



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

Μόνιμες και μη μόνιμες μετρήσεις πιέσεων και φορτίων  
ορθογωνικής πτέρυγας

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
Του  
ΓΕΩΡΓΙΟΥ Ι. ΖΗΣΟΠΟΥΛΟΥ

Επιβλέπων: Μαθιουλάκης Δημήτριος

Καθηγητής Ε.Μ.Π

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Αθήνα , Μαρτιος 2018





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
Του  
ΓΕΩΡΓΙΟΥ Ι. ΖΗΣΟΠΟΥΛΟΥ

Επιβλέπων: Μαθιουλάκης Δημήτριος

Καθηγητής Ε.Μ.Π

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

.....

.....

.....

Βουτσινάς Σπυρίδων

Ριζιώτης Βασίλειος

Μπούρης Δημήτριος

Επίκουρος

Αναπληρωτής

Καθηγητής Ε.Μ.Π

Καθηγητής Ε.Μ.Π

Καθηγητής Ε.Μ.Π

(Υπογραφή)

.....

**ΓΕΩΡΓΙΟΣ ΖΗΣΟΠΟΥΛΟΣ**

Διπλωματούχος Μηχανολόγος Μηχανικός Ε.Μ.Π.

© 2017 - All rights reserved



# Ευχαριστίες

Κατ' αρχάς, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή κ. Μαθιουλάκη Δημήτρη για την επίβλεψη αυτής της διπλωματικής εργασίας και για την ευκαιρία που μου έδωσε να την εκπονήσω στο εργαστήριο Αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα τον υποψήφιο διδάκτορα και φίλο Γκίολα Δημήτρη για τη πολύτιμη βοήθεια του τόσο κατά τη διεξαγωγή του πειράματος, όσο και κατά την επεξεργασία των μετρήσεων. Ευχαριστώ την οικογένεια μου για τη στήριξη – πνευματική και υλική- που μου παρέχουν όλα αυτά τα χρόνια, καθώς και όλες/όλους τις φίλες/φίλους που μου συμπαραστάθηκαν με οποιονδήποτε τρόπο κατά την εκπόνηση της παρούσας εργασίας. Ένα πολύ ιδιαίτερο ευχαριστώ στο Θάνο.







# Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία περιγράφονται πειραματικές μελέτες πτέρυγας NACA 64418. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με χρήση επιμηκυνσιομέτρων (strain gauge) για την εύρεση των αεροδυναμικών φορτίων άνωσης και αντίστασης υπό συνθήκες πρόνευσης (pitching, unsteady case) καθώς και αισθητήρες πίεσης για την κατανομή της πίεσης στην επιφάνεια της πτέρυγας υπό μόνιμες συνθήκες ροής (steady case). Λαμβάνουμε υπόψη την επίδραση της μεταβαλλόμενης συχνότητας για διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης συναρτήσει του χρόνου.

Όλες οι μετρήσεις διεξήχθησαν στην αεροσήραγγα κλειστού κυκλώματος του εργαστηρίου αεροδυναμικής σε  $Re = 0.85 \times 10^6$ . Αρχικά μελετήθηκε η αεροδυναμική της πτέρυγας σε κατάσταση ακινησίας (steady state) για γωνίες πρόσπτωσης από  $-7^\circ$  ως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$  μοίρες καθώς και για  $+80^\circ$  ως  $+100^\circ$  με βήμα  $5^\circ$  μοίρες. Στη συνέχεια μελετήθηκε η περίπτωση συμμετρικής κίνησης της αεροτομής, με τη χρήση βηματικού κινητήρα (stepper motor), για την οποία αναπτύχθηκε κατάλληλο λογισμικό. Η εξίσωση της γωνίας πρόσπτωσης είναι ημιτονοειδής ταλάντωση με μέση γωνία πρόσπτωσης από  $-5^\circ$  έως  $+15^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και βήμα  $5^\circ$  και από  $-3^\circ$  έως  $+13^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και βήμα  $4^\circ$  για συχνότητα ταλάντωσης 1-2 Hz αντίστοιχα. Η αδιάστατη συχνότητα  $k$  λαμβάνει τις τιμές {0,05, 0,112}.

## Abstract

The current thesis describes experimental studies of airfoil NACA 64418. Measurements were conducted using strain gauge to find the aerodynamic loads of lift and drag under pitching (unsteady case) as well as pressure sensors for the distribution of surface pressure in the surface of the airfoil under steady case conditions. We take into account the effect of the variable frequency on different angles of incidence over time.

All measurements were conducted in the laboratory of aerodynamics in the closed circuit wind tunnel at  $Re = 0.85 \times 10^6$ . Initially, the aerodynamics of the wing was studied in steady state for incidence angles from  $-7^\circ$  to  $+19^\circ$  with  $2^\circ$  degrees increments as well as  $+80^\circ$  to  $+100^\circ$  with  $5^\circ$  degrees increments. Then the symmetric movement of the airfoil was studied, using a stepper motor, for which appropriate software has been developed. The incident angle equation is a sinusoidal oscillation with an average incidence angle of  $-5^\circ$  to  $+15^\circ$  with an amplitude of  $4^\circ$  and an increment of  $5^\circ$  and from  $-3^\circ$  to  $+13^\circ$  with an amplitude of  $6^\circ$  and an increment of  $4^\circ$  for oscillation frequency of 1-2 Hz, respectively. The non-dimensional frequency  $k$  takes the values {0.05, 0.112}



# Περιεχόμενα

<i>Περίληψη</i> .....	1
<i>Περιεχόμενα</i> .....	3
<i>Εισαγωγή</i> .....	5
1.1 Οργάνωση του τόμου .....	6
<i>Βιβλιογραφική επισκόπηση</i> .....	7
2.1 Mean angle of attack effects.....	9
2.2 Η επίδραση της συχνότητας σε πρόνευση.....	11
2.3 Dynamic stall and stall flutter .....	11
2.4 Stall Regimes.....	13
2.4.1 Light stall .....	14
2.4.2 Deep stall.....	15
2.5 Μοτίβα ομόρρου: δρόμοι στροβίλων Karman .....	16
2.6 Βαθμός απόδοσης της πρόωσης .....	20
<i>Στοιχεία θεωρίας</i> .....	25
3.1 Μη μόνιμη αεροδυναμική, ροή γύρω από λεπτή αεροτομή.....	25
3.2 Ημιτονοειδής ταλάντωση σε πρόνευση .....	31
<i>Πειραματική διάταξη, εξοπλισμός και μεθοδολογία</i> .....	33
4.1 Πειραματική διάταξη και εξοπλισμός .....	33
4.1.1 Αεροδυναμική σήραγγα.....	33
4.1.2 Μηχανισμός πρόσδεσης και κίνησης της πτέρυγας .....	34
4.1.3 Ελεγκτές και κινητήρες.....	35
4.1.4 Arduino.....	36
4.1.5 Variable Frequency Drive – VFD.....	37
4.1.6 Πτέρυγα.....	38
4.2 Η μέθοδος του Flow visualization .....	41
<i>Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων</i> .....	43
5.1 Κώδικας MATLAB.....	43
5.2 Ανάλυση Δεδομένων.....	43
5.2.1 Κίνηση της αεροτομής σε πρόνευση .....	43
5.2.2 Μετρήσεις πίεσης σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης.....	47
5.2.3 Ακίνητη πτέρυγα .....	50
5.2.4 Κινούμενη πτέρυγα.....	56
<i>Επίλογος</i> .....	68
6.1 Συμπεράσματα .....	68
6.2 Μελλοντικές Επεκτάσεις .....	70
<i>Κώδικας</i> .....	71
<i>Βιβλιογραφία</i> .....	88



# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

Η ροή γύρω από αεροδυναμικές επιφάνειες υπήρξε ένα σημαντικό θέμα της Μηχανική των Ρευστών κατά το μεγαλύτερο μέρος του εικοστού αιώνα. Για απλότητα, ασταθή φαινόμενα (unsteady effects) συχνά αγνοήθηκαν. Ωστόσο, στις περισσότερες σύγχρονες ρευστοδυναμικές εφαρμογές συναντώνται ή δημιουργούνται ασταθή φαινόμενα ροής, είτε σκόπιμα είτε όχι, για τουλάχιστον ένα μέρος των συνθηκών λειτουργίας τους. Οι μελέτες σχετικά με τη μη μόνιμη ροή αεροτομής έχουν κινητοποιηθεί κυρίως από προσπάθειες να αποφευχθούν ή να μειωθούν ανεπιθύμητες επιπτώσεις όπως πτερυγισμός, δονήσεις, αποβολή στροβιλότητας και δυναμική υστέρηση (dynamic stall). Αυτό απαιτεί την πρόβλεψη του μεγέθους και της φάσης (ή time lag) των ασταθών ρευστοδυναμικών φορτίων σε αεροδυναμικές επιφάνειες.

Πολλά σημαντικά χαρακτηριστικά της μη μόνιμης αεροδυναμικής συμπεριφοράς μπορούν να περιγραφούν από τη γραμμική θεωρία λεπτών αεροτομών. Οι δυνάμεις ρευστού-δυναμικής πίεσης που δρουν σε μια λεπτή επιφάνεια ανύψωσης με κλίση σε μικρή γωνία σε σχέση με την πλησιέστερη ροή είναι ανάλογες με την πραγματική γωνία προσβολής και με το τετράγωνο της ταχύτητας της ροής. Εάν είτε το σώμα είτε η ροή μεταβάλλεται, το ίδιο κάνει και η κυκλοφορία και η κατανομή της πίεσης και κάθε αλλαγή στην κυκλοφορία κατά το μήκος (εκπέτασμα) του σώματος συνοδεύεται από την αποβολή στροβιλότητας, από την ακμή εκφυγής προς τον ομόρρου. Αυτή η μεταβαλλόμενη στροβιλότητα στον ομόρρου είναι ένα σημαντικό διακριτό χαρακτηριστικό της αστάθειας σε αεροτομές (unsteady airfoils). Μεταξύ των πιο γνωστών και πιο διαφωτιστικών αναλύσεων αυτής της τάξης των προβλημάτων είναι αυτά του Theodorsen (1935) και von Karman & Sears (1938), ο οποίος θεωρούσε μια λεπτή επίπεδη πλάκα και ένα κατακόρυφο επίπεδο ομόρρου σε ασυμπίεστο ρευστό. Για περιοδικές ταλαντώσεις της αεροτομής ή της ροής, τα ρευστοδυναμικά φαινόμενα χαρακτηρίζονται από μία αδιάστατη παράμετρο της συχνότητας  $k = \omega c / 2U_\infty$ , όπου  $\omega$  είναι η κυκλική συχνότητα της ταλάντωσης,  $c$  είναι η χορδή της αεροτομής, και  $U_\infty$  είναι η μέση ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος.

Πειράματα επίσης έχουν γίνει ώστε να κατανοηθούν κάποια δυναμικά ευεργετικά αποτελέσματα της αστάθειας, όπως η προωθητική απόδοση της κίνησης πτερυγισμού (flapping motion), η ελεγχόμενη παραγωγή περιοδικών στροβίλων (periodic vortex generation) και η υστέρηση απώλειας στήριξης (stall delay) και βελτίωση της απόδοσης των στροβιλομηχανών, των δρομέων ελικοπτέρων και ανεμογεννητριών με τον έλεγχο των ασταθών δυνάμεων με βέλτιστο τρόπο. Οι περισσότερες από αυτές τις μελέτες και εφαρμογές αφορούν είτε την περιοδική κίνηση μιας αεροτομής σε ένα ομοιόμορφο ρεύμα ή περιοδικές διακυμάνσεις στην ροή.

## 1.1 Οργάνωση του τόμου

Η εργασία αυτή είναι οργανωμένη σε έξι κεφάλαια: Στο Κεφάλαιο 2 δίνεται η βιβλιογραφική επισκόπηση των φαινομένων που σχετίζονται με το pitching (πρόνευση) αεροτομών και την υπάρχουσα έρευνα του φαινομένου. Αρχικά περιγράφονται οι εφαρμογές του φαινομένου και στη συνέχεια η μορφολογία της ροής και οι παράγοντες που επιδρούν σε αυτή. Στο Κεφάλαιο 3 δίνεται το θεωρητικό υπόβαθρο και οι μαθηματικές εξισώσεις που διέπουν το φαινόμενο. Στο Κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη καθώς και ο εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη εργασία. Στο Κεφάλαιο 5 πραγματοποιείται η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων για όλες τις περιπτώσεις που διερευνήθηκαν. Τέλος στο Κεφάλαιο 6 δίνεται η συνεισφορά αυτής της διπλωματικής εργασίας, καθώς και μελλοντικές επεκτάσεις.

## Κεφάλαιο 2

### Βιβλιογραφική επισκόπηση

Η ροή των αεροτομών έχει μελετηθεί για περίπου έναν αιώνα εξετάζοντας τη θεωρία λεπτής αεροτομής (Munk, 1922) που εφαρμόζεται σε μόνιμες ροές αεροτομής. Αυτές οι μελέτες είναι η αιχμή της αεροναυτικής έρευνας, η οποία επιτρέπει τη συνεχή βελτιστοποίηση των αεροναυτικών προφίλ στα σύγχρονα αεροσκάφη. Τα αποτελέσματα μη μόνιμης ροής αγνοούνταν συνήθως για απλότητα κατά τη διάρκεια της πειραματικής έρευνας· επομένως η μόνιμη ροή γύρω από αεροτομές είναι ευρέως μελετημένη και αρκετά κατανοητή. Ωστόσο, αυτή η προσέγγιση δεν αρκεί για τη μοντελοποίηση της τυρβώδους ροής στην ακμή εκφυγής κατά τη διάρκεια μιας πτήσης. Η μη μόνιμη ροή είναι ένα εγγενές τμήμα της ροής, όπου υπάρχουν πολύ περισσότερες μεταβλητές που μπορούν να αλλάξουν, οι οποίες δεν μπορούν να ληφθούν υπόψη κατά τη διάρκεια μελετών μόνιμης ροής σε αεροδυναμική σήραγγα που έγιναν σε αεροτομές. Αυτές οι μελέτες χρησιμοποιήθηκαν για να εξετάσουν μια πλήρως αναπτυγμένη ροή πέρα από το πτερύγιο για να προβλέψουν συντελεστές στατικής υστέρησης και αεροδυναμικής ως μεταβλητές της γωνίας πρόσπτωσης. Για μόνιμη ροή σε αεροτομές, η ροή συναντά το τοίχωμα της αεροτομής και προσκολλάται σε αυτό, σχηματίζοντας ένα στρωτό οριακό στρώμα. Κατά τη μετάβαση από τη στρωτή ροή σε τυρβώδη ροή, σχηματίζεται μια φυσαλίδα αποκόλλησης της ροής κοντά στην ακμή πρόσπτωσης της αεροτομής, δημιουργώντας μια περιοχή αντιστροφής της ροής. Στη συνέχεια το οριακό στρώμα επανακολλάται σε τυρβώδη ροή μέχρι να φτάσει στο σημείο αποκόλλησης στην ακμή εκφυγής και δημιουργεί έτσι ένα αποκολλημένο τυρβώδες στρώμα διάτμησης. Καθώς αυξάνονται οι γωνίες πρόσπτωσης, το σημείο αποκόλλησης από την ακμή εκφυγής προχωράει ανάντι στην πλευρά υποπίεσης μέχρι να φτάσει στη φυσαλίδα μετάβασης. Σε αυτό το σημείο η ροή δεν επανακολλάται μετά την αποκόλληση, η φυσαλίδα "εκρήγνυται" και στη συνέχεια δημιουργείται μια χωριστή περιοχή τυρβώδους ροής, που οδηγεί σε απώλεια στήριξης.

Η ροή συμπεριφέρεται με διαφορετικό τρόπο για αεροτομή σε μη μόνιμη ροή, καθώς ο κατακόρυφος άξονας είναι τώρα εξαρτώμενος από το χρόνο λόγω της αστάθειας και οι συντελεστές αεροδυναμικής μπορούν να αλλάξουν αναλόγως. Η απώλεια στήριξης ενός σώματος υπό μη μόνιμη ροή είναι αρκετά περίπλοκη σε σύγκριση με τη στατική. Οι μελέτες σχετικά με τη μη μόνιμη ροή γύρω από αεροτομές ξεκίνησαν αρχικά στο τέλος του 1970, ως προσπάθεια μοντελοποίησης και κατανόησης της συμπεριφοράς της ροής, όταν εξετάζεται η προσθήκη της κίνησης τόσο του σώματος όσο και διακύμανσης της ροής και για να μελετηθεί η αναταραχή στην ροή στην ακμή εκφυγής.

Η μη μόνιμη ροή παρατηρείται εύκολα στη ροή των ροτόρων και των ανεμογεννητριών, αλλά υπάρχει και σε σταθερά πτερύγια, τα οποία μπορούν να ταλαντωθούν σε υψηλές συχνότητες κατά τη διάρκεια της πτήσης και στο πιο συναρπαστικό θέαμα, την πτήση πουλιών που δεν υπάρχει επαρκής κατανόηση λόγω των προκλήσεων στη δημιουργία και προσομοίωση μιας συσκευής που μπορεί να αναπαράγει όλη την κίνηση του περυγισμού των πτερυγίων των πουλιών. Σήμερα, η μοντελοποίηση του περυγισμού, κατά την εξέταση μιας δισδιάστατης προσέγγισης, είναι ο συνδυασμός μίας βύθισης (ή ανύψωσης) και μίας πρόνευσης (περιστροφικής) κίνησης. Όταν εξετάζουμε αυτό το είδος κίνησης, είναι δυνατόν να δούμε ευεργετικά αποτελέσματα της μη μόνιμης ροής, η οποία είναι ουσιαστικά σημαντική για την προωθητική απόδοση της κίνησης του περυγισμού. Η μη μόνιμη ροή είναι επίσης ένας τρόπος καθυστέρησης της δυναμικής απώλειας στήριξης για τον έλεγχο της δημιουργίας περιοδικών δινών και τη βελτίωση των επιδόσεων των στροβίλων και των ανεμογεννητριών ((McCroskey 1982)). Ως συνιστώσα μιας κίνησης περυγισμού, μια αεροτομή σε πρόνευση είναι ένας απλός τρόπος μελέτης και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εκτιμηθεί η επίδραση της δίνης στην ακμή εκφυγής στην επανασύνδεση της ροής. Λόγω της διακύμανσης της ροής, η κυκλοφορία κοντά στα τοιχώματα του αεροτομής ποικίλλει και συνοδεύεται από την εκτόνωση της ελεύθερης στροβιλότητας στον ομόρρου. Όταν η αεροτομή η οποία βρίσκεται σε πρόνευση φτάνει σε υψηλή γωνία πρόσπτωσης, η δίνη έχει ένα υψηλό ενεργειακό προφίλ, προκαλώντας την πτώση των δινών στην ακμή πρόσπτωσης και την επίτευξη δυναμικής απώλειας στήριξης, προκαλώντας μεγάλη απώλεια του συντελεστή της άνωσης και αύξηση της οπισθέλκουσας. Καθώς η γωνία πρόσπτωσης μειώνεται, η ροή επανακολλάται, καθυστερώντας σε σύγκριση με τη στατική απώλεια στήριξης, όπως βρέθηκε στα πειράματα της McAlister et al (1978) και Bertonet et al (2002).

Υπάρχουν δύο αναγνωρισμένα αεροδυναμικά αποτελέσματα που προκαλούν τις διαφορές μεταξύ δοκιμής και θεωρίας: ακτινική ροή και ασταθής αεροδυναμική ροή. Η μη μόνιμη αεροδυναμική ροή έχει αποδειχθεί από διάφορους ερευνητές ότι παράγει μια καθυστέρηση στην απώλεια στήριξης (dynamic stall delay) η οποία αυξάνει το μέγιστο συντελεστή άνωσης πάνω από αυτό της στατικής υστέρησης (static stall). Εκτός από αυτήν την υστέρηση (dynamic stall delay), αρνητική αεροδυναμική απόσβεση μπορεί να συμβεί για περιοδικές ταλαντώσεις (pitch oscillations). Αυτή η αρνητική απόσβεση προκαλείται από την υστέρηση του πτερυγίου σε στιγμές πρόνευσης έναντι καμπύλης γωνίας προσβολής, και μπορεί να προκαλέσει μεγάλες στρεπτικές εκτροπές του πτερυγίου καθώς και μεγάλο έλεγχο φορτίων.

Η προκύπτουσα πτέρυγα και οι καταπονήσεις που της προκαλούνται λόγω της απώλειας στήριξης (by stall) μπορούν να περιορίσουν την ταχύτητα πτήσης σε ένα ελικόπτερο. Επομένως, είναι επιτακτική ανάγκη οι επιπτώσεις της δυναμικής υστέρησης (dynamic stall) να είναι πλήρως κατανοητές. Επιπλέον, τα αποτελέσματα αυτά πρέπει να ενσωματωθούν σε αναλύσεις πτερυγίων ρότορα για να διαπιστωθεί αν

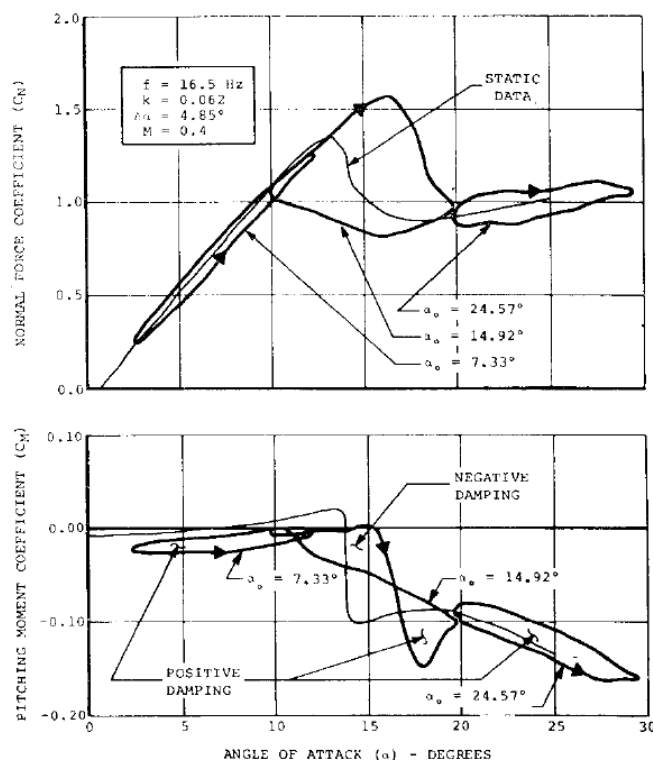


υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της δοκιμής και της θεωρίας και αν μπορούν να βελτιωθούν.

Πιο συγκεκριμένα η ταχύτητα και η ανυψωτική ικανότητα των σύγχρονων ελικόπτερων περιορίζονται από την υποχωρητική απώλεια στήριξης των πτερυγίων (retreating blade stall) που εκδηλώνεται με δύο τρόπους:

- 1) με ταχείες αυξήσεις της απαιτούμενης ισχύος για προωθούμενη ταχύτητα λόγω της αυξημένης οπισθέλκουσας δύναμης του ρότορα και
- 2) με ταχείες αυξήσεις του πτερυγίου του στροφείου και φορτία ελέγχου με ταχύτητα προς τα εμπρός.

Ο Liiva((Liiva 1969)) ασχολήθηκε με τις οι μεταβολές των βρόχων  $C_{N-\alpha}$  (Συντελεστής άνωσης) και  $C_{M-\alpha}$  (Συντελεστής ροπής) με  $\alpha_0, f$ , και  $M$  οι οποίες παρουσιάζονται για την αεροτομή Vertol 23010-1.58.



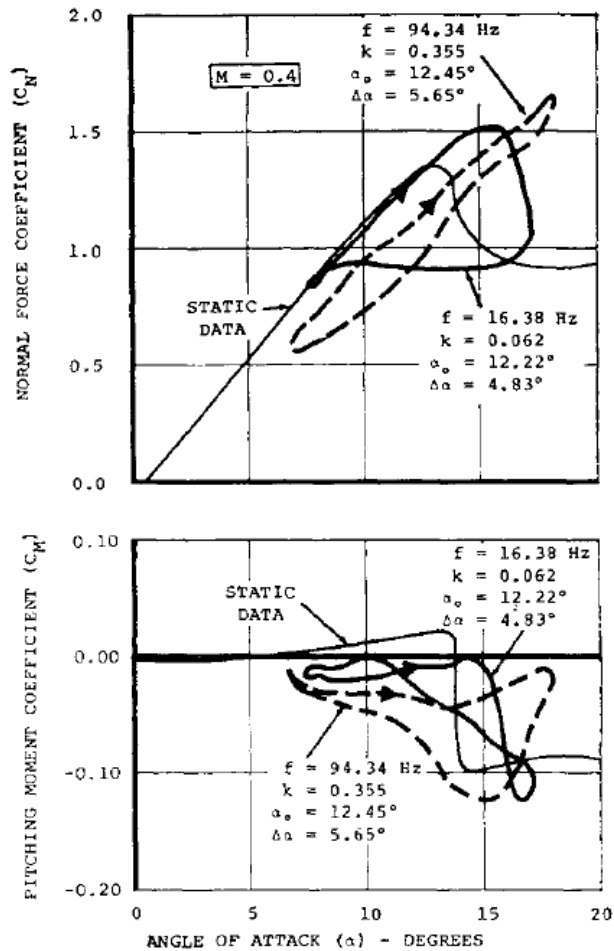
Σχήμα 2.1:Τυπικά αποτελέσματα ταλαντευόμενης αεροτομής σε πρόνευση

## 2.1 Mean angle of attack effects

Ένα τυπικό σύνολο καμπυλών απόκρισης συντελεστής ροπής(CM) και συντελεστής άνωσης(CN) συγκρίνεται με σταθερά δεδομένα στο Σχήμα 2.1 σε τιμές «0 πριν από την απώλεια στήριξης ( $\alpha_0 = 7,3^\circ$ ), σε απώλεια στήριξης ( $\alpha_0 = 14,9^\circ$ ), και μετά την απώλεια στήριξης ( $\alpha_0 = 24,6^\circ$ ). Η συχνότητα του μοντέλου, 16 Hz, είναι χαρακτηριστική της κίνησης 1 / rev ενός πτερυγίου. Η απόκριση CN και CM της αεροτομής σε  $7,3^\circ$  δείχνει το χαρακτηριστικό ελλειπτικό σχήμα που προβλέπεται από την κλασική θεωρία μη μόνιμης ροής σε αεροτομή.

Η περιοχή μέσα στο ίχνος CM (συντελεστής ροπής) υποδεικνύει την κίνηση ανά κύκλο ή την απόσβεση κύκλου. Η απόσβεση είναι θετική για κύκλωμα με αριστερόστροφη φορά. Οι περιοχές που περικλείονται από ένα κύκλωμα με δεξιόστροφη φορά αποσβένονται αρνητικά, δηλαδή το σύστημα της αεροτομής αφαιρεί ενέργεια από την ροή του αέρα. Αυτό μπορεί να οδηγήσει σε αύξηση του εύρους της ταλάντωσης με το χρόνο για ένα ελαστικό σύστημα, και είναι ακριβώς η κατάλληλη συνθήκη για πτερυγισμό.

Ο βρόχος ON για την  $\alpha_0 = 14,9^\circ$  δείχνει μια σημαντική αύξηση στη μέγιστη κανονική δύναμη πάνω από τη τιμή της απώλειας στήριξης σε μόνιμη ροή. Το αντίστοιχο ίχνος CM δείχνει σχεδόν ίσες περιοχές θετικής και αρνητικής απόσβεσης, υποδεικνύοντας ότι αυτή η συνθήκη εξουδετερώνει την ταλάντωση. Είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί ότι η ροπή απώλειας στήριξης πραγματοποιείται πριν από την άνοδο απώλειας στήριξης. Η ίδια κατάσταση βρέθηκε να υπάρχει σε δεδομένα πτητικών δοκιμών που λαμβάνονται από μετρήσεις πίεσης από Harris and Pruyn. Τα δεδομένα CN και CM σε  $\alpha_0 = 24,6^\circ$  αντιπροσωπεύουν πλήρως αποκολλημένη ροή με θετική απόσβεση.



Σχήμα 2.2.1: Οι επιπτώσεις της συχνότητας

## 2.2 Η επίδραση της συχνότητας σε πρόνευση

Το σχήμα 2.2.1 δείχνει την επίδραση της αύξησης της συχνότητας πρόνευσης από  $1/\text{rev}$  σε  $6/\text{rev}$  για μια δοκιμαστική κατάσταση σε απώλεια στήριξης. Αναφέρονται τρεις σημαντικές επιδράσεις:

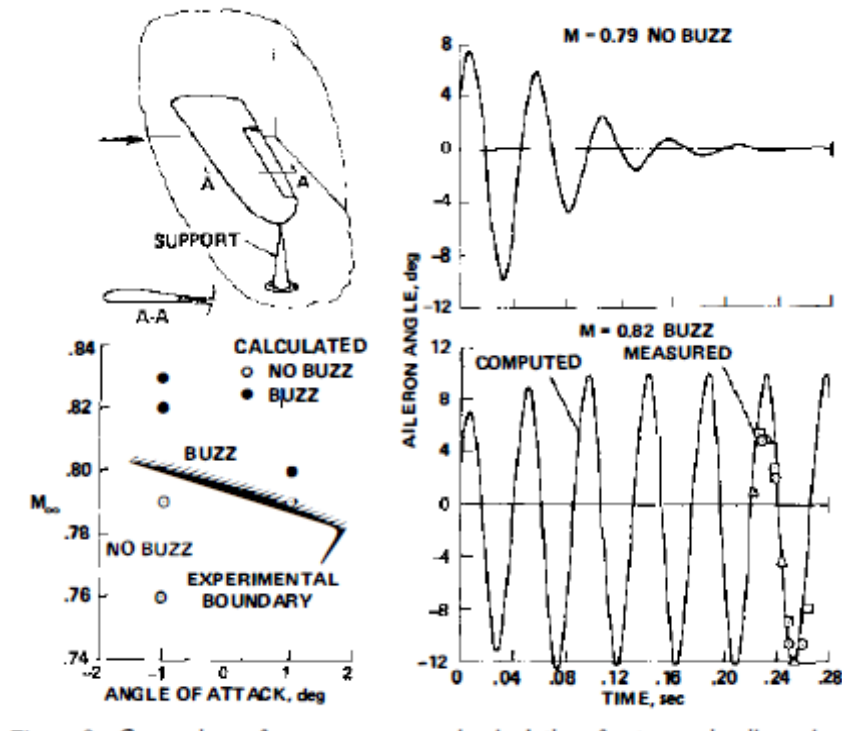
1) Η αεροτομή είναι εν μέρει αδρανής κατά τη διάρκεια της μείωσης-α μέρος του κύκλου για την περίπτωση υψηλότερης συχνότητας, παρόλο που το ίχνος του συντελεστή άνωσης δείχνει το χαρακτηριστικό ελλειπτικό σχήμα για ροή που δεν έχει υποστεί απώλεια στήριξης. Αυτό μπορεί να επιβεβαιωθεί με την παρατήρηση του βρόχου CN και συγκρίνοντας αυτό με τα δεδομένα  $\alpha_0 = 7,3^\circ$  από Σχήμα 2.1. Τα δεδομένα της ροπής της πρόνευσης σε υψηλή συχνότητα δείχνουν επίσης σαφή σημάδια απώλειας στήριξης, τόσο σε νόημα όσο και σε μέγεθος.

2) Η έναρξη της απώλειας στήριξης αναβάλλεται σημαντικά τόσο για το CN και το CM με αυξημένη συχνότητα.

3) Η ξαφνική απώλεια στήριξης η οποία είναι εμφανής στη χαμηλή συχνότητα δεν συμβαίνει στην υψηλή συχνότητα. Αυτό δείχνει ότι υπάρχει ένα ανώτατο όριο στο χρονικό ρυθμό μεταβολής της κυκλοφορίας στην αεροτομή.

## 2.3 Dynamic stall and stall flutter

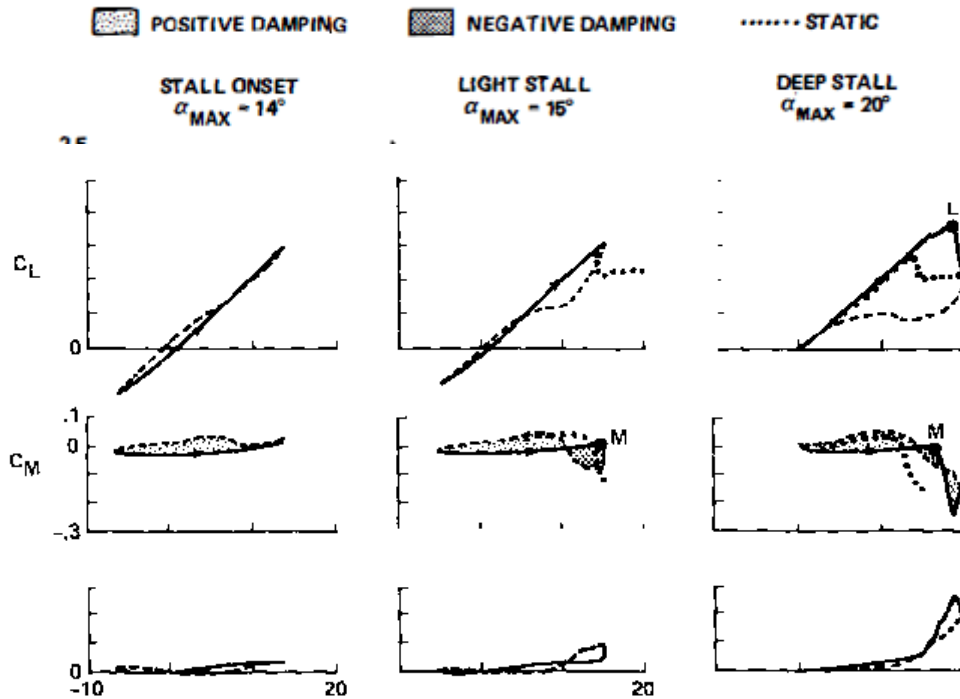
Ένας ορισμένος βαθμός αστάθειας συνοδεύει πάντα τη ροή πάνω από μία αεροτομή ή άλλη βελτιωμένη επιφάνεια ανύψωσης υπό υψηλή γωνία πρόσπτωσης, αλλά η απώλεια στήριξης (stall) ενός λεπτού σώματος που υφίσταται περιοδική κίνηση είναι ακόμα πιο περίπλοκη από τη στατική υστέρηση. Εάν η γωνία πρόσπτωσης ταλαντώνεται γύρω από μια μέση τιμή  $\alpha_0$  που είναι της τάξης της γωνίας της στατικής απώλειας στήριξης, αναπτύσσονται μεγάλες υστερητικές ρευστοδυναμικές δυνάμεις και ροπές σε σχέση με την στιγμιαία γωνία  $\alpha(t)$ . Οι μέγιστες τιμές των συντελεστών άνωσης, οπισθέλκουσας και ροπής μπορεί να υπερβούν σε μεγάλο βαθμό τους στατικούς ομολόγους τους, και όχι μόνο τη ποιοτική συμπεριφορά των CL, CD και CM που μπορεί να αναπαραχθεί παραλείποντας την ασταθή κίνηση της αεροτομής.



Σχήμα 2.3.1: Σύγκριση των μετρήσεων και υπολογισμών για το το διηχητικό aileron buzz

Επιπλέον, η στιγμιαία αεροδυναμική απόσβεση μπορεί να γίνει αρνητική κατά τη διάρκεια ενός τμήματος του κύκλου. Αυτό φαίνεται από τη διάσπαρτη σκίαση στην Εικόνα , προσαρμοσμένη από τους (J. McCroskey, W. Mcalister et al. 1982). Εάν η καθαρή απόσβεση κατά τη διάρκεια του κύκλου  $\zeta = -\phi C_M da$  είναι αρνητική, η αεροτομή εξάγει ενέργεια από τη ροή και οι ταλαντώσεις πρόνευσης τείνουν να αυξάνονται σε πλάτος, εάν δεν συγκρατηθούν. Αυτό, φυσικά, είναι η προϋπόθεση για το flutter, και σε αντίθεση με το γραμμικό τομέα που έχει περιγραφεί πιο πάνω, η υστέρηση στη μη μόνιμη ροής αποκόλληση και επανασύνδεση επιτρέπουν την εμφάνιση πτώσης σε ένα μόνο βαθμός ελευθερίας της κίνησης του ταλαντούμενου σώματος.

