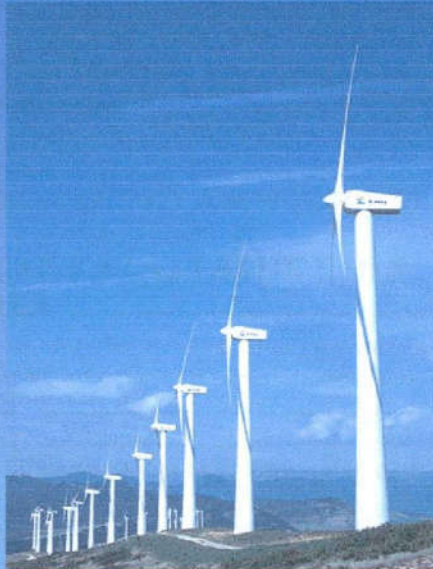


**ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ -
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΠΟΡΩΝ**



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ:

**« ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΓΙΑ
ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΑ
ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ »**

ΧΟΡΤΗΣ ΛΑΜΠΡΟΣ , Α.Ε.Μ.: 115

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:

Δρ. ΤΟΥΡΛΙΔΑΚΗΣ ΑΝΤΩΝΙΟΣ, ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ



Κοζάνη, Οκτώβριος 2004

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

| | |
|--|-----------|
| ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 1 |
| 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΥΣ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΕΣ | 2 |
| 1.1. ΣΥΝΤΟΜΗ ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ | 2 |
| 1.2. ΓΙΑΤΙ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ Η ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ; | 2 |
| 1.3. Η ΠΗΓΗ ΤΟΥ ΑΝΕΜΟΥ | 4 |
| 1.4. ΣΥΝΤΟΜΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΕΝΟΣ ΣΥΓΧΡΟΝΟΥ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΑ | 4 |
| 2. ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ ΣΤΗΝ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΟΥ ΔΡΟΜΕΑ | 9 |
| 2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 9 |
| 2.2. ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΟΥ ΔΡΟΜΕΑ | 9 |
| 2.2.1. ΤΟ ΟΛΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΡΟΗΣ | 10 |
| 2.2.1.1. Η Μέθοδος Ορμής | 10 |
| 2.2.1.2. Euler και Navier-Stokes μέθοδοι επίλυσης για το ολικό πεδίο ροής | 15 |
| 2.2.2. ΑΝΑΛΥΣΗ ΡΟΗΣ ΠΤΕΡΥΓΙΟΥ | 19 |
| 2.2.2.1. 2Δ Θεωρία Στοιχείων Πτερυγίου | 19 |
| 2.2.2.2. Θεωρία Γραμμής Άνωσης ή Επιφάνειας Άνωσης | 20 |
| 2.2.2.3. Γενικές Απόψεις για τη Μοντελοποίηση Ροής συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση του Ιξώδους | 22 |
| 2.2.2.4. 3Δ Μέθοδοι Οριακού Στρώματος | 24 |
| 2.2.2.5. Μέθοδοι Ημι-3Δ Οριακού Στρώματος, η Περίπτωση της Απώλειας Στήριξης | 25 |
| 2.2.2.6. Μέθοδοι Επίλυσης Navier-Stokes | 25 |
| 2.3. ΔΙΑΘΕΣΙΜΑ ΕΜΠΕΙΡΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΚΑΙ ΑΝΑΓΚΗ ΓΙΑ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ | 27 |
| 2.4. ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΑΕΡΟΤΟΜΩΝ | 30 |
| 3. Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΒΕΜ (ΟΡΜΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ) ... | 32 |
| 3.1. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΤΗΣ ΒΕΜ ΜΕΘΟΔΟΥ | 32 |
| 3.2. ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΑΚΡΟΠΤΕΡΥΓΙΟΥ ΤΟΥ PRANDTL | 38 |
| 3.3. Η ΔΙΟΡΘΩΣΗ ΤΟΥ GLAUERT ΓΙΑ ΣΧΕΤΙΚΑ ΥΨΗΛΕΣ ΤΙΜΕΣ ΤΟΥ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΞΟΝΙΚΗΣ ΕΠΑΓΩΓΗΣ α | 39 |
| 4. ΕΤΗΣΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΠΑΡΑΓΩΓΗ | 42 |
| 5. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ «WIND TURBINE ANALYSIS – ΒΕΜ ΜΕΘΟΔΟ» | 44 |
| 5.1. ΟΔΗΓΟΣ ΧΡΗΣΗΣ | 44 |
| 5.2. ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΤΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ ΣΤΟ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ «WIND TURBINE ANALYSIS - ΒΕΜ ΜΕΘΟΔΟ» ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΥΡΕΣΗ ΤΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ, ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΒΕΜ ΜΕΘΟΔΟ | 68 |
| 5.2.1. Υπολογισμός συντελεστών αξονικής και περιφερειακής επαγωγής α και α' αντίστοιχα | 68 |

| | |
|--|-----------|
| 5.2.2. Υπολογισμός συνολικής ισχύος P του δρομέα | 69 |
| 5.2.3. Υπολογισμός συνολικής ροπής M που ενεργεί στο δρομέα | 69 |
| 5.2.4. Υπολογισμός συνολικής δύναμης T που ενεργεί στο δρομέα | 69 |
| 5.2.5. Υπολογισμός συντελεστή ισχύος C_p του δρομέα | 69 |
| 5.2.6. Υπολογισμός στοιχειώδους αξονικής δύναμης ΔF_x | 70 |
| 5.2.7. Υπολογισμός στοιχειώδους περιφερειακής δύναμης ΔF_t | 70 |
| 5.2.8. Υπολογισμός αξονικής δύναμης $B\Delta F_x$ | 70 |
| 5.2.9. Υπολογισμός περιφερειακής δύναμης $B\Delta F_t$ | 70 |
| 5.2.10. Υπολογισμός στοιχειώδους ροπής dM | 70 |
| 5.2.11. Υπολογισμός στοιχειώδους ισχύος N | 70 |
| 5.2.12. Υπολογισμός τοπικού συντελεστή ισχύος c_p | 70 |
| 6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΟΣ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ | 71 |
| 7. ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΘΕΜΑΤΑ ΠΡΟΣ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ | |
| ΑΝΑΛΥΣΗ | 77 |
| ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: ΣΥΣΤΗΜΑ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΡΟΗΣ | 80 |
| ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ: ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΣΤΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ .. | 88 |
| ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙΙ: ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΙ | 91 |
| ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ | 93 |
| ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ CD | 96 |

Α.Π.Θ. - ΤΜΗΜΑ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΠΟΡΩΝ
Αριθμ. Εισαγ.: 1350
Ημερομηνία: 4/11/04

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η δημιουργία υπολογιστικής διαδικασίας, σύμφωνα με τη BEM (ορμής στοιχείων πτερυγίων) μέθοδο, προκειμένου να πραγματοποιηθεί η αεροδυναμική σχεδίαση ανεμοκινητήρων οριζόντιου άξονα και ιδιαίτερα του δρομέα αυτών. Τα δυο είδη μεθόδων που υπάρχουν σήμερα είναι οι μηχανικές που χρησιμοποιούνται σε αεροδυναμικά υπολογιστικά προγράμματα και οι θεμελιώδεις (Euler και Navier Stokes). Για την πρακτική (βιομηχανική) σχεδίαση και σκοπούς ανάλυσης χρησιμοποιείται ένας αριθμός προσεγγιστικών μοντέλων που επιτρέπουν την εύρεση λύσεων με επαναλαμβανόμενο τρόπο. Αυτές οι μέθοδοι είναι που αναφέρονται ως μηχανικές και για αυτή την περίπτωση θα γίνει λόγος στη συνέχεια. Ένας τέτοιος (αεροδυναμικός) κώδικας περιλαμβάνει αρκετά μοντέλα, όπως ένα κατασκευαστικό, ένα μοντέλο για την επέκταση του απόρου και ένα μοντέλο δυναμικής απώλειας στήριξης. Έπειτα, τα παραπάνω μοντέλα πλαισιώνονται από μια BEM μέθοδο και έτσι ολοκληρώνεται ο αεροδυναμικός κώδικας.

Για τη BEM μέθοδο, αναπτύχθηκε, στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής, το πρόγραμμα «WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD» για να διευκολύνει μια τέτοιου είδους ανάλυση. Συγκεκριμένα, ο χρήστης δεν έχει παρά να θέσει τα επιθυμητά δεδομένα και να εξαγάγει πολύ εύκολα τα αποτελέσματα. Αυτά τα αποτελέσματα αφορούν τον υπολογισμό όλων των βασικών μεγεθών που είναι απαραίτητα για να πραγματοποιηθεί μια λεπτομερής ανάλυση. Ειδικότερα, υπολογίζονται ο συντελεστής ισχύος (ολικός και τοπικός), η ισχύς (συνολική και στοιχειώδης) που ενεργεί στο δρομέα, η ροπή (συνολική και στοιχειώδης) που ενεργεί στο δρομέα, η δύναμη (συνολική και στοιχειώδης) που ενεργεί στο δρομέα, η αξονική και περιφερειακή δύναμη, καθώς και τα αντίστοιχα στοιχειώδη μεγέθη τους. Επίσης, υπολογίζονται οι συντελεστές αξονικής και περιφερειακής επαγωγής και η γωνία πρόσπτωσης για κάθε ακτινική θέση, ενώ εμφανίζονται και τα ανάλογα διαγράμματα.

Φυσικά, όπως κάθε υπολογιστικό πρόγραμμα, το πρόγραμμα «WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD» θα μπορούσε να υποστεί ορισμένες βελτιώσεις. Έτσι, για παράδειγμα, θα μπορούσε να γίνει εισαγωγή των συντελεστών διόρθωσης Prandtl-Glauert. Ωστόσο, βασική βελτίωση θα μπορούσε να αποτελέσει η εισαγωγή με απόλυτη ακρίβεια αξιόπιστης και επιτυχώς ελεγμένης βάσης δεδομένων αεροτομών στο πρόγραμμα, ιδιαίτερα για υψηλές γωνίες πρόσπτωσης.

Με βάση αυτό το πρόγραμμα λοιπόν, θα μπορούσε κάποιος να προσθέσει τις απαραίτητες βελτιώσεις που αναφέρθηκαν παραπάνω, καθώς και να προσθέσει τα υπόλοιπα μοντέλα (κατασκευαστικό, μοντέλο για την επέκταση του απόρου και μοντέλο δυναμικής απώλειας στήριξης) προκειμένου να ολοκληρωθεί η δημιουργία ενός αεροδυναμικού κώδικα. Έτσι, θα μπορούσε κάποιος να προσπαθήσει να κατασκευάσει εντελώς νέα πτερύγια, τα οποία να έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της απόδοσης του ανεμοκινητήρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΥΣ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΕΣ

1.1. Σύντομη ιστορική αναδρομή

Η δύναμη του ανέμου μπορεί να είναι πολύ ισχυρή, όπως μπορεί να διαπιστωθεί μετά από το πέρασμα ενός τυφώνα. Ιστορικά, ο άνθρωπος έχει χρησιμοποιήσει από πολύ παλιά αυτή τη δύναμη με πιο σημαντική χρήση να αποτελεί πιθανότατα η πρόωση των πλοίων προτού ακόμα εφευρεθεί η ατμομηχανή ή η μηχανή εσωτερικής καύσης. Ο άνεμος έχει χρησιμοποιηθεί, επίσης, σε ανεμόμυλους για το άλεσμα δημητριακών ή για την άντληση νερού για άρδευση ή, όπως στην Ολλανδία, για να αποτραπεί ο πλημμυρισμός των εδαφών χαμηλής στάθμης από το νερό της θάλασσας. Στην αρχή του εικοστού αιώνα ο ηλεκτρισμός αποκτούσε ολοένα και αυξανόμενη χρήση και οι ανεμόμυλοι σταδιακά μετατράπηκαν σε ανεμοκινητήρες με τη σύνδεση του δρομέα με μια ηλεκτρική γεννήτρια.

Τα πρώτα ηλεκτρικά δίκτυα αποτελούνταν από χαμηλής τάσης καλώδια συνεχούς ρεύματος με μεγάλες απώλειες. Γι' αυτό, ο ηλεκτρισμός έπρεπε να παράγεται κοντά στον τόπο χρήσης. Στις φάρμες, οι μικροί ανεμοκινητήρες ήταν ιδανικοί γι' αυτό το σκοπό. Σταδιακά, ωστόσο, οι ντηζελοκινητήρες και οι ατμοστρόβιλοι πήραν τον έλεγχο όσο αφορά την παραγωγή ηλεκτρισμού και μόνο κατά τη διάρκεια των δυο παγκοσμίων πολέμων, όταν η προμήθεια καυσίμων ήταν δύσκολη, ξανάνθισε η αιολική ενέργεια.

Παρόλα αυτά, ακόμη και μετά το δεύτερο παγκόσμιο πόλεμο, η ανάπτυξη πιο αποδοτικών μηχανών επιδιώχθηκε από ορισμένες χώρες, όπως η Γερμανία, η Γαλλία, το Η.Β. και η Δανία. Στη Δανία, αυτό το εγχείρημα ανέλαβε ο Johannes Juul, ο οποίος ήταν εργαζόμενος στην εταιρεία παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας SEAS. Στα μέσα της δεκαετίας του 1950, ο Juul εφηύρε αυτό που αργότερα αποκάλεσαν τη δανέζικη ιδέα-αρχή κατασκευάζοντας το φημισμένο ανεμοκινητήρα Gedser που είχε έναν ανάντι τρίπτερο δρομέα του ανέμου με ρυθμισμένο stall (αποφυγή απώλειας στήριξης), ο οποίος περιστρέφονταν με σταθερή περιστροφική ταχύτητα και συνδεόταν με μια ασύγχρονη γεννήτρια εναλλασσόμενου ρεύματος. Με την πετρελαϊκή κρίση το 1973, οι ανεμοκινητήρες ξαφνικά απέκτησαν και πάλι ενδιαφέρον για πολλές χώρες, οι οποίες ήθελαν να είναι λιγότερο εξαρτημένες από εισαγωγές πετρελαίου. Γι' αυτό, ξεκίνησαν πολλά εθνικά ερευνητικά προγράμματα για να διερευνήσουν τις πιθανότητες χρήσης της αιολικής ενέργειας. Μεγάλες πρωτότυπες κατασκευές κατασκευάστηκαν για να εκτιμηθεί το κατά πόσο ήταν οικονομική η παραγωγή ηλεκτρισμού από τον άνεμο και για να μετρηθούν τα φορτία σε μεγάλους ανεμοκινητήρες. Από την πετρελαϊκή κρίση, οι εμπορικοί ανεμοκινητήρες έχουν γίνει σταδιακά μια σημαντική βιομηχανία με ετήσιο κύκλο εργασιών κατά τη δεκαετία του 1990 πάνω από US \$ 1 δισεκατομμύριο ανά έτος. Στο τέλος της δεκαετίας του 1990, το μέγεθος των εμπορικών ανεμοκινητήρων συνεχίζει να αυξάνει και ο ετήσιος κύκλος εργασιών αυξάνεται κατά περίπου 20% ανά έτος.

1.2. Γιατί να χρησιμοποιείται η αιολική ενέργεια ;

Όπως ήδη αναφέρθηκε, μια χώρα ή μια περιοχή όπου η ενεργειακή παραγωγή βασίζεται στον εισαγόμενο άνθρακα ή πετρέλαιο γίνεται πιο αυτάρκης (ενεργειακά),

όταν χρησιμοποιεί εναλλακτικές πηγές, όπως η αιολική ενέργεια. Ο ηλεκτρισμός που παράγεται από τον άνεμο δεν παράγει εκπομπές CO₂ και επομένως δε συνεισφέρει στο φαινόμενο του θερμοκηπίου. Επίσης, η αιολική ενέργεια δημιουργεί πολλές θέσεις εργασίας. Σε απομονωμένες περιοχές ή σε περιοχές με ασθενές ηλεκτρικό δίκτυο, η αιολική ενέργεια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη φόρτιση μπαταριών ή μπορεί να συνδυασθεί με ένα νηξελοκινητήρα για την εξοικονόμηση καυσίμου, όποτε είναι διαθέσιμος ο άνεμος. Επιπλέον, οι ανεμοκινητήρες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την αφαλάτωση του νερού σε παραλιακές περιοχές με λίγο φρέσκο νερό, π.χ. στη Μέση Ανατολή. Σε μια περιοχή γεμάτη ανέμους, η τιμή του ηλεκτρισμού, μετρημένη σε \$ / kWh, είναι συγκρίσιμη με την τιμή παραγωγής από πιο συμβατικές μεθόδους, π.χ. από εγκαταστάσεις που παράγουν ισχύ από άνθρακα.

Για να μειώσουν περαιτέρω την τιμή και για να κάνουν την αιολική ενέργεια πιο ανταγωνιστική σε σχέση με άλλες μεθόδους παραγωγής, οι κατασκευαστές ανεμοκινητήρων επικεντρώνονται στο να μειώσουν την τιμή του ίδιου του ανεμοκινητήρα. Άλλοι παράγοντες, όπως το επιτόκιο, το κόστος γης και η ποσότητα του διαθέσιμου ανέμου σε μια συγκεκριμένη περιοχή, επίσης επηρεάζουν την τιμή της παραγόμενης ηλεκτρικής ενέργειας. Η τιμή παραγωγής υπολογίζεται ως η επένδυση συν το προεξοφλημένο κόστος συντήρησης διαιρεμένα με την προεξοφλημένη παραγωγή μετρημένη σε kWh για μια περίοδο είκοσι ετών. Όταν τα χαρακτηριστικά ενός δοσμένου κινητήρα είναι γνωστά, όπως η ισχύς σε kW για μια δοσμένη ταχύτητα ανέμου καθώς και η ετήσια κατανομή ανέμου, τότε μπορεί να εκτιμηθεί η ετήσια ενεργειακή παραγωγή για μια συγκεκριμένη τοποθεσία.

Ακόμη, αναφέρονται μερικά από τα μειονεκτήματα της αιολικής ενέργειας. Οι ανεμοκινητήρες δημιουργούν μια συγκεκριμένη ποσότητα θορύβου, όταν παράγουν ηλεκτρισμό. Στους σύγχρονους ανεμοκινητήρες, οι κατασκευαστές έχουν καταφέρει να μειώσουν σχεδόν εξολοκλήρου το μηχανικό θόρυβο και τώρα εργάζονται για να μειώσουν τον αεροδυναμικό θόρυβο από τα περιστρεφόμενα πτερύγια. Ο θόρυβος είναι ένας σημαντικός ανταγωνιστικός παράγοντας, ειδικά σε πυκνοκατοικημένες περιοχές. Μερικοί πιστεύουν ότι οι ανεμοκινητήρες είναι άσχημες οπτικά στο τοπίο, αλλά καθώς όλο και μεγαλύτεροι κινητήρες αντικαθιστούν σταδιακά τους μικρότερους και πιο παλιούς, ο πραγματικός αριθμός ανεμοκινητήρων θα μειώνεται και ταυτόχρονα θα είναι διαθέσιμη μεγαλύτερη ισχύς. Αν πρόκειται να εγκατασταθούν πολλοί κινητήρες σε μια περιοχή, είναι σημαντικό να υπάρχει δημόσια αποδοχή τους. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί επιτρέποντας σε αυτούς τους ανθρώπους που ζουν κοντά στους ανεμοκινητήρες να κατέχουν ένα μέρος του σχεδίου και να έχουν ένα μερίδιο από αυτό το εισόδημα. Ο θόρυβος και η οπτική επίδραση θα είναι λιγότερο σημαντικοί στο μέλλον, καθώς οι ανεμοκινητήρες θα τοποθετούνται μέσα στη θάλασσα.

Ένα πρόβλημα είναι ότι η αιολική ενέργεια μπορεί να παραχθεί μόνο όταν φυσά άνεμος. Αυτό δεν αποτελεί πρόβλημα για τις περισσότερες χώρες που είναι συνδεδεμένες με μεγάλα δίκτυα και μπορούν, επομένως, να αγοράσουν ηλεκτρισμό από το δίκτυο όταν απουσιάζει ο άνεμος. Ωστόσο, είναι πλεονέκτημα να είναι γνωστό προκαταβολικώς τι πηγές θα είναι διαθέσιμες στο άμεσο μέλλον έτσι ώστε οι συμβατικές εγκαταστάσεις παραγωγής ισχύος να μπορούν να προσαρμόζουν την παραγωγή τους. Ο συνδυασμός της αιολικής ενέργειας με την υδροισχύ θα ήταν ιδανικός, αφού απαιτείται σχεδόν μηδενικός χρόνος για το άνοιγμα ή κλείσιμο μιας βαλβίδας στην είσοδο ενός υδροστροβίλου, π.χ. κάποιος μπορεί να εξοικονομήσει νερό στη δεξαμενή, όταν ο άνεμος είναι επαρκώς ισχυρός.

1.3. Η πηγή του ανέμου

Ένας ανεμοκινητήρας μετατρέπει την κινητική ενέργεια του ανέμου σε μηχανική σε έναν άξονα και τελικά σε ηλεκτρική ενέργεια μέσω μιας γεννήτριας. Η μέγιστη διαθέσιμη ενέργεια P_{\max} , επομένως, αποκομίζεται, εάν η ταχύτητα του ανέμου μειωθεί στο μηδέν περνώντας μέσα από το δρομέα. Έτσι,

$$P_{\max} = \frac{1}{2} \dot{m} V_0^2 = \frac{1}{2} \rho A V_0^3,$$

όπου \dot{m} είναι η ροή μάζας, V_0 είναι η ταχύτητα του ανέμου, ρ είναι η πυκνότητα του αέρα και A είναι η περιοχή όπου η ταχύτητα του ανέμου έχει μειωθεί. Η εξίσωση για τη μέγιστη διαθέσιμη ισχύ είναι πολύ σημαντική, αφού μας λέει ότι η ισχύς αυξάνει με τον κύβο της ταχύτητας του ανέμου και μόνο γραμμικά με την πυκνότητα και την περιοχή. Γι' αυτό, η διαθέσιμη ταχύτητα ανέμου σε μια δοσμένη τοποθεσία, συχνά, μετράται αρχικά για μια χρονική περίοδο πριν ξεκινήσει ένα σχέδιο εγκατάστασης.

Στην πράξη, δεν μπορεί να μειωθεί η ταχύτητα του ανέμου στο μηδέν και γι' αυτό ορίζεται ένας συντελεστής ισχύος C_p ως το πηλίκο μεταξύ της πραγματικής ισχύος που λαμβάνεται και της μέγιστης διαθέσιμης ισχύος, η οποία δίνεται από την παραπάνω εξίσωση. Ένα θεωρητικό μέγιστο υπάρχει για το C_p , το λεγόμενο όριο Betz δηλαδή $C_{p\max} = 16/27 = 0.593$. Οι σύγχρονοι ανεμοκινητήρες λειτουργούν κοντά σ' αυτό το όριο με C_p κοντά στο 0.5 και γι' αυτό βελτιστοποιούνται.

1.4. Σύνομη περιγραφή ενός σύγχρονου ανεμοκινητήρα

Οι ναυτικοί ανακάλυψαν πολύ νωρίς ότι είναι πιο αποτελεσματικό να χρησιμοποιούν τη δύναμη της άνωσης από τη δύναμη της αντίστασης για την πρόωση. Η άνωση και η αντίσταση είναι τα συστατικά της αεροδυναμικής δύναμης κάθετα και παράλληλα στην κατεύθυνση του ανέμου αντίστοιχα. Είναι εύκολο να δειχθεί θεωρητικά ότι είναι πιο αποδοτικό να χρησιμοποιείται η άνωση παρά η αντίσταση, όταν αντλούμε ενέργεια από τον άνεμο. Γι' αυτό, όλοι οι σύγχρονοι ανεμοκινητήρες αποτελούνται από έναν αριθμό περιστρεφόμενων πτερυγίων που μοιάζουν με πτερύγια προπέλας.

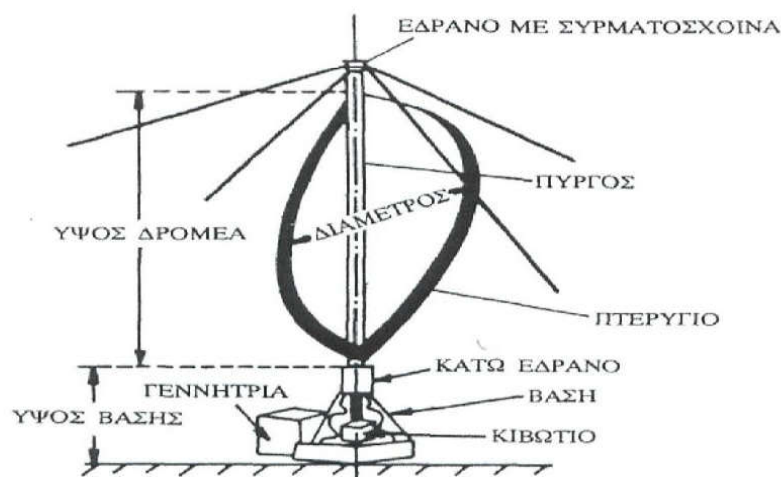
Οι ανεμοκινητήρες μπορούν να ταξινομηθούν σύμφωνα με τον προσανατολισμό των αξόνων τους σε σχέση με τη ροή του ανέμου σε:

- Οριζόντιου άξονα, horizontal-axis wind turbine HAWT, στους οποίους ο άξονας περιστροφής του δρομέα είναι παράλληλος προς την κατεύθυνση του ανέμου, σχ. 1.4.1
- Οριζόντιου άξονα (Cross – Wind), οποίους ο άξονας περιστροφής είναι παράλληλος προς την επιφάνεια της γης, αλλά κάθετος στην κατεύθυνση της ροής του ανέμου
- Κάθετου άξονα, vertical-axis wind turbine, VAWT, στους οποίους ο άξονας περιστροφής είναι κάθετος στην επιφάνεια της γης και κάθετος στη ροή του ανέμου, σχ. 1.4.2

Το ακόλουθο κείμενο επικεντρώνεται στους HAWTs. Για εμπορικούς ανεμοκινητήρες, η δεσπόζουσα τάση είναι, κυρίως, οι HAWTs. Ένας HAWT περιγράφεται από τη διάμετρο του δρομέα, τον αριθμό των πτερυγίων, το ύψος του



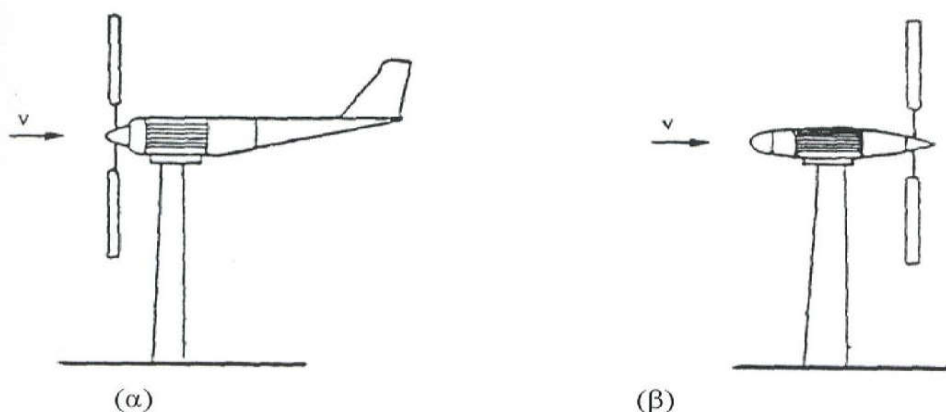
Σχήμα 1.4.1 Ανεμοκινητήρας οριζόντιου άξονα



Σχήμα 1.4.2 Ανεμοκινητήρας κατακόρυφου άξονα

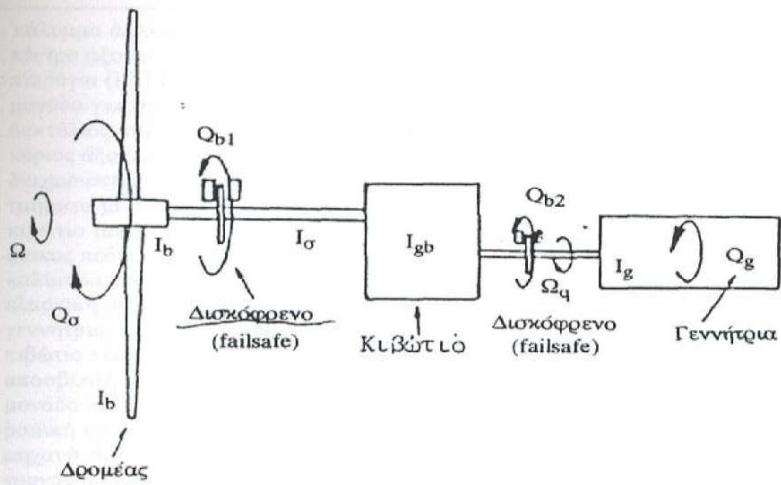
πύργου, την ονομαστική ισχύ και το σύστημα ελέγχου. Το ύψος του πύργου είναι σημαντικό, αφού η ταχύτητα του ανέμου αυξάνει με το ύψος πάνω από το έδαφος και η διάμετρος του δρομέα είναι σημαντική, αφού αυτή δίνει την περιοχή A στον τύπο για τη διαθέσιμη ισχύ. Η αναλογία μεταξύ της διαμέτρου και του ύψους πύργου είναι περίπου 1. Η ονομαστική ισχύς είναι η μέγιστη επιτρεπόμενη ισχύς για την εγκατεστημένη γεννήτρια και το σύστημα ελέγχου πρέπει να διασφαλίζει ότι αυτή η

ισχύς δεν υπερβαίνεται όταν πνέουν ισχυροί άνεμοι. Ο αριθμός των πτερυγίων είναι, συχνά, δύο ή τρία. Οι δίπτεροι ανεμοκινητήρες είναι φθηνότεροι, επειδή έχουν ένα πτερύγιο λιγότερο, αλλά περιστρέφονται γρηγορότερα και εμφανίζουν μεγαλύτερο τρεμόπαιγμα στα μάτια, ενώ οι τρίπτεροι ανεμοκινητήρες φαίνονται πιο ήρεμοι και γι' αυτό λιγότερο ενοχλητικοί στο τοπίο. Η αεροδυναμική απόδοση είναι χαμηλότερη σε ένα δίπτερο απ' ό τι σε έναν τρίπτερο ανεμοκινητήρα. Οι δίπτεροι ανεμοκινητήρες είναι, συχνά, αλλά όχι πάντα, κατάντι μηχανές, δηλαδή ο δρομέας είναι τοποθετημένος κατάντι του πύργου. Επιπλέον, η σύνδεση με τον άξονα δεν είναι άκαμπτη. Ο δρομέας είναι τοποθετημένος πάνω στον άξονα μέσω ενός εύκαμπτου συνδέσμου. Αυτό ονομάζεται μηχανισμός ταλάντευσης και η επίδραση είναι ότι καμία από τις καμπτικές ορμές δε μετασχηματίζεται από το δρομέα στο μηχανικό άξονα. Μια τέτοια κατασκευή είναι πιο ελαστική σε σχέση με αυτή ενός άκαμπτου τρίπτερου άξονα και ορισμένα εξαρτήματα μπορούν να κατασκευαστούν ώστε να είναι πιο ελαφρά και μικρότερα και έτσι να μειωθεί η τιμή του κινητήρα. Η σταθερότητα του πιο εύκαμπτου δρομέα πρέπει, ωστόσο, να διασφαλιστεί. Οι κατάντι ανεμοκινητήρες είναι πιο θορυβώδεις από τους ανάντι ανεμοκινητήρες, γιατί ο απόρους του κάθε πτερυγίου ανά περιστροφή πίσω από τον πύργο μπορεί να ακουστεί ως χαμηλής συχνότητας θόρυβος.

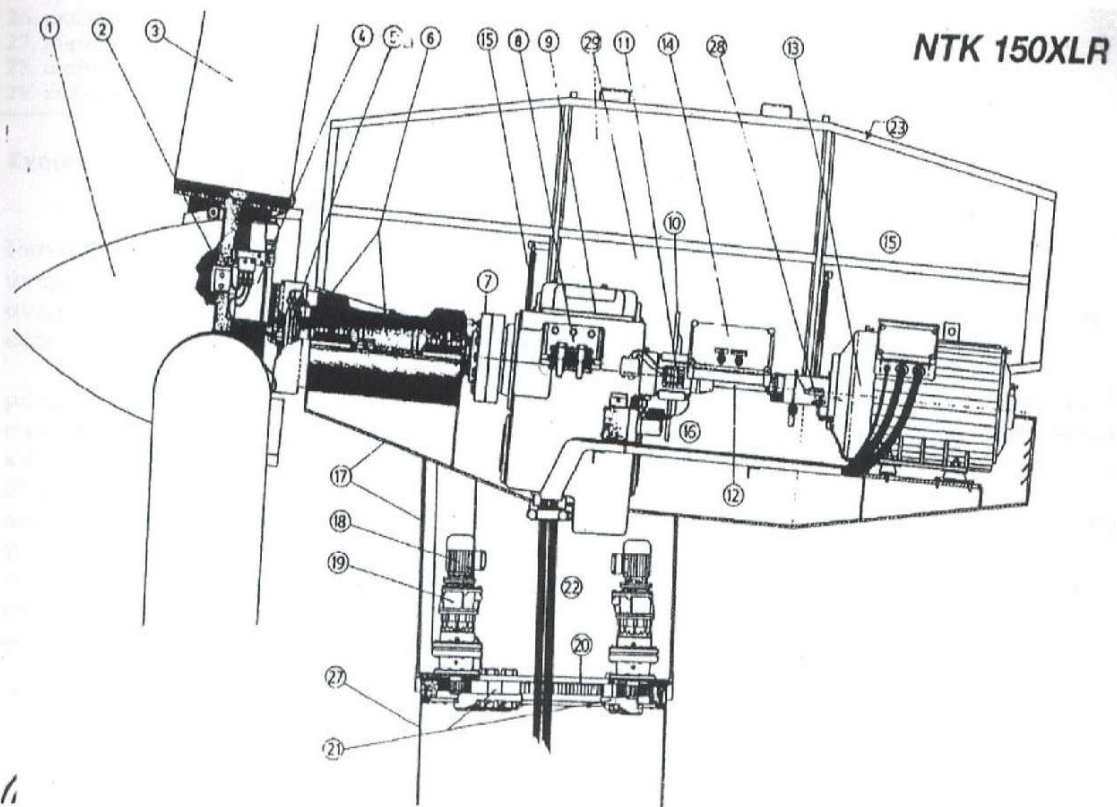


Σχήμα 1.4.3 Θέση δρομέα ως προς πύργο
(α) Δρομέας ανάντι του πύργου (β) Δρομέας κατάντι του πύργου

Η περιστροφική ταχύτητα ενός δρομέα ανεμοκινητήρα είναι περίπου 20-50 r.p.m. και η περιστροφική ταχύτητα των αξόνων των περισσότερων γεννητριών είναι περίπου 1000-3000 r.p.m.. Γι' αυτό, πρέπει να τοποθετηθεί ένα κιβώτιο ταχυτήτων μεταξύ του χαμηλόστροφου άξονα του δρομέα (πριν το κιβώτιο ταχυτήτων) και του υψηλόστροφου άξονα της γεννήτριας (μετά το κιβώτιο ταχυτήτων) (σχ. 1.4.4). Η διάταξη ενός τυπικού ανεμοκινητήρα μπορεί να φανεί στο σχ. 1.4.5, ο οποίος ανήκει στη δανέζικη εταιρεία Nordtank Energy Group που είναι τώρα μέλος της NEG Micon. Η διάταξη στο σχ. 1.4.5 δεν είναι σε καμία περίπτωση μοναδική. Π.χ., μερικοί κινητήρες είναι εξοπλισμένοι με πολυπολικές γεννήτριες που περιστρέφονται τόσο αργά που δεν απαιτείται κιβώτιο ταχυτήτων.



Σχήμα 1.4.4 Τυπική διάταξη κουβουκλίου ανεμοκινητήρα



ΚΕΦΑΛΑΙΟ

1. κάλυμμα άξονα
2. κέντρο άξονα
3. πτερύγια (LM FIBERGLASS)
4. μονάδα για την πέδη των ακροπτερυγίων
5. δακτύλιος συλλογής
6. κύριος άξονας
7. διαχωριστική ροδέλα άξονα
8. τμήματα με χαμηλό θόρυβο
9. κιβώτιο ταχυτήτων
10. δίσκος πέδης
11. καλίμπρα πέδης
12. ελαστική σύζευξη
13. γεννήτρια
14. κιβώτιο ελέγχου ασφαλείας
15. αποσβεστήρας ταλαντώσεων για το κάλυμμα του θαλάμου του κινητήρα
16. μονάδα πέδης
17. βασική κατασκευή
18. μηχανή ευθυγράμμισης
19. γρανάζια ευθυγράμμισης
20. μετάδοση γραναζιών ευθυγράμμισης
21. «σφίξιμο» φρένου ευθυγράμμισης
22. κύρια καλώδια
23. ανεμοδείκτης και ανεμόμετρο
24. σκάλα για ανάβαση στο θάλαμο του κινητήρα
25. γραμμή ασφαλείας
26. σκάλα στον πύργο
27. πύργος
28. αισθητήρας δόνησης
29. κάλυμμα θαλάμου κινητήρα

Σχήμα 1.4.5 Διάταξη του ανεμοκινητήρα NTK150XLR

Ιδανικά, ένας δρομέας ανεμοκινητήρα θα έπρεπε να είναι πάντοτε κάθετος στον άνεμο. Γι' αυτό, στους περισσότερους ανεμοκινητήρες τοποθετείται κάπου ένας ανεμοδείκτης για την κατεύθυνση του ανέμου. Επίσης, τοποθετείται και μια μηχανή εκτροπής, η οποία προσανατολίζει το θάλαμο του κινητήρα προς τον άνεμο.

Ο δρομέας είναι το εξάρτημα του ανεμοκινητήρα που έχει τύχει της μεγαλύτερης ανάπτυξης τα τελευταία χρόνια. Οι αεροτομές που χρησιμοποιήθηκαν στα πτερύγια των πρώτων σύγχρονων ανεμοκινητήρων αναπτύχθηκαν για αεροσκάφη και δε βελτιστοποιήθηκαν για τις μεγαλύτερες ακμές προσβολής. Αν και η παλιά αεροτομή NACA63-4XX είναι ακόμη δημοφιλής, λόγω της εμπειρίας που αποκομίστηκε από τα πρώτα πτερύγια, οι κατασκευαστές πτερυγίων έχουν αρχίσει να χρησιμοποιούν αεροτομές που να βελτιστοποιούνται ειδικά για ανεμοκινητήρες. Διάφορα υλικά έχουν δοκιμαστεί για την κατασκευή πτερυγίων που πρέπει να είναι επαρκώς ανθεκτικά, να έχουν υψηλό όριο αντοχής και να είναι όσο το δυνατό φθηνότερα. Σήμερα, τα περισσότερα πτερύγια κατασκευάζονται από πλαστικό ενισχυμένο με υαλονήματα (fiberglass), αλλά και από άλλα υλικά, όπως πολυστρωματικό ξύλο.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο

2. ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ ΣΤΗΝ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΟΥ ΔΡΟΜΕΑ

2.1. Εισαγωγή

Η μηχανική των ρευστών και ειδικότερα η αεροδυναμική είναι ένας από τους πιο βασικούς τομείς της αιολικής ενέργειας. Είναι απαραίτητη για την περιγραφή του πεδίου ανέμου απ' όπου ο δρομέας λαμβάνει ενέργεια και για τη σχεδίαση του δρομέα και όσο αφορά την ενεργειακή απόδοση και όσο αφορά τα δυναμικά φορτία που αναπτύσσονται σε συνδυασμό με την ελαστικά παραμορφωμένη δομή. Ακόμη, είναι απαραίτητη για την κατανόηση και μείωση της ανάπτυξης και μετάδοσης αεροακουστικού θορύβου μέσω των πτερυγίων του δρομέα. Τέλος, αυτή είναι απαραίτητη για την κατανόηση της ανάπτυξης του απόρου πίσω από το δρομέα που (σε περιπτώσεις αιολικών πάρκων) μπορεί να καθορίσει το πεδίο εισροής για τον επόμενο κατάντι δρομέα.

Οι βασικές εξισώσεις που υπήρχε η πεποίθηση ότι μπορούσαν να περιγράψουν τη ροή των ρευστών (συμπεριλαμβανομένου του αέρα) γενικά, οι εξισώσεις Navier-Stokes, είναι γνωστές εδώ και πολύ καιρό. Ωστόσο, ο χαρακτήρας τους είναι τέτοιος που δεν μπορούν να βρεθούν λύσεις για τις συνθήκες ροής και τις γεωμετρίες ενδιαφέροντος μέχρι τώρα, ακόμη και με αριθμητικές μεθόδους. Για την πρακτική (βιομηχανική) σχεδίαση και σκοπούς ανάλυσης χρησιμοποιείται ένας αριθμός προσεγγιστικών μοντέλων που επιτρέπουν την εύρεση λύσεων με επαναλαμβανόμενο τρόπο. Αυτές οι μέθοδοι που συχνά αναφέρονται ως μηχανικές μέθοδοι έχουν βελτιωθεί σημαντικά την τελευταία δεκαετία. Συγχρόνως, απλοποιημένες μέθοδοι επίλυσης για εφαρμογές ανεμοκινητήρων (με περιορισμούς, όπως η μέση τιμή με Reynolds, το μοντέλο τύρβης και υποθέσεις γενικής σταθερότητας) αναπτύσσονται και ερευνώνται αυτή την περίοδο.

Παρακάτω, περιγράφεται η παρούσα κατάσταση της επιστήμης της αεροδυναμικής του δρομέα ανεμοκινητήρων. Αναπτύσσονται και τα μηχανικά μοντέλα και οι λύσεις που βασίζονται στις εξισώσεις Navier-Stokes, καθώς και η ολοένα αυξανόμενη βάση εμπειρικών δεδομένων που γίνεται διαθέσιμη. Επίσης, υπογραμμίζονται και περιοχές προβλημάτων που χρήζουν άμεσης λύσης. Τέλος, γίνεται μια προσπάθεια για ελαχιστοποίηση των μαθηματικών σχέσεων στο κυρίως κείμενο, ενώ οι βασικές μαθηματικές εξισώσεις παρατίθενται ξεχωριστά στο Παράρτημα Ι.

2.2. Αεροδυναμική του δρομέα

Η αεροδυναμική του δρομέα αναφέρεται στην αλληλεπίδραση του δρομέα ανεμοκινητήρα με τον εισερχόμενο άνεμο. Μπορεί να χωριστεί νοητά σε ένα ολικό πεδίο ροής που εκτείνεται από πολύ μακριά ανάντι του κινητήρα έως πολύ μακριά κατάντι και σε ένα τοπικό (πτερύγιο δρομέα) πεδίο ροής που αναφέρεται στη ροή με ιξώδες στο δρομέα ή ακόμη και τα ίδια τα πτερύγια. Αυτό το τοπικό πεδίο ροής μπορεί να θεωρηθεί ως ένα κουτί μέσα στο γενικό πεδίο (χωρισμένο όμως από αυτό), ενώ οριακές συνθήκες (πιέσεις, ταχύτητες συνεχείς) στο κοινό όριο ενώνουν τις δυο

περιοχές. Αυτός ο διαχωρισμός χρησιμοποιείται για να πλεονεκτεί από την κλασσική μέθοδο ορμής στοιχείων πτερυγίων (*Blade Element Momentum: BEM*), όπου θεωρείται ότι υπάρχει ισορροπία μεταξύ των αλλαγών στην ορμή και στους βαθμούς ροής ενέργειας στο γενικό μέρος και αεροδυναμικές δυνάμεις στα πτερύγια που γίνονται γνωστές από τοπικές συνθήκες ροής. Η μέθοδος BEM, αν και είναι διαφοροποιημένη από την αρχική της μορφή σε έναν αριθμό λεπτομερειών, ακόμη διαμορφώνει το βασικό μέρος της σχεδίασης του δρομέα και των αεροδυναμικών υπολογιστικών προγραμμάτων και θα τύχει της πρέπουσας προσοχής. Ακόμη και στις «σύγχρονες» υπολογιστικές πραγματεύσεις, οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται για το ολικό πεδίο ροής συνήθως διαφέρουν από αυτές που χρησιμοποιούνται στην περιοχή πτερυγίων του δρομέα.

Λαμβάνοντας υπόψη αυτό το πράγμα, θα υπάρξει διαχωρισμός των αεροδυναμικών μεθόδων σε μεθόδους για ανάλυση του ολικού πεδίου ροής και σε μεθόδους για ανάλυση του πεδίου ροής των πτερυγίων. Παρόλα αυτά, είναι μέγιστης σημασίας να γίνει κατανοητό ότι αυτές οι περιοχές είναι ισχυρά συνδεδεμένες η μία με την άλλη και δεν μπορούν να καθοριστούν ποσοτικά χωρίς να ληφθεί υπόψη η αλληλεπίδρασή τους:

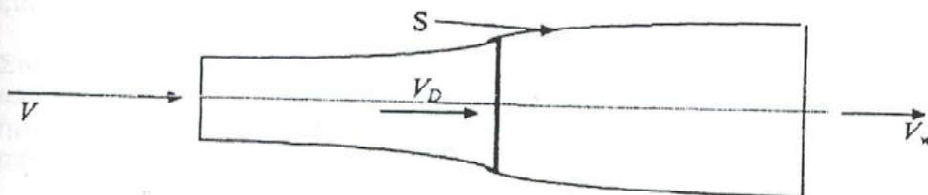
- η ροή στην ολική περιοχή καθορίζει τις συνθήκες εισροής για τα πτερύγια του δρομέα
- οι δυνάμεις στο πτερύγιο (πιθανά εκφραζόμενες ως μεταβολή πίεσης) καθορίζουν τη ροή στην ολική περιοχή

Τελικά, θα αναφερθεί η ανάπτυξη νέων αεροδυναμικών προφίλ ειδικά για χρήση σε πτερύγια δρομέα ανεμοκινητήρα.

