ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΙΚΩΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΛΛΟΜΕΝΩΝ ΚΡΟΥΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (BUFFET) ΣΕ ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΟΝΙΜΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ

Διπλωματική Εργασία

ΙΩΣΗΦ Κ. ΜΟΥΛΙΝΟΥ

Επιβλέπων :

ΚΥΡΙΑΚΟΣ Χ. ΓΙΑΝΝΑΚΟΓΛΟΥ

Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2007

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΙΚΩΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΛΛΟΜΕΝΩΝ ΚΡΟΥΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (BUFFET) ΣΕ ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΟΝΙΜΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ

Διπλωματική Εργασία

ΙΩΣΗΦ Κ. ΜΟΥΛΙΝΟΥ

Επιβλέπων :

ΚΥΡΙΑΚΟΣ Χ. ΓΙΑΝΝΑΚΟΓΛΟΥ

Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2007

Θα ήθελα από αυτή τη θέση να ευχαριστήσω από καρδιάς τον καθηγητή μου κ. Κυριάκο Γιαννάκογλου που έθεσε την πείρα του στην διάθεσή μου και με καθοδήγησε με φιλικό ενδιαφέρον και την υποψήφια διδάκτορα Βαρβάρα Ασούτη για την απλόχερη βοήθειά της σε κάθε βήμα της παρούσας εργασίας

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΙΚΩΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΛΛΟΜΕΝΩΝ ΚΡΟΥΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (BUFFET) ΣΕ ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΟΝΙΜΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ

του Ιωσήφ Κ. Μουλίνου

Επιβλέπων: Κυριάκος Χ. Γιαννάκογλου, Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2007

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία επικεντρώνεται στην αριθμητική μοντελοποίηση του φαινομένου της ταλάντωσης κύματος (transonic buffet) που εμφανίζεται, υπό προϋποθέσεις, στην πλευρά υποπίεσης μιας αεροτομής. Αν και αποτέλεσμα του buffet μπορεί να είναι η δόνηση της αεροτομής (buffeting), εντούτοις εδώ η αεροτομή θεωρείται ότι έχει αμετάβλητο σχήμα και θέση. Για την ανάλυση, χρησιμοποιείται ο επιλύτης των εξισώσεων Navier - Stokes του Εργαστηρίου Θερμικών Στροβιλομηχών του Ε.Μ.Π. με μη-δομημένα πλέγματα τριγωνικών στοιχείων και το μοντέλο τύρβης των Spalart – Allmaras, στο οποίο γίνεται παρέμβαση ώστε να ενεργοποιείται δεδομένη θέση μετάβασης της στρωτής σε τυρβώδη ροή (transition trip). Η μελέτη πραγματοποιείται για τη ροή γύρω από τη μεμονωμένη αεροτομή OAT15A, όπου το σχετικό φαινόμενο μελετήθηκε στην ONERA και υπάρχουν διαθέσιμα πειραματικά και υπολογιστικά στοιχεία για συγκρίσεις. Τη σχετική βιβλιογραφική επισκόπηση διαδέχεται η δημιουργία μη-δομημένου πλέγματος που χρησιμοποιήθηκε σε όλη τη σειρά των υπολογισμών, αφού αποδείχθηκε ότι είναι επαρκές και δίνει αριθμητικές λύσεις που δεν εξαρτώνται από αυτό. Πραγματοποιούνται και σχολιάζονται μια σειρά υπολογισμών ώστε να φανούν τα όρια χρήσης χρονικά μόνιμου και μη-μόνιμου κώδικα ροής, να φανεί η σημασία του να συγκεκριμενοποιείται η θέση της μετάβασης πάνω στην αεροτομή αλλά και ο ρόλος της γωνίας πρόσπτωσης στο μελετώμενο φαινόμενο. Όλοι οι υπολογισμοί γίνονται σε πολυεπεξεργαστικό σύστημα. Ακολουθούν συγκρίσεις με πειράματα ή υπολογισμούς άλλων και συμπεράσματα.

NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS
SCHOOL OF MECHANICAL ENGINEERING
FLUIDS SECTION
LAB. OF THERMAL TURBOMACHINES

COMPUTATIONAL SIMULATION OF OSCILLATING SHOCK WAVES (BUFFET) UNDER STEADY IN TIME FLOW CONDITIONS

by Iosif K. Moulinos

Supervisor: Kyriakos C. Giannakoglou, Assistant Professor NTUA

Athens, October 2007

Abstract

The present thesis focuses on the numerical simulation of the oscillation of a normal shock wave (transonic buffet) which appears, under certain circumstances, over the suction side of an airfoil. Although buffet also may lead to the vibration of the structure (buffeting), the airfoil here is considered as a rigid body. For the numerical analysis, the Navier – Stokes solver of the Laboratory of Thermal Turbomachines (LTT) of NTUA is used. This solver is based on unstructured grids of triangular elements and the Spalart – Allmaras turbulence model, properly modified to account for a transition trip at a user defined location. The flow around the isolated airfoil OAT15A, is studied. This flow problem has been studied by ONERA and for which experimental and computational data for comparisons and available. After the relevant literature survey, an unstructured grid is generated; this has been used in all the computations, since this proved to be adequate, leading to grid independent solutions. In the present study, we focus on difference, between using steady and unsteady flow simulations, we shed light into the importance of specifying the location of the transition point on the airfoil and the role of the angle of attack. All the computations have been carried out on a multiprocessor system. Comparisons with experiments and results of other researchers are presented.

Περιεχόμενα **σελ**

1. Το αεροδυναμικό φαινόμενο buffet

1.1 Buffet και buffeting γενικά 11

1.2 Το buffet στα αεροσκάφη 11

1.3 Το διηχητικό buffet 13

1.4 Ένα διαφορετικό παράδειγμα για την εξοικείωση με το buffet 16

1.5 Η φύση του διηχητικού buffet 17

1.6 Μέθοδοι καταστολής του buffet 29

2. Εξισώσεις του πεδίου ροής και αριθμητική επίλυση

2.1 Οι εξισώσεις που διέπουν το φαινόμενο 33

2.2 Αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier – Stokes 35

2.3 Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε 38

2.4 Το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυση 40

2.5 Αριθμητική διαδικασία για το μοντέλο τύρβης 43

3. Περιγραφή του πειραματικού μοντέλου της OAT15A και της αεροδυναμικής σήραγγας S3Ch της ONERA

3.1 Περιγραφή της σήραγγας και του μοντέλου 47

3.2 Συνθήκες του πειράματος και αποτελέσματα μετρήσεων 48

4. Υπολογιστικά αποτελέσματα – Σύγκριση με υπάρχοντα πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα – Συμπεράσματα.

4.1 Συνθήκες υπολογισμών 49

4.2 Υπολογισμοί για γωνία πρόσπτωσης 2.5˚ και 3˚, μόνιμη ροή 50

4.3 Υπολογισμοί για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚, εμφάνιση buffet 53

5. Συμπεράσματα

5.1 Ανακεφαλαίωση – Συμπεράσματα 71

5.2 Χρόνοι υπολογισμών 72

Βιβλιογραφία και βιβλιογραφικές αναφορές

1. Το αεροδυναμικό φαινόμενο buffet

1.1 Buffet και buffeting γενικά

Γενικά το buffeting είναι η απόκριση της κατασκευής σε μια αεροδυναμική διέγερση που προκαλείται από φαινόμενα συνεκτικότητας που λαμβάνουν χώρα σε διάφορα σημεία της επιφάνειας ενός σώματος που βρίσκεται εκτεθειμένο σε κάποια ροή. Αυτή η αεροδυναμική διέγερση (buffet) οφείλεται σε διακυμάνσεις της πίεσης. Πιθανά αίτια τα οποία μπορούν να προκαλέσουν διέγερση της κατασκευής είναι τα εξής:

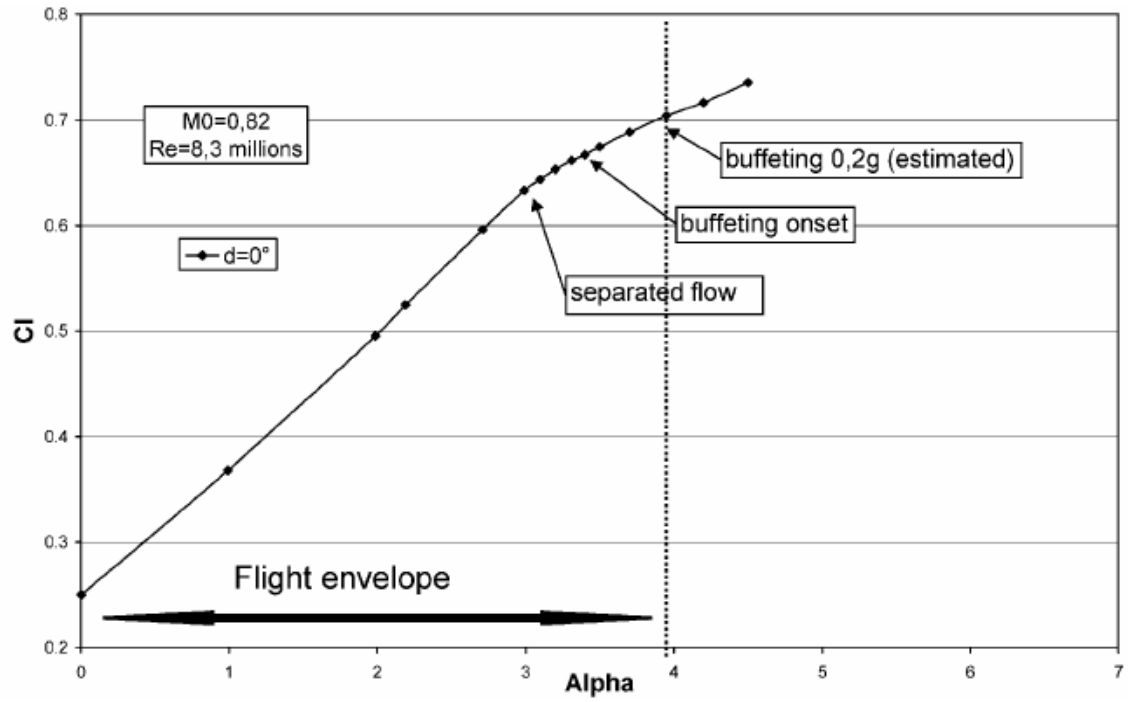
- Διακυμάνσεις της πίεσης σε μια φυσαλίδα αποκολλήσεως,
- Διακυμάνσεις της πίεσης σε έναν αναπτυσσόμενο στρόβιλο.
- Διακυμάνσεις του επιπέδου πιέσεων στο κύμα κρούσης και στην περιοχή της αποκόλλησης (μετακίνηση της θέσης του κύματος κρούσεως και της θέσης της αποκόλλησης), οι οποίες οδηγούν σε μια ειδική και ενδιαφέρουσα περίπτωση, το λεγόμενο διηχητικό (transonic) buffet.

Οι αστάθειες της ροής που οδηγούν σε buffeting είναι αυτοσυντηρούμενες. Το buffeting δεν είναι αποτέλεσμα ανάντι διαταραχών της ροής. Τα φαινόμενα αυτά παρατηρούνται σε αεροσκάφη, πυραύλους, βαθμίδες στροβιλομηχανών κ.λ.π.

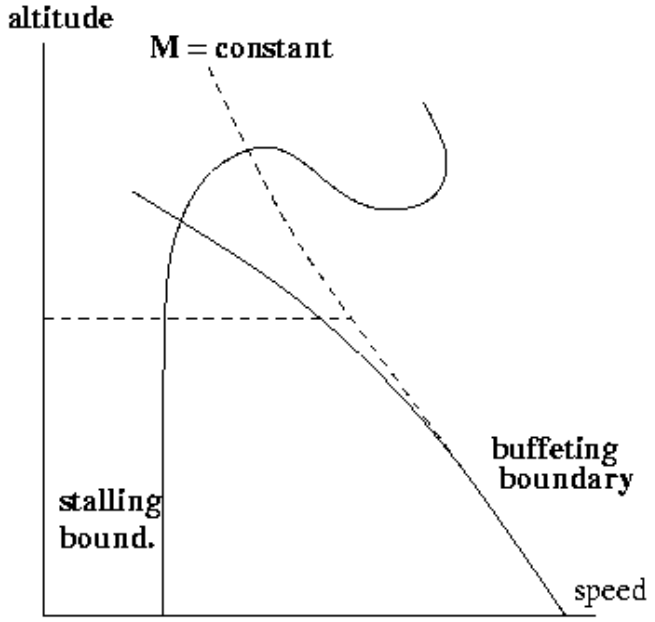
1.2 Το buffet στα αεροσκάφη

Σε διηχητικές συνθήκες ροής, η αλληλεπίδραση του κύματος κρούσης με το τυρβώδες οριακό στρώμα και οι αποκολλήσεις της ροής δημιουργούν αστάθειες στη ροή, buffet, και έπειτα λόγω αυτών δονήσεις στη κατασκευή, buffeting. Οι συνέπειες για την αεροδυναμική συμπεριφορά της κατασκευής μπορεί να είναι πολύ σημαντικές. Η εμφάνιση του φαινομένου γίνεται σε υψηλές τιμές του συντελεστή άνωσης, όταν ο αριθμός Mach ή η γωνία πρόσπτωσης έχουν μεγάλες τιμές. Το φαινόμενο αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μειώνονται οι επιδόσεις ενός αεροσκάφους Σχ. (1).

Για παράδειγμα, καθώς αυξάνεται η ταχύτητα η πτέρυγα επηρεάζεται από την αστάθεια του κύματος, της οποίας η εμφάνιση θέτει ένα άνω όριο στη ταχύτητα. Αυτό το όριο είναι συνάρτηση του ύψους της πτήσεως και ονομάζεται όριο του buffeting (buffeting boundary) Σχ. (2). Επιπλέον μπορεί να συντελέσει στη κόπωση της κατασκευής, να επηρεάσει την ευελιξία της και να μειώσει την άνεση των επιβατών.



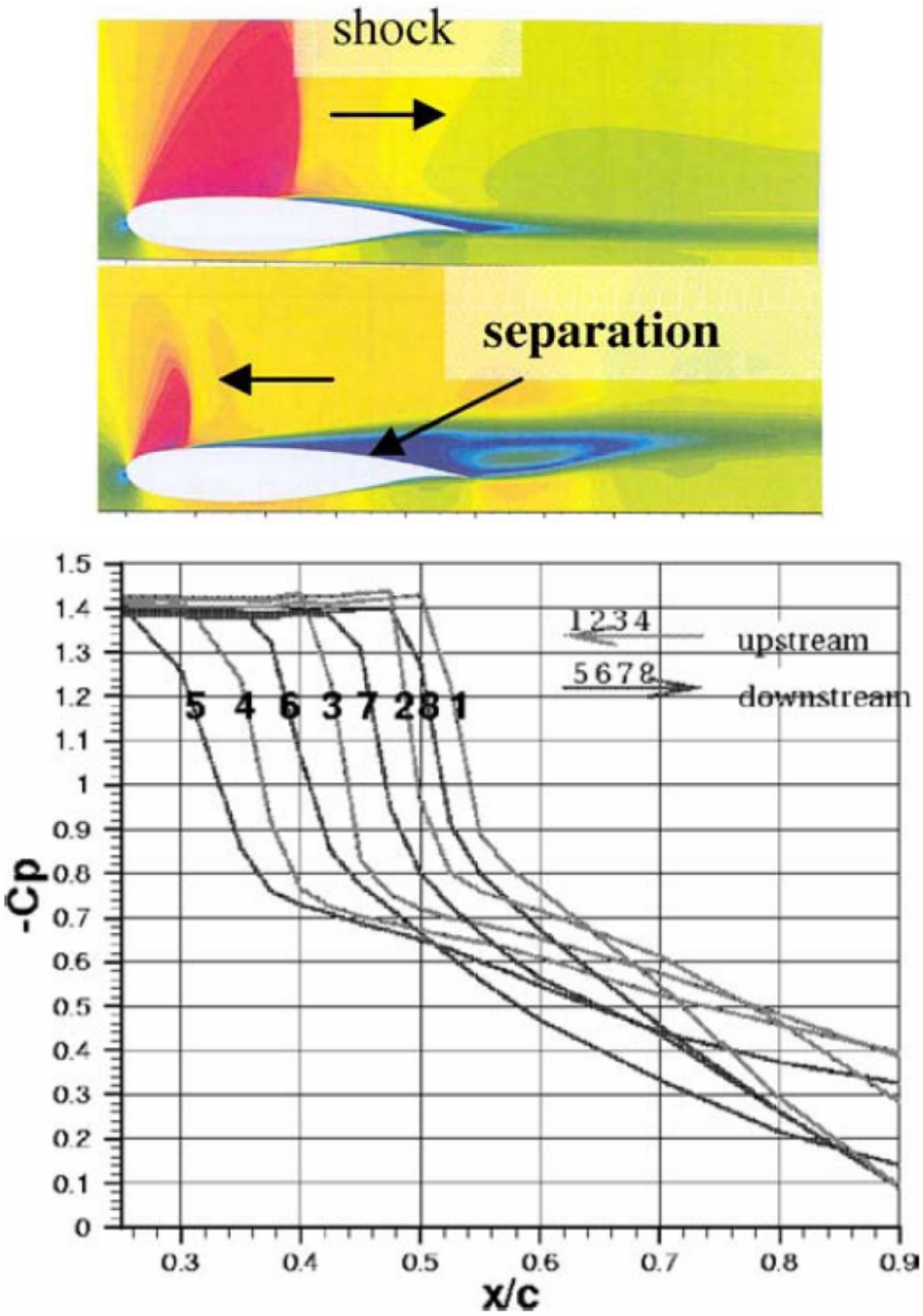
Σχ. 1 Φάκελος πτήσης και όριο buffeting, [1].



Σχ. 2 Επίδραση του buffeting στα όρια πτήσεως, [18].

1.3 Το διηχητικό buffet

Οι διηχητικές ροές συχνά εμφανίζουν κύμα κρούσης το οποίο προκαλείται από ξαφνική ανάκτηση πίεσης από τη ροή. Αυτά τα κύματα αλληλεπιδρούν με το οριακό στρώμα. Μια σύνθετη τοπική αλληλεπίδραση λαμβάνει χώρα με αποτέλεσμα την επιδείνωση της διανομής ταχύτητας μέχρι να εμφανισθεί αποκόλληση. Όταν η ένταση του κύματος είναι αρκετά μεγάλη, ως αποτέλεσμα της αύξησης του αριθμού Mach ή της γωνίας πρόσπτωσης της αδιατάρακτης ροής, συμβαίνει διάχυση της αποκόλλησης μέχρι την ακμή εκφυγής και αυξάνεται το μέγεθός της. Τότε αναπτύσσονται αστάθειες σε μεγάλη κλίμακα. Το μέγεθος της αποκόλλησης μεταβάλλεται καθώς η θέση του κύματος αλλάζει, μεταβαίνοντας ανάντι και κατάντι και τανάπαλιν (Σχ. 3). Οι συχνότητες και τα πλάτη των μεταβολών εξαρτώνται από το σχήμα της αεροτομής και τις αεροδυναμικές συνθήκες της ροής. Τα επίπεδα πίεσης και, συνεπώς, η άνωση ποικίλουν σε μεγάλο εύρος. Ο όρος buffet χρησιμοποιείται για να περιγράψει αυτές τις αεροδυναμικές αστάθειες.



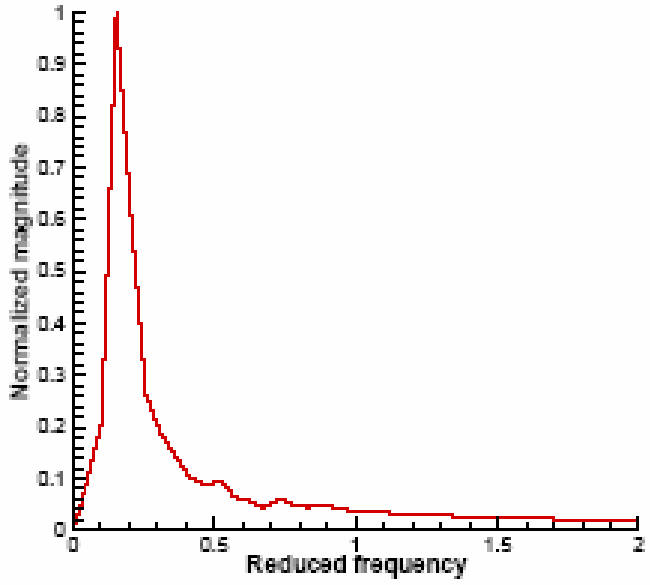
Σχ. 3 Εμφάνιση του κύματος κρούσης και διάχυση της αποκόλλησης στην ακμή εκφυγής (πάνω). Μετακίνηση της καμπύλης του Cp για την πλευρά υποπίεσης κατά το buffet (κάτω), [1].

Δεδομένα από τη βιβλιογραφία και πειράματα διηχητικής ροής κατέστησαν δυνατή τη περιγραφή του φαινομένου του buffet. Γενικά όμως οι τριδιάστατες αστάθειες, το τριδιάστατο buffet στη πλευρά υποπίεσης μιας πτέρυγας είναι δύσκολο να παρουσιαστεί με γενικό τρόπο, αφού κάθε περίπτωση είναι ξεχωριστή [1]. Στη πραγματικότητα οι γεωμετρικές παράμετροι που χρησιμοποιούνται για να αναπαρασταθεί η πτέρυγα και που επηρεάζουν την τριδιάστατη ροή είναι πολλές και

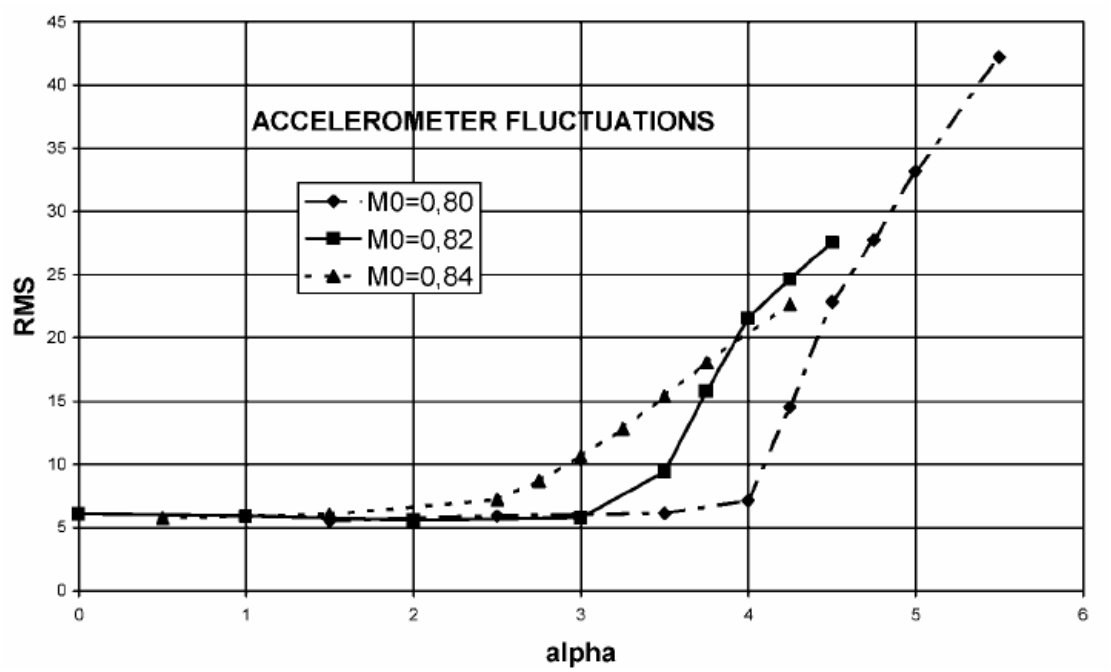
ποικίλες: λόγος επιμήκους, καμπυλότητα, κατά μήκος διαμόρφωση του πτερυγίου κ.α.

Τα δύο φαινόμενα του διδιάστατου και τριδιάστατου buffet φαίνεται να είναι της ίδιας φύσης [2], [3], εν τούτοις οι αστάθειες είναι ασθενέστερες σε μία πτέρυγα με περιορισμένο μήκος από ότι σε μια αεροτομή. Το γεγονός αυτό οφείλεται στη διαφορετική «επαφή» που έχουν οι πλευρές υποπίεσης και υπερπίεσης στις δύο περιπτώσεις.

Η έναρξη του buffet μπορεί να ανιχνευτεί από τις διακυμάνσεις της πίεσης ή την αλλαγή της θέσης του κύματος. Σε συνθήκες buffet, τα μετρούμενα σήματα είναι σχεδόν περιοδικά. Στο διδιάστατο buffet είναι χαρακτηριστική η εμφάνιση μιας κορυφής στο φάσμα των συχνοτήτων (Σχ. 4). Η ανίχνευση της έναρξης του buffeting μπορεί να γίνει με επιταχυνσιόμετρα. Η έναρξη του buffeting σε συνάρτηση με τη γωνία πρόσπτωσης είναι πολύ απότομη και εξαρτάται από τον αριθμό Mach της επ' άπειρον ροής (Σχ. 5).



Σχ. 4 Χαρακτηριστική κορυφή στο φάσμα των συχνοτήτων της ροής κατά το buffet, [11].



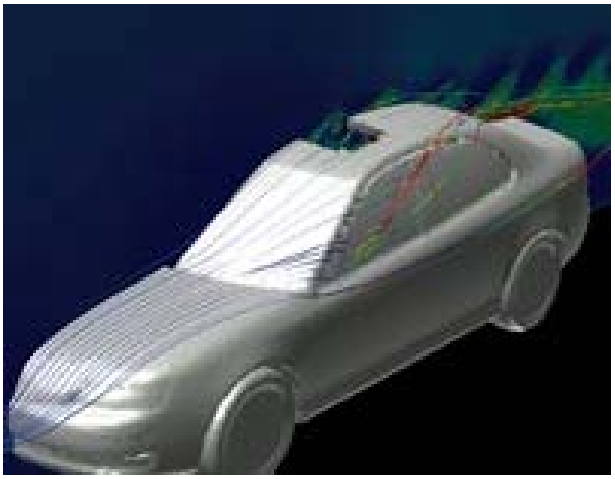
Σχ. 5 «Απότομη» εμφάνιση του buffet σε συνάρτηση με τη γωνία πρόσπτωσης, [1].

1.4 Ένα διαφορετικό παράδειγμα για την εξοικείωση με το buffet

Ο θόρυβος από το buffeting μπορεί να αποτελέσει πρόβλημα για αυτοκίνητα με ανοιχτή ηλιοροφή ή παράθυρο. Χαρακτηρίζεται από χαμηλές συχνότητες (συνήθως 10 έως 50 Hz) και υπολογίσιμο πλάτος και είναι εξουθενωτικό για τους επιβάτες όταν διαρκεί για μεγάλα χρονικά διαστήματα.