Σε πρακτικές εφαρμογές, γίνεται μερικές φορές διάκριση μεταξύ του stall flutter και της δυναμικής απώλεια στήριξης. Το stall flutter αναφέρεται σε ταλαντώσεις μιας ελαστικής πτέρυγας που προκαλούνται από ροή που έχει αποκολληθεί η οποία θα ήταν σταθερή στην απουσία οποιασδήποτε κίνησης του σώματος, αλλά γίνεται ασταθής από τις ταλαντώσεις του σώματος που προκαλούνται από τη ροή. Ο όρος δυναμικής απώλεια στήριξης, από την άλλη μεριά, συνήθως αναφέρεται σε ασταθή φαινόμενα αποκόλλησης της ροής σε αεροτομές που αναγκάζονται να εκτελούν περιοδική κίνηση, ταλάντωση ή σε περιπτώσεις όπου οι διαταραχές του πεδίου ροής προκαλούν μεταβατική υστέρηση. Το stall flutter και η δυναμική απώλεια στήριξης μοιράζονται πολλά κοινά χαρακτηριστικά. η κύρια ρευστοδυναμική διαφορά τους είναι ότι το εύρος της κίνησης είναι συχνά μικρότερο στο αεροελαστικό φαινόμενο.



Σχήμα 2.3.2: Ασταθείς δυνάμεις και στιγμές σε τρία καθεστάτα δυναμικής στάσης:  $M_{\infty} = 0,3$ ,  $\alpha = \alpha_0 + 10^\circ \cos \omega t$ ,  $k = 0,10$ .

## 2.4 Stall Regimes

Ένας από τους λόγους για τους οποίους είναι δύσκολο να αναλυθεί και να προβλεφθεί η δυναμική απώλεια στήριξης σε σχέση με τη στατική είναι η εξάρτησή της από έναν πολύ μεγαλύτερο αριθμό παραμέτρων. Το σχήμα 2.4.1 απαριθμεί τα πιο σημαντικά και παρέχει μια ιδέα της σημασίας τους για τον καθορισμό των διακρίσεων μεταξύ στατικών και δυναμικών περιπτώσεων. Πειράματα τα τελευταία χρόνια έχουν δείξει ότι το πεδίο ροής γύρω από μια ταλαντευόμενη αεροτομή σε υποηχητική ροή μπορεί να χαρακτηριστεί από το βαθμό ή την έκταση της αποκόλλησης της ροής και ότι για μία δεδομένη αεροτομή, ο αριθμός Mach και ο αριθμός Reynolds, καθώς και η κύρια παράμετρος που καθορίζει το βαθμό διαχωρισμού είναι η μέγιστη γωνία προσβολής ( $\alpha_{m \bullet \bullet} = \alpha_0 + \alpha_1$  για ημιτονοειδείς ταλαντώσεις). Αυτό έρχεται σε αντίθεση με την ιεραρχία των αποτελεσμάτων της συνεκτικότητας στις ταλαντευόμενες αεροτομές σε ταχύτητες διηχητικές και σε χαμηλές γωνίες πρόσπτωσης, όπου η κλίμακα της αλληλεπίδρασης διέπεται κυρίως από τη δύναμη και τη κίνηση του κρουστικού κύματος. Μέχρι στιγμής, μέθοδοι πρόβλεψης για αυτήν την κατηγορία προβλημάτων δεν ήταν επιτυχείς για χαμηλής ταχύτητας, μεγάλης γωνίας, ούτε σε διηχητικές ροές.

Η σημασία του  $\alpha_{max}$  απεικονίζεται στο σχήμα 2.3.2, το οποίο απεικονίζει τρία σημαντικά καθεστάτα αλληλεπίδρασης μεταξύ συνεκτικής-μη συνεκτικής ροής για την ταλάντωση των αεροτομών. Σε αυτή τη συγκεκριμένη περίπτωση, πολύ μικρός διαχωρισμός συνέβη όταν  $\alpha_{m \bullet \bullet} \cdot x$  ήταν 13 ή λιγότερο, αν και σημειώθηκαν κάποιες επιδράσεις της συνεκτικότητας. Όταν το  $\alpha_{m \bullet \bullet} \cdot x$  αυξήθηκε σε 14, σημειώθηκε περιορισμένη ποσότητα αποκόλλησης κατά τη διάρκεια ενός μικρού τμήματος του κύκλου και αλλοίωσε τους βρόχους υστέρησης των ασταθών πιέσεων και φορτίων

της αεροτομής (Σχήμα 2.3.2 (α)). Από πρακτική άποψη, η επίπτωση του CM και του CL είναι ιδιαίτερα σημαντική. Αυτή η κατάσταση εκκίνησης δυναμικής απώλειας στήριξης αντιπροσωπεύει τη περιορισμένη περίπτωση της μέγιστης ασταθούς άνωσης που μπορεί να επιτευχθεί με όχι και τόσο σημαντική ποινή στη ροπή της πρόνευσης ή στην οπισθέλκουσα. Περαιτέρω αυξήσεις στην  $\alpha_m$  παράγουν τις συνθήκες δυναμικής απώλειας στήριξης που περιγράφονται κατωτέρω, οι οποίες χαρακτηρίζονται λόγω των μεγάλων φάσεων καθυστέρησης και των υστερησεών στην αποκόλληση και την επανακόλληση της ροής.

Stall parameter	Effect
Airfoil shape	Large in some cases
Mach number	Small below $M_\infty \sim 0.2$ ; large above $M_\infty \sim 0.2$
Reynolds number	Small (?) at low Mach number; unknown at high Mach number
Reduced frequency	Large
Mean angle, amplitude	Large
Type of motion	Virtually unknown
3-D effects	Virtually unknown
Tunnel effects	Virtually unknown

Σχήμα 2.4.1: Σημασία των παραμέτρων δυναμικής υστέρησης

## 2.4.1 Light stall

Το Σχήμα (2.3.2 (β)) απεικονίζει το επόμενο επίπεδο αλληλεπίδρασης συνεκτικής-μη συνεκτικής ροής που ελήφθη σε μια ελαφρώς μεγαλύτερη τιμή του  $\alpha_{max}$  με όλες τις άλλες συνθήκες να παραμένουν οι ίδιες. Αυτή η κατηγορία δυναμικής απώλειας στήριξης μοιράζεται μερικά από τα γενικά χαρακτηριστικά της κλασσικής στατικής υστέρησης, όπως απώλεια άνωσης και σημαντικές αυξήσεις στη οπισθέλκουσα και στις ροπές προς τα κάτω της πρόνευσης με τις θεωρητικές εγγενείς τιμές, όταν υπερβαίνουν μιας συγκεκριμένης κρίσιμης τιμής. Ωστόσο, η συμπεριφορά της δυναμικής απώλειας στήριξης χαρακτηρίζεται από την αυξανόμενη υστέρηση στα αεροσκάφη. Επίσης, η τάση για αρνητική αεροδυναμική απόσβεση, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, είναι ισχυρότερη σε αυτό το καθεστώς.

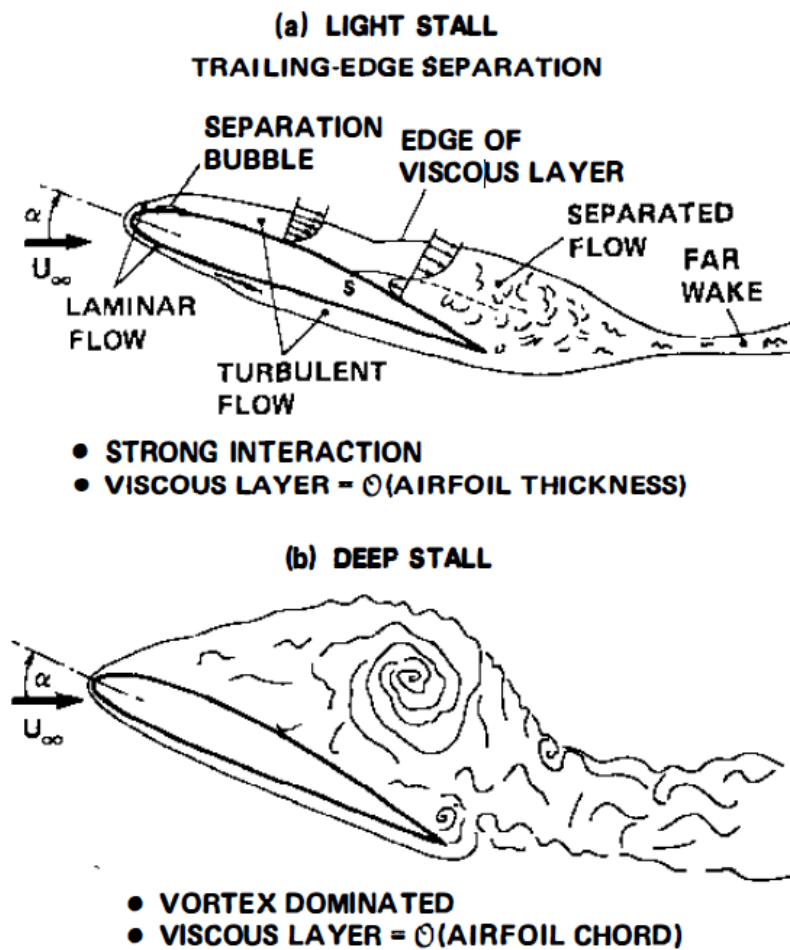
Ένα άλλο χαρακτηριστικό γνώρισμα της ελαφριάς δυναμικής απώλειας στήριξης (light stall) είναι η κλίμακα της αλληλεπίδρασης. Η κατακόρυφη έκταση της ζώνης συνεκτικότητας τείνει να παραμείνει συγκρίσιμη με το πάχος της αεροτομής, που, και αυτό είναι γενικά λιγότερο από ό, τι για τη στατική απώλεια στήριξης. Κατά συνέπεια, αυτή η τάξη των προβλημάτων των ταλαντευόμενων αεροτομών θα πρέπει να εμπίπτουν περισσότερο στο πεδίο των ζωνικών μεθόδων ή των λεπτών στρωμάτων των Navier-Stokes υπολογισμών με σχετικά απλή μοντελοποίηση της τύρβης από τη στατική απώλεια στήριξης ή τη βαθιά δυναμική υστέρηση.

Η ποιοτική συμπεριφορά του light stall είναι γνωστό ότι είναι ιδιαίτερα ευαίσθητη στη γεωμετρία της αεροτομής, στη μειωμένη συχνότητα, στη μέγιστη συχνότητα

εμφάνισης και στον αριθμό Mach. Επίσης, τα τρισδιάστατα αποτελέσματα και ο τύπος κίνησης είναι πιθανότατα σημαντικά. Η ποσοτική συμπεριφορά συνδέεται στενά με τα χαρακτηριστικά αποκόλλησης του οριακού στρώματος, για παράδειγμα, της αποκόλλησης στην ακμή πρόσπτωσης έναντι της ακμής εκφυγής και τις αλλαγές αυτής της συμπεριφοράς με  $a_{max}$ ,  $k$ , και  $M_\infty$ . Οι επιδράσεις αυτών των παραμέτρων περιγράφονται με περισσότερες λεπτομέρειες από τον (J. McCroskey, W. Mcalister et al. 1982).

## 2.4.2 Deep stall

Το σχήμα (2.3.2 (γ)) δείχνει τα αποτελέσματα της αύξησης της μέγιστης γωνίας σε τιμές πολύ υψηλότερες από τη γωνία της στατικής υστέρησης. Η αρχική κατανομή της ροής στο καθεστώς βαθιάς απώλειας στήριξης αρχίζει με το σχηματισμό μιας έντονης τύπου-δίνης διαταραχής στην περιοχή της ακμής πρόσπτωσης. Αυτή η δίνη απομακρύνεται από το οριακό στρώμα και μετακινείται κατάντι πάνω από το άνω μέρος της επιφάνεια της αεροτομής, παράγοντας τιμές  $CL$ ,  $CM$ , και  $CD$  που είναι πολύ μεγαλύτερες των στατικών ομόλογών τους όταν το  $\alpha$  αυξάνεται, μεγάλες ποσότητες της απώλειας στήριξης εμφανίζονται κατά τη διάρκεια του υπόλοιπου κύκλου. Η κλίμακα της συνεκτικής ζώνης αλληλεπίδρασης είναι επίσης μεγάλη, το πάχος του ιξώδους στρώματος είναι της τάξης της χορδής του αεροτομής κατά τη διάρκεια της απομάκρυνσης της δίνης, όπως απεικονίζεται στο Εικόνα 1Ob.



Σχήμα 2.4.2: Σχέδια της ροής του πεδίου κατά τη διάρκεια δυναμικής απώλειας στήριξης

Τα Σχήματα 2.4.2 (α) και (β) απεικονίζουν ορισμένες από τις ποιοτικές και ποσοτικές διαφορές στην ελαφριά και βαθιά δυναμική υστέρηση. Ροπή υστέρησης, που υποδηλώνει ο  $M$  στο Σχήμα 9, εμφανίζεται ξαφνικά και στις δύο περιπτώσεις, αλλά η πτώση της άνωσης στη βαθιά απώλεια στήριξης μετά από  $C_{Lmax}$ , που υποδηλώνεται με  $L$ , δεν είναι εμφανής στην περίπτωση ελαφριάς δυναμικής απώλειας στήριξης. Οι μεγάλες αρνητικές τιμές του  $CM$  σε βαθιά απώλεια στήριξη οφείλονται στον στρόβιλο.

Ένας συνδυασμός μεγάλου πλάτους ταλάντωσης (ή μεγάλοι ρυθμοί πρόνευσης στην περίπτωση μη περιοδικής κίνησης) και μεγάλες μέγιστες γωνίες είναι απαραίτητα στην ανάπτυξη βαθιάς απώλειας στήριξης. Εάν πληρούνται αυτές οι προϋποθέσεις, και υπό τον όρο ότι ο  $M_\infty$  είναι αρκετά χαμηλός ώστε να μην έχουν τα κύματα κρούσης της ακμής πρόσπτωσης αναπτυχθεί, τότε τα ποιοτικά χαρακτηριστικά είναι σχετικά μη ευαίσθητα στις λεπτομέρειες της κίνησης του αεροτομής, της γεωμετρίας της αεροτομής, του αριθμού Reynolds και του αριθμού Mach. Ωστόσο, ο αριθμός Mach γίνεται μια σημαντική παράμετρος εάν η ροή γίνει υπερηχητική στην περιοχή της ακμής πρόσπτωσης. Τα ποσοτικά αεροδυναμικά φορτία εξαρτώνται κυρίως από το χρονικό ιστορικό της γωνίας πρόσπτωσης για το τμήμα του κύκλου όταν το  $\alpha$  υπερβαίνει τη στατική γωνία απώλειας στήριξης. Και πάλι, αυτό το χαρακτηριστικό και άλλες λεπτομέρειες της συμπεριφοράς ροής συζητούνται σε μεγαλύτερο μήκος από McCroskey (1977, 1981) και McCroskey et al. (1981).

## 2.5 Μοτίβα ομόρρου: δρόμοι στροβίλων Karman

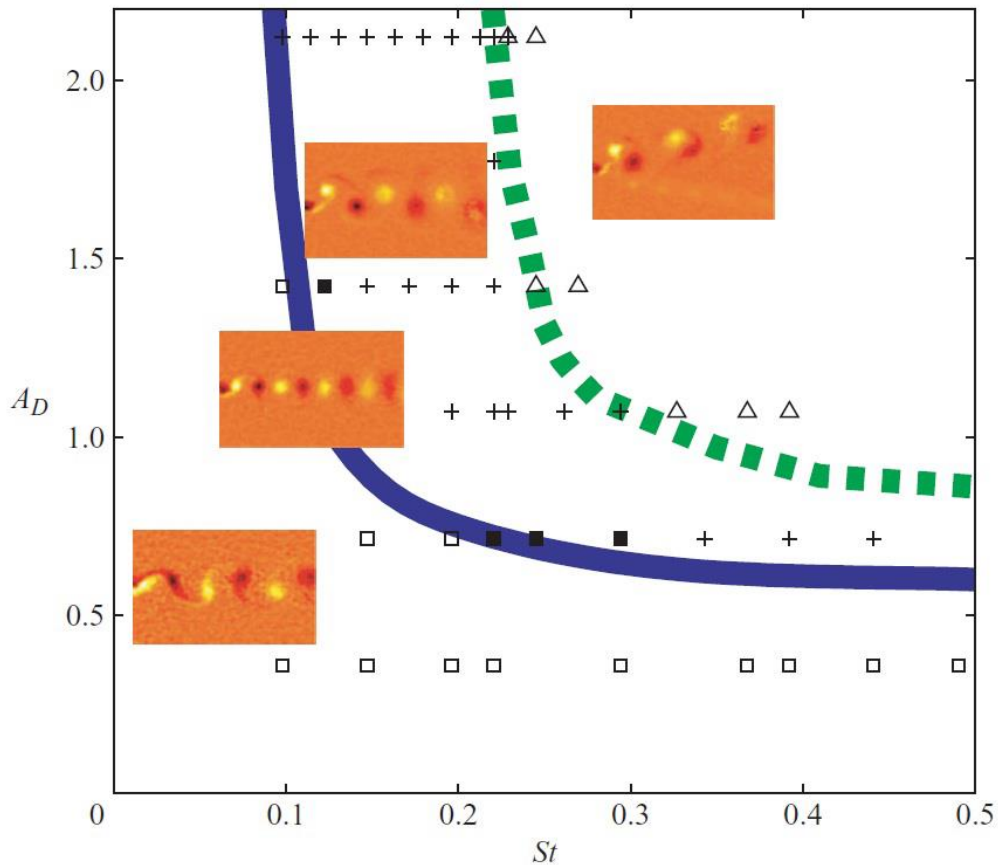
Τα συστήματα πρόωσης που βασίζονται στον περυγισμό, είτε φυσικά είτε τεχνητά, συχνά προσεγγίζονται με βάση τον αριθμό Strouhal, που ορίζεται ως το γινόμενο της συχνότητας  $f$  του περυγισμού και του πλάτους ταλάντωσης  $A$  διαιρούμενο με την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος, δηλαδή  $St_s = fA/U_0$  ((Anderson, Streitlien et al. 1998) Μια άλλη κρίσιμη παράμετρος σε αυτά τα προβλήματα είναι ο λόγος επιμήκους του σώματος, γιατί καθορίζει σε ποιο βαθμό η διδιάστατη ανάλυση μπορεί να συλλάβει τα βασικά στοιχεία που χρειάζονται για μια επαρκή περιγραφή της, στην πραγματικότητα, τρισδιάστατης ροής. Ειδικότερα, στην περίπτωση πρόωσης σώματος σε περυγισμό, τουλάχιστον δύο ποιοτικά διαφορετικές καταστάσεις έχουν αποδειχθεί από πειράματα και αριθμητικές προσομοιώσεις: α) οι αεροτομές υψηλού λόγου εκπετάσματος - χορδής, που παράγουν μια σειρά στροβίλων Benard-von Karman και β) η περίπτωση του αντίστροφου Benard-von Karman (BVK) ομόρρου ((Koochesfahani 1989)), όπου οι πιο έντονες δίνες ευθυγραμμίζονται με το εκπέτασμα της αεροτομής και αποκτούν αντίθετη φορά. Στην περίπτωση αυτή κατά την οπτικοποίηση παρατηρείται πως η μέση ροή έχει τη μορφή δέσμης και οδηγεί σε μια καθαρά προωστική δύναμη. Καθώς ο λόγος εκπετάσματος - χορδής μειώνεται, η επίδραση των τριών διαστάσεων τροποποιεί δραματικά τη δομή του ομόρρου. Στην περίπτωση αυτή, παράγονται μια σειρά από βρόχους δινών (ή πέταλα δινών) κατά την αποβολή στροβιλότητας από όλες τις πλευρές της αεροτομής (βλέπε π.χ. (Buchholz and Smits 2005); (Buchholz and Smits 2008)).



Μια περιγραφή δύο παραμέτρων που επιτρέπει να μεταβάλλονται ανεξάρτητα η συχνότητα και το πλάτος της ταλάντωσης της κίνησης έχει αποδειχθεί πρόσφατα (Godoy-Diana, Marais et al. 2009) πως είναι το βέλτιστο πλαίσιο για τον πλήρη χαρακτηρισμό του πεδίου ροής στον ομόρρου αεροτομής σε πρόνευση. Η μετάβαση από μια σειρά στροβίλων BvK στην αντίστροφη σειρά BvK με χαρακτηριστικό την πρόωση και την ασυμμετρία του ομόρρου (Godoy-Diana, Marais et al. 2009) συνοψίζονται στο σχήμα 2.5.1. Ο αριθμός Strouhal και το αδιάστατο πλάτος έχουν οριστεί χρησιμοποιώντας το σταθερό πλάτος της αεροτομής  $D$  όπου  $St = fD/U_0$  και  $A_D = A/D$ , αντίστοιχα.

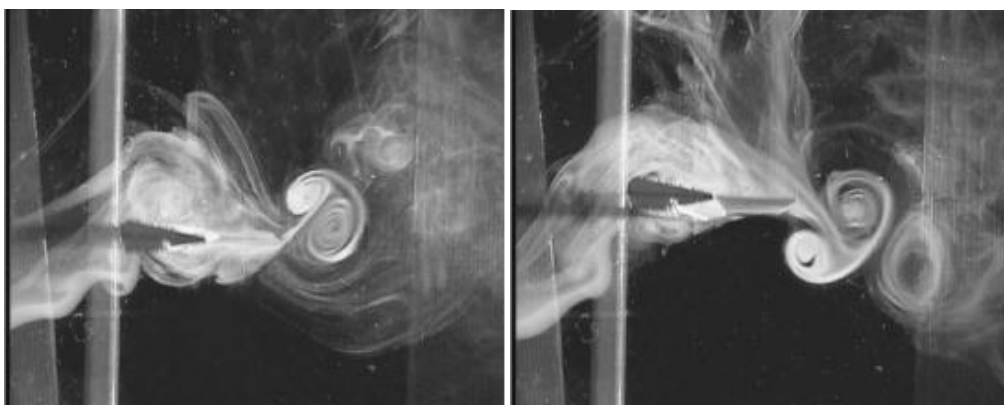
Μία ενδιαφέρουσα, και αξιοπερίεργη μορφή ομόρρου που έχει παρατηρηθεί είναι η αποκλίνουσα γραμμή δρόμου Karman ως προς την κατεύθυνση της ροής. Ο αποκλίνων ομόρρος αεροτομής που υπόκειται σε πτερυγισμό έχει παρατηρηθεί σε πολλές πειραματικές ((Buchholz and Smits 2008)) και αριθμητικές μελέτες ((Jones, Schonlau et al. 1998) (Lewin and Haj-Hariri 2003)), ακόμη και όταν η γεωμετρία και ο πτερυγισμός του προβλήματος είναι συμμετρικά. Η απόκλιση του ομόρρου από τον άξονα συμμετρίας του προβλήματος οφείλεται στην υψηλότερη ευστάθεια της ροής σε κάποια γωνία απόκλισης, που σχετίζεται με τον ρυθμό έκλυσης δινών και την απόσταση δύο διαδοχικών δινών (το μοτίβο του ομόρρου «κλειδώνει» σε πιο ευσταθείς καταστάσεις). Ακόμη μεγαλύτερο ενδιαφέρον έχει η μελέτη των (Heathcote and Gursul 2007) σε πτέρυγα υπό συμμετρική βύθιση (plunging), στην οποία για πρώτη φορά (πιθανότατα) παρατηρήθηκε περιοδικότητα του φαινομένου αυτού (περιοδική αλλαγή της διεύθυνσης του δρόμου Karman, στην ίδια γωνία εκατέρωθεν της διεύθυνσης της χορδής). Μάλιστα, η περίοδος βρέθηκε να είναι 2 τάξεις μεγέθους πάνω από την περίοδο ταλάντωσης της πτέρυγας, ενώ η γωνία απόκλισης να εξαρτάται έντονα από τον αριθμό Strouhal (μονότονη αύξηση) (σχήμα 2.5.1.)

Πάνω από ένα ορισμένο όριο, η διπολική δομή που σχηματίζεται σε κάθε περίοδο πτερυγισμού είναι αρκετά ισχυρή ώστε να αποσυνδεθεί από την αρχική σειρά στροβίλων και να δημιουργήσει μια απόκλιση από τη μέση ροή. Αυτές οι περιπτώσεις ασύμμετρου ομόρρου συμβαίνουν σε περιοχή που υπερκαλύπτει την υψηλή απόδοση σε αριθμούς Strouhal που χρησιμοποιούνται κατά των πτερυγισμό πτηνών, η οποία καθιστά τον ακριβή ορισμό του ορίου σημαντικό για το σχεδιασμό τεχνητών συστημάτων πτερυγισμού για πρόωση και έλεγχο.



Σχήμα 2.5.1: Διάγραμμα Φάσεων στον Ομόρρου Αεροτομής σε Πτερυγισμό για  $Re=255$ . Τα πειραματικά δεδομένα σημαίνονται με: τετράγωνα: σειρά BvK , μαύρα τετράγωνα: ευθυγραμμισμένες δίνες, +: αντίστροφη σειρά BvK , τρίγωνο: αποκλίνουσα αντίστροφη σειρά BvK που σχηματίζει ασύμμετρο ομόρρου. Συνεχής Γραμμή: Μετάβαση από σειρά BvK σε αντίστροφη BvK . Διακεκομμένη Γραμμή: Μετάβαση από αντίστροφη σειρά BvK στην ασύμμετρη περιοχή. Απεικονίζονται τυπικές περιπτώσεις πεδίων στροβιλότητας σε κάθε (Godoy-Diana, Marais et al. 2009)

Αεροδυναμικές μελέτες κατά τον πτερυγισμό πτερύγων και την πρόνευση-βύθιση αεροτομών σε πτήση σημειώνουν τη σημασία της ανηγμένης συχνότητας και του αριθμού Strouhal στη δυναμική της ροής. Ειδικά στο εύρος  $St$  μεταξύ 0.25 και 0.35 έχει εντοπισθεί υψηλής απόδοσης παραγωγή πρόωσης ((Triantafyllou, Triantafyllou et al. 1991)). Παρόμοιο εύρος τιμών του αριθμού  $St$  αναφέρθηκε από τους Anderson et al. (1998) σε αρμονική πρόνευση-βύθιση αεροτομών NACA0012 και το εύρος αυτό συμπίπτει με τους αριθμούς  $St$  αρκετών βιολογικών (Robert, Taylor et al. 2004). Ο αριθμός Strouhal έχει τονισθεί σε πολλά πειράματα απεικόνισης της ροής ταλαντευόμενων αεροτομών (Koochesfahani 1989, (S. Lai and Platzer 1999), Young & Lai 2004), όπου οι δομές στον ομόρρου, που παράγουν οπισθέλκουσα ή ώση, εξαρτώνται από την τιμή του  $St$ . Όπως προτείνεται από τον Lighthill (1969), οι συνθήκες παραγωγής ώσης χαρακτηρίζονται από παρόμοιο με δέσμη ομόρρου, όπου οι δίνες διατάσσονται με τρόπο που παράγουν ιδιαίτερα μεγάλη ορμή στο κέντρο. Οι Ohmi et al. (1990, 1991) βρήκαν παρόμοια εξάρτηση του  $St$  με τη δομή του ομόρρου για αεροτομή NACA0012 σε πρόνευση. Πιο πρόσφατες πειραματικές μελέτες σε πρόνευση-βύθιση αεροτομών με τη μέθοδο PIV τονίζουν επίσης τη σημασία του  $St$  στη δομή του ομόρρου για αριθμούς  $Re=O(10^3)$  - $O(10^4)$  (Lua et al. 2007, von Ellenrieder & Posthos 2008, Godoy-Diana, Aider & Wesfried 2009).

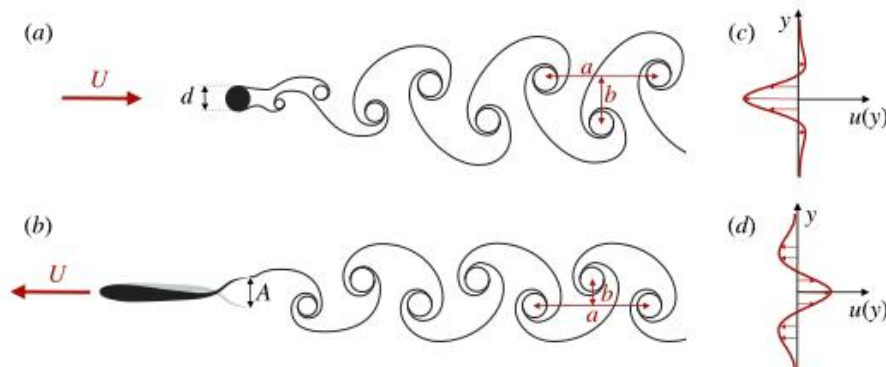


Σχήμα 2.5.2:Περιοδική εκτροπή δρόμου Karman από τη διεύθυνση της χορδής, Heathcote and Gursu (2007)

Μία άλλη σημαντική παράμετρος στην προς τα εμπρός πτήση των αεροτομών σε πρόνευση-βύθιση είναι η ανηγμένη-πραγματική γωνία πρόσπτωσης, η οποία ορίζεται ως η γωνία που σχηματίζεται από την χορδή αεροτομής και το εισερχόμενο ρεύμα για ένα παρατηρητή που κινείται μαζί με το σημείο περιστροφής της αεροτομής. Αλλαγές στον  $St$  μπορούν να παραχθούν με την μεταβολή της ανηγμένης συχνότητας  $k$ , ή το πλάτος βύθισης,  $h_0$ . Όπως σημειώνεται από τους (Hover, Haugsdal et al. 2004), η σχέση μεταξύ  $St$  και ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης είναι μη γραμμική και μεταβολές του  $St$  τροποποιούν επίσης τη γωνία πρόσπτωσης. Προκειμένου να απομονωθεί η επίδραση του  $St$ , είναι αναγκαίο να διατηρηθεί σταθερή η γωνία-πρόσπτωσης για κάθε  $St$ . Οι Read et al.(2003) αναγνώρισαν το πρόβλημα και πρότειναν τη χρήση αρμονικού σήματος υψηλότερης ακρίβειας σε βύθιση, προκειμένου να διατηρηθεί ημιτονοειδής συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης. Η μελέτη κατέληξε στο συμπέρασμα ότι σε υψηλές τιμές του  $St$ , η ημιτονοειδής ανηγμένη γωνία πρόσπτωσης αυξάνει σημαντικά τον συντελεστή ώσης σε σύγκριση με την ανηγμένη γωνία πρόσπτωσης που παράγεται από ημιτονοειδή βύθιση. Οι Hover, Haugsdal & Triantafyllou(2004), πραγματοποίησαν πειράματα με τη συνάρτηση της ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης να είναι τετραγωνικό κύμα, συμμετρικό πριονωτό κύμα και ημιτονοειδές κύμα, και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι το ημιτονοειδές κύμα παράγει την υψηλότερη απόδοση ώσης. Αυτές οι μελέτες δείχνουν ότι η διατήρηση του ημιτονοειδούς προφίλ της ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης σε υψηλούς  $St$  είναι μια προϋπόθεση για να απομονωθεί η επίδραση του  $St$ , και να επιτευχθεί υψηλή ώση και αποδοτικότητα κατά την πρόνευση-βύθιση αεροτομών σε προς τα εμπρός πτήση.

## 2.6 Βαθμός απόδοσης της πρόωσης

Μια αεροτομή σε σταθερή κίνηση προς τα εμπρός και ένας συνδυασμός αρμονικής βύθισης και πρόνευσης παράγει ώση μέσω της ροής κατάντι της ακμής εκφυγής, η οποία κατά μέσον όρο για μία περίοδο ταλάντωσης έχει τη μορφή δέσμης



Σχήμα 2.6.1: Προφίλ οπισθέλκουσας, wake-like (a), προφίλ ώσης, jet-like (b)

Αυτή η μέση ροή της δέσμης είναι ασταθής και ενεργεί ως ενισχυτής των διαταραχών. Η αρμονική κίνηση της αεροτομής προκαλεί ασταθή αποβολή στροβιλότητας από την ακμή εκφυγής, ενώ υπάρχουν συνθήκες όπου σχηματίζονται επίσης δίνες στην ακμή πρόσπτωσης. Η αλληλεπίδραση της μη μόνιμης αποβολής στροβιλότητας από την αεροτομή και των δυναμικών χαρακτηριστικών του ομόρρου έχουν ως αποτέλεσμα το σχηματισμό επαναλαμβανόμενων μορφών δινών μεγάλης κλίμακας, όπως φαίνεται από την οπτικοποίηση των Ohashi & Ishikawa (1972), Oshima & Oshima (1980), Oshima & Natsume (1980), και Koochesfahani (1989). Ο αριθμός των δινών που σχηματίζονται ανά μισό κύκλο ποικίλλει ανάλογα με το πλάτος και τη συχνότητα της κίνησης και το σχήμα της κυματομορφής (Koochesfahani 1989). Οι Triantafyllou & Gopalkrishnan (1991) έδειξαν ότι η βέλτιστη δημιουργία δέσμης λαμβάνει χώρα σε αδιάστατες συχνότητες που αντιστοιχούν στη μέγιστη χωρική ανάπτυξη του μέσου ομόρρου κατάντι της αεροτομής, και ότι η προωθητική απόδοση φθάνει το μέγιστο κάτω από αυτές τις συνθήκες. Τα δεδομένα των χαρακτηριστικών κολύμβησης από διάφορα γένη ψαριών και κητοειδών δείχνουν ότι τα ψάρια κολυμπούν κάτω από συνθήκες βέλτιστης απόδοσης (Triantafyllou, Triantafyllou & Grosenbaugh 1993). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το μέσο προφίλ ταχυτήτων της δέσμης εξαρτάται από τη συχνότητα και το πλάτος ταλάντωσης της αεροτομής, ως εκ τούτου, το πρόβλημα πρέπει να μελετηθεί στην ολότητά του, δηλαδή ως μία δυναμική ισορροπία μεταξύ των παραμέτρων που αλληλεπιδρούν, όπως σημειώνεται επίσης στο ποιοτικά παρόμοιο πρόβλημα του ομόρρου ενός κυλίνδρου σε ελεύθερο ρεύμα, που υπόκειται σε περιστροφικές ταλαντώσεις (Tokumaru and Dimotakis 2006).

Η γραμμική μη συνεκτική θεωρία προβλέπει ότι μία ταλαντευόμενη αεροτομή μπορεί να φθάσει, για ορισμένους συνδυασμούς παραμέτρων, πολύ υψηλή απόδοση πρόωσης. Παλαιότερα πειραματικά αποτελέσματα, ωστόσο, παρείχαν συχνά χαμηλή απόδοση. Ο Scherer (1968), για παράδειγμα, εκτέλεσε εκτεταμένες δοκιμές πάνω σε αεροτομή μεσαίου λόγου επιμήκους και διαπίστωσε ότι η μέγιστη απόδοση είναι συνήθως μικρότερη από 70%. Ωστόσο με βέλτιστη επιλογή παραμέτρων, μπορεί σταθερά να επιτευχθεί απόδοση υψηλότερη από 85%.

