



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Αεροδυναμική Ανάλυση
Ανεμογεννήτριας με Περιφερειακό
Κέλυφος

Διπλωματική Εργασία

Ιάσων Τσάκλης

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών

Επιβλέπων: Βασίλειος Ριζιώτης, Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2022

Σύνοψη

Οι δυνατότητες που μπορεί να παρέχει ο άνεμος στον άνθρωπο είναι αμέτρητες και γνωστές από αρχαιοτάτων χρόνων. Κατά τον 20^ο αιώνα κατασκευάζεται η πρώτη ανεμογεννήτρια και ο κλάδος της αιολικής ενέργειας ξεκινά να αναπτύσσεται τόσο σε ερευνητικό όσο και σε βιομηχανικό επίπεδο.

Σήμερα η αιολική ενέργεια κερδίζει όλο και περισσότερο μερίδιο στην πίτα της παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας παγκοσμίως με το ποσοστό της να φτάνει το 5% το 2020 ενώ αναμένεται η αγορά να δεκαπλασιαστεί έως το 2050.

Αυτή τη στιγμή ο πιο διαδεδομένος τύπος ανεμογεννήτριας στον κόσμο είναι η ανεμογεννήτρια οριζοντίου άξονα και τριών πτερυγίων. Το μεγεθός της βαίνει διαρκώς αυξανόμενο με τις διαμέτρους σε υπεράκτιες ανεμογεννήτριες να ξεπερνούν κάποιες φορές τα 200m.

Ωστόσο πολλοί ακόμα τύποι ανεμογεννήτριας έχουν μελετηθεί κατά καιρούς στη βιβλιογραφία. Ένας από αυτούς είναι και η ανεμογεννήτρια με περιφερειακό κέλυφος (Diffuser Augmented Wind Turbine). Αυτός ο τύπος ανεμογεννήτριας παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον διότι περικλείεται από κέλυφος κατάλληλης γεωμετρίας το οποίο αυξάνει την παροχή του αέρα που διαπερνά τον δρομέα και κατά συνέπεια την ισχύ της ανεμογεννήτριας.

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η αεροδυναμική μελέτη μιας ανεμογεννήτριας με περιφερειακό κέλυφος (duct) συγκεκριμένης γεωμετρίας με διάφορες υπολογιστικές μεθόδους και η αξιολόγηση της αύξησης της ισχύος της σε σχέση με ίδιου μεγέθους ανεμογεννήτρια ανοικτού τύπου.

Η υπό μελέτη ανεμογεννήτρια είναι διαμέτρου 1.2m και έχει χρησιμοποιηθεί παλαιότερα σε πειραματικές μελέτες στο εργαστήριο Αεροδυναμικής, επομένως είναι διαθέσιμα τα πειραματικά αποτελέσματα με τα οποία θα γίνει σύγκριση. Όσον αφορά το κέλυφος, δοκιμάζονται διάφορες γεωμετρίες με την αεροτομή NACA9412 να επιλέγεται ως το τελικό σχήμα των περιφερειακών τομών του κελύφους.

Η προσομοίωση πραγματοποιείται με κατάλληλο λογισμικό που κάνει χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων όγκων ενώ η μοντελοποίηση του δρομέα λαμβάνει χώρα μέσω εφαρμογής των δυνάμεων που ασκεί στον αέρα ως όρων πηγής στις εξισώσεις ροής.

Η 1η μέθοδος που δοκιμάζεται είναι η αξονοσυμμετρική επίλυση της ροής με χρήση της μεθόδου δίσκου ορμής. Μετά από πολλές δοκιμές στις παραμέτρους της προσομοίωσης, επιλέγεται η τελική παραμετροποίηση του προβλήματος. Επιτυγχάνεται αύξηση της ισχύος κατά 1.93 φορές ενώ το όριο του Betz ξεπερνιέται κατά 35%.

Η 2η μέθοδος που δοκιμάζεται είναι η μέθοδος Γραμμής Δράσης (Actuator Line Method). Έπειτα από κατάλληλη παραμετροποίηση του προβλήματος πραγματοποιείται η προσομοίωση της DAWT. Επιτυγχάνεται αύξηση της ισχύος κατά 1.98 φορές ενώ το όριο του Betz ξεπερνιέται κατά 40%.

Abstract

Wind power and its potential to improve human life has been known since the Ancient Times. The first wind turbine was created in the 20th century, generating interest in the wind energy sector at both academic and industrial levels.

Nowadays, the wind energy sector plays an increasingly important role in the global production of electrical energy, accounting for 5% of the total energy production in 2020. This number is expected to grow tenfold until 2050.

Today, the most popular type of wind turbine is the horizontal axis, three bladed wind turbine. Its size continues to increase with the diameter surpassing 200m in some offshore wind farms

Nevertheless, many different types of wind turbines have been the focus of studies throughout the years. One of them is the Diffuser Augmented Wind Turbine(DAWT). This type of turbine is particularly interesting because the rotor is enclosed in a shroud shaped specifically so as to increase the air flow through the rotor and thus, increase the power of the wind turbine.

The aim of this thesis is the aerodynamic study of a DAWT with different CFD methods and the evaluation of the power increase compared to an open rotor of the same diameter.

The examined wind turbine has a diameter of 1.2m and has been used in the past for experimental studies in the laboratory of Aerodynamics, therefore experimental results are available and will be used as a point of reference in the evaluation process. As far as the shroud is concerned different geometries are assessed. The airfoil NACA9412 is selected as the final shape of the circumferential cross section of the shroud.

The flow simulation is carried out with appropriate software that uses the finite volume method while the rotor simulation is achieved through the application of forces that it exerts on the air. The force application is accomplished by adding source terms in the flow equations.

The first method that is employed is the axisymmetric flow simulation using the actuator disk method for the rotor simulation. After several trials in the parameters of the simulation, the final configuration of the problem is decided. A power augmentation ratio of 1.93 is achieved while the Betz limit is surpassed by 35%.

The second method that is employed is the Actuator Line Method. With the correct configuration of the problem, the simulation of the flow is conducted. A power augmentation ratio of 1.98 is achieved while the Betz limit is surpassed by 40%.

Ευχαριστίες

Καταρχάς θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κύριο Ριζιώτη για την ευκαιρία που μου έδωσε να συνεργαστώ μαζί του πάνω σε ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα. Μέσα από τα μαθήματα του με ενέπνευσε να ασχοληθώ και να εμβαθύνω στην μηχανική των ρευστών και ειδικότερα στον κλάδο της Αιολικής Ενέργειας. Οι συμβουλές του και η καθοδήγηση του καθ'όλη τη διάρκεια της εργασίας υπήρξαν υπερπολύτιμες τόσο στην εκπόνηση της διπλωματικής όσο και στη γενικότερη δόμηση της σκέψης μου ως μελλοντικού μηχανικού.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τον υποψήφιο διδάκτορα Νίκο Σπυρόπουλο για την καθοριστική συνεισφορά του. Ο Νίκος ήταν πάντα διαθέσιμος να μου επιλύσει οποιαδήποτε απορία είχα και να με καθοδηγήσει στη σωστή κατεύθυνση όταν αντιμετώπιζα κάποιο πρόβλημα με τη διπλωματική μου.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, Παναγιώτα και Αντώνη, οι οποίοι με στήριζαν και θα με στηρίζουν σε κάθε βήμα της ζωής μου.

Περιεχόμενα

Σύνοψη	i
Abstract	iii
Ευχαριστίες	v
Κατάλογος Σχημάτων	viii
Κατάλογος Πινάκων	xi
Συντομογραφίες	xii
1 Εισαγωγή	1
1.1 Ιστορική Αναδρομή	1
1.2 Η κατάσταση σήμερα και το μέλλον της Αιολικής Ενέργειας	2
1.3 Σκοπός της Διπλωματικής	3
2 Υπολογιστική Ρευστομηχανική	6
2.1 Μαθηματική Διατύπωση	7
2.1.1 Εξίσωση Συνέχειας	9
2.1.2 Εξίσωση Ορμής	10
2.1.3 Εξίσωση Ενέργειας	13
3 Κώδικας MaPFlow	16
3.1 Χωρική Διακριτοποίηση	16
4 Διατύπωση Προβλήματος	19
4.1 Γεωμετρία κελύφους(shroud)	19
4.2 Γεωμετρία Διάταξης	20
4.3 Επιλογή Μεθόδων Προσομοίωσης	21
5 Αξονοσυμμετρική Επίλυση	24
5.1 Κέλυφος	25
5.1.1 Μελέτη γωνίας κελύφους	27
5.1.2 Οριακό στρώμα	28
5.1.3 Μελέτη μη μόνιμης ροής	30
5.1.4 Μελέτη αραίωσης πλέγματος	33

5.1.5	Τελικό πλέγμα	35
5.1.6	Ανάλυση Αποτελεσμάτων	35
5.2	Δρομέας	39
5.2.1	Δοκιμές	43
5.2.2	Μελέτη γωνίας pitch	45
5.2.3	Ανάλυση Αποτελεσμάτων	47
5.3	Πλήρης γεωμετρία DAWT	50
5.3.1	Καμπύλη της DAWT	53
6	Μέθοδος Γραμμής Δράσης	56
6.1	Δρομέας	59
6.1.1	Ανάλυση Αποτελεσμάτων	61
6.1.2	Σύγκριση Μεθόδου Γραμμής Δράσης με Αξονοσυμμετρική .	66
6.2	Πλήρης Γεωμετρία DAWT	69
6.2.1	Ανάλυση Αποτελεσμάτων	72
6.2.2	Σύγκριση ανοιχτού δρομέα με DAWT	75
7	Συμπεράσματα και Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα	77
8	Βιβλιογραφία	80

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Συνολικά εγκατεστημένη αιολική ισχύς στην Ελλάδα 1999-2021 . . .	2
1.2	A/Γ οριζοντίου άξονα, τριών πτερυγίων	3
1.3	A/Γ μέσα σε αγωγό	4
2.1	Πεπερασμένος όγκος ελέγχου	8
2.2	Επιφανειακές δυνάμεις που δρουν σε επιφανειακό στοιχείο του όγκου ελέγχου	12
3.1	Τα δύο βασικά σχήματα όγκων ελέγχου	17
4.1	Ακτινικές κατανομές δυνάμεων για $U_{\infty} = 11m/s$, INNWIND . . .	22
4.2	Ακτινικές κατανομές δυνάμεων για $U_{\infty} = 10.5m/s$, AVATAR . . .	23
5.1	Καρτεσιανό πλέγμα δρομέα	25
5.2	Συνολικές διαστάσεις πλέγματος	26
5.3	Συντελεστής άνωσης με γωνία πρόσπτωσης για την NACA9412 . .	27
5.4	Οριακό στρώμα κοντά στην ακμή πρόσπτωσης	28
5.5	Οριακό στρώμα κοντά στην ακμή εκφυγής	29
5.6	Πλαίσιο διαστάσεων(size box) στον ομόρρου	29
5.7	Πλέγμα s1b5	30
5.8	Σύγκλιση του C_l για διαφορετικά cfl	32
5.9	Σύγκριση των C_p μεταξύ των 2 πλεγμάτων	34

5.10 Πλέγμα s1b2	35
5.11 Πεδίο πίεσης σε Pa	36
5.12 Πεδίο πίεσης κοντά στο σύνορο	36
5.13 Στροβιλότητα στον ομόρρο	37
5.14 Το y^+ στο κέλυφος	37
5.15 Θεωρία Δίσκου Ορμής	41
5.16 Διόρθωση ακροπτερυγίου Prandtl	41
5.17 Καρτεσιανό πλέγμα και δρομέας	42
5.18 Δοκιμές με διαφορετικές γωνίες pitch	45
5.19 Καμπύλες $C_P - \lambda$	46
5.20 Πεδίο πίεσης σκέτου δρομέα με γωνία pitch 5.2° σε Pa	48
5.21 Συντελεστής αξονικής επαγωγής	48
5.22 Φορτία πάνω στο πτερύγιο	49
5.23 Πεδίο πίεσης πλήρους γεωμετρίας DAWT σε Pa	51
5.24 Πεδίο πίεσης κοντά στο κέλυφος	51
5.25 Θύλακας αποκόλλησης κοντά στην ακμή εκφυγής	52
5.26 Μέτρο ταχύτητας στο πεδίο σε m/s	52
5.27 Καμπύλη $C_P - \lambda$ για ανοιχτό δρομέα και DAWT με pitch 5.2°	54
5.28 Λόγος αύξησης ισχύος με λ	54
6.1 Πλέγμα σε τομή, πλευρική όψη	60
6.2 Πλέγμα σε τομή, Εμπρός όψη(αξονική κατεύθυνση)	60
6.3 Καρτεσιανό πλέγμα στην περιοχή του πτερυγίου	61
6.4 Οπτικοποίηση του ομόρρου του δρομέα	62
6.5 Πεδίο ταχυτήτων δρομέα σε m/s	63
6.6 Πεδίο ταχυτήτων κοντά στην περιοχή του δρομέα σε m/s	63

6.7	Πεδίο πίεσης κοντά στον δρομέα σε Pa	64
6.8	Φορτία πάνω στο πτερύγιο	65
6.9	Συντελεστής αξονικής επαγωγής	66
6.10	Σύγκριση φορτίων των 2 μεθόδων	67
6.11	Σύγκριση αξονικού συντελεστή επαγωγής των 2 μεθόδων	68
6.12	Πλέγμα σε τομή, πλευρική όψη	69
6.13	Εμπρός όψη πλέγματος DAWT σε τομή	70
6.14	Καρτεσιανό πλέγμα δρομέα, πλευρική όψη	71
6.15	Οπτικοποίηση του ομόρρου της DAWT	72
6.16	Πεδίο στροβιλότητας της DAWT, εμπρός όψη	73
6.17	Απουσία ακροστροβίλου στο tip του πτερυγίου	73
6.18	Πεδίο ταχύτητας της DAWT σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s	74
6.19	Πεδίο ταχύτητας κοντά στο κέλυφος σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s	74
6.20	Πεδία ταχύτητας της DAWT και του ανοιχτού δρομέα σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s	75
6.21	Πεδία στροβιλότητας της DAWT και του ανοιχτού δρομέα σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου	76

Κατάλογος Πινάκων

5.1	Δοκιμές με διαφορετικά cfl	32
5.2	Δοκιμές με διαφορετικά πλέγματα	33
5.3	Πειραματικά δεδομένα δρομέα	39
5.4	Αποτελέσματα δοκιμών δρομέα	44
5.5	Δεδομένα δρομέα με γωνία pitch 5.2°	47
7.1	Συγκεντρωτικός πίνακας αποτελεσμάτων	77

Συντομογραφίες

ΥΡ	Υπολογιστική Ρευστομηχανική
CFD	Computational Fluid Dynamics
AD	Actuator Disk
BEM	Boundary Element Method
A/Γ	Ανεμογεννήτρια
DAWT	Diffuser Augmented Wind Turbine (Ανεμογεννήτρια με περιφερειακό κέλυφος)
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
C_p	Συντελεστής πίεσης
C_P	Συντελεστής ισχύος
ALM	Actuator Line Method(Μέθοδος Γραμμής Δράσης)

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο θα δοθούν μερικές γενικές πληροφορίες σχετικά με τον κλάδο της Αιολικής Ενέργειας και θα αναλυθεί ο σκοπός της παρούσας μελέτης.

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Ο άνεμος αποτελεί μια υπερπολύτιμη μορφή ενέργειας, κάτι το οποίο είναι γνωστό από αρχαιοτάτων χρόνων. Οι αρχαίοι πολιτισμοί εκμεταλλεύονταν την κινητική ενέργεια του ανέμου με τη χρήση πανιών προκειμένου να ταξιδέψουν στη θάλασσα. Αυτή ήταν πιθανότατα ιστορικά η πρώτη χρήση του ανέμου προς όφελος του ανθρώπου.

Η εκμετάλλευση του ανέμου επεκτάθηκε σύντομα και αλλού όπως για παράδειγμα στις καλλιέργειες. Σύμφωνα με την ιστορία οι πρώτοι ανεμόμυλοι που είχαν ως σκοπό την άλεση σπόρων και την άντληση υδάτων κατασκευάστηκαν τον 9ο αιώνα μ.Χ στην Ασία(σημερινό Αφγανιστάν και Πακιστάν). Στην Ευρώπη οι πρώτοι ανεμόμυλοι κάνουν την εμφάνιση τους περί τον 12ο αιώνα μ.Χ.

Κατά την αρχή του 20ου αιώνα μ.Χ. παρατηρείται για πρώτη φορά η σύνδεση του ανεμόμυλου με ηλεκτρική γεννήτρια επομένως έχουμε την 1η ανεμογεννήτρια. Ο 20ος αιώνας υπήρξε πολύ σημαντικός στην ανάπτυξη των Α/Γ και μπορεί να χωριστεί σε δύο διακριτές περιόδους:

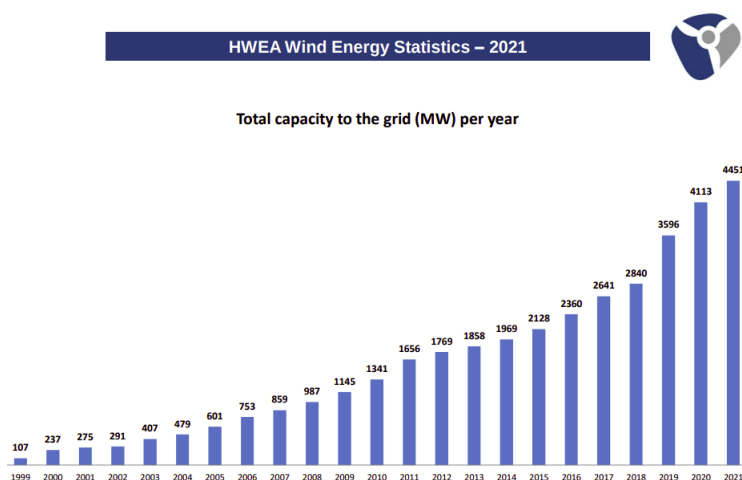
- 1900-1973: έχουμε ευρεία χρήση ατομικών Α/Γ οι οποίες ανταγωνίζονται τα ορυκτά καύσιμα και την κεντρικά παραγόμενη ηλεκτρική ενέργεια.
- 1973-και μετά: Ξεσπά η παγκόσμια πετρελαϊκή κρίση και αναζητούνται συνεχώς εναλλακτικές μορφές ενέργειας.

Ο Δανός Poul la Cour υπήρξε από τους πρωτοπόρους στην ανάπτυξη των Α/Γ ενώ τη δεκαετία του 60' ο συμπατριώτης του Johannes Juul κατασκευάζει την περίφημη Α/Γ Gedser, μια Α/Γ οριζοντίου άξονα και τριών πτερυγίων πολύ παρόμοια με τις Α/Γ που έχουν επικρατήσει σήμερα.

1.2 Η κατάσταση σήμερα και το μέλλον της Αιολικής Ενέργειας

Η αιολική ενέργεια κερδίζει όλο και περισσότερο μερίδιο στην πίτα της παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας παγκοσμίως. Το 2020 πάνω από το 5% της παγκόσμιας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας προήλθε από τον άνεμο ενώ οι χώρες με τη μεγαλύτερη εγκατεστημένη αιολική ισχύ ήταν η Κίνα, οι Η.Π.Α. και η Γερμανία.

Στη χώρα μας παρατηρείται αντίστοιχη ανάπτυξη του κλάδου με τη συνολικά εγκατεστημένη ισχύ να αγγίζει τα 4.5GW το 2021 σύμφωνα με στοιχεία της Ελληνικής Επιστημονικής Ένωσης Αιολικής Ενέργειας[1].



ΣΧΗΜΑ 1.1: Συνολικά εγκατεστημένη αιολική ισχύς στην Ελλάδα 1999-2021

Με τη διαρκή υποβάθμιση του περιβάλλοντος και τη συνεχή αύξηση της μέσης θερμοκρασίας του πλανήτη, η αναζήτηση εναλλακτικών μορφών ενέργειας κρίνεται κομβική με την πλειονότητα των κρατών, μεταξύ αυτών Ευρωπαϊκή Ένωση και Η.Π.Α., να θέτουν ως στόχο τις μηδενικές εκπομπές CO₂ μέχρι το 2050. Ταυτόχρονα, η ενεργειακή συμβουλευτική DNV προβλέπει πως μέχρι την ίδια ημερομηνία η βιομηχανία της αιολικής ενέργειας θα έχει δεκαπλασιαστεί σε σύγκριση με σήμερα ενώ θα αποτελεί μία από τις κυρίαρχες μορφές ενέργειας στον πλανήτη [2].

Συνεπώς, είναι εύκολο να αντιληφθεί κανείς το πόσο σημαντικό είναι να διερευνησουμε σε βάθος τις μεθόδους εκμετάλλευσης του ανέμου ως πηγή ενέργειας καθώς και την βελτιστοποίηση των υπάρχουσων Α/Γ.

1.3 Σκοπός της Διπλωματικής

Αυτή τη στιγμή ο πιο διαδεδομένος τύπος Α/Γ στον κόσμο είναι η Α/Γ οριζοντίου άξονα και τριών πτερυγίων (Σχήμα 1.2) λόγω της καλής της απόδοσης και της δυνατότητας που έχει να παράγει μεγάλα ποσά ηλεκτρικής ενέργειας και να συνεισφέρει σημαντικά στο ηλεκτρικό δίκτυο μιας χώρας.



(α') Υπεράκτια Α/Γ



(β') Χερσαία Α/Γ

ΣΧΗΜΑ 1.2: Α/Γ οριζοντίου άξονα, τριών πτερυγίων

Ωστόσο, πολλοί διαφορετικοί τύποι Α/Γ έχουν μελετηθεί κατά καιρούς τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πειραματικό επίπεδο. Ένας από αυτούς είναι η Diffuser Augmented Wind Turbines (DAWT) ή Ανεμογεννήτρια μέσα σε κέλυφος/αγωγό (Σχήμα 1.3) που αποτελεί και το αντικείμενο της παρούσας εργασίας.



ΣΧΗΜΑ 1.3: Α/Γ μέσα σε αγωγό

Ο συγκεκριμένος τύπος έχει μελετηθεί εκτενώς στην βιβλιογραφία εδώ και πολλά χρόνια εξαιτίας των πλεονεκτημάτων που παρουσιάζει αυτή η διάταξη, το μεγαλύτερο εκ των οποίων αποτελεί η αύξηση της ισχύος σε σχέση με ίδιου μεγέθους ανοικτού τύπου Α/Γ και η υπέρβαση του ορίου του Betz. Ήδη από το 1977 είχαν αρχίσει να μελετώνται οι DAWT με τους Oman R.A., Foreman K.M. και Gilbert B.L. [3] να ισχυρίζονται πως μπορεί να επιτευχθεί έως και διπλασιασμός της ισχύος. Αυτός ο ισχυρισμός επιβεβαιώθηκε και με το παραπάνω αργότερα από την βιβλιογραφία ενώ ορισμένες μελέτες κάνουν λόγο για αύξηση ισχύος κατά 4-5 φορές [4].

Συγκεντρωτικά, τα κύρια πλεονεκτήματα των DAWT είναι:

- Αύξηση της ισχύος σε σχέση με ανοικτού τύπου Α/Γ ίδιου μεγέθους.
- Μικρότερες cut-in ταχύτητες ανέμου λόγω της αύξησης της αξονικής ταχύτητας μέσω του αγωγού.
- Λιγότερο ισχυρός ομόρρους: μικρότερη στροβιλότητα στον ομόρρου επομένως μειωμένος θόρυβος.

- Αυτόματος έλεγχος της yaw στροφής της Α/Γ ώστε να είναι πάντα στην κατεύθυνση του ανέμου. Ουσιαστικά με αυτή τη γεωμετρία η Α/Γ λειτουργεί ως ανεμοδείκτης, στρεφόμενη μόνη της προς την κατεύθυνση του ανέμου.
- Μεγαλύτερη ασφάλεια λόγω του ότι ο δρομέας είναι καλυμμένος επομένως σε περίπτωση ατυχήματος δεν θα διασκορπιστούν μακριά τα κομμάτια του.

Στα παραπάνω θετικά στοιχεία έρχονται να αντιπαρατεθούν το αυξημένο κόστος και τα αυξημένα φορτία που υφίστανται οι DAWT. Για αυτούς του λόγους το μέγεθος μιας DAWT είναι μικρό(μια τυπική διάμετρος είναι 0.5-1 μέτρο) στα περισσότερα πειράματα ή πρακτικές εφαρμογές που έχει μελετηθεί. Χαρακτηριστική περίπτωση μιας τέτοιας πειραματικής μελέτης αποτελεί η [4] όπου τα αποτελέσματα των θεωρητικών μελετών για αύξηση ισχύος επιβεβαιώθηκαν πειραματικά με χρήση πρωτοτύπου σε αεροσήραγγα.

Με βάση τα παραπάνω, σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η αξιολόγηση και επιβεβαίωση των προαναφερθέντων αποτελεσμάτων για μια συγκεκριμένη γεωμετρία μιας DAWT. Η μελέτη αυτή πραγματοποιήθηκε με τη χρήση υπολογιστικών εργαλείων που έχουν αναπτυχθεί στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ.

Κεφάλαιο 2

Υπολογιστική Ρευστομηχανική

Η ιστορία της ΥΡ ξεκίνησε περί το 1970. Εκείνη την περίοδο η ΥΡ αποτελούσε ένα συνδυασμό φυσικής και αριθμητικών μεθόδων ενώ σε ένα βαθμό χρησιμοποιούνταν οι υπολογιστές προκειμένου να προσομοιάσουν ροές ρευστών. Η ανάπτυξη της ΥΡ συνδέθηκε άρρηκτα με την ανάπτυξη της υπολογιστικής ισχύος αφού με αυτόν τον τρόπο μειωνόταν διαρκώς ο χρόνος επίλυσης μιας ροής ενώ παράλληλα αυξανόταν η ακρίβεια της λύσης.

Από τις πρώτες εφαρμογές υπολογιστικών μεθόδων υπήρξε η προσομοίωση διηχητικών ροών με την επίλυση της μη γραμμικής δυναμικής εξίσωσης. Κατά την δεκαετία του 1980 έγιναν δυνατές οι επιλύσεις διδιάστατων(2D) και τριδιάστατων(3D) ροών με βάση τις εξισώσεις Euler.

Αργότερα ήρθαν στο προσκήνιο οι μέθοδοι Direct Numerical Simulation(DNS) και Large Eddy Simulation(LES) οι οποίες αποτελούν μέχρι και σήμερα τις μεθόδους με την μεγαλύτερη αξιοπιστία, χάρη στην ικανότητά τους να μοντελοποιούν την τύρβη με μεγάλη ακρίβεια.

Σήμερα, λόγω της ραγδαίας ανάπτυξης της επιστήμης της πληροφορικής, η ΥΡ χρησιμοποιείται ευρύτατα τόσο στον βιομηχανικό όσο και στον ερευνητικό τομέα. Ενδεικτικά η ΥΡ εφαρμόζεται στις παρακάτω κατηγορίες:

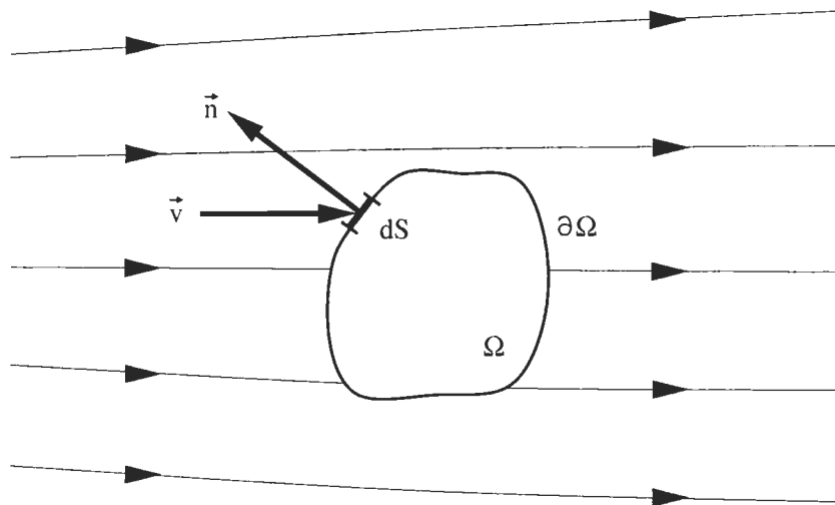
- Αεροδυναμική αεροσκαφών και οχημάτων
- Υδροδυναμική των πλοίων
- Βιολογική Μηχανική: προσομοίωση ροής του αίματος στις φλέβες και αρτηρίες
- Μετεωρολογία: Πρόβλεψη καιρού

2.1 Μαθηματική Διατύπωση

Η εξισώσεις οι οποίες διέπουν μια ροή και στη συνέχεια επιλύονται από κάποιον επιλύτη βασίζονται στο γεγονός ότι η δυναμική συμπεριφορά ενός ρευστού στηρίζεται στις 3 παρακάτω αρχές [5] :

- Αρχή Διατήρησης της Μάζας
- Αρχή Διατήρησης της Ορμής
- Αρχή Διατήρησης της Ενέργειας

Προκειμένου να εφαρμόσουμε τις παραπάνω αρχές σε κάποια ροή, οδηγούμαστε φυσιολογικά στην ανάγκη διαίρεσης του όγκου του ρευστού σε πεπερασμένους όγκους(βλ.Σχήμα 2.1). Έπειτα, είμαστε σε θέση να αναπτύξουμε μια μαθηματική διατύπωση των παραπάνω αρχών της φυσικής στον πεπερασμένο όγκο ελέγχου(finite control volume) Ω που θεωρήσαμε.



ΣΧΗΜΑ 2.1: Πεπερασμένος όγκος ελέγχου

όπου:

- Ω : ο πεπερασμένος όγκος ελέγχου
- $\partial\Omega$: το σύνορο του όγκου
- dS : επιφανειακό στοιχείο
- \vec{n} : διάνυσμα κάθετο στο dS
- \vec{V} : στοιχείο της ροής(π.χ. ταχύτητα)

Παρακάτω θα δοθούν οι εξισώσεις που διέπουν τη ροή ενός ρευστού, τόσο σε ολοκληρωματική όσο και σε διαφορική μορφή. Η ολοκληρωματική μορφή, λόγω των χαρακτηριστικών της, χρησιμοποιείται στους περισσότερους CFD κώδικες μέχρι σήμερα ενώ η διαφορική μορφή βοηθάει περισσότερο στην κατανόηση των επιμέρους στοιχείων.