Το buffeting προέρχεται από αστάθεια στο συνεκτικό οριακό στρώμα, η οποία λαμβάνει χώρα στο άνοιγμα μιας κοιλότητας η οποία είναι εκτεθειμένη σε ροή ρευστού και που, τρόπον τινά, «γδέρνεται» επάνω σε αυτή. Στρόβιλοι παράγονται στο συνεκτικό στρώμα και διαδίδονται κατάντι του ανοίγματος, με αποτέλεσμα να συγκρουστούν με το πίσω τοίχωμα της κοιλότητας. Όταν ο στρόβιλος σπάει, παράγεται ένα κύμα πίεσης το οποίο διαδίδεται στη κοιλότητα. Σε κάποια συγκεκριμένη ταχύτητα του οχήματος η συχνότητα παραγωγής των στροβίλων ταιριάζει με κάποια από τις ακουστικές ιδιοσυχνότητες της κοιλότητας. Συχνά, όπως συμβαίνει με πολλά μουσικά όργανα (π.χ. το φλάουτο), η αντήχηση έχει τη μορφή του στασίμου κύματος. Για μια καμπίνα αυτοκινήτου, η αντήχηση έχει τη μορφή Helmholtz, μια ειδική περίπτωση στασίμου κύματος αλλά με σημαντικά χαμηλότερη

συχνότητα. Είναι ο ίδιος μηχανισμός παραγωγής ήχου με αυτόν της διέλευσης αέρα πάνω από το άνοιγμα ενός μπουκαλιού. Η αιτία της υψηλής έντασης του ήχου είναι εν μέρει το ότι οι επιβάτες που ακούν το buffet βρίσκονται μέσα στο ηχείο (κοιλότητα του αυτοκινήτου που αντηχεί) [19].



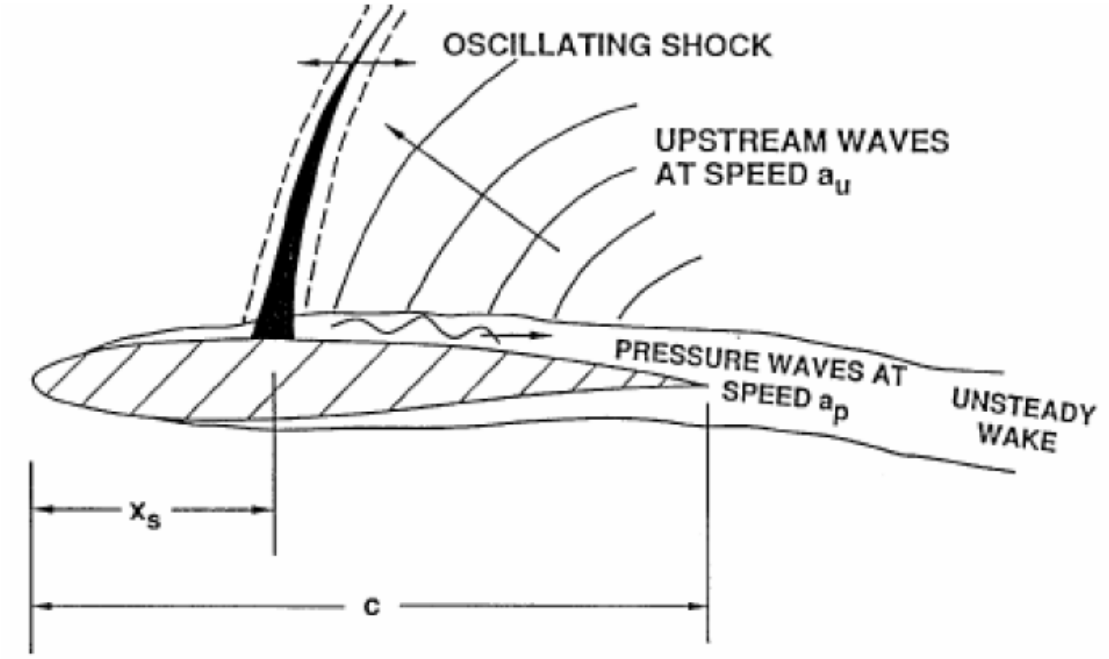
Σχ. 6 Θέση στροβίλου και περιοδικό ιστορικό κατάντι, [19].

Σχ. 7 Ισοϋψείς στροβιλότητας στο επίπεδο συμμετρίας, [19].

1.5 Η φύση του διηχητικού buffet

Ο μηχανισμός των αυτοδιεγειρώμενων δονήσεων δεν έχει γίνει πλήρως αντιληπτός εν τούτοις, έχουν γίνει κάποιες έρευνες από ορισμένους ερευνητές. [4], [5]-[10]. Η έρευνα σε αμφίκυρτες αεροτομές καταδεικνύει ότι οι διηχητικές, περιοδικές ροές ξεκινούν από κάποια ασύμμετρη, μη μόνιμη διαταραχή. Η αποκόλληση που προκαλείται από το κύμα κρούσης μεταβάλλει την ενεργό γεωμετρία της αεροτομής και προκαλεί την ανάντι και κατάντι μετακίνηση του κύματος η οποία εξαρτάται από το αν ο σωλήνας ροής διογκώνεται ή συρρικνώνεται. Η απαραίτητη αλλά όχι ικανή

συνθήκη για να εμφανιστεί περιοδική ροή είναι το να είναι το κύμα αρκετά ισχυρό για να προκαλέσει αποκόλληση του οριακού στρώματος. Ο αριθμός Mach ακριβώς πριν το κύμα κρούσης πρέπει να βρίσκεται στην περιοχή μεταξύ 1.14 και 1.24 [11].



Σχ. 8 Σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού του buffet, [11].

Το μοντέλο υπολογισμού υποθέτει ότι η μετακίνηση του κύματος κρούσης οδηγεί στο σχηματισμό κυμάτων πίεσης τα οποία διαδίδονται κατάντι στην περιοχή της αποκόλλησης.

Φτάνοντας στην ακμή εκφυγής οι διαταραχές προκαλούν ανάντι κινούμενα κύματα στην περιοχή έξω από την αποκολλημένη περιοχή σαν αποτέλεσμα της μη μόνιμης συνθήκης Kutta. Το ανάντι κινούμενο κύμα αλληλεπιδρά με το κύμα κρούσης και λαμβάνει ενέργεια να επιστρέψει στην αρχική του θέση (Σχ. 8). Ο κύκλος τότε ολοκληρώνεται. Η περίοδος της ταλάντωσης του κύματος είναι ο χρόνος που χρειάζεται μια διαταραχή για να διαδοθεί από το κύμα κρούσης ως την ακμή εκφυγής συν το χρόνο που χρειάζεται ένα κύμα που κινείται ανάντι να διαδοθεί από την ακμή εκφυγής ως το κύμα κρούσης έξω από την αποκολλημένη περιοχή. Τα παραπάνω περιγράφονται από τις εξής σχέσεις:

$$T_P = T_{P1} + T_{P2} \tag{1.5.1}$$

$$T_{P1} = \int_{x_s}^{c} \frac{1}{a_P} dx \tag{1.5.2}$$

όπου T_{P1} είναι ο χρόνος για τη διάδοση του κατάντι κύματος πίεσης και T_{P2} ο χρόνος για το ανάντι κύμα πίεσης και a_P είναι η ταχύτητα του κατάντι κύματος πίεσης στην περιοχή της αποκολλημένης ροής. Η ταχύτητα a_P μπορεί να υπολογιστεί από τη φάση του κύματος. Για το χρόνο που χρειάζεται η διαταραχή για να πάει από την ακμή εκφυγής στο κύμα κρούσης μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ένα από τα παρακάτω.

- Τη σχέση των Erickson & Stephenson [12] :

$$f = \frac{a(1-M)}{4(c-x_s)} \tag{1.5.3}$$

Όπου c, είναι το μήκος της χορδής, M και α, ο αριθμός Mach και η ταχύτητα του ήχου του εισερχομένου ρεύματος αέρα αντίστοιχα και f η συχνότητα του ανάντι κύματος. Τότε το T_{P2} είναι:

$$T_{P2} = \frac{1}{f} \tag{1.5.4}$$

- Οπτικές μελέτες των αυτοσυντηρούμενων ταλαντώσεων δείχνουν ότι ο ομόρρους ταλαντώνεται συγχρονισμένα με το κύμα κρούσης και συμπεριφέρεται σαν flap. Ο Tijdeman έδειξε ότι ένα flap μπορεί να ληφθεί ως μια ακουστική πηγή, τοποθετημένη στη θέση στήριξης του flap, και ο χρόνος που απαιτείται για μια διαταραχή για να ταξιδέψει από την ακμή εκφυγής μέχρι το κύμα δίνεται από την ακόλουθη έκφραση.

$$T_{P2} = \int_c^{x_c} \frac{dx}{(1-M_{loc})a_{loc}} \tag{1.5.5}$$

όπου M_{loc} ο τοπικός αριθμός Mach και a_{loc} η τοπική ταχύτητα του ήχου.

Το M_{loc} προσεγγίζεται από την εμπειρική σχέση:

$$M_{loc} = R(M_{loc-s} - M_\infty) + M_\infty \tag{1.5.6}$$

όπου M_{loc-s} είναι ο αριθμός Mach πάνω στην επιφάνεια και M_∞ ο αριθμός Mach του ρεύματος αέρα. R=0.7

Ο Lee [4] εξέφρασε τη σχέση (1.5.5) ως:

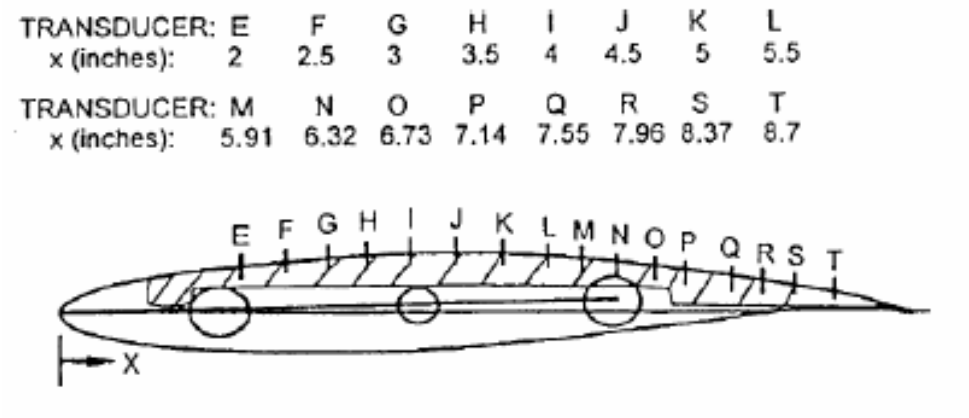
$$T_{P2} = \int_c^{x_c} \frac{1}{a_u} dx \tag{1.5.7}$$

όπου a_u είναι η ταχύτητα διάδοσης του ανάντι κύματος έξω από την αποκολλημένη περιοχή. Καθώς όμως η μέτρηση αυτή της ταχύτητας είναι δυσχερής, ο Lee [5] την υπολόγισε χρησιμοποιώντας την εμπειρική σχέση του Tijdeman [13] στη μορφή:

$$a_u = R(1 - M_{loc})a_{loc} \qquad (1.5.8)$$

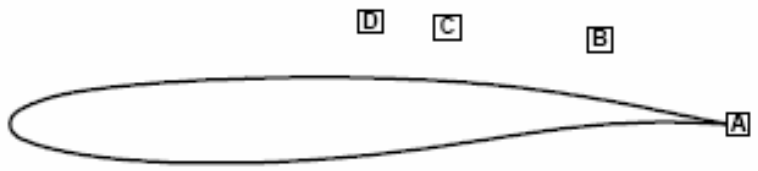
Τα πειραματικά αποτελέσματα για την αεροτομή NACA 64A006 έρχονται σε ικανοποιητική συμφωνία με τους αριθμητικούς υπολογισμούς όταν η εξίσωση (1.5.7) ολοκληρώνεται σε μια γραμμή που ξεκινά από την ακμή εκφυγής. Στην εργασία του Lee [4], η μέθοδος χρησιμοποιείται για να εκτιμηθεί η συχνότητα ταλάντωσης για την υπερκρίσιμη αεροτομή BGK (Bauer-Garabedian-Korn) No1. Τα αποτελέσματα παρέχουν ενδείξεις για την ευστάθεια της πρότασης του Lee [4].

Οι Q. Xiao και H. M. Tsai [11] ερεύνησαν την ισχύ του παραπάνω μηχανισμού χρησιμοποιώντας τα υπολογιστικά τους αποτελέσματα. Δύο σημεία χρησιμοποιούνται για να διαπιστωθεί η κατεύθυνση κατά την οποία διαδίδονται οι διακυμάνσεις της πίεσης. Για την περιοχή της αποκόλλησης, η διασταύρωση αυτή γίνεται για την πάνω πλευρά της αεροτομής από το σημείο E έως το T (Σχ. 9)



Σχ. 9 Η γεωμετρία της υπερκρίσιμης αεροτομής BGK No 1, [11].

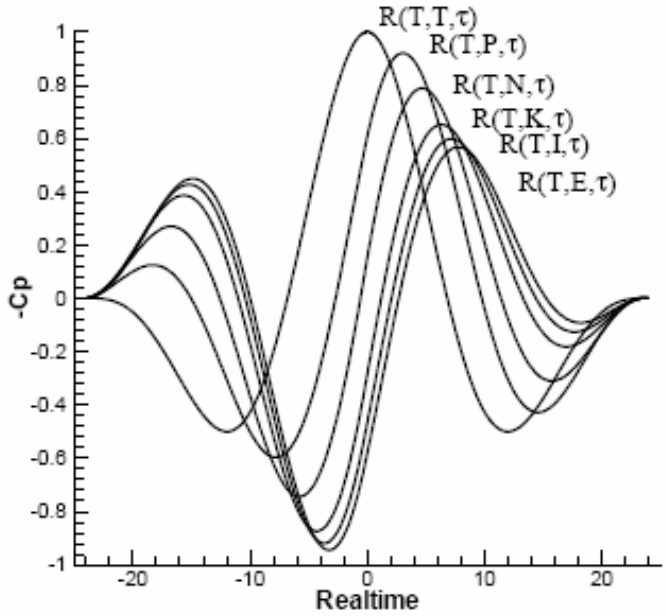
Το σημείο που βρίσκεται πλησιέστερα στην ακμή εκφυγής, το T, χρησιμοποιείται ως σημείο αναφοράς σε κάθε έλεγχο. Για την περιοχή έξω από την αποκόλληση η διασταύρωση πιέσεων γίνεται για τα σημεία A έως D χρησιμοποιώντας το σημείο A ως σημείο αναφοράς (Σχ. 10).



	A	B	C	D
x/c	1.0	0.795	0.591	0.5
y/c	0	0.0873	0.118	0.125

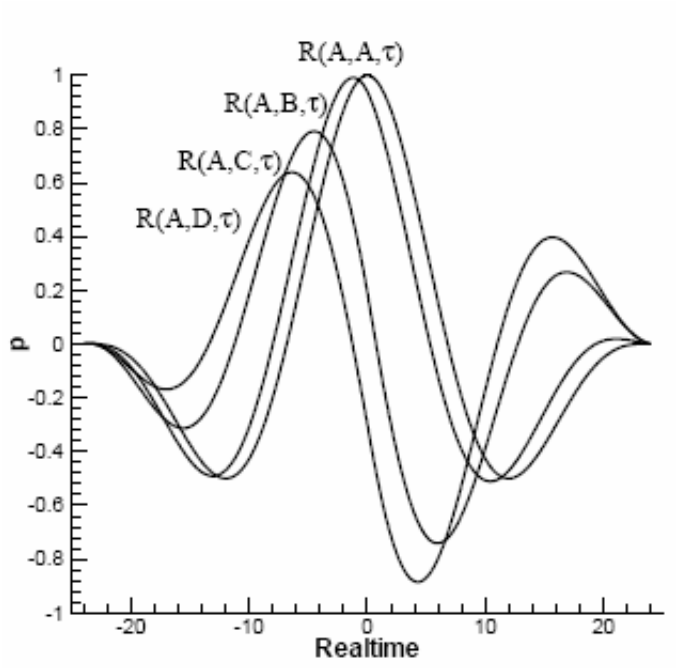
Σχ. 10 Σημεία για τα οποία γίνεται η διασταύρωση πιέσεων, [11].

Τα αποτελέσματα φαίνονται στα σχήματα (11) και (12) αντίστοιχα.



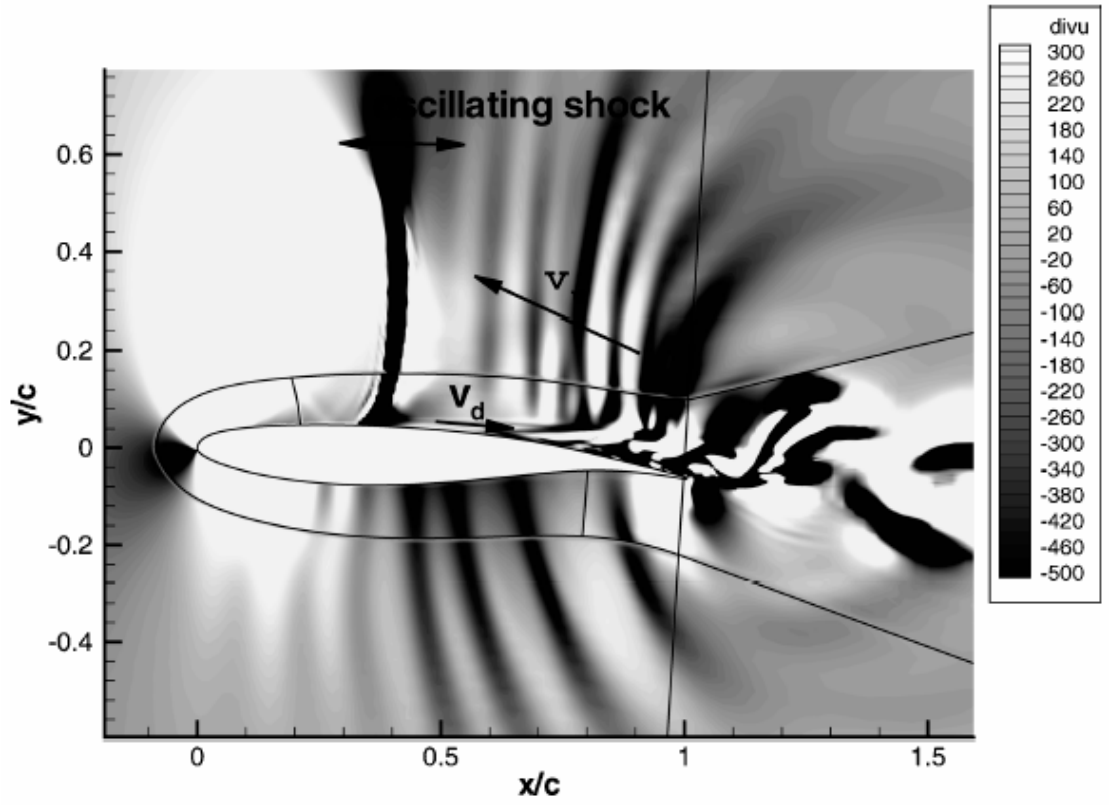
Σχ. 11 Οι πιέσεις προϊόντος του χρόνου για σημεία εντός της περιοχής αποκόλλησης. Διακρίνεται η ύπαρξη κατάντι κύματος πίεσης, [11].

Από το Σχ. (11) βλέπουμε ότι μέσα στην αποκολλημένη περιοχή οι διαταραχές της πίεσης διαδίδονται κατάντι, από το κύμα προς την ακμή εκφυγής. Ωστόσο στο Σχ. (12) παρατηρείται αρνητική διαφορά χρόνου, το οποίο δηλώνει ότι οι διαταραχές κινούνται ανάντι. Το γεγονός αυτό έρχεται σε συμφωνία με την υπόθεση του Lee. Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγουν και οι αριθμητικές επιλύσεις του Deck [14].



Σχ. 12 Οι πιέσεις προϊόντος του χρόνου για σημεία εκτός της περιοχής αποκόλλησης. Διακρίνεται η ύπαρξη ανάντι κύματος πίεσης., [11].

Το σχήμα (13) παρουσιάζει την απόκλιση του πεδίου της ταχύτητας από όπου διακρίνονται τα κύματα πίεσης που κινούνται από την ακμή εκφυγής ανάντι και εκτός του συνεκτικού στρώματος.



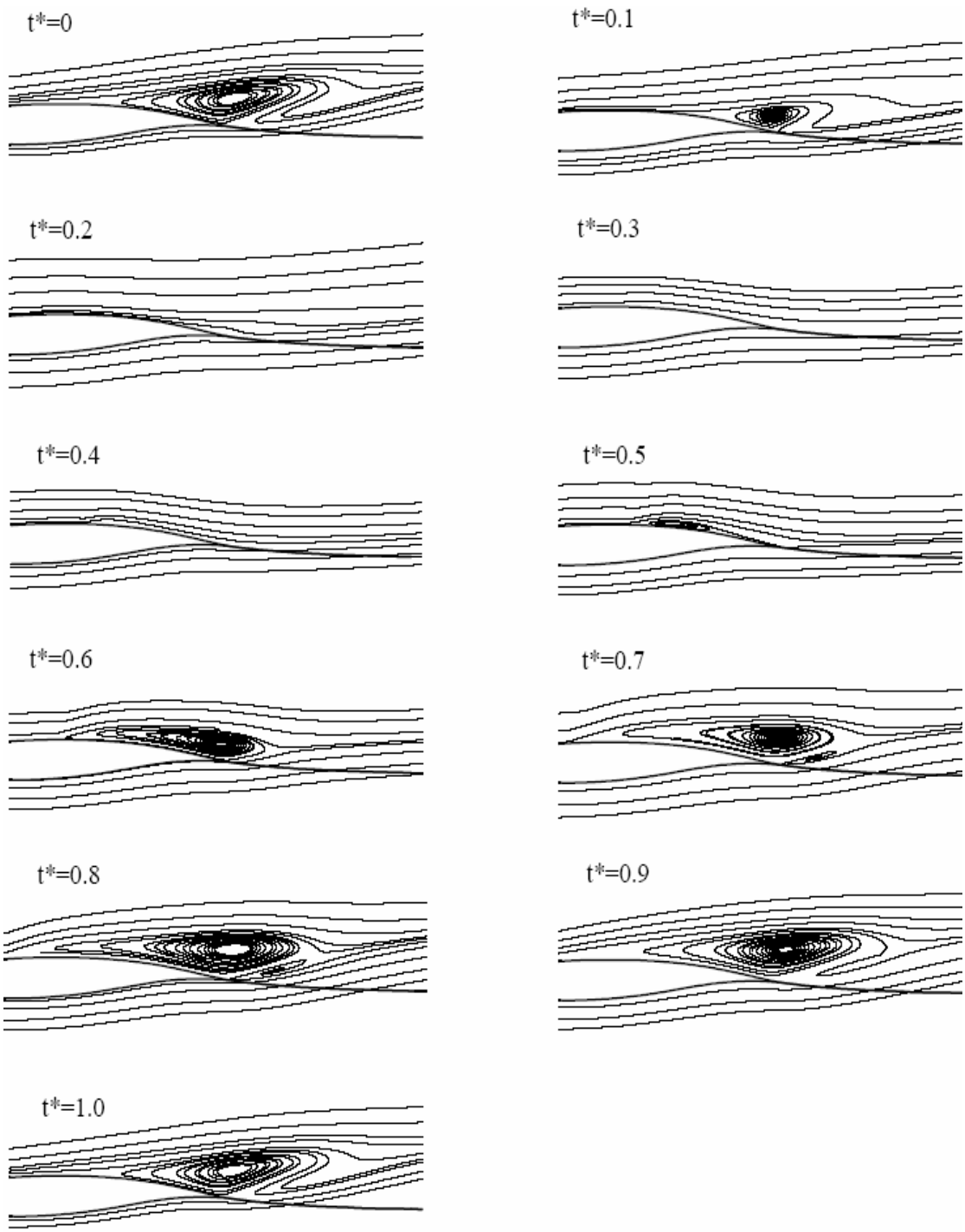
Σχ. 13 Στιγμιαία απόκλιση του πεδίου ταχύτητας σε συνθήκες buffet, [14].

Για να αποκτήσουμε καλύτερη εικόνα των χαρακτηριστικών της μη μόνιμης ροής μπορούμε να παρατηρήσουμε τις γραμμές ροής κοντά στην ακμή εκφυγής σε διάρκεια μιας περιόδου στο Σχ. (14).

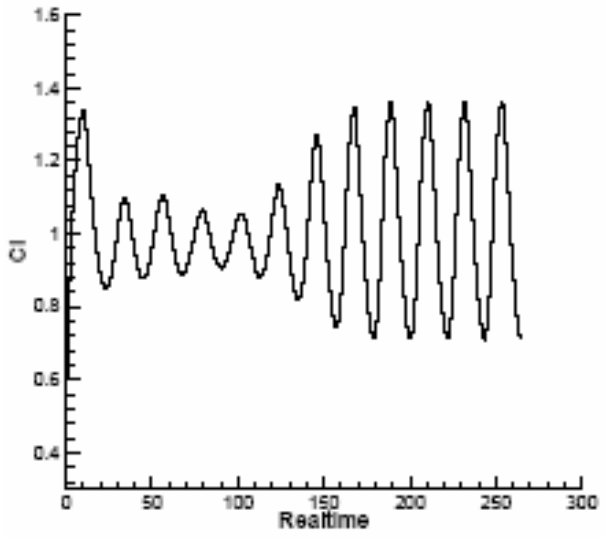
Η αποκολλημένη περιοχή για t*=0 εκτείνεται από x/c=0.65 πάνω στην αεροτομή μέχρι x/c=1.35 στην περιοχή του ομόρρου. Σε επόμενες χρονικές στιγμές, η θέση της αποκόλλησης μετακινείται κατάντι και η αποκολλημένη ροή μεταδίδεται κατάντι ώσπου τελικά εξαφανίζεται στο χρονικό διάστημα μεταξύ t*=0.1 και t*=0.2. Παρελθόντος του χρόνου η αποκόλληση επανεμφανίζεται και μια φυσαλίδα παρατηρείται γύρω από τη θέση x/c=0.55 η οποία σχηματίζει ένα νέο στρόβιλο. Αυτή η κατάσταση αντιστοιχεί και στο μέγιστο της άνωσης. Σε επόμενες χρονικές στιγμές (t*=0.7, t*=0.8) αυξάνεται το μέγεθος του στροβίλου προς αμφότερες τις κατευθύνσεις (δεξιά και αριστερά) με μείωση της άνωσης. Επιπλέον, ένας δευτερεύων στρόβιλος δημιουργείται στη γειτονιά της ακμής εκφυγής στις χρονικές στιγμές t*=0.7, t*=0.8. Οι δύο στρόβιλοι συγχωνεύονται σε έναν ο οποίος βαθμηδόν συρρικνώνεται (t*=0.9). Έπειτα ο κύκλος της αποκολλημένης ροής επαναλαμβάνεται.

Η μη μόνιμη φυσαλίδα αποκόλλησης αλλάζει την ενεργό γεωμετρία της αεροτομής και επιφέρει στη ροή τα ίδια αποτελέσματα που επιφέρει ένα flap που ταλαντώνεται περιοδικά και εδράζεται στην ακμή εκφυγής. Η αποκολλημένη περιοχή, όντας μια περιοχή χαμηλών, ταχυτήτων επιφέρει μείωση της άνωσης.