Οπτικοποιήσεις μη μόνιμης ροής σε κινούμενη αεροτομή έχουν μελετηθεί από διάφορους ερευνητές. Ο Freymuth (1988) μελέτησε τη συνδυαστική κίνηση πρόνευσης - βύθισης της NACA 0015 αεροτομής σε αεροδυναμική σήραγγα για αριθμούς Reynolds στην περιοχή μεταξύ 5200 και 12000. Οι Maxworthy (1979), Ellington (1984), και Freymuth (1990) μελέτησαν την αεροδυναμική που σχετίζεται με την πτήση της μετεώρησης εντόμων και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι μηχανισμοί που αναπτύσσονται σε μη μόνιμη ροή παίζουν ένα πολύ σημαντικό ρόλο. Οι υψηλές τιμές του συντελεστή άνωσης συνδέθηκαν με το σχηματισμό δίνης στην ακμή πρόσπτωσης, ή αλλιώς δίνη δυναμικής απώλειας στήριξης, η οποία για συγκεκριμένους συνδυασμούς παραμέτρων στη συνέχεια συγχωνεύεται με την στροβιλότητα της ακμής εκφυγής. Οι Reynolds & Carr (1985) είχαν προβλέψει νωρίτερα το βασικό μηχανισμό που διέπει την παραγωγή στροβιλότητας στην ακμή πρόσπτωσης. Ο Ellington (1984) σημειώνει επίσης τη σημαντική υστέρηση απώλειας στήριξης που προκαλείται σε μη μόνιμη αεροδυναμική, όπως διαπιστώθηκε προηγουμένως, για παράδειγμα, από τους Maresca, Favier & Rebout (1979) για αεροτομή σε ελεύθερο ρεύμα που υποβάλλεται σε αξονικές ταλαντώσεις.

Ο Ohmi et al. (1990, 1991) μελέτησε το σχηματισμό δίνης στη ροή γύρω από μια μετατοπιζόμενη και σε αρμονική πρόνευση αεροτομή για αριθμούς Reynolds μεταξύ 1500 και 10 000, με μέση γωνία πρόσπτωσης της 15° η 30°. Σε μεγάλες διαταραχές διαπίστωσε ότι οι δομές των δινών στον ομόρρου εξαρτώνται από το αν η μεταφορική ή περιστροφική κίνηση κυριαρχεί επί της ροής. Αυτό καθορίζεται κυρίως από τη ανηγμένη συχνότητα. Στην περίπτωση που η ροή κυριαρχείται από την περιστροφική κίνηση, η παράμετρος που καθορίζει το πρόβλημα είναι το γινόμενο της ανηγμένης συχνότητας και του πλάτους πρόνευσης, η οποία συνδέεται στενά με τον αριθμό Strouhal του Triantafyllou et al. (1991, 1993). Η αλληλεπίδραση των δινών της ακμής πρόσπτωσης με τις δίνες της ακμής εκφυγής καθορίζει τη μορφή της ροής στον ομόρρου της αεροτομής. Η επίδραση του αριθμού Reynolds βρέθηκε από τον Ohmi et al. (1990) να είναι δευτερεύουσας σημασίας για το πρόβλημα. Ο MacCroskey (1982) εκπόνησε εκτεταμένη μελέτη της επίδρασης των μηχανισμών μη μόνιμης αεροδυναμικής, συμπεριλαμβανομένου του σχηματισμού δίνης δυναμικής απώλειας στήριξης. Η μελέτη αυτή έρχεται σε συμφωνία με την παρατήρηση πως η επίδραση του αριθμού Reynolds στη δυναμική απώλεια στήριξης είναι μικρή για χαμηλούς αριθμούς Mach.

Ωστόσο, η έρευνα σε δισδιάστατες αεροτομές σε ταλάντωση έχει αρχίσει να εξηγεί τους παράγοντες που διέπουν την αποδοτική παραγωγή ώσης, και τη δομή του ομόρρου, καθώς και τη σχέση μεταξύ της δομής ομόρρου και της παραγωγής ώσης. Σε συνθήκες αποδοτικής πρόωσης, οι δισδιάστατες αεροτομές είναι γνωστό ότι δημιουργούν δύο δίνες ανά περίοδο στην κατεύθυνση της χορδής οι οποίες είναι τοποθετημένες κλιμακωτά και μοιάζουν με σειρά στροβίλων Karman, αλλά με αντίθετα τα πρόσημα της στροβιλότητας έτσι ώστε να αυξηθεί η ροή της ορμής στον ομόρρου σε σχέση με το ελεύθερο ρεύμα. Οι Triantafyllou, Triantafyllou & Grosenbaugh (1993) αναφέρονται σε αυτό το φαινόμενο ως μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Karman και πρότειναν τον αριθμό Strouhal ως την κατάλληλη αδιάστατη συχνότητα που διέπει τις δομές στον ομόρρου και την  $0.25 \leq St \leq 0.35$  παραγωγή ώσης από υψηλού λόγου επιμήκους αεροτομές. Η βέλτιστη περιοχή  $0.25 \leq St \leq 0.35$  είχε προβλεφθεί μέσω δισδιάστατης γραμμικής ανάλυσης ευστάθειας σε πειραματικές μετρήσεις του μέσου προφίλ του ομόρρου με την παραδοχή ότι εξαναγκάζοντας τη ροή στην πιο ασταθή κατάσταση θα μπορούσε να οδηγήσει στο σχηματισμό της

επιθυμητής δομής του ομόρρου με ελάχιστη προσφορά ενέργειας, και ως εκ τούτου μέγιστη αποδοτικότητα. Υποστήριξαν τα συμπεράσματά τους με πειραματικά δεδομένα και παρατηρήσεις στον βηματισμό κολύμβησης από μια ποικιλία υδρόβιων ζώων.

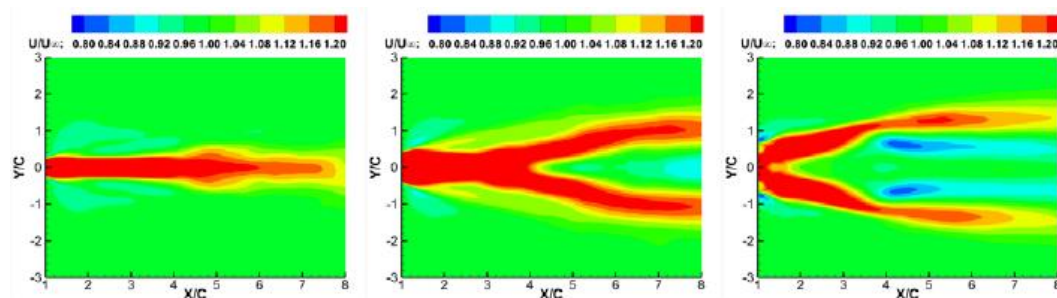
Οι Anderson (Anderson, Streitlien et al. 1998) διεξήγαγαν μια λεπτομερή παραμετρική μελέτη της απόδοσης της ώσης και της δομής του ομόρρου μιας αεροτομής NACA 0012 που υπόκειται σε πρόνευση και βύθιση και σύγκριναν τις μετρήσεις τους με τις προβλέψεις των γραμμικών και μη γραμμικών αναλυτικών μοντέλων. Παρά το γεγονός ότι, για ένα δεδομένο σύνολο κινηματικών παραμέτρων, τα μοντέλα προέβλεπαν μια μόνο κορυφή στην απόδοση μεταξύ του εύρους  $0.1 \leq St \leq 0.2$ , σε αρκετές περιπτώσεις, τα πειραματικά δεδομένα αποκάλυψαν μια δεύτερη κορυφή εντός της περιοχής  $0.3 \leq St \leq 0.4$ , η οποία αποδόθηκε στη δυναμική του ομόρρου όπως περιγράφηκε παραπάνω. Αυτή η δεύτερη κορυφή θεωρήθηκε ως πιο σχετική με την πρόωση αφού ο συντελεστής ώσης ήταν σημαντικά υψηλότερος από ό, τι στο πρώτο βέλτιστο σημείο. Έχουν αναφερθεί αποδόσεις έως και 87%.

Η αποτελεσματική πρόωση είναι συχνά ανάλογη με την παραγωγή δινών στην ακμή πρόσπτωσης οι οποίες σε μία κατάλληλη φάση συνενώνονται με τις δίνες που παράγονται στην ακμή εκφυγής, σχηματίζοντας μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Karman (Oshima & Natsume 1980; Oshima & Oshima 1980; Freymuth 1988; Ohmi et al 1990, 1991; (Anderson, Streitlien et al. 1998)). Υπό μη βέλτιστες συνθήκες, οι δίνες της ακμής πρόσπτωσης και εκφυγής αποτυγχάνουν να συγχωνευτούν, σχηματίζοντας τέσσερις δίνες ανά ταλάντωση. Η διάταξη έχει επίσης παρατηρηθεί σε σχέση με τις συνθήκες οπισθέλκουσας (Koochesfahani 1989). Αυτά τα μοντέλα αποβολής στροβιλότητας είναι παρόμοια με εκείνα που παράγονται από ένα ταλαντευόμενο κύλινδρο, όπως παρατηρήθηκε από τους Williamson & Roshko (1988), το οποίο ονόμασαν 2-S (δύο μονές δίνες) στην περίπτωση των δύο δινών που δημιουργούνται ανά ταλάντωση, και 2-P (δύο ζεύγη), όταν αποβάλλονταν τέσσερις δίνες. Άλλα μοτίβα παρατηρήθηκαν επίσης.

Οι Yu et al. (2012) πραγματοποίησαν συνδυαστική πειραματική και υπολογιστική μελέτη πτέρυγας χαμηλού λόγου επιμήκους ( $AR=2.7$ ) σε διαφορετικές κινήσεις, παρατηρώντας ότι ο κατάλληλος συνδυασμός pitching και plunging (έχοντας ως βάση την πρόταση Triantafyllou επέλεξαν  $St=0.38$ ) μπορεί να δώσει 30 φορές μεγαλύτερη τιμή ώσης σε σχέση με περίπτωση καθαρού plunging. Σε σχέση με την δομή του ομόρρου, παρατήρησαν ένα πολυσύνθετο μοτίβο δινών με έντονη αλληλεπίδραση - εναλλαγή συμβατικών και αντίστροφων δρόμων Karman με αλληλεπιδράσεις ανά ζεύγη ή τετράδες, και μεταβολή του μοτίβου κατά την αξονική διεύθυνση λόγω της επίδραση της δίνης ακροπερυγίου. Αυτή η αλλαγή του μοτίβου κατά μήκος της πτέρυγας παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον: ενώ το μέσο (time-averaged) πεδίο ταχυτήτων μέχρι και κάποια απόσταση από την ρίζα έχει τυπικό προφίλ τύπου jet (jet-like profile), καθώς κινούμαστε προς το άκρο παίρνει την μορφή διπλού jet (Σχήμα 2.6.1) Σχολιάζουν την μεταβολή αυτή ως εξής: η αλλαγή της πίεσης στα μέτωπα προσβολής και εκφυγής των πτερύγων υπό ταλάντωση εμφανίζεται κυρίως σε περιοχές κοντά στο άκρο, υποδεικνύοντας ότι στην παραγωγή ώσης πρωτεύουσα συμβολή έχει το εξωτερικό μισό της πτέρυγας. Είναι προφανές ότι στην περιοχή αυτή το πλάτος και η ταχύτητα ταλάντωσης της πτέρυγας είναι μεγαλύτερα, και πιθανότατα αυτή οδηγείται σε δυναμική απώλεια στήριξη. Η εμφανιζόμενη LEV μπορεί να σταθεροποιηθεί λόγω επαγόμενου κατωρεύματος από την δίνη



ακροπτερυγίου δημιουργώντας περιοχή χαμηλών πιέσεων κοντά στο μέτωπο προσβολής, συνεισφέροντας έτσι στην παραγωγή ώσης. Βλέπουμε, έτσι, πώς οι δίνες ακροπτερυγίου, και η σύνδεσή τους με την LEV, μπορούν να συνεισφέρουν ωφέλιμα και στην παραγωγή ώσης.



Σχήμα 2.6.1: Μέσα πεδία ταχυτήτων ομόρρου ορθογωνικής πτέρυγας λόγω επιμήκους 2.7 στο 50, 75 και 100% του εκπετάσματος,  $St=0.38$

Οι (Gharib, Rambod et al. 1998) πρότειναν ένα εναλλακτικό παράδειγμα για να προβλέψουν τη βέλτιστη απόδοση των πτηνών με βάση την παραγωγή δακτυλίων δίνης χρησιμοποιώντας ένα έμβολο και έναν κύλινδρο. Προσδιόρισαν τον αριθμό σχηματισμού  $n = L / D$  ( $L =$  διαδρομή του εμβόλου,  $D =$  διάμετρος) έτσι ώστε για  $n \approx 4$  να μεγιστοποιηθούν τόσο η κυκλοφορία του δακτυλίου δίνης όσο και η μέση χρονική ισχύς. Περαιτέρω προώθηση του εμβόλου είχε ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό δέσμης κατάντι του δακτυλίου δίνης. Ο αριθμός σχηματισμού έχει γενικευτεί για να προβλέψει την παραγωγή δακτυλίων δίνης μέσα από χρονικά μεταβαλλόμενες οπές (Dabiri & Gharib 2005) και την βέλτιστη ταλαντωτική κίνηση της πλάκας πεπερασμένου λόγου επιμήκους σε ένα ακίνητο ρευστό (Milano & Gharib 2005).

Ενώ έχει προταθεί ότι ο ομόρρους που παράγεται από τα πτερύγια κολύμβησης των ψαριών που αποτελείται από δακτυλίου δίνης (Drucker & Lauder 1999), αποδίδοντας δομές δινών που μπορεί μερικές φορές να μοιάζουν με τη διαταραχή η οποία παράγεται κατά τη δισδιάστατη ταλάντωση πτερυγίων σε επίπεδα παράλληλα προς την εγκάρσια κίνηση, ούτε ο σχηματισμός των δακτυλίων δίνης, ούτε η σειρά στροβιλότητας Karman συλλαμβάνει την πολυπλοκότητα των αλληλεπιδράσεων των δινών στον ομόρρου των βιολογικών πτηνών. Ωστόσο, κάποια πρόοδος έχει γίνει στην κατανόηση της τοπολογίας του ομόρρου και των χαρακτηριστικών λειτουργίας μιας σειράς από πεπερασμένου-λόγου επιμήκους γεωμετρίας.

Οι Jimenez et al. (2003) και Buchholz et al. (2003) διερεύνησαν τις δομές που παράγονται στον ομόρρου από πολύ χαμηλού λόγου επιμήκους ( $AR = 0.27$ ) ευέλικτα πάνελ, τα οποία χρησιμοποιούνται για να προσεγγίσουν κύματα κατά την κατεύθυνση της ροής. Στο επίπεδο συμμετρίας, μία δίνη αποβάλλεται στον ομόρρου κοντά στο μέγιστο μετατόπισης της ακμής εκφυγής, ακολουθούμενη από την αποβολή ενός στρώματος διάτμησης καθώς η ακμή εκφυγής σαρώνει τον ομόρρου. Το στρώμα διάτμησης εξελίσσεται σε διακριτή δίνη, σχηματίζοντας ένα εγκάρσια προσανατολισμένο αντίθετα στρεφόμενο ζεύγος δινών με την δημιουργία της συζυγούς δίνης κατά τον ακόλουθο μισό κύκλο. Τα ζεύγη δινών προκαλούν το διαχωρισμό σε δύο μέρη του ομόρρου. Παρόμοια εξέλιξη παρατηρήθηκε από τους Tytell & Lauder (2004) στον ομόρρου που σχηματίζεται κατά την κολύμβηση των αμερικανικών χελιών (*Anguilla rostrata*) στο κάτω μέρος καναλιού ύδατος.

Ένα τρισδιάστατο μοντέλο ομόρρου για πρόνευση και βύθιση με λόγο επιμήκους 3 προτάθηκε από τους von Ellenrieder, Parker & Soria (2003) με βάση την οπτικοποίηση με χρωστική ουσία που εγχέεται από την επιφάνεια της πτέρυγας. Το μοντέλο, που ισχύει για  $0.2 \leq St \leq 0.4$  και αριθμό Reynolds 164, αποτελείται από δύο κλειστούς βρόχους δινών που αποβάλλονται σε κάθε μισή περίοδο του κύκλου, σχηματίζοντας μια τεθλασμένη αλυσίδα, ενίοτε με επιπλέον προεκτάσεις. Η Guglielmini (2004) έκανε την προσομοίωση αυτού του πειράματος για αριθμούς Strouhal 0.175 και 0.35. Οι υπολογισμοί της για  $St = 0.175$  αποκάλυψαν μια αλυσίδα από απλούς δακτυλίους δινών με εναλλασσόμενο πρόσημο, αλλά για  $St = 0.35$  ο ομόρρος βρέθηκε να διαιρείται σε δύο αλυσίδες από δομές στροβίλων με πολύ διαφορετική εμφάνιση από αυτή που παρατηρήθηκε στα πειράματα των von Ellenrieder et al. (2003).

Οι Dong et al. (2005), υπολόγισαν τη μορφή του ομόρρου και τις επιδόσεις πρόωσης σε πρόνευση και βύθιση ελλειπτικών πτερυγών σε  $100 \leq Re_c \leq 400$ , και λόγους επιμήκους που κυμαίνονται από κυκλική διατομή έως και δισδιάστατες πτέρυγες. Αύξηση του αριθμού Reynolds από 100 σε 400, οδήγησε σε διπλασιασμό της απόδοσης πρόωσης. Διχοτομημένη μορφή στον ομόρρο παρατηρήθηκε για  $0.2 \leq St \leq 1.2$  με εγκάρσια κλίση των δακτυλίων δινών εμφανή σε κάθε κλάδο του ομόρρου. Για λόγο επιμήκους που τείνει στο άπειρο, παρατηρήθηκε μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Karman. Παρότι η απόδοση πρόωσης είναι ευαίσθητη σε μεταβολές του αριθμού Reynolds σε αυτό το εύρος, η ποιοτική τοπολογία του ομόρρου ήταν αρκετά σταθερή.

Οι (Buchholz and Smits 2005) προχώρησαν στην οπτικοποίηση του ομόρρου που παράγεται από ένα άκαμπτο πάνελ λόγου επιμήκους 0.54, το οποίο υπόκειται σε πρόνευση γύρω από την ακμή πρόσπτωσης για  $Re_c = 640$ . Σε χαμηλό αριθμό Strouhal ( $St = 0.23$ ), παρατηρήθηκε μια αλυσίδα δομών στροβιλότητας η οποία ήταν παρόμοια με τον χαμηλού αριθμού Strouhal -ομόρρο που παρατηρήθηκε από την Guglielmini (2004). Με την αύξηση του αριθμού Strouhal, παράχθηκε διχοτομημένους ομόρρους όμοιος με αυτούς των Guglielmini (2004) & Dong et al. (2005).

Οι (Clark and Smits 2006) διερεύνησαν τη δομή του ομόρρου και τις αεροδυναμικές επιδόσεις ταλαντευόμενης αεροτομής με ελλειπτική διατομή. Από τις μετρήσεις και τις παρατηρήσεις τους, συνήγαγαν μια κατανομή της στροβιλότητας κοντά στο στερεό όριο έντονα σταθμισμένη προς την ακμή, η οποία παράγει μία δομή που αποτελείται από διασυνδεδεμένους βρόχους δινών στον ομόρρο με μία αντίστοιχη κατανομή της κυκλοφορίας. Παρά τις σημαντικές διαφορές στη γεωμετρία και την κινηματική, η τοπολογία του ομόρρου είναι σύμφωνη με το μοντέλο που προτείνεται από τους Buchholz & Smits (2006). Με την αύξηση του αριθμού Strouhal, ο ομόρρος διαιρείται επίσης σε δύο κλάδους.



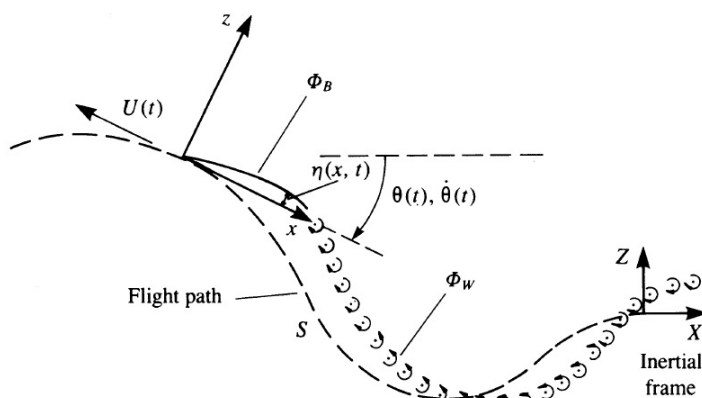
## Κεφάλαιο 3

### Στοιχεία θεωρίας

#### 3.1 Μη μόνιμη αεροδυναμική, ροή γύρω από λεπτή αεροτομή

Την δεκαετία του 1930 δύο μελέτες-ορόσημα κάνουν την εμφάνισή τους θέτοντας τις βάσεις της σύγχρονης μη μόνιμης αεροδυναμικής ((T.Theodorsen 1935)) και (Karman 1938)). Η συμβολή των Theodorsen και Karman ήταν η επέκταση του μοντέλου άνωσης ημι-μόνιμης (quasi-steady) ροής γύρω από λεπτή, συμμετρική αεροτομή με την επιπλέον συνεισφορά του ομόρρου και των επιταχυνόμενων μαζών ρευστού πάνω στην αεροτομή. Θα καταλήξουμε στην σχέση αυτή της άνωσης ακολουθώντας την μαθηματική ανάλυση του (Katz and Plotkin 2001) (Henderson 2016)

Ας υποθέσουμε ότι το σύστημα αναφοράς που απεικονίζεται στο σχήμα 3.1.1 κινείται προς τα αριστερά της σελίδας με σταθερή ταχύτητα  $U(t)=U=const.$  σε ακίνητο ρευστό. Επίσης για τη δεδομένη περίπτωση το σύστημα αξόνων  $(x,z)$  δεν περιστρέφεται  $\theta=\dot{\theta}=0$  και η κίνηση της πλάκας εισάγεται μέσω του όρου της σχετικής ταχύτητας  $U_{rel}$  των οριακών συνθηκών.



Σχήμα 3.1.1: Μη μόνιμη κίνηση διδιάστατης αεροτομής. Σημειώνεται ότι παρατηρούμε την κίνηση από το αδρανειακό σύστημα αναφοράς  $X,Z$  (Inertial frame) καθώς η αεροτομή κινείται προς τα αριστερά της σελίδας

Με βάση την κινηματική της ροής και από την εξίσωση συνέχειας για το σύστημα αναφοράς  $x,z$  θα είναι:

$$\nabla^{[2]}\Phi = 0$$

Επιπλέον η οριακή συνθήκη μη εισχώρησης, μηδενισμού της ταχύτητας στην επιφάνεια του στερεού ορίου δίνει:

$$(\nabla\Phi - V_0 - v_{rel} - \Omega \times r) \cdot n = 0$$

Το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια της αεροτομής είναι:

$$n = \frac{\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}, 0, 1\right)}{\sqrt{\left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right)^2 + 1}}$$

Η στιγμιαία ταχύτητα και ο προσανατολισμός του συστήματος x,z μπορεί να περιγραφεί από την ταχύτητα πτήσης  $U(t)$  της αεροτομής και την γωνιακή περιστροφή  $\dot{\theta}$  γύρω από τον άξονα y. Έτσι η στιγμιαία ταχύτητα στην αρχή του άξονα x είναι:

$$V_0 = [-U(t), 0, 0]$$

Αντίστοιχα η περιστροφή περί τον y άξονα:

$$\Omega = [0, \dot{\theta}, 0]$$

Επίσης, επιτρέποντας μια σχετική κίνηση της μέσης γραμμής της αεροτομής στο σύστημα συντεταγμένων x,z παίρνουμε τη σχετική ταχύτητα:

$$v_{rel} = \left(0, 0, \frac{\partial \eta}{\partial t}\right)$$

Στο σημείο αυτό θα ήταν βολικό να χωρίσουμε το δυναμικό  $\Phi$  της ταχύτητας σε δυναμικό της αεροτομής  $\Phi$  και σε δυναμικό του ομόρρου  $\Phi_W$  έτσι ώστε:

$$\Phi = \Phi_B + \Phi_W$$

Τέλος το γινόμενο θα είναι:

$$\Omega \times r = (\dot{\theta}z, 0, -\dot{\theta}x)$$

Έτσι αντικαθιστώντας τις παραπάνω σχέσεις στην οριακή συνθήκη και επιλύοντας ως προς το άγνωστο δυναμικό (Anderson, Streitlien et al.) προκύπτει:

$$\frac{\partial \Phi_B}{\partial z} = \left(\frac{\partial \Phi_B}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_W}{\partial x} + U - \dot{\theta}z\right) * \left(\frac{\partial \eta}{\partial x}\right) - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z} - \dot{\theta}x + \frac{\partial \eta}{\partial t} = W(x, t)$$

όπου  $W(x, t)$  είναι το κατώρευμα της αεροτομής.

Εαν αμελήσουμε τους μικρότερους όρους της εξίσωσης θα έχουμε:

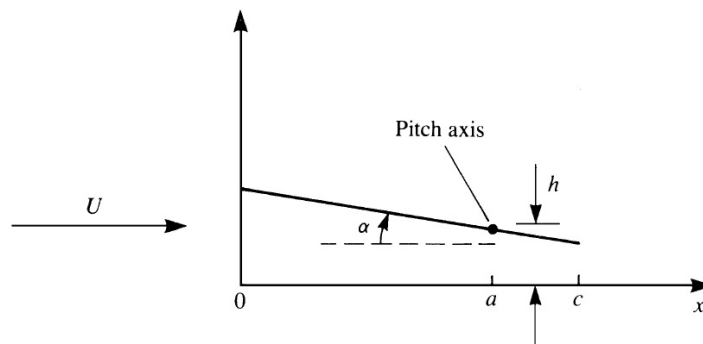
$$W(x, t) = U \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z} - \dot{\theta}x + \frac{\partial \eta}{\partial t}$$

Εξειδικεύοντας το πρόβλημα για pitching & plunging κάνουμε τις εξής παρατηρήσεις. Η χρονοεξαρτώμενη συνάρτηση θέσης της χορδής της αεροτομής προκύπτει από τη σύνθεση της κάθετης μετατόπισης  $h(t)$  (θετικής κατά την κατεύθυνση  $z$ ) και της στιγμιαίας γωνίας πρόσπτωσης  $a(t)$  (σχήμα 3.1.2). Έτσι το περίγραμμα της αεροτομής υπό τη μορφή αδιάστατης συνάρτησης είναι:

$$\eta = h - a(x - d)$$

όπου  $d$  είναι η απόσταση του άξονα περιστροφής από την ακμή πρόσπτωσης. Για λόγους απλότητας θα θεωρήσουμε αρχικά ότι ο άξονας περιστροφής βρίσκεται στην ακμή πρόσπτωσης ( $d=0$ ) και η κάθετη μετατόπιση  $h$  μετράται επίσης από το μέτωπο προσβολής. Οπότε η απόσταση  $\eta$  γίνεται:

$$\eta = h - ax$$



Σχήμα 3.1.2: Ταλαντωτική κίνηση σε πρόνευση και βύθιση επίπεδης πλάκας

Επιπλέον θεωρούμε πως η κάθετη μετατόπιση είναι πολύ μικρή (π.χ.  $\eta \ll l$ ). Οι παράγωγοι του  $\eta$  είναι:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \dot{h} - \dot{a}x$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -a$$

όπου  $\eta$  τελεία υποδηλώνει τη χρονική παράγωγο. Αντικαθιστώντας τα παραπάνω στην εξίσωση που υπολογίζει το κατώρευμα έχουμε:

$$W(x, t) = -Ua + \dot{h} - \dot{a}x - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z}$$

Εφόσον η ροή στον ομόρρου είναι συνάρτηση της κίνησης της αεροτομής θα εστιάσουμε αρχικά στα φορτία που παράγονται εξαιτίας της κίνησης. Τότε το επιμέρους κατώρευμα  $W^*(x, t)$  είναι:

$$W^*(x, t) = -U\alpha + \dot{h} - \dot{\alpha}x = -U\alpha + \dot{h} - \frac{c}{2}\dot{\alpha} + \frac{c}{2}\dot{\alpha}\cos\theta$$

Εάν θεωρήσουμε:

$$W^*(x, t)U(t) = -A_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \cos(n\theta)$$

Τότε θα έχω:

$$A_0 = \frac{1}{U} \left( U\alpha - \dot{h} + \frac{c}{2}\dot{\alpha} \right)$$

$$A_1 = \frac{\dot{\alpha}c}{2U}$$

$$A_2 = A_3 = \dots = A_N = 0$$

Αντίστοιχα η κυκλοφορία που δημιουργείται εξαιτίας του κατωρεύματος  $W^*(x, t)$  λαμβάνεται ως εξής:

$$\Gamma^*(t) = \int_0^c \gamma(x, t) dx = \pi c U \left( A_0 + \frac{A_1}{2} \right)$$

Επομένως αντικαθιστώντας τους παραπάνω συντελεστές του μετασχηματισμού Fourier προκύπτει:

$$\Gamma^*(t) = \pi c \left( U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4}c\dot{\alpha} \right)$$

Η άνοση ανά μονάδα μήκους του εκπετάσματος με βάση την παραπάνω ανάλυση θα είναι:

$$\Gamma^*(t) = \pi \rho U c \left( U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4}c\dot{\alpha} \right) + \pi \rho c \left[ \frac{3}{4} (U\alpha - \ddot{h} + \frac{c}{2}\ddot{\alpha}) \right]$$

Κατά την παραγωγή της παραπάνω έκφρασης ικανοποιείται η συνθήκη Kutta, αλλά το κατώρευμα που οφείλεται στον ομόρρου δεν συμπεριελήφθηκε. Οι Theodorsen και von Karman & Sears απέδειξαν ότι για μικρά πλάτη της ταλαντωτικής κίνησης το τελικό αποτέλεσμα θα συμπεριλαμβάνει παρόμοιους όρους με την παραπάνω εξίσωση και η επίδραση του ομόρρου τείνει να μειώσει την άνοση στον πρώτο όρο

της  $L^*$  κατά τον παράγοντα  $C(k)$ , ο οποίος καλείται παράγων ανεπάρκειας της άνωσης (lift deficiency factor). Στη συνέχεια θεωρούμε αρμονικές ταλαντώσεις pitching και plunging έτσι ώστε:

$$\alpha = \alpha_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$h = h_0 \sin(\omega t + \varphi_1)$$

Η άνωση γίνεται:

$$L' = \pi \rho U c C(k) \left[ U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4} c\dot{\alpha} \right] + \pi \rho \frac{c^2}{4} \left[ U\ddot{\alpha} - \ddot{h} + \frac{c}{2} \ddot{\alpha} \right]$$

Η παραπάνω εξίσωση περιλαμβάνει την επίδραση του ομόρρου ενώ ορισμένες σταθερές στον δεύτερο όρο (προστιθέμενης μάζας) είναι διαφορετικές από αυτές στη σχέση της  $L^*$ . Επιπλέον, ο όρος της προστιθέμενης μάζας αυτής της λύσης δεν πληρεί την συνθήκη Kutta και ως εκ τούτου ο όρος αυτός διαφέρει στον ορισμό του από τον δεύτερο όρο στην  $L^*$ . Στην περίπτωση που ο άξονας περιστροφής μετατοπίζεται στη θέση  $d$  (και η κάθετη μετατόπιση υπολογίζεται από το ίδιο σημείο), τότε για την άνωση θα ισχύει:

$$L' = \pi \rho U c C(k) \left[ U\alpha - \dot{h} + \left( \frac{3}{4} - \frac{d}{c} \right) c\dot{\alpha} \right] + \pi \rho \frac{c^2}{4} \left[ (U\ddot{\alpha} - \ddot{h}) + c \left( \frac{1}{2} - \frac{d}{c} \right) \ddot{\alpha} \right]$$

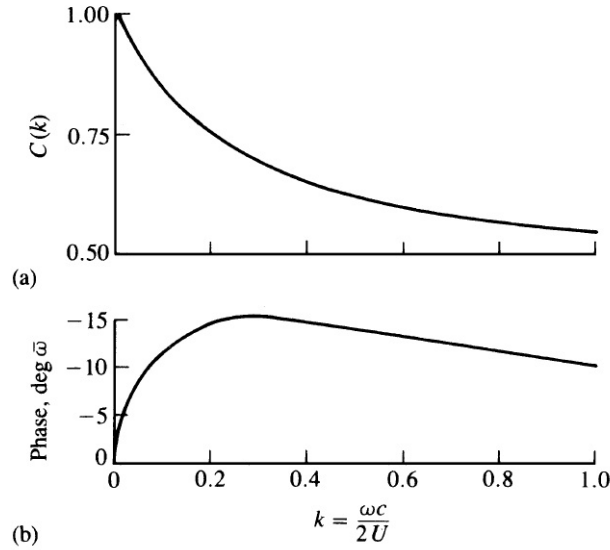
Στο σχήμα 3.1.3 απεικονίζεται η γραφική παράσταση του παράγοντα ανεπάρκειας της άνωσης  $C(k)$  συναρτήσει της ανηγμένης συχνότητας, η οποία είναι αδιάστατος αριθμός που ορίζεται ως εξής:

$$k = \frac{\omega c}{2U_\infty}$$

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1.3, ο ομόρρος έχει επιβραδυντικό αποτέλεσμα στον όρο ανακυκλοφορίας της άνωσης τέτοιο ώστε:

$$L'_1(t) = L'_1 \sin(\omega t - \bar{\omega})$$

όπου το  $\bar{\omega}$  αναπαριστά τη διαφορά φάσης για την επίδραση του ομόρρου.



Σχήμα 3.1.3: Γραφική απεικόνιση του παράγοντα ανεπάρκειας της άνωσης και της φάσης υστέρησης

Μετά από μια αντίστοιχη διαδικασία για τον υπολογισμό της ροπής γύρω από το μέτωπο προσβολής προκύπτει:

$$M_0 = -\pi\rho \frac{c^2}{4} \left[ -\frac{c}{2} \ddot{h} + \frac{3Uc}{4} \dot{a} + \frac{9}{32} c^2 \ddot{\alpha} + UC(k) \left( -\dot{h} + U\alpha + \frac{3c}{4} \dot{a} \right) \right]$$

Όμοια όταν ο άξονας περιστροφής μετατοπίζεται στη θέση  $d$  τότε η ροπή γύρω από αυτό το σημείο είναι:

$$M_0 = -\pi\rho \frac{c^2}{4} \left[ -c \left( \frac{d}{c} - \frac{1}{2} \right) \ddot{h} + Uc \left( \frac{3}{4} - \frac{d}{c} \right) \dot{a} + \frac{c^2}{4} \left( \frac{9}{8} + \frac{4d^2}{c^2} - \frac{4d}{c} \right) \ddot{\alpha} - \left( \frac{da}{c} - 1 \right) UC(k) \left( -\dot{h} + U\alpha + c \left( \frac{3}{4} - \frac{d}{c} \right) \dot{a} \right) \right]$$

Αν αδιαστατοποιηθούν τα μήκη με τον παράγοντα  $c$ , ο χρόνος με τον παράγοντα  $c/U$ , η θέση του άξονα περιστροφής επαναορισθεί ως προς το  $1/2$  της χορδής (ούτως ώστε περιστροφή περί της ακμής προσβολής αντιστοιχεί σε  $d = -1$  ενώ περί της ακμής εκφυγής σε  $d=1$  και η θέση μέτρησης του  $d$  μεταφερθεί στο  $1/2$  της χορδής, από την εξίσωση προκύπτει ο συντελεστής άνωσης σε μια πιο απλή μορφή:

$$C_L = 2\pi \left[ \alpha + \dot{h} + \frac{1}{2} \dot{\alpha} \left( \frac{1}{2} - d \right) \right] C(k) + \frac{\pi}{2} \left[ \ddot{h} + \dot{\alpha} - \frac{d}{2} \ddot{\alpha} \right]$$

Στην εξίσωση αυτή, ο δεύτερος όρος εκφράζει την συνεισφορά της επιταχυνόμενης μάζας στην άνωση, δεν σχετίζεται δηλαδή με την κυκλοφορία γύρω από την αεροτομή, ενώ ο πρώτος όρος εκφράζει την συνεισφορά, ακριβώς της κυκλοφορίας, στην άνωση.