2.1.1 Εξίσωση Συνέχειας

Με βάση το σχήμα 2.1 και θεωρώντας ότι η ταχύτητα στο επιφανειακό στοιχείο είναι \vec{v} τότε η ποσότητα που διατηρείται είναι η πυκνότητα ρ . Ο ρυθμός μεταβολής της συνολικής μάζας μέσα στον όγκο ελέγχου θα είναι συνεπώς:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega$$

Η παροχή του ρευστού που διαπερνά το επιφανειακό στοιχείο ισούται με το γινόμενο (πυκνότητα)·(εμβαδόν επιφάνειας)·(κάθετη στην επιφάνεια ταχύτητα). Επομένως, ο όρος συναγωγής για κάθε επιφανειακό στοιχείο dS θα είναι:

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{n})dS$$

Εφόσον δεν υπάρχουν όροι πηγής, η ολοκληρωματική μορφή της εξίσωσης συνέχειας γράφεται:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \rho(\vec{v} \cdot \vec{n})dS = 0 \quad (2.1)$$

Η διαφορική μορφή της εξίσωσης συνέχειας γράφεται:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0 \quad (2.2)$$

Όπως και προηγουμένως ο πρώτος όρος είναι ο ρυθμός μεταβολής της πυκνότητας (μάζα ανά όγκο ελέγχου) ενώ ο δεύτερος είναι ο όρος συναγωγής.

2.1.2 Εξίσωση Ορμής

Προκειμένου να συνθέσουμε την εξίσωση ορμής, ξεκινάμε από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα που αναφέρει πως η μεταβολή της ορμής προκαλείται από τη συνολική δύναμη που ασκείται πάνω σε ένα στοιχείο μάζας. Η ορμή μιας απειροστής μάζας μέσα στον όγκο ελέγχου Ω (σχήμα 2.1) εκφράζεται από τον όρο:

$$\rho \vec{v} d\Omega$$

ενώ η χρονική μεταβολή της ορμής μέσα στον όγκο ελέγχου θα είναι:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega$$

Επομένως η ποσότητα που διατηρείται είναι το γινόμενο (πυκνότητα)·(ταχύτητα), δηλαδή:

$$\rho \vec{v} = [\rho u, \rho v, \rho w]^T$$

Ο ταυστής των όρων συναγωγής, που περιγράφει τη μεταφορά της ορμής διαμέσου του συνόρου του όγκου ελέγχου, αποτελείται στο Καρτεσιανό σύστημα από τις εξής τρεις συνιστώσες:

$$x\text{-συνιστώσα: } \rho u \vec{v}$$

$$y\text{-συνιστώσα: } \rho v \vec{v}$$

$$z\text{-συνιστώσα: } \rho w \vec{v}$$

Η συνεισφορά του ταυστή των όρων συναγωγής στη διατήρηση της ορμής αναπαρίσταται από τον όρο:

$$- \oint_{\partial\Omega} \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS$$

Η ροή διάχυσης είναι μηδενική, εφόσον δεν είναι δυνατό να υπάρξει διάχυση της ορμής σε ένα ρευστό που ηρεμεί. Επομένως, το ερώτημα που απομένει είναι ποιες δυνάμεις ενεργούν πάνω στο στοιχείο του ρευστού που μελετούμε. Αναγνωρίζουμε δύο ειδών δυνάμεις πάνω στον όγκο ελέγχου:

1. Εξωτερικές μαζικές δυνάμεις, οι οποίες ενεργούν απευθείας στη μάζα του στοιχείου. Παραδείγματα τέτοιων δυνάμεων είναι η βαρύτητα, η δύναμη Coriolis ή φυγοκεντρικές δυνάμεις.
2. Επιφανειακές δυνάμεις, οι οποίες δρουν απευθείας στην επιφάνεια του όγκου ελέγχου. Μπορεί να προέρχονται μόνο από δύο πηγές:
 - (α') την κατανομή της πίεσης από το ρευστό που περικλείει τον όγκο ελέγχου,
 - (β') τις διατμητικές και ορθές τάσεις λόγω της τριβής μεταξύ του ρευστού και της επιφάνειας του όγκου ελέγχου.

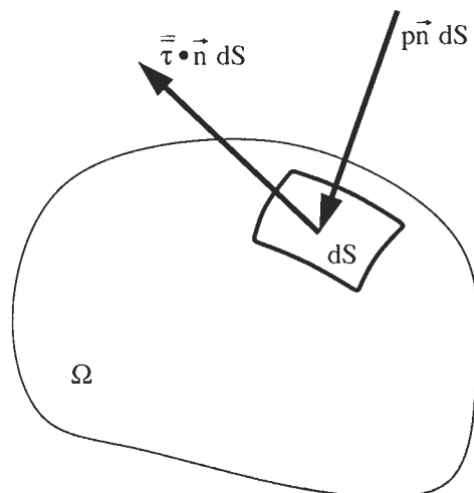
Από τα παραπάνω προκύπτει πως η συνεισφορά της μαζικής εξωτερικής δύναμης $\rho \vec{f}_e$ στην εξίσωση της ορμής εκφράζεται ως:

$$\int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega$$

Οι επιφανειακές πηγές αποτελούνται από δύο μέρη - μια ισοτροπική συνιστώσα της πίεσης και έναν τανυστή των τάσεων λόγω του ιξώδους του ρευστού $\bar{\bar{\tau}}$, οπότε συνολικά έχουμε:

$$\bar{\bar{Q}}_S = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}$$

όπου ο $\bar{\bar{I}}$ ο μοναδιαίος τανυστής. Η επίδραση των επιφανειακών πηγών πάνω στον όγκο ελέγχου φαίνεται στο σχήμα 2.2.



ΣΧΗΜΑ 2.2: Επιφανειακές δυνάμεις που δρουν σε επιφανειακό στοιχείο του όγκου ελέγχου

Συνεπώς, εάν λάβουμε υπόψην όλες τις παραπάνω συνεισφορές, είμαστε σε θέση να διατυπώσουμε την ολοκληρωματική μορφή της εξίσωσης της διατήρησης της ορμής, μέσα σε έναν τυχαίο πεπερασμένο όγκο ελέγχου Ω ο οποίος είναι σταθερός στο χώρο:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS = \int_{\Omega} \rho \vec{f}_e d\Omega - \oint_{\partial\Omega} p \vec{n} dS + \oint_{\partial\Omega} (\vec{\tau} \cdot \vec{n}) dS \quad (2.3)$$

Επιπλέον, η διαφορική μορφή της εξίσωσης της διατήρησης της ορμής γράφεται παρακάτω ως προς την x , y και z διεύθυνση αντίστοιχα:

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \\ \rho \frac{Dv}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \\ \rho \frac{Dw}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \end{aligned} \quad (2.4)$$

2.1.3 Εξίσωση Ενέργειας

Η αρχή στην οποία βασίζεται η εξίσωση της ενέργειας είναι ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής. Εάν εφαρμοστεί στον όγκο ελέγχου του σχήματος 2.1, δηλώνει ότι οποιαδήποτε αλλαγή της συνολικής ενέργειας στο χρόνο μέσα στον όγκο προκαλείται από τον ρυθμό έργου των δυνάμεων που ασκούνται στον όγκο και από τη ροή θερμότητας στον όγκο. Η συνολική ενέργεια ανά μονάδα μάζας E ενός ρευστού υπολογίζεται αθροίζοντας την εσωτερική του ενέργεια ανά μονάδα μάζας e και την κινητική του ενέργεια ανά μονάδα μάζας $|\vec{v}|^2/2$. Συνεπώς, η συνολική ενέργεια γράφεται:

$$E = e + \frac{|\vec{v}|^2}{2} = e + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}$$

Η διατηρούμενη ποσότητα είναι σε αυτή την περίπτωση η συνολική ενέργεια ανά μονάδα όγκου ρE . Η χρονική της μεταβολή μέσα στον όγκο Ω μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho E d\Omega$$

όμοια με προηγουμένως η ροή λόγω συναγωγής μπορεί να εκφραστεί ως:

$$- \oint_{\partial\Omega} \rho E (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS$$

Σε αντίθεση με την εξίσωση συνέχειας και ορμής, εδώ υπάρχει ροή διάχυσης. Αυτή θα είναι ανάλογη προς την κλίση (gradient) της διατηρούμενης ποσότητας ανά μονάδα μάζας (νόμος του Fick). Εφόσον η ροή διάχυσης \vec{F}_D ορίζεται για ρευστό που ηρεμεί, μόνο η εσωτερική ενέργεια την επηρεάζει και επομένως έχουμε:

$$\vec{F}_D = -\gamma \rho \kappa \nabla e$$

Όπου $\gamma = c_p/c_v$ ο λόγος των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων και κ ο συντελεστής θερμικής διάχυσης.

Η ροή διάχυσης αναπαριστά ένα μέρος της ροής θερμότητας προς τον όγκο ελέγχου, τη διάχυση θερμότητας εξαιτίας της μοριακής θερμικής αγωγής - μεταφορά θερμότητας λόγω θερμοκρασιακών gradients. Άρα, η ροή διάχυσης μπορεί να γραφεί βάσει του νόμου Fourier για θερμική αγωγή στην παρακάτω μορφή:

$$\vec{F}_D = -k\nabla T$$

όπου k ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας και T η απόλυτη στατική θερμοκρασία.

Το άλλο μέρος της ροής θερμότητας στον όγκο ελέγχου οφείλεται στην απορρόφηση ή εκπομπή ακτινοβολίας ή σε χημικές αντιδράσεις. Οι πηγές θερμότητας (ρυθμός μετάδοσης θερμότητας) ορίζονται ως \dot{q}_h . Μαζί με τον ρυθμό έργου από τις μαζικές δυνάμεις \vec{f}_e , τις οποίες ορίσαμε στην εξίσωση ορμής, αποτελούν το σύνολο των πηγών όγκου:

$$Q_V = \rho \vec{f}_e \cdot \vec{v} + \dot{q}_h$$

Η τελευταία συνεισφορά στην εξίσωση ενέργειας που απομένει να ερευνησουμε είναι οι επιφανειακές πηγές Q_S . Αντιστοιχούν στον χρονικό ρυθμό έργου λόγω πίεσης καθώς και στις ορθές και διατμητικές τάσεις στο επιφανειακό στοιχείο (βλ. σχήμα 2.2) :

$$Q_S = -p\vec{v} + \vec{\tau} \cdot \vec{v}$$

Συγκεντρώνοντας όλους τους παραπάνω όρους, η εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho E d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \rho E (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS &= \oint_{\partial\Omega} k (\nabla T \cdot \vec{n}) dS \\ &+ \int_{\Omega} (\rho \vec{f}_e \cdot \vec{v} + \dot{q}_h) d\Omega - \oint_{\partial\Omega} p (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS + \oint_{\partial\Omega} (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{n} dS \end{aligned} \quad (2.5)$$

Συνήθως, η εξίσωση ενέργειας 2.5 γράφεται με λίγο διαφορετική μορφή. Για αυτό τον σκοπό, θα χρησιμοποιηθεί η παρακάτω γενική σχέση που συνδέει την ολική ενθαλπία, την ολική ενέργεια και την πίεση:

$$H = h + \frac{|\vec{v}|^2}{2} = E + \frac{p}{\rho}$$

Με βάση την παραπάνω σχέση και με τους απαραίτητους μαθηματικούς μετασχηματισμούς η εξίσωση ενέργειας τελικά έρχεται στη μορφή:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho E d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \rho H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS &= \oint_{\partial\Omega} k (\nabla T \cdot \vec{n}) dS \\ &+ \int_{\Omega} (\rho \vec{f}_e \cdot \vec{v} + \dot{q}_h) d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{n} dS \end{aligned} \quad (2.6)$$

Η 2.6 αποτελεί την ολοκληρωματική έκφραση της εξίσωσης ενέργειας.

Αντίστοιχα, η διαφορική μορφή(μη συντηρητική μορφή) της εξίσωσης γράφεται:

$$\begin{aligned} \rho \frac{DE}{Dt} &= -\nabla \cdot (p\vec{v}) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} + \nabla \cdot (k\nabla T) + S_E \end{aligned} \quad (2.7)$$

όπου S_E το σύνολο των όρων πηγής.

Στην παρούσα μελέτη η εξίσωση ενέργειας δεν χρησιμοποιείται κατά την επίλυση του πεδίου ροής καθώς δεν έχουμε συναλλαγή θερμοτήτας, ωστόσο αναλύεται συνοπτικά για λόγους πληρότητας. Η εξίσωση ενέργειας επιλύεται και είναι εξαιρετικά σημαντική σε περιπτώσεις όπου έχουμε σημαντική μεταφορά θερμότητας, π.χ. στη ροή μέσα σε ένα θάλαμο καύσης, ή σε ροή μεγάλων ταχυτήτων με συμπιεστό χαρ-ακτήρα.

Κεφάλαιο 3

Κώδικας MaPFlow

Σε αυτή τη μελέτη για την επίλυση των εξισώσεων ροής, χρησιμοποιείται το λογισμικό **MaPFlow** [6–8] το οποίο έχει δημιουργηθεί για την ανάλυση και τον υπολογισμό πολυφασικών ροών. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιείται ο CFD επιλύτης **MaPComp** ο οποίος διαθέτει την ικανότητα να επιλύει μη μόνιμες, συμπιεστές ροές με βάση τις Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) εξισώσεις με χρήση της μεθόδου των Πεπερασμένων Όγκων (Finite Volume method). Ο επιλύτης μπορεί να λειτουργήσει παράλληλα σε πολλούς επεξεργαστές με τη χρήση του πρωτοκόλλου MPI.

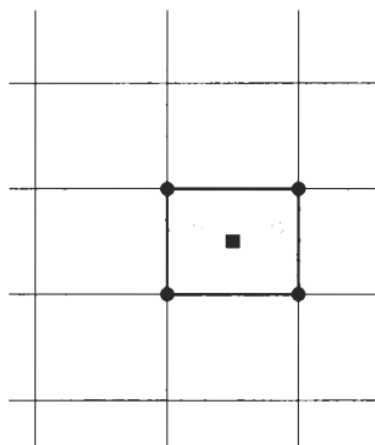
3.1 Χωρική Διακριτοποίηση

Σε αυτό το κεφάλαιο θα αναλυθεί η μέθοδος των Πεπερασμένων Όγκων που χρησιμοποιείται από το **MaPFlow**. Η μέθοδος των Πεπερασμένων Όγκων χρησιμοποιεί απευθείας τους νόμους διατήρησης- την ολοκληρωματική μορφή των εξισώσεων Euler ή Navier-Stokes. Χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον McDonald [9] για την προσομοίωση διδιάστατων μη συνεκτικών ροών. Επιπλέον, διακριτοποιεί τις εξισώσεις διατήρησης, έχοντας πρώτα διαιρέσει τον φυσικό χώρο σε έναν αριθμό τυχαίων πολυεδρικών όγκων ελέγχου. Τα επιφανειακά ολοκληρώματα στο δεξί μέλος των εξισώσεων 2.3 και 2.6 προσεγγίζονται επομένως με το άθροισμα των 'ροών' οι οποίες διαπερνούν τις έδρες του όγκου ελέγχου.

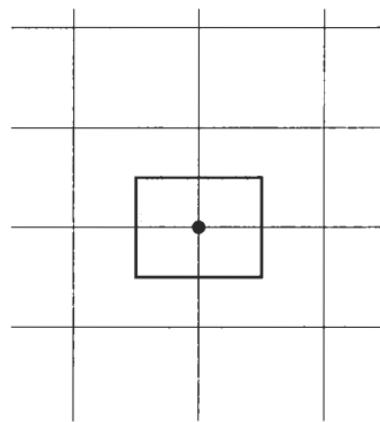
Η ακρίβεια της χωρικής διακριτοποίησης εξαρτάται από το σχήμα με το οποίο αποτιμώνται οι ροές στον όγκο ελέγχου.

Υπάρχουν διάφορες επιλογές ως προς τον ορισμό του σχήματος και της θέσης του όγκου ελέγχου σχετικά με το πλέγμα. Δύο βασικές προσεγγίσεις ωστόσο ξεχωρίζουν από τις υπόλοιπες:

- Cell-centred σχήμα (σχήμα 3.1(α')) : Οι μεταβλητές ροής αποθηκεύονται στα κέντρα βάρους των κελιών του πλέγματος. Συνεπώς, οι όγκοι ελέγχου ταυτίζονται με τα κελιά του πλέγματος.
- Cell-vertex σχήμα (σχήμα 3.1(β')) : Οι μεταβλητές ροής αποθηκεύονται στους κόμβους μεταξύ των κελιών του πλέγματος. Εδώ, ο όγκος ελέγχου μπορεί να είναι είτε η ένωση των γειτονικών κελιών που μοιράζονται τον κόμβο ή κάποιος όγκος με κέντρο βάρους τον κόμβο. Στην πρώτη περίπτωση έχουμε overlapping όγκους ελέγχου ενώ στη δεύτερη dual όγκους ελέγχου.



(α') Cell-centred scheme



(β') Cell-vertex scheme

ΣΧΗΜΑ 3.1: Τα δύο βασικά σχήματα όγκων ελέγχου

Το κύριο πλεονέκτημα της μεθόδου πεπερασμένων όγκων είναι το γεγονός ότι η χωρική διακριτοποίηση μπορεί να πραγματοποιηθεί κατευθείαν στον φυσικό χώρο. Επομένως, δεν υπάρχουν προβλήματα μετασχηματισμού μεταξύ συστημάτων συντεταγμένων όπως στην περίπτωση της μεθόδου πεπερασμένων διαφορών. Ακόμα, σε σύγκριση με τις πεπερασμένες διαφορές, οι πεπερασμένοι όγκοι παρουσιάζουν μεγάλη ευελιξία καθώς μπορούν εύκολα να εφαρμοστούν τόσο σε δομημένα(structured) όσο και σε μη δομημένα(unstructured) πλέγματα. Το γεγονός αυτό καθιστά την μέθοδο πεπερασμένων όγκων ιδανική σε περιπτώσεις ροής γύρω από περίπλοκη γεωμετρία.

Αξίζει να σημειωθεί πως κάτω από ορισμένες συνθήκες, η μέθοδος πεπερασμένων όγκων μπορεί να παρουσιάζει την ίδια ακρίβεια με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών. Για όλους τους παραπάνω λόγους η μέθοδος πεπερασμένων όγκων είναι ιδιαίτερα δημοφιλής σήμερα με ευρεία χρήση σε κάθε είδους εφαρμογή.

Στην περίπτωση της παρούσας μελέτης το **MaPFlow** χρησιμοποιεί το cell-centred σχήμα.

Κεφάλαιο 4

Διατύπωση Προβλήματος

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας υπήρξε η αεροδυναμική μελέτη μιας συγκεκριμένης διάταξης Α/Γ με περιφερειακό κέλυφος, με τη χρήση υπολογιστικών εργαλείων από το Εργαστήριο Αεροδυναμικής της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του ΕΜΠ.

Η γεωμετρία του δρομέα είναι γνωστή. Ο συγκεκριμένος δρομέας ακτίνας $R = 0.6m$ έχει χρησιμοποιηθεί τόσο σε πειραματικές όσο και σε θεωρητικές μελέτες στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής, επομένως υπήρχε η δυνατότητα σύγκρισης των υπολογιστικών αποτελεσμάτων της μελέτης μας με τα πειραματικά δεδομένα.

4.1 Γεωμετρία κελύφους(shroud)

Προκειμένου να αυξηθεί όσο περισσότερο γίνεται η παροχή που διαπερνά τον δρομέα, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί κέλυφος με διατομή μια αεροτομή υψηλής άνωσης. Με άλλα λόγια, το μήκος του κελύφους θα είναι περίπου(εξαιτίας του γεγονότος ότι η αεροτομή τοποθετείται υπό γωνία για περαιτέρω αύξηση της άνωσης) ίσο με τη χορδή της αεροτομής. Η χορδή της αεροτομής με τη σειρά της επιλέχθηκε να είναι ίση με R δηλαδή την ακτίνα του δρομέα.

Όσον αφορά την επιλογή συγκεκριμένης αεροτομής στη βιβλιογραφία έχουν χρησιμοποιηθεί πολλοί τύποι όπως η NACA4412 [10], η NACA0015 [11], η NACA0006 [12] και η S1223 [12],[13]. Η τελευταία έχει παρουσιάσει εξαιρετικά αποτελέσματα πετυχαίνοντας μέγιστο λόγο αύξησης της ισχύος 3.39 για $U_\infty = 5m/s$ [12].

Τα λίγα σημεία(95) με τα οποία ορίζεται η S1223 δεν μας επέτρεπαν να έχουμε ένα σχήμα με μεγάλη λεπτομέρεια ώστε να μπορέσουμε στη συνέχεια να πυκνώσουμε το πλέγμα μας κοντά στο σύνορο, κάτι που ήταν ζητούμενο της μελέτης.

Επομένως, καταλήξαμε στην αεροτομή NACA9412 [14] με τα εξής χαρακτηριστικά:

- Μέγιστη καμπυλότητα 9.5%
- Θέση μέγιστης καμπυλότητας 40% της χορδής
- Πάχος 12%

4.2 Γεωμετρία Διάταξης

Η τοποθέτηση του δρομέα σε σχέση με το κέλυφος είναι εξαιρετικά σημαντική καθώς επηρεάζει την ταχύτητα της ροής στην περιοχή του δρομέα και κατά συνέπεια την απόδοσή του. Η συνολική διάταξη παρουσιάζει τα παρακάτω γεωμετρικά χαρακτηριστικά:

- Η αεροτομή στρέφεται κατά γωνία α για αύξηση του συντελεστή άνωσης C_l . Θα δούμε στη συνέχεια την επιλογή της γωνίας α .
- Η χορδή της αεροτομής (μήκος καλύμματος) επιλέγεται να είναι ίδια με την ακτίνα του δρομέα $c = R$
- Το χείλος πρόσπτωσης της αεροτομής τοποθετείται κατά $x/c \approx 40\%$ ανάντι του δίσκου του δρομέα, έτσι ώστε ο δρομέας να βρίσκεται στο σημείο στο οποίο η αεροτομή παρουσιάζει τη μέγιστη καμπυλότητα της.
- Το διάκενο μεταξύ καλύμματος και δρομέα επιλέγεται να είναι $t/R = 5\%$

4.3 Επιλογή Μεθόδων Προσομοίωσης

Όπως αναλύσαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο γίνεται χρήση του λογισμικού **MaP-Flow** το οποίο επιλύει ροές χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Όσον αφορά τον δρομέα δεν προσομοιώνεται η πλήρης γεωμετρία των πτερυγίων αλλά η παρουσία τους επιβάλλεται μέσω των δυνάμεων που ασκούν στη ροή, οι οποίες προστίθενται ως όροι πηγής στις εξισώσεις ροής. Επιλέχθηκαν τελικά 2 μέθοδοι οι οποίες συνδυάζουν σε ικανοποιητικό βαθμό την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων και την ταχύτητα των υπολογισμών. Αυτές οι μέθοδοι είναι οι:

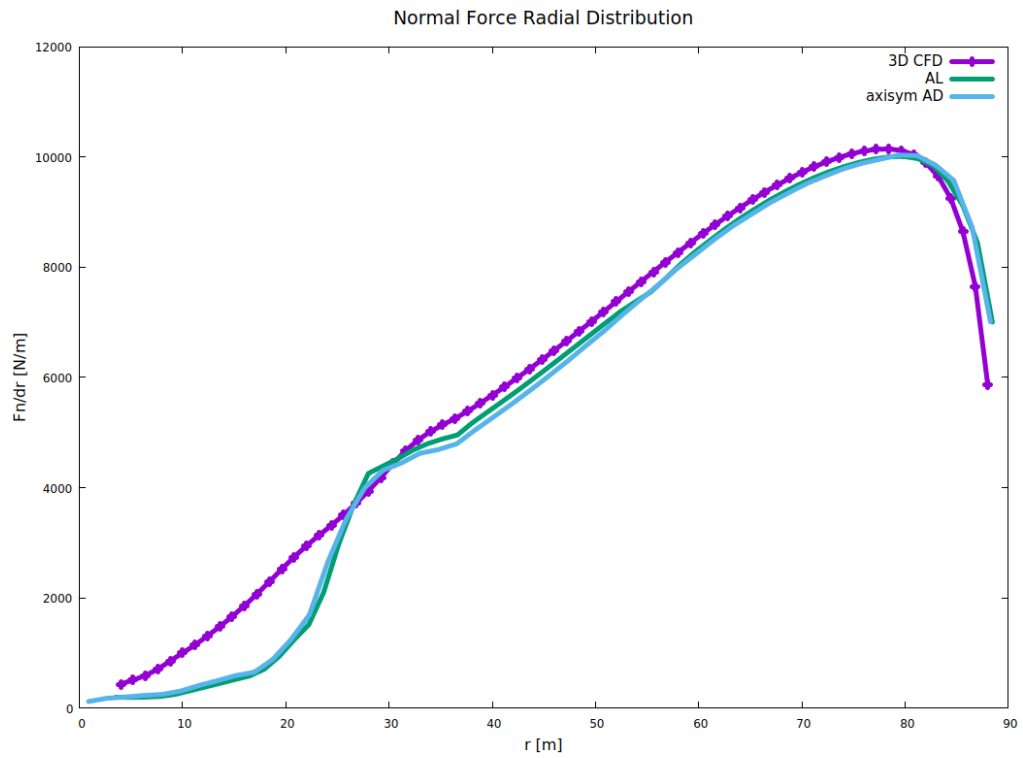
- Αξονοσυμμετρική επίλυση με χρήση μεθόδου Δίσκου Δράσης
- Μέθοδος Γραμμής Δράσης

Οι μέθοδοι αυτές έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν στο εργαστήριο Αεροδυναμικής ως υπολογιστικά εργαλεία και έχει επικυρωθεί η αξιοπιστία τους συγκριτικά με άλλες πιο ακριβές μεθόδους και πειραματικά αποτελέσματα.

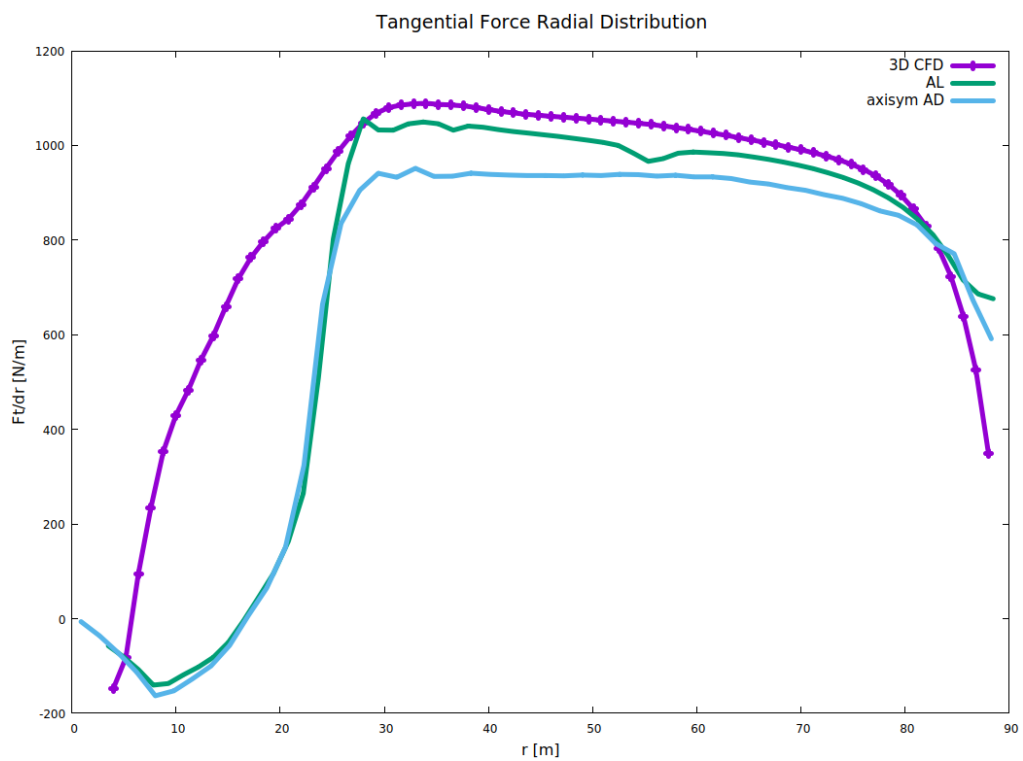
Συγκεκριμένα διαθέτουμε δεδομένα από 2 μεγάλα projects χρηματοδοτούμενα από την Ευρωπαϊκή Ένωση, το Innovative Wind Conversion Systems for Offshore Applications(**INNWIND**) [15] και το Advanced Aerodynamic Tools for large Rotors(**AVATAR**) [16]. Και οι 2 μελέτες αφορούσαν την αξιολόγηση υπολογιστικών εργαλείων σε ροές για μεγάλες Α/Γ, μεταξύ 10-20 MW και ακτίνας 90-100 m.

Όπως παρατηρούμε στα παρακάτω διαγράμματα 4.1, 4.2 ,τα οποία απεικονίζουν τις ακτινικές κατανομές των δυνάμεων, τα αποτελέσματα από την αξονοσυμμετρική επίλυση(axisym AD) και την μέθοδο γραμμής δράσης(AL) είναι πολύ κοντά σε αυτά της πιο ακριβούς πλήρους τριδιάστατης επίλυσης(3D CFD) για το μεγαλύτερο κομμάτι της ακτίνας. Οι διαφορές που παρατηρούνται κοντά στη ρίζα του πτερυγίου οφείλονται στην εκτεταμένη αποκόλληση που εμφανίζεται εκεί και στην αβεβαιότητα που συνεπάγεται η προσομοίωση τομών πολύ μεγάλου σχετικού πάχους.

Αυτό που μένει να μελετήσουμε στην παρούσα εργασία είναι η αξιοπιστία των προαναφερθέντων μεθόδων σε μικρότερης κλίμακας Α/Γ.