Η μεταβολή της άνωσης με το χρόνο φαίνεται στο Σχ. (15)

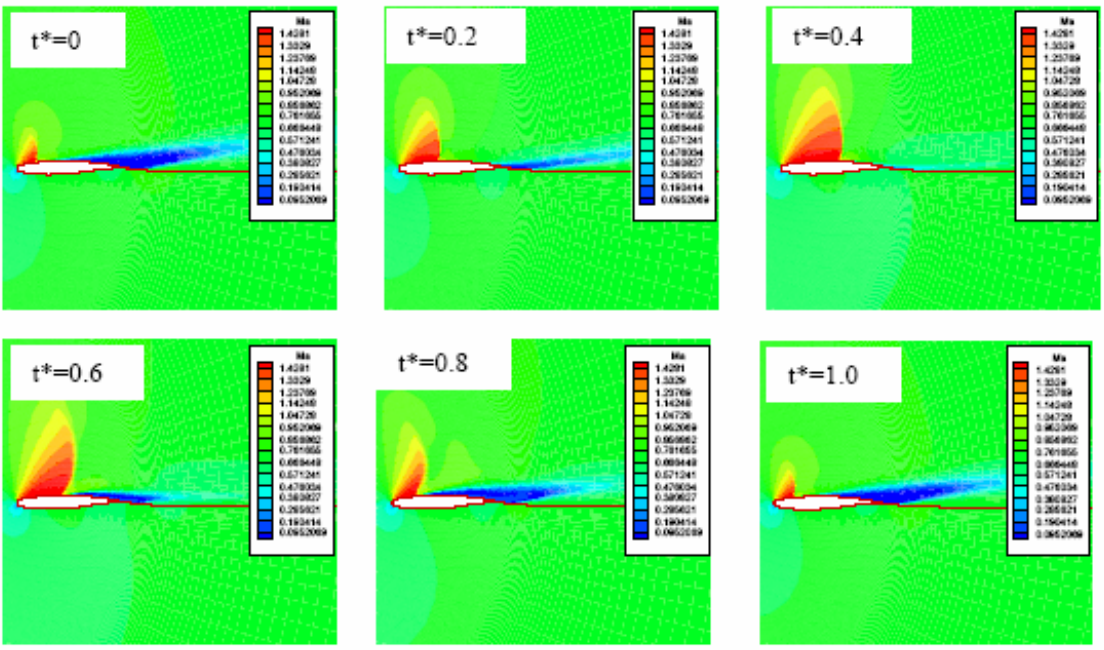


Σχ. 14 Διαγράμματα των γραμμών ροής γύρω από την ακμή εκφυγής για διάφορες χρονικές στιγμές κατά τη διάρκεια μιας περιόδου. M=0.71, α=6.97˚, [11].

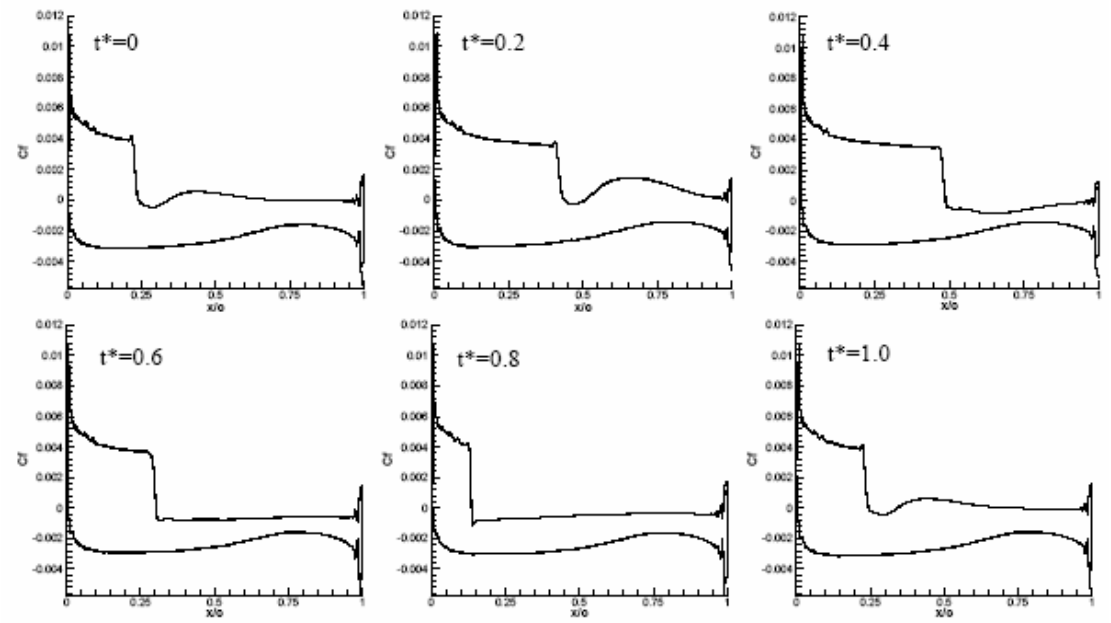


Σχ. 15 Μεταβολή στο χρόνο του συντελεστή άνωσης Cl για M=0.71, α=6.97˚, [11].

Οι ισοϋψείς του αριθμού Mach εμφανίζονται για μια περίοδο στο σχήμα (16) και ο συντελεστής τριβής Cf στο σχήμα (17).

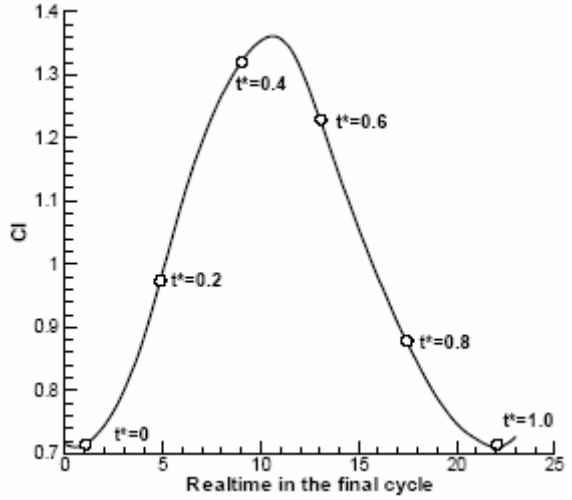


Σχ. 16 Ισογραμμές του αριθμού Mach για διάφορες χρονικές στιγμές στη διάρκεια μιας περιόδου, [11].



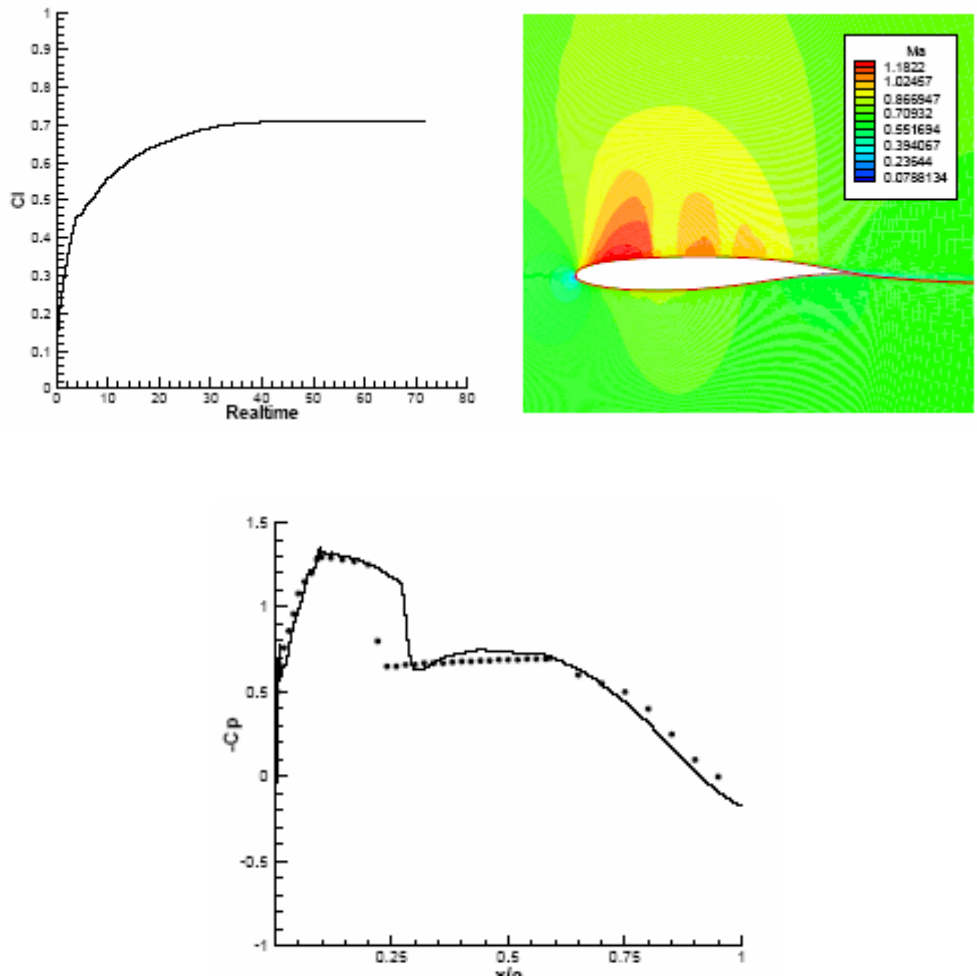
Σχ. 17 Ο συντελεστής τριβής Cf για διάφορες χρονικές στιγμές κατά τη διάρκεια μιας περιόδου, [11].

Όπως φαίνεται στο σχήμα (18) ο χρόνος t*=0 αντιστοιχεί στη χρονική στιγμή κατά την οποία ο συντελεστής άνωσης είναι ελάχιστος. Τη χρονική αυτή στιγμή, εμφανίζεται ένα μικρής ισχύος κύμα στο ¼ περίπου της αεροτομής (Σχ. 16). Προχωρώντας ο χρόνος προς το μισό της περιόδου, το κύμα γίνεται ισχυρότερο και κινείται κατάντι. Για t*=0.5 το κύμα φτάνει στην πλησιέστερη στην ακμή εκφυγής θέση. Από εκεί και έπειτα το κύμα κινείται ανάντι και η περιοχή αποκόλλησης αυξάνεται. Το κύμα από κάθετο γίνεται πλάγιο και χάνει διαρκώς την ισχύ του μέχρι τη στιγμή t*=0.8. Ακολούθως το κύμα κινείται προς τα πίσω με μειούμενη τη περιοχή αποκόλλησης.

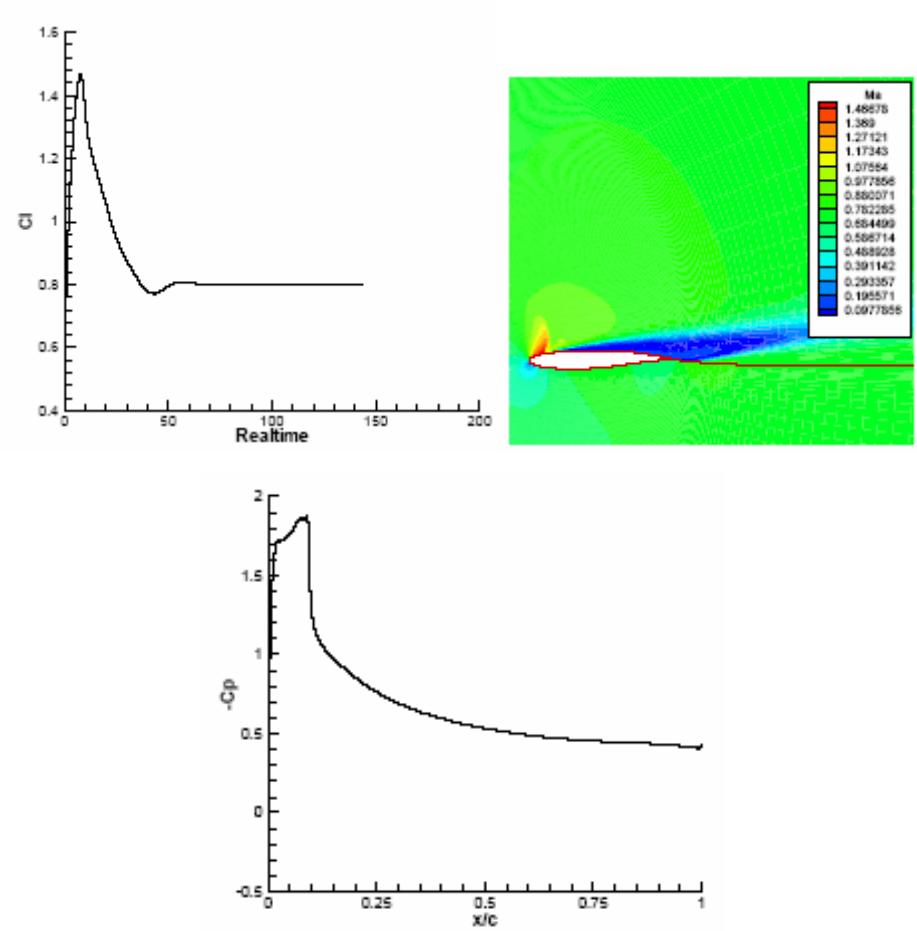


Σχ. 18 Εξέλιξη του Cl σε χρόνο μιας περιόδου. Διακρίνεται ότι στα σχήματα 16, 17 το t*=0 αντιστοιχεί σε minCl, [11].

Για γωνία πρόσπτωσης α=1,396˚ ή α=9.0˚ η ροή προκύπτει μόνιμη όπως φανερώνεται και στα σχήματα (19) και (20) αντίστοιχα, το καθένα εκ των οποίων παρουσιάζει κατά σειρά, το συντελεστή άνωσης συναρτήσει του χρόνου, το πεδίο του αριθμού Mach, και το συντελεστή πίεσης στη πάνω πλευρά της αεροτομής ως συνάρτηση του μήκους πάνω στην αεροτομή.

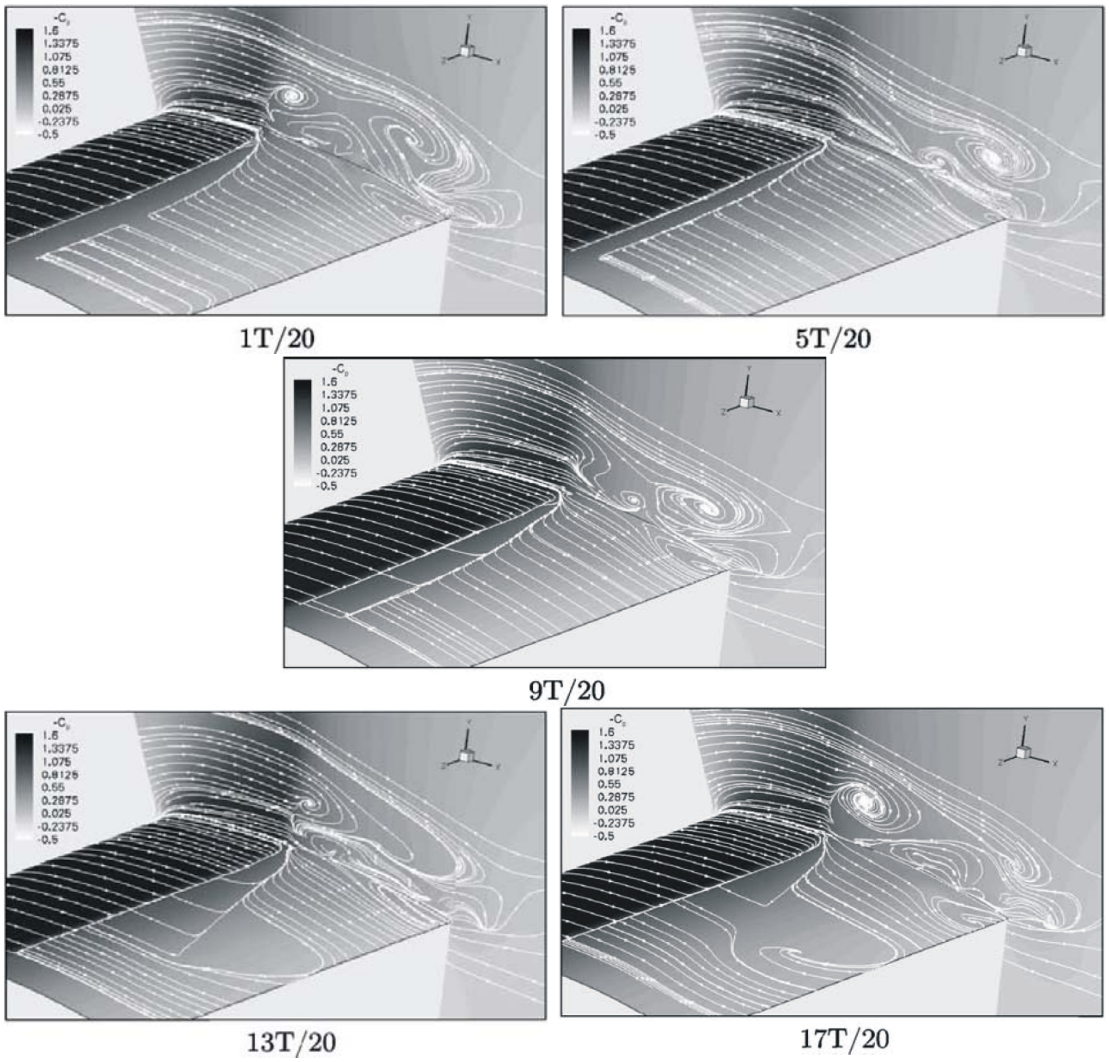


Σχ. 19 Ο συντελεστής άνωσης Cl, οι ισογραμμές του Mach και ο συντελεστής πίεσης Cp κατά μήκος της πλευράς υποπίεσης για συνθήκες: M=0.71, α=1.396˚. Γίνεται φανερό ότι για αυτές τις συνθήκες δεν έχουμε εμφάνιση buffet, [11].



Σχ. 20 Ο συντελεστής άνωσης Cl, οι ισογραμμές του Mach και ο συντελεστής πίεσης Cp κατά μήκος της πλευράς υποπίεσης για συνθήκες: M=0.71, α=9.0˚. Γίνεται φανερό ότι και για αυτές τις συνθήκες δεν έχουμε εμφάνιση buffet, [11].

Μια τριδιάστατη αναπαράσταση του φαινομένου εμφανίζεται στο Σχ. 21. Στο σχήμα διακρίνουμε για διακεκριμένες χρονικές στιγμές μιας περιόδου τις ισογραμμές της τριβής και του συντελεστή πίεσης στην πλευρά υποπίεσης της αεροτομής και στο πλαϊνό τοίχωμα της αεροδυναμικής σήραγγας



Σχ. 21 Τριδιάστατος υπολογισμός του buffet για την αεροτομή OAT 15A, $M = 0.73$, $Re_c = 3 \cdot 10^6$, $\alpha = 3.5^\circ$, [20].

1.6 Μέθοδοι καταστολής του buffet

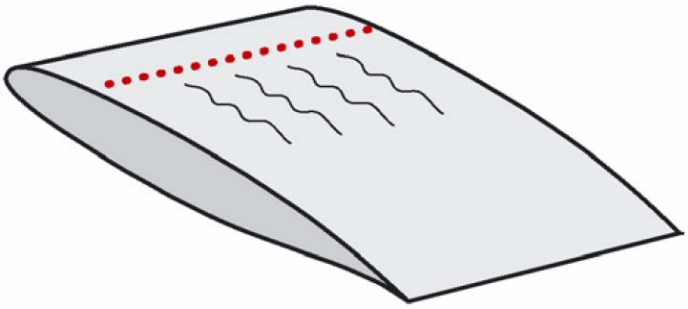
Λόγω της αρνητικής επίδρασης του buffet στις αεροδυναμικές εφαρμογές έχουν αναπτυχθεί συστήματα ελέγχου που πραγματοποιούν μερική ή σε ορισμένες περιπτώσεις πλήρη καταστολή του. Για λόγους πληρότητας γίνεται και εδώ μια αναφορά.

Οι τρόποι που έχουν δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα είναι δύο:

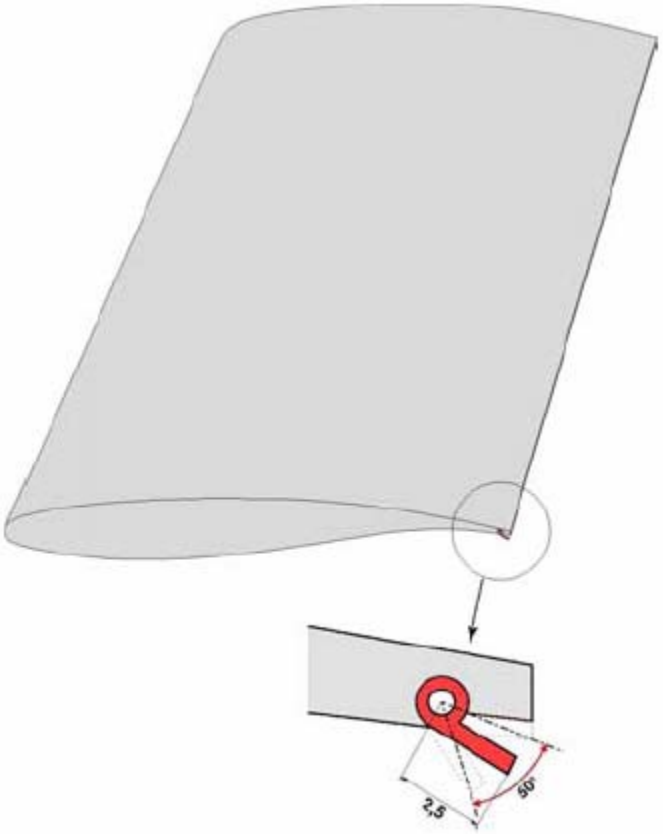
- Οι γεννήτριες στροβίλων (vortex generators, VG) (Σχ. 22) Οι VG τοποθετούνται ανάντι της θέσης του κύματος κρούσης. Οι VG έχουν δραστικά

αποτελέσματα στις αποκολλημένες ροές. Οι αστάθειες των αποκολλημένων ροών μειώνονται σημαντικά και το buffet ελέγχεται πλήρως έστω και αν πρόκειται για μεγάλες αστάθειες

- Το κινούμενο στέλεχος που τοποθετείται στην ακμή εκφυγής της πτέρυγας και ονομάζεται «επανακατευθυντής ακμής εκφυγής» (trailing edge deflector, TED) (Σχ. 23). Το στέλεχος αυτό οδηγούμενο από σύστημα ελέγχου κλειστού βρόχου και χρησιμοποιώντας μετρήσεις στατικής πίεσης, μπορεί να μειώσει δραστικά το buffet. Η μείωση αυτή συνίσταται στη βελτίωση της αεροδυναμικής επίδοσης της πτέρυγας και την καθυστέρηση της έναρξης του buffet.

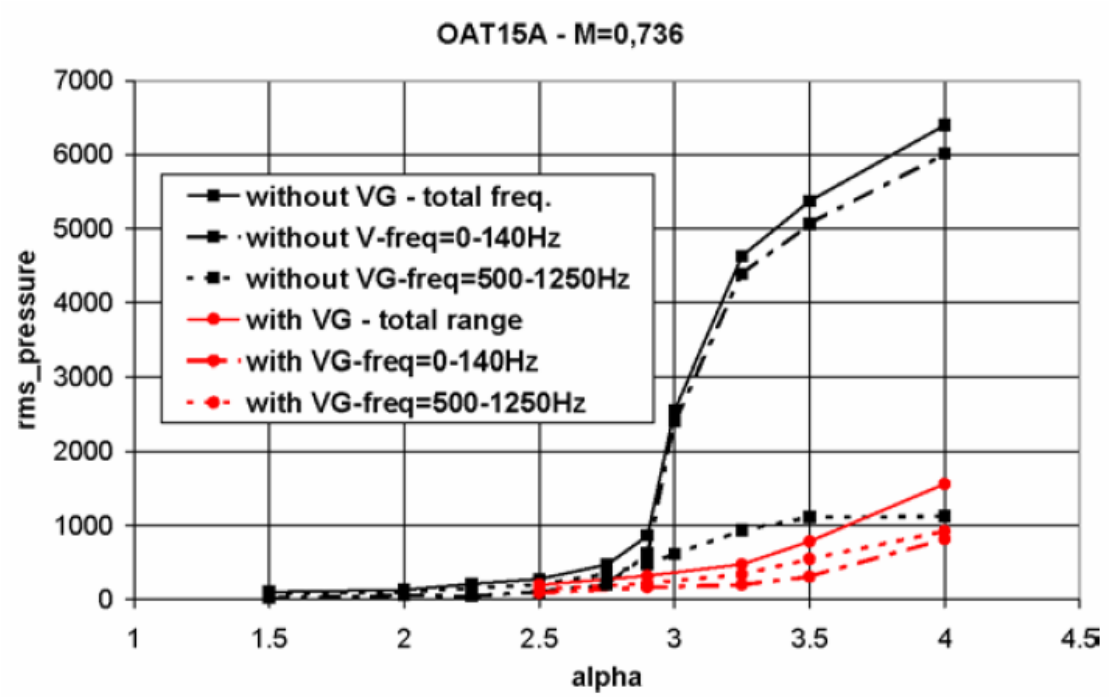


Σχ. 22 Γεννήτριες Στροβίλων (VGs), [1].

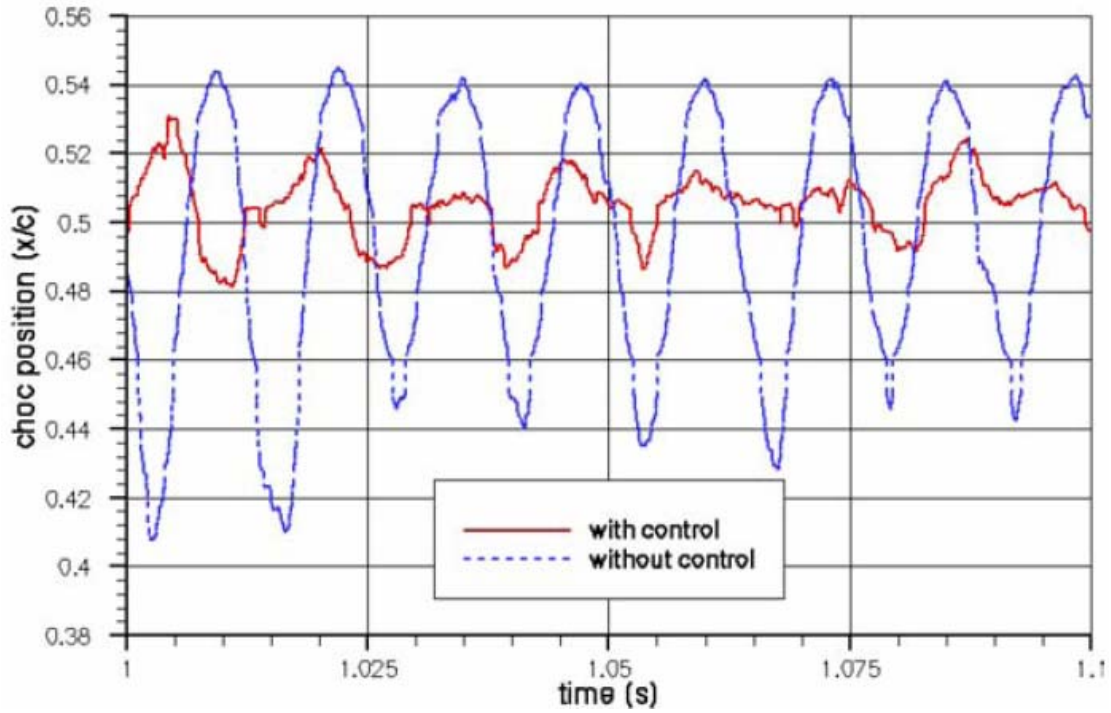


Σχ. 23 Επανακατευθυντής ακμής εκφυγής (TED), [1].