2.2.1. Το ολικό πεδίο ροής

2.2.1.1. Η Μέθοδος Ορμής

Η κλασσική μέθοδος ανάλυσης για το ολικό πεδίο ροής είναι η μέθοδος αξονικής ορμής, όπου ο δρομέας θεωρείται ως δίσκος που ενεργεί πάνω στο ρευστό («δίσκος ενέργειας»). Οι ροές ορμής και ενέργειας θεωρούνται ότι βρίσκονται σε έναν όγκο ελέγχου που αποτελείται από το ροικό σωλήνα που περιέχεται στο δίσκο ενέργειας. Αυτή η ανάλυση έχει τις ρίζες της στη θεωρία προπελών. Ο Betz εφάρμοσε αυτή την ανάλυση επιτυχημένα στην περίπτωση των ανεμοκινητήρων λαμβάνοντας υπόψη την αξονοσυμμετρική και σταθερή ροή για έναν ομοιόμορφα φορτισμένο δίσκο ενέργειας. Η περίπτωση φαίνεται στο σχ. 2.2.1.1.1. Αν και η μέθοδος και τα αποτελέσματά της είναι μέρος της καθιερωμένης γνώσης της αεροδυναμικής του δρομέα, θα γίνουν ορισμένες παρατηρήσεις για μελλοντική αναφορά καθώς και για το ιστορικό.



Σχήμα 2.2.1.1.1 Βασικό πεδίο ροής για ολική ανάλυση αξονικής ορμής

Για τις καταστάσεις που περιγράφηκαν παραπάνω, ο Betz εξήγαγε το περίφημο όριο Betz, δηλώνοντας ότι το μέγιστο ποσό ενέργειας που μπορεί να ληφθεί από τον άνεμο ισούται με 16/27 του κινητικού ενεργειακού περιεχομένου του ανέμου, δηλαδή

$$C_{p,max}=16/27=0.59 \quad (2.1)$$

όπου το C_p συμβολίζει την ισχύ ή το συντελεστή απόδοσης. Βασικές σ' αυτό το αποτέλεσμα είναι οι αρχές ότι δεν υπάρχει καθαρή αξονική δύναμη πίεσης λόγω της κατανομής πίεσης στο εξωτερικό του ροικού σωλήνα (το S στο σχ. 2.2.1.1.1) και ότι δεν υπάρχουν εξωτερικές περιφερειακές δυνάμεις στη ροή. Και οι δυο αρχές είναι αποδεκτές από τον Betz. Πρέπει να σημειωθεί ότι η υπόθεση της περιφερειακής δύναμης δεν είναι σωστή λόγω μιας ιδιομορφίας της ροής στην άκρη του δίσκου ενέργειας και ότι το «πραγματικό» μέγιστο του συντελεστή ισχύος αναμένεται να είναι ελαφρά υψηλότερο από το όριο Betz. Εκτός από αυτό, οι συγκεντρωτές ροής, όπως συμπαιγείς διαχύτες ή πτερύγια κορυφής μπορούν, σε γενικές γραμμές, να αυξήσουν την τιμή του $C_{p,max}$, αλλά τώρα τελευταία αυτό δε φαίνεται να είναι μια οικονομικά ή τεχνολογικά ελκυστική επιλογή.

Για μελλοντική αναφορά, εκτίθενται μερικά θεμελιώδη αποτελέσματα και σχέσεις σύμφωνα με τη μέθοδο αξονικής ορμής για έναν ομοιόμορφα φορτισμένο δίσκο. Αρχικά, σημειώνεται ότι ανάντι του δίσκου ο ροικός σωλήνας που περικλείει τον όγκο ελέγχου σταδιακά θα γίνεται ολοένα πιο πλατύς όσο πλησιάζουμε το δίσκο, καθώς η επίδραση πέδης του δίσκου μειώνει την ταχύτητα από την αρχική τιμή V της ελεύθερης ροής σε μια τιμή V_D , δηλαδή

$$V_D = V - u_i = (1 - \alpha) V, \quad \alpha = \frac{u_i}{V} \quad (2.2)$$

όπου u_i είναι η επαγόμενη ταχύτητα στο επίπεδο του δρομέα και ο αδιάστατος παράγοντας α είναι γνωστός ως συντελεστής αξονικής επαγωγής. Κατά πλάτος του δίσκου ενέργειας, συμβαίνει μια πτώση πίεσης μέχρι κάτω από την πίεση περιβάλλοντος. Στο κατάντι μέρος της ροής, την περιοχή του απόρου, λαμβάνει χώρα μια σταδιακή ανάκτηση πίεσης μέχρι να επιτευχθεί και πάλι πίεση περιβάλλοντος. Σ' αυτή τη διαδικασία, η ταχύτητα περαιτέρω μειώνεται μέχρι να επιτευχθεί ένα επίπεδο της τάξης του V_w , όπου οι πιέσεις εξισώνονται και πάλι. Η μέθοδος δε θεωρεί επίδραση του ιξώδους και θεωρεί μια εξολοκλήρου ασυμπιεστή ροή.

Η συνολική ισχύς που λαμβάνεται μπορεί να γραφεί ως το γινόμενο της ροής μάζας και της διαφοράς ανάμεσα σε μια συγκεκριμένη κινητική ενέργεια στον ελεύθερο άνεμο και μακριά στον απόρου, δηλαδή

$$P = \rho A_R V_D \frac{1}{2} (V^2 - V_w^2) \quad (2.3)$$

και ομοίως ως το γινόμενο της αξονικής δύναμης D_{ax} στο δίσκο ενέργειας και της ταχύτητας τοπικής ροής, δηλαδή

$$P = D_{ax} V_D \quad (2.4)$$

Τελικά, η αξονική δύναμη μπορεί να γραφεί ως η διαφορά στη ροή μεταξύ των εισερχόμενων και εξερχόμενων ροών:

$$D_{ax} = \rho A_R V_D (V - V_w) \quad (2.5)$$

Συνδυάζοντας τις (2.4) και (2.5) και εξισώνοντας τη λήψη ισχύος, όπως εκφράζεται από τις (2.3) και (2.4), προκύπτει ότι η ταχύτητα V_D στο δίσκο ισούται με το ημίαιθροισμα της ταχύτητας του ελεύθερου ανέμου και της ταχύτητας μακριά στον απόρου:

$$V_D = \frac{1}{2} (V + V_w) \quad (2.6)$$

ή, χρησιμοποιώντας τη σημείωση της (2.2)

$$V_w = (1-2\alpha) V \quad (2.7)$$

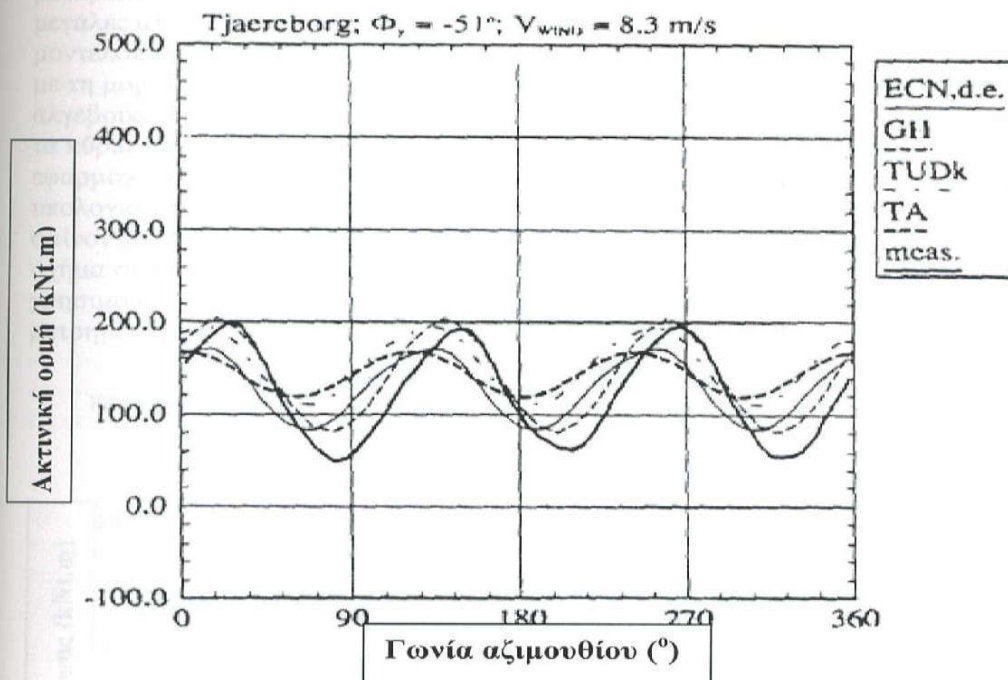
Βασική σ' αυτό το αποτέλεσμα υπόθεση είναι ότι όλη η «οργανωμένη» κινητική ενέργεια που μεταφέρεται από το πεδίο ροής λαμβάνεται στο δίσκο και δε μετατρέπεται, για παράδειγμα, σε τυρβώδη ή ανακυκλοφορούμενη κινητική ενέργεια. Το αποτέλεσμα του Betz λαμβάνεται απλά από τις προηγούμενες εξισώσεις μεγιστοποιώντας την ισχύ στην έξοδο σε σχέση με το συντελεστή επαγωγής.

Ο Glauert εφάρμοσε τη μέθοδο ορμής σε δακτυλιοειδές επίπεδο για ομοαξονικό δακτυλίδι ακτινικού διαστήματος Δr . Αυτό καθιστά δυνατό το ταίριασμα των αποτελεσμάτων της ανάλυσης ορμής με τις BEM ιδιότητες και γεωμετρία μέσα στο συγκεκριμένο δακτυλίδι. Μ' αυτόν τον τρόπο, η μέθοδος μπορεί να μετατραπεί σε μια πραγματική σχεδίαση δρομέα και σε ένα εργαλείο ανάλυσης. Συγχρόνως, προστέθηκε μια έκφραση για την ισορροπία ροπής ορμής από τον Glauert, όπου οι αλλαγές στη γωνιακή ορμή (από την τιμή του μηδενός στο ελεύθερο πεδίο ροής) εξισώνονται με τη ροπή του δρομέα στον αέρα. Εδώ περιλαμβάνεται και η εισαγωγή μιας «εφαπτομενικής» ή γωνιακής ταχύτητας επαγωγής u_t . Πρόσφατα, οι Wilson και Lissaman εκσυγχρόνισαν τη μέθοδο ώστε να περιλαμβάνει ένα συντελεστή διόρθωσης ακροπτερυγίου (τον οποίο εξήγαγε ο Prandtl) σε σχέση με τις επαγόμενες ταχύτητες και, γενικά, να κάνουν τη θεωρία να έχει τέτοια μορφή που να υποστηρίζεται από υπολογιστική λύση. Έτσι, έχει διαμορφωθεί η βάση σύμφωνα με την οποία έχουν κατασκευαστεί τα περισσότερα σύγχρονα εργαλεία σχεδίασης.

Η μέθοδος αξονικής ορμής έχει πολλές ατέλειες τόσο θεωρητικά όσο και πρακτικά. Καταρχήν, η εφαρμογή των σχέσεων ορμής και ενέργειας σε δακτυλιοειδές επίπεδο προϋποθέτει ότι η ροή σε ένα συγκεκριμένο δακτυλίδι δεν έχει σχέση με το υπόλοιπο δακτυλίδι, δηλαδή υπάρχει δακτυλιοειδής ανεξαρτησία (αυτό θα αναφέρεται ως «δακτυλιοειδής» μέθοδος ορμής). Είναι βέβαια γνωστό ότι αυτό δεν είναι σωστό. Ο Goosian τόνισε ότι, αντί για μια ανάλυση ορμής σε δακτυλιοειδές επίπεδο, θα έπρεπε να πραγματοποιηθεί μια μέθοδος επίλυσης Euler του πεδίου ροής, αφού φυσικά καθοριστεί λεπτομερώς η κατανομή δύναμης στο δίσκο ενέργειας. Στην πραγματικότητα, λαμβάνοντας υπόψη την ανάμειξη και διάχυση της στροβιλώδους κίνησης στον απόρο, είναι απαραίτητη μια ολοκληρωμένη λύση Navier-Stokes για μια σωστή περιγραφή. Παρακάτω, γίνεται μια πιο λεπτομερής αναφορά γύρω απ' αυτό το θέμα και την παρούσα κατάστασή του. Εδώ, υπογραμμίζεται ότι για αξονοσυμμετρική ροή και συνθήκες φορτίου στο δρομέα που δεν απέχουν πολύ απ' το να είναι ομοιόμορφες, τα αποτελέσματα από τη δακτυλιοειδή μέθοδο ορμής είναι, στην πράξη, αρκετά αποδεκτά.

Ωστόσο, η υπόθεση της δακτυλιοειδούς ανεξαρτησίας γίνεται εντελώς ανεπαρκής στην περίπτωση κακής ευθυγράμμισης, δηλαδή όταν υπάρχει μια γωνία σημαντικού μεγέθους μεταξύ της κατεύθυνσης του ανέμου και του άξονα του δρομέα. Αυτή είναι μια πολύ σημαντική περίπτωση στην πράξη, επειδή οι διακυμάνσεις στην κατεύθυνση του ανέμου, οι οποίες οφείλονται στον τρισδιάστατο (3-Δ) χαρακτήρα της τύρβης, είναι πολύ γρήγορες για να ακολουθηθούν από το σύστημα εκτροπής του κινητήρα (ενεργητικό ή παθητικό), ενώ είναι συχνές στιγμιαίες γωνίες κακής ευθυγράμμισης της τάξης των 20° - 30° . Ένα σημαντικό μέρος της ελάττωσης της διάρκειας κόπωσης των πτερυγίων του δρομέα οφείλεται σ' αυτές τις συνθήκες. Συνεπώς, μια καλή πρόβλεψη των φορτίων που προκύπτουν είναι τεράστιας σπουδαιότητας. Γι' αυτό το λόγο, πρόσφατα, έχει προταθεί και τεθεί σε εφαρμογή ένας αριθμός βελτιώσεων από διάφορες ομάδες. Σ' αυτές τις βελτιωμένες

μεθόδους, υπολογίζεται μια μέση ταχύτητα στο δαχτυλίδι εφαρμόζοντας τη βασική δακτυλιοειδή θεωρία ορμής στο αξονικό τμήμα της ταχύτητας του ανέμου, αλλά ακολούθως εφαρμόζεται μια αζιμουθιακή κατανομή που εξαρτάται από την ακτινική γωνία. Η μορφή αυτής της αζιμουθιακής κατανομής παίρνεται από ένα αρχικό μοντέλο του Glauert σε μερικές περιπτώσεις, ενώ άλλες φορές αυτή βασίζεται στα αποτελέσματα των Goankar και Peters. Αυτές οι τροποποιήσεις, αν και δεν απόλυτα ακριβείς, τυγχάνουν λογικής σύγκρισης με μετρήσεις που υπάρχουν στις αναφορές 15 και 17 και φαίνονται στο σχ.2.2.1.1.2, το οποίο έχει ληφθεί από την αναφορά 17.

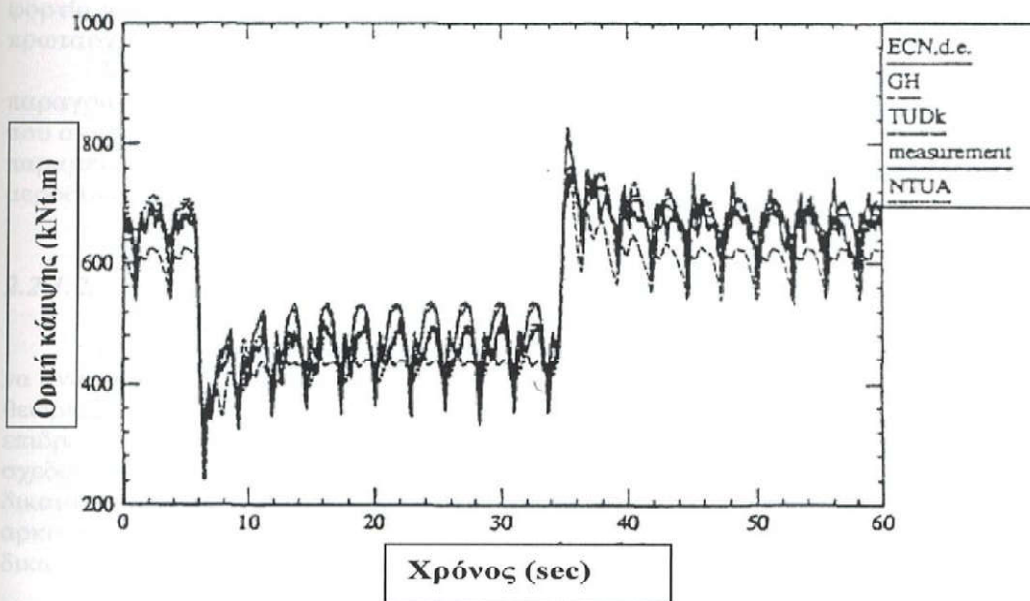


Σχήμα 2.2.1.1.2 Αποτελέσματα βελτιωμένων μοντέλων εκτροπής μέσω της BEM μεθόδου

Σ' αυτό το σχήμα, συγκρίνονται υπολογισμένες ακτινικές ορμές για τον κινητήρα Tjaereborg 2 MW με ακτινικές ορμές που έχουν ληφθεί μετρήσεις της κάμψης της βάσης των πτερυγίων. Οι καταστάσεις φαίνονται στο σχήμα. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με ροικά μοντέλα εκτροπής σε διαφορετικά αεροδυναμικά υπολογιστικά προγράμματα. Μοντέλα που χρησιμοποιούνταν συχνά πριν τις βελτιώσεις που αναφέρθηκαν προηγουμένως είχαν ως αποτέλεσμα μηδενικό μέσο όρο για τις ακτινικές ορμές. Τα νέα μοντέλα δίνουν τη σωστή ένδειξη της ανακτώμενης ροπής, αλλά υποτιμούν τις αζιμουθιακές διαφοροποιήσεις. Επιπλέον, θα έπρεπε να τονιστεί ότι οι μέθοδοι δεν έχουν επιβεβαιωθεί για τις δυναμικά μεταβλητές γωνίες εκτροπής που υπάρχουν στην πράξη.

Ένα άλλο βασικό πρόβλημα της μεθόδου ορμής (και η ολική και η δακτυλιοειδής) είναι ότι διατυπώνεται για ανεξάρτητης του χρόνου ροή: μια πιθανή αλλαγή με το χρόνο του ενεργειακού περιεχομένου ή του περιεχομένου ορμής μέσα στον όγκο ελέγχου που φαίνεται στο σχ. 2.2.1.1.1 δε λαμβάνεται υπόψη. Αντιθέτως, η μοντελοποίηση υποθέτει μια στιγμιαία ισορροπία μεταξύ της διαφοράς ορμής ροής

πολύ μακριά ανάντι και κατάντι και των αεροδυναμικών δυνάμεων στο δίσκο ενέργειας (ή στα πτερύγια του δρομέα), ακόμη και για μεταβλητές συνθήκες. Αυτή είναι γνωστή ως η υπόθεση ισορροπίας του απόρου. Στην πράξη, το πεδίο ροής, όσο αφορά το δρομέα, μεταβάλλεται συνεχώς με το χρόνο ως αποτέλεσμα των μεταβολών στην ταχύτητα και κατεύθυνση του ανέμου, των επιδράσεων της ισχυρής δύναμης του ανέμου και της δυναμικής παραμόρφωσης. Συνεπώς, δεν υπάρχει γενική ισορροπία, αλλά μια εξελισσόμενη κατάσταση του απόρου. Αυτές οι επιδράσεις έχουν μελετηθεί λεπτομερώς και εμπειρικά και θεωρητικά στα πλαίσια των σχεδίων Joule «δυναμικής εισροής». Πειράματα στον κινητήρα Tjaereborg 2 MW με γρήγορες μεταβολές στην απόσταση μεταξύ διαδοχικών πτερυγίων (pitch) αποκάλυψαν μεγάλες αστοχίες στα φορτία ισορροπίας. Οι επιδράσεις μπορούν τώρα να μοντελοποιηθούν ξαναγράφοντας τις εξισώσεις για την δακτυλιοειδή μέθοδο ορμής με τη μορφή δυναμικών διαφορικών εξισώσεων με το χρόνο αντί για το ισοζύγιο αλγεβρικών εξισώσεων. Αυτός ο τύπος μοντελοποίησης χρησιμοποιείται τώρα σε όλα τα κύρια προγράμματα σχεδίασης και ανάλυσης. Περιγραφές διαφόρων μορφών εφαρμογών μπορούν να βρεθούν στην αναφορά 17. Δείγματα αποτελεσμάτων υπολογισμών με αυτές τις δυναμικές επιδράσεις και η σύγκριση με μετρήσεις φαίνονται στο σχ. 2.2.1.1.3, το οποίο έχει ληφθεί από την αναφορά 17. Πάλι, αυτό το σχήμα συγκρίνει αποτελέσματα υπολογισμών της κάμψης της βάσης των πτερυγίων, χρησιμοποιώντας δυναμικά μοντέλα, με μετρημένες στον κινητήρα Tjaereborg. Οι μετρημένες αστοχίες έχουν, λογικά, προβλεφθεί αρκετά καλά.



Σχήμα 2.2.1.1.3 Αποτελέσματα υπολογισμών με δυναμικά μοντέλα ροής σε σύγκριση με μετρήσεις

Τελικά, η μέθοδος ορμής καταρρέει για πολύ μεγάλο φορτίο δρομέα, όπως ήταν γνωστό μετά την πρωτοποριακή μελέτη των Betz και Glauert. Αυτή η κατάσταση θα ισχύει, τυπικά, για λειτουργία σε τιμές της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου λ 1.3 ή 1.4 φορές την τιμή για την οποία επιτυγχάνεται το $C_{P,max}$ (συνήθως, αναφέρεται

ως λ_{des}). Για τη συνεχή περιστροφική ταχύτητα του ανεμοκινητήρα αυτό σημαίνει ότι αυτό συμβαίνει σε μικρή ταχύτητα ανέμου, πολύ μικρότερη από την ονομαστική ταχύτητα ανέμου, όπου η παραγωγή ενέργειας είναι σχετικά μικρή. Για μια μεταβλητή ταχύτητα του ανεμοκινητήρα, αυτό μπορεί να μη συμβεί καθόλου κατά τη διάρκεια της φυσιολογικής λειτουργίας. Η φυσική της ροής σ' αυτή την κατάσταση λειτουργίας είναι τέτοια που ένα σημαντικό ποσό κινητικής ενέργειας μετατρέπεται σε κατάσταση μεγάλης κλίμακας τυρβώδους ανακυκλοφορίας. Γι' αυτό το λόγο, αυτή η κατάσταση είναι γνωστή ως «τυρβώδης κατάσταση απόρου». Αυτό σημαίνει ότι η ισότητα των σχέσεων (2.3) και (2.4) για το P πλέον δεν ισχύει. Ο συνήθης τρόπος τελικής επίλυσης του υπολογιστικού προβλήματος γίνεται χρησιμοποιώντας μια εμπειρική σχέση μεταξύ των δακτυλιοειδών (αξονικών) δυνάμεων και του συντελεστή επαγωγής a , της αποκαλούμενης σχέσης Glauert. Διαφορετικές μέθοδοι που χρησιμοποιούνται μπορούν να βρεθούν στην αναφορά 18. Γενικά, είναι αποδεκτό ότι οι τωρινές μέθοδοι τείνουν να δίνουν μια κακή χαμηλή εκτίμηση της ισχύος που λαμβάνεται σε μικρές ταχύτητες ανέμου. Καμία πρόσφατη μελέτη δεν έχει γίνει σ' αυτόν τον τομέα, αν και για μια δεδομένη ταχύτητα ανεμοκινητήρα μπορεί να εκτιμηθεί ότι 15%-20% της ετήσιας παραγωγής ενέργειας συμβαίνει σ' αυτή την κατάσταση. Οι ακριβείς τιμές εξαρτώνται από το ταίριασμα ανάμεσα στην ταχύτητα σχεδιασμού του ανέμου και στην ετήσια μέση ταχύτητα ανέμου. Αν το σφάλμα πρόβλεψης ήταν 20%, τότε το συνολικό σφάλμα στην ετήσια ενεργειακή απόδοση θα ήταν της τάξης του 4%. Δεν υπάρχουν σημαντικές εμπλοκές των φορτίων πτερυγίων, καθώς το φαινόμενο συμβαίνει σε μικρή ταχύτητα ανέμου, άρα υπάρχουν χαμηλά φορτία πτερυγίων. Αυτός είναι, πιθανά, ο λόγος που το πρόβλημα δε θεωρήθηκε πρωταρχικής προτεραιότητας.

Με τις πρόσφατες προσαρμογές που εξηγήθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους, οι προσαρμογές που αφορούν τη ροή στα πτερύγια και πολλές άλλες που αναμφισβήτητα θα προκύψουν, η δακτυλιοειδής BEM θεωρία αναμένεται να παραμείνει το αεροδυναμικό μοντέλο επιλογής που θα ανταποκρίνεται στους αεροδυναμικούς υπολογισμούς για τα επόμενα πέντε χρόνια.

2.2.1.2. Euler και Navier-Stokes λύσεις για το ολικό πεδίο ροής

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, το ολικό πεδίο ροής θα έπρεπε, καταρχήν, να αναλυθεί με πιο πολύπλοκες μεθόδους έτσι ώστε να ξεπεραστούν οι ατέλειες της θεωρίας ορμής. Αρχικά, πρέπει να σημειωθεί ότι λόγω των ταχυτήτων ροής που επιδρούν (πρακτικά κάτω από 25 m s^{-1} που είναι η ταχύτητα διακοπής λειτουργίας για σχεδόν όλους τους ανεμοκινητήρες), η υπόθεση της ασυμπίεστότητας είναι απόλυτα δικαιολογημένη. Όσο αφορά τη ροή των πτερυγίων, με ταχύτητες ακροπτερυγίου αρκετά κάτω από 100 m s^{-1} , η υπόθεση της ασυμπίεστότητας παραμένει δικαιολογημένη.

Ο πιο ακριβής τρόπος ανάλυσης του πεδίου ροής θα γινόταν χρησιμοποιώντας τις εξαρτώμενες απ' το χρόνο ασυμπίεστες εξισώσεις Navier-Stokes. Ωστόσο, αυτό οδηγεί σε ένα σύνολο εξισώσεων που δεν μπορούν να λυθούν πρακτικά. Η επόμενη καλύτερη μέθοδος επίλυσης είναι, πιθανότατα, η χρήση των εξισώσεων Navier-Stokes με τη μέση τιμή με Reynolds (Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)) με ένα κατάλληλο τυρβώδες μοντέλο. Αν και προκύπτει το πρόβλημα ποιο από τα πολλά τυρβώδη μοντέλα που υπάρχουν είναι το «κατάλληλο», εν τούτοις το πρόβλημα μπορεί να λυθεί στην πράξη. Ακόμη, μια πιο προληπτική παρατήρηση θα έπρεπε να γίνει λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι μερικοί ειδικοί έχουν την αίσθηση ότι,

ακριβώς λόγω της βασικής ασταθούς φύσης της τύρβης και της ανάγκης για καλύτερα μοντέλα, οι RANS μέθοδοι δε θα οδηγούν σε εντελώς ικανοποιητικές λύσεις. Αυτές οι ιδέες θα αναλυθούν σε επόμενες παραγράφους.

Κατεβαίνοντας ένα ακόμη βήμα, όσο αφορά την πολυπλοκότητα, θα ήταν δυνατή η χρήση των εξισώσεων Euler αντί των εξισώσεων Navier-Stokes. Οι εξισώσεις Euler είναι, στην πραγματικότητα, η λιγότερο πολύπλοκη μορφή των εξισώσεων Navier-Stokes. Οι διαδικασίες της δημιουργίας, της διάχυσης και της διασποράς της στροβιλώδους ροής δε λαμβάνονται υπόψη από τις εξισώσεις Euler, αλλά λαμβάνεται υπόψη η μεταφορά της. Φαίνεται να υπάρχει καλή δικαιολόγηση για αυτή την προσέγγιση, αν ληφθούν υπόψη οι μεγάλοι αριθμοί Reynolds που υπάρχουν στο γενικό πεδίο και το γεγονός ότι δεν υπάρχουν σταθερά όρια σ' αυτή την περιοχή. Συνεπώς, στροβιλώδης ροή θα δημιουργείται μόνο στο τοπικό κουτί ροής (του δρομέα) που οφείλεται στην παρουσία των πτερυγίων ή στα ανομοιόμορφα φορτία του δίσκου, όταν αυτό το κομμάτι θεωρείται ως δίσκος ενέργειας. Ακόμη, μπορεί να αναμένεται, κατάντι του δρομέα, η στροβιλώδης ροή που δημιουργείται να είναι κατά πολύ συγκεντρωμένη στον απόρο του πτερυγίων και η διάχυση να έχει κάποια επίδραση. Πιο σοβαρά, οι συγκεντρωμένες στροβιλώδεις ροές που διαμορφώνονται, ειδικά, στην άκρη-κορυφή του δρομέα (αντικατοπτρίζεται ως μια ασυνεχής στροβιλώδης ροή κατά πλάτος του S στη μέθοδο ορμής) θα δημιουργούν τύρβη και ανάμειξη με την εξωτερική ροή. Αυτή η επίδραση δε λαμβάνεται υπόψη στη μέθοδο ορμής και δεν μπορεί να υπολογιστεί σε καμία περίπτωση από τις εξισώσεις Euler. Η σπουδαιότητα αυτής της επίδρασης έχει μελετηθεί πρόσφατα και θα αναφερθεί παρακάτω.

Οι λύσεις Euler έχουν αποκομιστεί από διάφορους συγγραφείς. Καταρχήν, ένας αριθμός δημοσιεύσεων έχει αφιερωθεί σε λύσεις για την αξονοσυμμετρική περίπτωση, όπου η εισερχόμενη ροή θεωρείται ότι είναι δεν είναι στροβιλώδης και ότι μόνο ο απόρο περιέχει στροβιλώδη ροή που δημιουργείται στο δίσκο ενέργειας. Λεπτομερής ανάλυση υπάρχει στην αναφορά 19. Αν και είναι ενδιαφέρουσα θεωρητικά, π.χ. για τον έλεγχο της σοβαρότητας της υπόθεσης της δακτυλοειδούς ανεξαρτησίας της μεθόδου ορμής, αυτή η εφαρμογή δεν παρουσιάζει μια περίπτωση στην οποία η θεωρία ορμής να κάνει μεγάλο σφάλμα..

Μια ειδική κατηγορία των λύσεων Euler διαμορφώνεται από τις αποκαλούμενες μεθόδους δίνης απόρο. Συνήθως, αυτές οι μέθοδοι συνδυάζονται με μια αναπαράσταση της γραμμής άνωσης ή της επιφάνειας άνωσης των πτερυγίων του δρομέα. Η στροβιλώδης ροή που διαμορφώνεται στη στροβιλότητα που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια μεταφέρεται στον απόρο με την τοπική ολική ταχύτητα, η οποία υπολογίζεται ως το διανυσματικό άθροισμα της ταχύτητας στο ελεύθερο πεδίο V και των σχετικών ταχυτήτων που επάγονται από τα υπάρχοντα στοιχεία στροβιλότητας. Αυτές οι μέθοδοι είναι, τυπικά, ασταθείς στη φύση. Στην αρχική κατάσταση, η ροή δεν είναι στροβιλώδης και η εξέλιξη του στροβίλου του απόρο υπολογίζεται με το χρόνο. Όσο για τα στοιχεία στροβιλότητας, χρησιμοποιούνται είτε στοιχεία γραμμής δίνης είτε σωματίδια δίνης από διαφορετικές ομάδες. Τυπικές εφαρμογές με στοιχεία γραμμής δίνης μπορούν να βρεθούν στις αναφορές 20 και 21, ενώ το Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο Αθηνών ειδικεύεται στη μέθοδο σωματιδίων δίνης (αναφορά 22). Προσεγγίσεις στοιχείων γραμμής έχουν εφαρμοστεί και στην αεροδυναμική των ελικοπτέρων. Ο σκοπός των υπολογισμών με αυτή τη μέθοδο είναι η πρόβλεψη του πεδίου ροής στο επίπεδο του δρομέα που προκύπτει από τον αδιατάραχτο άνεμο και την επαγωγή όλης (ή ενός συγκεκριμένου μέρους) της στροβιλώδους ροής του απόρο. Ανάμεσα στις μεθόδους που μπορούν να θεωρηθούν ως λειτουργικές αυτή τη στιγμή, δυο έχουν εξασκηθεί εκτενώς με τα project Joule,

π.χ. η ROVLM μέθοδος του πανεπιστημίου της Στουτγκάρδης²¹ και η GENUVP μέθοδος του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου Αθηνών²².

Το σημαντικό πλεονέκτημα των μεθόδων δίνης απόρου είναι ότι προσδίδουν άμεσα τον υπολογισμό ασταθών συνθηκών, στην εισροή ή σε σχέση με τις γωνίες (pitch) πτερυγίων του δρομέα, και μπορούν να εφαρμοστούν άμεσα στην κατάσταση της κακής ευθυγράμμισης του συστήματος. Ωστόσο, υπάρχει ένα θεωρητικό πρόβλημα που έχει σχέση με τη σταθερότητα των υπολογισμών, ειδικά για την περίπτωση των στοιχείων γραμμής. Αυτό το πρόβλημα είναι βασικό σε όλα τα καμπυλόγραμμα στοιχεία δίνης και στην ξεχωριστή τους έκδοση (ευθύγραμμα στοιχεία που συνδέονται το ένα με το άλλο με μια γωνία διάφορη από 180°): η αυτοεπαγόμενη ταχύτητα έχει μια λογαριθμική μοναδικότητα. Φυσικά, η στροβιλώδης ροή δεν είναι συγκεντρωμένη σε (ξεχωριστές) γραμμές με μηδενικό πάχος, γι' αυτό το πρόβλημα είναι μόνο μαθηματικό. Το συμπέρασμα είναι ότι, χωρίς προληπτικά μέτρα, η μέθοδος δε συγκλίνει, όταν το μέγεθος του στοιχείου είναι μειωμένο σε μικρότερα τμήματα, αφού οι πόντοι (κλίμακας) «συγκριτικής παράθεσης» όπου μετρώνται οι ταχύτητες (συνήθως οι μέσοι πόντοι των στοιχείων γραμμής δίνης είναι πολύ κοντά σε γειτονικά στοιχεία γραμμής δίνης. Το ίδιο πρόβλημα συμβαίνει όταν κατά τη διάρκεια της διαδικασίας μεταφοράς που προσομοιώνεται ένας πόντος μετακινείται πολύ κοντά σε ένα στοιχείο γραμμής και ο πόντος εκτοξεύεται σε υψηλή ταχύτητα. Σ' αυτή την περίπτωση, το αποτέλεσμα γίνεται κάτι σαν «μακαρόνι στροβιλισμού» ('vortex spaghetti') και ο υπολογισμός καταρρέει. Ένας τρόπος για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα είναι να καθοριστεί είτε ένα μήκος αποκοπής (όχι επαγωγή για διαχωρισμούς μικρότερους από το μήκος αποκοπής) είτε ένας πυρήνας στροβίλου με ιξώδες με κανονική ταχύτητα. Ωστόσο, η λύση, τότε, γίνεται συνάρτηση της επιλογής αυτού του μήκους αποκοπής ή του μήκους πυρήνα στροβίλου που, βέβαια, δεν είναι μέρος της λύσης Euler. Ευτυχώς, μπορεί να γίνει πιθανό μέσω απλών μελετών μοντέλων²³ ότι αυτή η εξάρτηση είναι πραγματικά πολύ μικρή, αρκεί η απόσταση αποκοπής να έχει μια τιμή που να μπορεί να εκτιμηθεί από εμπειρικές πληροφορίες (π.χ. η αναφορά 24 αφορά το μέγεθος πυρήνα στροβίλου) ή από την επίδραση του συντελεστή ιξώδους.

Ένα πρακτικό μειονέκτημα των μεθόδων δίνης ελεύθερου απόρου είναι ο μεγάλος υπολογιστικός χρόνος που απαιτείται για έναν υπολογισμό. Προκειμένου να επιτευχθεί μια ρεαλιστική κατάσταση ροής στο επίπεδο του δρομέα (που απαιτείται για τον υπολογισμό της ροής του πτερυγίου), ο υπολογισμένος απόρους πρέπει να εκτείνεται τουλάχιστον μέχρι δυο διαμέτρους δρομέα πίσω από το επίπεδο του δρομέα. Αυτό αντιπροσωπεύει περίπου 15 περιστροφές δρομέα και ένα μεγάλο αριθμό στοιχείων δίνης που πρέπει να ανιχνευτούν. Οι χρόνοι υπολογισμού που εμπεριέχονται σε υπολογισμούς ελεύθερου απόρου είναι κάποιες δεκάδες εκατοντάδες φορές μεγαλύτεροι από αυτούς που απαιτούνται στις μεθόδους ορμής. Εξαιτίας αυτού, έχουν αναπτυχθεί πολλές μέθοδοι όπου προδιαγράφεται το σχήμα του απόρου, όπου η γεωμετρία του απόρου είναι είτε σταθερή ή περιγράφεται από ορισμένες παραμέτρους που καθορίζουν τη μορφή του. Υβριδικές μέθοδοι έχουν, επίσης, αναπτυχθεί όπου ο κοντινός απόρους (π.χ. μια διάμετρος δρομέα κατάντι) τυγχάνει μεταχείρισης όμοιας με έναν ελεύθερο απόρου. Έχει αναφερθεί ότι μπορεί να υπάρξει 75% μείωση του υπολογιστικού χρόνου αν γίνουν αποδεκτές διαφορές 5% σε σχέση με τους υπολογισμούς ελεύθερου απόρου. Θα πρέπει να τονιστεί ότι, για τον υβριδικό απόρου, το προδιαγραφόμενο μέρος του απόρου κατάντι έχει επίδραση στην ανάπτυξη του κοντινού (ελεύθερου) απόρου.

Αν και μπορεί να εξοικονομηθεί μεγάλη υπολογιστική προσπάθεια με τις μεθόδους όπου προδιαγράφεται το σχήμα του απόρου, τα πλεονεκτήματα ενός τέτοιου υπολογισμού έναντι της (δακτυλιοειδούς) μεθόδου ορμής δεν είναι τόσο σαφή. Στην πραγματικότητα, η δακτυλιοειδής ανεξαρτησία τώρα αντικαθίσταται από μια «προδιαγραφόμενη» εξάρτηση, χωρίς να υπάρχει βεβαιότητα, όσο αφορά την ορθότητα της προδιαγραφόμενης πρόβλεψης, εκτός από τη σύγκριση που υπάρχει με τους υπολογισμούς ελεύθερου απόρου για μερικές καταστάσεις.

Τελικά, άλλη μια προσέγγιση που αποτελεί μια αποτελεσματική λύση Euler είναι η αποκαλούμενη μέθοδος ασυμπτωτικής επιτάχυνσης δυναμικού. Αυτή η μέθοδος έχει αναπτυχθεί και χρησιμοποιηθεί κυρίως από το Εθνικό Πανεπιστήμιο Delft. Πρωτοδιατυπώθηκε²⁵ για να επεκτείνει τη θεωρία γραμμής άνωσης του Prandtl στην περίπτωση περιστρεφόμενων πτερυγίων με ασταθή ροή για εφαρμογές ελικοπτέρων. Στη θεωρία του Prandtl, η επαγωγή, λόγω του συστήματος δίνης που φεύγει πίσω από ένα σταθερό 3Δ πτερύγιο, χρησιμοποιείται για να προσαρμόσει το τοπικό πεδίο ταχύτητας εισροής. Η μέθοδος επεκτάθηκε και εφαρμόστηκε από τον Van Bussel²⁶ για ανεμοκινητήρες. Μια σημείωση που πρέπει να προσεχθεί θα πρέπει να γίνει: η μέθοδος υποθέτει μικρές διαταράξεις τροχιάς της κύριας ροής και αυτό δικαιολογείται σε εφαρμογές ελικοπτέρων, αλλά είναι αμφίβολο σε ανεμοκινητήρες. Λόγω της γραμμικότητάς της, η μέθοδος είναι πολύ πιο αποτελεσματική σε υπολογιστικό χρόνο απ' ό,τι οι άμεσες μέθοδοι δίνης απόρου, αλλά ακόμη ανήκει σε μια κατηγορία που δεν ανταγωνίζεται τις μεθόδους ορμής. Όπως οι μέθοδοι δίνης απόρου, η εφαρμοσιμότητά της βρίσκεται, κυρίως, σε υπό εξέταση πεδία ροής και σε εξαγόμενες βελτιώσεις στις μεθόδους ορμής. Έχει χρησιμοποιηθεί υπό αυτήν τη μορφή στα σχέδια Joule δυναμικής εισροής, ενώ στην αναφορά 27 μπορεί να βρεθεί ένα παράδειγμα.

Οι λύσεις Navier-Stokes για το γενικό πεδίο ροής δε χρησιμοποιούνται συχνά, αλλά μπορούν να εξαχθούν σημαντικές πληροφορίες. Για παράδειγμα, ο Madsen εφάρμοσε μια λύση Navier-Stokes με ένα τυρβώδες μοντέλο $k-\epsilon$ σε αξονοσυμμετρική ροή κατά πλάτος του δίσκου ενέργειας. Για ένα φορτίο δίσκου που αντιστοιχεί στην κατάσταση λήψης μέγιστης ενέργειας (π.χ. $\alpha=1/3$, $D_{ax} = \frac{4}{9} \rho V^2 A_R$), οι λύσεις δείχνουν πολύ μικρή επίδραση τυρβώδους ανάμειξης απόρου στις συνθήκες στο επίπεδο του δρομέα. Τα πιο ενδιαφέροντα αποτελέσματα λαμβάνονται για μεγάλο φορτίο δρομέα, που αντιστοιχεί σε $D_{ax} > \frac{1}{2} \rho V^2 A_R$, όπου η θεωρία ορμής καταρρέει και συχνά χρησιμοποιείται η διόρθωση του Glauert. Για αυτή την περίπτωση, η λύση Navier-Stokes δείχνει μια αξιοσημείωτη επιρροή της τυρβώδους ανάμειξης. Για μια τυρβώδη ανάμειξη της τάξης του 10%, η αριθμητική λύση ακολουθεί τη διόρθωση του Glauert αποδεκτά καλά για τιμές συντελεστή αξονικής δύναμης $C_{D,ax}$ πάνω από 1.15, αλλά πέρα από αυτή την τιμή η επαγωγή που λαμβάνεται από τις μεθόδους επίλυσης Navier-Stokes είναι αρκετά μεγαλύτερη από αυτή που δείχνει ο Glauert. Συνεπώς, η τυρβώδης ανάμειξη του απόρου φαίνεται να είναι σημαντική, αλλά μόνο για μεγάλο αξονικό φορτίο.

Ουσιαστικά, η σημαντική χρήση των μεθόδων Euler ή των μεθόδων επίλυσης Navier-Stokes σ' αυτό το στάδιο της ανάπτυξης είναι να παρέχει πληροφορίες στις οποίες να βασίζονται διορθώσεις στη μέθοδο ορμής που χρησιμοποιείται σε αεροδυναμικούς κώδικες σχεδίασης. Αυτό είναι ειδικά αληθές για περιπτώσεις, όπως ροή που παρεκκλίνει ή σε μεγάλο φορτίο δρομέα. Εφαρμοσμένες μ' αυτό τον τρόπο και χρησιμοποιούμενες με αρκετή προσοχή, οι μέθοδοι έχουν τη (μακρινή) μελλοντική δυνατότητα να χρησιμοποιηθούν ως αντικαταστάτης της εμπειρικής

εργασίας. Φυσικά, πρέπει να τονιστεί ότι, προτού πραγματοποιηθεί αυτό, οι μέθοδοι οι ίδιες πρέπει να υποβληθούν σε μια μακρά διαδικασία πιστοποίησης έναντι των αποτελεσμάτων από μετρήσεις (με ποιότητα αεροσήραγγας και επαρκώς μεγάλο αριθμό Reynolds) ώστε να γίνουν αξιόπιστες.

