίσιο της αεροτομής [67].

Η ροϊκή συνάρτηση πρέπει να έχει σταθερή τιμή Ψ_0 σε κάθε κόμβο της αεροτομής και έτσι από τις παραπάνω σχέσεις εξάγεται το παρακάτω γραμμικό σύστημα:

$$\sum_{j=1}^N \alpha_{ij} \gamma_j - \Psi_0 = U_x y_i - U_y x_i - \sum_{j=1}^{N+N_w-1} b_{ij} \sigma_j, \quad \forall i \in [1, N] \quad (3.31)$$

Οι πίνακες των σταθερών α_{ij} και b_{ij} προσδιορίζονται από τις Εξισώσεις 3.28-3.30 αν όλοι οι κόμβοι της αεροτομής (x_i, y_i) είναι γνωστοί. Το παραπάνω γραμμικό σύστημα της Εξίσωσης 3.31 σε συνδυασμό με την συνθήκη Kutta:

$$\gamma_1 + \gamma_N = 0 \quad (3.32)$$

δίνει ένα γραμμικό σύστημα $(N + 1) \times (N + 1)$ για τις τιμές $\gamma_i \forall i \in [1, N]$ και τη σταθερή ροϊκή συνάρτηση που περιγράφει την επιφάνεια της αεροτομής Ψ_0 .

Ιδιαίτερη προσοχή δίνεται στη περίπτωση αεροτομών με αιχμηρή ακμή φυγής. Στη περίπτωση αυτή οι κόμβοι $i = 1$ και $i = N$ συμπίπτουν και το σύστημα δεν μπορεί να επιλυθεί, αφού οι αντίστοιχες Εξισώσεις 3.31 ταυτίζονται. Για να παρακαμφθεί αυτό το πρόβλημα, η Εξίσωση 3.31 που αφορά στον κόμβο N , πρέπει να αντικατασταθεί από την παρέκταση της μέσης τιμής του γ (μεταξύ της επάνω και της κάτω πλευράς) προς την ακμή φυγής που δίνεται ως εξής:

$$(\gamma_3 - 2\gamma_2 + \gamma_1) - (\gamma_{N-2} - 2\gamma_{N-1} + \gamma_N) = 0 \quad (3.33)$$

Για την ανάλυση ενός προβλήματος όπου η γεωμετρία είναι γνωστή, το γραμμικό σύστημα που αποτελείται από την Εξίσωση 3.31 και την συνθήκη Kutta μπορεί να λυθεί με απαλοιφή Gauss. Η λύση του προβλήματος θα είναι:

$$\gamma_i = \gamma_{0i} \cos a + \gamma_{90i} \sin a + \sum_{j=1}^{N+N_{wake}-1} b'_{ij} \sigma_j, \quad \forall i \in [1, N] \quad (3.34)$$

όπου, γ_0 και γ_{90} είναι η κατανομή στροβιλότητας που αφορά σε ομοιόμορφη ροή υπό γωνία $a = 0^\circ$ και $a = 90^\circ$ αντίστοιχα και $b'_{ij} = -a_{ij}^{-1} b_{ij}$.

Θέτοντας $\sigma_i = 0$ στην Εξίσωση 3.34 και καθορίζοντας την γωνία προσβολής a , προκύπτει η λύση του συστήματος για μη συνεκτική ροή. Στη περίπτωση ανάλυσης συνεκτικής ροής οι τιμές της έντασης των πηγών σ_i δεν είναι γνωστές από την αρχή. Για αυτόν τον λόγο το σύστημα Εξισώσεων 3.34, συμπληρώνεται από τις εξισώσεις οριακού στρώματος για να αποκτηθεί επιλύσιμο σύστημα εξισώσεων.

Η εύρεση της διανομής ταχυτήτων και έμμεσα η διανομή πιέσεων (συντελεστής C_p) υπολογίζεται από τη σχέση:

$$C_p = 1 - \left(\frac{\gamma}{U_\infty} \right)^2 \quad (3.35)$$

3.4.6.2 Μοντέλοποίηση για Συνεκτική Ροή

Η μαθηματική μοντελοποίηση για συνεκτική ροή διέπεται από την ολοκληρωτική μορφή της εξίσωσης ορμής:

$$\frac{d\theta}{d\xi} + (2 + H - M_E^2) \frac{\theta}{U_E} \frac{dU_E}{d\xi} = \frac{C_f}{2} \quad (3.36)$$

την σχέση της παραμέτρου σχήματος κινητικής ενέργειας, H^* :

$$\theta \frac{dH^*}{d\xi} + (2H^{**} + H^*(1 - H)) \frac{\theta}{U_E} \frac{dU_E}{d\xi} = 2C_d - H^* \frac{C_f}{2} \quad (3.37)$$

και την σχέση που της μεταβολή του μέγιστου συντελεστή διατμητικών τάσεων:

$$\frac{\delta}{C_\tau} \frac{dC_\tau}{d\xi} = 5.6(C_{\tau, EQ}^{0.5} - C_\tau^{0.5}) + 2\delta \left\{ \frac{4}{3\delta} \left[\frac{C_f}{2} - \left(\frac{H_k - 1}{6.7H_k} \right)^2 \right] - \frac{1}{U_E} \frac{dU_E}{d\xi} \right\} \quad (3.38)$$

Με ξ συμβολίζεται η συντεταγμένη κατά την διεύθυνση της ροής. Το σύστημα των Εξισώσεων 3.36 και 3.38 ολοκληρώνεται αν προστεθούν και οι εξισώσεις που ορίζουν τις ποσότητες $H^* = H^*(H_k, M_E, Re_\theta)$, $H^{**} = H^{**}(H_k, M_E)$, $C_f = C_f(H_k, M_E, Re_\theta)$, $C_d = C_d(H_k, M_E, Re_\theta)$. Οι πλήρεις μαθηματικές σχέσεις μπορούν να βρεθούν στην εργασία των Drela & Giles [87], [88]. Στις εξισώσεις αυτές ο ορισμός της κινηματικής παραμέτρου μορφής δίνεται από τη σχέση που αναφέρει ο Whitfield [89] για αδιαβατικές ροές αέρα:

$$H_k = \frac{H - 0.290M_E^2}{1 + 0.113M_E^2} \quad (3.39)$$

Σε περιοχές στρωτής ροής η Εξίσωση 3.38 αντικαθίσταται από μια σχέση μοντελοποίησης της αύξησης του πλάτους του πιο ενισχυμένου κύματος Tollmien-Schlichting:

$$\frac{d\tilde{n}}{d\xi} = \frac{d\tilde{n}}{dRe_\theta}(H_k) \cdot \frac{dRe_\theta}{d\xi}(H_k, \theta) \quad (3.40)$$

Περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στην εργασία των Drela και Giles [87].

Ο ομόρρους αντιμετωπίζεται σαν ένα στρώμα συνεκτικής ροής. Οι σχέσεις που ισχύουν στην ακμή φυγής και επεκτείνονται σε όλο το στρώμα του ομόρρου είναι:

$$\theta_{wake} = \theta_{upper} + \theta_{lower} \quad (3.41)$$

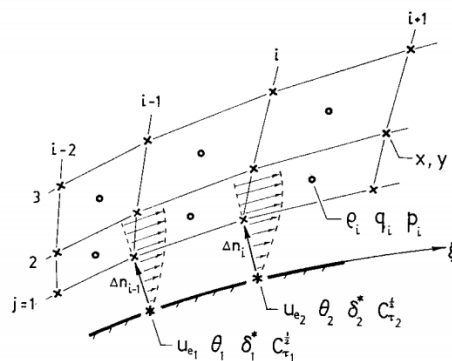
$$\delta_{wake}^* = \delta_{upper}^* + \delta_{lower}^* + h_{T.E.} \quad (3.42)$$

Στις παραπάνω σχέσεις με $h_{T.E.}$ συμβολίζεται το πάχος της ακμής φυγής.

Η αρχική τιμή του συντελεστή διατμητικών τάσεων στον ομόρρου δίνεται από την σχέση:

$$C_{\tau,wake} = \frac{C_{\tau,upper}\theta_{upper} + C_{\tau,lower}\theta_{lower}}{\theta_{upper} + \theta_{lower}} \quad (3.43)$$

Οι Εξισώσεις 3.36-38 και 3.40, διακριτοποιούνται με χρήση του κανόνα του τραπεζοειδούς. Οι μεταβλητές θ , δ^* , C_τ ή \tilde{n} και U_E ορίζονται στους κόμβους. Στο Σχήμα 3.18 παρουσιάζονται οι τρεις βασικές μεταβλητές του οριακού στρώματος το υπολογιστικό πλέγμα. Όλες οι άλλες μεταβλητές του οριακού στρώματος μπορούν να εκφραστούν βάσει αυτών των τριών μεταβλητών. Αν το οριακό στρώμα είναι στρωτό μεταξύ των θέσεων $i-1$ και i , τότε ο ρυθμός ενίσχυσης αντικαθιστά τον συντελεστή διατμητικών τάσεων. Στην περίπτωση που μεταξύ των κόμβων 1 και 2 εμφανίζεται περιοχή μετάβασης τότε στον κόμβο 1 χρησιμοποιείται η μεταβλητή \tilde{n} , ενώ στον κόμβο 2 χρησιμοποιείται η μεταβλητή C_τ .



Σχήμα 3.18 Διάφορες περιοχές του διακριτοποιημένου οριακού στρώματος [87].

Επομένως, κάθε πλαίσιο της αεροτομής και του ομόρρου έχει τρεις μη γραμμικές εξισώσεις που σχετίζονται με αυτό και επιλύονται με τον τρόπο που περιγράφεται παρακάτω.

Εφόσον η ροή στο εσωτερικό της αεροτομής είναι στάσιμη, στην επιφάνεια της αεροτομής η τιμή της U_E , ισούται με την τοπική στροβιλότητα, γ στην πλευρά αναρρόφησης και με $-\gamma$ στην πλευρά κατάθλιψης. Σύμφωνα με τον Mark Drela [67], οι σχέσεις που συνδέουν την U_E με την κατανομή της στροβιλότητας δίνονται από τις σχέσεις:

$$U_{Ei} = \pm \gamma_i \quad \forall \quad i \in [1, N] \quad (3.44)$$

$$U_{Ei} = \nabla \Psi \hat{n} = U_x \hat{n}_x - U_y \hat{n}_y + \sum_{j=1}^N c_{ij}^{\gamma} \gamma_j + \sum_{j=1}^{N+N_w-1} c_{ij}^{\sigma} \sigma_j \quad \forall \quad i \in [N+1, N+N_w] \quad (3.45)$$

όπου \hat{n} είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στον ομόρρο.

Αντικαθιστώντας τη σχέση της επιφανειακής στροβιλότητας (Εξ. 3.34) στις Εξισώσεις 3.44-45 και εκφράζοντας την ένταση των πηγών ως απώλεια μάζας, προκύπτει η παρακάτω εξίσωση:

$$\sigma_i = \frac{dm}{d\xi} = \pm \frac{m_{i+1} - m_i}{s_{i+1} - s_i}, \quad m \equiv U_E \delta^* \quad (3.46)$$

Η λύση του συστήματος είναι:

$$U_{Ei} = U_{inv,i} + \sum_{j=1}^{N+N_w-1} d_{ij} m_j \quad \forall \quad i \in [1, N+N_w] \quad (3.47)$$

Η παραπάνω γενική έκφραση αποτελεί μια σύζευξη της λύσης της μη συνεκτικής ροής γύρω από μια αεροτομή και της λύσης που αφορά στην διανομή της μεταπιθέμενης μάζας που αντιπροσωπεύει το οριακό στρώμα και τον ομόρρο. Ο όρος $U_{inv,i}$ (ατρίβης ταχύτητα ακμής) και ο πίνακας d_{ij} είναι ανεξάρτητα της λύσης για συνεκτική ροή και προσδιορίζονται από την γεωμετρία αεροτομής-ομόρρου και τη γωνία προσβολής. Οι θέσεις του ομόρρου προσδιορίζονται από την μη συνεκτική ροή, επάνω στην τροχιά μιας ροϊκής γραμμής που φέρεται από το μέσο του πλαισίου της ακμής φυγής. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι ο πίνακας d_{ij} εμπεριέχει την επίδραση της απώλειας μάζας κοντά στην ακμή φυγής, στη διανομή του U_E μέσω της επίδρασής του στην συνθήκη Kutta. Αυτή η μη άμεση επίδραση είναι αρκετά σημαντική για ροές με χαμηλούς αριθμούς Reynolds, ειδικά κοντά στην αποκόλληση και στη πιθανή ύπαρξη φυσαλίδας αποκόλλησης.

μεταβλητές θ , δ^* , C_τ ή \tilde{n} και U_E .

Η Εξίσωση 3.47 είναι μια ακριβής έκφραση της διανομής U_E σε όρους ανάλυσης οριακού στρώματος κλείνει το σύνολο των εξισώσεων 3.36-38 και 3.40. Αυτό το μη γραμμικό σύστημα επιλύεται με τη μέθοδο Newton. Οι μεταβλητές της μεθόδου, $\delta\theta_i$, δm_i και $dC_{\tau i}$ ή $\delta\tilde{n}_i$ ανάλογα με το αν το i είναι στην στρωτή ή στη τυρβώδη περιοχή. Το σύστημα με μορφή πινάκων γράφεται:

$$\begin{bmatrix} J_{1j} \\ \vdots \\ J_{(N+N_w)j} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta\theta_i \\ \delta m_i \\ \delta\tilde{n}_i, dC_{\tau i} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_1 \\ \vdots \\ -R_{N+N_w} \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

Για συμπιεστές ροές, σύμφωνα με την διόρθωση Karman-Tsien [90], η ταχύτητα και ο συντελεστής διαφοράς πίεσης σε μια αεροτομή, μπορούν να υπολογιστούν διορθώνοντας τις αντίστοιχες τιμές για ασυμπίεστη ροή. Έτσι για την πίεση και τη ταχύτητα αντίστοιχα (με $\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$ και $\lambda = M_\infty^2 (1 + \beta)^{-2}$), θα ισχύουν:

$$C_p = \frac{C_{p,inc}}{\beta + \lambda(1 + \beta) \frac{C_{p,inc}}{2}} \quad (3.49)$$

και

$$U = \frac{U_{inc}(1 - \lambda)}{1 + \lambda \left(\frac{U}{U_\infty} \right)_{inc}^2} \quad (3.50)$$

Οι υπόλοιπες εξισώσεις του συστήματος δε χρειάζεται να διορθωθούν αφού είναι γραμμένες έτσι ώστε να εφαρμόζονται και σε συμπίεστη και σε ασυμπίεστη ροή.

3.4.6.3 Υπολογισμός δυνάμεων και ροπών

Ο υπολογισμός των συντελεστών άνωσης και ροπής πρόνευσης γίνεται με τους παρακάτω τύπους [91]:

$$C_l = \oint C_p d\bar{x} \quad (3.51)$$

$$C_m = - \oint \{ C_p [(x + x_{ref})dx + (y + y_{ref})dy] \} \quad (3.52)$$

όπου $x_{ref} = 1/4$, $y_{ref} = 0$, $\bar{x} = x \cos a + y \sin a$ και $\bar{y} = y \cos a - x \sin a$. Η ολοκλήρωση πραγματοποιείται κατά μήκος της περιφέρειας της αεροτομής, με ωρολογιακή φορά. Ο συντελεστής πίεσης υπολογίζεται όπως προαναφέρθηκε παραπάνω. Ο συντελεστής αντίστασης βρίσκεται με εφαρμογή της μεθόδου Squire-Young στο τελευταίο σημείο του ομόρρου (σε απόσταση ίση με μια χορδή) [91]. Ο τύπος που δίνει τον συντελεστή είναι:

$$C_d = 2\theta \left(\frac{U_E}{U_\infty} \right)^{\frac{H+5}{2}} \quad (3.53)$$

Εκτός από τον υπολογισμό του συνολικού συντελεστή C_d (για συνεκτική ροή) από το πάχος απώλειας ορμής του ομόρρου, το XFOIL υπολογίζει την αντίσταση λόγω τριβής και μορφής, $C_{d,f}$ και $C_{d,p}$. Αυτές υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$C_{d,f} = \oint C_f dx \quad (3.54)$$

$$C_{d,p} = C_d - C_{d,f} \quad (3.55)$$

3.4.6.4 Κριτήριο μετάβασης

Στον αλγόριθμο του XFOIL για την εκτίμηση της περιοχής μετάβασης (ελεύθερη μετάβαση) χρησιμοποιείται η μέθοδος $e^{\tilde{n}}$. Απαιτείται η εισαγωγή από τον χρήστη της παραμέτρου \tilde{n}_{crit} , δηλαδή του λογάριθμου του παράγοντα ενίσχυσης της διαταραχής η οποία εκκινεί την μετάβαση. Η τιμή του παράγοντα αυτού εξαρτάται από το επίπεδο διαταραχών στη ροή στην οποία βρίσκεται η αεροτομή ώστε να γίνει σωστή προσομοίωση της επίδρασής τους στην μετάβαση. Στον Πίνακα 3.5 φαίνονται οι τυπικές τιμές του για διάφορες περιπτώσεις.

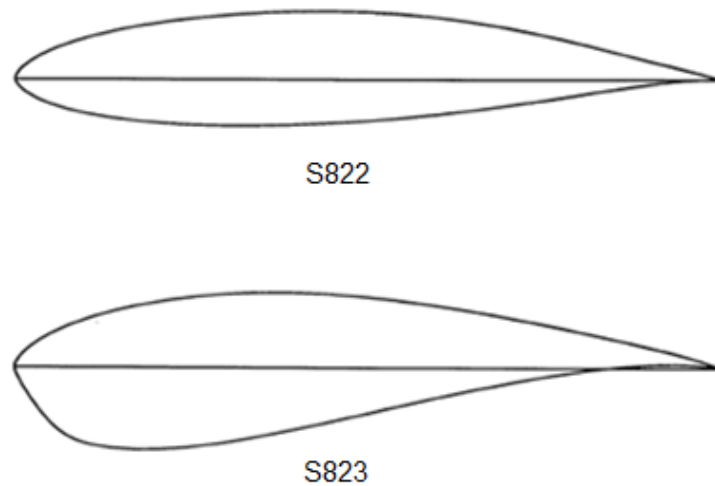
Πίνακας 3.5 Τιμές του κρίσιμου παράγοντα για διάφορες περιπτώσεις.

Περίπτωση	\tilde{n}_{crit}
Ανεμόπτερο	12-14
Μηχανοκίνητο ανεμόπτερο	11-13
Καθαρή αεροσήραγγα	10-12
Συνήθης αεροσήραγγα	9
Λερωμένα αεροσήραγγα	4-8

Η επιλογή $\tilde{n}_{crit} = 9$ οδηγεί στην κλασική μέθοδο e^9 και είναι μια από τις πιο συνήθεις επιλογές καθώς δίνει ακριβή αποτελέσματα στις περισσότερες εφαρμογές αεροτομών. Στο XFOIL αυτή η τιμή είναι η προεπιλογή.

3.4.7 Αποτελέσματα Βελτιστοποίησης

Παρακάτω θα παρουσιαστεί ένα παράδειγμα βελτιστοποίησης δυο αεροτομών που χρησιμοποιούνται για την ανάπτυξη πτερυγίων μικρών ανεμογεννητριών. Η οικογένεια αεροτομών της οποίας η βελτιστοποίηση θα παρουσιαστεί παρακάτω είναι η πρώτη οικογένεια αεροτομών της NREL για πτερύγια μικρών ανεμογεννητριών. Σχεδιάστηκε το 1993 και χρησιμοποιεί στη βάση την αεροτομή S823 και στην ακμή την αεροτομή S822. Οι σχεδιαστικές προδιαγραφές αυτής της οικογένειας ορίζουν για την περιοχή της ακμής, συντελεστές $C_{l,max} = 1$ και $C_{d,min} = 0.010$ για $Re = 600000$, ενώ για τη βάση $C_{l,max} = 1.2$ και $C_{d,min} = 0.018$ για $Re = 400000$ [62]. Σε μικρές ανεμογεννήτριες απαιτούνται αρκετά στιβαρά πτερύγια και για αυτό επιλέχθηκε η βάση να έχει πάχος ίσο με το 21% της χορδής και ακμή πάχους 16% της χορδής. Οι αεροτομές παρουσιάζονται στο Σχ. 3.19.



Σχήμα 3.19 Οι αεροτομές S823 και S822 [62].

Η αεροτομή S823 και ο τρόπος αναπαράστασής της με καμπύλες Bézier παρουσιάστηκε στη παράγραφο [3.4.4](#). Οι παράμετροι της προσέγγισης της καμπύλης S822 παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.6.

Πίνακας 3.6 Παράμετροι προσέγγισης της αεροτομής S822.

Καμπύλη	Βαθμός καμπύλης Bézier	Συντελεστής m	Συντελεστής βαρύτητας
UTE	6	0.8	0.35
LE	9	0.005	0.75
LTE	6	0.8	0.35

Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της αεροτομής S822 και των καμπυλών Bézier που την προσεγγίζουν με χρήση του XFOIL, δίνονται στον Πίνακα 3.7.

Πίνακας 3.7: Αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της αεροτομής S822 και της προσέγγισής της.

Αεροτομή	Re	α (°)	C_l	C_m	C_d	L/D
S822	600000	0	0.2837	-0.0752	0.00755	37.56
S822 (Bézier)	600000	0	0.2859	-0.0759	0.00743	38.46

Στον Πίνακα 3.8 παρουσιάζονται οι αποκλίσεις των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών της προσεγγιστικής καμπύλης σε σχέση με τα χαρακτηριστικά της αεροτομής S822.

Πίνακας 3.8: Οι αποκλίσεις των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών των προσεγγίσεων των αεροτομών.

Αεροδυναμικά χαρακτηριστικά	Απόκλιση (%)
C_l	-0.78
C_m	-0.92
C_d	+1,56
L/D	-2.40

Στα παραδείγματα διαδικασιών βελτιστοποίησης που θα παρουσιαστούν παρακάτω η αντικειμενική συνάρτηση ήταν η μεγιστοποίηση του συντελεστή άνωσης για πέντε διαφορετικές γωνίες προσβολής (0°, 5°, 10°, 15°, 20°).

Βάσει και των περιορισμών ο στόχος σε όλες τις περιπτώσεις είναι η ανάπτυξη αεροτομών που θα παρουσιάζουν μέγιστη άνωση, και λόγο άνωσης προς οπισθέλκουσα. Τα επίπεδα της αεροδυναμικής αντίστασης θα πρέπει να είναι το πολύ ίσα με αυτά της αρχικής αεροτομής. Σε όλα τα σενάρια οι μεταβλητές του προβλήματος είναι τα σημεία ελέγχου του πολυγώνου. Για το πόσο ελεύθερα θα είναι να κινηθούν στο χώρο κατά τη βελτιστοποίηση, τα σημεία ελέγχου, έγιναν δοκιμές τέτοιες ώστε οι παραγόμενες γεωμετρίες των αεροτομών να μπορούν να αναλυθούν από το XFOIL. Παρατηρήθηκε ότι αν τα σημεία ελέγχου των δύο καμπυλών της ακμής φυγής μπορούν να μετακινηθούν κατά ± 0.1 η προκύπτουσα αεροτομή παρουσιάζει κάποιες ιδιαιτερότητες που οδηγούν σε ατελή τρεξίματα του XFOIL και κατά συνέπεια σε ατελή τρεξίματα του EASY τα οποία λαμβάνονται σαν αποτυχημένες αξιολογήσεις και δεν συμβάλουν στην εύρεση βέλτιστης λύσης, αλλά αυξάνουν ιδιαίτερα το χρόνο τρεξίματος. Σε κάθε περίπτωση, η ακμή φυγής μένει σταθερά στο σημείο με συντεταγμένες (1,0) και οι ακμές των πολυγώνων, των

καμπυλών που την περιγράφουν μπορούν να μετακινηθούν στις δύο διαστάσεις κατά ± 0.1 . Οι ακμές του πολυγώνου της καμπύλης που περιγράφει την ακμή προσβολής μπορούν να κινηθούν κατά περίπτωση, κατά ± 0.1 ή ± 0.2 .

3.4.7.1 Βελτιστοποίηση της Αεροτομής S823

Σε αυτήν τη διαδικασία βελτιστοποίησης χρησιμοποιήθηκαν 46 σχεδιαστικές παράμετροι, από τις οποίες οι 16 ήταν σταθερές παράμετροι του προβλήματος (συντεταγμένες της ακμής φυγής και των σημείων έλεγχου που καθορίζονται από τις σχέσεις της συνέχειας) και 30 ήταν οι ελεύθερες μεταβλητές του προβλήματος. Το πρόβλημα σε αυτήν την περίπτωση είναι ένα πρόβλημα πολλών αντικειμενικών συναρτήσεων καθώς επιδιώχθηκε η μεγιστοποίηση της άνωσης για πέντε διαφορετικές γωνίες προσβολής, 0° , 5° , 10° , 15° , 20° . Οι επιβαλλόμενοι περιορισμοί σχετίζονται με την μέγιστη επιτρεπτή αντίσταση, την ελάχιστη άνωση και το εύρος της ροπής πρόνευσης για τις πέντε διαφορετικές γωνίες προσβολής του προβλήματος. Το πλήθος των ελεύθερων μεταβλητών, το πεδίο στο οποίο μπορούν να μεταβληθούν και ο αριθμός γενεών για κάθε εκτέλεση, φαίνονται στον Πίνακα 3.9.

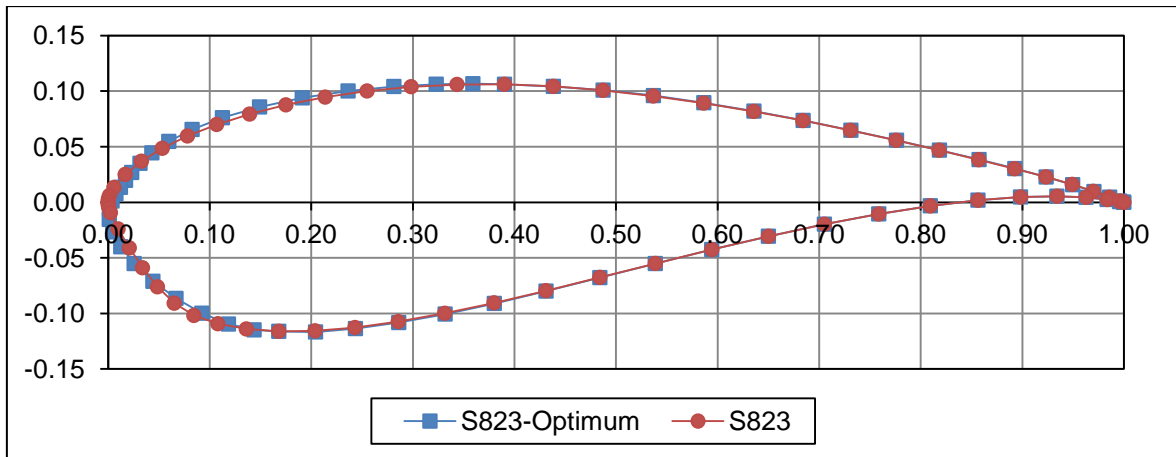
Οι συνθήκες της ροής γύρω από την αεροτομή είναι $Re = 400000$ και $M = 0.017$. Οι περιορισμοί είναι:

- Η αεροδυναμική άνωση για τις πέντε γωνίες προσβολής θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη ή ίση από αυτή της αεροτομής S823.
- Η αεροδυναμική αντίσταση για τις πέντε γωνίες προσβολής θα πρέπει να είναι μικρότερη ή ίση από αυτή της αεροτομής S823.
- Ο συντελεστής ροπής πρόνευσης θα πρέπει να κυμαίνεται στα σχεδιαστικά όρια της αεροτομής S823 και για τις πέντε γωνίες προσβολής.

Πίνακας 3.9: Δεδομένα εκτελέσεων του τρίτου σεναρίου βελτιστοποίησης

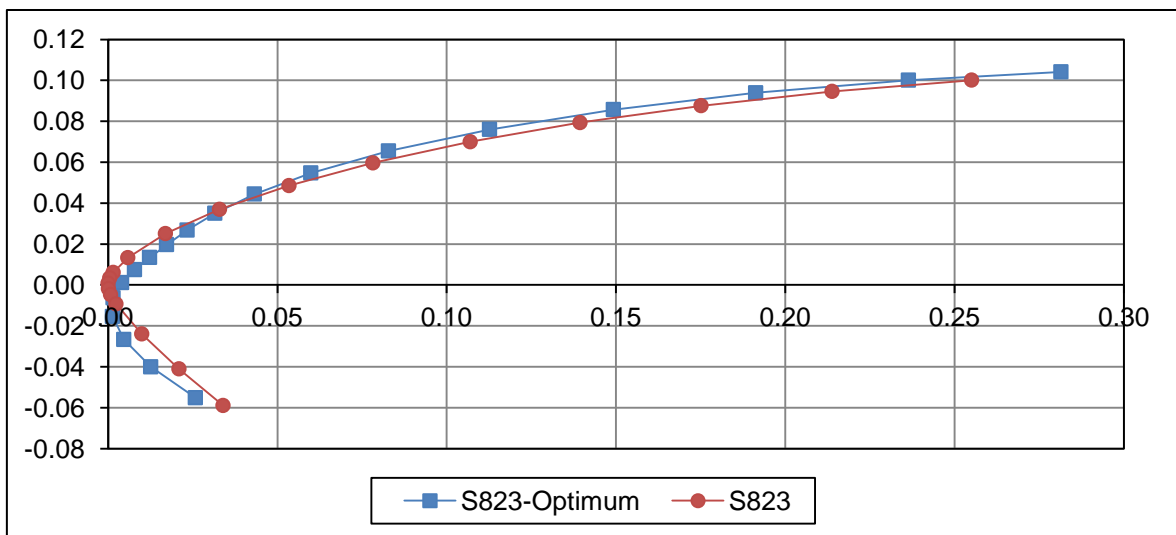
Ελεύθερες μεταβλητές	Πεδίο ορισμού ελεύθερων μεταβλητών	Πλήθος γενεών
30	Ακμή προσβολής: ± 0.1 Ακμή φυγής: ± 0.1	3000

Στο σχήμα 3.20, φαίνεται η βελτιστοποιημένη γεωμετρία της αεροτομής S823. Οι δυο αεροτομές διαφέρουν ελάχιστα.



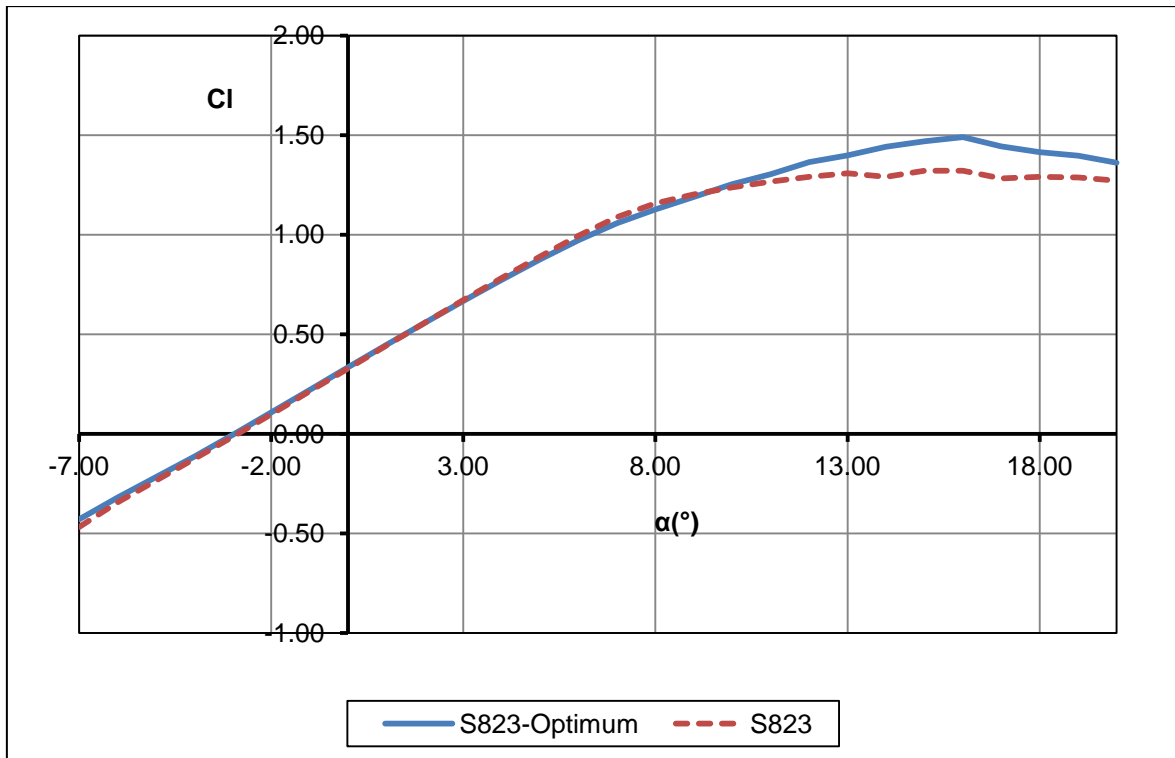
Σχήμα 3.20 Σύγκριση γεωμετρίας βελτιστοποιημένης αεροτομής S823 και της πρωτότυπης αεροτομής S823.

Στο Σχήμα 3.21 παρουσιάζεται μια λεπτομέρεια από την ακμή προσβολής της αεροτομής ώστε να φανεί η σχηματική διαφοροποίηση της μιας αεροτομής από την άλλη.

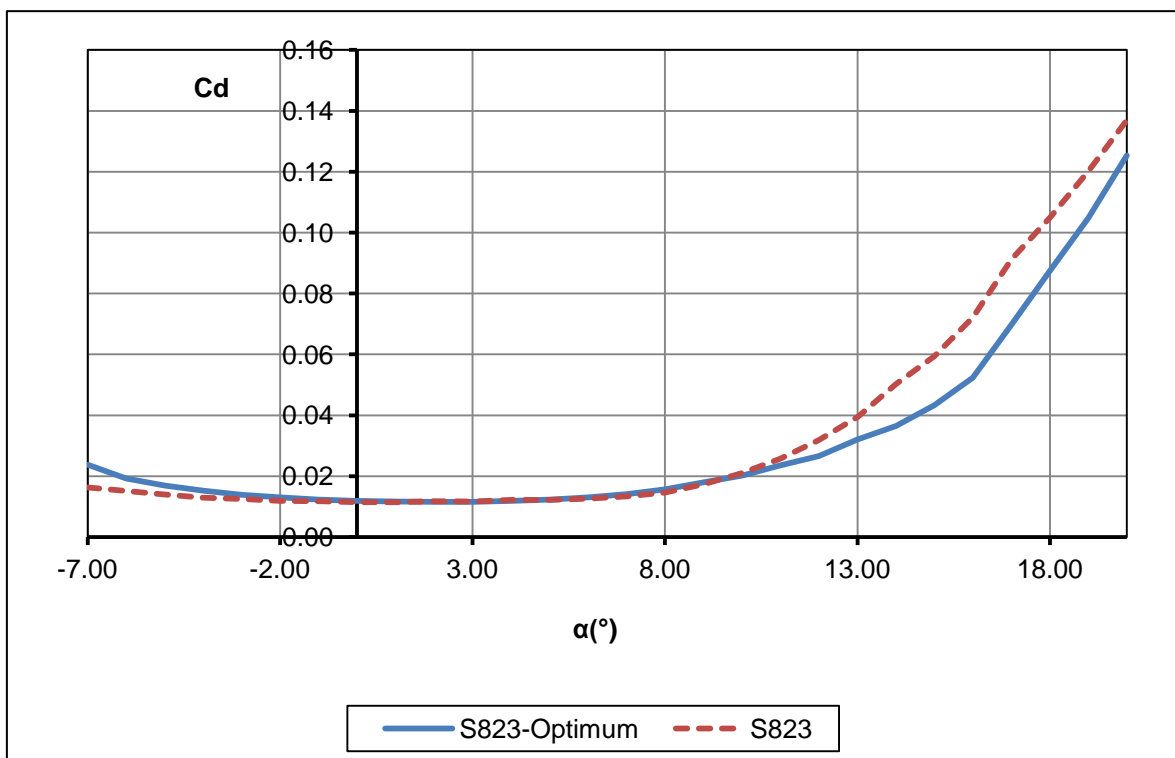


Σχήμα 3.21 Λεπτομέρεια της ακμής προσβολής των δύο αεροτομών του Σχήματος 3.25.

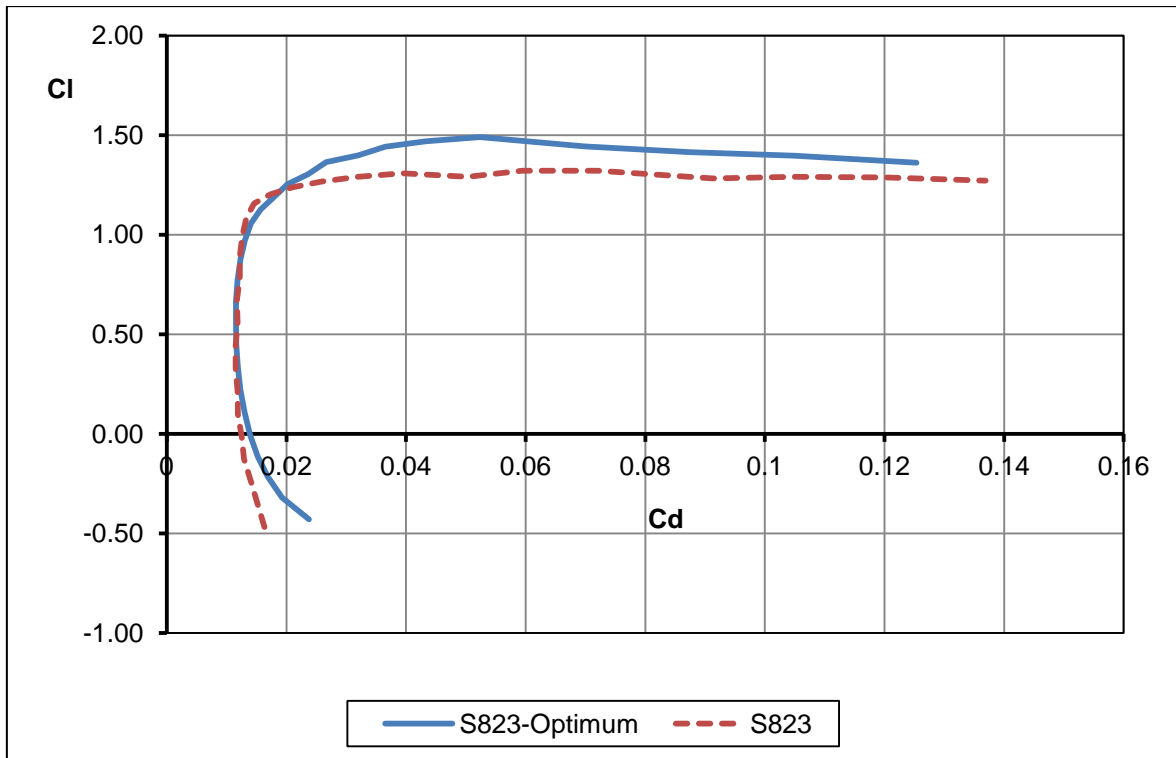
Παρατηρείται ότι η ακμή προσβολής της νέας αεροτομής έχει μια πολύ μικρή κλίση προς τα κάτω. Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά τις βελτιστοποιημένης και της πρωτότυπης αεροτομής παρουσιάζονται στα Σχήματα 3.22-26.



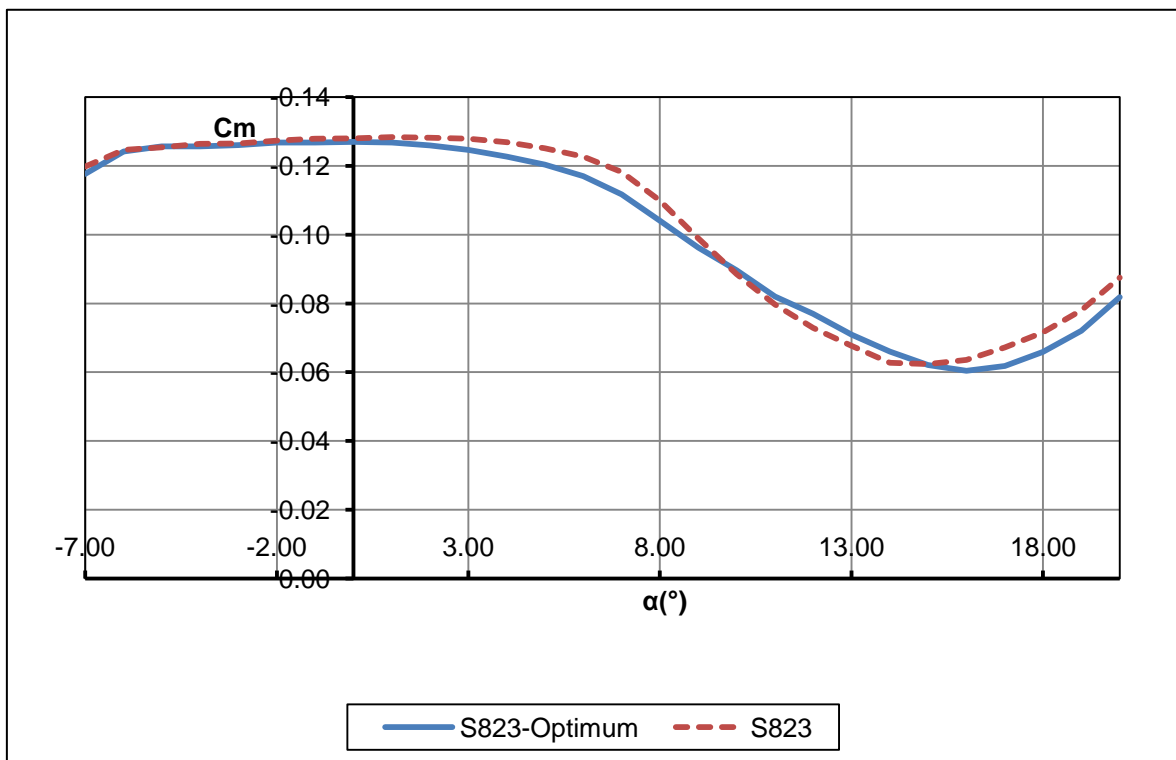
Σχήμα 3.22 Διαγράμματα $C_l - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και την πρωτότυπη S823 ($Re = 400000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



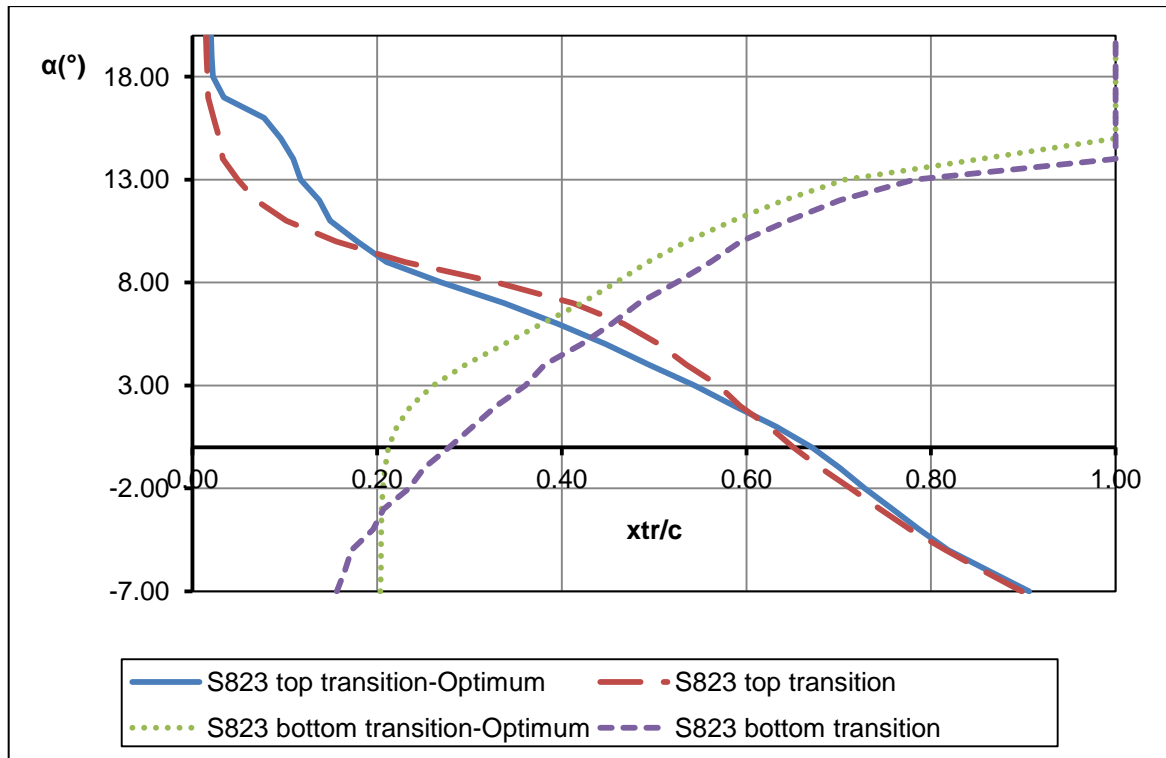
Σχήμα 3.23 Διαγράμματα $C_d - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και την πρωτότυπη S823 ($Re = 400000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.24 Διαγράμματα $C_l - C_d$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και την πρωτότυπη S823 ($Re = 400000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.25 Διαγράμματα $C_m - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και την πρωτότυπη S823 ($Re = 400000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.26 Μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και την πρωτότυπη S823 ($Re = 400000$).

Στο Σχήμα 3.22, φαίνεται ότι όπως και η S823, έτσι και η νέα, παρουσιάζει διάγραμμα $C_l - \alpha$ με σταθερή κλίση για ένα μεγάλο εύρος γωνιών προσβολής. Το εύρος γωνιών στο οποίο το διάγραμμα διατηρεί σταθερή κλίση είναι μεγαλύτερο από αυτό της πρωτότυπης. Το μέγιστο του διαγράμματος εμφανίζεται στις 16° και παίρνει τη τιμή 1.4894. Αυτό το μέγιστο είναι υψηλότερο κατά 24% από αυτό της πρωτότυπης (το σχεδιαστικό μέγιστο το οποίο ισούται με 1.2). Πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό της νέας αεροτομής είναι ότι εμφανίζει χαμηλή αεροδυναμική αντίσταση σε σχέση με τη πρωτότυπη. Από το Σχήμα 3.23 εξάγεται το συμπέρασμα ότι η νέα αεροτομή εμφανίζει αντίσταση περίπου ίση με την αρχική και μάλιστα σε περιοχές υψηλότερων γωνιών προσβολής $>11^\circ$, διατηρείται σε χαμηλότερα επίπεδα από την αντίσταση που εμφάνιζε η αρχική. Ομοίως και από το Σχήμα 3.24 μπορεί να φανεί ότι η αεροδυναμική αντίσταση της νέας αεροτομής είναι μικρότερη από αυτή της S823. Ιδιαίτερα στη περιοχή που εμφανίζεται η περιοχή υψηλότερης άνωσης σε σχέση με την αρχική, η αντίσταση είναι χαμηλότερη από της πρωτότυπης.

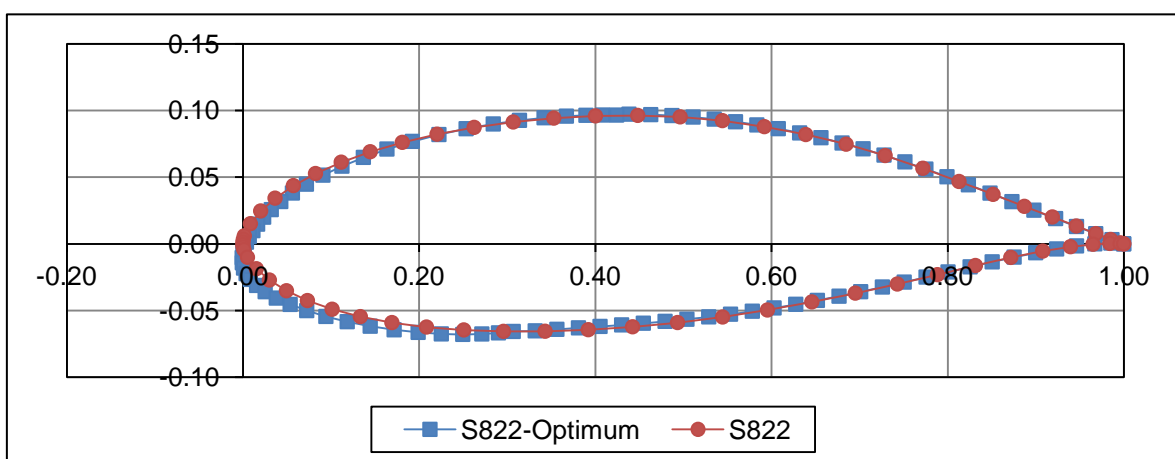
Στο διάγραμμα του Σχήματος 3.25 φαίνεται η επιρροή του περιορισμού που επιβλήθηκε και αφορά τα επίπεδα του συντελεστή ροπής πρόνευσης. Ο συντελεστής διατηρείται πολύ κοντά στον αρχικό συντελεστή σε όλες τις γωνίες προσβολής και πληροί τον σχεδιαστικό περιορισμό, που αναφέρθηκε προηγούμενα.

Όσον αφορά στην περιοχή μετάβασης, από το Σχήμα 3.26 φαίνεται ότι στην επάνω πλευρά η μετάβαση επέρχεται λίγο πιο νωρίτερα σε σχέση με τη πρωτότυπη στη περιοχή από 2° έως 9° . Στη κάτω πλευρά, η μετάβαση επέρχεται σχετικά νωρίτερα σε γωνίες μικρότερες των -4° και σε όλο το εύρος των θετικών γωνιών. Βέβαια, στα σενάρια που εκτελούνται σχετικά με την αεροτομή S823, δεν έχει τεθεί περιορισμός για την περιοχή μετάβασης και προφανώς για αυτό σε καμία από τις αεροτομές που προέκυψαν δε μπορεί να γίνει έλεγχός της.

3.4.7.2 Βελτιστοποίηση της Αεροτομής S822

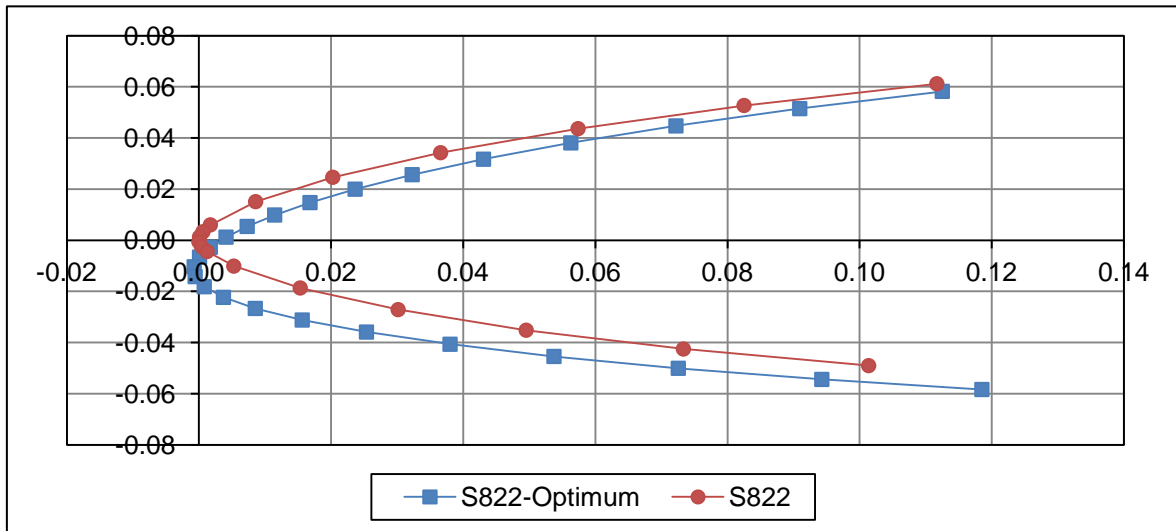
Σε αυτήν τη διαδικασία βελτιστοποίησης υπήρχαν 48 σχεδιαστικές παράμετροι, από τις οποίες οι 33 ήταν σταθερές παράμετροι του προβλήματος (οι τετμημένες των σημείων ελέγχου, οι συντεταγμένες της ακμής φυγής και των σημείων έλεγχου που καθορίζονται από τις σχέσεις της συνέχειας και οι τεταγμένη του σημείου ελέγχου πριν την ακμή φυγής από την κάτω πλευρά) και 15 ήταν οι ελεύθερες μεταβλητές του προβλήματος. Το σενάριο αυτό είναι ένα πρόβλημα πολλών αντικειμενικών συναρτήσεων με σκοπό την μεγιστοποίηση της άνωσης για πέντε διαφορετικές γωνίες προσβολής, 0° , 5° , 10° , 15° , 20° , στην οποία υπεισέρχονται περιορισμοί σχετικά με τον ελάχιστο συντελεστή άνωσης και τον μέγιστο συντελεστή αντίστασης στις πέντε γωνίες (κανένας περιορισμός σχετικά με τη ροπή πρόνευσης δεν εφαρμόζεται). Ο αριθμός γενιών είναι ίσος με 2000.

Οι συνθήκες της ροής γύρω από την αεροτομή είναι $Re = 600000$ και $M = 0.026$. Στο Σχήμα 3.27, φαίνεται η βελτιστοποιημένη γεωμετρία της αεροτομής S822 σε σχέση με τη πρωτότυπη.



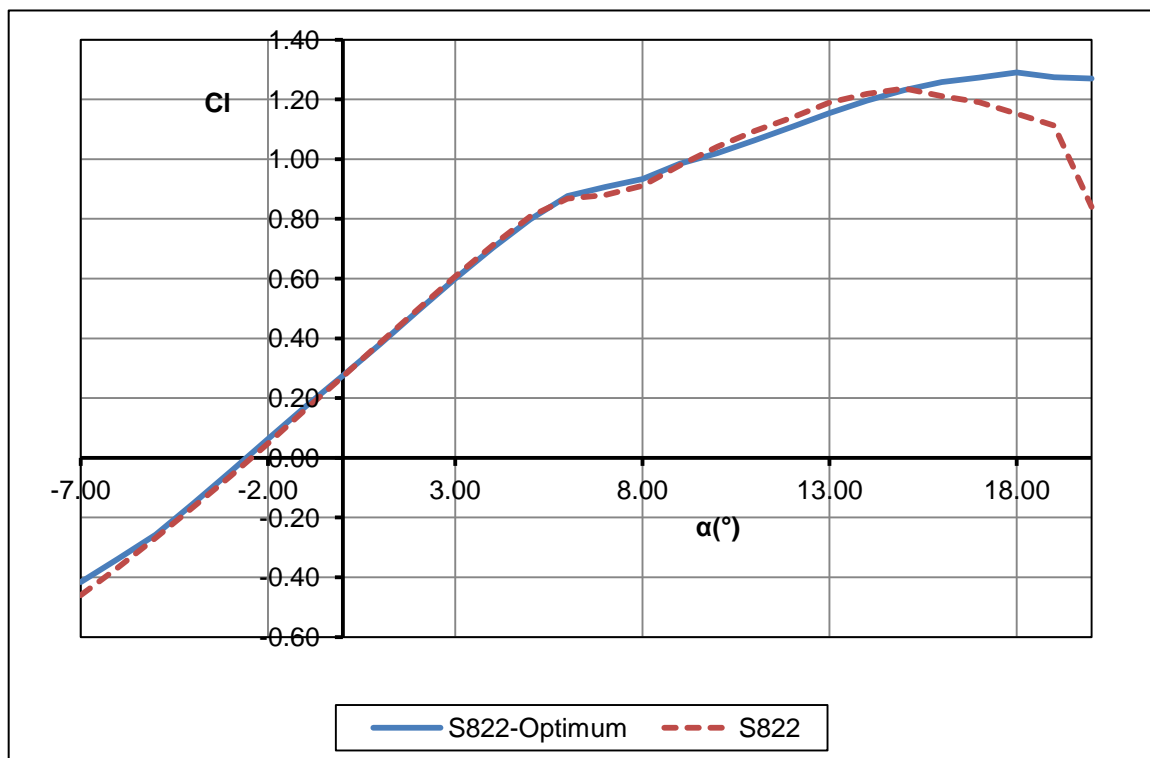
Σχήμα 3.27 Σύγκριση γεωμετρίας βελτιστοποιημένης αεροτομής S822 και της πρωτότυπης αεροτομής S822.

Στο Σχήμα 3.33 φαίνεται μια λεπτομέρεια της ακμής προσβολής της αεροτομής S822 και της βελτιστοποιημένης αεροτομής.

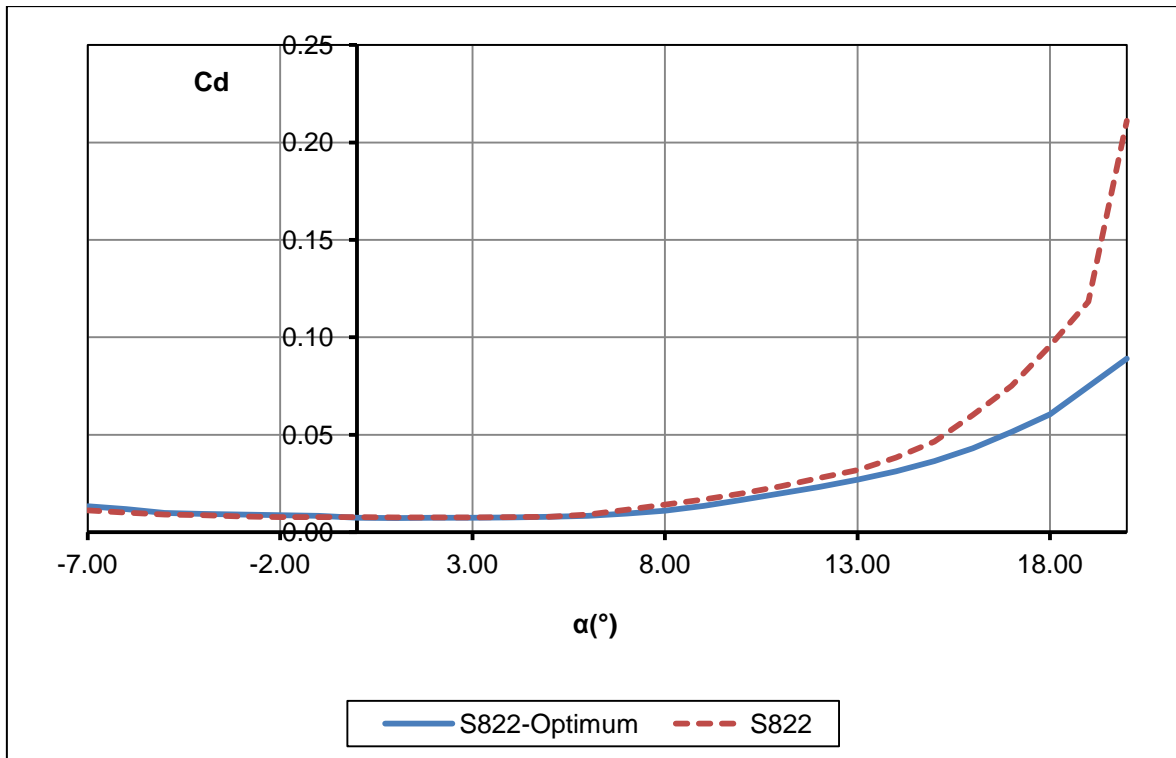


Σχήμα 3.28 Λεπτομέρεια της ακμής προσβολής των δύο αεροτομών του Σχήματος 3.32.

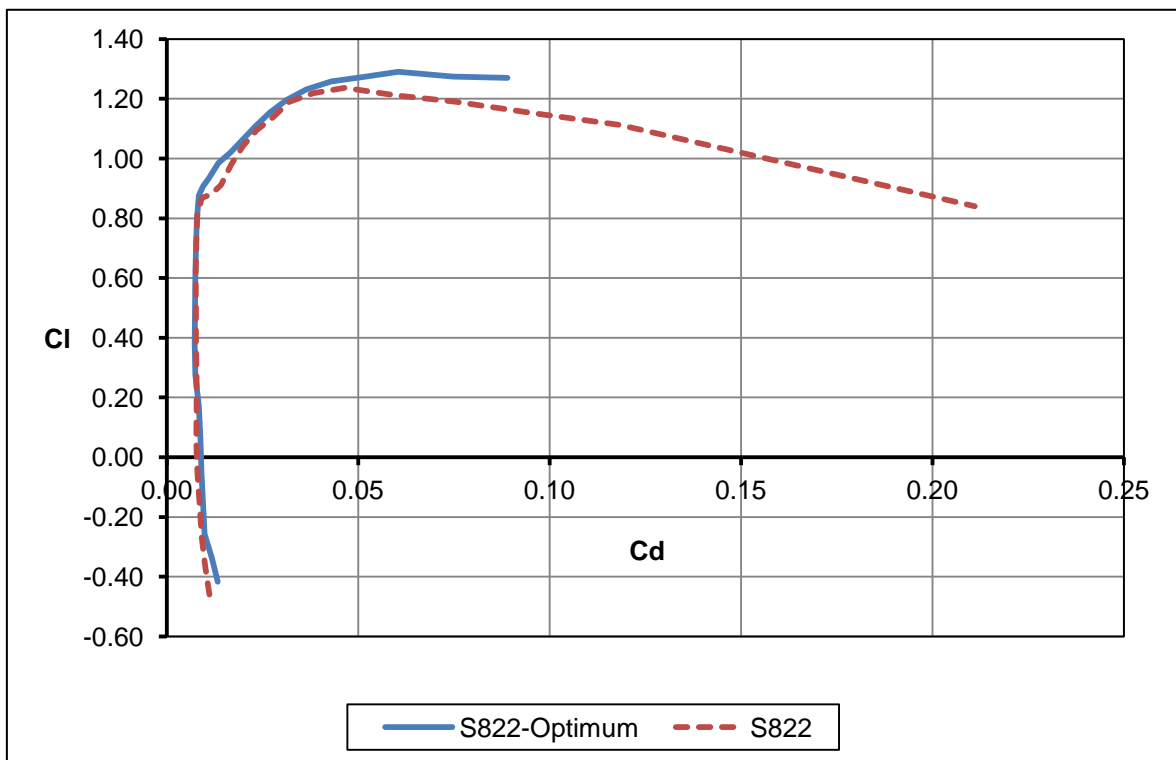
Παρατηρείται ότι η ακμή προσβολής της νέας αεροτομής έχει μια κλίση προς τα κάτω. Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά τις βελτιστοποιημένης και της πρωτότυπης αεροτομής παρουσιάζονται στα σχήματα 3.29-33.



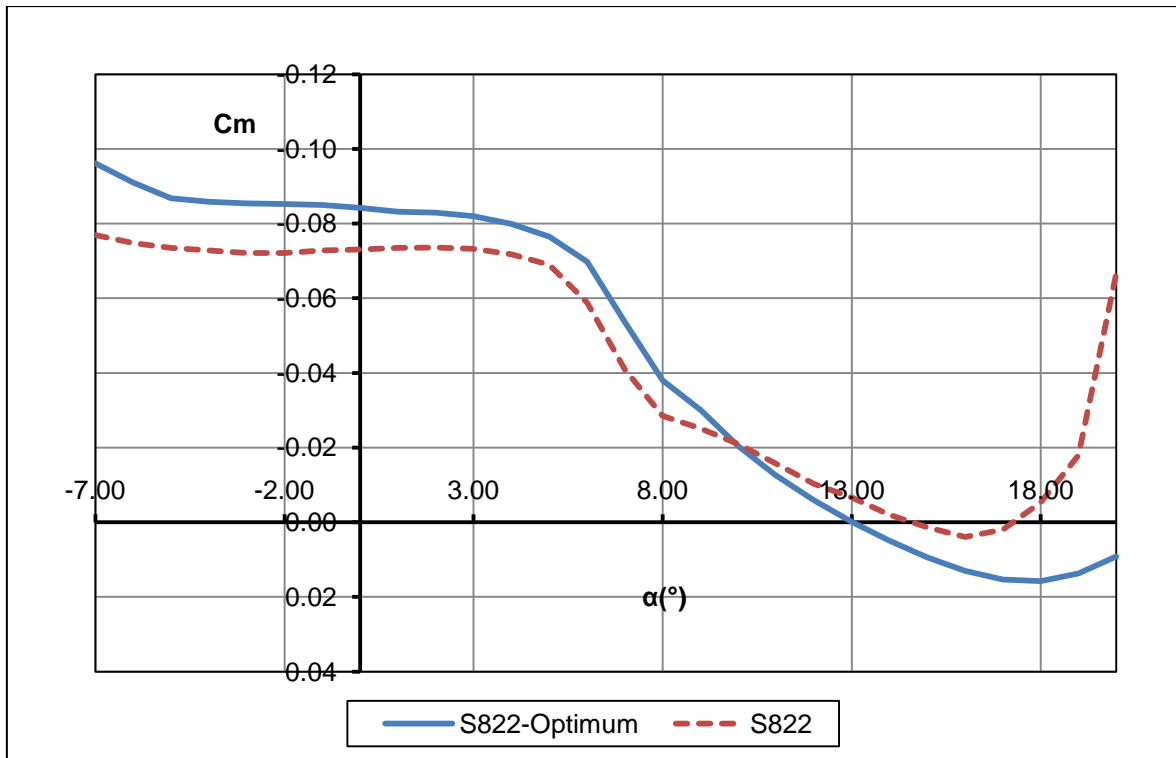
Σχήμα 3.29 Διαγράμματα $C_l - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και τη πρωτότυπη S822 ($Re = 600000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



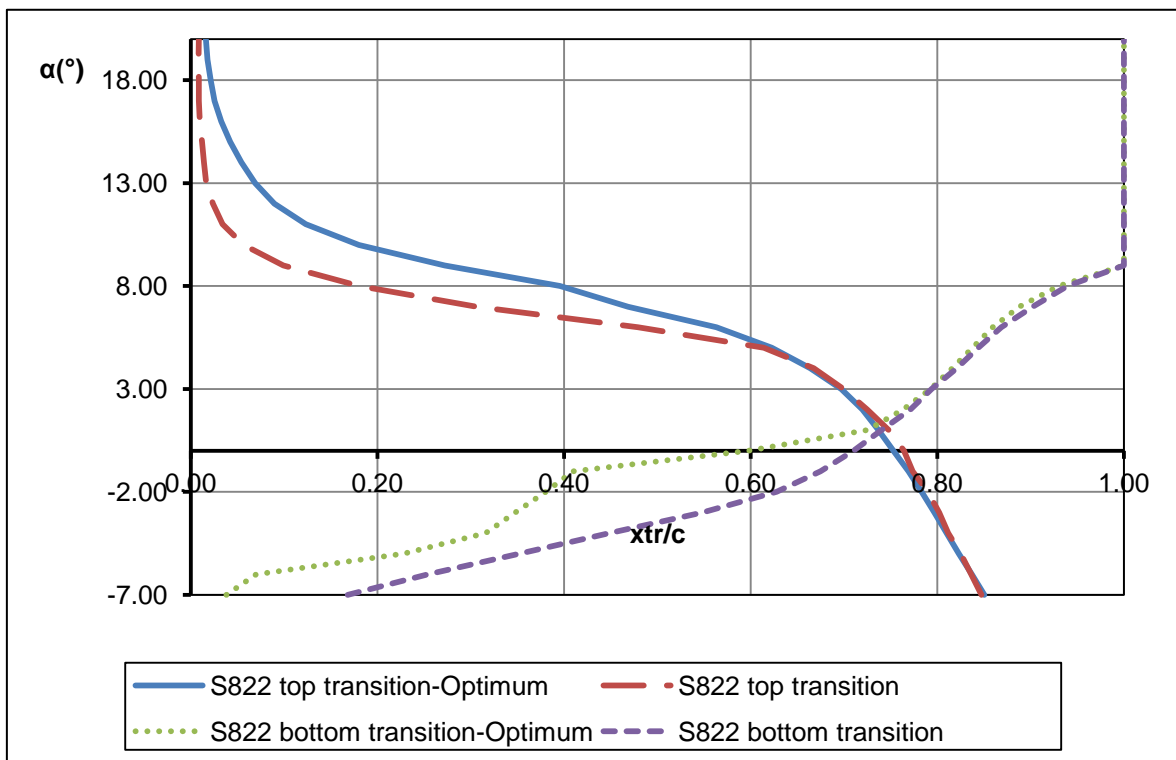
Σχήμα 3.30 Διαγράμματα $C_d - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και τη πρωτότυπη S822 ($Re = 600000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.31 Διαγράμματα $C_l - C_d$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και τη πρωτότυπη S822 ($Re = 600000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.32 Διαγράμματα $C_m - \alpha$, για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και τη πρωτότυπη S822 ($Re = 600000$, ελεύθερη μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή).



Σχήμα 3.33 Μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή για τη βελτιστοποιημένη αεροτομή και τη πρωτότυπη S822 ($Re = 600000$).

Στο Σχήμα 3.29, φαίνεται ότι σε αντίθεση με την S822, η νέα αεροτομή, παρουσιάζει διάγραμμα άνωσης με σχεδόν σταθερή κλίση για ένα μεγάλο εύρος γωνιών προσβολής. Το εύρος γωνιών στο οποίο το διάγραμμα διατηρεί σχεδόν σταθερή κλίση είναι μεγαλύτερο από αυτό της πρωτότυπης. Το μέγιστο του διαγράμματος εμφανίζεται στις 18° και παίρνει την τιμή 1.2907. Αυτό το μέγιστο είναι υψηλότερο κατά 29% από αυτό της πρωτότυπης (το σχεδιαστικό μέγιστο ισούται με 1.0).

Πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό της νέας αεροτομής είναι να εμφανίζει χαμηλή αεροδυναμική αντίσταση σε σχέση με τη πρωτότυπη. Από το Σχήμα 3.30, εξάγεται το συμπέρασμα ότι η νέα αεροτομή εμφανίζει αντίσταση περίπου ίση με την αρχική και μάλιστα σε περιοχές υψηλότερων γωνιών προσβολής $>11^\circ$, διατηρείται σε χαμηλότερα επίπεδα από την αντίσταση που εμφάνιζε η αρχική. Ομοίως και από το Σχήμα 3.31 μπορεί να φανεί ότι η αεροδυναμική αντίσταση της νέας αεροτομής είναι μικρότερη από αυτή της S823. Ιδιαίτερα στη περιοχή που εμφανίζεται η περιοχή υψηλότερης άνωσης σε σχέση με την αρχική, η αντίσταση είναι χαμηλότερη από της πρωτότυπης.

Στο διάγραμμα του Σχήματος 3.32 παρουσιάζεται, ο συντελεστής ροπής πρόνευσης, ο οποίος διατηρείται πολύ κοντά στον αρχικό συντελεστή σε όλες τις γωνίες προσβολής. Δυστυχώς δεν πληροί τον σχεδιαστικό περιορισμό για τη ροπή. Βέβαια, η τιμή σε αυτό το σημείο είναι περίπου -0.085, η οποία δεν είναι εξαιρετικά μεγαλύτερη από τη σχεδιαστική. Σε κάθε περίπτωση, πριν την κατασκευή ενός πτερυγίου θα γίνει αναλυτική μελέτη της στατικής και της δυναμικής του συμπεριφοράς.

Όσο αφορά τη περιοχή μετάβασης, από το σχήμα 3.33, φαίνεται ότι στην επάνω πλευρά η μετάβαση επέρχεται λίγο αργότερα σε σχέση με τη πρωτότυπη στη περιοχή από 5° έως 20° . Στη κάτω πλευρά, η μετάβαση επέρχεται σχετικά πιο μπροστά σε γωνίες μικρότερες της 1° και σε όλο το εύρος των αρνητικών γωνιών.

3.5 Σύνοψη Κεφαλαίου

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκαν αρχικά οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται κλασικά για τη βέλτιστη σχεδίαση πτερυγίων ανεμογεννητριών με σκοπό την αύξηση της παραγόμενης ισχύος. Η σχεδίαση πτερυγίων βασίζεται σε δυο θεωρητικές μεθόδους που ορίζουν την κατανομή της χορδής και της συστροφής κατά μήκος του πτερυγίου.

Επειδή στα πρώτα βήματα ανάπτυξης των ανεμογεννητριών χρησιμοποιήθηκαν αεροτομές για τον σχεδιασμό πτερυγίων, οι οποίες χρησιμοποιούνταν σε αεροπορικές εφαρμογές και οι οποίες δεν μπορούσαν να θεραπεύσουν προβλήματα που απαντώνται κατά τη λειτουργία των ανεμογεννητριών, διάφορες ερευνητικές ομάδες σχεδίασαν και

δημοσίευσαν οικογένειες αεροτομών εξειδικευμένες για χρήση σε ανεμογεννήτριες. Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια αναφορά σε αυτές τις οικογένειες και τα χαρακτηριστικά τους.

Εκτός των κλασικών μεθόδων αεροδυναμικής σχεδίασης συνήθως χρησιμοποιούνται και πιο πολύπλοκες μέθοδοι. Τέτοιες μέθοδοι μπορεί να εμπλέκουν πολύπλοκους αλγόριθμους βελτιστοποίησης και μεθόδους αεροδυναμικής ανάλυσης. Παρουσιάστηκε η σύζευξη ενός Γενετικού Αλγόριθμου με έναν κώδικα δισδιάστατης ανάλυσης υποηχητικών αεροτομών για τη βελτιστοποίηση αεροτομών. Οι Γενετικοί Αλγόριθμοι αποτελούν μια στοχαστική μέθοδο βελτιστοποίησης που βασίζεται σε μηχανισμούς που μιμούνται τη φυσική εξέλιξη των ειδών για την εύρεση καθολικού βέλτιστου. Το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των αεροτομών ήταν το XFOIL. Για την αναπαράσταση της αεροτομής χρησιμοποιήθηκαν οι καμπύλες Bézier, ένας αρκετά ευέλικτος τύπος παραμετρικών καμπυλών. Τα αποτελέσματα της μεθόδου δείξαν ότι μπορεί να επιτευχθεί σημαντική βελτίωση στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά ακόμη και μιας πολύ καλά σχεδιασμένης αεροτομής όταν χρησιμοποιούνται τεχνικές βελτιστοποίησης οι οποίες έχουν ένα πολύ μεγάλο εύρος αναζήτησης βέλτιστης λύσης. Η βελτίωση που παρατηρήθηκε στον συντελεστή άνωσης των αεροτομών που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο ξεπέρασε το 20%.

Κεφάλαιο 4.

Υπολογιστική Μοντελοποίηση Ανεμογεννητριών

Τις τελευταίες δεκαετίες, οι τεχνικές της Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics – CFD) χρησιμοποιούνται όλο και περισσότερο στην πρόβλεψη των επιδόσεων των ανεμογεννητριών στο περιβάλλον λειτουργίας τους. Η αύξηση των διαθέσιμων υπολογιστικών πόρων και η ανάπτυξη των παράλληλων συστημάτων καθώς και των προσωπικών υπολογιστών με την ενσωμάτωση πολυπύρηνων επεξεργαστών επέτρεψε την εφαρμογή αριθμητικών μοντέλων παράλληλης επίλυσης των πολύπλοκων εξισώσεων που διέπουν τη ροή των ρευστών και την ανάλυση της λειτουργίας μιας ή περισσότερων ανεμογεννητριών χρησιμοποιώντας μεθόδους αριθμητικής προσέγγισης και ανάλυσης. Στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής πραγματοποιήθηκε ένα πλήθος αριθμητικών προσομοιώσεων με χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Οι προσομοιώσεις αφορούσαν στην μελέτη του πειράματος Unsteady Aerodynamic Experiment (UAE) Phase VI του NREL, το οποίο έλαβε χώρα το 2000 στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES στην Καλιφόρνια. Παρακάτω παρουσιάζονται το θεωρητικό υπόβαθρο των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν και τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την υπολογιστική διερεύνηση. Επίσης, τα υπολογιστικά αποτελέσματα αξιολογούνται συγκρινόμενα με τα διαθέσιμα πειραματικά. Η πλειονότητα των αναλύσεων πραγματοποιήθηκε με χρήση του εμπορικά διαθέσιμου λογισμικού ANSYS CFX και ως εκ τούτου η παρουσίαση του θεωρητικού υποβάθρου εστιάζει στον τρόπο που αυτό το λογισμικό εφαρμόζει τα αντίστοιχα μαθηματικά μοντέλα.

4.1 Διέπουσες Εξισώσεις

Οι εξισώσεις που διέπουν τρισδιάστατες, στατιστικά μόνιμες και συμπιεστές ροές είναι οι εξισώσεις Navier-Stokes, οι οποίες εκφράζουν την Αρχή Διατήρησης της Μάζας (εξίσωση της συνέχειας), την Αρχή Διατήρησης της Ορμής (δευτέρος νόμος του Νεύτωνα) και την Αρχή Διατήρησης της Ενέργειας. Είναι εύλογο να υποτεθεί ότι στην περίπτωση ανάλυσης ανεμογεννητριών με τη βοήθεια της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, το ροϊκό πεδίο τόσο ανάντη όσο και κατόντη του δρομέα μιας ανεμογεννήτριας είναι ασυμπίεστο μιας και οι αναπτυσσόμενες ταχύτητες σε αυτές τις περιοχές βρίσκονται στο εύρος 5-25 m/s. Τα φαινόμενα συμπίεστικότητας θα μπορούσαν να είναι σημαντικά μόνο στην ακτινική θέση των ακροπτερυγίων ορισμένων περιπτώσεων. Ωστόσο, επιλέγεται να παρουσιαστεί η

γενική μορφή των εξισώσεων η οποία δύναται να περιγράψει συμπιεστή ροή. Στην συνέχεια θα εξηγηθεί ο λόγος για την επιλογή αυτή.

Οι εξισώσεις Navier-Stokes σε καρτεσιανές συντεταγμένες και με συμβολισμό δεικτών έχουν την ακόλουθη μορφή:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_{M,i} \quad (4.2)$$

Στις Εξισώσεις 4.1 και 4.2, ρ είναι η πυκνότητα του αέρα, U είναι η ταχύτητά του, p είναι η πίεση (στατική), S_M είναι ένας όρος πηγής ορμής. Ο τανυστής των τάσεων τ , σχετίζεται με τον ρυθμό παραμόρφωσης με την ακόλουθη σχέση:

$$\tau_{ij} = \mu \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (4.3)$$

όπου δ_{ij} είναι το δέλτα του Kronecker (ίσο με την μονάδα όταν $i = j$ και μηδέν σε κάθε άλλη περίπτωση) και μ είναι το δυναμικό ιξώδες του ρευστού.

Η χρήση *περιστρεφόμενων πλαισίων αναφοράς* (Rotating Frame of Reference – RFR) απαιτείται για αναλύσεις CFD με εφαρμογή στις στροβιλομηχανές, όπου ορίζεται ένα χωρίο το οποίο περιστρέφεται γύρω από έναν άξονα με συγκεκριμένη γωνιακή ταχύτητα και διεύθυνση. Σε τέτοιες αναλύσεις απαιτούνται επιπρόσθετοι όροι πηγών ορμής για την επίδραση της δύναμης Coriolis και της φυγόκεντρης δύναμης:

$$S_{M,i} = S_{Cor,i} + S_{cf,g,i} \quad (4.4)$$

Αν Ω , είναι η γωνιακή ταχύτητα με την οποία στρέφεται το πλαίσιο αναφοράς, η πηγή ορμής που αφορά την συνεισφορά της *δύναμης Coriolis* είναι:

$$S_{Cor,i} = -2\rho\Omega_j U_{rel,k} \varepsilon_{ijk} \quad (4.5)$$

ενώ η πηγή ορμής με την οποία λαμβάνεται υπόψη η *φυγόκεντρος δύναμη* είναι:

$$S_{cf,g,i} = \rho(\Omega_l \Omega_l) x_i - \rho(\Omega_m x_m) \Omega_i \quad (4.6)$$

Στην Εξίσωση 4.5, ε_{ijk} είναι το *σύμβολο της μετάθεσης* ή *σύμβολο Levi-Civita*, το οποίο ισούται με +1 όταν $(ijk)=(123)$, (231) ή (312) , είναι ίσο με -1 όταν $(ijk)=(321)$, (132) ή (213) και ισούται με 0 σε κάθε άλλη περίπτωση U_{rel} είναι η σχετική ταχύτητα (η ταχύτητα στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς).

Στην περίπτωση εφαρμογών που εμπλέκουν περιστρεφόμενα συστήματα αναφοράς η ταχύτητα U , αντιστοιχεί στην σχετική ταχύτητα, U_{rel} . Σε περιπτώσεις που η σχετική

ταχύτητα παρουσιάζει έντονη εφαπτομενική συνιστώσα και η ταχύτητα στο ακίνητο (απόλυτο) σύστημα αναφοράς παραμένει σταθερή, έχει βρεθεί ότι είναι προτιμότερο η μεταφερόμενη ποσότητα στις διέπουσες εξισώσεις να είναι η απόλυτη παρά η σχετική ταχύτητα, ώστε να μειωθεί το αριθμητικό σφάλμα, [92]. Σε αυτή την περίπτωση η μεταφορά της σχετικής ταχύτητας εμφανίζει ένα πολύ μεγαλύτερο αριθμητικό σφάλμα από την μεταφορά της σταθερής απόλυτης ταχύτητας. Σε πολύ μεγάλες ακτίνες, μικρά σφάλματα στο μοντέλο μεταφοράς της ροής στο σχετικό πλαίσιο αναφοράς μεγεθύνονται δραματικά όταν μεταφράζονται στο απόλυτο πλαίσιο αναφοράς. Αν η απόλυτη και η σχετική ταχύτητα μεταβάλλονται εξίσου τότε τόσο η μεταφορά της απόλυτης όσο και η μεταφορά της σχετικής ταχύτητας παρουσιάζουν το ίδιο επίπεδο σφαλμάτων. Με χρήση αυτής της μαθηματικής διατύπωσης στις περιπτώσεις αυτές, το αριθμητικό σφάλμα του μοντέλου μεταφοράς τείνει στο μηδέν. Ωστόσο, τα σφάλματα μπορεί να αυξηθούν όταν για παράδειγμα η έξοδος παρουσιάζει πραγματικά περιδίνηση και όταν το μήκος των περιοχών εισόδου και εξόδου αυξάνονται. Συνεπώς, η επιλογή της εφαρμογής ή όχι του συγκεκριμένου μοντέλου εξαρτάται από τη φύση των συνθηκών των περιοχών εισόδου και εξόδου.

Το μοντέλο τροποποιεί τους όρους μεταφοράς και τους μεταβατικούς όρους έτσι ώστε να εμπλέκουν την απόλυτη ταχύτητα. Η αλλαγή της μεταβλητής στις εξισώσεις απαιτεί να πραγματοποιηθεί μια τροποποίηση στον όρο πηγής που αφορά τη δύναμη Coriolis. Η τελική μορφή των εξισώσεων ορμής σε αυτή την περίπτωση είναι:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \mathbf{U}_{rel})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}_{rel} \otimes \mathbf{U}_{abs}) \\ = \nabla \cdot \{-p\delta + \mu[\nabla \mathbf{U}_{rel} + (\nabla \mathbf{U}_{rel})^T]\} - \rho \Omega \times \mathbf{U}_{rel} - \rho \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Η τρίτη σημαντική αρχή που διέπει τις ροές είναι η αρχή διατήρησης της ενέργειας ή της ολικής ενθαλπίας, h_{tot} , του ρευστού. Σε περιστρεφόμενα συστήματα η ολική ενθαλπία αντικαθίσταται από την έννοια της *ροθαλπίας*.

$$I = h_{stat} + \frac{1}{2} [\mathbf{U}_{rel} \cdot \mathbf{U}_{rel} - (\Omega \times \mathbf{r} \cdot \Omega \times \mathbf{r})] \quad (4.8)$$

όπου, $\mathbf{r} = x_j \mathbf{e}_j$, το διάνυσμα θέσης, $h_{stat} = c_p T$, (c_p είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση και T η στατική θερμοκρασία). Τελικά, η αρχή διατήρησης της ενέργειας (ροθαλπίας) για περιστρεφόμενα συστήματα είναι:

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j I)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial I}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{U_k U_k}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\Omega^2 r^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial(\tau_{ji} U_i)}{\partial x_j} + S_{E,i} \quad (4.9)$$

όπου Pr είναι ο αριθμός Prandtl, $\frac{\partial(\tau_{ji}U_i)}{\partial x_j}$ είναι ο όρος που σχετίζεται με το έργο λόγω των τάσεων συνεκτικότητας και S_E , ένας όρος πηγής.

Η γενική εξίσωση μεταφοράς οποιουδήποτε άλλου βαθμωτού μεγέθους Φ δίνεται από την ακόλουθη γενική μορφή:

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \Phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\Phi \quad (4.10)$$

όπου Γ_Φ είναι ο συντελεστής διάχυσης του βαθμωτού μεγέθους και S_Φ είναι ένας όρος πηγής.

Όλες οι παραπάνω εξισώσεις μεταφοράς απαιτούν καταστατικές εξισώσεις με τις οποίες θα περιγράφονται η πυκνότητα και η ενθαλπία. Η απλούστερη θεώρηση είναι αυτή της ασυμπίεστης ροής, όπου η πυκνότητα έχει συγκεκριμένη σταθερή τιμή και η ενθαλπία δίνεται από την σχέση:

$$dh = c_p(T)dT + \frac{dp}{\rho} \quad (4.11)$$

όπου η θερμοχωρητικότητα είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας.

Όταν η ροή είναι συμπιεστή τότε θα πρέπει η πυκνότητα του ρευστού να δίνεται από μια καταστατική εξίσωση, π.χ. καταστατική εξίσωση ιδανικού αερίου, η οποία είναι έγκυρη και στην περίπτωση του αέρα, ή από καταστατικές εξισώσεις πραγματικού αερίου και υγρού (π.χ. μοντέλο Redlich-Kwong).

4.1.1 Τυρβώδης Ροή

Η ροή γύρω από τα πτερύγια του δρομέα και η ανάπτυξη του ομόρρου μιας ανεμογεννήτριας καθώς και η αλληλεπίδραση των ομόρρων περισσότερων ανεμογεννητριών σε ένα αιολικό πάρκο είναι τυρβώδεις ροές. Σε χαμηλές τιμές του αριθμού Reynolds η ροή χαρακτηρίζεται ως στρωτή. Για τιμές του αριθμού Reynolds πάνω από μια κρίσιμη τιμή η ροή γίνεται πλήρως τυρβώδης. Η κίνηση του ρευστού είναι εγγενώς ασταθής, ακόμη και αν οι οριακές συνθήκες του συστήματος παραμένουν σταθερές. Η ταχύτητα και η πίεση του ρευστού μεταβάλλονται χρονικά με τυχαίο και χαοτικό τρόπο.

Η χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής για την μοντελοποίηση του ροϊκού πεδίου μπορεί να δώσει λύση στα προβλήματα που ανακύπτουν σχετικά με την ανάλυση της τυρβώδους ροής. Σε αυτή την κατεύθυνση έχουν επικρατήσει τρεις κύριες κατηγορίες υπολογιστικών μεθόδων επίλυσης της ροής: οι *χρονικά μέσες εξισώσεις Navier-Stokes*

κατά *Reynolds* (Reynolds-Averaged Navier–Stokes – RANS), η προσομοίωση μεγάλων δινών (Large Eddy Simulation – LES) και η απευθείας αριθμητική προσομοίωση (Direct Numerical Simulation – DNS) του πεδίου ροής και των δομών της τύρβης. Η πρώτη μέθοδος επιλύει τις διέπουσες εξισώσεις της ροής για τις χρονικά μέσες τιμές των μεγεθών της ροής (π.χ. ταχύτητα) και οι όροι που αφορούν στη χρονικά ασταθή φύση της τυρβώδους ροής περιγράφονται με τη χρήση κατάλληλου μαθηματικού μοντέλου. Τέτοια μοντέλα ονομάζονται μοντέλα τύρβης και ένα από τα γνωστότερα μοντέλα είναι το μοντέλο *k-ε*. Οι υπολογιστικές απαιτήσεις μιας τέτοιας προσομοίωσης είναι δυνατό να καλυφθούν με τις δυνατότητες ενός συμβατικού προσωπικού υπολογιστή. Η ανάλυση LES είναι μια ενδιάμεση μορφή υπολογισμών της τύρβης στην οποία εφαρμόζεται κατάλληλο φίλτρο των χρονικά μεταβαλλόμενων εξισώσεων Navier-Stokes το οποίο «περνάει» τις μεγάλες δίνες και «απορρίπτει» τις μικρότερες. Η λογική πίσω από αυτό το μοντέλο είναι η απευθείας επίλυση των εξισώσεων για τις χρονικά μεταβαλλόμενες τιμές των ιδιοτήτων της ροής που αφορούν τις μεγάλες δίνες και η μοντελοποίηση της επίδρασης των μικρότερων δομών οι οποίες «απορρίπτονται» κατά το φιλτράρισμα βάσει ενός κριτηρίου κλίμακας συσχετισμένου με το υπολογιστικό πλέγμα. Οι υπολογιστικές απαιτήσεις ενός τέτοιου μοντέλου ανάλυσης είναι υψηλές τόσο σε μνήμη όσο και σε επεξεργαστική ισχύ αλλά και ως προς τις ανάγκες χώρου αποθήκευσης. Τα τελευταία χρόνια η ανάλυση αυτού του τύπου βρίσκει εφαρμογή και σε αναλύσεις ροών που έχουν να κάνουν με ανεμογεννήτριες και πιο συγκεκριμένα σε αναλύσεις ομόρρων. Η τρίτη κατηγορία, της απευθείας αριθμητικής προσομοίωσης δεν μοντελοποιεί κανένα μέρος της ροής και αναλύει ακόμη και τις μικρότερες κλίμακες (π.χ. κλίμακα μήκους Kolmogorov), εκεί όπου σκεδάζεται η ενέργεια της τύρβης, ενώ χρησιμοποιεί τόσο μικρά χρονικά βήματα, ώστε να αναλύει και τις ταχύτερες διακυμάνσεις. Αυτές οι αναλύσεις είναι εξαιρετικά απαιτητικές υπολογιστικά και η χρήση τους περιορίζεται σε αναλύσεις πολύπλοκων φυσικοχημικών φαινομένων μεταφοράς τα οποία όμως αφορούν πολύ απλές γεωμετρίες.

4.1.2 Χρονικά Μέσες Εξισώσεις Navier-Stokes

Για στατιστικά μόνιμες ροές, κάθε επηρεαζόμενο από την τύρβη χρονικά μεταβαλλόμενο μέγεθος, όπως π.χ. η ταχύτητα, αναλύονται στο άθροισμα του χρονικού μέσου όρου, \bar{U}_i , και της διακύμανσης, u'_i , δηλαδή: $U_i = \bar{U}_i + u'_i$ (ανάλυση Reynolds). Η τυρβώδης ροή μπορεί να χαρακτηριστεί βάσει των μέσων τιμών των ιδιοτήτων της και βάσει κάποιων στατιστικών ιδιοτήτων των διακυμάνσεών τους. Η μέση τιμή της διακύμανσης είναι μηδέν ενώ η μέση τιμή της ταχύτητας δίνεται από την σχέση:

$$\bar{U}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U_i dt \quad (4.12)$$

όπου Δt είναι μια χρονική κλίμακα αρκετά μεγάλη σε σχέση με αυτή των διακυμάνσεων της τύρβης αλλά αρκετά μικρή σε σχέση με τη χρονική κλίμακα για την οποία επιλύονται οι εξισώσεις. Αντικαθιστώντας τις ποσότητες που έχουν υποστεί ανάλυση Reynolds στις αρχικές σχέσεις (Εξ. 4.1 και 4.2) προκύπτουν οι εξισώσεις RANS.

Για μη μόνιμες ροές λαμβάνεται η μέση τιμή μιας ιδιότητας από ένα στατιστικό δείγμα (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes – URANS). Αν το χρονικό βήμα είναι σταθερό, τότε η μέση τιμή σε αυτήν την περίπτωση είναι:

$$\bar{U}(t_i) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N U_j \quad (4.13)$$

Για συμπιεστές στατιστικά μόνιμες ροές, ο μέσος όρος σταθμίζεται από την πυκνότητα (ανάλυση Favre) παρέχοντας μια επέκταση του χρονικού μέσου της ανάλυσης Reynolds και έτσι $U_i = \tilde{U}_i + u_i''$. Η μέση τιμή σταθμισμένη με την πυκνότητα είναι:

$$\tilde{U}_i = \frac{1}{\bar{\rho} \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U_i \rho dt \quad (4.14)$$

Η μέση τιμή της διακύμανσης και στην περίπτωση ανάλυσης Favre είναι μηδέν. Ακόμη, ισχύει:

$$\bar{\rho} \bar{U}_i = \overline{\rho(\tilde{U}_i + u_i'')} = \bar{\rho} \tilde{U}_i \Rightarrow \tilde{U}_i = \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i}{\bar{\rho}} = \frac{(\bar{\rho} + \rho')(\bar{U}_i + u_i'')}{\bar{\rho}} \Rightarrow \tilde{U}_i = \bar{U}_i + \frac{\rho' u_i''}{\bar{\rho}} \quad (4.15)$$

Η Εξίσωση 4.15 είναι ιδιαίτερα χρήσιμη καθώς όταν το ρευστό είναι ασυμπίεστο, η διακύμανση της πυκνότητας είναι μηδέν και τότε $\tilde{U}_i = \bar{U}_i$, οπότε οι δυο προσεγγίσεις, Reynolds και Favre, οδηγούν στα ίδια αποτελέσματα.

Γενικά, η ροή του αέρα χωρίς πηγές θερμότητας θεωρείται ασυμπίεστη αν ο τοπικός αριθμός Mach δεν ξεπερνά την τιμή 0.30. Σε κανονικές συνθήκες αυτό αντιστοιχεί σε ταχύτητα αέρα περίπου 100 m/s. Ο αριθμός Mach βάσει της ταχύτητας του ακροπτερυγίου στην περίπτωση των ανεμογεννητριών είναι συνήθως από 0.20 έως 0.25 και έτσι η πυκνότητα μπορεί να θεωρηθεί σταθερή [93]. Επίσης, έχει διαπιστωθεί ότι μικρές διακυμάνσεις στην πυκνότητα δεν φαίνεται να επηρεάζουν σημαντικά τη ροή [94]. Αν η τετραγωνική ρίζα της διακύμανσης της ταχύτητας (rms) είναι της τάξης του 5% της μέσης ταχύτητας, τότε ότι η διακυμάνσεις της πυκνότητας είναι ασήμαντες μέχρι και αριθμούς Mach περίπου 3 έως 5. Πράγματι, σε συγκεκριμένες περιπτώσεις όπου η ταχύτητα του ακροπτερυγίου είναι 75 m/s οι αναπτυσσόμενες ταχύτητες στη πλευρά

αναρρόφησης είναι μεγαλύτερες από 100 m/s [7]. Σε όσα περιγράφονται παρακάτω οι διακυμάνσεις στην πυκνότητα του ρευστού θα θεωρηθούν αμελητέες, το οποίο συμφωνεί και με τα χαρακτηριστικά της ροής ανάντη, κατάντη και γύρω από μια ανεμογεννήτρια.

Αν αντικατασταθούν οι μέσες τιμές και οι διακυμάνσεις των μεταβλητών των Εξισώσεων 4.1 και 4.2 σε αυτές, βάσει της ανάλυσης Reynolds, οι εξισώσεις που διέπουν το πρόβλημα παίρνουν την μορφή:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{U}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j} + \bar{S}_{M,i} \quad (4.17)$$

όπου ο τανυστής των τάσεων συνεκτικότητας του ρευστού έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left[\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (4.18)$$

Ουσιαστικά, η εξίσωση της συνέχειας δεν τροποποιείται, αλλά οι εξισώσεις της ορμής περιέχουν πλέον εκτός από όρους διάχυσης λόγω της συνεκτικότητας του ρευστού και όρους τυρβώδους διάχυσης. Οι όροι αυτοί ονομάζονται τάσεις Reynolds, $\overline{\rho u'_i u'_j}$, και προκύπτουν από το αριστερό μη γραμμικό μέρος στις αρχικές διέπουσες εξισώσεις μεταφοράς. Οι όροι αυτοί εμπλέκουν γινόμενα διακυμάνσεων και σχετίζονται με την ενίσχυση της μεταφοράς ορμής στο ρευστό λόγω των δινών της τύρβης. Είναι τουλάχιστον μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερες από τις διατμητικές τάσεις που οφείλονται στη συνεκτικότητα του ρευστού. Είναι πραγματικές και μετρήσιμες ποσότητες που όμως η πρόβλεψή τους είναι πολύ δύσκολο να πραγματοποιηθεί.

Η παρουσία των τάσεων Reynolds στις παραπάνω εξισώσεις σημαίνει ότι το σύστημα που διαμορφώνουν δεν είναι «κλειστό», δηλαδή το σύστημα περιλαμβάνει περισσότερους αγνώστους από εξισώσεις, οδηγώντας στο γνωστό πρόβλημα του κλεισίματος (closure problem). Για να μπορεί να επιλυθεί το σύστημα των εξισώσεων πρέπει να γίνουν κάποιες προσεγγίσεις. Οι προσεγγίσεις αυτές ονομάζονται μοντέλα τύρβης και παρέχουν την απαραίτητη μαθηματική μοντελοποίηση για τον υπολογισμό των τάσεων Reynolds.

Σύμφωνα με την ανάλυση Reynolds μπορεί να εκφραστεί και η αντίστοιχη εξίσωση της ενέργειας:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{h}_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{U}_j \bar{h}_{tot})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h_{stat}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j h_{stat}} \right) + \frac{\partial [\bar{U}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j})]}{\partial x_j} + \bar{S}_E \quad (4.19)$$

Αυτή η εξίσωση περιέχει έναν επιπλέον τυρβώδη όρο, $\overline{\rho u'_i h'}$. Επίσης, περιλαμβάνει τον όρο ιξώδους έργου, $\frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{U_i (\tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j})}]$. Η μέση ολική ενθαλπία δίνεται από την σχέση:

$$\overline{h}_{tot} = \overline{h}_{stat} + \frac{1}{2} \overline{U_i U_i} + \overline{k} \quad (4.20)$$

στην οποία όπως είναι εμφανές συνεισφέρει και η κινητική ενέργεια της τύρβης:

$$\overline{k} = \frac{1}{2} \overline{u'_i{}^2} \quad (4.21)$$

Σε περιστρεφόμενα συστήματα η Εξίσωση 4.19, αντικαθίσταται από μια που αντί της ολικής ενθαλπίας χρησιμοποιεί τη ροθαλπία:

$$\frac{\partial(\overline{\rho I})}{\partial t} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho U_j I})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial I}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j I'} \right] + \frac{\partial (\overline{U_i (\tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j})})}{\partial x_j} + \overline{S_{E,i}} \quad (4.22)$$

Επίσης, οποιοδήποτε βαθμωτό μέγεθος μπορεί να αναλυθεί σε μια χρονική μέση τιμή και τη διακύμανσή του, $\Phi = \overline{\Phi} + \Phi'$, καταλήγοντας ανάλογα σε τροποποιημένη διαφορική εξίσωση:

$$\frac{\partial(\overline{\rho \Phi})}{\partial t} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho U_j \Phi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \overline{\Phi}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j \Phi'} \right) + \overline{S_\Phi} \quad (4.23)$$

όπου $\overline{\rho u'_j \Phi'}$, είναι η τυρβώδης διάχυση του βαθμωτού μεγέθους.

4.2 Μοντελοποίηση της Τύρβης

Τα μαθηματικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται για το κλείσιμο του συστήματος των εξισώσεων RANS κατηγοριοποιούνται σε *Μοντέλα Τυρβώδους Ιξώδους* (Eddy Viscosity Models) και σε *Μοντέλα Μεταφοράς Τάσεων Reynolds* (Reynolds stress models – RSM).

Στην πρώτη κατηγορία, θεωρείται ότι η τύρβη αποτελείται από μικρές δίνες οι οποίες συνεχώς σχηματίζονται και συνεχώς καταστρέφονται και στις οποίες οι τάσεις Reynolds είναι ανάλογες προς την κλίση της μέσης ταχύτητας. Αυτή η υπόθεση προϋποθέτει ότι οι τάσεις Reynolds ενός οποιοδήποτε βαθμωτού μεγέθους μπορούν να συσχετιστούν με τις χωρικές παραγώγους της μέσης ταχύτητας και το τυρβώδες ιξώδες μέσω της προσέγγισης Boussinesq, δηλαδή με σχέσεις ανάλογες αυτής μεταξύ των τανυστών των τάσεων και των παραμορφώσεων Νευτώνειου ρευστού σε στρωτή ροή:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{\rho u'_k u'_k} \quad (4.24)$$

Στην Εξίσωση 4.24, μ_t , είναι το τυρβώδες ιξώδες, δηλαδή το μέτρο της «συνεκτικότητας» που σχετίζεται με τις τάσεις Reynolds, λόγω της τύρβης και το οποίο πρέπει να μοντελοποιηθεί. Ο τελευταίος όρος στη δεξιά πλευρά της Εξ. 4.24 σχετίζεται με την κινητική ενέργεια της τύρβης, $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$. Σημειώνεται ότι για ασυμπίεστη ροή:

$$\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (4.25)$$

Με ανάλογο τρόπο μπορεί να διατυπωθεί μια παρόμοια σχέση για την τυρβώδη διαχυτότητα:

$$-\overline{\rho u'_i \phi'} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (4.26)$$

Στην Εξίσωση 4.25, Γ_t είναι η τυρβώδης διαχυτότητα, για την οποία ισχύει η σχέση:

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (4.27)$$

όπου Pr_t είναι ο τυρβώδης αριθμός Prandtl.

Με αυτές τις υποθέσεις η εξίσωση της ορμής (Εξ. 4.15) παίρνει την ακόλουθη μορφή:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{M,i} \quad (4.28)$$

Σε αυτή την τροποποιημένη μορφή της εξίσωσης της ορμής, το μοριακό ιξώδες του ρευστού αντικαθίσταται από το ενεργό ιξώδες για το οποίο ισχύει $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$. Επίσης, ο όρος της στατικής πίεσης αντικαθίσταται από τη διορθωμένη πίεση η οποία λαμβάνει υπόψη την επιπλέον επίδραση της τύρβης, οπότε:

$$\bar{p}' = \bar{p}' + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k + \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \quad (4.29)$$

Ο τελευταίος όρος της Εξίσωσης 4.29, μπορεί να αγνοηθεί στην περίπτωση ασυμπίεστης ροής.

Η αντίστοιχη εξίσωση της ενέργειας είναι:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{h}_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_j \bar{h}_{tot})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h_{stat}}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial \left[\bar{U}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \right]}{\partial x_j} + \bar{S}_E \quad (4.30)$$

και η αντίστοιχη εξίσωση για τη διατήρηση της ροθαλπίας:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{I})}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_j \bar{I})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial I}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial \left(\bar{U}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \right)}{\partial x_j} + \bar{S}_{E,i} \quad (4.31)$$

Για οποιοδήποτε βαθμωτό μέγεθος η αντίστοιχη εξίσωση μεταφοράς είναι:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{\Phi})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j\bar{\Phi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\Gamma_\varphi + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_j} \right] + \bar{S}_\Phi \quad (4.32)$$

Ο συμβατικός συντελεστής διαχυτότητας σε αυτές τις περιπτώσεις μπορεί να αντικατασταθεί από την ενεργό διαχυτότητα $\Gamma_{\phi,eff} = \Gamma_\phi + \Gamma_{\phi,t}$, σε αντιστοιχία με το ενεργό ιξώδες.