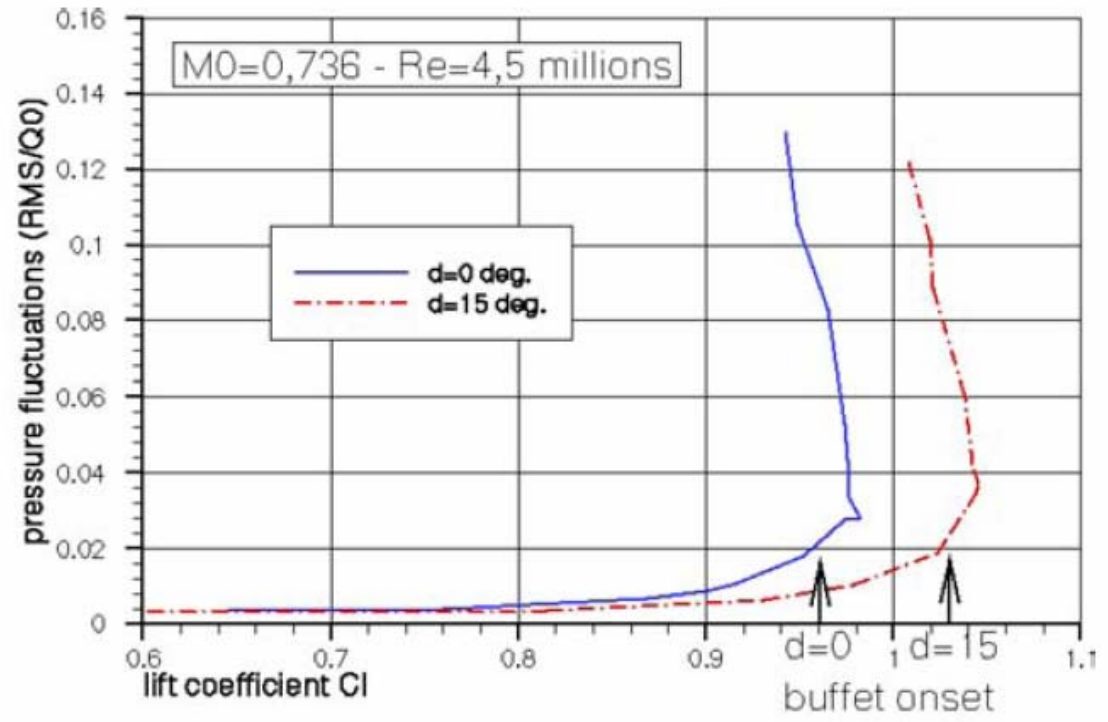
Η βελτίωση των επιδόσεων, ο περιορισμός του buffet και βραδύτερη έναρξή του διακρίνονται στα παρακάτω σχήματα όπου εμφανίζονται τα μεγέθη πριν και μετά την εφαρμογή των μέτρων καταστολής Σχ. (24), (25), (26)



Σχ. 24 Επίδραση της χρήσης VG στις διακυμάνσεις της πίεσης για την αεροτομή OAT15A, για M=0,736 και διάφορες γωνίες πρόσπτωσης, [21].



Σχ. 25 Επίδραση της χρήσης TED στο εύρος ταλάντωσης του κύματος κρούσης, [21].



Σχ. 26 Επίδραση της χρήσης TED στην έναρξη του buffet. Η γωνία d, είναι η γωνία που σχηματίζει το TED με την ακμή εκφυγής, [21].

2. Εξισώσεις του πεδίου ροής και αριθμητική επίλυση

2.1 **Οι εξισώσεις που διέπουν το φαινόμενο**

Οι εξισώσεις που διέπουν το φαινόμενο είναι οι εξισώσεις Navier – Stokes καθώς πρόκειται για ένα φαινόμενο στο οποίο η συνεκτικότητα παίζει πολύ σημαντικό ρόλο.

Οι εξισώσεις Navier – Stokes για συμπιεστές, συνεκτικές ροές γράφονται σε διανυσματική μορφή ως :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial y} = 0 \qquad (2.1.1)$$

όπου:

$$\vec{U} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \mathrm{E}_t \end{Bmatrix} \qquad (2.1.2)$$

$$\vec{F} = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ (E_t + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - q_x \end{Bmatrix}, \quad \vec{G} = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ (E_t + p)u - u\tau_{xy} - v\tau_{yy} - q_y \end{Bmatrix} \qquad (2.1.3)$$

ρ η πυκνότητα ,

u, v οι καρτεσιανές συνιστώσες της ταχύτητας στους άξονες x, y αντίστοιχα ,

p η πίεση ,

$$E_t = \rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho\left|\vec{\upsilon}\right|^2 \qquad (2.1.4)$$

η ολική ενέργεια ανά μονάδα όγκου,

υ το διάνυσμα της ταχύτητας,

$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}$, οι συνιστώσες του τανυστή τάσεων, οι οποίες υπολογίζονται από την γενική:

$$\tau_{ij} = \mu\left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_\kappa}{\partial x_\kappa}\right] \quad , \quad i, j = 1,2 \qquad (2.1.5)$$

οπότε προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right) \\ \tau_{yy} &= \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\right) \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \end{aligned} \qquad (2.1.6)$$

$\vec{q}$ το διάνυσμα ροής της θερμότητας :

$$\vec{q} = -k\nabla T = \left(q_x, q_y\right) = -k\left(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}\right) \qquad (2.1.7)$$

και k ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας

Ο συντελεστής δυναμικής συνεκτικότητας υπολογίζεται από τον τύπο του Sutherland:

$$\mu = C_1 \frac{T^{3/2}}{T + C_2} \qquad (2.1.8)$$

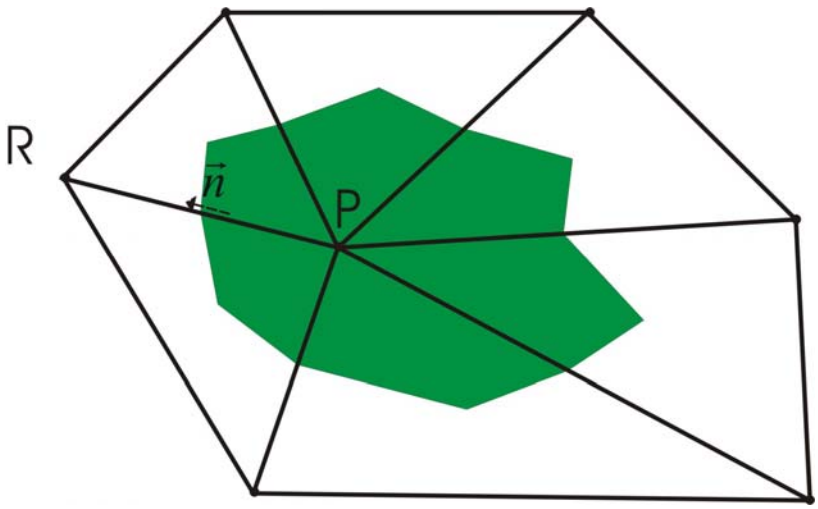
όπου οι σταθερές, για αέριο σε κανονικές συνθήκες, είναι

$$C_1 = 1.458\ 10^{-6}\ kg/(ms\sqrt{K})\ ,\ C_2 = 110.4\ K$$

2.2 Αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier – Stokes

Η μέθοδος η οποία χρησιμοποιείται από τον κώδικα επίλυσης είναι αυτή των πεπερασμένων όγκων σε μη-δομημένα πλέγματα τριγωνικών στοιχείων [24]. Το υπολογιστικό χωρίο διαιρείται σε πολύ μικρότερου όγκου (εμβαδού στο διδιάστατο) κυψέλες. Οι εξισώσεις της ροής ολοκληρώνονται στις κυψέλες αυτές και το πρόβλημα πλέον περιγράφεται με αλγεβρικές εξισώσεις αντί για διαφορικές.

Για τριγωνικά στοιχεία, η υπολογιστική κυψέλη του κόμβου P (πεπερασμένος όγκος Ω_P)ορίζεται από τα μέσα των πλευρών που ενώνουν όλους τους γειτονικούς κόμβους με τον P και από τα βαρύκεντρα των τριγώνων του πλέγματος που έχουν ως κορυφή το P. Μια τυπική κυψέλη παρουσιάζεται στο Σχ. 27.



Σχ. 27 Η υπολογιστική κυψέλη του πλέγματος.

Στη περίπτωση που ο λόγος επιμήκους των τριγώνων είναι πολύ μεγάλος, δηλαδή μια διάσταση του τριγώνου είναι πολύ μεγαλύτερη από κάποια άλλη (πολύ στενόμακρα τρίγωνα με μια γωνία με πολύ μικρή τιμή) τότε η υπολογιστική κυψέλη ορίζεται από τα κέντρα των περιγεγραμμένων στα τρίγωνα κύκλων, αντί των βαρυκέντρων. Η περίπτωση αυτή παρατηρείται εντονότερα όσο πλησιάζουμε στο περίγραμμα της αεροτομής όπου οι στρώσεις τριγώνων βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους, όπως υπαγορεύει η χρήση μοντέλων τύρβης χαμηλών αριθμών Reynolds.

Με ολοκλήρωση των εξισώσεων σε συντηρητική μορφή σε μια υπολογιστική κυψέλη έχουμε:

$$\iint_{\Omega_P} \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} dxdy + \iint_{\Omega_P} \left(\frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial y} \right) dxdy = 0$$

όπου Ω_P ο πεπερασμένος όγκος που αντιστοιχεί στον κόμβο P.

Με εφαρμογή του θεωρήματος Green (Gauss στο τριδιάστατο) το διπλό ολοκλήρωμα μετατρέπεται σε επικαμπύλιο. Συνεπώς παίρνουμε:

$$\frac{\Omega_P}{\Delta t} \delta \vec{U}_P + \oint_{\partial \Omega_P} Q \cdot dS = 0 \qquad (2.2.1)$$

όπου P το ο κόμβος που αντιστοιχεί στην υπολογιστική κυψέλη,

$$\delta \vec{U}_P = \vec{U}_P^{n+1} - \vec{U}_P^{n},$$

και Δt το χρονικό βήμα.

Το διανυσματικό πεδίο Q δίνεται από τη σχέση:

$$Q = \vec{F} \cdot \hat{n}_x + G \cdot \hat{n}_y$$

όπου $\hat{n}_x$, $\hat{n}_y$ είναι αντίστοιχα η κατά x και η κατά y συνιστώσες του μοναδιαίου διανύσματος που αντιστοιχεί στο κάθετο στην επιφάνεια του ορίου $\partial\Omega$ διάνυσμα $\vec{n} = (n_x, n_y)$. Είναι $\hat{n}_x = \frac{n_x}{|\vec{n}|}$ και $\hat{n}_y = \frac{n_y}{|\vec{n}|}$ ή

$$\hat{\vec{n}} = \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|}$$

Το όριο της κυψέλης δεν είναι μια τυχαία καμπύλη αλλά είναι μια κλειστή πολυγωνική γραμμή. Άρα το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα μπορεί να αντικατασταθεί από διακριτό άθροισμα σε κάθε πλευρά της υπολογιστικής κυψέλης. Οπότε η εξίσωση (2.2.1) έρχεται στη μορφή

$$\frac{\Omega_P}{\Delta t} \delta \vec{U}_P + \sum_i \vec{\Phi}_{PR} = 0 \qquad (2.2.2)$$

με

$$\oint_{\partial \Omega} Q \cdot dS = \sum_i \vec{\Phi}_{PR}$$

όπου i οι πλευρές της υπολογιστικής κυψέλης και $\vec{\Phi}_{PR}$ τα διανύσματα ροής μέσω των πλευρών.

Τα διανύσματα ροής ορίζονται ως:

$$\vec{\Phi}_{PR} = \frac{1}{2}\left[A_P\vec{U}_p + A_R\vec{U}_R\right] - \frac{1}{2}\left|\tilde{A}_{PR}\right|\left(\vec{U}_P - \vec{U}_R\right)$$

όπου $A_i = \dfrac{\partial \vec{F}_i}{\partial \vec{U}}$

$$A_P = A_{iP} \cdot n_{PR,i}$$

$$A_R = A_{iP} \cdot n_{PR,i}$$

και με το σύμβολο ~, συμβολίζεται η κατά Roe μέση τιμή στο ενδιάμεσο κόμβο μεταξύ των κόμβων P και R, η οποία εκφράζεται από τη σχέση:

$$\tilde{\vec{U}}_{PR} = \frac{\sqrt{\rho_R}\vec{U}_P + \sqrt{\rho_P}\vec{U}_R}{\sqrt{\rho_R} + \sqrt{\rho_P}}$$

για τα μεγέθη u,v,E

και από τη σχέση

$$\tilde{\rho}_{PR} = \sqrt{\rho_P \rho_R}$$

για την πυκνότητα.

$$\vec{\Phi}_{PR}{}^{n} = \frac{1}{2}\left[A_P\vec{U}_p{}^{n} + A_R\vec{U}_R{}^{n}\right] - \frac{1}{2}\left|\tilde{A}_{PR}\right|\left(\vec{U}_P{}^{n} - \vec{U}_R{}^{n}\right)$$

$$\vec{\Phi}_{PR}{}^{n} = \frac{1}{2}\cdot\left(A_P + \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\vec{U}_p{}^{n} + \frac{1}{2}\cdot\left(A_R - \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\vec{U}_R{}^{n} \qquad (2.2.3)$$

αλλά $\vec{U}_P{}^{n} = \vec{U}_P{}^{n+1} - \delta\vec{U}_P$

Άρα η (2.2.3) γίνεται:

$$\vec{\Phi}_{PR}{}^{n+1} = \vec{\Phi}_{PR}{}^{n} + \frac{1}{2}\cdot\left(A_P + \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\delta\vec{U}_p + \frac{1}{2}\cdot\left(A_R - \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\delta\vec{U}_R \qquad (2.2.4)$$

Το τελικό σύστημα προκύπτει με αντικατάσταση της (2.2.4) στην (2.2.2):

$$\frac{\Omega_P}{\Delta t}\delta\vec{U}_P + \sum_i \vec{\Phi}_{PR}{}^{n} + \frac{1}{2}\cdot\left(A_P + \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\delta\vec{U}_p + \frac{1}{2}\cdot\left(A_R - \left|\tilde{A}_{PR}\right|\right)\cdot\delta\vec{U}_P = 0$$

Τα συνεκτικά διανύσματα ροής υπολογίζονται υποθέτοντας γραμμική κατανομή

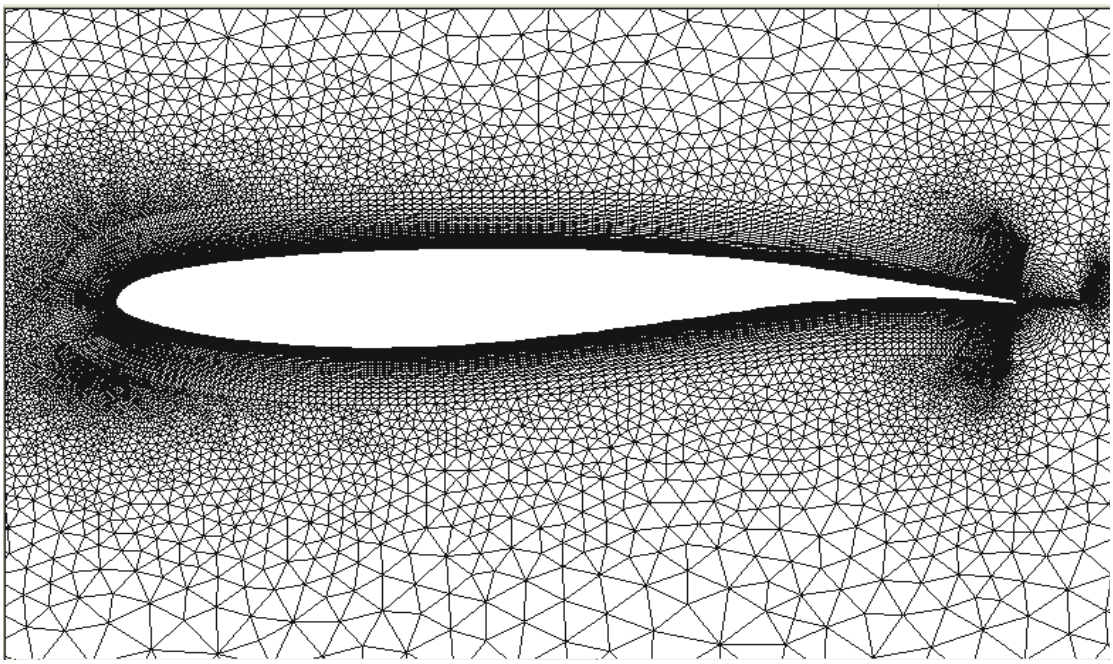
των μη-συντηρητικών μεταβλητών $\begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ p \end{bmatrix}$ σε κάθε τριγωνικό στοιχείο.

Το χρονικό βήμα υπολογίζεται σε κάθε κόμβο λαμβάνοντας υπόψη το κριτήριο ευστάθειας CFL. Δίνεται δηλαδή από τη σχέση:

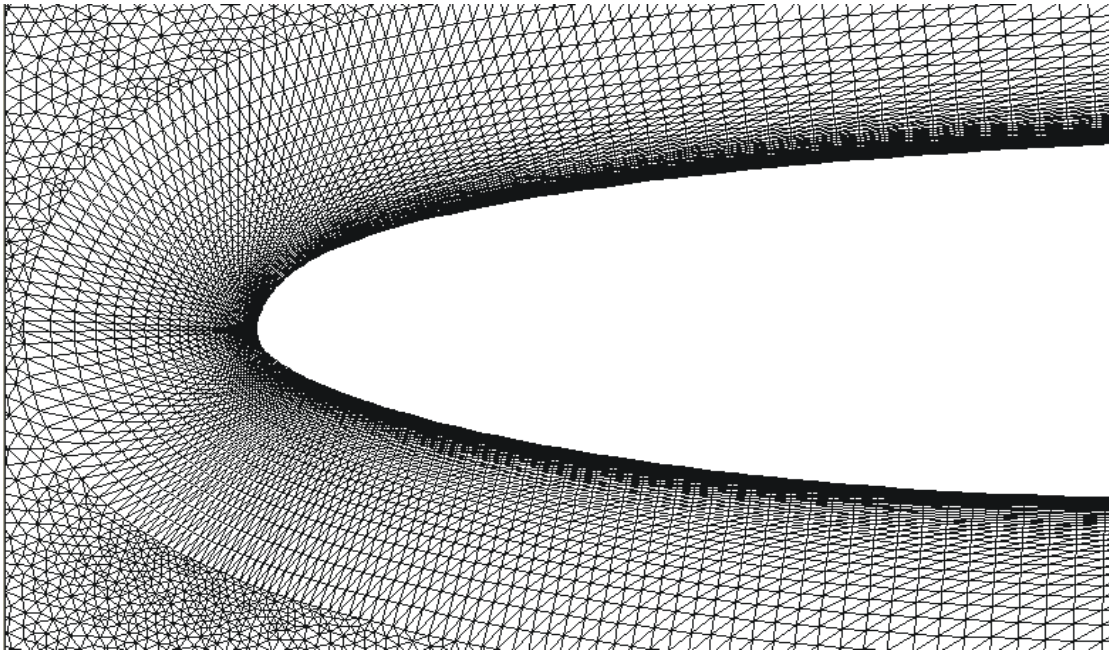
$$\Delta t = \frac{\Delta x \cdot CFL}{|\vec{\upsilon}| + c}$$

2.3 Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε

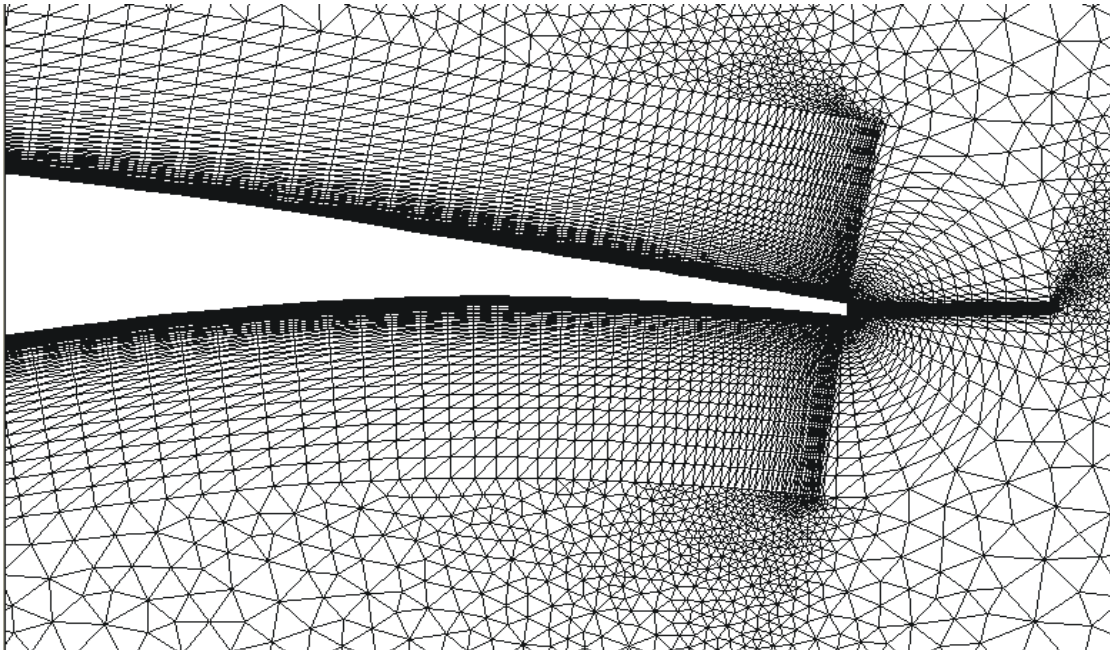
Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε δημιουργήθηκε από κώδικα του Εργαστηρίου Θερμικών Στροβιλομηχανών του ΕΜΠ. Πρόκειται για μη δομημένο πλέγμα αποτελούμενο από 36800 κόμβους και 73170 τριγωνικά στοιχεία. Για το στρωτό οριακό υπόστρωμα το $y^+ = \frac{y u_\tau \rho}{\mu}$ κυμαίνεται στο διάστημα [0.16, 1.1]. Το πλέγμα παρουσιάζεται στα Σχ. 28, 29, 30.



Σχ. 28 Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε.



Σχ. 29 Λεπτομέρεια στο μπροστινό τμήμα του πλέγματος.



Σχ. 30 Λεπτομέρεια στο πίσω τμήμα του πλέγματος.

Τα πρώτα πλέγματα που κατασκευάστηκαν εμφάνιζαν κοντά στο τοίχωμα $y^+ \sim 11$. Τα πλέγματα αυτά δεν είχαν τη δυνατότητα να «αντιληφθούν» το φαινόμενο και έτσι δημιουργήθηκαν πυκνότερα, ώσπου να καταλήξουμε σε αυτό το οποίο έδωσε ικανοποιητικά αποτελέσματα και ανεξάρτητα από αυτό.

2.4 Το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυση

Το μοντέλο τύρβης με το οποίο έγιναν οι υπολογισμοί είναι το μοντέλο των Spalart – Allmaras [15].

Το μοντέλο τύρβης Spalart – Allmaras είναι μοντέλο μιας διαφορικής εξίσωσης. Αντίθετα όμως με τα περισσότερα μοντέλα αυτής της κατηγορίας είναι τοπικό, η εξίσωση δηλαδή για ένα σημείο δεν εξαρτάται από τη λύση σε άλλα σημεία. Αυτή η ιδιότητα κάνει το μοντέλο συμβατό με οποιασδήποτε δομής πλέγματα και με επιλύτες Navier – Stokes δύο και τριών διαστάσεων. Είναι αριθμητικά αξιόπιστο και ευσταθές κοντά στα τοιχώματα και εξασφαλίζει γρήγορη σύγκλιση.

Η βασική, διαστατή μορφή του μοντέλου Spalart - Allmaras είναι η εξής:

$$\begin{aligned}\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} &= c_{b1}\cdot(1-f_{t2})\cdot\tilde{S}\cdot\tilde{\nu}+\frac{1}{\sigma}\cdot\left[\nabla\left[(\nu+\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}\right]+c_{b2}(\nabla\tilde{\nu})^2\right]\\ &-\left(c_{w1}\cdot f_w-\frac{c_{b1}}{\kappa^2}f_{t2}\right)\cdot\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2+f_{t1}\Delta U^2\end{aligned} \qquad (2.3.1)$$

η οποία επιλύεται ως προς την μεταβλητή $\tilde{\nu}$.

Η κινηματική τυρβώδης συνεκτικότητα ν_t, δίνεται από τη σχέση:

$$\nu_t = \tilde{\nu}\cdot f_{v1}$$

όπου f_{v1}, είναι μια συνάρτηση «απόσβεσης» που διασφαλίσει την ισχύ της εξίσωσης: $\tilde{\nu}=\kappa\cdot y\cdot u_\tau$ στην ζώνη buffer και στο τυρβώδες υπόστρωμα. Το f_{v1} δίνεται από τη σχέση :

$$f_{v1}=\frac{\chi^3}{\chi^3+c_{v1}^3}$$

με χ τον λόγο:

$$\chi\equiv\frac{\tilde{\nu}}{\nu}$$

η τυρβώδης συνεκτικότητα συνεπώς είναι:

$$\mu_t=\rho\cdot\tilde{\nu}\cdot f_{v1}=\rho\cdot\tilde{\nu}_t$$

Η στροβιλότητα τροποποιείται έτσι ώστε έτσι ώστε το μέτρο της $S = |\vec{\omega}|$, να διατηρεί τη λογαριθμική του συμπεριφορά: $\tilde{S} = \frac{u_\tau}{\kappa y}$:

$$\tilde{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\,\tilde{f}_{v3} + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2}\tilde{f}_{v2} \qquad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)$$

$$\tilde{S} \equiv \tilde{f}_{v3} \cdot S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2}\tilde{f}_{v2}$$

όπου οι συναρτήσεις $\tilde{f}_{v2}$ και $\tilde{f}_{v3}$ είναι οι εξής:

$$\tilde{f}_{v2} = \left(1 + \frac{\chi}{c_{v2}}\right)^{-3}$$

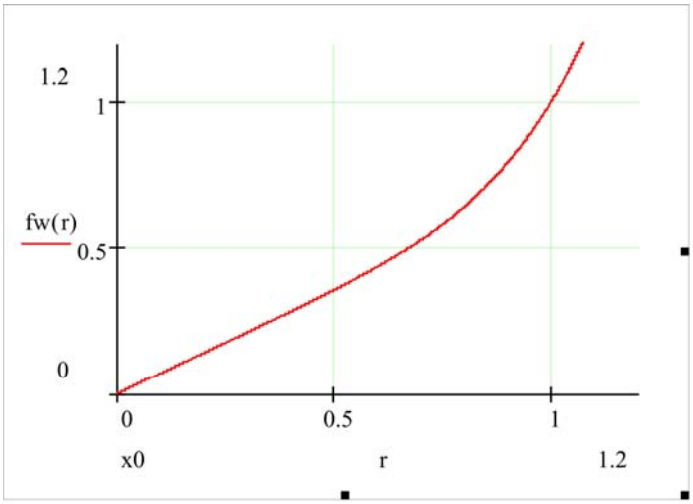
$$\tilde{f}_{v3} = \frac{(1 + \chi \cdot f_{v1}) \cdot (1 - \tilde{f}_{v2})}{\chi}$$

ενώ με d συμβολίζεται η απόσταση του υπόψη σημείου από τον τοίχο.

Για ταχύτερη υποβάθμιση της καταστροφής της τύρβης χρησιμοποιείται στον όρο καταστροφής η συνάρτηση f_w. Είναι:

$$f_w = g \cdot \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6}\right)^{\frac{1}{6}} \quad , \quad g = r + c_{w2} \cdot (r^6 - r) \quad , \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \quad , \quad r = \min(10, r)$$

όπου το g παίζει το ρόλο φράγματος για να μην λαμβάνει το f_w μεγάλες τιμές οι οποίες θα μπορούσαν «να ταράξουν» τον κώδικα δίνοντας ανεπιθύμητη σημασία στο γεγονός ότι το S μπορεί να μηδενιστεί. Αμφότερα τα r και f_w παίρνουν την τιμή 1 για τη λογαριθμική περιοχή και μειώνονται στην εξωτερική περιοχή.



Σχ. 31 Η συνάρτηση fw του μοντέλου Spalart – Allmaras.