Ένα σημαντικό σημείο της ανάλυσης Theodorsen είναι πως η φυσική αρχή που διέπει τα μη μόνιμα φαινόμενα συνοψίζεται σύντομα από τα διαγράμματα  $C(k)$ . Καθώς αυξάνεται η ανηγμένη συχνότητα  $k$ , μειώνεται το μέτρο του όρου  $\rho U \Gamma$  της άνωσης. Επιπλέον, η υστέρηση στην άνωση αρχικά αυξάνεται συναρτήσει της  $k$ , αλλά για  $k > 0.4$  παρατηρείται σταδιακή μείωση της διαφοράς φάσης.

### 3.2 Ημιτονοειδής ταλάντωση σε πρόνευση

Το πρόβλημα αναφοράς μας για αυτήν την αναθεώρηση είναι μια επίπεδης πλάκας αεροτομή που ταλαντώνεται ημιτονοειδώς σε πρόνευση γύρω από έναν άξονα που βρίσκεται στο  $X = A$ , όπου είναι η αεροτομή που ορίζεται από  $0 < X < I$  και η γωνία πρόσπτωσης είναι  $\alpha = \alpha_1 R_e e^{i\omega t}$ . Ο (T.Theodorsen 1935) διαιρούσε τη ροή σε δύο συνιστώσες. Η πρώτη είναι μία "μη κυκλοφοριακή" συνιστώσα πηγών και δινών, που ικανοποιεί τις οριακές συνθήκες επί της ταλαντευόμενης πλάκας και η οποία συνεπώς περιλαμβάνει την υπάρχουσα φαινόμενη μάζα. Η δεύτερη είναι μία "κυκλοφοριακή" συνιστώσα, η οποία περιλαμβάνει στροβίλους και δίνες ομόρρου και που ταιριάζει με τη μη κυκλοφοριακή στην ακμή εκφυγής, κατά τέτοιο τρόπο που να επιβάλλει την εφαρμογή της συνθήκης Kutta της μηδενικής ροής εκεί. Μπορούμε να αναλύσουμε τα αποτελέσματά του στην αδιάστατη κατανομή της πίεσης, στην άνωση και στη ροπή πρόνευσης περίπου στον άξονα περιστροφής στην ακόλουθη μορφή:

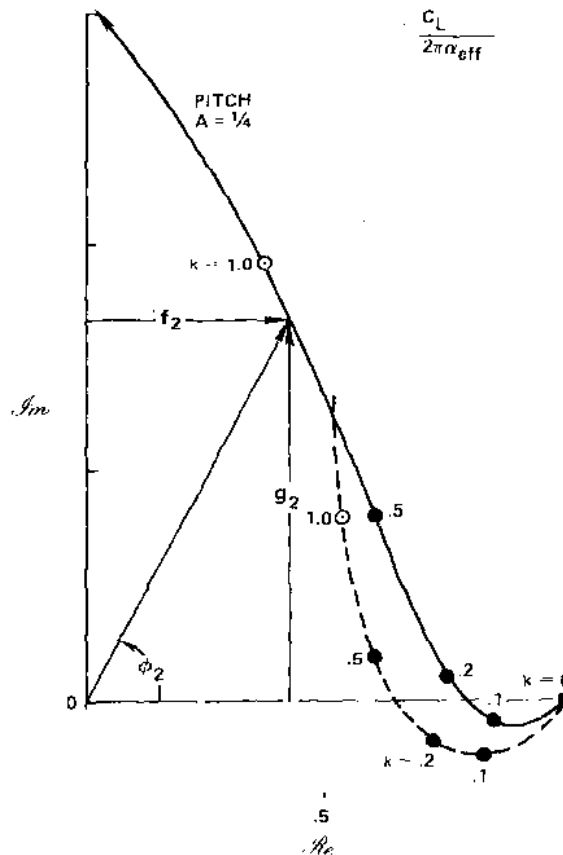
$$C_p = -2\alpha \sqrt{\frac{1-X}{X}} [f_1 + ig_1]$$

$$C_L = 2\pi\alpha [f_2 + ig_2]$$

$$C_M = 2\pi\alpha \left(A - \frac{1}{4}\right) [f_3 + ig_3]$$

Οι όροι έξω από τις αγκύλες αναγνωρίζονται αμέσως ως η σταθερή λύση για μια επίπεδη πλάκα με στιγμιαία γωνιά  $\alpha$ . Όλα τα μη μόνιμα αποτελέσματα περιλαμβάνονται στις συναρτήσεις  $f_n + ig_n$  που περιέχουν το Bessel και οι οποίες εξαρτώνται μόνο από τα  $k$ ,  $A$ , και στην περίπτωση της πίεσης,  $X$ . Λεπτομέρειες της μη μόνιμης λύσης μπορούν να βρεθούν στο (T.Theodorsen 1935), E.E.Postel (1948), (E.E.Postel(1948))(Fung and Sobin 1969) και (McCroskey 1973). Τα πραγματικά μέρη των Εξισώσεων (1) - (3), που αντιπροσωπεύονται από το  $f_n$ , ορίζουν τα "inphase" στοιχεία των  $C_p$ ,  $C_L$ , και  $C_M$  που ακολουθούν άμεσα την κίνηση της αεροτομής και τα φανταστικά μέρη,  $g_n$  είναι τα στοιχεία "τετραγωνισμού" που υστερούν ή οδηγούν την κίνηση κατά  $\omega t = \frac{\pi}{2}$ . Εναλλακτικά, τα αεροδυναμικά φορτία

μερικές φορές εκφράζονται σε όρους συντελεστή  $(f_n^2 + g_n^2)^{\frac{1}{2}}$  και φάσης γωνία  $\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{g_n}{f_n}\right)$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 1. Στο ημι-μόνιμο όριο του  $k \rightarrow 0$ , οι λύσεις για την ενότητα προσέγγισης  $f_n$  ως  $(1 - \pi k/2)$  και  $g_n$  εξαφανίζονται ως  $k \ln k$ . Ωστόσο αυτή η λογαριθμική συμπεριφορά του  $g_n$  είναι μοναδική για τη δισδιάστατη περίπτωση.



Σχήμα 3.2.1: Λωρίδες των πραγματικών και φανταστικών συνιστωσών της ασταθούς άνωσης σε μία ταλαντευόμενη επίπεδη πλάκα ως συνάρτηση της μειωμένης συχνότητας.

Το σημαντικό σημείο εδώ είναι ότι σχετικά απλές, γνωστές λειτουργίες τροποποιούν την κλασική λύση σταθερής κατάστασης για μια λεπτή αεροτομή όταν η γωνία αλλάζει με πεπερασμένο ρυθμό. Οι εξισώσεις (I) - (3) δίνουν ρητά τη συγγένεια του εύρους και της φάσης των αεροδυναμικών φορτίων σε σχέση με την κίνηση της αεροτομής. Για παράδειγμα, η συνεχής γραμμή στο Σχήμα 3.2.1 δείχνει τον τόπο της λύσης για  $C_L/\alpha$  σε διάφορες τιμές ανηγμένης συχνότητας για τη σημαντική περίπτωση περιστροφής για το στατικό αεροδυναμικό κέντρο,  $A = 1/4$ . Για την περίπτωση αυτή, το πραγματικό μέρος της συνάρτησης της άνωσης  $f_2$  μειώνεται μονοτονικά με την αύξηση του  $k$ , ενώ το φανταστικό τμήμα  $g_2$  αλλάζει το σύμβολο στο  $k \approx 0.15$  και αυξάνεται στη συνέχεια. Η συμπεριφορά και των δύο  $f_2$  και  $g_2$  κυριαρχείται από μη κυκλοφοριακούς όρους σε υψηλή συχνότητα (βλ. (Fung and Sobin 1969)).

Η ροπή πρόνευσης για το  $A = 1/4$  δίνεται από το  $C_M / 2\pi\alpha = (3/32)k^2 - i(k/4)$ , και το γεγονός ότι το φανταστικό μέρος είναι πάντα αρνητικό είναι σημαντικό. Αυτό σημαίνει ότι το  $C_M$  καθυστερεί πάντα την κίνηση της αεροτομής και ότι η αεροδυναμική απόσβεση στο βήμα,  $-\phi C_M da$ , τείνει να καταστείλλει τις στρεπτικές ταλαντώσεις σε όλες τις συχνότητες. Σε κάποιες περιπτώσεις το  $C_M$  μπορεί να γίνει θετικό, οδηγώντας στη δυνατότητα flutter σε καθαρή πρόνευση. Κανονικά μια τέτοια συμπεριφορά είναι πιθανότερο να συμβεί όταν τα κρουστικά κύματα ή η αποκόλληση της ροής εισάγουν ισχυρές μη γραμμικότητες στη ροή παραβιάζοντας τις υποθέσεις της κλασικής θεωρίας των λεπτών αεροτομών.



## Κεφάλαιο 4

# Πειραματική διάταξη, εξοπλισμός και μεθοδολογία

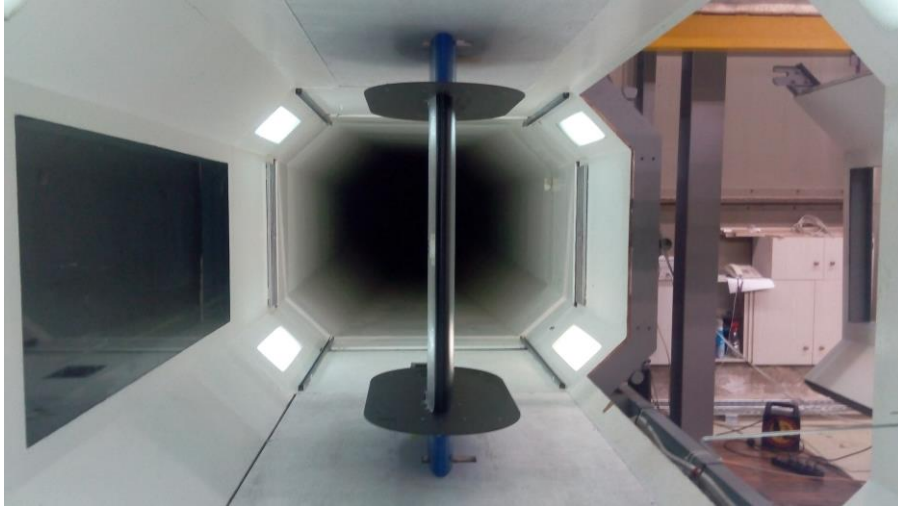
### 4.1 Πειραματική διάταξη και εξοπλισμός

#### 4.1.1 Αεροδυναμική σήραγγα

Διεξήχθησαν μετρήσεις στο μικρό τμήμα δοκιμών (1.8m x 1.4m) της αεροδυναμικής σήραγγας κλειστού κυκλώματος σε μια προσπάθεια να μελετηθεί η αεροδυναμική συμπεριφορά ακίνητης (i) και υπό περιστροφική ταλάντωση (ii) πτέρυγας σε συνθήκες ομοιόμορφης ροής. Η σήραγγα έχει συνολικό μήκος 32m. Το επίπεδο τύρβης στο τμήμα δοκιμών που πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις είναι 0.2% με μέγιστη ταχύτητα ροής 60m/s. Η κυκλοφορία του αέρα γίνεται από έναν επταπτέρυγο ανεμιστήρα διαμέτρου 2.67m σε σύζευξη με έναν κινητήρα συνεχούς ρεύματος ισχύος 350hp.



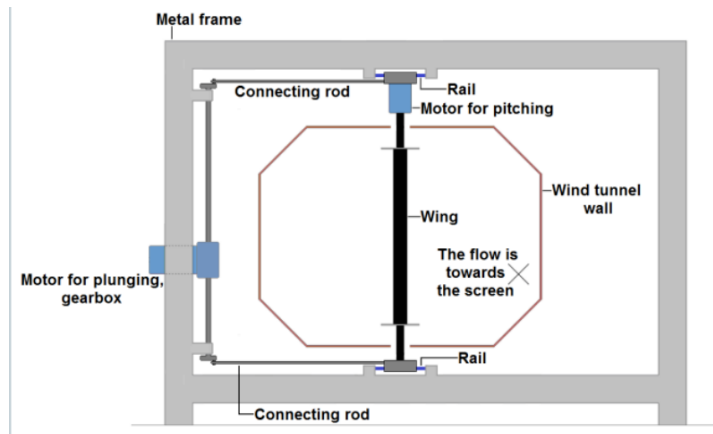
Σχήμα 4.1: Τμήμα δοκιμών αεροδυναμικής σήραγγας Ε.Μ.Π.



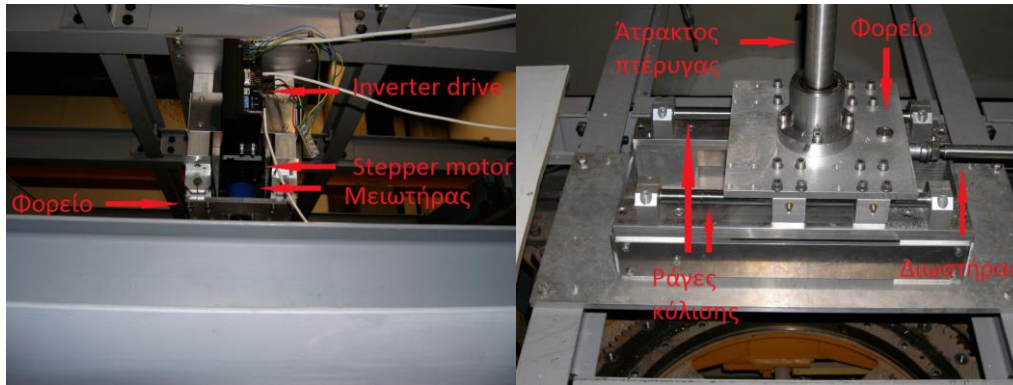
Σχήμα 4.1.1:Τμήμα δοκιμών αεροδυναμικής σήραγγας Ε.Μ.Π. -εσωτερική λήψη με προσδεμένη πτέρυγα NACA 64418

#### 4.1.2 Μηχανισμός πρόσδεσης και κίνησης της πτέρυγας

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε κατάλληλη πειραματική διάταξη (σχήμα 4.2 για την στήριξη της πτέρυγας επιτρέποντας τόσο την πρόνευση (pitching) όσο και την βύθισή (plunging) της. Εν προκειμένω, δεν εξετάσαμε περίπτωση plunging αλλά για λόγους πληρότητας θα γίνει καταγραφή όλων των συνιστωσών της διάταξης. Όπως φαίνεται και στο σχήμα η άτρακτος της πτέρυγας και ο μηχανισμός κίνησής της συγκρατούνται πάνω σε σταθερό μεταλλικό πλαίσιο μη βρισκόμενο σε επαφή με την σήραγγα προς αποφυγή ταλαντώσεων. Η μετάδοση της κίνησης μεταφοράς (plunging) γίνεται με σύστημα κινητήρα εναλλασσόμενου ρεύματος - μειωτήρα στροφών - στροφάλων (2) - διωστήρων (2) - φορείων (2) ενώ η περιστροφή (pitching) με βηματικό κινητήρα (stepper motor) - μειωτήρα.



Σχήμα 4.2 :Μηχανισμός πρόσδεσης και κίνησης της πτέρυγας

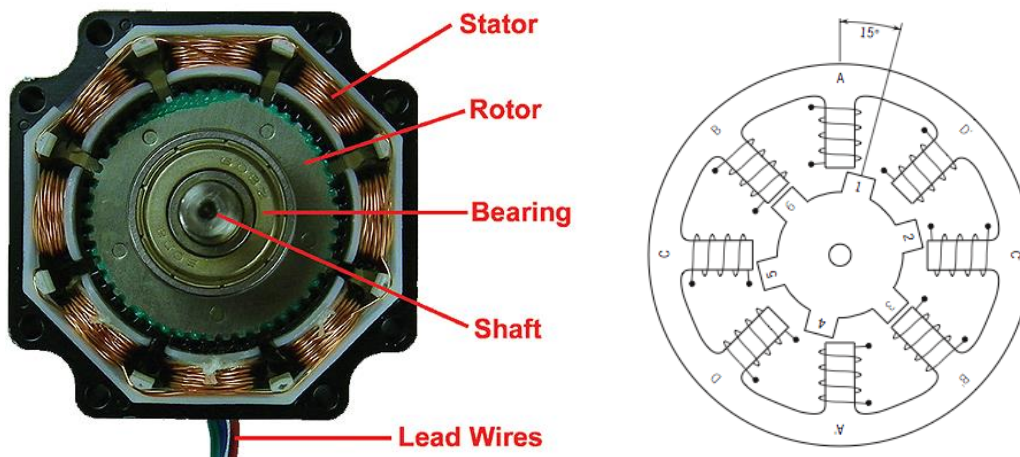


Σχήμα 4.1.2: Άνω(αριστερά) και κάτω(δεξιά) τμήμα μηχανισμού κίνησης της πτέρυγας

### 4.1.3 Ελεγκτές και κινητήρες

#### Βηματικός κινητήρας

Το χαρακτηριστικό γνώρισμα των βηματικών κινητήρων είναι ότι μία πλήρης περιστροφή τους διαιρείται σε έναν ακέραιο αριθμό γωνιακών μετατοπίσεων (βημάτων). Έτσι η οποιαδήποτε επιθυμητή γωνιακή μετατόπιση του ρότορα μπορεί να επιτευχθεί με τον ανάλογο αριθμό βημάτων. Κάθε βήμα αντιστοιχεί σε έναν διακριτό παλμό τάσης συνεχούς ρεύματος που παίρνει σαν είσοδο ο κινητήρας από τον ελεγκτή του (εν προκειμένω το Arduino).



Σχήμα 4.1.3: Βηματικός κινητήρας

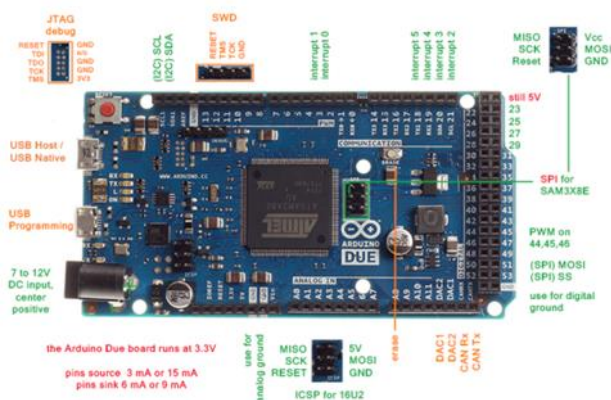
Κάθε φορά που ένας παλμός εμφανίζεται στην γραμμή εισόδου ο ρότορας κάνει ένα βήμα και παραμένει στη νέα του θέση μέχρι ένας καινούργιος παλμός σήματος να παραχθεί. Επιπλέον ο κινητήρας έχει και μία είσοδο κατεύθυνσης που ορίζει την βηματίσή του ωρολογιακά ή ανθωρολογιακά.

Ένας βηματικός κινητήρας αποτελείται από πολλαπλούς οδοντωτούς ηλεκτρομαγνήτες (στάτης) τοποθετημένους περιφερειακά γύρω από μία γριναζωτή άτρακτο (ρότορας). Όταν ένας ηλεκτρομαγνήτης διαρρέεται από ρεύμα έλκει τον γειτονικό οδόντα του ρότορα, έως αυτός να βρεθεί σχεδόν ευθυγραμμισμένος με τον επόμενο ηλεκτρομαγνήτη.

Έτσι, όταν ο τρέχων ηλεκτρομαγνήτης απενεργοποιηθεί και ενεργοποιηθεί ο επόμενος, ο ρότορας θα ευθυγραμμισθεί με τον δεύτερο. Αυτή είναι η επαναλαμβανόμενη διαδικασία με την οποία λειτουργεί ένας βηματικός κινητήρας. Όπως γίνεται φανερό μετρώντας τον αριθμό και τις εναλλαγές των παλμών που αποστέλλονται από τον ελεγκτή προς τον κινητήρα μπορεί να υπολογιστεί η θέση του σε κάθε χρονική στιγμή, χωρίς να χρειάζεται να υπάρχει ανάδραση πληροφορίας από κάποιον αισθητήρα θέσης. Εν ολίγοις, οι βηματικοί κινητήρες λειτουργούν με τη μέθοδο του ανοικτού βρόγχου και αυτό αποτελεί σημαντικό λειτουργικό τους πλεονέκτημα. Άλλα πλεονεκτήματά τους είναι ότι δεν χρειάζονται φρένα για να παραμείνουν ακίνητοι ή να επιβραδυνθούν, ότι παράγουν μεγάλες τιμές ροπής στην εκκίνησή τους και σε μικρές ταχύτητες περιστροφής αλλά και η δυνατότητα μεγάλου εύρους ταχύτητας περιστροφής. Επιπλέον έχουν συγκριτικά μεγάλη διάρκεια ζωής καθώς για την λειτουργία τους δεν απαιτούνται κινούμενες ηλεκτρικές επαφές.

#### 4.1.4 Arduino

Το Arduino είναι ένας μικροελεγκτής μονής πλακέτας, δηλαδή μια απλή μητρική πλακέτα ανοικτού κώδικα με ενσωματωμένο μικροελεγκτή και εισόδους/εξόδους, η οποία μπορεί να προγραμματιστεί με τη γλώσσα Wiring (παραλλαγή της γλώσσας προγραμματισμού C++ και ένα σύνολο από βιβλιοθήκες, υλοποιημένες επίσης στην C++ ). Το λογισμικό του Arduino είναι ένα ολοκληρωμένο περιβάλλον ανάπτυξης (IDE) γραμμένο σε Java. Το Arduino μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανάπτυξη ανεξάρτητων διαδραστικών αντικειμένων αλλά και να συνδεθεί με υπολογιστή μέσω προγραμμάτων. Για παράδειγμα μπορεί να δεχθεί σαν είσοδο το πάτημα ενός κουμπιού ή το φως που ενεργοποιεί έναν αισθητήρα και να ανάψει ένα LED ή να θέσει σε κίνηση έναν κινητήρα (όπως στην περίπτωση μας) σαν έξοδο.

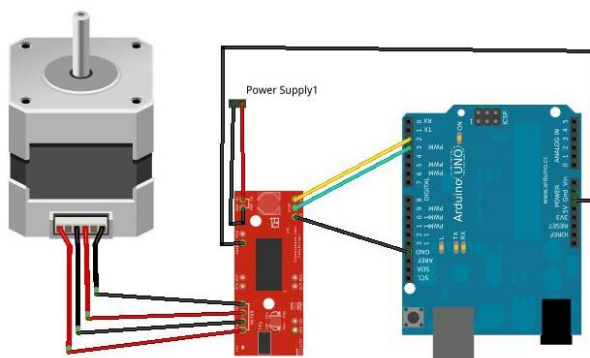


Σχήμα 4.1.4: μικροελεγκτής arduino due

Μία πλακέτα Arduino Due (όπως αυτή που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα) αποτελείται από έναν μικροελεγκτή ATME16U2 και συμπληρωματικά εξαρτήματα για την διευκόλυνση του χρήστη στον προγραμματισμό και την ενσωμάτωσή του σε άλλα κυκλώματα. Όλες οι πλακέτες περιλαμβάνουν ένα γραμμικό ρυθμιστή τάσης 5V και έναν κρυσταλλικό ταλαντωτή 16MHz (ή κεραμικό αντηχητή σε κάποιες παραλλαγές). Ο μικροελεγκτής είναι από κατασκευής προγραμματισμένος έτσι ώστε να μην χρειάζεται εξωτερικός προγραμματιστής. Ο πίνακας του Arduino Due διαθέτει 54 ψηφιακά I/O (εισόδου-εξόδου) pins, 12 από τα οποία μπορούν να παράγουν παλμικά σήματα, καθώς και 12 αναλογικά I (εισόδου) pins.



Στο σχήμα 4.1.5 βλέπουμε την διάταξη που είναι υπεύθυνη για την περιστροφική κίνηση της πτέρυγας.



Σχήμα 4.1.5: μικροελεγκτής arduino σε διάταξη με ενισχυτή - κινητήρα

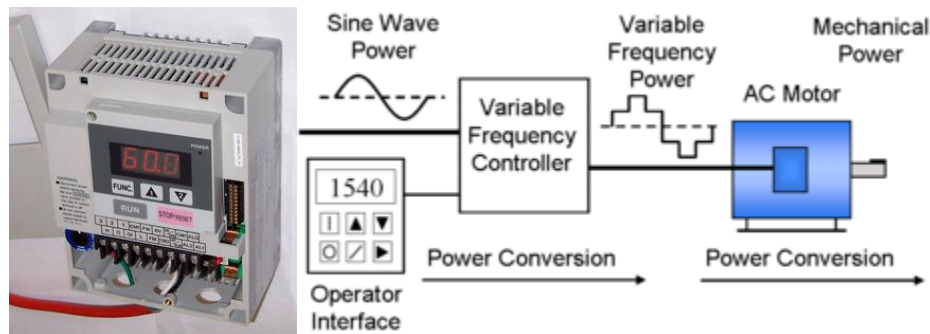
### 4.1.5 Variable Frequency Drive – VFD

Ο οδηγός μεταβλητής συχνότητας (variable frequency drive ή inverter drive) είναι ένας τύπος οδηγού ρυθμιζόμενης ταχύτητας που χρησιμοποιείται σε ηλεκτρομηχανολογικά συστήματα και είναι υπεύθυνος για τον έλεγχο της ταχύτητας και της ροπής κινητήρα εναλλασσόμενου ρεύματος δια της ρύθμισης της συχνότητας και της τάσης εισόδου (σχήμα \ref{4.22}).

Υπάρχουν 3 είδη VFDs. Οι «αναστροφής πηγής ρεύματος» έχουν χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε εφαρμογές επεξεργασίας σήματος και στην ενεργειακή βιομηχανία. Είναι ο μόνος τύπος VFD με δυνατότητα αναγέννησης ισχύος. Μπορούν δηλαδή να απορροφήσουν και να διοχετεύσουν ροή ισχύος από τον κινητήρα προς την πηγή. Επίσης παράγουν πολύ καθαρή κυματομορφή ρεύματος αλλά απαιτούν ογκώδεις και ακριβούς επαγωγείς στην κατασκευή τους και προκαλούν αστοχία (παλμική κίνηση κατά την περιστροφή) σε συχνότητες κάτω των 6 Hz.

Οι «αναστροφής πηγής τάσης» έχουν χαμηλό συντελεστή ισχύος, μπορούν να προκαλέσουν αστοχία (παλμική κίνηση κατά την περιστροφή) σε συχνότητες κάτω των 6 Hz και δεν έχουν την δυνατότητα αναγέννησης. Λόγω των μειονεκτημάτων τους οι δύο αυτές κατηγορίες VFD δεν έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως.

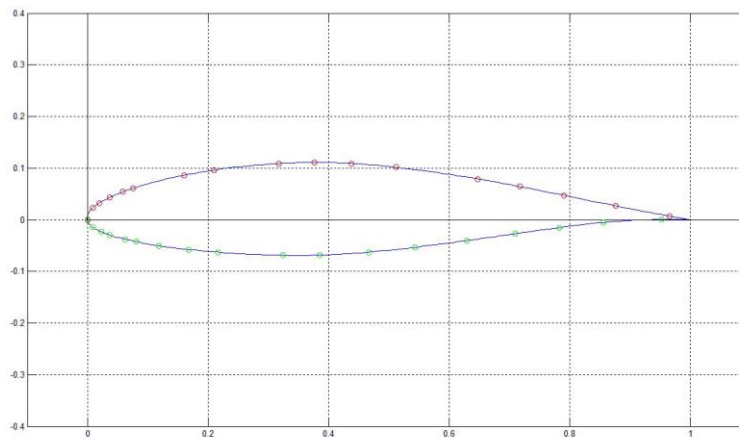
Ο πλέον ευρέως χρησιμοποιούμενος τύπος είναι οι «διαμόρφωσης πλάτους παλμού» χάρις στον εξαιρετικό συντελεστή ισχύος εισόδου (ακίνητος δίαυλος συνεχούς τάσης), την μη αστοχία του κινητήρα, της υψηλής απόδοσης και του χαμηλότερου κόστους. Ένα VFD διαμόρφωσης πλάτους παλμού χρησιμοποιεί μια σειρά παλμών τάσης διαφορετικών μηκών για να προσομοιώσει ένα ημιτονοειδές κύμα. Ιδανικά οι παλμοί είναι χρονισμένοι ούτως ώστε το μέσο χρονικό ολοκλήρωμα να αντιστοιχεί σε ένα τέλειο ημίτονο. Η τρέχουσα επιλεγμένη μέθοδος παραγωγής αυτής της κυματομορφής "τρέχει" ένα τριγωνικό και ένα ημιτονοειδές κύμα μέσα από έναν συγκριτή και δίνει στην έξοδο έναν παλμό τάσης, οποτεδήποτε η τιμή του ημιτονοειδούς κύματος είναι υψηλότερη από την τιμή του τριγωνικού. Το τρέχον ηλεκτρικό εξάρτημα επιλογής για την παραγωγή των παλμών τάσης είναι το διπολικό τρανζίστορ μονωμένης πύλης (IGBT), παρότι και τα ρεκτιφιέ σιλικόνης (SCR) είναι μία συμβατή επιλογή.



Σχήμα 4.1.6: Variable Frequency Drive και λειτουργικό διάγραμμα

#### 4.1.6 Πτέρυγα

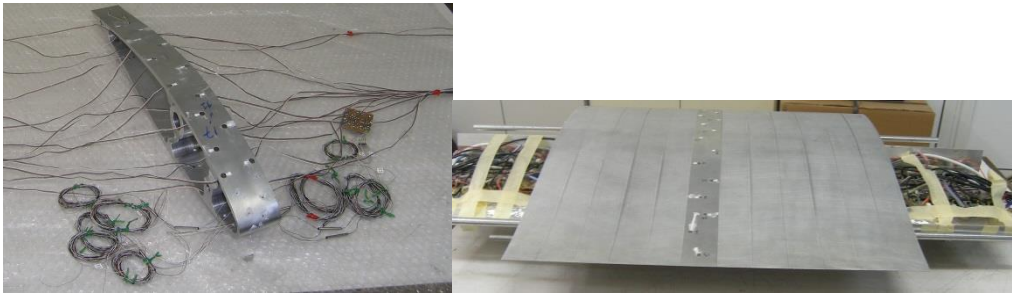
Η πτέρυγα που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα αποτελείται από 20 συναρμολογημένα μπλοκ αλουμινίου καταγεγραμμένα σε CNC με ενισχύσεις σε διάφορα σημεία για την αποφυγή παραμορφώσεων. Έχει αεροτομή NACA 64418, το προφίλ της οποίας φαίνεται στο σχήμα παρακάτω. Η χορδή της είναι  $c=500\text{mm}$ , το μήκος της  $l=1000\text{mm}$  ( $AR=2$ ) και το μέγιστο πάχος  $0.18c$ . Ο άξονας περιστροφής της πτέρυγας βρίσκεται σε απόσταση  $0.35c$  από το μέτωπο προσβολής.



Σχήμα 4.1.7: NACA 64418

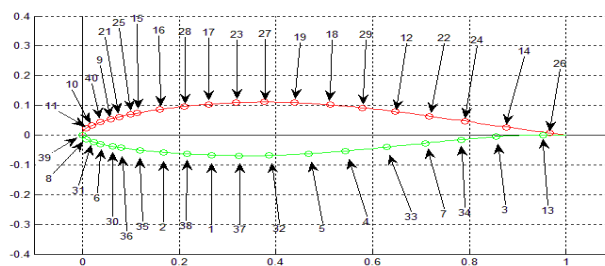
Επίσης, εντός της πτέρυγας τοποθετήθηκαν ενισχυτές για την ενίσχυση των σημάτων των αισθητήρων πίεσης (Σχήμα 4.1.8). Οι αισθητήρες πίεσης είχαν τη δυνατότητα να μετρήσουν απόλυτη πίεση από 0 έως 15 psia. Χρησιμοποιήθηκαν δυο τύποι αισθητήρων, οι Kulite XCS-062 με ιδιοσυχνότητα 200 kHz και οι Meggitt 8515C-15 με ιδιοσυχνότητα 180 kHz. Οι πρώτοι είχαν διάμετρο 1.7 mm και οι δεύτεροι 6.30 mm. Λόγω της μικρότερης διαμέτρου τους, οι αισθητήρες Kulite τοποθετήθηκαν στο ρύγχος της αεροτομής, ενώ οι Meggitt στο υπόλοιπο. Οι αισθητήρες αυτοί (39

συνολικά) τοποθετήθηκαν περίπου στο κέντρο του εκπετάσματος της πτέρυγας με τρόπο τέτοιο, ώστε να μην επηρεάζουν ο ένας τον άλλον.



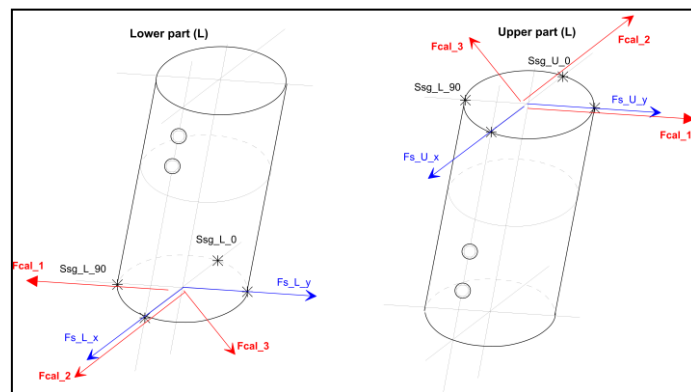
Σχήμα 4.1.8: Τμήμα της πτέρυγας με τοποθετημένους και οι ενισχυτές των αισθητήρων μέσα στην πτέρυγα τους αισθητήρες πίεσης

Τα σήματα της πίεσης ψηφιοποιούνταν για 60 sec με συχνότητα 100 Hz με τη βοήθεια μιας κάρτας National Instruments (NI 6031 E) μέσω πολυπλέκτη. Ο χρόνος ψηφιοποίησης για κάθε κανάλι ήταν της τάξης των 30 μs, που μεταφράζεται σε συνολική καθυστέρηση περίπου 1 ms από το πρώτο έως το τελευταίο (40<sup>ο</sup>) κανάλι, ή το 1/10 της περιόδου ψηφιοποίησης. Εφόσον οι αισθητήρες μετρούσαν απόλυτη πίεση, και η πίεση περιβάλλοντος μεταβαλλόταν από πείραμα σε πείραμα, πριν από κάθε πείραμα γινόταν η ρύθμιση της τάσης εξόδου των αισθητήρων ώστε να βρίσκεται στην περιοχή λειτουργίας των ενισχυτών. Διαφορετικά, υπήρχε ο κίνδυνος οι τάσεις αυτές να είναι εκτός της προαναφερθείσας περιοχής. Η τάση αυτή αφαιρείτο από το σήμα της πίεσης όταν λειτουργούσε η αεροδυναμική σήραγγα ώστε τελικά η έξοδος του κάθε αισθητήρα να είναι ίση με την τοπική μανομετρική πίεση. Θυμίζουμε πως, σύμφωνα με βαθμονόμηση, η ευαισθησία των αισθητήρων ήταν της τάξης του 1 mV/Pa και η έξοδός τους κυμαινόταν από 1 V έως 3.5 V. Για τον υπολογισμό των συντελεστών πίεσης  $c_p$ , που ορίζονται ως  $c_p = 2(p-p_\infty)/(\rho U^2)$ , χρησιμοποιήθηκε ένας σωλήνας Pitot-Static τοποθετημένος ανάντι της πτέρυγας, ο οποίος μετρούσε την  $p_\infty$  και τη δυναμική πίεση με τη βοήθεια ενός μορφοτροπέα πίεσης (Furness Ltd, FCO16) εύρους μέτρησης  $\pm 2000$ Pa.