Τα μοντέλα τυρβώδους ιξώδους κατηγοριοποιούνται βάσει του αριθμού των επιπλέον εξισώσεων μεταφοράς που απαιτείται να επιλυθούν για την μοντελοποίηση της τύρβης σε μοντέλα μηδέν εξισώσεων, μιας εξίσωσης και δυο εξισώσεων.

Στη δεύτερη κατηγορία, αυτή των μοντέλων μεταφοράς τάσεων Reynolds επιλύονται επτά εξισώσεις που αφορούν τις εξισώσεις μεταφοράς κάθε μιας από τις τάσεις Reynolds και την επίλυση μιας εξίσωσης για τη διαχυτότητα. Η επίλυση των έξι εξισώσεων των έξι τάσεων Reynolds καθιστά τα αποτελέσματα αυτής της οικογένειας μοντέλων ακριβέστερα από τα αποτελέσματα αντίστοιχων αναλύσεων με χρήση μοντέλων τυρβώδους ιξώδους. Ωστόσο, το κόστος σε υπολογιστικό χρόνο για την επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας λύνοντας περισσότερες εξισώσεις με αυτά τα μοντέλα είναι επίσης αυξημένο σε σχέση με αντίστοιχα μοντέλα τυρβώδους ιξώδους. Ακόμη, έχουν αναπτυχθεί τροποποιήσεις και διορθώσεις στα υπάρχοντα μοντέλα δυο εξισώσεων που καθιστούν τα αποτελέσματά τους εφάμιλλα αυτών που προκύπτουν από την ανάλυση με μοντέλα μεταφοράς τάσεων Reynolds.

4.2.1 Μοντέλα Τύρβης Δυο Εξισώσεων

Τα μοντέλα δυο εξισώσεων είναι τα ευρύτερα χρησιμοποιούμενα μοντέλα τύρβης, καθώς επιτυγχάνουν να προσφέρουν ακριβή αποτελέσματα με μικρές σχετικά απαιτήσεις υπολογιστικής ισχύος. Μοντέλα όπως το k-ε και το k-ω χρησιμοποιούνται ευρύτατα από την ακαδημαϊκή κοινότητα και τη βιομηχανία. Ωστόσο, τα μοντέλα δυο εξισώσεων παραμένουν μια ενεργός ερευνητική περιοχή στην οποία νέα βελτιωμένα μοντέλα συνεχίζουν να αναπτύσσονται.

Εξ ορισμού, τα μοντέλα αυτά περιλαμβάνουν ακόμη δυο εξισώσεις μεταφοράς ώστε να αναπαραστήσουν τις ιδιότητες της τυρβώδους ροής. Αυτό επιτρέπει σε αυτά τα μοντέλα να λάβουν υπόψη τη χρονική μεταβολή και εξέλιξη των φαινομένων όπως η μεταφορά και η διάχυση της τυρβώδους ενέργειας.

Συνήθως η μια από τις μεταφερόμενες μεταβλητές είναι η κινητική ενέργεια της τύρβης, k . Η άλλη μεταβλητή εξαρτάται από το μοντέλο και είναι συνήθως ο ρυθμός σκέδασης της

τυρβώδους κινητικής ενέργειας, ε , ή η συχνότητα της τύρβης ω , και καθορίζει την κλίμακα μήκους ή την κλίμακα χρόνου.

4.2.1.1 Το Μοντέλο k-ε

Παρακάτω ακολουθεί η παρουσίαση των εξισώσεων που διέπουν το μοντέλο k-ε στην τυπική του μορφή (standard k-ε) όπως παρουσιάζεται στις εργασίες [95], [96], [97]. Το μοντέλο βασίζεται στην υπόθεση ότι το τυρβώδες δυναμικό ιξώδες σχετίζεται με την κινητική ενέργεια της τύρβης, $k = \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_k}$, και τον ρυθμό σκέδασής της, $\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$, βάσει της εξίσωσης:

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.33)$$

Οι δυο επιπλέον εξισώσεις μεταφοράς που χρησιμοποιούνται από το μοντέλο για να κλείσει το σύστημα των χρονικά μέσων εξισώσεων Reynolds είναι μια εξίσωση για την τυρβώδη κινητική ενέργεια και μια για τον ρυθμό σκέδασής της:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho}\varepsilon + P_{kb} \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho}\varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) \quad (4.35)$$

Στις Εξισώσεις 4.39 και 4.40 οι σταθερές του μοντέλου παίρνουν τις ακόλουθες τιμές:

$$C_\mu = 0.09 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

ενώ, ο όρος παραγωγής τύρβης λόγω των δυνάμεων συνεκτικότητας μοντελοποιείται με χρήση της σχέσης:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} + \bar{\rho}k \right) \quad (4.36)$$

Για ασυμπίεστη ροή ο όρος $\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k}$, και ο δεύτερος όρος στο δεξί μέρος της Εξίσωσης 4.36 δεν έχει σημαντική συνεισφορά στην παραγωγή τύρβης. Για συμπιεστή ροή ο όρος $\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k}$, είναι μεγάλος μόνο σε περιοχές όπου η απόκλιση της ταχύτητας είναι μεγάλη, όπως σε περιοχές ασυνέχειας σε διηχητικές ροές. Οι όροι, P_{kb} , και, $P_{\omega b}$, αφορούν την επίδραση της υδροστατικής άνωσης στη τύρβη και εξαρτώνται από το χρησιμοποιούμενο μοντέλο.

Μια τροποποίηση του μοντέλου k-ε είναι το μοντέλο RNG k-ε το οποίο βασίζεται στην ανάλυση ομάδας επανακανονικοποίησης των εξισώσεων Navier-Stokes ώστε να λαμβάνει

υπόψη την επίδραση μικρότερων κλιμάκων κίνησης. Οι εξισώσεις μεταφοράς παραμένουν οι ίδιες με αυτές του αρχικού μοντέλου, τροποποιούνται όμως οι σταθερές του ενώ η σταθερά $C_{\varepsilon 1}$, αντικαθίσταται από την συνάρτηση, $C_{\varepsilon 1,RNG}$.

$$C_{\mu,RNG} = 0.085 \quad C_{\varepsilon 2,RNG} = 1.68 \quad \sigma_{k,RNG} = 0.7179 \quad \sigma_{\varepsilon,RNG} = 0.7179 \quad C_{\varepsilon 1,RNG} = 1.42 - f_{\eta}$$

Η εξίσωση μεταφοράς του ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας είναι:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j\varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon,RNG}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1,RNG} P_k - C_{\varepsilon 2,RNG} \bar{\rho} \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b,RNG}) \quad (4.37)$$

Στη συνάρτηση $C_{\varepsilon 1,RNG}$, εμπλέκονται οι ακόλουθες συναρτήσεις:

$$f_{\eta} = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4.38} \right)}{(1 + \beta_{RNG} \eta^3)} \quad (4.43)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\bar{\rho} C_{\mu,RNG} \varepsilon}} \quad (4.38)$$

όπου, $\beta_{RNG} = 0.012$, είναι μια πειραματικά προσδιορισμένη σταθερά.

4.2.1.2 Το Μοντέλο k- ω

Ένα από τα πλεονεκτήματα του μοντέλου k- ω είναι ο τρόπος με τον οποίο αντιμετωπίζει τη ροή χαμηλού αριθμού Reynolds κοντά στα στερεά τοιχώματα. Δεν εμπλέκει πολύπλοκες μη γραμμικές συναρτήσεις όπως το μοντέλο k- ε και ως εκ τούτου είναι πιο ακριβές και πιο στιβαρό. Η ανάλυση μιας ροής με χαμηλό αριθμό Reynolds και με χρήση του μοντέλου k- ε θα απαιτούσε υψηλή ανάλυση του οριακού στρώματος ώστε να επιτυγχάνεται τοπικός αριθμός Reynolds (y^+) μικρότερος από 0.2, το οποίο θα αύξανε δραματικά τις απαιτήσεις σε υπολογιστική ισχύ και για αυτόν τον λόγο αναπτύχθηκε μια μοντελοποίηση μεταχείρισης της ροής κοντά στο τοίχωμα για το μοντέλο k- ω και τα μοντέλα που βασίζονται σε αυτό. Αυτή η μοντελοποίηση επιτρέπει την ομαλή μετάβαση από μια μορφή του μοντέλου κατάλληλη για χαμηλούς αριθμούς Reynolds σε μια διατύπωση που βασίζεται σε συναρτήσεις τοιχώματος. Το πρώτο μοντέλο k- ω διατυπώθηκε από τον Wilcox [98]. Το μοντέλο βασίζεται στην υπόθεση ότι το τυρβώδες δυναμικό ιξώδες σχετίζεται με την κινητική ενέργεια της τύρβης και την συχνότητα της τύρβης, $\omega = \varepsilon/k$, βάσει της εξίσωσης:

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{k}{\omega} \quad (4.39)$$

Οι δυο επιπλέον εξισώσεις μεταφοράς που χρησιμοποιούνται από το μοντέλο για να κλείσει το σύστημα των χρονικά μέσων εξισώσεων Reynolds είναι μια εξίσωση για την τυρβώδη κινητική ενέργεια και μια για την συχνότητα της τύρβης:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} k \omega + P_{kb} \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \bar{\rho} \omega^2 + P_{\omega b} \quad (4.41)$$

Στις εξισώσεις 4.40 και 4.41 ο όρος παραγωγής κινητικής ενέργειας της τύρβης ορίζεται από την Εξίσωση 4.36 και η οποία είναι η ίδια τόσο για το μοντέλο k-ε όσο και για το μοντέλο k-ω. Οι σταθερές των δυο εξισώσεων του μοντέλου παίρνουν τις ακόλουθες τιμές:

$$\beta' = 0.09 \quad \alpha = 5/9 \quad \beta = 0.075 \quad \sigma_k = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2$$

Οι όροι, P_{kb} , και, $P_{\omega b}$, αφορούν την επίδραση της υδροστατικής άνωσης στη τύρβη και εξαρτώνται από το χρησιμοποιούμενο μοντέλο. Ο άγνωστος τανυστής των τάσεων Reynolds υπολογίζεται με χρήση της Εξίσωσης 4.24.

Το μοντέλο k-ω είναι πιο ακριβές από το μοντέλο k-ε στις περιοχές ανάπτυξης οριακών στρωμάτων κοντά στο τοίχωμα, και ως εκ τούτου αποδείχθηκε επιτυχές για ροές με μέτρια θετική κλίση πίεσης. Δυστυχώς αποτυγχάνει σε περιοχές έντονης αποκόλλησης και παρουσιάζει μεγάλη ευαισθησία σε συνθήκες ελεύθερης ροής [99]. Συγκεκριμένα, παρουσιάζει μεγάλη ευαισθησία σε τιμές συχνότητας της τύρβης έξω από το οριακό στρώμα, γεγονός που μπορεί να επηρεάσει σημαντικά τα αποτελέσματα της επίλυσης. Αυτό το πρόβλημα εμπόδισε την επικράτηση της εξίσωσης μεταφοράς της συχνότητας της τύρβης ως της δεύτερης εξίσωσης κλίμακας στην μοντελοποίηση της τύρβης με μοντέλα δυο εξισώσεων. Το χαρακτηριστικό αυτό είναι σαφώς ανεπιθύμητο και για την αντιμετώπισή του τροποποιήθηκε από τον Menter [100] με την εφαρμογή μιας διατύπωσης η οποία αποτελεί ανάμιξη των μοντέλων k-ω (κοντά στο τοίχωμα) και k-ε (για την υπόλοιπη ροή μακριά από το τοίχωμα). Το νέο μοντέλο υλοποιείται με την μετατροπή του μοντέλου k-ε (Εξισώσεις 4.34 και 4.35) σε μια διατύπωση k-ω με την προσθήκη των αντίστοιχων εξισώσεων.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} k \omega \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\bar{\rho} \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \bar{\rho} \omega^2 \quad (4.43)$$

Το μοντέλο k- ω του Wilcox (Εξισώσεις 4.41 και 4.42) πολλαπλασιάζεται με μια συνάρτηση ανάμιξης F_1 , ενώ το τροποποιημένο μοντέλο k- ϵ πολλαπλασιάζεται με μια συνάρτηση, $1 - F_1$. Η συνάρτηση F_1 παίρνει την τιμή ένα κοντά στο τοίχωμα και μειώνει μέχρι το μηδέν εκτός του οριακού στρώματος (δηλαδή είναι συνάρτηση της απόστασης από το τοίχωμα). Ο πλήρης μαθηματικός τύπος της συνάρτησης αυτής παρουσιάζεται σε επόμενη παράγραφο μαζί με το μοντέλο μεταφοράς διατμητικών τάσεων το οποίο αποτελεί τροποποίηση της διατύπωσης του παρόντος μοντέλου. Στην κορυφή του οριακού στρώματος και στο υπόλοιπο της ελεύθερης ροής χρησιμοποιείται η μοντελοποίηση του μοντέλου k- ϵ . Οι εξισώσεις που προκύπτουν από τον πολλαπλασιασμό με τις συναρτήσεις ανάμιξης προστίθενται κατά μέλη με τις Εξ. 4.43 και 4.44 και έτσι προκύπτουν οι εξισώσεις μεταφοράς του τροποποιημένου μοντέλου:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} k \omega + P_{kb} \quad (4.44)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\bar{\rho}}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \bar{\rho} \omega^2 + P_{\omega b} \quad (4.45)$$

Το τροποποιημένο αυτό μοντέλο ονομάζεται μοντέλο Baseline (BSL) k- ω , και αποτελεί μια μαθηματική ζωνική διατύπωση που βασίζεται σε συναρτήσεις ανάμιξης και διασφαλίζει την ορθή επιλογή των ζωνών εφαρμογής του μοντέλου k- ω και του k- ϵ . Η κύρια πολυπλοκότητά του σε σχέση με τα μοντέλα στα οποία βασίστηκε, είναι η ανάγκη για υπολογισμό της απόστασης από το τοίχωμα η οποία χρειάζεται για τον υπολογισμό των συναρτήσεων ανάμιξης. Οι συντελεστές του νέου μοντέλου είναι γραμμικοί συνδυασμοί των αντίστοιχων συντελεστών των μοντέλων από τα οποία προήλθε, $c_3 = F_1 c_1 + (1 - F_1) c_2$, αν, c_1 είναι οποιαδήποτε σταθερά. Οι τιμές όλων των σταθερών του μοντέλου παρατίθενται παρακάτω.

$$\begin{array}{lllll} \beta' = 0.09 & \alpha_1 = 5/9 & \beta_1 = 0.075 & \sigma_{k1} = 2.0 & \sigma_{\omega 1} = 2 \\ & \alpha_2 = 0.44 & \beta_2 = 0.0828 & \sigma_{k2} = 1.0 & \sigma_{\omega 2} = 1/0.856 \end{array}$$

4.2.1.3 Το Μοντέλο Μεταφοράς Διατμητικών Τάσεων (SST)

Αφετηρία για την ανάπτυξη της πιο πρόσφατης διατύπωσης του μοντέλου k- ω , του *Μοντέλου Μεταφοράς Διατμητικών Τάσεων* (Shear Stress Transport – SST) [99], [100], υπήρξε η ανάγκη για ακριβείς προβλέψεις ροών σε εφαρμογές της αεροναυπηγικής που παρουσιάζουν έντονα θετικές κλίσεις πίεσης και αποκολλήσεις ροής. Επί δεκαετίες τα διαθέσιμα μοντέλα και οι τροποποιήσεις τους δεν κατάφεραν να προσφέρουν σημαντική ακρίβεια στους υπολογισμούς τέτοιων ροών. Το μοντέλο k- ϵ δεν μπορεί να περιγράψει

κατάλληλα την συμπεριφορά του τυρβώδους οριακού στρώματος μετά την αποκόλληση [98]. Το μοντέλο k- ω εμφανίζει μεγάλη ευαισθησία στα χαρακτηριστικά της ροής μακριά από το τοίχωμα. Το πρώτο μοντέλο που πέτυχε να παρέχει επιτυχημένους υπολογισμούς αποκολλημένων ροών σε αεροτομές, με σχετική ακρίβεια ήταν, το μοντέλο των Johnson και King [101]. Δυστυχώς, το μοντέλο δεν ήταν εύκολα επεκτάσιμο στους σύγχρονους τρισδιάστατους κώδικες Navier-Stokes λόγω του αλγεβρικού του χαρακτήρα. Το μοντέλο BSL συνδυάζει τα πλεονεκτήματα του μοντέλου Wilcox και του μοντέλου k- ϵ , όμως συνεχίζει να αποτυγχάνει στην κατάλληλη πρόβλεψη της έναρξης και της ποσοτικοποίησης της αποκόλλησης της ροής από λείες επιφάνειες [100]. Ο κύριος λόγος είναι ότι και τα δυο μοντέλα δεν λαμβάνουν υπόψη την μεταφορά των διατμητικών τάσεων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την υπερεκτίμηση του τυρβώδους ιξώδους.

Το μοντέλο SST λαμβάνει υπόψη τη μεταφορά των διατμητικών τάσεων της τύρβης και παρέχει προβλέψεις υψηλής ακρίβειας για την έναρξη και την ποσοτικοποίηση της αποκόλλησης υπό συνθήκες αρνητικής κλίσης πίεσης. Με χρήση ενός περιοριστή του τυρβώδους ιξώδους μπορεί να θεραπεύσει την αδυναμία του μοντέλου BSL:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} = \frac{\mu_t}{\bar{\rho}} \quad (4.46)$$

Στην Εξίσωση 4.46, εμφανίζεται μια δεύτερη συνάρτηση ανάμιξης:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (4.47)$$

Οι επιπλέον εξισώσεις μεταφοράς του μοντέλου είναι:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \bar{\rho} k \omega \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U}_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{2\bar{\rho}\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha \bar{\rho} S^2 - \beta \bar{\rho} \omega^2 \quad (4.49)$$

Στις δυο παραπάνω εξισώσεις μεταφοράς εμφανίζονται οι όροι:

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k1}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{k2}}} \quad (4.50)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega 1}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{\omega 2}}} \quad (4.51)$$

Οι όροι αυτοί είναι γραμμικοί συνδυασμοί των αντίστοιχων συντελεστών από τους οποίους προέκυψαν τα μοντέλα BSL και SST. Η πρώτη συνάρτηση ανάμιξης είναι:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (4.52)$$

Ο συντελεστής $CD_{k\omega}$ δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$CD_{k\omega} = \max \left(\frac{2\bar{\rho}}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0 \cdot 10^{-10} \right) \quad (4.53)$$

Ένα μειονέκτημα των μοντέλων δυο εξισώσεων είναι η υπερβολική παραγωγή τυρβώδους ενέργειας από τον όρο P_k γύρω από τα σημεία ανακοπής και για την αντιμετώπισή του εφαρμόζεται ένας περιοριστής στον όρο παραγωγής. Αυτός ο περιοριστής μπορεί να έχει την ακόλουθη μορφή [100]:

$$P_k = \min(P_k, 10\beta' \bar{\rho} k \omega) \quad (4.54)$$

όπου, $P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$.

Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση Boussinesq για τον τανυστή των τάσεων Reynolds, ο όρος παραγωγής τυρβώδους κινητικής ενέργειας για ασυμπίεστη ροή μπορεί να εκφραστεί ως:

$$P_k = \mu_t S^2 \quad (4.55)$$

όπου $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ είναι το μέτρο του ρυθμού παραμόρφωσης και $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ είναι ο τανυστής του ρυθμού παραμόρφωσης.

Οι Kato και Launder [102] παρατήρησαν ότι για τα υπερβολικά υψηλά επίπεδα τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε περιοχές ανακοπής ευθύνονται οι υψηλές τιμές του ρυθμού διατμητικών τάσεων S . Επειδή στο σημείο ανακοπής η στροβιλότητα είναι πολύ μικρή, πρότειναν την παρακάτω τροποποίηση του όρου παραγωγής:

$$P_k = \mu_t S \Omega \quad (4.56)$$

όπου, $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$, είναι το μέτρο της στροβιλότητας και, $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$, είναι ο τανυστής της στροβιλότητας.

Κατά την ανάλυση με τα μοντέλα SST ή BSL, απαιτείται η επίλυση μιας εξίσωσης η οποία αφορά την απόσταση y ενός κόμβου του υπολογιστικού πλέγματος από το κοντινότερο τοίχωμα (wall scale equation) για την ανάμιξη μεταξύ των μοντέλων k - ϵ και k - ω . Η εξίσωση αυτή είναι μια εξίσωση διάχυσης μιας μεταβλητή του προβλήματος Φ και είναι πολύ ευαίσθητη σε μη ορθογώνια πλέγματα. Η εξίσωση υπολογισμού της απόστασης του κόμβου από το τοίχωμα στις τρεις διαστάσεις είναι, $y = -|\nabla\Phi| + \sqrt{|\nabla\Phi|^2 + 2\Phi}$.

Οι συντελεστές του μοντέλου είναι γραμμικοί συνδυασμοί των αντίστοιχων συντελεστών των μοντέλων από τα οποία προήλθε, ακριβώς όπως αυτοί του μοντέλου BSL, δηλαδή, $c_3 = F_1 c_1 + (1 - F_1) c_2$. Οι τιμές όλων των σταθερών του μοντέλου SST είναι:

$$\begin{array}{ccccc} \beta' = 0.09 & \alpha_1 = 5/9 & \beta_1 = 0.075 & \sigma_{k1} = 2.0 & \sigma_{\omega 1} = 2 \\ & \alpha_2 = 0.44 & \beta_2 = 0.0828 & \sigma_{k2} = 1.0 & \sigma_{\omega 2} = 1/0.856 \end{array}$$

4.2.1.4 Διόρθωση καμπυλότητας

Μια αδυναμία των μοντέλων τυρβώδους ιξώδους είναι η αδυναμία να δώσουν ακριβή αποτελέσματα σε ροές που παρουσιάζουν έντονη καμπυλότητα των ροϊκών γραμμών και συστήματα που περιστρέφονται. Βάσει των εργασιών των Spalart και Shur [103] προέκυψε μια τροποποίηση του όρου παραγωγής η οποία επιτρέπει την απόκτηση ευαισθησίας από την πλευρά των μοντέλων δυο εξισώσεων σε σχέση με αυτά τα φαινόμενα [104]. Η εμπειρική σχέση που προτάθηκε από τους Spalart και Shur [103] για να συμπεριλάβει αυτά τα φαινόμενα ορίζεται ως:

$$f_{rotation} = (1 - c_{r1}) \frac{2r^*}{1 + r^*} [1 - c_{r3} \tan^{-1}(c_{r2} \tilde{r})] - c_{r1} \quad (4.57)$$

Η συνάρτηση $f_{rotation}$ χρησιμοποιείται ως πολλαπλασιαστής του όρου παραγωγής P_k και στο ANSYS CFX περιορίζεται με τον τρόπο που παρουσιάζεται παρακάτω:

$$P_k \rightarrow P_k \cdot f_r \quad (4.58)$$

όπου

$$f_r = \max[0, 1 + C_{scale}(\tilde{f}_r - 1)] \quad (4.59)$$

και

$$\tilde{f} = \max[\min(f_{rotation}, 1.25), 0] \quad (4.60)$$

Η αρχική συνάρτηση περιορίζεται στο εύρος τιμών από 0 (π.χ. για έντονα κυρτή καμπύλη με σταθεροποιημένη ροή και χωρίς παραγωγή τύρβης) μέχρι 1.25 (π.χ. έντονη κοίλη καμπυλότητα και ενισχυμένη παραγωγή τύρβης). Το κάτω όριο χρησιμοποιείται για λόγους αριθμητικής σταθερότητας, ενώ το άνω όριο χρειάζεται για την αποφυγή υπερεκτίμησης του τυρβώδους ιξώδους σε ροές με αποσταθεροποιητική καμπυλότητα ή περιστροφή. Η τιμή 1.25 βρέθηκε ως η βέλτιστη τιμή του άνω ορίου για ένα εύρος προσομοιώσεων διαφορετικών προβλημάτων με χρήση του μοντέλου SST. Ο συντελεστής κλίμακας C_{scale} χρησιμοποιείται για να επιτρέψει τον έλεγχο της επίδρασης της καμπυλότητας αν αυτό είναι αναγκαίο. Η προκαθορισμένη τιμή του συντελεστή είναι 1.

Υποθέτοντας ότι όλες οι μεταβλητές και οι παράγωγοί τους ορίζονται με βάση το πλαίσιο αναφοράς στο οποίο πραγματοποιούνται οι υπολογισμοί, το οποίο περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα Ω_{rot} , οι όροι r^* και \tilde{r} της συνάρτησης $f_{rotation}$ ορίζονται με τον ακόλουθο τρόπο:

$$r^* = \frac{S}{\Omega} \quad (4.61)$$

και

$$\tilde{r} = 2\Omega_{ik}S_{jk} \left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + (\varepsilon_{imn}S_{jn} + \varepsilon_{jmn}S_{in})\Omega_{rot,m} \right] \frac{1}{\Omega D} \quad (4.62)$$

όπου ο πρώτος όρος στις αγκύλες είναι η ολική παράγωγος του τανυστή του ρυθμού παραμόρφωσης (ισοδύναμος της δεύτερης παραγώγου της ταχύτητας) και ο δεύτερος όρος στις αγκύλες είναι ένα μέτρο της περιστροφής του συστήματος. Ο τανυστής του ρυθμού παραμόρφωσης έχει οριστεί προηγουμένα ενώ στην περίπτωση περιστρεφόμενου πλαισίου αναφοράς ο τανυστής στροβιλότητας ορίζεται ως

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) + 2\varepsilon_{mji}\Omega_{rot,m} \quad (4.63)$$

Επίσης

$$D^2 = \max(S^2, 0.09\omega^2) \quad (4.64)$$

Οι εμπειρικές σταθερές της Εξίσωσης 4.63 είναι:

$$c_{r1} = 1.0$$

$$c_{r2} = 2.0$$

$$c_{r3} = 1.0$$

4.2.2 Τυρβώδης Ροή Κοντά στο Τοίχωμα

Η ροή κοντά σε στερεά τοιχώματα διέπεται από τις δυνάμεις συνεκτικότητας οι οποίες υπερέχουν των αδρανειακών, ο τοπικός αριθμός Reynolds είναι αρκετά μικρός και η ροή ανεξάρτητη από τα ροϊκά χαρακτηριστικά της ροής μακριά από το τοίχωμα. Η μέση ταχύτητα της ροής εξαρτάται μόνο από την απόσταση από το τοίχωμα Δy , τις ιδιότητες του ρευστού (πυκνότητα, ρ , και ιξώδες, μ) και τη διατμητική τάση στο τοίχωμα, τ_w . Βάσει της διαστατικής ανάλυσης μπορεί να βρεθεί ότι:

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = f\left(\frac{\rho u_\tau \Delta y}{\mu}\right) = f(y^+) \quad (4.65)$$

Η Εξίσωση 4.66 ονομάζεται *νόμος του τοιχώματος* (law of the wall) και περιλαμβάνει τους ορισμούς δυο σημαντικών αδιάστατων αριθμών, της *αδιάστατης ταχύτητας κοντά στο τοίχωμα* u^+ , και του *τοπικού αριθμού Reynolds* y^+ σε απόσταση Δy από το τοίχωμα. U_t ,

είναι η εφαπτόμενη ταχύτητα σε μια απόσταση Δy από το τοίχωμα. Η κατάλληλη κλίμακα ταχύτητας για αυτήν την ανάλυση είναι η ταχύτητα τριβής:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.66)$$

Στην πολύ λεπτή ζώνη του *στρωτού οριακού υποστρώματος* ($y^+ < 5$), η διατμητική τάση του ρευστού είναι σταθερή και ίση με τη διατμητική τάση στο τοίχωμα, για την ταχύτητα του ρευστού που βρίσκεται σε επαφή με το τοίχωμα ισχύει η συνθήκη μη ολίσθησης και ισχύει η γραμμική εξίσωση της αδιάστατης ταχύτητας και της αδιάστατης απόστασης:

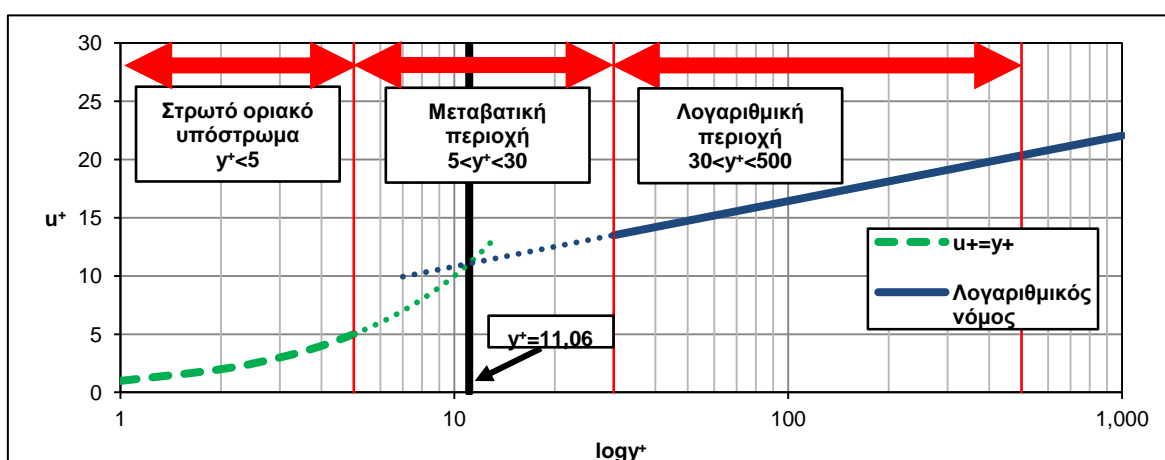
$$u^+ = y^+ \quad (4.67)$$

Στην πλήρως τυρβώδη ζώνη ($30 < y^+ < 500$), έξω από το στρωτό οριακό στρώμα και πέρα από την μεταβατική περιοχή, τα φαινόμενα συνεκτικότητας και η τύρβη είναι εξίσου σημαντικά και επικρατεί ο λογαριθμικός νόμος, δηλαδή, η εφαπτομενική ταχύτητα κοντά στο τοίχωμα σχετίζεται με τη διατμητική τάση στο τοίχωμα μέσω μιας λογαριθμικής σχέσης:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (4.68)$$

Στην Εξίσωση 4.69 εμφανίζονται η σταθερά Von Karman $\kappa = 0.41$, και μια αδιάστατη σταθερά C , η οποία εξαρτάται από την τραχύτητα του τοιχώματος ($C = 5.00$, για λείο τοίχωμα).

Στην *ενδιάμεση μεταβατική περιοχή* ($5 < y^+ < 30$) δεν ισχύει ούτε η Εξίσωση 4.68 ούτε η Εξίσωση 4.69. Οι καμπύλες που ορίζουν οι δυο εξισώσεις τέμνονται στο σημείο όπου $y^+ = 11.06$, οπότε θεωρείται ως ένα όριο εφαρμογής των δυο αυτών νόμων. Η κατανομή ταχυτήτων κοντά σε τοίχωμα και οι τρεις διακριτές περιοχές παρουσιάζονται στο Σχ. 4.1.



Σχήμα 4.1 Κατανομή ταχυτήτων κοντά σε τοίχωμα βάσει των θεωρητικών καμπυλών που περιγράφουν τις τρεις διαφορετικές ζώνες του οριακού στρώματος.

Για την ανάλυση της κρίσιμης περιοχής των οριακών στρωμάτων μιας ροής, τα οποία αναπτύσσονται κοντά στα τοιχώματα, θα πρέπει να δημιουργηθεί ένα εξαιρετικά εκλεπτυσμένο και πυκνό υπολογιστικό πλέγμα το οποίο θα αποτελείται από επάλληλα στρώματα πρισματικών υπολογιστικών κελιών τα οποία θα διαθέτουν μεγάλο λόγο διαστάσεων. Αυτό οδηγεί σε αναλύσεις CFD με μεγάλες ανάγκες μνήμης στην οποία θα φορτωθεί αυτό το πλέγμα και μεγάλους χρόνους εκτέλεσης των υπολογισμών. Για τον λόγο αυτό οι περισσότεροι κώδικες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής χρησιμοποιούν *συναρτήσεις τοιχώματος* (wall functions) για την επιτυχή γεφύρωση της ζώνης του στρωτού οριακού υποστρώματος και της μεταβατικής περιοχής με την πλήρως τυρβώδη περιοχή. Με αυτόν τον τρόπο δεν αναλύουν αυτές τις ζώνες αλλά δημιουργούν αλγεβρικές μαθηματικές εκφράσεις οι οποίες χρησιμοποιούνται ως οριακές συνθήκες και οι οποίες συνδέουν τις συνθήκες που επικρατούν πλησίον του τοιχώματος (π.χ. τη διατμητική τάση του τοιχώματος) με τις εξαρτημένες μεταβλητές στον πρώτο κόμβο του υπολογιστικού πλέγματος μακριά από το τοίχωμα ο οποίος θεωρείται ότι βρίσκεται στην περιοχή του οριακού στρώματος όπου ισχύει ο λογαριθμικός νόμος.

Όπως θα συζητηθεί παρακάτω, οι εξισώσεις διατήρησης επιλύονται με ολοκλήρωση σε υπολογιστικά κελιά του υπολογιστικού πλέγματος στα οποία με τη λογική των όγκων ελέγχου εισέρχονται και εξέρχονται «ροές» των διατηρούμενων μεγεθών. Έτσι λοιπόν, οι Εξ. 4.66, 4.67 και 4.69 χρησιμοποιούνται για να παρέχουν κατάλληλες οριακές συνθήκες σχετικά τις περιοχές του ρευστού κοντά στο τοίχωμα συμπληρώνοντας έτσι τις υπολειπόμενες ροές των διατηρούμενων μεγεθών. Οι συναρτήσεις τοιχώματος στο ANSYS CFX αποτελούν μια επέκταση της μεθόδου των τυπικών συναρτήσεων τοιχώματος (standard wall functions) των Launder και Spalding [97].

4.2.2.1 Κλιμακώσιμες Συναρτήσεις Τοιχώματος

Οι *κλιμακώσιμες συναρτήσεις τοιχώματος* (scalable wall functions) αντιμετωπίζουν τα προβλήματα στα οποία δεν ήταν δυνατό να ανταποκριθούν οι κλασικές μαθηματικές διατυπώσεις των συναρτήσεων τοιχώματος και αποτελούν τη διατύπωση που χρησιμοποιείται από το λογισμικό ANSYS CFX για αναλύσεις με το μοντέλο k-ε.

Το πρώτο πρόβλημα που επιλύεται με τη χρήση αυτών των συναρτήσεων τοιχώματος είναι το ότι η Εξ. 4.69 γίνεται ιδιάζουσα σε σημεία αποκόλλησης της ροής και όπου η ταχύτητα, u_τ , τείνει στο μηδέν. Στην περιοχή που διέπεται από τον λογαριθμικό νόμο, μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια εναλλακτική κλίμακα ταχύτητας αντί της ταχύτητας τριβής, μια κλίμακα η οποία δεν μηδενίζεται όταν η U_t τείνει στο μηδέν και λύνει με αυτόν τον τρόπο το πρόβλημα:

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (4.70)$$

όπου, $C_\mu = 0,09$, είναι σταθερά του μοντέλου k-ε. Βάσει αυτού του ορισμού, προκύπτει η ακόλουθη εξίσωση για την ταχύτητα της τριβής

$$u_\tau = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C} \quad (4.71)$$

Η απόλυτη τιμή της διατμητικής τάσης, τ_w , προκύπτει από την σχέση:

$$\tau_w = \rho u^* u_\tau \quad (4.72)$$

και

$$y^* = \frac{\rho u^* \Delta y}{\mu} \quad (4.73)$$

Το δεύτερο πρόβλημα των συναρτήσεων τοιχώματος είναι ότι βασίζονται στη θέση του πρώτου κόμβου του πλέγματος σε σχέση με το τοίχωμα. Θεωρούν ότι ο πρώτος κόμβος βρίσκεται στη λογαριθμική περιοχή και έτσι οι αναλύσεις που τις χρησιμοποιούν είναι ευαίσθητες στα χαρακτηριστικά του πλέγματος κοντά στο τοίχωμα. Η περαιτέρω πύκνωση του πλέγματος στην περιοχή του οριακού στρώματος δεν είναι απαραίτητη προϋπόθεση βελτίωσης της ακρίβειας της λύσης [105] και οδηγεί σε αριθμητική ασυνέπεια των συναρτήσεων τοιχώματος. Η βασική ιδέα πίσω από την μαθηματική διατύπωση των κλιμακώσιμων συναρτήσεων τοιχώματος είναι ο περιορισμός της τιμής του y^* που χρησιμοποιείται από τον λογαριθμικό τύπο με μια μικρότερη τιμή, $\tilde{y}^* = \max(y^*, 11.06)$, όπου 11.06 είναι η τιμή της αδιάστατης απόστασης y^* στο σημείο τομής της λογαριθμικής και της γραμμικής κατανομής ταχύτητας κοντά στο τοίχωμα (Σχ. 4.1). Το υπολογισμένο \tilde{y}^* δεν επιτρέπεται λοιπόν να πέσει κάτω από αυτό το όριο. Στην περίπτωση που ενεργοποιείται ο παραπάνω περιορισμός και $\tilde{y}^* = 11.06$ η σχέση μεταξύ u_τ και U_t γίνεται γραμμική. Ως εκ τούτου, θεωρείται ότι όλα τα σημεία του πλέγματος είναι εκτός του στρωτού υποστρώματος και αποφεύγονται όλες οι ασυνέπειες που σχετίζονται με την πυκνότητα του πλέγματος κοντά στο τοίχωμα.

Η φυσική ερμηνεία της παραπάνω ιδέας που ορίζει τις κλιμακώσιμες συναρτήσεις τοιχώματος έγκειται στο ότι το τοίχωμα αντιμετωπίζεται ως η ακμή του στρωτού οριακού υποστρώματος. Τόσο οι κλασικές όσο και οι κλιμακώσιμες συναρτήσεις τοιχώματος δεν λαμβάνουν υπόψη το στρωτό υπόστρωμα. Το σφάλμα αυτής της υπόθεσης μπορεί να είναι μικρό σε αναλύσεις ροών με μεγάλο αριθμό Reynolds, ωστόσο μεγεθύνεται σε ροές με μικρούς αριθμούς Reynolds.

Η οριακή συνθήκη για τον ρυθμό σκέδασης της κινητικής ενέργειας της τύρβης, ε , δίνεται από την ακόλουθη σχέση, η οποία έχει ισχύ στη λογαριθμική περιοχή:

$$\varepsilon = \frac{\rho u^* C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\tilde{y}^* \mu k} \quad (4.74)$$

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι κατά την κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος λαμβάνεται υπόψη ότι, για την πλήρη ανάλυση του οριακού στρώματος, θα πρέπει τουλάχιστον 10 κόμβοι του πλέγματος να βρεθούν εντός αυτού και επίσης το άνω όριο του y^+ είναι συνάρτηση του αριθμού Reynolds. Η δεύτερη απαίτηση, σημαίνει ότι για πολύ μεγάλους αριθμούς Reynolds (π.χ. $Re = 10^9$) η αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα y^+ μπορεί με ασφάλεια να λάβει τιμές πάνω από 1000. Για μικρότερους αριθμούς Reynolds, ολόκληρο το οριακό στρώμα μπορεί να εκτείνεται μέχρι περίπου, $y^+ = 300$. Για μικρούς αριθμούς Reynolds και μικρό y^+ , μια πυκνή δομή πλέγματος είναι απαραίτητη ώστε να διασφαλιστεί η ύπαρξη ικανού αριθμού κόμβων εντός του οριακού στρώματος. Αν τα παραγόμενα αποτελέσματα αποκλίνουν σημαντικά από αυτές τις κλίμακες, το πλέγμα στα συγκεκριμένα τοιχώματα θα πρέπει να τροποποιηθεί μέχρι η διατμητική τάση στο τοίχωμα να μην είναι σημαντική για την προσομοίωση.

Στις περισσότερες τυρβώδεις ροές, η τυρβώδης κινητική ενέργεια δεν είναι μηδέν και η Εξίσωση 4.70 θα δώσει ορθά αποτελέσματα για την πλειονότητα των περιπτώσεων. Ωστόσο, σε ροές με χαμηλή ένταση τύρβης, η κινητική ενέργεια μπορεί να είναι πολύ μικρή και να οδηγήσει σε μηδενισμό του u^* και συνεπώς οδηγήσει σε μηδενισμό των διατμητικών τάσεων του τοιχώματος. Σε αυτή την περίπτωση αντί της Εξίσωσης 4.75 θα χρησιμοποιηθεί η σχέση:

$$u^* = \max \left(C_\mu^{1/4} \sqrt{k}, Coef \frac{U_t}{\tilde{y}^*} \right) k^{1/2} \quad (4.75)$$

Η προεπιλεγμένη προτεινόμενη τιμή για τον περιοριστή $Coef$ είναι 0.01.

4.2.2.2 Αδιάστατη Απόσταση από το Τοίχωμα

Ο επιλυτής του ANSYS CFX παρέχει αποτελέσματα για δυο διαφορετικές μεταβλητές που επισημαίνονται ως αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα, y^+ . Ο φυσικός ορισμός της μεταβλητής y^+ είναι:

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau \Delta n}{\mu} \quad (4.76)$$

όπου Δn είναι η απόσταση μεταξύ του πρώτου και του δεύτερου από το τοίχωμα κόμβου.

Επιπλέον του κανονικού y^+ ο επιλυτής παρέχει και την μεταβλητή, y_{solver}^+ , η οποία είναι η αδιάστατη απόσταση που χρησιμοποιείται από τον επιλυτή στη λογαριθμική περιοχή.

Εξαρτάται από τον τύπο των συναρτήσεων τοιχώματος που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση. Τρεις διαφορετικές προσεγγίσεις χρησιμοποιούνται από το ANSYS CFX, οι οποίες βασίζονται σε διαφορετικούς ορισμούς των αποστάσεων και της κλίμακας ταχύτητας. Έτσι οι διαφορετικές αυτές προσεγγίσεις έχουν ως εξής:

- Τυπικές συναρτήσεις τοιχώματος, βάσει της σχέσης $\Delta y = \Delta n/4$,
- Κλιμακώσιμες συναρτήσεις τοιχώματος, βάσει της σχέσης $\Delta y = \Delta n/4$,
- Αυτοματοποιημένη μεταχείριση τοιχώματος, βάσει της σχέσης $\Delta y = \Delta n$,

4.2.2.3 Αυτοματοποιημένη Μεταχείριση Τοιχώματος

Η χρήση συναρτήσεων τοιχώματος μπορεί να μην είναι πάντα επιθυμητή, ειδικά όταν ο αριθμός Reynolds της ροής είναι σχετικά μικρός ($<10^5$), αφού το στρωτό υπόστρωμα του οριακού στρώματος δε λαμβάνεται υπόψη στο ισοζύγιο μάζας και ορμής. Για ροές με χαμηλό αριθμό Reynolds, αυτό μπορεί να επιφέρει σφάλμα στην εκτίμηση του πάχους μετάθεσης μέχρι και 25%. Για τον σκοπό αυτό αναπτύχθηκε για χρήση με τα μοντέλα που βασίζονται στο μοντέλο k- ω μια διατύπωση η οποία μπορεί αυτόματα να περνά από την εφαρμογή συναρτήσεων τοιχώματος σε ανάλυση χαμηλού αριθμού Reynolds κοντά στο τοίχωμα καθώς το πλέγμα πυκνώνει. Το μοντέλο k- ω έχει το πλεονέκτημα ότι παρέχει μια αναλυτική έκφραση για το ω στο στρωτό υπόστρωμα. Η κύρια ιδέα πίσω από αυτή τη διατύπωση είναι η σταδιακή μετάβαση του μοντέλου από τη χρήση αναλυτικής έκφρασης για την μεταβλητή ω κοντά στο τοίχωμα στη χρήση συναρτήσεων τοιχώματος κατά την απομάκρυνση από το τοίχωμα και τη σταδιακή αλλαγή της πυκνότητας του πλέγματος. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιείται μια συνάρτηση ανάμιξης που εξαρτάται από την αδιάστατη απόσταση y^+ . Σε υπολογισμούς υψηλής ακρίβειας η επιθυμητή τιμή της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα πρέπει να είναι περίπου ίση με την μονάδα, δηλαδή $y^+ \approx 1$.

Ο όρος ροής της ορμής F_U υπολογίζεται από την διανομή ταχύτητας βάσει της σχέσης:

$$F_U = -\rho u_\tau u^* \quad (4.77)$$

όπου:

$$u^* = \sqrt[4]{\left(\sqrt{\frac{\mu}{\rho} \left| \frac{\Delta U}{\Delta y} \right|}\right)^4 + (\sqrt{a_1 k})^4} \quad (4.78)$$

και:

$$u_\tau = \sqrt[4]{(u_\tau^{vis})^4 + (u_\tau^{log})^4} \quad (4.79)$$

Στην Εξίσωση 4.84 εμφανίζονται οι παρακάτω δυο ταχύτητες τριβής, η ταχύτητα του στρωτού οριακού στρώματος:

$$u_\tau^{vis} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \left| \frac{\Delta U}{\Delta y} \right|} \quad (4.80)$$

και η ταχύτητα τριβής της περιοχής εφαρμογής του λογαριθμικού νόμου:

$$u_\tau^{log} = \frac{U}{\frac{1}{\kappa} \log(y^+) + C} \quad (4.81)$$

Ο όρος ροής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, F_k είναι μηδενικός καθώς αυτό ισχύει τόσο στην περιοχή χαμηλού αριθμού Reynolds όσο και στη λογαριθμική περιοχή:

$$F_k = 0 \quad (4.82)$$

Στην εξίσωση του ω , χρησιμοποιείται μια αλγεβρική σχέση, συνδυασμός της αναλυτικής έκφρασης του ω στη λογαριθμική περιοχή:

$$\omega_l = \frac{u^*}{\alpha_1 \kappa y} = \frac{1}{\alpha_1 \kappa \nu} \frac{u^{*2}}{y^+} \quad (4.83)$$

και της αντίστοιχης στο στρωτό οριακό υπόστρωμα:

$$\omega_s = \frac{6\nu}{\beta(\Delta y)^2} \quad (4.84)$$

όπου Δy είναι η απόσταση μεταξύ του πρώτου και του δεύτερου κόμβου του υπολογιστικού πλέγματος. Για να επιτευχθεί ο ομαλός συνδυασμός των δυο παραπάνω εκφράσεων και την αποφυγή προβλημάτων σύγκλισης του αλγορίθμου επίλυσης, χρησιμοποιείται η ακόλουθη μαθηματική διατύπωση:

$$\omega_\omega = \omega_s \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_l}{\omega_s}\right)^2} \quad (4.85)$$

Όταν γίνεται χρήση συναρτήσεων τοιχώματος, το πρώτο σημείο θεωρείται ότι βρίσκεται έξω από το στρωτό οριακό υπόστρωμα, στην περιοχή που ισχύει ο λογαριθμικός νόμος. Όταν γίνεται χρήση της μοντελοποίησης χαμηλού αριθμού Reynolds, η θέση του πρώτου κόμβου του πλέγματος τοποθετείται εικονικά στο εσωτερικό του στρωτού υποστρώματος, τόσο βαθύτερα όσο το πλέγμα κοντά στο τοίχωμα πυκνώνει. Ωστόσο, η πραγματική θέση του πρώτου σημείου του πλέγματος είναι επάνω στο τοίχωμα ($y = 0$). Θεωρείται όμως ότι το πρώτο σημείο βρίσκεται σε απόσταση Δy από το τοίχωμα. Το σφάλμα των

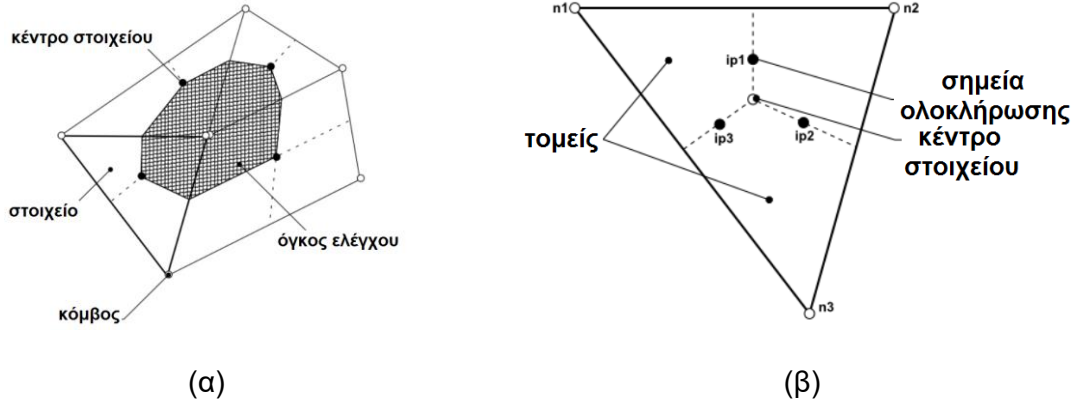
συναρτήσεων τοιχώματος προκύπτει από αυτήν την εικονική μετατόπιση του πρώτου σημείου του πλέγματος και επιφέρει την μείωση του πάχους μετάθεσης. Επίσης, σε πολύ μικρούς αριθμούς Reynolds, αυτή η μετατόπιση γίνεται ορατή όταν η λύση συγκρίνεται με το αποτέλεσμα ενός υπολογισμού στρωτής ροής, μιας και η μετατόπιση ουσιαστικά δεν χρειάζεται κατά την μοντελοποίηση στρωτής ροής κοντά στο τοίχωμα. Το σφάλμα αυτό είναι πάντα παρόν κατά τη χρήση συναρτήσεων τοιχώματος. Η μετατόπιση βασίζεται στην απόσταση μεταξύ του πρώτου και του δεύτερου κόμβου του πλέγματος $\Delta y = y_2 - y_1$, όπου y είναι η κάθετη απόσταση από το τοίχωμα.

4.3 Αριθμητική Διαδικασία Επίλυσης

Μιας και αναλυτικές λύσεις των εξισώσεων Navier-Stokes υπάρχουν μόνο για πολύ απλές περιπτώσεις ροών, για την εύρεση λύσης σε ροές που αφορούν πραγματικά προβλήματα οι διαφορικές εξισώσεις αντικαθίστανται από αλγεβρικές προσεγγιστικές εξισώσεις οι οποίες μπορούν να επιλυθούν με χρήση αριθμητικών μεθόδων. Σε αυτές τις μεθόδους ο χώρος διακριτοποιείται με τη χρήση ενός πλέγματος (υπολογιστικό πλέγμα). Το πλέγμα χρησιμοποιείται για την κατασκευή πεπερασμένων όγκων, στους οποίους θα διατηρούνται τα ροϊκά χαρακτηριστικά όπως η μάζα, η ορμή και η ενέργεια. Το ANSYS CFX χρησιμοποιεί την *Μέθοδο Πεπερασμένων Όγκων με βάση τα υπολογιστικά στοιχεία* (element-based Finite Volume Method) με μια επαναληπτική, άρρητη (implicit) μέθοδο επίλυσης. Επίσης, χρησιμοποιείται η προσέγγιση του ομόθετου πλέγματος και το σύστημα των εξισώσεων της συνέχειας και της ορμής είναι πλήρως συζευγμένο. Ακόμη για την επίλυση των γραμμικών εξισώσεων, χρησιμοποιείται ένας αλγεβρικός πολυπλεγματικός αλγόριθμος και η ατελής παραγοντοποίηση LU. Τα κύρια στοιχεία όλων αυτών θα παρουσιαστούν στις παρακάτω Ενότητες.

4.3.1 Διακριτοποίηση των Εξισώσεων

Το πλέγμα είναι τρισδιάστατο, ωστόσο όσα θα αναφερθούν παρακάτω αναφέρονται στις δυο διαστάσεις χάριν ευκολίας. Οι δυο διαστάσεις και όσα ισχύουν για επιφάνειες εύκολα μπορούν να αναχθούν στις τρεις και να εφαρμοστούν σε όγκους. Στο Σχήμα 4.2.α, παρουσιάζεται ένα τυπικό πλέγμα δυο διαστάσεων. Κατά τη διάρκεια της επίλυσης όλες οι μεταβλητές αποθηκεύονται στους κόμβους του πλέγματος. Μια περιοχή ελέγχου (η γραμμοσκιασμένη επιφάνεια – πλευρά του όγκου ελέγχου) σχηματίζεται γύρω από κάθε κόμβο του πλέγματος (φέροντας γραμμές που ενώνουν τα κέντρα των ακμών και τα κέντρα των επιφανειακών στοιχείων του πλέγματος).



Σχήμα 4.2 α) Ορισμός του όγκου ελέγχου. β) Στοιχείο του πλέγματος.

Στην μέθοδο των πεπερασμένων όγκων οι διαφορικές εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής και οποιουδήποτε άλλου βαθμωτού μεγέθους που διέπουν το πρόβλημα αντικαθίστανται από την ολοκληρωτική τους μορφή σε κάθε έναν πεπερασμένο όγκο του πλέγματος. Το θεώρημα της απόκλισης του Gauss χρησιμοποιείται για την μετατροπή των χωρικών ολοκληρωμάτων σε επιφανειακά ολοκληρώματα, ενώ αν τα στοιχεία του πλέγματος δεν παραμορφώνονται με το χρόνο τότε οι χρονικές παράγωγοι μπορούν να βγουν από τα ολοκληρώματα και οι εξισώσεις παίρνουν την μορφή:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho U_j dn_j = 0 \quad (4.86)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho U_i dV + \int_S \rho U_j U_i dn_j = - \int_S p dn_j + \int_S \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (4.87)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_S \rho U_j \phi dn_j = \int_S \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi dV \quad (4.88)$$

όπου, με V και S συμβολίζονται ο όγκος και η επιφάνεια, αντίστοιχα, ενώ, \mathbf{n}_j , είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια ολοκλήρωσης. Τα χωρικά ολοκληρώματα συμβολίζουν την πηγή ή την συσσώρευση μιας ιδιότητας του ρευστού στο στοιχείο του πλέγματος ενώ τα επιφανειακά ολοκληρώματα συμβολίζουν τις ροές της ιδιότητας από την συγκεκριμένη επιφάνεια.

Στο Σχήμα 4.2.β παρουσιάζεται ένα στοιχείο του πλέγματος (στις δυο διαστάσεις). Τα χωρικά ολοκληρώματα διακριτοποιούνται εντός κάθε τομέα του κελιού και αθροίζονται (συνεισφέροντας στη συσσώρευση) στον όγκο ελέγχου στον οποίο ανήκει ο τομέας. Τα επιφανειακά ολοκληρώματα διακριτοποιούνται στα σημεία ολοκλήρωσης (ipn) και στην συνέχεια κατανέμονται στους κοντινότερους όγκους ελέγχου. Τα σημεία ολοκλήρωσης βρίσκονται στο κέντρο των ευθύγραμμων τμημάτων που ενώνουν το κέντρο του κάθε στοιχείου με τα κέντρα των ακμών του. Λόγω του ότι τα επιφανειακά ολοκληρώματα είναι

ίσα και αντίθετα για όγκους ελέγχου παρακείμενους σε σημεία ολοκλήρωσης, η επιφανειακή ολοκλήρωση εγγυάται την τοπική διατήρηση των ιδιοτήτων του πεδίου. Οι διακριτοποιημένες ολοκληρωτικές μορφές των Εξισώσεων 4.86, 4.87 και 4.88 είναι:

$$V \left(\frac{\rho - \rho^{old}}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} = 0 \quad (4.89)$$

$$\begin{aligned} V \left(\frac{\rho U_i - \rho^{old} U_i^{old}}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} \\ = \sum_{ip} (P \Delta n_i)_{ip} + \sum_{ip} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right]_{ip} + \overline{S_{U_i}} V \end{aligned} \quad (4.90)$$

$$V \left(\frac{\rho \varphi - \rho^{old} \varphi^{old}}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \varphi_{ip} = \sum_{ip} (P \Delta n_i)_{ip} + \sum_{ip} \left[\Gamma_{eff} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \Delta n_j \right]_{ip} + \overline{S_{\varphi}} V \quad (4.91)$$

όπου V είναι ο όγκος ελέγχου Δt είναι το χρονικό βήμα, Δn_j είναι το διακριτοποιημένο κάθετο στην επιφάνεια διάνυσμα, ο δείκτης ip δηλώνει εκτίμηση σε ένα σημείο ολοκλήρωσης, ενώ, $\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}$. Οι αθροίσεις γίνονται στο σύνολο των σημείων ολοκλήρωσης του όγκου ελέγχου και ο εκθέτης, old , δηλώνει το προηγούμενο χρονικό επίπεδο. Σημειώνεται ότι παραπάνω υποτέθηκε ένα αριθμητικό σχήμα διακριτοποίησης πρώτης τάξης οπισθοδρομικών πεπερασμένων διαφορών τύπου Euler, αν και είναι προτιμότερο σε μη μόνιμες ροές να χρησιμοποιούνται σχήματα δεύτερης τάξης για περισσότερη ακρίβεια.

Οι μέθοδοι διακριτοποίησης των εξισώσεων βασίζονται στην προσέγγιση των πεπερασμένων διαφορών με αναπτύγματα σειρών Taylor. Η τάξη της ακρίβειας των προσεγγίσεων καθορίζεται από τις αποστάσεις μεταξύ των κόμβων του πλέγματος ή από το χρονικό βήμα. Αυξάνοντας την τάξη ακρίβειας της προσέγγισης γενικά συνεπάγεται ότι τα σφάλματα μειώνονται με την εκλέπτυνση του πλέγματος ή με μείωση του χρονικού βήματος. Δυστυχώς, η προσέγγιση υψηλότερης τάξης απαιτεί περισσότερους υπολογιστικούς πόρους αλλά είναι και λιγότερο σπιβαρή, λιγότερο αριθμητικά ευσταθής, σε σχέση με τις αντίστοιχες προσεγγίσεις μικρότερης τάξης.

4.3.2 Συναρτήσεις Μορφής

Οι λύσεις του ροϊκού πεδίου αποθηκεύονται στους κόμβους του πλέγματος. Ωστόσο η προσέγγιση των διαφόρων όρων των εξισώσεων θα πρέπει να γίνει στα σημεία ολοκλήρωσης. Στο ANSYS CFX χρησιμοποιούνται συναρτήσεις μορφής για την

πραγματοποίηση αυτών των προσεγγίσεων. Στα πεπερασμένα στοιχεία οι συναρτήσεις μορφής περιγράφουν την μεταβολή μιας μεταβλητής φ μέσα σε ένα στοιχείο:

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i \varphi_i \quad (4.92)$$

όπου N_i είναι η συνάρτηση μορφής για τον κόμβο i και φ_i είναι η τιμή της μεταβλητής φ τον κόμβο, i . Οι συναρτήσεις μορφής έχουν την ιδιότητα:

$$\sum_{i=1}^{N_{node}} N_i = 1 \quad (4.93)$$

Στον κόμβο j ισχύει η παρακάτω ιδιότητα:

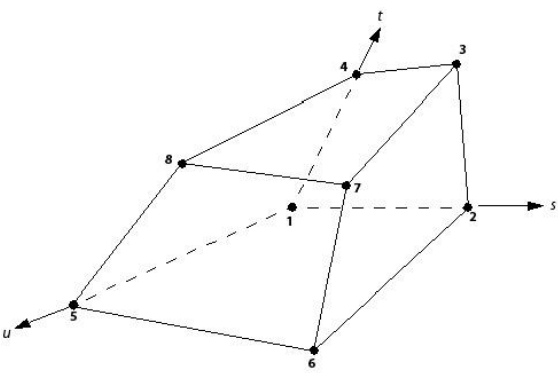
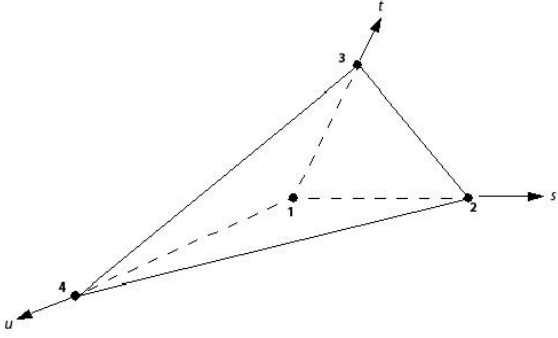
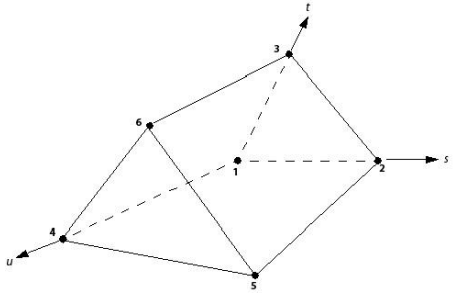
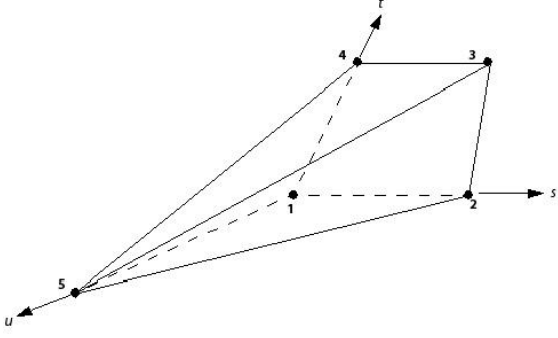
$$N_i = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (4.94)$$

Οι συναρτήσεις μορφής είναι γραμμικές σε σχέση με παραμετρικές συντεταγμένες (s, t, u). Χρησιμοποιούνται επίσης για τον υπολογισμό διαφόρων γεωμετρικών ποσοτήτων, μεταξύ των οποίων οι συντεταγμένες των σημείων ολοκλήρωσης και τα διανύσματα των επιφανειών. Η μορφή της Εξ. 4.93 εκφρασμένη για τις συντεταγμένες είναι:

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i y_i \quad (4.95)$$

Οι συναρτήσεις μορφής για κάθε είδος κελιού που πιθανώς να εμφανιστεί σε ένα υπολογιστικό πλέγμα παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.1.

Πίνακας 4.1 Συναρτήσεις μορφής για διαφορετικούς τύπους υπολογιστικών κελιών.

Τύπος κελιού	Συναρτήσεις μορφής
<p><u>Εξάεδρα</u></p> 	$N_1(s, t, u) = (1 - s)(1 - t)(1 - u)$ $N_2(s, t, u) = s(1 - t)(1 - u)$ $N_3(s, t, u) = st(1 - u)$ $N_4(s, t, u) = (1 - s)t(1 - u)$ $N_5(s, t, u) = (1 - s)(1 - t)u$ $N_6(s, t, u) = s(1 - t)u$ $N_7(s, t, u) = stu$ $N_8(s, t, u) = (1 - s)tu$
<p><u>Τετράεδρα</u></p> 	$N_1(s, t, u) = 1 - s - t - u$ $N_2(s, t, u) = s$ $N_3(s, t, u) = t$ $N_4(s, t, u) = u$
<p><u>Σφηνοειδή</u></p> 	$N_1(s, t, u) = (1 - s - t)(1 - u)$ $N_2(s, t, u) = s(1 - u)$ $N_3(s, t, u) = t(1 - u)$ $N_4(s, t, u) = (1 - s - t)u$ $N_5(s, t, u) = su$ $N_6(s, t, u) = tu$
<p><u>Πυραμιδοειδή</u></p> 	$N_1(s, t, u) = (1 - s)(1 - t)(1 - u)$ $N_2(s, t, u) = s(1 - t)(1 - u)$ $N_3(s, t, u) = st(1 - u)$ $N_4(s, t, u) = (1 - s)t(1 - u)$ $N_5(s, t, u) = u$

4.3.3 Διακριτοποίηση των Όρων των Εξισώσεων

Σε κάποιες περιπτώσεις χρειάζεται ο υπολογισμός κλίσεων στους κόμβους. Η ακόλουθη μορφή του θεωρήματος της απόκλισης χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό τους:

$$\nabla\varphi = \frac{1}{V} \sum_{ip} (\varphi\Delta\mathbf{n})_{ip} \quad (4.96)$$

Τα αριθμητικά σχήματα μεταφοράς που εφαρμόζονται στο ANSYS CFX για τους όρους μεταφοράς έχουν τη γενική μορφή:

$$\varphi_{ip} = \varphi_{up} + \beta\nabla\varphi \cdot \Delta\mathbf{r} \quad (4.97)$$

όπου φ_{up} είναι η τιμή της μεταφερόμενης ιδιότητας στον ανάντη κόμβο του πλέγματος και \mathbf{r} είναι το διάνυσμα από τον ανάντη κόμβο προς το σημείο ολοκλήρωσης. Με την παραπάνω διατύπωση τροποποιώντας το β και το $\nabla\varphi$ προκύπτουν διαφορετικά αριθμητικά σχήματα διαφοροποίησης.

Όταν $\beta = 0$ η Εξίσωση 4.97 περιγράφει ένα σχήμα πρώτης τάξης με χρήση εμπρόσθιων διαφορών (Upwind Difference Scheme – UDS). Αυτό το σχήμα είναι εύρωστο όμως μπορεί να εισάγει σφάλματα λόγω αριθμητικής διάχυσης.

Επιλέγοντας μια τιμή του β μεταξύ του 0 και του 1 και θέτοντας τη βαθμίδα $\nabla\varphi$ ίση με την μέση τιμή των βαθμίδων στους παρακείμενους κόμβους, τα σφάλματα που προκύπτουν από το σχήμα UDS μειώνονται. Η ποσότητα, $\beta\nabla\varphi \cdot \Delta\mathbf{r}$, ονομάζεται αριθμητική διόρθωση μεταφοράς και μπορεί να θεωρηθεί ως μια διόρθωση που αντίκειται στην επίδραση της αριθμητικής διάχυσης του UDS. Ωστόσο, μπορεί να επιφέρει αριθμητικά σφάλματα, τα οποία θα έχουν αποτέλεσμα την αφύσικη συμπεριφορά με εμφάνιση αριθμητικής διάχυσης σε περιοχές όπου η ροή παρουσιάζει απότομες μεταβολές.

Το σχήμα υψηλής ανάλυσης (High Resolution Scheme – HRS) κάνει χρήση μιας μη γραμμικής σχέσης για την εκτίμηση του β σε κάθε κόμβο, με σκοπό να λαμβάνει την τιμή 1 όσο το δυνατό περισσότερο αποφεύγοντας την ταλάντωση της λύσης. Η μεταφορά της ιδιότητας εκτιμάται χρησιμοποιώντας τιμές για το β και την βαθμίδα $\nabla\varphi$, οι οποίες λαμβάνονται από τον ανάντη κόμβο. Η μέθοδος υπολογισμού του β βασίζεται στην εργασία των Barth και Jespersen [106], όπου αρχικά υπολογίζονται οι τιμές φ_{min} και φ_{max} σε κάθε κόμβο χρησιμοποιώντας ένα πρότυπο που εμπλέκει όλους τους παρακείμενους κόμβους (και τον ίδιο τον κόμβο στον οποίο γίνεται ο υπολογισμός). Στην συνέχεια σε κάθε σημείο ολοκλήρωσης γύρω από τον κόμβο, επιλύεται η Εξ. 4.97 με σκοπό να διασφαλιστεί ότι δε θα ξεπεραστούν τα όρια φ_{min} και φ_{max} . Η τιμή του β στον κόμβο λαμβάνεται ως το ελάχιστο των τιμών των σημείων ολοκλήρωσης που περιβάλλουν τον κόμβο. Η τιμή του β δεν επιτρέπεται να ξεπεράσει την μονάδα.

Οι συναρτήσεις μορφής χρησιμοποιούνται και στην εκτίμηση των χωρικών παραγώγων για όλους τους όρους διάχυσης. Έτσι, για μια παράγωγο στη διεύθυνση x_i στο σημείο ολοκλήρωσης θα ισχύει:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right|_{ip} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x_i} \right|_{ip} \varphi_n \quad (4.98)$$

Η άθροιση περιλαμβάνει όλες τις συναρτήσεις μορφής του στοιχείου. Οι καρτεσιανές παράγωγοι των συναρτήσεων μορφής μπορεί να εκφραστούν με όρους των τοπικών τους παραγώγων μέσω του Ιακωβιανού πίνακα:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x_1} \\ \frac{\partial N}{\partial x_2} \\ \frac{\partial N}{\partial x_3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial s} & \frac{\partial x_2}{\partial s} & \frac{\partial x_3}{\partial s} \\ \frac{\partial x_1}{\partial t} & \frac{\partial x_2}{\partial t} & \frac{\partial x_3}{\partial t} \\ \frac{\partial x_1}{\partial u} & \frac{\partial x_2}{\partial u} & \frac{\partial x_3}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (4.99)$$

Οι βαθμίδες των συναρτήσεων μορφής μπορούν να εκτιμηθούν είτε στην πραγματική θέση κάθε σημείου ολοκλήρωσης (τριγωνική παρεμβολή) είτε στη θέση όπου η επιφάνεια που περιλαμβάνει το σημείο ολοκλήρωσης τέμνει την ακμή του επίπεδου στοιχείου (διγραμμική παρεμβολή). Η δεύτερη διατύπωση βελτιώνει την ευρωστία της επίλυσης εις βάρος της ακρίβειας των χωρικών διακριτοποιήσεων.

Η επιφανειακή ολοκλήρωση της βαθμίδας της πίεσης στις εξισώσεις ορμής απαιτεί την εκτίμηση του όρου, $(P \Delta n_{ip})_{ip}$. Η τιμή της πίεσης στο σημείο ολοκλήρωσης εκτιμάται χρησιμοποιώντας συναρτήσεις μορφής:

$$p_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) p_n \quad (4.100)$$

Όπως και με τους όρους διάχυσης, η συνάρτηση μορφής που χρησιμοποιείται για την παρεμβολή της πίεσης μπορεί να εφαρμοστεί τόσο στην πραγματική θέση του σημείου ολοκλήρωσης όσο και στη θέση στην οποία η επιφάνεια στην οποία ανήκει τέμνει το στοιχείο.

Η διακριτοποιημένη ροή μάζας μέσω μιας επιφάνειας του όγκου ελέγχου \dot{m}_{ip} δίνεται από την σχέση:

$$\dot{m}_{ip} = (\rho \mathbf{U}_j \Delta n_j)_{ip} \quad (4.101)$$

Η διακριτοποίηση αυτής της έκφρασης είναι σημαντική καθώς πρέπει να οδηγήσει σε ορθή σύζευξη των πεδίων πίεσης και ροής αλλά και για να διαχειριστεί κατάλληλα τα φαινόμενα συμπίεστικότητας.

Η αριθμητική επίλυση χρησιμοποιεί την τεχνική του ομόθετου πλέγματος, δηλαδή όλα τα βαθμωτά μεγέθη της ροής και το πεδίο ταχύτητας αποθηκεύονται στην ίδια θέση επί του υπολογιστικού πλέγματος, στο κέντρο των πεπερασμένων όγκων. Ωστόσο, στη βιβλιογραφία [107] είναι γνωστή η προβληματική συμπεριφορά τέτοιων πλεγμάτων όταν εφαρμόζονται απλοποιημένες μέθοδοι διακριτοποίησης καθώς πραγματοποιείται αποσύζευξη του πεδίου πίεσης από το πεδίο ταχύτητας στα γειτονικά σημεία. Οι Rhie και Chow [108] πρότειναν μια εναλλακτική διακριτοποίηση για τη ροή μάζας ώστε να αποφευχθεί η αποσύζευξη. Η διακριτοποίηση αυτή τροποποιήθηκε [109] ώστε να απεξαρτηθεί η λύση σε μόνιμη ροή από το χρονικό βήμα. Ο επιλυτής του ANSYS CFX χρησιμοποιεί έναν πλήρως συζευγμένο σύστημα εξίσωσεων, οπότε η σύζευξη των δυο πεδίων είναι έμφυτη στον επιλυτή και δεν απαιτείται περαιτέρω διόρθωση της εξίσωσης πίεσης. Η ταχύτητα που χρησιμοποιείται στους όρους των ρών μάζας στα σημεία ολοκλήρωσης βασίζεται στην παρεμβολή που προτείνουν οι Rhie και Chow και την τροποποίησή της από τον Majumdar, εφαρμόζοντας την Εξ. 4.102:

$$U_{i,ip} = \bar{U}_{i,ip} + f_{ip} \left(\left. \frac{\partial p}{\partial x_i} \right|_{ip} - \frac{\bar{\partial p}}{\partial x_i} \right) - c_{ip} f_{ip} (U_{i,ip}^{old} - \bar{U}_{i,ip}^{old}) \quad (4.102)$$

$$f_{ip} = \frac{d_{ip}}{1 - c_{ip} d_{ip}} \quad (4.103)$$

$$d_{ip} = -\frac{V}{A} \quad (4.104)$$

$$c_{ip} = -\frac{\rho}{\Delta t} \quad (4.105)$$

Με A συμβολίζεται ο κεντρικός συντελεστής της εξίσωσης της ορμής (του σημείου ολοκλήρωσης), ο οποίος όμως δεν περιλαμβάνει τον μεταβατικό όρο (Εξ. 4.105). Οι ποσότητες που επιγραμμίζονται σημαίνουν μέσο όρο των τιμών των παρακαίμενων στο σημείο ολοκλήρωσης κόμβων. Η παρεμβολή που πραγματοποιείται για την εύρεση της ταχύτητας στα σημεία ολοκλήρωσης (συνεπώς στις επιφάνειες των κελιών) που θα χρησιμοποιηθεί στον υπολογισμό των ρών μάζας, έχει το ίδιο αποτέλεσμα με την προσθήκη ενός όρου πίεσης, $f_{ip} \left(\left. \frac{\partial p}{\partial x_i} \right|_{ip} - \frac{\bar{\partial p}}{\partial x_i} \right)$, ο οποίος είναι ανάλογος της τρίτης παραγώγου της πίεσης. Ο ρόλος αυτού του όρου είναι να εξαλείψει την ταλαντωτική συμπεριφορά της πίεσης και συνεπώς και της ταχύτητας. Στην εξίσωση της συνέχειας αυτός ο όρος είναι ανάλογος της τέταρτης παραγώγου της πίεσης.

Οι όροι ροής μάζας στην εξίσωση διατήρησης της μάζας εμπεριέχουν το γινόμενο της πυκνότητας με την ταχύτητα. Για συμπιεστές ροές, η διακριτοποίηση αυτού του γινομένου γίνεται με την γραμμικοποίηση Newton-Raphson:

$$(\rho \mathbf{U})^n A \approx \rho^n \mathbf{U}^{old} A + \rho^{old} \mathbf{U}^{new} A - \rho^{old} \mathbf{U}^{old} A \quad (4.106)$$

Στην Εξίσωση 4.106, οι εκθέτες *new* και *old* συμβολίζουν την τρέχουσα και την προηγούμενη επανάληψη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ενεργό γραμμικοποίηση η οποία εμπλέκει τόσο την πυκνότητα όσο και την ταχύτητα στην τρέχουσα επανάληψη για συμπιεστή ροή και για οποιονδήποτε αριθμό Mach. Η τιμή του ρ^n γραμμικοποιείται με όρους πίεσης:

$$\rho^n = \rho^{old} + \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_T (p^{new} - p^{old}) \quad (4.107)$$

Για όγκους ελέγχου που δεν υπόκεινται σε χρονική παραμόρφωση, η διακριτοποιημένη μορφή του μεταβατικού όρου στο χρονικό βήμα, n , είναι:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi dV \approx V \frac{(\rho \varphi)^{n+\frac{1}{2}} - (\rho \varphi)^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \quad (4.108)$$

όπου οι τιμές στην αρχή και στο πέρας του χρονικού βήματος συμβολίζονται με τους εκθέτες $n + \frac{1}{2}$ και $n - \frac{1}{2}$ αντίστοιχα.

Με χρήση του σχήματος οπισθοδρομικών διαφορών πρώτης τάξης του Euler, η αρχή και το πέρας των τιμών του χρονικού βήματος προσεγγίζονται με χρήση των τιμών λύσεων του προηγούμενου και του τρέχοντος χρονικού επιπέδου, αντίστοιχα:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi dV = V \left(\frac{\rho \varphi - \rho^{old} \varphi^{old}}{\Delta t} \right) \quad (4.109)$$

Το σχήμα είναι στιβαρό, περιορισμένο, συντηρητικό στον χρόνο και δεν έχει περιορισμό στο μέγεθος του χρονικού βήματος. Ωστόσο, αυτή η διακριτοποίηση χαρακτηρίζεται μόνο από ακρίβεια πρώτης τάξης στον χρόνο και εισάγει σφάλματα διακριτοποίησης τα οποία τείνουν να αποσβέσουν μέσω διάχυσης απότομες χρονικές βαθμίδες. Αυτή η συμπεριφορά είναι όμοια με την αριθμητική διάχυση που επιφέρει η χρήση του σχήματος UDS.

Με χρήση του σχήματος οπισθοδρομικών διαφορών δεύτερης τάξης του Euler, η αρχή και το πέρας των τιμών του χρονικού βήματος, προσεγγίζονται με τις ακόλουθες σχέσεις:

$$(\rho \varphi)^{n-\frac{1}{2}} = (\rho \varphi)^{old} + \frac{1}{2} [(\rho \varphi)^{old} - (\rho \varphi)^{old,old}] \quad (4.110)$$

$$(\rho \varphi)^{n+\frac{1}{2}} = (\rho \varphi) + \frac{1}{2} [(\rho \varphi) - (\rho \varphi)^{old}] \quad (4.111)$$

Όταν αυτές οι τιμές αντικαθίστανται στην Εξίσωση 4.108, η προκύπτουσα διακριτοποιημένη μορφή του μεταβατικού όρου είναι:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi dV \approx V \frac{1}{\Delta t} \left[\frac{3}{2} (\rho \varphi) - 2 (\rho \varphi)^{old} + \frac{1}{2} (\rho \varphi)^{old,old} \right] \quad (4.112)$$

Αυτό το σχήμα είναι εύρωστο, μη ρητό, συντηρητικό στο χρόνο και επίσης δεν έχει περιορισμό ως προς το μέγεθος του χρονικού βήματος. Χαρακτηρίζεται από ακρίβεια δεύτερης τάξης στο χρόνο αλλά δεν είναι φραγμένο και έτσι μπορεί να προκαλέσει αφύσικες ταλαντώσεις στη λύση.

4.3.4 Το Συζευγμένο Σύστημα Εξισώσεων

Το γραμμικό σύστημα εξισώσεων που προκύπτει από τη διακριτοποίηση βάσει της μεθόδου πεπερασμένων όγκων μπορεί να γραφεί με την παρακάτω μορφή:

$$\sum_{nb_i} \alpha_i^{nb} \varphi_i^{nb} = b_i \quad (4.113)$$

όπου φ είναι η λύση, b , είναι το δεξί μέλος της εξίσωσης και α είναι οι συντελεστές της εξίσωσης, i είναι ο δείκτης του όγκου ελέγχου ή του κόμβου στον οποίο λύνεται η εξίσωση, ενώ nb σημαίνει άθροιση σε όλα τα γειτονικά σημεία συμπεριλαμβανομένου και του κόμβου με δείκτη i , στον οποίο πραγματοποιείται η επίλυση. Ο κόμβος μπορεί να έχει οποιοδήποτε αριθμό γειτόνων, έτσι ώστε η μέθοδος να είναι εφαρμόσιμη τόσο σε δομημένα όσο και σε αδόμητα πλέγματα. Το σύνολο αυτών των «γειτόνων», ορίζει το πλήρες γραμμικό σύστημα εξισώσεων που διέπουν τις αρχές διατήρησης στον όγκο ελέγχου. Για το συζευγμένο σύνολο εξισώσεων διατήρησης μάζας-ορμής στις τρεις διαστάσεις, οι όροι της Εξίσωσης 4.113, α_i^{nb} , φ_i^{nb} , και b_i , συνιστούν έναν πίνακα μεγέθους (4×4) και δυο διανύσματα (4×1), τα οποία σε αναλυτική μορφή είναι:

$$\alpha_i^{nb} = \begin{bmatrix} \alpha_{uu} & \alpha_{uv} & \alpha_{uw} & \alpha_{up} \\ \alpha_{vu} & \alpha_{vv} & \alpha_{vw} & \alpha_{vp} \\ \alpha_{wu} & \alpha_{wv} & \alpha_{ww} & \alpha_{wp} \\ \alpha_{pu} & \alpha_{pv} & \alpha_{pw} & \alpha_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (4.114)$$

και

$$\varphi_i^{nb} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (4.115)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (4.116)$$

Στην παραπάνω προσέγγιση είναι έμφυτη η σύζευξη του συστήματος εξισώσεων και δεν απαιτείται καμία άλλη επιπλέον μεταχείριση οποιουδήποτε όρου. Μια τέτοια διατύπωση χαρακτηρίζεται από ευρωστία, αποδοτικότητα, γενικότητα στο εύρος αναλύσεων που δύναται να καλύψει και απλότητα στη σύλληψη και στην εφαρμογή. Το μείζον μειονέκτημα αυτής της διατύπωσης είναι οι μεγάλες ανάγκες για υπολογιστική μνήμη όπου θα αποθηκεύονται οι συντελεστές των εξισώσεων.

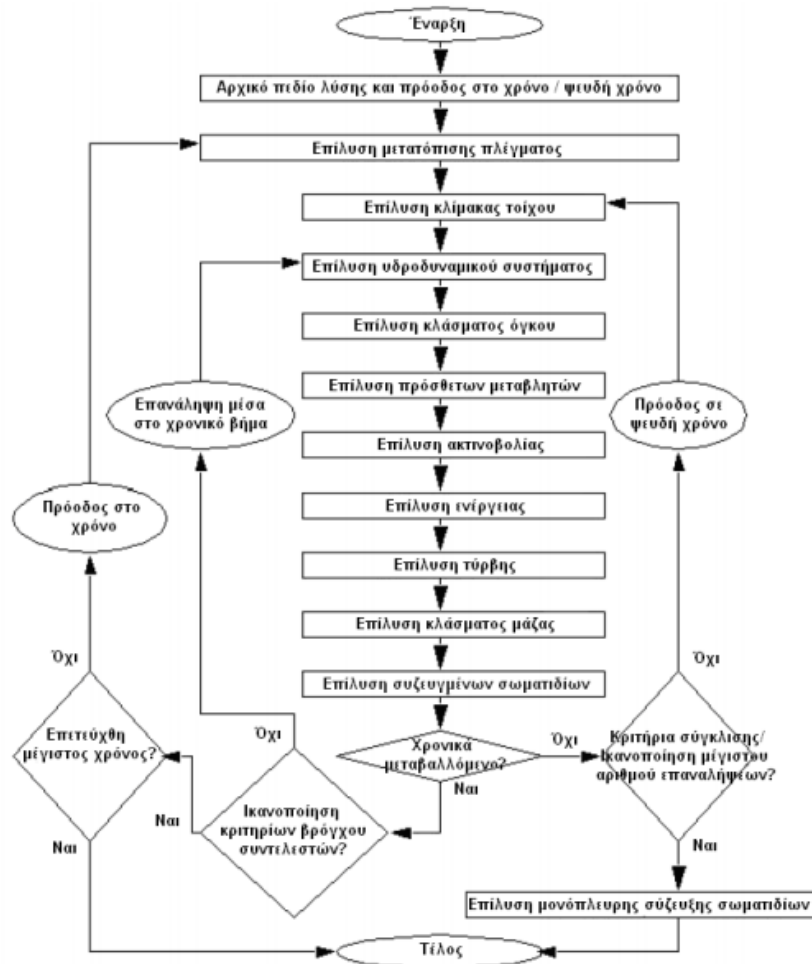
Οι μη συζευγμένοι επιλυτές, εφαρμόζουν μια στρατηγική επίλυσης όπου οι εξισώσεις ορμής επιλύονται πρώτες χρησιμοποιώντας μια αρχική υπόθεση για την πίεση. Στην συνέχεια εφαρμόζεται διόρθωση για την πίεση, ενημερώνεται η τιμή της και η συγκεκριμένη διαδικασία συνεχίζεται μέχρι την σύγκλιση της επίλυσης στο επιθυμητό επίπεδο. Λόγω της υπόθεσης και της διόρθωσης της πίεσης, η επίλυση απαιτεί ένα μεγάλο πλήθος επαναλήψεων ενώ υπάρχει και η ανάγκη για μια συνετή επιλογή των παραμέτρων χαλάρωσης. Σε μη συζευγμένους επιλυτές είναι αναγκαία η χρήση του μεγαλύτερου δυνατού συντελεστή υποχαλάρωσης ο οποίος μπορεί να επιφέρει σύγκλιση ενώ στην συνέχεια μπορεί να επιλεγεί μια μικρή μείωσή του για να διατηρηθεί η σταθερότητα. Σε αυτή την κατεύθυνση ο πλήρως συζευγμένος επιλυτής χρησιμοποιεί για την επιτάχυνση της σύγκλισης το χρονικό βήμα. Επιλέγεται λοιπόν το μεγαλύτερο δυνατό χρονικό βήμα το οποίο θα επιφέρει σύγκλιση και θα σταθεροποιήσει τις εξισώσεις σε μια ανάλυση μόνιμης κατάστασης με τον μικρότερο δυνατό αριθμό επαναλήψεων. Επίσης, η χρήση του χρονικού βήματος σαν παραμέτρου επιτάχυνσης μειώνει και τον αριθμό επαναλήψεων για τον υπολογισμό της λύσης σε κάθε χρονικό επίπεδο σε μια ανάλυση μη μόνιμης ροής.

4.3.4.1 Διαδικασία Επίλυσης

Για κάθε χρονικό βήμα, η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων που διέπουν τη ροή αποτελείται από δυο αριθμητικές διαδικασίες:

1. Δημιουργία των συντελεστών, όπου οι μη γραμμικές εξισώσεις γραμμικοποιούνται και σχηματίζεται ο πίνακας συντελεστών του γραμμικού συστήματος.
2. Επίλυση των εξισώσεων, όπου οι γραμμικές εξισώσεις επιλύονται με χρήση του αλγεβρικού πολυπλεγματού αλγόριθμου.

Πριν την έναρξη της διαδικασίας επίλυσης των εξισώσεων, αρχικοποιούνται οι τιμές των μεταβλητών του συστήματος και άρχεται η διαδικασία με την πρώτη εξωτερική επανάληψη (ή χρονικό επίπεδο) η οποία ελέγχεται από το ψευδές χρονικό βήμα (φυσική χρονική κλίμακα) ή το χρονικό βήμα για αναλύσεις μόνιμης ή μη μόνιμης ροής αντίστοιχα. Σε κάθε εξωτερική επανάληψη πραγματοποιείται μια εσωτερική επανάληψη γραμμικοποίησης όσο αφορά αναλύσεις μόνιμης κατάστασης, ενώ πολλαπλές εσωτερικές επαναλήψεις ανά εξωτερική επανάληψη πραγματοποιούνται όταν η ανάλυση αφορά μη μόνιμη ροή. Το αναλυτικό διάγραμμα ροής αυτής της διαδικασίας φαίνεται στο Σχήμα 4.3:



Σχήμα 4.3 Διάγραμμα ροής της διαδικασίας επίλυσης [110].

Για την επίλυση του γραμμικού συστήματος χρησιμοποιείται η *Ατελής Παραγοντοποίηση LU* (Incomplete Lower Upper decomposition – ILU) και ο *Αλγεβρικός Πολυπλεγματικός Αλγόριθμος* (algebraic Multigrid – MG). Σε συστήματα με ιδιαίτερα αραιό πίνακα, είναι σύνηθες να γίνεται χρήση της συγκεκριμένης παραλλαγής της παραγοντοποίησης LU. Σύμφωνα με αυτή τη διαδικασία χρησιμοποιείται ένα υποσύνολο των στοιχείων του πίνακα του συστήματος. Η επίλυση γίνεται με επαναληπτικό τρόπο και έτσι η ακριβής

λύση προσεγγίζεται μετά από αρκετές επαναλήψεις. Το γραμμικοποιημένο σύστημα των διακριτοποιημένων εξισώσεων μπορεί να γραφεί με μορφή πινάκων:

$$A\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{b} \quad (4.117)$$

όπου A είναι ο πίνακας των συντελεστών του συστήματος $\boldsymbol{\varphi}$ είναι το διάνυσμα των μεταβλητών για τις οποίες πραγματοποιείται η επίλυση και \mathbf{b} είναι το δεξί μέρος των εξισώσεων. Η επαναληπτική επίλυση του παραπάνω συστήματος ξεκινά με μια προσεγγιστική λύση $\boldsymbol{\varphi}^n$ η οποία βελτιώνεται από μια διόρθωση $\boldsymbol{\varphi}'$ ώστε να παρέχει στο επόμενο βήμα μια βελτιωμένη λύση, δηλαδή:

$$\boldsymbol{\varphi}^{n+1} = \boldsymbol{\varphi}^n + \boldsymbol{\varphi}' \quad (4.118)$$

όπου $\boldsymbol{\varphi}'$ προκύπτει ως λύση της παρακάτω εξίσωσης:

$$A\boldsymbol{\varphi}' = \mathbf{r}^n \quad (4.119)$$

Στην Εξίσωση 4.124, \mathbf{r}^n , είναι το υπόλοιπο της διαφοράς:

$$\mathbf{r}^n = \mathbf{b} - A\boldsymbol{\varphi}^n \quad (4.120)$$

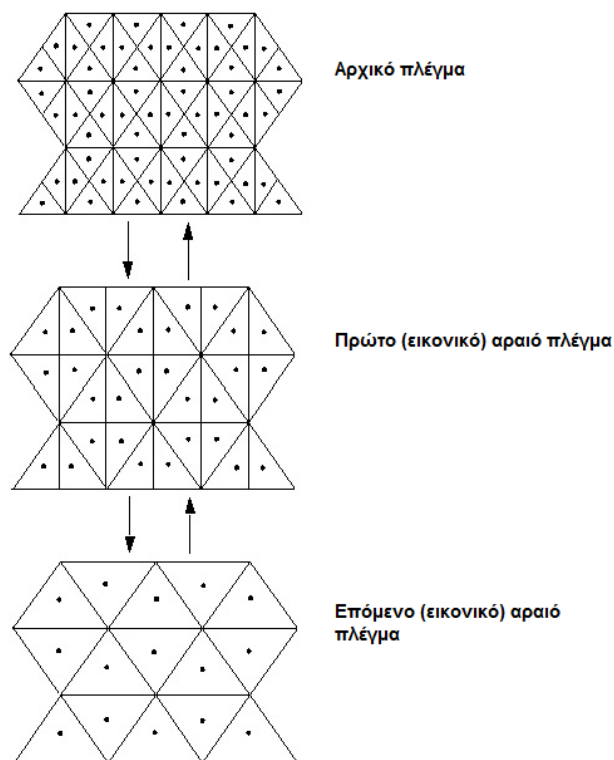
Η επαναλαμβανόμενη εφαρμογή αυτού του αλγόριθμου οδηγεί στη λύση με την επιθυμητή ακρίβεια. Δυστυχώς, επαναληπτικές μέθοδοι όπως η ILU τείνουν να παρουσιάζουν πτώση της απόδοσής τους όταν το πλήθος των κελιών του υπολογιστικού πλέγματος είναι μεγάλο ή όταν υπάρχουν μεγάλοι λόγοι διαστάσεων των στοιχείων του πλέγματος.

Η σύγκλιση πολλών τεχνικών αναστροφής πινάκων μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά με χρήση μιας μεθόδου που ονομάζεται *πολυπλεγματική* (multigrid). Η τεχνική έγκειται στην πραγματοποίηση των πρώιμων επαναλήψεων σε ένα πυκνό πλέγμα και των ύστερων επαναλήψεων σε ένα εικονικό προοδευτικά αραιότερο πλέγμα. Τα αποτελέσματα της λύσης τότε μεταφέρονται από αραιό πλέγμα στο αρχικό πυκνό πλέγμα.

Από αριθμητικής άποψης, η προσέγγιση της πολυπλεγματικής μεθόδου προσφέρει ένα σημαντικό πλεονέκτημα. Για ένα δεδομένο μέγεθος πλέγματος, οι επαναληπτικοί επιλυτές είναι αποδοτικοί μόνο στη μείωση σφαλμάτων των οποίων το μήκος κύματος είναι της τάξης του μεγέθους του πλέγματος. Έτσι, ενώ σφάλματα μικρότερου μήκους κύματος αποσβένονται αρκετά νωρίς, τα σφάλματα με μεγαλύτερο μήκος κύματος, της τάξης του μεγέθους του υπολογιστικού χωρίου, μπορεί να πάρει πολύ περισσότερο χρόνο να αποσβεστούν. Η πολυπλεγματική μέθοδος παρακάμπτει αυτό το πρόβλημα χρησιμοποιώντας μια σειρά αραιών πλεγμάτων έτσι ώστε τα σφάλματα με μεγαλύτερο μήκος κύματος να εμφανίζονται σαν σφάλματα μικρότερου μήκους κύματος σε σχέση με τις πλεγματικές αποστάσεις. Για να αποτραπεί η ανάγκη δημιουργίας μιας σειράς

διαφορετικών πλεγμάτων διαφορετικής πυκνωσης, γίνεται η χρήση της αλγεβρικής πολυπλεγματικής μεθόδου.

Η αλγεβρική πολυπλεγματική μέθοδος [111] συνθέτει ένα σύστημα διακριτοποιημένων εξισώσεων για ένα αραιό πλέγμα αθροίζοντας τις εξισώσεις του πυκνού πλέγματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την εικονική αραίωση του πλέγματος κατά την πραγματοποίηση των επαναλήψεων και στην συνέχεια την εκ νέου πυκνωση του πλέγματος ώστε να αποκτηθεί μια ακριβής λύση. Η τεχνική βελτιώνει σημαντικά τους ρυθμούς σύγκλισης. Επίσης, είναι λιγότερο υπολογιστικά απαιτητική σε σχέση με άλλες πολυπλεγματικές μεθόδους επειδή η διακριτοποίηση των μη γραμμικών εξισώσεων πραγματοποιείται μόνο μια φορά στο πυκνό πλέγμα. Το ANSYS CFX χρησιμοποιεί μια συγκεκριμένη παραλλαγή της αλγεβρικής πολυπλεγματικής μεθόδου, η οποία ονομάζεται προσθετική διόρθωση (additive correction) αξιοποιεί το γεγονός ότι οι διακριτοποιημένες εξισώσεις αντιπροσωπεύουν το ισοζύγιο των διατηρούμενων ποσοτήτων στον όγκο ελέγχου. Οι εξισώσεις του αραιού πλέγματος μπορούν να δημιουργηθούν με την συγχώνευση των πεπερασμένων όγκων (του πυκνού πλέγματος) για τη δημιουργία μεγαλύτερων όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.4. Έτσι, οι εξισώσεις του αραιού πλέγματος επιβάλλουν τις απαιτήσεις των αρχών διατήρησης σε μεγαλύτερους όγκους και με αυτόν τον τρόπο μειώνουν τα σφάλματα μεγαλύτερου μήκους κύματος.



Σχήμα 4.4 Διαδικασία εικονικής αραίωσης και επιστροφής στο πυκνότερο πλέγμα κατά την εφαρμογή της αλγεβρικής πολυπλεγματικής μεθόδου [110].

4.3.4.2 Κανονικοποίηση υπολοίπων

Όπως περιγράφηκε παραπάνω, το υπόλοιπο (residual) υπολογίζεται ως η ανισορροπία στο γραμμικοποιημένο σύστημα των διακριτοποιημένων εξισώσεων. Για την παρακολούθηση της διαδικασίας επίλυσης και της σύγκλισης στα κριτήρια που έχουν τεθεί τα υπόλοιπα των εξισώσεων κανονικοποιούνται.

Για κάθε μεταβλητή, φ , το κανονικοποιημένο υπόλοιπο δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$[\tilde{r}_\varphi] = \frac{[r_\varphi]}{\alpha_p \Delta\varphi} \quad (4.121)$$

όπου, r_φ , είναι το αρχικό υπόλοιπο που εκφράζει την ανισορροπία του όγκου ελέγχου, α_p , είναι ο κεντρικός συντελεστής της εξίσωσης στον όγκο ελέγχου και, $\Delta\varphi$, είναι ένα χαρακτηριστικό εύρος της μεταβλητής, φ , στο υπολογιστικό χωρίο. Τα κανονικοποιημένα υπόλοιπα είναι ανεξάρτητα από τις αρχικές εκτιμήσεις για τις μεταβλητές. Ο συντελεστής, α_p , ως ο κεντρικός συντελεστής της διακριτοποιημένης εξίσωσης του όγκου ελέγχου εμπεριέχει σχετικούς όρους μεταφοράς, διάχυσης, γραμμικοποιημένων πηγών κ.α. Για προσομοιώσεις σταθερής κατάστασης, το χρονικό βήμα χρησιμοποιείται μόνο για την υποχαλάρωση των εξισώσεων και ως εκ τούτου εξαιρείται από τη διαδικασία κανονικοποίησης. Αυτό διασφαλίζει ότι τα κανονικοποιημένα υπόλοιπα είναι ανεξάρτητα από το χρονικό βήμα. Ο μεταβατικός όρος περιλαμβάνεται στον συντελεστή α_p για χρονικά μεταβαλλόμενες προσομοιώσεις.

4.3.5 Σφάλματα Διακριτοποίησης

Συχνά υπάρχουν διαφορές μεταξύ τη πραγματικής αναλυτικής λύσης των διαφορικών εξισώσεων και των λύσεων που προέκυψαν από την σύγκλιση σε συγκεκριμένο επίπεδο σύγκλισης από τις αντίστοιχες διακριτοποιημένες εξισώσεις. Οι διαφορές αυτές είναι τα σφάλματα διακριτοποίησης. Όπως και οι μεταβλητές τις οποίες αφορούν, τα σφάλματα δημιουργούνται και διαδίδονται (ενισχύονται, μεταφέρονται και διαχέονται) σε όλη την έκταση του υπολογιστικού χωρίου. Πηγές σφαλμάτων είναι οι όροι ανώτερης τάξης οι οποίοι δεν λαμβάνονται υπόψη από τις διακριτοποιημένες προσεγγίσεις των όρων των εξισώσεων μεταφοράς. Τόσο οι πηγές των σφαλμάτων όσο και η διάδοσή τους επηρεάζονται από τη διαδικασία επίλυσης και από την κατανομή του πλέγματος.

Ο έλεγχος των πηγών ανάπτυξης σφάλματος μπορεί να επιτευχθεί μέσω της χρήσης σχημάτων διακριτοποίησης υψηλότερης τάξης αλλά και μέσω της κατά τόπους πύκνωσης του πλέγματος σε περιοχές του υπολογιστικού χωρίου όπου αναμένεται να υπάρχουν απότομες μεταβλητές στα μεγέθη της ροής (π.χ. σε περιοχές κοντά στο τοίχωμα όπου

αναπτύσσονται οριακά στρώματα). Ωστόσο, πηγή σφαλμάτων αποτελεί και η κακή ποιότητα πλέγματος. Για παράδειγμα, ένα πλέγμα με υψηλή ορθογωνιότητα και χαμηλούς συντελεστές διαστολής ενδείκνυται για την ανάλυση οριακών στρωμάτων. Ο έλεγχος της μεταφοράς των σφαλμάτων είναι αρκετά δύσκολος μιας και τα σφάλματα όπως και οι ιδιότητες του ρευστού μεταφέρονται και διαχέονται. Ωστόσο, ο έλεγχος της ενίσχυσης των σφαλμάτων είναι ευκολότερο να επιτευχθεί μιας και οι γενεσιουργές αιτίες της ενίσχυσης είναι παρόμοιες με αυτές των πηγών των σφαλμάτων (τάξη σχήματος διακριτοποίησης και/ή κατανομή πλέγματος).

4.4 Προσομοίωση του Πειράματος UAE Phase VI του NREL

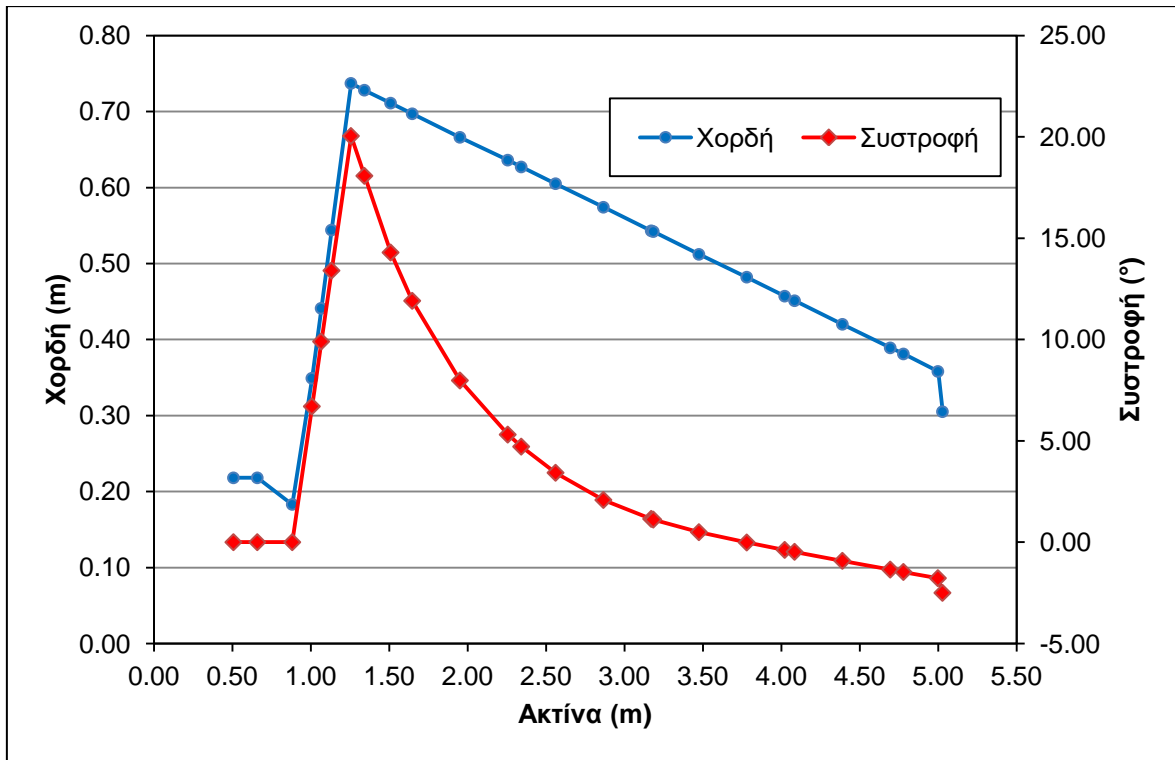
Το πείραμα που προσομοιώθηκε υπολογιστικά στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής είναι το πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment (UAE) Phase VI του NREL, το οποίο έλαβε χώρα το 2000 στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES στην Καλιφόρνια. Σε μια τεχνική έκθεση του NREL [42] παρουσιάζονται όλες οι πειραματικές δοκιμές που έλαβαν χώρα και περιγράφονται τα διαθέσιμα δεδομένα από αυτές. Οι πειραματικές δοκιμές που επιλέχθηκε να προσομοιωθούν ανήκουν στις σειρές S και 8. Και στις δυο πειραματικές σειρές η γωνία βήματος του πτερυγίου είναι 3° ενώ η ταχύτητα περιστροφής του δρομέα ήταν σταθερή και ίση με 72 RPM. Η σειρά S πραγματοποιήθηκε για ένα εύρος ταχυτήτων 5-25 m/s και για γωνίες απόκλισης από 0° έως 180° . Σε αυτή πάρθηκαν μετρήσεις από αισθητήρες πίεσης που ήταν τοποθετημένοι πάνω σε μια από τις δυο πτέρυγες του δρομέα της ανεμογεννήτριας. Τα χαρακτηριστικά του πειράματος είναι τα ίδια και στη σειρά 8, ωστόσο σε αυτήν πραγματοποιήθηκε μέτρηση της ταχύτητας του ομόρρου της ανεμογεννήτριας σε δυο θέσεις κατάντη του δρομέα με χρήση ηχητικών ανεμόμετρων. Επίσης, έγινε προσπάθεια να προσομοιωθούν και οι ακριβείς συνθήκες λειτουργίας της σειράς P, όπου οι συνθήκες λειτουργίας ήταν περίπου οι ίδιες με τις άλλες δυο σειρές και η σύγκριση με πειραματικά δεδομένα δύναται να είναι μόνο ποιοτική καθώς από το πείραμα προέκυψαν βιντεοσκοπήσεις της οπτικοποίησης του ομόρρου της ανεμογεννήτριας με χρήση καπνού που απελευθερώνονταν από το άκρο ενός από τα πτερύγια.