Ο τελευταίος όρος της εξίσωσης μας επιτρέπει να καθορίσουμε τα στρωτά τμήματα της ροής. Η πείρα από όλα τα μοντέλα τύρβης διδάσκει ότι δεν μπορούμε να εμπιστευτούμε κανένα μοντέλο για να καθορίσει μόνο του το σημείο μετάβασης. Το μοντέλο Spalart - Allmaras παρέχει έναν εύχρηστο τρόπο και για μη δομημένα πλέγματα, για μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή και αντίστροφα.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίες έγινε παρέμβαση στον κώδικα του μοντέλου του ΕΘΣ ώστε να συμπεριληφθεί και αυτός ο όρος με σκοπό να διερευνηθεί η σημασία του στη προσομοίωση του buffet.

$$f_{t1} = c_{t1} \cdot g_t \cdot \exp\left\{ -c_{t2} \cdot \frac{\omega_t^2}{\Delta U^2} \left(d^2 + g_t^2 d_t^2 \right) \right\}$$

με ω_t: την στροβιλότητα στο σημείο της μετάβασης

$g_t \equiv \min(0.1, \Delta U / \omega_t \Delta x)$, όπου Δx είναι η απόσταση πάνω στο τοίχωμα των σημείων του πλέγματος, στη θέση της μετάβασης.

ΔU: το μέτρο της διαφορά της ταχύτητας στο σημείο μετάβασης από τη ταχύτητα στο σημείο στο σημείο του πεδίου το οποίο εξετάζουμε.

d_t: την απόσταση του υπόψη σημείου από το σημείο μετάβασης.

$$f_{t2} = c_{t3} \cdot \exp\left\{ -c_{t4} \cdot \chi^2 \right\}$$

Οι σταθερές είναι:

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma} \quad \sigma = \frac{2}{3} \qquad \kappa = 0.41 \qquad c_{b1} = 0.1355 \quad c_b = 0.622$$

$$c_{w2} = 0.3 \qquad c_{w3} = 2 \quad c_{t1} = 1 \quad c_{t2} = 2 \quad c_{t3} = 1.1 \quad c_{t4} = 2 \quad c_{v1} = 7.1 \quad c_{v2} = 5$$

2.5 Αριθμητική διαδικασία για το μοντέλο τύρβης.

Το μοντέλο προχωράει στο χρόνο χρησιμοποιώντας ένα πεπλεγμένο σχήμα επίλυσης με το οποίο επιτυγχάνεται θετικό πεδίο τύρβης και γοργή σύγκλιση στην μόνιμη κατάσταση.

Η εξίσωση του μοντέλου τύρβης ξαναγράφεται στην εξής βολικότερη μορφή για την αριθμητική επίλυση:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} = M(\tilde{\nu})\tilde{\nu} + P(\tilde{\nu})\tilde{\nu} - D(\tilde{\nu})\tilde{\nu} + T \qquad (2.4.1)$$

όπου $M(\tilde{\nu})\tilde{\nu}$ είναι οι όροι συναγωγής και διάχυσης:

$$M(\tilde{\nu})\tilde{\nu} = -\left(\vec{U}\cdot\nabla\right)\cdot\tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma}\cdot\left[\nabla\left[(\nu+\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}\right] + c_{b2}\left(\nabla\tilde{\nu}\right)^2\right] \qquad (2.4.2)$$

$P(\tilde{\nu})\tilde{\nu}$ είναι ο όρος παραγωγής:

$$P(\tilde{\nu})\tilde{\nu} = c_{b1}\cdot\left(1-f_{t2}\right)\cdot\tilde{S}\cdot\tilde{\nu} \qquad (2.4.3)$$

$D(\tilde{\nu})\tilde{\nu}$ είναι ο όρος καταστροφής:

$$D(\tilde{\nu})\tilde{\nu} = \left(c_{w1}\cdot f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2}\right)\cdot\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 \qquad (2.4.4)$$

και T είναι η συνάρτηση μετάβασης:

$$T = f_{t1}\Delta U^2 \qquad (2.4.5)$$

Η συνάρτηση μεταφοράς του μοντέλου διακριτοποιείται και στο διάνυσμα ν αποθηκεύονται οι άγνωστοι σε όλους του κόμβους. Η ολοκλήρωση στον χρόνο γίνεται με το πεπλεγμένο ανάντι σχήμα Euler της μορφής:

$$\left[I - \Delta t\left(\overline{M}\left(\nu^n\right) + \overline{P}\left(\nu^n\right) - \overline{D}\left(\nu^n\right)\right)\right]\cdot\Delta\nu^n = \Delta t\left[M\left(\nu^n\right) + P\left(\nu^n\right) - D\left(\nu^n\right)\right]\cdot\nu^n + \Delta t T \qquad (2.4.6)$$

όπου M, P, D και T είναι αντίστοιχοι των M, P, D και T, διακριτοί πίνακες.

Δt είναι το χρονικό βήμα και

$\Delta\nu^n = \nu^{n+1} - \nu^n$ είναι η αλλαγή στη λύση

Η ακριβής επίλυση της εξίσωσης μεταφοράς της τύρβης δεν μπορεί να είναι αρνητική. Αποδεικνύεται ότι εάν $\tilde{\nu} = 0$ σε κάποια θέση και οι γύρω τιμές είναι μη αρνητικές, τότε $\partial \tilde{\nu} / \partial t \geq 0$. Σκοπός του επιλύτη της εξίσωσης μεταφοράς είναι να αναπαραστήσει αυτή την αναλυτική συμπεριφορά, δηλαδή ένα μη αρνητικό πεδίο τύρβης κατά την επίλυση ($\tilde{\nu} = 0$ σε όλα τα σημεία του πεδίου και για κάθε χρονικό βήμα).

Αυτή η απαίτηση επιτυγχάνεται με τη χρήση θετικών τελεστών και πινάκων τύπου M. Ένας θετικός τελεστής όταν εφαρμόζεται σε ένα διάνυσμα με μη αρνητικά στοιχεία, επιστρέφει ένα διάνυσμα με μη αρνητικά στοιχεία. Ένας πίνακας τύπου M κυριαρχείται από τα διαγώνια στοιχεία με θετικά διαγώνια στοιχεία και αρνητικά η μηδενικά μη διαγώνια στοιχεία. Βασική ιδιότητα των πινάκων τύπου M είναι ότι ο αντίστροφός τους περιέχει μόνο μη αρνητικά στοιχεία οπότε ο αντίστροφος ενός πίνακα M, είναι θετικός τελεστής. Ο ζητούμενος στόχος επιτυγχάνεται με προσεκτική διακριτοποίηση και κατασκευή των πεπλεγμένων τελεστών $\overline{M}$, $\overline{P}$ και $\overline{D}$

Με αναδιάταξη των όρων της εξίσωσης (2.4.6) παίρνουμε το ν^{n+1} σαν συνάρτηση του ν^{n}.

$$\left[I - \Delta t\left(\overline{M} + \overline{P} - \overline{D}\right)\right] \cdot \nu^{n+1} = \left[I + \Delta t\left(\left(M - \overline{M}\right) + \left(P - \overline{P}\right) - \left(D - \overline{D}\right)\right)\right] \cdot \nu^{n} + \Delta t T \quad (2.4.7)$$

Αν το ν^{n} είναι μη αρνητικό τότε και το ν^{n+1} θα είναι μη αρνητικό εάν ο τελεστής του δεξιού μέρους είναι θετικός και ο τελεστής του αριστερού μέρους μητρώο τύπου M.

Οπότε αρκεί να ισχύουν τα παρακάτω:

το $-\overline{M}$ να είναι τύπου M

το $-\overline{P}$ να είναι τύπου M

το $+\overline{D}$ να είναι τύπου M

$\left[M - \overline{M}\right] \cdot \nu \geq 0$ για κάθε $\nu \geq 0$

$\left[P - \overline{P}\right] \cdot \nu \geq 0$ για κάθε $\nu \geq 0$

$\left[D - \overline{D}\right] \cdot \nu \leq 0$ για κάθε $\nu \geq 0$

Η διακριτοποίηση των όρων του μοντέλου παρουσιάζεται χάριν ευκολίας για μια διάσταση και για δομημένα πλέγματα αλλά λόγω της απουσίας χιαστί παραγώγων η γενίκευση στο διδιάστατο και το τριδιάστατο είναι άμεση.

Όρος διάχυσης

Για να ικανοποιήσουμε τις παραπάνω απαιτήσεις είναι προτιμότερο να γράψουμε τον όρο της διάχυσης στη μορφή:

$$M(\tilde{\nu})\tilde{\nu} = \frac{1+c_{b2}}{\sigma}\nabla\cdot\left[(\nu+\tilde{\nu})\nabla\tilde{\nu}\right] - \frac{c_{b2}}{\sigma}(\nu+\tilde{\nu})\nabla^2\tilde{\nu} \qquad (2.4.8)$$

όπου η λαπλασιανή του $\tilde{\nu}$ ($\nabla^2\tilde{\nu}$) που εμφανίζεται στην (2.4.8) διακριτοποιείται ευχερέστερα από ότι το $(\nabla\tilde{\nu})^2$ που εμφανιζόταν στην σχέση (2.4.2).

Τώρα οι όροι διάχυσης διακριτοποιούνται με κεντρικές διαφορές δευτέρας τάξης ακρίβειας:

$$\left[M(\nu)\cdot\nu\right]_i^{(2)} = \frac{1+c_{b2}}{\sigma}\frac{1}{\Delta x_i}\cdot\left[(\nu+\tilde{\nu})_{i+1/2}\frac{\tilde{\nu}_{i+1}-\tilde{\nu}_i}{\Delta x_{i+1/2}} - (\nu+\tilde{\nu})_{i-1/2}\frac{\tilde{\nu}_i-\tilde{\nu}_{i-1}}{\Delta x_{i-1/2}}\right]$$

όπου οι συντελεστές $(\nu+\tilde{\nu})_{i+1/2}$ και $(\nu+\tilde{\nu})_{i-1/2}$ στις επιφάνειες των κυψελών λαμβάνονται ως οι μέσοι όροι των αντίστοιχων τιμών των κεντρικών κόμβων.

$$(\nu+\tilde{\nu})_{i\pm1/2} = \frac{1}{2}\left[(\nu+\tilde{\nu})_i + (\nu+\tilde{\nu})_{i\pm1}\right]$$

και $\Delta x_{i+1/2}$ και $\Delta x_{i-1/2}$ είναι οι αποστάσεις των κέντρων των κυψελών.

Η ιακωβιανή του συντελεστή διάχυσης είναι:

$$\overline{M}_{i,i-1}^{(2)} = +\frac{1+c_{b2}}{\sigma}(\nu+\tilde{\nu})_{i-1/2}\frac{1}{\Delta x_i\Delta x_{i-1/2}} - \left(-U_i^+\right)/\Delta x$$

$$\overline{M}_{i,i}^{(2)} = -\frac{1+c_{b2}}{\sigma}(\nu+\tilde{\nu})_{i-1/2}\frac{1}{\Delta x_i\Delta x_{i-1/2}} - \frac{1+c_{b2}}{\sigma}(\nu+\tilde{\nu})_{i+1/2}\frac{1}{\Delta x_i\Delta x_{i+1/2}}$$

$$\overline{M}_{i,i+1}^{(2)} = +\frac{1+c_{b2}}{\sigma}(\nu+\tilde{\nu})_{i+1/2}\frac{1}{\Delta x_i\Delta x_{i+1/2}}$$

Όρος μεταφοράς

Ο όρος μεταφοράς διακριτοποιείται ως εξής:

$$\left[M(\nu)\cdot\nu\right]_i^{(1)} = -\left[U_i^+\frac{\tilde{\nu}_i-\tilde{\nu}_{i-1}}{\Delta x_i} - U_i^-\frac{\tilde{\nu}_{i+1}-\tilde{\nu}_i}{\Delta x_i}\right]$$

όπου η ταχύτητες μεταφοράς U_i^+ και U_i^- ορίζονται ως:

$$U_i^+ = \frac{1}{2}\left(U_i + |U_i|\right) \text{ και } U_i^- = \frac{1}{2}\left(U_i - |U_i|\right)$$

Η ιακωβιανή του συντελεστή μεταφοράς είναι:

$$\overline{M}_{i,i-1}^{(1)} = -\left(-U_i^+\right)/\Delta x$$

$$\overline{M}_{i,i}^{(1)} = -\left(U_i^+ - U_i^-\right)/\Delta x$$

$$\overline{M}_{i,i-1}^{(1)} = -\left(U_i^-\right)/\Delta x$$

Τελικά οι όροι μεταφοράς της μέσης ροής διακριτοποιούνται με δευτέρας τάξης ακρίβεια ενώ οι όροι μεταφοράς στο μοντέλο τύρβης, για λόγους ευστάθειας, με πρώτης τάξης ακρίβεια. Για τους όρους διάχυσης γίνεται διακριτοποίηση ισοδύναμη της p^1 προσέγγισης που χρησιμοποιείται στα πεπερασμένα στοιχεία.

<u>Γραμμικοποίηση όρων πηγής</u>

Οι όροι πηγής (παραγωγή και καταστροφή) γραμμικοποιούνται σύμφωνα με την εξίσωση:

$$PD^{n+1} = PD^n + \left(\frac{\partial PD}{\partial \tilde{\nu}}\right)^n \delta\tilde{\nu}^{n+1}$$

Όπου $PD = c_{b1}\left(1 - f_{t2}\right)\tilde{S}\tilde{\nu} - \left(c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2}\right)\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2$

Για να ισχύουν οι παραπάνω περιορισμοί προτείνεται η σχέση:

$$-\left(\frac{\partial PD}{\partial \tilde{\nu}}\right)^n = pos\left(D - P\right) + pos\left(D' - P'\right)\tilde{\nu}$$

όπου για τον τελεστή pos() ισχύει:

$$pos\left(x\right) = \begin{cases} x & x \geq 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases}$$

ενώ με $\left(\ \right)'$ συμβολίζεται η παράγωγος ως προς $\tilde{\nu}$.

Για συμπιεστό ρευστό η εξίσωση μεταφοράς του μοντέλου γράφεται με μεταβλητή τη δυναμική συνεκτικότητα $\tilde{\mu}$ και κατόπιν αδιαστοτοποίησης έρχεται στη μορφή:

$$\frac{\partial\left(\rho\tilde{\mu}\right)}{\partial t} + \frac{\partial\left(\rho u_j \tilde{\mu}\right)}{\partial x_j} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{1}{\sigma}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu + \tilde{\mu}\right)\frac{\partial\tilde{\mu}}{\partial x_j}\right) + c_{b2}\frac{\partial\tilde{\mu}}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{\mu}}{\partial x_j}\right] +$$

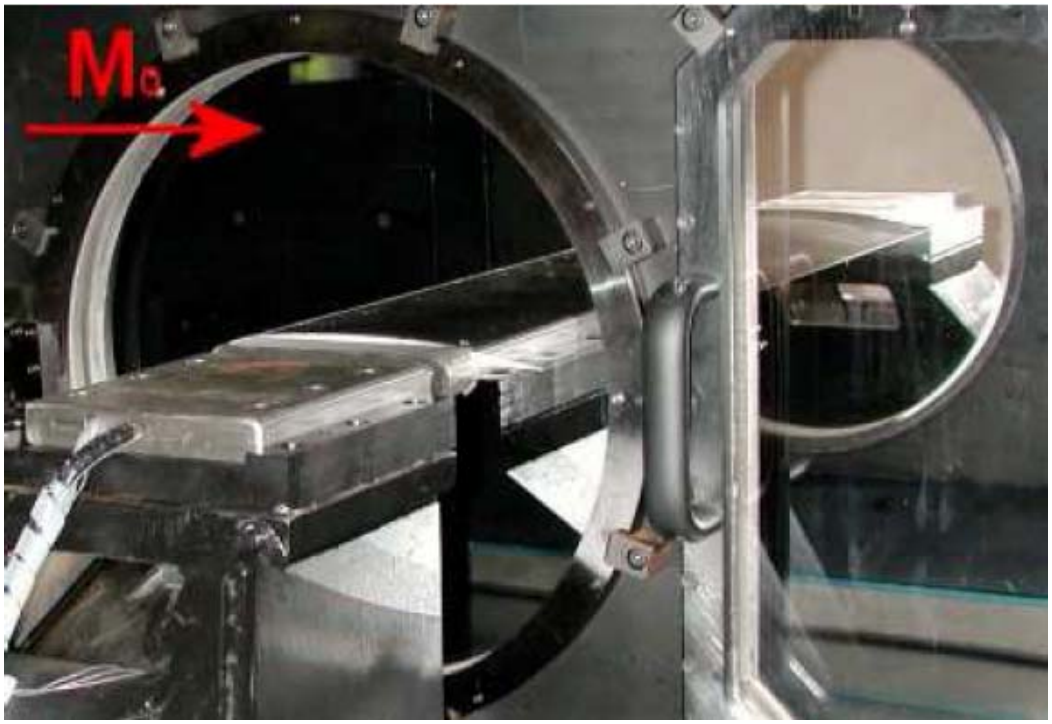
$$c_{b1}\left(1 - f_{t2}\right)\tilde{S}\rho\tilde{\mu} - \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2}\right)\left(\frac{\tilde{\mu}}{d}\right)^2 + \rho^2 f_{t1}\Delta U^2\,\mathrm{Re}$$

Η διαδικασία επίλυσης ακολουθεί τα βήματα που περιγράφηκαν για το ασυμπίεστο ρευστό.

3. Περιγραφή του πειραματικού μοντέλου της OAT15A και της αεροδυναμικής σήραγγας S3Ch της ONERA

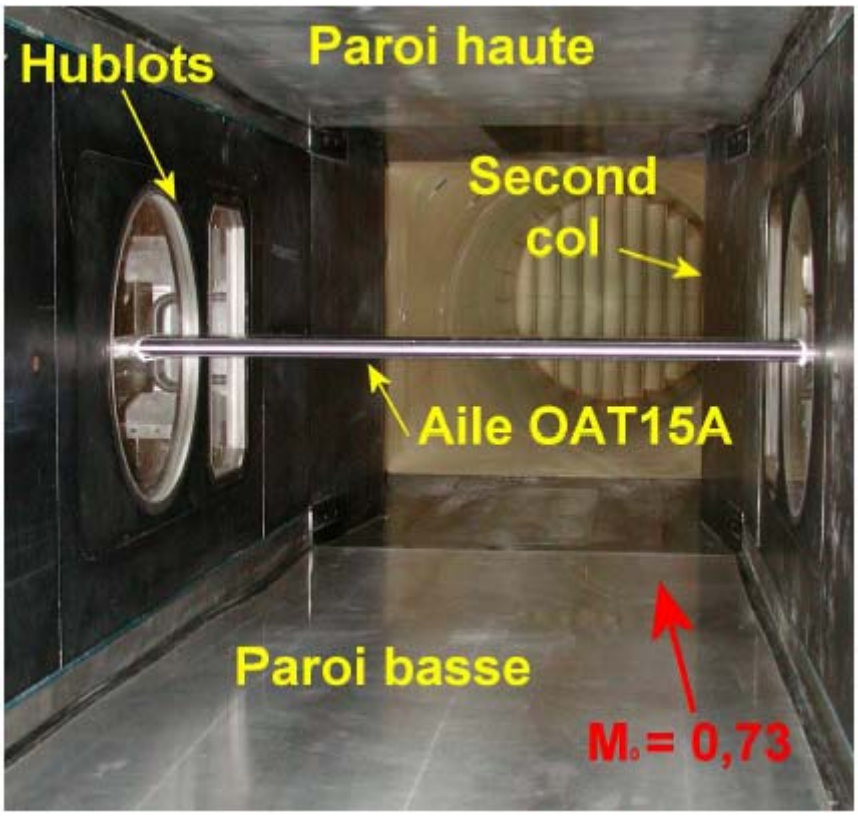
3.1 Περιγραφή της σήραγγας και του μοντέλου

Τα πειράματα έγιναν στην διηχητική αεροδυναμική σήραγγα S3Ch της ONERA. Το πειραματικό μοντέλο ήταν η αεροτομή OAT15A με μήκος χορδής 230mm, σχετικό πάχος 12.5%, στρογγυλευμένη ακμή εκφυγής e/c=0.5% και βάθος 800mm (όπου e, η ακτίνα καμπυλότητας και c, το μήκος χορδής). Η σήραγγα είναι εξοπλισμένη με τοιχώματα μεταβλητού ύψους ώστε να επιτυγχάνεται ομοιόμορφη ροή γύρω από το μοντέλο.



Σχ. 32 Το μοντέλο της OAT15A στην αεροδυναμική σήραγγα S3Ch της ONERA, [17].

Οι διαστάσεις της διατομής κατά το πείραμα είχαν καθοριστεί 800*760mm. Κατάντι υπάρχει ένας μεταβλητός λαιμός στην σήραγγα ώστε να ελέγχεται η ροή.



Σχ. 33 Το εσωτερικό της αεροδυναμικής σήραγγας S3Ch. Διακρίνεται η ακμή προσβολής του μοντέλου της OAT15A, [17].

3.2 Συνθήκες του πειράματος και αποτελέσματα μετρήσεων

Οι μετρήσεις έγιναν για αριθμό Reynolds βασισμένο στη χορδή, $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^6$ αριθμό Mach, Mo=0.73, γωνία πρόσπτωσης, α=3.5°, ολική θερμοκρασία στην είσοδο, Ti=300 K. Στο οριακό στρώμα που σχηματίζεται στις πλευρές υποπίεσης και υπερπίεσης, επιβάλλεται μεταβολή από τη στρωτή στη τυρβώδη κατάσταση, στο 7 % της χορδής με χρήση τεχνητού «εμποδίου» ύψους 0.095mm. Οι ταχύτητες, στο πεδίο ροής που σχηματίζεται στην πλευρά υποπίεσης του μοντέλου, μετρώνται μέσω λέιζερ. Η κίνηση του κύματος μετρήθηκε περίπου 0,2 της χορδής και η αδιάστατη συχνότητα 0.066. Τα λεπτομερή διαγράμματα παρατίθενται χάριν συντομίας παρακάτω, μαζί με τα υπολογιστικά αποτελέσματα.

4. Υπολογιστικά αποτελέσματα – Σύγκριση με υπάρχοντα πειραματικά και υπολογιστικά αποτελέσματα

4.1 Συνθήκες υπολογισμών.

Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν στην αεροτομή OAT15A για τις ίδιες συνθήκες ροής με αυτές για τις οποίες έγιναν τα πειράματα της ONERA και για τις οποίες υπάρχουν διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις και υπολογιστικά αποτελέσματα στη βιβλιογραφία [14], [17], [20]. Οι συνθήκες αυτές είναι οι εξής:

Mach	0.73
Reynolds	$13.04 \cdot 10^6$
a (γωνία πρόσπτωσης)	2.5°, 3°, 3.5°, 4.5°

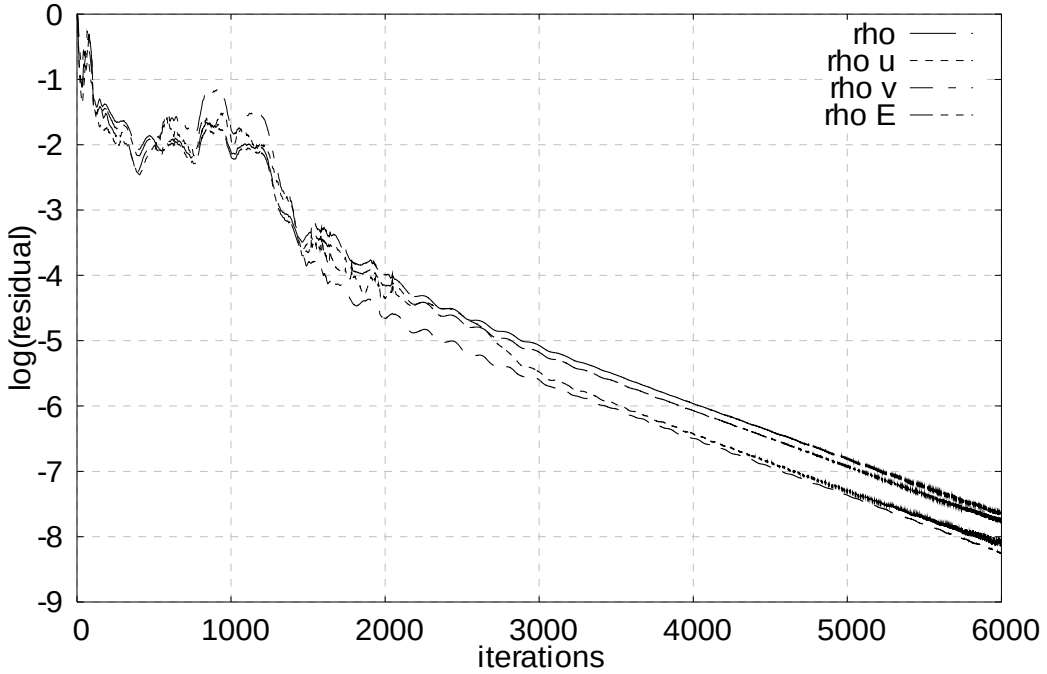
Ο αριθμός Reynolds στα πειράματα ήταν $3 \cdot 10^6$ όμως το πειραματικό μοντέλο της αεροτομής είχε μήκος χορδής 0.23m. Αναλογικά για υπολογισμό με μοναδιαία χορδή ο Reynolds προέκυψε $13.04 \cdot 10^6$.

Στα αποτελέσματα που ακολουθούν, όπου δεν αναφέρεται κάτι διαφορετικό, έχει ληφθεί υπόψη στον κώδικα επίλυσης η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή στο 7% της αεροτομής.

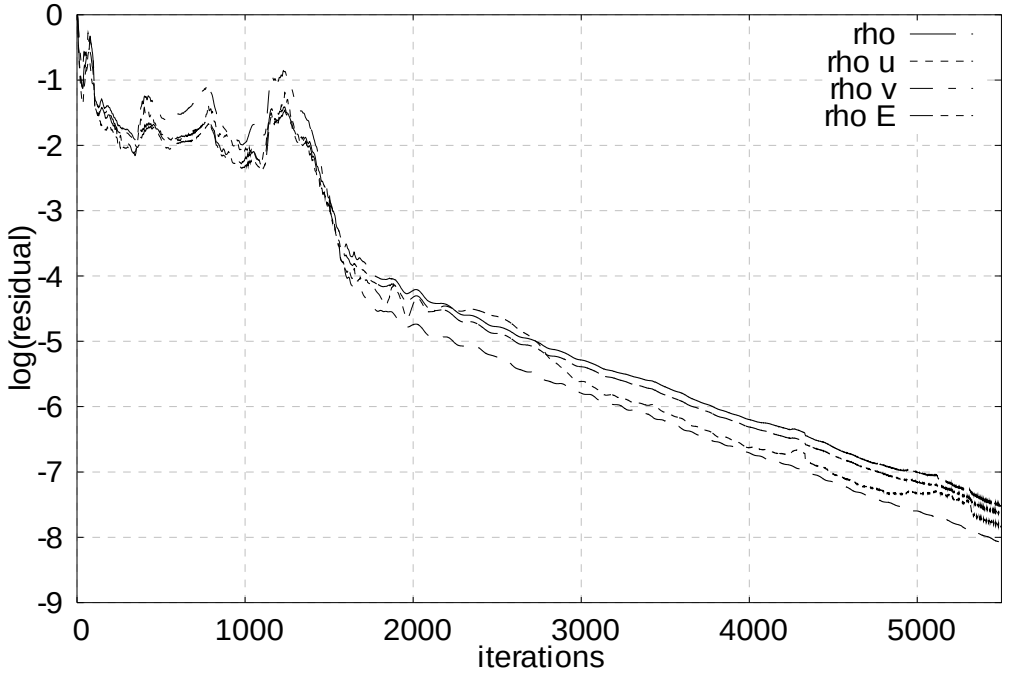
Παρακάτω στα αποτελέσματα εμφανίζονται εκτός από τα υπολογιστικά της παρούσας εργασίας (ltt) και τα αποτελέσματα του Deck [14] ο οποίος χρησιμοποιεί επίσης τις μόνιμες και μη μόνιμες μέσες εξισώσεις Navier – Stokes (RANS, URANS). Φυσικά μαζί με αυτά εμφανίζονται και τα πειραματικά αποτελέσματα (experimental).