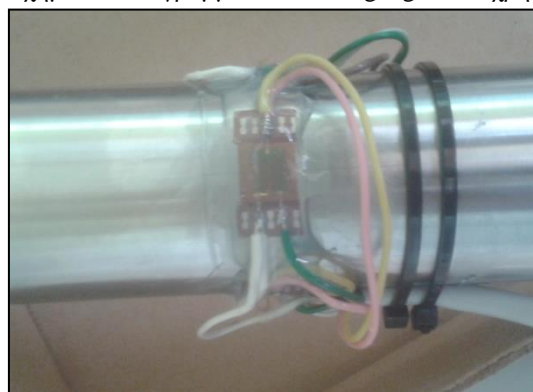


Σχήμα 4.1.9: Θέσεις των αισθητήρων πίεσης

Επίσης οι δυνάμεις που εφαρμόζονταν στην πτέρυγα μετρήθηκαν με τη βοήθεια δύο γεφυρών strain gauges στις δύο άκρες του άξονα του περυγίου, πριν από τα έδρανα στήριξης. Σε κάθε διατομή, οι δύο κάθετα τοποθετημένες γέφυρες αποκρίνονται σε διατμητικές δυνάμεις. Τα χρησιμοποιηθέντα strain gauges ήταν τύπου V-ροζέτ (HBM 6 / 350XY21). είχαν διαμορφωθεί για απόκριση διάτμησης (συντελεστής γέφυρας 2) με μηδενική ευαισθησία στη στρέψη, κάμψη και θερμοκρασία. Οι αισθητήρες τοποθετήθηκαν στο μέσο του ελεύθερου τμήματος του άξονα προκειμένου να αποφευχθούν οι περιοχές συγκέντρωσης τάσης. Στην εικόνα 4 παρουσιάζεται η θέση των γεφυρών και οι προκύπτουσες δυνάμεις διάτμησης καθώς και οι κατευθύνσεις των δυνάμεων βαθμονόμησης. Στο Σχήμα 4.1.10 παρουσιάζεται ένας κλάδος μίας γέφυρας strain gauge.



Σχήμα 4.1.10: Σχηματικό διάγραμμα των strain gauges που χρησιμοποιήθηκαν



Σχήμα 4.1.11: Μια εικόνα ενός κλάδου για γέφυρας strain gauge

Η βαθμονόμηση των αισθητήρων πραγματοποιήθηκε με την εφαρμογή δυνάμεων αναφοράς στα όργανα στήριξης και επαληθεύτηκε με αναλυτικούς υπολογισμούς. Στην παρακάτω εξίσωση (Lekou και Mouzakis, 2009) δίνεται η αναλυτική έκφραση της διατμητικής δύναμης  $F_Q$  (σε kN) ως συνάρτηση της απόκρισης γέφυρας  $S_{out}$  (σε mV / V):

$$F_Q = 2 \cdot 10^3 E \left[ \frac{1}{2(1+\nu)} \right] \frac{3 \cdot \pi (D^4 - d^4)}{16 \cdot (D^2 + Dd + d^2)} \frac{4}{k} \left[ \frac{1}{4} \right] (S_{out})$$



, όπου  $E = 200\text{GPa}$  είναι το μέτρο ελαστικότητας,  $\nu = 0.29$  η αναλογία Poisson,  $D = 40\text{mm}$  η εξωτερική διάμετρος άξονα,  $d = 32\text{mm}$  η εσωτερική διάμετρος του κάτω τμήματος του άξονα και  $d = 36\text{mm}$  η εσωτερική διάμετρος του άνω άξονα, και  $k = 2$  είναι ο συντελεστής μετρητή τάσης.

Τα σήματα των strain gauges ψηφιοποιούνταν για 600 sec με συχνότητα 400Hz και με τη βοήθεια του Spider 8 ενός συστήματος συλλογής δεδομένων.

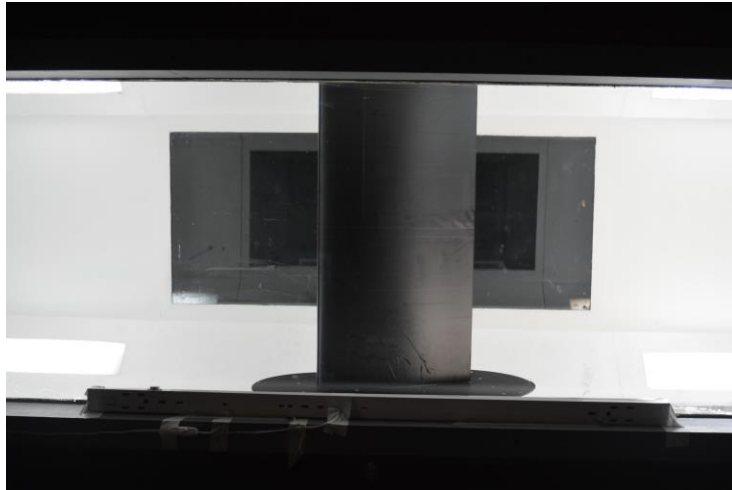
Τέλος για τη άμεση καταγραφή της γωνίας της πτέρυγας χρησιμοποιήθηκε αισθητήρας καλωδίου ελξης (draw-wire sensor) της εταιρίας MICRO-EPSILON. Το καλώδιο του αισθητήρα προσκολήθηκε στον άξονα της πτέρυγα. Τα σήματά του ψηφιοποιούνταν και καταγραφόντουσαν μέσω του Spider 8 και του προγράμματος Catman 4.2.

## 4.2 Η μέθοδος του Flow visualization

Στα πλαίσια του πειράματος με σταθερές γωνίες προσβολής επιχειρήθηκε η τρισδιάστατη απεικόνιση της ροής. Αρχικά η πτέρυγα καλύφθηκε με μια ματ μεμβράνη ώστε η επιφάνεια της να είναι λεία αλλά και για να προστατευθούν οι αισθητήρες πίεσης κατά τη διάρκεια του πειράματος.



Σχήμα 4.2.1: Κατά τη διαδικασία καλυψης της πτέρυγας



Σχήμα 4.2.2: Τελική μορφή της πτέρυγας

Προκειμένου να καταγραφεί η συμπεριφορά ροής κοντά στην επιφάνεια του πτερυγίου, χρησιμοποιήθηκε απεικόνιση ροής λαδιού χρησιμοποιώντας μία έγχρωμη σκόνη αναμεμειγμένη με κηροζίνη σε συνδυασμό με υπεριώδες φως (black light). Αφού το υγρό μετά το κλείσιμο της σήραγγας στεγνώθηκε στην επιφάνεια του πτερυγίου πραγματοποιήθηκε λήψη φωτογραφιών.



Σχήμα 4.2.3: Ενδεικτική εικόνα της πτέρυγας μετά της λήξη του πειράματος

## Κεφάλαιο 4

### Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η ανάλυση των δεδομένων του πειράματος, με βάση την πειραματική διάταξη που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Αρχικά παρουσιάζονται τα προγραμματιστικά εργαλεία και ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκαν. Στη συνέχεια γίνεται λεπτομερής ανάλυση των δεδομένων και των περιπτώσεων του πειράματος και παρατίθενται διαγράμματα που σχετίζονται με την τοπολογία της ροής και τη αεροδυναμική της επίπεδης πλάκας.

#### 5.1 Κώδικας MATLAB

Στο Παράρτημα Α της μελέτης αυτής παρουσιάζεται ο κώδικας που δημιουργήθηκε για την ανάλυση του συγκεκριμένου πειράματος σε υπολογιστικό περιβάλλον MATLAB καθώς και σε Arduino IDE.

#### 5.2 Ανάλυση Δεδομένων

##### 5.2.1 Κίνηση της αεροτομής σε πρόνευση

Στη συγκεκριμένη πειραματική μελέτη τα αεροδυναμικά φαινόμενα μελετώνται μόνο ως προς τη πρόνευση της αεροτομής και επομένως η γωνία πρόσπτωσης της ροής στο μέτωπο προσβολής ταυτίζεται με την αρμονική γωνιακή κίνηση της αεροτομής. Για να επιτευχθεί αυτή η κίνηση χρησιμοποιήθηκε κυρίως το Arduino σε σύνδεση με ένα βηματικό κινητήρα (stepper motor) όπως αναφέρθηκε και στο Κεφάλαιο 3. Παρακάτω παρατίθεται ο κώδικας με τον οποίο πραγματοποιείται αυτό.

Σκοπός μας ήταν η πτέρυγα να ακολουθεί ταλαντευόμενη ημιτονοειδή κίνηση, δηλαδή όταν βρίσκεται στην μέση γωνία πρόσπτωσης να έχει τη μέγιστη ταχύτητα, ενώ στις ακραίες γωνίες να επιβραδύνεται. Για να επιτευχθεί αυτό χρησιμοποιήσαμε το Arduino ώστε να μπορέσουμε να ελέγξουμε του χρόνους ανάμεσα σε κάθε βήμα του stepper motor.

Αρχικά χωρίσαμε την κίνηση μιας περιόδου της πτέρυγας σε 3 τμήματα. Το πρώτο είναι το διάστημα κατά το οποίο η πτέρυγα κινείται από τη μέση γωνία στην ακραία

θέσης της, δηλαδή το  $\frac{1}{4}$  της περιόδου. Το δεύτερο είναι η κίνηση της πτέρυγας από τη μία ακραία θέση στην άλλη, δηλαδή το  $\frac{1}{2}$  της περιόδου. Το τρίτο είναι το διάστημα όπου η πτέρυγα κινείται από μία ακραία θέση στη μεση, δηλαδή το τελευταίο  $\frac{1}{4}$  της κίνησης.

Χρησιμοποιώντας τον βασικό τύπο ενός ημιτονοειδούς κύματος

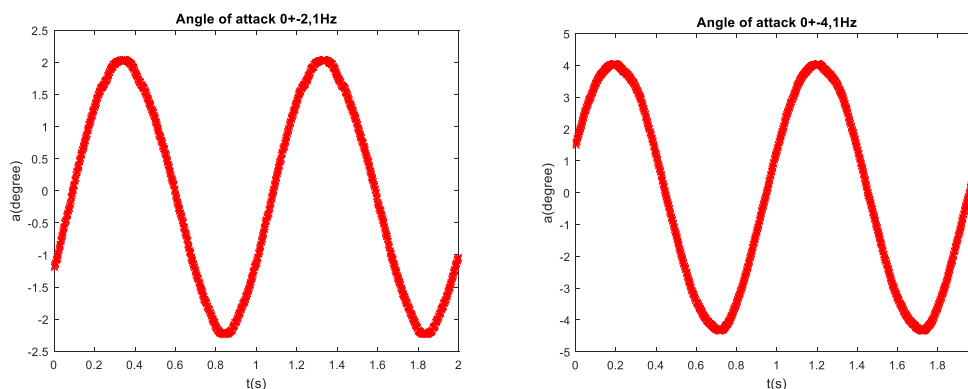
$$y(t) = A \sin(2 \pi f t + \varphi) = A \sin(\omega t + \varphi)$$

όπου το  $A$ , είναι το πλάτος της ταλάντωσης, δηλαδή η μέγιστη απόκλιση της συνάρτησης από το μηδέν. Το  $F$ , είναι η συχνότητα της ταλάντωσης, δηλαδή ο αριθμός των ταλαντώσεων (κύκλοι) που συμβαίνουν κάθε δευτερόλεπτο του χρόνου και  $\Omega=2\pi f$ , η γωνιακή ταχύτητα καθώς και  $\varphi$ , η φάση.

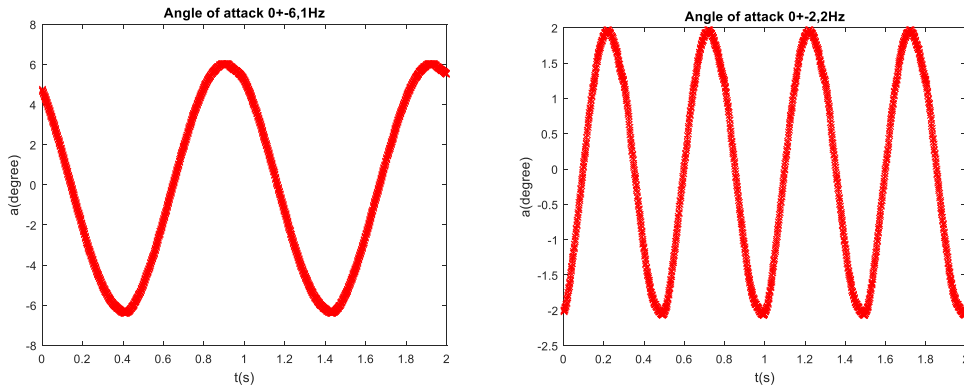
Ξέροντας ότι ο stepper motor για να μετατοπίσει κατά  $1^\circ$  μοίρα τη πτέρυγα χρειάζονται 244 βήματα, λύσαμε την παραπάνω εξίσωση ως προς το χρόνο  $t$  οπότε η παραπάνω εξίσωση έγινε :

$$t = \frac{\sin\left(\frac{y(t)}{A}\right)^{-1}}{2\pi f}$$

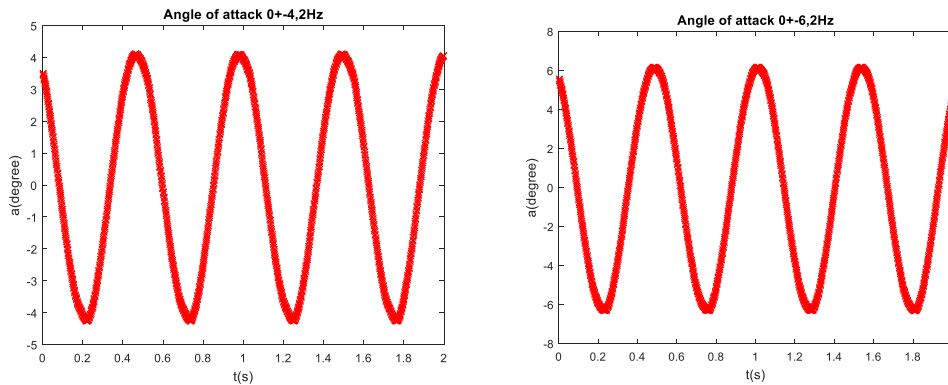
Με τη βοήθεια της Matlab καταφέραμε να βγάλουμε τους χρόνους καθυστέρησης στη μορφή πινάκων για τα τρία τμήματα της κίνησης.



Σχήμα 5.2.1:Γωνία ταλάντωσης της πτέρυγας σε σχέση με το χρόνο για μέση γωνία πρόσπτωσης  $0^\circ$  με συχνότητα 1Hz και πλάτος ταλάντωσης  $2^\circ$ (δεξιά),  $4^\circ$ (αριστερά)

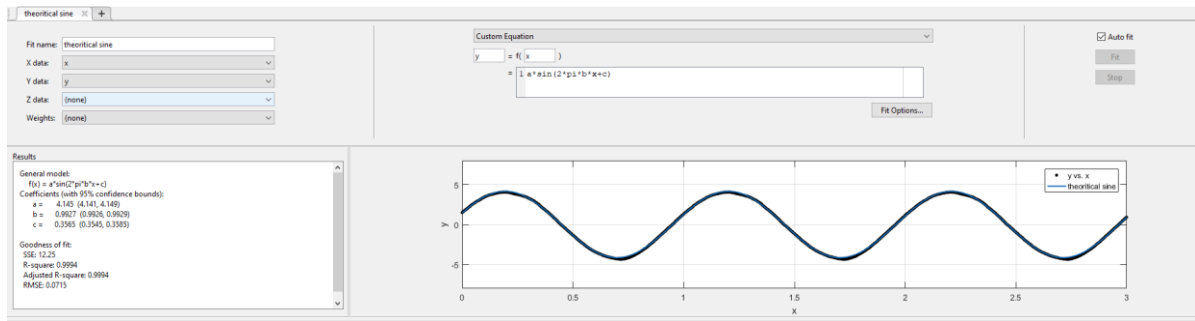


Σχήμα 5.2.2: Γωνία ταλάντωσης της πτέρυγας σε σχέση με το χρόνο για μέση γωνία πρόσπτωσης  $0^\circ$  με συχνότητα 1Hz και πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  (αριστερά) ,και πλάτος ταλάντωσης  $2^\circ$  (δεξιά) με συχνότητα 2Hz

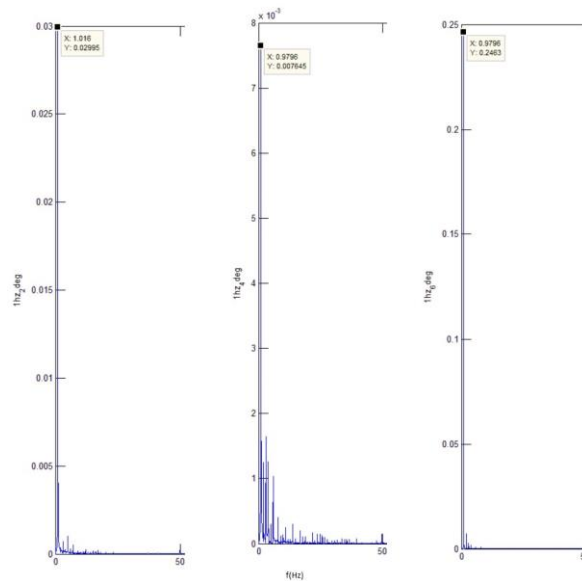


Σχήμα 5.2.3: Γωνία ταλάντωσης της πτέρυγας σε σχέση με το χρόνο για μέση γωνία πρόσπτωσης  $0^\circ$  με συχνότητα 2Hz και πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  (δεξιά) ,  $4^\circ$  (αριστερά)

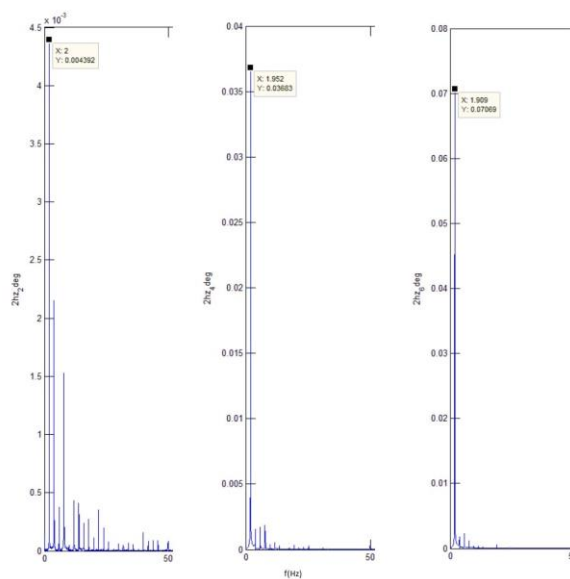
Για την επαλήθευση της κίνησης, χρησιμοποιήσαμε τον αισθητήρα της γωνιακής θέσης της πτέρυγας. Τα δεδομένα του αισθητήρα εισάχθηκαν στη Matlab όπου με τη βοήθεια του Curve Fitting Tool (προγράμματος της Matlab) αναλύθηκαν. Εφόσον επιβεβαιώθηκε η αρμονική ημιτονοειδής κίνηση της πτέρυγας στη συνέχεια έπρεπε να εξεταστεί εάν η συχνότητα της κίνησης ήταν η επιθυμητή για κάθε δεδομένη περίπτωση.



Σχήμα 5.2.4:Ενδεικτική περίπτωση για πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  με συχνότητα 1Hz σε σχέση με το θεωρητικό ημίτονο



Σχήμα 5.2.5:Συχνότητα Fourier όπου το X στο κάθε διάγραμμα αντιπροσωπεύει την πραγματική συχνότητα της κίνησης για τις περιπτώσει  $1\text{Hz} \pm 2^\circ$  (δεξιά),  $1\text{Hz} \pm 4^\circ$  (κεντρικό),  $1\text{Hz} \pm 4^\circ$  (αριστερά)

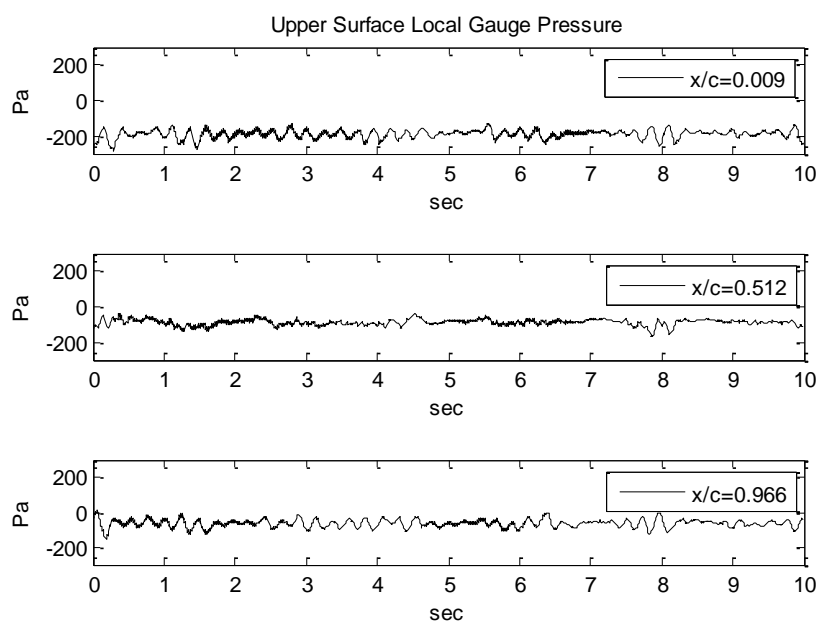


Σχήμα 5.2.6:Συχνότητα Fourier όπου το X στο κάθε διάγραμμα αντιπροσωπεύει την πραγματική συχνότητα της κίνησης για τις περιπτώσει  $2\text{Hz} \pm 2^\circ$  (δεξιά),  $2\text{Hz} \pm 4^\circ$  (κεντρικό),  $2\text{Hz} \pm 4^\circ$  (αριστερά)

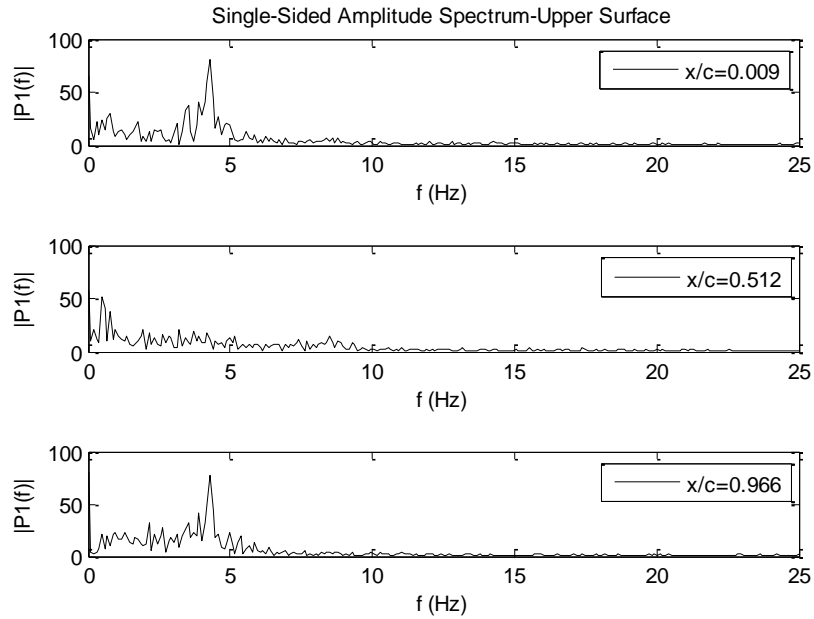
## 5.2.2 Μετρήσεις πίεσης σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης

Στα πλαίσια της διπλωματικής πραγματοποιήθηκε η συγκεκριμένη περίπτωση, με ακίνητη πτέρυγα και γωνίες πρόσπτωσης από  $+80^\circ$  έως  $+100^\circ$  με βήμα  $5^\circ$ . Σκοπός του πειράματος ήταν η σύγκριση με ένα υπολογιστικό θέμα για τη πρόβλεψη των χαρακτηριστικών απόσβεσης μια πτέρυγας στάσιμης στις  $90^\circ$ . Τα δεδομένα του πειράματος πάρθηκαν από τους αισθητήρες πίεσης με δειγματοληψία 100 Hz για πέντε λεπτά. Επίσης πάρθηκε και μία μέτρηση στην αρχή και στο τέλος του πειράματος όταν η πτέρυγα βρισκόταν σε στάσιμο αέρα. Τα δεδομένα επεξεργάστηκαν στη Matlab όπου και υπολογίστηκαν οι πιέσεις σε σχέση με το χρόνο καθώς και η συχνότητα Fourier για διάφορες τιμές κατά μήκος της χορδής.

Παρατίθεται μόνο η περίπτωση της γωνίας πρόσπτωσης  $+90^\circ$  διότι δεν υπήρχε κάποια αισθητή διαφορά των τιμών της πίεσης και των συχνοτήτων Fourier.



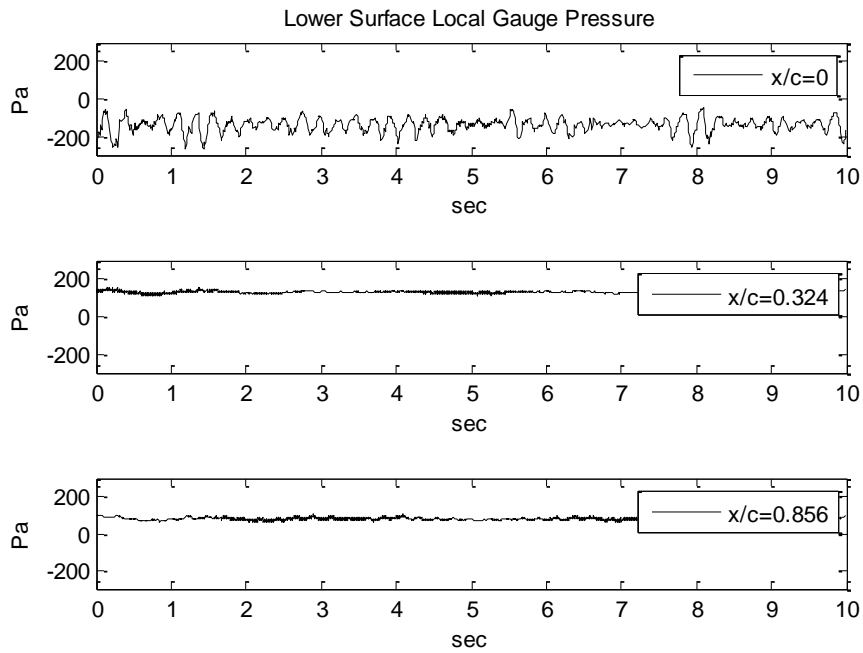
Σχήμα 5.2.7: Πιέσεις σε σχέση με το χρόνο στη πλευρά χαμηλών πιέσεων της πτέρυγας για  $x/c$  0.009,  $x/c$  0.512,  $x/c$  0.966 για γωνία πρόσπτωσης  $+90^\circ$



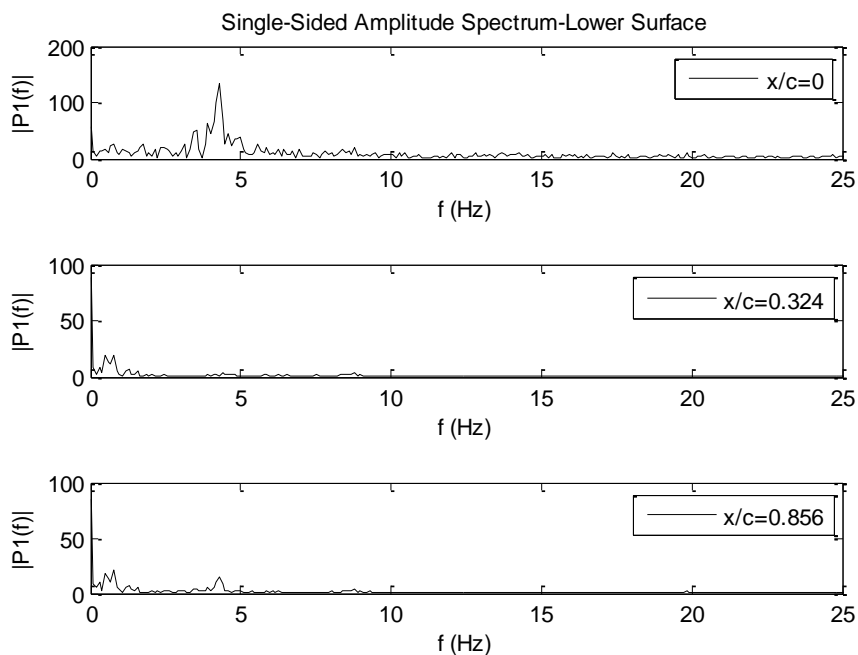
Σχήμα 5.2.8: Συχνότητα Fourier στη πλευρά χαμηλών πιέσεων της πτέρυγας για  $x/c$  0.009,  $x/c$  0.512,  $x/c$  0.966 για γωνία πρόσπτωσης  $+90^\circ$

Λόγω της ιδιαίτερης γωνίας πρόσπτωσης της αεροτομής στο ελεύθερο ρεύμα όπου η αποβολή δινών είναι τόσο έντονη και ακαριαία που μόνο οι πιέσεις στην άκρη της ακμής εκφυγής και πρόσπτωσης μεταβάλλονται. Αυτό παρατηρείται και από τα διαγράμματα όπου στη πλευρά χαμηλών πιέσεων της αεροτομής κοντά στη ακμή πρόσπτωσης με  $x/c$  0.009 οι πιέσεις είναι αρνητικές με έντονες διακυμάνσεις λόγω της ροής και peak τα  $-200$  Pa. Στην υπόλοιπη πλευρά χαμηλών πιέσεων της πτέρυγας κατά μήκος της χορδής η μέση τιμή της πίεσης κυμαίνεται γύρω από το μηδέν. Στη συχνότητα Fourier παρατηρούμε ότι στο  $x/c$  0.009 καθώς και στο  $x/c$  0.966 υπάρχει μια κορυφή στα 4 Hz όπου ο αριθμός Strouhal είναι  $St=0.22$ .





Σχήμα 5.2.9: Πιέσεις σε σχέση με το χρόνο στη πλευρά υψηλών πιέσεων της πτέρυγας για  $x/c$  0,  $x/c$  0.324,  $x/c$  0.856 για γωνία πρόσπτωσης  $+90^\circ$



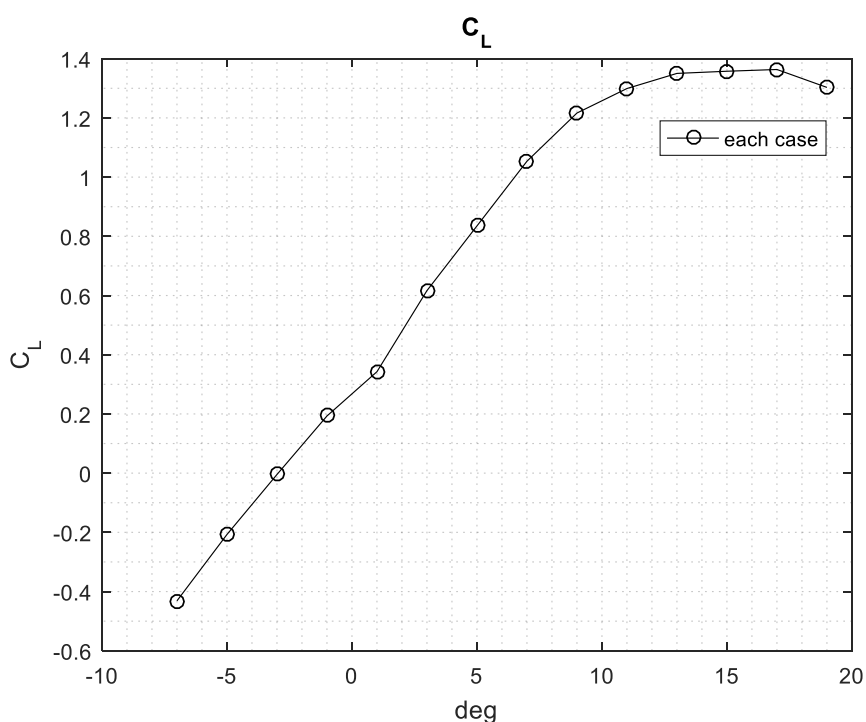
Σχήμα 5.2.10: Συχνότητα Fourier στη πλευρά υψηλών πιέσεων της πτέρυγας για  $x/c$  0,  $x/c$  0.324,  $x/c$  0.856 για γωνία πρόσπτωσης  $+90^\circ$

Στη πλευρά υψηλών πιέσεων της πτέρυγας η κατανομή της πίεσης δεν έχει μεγάλες διαφορές ούτε διακυμάνσεις εκτός από τη περίπτωση του  $x/c$  0 όπου βλέπουμε ότι η πίεση έχει αρνητική τιμή με διακυμάνσεις παρόμοια με του  $x/c$  0.009 στη πλευρά αναρρόφησης. Αυτό επαληθεύεται και από τη συχνότητα Fourier στην οποία υπάρχει κορυφή στα 4 Hz με  $St=0.22$  επίσης.

### 5.2.3 Ακίνητη πτέρυγα

Αναφορικά με τη περίπτωση της ακίνητης πτέρυγας, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με τη γωνία πρόσπτωσης να μεταβάλλεται από  $-7^\circ$  έως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$ . Ο αριθμός Reynolds ήταν  $Re=850,000$  και θερμοκρασία αέρα  $25,8^\circ\text{C}$ . Τα δεδομένα των πειραμάτων πάρθηκαν από τους αισθητήρες πίεσης, οι οποίοι βρίσκονται στο κέντρο του εκπετάσματος της πτέρυγας, με δειγματοληψία  $100\text{ Hz}$  για δύο λεπτά. Επίσης πάρθηκε και μία μέτρηση στην αρχή και στο τέλος του πειράματος όταν η πτέρυγα βρισκόταν σε στάσιμο αέρα.

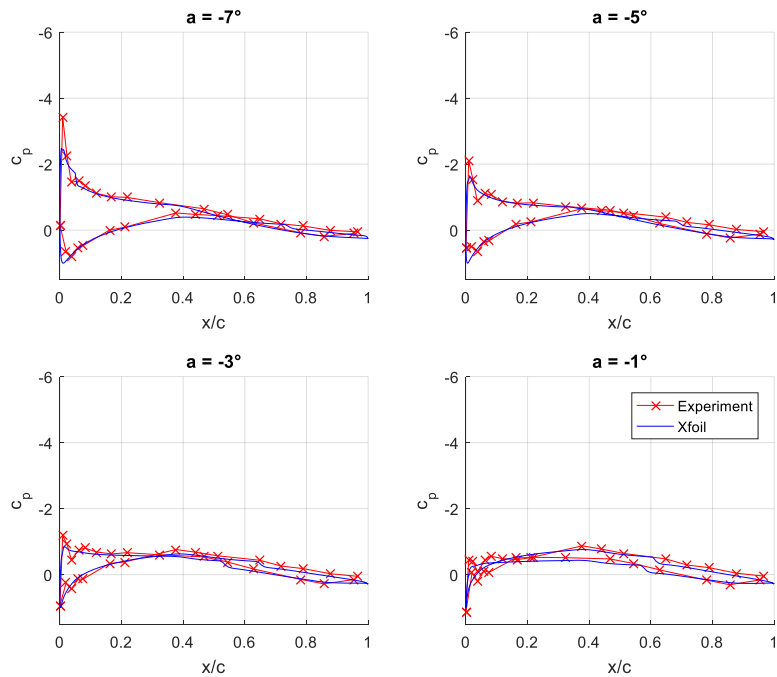
Τα δεδομένα στη συνέχεια αναλύθηκαν μέσω της Matlab. Εισάγοντας τα δεδομένα αρχικά βρήκαμε τη μέση τιμή για κάθε αισθητήρα ξεχωριστά. Στη συνέχεια υπολογίσαμε τη μανομετρική πίεση, αφαιρώντας από τα παραπάνω δεδομένα, τα δεδομένα που πάρθηκαν για τη πτέρυγα σε στάσιμο αέρα. Τέλος μετατρέψαμε τα ψηφιοποιημένα σήματα των mV σε Pascal και υπολογίσαμε το  $C_D$ . Για τον υπολογισμό του  $C_L$  αρχικά εισάγαμε τις μετρήσεις των πιέσεων του κάθε αισθητήρα. Έπειτα σχεδιάσαμε τη πτέρυγα μας σε διάγραμμα τοποθετώντας τις θέσεις των αισθητήρων κατά τον x και y άξονα. Έχοντας τη πίεση του κάθε αισθητήρα και θεωρώντας ότι η απόσταση μεταξύ τους είναι μια ευθεία, υπολογίσαμε τη πίεση στο μέσο διάστημα τους, η οποία είναι κάθετη σε αυτό. Τέλος λαμβάνοντας υπόψη τη γεωμετρία του κάθε διαστήματος υπολογίσαμε με κατάλληλους μετασχηματισμούς τη συνολική δύναμη της άνωσης και της οπισθέλκουσας για κάθε γωνία πρόσπτωσης.