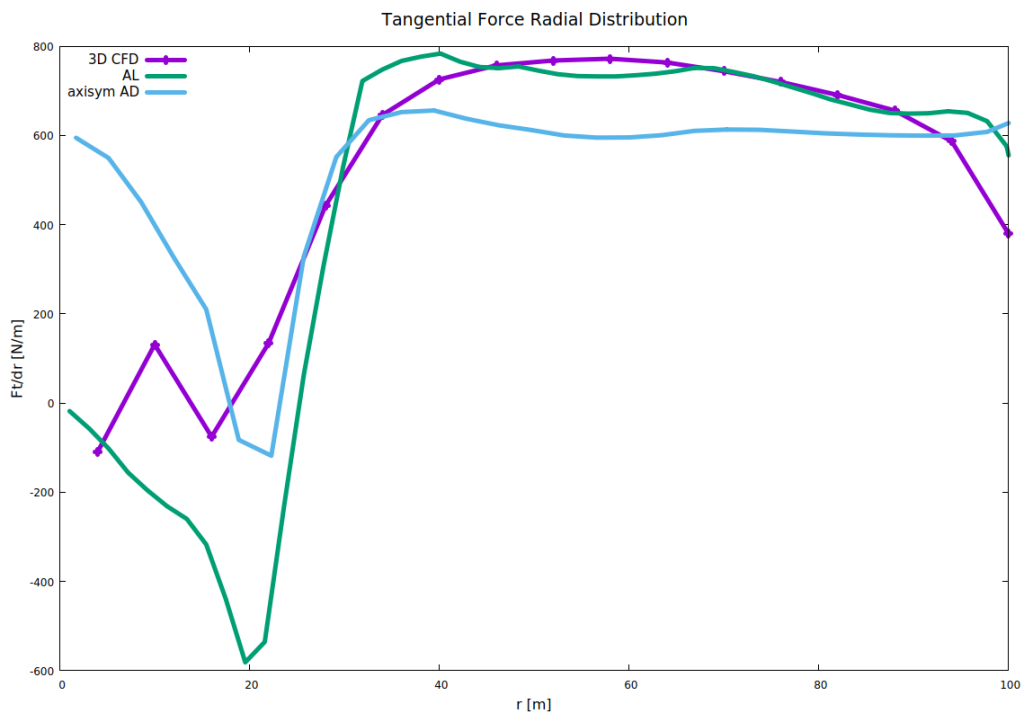
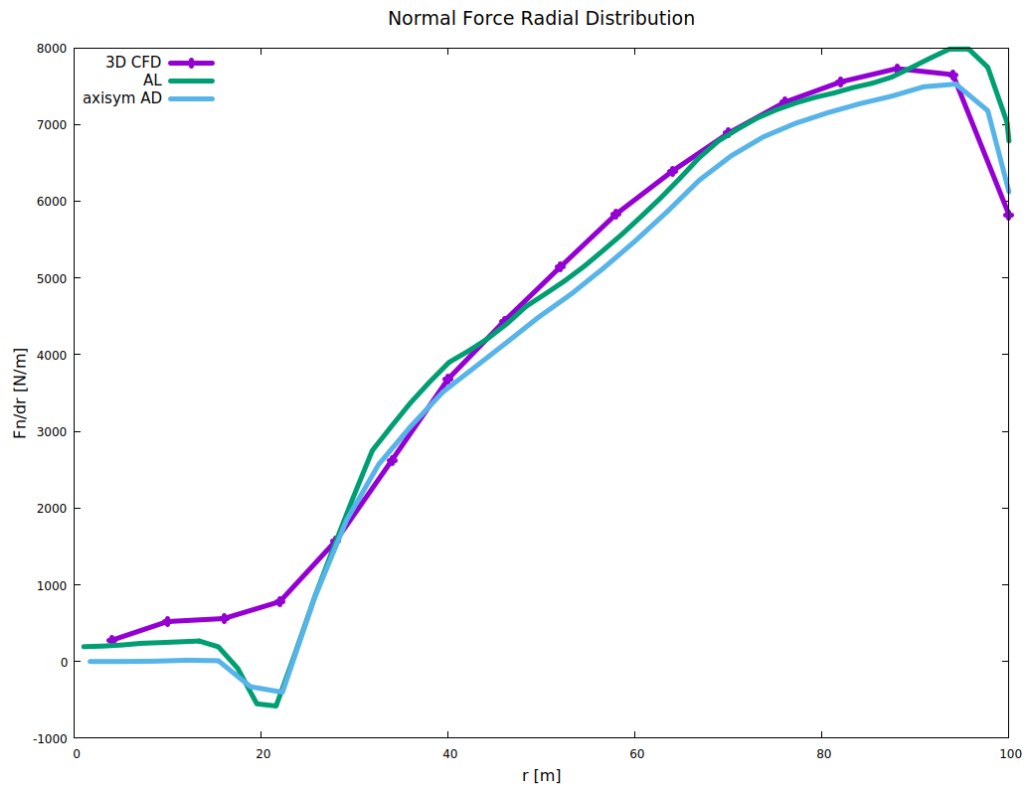


(α) Κάθετη Δύναμη



(β) Εφαπτομενική Δύναμη

ΣΧΗΜΑ 4.1: Ακτινικές κατανομές δυνάμεων για $U_\infty = 11m/s$, INNWIND



ΣΧΗΜΑ 4.2: Ακτινικές κατανομές δυνάμεων για $U_{\infty} = 10.5m/s$, AVATAR

Κεφάλαιο 5

Αξονοσυμμετρική Επίλυση

Η πρώτη μέθοδος που επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί είναι η αξονοσυμμετρική επίλυση. Αυτή η μέθοδος αποτελεί μια διδιάστατη προσομοίωση κατά μήκος της αξονικής και ακτινικής κατεύθυνσης με κατάλληλες οριακές συνθήκες ώστε να προσεγγίζουν την τριδιάστατη ροή. Ο καρτεσιανός επιλύτης τροποποιείται κατάλληλα ώστε να διαχειρίζεται τις εξισώσεις Navier Stokes, όπως αυτές προκύπτουν για αξονοσυμμετρικές ροές σε κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων. Η επίλυση της ροής πραγματοποιήθηκε από τον επιλύτη συμπιεστής ροής **MaPComp** του **MaPFlo-w**. Επίσης, η ροή θεωρήθηκε τυρβώδης και επιλέχθηκε το μοντέλο τύρβης *sst k- ω* χάρη στην ευαισθησία του σε αρνητικές κλίσεις πίεσης οι οποίες παρατηρούνται στο μεγαλύτερο μέρος του κελύφους/αγωγού[17].

Προκειμένου να ληφθούν αξιόπιστα αποτελέσματα το πρόβλημα χωρίστηκε σε 2 μέρη:

1. Σύγκλιση ροής με μόνο τον αγωγό(shroud)
2. Σύγκλιση ροής με μόνο το δρομέα

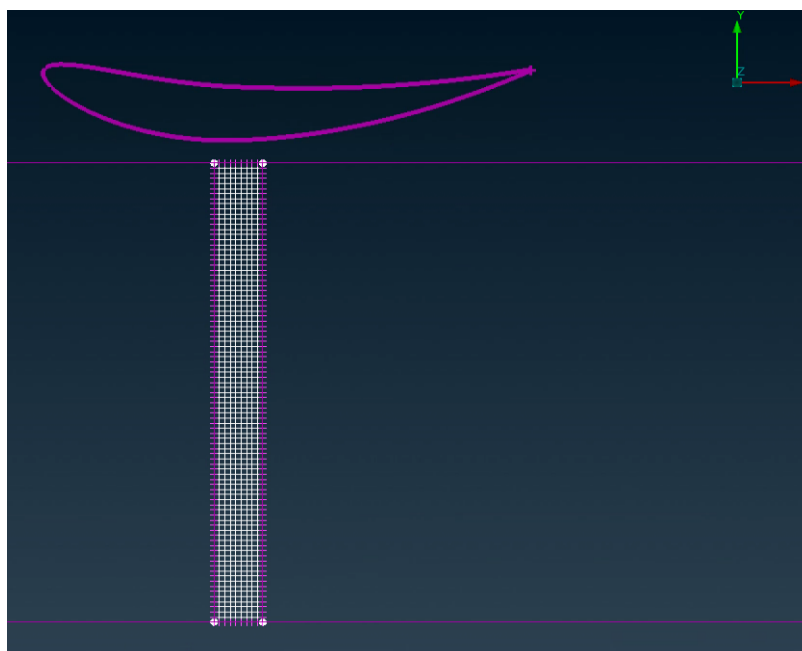
Στη συνέχεια, έχοντας συγκλίνει τα 2 κομμάτια της γεωμετρίας, συνετέθη η τελική μορφή της Α/Γ και έγινε μια προσομοίωση της ολοκληρωμένης γεωμετρίας της οποίας τα αποτελέσματα θεωρούμε αξιόπιστα.

Σε αυτό το σημείο, σημειώνεται πως για να θεωρηθεί ότι έχουμε πετύχει σύγκλιση, εξετάζουμε τη χρονοσειρά ενός συγκεκριμένου μεγέθους και ελέγχουμε αν έχει μεταβληθεί πάνω από 1% στις τελευταίες 1000 επαναλήψεις. Εάν η μεταβολή δεν ξεπερνά το 1% τότε θεωρούμε πως έχει επιτευχθεί σύγκλιση και μπορούμε να εμπιστευτούμε το αποτέλεσμα. Παράλληλα εξετάζουμε τα διαγράμματα των υπολοίπων(residuals) ώστε να επιβεβαιώσουμε τη σύγκλιση.

5.1 Κέλυφος

Πρώτο μέλημα μας υπήρξε η σύγκλιση της ροής του αγωγού. Για αυτόν τον σκοπό κατασκευάστηκε πλέγμα το οποίο χρησιμοποιήθηκε στη συνέχεια και κατά τη μελέτη σύγκλισης του δρομέα. Σκοπός της προσομοίωσης αυτής ήταν η εξασφάλιση αξιόπιστων αποτελεσμάτων με όσο το δυνατόν αραιότερο πλέγμα. Το πλέγμα δημιουργήθηκε με το λογισμικό **ANSA** της εταιρείας **BETA-CAE**.

Η θέση στην οποία θα βρεθεί η πλήμνη(hub) μετά την τοποθέτηση είναι το σημείο (0,0). Κατά την ακτινική κατεύθυνση δημιουργείται ένα καρτεσιανό πλέγμα μέσα στο οποίο μοντελοποιείται ο δρομέας. Το κάθε στοιχείο του καρτεσιανού πλέγματος έχει διαστάσεις $\Delta x = \Delta y = R/90$. Το καρτεσιανό πλέγμα εκτείνεται κατά R ακτινικά ενώ το πλάτος του είναι $\approx R/10$ (σχήμα 5.1).

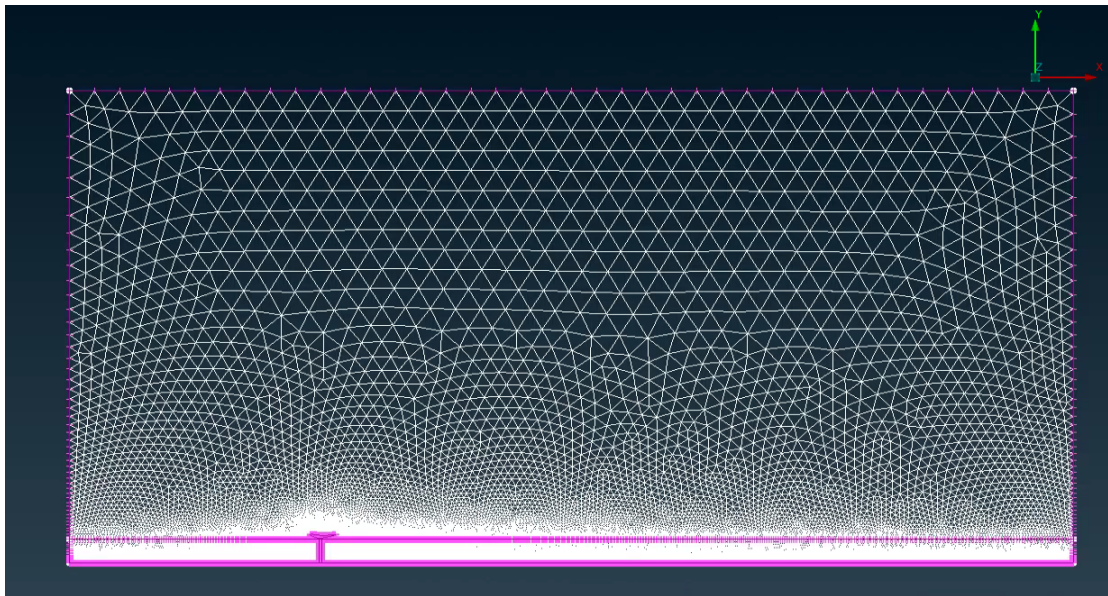


ΣΧΗΜΑ 5.1: Καρτεσιανό πλέγμα δρομέα

Συνολικά το πλέγμα, σχετικά με τη θέση του δρομέα, εκτείνεται:

- 15D κατόντι
- 5D ανάντι
- 10D αχτινικά

όπου $D = 1.2m$ η διάμετρος του δρομέα.

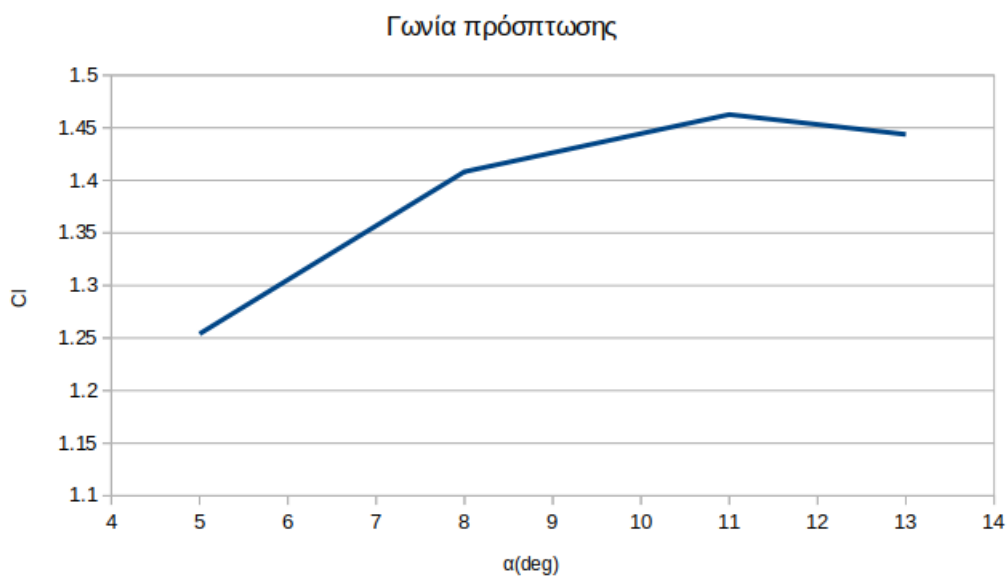


ΣΧΗΜΑ 5.2: Συνολικές διαστάσεις πλέγματος

5.1.1 Μελέτη γωνίας κελύφους

Αρχικά η αεροτομή(διατομή κελύφους) τοποθετήθηκε υπό μηδενική γωνία πρόσπτωσης. Ωστόσο γνωρίζουμε από τη βιβλιογραφία πως με αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης είναι δυνατό να αυξήσουμε την άνωση που παράγεται από μια αεροτομή.

Δοκιμάζοντας μερικές γωνίες ως προς το $c/4$ της αεροτομής καταλήγουμε στα παρακάτω αποτελέσματα:



ΣΧΗΜΑ 5.3: Συντελεστής άνωσης με γωνία πρόσπτωσης για την NACA9412

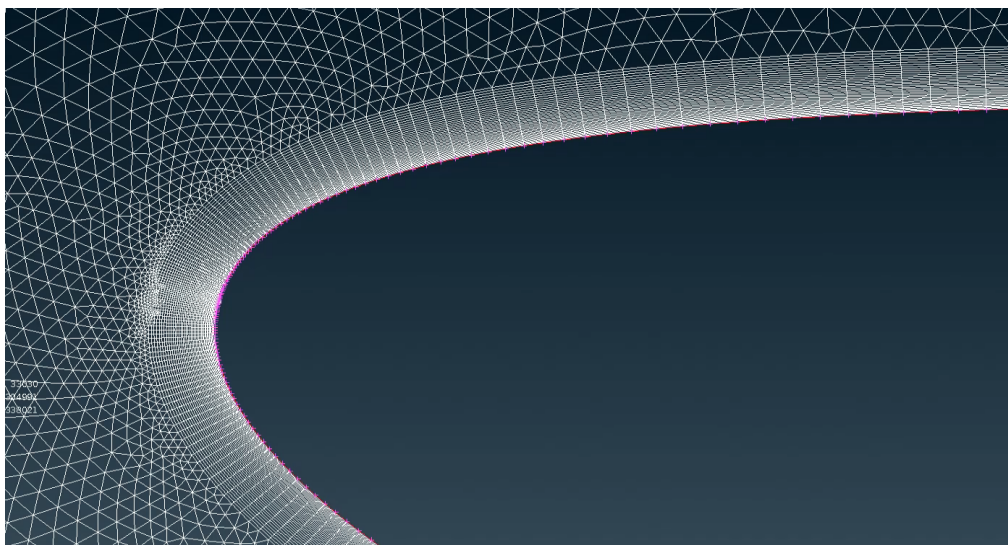
Παρατηρούμε πως το μέγιστο C_l επιτυγχάνεται για $\alpha = 11^\circ$ κάτι που επιβεβαιώνεται και από παρόμοια μελέτη πάνω στην ίδιο τύπο αεροτομής [18]. Συνεπώς, η αεροτομή τοποθετείται υπό γωνία $\alpha = +11^\circ$ σε όλες τις επόμενες προσομοιώσεις(το θετικό πρόσημο υποδηλώνει αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης).

5.1.2 Οριακό στρώμα

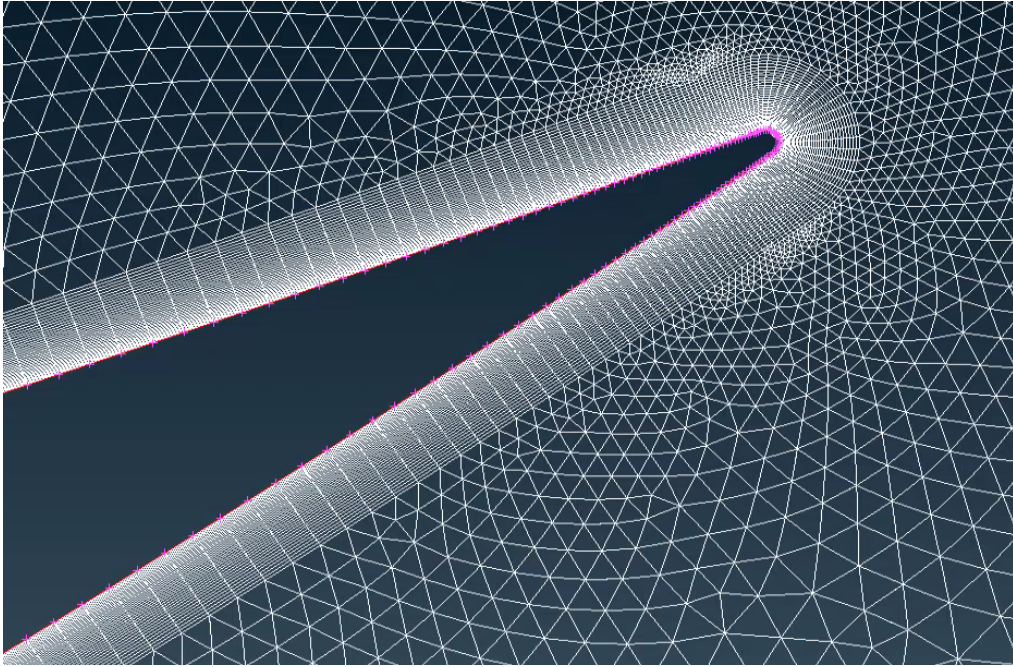
Εφόσον καταλήξαμε στην τελική γεωμετρία του αγωγού, βρισκόμαστε σε θέση να κατασκευάσουμε το πλέγμα γύρω από τον αγωγό το οποίο θα υπολογίζει τη ροή στο οριακό στρώμα. Για αυτό το σκοπό είναι αναγκαίο ένα ομοιόμορφο πυκνό πλέγμα από quads με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά. Συγκεκριμένα επιλέχθηκαν:

- $y+ = 1$
- Growth factor = 1.03
- Αριθμός στοιχείων 'κάθετα' στην αεροτομή(number of layers): 40

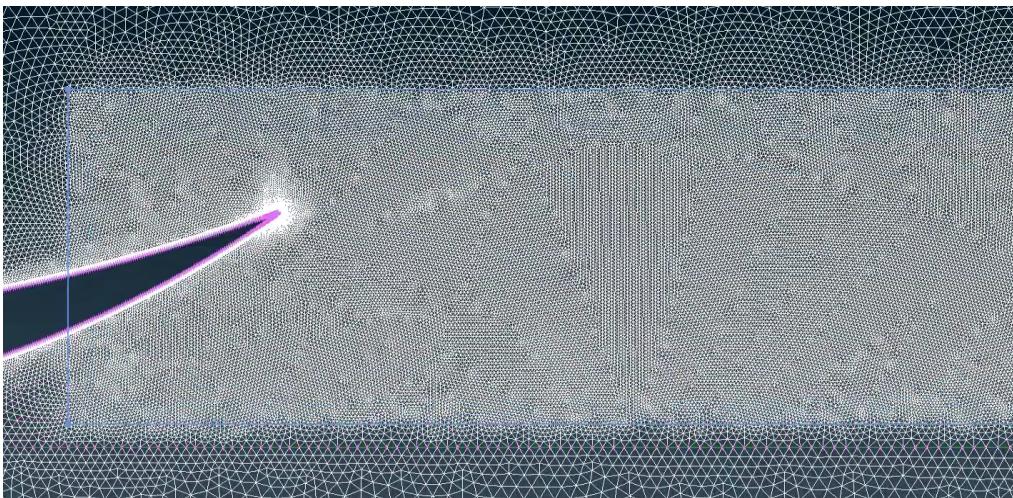
Ακόμα επιλέχθηκε πολύ πυκνό πλέγμα πάνω στην αεροτομή(spacing), με περίπου 400 σημεία στην κάθε πλευρά, τα οποία στη συνέχεια μειώθηκαν εφόσον αποδείχθηκε ότι μπορούσε να επιτευχθεί σύγκλιση και με αραιότερο πλέγμα.



ΣΧΗΜΑ 5.4: Οριακό στρώμα κοντά στην ακμή πρόσπτωσης



ΣΧΗΜΑ 5.5: Οριακό στρώμα κοντά στην ακμή εκφυγής

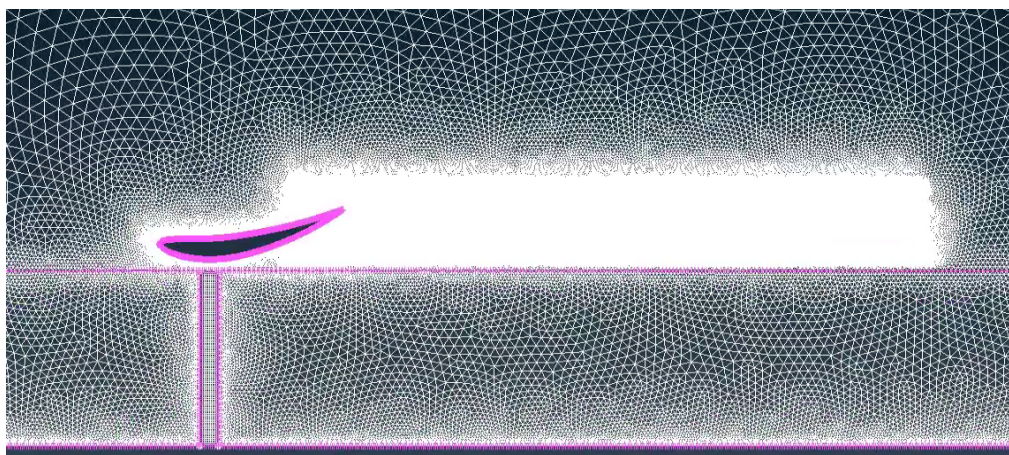


ΣΧΗΜΑ 5.6: Πλαίσιο διαστάσεων(size box) στον ομόρρο

5.1.3 Μελέτη μη μόνιμης ροής

Η ροή γύρω από μια DAWT είναι μόνιμη. Ωστόσο, οι δίνες von Karman (σχήμα 5.13) που δημιουργούνται εξαιτίας της γωνίας στην οποία είναι τοποθετημένος ο αγωγός, έχουν έντονα μη μόνιμο χαρακτήρα. Επομένως, απαιτείται να γίνει προσομοίωση μη μόνιμης ροής (unsteady simulation) προκειμένου να οδηγηθούμε σε σύγκλιση.

Καταρχάς, έγινε διερεύνηση του 'σωστού' χρονικού βήματος (timestep) δηλαδή ενός βήματος με το οποίο θα μπορούμε να κάνουμε γρήγορες και αξιόπιστες προσομοιώσεις. Προκειμένου να επιλέξουμε το χρονικό βήμα, κατασκευάστηκε πυκνό πλέγμα το οποίο θεωρούμε πως μας δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα. Πέρα από τις προαναφερθείσες ιδιότητες στο πλέγμα αυτό τοποθετήθηκε και κατάλληλο πλαίσιο διαστάσεων (size box) (βλ. Σχήμα 5.6) με μεγαλύτερη πυκνωση ώστε να αποτυπωθεί με περισσότερη λεπτομέρεια ο ομόρρους (wake) της αεροτομής. Το πλαίσιο αυτό έχει μήκος $\approx 3R$, ύψος $\approx R/3$ και ξεκινάει περίπου από το $3c/4$ της αεροτομής. Το πλέγμα αποτελούνταν συνολικά από 338000 κελιά.



ΣΧΗΜΑ 5.7: Πλέγμα slb5

Ήδη από το 1928 [19] είναι γνωστή η Courant-Friedrichs-Lewy(CFL) συνθήκη η οποία αποτελεί αναγκαία συνθήκη για σύγκλιση όταν επιλύονται αριθμητικά μερικές διαφορικές εξισώσεις(συνήθως υπερβολικού τύπου). Σύμφωνα με τη συνθήκη αυτή, όταν διαλέγουμε το χρονικό βήμα Δt πρέπει να έχουμε επιλέξει τον σωστό αριθμό cfl , αναλόγως με την περίπτωση, ώστε να μην οδηγηθούμε σε αστάθεια. Η φυσική σημασία του cfl είναι το ποσοστό του κελιού του πλέγματος που διανύει το ρευστό σε ένα χρονικό βήμα. Για $cfl = 1$ το ρευστό διανύει ακριβώς το μήκος ενός κελιού σε ένα χρονικό βήμα ενώ για $cfl > 1$ το ρευστό 'μεταπηδά' κελιά με αποτέλεσμα να χάνεται πληροφορία.

Για αυτό το λόγο, συνήθως επιλέγεται $cfl \leq 1$. Ωστόσο, λόγω της σταθερότητας που μας παρέχει το implicit σχήμα που χρησιμοποιεί το **MaPFlow** γνωρίζαμε πως μπορούμε να πάμε και σε μεγαλύτερους αριθμούς cfl , οι οποίοι αυξάνουν την ταχύτητα των υπολογισμών, χωρίς πρόβλημα. Για τις εξισώσεις Navier Stokes συμπιεστής ροής το χρονικό βήμα υπολογίζεται σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\Delta t = cfl \cdot \frac{\Delta x}{v + c}$$

όπου Δx επιλέχθηκε ίσο με $R/90$ (μήκος κελιών καρτεσιανού πλέγματος), v η ταχύτητα ροής στο άπειρο και c η ταχύτητα του ήχου.

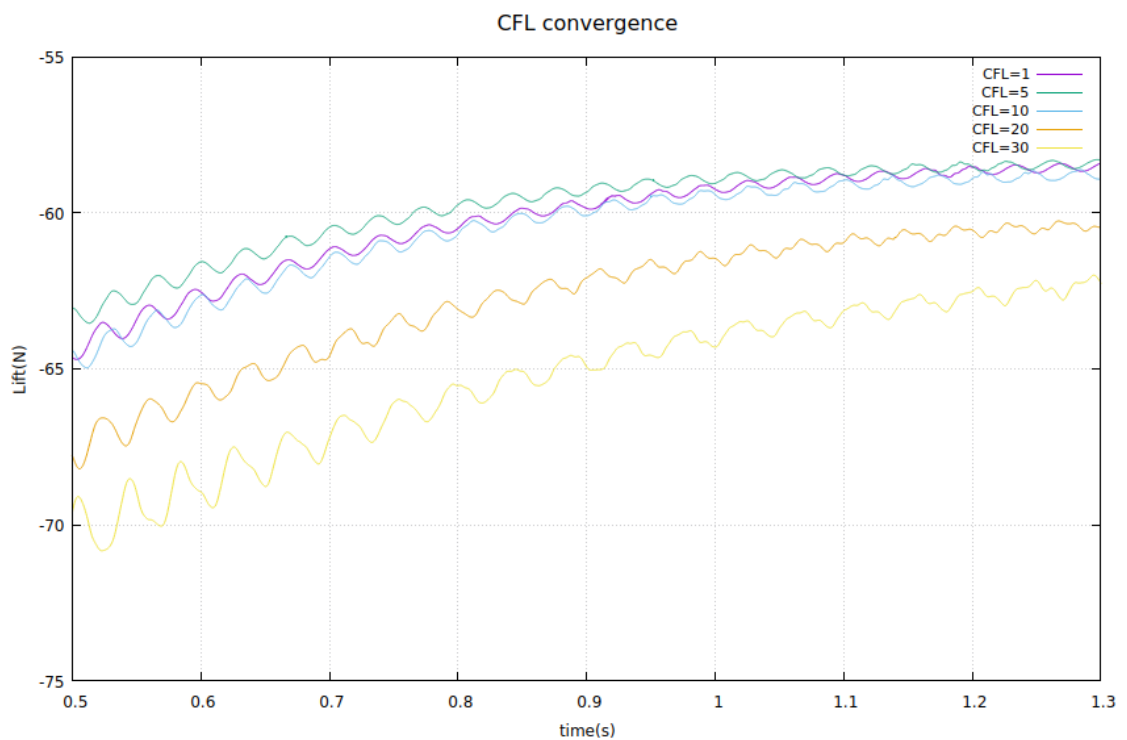
Με βάση τα όσα ειπώθηκαν παραπάνω, μεγάλοι αριθμοί cfl εμποδίζουν τη σύγκλιση των υπολογισμών, ενώ υπερβολικά μικροί αριθμοί cfl οδηγούν σε μείωση της ταχύτητας των υπολογισμών και σε ορισμένες περιπτώσεις σε αστάθεια.

Παρακάτω παρουσιάζεται πίνακας με όλα τα χρονικά βήματα που δοκιμάστηκαν καθώς και η απόκλιση των αποτελεσμάτων σε σχέση με την πιο αξιόπιστη προσομοίωση. Η σύγκλιση αξιολογήθηκε με βάση το C_i ενώ η πιο αξιόπιστη προσομοίωση θεωρήθηκε αυτή με $cfl = 1$.

$\Delta t(\text{sec})$	cfl	C_l	C_l deviation(%)
$1.9 \cdot 10^{-5}$	1	1.530	0
$9.52 \cdot 10^{-5}$	5	1.527	0.17
$1.9 \cdot 10^{-4}$	10	1.535	0.34
$3.8 \cdot 10^{-4}$	20	1.571	2.74
$5.7 \cdot 10^{-4}$	30	1.598	4.44

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.1: Δοκιμές με διαφορετικά cfl

Από τα αποτελέσματα φαίνεται καθαρά πως ο αριθμός cfl που μας συμφέρει είναι ο cfl=10. Η αξιοπιστία των αποτελεσμάτων σε σχέση με μικρότερα cfl αλλά και η διαφορά στα αποτελέσματα με τα μεγαλύτερα απεικονίζεται στο παρακάτω διάγραμμα όπου παρουσιάζεται η άνωση(lift) σε σχέση με το χρόνο. Το αρνητικό πρόσημο οφείλεται στην τοποθέτηση της αεροτομής(πλευρά υποπίεσης από κάτω).