4.2 Υπολογισμοί για γωνία πρόσπτωσης 2.5° και 3°, μόνιμη ροή.

Αρχικά εμφανίζονται τα υπόλοιπα των εξισώσεων που επιλύονται για γωνίες πρόσπτωσης 2.5° και 3°. Για αυτές τιμές αναφέρεται στη βιβλιογραφία μόνιμη ροή συνεπώς χρησιμοποιείται κώδικας επίλυσης μόνιμης ροής.



Σχ. 34 Η σύγκλιση των εξισώσεων της ροής για γωνία πρόσπτωσης 2.5° με κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής, αποτελέσματα παρούσας εργασίας.

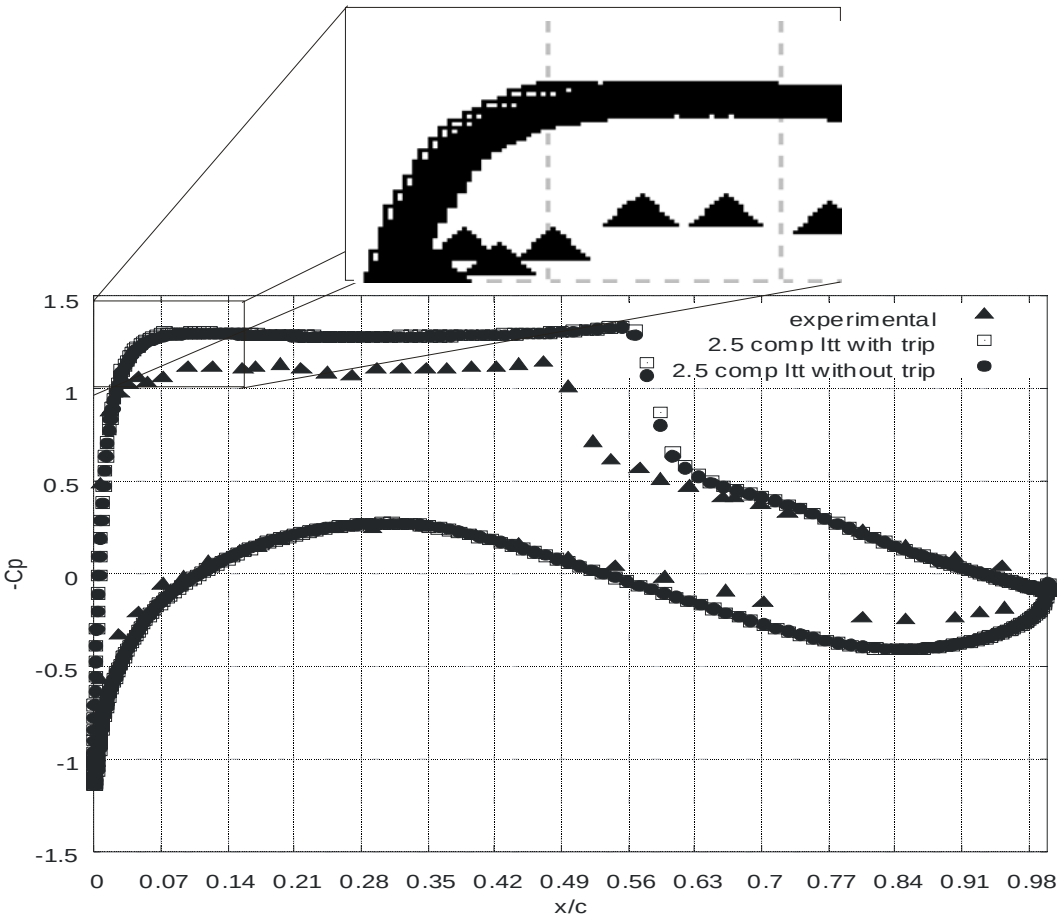


Σχ. 35 Η σύγκλιση των εξισώσεων της ροής για γωνία πρόσπτωσης 3° με κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής, αποτελέσματα παρούσας εργασίας.

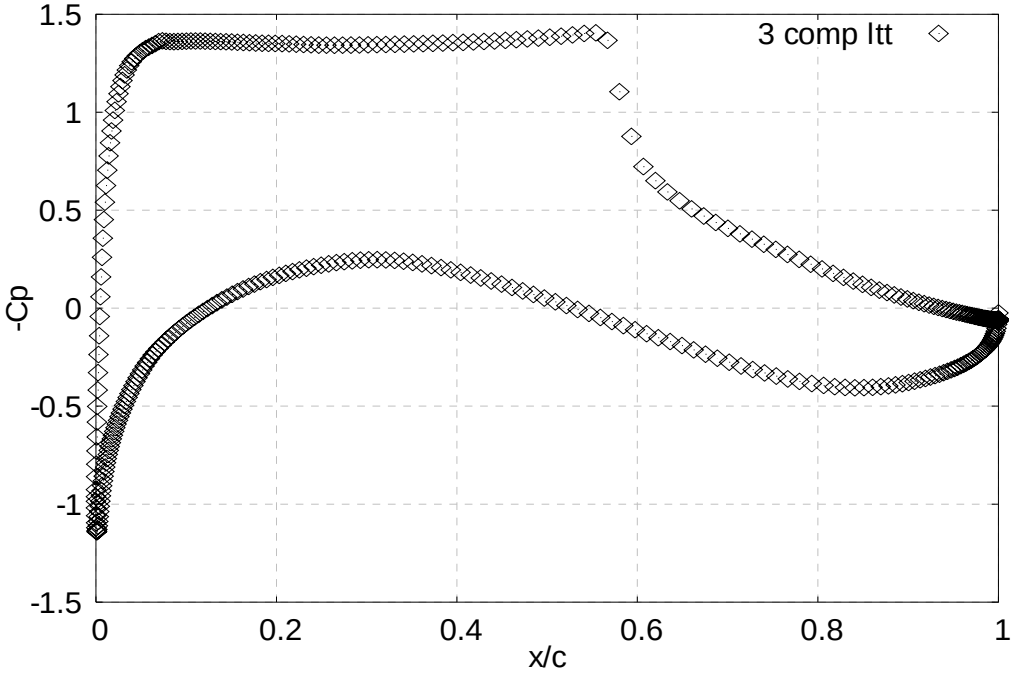
Η συνεχής μείωση των υπολοίπων των εξισώσεων που εμφανίζεται στα σχήματα 34 και 35 αποτελεί ένδειξη του ότι η ροή είναι μόνιμη. Ορθά λοιπόν επελέχθη κώδικας επίλυσης μόνιμης ροής, ο οποίος και συγκλίνει.

Η κατανομή του συντελεστή πίεσης Cp γύρω από την αεροτομή για γωνία πρόσπτωσης 2.5˚ δίνεται στο σχήμα 36. Εμφανίζονται τα πειραματικά αποτελέσματα (experimental) και τα αποτελέσματα του μονίμου κώδικα ροής του ΕΘΣ (comp ltt). Επιπλέον γίνεται και υπολογισμός χωρίς τον όρο μετάβασης στο μοντέλο τύρβης.

Παρατηρείται καλή πρόβλεψη στην πλευρά υπερπίεσης με αρνητική απόκλιση στην πλευρά υποπίεσης. Η μεγαλύτερη αστοχία είναι στη πρόβλεψη της θέσης του κύματος. Ο υπολογισμός αφήνοντας το μοντέλο τύρβης να επιλέξει το σημείο μετάβασης από τη στρωτή στη τυρβώδη ροή και ο υπολογισμός καθορίζοντας, μέσω του όρου μετάβασης του μοντέλου, μετάβαση στο 7% της χορδής δεν παρουσιάζουν αισθητές διαφορές. Διακρίνεται μονάχα η επίδραση του όρου μετάβασης τοπικά, ως μια ανωμαλία στη θέση x/c=7% όπου και επιβάλλεται η μετάβαση.
Η κατανομή του ιδίου μεγέθους για 3˚ εμφανίζεται στο σχήμα 37, χωρίς όμως να υπάρχουν διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα. Διακρίνεται και εδώ ανωμαλία στην θέση 7% που οφείλεται στον όρο μετάβασης.



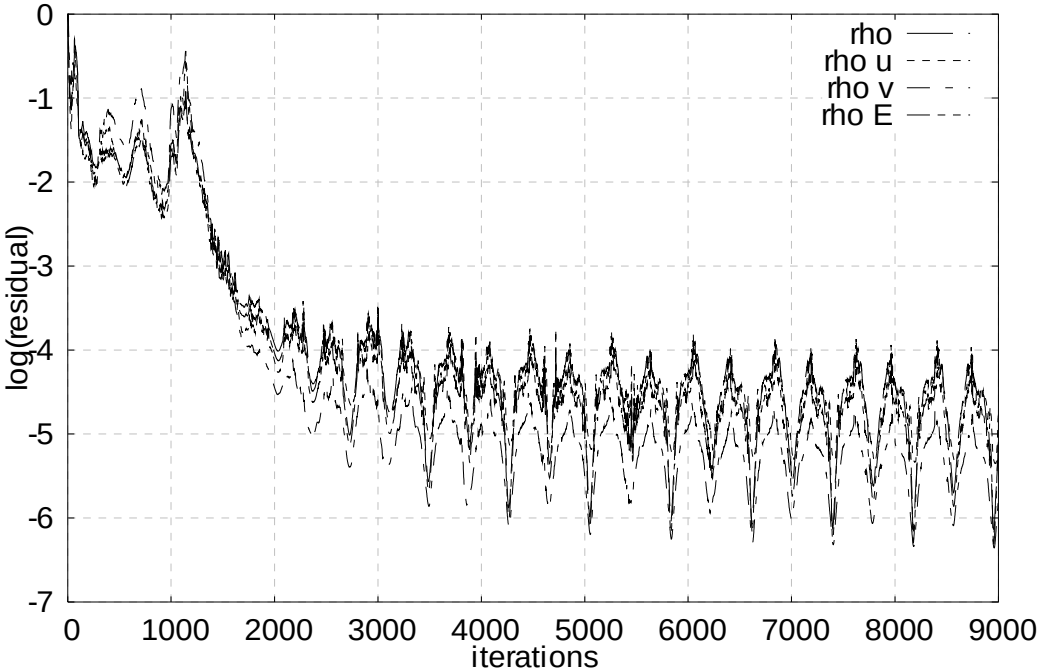
Σχ.36 Η κατανομή του συντελεστή πίεσης Cp για γωνία πρόσπτωσης 2.5˚. Εμφανίζονται τα πειραματικά αποτελέσματα και τα υπολογιστικά άλλου ερευνητή [14] και υπολογιστικά της παρούσας εργασίας (ltt) με χρήση κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής με και άνευ όρου μετάβασης από στρωτή σε τυρβώδη ροή.



Σχ. 37 Η κατανομή του συντελεστή πίεσης για γωνία πρόσπτωσης 3˚, αποτελέσματα της παρούσας εργασίας. Υπολογισμός με κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής.

4.3 Υπολογισμοί για γωνίες πρόσπτωσης 3.5° και 4.5°, εμφάνιση buffet.

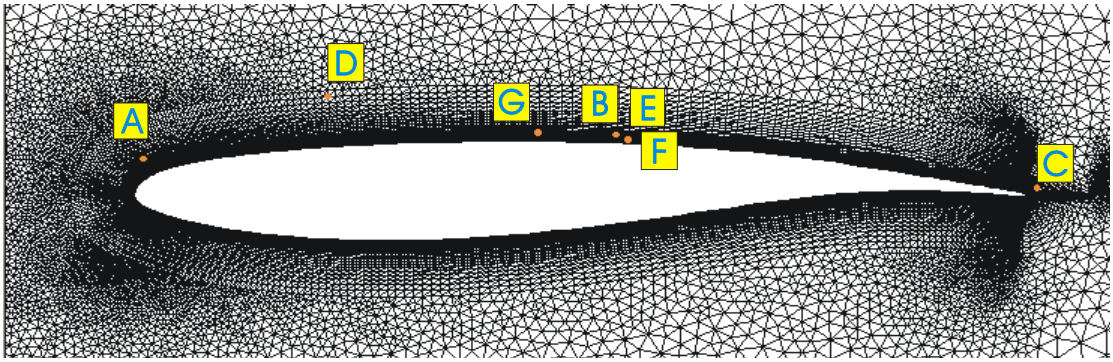
Προχωρώντας με τον κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής, στις 3.5° παρατηρούμε ότι οι εξισώσεις δεν συγκλίνουν αλλά εμφανίζουν ταλαντωτική συμπεριφορά στα υπόλοιπά τους.



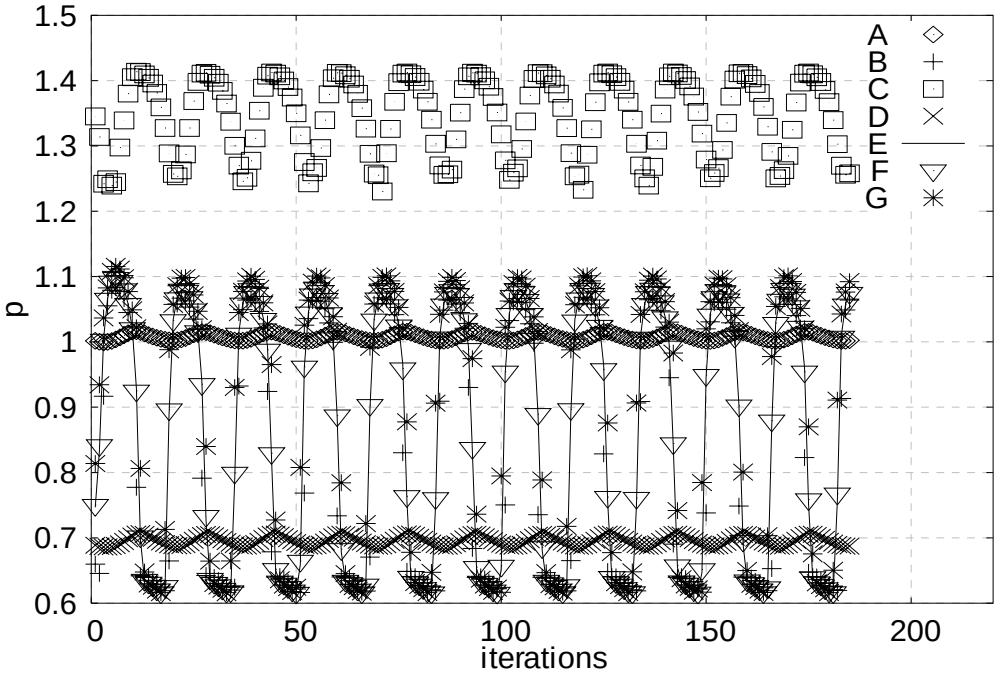
Σχ. 38 Η σύγκλιση των εξισώσεων της ροής για γωνία πρόσπτωσης 3.5° με κώδικα επίλυσης μόνιμης ροής. Αποτελέσματα παρούσας εργασίας.

Το γεγονός αυτό αποτελεί ισχυρή ένδειξη εμφάνισης buffet. Για να επιβεβαιώσουμε αυτό το συμπέρασμα προχωρούμε σε υπολογισμό σε αυτές τις συνθήκες ροής με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμης ροής (με μόνιμες πάντα συνθήκες της επ' άπειρον ροής).

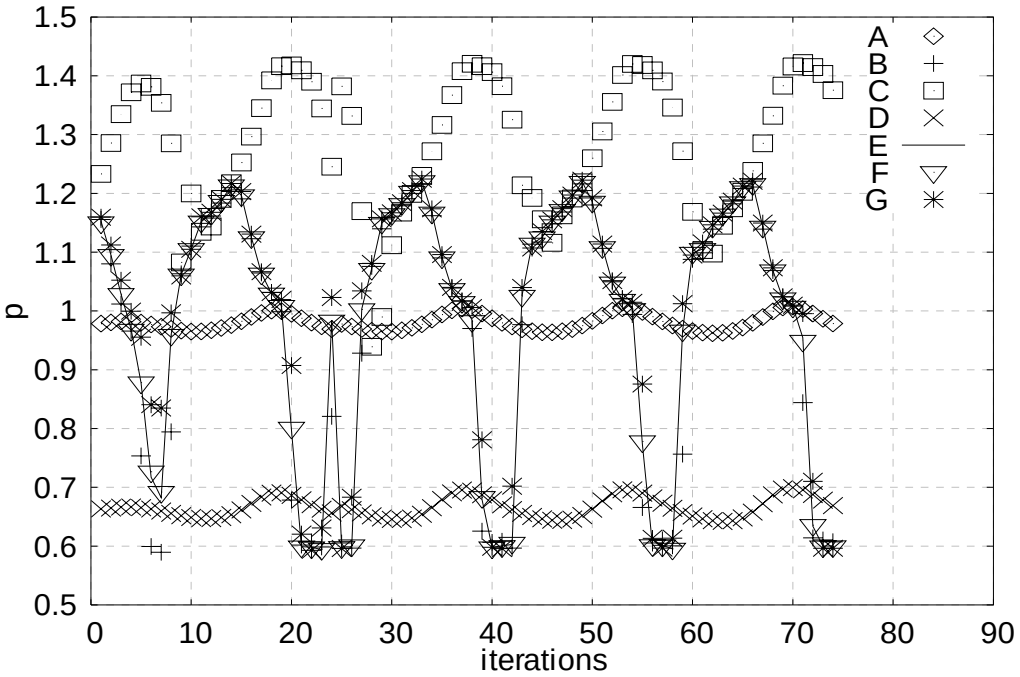
Για να ελέγξουμε αν πράγματι ο συλλογισμός είναι ορθός τυπώνουμε την αδιάστατη πίεση σε επιλεγμένες θέσεις του πεδίου ροής. Τα διαγράμματα των σχημάτων 40 και 41 καταδεικνύουν ότι η ροή έχει γίνει μη μόνιμη και μάλιστα περιοδική για όλη τη πλευρά υποπίεσης. Εμφανίζεται buffet και για τις 3.5° και για τις 4.5°.



Σχ. 39 Θέσεις του πεδίου ροής στις οποίες υπολογίζεται η αδιάστατη πίεση.



Σχ. 40 Η αδιάστατη πίεση στα επιλεγμένα σημεία του πεδίου ροής (Σχ. 39) μαρτυρά περιοδικό φαινόμενο. Υπολογισμός στις 3.5˚ με χρήση κώδικα πρόλεξης χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής, με μόνιμες επ΄ άπειρον συνθήκες. Αποτελέσματα παρούσας εργασίας.



Σχ. 41 Η αδιάστατη πίεση στα επιλεγμένα σημεία του πεδίου ροής (Σχ. 39) μαρτυρά περιοδικό φαινόμενο. Υπολογισμός στις 4.5˚ με χρήση κώδικα πρόλεξης χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής, με μόνιμες επ΄ άπειρον συνθήκες. Αποτελέσματα παρούσας εργασίας.

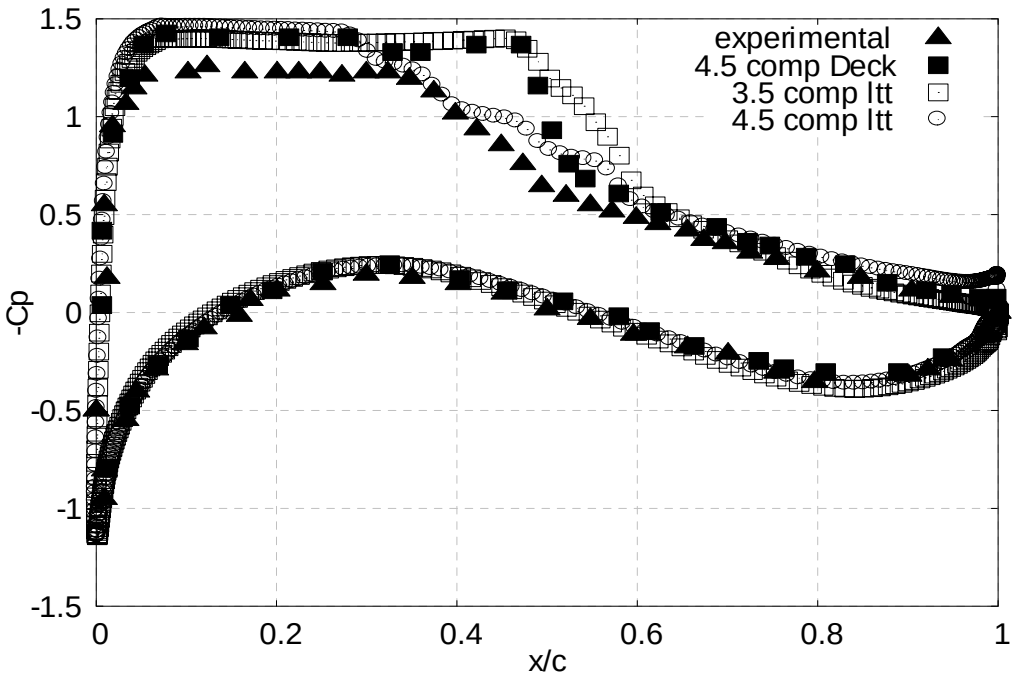
Έπειτα τυπώνονται μεγέθη της ροής και συγκρίνονται με πειραματικά και υπολογιστικά δεδομένα από τη βιβλιογραφία.

Συγκεκριμένα, εμφανίζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της ONERA για το πείραμα του οποίου έγινε περιγραφή παραπάνω, δηλαδή για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Ωστόσο, στην βιβλιογραφία [23] προτείνεται να γίνονται υπολογισμοί στις 4.5˚ για να αναπαραστήσουν το φαινόμενο στις 3.5˚. Αυτό χρειάζεται πιθανώς διότι η αύξηση της γωνίας λαμβάνει υπόψη τα «φαινόμενα τοίχου» (endwall effects) που εμφανίζονται στην αεροδυναμική σήραγγα. Αντισταθμίζει δηλαδή την επίδραση των τοιχωμάτων που στην πραγματική ροή δεν υπάρχουν. Λόγω αυτών στη παρούσα εργασία έγιναν υπολογισμοί και στις δύο γωνίες πρόσπτωσης ώστε να υπάρχουν συγκρίσιμα αποτελέσματα.

Στο σχήμα 42 εμφανίζεται η χρονικά μέση τιμή της κατανομή του C_p γύρω από την αεροτομή για τις 3.5˚ όπου η ροή έχει γίνει μη μόνιμη. Η μέση αυτή τιμή προκύπτει αθροίζοντας για κάθε θέση στην αεροτομή τη τιμή του C_p για n πραγματικά χρονικά βήματα, και διαιρώντας με τον αριθμό του δείγματος, δηλαδή το n. Το C_p δηλαδή στη θέση i είναι

$$Cp_i = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} Cp_{ij}$$

Όπου ελήφθη n=16, δύο δηλαδή περίοδοι (σώζονταν αποτελέσματα κάθε δύο πραγματικά χρονικά βήματα.).



Σχ. 42 Ο συντελεστής πίεσης Cp για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.

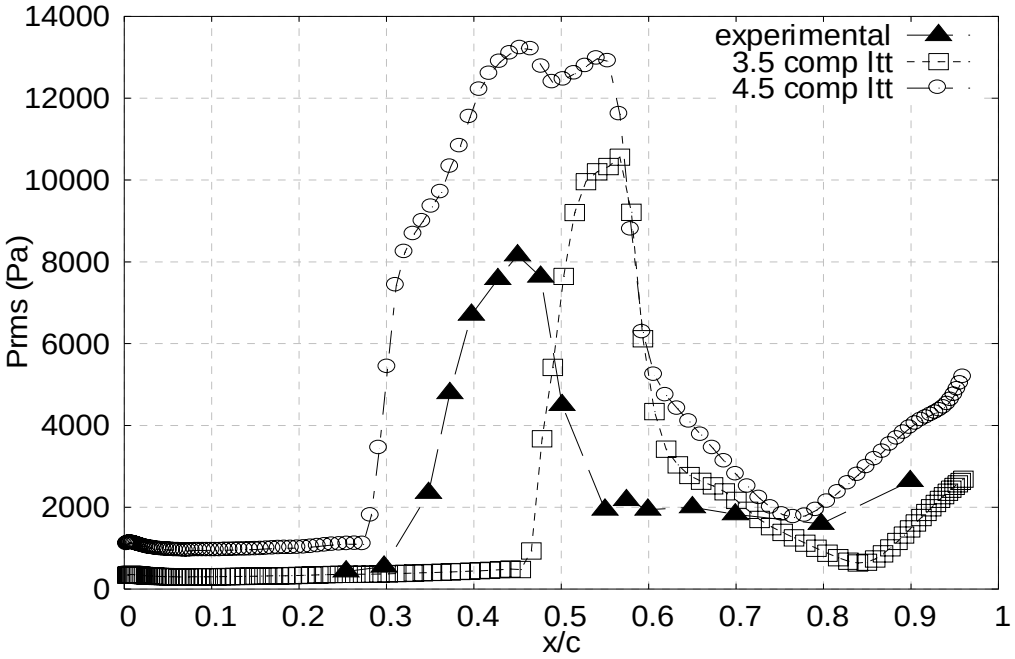
Η σύμπτωση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά είναι ικανοποιητική με εξαίρεση και εδώ τη θέση του κύματος κρούσης.

Η τυπική απόκλιση της πίεσης σε συνθήκες buffet εμφανίζεται στο σχήμα 43. Η τυπική απόκλιση της πίεσης υπολογίζεται για κάθε θέση της αεροτομής i από τη σχέση

$$Sp_i = \sqrt{\sum_{j=1}^{n}\left(p_{ij} - \overline{p}_i\right)^2}$$

όπου $\overline{p}$ είναι η μέση πίεση που υπολογίζεται όπως και το μέσο C_p.

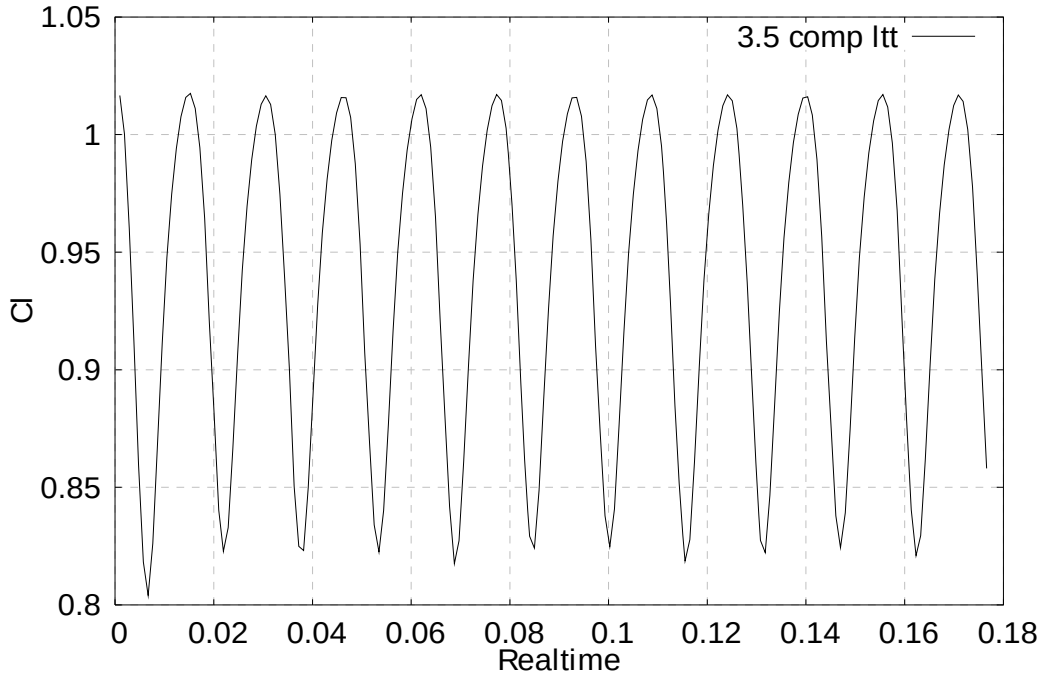
Το n ελήφθη και εδώ ίσο με 16.