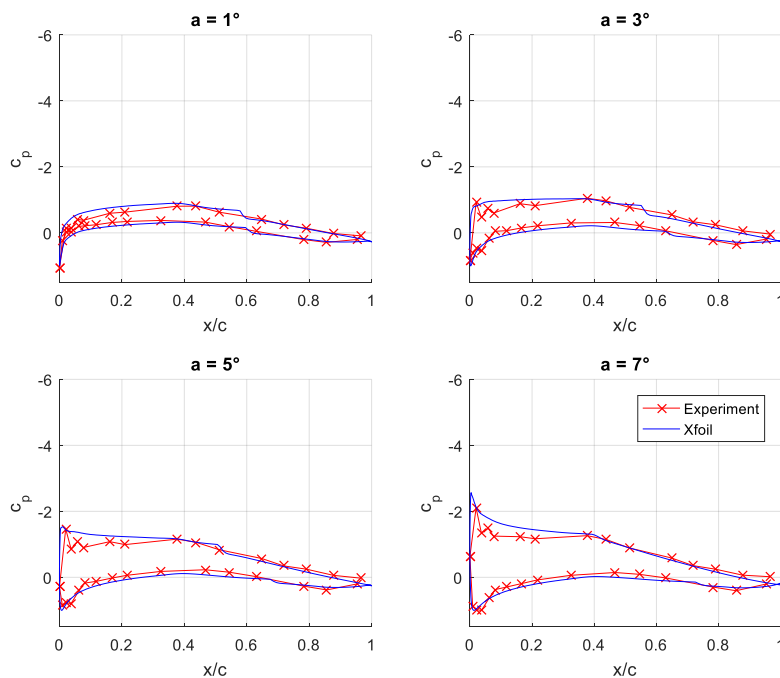
Σχήμα 5.2.11: Συντελεστής άνωσης  $C_L$  για γωνίες πρόσπτωσης από  $-7^\circ$  έως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$

Από το παραπάνω διάγραμμα (Σχήμα 5.2.11) παρατηρούμε ότι έχουμε μηδενική άνωση στις  $-2^\circ$ . Επίσης ο συντελεστής της άνωσης αυξάνεται γραμμικά από τις  $-7^\circ$  έως τις  $+7^\circ$  με κλίση  $5,08/\text{rad}$  και μετά καμπυλώνει πιάνοντας το peak του στις  $17^\circ$ , όπου

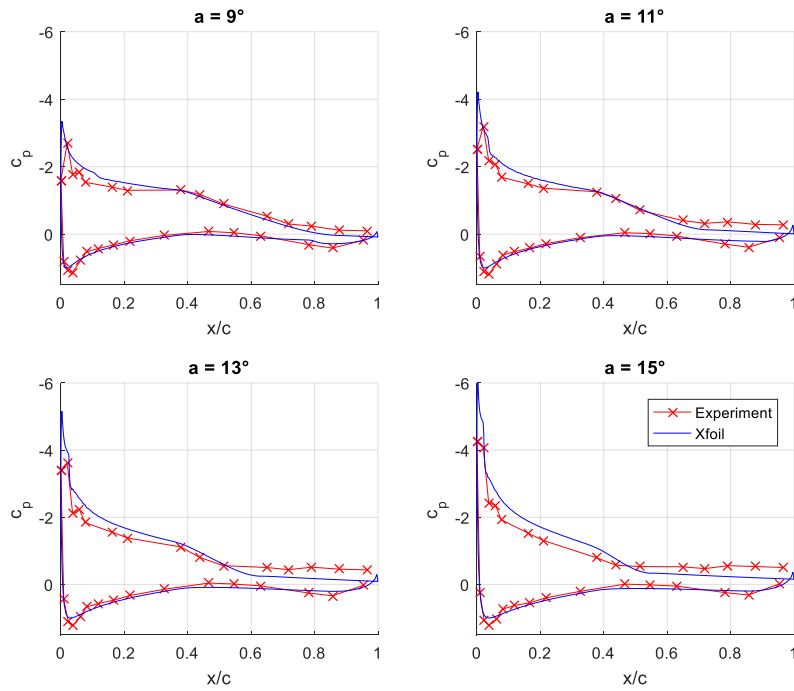
και το  $C_L$  μειώνεται λόγω της απώλειας στήριξης και της αποκόλλησης της ροής. Η κλίση του συντελεστή άνωσης βλέπουμε ότι είναι μικρότερη σε σχέση με της θεωρητικής η οποία είναι  $6.28/\text{rad}$ . Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρήθηκε επίσης στους Ragni and Ferreira(2016) για την ίδια NACA64418 με λόγο διαστάσεων 4,8. Πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι δεν έχουν γίνει διορθώσεις λόγω blockage effect.



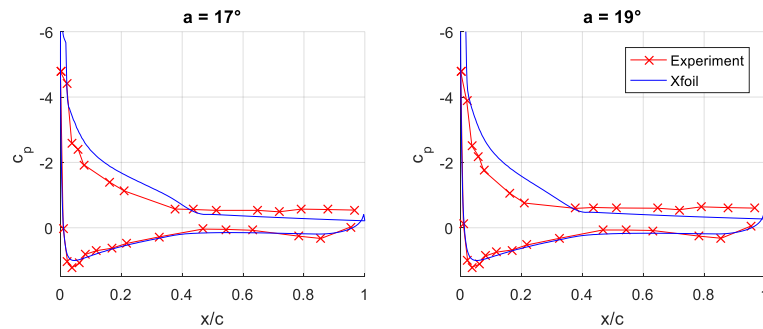
Σχήμα 5.2.12: Ο  $C_p$  συναρτήσει του  $x$  για γωνίες πρόσπτωσης  $-7^\circ$ ,  $-5^\circ$ ,  $-3^\circ$ ,  $-1^\circ$ . Πειραματικά δεδομένα (με κόκκινο) και αποτελέσματα του XFOIL (με μπλε).



Σχήμα 5.2.13: Ο  $C_p$  συναρτήσει του  $x$  για γωνίες πρόσπτωσης  $+1^\circ$ ,  $+3^\circ$ ,  $+5^\circ$ ,  $+7^\circ$ . Πειραματικά δεδομένα (με κόκκινο) και αποτελέσματα του XFOIL (με μπλε).



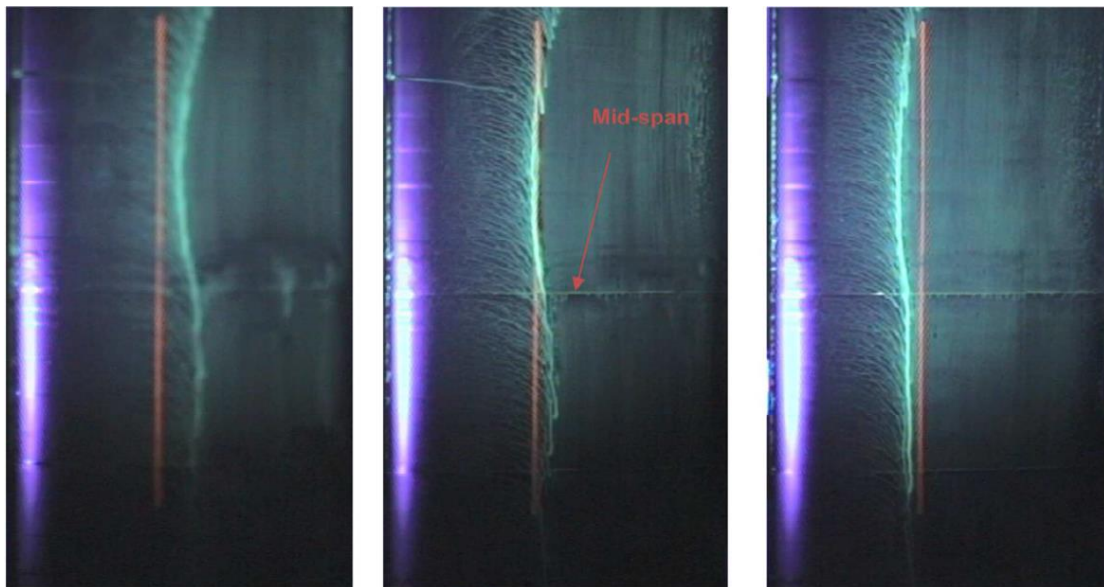
Σχήμα 5.2.14: Ο  $C_p$  συναρτήσει του  $x$  για γωνίες πρόσπτωσης  $+9^\circ$ ,  $+11^\circ$ ,  $+13^\circ$ ,  $+15^\circ$ . Πειραματικά δεδομένα (με κόκκινο) και αποτελέσματα του XFOIL (με μπλε).



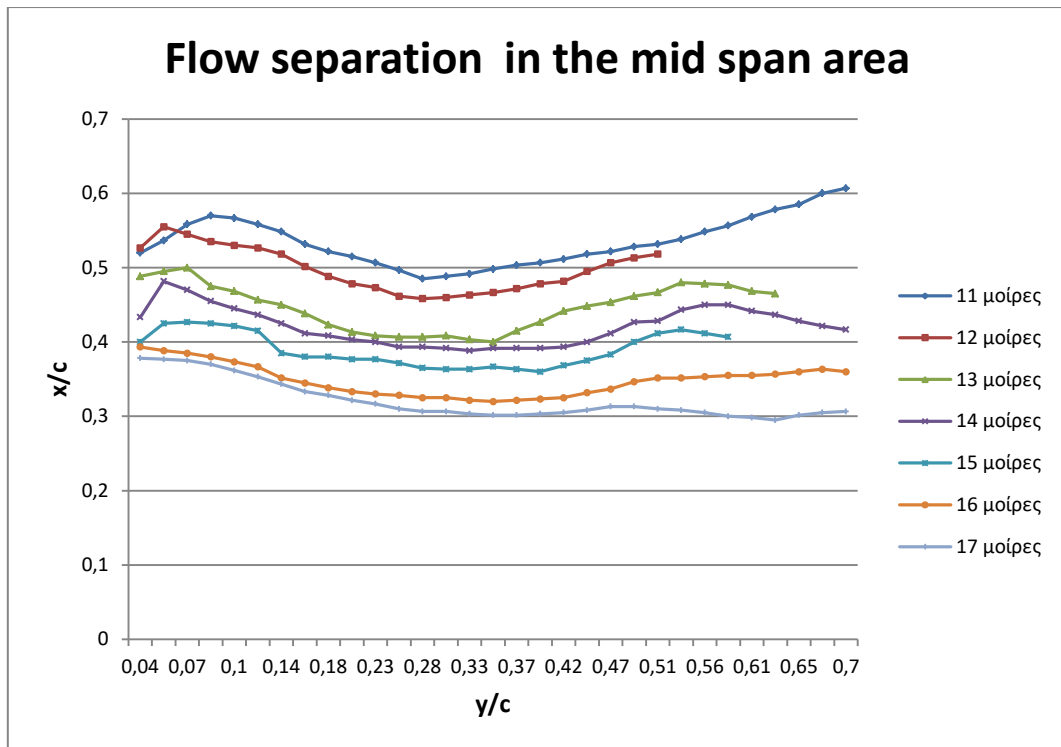
Σχήμα 5.2.15: Ο  $C_p$  συναρτήσει του  $x$  για γωνίες πρόσπτωσης  $+17^\circ$ ,  $+19^\circ$ . Πειραματικά δεδομένα (με κόκκινο) και αποτελέσματα του XFOIL (με μπλε).

Στα παραπάνω διαγράμματα παρατηρούμε τη κατανομή των πιέσεων σε σχέση με το χρόνο κατά μήκος της χορδής της πτέρυγας σε σύγκριση με τις αντίστοιχες προβλέψεις του XFOIL για γωνίες πρόσπτωσης από  $-7^\circ$  έως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$ . Αρχικά παρατηρούμε ότι ο  $C_p$  στη πλευρά υποπίεσης αυξάνεται σε απόλυτες τιμές όσο αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης στην ακμή πρόσπτωσης, με μέγιστη τιμή  $C_p=-5,5$ . Επίσης μετά τις  $13^\circ$  βλέπουμε ότι η κατανομή της πίεσης είναι ομοιόμορφη από το μέσο της χορδής έως την ακμή εκφυγής λόγω της αποκόλλησης της ροής. Από την άλλη, η πλευρά πίεσης δεν έχει μεγάλες διαφορές στη κατανομή της πίεσης σε σχέση με τις γωνίες πρόσπτωσης. Σχετικά με το XFOIL τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων δεν έχουν μεγάλη απόκλιση στη πλευρά πίεσης αλλά στη πλευρά αναρρόφησης θα πρέπει να επισημανθεί ότι υπάρχει απόκλιση, η οποία αυξάνεται σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης, συγκεκριμένα για  $\alpha > 13^\circ$ .

Στα πλαίσια των steady μετρήσεων και της προσπάθειας καταγραφής της συμπεριφοράς της ροής επιχειρήθηκε η τρισδιάστατη απεικόνιση της ροής κοντά στη πτέρυγα χρησιμοποιώντας μία έγχρωμη σκόνη αναμεμειγμένη με κηροζίνη σε συνδυασμό με υπεριώδες φως.

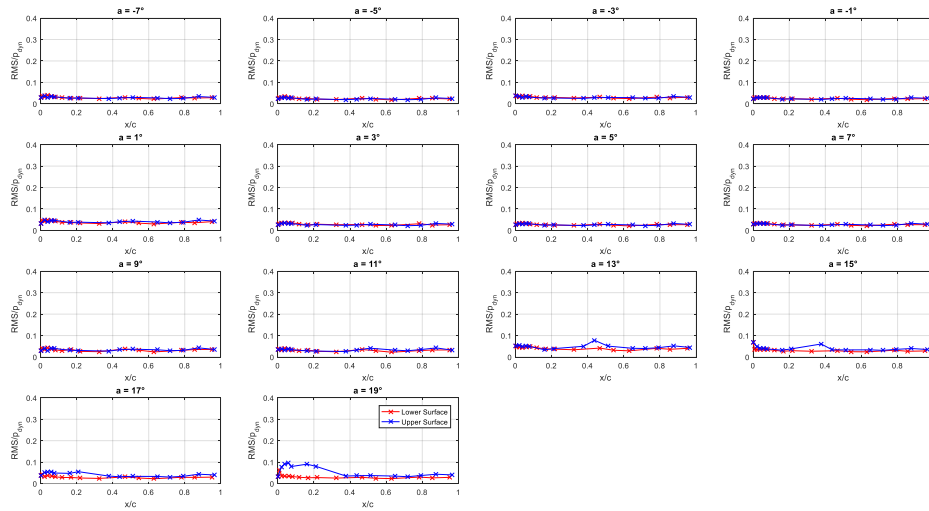


Εικόνα 5.2.1: Τρισδιάστατικα απεικόνιση της ροής στην επιφάνεια της πτέρυγας για τρεις γωνίες προσβολής :  $13^\circ$  (αριστερά),  $15^\circ$  (κέντρο),  $17^\circ$  (δεξιά).



Σχήμα 5.2.16:Γραμμή της αποκόλλησης της ροής σε σχέση με τη χόρδη για γωνίες πρόσπτωσης +11°, 12°,13°,14°,15°, 16°,17°.

Η κόκκινη γραμμή (Εικόνα 5.2.1) χαράχθηκε στο 38% της χορδής από τη ακμή πρόσπτωσης. Παρατηρούμε ότι η γραμμή της αποκόλλησης μετατοπίζεται προς τη ακμή πρόσπτωσης όσο αυξάνονται οι γωνίες πρόσπτωσης με τον ίδιο τρόπο που το επίπεδο τμήμα των κατανομών της επιφανειακής πίεσης εκτείνεται στην ίδια κατεύθυνση. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρήθηκε επίσης πάλι από τους Ragni and Ferreira(2016).



Σχήμα 5.2.17:RMS της πίεσης για διάφορες γωνίες πρόσπτωσης από  $-7^\circ$  έως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$

Οι αδιαστατοποιημένες με τη δυναμική πίεση του ελεύθερου ρεύματος τιμές rms της πίεσης δεν έχουν ιδιαίτερη διακύμανση με τις  $11^\circ$ . Παρατηρούμε όμως ότι το rms παρουσιάζει μέγιστο στις  $13^\circ$  στο  $x/c$  0,45, στις  $15^\circ$  στο  $x/c$  0,38, στις  $17^\circ$  στο  $x/c$  0,21, στις  $19^\circ$  στο  $x/c$  0,05. Επίσης αγγίζει το peak 0,1 στις  $19^\circ$  κοντά στις ακμή πρόσπτωσης. Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι το rms φτάνει μέγιστο ανάντι του μέσου της χορδής, το οποίο μεταφέρεται ανάντι με της αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης. Φαίνεται πως το μέγιστο αυτό βρίσκεται στην περιοχή αποκόλλησης όπου το οριακό στρώμα ταλαντώνεται και προκαλεί αυξημένες διακυμάνσεις της πίεσης. Παρόμοια συμπεριφορά στις μικρές διαταραχές της ροής μέσα στη περιοχή αποκόλλησης στο  $x/c > 0.5$  είχαν παρατηρήσει και οι Yon και Katz (1997).

## 5.2.4 Κινούμενη πτέρυγα

### 5.2.4.1 Γωνιακή ταλάντωση πτέρυγας(pure pitching)

Αναφορικά με τη γωνιακή ταλάντωση της πτέρυγας πραγματοποιήθηκαν τέσσερις περιπτώσεις. Η πτέρυγα ταλαντωνόταν με συχνότητα 1 και 2 Hz και πλάτος ταλάντωσης 4°,6° (Πίνακας 5.2.1 ). Η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος ήταν  $U=27.9\text{m/s}$  δηλαδή  $Re=850.000$  και η ανηγμένη συχνότητα  $k = (\pi * c * f)/U_{\infty}=0.05$  και  $k=0.112$  για 1,2 Hz αντίστοιχα. Τα δεδομένα των πειραμάτων πάρθηκαν από τους αισθητήρες των strain gauges με δειγματοληψία 400 Hz για τρία λεπτά και αποτελούνταν από 6 στήλες. Η πρώτη στήλη ήταν ο χρόνος, από τη δεύτερη μέχρι και την πέμπτη στήλη ήταν τα ψηφιοποιημένα σήματα του κάθε strain gauge και η τελευταία ήταν το σήμα της στιγμιαίας γωνίας της αεροτομής του αισθητήρα καλωδίου έλξης (draw-wire sensor). Οι αεροδυναμικές δυνάμεις εκτιμήθηκαν αφαιρώντας τις αδρανειακές δυνάμεις, δηλαδή όταν η πτέρυγα βρισκόταν σε στάσιμο αέρα.

Πλάτος ταλάντωσης	Μέση γωνία πρόσπτωσης				
+4° 1,2 Hz	-5 °	0 °	+5 °	+10 °	+15 °
+6° 1,2 Hz	-3 °	1 °	+5 °	+9 °	+13 °

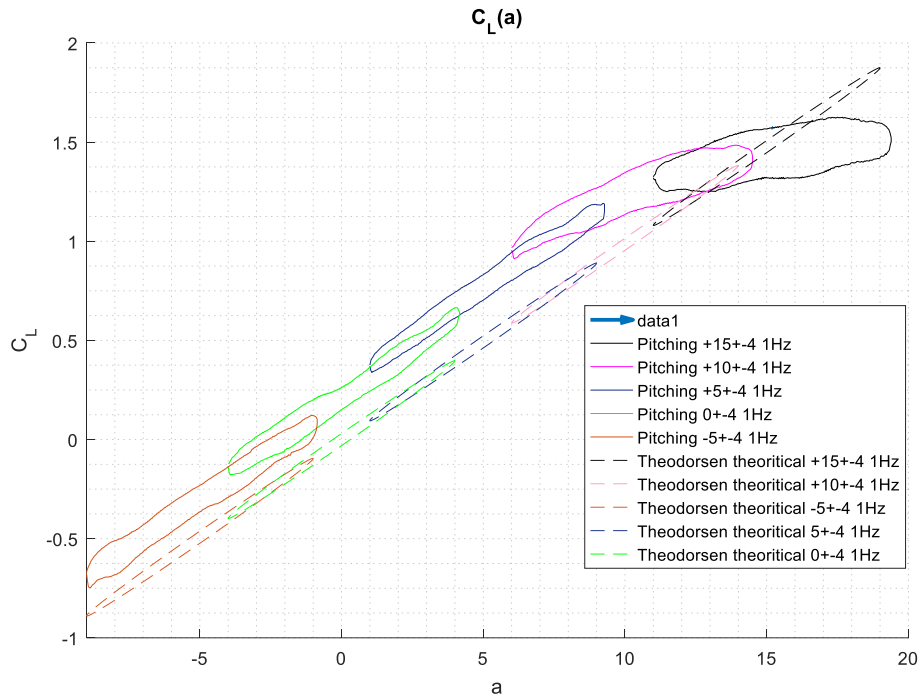
Πίνακας 5.2.1:Οι περιπτώσεις των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν καθώς και οι μέσες γωνίες πρόσπτωσης

Τα δεδομένα στη συνέχεια αναλύθηκαν μέσω της Matlab. Αρχικά συνταιριάξαμε τις δύο καμπύλες (αδρανειακή, δυναμική) ώστε να μην υπάρχει διαφορά φάσης μεταξύ τους και στη συνέχεια τις αφαιρέσαμε. Συμπτήξαμε τη κίνηση της μίας περιόδου σε 500 σημεία έτσι ώστε να προκύψει η μέση καμπύλη των αεροδυναμικών φορτίων κάνοντας εν φάση μέτρηση.. Τέλος μετατρέψαμε τα ψηφιοποιημένα σήματα σε δυνάμεις και υπολογίσαμε το  $C_L$  και  $C_D$ . Να σημειωθεί ότι στην ανάλυση των δεδομένων δεν λήφθηκε υπόψιν το φαινόμενο του blockage effect.

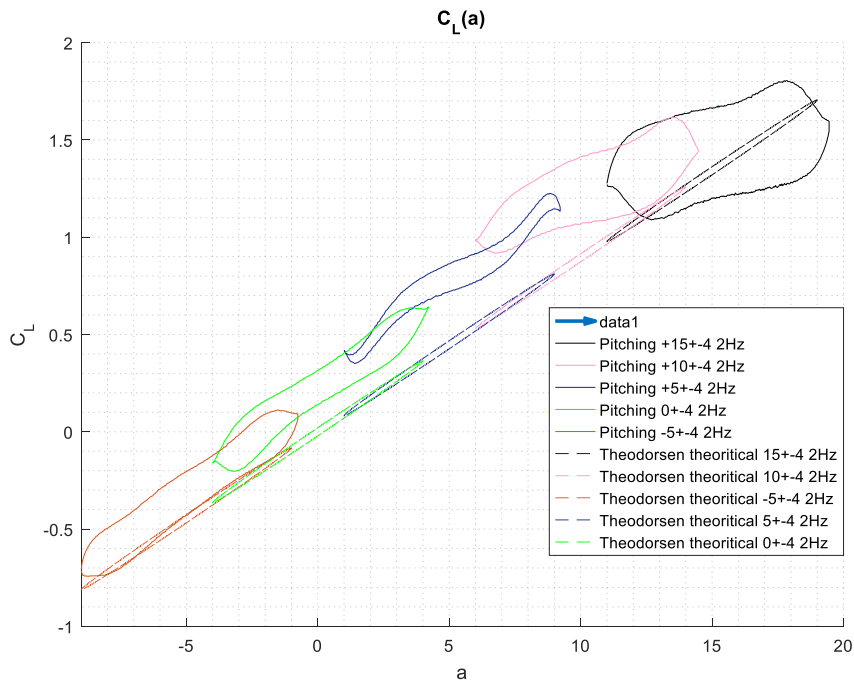
Θα παρουσιαστούν διαγράμματα όπου θα αναλύσουν το φαινόμενο από τρεις διαφορετικές σκοπιές. Πρώτα θα συγκριθούν τα αποτελέσματα του  $C_L$  των υπό ασταθούς ροής μετρήσεων με τα αντίστοιχα σε σταθερές γωνίες πρόσπτωσης . Στη συνέχεια θα σχολιαστεί η συνεισφορά του διαφορετικού πλάτους ταλάντωσης αλλά με ίδια μέση γωνία πρόσπτωσης και τέλος της διαφορετικής συχνότητας έχοντας το ίδιο πλάτος ταλάντωσης.

Για μία σύγκριση των αποτελεσμάτων με τη βιβλιογραφία, χρησιμοποιήσαμε τη θεωρία του Theodorsen. Το πρόβλημα αναφοράς είναι μια επίπεδη πλάκα που ταλαντώνεται ημιτονοειδώς σε πρόνευση γύρω από έναν άξονα που βρίσκεται στο  $X=A$ , όπου είναι η αεροτομή που ορίζεται από  $0 < X < I$  και η γωνία πρόσπτωσης είναι  $\alpha = \alpha_1 R_e e^{i\omega t}$  (αναφέρθηκε στο τρίτο κεφάλαιο στα στοιχεία θεωρίας).

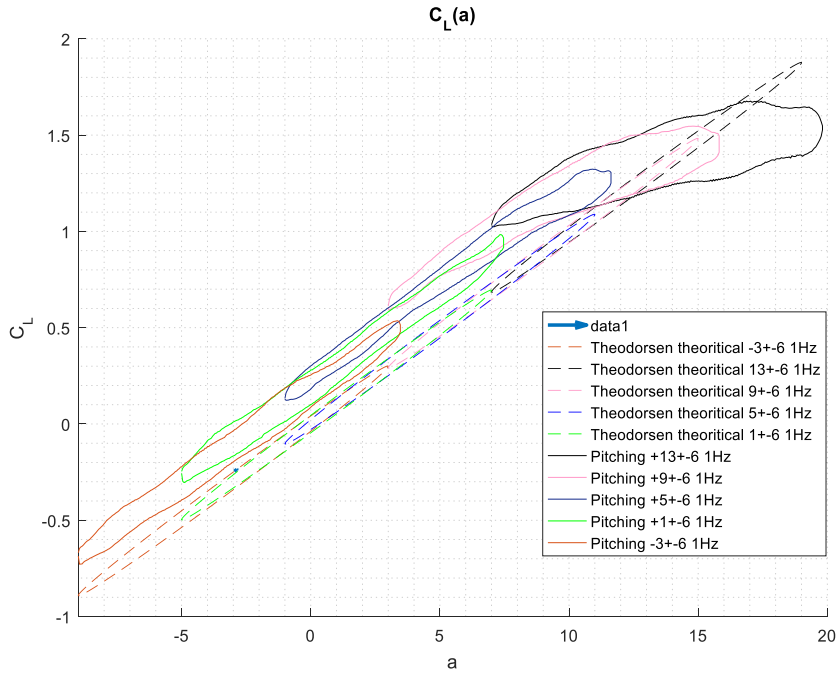




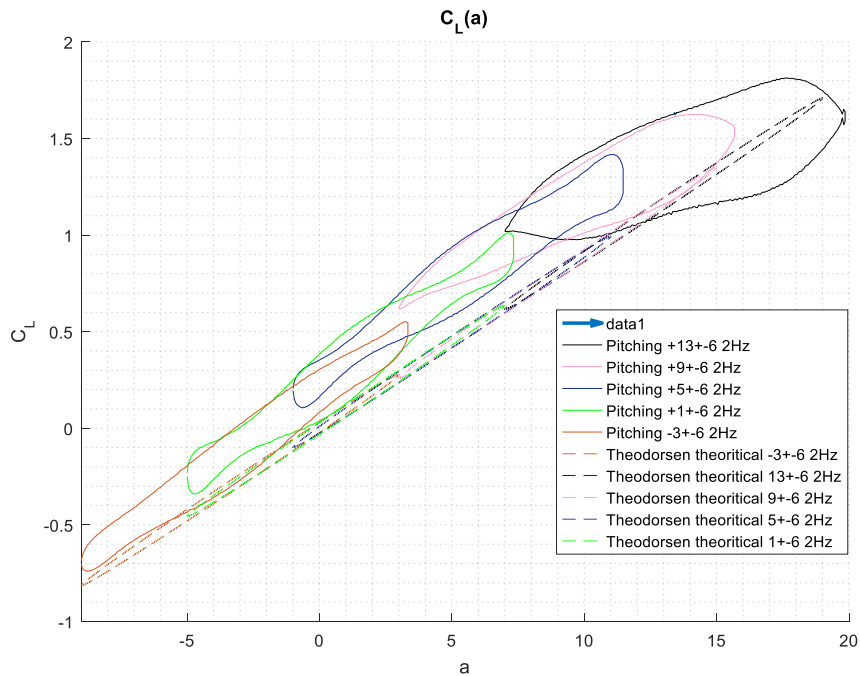
Σχήμα 5.2.18: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης για μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $\pm 4^\circ$  και συχνότητα 1 Hz. Τα αποτελέσματα του Theodorsen με διακεκομμένη γραμμή. (Δεξιόστροφη φορά)



Σχήμα 5.2.19: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης για μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $\pm 4^\circ$  και συχνότητα 2 Hz. Τα αποτελέσματα του Theodorsen με διακεκομμένη γραμμή. (Δεξιόστροφη φορά)

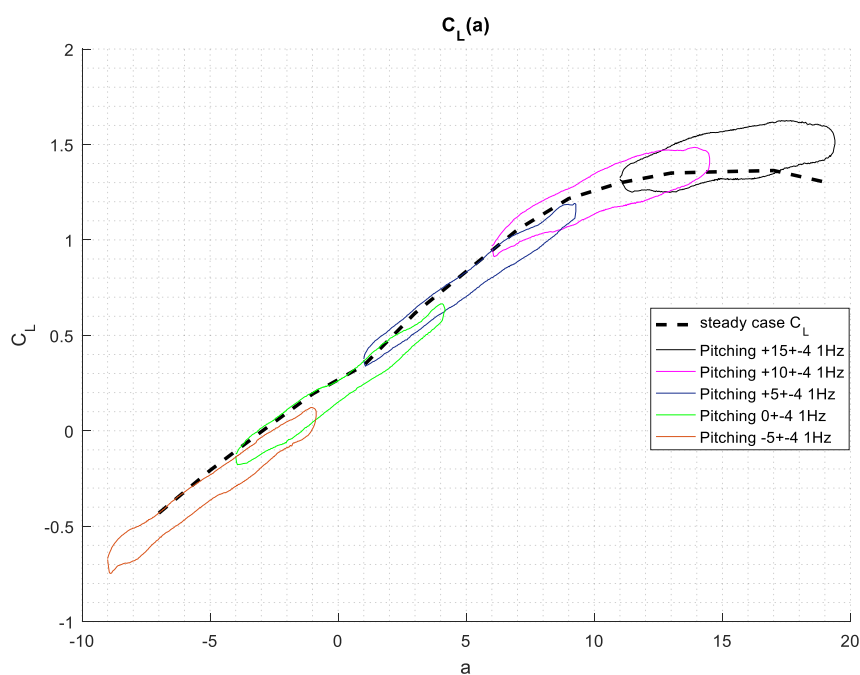


Σχήμα 5.2.20: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης για μέσες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $+6^\circ$  και συχνότητα 1 Hz. Τα αποτελέσματα του Theodorsen με διακεκομμένη γραμμή. (Δεξιόστροφη φορά)

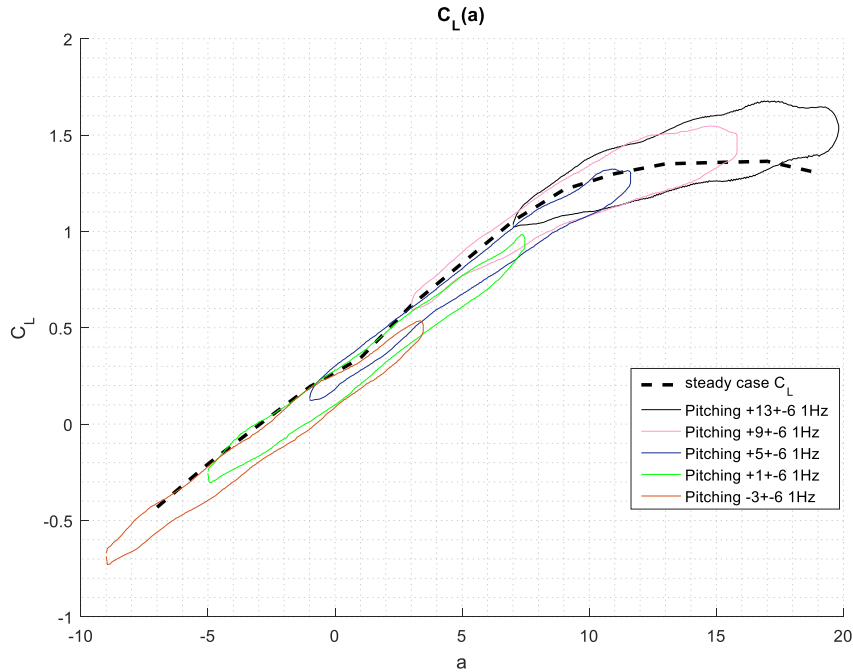


Σχήμα 5.2.21: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης για μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $+6^\circ$  και συχνότητα 2 Hz. Τα αποτελέσματα του Theodorsen με διακεκομμένη γραμμή. (Δεξιόστροφη φορά)

Αρχικά το πρώτο πράγμα που παρατηρούμε σε όλες τις περιπτώσεις είναι ότι ο συντελεστής άνωσης των βρόγχων υστέρησης του Theodorsen είναι χαμηλότερος σε σχέση με τα των πειραματικών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο Theodorsen θεωρεί μια συμμετρική λεπτή αεροτομή ενώ η δικιά μας NACA 64418 είναι ασύμμετρη . Γι' αυτό το λόγο και οι βρόγχοι διαφέρουν σε σχήμα, του Theodorsen σε όλες τις περιπτώσεις είναι μία έλλειψη. Επίσης δεν λαμβάνει υπόψιν του τη συνεισφορά των αεροδυναμικών φαινομένων που σχετίζονται με τις μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης. Παρατηρούμε ότι οι βρόγχοι υστέρησης του Theodorsen αυξάνονται γραμμικά σε σχέση με τη μέση γωνία πρόσπτωσης, κάτι που στη δικιά μας περίπτωση δεν γίνεται λόγω της δυναμικής απώλειας στήριξης της αεροτομής μετά τις 17°.