2.2.2. Ανάλυση ροής πτερυγίου

Οι συνθήκες ροής ακριβώς ανάντι του άξονα του δρομέα, όπως καθορίζονται από την ανάλυση του ολικού πεδίου ροής διαμορφώνουν την κατάσταση «εισροής» για τα πτερύγια του δρομέα και καθορίζουν τις αεροδυναμικές δυνάμεις στα πτερύγια. Επαναλαμβάνεται ότι το μέγεθος αυτών των δυνάμεων (π.χ. σε όρους πτώσης πίεσης κατά πλάτος ενός δίσκου ενέργειας με ανομοιόμορφο φορτίο) διαδοχικά σχηματίζει την απαιτούμενη εισαγωγή (δεδομένων) για την ανάλυση του ολικού πεδίου ροής. Το πραγματικό ταίριασμα αυτών των περιοχών ροής εξαρτάται πολύ από τη μέθοδο ανάλυσης που έχει επιλεχθεί.

2.2.2.1. 2Δ Θεωρία Στοιχείων Πτερυγίου

Η θεωρία στοιχείων πτερυγίου είναι η μέθοδος επιλογής για την ανάλυση των ιδιοτήτων των πτερυγίων, όταν η δακτυλιοειδής μέθοδος ορμής χρησιμοποιείται για την ολική περιοχή ροής. Στην πραγματικότητα, η εφαρμογή των (αξονικών και γωνιακών) εξισώσεων ορμής οδηγεί σε αναλυτικές σχέσεις μεταξύ των στοιχείων επαγόμενης ταχύτητας και των αεροδυναμικών δυνάμεων που εξέρχονται από τα στοιχεία του πτερυγίου σ' αυτή την περιοχή. Στη 2Δ θεωρία στοιχείων πτερυγίου, υποτίθεται ότι αυτές οι δυνάμεις είναι ίσες με τις δυνάμεις με το ίδιο αεροδυναμικό προφίλ που παίρνονται από τεστ αεροτομών αεροσήραγγας δυο διαστάσεων. Συνεπώς, τα χαρακτηριστικά των δυνάμεων σε σχέση με τους αδιάστατους συντελεστές άνωσης και αντίστασης $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ μπορούν να παρθούν από μετρήσεις σε αεροσήραγγα, αρκεί ο αριθμός Reynolds να είναι περίπου ίδιος στις μετρήσεις και στην περίπτωση του κινητήρα. Αυτή η προσέγγιση βασίζεται στην προσέγγιση λεπτού πτερυγίου (γραμμής άνωσης) του Prandtl, κατά την οποία, για ένα αεροδυναμικό πτερύγιο με μια μεγάλη αναλογία μήκους πτερυγίου-χορδής, οι δυνάμεις σε ένα στοιχείο θεωρούνται ίσες με τις 2Δ δυνάμεις για μια ισοδύναμη γωνία πρόσπτωσης που σχηματίζονται από τη μέση ροή συν τις ταχύτητες που επάγονται από το 3Δ σύστημα δίνης που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια. Στην περίπτωση του ανεμοκινητήρα, αυτή η 3Δ επαγωγή είναι το αποτέλεσμα του ελικοειδούς συστήματος δίνης που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια στον απόρο του δρομέα και μπορεί να εξισωθεί με τις ταχύτητες επαγωγής της θεωρίας ορμής. Συσχετίζοντας τις αεροδυναμικές δυνάμεις στο δαχτυλίδι με την απώλεια ορμής στο ίδιο δαχτυλίδι, λαμβάνεται ένα σύνολο μη γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων που μπορεί να λυθεί αριθμητικά. Αυτό είναι το χαρακτηριστικό που κάνει υπολογιστικά πολύ αποτελεσματικό το συνδυασμό της θεωρίας ορμής και της 2Δ θεωρίας στοιχείων πτερυγίου. Στο ανώτερο επίπεδο των μοντέλων που χρησιμοποιούνται για αεροδυναμική ανάλυση, εφαρμόζεται ένας αριθμός διορθώσεων σ' αυτή την αυστηρά 2Δ μέθοδο, όπως η αποκαλούμενη διόρθωση ακροπτερυγίου και πιο πρόσφατα μια διόρθωση για τις 3Δ επιδράσεις στην απώλεια στήριξης, ενώ εφαρμόζονται και μοντέλα για τη δυναμική απώλεια στήριξης. Η διόρθωση που είναι γνωστή ως διόρθωση ακροπτερυγίου υπάρχει για το γεγονός ότι η επαγωγή στο υπό εξέταση δαχτυλίδι δεν είναι ομοιόμορφη λόγω του πεπερασμένου αριθμού πτερυγίων και της

προκύπτουσας μη ομοιόμορφης κατανομής της στροβιλώδους κίνησης στον απόρο. Στην πραγματικότητα, η διόρθωση ακροπερυγίου είναι μια διόρθωση μη ομοιομορφίας. Υπάρχουν διάφοροι τρόποι όπου μπορεί να εφαρμοστεί αυτή η διόρθωση. Στην αναφορά 10 γίνεται αναφορά γι' αυτό το σκοπό. Η πιο συνηθισμένη εφαρμογή είναι αυτή που σύστησαν οι Wilson και Lissaman¹², η οποία βασίζεται στην ανάλυση του Prandtl. Αυτή η διόρθωση, η οποία βασίζεται στην αδιάστατη ταχύτητα ακροπερυγίου λ , στον αριθμό των περυγίων και στην ακτινική θέση, είναι σημαντική μόνο στην περιοχή της άκρης (κορυφής) του περυγίου και αλλάζει αποτελεσματικά την τοπική γωνία πρόσπτωσης, η οποία τείνει στο μηδέν καθώς πλησιάζει την άκρη-κορυφή.

Η 3Δ διόρθωση για την απώλεια στήριξης είναι βασικά διάφορη της διόρθωσης ακροπερυγίου στο ότι είναι μια διόρθωση στα 2Δ (καθορισμένα από την αεροσήραγγα) χαρακτηριστικά αεροτομής, κυρίως για να ερμηνεύσει την επίδραση που έχει μια ακτινική ροή σε ένα περιστρεφόμενο σύστημα. Αυτή η επίδραση είναι τελείως διαφορετική από αυτή σε ένα μη περιστρεφόμενο σύστημα, διότι εισάγονται δυνάμεις Coriolis που ενεργούν ως επιπρόσθετα διανύσματα πίεσης στη ροή, όσο αφορά το τμήμα του περυγίου. Αυτή η επίδραση εξηγείται λεπτομερέστερα σε επόμενες παραγράφους. Είναι σημαντική στη βελτίωση των BEM αποτελεσμάτων, σε σύγκριση με μετρήσεις, για πλήρως αποκολλημένη ροή που συνεπάγεται απώλεια στήριξης.

Τελικά, κατά την ανάλυση μιας ασταθούς κατάστασης (τυρβώδης άνεμος, περύγια με δυναμική απόκριση κ.τ.λ.), η μετρημένη σταθερή βάση δεδομένων των $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ συνήθως αντικαθίσταται από ένα μοντέλο δυναμικών συντελεστών άνωσης και αντίστασης. Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό στην απώλεια στήριξης ως μορφή βρόχων υστέρησης. Στην πραγματικότητα, μιλώντας γενικά, οι βρόχοι δυναμικής απώλειας στήριξης του συντελεστή άνωσης συνεισφέρουν στη σταθερή δυναμική (κάμψη κάθετα στο επίπεδο περιστροφής του δρομέα) του μετακινούμενου περυγίου (flap), ενώ η χρήση σταθερών συντελεστών σε απώλεια στήριξης μερικές φορές οδηγεί σε επισφαλή αποτελέσματα του υπολογισμού. Η σταθερή συμπεριφορά του μετακινούμενου περυγίου (flap) παρατηρείται επιστημονικά με μοντέλα που έχουν τη μορφή διαφορικών εξισώσεων με το χρόνο και είναι τελείως εμπειρικά στη φύση. Υπάρχει ακόμη σημαντική δραστηριότητα σε εξέλιξη σ' αυτό το πεδίο, μεταξύ άλλων, προς τη μοντελοποίηση της παραγωγής δυνάμεων που προκαλείται από μόνη της και που προκαλεί υψηλότερης συχνότητας αστάθεια στην απώλεια στήριξης. Όλο αυτό βασίζεται στην προσέγγιση του Truong³⁰.

Οι ακριβείς προβλέψεις της 3Δ καθυστέρησης απώλειας στήριξης και των χαρακτηριστικών της δυναμικής απώλειας στήριξης παραμένουν τα πιο ενδιαφέροντα προβλήματα για την αεροδυναμική ανάλυση. Αν και έχει υπάρξει σημαντική πρόοδος και στην κατανόηση και στη μοντελοποίηση, τα αποτελέσματα δεν είναι ακόμη επαρκώς ακριβή, όταν συγκρίνονται με μετρήσεις. Η πρόβλεψη της μέγιστης ισχύος για έναν κινητήρα ελεγχόμενο από απώλεια στήριξης είναι περίπου 15% ακριβής, ενώ οι καμπύλες ισχύος δίνονται από τους κατασκευαστές και είναι 5% ακριβείς. Επίσης, εξακολουθούν να υπάρχουν σοβαρές ασυμφωνίες στην προσομοίωση μερικών δυναμικών προβλημάτων απώλειας στήριξης, ειδικά η δυναμική στο επίπεδο περιστροφής μεγάλων περυγίων. Αυτό το θέμα θα συζητηθεί αργότερα.

2.2.2.2. Θεωρία Γραμμής Άνωσης ή Επιφάνειας Άνωσης

Η θεωρία γραμμής άνωσης ή επιφάνειας άνωσης συνήθως, εφαρμόζεται στην ανάλυση της ροής περυγίου, όταν οι μέθοδοι για τη στροβιλώδη ροή του απόρου

χρησιμοποιούνται για το ολικό πεδίο ροής. Στη μέθοδο γραμμής άνωσης, τα πτερύγια του δρομέα μοντελοποιούνται ως «γραμμές ορίου δινών», π.χ. σαν μία γραμμή (που γεωμετρικά να συμπίπτει με τη γραμμή πτερυγίου στο ένα τέταρτο της χορδής) κατά μήκος της οποίας ορίζεται μια δύναμη στροβιλώδους ροής που θα μεταβάλλεται με την ακτινική (κατά μήκος του πτερυγίου) θέση. Η τοπική δύναμη στροβιλώδους ροής Γ συσχετίζεται με την τοπική γωνία πρόσπτωσης, συχνά μέσω μιας σχέσης (δυναμικού ροής) μεταξύ της κυκλοφορίας και της άνωσης:

$$\Gamma = \frac{cC_l(\alpha)V_{ef}}{2} \quad (2.8)$$

όπου c είναι η τοπική χορδή, C_l είναι ο συντελεστής άνωσης ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης και V_{ef} είναι η αποτελεσματική ταχύτητα εισροής. Η V_{ef} διανυσματικά αποτελείται από την ταχύτητα του ανέμου, τη σχετική ταχύτητα Ωr λόγω περιστροφής και την επαγωγή λόγω του απόρου (βλ. επόμενες παραγράφους). Η τοπική γωνία πρόσπτωσης είναι η γωνία μεταξύ της χορδής πτερυγίου και του διανύσματος V_{ef} . Όταν εφαρμόζεται η σχέση (2.8) και χρησιμοποιείται το $C_l(\alpha)$ από μετρήσεις σε αεροσήραγγα, η μέθοδος γραμμής άνωσης είναι ισοδύναμη με τη 2Δ μέθοδο στοιχείων πτερυγίου, όσο αφορά την ανάλυση ροής του πτερυγίου.

Όταν συνδυάζεται με μεθόδους στροβιλώδους ροής απόρου, θα υπάρχει δίνη που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια από τη γραμμή δίνης, αρχικά στη μορφή φύλλου δίνης, με τοπική δύναμη ισοδύναμη με την παράγωγο κατά μήκος του πτερυγίου της περιορισμένης σε όρια δύναμης γραμμής άνωσης. Τα στοιχεία της δίνης που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια που έχουν μια αρχική κατεύθυνση (του διανύσματος περιστροφής) κάθετη στον άξονα του πτερυγίου μεταφέρονται στον απόρου και συνεισφέρουν στην επαγωγή στο επίπεδο του δρομέα.

Στην περίπτωση ασταθών συνθηκών, εκτός από δίνη που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια που έχει σχέση με αλλαγές στην κυκλοφορία κατά μήκος της γραμμής άνωσης, θα παράγεται «διασκορπισμένη στροβιλώδης κίνηση» που έχει σχέση με αλλαγές στη δύναμη ορίου δινών με το χρόνο. Αυτή είναι συγκρίσιμη με τη γνωστή στροβιλώδη ροή εκκίνησης που δημιουργείται, όταν ένα πτερύγιο αεροσκάφους αναπτύσσει σταδιακά την άνωσή του. Η διασκορπισμένη στροβιλώδης κίνηση έχει μια αρχική κατεύθυνση παράλληλη στη γραμμή άνωσης. Η συνεισφορά της στις «επαγόμενες ταχύτητες» πρέπει να μελετηθεί πολύ προσεκτικά. Στην πραγματικότητα, στη θεωρία στοιχείων πτερυγίου (ή στη θεωρία γραμμής άνωσης), οι επαγόμενες ταχύτητες χρησιμοποιούνται για να αλλάζουν το μέγεθος και την κατεύθυνση της ταχύτητας ελεύθερου πεδίου με τέτοιο τρόπο που η κατάσταση ροής να γίνεται συγκρίσιμη με τη 2Δ περίπτωση και συνεπώς με τη 2Δ θεωρία ή μπορούν να γίνουν πειράματα τοπικά για να ληφθούν τοπικές δυνάμεις. Συνεπώς, μόνο η στροβιλώδης ροή 3Δ τύπου πρέπει να χρησιμοποιείται για να καθοριστεί η επαγόμενη ταχύτητα. Αυτή περιλαμβάνει ολόκληρη τη δίνη που φεύγει πίσω απ' τα πτερύγια, αλλά όχι όλη τη διασκορπισμένη στροβιλώδη ροή. Πραγματικά, στην ασταθή 2Δ περίπτωση, θα υπάρχει, επίσης, ένα σύστημα διασκορπισμένης στροβιλώδους ροής, αλλά αυτό περιλαμβάνεται στη 2Δ θεωρία ή τα πειράματα. Συνεπώς, για αυτό το σύστημα, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί μόνο η διαφορά ανάμεσα στις 2Δ και 3Δ καταστάσεις για τον υπολογισμό της επαγόμενης ταχύτητας. Αυτό διατυπώνεται μαθηματικά στην αναφορά 25. Στον αναπτυσσόμενο απόρου, αυτό είναι πολύ δύσκολο να ανιχνευθεί και δεν είναι πάντα ξεκάθαρο από τις δημοσιεύσεις σ' αυτό το πεδίο αν οι υλοποιήσεις είναι σύμφωνες μ' αυτόν τον τρόπο.

Στη θεωρία επιφάνειας άνωσης, το πτερύγιο αναπαριστάται με περισσότερη λεπτομέρεια. Αντί μιας γραμμής ορίου δινών, εφαρμόζεται μια κατανομή στοιχείων

στροβιλώδους ροή σε μια επιφάνεια, συνήθως στην επιφάνεια κύρτωσης του πτερυγίου. Σ' αυτή την περίπτωση, δε χρησιμοποιούνται 2Δ πληροφορίες. Αντιθέτως, για κάθε στοιχείο στροβιλώδους ροή, χρησιμοποιείται μια οριακή συνθήκη για ευθυγράμμιση της ροής με την επιφάνεια. Όλη η στροβιλώδης ροή, και του απόρου και του ορίου δινών, πρέπει να χρησιμοποιηθεί για να βρεθεί το διάνυσμα ταχύτητας της ροής και ακολουθεί ένα σύστημα εξισώσεων όσο αφορά τη δύναμη ορίου δινών των στοιχείων της επιφάνειας. Το πρόγραμμα ROVLM της Στουτγάρδης κάνει χρήση της μεθόδου επιφάνειας άνωσης. Προφανώς, αυτή η μέθοδος είναι πολύ πιο απαιτητική σε υπολογιστικό χρόνο από τη μέθοδο γραμμής άνωσης.

Στην αναπαράσταση της επιφάνειας άνωσης, το πάχος των τμημάτων πτερυγίου αγνοείται. Αυτό μπορεί να διορθωθεί αναπαριστώντας την πραγματική γεωμετρία πτερυγίου στους υπολογισμούς και μέσω της χρήσης μιας ξεχωριστής κατανομής επιφάνειας να ξαναεπιλυθούν οι εξισώσεις ροής χωρίς να λαμβάνονται υπόψη το ιξώδες και η συμπίεστικότητα. Συνήθως, κατανομές πηγής στην εξωτερική επιφάνεια πτερυγίου χρησιμοποιούνται μαζί με μια κατανομή στροβιλώδους ροής επί της επιφάνειας κύρτωσης. Αυτή η μέθοδος, η οποία αναφέρεται ως «panel» μέθοδος, έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς στην αεροδυναμική αεροσκαφών, αλλά μπορούν να βρεθούν μόνο λίγες δημοσιεύσεις για ανεμοκινητήρες. Η αναφορά 31 είναι ένα από τα λιγιστά παραδείγματα. Από τα αποτελέσματα, μπορεί να βγει το αποτέλεσμα ότι η προστιθέμενη υπολογιστική πολυπλοκότητα δεν αντισταθμίζεται σε καμία περίπτωση από τη βελτιωμένη ποιότητα των αποτελεσμάτων.

Το κύριο πλεονέκτημα των μεθόδων επιφάνεια άνωσης και panel είναι ότι είναι 3Δ χαρακτήρα. Ωστόσο, η 3Δ επίδραση είναι λιγότερο σημαντική στην προσκολλημένη ροή. Για διαχωρισμένη ροή, το γεγονός ότι οι μέθοδοι επιφάνεια άνωσης και panel βασίζονται στις απαλλαγμένες απ' το ιξώδες εξισώσεις ροής γίνεται τώρα μειονέκτημα. Από αυτή την άποψη, η μέθοδος γραμμής άνωσης έχει ένα σχετικό πλεονέκτημα στο ότι επιτρέπει μια απλή εισαγωγή των χαρακτηριστικών διαχωρισμένης ροής χρησιμοποιώντας εμπειρικά δεδομένα για το C_l στην (2.8), πιθανώς μεγαλύτερης έκτασης με 3Δ μοντέλα καθυστέρησης ροής και με μοντέλα δυναμικής απώλειας στήριξης. Ένα άλλο μειονέκτημα της θεωρίας ροής χωρίς ιξώδες που χρησιμοποιείται στις μεθόδους panel και επιφάνειας άνωσης είναι ότι δεν προβλέπεται το προφίλ της αντίστασης, ακόμη και σε προσκολλημένη ροή. Ακόμη, αυτό το ποσό είναι πολύ σημαντικό για την πρόβλεψη της κύριας ισχύος και ροπής άξονα του ανεμοκινητήρα. Προκειμένου να ληφθούν αποδεκτές προβλέψεις αυτών των ποσών σε υπολογιστικούς κώδικες που βασίζονται σε μεθόδους γραμμής άνωσης, το προφίλ της αντίστασης πρέπει να προστεθεί «τεχνητά» στους υπολογισμούς των φορτίων, με βάση μια εκτιμημένη τιμή της γωνίας πρόσπτωσης ή με βάση περίπλοκους υπολογισμούς οριακού στρώματος.

Ο μόνος τρόπος με τον οποίο περισσότερο πολύπλοκα μοντέλα ροής πτερυγίου μπορούν να συνεισφέρουν σημαντικά στην κατανόηση του πραγματικού φαινομένου και στη βελτίωση της ακρίβειας των μεθόδων σχεδίασης είναι συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση του ιξώδους, όπως αναφέρεται παρακάτω.

2.2.2.3. Γενικές Απόψεις για τη Μοντελοποίηση Ροής συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση του Ιξώδους

Προτού γίνει λεπτομερής συζήτηση για τις παρούσες δυνατότητες της μοντελοποίησης της ροής συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση του ιξώδους, είναι

σημαντική η κατανόηση των βασικών προβλημάτων που έχουν σχέση με αυτή. Βασικά, αυτά τα προβλήματα έχουν σχέση με το γεγονός ότι η ροή στο πτερύγιο θα είναι, εν μέρει τουλάχιστον, τυρβώδης. Στη στρωτή ροή, για μικρό αριθμό Reynolds, οι εξισώσεις της ροής συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση του ιξώδους μπορούν να λυθούν αριθμητικά χωρίς ιδιαίτερη δυσκολία. Ωστόσο, λόγω των πολύ μεγάλων αριθμών Reynolds (μια τυπική τιμή είναι $Re = 5 \times 10^6$ για έναν ανεμοκινητήρα μεγέθους MW), θα αναπτυχθούν αντίθετη κλίση πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου, τραχύτητα στο πτερύγιο, ακτινική ροή λόγω εσφαλμένης εκτροπής και εισροή τύρβης στο αποκομμένο στρώμα στην επιφάνεια του πτερυγίου.

Είναι σημαντική η γνώση της περιοχής που θα γίνει η μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή, αλλά λαμβάνοντας υπόψη το μεγάλο αριθμό παραμέτρων που περιέχονται, αυτό είναι αδύνατο. Στην πραγματικότητα, ο Madsen et al.³² προτείνουν ότι το πραγματικό πρόβλημα της διπλής απώλειας στήριξης μπορεί να ανιχνευθεί σε διαφορετικές θέσεις μετάβασης, επηρεαζόμενο, ίσως, από τις παραπάνω παραμέτρους. Διπλή ή πολλαπλή απώλεια στήριξης είναι το φαινόμενο όπου ένας κινητήρας μπορεί να λειτουργεί σε ξεχωριστά επίπεδα ισχύος υπό τις ίδιες εξωτερικές συνθήκες. Η αιτία του φαινομένου δεν είναι γνωστή με βεβαιότητα. Γενικά, τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά του πτερυγίου θα επηρεάζονται από τη θέση μετάβασης. Σε τωρινή άσκηση εφαρμογής της θεωρίας οριακού στρώματος, η γενική διαδικασία είναι είτε να κάνουμε το χρήστη να καθορίζει το σημείο μετάβασης ή να αφήσουμε στο υπολογιστικό πρόγραμμα να αποφασίσει που συμβαίνει η μετάβαση. Το δεύτερο βασίζεται στην τιμή ορισμένων συγκεκριμένων ποσοτήτων στο οριακό στρώμα. Για 2Δ ροή, συχνά χρησιμοποιείται η επονομαζόμενη θεωρία χωρικής ενίσχυσης των Van Ingen³³ και Smith³⁴, αλλά η προέκταση στις 3Δ ροές δεν είναι καλά θεμελιωμένη. Επιπλέον, ακόμα και σε 2Δ, είναι αμφίβολο μέχρι ποιο βαθμό μπορούν να ληφθούν υπόψη οι παραπάνω παράμετροι για τον καθορισμό της θέσης μετάβασης. Η κατάσταση είναι χειρότερη στην περίπτωση λυτών Navier-Stokes, επειδή πολλά εμπορικά πακέτα δεν επιτρέπουν καθόλου μετάβαση, αλλά πραγματοποιούν υπολογισμούς για μόνο εντελώς στρωτή ή εντελώς τυρβώδη ροή.

Ένα άλλο βασικό πρόβλημα είναι η τυρβώδης μοντελοποίηση. Για ροές μεγάλου αριθμού Reynolds, ο μόνος πρακτικός τρόπος αντιμετώπισης της τύρβης είναι μέσω μιας διαδικασίας που είναι γνωστή ως «μέση τιμή με Reynolds» (βλ. Παράρτημα I), η οποία οδηγεί σε ένα μεγαλύτερο αριθμό αγνώστων (τάσεις Reynolds, όπως αποκαλούνται) απ' όσες είναι οι εξισώσεις. Προκειμένου να επιλυθεί αυτή η διαφορά, πρέπει να εισαχθούν σχέσεις κλεισίματος, το αποκαλούμενο τυρβώδες μοντέλο. Υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός τέτοιων μοντέλων στη βιβλιογραφία που είναι όλα ημιεμπειρικά. Το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο τυρβώδες μοντέλο είναι το αποκαλούμενο $k-\epsilon$ μοντέλο³⁵, όπου το k αντιπροσωπεύει την τυρβώδη κινητική ενέργεια και το ϵ το βαθμό απώλειας. Αυτό το μοντέλο εφαρμόζεται, συνήθως, μαζί με μια εκδοχή του νόμου τυρβώδους τοιχώματος. Αυτό είναι βολικό στο ότι η γειτονική στη στερεά επιφάνεια περιοχή, όπου συμβαίνουν οι μεγαλύτερες κλίσεις, επιλύεται με αναλυτικό τρόπο. Ωστόσο, είναι γνωστό ότι αυτό το μοντέλο δεν είναι επαρκώς ακριβές για ροές με σημαντικές αντίθετες κλίσεις πίεσης και με μεγάλες διαχωριστικές περιοχές, καθώς δίνει πολύ υψηλές τιμές για τη διατμητική τάση. Πιθανώς, το $k-\omega$ μοντέλο που αναπτύχθηκε από τον Wilcox³⁶ μαζί με μια προσαρμογή που πρότεινε ο Menter³⁷ βελτιώνει την κατάσταση. Περισσότερα μπορούν να βρεθούν στην αναφορά 38.

2.2.2.4. 3Δ Μέθοδοι Οριακού Στρώματος

Ένας σχετικά αποτελεσματικός τρόπος εισαγωγής της επίδρασης του ιξώδους σε υπολογισμούς για ροές με μεγάλο αριθμό Reynolds είναι διαχωρίζοντας το πεδίο ορισμού της ροής σε ένα μέρος δυναμικού ροής όπου δε λαμβάνεται υπόψη το ιξώδες και σε ένα λεπτό οριακό στρώμα όπου λαμβάνεται υπόψη το ιξώδες στην επιφάνεια του πτερυγίου. Οι εξισώσεις που πρέπει να αναλυθούν σε καθεμία από τις περιοχές είναι πολύ πιο απλές από τις πλήρεις εξισώσεις Navier-Stokes και γι' αυτό το λόγο υπήρξε η μέθοδος επιλογής για την αεροδυναμική πτερυγίων των αεροσκαφών (βλ. Παράρτημα I). Για την εξωτερική περιοχή, μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια μέθοδος επίλυσης Euler ή μια μέθοδος επίλυσης δυναμικού ροής. Το πεδίο πιέσεων που καθορίζεται με αυτή τη μέθοδο χρησιμοποιείται ως είσοδος στις εξισώσεις οριακού στρώματος. Στην προσέγγιση οριακού στρώματος τα χωρικά παράγωγα πίεσης στις δυο κατευθύνσεις επιφάνειας χρησιμοποιούνται ως δυνάμεις οδήγησης, ενώ μεταβολές στο οριακό στρώμα μπορούν να αγνοηθούν. Αν είναι επιθυμητό, μπορεί να ληφθεί από τη λύση οριακού στρώματος μια ποσότητα που είναι γνωστή ως το πάχος εκτοπίσματος και να χρησιμοποιηθεί για μια διόρθωση στη λύση δυναμικού ροής του πεδίου πιέσεων.

Ένα βασικό πρόβλημα με τις εξισώσεις οριακού στρώματος, όταν χρησιμοποιούνται με ένα πεδίο πιέσεων που προδιαγράφεται, είναι το γεγονός ότι η λύση γίνεται μοναδική κατά το διαχωρισμό της ροής. Αυτό προκαλεί προβλήματα αριθμητικής ασυμφωνίας με τα σχετικά υπολογιστικά προγράμματα. Το πρόβλημα μπορεί να λυθεί με την αποκαλούμενη τεχνική δυνατής αλληλεπίδρασης κατά την οποία οι εξισώσεις οριακού στρώματος και οι εξισώσεις εξωτερικής ροής λύνονται ταυτόχρονα ή με έναν πιο πολύπλοκο επαναληπτικό τρόπο από αυτόν που περιγράφηκε παραπάνω. Λεπτομέρειες για αυτή τη μέθοδο για εφαρμογή σε πτερύγιο δρομέα μπορούν να βρεθούν στη διατριβή του Sorensen, ο οποίος πρωτοεφάρμοσε αυτές τις τεχνικές με έναν εντελώς 3Δ τρόπο για χρήση της αιολικής ενέργειας λαμβάνοντας πολύ ενδιαφέροντα αποτελέσματα και διευκρινίζοντας τη σημασία των ακτινικών ροών σε περίπτωση περιστροφής. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα έδειξαν την ανάπτυξη της ακτινικής ροής ειδικά κατά την περίπτωση του διαχωρισμού. Η ακτινική μεταφορά του υλικού επιβραδυνόμενου οριακού στρώματος όσο πλησιάζουμε στην άκρη (κορυφή) του πτερυγίου (στην περίπτωση διαχωρισμού κινούμενο βασικά με την ταχύτητα του πτερυγίου κατά μήκος της χορδής) έχει την επίδραση μιας ευνοϊκής (επιταχυνόμενης) κατά μήκος της χορδής βαθμίδας πίεσης. Το αποτέλεσμα είναι ότι ο διαχωρισμένος απόρους για το περιστρεφόμενο πτερύγιο είναι πιο λεπτός από την αντίστοιχη περίπτωση 2Δ που σημαίνει δυνάμεις μεγαλύτερης άνωσης και μικρότερης αντίστασης. Η επίδραση είναι ιδιαίτερα αξιοσημείωτη κοντά στη βάση του πτερυγίου, ενώ μειώνεται σε σπουδαιότητα για θέσεις πιο κοντά στην άκρη (κορυφή) του πτερυγίου. Πρόσφατα, μετρήσεις οριακού στρώματος (για αριθμό Reynolds 100,000) με LDA τεχνικές έδειξαν συνιστώσες ακτινικής ροής ίδιας τάξης μεγέθους, όπως και στις (αντίθετες) κατά μήκος της χορδής ταχύτητες κατά το διαχωρισμό⁴⁰. Υπολογισμοί με την προσέγγιση οριακού στρώματος, ακόμη και σε μεγάλη αλληλεπίδραση με την εξωτερική ροή, συνήθως καταρρέουν σε συνθήκες βαθιάς αποκόλλησης.

2.2.2.5. Μέθοδοι Ημι-3Δ Οριακού Στρώματος, η Περίπτωση της Απώλειας Στήριξης

Αν και οι μέθοδοι 3Δ οριακού στρώματος είναι μιας τάξης μεγέθους λιγότερο απαιτητική σε υπολογιστικό χρόνο σε σύγκριση με τις μεθόδους επίλυσης Navier-Stokes, είναι, ωστόσο, ενός μεγέθους που αποκλείει τη χρήση τους πέρα από ερευνητικά περιβάλλοντα. Επίσης, για τη σχεδίαση των αεροτομών για χρήση σε ανεμοκινητήρες με έλεγχο απώλειας στήριξης, υπάρχει ανάγκη για μια λιγότερο ακριβή και γρηγορότερη μέθοδο. Αυτό έγινε δυνατό μέσω της ανάπτυξης μιας μεθόδου ημι-3Δ οριακού στρώματος που πραγματοποιήθηκε, κυρίως, στην Ολλανδία. Βασιζόμενος στη φυσική επίγνωση από τα υπολογιστικά αποτελέσματα εντελώς 3Δ οριακού στρώματος, ο Snel⁴¹ παρουσίασε μια ανάλυση τάξης μεγέθους των διαφορετικών όρων στις εξισώσεις οριακού στρώματος για ένα περιστρεφόμενο λεπτό πτερύγιο σε σχέση με την αναλογία τοπικής χορδής-ακτίνας c/r . Φανερώθηκε ότι για την περίπτωση διαχωρισμένης ροής τα ακτινικά μέρη της χωρικής επιτάχυνσης είναι της τάξης $(c/r)^{2/3}$ σε σύγκριση με τους κύριους όρους που είναι πρώτης τάξης. Στην κατά μήκος της χορδής εξίσωση ορμής οριακού στρώματος, ο όρος της δύναμης Coriolis παραμένει $O(1)$ και περιέχει τη συνιστώσα ακτινικής ταχύτητας. Συνεπώς, η ακτινική εξίσωση ορμής πρέπει, επίσης, να ξαναεπιλυθεί. Αγνοώντας όλους τους όρους $O(c/r)^{2/3}$ καθώς και τους μικρότερους, και οι εξισώσεις ορμής και η εξίσωση συνέχειας δεν περιέχουν ακτινικά χωρικά παράγωγα και μπορούν να επιλυθούν με 2Δ τρόπο. Αυτό είναι το κρίσιμο πλεονέκτημα της μεθόδου και καθιστά δυνατή την επίλυση των εξισώσεων με ένα γρήγορο προσωπικό υπολογιστή (PC) σε πιο ανεκτικό χρόνο.

Η μέθοδος έχει εφαρμοστεί σε κώδικες ισχυρής αλληλεπίδρασης (αυθεντικά 2Δ) οριακού στρώματος, δηλαδή με τον NLR ULTRAN-V⁴² κώδικα. Σε σύγκριση με μετρημένα αποτελέσματα, τα υπολογιστικά αποτελέσματα δείχνουν ποιοτική συμφωνία, αλλά χρειάζονται βελτίωση από την άποψη της ποσότητας. Ωστόσο, χρησιμοποιούμενη κατά την κρίση, η μέθοδος προσφέρει ένα εργαλείο για ένα προφίλ σχεδίασης και ανάλυσης που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε PC.

Ένα σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου είναι η εφαρμογή της στην περιοχή της βάσης πτερυγίου, όπου η επίδραση ακτινικής ροής είναι σημαντική, αλλά και όπου το c/r έχει τιμή περίπου 0.25. Αγνοώντας τους όρους της τάξης $(c/r)^{2/3}$, γίνεται αμφίβολη. Ένα άλλο μειονέκτημα των μεθόδων οριακού στρώματος, γενικά, είναι ότι οι συνθήκες υπό τις οποίες ισχύει η προσέγγιση οριακού στρώματος (το πάχος του οριακού στρώματος να είναι μικρότερο από τη χορδή) ίσως περιέχουν το αρχικό καθεστώς απώλειας στήριξης, αλλά σίγουρα όχι συνθήκες βαθιάς αποκόλλησης, όπου το πάχος απόρου είναι της τάξης του μήκους χορδής. Στην πραγματικότητα, αυτό περιορίζει την εφαρμοσιμότητα σε μια γωνία πρόσπτωσης περίπου 20° . Οι ανεμοκινητήρες με έλεγχο απώλειας στήριξης (ή εν μέρει με ελεγχόμενο pitch) θα λειτουργούν με γωνίες πρόσπτωσης κοντά στις $30^\circ - 40^\circ$ στα τμήματα στη βάση του πτερυγίου σε μεγάλες ταχύτητες ανέμου. Για αυτές τις συνθήκες, η μόνη πιθανότητα είναι μια πλήρης μέθοδος επίλυσης Navier-Stokes.

2.2.2.6. Λύσεις Navier-Stokes

Οι λύσεις Navier-Stokes, και 2Δ και 3Δ, είναι ένα επίκαιρο θέμα για πολλές ερευνητικές ομάδες στο πεδίο της αεροδυναμικής ενέργειας. Πρέπει να τονιστεί, ωστόσο, ότι όλη η δημοσιευμένη εργασία αφορά τις με μέση τιμή με Reynolds Navier-Stokes

(RANS) εξισώσεις που απαιτούν εμπειρικό τυρβώδες μοντέλο κλεισίματος. Αυτή είναι η μόνη πρακτική δυνατότητα για εξωτερικές ροές με υψηλό αριθμό Reynolds προς το παρόν. Υπάρχουν μερικά σημαντικά προβλήματα όσο αφορά τη χρησιμότητα της μεθόδου. Ένα βασικό ερώτημα αφορά την εφαρμοσιμότητα του RANS που υπολογίζει κατά μέσο όρο (είτε με το χρόνο ή με το σύνολο των μέσων όρων) τις τυρβώδεις διακυμάνσεις των πεδίων τυρβώδους ροής που είναι ασταθή από τη φύση τους σε ένα πεδίο ροής στατιστικών μέσων όρων. Ένας αυξανόμενος αριθμός ειδικών αριθμητικές λύσεις (DNSs) των εξισώσεων Navier-Stokes ή τις τουλάχιστον τις μεγάλης πολυπλοκότητας προσομοιώσεις (LESs) που αντιπροσωπεύουν (σε μεγαλύτερη κλίμακα) την αστάθεια με έναν άμεσο τρόπο. Αν είναι σωστή αυτή η άποψη, τότε απέχουν ακόμη πιο πολύ χρήσιμες λύσεις Navier-Stokes, καθώς τέτοιες λύσεις για 3D ροές γύρω από πτερύγια με υψηλούς αριθμούς Reynolds απέχουν πολύ από ότι είναι πιθανό αυτή τη στιγμή.

Ακόμα και με τη μέθοδο RANS, υπάρχουν πρακτικά προβλήματα όσο αφορά την τυρβώδη μοντελοποίηση και τη μετάβαση (βλ. προηγούμενες παραγράφους). Οι Wolfe και Ochs⁴³ αναφέρουν τη χρήση ενός εμπορικού CFD κώδικα (ACE) για τον υπολογισμό της ροής με προφίλ S809 και προφίλ NACA 0012, συγκρίνοντας τα υπολογιστικά αποτελέσματα με μετρήσεις του Πανεπιστημίου του Ohio⁴⁴. Παρατηρούν ότι κανένας εμπορικός κώδικας Navier-Stokes δεν περιλαμβάνει ένα κριτήριο μετάβασης. Κάτω από αυτό το πρίσμα, δημιουργήθηκε η δυνατότητα μοντελοποίησης της επίδρασης της μετάβασης στον κώδικα και μόνο χάρη σ' αυτή τη βοήθεια λήφθηκε μια καλή λύση για συνθήκες αποκολλημένης ροής. Ένα ευδιάκριτο μειονέκτημα είναι ότι μια αλλαγή στην περιοχή μετάβασης όπου προδιαγράφεται συντελεί στην αναγκαιότητα κατασκευής ενός νέου «δικτύου». Μια αξιόπιστη και πρακτική λύση του προβλήματος πρόβλεψης της μετάβασης επείγει. Επίσης, υπάρχει η διαφωνία για το ότι το κάτω του ικανοποιητικού αποτέλεσμα για συνθήκες βαθιάς αποκόλλησης οφείλεται, πιθανότατα, στην ανεπάρκεια του $k-\epsilon$ μοντέλου για την περίπτωση σταθερής ροής και πράγματι εκεί οφείλεται η φτωχή πρόβλεψη του μέγιστου συντελεστή διάρκειας ζωής για την S809 αεροτομή.

Ο Χαβιαρόπουλος⁴⁵ περιγράφει πρόσφατη εργασία στο Κ.Α.Π.Ε. (Κέντρο Ανανεώσιμων Πηγών Ενέργειας - CRES) Ελλάδος υπό το πρίσμα της 2D ασταθούς και ημι-3D Navier-Stokes μοντελοποίησης. Επίσης, εδώ αναφέρεται το πρόβλημα που έχει σχέση με την τυρβώδη μοντελοποίηση. Ο αναπτυγμένος κώδικας στο Κ.Α.Π.Ε. (ερευνητικός κώδικας) επιτρέπει, όντως, την πιθανότητα χρησιμοποίησης καθορισμένης ή ελεύθερης (καθοριζόμενης κατά τη διάρκεια του υπολογισμού) μετάβασης, αλλά οι διαφορές που ανακύπτουν από αυτόν τον κώδικα δεν αναφέρονται. Για την ημι-3D μοντελοποίηση, χρησιμοποιείται η επέκταση όσο αφορά το c/r , όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Ποιοτικά, η επίδραση της αυξημένης άνωσης σε διαχωρισμένη ροή αναπαράγεται.

Τέλος, πρέπει να αναφερθεί εργασία του Sorensen και συναδέλφων του στο Πολυτεχνείο Δανίας (Technical University of Denmark - TUDk) σε συνεργασία με τον Riso. Μέσω αυτής της συνεργασίας αναπτύχθηκε η σταθερή μέθοδος επίλυσης EllipSys3D Navier-Stokes. Στην αναφορά 46, αυτό το πρόγραμμα εφαρμόζεται σε μια εντελώς CFD προσέγγιση για τη ροή ενός δρομέα ανεμοκινητήρα. Το ολικό πεδίο ροής ξαναεπιλύεται μέσω μιας αξονοσυμμετρικής μεθόδου επίλυσης Euler, με το δρομέα να θεωρείται δίσκος ενέργειας. Η ροή του δρομέα επιλύεται μέσω της χρήσης EllipSys3D. Στην πραγματικότητα, η ροή του πτερυγίου επιλύεται αρχικά σαν να μη συμβαίνει επαγωγή. Ύστερα, οι δυνάμεις πτερυγίων που υπολογίζονται εισάγονται ως απότομες αυξήσεις πίεσης επί του δίσκου ενέργειας. Η προκαλούμενη επαγωγή



υπολογίζεται κι έπειτα επαναδιατυπώνεται η εισροή ροής. Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι σύγκλισης. Όσο αφορά την τυρβώδη μοντελοποίηση, η προσαρμογή του Menter³⁷ του $k-\omega$ μοντέλου χρησιμοποιείται με καλά αποτελέσματα. Όταν υπάρχει διαφωνία για το ότι οι 3D Navier-Stokes λύσεις είναι σημαντικές, ειδικά, στην περίπτωση αποκολλημένης ροής, θα πρέπει να σημειωθεί ότι, μέχρι σήμερα, δεν έχουν αναφερθεί μη-στάσιμες ρεαλιστικού χρόνου 3D Navier-Stokes λύσεις για πτερύγια ανεμοκινητήρα. Αν και η σωστή μοντελοποίηση της σταθερής απώλειας στήριξης (ή καλύτερα μέσω χρόνου απώλειας στήριξης) είναι σημαντική για την πρόβλεψη της παραγωγής ισχύος, είναι πολύ γνωστό από μετρήσεις σε αεροσήραγγα ότι η απώλεια στήριξης είναι ουσιαστικά ασταθούς χαρακτήρα, ακόμα και σε στάσιμες εξωτερικές συνθήκες και κατ' επέκταση στις συνεχώς μεταβλητές συνθήκες των πραγματικών ανεμοκινητήρων. Αυτό είναι υψίστης σημασίας για διακυμάνσεις φορτίου, ακόμη και για την αεροδυναμική σταθερότητα του πτερυγίου. Όσο αφορά τις ταλαντώσεις των πτερυγίων κάθετα στο επίπεδο περιστροφής, τώρα είναι γενικά αποδεκτό ότι τα φαινόμενα δυναμικής απώλειας στήριξης είναι υπεύθυνα για μια απόσβεση πλάτους ταλάντωσης, ενώ η στάσιμη $C_{l-\alpha}$ καμπύλη θα προκαλούσε αύξηση στην αρνητική απόσβεση πλάτους ταλάντωσης. Μηχανικά μοντέλα δυναμικής απώλειας στήριξης ανώτατου επιστημονικού επιπέδου είναι ικανά να μοντελοποιήσουν αυτό το πράγμα σχετικά καλά. Ωστόσο, για τις ταλαντώσεις πτερυγίων στο επίπεδο περιστροφής, η δυναμική απόσβεση πλάτους ταλάντωσης μπορεί να μη βελτιώνεται από τη δυναμική. Στην πραγματικότητα, πρόσφατες εμπειρίες με μεγάλα πτερύγια με ελεγχόμενη απώλεια στήριξης έχουν επιδείξει ακραίες διακυμάνσεις φορτίου (μέχρι πέντε φορές του βαρυτικού πλάτους) στο επίπεδο περιστροφής που θεωρούνται υπεύθυνες για μερικά σπασίματα πτερυγίων. Αν και δεν είναι γνωστή η ακριβής αιτία και γίνεται υπόθεση ότι μέρος του προβλήματος είναι μια δομικής φύσης δυναμική, η αεροδυναμική απόσβεση πλάτους ταλάντωσης ή η έλλειψή της πρέπει να παίζει κάποιο ρόλο. Αυτό υπογραμμίζει τη σημασία της βελτιωμένης κατανόησης και μοντελοποίησης. Τέλος, παρατηρείται ότι ακόμη και πτερύγια κινητήρων με ελεγχόμενο pitch μπορεί να υπόκεινται σε φαινόμενα δυναμικής απώλειας στήριξης μέσω ριπών ανέμου γύρω από την ονομαστική ταχύτητα ανέμου.

2.3. Διαθέσιμα εμπειρικά δεδομένα και ανάγκη για ελεγχόμενες μετρήσεις

Η αξιοπιστία των μεθόδων ανάλυσης και υπολογισμού μπορούν να φανούν μέσω σύγκρισης με εμπειρικά αποτελέσματα. Ταυτόχρονα, αυτά τα αποτελέσματα βοηθούν στη φυσική ενόραση που είναι απαραίτητη για περαιτέρω βελτίωση των μεθόδων ανάλυσης. Αν και είναι απαραίτητα πειράματα για περιστροφικά πτερύγια, οι μετρήσεις μη περιστροφικών πτερυγίων μπορεί να είναι χρήσιμες στη σύγκριση αποτελεσμάτων με δεδομένα περιστροφικών πτερυγίων και στη θέσπιση διαφορών για το διαχωρισμό της περιστροφικής επίδρασης από τις άλλες 3D επιδράσεις.

Πρώιμα τεστ πεδίων έγιναν από τον Hales⁴⁷ σε ένα δρομέα τοποθετημένο πίσω από ένα αυτοκίνητο και στην ακτινική μεταβολή και στην απώλεια στήριξης. Η κατανομή πίεσης μετρήθηκε με τη βοήθεια βαλβίδων πίεσης σε μερικά τμήματα. Αυτά ήταν τα πρώτα τεστ που έδειξαν την ειδική συμπεριφορά της απώλειας στήριξης σε ένα περιστρεφόμενο πτερύγιο με λεπτομέρεια. Ακόμη, ο αριθμός Reynolds (γύρω στο 3×10^5) αυτών των δεδομένων ήταν σχετικά χαμηλός. Παρόλα

αυτά, αυτό το γεγονός σήμανε την έναρξη μιας σειράς τεστ πεδίων, καθώς επίσης και για μεγαλύτερες μηχανές.

Πρόσφατα, αρκετός αριθμός ιδρυμάτων έχει ασχοληθεί με αεροδυναμικά τεστ πεδίων σε πέντε διαφορετικούς δρομείς διαφορετικών μεγεθών. Αποτελέσματά τους είναι τώρα διαθέσιμα σε μια βάση δεδομένων μέσω μιας IEA δραστηριότητας γνωστής ως Annex XIV⁴⁸. Οι διάμετροι των δρομέων των κινητήρων κυμαίνονταν από 10 (NREL εγκατάσταση πραγματοποίησης τεστ και υπό εξέταση κινητήρας του Πανεπιστημίου Delft) m ως 27.5 m (ECN HAT 25 εγκατάσταση πραγματοποίησης τεστ). Στις μεγαλύτερες μηχανές, μπορούν να επιτευχθούν τυπικοί αριθμοί Reynolds της τάξης 2.5×10^6 που είναι επαρκώς μεγάλοι για να κάνουν τα αποτελέσματα άμεσου ενδιαφέροντος. Ο αντικειμενικός σκοπός των διαφορετικών προγραμμάτων των τεστ ήταν να μετρήσουν αεροδυναμικές δυνάμεις στα πτερύγια, πράγμα που σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις γινόταν με τη βοήθεια βαλβίδων πίεσης σε έναν αριθμό τμημάτων. Μόνο ο Riso κινητήρας μετρά τις δυνάμεις μέσω ισορροπιών δυνάμεων τριών συνιστωσών στον οποίο κινητήρα τρία διαφορετικά τμήματα μικρής ακτινικής έκτασης παραμερίζονται. Μια λεπτομερής περιγραφή των εγκαταστάσεων πραγματοποίησης τεστ, των συστημάτων απόκτησης δεδομένων και των μετρημένων δεδομένων περιέχεται στην αναφορά 48. Ειδική προσοχή δόθηκε στη λειτουργία με απώλεια στήριξης και την κακή ευθυγράμμιση, γιατί τα πιο επείγοντα εκκρεμή προβλήματα υπάρχουν σ' αυτή την περιοχή. Η τυπική τριγωνική κατανομή πίεσης για την απώλεια στήριξης περιστρεφόμενου πτερυγίου στα προς το κέντρο του πτερυγίου τμήματα, αντίθετα με την επίπεδη κατανομή στη διαχωρισμένη περιοχή που μετράται στην αεροσήραγγα, μετρήθηκε για όλους τους δρομείς.

Για συνθήκες εκτροπής, πολλές από τις πληροφορίες που υπάρχουν στη βάση δεδομένων μπορούν να χρησιμοποιούνται αναμφισβήτητα για την πιστοποίηση των μοντέλων εκτροπής σε προγράμματα που ανταποκρίνονται σε ανεμοκινητήρες. Αυτό δεν αφορά μόνο τις αεροδυναμικές δυνάμεις πτερυγίου, αλλά αφορά και τα σήματα μετρημένου φορτίου στο πτερύγιο. Ακόμη, όμως, απομένει πολλή εργασία που πρέπει να γίνει για αυτόν τον τύπο ανάλυσης. Παρόντα σχέδια είναι έτοιμα να καθιερώσουν ένα IEA Annex, όπου οι «ιδιοκτήτες» της βάσης δεδομένων θα κάνουν δομημένη χρήση του πλούτου της διαθέσιμης βάσης δεδομένων.

Παρόλα αυτά, πρέπει να γίνει αντιληπτό ότι η σύγκριση των μετρήσεων πεδίου με υπολογιστικού μοντέλου δεδομένα είναι μια δύσκολη αποστολή. Το μεγαλύτερο πρόβλημα είναι ότι η εισροή στο επίπεδο του δρομέα δεν μπορεί να καθοριστεί, επειδή οι μοναδικές πληροφορίες δίνονται από την καταγραφή της ταχύτητας και κατεύθυνσης του ανέμου σε έναν (στην καλύτερη περίπτωση) αριθμό θέσεων σε κάποια απόσταση (ανάντι ελπίζοντας) από το δρομέα. Ακόμη, η ταχύτητα και κατεύθυνση του ανέμου θα είναι ανομοιόμορφη στο δρομέα και η κατανομή θα μεταβάλλεται στοχαστικά. Βασικά, μόνο τιμές στατιστικών δεδομένων μπορούν να ληφθούν με κάποιο βαθμό ακρίβειας, και για την ταχύτητα και για την κατεύθυνση του ανέμου.

Ένα διαφορετικό πρόβλημα υπόκειται στον καθορισμό της γωνίας πρόσπτωσης που αναφέρεται στη μετρημένη κατανομή πίεσης σε ένα τμήμα. Ακόμη και αν η εισροή μπορούσε να καθοριστεί, η γωνία πρόσπτωσης, όπως καθορίστηκε στη μοντελοποίηση, εξακολουθεί να περιλαμβάνει την επαγωγή της στροβιλώδους ροής του απόρου (ή το σχετικό μέρος αυτής). Περισσότερες πληροφορίες, αναφορικά με τις συνθήκες εισροής και τη γωνία πρόσπτωσης, θα μπορούσαν να ληφθούν, αν μπορούσε να μετρηθεί το πεδίο ροής στο επίπεδο του δρομέα. Αυτό, ωστόσο, δεν αποτελεί μια πρακτική πρόταση για μετρήσεις πεδίου. Επιπλέον, ακόμη και αυτά τα δεδομένα θα πρέπει να τύχουν ιδιαίτερης προσοχής, καθώς το όριο στροβιλώδους

ροής του πτερυγίου και το 2Δ μέρος της διασκορπισμένης στροβιλώδους ροής επηρεάζουν τις μετρήσεις, αλλά δε θα πρέπει να περιλαμβάνονται στον καθορισμό της γωνίας πρόσπτωσης. Τέλος, οι δυσκολίες έχουν σχέση με το γεγονός ότι η γωνία πρόσπτωσης είναι μια 2Δ αρχή που καθορίζεται σε περιβάλλον αεροσήραγγας. Η γενίκευσή της στην περίπτωση 3Δ περιστρεφόμενων πτερυγίων δεν είναι αμελητέα και η πρακτική μετάφραση σε μετρημένες ποσότητες είναι ένα θέμα περαιτέρω μελέτης.

Παρά την τεράστια τιμή των μετρήσεων πεδίου σε αντιπροσωπευτικούς αριθμούς Reynolds, οι παραπάνω παρατηρήσεις δηλώνουν μια καθαρή περίπτωση για πολύπλοκες μετρήσεις σε αεροσήραγγα. Σήμερα, υπάρχουν πολύτιμα δεδομένα πίεσης, όσο αφορά τα περιστρεφόμενα πτερύγια, για μικρούς αριθμούς Reynolds (μεταξύ 0.5×10^6 και 0.7×10^6) με τη μορφή FFA μετρήσεων σε ένα δίπτερο δρομέα πτερυγίου στην κινέζικη CARDC αεροσήραγγα. Αυτά τα δεδομένα, ωστόσο, λήφθηκαν με ένα αργό σύστημα μέτρησης ικανό να λαμβάνει δεδομένα μέσου όρου για μια περιστροφή. Παρόλα αυτά, αυτά τα δεδομένα έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς από πολλές ομάδες για την αξιολογία μοντέλων αποκολλημένης ροής. Στο παρελθόν, πληροφορίες πεδίου έχουν ληφθεί, κυρίως, στην ανοιχτή αεροσήραγγα για αεροσκάφη του Πανεπιστημίου Delft, και πάλι για πολύ μικρούς αριθμούς Reynolds. Αυτές οι πληροφορίες ήταν και θα είναι πολύτιμες για τη βελτίωση της ακτινικής μοντελοποίησης.

Ένας άλλος τύπος μετρήσεων που απαιτείται είναι αυτός για τα χαρακτηριστικά ασταθούς απώλειας στήριξης, αρχικά σε ένα 2Δ περιβάλλον αεροσήραγγας, για τις αεροτομές που θα χρησιμοποιηθούν σε ανεμοκινητήρες και για τυπικές τιμές μειωμένης συχνότητας για αυτή την εφαρμογή (κάτω από 0.1). Ένα βήμα προς αυτή την κατεύθυνση τέθηκε από τις πολύ χρήσιμες μετρήσεις στο Πανεπιστήμιο του Ohio⁵⁰ που χρησιμοποιήθηκαν εκτενώς στο σχέδιο Joule «δυναμικής απώλειας στήριξης και 3Δ επιδράσεων». Και πάλι όμως, η επέκταση της 2Δ γνώσης στην περίπτωση δυναμικής απώλειας στήριξης σε περιστρεφόμενα πτερύγια είναι πολύ δύσκολη. Στις μετρήσεις πεδίου που αναφέρθηκαν παραπάνω, οι συνθήκες δυναμικής απώλειας στήριξης έχουν σίγουρα βρεθεί σε αντιπαράθεση, αλλά τα μετρημένα σήματα επηρεάζονται πολύ από τη στοχαστική ταχύτητα του ανέμου και τις αλλαγές της κατεύθυνσης για τις οποίες μπορούν να ληφθούν μόνο μερικές στατιστικές πληροφορίες. Ίσως, με τη βοήθεια προσεκτικού φιλτραρίσματος και επικεντρώνοντας σε περιοχές, όπως το πέρασμα του πτερυγίου από τον πύργο, μπορούν να εξαχθούν μερικές πληροφορίες από τις υπάρχουσες μετρήσεις. Στην πραγματικότητα, πραγματοποιείται εργασία προς αυτή την κατεύθυνση μέσω του σχεδίου Joule Stallniv, το οποίο θα αναφερθεί στο άμεσο μέλλον. Ωστόσο, είναι πιθανό να μπορούν να δίνουν αρκετές λεπτομέρειες στις πληροφορίες μόνο ελεγχόμενες μετρήσεις αεροσήραγγας. Τέτοιες μετρήσεις θα πρέπει να γίνονται σε έναν επαρκώς μεγάλο δρομέα για τη λήψη αριθμών Reynolds της τάξης του 10^6 , γιατί, για τις τυπικές μειωμένες συχνότητες των πτερυγίων δρομέα ανεμοκινητήρα, οι επιδράσεις του ιξώδους επικρατούν των δυναμικών επιδράσεων και συνεπώς πρέπει να αναμένονται Reynolds επιδράσεις. Επίσης, το μοντέλο θα πρέπει να εξοπλιστεί με γρήγορους αισθητήρες πίεσης ώστε να συλλαμβάνει τις γρήγορες αλλαγές στις κατανομές πίεσης. Η σπουδαιότητα αυτής της γνώσης αναφέρθηκε προηγουμένως.

Αν μπορούσαν να μετρηθούν ποσότητες του πεδίου ροής (ταχύτητες στο ή απευθείας πίσω από το επίπεδο του δρομέα), μαζί με τη γνωστή και ελεγχόμενη εισροή, θα μπορούσαν να εξαχθούν τελικές πληροφορίες από πολλές απόψεις. Επίσης, τέτοιες μετρήσεις θα πρέπει να αποδίδουν δεδομένα έναντι των οποίων να γίνεται αποτίμηση των αποτελεσμάτων των μεθόδων επίλυσης 3Δ Navier-Stokes που

γίνονται διαθέσιμα. Σε εξέλιξη βρίσκονται σχέδια για την πραγματοποίηση τέτοιων μετρήσεων, και στις Η.Π.Α. (NREL) και στα πλαίσια της ευρωπαϊκής συνεργασίας. Είναι η άποψη αρκετών ότι αυτός ο τύπος μέτρησης είναι ο μόνος τρόπος για την εξέλιξη, τουλάχιστον μέχρι ένα σημείο, της αβεβαιότητας στις κύριες εναπομείνουσες περιοχές αεροδυναμικής γνώσης.

2.4. Σχεδίαση αεροτομών

Ένα συγκεκριμένο αντικείμενο κατά την εφαρμογή της αεροδυναμικής είναι η ανάπτυξη νέων τμημάτων αεροτομών ειδικά σχεδιασμένων για να χρησιμοποιούνται σε δρομείς ανεμοκινητήρων. Στα αρχικά στάδια της ανάπτυξης, τα προφίλ που χρησιμοποιούνταν πιο συχνά ήταν εκείνα των οικογενειών NACA και NASA που είναι επίσης γνωστά ως γενικά προφίλ αεροπορίας. Στην πραγματικότητα, στο πολύ αρχικό στάδιο, τα NACA 44xx, NACA 230xx και NASA LS1 βρίσκονταν ανάμεσα στις δημοφιλέστερες αεροτομές, ειδικά για δρομείς με ελεγχόμενη απώλεια στήριξης, ενώ αργότερα αντικαταστάθηκαν από τις οικογένειες NACA 63 KAI NACA 64. Οι τελευταίες χρησιμοποιούνται ακόμη στα άκρα αρκετών πτερυγίων, αλλά η συνεχής έρευνα για ελαφρότερα πτερύγια έχει οδηγήσει στην εισαγωγή αεροτομών μεγαλύτερου πάχους στο τμήμα της βάσης. Αυτό υπήρξε ένα κίνητρο για την ανάπτυξη συγκεκριμένων αεροτομών ανεμοκινητήρων. Άλλη μια σημαντική οδηγική δύναμη υπήρξε η επιθυμία χρησιμοποίησης αεροτομών με πολύ μικρή ευαισθησία στην επίδραση της συσσώρευσης ακαθαρσιών και/ή των ανωμαλιών κατασκευής. Αυτή η άποψη είναι ιδιαίτερα σημαντική για τη λειτουργία ανεμοκινητήρων στο παρόμοιο με την έρημο περιβάλλον των αιολικών πάρκων στην California.

Η εργασία πάνω στις απαθείς από τις ακαθαρσίες αεροτομές ξεκίνησε στις Η.Π.Α., όπου οι Tangler και Somers⁵¹ υπήρξαν δραστήριοι στην ανάπτυξη της οικογένειας προφίλ S, και της λεπτής και της παχιάς. Αυτά τα προφίλ έχουν χρησιμοποιηθεί αποκλειστικά στις Η.Π.Α.. Στην Ευρώπη, πρέπει να αναφερθούν οι εργασίες του Björk⁵² και των Fuglsang και Dahl⁵³. Οι τελευταίοι χρησιμοποίησαν τεχνικές βελτιστοποίησης για ειδικού σκοπού σχεδίαση αεροτομών.

Από την άποψη της χρήσης παχιών αεροτομών, έχει γίνει σαφές ότι η ανύψωση της κλίμακας του πάχους των γενικών αεροτομών αεροπορίας προκαλεί πολύ χαμηλή απόδοση. Ειδικά προφίλ σχετικού πάχους πάνω από 30% έχουν σχεδιαστεί και σε FFA και σε DUT και χρησιμοποιούνται τώρα από τους κύριους κατασκευαστές πτερυγίων. Μια έμφυτη ιδιότητα αυτών των παχιών αεροτομών είναι η μικρή διακύμανση του α μεταξύ της τιμής σχεδιασμού και της τιμής για C_{lmax} . Από την άλλη πλευρά, τα λεπτότερα προφίλ έχουν μια ευρύτερη διακύμανση του α σ' αυτή την περιοχή, ειδικά οι γενικές οικογένειες αεροπορίας. Επιπλέον, επειδή η αλλαγή του α με την ταχύτητα του ανέμου (για μια σταθερή ταχύτητα, κινήτρας με σταθερό pitch) είναι πολύ μεγαλύτερη στη βάση απ' ό,τι στην κορυφή, ένα παχύ τμήμα στη βάση θα παρουσιάζει απώλεια στήριξης πολύ σύντομα και ένα παχύ τμήμα στην κορυφή θα παρουσιάζει απώλεια στήριξης πολύ πιο αργά. Αυτό επιλύεται από μερικούς κατασκευαστές χρησιμοποιώντας γεννήτριες δινών στο τμήμα στη βάση (μέχρι 50% του μήκους πτερυγίου) και χρησιμοποιώντας λωρίδες αποκολλημένης ροής στο τμήμα στην κορυφή. Μια άλλη προσέγγιση είναι η σχεδίαση λεπτών αεροτομών ειδικά για μια μικρότερη διακύμανση του α . Αυτό αποτελεί, επίσης, αντικείμενο έρευνας και ανάπτυξης.

Γενικά, απ' τη στιγμή που οι λεπτομέρειες σχεδίασης πτερυγίων είναι ανταγωνιστικής φύσης, δεν υπάρχουν αρκετές πληροφορίες στην εκδόσιμη βιβλιογραφία που να έχουν σχέση με αυτά τα αντικείμενα. Ωστόσο, είναι ξεκάθαρο ότι η εφαρμογή γεννητριών δινών ή άλλων «παραπλανητών» οριακού στρώματος σε περιστρεφόμενα πτερύγια γίνεται με εμπειρικό τρόπο και ότι πολλές γνώσεις θα μπορούσαν να αποκτηθούν από συστηματικές έρευνες (σε αεροσήραγγα).

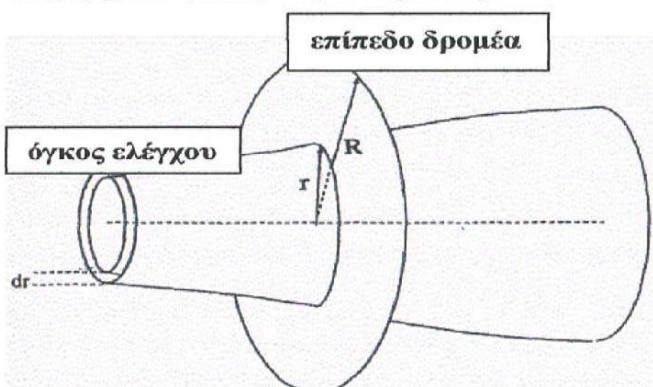
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

3. Η BEM (BLADE ELEMENT MOMENTUM) ΜΕΘΟΔΟΣ Ή ΜΕΘΟΔΟΣ ΟΡΜΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ

3.1. Παρουσίαση της BEM μεθόδου

Στη συνέχεια, θα παρουσιαστεί αναλυτικά το BEM μοντέλο του Glauert⁶⁴, όπου βασίζεται και το υπολογιστικό πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD.

Αν κάποιος υποθέσει, όπως στη θεωρία γραμμής άνωσης που δε λαμβάνει υπόψη το ιξώδες, ότι μόνο η άνωση είναι υπεύθυνη για την επαγόμενη ταχύτητα, δεν είναι απαραίτητη η εφαρμογή και της γραμμικής εξίσωσης ορμής στην κατεύθυνση κατά μήκος της ροής και της εξίσωσης της ροπής της ορμής εφαπτομενικά (βλ. παρακάτω) για την εξαγωγή του BEM μοντέλου. Αντίθετα, είναι επαρκής η χρήση της γραμμικής εξίσωσης ορμής στην κατεύθυνση της άνωσης που είναι κάθετη στη σχετική ταχύτητα του δρομέα. Η τελευταία μέθοδος χρησιμοποιείται από τον Oye⁶⁸ και μπορεί να παρατηρηθεί μια μικρή διαφορά στα υπολογιζόμενα αποτελέσματα για μεγάλες ταχύτητες, όπου παίζουν ρόλο μέρη των πτερυγίων που τυγχάνουν απώλειας στήριξης και η επίδραση του ιξώδους.



Σχήμα 3.1.1 Όγκος ελέγχου που αναπαριστάται ως ένα δακτυλιοειδές στοιχείο για να χρησιμοποιηθεί στο BEM μοντέλο

Στη 1Δ θεωρία ορμής, δε λαμβάνεται υπόψη η πραγματική γεωμετρία του δρομέα, δηλαδή ο αριθμός των πτερυγίων, η κατανομή της γωνίας διάταξης (twist) και της χορδής και οι αεροτομές που χρησιμοποιούνται. Η BEM μέθοδος συνδυάζει τη θεωρία ορμής με τα τοπικά γεγονότα που λαμβάνουν χώρα στα πραγματικά πτερύγια. Ο ροικός σωλήνας που εισήχθη στη 1Δ θεωρία ορμής χωρίζεται σε N δακτυλιοειδή στοιχεία ύψους dr , όπως φαίνεται στο σχ. 3.1.1. Τα παράλληλα όρια αυτών των στοιχείων αποτελούνται από ροικές γραμμές, δηλαδή δεν υπάρχει ροή κατά πλάτος των στοιχείων. Στο BEM μοντέλο, θεωρείται ότι ισχύουν τα παρακάτω για τα δακτυλιοειδή στοιχεία:

1. Δεν υπάρχει ακτινική εξάρτηση, δηλαδή ότι συμβαίνει σε ένα στοιχείο δεν μπορεί να επηρεάσει τα άλλα.
2. Η δύναμη από τα πτερύγια που ενεργεί στη ροή είναι σταθερή σε κάθε δακτυλιοειδές στοιχείο. Αυτό αντιστοιχεί σε ένα δρομέα με άπειρο αριθμό πτερυγίων.

Στη συνέχεια, εισάγεται μια διόρθωση, ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl, για να διορθώσει την υπ' αριθμόν 2 υπόθεση έτσι ώστε να πραγματοποιηθεί ένας υπολογισμός για ένα δρομέα με πεπερασμένο αριθμό πτερυγίων.

Στη 1Δ θεωρία ορμής, έχει αποδειχτεί ότι η κατανομή πίεσης επί των καμπυλωμένων ροικών γραμμών που εσωκλείουν τον απόρου δε δίνει αξονική συνιστώσα δύναμης. Γι' αυτό, γίνεται η υπόθεση ότι έχουμε το δακτυλιοειδή όγκο ελέγχου που φαίνεται στο σχήμα σχ. 3.1.1. Η δύναμη από το δίσκο σ' αυτόν τον όγκο ελέγχου μπορεί, επομένως, να βρεθεί από το ολοκλήρωμα της εξίσωσης ορμής, αφού η διατομή του όγκου ελέγχου στο επίπεδο του δρομέα είναι $2\pi r dr$:

$$dT = \dot{m} (V_0 - u_1) = 2\pi r \rho u (V_0 - u_1) dr \quad (3.1)$$

Η ροπή dM στο δακτυλιοειδές στοιχείο βρίσκεται χρησιμοποιώντας το ολοκλήρωμα της εξίσωσης ορμής στον όγκο ελέγχου (βλ. Παράρτημα II) και καθορίζοντας την περιστροφική ταχύτητα, ανάντι του δρομέα, στο μηδέν και στο C_θ στον απόρου:

$$dM = \dot{m} r C_\theta = 2\pi r^2 \rho u C_\theta dr \quad (3.2)$$

Αυτό θα μπορούσε, επίσης, να εξαχθεί απευθείας από την εξίσωση Euler για κινητήρα ($dP = \dot{m} \omega r C_\theta = 2\pi r^2 \rho \omega u C_\theta dr$), αφού

$$dP = \omega dM \quad (3.3)$$

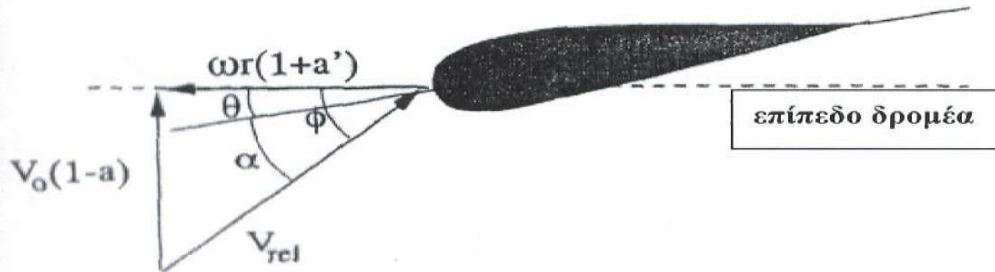
Για τον ιδανικό δρομέα, βρέθηκε ότι η αξονική ταχύτητα στον απόρου u_1 θα μπορούσε να εκφραστεί σε σχέση με το συντελεστή αξονικής επαγωγής a και την ταχύτητα ανέμου V_0 ως $u_1 = (1-2a) V_0$. Αυτή η έκφραση ισχύει, επίσης, με καλή προσέγγιση για ένα δρομέα με στροβιλώδη ροή στον απόρου. Αν αυτή η έκφραση εισαχθεί στις εξισώσεις (3.2) και (3.1), μαζί με τους ορισμούς για τα a και a' από τις εξισώσεις $u = (1-a) V_0$ και $C_\theta = 2 a' \omega r$, η δύναμη και η ροπή μπορούν να υπολογιστούν ως:

$$dT = 4 \pi r \rho V_0^2 a (1-a) dr \quad (3.4)$$

και

$$dM = 4 \pi r^3 \rho V_0 \omega (1-a) a' dr \quad (3.5)$$

Τα αριστερά μέλη των εξισώσεων (3.4) και (3.5) βρίσκονται από την τοπική ροή γύρω από το πτερύγιο. Η σχετική ταχύτητα V_{rel} που βλέπει ένα τμήμα πτερυγίου είναι ένας συνδυασμός της αξονικής ταχύτητας $(1-a) V_0$ και της εφαπτομενικής ταχύτητας $(1+a') \omega r$ στο επίπεδο του δρομέα (βλ. σχ. 3.1.2). θ είναι η τοπική γωνία του πτερυγίου, δηλαδή η τοπική γωνία ανάμεσα στη χορδή και το επίπεδο περιστροφής και φ είναι η γωνία ανάμεσα στο επίπεδο περιστροφής και τη σχετική ταχύτητα V_{rel} .



Σχήμα 3.1.2 Τρίγωνο ταχυτήτων στο επίπεδο του δρομέα

Στο σχ. 3.1.2 μπορεί να φανεί ότι η τοπική γωνία πρόσπτωσης δίνεται από:

$$\alpha = \varphi - \theta \quad (3.6)$$

Επιπλέον, μπορεί να φανεί ότι:

$$\tan\varphi = \frac{(1-a)V_0}{(1+a')\omega r} \quad (3.7)$$

Από τη 2Δ αεροδυναμική προκύπτει ότι η άνωση, εξ' ορισμού, είναι κάθετη στην ταχύτητα που βλέπει η αεροτομή και η αντίσταση είναι παράλληλη στην ίδια ταχύτητα. Στην περίπτωση ενός δρομέα, αυτή η ταχύτητα είναι V_{rel} ως αποτέλεσμα των ορισμάτων $V_a = (1-a)V_0$ και $V_{rel} = (1+a')\omega r$. Επιπροσθέτως, αν οι συντελεστές άνωσης και αντίστασης C_l και C_d είναι γνωστοί, η άνωση L και η αντίσταση D ανά μονάδα μήκους μπορούν να βρεθούν από τις εξισώσεις

$$C_l = \frac{L}{0.5\rho V_\infty^2 c} \quad \text{και} \quad C_d = \frac{D}{0.5\rho V_\infty^2 c} \quad \text{ως}$$

$$L = \frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 c C_l \quad (3.8)$$

και

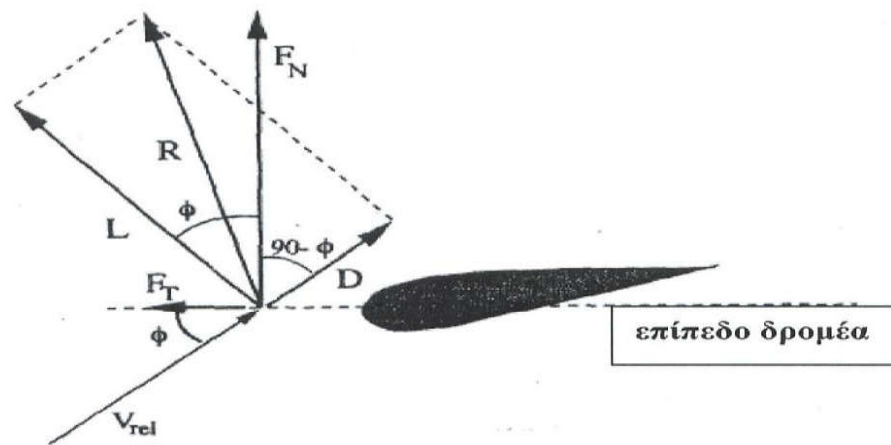
$$D = \frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 c C_d \quad (3.9)$$

Απ' τη στιγμή που ενδιαφερόμαστε μόνο για τις δυνάμεις κάθετα και εφαπτομενικά στο επίπεδο του δρομέα, η άνωση και η αντίσταση σχεδιάζονται σε αυτές τις κατευθύνσεις (βλ. σχ. 3.1.3):

$$F_N = L \cos\varphi + D \sin\varphi \quad (3.10)$$

και

$$F_T = L \sin\varphi - D \cos\varphi \quad (3.11)$$



Σχήμα 3.1.3 Σχήμα που δείχνει τις τοπικές δυνάμεις σε ένα πτερύγιο. Η συνολική δύναμη R είναι το διανυσματικό άθροισμα της άνωσης L και της αντίστασης D . Οι F_N και F_T είναι, αντίστοιχα, η κάθετη και η εφαπτομενική συνιστώσα της R

Οι εξισώσεις (3.10) και (3.11) απλοποιούνται σε σχέση με το:

$$\frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 c,$$

οδηγώντας στις σχέσεις:

$$C_n = C_l \cos\phi + C_d \sin\phi \quad (3.12)$$

και

$$C_t = C_l \sin\phi - C_d \cos\phi \quad (3.13)$$

όπου:

$$C_n = \frac{F_N}{\frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 c} \quad (3.14)$$

και

$$C_t = \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho V_{rel}^2 c} \quad (3.15)$$

Από το σχήμα 3.1.2, μπορεί να φανεί εύκολα από τη γεωμετρία ότι:

$$V_{rel} \sin\phi = V_0 (1 - a) \quad (3.16)$$

και

$$V_{rel} \cos\phi = \omega r (1 + a') \quad (3.17)$$

Επιπρόσθετα, μια στερεότητα σ ορίζεται ως το κλάσμα της δακτυλιοειδούς επιφάνειας στον όγκο ελέγχου που καλύπτεται από τα πτερύγια:

$$\sigma(r) = \frac{c(r)B}{2\pi r} \quad (3.18)$$

Το B δηλώνει τον αριθμό των πτερυγίων, ενώ $c(r)$ είναι η τοπική χορδή και r είναι η ακτινική θέση του όγκου ελέγχου.

Απ' τη στιγμή που τα F_N και F_T είναι δυνάμεις ανά μονάδα μήκους, η κάθετη δύναμη και η ροπή στον όγκο ελέγχου πάχους dr είναι:

$$dT = B F_N dr \quad (3.19)$$

και

$$dM = r B F_T dr \quad (3.20)$$

Αν η εξίσωση (3.14) χρησιμοποιείται για το F_N και η εξίσωση (3.16) για το V_{rel} , η εξίσωση (3.19) γίνεται:

$$dT = \frac{1}{2} \rho B \frac{V_0^2 (1-a)^2}{\sin^2 \phi} c C_n dr \quad (3.21)$$

Ομοίως, αν η εξίσωση (3.15) χρησιμοποιείται για το F_T και οι εξισώσεις (3.16) και (3.17) χρησιμοποιούνται για το V_{rel} , η εξίσωση (3.20) γίνεται:

$$dM = \frac{1}{2} \rho B \frac{V_0 (1-a) \omega r (1+a')}{\sin \phi \cos \phi} c C_t(r) dr \quad (3.22)$$

Αν εξισωθούν οι δυο εξισώσεις (3.21) και (3.4) για το dT και εφαρμοστεί ο ορισμός της στερεότητας από την εξίσωση (3.18), λαμβάνεται μια έκφραση για τον αξονικό συντελεστή επαγωγής a :

$$a = \frac{1}{[(4 \sin^2 \phi / \sigma C_n) + 1]} \quad (3.23)$$

Αν οι εξισώσεις (3.22) και (3.5) εξισωθούν, εξάγεται μια σχέση για το a' :

$$a' = \frac{1}{[(4 \sin \phi \cos \phi / \sigma C_t) - 1]} \quad (3.24)$$

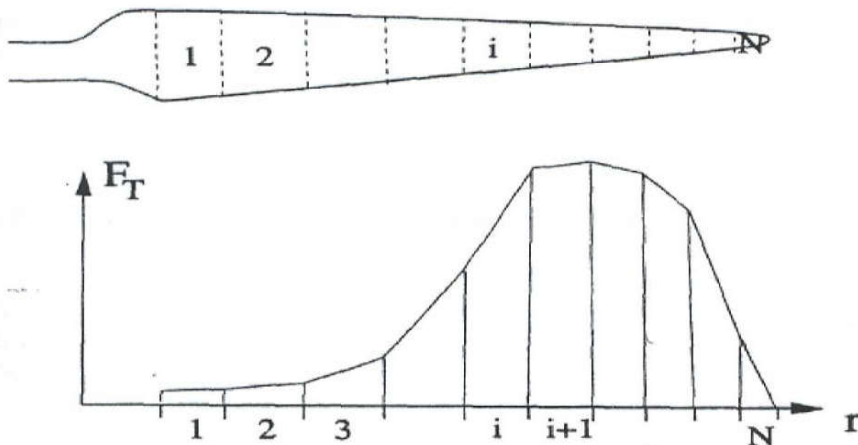
Τώρα που έχουν εξαχθεί όλες οι απαραίτητες εξισώσεις για το BEM μοντέλο, ο αλγόριθμος μπορεί να συνοψισθεί στα ακόλουθα οχτώ βήματα. Αφού οι διαφορετικοί όγκοι ελέγχου θεωρούνται ανεξάρτητοι, κάθε τμήμα μπορεί να τύχει ξεχωριστής μεταχείρισης και η λύση σε ένα ακτινικό τμήμα μπορεί να υπολογιστεί πριν την επίλυση σε ένα άλλο ακτινικό τμήμα, δηλαδή, για κάθε όγκο ελέγχου, εφαρμόζεται ο ακόλουθος αλγόριθμος:

- Βήμα 1: Δώσε αρχικές τιμές στα a και a' , συνήθως $a = a' = 0$.
- Βήμα 2: Υπολόγισε τη γωνία ροής ϕ χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.7).
- Βήμα 3: Υπολόγισε την τοπική γωνία πρόσπτωσης $\alpha = \phi - \theta$.
- Βήμα 4: Διάβασε τα $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ από βάση δεδομένων.

- Βήμα 5: Υπολόγισε τα C_n και C_i από τις εξισώσεις (3.12) και (3.13).
 Βήμα 6: Υπολόγισε τα a και a' από τις εξισώσεις (3.23) και (3.24).
 Βήμα 7: Αν τα a και a' έχουν αλλάξει περισσότερο από μια συγκεκριμένη ανοχή, πήγαινε στο βήμα 2, αλλιώς αυτές είναι οι τελικές τιμές για τα a και a' .
 Βήμα 8: Υπολόγισε τις τοπικές δυνάμεις στο τμήμα των πτερυγίων.

Αυτή είναι αρχικά η BEM μέθοδος, αλλά, για ακόμη πιο ακριβή αποτελέσματα, είναι απαραίτητη η εφαρμογή δυο διορθώσεων στον αλγόριθμο. Η πρώτη λέγεται συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl, η οποία διορθώνει την υπόθεση ενός πεπερασμένου αριθμού πτερυγίων. Η δεύτερη διορθωση λέγεται διορθωση του Glauert και είναι μια εμπειρική σχέση μεταξύ του συντελεστή ώσης C_T και του συντελεστή αξονικής επαγωγής a για a μεγαλύτερο από περίπου 0.4, όπου η σχέση που λαμβάνεται από τη 1Δ θεωρία ορμής δεν ισχύει πλέον. Κάθε μια από αυτές τις διορθώσεις θα αναλυθεί ξεχωριστά παρακάτω.

Μετά την εφαρμογή του BEM αλγόριθμου σε όλους τους όγκους ελέγχου, η εφαπτομενική και κάθετη κατανομή δύναμης είναι γνωστή και γενικές παράμετροι, όπως η μηχανική ισχύς, ωστικές και καμπτικές ορμές μπορούν να υπολογιστούν. Ωστόσο, κάποιος πρέπει να είναι προσεκτικός, όταν συναθροίζει τις εφαπτομενικές δυνάμεις ώστε να προκύψει η ροπή του άξονα. Η εφαπτομενική δύναμη ανά μονάδα μήκους $F_{T,i}$ είναι γνωστή για κάθε τμήμα σε ακτίνα r_i και θεωρείται μια γραμμική μεταβολή μεταξύ του r_i και του r_{i+1} (βλ. σχ. 3.1.4).



Σχήμα 3.1.4 Μια γραμμική μεταβολή της εφαπτομενικής δύναμης υποτίθεται μεταξύ δυο διαφορετικών ακτινικών θέσεων r_i και r_{i+1}

Η δύναμη F_T μεταξύ του r_i και του r_{i+1} είναι επομένως:

$$F_T = A_i r + B_i \quad (3.25)$$

όπου

$$A_i = \frac{F_{T,i+1} - F_{T,i}}{r_{i+1} - r_i} \quad (3.26)$$

και:

$$B_i = \frac{F_{T,i} r_{i+1} - F_{T,i+1} r_i}{r_{i+1} - r_i} \quad (3.27)$$

Η ροπή dM για ένα απειροελάχιστο τμήμα του πτερυγίου μήκους dr είναι:

$$dM = r F_T dr = (A_i r^2 + B_i r) dr \quad (3.28)$$

και η συνεισφορά $M_{i,i+1}$ στη συνολική ροπή του άξονα από τη γραμμική μεταβολή της εφαπτομενικής δύναμης μεταξύ του r_i και του r_{i+1} είναι επομένως:

$$\begin{aligned} M_{i,i+1} &= \left[\frac{1}{3} A_i r^3 + \frac{1}{2} B_i r^2 \right]_{r_i}^{r_{i+1}} = \\ &= \frac{1}{3} A_i (r_{i+1}^3 - r_i^3) + \frac{1}{2} B_i (r_{i+1}^2 - r_i^2) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Η συνολική ροπή του άξονα είναι το άθροισμα όλων των συνεισφορών $M_{i,i+1}$ κατά μήκος ενός πτερυγίου, πολλαπλασιασμένο με τον αριθμό πτερυγίων:

$$M_{\text{tot}} = B \sum_1^{N-1} M_{i,i+1} \quad (3.30)$$

3.2. Συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl διορθώνει την υπόθεση ενός πεπερασμένου αριθμού πτερυγίων. Το σύστημα στροβίλου στον απόρο είναι διαφορετικό για ένα δρομέα με πεπερασμένο αριθμό πτερυγίων από ένα δρομέα με άπειρο αριθμό πτερυγίων. Ο Prandtl έθεσε ένα συντελεστή διόρθωσης στις εξισώσεις (3.4) και (3.5):

$$dT = 4\pi r \rho V_o^2 a(1-a) F dr \quad (3.31)$$

και:

$$dM = 4\pi r^3 \rho V_o \omega (1-a) a' F dr \quad (3.32)$$

Η F υπολογίζεται ως:

$$F = \frac{2}{\pi} \cos^{-1}(e^{-f}) \quad (3.33)$$

όπου:

$$f = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r \sin \phi} \quad (3.34)$$

B είναι ο αριθμός των πτερυγίων, R είναι η ολική ακτίνα του δρομέα, r είναι η τοπική ακτίνα και ϕ είναι η γωνία ροής. Αν χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις (3.4) και (3.5) για την εξαγωγή των εξισώσεων για τα a και a' , τα αποτελέσματα είναι:

$$a = \frac{1}{\left[(4F \sin^2 \phi / \sigma C_n) + 1 \right]} \quad (3.35)$$

και:

$$a' = \frac{1}{\left[(4F \sin \phi \cos \phi / \sigma C_t) - 1 \right]} \quad (3.36)$$

Οι εξισώσεις (3.35) και (3.36) θα πρέπει να χρησιμοποιούνται αντί των εξισώσεων (3.23) και (3.24) στο βήμα 6 στον BEM αλγόριθμο και ένα επιπλέον βήμα που υπολογίζει το συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl θα πρέπει να εισαχθεί μετά το βήμα 2. Η εξαγωγή του συντελεστή απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl είναι πολύ πολύπλοκη και μια λεπτομερής περιγραφή δίνεται από τον Glauert⁶⁴.

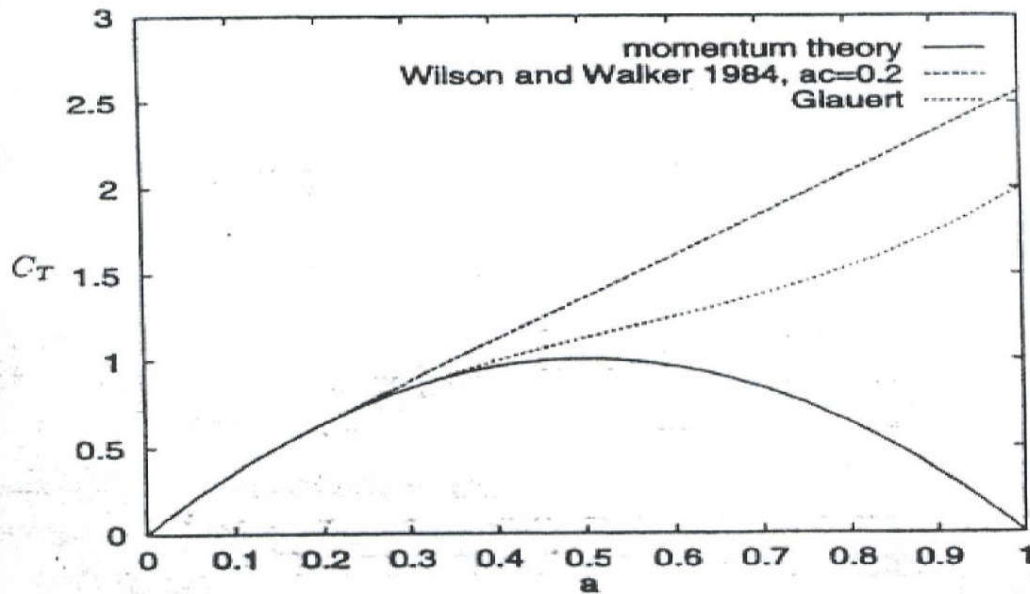
3.3. Η διόρθωση του Glauert για υψηλές τιμές του συντελεστή αξονικής επαγωγής a

Όταν ο συντελεστής αξονικής επαγωγής γίνεται μεγαλύτερος από περίπου 0.4, η απλή θεωρία ορμής καταρρέει. Διαφορετικές εμπειρικές εκτιμήσεις του συντελεστή ώσης C_T μπορούν να γίνουν ώστε να ταιριάζουν με μετρήσεις. Για παράδειγμα:

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)F & a \leq \frac{1}{3} \\ 4a \left(1 - \frac{1}{4}(5-3a)a \right) F & a > \frac{1}{3} \end{cases} \quad (3.37)$$

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)F & a \leq a_c \\ 4(a_c^2 + (1-2a_c)a)F & a > a_c \end{cases} \quad (3.38)$$

Η τελευταία έκφραση δίνεται από τον Spera⁶⁹ και το a_c είναι περίπου 0.2. F είναι ο συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl και διορθώνει την υπόθεση ενός άπειρου αριθμού πτερυγίων. Στο σχ. 3.3.1, οι δυο εκφράσεις για το $C_T(a)$ παριστάνονται για $F=1$ και συγκρίνονται με την απλή θεωρία ορμής (momentum theory).



Σχήμα 3.3.1 Διαφορετικές παραστάσεις για το συντελεστή ώσης C_T που έχουν σχεδιαστεί ως συνάρτηση του συντελεστή αξονικής επαγωγής a

Από την τοπική αεροδυναμική, η δύναμη dT σε ένα δακτυλιοειδές στοιχείο δίνεται από την εξίσωση (3.21). Για έναν δακτυλιοειδή όγκο ελέγχου, το C_T είναι εξ ορισμού:

$$C_T = \frac{dT}{\frac{1}{2} \rho V_o^2 2\pi r dr} \quad (3.39)$$

Αν η εξίσωση (3.21) χρησιμοποιείται για το dT , το C_T γίνεται:

$$C_T = \frac{(1-a)^2 \sigma C_n}{\sin^2 \phi} \quad (3.40)$$

Αυτή η έκφραση για το C_T τώρα ισούται με την εμπειρική σχέση (3.38).

Αν $a \leq a_c$:

$$4a(1-a)F = \frac{(1-a)^2 \sigma C_n}{\sin^2 \phi} \quad (3.41)$$

και αυτή δίνει:

$$a = \frac{1}{\left[(4F \sin^2 \phi / \sigma C_n) + 1 \right]} \quad (3.42)$$

η οποία είναι η συνηθισμένη εξίσωση (3.35).

Αν $a > a_c$:

$$4F(a_c^2 + (1-2a_c)a) = \frac{(1-a)^2 \sigma C_n}{\sin^2 \phi} \quad (3.43)$$

και αυτή δίνει:

$$a = \frac{1}{2} \left[2 + K(1-2a_c) - \sqrt{(K(1-2a_c)+2)^2 + 4(Ka_c^2-1)} \right] \quad (3.44)$$

όπου:

$$K = \frac{4F \sin^2 \phi}{\sigma C_n} \quad (3.45)$$

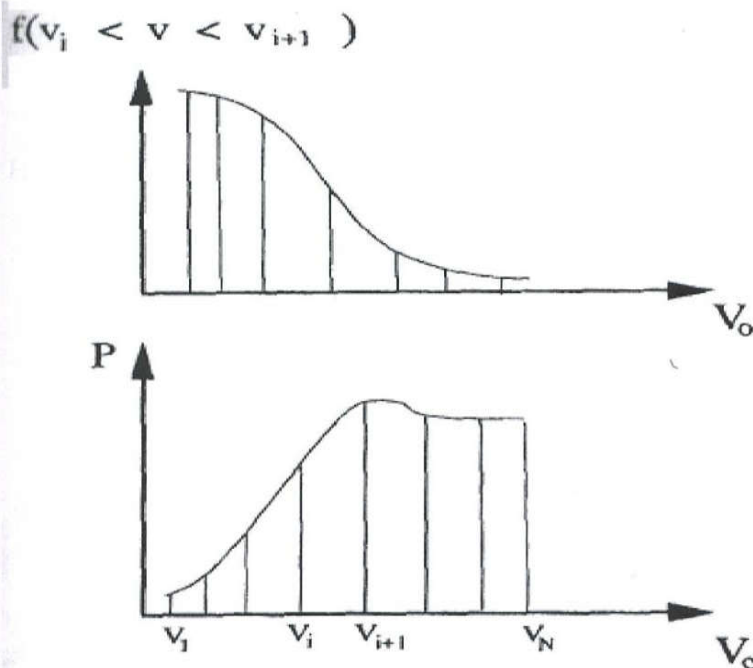
Προκειμένου να υπολογιστούν οι επαγόμενες ταχύτητες σωστά για μικρές ταχύτητες ανέμου, οι εξισώσεις (3.44) και (3.42) πρέπει να αντικαταστήσουν την εξίσωση (3.35) από την απλή θεωρία ορμής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4°

4. ΕΤΗΣΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΠΑΡΑΓΩΓΗ

Η ΒΕΜ μέθοδος έχει τώρα αναλυθεί και είναι δυνατός ο υπολογισμός της καμπύλης ισχύος, δηλαδή η ισχύς του άξονα ως συνάρτηση της ταχύτητας ανέμου V_o . Προκειμένου να υπολογιστεί η ετήσια ενεργειακή παραγωγή, είναι απαραίτητο να συνδυασθεί αυτή η καμπύλη παραγωγής με μια συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας για τον άνεμο. Από αυτή τη συνάρτηση, μπορεί να υπολογιστεί η πιθανότητα, $f(V_i < V_o < V_{i+1})$, όπου η ταχύτητα του ανέμου βρίσκεται μεταξύ V_i και V_{i+1} . Πολλαπλασιάζοντας αυτή με τον ολικό αριθμό των ωρών ανά έτος, 8700, παίρνεται ο αριθμός των ωρών ανά έτος που η ταχύτητα του ανέμου βρίσκεται στο διάστημα $V_i < V_o < V_{i+1}$. Πολλαπλασιάζοντας τώρα αυτό τον όρο με την ισχύ [kW] που παράγεται από τον ανεμοκινητήρα όταν η ταχύτητα του ανέμου κυμαίνεται μεταξύ V_i και V_{i+1} λαμβάνεται η συνεισφορά της ολικής παραγωγής [kWh] για αυτό το διάστημα.

Η ταχύτητα του ανέμου χωρίζεται σε N ξεχωριστές τιμές ($V_i, i = 1, N$), τυπικά με ένα διάστημα 1 m/sec μεταξύ τους (βλ. σχ. 4.1.1).



Σχήμα 4.1.1 Η πιθανότητα $f(V_i < V_o < V_{i+1})$ όπου η ταχύτητα του ανέμου κυμαίνεται μεταξύ V_i και V_{i+1} και μια καμπύλη ισχύος προκειμένου να υπολογιστεί η ετήσια ενεργειακή παραγωγή για ένα συγκεκριμένο κινητήρα σε μια συγκεκριμένη τοποθεσία

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η παραγωγή πρέπει να διορθωθεί για απώλειες στη γεννήτρια και στο κιβώτιο ταχυτήτων, οι οποίες έχουν ένα συνδυασμένο βαθμό απόδοσης περίπου 0.9. Τυπικά, η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του ανέμου δίνεται από την κατανομή Rayleigh ή Weibull. Η κατανομή Rayleigh δίνεται από τη μέση ταχύτητα \bar{V} μόνο ως:

$$h_R = \frac{\pi}{2} \frac{V_o}{\bar{V}} \exp\left(-\frac{\pi}{4} \left(\frac{V_o}{\bar{V}}\right)^2\right) \quad (4.1)$$

Στην πιο γενική κατανομή Weibull, μερικές διορθώσεις για την τοποθεσία μπορούν να μοντελοποιηθούν μέσω ενός κλιμακωτού συντελεστή A και ενός συντελεστή σχηματισμού k :

$$h_W = \frac{k}{A} \left(\frac{V_o}{A}\right)^{k-1} \exp\left(-\left(\frac{V_o}{A}\right)^k\right) \quad (4.2)$$

Οι παράμετροι k και A πρέπει να καθοριστούν από τοπικά μετεωρολογικά δεδομένα, κοντινά εμπόδια και το τοπίο. Μια βοήθεια σε αυτό το πρόβλημα δίνει ο *Ευρωπαϊκός Ατλας Ανέμου*⁷⁰. Από την κατανομή Weibull, η πιθανότητα $f(V_i < V_o < V_{i+1})$ όπου η ταχύτητα του ανέμου βρίσκεται μεταξύ V_i και V_{i+1} υπολογίζεται από:

$$f(V_i < V_o < V_{i+1}) = \exp\left(-\left(\frac{V_i}{A}\right)^k\right) - \exp\left(-\left(\frac{V_{i+1}}{A}\right)^k\right) \quad (4.3)$$

Η συνολική ετήσια παραγωγή μπορεί επομένως να αποτιμηθεί ως:

$$E = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{2} (P(V_{i+1}) + P(V_i)) \times f(V_i < V_o < V_{i+1}) \times 8760 \quad (4.4)$$

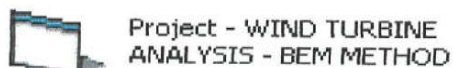
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5°

5. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ «WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD»

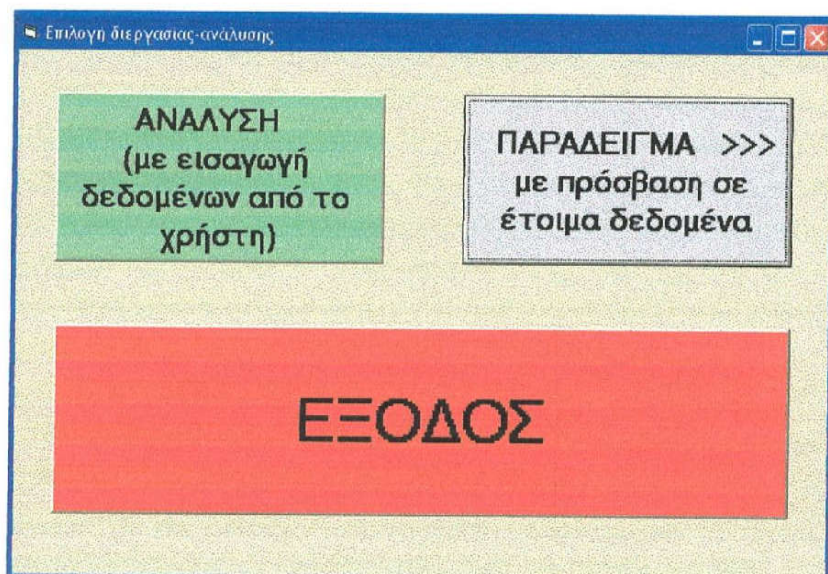
5.1. Οδηγός χρήσης

Καταρχήν, το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD είναι ένα πρόγραμμα, το οποίο χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό διαφόρων παραμέτρων οποιουδήποτε ανεμοκινητήρα με γνωστά γεωμετρικά στοιχεία. Τέτοιες παράμετροι είναι, για παράδειγμα, ο συντελεστής ισχύος, η συνολική ισχύς, η συνολική ροπή, η συνολική δύναμη του ανεμοκινητήρα, καθώς και τα αντίστοιχα στοιχειώδη μεγέθη τους σε συνάρτηση με την ακτίνα r . Επίσης, υπολογίζονται και άλλα μεγέθη, ενώ υπάρχει και η δυνατότητα εμφάνισης των ανάλογων γραφικών παραστάσεων. Στη συνέχεια, θα γίνει αναλυτική παρουσίαση του προγράμματος και των μεγεθών που υπολογίζονται.

Για να «τρέξει» το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD, ο χρήστης θα πρέπει να ανοίξει το φάκελο WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD που υπάρχει στο CD και έπειτα να ανοίξει το παρακάτω εικονίδιο (Project-WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD), το οποίο είναι σε μορφή .exe .



Εκκινώντας το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD η πρώτη φόρμα που εμφανίζεται είναι η παρακάτω:



Ο χρήστης καλείται να επιλέξει ένα από τα τρία διαθέσιμα κουμπιά εντολών (command buttons). Πατώντας στο κόκκινο κουμπί με την ένδειξη *έξοδος*, το πρόγραμμα τερματίζεται. Πατώντας στο γκρι κουμπί με την ένδειξη *Παράδειγμα >>> με πρόσβαση σε έτοιμα δεδομένα*, εμφανίζεται η παρακάτω φόρμα, η οποία παρουσιάζει τα δεδομένα που θα χρησιμοποιηθούν αυτόματα από το πρόγραμμα με το χρήστη να έχει απλά να επιλέξει τιμή για την ταχύτητα ανέμου μεταξύ 4-25 m/sec και την κατάλληλη αεροτομή (NACA 63-415 για το παράδειγμα).

Εμφάνιση δεδομένων για την εφαρμογή παραδειγματος για τον ανεμοκίνητο MTK 500/41

Για τα δεδομένα που εμφανίζονται χρησιμοποιήστε την αεροτομή NACA 63-415

| | N - αριθμός διαστημάτων που χωρίζουμε το πτερόγιο | r (m) | θ - local pitch πτερογίου (μοίρες) | χορδή (m) |
|---|---|-------|------------------------------------|-----------|
| | 16 | 4.5 | 20 | 1.63 |
| B - αριθμός πτερυγίων | 3 | 5.5 | 16.3 | 1.597 |
| | | 6.5 | 13 | 1.54 |
| R - ακτίνα δρομέα (m) | 20.5 | 7.5 | 10.05 | 1.481 |
| | | 8.5 | 7.45 | 1.42 |
| rh - ακτίνα πτερογίου στη βάση (m) | 4.5 | 9.5 | 5.85 | 1.356 |
| | | 10.5 | 4.85 | 1.294 |
| rt - ακτίνα πτερογίου στην κορυφή (m) | 20.5 | 11.5 | 4 | 1.229 |
| | | 12.5 | 3.15 | 1.163 |
| U - ταχύτητα ανέμου οποιαδήποτε μεταξύ 4 - 25 m/sec (m/sec) | | 13.5 | 2.6 | 1.095 |
| | | 14.5 | 2.02 | 1.026 |
| Ω - περιστροφική ταχύτητα (sec-1) | 2.8379 | 15.5 | 1.36 | 0.955 |
| | | 16.5 | 0.77 | 0.881 |
| a - συντελεστής αξονικής επαγωγής - αρχική τιμή | 0 | 17.5 | 0.33 | 0.806 |
| | | 18.5 | 0.14 | 0.705 |
| a' - συντελεστής περιφερειακής επαγωγής - αρχική τιμή | 0 | 19.5 | 0.05 | 0.545 |
| | | 20.5 | 0.02 | 0.265 |
| ρ - πυκνότητα αέρα (kg/m ³) | - 1.225 | 1.225 | | |

Εκκίνηση ανάλυσης χρησιμοποιώντας τα δεδομένα που φαίνονται

<< Back

Print

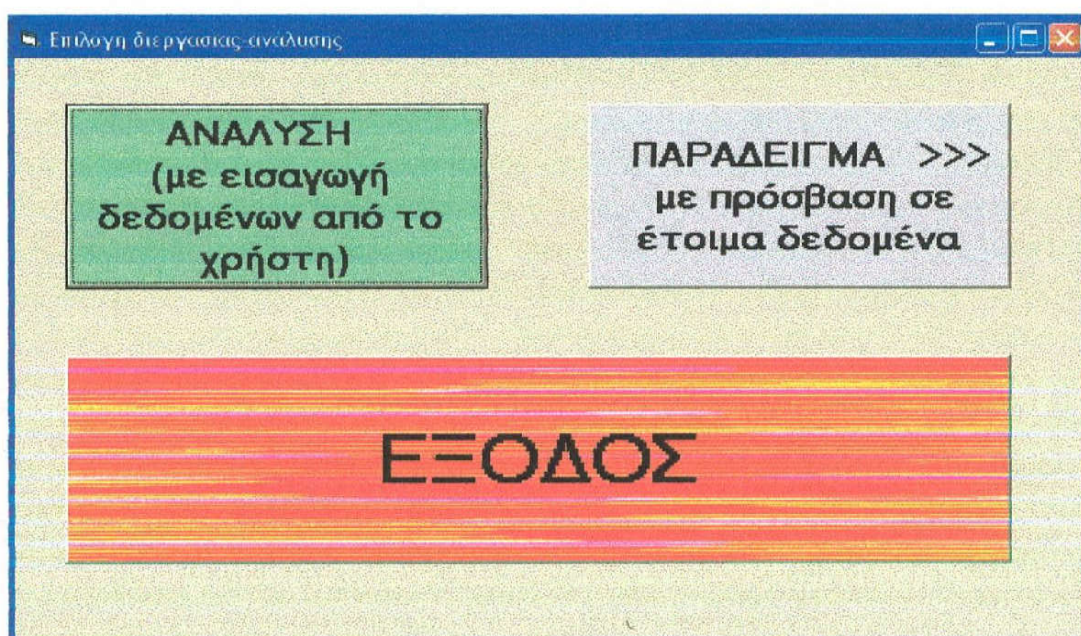
Exit

Πατώντας στο πράσινο κουμπί ξεκινά η ανάλυση και ο υπολογισμός διαφόρων στοιχείων που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια.

Σε αυτό το σημείο κρίνεται σκόπιμη η παρακάτω αναφορά. Στις περισσότερες φόρμες παρουσιάζονται τα κουμπιά με τις ενδείξεις *Back*, *Next*, *Print*, *Save* → *Excel*, *Exit* που έχουν την ίδια ακριβώς λειτουργία σε όλες τις φόρμες. Ειδικότερα, το κουμπί με την ένδειξη *Back* επιστρέφει στην αμέσως προηγούμενη φόρμα, το κουμπί με την ένδειξη *Next* προχωρά στην αμέσως επόμενη φόρμα, το κουμπί με την ένδειξη *Print* εκτυπώνει την αντίστοιχη φόρμα, το κουμπί με την ένδειξη *Save* → *Excel*

μπορεί να «σώζει» τα δεδομένα (input) και αποτελέσματα (output) που εμφανίζονται στη φόρμα σε πίνακα Excel και τέλος το κουμπί με την ένδειξη *Exit* κλείνει την αντίστοιχη φόρμα. Περαιτέρω αναφορά των κουμπιών με τις ενδείξεις *Back*, *Next*, *Print*, *Save* → *Excel*, *Exit* δε θα γίνει στη συνέχεια λόγω της παρόμοιας λειτουργίας τους σε όλες τις φόρμες.

Επιστρέφοντας στην αρχική φόρμα και πατώντας στο πράσινο κουμπί με την ένδειξη *ανάλυση (με εισαγωγή δεδομένων από το χρήστη)*, όπως φαίνεται παρακάτω, ξεκινά η ανάλυση και ο υπολογισμός διαφόρων μεγεθών. Ο χρήστης καλείται να συμπληρώσει τα απαιτούμενα πεδία γνωρίζοντας φυσικά τη γεωμετρία του υπό εξέταση ανεμοκινητήρα. Αξίζει να σημειωθεί ότι όλες οι φόρμες είναι συμπληρωμένες με τα δεδομένα του παραδείγματος για τον ανεμοκινητήρα NTK 500/41 που φάνηκαν στην παραπάνω φόρμα. Άρα, για διαφορετικό του NTK 500/41 τύπο ανεμοκινητήρα, ο χρήστης θα πρέπει να θέσει διαφορετικές τιμές, σε όσα μεγέθη απαιτείται.



Στην αμέσως επόμενη φόρμα, ο χρήστης πρέπει να θέσει τιμές στον αριθμό διαστημάτων (15-25) που θα χωριστεί το πτερύγιο σύμφωνα με τη μέθοδο BEM, στην ακτίνα του δρομέα, στην ακτίνα του πτερυγίου στη βάση και στην ακτίνα του πτερυγίου στην κορυφή.

Ορίστε τον αριθμό διαστημάτων που χωρίζεται το πτερύγιο καθώς και τις παρακάτω ακτίνες

| | | | |
|--|------------------|-----------------------------------|--|
| N - αριθμός διαστημάτων που χωρίζουμε το πτερύγιο (πεδίο ορισμού: 15 - 25) | N = | <input type="text" value="16"/> | ΣΥΜΒΟΥΛΗ: Οι δεκαδικοί αριθμοί να γράφονται με τελεία (.) και ΟΧΙ με κόμμα (,) |
| R - ακτίνα δρομέα (m) | R = | <input type="text" value="20.5"/> | |
| r _h - ακτίνα πτερυγίου στη βάση (m) | r _h = | <input type="text" value="4.5"/> | |
| r _t - ακτίνα πτερυγίου στην κορυφή (m) | r _t = | <input type="text" value="20.5"/> | |

Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Next* εμφανίζεται η επόμενη φόρμα. Εδώ ο χρήστης θα πρέπει να συμπληρώσει τα πεδία-γραμμές που αντιστοιχούν για ακτινικές θέσεις από 0 έως 1. Τα υπόλοιπα πεδία-γραμμές (πάνω από την ένδειξη μηδέν της ακτινικής θέσης), αν υπάρχουν, δεν απαιτείται να συμπληρωθούν. Έτσι, ο χρήστης καλείται να δώσει τιμές (σε μοίρες) στη γωνία θ , η οποία είναι η τοπική γωνία του πτερυγίου (δηλαδή η τοπική γωνία ανάμεσα στη χορδή και το επίπεδο περιστροφής), και στη χορδή c (σε m) για ακτινικές θέσεις από 0 έως 1. Οι τιμές των πεδίων για την ακτινική θέση (από 0 έως 1) και την ακτίνα (από r_h έως r_t) συμπληρώνονται αυτόματα.

(1) Εισαγωγή δεδομένων από το χρήστη: ΕΙΝΑΙ ΑΠΑΡΑΙΤΗΤΗ Η ΣΗΜΠΛΗΡΩΣΗ ΟΛΩΝ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΑΠΟ ΤΟ ΧΡΗΣΤΗ

Για κάθε ακτινική θέση (από $\chi = 0$ ως 1) και για κάθε σημείο (από 1 ως 17) δώσε τιμές στα παρακάτω πεδία:

Είναι απαραίτητη από το χρήστη η συμπλήρωση των πεδίων που αντιστοιχούν ΜΟΝΟ για ακτινικές θέσεις από $\chi=0-1$

| σημείο | ακτινική θέση χ | ακτίνα r (m) | θ - local pitch πτερυγίου (μοίρες) | απορρόφηση c (m) |
|--------|---------------------------------|------------------|---|--------------------|
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| κενό | αφήστε κενά τα πεδία αυτής..... | της γραμμής..... | 0 | 0 |
| 1 | 0 | 4,5 | 20 | 1.63 |
| 2 | 0,0625 | 5,5 | 16.3 | 1.597 |
| 3 | 0,125 | 6,5 | 13 | 1.54 |
| 4 | 0,1875 | 7,5 | 10.06 | 1.491 |
| 5 | 0,25 | 8,5 | 7.45 | 1.42 |
| 6 | 0,3125 | 9,5 | 5.65 | 1.356 |
| 7 | 0,375 | 10,5 | 4.05 | 1.294 |
| 8 | 0,4375 | 11,5 | 4 | 1.229 |
| 9 | 0,5 | 12,5 | 3.15 | 1.163 |
| 10 | 0,5625 | 13,5 | 2.6 | 1.095 |
| 11 | 0,625 | 14,5 | 2.02 | 1.026 |
| 12 | 0,6875 | 15,5 | 1.36 | 0.955 |
| 13 | 0,75 | 16,5 | 0.77 | 0.881 |
| 14 | 0,8125 | 17,5 | 0.33 | 0.806 |
| 15 | 0,875 | 18,5 | 0.14 | 0.705 |
| 16 | 0,9375 | 19,5 | 0.05 | 0.545 |
| 17 | 1 | 20,5 | 0.02 | 0.265 |

ΣΥΜΒΟΥΛΗ
Οι δεκαδικοί αριθμοί να γράφονται με τελεία (.) και ΟΧΙ με κόμμα (,).

<< Back

Next >>

Print

Exit

Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Next* εμφανίζεται η επόμενη φόρμα. Εδώ ο χρήστης καλείται να δώσει τιμές στον αριθμό πτερυγίων του ανεμοκινητήρα, στην περιστροφική ταχύτητα (σε sec^{-1}), στην ταχύτητα του ανέμου (από 4 ως 25 m/sec), στους συντελεστές αξονικής και περιφερειακής επαγωγής (τίθενται συνήθως ίσοι με το μηδέν) και στην πυκνότητα του αέρα που ισούται με $1,225 \text{ kg/m}^3$. Αν επιθυμεί ο χρήστης, μπορεί να δει ποια ακριβώς είναι η τιμή της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου που αντιστοιχεί στα δεδομένα του υπό εξέταση ανεμοκινητήρα

πατώντας απλά στο γκρι κουμπί με την αντίστοιχη ένδειξη. Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό, γιατί η αδιάστατη ταχύτητα ακροπτερυγίου αποτελεί ένα πολύ σημαντικό μέγεθος.

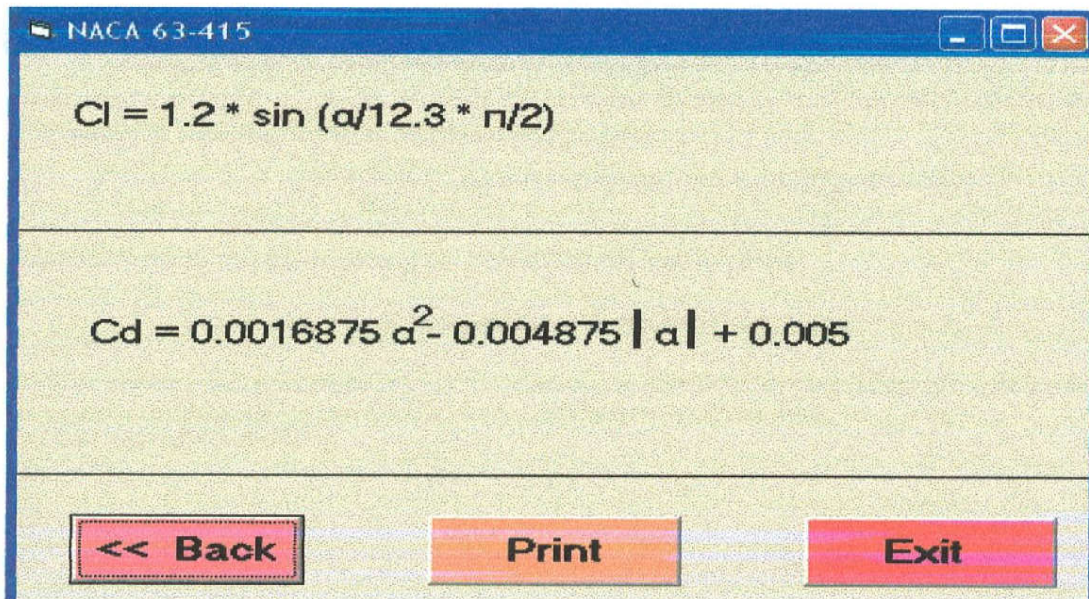
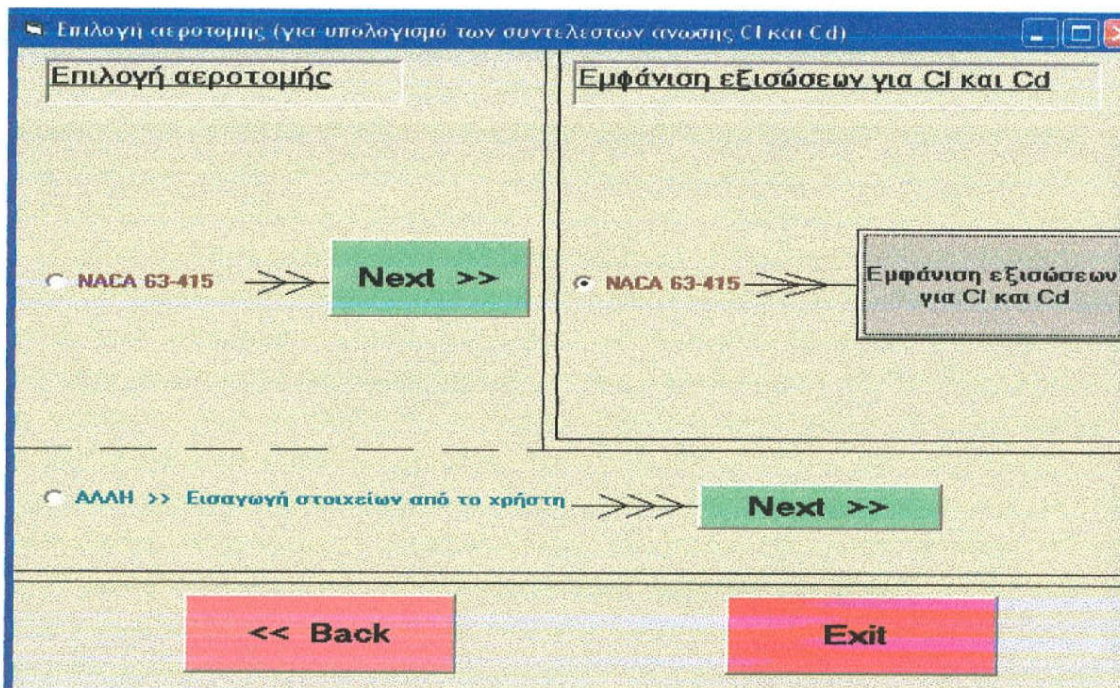
(2) Εισαγωγή δεδομένων από το χρήστη. ΕΙΝΑΙ ΑΠΑΡΑΙΤΗΤΗ Η ΣΥΜΠΛΗΡΩΣΗ ΟΛΩΝ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ...

ΕΙΝΑΙ ΑΠΑΡΑΙΤΗΤΗ Η ΣΥΜΠΛΗΡΩΣΗ ΟΛΩΝ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΑΠΟ ΤΟ ΧΡΗΣΤΗ

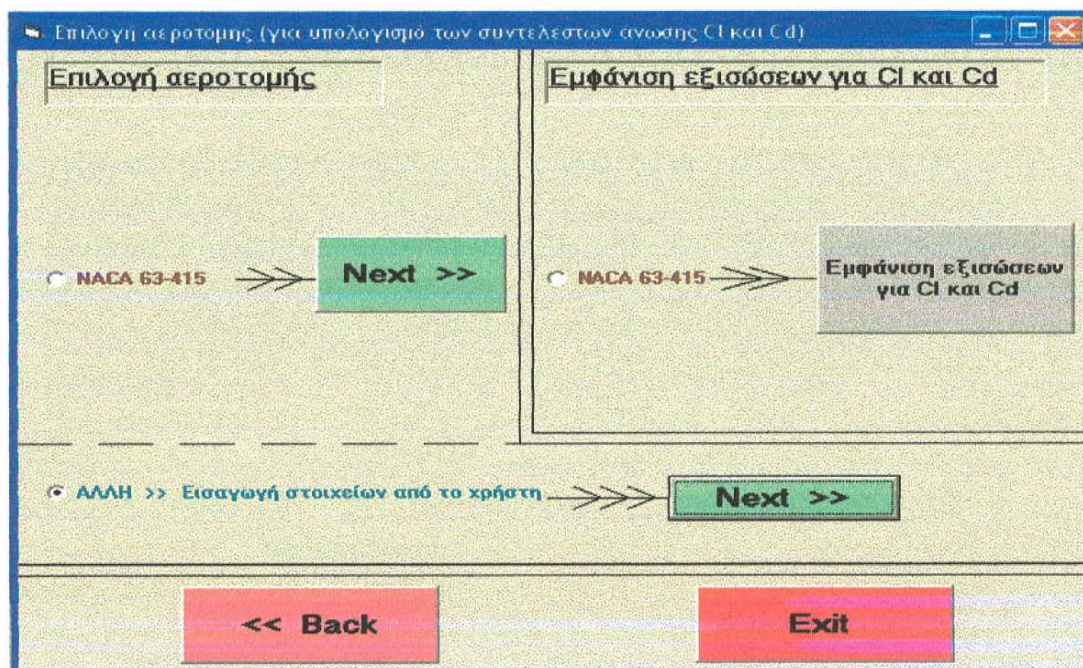
ΣΥΜΒΟΥΛΗ: Οι δεκαδικοί αριθμοί να γράφονται με τελεία (.) και ΟΧΙ με κόμμα (,).

| | | | |
|--|------|-------------------------------------|---|
| B - αριθμός πτερυγίων (προτεινόμενη τιμή B=3) | B = | <input type="text" value="3"/> | |
| Ω - περιστροφική ταχύτητα [sec-1] | Ω = | <input type="text" value="2.8379"/> | Υπολογισμός αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου $\lambda = QR/V$ |
| U - ταχύτητα ανέμου [m/sec] (πεδίο ορισμού: 4 - 25) | U = | <input type="text" value="7.27"/> | |
| a - συντελεστής αξονικής επαγωγής - αρχική τιμή (προτεινόμενη τιμή a=0) | a = | <input type="text" value="0.0"/> | |
| a' - συντελεστής περιφερειακής επαγωγής - αρχική τιμή (προτεινόμενη τιμή a=0) | a' = | <input type="text" value="0.0"/> | |
| ρ - πυκνότητα αέρα (= 1.225 [kg/m ³]) | ρ = | <input type="text" value="1.225"/> | |

Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Next* εμφανίζεται η επόμενη φόρμα. Εδώ, ο χρήστης καλείται να επιλέξει την αεροτομή NACA 63-415 που χρησιμοποιήθηκε στο παράδειγμα ή να επιλέξει κάποια διαφορετική από τη NACA 63-415. Επίσης, έχει τη δυνατότητα να εμφανίσει την εξίσωση που λαμβάνεται υπόψη για τους συντελεστές άνωσης και αντίστασης για την αεροτομή NACA 63-415. Επομένως, είναι δυνατό να εμφανιστούν οι παρακάτω φόρμες.



Αν στη φόρμα με τίτλο *επιλογή αεροτομής* γίνει η επιλογή *ΑΛΛΗ* και ενεργοποιηθεί το αντίστοιχο κουμπί με την ένδειξη *Next* εμφανίζεται η επόμενη φόρμα.



Η φόρμα που εμφανίζεται είναι η παρακάτω. Εδώ ο χρήστης καλείται να θέσει τιμές στις σταθερές c_l , a_1 , κ , λ και μ . Όλα αυτά βέβαια με την προϋπόθεση ότι ο συντελεστής άνωσης θα έχει εξίσωση της μορφής:

$$c_l = c_{l_0} \sin\left(\frac{\alpha}{a_1} \frac{\pi}{2}\right), \text{ όπου } \alpha \text{ η γωνία πρόσπτωσης σε μοίρες,}$$

ενώ ο συντελεστής αντίστασης θα έχει εξίσωση της μορφής:

$$c_d = \kappa \alpha^2 + \lambda |\alpha| + \mu, \text{ όπου } \alpha \text{ η γωνία πρόσπτωσης σε μοίρες.}$$

Οι δυο προσεγγιστικές σχέσεις για τους παραπάνω συντελεστές μπορούν να εξαχθούν με προσομοίωση και με τη βοήθεια της αριθμητικής ανάλυσης (π.χ. της επαναληπτικής μεθόδου).

Εισαγωγή εξισώσεων για υπολογισμό των συντελεστών άνωσης CI και Cd

Ο συντελεστής άνωσης CI θα έχει εξίσωση της μορφής:
 $CI = CI1 * \sin(\alpha / \alpha1 * \pi / 2)$, όπου CI1 και $\alpha1$ συντελεστές που θέτει ο χρήστης στα παρακάτω πεδία, ενώ α είναι η γωνία πρόσπτωσης σε μοίρες.

CI = * sin (α / * $\pi / 2$)

ΔΩΣΕ ΤΙΜΗ ΣΤΑ ci1, α1, κ, λ και μ. ΣΥΜΒΟΥΛΗ: Οι δεκαδικοί αριθμοί να γράφονται με τελεία (.) και ΟΧΙ με κόμμα (,)

Ο συντελεστής αντίστασης Cd θα έχει εξίσωση της μορφής:
 $Cd = \kappa * \alpha^2 + \lambda * |\alpha| + \mu$, όπου κ , λ και μ σταθερές που θέτει ο χρήστης στα παρακάτω πεδία ενώ α είναι η γωνία πρόσπτωσης σε μοίρες.

Cd = * α^2 + * | α | +

<< Back Next >> Print Exit

Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Next* εμφανίζεται η επόμενη φόρμα. Εδώ ο χρήστης καλείται να επιλέξει την εμφάνιση αριθμητικών αποτελεσμάτων, την εμφάνιση γραφικών παραστάσεων ή την εμφάνιση της ετήσιας ενεργειακής παραγωγής.

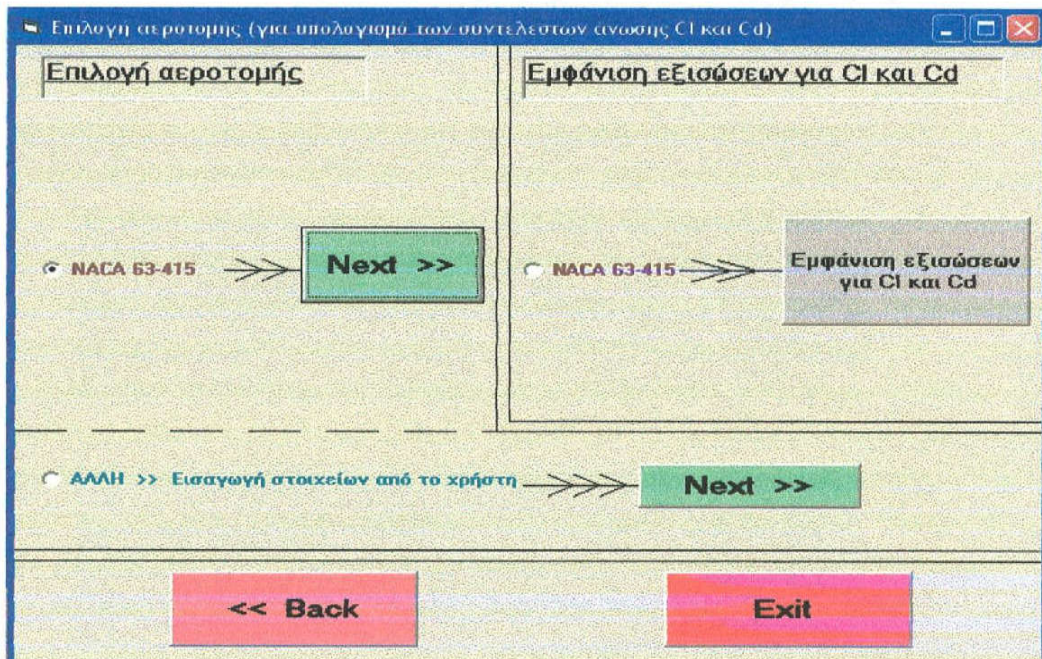
Επιλογή διεργασίας υπολογισμών

Annual Energy Production

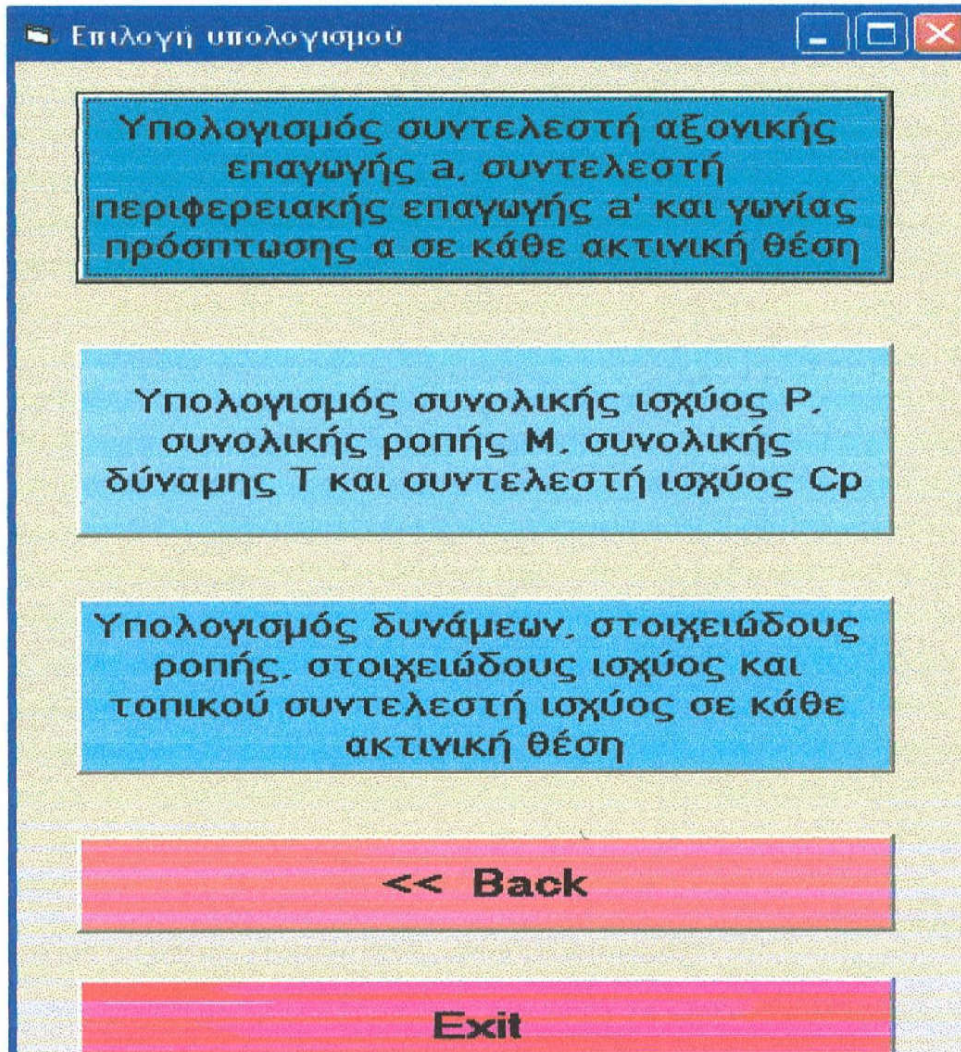
Αριθμητικοί υπολογισμοί Γραφικές παραστάσεις

<< Back Exit

Η ίδια παραπάνω φόρμα θα εμφανιστεί, αν ο χρήστης επιλέξει την αεροτομή NACA 63-415 και πατήσει το αντίστοιχο κουμπί με την ένδειξη *Next*. Έτσι, αν ο χρήστης επιλέξει την αεροτομή NACA 63-415 και πατήσει το αντίστοιχο κουμπί με την ένδειξη *Next*, θα εμφανιστούν κατά σειρά τα παρακάτω.



Η παραπάνω φόρμα, η οποία εμφανίστηκε και πιο πριν, προσφέρει τρεις επιλογές: την εμφάνιση αριθμητικών υπολογισμών, την εμφάνιση γραφικών παραστάσεων ή την εμφάνιση της ετήσιας ενεργειακής παραγωγής. Αν ο χρήστης επιλέξει τους αριθμητικούς υπολογισμούς, θα εμφανιστεί η φόρμα που φαίνεται παρακάτω, όπου ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να επιλέξει τον υπολογισμό των κατάλληλων μεγεθών.



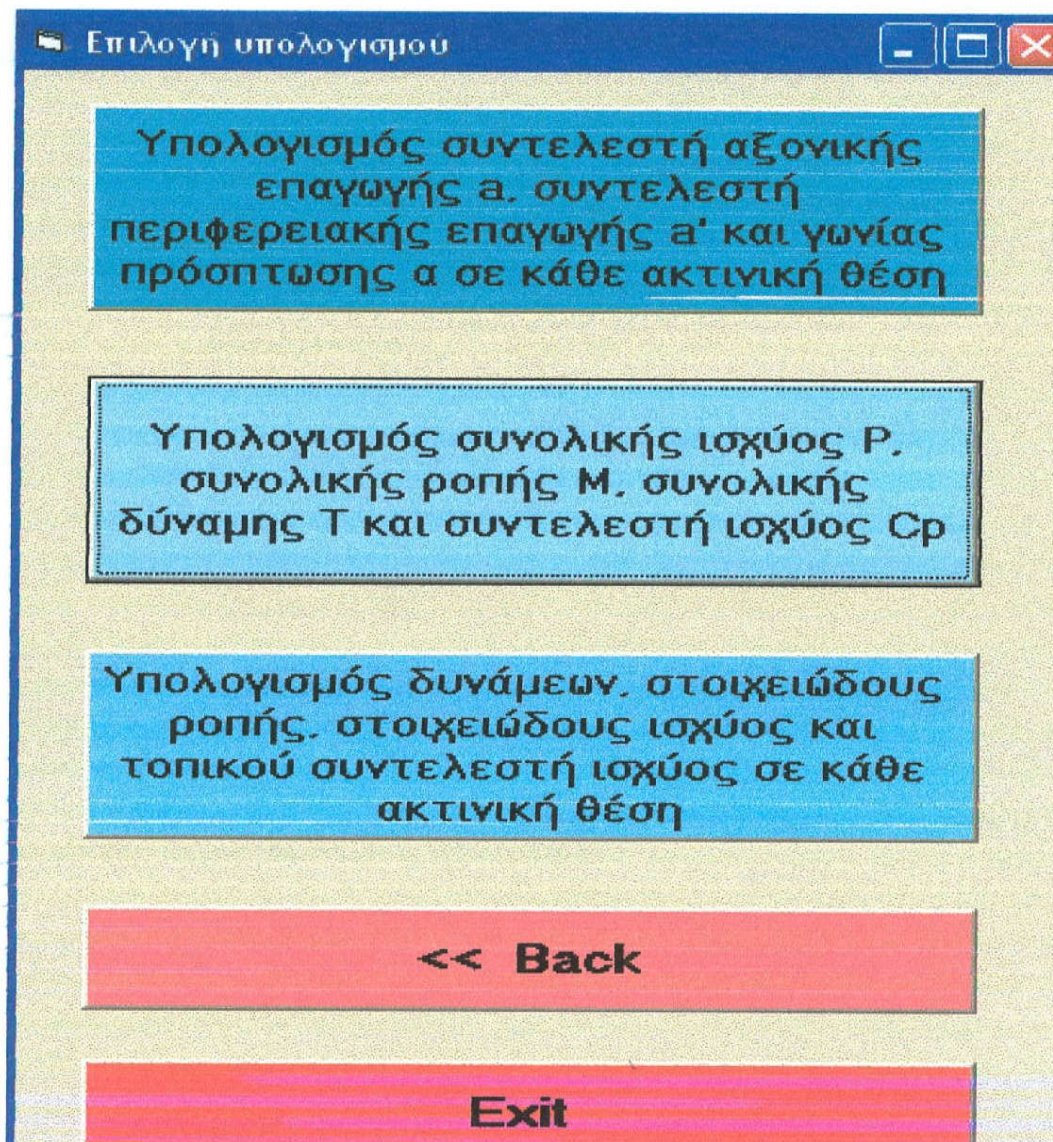
Ενεργοποιώντας το πρώτο κατά σειρά κουμπί εμφανίζεται η παρακάτω φόρμα με τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τους συντελεστές αξονικής και περιφερειακής επαγωγής και για τη γωνία πρόσπτωσης (σε μοίρες) σε συνάρτηση με την ακτίνα r (σε m).

Υπολογισμός συντελεστή αξονικής επαγωγής a , συντελεστή περιφερειακής επαγωγής a' και γωνίας πρόσπτωσης α σε κάθε ακτινική θέση

| r - ακτίνα (m) | a - συντελεστής αξονικής επαγωγής | a' - συντελεστής περιφερειακής επαγωγής | α - γωνία πρόσπτωσης (μοίρες) |
|------------------|-------------------------------------|---|--------------------------------------|
| 4,5 | 0,14426958536518 | 3,76735250105689E-02 | 5,14830167855274 |
| 5,5 | 0,152323541989109 | 2,66113170972697E-02 | 4,72268725573044 |
| 6,5 | 0,172519548831659 | 2,10170793581339E-02 | 4,71400828934245 |
| 7,5 | 0,202756698094731 | 1,78543567247713E-02 | 4,92787874909539 |
| 8,5 | 0,241267201108638 | 1,57028362284634E-02 | 5,23767690797462 |
| 9,5 | 0,262725609328223 | 0,013258808303312 | 5,25101548790696 |
| 10,5 | 0,271761199507343 | 1,10454145968786E-02 | 5,11594194562643 |
| 11,5 | 0,279736418267339 | 9,33290330675069E-03 | 5,03234427643421 |
| 12,5 | 0,291781513759982 | 8,06323617449336E-03 | 5,04322672465798 |
| 13,5 | 0,293142082167511 | 6,89961948243077E-03 | 4,98791910542053 |
| 14,5 | 0,297319162078396 | 6,00283888728532E-03 | 5,01494528864074 |
| 15,5 | 0,306063579354248 | 5,31786791894549E-03 | 5,14835099926184 |
| 16,5 | 0,310573354689333 | 4,71421212342109E-03 | 5,31116051697859 |
| 17,5 | 0,305758170841228 | 4,14381380401788E-03 | 5,44910396597931 |
| 18,5 | 0,275900612176879 | 3,49197169489137E-03 | 5,56602150143002 |
| 19,5 | 0,21561497957298 | 2,67557638770722E-03 | 5,8177575183858 |
| 20,5 | 0,104171634566736 | 1,35167452766275E-03 | 6,35988419153597 |

Navigation buttons: << Back, Print, Save → Excel, Exit

Ενεργοποιώντας το κουμπί με την ένδειξη *Back* εμφανίζεται πάλι η γνωστή φόρμα με την επιλογή του επιθυμητού υπολογισμού.



Πατώντας τώρα στο δεύτερο κατά σειρά κουμπί εμφανίζεται η παρακάτω φόρμα με τα αποτελέσματα να αφορούν τη συνολική ισχύ P (Watt), τη συνολική ροπή M (Nt.m), τη συνολική δύναμη T (Nt) και το συντελεστή ισχύος C_p .

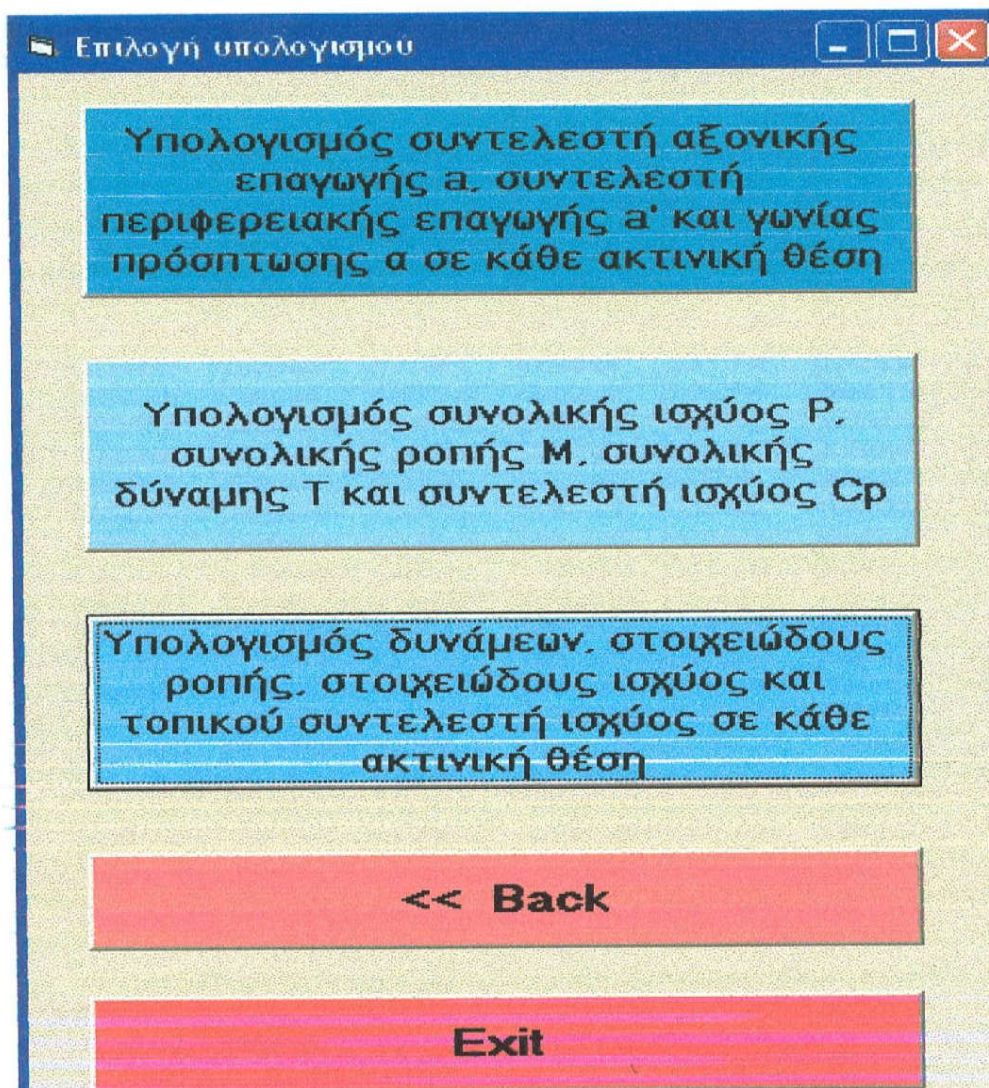
Υπολογισμός συνολικής ισχύος P, συνολικής ροπής M, συνολικής δύναμης T και συντελ...

| | |
|-------------------------|-------------------|
| Συνολική ισχύς P (Watt) | 163591,142164246 |
| Συνολική ροπή M (Nt.m) | 49368,8887998217 |
| Συνολική δύναμη T (Nt) | 30788,8395337338 |
| Συντελεστής ισχύος Cp | 0,526493318578486 |

<< Back Print

Exit Save → Excel

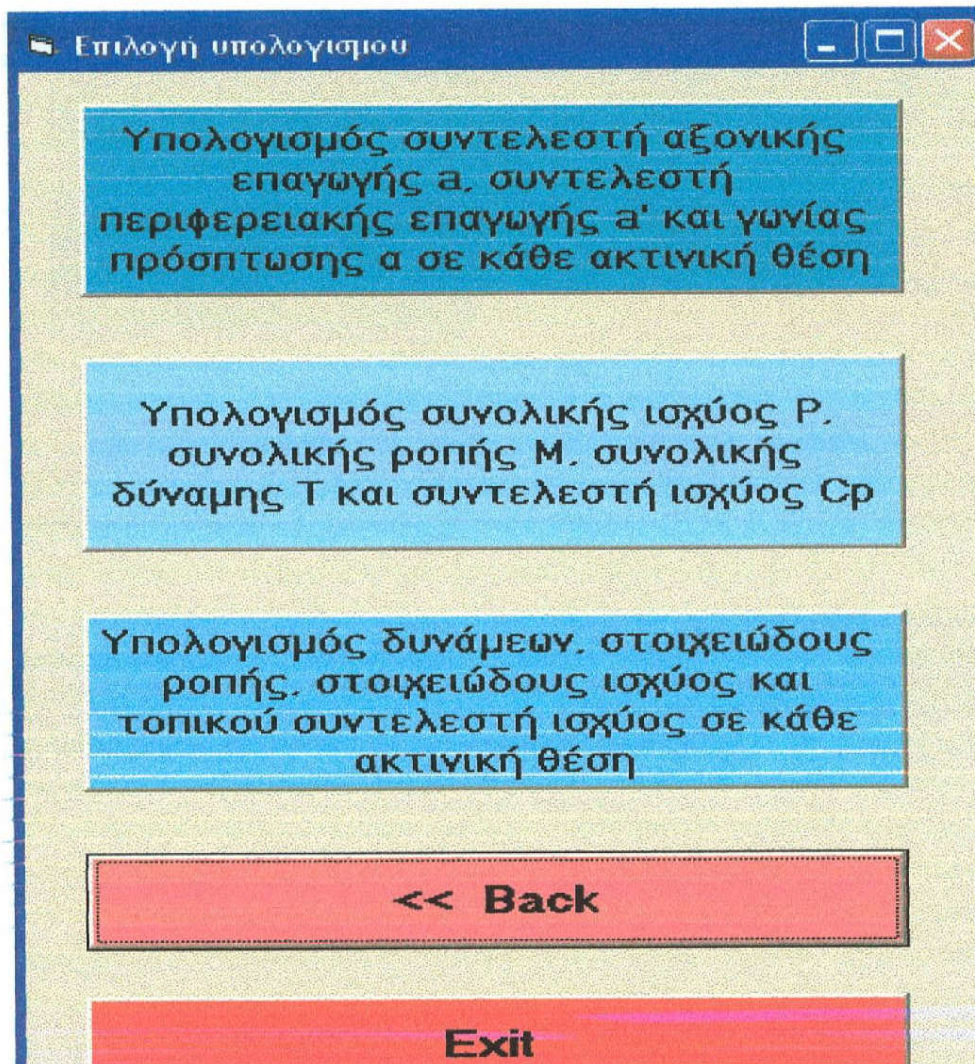
Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Back* εμφανίζεται πάλι η γνωστή φόρμα με την επιλογή του επιθυμητού υπολογισμού.



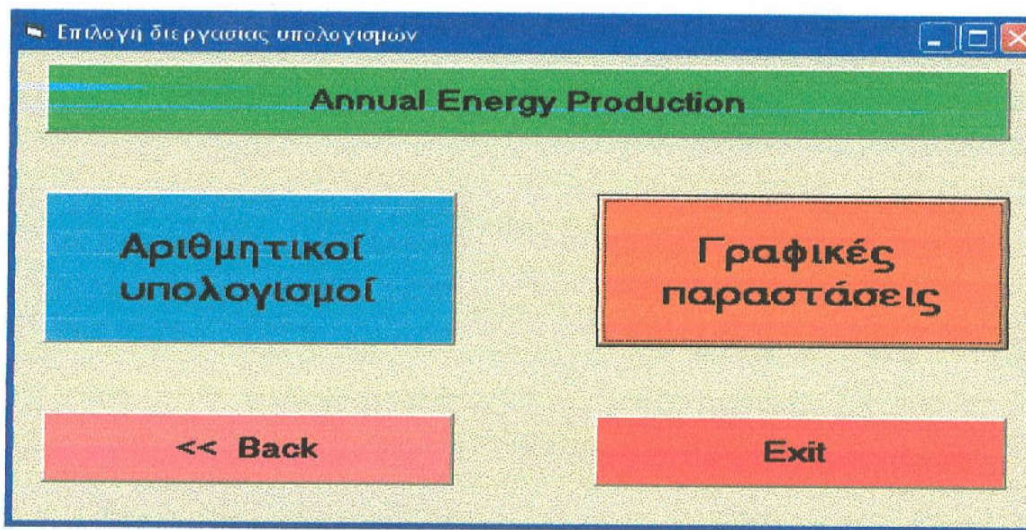
Ενεργοποιώντας αυτή τη φορά το τρίτο κατά σειρά κουμπί εμφανίζεται η παρακάτω φόρμα με τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τις αξονικές και περιφερειακές δυνάμεις καθώς και τις αντίστοιχες στοιχειώδεις παραπάνω δυνάμεις, τη στοιχειώδη ροπή, τη στοιχειώδη ισχύ και τον τοπικό συντελεστή ισχύος σε συνάρτηση πάντα με την ακτίνα r .

| Υπολογισμός δυναμικών, στατικών δυνάμεων, στατικών τάσεων και τοπικού συντελεστή (ακόμα σ. κάθε αριθμική θέση) | | | | | | | |
|--|--|---|---------------------------------------|--|-----------------------------|-----------------------------|--------------------------------|
| ακτίνα - r [m] | Στοιχειώδης αξονική δύναμη - ΔF _α [N] | Στοιχειώδης περιφερειακή δύναμη - ΔF _β [N] | Αξονική δύναμη - ΒΔF _α [N] | Περιφερειακή δύναμη - ΒΔF _β [N] | Στοιχειώδης ροπή - dM [N.m] | Στοιχειώδης τάση - N [Wall] | Τοπικός συντελεστής τάσης - Cp |
| 4.5 | 4,91383970059165 | 2,25401940187467 | 14,741519101775 | 6,76205820562401 | 30,4292619253081 | 86,3552024178317 | 0,422579778497743 |
| 5.5 | 3,20007906495315 | 1,1965785004829 | 9,60023719365944 | 3,5867395014487 | 19,7270452579678 | 55,9833617379069 | 0,438914131464705 |
| 6.5 | 2,15683314920306 | 0,866694133845745 | 6,4704944760919 | 2,0008240183723 | 13,000536611942 | 36,8942200131303 | 0,472513031184161 |
| 7.5 | 1,46690083490388 | 0,378175764755861 | 4,40070250471163 | 1,13452729426758 | 8,50895470700687 | 24,1475625630148 | 0,515486100805531 |
| 8.5 | 0,982011830923113 | 0,212069463701933 | 2,94603549276934 | 0,6362083911058 | 5,4077713243993 | 15,3467142415128 | 0,558566428034065 |
| 9.5 | 0,685646243357641 | 0,128355691367505 | 2,05753873007292 | 0,385057074072516 | 3,6581372036889 | 10,3814275703487 | 0,571242744530654 |
| 10.5 | 0,50574436420062 | 0,084251491801013 | 1,51723309260186 | 0,252754475403039 | 2,65382199173191 | 7,53156522033599 | 0,576494370657561 |
| 11.5 | 0,38171740250947 | 5,71702698223852E-02 | 1,14515220972841 | 0,171510806467156 | 1,57237427437229 | 5,59740095324112 | 0,58048621905981 |
| 12.5 | 0,288957116329583 | 3,89634758353113E-02 | 0,868871348988749 | 0,116890427505934 | 1,46113034382417 | 4,14654180273863 | 0,585399411958816 |
| 13.5 | 0,230651798445007 | 2,86088408947929E-02 | 0,69195539533502 | 8,58265226843788E-02 | 1,15865805623911 | 3,28815669780098 | 0,585871556304166 |
| 14.5 | 0,184853573402835 | 2,112478593800596E-02 | 0,554560720208904 | 6,33743578141788E-02 | 0,918928188306582 | 2,60782630559244 | 0,587217665588748 |
| 15.5 | 0,14737113515938 | 1,54928992942952E-02 | 0,44211340547814 | 4,64785978527656E-02 | 0,720419916717866 | 2,04447939786363 | 0,589536919301372 |
| 16.5 | 0,120676388861804 | 1,17981484945719E-02 | 0,362029169595413 | 3,53944454837159E-02 | 0,584008350481308 | 1,5573572979309 | 0,59047336589154 |
| 17.5 | 0,103567914616414 | 9,58844361418656E-03 | 0,310703743849241 | 2,87853308425597E-02 | 0,503393289744794 | 1,42857981696675 | 0,589467162781112 |
| 18.5 | 9,79459867204398E-02 | 8,95239315069525E-03 | 0,2383799016132 | 2,68571794517857E-02 | 0,496857819858036 | 1,41003280697512 | 0,578640751420943 |
| 19.5 | 0,09770049338639 | 9,22852933793174E-03 | 0,23310148009917 | 2,78859888137952E-02 | 0,539868942869007 | 1,55209407296795 | 0,530636964384865 |
| 20.5 | 7,90532675679635E-02 | 8,20840950781669E-03 | 0,23715960270269 | 2,46252285234501E-02 | 0,504817184730727 | 1,43262068854733 | 0,334394472258523 |

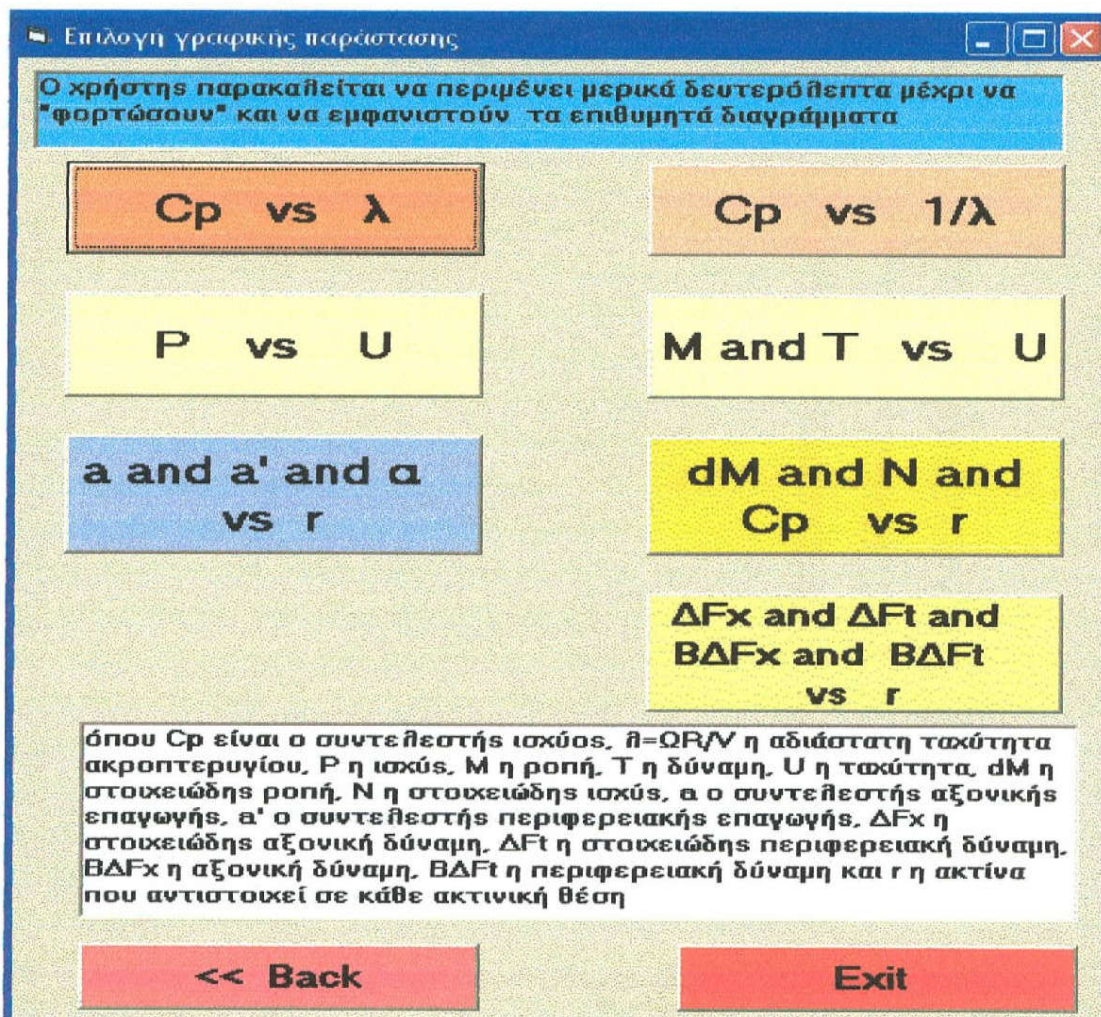
Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Back* εμφανίζεται και πάλι η γνωστή φόρμα με την επιλογή του επιθυμητού υπολογισμού.



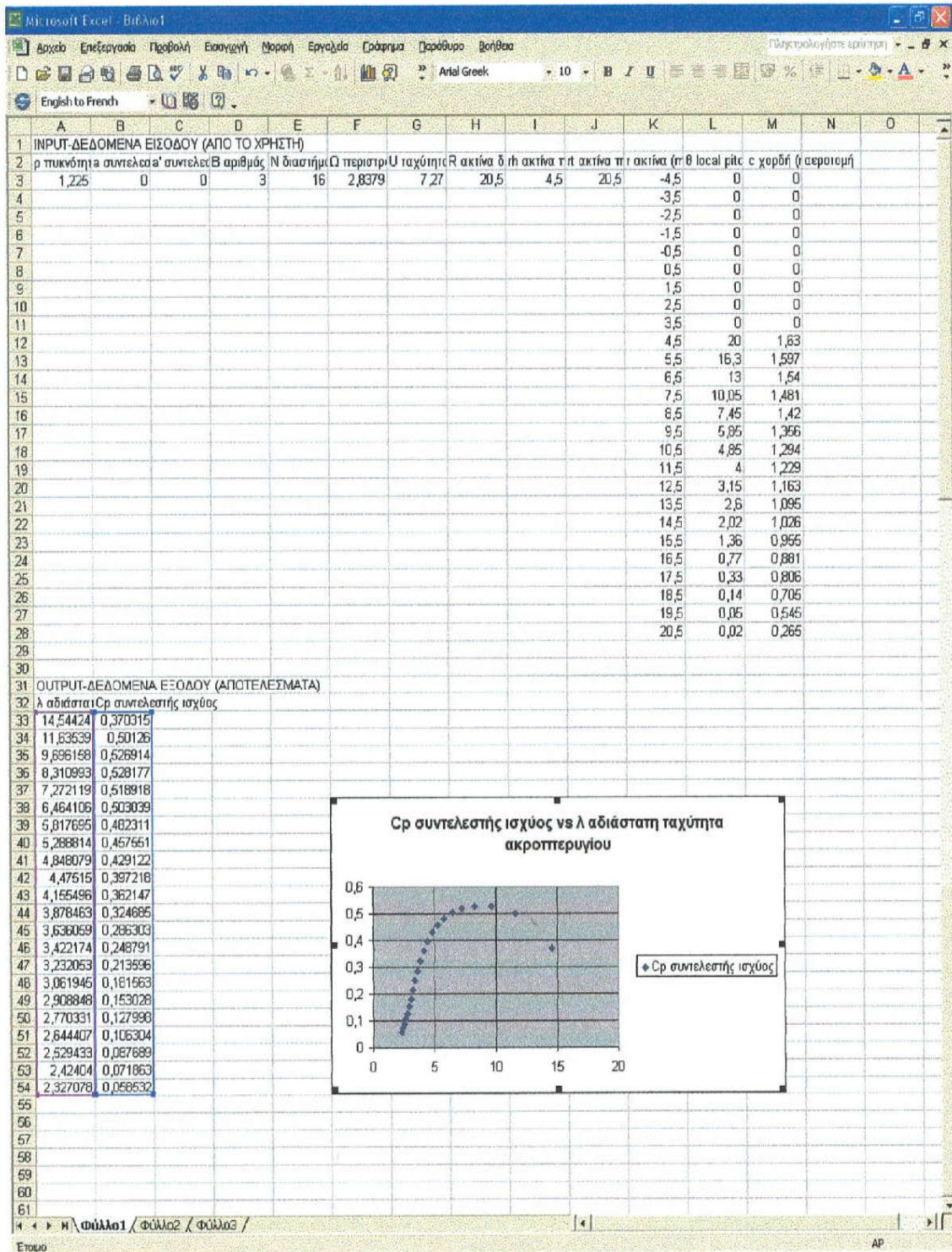
Πατώντας στο κουμπί με την ένδειξη *Back* εμφανίζεται η παρακάτω φόρμα που είχε εμφανιστεί αρκετά πιο πριν.



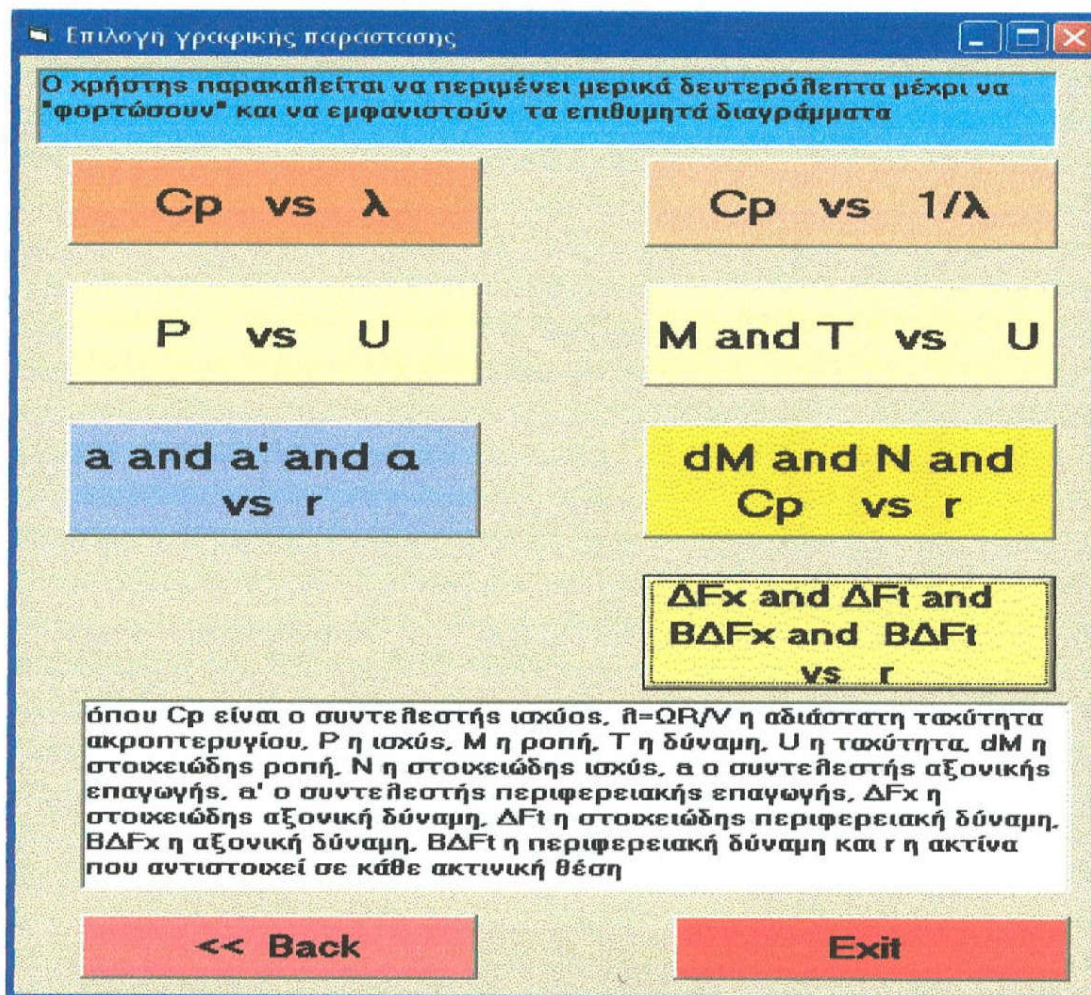
Ενεργοποιώντας το κουμπί των γραφικών παραστάσεων, ο χρήστης έχει να επιλέξει ανάμεσα σε επτά κουμπιά που αντιστοιχούν σε διάφορες γραφικές παραστάσεις, καθώς και στην παρουσίαση των αντίστοιχων αποτελεσμάτων σε μορφή Excel. Σε κάθε κουμπί υπάρχει η ένδειξη του μεγέθους-των μεγεθών που μεταβάλλονται σε συνάρτηση με κάποιο άλλο μέγεθος.



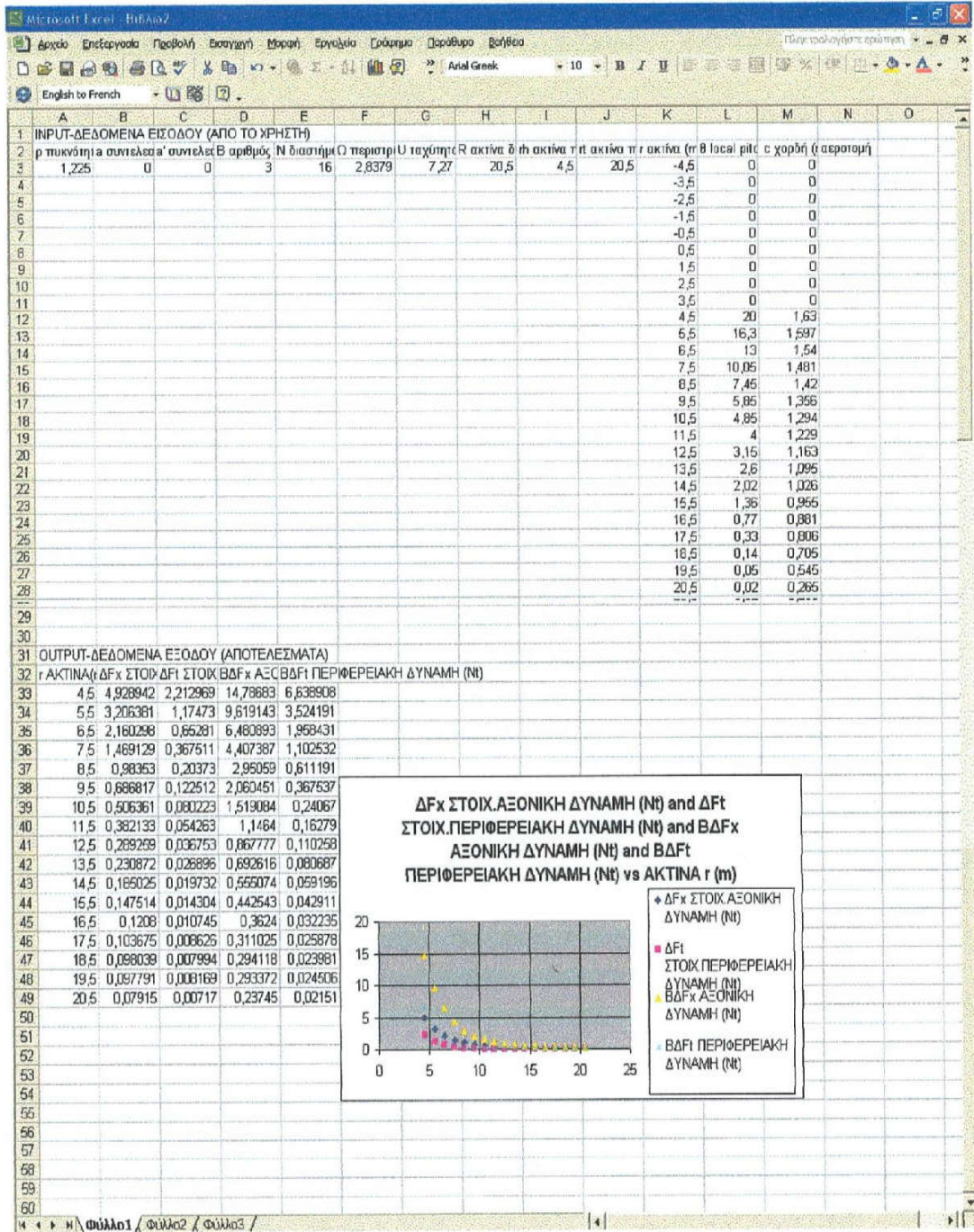
Έτσι, αν ο χρήστης ενεργοποιήσει το κουμπί με την ένδειξη Cp vs λ , θα εμφανιστούν σε φύλλο Excel τα αποτελέσματα της μεταβολής του συντελεστή ισχύος Cp σε συνάρτηση με την αδιάστατη ταχύτητα ακροπτερυγίου λ (output) καθώς και το αντίστοιχο διάγραμμα, όπως φαίνεται παρακάτω. Επίσης, φαίνονται και όλα τα δεδομένα (input) που έχει συμπληρώσει ο χρήστης σε προηγούμενες φόρμες.



Ανάλογη εμφάνιση σε φύλλο Excel υπάρχει και για τα υπόλοιπα μεγέθη ενεργοποιώντας τα κατάλληλα κουμπιά.



Ενδεικτικά, παρακάτω φαίνεται άλλο ένα παράδειγμα. Αν ο χρήστης ενεργοποιήσει το κουμπί με την ένδειξη ΔF_x and ΔF_t and $B\Delta F_x$ and $B\Delta F_t$ vs r , θα εμφανιστούν τα παρακάτω αποτελέσματα.



Τέλος, υπάρχει άλλη μια επιλογή προς εξέταση, αν ο χρήστης από τη φόρμα στην οποία βρίσκεται πατήσει διαδοχικά τα κουμπιά με τις ενδείξεις *Back*, *Annual Energy Production*, οπότε θα συμβούν τα εξής:

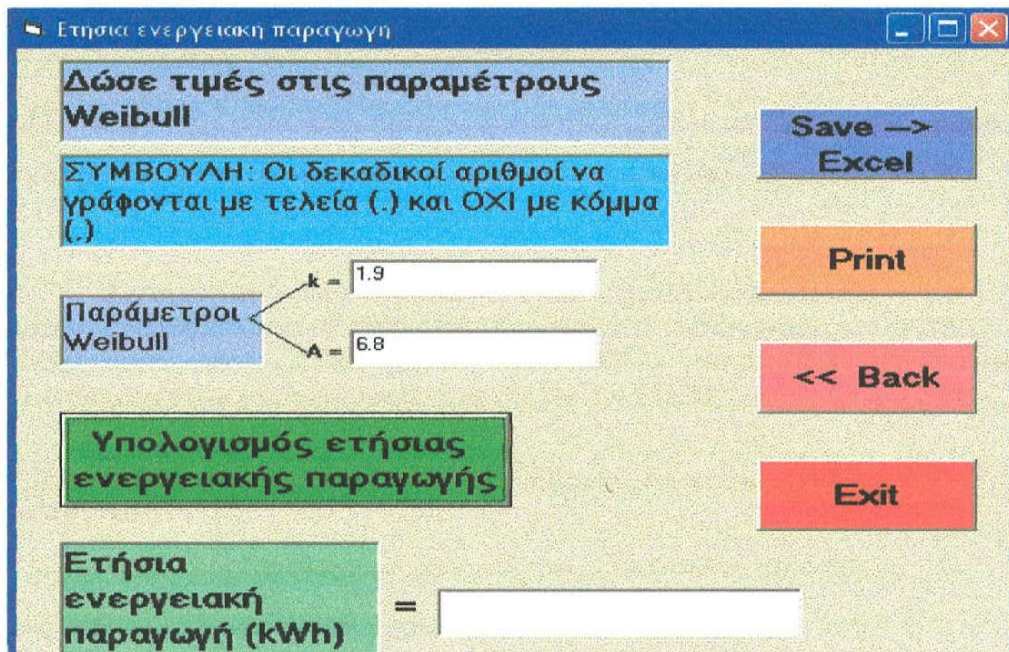
Επιλογή γραφικής παράστασης

Ο χρήστης παρακαλείται να περιμένει μερικά δευτερόλεπτα μέχρι να "φορτώσουν" και να εμφανιστούν τα επιθυμητά διαγράμματα

| | |
|----------------------------------|--|
| C_p vs λ | C_p vs $1/\lambda$ |
| P vs U | M and T vs U |
| a and a' and α vs r | dM and N and C_p vs r |
| | ΔF_x and ΔF_t and $B\Delta F_x$ and $B\Delta F_t$ vs r |

όπου C_p είναι ο συντελεστής ισχύος, $\beta=QR/V$ η αδιάστατη ταχύτητα ακροπτερυγίου, P η ισχύς, M η ροπή, T η δύναμη, U η ταχύτητα, dM η στοιχειώδης ροπή, N η στοιχειώδης ισχύς, a ο συντελεστής αξονικής επαγωγής, a' ο συντελεστής περιφερειακής επαγωγής, ΔF_x η στοιχειώδης αξονική δύναμη, ΔF_t η στοιχειώδης περιφερειακή δύναμη, $B\Delta F_x$ η αξονική δύναμη, $B\Delta F_t$ η περιφερειακή δύναμη και r η ακτίνα που αντιστοιχεί σε κάθε ακτινική θέση

<< Back Exit



Στην παραπάνω φόρμα, ο χρήστης καλείται να θέσει τιμές στις παραμέτρους Weibull k και A , οι οποίες βρίσκονται από βάση δεδομένων τοπικών μετεωρολογικών σταθμών. Πατώντας στο κουμπί με ένδειξη *Υπολογισμός ετήσιας ενεργειακής παραγωγής* εμφανίζεται το αντίστοιχο αποτέλεσμα (σε kWh).

Ετήσια ενεργειακή παραγωγή

Δώσε τιμές στις παραμέτρους Weibull

ΣΥΜΒΟΥΛΗ: Οι δεκαδικοί αριθμοί να γράφονται με τελεία (.) και ΟΧΙ με κόμμα (,)

Παράμετροι Weibull

k = 1.9

A = 6.8

Υπολογισμός ετήσιας ενεργειακής παραγωγής

Ετήσια ενεργειακή παραγωγή (kWh) = 1199874,92121739

Save → Excel

Print

<< Back

Exit

Τέλος, το πρόγραμμα τερματίζεται πατώντας *Exit* σε όλες τις φόρμες.

5.2. Συνοπτική παρουσίαση των εξισώσεων που χρησιμοποιήθηκαν στο υπολογιστικό πρόγραμμα «WIND TURBINE ANALYSIS - BEM METHOD» για την εύρεση των διάφορων μεγεθών, σύμφωνα με τη BEM μέθοδο

5.2.1. Υπολογισμός συντελεστών αξονικής και περιφερειακής επαγωγής a και a' αντίστοιχα

Για τον παραπάνω υπολογισμό εφαρμόζεται ο ακόλουθος αλγόριθμος:

- Βήμα 1: Δώσε αρχικές τιμές στα a και a' , συνήθως $a = a' = 0$.
- Βήμα 2: Υπολόγισε τη γωνία ροής φ χρησιμοποιώντας την εξίσωση
- $$\tan\varphi = \frac{(1-a)V_0}{(1+a')\omega r}$$
- Βήμα 3: Υπολόγισε την τοπική γωνία πρόσπτωσης $\alpha = \varphi - \theta$. Η γωνία θ βρίσκεται, αν είναι γνωστή η γεωμετρία του υπό εξέταση ανεμοκινητήρα.
- Βήμα 4: Διάβασε τα $C_1(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ από βάση δεδομένων. Στο πρόγραμμα, γίνεται η υπόθεση ότι ο συντελεστής άνωσης C_1 έχει εξίσωση της

μορφής: $c_l = 1.2 \sin\left(\frac{a}{12.3} \frac{\pi}{2}\right)$, όπου η γωνία πρόσπτωσης a εκφράζεται σε μοίρες. Για το συντελεστή αντίστασης C_d γίνεται η υπόθεση ότι έχει εξίσωση της μορφής: $c_d = 0.0016875 a^2 - 0.004875|a| + 0.005$, όπου η γωνία πρόσπτωσης a εκφράζεται σε μοίρες. Οι παραπάνω εξισώσεις εξήχθησαν με τη βοήθεια βάσης δεδομένων για τους συντελεστές άνωσης και αντίστασης από αεροσήραγγα καθώς και της αριθμητικής ανάλυσης και συγκεκριμένα της επαναληπτικής μεθόδου.

Βήμα 5: Υπολόγισε τα C_n και C_t από τις εξισώσεις $C_n = C_l \cos\varphi + C_d \sin\varphi$ και $C_t = C_l \sin\varphi - C_d \cos\varphi$.

Βήμα 6: Υπολόγισε τα a και a' από τις εξισώσεις $a = \frac{1}{[(4 \sin^2\varphi / \sigma C_n) + 1]}$ και $a' = \frac{1}{[(4 \sin\varphi \cos\varphi / \sigma C_t) - 1]}$.

Βήμα 7: Αν τα a και a' έχουν αλλάξει περισσότερο από μια συγκεκριμένη ανοχή, πήγαινε στο βήμα 2, αλλιώς αυτές είναι οι τελικές τιμές για τα a και a' .

5.2.2. Υπολογισμός συνολικής ισχύος P του δρομέα

$$P = \int_{r=r_h}^{r=r_i} \rho 2\pi r \frac{U^3}{2} C_p dr \quad \text{ή} \quad P = \int_{r=r_h}^{r=r_i} \rho 2\pi r \frac{U^3}{2} 4a(1-a)^2 dr \quad \text{ή}$$

$$P = 4\pi\rho U^3 \int_{r=r_h}^{r=r_i} a(1-a)^2 r dr .$$

5.2.3. Υπολογισμός συνολικής ροπής M που ενεργεί στο δρομέα

$$M = P \Omega$$

5.2.4. Υπολογισμός συνολικής δύναμης T που ενεργεί στο δρομέα

$$T = \int_{r=r_h}^{r=r_i} \rho 2\pi r U^2 (1-a) 2a dr \quad \text{ή} \quad T = 4\pi\rho U^2 \int_{r=r_h}^{r=r_i} a(1-a) r dr$$

5.2.5. Υπολογισμός συντελεστή ισχύος C_p του δρομέα

$$C_p = \frac{P}{\rho\pi R^2 \frac{U^3}{2}}$$

5.2.6. Υπολογισμός στοιχειώδους αξονικής δύναμης ΔF_x

$\Delta F_x = (C_l \cos\varphi + C_d \sin\varphi) \frac{\rho}{2} U^2 (1-a)^2 c \Delta r \frac{1}{\sin^2\varphi}$, όπου Δr το διάστημα (το περύγιο χωρίζεται σε έναν αριθμό ισοδύναμων διαστημάτων σύμφωνα με τη BEM μέθοδο).

5.2.7. Υπολογισμός στοιχειώδους περιφερειακής δύναμης ΔF_t

$\Delta F_t = (C_l \sin\varphi - C_d \cos\varphi) \frac{\rho}{2} U^2 (1-a)^2 c \Delta r \frac{1}{\sin^2\varphi}$, όπου Δr το διάστημα (το περύγιο χωρίζεται σε έναν αριθμό ισοδύναμων διαστημάτων σύμφωνα με τη BEM μέθοδο).

5.2.8. Υπολογισμός αξονικής δύναμης $B\Delta F_x$

$$B\Delta F_x = B * \Delta F_x$$

5.2.9. Υπολογισμός περιφερειακής δύναμης $B\Delta F_t$

$$B\Delta F_t = B * \Delta F_t$$

5.2.10. Υπολογισμός στοιχειώδους ροπής dM

$$dM = B\Delta F_t * r$$

5.2.11. Υπολογισμός στοιχειώδους ισχύος N

$$N = B\Delta F_t * \Omega * r$$

5.2.12. Υπολογισμός τοπικού συντελεστή ισχύος c_p

$$c_p = 4 a(1-a)^2$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6°

6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΟΣ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Απ' τη στιγμή που είναι γνωστή η BEM μέθοδος καθώς και η διαδικασία υπολογισμού της ετήσιας ενεργειακής παραγωγής, είναι δυνατή η εφαρμογή παραδείγματος σε έναν πραγματικό ανεμοκινητήρα και συγκεκριμένα στον τύπο Nordtank NTK 500/41. Αυτός ο ανεμοκινητήρας είναι με ελεγχόμενη απώλεια στήριξης, δηλ. με σταθερή γωνία θ , η οποία είναι η τοπική γωνία του πτερυγίου (δηλαδή η τοπική γωνία ανάμεσα στη χορδή και το επίπεδο περιστροφής), και οι κύριες παράμετροι φαίνονται στους παρακάτω πίνακες.

Πίνακας 6.1 Κύριες παράμετροι του ανεμοκινητήρα Nordtank NTK 500/41

| | | |
|------------------------------|----------------------|-------|
| Περιστροφική ταχύτητα | (r.p.m.) | 27.1 |
| Πυκνότητα αέρα | (kg/m ³) | 1.225 |
| Ακτίνα δρομέα | (m) | 20.5 |
| Αριθμός πτερυγίων | | 3 |
| Ύψος | (m) | 35.0 |
| Ταχύτητα αποκοπής | (m/sec) | 4 |
| Ταχύτητα έναρξης λειτουργίας | (m/sec) | 25 |

Πίνακας 6.2 Περιγραφή του πτερυγίου

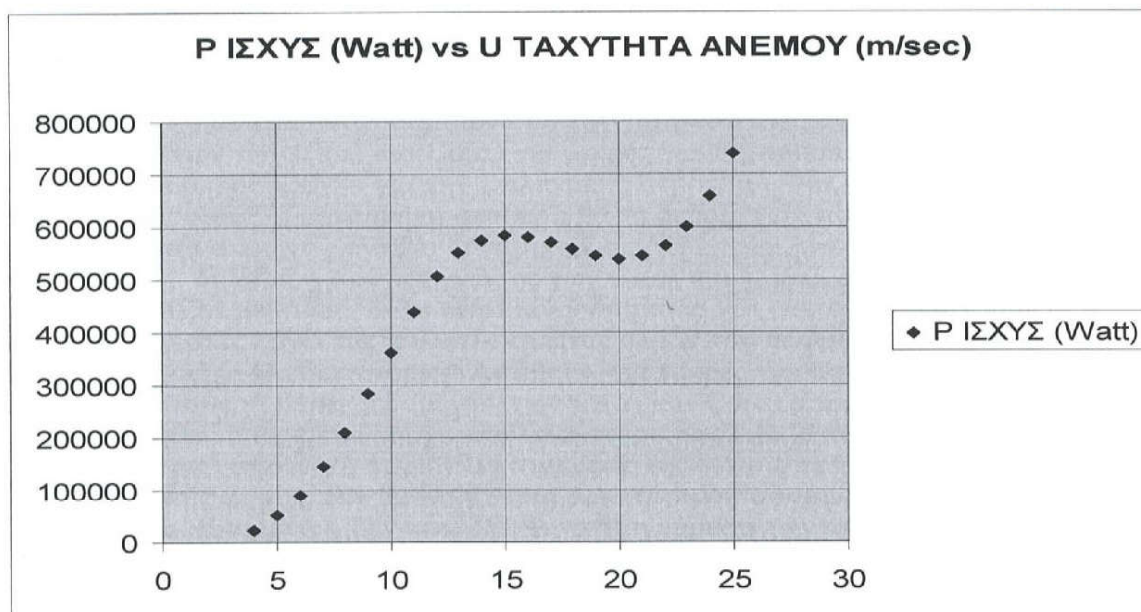
| r (m) | pitch (°) | χορδή (m) |
|-------|-----------|-----------|
| 4.5 | 20.00 | 1.630 |
| 5.5 | 16.30 | 1.597 |
| 6.5 | 13.00 | 1.540 |
| 7.5 | 10.05 | 1.481 |
| 8.5 | 7.45 | 1.420 |
| 9.5 | 5.85 | 1.356 |
| 10.5 | 4.85 | 1.294 |
| 11.5 | 4.00 | 1.229 |
| 12.5 | 3.15 | 1.163 |
| 13.5 | 2.60 | 1.095 |
| 14.5 | 2.02 | 1.026 |
| 15.5 | 1.36 | 0.955 |
| 16.5 | 0.77 | 0.881 |
| 17.5 | 0.33 | 0.806 |
| 18.5 | 0.14 | 0.705 |
| 19.5 | 0.05 | 0.545 |
| 20.5 | 0.02 | 0.265 |

Το δύσκολο μέρος είναι η εύρεση αξιόπιστης βάσης δεδομένων για τους συντελεστές άνωσης $c_l(\alpha)$ και αντίστασης $c_d(\alpha)$. Η βάση δεδομένων που είναι διαθέσιμη αυτή τη στιγμή στη βιβλιογραφία είναι για λεπτές αεροτομές όχι μεγαλύτερου πάχους από 20% και για γωνίες πρόσπτωσης μόνο ελάχιστα πάνω από το c_{lmax} . Για

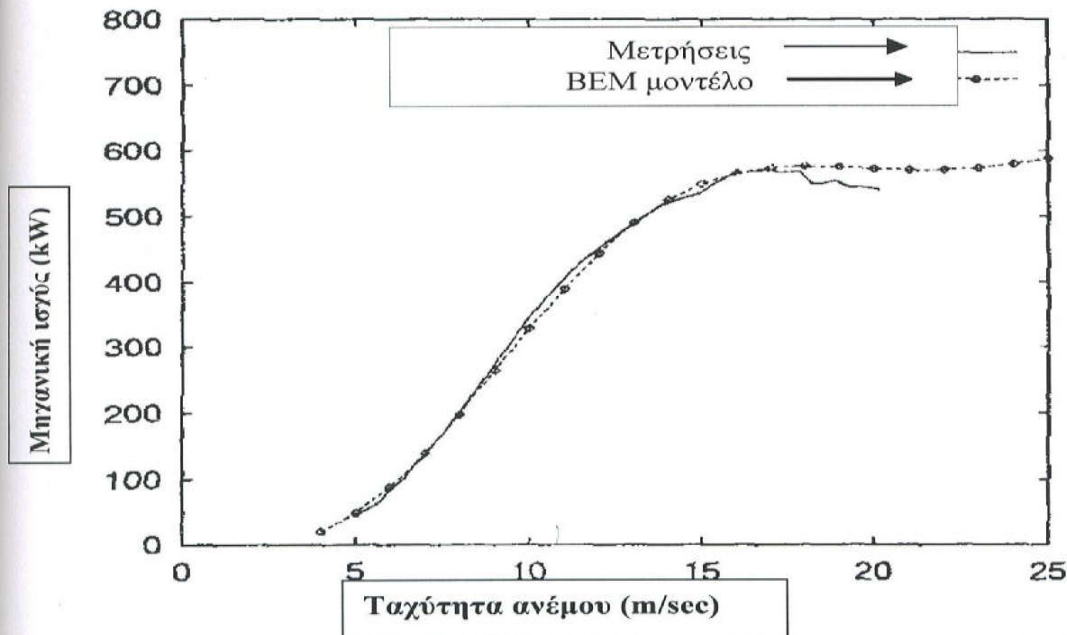
κατασκευαστικούς λόγους, είναι επιθυμητή η χρησιμοποίηση μεγάλου πάχους αεροτομών της τάξης του 40% της χορδής στη βάση των πτερυγίων προκειμένου να απορροφούνται οι μεγάλες καμπτικές ορμές. Επιπλέον, τα οριακά στρώματα στα περιστρεφόμενα πτερύγια δέχονται την επίδραση φυγόκεντρων δυνάμεων και δυνάμεων Coriolis που μεταβάλλουν τους συντελεστές άνωσης και αντίστασης μετά την απώλεια στήριξης σε σχέση με αυτούς που μετρώνται σε μια αεροσήραγγα. Επομένως, είναι σαφές ότι απαιτείται αξιοθαύμαστη ικανότητα και τεράστια εμπειρία για την κατασκευή σωστής βάσης δεδομένων αεροτομών για μεγάλου πάχους αεροτομές σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης συμπεριλαμβάνοντας και τις 3Δ επιδράσεις.

Σε περίπτωση κατασκευής νέου πτερυγίου που δεν είναι πολύ διαφορετικό από πτερύγια για τα οποία υπάρχει βάση δεδομένων αεροτομών, είναι δυνατή η σωστή πρόβλεψη της καμπύλης ισχύος. Ωστόσο, αν πρέπει να σχεδιαστεί ένα νέο πτερύγιο με εντελώς νέες αεροτομές, θα πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή λόγω της ανυπαρξίας βάσης δεδομένων για τις νέες αεροτομές.

Στο σχ. 6.1 φαίνεται η καμπύλη ισχύος που προκύπτει από το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD, ενώ στο σχ. 6.2 φαίνεται η καμπύλη ισχύος που προέκυψε από μετρήσεις καθώς και από έτοιμο παράδειγμα με τα ίδια παραπάνω δεδομένα. Μπορεί να φανεί ότι το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD προσεγγίζει ικανοποιητικά την εν λόγω καμπύλη, ενώ σημειώνεται ότι το μέγιστο (583999 Watt) εμφανίζεται λίγο νωρίτερα απ' ό τι αναμένεται, δηλαδή για ταχύτητα ανέμου 15 m/sec αντί για 17 m/sec. Επίσης, για ταχύτητες ανέμου 23-25 m/sec οι αντίστοιχες τιμές της ισχύος είναι εσφαλμένες.



Σχήμα 6.1 Καμπύλη ισχύος (μηχανική ισχύς ως συνάρτηση της ταχύτητας ανέμου) που προέκυψε από το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD



Σχήμα 6.2 Καμπύλη ισχύος (μηχανική ισχύς ως συνάρτηση της ταχύτητας ανέμου) που προέκυψε από μετρήσεις και από έτοιμο παράδειγμα

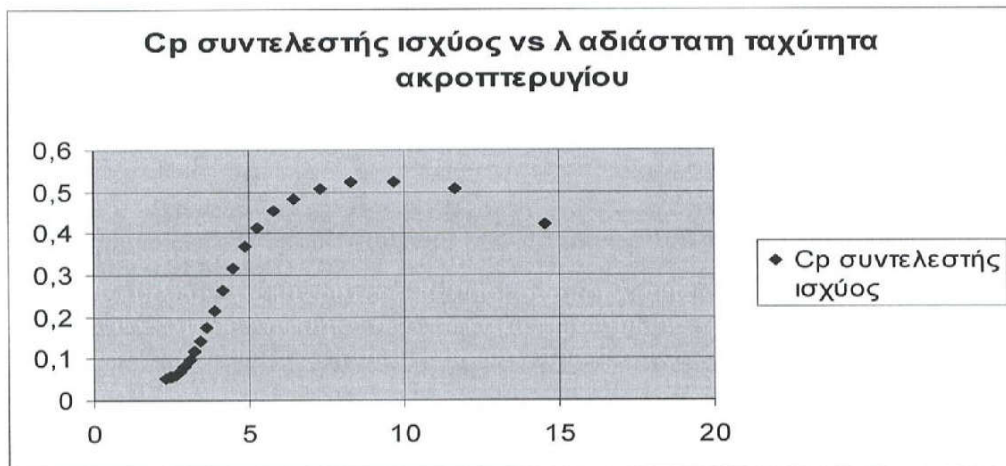
Οι παραπάνω αποκλίσεις οφείλονται στο γεγονός ότι η εισαγωγή της βάσης δεδομένων για την επιλεγμένη αεροτομή NACA 63-415 δεν ήταν δυνατό να γίνει με απόλυτη ακρίβεια με άμεση συνέπεια οι συντελεστές άνωσης $C_l(\alpha)$ και αντίστασης $C_d(\alpha)$ να μην υπολογίζονται σύμφωνα με την τιμή που τους αναλογεί πραγματικά. Η βάση δεδομένων των $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ για μικρές γωνίες πρόσπτωσης λαμβάνεται από μετρήσεις σε αεροσήραγγα για την επιλεγμένη αεροτομή. Για μεγαλύτερες γωνίες πρόσπτωσης, όμως, η μετρημένη σταθερή βάση δεδομένων των $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ αντικαθίσταται από ένα μοντέλο δυναμικών συντελεστών άνωσης και αντίστασης. Το γεγονός αυτό, δηλαδή η ανάγκη γνώσης των $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$, αποτελεί την αχίλλειο πτέρνα της BEM μεθόδου, διότι είναι πολύ δύσκολο και επίπονο να βρεθούν οι εν λόγω συντελεστές λόγω της πολυπλοκότητας πλέον του πεδίου ροής, αφού υπάρχει απώλεια στήριξης (3 Διαστάσεις). Αντίθετα, για μικρές γωνίες πρόσπτωσης, η μετρημένη σταθερή βάση δεδομένων των $C_l(\alpha)$ και $C_d(\alpha)$ μπορούσε να χρησιμοποιηθεί, διότι δεν υπήρχε απώλεια στήριξης (2 Διαστάσεις). Τέλος και κυριότερως, απ' τη στιγμή που οι λεπτομέρειες σχεδίασης πτερυγίων είναι ανταγωνιστικής φύσης, δεν εμφανίζονται αρκετές πληροφορίες στην εκδόσιμη βιβλιογραφία. Επομένως, δεν κατέστη δυνατή η εύρεση των ακριβών συντελεστών άνωσης και αντίστασης προκειμένου να μην εμφανίζονται αποκλίσεις στα αποτελέσματα των υπολογισμών. Έτσι, χρησιμοποιήθηκαν δυο προσεγγιστικές σχέσεις για τους παραπάνω συντελεστές που εξήχθησαν με προσομοίωση και με τη βοήθεια της αριθμητικής ανάλυσης και συγκεκριμένα της επαναληπτικής μεθόδου. Συγκεκριμένα, αυτές οι εξισώσεις είναι οι εξής:

$$c_l = 1.2 \sin\left(\frac{\alpha}{12.3} \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{και} \quad c_d = 0.0016875 a^2 - 0.004875 |a| + 0.005,$$

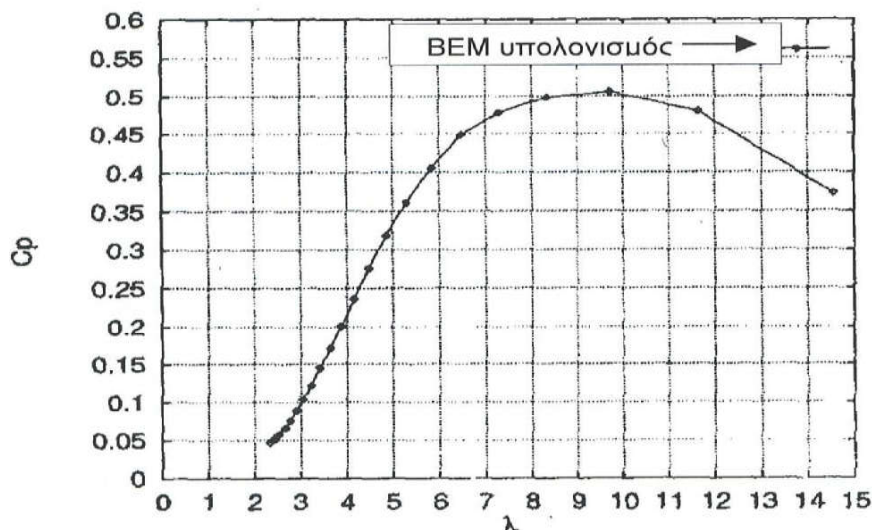
όπου α η γωνία πρόσπτωσης σε μοίρες.

Επιπλέον, σε μικρότερο βαθμό, οι αποκλίσεις στα αποτελέσματα οφείλονται στο γεγονός ότι δε λήφθηκε υπόψη κατά τη διάρκεια των υπολογισμών οι συντελεστές διόρθωσης Prandtl-Glauert, πράγμα που όμως δεν επηρεάζει δραματικά τα αποτελέσματα.

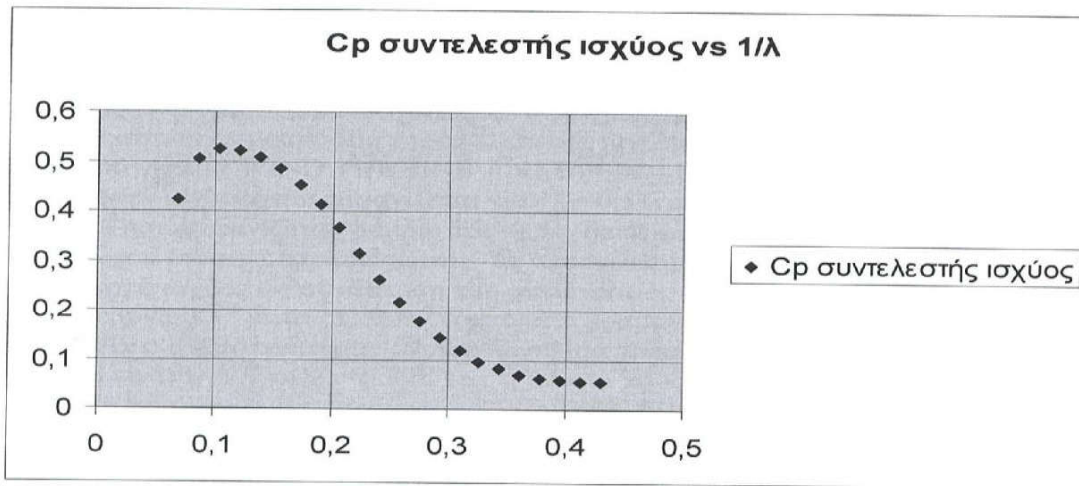
Όλες οι αποκλίσεις που εμφανίζονται στα αποτελέσματα του προγράμματος WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD οφείλονται στις παραπάνω δυο αιτίες, με την πρώτη να αποτελεί τη βασικότερη, και εκεί θα οφείλονται και οι αποκλίσεις στα αποτελέσματα που αναφέρονται παρακάτω. Γι' αυτό, παρακάτω παρατίθενται τα αποτελέσματα χωρίς να γίνεται δικαιολόγηση των αιτιών απόκλισης, αφού αυτές παραμένουν ίδιες, όπως αναφέρθηκαν παραπάνω.



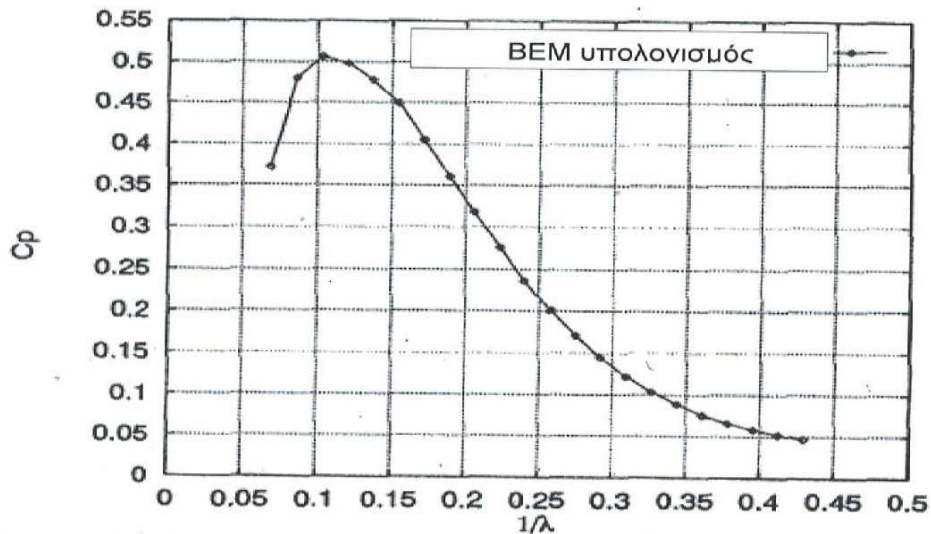
Σχήμα 6.3 Καμπύλη ισχύος (συντελεστής ισχύος ως συνάρτηση της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου) που προέκυψε από το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD



Σχήμα 6.4 Καμπύλη ισχύος (συντελεστής ισχύος ως συνάρτηση της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου) που προέκυψε από έτοιμο παράδειγμα



Σχήμα 6.5 Καμπύλη ισχύος (συντελεστής ισχύος ως συνάρτηση του αντίστροφου της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου) που προέκυψε από το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD



Σχήμα 6.6 Καμπύλη ισχύος (συντελεστής ισχύος ως συνάρτηση του αντίστροφου της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου) που προέκυψε από έτοιμο παράδειγμα

Η καμπύλη ισχύος συχνά εκφράζεται σε αδιάστατη μορφή, όπως φαίνεται στα σχ. 6.3 και σχ. 6.5 που προκύπτουν από το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD, ενώ στα σχήματα 6.4 και 6.6 αντιπαρατίθενται οι αντίστοιχες καμπύλες ισχύος που προέκυψαν από έτοιμο παράδειγμα με τα ίδια παραπάνω δεδομένα. Μπορεί να φανεί ότι στο διάγραμμα του συντελεστή ισχύος ως συνάρτηση της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου (λ) που προέκυψε με το

πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD το μέγιστο του συντελεστή ισχύος, που εμφανίζεται για $\lambda=9,696$, είναι 0,524 σε αντίθεση με 0,5 περίπου, που εμφανίζεται για ίδιο $\lambda=9,696$, όπως φαίνεται στο διάγραμμα του αντίστοιχου έτοιμου παραδείγματος. Στο διάγραμμα του συντελεστή ισχύος ως συνάρτηση του αντίστροφου της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου που προέκυψε με το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD το μέγιστο του συντελεστή ισχύος, που εμφανίζεται για $1/\lambda=0,51$, είναι 0,524 σε αντίθεση με 0,5 περίπου, που εμφανίζεται για ίδιο $1/\lambda=0,51$, όπως φαίνεται στο διάγραμμα του αντίστοιχου έτοιμου παραδείγματος. Το πλεονέκτημα της αναπαράστασης του συντελεστή ισχύος ως συνάρτηση του αντίστροφου της αδιάστατης ταχύτητας ακροπτερυγίου λ^{-1} είναι ότι το λ^{-1} αυξάνεται γραμμικά με την ταχύτητα του ανέμου.

Αν ο ανεμοκινητήρας ανεγερθεί σε μια τοποθεσία όπου οι παράμετροι Weibull είναι $k=1.9$ και $A=6.8$ m/sec, η ετήσια παραγωγή μηχανικής ισχύος θα είναι 1,2 GWh σύμφωνα με το πρόγραμμα WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD, ενώ θα έπρεπε να είναι 1,1 GWh, όπως προκύπτει από το έτοιμο παράδειγμα. Αυτή η ετήσια παραγωγή ισχύος αντιστοιχεί στην κατανάλωση 300 περίπου νοικοκυριών. Ο πραγματικός αριθμός, βέβαια, είναι χαμηλότερος εξαιτίας των απωλειών (π.χ. απώλειες γεννήτριας, κιβώτιου ταχυτήτων) που δε λαμβάνονται υπόψη στον υπολογισμό.

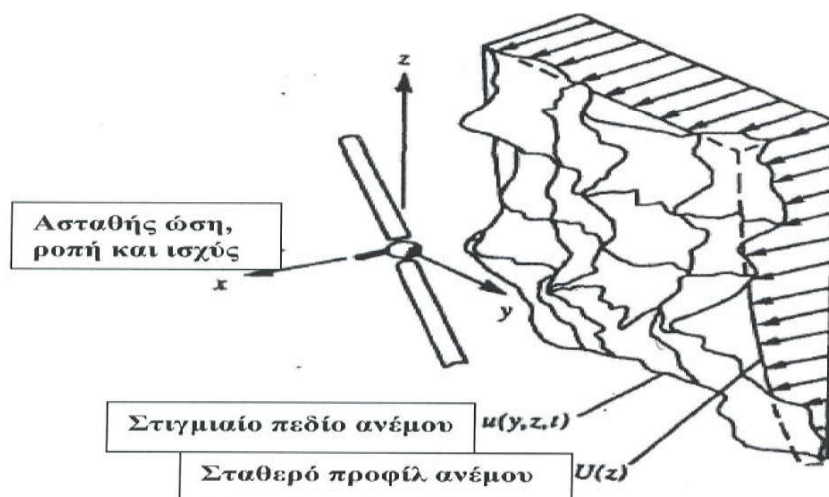
Συμπερασματικά, η BEM μέθοδος είναι μια αρκετά καλή μέθοδος, όσο αφορά την πρόβλεψη της καμπύλης ισχύος, καθώς και άλλων μεγεθών. Φυσικά, όπως κάθε υπολογιστικό πρόγραμμα, το πρόγραμμα «WIND TURBINE ANALYSIS – BEM METHOD» θα μπορούσε να υποστεί ορισμένες βελτιώσεις. Έτσι, για παράδειγμα, θα μπορούσε να γίνει εισαγωγή των συντελεστών διόρθωσης Prandtl-Glauert. Ωστόσο, βασική βελτίωση θα μπορούσε να αποτελέσει η εισαγωγή με απόλυτη ακρίβεια αξιόπιστης και επιτυχώς ελεγμένης βάσης δεδομένων αεροτομών στο πρόγραμμα, ιδιαίτερα για υψηλές γωνίες πρόσπτωσης.

Με βάση αυτό το πρόγραμμα λοιπόν, θα μπορούσε κάποιος να προσθέσει τις απαραίτητες βελτιώσεις που αναφέρθηκαν παραπάνω, καθώς και να προσθέσει τα υπόλοιπα μοντέλα (κατασκευαστικό, μοντέλο για την επέκταση του απόρου και μοντέλο δυναμικής απώλειας στήριξης) προκειμένου να ολοκληρωθεί η δημιουργία ενός αεροδυναμικού κώδικα. Έτσι, θα μπορούσε κάποιος να προσπαθήσει να κατασκευάσει εντελώς νέα πτερύγια, τα οποία να έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της απόδοσης του ανεμοκινητήρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7^ο

7. ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ (ΤΗΣ ΒΕΜ ΜΕΘΟΔΟΥ) ΚΑΙ ΘΕΜΑΤΑ ΠΡΟΣ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Ήδη στο 2^ο κεφάλαιο αναφέρθηκαν ορισμένα θέματα που χρήζουν περαιτέρω έρευνας. Στη συνέχεια, θα γίνει μια σύνοψη των θεμάτων που απαιτούν επιπλέον μελλοντική ανάλυση, όσο αφορά κυρίως τη ΒΕΜ μέθοδο που αποτέλεσε και το βασικό θέμα της εργασίας. Όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενα κεφάλαια, τα σωστά αποτελέσματα βασίζονται στην κατοχή αξιόπιστης και επιτυχώς ελεγμένης βάσης δεδομένων αεροτομών. Οι κατασκευαστές πτερυγίων και ανεμοκινητήρων έχουν, λόγω μακροχρόνιας εμπειρίας, μια καλή βάση δεδομένων για τις αεροτομές που χρησιμοποιούν. Ωστόσο, αν επιθυμούν να κατασκευάσουν ένα πτερύγιο με νέες αεροτομές, πρέπει να είναι ιδιαίτερα προσεκτικοί. Ένα σημαντικό μειονέκτημα της ΒΕΜ μεθόδου είναι ότι μέσω αυτής μπορούν να ληφθούν μόνο «στάσιμες λύσεις» (λύσεις με μόνιμη ροή - stationary solutions). Στην πραγματικότητα όμως, ο άνεμος που βλέπει ένας ανεμοκινητήρας δεν είναι «στάσιμος», ως αποτέλεσμα της τύρβης, του διαχωρισμού του ανέμου και της επίδρασης του πύργου, όπως φαίνεται και στο σχ. 7.1

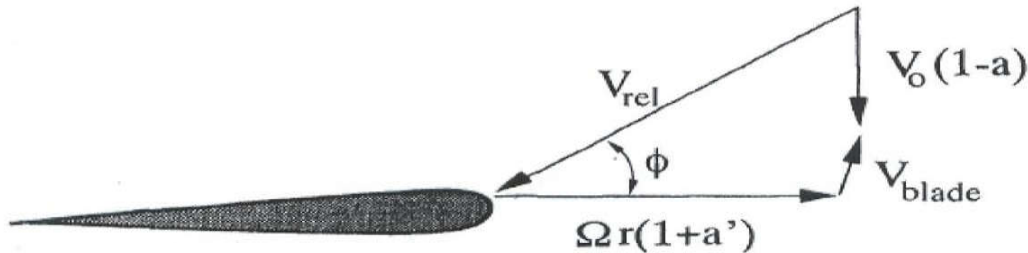


Σχήμα 7.1 Μια σχηματική αναπαράσταση ενός πραγματικού πεδίου ανέμου

Οι συνεχώς μεταβαλλόμενες τοπικές γωνίες πρόσπτωσης αλλάζουν τα φορτία και τις δίνες που διαχέονται στον απόρο. Προκειμένου να συμπεριληφθεί λοιπόν και αυτή η επίδραση, η απλή ΒΕΜ μέθοδος πρέπει να επεκταθεί με μια σταθερά χρόνου λαμβάνοντας υπόψη ότι απαιτείται συγκεκριμένος χρόνος για τη μετάβαση από μια «στάσιμη λύση» σε μια άλλη. Θα πρέπει να σημειωθεί ακόμη ότι αυτή η σταθερά χρόνου εξαρτάται από τη μέση ταχύτητα ανέμου, αφού σε υψηλές ταχύτητες ανέμου

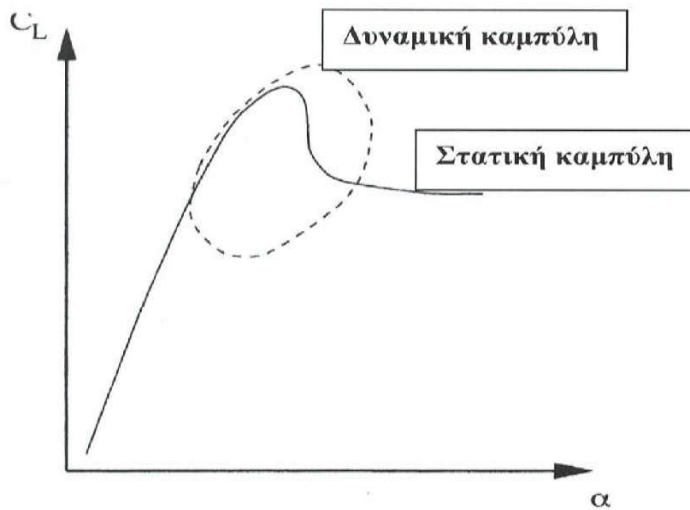
οι δίνες που διαχέονται από τα μεταβαλλόμενα φορτία μεταφέρονται κατάντι στον απόροου και οι επαγόμενες ταχύτητες αποκρίνονται γρηγορότερα σε αλλαγές στο φορτίο.

Για ρεαλιστικά αποτελέσματα, είναι επίσης αναγκαίο να συμπεριληφθεί ένα κατασκευαστικό μοντέλο του ανεμοκινητήρα, απ' τη στιγμή που τα πτερύγια ανταποκρίνονται ελαστικά στα μεταβαλλόμενα φορτία. Στην κατεύθυνση κατά μήκος του μετακινούμενου πτερυγίου (flap), δηλαδή μέσα και έξω από το επίπεδο του δρομέα, τα πτερύγια είναι σχετικά μαλακά και έχουν την τάση να ταλαντεύονται. Τα πτερύγια σύγχρονων ανεμοκινητήρων τώρα αγγίζουν ένα μέγεθος όπου ταλαντώσεις κατά μήκος της άκρης μπορεί επίσης να συμβούν, δηλαδή ταλαντώσεις μέσα στο επίπεδο του δρομέα. Στο σχ. 7.2, οι ταχύτητες που βλέπει ένα μετακινούμενο τμήμα αεροτομής φαίνονται σε μια κατάσταση όπου η αεροτομή κινείται ανάντι και ελαφρώς έμπροσθεν και μπορεί να φανεί ότι αυτό αυξάνει τη γωνία πρόσπτωσης. Η αντίθετη περίπτωση είναι όταν η αεροτομή κινείται κατάντι κάποιο χρόνο αργότερα, οπότε η γωνία πρόσπτωσης μεταβάλλεται όχι μόνο ως αποτέλεσμα της τύρβης, αλλά επίσης και ως αποτέλεσμα της ταλάντωσης της ίδιας της αεροτομής.



Σχήμα 7.2 Μετακινούμενο τμήμα αεροτομής

Επίσης, αν η γωνία πρόσπτωσης μιας αεροτομής μεταβάλλεται ημιτονοειδώς σε μια αεροσήραγγα περιστρέφοντας ή μετακινώντας αργά την αεροτομή γύρω από μια θέση ισορροπίας, η άνοση δε θα ακολουθεί τη στατική καμπύλη λόγω υστέρησης στο οριακό στρώμα. Ένας κλειστός βρόχος (loop) παρατηρείται γύρω από τη «στάσιμη» τιμή, όπως φαίνεται στο σχ. 7.3 και αυτό το φαινόμενο καλείται δυναμική απώλεια στήριξης. Η μορφή της καμπύλης εξαρτάται από τη συχνότητα, το πλάτος, τη μέση γωνία πρόσπτωσης και τον αριθμό Reynolds. Αρκετά μηχανικά μοντέλα υπάρχουν για την πρόβλεψη της μορφής των βρόχων δυναμικής απώλειας στήριξης, π.χ. τα μοντέλα ONERA, Beddoes και Gormont.



Σχήμα 7.3 Βρόχος δυναμικής απώλειας στήριξης

Ένας άλλος κύριος περιορισμός της πρότυπης BEM μεθόδου είναι ότι είναι δυνατός ο υπολογισμός των φορτίων, όταν ο ανεμοκινητήρας είναι τέλεια ευθυγραμμισμένος με τον άνεμο (zero yaw), δηλαδή όπου ένα διάνυσμα κάθετο στο επίπεδο του δρομέα είναι παράλληλο στο διάνυσμα του ανέμου. Είναι πιθανές ορισμένες διορθώσεις στο BEM μοντέλο ώστε να γίνουν υπολογισμοί για περιπτώσεις με γωνία παρέκκλισης διάφορη του μηδενός. Σε μια τέτοια περίπτωση, η γωνία πρόσπτωσης θα κυμαίνεται με μια συχνότητα που θα ανταποκρίνεται στη συχνότητα περιστροφής των πτερυγίων και τα πλάτη μπορεί να είναι αρκετά μεγάλα. Είναι σημαντικό να συμπεριλαμβάνονται τέτοιες περιπτώσεις για μια πλήρη ανάλυση διάρκειας ζωής και τέτοια μοντέλα πρέπει επομένως να συμπεριλαμβάνονται σε έναν αεροδυναμικό κώδικα.

Ένας κώδικας που περιλαμβάνει ένα κατασκευαστικό μοντέλο, ένα μοντέλο για την επέκταση του απόρου (σταθερά χρόνου) και ένα μοντέλο δυναμικής απώλειας στήριξης και ο οποίος συνενώνεται με μια BEM μέθοδο ονομάζεται αεροδυναμικός κώδικας.

Από τα παραπάνω εξάγεται το συμπέρασμα ότι η δημιουργία ενός κώδικα, όπως ο αεροδυναμικός είναι μια ιδιαίτερα επίπονη εργασία που αποτελείται από διάφορα μέρη, τα οποία από μόνα τους απαιτούν ιδιαίτερη προσπάθεια για την εκπόνησή τους. Παρόλο που υπάρχει ένα πλάνο της διαδικασίας που πρέπει να ακολουθηθεί, η έρευνα συνεχίζεται προκειμένου να συμπεριληφθούν με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια όλα τα φαινόμενα που επηρεάζουν έναν τέτοιο κώδικα.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: ΣΥΣΤΗΜΑ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΡΟΗΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η πηγή των εξισώσεων που περιγράφουν τη ροή των ρευστών μπορεί να βρεθεί σε πολλά βιβλία, π.χ. αναφορά 54. Σε αυτό το παράρτημα, οι εξισώσεις δηλώνονται και μεταφράζονται φυσικά για να βοηθήσουν στην κατανόηση της βάσης συγκεκριμένων προσεγγίσεων που αναφέρονται στο κεφάλαιο 2 με τίτλο: «Ανασκόπηση της Παρούσας Κατάστασης στην Αεροδυναμική του Δρομέα».

Συντεταγμένες διαστήματος θα δοθούν σε ένα καρτεσιανό σύστημα $x_j, j=1,2,3$, και το πεδίο ταχύτητας θα δοθεί από τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας u_j , οι οποίες είναι συναρτήσεις της θέσης x_j και του χρόνου t . Άλλες σημαντικές ποσότητες ροής είναι η πίεση p και η πυκνότητα μάζας ρ .

Σε αυτό το παράρτημα, θα θεωρηθεί ασυμπίεστη ροή ομοιόμορφης πυκνότητας. Η προσέγγιση της ασυμπίεστότητας ισχύει για ροικά πεδία όπου οι τοπικές ταχύτητες είναι μικρές σε σύγκριση με την ταχύτητα διάδοσης του ήχου (μικρός αριθμός Mach). Σε αυτή την περίπτωση, οι διακυμάνσεις πυκνότητας που προκύπτουν από τις διακυμάνσεις πίεσης μπορούν να αγνοηθούν. Η ταχύτητα του ήχου a σε ένα ιδανικό αέριο (π.χ. αέρας σε ατμοσφαιρικές συνθήκες) δίνεται από:

$$a = \sqrt{\gamma RT}, \quad \gamma = c_p/c_v, \quad R = c_p - c_v$$

c_p και c_v είναι οι συντελεστές ειδικής θερμότητας αερίων (αέρα) για διεργασίες σταθερής πίεσης και σταθερού όγκου σχετικά, R είναι η σταθερά αερίων και T είναι η απόλυτη θερμοκρασία (K). Για τον αέρα, $\gamma=1.4$ και $R=287 \text{ kg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Συνεπώς, για κανονικές ατμοσφαιρικές θερμοκρασίες, το a θα ισούται με περίπου 340 ms^{-1} . Για τοπικές ταχύτητες ροής μέχρι 100 ms^{-1} , η προσέγγιση της ασυμπίεστότητας είναι αποδεκτή. Για να είναι η πυκνότητα ομοιόμορφη, υπάρχει η επιπρόσθετη απαίτηση ότι οι επιδράσεις της θερμοκρασίας και της διαστρωμάτωσης στην πυκνότητα πρέπει, επίσης, να αγνοηθούν.

Εξισώσεις Navier-Stokes

Υπό τις συνθήκες που περιγράφηκαν παραπάνω, οι Navier-Stokes εξισώσεις που περιγράφουν τη ροή ενός ρευστού είναι:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_i, \quad i=1,2,3 \quad (\text{A.2})$$

Χρησιμοποιείται η συνήθης σύμβαση ότι ένας επαναλαμβανόμενος δείκτης σε έναν ξεχωριστό όρο σημαίνει άθροιση των τιμών του δείκτη.

Η βαθμωτή εξίσωση (A.1) είναι γνωστή ως η εξίσωση συνέχειας που εκφράζει τη διατήρηση μάζας. Για την περίπτωση σταθερής πυκνότητας, αυτή είναι ισοδύναμη με τη διατήρηση όγκου. Συνεπώς, η καθαρή ροή (σε όγκο) σε μια κλειστή επιφάνεια πρέπει να είναι μηδέν ή να εκφράζεται μαθηματικά: το πεδίο ταχύτητας έχει μηδενική απόκλιση. Αυτό εκφράζεται από την εξίσωση (A.1).

Η διανυσματική εξίσωση (A.2) είναι ο νόμος διατήρησης της ορμής του Newton στις τρεις συντεταγμένες-κατευθύνσεις. Αυτή αναφέρεται ως η εξίσωση ορμής. Οι δύο όροι στο αριστερό μέλος της εξίσωσης εκφράζουν την επιτάχυνση ενός σωματιδίου ρευστού. Η μερική παράγωγος χρόνου είναι γνωστή ως η τοπική επιτάχυνση και ο δεύτερος μη γραμμικός όρος περιγράφει την επιτάχυνση λόγω συναγωγής του σωματιδίου με το πεδίο ροής (χωρική επιτάχυνση). Το δεξιό μέλος της εξίσωσης περιέχει τις δυνάμεις (ανά μονάδα μάζας) που είναι υπεύθυνες για τις επιταχύνσεις. Ο πρώτος όρος είναι η δύναμη λόγω διαφορών πίεσης και ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει τη δύναμη του ιξώδους. Η ποσότητα ν είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Η τιμή του είναι μια αργά μεταβαλλόμενη συνάρτηση της θερμοκρασίας. Για «κανονικό» ατμοσφαιρικό αέρα, η τιμή του είναι περίπου ίση με $1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{sec}^{-1}$. Τελικά, ο όρος f_i αντιπροσωπεύει μια πιθανή εξωτερική δύναμη (ιξώδους) ανά μονάδα μάζας.

Οι λύσεις αυτών των εξισώσεων πρέπει να ικανοποιούν συγκεκριμένες οριακές συνθήκες. Σε στερεές επιφάνειες μέσα στο πεδίο ροής, η σχετική ταχύτητα ροής σ' αυτή την επιφάνεια πρέπει να είναι ίση με μηδέν. Αυτό μπορεί εύκολα να αναλυθεί σε μια συνθήκη «μη διαπερατότητας» (κανονική ταχύτητα μηδέν) και σε μια συνθήκη «μηδενικής ταχύτητας» (εφαπτομενική ταχύτητα μηδέν). Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτές οι καταστάσεις δεν προδιαγράφονται σε ένα δίσκο ενέργειας. Αντίθετα, οι εξωτερικές δυνάμεις που εφαρμόζονται σε μια τέτοια επιφάνεια καθορίζονται, αλλά η ροή μπορεί να περάσει διαμέσου και δίπλα από ένα δίσκο ενέργειας.

Το συνολικό σύστημα αποτελείται από τέσσερις βαθμωτές εξισώσεις με τέσσερις αγνώστους που ονομαστικά είναι οι συνιστώσες του διανύσματος ταχύτητας u_i και η βαθμωτή πίεση p . Αυτό είναι μη γραμμικό στις συνιστώσες ταχύτητας μέσα από τους όρους χωρικής επιτάχυνσης. Αναλυτικές λύσεις είναι γνωστές για πολύ λίγες ειδικές περιπτώσεις. Απευθείας αριθμητική λύση των εξισώσεων για ροές με μεγάλους αριθμούς Reynolds (βλ. παρακάτω) υπήρξε αδύνατη για έναν κύριο λόγο: η ροή αναπτύσσει αστάθειες σε περιοχές μεγάλης διάτμησης και διακυμάνσεις με το χρόνο και τη θέση συμβαίνουν σε τόσο μικρές κλίμακες που καμιά υπολογιστική ισχύς δεν μπορεί να τις χειριστεί.

Η Εξίσωση Μεταφοράς Στροβιλώδους Ροής

Μια εναλλακτική μορφή της εξίσωσης ορμής μπορεί να ληφθεί μετατρέποντάς την σε σχέση με το διάνυσμα στροβιλώδους ροής ω_k , το οποίο ορίζεται μαθηματικά ως η συστροφή του διανύσματος ταχύτητας u_i :

$$\omega_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \times u_i \quad (\text{A.3})$$

Η στροβιλώδης ροή συνδέεται απευθείας με την περιστροφική ταχύτητα των σωματιδίων ρευστού, με τον άξονα περιστροφής να είναι κατά μήκος της κατεύθυνσης του διανύσματος στροβιλώδους ροής.

Παίρνοντας τη συστροφή της εξίσωσης (Α.2) και κάνοντας χρήση της (Α.1), λαμβάνεται μια εξίσωση που συνήθως ονομάζεται η εξίσωση μεταφοράς στροβιλώδους ροής :

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \times f_k \quad (\text{Α.4})$$

Το αριστερό μέλος της εξίσωσης μόνο περιγράφει το ρυθμό αλλαγής στη στροβιλώδη ροή που ακολουθεί ένα σωματίδιο ύλης. Το δεξιό μέλος της εξίσωσης περιγράφει τις αιτίες της αλλαγής. Ο πρώτος όρος στο δεξιό μέλος της εξίσωσης είναι ο πιο δύσκολος να περιγραφεί φυσικά. Εκφράζει την επανακατανομή της στροβιλώδους ροής μέσω της παραμόρφωσης των γραμμών στροβιλισμού, όπως το τέντωμα και η περιστροφή. Αξίζει να σημειωθεί ότι αυτός ο όρος ισούται με μηδέν στη 2Δ περίπτωση, αφού τότε το διάνυσμα στροβιλώδους ροής είναι κάθετο στο επίπεδο ροής, ενώ η παράγωγος της ταχύτητας σ' αυτή την κάθετη κατεύθυνση ισούται με το μηδέν. Ο δεύτερος όρος περιγράφει τη διάχυση ιξώδους στροβιλώδους ροής, όπως είναι ξεκάθαρο από τη μορφή του, που είναι αυτός ενός τελεστή Laplace. Είναι όμοιος με έναν όρο αγωγιμότητας, αν η ποσότητα είναι μια φυσική ποσότητα, π.χ. θερμοκρασία. Πρέπει να προσεχτεί, ωστόσο, ότι η στροβιλώδης ροή είναι ένα μια διανυσματική ποσότητα και μια συνάρτηση του πεδίου ταχύτητας u_i , οπότε η εξίσωση (Α.4) είναι ισχυρά μη γραμμική. Ο τελευταίος όρος περιγράφει τη δημιουργία στροβιλώδους ροής από τις δυνάμεις ιξώδους.

Στην πραγματικότητα, στροβιλώδης ροή μπορεί να δημιουργηθεί σε στερεά όρια ως αποτέλεσμα της συνθήκης «μηδενικής ταχύτητας» ή μέσω της δράσης εξωτερικών δυνάμεων. Όσο αφορά αυτές τις εξωτερικές δυνάμεις, πρέπει να σημειωθεί ότι μπορούν να δημιουργήσουν στροβιλώδη ροή μόνο αν δεν εξάγονται από ένα δυναμικό δύναμης (π.χ. αν δε διατηρούνται), αφού σ' αυτή την περίπτωση η συστροφή θα ήταν ίση με το μηδέν. Αυτό, στην πραγματικότητα, έκανε τον όρο της πίεσης να εξαφανιστεί παίρνοντας τη συστροφή από την εξίσωση (Α.2). Φυσικά, αυτό γίνεται ξεκάθαρο παρατηρώντας ότι οι δυνάμεις πίεσης είναι κάθετες (στην επιφάνεια του σωματιδίου) και δεν μπορεί να προκαλέσει περιστροφή. Οι εξωτερικές δυνάμεις σε ένα δίσκο ενέργειας θα δημιουργούν, συνήθως, στροβιλώδη ροή.

Ο Αριθμός Reynolds

Ως αποτέλεσμα της μικρής τιμής της στροβιλώδους ροής, οι δυνάμεις ιξώδους που εκφράζονται στην εξίσωση (Α.2) θα είναι σημαντικές μόνο σε περιοχές όπου οι χωρικές παράγωγοι της ταχύτητας (κλίσεις ταχύτητας) είναι μεγάλες, ή ακριβέστερα, όπου οι μεταβολές σ' αυτές τις κλίσεις είναι μεγάλες. Ισοδύναμα, η διάχυση της στροβιλώδους ροής θα είναι σημαντική μόνο σε περιοχές κλίσεων υψηλής στροβιλώδους ροής. Αυτό μπορεί να εκφραστεί εύκολα μέσω της χρήσης του αριθμού Reynolds, όπως θα συζητηθεί παρακάτω.

Στη συνέχεια, ορίζουμε ως U μια αντιπροσωπευτική τιμή της ταχύτητας και ως L μια αντιπροσωπευτική κλίμακα μήκους για το πρόβλημα. Αν οι χωρικές παράγωγοι είναι της τάξης U/L , τότε η σχέση τάξης μεγέθους ανάμεσα στη χωρική

επιτάχυνση και στις δυνάμεις ιξώδους (ανά μονάδα μάζας) μπορεί να εξαχθεί από τη σχέση (A.2)

$$\frac{O[u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}]}{O[v \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}]} = \frac{\frac{U^2}{L}}{v \frac{U}{L^2}} = \frac{UL}{\nu} = Re \quad (A.5)$$

Ο αριθμός Reynolds Re είναι μια σημαντική αδιάστατη ποσότητα που χαρακτηρίζει το είδος της ροής. Για τη ροή ενός ανεμοκινητήρα, η χαρακτηριστική ταχύτητα είναι τάξης Ωr και για την κλίμακα μήκους είναι συνήθως η χρησιμοποίηση του μήκους χορδής αεροτομής c . Μια τυπική τιμή του αριθμού Reynolds για ένα μεγάλο κινητήρα (π.χ. $c=1.5\text{m}$, $\Omega r=50\text{msec}^{-1}$) θα είναι περίπου 5×10^6 . Αυτό σημαίνει ότι οι επιταχύνσεις είναι πολύ μεγάλες σε σύγκριση με τις δυνάμεις ιξώδους, οπότε οι τελευταίες δεν μπορεί να είναι υπεύθυνες για τις επιταχύνσεις. Συνεπώς, οι Δυνάμεις πίεσης πρέπει να κυριαρχούν στο πεδίο ροής. Αυτή η θεώρηση οδηγεί στην προσέγγιση ροής χωρίς ιξώδες.

Οι Εξισώσεις Euler

Αγνοώντας τους όρους με το ιξώδες στην εξίσωση (A.2), οι αποκαλούμενες εξισώσεις Euler λαμβάνονται ως

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad i=1,2,3 \quad (A.6)$$

μαζί με την αμετάβλητη εξίσωση (A.1).

Αυτές οι εξισώσεις είναι χαμηλότερης τάξης στις χωρικές παραγώγους από τις εξισώσεις Navier-Stokes και δεν μπορούν να καθοριστούν έτσι ώστε να υπακούουν τις ίδιες οριακές συνθήκες. Στην πραγματικότητα, λύσεις στις εξισώσεις Euler υποτίθεται μόνο ότι ικανοποιούν την οριακή συνθήκη «μη διαπερατότητας». Αυτό, επίσης, υποδηλώνει ότι δε δημιουργείται στροβιλώδης ροή στο πεδίο ροής, εκτός από την πιθανή δράση των εξωτερικών δυνάμεων ιξώδους. Ωστόσο, αυτό έρχεται σε αντίθεση με τη φυσική πραγματικότητα, όπως θα συζητηθεί παρακάτω.

Αν η ροή πηγάζει από μια περιοχή μη στροβιλώδους ροής (π.χ. μια περιοχή ομοιόμορφης ταχύτητας), τότε ολόκληρη η ροή θα είναι μη στροβιλώδης (ή μη περιστρεφόμενη) υπό τις υποθέσεις ότι οι εξισώσεις Euler είναι ένα σωστό μοντέλο και ότι δε δημιουργείται καθόλου στροβιλώδης ροή από τις δυνάμεις ιξώδους. Σε αυτή την περίπτωση, το πεδίο ταχύτητας μπορεί να περιγραφεί ακόμη πιο απλά σημειώνοντας ότι μια διανυσματική ποσότητα της οποίας η συστροφή ισούται με το μηδέν μπορεί να εκφραστεί ως την κλίση μιας βαθμωτής συνάρτησης. Συνεπώς

$$u_i = \frac{\partial}{\partial x_i} \Phi \quad (A.7)$$

όπου το Φ είναι γνωστό ως το δυναμικό ταχύτητας. Απ' τη στιγμή που η διαφορά του u_i ισούται με το μηδέν, το Φ ικανοποιεί την εξίσωση Laplace

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i^2} = 0 \quad (\text{A.8})$$

που πρέπει να ικανοποιεί τη συνθήκη «μη διαπερατότητας» σε στερεές επιφάνειες, δηλαδή

$$\partial \Phi / \partial n = u_n = 0 \quad (\text{A.9})$$

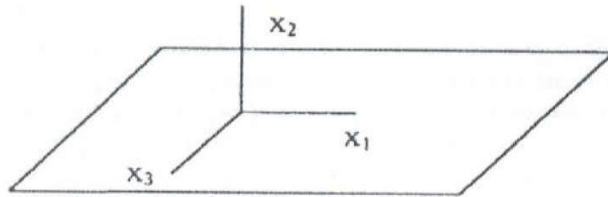
όπου n είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατεύθυνσης κάθετο στην επιφάνεια. Αυτό το μοντέλο ροής είναι γνωστό ως δυναμικό ροής (μη ιξώδης, μη στροβιλώδης και ασυμπίεστη ροή). Είναι δυνατή η επανεπίλυση του πεδίου ταχύτητας επιλύοντας το Neumann πρόβλημα για την εξίσωση Laplace. Η πίεση μπορεί έπειτα να ληφθεί από την εξίσωση ορμής (A.6).

Κατά την εφαρμογή των εξισώσεων Euler στο γενικό πεδίο ροής σε ένα δρομέα κινητήρα, η ροή ανάντι του δρομέα μπορεί να θεωρηθεί ως μη στροβιλώδης. Ωστόσο, στροβιλώδης ροή δημιουργείται στο δίσκο ενέργειας, που μοντελοποιεί το δρομέα, μέσω των εξωτερικών δυνάμεων που καθορίζονται εκεί. Στον απόρο, κατάντι του δρομέα, αυτή η στροβιλώδης ροή μεταφέρεται, αλλά η εξίσωση Euler δε μοντελοποιεί τη διάχυσή της. Εξαιτίας του μεγάλου αριθμού Reynolds και της απουσίας στερεών επιφανειών, αυτή είναι μια ισχύουσα θεώρηση γενικά.

Ωστόσο, κατά την εφαρμογή της θεωρίας μη ιξώδους ροής στη ροή στη στερεά επιφάνεια πτερυγίου, ανακύπτει το ακόλουθο πρόβλημα. Στροβιλώδης ροή σχηματίζεται φυσικά στην πραγματική επιφάνεια πτερυγίου ως αποτέλεσμα της συνθήκης «μηδενικής ταχύτητας», αλλά αυτή η συνθήκη δεν είναι εφαρμόσιμη στις εξισώσεις χωρίς ιξώδες (A.6) και (A.8). Στην πραγματικότητα, θα υπάρξει μια λεπτή περιοχή στο όριο όπου οι κλίσεις ταχύτητας είναι τόσο μεγάλα που οι όροι με το ιξώδες είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τους όρους πίεσης και την επιτάχυνση. Αυτή η περιοχή, γνωστή ως οριακό στρώμα, περιέχει όλη τη στροβιλώδη ροή και επεκτείνεται μέσα στον απόρο. Είναι λεπτή λόγω του γεγονότος ότι η χωρική ταχύτητα της στροβιλώδους ροής στην κατεύθυνση παράλληλα στην επιφάνεια είναι πολύ μεγαλύτερη από την «ταχύτητα διάχυσης» στην κατεύθυνση κάθετα στην επιφάνεια. Μια διόρθωση στο πρόβλημα σχηματισμού και διάχυσης στροβιλώδους ροής σε ροές με μεγάλο αριθμό Reynolds βρίσκεται στη θεωρία οριακού στρώματος του Prandtl.

Εξίσωση Οριακού Στρώματος

Στην προσέγγιση οριακού στρώματος, το πεδίο ροής μοντελοποιείται σε δύο μέρη. Ένα είναι το οριακό στρώμα άμεσα παρακείμενο σε ένα στερεό όριο και στον απόρο που ακολουθεί, περιέχοντας στροβιλώδη ροή. Το άλλο μέρος συνήθως αποκαλείται η «εξωτερική ροή» που μοντελοποιείται ως απαλλαγμένο από στροβιλώδη ροή. Μέσα στο οριακό στρώμα, το x_2 συμβολίζει την κατεύθυνση κάθετα στη στερεά επιφάνεια και τα x_1 και x_3 συμβολίζουν τις κατευθύνσεις κατά μήκος της επιφάνειας (βλ. σχ.1, η καμπύλωση της επιφάνειας μπορεί να αγνοηθεί συνήθως).



Σχήμα 1 Συντεταγμένες που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή του οριακού στρώματος

Στην προσέγγιση οριακού στρώματος, η μεταβολή πίεσης κατά πλάτος του οριακού στρώματος αγνοείται, δηλαδή η εξίσωση ορμής για την κατεύθυνση x_2 ανάγεται σε

$$\frac{\partial p}{\partial x_2} = 0 \quad (\text{A.10})$$

Για τις εξισώσεις ορμής παράλληλα στην επιφάνεια, οι όροι του ιξώδους που περιέχουν παραγώγους στις κατευθύνσεις x_1 και x_3 αγνοούνται (σε αυτές τις κατευθύνσεις, η διάχυση είναι πολύ μικρή σε σύγκριση με τη μεταγωγή) και μόνο η δεύτερη παράγωγος στην κατεύθυνση κάθετα στην επιφάνεια διατηρείται, αφού σ' αυτή την κατεύθυνση η κλίση ταχύτητας είναι πραγματικά πολύ μεγάλο. Συνεπώς, αυτές οι εξισώσεις έχουν ως εξής:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_2^2}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (\text{A.11})$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι οι χωρικοί όροι στο αριστερό μέρος της εξίσωσης παραμένουν εξολοκλήρου 3Δ στο χαρακτήρα.

Οι εξισώσεις οριακού στρώματος είναι παραβολικής μορφής, σε αντίθεση με τον ελλειπτικό χαρακτήρα των εξισώσεων Navier-Stokes. Αυτό σημαίνει ότι οι εξισώσεις οριακού στρώματος μπορούν να επιλυθούν με μια διαδικασία προχωρώντας σταθερά στην κατεύθυνση κατά μήκος της ροής, ξεκινώντας από «αρχικές» συνθήκες και εφαρμόζοντας οριακές συνθήκες στο πεδίο (μηδενική σχετική ταχύτητα) και στην κοινή επιφάνεια ανάμεσα στο πεδίο και την εξωτερική ροή (ισότητα ταχύτητας). Υπάρχει απουσία ροής πληροφοριών στην κατεύθυνση αντίθετα από αυτή της ταχύτητας. Οι εξισώσεις Navier-Stokes, ωστόσο, χρειάζονται οριακές συνθήκες σε όλο το πεδίο ροής και πληροφορίες μπορούν να διακινηθούν σε όλες τις κατευθύνσεις. Αυτό συντελεί σε πολύ πιο αποτελεσματικά αριθμητικά σχέδια λύσεων για τις εξισώσεις οριακού στρώματος σε σύγκριση με τις εξισώσεις Navier-Stokes.

Οι εξισώσεις οριακού στρώματος επιλύονται με γνωστούς όρους κλίσεων πίεσης κατά μήκος της επιφάνειας που εξάγονται από μια λύση, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη το ιξώδες, της εξωτερικής ροής. Σε αυτή τη λύση, ωστόσο, η στροβιλώδης ροή οριακού στρώματος πρέπει να είναι παρούσα εισάγοντας μια ποσότητα στροβιλώδους ροής που τοποθετείται κατά μήκος των ορίων ή μέσα σε μια επιφάνεια περιβαλλόμενη από τα όρια. Το πεδίο εξωτερικής ροής υποτίθεται ότι δεν παρουσιάζει στροβιλώδη ροή. Στην πραγματικότητα, η λύση ροής, χωρίς να

λαμβάνεται υπόψη το ιξώδες, μπορεί να φανεί ως το όριο της λύσης Navier-Stokes για τον αριθμό Re να φτάσει στο άπειρο, όπου το πάχος του οριακού στρώματος προσεγγίζει το μηδέν και η κλίση ταχύτητας του οριακού στρώματος προσεγγίζει μια ασυνέχεια, από το μηδέν, για $y=0$, στο «δυναμικό ροής», για $y=0^+$.

Ένα πρόβλημα ανακύπτει όταν το οριακό στρώμα διαχωρίζεται από την επιφάνεια και σχηματίζει έναν απόρροου σημαντικού μεγέθους. Οι εξισώσεις οριακού στρώματος με προδιαγραφόμενους όρους πίεσης γίνονται ξεχωριστές στο διαχωρισμό. Μια διαφορετική στρατηγική λύσης πρέπει να ακολουθηθεί, επαναεπιλύοντας τις οριακές εξισώσεις ταυτόχρονα με τις εξισώσεις εξωτερικής ροής, προκειμένου να εξηγηθούν οι επιδράσεις εκτοπίσματος στην εξωτερική ροή. Αυτό είναι γνωστό ως ισχυρή αλληλεπίδραση. Καθιστά δυνατή την κατασκευή λύσεων για ροές με περιοχές μικρού διαχωρισμού. Ωστόσο, όταν ο διαχωρισμός γίνεται μεγάλος, η περιοχή που περιέχει στροβιλώδη ροή δεν είναι πλέον λεπτή σε σύγκριση με τις κύριες διαστάσεις ροής (μια χορδή αεροτομής π.χ.) και οι υποθέσεις που αποτελούν τη βάση της θεωρίας οριακού στρώματος δεν ισχύουν πλέον.

Μέση Τιμή με Reynolds και Τύρβη

Η τύρβη απορρέει από την πραγματική ασταθή συμπεριφορά της ροής που αναπτύσσεται σε περιοχές με μεγάλη διάτμηση με επαρκώς μεγάλους αριθμούς Reynolds, όταν η στροβιλώδης ροή δεν είναι πλέον ικανή να παρέχει επαρκή απόσβεση πλάτους ταλάντωσης των διαταραχών ροής. Υπό αυτές τις συνθήκες, η ροή γίνεται εξαρτημένη με το χρόνο ακόμη και κάτω από εξωτερικές συνθήκες σταθερής κατάστασης. Για ασταθείς εξωτερικές συνθήκες, είναι δυνατό να γίνει μια διάκριση ανάμεσα στις μικρής κλίμακας τυρβώδεις διακυμάνσεις και σε αυτές που ανακύπτουν από τις εξωτερικές συνθήκες. Τότε, πραγματοποιείται μια ανάλυση στη «μέση ροή» και τις τυρβώδεις διακυμάνσεις:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (\text{A.12})$$

όπου \bar{u}_i είναι η αποκαλούμενη ποσότητα μέσου Reynolds και u'_i είναι η τυρβώδης διακύμανση. Στη θεωρία, η «μέση τιμή με Reynolds» θα έπρεπε να είναι ένα σύνολο μέσων όρων, δηλαδή ο μέσος όρος ενός μεγάλου (άπειρου) αριθμού πραγματοποιήσεων με τις ίδιες εξωτερικές συνθήκες. Συνήθως, κάποιος χρειάζεται μια λύση για το μέσο πεδίο ροής, αλλά αυτό επηρεάζεται από την παρουσία των τυρβωδών διακυμάνσεων. Αυτή η αλληλεπίδραση γίνεται σαφής χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις Navier-Stokes με μέση τιμή με Reynolds (RANS – Reynolds averaged Navier-Stokes). Αυτές λαμβάνονται αντικαθιστώντας τις αναλυμένες ταχύτητες και πιέσεις στις εξισώσεις (A.1) και (A.2) και κατά συνέπεια εξάγοντας το αποτέλεσμα με μέση τιμή με Reynolds. Εδώ θα φανεί μόνο το αποτέλεσμα για τις εξισώσεις ορμής (η εξίσωση συνέχειας είναι αμετάβλητη):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (\text{A.13})$$

Ο τελευταίος όρος σ' αυτή την εξίσωση προκύπτει από το μη γραμμικό όρο χωρικής επιτάχυνσης της εξίσωσης (A.2), μετά την εφαρμογή της (A.1) και μια μέση τιμή με

Reynolds. Είναι γνωστός ως τάση Reynolds ή τυρβώδης όρος διατμητικής τάσης και αντιπροσωπεύει την ανταλλαγή i -ορμής μέσω της δράσης των τυρβωδών διακυμάνσεων ταχύτητας. Έχει τη μορφή μιας συσχέτισης δεύτερης τάξης. Συνήθως, είναι πολύ μεγαλύτερος από τον όρο διάτμησης ιξώδους. Πρακτικά, ο όρος με το ιξώδες μπορεί να μεταφραστεί ως ανταλλαγή ορμής μέσω μοριακών διακυμάνσεων ταχύτητας, ενώ ο τυρβώδης όρος είναι το αποτέλεσμα πολύ μεγαλύτερης κλίμακας συσχετιζόμενων κινήσεων. Συνήθως, ο όρος με το ιξώδες αγνοείται με εξαίρεση μια περιοχή πολύ κοντά σε ένα στερεό τοίχωμα που χωρίζεται σε ένα ιξώδες υπόστρωμα και μια μεταβατική ζώνη. Στο πρώτο στρώμα, η παρουσία του τείχους αναχαιτίζει την τύρβη σε τέτοιο βαθμό που κυριαρχεί η εσωτερική τριβή (ιξώδες). Το δεύτερο στρώμα καθορίζεται ως η περιοχή όπου οι δυο μηχανισμοί ανταλλαγής ορμής είναι ίδιας τάξης μεγέθους.

Ο όρος τάσης Reynolds αντιπροσωπεύει ένα νέο άγνωστο στις εξισώσεις για το μέσο πεδίο ροής. Είναι δυνατή η εξαγωγή εξισώσεων για τις τάσεις Reynolds μέσω βασικά της ίδιας διαδικασίας (αφού πολλαπλασιαστεί η εξίσωση i -ορμής με το u_j), αλλά αυτές οι εξισώσεις θα περιλαμβάνουν νέους αγνώστους υπό τη μορφή συσχετίσεων τρίτης τάξης. Αυτό είναι γνωστό ως πρόβλημα κλεισίματος. Ο μόνος τρόπος λήψης ενός κλειστού συστήματος εξισώσεων μέσης τιμής με Reynolds είναι υποθέτοντας άλλα είδη σχέσεων ανάμεσα στις τάσεις Reynolds (ή υψηλότερης τάξης συσχετίσεις) και στο μέσο πεδίο ροής. Αυτές οι σχέσεις είναι γνωστές ως μοντέλα τύρβης. Πολλές έχουν εξαχθεί (σε εμπειρικό υπόβαθρο), αλλά δεν υπάρχουν τελειωτικές αποδείξεις για την πρακτική ορθότητα οποιωνδήποτε από αυτές για μια ευρεία ποικιλία συνθηκών ροής. Συγκεκριμένα, ο διαχωρισμός οριακών στρωμάτων μεγάλου αριθμού Reynolds παρουσιάζουν πρόβλημα.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ: ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΣΤΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ

Σε ένα ρευστό που δεν έχει καθόλου ξεχωριστά στερεά σωματίδια, είναι σύνηθες να θεωρείται ένας δοσμένος όγκος στο χώρο, ο οποίος δηλώνεται ως όγκος ελέγχου CV. Ο δεύτερος νόμος του Newton για ένα σύστημα είναι:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{P}}{dt} \quad (\text{B.1})$$

όπου $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$ είναι η συνολική δύναμη, \mathbf{P} είναι η ορμή και t είναι ο χρόνος. Η χρονική παράγωγος της ορμής \mathbf{P} βρίσκεται από το ολοκλήρωμα πάνω στον όγκο ελέγχου ως εξής:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{CV} \rho \mathbf{V} d(\text{vol}) + \iint_{CS} \mathbf{V} \rho \mathbf{V} dA \quad (\text{B.2})$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα, \mathbf{V} είναι η ταχύτητα, $d(\text{vol})$ είναι ένα απειροελάχιστο μέρος του συνολικού όγκου ελέγχου, CS είναι η επιφάνεια του όγκου ελέγχου και dA είναι ένα διάνυσμα κάθετο σε ένα απειροελάχιστο μέρος της επιφάνειας ελέγχου. Το μήκος του dA είναι η περιοχή αυτού του απειροελάχιστου μέρους. Ο δεύτερος νόμος του Newton για τον όγκο ελέγχου τότε γίνεται:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{CV} \rho \mathbf{V} d(\text{vol}) + \iint_{CS} \mathbf{V} \rho \mathbf{V} dA = \mathbf{F} \quad (\text{B.3})$$

όπου \mathbf{F} είναι η συνολική εξωτερική δύναμη που περιλαμβάνει και τις δυνάμεις πίεσης και ιξώδους που επιδρούν στις επιφάνειες ελέγχου. Επιπρόσθετα, δυνάμεις ιξώδους, π.χ. βαρύτητα και δυνάμεις από τη ροή πέρα από ένα αντικείμενο μέσα στον όγκο ελέγχου συνεισφέρουν στη συνολική δύναμη. Η εξίσωση (B.3), συνήθως, χρησιμοποιείται για να καθορίσει μια άγνωστη δύναμη με την προϋπόθεση ότι η ταχύτητα είναι γνωστή στις επιφάνειες ελέγχου. Όταν η υπόθεση του Stokes για ένα ασυμπιεστο ρευστό, εξισώσεις (B.4) - (B.9), χρησιμοποιείται για τις τάσεις σε έναν απειροελάχιστο όγκο ελέγχου με μήκη πλευρών (dx, dy, dz), εξάγονται οι τρεις μερικά διαφορικές εξισώσεις ορμής (B.11), (B.12) και (B.13). Ο πρώτος δείκτης στο τ δείχνει την πλευρά όπου βρίσκεται η τάση και ο δεύτερος δείκτης είναι η κατεύθυνση της τάσης:

$$\tau_{x,x} = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{B.4})$$

$$\tau_{x,y} = \tau_{y,x} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (\text{B.5})$$

$$\tau_{x,z} = \tau_{z,x} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (\text{B.6})$$

$$\tau_{y,y} = -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{B.7})$$

$$\tau_{y,z} = \tau_{z,y} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (\text{B.8})$$

$$\tau_{z,z} = -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \quad (\text{B.9})$$

Το $p(x,y,z,t)$ υποδηλώνει την πίεση, $\mathbf{V}(x,y,z,t) = (u, v, w)$ είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας, $\mathbf{x}=(x,y,z)$ είναι οι συντεταγμένες σε ένα καρτεσιανό σύστημα αναφοράς και μ είναι το ιξώδες. Οι τρεις εξισώσεις ορμής (B.11), (B.12) και (B.13) συν η εξίσωση συνέχειας σχηματίζουν τις εξισώσεις Navier-Stokes για ένα ασυμπιεστο ρευστό με σταθερό ιξώδες μ :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.10})$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + f_x \quad (\text{B.11})$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + f_y \quad (\text{B.12})$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + f_z \quad (\text{B.13})$$

Η εξίσωση (B.10) εγγυάται ότι η καθαρή ροή μάζας είναι μηδέν μέσα και έξω από ένα απειροελάχιστο «κουτί» με μήκη πλευρών dx , dy , dz . Οι εξισώσεις (B.11), (B.12) και (B.13) είναι ο δεύτερος νόμος του Newton στις κατευθύνσεις x , y και z αντίστοιχα. Οι όροι στο αριστερό μέλος είναι οι δυνάμεις αδράνειας και οι όροι στο δεξιό μέλος είναι οι δυνάμεις πίεσης, οι δυνάμεις ιξώδους και οι εξωτερικές δυνάμεις πεδίου $\mathbf{f}(x,y,z,t)=(f_x, f_y, f_z)$ που ενεργούν στο «κουτί». Οι εξισώσεις (B.11), (B.12) και (B.13) μπορούν, επίσης, να γραφούν διανυσματικά ως εξής:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{f} \quad (\text{B.14})$$

Αν δεν είναι παρούσες εξωτερικές δυνάμεις και αν η ροή είναι σταθερή και οι δυνάμεις ιξώδους είναι μηδέν, η εξίσωση ανάγεται (B.14) σε:

$$\begin{aligned} -\nabla p / \rho &= (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \\ &= \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}) - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

Η δεύτερη ισότητα στην εξίσωση (B.15) προέρχεται από μια ταυτότητα διανυσμάτων. Αν η ροή είναι μη περιστρεφόμενη, π.χ. $\nabla \times \mathbf{V} = 0$, η εξίσωση Bernoulli (B.16) προέρχεται απευθείας από την εξίσωση (B.15) και ισχύει μεταξύ δυο οποιονδήποτε σημείων μέσα στο πεδίο της ροής:

$$\rho + \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2 + w^2) = \text{constant} \quad (\text{B.16})$$

Αν η ροή είναι περιστρεφόμενη, μπορεί να δείχτεί από την εξίσωση (B.15) ότι η εξίσωση Bernoulli (B.16) εξακολουθεί να ισχύει, αλλά μόνο κατά μήκος μιας γραμμής ροής.

Για τη χρησιμοποίηση της εξίσωσης Bernoulli, είναι απαραίτητο η ροή να είναι σταθερή, να μην είναι παρούσες εξωτερικές δυνάμεις και η ροή να είναι ασυμπίεστη και χωρίς τριβές. Η εξίσωση Bernoulli, γενικά, ισχύει κατά μήκος μιας γραμμής ροής, αλλά, αν η ροή είναι μη περιστρεφόμενη, η εξίσωση ισχύει μεταξύ δυο οποιονδήποτε σημείων.

Οι εξισώσεις Navier-Stokes είναι δύσκολο να επιλυθούν και, συχνά, χρησιμοποιείται η ολοκληρωμένη διατύπωση της εξίσωσης (B.3) σε μηχανικά προβλήματα. Αν η ροή είναι σταθερή και η ροπή στις πλευρές ενός δακτυλιοειδούς όγκου ελέγχου είναι μηδέν, η ολοκληρωμένη ροπή της εξίσωσης ορμής (B.17) έχει ως εξής:

$$\mathbf{M} = \iint_{CS} \mathbf{r} \times \mathbf{V} \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{B.17})$$

όπου \mathbf{M} είναι μια άγνωστη ορμή που επιδρά στο ρευστό στον όγκο ελέγχου και \mathbf{r} είναι η ακτίνα από τον κυλινδρικό άξονα. Αν η ροή είναι ομοιόμορφη στην είσοδο και έξοδο του όγκου ελέγχου και η μόνη μη μηδενική συνιστώσα του \mathbf{M} είναι στην κατεύθυνση ροής z , η εξίσωση κινητήρα του Euler (B.18) μπορεί να εξαχθεί από την εξίσωση (B.17):

$$P = M_z \omega = \omega \dot{m} (r_1 V_{t,1} - r_2 V_{t,2}) \quad (\text{B.18})$$

P είναι η ισχύς που παίρνεται από τη ροή σε ένα μηχανικό άξονα, ω είναι η περιστροφική ταχύτητα του άξονα, V_t είναι η εφαπτομενική συνιστώσα της ταχύτητας, \dot{m} είναι η ροή μάζας στον όγκο ελέγχου και οι δείκτες 1 και 2 υποδηλώνουν την είσοδο και έξοδο του όγκου ελέγχου αντίστοιχα.

Μια άλλη σημαντική εξίσωση είναι η ολοκληρωμένη διατήρηση της ενέργειας ή ο πρώτος νόμος θερμοδυναμικής για έναν όγκο ελέγχου που για σταθερή ροή είναι η εξίσωση (B.18):

$$P + Q = \iint_{CS} \left(u_t + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right) \rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{B.19})$$

όπου P και Q είναι η μηχανική ισχύς και ο ρυθμός μεταφοράς θερμότητας που προστίθεται στον όγκο ελέγχου και u_t είναι η εσωτερική ενέργεια.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙΙ: ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΙ

| | |
|--------------|--|
| a | συντελεστής αξονικής επαγωγής $(V - V_D)V = u_i / V$ |
| A_R | σαρωμένη περιοχή δρομέα ή ισοδύναμα, περιοχή δίσκου ενέργειας, $\pi D^2/4(\text{m}^2)$ |
| c | χορδή αεροτομής (m) |
| C_l | συντελεστής άνωσης, (άνωση αεροτομής) $\frac{1}{2} \rho V^2 c$ |
| C_d | συντελεστής αντίστασης, (αντίσταση αεροτομής) $\frac{1}{2} \rho V^2 c$ |
| $C_{D,ax}$ | συντελεστής αξονικής δύναμης, $D_{ax}/A_R \frac{1}{2} \rho V^2$ |
| C_T | συντελεστής ώσης, $P/A_R \frac{1}{2} \rho V^2$ |
| C_P | συντελεστής ισχύος, $P/A_R \frac{1}{2} \rho V^3$ |
| $C_{P,max}$ | μέγιστη τιμή του C_P σε συνθήκες σχεδιασμού |
| D | διάμετρος δρομέα (m) |
| D_{ax} | αξονική δύναμη στο δρομέα (Nt) |
| R (ή r) | ακτίνα δρομέα, $D/2$ (m) |
| u_i | επαγόμενη ταχύτητα στο επίπεδο του δρομέα (m sec^{-1}) |
| V | αδιατάρακτη ταχύτητα ανέμου (m sec^{-1}) |
| V_D | ταχύτητα ανέμου στη θέση δίσκου δρομέα (m sec^{-1}) |
| V_{ef} | τοπική αποτελεσματική ταχύτητα (m sec^{-1}) |
| V_w | ταχύτητα ανέμου στον μακρινό απόρου (m sec^{-1}) |
| α | γωνία πρόσπτωσης ($^\circ$) |
| Γ | δύναμη δίνης ($\text{m}^2 \text{sec}^{-1}$) |
| λ | αδιάστατη ταχύτητα ακροπτερυγίου, $\Omega r/V$ |
| ρ | πυκνότητα αέρα, περίπου ίση με 1.25 στο επίπεδο της θάλασσας (kg m^{-3}) |
| Ω | περιστροφική ταχύτητα δρομέα (rad sec^{-1}) |
| A | εμβαδόν (m^2) |
| a' | συντελεστής περιφερειακής επαγωγής |
| α_c | συντελεστής που χρησιμοποιείται στη διόρθωση Glauert |
| B | αριθμός πτερυγίων |
| C_n | συντελεστής κάθετης δύναμης |
| C_t | συντελεστής περιφερειακής δύναμης |
| C_θ | αξιμουθιακή συνιστώσα της απόλυτης ταχύτητας |
| E | ετήσια ενεργειακή παραγωγή (Wh) |
| F | δύναμη, συντελεστής απωλειών ακροπτερυγίου του Prandtl |
| F_N | αεροδυναμική δύναμη κάθετα στο επίπεδο του δρομέα (Nt) |
| F_T | αεροδυναμική δύναμη περιφερειακά στο επίπεδο του δρομέα (Nt) |
| H | ύψος πύργου (m) |
| h_R | συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας Rayleigh |
| h_W | συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας Weibull |

| | |
|------------|--|
| L | δύναμη άνωσης (Nt) |
| M | ροπή |
| m | μάζα ανά μονάδα μήκους |
| \dot{m} | ροή μάζας (kg/sec) |
| P | ισχύς (W) |
| p | πίεση |
| p_0 | ατμοσφαιρική πίεση |
| r | ακτίνα σε κάθε ακτινική θέση (m) , $r_h \leq r \leq r_t$ |
| T | ώση |
| u | ταχύτητα ανέμου στο επίπεδο του δρομέα ($m \text{ sec}^{-1}$) |
| u_i | ταχύτητα ανέμου στον μακρινό απόρο ($m \text{ sec}^{-1}$) |
| V_o | ταχύτητα ανέμου ($m \text{ sec}^{-1}$) |
| V_∞ | ταχύτητα στο άπειρο ($m \text{ sec}^{-1}$) |
| V_{rel} | ταχύτητα σχετική στο τμήμα αεροτομής ($m \text{ sec}^{-1}$) |
| θ | τοπική γωνία του πτερυγίου – pitch ($^\circ$) |
| μ | δυναμικό ιξώδες |
| ν | κινηματικό ιξώδες |
| σ | στερεότητα |
| φ | γωνία ροής ($^\circ$) |
| ω | γωνιακή ταχύτητα (sec^{-1}) |
| Δr | διάστημα (το πτερύγιο χωρίζεται σε έναν αριθμό διαστημάτων σύμφωνα με τη BEM μέθοδο) |

BIBΛIOΓΡΑΦΙΑ

1. A. C. Hansen and C. P. Butterfield, 'Aerodynamics of horizontal-axis wind turbines', *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 25, 115-149(1993).
2. H. Snel and Th. van Holten, 'Review of recent aerodynamical research on wind turbines with relevance to rotorcraft', *Aerodynamics and Aeroacoustics of Rotorcraft*, AGARD CP 552, August 1995, pp. 7-11.
3. J. N. Sorensen, 'A survey of CFD methods in rotor aerodynamics', *7th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Lyngby, November 1993.
4. R. E. Froude, 'On the part played in propulsion by differences of fluid pressure', *Trans. Inst. Naval Archil.*, 30 (1889).
5. F. W. Lanchester, 'A contribution to the theory of propulsion and the screw propeller', *Trans. Inst. Naval Archil.*, §7(1915).
6. A. Betz, 'Das Maximum der theoretisch moglichen Ausnützung des Windes durch Windmotoren', *Z. Gesamte Turbinewesen*, 26 (1920).
7. G. A. M. van Kuik, 'On the limitations of Froude's actuator disc', *Doctoral Thesis*, University of Eindhoven, 1991.
8. O. Igra, 'Research and development for shrouded wind turbines', *Proc. EWEC*, Hamburg, 1984.
9. Th. van Holten, 'Windmills with diffuser effect induced by small tip vanes', *Proc. Int. Symp. on Wind Energy Systems*, Cambridge, 1976.
10. O. de Vries, 'Fluid dynamic aspects of wind energy conversion', *AGARDograph AG-243*, 1979.
11. H. Glauert, 'Windmills and fans', in W. F. Durand (ed.), *Aerodynamic Theory*, Vol. 14, Division L, Dover, New York, 1963, pp. 324-340.
12. R. E. Wilson and P. B. S. Lissaman, 'Applied aerodynamics of wind power machines', *Oregon State University Report NSF/RAN-74113*, 1974.
13. P. Gorian, 'An invalid equation in the general momentum theory of the actuator disk', *A/A A*, 10(4), 543-544, April 1972.
14. A. C. Hansen, 'Yaw dynamics of horizontal axis wind turbines: final report', *NREL Technical Report*, 442-4822, 19.
15. J. G. Schepers and H. Snel, 'Dynamic inflow: yawed conditions and partial span pitch control', *ECN-C-95-056*, 1995.
16. G. H. Goankar and D. A. Peters, 'Review of dynamic inflow modelling for rotorcraft flight mechanics', *Vertica*, 12(3), 213-242(1988).
17. H. Snel and J. G. Schepers, 'Joint investigation of dynamic inflow effects and implementation of an engineering method', *ECN-C-94-107*, 1994.
18. H. J. van Grol, H. Snel and J. G. Schepers, 'Wind turbine benchmark exercise on mechanical loads, Volume 1, Part A and B. A state of the art report', *ECN-C-91-031*, 1991.
19. H. A. Madsen, 'Application of actuator surface theory on wind turbines', *Proc. 2nd IE A Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Lyngby, 1988.
20. F. J. Simoes and J. M. R. Graham, 'Prediction of loading on a horizontal axis wind turbine using a free vortex wake model', *Proc. BWEA Conf.*, 1991.
21. R. BareiB, G. Guidati and S. Wagner, 'Wake simulation for wind turbines with a free, prescribed and hybrid wake method', *Proc. 10th IE A Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996 (accepted for publication).
22. S. G. Voutsinas, 'Development of a new generation of design tools for HAWT', *Final Report of the JOU2-CT92-0113 CEC Project*, 1995.
23. H. Snel, 'Some observations concerning blade-element-momentum (BEM) methods and vortex wake methods, including numerical experiments', *Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996, pp. 3-22.
24. N. J. Vermeer, 'How big is a tip vortex?', *Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996, pp. 77-82.
25. Th. van Holten, 'On the validity of lifting line concepts in rotor analysis', *Vertica*, 1, (1977).
26. G. J. W. van Bussel, 'The aerodynamics of horizontal axis wind turbines rotors explored with asymptotic expansion methods'. Doctoral Thesis, Delft University, 1995.
27. G. J. W. van Bussel, 'The application of advanced rotor (performance) methods for design calculations', *Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996 (accepted for publication).
28. H. A. Madsen, 'A CFD analysis of the actuator disc flow compared with momentum theory results', *Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996 (accepted for publication).
29. A. BJORCK, 'Dynamic stall and three-dimensional effects', *Final Report for the EC*

- DCXII Joule II Project JOU2-CT93-0345, FFA TN 1995-31, 1995.
30. V. K. Truong, 'A 2D dynamic stall model based on a Hopf bifurcation', *Nineteenth European Rotorcraft Forum*, Cernobbio, 1993, Paper C23.
 31. J. Gould and S. P. Fiddes, 'Computational methods for the performance prediction of HAWTs', *Proc. EWEC*, Amsterdam, 1991, pp. 29-33.
 32. H. A. Madsen, C. Bak, P. Fuglsang and F. Rasmussen, 'The phenomenon of double stall', *Proc. EWEC*, Dublin, 1997.
 33. J. L. van Ingen, 'A suggested semi-empirical method for the calculation of the boundary layer region', Report VTH-74, Delft University of Technology, Dept. of Aeronautical Engineering, 1956.
 34. A. M. O. Smith, 'Transition, pressure gradient and stability theory', *Proc. IX Int. Congr. of Applied Mechanics*, Brussels, 1956.
 35. W. P. Jones and B. E. Launder, 'The calculation of low Reynolds number phenomena with a two equation model of turbulence', *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16, 1119-1130 (1973).
 36. D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, La Canada, CA, 1993.
 37. F. R. Menter, 'Zonal two equation $k-w$ models for aerodynamic flows', *AIAA Paper 93-2906*, 1993.
 38. G. R. Srinivasan, J. A. Ekaterinaris and W. J. McCroskey, 'Evaluation of turbulence models for unsteady flows on an oscillating airfoil', *Comput. Fluids*, 24, (1995).
 39. J. N. Sørensen, 'Three level viscous-inviscid interaction technique for the prediction of separated flow past rotating wing', *PhD Thesis, AFM-83-03*, Technical University of Denmark, 1986.
 40. P. Bunniss, 'Detailed measurements in the boundary layer by LDA. Experimental data', *University of Bristol, Department of Aerospace Engineering Report 737*, 1995.
 41. H. Snel, 'Scaling laws for the boundary layer flows on rotating wind turbine blades', *Proc. 4th IEA Symp. On Aerodynamics of Wind Turbines*, Rome, 1991.
 42. H. Snel, R. Houwink and J. Bosschers, 'Sectional prediction of lift coefficients on rotating wind turbine blades in stall', *ECN-C-93-052*, 1994.
 43. W. P. Wolfe and S. S. Ochs, 'Predicting aerodynamic characteristics of typical wind turbine airfoils using CFD', *Sandia Report SAND96-2345*, 1997.
 44. G. M. Gregorek, M. J. Hoffman and M. J. Berchak, 'Steady state and oscillatory aerodynamic characteristics of a NACA 0012 airfoil', Data Report, Ohio State University, 1989.
 45. P. K. Chaviaropoulos, 'Investigating dynamic stall, 3-D and rotational effects on wind turbine blades by means of an unsteady quasi-3D Navier Stokes solver', *Proc. 10th IEA Symp. on Aerodynamics of Wind Turbines*, Edinburgh, 1996, pp. 175-182.
 46. M. O. L. Hansen, N. N. Sørensen, J. N. Sørensen and J. A. Michelsen, 'A global Navier Stokes rotor prediction model', *AIAA paper 97-0970*, 1997.
 47. R. L. Hales, 'Dynamic stall on horizontal axis wind turbines', *Proc. EWEC*, Amsterdam, 1991, pp.34-39
 48. J. G. Schepers, A. J. Brand, A. Bruining, J. M. R. Graham, M. M. Hand, D. G. Infield, H. A. Madsen, R. J. H. Paynter and D. A. Simms, *Final Report of IEA Annex XIV: Field Rotor Aerodynamics*, ECN-C-97-027, 1997.
 49. G. Ronsten, 'Static pressure measurements on a rotating and non rotating 2'375m wind turbine blade. Comparison with 2D calculations', *J. Wind Engng. Ind. Aerodyn.*, 39, (1992).
 50. M. J. Hoffman, R. R. Ramsay and G. M. Gregorek, 'Unsteady aerodynamic performance of wind turbine airfoils', *Proc. AWEA Wind Power 94 Conf.*, Minneapolis, MN, May 1994, pp. 583-594.
 51. J. L. Tangier and D. M. Somers, 'Status of the special purpose airfoil families', *Windpower '87 Conf.*, San Francisco, CA, 1987, pp. 99-105.
 52. A. Bjorck, 'Co-ordinates and calculations for the FFA-W1-xxx, FFA-W2-xxx and FA-W3-xxx series of airfoils for horizontal axis wind turbines', *FFA TN 1990-15*, 1990.
 53. P. Fuglsang and K. S. Dahl, 'Multipoint optimization of thick high lift airfoil for wind turbines', *Proc. EWEC*, Dublin, 1997.
 54. F. M. White, *Viscous Flow Theory*, McGraw-Hill, New York, 1974.
 55. Thomdahlj, Munch-Pedersen (1996). *Danskeelproducerendevindmaller1892-1962. Fra Foul La Cours idealmolle til Johannes Juuls Gedser malle* (in Danish). The Danish Museum of Electricity, Bjerringbro, Denmark.
 56. White, F.M. (1991). *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, New York, London.
 57. Schlichting, H. (1968). *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill, New York, London.

58. Abbot, H. and von Doenhoff, A.E. (1959). *Theory of Wing Sections*. Dover Publications, New York.
59. Milne-Thomson, L.M. (1952). *Theoretical Aerodynamics*. Macmillan, London.
60. Schlichting, H. and Truckenbrodt, E. (1959). *Aerodynamik des Flugzeuges* (in German). Springer-Verlag, Berlin.
61. Hansen, M.O.L., Sørensen, J.N., Michelsen, J.A. and Sørensen, N.N. (1997). A Global Navier-Stokes Rotor Prediction Model. AIAA 97-0970 paper, 35th Aerospace Sciences Meeting 8c Exhibition, 6-10 January, Reno.
62. Wilson, R.E. and Lissaman, P.B.S. (1974). *Applied Aerodynamics of Wind Power Machines*. Oregon State University, Corvallis, OR.
63. Eggleston, D.M. and Stoddard, F.S. (1987). *Wind Turbine Engineering Design*. Van Nostrand Reinhold, New York.
64. Glauert, H. (1935). Airplane Propellers. In Durand W.F. (ed), *Aerodynamic Theory*, Vol. 4, Division L, pp. 169-360. Dover Publications, Inc., New York.
65. de Vries, O. (1979). *Fluid Dynamic Aspects of Wind Energy Conversion*. AGARDograph No. 243, NATO Research 8c Technology Association, Neuilly-sur-Seine, France.
66. Gilbert, B.L. and Foreman, K.M. (1983). Experiments with a Diffuser-Augmented Model Wind Turbine. *Journal of Energy Resources Technology* 105, 46-53.
67. Hansen, M.O.L., Sørensen, N.N. and Flay, R.G.J. (1999). Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine. In *Proceedings of 1999 European Wind Energy Conference and Exhibition*, pp. 322-324, March 1999, Nice.
68. Oye, S., (1983). *FIX Dynamisk, Aeroelastisk Beregning af Vindmøllevinge* (in Danish). Department of Fluid Mechanics, DTU, AFM83-08, Danish Technical University, Lyngby.
69. Spera, D.A. (1994). *Wind Turbine Technology*. ASME Press, New York.
70. Troen, I. and Petersen E.L. (1989). *European Wind Atlas*. Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark.
71. Dansk Ingeniørforenings og ingeniør-sammenslutningens Norm for, *Last og sikkerhed for vindmøllekonstruktioner*, DS 472, May 1992. (Danish standard)
72. Paulsen, U.S. (1995). *Konceptundersøgelse Nordtank NTKSOO/41 Strukturelle fæster* (in Danish). Risø-I-936(DA). Rise National Laboratory, Roskilde, Denmark.
73. Oye, S. (1996). FLEX4 Simulation of Wind Turbine Dynamics. In proceedings of 28th IEA Meeting of Experts, *State of the Art of Aeroelastic Codes for Wind Turbine Calculations*. (Available through the IEA).
74. Sørensen J.N. (1983). *Beregning af banekurver og kastetængder for afrevne vindmøllevinger* (in Danish). Department of Fluid Mechanics DTU, AFM83-06, Danish Technical University, Lyngby.
75. Timoshenko, S.P. and Gere, J.M. (1972). *Mechanics of Materials*, van Nostrand Reinhold New York, London.
76. Oye, S. (1978). *Beregning af tværsnitkonstanter for bjælker med inhomogen tværsnit* (in Danish), AFM notat VK-45-781201. (Available, by written request, from The Technical University of Denmark, Department of Energy Engineering, Fluid Mechanics Section).
77. Oye, S. (1988). *Projekt K 30m Glasfibervinge, Teknisk beskrivelse* (in Danish), AFM 88-12. (Available, by written request, from The Technical University of Denmark, Department of Energy Engineering, Fluid Mechanics Section).
78. Clough, R.W. and Penzien, J. (1993). *Dynamics of Structures*. 2nd edn McGraw-Hill, New York, London.
79. Walker, J.F. and Jenkins, N. (1997). *Wind Energy Technology*. John Wiley & Sons, Chichester.
80. Veers, P.S. (1988). *Three-dimensional Wind Simulation*. SANDIA REPORT, SAND88-0152 UC-261, Sandia National Laboratories, Livermore, CA.
81. *Expert Group Study on Recommended Practices for Wind Turbine Testing and Evaluation. 3. Fatigue Loads* (1990). 2nd edn. IEA Wind Energy Conversion Systems.
82. Dansk Ingeniørforenings norm for stalkonstruktioner, DS 412, April 1983 (Danish standard).
83. Martin O.L. Hansen, *Aerodynamics of Wind Turbines*, James & James (Science Publishers) Ltd
84. Γ. Μπεργελέζ, *Ανεμοκινητήρες*, Εκδόσεις Συμείων
85. Michael Halvorson, *Microsoft Visual Basic 6.0 Professional Βήμα Βήμα*, Εκδόσεις Κλειδάριθμος 2001