ΣΧΗΜΑ 5.8: Σύγκλιση του C_l για διαφορετικά cfl

5.1.4 Μελέτη αραιώσης πλέγματος

Εφόσον καταλήξαμε στον αριθμό cfl που μας ικανοποιεί προχωρήσαμε σε μια μελέτη ώστε να δούμε αν με αραιότερο πλέγμα μπορούμε να πάρουμε τα ίδια αποτελέσματα. Προκειμένου να αραιώσουμε το πλέγμα, κάθε φορά μεταβάλλαμε την πυκνωση του πλέγματος πάνω στην αεροτομή και τις διαστάσεις των κελιών μέσα στο πλαίσιο διαστάσεων.

Στον πίνακα που ακολουθεί με s1 δηλώνεται το πυκνό πλέγμα γύρω από την αεροτομή ενώ με s2 το αμέσως πιο αραιό. Αντίθετα όσον αφορά το πλαίσιο διαστάσεων οι μεγαλύτεροι αριθμοί δηλώνουν πυκνότερο πλαίσιο διαστάσεων. Έτσι για παράδειγμα το s1b5 αποτελεί το πιο πυκνό πλέγμα και την πιο αξιόπιστη επιλογή ενώ το s2b3 αποτελεί την επιλογή με το αραιότερο πλέγμα πάνω στην αεροτομή.

Case	C_l	C_l deviation (%)	Αριθμός κελιών πλέγματος
s2b3	1.496	2.56	186000
s2b4	1.493	2.73	216000
s1b1	1.574	2.56	177000
s1b2	1.535	0	186000
s1b4	1.533	0.09	232000
s1b5	1.535	0	338000

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.2: Δοκιμές με διαφορετικά πλέγματα

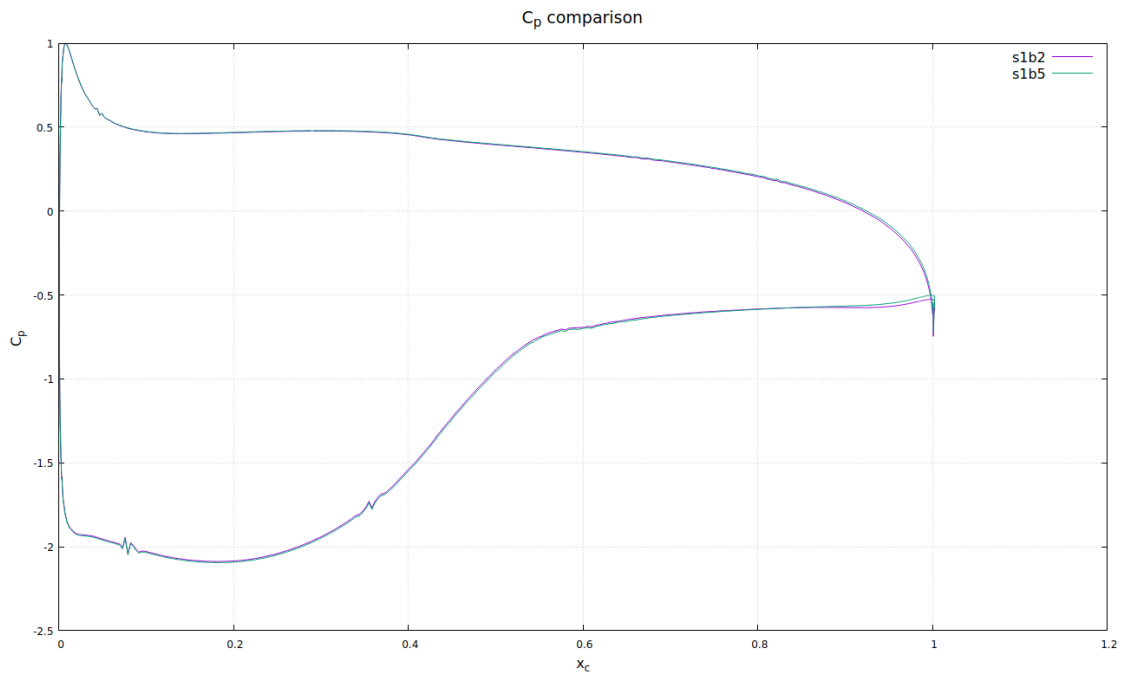
Από τον πίνακα 5.2 εξάγουμε δύο συμπεράσματα. Πρώτον, η πυκνωση πάνω στην αεροτομή διαδραματίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη σύγκλιση και δεύτερον, το πιο αραιό πλέγμα που μας δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα είναι το s1b2 επομένως θα συνεχίσουμε με αυτό τις προσομοιώσεις.

Για μεγαλύτερη αξιοπιστία, σχεδιάσαμε και τις καμπύλες C_p για τα πλέγματα s1b5 και s1b2, οι οποίες σχεδόν συμπίπτουν μεταξύ τους (βλ. Σχήμα 5.9), επομένως έχει επιτευχθεί η σύγκλιση.

Στο παρακάτω διάγραμμα απεικονίζεται ο συντελεστής πίεσης C_p ο οποίος ορίζεται κατά τα γνωστά ως:

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2}$$

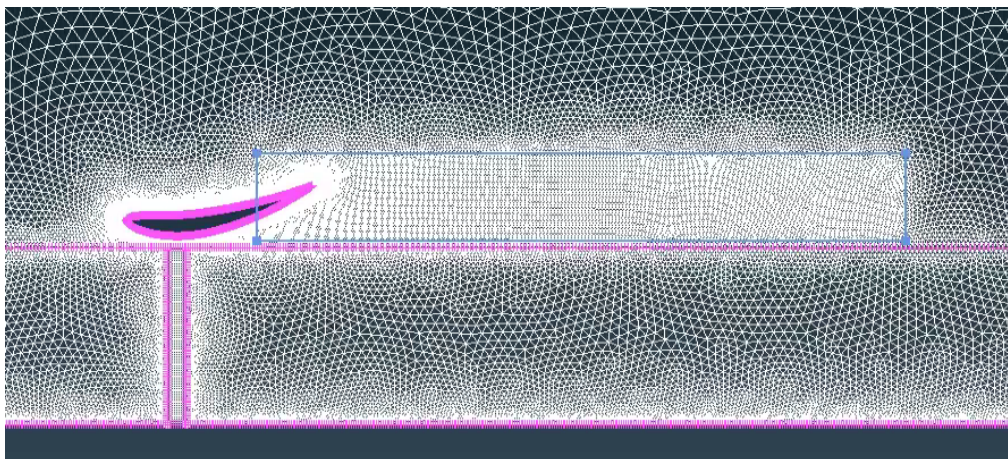
σε σχέση με το αδιάστατο μήκος του κελύφους(αεροτομής) x_c .



ΣΧΗΜΑ 5.9: Σύγκριση των C_p μεταξύ των 2 πλεγμάτων

5.1.5 Τελικό πλέγμα

Συνεπώς, το τελικό πλέγμα, με βάση το οποίο θα γίνει η τελευταία προσομοίωση και το οποίο θα χρησιμοποιηθεί στη συνέχεια για τη σύγκλιση του δρομέα είναι το s1b2 των 186000 κελιών το οποίο απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα. Το μέγιστο μήκος των κελιών στο εσωτερικό του πλαισίου διαστάσεων έχει οριστεί ως το 1.7% της ακτίνας R .



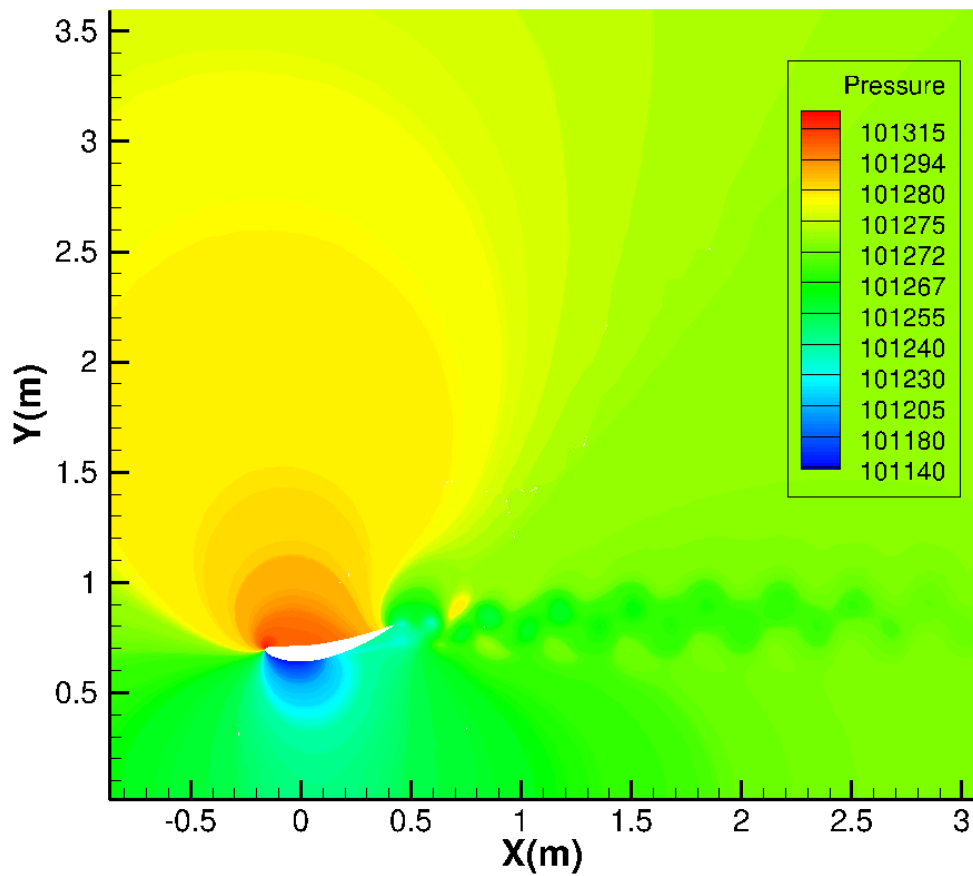
ΣΧΗΜΑ 5.10: Πλέγμα s1b2

Εάν συγκρίνουμε τα πλέγματα s1b5 και s1b2 μέσω των σχημάτων 5.7 και 5.10 αντίστοιχα, θα παρατηρήσουμε πως το πυκνό πλέγμα πάνω στην αεροτομή έχει διατηρηθεί ενώ το πλαίσιο διαστάσεων στην δεύτερη περίπτωση είναι πολύ πιο αραιό μειώνοντας με αυτό τον τρόπο το κόστος των υπολογισμών.

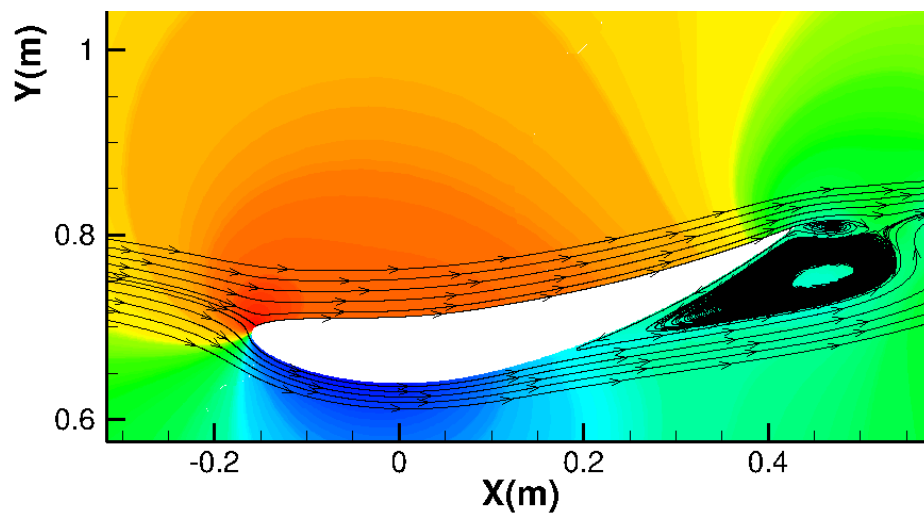
5.1.6 Ανάλυση Αποτελεσμάτων

Σε αυτό το εδάφιο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης με το τελικό πλέγμα μέσα από μια σειρά σχημάτων και διαγραμμάτων. Στο σχήμα 5.9 παρατηρείται η καμπύλη C_p της αεροτομής ενώ οι βασικοί συντελεστές είναι:

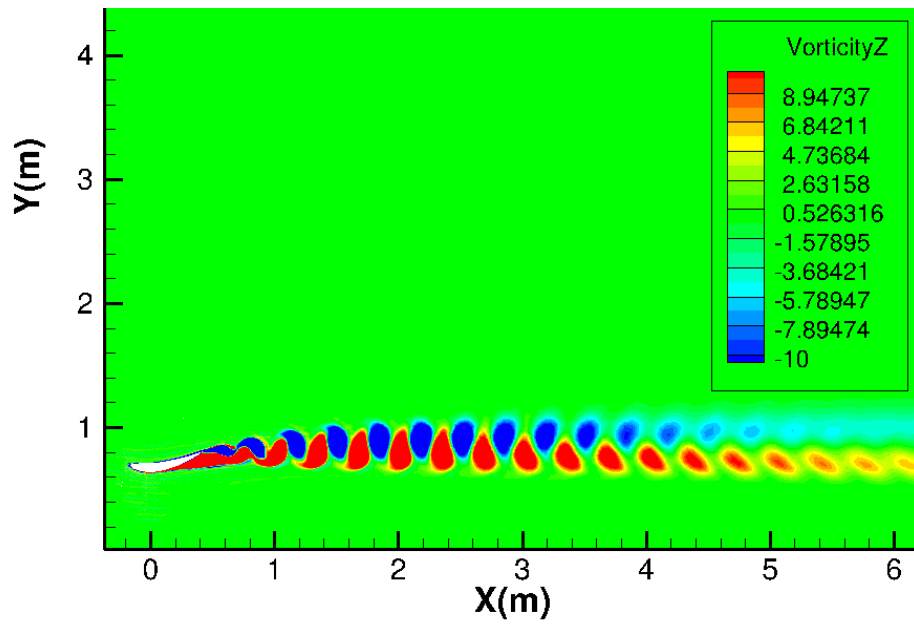
- $C_l = 1.535$
- $C_d = 0.01$
- $C_M = 0.26$



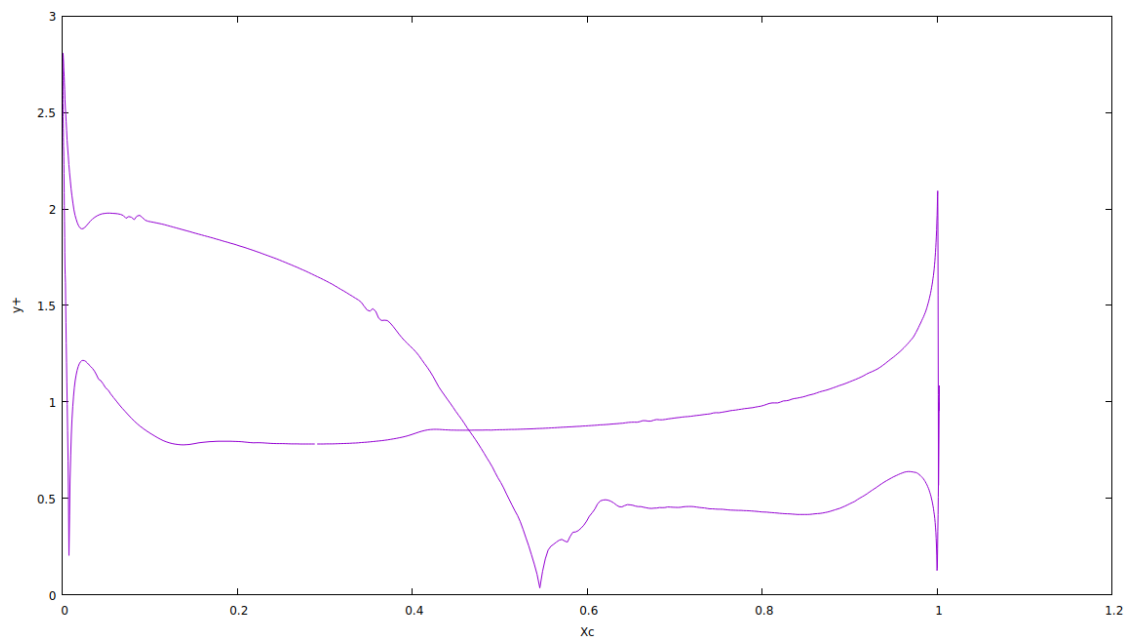
ΣΧΗΜΑ 5.11: Πεδίο πίεσης σε Pa



ΣΧΗΜΑ 5.12: Πεδίο πίεσης κοντά στο σύνορο



ΣΧΗΜΑ 5.13: Στροβιλότητα στον ομόρρο

ΣΧΗΜΑ 5.14: Το y^+ στο κέλυφος

Σχολιασμός

- Στο σχήμα 5.11 παρατηρούμε ένα αναμενόμενο πεδίο πίεσης. Η πλευρά υπερπίεσης βρίσκεται από πάνω, ώστε να αυξάνεται περισσότερο η ταχύτητα στην περιοχή όπου θα τοποθετηθεί ο δρομέας. Κοντά στην ακμή πρόσπτωσης παρατηρούμε και το σημείο ανακοπής.
- Στο σχήμα 5.12 παρατηρούμε τη ροή κοντά στο κέλυφος. Βλέπουμε πως περίπου στο $3c/4$ της αεροτομής, από την πλευρά υποπίεσης έχουμε αποκόλληση της ροής και δημιουργείται μια περιοχή κοντά στην ακμή εκφυγής με έντονη ανακυκλοφορία. Αυτό το φαινόμενο είναι χρήσιμο καθώς μειώνει την πίεση κατάντι του δρομέα με αποτέλεσμα να αυξάνεται η ταχύτητα άρα και η παροχή που διαπερνά τον δρομέα.
- Στο σχήμα 5.13 παρατηρούνται οι στροβολισμοί von Karman στον ομόρρο του κελύφους που καθορίζουν τον μη μόνιμο χαρακτήρα του προβλήματος.
- Στο σχήμα 5.14 παρουσιάζεται το αδιάστατο ύψος οριακού στρώματος y^+ σε σχέση με το αδιάστατο μήκος της αεροτομής. Αξίζει να σημειωθεί πως ενώ αρχικά το πλέγμα κατασκευάστηκε με στόχο το $y^+ = 1$ παρατηρούμε στην πραγματικότητα πως κοντά στην ακμή πρόσπτωσης έχουμε y^+ σχεδόν ίσο με 3. Ωστόσο, το νούμερο αυτό είναι μικρό και θεωρούμε πως δεν θα επηρεάσει τα μετέπειτα αποτελέσματά μας.

5.2 Δρομέας

Εφόσον πραγματοποιήθηκε η σύγκλιση της ροής του αγωγού, προχωρούμε στη σύγκλιση του δρομέα. Στη συγκεκριμένη περίπτωση παίρνουμε το πλέγμα s1b2(βλ. σχήμα 5.10) από προηγούμενως και αφαιρούμε την αεροτομή(αγωγός). Κατά άλλα το πλέγμα παραμένει ίδιο και συνεχίζουμε με αυτό τις προσομοιώσεις.

Όπως έχει αναφερθεί και νωρίτερα η γεωμετρία του δρομέα που χρησιμοποιείται είναι γνωστή, όπως είναι γνωστά και τα λειτουργικά του χαρακτηριστικά δηλαδή η καμπύλη $C_P - \lambda$. Τα πειραματικά δεδομένα που είναι γνωστά για το δρομέα για 19 διαφορετικές περιπτώσεις παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

Case	$U_\infty(m/s)$	$\Omega(rad/s)$	λ	Power coefficient C_P
1	10.204	42.07	2.47	0.123
2	10.226	47.10	2.76	0.175
3	10.257	52.31	3.06	0.255
4	10.261	57.51	3.36	0.341
5	10.276	62.87	3.67	0.365
6	10.289	68.18	3.98	0.381
7	10.281	73.41	4.28	0.396
8	10.298	78.64	4.58	0.402
9	10.302	83.80	4.88	0.409
10	10.317	89.04	5.18	0.413
11	10.304	94.36	5.49	0.414
12	10.324	99.48	5.78	0.405
13	10.303	104.92	6.11	0.380
14	10.324	109.99	6.39	0.377
15	10.323	115.32	6.70	0.366
16	10.331	120.50	7.00	0.347
17	10.313	125.62	7.31	0.328
18	10.339	131.11	7.61	0.297
19	10.337	136.25	7.91	0.267

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.3: Πειραματικά δεδομένα δρομέα

Επομένως με βάση αυτά τα δεδομένα θα προσπαθήσουμε να πετύχουμε τη σύγκλιση του δρομέα και συγκεκριμένα με βάση το C_P .

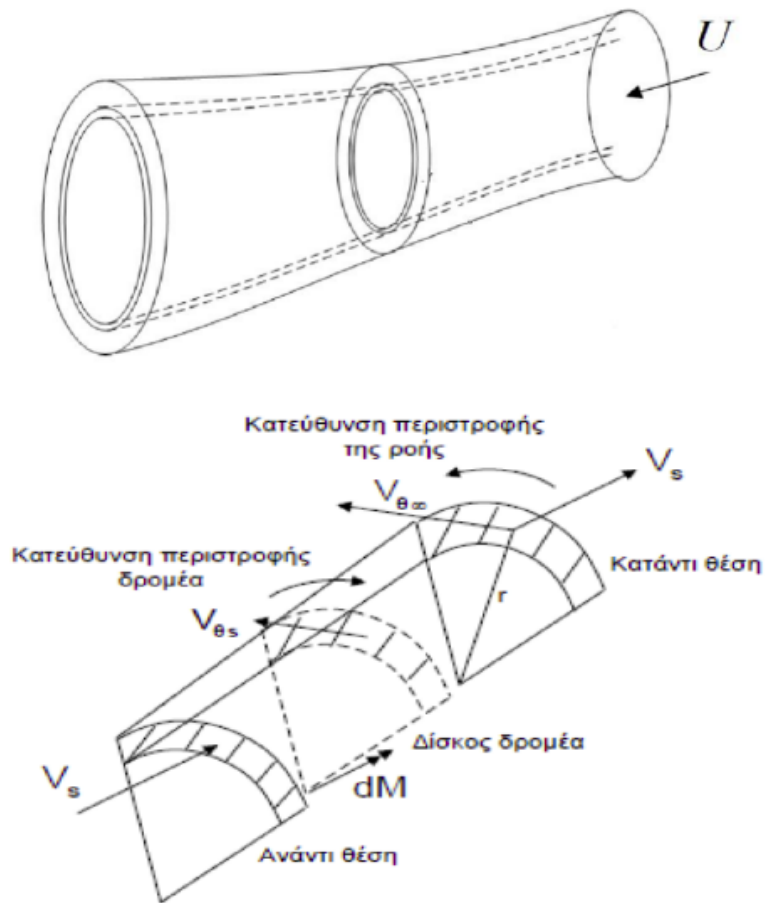
Η προσομοίωση του δρομέα έγινε με τη χρήση του εργαλείου **bem.f90** του κώδικα **MaPFlow**. Παρά το όνομα του, στην ουσία πρόκειται για ένα μοντέλο δίσκου ορμής(**actuator disk**). Ο δίσκος του δρομέα αποτελείται από μια διαπερατή επιφάνεια η οποία ορίζεται από το εμβαδόν του δίσκου του δρομέα. Η επιφάνεια αυτή χωρίζεται σε δακτυλίους(βλ. σχήμα 5.15).

Επιπλέον, σε κάθε κελί που βρίσκεται στην επιφάνεια του δίσκου προστίθενται τα αεροδυναμικά φορτία ως όροι πηγής με βάση πινακοποιημένους διδιάστατους συντελεστές των αεροτομών(2D polars). Έπειτα, υπολογίζονται οι δυνάμεις στα κελιά κατά την ακτινική κατεύθυνση του πτερυγίου(strips) και μετά διαιρούνται με την επιφάνεια των δακτυλίων(σχήμα 5.15) που αντιστοιχούν σε κάθε strip. Τέλος, πολλαπλασιάζονται με την επιφάνεια των κελιών που βρίσκονται εντός του δακτυλίου του κάθε strip. Με αυτόν τον τρόπο οι δυνάμεις είναι σταθερές σε όλη την επιφάνεια ενός δακτυλίου. Ο συντελεστής ώσης C_t υπολογίζεται για κάθε δακτύλιο ξεχωριστά.

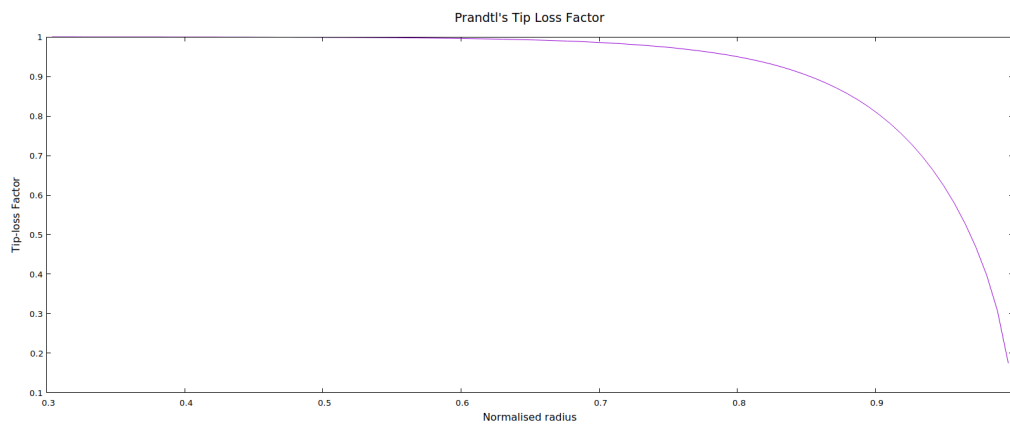
Όπως είναι γνωστό στη θεωρία του δίσκου ορμής υπάρχουν δύο βασικές παραδοχές:

- Δεν υπάρχει αλληλεπίδραση κατά την ακτινική κατεύθυνση: Με άλλα λόγια ό,τι συμβαίνει στον έναν δακτύλιο δεν επηρεάζει τους υπόλοιπους δακτυλίους.
- Η δύναμη πάνω σε έναν δακτύλιο είναι σταθερή. Αυτή η υπόθεση ισοδυναμεί με την υπόθεση ενός δρομέα άπειρων πτερυγίων

Επειδή στην πραγματικότητα έχουμε πεπερασμένο αριθμό πτερυγίων, κάτι που μας οδηγεί σε έντονα φαινόμενα στροβιλισμών κοντά στο tip των πτερυγίων, εισάγουμε στις εξισώσεις την διόρθωση ακροπτερυγίου του Prandtl(σχήμα 5.16). Με αυτόν τον τρόπο μειώνουμε τις δυνάμεις κοντά στο ακροπτερύγιο και φέρνουμε τα αποτελέσματα λίγο πιο κοντά στην πραγματικότητα.

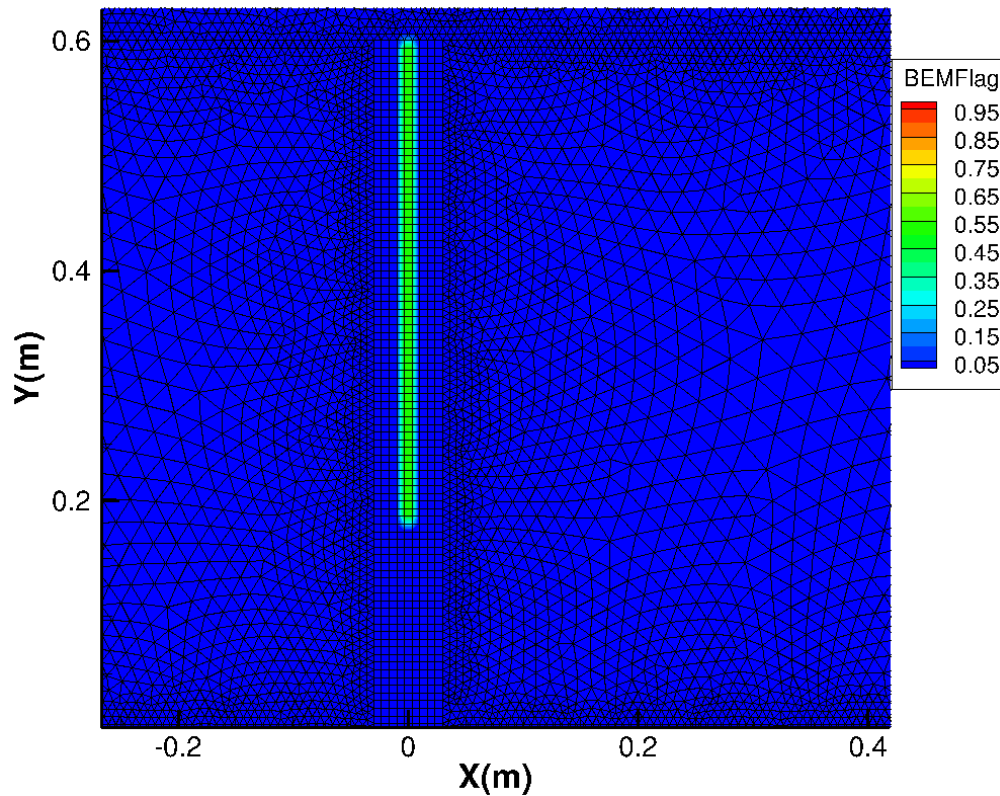


ΣΧΗΜΑ 5.15: Θεωρία Δίσκου Ορμής



ΣΧΗΜΑ 5.16: Διόρθωση ακροπτερυγίου Prandtl

Προκειμένου να τοποθετηθούν σωστά οι δυνάμεις είναι απαραίτητο ένα καρτεσιανό πλέγμα κοντά στην περιοχή του δρομέα. Το πλέγμα αυτό αποτελείται από 90 κελιά κατά την ακτινική κατεύθυνση και από 9 κατά την αξονική. Οι δυνάμεις όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.17 εφαρμόζονται από περίπου το $R/3$ του δρομέα έως το ακροπτερύγιο διότι σε εκείνο το σημείο ξεκινά η γεωμετρία του πτερυγίου να παράγει άνοση.



ΣΧΗΜΑ 5.17: Καρτεσιανό πλέγμα και δρομέας

5.2.1 Δοκιμές

Διαθέτοντας τα δεδομένα του πίνακα 5.3 αποφασίστηκε να δοκιμαστεί η σύγκλιση για τις συνθήκες του case 11 το οποίο άλλωστε αποτελεί και το σημείο μέγιστου ενδιαφέροντος για τον δρομέα καθώς εκεί παρουσιάζεται το μέγιστο C_P . Ο στόχος ήταν με τις συγκεκριμένες συνθήκες και αλλάζοντας κάποιες παραμέτρους να φτάσουμε όσο πιο κοντά γίνεται στο $C_P = 0.414$.

Συνολικά πραγματοποιήθηκαν οι παρακάτω προσομοιώσεις:

- **main AD:** Μη μόνιμη προσομοίωση με τις ίδιες ακριβώς παραμέτρους με τις οποίες επιτεύχθηκε η σύγκλιση στο κέλυφος. Αποτέλεσε την αρχική και βασική προσομοίωση και οποιεσδήποτε τροποποιήσεις των υπόλοιπων προσομοιώσεων έγιναν με βάση αυτή.
- **cylinder:** Μέχρι το $R/3$ που ξεκινούν οι αεροτομές τοποθετήθηκε με υπολογιστικό τρόπο(μέσω 2D polars) γεωμετρία κυλίνδρου αντί για κενό.
- **1 processor:** Ο υπολογισμός έγινε σε 1 μόνο επεξεργαστή και όχι παράλληλα σε 4 ως συνήθως.
- **trip:** Η ροή εξαναγκάζεται να γίνεται τυρβώδης σε συγκεκριμένο σημείο πάνω στο πτερύγιο αλλάζοντας τα polars των αεροτομών του πτερυγίου.
- **double strips:** Ο αριθμός των κελιών διπλασιάζεται κατά την ακτινική κατεύθυνση.
- **inviscid:** Δοκιμή θεωρώντας μη συνεκτικό ρευστό.
- **step:** Μέχρι το $R/3$ που ξεκινούν οι αεροτομές τοποθετήθηκε 'σκαλοπάτι' αντί για κενό.
- **steady:** Προσομοίωση χρονικά μόνιμης ροής.
- **50 dual steps:** Χρήση 50 βημάτων στον ψευδοχρόνο αντί για 4.

Ο λόγος που πραγματοποιήθηκαν τόσες διαφορετικές προσομοιώσεις ήταν διότι δεν καταφέραμε να φτάσουμε σε καμία περίπτωση όσο κοντά επιθυμούσαμε στο πειραματικό C_P . Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προαναφερθεισών δοκιμών:

Case	C_P
main AD	0.5241
cylinder	0.5380
1 processor	0.5285
trip	0.5232
double strips	0.5300
inviscid	0.5278
step	0.5170
steady	0.5240
50 dual steps	0.5285

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.4: Αποτελέσματα δοκιμών δρομέα

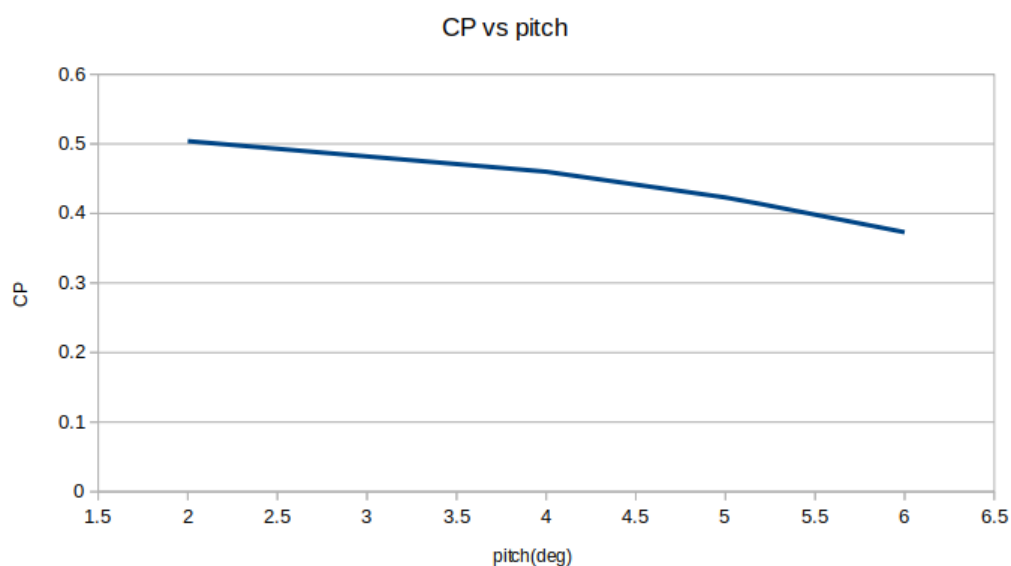
Όπως παρατηρείται εύκολα από τα αποτελέσματα το C_P που υπολογίζουμε είναι αρκετά μακριά από το επιθυμητό, συγκεκριμένα παρουσιάζει μια απόκλιση της τάξεως του 25%. Με βάση την εμπειρία πάνω στη συγκεκριμένη μέθοδο αναμέναμε λίγο μεγαλύτερο C_P ωστόσο το 25% είναι αρκετά μεγάλη απόκλιση και δεν μπορούμε να εμπιστευτούμε το αποτέλεσμα.

Προκειμένου να προχωρήσει η μελέτη και να πραγματοποιηθεί η προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας είναι απαραίτητη μια engineering λύση στο πρόβλημα της έλλειψης αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων. Αυτή είναι η μείωση της γωνίας pitch των πτερυγίων ώστε να μειωθεί το C_P και να φτάσει τα αποδεκτά επίπεδα.

5.2.2 Μελέτη γωνίας pitch

Σύμφωνα με τον πίνακα 5.4 συμπεραίνουμε πως στην περίπτωση του σκέτου δρομέα η προσομοίωση χρονικά μόνιμης ροής είναι συμφέρουσα εφόσον μειώνει σημαντικά το υπολογιστικό κόστος χωρίς να αλλοιώνει σε μεγάλο βαθμό το τελικό αποτέλεσμα. Συνεπώς, από εδώ και στο εξής οι προσομοιώσεις σκέτου δρομέα θα γίνονται με χρονικά μόνιμη ροή.

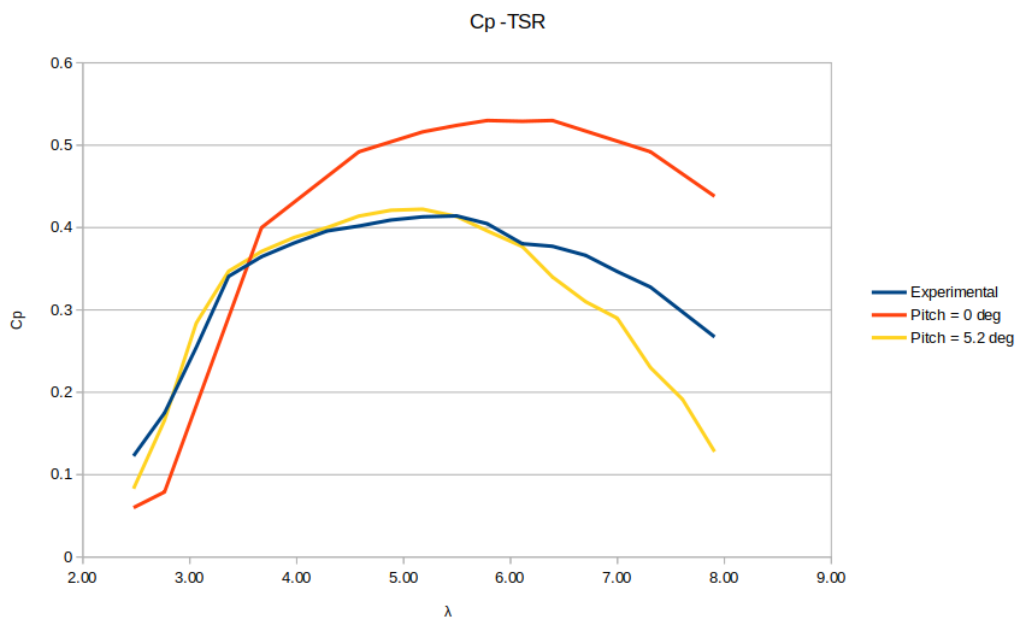
Για την εύρεση του επιθυμητού C_P δοκιμάστηκαν διάφορες γωνίες pitch. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών παρουσιάζονται στο παρακάτω διάγραμμα:



ΣΧΗΜΑ 5.18: Δοκιμές με διαφορετικές γωνίες pitch

Η γωνία pitch που μας δίνει τελικά το πιο κοντινό C_P στο πειραματικό είναι 5.2° με την οποία πετυχαίνουμε $C_P = 0.4135$.

Στη συνέχεια, θα επιχειρήσουμε να χαράξουμε την καμπύλη $C_P - \lambda$ με βάση την παραπάνω γωνία pitch και να την συγκρίνουμε με τα πειραματικά δεδομένα για μηδενική γωνία pitch. Με αυτόν τον τρόπο θα δούμε τη συμπεριφορά των αποτελεσμάτων σε διαφορετικές συνθήκες και θα κρίνουμε κατά πόσο μπορούμε να εμπιστευθούμε τα αποτελέσματα αναλόγως την απόκλιση των 2 καμπυλών.



ΣΧΗΜΑ 5.19: Καμπύλες $C_P - \lambda$

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα η καμπύλη $C_P - \lambda$ για γωνία pitch 5.2° είναι αρκετά κοντά στα πειραματικά δεδομένα για μεγάλο εύρος του λ . Μόνο για μεγάλους αριθμούς λ παρατηρείται σημαντική απόκλιση. Συνεπώς θεωρούμε πως τα αποτελέσματά μας είναι αξιόπιστα για λ μέχρι 6.

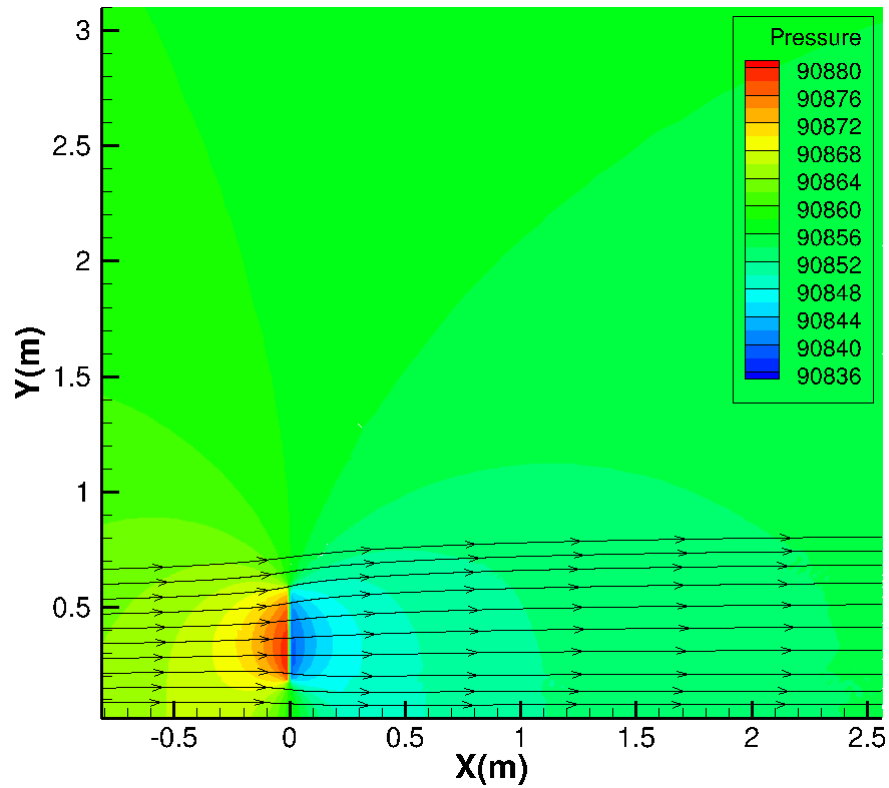
Επίσης παρατηρείται η αρκετά μεγάλη απόκλιση ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και στα αποτελέσματα για μηδενική γωνία pitch.

5.2.3 Ανάλυση Αποτελεσμάτων

Συνεπώς βρισκόμαστε σε θέση να παρουσιάσουμε τα τελικά αποτελέσματα για τον σκέτο δρομέα. Κατά αντιστοιχία με τον πίνακα 5.3 παρακάτω έχουμε τα αποτελέσματα για το C_P για τις ίδιες συνθήκες, για τον δρομέα με γωνία pitch 5.2° με βάση τα οποία σχεδιάστηκε η καμπύλη $C_P - \lambda$ του σχήματος 5.19.

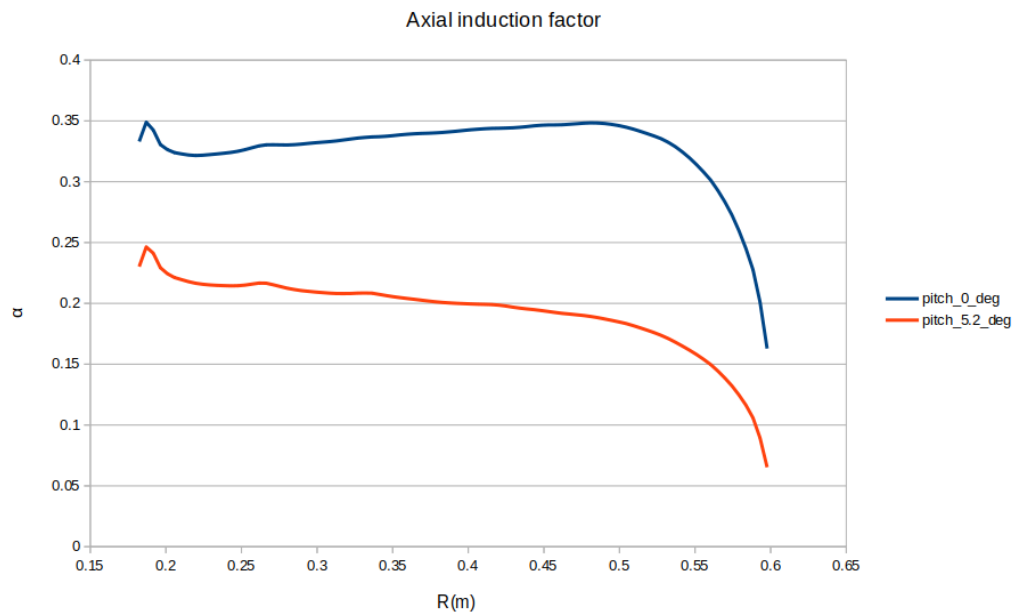
Case	$U_\infty(m/s)$	$\Omega(rad/s)$	λ	Power coefficient C_P
1	10.204	42.07	2.47	0.083
2	10.226	47.10	2.76	0.166
3	10.257	52.31	3.06	0.284
4	10.261	57.51	3.36	0.347
5	10.276	62.87	3.67	0.371
6	10.289	68.18	3.98	0.388
7	10.281	73.41	4.28	0.400
8	10.298	78.64	4.58	0.414
9	10.302	83.80	4.88	0.421
10	10.317	89.04	5.18	0.422
11	10.304	94.36	5.49	0.414
12	10.324	99.48	5.78	0.396
13	10.303	104.92	6.11	0.377
14	10.324	109.99	6.39	0.340
15	10.323	115.32	6.70	0.310
16	10.331	120.50	7.00	0.290
17	10.313	125.62	7.31	0.230
18	10.339	131.11	7.61	0.192
19	10.337	136.25	7.91	0.128

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.5: Δεδομένα δρομέα με γωνία pitch 5.2°

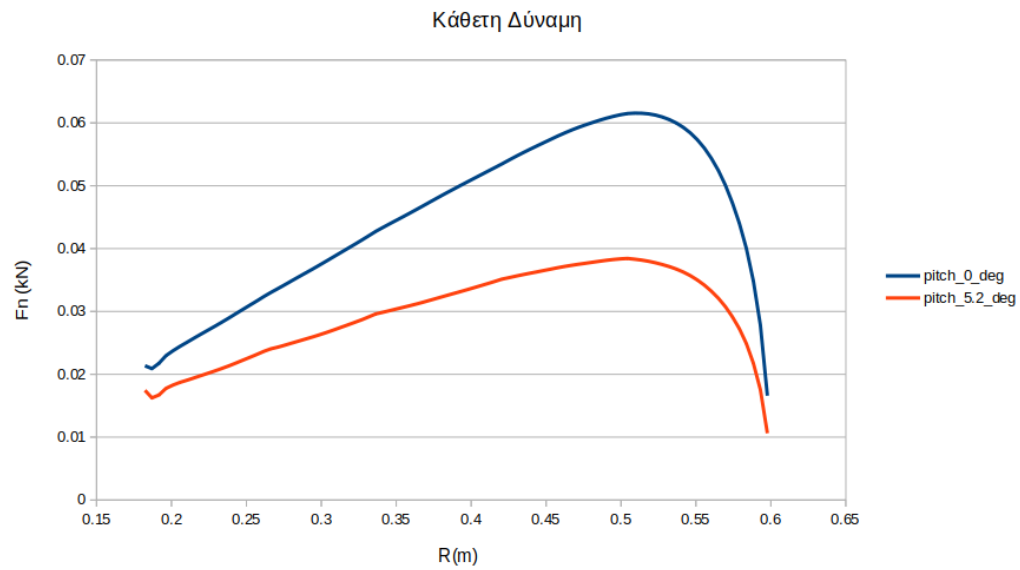


ΣΧΗΜΑ 5.20: Πεδίο πίεσης σκέτου δρομέα με γωνία pitch 5.2° σε Pa

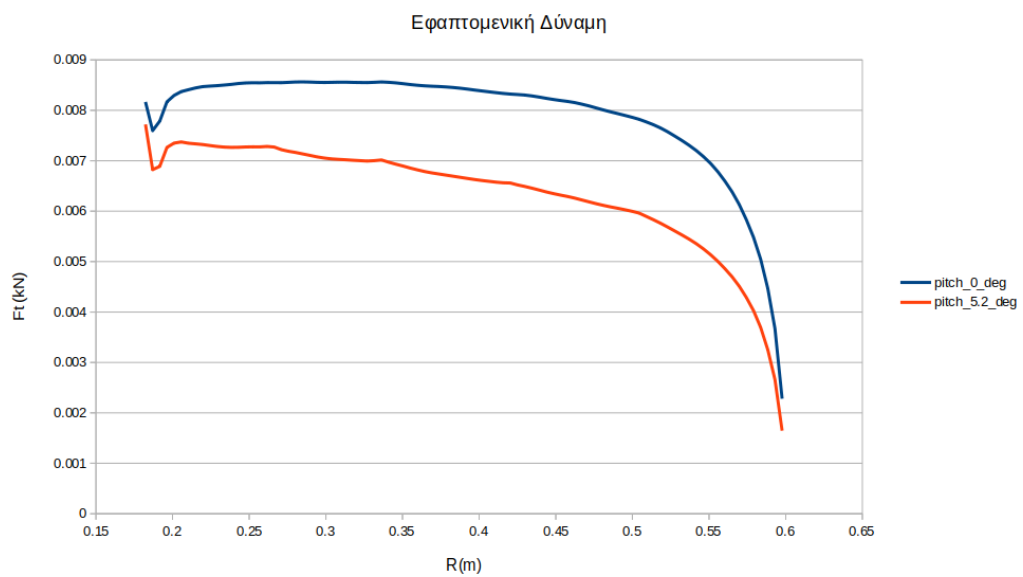
Όπως παρατηρούμε στο σχήμα 5.20 το πεδίο πίεσης του δρομέα φαίνεται φυσιολογικό χωρίς κάποια απροσδόκητη ιδιότητα.



ΣΧΗΜΑ 5.21: Συντελεστής αξονικής επαγωγής



(α') Κάθετη Δύναμη



(β') Εφαπτομενική Δύναμη

ΣΧΗΜΑ 5.22: Φορτία πάνω στο πτερύγιο

Όπως παρατηρούμε στα σχήματα 5.21, 5.22(α') και 5.22(β') με την αύξηση της γωνίας pitch έχουμε πτώση στα φορτία πάνω στο πτερύγιο και στον συντελεστή αξονικής επαγωγής, κάτι που οδηγεί τελικά σε πτώση του C_P το οποίο καταφέρνουμε να προσεγγίζει τα πειραματικά δεδομένα.

5.3 Πλήρης γεωμετρία DAWT

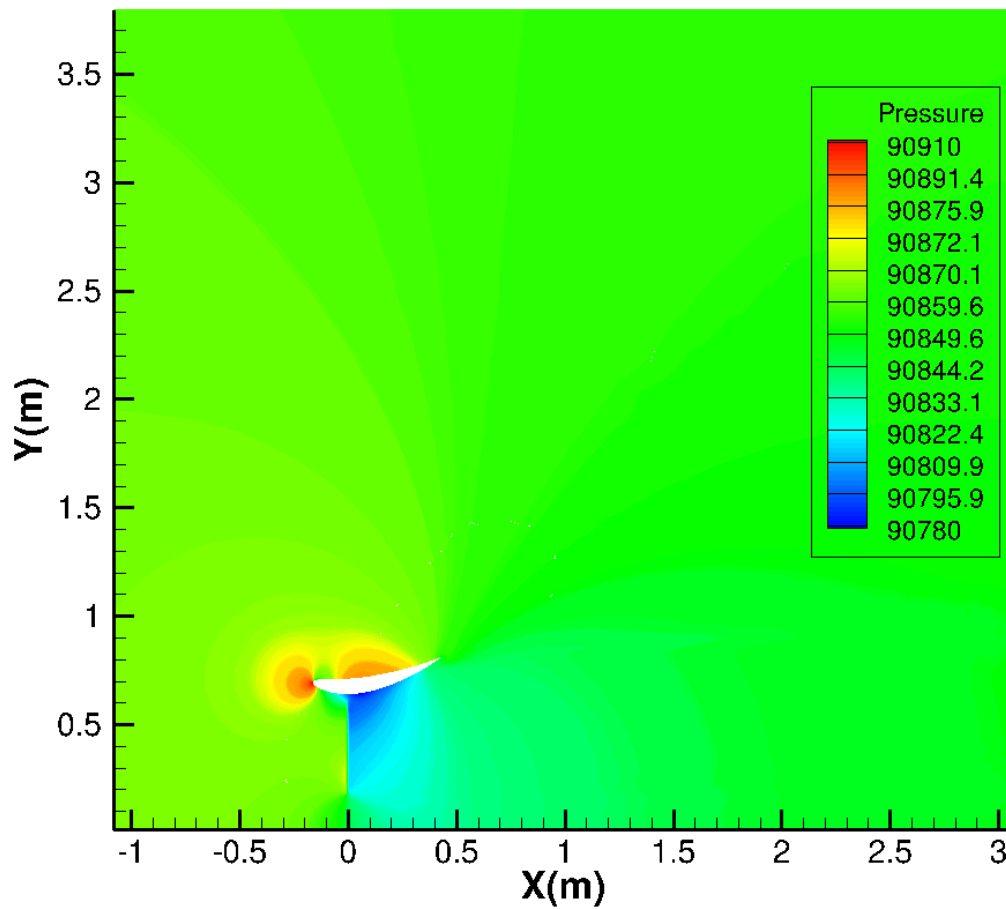
Εφόσον ολοκληρώσαμε τα 2 επιμέρους κομμάτια που είχαμε αναφέρει στην αρχή αυτού του κεφαλαίου, δηλαδή τη σύγκλιση του κελύφους και του δρομέα ξεχωριστά, είμαστε έτοιμοι να εκτελέσουμε την προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας της A/Γ με περιφερειακό κέλυφος. Τα αποτελέσματα αυτής της προσομοίωσης θεωρούνται αξιόπιστα αφού έχουμε συγκλίνει πριν τα επιμέρους κομμάτια της γεωμετρίας.

Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε για τις συνθήκες της case 11 (βλ. πίνακα 5.3) δηλαδή το σημείο όπου παρατηρείται το μέγιστο C_P . Οι παράμετροι που επιλέχθηκαν είναι οι ίδιες με αυτές που είχε επιτευχθεί η σύγκλιση στο κέλυφος. Επιγραμματικά σε αυτό το τρέξιμο είχαμε:

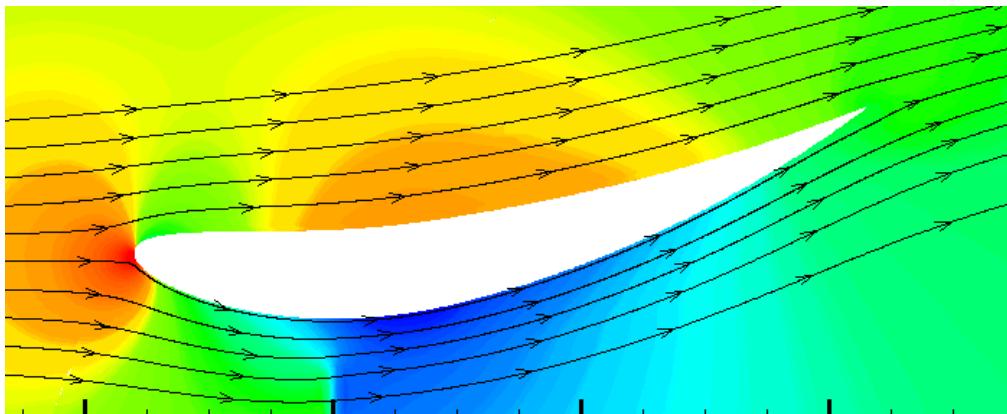
- Χρονικά μη μόνιμη ροή με $cfl=10$
- Πλέγμα $s1b2$
- Μοντελοποίηση δρομέα με μέθοδο Δίσκου Δράσης

Σημειώνεται πως κατά την προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας DAWT δεν χρησιμοποιήθηκε η διόρθωση ακροπτερυγίου του Prandtl. Ο λόγος είναι πως εξαιτίας του κελύφους δεν δημιουργείται ακροστρόβιλος (βλ. σχήμα 6.4) ο οποίος να αλλάζει τα χαρακτηριστικά της ροής κοντά στο ακροπτερύγιο. Με άλλα λόγια, με τη διόρθωση του Prandtl θα είχαμε μικρότερο C_P από το πραγματικό. Η καταστροφή του ακροστρόβιλου του δρομέα αποτυπώνεται οπτικά με τη μέθοδο γραμμής δράσης στις εικόνες 6.16 και 6.17.

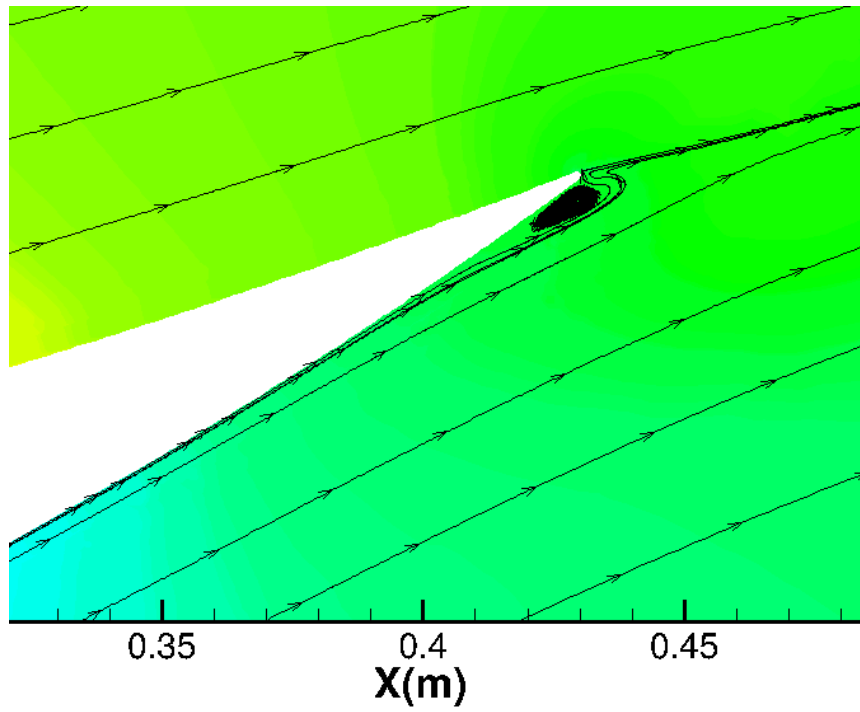
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης μέσα από διάφορες μεταβλητές του πεδίου ροής:



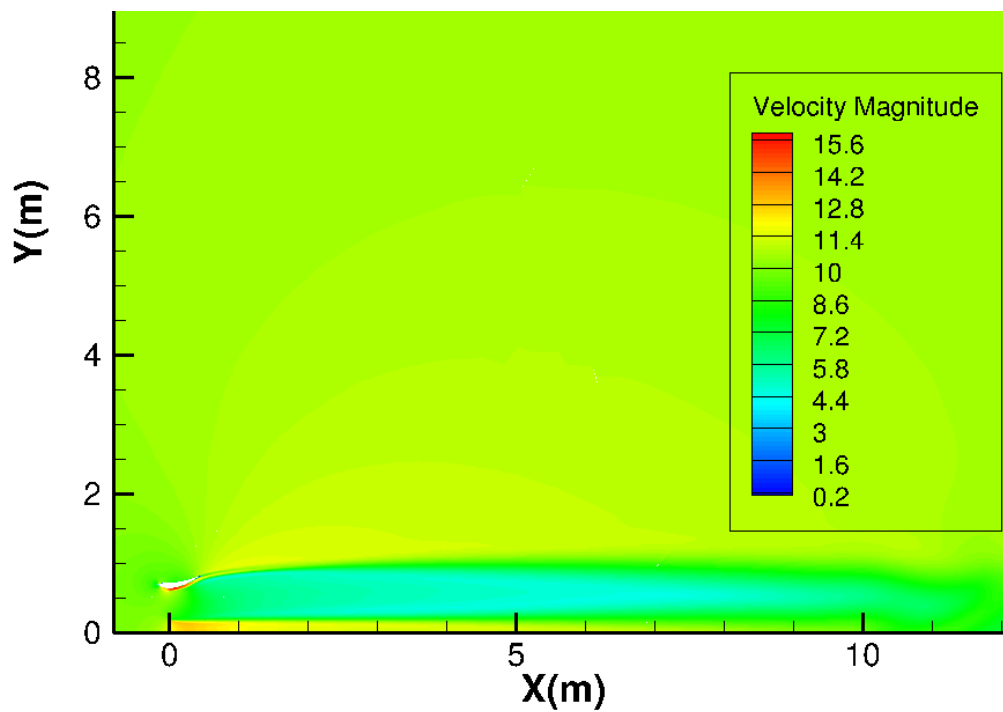
ΣΧΗΜΑ 5.23: Πεδίο πίεσης πλήρους γεωμετρίας DAWT σε Pa



ΣΧΗΜΑ 5.24: Πεδίο πίεσης κοντά στο κέλυφος



ΣΧΗΜΑ 5.25: Θύλακας αποκόλλησης κοντά στην ακμή εκφυγής



ΣΧΗΜΑ 5.26: Μέτρο ταχύτητας στο πεδίο σε m/s

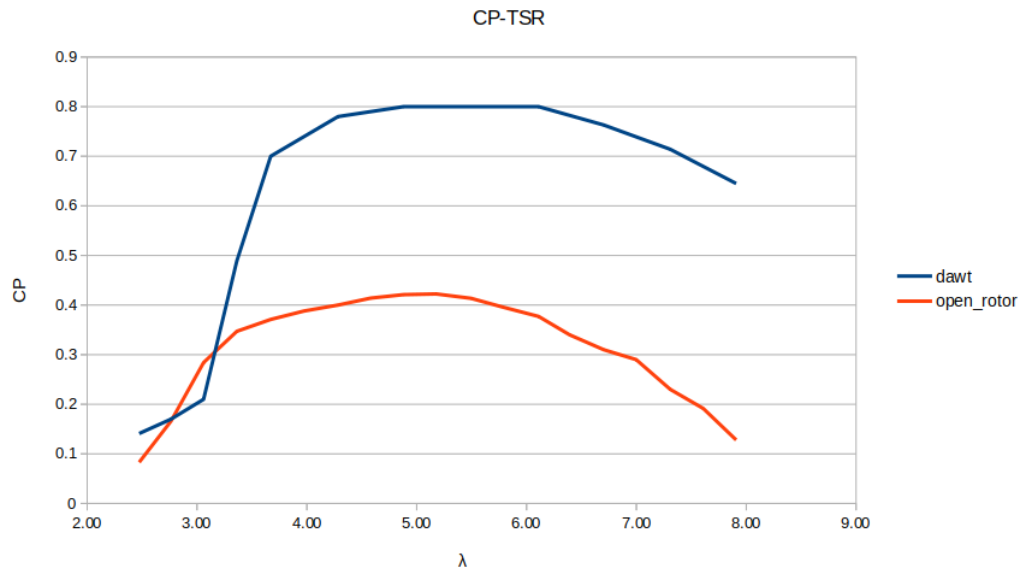
Σχολιασμός

- Το πεδίο πίεσης του σχήματος 5.23 είναι αναμενόμενο και σύμφωνο με τη βιβλιογραφία [20].
- Το πεδίο ροής κοντά στο κέλυφος αποτελεί νευραλγικό παράγοντα και συγκεκριμένα ο θύλακας αποκόλλησης του σχήματος 5.25 ο οποίος λόγω της χαμηλής πίεσης, αυξάνει την συνολική παροχή που διαπερνά τον δρομέα όπως αναλύσαμε και σε προηγούμενο εδάφιο.
- Όπως παρατηρούμε στο σχήμα 5.26 ο ομόρρους της DAWT αναπτύσσεται πολύ γρήγορα ενώ εκτείνεται έως και 9D κατάντι.

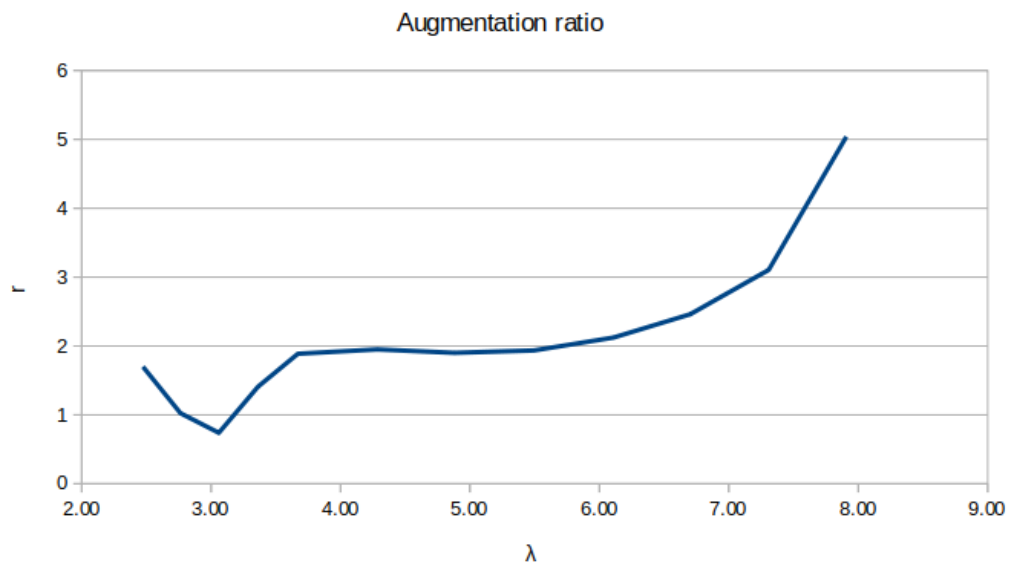
Αξίζει να σημειωθεί πως ο δρομέας σε αυτή τη γεωμετρία παρουσιάζει συντελεστή ώσης $C_t = 0.89$ και συντελεστή ισχύος $C_P = 0.8$. Με άλλα λόγια, έχουμε αύξηση του συντελεστή ισχύος σε σχέση με τον σκέτο δρομέα κατά 1.93 φορές, νούμερο παρόμοιο με αντίστοιχες μελέτες της βιβλιογραφίας [12]. Ακόμα, το όριο του Betz ξεπερνιέται κατά 35%.

5.3.1 Καμπύλη της DAWT

Το μοντέλο δίσκου δράσης που χρησιμοποιήθηκε αποτελεί ένα υπολογιστικό εργαλείο χαμηλού κόστους με την ικανότητα να πραγματοποιεί προσομοιώσεις μέσα σε μικρό χρονικό διάστημα. Λόγω αυτής της ευκολίας ήμασταν σε θέση να σχεδιάσουμε την καμπύλη $C_P - \lambda$ της DAWT και να έχουμε καλύτερη εποπτεία στην αύξηση της ισχύος σε σχέση με το λ . Έτσι έχουμε:



ΣΧΗΜΑ 5.27: Καμπύλη $C_P - \lambda$ για ανοιχτό δρομέα και DAWT με pitch 5.2°



ΣΧΗΜΑ 5.28: Λόγος αύξησης ισχύος με λ

Από τα σχήματα 5.27 και 5.28 εξάγουμε 2 συμπεράσματα:

- Η γεωμετρία της DAWT συνεισφέρει στην αύξηση της ισχύος για τιμές του λ μεγαλύτερες από μια συγκεκριμένη. Στην περίπτωση μας αυτή η τιμή είναι $\lambda = 3.5$.
- Μόλις ξεπεραστεί αυτή η τιμή ο λόγος αύξησης της ισχύος συνεχίζει να αυξάνεται όσο αυξάνεται το λ . Αυτό συμβαίνει διότι η ισχύς του ανοιχτού δρομέα πέφτει απότομα για μεγάλες τιμές λ ενώ η ισχύς της DAWT διατηρείται σε υψηλά επίπεδα στα αντίστοιχα λ .

Σημειώνεται σε αυτό το σημείο πως από το σχήμα 5.19 είχαμε εξαγάγει το συμπέρασμα πως η καμπύλη $C_P - \lambda$ με pitch 5.2 μοίρες δεν είναι ακριβής για λ μεγαλύτερα του 6 και ενδεχομένως σε αυτή την περιοχή να χρειάζομαστε μικρότερη γωνία pitch για να προσεγγίσουμε καλύτερα τα πειραματικά δεδομένα. Συνεπώς, η καμπύλη $C_P - \lambda$ της DAWT (σχήμα 5.27) δεν είναι ακριβής όσον αφορά τους αριθμούς C_P για λ μεγαλύτερα του 6. Ωστόσο ο λόγος αύξησης της ισχύος (σχήμα 5.28) θα παραμείνει πιθανώς ίδιος για όλα τα λ ακόμα και αν αλλάξει η γωνία pitch.

Κεφάλαιο 6

Μέθοδος Γραμμής Δράσης

Εφόσον η άξονοσυμμετρική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο δεν μας έδωσε ικανοποιητικά αποτελέσματα χωρίς την παρέμβασή μας, αποφασίστηκε η υλοποίηση μιας ακόμη μεθόδου για επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων. Η μέθοδος που επιλέχθηκε είναι η Μέθοδος Γραμμής Δράσης (Actuator Line Method) η οποία προτάθηκε από τους Sørensen και Shen το 2002 [21] και πλέον θεωρείται ότι αποτελεί μια αρκετά αξιόπιστη μέθοδο όσον αφορά τη μοντελοποίηση δρομέων, ειδικά αν αναλογιστούμε το μικρό υπολογιστικό της κόστος.

Στη μέθοδο της Γραμμής Δράσης το κάθε πτερύγιο προσομοιώνεται από ένα σύνολο κόμβων που σχηματίζουν μία ευθεία (ή στη γενική περίπτωση καμπύλη) γραμμή που έχει τη δυνατότητα της πλήρους αναπαράστασης της κινηματικής των πτερυγίων ενός δρομέα. Χαρακτηριστικά, υπάρχει η δυνατότητα πληθώρας κινήσεων όπως η αζιμουθιακή περιστροφή (azimuthal rotation), οι κινήσεις πτερύγισης (flapping motion), προπόρευσης-καθυστέρησης (lead-lag), δυναμικής προσαρμογής της γωνίας βήματος (pitching motion) καθώς και οποιασδήποτε άλλης κίνησης που μπορεί να σχετίζεται είτε με την ελαστικότητα των πτερυγίων, είτε με τη δυναμική απόκριση του συνολικού συστήματος του οποίου τα πτερύγια αποτελούν μέρος. Παραδείγματος χάρη, τα πτερύγια ενός δρομέα ανεμογεννήτριας είναι υποχρεωμένα να ακολουθούν την αλλαγή της κλίσης του δρομέα για την ευθυγράμμισή του με τη ροή ή τις ελαστικές παραμορφώσεις του πύργου.

Τα παραπάνω καθιστούν τη μέθοδο ιδιαίτερα ευέλικτη και ικανή να αναπαραστήσει με ακρίβεια μη μόνιμα και ορισμένα τριδιάστατα φαινόμενα. Κάθε περύγιο μοντελοποιείται ξεχωριστά ενώ και εδώ επιτυγχάνεται η ακριβής αναπαράσταση του ροϊκού πεδίου μέσω της επίλυσης των εξισώσεων Euler ή Navier-Stokes.

Σαν αποτέλεσμα, είναι δυνατή η λεπτομερής αναπαράσταση των στροβίλων που παράγονται στα άκρα (tip vortices) και στη ρίζα (root vortices) των πτερυγίων, όπως επίσης και της δυναμικής συμπεριφοράς (Dynamic Wake) και της κλίσης με την οποία εξελίσσεται ο ομόρρους (Skewness of Wake).

Η επίδραση του δρομέα στη ροή μοντελοποιείται μέσω κατάλληλης διανομής όρων πηγής στο υπολογιστικό χωρίο οι οποίοι εμφανίζονται στις εξισώσεις διατήρησης της Ορμής και της Ενέργειας. Αυτοί οι όροι πηγής εφαρμόζονται στα κελιά από τα οποία διέρχονται τα περύγια του δρομέα κατά την περιστροφή τους. Για να αποφευχθούν φαινόμενα ιδιομορφίας και έντονου θορύβου στη λύση του συστήματος, οι όροι πηγής διαχέονται και στα γειτονικά κελιά με τη χρήση τριδιάστατων κατανομών Gauss, οι οποίες μπορεί να είναι ισότροπες [22] ή να ακολουθούν άλλους κανόνες [23] [24] [25].

Στην περίπτωση μας η κατανομή των όρων πηγής είναι μια ισότροπη κατανομή Gauss. Η τελική δύναμη ανά μονάδα όγκου δίνεται από την εξίσωση:

$$f_{CFD}^{\vec{r}} = \frac{F_{cp}^{\vec{r}}}{(\varepsilon\sqrt{\pi})^3} \exp \left[- \left(\frac{r}{\varepsilon} \right)^2 \right] \quad (6.1)$$

όπου:

- $f_{CFD}^{\vec{r}}$: η κατανεμημένη δύναμη ανά μονάδα όγκου [N/m^3]
- $F_{cp}^{\vec{r}}$: η υπολογισμένη δύναμη στο σημείο ελέγχου της Γραμμής Δράσης [N]
- r : η απόσταση μεταξύ του σημείου ελέγχου της Γραμμής Δράσης και του σημείου όπου ασκείται η δύναμη [m]
- ε : η ακτίνα κατανομής Gauss (Gauss kernel), παράμετρος η οποία επιλέγεται από το χρήστη. Στην περίπτωση μας έχουμε επιλέξει $\varepsilon = 2\Delta x = 13.34mm$ (βλ. σχήμα 6.3).

Ο υπολογισμός της χαρακτηριστικής ταχύτητας γίνεται είτε απευθείας στο σημείο ελέγχου(συνήθως τοποθετείται στο $c/4$ της εκάστοτε αεροτομής) [26], είτε μέσω άλλων τακτικών [27] [28].

Τα πλεονεκτήματα από την υιοθέτηση μιας τέτοιας μεθοδολογίας είναι πολλά, ενδεικτικά θα μπορούσε κανείς να αναφέρει τα εξής:

1. Το υπολογιστικό πλέγμα δεν χρειάζεται να παρακολουθεί τις κινήσεις των πτερυγίων, άρα δεν χρειάζεται η υιοθέτηση τεχνικών moving grids
2. Η αλληλεπίδραση μεταξύ κινούμενων-ακίνητων (π.χ. δρομέας-άτραχος) ή κινούμενων-κινούμενων (π.χ. κύριο στροφέιο-ουραίο στροφέιο) εξαρτημάτων μπορεί να υλοποιηθεί πολύ εύκολα, χωρίς τη χρήση ειδικών πλεγμάτων που χαρακτηρίζονται ως overset ή chimera grids
3. Η εισαγωγή ελαστικότητας στα πτερύγια επιτυγχάνεται εύκολα χωρίς την ανάγκη χρήσης παραμορφώσιμων ή ολισθαινόντων πλεγμάτων (deformable ή sliding grids)
4. Αναπαρίστανται τριδιάστατα φαινόμενα όπως οι στρόβιλοι ακροπτερυγίου και ρίζας και γενικά λαμβάνεται υπ' όψιν η δυναμική εξέλιξη του δρομέα και η επίδρασή του στα φορτία

Στον αντίποδα, το κύριο μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι βασίζεται στη χρήση διδιάστατων καμπυλών άνωσης και αντίστασης και δεν μπορεί να αναλύσει κλίμακες χαμηλότερες της τάξης της διαμέτρου του δρομέα, αφού δεν λαμβάνεται υπ'όψιν η πλήρης τριδιάστατη γεωμετρία των πτερυγίων. Σαν αποτέλεσμα, δεν υπάρχει η δυνατότητα της αναπαράστασης τριδιάστατων φαινομένων (π.χ. crossflow), παρά μόνο η μηχανιστική μοντελοποίηση της επίδρασής τους στα φορτία των πτερυγίων με τη χρήση τριδιάστατων καμπυλών άνωσης και αντίστασης. Επιπρόσθετα, δεν είναι δυνατή η αναπαράσταση φαινομένων που βρίσκονται στην κλίμακα της χορδής των πτερυγίων, όπως έντονα συμπιεστά φαινόμενα (π.χ. κύματα κρούσης) ή συνεκτικά φαινόμενα μικρής κλίμακας (π.χ. αποκόλληση της ροής). Ωστόσο υπάρχει η δυνατότητα μερικής μοντελοποίησης της επίδρασης των παραπάνω φαινομένων στα φορτία του πτερυγίου μέσω της χρήσης καμπυλών άνωσης και αντίστασης που έχουν υπολογιστεί πειραματικά ή με επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes με χρήση

μοντέλων μετάβασης της ροής [29]. Ακόμη είναι δυνατή η χρήση πρόσθετων μηχανιστικών μοντέλων για τη μοντελοποίηση της αποκόλλησης της ροής (Stall Models) [30].

Όπως και στην προηγούμενη μέθοδο που υλοποιήσαμε, το πρόβλημα θα χωριστεί σε 2 τομείς:

1. Προσομοίωση σκέτου δρομέα
2. Προσομοίωση πλήρους γεωμετρίας

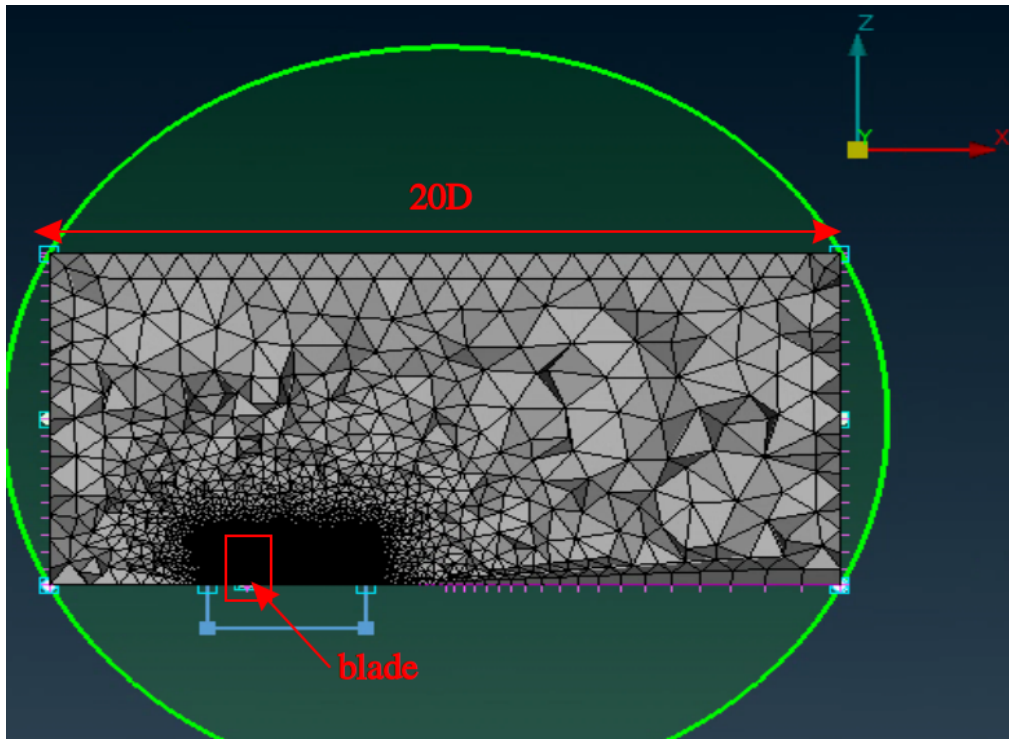
Αρχικά θα πραγματοποιηθεί η υπολογιστική προσομοίωση του σκέτου δρομέα, χωρίς το κέλυφος, ώστε να συγκριθεί ο συντελεστής ισχύος C_P με τα πειραματικά δεδομένα και να επιβεβαιώσουμε πως η μέθοδος Γραμμής Δράσης μας δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα. Έπειτα, θα πραγματοποιηθεί η προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας της οποίας τα αποτελέσματα θα συγκριθούν με τα αποτελέσματα της αξονοσυμμετρικής μεθόδου και θα αναλυθεί κατά πόσο συμβαδίζουν.

6.1 Δρομέας

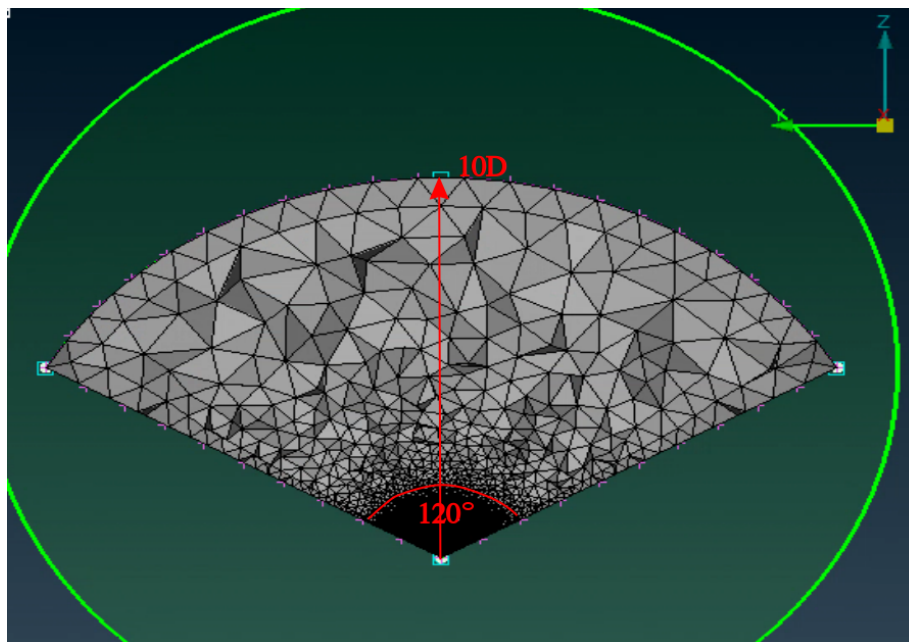
Οι συνθήκες στις οποίες προσομοιώνεται η ροή του δρομέα είναι οι συνθήκες στις οποίες παρουσιάζει το μέγιστο συντελεστή ισχύος C_P , με άλλα λόγια η case 11 του πίνακα 5.3. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε όσον αφορά την κατασκευή του πλέγματος και την παραμετροποίηση του προβλήματος είναι ανάλογη με την [31].

Τα πτερύγια είναι ομοιόμορφα κατανεμημένα και θεωρούνται άκαμπτα. Δομικές παραμορφώσεις των πτερυγίων όπως prebend, cone και γωνία tilt θεωρούνται αμελητέες ώστε η διάταξη να παραμένει όσο το δυνατόν απλούστερη. Επομένως, έχουμε μια πλήρως αξονοσυμμετρική case. Προκειμένου να μειωθεί το υπολογιστικό κόστος επιλύεται μόνο ένα πτερύγιο σε περιστρεφόμενο πλαίσιο το οποίο περικλείεται από περιοδικές οριακές συνθήκες και σε χρονικά μόνιμη ροή.

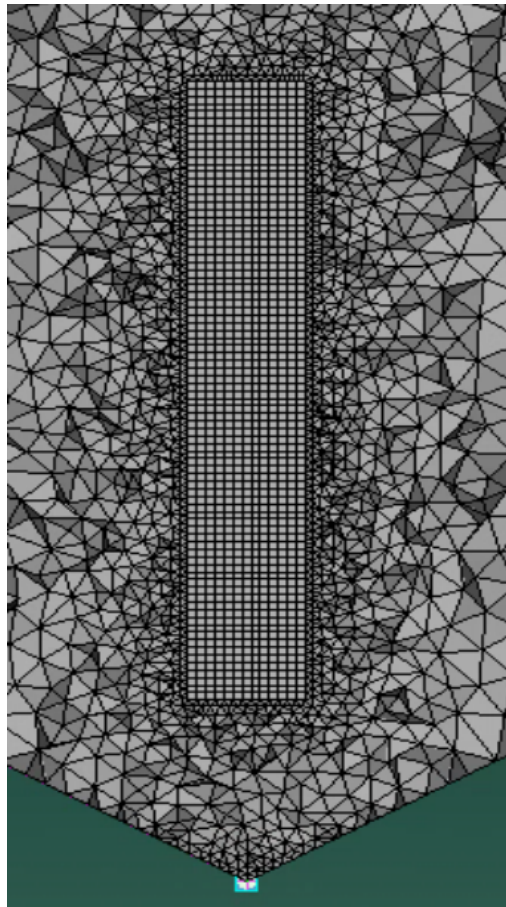
Το πλέγμα είναι μια κυλινδρική τομή συνολικού μήκους $20D$ ενώ εκτείνεται κατά $10D$ (βλ. σχήματα 6.1, 6.2). Στην περιοχή του πτερυγίου υπάρχει ένα καρτεσιανό με κελιά μήκους $\Delta x = R/100 = 6mm$ (σχήμα 6.3).



ΣΧΗΜΑ 6.1: Πλέγμα σε τομή, πλευρική όψη



ΣΧΗΜΑ 6.2: Πλέγμα σε τομή, Εμπρός όψη(αξονική κατεύθυνση)



ΣΧΗΜΑ 6.3: Καρτεσιανό πλέγμα στην περιοχή του πτερυγίου

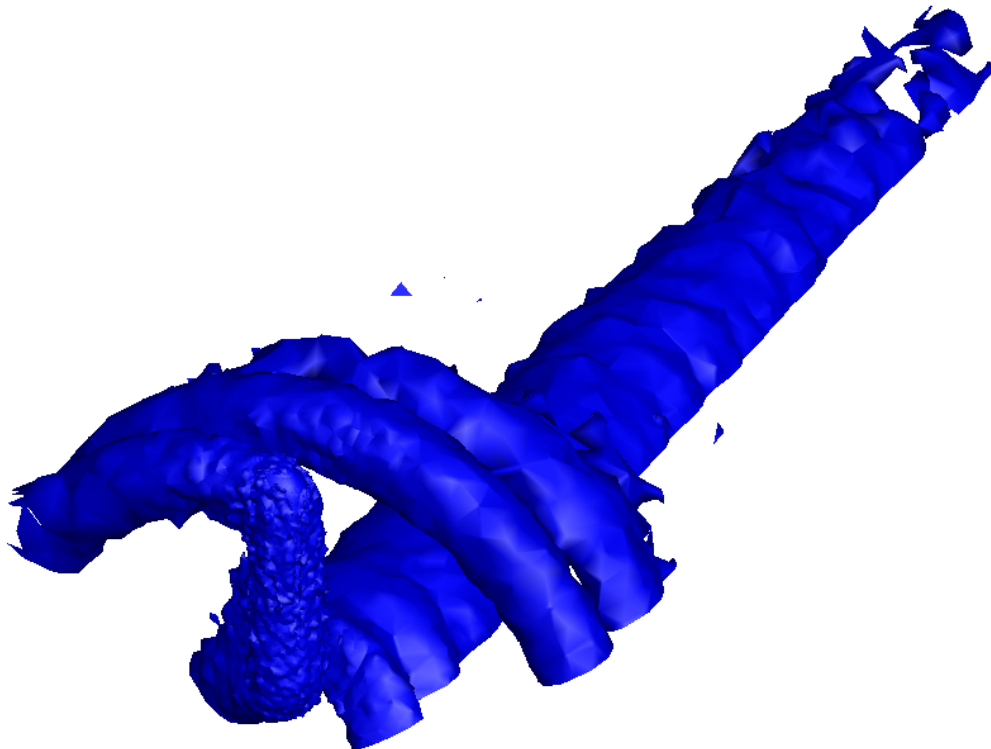
Κοντά στην περιοχή του δρομέα, έχει τοποθετηθεί πλαίσιο διαστάσεων (σχήμα 6.1) το οποίο εκτείνεται 1D ανάντι, 3D κατάντι και 1.5D ακτινικά. Μέσα στο πλαίσιο αυτό εξασφαλίζεται μέγιστο μήκος κελιών ίσο με $\Delta w = R/10 = 60mm$. Το volume mesh έχει κατασκευαστεί με τον γρήγορο και robust αλγόριθμο του **ANSA, Tetra Rapid**.

6.1.1 Ανάλυση Αποτελεσμάτων

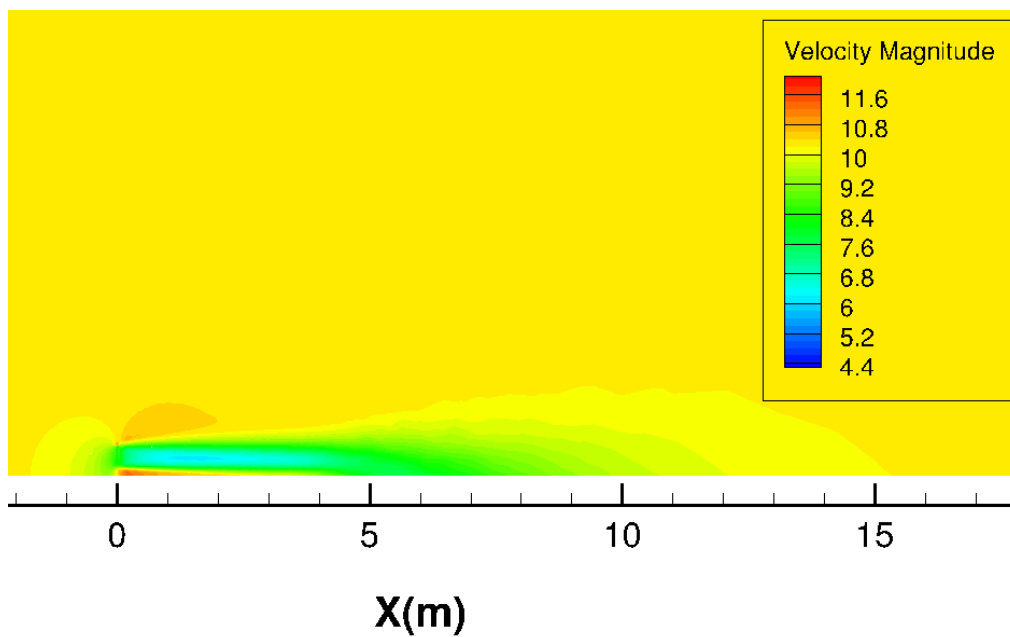
Η πρώτη προσομοίωση μας δίνει $C_P = 0.52$ δηλαδή αρκετά κοντά στην προσομοίωση με την αξονοσυμμετρική μέθοδο και μακριά από τα πειραματικά αποτελέσματα με μια απόκλιση της τάξεως του 25%. Συνεπώς, προκειμένου να προχωρήσουμε με την προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας είναι απαραίτητο να βρούμε δώσουμε μια λύση στο πρόβλημα της απόκλισης του C_P .

Αυτή η λύση θα είναι όπως και στην προηγούμενη μέθοδο η μείωση της γωνίας pitch έως ότου το C_P πλησιάσει κοντά στα πειραματικά δεδομένα. Έπειτα από δοκιμές, η κατάλληλη γωνία pitch βρέθηκε ίση με 5° , πρακτικά ίδια με την αντίστοιχη της προηγούμενης μεθόδου, η οποία μας δίνει $C_P = 0.42$ πολύ κοντά στο 0.414 των πειραματικών δεδομένων. Επομένως με αυτή την γωνία θα συνεχιστεί η μελέτη της πλήρους γεωμετρίας.

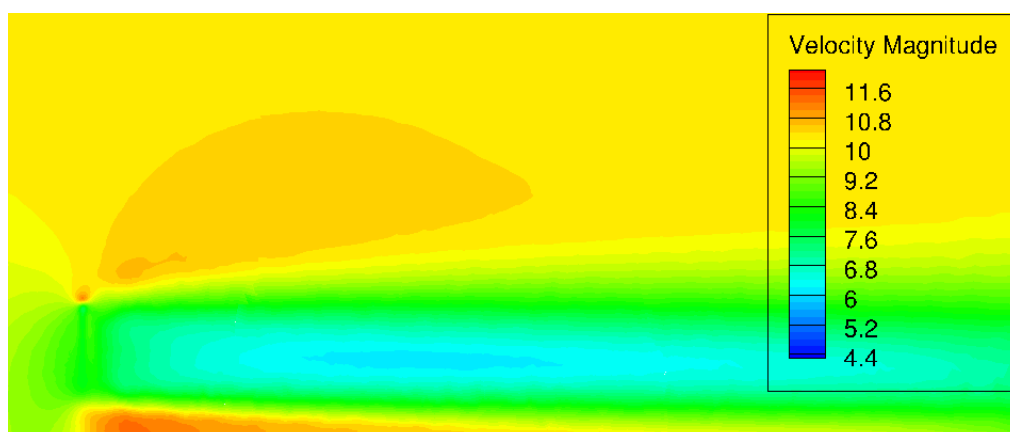
Παρακάτω παρουσιάζεται το πεδίο ροής του δρομέα με γωνία pitch 5° :



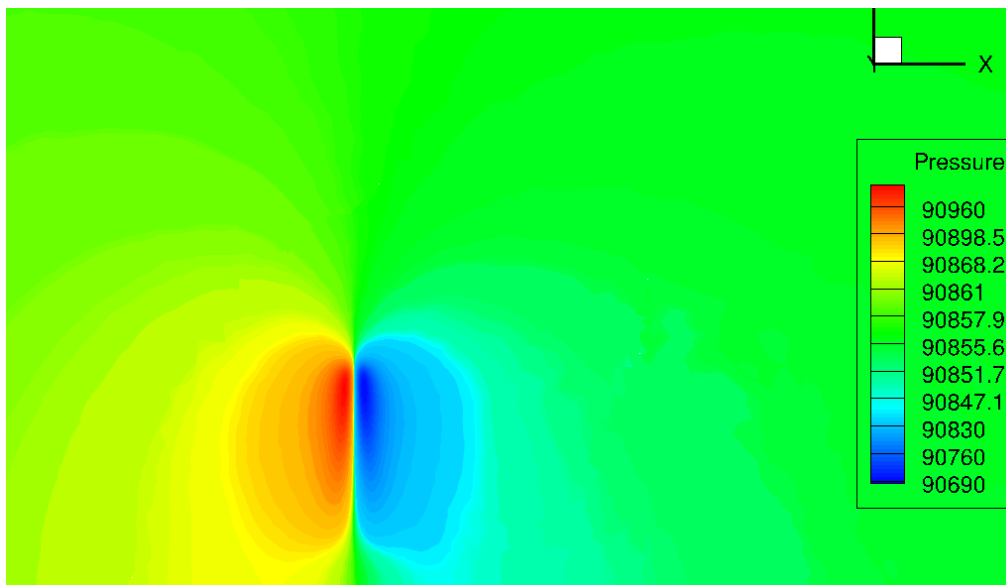
ΣΧΗΜΑ 6.4: Οπτικοποίηση του ομόρρου του δρομέα



ΣΧΗΜΑ 6.5: Πεδίο ταχυτήτων δρομέα σε m/s



ΣΧΗΜΑ 6.6: Πεδίο ταχυτήτων κοντά στην περιοχή του δρομέα σε m/s

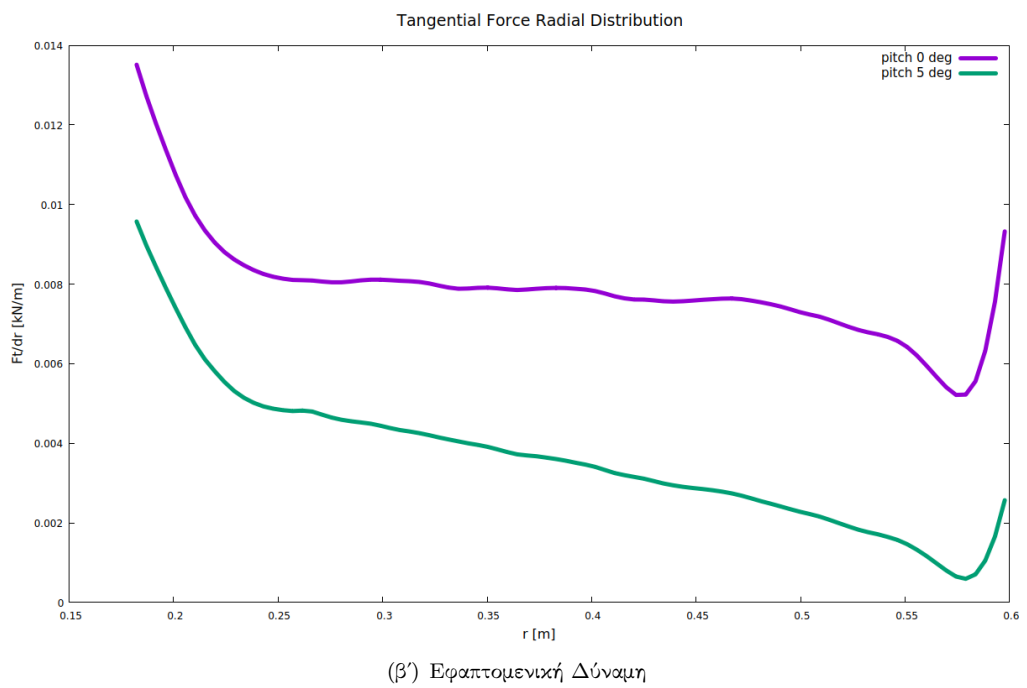
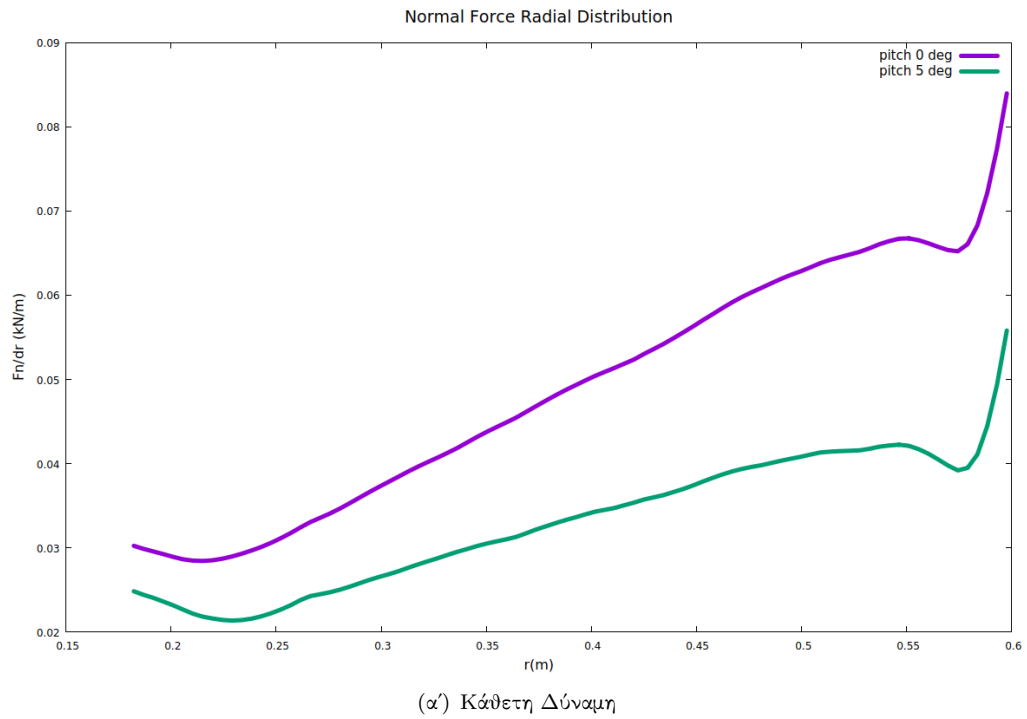


ΣΧΗΜΑ 6.7: Πεδίο πίεσης κοντά στον δρομέα σε Pa

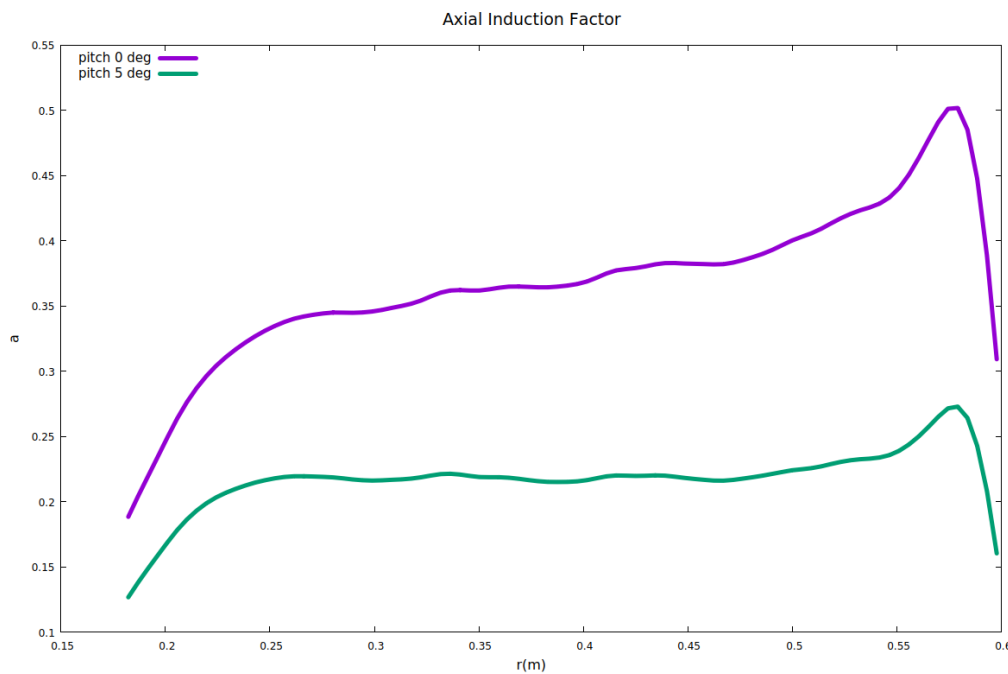
Σχολιασμός

- Στο σχήμα 6.4 βλέπουμε μια iso-surface της στροβιλότητας στον ομόρρο του δρομέα. Παρατηρούμε ότι η στροβιλότητα είναι αρκετά πιο ισχυρή στους πρώτους στροβίλους και ελαττώνεται όσο προχωράμε κατάντι. Αυτό συμβαίνει λόγω της μεγάλης γωνιακής ταχύτητας του δρομέα (94 rad/sec).
- Στα σχήματα 6.5 και 6.6 αποτυπώνεται το πεδίο ταχύτητας. Παρατηρούμε πως ο ομόρρος εκτείνεται έως $8D$ κατάντι περίπου.

Ακόμα παρουσιάζεται η ακτινική κατανομή ορισμένων μεταβλητών για τις 2 γωνίες pitch στα παρακάτω διαγράμματα:



ΣΧΗΜΑ 6.8: Φορτία πάνω στο περύγιο

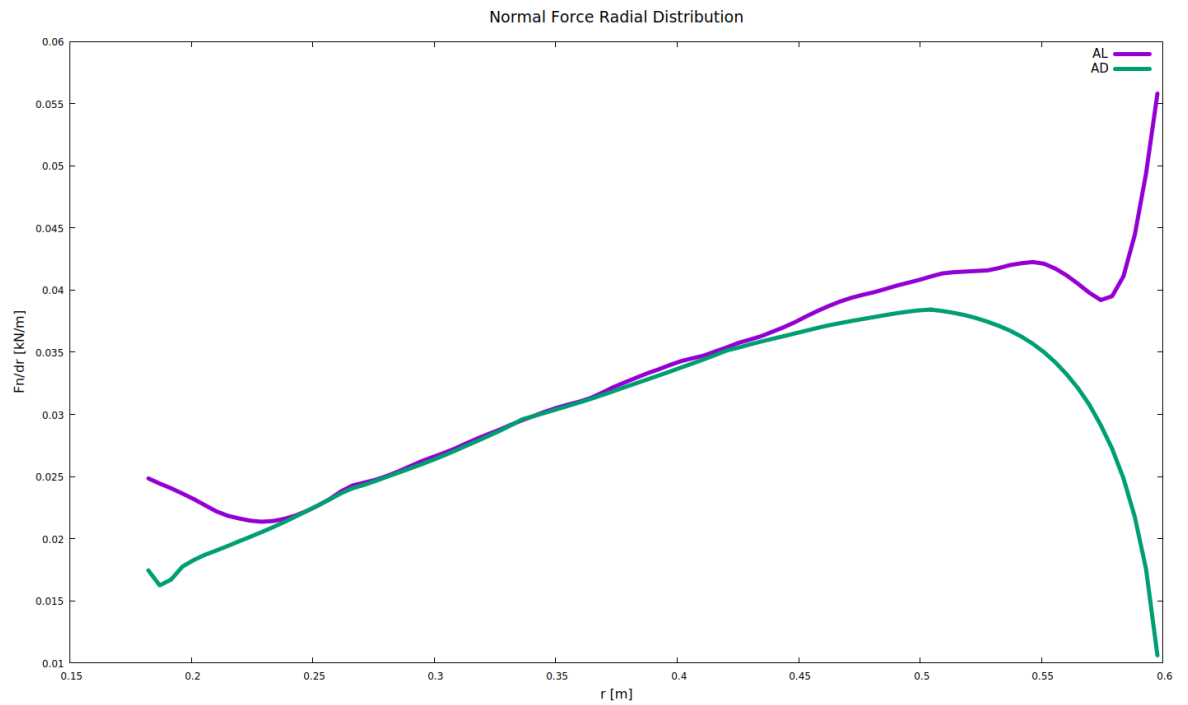


ΣΧΗΜΑ 6.9: Συντελεστής αξονικής επαγωγής

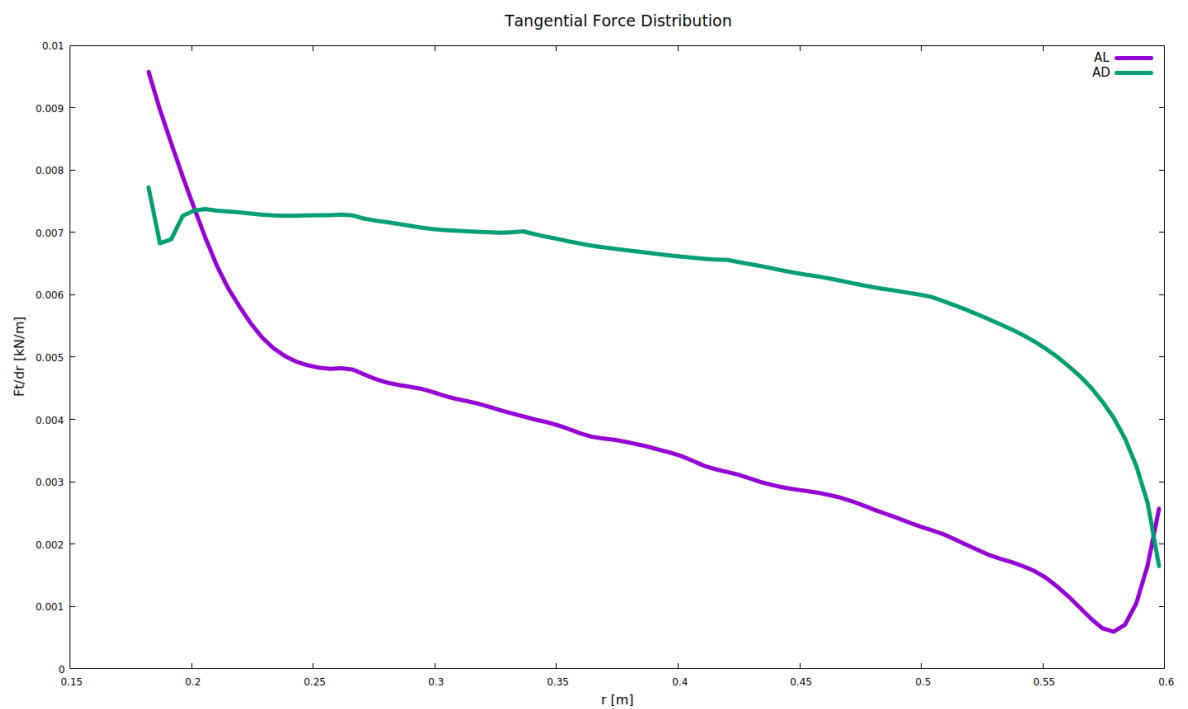
Όπως και στις αντίστοιχες ακτινικές κατανομές της αξονοσυμμετρικής μεθόδου (σχήματα 5.21, 5.22) έτσι και εδώ η αύξηση της γωνίας pitch οδηγεί σε μείωση των φορτίων στο πτερύγιο και επομένως σε μείωση του C_p .

6.1.2 Σύγκριση Μεθόδου Γραμμής Δράσης με Αξονοσυμμετρική

Παρακάτω παρουσιάζονται οι ακτινικές κατανομές των μεταβλητών τόσο από την αξονοσυμμετρική μέθοδο όσο και από τη μέθοδο γραμμής δράσης ώστε να αξιολογηθεί η συμφωνία μεταξύ των 2 μεθόδων.

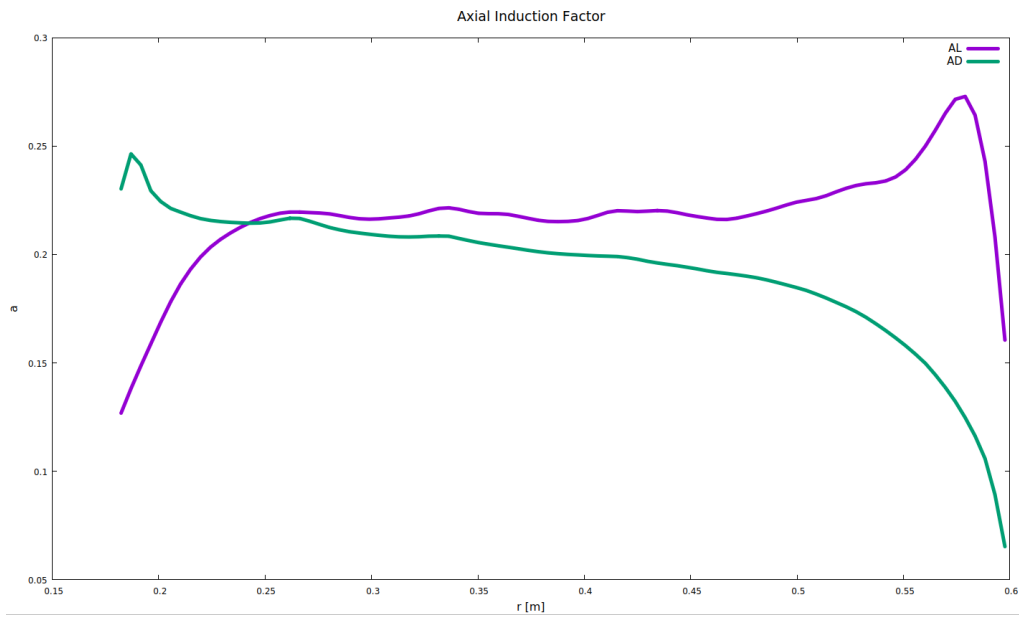


(α') Κάθετη Δύναμη



(β') Εφαπτομενική Δύναμη

ΣΧΗΜΑ 6.10: Σύγκριση φορτίων των 2 μεθόδων



ΣΧΗΜΑ 6.11: Σύγκριση αξονικού συντελεστή επαγωγής των 2 μεθόδων

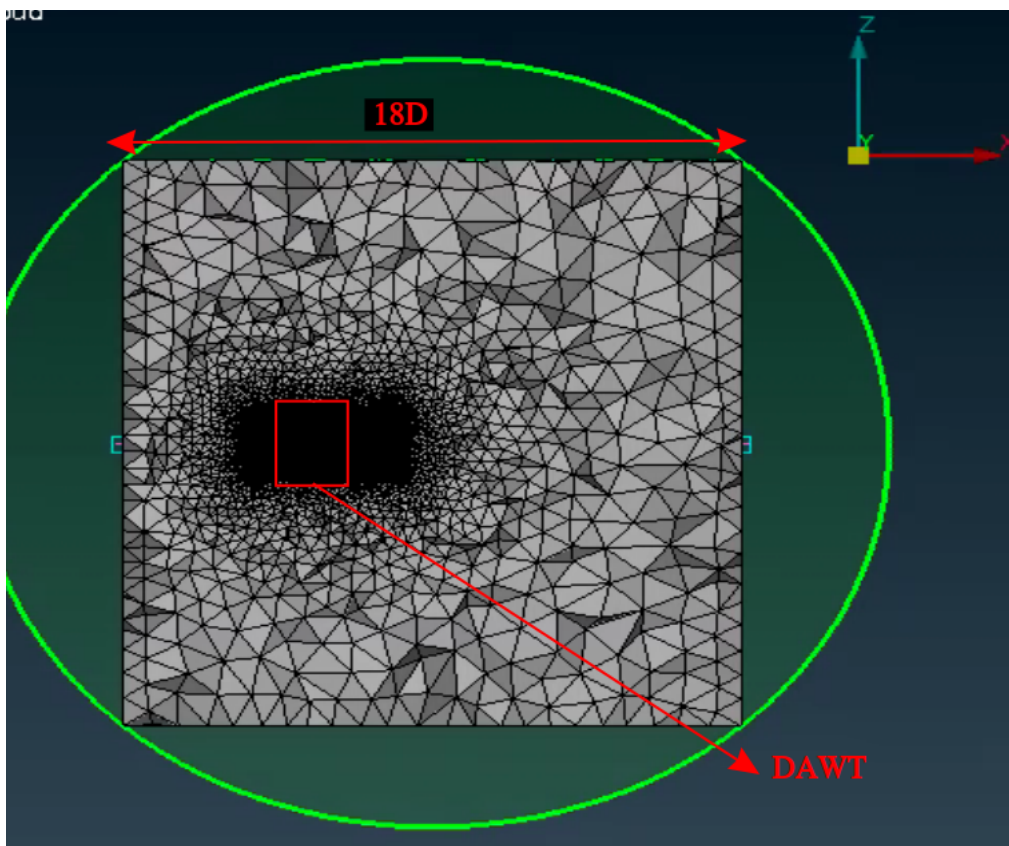
Σε αντίθεση με τα σχήματα 4.1 και 4.2 τα οποία επιβεβαιώνουν την συμφωνία των 2 μεθόδων για μεγάλες A/Γ , στην περίπτωση μας τα αποτελέσματα των 2 μεθόδων έχουν αισθητή απόκλιση. Το γεγονός αυτό πιθανώς να οφείλεται στον έντονο τριδιάστατο χαρακτήρα των μικρών A/Γ ο οποίος αποτυπώνεται με διαφορετικό τρόπο από τις 2 παραπάνω μεθόδους.

6.2 Πλήρης Γεωμετρία DAWT

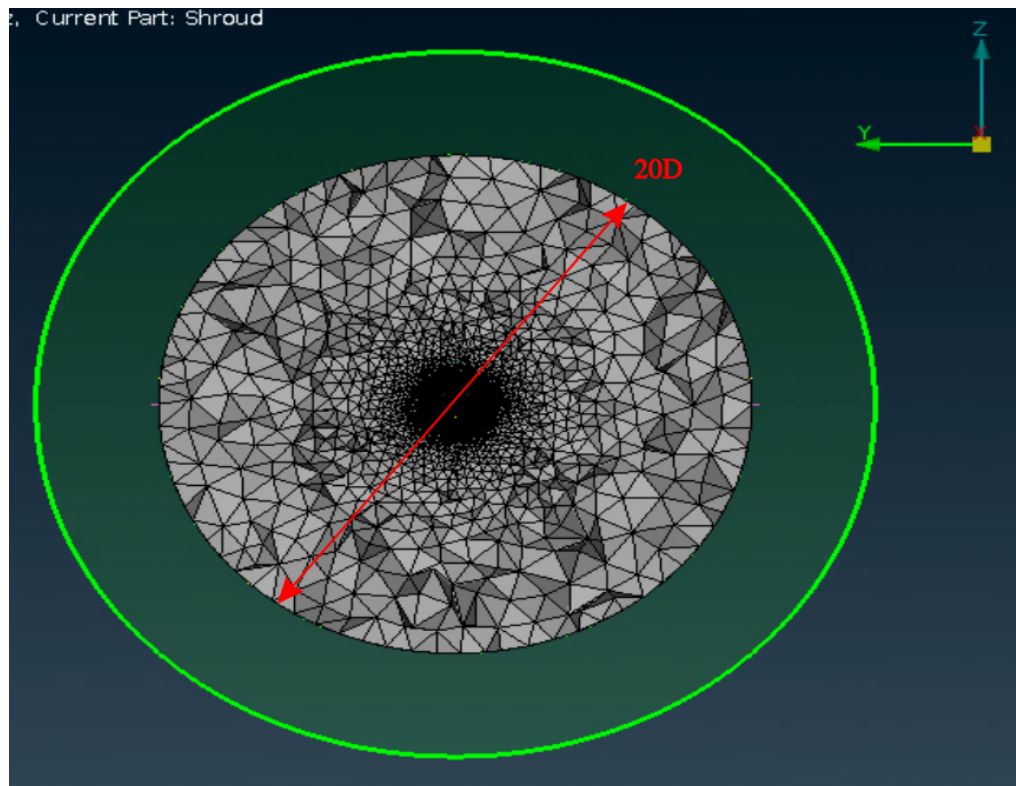
Εφόσον καταλήξαμε στην τελική παραμετροποίηση του δρομέα, είμαστε σε θέση να προσθέσουμε το κέλυφος του δρομέα στο πλέγμα και να πραγματοποιήσουμε μια προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας της A/Γ με περιφερειακό κέλυφος. Οι συνθήκες θα είναι όπως και προηγουμένως η case 11 του πίνακα 5.3.

Η μόνη διαφορά στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι ότι η προσομοίωση θα πραγματοποιηθεί σε χρονικά μη μόνιμη ροή με χρονικό βήμα : $\Delta t = 0.5\Delta x/V_{tip}$ [31] όπου Δx το μήκος του κελιού του καρτεσιανού πλέγματος γύρω από τον δίσκο(σχήμα 6.14) και V_{tip} η γραμμική ταχύτητα στο ακροπερύγιο.

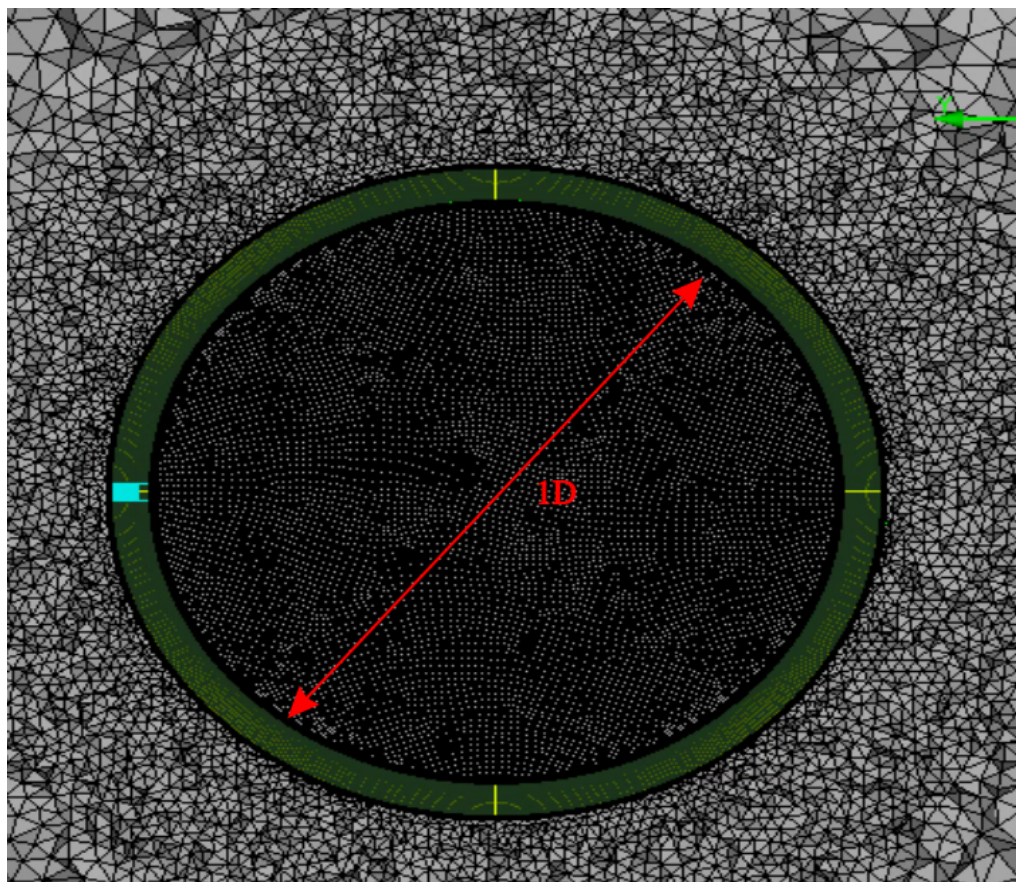
Το πλέγμα που δημιουργήθηκε παρουσιάζεται παρακάτω:



ΣΧΗΜΑ 6.12: Πλέγμα σε τομή, πλευρική όψη

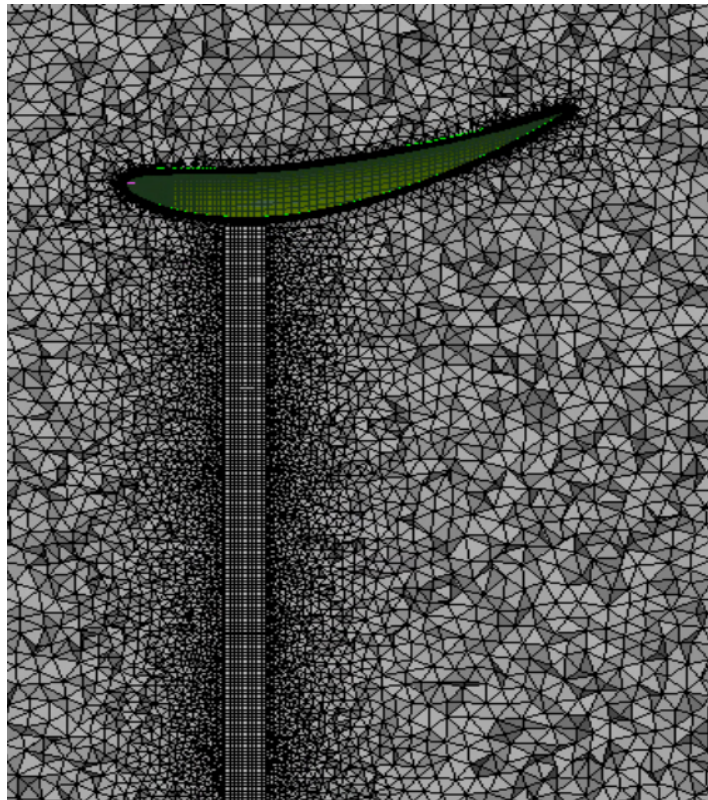


(α') Far Field



(β') Δρομέας & κέλυφος

ΣΧΗΜΑ 6.13: Εμπρός όψη πλέγματος DAWT σε τομή



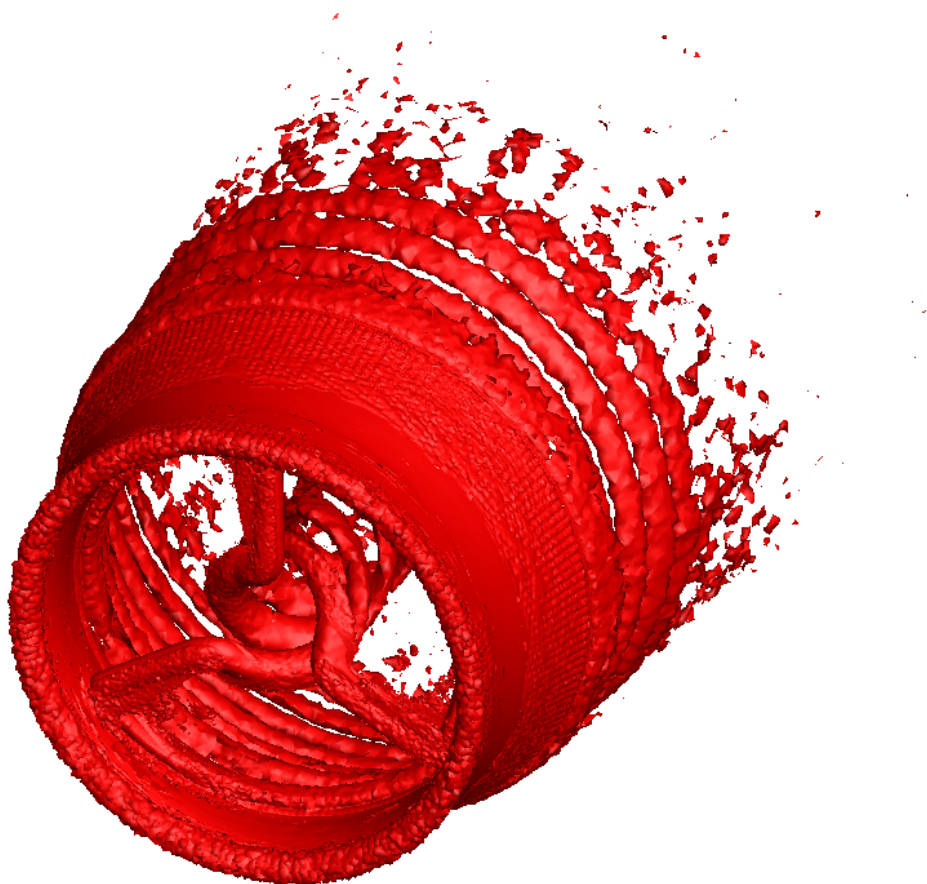
ΣΧΗΜΑ 6.14: Καρτεσιανό πλέγμα δρομέα, πλευρική όψη

Όπως παρατηρούμε στις εικόνες, το πλέγμα αποτελεί ουσιαστικά έναν κύλινδρο μήκους $18D$ κατά την αξονική κατεύθυνση και διαμέτρου $20D$. Παρόμοια με προηγούμενως, γύρω από τον δρομέα έχει τοποθετηθεί μικρότερος κύλινδος ο οποίος αποτελείται από καρτεσιανό πλέγμα κελιών μήκους $\Delta x = R/100 = 6mm$ (σχήμα 6.14). Τέλος, υπάρχει κατάλληλο πλαίσιο διαστάσεων (σχήμα 6.12) το οποίο εκτείνεται $1D$ ανάντι, $3D$ κατόντι και $1.5D$ ακτινικά του δρομέα. Μέσα στο πλαίσιο διαστάσεων έχει οριστεί μέγιστο μήκος κελιού ίσο με $\Delta w = 5\Delta x = 30mm$ [31].

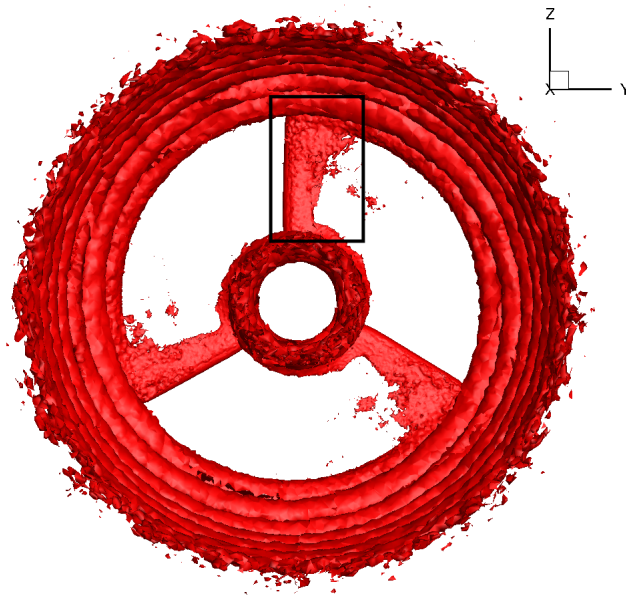
6.2.1 Ανάλυση Αποτελεσμάτων

Η προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας μετά από επαρκή αριθμό επαναλήψεων έφτασε σε σύγκλιση δίνοντας ως αποτέλεσμα $C_P = 0.83$ δηλαδή αρκετά κοντά με το αντίστοιχο C_P της αξονοσυμμετρικής μεθόδου με μια απόκλιση της τάξεως του 3.5%. Ο λόγος αύξησης της ισχύος είναι 1.98 με άλλα λόγια με τη χρήση του κελύφους επιτυγχάνεται σχεδόν διπλασιασμός της ισχύος του δρομέα ενώ το όριο του Betz ξεπερνιέται κατά 40%.

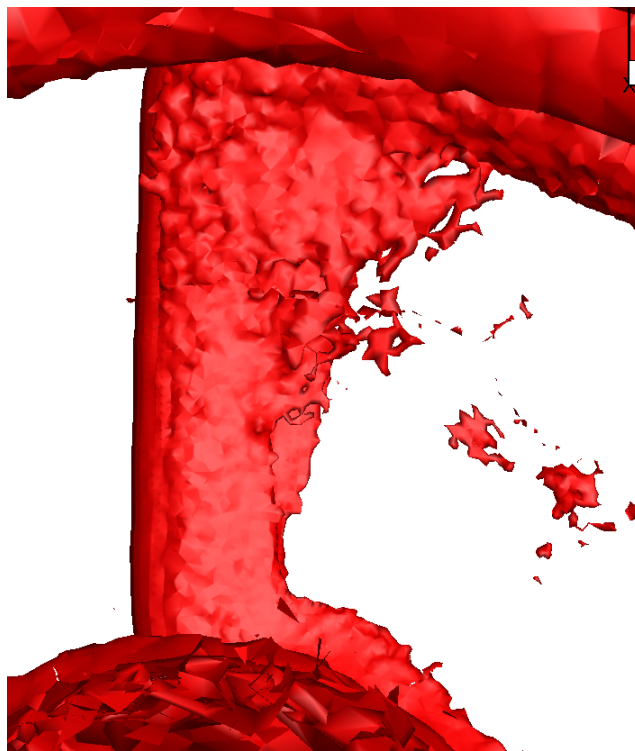
Παρακάτω παρουσιάζονται διάφορες εικόνες από το πεδίο ροής της DAWT:



ΣΧΗΜΑ 6.15: Οπτικοποίηση του ομόρρου της DAWT

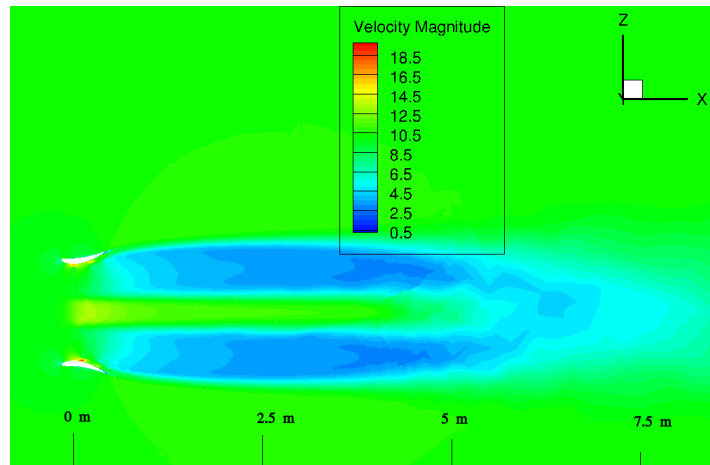


ΣΧΗΜΑ 6.16: Πεδίο στρωβιλότητας της DAWT, εμπρός όψη

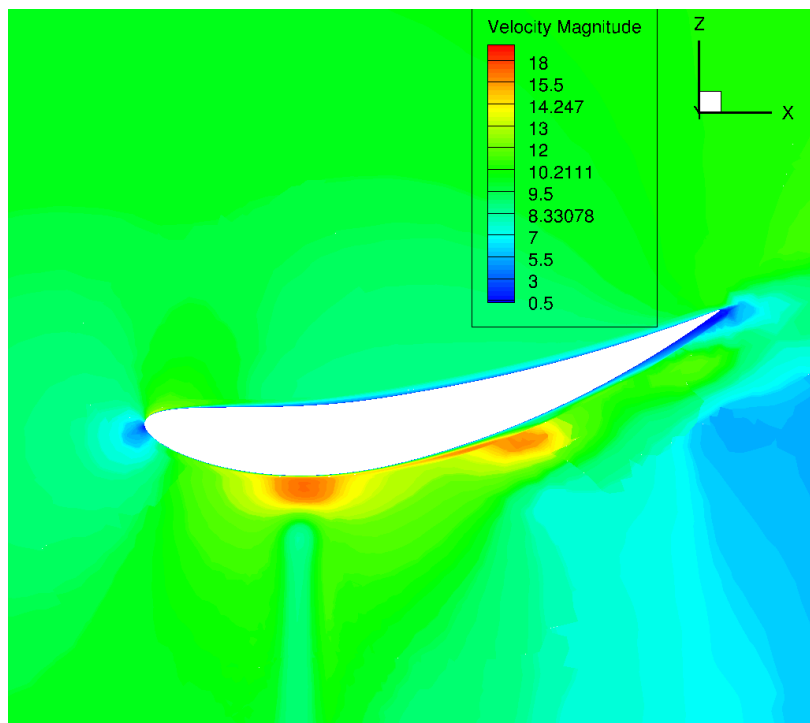


ΣΧΗΜΑ 6.17: Απουσία ακροστροβίλου στο tip του πτερυγίου

Οι στρόβιλοι που παρατηρούμε στον ομόρρο της DAWT στο σχήμα 6.15 είναι οι von Karman στρόβιλοι λόγω του κελύφους που είχαμε δει και στο σχήμα 5.13 και δεν οφείλονται στον δρομέα.



ΣΧΗΜΑ 6.18: Πεδίο ταχύτητας της DAWT σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s

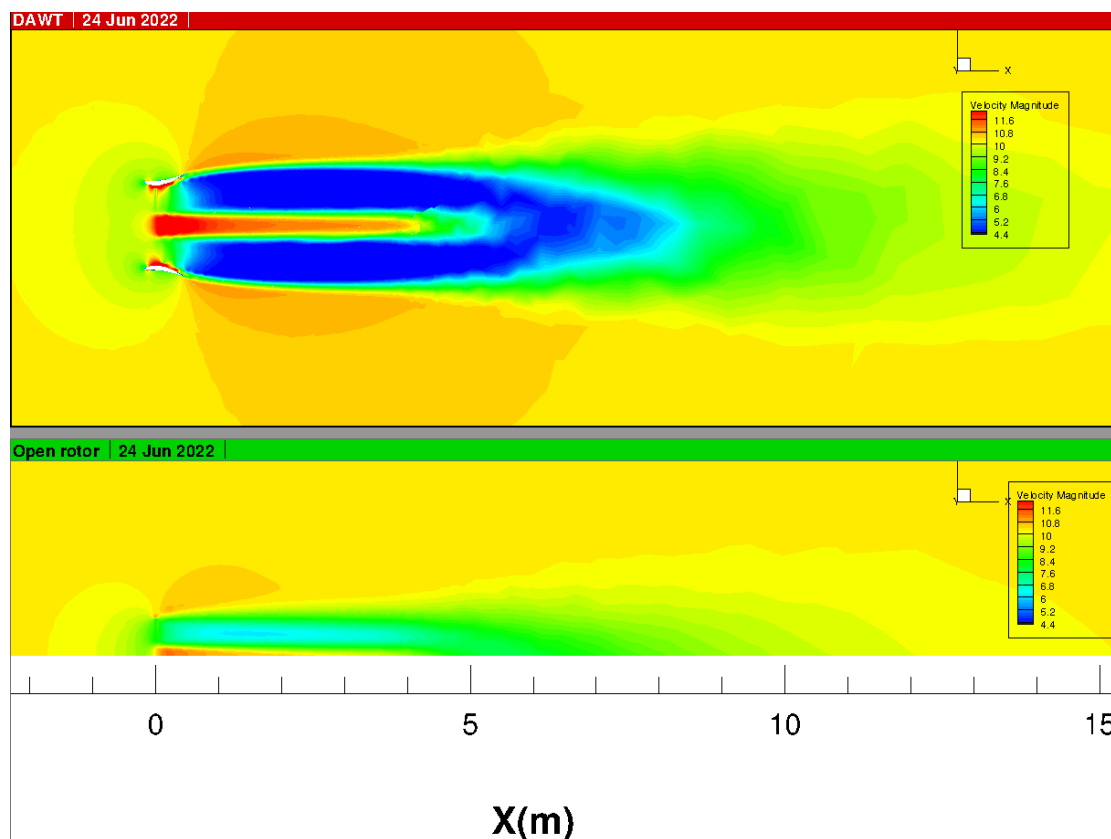


ΣΧΗΜΑ 6.19: Πεδίο ταχύτητας κοντά στο κέλυφος σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s

6.2.2 Σύγκριση ανοιχτού δρομέα με DAWT

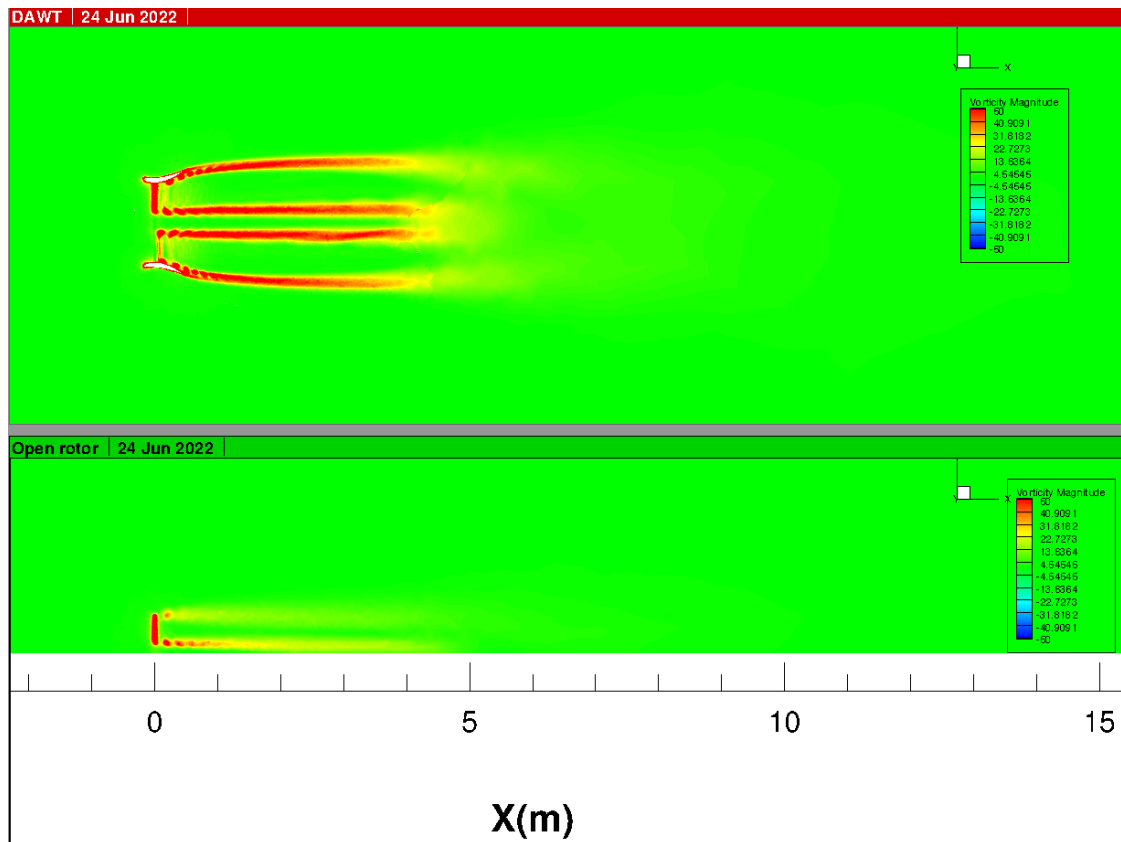
Παρακάτω παρουσιάζονται εικόνες με τη σύγκριση των πεδίων ταχύτητας και στροβιλότητας ανάμεσα στον ανοιχτό δρομέα και την DAWT όπως αποτυπώνονται με τη μέθοδο γραμμής δράσης.

Σε αυτό το σημείο υπενθυμίζουμε πως στα παρακάτω σχήματα βλέπουμε μόνο το 'πάνω μισό' του ανοιχτού δρομέα λόγω του πλέγματος που είχαμε δημιουργήσει (σχήμα 6.2).



ΣΧΗΜΑ 6.20: Πεδία ταχύτητας της DAWT και του ανοιχτού δρομέα σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου σε m/s

Παρατηρούμε από το σχήμα 6.20 πως το έλλειμμα της ταχύτητας είναι αρκετά πιο αισθητό στον ομόρροτο της DAWT σε σχέση με τον ανοιχτό δρομέα και εκτείνεται έως περίπου $8D$ κατάντι. Ακόμα είναι εμφανής η αύξηση της ταχύτητας στο εσωτερικό του κελύφους (σχήματα 6.19 και 6.20).



ΣΧΗΜΑ 6.21: Πεδία στρωβιλότητας της DAWT και του ανοιχτού δρομέα σε τομή κατά την κατεύθυνση του ανέμου

Από το σχήμα 6.21 γίνεται εύκολα αντιληπτό πως οι στρόβιλοι στον αμόρρου της DAWT εκτείνονται πιο μακριά κατάντι(έως περίπου 4D) ενώ είναι και πιο ισχυροί σε σχέση με τον ανοιχτό δρομέα.

Κεφάλαιο 7

Συμπεράσματα και Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Ανακεφαλαιώνοντας, στην παρούσα εργασία αξιολογήθηκε αεροδυναμικά η γεωμετρία μιας Α/Γ με περιφερειακό κέλυφος(DAWT). Διερευνήθηκε το κατά πόσο αυξάνεται η ισχύς της συγκριτικά με μια όμοια Α/Γ ανοικτού τύπου καθώς και τα χαρακτηριστικά του πεδίου ροής της. Τα υπολογιστικά εργαλεία που χρησιμοποιήθηκαν ήταν η αξονοσυμμετρική μέθοδος με μοντελοποίηση δίσκου δράσης στον δρομέα και η τριδιάστατη μέθοδος γραμμής δράσης. Συγκεντρωτικά, τα αποτελέσματα όσον αφορά τον συντελεστή ισχύος για τα διάφορα τρεξίματα συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα:

Method	Case	Pitch(deg)	C_P
Axisymm AD	open rotor	0	0.52
Axisymm AD	open rotor	5.2	0.41
Axisymm AD	DAWT	5.2	0.8
Actuator Line	open rotor	0	0.52
Actuator Line	open rotor	5	0.42
Actuator Line	DAWT	5	0.83

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.1: Συγκεντρωτικός πίνακας αποτελεσμάτων

Όπως παρατηρούμε έχουμε πολύ καλή συμφωνία των μεθόδων όσον αφορά τον συντελεστή ισχύος ενώ το γεγονός ότι η αξονοσυμμετρική μέθοδος είναι 3 τάξεις μεγέθους πιο φτηνή υπολογιστικά την καθιστά ιδανική για χρήση σε σειρά προσομοιώσεων, όπως για παράδειγμα στα στάδια σχεδιασμού ενός δρομέα. Σύμφωνα με

τα μοντέλα έχουμε σχεδόν διπλασιασμό της ισχύος με την γεωμετρία της DAWT ενώ η υπέρβαση του ορίου του Betz αγγίζει το 40%.

Όσον αφορά το πεδίο ροής παρατηρήθηκε μεγαλύτερο έλλειμμα ταχύτητας στον ομόρρου της DAWT από τον δρομέα ανοικτού τύπου. Συγκεκριμένα, ο ομόρρους της DAWT εκτείνεται έως και 8D κατάντι περίπου. Ακόμα παρουσιάζει ισχυρότερη στροβιλότητα λόγω των von Karman στροβιλισμών που προκαλούνται από το κέλυφος. Οι ισχυροί αυτοί στρόβιλοι εκτείνονται έως 4D κατάντι περίπου.

Επιπλέον, παρατηρήθηκε η καταστροφή του ακροστροβίλου του δρομέα λόγω της παρουσίας του κελύφους. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μην χρειάζεται η διόρθωση ακροπτερυγίου του Prandtl όταν επιλύεται η ροή της πλήρους γεωμετρίας της DAWT.

Ωστόσο, είδαμε πως χωρίς τη μεταβολή της γωνίας pitch με δική μας παρέμβαση δεν μπορούμε να πάρουμε δεδομένα κοντά στα πραγματικά. Επίσης, αξιολογώντας τα διαγράμματα των δυνάμεων κατά μήκος του πτερυγίου για τις 2 διαφορετικές μεθόδους παρατηρούμε σημαντικές διαφορές.

Επομένως, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα πως οι 2 μέθοδοι που χρησιμοποιήσαμε δεν αποτυπώνουν με ακρίβεια όλα τα φαινόμενα του πεδίου ροής στη δική μας περίπτωση του μικρού δρομέα, παρ' όλη την αξιοπιστία τους που έχει αποδειχθεί σε δρομείς μεγαλύτερης κλίμακας. Το γεγονός αυτό πιθανώς να οφείλεται στον έντονο τριδιάστατο χαρακτήρα της γεωμετρίας μιας μικρής A/Γ. Οι προσομοιώσεις αυτής της μελέτης βασίστηκαν σε πινακοποιημένους διδιάστατους συντελεστές των αεροτομών των πτερυγίων (2D polars) προκειμένου να υπολογιστούν τα αεροδυναμικά φορτία. Οι συντελεστές αυτοί δεν λαμβάνουν υπόψη την ταχύτητα στην ακτινική κατεύθυνση που στην περίπτωση μας ήταν αρκετά μεγάλη. Αυτός είναι ίσως ο λόγος της υπερεκτίμησης των δυνάμεων στο πτερύγιο και κατά συνέπεια του συντελεστή ισχύος.

Συνεπώς, προτείνεται η περαιτέρω διερεύνηση της συγκεκριμένης γεωμετρίας του δρομέα με πιο ακριβείς υπολογιστικές μεθόδους όπως είναι η πλήρως τριδιάστατη επίλυση και η προσομοίωση LES η οποία αποτυπώνει με ακρίβεια την τύρβη που λαμβάνει χώρα στο πεδίο ροής. Με την υλοποίηση τέτοιων πιο ακριβών μεθόδων θα

είμαστε σε θέση να επιβεβαιώσουμε ή να απορρίψουμε τα αποτελέσματα της παρούσας μελέτης αλλά και να διερευνήσουμε το λόγο της απόκλισης των αποτελεσμάτων της.

Τέλος η αεροδυναμική αξιολόγηση της συγκεκριμένης DAWT θα θεωρείται πλήρως ολοκληρωμένη με μια πειραματική μελέτη της πλήρους γεωμετρίας της σε αεροσήραγγα και σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με αυτά των υπολογιστικών μοντέλων.

Κεφάλαιο 8

Βιβλιογραφία

- [1] 2021. URL <https://eletaen.gr/>.
- [2] DNV GL. Energy transition outlook 2018: A global and regional forecast of the Energy transition to 2050, 2018. URL <https://eto.dnv.com/2018/#Energy-Transition-Outlook-2018->.
- [3] R A Oman, K M Foreman, and B L Gilbert. Investigation of diffuser-augmented wind turbines. part i. executive summary. 1977. doi: 10.2172/7212073. URL <https://www.osti.gov/biblio/7212073>.
- [4] Yuji Ohya and Takashi Karasudani. A Shrouded Wind Turbine Generating High Output Power with Wind-lens Technology. *Energies*, 2010.
- [5] J. Blazek. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Elsevier, 2001.
- [6] G. Papadakis. Development of a hybrid compressible vortex particle method and application to external problems including helicopter flows. *National Technical University of Athens(NTUA)*, Ph.D Thesis, 2014.
- [7] Giorgos Papadakis and Spyros G Voutsinas. In view of accelerating CFD simulations through coupling with vortex particle approximations. *Journal of Physics: Conference Series*, 524:012126, jun 2014. doi: 10.1088/1742-6596/524/1/012126. URL <https://doi.org/10.1088/1742-6596/524/1/012126>.

-
- [8] George Papadakis and S. Voutsinas. A strongly coupled eulerian lagrangian method verified in 2d external compressible flows. *Computers & Fluids*, 195: 104325, 10 2019. doi: 10.1016/j.compfluid.2019.104325.
- [9] P. W. McDonald. The computation of transonic flow through two-dimensional gas turbine cascades. In *ASME 1971 International Gas Turbine Conference and Products Show*, pages v001t01a089–v001t01a089, 1971. doi: 10.1115/71-gt-89. URL <https://app.dimensions.ai/details/publication/pub.1092970389>.
- [10] R. Bontempo, R. Carandente, and M. Manna. A design of experiment approach as applied to the analysis of diffuser-augmented wind turbines. *Energy Conversion and Management*, 2021. ISSN 0196-8904. doi: <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.113924>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S019689042100100X>.
- [11] M. O. L. Hansen, N. N. Sorensen, and R. G. J. Flay. Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine. *Wind Energy*, 2000.
- [12] Aniket Aranake, Vinod Lakshminarayan, and Karthik Duraisamy. Computational analysis of shrouded wind turbine configurations using a 3-dimensional rans solver. *Renewable Energy*, 75:818–832, 03 2015. doi: 10.1016/j.renene.2014.10.049.
- [13] Michael S. Selig and James J. Guglielmo. High-lift low reynolds number airfoil design. *Journal of Aircraft*, 34(1):72–79, 1997. doi: 10.2514/2.2137. URL <https://doi.org/10.2514/2.2137>.
- [14] URL <http://www.airfoiltools.com/airfoil/naca4digit?MNaca4DigitForm%5Bcamber%5D=9.5&MNaca4DigitForm%5Bposition%5D=40&MNaca4DigitForm%5Bthick%5D=12&MNaca4DigitForm%5BnumPoints%5D=200&MNaca4DigitForm%5BcosSpace%5D=0&MNaca4DigitForm%5BcosSpace%5D=1&MNaca4DigitForm%5BcloseTe%5D=0&yt0=Plot>.
- [15] Innwind: Innovative wind conversion systems (10-20mw) for offshore applications, grant agreement no: 308974, eu fp7, 2012-2017. URL <https://cordis.europa.eu/project/id/308974>.

-
- [16] Avatar: Advanced aerodynamic tools for large rotors, grant agreement no: 608396, eu fp7, 2013-2017. URL <https://cordis.europa.eu/project/id/608396>.
- [17] F. Menter. *Zonal Two Equation k-w Turbulence Models For Aerodynamic Flows*. doi: 10.2514/6.1993-2906. URL <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1993-2906>.
- [18] Tuba Majid and Bruce W. Jo. Comparative aerodynamic performance analysis of camber morphing and conventional airfoils. *Applied Sciences*, 11(22), 2021. ISSN 2076-3417. doi: 10.3390/app112210663. URL <https://www.mdpi.com/2076-3417/11/22/10663>.
- [19] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100:32–74, January 1928. doi: 10.1007/BF01448839.
- [20] Rodolfo Bontempo and Marcello Manna. On the potential of the ideal diffuser augmented wind turbine: an investigation by means of a momentum theory approach and of a free-wake ring-vortex actuator disk model. *Energy Conversion and Management*, 213:112794, 06 2020. doi: 10.1016/j.enconman.2020.112794.
- [21] Jens Nørkær Sørensen and Wen Zhong Shen. Numerical Modeling of Wind Turbine Wakes . *Journal of Fluids Engineering*, 124(2):393–399, 05 2002. ISSN 0098-2202. doi: 10.1115/1.1471361. URL <https://doi.org/10.1115/1.1471361>.
- [22] Niels Troldborg, Jens Nørkær Sørensen, and Robert Flemming Mikkelsen. Numerical simulations of wake characteristics of a wind turbine in uniform inflow. *Wind Energy*, 13(1):86–99, 2010. ISSN 10991824, 10954244. doi: 10.1002/we.345.
- [23] Michael Shives and Curran Crawford. Mesh and load distribution requirements for actuator line cfd simulations. *Wind Energy*, 16(8):1183–1196, 2013. doi: <https://doi.org/10.1002/we.1546>. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/we.1546>.

-
- [24] Pankaj Jha, Matthew Churchfield, Patrick Moriarty, and Sven Schmitz. Guidelines for volume force distributions within actuator line modeling of wind turbines on large-eddy simulation-type grids. *Journal of Solar Energy Engineering*, 136:031003, 08 2014. doi: 10.1115/1.4026252.
- [25] MJ Churchfield, SJ Schreck, LA Martinez, C Meneveau, and PR Spalart. An advanced actuator line method for wind energy applications and beyond. *Wind Energy Symposium*, 2017.
- [26] L. A. Martinez-Tossas, M. J. Churchfield, and S. Leonardi. Large eddy simulations of the flow past wind turbines: Actuator line and disk modeling. *Wind Energy*, 18(6), 6 2015. doi: 10.1002/we.1747. URL <https://www.osti.gov/biblio/1220577>.
- [27] Wen Zhong Shen, Martin Otto Laver Hansen, and Jens Nørkær Sørensen. Determination of angle of attack (aoa) for rotating blades. In *Wind Energy*, pages 205–209, Germany, 2006. Springer Verlag. ISBN 978-3-540-33865-9. URL <http://www.forwind.de/euromech/>. EUROMECH Colloquium 464b: Wind Energy : International Colloquium on Fluid Mechanics and Mechanics of Wind Energy Conversion ; Conference date: 04-10-2005 Through 07-10-2005.
- [28] Manuel Bühler, Pascal Weihing, Levin Klein, Thorsten Lutz, and Ewald Krämer. Actuator line method simulations for the analysis of wind turbine wakes acting on helicopters. *Journal of Physics: Conference Series*, 1037:062004, 06 2018. doi: 10.1088/1742-6596/1037/6/062004.
- [29] Aniket C. Aranake, Vinod K. Lakshminarayan, and Karthik Duraisamy. Assessment of transition model and cfd methodology for wind turbine flows. 2012.
- [30] Kai Wang, V. Riziotis, and S. Voutsinas. Aeroelastic stability of idling wind turbines. *Journal of Physics: Conference Series*, 753:042008, 09 2016. doi: 10.1088/1742-6596/753/4/042008.
- [31] Nikos Spyropoulos, George Papadakis, John Prospathopoulos, and V. Riziotis. Investigating the level of fidelity of an actuator line model in predicting

loads and deflections of rotating blades under uniform free-stream flow. *Applied Sciences*, 11, 12 2021. doi: 10.3390/app112412097.