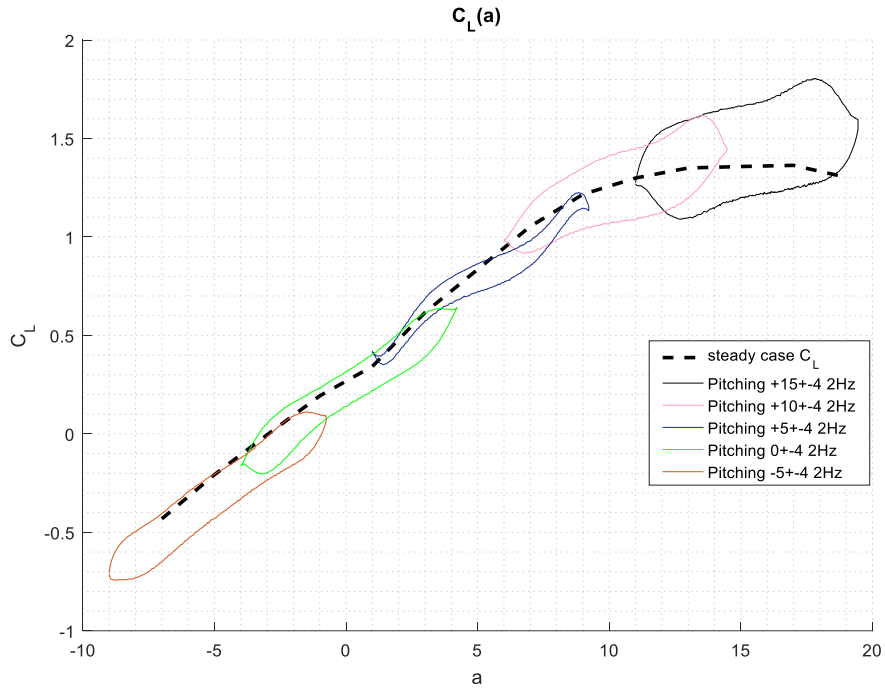


Σχήμα 5.2.22: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για διάφορες μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης +4° και συχνότητα 1 Hz. Συντελεστής άνωσης υπό σταθερές γωνίες πρόσπτωσης (διακεκομμένη γραμμή)

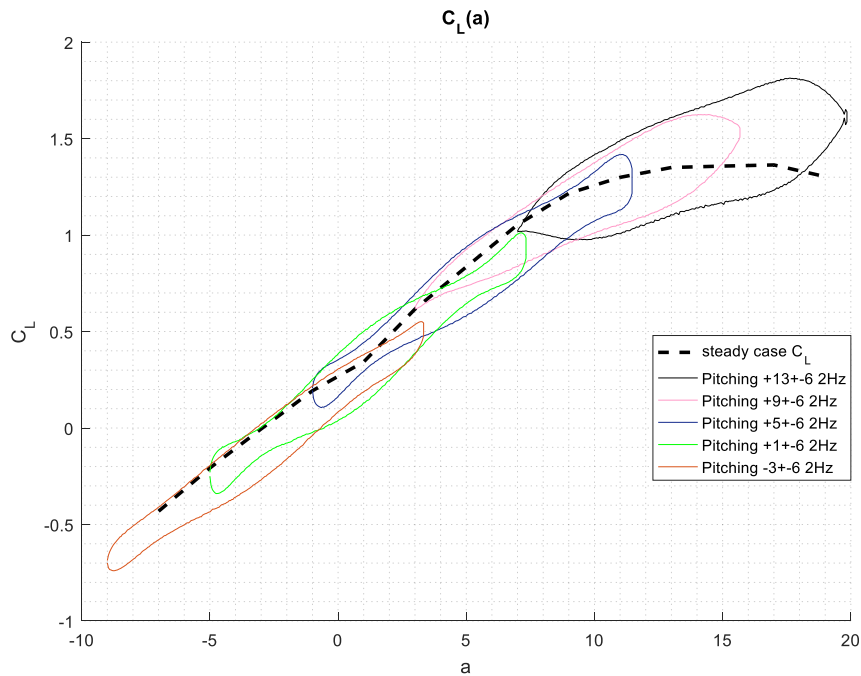


Σχήμα 5.2.23: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $\pm 6^\circ$  και συχνότητα 1 Hz. Συντελεστής άνωσης υπό σταθερές γωνίες πρόσπτωσης (διακεκομμένη γραμμή)

Παρατηρούμε για τις περιπτώσεις του 1Hz ότι στις χαμηλές γωνίες, μέχρι τις  $7^\circ$ , πρόσπτωσης ο συντελεστής άνωσης των steady μετρήσεων ακολουθεί το προσωβρόχο των unsteady μετρήσεων γραμμικά. Όσο όμως πλησιάζουμε στη γωνία αποκόλλησης της ροής φαίνεται χαρακτηριστικά η συνεισφορά των αεροδυναμικών φαινομένων στη καθυστέρηση της αποκόλλησης. Η διαφορά των δύο συντελεστών άνωσης για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση είναι της τάξης του 8% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 16% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 19% για μέση γωνία  $17^\circ$ , λαμβάνοντας υπόψιν τη μέγιστη τιμή του  $C_L$  στον προσωβρόχο της αντίστοιχης γωνίας. Για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $6^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση η διαφορά είναι της τάξης του 9% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 19% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 22% για μέση γωνία  $17^\circ$ .



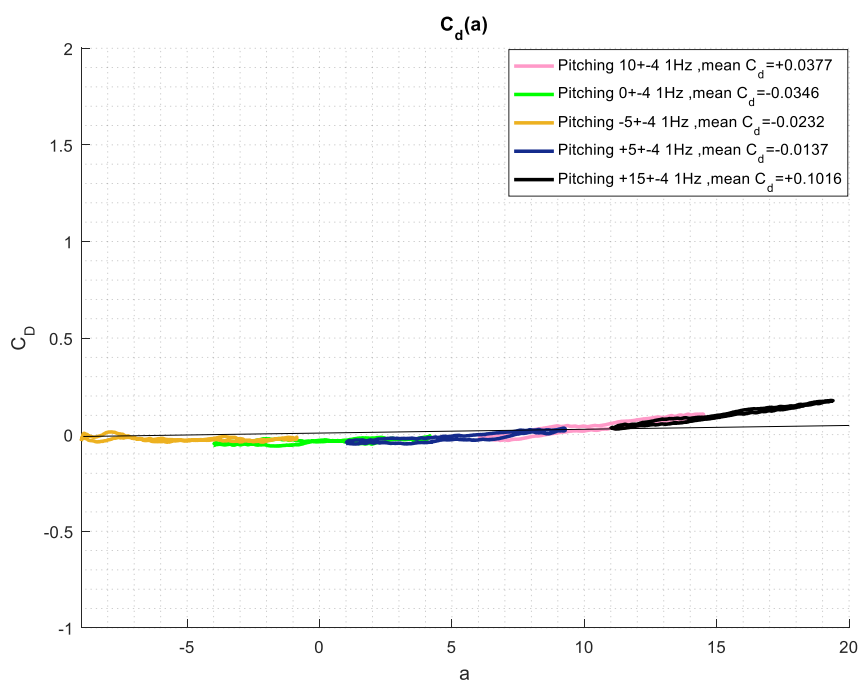
Σχήμα 5.2.24: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για διάφορες μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $\pm 4^\circ$  και συχνότητα 2 Hz. Συντελεστής άνωσης υπό σταθερές γωνίες πρόσπτωσης (διακεκομμένη γραμμή)



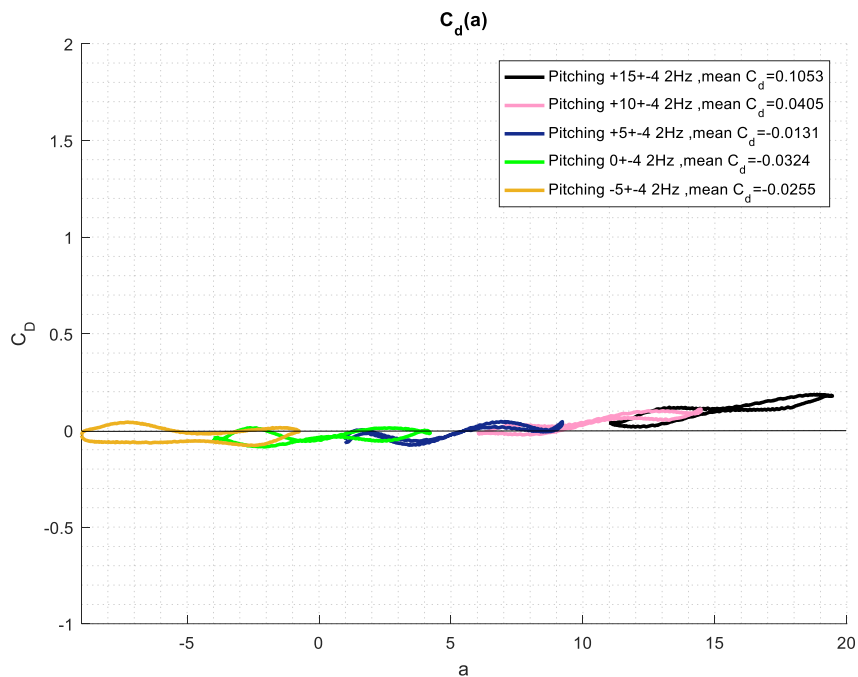
Σχήμα 5.2.25: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για διάφορες μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $\pm 6^\circ$  και συχνότητα 2 Hz. Συντελεστής άνωσης υπό σταθερές γωνίες πρόσπτωσης (διακεκομμένη γραμμή)

Στις περιπτώσεις με τα 2Hz παρατηρούμε περίπου ίδια συμπεριφορά του συντελεστή άνωσης απλώς υπάρχει απόκλισή του σε πιο μικρές γωνίες σε σχέση με τη περίπτωση των steady μετρήσεων. Συγκεκριμένα η διαφορά του  $C_L$  για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση είναι της τάξης 12% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 23% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 31% για μέση γωνία  $17^\circ$ , λαμβάνοντας υπόψιν τη μέγιστη τιμή του  $C_L$  στον προσωβρόγχο της αντίστοιχης γωνίας. Για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $6^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση η διαφορά είναι της τάξης του 12% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 25% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 33% για μέση γωνία  $17^\circ$ .

Τέλος είναι φανερό ότι μετά τις  $17^\circ$  όπου στη steady περίπτωση το  $C_L$  έχει φτάσει στο peak του και πέφτει, στην unsteady περίπτωση μετριάζεται η έκταση της αποκόλλησης. Επίσης παρατηρούμε ότι όσο μεγαλώνει η γωνία πρόσπτωσης ο βρόχος υστέρησης αυξάνεται σε μέγεθος λόγω της αποκόλλησης και του χρόνου επαναπρόσκόλλησης που χρειάζεται η ροή. Συγκεκριμένα για γωνία πρόσπτωσης  $0^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τις  $17^\circ$  με το ίδιο πλάτος ταλάντωσης παρατηρούμε αύξηση του βρόχου της τάξης του 170% για συχνότητα 1 Hz. Αντίστοιχα στα 2 Hz για τις ίδιες γωνίες υπάρχει αύξηση 200%. Ακόμα βλέπουμε ότι όσο αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης το εύρος διακύμανσης του  $C_L$  μειώνεται. Συγκεκριμένα για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  εάν συγκρίνουμε το βρόγχο με μέση γωνία  $0^\circ$  και το βρόγχο με μέση γωνία  $15^\circ$ , το εύρος διακύμανση του  $C_L$  μειώνεται κατά 127% για συχνότητα ταλάντωσης 1 Hz ενώ για 2 Hz 13.5%.

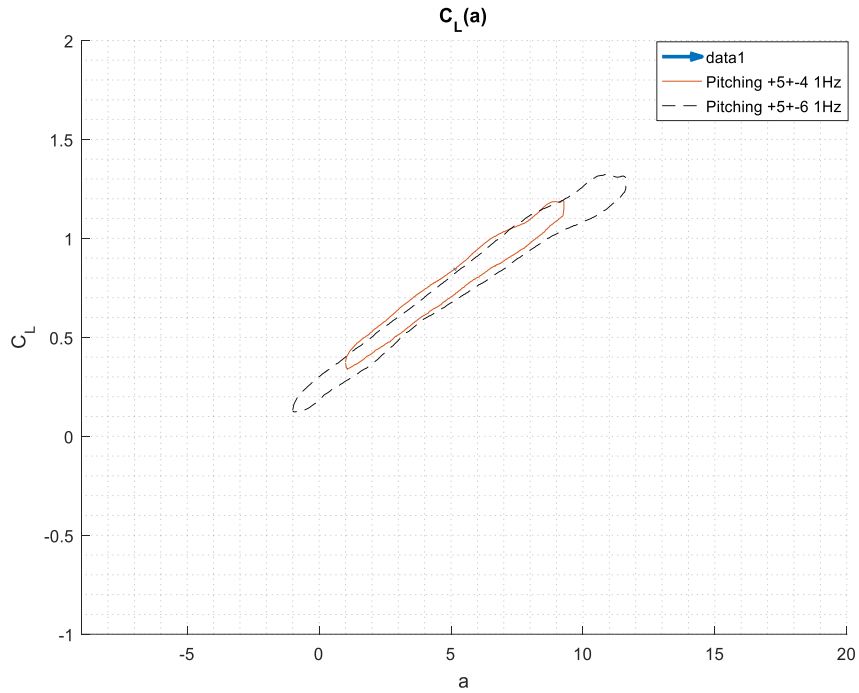


Σχήμα 5.2.26: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή οπισθέλκουσας (δεξιόστροφη φορά) για διάφορες μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και συχνότητα 1Hz.

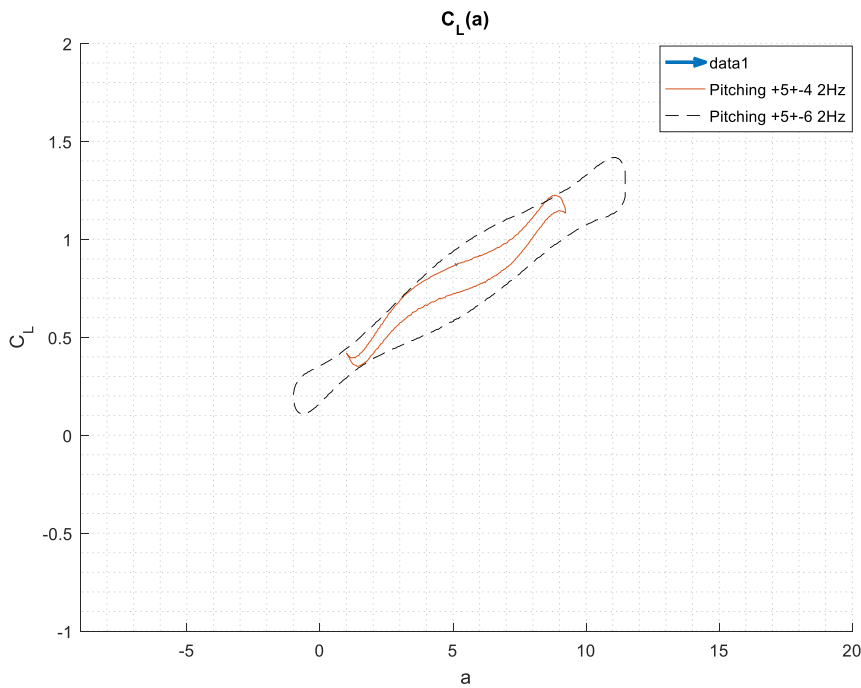


Σχήμα 5.2.27: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή οπισθέλκουσας (δεξιόστροφη φορά) για διάφορες μέσες γωνίες πρόσπτωσης, πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και συχνότητα 2 Hz.

Όσον αφορά το συντελεστή οπισθέλκουσας αξίζει να σημειωθεί ότι η μέση τιμή του σε κάποια πλάτη ταλάντωσης είναι αρνητική. Η μέγιστη μέση τιμή του είναι  $C_D = -0,0346$  και  $C_D = -0,0324$  στη περίπτωση των  $0^\circ$  με συχνότητα ταλάντωσης με 1 Hz και με 2 Hz αντίστοιχα. Αυτό μπορεί να μεταφραστεί ως πρόωση στις συγκεκριμένες περιπτώσεις, εντούτοις η τιμή του είναι πολύ μικρή σε σχέση με το αντίστοιχο  $C_L$  και αρκετά κοντά στο όριο ακρίβειας των αισθητήρων των strain gauges. Οπότε δεν μπορούμε να αποφανθούμε με σιγουριά ότι υπάρχει παραγωγή ώσης. Στις περιπτώσεις με το πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  το  $C_D$  είχε παρόμοια συμπεριφορά και τιμές και γι' αυτό δεν παραθέτονται τα διαγράμματα.



Σχήμα 5.2.28: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για ίδια μέση γωνία πρόσπτωσης  $+5^\circ$  με συχνότητα 1 Hz και με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ, 6^\circ$  (διακεκομμένη γραμμή).

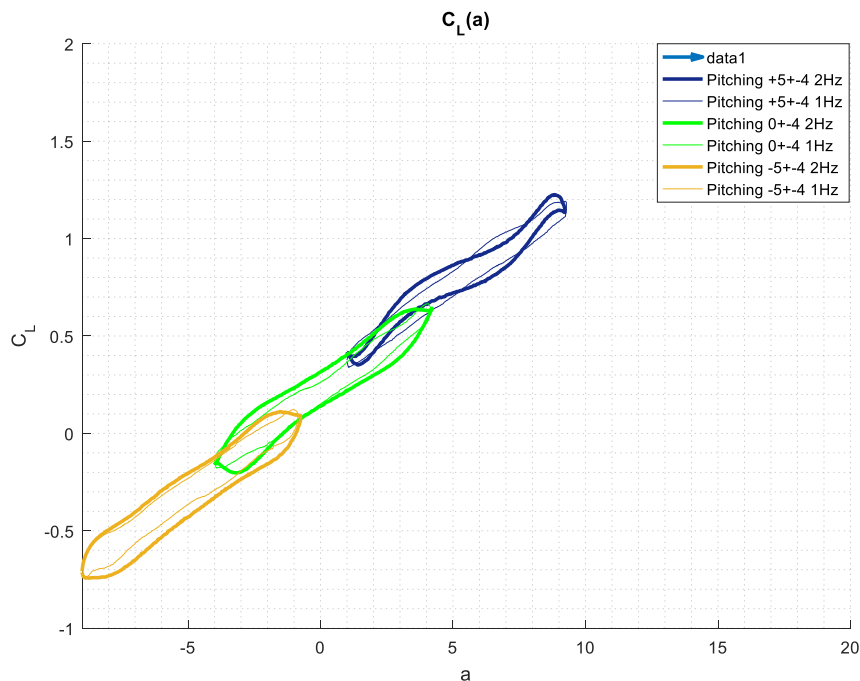


Σχήμα 5.2.29: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για ίδια μέση γωνία πρόσπτωσης  $+5^\circ$  με συχνότητα 2 Hz και με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ, 6^\circ$  (διακεκομμένη γραμμή).

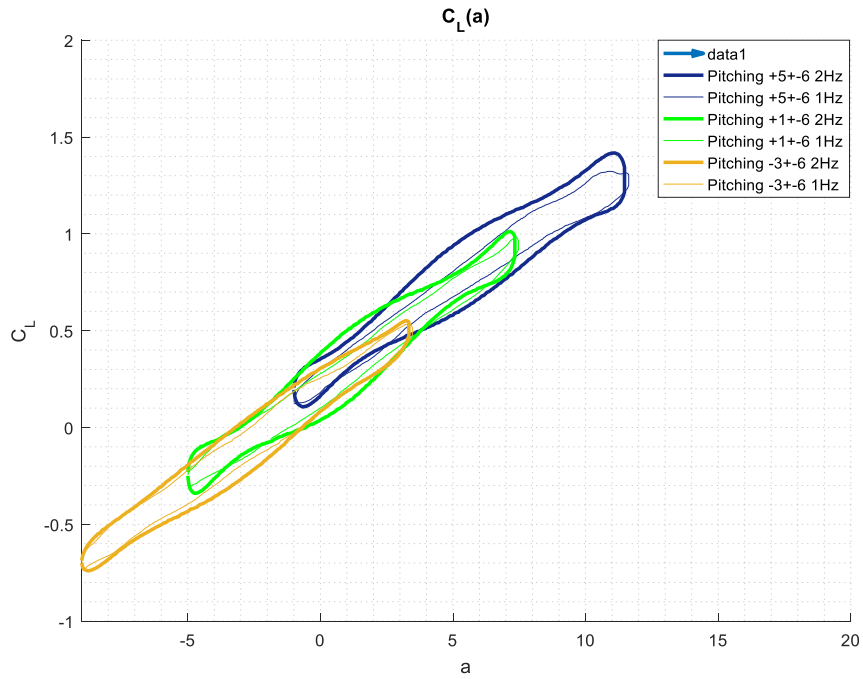


Η μόνη περίπτωση όπου η μέση γωνία πρόσπτωσης είναι η ίδια  $+5^\circ$ . Στο διάγραμμα με συχνότητα 1Hz δεν παρατηρείται μεγάλη διαφορά στους δύο βρόγχους υστέρησης πέρα από το ότι έχουν διαφορετικά πλάτη ταλάντωσης. Η μόνη διαφορά που θα μπορούσαμε να διακρίνουμε είναι ότι το μέσο  $C_L$  στη περίπτωση με το πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  είναι ελάχιστα μεγαλύτερο της τάξης του 1%.

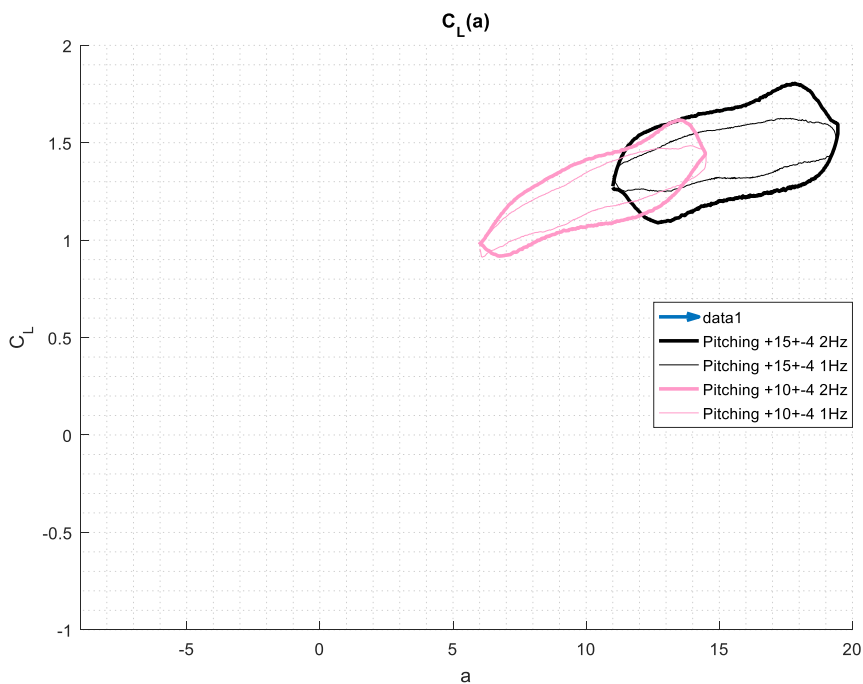
Στη συνέχεια εξετάζεται η συνεισφορά της συχνότητας, δηλαδή του  $k$ , στους βρόγχους υστέρησης για το ίδιο πλάτος ταλάντωσης. Επιλέχθηκε να παρουσιαστούν σε διαγράμματα πρώτα οι τρεις πρώτες μέσες γωνίες πρόσπτωσης για το κάθε πλάτος ταλάντωσης και έπειτα οι δύο τελευταίες. Αυτό έγινε διότι το  $C_L$  αυξάνεται γραμμικά στις αρχικές περιπτώσεις ενώ στις περιπτώσεις όπου η μέση γωνία πρόσπτωσης είναι σχετικά μεγάλη, η δυναμική απώλεια στήριξης λόγω της αποκόλλησης της ροής έχει μεγαλύτερο ενδιαφέρον.



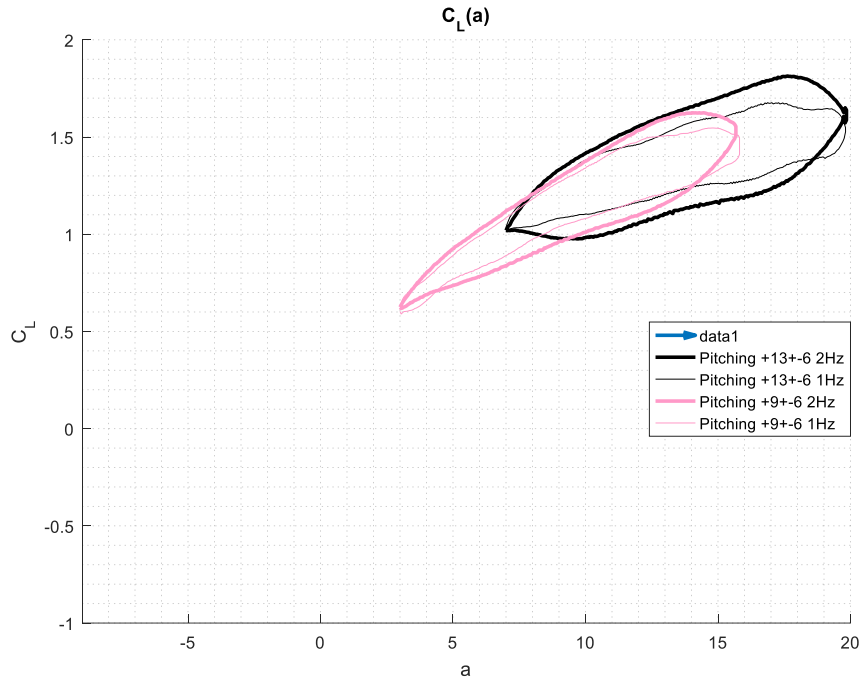
Σχήμα 5.2.30: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για μέσες γωνίες πρόσπτωσης  $-5^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $+5^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και συχνότητα 1 Hz (λεπτή γραμμή), 2Hz (χοντρή γραμμή).



Σχήμα 5.2.31: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για μέσες γωνίες πρόσπτωσης  $-3^\circ$ ,  $+1^\circ$ ,  $+5^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και συχνότητα 1 Hz (λεπτή γραμμή), 2Hz (χοντρή γραμμή).



Σχήμα 5.2.32: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για μέσες γωνίες πρόσπτωσης  $+10^\circ$ ,  $+15^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και συχνότητα 1 Hz (λεπτή γραμμή), 2Hz (χοντρή γραμμή).



Σχήμα 5.2.33: Βρόγχοι υστέρησης του συντελεστή άνωσης (δεξιόστροφη φορά) για μέσες γωνίες πρόσπτωσης  $+9^\circ$ ,  $+13^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και συχνότητα 1 Hz (λεπτή γραμμή), 2 Hz (χοντρή γραμμή).

Παρατηρείται σε όλες τις περιπτώσεις ότι η αύξηση της ανηγμένης συχνότητας  $k$  επιφέρει αύξηση του βρόχου υστέρησης, δηλαδή μεγαλύτερη απόκλιση του προσω-βρόχου και του οπισθο-βρόχου. Επίσης στις μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης υπάρχει μικρή καθυστέρηση εμφάνισης της αποκόλλησης της ροής. Συγκεκριμένα στη περίπτωση με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και μέση γωνία  $+15^\circ$  με συχνότητα 1 Hz το  $C_L$  είναι μέγιστο στις  $+17^\circ$  και μετά μειώνεται ενώ με συχνότητα 2 Hz στις  $+17,8^\circ$ . Επίσης η μέση τιμή του  $C_L$  στις  $17^\circ$  με συχνότητα 1 Hz είναι 1.49 ενώ με συχνότητα 2 Hz είναι 1.515, όπου έχουμε αύξηση της μέσης τιμής του  $C_L$  στα 2 Hz της τάξης του 1,6%. Παρόμοια συμπεριφορά υπήρχε και στη περίπτωση με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και μέση γωνία  $+13^\circ$ .

# Κεφάλαιο 6

## Επίλογος

### 6.1 Συμπεράσματα

Στη παρούσα εργασία διεξήχθησαν μετρήσεις στην αεροσήραγγα κλειστού κυκλώματος του εργαστηρίου αεροδυναμικής σε  $Re = 0.85 \times 10^6$ . Αρχικά μελετήθηκε η αεροδυναμική της πτέρυγας σε κατάσταση ακινησίας (steady state) για γωνίες πρόσπτωσης από  $-7^\circ$  ως  $+19^\circ$  με βήμα  $2^\circ$  μοίρες καθώς και για  $+80^\circ$  ως  $+100^\circ$  με βήμα  $5^\circ$  μοίρες. Στη συνέχεια μελετήθηκε η περίπτωση συμμετρικής κίνησης της αεροτομής, με τη χρήση βηματικού κινητήρα (stepper motor), για την οποία αναπτύχθηκε κατάλληλο λογισμικό. Η εξίσωση της γωνίας πρόσπτωσης είναι ημιτονοειδής ταλάντωση με μέση γωνία πρόσπτωσης από  $-5^\circ$  έως  $+15^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και βήμα  $5^\circ$  και από  $-3^\circ$  έως  $+13^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και βήμα  $4^\circ$  για συχνότητα ταλάντωσης 1-2 Hz αντίστοιχα.. Η αδιάστατη συχνότητα  $k$  λαμβάνει τις τιμές  $\{0,05, 0,112\}$ .

Αυτή είναι μία προσπάθεια για τη μελέτη του συγκεκριμένου, ιδιαίτερα περίπλοκου, μη μόνιμου αεροδυναμικού προβλήματος. Διαπιστώθηκαν τα εξής:

1. Στη περίπτωση όπου η πτέρυγα ήταν ακίνητη σε γωνία πρόσπτωσης  $+90^\circ$ , παρατηρήθηκε ότι στη πλευρά χαμηλών πιέσεων της αεροτομής κοντά στη ακμή πρόσπτωσης με  $x/c = 0.009$  οι πιέσεις είναι αρνητικές με έντονες διακυμάνσεις λόγω της ροής και  $peak$  τα  $-200$  Pa. Στην υπόλοιπη πλευρά χαμηλών πιέσεων της πτέρυγας κατά μήκος της χορδής η μέση τιμή της πίεσης κυμαίνεται γύρω από το μηδέν. Στη συχνότητα Fourier παρατηρήθηκε ότι στο  $x/c = 0.009$  καθώς και στο  $x/c = 0.966$  υπάρχει μια κορυφή στα 4 Hz όπου ο αριθμός Strouhal είναι  $St=0.22$ .
2. Έχουμε μηδενική άνωση στις  $-2^\circ$ . Επίσης ο συντελεστής της άνωσης αυξάνεται γραμμικά από τις  $-7^\circ$  έως τις  $+7^\circ$  με κλίση  $5,08/\text{rad}$  και μετά καμπυλώνει πιάνοντας το  $peak$  του στις  $17^\circ$ , όπου και το  $C_L$  μειώνεται λόγω της απώλειας στήριξης και της αποκόλλησης της ροής. Η κλίση του συντελεστή άνωσης βλέπουμε ότι είναι μικρότερη σε σχέση με της θεωρητικής η οποία είναι  $6.28/\text{rad}$ .
3. Ο  $C_p$  στη πλευρά αναρρόφησης αυξάνεται σε απόλυτες τιμές όσο αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης στην ακμή πρόσπτωσης ,με μέγιστη τιμή  $C_p=-5,5$ . Επίσης μετά τις  $13^\circ$  βλέπουμε ότι η κατανομή της πίεσης είναι ομοιόμορφη από το

μέσο της χορδής έως την ακμή εκφυγής λόγω της αποκόλλησης της ροής. Από την άλλη, η πλευρά πίεσης δεν έχει μεγάλες διαφορές στη κατανομή της πίεσης σε σχέση με τις γωνίες πρόσπτωσης. Σε σχέση με το XFOIL θα πρέπει να επισημανθεί ότι υπάρχει απόκλιση, η οποία αυξάνεται σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης, συγκεκριμένα για  $\alpha > 13^\circ$ .

4. Η γραμμή της αποκόλλησης μετατοπίζεται προς τη ακμή πρόσπτωσης όσο αυξάνονται οι γωνίες πρόσπτωσης με τον ίδιο τρόπο που το επίπεδο τμήμα των κατανομών της επιφανειακής πίεσης εκτείνεται στην ίδια κατεύθυνση.
5. Το rms φτάνει μέγιστο ανάντι του μέσου της χορδής, το οποίο μεταφέρεται ανάντι με της αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης. Φαίνεται πως το μέγιστο αυτό βρίσκεται στην περιοχή αποκόλλησης όπου το οριακό στρώμα ταλαντώνεται και προκαλεί αυξημένες διακυμάνσεις της πίεσης.
6. Στις περιπτώσεις του 1Hz στις χαμηλές γωνίες ο συντελεστής άνωσης των steady μετρήσεων ακολουθεί το προσωβρόχο των unsteady μετρήσεων γραμμικά μέχρι τις  $7^\circ$ . Όσο όμως πλησιάζουμε στη γωνία αποκόλλησης της ροής φαίνεται χαρακτηριστικά η συνεισφορά των αεροδυναμικών φαινομένων στη καθυστέρηση της αποκόλλησης. Η διαφορά των δύο συντελεστών άνωσης για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση είναι της τάξης του 8% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 16% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 19% για μέση γωνία  $17^\circ$ , λαμβάνοντας υπόψιν τη μέγιστη τιμή του  $C_L$  στον προσωβρόχο της αντίστοιχης γωνίας. Για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $6^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση η διαφορά είναι της τάξης του 9% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 19% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 22% για μέση γωνία  $17^\circ$ .
7. Στις περιπτώσεις με τα 2Hz παρατηρούμε περίπου ίδια συμπεριφορά του συντελεστή άνωσης απλώς υπάρχει απόκλιση του σε πιο μικρές γωνίες σε σχέση με τη περίπτωση των steady μετρήσεων. Συγκεκριμένα η διαφορά του  $C_L$  για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση είναι της τάξης 12% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 23% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 31% για μέση γωνία  $17^\circ$ , λαμβάνοντας υπόψιν τη μέγιστη τιμή του  $C_L$  στον προσωβρόχο της αντίστοιχης γωνίας. Για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $6^\circ$  σε σχέση με τη steady περίπτωση η διαφορά είναι της τάξης του 12% για μέση γωνία  $+10^\circ$ , 25% για μέση γωνία  $+15^\circ$  και 33% για μέση γωνία  $17^\circ$ .
8. Όσο μεγαλώνει η γωνία πρόσπτωσης ο βρόχος υστέρησης αυξάνεται σε μέγεθος λόγω της αποκόλλησης και του χρόνου επαναπροσκόλλησης που χρειάζεται η ροή. Συγκεκριμένα για γωνία πρόσπτωσης  $0^\circ$  με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  σε σχέση με τις  $17^\circ$  με το ίδιο πλάτος ταλάντωσης παρατηρούμε αύξηση του βρόχου της τάξης του 170% για συχνότητα 1 Hz. Αντίστοιχα στα 2 Hz για τις ίδιες γωνίες υπάρχει αύξηση 200%.
9. Όσο αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης το εύρος διακύμανσης του  $C_L$  μειώνεται. Συγκεκριμένα για τη περίπτωση του πλάτους ταλάντωσης  $4^\circ$  εάν συγκρίνουμε το βρόγχο με μέση γωνία  $0^\circ$  και το βρόγχο με μέση γωνία  $15^\circ$ , το εύρος

διακύμανση του  $C_L$  μειώνεται κατά 127% για συχνότητα ταλάντωσης 1 Hz ενώ για 2 Hz 13.5%.