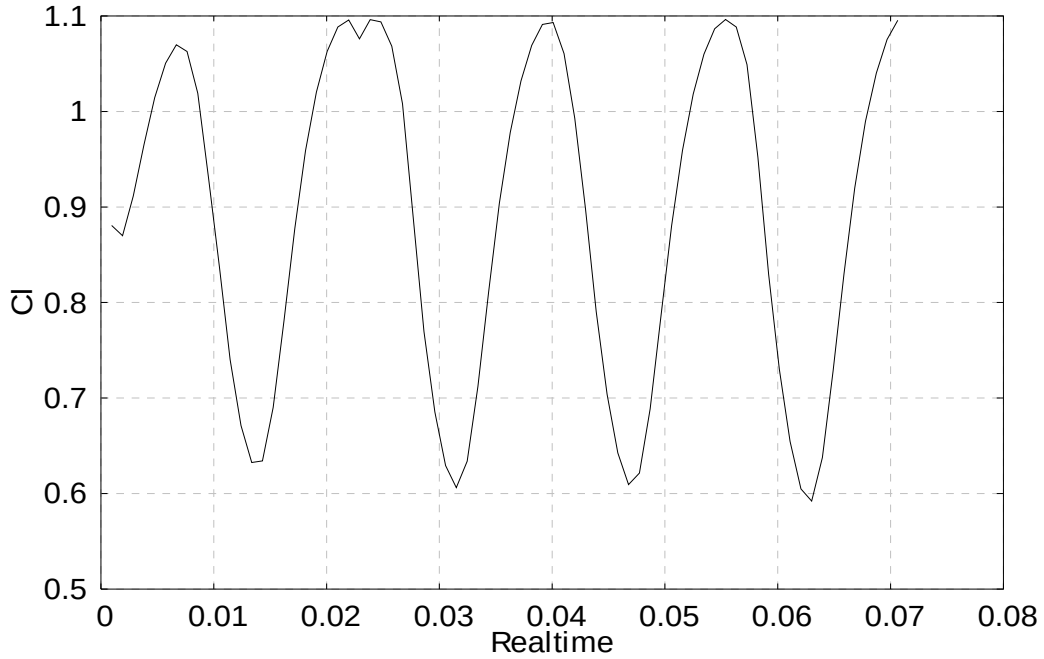
Σχ. 43 Τυπική απόκλιση της πίεσης στην πάνω πλευρά της αεροτομής για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚, όπου εμφανίζεται buffet. Εμφανίζονται τα πειραματικά αποτελέσματα και τα υπολογιστικά της παρούσας εργασίας (ltt) για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚ και 4.5˚. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από κώδικα επίλυσης χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής.

Όπως αναμενόταν, η τυπική απόκλιση της πίεσης εμφανίζει μέγιστο στη περιοχή στην οποία ταλαντώνεται το κύμα κρούσης και η ταχύτητα μεταβάλλεται από υπερηχητική σε υποηχητική. Παρατηρούμε και εδώ ότι η θέση του κύματος προκύπτει από τους υπολογισμούς κατάντι της θέσης που προκύπτει πειραματικά.

Ο συντελεστής άνωσης για 3.5˚ εμφανίζεται στο σχήμα 44 ενώ για 4.5˚ στο σχήμα 45.



Σχ. 44 Ο συντελεστής άνωσης Cl για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με κώδικα χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής.



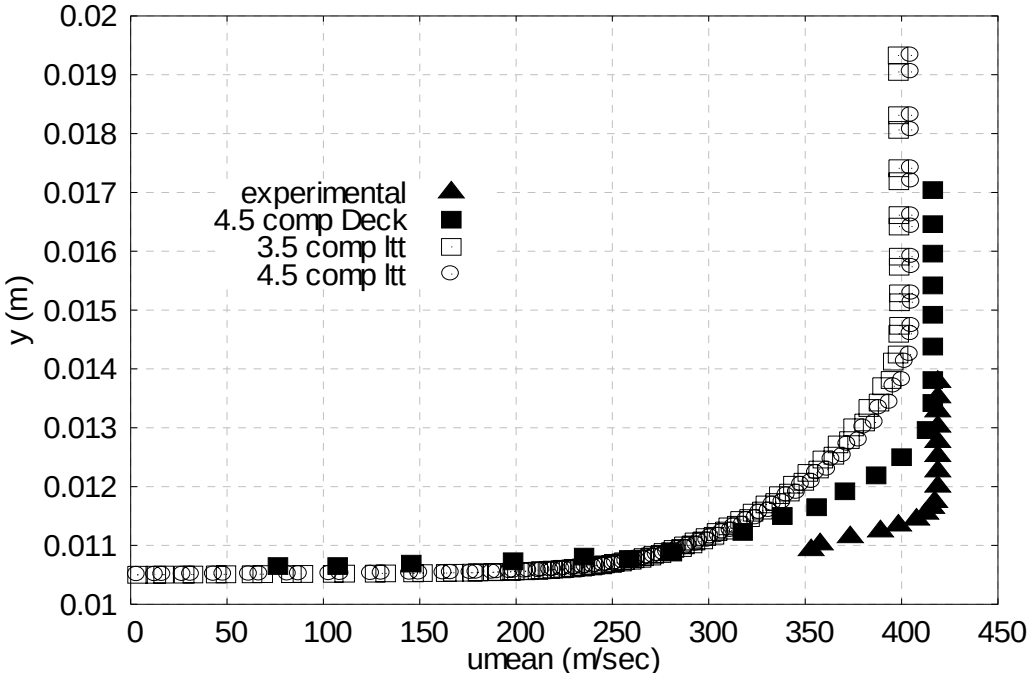
Σχ. 45 Ο συντελεστής άνωσης Cl για γωνία πρόσπτωσης 4.5˚, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με κώδικα χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής.

Από τα διαγράμματα του συντελεστή άνωσης μπορούμε να προσδιορίσουμε τη περίοδο και τη συχνότητα του φαινομένου.

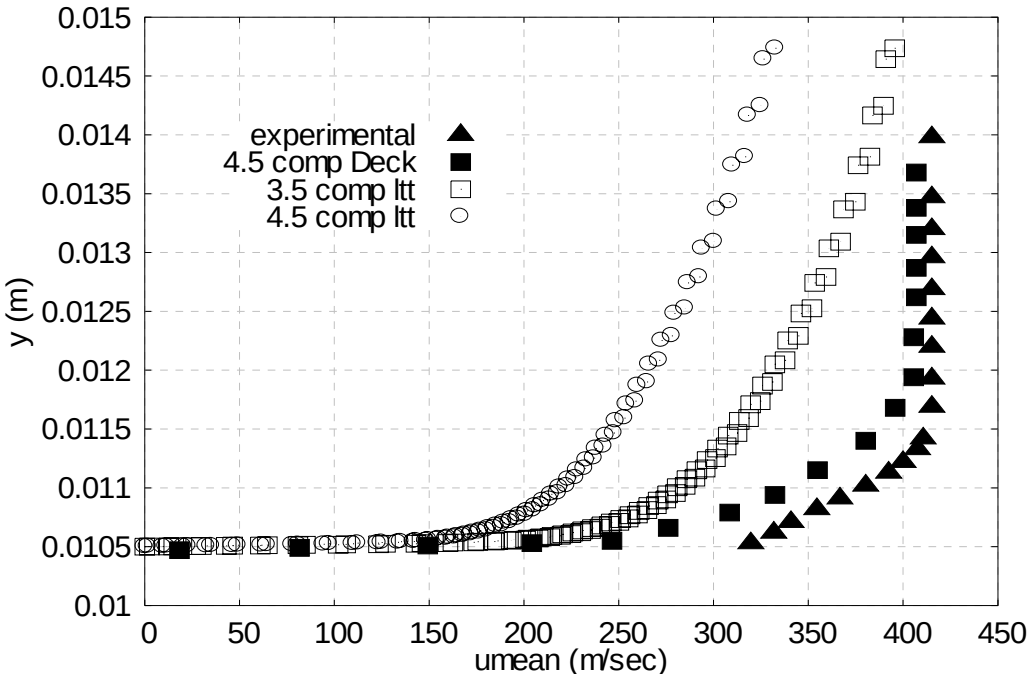
Η περίοδος του φαινομένου προκύπτει και για τις δύο γωνίες 0.0153 sec και συνεπώς ή συχνότητα 65,35 Hz

Η συχνότητα αυτή είναι πολύ κοντά στη πειραματική τιμή των 69 Hz.

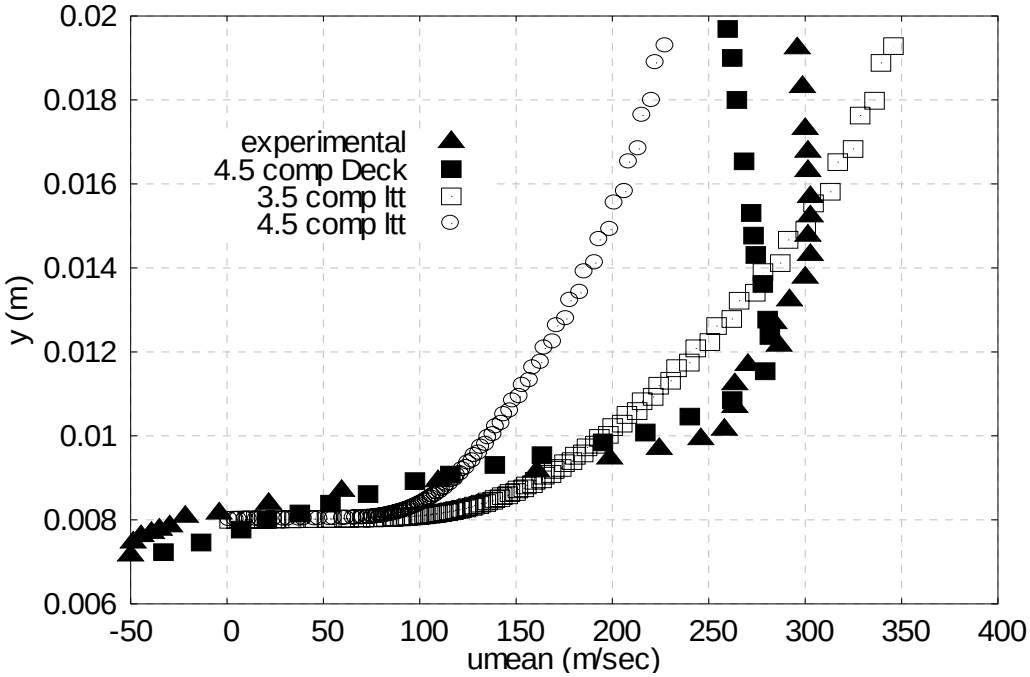
Στα σχήματα 46-49 εμφανίζονται οι κατανομές ταχυτήτων (μέσες τιμές) σε επιλεγμένες θέσεις της αεροτομής για 3.5˚. Οι κατανομές αυτές εξάγονται ως εξής: Αφού ληφθούν οι μέσες τιμές των ταχυτήτων για κάθε κόμβο του πλέγματος σε χρόνο δύο περιόδων, χρησιμοποιείται λογισμικό του Εργαστηρίου Θερμικών Στροβιλομηχανών το οποίο για δεδομένη θέση στην αεροτομή, κάνοντας κατάλληλες παρεμβολές στα στοιχεία του πλέγματος, υπολογίζει τη μέση χρονικά κατανομή της ταχύτητας στη θέση αυτή.



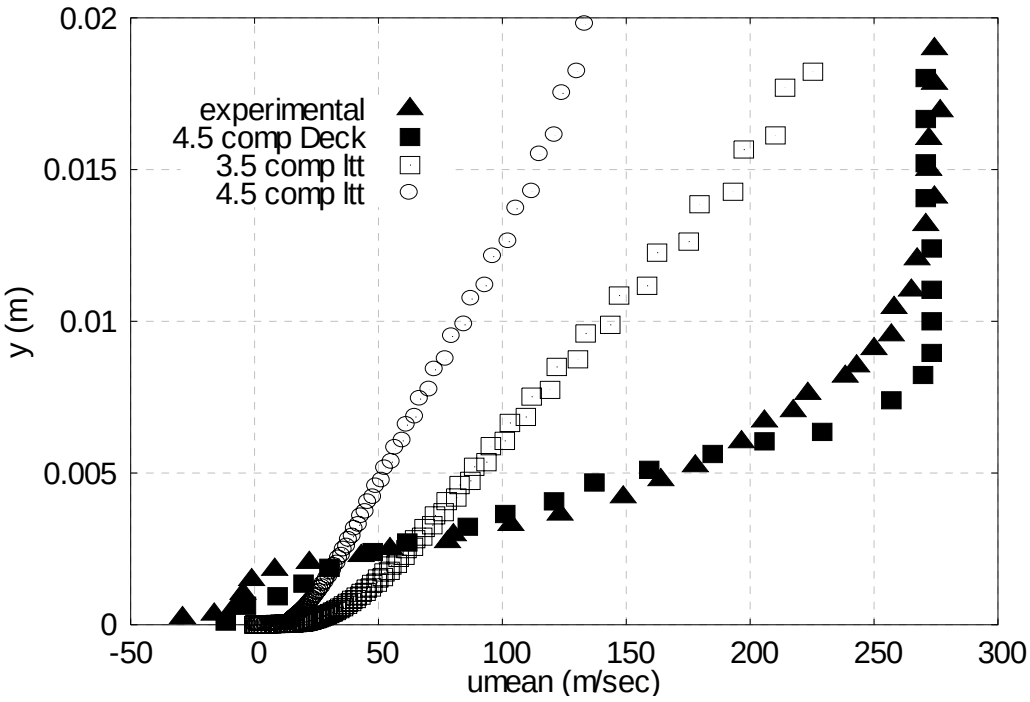
Σχ. 46 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.28. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



Σχ. 47 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.35. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



Σχ. 48 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.55. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



Σχ. 49 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.75. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.

Για τις θέσεις πριν το κύμα κρούσης παρατηρείται ικανοποιητική πρόβλεψη της μορφής της τάσης της ροής. Σε θέσεις όμως που ταλαντώνεται το κύμα κρούσης και κατόπιν όπου εμφανίζεται έντονη αποκόλληση, η πρόλεξη δεν είναι τόσο καλή, γεγονός που εν γένει ήταν αναμενόμενο για ένα «απλό» μοντέλο τύρβης όπως το Spalart – Allmaras.

Έπειτα στα σχήματα 50-53 εμφανίζονται οι rms κατανομές της διακύμανσης της ταχύτητας σε επιλεγμένες θέσεις της αεροτομής για 3.5˚.

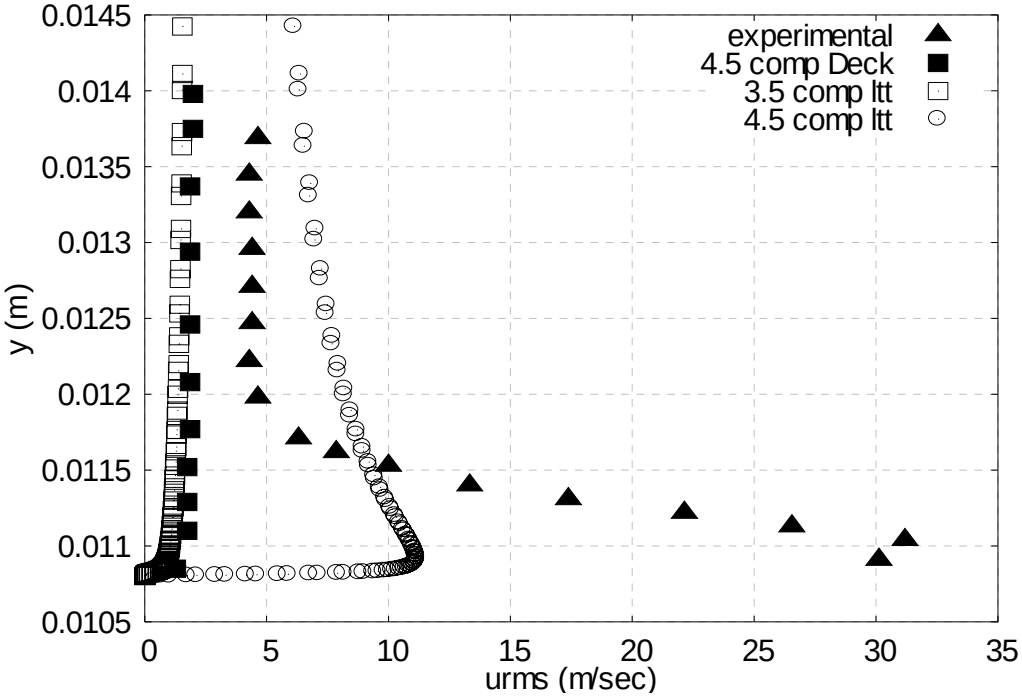
Οι κατανομές αυτές υπολογίζονται λαμβάνοντας υπόψη και τις μέσες κατανομές από τη σχέση

$$urms_{xy} = \sqrt{\sum_{j=1}^{n} \left(u_{xyk} - \overline{u}_{xy}\right)^2}$$

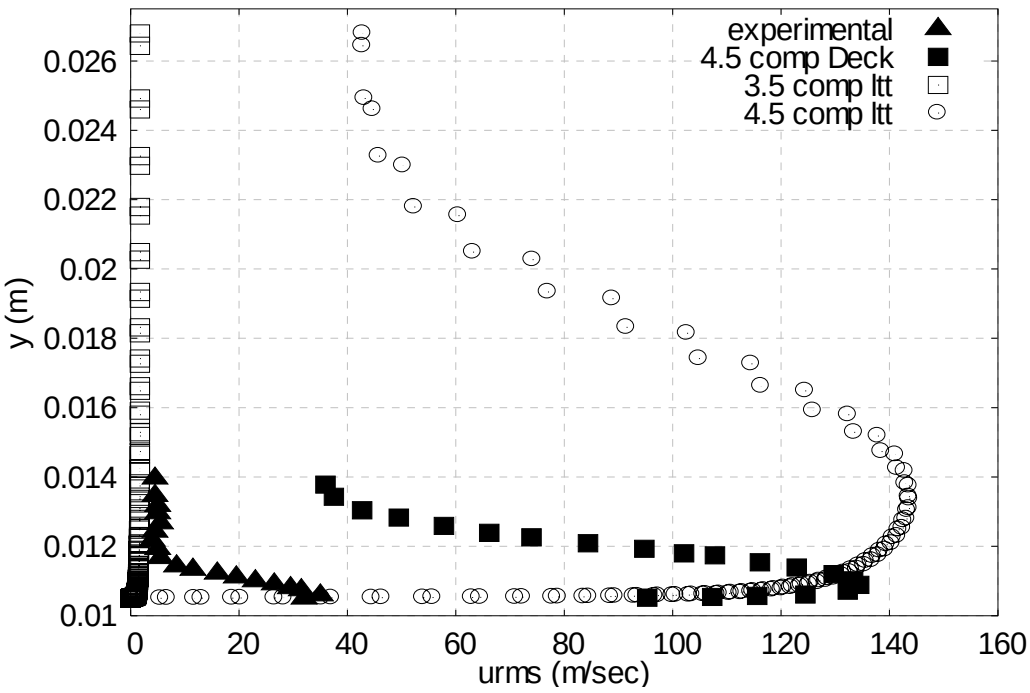
όπου και εδώ n=16

όπου οι δείκτες x,y δηλώνουν τη θέση του κόμβου, το k δηλώνει τον αριθμό του στιγμιότυπου και $\overline{u}_{xy}$ η μέση ταχύτητα στην υπόψη θέση.

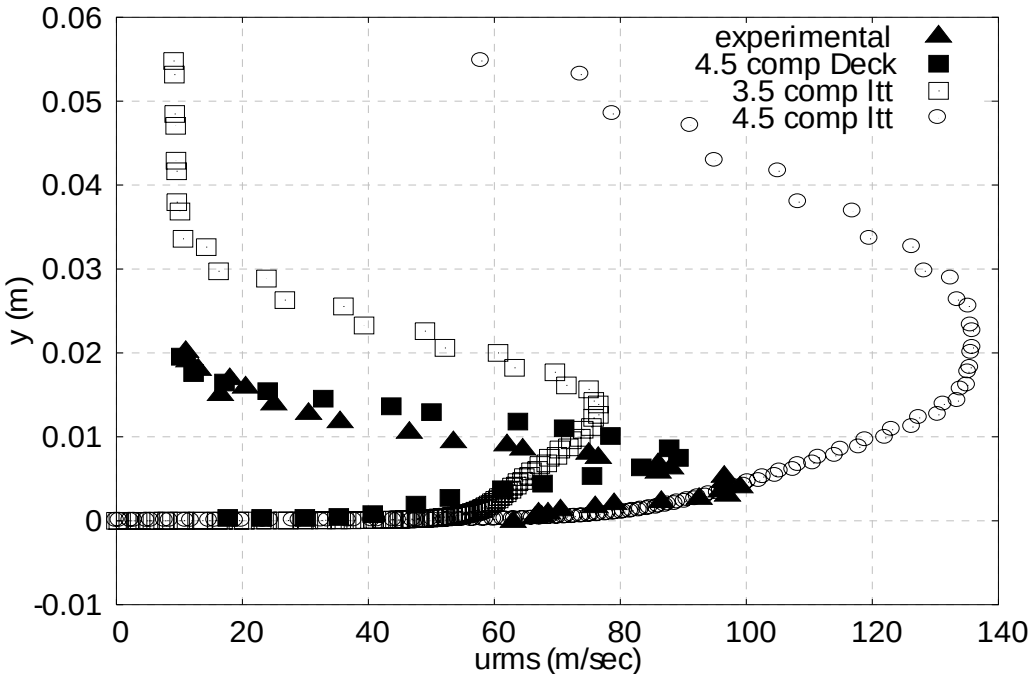
Για τη δημιουργία αυτών των κατανομών χρησιμοποιείται επίσης λογισμικό του ΕΘΣ που έχει τη δυνατότητα δίνοντάς του τις τιμές στους κόμβους, κάνοντας παρεμβολές να επιστρέφει τιμές «σε κάθετες φέτες» στην αεροτομή.



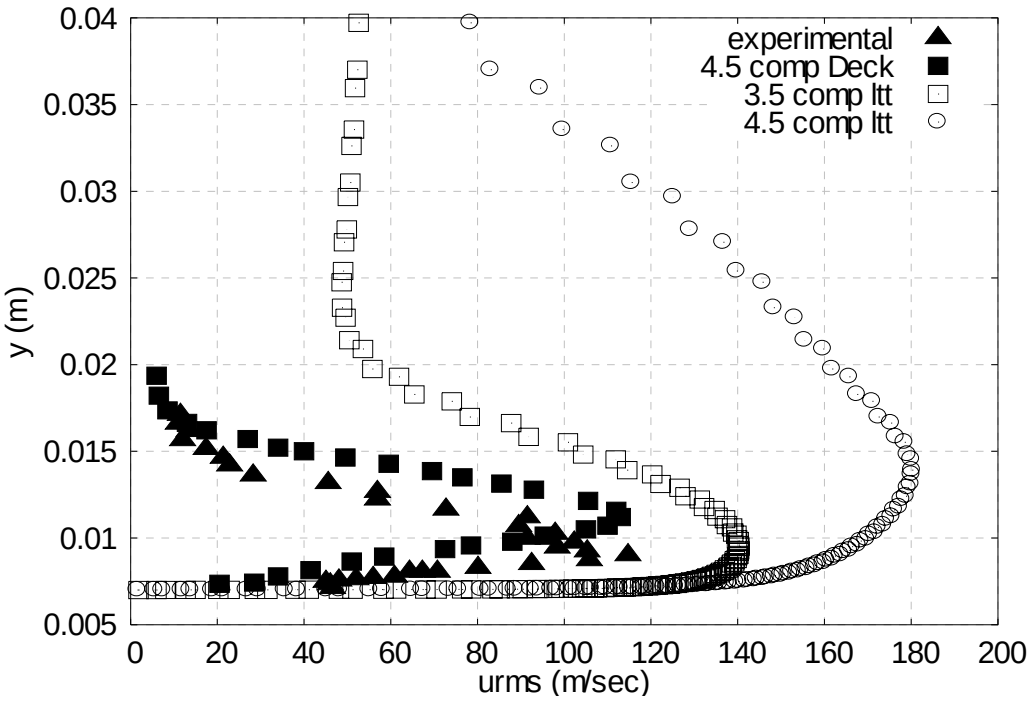
Σχ. 50 Η rms κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.28. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



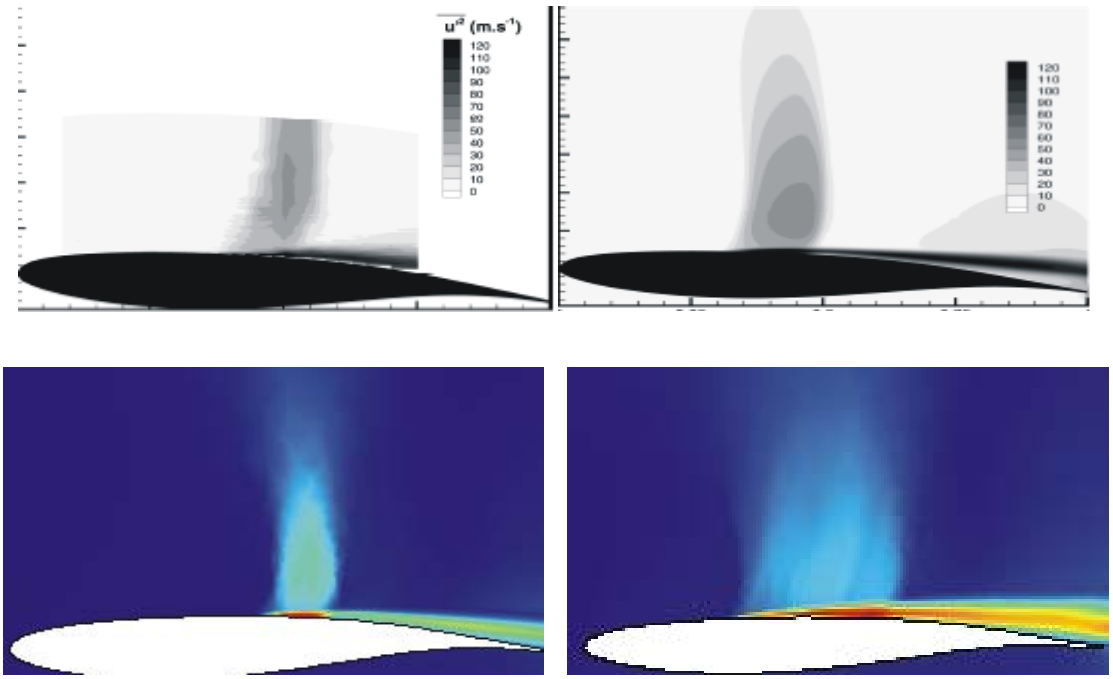
Σχ. 51 Η rms κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.35. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



Σχ. 52 Η rms κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.55. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



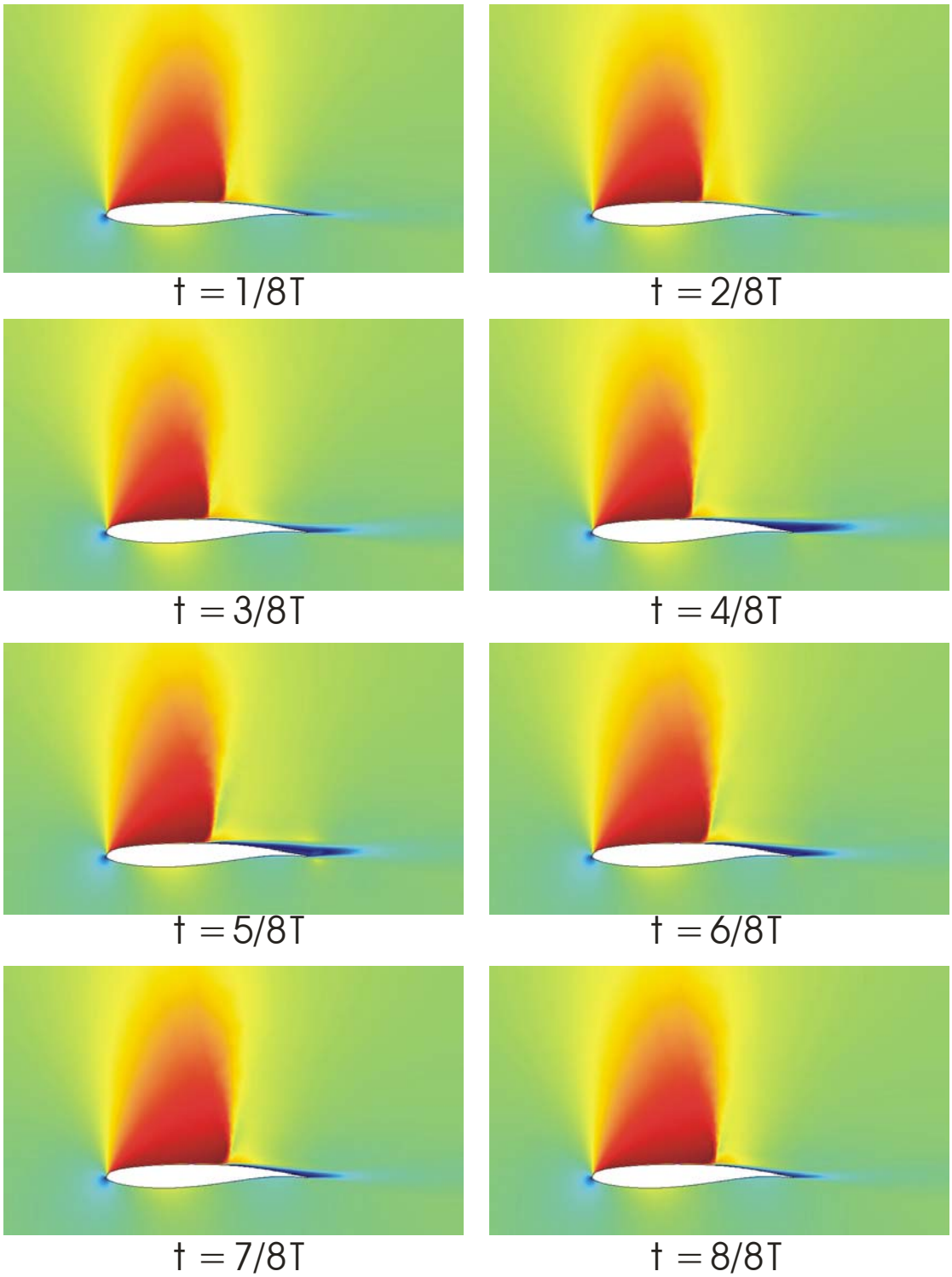
Σχ. 53 Η rms κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.75. Κατά σειρά στο υπόμνημα τα πειραματικά αποτελέσματα, τα αριθμητικά για 4.5˚ του Deck [14], τα υπολογιστικά για 3.5 ˚ της παρούσας εργασίας (ltt) και τα υπολογιστικά για 4.5˚ της παρούσας εργασίας (ltt). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα ελήφθησαν από χρονικά μη μόνιμο κώδικα ροής.



Σχ. 54 Το rms πεδίο των διακυμάνσεων της ταχύτητας. Επάνω: Αριστερά οι πειραματικές μετρήσεις και δεξιά υπολογιστικά αποτελέσματα για 4.5˚ (Deck). Κάτω: υπολογιστικά αποτελέσματα της παρούσας εργασίας με κώδικα επίλυσης χρονικά μη μόνιμου πεδίου ροής. Αριστερά για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚ και δεξιά για 4.5˚.

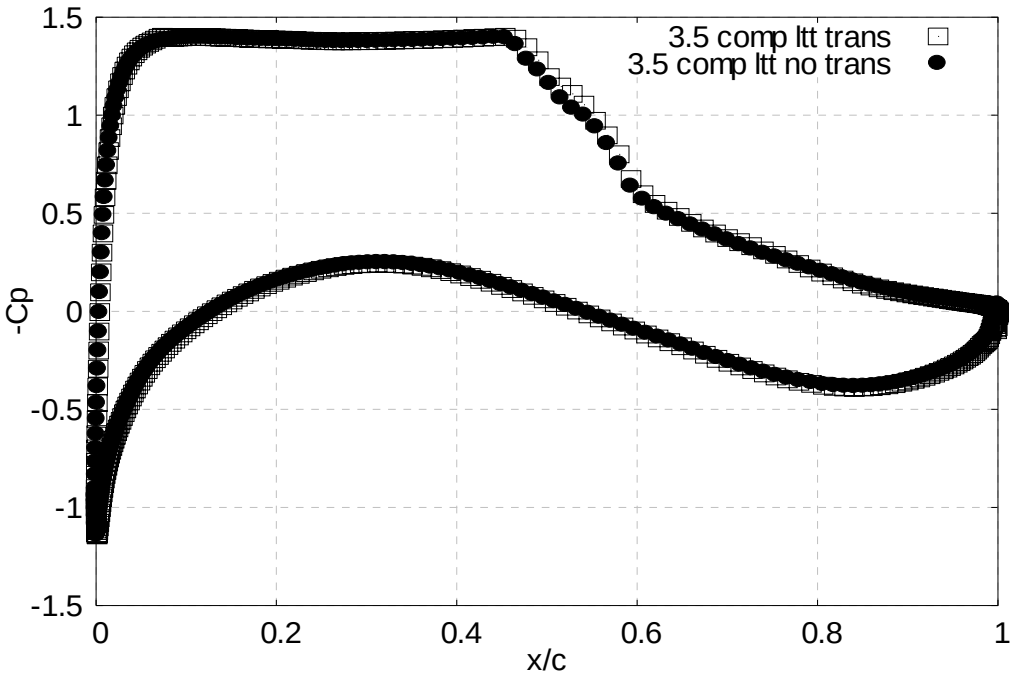
Παρατηρούμε και εδώ ότι ο επιλύτης έχει προβλέψει σωστά της «τάση» της ροής με κάποια απόκλιση όμως από τις πειραματικές τιμές, ωστόσο κοντά σε άλλα υπολογιστικά αποτελέσματα.

Η χρονική εξέλιξη του φαινομένου εμφανίζεται στο σχήμα 55. Διακρίνονται τα στιγμιότυπα της ροής για οκτώ χρονικές στιγμές εντός μιας περιόδου. Ποιοτικά η χρονική εξέλιξη της ροής είναι αυτή που αναμενόταν.

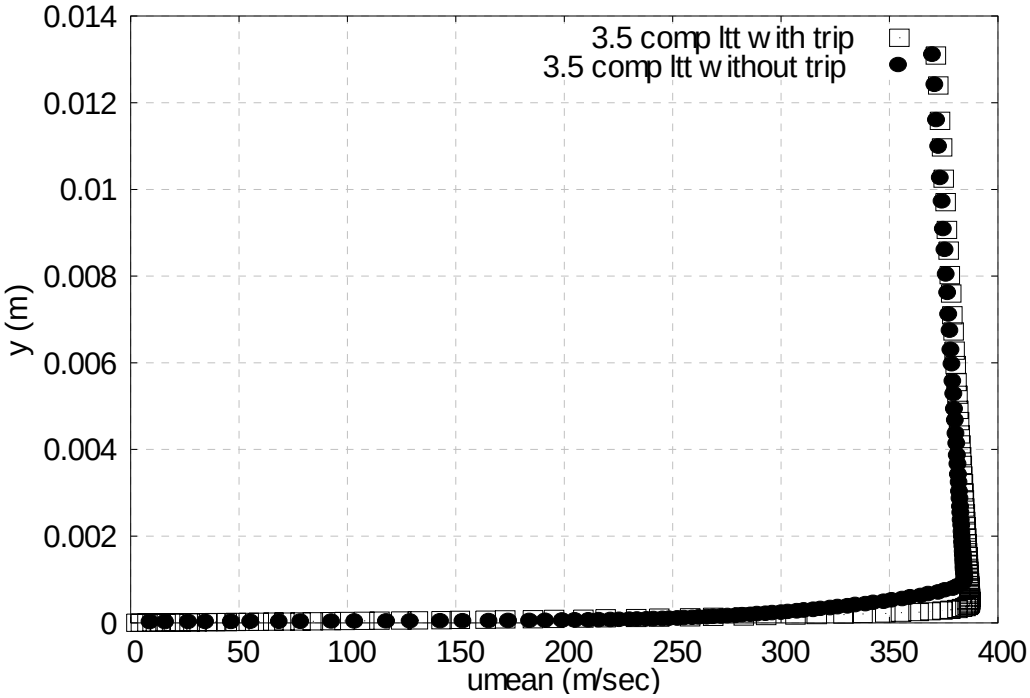


Σχ. 55 Η χρονική εξέλιξη του φαινομένου όπως προέκυψε από την επίλυση, κατά την παρούσα εργασία, του πεδίου ροής με κώδικα μη μόνιμης ροής για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζεται το πεδίο του αριθμού Mach.

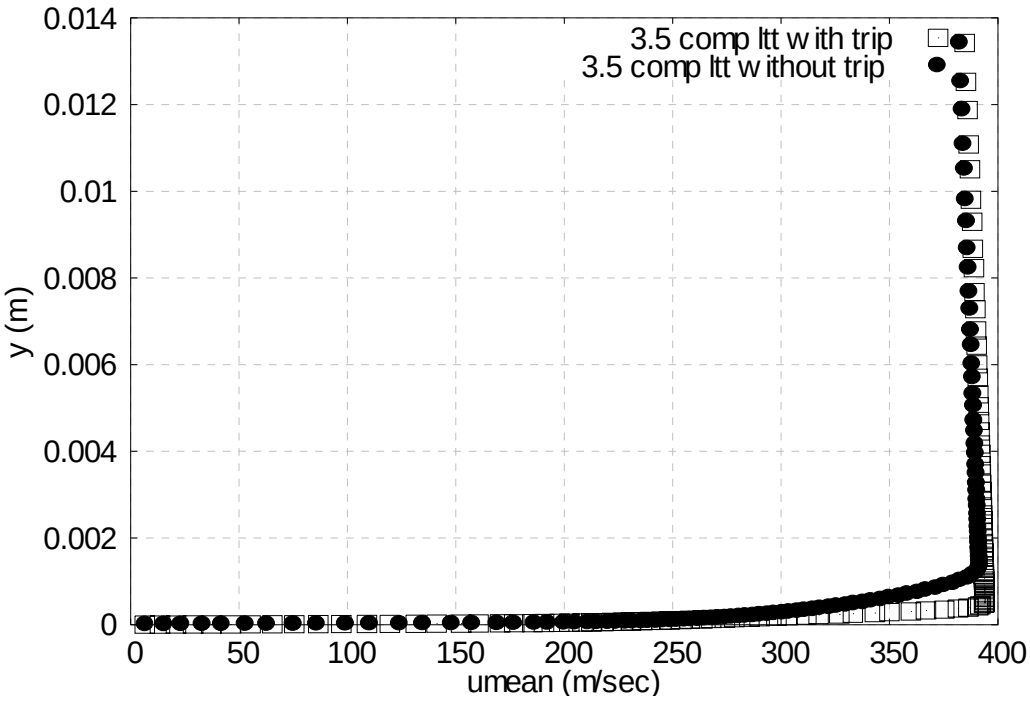
Για να φανεί η σημασία του όρου μετάβασης και σε συνθήκες buffet τυπώνουμε τον την μέση χρονικά κατανομή του συντελεστή πίεσης και τη μέση χρονικά κατανομή της ταχύτητας για διάφορες θέσεις στην αεροτομή.



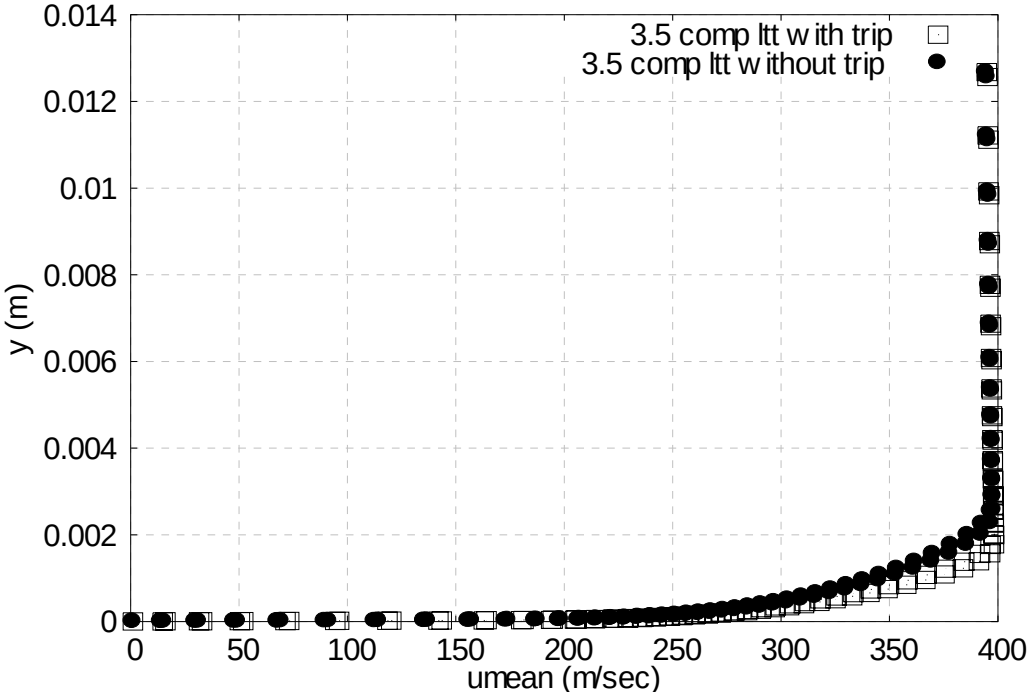
Σχ. 56 Ο συντελεστής πίεσης Cp, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμου πεδίου ροής, για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα με και χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης.



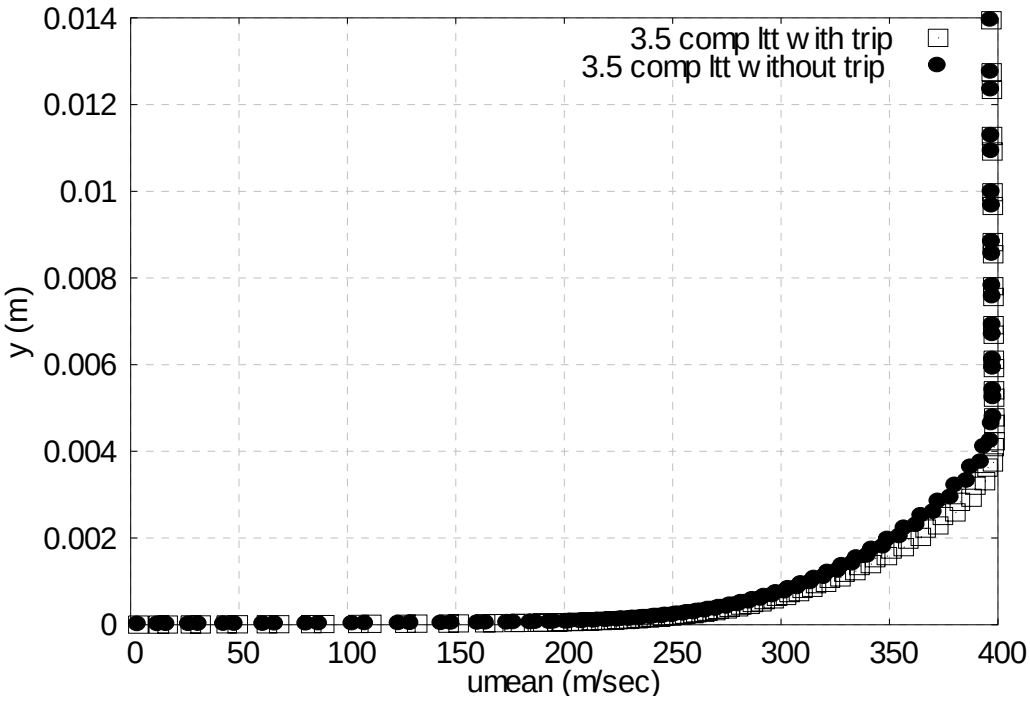
Σχ. 57 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.06, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμου πεδίου ροής, για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα με και χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης.



Σχ. 58 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.08, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμου πεδίου ροής, για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα με και χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης.



Σχ. 59 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.15, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμου πεδίου ροής, για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα με και χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης.



Σχ. 60 Η μέση κατανομή ταχύτητας στη θέση x/c=0.28, όπως προέκυψε από την επίλυση κατά την παρούσα εργασία με χρήση κώδικα επίλυσης μη μόνιμου πεδίου ροής, για γωνία πρόσπτωσης 3.5˚. Εμφανίζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα με και χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης.

Παρατηρείται σύμπτωση των τιμών για των συντελεστή πίεσης με εξαίρεση τη θέση του κύματος και τη θέση μετάβασης όπου υπάρχουν μικρές διαφοροποιήσεις. Στις χρονικά σταθμισμένες κατανομές ταχύτητας εμφανίζονται ελαφρώς μεγαλύτερες ταχύτητες στα αποτελέσματα στα οποία έχει ληφθεί υπόψη ο όρος μετάβασης από εκείνα στα οποία δεν έχει ληφθεί.

5. Συμπεράσματα

5.1 Ανακεφαλαίωση - Συμπεράσματα

Ανακεφαλαιώνοντας, στην παρούσα διπλωματική εργασία σκοπός ήταν η αριθμητική προσομοίωση του buffet. Αρχικά έγινε μια βιβλιογραφική επισκόπηση για την γνωριμία με το buffet από όπου και διαπιστώθηκε ότι ακόμα δεν έχει αποσαφηνισθεί η φυσική του φαινομένου, οι αιτίες που το προκαλούν και οι παράγοντες που το επηρεάζουν. Συνεπώς οι διαθέσιμοι τρόποι προσέγγισης είναι οι πειραματικές και αριθμητικές προσομοιώσεις. Επιλέχθηκε για τους υπολογισμούς η αεροτομή OAT15A. Ακολούθως, με σκοπό την αναπαράσταση του πειράματος και την αξιολόγηση της σημασίας του στη προσομοίωση του buffet, προγραμματίστηκε ο όρος μετάβασης (trip term) του μοντέλου Spalart – Allmaras που επιτρέπει τον ακριβή καθορισμό από τον χρήστη του σημείου στο οποίο θα γίνει η μετάβαση από τη στρωτή στη τυρβώδη ροή. Ο όρος αυτός προστέθηκε στον υπάρχοντα κώδικα του Spalart – Allmaras του ΕΘΣ. Έπειτα δημιουργήθηκαν τα πρώτα πλέγματα γύρω από το περίγραμμα της αεροτομής. Έγιναν υπολογισμοί για διάφορες γωνίες πρόσπτωσης αλλά και εκεί που η βιβλιογραφία προέβλεπε buffet η ροή προέκυπτε μόνιμη. Το πλέγματα αυτά κρίθηκαν ακατάλληλα καθώς φαινόταν να μην μπορούν να «αντιληφθούν το φαινόμενο». Σαν συνέπεια κατασκευάστηκαν πυκνότερα και αφού ελέγχθηκε ένα που έδωσε λύσεις ανεξάρτητες από αυτό, χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς. Οι υπολογισμοί ξεκίνησαν με μόνιμο κώδικα επίλυσης. Για γωνία πρόσπτωσης 2.5° η ροή προέκυψε μόνιμη όπως επίσης και για 3°. Στις 3.5° και στις 4.5° όμως διαπιστώθηκε μη μόνιμη ροή, έτσι χρησιμοποιήθηκε μη μόνιμος κώδικας ροής. Ο μη μόνιμος κώδικας αποκάλυψε ότι πράγματι στις 3.5° η ροή εμφανίζει buffet. Για τις γωνίες 2.5°, 3.5° πριν και μετά την εμφάνιση του buffet δηλαδή

γίνονται και υπολογισμοί του πεδίου ροής χωρίς τη χρήση του όρου μετάβασης για να διαπιστωθεί η επίδρασή του στη συγκεκριμένη ροή.

Από τα παραπάνω διαπιστώθηκε ότι πράγματι μεταξύ των 3° και των 3.5° (για M=0.73 και T=300 K) εμφανίζεται στη μέχρι τότε μόνιμη ροή, buffet. Άρα ο κώδικας επίλυσης μόνιμης ροής μπορεί να αποτελέσει αξιόπιστο εργαλείο για την πρόβλεψη της έναρξης του buffet σε μια αεροτομή. Το πλέγμα όμως που απαιτείται για να γίνει η αριθμητική προσομοίωση του φαινομένου είναι «αρκετά» πυκνό. Τέλος η επίδραση του όρου μετάβασης του μοντέλου Spalart – Almaras είναι μικρή για τη συγκεκριμένη ροή. Τα αποτελέσματα είναι πολύ κοντά είτε η γωνία πρόσπτωσης είναι τέτοια που η ροή να προκύπτει μόνιμη είτε η γωνία πρόσπτωσης είναι τέτοια που η ροή να εμφανίζει buffet.

5.2 Χρόνοι Υπολογισμού

Τέλος αναφέρονται ορισμένα υπολογιστικά στοιχεία τα οποία δεν προηγήθηκαν σχετικά με τους χρόνους υπολογισμού.

Με πλέγμα *36800* κόμβων και *73170* τριγωνικών στοιχείων και μοντέλο τύρβης, το μοντέλο των Spalart-Allmaras, για την πρόλεξη του πεδίου ροής με χρήση μόνιμου κώδικα ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος σε 1 CPU *3000MHz -1G ram* ήταν *περίπου 3 ώρες* (για 6000 επαναλήψεις) ενώ σε *4 περίπου 1 ώρα* για τον ίδιο αριθμό επαναλήψεων.

Για την πρόλεξη του μη μόνιμου πεδίου ροής πρακτικά αναπόφευκτη ήταν η χρήση παράλληλων υπολογιστών. Γι΄ αυτό χρησιμοποιήθηκε η συστοιχία βέλος του ΕΘΣ. Ένας τυπικός υπολογισμός για *10* περίπου περιόδους *(με16 βήματα στην περίοδο, περίπου 2000 επαναλήψεις ανά χρονικό βήμα)* που απαιτείται ώστε να «σταθεροποιηθεί» το buffet χρειάστηκε *40 ώρες σε 8 CPU*.

Το υψηλό υπολογιστικό κόστος πρακτικά οριοθέτησε και τον αριθμό των υπολογισμών που μπορούσαν να γίνουν σε μια διπλωματική εργασία.

Βιβλιογραφία και βιβλιογραφικές αναφορές

[1] D. Caruana, A. Mignosi, M. Corrège, A. Le Pourhiet, A.M. Rodde, Buffet and buffeting control in transonic flow, Aerospace Science and Technology 9 (2005) 605–616

[2] C. Despré, Etude expérimentale et numérique du phénomène de tremblement et de son contrôle en écoulement transsonique bi et tridimensionnel, Thèse ENSAE, Octobre 2001.

[3] D.G. Mabey, Buffeting criteria for a systematic series of wings, J. Aircraft 26 (1989) 576–582.

[4] Lee, B.H.K. "Oscillation shock motion caused by transonic shock boundary layer interaction" *AIAA J*. Vol. 28, No. 5, 1990, pp. 942-944.

[5] Lee, B.H.K., Murty, H. and Jiang, H. "Role of Kutta waves on oscillatory shock motion on an airfoil" AIAA J. Vol. 32, No.4, 1994, pp. 789- 795.

[6] Girodroux-Lavigne, P., LeBalleur J.C., "Time consistent computation of transonic buffet over airfoils" 1988, ONERA TP No. 1988-97.

[7] Mabey, D.G., "Physical phenomena associated with unsteady transonic flow," Chapter 1 in Unsteady transonic aerodynamics, ed. By D.Nixon, Vol.120 in AIAA Progress in Aeronautics and Astronautics, 1989.

[8] Raghunathan, S, Hall, D.E., Mabey, D.G., "Alleviation of shock oscillations in transonic flow by passive control. *Aeronaut. J*., Vol. 94, No. 937,1990, pp. 245-250.

[9] Raghunathan, S, Zarifi-Rad, F, Mabey, D.G., "Effect of model cooling in transonic periodic flow" *AIAA J*., Vol. 30, No. 8,1992, pp. 2080- 2089.

[10] Gibb, J. "The cause and cure of periodic flows at transonic speeds." Proceedings 16th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Jersusalem, Israel, August-September, 1988, pp. 1522-1530

[11] Q. Xiao, H. M. Tsai and F. Liu, A Numerical study of transonic buffet on a supercritical airfoil, AIAA Paper 2004-1056

[12] Erickson, A.L., Stephenson, J.D., "A suggested method of analyzing transonic flutter of control surfaces based on available experimental evidence." NACA RM A7F30, National Advisory Committee for Aeronautics, December 1947.

[13] Tijdeman, H., "Investigation of the transonic flow around oscillation airfoils" NLR TR 77090 U, National Aerospace Laboratory, The Netherlands, 1977.

[14] Sebastien Deck, Numerical Simulation of Transonic Buffet over a Supercritical Airfoil, *ONERA, 92322 Cedex, France*

[15] Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., "A One Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA Paper 92-0439, Jan. 1992.

[16] Kourta A., Petit G., Rosenblum J.P., Courty J.C., Prédiction du tremblement en écoulement transsonique, C. R. Mecanique 333 (2005) 810–817

[17] P. Molton, D. Soulevant, L. Jacquin, Mesures conditionnelles par vélocimétrie laser a franges de l' écoulement instantionnaire autour du profil transsonique OAT15A. 9o Congrès Francophone de Vélocimetrie Laser

[18] Jones RT. Wing Theory, Princeton Univ. Press, 1978.

[19] www.cd-adapco.com/ press_room/dynamics/20/saab.html

[20] Mylène Thiery, Eric Coustols, Numerical prediction of shock induced oscillations over a 2D airfoil: Influence of turbulence modelling and test section walls, International Journal of Heat and Fluid Flow 27 (2006) 661–670

[21] Eric Coustols, Boucle Fermée Appliquée au Tremblement 3D: Démonstration du Contrôle. DMAE/CM – ONERA Toulouse

[22] Roe P. L. "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes", Journal of Computation Physics, Vol. 43, pp. 357-372, 1981.

[23] Brunet, V., "Computational Study of Buffet Phenomenon," AIAA Paper 2003-3679, June 2003.

[24] Κουμπογιάννης Δημήτριος. Αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes με χρήση μη δομημένων πλεγμάτων σε περιβάλλον παράλληλης επεξεργασίας. Διδακτορική Διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Τομέας Ρευστών, Εργαστήριο Θερμικών Στροβιλομηχανών, Μάρτιος 1998.