Η διάμετρος του δρομέα του πειράματος ήταν ίση με 10.058 m. Η αεροτομή στην οποία βασίστηκε η σχεδίαση του πτερυγίου είναι η S809 της NREL. Στον Πίνακα 4.2 παρουσιάζονται τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του πτερυγίου της ανεμογεννήτριας που μελετήθηκε.

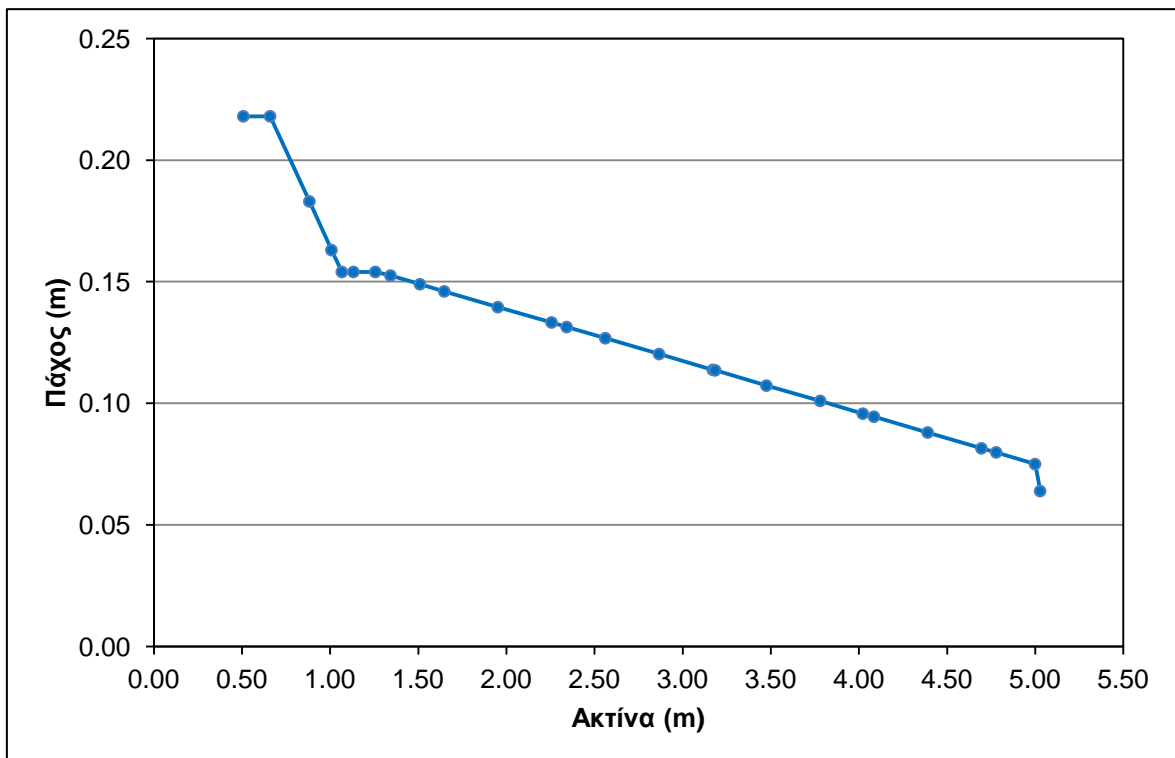
Πίνακας 4.2 Κατανομές χορδής και γωνίας συστροφής του πτερυγίου [42].

Ακτίνα (m)	Ακτινική θέση r/R_o	Χορδή (m)	Συστροφή (°)	Πάχος (m)	Άξονας συστροφής (% της χορδής)
0.000	0.000	-	-	-	-
0.508	0.092	0.218	0.000	0.218	50.0
0.660	0.120	0.218	0.000	0.218	50.0
0.883	0.160	0.183	0.000	0.183	50.0
1.008	0.183	0.349	6.700	0.163	35.9
1.067	0.193	0.441	9.900	0.154	33.5
1.133	0.205	0.544	13.400	0.154	31.9
1.257	0.227	0.737	20.040	0.154	30.0
1.343	0.243	0.728	18.074	0.153	30.0
1.510	0.273	0.711	14.292	0.149	30.0
1.648	0.298	0.697	11.909	0.146	30.0
1.952	0.353	0.666	7.979	0.140	30.0
2.257	0.408	0.636	5.308	0.133	30.0
2.343	0.424	0.627	4.715	0.131	30.0
2.562	0.463	0.605	3.425	0.127	30.0
2.867	0.518	0.574	2.083	0.120	30.0
3.172	0.573	0.543	1.150	0.114	30.0
3.185	0.576	0.542	1.115	0.114	30.0
3.476	0.628	0.512	0.494	0.107	30.0
3.781	0.683	0.482	-0.015	0.101	30.0
4.023	0.727	0.457	-0.381	0.096	30.0
4.086	0.739	0.451	-0.475	0.094	30.0
4.391	0.794	0.420	-0.920	0.088	30.0
4.696	0.849	0.389	-1.352	0.081	30.0
4.780	0.864	0.381	-1.469	0.080	30.0
5.000	0.904	0.358	-1.775	0.075	30.0
5.029	1.000	0.305	-2.500	0.064	30.0

Το πάχος και το μήκος της χορδής του πτερυγίου ακολουθούν μια σχεδόν γραμμική κατανομή κατά μήκος του αεροδυναμικά ενεργού τμήματος του πτερυγίου. Στο Σχήμα 4.5 παρουσιάζονται οι ακτινικές κατανομές της χορδής και της συστροφής του πτερυγίου, ενώ στο Σχ. 4.6 παρουσιάζεται η ακτινική κατανομή του πάχους του πτερυγίου.

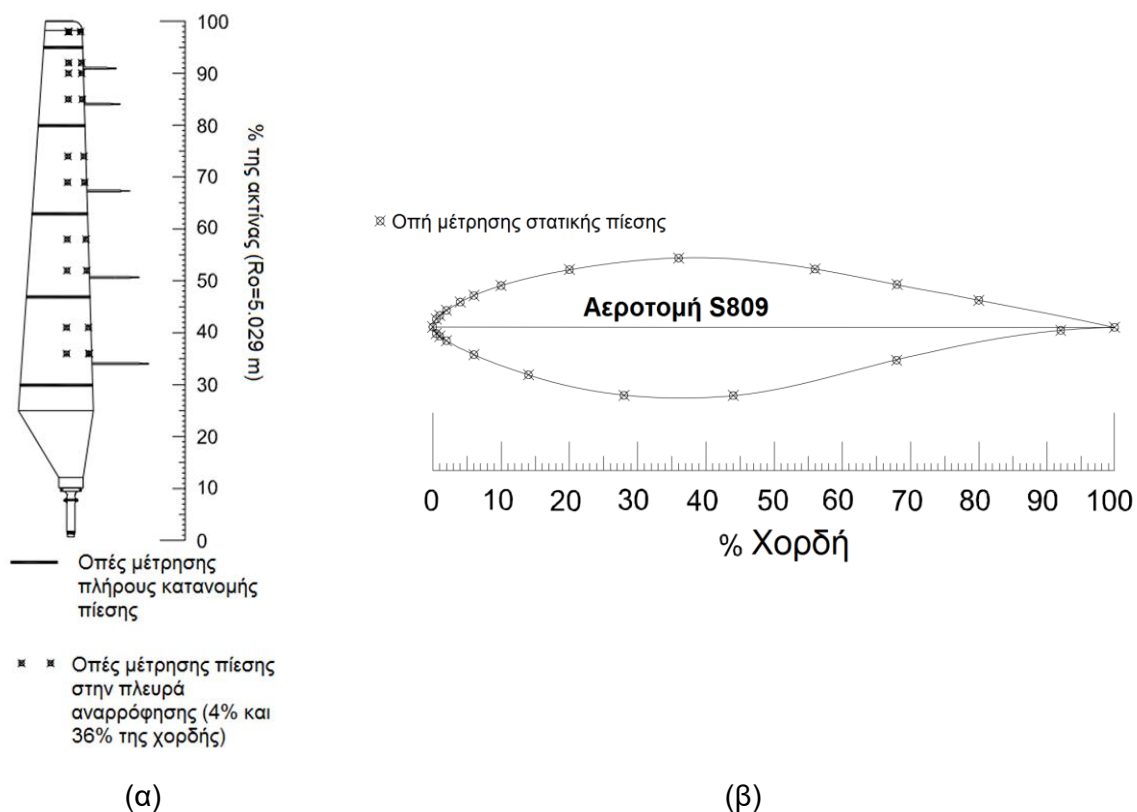


Σχήμα 4.5 Ακτινικές κατανομές της χορδής και της συστρώφης του πτερυγίου.



Σχήμα 4.6 Ακτινική κατανομή του πάχους του πτερυγίου.

Το ένα από τα δυο πτερύγια του δρομέα είχε σε διάφορες ακτινικές θέσεις κατανεμημένες οπές μέτρησης στατικής πίεσης (Σχ. 4.7).

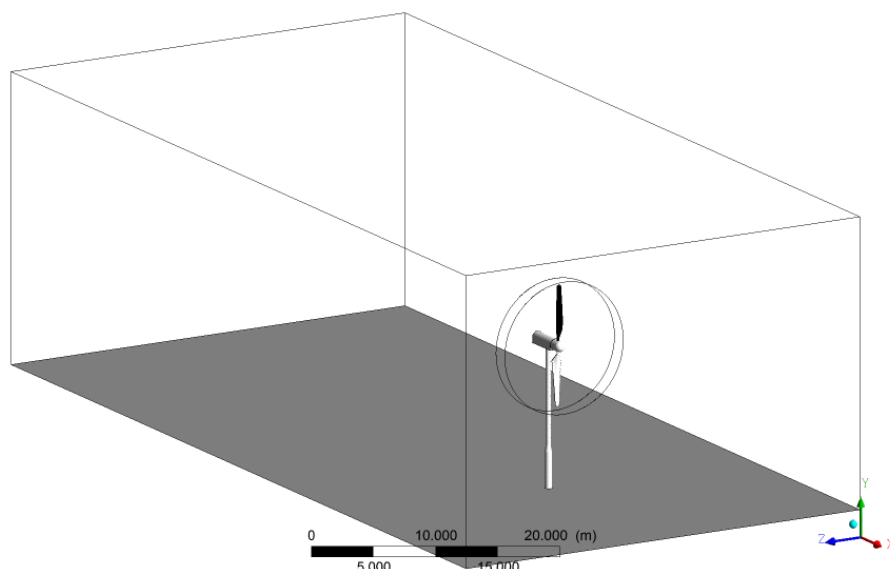


Σχήμα 4.7 Κατανομή των οπών μέτρησης της στατικής πίεσης α) κατά μήκος του πτερυγίου και β) κατά μήκος της περιμέτρου μιας τομής του πτερυγίου (για μέτρηση του πλήρους προφίλ πίεσης).

Οι μετρήσεις στατικής πίεσης χρησιμοποιήθηκαν τόσο για την εύρεση της κατανομής πίεσης στις διάφορες ακτινικές θέσεις του πτερυγίου όσο και για την πειραματική εκτίμηση των ασκούμενων φορτίων, της ροπής και της ισχύος του δρομέα. Όπως φαίνεται και στο Σχ. 4.7 υπήρξαν δυο κατηγορίες κατανομών οπών μέτρησης της πίεσης· οι οπές που χρησίμευαν στην μέτρηση του πλήρους προφίλ πίεσης και οι οπές μέτρησης της πίεσης σε δυο σημεία επιλεγμένων ακτινικών θέσεων. Οι μετρήσεις του πλήρους προφίλ πραγματοποιήθηκαν σε πέντε ακτινικές θέσεις του πτερυγίου με είκοσι δυο οπές μέτρησης σε κάθε ακτινική θέση. Οι ακτινικές θέσεις αυτές είναι ίσες με 30% (1.509 m), 47% (2.364 m), 63% (3.168 m), 80% (4.023 m) και 95% (4.778 m) του πτερυγίου.

Το υπολογιστικό χωρίο που κατασκευάστηκε είχε τις διαστάσεις και το σχήμα του δοκιμαστικού τμήματος της αεροσήραγγας στην οποία πραγματοποιήθηκε το πείραμα. Επίσης, το χωρίο αποτελούνταν από δυο επιμέρους χωρία, ένα δισκοειδές στο οποίο περιλαμβάνονταν τα πτερύγια και μέρος της βάσης και ένα ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο από το οποίο αφαιρέθηκε ο όγκος του δισκοειδούς χωρίου. Στο παραλληλεπίπεδο χωρίο περιλαμβάνονταν ο πύργος, ο οικίσκος και ένα μικρό τμήμα της βάσης των πτερυγίων. Στο Σχήμα 4.8 παρουσιάζεται το τρισδιάστατο μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στις

αναλύσεις πλήρους γεωμετρίας. Όσον αφορά στα πτερύγια και στον πύργο της ανεμογεννήτριας, η πλήρης γεωμετρία παρέχεται στην τεχνική έκθεση [42]. Ωστόσο, η πλήρης γεωμετρία της βάσης και του οικίσκου δεν παρέχονται και έτσι πραγματοποιήθηκε μια προσέγγιση για τις λεπτομέρειες αυτών των γεωμετριών.

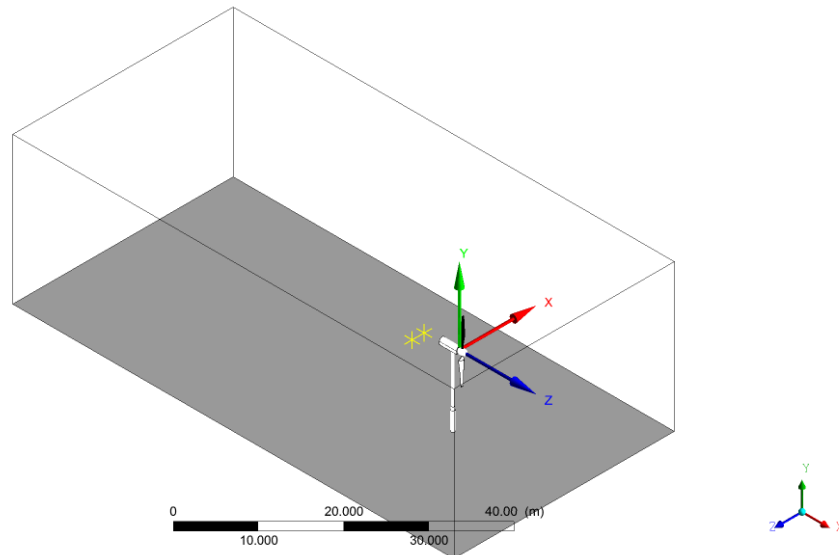


Σχήμα 4.8 Το υπολογιστικό χωρίο που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των προσομοιώσεων στις οποίες ο δρομέας ήταν παράλληλος με τη διεύθυνση της ροής του ανέμου.

Για την ακριβή μοντελοποίηση των ροϊκών φαινομένων τόσο κοντά στα τοιχώματα όσο και μακριά από αυτά χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης δυο εξισώσεων SST, με εφαρμογή της διόρθωσης καμπυλότητας και του περιοριστή παραγωγής τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

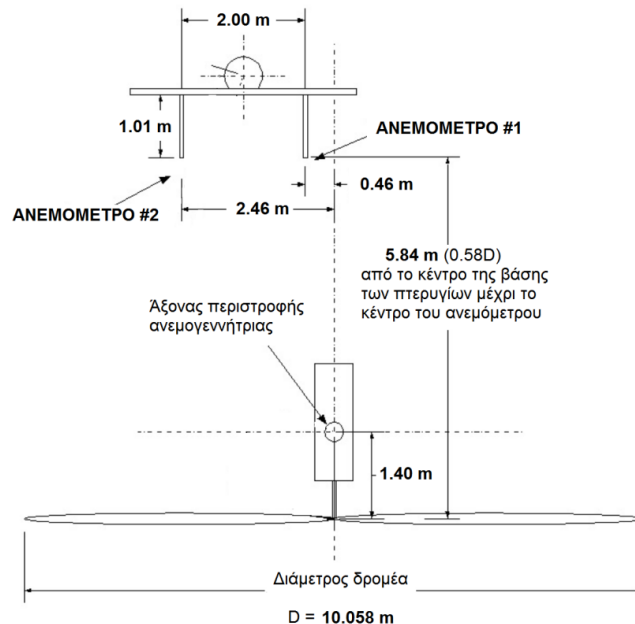
Επιπρόσθετα, οι προσομοιώσεις συμπληρώθηκαν με αναλύσεις στις οποίες ο δρομέας αντικαταστάθηκε από περιοχές του ρευστού στις οποίες εφαρμόστηκε α) σταθερή τιμή του συντελεστή ώσης και β) ακτινική κατανομή του συντελεστή ώσης, με σκοπό την ανάπτυξη ενός μοντέλου δίσκου ενέργειας. Στις προσομοιώσεις με δίσκο ενέργειας ο δίσκος με τα πτερύγια αντικαταστάθηκε από έναν δίσκο στον οποίο όμως εφαρμόστηκαν κατάλληλες οριακές συνθήκες. Σε αυτές τις προσομοιώσεις αγνοήθηκε και η ύπαρξη του πύργου της ανεμογεννήτριας καθώς αυτή δεν συμπεριλήφθηκε στο γεωμετρικό μοντέλο.

Οι εξισώσεις του πεδίου ροής στο παραλληλεπίπεδο χωρίο λύνονται σε σταθερό, ακίνητο σύστημα αναφοράς. Στο χωρίο του δίσκου χρησιμοποιείται ένα κινούμενο σύστημα αναφοράς του οποίου ο άξονας z ταυτίζεται με των άξονα περιστροφής της μηχανής. Στον δίσκο οι εξισώσεις λύνονται στο κινούμενο (περιστρεφόμενο) σύστημα αναφοράς.

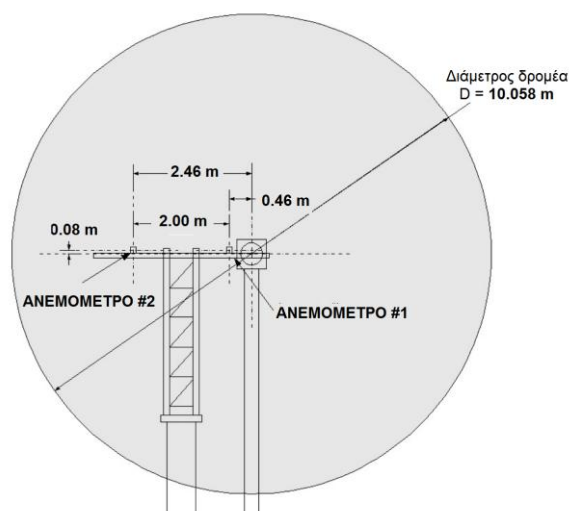


Σχήμα 4.9 Συστήματα αναφοράς για την υπολογιστική ανάλυση. Πίσω από την ανεμογεννήτρια φαίνονται με κίτρινο χρώμα τα σημεία μέτρησης της ταχύτητας.

Για την πειραματική σειρά 8 χρησιμοποιήθηκαν δυο ηχητικά ανεμόμετρα για την μέτρηση της ταχύτητας του ορόρου κοντά στον δρομέα. Στο Σχήμα 4.9 φαίνονται οι θέσεις τους στις υπολογιστικές προσομοιώσεις. Οι θέσεις τους στο πείραμα φαίνονται στα Σχ. 4.10 και Σχ. 4.11.



Σχήμα 4.10 Σκαρίφημα με διαστάσεις της κάτοψης της ανεμογεννήτριας και των ανεμομέτρων [42].



Σχήμα 4.11 Πρόοψη της ανεμογεννήτριας και των ανεμόμετρων με τη βάση στήριξής τους [42].

Τα ανεμόμετρα έχουν μεταξύ τους απόσταση 2.00 m ενώ βρίσκονται τοποθετημένα σε μια βάση 5.84 m πίσω από τον δρομέα της ανεμογεννήτριας (σε σχέση με το κέντρο της βάσης σύνδεσης των πτερυγίων). Το ανεμόμετρο #1 βρίσκεται μετατοπισμένο κατά 0.46 m σε σχέση με το κέντρο περιστροφής του δρομέα. Επίσης το επίπεδο της μέτρησης των ανεμόμετρων βρίσκεται 0.08 m πάνω από επίπεδο που είναι παράλληλο με το έδαφος και περνά από το κέντρο του δρομέα.

Για την προσομοίωση των συνθηκών του πειράματος πραγματοποιήθηκαν αναλύσεις τόσο μόνιμης (steady state) όσο και χρονικά μεταβαλλόμενης (transient) ροής. Επίσης, μελετήθηκε η επίδραση της εφαρμογής διαφορετικών μοντέλων διασύνδεσης υπολογιστικών χωρίων (interfaces). Οι αναλύσεις πραγματοποιήθηκαν τόσο με την πλήρη γεωμετρία όσο και σε ένα μοντέλο δίσκου ενέργειας. Η δεύτερη περίπτωση προέκυψε από την προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας και βελτιώθηκε με την επιβολή ενός ακινικά μεταβαλλόμενου συντελεστή ώσης.

4.4.1 Υπολογιστικό Πλέγμα

Για τις αναλύσεις που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια των εργασιών της παρούσας διδακτορικής διατριβής χρησιμοποιήθηκαν κατάλληλα υπολογιστικά πλέγματα. Τα υπολογιστικά πλέγματα είναι είτε *δομημένα* (structured grids) είτε *μη δομημένα* (unstructured grids). Για τις περιοχές του υπολογιστικού χωρίου πλησίον τοιχωμάτων επιλέχθηκε η ανάλυση με δομημένο πλέγμα στρωμάτων πρισματικών κελιών. Σε κάθε περίπτωση πραγματοποιήθηκαν αναλύσεις ευαισθησίας και ανεξαρτησίας πλέγματος ώστε να βρεθούν τα καταλληλότερα πλέγματα.

4.4.1.1 Ανάλυση Οριακού στρώματος

Για την ακριβή εκτίμηση της ανάπτυξης των οριακών στρωμάτων και της επίδρασής τους στο υπόλοιπο ροϊκό πεδίο, το υπολογιστικό πλέγμα κοντά στα τοιχώματα πρέπει να κατασκευαστεί ώστε να διέπεται από ορισμένους περιορισμούς. Οι περιορισμοί αυτοί καθορίζουν την ποιότητα του πλέγματος και επιτρέπουν τη βέλτιστη απόδοση του μοντέλου τύρβης. Οι δυο περιορισμοί είναι η ελάχιστη απόσταση μεταξύ των κόμβων στο οριακό στρώμα, και ο ελάχιστος αριθμός κόμβων εντός του οριακού στρώματος. Το πλέγμα αυτό είναι δομημένο και αποτελείται από στρώσεις πρισματικών κελιών.

Σε σχέση με την ελάχιστη απόσταση μεταξύ των κόμβων, ο στόχος είναι να προσδιοριστεί η απαιτούμενη απόσταση των κόμβων του πρώτου στρώματος Δy_1 , βάσει του αριθμού Reynolds, ενός χαρακτηριστικού μήκους και της επιθυμητής τιμής της αδιάστατης απόστασης y^+ . Αυτή η απαιτούμενη απόσταση εξαρτάται από τον τύπο της ροής, το χρησιμοποιούμενο μοντέλο τύρβης και συνεπώς από τον τρόπο με τον οποίο αντιμετωπίζεται το τοίχωμα. Η εκτίμηση αυτής της απόστασης βασίζεται σε σχέσεις που αναπτύχθηκαν για ροές γύρω από επίπεδη πλάκα, όπου ο αριθμός Reynolds ορίζεται ως:

$$Re_L = \frac{\rho U_\infty L}{\mu} \quad (4.122)$$

όπου L είναι το μήκος της πλάκας U_∞ είναι η ταχύτητα της ροής μακριά από το τοίχωμα, ρ και μ είναι η πυκνότητα και το ιξώδες του ρευστού.

Η σχέση για τον συντελεστή επιφανειακής τριβής είναι [112]:

$$c_f = 0.027 Re_x^{-1/7} \quad (4.123)$$

όπου Re_x είναι ο αριθμός Reynolds ορισμένος σε σχέση με την απόσταση x . Η απόσταση x είναι η απόσταση από την ακμή προσβολής της πλάκας.

Ο ορισμός της αδιάστατης απόστασης y^+ για την εκτίμηση της απόστασης του πρώτου κελιού από το τοίχωμα είναι:

$$y^+ = \frac{u_\tau \Delta y_1}{\nu} \quad (4.124)$$

Ο συντελεστής επιφανειακής τριβής ορίζεται ως $c_f = 2 \tau_w / U_\infty^2$. Αν η Εξ. 4.67 λυθεί ως προς τ_w , τότε με αντικατάσταση στον ορισμό της επιφανειακής τριβής προκύπτει η σχέση:

$$c_f = 2 \left(\frac{u_\tau}{U_\infty} \right)^2 \quad (4.125)$$

Λύνοντας την Εξ. 4.125 ως προς u_τ και αντικαθιστώντας στην Εξ. 4.124 προκύπτει η ακόλουθη σχέση για την απόσταση του δεύτερου κόμβου από τον πρώτο:

$$\Delta y_1 = Ly^+ \sqrt{74} Re_x^{1/14} Re_L^{-1} \quad (4.126)$$

Αν υποθεθεί ότι $Re_x = C Re_L$ και ότι $C^{1/14} = 1$, τότε η Εξ. 4.126 οδηγεί στην σχέση:

$$\Delta y_1 = Ly^+ \sqrt{74} Re_L^{-13/14} \quad (4.127)$$

Καθορίζοντας λοιπόν την επιθυμητή τιμή της αδιάστατης απόστασης, y^+ , μπορεί να βρεθεί μια εκτίμηση σχετικά με το ύψος του πρώτου κελιού.

Όσο αφορά στον ελάχιστο αριθμό κόμβων εντός του οριακού στρώματος, ένα πλέγμα καλής ποιότητας για να είναι σε θέση να αναλύσει σωστά το οριακό στρώμα πρέπει να διαθέτει, τουλάχιστον 15 κόμβους του μέσα στο οριακό στρώμα, για μοντελοποίηση με συναρτήσεις τοιχώματος και για μοντελοποίηση χαμηλού αριθμού Reynolds, αντίστοιχα. Οι παραπάνω τιμές βέβαια δεν μπορούν να γενικευτούν και για τον προσδιορισμό τους πάντα πραγματοποιείται ανάλυση ευαισθησίας και ανεξαρτησίας του πλέγματος.

Για να επιτευχθεί αυτό πρέπει το συνολικό ύψος των στρωμάτων των πρισματικών κελιών να είναι τουλάχιστον ίσο με το πάχος του οριακού στρώματος δ . Μια πρώτη προσέγγιση στο πάχος του οριακού στρώματος μπορεί να επιτευχθεί ξανά με χρήση των εμπειρικών σχέσεων που έχουν αναπτυχθεί για ροή γύρω από επίπεδη πλάκα. Στο οριακό στρώμα ισχύει η σχέση [112]:

$$Re_\delta = 0.16 Re_x^{6/7} \quad (4.128)$$

Από την Εξίσωση 4.128 προκύπτει ότι το οριακό στρώμα έχει πάχος:

$$\delta = 0.16 L Re_x^{6/7} \frac{1}{Re_L} \quad (4.129)$$

Με κατάλληλες παραδοχές και απλοποιήσεις μπορεί να προκύψει μια σχέση που να συνδέει το πάχος του οριακού στρώματος με τον αριθμό Reynolds της ροής, Re_L :

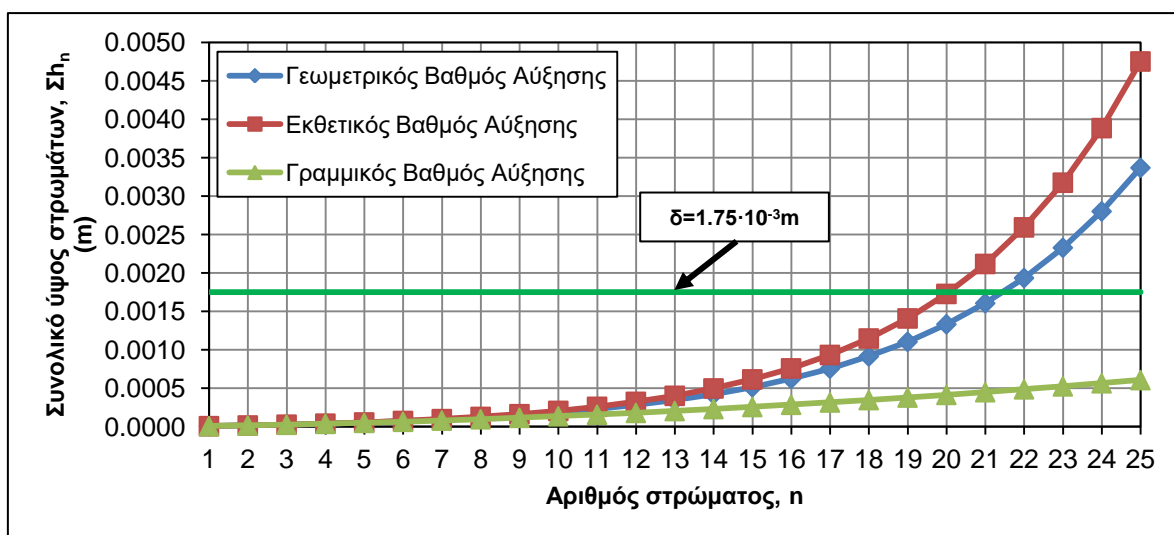
$$\delta = 0.035 L Re_L^{-1/7} \quad (4.130)$$

Τα παραπάνω αποτελούν βασικές κατευθυντήριες γραμμές για τη δημιουργία υπολογιστικών πλεγμάτων τα οποία ικανοποιούν τις ελάχιστες απαιτήσεις των υπολογισμών που σχετίζονται με το οριακό στρώμα.

Το δομημένο πλέγμα που χρησιμοποιείται για την ανάλυση των οριακών στρωμάτων χτίζεται βάσει μερικών απλών μαθηματικών προσεγγίσεων. Δεδομένου του ύψους του πρώτου στρώματος πρισματικών κελιών h και του λόγου ύψους r ο τύπος του *βαθμού αύξησης* (growth rate) καθορίζει το ύψος των πρισματικών στρωμάτων που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση του οριακού στρώματος. Τρεις συνήθεις τύποι βαθμού αύξησης είναι οι παρακάτω:

1. Γεωμετρική αύξηση: Με αυτήν την επιλογή, το ύψος, h_n , ενός συγκεκριμένου στρώματος ορίζεται από την μαθηματική σχέση $h_n = hr^{(n-1)}$. Το συνολικό ύψος στο στρώμα n είναι ίσο με $\sum h_n = h(1 - r^n)/(1 - r)$.
2. Εκθετική αύξηση: Με αυτήν την επιλογή το ύψος h_n ενός συγκεκριμένου στρώματος ορίζεται από την μαθηματική σχέση $h_n = he^{(n-1)p}$. Εδώ p είναι ένας εκθέτης που ορίζεται από τον χρήστη.
3. Γραμμική αύξηση: Με αυτήν την επιλογή, το ύψος h_n ενός συγκεκριμένου στρώματος ορίζεται από την μαθηματική σχέση $h_n = h[1 + (n - 1)(r - 1)]$. Το συνολικό ύψος στο στρώμα n είναι ίσο με $\sum h_n = nh[(n - 1)(r - 1) + 2]/2$.

Στο Σχήμα 4.12, παρουσιάζονται οι τρεις τύποι αύξησης ύψους πρισματικών κελιών για δεδομένο ύψος πρώτου στρώματος και λόγο ύψους.



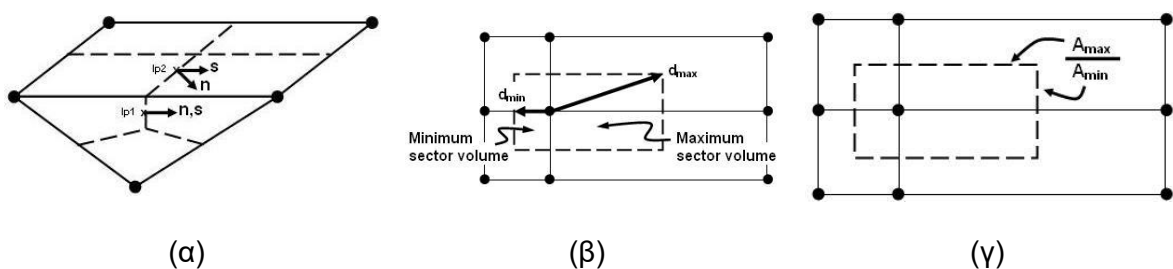
Σχήμα 4.12 Συνολικό ύψος στρωμάτων για τους τρεις τύπους βαθμού αύξησης. Λόγος ύψους: 1.2, εκθέτης του εκθετικού τύπου: 0.2, $Re \approx 1.32 \cdot 10^5$, η επιθυμητή τιμή της αδιάστατης απόστασης: 1 και το ύψος του πρώτου κελιού: $7.14 \cdot 10^{-6} m$.

4.4.1.2 Δείκτες Ποιότητας Πλέγματος

Το πλέγμα για να περιγράψει καλύτερα συγκεκριμένες γεωμετρικές περιοχές του τρισδιάστατου μοντέλου και τα φαινόμενα της ροής που εμφανίζονται σε αυτές θα πρέπει να κατασκευαστεί με τοπικές πυκνώσεις. Μια τέτοια περίπτωση πύκνωσης περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Περαιτέρω πύκνωση του πλέγματος, συνολική και τοπική, μπορεί να φέρει βελτίωση στην ακρίβεια της λύσης. Αυτή η βελτίωση βέβαια πρέπει να εξετάζεται σε σχέση με την αύξηση του πλήθους των στοιχείων και συνεπώς την αύξηση του υπολογιστικού κόστους. Επίσης, η περαιτέρω πύκνωση πέρα από ένα σημείο, το οποίο εξαρτάται από τη φυσική του προβλήματος που πρόκειται να

προσομοιωθεί, παύει να επιφέρει ουσιαστική βελτίωση της λύσης. Σε κάθε περίπτωση η χρήση κατάλληλου υπολογιστικού πλέγματος το οποίο πληροί κάποια βασικά κριτήρια ποιότητας για την αποφυγή σφαλμάτων διακριτοποίησης είναι αναγκαία και πρέπει να λαμβάνεται υπόψη παράλληλα με την περαιτέρω πύκνωση του πλέγματος. Η επιλογή κατάλληλου πλέγματος είναι επίσης σημαντική για την αποφυγή σφαλμάτων στρογγυλοποίησης κατά την επίλυση του γραμμικού συστήματος εξισώσεων. Τα κριτήρια ποιότητας μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε κριτήρια που αφορούν την *ορθογωνιότητα* (orthogonality), τη *διεύρυνση* (expansion) και τον *λόγο διαστάσεων* (aspect ratio) του πλέγματος. Ανάλογα με τον τρόπο που έχει υλοποιηθεί ο αλγόριθμος στον οποίο βασίζεται ο επιλυτής και τον τρόπο διακριτοποίησης των εξισώσεων, τα παραπάνω κριτήρια αποκτούν διαφορετικές μορφές. Τα κριτήρια αυτά για τον επιλυτή του ANSYS CFX έχουν την μορφή που παρουσιάζεται στις επόμενες Ενότητες.

Η ορθογωνιότητα του πλέγματος συσχετίζει τον βαθμό κατά τον οποίο προσεγγίζουν μια βέλτιστη τιμή οι γωνίες μεταξύ επιφανειών ή ακμών προσκείμενων στοιχείων, π.χ. για στοιχεία με επιφάνειες τετράπλευρου σχήματος η βέλτιστη τιμή είναι 90° και για στοιχεία με τριγωνικές επιφάνειες είναι 60° . Στο ANSYS CFX το μέτρο αυτού του κριτηρίου προκύπτει από τη γωνία μεταξύ των διανυσμάτων s και n . Το διάνυσμα s είναι στη διεύθυνση σύνδεσης δυο κόμβων του πλέγματος ενώ το διάνυσμα n είναι το κάθετο διάνυσμα του σημείου ολοκλήρωσης. Στο Σχήμα 4.13.α απεικονίζονται οι περιπτώσεις σημαντικής ορθογωνιότητας και μη ορθογωνιότητας στα σημεία ολοκλήρωσης $ip1$ και $ip2$, αντίστοιχα. Η διεύρυνση του πλέγματος σχετίζεται με τον βαθμό αλλαγής του μεγέθους γειτονικών επιφανειών ή όγκων των στοιχείων του πλέγματος. Στο ANSYS CFX έχει να κάνει με τον λόγο της μέγιστης προς την ελάχιστη απόσταση μεταξύ ενός κόμβου του πλέγματος και των ορίων του όγκου ελέγχου. Στο Σχήμα 4.13.β απεικονίζεται ο ορισμός της διεύρυνσης του πλέγματος. Ο λόγος διαστάσεων του πλέγματος σχετίζει τον βαθμό κατά τον οποίο εκτείνονται τα στοιχεία του πλέγματος. Στο ANSYS CFX έχει να κάνει με τον λόγο της μέγιστης προς την ελάχιστη επιφάνεια του πλέγματος που περιλαμβάνουν σημεία ολοκλήρωσης (Σχ. 4.13.γ).



Σχήμα 4.13 Παραδείγματα ορισμού α) της ορθογωνιότητας και της μη ορθογωνιότητας, β) της διεύρυνσης του πλέγματος, και γ) του λόγου διαστάσεων, στο ANSYS CFX [92].

4.4.1.3 Χαρακτηριστικά των Πλεγμάτων που Χρησιμοποιήθηκαν

Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά των πλεγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν για την υπολογιστική ανάλυση των ροϊκών φαινομένων του πειράματος UAE Phase VI του NREL.

Όπως προαναφέρθηκε το υπολογιστικό χωρίο αποτελείται από δυο τμήματα:

- τον υποχώρο που περιλαμβάνει την αεροσήραγγα, τον πύργο και τον οικίσκο του και στον οποίο οι εξισώσεις λύνονται στο σταθερό σύστημα αναφοράς, και
- τον υποχώρο που έχει σχήμα δίσκου ο οποίος περιλαμβάνει τον δρομέα και στον οποίο οι εξισώσεις λύνονται στο κινούμενο σύστημα αναφοράς.

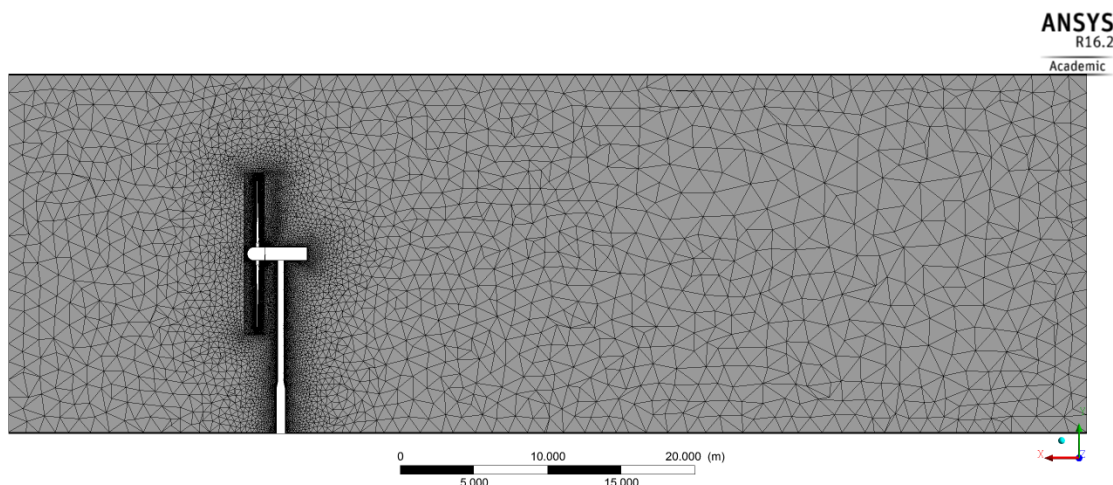
Οι δυο υποχώροι αποτελούνται συνολικά από περίπου 15.5 εκατομμύρια στοιχεία και 5 εκατομμύρια κόμβους. Ο δισκοειδής υποχώρος αποτελείται από περίπου 12.9 εκατομμύρια στοιχεία και 4.4 εκατομμύρια κόμβους. Ο υποχώρος που ανήκει στο ακίνητο σύστημα αναφοράς αποτελείται από 2.7 εκατομμύρια στοιχεία και περίπου 927 κόμβους. Τα στοιχεία και οι κόμβοι του δισκοειδούς υποχώρου είναι περισσότερα καθώς περιλαμβάνει τον δρομέα με τα πτερύγια στα οποία εφαρμόζεται στρωματοποίηση πρισματικών κελιών ώστε να αναλυθούν πλήρως τα αναπτυσσόμενα οριακά στρώματα. Στον Πίνακα 4.3 παρουσιάζονται αναλυτικά στοιχεία σχετικά με τα χαρακτηριστικά του χρησιμοποιούμενου πλέγματος (πλήθος κελιών ανά χωρίο και συνολικά αλλά και ανά είδος κελιού).

Πίνακας 4.3 Σύνολα υπολογιστικών κόμβων και κελιών του υπολογιστικού πλέγματος που χρησιμοποιήθηκε για τις προσομοιώσεις.

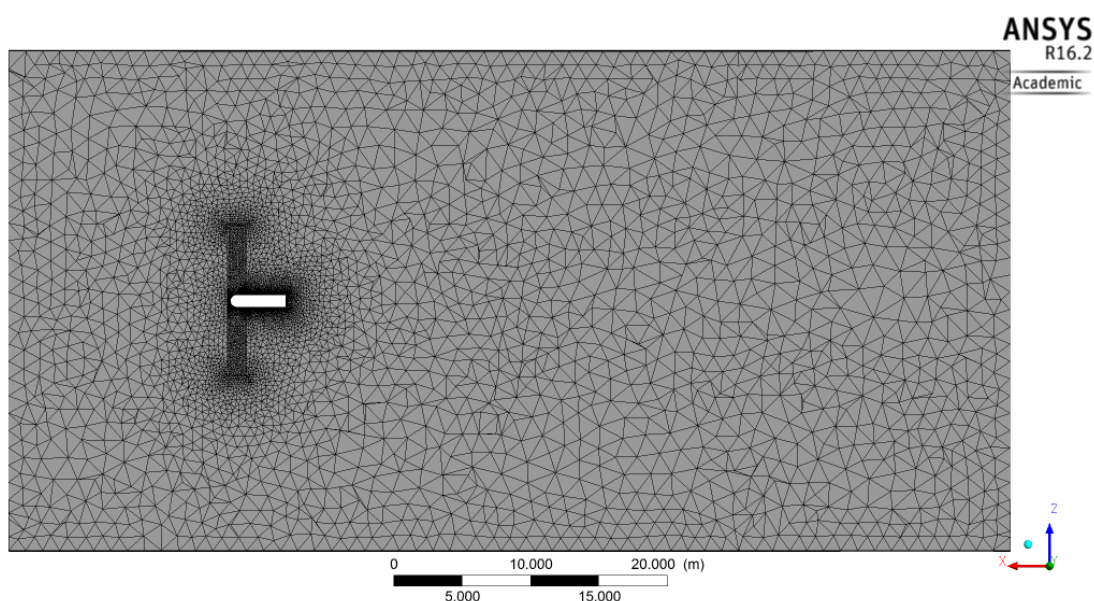
Υποχώρος	Χαρακτηριστικό πλέγματος	Πλήθος
Δίσκος (κινούμενο σύστημα αναφοράς)	Κόμβοι	4,363,997
	Συνολικά στοιχεία	12,836,548
	Τετράεδρα	6,374,348
	Πρίσματα	6,460,005
	Πυραμίδες	2,195
Αεροσήραγγα (ακίνητο σύστημα αναφοράς)	Κόμβοι	927,040
	Συνολικά στοιχεία	2,733,034
	Τετράεδρα	1,389,731
	Πρίσματα	1,342,584
	Πυραμίδες	719
Σύνολο	Κόμβοι	5,291,037
	Συνολικά στοιχεία	15,569,582
	Τετράεδρα	7,764,079
	Πρίσματα	7,802,589
	Πυραμίδες	2,914

Στο Σχήμα 4.14 παρουσιάζεται πλάγια όψη του πλέγματος στο μέσο του υπολογιστικού χωρίου. Είναι εμφανής η πύκνωση του πλέγματος στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα και

η αραιώση του σε περιοχές μακριά από αυτά. Αντίστοιχα, στο Σχ. 4.15 παρουσιάζεται κάτοψη του υπολογιστικού πλέγματος στο ύψος του μέσου του οικίσκου της ανεμογεννήτριας. Και σε αυτή την περίπτωση φαίνεται η πύκνωση του πλέγματος στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα της ανεμογεννήτριας. Και στα δυο Σχήματα είναι εμφανής η μεγάλη πυκνότητα υπολογιστικών κελιών στην περιοχή του δίσκου που περιλαμβάνει τις επιφάνειες του δρομέα.



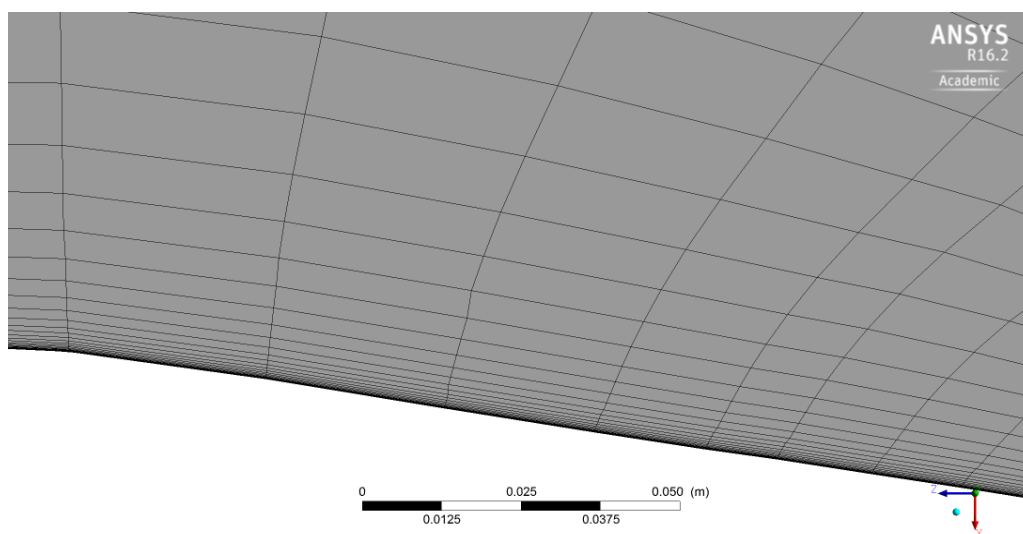
Σχήμα 4.14 Πλάγια όψη του υπολογιστικού πλέγματος στο μέσο του υπολογιστικού χωρίου.



Σχήμα 4.15 Κάτοψη του υπολογιστικού πλέγματος στο μέσο του υπολογιστικού χωρίου.

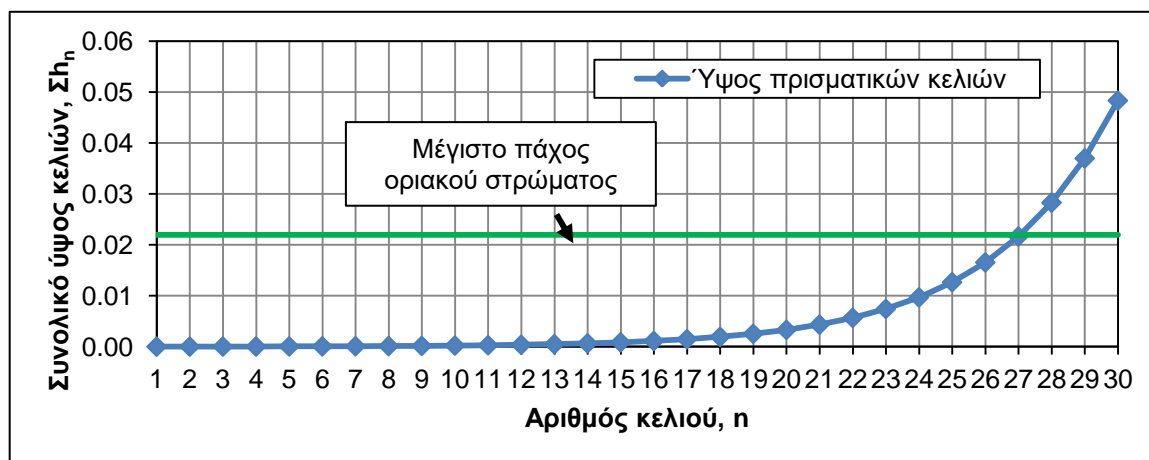
Στο Σχήμα 4.16 παρουσιάζεται λεπτομέρεια του πλέγματος κοντά στο τοίχωμα ενός από τα περύγια του δρομέα. Η στρωματοποίηση έγινε έτσι ώστε να μπορούν να καλυφθούν οι απαιτήσεις του μοντέλου SST για την ανάλυση των οριακών στρωμάτων. Το πλήθος των στρωμάτων, το ύψος του πρώτου στρώματος πρισματικών κελιών και ο λόγος ύψους ορίστηκαν έτσι ώστε, α) ακόμη και το μεγαλύτερο εμφανιζόμενο πάχος οριακού

στρώματος που θα εμφανίζονταν να αναλύεται πλήρως από πρισματικά κελιά, β) ο πρώτος κόμβος του πλέγματος να βρίσκεται εντός του στρωτού οριακού υποστρώματος σε κάθε μια από τις αναλυόμενες περιπτώσεις.



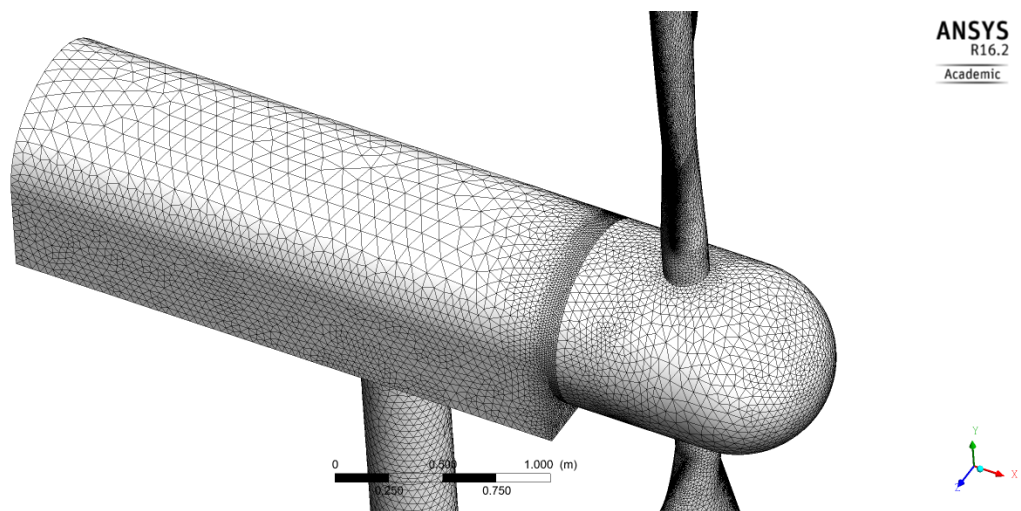
Σχήμα 4.16 Στρωματοποίηση κελιών κοντά στο τοίχωμα.

Το μέγιστο πάχος του οριακού στρώματος που προβλέφθηκε να εμφανιστεί στις προσομοιώσεις ήταν ίσο με 2.195 mm και αντιστοιχεί σε ταχύτητα αέρα ίση με 5 m/s. Για την ανάλυση αυτής της περιοχής χρησιμοποιήθηκαν 30 στρώματα πρισματικών κελιών με γεωμετρικό βαθμό αύξησης ίσο με 1.307. Με αυτόν τον τρόπο η στρωματοποίηση υπερκαλύπτει το προβλεπόμενο πάχος οριακού στρώματος αφού το συνολικό ύψος κελιών είναι $4.83 \cdot 10^{-2}$ m, Σχ. 4.17. Το πρώτο στρώμα πρισματικών κελιών έχει πάχος ίσο με $4.82 \cdot 10^{-6}$ m, το οποίο αντιστοιχεί σε ταχύτητα αέρα ίση με 25 m/s. Η αντίστοιχη τιμή για ταχύτητα αέρα 5 m/s είναι $4.84 \cdot 10^{-5}$ m. Άρα το πλέγμα σε κάθε περίπτωση έχει τον πρώτο του κόμβο εντός του στρωτού οριακού υποστρώματος.



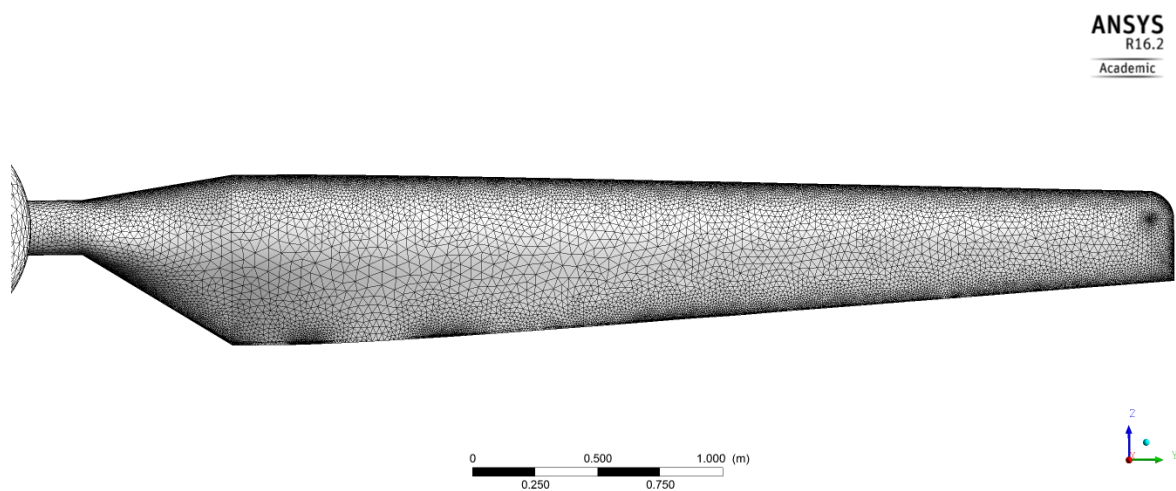
Σχήμα 4.17 Κατανομή ύψους πρισματικών κελιών για την περιγραφή των αναπτυσσόμενων οριακών στρωμάτων.

Στο Σχήμα 4.18 παρουσιάζεται το επιφανειακό πλέγμα της ανεμογεννήτριας.



Σχήμα 4.18 Επιφανειακό πλέγμα ανεμογεννήτριας.

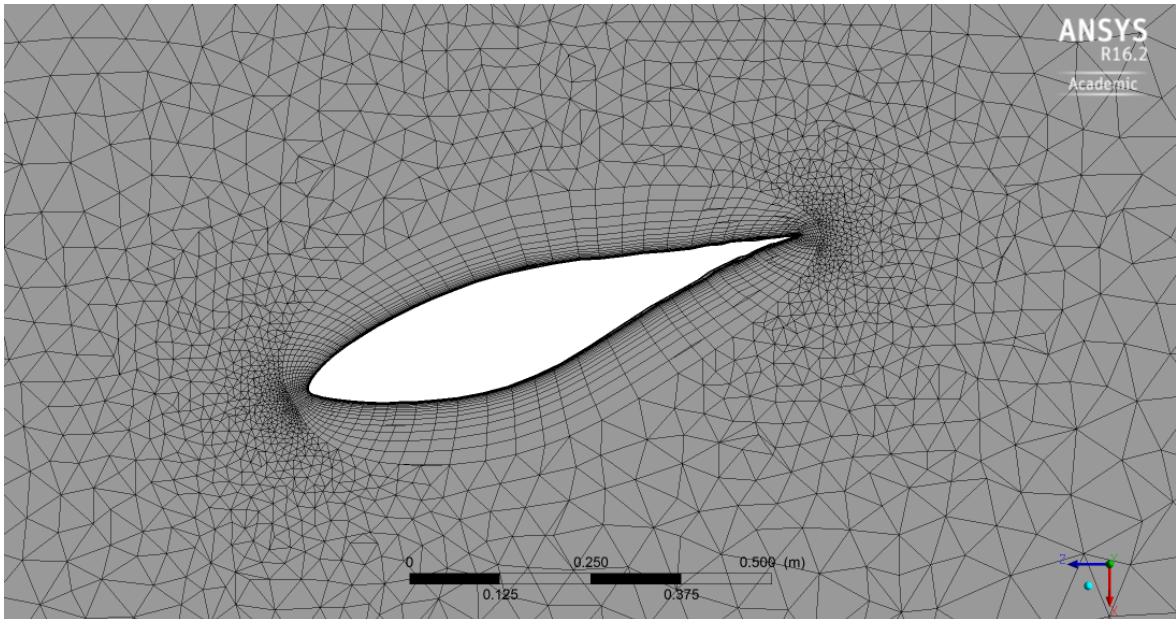
Στο Σχήμα 4.19 παρουσιάζεται το επιφανειακό πλέγμα ενός από τα πτερυγία.



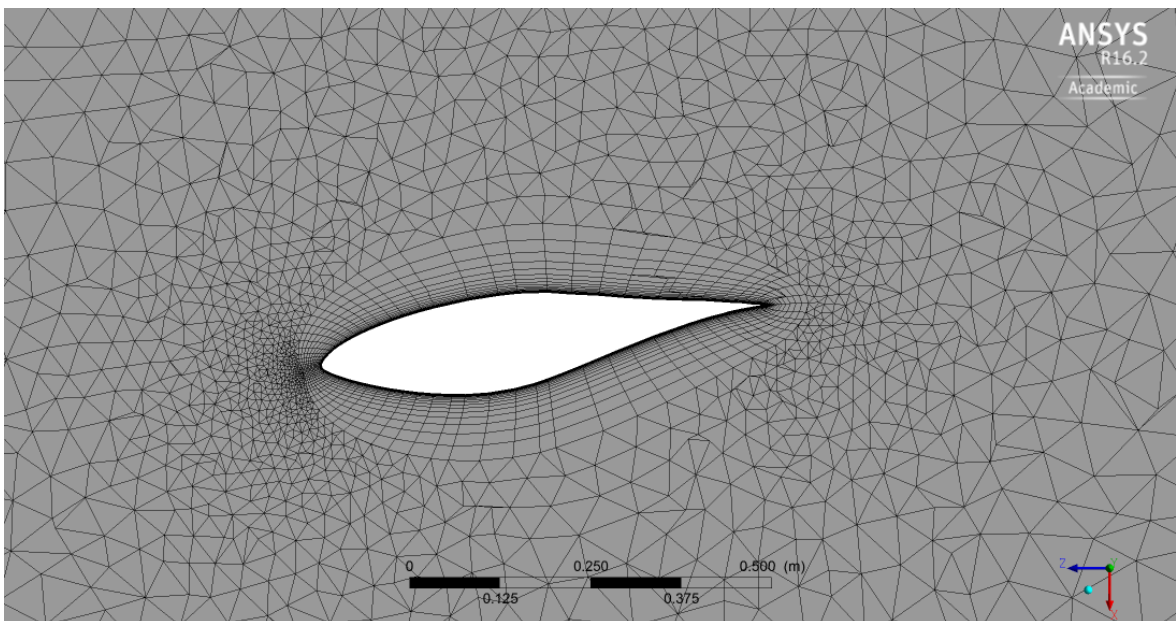
Σχήμα 4.19 Επιφανειακό πλέγμα πτερυγίου.

Τόσο στο πλέγμα της ανεμογεννήτριας όσο και στο πλέγμα των πτερυγίων είναι εμφανής η τοπική πύκνωση του πλέγματος σε περιοχές καμπυλότητας και σε περιοχές όπου υπάρχει εγγύτητα μεταξύ επιφανειών.

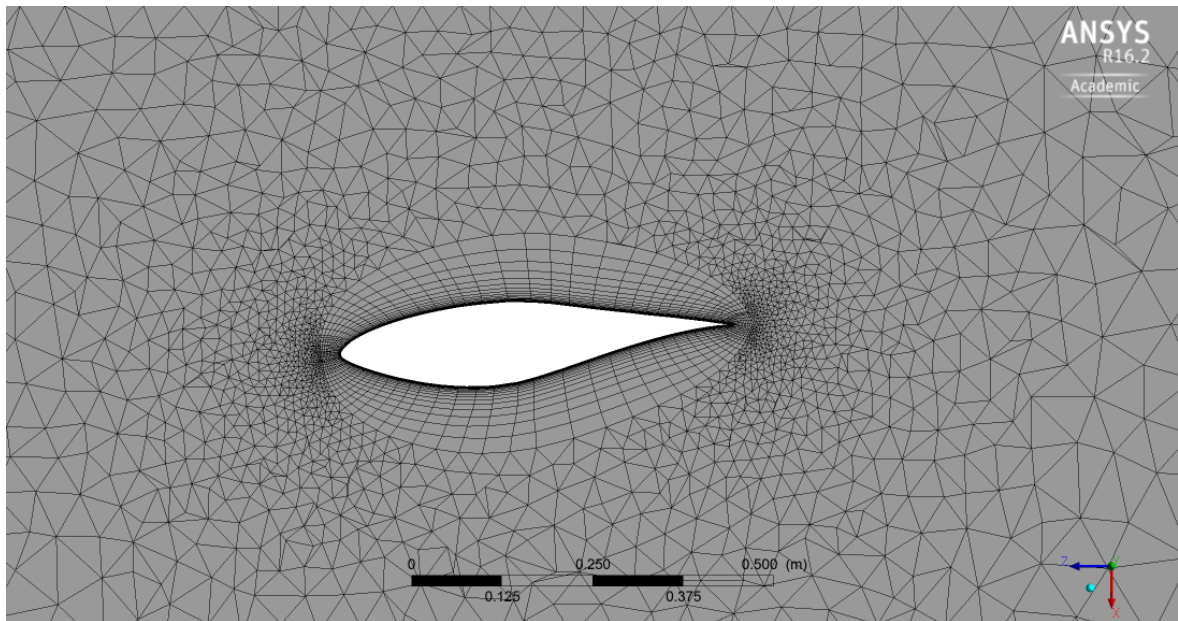
Στα Σχήματα 4.20 έως 4.24 παρουσιάζονται τα πλέγματα σε επιλεγμένες ακτινικές θέσεις των πτερυγίων. Οι ακτινικές θέσεις αυτές είναι ίσες με 30, 47, 63, 80 και 95% του πτερυγίου και αντιστοιχούν στις θέσεις στις οποίες στο πείραμα έγιναν μετρήσεις πλήρους κατανομής πιέσεων.



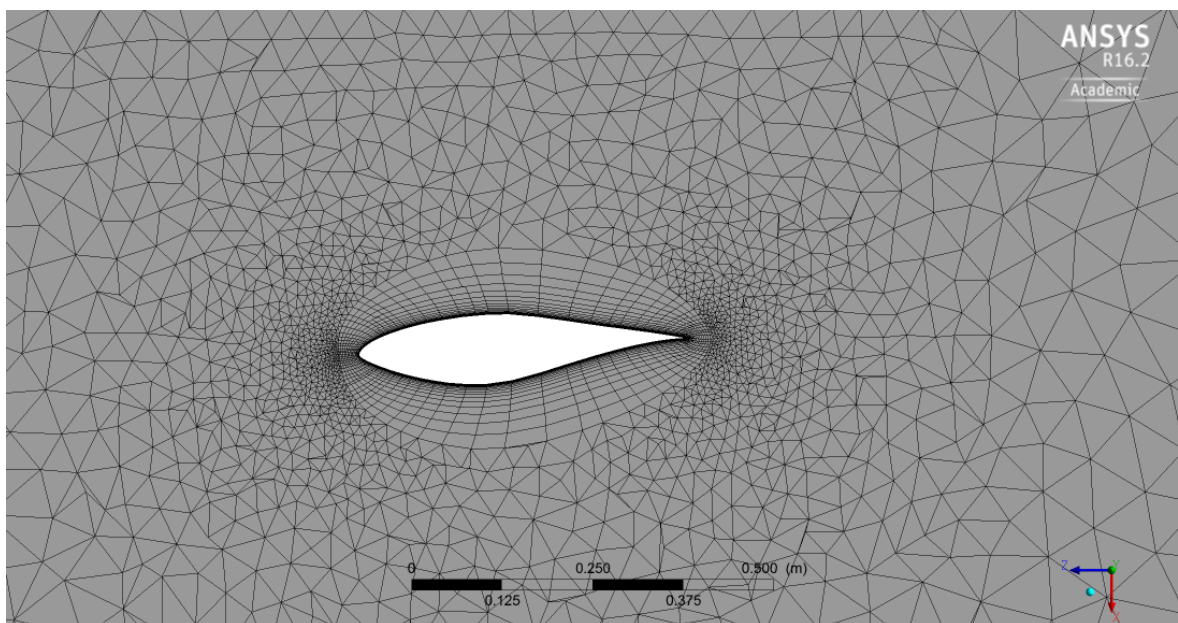
Σχήμα 4.20 Υπολογιστικό πλέγμα του ροϊκού πεδίου στην ακτινική θέση $r/R_o = 0.30$.



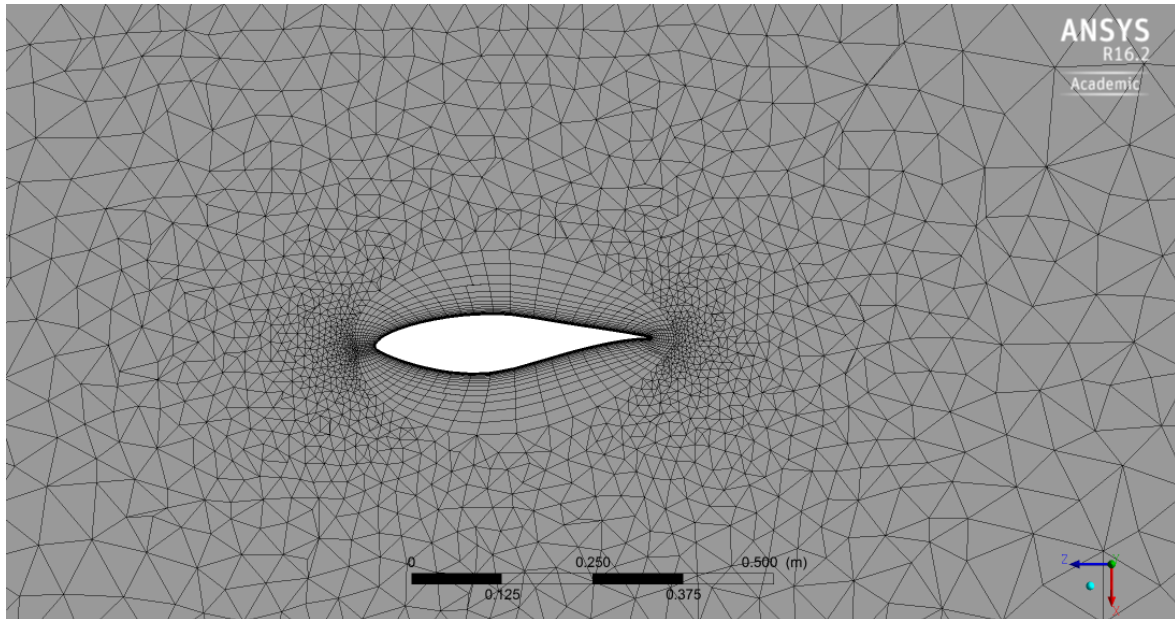
Σχήμα 4.21 Υπολογιστικό πλέγμα του ροϊκού πεδίου στην ακτινική θέση $r/R_o = 0.47$.



Σχήμα 4.22 Υπολογιστικό πλέγμα του ροϊκού πεδίου στην ακτινική θέση $r/R_o = 0.63$.



Σχήμα 4.23 Υπολογιστικό πλέγμα του ροϊκού πεδίου στην ακτινική θέση $r/R_o = 0.80$.

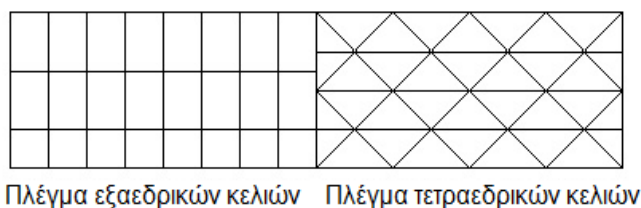


Σχήμα 4.24 Υπολογιστικό πλέγμα του ροϊκού πεδίου στην ακτινική θέση $r/R_o = 0.95$.

4.4.2 Στοιχεία Μοντέλων Διασύνδεσης Υπολογιστικών Χωρίων

Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζεται μια επισκόπηση των μοντέλων διασύνδεσης υπολογιστικών χωρίων. Το μοντέλο *Γενικευμένης Πλεγματικής Διασύνδεσης* (Generalized Grid Interface – GGI) χρησιμοποιείται για τη διασύνδεση πολλαπλών μη σύμμορφων περιοχών πλέγματος σε ένα μοναδικό συνεχές χωρίο. Το κύριο πλεονέκτημα αυτού του μοντέλου βασίζεται στο ότι δεν υπάρχει ανάγκη προσαρμογής της τοπολογίας του πλέγματος στην επιφάνεια διασύνδεσης. Αντί αυτού, χρησιμοποιείται ένα σύνολο συντελεστών βαρύτητας με σκοπό να εξισορροπηθούν οι ροές στη διεπιφάνεια. Ο αλγόριθμος που χρησιμοποιείται για την εύρεση των συντελεστών βασίζεται στα μεταφερόμενα φυσικά μεγέθη του ροϊκού πεδίου. Ο αλγόριθμος αυτός επιτρέπει να πραγματοποιηθεί επιτυχώς η διασύνδεση ακόμη και επιφανειών των οποίων τα σχήματα δεν εφαρμόζουν απόλυτα μεταξύ τους ώστε να αποδώσουν μια διασύνδεση με φυσικό νόημα (π.χ. διασύνδεση μεταξύ μιας επιφάνειας μεγαλύτερου μεγέθους με μια επιφάνεια μικρότερου μεγέθους).

Το μοντέλο GGI μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη διασύνδεση διαφορετικών πλεγμάτων, με διαφορετικό πλήθος, σχήμα και μέγεθος κελιών. Ένα παράδειγμα τέτοιας διασύνδεσης παρουσιάζεται στο Σχ. 4.25.



Πλέγμα εξαεδρικών κελιών Πλέγμα τετραεδρικών κελιών

Σχήμα 4.25 Διασύνδεση με το μοντέλο GGI δυο διαφορετικών πλεγμάτων [92].

Το παραπάνω μοντέλο μπορεί να τροποποιηθεί ώστε να χρησιμοποιηθεί για την προσομοίωση ροών που εμπλέκουν υπολογιστικά χωρία τα οποία περιστρέφονται το ένα σε σχέση με το άλλο. Σε αυτή την περίπτωση το μοντέλο ονομάζεται μοντέλο *Πολλαπλών Συστημάτων Αναφοράς* (Multiple Frames of Reference – MFR). Αυτή η προσέγγιση χρησιμοποιείται συνήθως για την μελέτη της αλληλεπίδρασης κινούμενων και ακίνητων πτερυγίων σε στροβιλομηχανές. Στην παρούσα διατριβή το μοντέλο MFR χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση της επίδρασης των κινούμενων πτερυγίων της ανεμογεννήτριας στη ροή ως προς το ακίνητο σύστημα αναφοράς. Στο λογισμικό ANSYS CFX υπάρχουν τρεις διαφορετικοί τύποι MFR μοντέλων διεπιφάνειας αλληλεπίδρασης με αλλαγή συστήματος αναφοράς. Τα μοντέλα αυτά είναι τα ακόλουθα:

1. το μοντέλο στιγμιότυπων περιστρεφόμενης πτερύγωσης (Frozen Rotor),
2. το μοντέλο βαθμίδας/επιπέδου ανάμιξης (Stage/Mixing Plane), και
3. το μοντέλο του μη μόνιμου ροϊκού πεδίου μεταξύ κινητής και ακίνητης πτερύγωσης (Transient Rotor-Stator).

Οι αριθμητικοί αλγόριθμοι που εφαρμόζονται στα παραπάνω μοντέλα επιτρέπουν τη διατηρησιμότητα των μεταφερόμενων ποσοτήτων δια μέσω της διεπιφάνειας. Η ύπαρξη των μοντέλων διασύνδεσης δεν επηρεάζει αρνητικά τη γενική σύγκλιση της λύσης. Επίσης, τα μοντέλα διασύνδεσης GGI μπορούν να εφαρμοστούν σε οποιοδήποτε είδος ροής και με την εφαρμογή οποιουδήποτε ροϊκού μοντέλου.

4.4.2.1 Το Μοντέλο Στιγμιότυπων Περιστρεφόμενης Πτερύγωσης (Frozen Rotor)

Σε αυτό το μοντέλο το σύστημα αναφοράς μεταβάλλεται στις δυο πλευρές της διεπιφάνειας αλληλεπίδρασης. Οι εξισώσεις στο κινούμενο σύστημα αναφοράς μετασχηματίζονται κατάλληλα. Ωστόσο, η σχετική θέση του δρομέα δεν αλλάζει κατά την προσομοίωση (είτε αυτή είναι μόνιμης είτε μη μόνιμης ροής). Έτσι τα δυο συστήματα αναφοράς διατηρούνται σε μια σταθερή σχετική θέση μεταξύ τους κατά τη διάρκεια των υπολογισμών.

Το μοντέλο παρέχει λύση μόνιμης ροής σε προβλήματα πολλαπλών συστημάτων αναφοράς λαμβάνοντας σε ένα βαθμό υπόψη τη μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Οι υπολογιστικές απαιτήσεις είναι περιορισμένες σε σχέση με τα άλλα τρία μοντέλα. Το βασικό μειονέκτημα αυτού του μοντέλου είναι ότι δεν μοντελοποιεί τα μεταβατικά φαινόμενα στη διεπιφάνεια αλληλεπίδρασης. Τα σφάλματα μοντελοποίησης προκύπτουν όταν δεν ισχύει η υπόθεση της οιονεί μόνιμης ροής. Επίσης, αγνοούνται οι απώλειες που προκύπτουν από την πραγματική χρονικά μεταβαλλόμενη κατάσταση κατά την αλληλεπίδραση των δυο συστημάτων αναφοράς.

4.4.2.2 Το Μοντέλο Βαθμίδας (Stage)

Μια εναλλακτική προσέγγιση στο πρόβλημα της αλληλεπίδρασης διαφορετικών συστημάτων αναφοράς παρέχεται με το μοντέλο βαθμίδας (Stage). Η θεώρηση της σταθερής σχετικής θέσης μεταξύ των συστημάτων αναφοράς αντικαθίσταται από την εφαρμογή περιφερειακών μέσων όρων των ροών μέσω ζωνών στη διεπιφάνεια. Το μοντέλο οδηγεί σε λύσεις μόνιμης ροής.

Το σφάλμα που υπεισέρχεται από τη χρήση του μοντέλου ισοδυναμεί με την υπόθεση ότι η φυσική ανάμιξη λόγω της σχετικής κίνησης μεταξύ των συστημάτων αναφοράς είναι αρκετά μεγάλη ώστε να επιβάλλει στην ανάντη κατανομή ταχύτητας να αναμιχθεί πριν εισέρθει στο κατάντη σύστημα αναφοράς. Το μοντέλο αυτό μπορεί να λάβει υπόψη της μέσες χρονικά τιμές των αλληλεπιδράσεων μεταξύ των συστημάτων αναφοράς, ωστόσο αγνοεί τις χρονικά μεταβαλλόμενες αλληλεπιδράσεις.

Το μοντέλο παίρνει το όνομά του “stage” από την αγγλική λέξη για τον όρο βαθμίδα μιας και χρησιμοποιείται ευρέως για την μοντελοποίηση ροών μέσω πολλαπλών βαθμίδων στροβιλομηχανών. Οι απαιτήσεις του σε υπολογιστική ισχύ είναι μεγαλύτερες από αυτές του μοντέλου Frozen Rotor, μικρότερες όμως από το μοντέλο Transient Rotor-Stator. Συνηθίζεται η εύρεση μιας αρχικής λύσης με το μοντέλο Frozen Rotor και η περαιτέρω επίλυση με το μοντέλο Stage ώστε να προκύψει μια τελική περισσότερο ακριβής λύση.

Σε μια διεπιφάνεια αλληλεπίδρασης που μοντελοποιείται με αυτό το μοντέλο, η μέση στατική πίεση σε κάθε ζώνη της επιφάνειας και στις δυο πλευρές της τίθεται ίση με την μέση πίεση της ζώνης. Για την ταχύτητα υπάρχουν τρεις διαφορετικές επιλογές. Μπορεί να υπολογιστεί είτε ως η μέση ταχύτητα της ζώνης, είτε βάσει της μέσης ολικής πίεσης και διεύθυνσης της ζώνης στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ή βάσει της μέσης ολικής πίεσης και διεύθυνσης της ζώνης στο κινούμενο σύστημα αναφοράς. Οι δυο τελευταίες επιλογές επιτρέπουν την κατάντη κατανομή ταχύτητας να προσαρμοστεί με φυσικό τρόπο στις κατάντη επιδράσεις.

4.4.2.3 Το Μοντέλο Μη Μόνιμου Ροϊκού Πεδίου Μεταξύ Κινητής και Ακίνητης Πτερύγωσης

Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιείται όταν είναι σημαντικό να ληφθούν υπόψη τα αποτελέσματα της χρονικά μεταβαλλόμενης αλληλεπίδρασης σε μια επιφάνεια αλληλεπίδρασης αλλαγής συστήματος αναφοράς. Μέσω αυτής της προσέγγισης είναι δυνατό να προβλεφθεί η πραγματική μη μόνιμη ροή καθώς προσομοιώνεται η χρονικά μεταβαλλόμενη αλλαγή σχετικής θέσης μεταξύ των συστημάτων αναφοράς. Η σχετική θέση των πλεγμάτων στην κάθε πλευρά της διεπιφάνειας μεταβάλλεται πριν από κάθε χρονικό βήμα.

Το κύριο μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι το μεγάλο υπολογιστικό κόστος το οποίο μπορεί να αποτιμηθεί με όρους χρόνου, χώρου αποθήκευσης αλλά και μετεπεξεργασίας των αποτελεσμάτων που προκύπτουν. Αν απαιτείται να βρεθεί μια λύση που θα αφορά στην εκκίνηση μιας στροβιλομηχανής τότε οι αρχικές συνθήκες που θα πρέπει να οριστούν θα είναι κατάλληλες τιμές των μεταβλητών του ροϊκού πεδίου. Αν απαιτείται η σύγκλιση σε μια λύση μόνιμης κατάστασης τότε η επίλυση μπορεί να αρχικοποιηθεί με το αποτέλεσμα μιας προσομοίωσης μόνιμης κατάστασης (Frozen Rotor) το οποίο θα έχει αρχικές εκτιμήσεις για όλες τις μεταβλητές του προβλήματος. Με αυτόν τον τρόπο η λύση θα συγκλίνει ταχύτερα σε μια λύση μόνιμης κατάστασης.

Στη συγκεκριμένη μοντελοποίηση το χρονικό βήμα επιλέχθηκε να είναι σταθερό και ίσο με 0.023 sec, το οποίο αντιστοιχεί σε περιστροφή του δρομέα κατά 10°.

4.4.3 Οριακές και Αρχικές Συνθήκες

Όπως προαναφέρθηκε, τα προβλήματα ρευστοδυναμικής περιγράφονται από ένα σύνολο μερικών διαφορικών εξισώσεων. Για να βρεθεί μια μοναδική λύση στα προβλήματα αυτού του τύπου απαιτείται η επιβολή βοηθητικών συνθηκών. Υπάρχουν δυο μεγάλες κατηγορίες τέτοιων συνθηκών, οι *αρχικές* (initial conditions) και οι *οριακές συνθήκες* (boundary conditions). Μια αρχική συνθήκη προσδιορίζει τη φυσική κατάσταση του προβλήματος σε μια συγκεκριμένη χρονική στιγμή. Αυτό σημαίνει ότι μια αρχική συνθήκη μπορεί να εκφράζει την κατανομή μιας μεταβλητής του προβλήματος στο υπολογιστικό χωρίο. Στα νοητά όρια (σύνορα) που διαχωρίζουν το υπολογιστικό χωρίο από το περιβάλλον του ορίζονται μαθηματικές διατυπώσεις για τις μεταβλητές του προβλήματος. Αυτές οι διατυπώσεις ονομάζονται οριακές συνθήκες. Τρία είναι τα σημαντικότερα είδη οριακών συνθηκών: οι οριακές συνθήκες τύπου Dirichlet, με τις οποίες προκαθορίζονται λύσεις (τιμές) των μεταβλητών του προβλήματος στο σύνορο, οι οριακές συνθήκες τύπου Neumann, με τις οποίες προκαθορίζεται η παράγωγος των μεταβλητών του προβλήματος

κατά τη διεύθυνση του καθέτου στο σύνορο διανύσματος, n και οι οριακές συνθήκες τύπου Robin, οι οποίες αποτελούν έναν συνδυασμό των δυο παραπάνω συνθηκών.

Στις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν εφαρμόστηκαν συνθήκες αρχικοποίησης των μεταβλητών του προβλήματος οι οποίες για τις αναλύσεις μη μόνιμης ροής βασίστηκαν σε λύσεις μόνιμης ροής.

Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στις προσομοιώσεις ήταν ίδιες τόσο για τις αναλύσεις μόνιμης ροής όσο και για τις αναλύσεις μη μόνιμης ροής. Αυτές ήταν οι εξής:

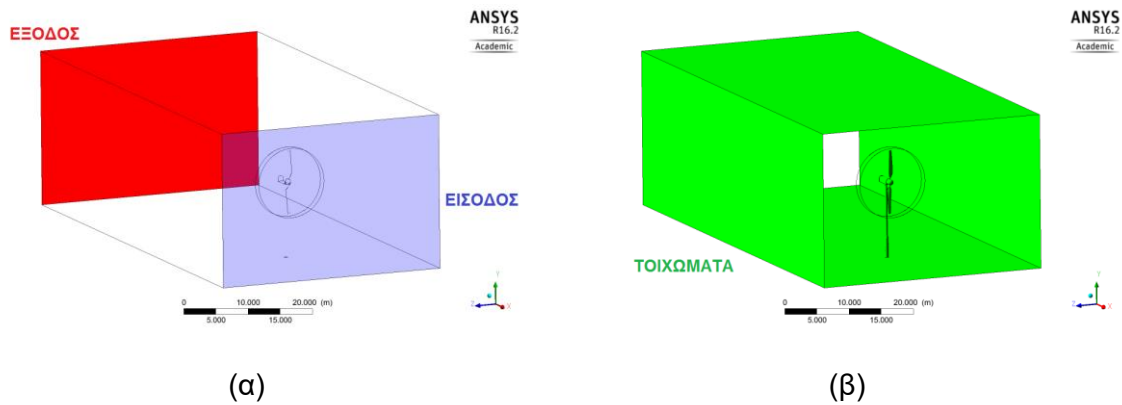
1. οριακή συνθήκη εισόδου (inlet), στο ορθογώνιο παραλληλόγραμμο όριο που καθορίζει την είσοδο του αέρα στο υπολογιστικό χωρίο,
2. οριακή συνθήκη εξόδου (outlet), στο ορθογώνιο παραλληλόγραμμο όριο που καθορίζει την έξοδο του αέρα στο υπολογιστικό χωρίο και
3. οριακή συνθήκη τοιχώματος (wall), στις επιφάνειες της ανεμογεννήτριας και των τοιχωμάτων της αεροσήραγγας.

Στις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν η πυκνότητα του ρευστού θεωρήθηκε σταθερή και ίση με την μέση πυκνότητα του αέρα στην αεροσήραγγα. Επίσης, η πίεση αναφοράς του υπολογιστικού χωρίου τέθηκε ίση με μέση πίεση της αεροσήραγγας. Όσο αφορά την περιστροφική ταχύτητα του δρομέα, όπως φαίνεται από τα πειραματικά δεδομένα του Πίνακα 4.4, η μέση τιμή της μετρούμενης ταχύτητας στο πείραμα είχε μια μικρή απόκλιση από την ονομαστική. Ωστόσο, είναι ασφαλές να θεωρηθεί ότι ο δρομέας κατά την πειραματική διαδικασία περιστρέφονταν με σταθερές στροφές (72 RPM). Το ίδιο ισχύει και για την ταχύτητα εισόδου του αέρα (Πίνακας 4.4), η οποία σε όλες τις προσομοιώσεις θεωρήθηκε ίση με την ονομαστική ταχύτητα εισόδου του πειράματος.

Πίνακας 4.4 Αποτελέσματα του πειράματος UAE για την μέση τιμή και την τυπική απόκλιση της ταχύτητας του αέρα και της περιστροφικής ταχύτητας του δρομέα.

Ονομασία πειράματος	Περιστροφική ταχύτητα (RPM)			Ταχύτητα αέρα (m/s)		
	Ονομαστική τιμή	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση	Ονομαστική τιμή	Μέση τιμή	Τυπική απόκλιση
S0500000	72	71.6851	0.06772	5.00	5.0385	0.1641
S1000000	72	72.0962	0.06505	10.00	10.0471	0.0826
S1500000	72	72.0610	0.07469	15.00	15.0982	0.0617
S2000000	72	72.0088	0.07115	20.00	20.1309	0.0533
S2500000	72	72.1622	0.07328	25.00	25.1088	0.0534

Στο Σχήμα 4.26 παρουσιάζονται συνοπτικά οι οριακές συνθήκες που επιβλήθηκαν στο υπολογιστικό χωρίο για την πραγματοποίηση των προσομοιώσεων.



Σχήμα 4.26 Οριακές συνθήκες στο υπολογιστικό χωρίο.

4.4.3.1 Οριακή συνθήκη εισόδου

Όσο αφορά την ταχύτητα εισόδου του αέρα στην νοητή αεροσήραγγα, αυτή ορίστηκε με το μέτρο της και τη διεύθυνσή της. Η διεύθυνση της ταχύτητας τέθηκε κάθετη στο σύνορο στο οποίο εφαρμόζεται η συνθήκη.

Η τύρβη στο σύνορο της εισόδου μπορεί να καθοριστεί είτε ορίζοντας απευθείας τις τιμές των k και ε , είτε ορίζοντας την ένταση τύρβης, I και το τυρβώδες ιξώδες ή μια κλίμακα μήκους. Διαθέτοντας πειραματικά δεδομένα σχετικά με την μέση ταχύτητα και τη διακύμανσή της στην αεροσήραγγα από το πείραμα UAE Phase VI του NREL στάθηκε δυνατό να εκτιμηθεί μια μέση τιμή της έντασης τύρβης στην αεροσήραγγα. Αυτή η τιμή τέθηκε ίση με την ένταση τύρβης στην είσοδο της αεροσήραγγας. Βάσει των σχέσεων:

$$k_{inlet} = \frac{3}{2} I^2 U_{inlet}^2 \quad (4.136)$$

και

$$\varepsilon_{inlet} = \rho C_{\mu} \frac{k_{inlet}^2}{\mu_t} \quad (4.137)$$

υπολογίζονται οι τιμές των k και ε , στην είσοδο. Στην Σχέση 4.137, το τυρβώδες ιξώδες στην είσοδο είναι $\mu_t = C I \mu$, όπου C είναι ένας συντελεστής ίσος με 1000.

Οι ροές των k και ε , στην είσοδο βασίζονται στις ακόλουθες σχέσεις:

$$Q_{inlet}^k = Q_{advect}^k + Q_{diffus}^k \quad (4.138)$$

και

$$Q_{inlet}^{\varepsilon} = Q_{advect}^{\varepsilon} + Q_{diffus}^{\varepsilon} \quad (4.139)$$

Οι όροι μεταφοράς στις Εξ. 4.138 και 4.139 είναι πολύ μεγαλύτεροι από τους όρους διάχυσης και έτσι οι τελευταίοι μπορούν να αγνοηθούν ($Q_{diffus}^k = Q_{diffus}^e = 0$). Έτσι προκύπτουν οι σχέσεις:

$$Q_{inlet}^k = Q_{advect}^k = \dot{m}k_{inlet} \quad (4.140)$$

και

$$Q_{inlet}^e = Q_{advect}^e = \dot{m}\varepsilon_{inlet} \quad (4.141)$$

Η παροχή μάζας \dot{m} από την είσοδο υπολογίζεται μέσω ολοκλήρωσης στην επιφάνεια του συνόρου με δεδομένη την ταχύτητα και την πυκνότητα στην είσοδο. Για την εξίσωση ενέργειας ορίστηκε στην είσοδο η τιμή της στατικής θερμοκρασίας. Η τιμή αυτή τέθηκε ίση με την μέση τιμή της θερμοκρασίας στην αεροσήραγγα κατά τη διεξαγωγή του πειράματος. Και η ενεργειακή ροή στην είσοδο αποτελείται από δυο συνιστώσες:

$$Q_{inlet} = Q_{advect} + Q_{diffus} \quad (4.142)$$

Η μεταφορά λόγω συναγωγής στην Εξ. 4.142 είναι σημαντικότερη από την μεταφορά λόγω διάχυσης και έτσι ο αντίστοιχος όρος της ροής διάχυσης μπορεί να αγνοηθεί ($Q_{diffus} = 0$). Έτσι:

$$Q_{inlet} = Q_{advect} = \dot{m}h_{tot} \quad (4.143)$$

Όπου h_{tot} είναι η ειδική ολική ενθαλπία, η οποία μπορεί να υπολογιστεί μέσω της ειδικής στατικής ενθαλπίας, της ταχύτητας στην είσοδο και της σχέσης:

$$h_{tot} = h_{stat} + \frac{1}{2}U_{inlet}^2 \quad (4.144)$$

Η στατική ενθαλπία υπολογίζεται βάσει της στατικής θερμοκρασίας, της ταχύτητας και της πίεσης στην είσοδο μέσω της θερμοδυναμικής σχέσης $h_{stat} = h(p, T)$, του ρευστού. Η πίεση στην είσοδο αποτελεί μια από τις μεταβλητές του προβλήματος την οποία δεδομένης της ταχύτητας και της πυκνότητας θα λύσει ο επιλυτής.

Στον Πίνακα 4.5 παρουσιάζονται οι συνθήκες των πειραμάτων της σειράς S που προσομοιώθηκαν. Από αριστερά προς τα δεξιά δίνεται το όνομα το πειράματος σύμφωνα με την κωδικοποίηση του NREL, η ταχύτητα εισόδου, η ένταση τύρβης στην είσοδο, η πίεση αναφοράς του υπολογιστικού χωρίου, η στατική θερμοκρασία στην είσοδο και η περιστροφική ταχύτητα του δρομέα (η ταχύτητα του κινούμενου συστήματος αναφοράς). Οι τιμές της ταχύτητας, της έντασης τύρβης και της στατικής θερμοκρασίας χρησιμοποιήθηκαν στον ορισμό της οριακής συνθήκης στην είσοδο.

Πίνακας 4.5 Συνθήκες πειράματος που χρησιμοποιήθηκαν στις υπολογιστικές προσομοιώσεις της πειραματικής σειράς S. Η περιστροφική ταχύτητα του δρομέα ήταν ίση με 72 RPM.

Όνομασία πειράματος	Ταχύτητα εισόδου (m/s)	Ένταση τύρβης εισόδου	Στατική θερμοκρασία εισόδου (°C)	Πίεση αναφοράς (Pa)	Πυκνότητα αέρα (kg/m ³)
S0500000	5.00	0.0326	11.56	101930.47	1.2435
S1000000	10.00	0.0082	10.97	101894.81	1.2459
S1500000	15.00	0.0041	14.24	101365.95	1.2240
S2000000	20.00	0.0026	14.48	101204.07	1.2214
S2500000	25.00	0.0021	14.44	101025.65	1.2197

4.4.3.2 Οριακή Συνθήκη Εξόδου

Για τη δημιουργία ενός στιβαρού υπολογιστικού μοντέλου στην έξοδο του υπολογιστικού χωρίου τέθηκε μια συνθήκη εξόδου βασισμένης στην στατική πίεση. Έτσι ορίστηκε η τιμή της στατικής πίεσης στο σύνορο ίση με 0 Pa σε σχέση με την πίεση αναφοράς του υπολογιστικού χωρίου. Για κάθε προσομοίωση οι τιμές της πίεσης αναφοράς παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.5. Η τιμή της ταχύτητας στο σύνορο υπολογίζονται από τον επιλυτή.

Αυτή η οριακή συνθήκη εξαναγκάζει την κατεύθυνση της ροής στην φορά της εξόδου από το υπολογιστικό χωρίο. Ωστόσο, στις πρώτες επαναλήψεις μιας αριθμητικής προσομοίωσης, όπου δεν έχει υπάρξει ακόμη σύγκλιση, η ροή μπορεί να δείχνει ότι τείνει να εισέλθει από το σύνορο της εξόδου. Για την αντιμετώπιση αυτού του αριθμητικού προβλήματος ο επιλυτής θέτει στις επιφάνειες των κελιών της εξόδου όπου η ροή τείνει να εισέλθει προς το υπολογιστικό χωρίο ένα τεχνητό τοίχος το οποίο αποτρέπει την πλήρη αστοχία της προσομοίωσης. Μετά από έναν αριθμό επαναλήψεων παύει η ανάγκη επιβολής της ύπαρξης του τεχνητού τοίχους, η ροή στην έξοδο έχει την επιθυμητή κατεύθυνση και η επίλυση συνεχίζεται κανονικά. Αν το πρόβλημα δεν υποχωρεί τότε μια εναλλακτική λύση μπορεί να είναι η επιβολή οριακής συνθήκης ανοίγματος (opening), η οποία επιτρέπει τόσο την είσοδο όσο και την έξοδο του ρευστού από το σύνορο. Μια τέτοια οριακή συνθήκη θα βοηθούσε στη σύγκλιση της διαδικασίας επίλυσης.

Για βαθμωτά μεγέθη όπως τα χαρακτηριστικά της τύρβης, η θερμότητα και άλλες μεταβλητές του προβλήματος ο επιλυτής θέτει έναν περιορισμό σταθερής κλίσης (μη μηδενικής) στο σύνορο της εξόδου.

4.4.3.3 Οριακή συνθήκη τοιχώματος

Στα τοιχώματα της ανεμογεννήτριας, του δρομέα και της αεροσήραγγας εφαρμόστηκε η συνθήκη μη ολίσθησης. Βάσει ατής της συνθήκης η ταχύτητα στο τοίχωμα ορίζεται ίση με το μηδέν $U_{wall} = 0$.

Το τοίχωμα θεωρήθηκε λείο και επειδή το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση του πειράματος ήταν το μοντέλο SST η μαθηματική διατύπωση των οριακών συνθηκών σχετικά με τα μεγέθη που χαρακτηρίζουν την τύρβη κοντά στο τοίχωμα πραγματοποιήθηκε με την Αυτοματοποιημένη Μεταχείριση Τοιχώματος (4.2.3.3).

Στις προσομοιώσεις θεωρήθηκε ότι τα τοιχώματα ήταν αδιαβατικά και έτσι αγνοήθηκε η μεταφορά θερμότητας μέσω των τοιχωμάτων $q_{wall} = 0$.

4.5 Αποτελέσματα

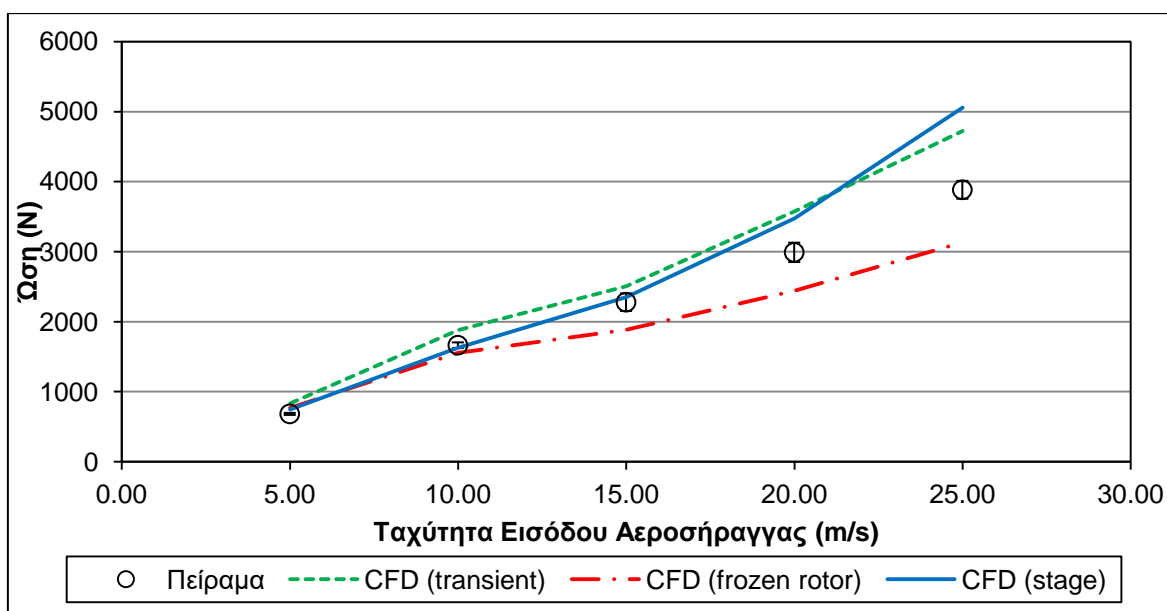
Τα αποτελέσματα των πειραματικών σειρών καλύπτουν ένα εύρος σημαντικών χαρακτηριστικών λειτουργίας της ανεμογεννήτριας. Η πειραματική σειρά S είχε ως αποτέλεσμα την εξαγωγή αρκετά λεπτομερών κατανομών πίεσης σε πέντε ακτινικές θέσεις μιας από τις δυο πτέρυγες του δρομέα της μηχανής για ένα μεγάλο εύρος ταχυτήτων εισόδου. Το εύρος ταχυτήτων της ροής στην αεροσήραγγα ήταν από 5 έως 25 m/s. Επίσης υπήρξε εκτίμηση των φορτίσεων του δρομέα. Έτσι προέκυψαν αποτελέσματα για την αεροδυναμική ώση και τη ροπή αλλά και εκτιμήσεις της παραγόμενης ισχύος. Για ταχύτητες μεγαλύτερες από 10 m/s ο δρομέας υπέστη απώλεια στήριξης λόγω αποκόλλησης της ροής και η αναπτυσσόμενη ροπή και η παραγόμενη ισχύς παρουσίασαν απότομη πτώση. Ωστόσο, τόσο η ροπή όσο και η ισχύς ανακτήθηκαν σε μεγαλύτερες ταχύτητες ~20 m/s. Από την σειρά 8 προέκυψαν οι μετρήσεις πίεσης στην πτέρυγα οι οποίες αναφέρθηκαν παραπάνω, ωστόσο έγινε και μέτρηση της ταχύτητας στον κοντινό ομόρρου σε δυο θέσεις πίσω από τον δρομέα. Στα διαγράμματα των παρακάτω σχημάτων παρουσιάζονται α) τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με χρήση ανάλυσης μόνιμης ροής και του μοντέλου στιγμιότυπων κινητής πτερύγωσης (Frozen Rotor), β) τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που έγιναν με χρήση ανάλυσης μόνιμης ροής και του μοντέλου βαθμίδας (Stage) και γ) τα αποτελέσματα που αφορούν ανάλυση μη μόνιμης ροής (Transient). Με κύκλους παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις για τις οποίες εμφανίζονται και οι τυπικές αποκλίσεις τους. Οι μετρήσεις της σειράς 8 μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι συμπληρωματικές των μετρήσεων της σειράς S. Ουσιαστικά έχουν παραχθεί μετρήσεις του ομόρρου κάτω από τις ίδιες ονομαστικές συνθήκες (ταχύτητα, βήμα πτερυγίου, στροφές δρομέα, γωνία απόκλισης). Οι διαφοροποιήσεις έχουν να κάνουν με συνθήκες που δεν μπορούσαν να ελεγχθούν

απόλυτα κατά την πειραματική διαδικασία όπως η θερμοκρασία, η πίεση και η πυκνότητα του αέρα, οι οποίες όμως σε επίπεδο μέσης τιμής και τάξης μεγέθους δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφοροποιήσεις μεταξύ των δυο σειρών. Στην παρουσίαση που ακολουθεί, παρουσιάζονται αποτελέσματα από επιλεγμένα προσομοιώσεις πειραμάτων των δυο πειραματικών σειρών τα οποία μεταξύ τους ταυτίζονται ως προς τις ονομαστικές συνθήκες. Τα αποτελέσματα των δυο προσομοιώσεων υποστηρίζουν συνεργατικά τα συμπεράσματα που εξάγονται για την αξιολόγηση του υπολογιστικού κώδικα.

Στο Σχήμα 4.27 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για την αναπτυσσόμενη ώση στον δρομέα. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τα πειραματικά μετρημένα αποτελέσματα της σειράς πειραμάτων S. Η πειραματική ώση προέκυψε με ολοκλήρωση των τιμών της πίεσης κατά μήκος της πτέρυγας. Το αποτέλεσμα που προέκυψε πολλαπλασιάστηκε με τον αριθμό των πτερυγίων ($B = 2$) ώστε να δώσει μια εκτίμηση της ώσης του δρομέα.

4.5.1 Πρόβλεψη Απόδοσης

Η χρήση ανάλυσης μόνιμης ροής με το μοντέλο Frozen Rotor υποεκτιμά την ώση, ειδικά στην περιοχή ταχυτήτων όπου ο δρομέας απολείπει την αεροδυναμική του στήριξη. Η χρήση ανάλυσης μόνιμης ροής με το μοντέλο Stage ωστόσο καταφέρνει να πετύχει πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα μέχρι και την ταχύτητα των 15 m/s, καθώς βρίσκονται στα όρια της τυπικής απόκλισης των μετρήσεων. Για ταχύτητα 20 m/s η μέθοδος αυτή δείχνει να υπερεκτιμά ελαφρά την ώση. Στην ακραία ταχύτητας 25 m/s το μοντέλο Stage υπερεκτιμά σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό την ώση (πάνω από 1000 N). Η ανάλυση μη μόνιμης ροής δίνει μια σταθερή υπερεκτίμηση της ώσης σε όλο το εύρος ταχυτήτων αέρα. Η υπερεκτίμηση αυτή είναι μικρότερη από την υπερεκτίμηση που γίνεται από το μοντέλο Stage και την ανάλυση μόνιμης ροής.



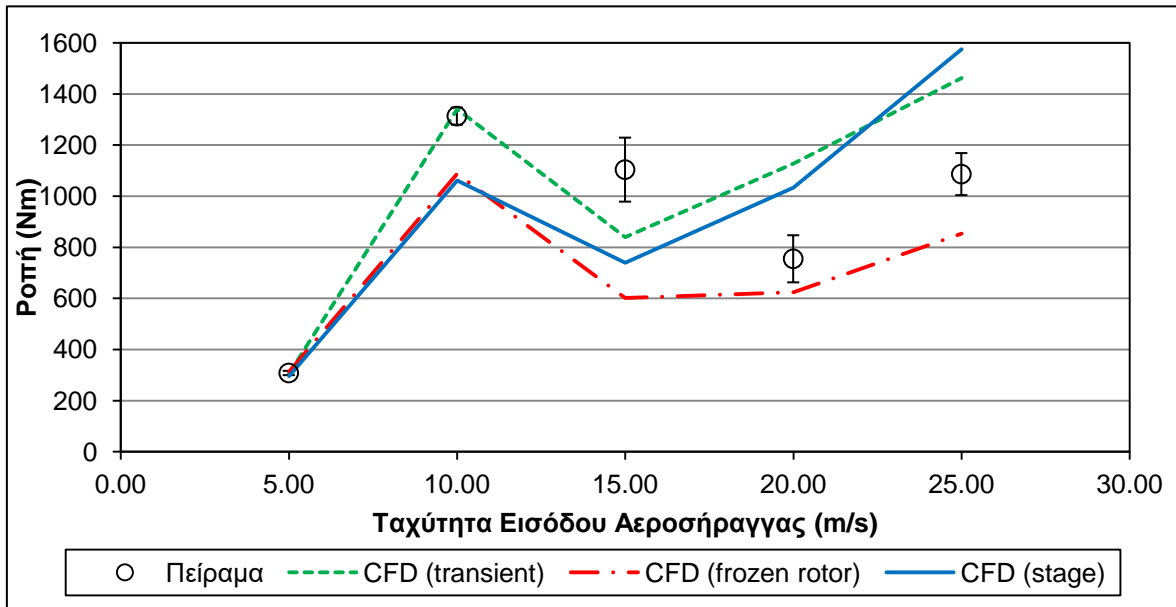
Σχήμα 4.27 Σύγκριση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων CFD και των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν την αναπτυσσόμενη ώση στον δρομέα.

Στο Σχήμα 4.28 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για τη ροπή του δρομέα. Τα πειραματικά αποτελέσματα επίσης προέκυψαν από την ολοκλήρωση των πιέσεων στην μια πτέρυγα του δρομέα. Σε αυτήν την περίπτωση όλες οι μέθοδοι αδυνατούν να επιτύχουν αυστηρή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα, ειδικά στην περιοχή ταχυτήτων όπου ο δρομέας υπόκειται σε απώλεια στήριξης λόγω αποκόλλησης της ροής. Ωστόσο, επιτυγχάνουν να ακολουθήσουν την τάση των πειραματικών αποτελεσμάτων. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται παραπάνω λαμβάνουν υπόψη στον υπολογισμό των δυνάμεων όχι μόνο την συνεισφορά της πίεσης αλλά και την συνεισφορά των δυνάμεων συνεκτικότητας. Οι πειραματικές εκτιμήσεις της ώσης και της ροπής λαμβάνουν υπόψη μόνο την συνεισφορά της πίεσης καθώς προκύπτουν από ολοκλήρωση των μετρήσεων στατικής πίεσης στην μια πτέρυγα του δρομέα.

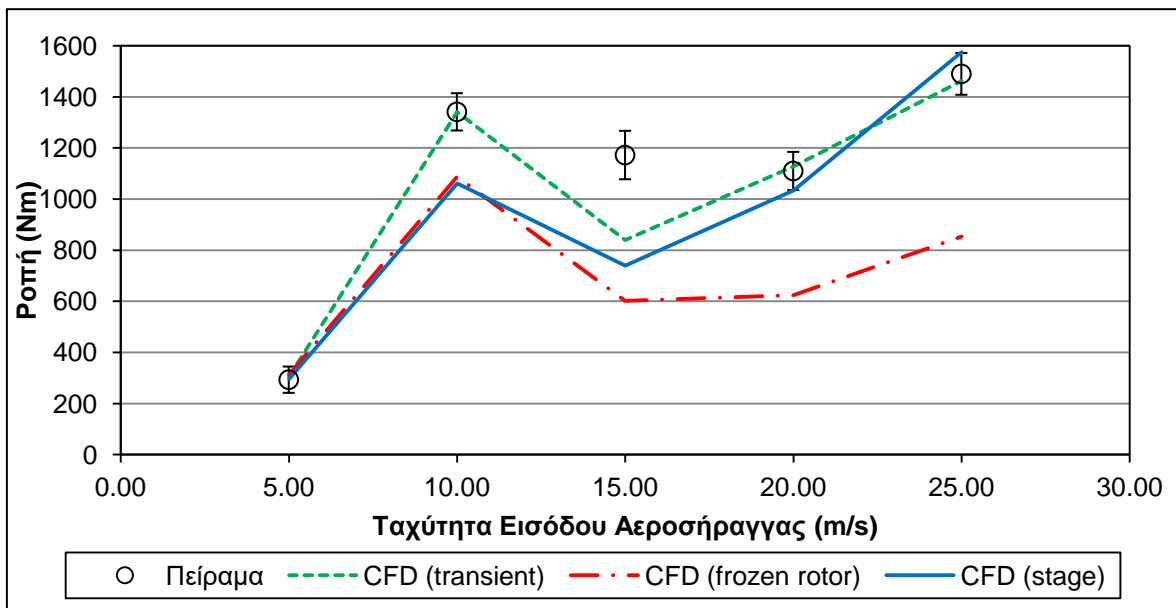
Το NREL παράλληλα με την εκτίμηση της ροπής μέσω των πιέσεων στο πτερύγιο του δρομέα μέτρησε τη ροπή και στον άξονα του δρομέα. Βάσει αυτής της μέτρησης αυτής προέκυψαν εκτιμήσεις της αεροδυναμικής ισχύος που παράγει ο δρομέας. Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν τη ροπή μετρημένη στον άξονα του δρομέα παρουσιάζεται στο Σχ. 4.29. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων παραμένουν τα ίδια με αυτά του Σχ. 4.28.

Τα πειραματικά αποτελέσματα του Σχ. 4.29 μπορούν να θεωρηθούν ακριβέστερα από αυτά που παρουσιάζονται στο Σχ. 4.28 μιας και αφορούν απευθείας μετρήσεις της ροπής

στον άξονα. Έτσι η κρίση και η αξιολόγηση των υπολογιστικών μεθόδων θα πρέπει να γίνει βάσει των αποτελεσμάτων του Σχ. 4.29.



Σχήμα 4.28 Σύγκριση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων CFD και των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν την αναπτυσσόμενη ροπή στον δρομέα.

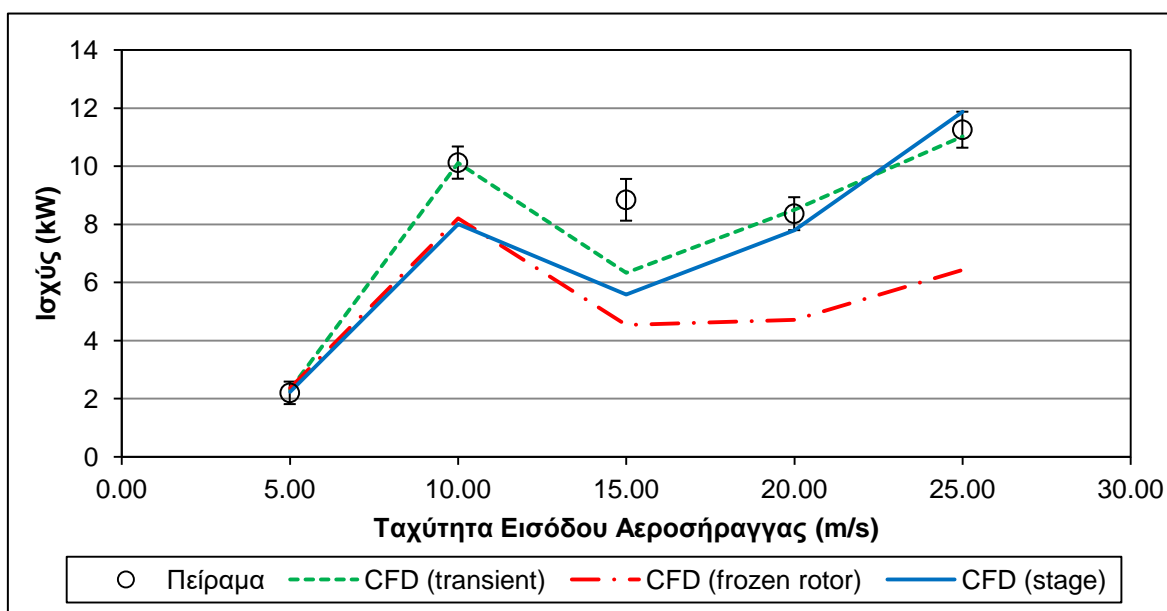


Σχήμα 4.29 Σύγκριση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων CFD και των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν την ροπή μετρημένη στον άξονα του δρομέα.

Σε αυτή την περίπτωση όλες οι υπολογιστικές προσομοιώσεις αποτυγχάνουν να δώσουν ακριβή πρόβλεψη της ροπής για την ταχύτητα 15 m/s όπου επέρχεται η αποκόλληση της ροής και η απώλεια στήριξης του δρομέα. Η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Frozen Rotor αποτυγχάνει να καταλήξει σε αποτελέσματα που συμφωνούν με τις πειραματικές μετρήσεις. Οι αναλύσεις μόνιμης ροής με το μοντέλο Stage και η ανάλυση μη μόνιμης

ροής επιτυγχάνουν πολύ καλύτερη συμφωνία. Συγκεκριμένα, η ανάλυση με το μοντέλο Stage υποεκτιμά τη ροπή ακόμη και στα 10 m/s, ωστόσο επιτυγχάνει πολύ καλύτερη προσέγγιση από το Frozen Rotor, μιας και επιτυγχάνει καλύτερα αποτελέσματα όχι μόνο στην τάση των προβλέψεών του αλλά και στις τιμές τους. Για τις ταχύτητες 5, 20 και 25 m/s οι προβλέψεις του μοντέλου βρίσκονται εντός των ορίων της τυπικής απόκλισης των πειραματικών μετρήσεων. Η μη μόνιμη προσέγγιση επιτυγχάνει πολύ καλύτερη προσέγγιση από τις άλλες δυο μεθόδους. Τα αποτελέσματά της συμπίπτουν με τις πειραματικές μετρήσεις σε όλες τις ταχύτητες εκτός της ταχύτητας 15 m/s όπου παρατηρείται για πρώτη φορά η απώλεια στήριξης του δρομέα. Ωστόσο, σε αυτήν την ταχύτητα η προσομοίωση υποεκτιμά τη ροπή επιτυγχάνοντας ουσιαστικά να προβλέψει κατάλληλα το σημείο όπου άρχεται η αποκόλληση και η απώλεια στήριξης.

Στο Σχήμα 4.30 παρουσιάζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα για την ισχύ του δρομέα.



Σχήμα 4.30 Σύγκριση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων CFD και των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν την αναπτυσσόμενη ισχύ στον δρομέα.

Οι τάσεις που παρατηρήθηκαν στα αποτελέσματα του Σχ. 4.29 παρατηρούνται και στα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχ. 4.30. Το Transient σχήμα καταφέρνει να επιτύχει καλύτερη συμφωνία από τα άλλα δυο μοντέλα, όπως πέτυχε και με την ισχύ. Αυτό βέβαια είναι αναμενόμενο μιας και η ισχύς του δρομέα είναι ανάλογη της ροπής του.

4.5.2 Ροϊκά Χαρακτηριστικά

Στα Σχήματα 4.31 έως 4.35, παρουσιάζονται συγκρίσεις των κατανομών πίεσης σε πέντε συγκεκριμένες ακτινικές θέσεις του πτερυγίου συναρτήσει της ταχύτητας της ροής. Η

σύγκριση γίνεται με τις πειραματικές μετρήσεις των είκοσι δυο σημείων σε κάθε μια από τις πέντε ακτινικές θέσεις του πτερυγίου όπως αυτές προέκυψαν κατά την πειραματική σειρά S. Πρακτικά η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των κατανομών πίεσης με τα πειραματικά είναι ένα αυστηρό κριτήριο αξιολόγησης της επιτυχίας ή μη των μοντέλων και των μεθόδων στο να προσομοιώσουν τις πραγματικές πειραματικές συνθήκες. Η δυσκολία αυτή έγκειται στο ότι η πίεση είναι μια τοπική μεταβλητή του προβλήματος. Τα αποτελέσματα που εξάχθηκαν γενικά παρουσιάζουν καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Με μια αναδρομή στη βιβλιογραφία μπορεί να φανεί ότι τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν ως τώρα αλλά και τα αποτελέσματα για τις κατανομές πίεσης είναι σε συμφωνία με αυτά άλλων ερευνητών που πραγματοποίησαν λεπτομερείς προσομοιώσεις της πλήρους τρισδιάστατης γεωμετρίας του δρομέα.

Στην ταχύτητα 5 m/s όλες οι υπολογιστικές μέθοδοι επιτυγχάνουν με σχετικά καλή ακρίβεια την πρόβλεψη των κατανομών πίεσης στις διάφορες ακτινικές θέσεις του πτερυγίου. Ωστόσο και οι τρεις αποτυγχάνουν να πετύχουν αυστηρή συμφωνία με τις μετρήσεις στην πλευρά αναρρόφησης και συγκεκριμένα στην περιοχή της ακμής προσβολής του πτερυγίου. Η ανάλυση μη μόνιμης ροής εμφανίζει την μεγαλύτερη υπερεκτίμηση, ειδικά στις δυο χαμηλότερες ακτινικές θέσεις του πτερυγίου. Η μέθοδος Frozen Rotor αποτυγχάνει σε όλες τις ακτινικές θέσεις και σε σημεία τόσο στην πλευρά αναρρόφησης όσο και στην πλευρά κατάθλιψης, να επιτύχει την επιθυμητή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα.

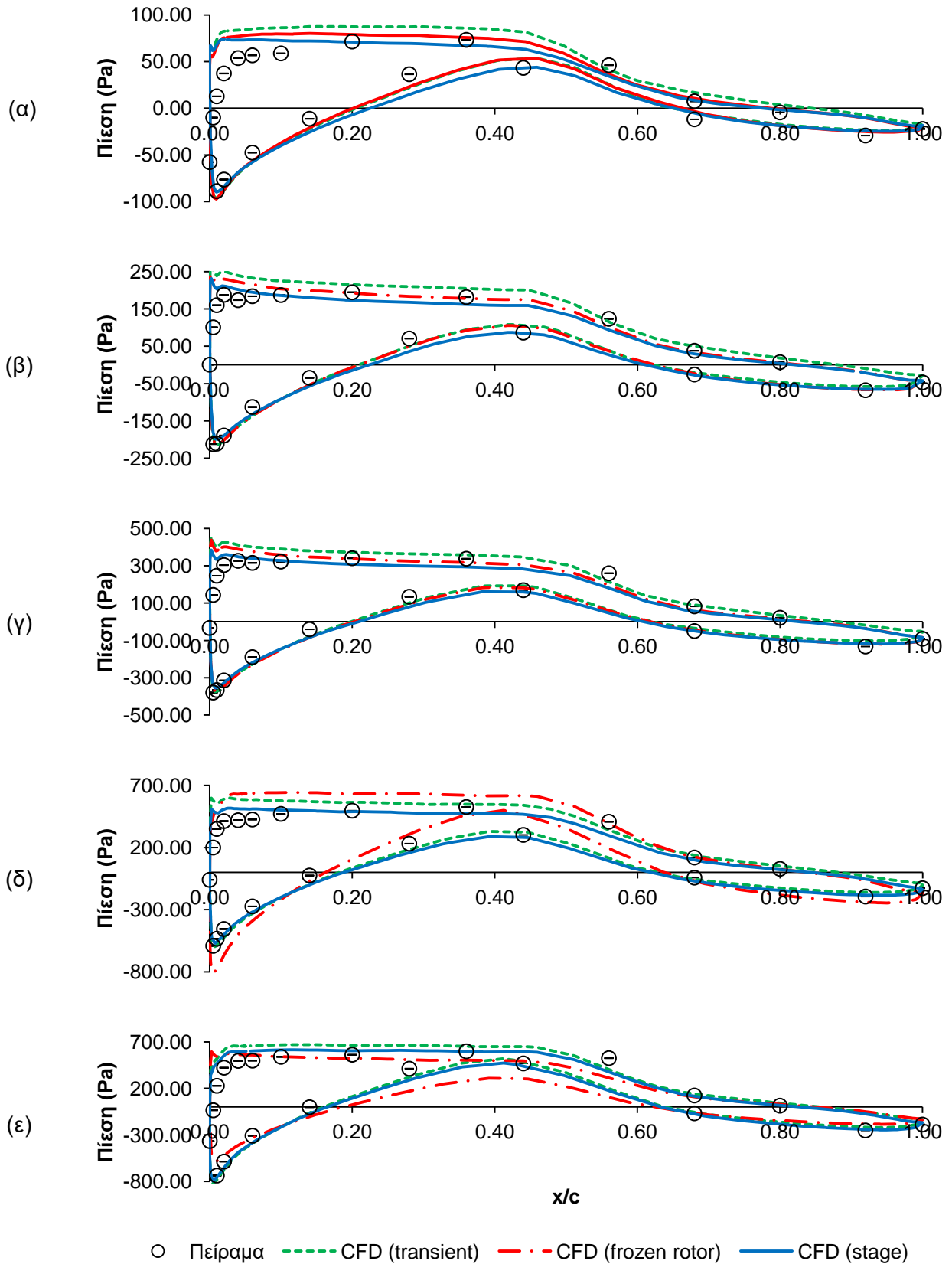
Τόσο η ανάλυση μόνιμης ροής με την μέθοδο Stage όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής σε χαμηλές ταχύτητες, μπορούν να χρησιμοποιηθούν εναλλάξιμα. Αυτό είναι το βασικό προτέρημα της προσέγγισης μόνιμης ροής καθώς οι υπολογιστικές απαιτήσεις για την επίτευξη εφάμιλλου αποτελέσματος είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μικρότερες.

Στα 10 m/s η ανάλυση μη μόνιμης ροής επιτυγχάνει να περιγράψει με ακρίβεια την κατανομή πίεσης στις περισσότερες ακτινικές θέσεις του πτερυγίου. Ωστόσο στην ακτινική θέση $r/R_o = 47\%$ αυτή η μέθοδος υπερεκτιμά τοπικά την κατανομή πίεσης παρουσιάζοντας μια τοπική κορύφωση της πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης, στην ακμή προσβολής. Μια τέτοια συμπεριφορά αλλά σε μικρότερο βαθμό εμφανίζουν και οι αναλύσεις μόνιμης ροής. Παρόμοια αποτελέσματα παρουσιάζονται και από άλλους ερευνητές στη βιβλιογραφία [113], [114].

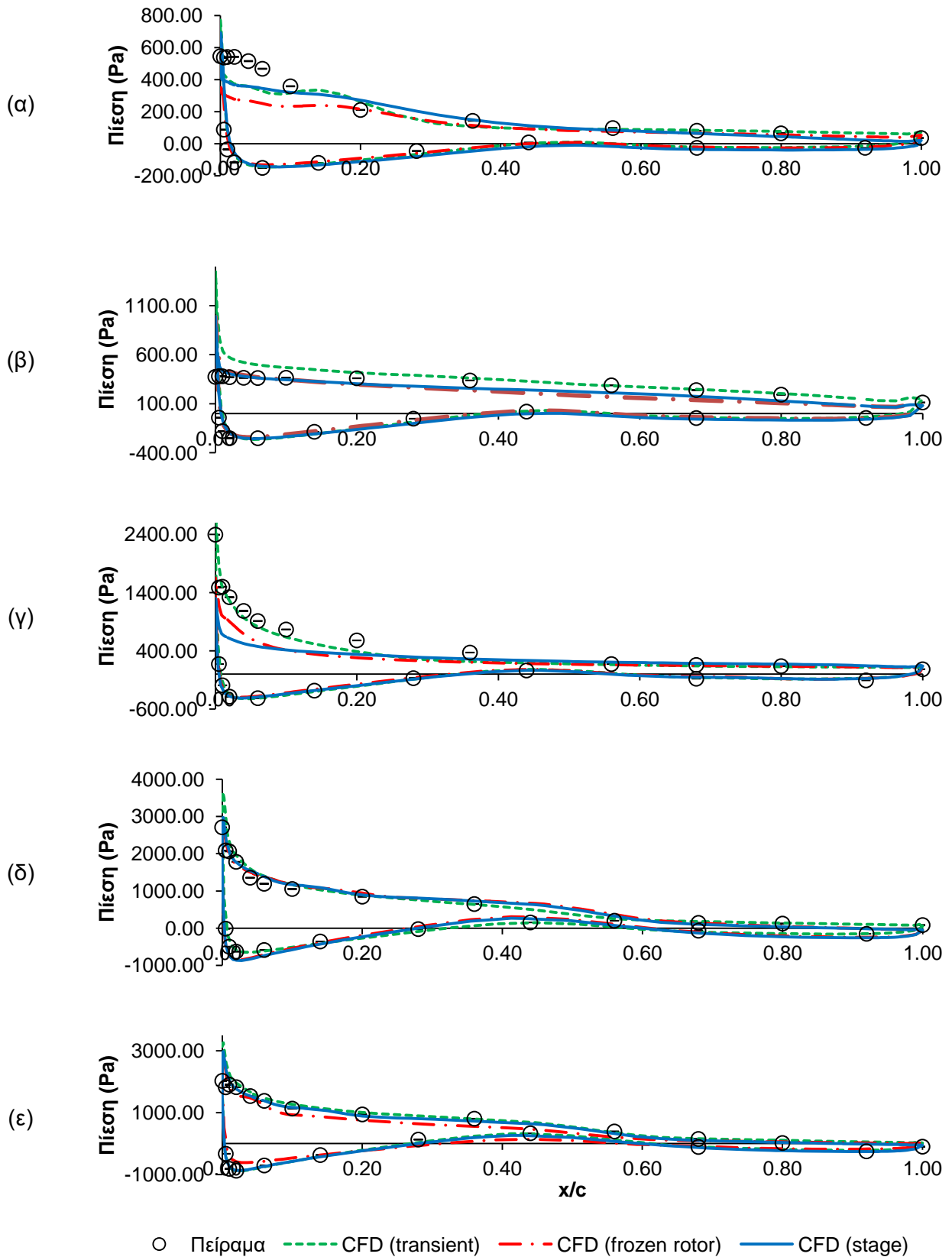
Στα 15 m/s οι πειραματικές κατανομές πίεσης καταδεικνύουν την αποκόλληση της ροής μιας και παρουσιάζουν ένα πλατό πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης ακόμη και από την ακτινική θέση $r/R_o = 30\%$. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι άλλες αναφορές στη βιβλιογραφία εντόπιζαν σε αυτήν την ακτινική θέση μια τοπική κορύφωση 0.2 μήκη χορδής πίσω από

την ακμή προσβολής στην πλευρά αναρρόφησης. Οι Duque et al. [113] πραγματοποίησαν αναλύσεις μόνιμης ροής και υπέθεσαν ότι αυτή η τοπική ανωμαλία οφείλονταν στην αδυναμία της ανάλυσης μόνιμης ροής να περιγράψει τα μεταβατικά φαινόμενα που φαίνεται να λαμβάνουν χώρα στη συγκεκριμένη θέση. Οι Li et al. [114] πραγματοποίησαν αναλύσεις μη μόνιμης ροής και παρατήρησαν ακριβώς την ίδια ανωμαλία. Στην παρούσα ανάλυση μη μόνιμης ροής δεν παρουσιάζεται παρόμοια συμπεριφορά. Επίσης ούτε οι αναλύσεις μόνιμης ροής φαίνεται να παρουσιάζουν τέτοια τάση, ωστόσο δεν καταφέρνουν να επιτύχουν σημαντικά καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Το σχήμα μη μόνιμης ανάλυσης επιτυγχάνει να προσεγγίσει με πάρα πολύ καλή συμφωνία την πειραματικά μετρημένη κατανομή πίεσης.

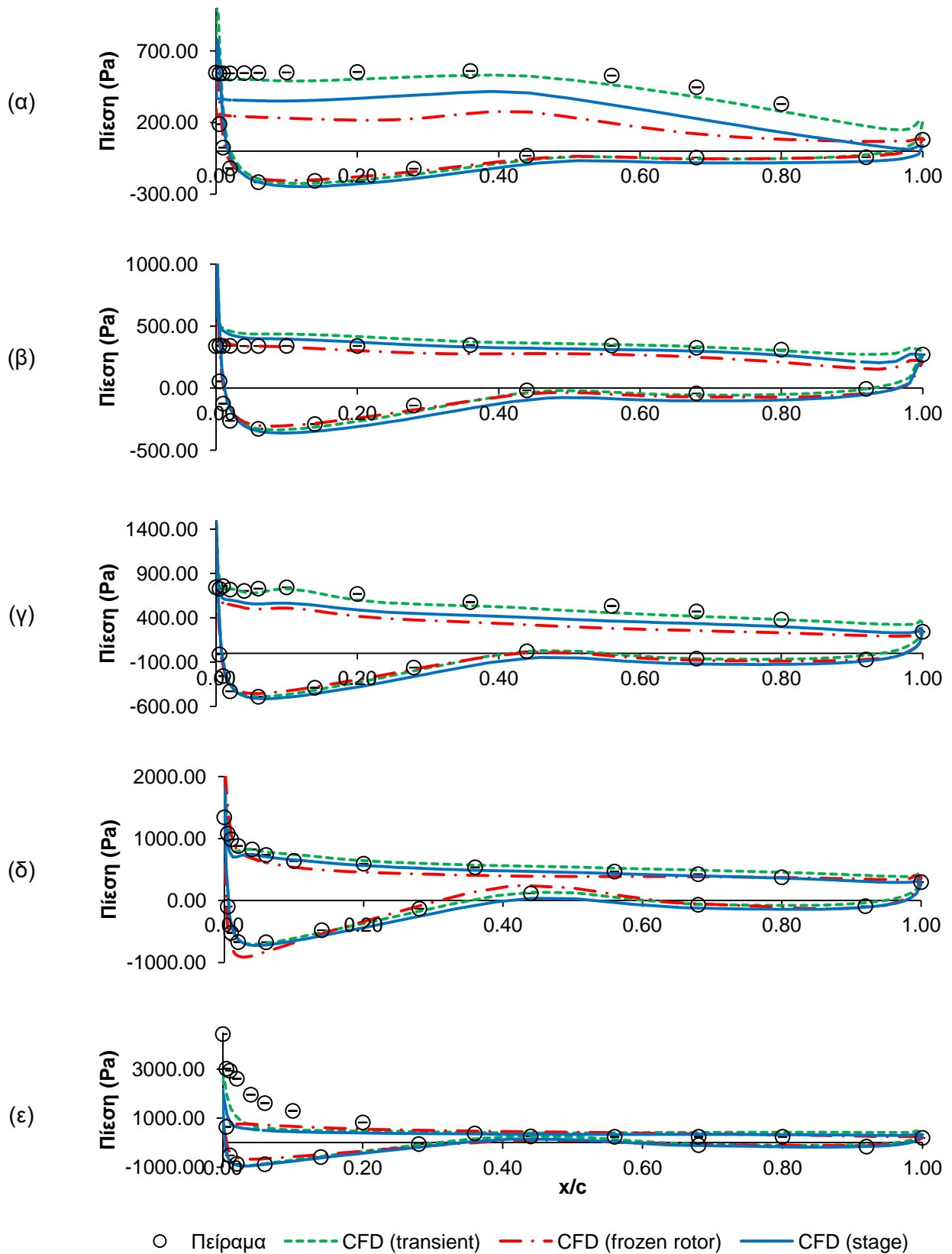
Στις υψηλότερες ταχύτητες όπου ο δρομέας βρίσκεται σε κατάσταση λειτουργίας σε συνθήκες απώλειας στήριξης λόγω των έντονων αποκολλήσεων, τόσο η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Stage όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής επιτυγχάνουν να προσεγγίσουν με εξαιρετική ακρίβεια την κατανομή πίεσης στις πέντε ακτινικές θέσεις του πτερυγίου.



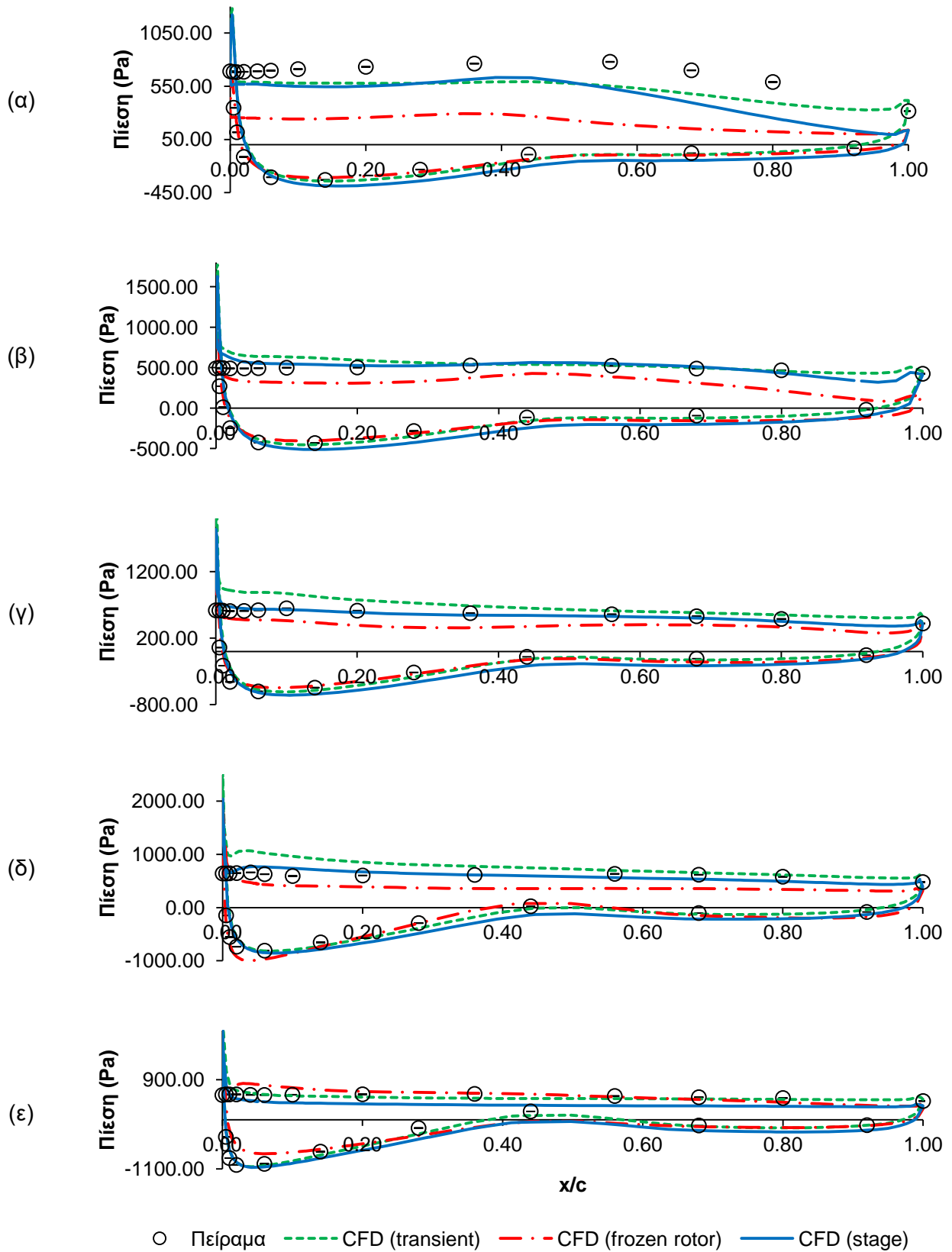
Σχήμα 4.31 Κατανομή πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 5 \text{ m/s}$).



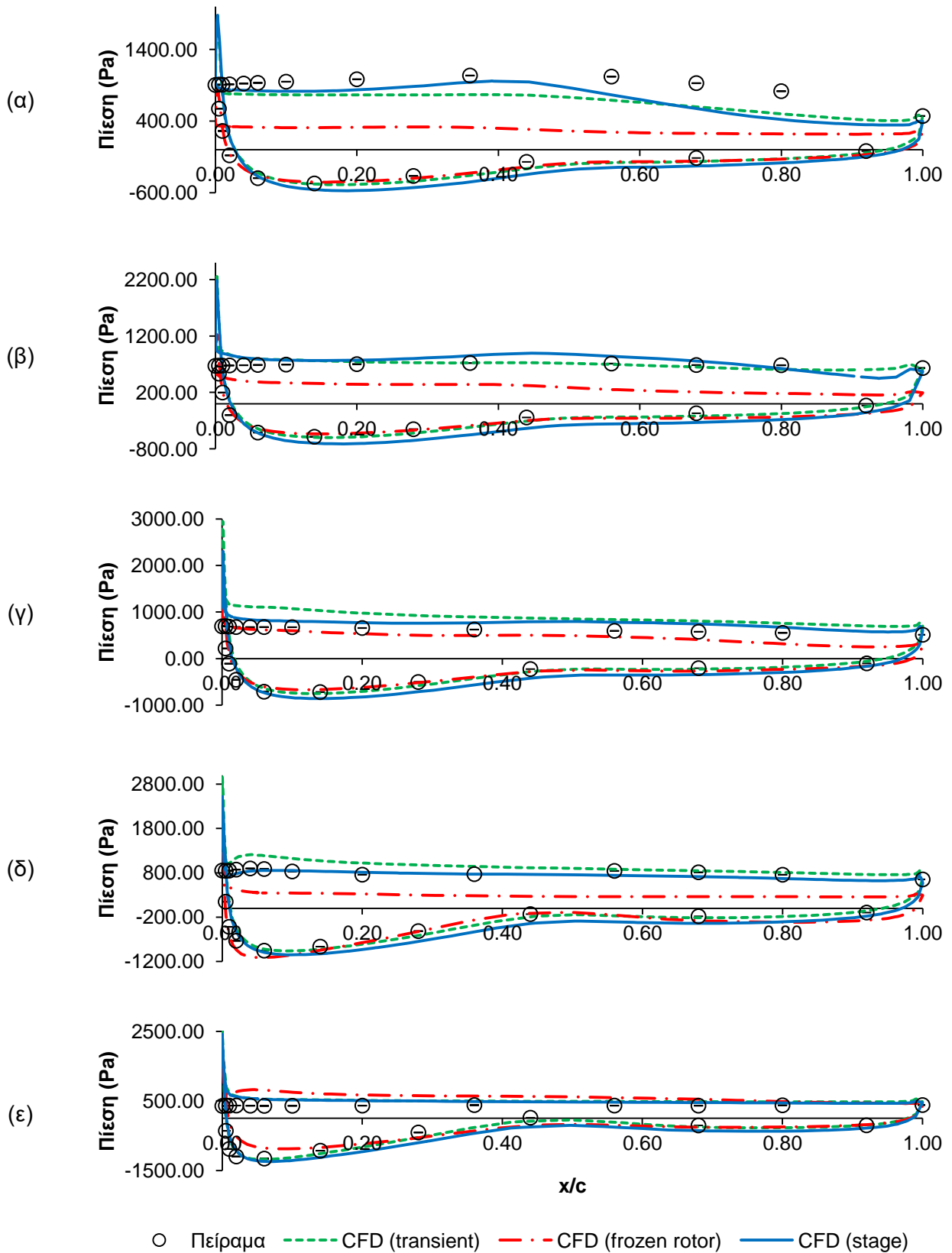
Σχήμα 4.32 Κατανομή πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 10 \text{ m/s}$).



Σχήμα 4.33 Κατανομή πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



Σχήμα 4.34 Κατανομή πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 20 \text{ m/s}$).



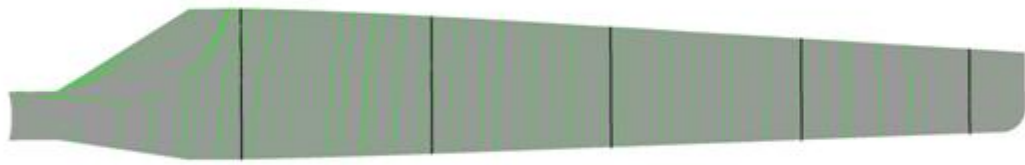
Σχήμα 4.35 Κατανομή πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 25 \text{ m/s}$).

Τα Σχήματα 4.36 έως 4.40 με πράσινο χρώμα παρουσιάζουν ροϊκές γραμμές στο πτερύγιο ενώ με παχιά μαύρη γραμμή παρουσιάζονται οι ακτινικές θέσεις στις οποίες μετρήθηκε η πλήρης κατανομή πιέσεων. Τα Σχήματα 4.41 έως 4.45 παρουσιάζουν τις κατανομές των ταχυτήτων και των πιέσεων σε επίπεδα κάθετα στις πέντε ακτινικές θέσεις του πτερυγίου οι οποίες μελετήθηκαν. Αντίστοιχα τα Σχ. 4.46 έως 4.48 και τα Σχ. 4.49 έως 4.51 παρουσιάζουν τις ροϊκές γραμμές και την κατανομή της έντασης της τύρβης σε αυτά τα επίπεδα.

Στην ταχύτητα 5 m/s η ροή είναι πλήρως προσκολλημένη στο ενεργό αεροδυναμικά πτερύγιο και η μόνη περιοχή όπου παρατηρείται αποκόλληση είναι στη βάση του πτερυγίου, εκεί όπου πραγματοποιείται η μετάβαση από την κυκλική διατομή στη αεροτομή S809 (Σχ. 4.36). Οι μεταβολές ταχύτητας αλλά και πίεσης είναι πολύ ομαλές. Συγκεκριμένα, η πίεση στην πλευρά αναρρόφησης είναι αρκετά χαμηλή και δημιουργείται η αντίστοιχη άνωση η οποία επιτρέπει την ομαλή λειτουργία της ανεμογεννήτριας. Η μορφή του ροϊκού πεδίου γύρω από το πτερύγιο συνηγορεί στην μη ύπαρξη αποκολλήσεων καθώς οι ροϊκές γραμμές ακολουθούν αυστηρά τη μορφή του πτερυγίου (Σχ. 4.46). Επίσης, τα επίπεδα της έντασης τύρβης αυξάνονται μόνο τοπικά στην ακμή φυγής του πτερυγίου (Σχ. 4.49).

Στα 10 m/s φαίνεται η απαρχή των ασταθών φαινομένων κατά μήκος του πτερυγίου. Οι ροϊκές γραμμές που σε χαμηλότερες ταχύτητες ήταν ομαλές σε όλο το μήκος του πτερυγίου πλέον έχουν διαταραχθεί και διατηρούν την ομαλότητά τους μετά το 63% του πτερυγίου (Σχ. 4.37). Οι αποκολλήσεις εκκινούν από την ακτινική θέση $r/R_o = 30\%$ και εξασθενούν στην ακτινική θέση $r/R_o = 63\%$. Οι αποκολλήσεις γίνονται εντονότερες και εμφανίζονται σε όλο το πτερύγιο στα 15 m/s (Σχ. 4.38). Οι δίνες αναπτύσσονται ελάχιστα πιο πίσω από την ακμή προσβολής και φαίνεται ότι ακολουθούν μια πορεία η οποία τις απομακρύνει όπως είναι φυσικό από την πλευρά αναρρόφησης και την ακμή φυγής προς τον ομόρρου. Στην ακτινική θέση $r/R_o = 30\%$ παρουσιάζεται μια κλειστή δομή, με τη μορφή φουσαλίδας αποκόλλησης, καθώς η ροή αποκολλάται στην ακμή προσβολής και επανακολλάται στην ακμή φυγής. Σε όλες τις άλλες θέσεις οι δομή αυτή είναι ανοιχτή και οι εμφανιζόμενες δίνες αποκολλώνται και απομακρύνονται προς τον ομόρρου (Σχ. 4.47 και Σχ. 4.50). Ακόμη, φαίνεται ότι στην περιοχή κοντά στο ακροπτερύγιο η ανάκτηση πίεσης τόσο για την ταχύτητα 10 m/s όσο και για την ταχύτητα 15 m/s είναι σημαντική.

Παρόμοιες τάσεις παρατηρούνται και για τις ταχύτητες 20m/s και 25 m/s (Σχ. 4.39 και Σχ. 4.40). Εκεί όμως οι αποκολλήσεις είναι πολύ εντονότερες (Σχ. 4.47, 4.48, 4.50 και 4.51), ο σχηματισμός και η απομάκρυνση των δινών είναι επίσης πολύ έντονα φαινόμενα και η ανάκτηση πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης είναι σχετικά μικρή· χαρακτηριστικά πλήρους αποκόλλησης και απώλειας στήριξης (Σχ. 4.44 και 4.45).



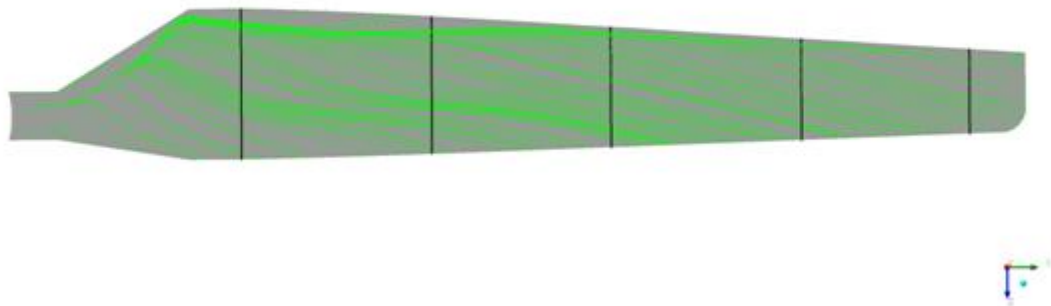
Σχήμα 4.36 Ροϊκές γραμμές στην πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου ($U = 5 \text{ m/s}$).



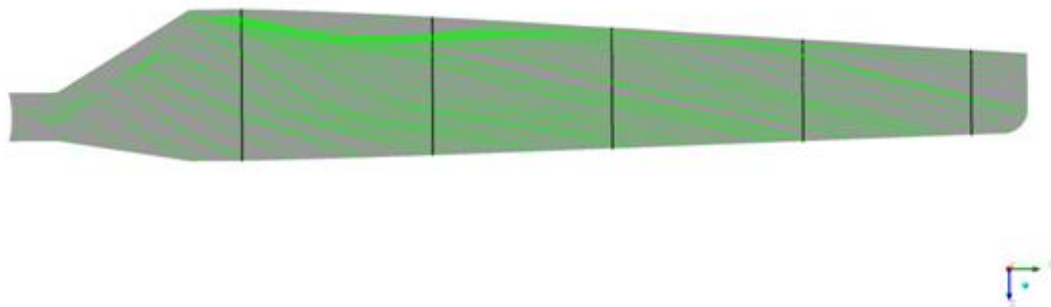
Σχήμα 4.37 Ροϊκές γραμμές στην πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου ($U = 10 \text{ m/s}$).



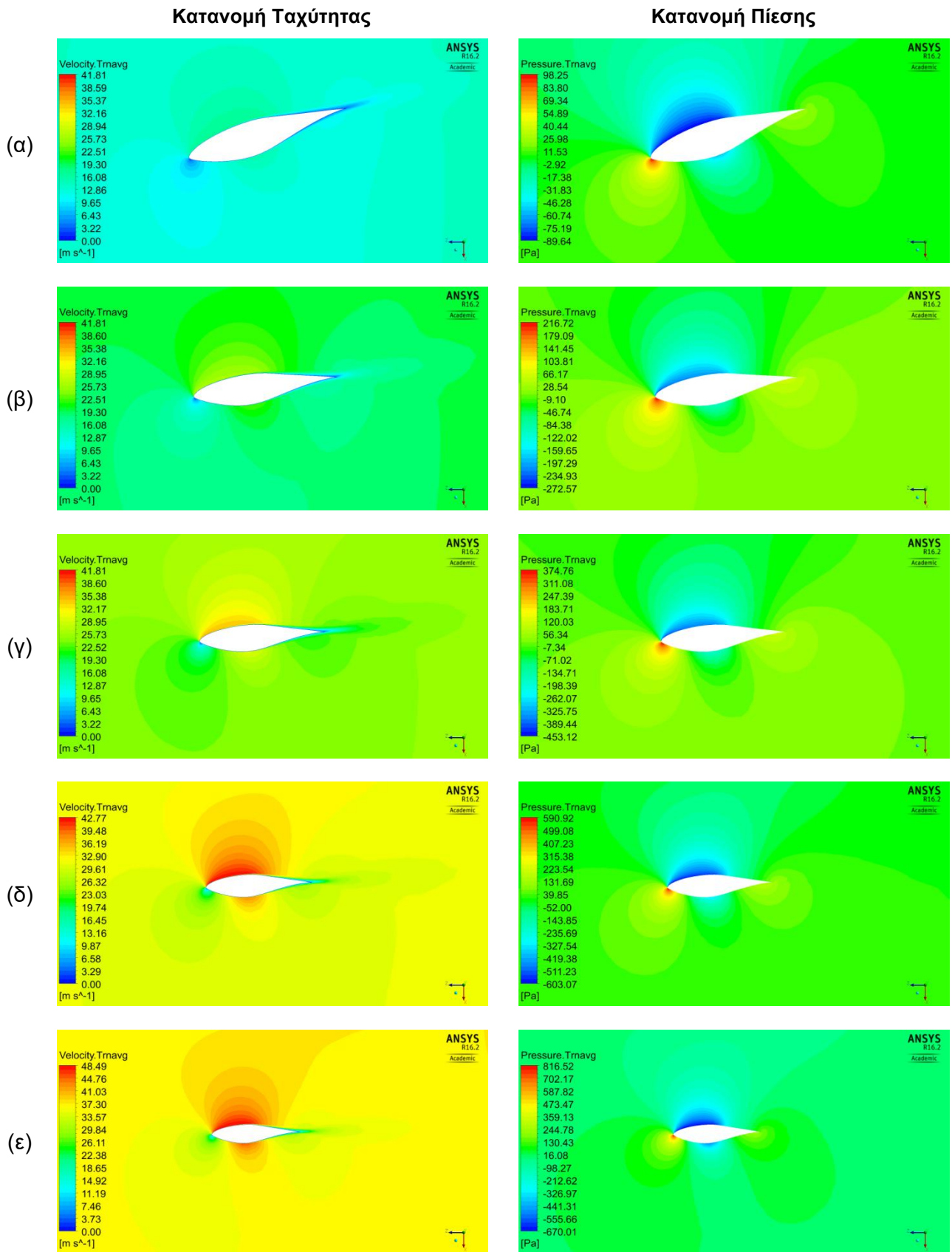
Σχήμα 4.38 Ροϊκές γραμμές στην πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



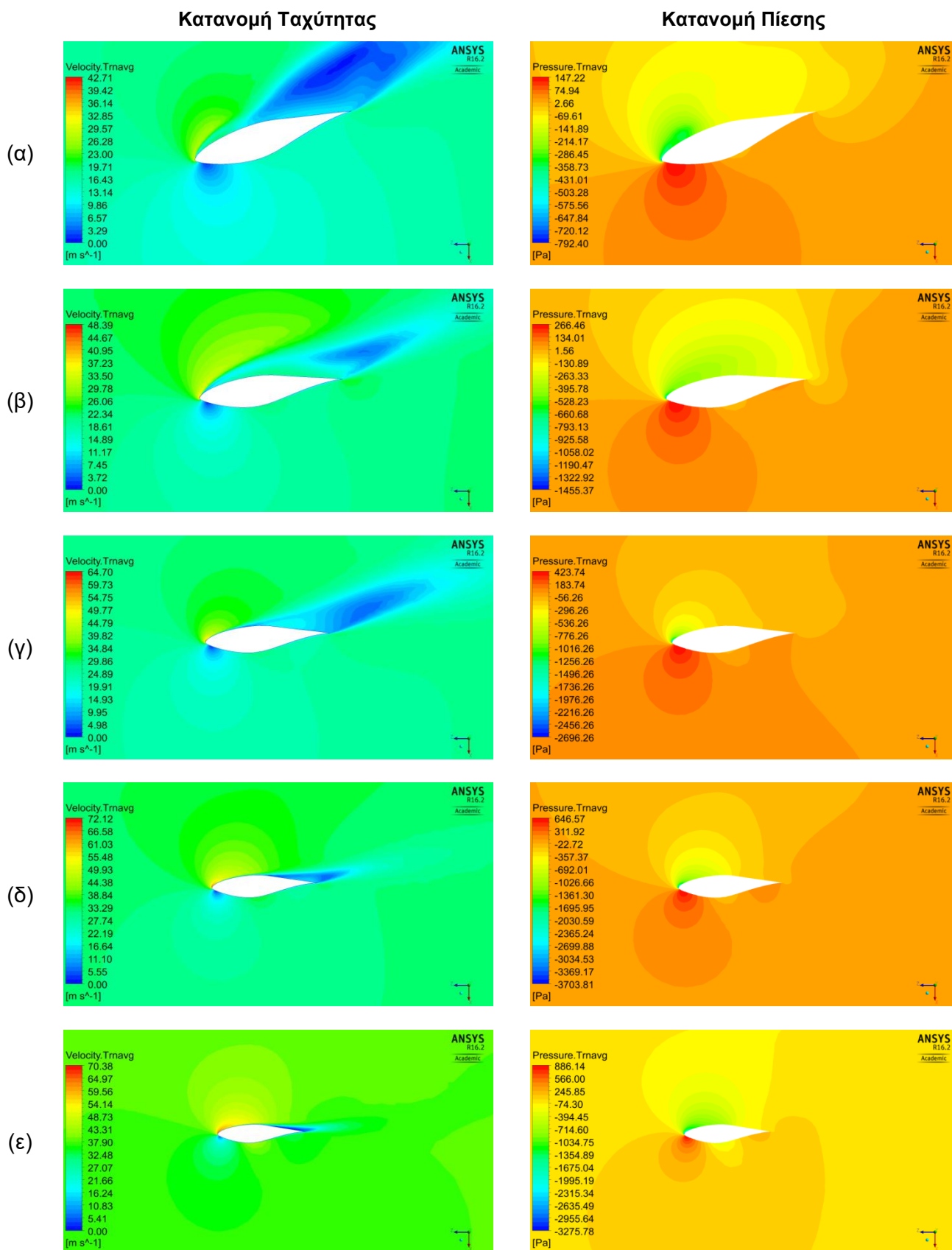
Σχήμα 4.39 Ροϊκές γραμμές στην πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου ($U = 20 \text{ m/s}$).



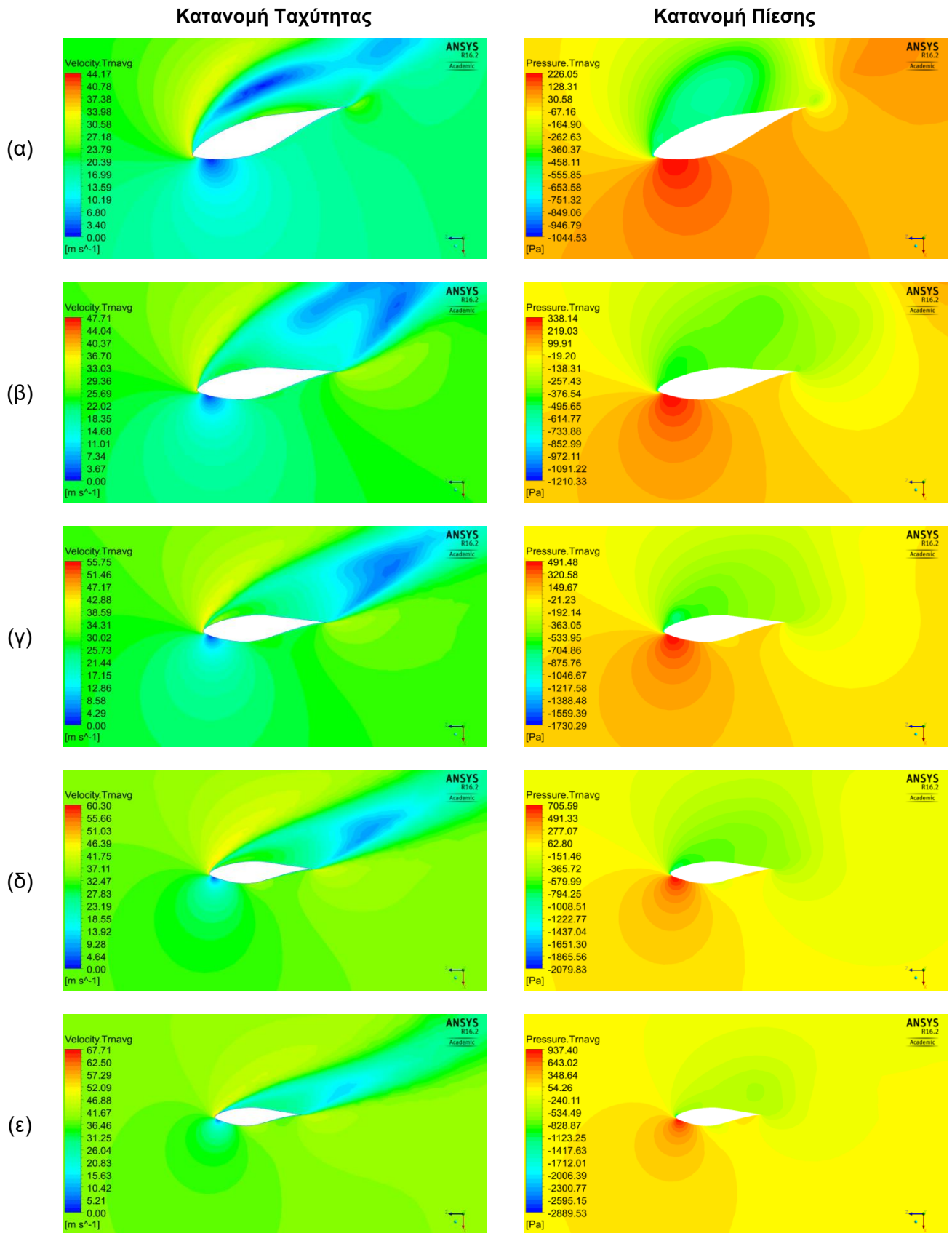
Σχήμα 4.40 Ροϊκές γραμμές στην πλευρά αναρρόφησης πτερυγίου ($U = 25 \text{ m/s}$).



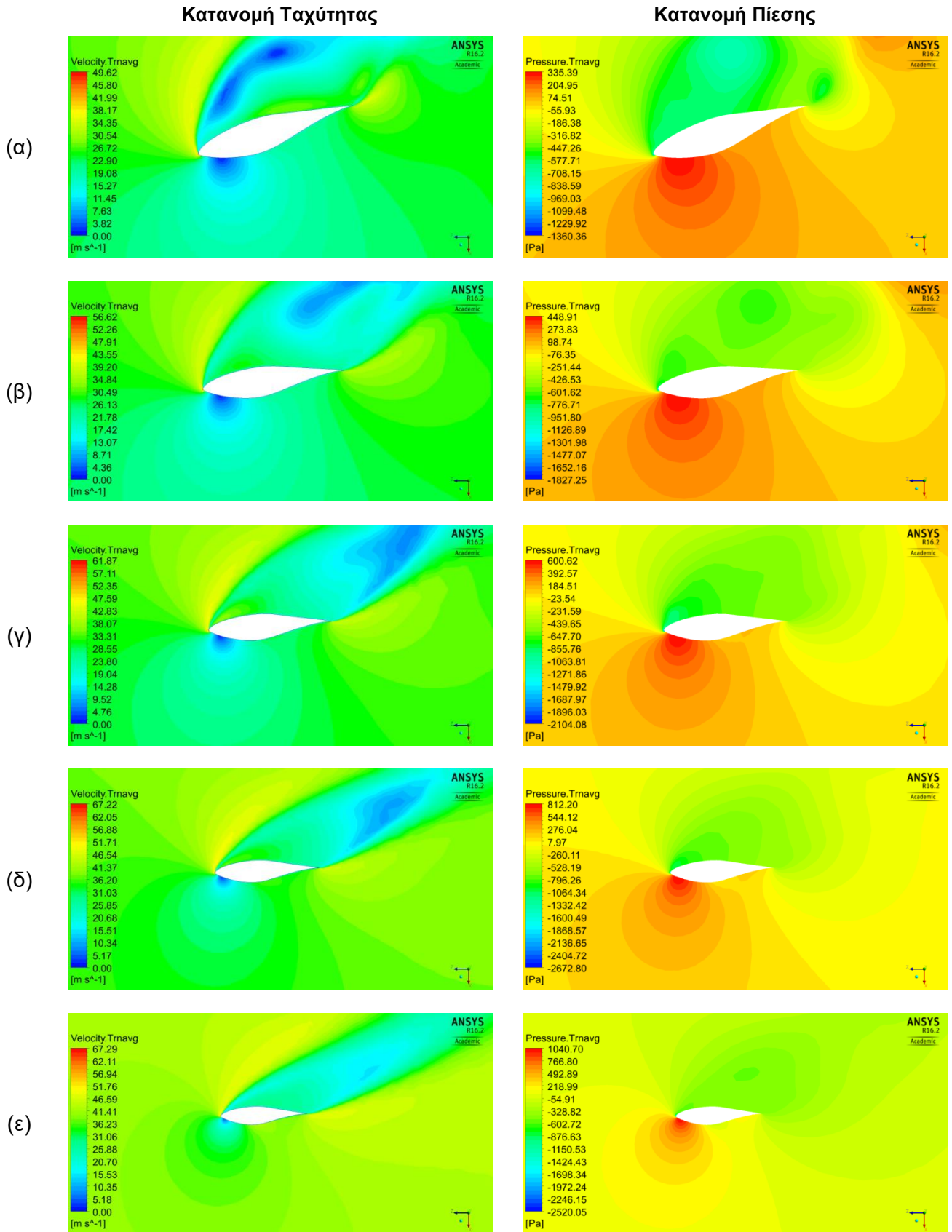
Σχήμα 4.41 Κατανομές ταχυτήτων και πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 5 \text{ m/s}$).



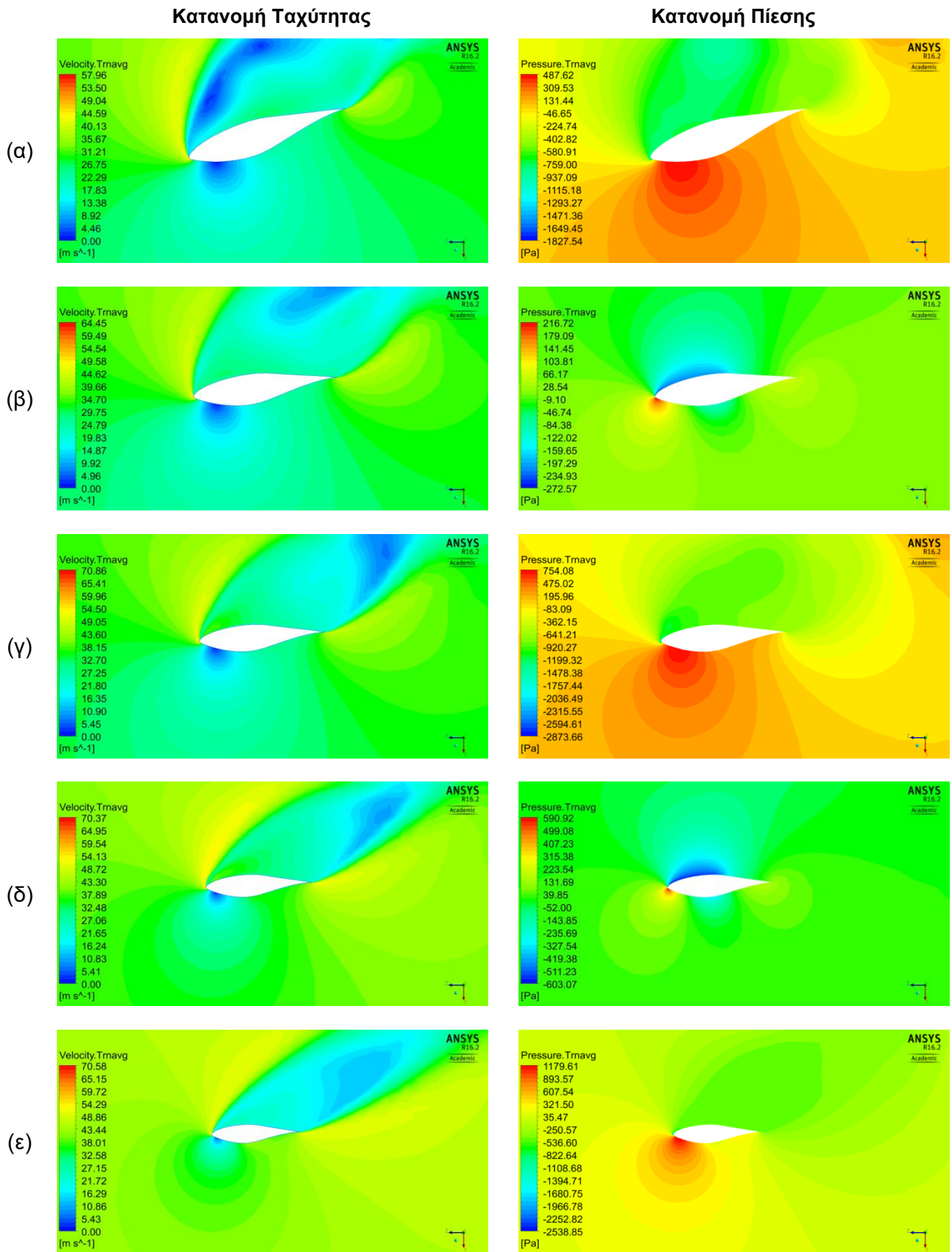
Σχήμα 4.42 Κατανομές ταχυτήτων και πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 10 \text{ m/s}$).



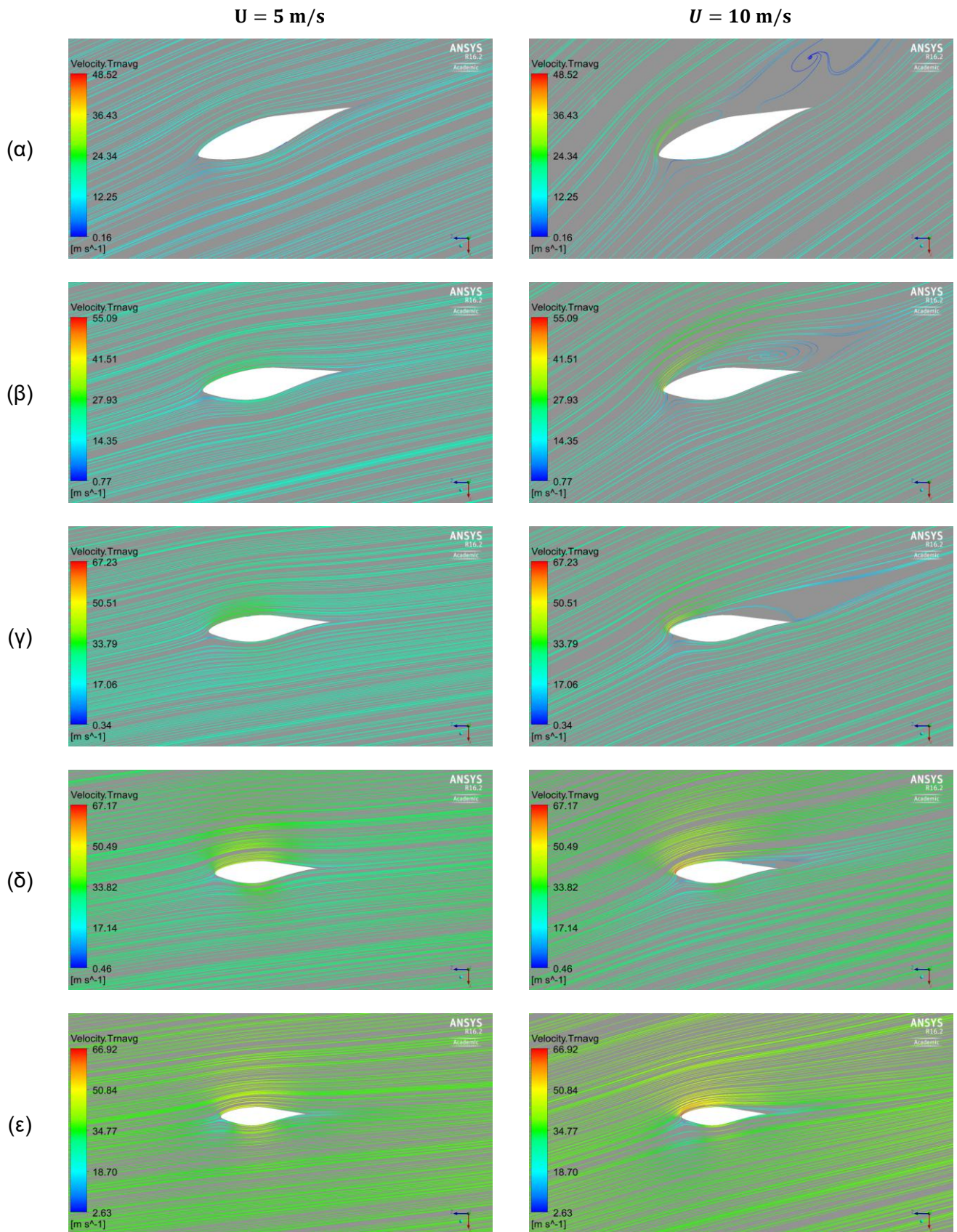
Σχήμα 4.43 Κατανομές ταχυτήτων και πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



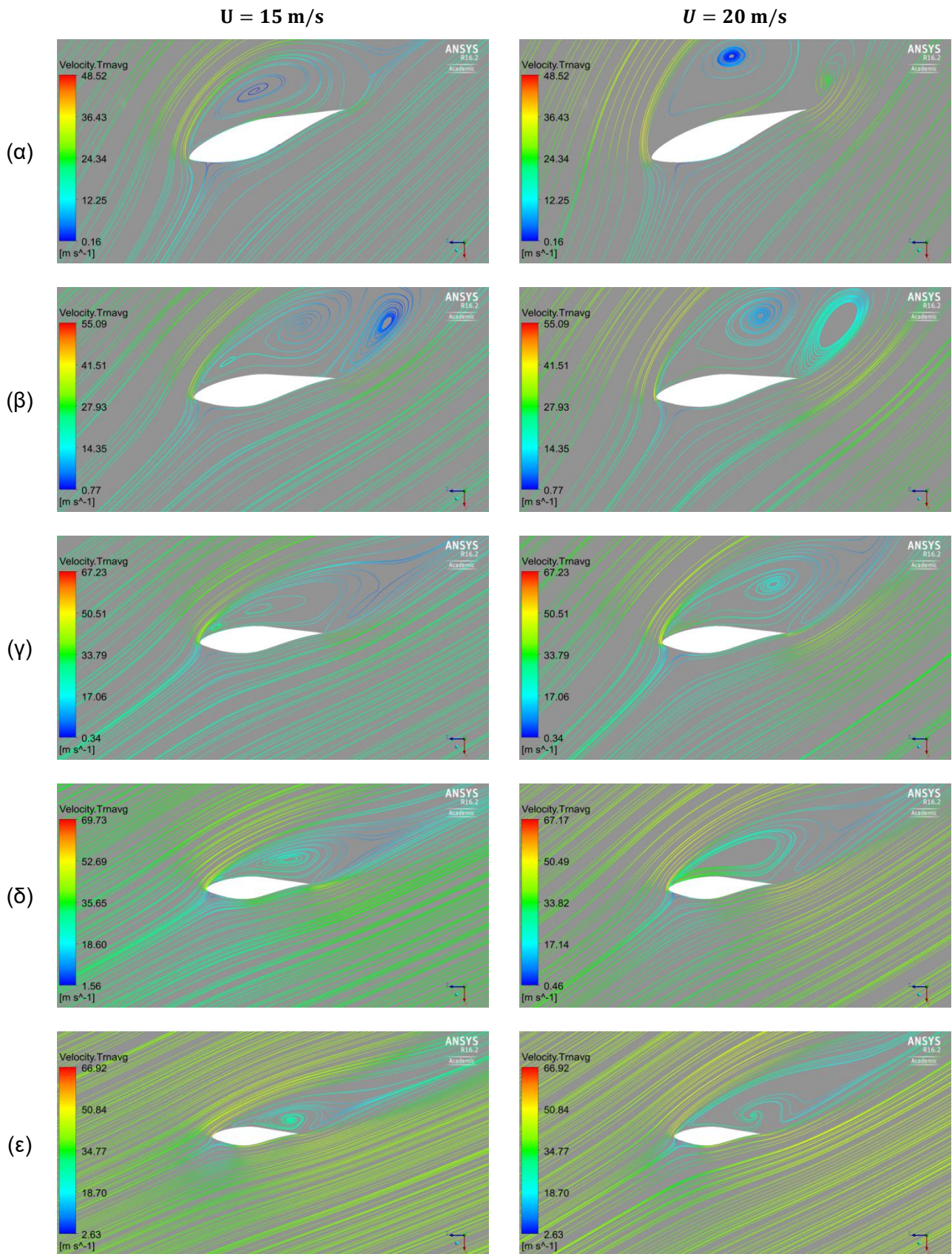
Σχήμα 4.44 Κατανομές ταχυτήτων και πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 20 \text{ m/s}$).



Σχήμα 4.45 Κατανομές ταχυτήτων και πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 25 \text{ m/s}$).

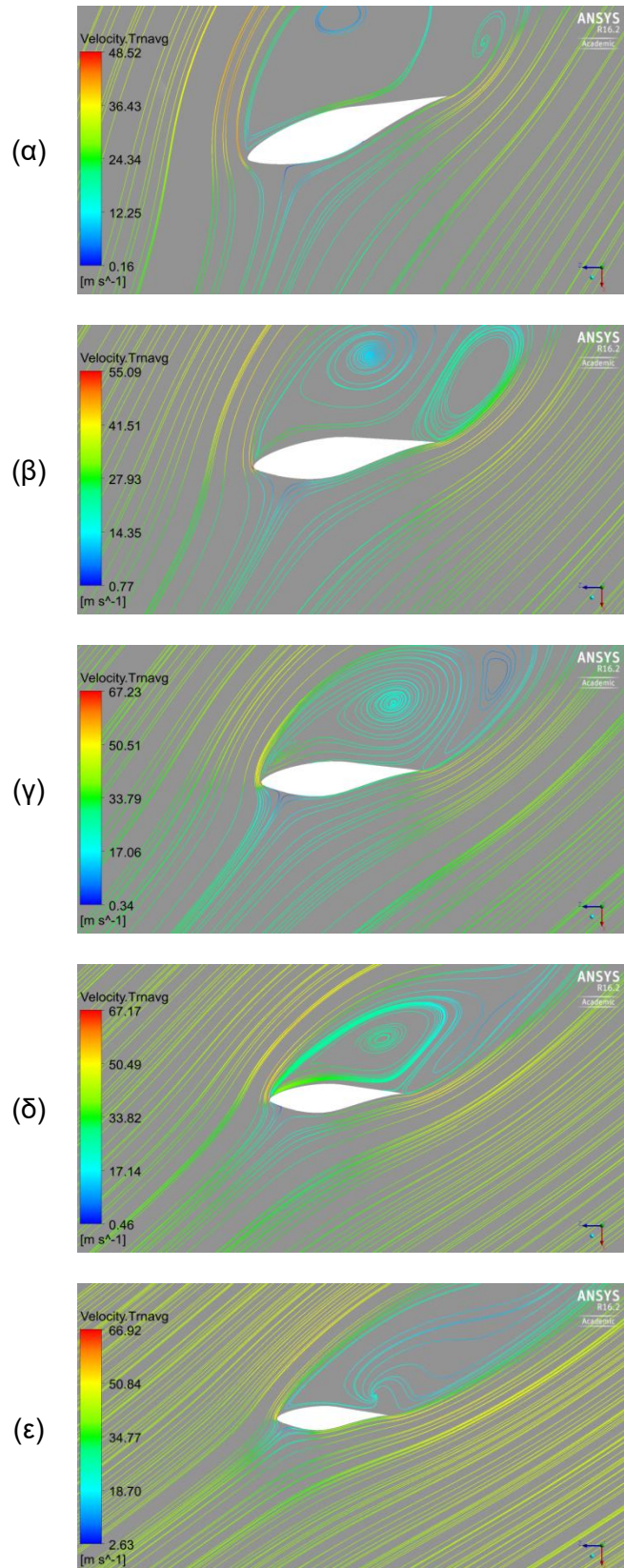


Σχήμα 4.46 Ροϊκές γραμμές χρωματισμένες βάσει της ταχύτητας α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητες εισόδου 5 m/s και 10 m/s).

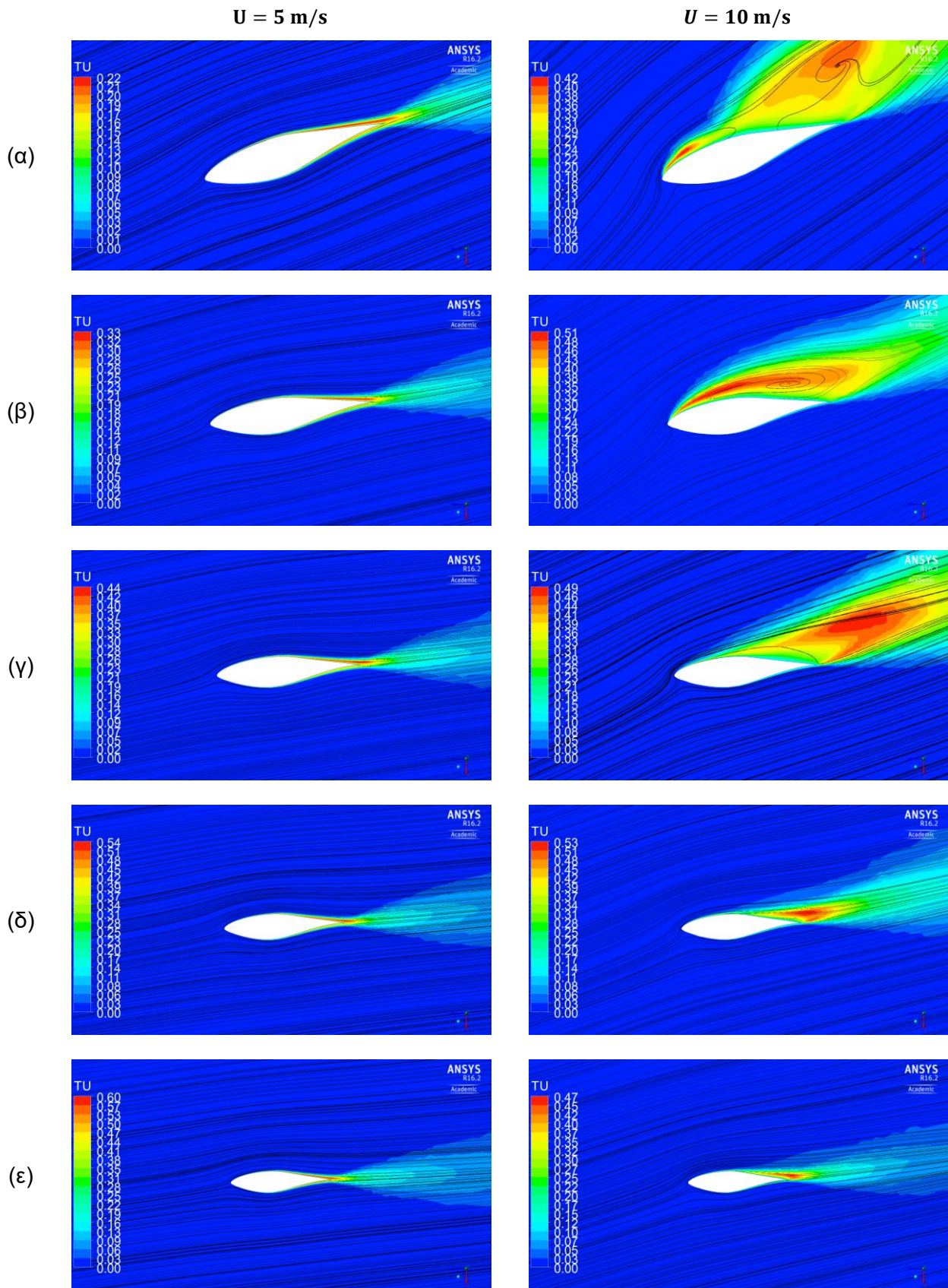


Σχήμα 4.47 Ροϊκές γραμμές χρωματισμένες βάσει της ταχύτητας α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητες εισόδου 15 m/s και 20 m/s).

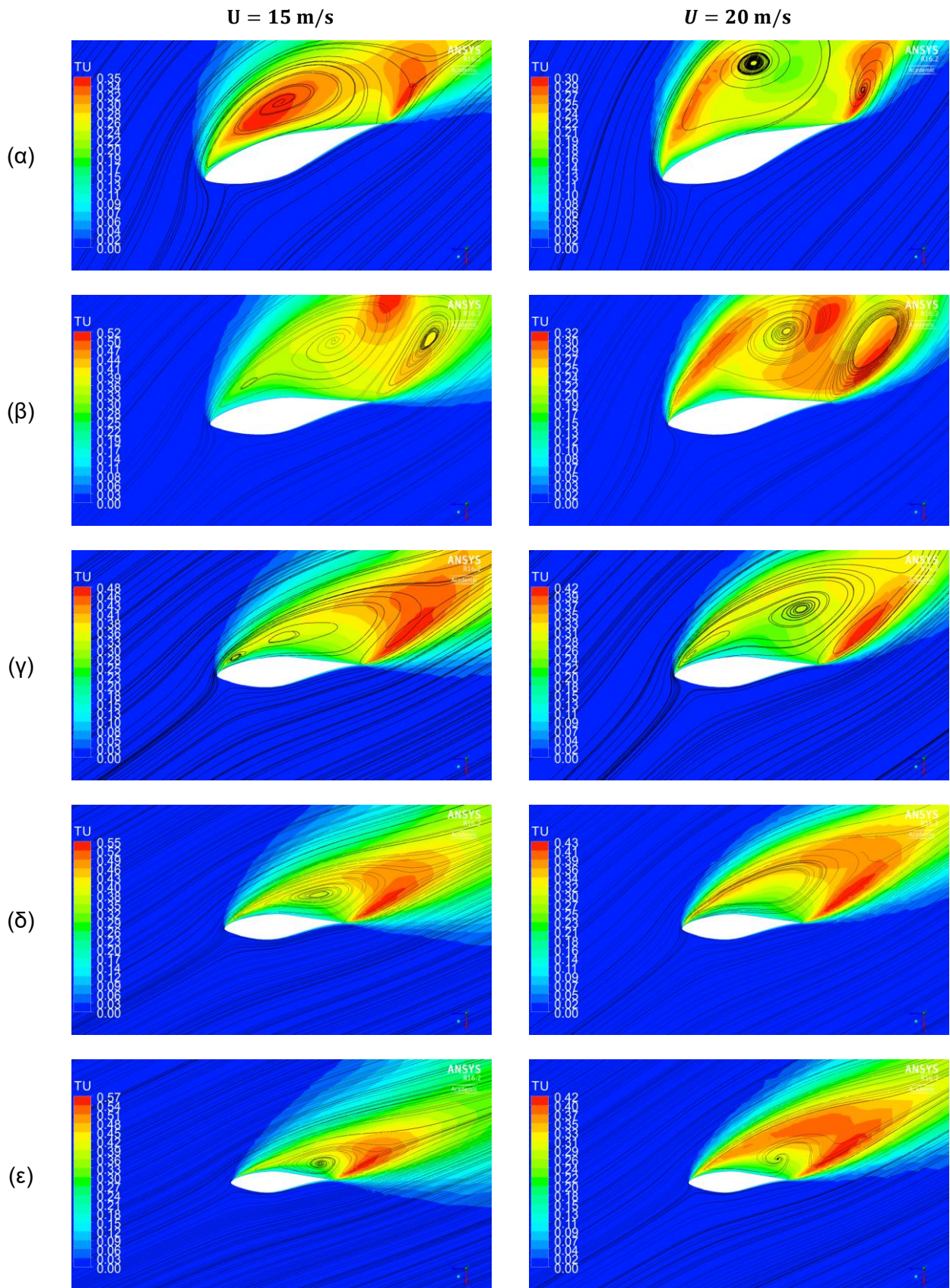
$U = 25 \text{ m/s}$



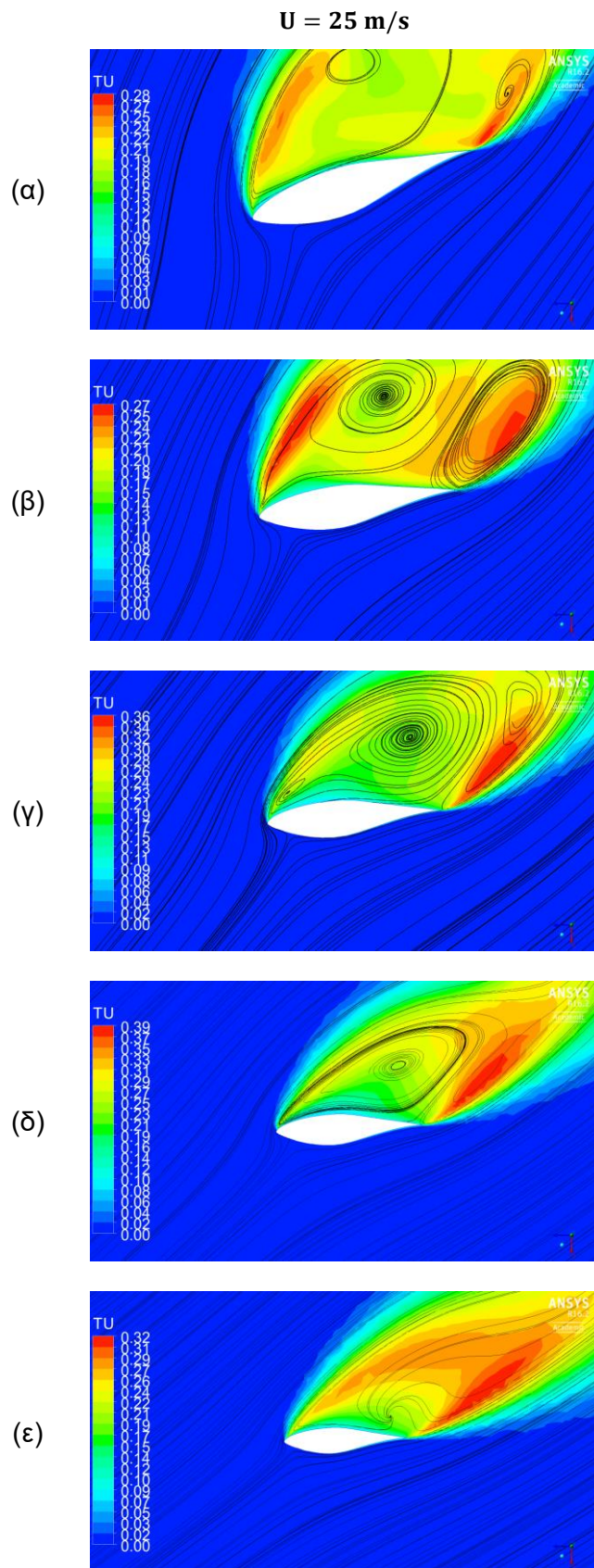
Σχήμα 4.48 Ροϊκές γραμμές χρωματισμένες βάσει της ταχύτητας α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητα εισόδου 25 m/s).



Σχήμα 4.49 Ένταση τύρβης και ροϊκές γραμμές α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητες εισόδου 5 m/s και 10 m/s).



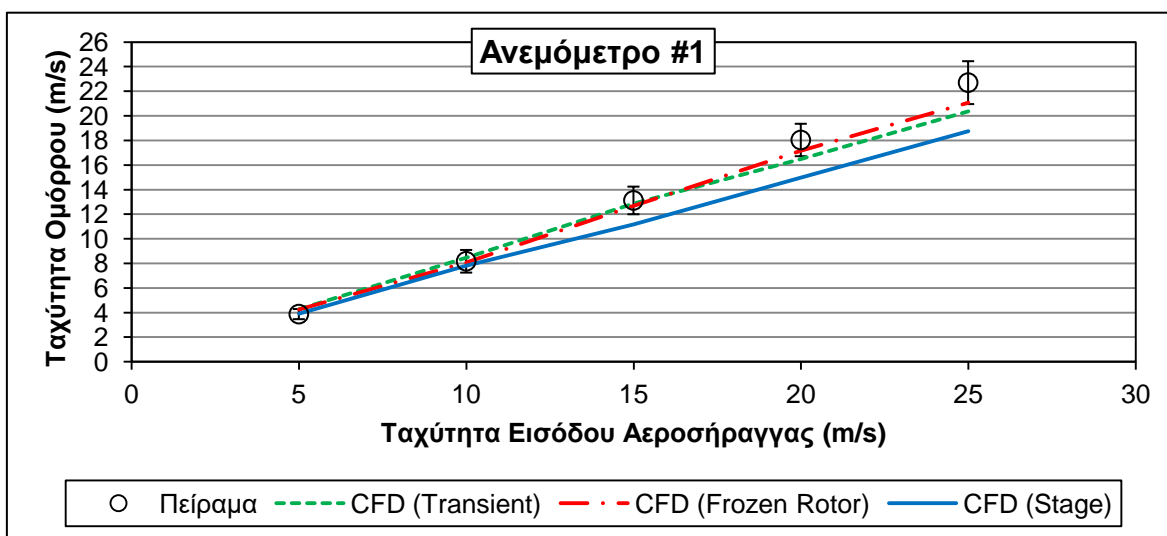
Σχήμα 4.50 Ένταση τύρβης και ροϊκές γραμμές α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητες εισόδου 15 m/s και 20 m/s).



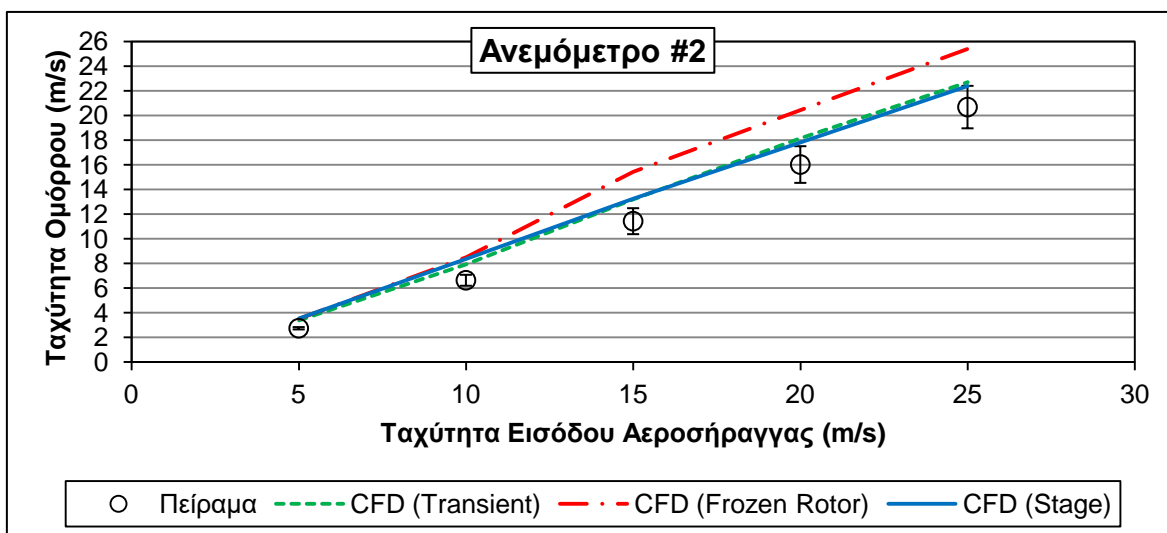
Σχήμα 4.51 Ένταση τύρβης και ροϊκές γραμμές α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου (για ταχύτητα εισόδου 25 m/s).

4.5.3 Μετρήσεις Ταχύτητας στον Ομόρρο

Οι μετρήσεις στον κοντινό ομόρρο πραγματοποιήθηκαν με δυο ηχητικά ανεμόμετρα τα οποία μετρούσαν τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας σε δυο διαφορετικές θέσεις. Το ανεμόμετρο #1 βρίσκεται σε απόσταση 0.46 m από τον άξονα της μηχανής. Η θέση αυτή αντιστοιχεί στο 10% της ακτίνας του πτερυγίου. Το ανεμόμετρο #2 βρίσκεται σε απόσταση 2.46 m από τον άξονα της μηχανής. Αυτή η θέση αντιστοιχεί στο 49% της ακτίνας του πτερυγίου. Στα Σχήματα 4.52 και 4.53 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης και συγκρίνονται με τις πειραματικές μετρήσεις. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται αφορούν το μέτρο της ταχύτητας στα ανεμόμετρα.



Σχήμα 4.52 Υπολογιστικά αποτελέσματα της ταχύτητας του κοντινού ομόρρου και σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις (ηχητικό ανεμόμετρο #1).



Σχήμα 4.53 Υπολογιστικά αποτελέσματα της ταχύτητας του κοντινού ομόρρου και σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις (ηχητικό ανεμόμετρο #2).

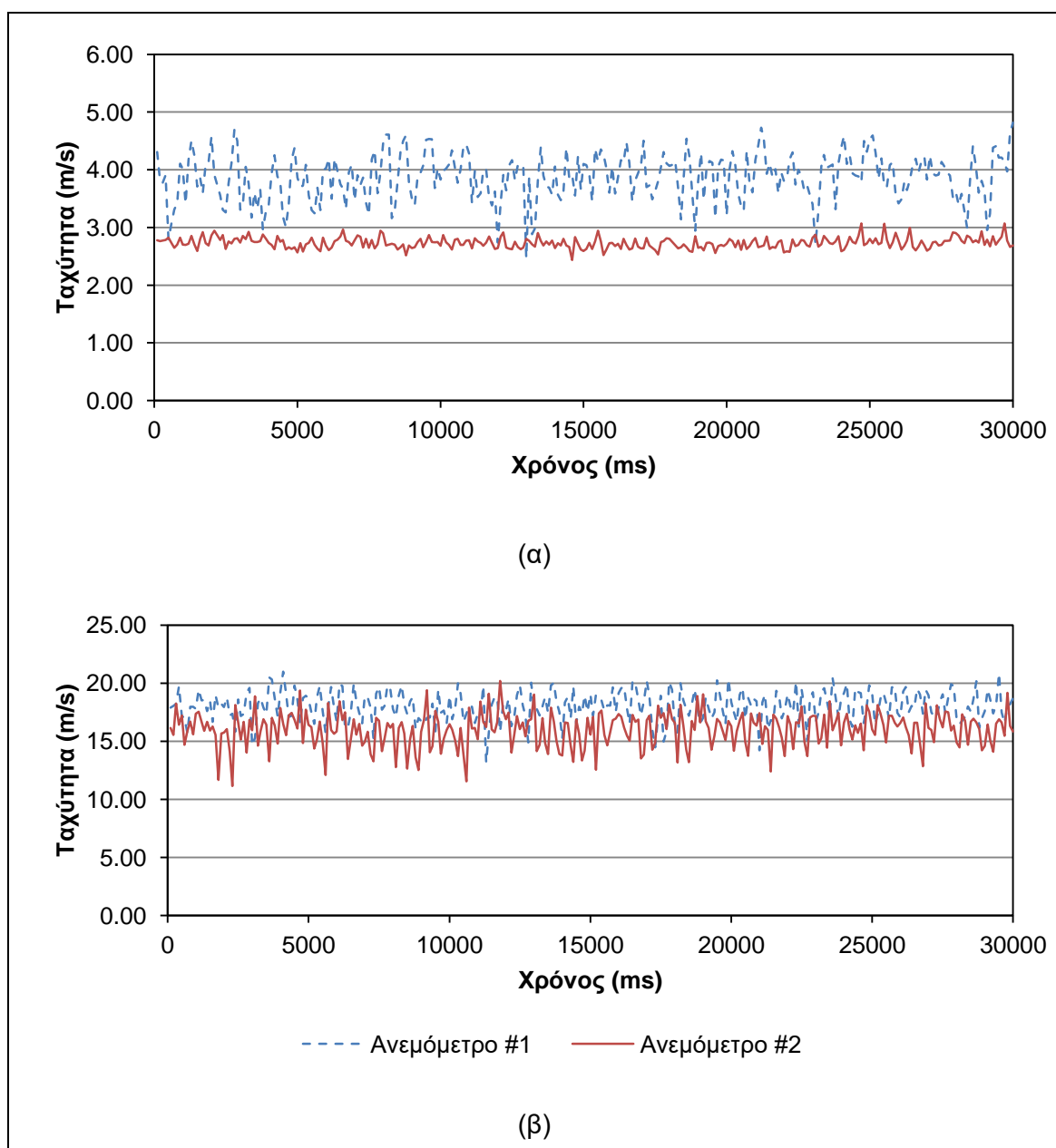
Όπως και η πρόβλεψη της κατανομής πίεσης στο πτερύγιο, έτσι και η πρόβλεψη της ταχύτητας είναι ένα πολύ αυστηρό κριτήριο αξιολόγησης των δυνατοτήτων ενός υπολογιστικού κώδικα. Και οι τρεις μέθοδοι ανάλυσης επιτυγχάνουν την ακριβή πρόβλεψη της ταχύτητας στα ανεμόμετρα για ταχύτητες μέχρι και 10 m/s. Ωστόσο, η ανάλυση μη μόνιμης ροής δείχνει να επιτυγχάνει με συνέπεια την πρόβλεψη της ταχύτητας στον ομόρρου και στα δυο ανεμόμετρα με την πρόβλεψη να βρίσκεται εντός των ορίων της τυπικής απόκλισης της πειραματικής μέτρησης στις περισσότερες περιπτώσεις. Η συμφωνία της υπολογισμένης ταχύτητας στο ανεμόμετρο #1 με την πειραματικά μετρημένη είναι αξιοσημείωτα καλή και για την ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Frozen Rotor ενώ η ανάλυση με το μοντέλο Stage την υποεκτιμά. Στο ανεμόμετρο #2, το μοντέλο Frozen Rotor δεν επιτυγχάνει να δώσει μια καλή συμφωνία με την πειραματική μέτρηση καθώς για ταχύτητες πάνω από 10 m/s υπερεκτιμά την ταχύτητα.

Τα αποτελέσματα των ταχυτήτων στις θέσεις των ανεμόμετρων μπορούν να αιτιολογηθούν αν συνδυαστούν με τα αποτελέσματα της πρόβλεψης της απόδοσης του δρομέα. Το ανεμόμετρο #2 βρίσκεται σε μια θέση που ουσιαστικά αντιστοιχεί στο μέσο του πτερυγίου. Έτσι μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει μεγαλύτερη σύνδεση με την απόδοση του δρομέα καθώς αντανάκλα την κατάσταση στην οποία βρίσκεται το αεροδυναμικά ενεργό μέρος του πτερυγίου. Όσο αφορά τα τρία διαφορετικά μοντέλα ανάλυσης:

- Η υπερεκτίμηση της ταχύτητας του ομόρρου από το μοντέλο Frozen Rotor σημαίνει υποεκτίμηση του ελλείμματος ταχύτητας στον ομόρρου και υποεκτίμηση της απομαστευόμενης ενέργειας. Αυτή η αδυναμία του μοντέλου βασίζεται στην ανικανότητά του να περιγράψει τα μεταβατικά φαινόμενα της ροής.
- Τόσο η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Stage όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής επιτυγχάνουν εξαιρετικά καλή εκτίμηση της ταχύτητας στην συγκεκριμένη θέση. Αυτό μπορεί να αποδοθεί από την ικανότητα της μη μόνιμης ανάλυσης να μοντελοποιεί και να περιγράφει την χρονικά μεταβαλλόμενη ροή καθώς ο δρομέας περιστρέφεται. Τα φαινόμενα αυτά στη θέση στην οποία μετρούσε την ταχύτητα το ανεμόμετρο #2 ήταν αρκετά έντονα μιας και για όλες σχεδόν τις ταχύτητες η συγκεκριμένη ακτινική θέση του πτερυγίου παράγει δίνες οι οποίες αποκολλώνται και μεταφέρονται στον ομόρρου. Επίσης, η αντιμετώπιση της μόνιμης ροής με ανάλυση πολλαπλών συστημάτων αναφοράς του μοντέλου Stage επιτυγχάνει να δώσει αποτελέσματα εφάμιλλα της μη μόνιμης ανάλυσης.

Το ανεμόμετρο #1 βρίσκεται πιο κοντά στην άτρακτο της ανεμογεννήτριας. Βάσει των πειραματικών μετρήσεων, τα αποτελέσματα σε αυτή τη θέση παρουσιάζουν πολύ μεγάλη

τυπική απόκλιση σε όλο το εύρος ταχυτήτων η οποία μπορεί να αποδοθεί στην ανάπτυξη του ομόρρου της ατράκτου (Σχ. 4.54).



Σχήμα 4.54 Χρονοσειρές του μέτρου της ταχύτητας στα δυο ανεμόμετρα για ταχύτητα εισόδου α) 5 m/s και β) 20 m/s.

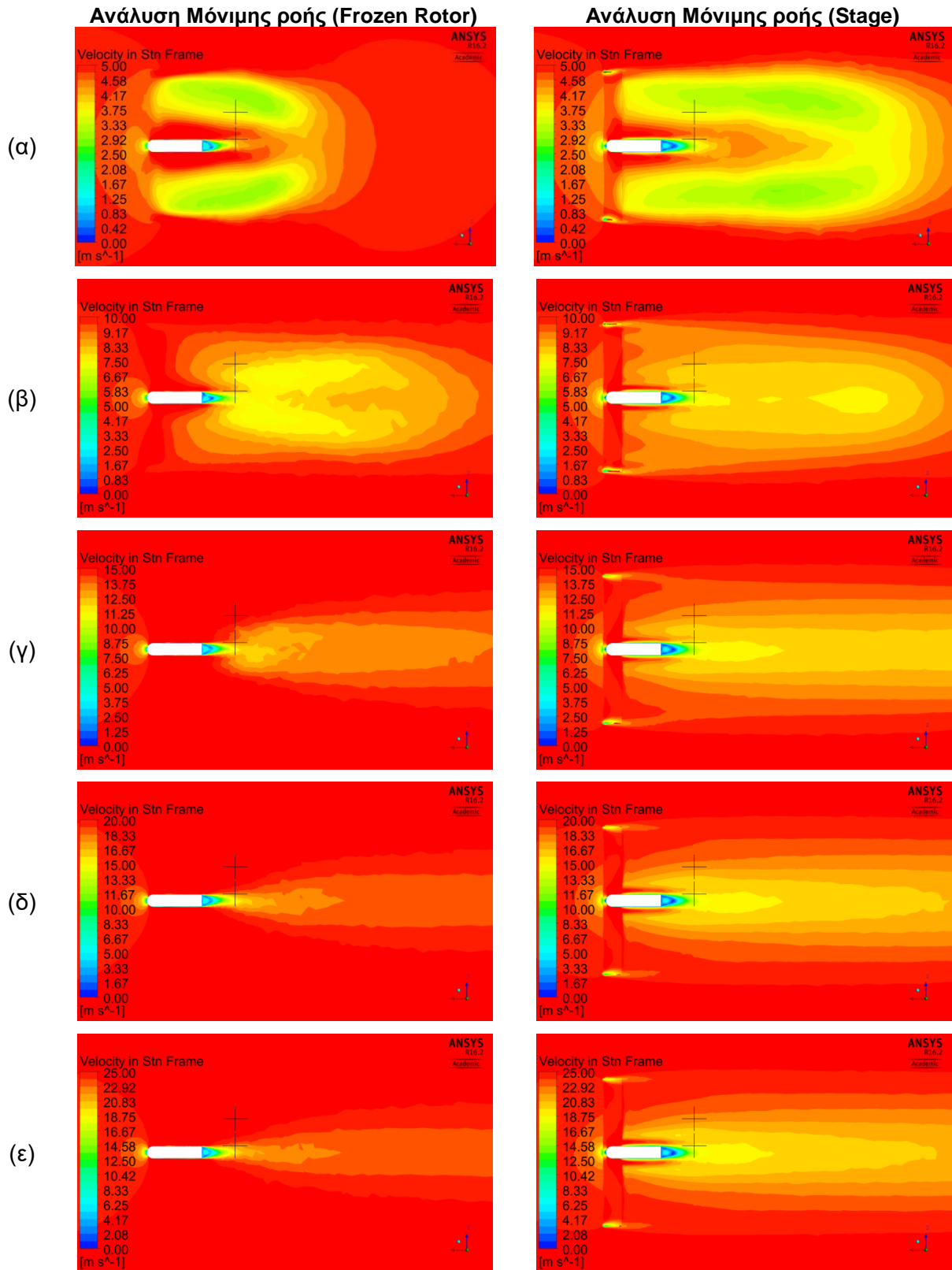
Οι μετρήσεις του ανεμόμετρου #2 παρουσιάζουν σημαντικά μικρότερη τυπική απόκλιση στις μικρότερες ταχύτητες. Και σε αυτή την περίπτωση η ανάλυση μη μόνιμης ροής δίνει άριστη συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις.

Σε αυτήν τη θέση η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Stage υποεκτιμά την ταχύτητα στον ομόρρο. Σε αυτό μπορεί να επιδρούν δυο παράγοντες. Ο πρώτος είναι αυτός που προαναφέρθηκε σαν αίτιο της παρατηρούμενης αστάθειας στην μέτρηση, δηλαδή η επίδραση του ομόρρου της ατράκτου της ανεμογεννήτριας. Ο δεύτερος παράγοντας έχει

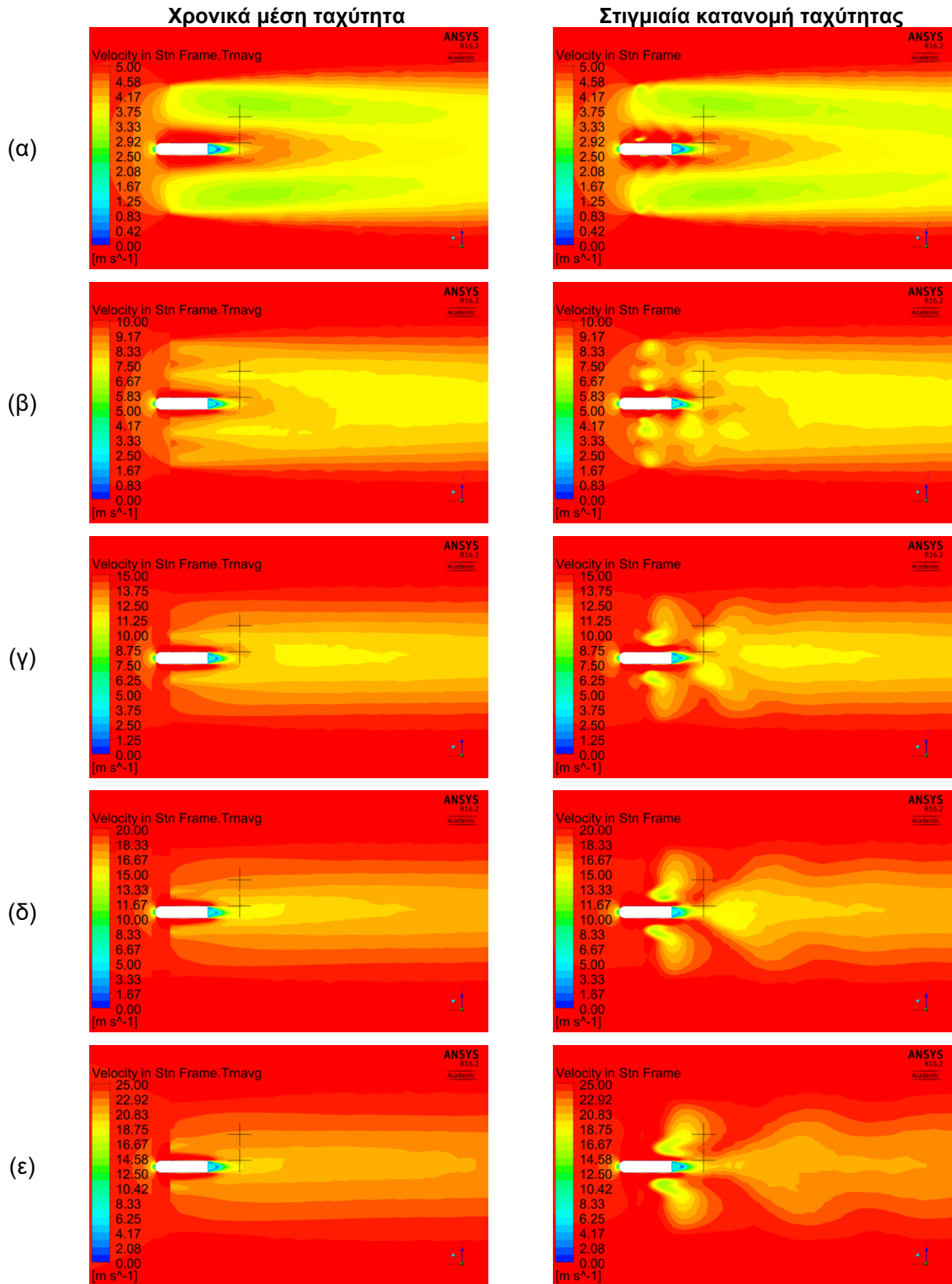
να κάνει με τον τρόπο λειτουργίας του μοντέλου διασύνδεσης. Το σύνορο που πρόκειται να διασυνδεθεί με το μοντέλο αυτό στην κατάντη του δρομέα πλευρά του δίσκου έχει σχήμα δακτυλίου αφού περιβάλλει την πλήμνη του δρομέα. Αυτή η δακτυλιοειδής επιφάνεια χωρίζεται σε ένα πεπερασμένο πλήθος δακτυλίων (ζωνών) στους οποίους υπολογίζεται μια περιφερειακή μέση τιμή της ταχύτητας. Είναι πιθανό ο περιφερειακός μέσος όρος της ταχύτητας να επηρεάζεται από την στερεότητα του δρομέα. Λόγω των παραπάνω η ροή φτάνει στο σημείο με μειωμένη ταχύτητα.

Η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Frozen Rotor ωστόσο, επιτυγχάνει να προβλέψει με μεγάλη ακρίβεια την ταχύτητα στο σημείο μέτρησης. Η επιτυχία αυτή μπορεί να αποδοθεί πρώτιστα στην ευνοϊκή για την ανάλυση σχετική θέση του πτερυγίου σε σχέση με το σημείο μέτρησης της ταχύτητας. Το μοντέλο αυτό αντιμετωπίζει την ανάλυση ως ένα στιγμιότυπο, στο οποίο το πτερύγιο έχει προσανατολισμό κάθετο στο έδαφος της αεροσήραγγας.

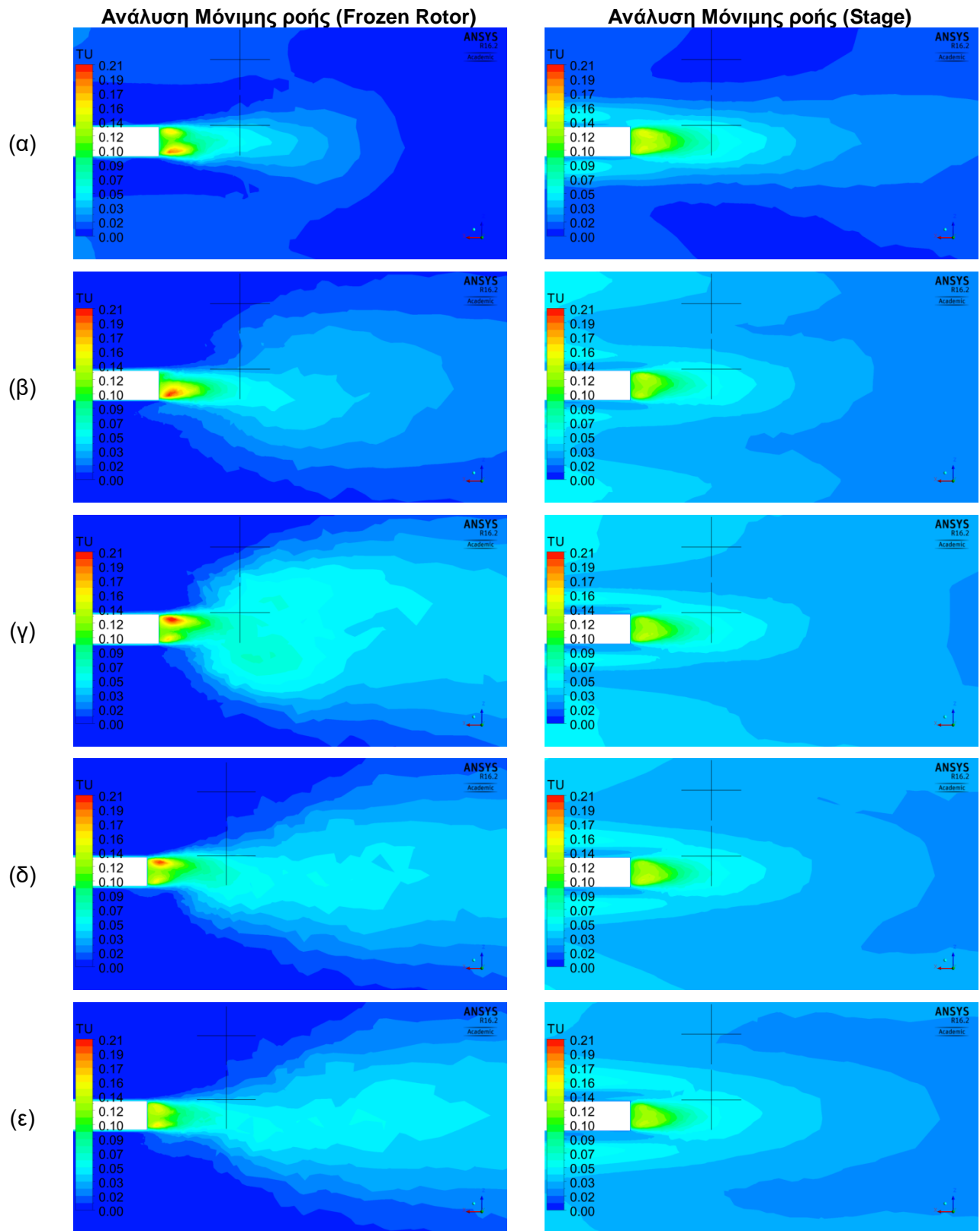
Ο παραπάνω σχολιασμός μπορεί να υποστηριχτεί από τις κατανομές της ταχύτητας γύρω από την ανεμογεννήτρια και της έντασης της τύρβης στο ύψος μέτρησης των ανεμόμετρων που παρουσιάζονται στα Σχ. 4.55 και 4.57, αντίστοιχα. Στο Σχήμα 4.56 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας για την ανάλυση μη μόνιμης ροής. Αυτά τα αποτελέσματα παρουσιάζονται τόσο ως χρονικά μέσες κατανομές αλλά και ως στιγμιότυπα της μη μόνιμης χρονικά μεταβαλλόμενης ροής. Στο Σχήμα 4.58 παρουσιάζεται η κατανομή της έντασης της τύρβης για την σύγκρισή της με τα αποτελέσματα της ανάλυσης μόνιμης ροής. Σε όλα αυτά τα Σχήματα με μαύρο σταυρό σημειώνονται οι θέσεις των ανεμόμετρων. Η κατανομή των ταχυτήτων με την μέθοδο ανάλυσης μόνιμης ροής παρέχει αποτελέσματα συγκρίσιμα με αυτά της ανάλυσης μη μόνιμης ροής όταν χρησιμοποιείται το μοντέλο διασύνδεσης Stage. Ωστόσο, λόγω της μεθόδου των περιφερειακών μέσων όρων που χρησιμοποιεί το μοντέλο Stage προκύπτει μια διαφοροποίηση της ταχύτητας κοντά στην άτρακτο. Στο δεύτερο σκέλος του Σχ. 4.56 παρουσιάζεται η στιγμιαία κατανομή της ταχύτητας με την ανάλυση μη μόνιμης ροής. Στην ταχύτητα 5 m/s η ροή δεν παρουσιάζει μεταβατικά φαινόμενα και έτσι τόσο οι μέθοδοι ανάλυσης μόνιμης ροής όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής παρουσιάζουν παρόμοια αποτελέσματα με αυτά των στιγμιότυπων της μη μόνιμης ροής. Οι μέθοδοι εμφανίζουν σημαντικότερες διαφοροποιήσεις όσο η ταχύτητα εισόδου αυξάνεται και συνεπώς τα μεταβατικά φαινόμενα γίνονται πιο έντονα. Η ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο Frozen Rotor αναλύει τη ροή σαν ένα στιγμιότυπο της περιστροφικής κίνησης του δρομέα. Έτσι πολύ σημαντική πληροφορία που έχει να κάνει με την χρονική εξέλιξη της ροής και την ανάπτυξη του ομόρρου χάνεται και ως εκ τούτου χάνεται και η όποια ακρίβεια σχετικά με την ανάπτυξη του ομόρρου.



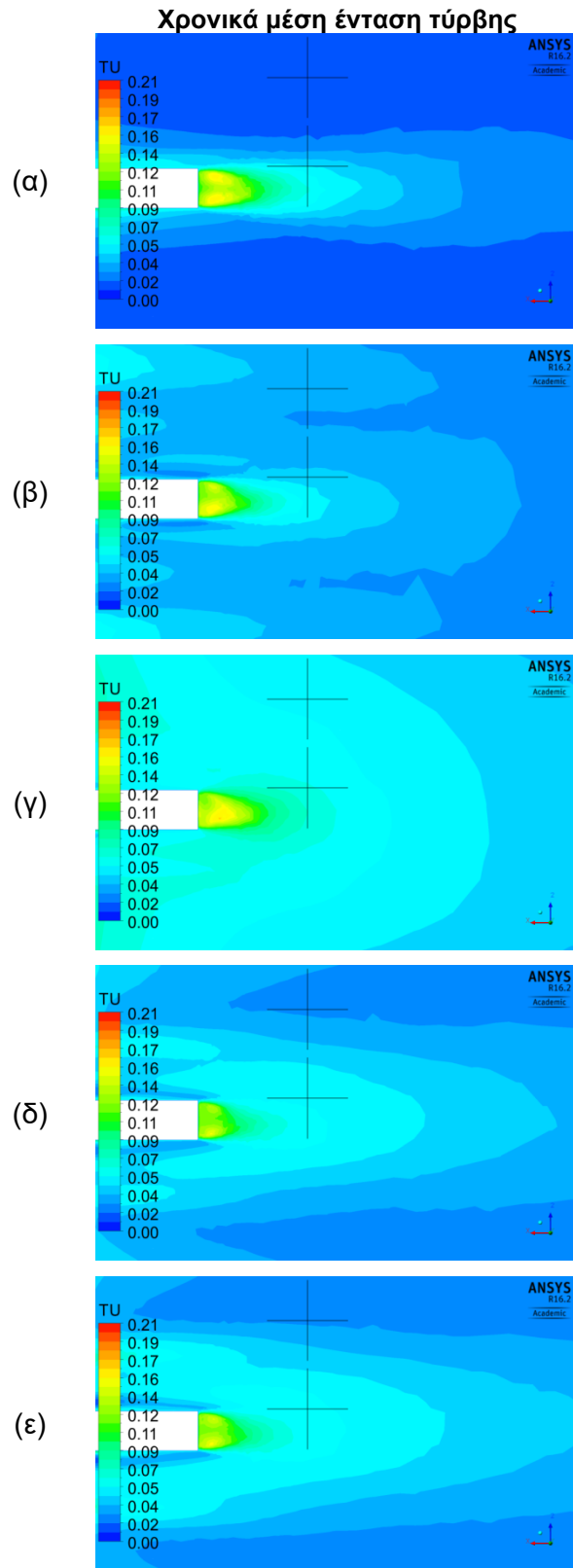
Σχήμα 4.55 Ανάλυση μόνιμης ροής. Κατανομή ταχύτητας στο ύψος των ανεμόμετρων για ταχύτητα εισόδου α) 5 m/s, β) 10 m/s, γ) 15 m/s, δ) 20 m/s και ε) 25 m/s.



Σχήμα 4.56 Ανάλυση μη μόνιμης ροής. Κατανομή ταχύτητας στο ύψος των ανεμόμετρων για ταχύτητα εισόδου α) 5 m/s, β) 10 m/s, γ) 15 m/s, δ) 20 m/s και ε) 25 m/s.



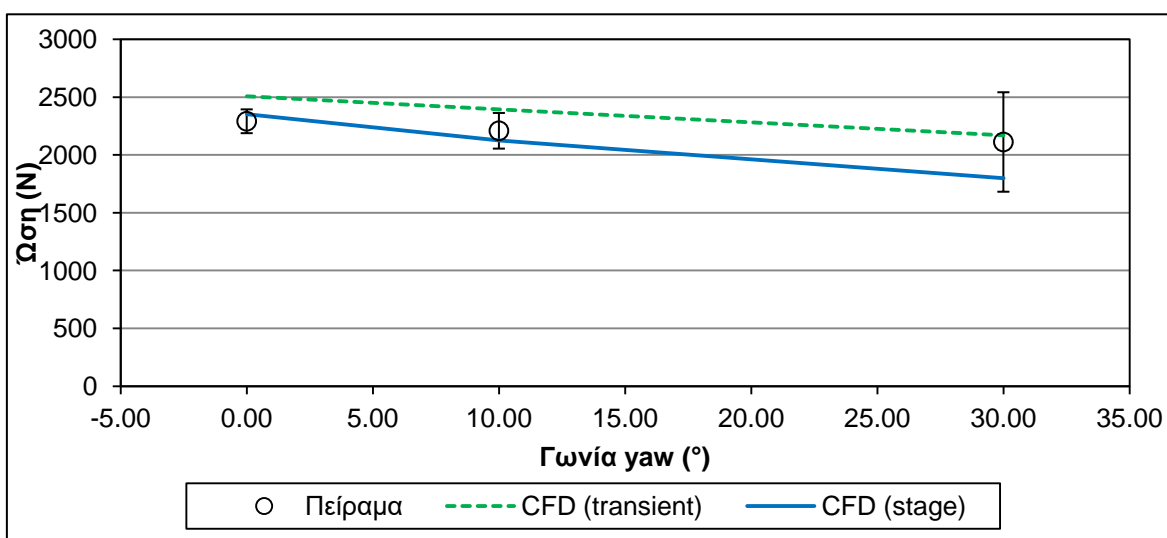
Σχήμα 4.57 Κατανομή της έντασης τύρβης στο ύψος των ανεμόμετρων για ταχύτητα εισόδου α) 5 m/s, β) 10 m/s, γ) 15 m/s, δ) 20 m/s και ε) 25 m/s.



Σχήμα 4.58 Ανάλυση μη μόνιμης ροής. Κατανομή της έντασης τύρβης στο ύψος των ανεμόμετρων για ταχύτητα εισόδου α) 5 m/s, β) 10 m/s, γ) 15 m/s, δ) 20 m/s και ε) 25 m/s.

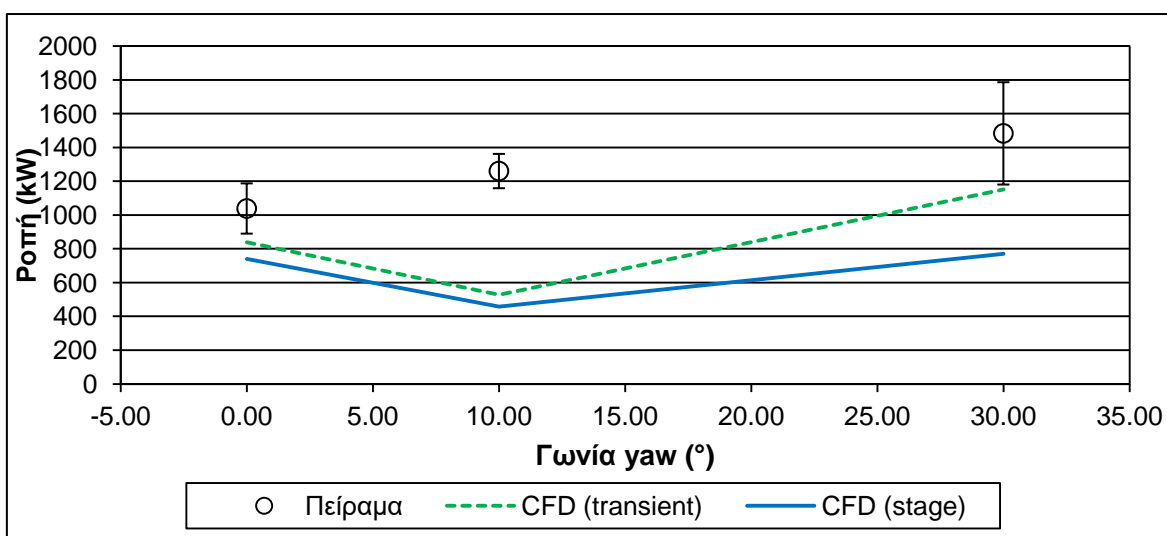
4.5.4 Πρόβλεψη Απόδοσης Δρομέα σε Συνθήκες Απόκλισης

Σύμφωνα με το NREL [42], οι εκτιμήσεις της δύναμης ώσης και της ροπής για τα πειράματα μέτρησης ταχύτητας στον ομόρρου, οι οποίες γίνονται μέσω μέτρησης της πίεσης στο πτερύγιο, δε θεωρούνται ακριβείς και μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο για τον εντοπισμό μια τάσης ως προς την απόδοση του δρομέα σε διαφορετικές λειτουργικές συνθήκες. Αυτό συμβαίνει γιατί οι δυο παραπάνω εκτιμήσεις βασίζονται στην υπόθεση της ομοιόμορφης φόρτισης του δρομέα με την οποία γίνεται αυτή η εκτίμηση. Η υπόθεση αυτή είναι άστοχη όταν οι διευθύνσεις του δρομέα και της ροής αποκλίνουν. Στο Σχήμα 4.59 παρουσιάζεται η δύναμη ώσης για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και τρεις διαφορετικές γωνίες απόκλισης της διεύθυνσης της ροής και του άξονα του δρομέα (0° , 10° , 30°).



Σχήμα 4.59 Δύναμη ώσης για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και γωνίες yaw 0° , 10° και 30° .

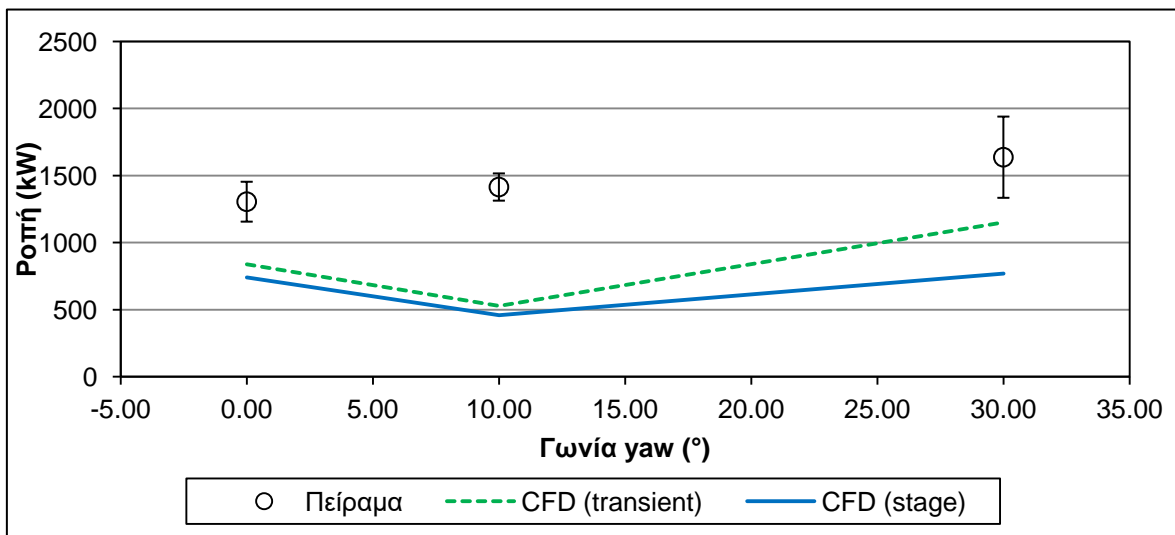
Στο Σχήμα 4.60 παρουσιάζεται η ροπή για ταχύτητα 15 m/s και τρεις γωνίες απόκλισης.



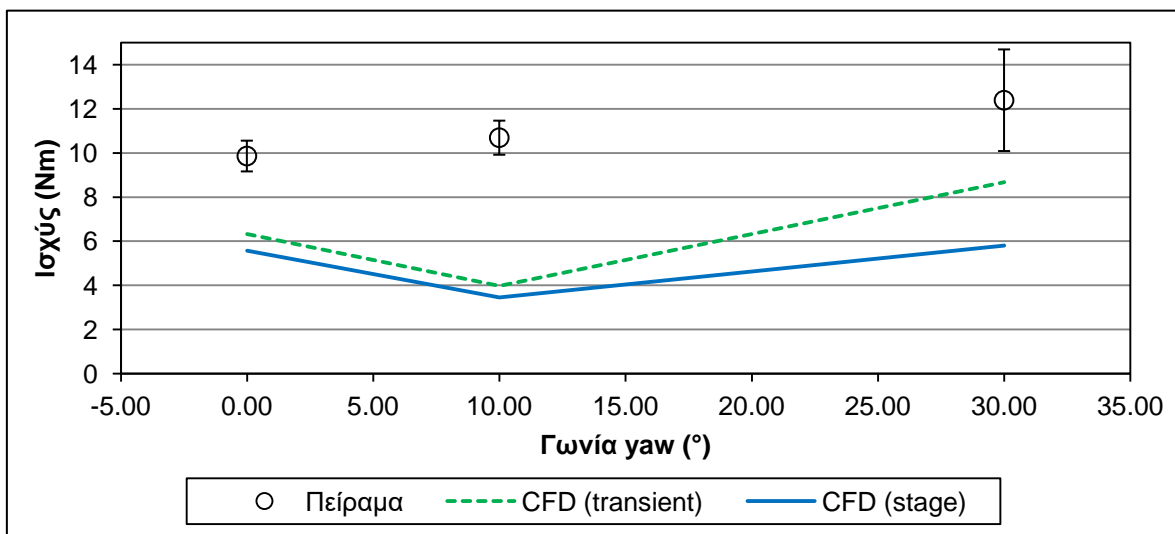
Σχήμα 4.60 Ροπή για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και γωνίες yaw 0° , 10° και 30° .

Παρά το γεγονός ότι οι πειραματικές μετρήσεις της ώσης δεν μπορούν να θεωρηθούν ακριβείς, ωστόσο και τα αποτελέσματα της ανάλυσης CFD δίνουν παρόμοια αποτελέσματα σχετικά με τη δύναμη ώσης που αναπτύσσεται στον δρομέα. Αυτή η συμπεριφορά δεν παρατηρείται στα αποτελέσματα της ροπής. Οι αναλύσεις CFD δεν ακολουθούν την ίδια τάση με τα πειραματικά αποτελέσματα καθώς η ροπή που υπολογίζουν στη γωνία 10° είναι μικρότερη από τη ροπή που αναπτύσσεται στις γωνίες 0° και 30° .

Στο Σχήμα 4.61 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της υπολογιστικής ανάλυσης σε σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις ροπής που πραγματοποιήθηκαν με χρήση ροπόμετρου. Στο Σχήμα 4.62 παρουσιάζεται η ισχύς του δρομέα, η εκτίμηση της οποίας βασίζεται στην ροπή του Σχ. 4.61. Πραγματοποιείται σύγκριση με τα υπολογιστικά αποτελέσματα.



Σχήμα 4.61 Ροπή για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και γωνίες yaw 0° , 10° και 30° .



Σχήμα 4.62 Ισχύς για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και γωνίες yaw 0° , 10° και 30° .

Όπως μπορεί να φανεί από την σύγκριση των Σχ. 4.60 και 4.61 τα πειραματικά αποτελέσματα έχουν μια γραμμική μεταβολή σε σχέση με τη γωνία απόκλισης. Ενώ λοιπόν ο δρομέας βρίσκεται σε κατάσταση απώλειας στήριξης λόγω της αποκόλλησης της ροής, η αναπτυσσόμενη ροπή του επηρεάζεται περαιτέρω από την απόκλιση της ροής. Σύμφωνα με τον Schepers [40] αυτή η συμπεριφορά οφείλεται στη δυναμική απώλεια στήριξης που λαμβάνει χώρα σε συνθήκες μεγάλης απόκλισης. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάζουν ένα τοπικό ελάχιστο στη γωνία των 10° .

4.5.5 Ροϊκά Χαρακτηριστικά σε Συνθήκες Απόκλισης

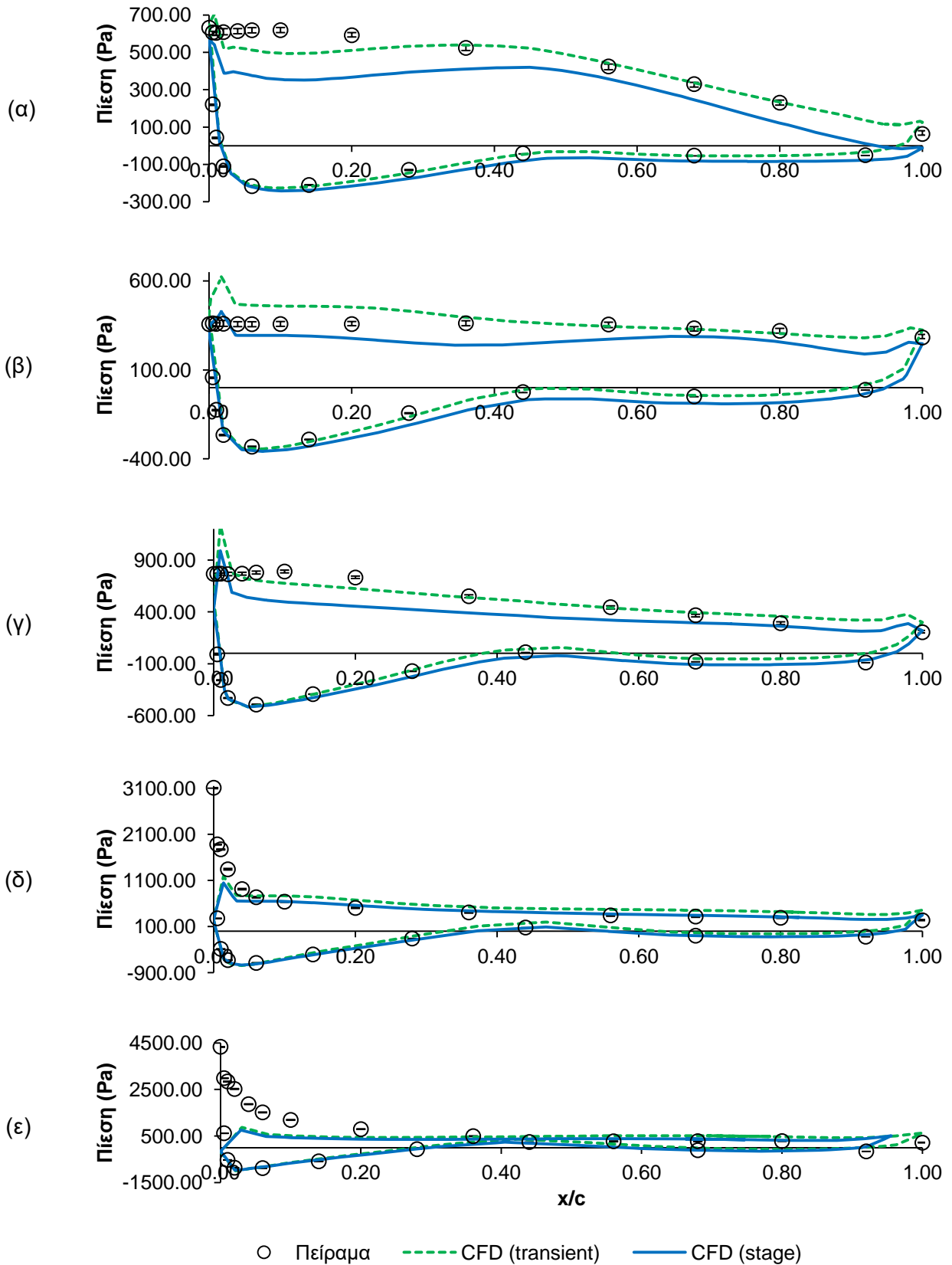
Στα Σχήματα 4.63 και 4.64, παρουσιάζονται συγκρίσεις των κατανομών πίεσης στις πέντε ακτινικές θέσεις του πτερυγίου συναρτήσει της γωνίας απόκλισης. Η σύγκριση γίνεται με τις πειραματικές μετρήσεις όπως αυτές προέκυψαν κατά την πειραματική σειρά 8 και για ταχύτητα εισόδου 15 m/s . Όπως προαναφέρθηκε, η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των κατανομών πίεσης με τα πειραματικά είναι ένα αυστηρό κριτήριο αξιολόγησης της επιτυχίας ή μη των μοντέλων και των μεθόδων στο να προσομοιώσουν τις πραγματικές πειραματικές συνθήκες μιας και η πίεση είναι μια τοπική μεταβλητή του προβλήματος. Οι κατανομές των πιέσεων γύρω από τα πτερύγια παρουσιάζουν γενικά καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Συγκεκριμένα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογιστικών αναλύσεων μη μόνιμης ροής και μόνιμης ροής με το μοντέλο βαθμίδας. Καθώς η συμφωνία των αποτελεσμάτων ανάλυσης μη μόνιμης ροής με τις πειραματικές μετρήσεις είναι καλύτερη από αυτήν της ανάλυσης μόνιμης ροής, είναι απαραίτητη η χρήση ανάλυσης μη μόνιμης ροής για την προσομοίωση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα.

Οι πειραματικές κατανομές πίεσης καταδεικνύουν την αποκόλληση της ροής μιας και παρουσιάζουν πλατό πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης σε όλες τις ακτινικές θέσεις. Η αποκόλληση λαμβάνει χώρα σε διαφορετική θέση και σε διαφορετική έκταση στην κάθε ακτινική θέση. Στην περιοχή κοντά στο ακροπτερύγιο (80 και 95%) για απόκλιση 10° , οι πειραματικές μετρήσεις παρουσιάζουν μια τοπική αύξηση πίεσης στην ακμή προσβολής. Τόσο η ανάλυση μόνιμης όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής εντοπίζουν αυτό το τοπικό μέγιστο όμως δεν μπορούν να το προβλέψουν ποσοτικά. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε κάθε ακτινική θέση για αυτήν την γωνία απόκλισης τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάζουν τοπικό μέγιστο στην ακμή προσβολής. Η ανάλυση μόνιμης ροής αποτυγχάνει να προβλέψει επιτυχώς τις κατανομές πίεσης για όλες τις γωνίες απόκλισης, ενώ αντίθετα η ανάλυση μη μόνιμης ροής παρουσιάζει πολύ καλή συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις σε όλες τις περιπτώσεις. Ειδικά στη γωνία 30° επιτυγχάνει την

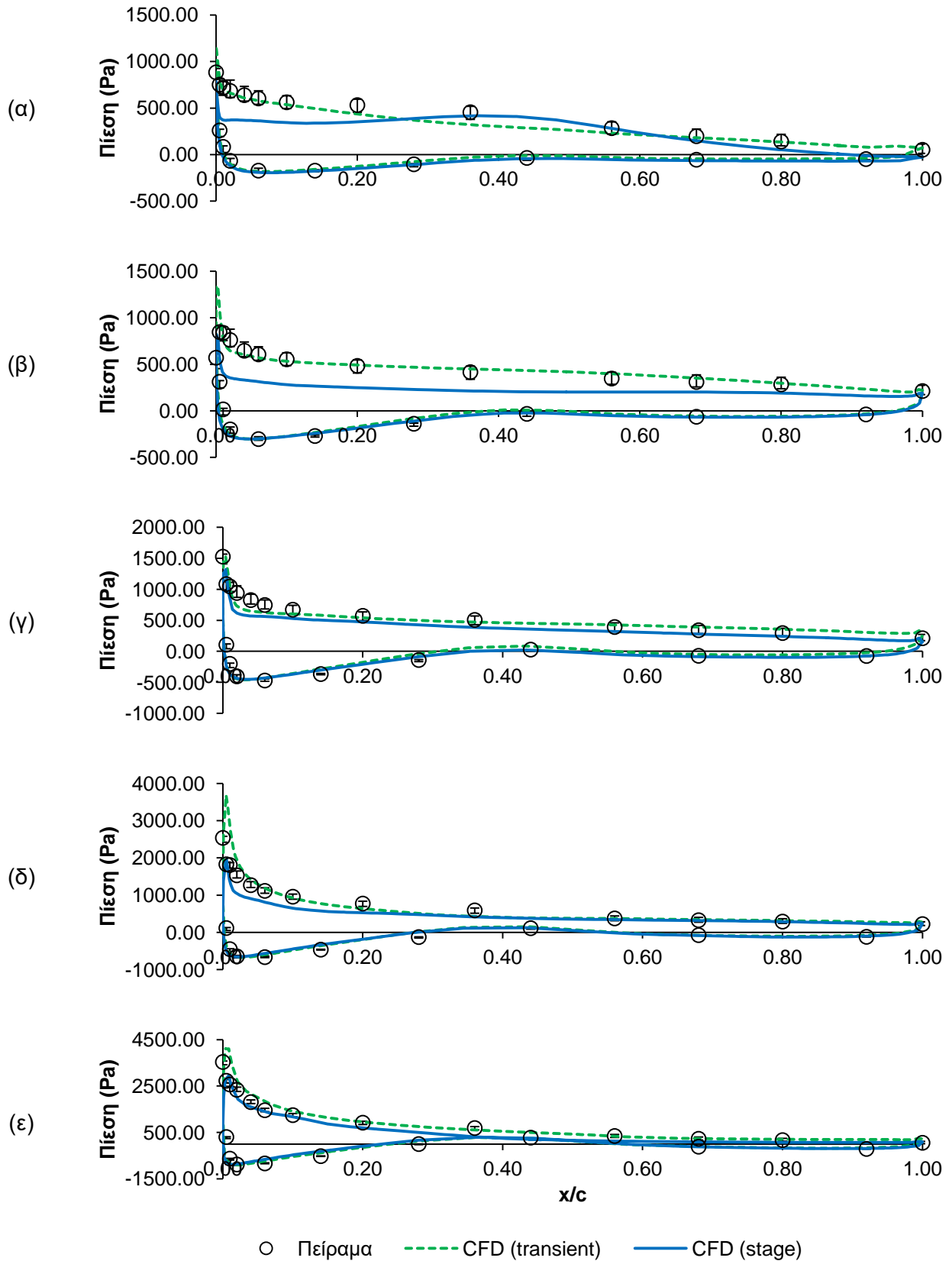
ακριβή πρόβλεψη της πίεσης τόσο κατά μήκος του πτερυγίου όσο και κατά μήκος της περιφέρειας των ακτινικών θέσεων.

Όπως αναφέρθηκε προηγούμενα, για λειτουργία σε συνθήκες απόκλισης τα μεταβατικά φαινόμενα της ροής ενισχύονται με την αύξηση της γωνίας απόκλισης. Στην ταχύτητα 15 m/s η ροή έχει αρχίσει να παρουσιάζει έντονη αποκόλληση και ο δρομέας υπόκειται σε απώλεια στήριξης ακόμη και σε συνθήκες μηδενικής απόκλισης. Με την πρόσπτωση της ροής στα πτερύγια υπό μεγάλη κλίση λόγω απόκλισης, η λειτουργία του δρομέα εισέρχεται σε μια περιοχή αστάθειας καθώς λειτουργεί πολύ μακριά από το σημείο σχεδιασμού του. Ο δρομέας υπόκειται σε δυναμική απώλεια στήριξης, ένα μη γραμμικό φαινόμενο κατά το οποίο αναπτύσσεται στιγμιαία μια μεγάλη δύναμη άνωσης η οποία δύναται να αντισταθμίσει τις αρνητικές επιπτώσεις της αποκόλλησης. Έτσι η ακριβής πρόβλεψη των ροϊκών μεγεθών είναι αρκετά δύσκολη. Τα αποτελέσματα της απόδοσης του δρομέα που παρουσιάστηκαν στην παράγραφο [4.5.4](#), για γωνία απόκλισης 10° μπορούν να υποστηριχτούν από τα αποτελέσματα των κατανομών πίεσης. Όταν ο δρομέας υπόκειται σε δυναμική απώλεια στήριξης, δίνες μεγάλης έντασης αποκολλώνται από την ακμή προσβολής και κινούνται προς τον ομόρρου. Ωστόσο, η κατανομή πίεσης στη γωνία απόκλισης 10° αδυνατεί να προβλέψει την ανάπτυξη των τοπικών μεγίστων και των πλατό με μεγάλη ακρίβεια. Συνεπώς η αδυναμία ακριβούς πρόβλεψης της κατανομής πίεσης έχει σαν συνέπεια την αδυναμία εκτίμησης της στιγμιαίας επίδρασης της δυναμικής αποκόλλησης.

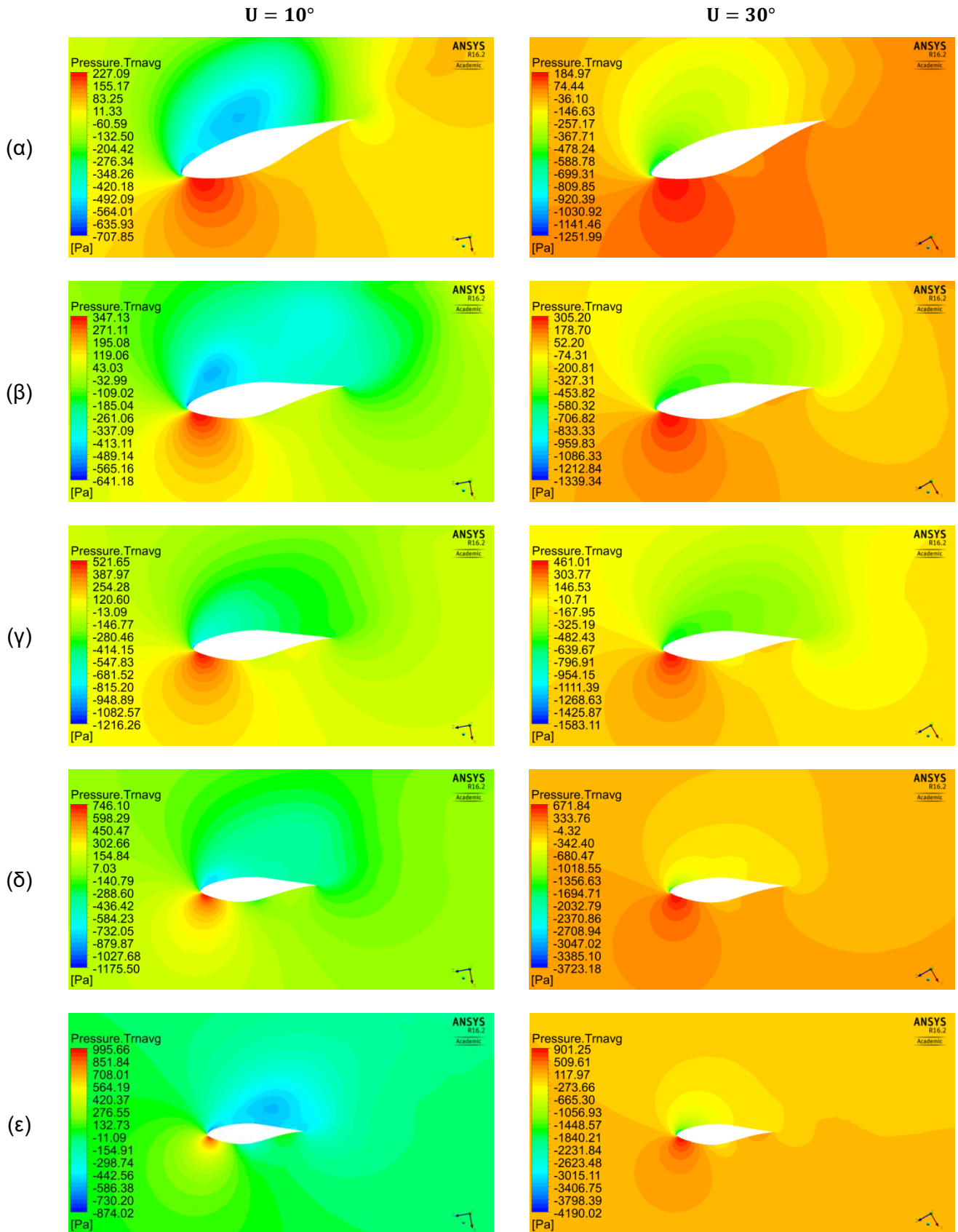
Οι απεικονίσεις των κατανομών πίεσης στο ροϊκό πεδίο γύρω από το πτερύγιο στις πέντε ακτινικές θέσεις μέτρησης πίεσης παρουσιάζονται στο Σχ. 4.65. Στο Σχήμα 4.66 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας του ροϊκού πεδίου στις πέντε ακτινικές θέσεις, ενώ στο Σχ. 4.67 παρουσιάζονται κατανομές της έντασης τύρβης και ροϊκές γραμμές του πεδίου γύρω από το πτερύγιο. Η ροή παρουσιάζει έντονη ανακυκλοφορία και δίνες οι οποίες αποκολλώνται πλήρως και απομακρύνονται στην περιοχή του ομόρρου στις υψηλότερες ακτινικές θέσεις. Οι έντονες αυτές δίνες, αποτέλεσμα της ταχύτητας της ροής και της γωνίας απόκλισης μεταξύ του άξονα της ανεμογεννήτριας και της διεύθυνσης της ροής, αποδίδουν στον δρομέα στιγμιαία αυξημένη ροπή.



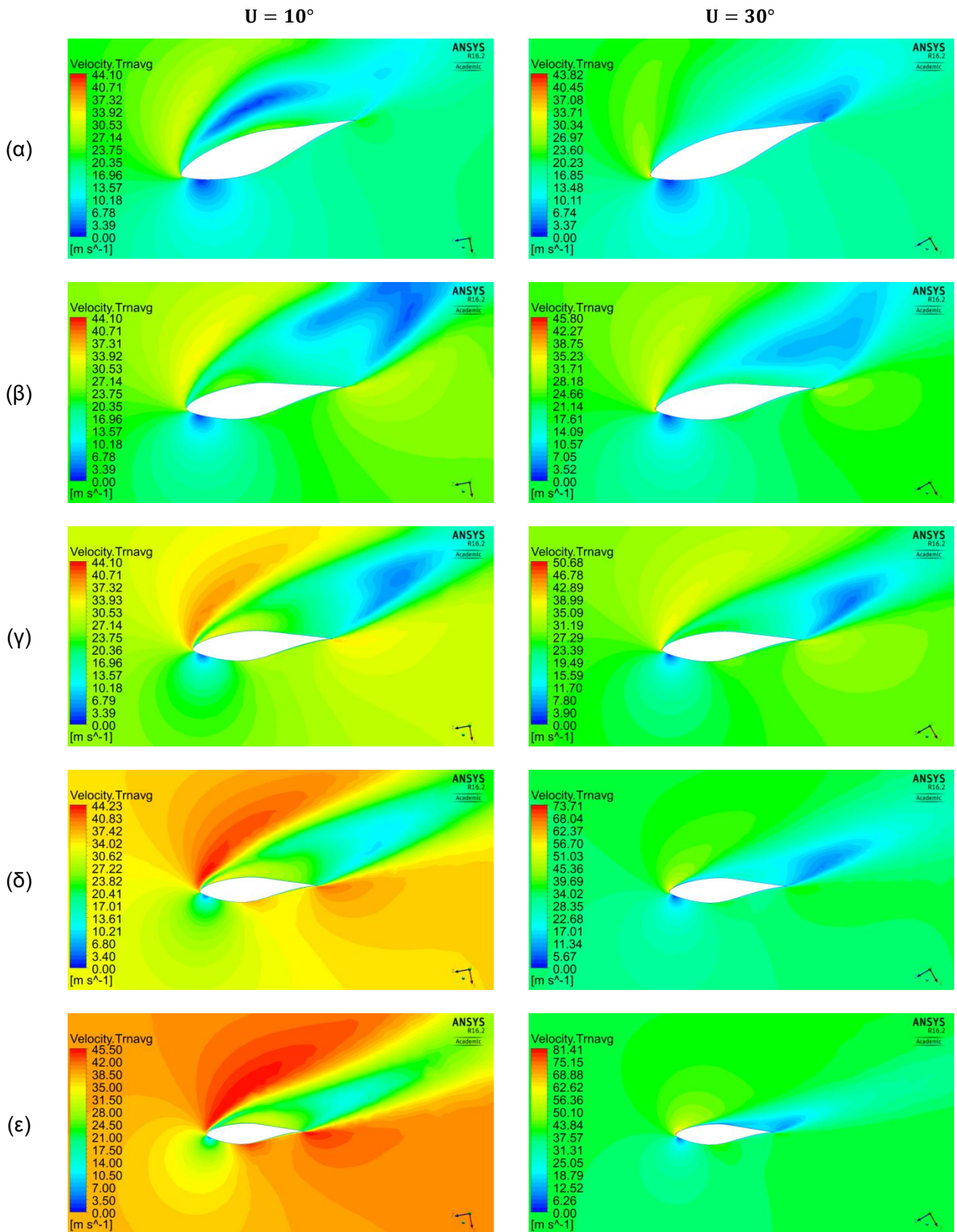
Σχήμα 4.63 Κατανομή πίεσης υπό συνθήκες απόκλισης 10° , α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



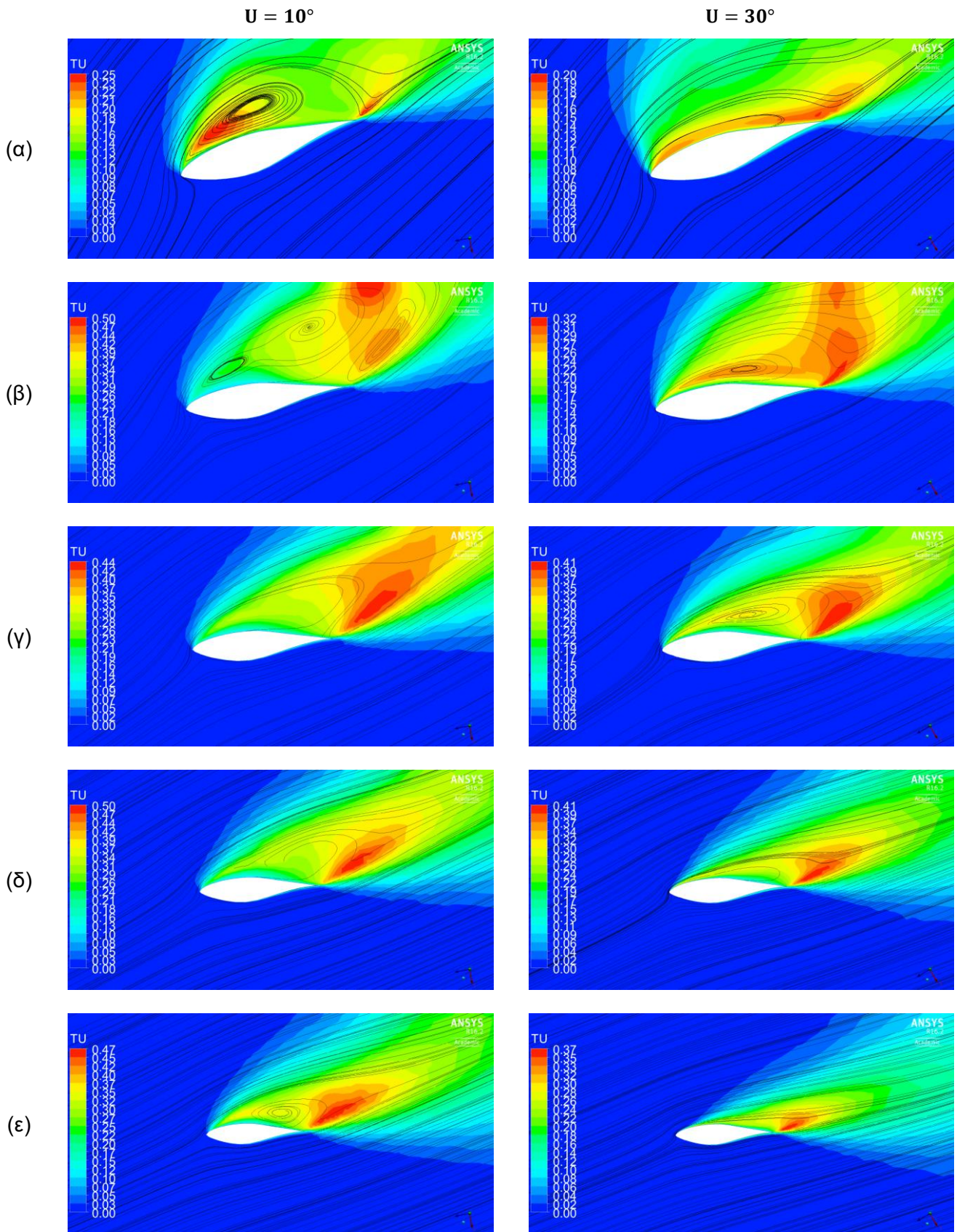
Σχήμα 4.64 Κατανομή πίεσης υπό συνθήκες απόκλισης 30°, α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



Σχήμα 4.65 Ανάλυση μη μόνιμης ροής για γωνίες απόκλισης 10° και 30° . Κατανομές πίεσης α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



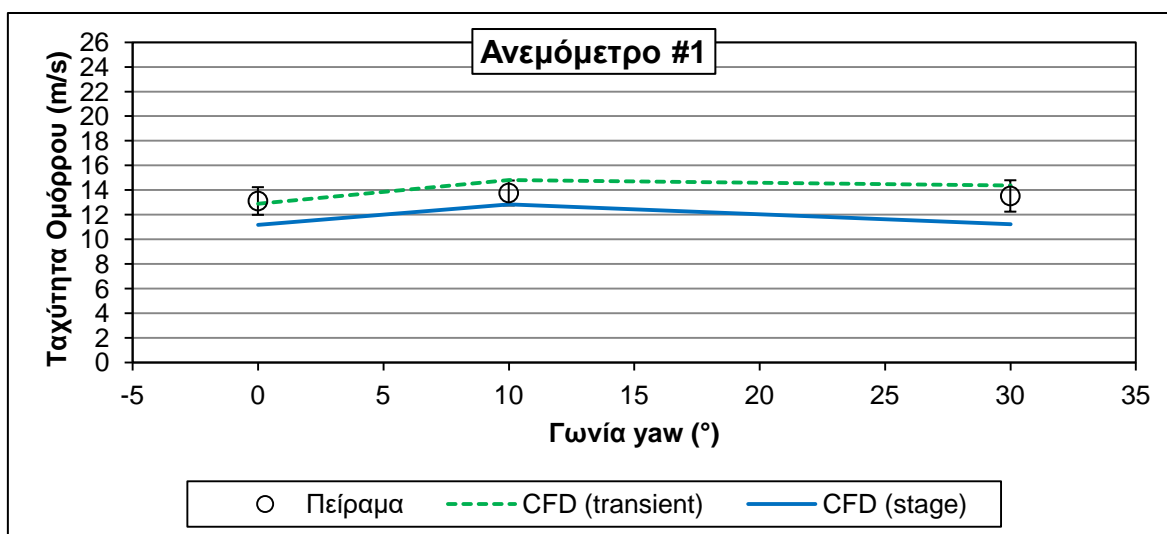
Σχήμα 4.66 Ανάλυση μη μόνιμης ροής για γωνίες απόκλισης 10° και 30° . Κατανομές ταχύτητας α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του πτερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).



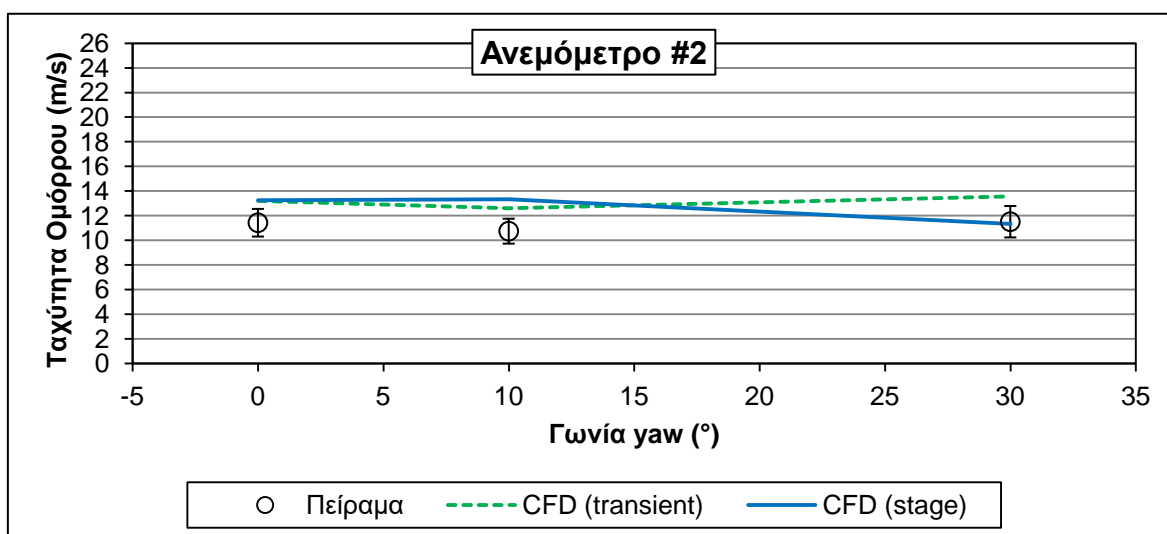
Σχήμα 4.67 Ανάλυση μη μόνιμης ροής για γωνίες απόκλισης 10° και 30° . Κατανομές έντασης τύρβης και ροϊκές γραμμές α) στο 30%, β) στο 47%, γ) στο 63%, δ) στο 80% και ε) στο 95% του ππερυγίου ($U = 15 \text{ m/s}$).

4.5.6 Μετρήσεις Ταχύτητας στον Ομόρρου σε Συνθήκες Απόκλισης

Στα Σχήματα 4.68 και 4.69 παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις από τα ανεμόμετρα και οι υπολογιστικές εκτιμήσεις τους στις θέσεις μέτρησης.

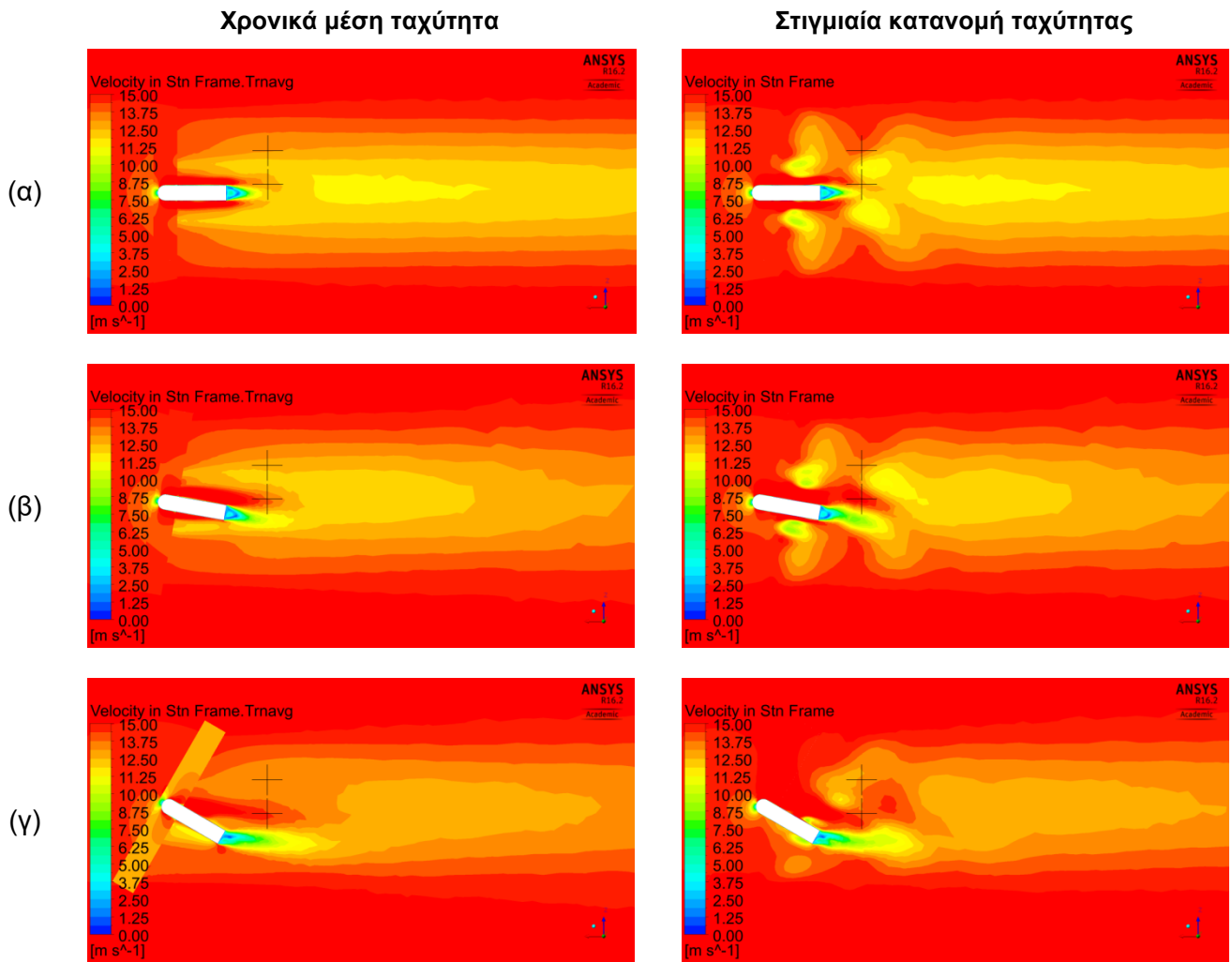


Σχήμα 4.68 Υπολογιστικά αποτελέσματα της ταχύτητας του κοντινού ομόρρου και σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις (ηχητικό ανεμόμετρο #1).



Σχήμα 4.69 Υπολογιστικά αποτελέσματα της ταχύτητας του κοντινού ομόρρου και σύγκριση με τις πειραματικές μετρήσεις (ηχητικό ανεμόμετρο #2).

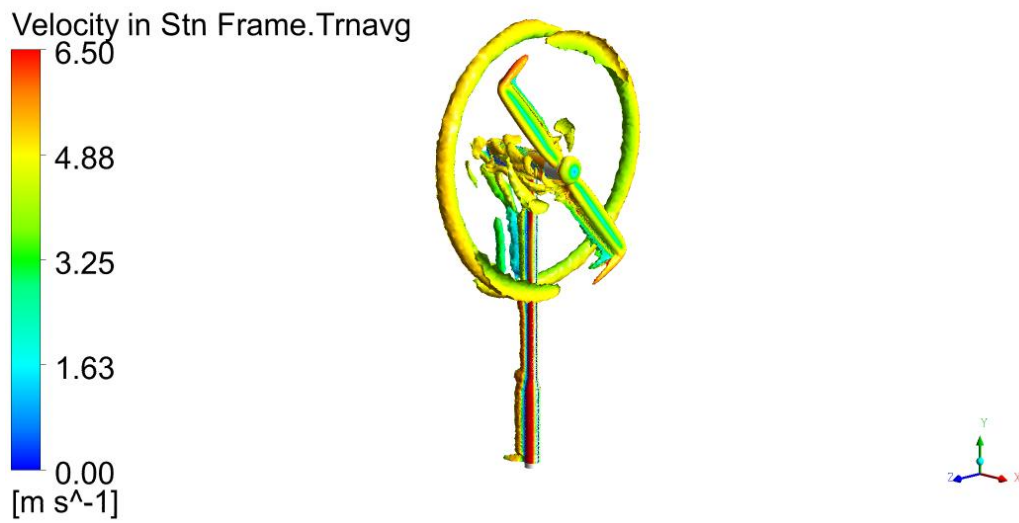
Τόσο τα αποτελέσματα με ανάλυση μόνιμης ροής με το μοντέλο περιφερειακών μέσων όρων όσο και η ανάλυση μη μόνιμης ροής επιτυγχάνουν εξαιρετικά καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Όπως μπορεί να φανεί από το Σχ. 4.70 οι μετρήσεις στις θέσεις των ανεμόμετρων δεν επηρεάζονται σε αυτές τις συνθήκες από τον ομόρρου της ατράκτου



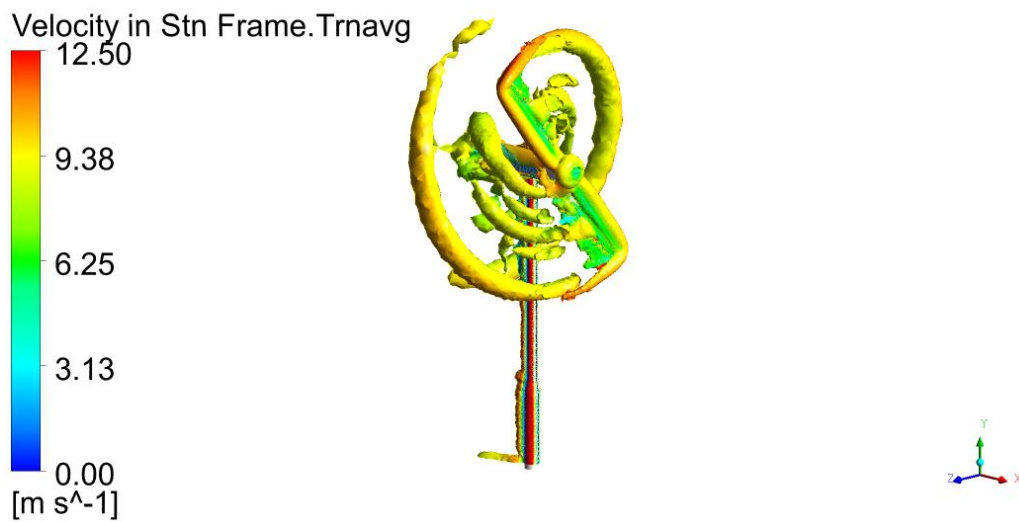
Σχήμα 4.70 Ανάλυση μη μόνιμης ροής. Κατανομή χρονικά μέσης και στιγμιαίας ταχύτητας στο ύψος των ανεμόμετρων για ταχύτητα εισόδου 15 m/s και γωνία απόκλισης α) 0°, β) 10° και γ) 30°.

4.5.7 Απεικόνιση του Συστήματος Δινών στον Κοντινό Ομόρροο

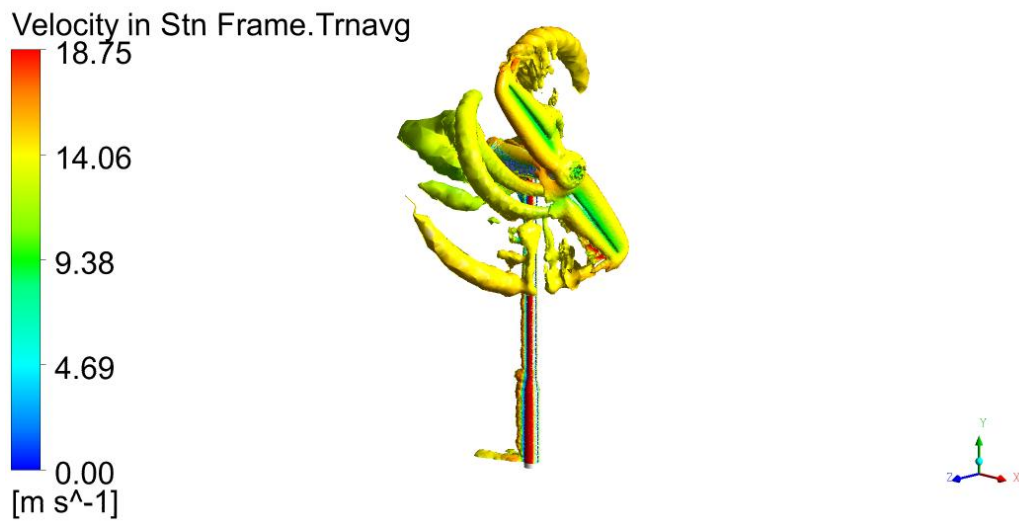
Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζονται οι δίνες που σχηματίζονται κατόπιν της ανεμογεννήτριας στις τέσσερις διαφορετικές ταχύτητες 5, 10, 15, 20 και 25 m/s. Επίσης, παρουσιάζονται και οι δίνες που εμφανίζονται στην περίπτωση ροής σε συνθήκες απόκλισης για ταχύτητα 15 m/s. Οι τυρβώδεις δομές απεικονίζονται με χρήση ισοεπιφανειών της δεύτερης αναλλοίωτης του τανυστή της βαθμίδας ταχύτητας, Q , βάσει του κριτηρίου Q [115]. Οι ισοεπιφάνειες είναι χρωματισμένες με την ταχύτητα στο ακίνητο σύστημα αναφοράς.



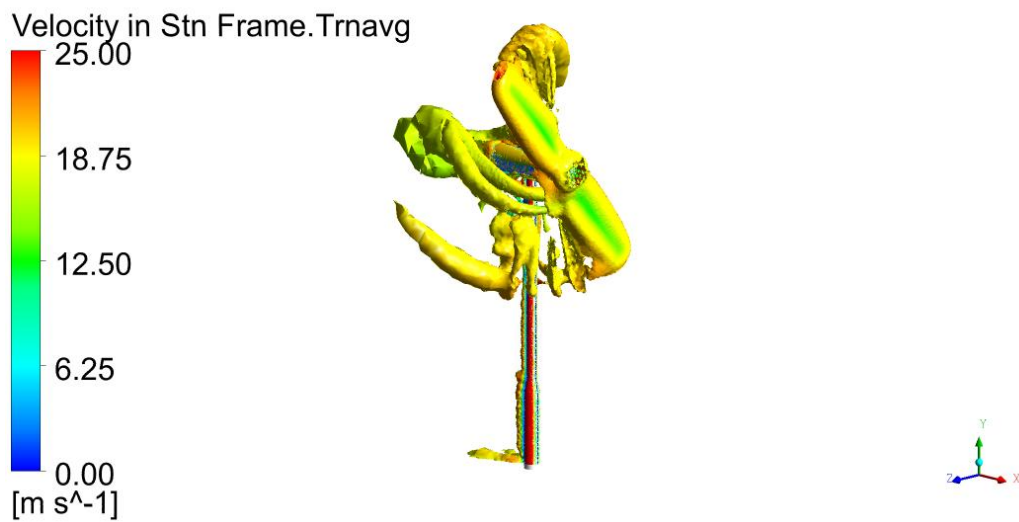
Σχήμα 4.71 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ($U = 5 \text{ m/s}$).



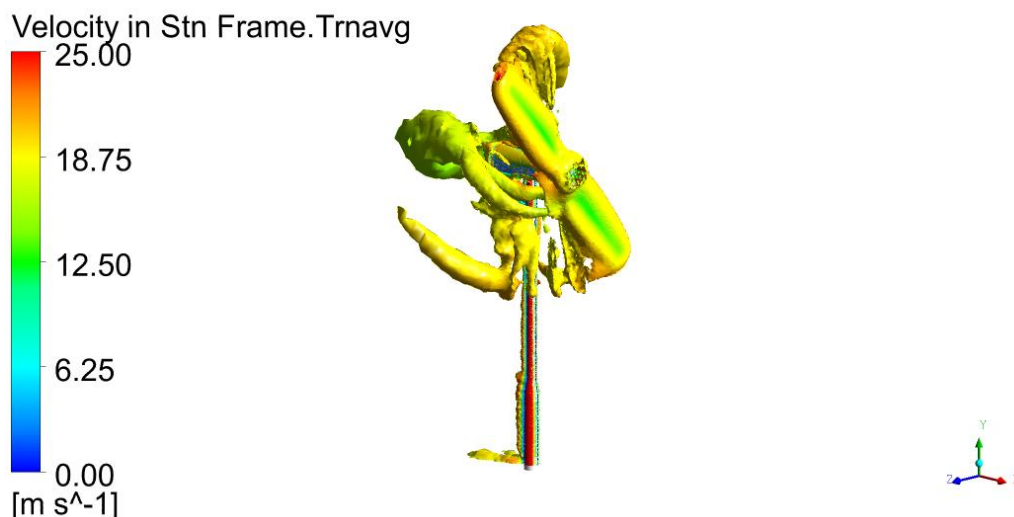
Σχήμα 4.72 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ($U = 10 \text{ m/s}$).



Σχήμα 4.73 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ($U = 15 \text{ m/s}$).



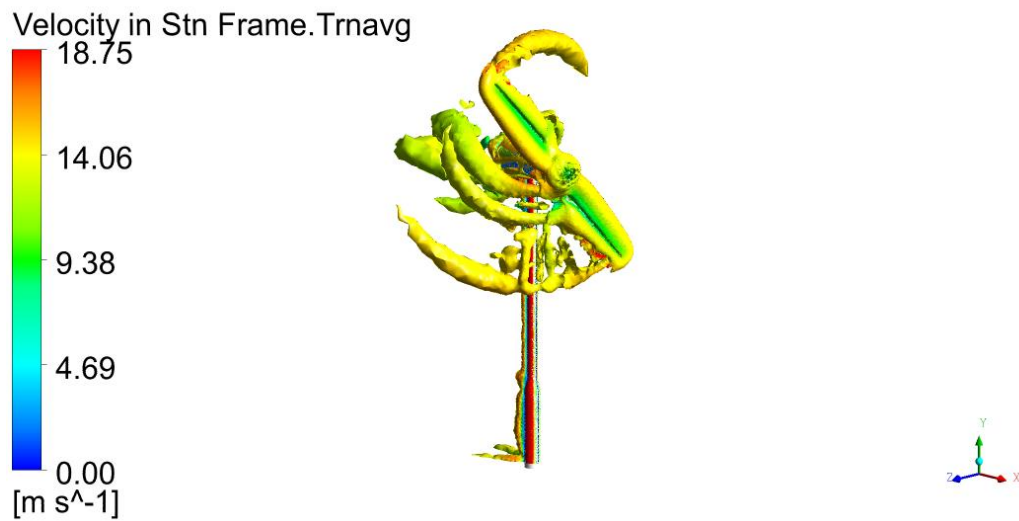
Σχήμα 4.74 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ($U = 20 \text{ m/s}$).



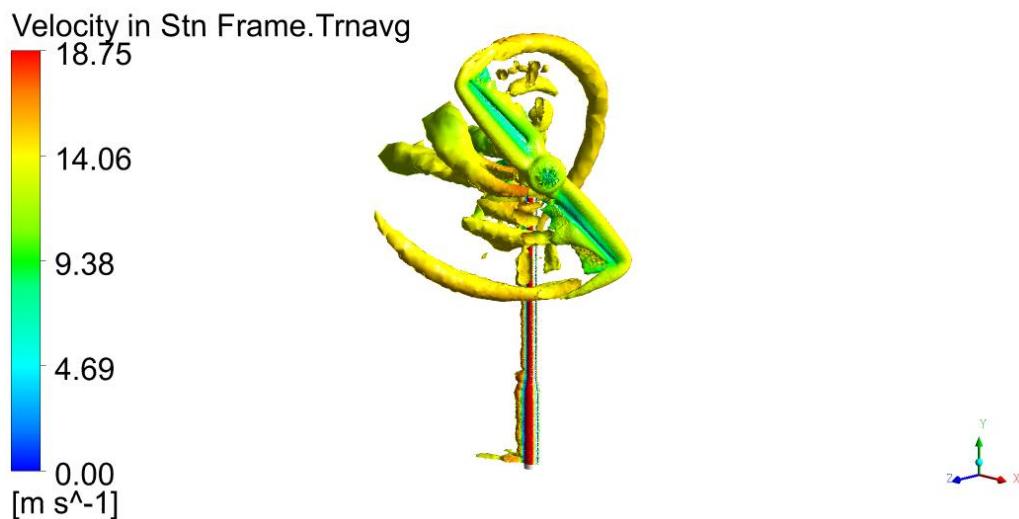
Σχήμα 4.75 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς ($U = 25 \text{ m/s}$).

Στις χαμηλές ταχύτητες 5 και 10 m/s, η ροή που παρουσιάζεται φαίνεται να είναι πλήρως προσκολλημένη. Μόνο στην ταχύτητα 10 m/s εμφανίζονται ασταθείς δίνες να εκρέουν από την ακμή φυγής των πτερυγίων προς τον ομόρρου. Σε αυτές τις ταχύτητες φαίνεται ότι οι δίνες των ακροπτερυγίων είναι έντονες και σταθερές. Έντονες δίνες εκρέουν επίσης και από τις βάσεις των πτερυγίων αλλά και από τον πύργο της ανεμογεννήτριας. Στα 15 m/s το μισό περίπου πτερύγιο υπόκειται σε έντονη αποκόλληση ενώ στις ταχύτητες 20 και 25 m/s ολόκληρο το πτερύγιο υπόκειται σε έντονη και χρονικά μεταβαλλόμενη αποκόλληση της ροής. Στις δυο υψηλότερες ταχύτητες (20 και 25 m/s) οι δίνες των ακροπτερυγίων και οι δίνες που εκρέουν από την πλευρά αναρρόφησης των πτερυγίων αλληλεπιδρούν οδηγώντας σε περίπλοκες τυρβώδεις δομές στον ομόρρου. Σε όλες τις ταχύτητες η απεικόνιση παρουσιάζει μια περιοχή διακοπής η οποία οφείλεται στην παρουσία της διεπιφάνειας μεταξύ των δυο περιοχών του υπολογιστικού χωρίου.

Στην περίπτωση της ροής σε συνθήκες απόκλισης οι τυρβώδεις δομές που εκρέουν από τα πτερύγια αλληλεπιδρούν λιγότερο με τις δίνες ακροπτερυγίου λόγω της παραμόρφωσης του ομόρρου σε συνθήκες απόκλισης. Έτσι οι δίνες ακροπτερυγίου είναι εντονότερες και σταθερότερες από τις δίνες της ανάλυσης για μηδενική γωνία απόκλισης. Το φαινόμενο αυτό γίνεται εντονότερο όσο μεγαλώνει η γωνία απόκλισης.



Σχήμα 4.76 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς για ταχύτητα $U = 15 \text{ m/s}$ και γωνία απόκλισης 10° .



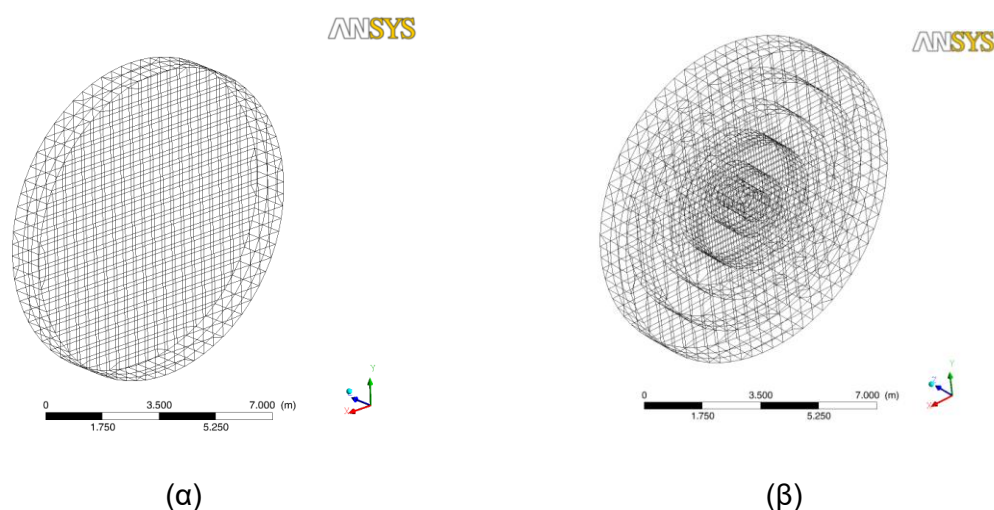
Σχήμα 4.77 Ισοεπιφάνειες του Q χρωματισμένες με το μέγεθος της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς για ταχύτητα $U = 15 \text{ m/s}$ και γωνία απόκλισης 30° .

4.5.8 Προσέγγιση με τον Δίσκο Ενέργειας

Μια εναλλακτική προσέγγιση της προσομοίωσης της λειτουργίας μιας ανεμογεννήτριας που συνδυάζει την απλοποιημένη θεώρηση του δίσκου ενέργειας και την ακριβή μοντελοποίηση με ανάλυση CFD, πραγματοποιήθηκε ώστε να υπάρξει σύγκριση με τα την ανάλυση της πλήρους γεωμετρίας. Η ανάλυση της πλήρους γεωμετρίας έχει μεγαλύτερες απαιτήσεις μνήμης και υπολογιστικής ισχύος μιας και απαιτείται η επίλυση των εξισώσεων σε ένα πολύ μεγαλύτερο υπολογιστικό πλέγμα. Η αντίστοιχη ανάλυση με τη θεώρηση του

δίσκου ενέργειας στην οποία δεν χρησιμοποιείται τρισδιάστατο γεωμετρικό μοντέλο της ανεμογεννήτριας απαιτεί έναν πολύ μικρότερο αριθμό υπολογιστικών κελιών και κόμβων, μιας και το υπολογιστικό πεδίο δεν περιλαμβάνει τοπικές πυκνώσεις για την καλύτερη ανάλυση της ροής. Στις αναλύσεις που παρουσιάζονται παρακάτω χρησιμοποιήθηκαν περίπου ένα εκατομμύριο κελιά. Η ροή θεωρήθηκε μόνιμη και όλες οι άλλες συνθήκες (ταχύτητα εισόδου, πίεσης εξόδου, ένταση τύρβης στην είσοδο, κλπ) ήταν ίδιες με αυτές των προσομοιώσεων που παρουσιάστηκαν στις προηγούμενες Ενότητες.

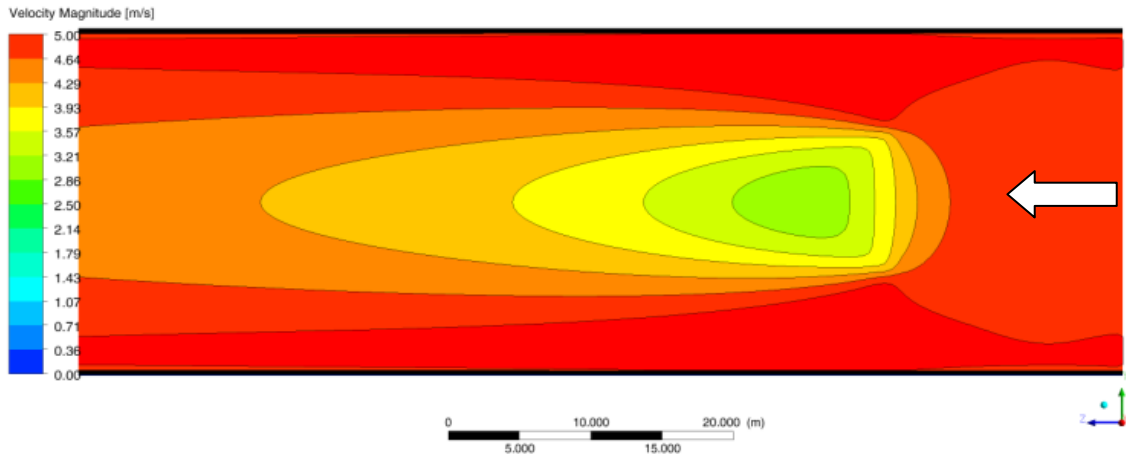
Τα πλέγματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι δομημένα και στο Σχ. 4.78 παρουσιάζονται τα πλέγματα των περιοχών που ορίζουν τον δίσκο ενέργειας.



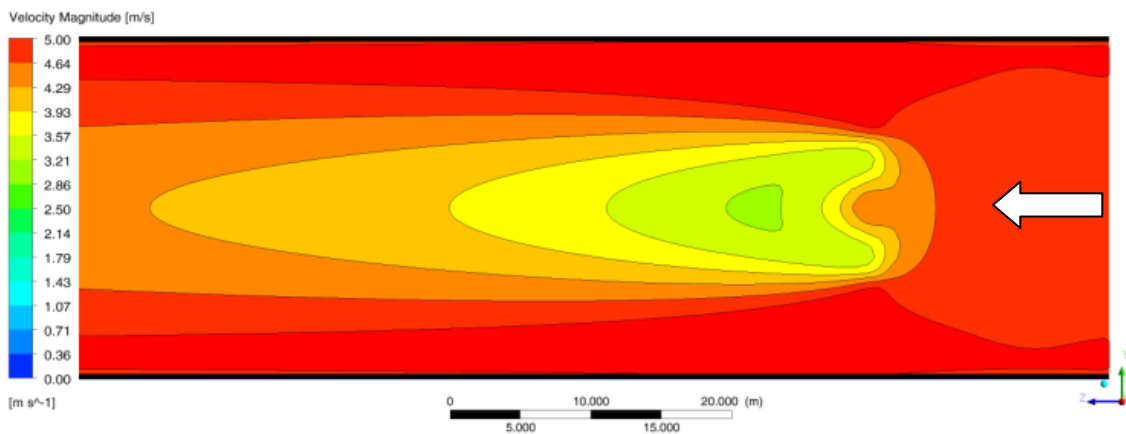
Σχήμα 4.78 Πλέγματα του δίσκου ενέργειας α) για την περίπτωση του σταθερού συντελεστή ώσης και β) για την περίπτωση του ακτινικά κατανομημένου συντελεστή ώσης.

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τις αναλύσεις παρουσιάζουν εξαιρετικά ομοιόμορφες κατανομές ταχύτητας και πίεσης. Στα Σχήματα 4.79 και 4.80 παρουσιάζονται οι κατανομές τις ταχύτητας και της ολικής πίεσης για ροή με ταχύτητα εισόδου 5 m/s. Το ροϊκό πεδίο που προκύπτει από αυτές τις προσεγγίσεις υπόκειται σε ένα πλήθος απλοποιήσεων και για αυτόν τον λόγο μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει μεγάλη απόκλιση από μια ακριβέστερη περιγραφή του πεδίου, όπως αυτή που προκύπτει από ανάλυση της πλήρους γεωμετρίας. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης με δίσκο ενέργειας ακτινικά κατανομημένου συντελεστή ώσης παρέχουν μια ρεαλιστικότερη εικόνα του ροϊκού πεδίου προβλέποντας ότι κατά μήκος των διαφορετικών ακτινικών θέσεων η κατάντη ροή θα διαφοροποιείται.

Από αυτές τις αναλύσεις τα δεδομένα που αφορούν την στροβιλότητα του ομόρρου και τις τυρβώδεις δομές που αναπτύσσονται κατάντη του δρομέα απουσιάζουν και συνεπώς απουσιάζει η εκτίμηση των απωλειών που αυτές επιφέρουν στην απόδοση της ανεμογεννήτριας.



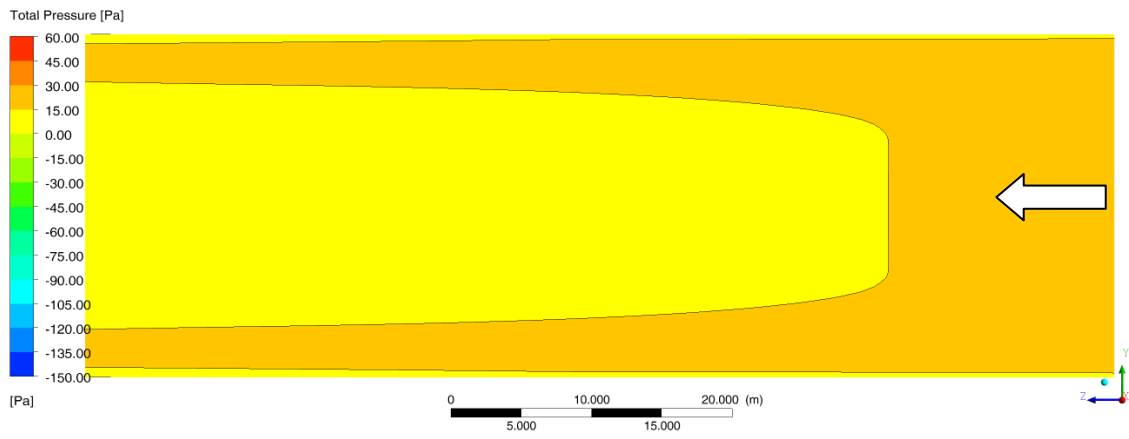
(α)



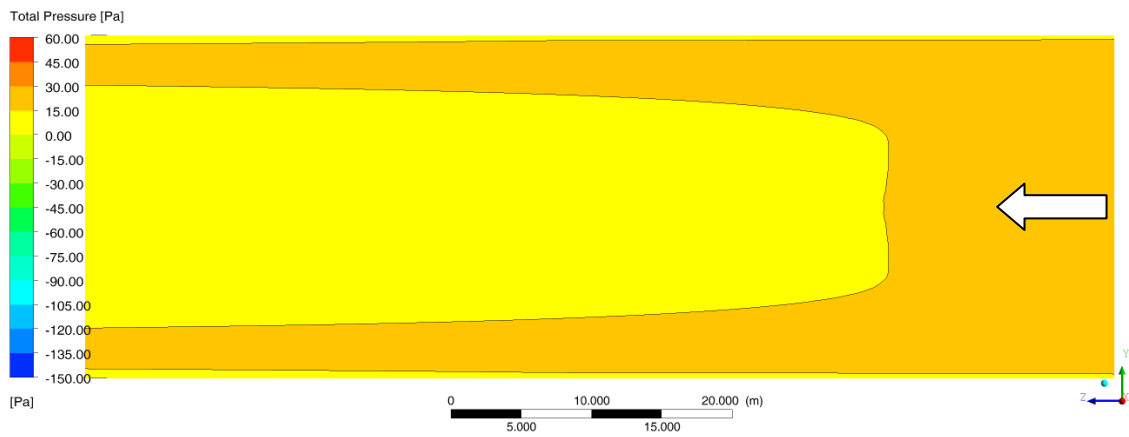
(β)

Σχήμα 4.79 Κατανομές ταχύτητας σε ένα επίπεδο στο μέσο ύψος του υπολογιστικού χωρίου α) για την περίπτωση του σταθερού συντελεστή ώσης και β) για την περίπτωση του ακτινικά κατανομημένου συντελεστή ώσης. Το λευκό βέλος δηλώνει τη διεύθυνση της ροής.

Η ανάλυση αυτού του τύπου μπορεί να φανεί χρήσιμη στην προκαταρκτική μελέτη μιας ανεμογεννήτριας ή σε μελέτες αιολικών πάρκων όπου η συμπερίληψη της πλήρους λεπτομερούς και τρισδιάστατης γεωμετρίας των ανεμογεννητριών μπορεί να είναι αδύνατος τεχνικά. Ακόμη, δεδομένης της δυσκολίας πραγματοποίησης πειράματος με πρωτότυπο στα πρώτα στάδια σχεδίασης ενός δρομέα και σε περίπτωση που η ανάλυση με την μέθοδο BEM δεν καλύπτει τις ανάγκες του σχεδιαστή, η δημιουργία μιας αρχικής εκτίμησης με ανάλυση CFD μόνιμης ροής και η τροφοδότηση με τα αποτελέσματά της σε ένα μοντέλο δίσκου ενέργειας μπορεί να παρέχει μια ικανοποιητική εκτίμηση για το πεδίο ροής στον ομόρρο. Αυτά τα αποτελέσματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανάλυση ενός αιολικού πάρκου και για τη διερεύνηση της αλληλεπίδρασης των περιοχών του ομόρρου περισσότερων από μιας ανεμογεννήτριες.



(α)



(β)

Σχήμα 4.80 Κατανομές ολικής πίεσης σε ένα επίπεδο στο μέσο ύψος του υπολογιστικού χωρίου α) για την περίπτωση του σταθερού συντελεστή ώσης και β) για την περίπτωση του ακτινικά κατανομημένου συντελεστή ώσης. Το λευκό βέλος δηλώνει τη διεύθυνση της ροής.

4.6 Σύνοψη Κεφαλαίου

Η υπολογιστική ρευστοδυναμική χρησιμοποιείται ευρύτατα για την ανάλυση στροβιλομηχανών. Η ανεμογεννήτριες είναι μια κατηγορία στροβιλομηχανών η οποία παρουσιάζει κάποια πολύ ιδιαίτερα χαρακτηριστικά. Οι κώδικες CFD έχουν δοκιμαστεί ευρύτατα σε συμβατικές στροβιλομηχανές και θα μπορούσε να διατυπωθεί ότι έχει υπάρξει σύγκλιση στις τεχνικές και τα μοντέλα. Η ανεμογεννήτριες είναι μηχανές των οποίων το μέγεθος μπορεί να είναι μικρό με διάμετρο 1 m ή σημαντικά μεγάλο και η διάμετρός τους να ξεπερνά τα 80 m. Δεδομένου του χώρου λειτουργίας τους και των συνθηκών που επικρατούν στο πεδίο τοποθέτησής τους, μπορεί να βρεθούν να

λειτουργούν σε ακραίες συνθήκες. Μια τέτοια κατάσταση είναι και η λειτουργία σε συνθήκες απόκλισης. Επίσης, τα συνήθη μοντέλα διασύνδεσης υπολογιστικών χωρίων έχουν δοκιμαστεί για δρομείς των οποίων το πλήθος πτερυγίων είναι πολύ μεγάλο. Στην περίπτωση των ανεμογεννητριών το πλήθος των πτερυγίων είναι σχετικά μικρό, συνήθως 2 ή 3.

Για τους παραπάνω λόγους η μελέτη των τεχνικών που έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι σήμερα για την ανάλυση άλλων στροβιλομηχανών και η εφαρμογή τους στο πεδίο των ανεμογεννητριών μπορεί να παρέχει πολύ σημαντικά αποτελέσματα. Η ακριβής μοντελοποίηση των ανεμογεννητριών με χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής αποτελεί ένα πολύ σημαντικό εργαλείο ώστε να αναλυθεί η λειτουργία και οι επιδώσεις τους. Έτσι οποιαδήποτε βελτίωση σε επίπεδο σχεδιασμού του δρομέα ή επέμβασης στην αεροδυναμική του συνόλου της μηχανής μπορεί να προβλεφθεί με ακρίβεια και να δώσει αξιόπιστα αποτελέσματα. Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάστηκαν αρχές της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και των μοντέλων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ροές γύρω από ανεμογεννήτριες. Η παρουσίαση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής συμπληρώθηκε με την εφαρμογή της στην περίπτωση ανάλυσης ενός από τα δυο μεγάλα πειράματα αεροδυναμικής ανεμογεννητριών που έχουν πραγματοποιηθεί.

Το πείραμα που προσομοιώθηκε υπολογιστικά στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής είναι το πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment (UAE) Phase VI του NREL, το οποίο πραγματοποιήθηκε το 2000 στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES στην Καλιφόρνια. Συγκεκριμένα, επιλέχθηκε και προσομοιώθηκαν πειραματικές δοκιμές των σειρών S και 8. Οι ταχύτητες της ροής ήταν 5, 10, 15, 20 και 25 m/s και ο δρομέας στρέφονταν σταθερά με 72 RPM. Επίσης, μελετήθηκαν και οι περιπτώσεις ροής σε απόκλιση. Το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε δημιουργήθηκε με σκοπό την ακριβή ανάλυση των ροικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα γύρω από μια ανεμογεννήτρια και τα πτερύγιά της.

Οι υπολογιστικές αναλύσεις που πραγματοποιήθηκαν ήταν τόσο αναλύσεις μόνιμης ροής όσο και αναλύσεις μη μόνιμης ροής. Για τις αναλύσεις μόνιμης ροής χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα διασύνδεσης υπολογιστικών χωρίων:

1. το μοντέλο στιγμιότυπων κινητής πτερύγωσης (Frozen Rotor), και
2. το μοντέλο βαθμίδας (Stage).

Για την ανάλυση μη μόνιμης ροής χρησιμοποιήθηκαν ολισθαίνοντα πλέγματα.

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με τις πειραματικές μετρήσεις που είναι διαθέσιμες από το NREL. Αυτά τα αποτελέσματα αφορούσαν:

- Χαρακτηριστικά απόδοσης, όπως η αναπτυσσόμενες δυνάμεις στα πτερύγια, η ροπή και η ισχύς του δρομέα.
- Ροϊκά χαρακτηριστικά, στατικές πιέσεις στα πτερύγια και μετρήσεις ταχύτητας στον κοντινό ομόρρου.

Κάθε μοντέλο διασύνδεσης των υπολογιστικών χωρίων είχε τα δικά του προτερήματα και μειονεκτήματα. Στο σύνολό τους τα μοντέλα πέτυχαν σχετικά καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για την μικρότερη των ταχυτήτων, τα 5 m/s. Συνοπτικά:

Το μοντέλο Frozen Rotor φάνηκε να παρουσιάζει την μικρότερη συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα στην πλειονότητα των προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν.

Το μοντέλο Stage παρέχει μια υπολογιστικά οικονομική εναλλακτική λύση καθώς οι προσομοιώσεις του παρέχουν σε ένα μεγάλο εύρος συνθηκών αποτελέσματα εφάμιλλα των αναλύσεων μη μόνιμης ροής με ολισθαίνοντα πλέγματα. Το μοντέλο επιτυγχάνει την πολύ ακριβή εκτίμηση της ώσης για όλες τις ταχύτητες και υποεκτιμά την ροπή του δρομέα στις ταχύτητες 10 και 15 m/s, εκεί όπου άρχεται η μεταβατική κατάσταση σχηματισμού και αποκόλλησης των δινών στα πτερύγια. Στην ταχύτητα των 15 m/s όπου η ροή είναι αποκολλημένη και ο δρομέας υπόκειται σε απώλεια στήριξης το μοντέλο δίνει την μεγαλύτερη υποεκτίμηση της ροπής και της ισχύος. Όσο αφορά την ταχύτητα στον ομόρρου επιτυγχάνει πάρα πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα σε ένα μεγάλο εύρος ταχυτήτων, ωστόσο, στις ταχύτητες πάνω από τα 10 m/s υποεκτιμά την ταχύτητα που μετράται στο ανεμόμετρο #1. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε δυο παράγοντες. Ο πρώτος είναι η επίδραση του ομόρρου της ατράκτου της ανεμογεννήτριας και ο δεύτερος έχει να κάνει με τον τρόπο λειτουργίας του μοντέλου διασύνδεσης. Είναι πιθανό ο περιφερειακός μέσος όρος της ταχύτητας να επηρεάζεται από την στερεότητα του δρομέα. Λόγω των παραπάνω η ροή φτάνει στο σημείο με μειωμένη ταχύτητα.

Η ανάλυση μη μόνιμης ροής όπου τα πλέγματα των δυο υπολογιστικών χωρίων ολισθαίνουν μεταξύ τους καθώς το ένα περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του υπολογίζει σε κάθε χρονικό βήμα τη νέα θέση στην οποία βρίσκεται ο δρομέας. Αυτού του τύπου η ανάλυση παρέχει σε όλο το εύρος συνθηκών την καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Στις περισσότερες των περιπτώσεων τα αποτελέσματα της ανάλυσης CFD βρίσκονται εντός των ορίων της τυπικής απόκλισης των μετρήσεων του NREL.

Σε συνθήκες απόκλισης του άξονα της μηχανής και της διεύθυνσης της ροής η ανάλυση μη μόνιμης ροής και πάλι επιτυγχάνει την καλύτερη συμφωνία. Ωστόσο, τόσο αυτή όσο και το μοντέλο Stage σε μόνιμη ροή υποεκτιμούν τη ροπή και την ισχύ του δρομέα, μιας

και οι ροές είναι πλήρως αποκολλημένες και τα φαινόμενα που παρουσιάζονται είναι δυναμικά και δύσκολο να προσομοιωθούν (δυναμική απώλεια στήριξης).

Η μελέτη της ροής με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και της έννοιας του δίσκου ενέργειας επιτυγχάνει την πρόβλεψη μιας ομοιόμορφης κατανομής των ροϊκών μεγεθών, ωστόσο σημαντικά φαινόμενα που επηρεάζουν την απόδοση της ανεμογεννήτριας παραλείπονται. Έτσι, μια τέτοια προσέγγιση μπορεί να φανεί χρήσιμη μόνο όταν το υπολογιστικό κόστος είναι απαγορευτικό για τη χρήση της πλήρους γεωμετρίας και ενός από τα μοντέλα που αναφέρθηκαν προηγούμενα.

Κεφάλαιο 5.

Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος και Ανεμογεννήτριες Ενταγμένες σε Κτίρια

Μια διαφορετική προσέγγιση στην αεροδυναμική βελτιστοποίηση της λειτουργίας των ανεμογεννητριών είναι η προσθήκη περιβλήματος (κελύφους) γύρω από τον δρομέα. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται επιτάχυνση της ροής και εμφανής βελτίωση στην απόδοση της ανεμογεννήτριας. Περιορισμοί που σχετίζονται με το μέγεθος, τις κατασκευαστικές δυνατότητες και την οικονομικότητα επιτρέπουν τη συγκεκριμένη εφαρμογή για μικρής κλίμακας ανεμογεννήτριες με άνοιγμα πτερυγίων το πολύ μερικά μέτρα. Αυτές οι μηχανές είναι δυνατό να συνδυαστούν με την τάση για ένταξη των ανεμογεννητριών στο αστικό τοπίο και συγκεκριμένα στο κτιριακό κέλυφος.

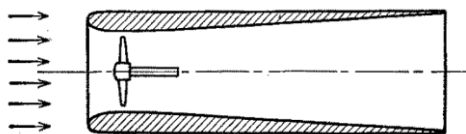
5.1 Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος

Όπως προαναφέρθηκε η μέγιστη δυνατή απομάστευση κινητικής ενέργειας από τον άνεμο περιορίζεται από το όριο του Betz. Παρόλο που οι περισσότερες ανεμογεννήτριες σχεδιάζονται να λειτουργούν κοντά στο όριο του Betz, στην πράξη είναι δύσκολη η πραγματική λειτουργία με την μέγιστη δυνατή απομάστευση ενέργειας. Ωστόσο, μιας και η ισχύς είναι ανάλογη του κύβου της ταχύτητας του ανέμου εδώ και δεκαετίες διερευνάται η δυνατότητα υπέρβασης του ορίου του Betz μέσω επιτάχυνσης της ροής. Οι ανεμογεννήτριες με κέλυφος έχουν προταθεί ως μια βελτίωση των συμβατικών ανεμογεννητριών και διάφορες ερευνητικές εργασίες πάνω σε αυτή την ιδέα έχουν παρουσιαστεί ήδη από τις αρχές του προηγούμενου αιώνα. Σε αυτές τις εργασίες το περίβλημα της ανεμογεννήτριας με το οποίο επιτυγχάνεται η επιτάχυνση της ροής έχει το σχήμα ενός διαχύτη, με μεγάλη γωνία διάχυσης και σε πολλές περιπτώσεις διάτρητη επιφάνεια ώστε να επιτυγχάνεται έλεγχος και ενεργοποίηση του αναπτυσσόμενου οριακού στρώματος. Οι ανεμογεννήτριες αυτού του τύπου συνηθίζεται να χαρακτηρίζονται ως *Ανεμογεννήτριες Υποβοηθούμενες από Διαχύτη* (Diffuser Augmented Wind Turbines – DAWT). Ο ορισμός της βελτίωσης της απόδοσης είναι ο λόγος της παραγόμενης ισχύος από έναν δρομέα με κέλυφος προς την ισχύ ενός όμοιου δρομέα χωρίς κέλυφος. Οι πρώτοι πειραματιστές στον τομέα των δρομέων με κέλυφος οδηγήθηκαν στο συμπέρασμα ότι η βελτίωση της απόδοσης ενός δρομέα εξαρτάται από τον συντελεστή ώσης (φόρτιση) που επενεργεί σε αυτόν, την ανάκτηση πίεσης του διαχύτη και την πίεση

στην έξοδο του κελύφους. Αυτές οι συσχετίσεις ανάγονται με τη σειρά τους σε συσχετίσεις με τον λόγο επιφανειών εξόδου προς λαιμού και με την απόδοση του διαχύτη.

5.1.1 Οι Πρώτες Ερευνητικές Εργασίες

Στις περισσότερες από τις διατάξεις που έχουν προταθεί, το κέλυφος έχει την μορφή ενός αγωγού που εκμεταλλεύεται το φαινόμενο Venturi (είσοδος σε σχήμα ακροφυσίου – στενός λαιμός στον οποίο τοποθετείται ο δρομέας – έξοδος σε σχήμα διαχύτη), όπως φαίνεται στο Σχ. 5.1. Ωστόσο, ο Betz [116], κατέληξε ότι η κατασκευή μιας τέτοιας διάταξης για την παραγωγή ισχύος από τον άνεμο θα ήταν ασύμφορη για τις εφαρμογές και τους σχεδιασμούς εκείνης της εποχής. Το συμπέρασμα αυτό είχε σωστό θεωρητικό υπόβαθρο, βασίζονταν όμως σε περιορισμούς όπως ότι στην έξοδο του κελύφους (στην έξοδο του διαχύτη) η στατική πίεση θα ήταν ίση με την περιβάλλουσα ατμοσφαιρική πίεση, ότι μόνο μικροί λόγοι επιφάνειας εξόδου προς επιφάνειας λαιμού μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν αλλά και ότι η ταχύτητα στον λαιμό (στένωση) θα ήταν μικρότερη από αυτήν που είχε παρουσιαστεί από λαθεμένες αναλύσεις εκείνης της εποχής.



Σχήμα 5.1 Δρομέας ανεμογεννήτριας με κέλυφος [116].

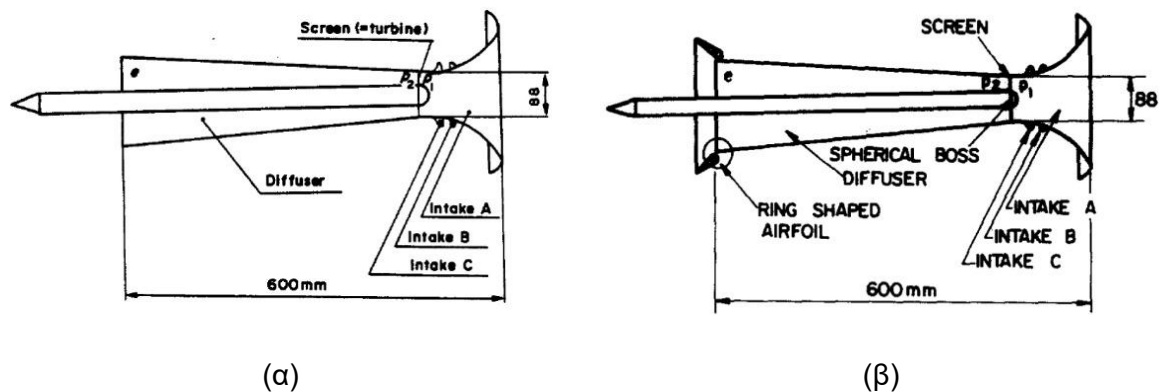
Έτσι, η ανάπτυξη των ανεμογεννητριών με κέλυφος διακόπηκε μέχρι τα τέλη της δεκαετίας του '40 ως τα μέσα της δεκαετίας του '50, οπότε και αναζωπυρώθηκε το ενδιαφέρον στην συγκεκριμένη ερευνητική περιοχή από ερευνητές στην Ιαπωνία [117], [118] και στην Μεγάλη Βρετανία [119]. Το ενδιαφέρον αυτών των ερευνητών εκφράστηκε κυρίως μέσα από θεωρητικές αναλύσεις και περιορισμένα πειράματα σχετικά με ανεμόμυλους με κέλυφος. Τα αποτελέσματά τους ακόμη και για χονδροειδή κελύφη έδειξαν βελτίωση της παραγόμενης ισχύος από τέτοιες διατάξεις σε σχέση με απλούς δρομείς. Μια από τις πρώτες θεωρητικές διερευνήσεις με χρήση μονοδιάστατης ανάλυσης βασισμένης στη θεωρία ορμής και στη θεωρία των δινών πραγματοποιήθηκε από τους Lilley και Rainbird [119]. Η ανάλυσή τους αφορούσε “ανεμόμυλους” με περίβλημα και κατέληγε σε βελτίωση της παραγόμενης ισχύος κατά τουλάχιστον 65% σε σχέση με την παραγόμενη ισχύ “ανεμόμυλων” με όμοια γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Το περίβλημα είχε είσοδο με σχήμα συγκλίνοντος ακροφυσίου και έξοδο σχήματος διαχύτη. Η πτερωτή του δρομέα ήταν τοποθετημένη στον λαιμό μεταξύ των περιοχών εισόδου και εξόδου. Στην ανάλυσή τους εντόπισαν δυο κύριες πηγές υποβοήθησης της εξαγωγής ενέργειας από τον δρομέα, η μια είναι σαφώς η επιτάχυνση της αξονικής ροής και η δεύτερη είναι η μείωση των απωλειών

ακροπτερυγίου. Η μελέτη τους έδειξε επίσης ότι η αύξηση στην απομάστευση ενέργειας εξαρτάται σημαντικά από τις εσωτερικές στο περίβλημα απώλειες λόγω τριβής, από τον λόγο της επιφάνειας εξόδου προς την επιφάνεια του λαιμού, από το εξωτερικό σχήμα του περιβλήματος και ως εκ τούτου από την πίεση στην έξοδο του διαχύτη. Σε μικρότερο βαθμό η αύξηση της απομάστευσης ενέργειας φάνηκε να εξαρτάται από τον λόγο επιφανειών (συστολής) της εισόδου. Η μελέτη των Lilley και Rainbird κατέληξε στους βέλτιστους για την περίπτωση τους λόγους επιφάνειας εξόδου και εισόδου ως προς την επιφάνεια του λαιμού, οι οποίοι είναι 3.5 και ≤ 3.5 , αντίστοιχα. Ο λόγος συστολής στην είσοδο βρέθηκε ότι θα έπρεπε να είναι μεγαλύτερος από 1.5 για να μεγιστοποιηθεί η ομοιομορφία της ροής κατά μήκος του επιπέδου που ορίζεται από την επιφάνεια που σαρώνουν τα πτερύγια και για να μειωθούν οι αστάθειες λόγω ριπών. Ακόμη, εισήγαγαν την ιδέα χρήσης κινητών πτερυγίων στην έξοδο του διαχύτη ώστε να είναι δυνατή η ανάπτυξη πίεσης χαμηλότερης από την ατμοσφαιρική. Στο θεωρητικό υπόβαθρο της λειτουργίας των αιολικών μηχανών με περίβλημα συνεισέφεραν και άλλοι ερευνητές με τις εργασίες τους, π.χ. [23] και [24], οι οποίες ωστόσο δεν αφιερώνονταν μόνο στην κατηγορία των ανεμογεννητριών με κέλυφος.

Αν και η διερεύνηση των Lilley και Rainbird κατέληξε στη δυνατότητα βελτίωσης της απόδοσης ενός δρομέα με κέλυφος κατά τουλάχιστον 65% σε σχέση με την παραγόμενη ισχύ ενός δρομέα ίδιας διαμέτρου, ωστόσο δεν διατυπώθηκε ότι αυτή η βελτίωση μπορεί να ξεπεράσει το 100%. Δηλαδή με τη θεωρητική τους ανάλυση μια τέτοια διάταξη δε θα βελτίωνε την απόδοση κατά έναν παράγοντα μεγαλύτερο από 2.0. Μια παρόμοια βελτίωση, κατά έναν παράγοντα 1.87, παρουσιάστηκε και αργότερα από τον Fletcher [120]. Ωστόσο, άλλοι ερευνητές πρότειναν περισσότερο αισιόδοξες βελτιώσεις, περίπου κατά έναν παράγοντα 3.0 [24].

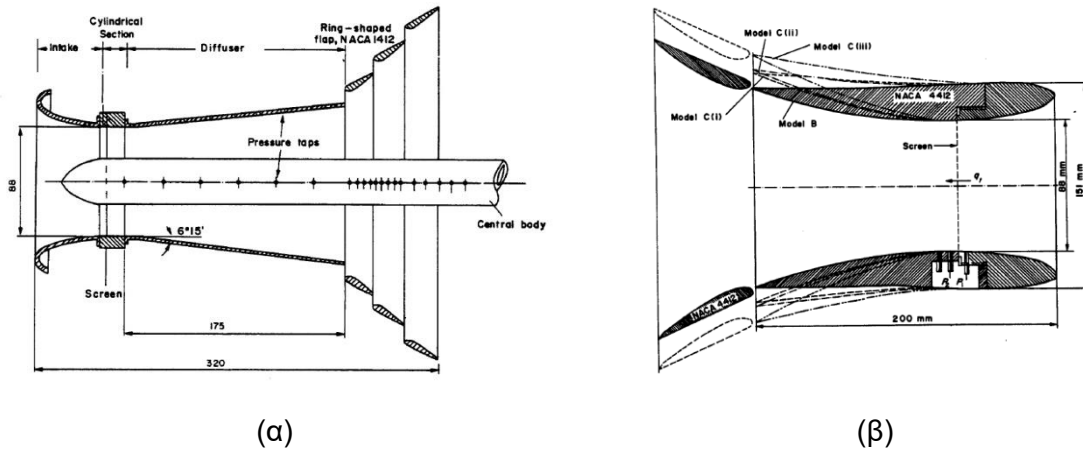
Στις αρχές της δεκαετίας του '60, μια ομάδα από το Ισραήλ επανέλαβε σημαντικό μέρος της μέχρι τότε ανάλυσης που είχε πραγματοποιηθεί και προχώρησε σε μερικά πειράματα σχετικά με την απόδοση δισδιάστατων διαχυτών [121] [122]. Σε αυτά τα πειράματα φάνηκε ότι το κέλυφος δημιουργεί τις κατάλληλες συνθήκες πίεσης στο εσωτερικό του ώστε να εξαναγκάζεται η αναρρόφηση μεγαλύτερης παροχής αέρα από αυτό και δια μέσω των πτερυγίων του δρομέα. Ακολούθησαν, οι εργασίες του καθηγητή Ozer Igra από το Πανεπιστήμιο του Negev στο Ισραήλ [123], [124], [125], [126] και [127], οι οποίες συνέχισαν το έργο των παραπάνω ερευνητών και δείχνανε ότι στην έξοδο του κελύφους πραγματικά τα επίπεδα της πίεσης είναι σημαντικά μειωμένα και έτσι επιτρέπεται η μεγάλη βελτίωση της απόδοσης του δρομέα. Ο Igra [127] διαχώρισε την έρευνά του σχετικά με την μορφή του κελύφους σε κατηγορίες τις οποίες χαρακτήριζε ως γενιές μιας και η ανάπτυξή τους προχώρησε διαχρονικά και ο κάθε τύπος προέκυπτε και

αναπτύσσονταν βάσει των αποτελεσμάτων του προηγούμενου τύπου. Έτσι, για παράδειγμα τα κελύφη πρώτης γενιάς (Σχ. 5.2), είχαν στόχο την εφαρμογή της θεωρίας που αναπτύχθηκε σχετικά με την τοποθέτηση κελύφους γύρω από δρομείς ανεμόμυλων. Τα κελύφη αυτής της φάσης ήταν σχετικά μεγάλου μήκους (λόγος μήκους προς διάμετρο ίσος με 7.0) λόγω του μεγάλου μήκους που απαιτούνταν ώστε ο διαχύτης εξόδου να μπορεί να λειτουργεί αποτελεσματικά χωρίς μεγάλες γωνίες διάχυσης (8.5°) και τα αρνητικά για τη ροή αποτελέσματα που αυτές φέρνουν. Για την επίτευξη μείωσης του απαιτούμενου μήκους πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε κελύφη τα οποία ήταν διάτρητα και από τις οπές των οποίων επιτρέπονταν είτε η είσοδος είτε η έξοδος αέρα ώστε να επιτυγχάνεται εξαναγκασμένα η μη αποκόλληση της ροής στα εσωτερικά τοιχώματα του διαχύτη. Στα πειράματα αυτά ο δρομέας αντικαταστάθηκε με την παρουσία σήτας κατάλληλου μεγέθους. Το κέλυφος του Σχ. 5.2.α, παρουσίασε σημαντική βελτίωση της απόδοσης του υποτιθέμενου δρομέα, μέχρι και τρεις φορές μεγαλύτερη ισχύς σε σχέση με τον δρομέα χωρίς το κέλυφος.



Σχήμα 5.2 Σχηματική αναπαράσταση ενός κελύφους πρώτης γενιάς α) χωρίς πτερύγια εξόδου [127] και β) με δακτυλιοειδές πτερύγιο εξόδου [125].

Το κέλυφος της δεύτερης γενιάς (Σχ. 5.3.α) το οποίο δοκιμάστηκε από τον Igra διέφερε από αυτό της πρώτης γενιάς στο ότι το μήκος του διαχύτη ήταν αισθητά μικρότερο. Έτσι, το κέλυφος της δεύτερης γενιάς είχε γωνία διάχυσης 12.5° , συνολικό μήκος 175 mm και λόγο επιφανειών εξόδου – λαιμού ίσο με 2.0 (όταν τα αντίστοιχα μεγέθη της πρώτης γενιάς ήταν 8.5° , 516 mm και 3.5, αντίστοιχα).



Σχήμα 5.3 α) Κέλυφος της δεύτερης γενιάς από τον Igra [127]. β) Κέλυφος της τρίτης γενιάς από τον Igra [127].

Για την επίτευξη περαιτέρω μείωσης της πίεσης εξόδου του διαχύτη, χρησιμοποιήθηκε μια σειρά από δακτυλιοειδή πτερύγια (διατομής NACA 1412 και χορδής μήκους ίσου με το 10% του συνολικού μήκους του κελύφους χωρίς τα δακτυλιοειδή πτερύγια) στην έξοδο του διαχύτη, με την πλευρά αναρρόφησής τους προς το εσωτερικό. Μεταξύ των πτερυγίων και του διαχύτη δημιουργούνταν στενά διάκενα (μήκους 4% του μήκους του κελύφους) για την επιτάχυνση της ροής έξω από τον διαχύτη προς τον ομόρρο του διαχύτη. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνονταν η μείωση της πίεσης εξόδου και η αύξηση της ταχύτητας και της παροχής του αέρα που διέρχονταν μέσα από το κέλυφος. Τα πειράματα διεξήχθησαν με διαφορετικές σήτες (διαφορετικοί συντελεστές ώσης, 0.21, 0.23 και 0.43), για διαφορετικό αριθμό δακτυλιοειδών πτερυγίων (0 ως 3) και για ένα εύρος αριθμών Reynolds. Η προσθήκη των δακτυλιοειδών πτερυγίων βρέθηκε ότι αυξάνει περαιτέρω την ανάκτηση πίεσης και την απόδοση του διαχύτη. Όπως αναφέρει ο Igra [127], δεν καλύφθηκαν όλες οι περιπτώσεις συντελεστών φόρτισης του δρομέα αφού δοκιμάστηκαν μόνο τρεις διαφορετικές σήτες, ωστόσο τα πειράματά του έδειξαν ότι με χρήση τριών δακτυλιοειδών πτερυγίων και για τον μικρότερο συντελεστή φόρτισης η βελτίωση στην απόδοση του δρομέα ήταν 2.8, σαφώς μεγαλύτερη από αυτή που μπορούσε να επιτευχθεί από τα κελύφη της πρώτης γενιάς. Στην τρίτη κατηγορία ανήκουν κελύφη τα οποία είχαν το ίδιο σχήμα δακτυλιοειδούς πτερυγίου και στην έξοδο των οποίων χρησιμοποιούνταν επίσης δακτυλιοειδή πτερύγια. Τόσο στο κέλυφος όσο και στον δακτύλιο εξόδου η αεροτομή που χρησιμοποιούνταν ήταν η NACA 4412. Ο συγκεκριμένος τύπος κελύφους παραλλάχθηκε ώστε να παρέχει μεγαλύτερους λόγους επιφανειών εξόδου – λαιμού. Έτσι προέκυψαν τέσσερα κελύφη με λόγους επιφανειών 2.46 (αρχικό), 3.22, 3.39 και 4.37. Οι τομές τους παρουσιάζονται στο Σχ. 5.3.β. Πραγματοποιήθηκαν διάφορα πειράματα με χρήση σήτας με συντελεστές ώσης 0.25, 0.36 και 0.66, ώστε να διαπιστωθεί η αποτελεσματικότητά

τους. Και σε αυτή την περίπτωση τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν την ύπαρξη τάσης για σημαντική βελτίωση της απόδοσης του δρομέα.

Από το 1973 η εταιρεία Grumman Aerospace Corporation έδειξε ενδιαφέρον στην ανάπτυξη της συγκεκριμένης τεχνολογίας, με την παρουσία της σε workshop της εποχής με παρουσίαση με θέμα τις ανεμογεννήτριες με κέλυφος [128]. Η έρευνα που διεξήγαγε η εταιρεία βασίστηκε στην αντιμετώπιση του μεγάλου μειονεκτήματος των κελυφών που ανέπτυξε ο Igra, του κόστους τους. Στόχος της έρευνας που διεξήγαγε ήταν η μείωση του μήκους του διαχύτη διατηρώντας τα ροϊκά χαρακτηριστικά του, δηλαδή, η ανάπτυξη ενός κελύφους μικρού μήκους. Στις εργασίες της ερευνητικής ομάδας της Grumman [129], [130], [131], [132] και [133], παρουσιάζονται δυο τύποι διαχυτών, ο διαχύτης με έλεγχο των αναπτυσσόμενων οριακών στρωμάτων στο εσωτερικό του και ο διαχύτης μορφής δακτυλιοειδούς πτερυγίου.

Τα κελύφη με δυνατότητα ελέγχου του οριακού στρώματος κατασκευάζονταν με σχετικά λεπτή λαμαρίνα και αποτελούνταν από μέχρι και τέσσερα τμήματα με λόγους επιφάνειας εξόδου προς λαιμού από 1.28 μέχρι 4.94 και γωνίες διάχυσης 20°, 30°, 40° και 45°. Για να προσομοιωθεί η πτώση πίεσης κατά μήκος του δρομέα, χρησιμοποιήθηκαν και σε αυτή την περίπτωση σήτες των οποίων οι συντελεστές φόρτισης κυμαίνονταν από 0.37 μέχρι 0.93. Επίσης, υπήρχε διαφοροποίηση μεταξύ των διακένων που δημιουργούνταν από τα διαφορετικά τμήματα του κελύφους, ενώ δοκιμάστηκαν και μια σειρά από τροποποιημένα κελύφη, με χρήση κινητών πτερυγίων αλλά και με την προσθήκη δακτυλιοειδούς πτερυγίου στην έξοδο του διαχύτη.

Αποτέλεσμα της διερεύνησης της ερευνητικής ομάδας της Grumman ήταν η σχεδίαση και η ανάπτυξη ενός βασικού κελύφους το οποίο είχε γωνία διάχυσης 30°, λόγο επιφάνειας εξόδου προς επιφάνεια λαιμού ίσο με 2.78, λόγο μήκους προς διάμετρο ίσο με 0.715 [134] ή 0.5 [129], [135], [131] και δυο διάκενα ελέγχου του οριακού στρώματος. Η μέγιστη βελτίωση που μπόρεσε να επιτευχθεί στην περίπτωση του βασικού κελύφους της Grumman παρουσίαζε έναν συντελεστή 1.89, για συντελεστή φόρτισης ίσο με 0.55 [129]. Η ροή του αέρα βρέθηκε ότι επιταχύνεται κατά έναν συντελεστή ίσο με 1.27 ενώ ο συντελεστής πίεσης που μετρήθηκε στην έξοδο του διαχύτη ήταν -0.58, στις συνθήκες μέγιστης βελτίωσης της απόδοσης. Επίσης, σημειώθηκε ότι η απόδοση της διάταξης ήταν ανεξάρτητη της απόκλισης από τον άξονα περιστροφής στο εύρος $\pm 15^\circ$.

Μπορεί να ειπωθεί ότι το βασικό κέλυφος της Grumman αποτελεί μια βελτίωση του κελύφους τρίτης γενιάς του Igra μιας και είχε το 1/5 του λόγου μήκους προς διάμετρο, το 1/3 του λόγου επιφανειών και ωστόσο ήταν δυνατό να παράγει 84% της βελτίωσης σε σύγκριση με το κέλυφος του Igra. Η ιδέα πίσω από τον τρόπο λειτουργίας ενός τέτοιου

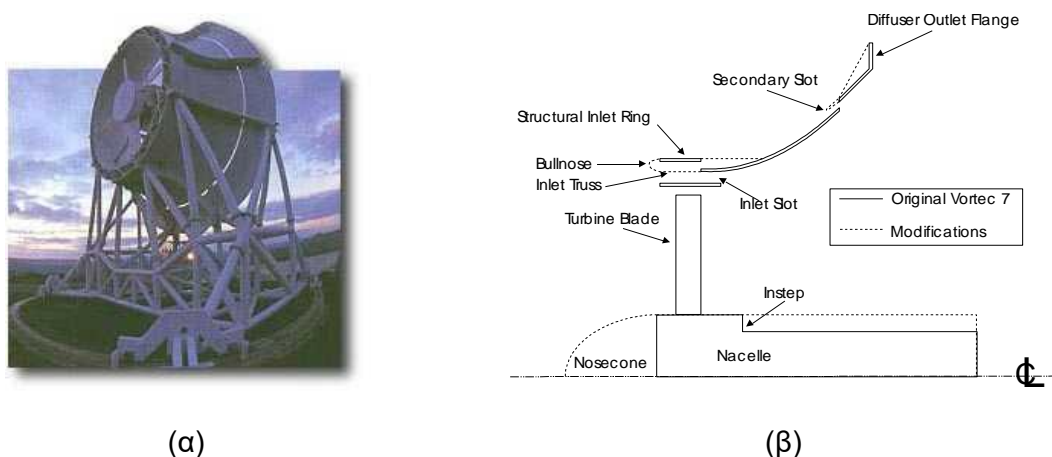
κελύφους είναι απλή στη σύλληψη. Αέρας από τη ροή έξω από το κέλυφος επιτρέπεται να εισέλθει εφαπτομενικά στο εσωτερικό του από ειδικά σχεδιασμένα ανοίγματα. Με αυτόν τον τρόπο η εξωτερική ροή ενεργοποιεί το εσωτερικά αναπτυσσόμενο οριακό στρώμα, επιταχύνοντάς το με την εναλλαγή ορμής. Η ορμή της εξωτερικής ροής επιτρέπει στο ρευστό του οριακού στρώματος να υπερνικήσει τις αρνητικές κλίσεις πίεσης και τις δυνάμεις τριβής στο τοίχωμα. Με αυτό τον τρόπο επιτυγχάνεται η αποφυγή της αποκόλλησης της ροής από το τοίχωμα λόγω της μεγάλης γωνίας διάχυσης. Η γεωμετρία των ανοιγμάτων βρέθηκε ότι επηρεάζει την απόδοση της διάταξης [136], ωστόσο δεν μπόρεσε να υπάρξει σαφής διατύπωση για τον κατάλληλο αριθμό ανοιγμάτων. Η τελευταία εξέλιξη που προσέφερε η ερευνητική ομάδα της Grumman ήταν η διάταξη DAWT 45 [134], [137], η οποία διέθετε στεφάνη στην έξοδο του διαχύτη για μεγαλύτερη ακαμψία σε σχέση με το βασικό μοντέλο της Grumman, αλλά και μεγαλύτερη περιεχόμενη γωνία διάχυσης.

Ωστόσο, παρά τον μεγάλο αριθμό πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν τόσο από την ερευνητική ομάδα της Grumman όσο και από τον Igra, δε στάθηκε δυνατή η κατασκευή ενός μεγάλης κλίμακας πρωτότυπου και έτσι οι μόνες απεικονίσεις ανεμογεννήτριας με κέλυφος σε πλήρη κλίμακα είναι κάποιες καλλιτεχνικές προσεγγίσεις, όπως αυτή του Σχήματος 5.7.

Έχοντας διερευνήσει σε μεγάλη έκταση την σχεδίαση του κελύφους, τόσο ο Igra όσο και η ομάδα των ερευνητών της Grumman ξεκίνησαν την σχεδίαση και την ανάλυση δρομέων κατάλληλων να επιτύχουν τις αναμενόμενες επιδόσεις. Έτσι δημιουργήθηκαν ερωτήματα σχετικά με το ποιος τύπος δρομέα θα ήταν καταλληλότερος για χρήση σε διατάξεις που περιλαμβάνουν κέλυφος, πόσο αποδοτικός θα ήταν ένας τέτοιος δρομέας και τι επίδραση θα είχε η παρουσία του στην απόδοση του διαχύτη. Λεπτομερής αναφορά στην σχεδίαση και ανάλυση τέτοιων δρομέων παρουσιάζεται στις εργασίες των Igra [123], [126], [127] και της Grumman [129], [133], [135], [131], [132], [134].

5.1.2 Η Πρώτη Ανεμογεννήτρια με Κέλυφος

Στα τέλη της δεκαετίας του '90 κατασκευάστηκε το πρώτο πρωτότυπο ανεμογεννήτριας τύπου DAWT πλήρους κλίμακας και διαμέτρου δρομέα, 7.3 m, βάσει των εργασιών και των σχεδίων που είχαν αναπτυχθεί από την ερευνητική ομάδα της εταιρείας Grumman. Το πρωτότυπο είχε την ονομασία Vortec 7 και κατασκευάστηκε από την εταιρεία Vortec Energy Limited στην Νέα Ζηλανδία (Σχ. 5.4).



Σχήμα 5.4 Το πρωτότυπο Vortec 7 [138]. α) Φωτογραφία του πρωτότυπου το οποίο ήταν εγκατεστημένο κοντά στην δυτική ακτή του Franklin της Νέας Ζηλανδίας. β) Τα κύρια γεωμετρικά χαρακτηριστικά του πρωτότυπου Vortec 7.

Το πρωτότυπο μελετήθηκε τόσο πειραματικά όσο και υπολογιστικά με τη χρήση ανάλυσης CFD και με την ανάπτυξη απλοποιημένου μονοδιάστατου (1D) μοντέλου [139], [140], [138] και [141]. Το πρωτότυπο χρησιμοποιούσε διαχύτη με οπές για την αποφυγή αποκόλλησης της ροής στο εσωτερικό του διαχύτη. Το κέλυφος θεωρήθηκε οικονομικά βιώσιμο καθώς κατασκευάστηκε από σύνθετο υλικό (High Tensile Reinforced Fibrous Ferrocement). Τα αποτελέσματα που προέκυψαν έδειχναν ότι το κέλυφος επιτύγχανε τον σκοπό του, δηλαδή, να επιτυγχάνει αύξηση της ροής αέρα δια μέσω του δρομέα αυξάνοντας την ταχύτητα στο εσωτερικό του και επιτυγχάνοντας ελαφρά μειωμένη σε σχέση με την ατμοσφαιρική πίεση στην έξοδό του. Η μέγιστη βελτίωση στην απόδοση του δρομέα που βρέθηκε από την μελέτη του συγκεκριμένου πρωτοτύπου δεν υπερέβη το 2.4. Επίσης, διαπιστώθηκε ότι η αύξηση της απόδοσης του δρομέα είναι αλληλένδετη με την αύξηση στον συντελεστή οπισθέλκουσας της κατασκευής και ότι η οικονομικότερη λύση είναι η συμβατικές ανεμογεννήτριες χωρίς κέλυφος [141]. Αν και βρέθηκε ότι πράγματι υπάρχει βελτίωση στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά και στην απόδοση της ανεμογεννήτριας, ωστόσο, η παραπάνω συσχέτιση κόστους – συντελεστή οπισθέλκουσας οδήγησε στη διαπίστωση ότι μια τέτοια διάταξη είναι δύσκολο να είναι οικονομικά βιώσιμη λόγω της ύπαρξης του κελύφους.

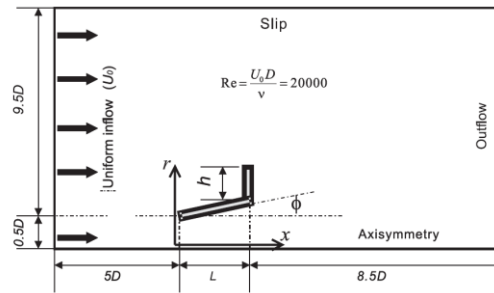
5.1.3 Πρόσφατη Έρευνα

Παράλληλα με τις δημοσιεύσεις που αφορούσαν το πρωτότυπο Vortec 7 άλλοι ερευνητές δημοσίευαν αποτελέσματα των δικών τους εργασιών. Έτσι για παράδειγμα ο Hansen [142] διερεύνησε υπολογιστικά την απόδοση μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα με κέλυφος. Το κέλυφος είχε μορφή δακτυλιοειδούς πτερυγίου παραμορφωμένης κατάλληλα

αεροτομής NACA 0015. Η ανάλυση έγινε τόσο με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής όσο και με την ανάπτυξη ενός απλοποιημένου μονοδιάστατου μοντέλου. Το μοντέλο υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ακολουθούσε την προσέγγιση του δίσκου ενέργειας. Την ίδια προσέγγιση είχαν ακολουθήσει και οι ερευνητές που μελέτησαν υπολογιστικά την ανεμογεννήτρια Vortec 7. Μεταξύ του μοντέλου υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και του μονοδιάστατου μοντέλου προέκυψε καλή συμφωνία και προέκυψε το συμπέρασμα ότι με την προσθήκη διαχύτη η βελτίωση της απόδοσης του δρομέα μπορεί να αυξηθεί κατά έναν παράγοντα ανάλογο της σχετικής αύξησης παροχής μάζας μέσω του δίσκου που σαρώνουν τα πτερύγια. Οι Bet και Grassmann [143], σχεδίασαν και μοντελοποίησαν με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής μια ανεμογεννήτρια με κέλυφος, το σχήμα του οποίου είναι αυτό ενός δακτυλιοειδούς πτερυγίου. Στην εργασία τους παρουσιάζουν και μια τροποποίηση αυτού του κελύφους, ένα διπλό δακτυλιοειδές κέλυφος, το οποίο μελέτησαν παραμετρικά τροποποιώντας το μέγεθος των δακτυλίων. Η εργασία που παρουσίασαν αφορούσε έναν δρομέα με 37 πτερύγια. Η υπολογιστική ανάλυση του μοντέλου τους, έδειξε τον διπλασιασμό της παραγόμενης ισχύος, σε σχέση με την ανεμογεννήτρια χωρίς κέλυφος.

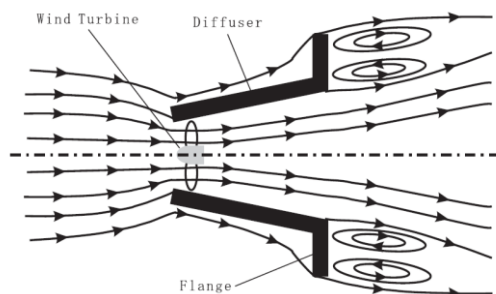
Το 2001 οι Frankonίς και Vrsalonίς παρουσίασαν μια εργασία στην οποία μελέτησαν μια διάταξη ανεμογεννήτριας με κέλυφος μορφής ακροφυσίου [144]. Σε αυτό το κέλυφος ο αέρας επιταχύνονταν και υποστήριζαν ότι παρήγαγε περίπου 3.3 φορές περισσότερη ενέργεια από την ίδια ανεμογεννήτρια χωρίς το κέλυφος. Αυτή η περίσσεια παραγωγής ενέργειας βρέθηκε ότι ισοδυναμεί με πέντε φορές μεγαλύτερο οικονομικό κέρδος σε σύγκριση με την ανεμογεννήτρια χωρίς κέλυφος.

Στις αρχές του 2000 μια ομάδα ερευνητών από την Ιαπωνία ξεκινά να μελετά και πάλι σε βάθος τη δυνατότητα αξιοποίησης της μέχρι τότε ερευνητικής δουλειάς στον τομέα των ανεμογεννητριών με κέλυφος. Αρχικά, διεξήγαγαν αριθμητική προσομοίωση της ροής σε ένα πλήθος κελυφών στα οποία απουσίαζε το συγκλίνον τμήμα με σκοπό την ανάπτυξη μικρών ανεμογεννητριών (κάτω του 1.5 kW) τύπου DAWT [145]. Οι διαχύτες έφεραν στεφάνες διαφορετικών υψών στην έξοδό τους (Σχ. 5.5) Τα αποτελέσματα αυτών των προσομοιώσεων επαληθεύτηκαν από πειραματικά αποτελέσματα και έδειξαν καλή συμφωνία.



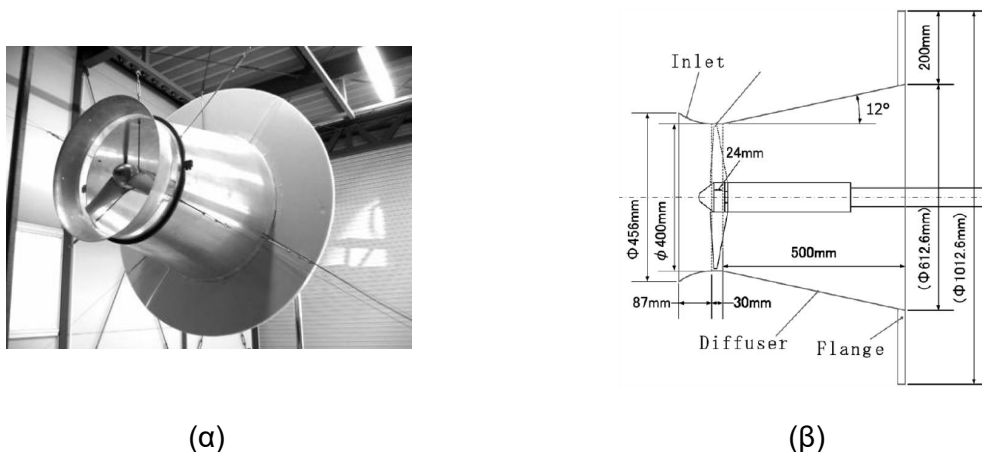
Σχήμα 5.5 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των διαχυτών που μελετήθηκαν από τους Abe και Ohya και οριακές συνθήκες των προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν [145].

Εκτός από πειράματα με απομονωμένους διαχύτες πραγματοποιήθηκαν και πειράματα με σήτες οι οποίες αντιπροσώπευαν ουσιαστικά διαφορετικούς δρομείς με διαφορετικούς συντελεστές ώσης. Οι προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν αφορούσαν διαχύτες με γωνία διάχυσης 4° . Ωστόσο μελετήθηκαν και διαχύτες με γωνία διάχυσης 15° και βρέθηκε ότι ακόμη και σε τέτοιες ακραίες τιμές γωνιών διάχυσης ($\geq 10^\circ$) είναι δυνατό να επιτευχθεί ικανοποιητική επιτάχυνση της ροής. Βέβαια, η απόδοση οποιουδήποτε διαχύτη σχετίζεται και με την αποκόλληση της ροής στο εσωτερικό του διαχύτη και συνεπώς με τον συντελεστή ώσης του χρησιμοποιούμενου δρομέα. Σημαντικό ρόλο στην απόδοση αυτών των διαχυτών παίζει η στεφάνη, η οποία δρα ως εμπόδιο στη ροή γύρω από τον διαχύτη, δημιουργεί σημαντική αποκόλληση της ροής και μια εκτενή περιοχή ανακυκλοφορίας στο πίσω μέρος της. Έτσι στην έξοδο του διαχύτη η πίεση είναι σημαντική χαμηλότερη από την ατμοσφαιρική. Η ροή που διέρχεται από έναν διαχύτη με στεφάνη επιταχύνεται σημαντικά σε σχέση με τη ροή δια μέσω ενός διαχύτη χωρίς στεφάνη. Η μέγιστη τιμή της ταχύτητας εμφανίζεται όπως είναι αναμενόμενο παρουσιάζεται στην είσοδο του διαχύτη και έτσι σε αυτή τη θέση προτείνεται να τοποθετηθεί ο δρομέας ο οποίος θα απομαστεύει ενέργεια από τον άνεμο. Μια σχηματική απεικόνιση της αρχής λειτουργίας ενός συστήματος ανεμογεννήτριας με κέλυφος που βασίζεται σε αυτό το φαινόμενο παρουσιάζεται στο Σχ. 5.6.



Σχήμα 5.6 Σκαρίφημα των χαρακτηριστικών της ροής στην περίπτωση μιας ανεμογεννήτριας με κέλυφος στην έξοδο του οποίο υπάρχει στεφάνη [145].

Η ερευνητική ομάδα των Abe και Ohya προχώρησε και στην εκπόνηση πειραμάτων σε αεροσήραγγα και υπολογιστικών αναλύσεων ανεμογεννητριών με κέλυφος στου οποίου την έξοδο υπήρχε στεφάνη [146]. Στο Σχήμα 5.7, παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Για την εκπόνηση των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε η λήψη ενός μεγάλου πλήθους μετρήσεων σε διάφορες ακτινικές θέσεις σε διάφορες αποστάσεις τοποθέτησης πίσω από τον δρομέα.



Σχήμα 5.7 Ανεμογεννήτρια με διαχύτη με στεφάνη [146]. α) Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης. β) Γεωμετρικά χαρακτηριστικά της υπό μελέτη διάταξης.

Τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας έδειξαν ότι ο συντελεστής ισχύος της ανεμογεννήτριας είναι περίπου τέσσερις φορές μεγαλύτερος από αυτόν της ίδιας ανεμογεννήτριας χωρίς το κέλυφος. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο Ohya σε άλλη του εργασία [147], αναφέρει ότι η χρήση διαχύτη με στεφάνη επιτυγχάνει βελτίωση του συντελεστή ισχύος κατά πέντε φορές. Μια άλλη ομάδα ερευνητών από την Ιαπωνία κατάφερε να πραγματοποιήσει πειράματα σε πραγματικές συνθήκες σε ανοιχτό χώρο με μια παρόμοια διάταξη [148]. Ωστόσο, η μέγιστη βελτίωση στον συντελεστή ισχύος που αναφέρει είναι ίση με 2.4 σε σχέση με αυτήν της ίδιας ανεμογεννήτριας χωρίς κέλυφος. Επίσης, με την τοποθέτηση του κελύφους παρατηρήθηκε και η υπερνίκηση του ορίου του Betz. Ένα επιπλέον πλεονέκτημα της εισαγωγής κελύφους γύρω από τον δρομέα της συγκεκριμένης ανεμογεννήτριας ήταν η ταχύτερη καταστροφή των αναπτυσσόμενων δινών ακροπτερυγίου εντός του διαχύτη. Οι αντίστοιχες δίνες της ανεμογεννήτριας χωρίς το κέλυφος συνέχιζαν να υπάρχουν στον ομόρροο της για μεγάλη απόσταση, όπως ήταν αναμενόμενο.

Η ομάδα των Abe και Ohya συνέχισαν τη διερεύνηση των χαρακτηριστικών λειτουργίας ανεμογεννητριών με κέλυφος εγκαθιστώντας ένα πρωτότυπο τέτοιας διάταξης με στεφάνη σε δοκιμή πεδίου υπό πραγματικές συνθήκες [149]. Ο λόγος επιφανειών διατομής εισόδου προς τη διατομή εξόδου ήταν ίσος με 2.35. Και σε αυτή την περίπτωση

αναφέρεται ότι ο συντελεστής ισχύος του δρομέα ήταν 4 – 5 φορές μεγαλύτερος από τον συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας χωρίς τον διαχύτη.

Παράλληλα μια άλλη ομάδα από το Ηνωμένο Βασίλειο παρουσίαζε τα αποτελέσματα μια διαφορετικής προσέγγισης στον σχεδιασμό του κελύφους [150]. Το κέλυφος και σε αυτή την περίπτωση περιελάμβανε ένα συγκλίνον μέρος (είσοδος) και ένα αποκλίνον μέρος (έξοδος), ωστόσο η ανεμογεννήτρια ήταν τοποθετημένη στο εσωτερικό ενός σωλήνα σταθερής διατομής.

Και σε αυτή την περίπτωση έλαβαν χώρα τόσο πειραματικές όσο και υπολογιστικές μελέτες σχετικά με την επίδραση του κελύφους στην απόδοση της ανεμογεννήτριας. Παρατηρήθηκε βελτίωση της απόδοσης της ισχύος της ανεμογεννήτριας και συγκεκριμένα, ο συντελεστής ισχύος του δρομέα ήταν 2.2 φορές μεγαλύτερος από τον συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας χωρίς το κέλυφος.

Το 2010 οι Ohyu και Karasudani [151], παρουσίασαν μια νέα μορφή κελύφους το οποίο προέκυψε σαν εξέλιξη των προηγούμενων εργασιών τους στις οποίες ο διαχύτης είχε στην έξοδό του στεφάνη. Η νέα αυτή σχεδίαση ονομάζεται πλέον από τους Ohyu και Karasudani, ως “Wind-lens”, σε μια προσπάθεια εμπορευματοποίησης της τεχνολογίας αυτής. Το μήκος του κελύφους μειώθηκε σημαντικά ώστε η ανάπτυξη μιας τέτοιας δομής να είναι εφικτή τόσο κατασκευαστικά όσο και οικονομικά. Έτσι αναπτύχθηκαν και δοκιμάστηκαν πειραματικά σε αεροσήραγγα. Οι διαχύτες διέφεραν μεταξύ τους ως προς το μήκος τους, τον λόγο επιφάνειας εξόδου προς επιφάνεια λαιμού και ως προς το ύψος της στεφάνης. Επίσης, πραγματοποιήθηκαν δοκιμές σε πραγματικές συνθήκες σε μια μονάδα άρδευσης σε έρημο της Βορειοδυτικής Κίνας και στην παραθαλάσσια πόλη Fukuoka της Ιαπωνίας, με την εγκατάσταση έξι και τριών ανεμογεννητριών, αντίστοιχα (Σχ. 5.8). Κάθε ανεμογεννήτρια είχε ονομαστική ισχύ 5 kW. Τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων έδειξαν την επίτευξη βελτίωσης του συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας κατά έναν συντελεστή του οποίου οι τιμές κυμαίνονταν από 2 έως 5.



(α)



(β)

Σχήμα 5.8 Εγκατεστημένες διατάξεις “wind lens” για τη λήψη μετρήσεων πεδίου [151]. α) Σε έρημο της Βορειοδυτικής Κίνας. β) Στην παραθαλάσσια πόλη Fukuoka της Ιαπωνίας.

Η έρευνα στο αντικείμενο των ανεμογεννητριών με κέλυφος συνεχίστηκε τα τελευταία χρόνια με ερευνητές να παρουσίασαν πρωτότυπες εργασίες σχετικά με την κατασκευή καινοτόμων εφαρμογών των ανεμογεννητριών με κέλυφος. Έτσι το 2011, παρουσιάστηκε η μικρότερη ανεμογεννήτρια με κέλυφος η οποία αποτελούνταν από έναν δρομέα διαμέτρου 2 cm και είχε εξωτερική διάμετρο περιβλήματος 3.2 cm [152]. Η ανεμογεννήτρια λειτουργεί σε ταχύτητες 3-7 m/s παράγοντας 80 mW έως 2.5 mW, με μέγιστο συντελεστή ισχύος 0.09. Έναν χρόνο αργότερα παρουσιάστηκε μια ανεμογεννήτρια με κέλυφος με στεφάνη για χρήση σε οχήματα [153]. Τα χαρακτηριστικά της διάταξης ήταν α) διάμετρος δρομέα 30 cm, β) στερεότητα 20-60% και γ) ταχύτητες λειτουργίας 10-20 m/s. Για την αξιολόγηση της λειτουργίας της πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε αεροσήραγγα και βρέθηκε ότι η παρουσία του διαχύτη και σε αυτή την περίπτωση βελτώνει σημαντικά την ισχύ, τη ροπή και την περιστροφική ταχύτητα της ανεμογεννήτριας. Μια ερευνητική ομάδα από την Κίνα παρουσίασε το 2015, μια πιο περίπλοκη διάταξη κελύφους συνδυασμένου με έναν εκβολέα στο οποίο την έξοδο υπήρχαν σχηματισμένοι λοβοί, εμπνευσμένο από τους αεροπορικού κινητήρες [154]. Επίσης η συγκεκριμένη διάταξη περιέκλειε μια βαθμίδα στροβίλου με σταθερά και περιστρεφόμενα πτερύγια. Οι αναλύσεις που πραγματοποιήθηκαν για την συγκεκριμένη διάταξη πραγματοποιήθηκαν με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και έδειξαν αύξηση 240% στην παραγόμενη ισχύ από τον δρομέα ακόμη και σε ιδιαίτερα χαμηλές ταχύτητες ανέμου (2-6 m/s).

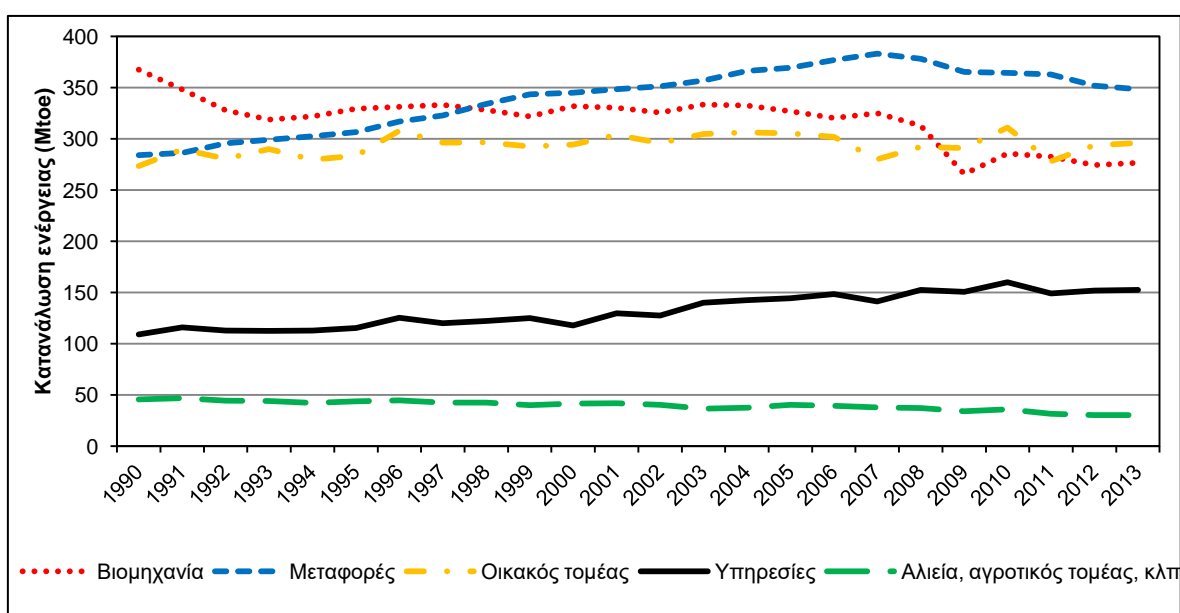
Παράλληλα, μια άλλη ερευνητική ομάδα εξέδωσε μια εργασία στην οποία παρουσιάζονταν η ανάπτυξη ενός εργαλείου εκτίμησης της επίδρασης της προσθήκης διαχύτη γύρω από μια ανεμογεννήτρια αξιοποιώντας τις δυνατότητες της τεχνητής νοημοσύνης και των νευρο-ασαφών δικτύων [155]. Για την «εκπαίδευση» του δικτύου χρησιμοποιήθηκαν αποτελέσματα ανάλυσης CFD.

Άλλες εργασίες στον συγκεκριμένο τομέα αφορούν δημοσιεύσεις τόσο πειραματικών [156], [157] όσο και υπολογιστικών [158], [159], [160], [161] αποτελεσμάτων από διαφορετικές ερευνητικές ομάδες για διάφορες γεωμετρικές διαμορφώσεις, όπως στεφάνες στην έξοδο [162] και βηματικές διαβαθμίσεις στο εσωτερικό [163] και λειτουργικές συνθήκες διατάξεων ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα με κέλυφος, στην επέκταση της θεωρίας BEM για ανεμογεννήτριες τύπου DAWT [164], αλλά και σε αναλύσεις της οικονομικότητας αυτής της τεχνολογίας [165], [166].

5.2 Ανεμογεννήτριες Ενταγμένες στο Κτιριακό Κέλυφος

Το κτίριο στις διάφορες μορφές του αποτελεί τον χώρο στέγασης των δραστηριοτήτων του ανθρώπου, π.χ. οικία, χώροι εκπαίδευσης και κατάρτισης, χώροι συνάθροισης, χώροι

καταστημάτων και γραφείων, χώροι πολιτιστικών και αθλητικών εκδηλώσεων, χώροι αναψυχής, χώροι λατρείας, κα. Για τον λόγο αυτόν αναμένεται το μερίδιο του κτιριακού τομέα στην συνολική παγκόσμια ενεργειακή κατανάλωση να είναι σημαντικό. Στο Σχήμα 5.9 παρουσιάζεται η παγκόσμια ενεργειακή κατανάλωση σε Mtoe για την περίοδο 1990 – 2013 και όπως φαίνεται ο οικιακός τομέας (μια μόνο από τις χρήσεις των κτιριακών υποδομών που κατασκευάζει ο άνθρωπος) καταναλώνει ενέργεια η οποία δύναται να συγκριθεί με τις καταναλώσεις της βιομηχανίας και των μεταφορών, ενώ είναι πολλαπλάσια των ενεργειακών αναγκών του τομέα της αλιείας, του αγροτικού τομέα και υπηρεσιών. Επίσης, το μεγαλύτερο μέρος των υπηρεσιών παράγονται και παρέχονται μέσα σε κτίρια και έτσι γίνεται σαφές ότι οι ανθρώπινες δραστηριότητες που σχετίζονται άμεσα με το κτίριο είναι οι περισσότερες ενεργοβόρες δραστηριότητες.



Σχήμα 5.9 Παγκόσμια ενεργειακή κατανάλωση (σε Mtoe) για την περίοδο 1990-2013 [167].

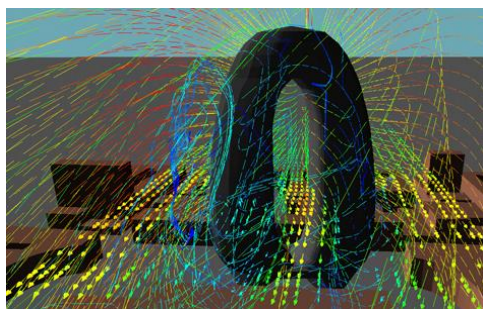
Το πρόβλημα που προκύπτει με την μεγάλη ενεργειακή κατανάλωση των κτιρίων έχει να κάνει με το ανθρακικό αποτύπωμα αυτής της κατανάλωσης καθώς η ενέργεια ακόμη και σήμερα παράγεται στο μεγαλύτερο ποσοστό της από καύσιμα που βασίζονται στον άνθρακα. Με την ευαισθητοποίηση της κοινής γνώμης γύρω από τα περιβαλλοντικά και ενεργειακά ζητήματα και την ανάπτυξη του τομέα των ανανεώσιμων και ήπιων πηγών ενέργειας αναπτύχθηκε η τάση της ένταξης των τεχνολογιών που αξιοποιούν τις ήπιες μορφές ενέργειας στον κτιριακό τομέα. Στόχος αυτής της ένταξης ήταν όχι μόνο να μειωθεί η ενεργειακή εξάρτηση από συμβατικές πηγές ενέργειας που συνδέονται με τη δημιουργία επιπτώσεων στο περιβάλλον αλλά και να μειωθούν τα κόστη διανομής της ενέργειας, να δοθεί λύση στο πρόβλημα εύρεσης χώρου για την εγκατάσταση μονάδων μεγάλης δυναμικότητας (π.χ. αιολικά ή ηλιακά πάρκα) αλλά και να γίνει εκμετάλλευση των

ενεργειακών πηγών που βρίσκονται σε σχετική εγγύτητα ως προς το κτίριο που θα τις αξιοποιήσει.

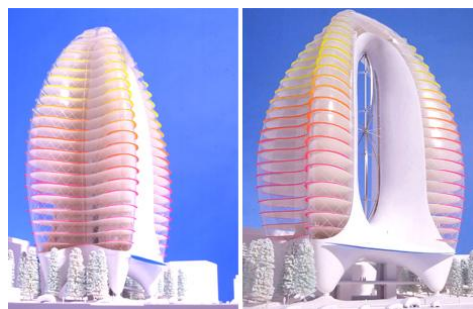
Όσο αφορά την αιολική ενέργεια και την αξιοποίησή της από το κτιριακό κέλυφος, σε παλαιότερες εργασίες του, ο Mertens έδειξαν ότι υπάρχουν δυνατότητες επιτάχυνσης της ροής του αέρα γύρω από κτίρια [168], [169], [170], [171], ενώ άλλοι ερευνητές μελετήσανε την επίδραση της μορφής του κτιρίου στα χαρακτηριστικά της ροής [172], [173], [174], [175] και άλλοι τη δυνατότητα χρησιμοποίησης πρότυπων αιολικών συστημάτων στα οποία συμπεριλαμβάνονται και οι ανεμογεννήτριες με κέλυφος [176], [177]. Σύμφωνα με τον Mertens [169] η τοποθέτηση ανεμογεννητριών καθέτου άξονα στην οροφή συμβατικών κτιρίων δύναται να παρέχει σημαντική ποσότητα ενέργειας από τον άνεμο σε αντίθεση με την τοποθέτηση ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα οι οποίες υπό τις συνθήκες ροής που ισχύουν σε αυτήν την περίπτωση θα δέχονταν τη ροή υπό κλίση.

Από τις αρχές τις δεκαετίας του '90 πολλοί μηχανικοί, αρχιτέκτονες και ερευνητές που ασχολούνται με το αντικείμενο των «πράσινων» κτιρίων έχουν προτείνει διάφορους σχεδιασμούς κτιρίων που θα αξιοποιούν τις τοπικά διαθέσιμες ανανεώσιμες πηγές ενέργειας για την κάλυψη των ενεργειακών αναγκών τους. Άλλοι σχεδιασμοί διατηρούσαν ένα πιο συντηρητικό προφίλ όπως αυτό των «αιολικών στεγών» που πρότεινε η Altechnica Architects [172] και άλλοι είχαν μια περισσότερο τολμηρή προσέγγιση τόσο από σχεδιαστικής πλευράς όσο και από κατασκευαστικής/τεχνολογικής πλευράς (π.χ. σχέδια για μεγάλα πράσινα κτίρια από αρχιτέκτονες όπως ο Ken Yeang, ο Richard Rogers ή ο Bill Dunster). Ωστόσο τα δυο ευρύτερα γνωστά προγράμματα σχεδίασης κτιρίων τα οποία θα επιτύγχαναν την αξιοποίηση της ηλιακής και της αιολικής ενέργειας ήταν το Project ZED (1994) και το Project WEB (2001) τα οποία χρηματοδοτήθηκαν από την Ευρωπαϊκή Ένωση.

Στην περίπτωση του Project ZED ζητούμενο ήταν η σχεδίαση τριών υποθετικών κτιρίων σε τρεις ευρωπαϊκές πόλεις (Λονδίνο, Τουλούζη και Βερολίνο) τα οποία θα επιτύγχαναν να έχουν μηδενικές εκπομπές άνθρακα και θα βασίζονταν στην αρχή της ελαχιστοποίησης των ενεργειακών αναγκών. Δεδομένων των τοπικών κλιματολογικών συνθηκών και των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών κάθε περιοχής προέκυψε ένα μεγάλου ύψους κτίριο στο Λονδίνο (Σχ. 5.10) και δυο χαμηλότερο ύψους κτίρια στην Τουλούζη και στο Βερολίνο [178].



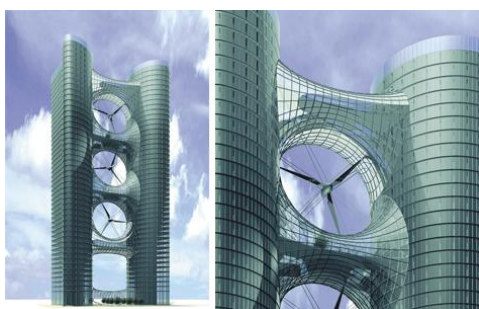
(α)



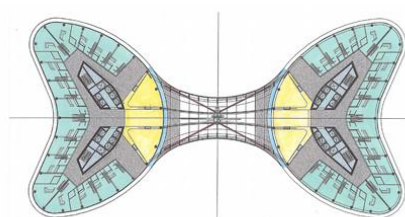
(β)

Σχήμα 5.10 Το πρωτότυπο κτίριο του Λονδίνου όπως προέκυψε από τα αποτελέσματα του προγράμματος ZED [178]. α) Τρισδιάστατη απεικόνιση της ροής του αέρα γύρω και δια μέσω του κτιρίου. β) Τρισδιάστατη απεικόνιση του κτιρίου με υπολογιστή.

Ως συνέχεια αυτού του προγράμματος θεωρείται το επίσης χρηματοδοτούμενο από την Ευρωπαϊκή Ένωση πρόγραμμα Project WEB το οποίο στόχευε στην αντιμετώπιση των δυσκολιών που ανακύπτουν κατά τον σχεδιασμό κτιρίων στα οποία εφαρμόζονται τεχνολογίες αξιοποίησης αιολικού δυναμικού και στην ανάπτυξη τεχνολογικών και σχεδιαστικών λύσεων. Οι δυσκολίες που ανακύπτουν είναι η μειωμένη ταχύτητα του ανέμου σε αστικές περιοχές, το μέγεθος των ανεμογεννητριών σε σχέση με τα κτίρια, το πρόβλημα του θορύβου, οι φόβοι για την ασφάλεια μιας τέτοιας κατασκευής και τεχνικοί/κατασκευαστικοί περιορισμοί. Τα υποθετικά κτίρια που σχεδιάστηκαν μελετήθηκαν τόσο υπολογιστικά όσο και πειραματικά (τόσο σε αεροσήραγγα όσο και με μετρήσεις πεδίου). Επικρατέστερη αεροδυναμικά γεωμετρία φάνηκε να είναι μια δίδυμη ψηλή κατασκευή τύπου ουρανοξύστη της οποίας η κάτοψη είχε το σχήμα δυο συμμετρικών «νεφρών» (Σχ. 5.11). Τα δυο μέρη της κατασκευής συνδέονταν με δομές οι οποίες μπορούσαν να φέρουν τους δρομείς ανεμογεννητριών οι οποίες θα αξιοποιούσαν την μεταξύ των δυο πύργων επιταχυνόμενη ροή.



(α)



(β)

Σχήμα 5.11 Το πρωτότυπο κτίριο του προγράμματος WEB [179]. α) Τρισδιάστατη καλλιτεχνική απεικόνιση του κτιρίου με υπολογιστή. β) Κάτοψη του κτιρίου.

Για τα πειράματα πεδίου χρησιμοποιήθηκε μοντέλο του προτεινόμενου κτιρίου σε κλίμακα και δυο διαφορετικές ανεμογεννήτριες ονομαστικής διαμέτρου 2 m, μια τριπτέρυγος

ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα Marlec FM 1803 και μια τριπτέρυγος ανεμογεννήτρια Darrieus που στο κέντρο της έφερε έναν δρομέα Savonius. Οι ανεμογεννήτριες δοκιμάστηκαν τόσο απομονωμένες χωρίς το κτίριο όσο και υπό την επίδραση του κτιρίου. Συγκεκριμένα η ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα δοκιμάστηκε και με την τοποθέτηση των οριζόντιων δομών μεταξύ των δυο δίδυμων πύργων. Στο Σχήμα 5.12 παρουσιάζονται δυο διαφορετικές πειραματικές διατάξεις του (μετρήσεις πεδίου).



(α)



(β)

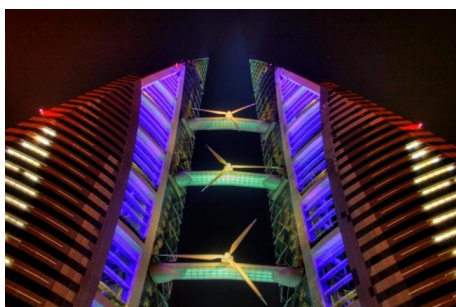
Σχήμα 5.12 Το πρωτότυπο κτίριο στις δοκιμές πεδίου του Energy Research Unit στο Ηνωμένο Βασίλειο. α) Δοκιμή χωρίς τις οριζόντιες δομές μεταξύ των δυο κτιρίων [180]. β) Δοκιμή με τις οριζόντιες δομές μεταξύ των δυο κτιρίων [179].

Τόσο η ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα όσο και η ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα επέδειξαν βελτιωμένη απόδοση όταν εντάχθηκαν στο μοντέλο του προτεινόμενου κτιρίου όταν η γωνία προσβολής κυμαίνονταν στο εύρος $\pm 60^\circ$. Η ηλεκτροπαραγωγή γενικά ξεκινούσε από ταχύτητες ακόμη και 1 m/s μικρότερες από την ταχύτητα εισαγωγής της ανεμογεννήτριας χωρίς το κτιριακό κέλυφος, διευρύνοντας σημαντικά το εύρος λειτουργίας της και βελτιώνοντας την ηλεκτροπαραγωγή σε περιοχές κακού αιολικού δυναμικού. Σε ταχύτητα ανέμου ίση με 8 m/s η ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα χωρίς την επίδραση του κτιρίου παρήγαγε 155 W ενώ όταν τοποθετήθηκε στο κτιριακό κέλυφος παρήγαγε 190 W ηλεκτρικής ισχύος. Η αντίστοιχη βελτίωση της ηλεκτροπαραγωγής της ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα ήταν από 40 W σε 90 W . Συγκριτικά, η βελτίωση της απόδοσης της ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα στις ίδιες ανεμολογικές συνθήκες βρέθηκε ότι είναι αρκετά μεγαλύτερη σε σχέση με τη βελτίωση που παρατηρείται στην ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα. Βέβαια αυτό δεν προέκρινε τη χρήση ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα. Επίσης, βρέθηκε ότι η ύπαρξη των οριζόντιων συνδετικών δομών δρα βελτιωτικά στην απόδοση της ανεμογεννήτριας σε χαμηλές ταχύτητες ενώ σε ταχύτητες μεγαλύτερες από 6 m/s η επιπλέον βελτίωση είναι αμελητέα.

Παρά το ότι το πρόγραμμα Project WEB δεν οδήγησε στην κατασκευή συγκεκριμένου κτιρίου ή δεν καθιέρωσε ένα κατασκευαστικό πρότυπο, με τη δημοσίευση των αποτελεσμάτων του προβλήθηκε το συμπέρασμα ότι η χρήση ανεμογεννητριών σε

αστικές περιοχές που εμφανίζουν ανεκμετάλλευτο δυναμικό ήπιων και ανανεώσιμων πηγών ενέργειας.

Αν και σήμερα παρουσιάζονται πολλά παραδείγματα πραγματικών εγκαταστάσεων συμβατικών ανεμογεννητριών μικρής κλίμακας σε κτίρια, τοποθετημένων στις οροφές, το πρόβλημα της οικονομικότητας, της πλήρους ενεργειακής απεξάρτησης και στην ένταξης στο κτιριακό κέλυφος παραμένει. Εκτός από τις πολλές μικρής κλίμακας εγκαταστάσεις υπάρχουν και δυο μεγάλης κλίμακας κατασκευές το Παγκόσμιο Κέντρο Εμπορίου στο Μπαχρέιν το οποίο λειτούργησε πρώτη φορά το 2008 και ο Πύργος Strata SE1 στο Λονδίνο (Σχ. 5.13). Το Παγκόσμιο Κέντρο Εμπορίου στο Μπαχρέιν έχει εγκατεστημένες τρεις ανεμογεννήτριες διαμέτρου 29 m σε ένα σχέδιο που φαίνεται να υιοθετεί τη γενική ιδέα του Project WEB. Οι ανεμογεννήτριες αυτές αναμένεται να καλύπτουν περίπου το 15% των ενεργειακών αναγκών του κτιρίου. Ο πύργος Strata SE1 είναι ένα κτίριο κατοικιών το οποίο έχει στην κορυφή του ενταγμένες τρεις ανεμογεννήτριες διαμέτρου 9 m (ισχύος 19 kW η κάθε μια) οι οποίες αναμένεται να καλύψουν το 8% των αναγκών του κτιρίου, δηλαδή τις ανάγκες ηλεκτροφωτισμού των κοινόχρηστων χώρων.



(α)



(β)

Σχήμα 5.13 Τα πρώτα κτίρια στον οποίων το κέλυφος εντάσσονται ανεμογεννήτριες. α) Παγκόσμιο Κέντρο Εμπορίου στο Μπαχρέιν ([World Trade Center, Bahrain](#) © Ahmed Rabea, [CC BY-SA 2.0](#)). β) Πύργος Strata SE1 ([Strata SE1](#) © Artur Salisz, [CC BY-NC 2.0](#)).

Οι παραπάνω κατασκευές είναι μεγάλου μεγέθους και σε καμία περίπτωση δεν μπορούν να θεωρηθούν αντιπροσωπευτικά κτίρια. Επίσης, νέες τάσεις της αρχιτεκτονικής αμφισβητούν τη σκοπιμότητα κατασκευής τόσο μεγάλων κτιρίων. Άλλωστε, παράλληλα με τη δημοσίευση σχεδίων και μελετών για την ένταξη ανεμογεννητριών στο κτιριακό κέλυφος ανέκυψε το ζήτημα της οπτικής όχλησης που θα επέφερε η εισαγωγή μεγάλων ανεμογεννητριών στο αστικό περιβάλλον στους κατοίκους του κτιρίου ή όμορων κτιρίων. Έτσι το μέγεθος της χρησιμοποιούμενης ανεμογεννήτριας (ή ανεμογεννητριών) περιορίζεται όχι μόνο από τεχνολογικούς παράγοντες αλλά και από τους κανόνες που διέπουν την οπτική και επηρεάζουν το ύψος τοποθέτησης, τη διάμετρο της πτερωτής και συνεπώς την έκθεση της ανεμογεννήτριας στο οπτικό πεδίο των ανθρώπων. Εκτός από

την οπτική όχληση όμως τίθεται και το ζήτημα του θορύβου και των δονήσεων τα επίπεδα των οποίων θα πρέπει να είναι χαμηλά, στην περίπτωση του θορύβου έως μηδενικά, στην περίπτωση των δονήσεων ώστε να μην επηρεάζεται η δραστηριότητα των ανθρώπων που κινούνται και ζουν στο κτίριο και γύρω από αυτό αλλά να μην τίθενται και αμφιβολίες για την αντοχή της κατασκευής. Επίσης, αναπτύχθηκαν ανησυχίες σχετικά με την περίπτωση αστοχίας μιας τέτοιας κατασκευής, η οποία σε έναν ανοιχτό χώρο (π.χ. σε μια αγροτική ή μια ορεινή περιοχή) μπορεί να μην επέφερε σημαντικές επιπτώσεις, στην περίπτωση όμως του αστικού περιβάλλοντος θα μπορούσε να συντελέσει σε υλικές καταστροφές ή ακόμη και στην απώλεια ανθρώπινων ζωών. Μια άλλη παράμετρος η οποία λαμβάνεται υπόψη, είναι τα φορτία που θα αναπτύσσονταν από την ύπαρξη μιας ανεμογεννήτριας στο κτίριο στο οποίο σχεδιάζεται να ενταχθεί. Όλοι οι παραπάνω παράγοντες συντελούν στο ότι το μέγεθος της ανεμογεννήτριας η οποία μπορεί να εγκατασταθεί σε ένα κτίριο (είτε στην οροφή είτε στο κτιριακό κέλυφος) περιορίζεται από αυτούς και συνεπώς υπάρχει και ένα όριο στη μέγιστη δυνατότητα απομάστευσης ενέργειας από το αιολικό δυναμικό της περιοχής. Άρα η εφικτότητα κατασκευής μια τέτοιας δομής μπορεί να είναι μικρή και αντικοινωνική. Δυστυχώς είναι δύσκολο να διατυπωθεί ότι αυξάνοντας την κλίμακα της κατασκευής μπορεί να βελτιωθεί η οικονομικότητα και η εφικτότητά της μιας και η κλίμακα θα ενίσχυε δραματικά όλους τους παραπάνω ανασταλτικούς παράγοντες (φορτίσεις, δονήσεις, θόρυβος, οπτική όχληση).

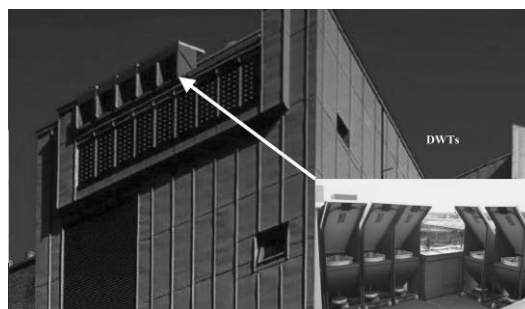
Με τους παραπάνω περιορισμούς να διέπουν την ένταξη των ανεμογεννητριών στο κτίριο, έχουν διατυπωθεί [181] κάποια χαρακτηριστικά τα οποία θα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη σε οποιαδήποτε τέτοια προσπάθεια:

- Η ενοποίηση με το κτιριακό κέλυφος θα πρέπει να είναι τέτοια ώστε να περιορίζεται η οπτική όχληση.
- Θα πρέπει να επιτυγχάνεται η αξιοποίηση του κτιρίου ως κέλυφος για την επιτάχυνση της ροής και τη βελτίωση της απόδοσης της ανεμογεννήτριας.
- Η σχεδίαση θα πρέπει να είναι κλιμακώσιμη και οικονομική βασισμένη όχι σε μεγάλες εγκαταστάσεις αλλά σε δομές μικρού μεγέθους οι οποίες θα μπορούν αθροιστικά να καλύπτουν τις επιθυμητές ενεργειακές ανάγκες του κτιρίου.
- Οι χρησιμοποιούμενες ανεμογεννήτριες θα πρέπει να μπορούν να λειτουργούν αποδοτικά σε περιβάλλοντα με έντονα τυρβώδη ροή και με την παρουσία ριπών ανέμου.
- Θα πρέπει να υπάρχει ευκολία στην εγκατάσταση.
- Η σχεδίαση θα πρέπει να μπορεί να εφαρμοστεί σε ένα εύρος διαφορετικών τοποθεσιών.

Με το παραπάνω πλαίσιο περιορισμών, διάφορες εταιρείες ανέπτυξαν και προώθησαν μια σειρά εξειδικευμένων ανεμογεννητριών για χρήση σε κτίρια, οι οποίες έχουν μικρό μέγεθος και μειωμένη στάθμη θορύβου. Τέτοιες ανεμογεννήτριες είναι για παράδειγμα η μικρή ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα SWIFT από την εταιρεία Renewable Devices [182], η οποία αποτελεί την πρώτη αθόρυβη μηχανή η οποία σχεδιάστηκε για εγκατάσταση σε στέγες και η οποία δοκιμάστηκε από τα National Renewable Energy Laboratory (NREL) και U.S. Department of Energy (DOE) [183], οι αθόρυβες ανεμογεννήτριες οριζόντιου και καθέτου άξονα της εταιρείας QuietRevolution [184] και οι ολλανδικές ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα με την ονομασία Turby [185], οι οποίες σχεδιάστηκαν για εγκαταστάσεις σε στέγες. Οι παραπάνω μηχανές αποτελούν ουσιαστικά συμβατικές ανεμογεννήτριες μικρού μεγέθους. Οι παραπάνω ή οποιαδήποτε άλλη ανεμογεννήτρια θα μπορούσε να ενταχθεί σε κάποιου είδους κέλυφος ώστε να ενισχυθεί η απόδοσή της. Σε αυτό το πλαίσιο έχουν προταθεί ολοκληρωμένες συσκευές αξιοποίησης της ηλιακής και της αιολικής ενέργειας οι οποίες είναι δυνατό να τοποθετηθούν στην οροφή κτιρίων ώστε να καλύπτουν ένα ποσοστό των ενεργειακών αναγκών του κτιρίου [186], [187], [188]. Οι συγκεκριμένες διατάξεις εγκαταστάθηκαν και δοκιμάστηκαν στο Πανεπιστήμιο του Strathclyde (Σχ. 5.14.α) αλλά και στο κτίριο του Φάρου (Σχ. 5.14.β), στην Γλασκώβη, με σκοπό την προώθηση της ένταξης των ανανεώσιμων πηγών ενέργειας στο αστικό τοπίο και στο κτίριο. Ουσιαστικά με τη συγκεκριμένη διάταξη η ανεμογεννήτρια εντάσσεται σε ένα κέλυφος το οποίο είναι ενοποιημένο με ένα φωτοβολταϊκό πάνελ.



(α)

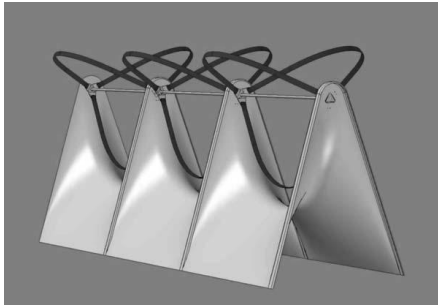


(β)

Σχήμα 5.14 Εγκαταστάσεις συστήματος ανεμογεννήτριας με «κέλυφος» και φωτοβολταϊκού πάνελ, α) στην οροφή του Πανεπιστήμιο του Strathclyde [187] και β) στην οροφή του Φάρου στην Γλασκώβη [188].

Όπως προαναφέρθηκε το καταλληλότερο για το αστικό τοπίο είδος ανεμογεννήτριας είναι η ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα, η οποία δεν απαιτεί συγκεκριμένο προσανατολισμό του δρομέα και έτσι μπορεί να λειτουργήσει στο ασταθές, τόσο από άποψη έντασης όσο και από άποψη διεύθυνσης, ροϊκό πεδίο μιας δομημένης περιοχής. Σε αυτήν την κατεύθυνση

προτάθηκε το σχέδιο Crossflex το οποίο εισάγει μια εύκολα κλιμακώσιμη ιδέα ενοποίησης μικρών ανεμογεννητριών καθέτου άξονα σε κτίρια όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.15 [181].



(α)



(β)



(γ)

Σχήμα 5.15 Γραφιστική απεικόνιση ανεμογεννητριών τύπου Crossflex [181]. α) Τρεις απομονωμένες ανεμογεννήτριες. β) Ανεμογεννήτριες τοποθετημένες κατά μήκος του στηθαίου και γ) στη γωνία ενός κτιρίου.

Με μια παρόμοια προσέγγιση, το 2009 κατασκευάστηκε ένας ιδιωτικός χώρος στάθμευσης οχημάτων στο Σικάγο, σχεδιασμένος από το αρχιτεκτονικό γραφείο HOK. Στο κτίριο εντάχθηκαν εκτός των άλλων (συλλογή βρόχινου νερού, φυσικός αερισμός) και 12 ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα τύπου δράσης, σε μια παραλλαγή της ανεμογεννήτριας Savonius (Σχ. 5.16.α). Μια πιο συντηρητική στην σχεδίαση, αλλά φιλόδοξη στην απόδοση, προσέγγιση στην εισαγωγή ανεμογεννητριών καθέτου άξονα σε κτίριο, υιοθετήθηκε το 2012 στο Oklahoma Medical Research Foundation στην Οκλαχόμα, από τις εταιρείες Venger Wind και SWG Energy. Εκεί εγκαταστάθηκαν 18 ανεμογεννήτριες του τύπου που προαναφέρθηκε, ονομαστικής ισχύος 4.5 kW η κάθε μια. Το 2015, στον Πύργο του Άιφελ στο Παρίσι εγκαταστάθηκαν δυο ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα Darrieus ελικοειδούς τύπου UGE VisionAIR5, ύψους 5.2 m, επιφάνειας σάρωσης πτερυγίων 16.6 m² και ονομαστικής ισχύος 4 kW η κάθε μια (Σχ. 5.16.β).



(α)



(β)

Σχήμα 5.16 Παραδείγματα εγκαταστάσεων ανεμογεννητριών καθέτου άξονα. α) Ο ιδιωτικός χώρος στάθμευσης στις Η.Π.Α. ([Wind turbines at Greenway parking lot, Chicago](#) © John Picken, [CC BY 2.0](#)). β) Πύργος του Άιφελ στο Παρίσι ([Eiffel Tower, Paris, France; 2 x UGE VisionAIR5 wind turbine](#) © UGE International).

Ωστόσο, οι ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα παρουσιάζουν σημαντικά μικρότερη απόδοση από τις αντίστοιχες ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα. Δυστυχώς η ένταξή τους σε κέλυφος τους αφαιρεί το προτέρημα της μη απαίτησης συγκεκριμένου προσανατολισμού. Ωστόσο, τα κελύφη έχει δειχθεί και στην περίπτωση των ανεμογεννητριών καθέτου άξονα ότι επιτυγχάνουν τη βελτίωση της απόδοσής των ανεμογεννητριών που περιβάλλουν [189], [190], [191], [192]. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος απώλειας του προτερήματος των κάθετων ανεμογεννητριών και την ταυτόχρονη βελτίωση της απόδοσής τους, έχουν μελετηθεί γεωμετρικές οι οποίες περιβάλλονται διατάξεις οι οποίες ως επί το πλείστον βασίζονται σε μια σχεδίαση που ιστορικά απαντάται για πρώτη φορά σε περσικούς ανεμόμυλους [193]. Τη βελτίωση της απόδοσης που προσφέρει αυτή η απλή σχεδίαση και τη δυνατότητα ένταξής της στο κτιριακό κέλυφος παρουσίασαν σε εργασία τους οι Gerald et al. [194] ενώ λίγα χρόνια αργότερα παρουσιάστηκε και η εργασία των Kim και Gharib [195], οι οποίοι μελέτησαν την ευεργετική επίδραση της παρουσίας εκτροπέα μπροστά από ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα. Ειδικά, για ανεμογεννήτριες αντίδρασης έχει μελετηθεί η επίδραση της χρήσης πτερυγίων για την οδήγηση της ροής [196] στην απόδοσή της. Η επέκταση αυτής της διάταξης οδήγησε στην μελέτη ανεμογεννητριών που περιβάλλονται από μια κυκλική σειρά σταθερών πτερυγίων τα οποία οδηγούν και επιταχύνουν τη ροή προς τον δρομέα από όποια διεύθυνση και αν έρχεται η ροή του αέρα [197], [198], [199], [200], [201], [202].

5.3 Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννητριών με Κέλυφος

Στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής μελετήθηκε η συμπεριφορά ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα και ανεμογεννητριών καθέτου άξονα μετά την προσθήκη περιβλήματος για τη βελτίωση της απόδοσής τους. Αρχικά μελετήθηκαν υπολογιστικά οι δρομείς των χρησιμοποιούμενων ανεμογεννητριών απουσία κελύφους ώστε να χαρτογραφηθούν τα λειτουργικά τους χαρακτηριστικά. Αυτές οι μελέτες πραγματοποιήθηκαν τόσο με τις απλοποιημένες μεθόδους που βασίζονται στη θεωρία ορμής όσο και με τη χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και μοντελοποίησης της τύρβης. Στην συνέχεια πραγματοποιήθηκαν αναλύσεις υπολογιστικής ρευστοδυναμικής παρουσία κελύφους ώστε να διαπιστωθεί η δυνατότητα βελτίωσης της απόδοσης.

5.3.1 Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννήτριας Οριζόντιου Άξονα με Κέλυφος

Για τη διερεύνηση της επίδρασης της τοποθέτησης κελύφους γύρω από δρομέα ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα πραγματοποιήθηκαν αναλύσεις υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Ελλείπει λεπτομερών γεωμετρικών δεδομένων στη βιβλιογραφία για

ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα με κέλυφος σχεδιάστηκε και μελετήθηκε από το μηδέν ένας δρομέας με τρία πτερύγια και διάμετρο 1.22 m. Η σχεδίαση βασίστηκε στη θεωρία που περιγράφηκε στο [Κεφάλαιο 3](#). Για την εκτίμηση της αρχικής απόδοσης του δρομέα πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις τόσο με χρήση της μεθόδου BEM όσο και ανάλυση CFD. Η ανάλυση και η σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις αναλύσεις έδειξαν ότι η προσθήκη κελύφους ενισχύει την απόδοση της ανεμογεννήτριας. Επίσης, δοκιμάστηκες μια σειρά τροποποιήσεων στην έξοδο του κελύφους με προσθήκη στεφάνης, η οποία επίσης βρέθηκε να επιδρά θετικά στην απόδοση της ανεμογεννήτριας.

5.3.1.1 Γεωμετρικά και Λειτουργικά Χαρακτηριστικά του Δρομέα

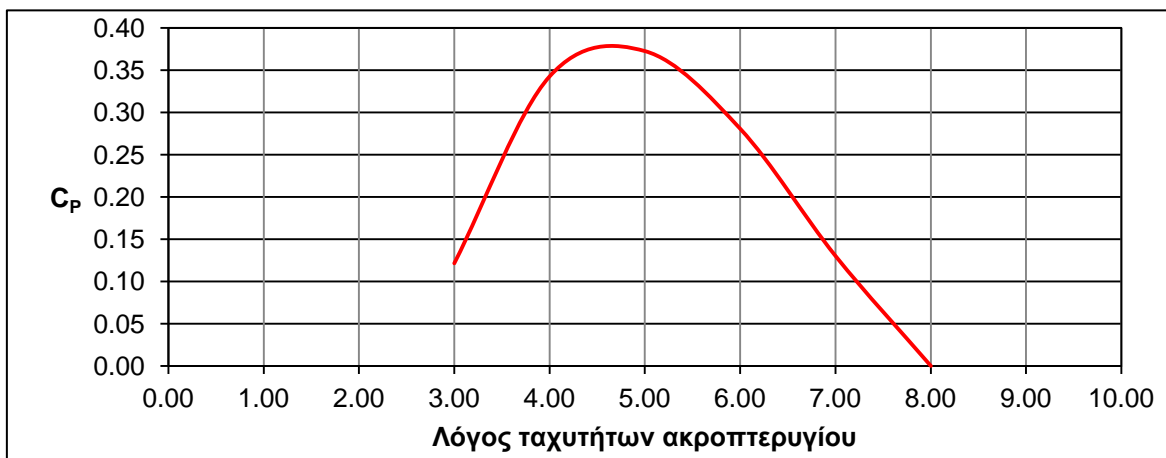
Ο δρομέας είχε διάμετρο 1.22 m και αποτελούνταν από τρία πτερύγια. Η δομή των πτερυγίων σχεδιάστηκε με την μέθοδο του Betz και βασίζεται στην οικογένεια αεροτομών S833 – S834 – S835, οι οποίες αναπτύχθηκαν από το NREL για χρήση σε δρομείς ανεμογεννητριών με διάμετρο 1-3 m [65]. Ο δρομέας σχεδιάστηκε για περιστροφή με σταθερή ταχύτητα 600 RPM. Στον Πίνακα 5.1, παρουσιάζονται λεπτομέρειες της γεωμετρίας του δρομέα..

Πίνακας 5.1 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του πτερυγίου.

Ακτίνα (m)	Χορδή (m)	Συστροφή (°)	Σχήμα Διατομής
0.08	0.0600	0.00	Κύκλος
0.10	0.0600	0.00	Κύκλος
0.13	0.1300	21.82	NREL S835
0.15	0.1273	18.34	NREL S835
0.18	0.1150	14.30	NREL S835
0.22	0.1058	12.37	NREL S833
0.30	0.0804	7.53	NREL S833
0.48	0.0532	3.01	NREL S833
0.61	0.0465	0.34	NREL S834

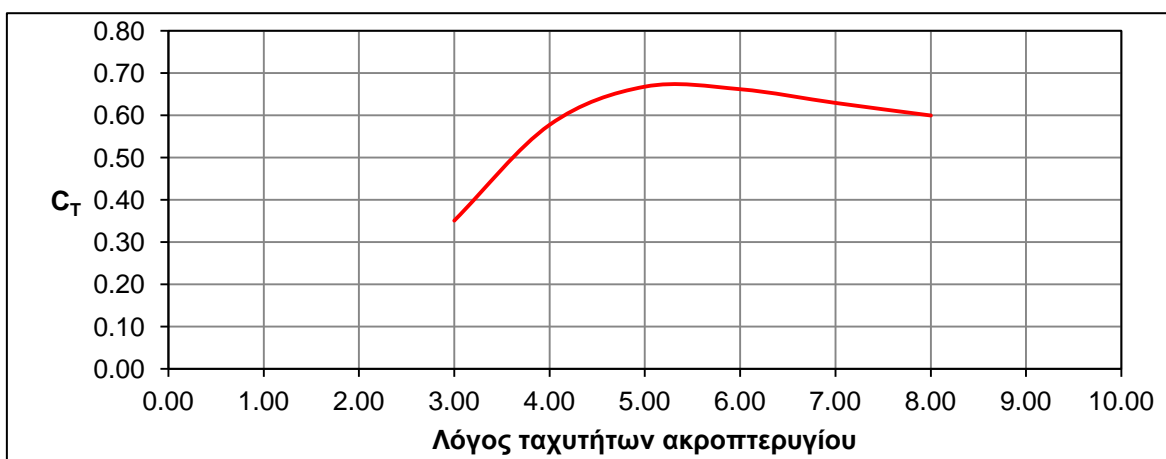
Στο Σχήμα 5.17 παρουσιάζεται ο συντελεστής ισχύος της ανεμογεννήτριας σε σχέση με τον λόγο ταχυτήτων ακροπτερυγίου, απουσία κελύφους για εύρος λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου 3-8 (ταχύτητες 5-10 m/s). Όπως φαίνεται ο μέγιστος συντελεστής ισχύος

της ανεμογεννήτριας είναι αρκετά ικανοποιητικός καθώς είναι ίσος με 0.37 και εμφανίζεται για ταχύτητα 7.7 m/s (ή $\lambda = 5$).



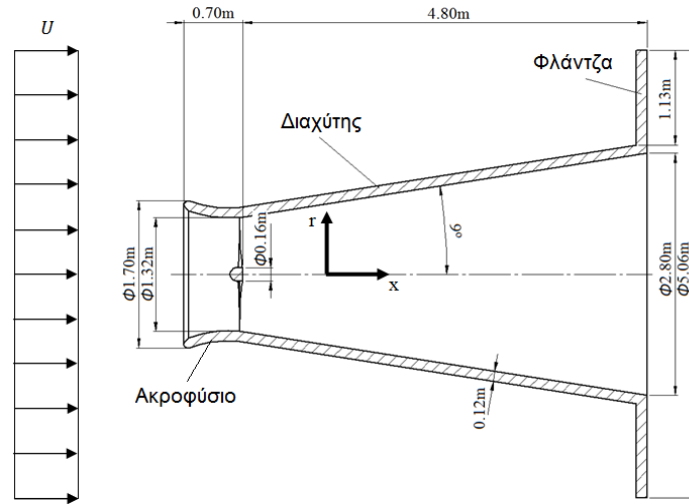
Σχήμα 5.17 Συντελεστής ισχύος ανεμογεννήτριας απουσία κελύφους.

Στο Σχήμα 5.18 παρουσιάζεται η καμπύλη του συντελεστή ώσης σε σχέση με τον λόγο ταχυτήτων ακροπτερυγίου.



Σχήμα 5.18 Συντελεστής δύναμης ώσης απουσία κελύφους.

Η σχεδίαση του κελύφους (Σχ. 5.19) βασίζεται στον σχεδιασμό αντίστοιχων διατάξεων που παρουσιάστηκαν από άλλους ερευνητές [145], [146] και αποτελείται από μια συγκλίνουσα είσοδο (ακροφύσιο) και μια αποκλίνουσα έξοδο (διαχύτη) με στεφάνη στην έξοδο. Η διάμετρος εισόδου του κελύφους είναι ίση με 1.70 m, η διάμετρος εξόδου είναι ίση με 2.80 m, και η διάμετρος του λαιμού είναι ίση με 1.32 m. Το συνολικό μήκος του κελύφους είναι ίσο με 5.50 m. Το ακροφύσιο έχει μήκος 0.70 m και το μήκος του διαχύτη είναι 4.80 m. Η χρησιμοποιούμενη γωνία διάχυσης είναι 9° και προέκυψε μετά από μια σειρά αναλύσεων CFD. Σκοπός αυτών των αναλύσεων ήταν η δημιουργία ενός διαχύτη ο οποίος μπορεί να επιτύχει τη μέγιστη δυνατή επιτάχυνση της ροής με τις ελάχιστες αποκολλήσεις.

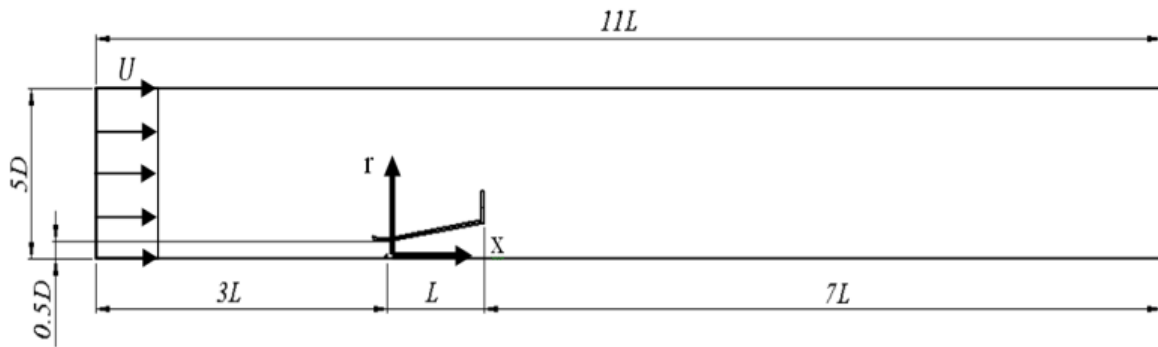


Σχήμα 5.19 Σκαρίφημα της διάταξης ανεμογεννήτριας-κελύφους.

Στο σκαρίφημα του Σχ. 5.30 φαίνεται επίσης και η παρουσία μιας στεφάνης στην έξοδο του κελύφους. Η παρουσία της στεφάνης έχει βρεθεί από ερευνητές ότι ενισχύει την αποτελεσματικότητα του κελύφους. Για τις ανάγκες της μελέτης που παρουσιάζεται χρησιμοποιήθηκαν τρεις διαφορετικές εκδοχές της πλήρους διάταξης α) κέλυφος χωρίς στεφάνη, β) κέλυφος με στεφάνη ύψους 0.56 m και γ) κέλυφος με στεφάνη ύψους 1.13 m.

5.3.1.2 Οριακές Συνθήκες και Υπολογιστικό πλέγμα

Κάθε προσομοίωση που πραγματοποιήθηκε αφορούσε μόνιμη ροή. Το υπολογιστικό χωρίο που χρησιμοποιήθηκε είχε κυλινδρικό σχήμα με διάμετρο 11 φορές τη διάμετρο του λαιμού, D , και μήκος επίσης 11 φορές το μήκος του διαχύτη, L (Σχ. 5.20). Το χωρίο αποτελείται από δυο επιμέρους χώρους, έναν ο οποίος βρίσκεται στο σταθερό σύστημα αναφοράς και έναν δίσκο, ο οποίος βρίσκεται στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς. Και στις δυο περιοχές το ρευστό είναι αέρας σε θερμοκρασία 25°C και η πίεση αναφοράς είναι 1 atm. Ο διαχύτης περιλαμβάνεται στο χωρίο που βρίσκεται στο σταθερό σύστημα αναφοράς ενώ τα πτερύγια ανήκουν στο χωρίο που βρίσκεται στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς. Η περιστροφική ταχύτητα του κινούμενου συστήματος αναφοράς είναι ίση με αυτήν του δρομέα (600 RPM). Για απλοποίηση της γεωμετρίας το τρισδιάστατο μοντέλο δεν περιλαμβάνει το σύστημα υποστήριξης του δρομέα μέσα στον διαχύτη.

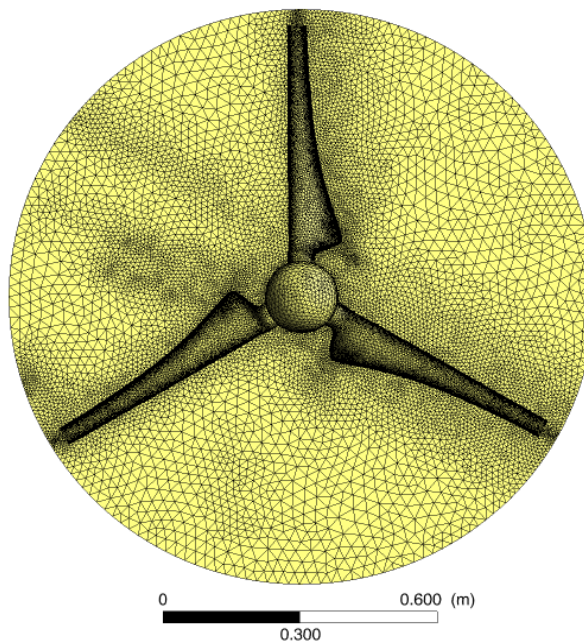


Σχήμα 5.20 Το υπολογιστικό χωρίο που χρησιμοποιήθηκε για τις προσομοιώσεις.

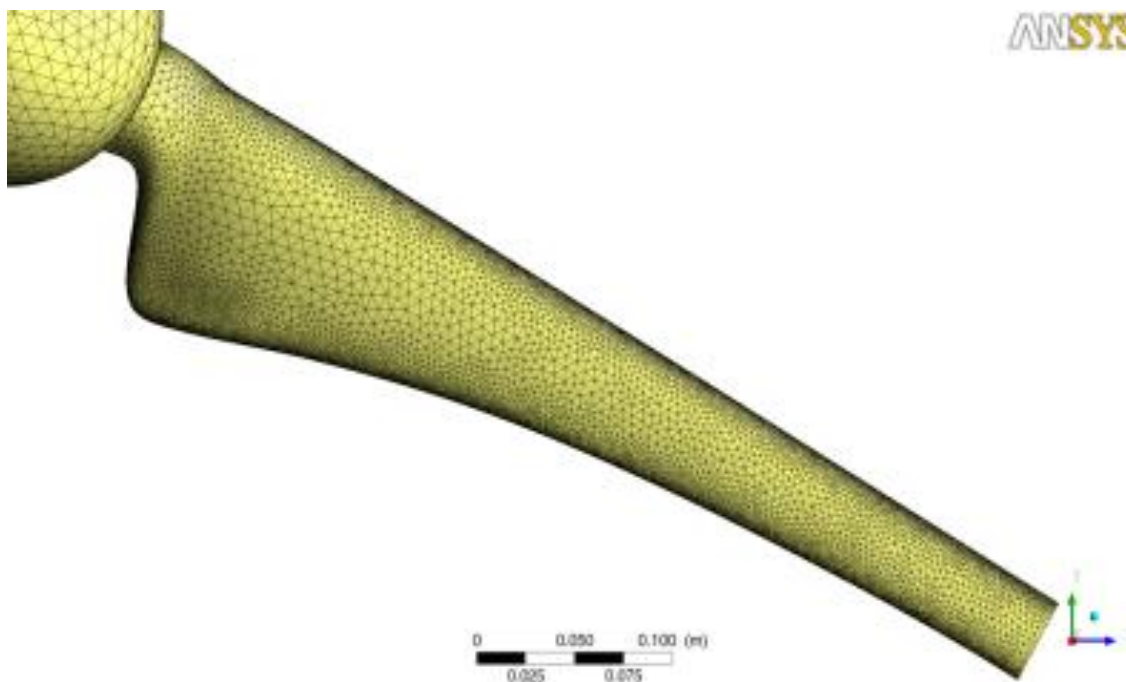
Οι εξισώσεις που επιλύθηκαν ήταν οι τέσσερις εξισώσεις Navier-Stokes, η εξίσωση ενέργειας και οι δυο εξισώσεις του μοντέλου SST, όπως περιγράφηκαν αναλυτικά στο [Κεφάλαιο 4](#). Στις διεπιφάνειες μεταξύ του σταθερού και του περιστρεφόμενου μέρους του χωρίου, εφαρμόζεται το μοντέλο βαθμίδας (stage). Στις επιφάνειες των τοιχωμάτων του κελύφους, των πτερυγίων και της πλήμνης του δρομέα εφαρμόζονται οριακές συνθήκες μη ολίσθησης. Στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου ορίζεται σταθερή τιμή και διεύθυνση για την ταχύτητα, σταθερή τιμή για τη θερμοκρασία ίση με 15°C και ένταση τύρβης ίση με 5% ενώ στην έξοδο του ορίζεται η σχετική στατική πίεση ίση με 0 Pa.

Το υπολογιστικό πλέγμα αποτελείται από τετράεδρα κελιά κατάλληλα πυκνωμένα σε περιοχές καμπυλότητας και εγγύτητας μεταξύ τοιχωμάτων. Για την ανάλυση του οριακού στρώματος χρησιμοποιήθηκαν πρισματικά κελιά τα οποία σχηματίζουν στρώμα συνολικού πάχους 2 cm (συντελεστής μεγέθυνσης των κελιών 1.2). Η ανάλυση του οριακού στρώματος από υπολογιστικό πλέγμα έγινε έτσι ώστε να υπάρχουν τουλάχιστον 15 κελιά εντός του οριακού στρώματος και το πρώτο κελί να βρίσκεται στην περιοχή του στρωτού οριακού στρώματος. Στο Σχήμα 5.21, απεικονίζονται λεπτομέρειες του υπολογιστικού πλέγματος του χωρίου στο οποίο ανήκει ο δρομέας.

ANSYS



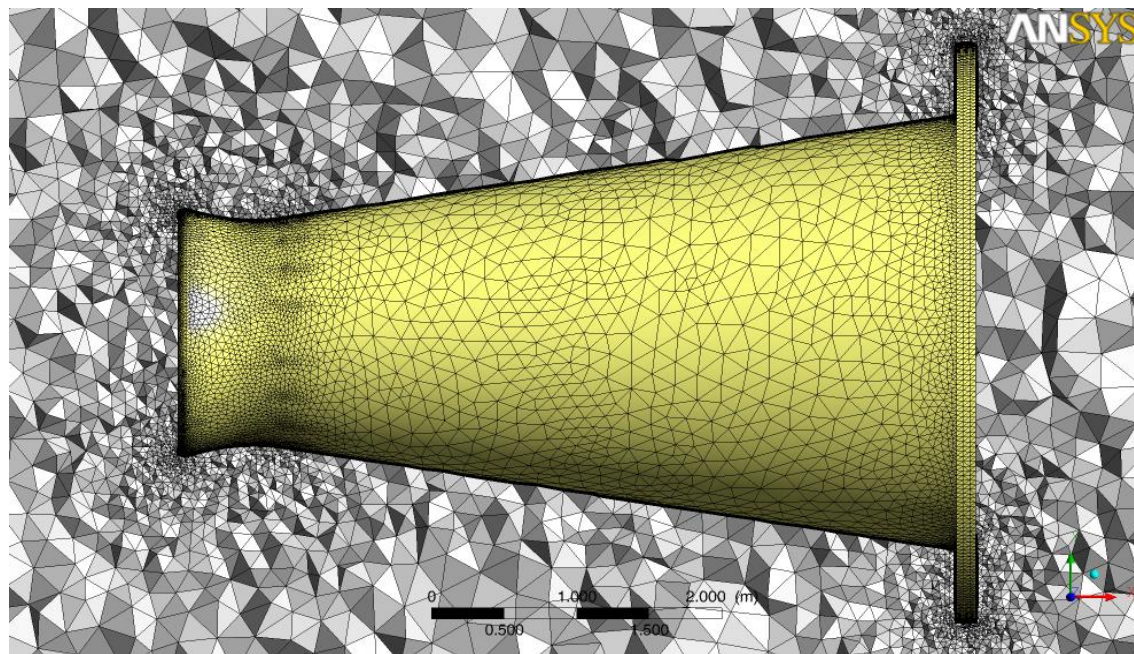
(α)



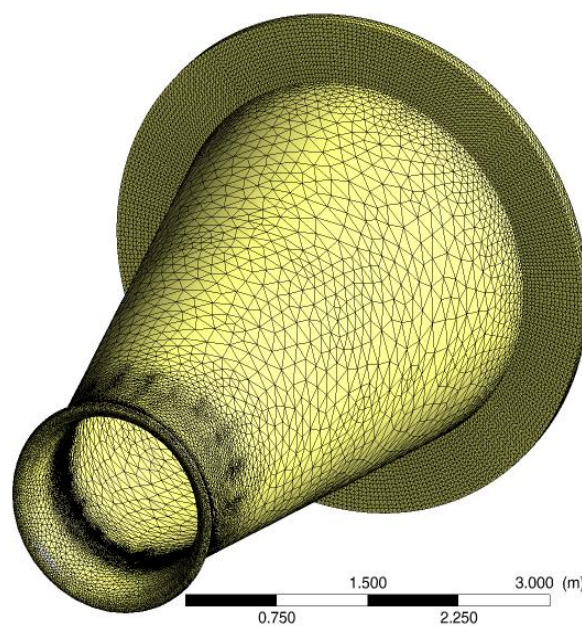
(β)

Σχήμα 5.21 Υπολογιστικό πλέγμα α) στο επίπεδο του δρομέα, και β) στην επιφάνεια πτερυγίου.

Στο Σχήμα 5.22, απεικονίζονται λεπτομέρειες του υπολογιστικού πλέγματος του χωρίου στο οποίο ανήκει το κέλυφος.



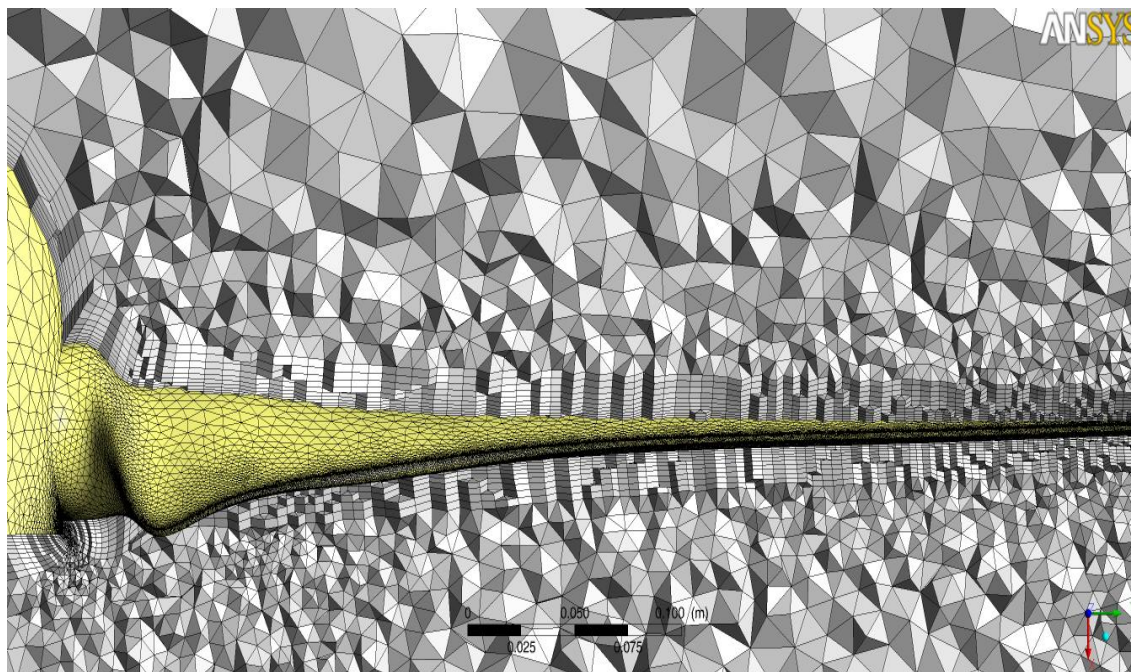
(α)



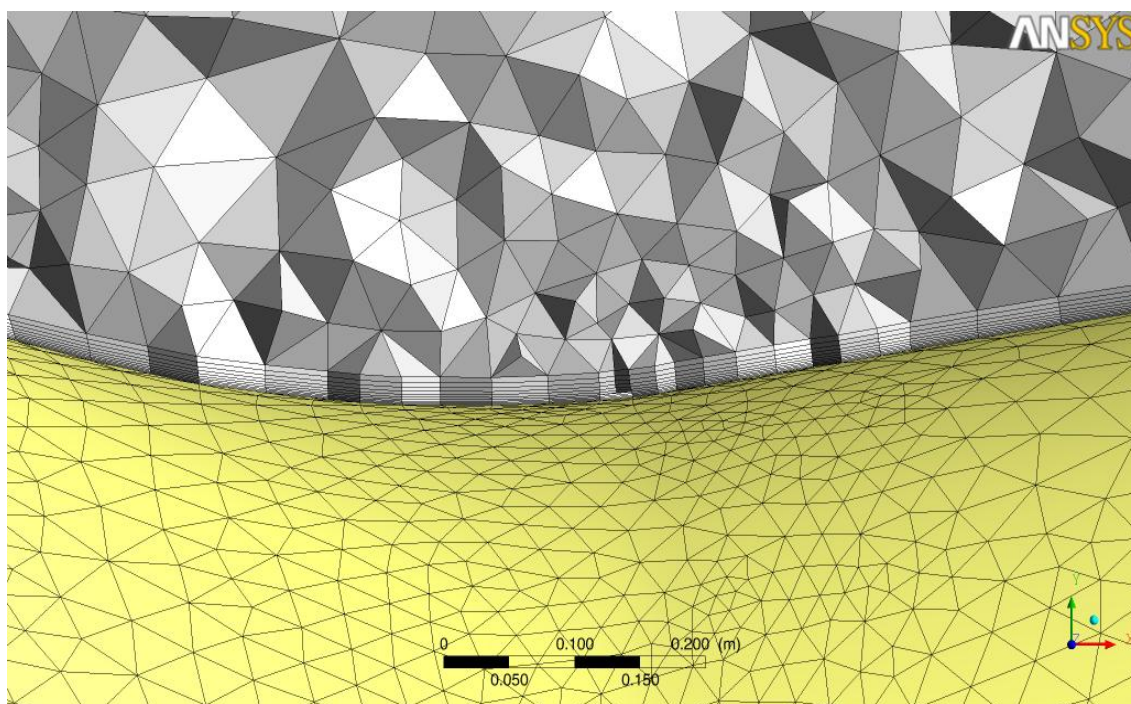
(β)

Σχήμα 5.22 Υπολογιστικό πλέγμα α) στην επιφάνεια του κελύφους και στο ροϊκό πεδίο γύρω από τη διάταξη, και β) στην επιφάνεια κελύφους.

Στο Σχήμα 5.23 παρουσιάζονται λεπτομέρειες από τις στρώσεις των πρισματικών κελιών του οριακού στρώματος.



(α)

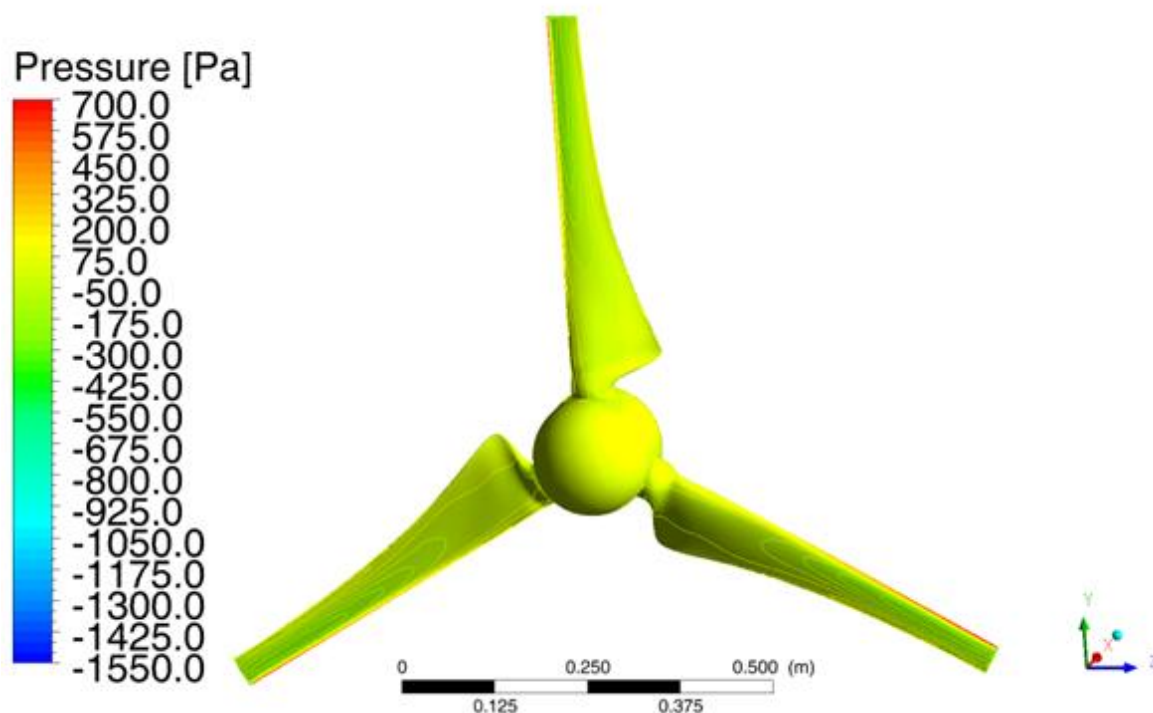


(β)

Σχήμα 5.23 Στρωματοποίηση πρισματικών κελιών γύρω α) από τα πτερύγια του δρομέα και β) γύρω από το κέλυφος.

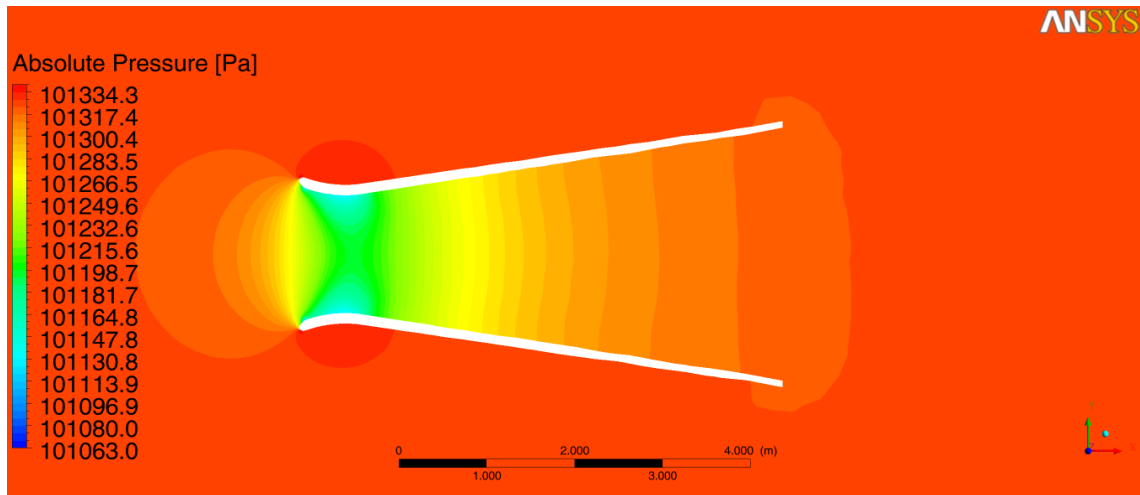
5.3.1.3 Αποτελέσματα

Αρχικά, η ανάλυση απομονωμένου δρομέα έδειξε ότι ο προτεινόμενος σχεδιασμός πτερυγίων επιδεικνύει πολύ καλή αεροδυναμική συμπεριφορά με καλές συνθήκες πρόσπτωσης και επιφόρτισης των πτερυγίων σε όλες τις θέσεις του πτερυγίου (Σχ. 5.24). Από τις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν πρόκυψε και η καμπύλη του υπολογιστικά εκτιμώμενου συντελεστή ισχύος του δρομέα.

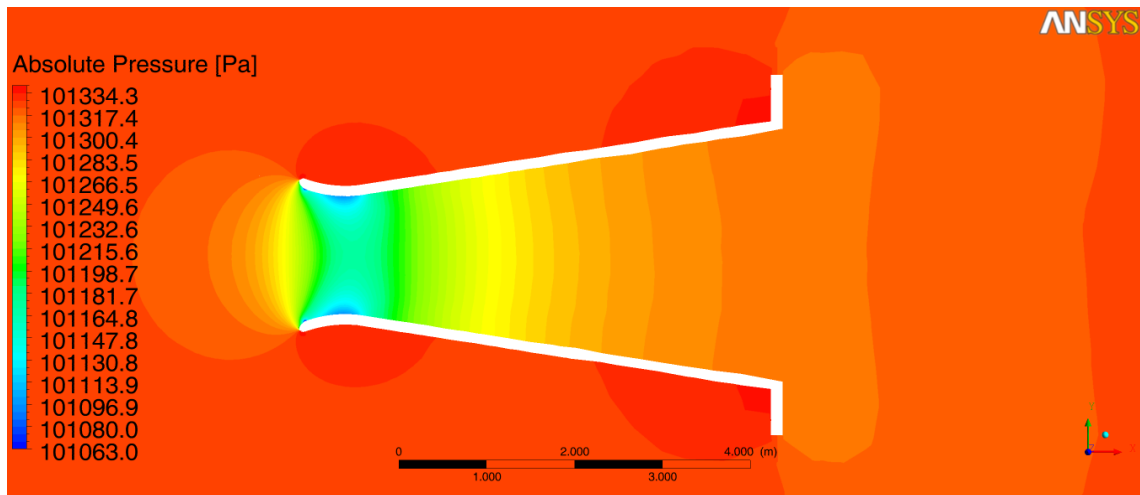


Σχήμα 5.24 Κατανομή της στατικής πίεσης στον δρομέα.

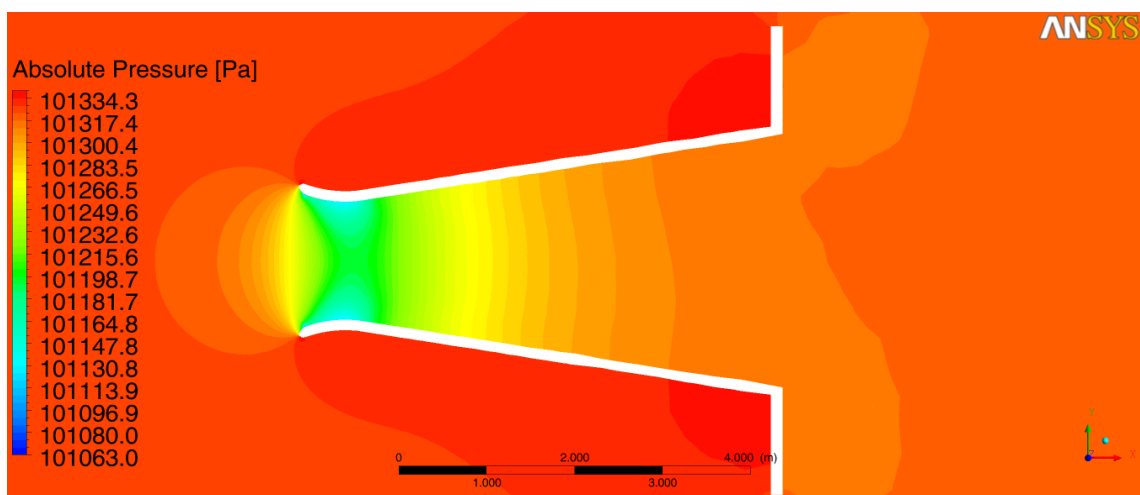
Επιπλέον, για την επιλογή της τελικής γεωμετρίας του κελύφους (γωνία διάχυσης) μελετήθηκε η ροή στο κέλυφος (με και χωρίς στεφάνη) απουσία του δρομέα. Σκοπός αυτών των προσομοιώσεων ήταν, δεδομένων των άλλων γεωμετρικών χαρακτηριστικών του κελύφους, να επιλεγεί μια γωνία διάχυσης η οποία να παρουσιάζει ελάχιστες αποκολλήσεις και αστάθειες στη ροή στο εσωτερικό του. Η συνολική γεωμετρία επιλέχθηκε ώστε να επιτρέπει την επιτάχυνση της ροής στο εσωτερικό του κελύφους. Στην εισαγωγή του απομονωμένου κελύφους παρατηρείται μια μεγάλη επιτάχυνση της ροής (από 5 m/s στην είσοδο σε περίπου 18 m/s στον λαιμό), η οποία στην συνέχεια υπόκειται σε μια ομαλή ανάκτηση πίεσης στον διαχύτη (Σχ. 5.25 και 5.26). Η παρουσία της στεφάνης προκαλεί αύξηση της στατικής πίεσης και επιβράδυνση της ροής έξω από το κέλυφος. Το μέγεθος της στεφάνης δεν αποτελεί αποτέλεσμα διαδικασίας βελτιστοποίησης αλλά ακολουθεί τη σχεδίαση που προτάθηκε από άλλους ερευνητές [145], [146].



(α)

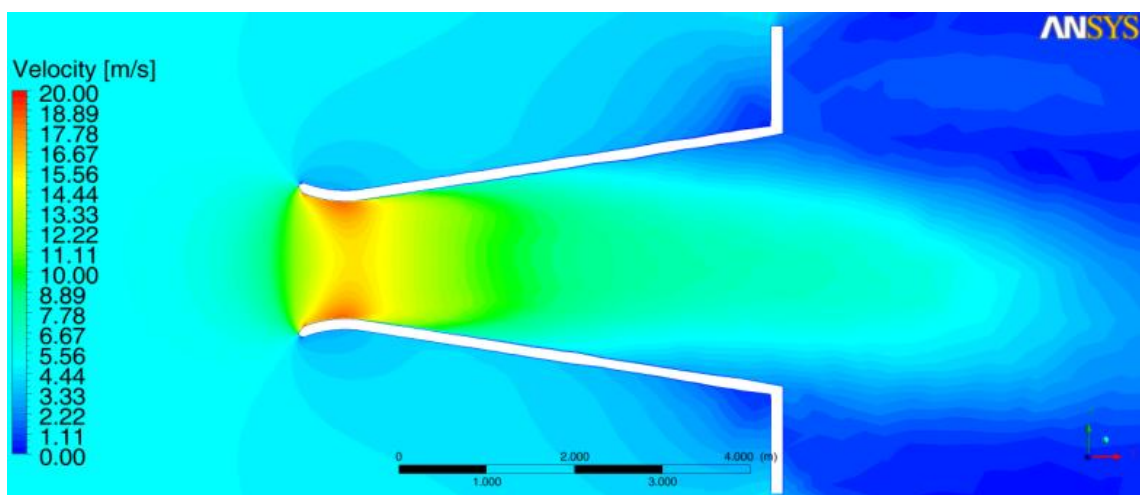
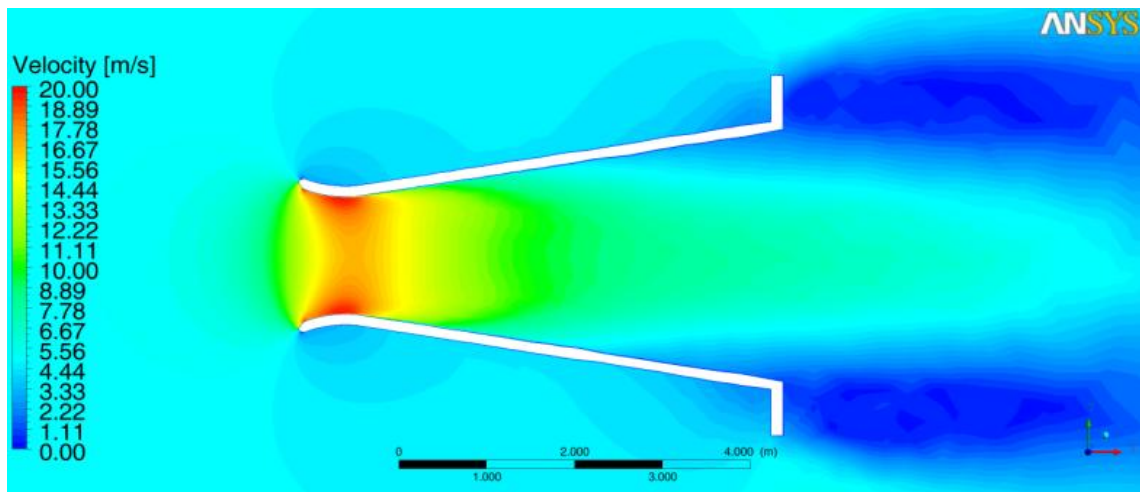
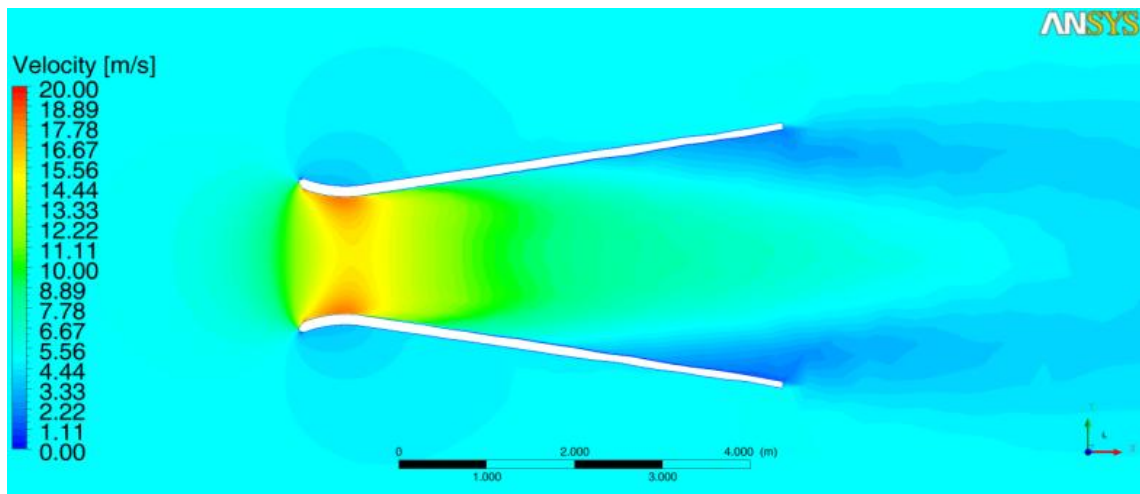


(β)



(γ)

Σχήμα 5.25 Κατανομή στατικής πίεσης στο εσωτερικό του κελύφους α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη, γ) με μεγάλη στεφάνη.

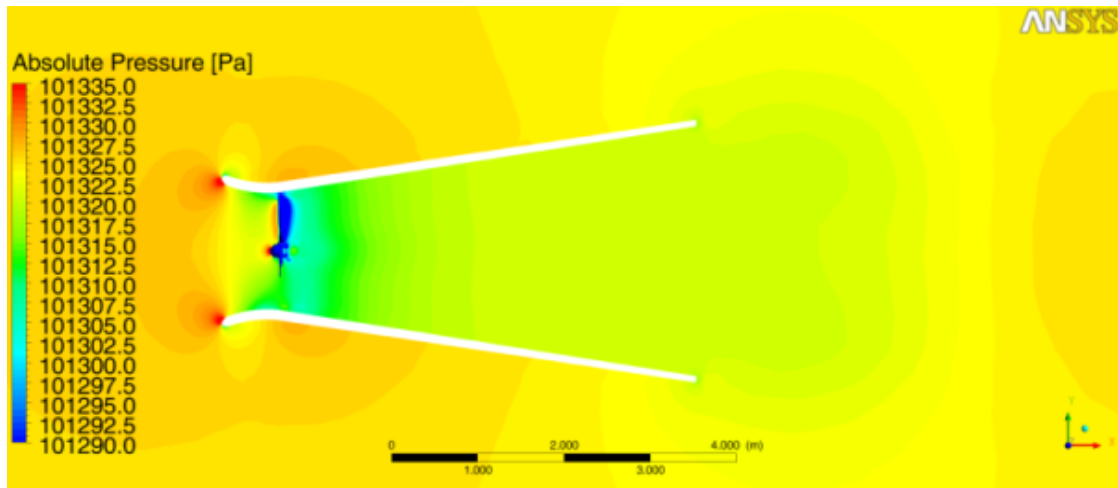


Σχήμα 5.26 Κατανομή ταχύτητας στο εσωτερικό του κελύφους α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη, γ) με μεγάλη στεφάνη.

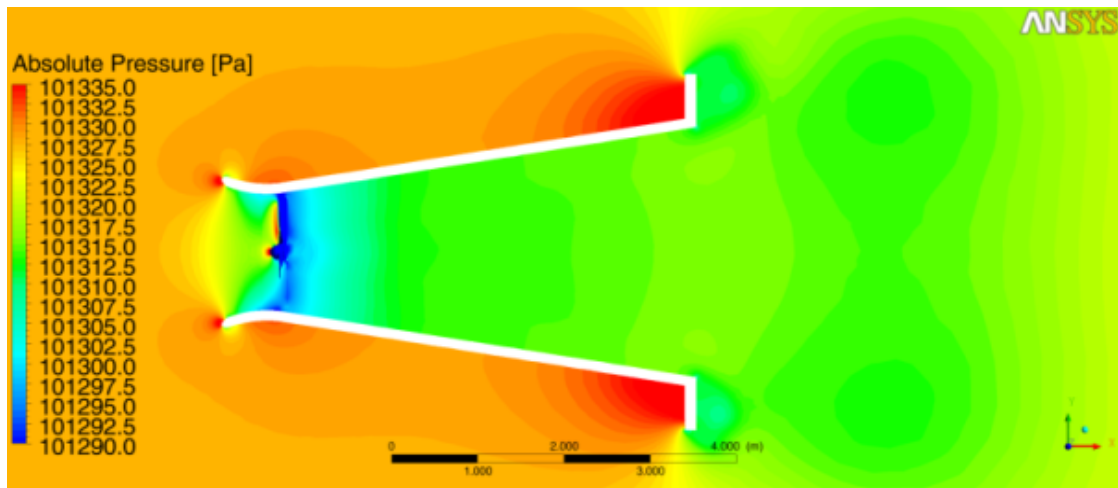
Στη συνέχεια δοκιμάστηκαν οι τρεις διαφορετικές εκδοχές της πλήρους διάταξης ανεμογεννήτριας – κελύφους, α) κέλυφος χωρίς στεφάνη, β) κέλυφος με μικρή στεφάνη ύψους 0.56 m και γ) κέλυφος με μεγάλη στεφάνη ύψους 1.13 m. Στα Σχήματα 5.27 και 5.28 παρουσιάζονται, η κατανομή στατικής πίεσης στο μέσο επίπεδο της πλήρους διάταξης και η κατανομή στατικής πίεσης στις στερεές επιφάνειες του κελύφους και του δρομέα, αντίστοιχα. Διακρίνονται παρόμοια πρότυπα ροής σε σύγκριση με αυτά του απομονωμένου κελύφους. Η στεφάνη προκαλεί μια σημαντική πτώση πίεσης στην έξοδο του διαχύτη και αυτό οδηγεί σε μειωμένη στατική πίεση στην έξοδο του κελύφους, προσφέροντας έτσι τις κατάλληλες συνθήκες για αυξημένη παραγωγή έργου στον δρομέα. Επιπλέον, η μεγαλύτερη στεφάνη αποτελεί ένα σημαντικό εμπόδιο στην εξωτερική ροή καθιστώντας έτσι τη δίοδο δια μέσω της διάταξης μια ευκολότερη διαδρομή κίνησης του ρευστού και ενισχύοντας έτσι την παραγωγή ενέργειας από τον δρομέα της ανεμογεννήτριας.

Το Σχήμα 5.29 παρουσιάζει ροϊκές γραμμές στην έξοδο της διάταξης, στην περιοχή του διαχύτη, χρωματισμένες με την τιμή του μέτρου της ταχύτητας. Και για τις τρεις περιπτώσεις, μια εκτενής περιοχή ανακυκλοφορίας προβλέπεται να αναπτυχθεί στην έξοδο της διάταξης, με την ανάπτυξη δυο αντίστροφα περιστρεφόμενων δινών.

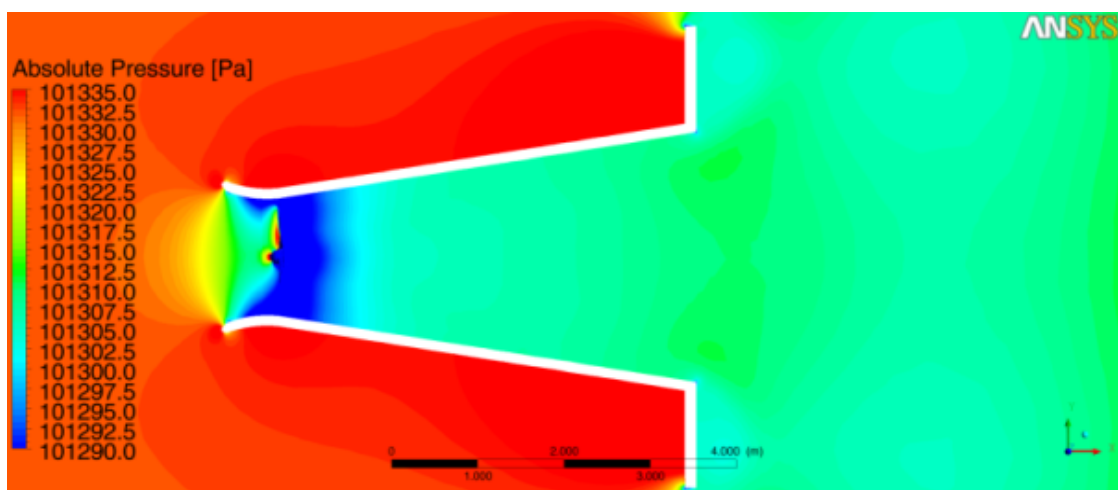
Η κατανομή της ολικής πίεσης και του μέτρου της ταχύτητας για κάθε μια από τις τρεις περιπτώσεις παρουσιάζεται στα Σχήματα 5.30 και 5.31. Η στεφάνη ευθύνεται για την μεγάλη μείωση της ολικής πίεσης. Η ύπαρξη μεγάλης περιοχής ρευστού που ανακυκλοφορεί κεντρικά, σε μέρος του διαχύτη, αναγκάζει τη ροή να κινηθεί προς τα τοιχώματα του κελύφους και να επιταχύνει κατά μήκος αυτών. Οι μέγιστες τιμές της στροβιλότητας εμφανίζονται σε περιοχές της ροής μέσα στον διαχύτη και οφείλονται στη διάτμηση η οποία αναπτύσσεται μεταξύ της ταχέως κινούμενης ροής πλησίον των τοιχωμάτων και της περιοχής ανακυκλοφορίας κατά μήκος του διαχύτη. Στο Σχήμα 5.32 παρουσιάζεται η κατανομή στροβιλότητας 2.5, 5.0 και 7.5 m κατάντη του δρομέα για τις τρεις διαφορετικές διαμορφώσεις του κελύφους. Είναι ενδιαφέρον ότι λόγω αυτών των ροϊκών συνθηκών δεν ευνοείται η ανάπτυξη των χαρακτηριστικών τυρβωδών δομών στον ομόρρο. Οι δίνες καταστρέφονται πολύ γρήγορα μετά την ανάπτυξή τους και με την καταστροφή τους χάνονται και οι απώλειες που συνδέονται με την ανάπτυξή τους.



(α)

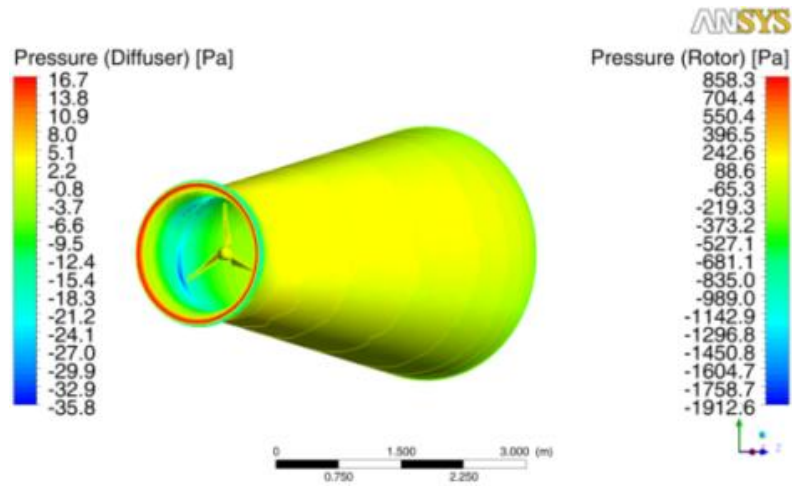


(β)

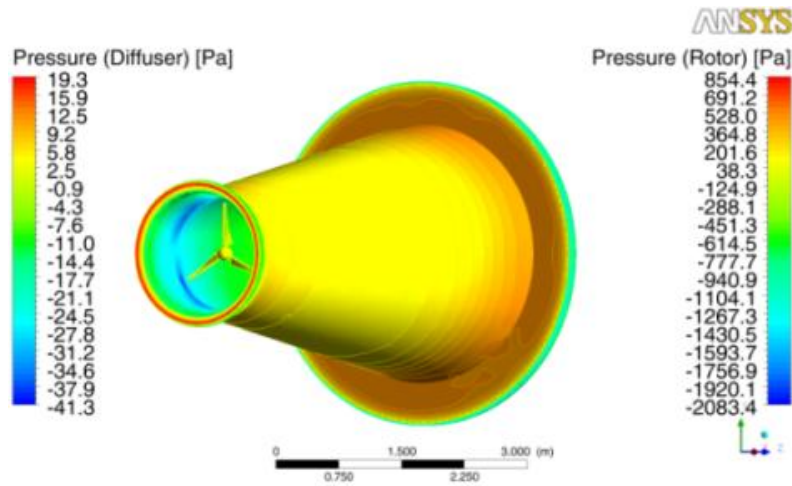


(γ)

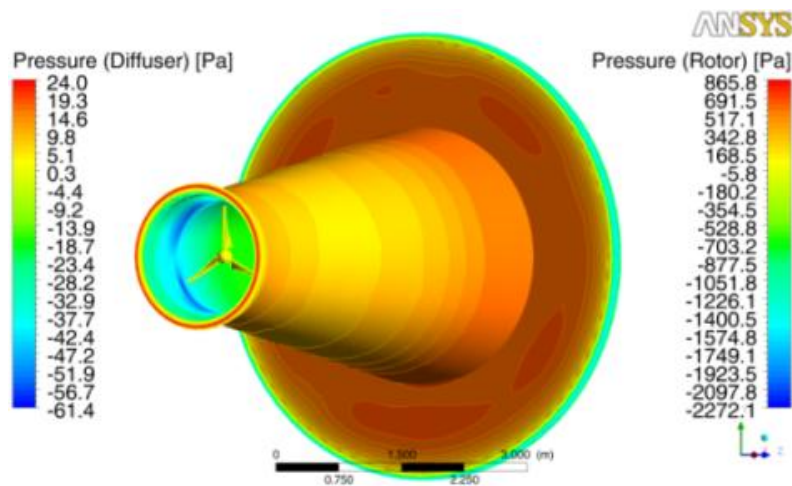
Σχήμα 5.27 Κατανομή στατικής πίεσης στο εσωτερικό της πλήρους διάταξης α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη, γ) με μεγάλη στεφάνη.



(α)

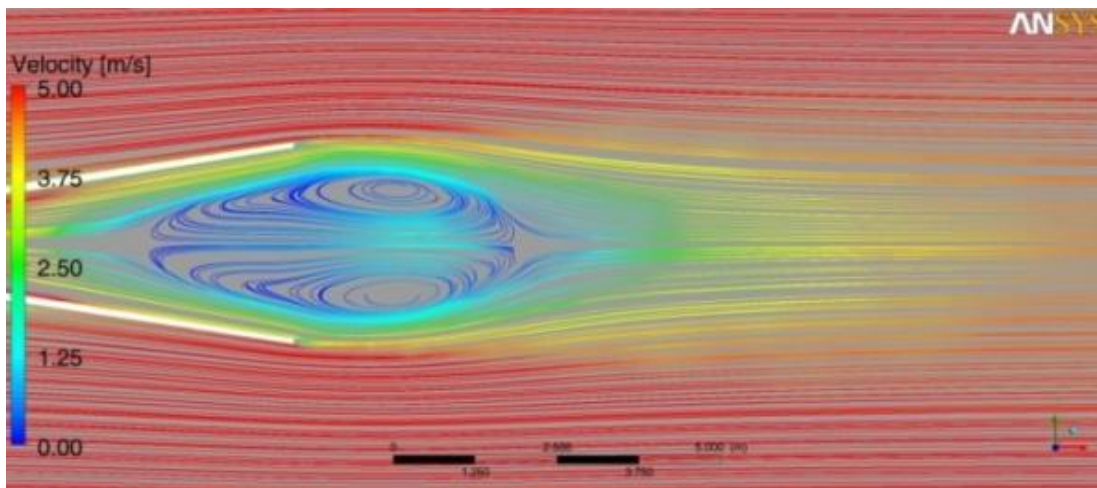


(β)

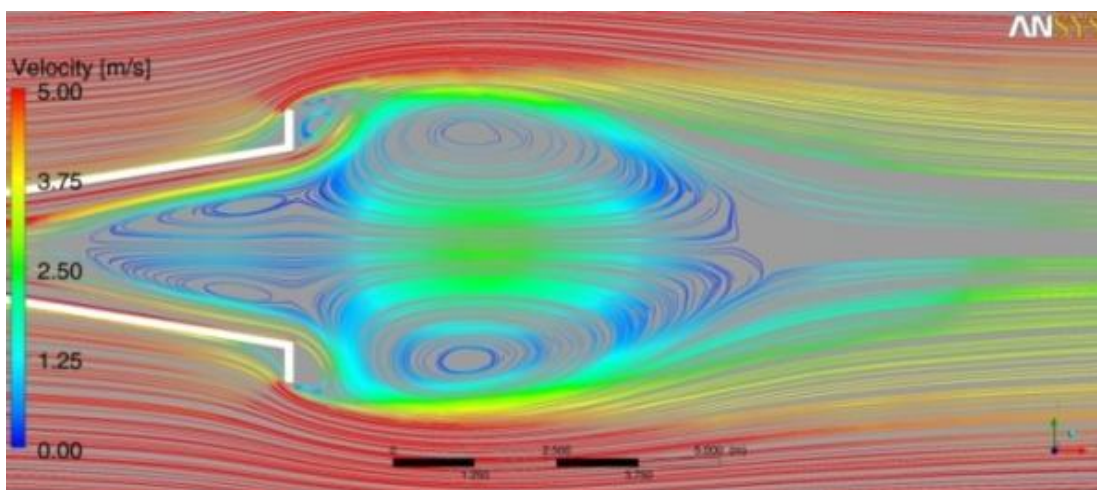


(γ)

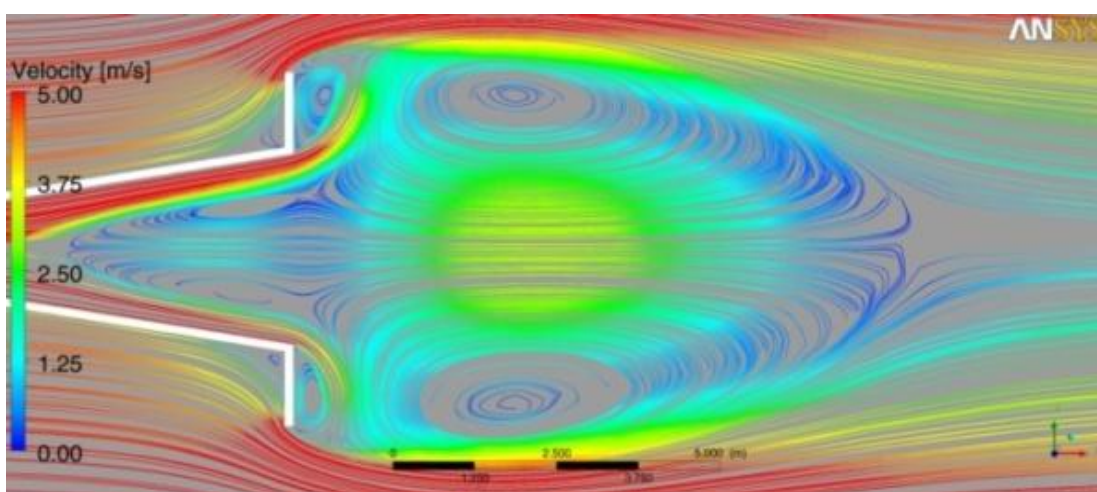
Σχήμα 5.28 Επιφανειακή κατανομή στατικής πίεσης στον δρομέα και στο κέλυφος α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη, γ) με μεγάλη στεφάνη.



(α)

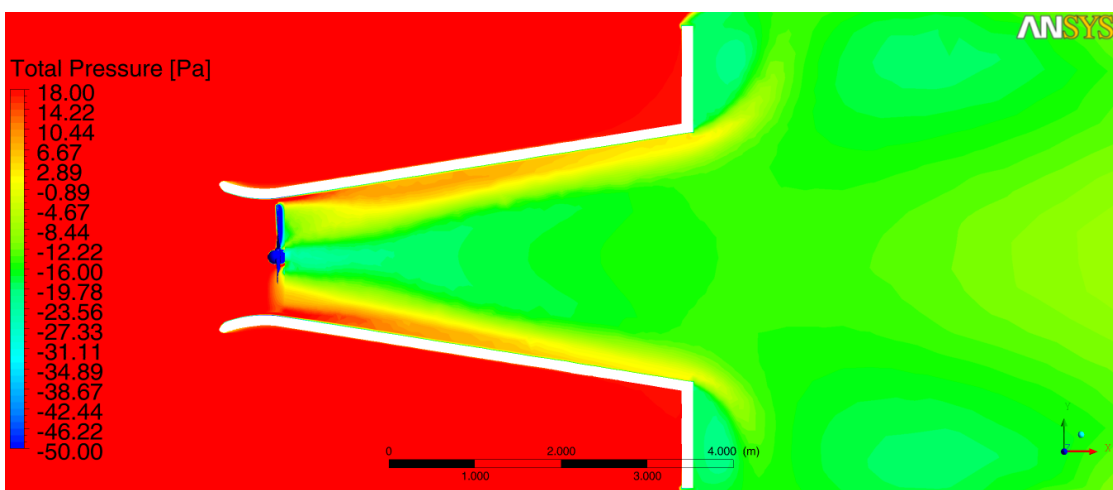
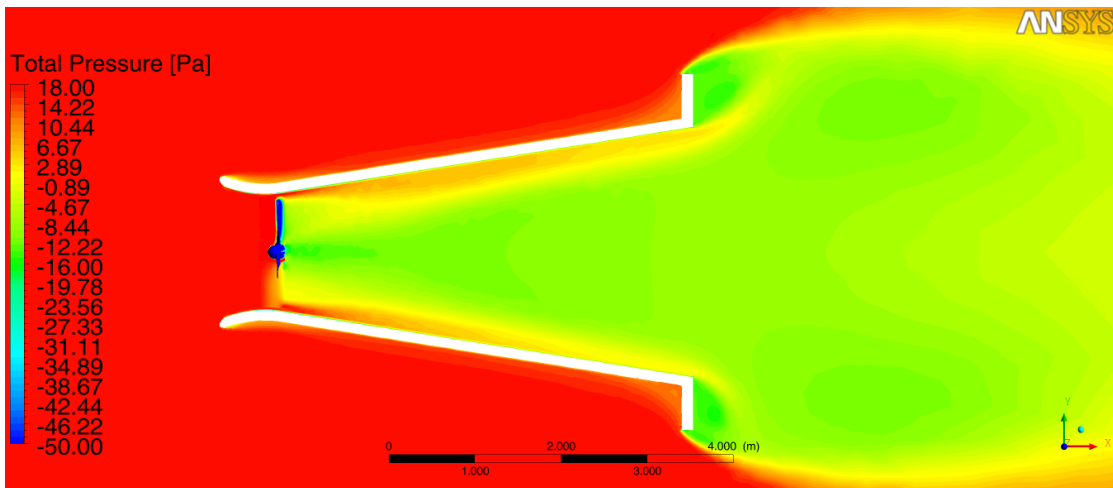
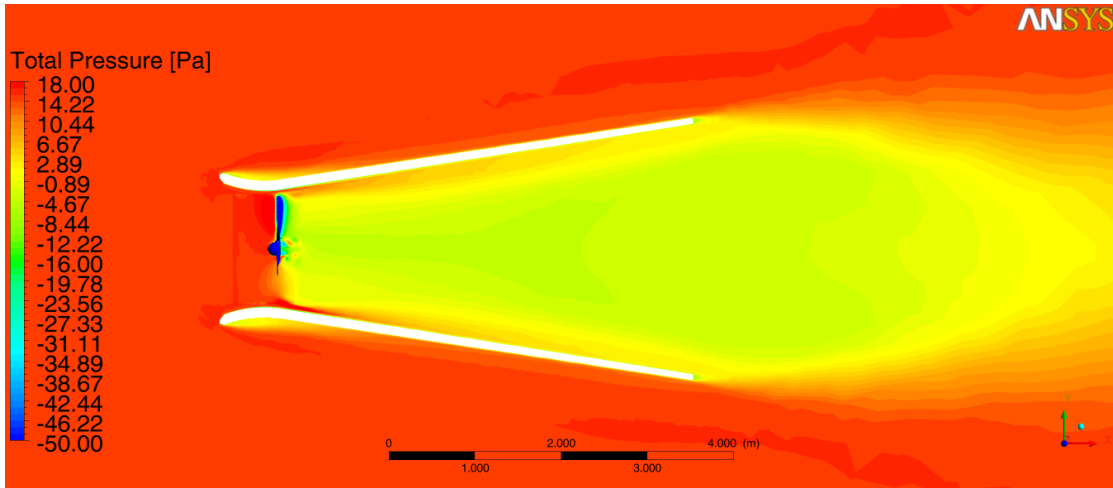


(β)

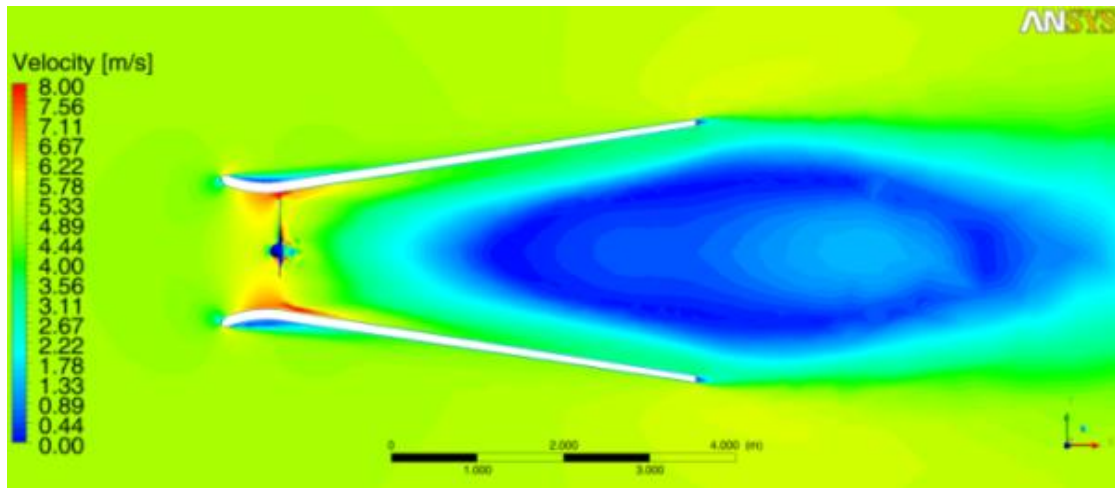


(γ)

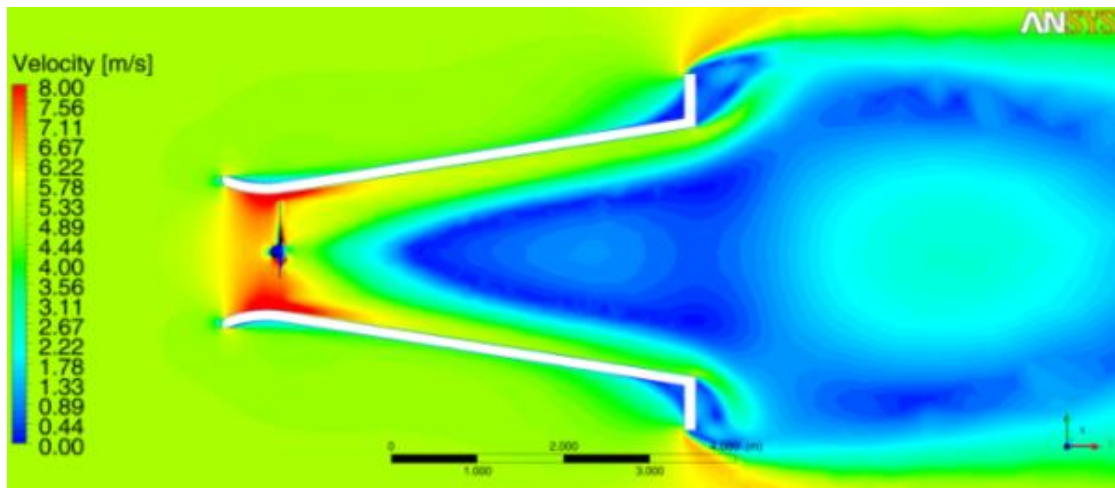
Σχήμα 5.29 Ροϊκές γραμμές στην έξοδο της διάταξης α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη και γ) με μεγάλη στεφάνη.



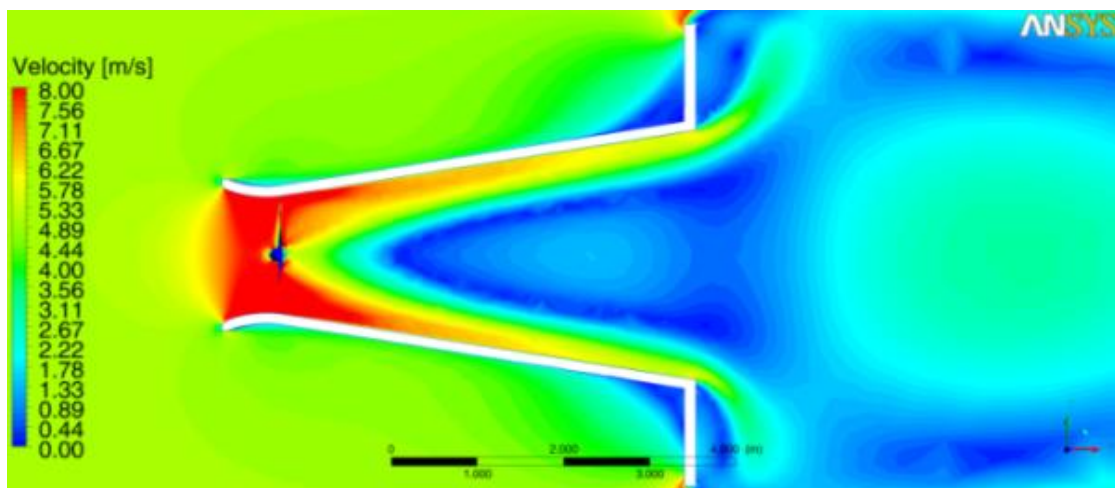
Σχήμα 5.30 Κατανομή ολικής πίεσης στο εσωτερικό της πλήρους διάταξης α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη, γ) με μεγάλη στεφάνη.



(α)

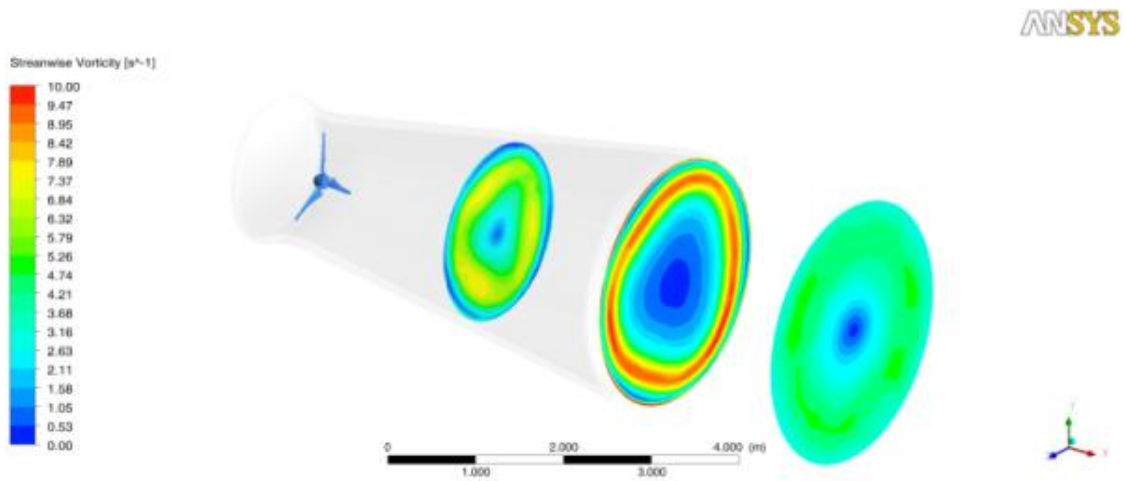


(β)

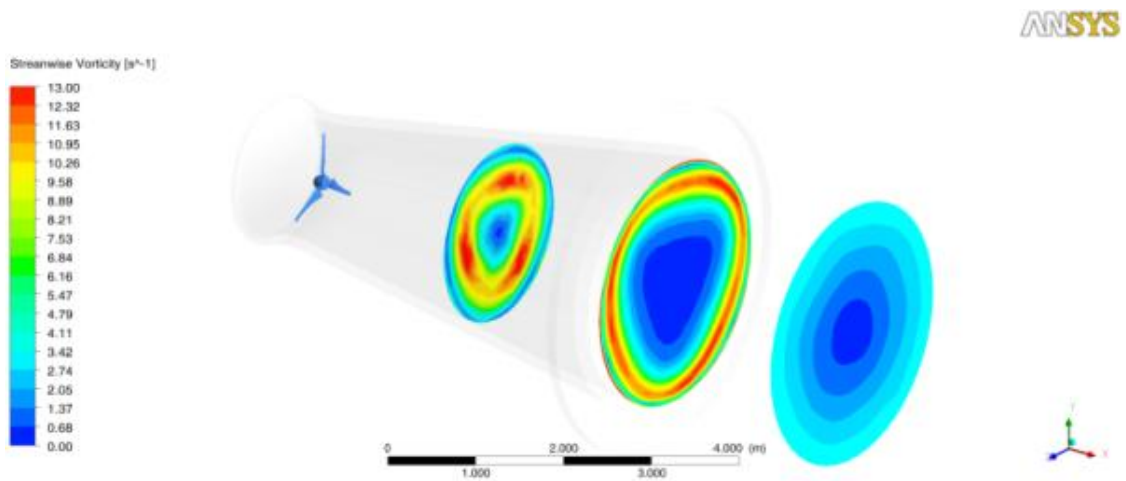


(γ)

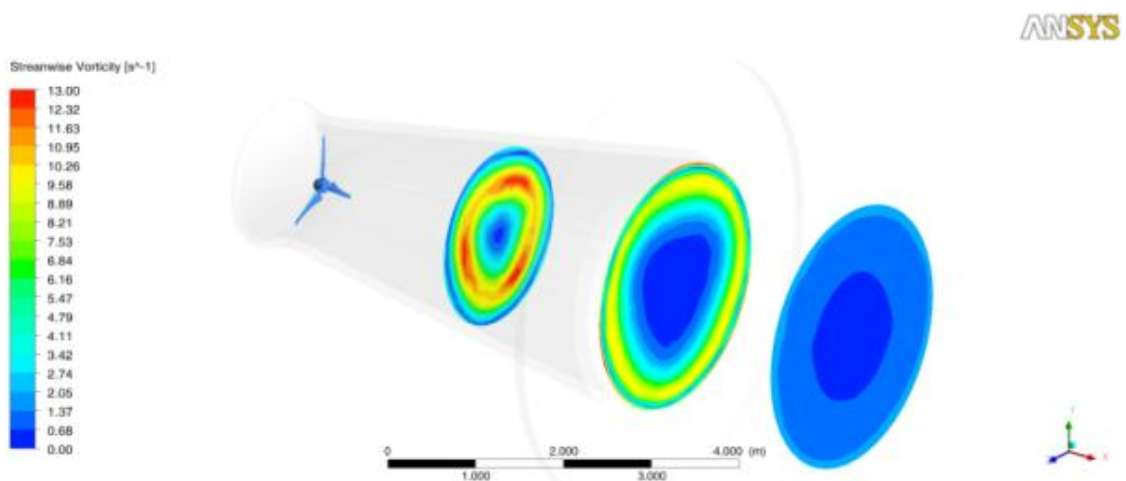
Σχήμα 5.31 Κατανομή μέτρου της ταχύτητας του αέρα για τις τρεις διαφορετικές περιπτώσεις κελύφους.



(α)



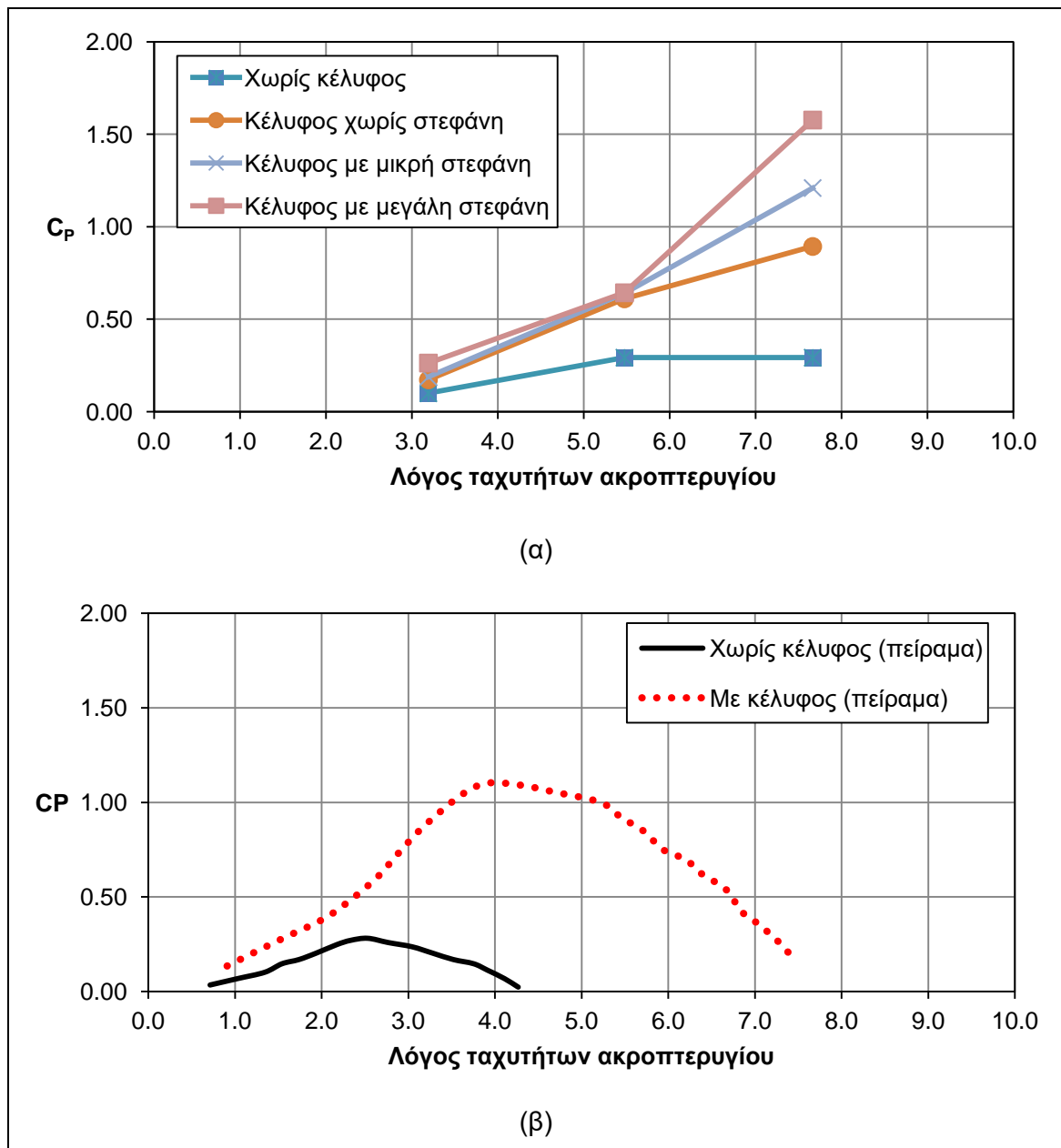
(β)



(γ)

Σχήμα 5.32 Κατανομή στροβιλότητας 2.5, 5.0 και 7.5 m κατόντη του δρομέα α) χωρίς στεφάνη, β) με μικρή στεφάνη και γ) με μεγάλη στεφάνη.

Ο συντελεστής ισχύος που υπολογίστηκε παρουσιάζεται στο Σχ. 5.33.α ενώ στο Σχ. 5.33.β παρουσιάζονται οι καμπύλες που προέκυψαν από πείραμα άλλων ερευνητών [146].



Σχήμα 5.33 Σύγκριση του συντελεστή ισχύος σε σχέση με τον λόγο ταχυτήτων ακροπτερυγίου α) για τις τέσσερις υπό μελέτη περιπτώσεις και β) για τα πειραματικά αποτελέσματα της εργασίας [146].

Η παρουσία του κελύφους βελτιώνει σημαντικά την παραγόμενη ισχύ από τον δρομέα της ανεμογεννήτριας, ενώ περαιτέρω βελτίωση επιτυγχάνεται μέσω της προσθήκης της στεφάνης στην έξοδο του διαχύτη. Η παραγόμενη ισχύς βελτιώθηκε κατά έναν παράγοντα από 2 έως 5. Αυτό μπορεί αρχικά να αποδοθεί στο ότι η ροή προσεγγίζει τον δρομέα με μεγαλύτερη ταχύτητα λόγω της επιτάχυνσης που λαμβάνει χώρα στο συγκλίνον μέρος του κελύφους και στην μικρότερη στατική πίεση κατόντη του δρομέα λόγω της παρουσίας του

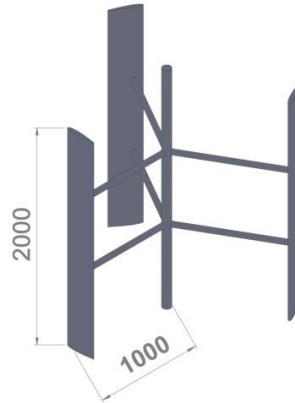
διαχύτη. Προκειμένου να παραχθούν οι καμπύλες του Σχ. 5.33.α, έγινε ανάλυση της απόδοσης του δρομέα για τρεις διαφορετικές ταχύτητες ανέμου. Τα χαρακτηριστικά απόδοσης που επιτεύχθηκαν συμφωνούν πολύ καλά ποιοτικά με τα αποτελέσματα που έχουν παρουσιαστεί στην εργασία των Abe, et al. και παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.33.β. Η διαφορά των ακριβών τιμών συντελεστών ισχύος και της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου, μεταξύ της παρούσας εργασίας και των αποτελεσμάτων της εργασίας των Abe, et al. οφείλεται στη διαφορετική αεροδυναμική σχεδίαση των δρομέων των δυο ανεμογεννητριών. Ωστόσο, οι τάσεις που παρατηρούνται συμφωνούν. Όπως μπορεί να παρατηρηθεί, όχι μόνο αυξάνεται η ισχύς του δρομέα με την παρουσία του κελύφους, αλλά η καμπύλη του συντελεστή ισχύος διευρύνεται και σε μεγαλύτερες τιμές του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου.

5.3.2 Υπολογιστική Διερεύνηση Ανεμογεννήτριας Καθέτου Άξονα με Κέλυφος

Για τη διερεύνηση της επίδρασης της τοποθέτησης κελύφους γύρω από δρομέα ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα πραγματοποιήθηκαν αναλύσεις υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Σχεδιάστηκε και μελετήθηκε ένας δρομέας ανεμογεννήτριας Darrieus τύπου H με τρία μη καμπύλα πτερύγια, ακτίνα 1 m και ύψος 2 m. Για την εκτίμηση της αρχικής απόδοσης του δρομέα πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις τόσο με χρήση της μεθόδου DMS όσο και ανάλυση CFD. Η ανάλυση και η σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις αναλύσεις έδειξαν ότι η προσθήκη κελύφους ενισχύει την απόδοση της ανεμογεννήτριας. Ωστόσο, το κέλυφος που χρησιμοποιήθηκε είναι κλειστού τύπου και παρουσιάζει το μειονέκτημα ότι στερεί την ανεμογεννήτρια από το προτέρημά της που έχει να κάνει με την μη ανάγκη για προσανατολισμού του δρομέα στη διεύθυνση της ροής. Πρακτικά, ένα τέτοιο κέλυφος θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή ενέργειας από τη ροή αέρα ανάμεσα σε κτίρια ή σε υπάρχοντα ανοίγματα κτιρίων όπου η τοποθέτηση ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα θα ήταν ασύμφορη ή τεχνικά αδύνατη.

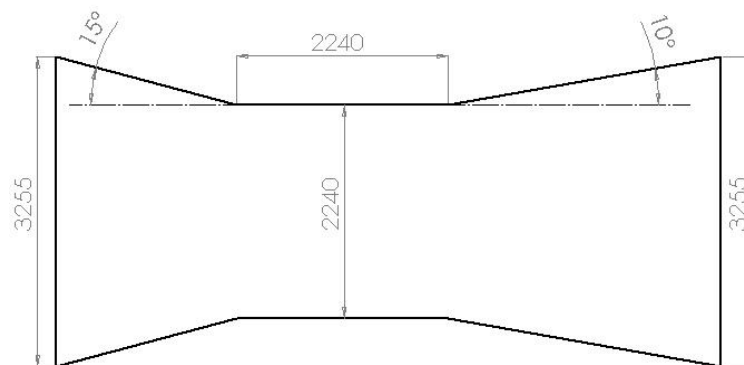
5.3.2.1 Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά του Δρομέα

Ο δρομέας που σχεδιάστηκε είναι τύπου H Darrieus και έχει ακτίνα 1 m, ύψος 2 m. Αποτελείται από τρία πτερύγια συμμετρικής διατομής NACA 0015 τοποθετημένων με τη χορδή τους κάθετα στην ακτίνα του δρομέα. Η χορδή των πτερυγίων είναι ίση με 280 mm και η στερεότητα του δρομέα είναι ίση με 0.84. Στο Σχήμα 5.34 παρουσιάζεται μια τρισδιάστατη απεικόνιση του γεωμετρικού μοντέλου του δρομέα.



Σχήμα 5.34 Απεικόνιση του τρισδιάστατου γεωμετρικού μοντέλου του δρομέα.

Στο Σχήμα 5.35 παρουσιάζεται σκαρίφημα της κάτοψης του κλειστού κελύφους.



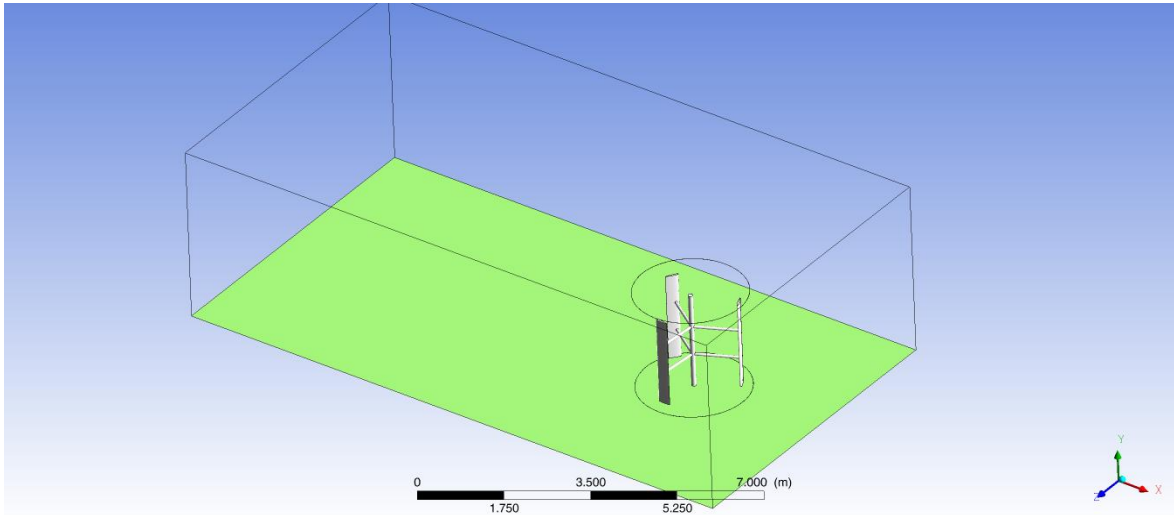
Σχήμα 5.35 Σκαρίφημα της κάτοψης του χρησιμοποιούμενου κλειστού κελύφους.

Το κλειστό κέλυφος που χρησιμοποιήθηκε έχει συνολικό μήκος 7.012 m, ορθογωνική διατομή σε όλο το μήκος του κελύφους και επιφάνειες εισόδου και εξόδου ίσες μεταξύ τους και ίσες με 7.161 m². Το ύψος του κελύφους είναι 2.2 m και το μέγιστο πλάτος του 3.255 m. Το πλάτος στην στενότερη περιοχή του κελύφους είναι ίσο με το μήκος αυτής της περιοχής και ίσο με 2.240 m. Η επάνω και η κάτω επιφάνειες του κελύφους είναι επίπεδες. Ο λόγος επιφανειών τόσο της συγκλίνουσας περιοχής όσο και της αποκλίνουσας περιοχής είναι 1.453. Και σε αυτήν την περίπτωση το σχήμα του κελύφους επιλέχθηκε μετά από μια ανάλυση της ροής στο εσωτερικό του κελύφους, με σκοπό τόσο την επίτευξη μεγάλης επιτάχυνσης του ρευστού στο εσωτερικό του όσο και την εσωτερική ελαχιστοποίηση των αποκολλήσεων της ροής.

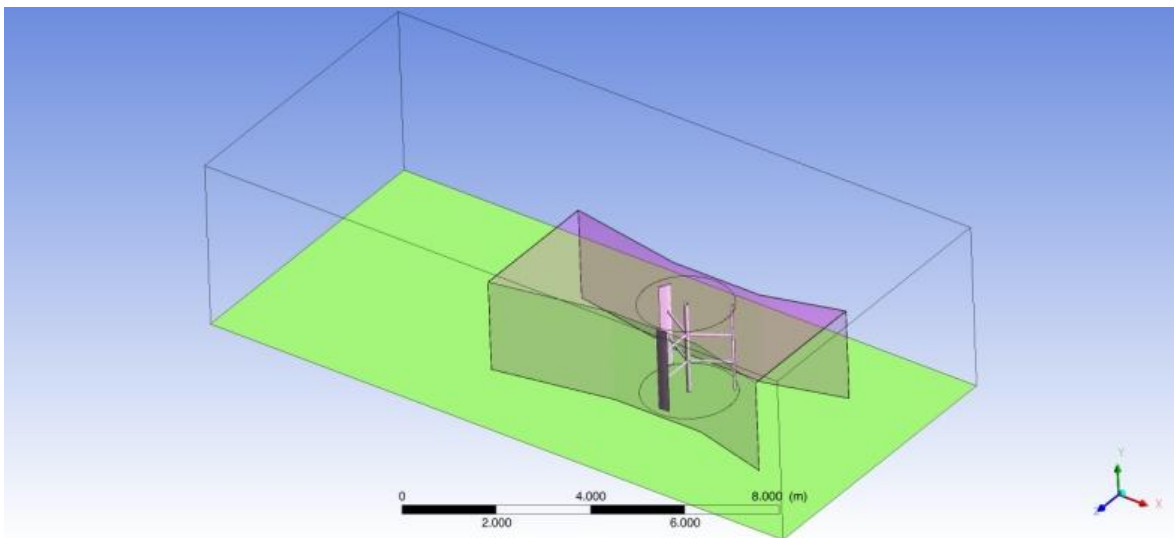
5.3.2.2 Οριακές Συνθήκες και Υπολογιστικό πλέγμα

Λόγω της πολυπλοκότητας της ροής η οποία διέπεται από την περιστροφική κίνηση του δρομέα και την αλληλεπίδραση του ομόρρου του ενός πτερυγίου με τα άλλα πτερύγια,

επιλέχθηκε η προσομοίωση της ροής, τόσο του απομονωμένου δρομέα απουσία κελύφους, όσο και της διάταξης δρομέα-κελύφους, να γίνει με χρήση ανάλυσης μη μόνιμης ροής. Εκτός των προσομοιώσεων μη μόνιμης ροής πραγματοποιήθηκαν και ανάλυσης μόνιμης ροής οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν μόνο για τη δημιουργία ικανοποιητικών αρχικών συνθηκών.



(α)



(β)

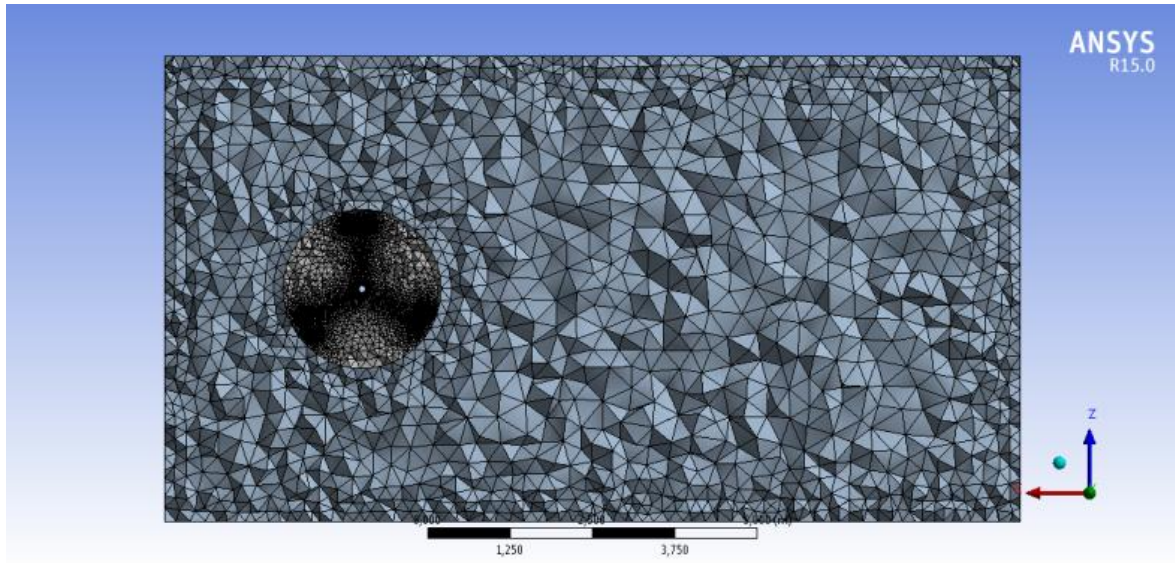
Σχήμα 5.36 Το υπολογιστικό χωρίο α) απομονωμένου δρομέα απουσία κελύφους και β) πλήρους διάταξης ανεμογεννήτριας-κελύφους.

Το υπολογιστικό χωρίο για την ανάλυση του απομονωμένου δρομέα είναι ένα ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο το οποίο αποτελείται από δυο υποχώρους (Σχ. 5.36). Ο ένας υποχώρος έχει σχήμα κυλίνδρου, περιλαμβάνει τον δρομέα και μέρος του πυθμένα του κελύφους και βρίσκεται στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς, ενώ ο άλλος υποχώρος

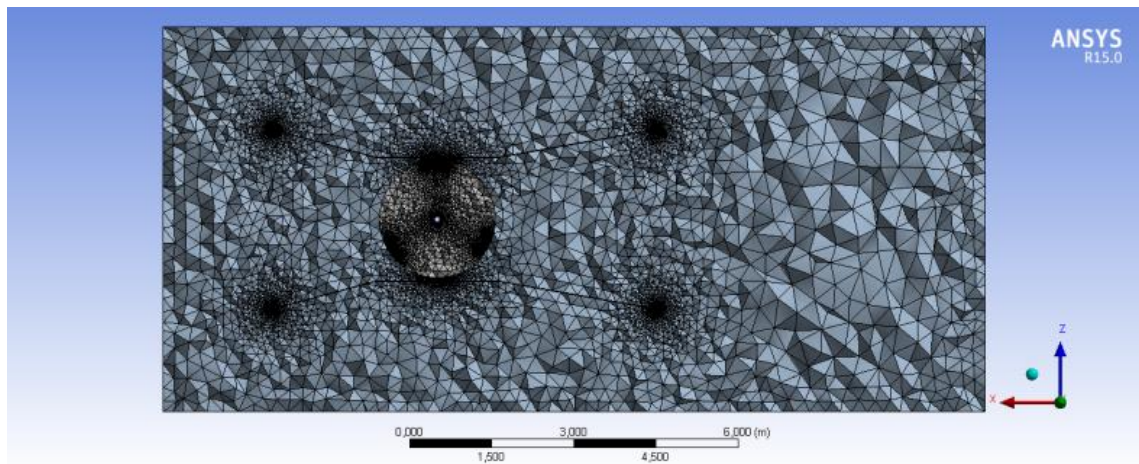
είναι το υπόλοιπο του παραλληλεπίπεδου στο οποίο υπάρχει μόνο αέρας και βρίσκεται στο σταθερό σύστημα αναφοράς. Το υπολογιστικό χωρίο στην περίπτωση της πλήρους διάταξης με το κέλυφος είναι το ίδιο με τη διαφορά ότι το δεύτερο χωρίο, το υπόλοιπο του παραλληλεπίπεδου περιλαμβάνει και τα τοιχώματα του κελύφους. Ο κυλινδρικός υποχώρος βρίσκεται στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς, το οποίο έχει περιστροφική ταχύτητα ίση με την περιστροφική ταχύτητα του δρομέα. Για τις αναλύσεις που πραγματοποιήθηκαν επιλέχθηκε η διατήρηση της ταχύτητας εισόδου στα 10 m/s και η μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής του δρομέα. Οι ταχύτητες που μελετήθηκαν ήταν ίσες με 10, 20, 30 και 40 rad/sec που αντιστοιχούν σε λόγους ταχυτήτων ακροπτερυγίου 1.0, 2.0, 3.0 και 4.0. Το χρονικό βήμα για όλες τις ταχύτητες ορίστηκε έτσι ώστε να αντιστοιχεί σε περιστροφή του δρομέα κατά 10°.

Το μήκος του υπολογιστικού χωρίου που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση του απομονωμένου δρομέα είναι ίσο με 45 φορές το μήκος χορδής των πτερυγίων, το πλάτος του είναι 14 φορές το μήκος χορδής ενώ το ύψος του είναι ίσο με 25 φορές το μήκος χορδής (Σχ. 5.36.α). Το μήκος του χωρίου στην περίπτωση της ανάλυσης με το κέλυφος είναι ίσο με 54 μήκη χορδής (Σχ. 5.36.β).

Το ρευστό σε κάθε περίπτωση είναι αέρας στους 25°C, με πίεση αναφοράς στο υπολογιστικό χωρίο 1 atm. Η ταχύτητα εισόδου στο χωρίο θεωρείται σταθερή και ίση με 10 m/s. Η θερμοκρασία στην είσοδο είναι σταθερή και ίση με 25°C ενώ η σχετική στατική πίεση στην έξοδο είναι 0 Pa. Η τιμή της έντασης τύρβης που εφαρμόστηκε στην είσοδο είναι ίση με 10%. Η επιλογή αυτής της έντασης τύρβης έγινε ώστε να προσομοιωθούν οι συνθήκες λειτουργίας στο αστικό τοπίο όπου η τυρβώδης ροή είναι πολύ έντονη. Στα τοιχώματα του κελύφους, του δρομέα και του εδάφους της νοητής αεροσήραγγας επιβάλλεται η οριακή συνθήκη μη ολίσθησης. Στα άλλα τοιχώματα της νοητής αεροσήραγγας εφαρμόζεται η συνθήκη ελεύθερης ολίσθησης.



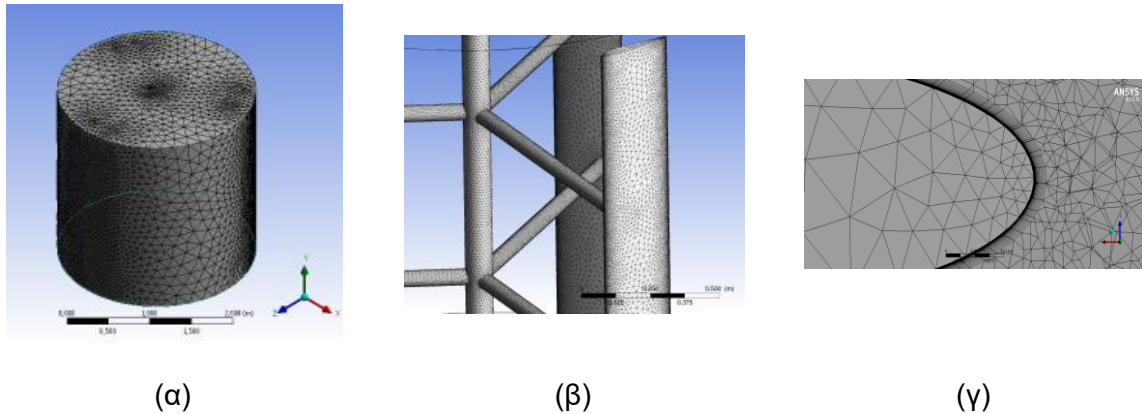
(α)



(β)

Σχήμα 5.37 Το υπολογιστικό πλέγμα α) απουσία κελύφους και β) πλήρους διάταξης.

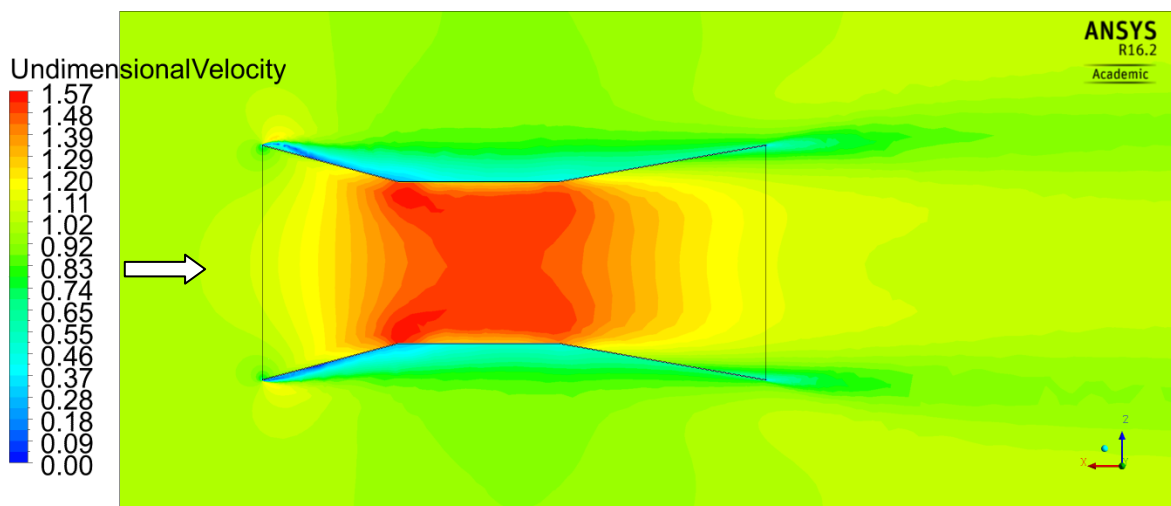
Τα υπολογιστικά πλέγματα που χρησιμοποιήθηκαν για τις προσομοιώσεις παρουσιάζονται στο Σχ. 5.37. Τα πλέγματα και στις δυο περιπτώσεις αποτελούνται από τετράεδρα κελιά στην ελεύθερη ροή και 15 στρώματα πρισματικών κελιών κοντά στα τοιχώματα. Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για την μοντελοποίηση της τύρβης ήταν το SST με κλιμακώσιμες συναρτήσεις τοιχώματος και για αυτόν τον λόγο η κατασκευή των κελιών πλεγμάτων έγινε με τρόπο τέτοιο ώστε η τιμή του y^+ να είναι ίση με την μονάδα. Το πλέγμα του Σχ. 5.37.α αποτελείται από περίπου 11.4 εκατομμύρια κελιά ενώ το πλέγμα του Σχ. 5.37.β αποτελείται από 12 εκατομμύρια κελιά. Στο Σχήμα 5.38 παρουσιάζονται λεπτομέρειες του πλέγματος.



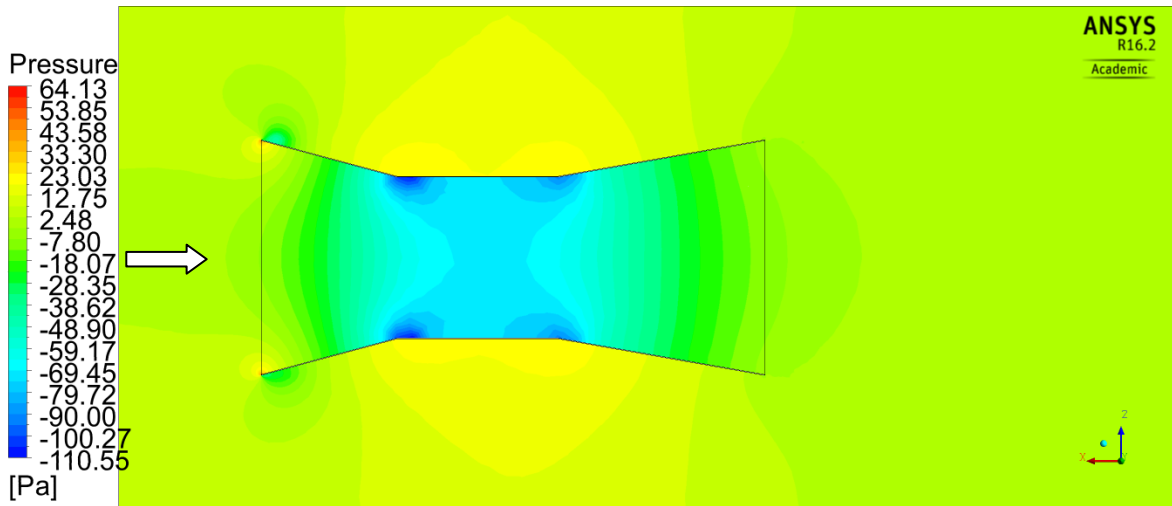
Σχήμα 5.38 Λεπτομέρειες του υπολογιστικού πλέγματος από α) τον υποχώρο που περιλαμβάνει τον δρομέα, β) τις επιφάνειες του δρομέα και γ) γύρω από τα πτερύγια στην περιοχή ανάλυσης των οριακών στρωμάτων.

5.3.2.3 Αποτελέσματα

Για την επιλογή της τελικής γεωμετρίας του κελύφους μελετήθηκε η ροή στο κέλυφος απουσία του δρομέα. Σκοπός αυτών των προσομοιώσεων ήταν να επιλεγεί η γωνία διάχυσης έτσι ώστε να ελαχιστοποιηθούν οι αποκολλήσεις στο εσωτερικό του κελύφους. Η συνολική γεωμετρία επιλέχθηκε ώστε να επιτρέπει την επιτάχυνση της ροής στο εσωτερικό του κελύφους. Στη στενή περιοχή του κελύφους, εκεί όπου θα τοποθετηθεί ο δρομέας παρατηρείται μεγάλη επιτάχυνση της ροής, η οποία στην συνέχεια υπόκειται σε μια σταδιακή ανάκτηση πίεσης στον διαχύτη (Σχ. 5.39 και 5.40).



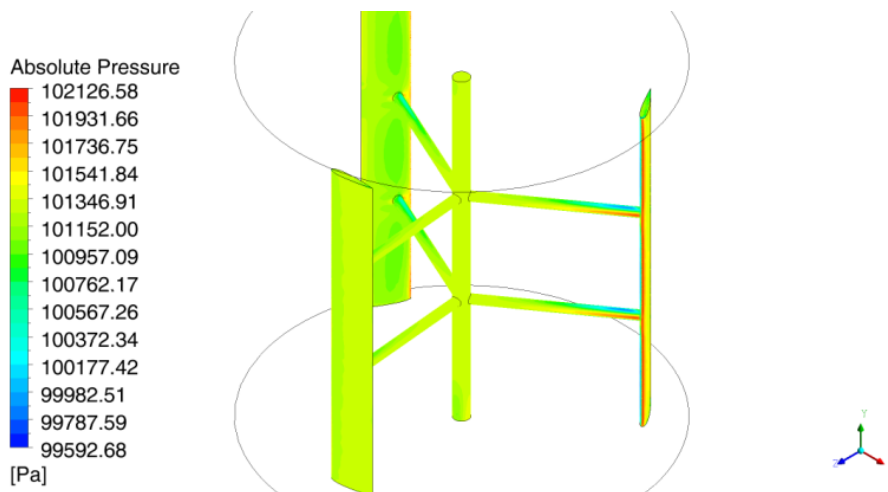
Σχήμα 5.39 Κατανομή αδιάστατης ταχύτητας στο εσωτερικό του κελύφους. Η διεύθυνση της ροής είναι όπως φαίνεται από το λευκό βέλος.



Σχήμα 5.40 Κατανομή πίεσης στο εσωτερικό του κελύφους. Η διεύθυνση της ροής είναι όπως φαίνεται από το λευκό βέλος.

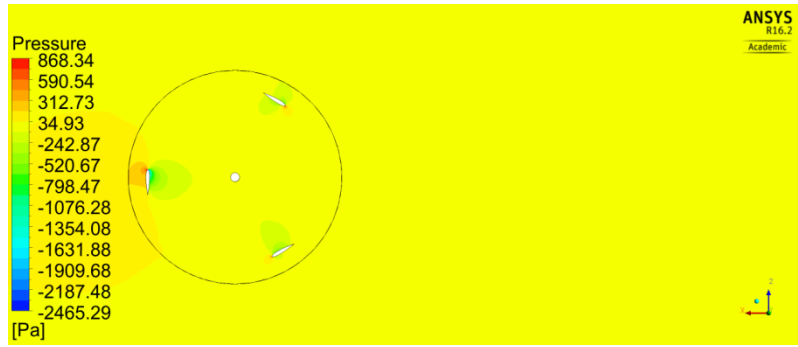
Η ταχύτητα της ροής μέσω του κελύφους αυξάνεται μέχρι και 50% φτάνοντας τα 15 m/s ενώ η μέγιστη πτώση πίεσης στο εσωτερικό του κελύφους είναι ίση με 110 Pa.

Στο Σχήμα 5.41 παρουσιάζεται η κατανομή πίεσης στις επιφάνειες του δρομέα. Τα δεδομένα που αφορούν την πίεση τα πτερύγια χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό της ροπής και της ισχύος στον δρομέα. Ολοκληρώνοντας τις πιέσεις στα πτερύγια, βρίσκοντας τον χρονικό μέσο όρο και συνεκτιμώντας την συμβολή των διαμηθικών τάσεων είναι δυνατό να εκτιμηθούν οι συνολικές επαπτομενικές δυνάμεις που ασκούνται στα πτερύγια. Με αυτόν τον τρόπο μπορούν να εκτιμηθούν η ροπή και συνεπώς η ισχύς του δρομέα.

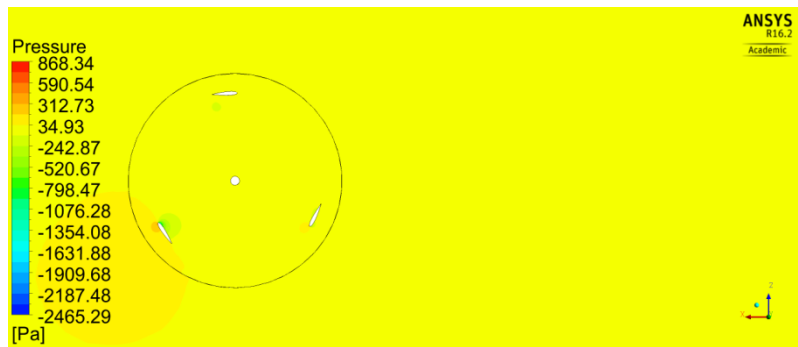


Σχήμα 5.41 Κατανομή της στατικής πίεσης στον δρομέα.

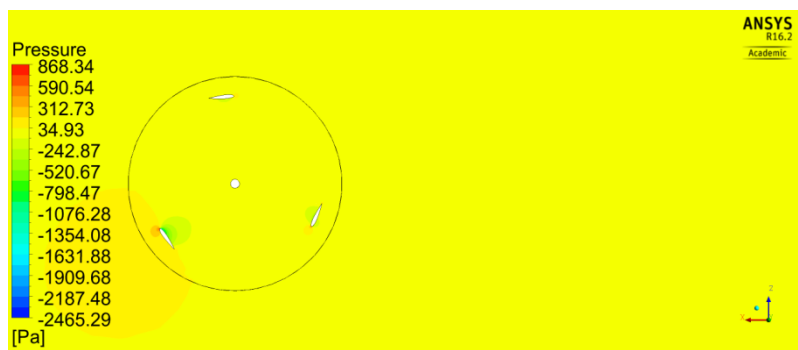
Στα Σχήματα 5.42, 5.43, 5.44 και 5.45 παρουσιάζονται στιγμιαίες κατανομές πίεσης, αδιάστατης ταχύτητας, έντασης τύρβης και ισοεπιφάνειες της Q , αντίστοιχα, για τη ροή γύρω από τα πτερύγια του απομονωμένου δρομέα απουσία κελύφους.



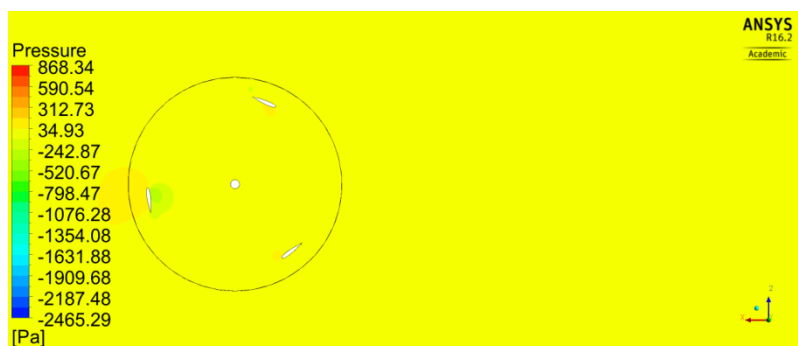
(α)



(β)

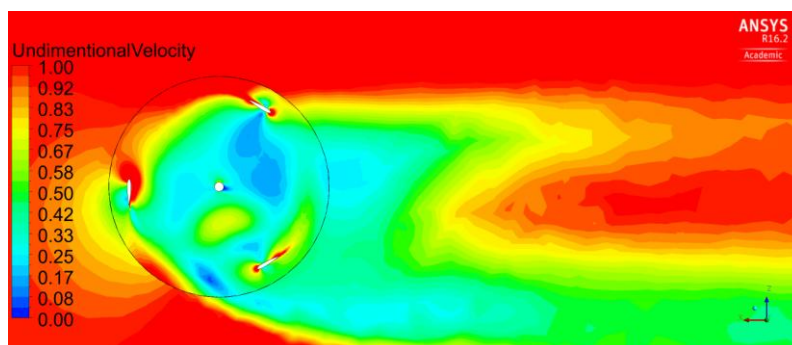


(γ)

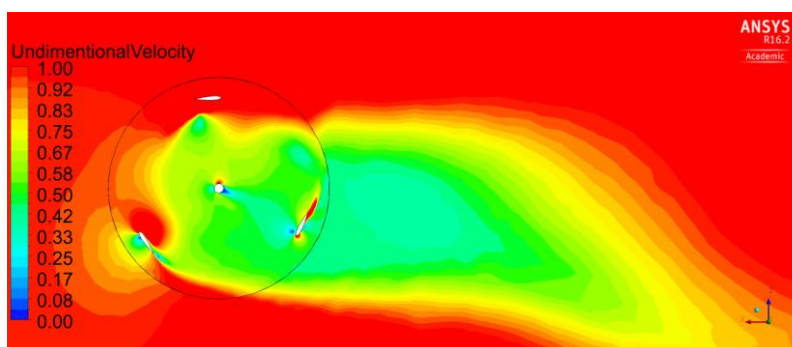


(δ)

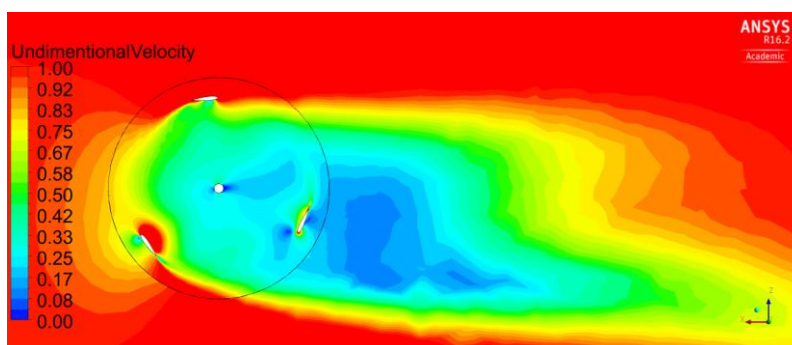
Σχήμα 5.42 Στιγμιότυπα των κατανομών πίεσης γύρω από τον απομονωμένο δρομέα για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



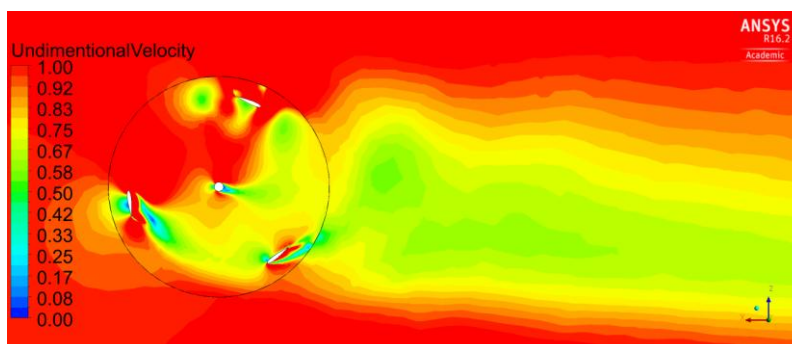
(α)



(β)

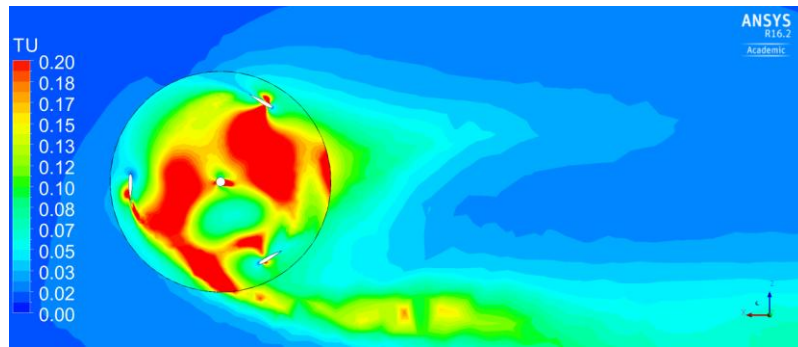


(γ)

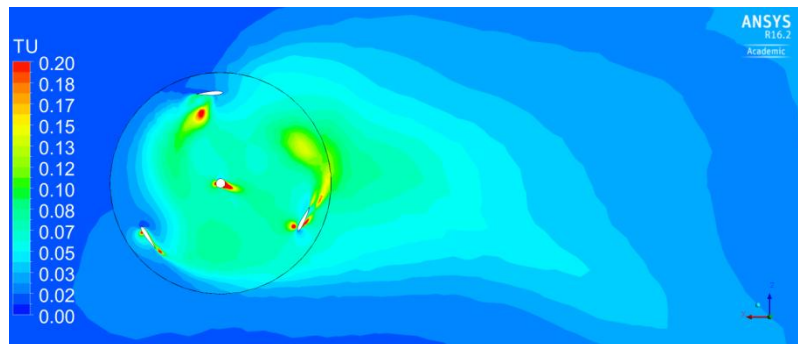


(δ)

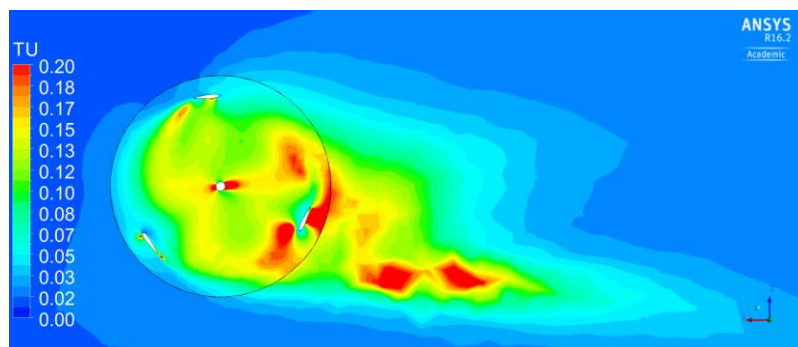
Σχήμα 5.43 Στιγμιότυπα των κατανομών αδιάστατης ταχύτητας γύρω από τον απομονωμένο δρομέα για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



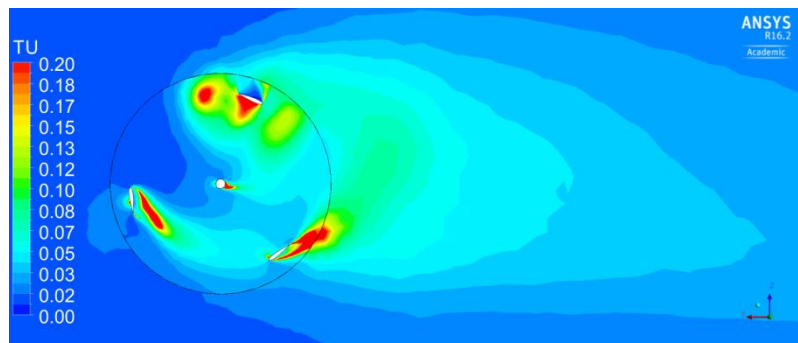
(α)



(β)

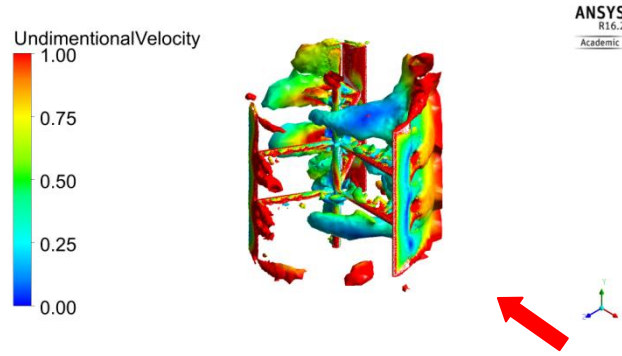


(γ)

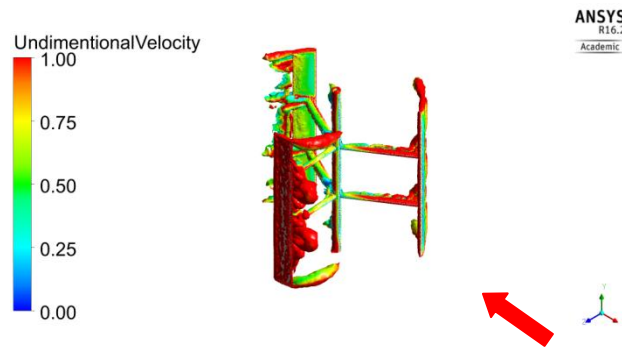


(δ)

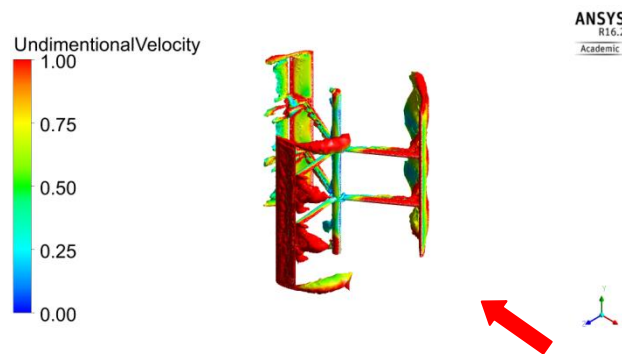
Σχήμα 5.44 Στιγμιότυπα των κατανομών έντασης τύρβης γύρω από τον απομονωμένο δρομέα για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



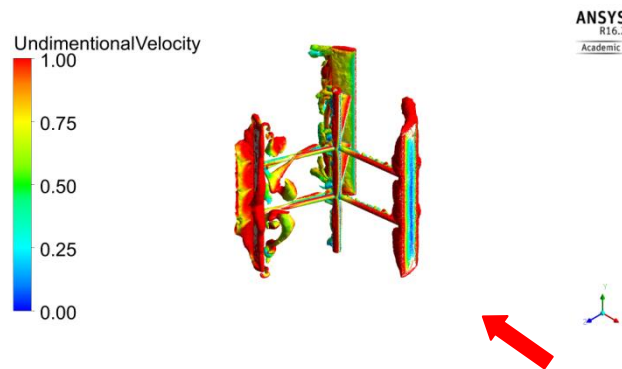
(α)



(β)



(γ)

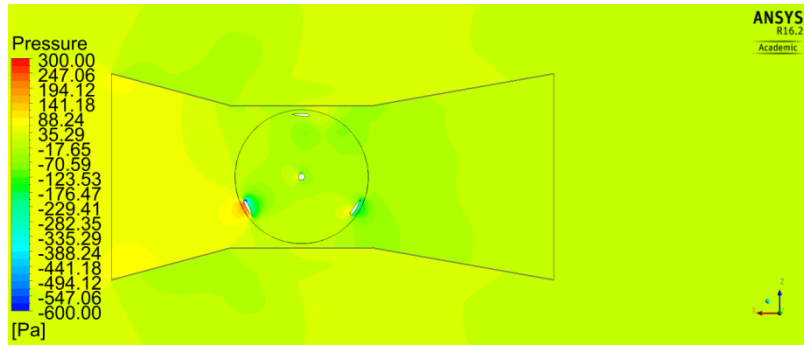


(δ)

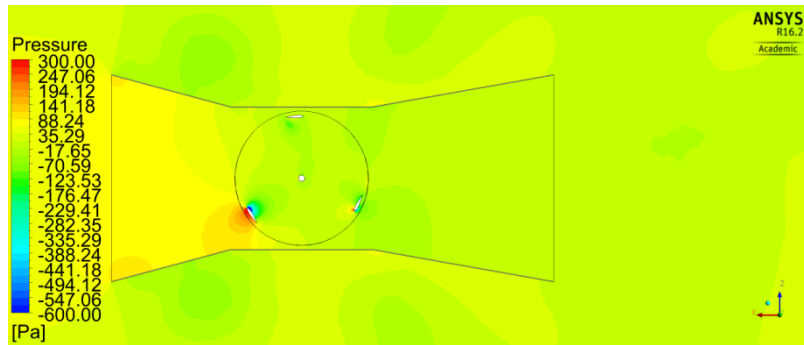
Σχήμα 5.45 Ισοεπιφάνειες των κατανομών έντασης τύρβης γύρω από τον απομονωμένο δρομέα για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.

Οι κατανομές των Σχ. 5.42, 5.43 και 5.44 απεικονίζουν τα ροϊκά φαινόμενα στο μέσο ύψος του δρομέα. Οι στιγμιαίες κατανομές πίεσης του Σχ. 5.42 δίνουν μια πολύ καλή εικόνα για τις συνθήκες πρόσπτωσης στα πτερύγια, καθώς εντοπίζεται ικανοποιητικά η θέση του σημείου προσβολής. Στα Σχήματα 5.43 και 5.44 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας και της έντασης τύρβης καταδεικνύοντας την πολυπλοκότητα της ροής στον ομόρρου της ανεμογεννήτριας. Ο ομόρρους του κάθε πτερυγίου επάγει μια ροή χαμηλής ταχύτητας και μεγάλης έντασης τύρβης, ενώ παράλληλα ανάλογα με την ταχύτητα περιστροφής του δρομέα η κυρίως ροή του αέρα επιδρά με διαφορετικό τρόπο στους σχηματισμούς που εμφανίζονται πίσω από κάθε πτερύγιο. Το Σχήμα 5.45, απεικονίζει ισοεπιφάνειες του Q , οι οποίες χρωματίζονται με το μέτρο της ταχύτητας στο ακίνητο σύστημα αναφοράς (με κόκκινο βέλος φαίνεται η διεύθυνση της ροής). Αυτές οι ισοεπιφάνειες υποστηρίζουν την ερμηνεία των Σχ. 5.43 και 5.44. Έτσι, μπορεί να διατυπωθεί ότι στην ταχύτητα περιστροφής 10 rad/sec (χαμηλότερη) και στην ταχύτητα περιστροφής 40 rad/sec (υψηλότερη) οι δίνες που σχηματίζονται στο κυρίως σώμα του πτερυγίου αποκολλώνται σε μεγάλο βαθμό και απομακρύνονται στον ομόρρου της ανεμογεννήτριας επηρεάζοντας αρνητικά τη λειτουργία των κατάντη πτερυγίων. Αυτή η κατάσταση φαίνεται να είναι μια χρονικά εξελισσόμενη διαδικασία η οποία οδηγεί σε απώλεια στήριξης και απώλεια ισχύος. Αντίθετα, στις ταχύτητες 20 και 30 rad/sec η ροή φαίνεται να είναι προσκολλημένη σε μεγαλύτερο βαθμό στα πτερύγια. Το φαινόμενο των αποκολλημένων δινών είναι μικρότερο και οι αποκολλήσεις σταθερότερες. Οι επιπτώσεις των έντονων αποκολλήσεων παρουσιάζονται τελικά και στην καμπύλη του συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας (Σχ. 5.50). Τα φαινόμενα των αποκολλήσεων και των ασταθειών που αυτές προκαλούν στη λειτουργία του δρομέα δεν μπορούν να προβλεφθούν από την μέθοδο DMS με την οποία σχεδιάστηκε ο δρομέας. Έτσι, στο Σχήμα 5.50 ο συντελεστής ισχύος φαίνεται ότι υπερεκτιμάται από την απλοποιημένη αυτή μέθοδο.

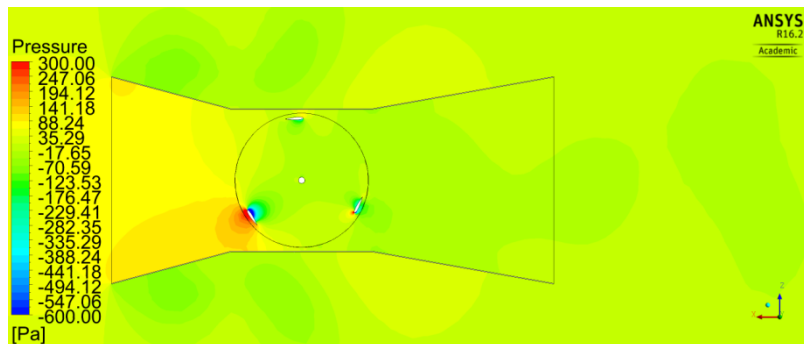
Στα Σχήματα 5.46, 5.47, 5.48 και 5.49 παρουσιάζονται στιγμιότυπα των κατανομών στατικής πίεσης, αδιάστατης ταχύτητας, έντασης τύρβης και ισοεπιφάνειες της Q χρωματισμένες με την ταχύτητα στο ακίνητο σύστημα αναφοράς (στο Σχ. 5.50, με κόκκινο βέλος φαίνεται η διεύθυνση της ροής). Φαίνεται πως το κέλυφος επιδρά θετικά στη λειτουργία του δρομέα όχι μόνο λόγω της αύξησης της ταχύτητας του ρευστού τοπικά στον λαιμό αλλά και λόγω της μείωσης της έντασης των δινών και των αποκολλήσεων. Επίσης, τα επίπεδα της έντασης τύρβης φαίνεται να είναι μειωμένα σε σύγκριση με αυτά της ροής γύρω από τον απομονωμένο δρομέα.



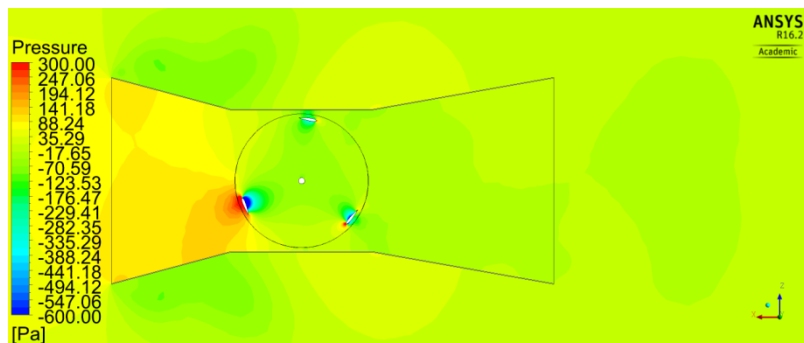
(α)



(β)

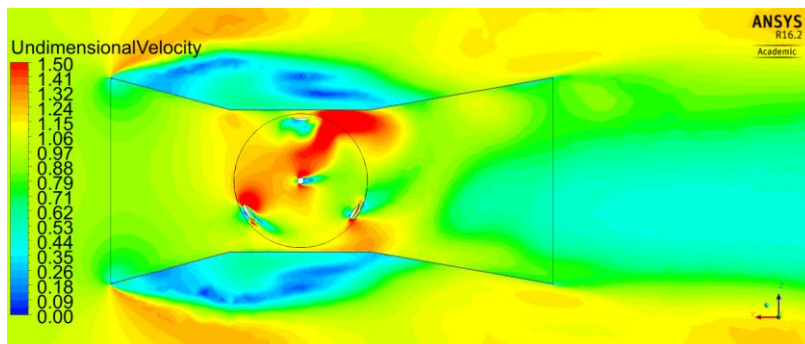


(γ)

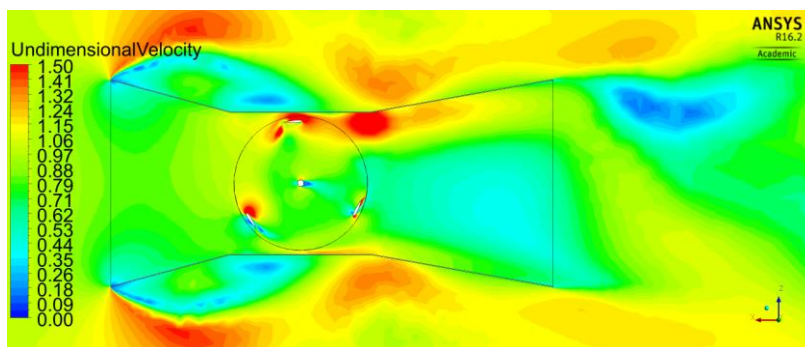


(δ)

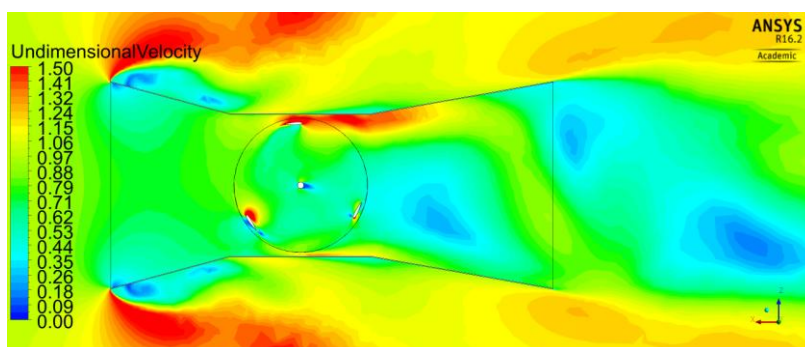
Σχήμα 5.46 Στιγμιότυπα των κατανομών πίεσης για την πλήρη διάταξη και για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



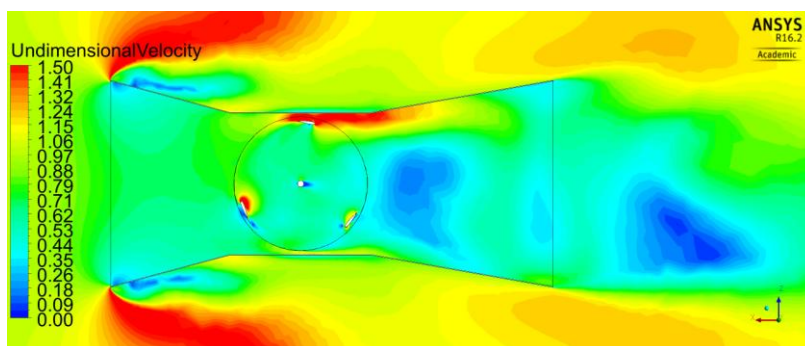
(α)



(β)

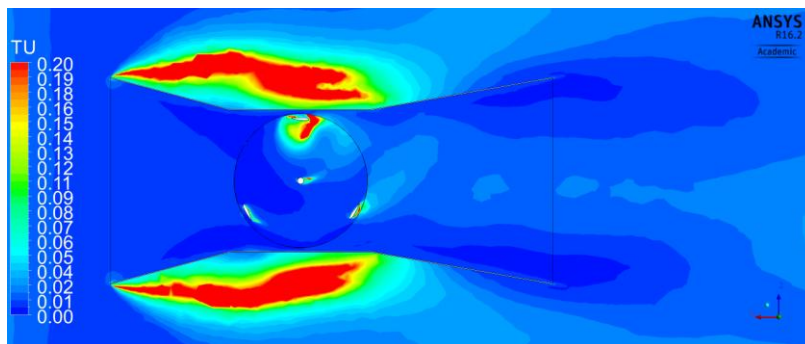


(γ)

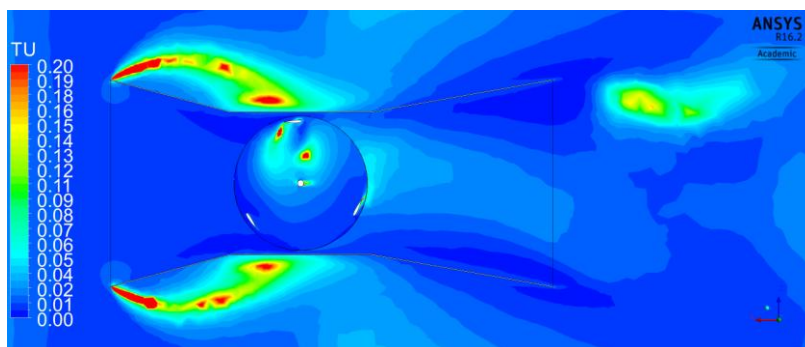


(δ)

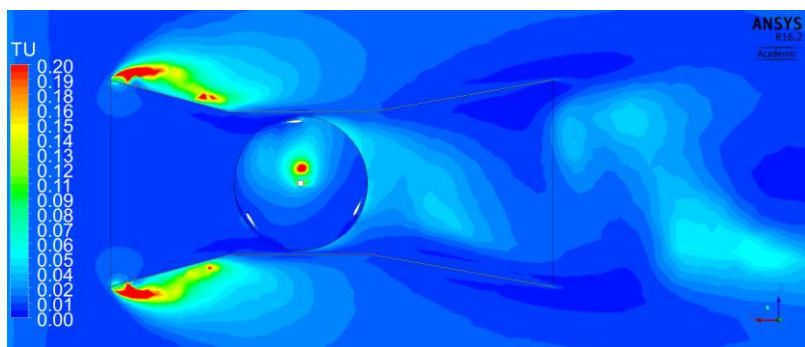
Σχήμα 5.47 Στιγμιότυπα των κατανομών αδιάστατης ταχύτητας για την πλήρη διάταξη και για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



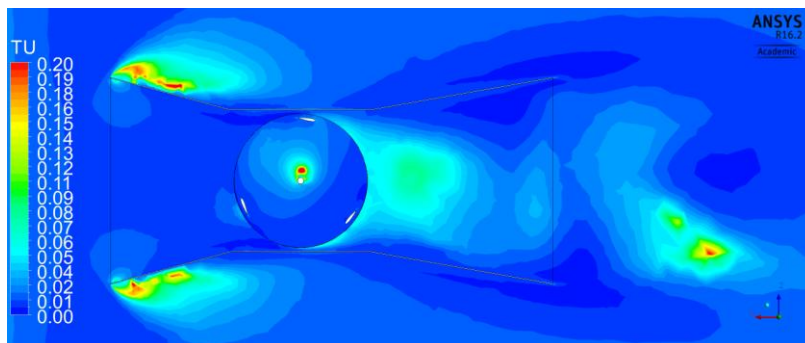
(α)



(β)

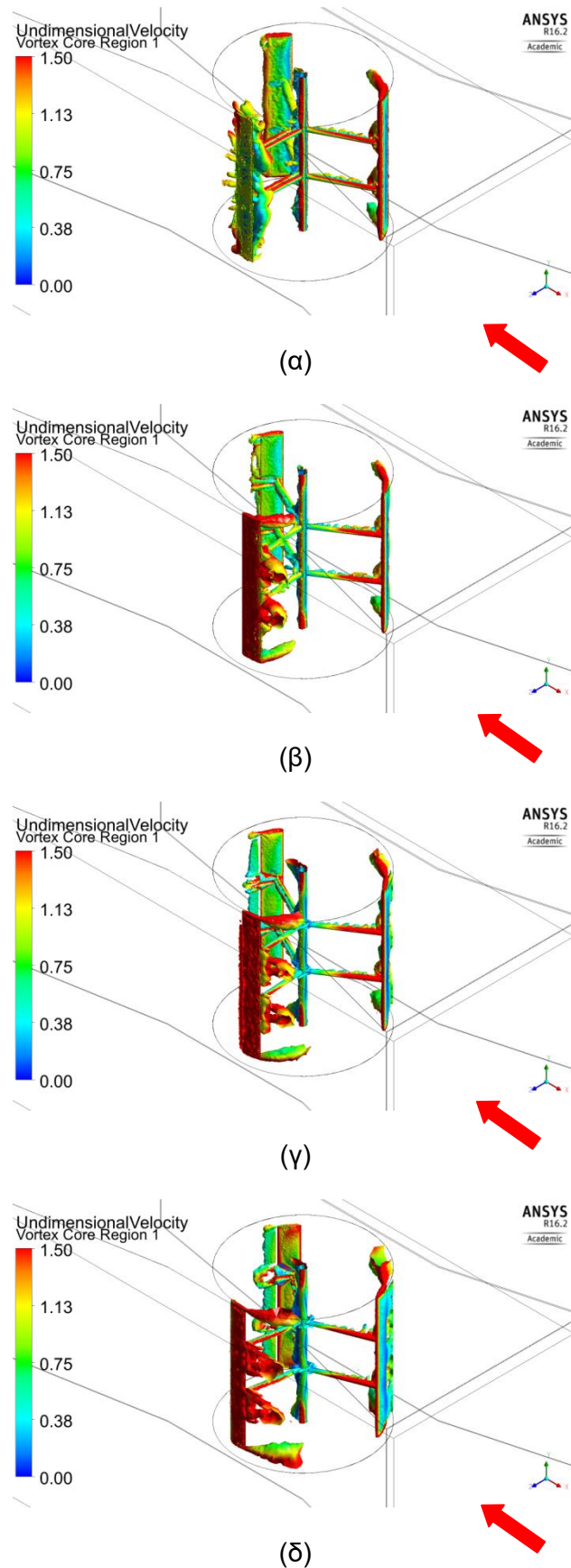


(γ)



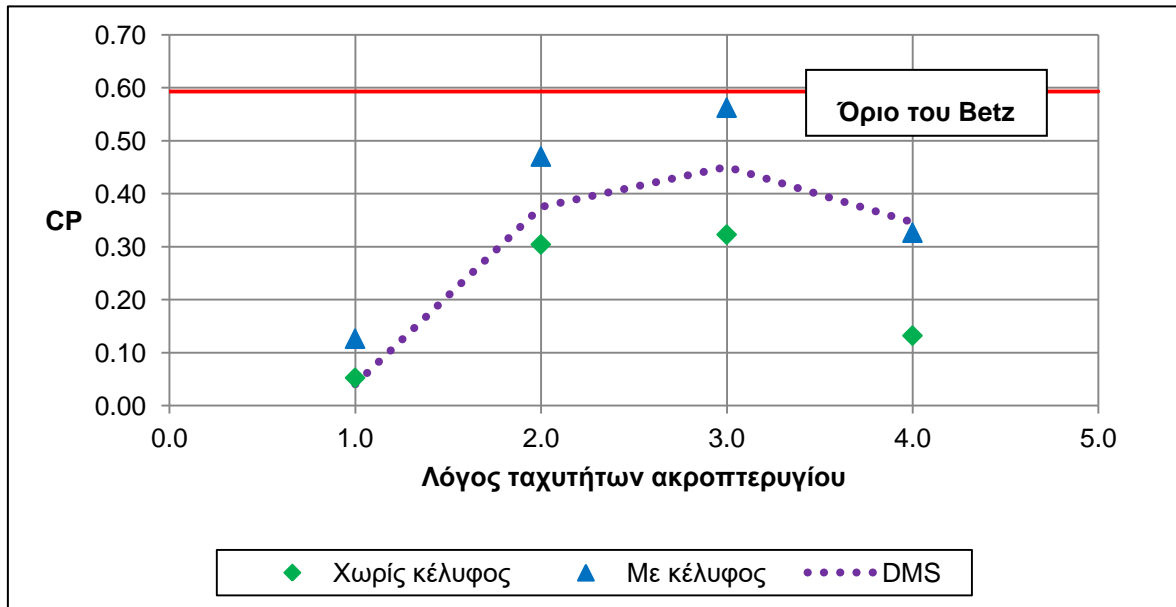
(δ)

Σχήμα 5.48 Στιγμιότυπα των κατανομών έντασης τύρβης για την πλήρη διάταξη και για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.



Σχήμα 5.49 Ισοεπιφάνειες των κατανομών έντασης τύρβης για την πλήρη διάταξη και για περιστροφική ταχύτητα α) 10 rad/sec, β) 20 rad/sec, γ) 30 rad/sec και δ) 40 rad/sec.

Στο Σχήμα 5.50 παρουσιάζεται η ισχύς του δρομέα χωρίς το κέλυφος, με το κέλυφος και η ισχύς που προέκυψε από την ανάλυση με την μέθοδο DMS.

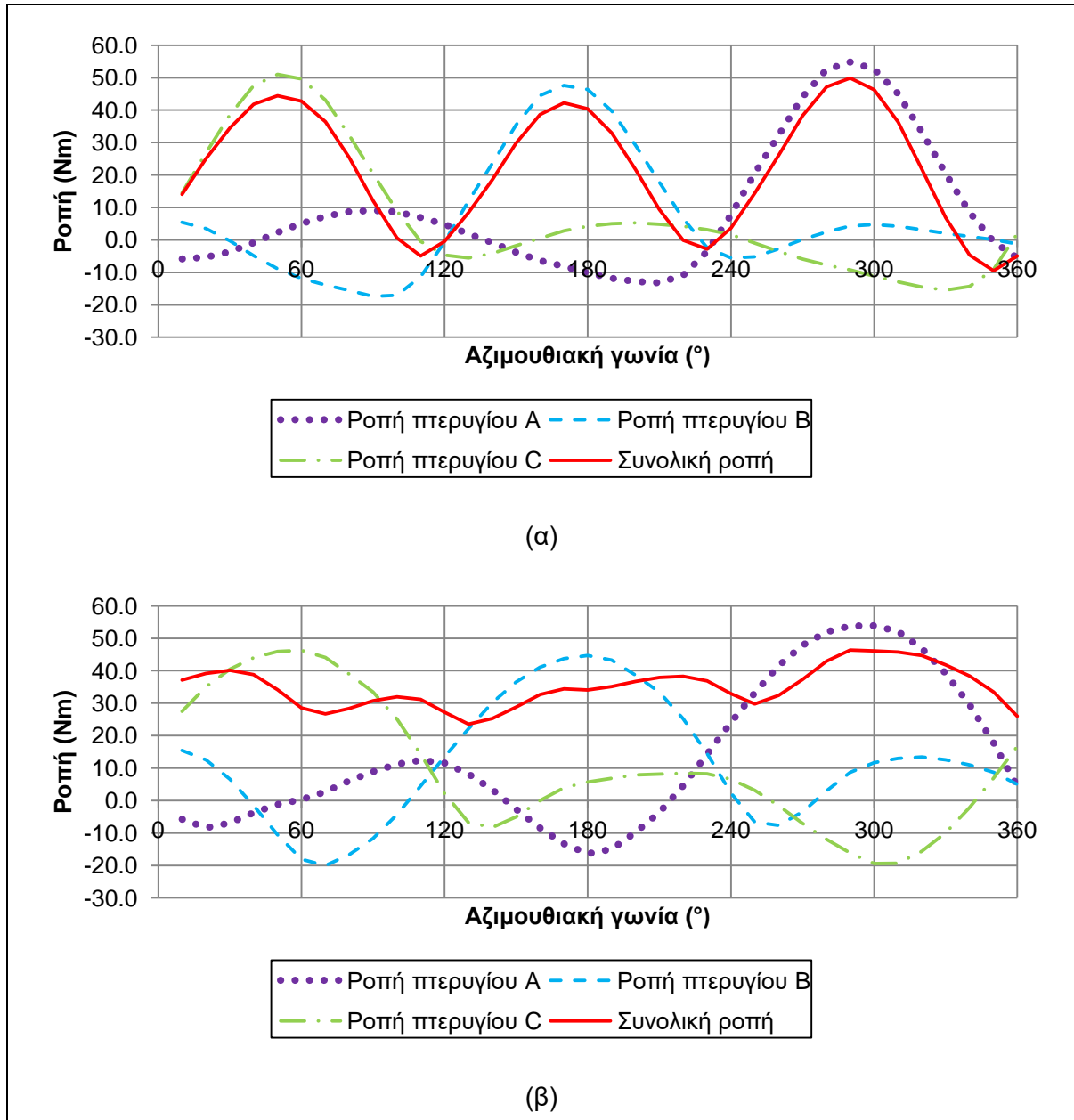


Σχήμα 5.50 Συντελεστές ισχύος του δρομέα χωρίς κέλυφος και με κέλυφος.

Απουσία ακριβών πειραματικών δεδομένων η χρησιμότητα της σύγκρισης μεταξύ της ανάλυσης DMS και της ανάλυσης CFD περιορίζεται σε λόγους αναφοράς. Ωστόσο, η μέθοδος DMS χρησιμοποιήθηκε κατά τον σχεδιασμό του δρομέα για την προκαταρκτική διερεύνηση των δυνατοτήτων της μεθόδου και αποτελεί μια απλοποιημένη μονοδιάστατη ανάλυση που εισάγει εμπειρικούς συντελεστές για τις απώλειες που επιφέρει η ανάπτυξη των δινών στην ανεμογεννήτρια. Δε λαμβάνει υπόψη σε βάθος την τύρβη και τις επιπτώσεις που αυτή έχει στη λειτουργία του δρομέα και θεωρεί τη ροή μόνιμη. Αντίθετα η ανάλυση CFD με κατάλληλο μέγεθος πλέγματος, χρονικά μη μόνιμη ροή και κατάλληλη μοντελοποίηση της τύρβης είναι δυνατό να παρέχει ακριβέστερα αποτελέσματα. Όπως φαίνεται στο Σχ. 5.50, η προσθήκη του κελύφους επιφέρει εμφανή βελτίωση της απόδοσης του δρομέα για όλες τις τιμές του λόγου ταχυτήτων ακροπτερυγίου. Η ισχύς αυξάνεται κατά έναν παράγοντα μεγαλύτερο από 2 σε σχέση με την ισχύ του απομονωμένου δρομέα. Ειδικά για $\lambda = 3.0$, ο συντελεστής ισχύος αγγίζει την τιμή 0.56. Παρά την μεγάλη βελτίωση το κέλυφος που μελετήθηκε δεν πέτυχε την υπερνίκηση του ορίου του Betz. Η αυξημένη ισχύς μπορεί να αποδοθεί τόσο στην αυξημένη παροχή αέρα που διέρχεται μέσω της επιφάνειας που σαρώνουν τα πτερύγια όσο και στην μείωση των απωλειών λόγω των δινών και των αποκολλήσεων στον δρομέα.

Ένα ακόμη ενδιαφέρον αποτέλεσμα αποτελούν η σύγκριση των καμπυλών ροπής του απομονωμένου δρομέα με τον δρομέα παρουσία κελύφους. Στο Σχήμα 5.51 παρουσιάζονται αυτές οι καμπύλες για $\lambda = 3.0$, όπου εμφανίζεται και η μέγιστη τιμή του

συντελεστή ισχύος. Η συνολική ροπή του δρομέα με το κέλυφος είναι σημαντικά αυξημένη. Η μέγιστη και η ελάχιστη τιμή της δεν μεταβάλλονται αισθητά, ωστόσο οι ροπές των πτερυγίων διατηρούν τις μέγιστες τιμές τους σε μεγαλύτερα εύρη αζιμουθιακών θέσεων. Έτσι, η συνολική ροπή του δρομέα κατανέμεται πιο ομοιόμορφα σε μια περιστροφή. Επίσης, μειώνεται το πλάτος της και η μέση τιμή της αυξάνεται σε μεγαλύτερες τιμές. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται στην παρουσία του κελύφους το οποίο συγκεντρώνει και περιορίζει τη ροή, η οποία εξαναγκάζεται να διέλθει δια μέσω του δρομέα, αυξάνοντας έτσι την απόδοσή του.



Σχήμα 5.51 Ροπή του δρομέα α) χωρίς κέλυφος και β) με κέλυφος.

5.4 Σύνοψη Κεφαλαίου

Οι ανεμογεννήτριες με κέλυφος είναι μια τεχνολογία βελτίωσης της απόδοσης μικρών ανεμογεννητριών που βασίζεται σε μια πολύ απλή στη σύλληψη ιδέα. Η ιδέα αυτή έχει μελετηθεί τόσο πειραματικά όσο και υπολογιστικά από αρκετούς ερευνητές και μόλις τα τελευταία χρόνια με την ανάπτυξη νέων ελαφρών υλικών άρχισε να εφαρμόζεται με την παραγωγή ανεμογεννητριών με κέλυφος. Η ανασκόπηση της υπάρχουσας βιβλιογραφίας δείχνει ότι οι ερευνητές που μελέτησαν αυτή την ιδέα εστίασαν κυρίως στις ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα. Ειδικά οι πρώτες μελέτες άφηναν το πεδίο εφαρμογής αρκετά ευρύ ώστε να περιλαμβάνει όλα τα μεγέθη μηχανών. Ωστόσο, με τη γέννηση της ανάγκης ανάπτυξης ευέλικτων και κλιμακώσιμων διατάξεων οι οποίες είναι δυνατό να ενταχθούν στο αστικό τοπίο αλλά και στο κτιριακό κέλυφος, το ενδιαφέρον για τις ανεμογεννήτριες με κέλυφος στράφηκε στις ανεμογεννήτριες μικρής κλίμακας. Στο πεδίο των ανεμογεννητριών καθέτου άξονα έχουν παρουσιαστεί ελάχιστες εργασίες, αν και αυτές είναι οι μηχανές που αποτελούν την συχνότερη επιλογή όταν πρόκειται να υπάρξει ένταξη αιολικών μηχανών σε κτίρια.

Στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής σχεδιάστηκαν και μελετήθηκαν μια ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα και μια ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα και αντίστοιχα κελύφη με σκοπό τη διερεύνηση των δυνατοτήτων αυτών των διατάξεων. Σε αυτή την κατεύθυνση πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις λειτουργίας του δρομέα τόσο απουσία κελύφους όσο και με την προσθήκη κελύφους. Για την ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα μπόρεσαν να εξαχθούν σημαντικά αποτελέσματα με τη χρήση ανάλυσης CFD μόνιμης ροής με χρήση κατάλληλου μοντέλου τύρβης και μοντέλου διασύνδεσης των υπολογιστικών χωρίων. Για την ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα η χρήση μη μόνιμης ανάλυσης CFD ήταν επιτακτική, αφού η ροή εμφανίζει έντονα μεταβατικά φαινόμενα που επιδρούν στην απόδοση της μηχανής.

Η υπολογιστική διερεύνηση της επίδρασης ενός κελύφους στην απόδοση μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα επέδειξε ότι μπορούν να επιτευχθούν μεγάλες βελτιώσεις στην απόδοση και να ξεπεραστεί το όριο του Betz. Συγκεκριμένα:

- Η παρουσία του κελύφους επιτρέπει τη μείωση της στατικής πίεσης κατόπιν του δρομέα, συγκριτικά με την λειτουργία χωρίς κέλυφος, οδηγώντας σε βελτιωμένη απομάστευση ενέργειας από τον αέρα.
- Το κέλυφος δεν ευνοεί την ανάπτυξη των τυρβωδών δομών στον ομόρρο, οι οποίες συνδέονται με τις δίνες κορυφής και έτσι εκμηδενίζονται οι απώλειες που σχετίζονται με αυτές. Όπως παρατηρήθηκε η δίνες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό το διαχύτη στην έξοδο του κελύφους οφείλονται στη διάτμηση μεταξύ

ταχέως κινούμενων ρευμάτων αέρα και των επιβραδυμένων περιοχών του ρευστού στο κέντρο του κελύφους.

- Η προσθήκη στεφάνης στην έξοδο του διαχύτη δημιουργεί εμπόδιο στη ροή εξαναγκάζοντας τον αέρα να διέλθει μέσω του κελύφους. Επίσης, η παρουσία της στεφάνης προκαλεί μεγαλύτερη πτώση πίεσης στο πίσω μέρος του κελύφους, κάτι που βελτιώνει την παραγωγή μηχανικού έργου από τον δρομέα. Αύξηση του μεγέθους της στεφάνης επιφέρει διπλασιασμό ή και πενταπλασιασμό της απόδοσης του δρομέα.

Σύγκριση των αποτελεσμάτων με πειραματικά δεδομένα άλλων ερευνητών δείχνει ότι οι τάσεις που παρατηρούνται στα υπολογιστικά αποτελέσματα είναι συγκρίσιμες. Ο συντελεστής ισχύος όχι μόνο αυξάνεται αλλά η καμπύλη του διευρύνεται σε μεγαλύτερο εύρος λόγων ταχυτήτων ακροπτερυγίου. Βάσει των παραπάνω σχολίων, η προσθήκη κελύφους αποδεικνύεται μια χρήσιμη τροποποίηση για μικρές ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα.

Όπως προαναφέρθηκε, η έρευνα που απαντάται στη διεθνή βιβλιογραφία αφορά κυρίως ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα. Μόνο ένας μικρός αριθμός εργασιών αφορά ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα. Ωστόσο, αυτές οι εργασίες επικεντρώνονται στην μελέτη ανεμογεννητριών για χρήση σε κτίρια. Η υπολογιστική διερεύνηση της αεροδυναμικής μιας ανεμογεννήτριας κατακόρυφου άξονα με κέλυφος έδειξε ότι υπάρχει πραγματικά σημαντική βελτίωση στην απόδοσή της. Το όριο του Betz σε αυτήν την περίπτωση δεν υπερνικάται ωστόσο παρατηρείται βελτίωση της παραγόμενης ισχύος. Το συγκλινόν μέρος του κελύφους επιταχύνει τη ροή επάγοντας στον δρομέα ρευστό μεγάλης ταχύτητας ενισχύοντας τη λειτουργία του. Το αποκλινόν μέρος του κελύφους επιφέρει μείωση της στατικής ταχύτητας του ρευστού κατάντη του δρομέα. Συνοπτικά προκύπτουν τα ακόλουθα αποτελέσματα:

- Το κέλυφος συγκεντρώνει τη ροή και έτσι συμβάλει έτσι στην ανάπτυξη μιας περισσότερο ομοιόμορφης σε χρόνο μιας πλήρους περιστροφής και ενισχυμένης κατά απόλυτη τιμή ροπής.
- Ο σχεδιασμός του δρομέα μπορεί να χαρακτηριστεί «συντηρητικός». Η γεωμετρία βασίζεται στην συμμετρική αεροτομή NACA, η γωνία τοποθέτησης των πτερυγίων είναι 0°, το σχήμα του δρομέα είναι το συμβατικό σχήμα H και ο πραγματικός συντελεστής ισχύος του συγκεκριμένου δρομέα σε συνθήκες πεδίου πιθανώς να ήταν πολύ χαμηλότερος από αυτόν που παρουσιάζεται στο Σχ. 5.61. Βάσει αυτού, η βελτίωση που παρουσιάζεται στον συντελεστή ισχύος είναι αξιοσημείωτη.

- Ο συντελεστής ισχύος της ανεμογεννήτριας με κέλυφος βελτιώθηκε κατά έναν παράγοντα μεγαλύτερο του 2 σε σχέση με τον συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας χωρίς το κέλυφος.
- Η προσθήκη του κελύφους με τον τρόπο που επιδρά στη ροή βοηθά στην μείωση της έντασης των παραγόμενων δινών από τα πτερύγια και στον περιορισμό των αποκολλήσεων.

Γενικά, φαίνεται ότι η προσθήκη του δρομέα μιας μικρής ανεμογεννήτριας στο εσωτερικό ενός κελύφους μπορεί να επιφέρει σημαντική βελτίωση στην απόδοσή της. Συγκεκριμένα η προσθήκη ανεμογεννητριών σε κέλυφος μπορεί να αποδειχθεί πολύ χρήσιμη όταν αυτές πρόκειται να ενταχθούν στο κέλυφος ενός κτιρίου. Δεδομένου ότι στην περίπτωση ένταξης σε κτίριο δεν απαιτείται η κατασκευή επιπλέον κελύφους, μιας και αυτό μπορεί να προκύπτει από το ίδιο το κτιριακό κέλυφος το κόστος κατασκευής του κελύφους μπορεί ακόμη και να ελαχιστοποιηθεί. Το μοναδικό μειονέκτημα αυτής της ιδέας έχει να κάνει με το ότι η χρησιμοποιούμενη ανεμογεννήτρια χάνει την ικανότητά της να λειτουργεί ανεξάρτητα από τη διεύθυνση του ανέμου.

Κεφάλαιο 6.

Γενικά Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό επιδιώκεται μία γενική περίληψη όλων των αποτελεσμάτων που επιτεύχθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Συγκεκριμένα, στην παράγραφο 6.1 αναφέρονται οι στόχοι που επιτεύχθηκαν. Στην παράγραφο 6.2 αναλύονται περιληπτικά τα πιο ουσιώδη συμπεράσματα που προέκυψαν. Στην παράγραφο 6.3 προτείνονται κατευθύνσεις για μελλοντική έρευνα και περαιτέρω ανάλυση.

6.1 Στόχοι που Επιτεύχθηκαν

Η κύρια συνεισφορά της συγκεκριμένης διατριβής εστιάζεται στην ανάπτυξη των μεθόδων αεροδυναμικής σχεδίασης και ανάλυσης ανεμογεννητριών. Μέσω της εμβάθυνσης σε σύγχρονες και αξιόπιστες μεθόδους ανάλυσης και βελτιστοποίησης είναι προέκυψαν αποτελέσματα τα οποία μπορούν να αξιοποιηθούν για τη σχεδίαση αεροδυναμικά βελτιστοποιημένων δρομέων αλλά και για την ανάπτυξη ανεμογεννητριών μικρής κλίμακας οι οποίες θα μπορούν να ενταχθούν στο αστικό τοπίο και στο κτιριακό κέλυφος παράγοντας ισχύ από τον άνεμο με αυξημένο βαθμό απόδοσης.

Συγκεκριμένα οι στόχοι που επιτεύχθηκαν συνοψίζονται ως εξής:

- Με τη βοήθεια προηγμένων μεθόδων βελτιστοποίησης παρήχθησαν νέα σχήματα αεροτομών με βελτιωμένα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά. Η χρήση στοχαστικών μεθόδων βελτιστοποίησης για την εύρεση καθολικά βέλτιστης λύσης, η αξιοποίηση υπάρχοντων εργαλείων αεροδυναμικής ανάλυσης και η ανάπτυξη μιας ευέλικτης μεθοδολογίας παραμετροποίησης αεροτομών με χρήση καμπυλών Bézier έδειξαν ότι με μικρό υπολογιστικό κόστος είναι δυνατή η ανάπτυξη βέλτιστων αεροδυναμικών σχημάτων τα οποία αποτελούν τα δομικά στοιχεία των πτερυγίων των αεροτομών. Βάσει των αεροδυναμικών αυτών χαρακτηριστικών αναπτύσσεται η αεροδυναμική των πτερυγίων και η απόδοση του δρομέα μιας ανεμογεννήτριας.
- Με χρήση της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και των μοντέλων της αλλά και των κλασικών μεθόδων αεροδυναμικής ανάλυσης, εξετάστηκε η δυνατότητα της ανάλυσης ανεμογεννητριών με μεγάλη ακρίβεια. Χρησιμοποιώντας σαν αναφορά τα πειραματικά αποτελέσματα μιας δοκιμής που πραγματοποιήθηκε σε ανεμογεννήτριας πραγματικού μεγέθους σε μεγάλη αεροσήραγγα μπόρεσαν να αξιολογηθούν οι τρόποι προσομοίωσης ανεμογεννητριών. Τα αποτελέσματα της

υπολογιστικής ρευστοδυναμικής έδειξαν εξαιρετική συμφωνία δείχνοντας έτσι ότι αυτού του είδους η ανάλυση μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν ένα ακριβές εργαλείο προσομοίωσης και μελέτης των ανεμογεννητριών.

- Με βάση της τεχνικές της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και της ιδέας της αύξησης του συντελεστή ισχύος με προσθήκη κελύφους γύρω από μια ανεμογεννήτρια, σχεδιάστηκαν και μελετήθηκαν μικρές ανεμογεννήτριες με κέλυφος. Οι ανεμογεννήτριες που μελετήθηκαν ήταν τόσο οριζόντιου άξονα όσο και καθέτου άξονα. Η σύγκριση με αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα άλλων ερευνητών έδειξε ότι υπάρχει συμφωνία καθώς οι τάσεις που παρατηρούνται ταυτίζονται.

Στοιχείο πρωτοτυπίας της παρούσας διατριβής εκτός από την εμπλοκή διαφόρων εργαλείων με σκοπό την αεροδυναμική βελτιστοποίηση του σχεδιασμού και της λειτουργίας των ανεμογεννητριών, είναι η μελέτη ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα με κέλυφος. Αυτού του τύπου οι ανεμογεννήτριες μπορούν πολύ εύκολα να ενταχθούν στο αστικό τοπίο και ιδιαίτερα στο κτριακό κέλυφος. Ωστόσο, ο μικρός τους συντελεστής ισχύος μπορεί να βελτιωθεί αξιοποιώντας την τεχνική της προσθήκης κελύφους. Ελάχιστοι ερευνητές έχουν μελετήσει αυτή τη δυνατότητα. Τα αποτελέσματα που παρατηρούνται είναι ενθαρρυντικά καθώς δείχνουν ότι η προσθήκη κελύφους μπορεί να αυξήσει σημαντικά τον βαθμό απόδοσης μιας τέτοιας ανεμογεννήτριας.

6.2 Συμπεράσματα

Τα κυριότερα συμπεράσματα που προέκυψαν από τις εργασίες που διενεργήθηκαν στο πλαίσιο της διατριβής παρουσιάστηκαν στα επιμέρους κεφάλαια, ωστόσο συνοψίζονται παρακάτω.

6.2.1 Βέλτιστη Σχεδίαση

Η βέλτιστη σχεδίαση πτερυγίων ανεμογεννητριών βασίζεται είτε στις κλασικές μεθόδους αεροδυναμικής σχεδίασης είτε σε προηγμένες μεθόδους στοχαστικής βελτιστοποίησης. Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάστηκε η σύζευξη ενός Γενετικού Αλγόριθμου με έναν κώδικα δισδιάστατης ανάλυσης υποηχητικών αεροτομών για τη βελτιστοποίηση αεροτομών. Για την αναπαράσταση της αεροτομής χρησιμοποιήθηκαν οι καμπύλες Bézier, ένας αρκετά ευέλικτος τύπος παραμετρικών καμπυλών. Τα σημεία του πολυγώνου ελέγχου της παραμετρικής καμπύλης υπήρξαν οι σχεδιαστικές μεταβλητές του

προβλήματος βελτιστοποίησης. Η αντικειμενική συνάρτησή του ήταν η μεγιστοποίηση της άνωσης και η ελαχιστοποίηση της οπισθέλκουσας.

Όπως φάνηκε η χρήση καμπυλών Bézier καταφέρνει με αξιοπιστία και επιτυχία να μοντελοποιήσει αεροτομές διαφόρων σχημάτων. Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά των παραμετρικών αεροτομών αποκλίνουν λιγότερο από 5% από τα χαρακτηριστικά των αρχικών αεροτομών.

Τα αποτελέσματα της μεθόδου βελτιστοποίησης δείχνανε ότι μπορεί να επιτευχθεί σημαντική βελτίωση στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά ακόμη και μιας πολύ καλά σχεδιασμένης αεροτομής όταν χρησιμοποιούνται τεχνικές βελτιστοποίησης οι οποίες έχουν ένα πολύ μεγάλο εύρος αναζήτησης βέλτιστης λύσης. Η βελτίωση που παρατηρήθηκε στον συντελεστή άνωσης των αεροτομών που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο ξεπέρασε το 20%. Η μέθοδος βελτιστοποίησης μπορεί να επεκταθεί και στις τρεις διαστάσεις ώστε να βελτιστοποιηθούν οι κατανομές χορδής και συστροφής σε συνδυασμό με βέλτιστες αεροδυναμικά αεροτομές.

6.2.2 Μοντελοποίηση Ανεμογεννητριών

Η βασική θεωρία ανάλυσης ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα είναι η θεωρία ορμής στην οποία η πλήρης γεωμετρία λαμβάνεται υπόψη. Ο δρομέας της ανεμογεννήτριας αντικαθίσταται από έναν νοητό δίσκο διαμέτρου ίσης με τη διάμετρο του δρομέα και το ροϊκό πεδίο ανάντη και κατάντη του της ανεμογεννήτριας μοντελοποιείται σαν ένας ροϊκός σωλήνας. Αυτού του τύπου η ανάλυση παρέχει εκτιμήσεις της πτώσης πίεσης μεταξύ των θέσεων ανάντη και κατάντη του δρομέα, της ώσης και της ισχύος του δρομέα. Μια πιο πλήρης μέθοδος που χρησιμοποιείται για την ανάλυση ανεμογεννητριών είναι η θεωρία στοιχείων περύγωσης – ορμής (BEM), και λαμβάνει υπόψη τη γεωμετρία των πτερυγίων και τα φαινόμενα στις τρεις διαστάσεις. Ο ροϊκός σωλήνας της θεωρίας ορμής διακριτοποιείται σε πεπερασμένο αριθμό δακτυλιοειδών στοιχείων μεταξύ των οποίων δεν υπάρχει αλληλεπίδραση και στους οποίους η εφαρμοζόμενη δύναμη μεταβάλλεται ακτινικά. Η μέθοδος βελτιώνεται με χρήση εμπειρικών συντελεστών. Η θεωρία της ορμής και η θεωρία των στοιχείων περύγωσης βρίσκουν εφαρμογή και στις ανεμογεννήτριες καθέτου άξονα τύπου Darrieus. Δυο είναι η μέθοδοι που χρησιμοποιούνται ευρύτατα: η μέθοδος πολλαπλών σωλήνων ροής (MS) και η μέθοδος διπλού δίσκου ενέργειας και πολλαπλών ροϊκών σωλήνων (DMS). Η ροή διακριτοποιείται κατακόρυφα και έτσι υπολογίζεται η μέση ταχύτητα του ανέμου σε κάθε θέση του δρομέα χωρίζοντας το ρεύμα αέρα σε πολλούς σωλήνες ροής. Κατά την περιστροφή τους γύρω από τον άξονα της ανεμογεννήτριας, τα πτερύγια, περνάνε από αυτούς τους ροϊκούς σωλήνες

απομαστεύοντας ενέργεια από τον άνεμο. Στην μέθοδο DMS η ροή διακριτοποιείται σε πεπερασμένους ροϊκούς σωλήνες τους οποίους τα πτερύγια αποδεδμεύουν ενέργεια κατά την περιστροφή και έτσι μπορεί να χρησιμοποιηθεί η έννοια του δίσκου ενέργειας σε κάθε ροϊκό σωλήνα.

Για τη διερεύνηση των δυνατοτήτων της μεθόδου BEM και των διορθώσεων της πραγματοποιήθηκε η ανάλυση του δρομέα ενός από τα δυο μεγάλα πειράματα αεροδυναμικής ανεμογεννητριών. Το πείραμα που προσομοιώθηκε στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής είναι το πείραμα Unsteady Aerodynamic Experiment (UAE) Phase VI του NREL, το οποίο πραγματοποιήθηκε στην αεροσήραγγα της NASA στο ερευνητικό κέντρο AMES. Οι ταχύτητες της ροής ήταν 5, 10, 15, 20 και 25 m/s και ο δρομέας στρέφονταν σταθερά με 72 RPM. Για την εύρεση των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών της αεροτομής των πτερυγίων χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό XFOIL. Βρέθηκε ότι η προσομοίωση με την μέθοδο BEM μπορεί να δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε πολύ σύντομο χρόνο και με ελάχιστο υπολογιστικό κόστος. Ωστόσο, αν απαιτούνται προβλέψεις με μεγάλη ακρίβεια πρέπει να επιλέγεται άλλη μέθοδος που να μοντελοποιεί το ροϊκό πεδίο και την τύρβη καθώς η μη εκτίμησή της από την μέθοδο BEM οδηγεί σε υπερεκτίμηση της ισχύος και της ώσης σε περιοχές χαμηλών ταχυτήτων και σε υποεκτίμηση σε λειτουργία όπου παρατηρείται απώλεια στήριξης λόγω αποκόλλησης.

Η υπολογιστική ρευστοδυναμική (CFD) χρησιμοποιείται ευρύτατα για την ανάλυση στροβιλομηχανών και μπορεί να παρέχει πολύ ακριβέστερα αποτελέσματα από τις απλοποιημένες μεθόδους BEM και DMS. Για αυτόν τον λόγο μελετήθηκε η λειτουργία της ανεμογεννήτριας του πειράματος UAE Phase VI στις προαναφερθείσες ταχύτητες, αλλά και για ροή σε απόκλιση. Το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε δημιουργήθηκε με σκοπό την ακριβή ανάλυση των ροϊκών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα γύρω από μια ανεμογεννήτρια και τα πτερύγιά της. Οι υπολογιστικές αναλύσεις που πραγματοποιήθηκαν ήταν τόσο αναλύσεις μόνιμης ροής όσο και αναλύσεις μη μόνιμης ροής. Για τις αναλύσεις μόνιμης ροής χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα διασύνδεσης υπολογιστικών χωρίων α) το μοντέλο στιγμιότυπων κινητής πτερύγωσης (Frozen Rotor), β) το μοντέλο περιφερειακών μέσων όρων των ροϊκών μεγεθών στη διεπιφάνεια αλληλεπίδρασης (mixing plane/Stage) ενώ γ) για την ανάλυση μη μόνιμης ροής χρησιμοποιήθηκαν ολισθαίνοντα πλέγματα.

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με τις πειραματικές μετρήσεις που είναι διαθέσιμες από το NREL. Αυτά τα αποτελέσματα αφορούσαν α) χαρακτηριστικά απόδοσης, όπως οι αναπτυσσόμενες δυνάμεις στα πτερύγια, η ροπή και η ισχύς του δρομέα, β) ροϊκά χαρακτηριστικά, στατικές πιέσεις στα πτερύγια και μετρήσεις ταχύτητας στον κοντινό ομόρρου (σε δυο ηχητικά ανεμόμετρα).

Κάθε μοντέλο διασύνδεσης των υπολογιστικών χωρίων είχε τα δικά του προτερήματα και μειονεκτήματα. Στο σύνολό τους τα μοντέλα πέτυχαν σχετικά καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για την ταχύτητα 5 m/s. Το μοντέλο Frozen Rotor φάνηκε να παρουσιάζει την μικρότερη συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα στην πλειονότητα των προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν. Το μοντέλο Stage παρέχει μια υπολογιστικά οικονομική εναλλακτική λύση καθώς οι προσομοιώσεις του παρέχουν σε ένα μεγάλο εύρος συνθηκών αποτελέσματα εφάμιλλα των αναλύσεων μη μόνιμης ροής με ολισθαίνοντα πλέγματα. Το μοντέλο επιτυγχάνει την πολύ ακριβή εκτίμηση της ώσης για όλες τις ταχύτητες και υποεκτιμά την ροπή του δρομέα στις ταχύτητες 10 και 15 m/s, εκεί όπου άρχεται η μεταβατική κατάσταση σχηματισμού και αποκόλλησης των δινών στα πτερύγια. Στην ταχύτητα των 15 m/s όπου η ροή είναι αποκολλημένη και ο δρομέας υπόκειται σε απώλεια στήριξης το μοντέλο δίνει την μεγαλύτερη υποεκτίμηση της ροπής και της ισχύος. Όσο αφορά την ταχύτητα στον ομόρρου επιτυγχάνει πάρα πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα σε ένα μεγάλο εύρος ταχυτήτων, ωστόσο, στις ταχύτητες πάνω από τα 10 m/s υποεκτιμά την ταχύτητα που μετράται στο ανεμόμετρο #1. Αυτό οφείλεται σε δυο παράγοντες. Ο πρώτος είναι η επίδραση του ομόρρου της ατράκτου της ανεμογεννήτριας και ο δεύτερος έχει να κάνει με τον τρόπο λειτουργίας του μοντέλου διασύνδεσης. Είναι πιθανό ο περιφερειακός μέσος όρος της ταχύτητας να επηρεάζεται από την στερεότητα του δρομέα. Λόγω των παραπάνω η ροή φτάνει στο σημείο με μειωμένη ταχύτητα.

Η ανάλυση μη μόνιμης ροής όπου τα πλέγματα των δυο υπολογιστικών χωρίων ολισθαίνουν μεταξύ τους καθώς το ένα περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του υπολογίζει σε κάθε χρονικό βήμα την νέα θέση στην οποία βρίσκεται ο δρομέας. Αυτή η ανάλυση παρέχει σε όλο το εύρος συνθηκών την καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Στις περισσότερες των περιπτώσεων τα αποτελέσματα της ανάλυσης CFD βρίσκονται εντός των ορίων της τυπικής απόκλισης των μετρήσεων του NREL.

Σε συνθήκες απόκλισης του άξονα της μηχανής και της διεύθυνσης της ροής η ανάλυση μη μόνιμης ροής και πάλι επιτυγχάνει την καλύτερη συμφωνία. Ωστόσο, τόσο αυτή όσο και το μοντέλο Stage σε μόνιμη ροή υποεκτιμούν τη ροπή και την ισχύ του δρομέα, μιας και οι ροές είναι πλήρως αποκολλημένες και τα φαινόμενα που παρουσιάζονται είναι δυναμικά και δύσκολο να προσομοιωθούν.

Η μελέτη της ροής με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και της έννοιας του δίσκου ενέργειας επιτυγχάνει την πρόβλεψη μιας ομοιόμορφης κατανομής των ροϊκών μεγεθών, ωστόσο σημαντικά φαινόμενα που επηρεάζουν την απόδοση της ανεμογεννήτριας παραλείπονται. Έτσι, μια τέτοια προσέγγιση μπορεί να φανεί χρήσιμη μόνο όταν το

υπολογιστικό κόστος είναι απαγορευτικό για τη χρήση της πλήρους γεωμετρίας και ενός από τα μοντέλα που αναφέρθηκαν προηγούμενα.

6.2.3 Ανεμογεννήτριες με Κέλυφος

Για την μελέτη της λειτουργίας ανεμογεννητριών με κέλυφος σχεδιάστηκαν και μελετήθηκαν μια ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα και μια ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα και αντίστοιχα κελύφη με σκοπό τη διερεύνηση των δυνατοτήτων αυτών των διατάξεων. Η σχεδίαση των ανεμογεννητριών βασίστηκε στις αναλύσεις BEM και DMS. Σε αυτήν την κατεύθυνση πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις λειτουργίας του δρομέα τόσο απουσία κελύφους όσο και με την προσθήκη κελύφους. Για την ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα μπόρεσαν να εξαχθούν σημαντικά αποτελέσματα με τη χρήση ανάλυσης CFD μόνιμης ροής με χρήση κατάλληλου μοντέλου τύρβης και μοντέλου διασύνδεσης των υπολογιστικών χωρίων. Για την ανεμογεννήτρια καθέτου άξονα η χρήση μη μόνιμης ανάλυσης CFD ήταν επιτακτική, αφού η ροή εμφανίζει έντονα μεταβατικά φαινόμενα που επιδρούν στην απόδοση της μηχανής.

Η υπολογιστική διερεύνηση της επίδρασης του κελύφους στην απόδοση μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα έδειξε ότι μπορούν να επιτευχθούν μεγάλες βελτιώσεις στην απόδοση και να ξεπεραστεί το όριο του Betz. Η παρουσία του κελύφους επιτρέπει την μείωση της στατικής πίεσης κατάντη του δρομέα, συγκριτικά με την λειτουργία χωρίς κέλυφος, οδηγώντας σε βελτιωμένη απομάστευση ενέργειας από τον αέρα. Το κέλυφος δεν ευνοεί την ανάπτυξη των τυρβωδών δομών στον ομόρρο, οι οποίες συνδέονται με τις δίνες κορυφής και έτσι εκμηδενίζονται οι απώλειες που σχετίζονται με αυτές. Όπως παρατηρήθηκε η δίνες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό το διαχύτη στην έξοδο του κελύφους οφείλονται στη διάτμηση μεταξύ ταχέως κινούμενων ρευμάτων αέρα και των επιβραδυμένων περιοχών του ρευστού στο κέντρο του κελύφους. Η προσθήκη στεφάνης στην έξοδο του διαχύτη δημιουργεί εμπόδιο στη ροή εξαναγκάζοντας τον αέρα να διέλθει μέσω του κελύφους. Επίσης, η παρουσία της στεφάνης προκαλεί μεγαλύτερη πτώση πίεσης στο πίσω μέρος του κελύφους, κάτι που βελτιώνει την παραγωγή μηχανικού έργου από τον δρομέα. Αύξηση του μεγέθους της στεφάνης επιφέρει διπλασιασμό ή και πενταπλασιασμό της απόδοσης του δρομέα.

Απουσία πειραματικών δεδομένων τα υπολογιστικά αποτελέσματα της παρούσας ανάλυσης συγκρίθηκαν με τα πειραματικά αποτελέσματα άλλων ερευνητών. Η σύγκριση έδειξε ότι οι τάσεις που παρατηρούνται στα υπολογιστικά αποτελέσματα είναι συγκρίσιμες με αυτές των πειραματικών. Ο συντελεστής ισχύος όχι μόνο αυξάνεται αλλά η καμπύλη του διευρύνεται σε μεγαλύτερο εύρος λόγων ταχυτήτων ακροπτερυγίου, λ. Βάσει των

παραπάνω σχολίων, η προσθήκη κελύφους αποδεικνύεται μια χρήσιμη τροποποίηση για μικρές ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα.

Στο πεδίο των αναλύσεων ανεμογεννητριών καθέτου άξονα με κέλυφος έχουν δημοσιευτεί πολύ λίγες εργασίες. Η υπολογιστική διερεύνηση της αεροδυναμικής μιας ανεμογεννήτριας κατακόρυφου άξονα με κέλυφος έδειξε ότι υπάρχει σημαντική βελτίωση στην απόδοσή της. Το όριο του Betz σε αυτήν την περίπτωση μπόρεσε να υπερνικηθεί, ωστόσο παρατηρήθηκε βελτίωση της παραγόμενης ισχύος. Το συγκλινόν μέρος του κελύφους επιταχύνει τη ροή επάγοντας στον δρομέα ρευστό μεγάλης ταχύτητας ενισχύοντας τη λειτουργία του. Το αποκλινόν μέρος του κελύφους επιφέρει μείωση της στατικής ταχύτητας του ρευστού κατάντη του δρομέα. Το κέλυφος συγκεντρώνει τη ροή και έτσι συμβάλει έτσι στην ανάπτυξη μιας περισσότερο ομοιόμορφης σε χρόνο μιας πλήρους περιστροφής και ενισχυμένης κατά απόλυτη τιμή ροπής.

Ο συντελεστής ισχύος της ανεμογεννήτριας με κέλυφος βελτιώθηκε κατά έναν παράγοντα μεγαλύτερο του 2 σε σχέση με τον συντελεστή ισχύος της ανεμογεννήτριας χωρίς το κέλυφος. Η προσθήκη του κελύφους με τον τρόπο που επιδρά στη ροή βοηθά στην μείωση της έντασης των παραγόμενων δυνάμεων από τα πτερύγια και στον περιορισμό των αποκολλήσεων.

Γενικά, φαίνεται ότι η προσθήκη του δρομέα μιας μικρής ανεμογεννήτριας στο εσωτερικό ενός κελύφους μπορεί να επιφέρει σημαντική βελτίωση στην απόδοσή της. Συγκεκριμένα η προσθήκη ανεμογεννητριών σε κέλυφος μπορεί να φανεί πολύ χρήσιμη όταν αυτές πρόκειται να ενταχθούν στο κέλυφος ενός κτιρίου. Δεδομένου ότι στην περίπτωση ένταξης σε κτίριο δεν απαιτείται η κατασκευή επιπλέον κελύφους, μιας και αυτό μπορεί να προκύπτει από το ίδιο το κτιριακό κέλυφος το κόστος κατασκευής του κελύφους μπορεί ακόμη και να ελαχιστοποιηθεί. Το μοναδικό μειονέκτημα αυτής της ιδέας έχει να κάνει με το ότι η χρησιμοποιούμενη ανεμογεννήτρια χάνει την ικανότητά της να λειτουργεί ανεξάρτητα από τη διεύθυνση του ανέμου.

6.3 Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Η εργασία που πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο αυτής της διατριβής αφορά στην αεροδυναμική σχεδίαση, στην ανάλυση και βελτιστοποίηση της λειτουργίας ανεμογεννητριών. Σε αυτήν την κατεύθυνση διερευνήθηκε η βελτιστοποίηση αεροτομών για χρήση σε πτερύγια ανεμογεννητριών με τη βοήθεια γενετικού αλγορίθμου, η υπολογιστική ανάλυση ανεμογεννητριών και η βελτίωση της απόδοσης μικρών ανεμογεννητριών με τη χρήση κελύφους. Αν και έγινε προσπάθεια να διερευνηθούν

ενδελεχώς τα παραπάνω προβλήματα, παραμένουν κάποιες πτυχές τους οι οποίες χρήζουν περαιτέρω μελέτης. Συγκεκριμένα:

- Η λειτουργία των βέλτιστων αεροτομών μελετήθηκε μόνο με χρήση δισδιάστατης ανάλυσης. Η πειραματική μελέτη θα προσέφερε σημαντικά δεδομένα για τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά τους. Επίσης, πολύτιμη θα ήταν και η χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και τρισδιάστατης ανάλυσης σε συνδυασμό με την μοντελοποίηση της τύρβης αλλά και κάποιο μοντέλο μετάβασης, διαφορετικό από το κλασικό μοντέλο $e^{\tilde{n}}$, π.χ. το Gamma-Theta του Langtry [203]. Με αυτόν τον τρόπο θα μπορούσε να συγκριθεί η συμπεριφορά διαφόρων μοντέλων μετάβασης με πειραματικά δεδομένα αλλά και με αποτελέσματα της δισδιάστατης μοντελοποίησης που ακολουθεί το XFOIL. Τα αποτελέσματα των συγκρίσεων θα ήταν σημαντικά όχι μόνο για τη λειτουργία των συγκεκριμένων αεροτομών αλλά θα παρουσίαζαν και ενδιαφέρον από την πλευρά της βασικής έρευνας στο πεδίο της μηχανικής ρευστών.
- Η πειραματική διερεύνηση των ανεμογεννητριών με κέλυφος μπορεί επίσης να ενισχύσει την εμπιστοσύνη στα υπολογιστικά αποτελέσματα. Η λεπτομερής ανάλυση των ροϊκών πεδίων που αναπτύσσονται σε διαφορετικές συνθήκες ροής, με χρήση ανεμομετρίας ταχείας απόκρισης μπορεί να προσφέρει σημαντικές μετρήσεις στην περιοχή του ομόρρου. Σε αυτήν την κατεύθυνση έχει ξεκινήσει η κατασκευή μιας πειραματικής διάταξης μελέτης ανεμογεννητριών καθέτου άξονα με κέλυφος στο Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών. Προκαταρκτικές πειραματικές μετρήσεις έδειξαν σχετικά καλή συμφωνία με τα αποτελέσματα των υπολογιστικών αναλύσεων.
- Η μελέτη της κάθετης ανεμογεννήτριας με κέλυφος που πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο της παρούσας διατριβής παρουσιάζει το μειονέκτημα της ανάγκης προσανατολισμού του δρομέα προς τη διεύθυνση της ροής. Για αυτόν τον σκοπό θα πρέπει να σχεδιαστεί και να μελετηθεί η εισαγωγή της ανεμογεννήτριας στο εσωτερικό ενός περιβλήματος με σχήμα το οποίο θα της επιτρέπει να μην έχει ανάγκη προσανατολισμού. Για αυτόν τον σκοπό έχει αρχίσει ο σχεδιασμός ενός κελύφους το οποίο κινείται σχεδιαστικά σε μια εντελώς διαφορετική κατεύθυνση από αυτήν που παρουσιάστηκε στο πέμπτο κεφάλαιο.
- Το κέλυφος της ανεμογεννήτριας καθέτου άξονα που παρουσιάστηκε στο πέμπτο κεφάλαιο, μπορεί να προσομοιάσει μια τεχνητή στένωση μεταξύ δυο κτιρίων ή μια τεχνητή στένωση στο κέλυφος ενός κτιρίου. Είναι λοιπόν σημαντικό να μελετηθεί σε βάθος η δυνατότητα ενσωμάτωσης μιας τέτοιας γεωμετρίας στην αρχιτεκτονική

ώστε να παρουσιαστούν ρεαλιστικές προτάσεις υλοποίησης και υιοθέτησης αυτής της μεθόδου βελτίωσης της απόδοσης μικρών ανεμογεννητριών καθέτου άξονα.

Βιβλιογραφία

- [1] Global Wind Energy Council, "Global Wind Report 2014," 2014.
- [2] M. Hansen, *Aerodynamics of Wind Turbines*, Second edition ed., London, UK; Sterling, VA, USA: Earthscan, 2008.
- [3] T. Burton, N. Jenkins, D. Sharpe and E. Bossanyi, *Wind Energy Handbook*, Second Edition ed., John Wiley & Sons, Ltd., 2011.
- [4] R. E. Froude, "On the Part Played in Propulsion by Differences of Fluid Pressure," *Transactions of the Institute of Naval Architects*, vol. 53, pp. 139-182, 1911.
- [5] F. W. Lanchester, "A Contribution to the Theory of Propulsion and the Screw Propeller," *Transactions of the Institution of Naval Architects*, vol. 57, pp. 98-116, 1915.
- [6] A. Betz, "Das Maximum der Theoretisch Moglichen Ausnutzung des Windes durch Windmotoren," *Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen*, vol. 26, pp. 307-309, 1920.
- [7] B. Sanderse, "Aerodynamics of Wind Turbine Wakes," ECN Wind Energy, Petten, the Netherlands, 2009.
- [8] N. J. Vermeer, "How big is a tip vortex?," in *Proceedings of Aerodynamics of wind turbines 10th symposium*, Edinburgh, 1996.
- [9] L. Vermeer, J. Sørensen and A. Crespo, "Wind Turbine Wake Aerodynamics," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, no. 6-7, pp. 467-510, 2003.
- [10] J. F. Ainslie, "Calculating the Field in the Wake of Wind Turbines," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 27, no. 1-3, pp. 213-224, January 1988.
- [11] A. Crespo, J. Hernández and S. Frandsen, "Survey of Modelling Methods for Wind Turbine Wakes and Wind Farms," *Wind Energy*, vol. 2, no. 1, pp. 1-24, January 1999.
- [12] W. Schlez, A. Umana, R. Barthelmie, G. Larsen, K. Rados, B. Lange and G. Schepers, "ENDOW: Improvement of Wake Models within Offshore Wind Farms,"

- Wind Engineering*, vol. 25, no. 5, p. 281–287, 2001.
- [13] K. Rados, G. Larsen, R. Barthelmie, W. Schlez, B. Lange, G. Schepers, T. Hegberg and M. Magnisson, "Comparison of Wake Models with Data for Offshore Windfarms," *Wind Engineering*, vol. 25, no. 5, pp. 271-280, 2001.
- [14] J. G. Schepers, "ENDOW: Validation and Improvement of ECN's Wake Model," ECN, Petten, th Netherlands, 2003.
- [15] I. Ammara, C. Leclerc and C. Masson, "A Viscous Three-Dimensional Differential/Actuator-Disk Method for the Aerodynamic Analysis of Wind Farms," *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 124, no. 4, pp. 345-356, 8 November 2002.
- [16] J. Højstrup, "Spectral coherence in wind turbine wakes," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 80, no. 1-2, pp. 137-146, 1 March 1999.
- [17] J. Å. Dahlberg, M. Poppen and S. Thor, "Load/fatigue effects on a wind turbine generator in a wind farm," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 39, no. 1–3, pp. 199-209, 1992.
- [18] G. C. Larsen, H. A. Madsen, F. Bingöl, J. Mann, S. Ott, J. N. Sørensen, V. Okulov, N. Troldborg, M. Nielsen, K. Thomsen, T. J. Larsen and R. Mikkelsen, "Dynamic wake meandering modeling," Risø National Laboratory, Technical University of Denmark, Roskilde, Denmark, 2007.
- [19] G. C. Larsen, H. A. Madsen, K. Thomsen and T. J. Larsen, "Wake meandering: a pragmatic approach," *Wind Energy*, vol. 11, no. 4, pp. 377-395, 2008.
- [20] G. Espana, S. Aubrun and P. Devinant, "Is the Meandering of a Wind Turbine Wake Due to Atmospheric Length Scales?," in *Progress in Turbulence III*, vol. 131, J. Peinke, M. Oberlack and A. Talamelli, Eds., Springer Berlin Heidelberg, 2010, pp. 91-94.
- [21] H. Glauert, "Airplane Propellers," in *Aerodynamic Theory*, Springer Berlin Heidelberg, 1935, pp. 169-360.
- [22] C. Bak, "Aerodynamic design of wind turbine rotors," in *Wind Energy Systems; Optimising Design and Construction for Safe and Reliable Operation*, J. D. Sørensen and J. N. Sørensen, Eds., Woodhead Publishing Limited, 2011, pp. 161-

207.

- [23] R. E. Wilson and P. B. S. Lissaman, "Applied Aerodynamics of Wind Power Machines," Oregon State University, Corvallis, 1974.
- [24] O. de Vries, "Fluid Dynamic Aspects of Wind Energy Conversion," Advisory Group for Aerospace Research and Development (North Atlantic Treaty Organisation), 1979.
- [25] C. Lindenburg, "Investigation into Rotor Blade Aerodynamics; Results from testing the UAE rotor in the NASA-Ames tunnel," ECN Wind Energy, Petten, the Netherlands, 2003.
- [26] A. Betz, «Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust. Mit einem Zusatz von L. Prandtl,» *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, τόμ. 1919, pp. 193-217, 1919.
- [27] S. Goldstein, "On the Vortex Theory of Screw Propellers," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 123, no. 792, pp. 440-465, 6 April 1929.
- [28] W. Z. Shen, R. Mikkelsen, J. N. Sørensen and C. Bak, "Tip loss corrections for wind turbine computations," *Wind Energy*, vol. 8, no. 4, pp. 457-475, 2005.
- [29] D. A. Spera, *Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts in Wind Turbine Engineering*, Second Edition ed., New York, USA: ASME Press, 2009.
- [30] L. A. Viterna and R. D. Corrigan, "Fixed Pitch Rotor Performance of Large Horizontal Axis Wind Turbines," in *Proceedings from the Workshop on Large Horizontal-Axis Wind Turbines*, Cleveland, Ohio, USA, 1981.
- [31] H. Snel, R. Houwink, J. Bosschers, W. Piers, G. v. Bussel and A. Bruining, "Sectional prediction of 3-D effects for stalled flow on rotating blades and comparison with measurements," ECN, Petten, the Netherlands, 1993.
- [32] Z. Du και M. Selig, «A 3-D stall-delay model for horizontal axis wind turbine performance prediction,» σε *ASME Wind Energy Symposium*, 1998.
- [33] P. K. Chaviaropoulos and M. O. L. Hansen, "Investigating Three-Dimensional and Rotational Effects on Wind Turbine Blades by Means of a Quasi-3D Navier-Stokes Solver," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 122, no. 2, pp. 330-336, 2000.
- [34] C. Lindenburg, "Modelling of rotational augmentation based on engineering

- considerations and measurements," ECN Wind Energy, Petten, the Netherlands, 2004.
- [35] J. Hernandez and A. Crespo, "Aerodynamics Calculation of the Performance of Horizontal Axis Wind Turbines and Comparison with Experimental Results," *Wind Engineering*, vol. 11, no. 4, pp. 177-187, 1987.
- [36] A. Maheri, S. Noroozi, C. Toomer and J. Vinney, "Damping the fluctuating behaviour and improving the convergence rate of the axial induction factor in the BEMT-based rotor aerodynamic codes," in *European Wind Energy Conference EWEK 2006*, Athens, Greece, 2006.
- [37] R. P. Coleman, A. M. Feingold and C. W. Stempin, "Evaluation of the Induced Velocity Field of an Idealised Helicopter Rotor," NATIONAL ADVISORY COMMITTEE FOR AERONAUTICS, Washington, U.S.A., 1945.
- [38] H. Glauert, "A General Theory of the Autogyro," Aeronautical Research Council, 1926.
- [39] J. Schepers, "An engineering model for yawed conditions, developed on basis of wind tunnel measurements," in *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, Reno, NV, U.S.A., 1999.
- [40] J. Schepers, «Engineering models in wind energy aerodynamics: Development, implementation and analysis using dedicated aerodynamic measurements,» ECN, 2012.
- [41] J. W. Wagenaar, L. A. H. Machielse and J. G. Schepers, "Controlling Wind in ECN's Scaled Wind Farm," in *Proceedings of EWEA 2012*, Copenhagen, Denmark, 2012.
- [42] M. M. Hand, D. A. Simms, L. J. Fingersh, D. W. Jager, J. R. Cotrell, S. Schreck and S. M. Larwood, "Unsteady aerodynamics experiment phase VI: wind tunnel test configurations and available data campaigns," National Renewable Energy Laboratory, Golden, Colorado, U.S.A., 2001.
- [43] D. Simms, S. Schreck, M. Hand and L. J. Fingersh, "NREL Unsteady Aerodynamics Experiment in the NASA-Ames Wind Tunnel: A Comparison of Predictions to Measurements," National Renewable Energy Laboratory, Golden, Colorado, U.S.A., 2001.
- [44] S. Schreck, "IEA Wind Annex XX: HAWT Aerodynamics and Models from Wind

-
- Tunnel Measurements," NREL/IEA Wind, Golden, Colorado, U.S.A., 2008.
- [45] J. G. Schepers, K. Boorsma, T. Cho, S. Gomez-Iradi, P. Schaffarczyk, A. Jeromin and W. Z. Shen, "Analysis of Mexico wind tunnel measurements: Final report of IEA Task 29, Mexnext (Phase 1)," Energy Research Centre of the Netherlands (ECN), Petten, the Netherlands, 2012.
- [46] K. Boorsma, J. Schepers, S. Gomez-Iradi, P. Schaffarczyk, H. Madsen, N. Sorensen, W. v. Shen, T. Lutz, C. Schulz, I. Herraez and S. Schreck, "Final report of IEA Wind Task 29: Mexnext (Phase 2)," ECN Wind Energy, Petten, the Netherlands, 2015.
- [47] C. G. Helmis, K. H. Papadopoulos, D. N. Asimakopoulos, P. G. Papageorgas and A. T. Soilemes, "An experimental study of the near-wake structure of a wind turbine operating over complex terrain," *Solar Energy*, vol. 54, no. 6, pp. 413-428, June 1995.
- [48] U. Högström, D. Asimakopoulos, H. Kambezidis, C. G. Helmis and A. Smedman, "A field study of the wake behind a 2 MW wind turbine," *Atmospheric Environment (1967)*, vol. 22, no. 4, pp. 803-820, 1988.
- [49] B. Sanderse, S. P. van der Pij and B. Koren, "Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics," *Wind Energy*, vol. 14, no. 7, pp. 799-819, October 2011.
- [50] S. Voutsinas, K. Rados and A. Zervos, "On the analysis of wake effects in wind," *Wind Engineering*, vol. 14, no. 4, pp. 204-219, 1990.
- [51] G. N. Abramovich, *The Theory of Turbulent Jets*, Cambridge, MA, USA: M.I.T. Press, 2003.
- [52] P. B. S. Lissaman, "Wind Turbine Airfoils and Rotor Wakes," in *Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts in Wind Turbine Engineering*, Second Edition ed., New York, USA, ASME Press, 2009, pp. 373-412.
- [53] H. Snel, "Review of the present status of rotor aerodynamics," *Wind Energy*, vol. 1, no. 51, pp. 46-69, April 1998 .
- [54] M. O. L. Hansen, J. N. Sørensen, S. Voutsinas, N. Sørensen and H. Madsen, "State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 42, no. 4, pp. 285-330, June 2006.
-

- [55] B. F. Blackwell, "The Vertical-Axis Wind Turbine "How It Works"," Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1974.
- [56] I. Paraschivoiu, Wind Turbine Design: With Emphasis on Darrieus Concept, Canada: Polytechnic International Press, 2002.
- [57] J. H. Strickland, "The Darrieus Turbine: A Performance Prediction Model Using Multiple Streamtubes," Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico, U.S.A., 1975.
- [58] I. Paraschivoiu, O. Trifu and F. Saeed, "H-Darrieus Wind Turbine with Blade Pitch Control," *International Journal of Rotating Machinery*, vol. 2009, 2009.
- [59] R. Gasch and J. Twele, Wind Power Plants: Fundamentals, Design, Construction and Operation, Second Edition ed., Springer-Verlag, 2012.
- [60] G. Schmitz, «Theorie und Entwurf von Windrädern optimaler Leistung,» *Wissenschaftliche Zeitschrift der Universität Rostock*, τόμ. 5. Jahrgang 1955/56, 1956.
- [61] J. Maurer, Windturbinen mit Schlaggelenkrotoren: Baugrenzen und dynamisches Verhalten, Düsseldorf: VDI Verlag, 1992.
- [62] J. L. Tangler and D. M. Somers, "NREL airfoil families for HAWTs," National Renewable Energy Laboratory, 1995.
- [63] National Renewable Energy Laboratory, "Wind Turbine Airfoils," 2012. [Online]. Available: <https://wind.nrel.gov/airfoils/>. [Accessed Φεβρουάριος 2016].
- [64] D. M. Somers, "The S830, S831, and S832 Airfoils," National Renewable Energy Laboratory, 2005.
- [65] D. M. Somers, "The S833, S834, and S835 Airfoils," National Renewable Energy Laboratory, 2005.
- [66] P. Fugslang and C. Bak, "Development of the Risø Wind Turbine Airfoils," *Wind Energy*, vol. 7, no. 2, pp. 145-162, April 2004.
- [67] M. Drela, "XFOIL: An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils," in *Low Reynolds Number Aerodynamics*, T. J. Mueller, Ed., Springer Berlin Heidelberg, 1989, pp. 1-12.
- [68] R. Eppler, Airfoil Design and Data, Springer Berlin Heidelberg, 1990.

-
- [69] N. N. Sørensen, "General Purpose Flow Solver Applied to Flow over Hills," Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark, 1995.
- [70] W. Timmer and R. P. J. O. M. van Rooij, "Summary of the Delft University Wind Turbine Dedicated Airfoils," in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, Reno, Nevada, U.S.A., 2003.
- [71] A. Björk, "Coordinates and Calculations for the FFA-W1-xxx, FFA W2-xxx and FFA-W3-xxx Series of Airfoils for Horizontal Axis Wind Turbines," The Aeronautical Research Institute of Sweden, Stockholm, Sweden, 1990.
- [72] J. H. Holland, *Adaptation in Natural and Artificial Systems - An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control, and Artificial Intelligence*, ISBN 9780262082136 ed., Cambridge, MA, USA: MIT Press, 1992.
- [73] Z. Michalewicz, *Genetic Algorithms + Data structures = Evolution Programs*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- [74] D. E. Goldberg, *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning*, ISBN 0201157675 ed., Boston, MA, USA: Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., 1989.
- [75] NTUA, *EASY v2.0 USER'S MANUAL*, K. C. Giannakoglou, Ed., Athens: National Technical University of Athens - School of Mechanical Engineering, 2008.
- [76] K. C. Giannakoglou, "Design of optimal aerodynamic shapes using stochastic optimization methods and computational intelligence," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 38, no. 1, pp. 43-76, January 2002.
- [77] S. Peigin and B. Epstein, "Robust optimization of 2D airfoils driven by full Navier–Stokes computations," *Computers & Fluids*, vol. 33, no. 9, pp. 1175-1200, November 2004.
- [78] M. K. Karakasis, A. P. Giotis και ,. K. C. Giannakoglou, «Inexact information aided, low-cost, distributed genetic algorithms for aerodynamic shape optimization,» *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, τόμ. 43, αρ. 10-11, p. 1149–1166, 19 November 2003.
- [79] D. López, C. Angulo and L. Macareno, "An improved meshing method for shape optimization of aerodynamic profiles using genetic algorithms," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 56, no. 8, p. 1383–1389, 18 February 2008.
- [80] I. C. Kambolis and K. C. Giannakoglou, "A multilevel approach to single-and
-

- multiobjective aerodynamic optimization," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 197, no. 33-40, pp. 2963-2975, June 2008.
- [81] E. Vatandas and I. Özkol, "Coupling dynamic mesh technique and heuristic algorithms in 3-D-tapered wing design," *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, vol. 74, no. 12, p. 1771–1794, 2008.
- [82] G. Farin, *Curves and Surfaces for CAGD, Fifth Edition: A Practical Guide*, 5 ed., San Francisco: Morgan Kaufmann, 2002.
- [83] G. E. Forsythe, M. A. Malcolm and C. B. Moler, *Computer Methods for Mathematical Computations*, 1 ed., New Jersey: Prentice Hall Inc., 1977.
- [84] P. Venkataraman, "A new procedure for airfoil definition," in *13th Applied Aerodynamics Conference*, San Diego, CA, U.S.A., 1995.
- [85] M. Sohn and K. Lee, "Bezier curve application in the shape optimization of transonic airfoils," in *18th Applied Aerodynamics Conference*, Denver, CO, U.S.A., 2000.
- [86] M. S. Selig and B. D. McGranahan, "Wind Tunnel Aerodynamic Tests of Six Airfoils for Use on Small Wind Turbines," National Renewable Energy Laboratory, 2004.
- [87] M. Drela and M. B. Giles, "Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils," *AIAA Journal*, vol. 25, no. 10, pp. 1347-1355, 1987.
- [88] M. Drela, "Integral boundary layer formulation for blunt trailing edges," 7th Applied Aerodynamics Conference, 1989.
- [89] D. L. Whitfield, "Integral Solution of Compressible Turbulent Boundary Layers Using Improved Velocity Profiles," Arnold Air Force Station, Tennessee, 1978.
- [90] A. H. Shapiro, *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, 1 ed., New York: The Ronald Press Company, 1953.
- [91] M. Drela and H. Youngren, "XFOIL 6.9 User Primer," 30 November 2001. [Online]. Available: http://web.mit.edu/aeroutil_v1.0/xfoil_doc.txt. [Accessed 2016].
- [92] ANSYS, Inc., *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*, Release 15.0 ed., SAS IP, Inc., 2013.
- [93] H. Snel, "Review of Aerodynamics for Wind Turbines," *Wind Energy*, vol. 6, no. 3, pp. 203-211, 2003.
- [94] P. Bradshaw, T. Cebeci and J. H. Whitelaw, *Engineering Calculation Methods for*

-
- Turbulent Flow, London, UK: Academic Press, 1981.
- [95] W. Jones and B. Launder, "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, no. 2, pp. 301-314, 1972.
- [96] B. E. Launder and B. I. Sharma, "Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc," *Letters in Heat and Mass Transfer*, vol. 1, no. 2, pp. 131-137, November 1974.
- [97] B. E. Launder and D. B. Spalding, "The Numerical Computation of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 3, no. 2, pp. 269-289, 1974.
- [98] D. C. Wilcox, *Turbulence Modelling for CFD*, 3rd Edition ed., DCW Industries Inc., 2006.
- [99] F. R. Menter, "Zonal Two Equation k-w Turbulence Models For Aerodynamic Flows," in *24th Fluid Dynamics Conference*, Orlando, Florida , 1993.
- [100] F. R. Menter, "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- [101] D. A. Johnson and L. S. King, "A New Turbulence Closure Model for Boundary Layer Flows with Strong Adverse Pressure Gradients and Separation," in *22nd Aerospace Sciences Meeting, Aerospace Sciences Meetings*, Reno,NV,U.S.A., 1984.
- [102] M. Kato and B. E. Launder, "The Modeling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders," Kyoto, Japan, 1993.
- [103] P. R. Spalart και M. Shur, «On the Sensitization of Turbulence Models to Rotation and Curvature,» *Aerospace Science and Technology*, τόμ. 1, αρ. 5, pp. 297-302, July 1997.
- [104] P. E. Smirnov και F. R. Menter, «Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term,» *Journal of Turbomachinery*, τόμ. 131, αρ. 4, pp. 041010-041010-8, 2009.
- [105] H. Grotjans and F. R. Menter, "Wall Functions for General Application CFD Codes," in *Proceedings of the 4th European Computational Fluid Dynamics Conference (ECCOMAS '98)*, Athens, Greece, 1998.
-

- [106] T. J. Barth and D. C. Jespersen, "The design and application of upwind schemes on unstructured meshes," in *27th Aerospace Sciences Meeting, Aerospace Sciences Meetings*, Reno,NV,U.S.A., 1989.
- [107] S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, 1st Edition ed., CRC Press, 1980.
- [108] C. M. Rhie and W. L. Chow, "A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation," in *3rd Joint Thermophysics, Fluids, Plasma and Heat Transfer Conference*, St. Louis,MO,U.S.A., 1982.
- [109] S. Majumdar, "Role of Underrelaxation in Momentum Interpolation for Calculation of Flow with Nonstaggered," *Numerical Heat Transfer*, vol. 13, no. 1, pp. 125-132, 1988.
- [110] ANSYS, Inc., *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*, Release 15.0 ed., SAS IP, Inc., 2013.
- [111] M. Raw, "Robustness of coupled Algebraic Multigrid for the Navier-Stokes equations," in *34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, Reno, NV, U.S.A., 1996.
- [112] F. M. White, *Fluid Mechanics*, 7th Edition ed., McGraw-Hill Education, 2010.
- [113] E. Duque, M. Burkland and W. Johnson, "Navier-Stokes and Comprehensive Analysis Performance Predictions of the NREL Phase VI Experiment," in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2003.
- [114] Y. Li, K.-J. Paik, T. Xing and P. M. Carrica, "Dynamic overset CFD simulations of wind turbine aerodynamics," *Renewable Energy*, vol. 37, no. 1, pp. 285-298, January 2012.
- [115] J. C. R. Hunt, A. A. Wray and P. Moin, "Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows," in *Proceeding8 of the Summer Program 1988*, 1988.
- [116] A. Betz, «Energieumsetzungen in Venturidüsen,» *Naturwissenschaften*, τόμ. 17, αρ. 10, pp. 160-164, March 1929.
- [117] M. Sanuki, "Studies on Biplane Wind Vanes, Ventilator Tubes and Cup Anemometers (II)," *Papers in Meteorology and Geophysics*, vol. 1, no. 2-4, pp. 227-298, 1950.

-
- [118] M. Iwasaki, "The Experimental and Theoretical Investigations of Windmills," *Reports of Research Institute for Applied Mechanics*, vol. 2, no. 8, 1953.
- [119] G. M. Lilley and W. J. Rainbird, "A Preliminary Report on the Design and Performance of Ducted Windmills," The College of Aeronautics Cranfield, Cranfield, Bedfordshire, UK, 1956.
- [120] C. A. Fletcher, "Computational analysis of diffuser-augmented wind turbines," *Energy Conversion and Management*, vol. 21, no. 3, pp. 175-183, 1981.
- [121] A. Kogan and E. Nissin, "Shrouded Aerogenerator Design Study I. Two dimensional shroud performance," *Bull. Res. Coun.*, vol. 11C, no. 1, pp. 67-82, April 1962.
- [122] A. Kogan and A. Seginer, "Shrouded Aerogenerator Design Study II. Axisymmetrical shroud performance," *Israel J. Technol.*, pp. 49-56, February 1963.
- [123] O. Igra, "Design and Performance of a Turbine Suitable for an Aerogenerator," *Energy Conversion*, vol. 15, pp. 143-151, 1976.
- [124] O. Igra, "Shrouds for Aerogenerators," *AIAA Journal*, vol. 14, no. 10, pp. 1481-1483, 1976.
- [125] O. Igra, «Compact Shrouds for Wind Turbines,» *Energy Conversion*, τόμ. 16, pp. 149-157, 1977.
- [126] O. Igra, "The Shrouded Aerogenerator," *Energy*, vol. 2, pp. 429-439, 1977.
- [127] O. Igra, "Research and Development for Shrouded Wind Turbines," *Energy Conv. & Mgmt*, vol. 21, pp. 13-48, 1981.
- [128] R. A. Oman και K. M. Foreman, «Advantages of the Diffuser-Augmented Wind Turbine,» σε *Wind Energy Conversion Systems*, Washigton DC, USA, 1973.
- [129] R. A. Oman, K. M. Foreman and B. L. Gilbert, "Investigations of Diffuser-Augmented Wind Turbines, Parts I & II," United States Energy Research and Development Administration, Division of Solar Energy, New York, 1977.
- [130] B. L. Gilbert, R. A. Oman and K. M. Foreman, "Fluid Dynamics of Diffuser-Augmented Wind Turbines," *Journal of Energy*, vol. 2, p. 368–374, 1978.
- [131] K. M. Foreman and B. L. Gilbert, "Technical Development of the Diffuser Augmented Wind Turbine (DAWT) Concept," *Wind Engineering*, vol. 3, no. 3, pp. 153- 166, 1979.
-

- [132] B. L. Gilbert and K. M. Foreman, "Experimental Demonstration of the Diffuser-Augmented Wind Turbine Concept," *Journal of Energy*, vol. 3, no. 4, pp. 235-240, 1979.
- [133] B. L. Gilbert and K. M. Foreman, "Experiments With a Diffuser-Augmented Model Wind Turbine," *Journal of Energy Resources Technology*, vol. 105, no. 1, pp. 46-53, 1 March 1983.
- [134] K. M. Foreman and B. L. Gilbert, "A Free Jet Wind Tunnel Investigation of DAWT Models," New York, 1983.
- [135] K. M. Foreman and B. L. Gilbert, "Further Investigations of Diffuser-Augmented Wind Turbines," U.S. Department of Energy, New York, 1979.
- [136] K. M. Foreman, B. Gilbert and R. A. Oman, "Diffuser Augmentation of Wind Turbines," *Solar Energy*, vol. 20, pp. 305-311, 1978.
- [137] K. M. Foreman, A. Maciulaitis and B. L. Gilbert, "Performance Predictions and Recent Data for Advanced DAWT Models," in *Proceedings of the ASME Solar Energy Division fifth annual conference*, Orlando, Florida, U.S.A., 1983.
- [138] D. G. Phillips, P. J. P.J. Richards and R. G. J. Flay, "Diffuser Development for a Diffuser-Augmented Wind Turbine using Computational Fluid Dynamics," in *PHOENICS User Conference 2000 Proceedings*, Luxembourg, 2000.
- [139] D. G. Phillips, P. J. Richards, G. D. Mallinson and R. G. J. Flay, "Computational Modelling of Diffuser Designs for a Diffuser Augmented Wind Turbine," in *13th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Melbourne, Australia, 1998.
- [140] D. G. Phillips, R. J. Flay and T. A. Nash, "Aerodynamic analysis and monitoring of the Vortec 7 diffuser augmented wind turbine," *The Institution of Professional Engineers New Zealand Transactions*, vol. 26, no. 1, pp. 3-19, 1999.
- [141] D. G. Phillips, "An Investigation on Diffuser Augmented wind Turbine Design," The University of Auckland, Auckland, New Zealand, 2003.
- [142] M. O. L. Hansen, N. N. Sørensen and G. J. Flay, "Effect of placing a diffuser around a wind turbine," *Wind Energy*, vol. 3, no. 4, pp. 207-213, 2000.
- [143] F. Bet and H. Grassmann, "Upgrading conventional wind turbines," *Renewable Energy*, vol. 28, p. 71-78, 2003.

-
- [144] B. Franković and I. Vrsalović, "New high profitable wind turbines," *Renewable Energy*, vol. 24, no. 3-4, pp. 491-499, November 2001.
- [145] K.-i. Abe and Y. Ohya, "An Investigation of Flow Fields Around Flanged Diffusers Using CFD," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 92, no. 3-4, pp. 315-330, March 2004.
- [146] K. Abe, M. Nishida, A. Sakurai, Y. Ohya, H. Kihara, E. Wada and K. Sato, "Experimental and Numerical Investigations of Flow Fields Behind a Small Wind Turbine With a Flanged Diffuser," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 93, no. 12, pp. 951-970, December 2005.
- [147] Y. Ohya, T. Karasudani, A. Sakurai and M. Inoue, "Development of a High-Performance Wind Turbine Equipped with a Brimmed Diffuser Shroud," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, vol. 49, no. 163, pp. 18-24, 2006.
- [148] T. Matsushima, S. Takagi and S. Muroyama, "Characteristics of a Highly Efficient Propeller Type Small Wind Turbine With a Diffuser," *Renewable Energy*, vol. 31, no. 9, pp. 1343-1354, July 2006.
- [149] Y. Ohya, T. Karasudani, A. Sakurai, K.-i. Abe και M. Inoue, «Development of a Shrouded Wind Turbine With a Flanged Diffuser,» *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, τόμ. 96, αρ. 5, pp. 524-539, May 2008.
- [150] F. Wang, L. Bai, J. Fletcher, J. Whiteford and D. Cullen, "The Methodology for Aerodynamic Study on a Small Domestic Wind Turbine With Scoop," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 96, no. 1, pp. 1-24, January 2008.
- [151] Y. Ohya and T. Karasudani, "A Shrouded Wind Turbine Generating High Output Power with Wind-lens Technology," *Energies*, vol. 3, no. 4, pp. 634-649, 2010.
- [152] D. A. Howey, A. Bansal and A. S. Holmes, "Design and performance of a centimetre-scale shrouded wind turbine for energy harvesting," *Smart Materials and Structures*, vol. 20, no. 8, 20 July 2011.
- [153] T. Y. Chen, Y. T. Liao and C. C. Cheng, "Development of Small Wind Turbines for Moving Vehicles: Effects of Flanged Diffusers on Rotor Performance," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 42, pp. 136-142, October 2012.
-

- [154] W. Han, P. Yan, W. Han and Y. He, "Design of Wind Turbines with Shroud and Lobed Ejectors for Efficient Utilization of Low-grade Wind Energy," *Energy*, vol. 89, pp. 687-701, September 2015.
- [155] V. Nikolić, D. Petković, S. Shamshirband and Ž. Čojbašić, "Adaptive neuro-fuzzy estimation of diffuser effects on wind turbine performance," *Energy*, vol. 89, pp. 324-333, September 2015.
- [156] B. Kosasih and A. Tondelli, "Experimental Study of Shrouded Micro-Wind Turbine," *Procedia Engineering*, vol. 49, pp. 92-98, 2012.
- [157] W.-X. Wang, T. Matsubara, J. Hu, S. Odahara, T. Nagai, T. Karasutani and Y. Ohya, "Experimental investigation into the influence of the flanged diffuser on the dynamic behavior of CFRP blade of a shrouded wind turbine," *Renewable Energy*, vol. 78, pp. 386-397, June 2015.
- [158] Y. Ohya, T. Uchida, T. Karasudani, M. Hasegawa and H. Kume, "Numerical Studies of Flow around a Wind Turbine Equipped with a Flanged-Diffuser Shroud using an Actuator-Disk Model," *Wind Engineering*, vol. 36, no. 4, pp. 455-472, 2012.
- [159] S. A. H. Jafari and B. Kosasih, "Flow Analysis of Shrouded Small Wind Turbine with a Simple Frustum Diffuser with Computational Fluid Dynamics Simulations," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 125, pp. 102-110, February 2014.
- [160] R. Bontempo and M. Manna, "Performance analysis of open and ducted wind turbines," *Applied Energy*, vol. 136, pp. 405-416, 31 December 2014.
- [161] A. C. Aranake, V. K. Lakshminarayan and K. Duraisamy, "Computational analysis of shrouded wind turbine configurations using a 3-dimensional RANS solver," *Renewable Energy*, vol. 75, pp. 818-832, March 2015.
- [162] J.-F. Hu and W.-X. Wang, "Upgrading a Shrouded Wind Turbine with a Self-Adaptive Flanged Diffuser," *Energies*, vol. 8, no. 6, pp. 5319-5337, 3 June 2015.
- [163] S. Z. Roshan, S. Alimirzazadeh and M. Rad, "RANS simulations of the stepped duct effect on the performance of ducted wind turbine," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 145, pp. 270-279, October 2015.
- [164] D. A. T. D. d. R. Vaz, A. L. A. Mesquita, J. R. P. Vaz, C. J. C. Blanco and J. T. Pinho, "An extension of the Blade Element Momentum method applied to Diffuser

-
- Augmented Wind Turbines," *Energy Conversion and Management*, vol. 87, pp. 1116-1123, November 2014.
- [165] F. A. Al-Sulaiman and B. S. Yilbas, "Thermoeconomic analysis of shrouded wind turbines," *Energy Conversion and Management*, vol. 96, pp. 599-604, 15 May 2015.
- [166] J. Bukala, K. Damaziak, H. R. Karimi, K. Kroszczynski, M. Krzeszowiec and J. Malachowski, "Modern small wind turbine design solutions comparison in terms of estimated cost to energy output ratio," *Renewable Energy*, vol. 83, pp. 1166-1173, November 2015.
- [167] European Environment Agency, "Final energy consumption by sector," 21 Οκτώβριος 2015. [Online]. Available: 2015. [Accessed 26 Δεκέμβριος 2015].
- [168] S. Mertens, «Wind energy in urban areas,» *Refocus, the international renewable energy magazine*, pp. 22-24, Μάρτιος-Απρίλιος 2002.
- [169] S. Mertens, G. van Kuik and G. Gerard, "Performance of an H-Darrieus in the Skewed Flow on a Roof," *Journal of Solar Energy and Engineering*, vol. 125, no. 4, pp. 433-440, November 2003.
- [170] S. Mertens, "The Energy Yield of Roof Mounted Wind Turbines," *Wind Engineering*, vol. 27, no. 6, pp. 507-518, 2003.
- [171] G. J. W. van Bussel and S. Mertens, "Small Wind Turbines for the Built Environment," in *EACWE4 - The Fourth European & African Conference on Wind Engineering*, Prague, 2005.
- [172] D. Taylor, "Using buildings to harvest wind energy," *Building Research and Information*, vol. 26, no. 3, p. 199–202, 1998.
- [173] N. S. Campbell and S. Stankovic, "Wind energy for the Built environment - Project WEB," London, UK, 2001.
- [174] N. Campbell, S. Stankovic, M. Graham, P. Parkin and M. van Duijvendijk, "Wind energy for the Built environment – Project WEB," in *Procs. European Wind Energy Conference & Exhibition*, Copenhagen, 2001.
- [175] L. Lu and K. Y. Ip, "Investigation on the feasibility and enhancement methods of wind power utilization in high- rise buildings of Hong Kong," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, no. 2, pp. 450-461, February 2009.
- [176] S. J. Watson, D. G. Infield, J. P. Barton and S. J. Wylie, "Modelling of the
-

- Performance of a Building-Mounted Ducted Wind Turbine," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 75, no. 1, 2007.
- [177] R. K. W. Dannecker and A. D. Grant, "Investigations of a Building-Integrated Ducted Wind Turbine Module," *Wind Energy*, pp. 53-71, 2002.
- [178] ChapmanBDSP, «ChapmanBDSP - Project ZED,» 2013. [Ηλεκτρονικό]. Available: <http://www.chapmanbdsp.com/our-work/r-and-d/project-zed.html>. [Πρόσβαση 28 Δεκέμβριος 2015].
- [179] ChapmanBDSP, "ChapmanBDSP - Project WEB," 2013. [Online]. Available: <http://www.chapmanbdsp.com/our-work/r-and-d/project-web.html>. [Accessed 28 Δεκέμβριος 2015].
- [180] Energy Research Unit, "Energy Research Unit - Wind Energy For the Built Environment (WEB)," 2001. [Online]. Available: <http://www.eru.rl.ac.uk/web.htm>. [Accessed 28 Δεκέμβριος 2015].
- [181] T. Sharpe and G. Proven, "Crossflex Concept and early development of a true building integrated wind turbine," *Energy and Buildings*, vol. 42, no. 12, pp. 2365-2375, December 2010.
- [182] Renewable Devices, "overview Renewable Devices," 2010. [Online]. Available: <http://renewabledevices.com/rd-swift-turbines/overview/>. [Accessed 29 Δεκέμβριος 2015].
- [183] NREL, "NREL: Wind Research - SWIFT Wind Turbine Testing and Results," 2013. [Online]. Available: <http://www.nrel.gov/wind/smallwind/swift.html>. [Accessed 29 Δεκέμβριος 2015].
- [184] Quietrevolution, "www.quietrevolution.com," 2010. [Online]. Available: <http://www.quietrevolution.com/index.htm>. [Accessed 29 Δεκέμβριος 2015].
- [185] Turby B.V., "Turby Emerging Energy," 2006. [Online]. Available: <http://www.turby.nl/>. [Accessed 29 Δεκέμβριος 2015].
- [186] R. K. W. Dannecker and A. D. Grant, "Investigations of a Building-Integrated Ducted Wind Turbine Module," *Wind Energy*, vol. 5, no. 1, pp. 53-71, 2002.
- [187] A. Grant and N. Kelly, "A ducted wind turbine model for building simulation," *Building Serv. Eng. Res. Technol.*, vol. 25, no. 4, pp. 339-349, November 2004.
- [188] A. Grant, C. Johnstone and N. Kelly, "Urban wind energy conversion: The potential

-
- of ducted turbines," *Renewable Energy*, vol. 33, no. 6, p. 1157–1163, 2008.
- [189] S. J. Watson, D. G. Infield, J. P. Barton and S. J. Wylie, "Modelling of the Performance of a Building-Mounted Ducted Wind Turbine," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 75, 2007.
- [190] T. G. Abu-El-Yazied, A. M. Ali and O. A. Montasser, "Optimization of Wind Duct Geometry for Maximizing Power Generation of Ducted Vertical Turbines," *Journal of Engineering*, vol. 4, no. 10, pp. 11-19, October 2014.
- [191] A. Krishnan and M. Paraschivoiu, "3D Analysis of Building Mounted VAWT with Diffuser Shaped Shroud," *Sustainable Cities and Society*, 2015.
- [192] S. Zanforlin and S. Letizia, "Improving the Performance of Wind Turbines in Urban Environment by Integrating the Action of a Diffuser with the Aerodynamics of the Rooftops," *Energy Procedia*, vol. 82, pp. 774-781, December 2015.
- [193] D. G. Shepherd, "Historical Development of the Windmill," NASA, Ithaca, NY., 1990.
- [194] G. Müller, M. F. Jentsch and E. Stoddart, "Vertical axis resistance type wind turbines for use in buildings," *Renewable Energy*, vol. 34, no. 5, pp. 1407-1412, May 2009.
- [195] D. Kim and M. Gharib, "Efficiency improvement of straight-bladed vertical-axis wind turbines with an upstream deflector," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 115, pp. 48-52, April 2013.
- [196] M. Takao, H. Kuma, T. Maeda, Y. Kamada, M. Oki and A. Minoda, "A Straight-bladed Vertical Axis Wind Turbine with a Directed Guide Vane Row - Effect of Guide Vane Geometry on the Performance," *Journal of Thermal Science*, vol. 18, no. 1, pp. 54-57, March 2009.
- [197] W. T. Chong, M. S. Naghavi, S. C. Poh, T. M. I. Mahlia and K. C. Pan, "Techno-economic analysis of a wind-solar hybrid renewable energy system with rainwater collection feature for urban high-rise application," *Applied Energy*, vol. 88, no. 11, pp. 4067-4077, November 2011.
- [198] W. T. Chong, S. C. Poh, A. Fazlizan and K. C. Pan, "Vertical axis wind turbine with omni-directional-guide-vane for urban high-rise buildings," *Journal of Central South University*, vol. 19, no. 3, pp. 727-732, March 2012.
- [199] W. T. Chong, K. C. Pan, S. C. Poh, A. Fazlizan, C. S. Oon, A. Badarudin and N. Nik-Ghazali, "Performance investigation of a power augmented vertical axis wind turbine
-

- for urban high-rise application," *Renewable Energy*, vol. 51, pp. 388-397, March 2013.
- [200] W. T. Chong, A. Fazlizan, S. C. Poh, K. C. Pan, W. P. Hew and F. B. Hsiao, "The design, simulation and testing of an urban vertical axis wind turbine with the omni-direction-guide-vane," *Applied Energy*, vol. 112, pp. 601-609, December 2013.
- [201] K. H. Wong, W. T. Chong, H. T. Yap, A. Fazlizan, W. Z. W. Omar, S. C. Poh and F. B. Hsiao, "The design and flow simulation of a power-augmented shroud for urban wind turbine system," *Energy Procedia*, vol. 61, pp. 1275-1278, 2014.
- [202] R. Nobile, M. Vahdati, J. F. Barlow and A. Mewburn-Crook, "Unsteady flow simulation of a vertical axis augmented wind turbine: A two-dimensional study," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 125, pp. 168-179, February 2014.
- [203] R. Langtry and F. Menter, "Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2005.
- [204] P. Spalart and S. A. Allmaras, "One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," in *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, Reno, NV, U.S.A., 1992.
- [205] T. Cho and C. Kim, "Wind Tunnel Test Results for a 2/4.5 Scale MEXICO Rotor," *Renewable Energy*, vol. 42, pp. 152-156, 2012.
- [206] K. Boorsma and J. G. Schepers, "New MEXICO Experiment, Preliminary Overview," ECN Wind Energy, Petten, the Netherlands, 2014.
- [207] D. Smith and G. J. Taylor, "Further analysis of turbine wake development and interaction data," in *Wind energy conversion 1991 : proceedings of the 13th British Wind Energy Association Conference*, Swansea, UK, 1991.