10. Στη μόνη περίπτωση όπου η μέση γωνία πρόσπτωσης είναι η ίδια  $+5^\circ$ . Στη συχνότητα 1Hz δεν παρατηρείται μεγάλη διαφορά στους δύο βρόγχους υστέρησης πέρα από το ότι έχουν διαφορετικά πλάτη ταλάντωσης. Η μόνη διαφορά που θα μπορούσαμε να διακρίνουμε είναι ότι το μέσο  $C_L$  στη περίπτωση με το πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  είναι ελάχιστα μεγαλύτερο της τάξης του 1%.
11. Σε όλες τις περιπτώσεις ότι η αύξηση της ανηγμένης συχνότητας  $k$  επιφέρει αύξηση του βρόχου υστέρησης, δηλαδή μεγαλύτερη απόκλιση του προσω-βρόχου και του οπισθο-βρόχου. Επίσης στις μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης υπάρχει μικρή καθυστέρηση εμφάνισης της αποκόλλησης της ροής. Συγκεκριμένα στη περίπτωση με πλάτος ταλάντωσης  $4^\circ$  και μέση γωνία  $+15^\circ$  με συχνότητα 1 Hz το  $C_L$  είναι μέγιστο στις  $+17^\circ$  και μετά μειώνεται ενώ με συχνότητα 2 Hz στις  $+17,8^\circ$ . Επίσης η μέση τιμή του  $C_L$  στις  $17^\circ$  με συχνότητα 1Hz είναι 1.49 ενώ με συχνότητα 2 Hz είναι 1.515, όπου έχουμε αύξηση της μέσης τιμής του  $C_L$  στα 2 Hz της τάξης του 1,6%. Παρόμοια συμπεριφορά υπήρχε και στη περίπτωση με πλάτος ταλάντωσης  $6^\circ$  και μέση γωνία  $+13^\circ$

## 6.2 Μελλοντικές Επεκτάσεις

Το σύστημα που αναπτύχθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας θα μπορούσε να βελτιωθεί και να επεκταθεί, τουλάχιστον ως προς τρεις κατευθύνσεις. Συγκεκριμένα, αναφέρονται τα ακόλουθα :

- Οι αριθμοί Strouhal για τις περιπτώσεις κίνησης της αεροτομής ήταν αρκετά μικροί. Ως εκ τούτου, είναι απαραίτητο να αλλάξει η συχνότητα της κίνησης (αύξηση) σε συνδυασμό με μεταβολή της ταχύτητας ελεύθερου ρεύματος (μείωση) προς μεγαλύτερους αριθμούς Strouhal.
- Στη παρούσα εργασία η αεροτομή υπόκειται μόνο σε πρόνευση. Ως εκ τούτου, θα πρέπει να μελετηθεί περαιτέρω και εις βάθος η περίπτωση μόνο της βύθισης, καθώς και της συνδυαστικής κίνησης.
- Περαιτέρω ακρίβεια και έλεγχος των αισθητήρων πίεσης καθώς και των επιμηκυνσιομέτρων για ακριβέστερα αποτελέσματα και σε μικρότερους αριθμούς Strouhal.

# Παράρτημα Α'

## Κώδικας

```
long unsigned int my_time;
static uint16_t time1[1465]={89,89,89,.....1136,1236,1370,1557,1850,2416,5647};
static uint16_t time2[ 1465 ]={5647,2416,1850,1557,1370,1236,..... 89,89,89,89};
static uint16_t time3[2929]={5647,2416,1850,1557,1370,,.....1557,1850,2416,5647};
```

```
int i;
```

```
void setup()
```

```
{
  Serial.begin(9600);
  pinMode(9,OUTPUT);
  pinMode(8,OUTPUT);
}
```

```
void loop() {
```

```
  digitalWrite(9,HIGH);
```

```
  for (i=1; i<1465; i++)
```

```
  {
    my_time=time1[i];
```

```
    digitalWrite(8,HIGH);
    delayMicroseconds(my_time);
    digitalWrite(8,LOW);
    delayMicroseconds(20);
```

```
  }
```

```
  digitalWrite(9,LOW);
```

```
  for (i=1; i<2929; i++)
```

```
  {
```

```

        my_time=time3[i];
        digitalWrite(8,HIGH);
        delayMicroseconds(my_time);
        digitalWrite(8,LOW);
        delayMicroseconds(20)
    }

digitalWrite(9,HIGH);

for (i=1; i<1465; i++)
    {
        my_time=time2[i];
        digitalWrite(8,HIGH);
        delayMicroseconds(my_time);
        digitalWrite(8,LOW);
        delayMicroseconds(20);

    }
}

% PITCHING SINE 1HZ_2DEG %%%
clc
clear all

cd('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\pitching_sine_arduino_FINAL\1Hz_2Deg');

time=[];
angle_now=[];
step_angle=0.000071529887277;
amplitude_angle =0.03490658504;
ff=1;
ww=2*3.1415926*ff;

angle_now(1)=0;
j=0;
k=0;

for i=1:488;

time(i)= (((asin(angle_now(i)/amplitude_angle))/ww))*10^(6);
angle_now(i+1)=step_angle+angle_now(i);
time(i+1)= (((asin(angle_now(i+1)/amplitude_angle))/ww))*10^(6);
time_step(i)=time(i+1)-time(i);
time_step_kathodos(i)=time_step(i);

end

```



```

for i=489:976;
j=j+1;
time(i)= (((asin(angle_now(i)/amplitude_angle))/ww))*10^(6);
angle_now(i+1)=angle_now(i)-step_angle;
time(i+1)= (((asin(angle_now(i+1)/amplitude_angle))/ww))*10^(6);
time_step(i)=abs(time(i+1)-time(i));
time_step_anodos(j)=time_step(i);
end

time_step4deg=round(time_step);
time_step2degup=round(time_step_anodos);
time_step2degdown=round(time_step_kathodos);

for i=1:488
    time_step2degu(i)=time_step2degup(i)-20;
    time_step2degd(i)=time_step2degdown(i)-20;
end

    dlmwrite('time_step4deg.txt',time_step4deg,'precision','%0f');
    dlmwrite('time_step2degup.txt',time_step2degu,'precision','%0f');

dlmwrite('time_step2degdown.txt',time_step2degd,'precision','%0f');

close all
clear all
clc

% x-sensors%
% Upper

x11 = 4.5 / 1000;
x10 = 10 / 1000;
x40 = 18.5 / 1000;
x9 = 29.5 / 1000;
x21 = 38 / 1000;
x25 = 49.5 / 1000;
x15 = 57 / 1000;
x16 = 80.5 / 1000;
x28 = 105 / 1000;
x17 = 130.5 / 1000;
x23 = 159 / 1000;
x27 = 188.5 / 1000;
x19 = 219 / 1000;
x18 = 256 / 1000;
x29 = 289.5 / 1000;
x12 = 324 / 1000;
x22 = 359 / 1000;
x24 = 395.5 / 1000;
x14 = 438.5 / 1000;
x26 = 483 / 1000;

% Lower

x39 = 0 / 1000;

```

```

x8 = 4.5 / 1000;
x31 = 11.5 / 1000;
x6 = 18.5 / 1000;
x30 = 31.5 / 1000;
x36 = 40.5 / 1000;
x35 = 59.5 / 1000;
x2 = 84 / 1000;
x38 = 108.5 / 1000;
x1 = 134 / 1000;
x37 = 162 / 1000;
x32 = 193 / 1000;
x5 = 233.5 / 1000;
x4 = 272 / 1000;
x33 = 315 / 1000;
x7 = 355 / 1000;
x34 = 391.5 / 1000;
x3 = 428 / 1000;
x13 = 476.5 / 1000;

% end_plates & extension%
cd('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data')
nair=importdata('09-05-17_noair_0deg');
mvnair=mean(nair);
mvnair=mvnair(2:41);

% Experimental data %

A{1}=zeros(12000,41);
A{2}=importdata('09-05-17_-8deg');
A{3}=importdata('09-05-17_-6deg');
A{4}=importdata('09-05-17_-4deg');
A{5}=importdata('09-05-17_-2deg');
A{6}=importdata('09-05-17_0deg');
A{7}=importdata('09-05-17_+2deg');
A{8}=importdata('09-05-17_+4deg');
A{9}=importdata('09-05-17_+6deg');
A{10}=importdata('09-05-17_+8deg');
A{11}=importdata('09-05-17_+10deg');
A{12}=importdata('09-05-17_+12deg');
A{13}=importdata('09-05-17_+14deg');
A{14}=importdata('09-05-17_+16deg');
A{15}=importdata('09-05-17_+18deg');
A{16}=importdata('09-05-17_+20deg');

xU= [x39 x10 x40 x9 x21 x16 x28 x27 x19 x18
x12 x22 x24 x14 x26]/0.5;
xL= [x39 x8 x31 x6 x30 x36 x35 x2 x38
x37 x5 x4 x33 x34 x3 x13]/0.5;

coef(1)= (1/1.265);
coef(2)= (1/1.126);
coef(3)= (1/1.145);
coef(4)= (1/1.222);
coef(5)= (1/0.998);

```

```

coef(6)= (1/1.02);
coef(7)= (1/1.181);
coef(8)= (1/1.07);
coef(9)= (1/1.057);
coef(10)=(1/1.067);
coef(11)=(1/0.986);
coef(12)=(1/1.179);
coef(13)=(1/1.100);
coef(14)=(1/1.003);
coef(15)=(0);
coef(16)=(1/1.308);
coef(17)=(1/1.143);
coef(18)=(1/1.189);
coef(19)=(1/1.144);
coef(20)=0;
coef(21)=(1/1.075);
coef(22)=(1/1.283);
coef(23)=(1/1.168);
coef(24)=(1/1.190);
coef(25)=(1/1.107);
coef(26)=(1/1.070);
coef(27)=(1/1.288);
coef(28)=(1/1.174);
coef(29)=0;
coef(30)=(1/1.010);
coef(31)=(1/1.057);
coef(32)=(1/1.091);
coef(33)=(1/1.365);
coef(34)=(1/1.072);
coef(35)=(1/1.098);
coef(36)=(1/0.973);
coef(37)=(1/1.251);
coef(38)=(1/1.128);
coef(39)=(1/1.034);
coef(40)=(1/1.081);

Dcoef=diag(coef);

figure(2)
x64418new=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\64418
new.dat');
coord=x64418new*(1/500);
CoordL=coord(1:146,:);
CoordU=coord(146:300,:);
h7=plot(coord(:,1),coord(:,2));
xlim([-0.1 1.1]);ylim([-0.4 0.4]);
grid on;
hold on;
plot([0 10], [0 0], 'k-');
plot([0 0], [10 0], 'k-');
plot(CoordU(:,1),CoordU(:,2),'xr')
plot(CoordL(:,1),CoordL(:,2),'xg')
ysensU = spline(CoordU(:,1),CoordU(:,2),xU);
ysensL = spline(CoordL(:,1),CoordL(:,2),xL);

```

```

h8=plot(xU,ysensU,'or',xL,ysensL,'og');

xyU=[xU' ysensU'];
kk=length(xU)-1;
for i=1:length(xU)-1;

    c(i,1)=xyU(i+1,1);
    c(i,2)=xyU(i,2);

    AB(i,1)=xyU(i+1,1)-xyU(i,1);
    AB(i,2)=xyU(i+1,2)-xyU(i,2);

    AC(i,1)=xyU(i+1,1)-xyU(i,1);
    AC(i,2)=0;

    cos(i,1)=dot(AB(i,:),AC(i,:))/(norm(AB(i,:))*norm(AC(i,:)));
    theta(i,1)=acosd(cos(i,1));

    dist(i,1)=norm(AB(i,:));

end

xyL=[xL' ysensL'];
for i=1:length(xL)-1;

    c(i,1)=xyL(i+1,1);
    c(i,2)=xyL(i,2);

    AB(kk+i,1)=xyL(i+1,1)-xyL(i,1);
    AB(kk+i,2)=xyL(i+1,2)-xyL(i,2);

    AC(kk+i,1)=xyL(i+1,1)-xyL(i,1);
    AC(kk+i,2)=0;

    cos(kk+i,1)=dot(AB(kk+i,:),AC(kk+i,:))/(norm(AB(kk+i,:))*norm(
AC(kk+i,:)));
    theta(kk+i,1)=acosd(cos(kk+i,1));

    dist(kk+i,1)=norm(AB(kk+i,:));

end

p=cell(1,16);
for i=1:16;

    vf(Liiva)=A{1,i}(:,2:41);
    mv(Liiva)=mean(vf(Liiva));
    volt(Liiva)=mv(Liiva)-mvnair;
    p(Liiva)=1000*Dcoef*(volt(Liiva)');

    pU(Liiva)=[p(Liiva)(39)    p(Liiva)(10)    p(Liiva)(40)
p(Liiva)(9)    p(Liiva)(21)    p(Liiva)(16)    p(Liiva)(28)

```

```

p(Liiva) (27)    p(Liiva) (19)    p(Liiva) (18)    p(Liiva) (12)
p(Liiva) (22)    p(Liiva) (24)    p(Liiva) (14)    p(Liiva) (26)];
    pL(Liiva)= [p(Liiva) (39)    p(Liiva) (8)    p(Liiva) (31)
p(Liiva) (6)    p(Liiva) (30)    p(Liiva) (36)    p(Liiva) (35)
p(Liiva) (2)    p(Liiva) (38)    p(Liiva) (37)    p(Liiva) (5)
p(Liiva) (4)    p(Liiva) (33)    p(Liiva) (34)    p(Liiva) (3)
p(Liiva) (13)];

    FyU(i)=0;
    FxU(i)=0;
    for j=1:length(xU)-1;

        FyU(i) = FyU(i) + cosd(j)*dist(j) * ( pU(Liiva) (j) +
pU(Liiva) (j+1) )/2 ;

        B(j)=sind(theta(j))*dist(j)*(pU(Liiva) (j) +
pU(Liiva) (j+1))/2 ;

        if xyU(j+1,2)<xyU(j,2)
            B(j)=-B(j);
        end
        FxU(i) = FxU(i) + B(j);
    end

    FyL(i)=0;
    FxL(i)=0;
    for k=1:length(xL)-1;

        FyL(i) = FyL(i) + cosd(kk+k)*dist(kk+k) * (
pL(Liiva) (k) + pL(Liiva) (k+1) )/2 ;

        B(k)=sind(theta(kk+k))*dist(kk+k)*(pL(Liiva) (k) +
pL(Liiva) (k+1))/2 ;

        if xyL(k+1,2)>xyL(k,2)
            B(k)=-B(k);
        end
        FxL(i) = FxL(i) + B(k);
    end

    aoa(i)=-9+2*(i-1)+1;

    L(i) = (FyL(i) - FyU(i))*cosd(aoa(i))-
(FxU(i)+FxL(i))*sind(aoa(i));
    D(i) = (FxL(i) + FxU(i))*cosd(aoa(i))+(FyL(i)-
FyU(i))*sind(aoa(i));
    pdyn=426;
    CD(i) = D(i)*0.5/(0.50* pdyn);
    CL(i) = L(i)*0.5/(0.50* pdyn);
    end

```

```

figure (1)
hold on;
%set(gca,'fontsize',24)
CD3=CD;CL3=CL;aoa3=aoa;
h3=plot(aoa(2:15),CL(2:15));

%set(gca,'fontsize',24)

polar=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_0
5_2017\data\mycl8e5',' ',12);
axfoil=polar.data(:,1);
clxfoil=polar.data(:,2);
cdxfoil=polar.data(:,3);
h4=plot(axfoil,clxfoil,'-r');
legend([h4],'Xfoil');
legend([h3],'Experiment');grid
minor;xlabel('a');ylabel('C_(Liiva)');
title('C_(Liiva) (a)');

close all
clear
clc

cd('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data')
nair=importdata('09-05-17_noair_0deg');
mvnair=mean(nair);
mvnair=mvnair(2:41);

% Experimental data %

A{1}=zeros(12000,41);
A{2}=importdata('09-05-17_-8deg');
A{3}=importdata('09-05-17_-6deg');
A{4}=importdata('09-05-17_-4deg');
A{5}=importdata('09-05-17_-2deg');
A{6}=importdata('09-05-17_0deg');
A{7}=importdata('09-05-17_+2deg');
A{8}=importdata('09-05-17_+4deg');
A{9}=importdata('09-05-17_+6deg');
A{10}=importdata('09-05-17_+8deg');
A{11}=importdata('09-05-17_+10deg');
A{12}=importdata('09-05-17_+12deg');
A{13}=importdata('09-05-17_+14deg');
A{14}=importdata('09-05-17_+16deg');
A{15}=importdata('09-05-17_+18deg');
A{16}=importdata('09-05-17_+20deg');

% % Xfoil data %

B{1}.data=zeros(300,3);
B{2}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05
_2017\data\_-7deg',' ',3);
B{3}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05
_2017\data\_-5deg',' ',3);

```

```

B{4}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\3deg',' ',3);
B{5}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\1deg',' ',3);
B{6}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\1deg',' ',3);
B{7}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\3deg',' ',3);
B{8}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\5deg',' ',3);
B{9}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\7deg',' ',3);
B{10}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\9deg',' ',3);
B{11}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\11deg',' ',3);
B{12}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\13deg',' ',3);
B{13}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\15deg',' ',3);
B{14}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\17deg',' ',3);
B{15}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\19deg',' ',3);
B{16}=importdata('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\Wing_09_05_2017\data\21deg',' ',3);

```

```
% Sensor Coordinates Upper Surface %
```

```

x11 = 4.5 / 1000;
x10 = 10 / 1000;
x40 = 18.5 / 1000;
x9 = 29.5 / 1000;
x21 = 38 / 1000;
x25 = 49.5 / 1000;
x15 = 57 / 1000;
x16 = 80.5 / 1000;
x28 = 105 / 1000;
x17 = 130.5 / 1000;
x23 = 159 / 1000;
x27 = 188.5 / 1000;
x19 = 219 / 1000;
x18 = 256 / 1000;
x29 = 289.5 / 1000;
x12 = 324 / 1000;
x22 = 359 / 1000;
x24 = 395.5 / 1000;
x14 = 438.5 / 1000;
x26 = 483 / 1000;

```

```
% Lower Surface %
```

```

x39 = 0 / 1000;
x8 = 4.5 / 1000;
x31 = 11.5 / 1000;

```

```

x6 = 18.5 / 1000;
x30 = 31.5 / 1000;
x36 = 40.5 / 1000;
x35 = 59.5 / 1000;
x2 = 84 / 1000;
x38 = 108.5 / 1000;
x1 = 134 / 1000;
x37 = 162 / 1000;
x32 = 193 / 1000;
x5 = 233.5 / 1000;
x4 = 272 / 1000;
x33 = 315 / 1000;
x7 = 355 / 1000;
x34 = 391.5 / 1000;
x3 = 428 / 1000;
x13 = 476.5 / 1000;

% Sensors' calibration %

coef(1)= (1/1.265);
coef(2)= (1/1.126);
coef(3)= (1/1.145);
coef(4)= (1/1.222);
coef(5)= (1/0.998);
coef(6)= (1/1.02);
coef(7)= (1/1.181);
coef(8)= (1/1.07);
coef(9)= (1/1.057);
coef(10)=(1/1.067);
coef(11)=(1/0.986);
coef(12)=(1/1.179);
coef(13)=(1/1.100);
coef(14)=(1/1.003);
coef(15)=(0);
coef(16)=(1/1.308);
coef(17)=(1/1.143);
coef(18)=(1/1.189);
coef(19)=(1/1.144);
coef(20)=0;
coef(21)=(1/1.075);
coef(22)=(1/1.283);
coef(23)=(1/1.358);
coef(24)=(1/1.190);
coef(25)=(1/1.107);
coef(26)=(1/1.070);
coef(27)=(1/1.288);
coef(28)=(1/1.174);
coef(29)=0;
coef(30)=(1/1.010);
coef(31)=(1/1.057);
coef(32)=(1/1.091);
coef(33)=(1/1.365);
coef(34)=(1/1.072);
coef(35)=(1/1.098);
coef(36)=(1/0.973);
coef(37)=(1/1.251);

```



```

coef(38)=(1/1.128);
coef(39)=(1/1.034);
coef(40)=(1/1.081);

Dcoef=diag(coef);

pdyn=[426 425 424 424 425 425 425 425 425 425 425 426 425 425
425 424];
pi=[-38 -41 -43 -45 -46 -48 -49 -49 -49 -49 -47 -44 -41 -39 -
33 -23 ];

for i=1:16;
    v(Liiva)=A(Liiva) (:,2:41);
    mv(Liiva)=mean(v(Liiva));
    volt(Liiva)=mv(Liiva)-mvnair;
    p(Liiva)=1000*Dcoef*(volt(Liiva)');

xU= [x39    x10    x40    x9    x21    x16    x28    x27    x19
x18    x12    x22    x24    x14    x26]/0.5;
CpU(Liiva)=([p(Liiva)(39)  p(Liiva)(10)  p(Liiva)(40)
p(Liiva)(9)    p(Liiva)(21)    p(Liiva)(16)    p(Liiva)(28)
p(Liiva)(27)    p(Liiva)(19)    p(Liiva)(18)    p(Liiva)(12)
p(Liiva)(22)    p(Liiva)(24)    p(Liiva)(14)    p(Liiva)(26)]-
pi(i))/pdyn(i);

xL= [x39    x8    x31    x6    x30    x36    x35    x2    x38    x37
x5    x4    x33    x34    x3    x13]/0.5;
CpL(Liiva)=([p(Liiva)(39)    p(Liiva)(8)    p(Liiva)(31)
p(Liiva)(6)    p(Liiva)(30)    p(Liiva)(36)    p(Liiva)(35)
p(Liiva)(2)    p(Liiva)(38)    p(Liiva)(37)    p(Liiva)(5)
p(Liiva)(4)    p(Liiva)(33)    p(Liiva)(34)    p(Liiva)(3)
p(Liiva)(13)]-pi(i))/pdyn(i);

end

for i=1:4;
    figure (i)

    if i==4;
        for j=1:2;
            n=j+4*(i-1);
            number1=-7+2*(n-1);
            str=sprintf('a = %d%c', number1,char(176));
            subplot(2,2,j); hold on;
            %set(gca,'fontsize',18);
            h1=plot(xL,CpL{n+1},'-rx');
            h2=plot(xU,CpU{n+1},'-rx');
            h3=plot(B{1,n+1}.data(:,1),B{1,n+1}.data(:,3),'-b');

            set(gca,'YDir','Reverse');grid on; ylim([-6 1.5])
            title(str);ylabel('c_(Triantafyllou, Triantafyllou et
al.)');xlabel('x/c');

        end
    end
end

```

```

else
    for j=1:4;
        n=j+4*(i-1);
        number1=-7+2*(n-1);
        str=sprintf('a = %d%c', number1,char(176));
        subplot(2,2,j); hold on;
        %set(gca,'fontsize',18);
        h1=plot(xL,CpL{n+1},'-rx');
        h2=plot(xU,CpU{n+1},'-rx');
        h3=plot(B{1,n+1}.data(:,1),B{1,n+1}.data(:,3),'-b');

        set(gca,'YDir','Reverse');grid on; ylim([-6 1.5])
        title(str);ylabel('c_(Triantafyllou, Triantafyllou et
al.)');xlabel('x/c');
        end
    end
    h1=legend([h1,h3],'Experiment','Xfoil');
end

% RootMeanSquare %

for i=1:14;

    x=ones(12000,1)*mvnair;
    b=A{i+1}(:,2:41)-x;

    for k=1:12000; %%convert mV-->Pa
        for j=1:40; psens(k,j)=b(k,j)*1000*coef(j);
        end
    end
    pmean=mean(psens);
    a=std((psens))/pdyn(i);
    %a=b./abs(pmean);

    figure (5)
    rmsu=[a(39) a(10) a(40) a(9) a(21) a(16) a(28) a(27) a(19)
a(18) a(12) a(22) a(24) a(14) a(26)];
    rmsl=[a(39) a(8) a(31) a(6) a(30) a(36) a(35) a(2) a(38)
a(37) a(5) a(4) a(33) a(34) a(3) a(13)];

    subplot(4,4,i);plot(xL,rmsl,'-rx',xU,rmsu,'-bx');

    number1=-7+2*(i-1);
    str=sprintf('a = %d%c', number1,char(176));
    %set(gca,'fontsize',14);
    title(str);ylabel('RMS/p_{dyn}');xlabel('x/c');
    ylim([0 0.4])
    hold on; grid on
    end
    legend('Lower Surface','Upper Surface')

clc
clear all

```

```

close all

r=1.14;
b=0.25; % einai to c/2 ??? ?? ????????
U=27.9; % taxythta
a0=4*pi/180; % amplitude
am=10*pi/180; % mesh timh
h0=0.0; % plunging
p=2*pi*1; % ? gwniakh taxythta
f0=0; %arxikh fash
A=-0.3;
c=0.5;

k=b*p/U;

J0=besselj(0,k);
J1=besselj(1,k);
Y0=bessely(0,k);
Y1=bessely(1,k);

F = ( J1.*(J1+Y0)+Y1.*(Y1-J0) )./( (J1+Y0).^2 + (Y1-J0).^2 );
G = - ( Y1.*Y0 + J1.*J0 )./( (J1+Y0).^2 + (Y1-J0).^2 );

t=[1:0.001:2];

P1 = +r*(b^2)*( -U*pi*p*a0*sin(p*t+f0)+
pi*b*A*(p^2)*a0*cos(p*t+f0) );

P2 = +2*pi*r*U*b*F*(U*am +U*a0*cos(p*t+f0)- b*(1/2-
A)*a0*p*sin(p*t+f0) );

P3 = +2*pi*r*U*b*G*(-U*a0*sin(p*t+f0) - b*(1/2-
A)*a0*p*cos(p*t+f0) );

P = P1 + P2 + P3 ;

C_l=(2*P)/(r*(U^2)*c);
y=( am+ a0*cos(p*t) )*180/pi;

p1=[y(125),C_l(125)];
p2=[y(130),C_l(130)];
dp1=p1-p2;

figure(1)
hold on

```

```

h1=quiver(p1(1),p1(2),dp1(1),dp1(2),'linewidth',2);
q.MaxHeadSize=100;
hold on
h3=plot(y,C_l);

legend([h3,'Theodorsen theoritical 10+-4 2Hz']);grid
minor;xlabel('a');ylabel('C_(Liiva)');xlim([-9 +20]);ylim([-1
+2]);

title('C_(Liiva) (a)');

clc
clear all
close all

cd('C:\Users\GeorgeZiso\Desktop\Thesis\wing_11_07_2017\Pitchin
g_11-07-2017');

%%%      Import Data

offset_data=importdata('11-07-2017-no_air_pitching_+14+-
4_1Hz_butter.asc');

dynamic_data=importdata('11-07-2017-dynamic_pitching_+14+-
4_1Hz_butter.asc');

%%% Vriskw ta prwta idia arxika shmeia me thn idia fora

k=0;
t=0;

for i=1:71999
    if k==0
        for j=1:71999
            if offset_data(i,6)==dynamic_data(j,6) &&
offset_data(i,6)>offset_data(i+1,6) &&
dynamic_data(j,6)>dynamic_data(j+1,6) && k==0
                k=k+1;
                sameup_first(1,1)=i;
                sameup_first(1,2)=j;
                sameup_first(1,3)=dynamic_data(j,6);
            end
        end
    end
end

for i=1:71999
    if t==0
        for j=1:71999
            if offset_data(i,6)==dynamic_data(j,6) &&
offset_data(i,6)< offset_data(i+1,6) &&
dynamic_data(j,6)<dynamic_data(j+1,6) && t==0
                t=t+1;
            end
        end
    end
end

```

```

        samedown_first(1,1)=i;
        samedown_first(1,2)=j;
        samedown_first(1,3)=dynamic_data(j,6);
    end
end
end
end

%%% epilegw ta shmeia pou tha parw telika (prwto gia noair kai
to deytero gia air)
if abs(sameup_first(1,1)-
sameup_first(1,2))<abs(samedown_first(1,1)-
samedown_first(1,2))
    final_points(:,1)=sameup_first;
else
    final_points(:,1)=samedown_first;

end
%%% kovw toys arxikous pinakes wste na tairiazoun ta arxika
me ta telika
%%% kai h foraa

s=final_points(1,1);
m=final_points(2,1);

offset_data=offset_data(s:end,:);

dynamic_data=dynamic_data(m:end,:);

if length(dynamic_data)>length(offset_data)
    v=length(offset_data);
else
    v= length(dynamic_data);
end

for i=1:v
    for j=1:4
final_data(i,j)=dynamic_data(i,j+1)-offset_data(i,j+1);
    end
end

% % %%% kovw th kinsh se 100 shmeia...vriskontas to min kai
to max
    max_dynamic_data=max(dynamic_data(:,6));
    min_dynamic_data=min(dynamic_data(:,6));
    Dt_dynamic=( max_dynamic_data-min_dynamic_data)/250;
    p(1)=min_dynamic_data;

%%% briskw ta shmeia apo tiw metrhseis pou einai konta sta
100 shmeia pou eftiaxa..kai ta pernw se pinakes gia noair
kai gia air antistoixa
    for i=1:250

```

```

p(i+1)=p(i)+Dt_dynamic;
    t=0;
    h=0;
    for k=1:v-1

        if p(i)+(Dt_dynamic/5) >= dynamic_data(k,6) &&
dynamic_data(k,6) >p(i)-(Dt_dynamic/5)
            if dynamic_data(k,6)<dynamic_data(k+1,6) ;
                t=t+1;
                sensor1(t,i)=final_data(k,1);
                sensor2(t,i)=final_data(k,2);
                sensor3(t,i)=final_data(k,3);
                sensor4(t,i)=final_data(k,4);
                angle(t,i)=dynamic_data(k,6);

            else
                h=h+1;
                sensor1(h,501-i)=final_data(k,1);
                sensor2(h,501-i)=final_data(k,2);
                sensor3(h,501-i)=final_data(k,3);
                sensor4(h,501-i)=final_data(k,4);
                angle(h,501-i)=dynamic_data(k,6);

            end
        end
    end
end

%%% vriskw th mesh timh gia to kathe
aisthrhra...symperilamvanomenou kai
%%% ths gwnias      gia noair kai air

    for j=1:500
        a=sensor1(:,j);
        final_data(1,j)=mean(a(a~=0));
        b=sensor2(:,j);
        final_data(2,j)=mean(b(b~=0));
        c=sensor3(:,j);
        final_data(3,j)=mean(c(c~=0));
        d=sensor4(:,j);
        final_data(4,j)=mean(d(d~=0));
        e=angle(:,j);
        final_data(5,j)=mean(e(e~=0));
    end

    %%% metatrepw ta volt se dynameis

Cl_x_0=-0.70540;
Cl_x_90=7.36222;
Cl_y_0=8.41300;
Cl_y_90=-1.45039;

Cu_x_0=0.80828;
Cu_x_90=17.38946;

```

```

        Cu_y_0=16.39775;
        Cu_y_90=-1.82579;
for j=1:500

Fs_L_x(j)=Cl_x_0*(final_data(1,j))+Cl_x_90*(final_data(2,j));
Fs_L_y(j)=Cl_y_0*(final_data(1,j))+Cl_y_90*(final_data(2,j));

Fs_U_x(j)=Cu_x_0*(final_data(3,j))+Cu_x_90*(final_data(4,j));
Fs_U_y(j)=Cu_y_0*(final_data(3,j))+Cu_y_90*(final_data(4,j));

end
%%metatrepw th gwnia se apo volt se deg

for i=1:500
alpha(i)=0+((final_data(5,i)-min(final_data(5,:)))/0.05545);
end
alpha=alpha+1;
%%% ypologizw tis dynameis poy briskontai kata to x kai y
axona
FLx=Fs_L_x*cosd(126.3)-Fs_L_y*sind(126.3);
FLy=Fs_L_y*cosd(126.3)+Fs_L_x*sind(126.3);

FUx=Fs_U_x*cosd(5.5)-Fs_U_y*sind(5.5);
FUy=Fs_U_y*cosd(5.5)+Fs_U_x*sind(5.5);

%%%bazw kai ta panw kai ta katw strain gauges se ena wste na
brw thn anwsh
%%%kai thn opisthelkousa
D=(FUx+FLx).*cosd(alpha)-(FUy+FLy).*sind(alpha);
L=- (FUy+FLy).*cosd(alpha)-(FUx+FLx).*sind(alpha);

Pdyn=447;
C_l=(2*L*10^3)/(1.4*(27.4^2)*0.5);
C_d=(D*10^3)/(447*0.5*1.4);

% p1=[alpha(125),C_l(125)];
% p2=[alpha(126),C_l(126)];
% dp1=p2-p1;

figure (1)

% hold on
% h1=quiver(p1(1),p1(2),dp1(1),dp1(2),'linewidth',2);
% q.MaxHeadSize=100;

hold on
h4=plot(alpha,C_l);
legend([h4],'Pitching -5+-4 1Hz');grid
minor;xlabel('a');ylabel('C_(Liiva)');xlim([-9 +20]);ylim([-1
+2]);
title('C_(Liiva) (a)');

```

# Βιβλιογραφία

- [1](1948). "Theoretical Pressure Distributions for a Thin Airfoil Oscillating in Incompressible Flow." Journal of the Aeronautical Sciences **15**(8): 486-492.
- [2]Anderson, J. M., K. Streitlien, D. S. Barrett and M. S. Triantafyllou (1998). "Oscillating foils of high propulsive efficiency." Journal of Fluid Mechanics **360**: 41-72.
- [3]Buchholz, J. H. J. and A. J. Smits (2005). "On the evolution of the wake structure produced by a low-aspect-ratio pitching panel." Journal of Fluid Mechanics **546**: 433-443.
- [4]Buchholz, J. H. J. and A. J. Smits (2008). "The wake structure and thrust performance of a rigid low-aspect-ratio pitching panel." Journal of Fluid Mechanics **603**: 331-365.
- [5]Clark, R. P. and A. J. Smits (2006). "Thrust production and wake structure of a batoid-inspired oscillating fin." J Fluid Mech **562**: 415-429.
- [6]Fung, Y. C. and S. S. Sobin (1969). "Theory of sheet flow in lung alveoli." Journal of Applied Physiology **26**(4): 472-488.
- [7]Gharib, M., E. Rambod and K. Shariff (1998). "A universal time scale for vortex ring formation." Journal of Fluid Mechanics **360**: 121-140.
- [8]Godoy-Diana, R., C. Marais, J.-L. Aider and J. E. Wesfreid (2009). "A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard–von Kármán vortex street produced by a flapping foil." Journal of Fluid Mechanics **622**: 23-32.
- [9]Heathcote, S. and I. Gursul (2007). "Flexible Flapping Airfoil Propulsion at Low Reynolds Numbers." AIAA Journal **45**(5): 1066-1079.
- [10]Henderson, J. F. (2016). "Low-Speed Aerodynamics — second edition. J. Katz A. Plotkin Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK. 2001. 613pp. Illustrated. £35.95. ISBN 0-521-66552-3." The Aeronautical Journal (1968) **105**(1051): 550-550.
- [11]Hover, F. S., Ø. Haugsdal and M. S. Triantafyllou (2004). "Effect of angle of attack profiles in flapping foil propulsion." Journal of Fluids and Structures **19**(1): 37-47.
- [12]J. McCroskey, W., K. W. McAlister, L. Carr and S. L. Pucci (1982). An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections. Volume 1: Summary of the experiment.
- [13]Jones, D., M. Schonlau and W. Welch (1998). Efficient Global Optimization of Expensive Black-Box Functions.
- [14]Karman, T. H. V. (1938). "Airfoil Theory for Non-Uniform Motion." Journal of the Aeronautical Sciences **5**(10): 379-390.



- [15]Katz, J. and A. Plotkin (2001). Low-Speed Aerodynamics. Cambridge, Cambridge University Press.
- [16]Koochesfahani, M. M. (1989). "Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil." AIAA Journal **27**(9): 1200-1205.
- [17]Lewin, G. C. and H. Haj-Hariri (2003). "Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow." Journal of Fluid Mechanics **492**: 339-362.
- [18]Liiva, J. (1969). "Unsteady aerodynamic and stall effects on helicopter rotor blade airfoil sections." Journal of Aircraft **6**(1): 46-51.
- [19]McCroskey, W. J. (1973). "Inviscid Flowfield of an Unsteady Airfoil." AIAA Journal **11**(8): 1130-1137.
- [20]McCroskey, W. J. (1982). "Unsteady Airfoils." Annual Review of Fluid Mechanics **14**(1): 285-311.
- [21]Robert, L. N., G. K. Taylor and L. R. T. Adrian (2004). "Tuning of Strouhal Number for High Propulsive Efficiency Accurately Predicts How Wingbeat Frequency and Stroke Amplitude Relate and Scale with Size and Flight Speed in Birds." Proceedings: Biological Sciences **271**(1552): 2071-2076.
- [22]S. Lai, J. C. and M. F. Platzer (1999). "Jet Characteristics of a Plunging Airfoil." AIAA Journal **37**(12): 1529-1537.
- [23]T.Theodorsen (1935). "General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter." National Advisory Committee for Aeronautics:Report. NACA.
- [24]Tokumar, P. T. and P. E. Dimotakis (2006). "Rotary oscillation control of a cylinder wake." Journal of Fluid Mechanics **224**: 77-90.
- [25]Triantafyllou, M., G. Triantafyllou and R. Gopalkrishnan (1991). Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils.