ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

"Υπολογιστική Μελέτη της Επίδρασης Ριπής Ανέμου στο Πεδίο Ροής Οδικών Χαραδρών"

Πάσχου Δανάη Πανωραία

Επιβλέπων καθηγητής:
Μπούρης Δημήτριος

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2021

NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS

SCHOOL OF MECHANICAL ENGINEERING

SECTION OF FLUID MECHANICS

DIPLOMA THESIS

"Numerical Study of the Effect of a Wind Gust on the Flow Field in Urban Street Canyons"

Paschou Danai-Panoraia

Supervisor:
Bouris Demetrios

ATHENS, JULY 2021

Ευχαριστίες:

Με την παράδοση της διπλωματικής μου εργασίας κλείνει το κεφάλαιο της φοίτησης στη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του ΕΜΠ. Η εκπόνηση της διπλωματικής εργασίας ήταν η πιο ενδιαφέρουσα και ευχάριστη ενασχόληση κατά την διάρκεια των σπουδών μου. Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή Κ. Δημήτρη Μπούρη για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε αναθέτοντας μου το θέμα της διπλωματικής μου εργασίας καθώς και για την βοήθεια που μου παρείχε καθ' όλη την διάρκεια. Ακόμη ευχαριστώ τους γονείς μου, τους κοντινούς μου φίλους και ιδιαίτερα την αδερφή μου για την πολύτιμη υλική και συναισθηματική στήριξη που μου παρείχαν.

Υπεύθυνη δήλωση για λογοκλοπή και για κλοπή πνευματικής ιδιοκτησίας:

Έχω διαβάσει και κατανοήσει τους κανόνες για τη λογοκλοπή και τον τρόπο σωστής αναφοράς των πηγών που περιέχονται στον οδηγό συγγραφής Διπλωματικών Εργασιών. Δηλώνω ότι, από όσα γνωρίζω, το περιεχόμενο της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας είναι προϊόν δικής μου εργασίας και υπάρχουν αναφορές σε όλες τις πηγές που χρησιμοποίηση.

Πάσχου Δανάη Πανωραία

Περίληψη:

Στην εργασία αυτή μελετήθηκε η επίδραση της γεωμετρίας της χαράδρας και των χαρακτηριστικών της ριπής του ανέμου εντός αυτής ,καθώς επίσης οι τιμές και η μορφολογία του ανέμου στο επίπεδο του εδάφους. Αυτό επιτεύχθηκε με εφαρμογή υπολογιστικής μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων σε καρτεσιανό πλέγμα με επίλυση κατά SIMPLE και μοντέλο τύρβης k-ε.

Αρχικά μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά της ριπής στον αερισμό της οδικής χαράδρας με μόνιμο πεδίο ροής (η ταχύτητα δεν αλλάζει σε κάθε σημείο με το χρόνο). Χρησιμοποιήθηκαν διάφορες διατάξεις οδικών χαραδρών με διαφορετική αναλογία ύψους ανάντη κτηρίου **(H1)** και πλάτους δρόμου **(W)**,καθώς επίσης και διαφορετική αναλογία ύψους ανάντη κτηρίου και κατάντη κτηρίου **(H2)**. Επιλέχθηκαν οι εξής περιπτώσεις αναλογιών H1/W=1 , H1/W=2 και H1/W=0,5. Στην πρώτη και στην τρίτη περίπτωση παρατηρήθηκε μία κύρια δίνη εντός της χαράδρας ,ενώ στην δεύτερη περίπτωση δύο δίνες αντίθετης φοράς.

Στην συνέχεια αφού προέκυψαν τα κατάλληλα αποτελέσματα για τις διάφορες διατάξεις οδικών χαραδρών στη μόνιμη ροή, πραγματοποιήθηκε εφαρμογή της υπολογιστικής μεθοδολογίας των πεπερασμένων όγκων , για τις παραπάνω αναλογίες υψών, με μη μόνιμη πεδίο ροής, δηλαδή για πολλές χρονικές στιγμές, όπου η ταχύτητα αλλάζει με τον χρόνο. Στην περίπτωση αυτή προκαλέσαμε μία ριπή ανέμου στην είσοδο του υπολογιστικού χώρου μας, δηλαδή μία απότομη και σύντομη αύξηση της ταχύτητας του ανέμου πάνω από τη μέση τιμή. Έτσι παρατηρήθηκε η επίδραση της ριπής αυτής στον αερισμό του εσωτερικού της οδικής χαράδρας. Επιπλέον μελετήθηκε η μεταβολή των μεγεθών των μέσων ταχυτήτων και της τύρβης εντός της χαράδρας, τόσο στην κορυφή της όσο και στο 1/3 αυτής. Παρατηρήθηκε ότι για διάφορες χρονικές στιγμές μίας ριπής ανέμου ο ρυθμός με τον οποίο ανανεώνεται ο αέρας στη χαράδρα αλλάζει και μάλιστα σημαντικά. Παρατηρήσαμε γενικά ότι η ροή μάζας στην πάνω περιοχή της αστικής χαράδρας είναι μεγαλύτερη. Αυτό σημαίνει ότι εισέρχεται καθαρός αέρας στην αστική χαράδρα με αποτέλεσμα την ανανέωση του ήδη υπάρχοντος και την απομάκρυνση των ρύπων. Επιπλέον καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι αυτό συμβαίνει και μάλιστα διαρκεί κάποιο χρονικό διάστημα αφότου έχει ολοκληρωθεί η ριπή, ακόμη και στις πιο βαθιές χαράδρες, που η παγίδευση των ρύπων είναι μεγαλύτερη.

Abstract:

The present diploma thesis investigates the impact of the geometry of the street canyon and the characteristics of the wind field inside the canyon as well as the values and the morphology of the wind at the ground level. This was achieved by applying a finite volume computational methodology, in Cartesian grid, using the SIMPLE method and the k-ε turbulence model.

Initially the characteristics of the wind field of the ventilation of the street canyon were studied with permanent flow (the speed does not change at any point over time). Different street canyons configurations were considered according to the aspect ratio of the leeward building height (H1) and the street width (W) and the aspect ratio of the leeward building and the windward building height (H2). The following cases of ratios H1/W=1 , H1/W=2 and H1/W=0,5 were selected. In the first and third case a main vortex was observed within the street canyon , while in the second case we observed two contra-rotative vortices.

Then ,after obtaining the appropriate results of the various street canyon configurations for the permanent flow, the finite volume computational methodology was applied for the above height ratios, in non-permanent flow field, for many time points, when the speed changes over time. In this case we applied a gust of wind at the entrance of our computational area, namely a steep and brief increase of wind speed above the average value. Thus the effect of the gust on the ventilation of the street canyon was observed. In addition the change of the magnitude of the average speeds and the turbulence were studied, at the top of the street canyon and at the 1/3 of it. It was observed that for several times, when a gust of wind is applied, the rate of the wind ventilation in the street canyon changes significantly. We generally noticed that the mass flow is greater at the upper part of the street canyon. This means that the existing air is renewed by the fresh one, that enters the street canyon. In addition, we conclude that the refresh of the air happens and last for some time after the gust is completed, even in the deepest street canyons, where there are more trapped pollutants.

Περιεχόμενα

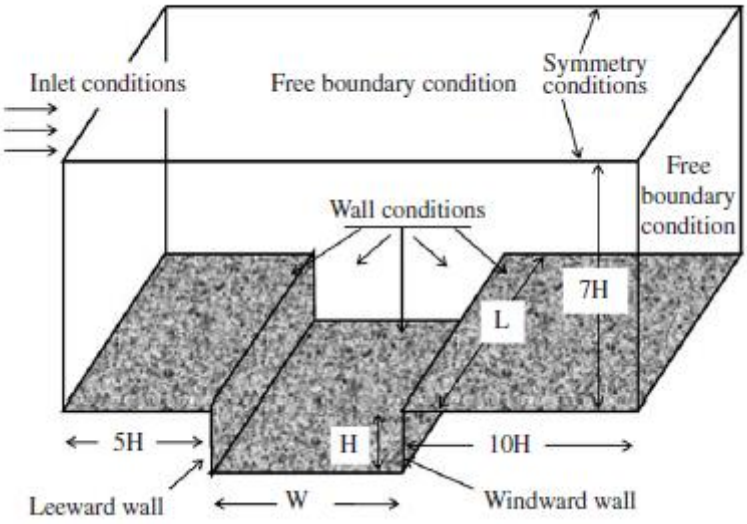
1 Εισαγωγή

Ένας κλάδος της μηχανικής είναι η υπολογιστική ρευστομηχανική. Αντικείμενο της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) είναι η αριθμητική προσομοίωση και η ανάλυση συστημάτων που περιλαμβάνουν ροή ρευστού [**1**], [**2**] . Για να εξαχθεί μια προσεγγιστική λύση αριθμητικά χρησιμοποιείται μία μέθοδος διακριτοποίησης [**3**] ,η οποία προσεγγίζει τις διαφορικές εξισώσεις με ένα σύστημα γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων το οποίο μπορεί να επιλυθεί σε υπολογιστή. Οι προσεγγίσεις αυτές εφαρμόζονται σε μικρές περιοχές στο χώρο ή στο χρόνο και έτσι η αριθμητική λύση δίνει αποτελέσματα σε διακριτά σημεία στο χώρο και το χρόνο. Η δημιουργία υπολογιστικών μεθόδων έχει προφανώς βοηθήσει στην εξοικονόμηση χρόνου καθώς και στην ελαχιστοποίηση του κόστους σε σχέση με τις πειραματικές μελέτες.

Στην περίπτωση μας χρησιμοποιείται μία μεθοδολογία για αριθμητική επίλυση ρευστομηχανικών πεδίων ροής ασυμπίεστων ρευστών, όπως για παράδειγμα η ελεύθερη ροή πάνω από επίπεδη πλάκα, η ροή μέσα σε αγωγούς κ.τ.λ.. Η μεθοδολογία αυτή βασίζεται σε έναν υπολογιστικό κώδικα σε FORTRAN. Τα πεδία ροής που επιλύονται είναι είτε στρωτά είτε τυρβώδη. Επιπλέον είναι δυνατοί υπολογισμοί που παρακολουθούν την χρονική εξέλιξη ενός φαινομένου καθώς και ο υπολογισμός απ’ ευθείας της μόνιμης κατάστασης στην οποία καταλήγει το φαινόμενο.

Ο υπολογιστικός κώδικας αυτός ονομάζεται CAFFCA (Collocated Approach of a Fluid Flow Calculation Algorithm), δημιουργήθηκε στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. και χρησιμοποιείται από τους σπουδαστές του για τη διερεύνηση υπαρκτών προβλημάτων [**4**].

Ένα τέτοιο πρόβλημα αποτελεί η μελέτη της ριπής του ανέμου εντός μίας αστικής χαράδρας με βάση τις κλασικές παραδοχές της κατώτερης ατμόσφαιρας και το μοντέλο τύρβης κ-ε. Αυτό το μοντέλο χρησιμοποιείται για να μελετήσει τις ροές και τις κάθετες ανταλλαγές ρύπων εντός του δρόμου καθώς και πάνω από τις οροφές των κτηρίων. Στην εργασία αυτή δόθηκε σημασία και στην γεωμετρία της χαράδρας. Για την μελέτη των χαρακτηριστικών της ριπής εντός της αστικής χαράδρας χρησιμοποιήθηκαν διατάξεις με διαφορετική αναλογία ύψους ανάντη κτηρίου **(H1,Windward building)** και πλάτους δρόμου **(W)**,καθώς επίσης και διαφορετική αναλογία ύψους ανάντη κτηρίου και κατάντη κτηρίου **(H2,Leeward building)**. Επιλέχθηκαν συγκεκριμένα οι εξής περιπτώσεις αναλογιών H1/W=1 , H1/W=2 και H1/W=0,5. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την εξακρίβωση των αποτελεσμάτων της συγκεκριμένης μελέτης, συγκεντρώθηκαν από την λεπτομερή μελέτη των Meroney et al. (1996) [**5**] και τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν και εξακριβώθηκαν με το δημοσιευμένο άρθρο των Xie et al. (2004) [**6**].



Σχήμα 1.1 Διάταξη αστικής χαράδρας [6]

Η μελέτη αυτή πραγματοποιήθηκε δύο φορές για τις εκάστοτε περιπτώσεις αναλογιών για μόνιμη ροή ταχύτητας στην είσοδο , καθώς και για μη μόνιμη ροή. Στην μόνιμη ροή η ταχύτητα εισόδου του ανέμου στον υπολογιστικό χώρο είναι σταθερή, δηλαδή δεν αλλάζει σε κάθε σημείο με το πέρασμα του χρόνου. Αντίθετα στην μη μόνιμη ροή η ταχύτητα μεταβάλλεται με το χρόνο.
Αρχικά μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά της ριπής στον αερισμό της οδικής χαράδρας με μόνιμο πεδίο ροής (η ταχύτητα δεν αλλάζει σε κάθε σημείο με το χρόνο). Επιλέχθηκαν οι εξής περιπτώσεις αναλογιών H1/W=1 , H1/W=2 και H1/W=0,5. Στην πρώτη και στην τρίτη περίπτωση παρατηρήθηκε μία κύρια δίνη εντός της χαράδρας ,ενώ στην δεύτερη περίπτωση δύο δίνες αντίθετης φοράς.

Στην συνέχεια αφού προέκυψαν τα κατάλληλα αποτελέσματα για τις διάφορες διατάξεις οδικών χαραδρών στη μόνιμη ροή, πραγματοποιήθηκε εφαρμογή της υπολογιστικής μεθοδολογίας των πεπερασμένων όγκων , για τις παραπάνω αναλογίες υψών, με μη μόνιμη πεδίο ροής, δηλαδή για πολλές χρονικές στιγμές, όπου η ταχύτητα αλλάζει με τον χρόνο. Στην περίπτωση αυτή προκαλέσαμε μία ριπή ανέμου στην είσοδο του υπολογιστικού χώρου μας, δηλαδή μία απότομη και σύντομη αύξηση της ταχύτητας του ανέμου πάνω από τη μέση τιμή. Έτσι παρατηρήθηκε η επίδραση της ριπής αυτής στον αερισμό του εσωτερικού της οδικής χαράδρας. Επιπλέον μελετήθηκε η μεταβολή των μεγεθών των μέσων ταχυτήτων και της τύρβης εντός της χαράδρας, τόσο στην κορυφή της όσο και στο 1/3 αυτής. Παρατηρήθηκε ότι για διάφορες ριπές ανέμου ο ρυθμός με τον οποίο ανανεώνεται ο αέρας στη χαράδρα αλλάζει και μάλιστα σημαντικά.

2 Αστικό περιβάλλον και μικροκλίμα

Η περιβαλλοντική ή αλλιώς βιοκλιματική προσέγγιση στον σχεδιασμό στηρίζεται στην κατανόηση των χαρακτηριστικών του κλίματος, τα οποία επίσης, είναι απαραίτητα και για τη βαθιά κατανόηση της έννοιας του αστικού μικροκλίματος που αποτελεί το αντικείμενο της αστικής μετεωρολογίας [**7**]. Το κλίμα σε κάθε περιοχή του πλανήτη περιγράφεται σε τρία επίπεδα, από το γενικό προς το ειδικό και από τη μεγαλύτερη στη μικρότερη κλίμακα. Τα επίπεδα αυτά είναι το μακροκλίμα , το μεσοκλίμα και το μικροκλίμα. Τα δύο πρώτα αναφέρονται κυρίως σε εκτεταμένες περιοχές και επηρεάζονται από μετεωρολογικούς παράγοντες και από την τοπογραφία μιας περιοχής, ενώ το μικροκλίμα που επικρατεί στις πόλεις είναι κυρίως αποτέλεσμα του σχεδιασμού και των δραστηριοτήτων των ανθρώπων που λαμβάνουν χώρα σε αυτές . Οι ορισμοί των τριών παραπάνω επιπέδων είναι οι ακόλουθοι [**8**]:

- Μακροκλίμα: αφορά στα γενικότερα κλιματικά χαρακτηριστικά μιας περιοχής και¬ ορίζεται από κλιματικά δεδομένα όπως η ηλιοφάνεια, ο άνεμος, η θερμοκρασία, οι βροχοπτώσεις κ.ά.

- Μεσοκλίμα: είναι η διαφοροποίηση του μακροκλίματος που οφείλεται στις τοπικές ιδιαιτερότητες μιας περιοχής όπως το ανάγλυφο του εδάφους, η παρουσία κτιρίων, η ύπαρξη βλάστησης κ.ά. Διαφορετικούς τύπους του μεσοκλίματος παρατηρούνται σε πόλεις, παραλιακούς οικισμούς, ορεινούς οικισμούς, δάση κ.ά.

- Μικροκλίμα: αφορά τις συνθήκες που διαμορφώνονται σε μικρές περιοχές λόγω της ακούσιας τροποποίησης των κλιματικών στοιχείων ως αποτέλεσμα των ανθρώπινων παρεμβάσεων, του δομημένου περιβάλλοντος, των γεωργικών καλλιεργειών κ.ά.

Σήμερα οι πόλεις αντιμετωπίζουν πολλά προβλήματα σχετικά με το μικροκλίμα που επικρατεί εντός των διάφορων αστικών υπαίθριων χώρων. Γενικά, το αστικό κλίμα αποτελεί μια παράμετρο η οποία είναι αποτέλεσμα ανθρώπινων παρεμβάσεων και επηρεάζεται κυρίως από τον τρόπο με τον οποίο έχουν αναπτυχθεί οι πόλεις, από τις δραστηριότητες που αυτές φιλοξενούν κ.ά.

ΑΣΤΙΚΗ ΧΑΡΑΔΡΑ

Για τον λόγο αυτό η μελέτη της ροής γύρω από κτίρια έχει μακρά ιστορία και ξεκίνησε στις αρχές του αιώνα με σκοπό τη μελέτη των αεροδυναμικών δυνάμεων που ασκούνται σε μεγάλες κατασκευές. Στη συνέχεια άρχισε να επεκτείνεται και σε μελέτες που έχουν να κάνουν με τις ροές σε οικιστικά περιβάλλοντα και αστικό ιστό. Σημαντική ώθηση σε αυτήν την έρευνα έδωσε η ατμοσφαιρική μόλυνση και η ανάγκη μελέτης της διασποράς των ρυπαντών.

Δεδομένου ότι περισσότερο από το ένα τέταρτο των αστικών περιοχών συνήθως καλύπτεται από δρόμους, ο σχεδιασμός τους διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στη δημιουργία του αστικού κλίματος. Οι αστικές οδοί διαφέρουν ως προς τη γεωμετρία όπως ορίζεται από τους λόγους ύψος/πλάτος (H/W) αλλά και ως προς τον προσανατολισμό των κτηρίων [**9**]. Η αστική χαράδρα σχηματίζεται από δύο τυπικά παράλληλες σειρές κτιρίων που χωρίζονται από έναν δρόμο και αποτελεί μια βασική παράμετρο των σύγχρονων πόλεων, ενώ η γεωμετρία της εκφράζεται και εξαρτάται από το ύψος των κτιρίων (H) και το πλάτος του δρόμου (W) .Σύμφωνα με μελέτες, έχει αποδειχθεί πώς η γεωμετρία και ο προσανατολισμός της αστικής χαράδρας επιδρά σημαντικά στο εσωτερικό και εξωτερικό περιβάλλον καθώς επηρεάζει την ηλιακή ακτινοβολία, τον αστικό αερισμό και τη δυνατότητα ψύξης του αστικού συστήματος με αποτέλεσμα να επηρεάζεται η θερμική άνεση και η κατανάλωση ενέργειας στα κτίρια.

Σχήμα 2.1 Οδική χαράδρα [10]

Η αστική μορφολογία αποτελεί τον ρυθμιστικό παράγοντα των ανεμολογικών συνθηκών στο επίπεδο των πεζών [**11**] . Η αξιολόγηση των ανεμολογικών συνθηκών στο επίπεδο των πεζών (1,5μ.) σε έναν αστικό χώρο γίνεται με τη χρήση προγραμμάτων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics - CFD).Τα CFD έχουν τη δυνατότητα να υπολογίζουν με μεγάλη ακρίβεια τις ανεμολογικές συνθήκες (ταχύτητα, διεύθυνση και ριπές ανέμου) ενός αστικού χώρου.

Η μελέτη του ανέμου σε έναν αστικό χώρο περιλαμβάνει τον καθορισμό των γεωγραφικών συντεταγμένων και την εξέταση του ροδογράμματος ανέμου της περιοχής μελέτης. Έπειτα, πραγματοποιείται λεπτομερής ανάλυση των ανεμολογικών συνθηκών με τη χρήση προγραμμάτων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τις επιθυμητές συνθήκες ανέμου για τον εκάστοτε αστικό χώρο και μελετώνται διάφορες αστικές δομές.

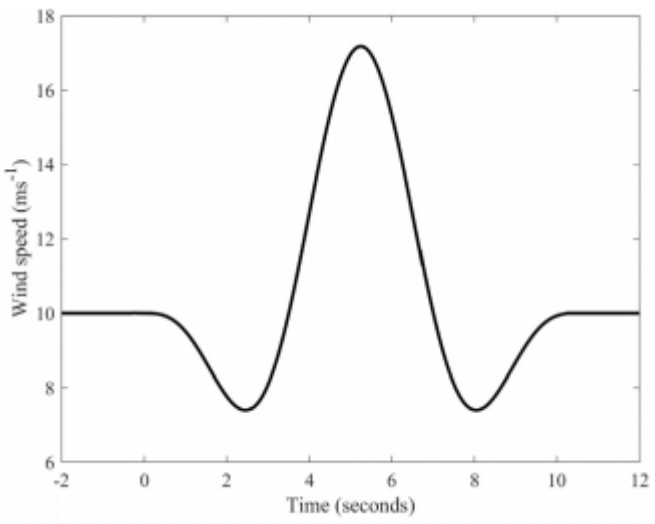
GUST

Ο άνεμος σε ένα αστικό περιβάλλον προφανώς δεν έχει συνεχώς τις ίδιες τιμές ταχύτητας. Πολλές φορές δημιουργούνται ριπές ανέμου. Η ριπή του ανέμου ορίζεται ως μία ξαφνική και σύντομη αύξηση της ταχύτητας του ανέμου πάνω από την μέση τιμή της [**12**]. Μία ριπή ανέμου εκφράζεται μέσω του συντελεστή ριπής (gust factor) G, ο οποίος ορίζεται ως ο λόγος της μέγιστης ταχύτητας του ανέμου (peak wind speed) σε μια συγκεκριμένη χρονική διάρκεια, προς την μέση ταχύτητα ανέμου στην συγκεκριμένη χρονική περίοδο:

$$G = \frac{\widehat{U}}{\overline{U}} \tag{2.1}$$

Όπου $\widehat{U}$ είναι η μέγιστη ταχύτητα του ανέμου και $\overline{U}$ η μέση ταχύτητα ανέμου.
Καθώς προχωράει ο χρόνος σε μια συγκεκριμένη χρονική περίοδο που εξετάζουμε η ταχύτητα κάνει μία μεταβολή. Στην συγκεκριμένη μελέτη το αριθμητικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για την μεταβολή της ταχύτητα με τον χρόνο ήταν από το δημοσιευμένο άρθρο των Rakib et. Al [**13**]. Η μεταβολή αυτή γίνεται με βάση την παρακάτω εξίσωση:

$$V(t) = \begin{cases} V(z) - 0{,}37V_{gustN} \sin\left(\frac{3\pi t}{T}\right) \left(1 - cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\right) & 0 \le t \le T \\ V(z) & t < 0\,, \quad t > T \end{cases} \tag{2.2}$$



Σχήμα 2.2 Ταχύτητα ανέμου συναρτήσει του χρόνου [13]

όπου V(z) είναι η μέση ταχύτητα του ανέμου όσο ανεβαίνουμε από το έδαφος, N η περίοδος , V_{gustN} είναι το εύρος της ριπής για συγκεκριμένη περίοδο N χρόνων.

Το VgustN υπολογίζεται με βάση τις παρακάτω εξισώσεις (2.3),(2.4), (2.5) .

$$V_{gustN} = \beta\left(\frac{\sigma_1}{1 + 0.1\left(\frac{D}{\Lambda_1}\right)}\right) \tag{2.3}$$

$$\Lambda_1 = \begin{cases} 0.7Z_{hub} & ,when\ Z_{hub} < 30m \\ 21m & ,when\ Z_{hub} \geq 30m \end{cases} \tag{2.4}$$

$$\sigma_1 = I_{15}((15 + \alpha V_{hub})/a + 1) \tag{2.5}$$

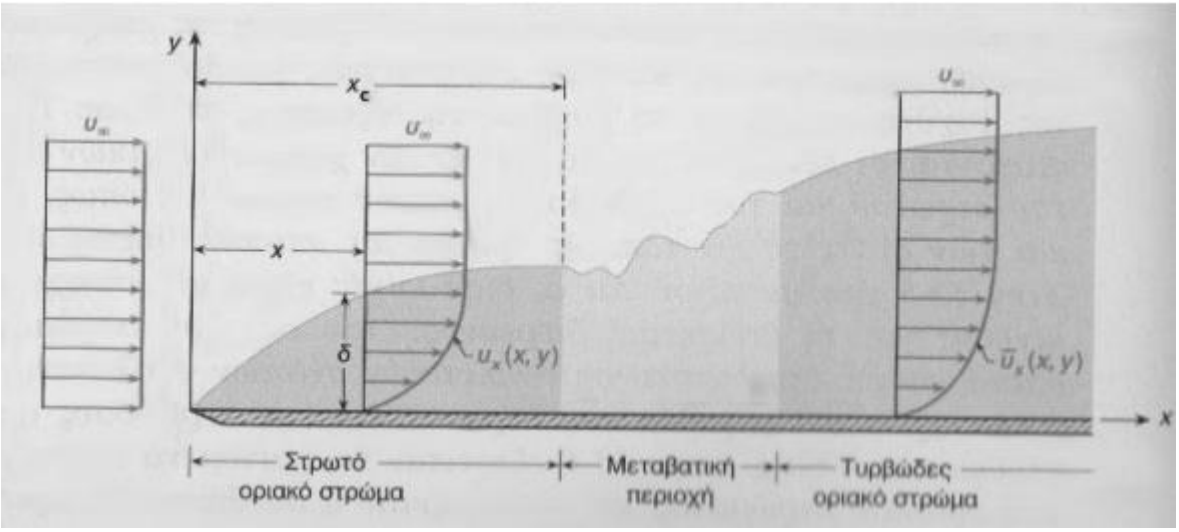
Όπου η ταχύτητα V_{hub} ορίζεται ως ο μέσος όρος των ταχυτήτων.

3 Οριακό στρώμα

3.1 Η έννοια του οριακού στρώματος

Το οριακό στρώμα επινοήθηκε για πρώτη φορά από τον Prandtl το 1904. Με την επινόηση αυτή, ο Prandtl κατάφερε να συνδέσει την άτριβη ροή με τη ροή πραγματικών ρευστών. Συγκεκριμένα, κατά τον Prandtl, στην περίπτωση κίνησης ρευστών μικρού σχετικά ιξώδους πάνω από στερεά, η επίδραση της εσωτερικής τριβής περιορίζεται μόνο σε ένα πολύ λεπτό στρώμα ρευστού που βρίσκεται κοντά στην επιφάνεια του στερεού, το οποίο είναι γνωστό ως οριακό στρώμα (σε συντομογραφία ΟΣ). Έτσι, το πεδίο ροής μπορεί να χωριστεί σε δύο διακριτές περιοχές, το οριακό στρώμα και την περιοχή εκτός του ΟΣ, στην οποία το ιξώδες παύει να αποτελεί σημαντικό παράγοντα στη διαμόρφωση της ροής [**14**].

Στο Σχήμα 1-1 απεικονίζεται η ανάπτυξη οριακού στρώματος πάνω από στερεή επίπεδη επιφάνεια, η οποία είναι τοποθετημένη παράλληλα προς τη διεύθυνση ροής ενός ιξώδους ρευστού. Το ρευστό προσεγγίζει την πλάκα (στη θέση x = 0) με ομοιόμορφη ταχύτητα u_∞. Επάνω στη στερεή επιφάνεια η ταχύτητα του ρευστού είναι μηδενική, όπως απαιτείται από τη συνθήκη μη ολίσθησης. Σε κάποια απόσταση από την επιφάνεια η ταχύτητα αποκτά σταθερή τιμή u_∞. Η περιοχή του πεδίου ροής που ορίζεται από τις δύο αυτές οριακές τιμές της ταχύτητας (0 και u_∞) είναι το οριακό στρώμα. Η ανάπτυξη οριακού στρώματος συνεπάγεται την εμφάνιση ανομοιόμορφης κατανομής της ταχύτητας και συνακόλουθα την εμφάνιση διατμητικών τάσεων.



Σχήμα 3.1 Οριακό στρώμα επίπεδης πλάκας [14]

3.2 Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα

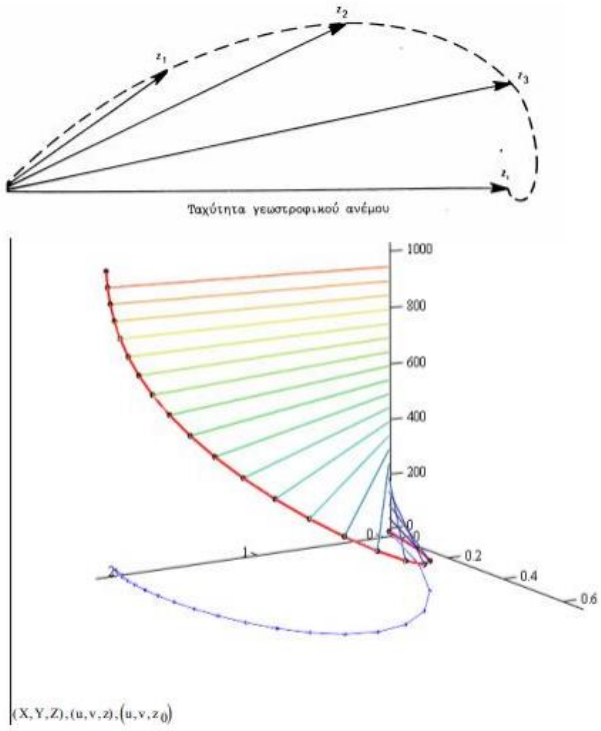
Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα (ΑΟΣ) είναι το χαμηλότερο τμήμα της ατμόσφαιρας το οποίο είναι σε άμεση επαφή με την επιφάνεια της Γης. Το στρώμα αυτό, προφανώς επηρεάζεται πολύ από τις δυνάμεις τριβής που αναπτύσσονται. Οι μεταβολές που συμβαίνουν μέσα στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα της Γής (ΑΟΣ) προκαλούνται από τις δυνάμεις τριβής, την εξάτμιση, την μεταφορά θερμότητας, τις εκπομπές αέριων και στερεών ρύπων, καθώς επίσης και από την τοπογραφία της περιοχής (πχ πεδιάδα, χαμηλοί λόφοι, βουνά, κλπ) [**15**], [**16**].

3.2.1 Δομή του ΑΟΣ

Το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα χωρίζεται σε δύο υπό-περιοχές [**17**]:

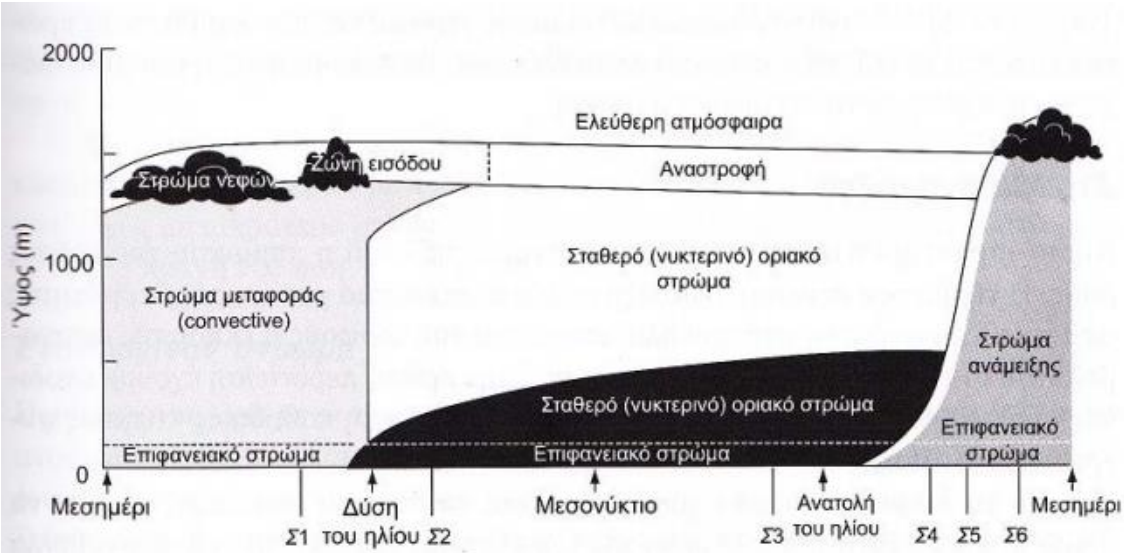
α) Το στρωτό οριακό υπόστρωμα, που έχει πάχος μόλις μερικά χιλιοστά και βρίσκεται σε άμεση επαφή με την επιφάνεια του εδάφους. Εκεί ο αέρας προσκολλάται σε όλες τις επιφάνειες του στερεού ορίου.

β) Το τυρβώδες οριακό στρώμα, που βρίσκεται πάνω από το στρωτό οριακό υπόστρωμα και η τύρβη που παράγεται εκεί οφείλεται περισσότερο σε μηχανικά παρά σε θερμικά αίτια. Το τυρβώδες οριακό στρώμα με τη σειρά του χωρίζεται σε δύο υποστρώματα, το επιφανειακό (εσωτερικό) στρώμα και το στρώμα Ekman (εξωτερικό) .



Σχήμα 3.2 Προβολή διανύσματος ταχυτήτων της σπείρας Ekman στο έδαφος (επίπεδο u,v) (πάνω) και Σπείρα μεταβολής των ταχυτήτων Ekman στον χώρο (u,v,z) (κάτω) [18], [19]

Μέσα στο ΑΟΣ της Γης κυριαρχεί η τυρβώδης ροή. Αυτό επιτρέπει στο ΑΟΣ να ανταποκρίνεται σχετικά γρήγορα σε κάθε μεταβολή που πραγματοποιείται στην επιφάνεια της Γης. Λόγω της επίδρασης του ανάγλυφου, ο άνεμος μέσα στο ΑΟΣ στρέφεται από τις υψηλές προς τις χαμηλές πιέσεις, ενώ πάνω από το ΑΟΣ πνέει παράλληλα προς τις ισοβαρείς. Η στροφή αυτή του ανέμου εντός του ΑΟΣ δημιουργεί μια σπειροειδή κίνηση γνωστή και ως σπείρα Eckman. Το ύψος στο οποίο ο άνεμος σταματάει να στρέφεται, θεωρείται ως το μέγιστο ύψος του ΑΟΣ της Γης. Πάνω δε από τους ωκεανούς, το ύψος του ΑΟΣ μεταβάλλεται πιο αργά, τόσο τοπικά όσο και χρονικά.



Σχήμα 3.3 Ημερήσια μεταβολή του ύψους του ΟΣ και απεικόνιση των τμημάτων του [πηγή: Η Ατμόσφαιρα της Γης- Το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα, Ανώτατο Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Πειραιά Τεχνολογικού Τομέα] [20]

3.2.2 Τύποι Ροής στο οριακό στρώμα

Εντός του οριακού στρώματος εντοπίζονται τρεις τύποι ροής [**17**]:

1) Στρωτή Ροή: Πρόκειται για την πιο απλή μορφή ροής κατά την οποία τα σωματίδια του ρευστού ακολουθούν συγκεκριμένη πορεία και το καθένα λαμβάνει τη θέση του προηγούμενου. Σε αυτόν τον τύπο ροής, οι δυνάμεις συνεκτικότητας είναι μεγαλύτερες από τις δυνάμεις αδράνειας.

2) Μεταβατική Περιοχή: Σε αυτή την περιοχή, τα σωματίδια του ρευστού δεν ακολουθούν πια συγκεκριμένη πορεία όπως πριν και σταδιακά αναπτύσσουν άτακτες τροχιές.

3) Τυρβώδης Ροή: Σε αυτόν τον τύπο ροής, τα σωματίδια του ρευστού κινούνται ακανόνιστα με πιο μεγάλη ένταση σε σχέση με την μεταβατική περιοχή. Χαρακτηρίζεται από χαώδεις ή τυχαίες μεταβολές του πεδίου ροής. Κύριο χαρακτηριστικό της ροής αυτής είναι η ανάπτυξη στροβίλων διαφόρων μεγεθών και εντάσεων. Μάλιστα, σε αυτόν τον τύπο ροής εμφανίζεται και το φαινόμενο της αποκόλλησης (το ρευστό αποκολλάται από το σώμα), που έχει ως συνέπεια την εμφάνιση δίνης, την ανάμειξη ρευστού και τελικά την αύξηση του πάχους του οριακού στρώματος.Η ταχύτητα του ρευστού εκτός του οριακού στρώματος είναι μεγαλύτερη απ'ό,τι εντός, με αποτέλεσμα οι δυνάμεις τριβής να μην μπορούν να κατευνάσουν τις διαταραχές που δημιουργούνται από την αύξηση των δυνάμεων αδράνειας και αυτό οδηγεί στην εμφάνιση τύρβης. Η βασική παράμετρος που καθορίζει τους διάφορους τύπους ροής στο οριακό στρώμα είναι ο αριθμός Reynolds (Re), που δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$Re = uLv \tag{3.2.1}$$

όπου u: η χαρακτηριστική ταχύτητα, L: το χαρακτηριστικό μήκος, ν: το κινηματικό ιξώδες του ρευστού (ν = μ/ρ). Η στρωτή ροή χαρακτηρίζεται από μικρό αριθμό Re ,ενώ η τυρβώδης ροή από μεγάλο αριθμό Re. Στην πράξη, η μετατροπή της ροής από στρωτή σε τυρβώδη, θεωρείται ότι συμβαίνει όταν ο αριθμός Re υπερβεί μία κρίσιμη τιμή που ονομάζεται κρίσιμος τοπικός αριθμός Reynolds.

3.2.3 Μέση ταχύτητα

Το 1949 ο Sutton [**21**] ανέπτυξε τον λογαριθμικό νόμο όπου, η μέση ταχύτητα εκφράζεται από την σχέση:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{3.2.2}$$

Όπου $\bar{u}$ η μέση ταχύτητα του ανέμου στο ύψος z, u_* η ταχύτητα τριβής, k η σταθερά von Karman με τιμή 0.41 και z_0το μήκος τραχύτητας του εδάφους.

Το ύψος τραχύτητας z_0 είναι ένας διορθωτικός όρος ο οποίος μετρά την επίδραση της τραχύτητας της επιφάνειας στη ροή του ανέμου και κυμαίνεται μεταξύ του 1/10 και 1/30 του μέσου ύψους των στοιχείων τραχύτητας του εδάφους. Το μήκος τραχύτητας υπολογίζεται πάνω από το επίπεδο μηδενικής μετατόπισης και είναι το ύψος όπου λαμβάνουν χώρα μερικές διεργασίες της ροής αλλά η μέση ταχύτητα της ροής είναι μηδενική. Το μήκος τραχύτητας συσχετίζεται, αλλά δεν είναι ισοδύναμο, με το ύψος των στοιχείων τραχύτητας της επιφάνειας. Συγκεκριμένα, εξαρτάται τόσο από το σχήμα όσο και από την πυκνότητα κατανομής των στοιχείων τραχύτητας.

Η ταχύτητα τριβής u_* ορίζεται από την σχέση:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} \tag{3.2.3}$$

όπουτ_s η διατμητική τάση που ασκεί στο έδαφος η κίνηση της αέριας μάζας ως προς αυτό και ρ η πυκνότητα του αέρα.

Ο λογαριθμικός νόμος ισχύει για ουδέτερη κατάσταση ατμόσφαιρας όμως μπορεί να γενικευτεί για διάφορες καταστάσεις ευστάθειας, συναρτήσει μιας παραμέτρου ευστάθειας L, του μήκους Monin-Obukhov. Επίσης υπάρχουν διάφορες άλλες παραλλαγές που υπολογίζουν την επίδραση της δύναμης Coriolis για πιο μεγάλα ύψη, βάσει της παραμέτρου Coriolis που εξαρτάται από την ταχύτητα περιστροφής της γης και από το γεωγραφικό πλάτος.

3.2.4 Η Έννοια της Τύρβης

Στη μηχανική ρευστών τυρβώδης ροή, ή στροβιλώδης ροή ονομάζεται το συγκεκριμένο είδος ροής των ρευστών που χαρακτηρίζεται από χαώδεις ή τυχαίες μεταβολές του πεδίου ροής αυτών. Δηλαδή οι μεταβλητές του πεδίου ροής ενός ρευστού, πίεση και ταχύτητα, μεταβάλλονται απότομα και τυχαία για κάθε σημείο του χώρου που καταλαμβάνει το πεδίο ροής και κατά τη χρονική εξέλιξη του φαινομένου.

Τα χαρακτηριστικά της τύρβης , παρουσιάζονται ως εξής [**22**]:

• **Αταξία (μη γραμμική).** Είναι από τα πιο σημαντικά χαρακτηριστικά. Αυτό σημαίνει ότι ο υπολογισμός του ροϊκού πεδίου με βάση τις εξισώσεις Navier-Stokes είναι πολύ δύσκολος. Έτσι καταφεύγουμε στη βοήθεια της στατιστικής ανάλυσης.

• **Διαχυτότητα.** Μέσω της χαοτικής κίνησης παρατηρείται έντονη ανάμειξη και αυξημένες τυρβώδεις εγκάρσιες ροές ορμής, θερμότητας και μάζας. Ο υπολογισμός αυτών των ροών είναι ο βασικός στόχος σε όλα σχεδόν τα τεχνικά προβλήματα.

• **Μεγάλος αριθμός Reynolds.** Όλες οι τυρβώδεις ροές εμφανίζονται σε μεγάλους αριθμούς Re. Αυτό σημαίνει ότι η τυρβώδης ροή είναι αποτέλεσμα δυναμικής αστάθειας των παραπάνω εξισώσεων.
• Οι τρισδιάστατες διακυμάνσεις στροβιλότητας. Η τύρβη είναι πάντα τρισδιάστατη, έστω και αν το πεδίο ροής είναι κατά βάση μονοδιάστατο ή δισδιάστατο. Η στροβιλότητα παίζει σημαντικό ρόλο στη δυναμική αστάθεια της ροής.

• **Εκφυλισμός ή απορρόφηση της Τυρβώδους Κινητικής Ενέργειας (TKE, Turbulence Kinetic Energy).** Όπως το ιξώδες επενεργεί διαχυτικά, με το να μετατρέπει κινητική ενέργεια σε θερμότητα, το ίδιο παρατηρείται με την τύρβη. Αν η ροή δεν τροφοδοτείται συνεχώς με μηχανική ενέργεια, η ενέργεια της τύρβης εκφυλίζεται και στο τέλος μετατρέπεται σε θερμότητα, με επακόλουθο την εξαφάνιση της τύρβης.

• **Συνεχές πεδίο ροής.** Η τύρβη είναι χαρακτηριστικό του πεδίου ροής και η μικρότερη κλίμακα τύρβης είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτήν της μοριακής δομής του ρευστού.

• **Χαρακτηριστική ιδιότητα της ροής.** Η τύρβη είναι χαρακτηριστική ιδιότητα της ροής και όχι του ρευστού και εμφανίζεται μόνον όταν υπάρχουν μη μηδενικές ταχύτητες στο ρευστό, δηλαδή, όταν υπάρχει ροή υπό συγκεκριμένες συνθήκες.

4 Μαθηματικό Μοντέλο

4.1 Γενικά

Ένας κλάδος της μηχανικής είναι η υπολογιστική ρευστομηχανική. Αντικείμενο της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD) είναι η ανάλυση συστημάτων που περιλαμβάνουν ροή ρευστού. Για να εξαχθεί μια προσεγγιστική λύση αριθμητικά χρησιμοποιείται μία μέθοδος διακριτοποίησης ,η οποία προσεγγίζει τις διαφορικές εξισώσεις με ένα σύστημα γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων το οποίο μπορεί να επιλυθεί σε υπολογιστή. Οι προσεγγίσεις αυτές εφαρμόζονται σε μικρές περιοχές στο χώρο ή στο χρόνο και έτσι η αριθμητική λύση δίνει αποτελέσματα σε διακριτά σημεία στο χώρο και το χρόνο. Η δημιουργία υπολογιστικών μεθόδων έχει προφανώς βοηθήσει στην εξοικονόμηση χρόνου καθώς και στην ελαχιστοποίηση του κόστους σε σχέση με τις πειραματικές μελέτες. Οι λόγοι της διαδεδομένης χρήσης των CFD επίσης είναι το εύχρηστο περιβάλλον τους, η εύκολη πρόσβαση σε αυτό, και φυσικά η ικανοποιητική ακρίβεια των αποτελεσμάτων που παρέχουν.

4.2 Εξισώσεις RANS

Η κίνηση των ρευστών, τυρβώδη ή μη, διέπεται από τις γνωστές εξισώσεις Navier – Stokes [**23**], που παίρνουν την μορφή:

Εξίσωση συνέχειας:

$$\frac{\theta\rho}{\theta t} + \frac{\theta(\rho u_i)}{\theta x_i} = 0 \qquad (4.2.1)$$

Εξίσωση ορμής:

$$\frac{\theta(\rho u_i)}{\theta t} + \frac{\theta(\rho u_i u_j)}{\theta x_j} = -\frac{\theta P}{\theta x_i} + \frac{\theta}{\theta x_j}\left[\mu\left(\frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{\theta u_j}{\theta x_i}\right) - \delta_{ij}\frac{2}{3}\mu\nabla\vec{u}\right] \qquad (4.2.2)$$

Το αριστερό μέρος της εξίσωσης της ορμής εκφράζει τον ρυθμό μεταβολής της ορμής (ρu_i) ανά μονάδα όγκου ρευστού πάνω στη τροχιά κίνησης ενός στοιχειώδους σωματιδίου ρευστού που κινείται σύμφωνα με τις ταχύτητες u_j (Lagrangian θεώρηση). Στο δεξί μέρος της ίδιας εξίσωσης εμπεριέχονται όλες οι δυνάμεις ανά μονάδα όγκου ρευστού που ασκούνται πάνω σε αυτό το στοιχειώδες σωματίδιο. Συγκεκριμένα διακρίνεται η πρόσδοση ορμής λόγω της επίδρασης της πίεσης (P) καθώς και η διάχυση ορμής λόγω μοριακών ανταλλαγών του στοιχειώδους ρευστού με τα γειτονικά του, η οποία εξαρτάται άμεσα από την δυναμική συνεκτικότητα του ρευστού (μ). Ανάλογα με το εκάστοτε πρόβλημα, στο δεξί μέλος εμφανίζονται δυνάμεις βαρύτητας, δυνάμεις άνωσης σε περίπτωσης μεταβολής της πυκνότητας, δυνάμεις Coriolis για ροές όπου υπάρχει περιστρεφόμενο σύστημα συντεταγμένων κ.τ.λ. [**18**], [**17**]

Στις τυρβώδεις ροές, η αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes απαιτεί μεγάλο υπολογιστικό πλέγμα (πυκνές διακριτοποιήσεις στο χώρο και το χρόνο).

Υποθέτουμε ότι σε τυρβώδεις ροές όλα τα στιγμιαία μεγέθη μπορούν να αναλυθούν στο άθροισμα δύο χρονικών συνιστωσών, μίας μέση χρονικής τιμής και μίας διακύμανσης, με τη διακύμανση να έχει

μηδενική μέση χρονική τιμή [**24**]. Η ολοκλήρωση γίνεται για κάποιο χρονικό διάστημα Τ και όλα τα μεγέθη που προκύπτουν περιγράφουν μεταβολές του πεδίου σε χρονικές κλίμακες τουλάχιστο μεγαλύτερες από Τ.

$$u_i = \overline{u_i} + u_i' \ , \ \overline{u_i'} = 0 \tag{4.2.3}$$

$$P_i = \overline{P_i} + P_i' \ , \ \overline{P_i'} = 0 \tag{4.2.4}$$

όπου με (¯) συμβολίζεται η μέση χρονική τιμή και με (‘) η διακύμανση.

Η μέση τιμή των διακυμάνσεων είναι μηδενική.

Η μέση τιμή αναφέρεται στη χρονικά μέση τιμή, η οποία ορίζεται ως:

$$\overline{u_i} = \int_t^{t+T} u_i \, dt \tag{4.2.5}$$

Οπότε, οι εξισώσεις RANS συνέχειας και ορμής (4.2.1) και(4.2.2) γίνονται:

$$\frac{\theta \rho}{\theta t} + \frac{\theta(\rho \overline{u_i})}{\theta x_i} = 0 \tag{4.2.6}$$

$$\frac{\theta(\rho \overline{u_i})}{\theta t} + \frac{\theta(\rho \overline{u_i}\,\overline{u_j})}{\theta x_j} = -\frac{\theta \overline{P}}{\theta x_i} + \frac{\theta}{\theta x_j}\left[\mu_{reff}\left(\frac{\theta \overline{u_i}}{\theta x_j} + \frac{\theta \overline{u_j}}{\theta x_i}\right) - \rho \overline{u_i{}' u_j{}'}\right] \tag{4.2.7}$$

Οι εξισώσεις αυτές είναι ίδιες με τις αρχικές εξισώσεις Navier-Stokes, με τη διαφορά ότι αφορούν μέσες τιμές ποσοτήτων και έχουν ακόμα έναν όρο στο τέλος που προκύπτει από στατιστικά μεγέθη διαταραχών. Τα μεγέθη αυτά ονομάζονται τυρβώδεις διατμητικές τάσεις ή αλλιώς τάσεις Reynolds. Βασίζονται στην υπόθεση Boussinesq για την τυρβώδη συνεκτικότητα μ_t , που συνδέει τις τάσεις Reynolds με τις κλίσεις ταχυτήτων του μέσου πεδίου, όπως φαίνεται παρακάτω:

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\theta \overline{u_i}}{\theta x_j} + \frac{\theta \overline{u_j}}{\theta x_i}\right) - \frac{2}{3}\rho \delta_{ij} k \tag{4.2.8}$$

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_j'} \tag{4.2.9}$$

4.3 Μοντέλο τύρβης k-ε

Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας επιλύονται, όπως περιγράφτηκε προηγουμένως, οι εξισώσεις RANS για τη χρονικά αμετάβλητη, ασυμπίεστη, τυρβώδη ροή αέρα. Το πιο ευρέως διαδεδομένο μοντέλο για τον προσδιορισμό της τυρβώδους συνεκτικότητας, είναι το μοντέλο k-ε. Πρόκειται για μοντέλο που χρησιμοποιείται ρητά σε περιπτώσεις πλήρως τυρβώδους ροής (μεγάλος αριθμός Reynolds).

Οι δύο διαφορικές εξισώσεις που επιλύονται πρώτα, αφορούν όπως μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτό, την τυρβώδη κινητική ενέργεια k και το ρυθμό καταστροφής της ε :

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_j'} \tag{4.3.1}$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\theta u_i'}{\theta x_j} + \frac{\theta u_j'}{\theta x_i}\right)\frac{\theta u_j'}{\theta x_i}} \approx \nu \overline{\left(\frac{\theta u_i'}{\theta x_j}\right)^2} \tag{4.3.2}$$

Η τυρβώδης συνεκτικότητα μ_t υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{4.3.3}$$

όπου C_μ = 0,09 (συνήθως).

Μετασχηματίζοντας τις εξισώσεις RANS (4.2.1) και (4.2.2) με χρήση των k, ε και κάποιες παραδοχές, προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις:

$$\frac{\theta(\rho k)}{\theta t} + \frac{\theta(\rho \bar{u}_j k)}{\theta x_j} = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\theta \bar{u}_i}{\theta x_j} + \frac{\theta}{\theta x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa}\right)\frac{\theta k}{\theta x_j}\right] - \rho\varepsilon \tag{4.3.4}$$

$$\frac{\theta(\rho \varepsilon)}{\theta t} + \frac{\theta(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\theta x_j} = C_1 \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\theta \bar{u}_i}{\theta x_j} + \frac{\theta}{\theta x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\theta \varepsilon}{\theta x_j}\right] - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{4.3.5}$$

όπου C_1, C_2, σ_κ, σ_ε είναι σταθερές με επικρατέστερες στην βιβλιογραφία τιμές σ_κ=1.0, σ_ε=1.3, C_1=1.44, C_2,=1.92

Οι όροι στις παραπάνω εξισώσεις εκφράζουν αντίστοιχα: ρυθμό αλλαγής (μηδενικός για μόνιμη ροή), μεταφορά με συναγωγή, μεταφορά με διάχυση, ρυθμό παραγωγής και ρυθμό καταστροφής ή απορρόφησης.

4.4 Προφίλ πλήρους ανεπτυγμένου οριακού στρώματος

Σε όλες σχεδόν τις προσομοιώσεις για το κατώτερο τμήμα του ΑΟΣ με μεθόδους CFD, απαιτείται ακριβής περιγραφή της ροής κοντά στην επιφάνεια του εδάφους. Σε τέτοιες περιπτώσεις, εάν η ταχύτητα του τοιχώματος εκφράζεται από μια ισοδύναμη ταχύτητα κόκκων άμμου, ks, στις συναρτήσεις τοιχώματος, πρέπει να ικανοποιηθούν ταυτόχρονα τέσσερις απαιτήσεις [**25**].

Το σύνολο των απαιτήσεων αυτών έχει προκύψει από διάφορες πηγές, όπως βιβλιογραφία και εγχειρίδια λογισμικού Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής. [**26**] [**27**] [**28**] [**29**]

- Επαρκώς υψηλή ανάλυση υπολογιστικού πλέγματος στην κατακόρυφη κατεύθυνση κοντά στον πυθμένα του υπολογιστικού πεδίου (π.χ. ύψος πρώτης υπολογιστικής κυψέλης < 1 m).
- Οριζόντια ομοιογενής ροή ΑΟΣ στην ανάντη και κατάντη περιοχή του υπολογιστικού πεδίου.
- Απόσταση z από το κεντρικό σημείο P της υπολογιστικής κυψέλης δίπλα στο στερεό όριο (κάτω μέρος), μεγαλύτερη από την ισοδύναμη ταχύτητα κόκκων άμμου k_s του εδάφους ($z_p > k_s$)
- Γνώση της σχέσης μεταξύ της ισοδύναμης ταχύτητας κόκκων άμμου k_s και του αντίστοιχου ύψους ταχύτητας του εδάφους z_0.

Η πρώτη απαίτηση είναι σημαντική για όλες τις υπολογιστικές μελέτες της ροής κοντά στην επιφάνεια της Γης. Η δεύτερη συνεπάγεται τη χρήση εμπειρικών πληροφοριών σχετικά με την ταχύτητα του εδάφους

στην προσομοίωση για την αποτροπή των διακυμάνσεων της ροής στο ρεύμα ανάντη και κατάντη του υπολογιστικού πεδίου, δηλαδή εκτός της κύριας διαταραχής του πεδίου ροής από τα διαμορφωμένα εμπόδια [**25**] ,το οποίο απαιτεί τη χρήση των συναρτήσεων τοιχώματος. Η τρίτη απαίτηση μας δείχνει ότι δεν υπάρχει κάποιο φυσικό νόημα στην ύπαρξη υπολογιστικών κυψελών με κέντρο εντός της ισοδύναμης τραχύτητας κόκκων άμμου *ks* .Αυτή η απαίτηση αναφέρεται από διάφορους εμπορικούς κώδικες CFD, όπως οι Fluent 6.2 και Ansys CFX 10.0 [**28**] [**29**].Η τέταρτη απαίτηση αφορά μία σχέση που προκύπτει από την αντιστοίχιση του ύψους τραχύτητας του εδάφους με τη συνάρτηση τοιχώματος που χρησιμοποιούν αρκετοί εμπορικοί κώδικες CFD.

Και οι τέσσερις απαιτήσεις θα πρέπει να ικανοποιούνται τόσο στην ανάντη, όσο και στην κατάντη περιοχή του υπολογιστικού πεδίου. Στο κεντρικό τμήμα αρκεί να τηρούνται μόνο η πρώτη και η τρίτη απαίτηση. Γενικά, βέβαια, δεν είναι δυνατό να ικανοποιούνται ταυτόχρονα και οι τέσσερις απαιτήσεις.

4.4.1 Η προσέγγιση των Richard-Hoxey

Για μόνιμη, δισδιάστατη ροή ασυμπίεστου ρευστού, η μοντελοποίηση του ΑΟΣ με τη χρήση του μοντέλου τύρβης k-ε για την ύπαρξη ομογενούς ροής προϋποθέτει τις εξής παραδοχές:

- Η κατακόρυφη ταχύτητα είναι μηδενική
- Η πίεση είναι σταθερή τόσο στην κάθετη όσο και στη οριζόντια διεύθυνση
- Η διατμητική τάση, , είναι σταθερή κατά μήκος του ορίου, δηλαδή:

$$(\mu_t + \mu_l)\frac{\theta_u}{\theta_z} = \tau_0 = \rho u_*^2 \tag{4.4.1}$$

όπου μ_t η τυρβώδης συνεκτικότητα, ρ η πυκνότητα του αέρα και u_* η ταχύτητα τριβής.

- Η τυρβώδης κινητική ενέργεια k και ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ε, ικανοποιούν τις αντίστοιχες εξισώσεις διατήρησης, που γράφονται:

$$\frac{\theta}{\theta_z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\kappa}\frac{\theta k}{\theta z}\right) + G_k\frac{\varepsilon}{k} - \rho\varepsilon = 0 \tag{4.4.2}$$

$$\frac{\theta}{\theta_z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\theta \varepsilon}{\theta z}\right) + G_{\varepsilon 1}G_k\frac{\varepsilon}{k} - G_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} = 0 \tag{4.4.3}$$

όπου η παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας δίνεται από τη σχέση:

$$G_k = \mu_t\left(\frac{\theta u}{\theta z}\right)^2 \tag{4.4.4}$$

Ενώ η τυρβώδης συνεκτικότητα ορίζεται ως:

$$\mu_t = \rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{4.4.5}$$

όπου σ_κ, σ_ε, *C1, C2* σταθερές οι οποίες συνήθως λαμβάνουν τις τιμές 1.0, 1.3, 1.44, 1.92 και 0.09 αντίστοιχα.

Οι Richards και Hoxey [**26**] πρότειναν ότι οι παραπάνω εξισώσεις μπορούν να ικανοποιηθούν από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$u = \frac{u_*}{k} = \ln\left(\frac{z + z_0}{z_0}\right) \tag{4.4.6}$$

$$k = \frac{{u_*}^2}{\sqrt{C_\mu}} \tag{4.4.7}$$

$$\varepsilon = \frac{{u_*}^3}{\kappa(z + z_0)} \tag{4.4.8}$$

όπου κ είναι η σταθερά von Karman και z_0 το ύψος τραχύτητας του εδάφους. Οι παραπάνω εξισώσεις αυτόματα ικανοποιούν την εξίσωση (4.13) αλλά ικανοποιούν την (4.14) μόνο αν:

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\kappa^2}{(G_{\varepsilon 2} - G_{\varepsilon 1})\sqrt{C_\mu}} \tag{4.4.9}$$

,η οποία δίνει τιμή $\sigma_\varepsilon = 1.11$ όταν κ=0.4.

4.4.2 Οριακές συνθήκες

Όποιο μοντέλο τύρβης και αν χρησιμοποιούμε, είναι δύσκολο να προσδιοριστεί κατάλληλα η οριακή συνθήκη του εδάφους. Οι δυνατότητες που έχουν αναπτυχθεί έως τώρα με το CFD δεν είναι επαρκείς για την πλήρη επίλυση της περιοχής κοντά στο έδαφος. Σημαντική, όμως, κρίνεται η χρήση συναρτήσεων κοντά στο τοίχωμα, εξαιτίας της σημασίας της τραχύτητας της επιφάνειας και των υψηλών αριθμών Reynolds που σχετίζονται με τη ροή ΑΟΣ. Οι συναρτήσεις τοιχώματος στους κώδικες CFD βασίζονται γενικά στην καθολική κατανομή ταχύτητας (νόμος του τοίχου) που μπορεί να τροποποιηθεί για τις επιπτώσεις των τραχιών επιφανειών. Στόχος είναι να εκτιμηθεί η διατμητική τάση στον τοίχο χρησιμοποιώντας την εφαπτόμενη ταχύτητα της ροής. [**18**] Προσπαθώντας να βελτιώσουν τη συνοχή μεταξύ των προφίλ εισόδου της ροής και των οριακών συνθηκών εδάφους, οι ερευνητές χρησιμοποίησαν δύο διαφορετικές προσεγγίσεις. Οι Hargreaves και Wright [**30**] τροποποίησαν το μοντέλο για τη συνάρτηση τοιχώματος που χρησιμοποιήθηκε στο έδαφος, ακολουθώντας τη μελέτη των Richards και Hoxey [**26**], ώστε να παρουσιάζει μια πιο συνεπή μορφή με τα προφίλ εισόδου της ροής. Άλλοι ερευνητές προσδιόρισαν μια γενικότερη λύση στις προσεγγιστικές εξισώσεις, που τους επέτρεψε να εισάγουν περισσότερες πληροφορίες στα προφίλ εισόδου της ροής, προκειμένου να συνάδουν περισσότερο με το υπάρχον μοντέλο συνάρτησης τοιχώματος που χρησιμοποιείται στο όριο. Σε μοντέλα μετεωρολογίας συχνά επιλύεται ένα μονοδιάστατο μοντέλο για τον προσδιορισμό του προφίλ εισόδου της ροής, αντί να γίνεται χρήση κάποιας από τις παραπάνω προσεγγίσεις. Παρόμοια τεχνική έχει επίσης προταθεί από τον Blocken et al. [**25**]. Ο λόγος που προκρίνεται αυτή η προσέγγιση είναι ότι τα αναπτυσσόμενα προφίλ είναι συμβατά με τις οριακές συνθήκες του εδάφους. Ακόμα, το μονοδιάστατο μοντέλο μπορεί να εφαρμοστεί ανεξάρτητα από το μοντέλο συνάρτησης τοιχώματος που χρησιμοποιείται στο έδαφος. Αυτό επιτρέπει μελλοντικά τη διερεύνηση διαφορετικών μοντέλων συνάρτησης τοιχώματος, χωρίς να χρειάζεται να προσδιοριστούν νέα πρότυπα εισόδου της ροής.

5 Λογισμικό

5.1 Γενικά

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζεται μια μεθοδολογία για την αριθμητική επίλυση των ρευστομηχανικών πεδίων ροής ασυμπίεστων ρευστών και των θερμικών πεδίων σε ρευστά και στερεά, η μελέτη της οποίας ανήκει στον Δρ. Καθηγητή της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών, κ. Δημήτριο Μπούρη [**4**]. Η εφαρμογή της μεθοδολογίας μπορεί να είναι ευρεία, από ροές σε κλειστούς χώρους όπως είναι αγωγοί, μέχρι τη ροή γύρω από στερεά σώματα, όπως είναι τα κτήρια, αντικείμενο που εστιάζουμε στην παρούσα εργασία.

Η μεθοδολογία και ο υπολογιστικός κώδικας σε FORTRAN που παρουσιάζονται στη συνέχεια, είναι βασισμένα σε τρισδιάστατες καρτεσιανές συντεταγμένες XYZ. Τα πεδία ροής που αντιμετωπίζει μπορεί να είναι στρωτά ή τυρβώδη με ή χωρίς μεταφορά θερμότητας. Υπάρχει μάλιστα και η δυνατότητα της επίλυσης προβλημάτων μεταφοράς θερμότητας μέσα σε στερεό υλικό. Ακόμα, με αυτόν τον κώδικα μπορούν να γίνουν υπολογισμοί τέτοιοι, προκειμένου να παρακολουθηθεί η χρονική εξέλιξη ενός φαινομένου, ή και να υπολογιστεί απευθείας η μόνιμη κατάσταση στην οποία μπορεί να καταλήξει.

Ο υπολογιστικός κώδικας ονομάστηκε C.A.F.F.C.A από τα αρχικά των λέξεων Collocated Approach to a Fluid Flow Calculation Algorithm. Η ανάπτυξη του εν λόγω κώδικα ξεκίνησε στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ και βασίστηκε πάνω στη μεθοδολογία SIMPLE των Patankar και Spalding (1972).Διαφέρει, όμως, σημαντικά από αυτή, κυρίως στον τρόπο αποθήκευσης των εξαρτημένων μεταβλητών και τη διαδικασία υπολογισμού της πίεσης. Η χρησιμοποιούμενη μορφή του μας δίνει περισσότερες δυνατότητες για επέμβαση στη γεωμετρία, καθώς και την επέκταση της επίλυσης σε τρεις διαστάσεις και σε χρονικά μεταβαλλόμενα θερμικά πεδία.

Σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι η περιγραφή της αριθμητικής προσέγγισης και παρουσιάζεται η μαθηματική θεωρία στην οποία βασίζεται η επίλυση. Αναλύονται τα αριθμητικά σχήματα και παρουσιάζεται η διακριτοποιημένη μορφή των εξισώσεων, οι οριακές συνθήκες, ο τρόπος επίλυσης των εξισώσεων και το κριτήριο για τη σύγκλιση του προγράμματος.

5.2 Εξισώσεις

Οι εξισώσεις που εκφράζουν το ρευστομηχανικό πεδίο ροής είναι οι εξισώσεις Reynolds (RANS) για τυρβώδη πεδία ροής, οι οποίες προκύπτουν από τη χρονική ολοκλήρωση των εξισώσεων Navier-Stokes.Οι εξισώσεις Reynolds εκφράζουν αφ’ ενός τον ρυθμό μεταβολής της ορμής ενός στοιχείου ρευστού και αφ’ ετέρου όλες τις δυνάμεις που ασκούνται πάνω του, είτε λόγω πίεσης είτε λόγω της συνεκτικότητας του ρευστού.

Αν η ροή που εξετάζεται είναι τυρβώδης, κατά την χρονική ολοκλήρωση προκύπτουν οι λεγόμενες τάσεις Reynolds, οι οποίες είναι στατιστικές συσχετίσεις των διαταραχών των ρευστομηχανικών μεγεθών.

Από το πλήθος των προσεγγίσεων που έχουν αν αναπτυχθεί στη βιβλιογραφία για την αντιμετώπιση των τάσεων Reynolds, επιλέγεται η υπόθεση Boussinesq η οποία συνδέει τις τάσεις Reynolds με τον τοπικό ρυθμό παραμόρφωσης του μέσου πεδίου μέσω του συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας (μ_t):

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{\theta u_j}{\theta x_i}\right) - \frac{2}{3}\rho k \qquad (5.2.1)$$

όπου i,j=1,2,3 και υποδηλώνουν τις τρείς καρτεσιανές κατευθύνσεις (x_i) και τις αντίστοιχες συνιστώσες των ταχυτήτων (u_i).

Το k είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια. είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια, που μπορεί να θεωρηθεί ως η συνολική κινητική ενέργεια που αντιπροσωπεύεται από τις υψηλόσυχνες διαταραχές των ταχυτήτων.

Η τυρβώδης συνεκτικότητα (μ_t) προστίθεται στην συνεκτικότητα του ρευστού ($\mu 1$), η οποία είναι η φυσική ιδιότητα του, και εκφράζει την αυξημένη διάχυση που παρατηρείται στα τυρβώδη πεδία ροής. Για τον υπολογισμό όμως της τυρβώδους συνεκτικότητας απαιτείται επίλυση επί πλέον διαφορικών εξισώσεων μιας και δεν είναι ιδιότητα του ρευστού αλλά εξαρτάται από το πεδίο ροής και μεταβάλλεται τοπικά. Οι εξισώσεις που επιλύονται είναι οι διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια(τυρβώδης κινητική ενέργεια μπορεί να θεωρηθεί η συνολική κινητική ενέργεια που αντιπροσωπεύεται από τις υψηλόσυχνες διαταραχές των ταχυτήτων) και τον ρυθμό απορρόφησής της (ε).

Έτσι οι εξισώσεις που επιλύονται τελικά εκφράζουν την διατήρηση της μάζας, ορμής, τυρβώδους κινητικής ενέργεια (k) και του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ε). Προστίθεται και εξίσωση μεταφοράς της ενθαλπίας (ή θερμοκρασίας αν θεωρηθεί σταθερή η ειδική θερμοχωρητικότητα Cp) .

Οι εξισώσεις αυτές θα εκφραστούν σε αξονοσυμμετρικές συντεταγμένες για χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο ροής. Έχουν όλες την ίδια μορφή εμφανίζοντας όρους μεταφοράς (συναγωγής) και διάχυσης καθώς και ένα όρο πηγής ($S\varphi$) ο οποίος είναι ο μόνος όρος στην γενική μορφή των εξισώσεων που αλλάζει ανάλογα με την μεταβλητή(Φ). Η γενική μορφή των εξισώσεων φαίνεται παρακάτω:

$$\frac{1}{r}\left\{\frac{\theta}{\theta t}(\rho r\Phi) + \frac{\theta}{\theta x}(\rho u r\Phi) + \frac{\theta}{\theta r}(\rho v r\Phi) - \frac{\theta}{\theta x}\left(r\Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta x}\right) - \frac{\theta}{\theta r}(r\Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta r})\right\} = S_\Phi \qquad (5.2.2)$$

,όπου (Φ) μπορεί να πάρει τις τιμές:

Πίνακας 5.1 Πιθανές τιμές της μεταβλητής Φ [4]

l	**εξ. συνέχειας**
u	αξονική συνιστώσα της ταχύτητας
v	ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας
T	θερμοκρασία
k	τυρβώδης κινητική ενέργεια
ε	ρυθμός καταστροφής της(δύο μεταβλητές για το μοντέλο τύρβης)

Ο όρος πηγής παίρνει , ανάλογα με την μεταβλητή, τις τιμές που φαίνονται παρακάτω (Πίνακας 5.2).

Πίνακας 5.2 Τιμές του όρου πηγής *Φ* [4]

	- S_Φ -
l	0
u	$-\frac{\theta P}{\theta x}+\frac{\theta}{\theta x}\left(\mu\frac{\theta u}{\theta x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\theta}{\theta r}\left(r\mu\frac{\theta v}{\theta x}\right)$
v	$-\frac{\theta P}{\theta r}-\frac{2\mu v}{r^2}+\frac{\theta}{\theta x}\left(\mu\frac{\theta u}{\theta r}\right)+\frac{1}{r}\frac{\theta}{\theta r}\left(r\mu\frac{\theta v}{\theta x}\right)$
T	0
k	G-ρε
ε	$(C_1\varepsilon G-C_2\rho\varepsilon^2)/k$
	$G=\mu\left\{2\left[\left(\frac{\theta u}{\theta x}\right)^2+\left(\frac{\theta v}{\theta r}\right)^2+\left(\frac{v}{r}\right)^2\right]+\left(\frac{\theta u}{\theta r}+\frac{\theta v}{\theta x}\right)^2\right\}$

Επίσης ορίζονται και οι υπόλοιπες μεταβλητές με βάση το μοντέλο τύρβης k-ε :

$$\Gamma_\Phi=\frac{\mu}{\sigma_\Phi}\quad,\qquad \mu_t=C_\mu\rho\frac{k^2}{\varepsilon}\quad,\quad \mu=\mu_t+\mu_1 \tag{5.2.3}$$

Όπου (μ) είναι η ενεργός συνεκτικότητα που ορίζεται ως το άθροισμα της (μ_1) που είναι η δυναμική συνεκτικότητα του ρευστού και της (μ_t) που είναι η τυρβώδης συνεκτικότητα όπως ορίζεται από την υπόθεση του Boussinesq (5.2.1). Οι σταθερές για το μοντέλο τύρβης *k-ε* είναι:

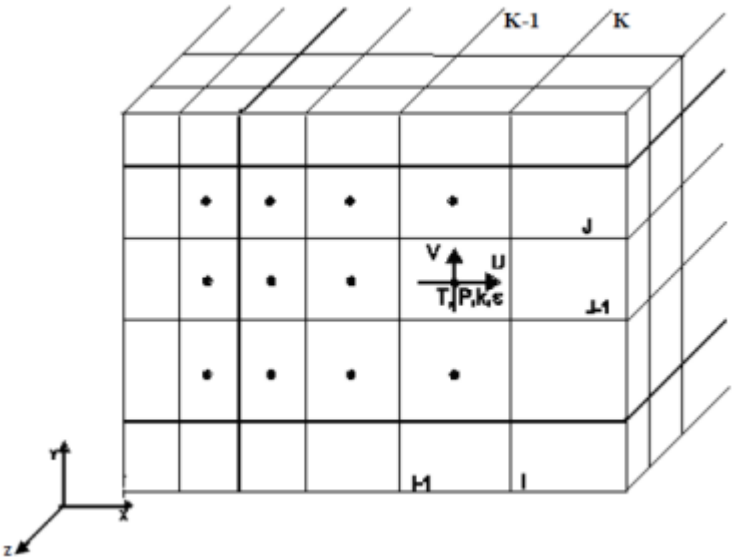
$$C_1=1.44 \qquad C_2=1.92 \qquad C_\mu=0.09$$

$$\Sigma_{(u,v)}=1 \qquad \sigma_\kappa=0.9 \qquad \sigma_\varepsilon=1.3 \tag{5.2.4}$$

Επιλύοντας τις εξισώσεις που παρουσιάστηκαν πιο πάνω παίρνουμε τις χρονικές μέσες τιμές των μεταβλητών και με αυτές το πεδίο ροής θεωρείται γνωστό. Παρατηρώντας τις εξισώσεις των διαφόρων μεταβλητών, βλέπουμε ότι είναι στενά συνδεδεμένες μεταξύ τους (με την εμφάνιση των αγνώστων μεταβλητών σε όλες σχεδόν τις εξισώσεις) προσδίδοντας στο πρόβλημα έναν ισχυρά μη-γραμμικό χαρακτήρα. Εκτός από τις εξισώσεις αυτές, για την επίλυση των προβλημάτων είναι απαραίτητες και οι αρχικές και οριακές συνθήκες για τις οποίες θα γίνει λόγος στη συνέχεια. Η μεγαλύτερη δυσκολία κατά την επίλυση οφείλεται σε αυτήν ακριβώς την εξάρτηση των εξισώσεων μεταξύ τους, και κυρίως, όσον αφορά στις εξισώσεις ορμής, τις συνιστώσες της ταχύτητας. Σε αυτές τις εξισώσεις περιέχεται η άγνωστη κλίση της πίεσης που έχει συγχωνευτεί στους όρους πηγής S_φ, ενώ οι αντίστοιχες μεταβλητές συνδέονται και μέσω της εξίσωσης της συνέχειας στην οποία δεν εμφανίζεται καν η πίεση. Για τη σωστή επίλυση του συστήματος των εξισώσεων θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη η αλληλεξάρτηση των μεταβλητών, ώστε κατά τη διάρκεια της επίλυσης να γίνονται διαδοχικές διορθώσεις στις μεταβλητές και να οδηγείται το σύστημα σε σύγκλιση.

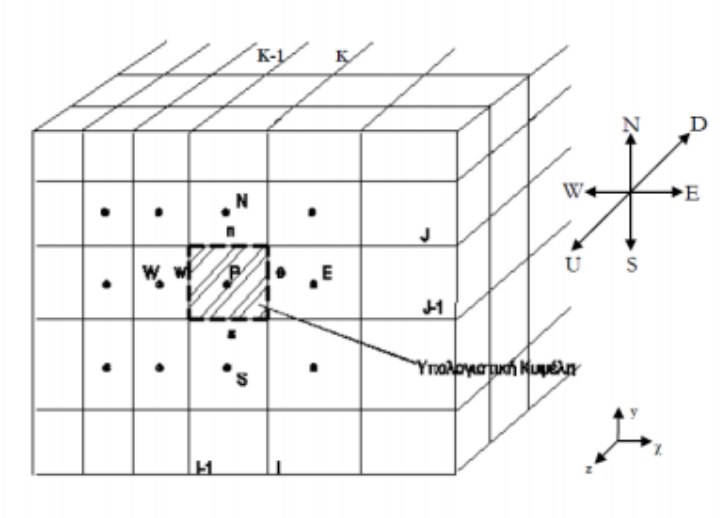
5.3 Ολοκλήρωση των εξισώσεων

Για την ολοκλήρωση των εξισώσεων χρησιμοποιείται ομόθετο πλέγμα όπου τα μεγέθη αποθηκεύονται στο ίδιο σημείο και συγκεκριμένα στο κέντρο των πλεγματικών κυψελών κατά τον τρόπο που φαίνεται στην (Σχήμα 5.1) .



Σχήμα 5.1 Θέσεις αποθήκευσης μεταβλητών [4]

Ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις (5.2.2) πάνω στον όγκο αναφοράς που ορίζεται από τις πλεγματικές κυψέλες και εκφράζοντας το αποτέλεσμα ως συνάρτηση των τιμών της μεταβλητής στα γειτονικά πλεγματικά σημεία, προκύπτουν οι εξισώσεις πεπερασμένων διαφορών για κάθε μεταβλητή (Φ).Ο όγκος αναφοράς που χρησιμοποιείται είναι ο ίδιος για όλες τις μεταβλητές και φαίνεται μαζί με τους απαιτούμενους συμβολισμούς στην (Σχήμα 5.2). Οι όροι μεταφοράς και διάχυσης μετατρέπονται σε επιφανειακά ολοκληρώματα πάνω στις τέσσερις επιφάνειες *n(north), s(south), e(east),w (west).*



Σχήμα 5.2 Όγκος αναφοράς (Υπολογιστική κυψέλη) [4]

Ο όρος πηγής γραμμικοποιείται έτσι ώστε οι εξισώσεις (5.2.2) να γίνουν:

$$\left(\rho u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta x}\right)_e A_e - \left(\rho u\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta x}\right)_w A_w + \left(\rho v\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta x}\right)_n A_n - \left(\rho v\Phi - \Gamma_\Phi \frac{\theta\Phi}{\theta x}\right)_s A_s = (S_p\Phi_p + S_u)Vol \quad (5.3.1)$$

Στην παραπάνω εξίσωση (5.3.1) οι δείκτες των παρενθέσεων δηλώνουν μέση τιμή της εντός παρενθέσεως ποσότητας πάνω στην αντίστοιχη επιφάνεια που φαίνεται στο (Σχήμα 5.2) και με (*Vol*) συμβολίζεται ο όγκος της υπολογιστικής κυψέλης.

Οι γραμμικοποιημένοι όροι πηγής της παραπάνω εξίσωσης (5.3.1) παρουσιάζονται αναλυτικά στον (Πίνακας 5.3).

Πίνακας 5.3 Γραμμικοποιημένοι όροι πηγής [4]

- Φ-	- $S_P{}^{\Phi}$-	- $S_U{}^{\Phi}$-
l	0	$-\frac{\theta\rho}{\theta t}$
u	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho u)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\theta P}{\theta x} + \frac{\theta}{\theta x}\left(\mu\frac{\theta u}{\theta x}\right) + \frac{1}{r}\frac{\theta}{\theta r}\left(r\mu\frac{\theta v}{\theta x}\right)$
v	$-\frac{2\mu}{r^2} - \frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho v)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\theta P}{\theta r} + \frac{\theta}{\theta x}\left(\mu\frac{\theta u}{\theta r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\theta}{\theta r}\left(r\mu\frac{\theta v}{\theta r}\right)$
k	$-\frac{C_\mu\rho^2 k}{\mu_t} - \frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho k)^{n-1}}{\delta t} + G$
ε	$-\frac{C_2\rho^2 k}{\mu_t} - \frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho\varepsilon)^{n-1}}{\delta t} + C_1 C_\mu G\rho k/\mu_t$

Οι χρονικοί όροι έχουν χωριστεί στα S_u και S_p και όταν επιλύεται χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο όλες οι μεταβλητές είναι εκφρασμένες στην προς επίλυση χρονική στιγμή εκτός από τον όρο που εμφανίζεται στο S_u(εκφρασμένος στην προηγούμενη χρονική στιγμή , n-1) για τον οποίο απαιτείται αποθήκευση των μεταβλητών στην προηγούμενη χρονική στιγμή. Αυτή η έκφραση είναι πεπλεγμένη πρώτης τάξης ακριβείας στο χρόνο και οδηγεί σε σταθερότητα κατά την επίλυση για αρκετά μεγάλα χρονικά βήματα. Για ρητή έκφραση με έκφραση όλων των μεταβλητών εκτός του όρου που εμφανίζεται στο S_U στην προηγούμενη χρονική στιγμή (n-1) θα εμφανιζόταν αλγεβρική μορφή της εξίσωσης με γραμμική λύση για το επόμενο χρονικό βήμα. Οι ρητές εκφράσεις όμως έχουν πάντα περιορισμούς σχετικά με το μέγεθος του χρονικού βήματος, ανάλογα με την τοπική ταχύτητα και μέγεθος του πλέγματος.

Για να αποφευχθεί ασταθής συμπεριφορά στη σύγκλιση της μεθόδου μόνο όροι οι οποίοι είναι πάντα αρνητικοί πρέπει να περιληφθούν στον παράγοντα S_pέτσι ώστε να γίνεται πιο ισχυρή η διαγώνια μορφή του πίνακα των συντελεστών των αγνώστων του συστήματος που επιλύεται σε κάθε επανάληψη. Τέλος γίνεται χρήση και ενός ακόμη όρου στους όρους πηγής, ο οποίος δεν φαίνεται πιο πάνω επειδή δεν προκύπτει από τις εξισώσεις. Ο όρος αυτός έχει σταθεροποιητικό ρόλο για τη σύγκλιση , δεν επιδρά στην τελική λύση και προκύπτει ως το γινόμενο του υπολοίπου μάζας μέσα από μια υπολογιστική κυψέλη με τη διαφορά της καινούριας και της παλιάς τιμής της υπολογιζόμενης μεταβλητής.

$$S_+ = |\dot{m}_{net}|\left(\Phi_p^{prev} - \Phi_p\right) \tag{5.3.2}$$

Όταν και οι δύο πολλαπλασιαζόμενες ποσότητες θα είναι μηδενικές ,η μέθοδος θα έχει συγκλίνει.

5.4 Αριθμητικό σχήμα (BSOU)

Για την αντιπροσώπευση των όρων μεταφοράς και διάχυσης γίνεται χρήση κάποιου σχήματος ανάντι παραγώγισης π.χ. του υβριδικού ή του BSOU. Έστω η μεταφορά ποσότητας μέσα από μία από τις τέσσερις επιφάνειες π.χ. της (A_e) η οποία βρίσκεται μεταξύ των κόμβων E και P του πλέγματος (**Σχήμα 5.2**). Η συνεισφορά στο επιφανειακό ολοκλήρωμα στην πλευρά e είναι:

$$(\rho u)_e \Phi_e A_e - \Gamma_{\Phi_e} \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta\chi_{PE}} A_e \tag{5.4.1}$$

όπου το $(\rho u)_e \Phi_e A_e$ αποτελεί τον όρο συναγωγής και το $\Gamma_{\Phi_e} \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta\chi_{PE}} A_e$ τον όρο διάχυσης.

Για χρήση του υβριδικού σχήματος που είναι συνδυασμός κεντρικής και ανάντι παραγώγισης που είναι πρώτης τάξης ακρίβειας ισχύει:

$$\begin{array}{ll} \Phi_e = \Phi_p & Pe_e > 2 \\ \Phi_e = f\Phi_E + (1-f)\Phi_p & -2 < Pe_e < 2 \\ \Phi_e = \Phi_E & Pe_e < -2 \\ \Phi_e = \Phi_p & Pe_e > 2 \end{array} \tag{5.4.2}$$

όπου (*Pe*) είναι ο αριθμός Peclet στην ανατολική πλευρά της υπολογιστικής κυψέλης και (*f*) είναι συντελεστής που ορίζεται από την γεωμετρία του πλέγματος για την γραμμική παρεμβολή:

Συνήθως, όταν |Pe|<2 , ο όρος διάχυσης είναι αμελητέος και λαμβάνεται μόνο η συναγωγή από τις σχέσεις του υβριδικού σχήματος (**5.4.2**). Η χρήση όμως του υβριδικού σχήματος είναι δυνατόν να εμφανίσει προβλήματα αριθμητικής διάχυσης. Αριθμητική διάχυση εμφανίζεται λόγω των προσεγγιστικών λύσεων των διαφορικών εξισώσεων με πεπερασμένες διαφορές, οπότε τυχόν σφάλμα σε κάποιο σημείο του πεδίου μεταφέρεται ανεξάρτητα από το πεδίο ταχυτήτων (αριθμητικά) στους γειτονικούς κόμβους. [**31**]

Με παρόμοιες εκφράσεις αντιμετωπίζονται και οι υπόλοιπες τρεις πλευρές.

Η χρήση του υβριδικού σχήματος είναι δυνατόν να εμφανίσει προβλήματα αριθμητικής διάχυσης, η οποία εμφανίζεται λόγω των προσεγγιστικών λύσεων των διαφορικών εξισώσεων με πεπερασμένες διαφορές. Για την καλύτερη αντιμετώπιση του φαινομένου έχει αναπτυχθεί στο εργαστήριο Αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π. το σχήμα BSOU (Bounded Second Order Upwind, Papadakis and Bergeles, 1995) . Το σχήμα αυτό είναι ένας συνδυασμός της ανάντι παραγώγισης πρώτης και δεύτερης τάξης και εισάγει μεγαλύτερη ακρίβεια σε σχέση με το υβριδικό. Το BSOU κάνει χρήση κάποιων μη γραμμικών συντελεστών ανάμιξης μεταξύ των δύο ανάντι παραγωγίσεων.

Ορίζονται τα μεγέθη:

$$\widehat{\Phi_p} = \frac{\Phi_P - \Phi_W}{\Phi_E - \Phi_W}, \qquad \gamma_e = \frac{(\Phi_E - \Phi_P)/(\Phi_P - \Phi_W)}{\Delta\xi_{Pe}/\Delta\xi_{WP}} \tag{5.4.3}$$

5.5 Διακριτοποίηση Εξισώσεων

Όταν όλοι οι όροι αντιμετωπιστούν όπως περιγράφηκε πιο πάνω (είτε με υβριδικό σχήμα είτε με το BSOU) η διακριτοποιημένη μορφή της διαφορικής εξίσωσης γίνεται :

$$\begin{gathered}(\alpha_P^\Phi - S_P^\Phi)\Phi_P = \alpha_N^\Phi \Phi_N + \alpha_S^\Phi \Phi_S + \alpha_E^\Phi \Phi_E + \alpha_W^\Phi \Phi_W + S_u^\Phi \\ a_P^\Phi = \alpha_N^\Phi + \alpha_S^\Phi + \alpha_E^\Phi + \alpha_W^\Phi\end{gathered} \tag{5.5.1}$$

συνδέοντας έτσι την μεταβλητή (Φ) σε κάθε σημείο με τις τιμές της στα τέσσερα γειτονικά σημεία N,S,E,W.

Οι όροι πηγής έχουν ήδη οριστεί στον (Πίνακας 5.3). Ενώ οι συντελεστές *αj* (j=N,S,E,W) προκύπτουν από την διακριτοποίηση του αριστερού μέρους των εξισώσεων (5.3.1) και εξαρτώνται από το σχήμα διαφόρισης. Ενδεικτικά παρουσιάζονται μόνο ορισμένοι συντελεστές με το BSOU όπου όλοι οι όροι που σχετίζονται με τους πιο απομακρυσμένους κόμβους (WW,EE,NN,SS) προστίθενται τελικά στους όρους πηγής Su .Έτσι θα είναι για τους συντελεστές E,W για την συμβολή του BSOU στους όρους πηγής από την επιφάνεια (e):

$$\begin{gathered}a_w = max\langle 0, (\rho u \delta y)_w \rangle + \frac{\Gamma_{\Phi,w}}{\delta x_{WP}} \delta y_W \\ a_E = max\langle 0, -(\rho u \delta y)_e \rangle + \frac{\Gamma_{\Phi,e}}{\delta x_{EP}} \delta y_e \\ S_{U,e}^{BSCOU} = -max\,\langle 0, -(\rho u \delta y)_e \frac{\delta x_{eE}}{\delta x_{E-EE}} \gamma_e \rangle\,(\Phi_{EE} - \Phi_E) \\ + max\,\langle 0, -(\rho u \delta y)_w \frac{\delta x_{WP}}{\delta x_{PE}} \gamma_w \rangle\,(\Phi_E - \Phi_P)\end{gathered} \tag{5.5.2}$$

Παρομοίως προκύπτουν και οι συντελεστές για N,S και για τις συμβολές στους όρους πηγής από τις επιφάνειες w,n,s.

Αν ληφθεί η εξίσωση κατά μήκος μιας γραμμής I τότε θεωρώντας γνωστά τα μεγέθη στην προηγούμενη και την επόμενη γραμμή η εξίσωση (5.5.2) παίρνει τη μορφή τριδιαγώνιου συστήματος και επιλύεται με αλγόριθμο TDMA.

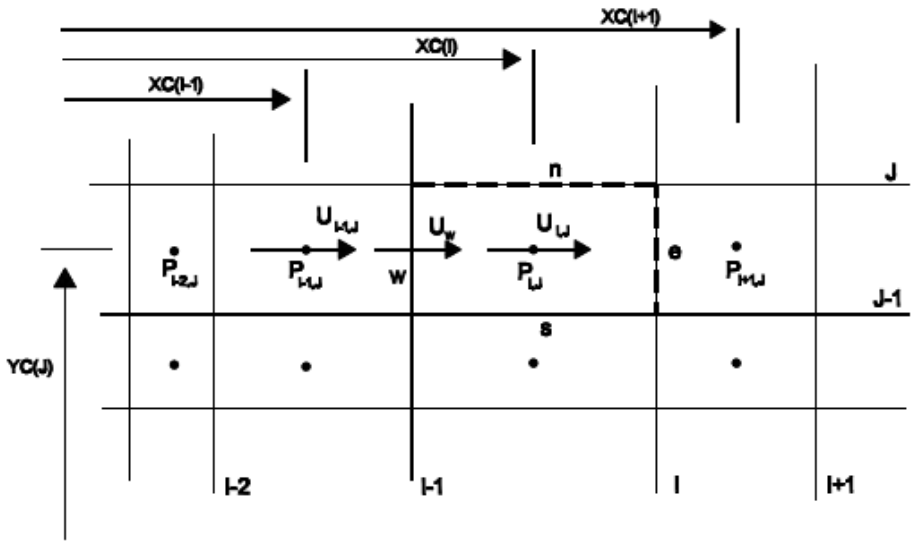
5.6 Εξισώσεις πίεσης

Ο υπολογισμός της πίεσης είναι αυτός που συγκεντρώνει το μεγαλύτερο μέρος της ιδιαιτερότητας κατά τη χρήση ομόθετου πλέγματος. Επειδή οι ταχύτητες και οι πιέσεις αποθηκεύονται στο ίδιο σημείο του πλέγματος, η πρώτη παράγωγος της πίεσης που εμφανίζεται στο δεξιό μέλος των εξισώσεων ορμής για τις u,v,w συνιστώσες της ταχύτητας (Πίνακας 5.3) θα πρέπει να εκφραστεί π.χ. για ομοιόμορφο πλέγμα ως:

$$\left.\frac{\theta P}{\theta x}\right|_{(I,J)} = \frac{P(I+1,J) - P(I-1,J)}{XC(I+1) - XC(I-1)}$$

$$\left.\frac{\theta P}{\theta y}\right|_{(I,J)} = \frac{P(I,J+1) - P(I,J-1)}{YC(J+1) - YC(J-1)} \qquad (5.6.1)$$

Η (Σχήμα 5.3) δείχνει την υπολογιστική κυψέλη καθώς και τις βασικές μεταβλητές που θα εμφανίζονται στις εξισώσεις αυτής της παραγράφου.



Σχήμα 5.3 Ορισμός γεωμετρικών χαρακτηριστικών του πλέγματος και θέσεις μεταβλητών στην βασική υπολογιστική κυψέλη [4]

Η μορφή της (5.6.1) για τις πρώτες παραγώγους μπορεί να οδηγήσει σε ανακριβείς υπολογισμούς της κλίσης πίεσης με αποτέλεσμα ο προκαταρκτικός υπολογισμός του πεδίου πίεσης να έχει σημαντικές διακυμάνσεις και ασυνέχειες λόγω της αποσύζευξης των πιέσεων στα γειτονικά σημεία. Αυτό επηρεάζει αρνητικά και το πεδίο ταχυτήτων. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να ξεπεραστεί κατά τον σχηματισμό της εξίσωσης για την επίλυση της πίεσης. Έτσι η εξίσωση (5.6.1) επιτρέπεται στις εξισώσεις ορμής και το πρόβλημα που μόλις αναφέρθηκε αντιμετωπίζεται μόνο μέσω της εξίσωσης της πίεσης όπως αυτή θα προκύψει με εφαρμογή της εξίσωσης της συνέχειας.

Επειδή οι εξισώσεις ορμής επιλύονται πρώτες και εξαρτώνται από το πεδίο της πίεσης , αυτό το πεδίο θα πρέπει να θεωρηθεί αρχικά γνωστό. Η αρχική υπόθεση P* για το πεδίο της πίεσης δεν μπορεί φυσικά να είναι σωστή, οπότε οι ταχύτητες που προκύπτουν ικανοποιούν μεν τις εξισώσεις ορμής αλλά συνήθως δεν ικανοποιούν την εξίσωση της συνέχειας, οδηγώντας έτσι σε κάποια υπόλοιπα μάζας. Με σκοπό τον μηδενισμό αυτών των υπολοίπων και τον υπολογισμό του νέου πεδίου πίεσης, στο τέλος κάθε υπολογισμού ταχυτήτων γίνεται μια διόρθωση για το αρχικό πεδίο πίεσης. Η διόρθωση αυτή επηρεάζει και το πεδίο ταχυτήτων . Οι διορθωμένες τιμές πίεσης και ταχυτήτων προκύπτουν ως εξής :

$$P(I,J) = P^*(I,J) + P'(I,J)$$

$$u(I,J) = u^*(I,J) - DU(I,J)\left.\frac{\theta P'}{\theta x}\right|_{(I,J)} \qquad (5.6.2)$$

$$v(I,J) = v^*(I,J) - DV(I,J)\left.\frac{\theta P'}{\theta y}\right|_{(I,J)}$$

$$DU(I,J) = \frac{Vol}{\alpha_p^u(\mathrm{I,J}) - \mathrm{S_P^u}\ (\mathrm{I,J})}$$

$$DU(I,J) = \frac{Vol}{\alpha_p^v(\mathrm{I,J}) - \mathrm{S_P^v}\ (\mathrm{I,J})}$$

όπου οι αρχικές τιμές συμβολίζονται με εκθέτη (*) και οι διορθωμένες με (‘). Οι $\alpha_p^u(I,J)$, $\alpha_p^v(I,J)$ και *(Vol)* ορίστηκαν παραπάνω. Με τις σχέσεις της εξίσωσης (5.6.2) είναι ευνόητο ότι για την διόρθωση έχει υποτεθεί ότι οι ταχύτητες εξαρτώνται μόνο από τις πιέσεις και έχουν παραληφθεί όλοι οι υπόλοιποι όροι από τις εξισώσεις ορμής. Αν αντικατασταθούν οι σχέσεις (5.6.2) στην εξίσωση της συνέχειας ολοκληρωμένη πάνω στα όρια μιας υπολογιστικής κυψέλης :

$$-(\rho u\delta y)_e + (\rho u\delta y)_w + (\rho v\delta x)_s - (\rho v\delta x)_n = 0 \qquad (5.6.3)$$

προκύπτει η ακόλουθη εξίσωση υπολογισμού της διόρθωσης της πίεσης:

$$-\rho_e {u_e}^*\delta y + \rho_w {u_w}^*\delta y + \rho_s {v_s}^*\delta x - \rho_n {v_n}^*\delta x$$
$$+\rho_e DU_e\delta y\left(\frac{\theta P'}{\theta x}\right)_e - \rho_w DU_w\delta y\left(\frac{\theta P'}{\theta x}\right)_w - \rho_s DV_s\delta x\left(\frac{\theta P'}{\theta y}\right)_s + \rho_n DV_n\delta x\left(\frac{\theta P'}{\theta y}\right)_n = 0 \qquad (5.6.4)$$

Η πρώτη γραμμή της εξίσωσης αυτής (5.6.4) αποτελεί και το υπόλοιπο μάζας που προκύπτει από το αρχικό υπολογισμό των τιμών των ταχυτήτων. Οι πρώτες παράγωγοι της διόρθωσης της πίεσης υπολογίζονται πάνω στο αντίστοιχο όριο n,s,e,w. Για το e π.χ:

$$\left(\frac{\theta P'}{\theta x}\right)_e = \frac{P'(I+1,J) - P'(I,J)}{XC(I+1) - XC(I)} \qquad (5.6.5)$$

Για τα υπόλοιπα μεγέθη όπως η πυκνότητα και οι συντελεστές DU και DV γίνονται απλές γραμμικές παρεμβολές με τη βοήθεια κατάλληλων συντελεστών βαρύτητας σε περίπτωση ανομοιόμορφου πλέγματος.

Παρακάτω φαίνεται η εξίσωση που χρησιμοποιείται για το υπολογισμό της ταχύτητας u_w* στη δυτική πλευρά της υπολογιστικής κυψέλης :

$$\begin{aligned} u_w^* = {} & [1 - WFW(I)]\left\{u^*(I-1,J) - DU(I-1,J)\left.\frac{\theta P^*}{\theta x}\right|_{(I-1.J)}\right\} \\ & + WFW(I)\left\{u^*(I,J) - DU(I,J)\left.\frac{\theta P^*}{\theta x}\right|_{(I.J)}\right\} \\ & + \{[1 - WFW(I)\ ]DU(I-1,J) \\ & + WFW(I)DU(I,J)\}\frac{P^*(I-1,J) - P^*(I,J)}{XC(I) - XC(I-1)} \end{aligned} \qquad (5.6.6)$$

όπου WFW είναι ο συντελεστής βαρύτητας για την γραμμική παρεμβολή υπολογισμένος με βάση την ανομοιομορφία του πλέγματος, ενώ τα ΧC ορίζονται στην (Σχήμα 5.3). Στην εξίσωση (5.6.6) οι όροι που βρίσκονται μέσα στις αγκύλες στην πρώτη γραμμή εκφράζουν τις ταχύτητες εκατέρωθεν της επιφάνειας (w) αλλά χωρίς την επίδραση της κλίσης πίεσης. Στη συνέχεια στην τελευταία γραμμή της (5.6.6) προστίθεται η επίδραση της πίεσης στην τιμή της ελλιπώς παρεμβληθείσας τιμής της ταχύτητας στην εν λόγω επιφάνεια.

Ανάλογα υπολογίζονται και οι ταχύτητες στις άλλες πλευρές της κυψέλης.

Τελικά κατά τα πρότυπα των (5.6.5) και (5.6.6), η (5.6.4), η καταλήγει σε μία μορφή:

$$\alpha_P^{P'} P'_P = \alpha_N^{P'} P'_N + \alpha_S^{P'} P'_S + \alpha_E^{P'} P'_E + \alpha_W^{P'} P'_W + S_u^{P'}$$

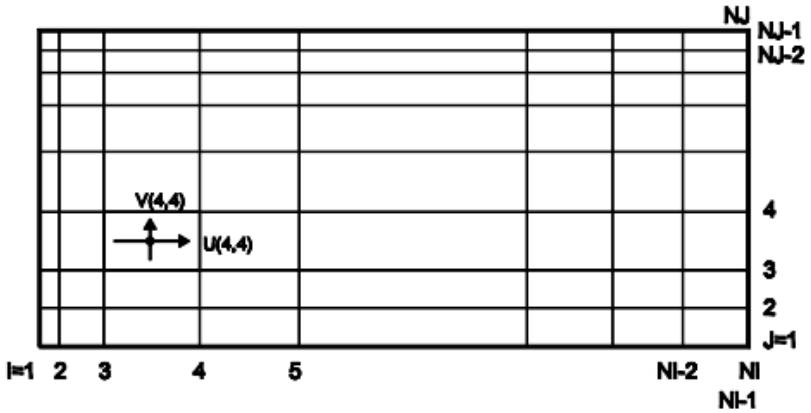
$$\alpha_P^{P'} = \alpha_N^{P'} + \alpha_S^{P'} + \alpha_E^{P'} + \alpha_W^{P'} \qquad (5.6.7)$$

$$S_u^{P'} - \rho_e u_e{}^* \delta y + \rho_w u_w{}^* \delta y + \rho_s v_s{}^* \delta x - \rho_n v_n{}^* \delta x$$

η οποία είναι ίδια με την μορφή της εξίσωσης (5.5.1) και καταλήγει σε επίλυση τριδιαγώνιου συστήματος. Ο όρος πηγής Su είναι η πρώτη γραμμή της (5.6.4), δηλαδή το υπόλοιπο μάζας για τον όγκο αναφοράς. Στο εξής η εξίσωση (5.6.4), ή η (5.6.7) θα αναφέρεται ως «εξίσωση της πίεσης». Επίσης οι όροι της εξίσωσης (5.6.3) είναι ίδιοι ακριβώς με ένα μέρος των συντελεστών $\Phi_{N,S,E,W}$ της εξίσωσης (5.3.2) ή (5.5.1) .Αυτό είναι λογικό, διότι πρόκειται για τους όρους συναγωγής οι οποίοι είναι και αυτοί που εμφανίζονται στην εξίσωση της συνέχειας.

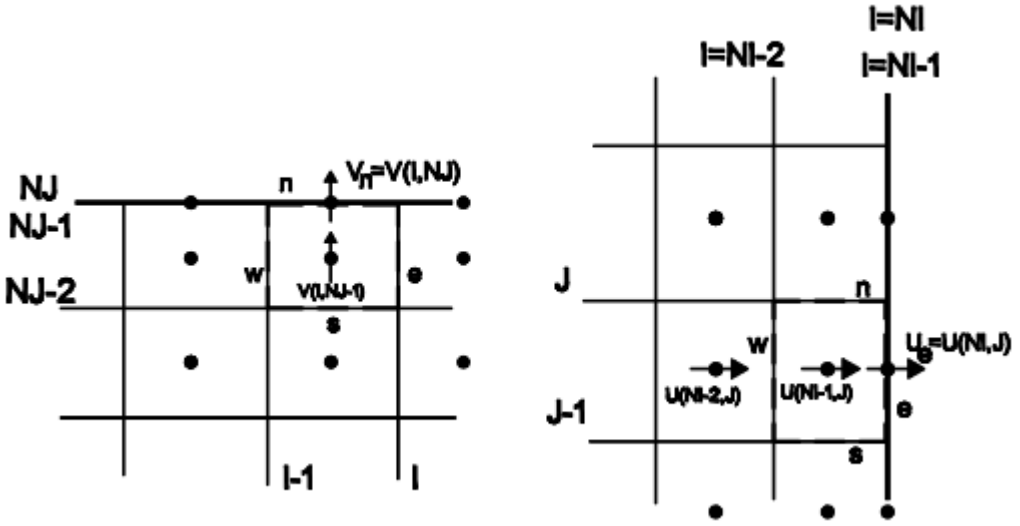
5.7 Όρια Υπολογιστικού χώρου

Παρατηρώντας το υπολογιστικό πλέγμα στην (Σχήμα 5.4), βλέπουμε ότι υπάρχει μία επιπλέον ιδιαιτερότητα στην αρίθμηση των πλεγματικών γραμμών στα όρια. Πιο συγκεκριμένα, εφόσον οι μεταβλητές αποθηκεύονται στα μέσα των πλεγματικών κυψελών, ο αριθμός των μεταβλητών σε μία πλεγματική κατεύθυνση θα είναι κατά ένα μεγαλύτερος από τον αριθμό των πλεγματικών γραμμών που τέμνουν κάθετα την κατεύθυνση αυτή. Αυτό οδηγεί τις οριακές τιμές των μεταβλητών σε αποθήκευση ακριβώς πάνω στις οριακές γραμμές. Έτσι, η μεταβλητή U(NI-1,J,) θα αποθηκεύεται μεταξύ της τελευταίας (NI-1) και της προτελευταίας (NI-2) πλεγματικής γραμμής, ενώ η U(NI,J,) θα αποθηκεύεται ακριβώς πάνω στην τελευταία γραμμή (NI-1).



Σχήμα 5.4 Αρίθμηση πλεγματικών γραμμών [4]

Σε όλα τα όρια του υπολογιστικού χώρου δεν γίνεται διαφορετική χρήση των παρεμβολών που περιγράφτηκαν στην παράγραφο για την εξίσωση της πίεσης, αλλά αυτές συμπεριφέρονται σωστά χάρη στην ειδική μορφή της υπολογιστικής κυψέλης που γειτονεύει με το όριο. Παρακάτω παρατίθεται σχηματικά ένα παράδειγμα για το βόρειο και ανατολικό όριο του υπολογιστικού χώρου (τα άλλα όρια αντιμετωπίζονται με ανάλογο τρόπο):



Σχήμα 5.5 Αποθήκευση ταχυτήτων σε βόρειο και ανατολικό όριο του υπολογιστικού χώρου [4]

Για το βόρειο όριο, οι ταχύτητες στις πλευρές e,w,s υπολογίζονται με τις παρεμβολές που περιγράφτηκαν προηγουμένως. Για την πλευρά n, ο υπολογισμός βασίζεται στο γεγονός ότι το πάνω όριο χαρακτηρίζεται από μία υπολογιστική κυψέλη μηδενικού πάχους κατά τη J κατεύθυνση, οπότε στο όριο αυτό οι τιμές των μεταβλητών θα αποθηκεύονται ακριβώς πάνω στη γραμμή NJ, δηλαδή πάνω στο όριο.

5.8 Οριακές συνθήκες

Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι Dirichlet για όλες τις μεταβλητές στην είσοδο του πεδίου και Neumann για όλες τις μεταβλητές στην έξοδο. Η (U) ταχύτητα στην έξοδο υφίσταται κάποιον ισολογισμό μάζας ως προς την είσοδο και διορθώνεται αναλόγως σε κάθε επανάληψη. Στον άξονα συμμετρίας θεωρείται Neumann συνθήκη και η πίεση επιλύεται με Neumann συνθήκες παντού εκτός της εισόδου, όπου θεωρείται μηδενική.

- Οι μεταβλητές στην είσοδο ορίζονται άμεσα και αλλάζονται εύκολα για το κάθε πρόβλημα. Η (V) ταχύτητα δίνεται πάντα μηδενική καθώς και η πίεση(για να υπολογιστούν οι σχετικές πιέσεις ως προς την τιμή στην είσοδο).

- Οι μεταβλητές στην έξοδο ακολουθούν οριακές συνθήκες Neumann εκτός της (V) ταχύτητας, η οποία μπορεί και να τεθεί μηδέν. Η (U) ταχύτητα υφίσταται κάποιον ισολογισμό μάζας ως προς την είσοδο, το οποίο γίνεται προσθέτοντας σε κάθε επανάληψη, έναν υπολογιζόμενο όρο στις αμέσως προηγούμενες της εξόδου τιμές, έτσι οι U(I,J) προκύπτουν από τις U(NI-1,J) αφού προστεθεί μία ποσότητα που θα προκύψει από την διατήρηση-ισολογισμό μάζας.

- Οι μεταβλητές στον άξονα συμμετρίας ακολουθούν Neumann οριακές συνθήκες εκτός της κάθετης ταχύτητας η οποία είναι μηδενική επί του άξονα.

- Σε βόρειο τοίχωμα η πίεση , η (*V*) ταχύτητα και η (*k*) επιδέχονται Neumann οριακές συνθήκες . Για την (*U*) ταχύτητα παράλληλη σε τοίχωμα εφαρμόζονται οι συναρτήσεις τοιχώματος. Για την (*ε*) εφαρμόζονται οι εξής σχέσεις:

$$\int_V \rho\varepsilon dV = \begin{cases} \left(\rho C_\mu^{3/4}\kappa^{3/2}\frac{y^+}{\delta y}\right)_P Vol & y^+ < 11.63 \\ \left(\rho C_\mu^{3/4}\kappa^{3/2}\frac{\ln E\, y^+}{\kappa\delta y}\right)_P Vol & y^+ > 11{,}63 \end{cases} \tag{5.8.1}$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4}\kappa^{3/2}}{\kappa y_p} \tag{5.8.2}$$

$$S_u^\varepsilon = 10^{30}\left(\frac{C_\mu^{3/4}\kappa^{3/2}}{\kappa y}\right)_P, S_p^\varepsilon = -10^{30} \tag{5.8.3}$$

- Σε ανατολικό ή δυτικό τοίχωμα έχουμε Neumann συνθήκες για την πίεση και την *(k)* καθώς και για την *(U)* ταχύτητα. Για την *(V)* ταχύτητα που είναι παράλληλη στο τοίχωμα εφαρμόζονται οι συνθήκες τοιχώματος, ενώ για την *(ε)* ισχύουν οι προηγούμενες σχέσεις.

Οριακές συνθήκες Neumann:

Γενικά για ένα σύνορο j=N,S,E,W η αντιμετώπιση είναι η εξής:

Θέτουμε κατ' αρχήν:

$$\alpha_j^\Phi = 0 \tag{5.8.4}$$

το οποίο ουσιαστικά μηδενίζει ολόκληρο τον όρο $(\rho u)_e \Phi_e A_e - \Gamma_{\Phi\, e}\frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta\chi_{PE}}A_e$,δηλαδή την μεταφορά ορμής αλλά και τη διάχυση κάθετη στην j επιφάνεια του όγκου ολοκληρώματος. Μόνο με την εφαρμογή της εξίσωσης (5.8.4) επιτυγχάνεται η επιβολή συνθηκών Neumann, που είναι η μηδενική κλίση της μεταβλητής στην κατεύθυνση κάθετα στην επιφάνεια.

Συναρτήσεις τοιχώματος:

Για την αποφυγή μεγάλου αριθμού πλεγματικών γραμμών κοντά στο τοίχωμα, γίνεται μια ειδική θεώρηση για την εξάρτηση των ταχυτήτων, της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και του ρυθμού καταστροφής της κοντά σε αυτό, με την απόσταση του σημείου από το τοίχωμα. Με τις εξισώσεις που ακολουθούν δίνεται η δυνατότητα υπολογισμού των κλίσεων των μεγεθών και άρα των όρων διάχυσης δίπλα σε στερεά όρια σε τυρβώδη ροή.

Για το βόρειο σύνορο, στο οποίο είναι παράλληλη η *(U)* ταχύτητα, έχουμε διατμητική τάση πάνω στο τοίχωμα:

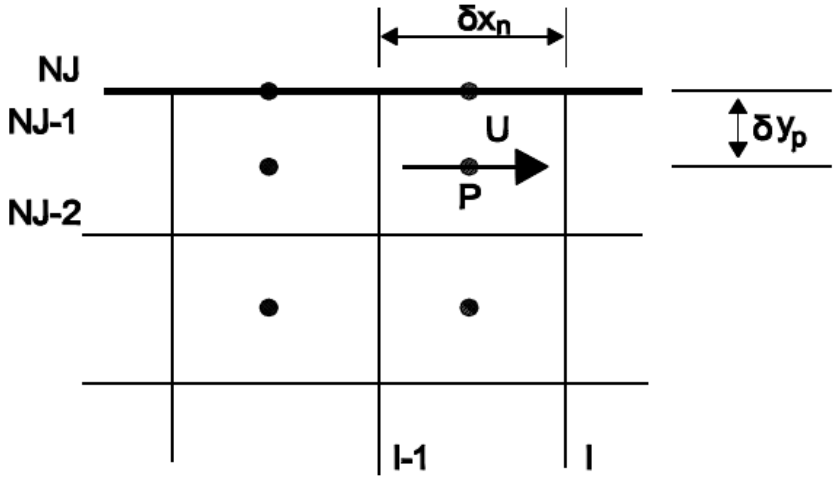
$$\tau_w = \mu_{1,p}\frac{U_P}{\delta y_P} \qquad y^+ < 11.63 \tag{5.8.5}$$

$$\tau_w = \left[\frac{\rho C_\mu^{1/4} \kappa \sqrt{k}}{\ln E\, y^+}\right]_p U_P \qquad y^+ > 11{,}63$$

που το *(k)* είναι η σταθερά Von Karman(=0.4187) και *E* η συνάρτηση της τραχύτητας του τοιχώματος (θεωρείται για λείο τοίχωμα *E=9.793*). Η y^+είναι η αδιάστατη κάθετη απόσταση του σημείου *P* , που είναι πλέον γειτονικό στο στερεό όριο και δίνεται από την σχέση:

$$y_P^+ = \left(\frac{C_\mu^{1/4}\sqrt{k}}{v}\right)_P \delta y_P \qquad (5.8.6)$$

Για το δυτικό σύνορο , όπου είναι παράλληλη η *(V)* ταχύτητα η διατμητική τάση δίνεται από την ίδια σχέση, αλλά αντί για U_P έχουμε V_P.



Σχήμα 5.6 Θέσεις μεταβλητών για βόρειο τοίχωμα [4]

5.9 Διαδικασία επίλυσης της μαθηματικής μεθοδολογίας

- Αρχικά γίνεται μία υπόθεση για όλες τις μεταβλητές σε όλο το πεδίο ροής και υποτίθεται μία αρχική τιμή για το πεδίο πίεσης.
- Λύνονται οι εξισώσεις ορμής για την αξονική και ακτινική ταχύτητα (όπως περιγράφεται στο **Κεφάλαιο 5.3**)
- Λύνεται η εξίσωση της πίεσης (**5.6.4**) για να βρεθεί το διορθωμένο πεδίο της πίεσης που θα ικανοποιεί την εξίσωση της συνέχειας.
- Γίνονται οι διορθώσεις στην πίεση και στις ταχύτητες σύμφωνα με την εξίσωση (**5.6.2**).
- Λύνονται ξανά οι εξισώσεις του **Κεφαλαίου 5.3** για τις υπόλοιπες μεταβλητές *(Φ=k, ε, T…).*
- Οι νέες τιμές που έχουν βρεθεί για τα πεδία όλων των μεταβλητών θεωρούνται ως νέες βελτιωμένες αρχικές τιμές και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι την σύγκλιση.

- Σε περίπτωση που η επίλυση γίνεται σε μη μόνιμη ροή, η όλη διαδικασία επαναλαμβάνεται σε κάθε χρονικό βήμα μέχρι να επιτευχθεί μόνιμη κατάσταση.

Κατά την επίλυση όλων των εξισώσεων εφαρμόζεται η μέθοδος TDMA (Tridiagonal Matrix Algorithm) για την επίλυση τριδιαγώνιου συστήματος συντεταγμένων. Οι μεταβλητές που επιλύονται κατά μία πλεγματική γραμμή θεωρούνται άγνωστες και εξαρτώνται από τις αντίστοιχες στην προηγούμενη και στην επόμενη πλεγματική γραμμή. Αυτές της προηγούμενης πλεγματικής γραμμής λαμβάνονται ίσες με τις πιο πρόσφατες υπολογισμένες τιμές τους και έτσι βρίσκονται οι τιμές μίας μεταβλητής κατά μήκος πλεγματικών γραμμών σε μία κατεύθυνση. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται και για την άλλη κατεύθυνση.

5.10 Υποχαλάρωση

Σε κάθε επανάληψη είναι απαραίτητη η εφαρμογή υποχαλάρωσης κατά την επίλυση των εξισώσεων, προκειμένου να αποφευχθούν μεγάλες διακυμάνσεις των μεταβλητών ανάμεσα σε διαδοχικές επαναλήψεις που μπορούν να προκαλέσουν απόκλιση της λύσης. Η παράμετρος της υποχαλάρωσης, βέβαια, μπορεί να επιδρά στη σύγκλιση κάνοντάς την πολύ αργή αν είναι πολύ μικρή, ή μπορεί να οδηγήσει και σε απόκλιση αν είναι πολύ μεγάλη. Με την υποχαλάρωση, μόνο ένα ποσοστό της τιμής μιας μεταβλητής που υπολογίστηκε χρησιμοποιείται για αρχική τιμή της επόμενης επανάληψης. Το υπόλοιπο μέρος της τιμής αυτής λαμβάνεται από την προηγούμενη επανάληψη:

$$\Phi_p^{new} = \omega\Phi_p^{new} + (1-\omega)\Phi_p^{old} \tag{5.10.1}$$

Όπου,

Φ_p^{new}: η νέα τιμή της μεταβλητής Φ στους κόμβους του πλέγματος,

Φ_p^{old}: η τιμή της μεταβλητής Φ στην προηγούμενη επανάληψη στον ίδιο κόμβο του πλέγματος και

ω: ο συντελεστής υποχαλάρωσης, ω ε [0,1]

5.11 Σύγκλιση

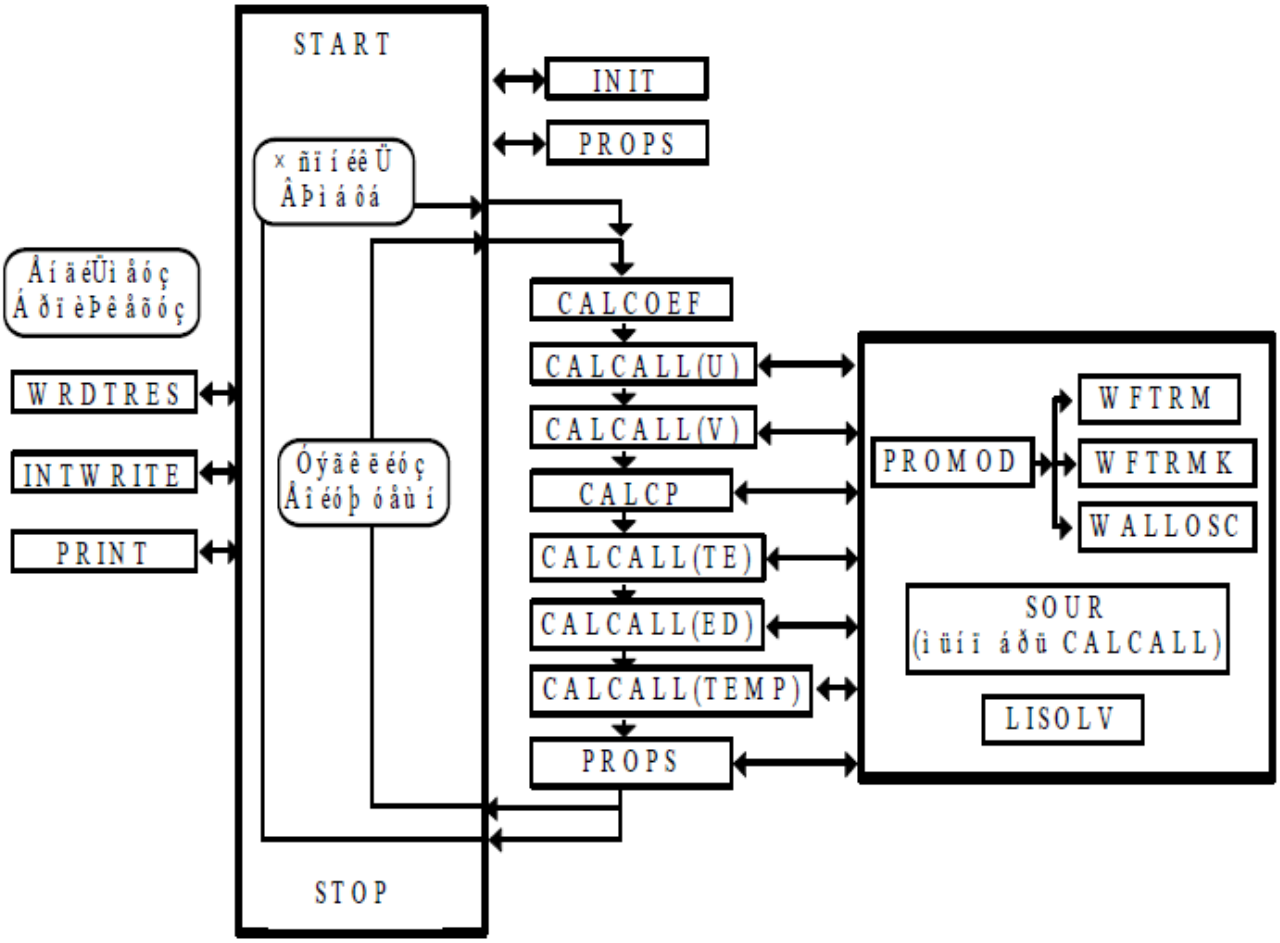
Σκοπός της διαδικασίας είναι εν τέλει να λάβουμε ικανοποιητικά αποτελέσματα όσον αφορά τα φυσικά μεγέθη που διέπουν το φαινόμενο και τις εξισώσεις που επιλύονται. Η ελάχιστη τιμή κάτω από την οποία θεωρούμε ότι έχουμε φτάσει στη λύση, δηλαδή το πρόβλημα έχει συγκλίνει, είναι το 0,5% του ρυθμού εισόδου της αντίστοιχης μεταβλητής κάθε φορά.

Σε αυτή την περίπτωση θεωρούμε ότι:

- Έχει επιτευχθεί η απαιτούμενη ακρίβεια στη λύση, δηλαδή τα υπόλοιπα βρίσκονται κάτω από μία προκαθορισμένη τιμή.
- Η τιμή της μεταβλητής που επιλύεται έχει ουσιαστικά σταθεροποιηθεί.
- Έχει επιτευχθεί ανεξαρτησία λύσης από το πλέγμα και τον χρόνο, δηλαδή η λύση δεν μεταβάλλεται με πύκνωση του πλέγματος ή των χρονικών βημάτων.
- Ικανοποιούνται τα ισοζύγια μάζας, ορμής και ενέργειας σε όλο το πεδίο ροής

5.12 Παρουσίαση της υπολογιστικής μεθοδολογίας σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN

Η μαθηματική μεθοδολογία πουπεριγράφηκε προηγουμένως βρίσκει εφαρμογή μέσω ενός υπολογιστικού κώδικα σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN. Στην παράγραφο αυτή θα γίνει αναλυτική παρουσίαση του προγράμματος με περιγραφή των υπορουτινών που χρησιμοποιούνται και της λειτουργίας τους καθώς και επεξήγηση των μεταβλητών που εμφανίζονται στον κώδικα. Ακολουθεί το λογικό διάγραμμα του προγράμματος CAFFCA.



Σχήμα 5.7 Λογικό διάγραμμα προγράμματος CAFFCA [4]

Το πρόγραμμα αποτελείται από το κύριο μέρος (MAIN) , στο οποίο γίνεται η κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος και δίνονται οι αρχικές συνθήκες των περισσότερων μεταβλητών. Ακολουθεί η πρώτη επαναληπτική διαδικασία για την χρονική εξέλιξη του φαινομένου και στην συνέχεια μία δεύτερη σε κάθε επανάληψη της πρώτης (κάθε χρονικό βήμα) στην οποία γίνεται και η σύγκλιση των εξισώσεων. Σε αυτή την επαναληπτική διαδικασία επιτυγχάνεται ο κύριος υπολογισμός μέσω κάποιων υπορουτινών (CALCOEF , CALCALL ,CALCP), οι οποίες θα αναφερθούν παρακάτω. Για κάθε χρονικό βήμα επιτυγχάνεται η λύση για κάθε χρονική στιγμή. Σε περίπτωση χρονικά μεταβαλλόμενου πεδίου ροής γίνεται έλεγχος για την διαφορά της

λύσης της προηγούμενης χρονικής στιγμής και η λύση προχωρά σε επόμενο χρονικό βήμα μέχρι το πρόβλημα να φτάσει σε κατάσταση μονιμότητας, όπου αποθηκεύονται και τα αποτελέσματα.

Στο πρόγραμμα χρησιμοποιούνται οι εξής υπορουτίνες:

INIT: Στην υπορουτίνα αυτή ορίζονται κάποια γεωμετρικά μεγέθη του υπολογιστικού κώδικα , μηδενίζονται όλες οι μεταβλητές ή δίνονται οι κατάλληλες τιμές στις σταθερές.

PROPS : Εδώ γίνεται ο υπολογισμός της τυρβώδους συνεκτικότητας.

CALCOEF: Η υπορουτίνα αυτή καλείται μία φορά στην αρχή κάθε επανάληψης και σε αυτήν γίνεται ο υπολογισμός των συντελεστών διάχυσης, οι οποίοι είναι οι ίδιο για όλες τις μεταβλητές που επιλύονται με βάση την Εξίσωση (5.3.1) ή την (5.5.1).

CALCALL: Στην υπορουτίνα αυτή γίνεται ο υπολογισμός των συντελεστών της (5.5.1) και συγχρόνως εφαρμόζεται το υβριδικό ή το BSOU σχήμα ανάντι διαφόρισης.

CALCP: Η υπορουτίνα αυτή έχει ως σκοπό τον υπολογισμό της διόρθωσης της πίεσης μέσω της εφαρμογής της εξίσωσης της συνέχειας.

PRINT , NPRINT: Οι υπορουτίνες αυτές έχουν ως σκοπό την παρουσίαση των τιμών μιας μεταβλητής σε όλο το πεδίο έτσι ώστε να λαμβάνεται μια πρώτη εικόνα της λύσης.

INTWRITE,WRDTRES: Οι υπορουτίνες αυτές λειτουργούν για την ενδιάμεση αποθήκευση μεταβλητών κατά τη λειτουργία του προγράμματος.

LISOLV: Η υπορουτίνα αυτή λειτουργεί για την εφαρμογή της μεθοδολογίας επίλυσης τριδιαγώνιου συστήματος με εναλλαγή κατευθύνσεων.

PROMOD: Η υπορουτίνα αυτή καλείται για να εφαρμοστούν οι οριακές συνθήκες για κάθε μεταβλητή σε κάθε όριο του πεδίου.

SOUR: Αυτή η υπορουτίνα σχετίζεται με τον υπολογισμό επιπλέον όρων για το BSOU σχήμα ανάντι διαφόρισης.

Στο πρόγραμμα χρησιμοποιούνται οι εξής συναρτήσεις:

WFTRM,WFTRMK: Οι δύο αυτές συναρτήσεις (FUNCTION) επιστρέφουν τους όρους των συναρτήσεων τοιχώματος (5.8.5) και (5.8.1) για την εφαρμογή των ανάλογων οριακών συνθηκών.

WALLOSC: Η συνάρτηση αυτή επιστρέφει την συνημιτονοειδή μεταβολή ενός μεγέθους με δεδομένη συχνότητα και συναρτήσει του χρόνου που προχωρά η επίλυση.

Οι βασικές μεταβλητές που επιλύονται έχουν τους εξής συμβολισμούς:

Ταχύτητες (u,v,m/s) : **U(I,J), V(I,J) , W(I,J)**

Πίεση (P, N/m^2) και **διόρθωση πίεσης** (P', N/m^2): **P(I,J) , PP(I,J)**

Τυρβώδης κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας(k,m^2/s^2): **TE(I,J)**

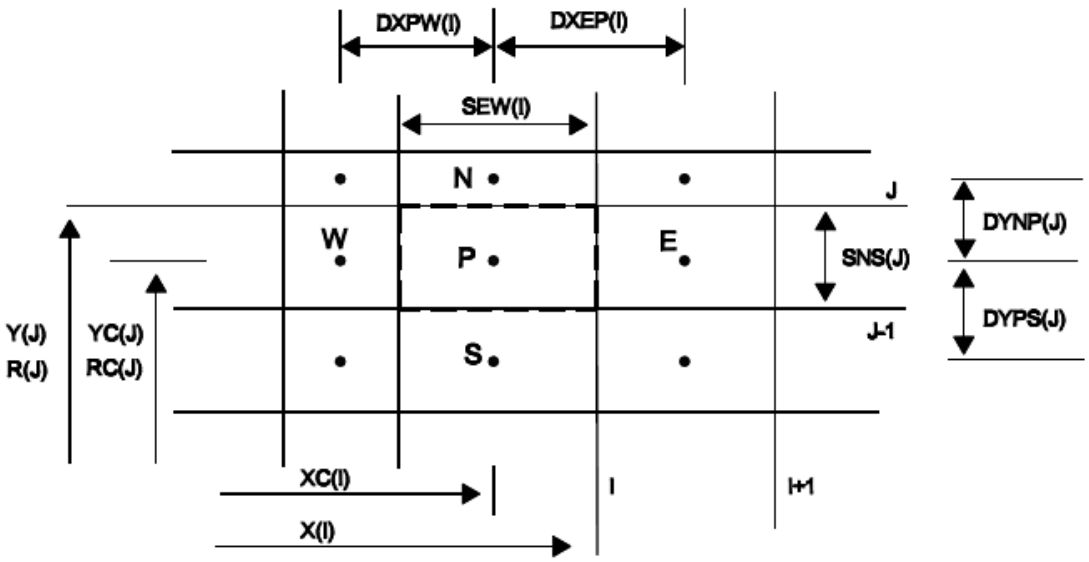
Ρυθμός καταστριφής ενέργειας ανά μονάδα μάζας(ε,m^2/s^3): **ED(I,J)**

Θερμοκρασία (T,^{O}K): **TEMP(I,J)**

Πυκνότητα(ρ, kg/m^3): **DEN(I,J)**

Συνεκτικότητα (μt+μl,kg/m*s) : **VIS(I,J)**

Οι βασικές μεταβλητές που ορίζουν την γεωμετρία του πλέγματος δίνονται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 5.8 Μεταβλητές που ορίζονται από το υπολογιστικό πλέγμα [4]

Τα αρχεία που απαρτίζουν τον κώδικα:

- **CAFFCA.FOR** βασικό αρχείο προγράμματος σε γλώσσα FORTRAN.
- **CAF.INC** αρχείο FORTRAN με COMMON BLOCKS. Εδώ εισάγεται το μέγεθος του υπολογιστικού πλέγματος.
- **CTINPUT** Αρχείο εισόδου δεδομένων.

Τα αρχεία που παράγονται κατά την λειτουργία του κώδικα:

- **INTFLD** Σε αυτό το αρχείο αποθηκεύονται όλες οι μεταβλητές του πεδίου που είναι απαραίτητες για την επανεκκίνηση του προγράμματος και είναι σε δυαδική μορφή.
- **RATECONV** Σε αυτό το αρχείο καταγράφονται τα υπόλοιπα της κάθε εξίσωσης σε κάθε επανάληψη

- **RES** Σε αυτό το αρχείο καταγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά της επιλυόμενης ροής , τα υπόλοιπα των εξισώσεων στο τέλος κάθε χρονικού βήματος, τα y+ των επάνω και κάτω τοιχωμάτων και τυπώνονται οι τιμές των μεταβλητών σε όλο το πεδίο.
- **GRID** Σε αυτό το αρχείο καταγράφονται οι συντεταγμένες των πλεγματικών γραμμών και οι τιμές που χαρακτηρίζουν το κάθε σημείο ως οριακό η εσωτερικό .
- **DT1.DAT,DT2.DAT…** Σε αυτά τα αρχείο καταγράφονται αντίγραφα του INTFLD στο τέλος των χρονικών βημάτων και χρησιμοποιούνται στην καταγραφή αποτελεσμάτων χρονικά μεταβαλλόμενων πεδίων ροής.

Για την επεξεργασία αποτελεσμάτων χρησιμοποιείται το πρόγραμμα **DATAOUT.FOR ,** το οποίο διαβάζει το INTFLD και τα DT1.DAT DT2.DAT.. και εξάγει τις διανομές των μεταβλητών σε διάφορες θέσεις του πεδίου, ισογραμμές μεταβλητών , γραμμές ροής , διανύσματα ταχυτήτων κ.τ.λ. σε μορφή στηλών. Τα δεδομένα αυτά μπορούν να αναγνωριστούν από διάφορα προγράμματα γραφικών , στην περίπτωση μας από το TECPLOT.

6 Μεθοδολογία

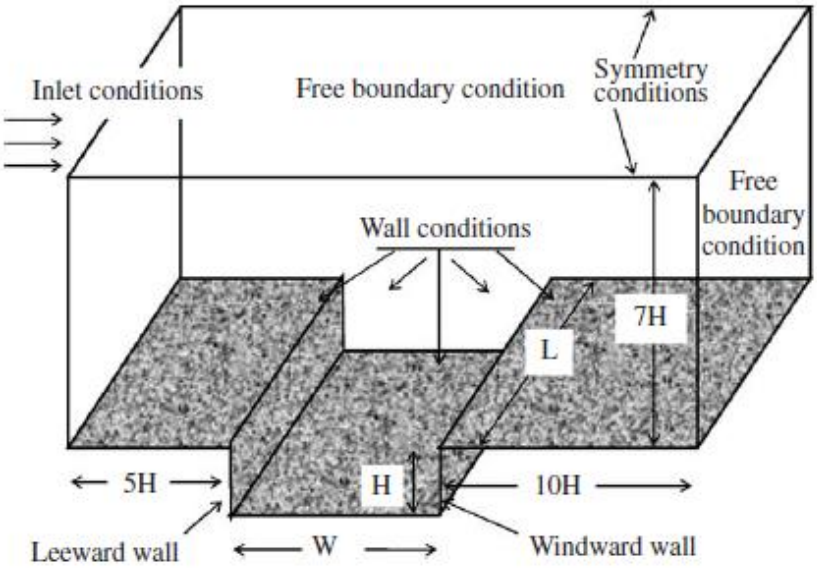
6.1 Διάταξη

Όπως προαναφέρθηκε μελετούνται δύο περιπτώσεις ροής, η μόνιμη ροή με σταθερή ταχύτητα και η μη μόνιμη ροή με αλλαγή της τιμής της ταχύτητας με τον χρόνο. Κατά την μελέτη της μόνιμης ροής του προβλήματος επιλέχθηκε να προσομοιωθεί η ροή σε πειραματικές διαστάσεις , ενώ κατά τη μελέτη της μη μόνιμης ροής επιλέχθηκαν πραγματικές διαστάσεις κτηρίων. Δηλαδή χρησιμοποιήθηκε ακριβώς η ίδια γεωμετρία αστικής χαράδρας με τη μόνιμη ροή , αλλά με διαστάσεις πολλαπλασιασμένες x300.

Μελετήθηκε η επίδραση της γεωμετρίας της χαράδρας και τα χαρακτηριστικά της ριπής στον αερισμό της οδικής χαράδρας με μόνιμο και μη μόνιμη πεδίο ροής. Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε και επιλέχθηκε από το δημοσιευμένο άρθρο των Xie et al. (2004) [**6**] έχει την μορφή που παρουσιάζεται στο (**Σχήμα 6.1**) και στο (**Σχήμα 6.2**) με **H1** το ύψος του ανάντη κτηρίου, **H2** το ύψος του κατάντη κτηρίου και **W** το πλάτος του δρόμου.

Για την περίπτωση της μόνιμη ροής, το ύψος του ανάντη κτηρίου στην διάταξη που χρησιμοποιήθηκε ορίστηκε H1=0,06m και η υπολογιστική περιοχή ορίστηκε 0,96m*0,48m.

Στην περίπτωση της μη μόνιμης ροής , το ύψος του ανάντη κτηρίου ορίστηκε H1=18m και η υπολογιστική περιοχή 288m*144m.



Σχήμα 6.1 Διάταξη αστικής χαράδρας [6]

Αρχικά μελετήθηκε το προφίλ της ταχύτητας για 3 περιπτώσεις διάταξης , **0.65<H1/W<2.57** ,**H1/W<0.65** , **H1/W>1.57** σε διαφορετικά ύψη κτηρίων H1=H2 , H1>H2 , H1<H2 αντίστοιχα για την κάθε διάταξη. Συγκεκριμένα για κάθε περίπτωση μελετήθηκαν οι εξής γεωμετρίες [**6**]:

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

- **Περίπτωση 1η: 0.65<H1/W<1.57**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=1 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=0.9** (όπου H1=0.06m και H2=0,0666m) **και H1/H2=1.42** (όπου H1=0.06m και H2=0.0423m)

- **Περίπτωση 2η: H1/W>1.57**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=2 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=0.06m και H2=0.06m) **H1/H2=0,8** (όπου H1=0.06m και H2=0.075m) **και H1/H2=1.2** (όπου H1=0.06m και H2=0.05m)

- **Περίπτωση 3η: H1/W<0.65**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=0.5 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=0.06m και H2=0.06m) **H1/H2=0.71** (όπου H1=0.06m και H2=0.084507m) **και H1/H2=2** (όπου H1=0.06m και H2=0.03m)

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

- **Περίπτωση 1η: 0.65<H1/W<1.57**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=1 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=0.9** (όπου H1=18m και H2=20m) **και H1/H2=1.42** (όπου H1=18m και H2=12.767m)

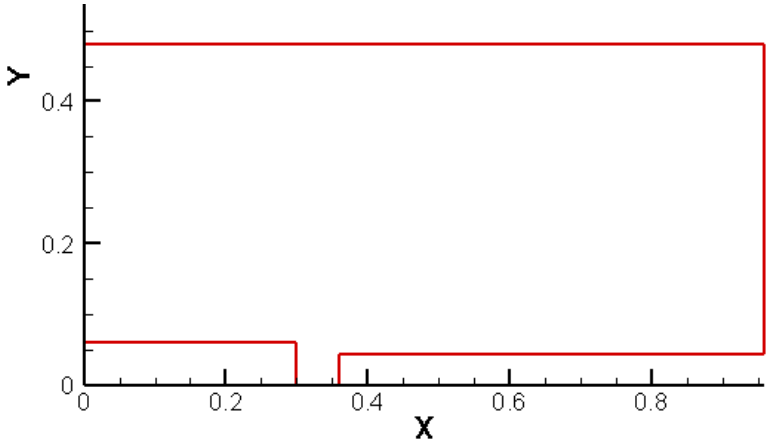
- **Περίπτωση 2η: H1/W>1.57**

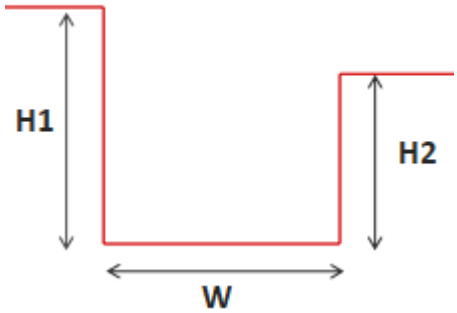
  Συγκεκριμένα για: H1/W=2 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=18m και H2=18m) **H1/H2=0.8** (όπου H1=18m και H2=22.5m) **και H1/H2=1.2** (όπου H1=18m και H2=15m)

- **Περίπτωση 3η: H1/W<0.65**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=0.5 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=18m και H2=18m) **H1/H2=0.71** (όπου H1=18m και H2=25.3521127m) **και H1/H2=2** (όπου H1=18m και H2=9m)

Για τον σχηματισμό της σωστής διάταξης του υπολογιστικού χώρου και της γεωμετρίας της χαράδρας ορίζονται κάποια μεγέθη στο αρχείο εισόδου CTINPUT [**4**].
Με βάση την κάθε διάταξη , η οποία φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, ορίζονται τα μεγέθη:
X1,X2,Y1,Y2 ως συντεταγμένες των γωνιών του τετραγωνικού ορίου στο εσωτερικό του χώρου





Σχήμα 6.2 Παράδειγμα διάταξης υπολογιστικού χώρου

- Πλεγματικές γραμμές που ορίζουν το τετραγωνικό όριο στο εσωτερικό του χώρου (χαράδρα εντός των κτηρίων) κατά τις κατευθύνσεις x και y :
  IW1,IW2,JW1,JW2

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Για την 1η περίπτωση 0.65<H1/W=1

και συγκεκριμένα για : **H1/H2=0.9** ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.36m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
H1/H2=1.42 ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.36m, Y1=0.0m , Y2=0.06m

Για την 2η περίπτωση H1/W=2

και συγκεκριμένα για: **H1/H2=1** ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
H1/H2=0.8 ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.075m
H1/H2=1.2 ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.06m

Για την 3η περίπτωση H1/W=0.5

και συγκεκριμένα για: **H1/H2=1** ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
H1/H2=0.71 ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.084507m
H1/H2=2 ορίστηκαν τα X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.06m

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Για την 1η περίπτωση 0.65<H1/W=1

και συγκεκριμένα για : **H1/H2=0.9** ορίστηκαν τα X1=90m, X2=108m , Y1=0m , Y2=18m
H1/H2=1.42 ορίστηκαν τα X1=90m, X2=108m, Y1=0m , Y2=12.676m

Για την 2η περίπτωση H1/W=2

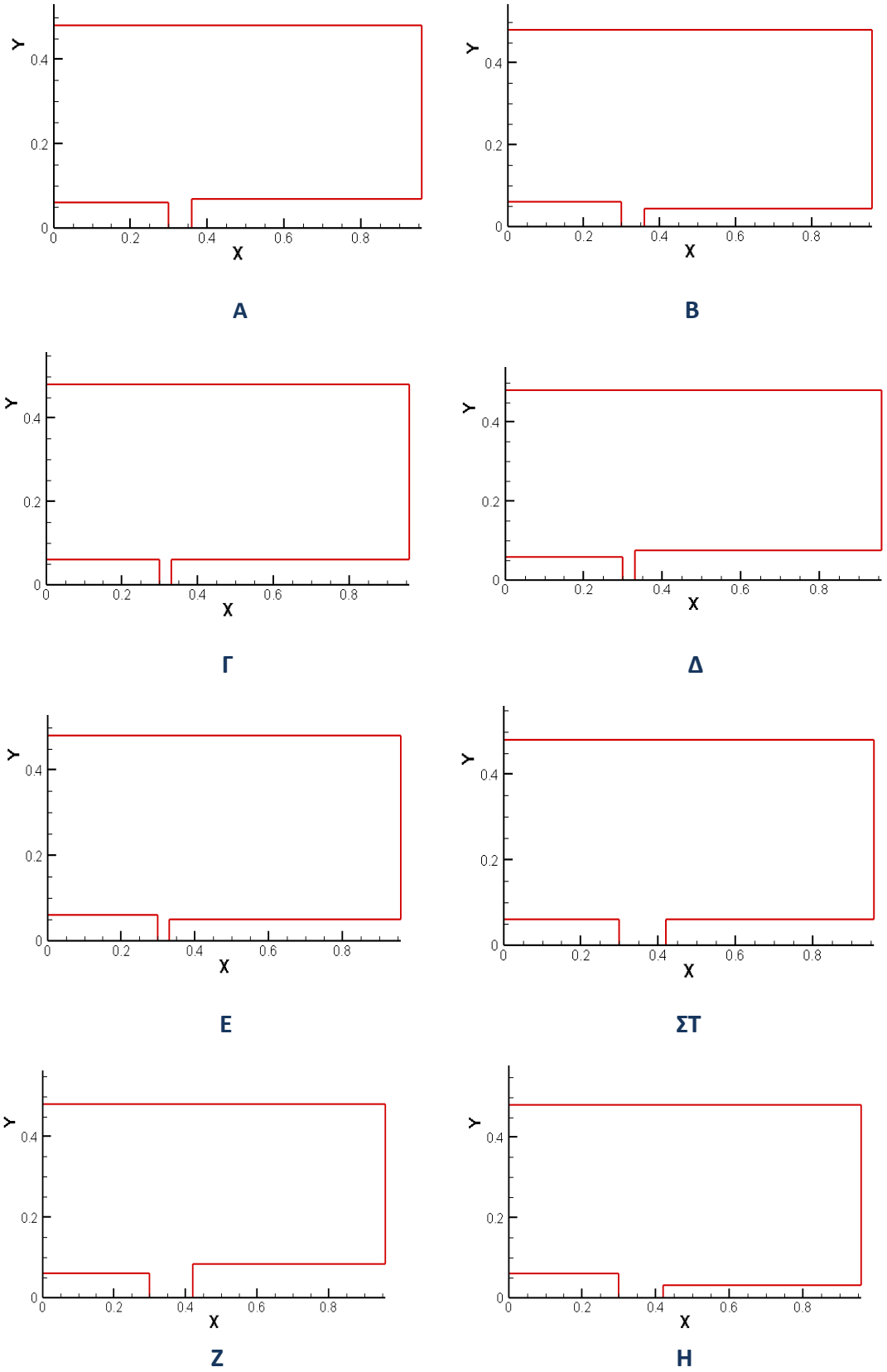
και συγκεκριμένα για: **H1/H2=1** ορίστηκαν τα X1=90m, X2=99m , Y1=0m , Y2=18m
H1/H2=0.8 ορίστηκαν τα X1=90m, X2=99m , Y1=0m , Y2=18m
H1/H2=1.2 ορίστηκαν τα X1=90m, X2=99m , Y1=0m , Y2=15m

Για την 3η περίπτωση H1/W=0.5

και συγκεκριμένα για: **H1/H2=1** ορίστηκαν τα X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=18m
H1/H2=0.71 ορίστηκαν τα X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=18m
H1/H2=2 ορίστηκαν τα X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=9m

Επιπλέον ορίζοντα τα:

- **YTOT:** Μέγιστη διάσταση του χώρου κατά Y, δηλαδή για μόνιμη ροή : YTOT=0.48m και για μη μόνιμη : YTOT=144m
- **XTOT:** Μέγιστη διάσταση του χώρου κατά X, δηλαδή για μόνιμη ροή : XTOT=0.96m και για μη μόνιμη : XTOT=288m
  (Τα XTOT,YTOT είναι ίδια για όλες τις περιπτώσεις γεωμετρίας)
- Τέλος ορίζεται και ο αριθμός **RLENGTH** ως χαρακτηριστικό μήκος της γεωμετρίας ,το οποίο χρησιμεύει για τον υπολογισμό του αριθμού Reynolds και για αδιαστατοποίηση.



Σχήμα 6.3 Διατάξεις υπολογιστικού χώρου για διάφορες γεωμετρίες. Α) 0.65<H1/W=1, H1/H2=0.9 , Β) 0.65<H1/W=1 H1/H2=1.42 , Γ) H1/W=2, H1/H2=1 , Δ) H1/W=2, H1/H2=0.8 , Ε) H1/W=2, H1/H2=1.2 ΣΤ) H1/W=0.5 ,H1/H2=1 , Ζ) H1/W=0.5,H1/H2=0.71 , Η) H1/W=0.5,H1/H2=2

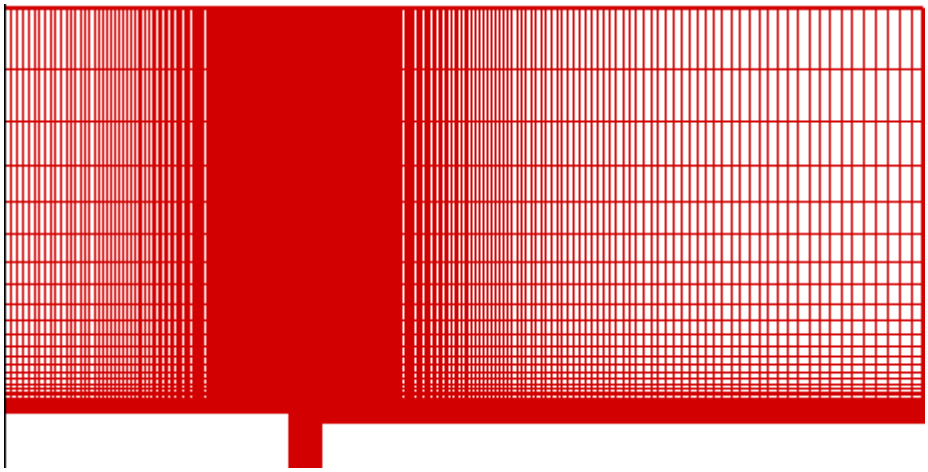
6.2 Διακριτοποίηση –Υπολογιστική προσομοίωση της αστικής χαράδρας.

Για την επίλυση των Διαφορικών Εξισώσεων ένα σημαντικό στοιχείο είναι το πλέγμα που αναπαριστά σε διακριτή μορφή το χωρίο του προβλήματος. Το πλέγμα αποτελεί το μέσο επί του οποίου οι διαφορικές εξισώσεις προσεγγίζονται από αλγεβρικές σχέσεις και περιγράφονται διακριτά συνεχείς ποσότητες. Σε προβλήματα μεγάλης κλίμακας ή/και πολυπλοκότητας, ο ρόλος του πλέγματος στην αριθμητική επίλυση έχει μεγάλη σημασία [**32**] .

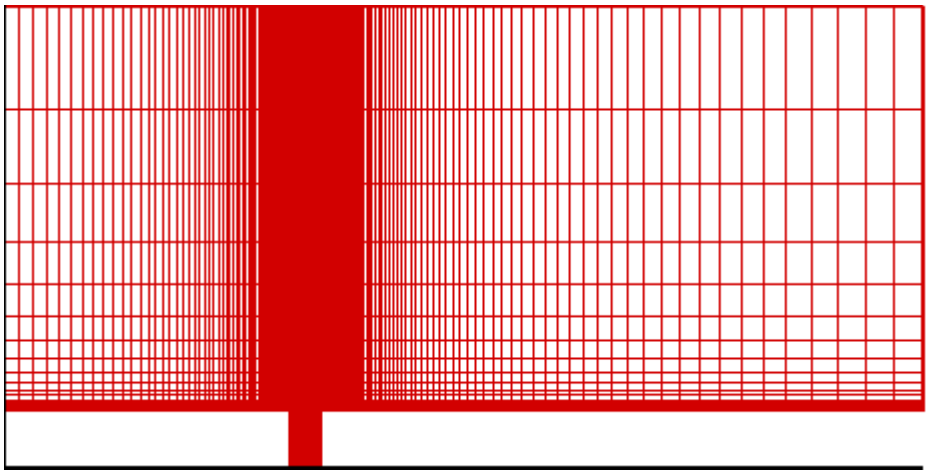
Στην περίπτωση της μόνιμης ροής, για την μελέτη της ροής στις διάφορες γεωμετρίες και την επικύρωση των αποτελεσμάτων, δοκιμάστηκαν δύο διαφορετικά πλέγματα. Σε υπολογιστικό χωρίο μεγέθους 0,96m*0,48m, χρησιμοποιήθηκε αρχικά αραιό πλέγμα 231×81 και έπειτα πυκνό πλέγμα 462×162. Όταν χρησιμοποιήθηκε το πυκνό πλέγμα, για να επιτευχθεί όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια στα αποτελέσματα του πεδίου ροής, η ένταση του πλέγματος ήταν εντονότερη εντός της αστικής χαράδρας και περιφερειακά αυτής.

Στην περίπτωση της μη μόνιμης ροής, για λόγους χρονικών περιορισμών και υλικών δυνατοτήτων (π.χ. ταχύτητα υπολογιστή), για υπολογιστικό πεδίο μεγέθους 288m*144m, επιλέχθηκε αραιό πλέγμα 231×81.

Η πυκνότητά του πλέγματος ελέγχεται με το συνολικό αριθμό των αριθμητικών κόμβων και ορίστηκε στο αρχείο CAF.INC από τις **NI,NJ** , όπου δίνεται και η μεγαλύτερη εκ των δύο **NIJMX,** αλλά και τοπικά με την χρήση συντελεστών γεωμετρικής προόδου για την διανομή των πλεγματικών γραμμών σε κάποιες περιοχές της γεωμετρίας [**4**].



Σχήμα 6.4 Υπολογιστικό πλέγμα κατά το επίπεδο xy 462×162



Σχήμα 6.5 Υπολογιστικό πλέγμα κατά το επίπεδο xy 231×81

Στο αρχείο εισόδου CTINPUT ορίζονται επιπλέον οι πλεγματικές γραμμές που ορίζουν το τετραγωνικό όριο στο εσωτερικό του χώρου (χαράδρα εντός των κτηρίων) κατά τις κατευθύνσεις x και y :
IW1,IW2,JW1,JW2 .

Όσον αφορά την πυκνότητα του υπολογιστικού πλέγματος, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, εκτός των NI,NJ χρησιμοποιούνται και κάποιοι συντελεστές γεωμετρικής προόδου για την X και Y κατεύθυνση, με τους οποίους μπορούμε να ελέγχουμε τοπικά την πυκνότητα του πλέγματος:

EXPX: Συντελεστής γεωμετρικής προόδου από το I=1 έως το IW1
EXPXW: Συντελεστής γεωμετρικής προόδου από το I=IW1 έως το IW2
EXPY: Συντελεστής γεωμετρικής προόδου από το J=1 έως το JW1
EXPYW: Συντελεστής γεωμετρικής προόδου από το I=JW1 έως το JW2

Έτσι σε συνδυασμό με τα **X1,X2,Y1,Y2** σχηματίζεται η κατάλληλη διάταξη και η κατάλληλη πύκνωση του πλέγματος στα κρίσιμα σημεία μελέτης, στην περίπτωση μας στο εσωτερικό της χαράδρας.

6.3 Αρχικές και οριακές συνθήκες

Για τον καθορισμό του είδους των οριακών συνθηκών στα όρια I=1,NI και J=1,NJ χρησιμοποιούνται **IBOUNDN, IBOUNDS,IBOUNDE,IBOUNDW** για το βόρειο ,το νότιο ,το ανατολικό και το δυτικό όριο αντίστοιχα. Στις μεταβλητές αυτές μπορεί να δοθεί η τιμή 0 όταν έχουμε είσοδο ρευστού στον υπολογιστικό χώρο, η τιμή 1 όταν έχουμε στερεό τοίχωμα, 2 όταν έχουμε άξονα συμμετρίας , η τιμή 3 όταν πρόκειται για όριο από το οποίο μπορεί να βγαίνει ρευστό και η τιμή 4 όταν έχουμε στερεό όριο κινούμενο παράλληλα στην κατεύθυνση του.
Στην περίπτωση μας ορίζονται:
IBOUNDN =2
IBOUNDS=1
IBOUNDE=3
IBOUNDW=0

Για θερμοκρασία Τα=27.5 ◦C συμπληρώνονται τα μεγέθη DENSITY, VISCOSITY, CP, όπως φαίνεται στην εικόνα και παραμένουν ίδια για όλες τις διατάξεις οδικής χαράδρας:

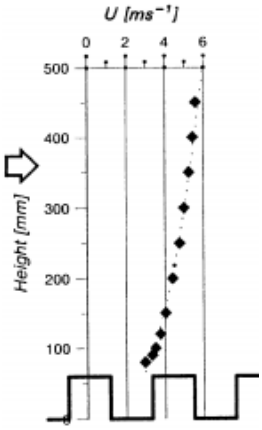
- **DENSITY :** Πυκνότητα ρευστού ρ=1.225 kg/m^3
- **VISCOSITY:** Δυναμική συνεκτικότητα ρευστού μ=1.81*10^(-5) kg/msec
- **CP:** Ειδική θερμοχωρητικότητα Cp=1.007 J/gK

Και ο αριθμός PRANDTL:

PRANDTL NUMBER: Αριθμός Prandtl του ρευστού (Pr=μCp/λ=0.707)

6.4 Προφίλ ταχύτητας εισόδου στη μόνιμη ροή

Σημαντική προσθήκη στο αρχείο CTINPUT αποτελεί η διανομή των ταχυτήτων U,V στην είσοδο. Τα πειραματικά δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως πάρθηκαν από την μελέτη των Meroney and Rafailidis [**5**] Το προφίλ ταχύτητας που χρησιμοποιήθηκε για τις περιπτώσεις γεωμετρίας H/W=0.5 και H/W=2 είναι παρόμοιο με το προφίλ που χρησιμοποιήθηκε στην δημοσίευση του Rafailidis [**33**] με μέση τιμή ταχύτητας εισόδου ίση με 5m/s. Ενώ για το προφίλ στις περιπτώσεις γεωμετρίας H/W=1 επιλέχθηκε προφίλ ταχύτητας μικρότερων τιμών με μέση τιμή ταχύτητας εισόδου ίση με 3m/s, σύμφωνα με το άρθρο των Xie et al. [**6**] .



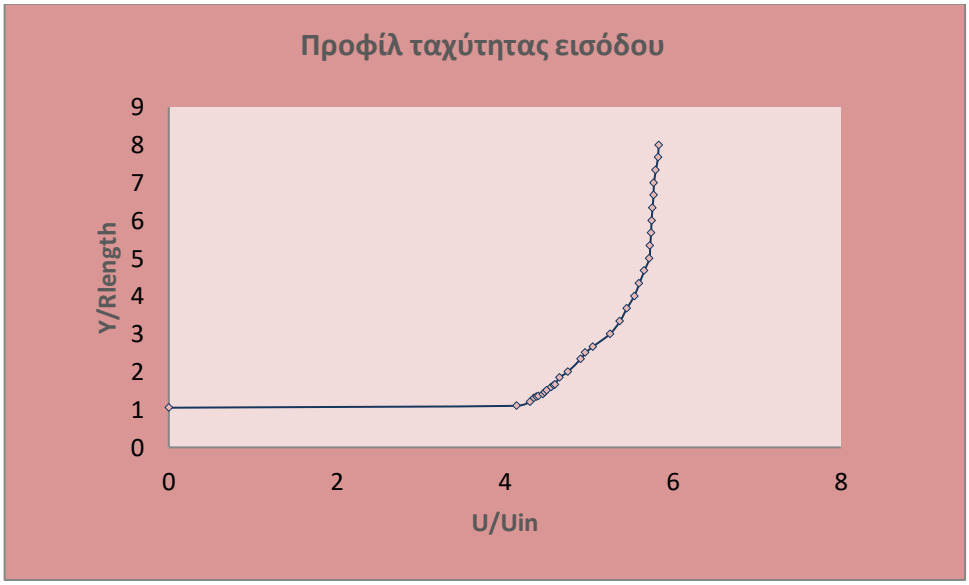
Σχήμα 6.6 Προφίλ ταχύτητας εισόδου [33]

Το προφίλ της ταχύτητας που επιλέχθηκε αποτυπώνεται στο αρχείο CTINPUT σε δύο στήλες, των οποίων η αριστερή δηλώνει την ποσότητα U/UIN και η δεξιά την αδιαστατοποιημένη ποσότητα Y/RLENGHT. Είναι σημαντικό το προφίλ εισόδου να δίνεται σε όλα τα ύψη από Y/RLENGTH μέχρι YTOT/RLEGTH . Για την ταχύτητα U χρησιμοποιήθηκε λογαριθμικό προφίλ λόγω του οριακού στρώματος. Για το προφίλ της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας V επιλέχθηκαν μηδενικές τιμές.

Ακόμη ορίστηκε η μέση ταχύτητα εισόδου **UIN** (m/s).

```
    33          U INLET PROFILE
0               1.05
4.14            1.1
4.3             1.2
4.35            1.3
4.38            1.33333
4.4             1.35
4.45            1.4
4.48            1.45
4.5             1.5
4.55            1.6
4.58            1.65
4.6             1.6666
4.65            1.85
4.75            2.0
4.9             2.333
4.96            2.5
5.05            2.6666667
5.25            3.0
5.37            3.333333
5.45            3.6666666
5.54            4.0
5.6             4.333333
5.66            4.6666667
5.72            5.0
5.73            5.33333333
5.74            5.6666666
5.746           6.0
5.758           6.3333333
5.769           6.6666667
5.775           7.0
5.798           7.333333
5.822           7.666666
5.83            8.0
```

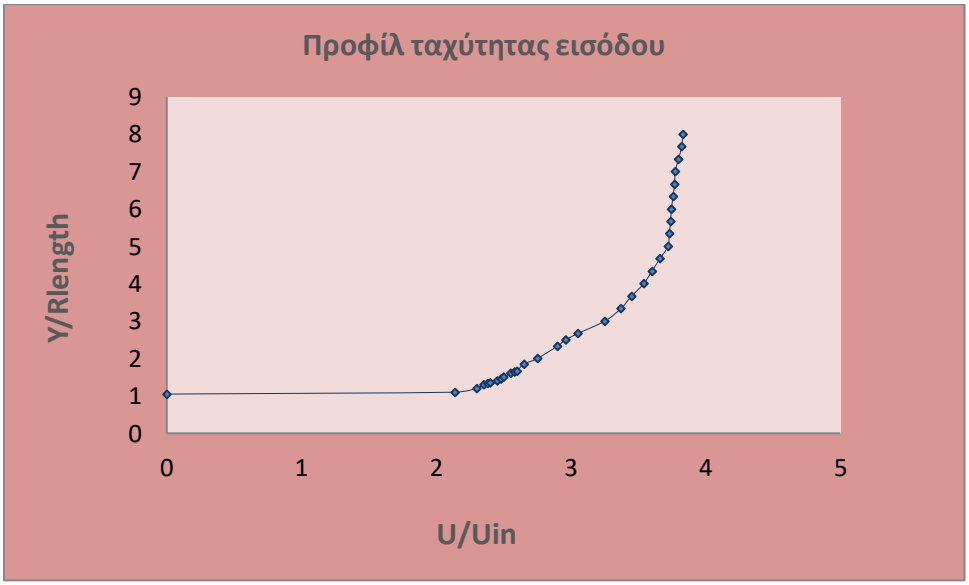
Σχήμα 6.7 Προφίλ ταχύτητας εισόδου για H/W=0.5 και H/W=2 , όπως εμφανίζεται στο αρχείο εισόδου CTINPUT



Σχήμα 6.8 Προφίλ ταχύτητας εισόδου για H/W=0.5 και H/W=2

```
    33          U INLET PROFILE
0       1.05
2.14    1.1
2.3     1.2
2.35    1.3
2.38    1.33333
2.4     1.35
2.45    1.4
2.48    1.45
2.5     1.5
2.55    1.6
2.58    1.65
2.6     1.6666
2.65    1.85
2.75    2
2.9     2.333
2.96    2.5
3.05    2.6666667
3.25    3
3.37    3.333333
3.45    3.6666666
3.54    4
3.6     4.333333
3.66    4.6666667
3.72    5
3.73    5.33333333
3.74    5.6666666
3.746   6
3.758   6.3333333
3.769   6.6666667
3.775   7
3.798   7.333333
3.822   7.666666
3.83    8
```

Σχήμα 6.9 Προφίλ ταχύτητας εισόδου για H/W=1, όπως εμφανίζεται στο αρχείο εισόδου CTINPUT



Σχήμα 6.10 Προφίλ ταχύτητας εισόδου για H/W=1

Επομένως για την περίπτωση την μόνιμης ροής με βάση το προφίλ ταχύτητας που χρησιμοποιήθηκε και τις τιμές της πυκνότητα του ρευστού, ρ=1.225 kg/m^3 και της δυναμικής συνεκτικότητάς του, μ=1.81*10^(-5) kg/msec προκύπτει ο αριθμός Reynolds ,

$$Re = \frac{\rho\, Umax\, D}{\mu} \qquad (6.4.1)$$

,*Re*=23674 όπου, $Umax$ =5.83m/s και *D*=0.06m το ύψος του κτηρίου (ή αλλιώς το ύψος της αστικής χαράδρας) για τις περιπτώσεις γεωμετρίας H/W=0.5 και H/W=2.

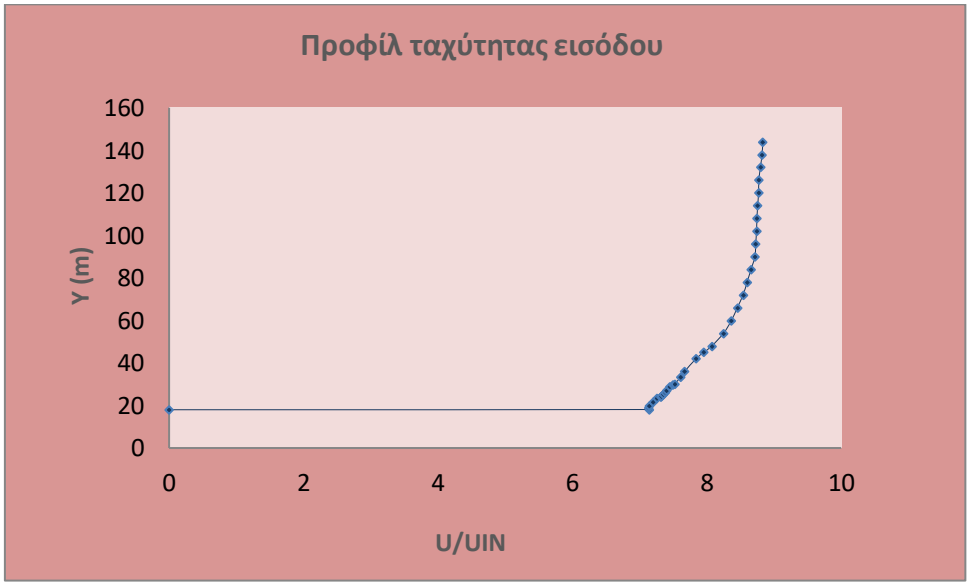
Και *Re*=15553 όπου, $Umax$ =3.83m/s και *D*=0.06m για τις περιπτώσεις γεωμετρίας H/W=1.

6.5 Προφίλ ταχύτητας εισόδου στη μη μόνιμη ροή

Αντίστοιχα στην περίπτωση της μη μόνιμης ροής χρησιμοποιήθηκε το προφίλ που φαίνεται στο (Σχήμα 6.11) με UIN=1m/s:

```
   36          U INLET PROFILE
0       0
0       18
7.14    18.1
7.136   18.9
7.142   19.8
7.2     21.6
7.258   23.4
7.317   23.99994
7.32    24.3
7.35    25.2
7.38    26.1
7.4     27
7.45    28.8
7.5     29.7
7.52    29.9988
7.608   33.3
7.67    36
7.84    41.994
7.956   45
8.075   48.0000006
8.25    54
8.367   59.999994
8.454   65.9999988
8.54    72
8.6     77.999994
8.658   84.0000006
8.717   90
8.728   95.99999994
8.74    101.9999988
8.746   108
8.7575  113.9999994
8.77    120.0000006
8.775   126
8.798   131.999994
8.822   137.999988
8.834   144
```

Σχήμα 6.11 Προφίλ ταχύτητας εισόδου, όπως εμφανίζεται στο αρχείο εισόδου CTINPUT



Σχήμα 6.12 Προφίλ ταχύτητας εισόδου

Επομένως για την περίπτωση την μόνιμης ροής με βάση το προφίλ ταχύτητας που χρησιμοποιήθηκε και τις τιμές της πυκνότητας του ρευστού, ρ=1.225 kg/m^3 και της δυναμικής συνεκτικότητάς του, μ=1.81*10^(-5) kg/msec προκύπτει ο αριθμός Reynolds, *Re*=10765632 , όπου, $Umax$ =8.83m/s και *D=18m* το ύψος του κτηρίου (ή αλλιώς το ύψος της αστικής χαράδρας).

Στην περίπτωση της μη μόνιμης ροής, όπως αναφέρθηκε κι σε προηγούμενο κεφάλαιο, η ταχύτητα κάνει μία μεταβολή, η οποία γίνεται με βάση την Εξίσωση (2.2) [**13**] .

όπου V(z) είναι η μέση ταχύτητα του ανέμου όσο ανεβαίνουμε από το έδαφος, N η περίοδος , V_{gustN} είναι το εύρος της ριπής για συγκεκριμένη περίοδο N χρόνων. Η τιμή που επιλέχθηκε για το V_{gustN} είναι 9.7m/s και τέθηκαν N=1, T=10s.

Στο πρόγραμμα CAFFCA αυτό που θέλουμε να μεταβάλουμε είναι η είσοδος της ταχύτητας στο αριστερό όριο του υπολογιστικού χώρου, δηλαδή το U(1,J). Σύμφωνα με την Εξίσωση (2.2) ταυτίζουμε τον όρο V(t) με τον όρο U(1,J). Εισάγουμε ένα καινούριο όρο UT0(J) ,τον οποίον ταυτίζουμε με το $V(z)$ και υπολογίζουμε το VgustN με βάση τις Εξισώσεις (2.3),(2.4),(2.5) ,όπου β=4.8 και N=1 και D=18m, Z_{hub} =18m , όσο και το ύψος της χαράδρας , $I_{15} = 0.18$ και α=2. Η ταχύτητα V_{hub} ορίζεται ως ο μέσος όρος των ταχυτήτων στο προφίλ εισόδου. Στην περίπτωση μας, σύμφωνα με το προφίλ ταχύτητας που χρησιμοποιήθηκε στην είσοδο η μέση ταχύτητα είναι V_{hub} =7.8103 m/s. Τελικώς προκύπτει η ταχύτητα VgustN= 7.728403m/s.

6.6 Συντελεστές υποχαλάρωσης

Σημαντική παράμετρος για τη σύγκλιση του κώδικα, την ταχύτητα σύγκλισης και την εφαρμογή των αριθμητικών σχημάτων αποτελούν οι συντελεστές υποχαλάρωσης που χρησιμοποιούνται για τις υπολογιζόμενες μεταβλητές. Σύμφωνα με τους R.M. Barron και Ali A. Salehi Neyshabouri [**34**], τη διπλωματική εργασία της Α. Καλογεράκη [**18**], καθώς και την προσωπική εμπειρία από τις δοκιμές κατά την υπολογιστική προσομοίωση της παρούσας εργασίας, τελικώς προτείνονται οι παρακάτω τιμές για τους συντελεστές υποχαλάρωσης των υπολογιζόμενων μεγεθών (χρήση υβριδικού σχήματος).

Πίνακας 6.1 Προτεινόμενοι συντελεστές υποχαλάρωσης για μόνιμη ροή [18] [34]

	URFU	URFV	URFP	URFK	URFD	URFT	URFVIS
συντελεστές υποχαλάρωσης	0.3	0.3	0.1	0.5	0.5	1.0	0.5

Πίνακας 6.2 Προτεινόμενοι συντελεστές υποχαλάρωσης για μη μόνιμη ροή [18] [34]

	URFU	URFV	URFP	URFK	URFD	URFT	URFVIS
συντελεστές υποχαλάρωσης	0.8	0.8	0.8	0.2	0.2	1.0	0.5

7 Παρουσίαση αποτελεσμάτων

7.1 Περίπτωση μόνιμης ροής

Εδώ μελετήθηκε η επίδραση της γεωμετρίας της χαράδρας και τα χαρακτηριστικά της ριπής στον αερισμό της οδικής χαράδρας με μόνιμο πεδίο ροής για όλες τις περιπτώσεις γεωμετρίας που αναφέρθηκαν και προηγουμένως [**6**].

- **Περίπτωση 1η: 0.65<H1/W<1.57**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=1 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=0.9** (όπου H1=0.06 και H2=0.0666) **και H1/H2=1.42** (όπου H1=0.06 και H2=0.0423)

- **Περίπτωση 2η: H1/W>1.57**

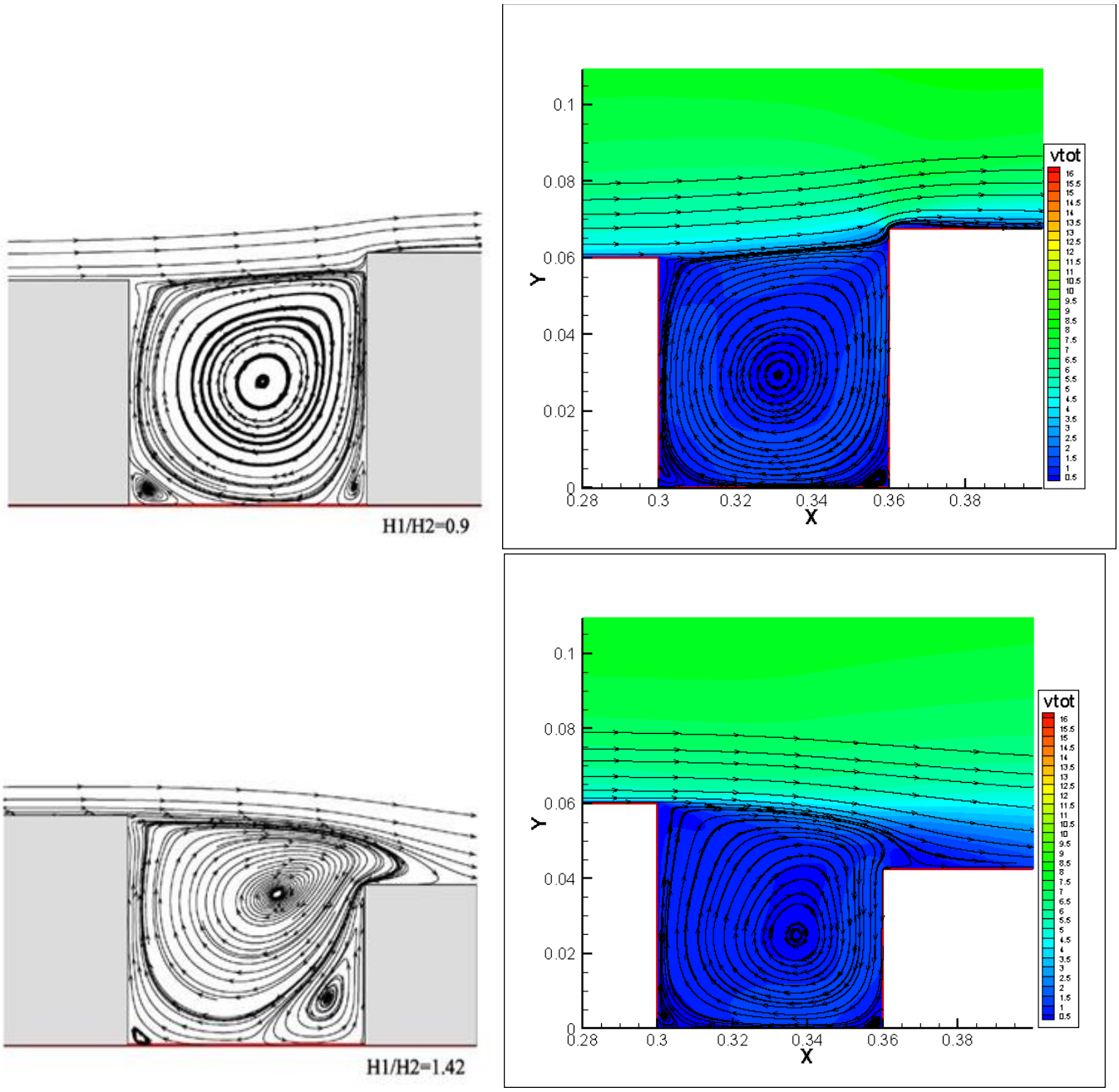
  Συγκεκριμένα για: H1/W=2 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=0.06 και H2=0.06) **H1/H2=0.8** (όπου H1=0.06 και H2=0.075) **και H1/H2=1.2** (όπου H1=0.06 και H2=0.05)

- **Περίπτωση 3η: H1/W<0.65**

  Συγκεκριμένα για: H1/W=0.5 χρησιμοποιήθηκαν οι γεωμετρίες: **H1/H2=1** (όπου H1=0.06 και H2=0.06) **H1/H2=0.71** (όπου H1=0.06 και H2=0.084507) **και H1/H2=2** (όπου H1=0.06 και H2=0.03)

Το πλέγμα που επιλέχθηκε αρχικά ήταν NI=231 και NJ=81. Στους συντελεστές EXPX,EXPY,EXPWX,EXPWY δόθηκε η τιμή 1.00100 για ομοιόμορφο πλέγμα. Έπειτα επιλέχθηκε πλέγμα NI=462 και NJ=162. Στους συντελεστές EXPWX,EXPWY,EXPX,EXPY δόθηκε η κατάλληλη τιμή ώστε το πλέγμα να πυκνώνει τοπικά εντός της χαράδρας και περιφερειακά αυτής. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα του δημοσιευμένου άρθρου των Xie et al. (2004) [**6**]. Μετά από δοκιμές και των δύο πλεγμάτων, συμπεραίνουμε ότι το πυκνότερο πλέγμα δίνει καλύτερη συμφωνία αποτελεσμάτων με το δημοσιευμένο άρθρο των Xie et al..

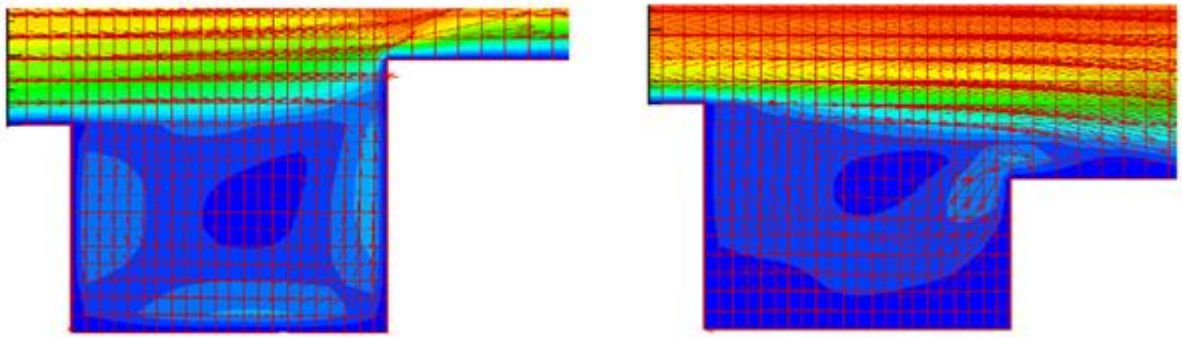
Σε κάθε δυάδα εικόνων το διάγραμμα που βρίσκεται στα αριστερά αντιστοιχεί σε αποτελέσματα που πάρθηκαν από το δημοσιευμένο άρθρο των Xie et al. (2004) και το διάγραμμα που βρίσκεται στα δεξιά σε αποτελέσματα που προέκυψαν από εφαρμογή υπολογιστικής μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων σε καρτεσιανό πλέγμα με επίλυση κατά SIMPLE και μοντέλο τύρβης με το πυκνότερο πλέγμα. Έπειτα παρουσιάζονται και τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή της υπολογιστικής μεθοδολογίας και για το αραιό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε αρχικά, τα οποία ,είναι ιδιαίτερα εμφανές, ότι δεν ταυτίζονται με αυτά του δημοσιευμένου άρθρου.



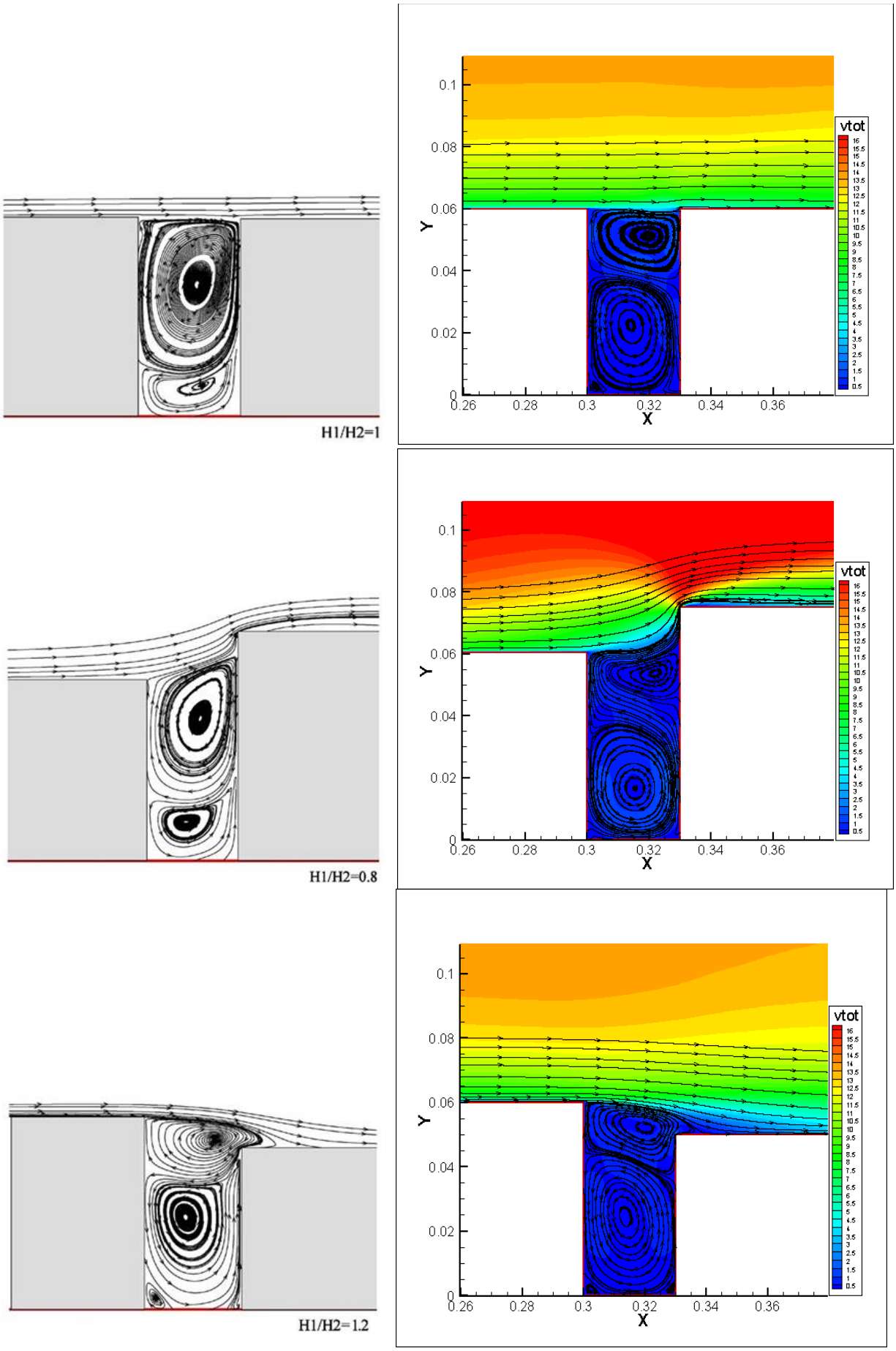
Σχήμα 7.1 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=1 a) H1/H2=0.9 b) H1/H2=1.42 για πυκνό πλέγμα 462x162 [6]

H1<H2: Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος για τις αναλογίες υψών H1/W=1 , H1/H2=0.9 δημιουργείται μία κεντρική δίνη, της οποίας το κέντρο είναι μετατοπισμένο στο <<προς τον άνεμο>> κτήριο. Επιπλέον υπάρχουν δύο ακόμα μικρές δίνες στο κάτω μέρος της χαράδρας στην αριστερή και στην δεξιά γωνία. Αντίστοιχα στο διάγραμμα που προέκυψε από την μέθοδό μας δημιουργείται και εδώ μία κεντρική δίνη ωρολογιακής φοράς με συντεταγμένες κέντρου (X,Y)=(0.3301117 , 0.030789) και δύο μικρές δίνες, αντί-ωρολογιακής φοράς στις δύο κάτω γωνίες.

H1>H2: Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος για τις αναλογίες υψών H1/W=1 , H1/H2=1.42 δημιουργείται μία κεντρική δίνη, της οποίας το κέντρο είναι αρκετά μετατοπισμένο στο <<προς τον άνεμο>> κτήριο. Επιπλέον δημιουργείται μια μικρότερη δίνη προς το κατάντη κτήριο, αντί-ωρολογιακής φοράς καθώς και μία αρκετά μικρότερη στην γωνία του ανάντη κτηρίου. Στην περίπτωση της μεθόδου μας δημιουργείται επίσης μία κεντρική δίνη ωρολογιακής φοράς με συντεταγμένες κέντρου (X,Y)=(0.33835, 0.0257923) και δύο μικρότερες δίνες αντί-ωρολογιακής φοράς στις δύο κάτω γωνίες.



Σχήμα 7.2 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=1 a) H1/H2=0.9 b) H1/H2=1.42 με αραιό πλέγμα 231x81

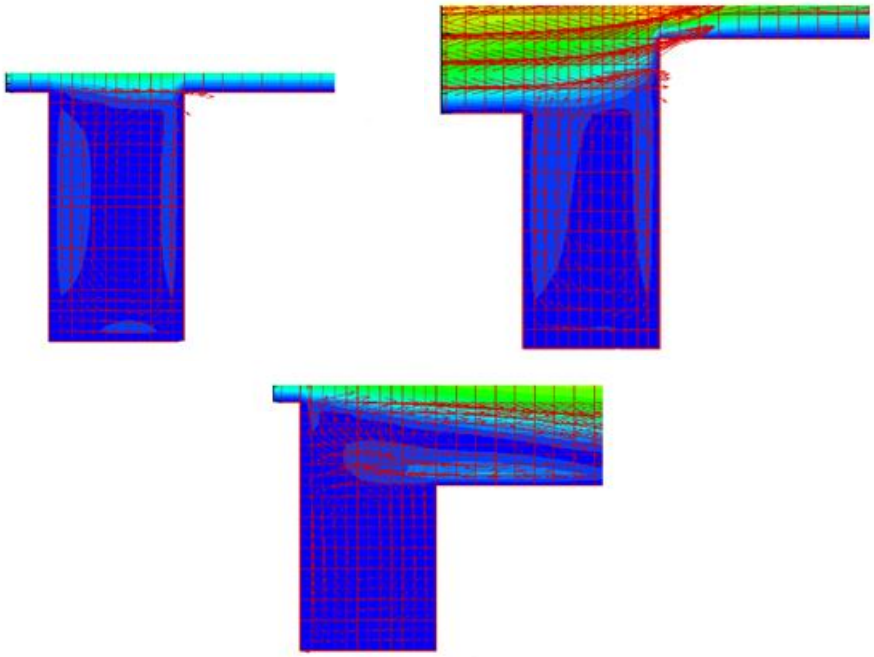


Σχήμα 7.3 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=2 a) H1/H2=1 b) H1/H2=0.8 c) H1/H2=1.2 για πυκνό πλέγμα 462x162 [6]

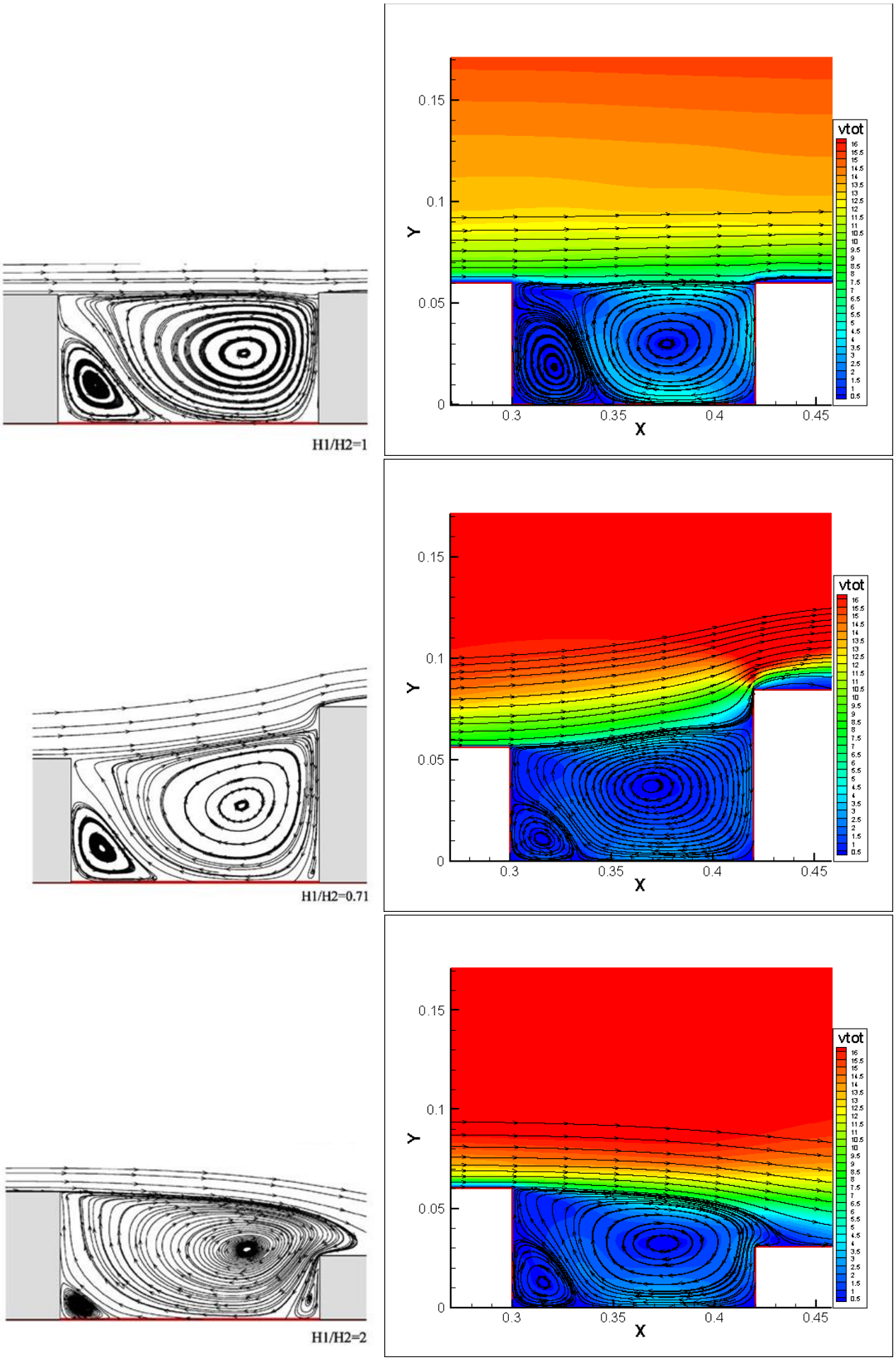
H1=H2:Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος για τις αναλογίες H1/W=2 , H1/H2=1 δημιουργούνται δύο δίνες αντίθετης φοράς.Η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς και πιο δυνατή από αυτήν που δημιουργείται στην κάτω περιοχή της χαράδρας, η οποία είναι αντί-ωρολογιακής φοράς και μικρότερων ταχυτήτων. Στο διάγραμμα που προέκυψε από την μέθοδο μας παρατηρούνται επίσης δύο δίνες αντίθετης φοράς , με την πάνω δίνη να είναι πιο δυνατή από την κάτω.

H1<H2: Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος για τις αναλογίες H1/W=2 , H1/H2=0.8 δημιουργούνται δύο δίνες αντίθετης φοράς. Η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς και πιο δυνατή από αυτήν που δημιουργείται στην κάτω περιοχή της χαράδρας, η οποία είναι αντί-ωρολογιακής φοράς και μικρότερων ταχυτήτων. Στο διάγραμμα της μεθόδου μας παρατηρούνται επίσης δύο δίνες. Η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς και πιο μικρή από αυτήν που δημιουργείται στην κάτω περιοχή της χαράδρας, η οποία είναι αντί-ωρολογιακής φοράς . Το κέντρο της πάνω δίνης είναι μετατοπισμένο στο κατάντη κτήριο, με συντεταγμένες (X,Y)=(0.32195, 0.0537).Το κέντρο της κάτω δίνης έχει συντεταγμένες (X,Y)=(0.3157 , 0.018).

H1>H2: Παρατηρούμε πάλι ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος για τις αναλογίες H1/W=2 , H1/H2=1.2 δημιουργούνται δύο δίνες αντίθετης φοράς. Η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς ,πιο αδύναμη από τις άλλες δύο περιπτώσεις και τείνει να απλωθεί προς την κορυφή του δεξιού κτηρίου. Η δίνη στην κάτω περιοχή ,η οποία είναι αντί-ωρολογιακής φοράς , δυναμώνει και το κέντρο της ανεβαίνει προς τα πάνω .Επιπλέον δημιουργείται μία μικρή δίνη στην κάτω αριστερή γωνία του ανάντη κτηρίου. Στο διάγραμμα της μεθόδου μας για H1/H2=1.2 παρατηρούνται και εκεί δύο δίνες αντίθετης φοράς. Η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς και πιο αδύναμη από την κάτω δίνη, καθώς επίσης τείνει και αυτή να απλωθεί προς την κορυφή του δεξιού κτηρίου. Το κέντρο της έχει συντεταγμένες (X,Y)=(0.321038, 0.05248). Η δίνη στην κάτω περιοχή ,η οποία είναι αντί-ωρολογιακής φοράς , δυναμώνει και το κέντρο της ανεβαίνει προς τα πάνω όπως και στο διάγραμμα του δημοσιεύματος και το κέντρο της έχει συντεταγμένες (X,Y)=(0.31425, 0.02273). Επίσης δημιουργείται μία τρίτη πολύ αδύναμη και μικρή δίνη στην κάτω αριστερή γωνία του ανάντη κτηρίου με συντεταγμένες (X,Y)=(0.302715, 0.001024).



Σχήμα 7.4 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=2 α) H1/H2=1 β) H1/H2=0.8 γ) H1/H2=1.2 για αραιό πλέγμα 231x81

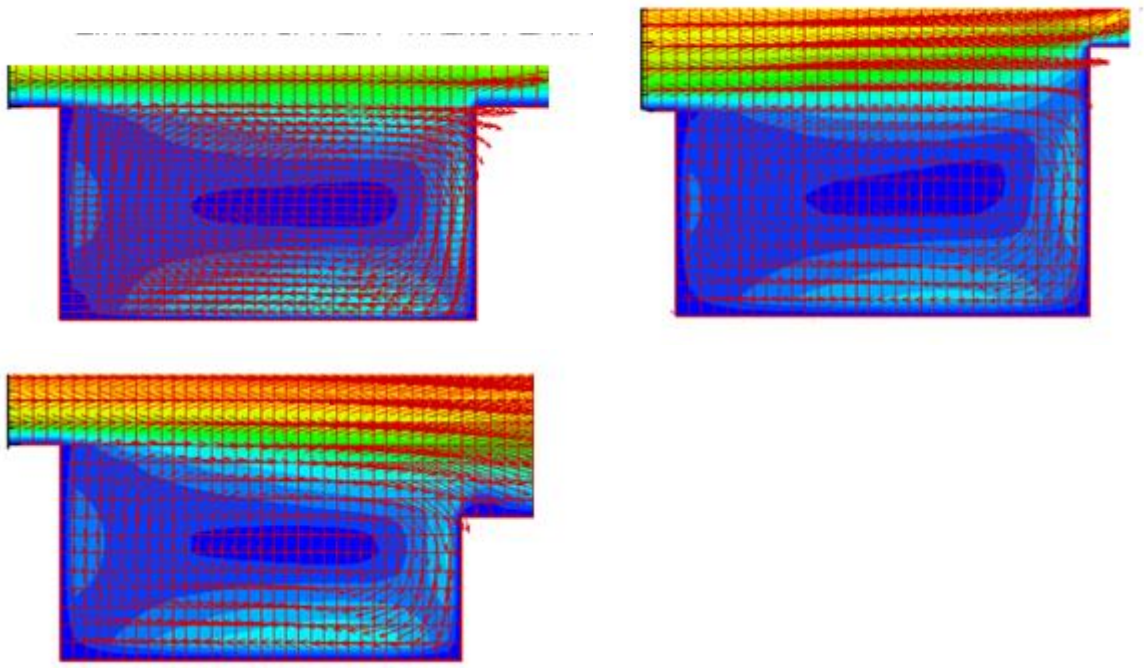


Σχήμα 7.5 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=0.5 a) H1/H2=1 b) H1/H2=0.71 c) H1/H2=2 για πυκνό πλέγμα 462x162 [6]

H1=H2: Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος δημιουργούνται δύο δίνες αντίθετης φοράς. Η κύρια δίνη είναι ωρολογιακής φοράς , πιο δυνατή από αυτήν που δημιουργείται στην κάτω-αριστερή περιοχή της χαράδρας (αντί-ωρολογιακής φοράς και μικρότερων ταχυτήτων) και εκτείνεται σε όλη την χαράδρα με το κέντρο της μετατοπισμένο προς το δεξί κτήριο .Στο διάγραμμα της μεθόδου μας παρατηρούνται επίσης δύο δίνες, μία κεντρική δίνη ωρολογιακής φοράς με κέντρο (X,Y)=(0.375613 , 0.030096) και μία μικρότερης ταχύτητας και αντί-ωρολογιακή στην αριστερή πλευρά της χαράδρας με κέντρο (X,Y)=(0.319652 , 0.018143).

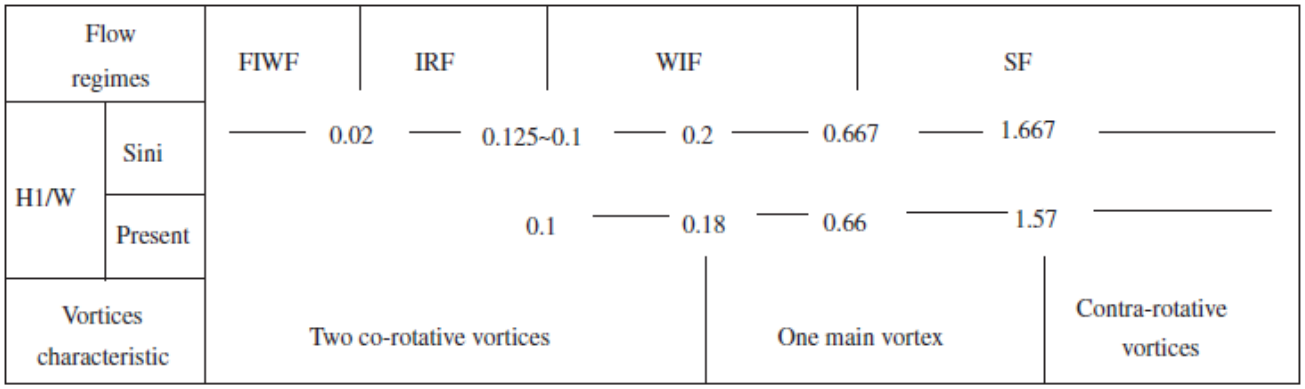
H1<H2: Παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα του δημοσιεύματος δημιουργούνται δύο δίνες αντίθετης φοράς. Η κύρια δίνη είναι ωρολογιακής φοράς , πιο δυνατή από αυτήν που δημιουργείται στην κάτω-αριστερή περιοχή της χαράδρας (αντί-ωρολογιακής φοράς και μικρότερων ταχυτήτων) και είναι ελαφρά μετατοπισμένη προς τα πάνω ,σε σχέση με την περίπτωση H1=H2.Στο διάγραμμα της μεθόδου μας παρατηρείται ξανά μία κεντρική δίνη ωρολογιακής φοράς με κέντρο (X,Y)=(0.3832 ,0.0434) σχεδόν όμοια με την περίπτωση H1=H2 και μία δίνη στην κάτω αριστερή γωνία του ανάντη κτηρίου αντί-ωρολογιακής φοράς.

H1>H2: Στο διάγραμμα του δημοσιεύματος η πάνω δίνη είναι ωρολογιακής φοράς, τείνει να απλωθεί προς την κορυφή του δεξιού κτηρίου και το κέντρο της είναι μετατοπισμένο προς το δεξί κτήριο .Στην κάτω περιοχή δημιουργούνται επίσης δύο μικρές δίνες δεξιά και αριστερά. Στο διάγραμμα της μεθόδου μας παρατηρούνται δύο δίνες .Η κεντρική είναι παρόμοια των περιπτώσεων H1=H2 και H1<H2, με τη μόνη μικρή διαφορά ότι ξεπερνά το ύψος του δεξιού κτηρίου και απλώνεται περισσότερο στην οροφή του .Το κέντρο της έχει συντεταγμένες (X,Y)=(0.3740159 , 0.032397) και είναι ωρολογιακής φοράς. Η δεύτερη βρίσκεται κάτω αριστερά, είναι αντί- ωρολογιακής φοράς και το κέντρο της έχει συντεταγμένες (X,Y)=(0.3155197 , 0.012747).



Σχήμα 7.6 Πεδίο ροής για την Περίπτωση H1/W=0.5 a) H1/H2=1 b) H1/H2=0.71 c) H1/H2=2 για αραιό πλέγμα 231x81

Έχοντας υπόψη τις περιγραφές του Sini et al. [**35**] καθώς και τα αποτελέσματα που πάρθηκαν από το δημοσιευμένο άρθρο των Xie et al. (2004) [**6**], διαπιστώνουμε , πλέον και με βάση τα αποτελέσματα του δικού μας υπολογιστικού κώδικα για αυτές τις γεωμετρίες, τα εξής: Ανάλογα με την τιμή της αναλογίας H1/W δημιουργούνται τρεις περιπτώσεις δινών. Η πρώτη περίπτωση αφορά τις χαμηλές τιμές του λόγου H1/W (0.02-0.2) για τις οποίες δημιουργούνται δύο δίνες της ίδιας φοράς, η δεύτερη αφορά τιμές του λόγου (0.2-1.67) ,για τις οποίες δημιουργείται μία κύρια δίνη και η τρίτη τιμές του λόγου μεγαλύτερες του 1.67, για τις οποίες δημιουργούνται αντί-ωρολογιακές δίνες.



Σχήμα 7.7 Ροή σε συμμετρικές αστικές χαράδρες [6]

Από τα αποτελέσματα αυτά συμπεραίνουμε ότι η συγκέντρωση των ρίπων οδηγείται προς το επίπεδο της οροφής από την κύρια περιοχή ανακυκλοφορίας και αφαιρείται μερικώς από την αστική χαράδρα. Συγκεκριμένα όταν λαμβάνεται αστική χαράδρα με αναλογία διαστάσεων H/W=2, ο ρύπος μεταφέρεται σύμφωνα με την ροή που αναπτύσσεται στην κάτω περιοχή. Κινείται προς το εμπρός τοίχωμα, όπου ανακατευθύνεται ανά μήκος αυτού του τοιχώματος λόγω της δράσης της κυκλοφορίας του αέρα στο πάνω μέρος της χαράδρας και τελικώς αφαιρείται από αυτή. Όταν λαμβάνεται αστική χαράδρα με αναλογία διαστάσεων H/W=0.5 η δευτερεύουσα δίνη στην αριστερή κάτω γωνία διατηρεί τον ρύπο στην ζώνη αυτή κάνοντας δύσκολη την απομάκρυνσή του από την χαράδρα.
Μπορούμε να συμπεράνουμε ότι ο εξαερισμός της χαράδρας και η απομάκρυνση των ρίπων ελέγχονται κυρίως από τις κύριες δίνες που αναπτύσσονται σε αυτή και στις περιπτώσεις μεγάλων αναλογιών H/W, δημιουργείται μεγαλύτερη συγκέντρωση ρίπων στο επίπεδο του εδάφους.

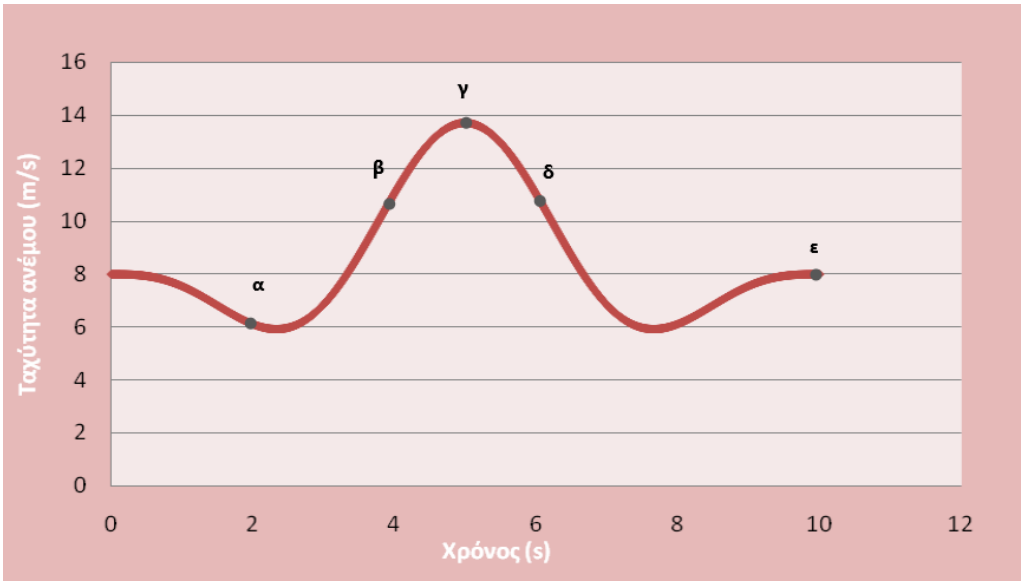
7.2 Περίπτωση μη μόνιμης ροής

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως ο χαρακτηρισμός της ροής από κινηματική άποψη ως μη μόνιμη γίνεται με βάση το χρόνο t, όταν δηλαδή, η ροή μεταβάλλεται σε σχέση με αυτόν. Στην περίπτωση της ροής αυτής πήραμε την αναλυτική λύση και κάναμε τροποποίηση μέσα στον κώδικα CAFFCA, έτσι ώστε να έχουμε λύσεις για πολλές χρονικές στιγμές, όπου η ταχύτητα αλλάζει με το χρόνο σύμφωνα με την Εξίσωση (2.2). Επιπλέον έχει επιλεχθεί αρχικό πεδίο ροής, το οποίο βοήθησε στην σύγκλιση του προγράμματος. Το gust ξεκινάει μόλις 0.01s μετά την έναρξη του προγράμματος και σταματά 10s μετά, ενώ το πρόγραμμα συνεχίζει να τρέχει μέχρι τα 20s, 30s ή 35s, ανάλογα με την γεωμετρία και την διάρκεια που χρειάζεται καθεμία από αυτές ώστε να επανέλθει η ροή στην αρχική της κατάσταση.

Με βάση την γεωμετρία της χαράδρας και συγκεκριμένα το ύψος του κτηρίου H1 ,το οποίο υπολογίζεται σε όλες τις περιπτώσεις ίσο με 18m και τις ταχύτητες του προφίλ εισόδου, οι οποίες κυμαίνονται σε τιμές

7-8 m/s ,επιλέχθηκε ένα χρονικό βήμα **TIMESTEP=0.0028s**, το οποίο είναι περίπου το 1/1000 της κλίμακας χρόνου του προβλήματος.

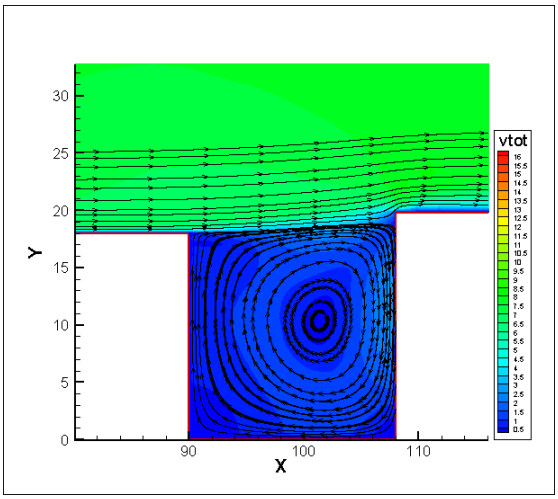
Όταν ξεκινά το gust το προφίλ της ταχύτητας εισόδου ακολουθεί τη μορφή που φαίνεται στο (**Σχήμα 7.8**), όπως αναφέρθηκε και στο **Κεφάλαιο** 2.



Σχήμα 7.8 Το προφίλ της ταχύτητας κατά τη διάρκεια του Gust

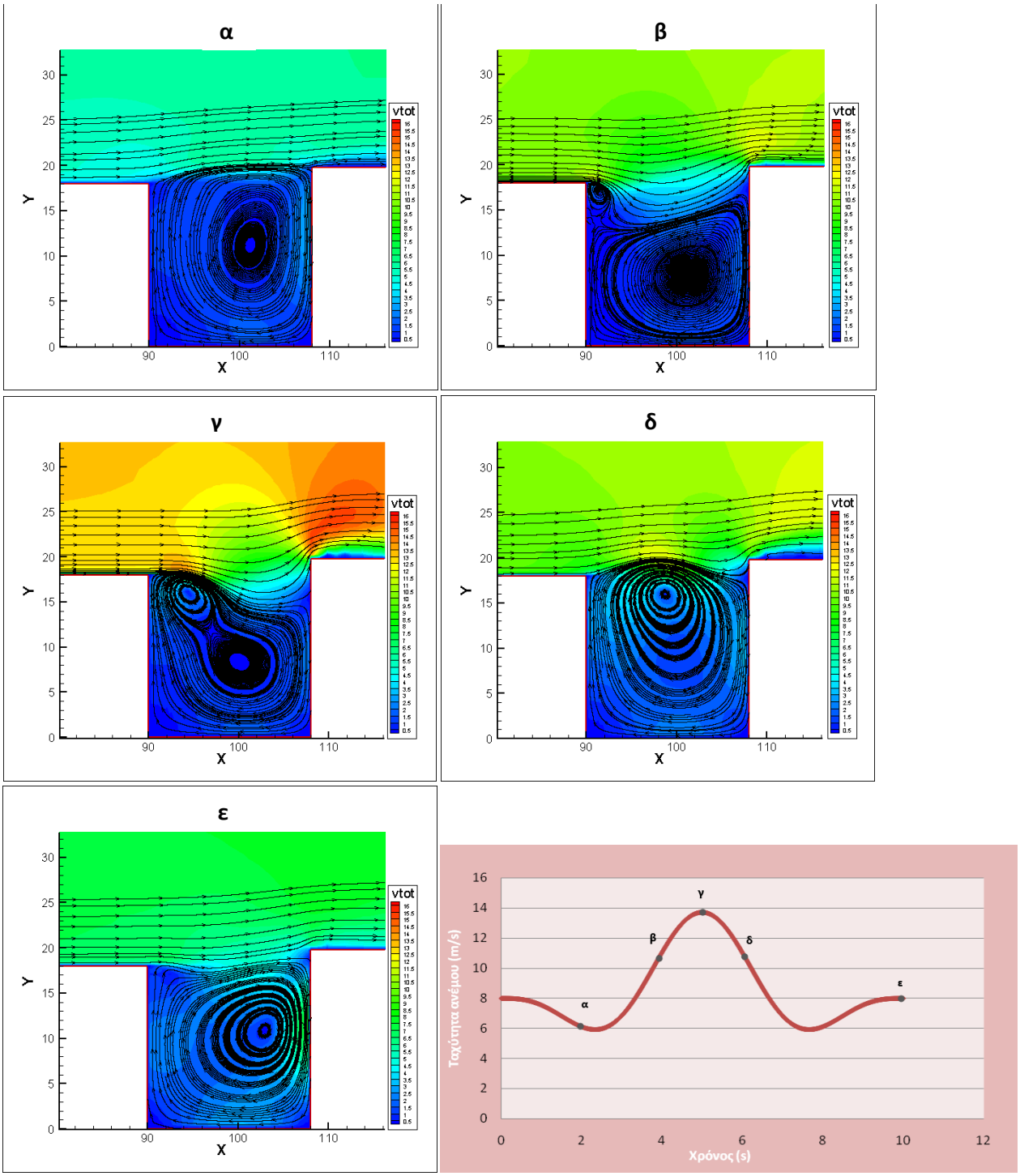
Επιλέγονται τα σημεία **α,β,γ,δ** και **ε** για να παρουσιαστούν τα αποτελέσματα του πεδίου ροής εκείνες τις χρονικές στιγμές και στο **Παράρτημα Β** παρουσιάζονται τα αποτελέσματα περισσότερων χρονικών στιγμών.

Περίπτωση 1η: H1/W=1 και **H1/H2=0.9** (όπου H1=18m και H2=20m)



Σχήμα 7.9 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

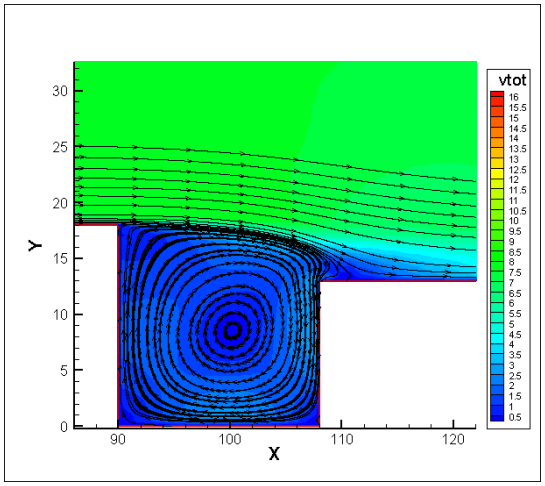
Παρατηρείται ότι πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου και οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s.



Σχήμα 7.10 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s, β) t=4s, γ) t=5s, δ) t=6s ε) t=10s

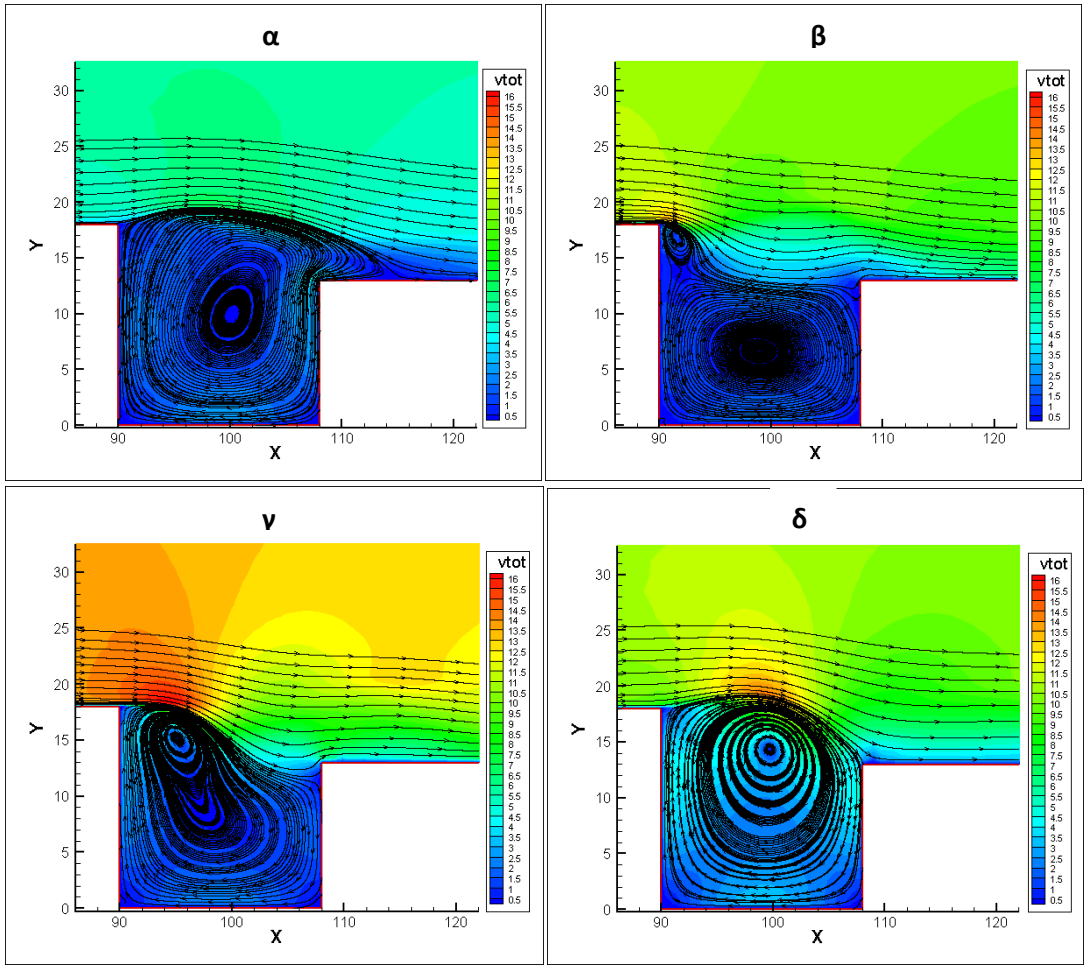
Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 4s και 5s δημιουργείται μία δεύτερη μικρότερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες μέχρι τα 6s. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η μικρή δίνη που δημιουργήθηκε εξαφανίζεται και το κέντρο της αρχικής δίνης μετατοπίζεται αρχικά προς την μέση της κορυφής της χαράδρας και μετά προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου, ώσπου να επανέλθει στην αρχική κατάσταση.

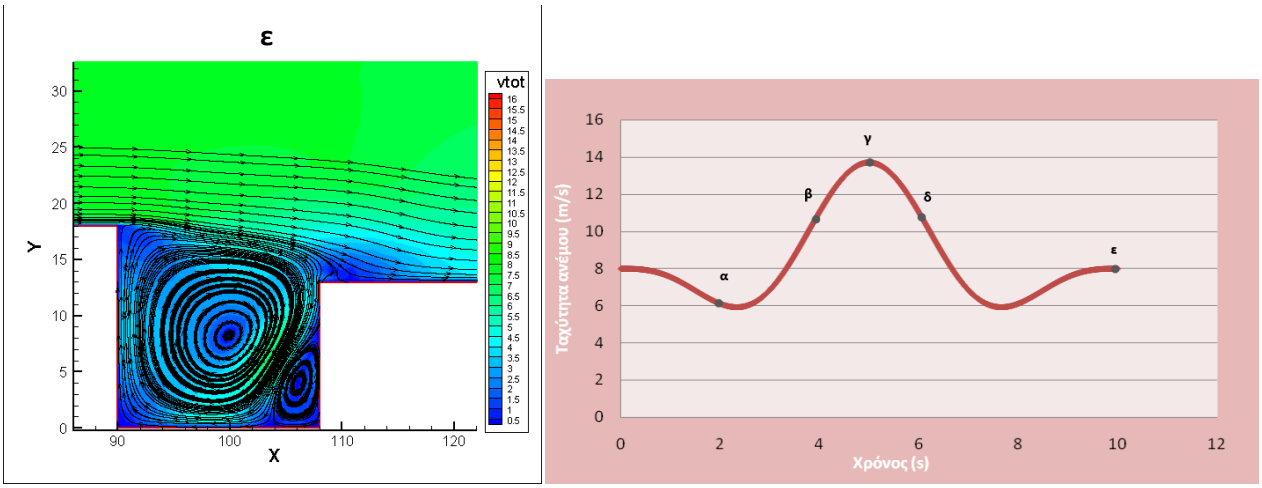
Περίπτωση 2η: H1/W=1 και H1/H2=1.42 (όπου H1=18m και H2=12.676m)



Σχήμα 7.11 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

Παρατηρείται ότι και σε αυτήν την περίπτωση πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου και οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s.

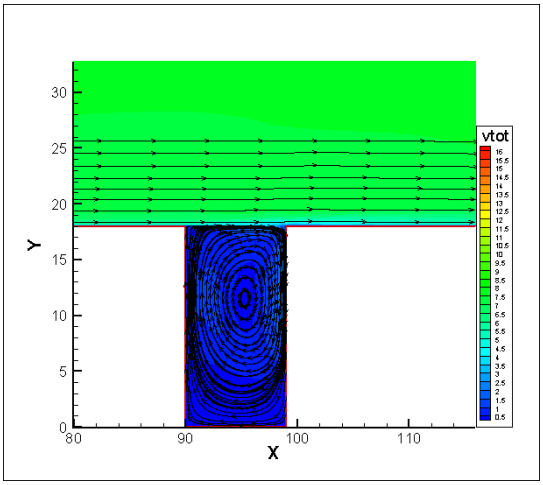




Σχήμα 7.12 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s, β) t=4s, γ) t=5s, δ) t=6s ε) t=10s

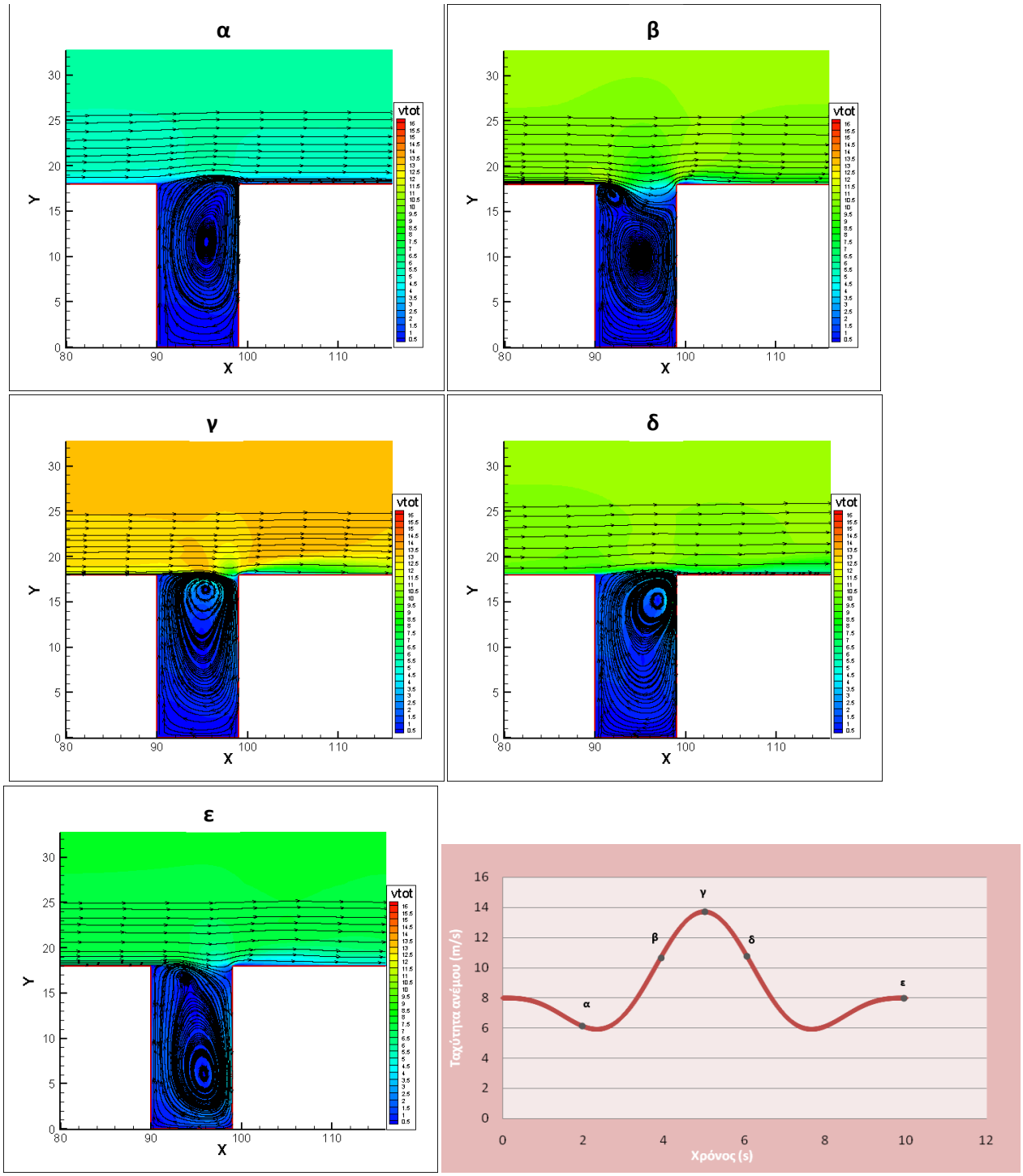
Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 4s και 5s δημιουργείται και εδώ μία δεύτερη μικρότερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες μέχρι τα 6s. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η μικρή δίνη που δημιουργήθηκε εξαφανίζεται και το κέντρο της αρχικής δίνης μετατοπίζεται αρχικά προς την μέση της κορυφής της χαράδρας και μετά προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου, όπου και δημιουργείται μία δεύτερη μικρότερη δίνη προς το κάτω μέρος της χαράδρας.

Περίπτωση 3η: H1/W=2 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)



Σχήμα 7.13 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

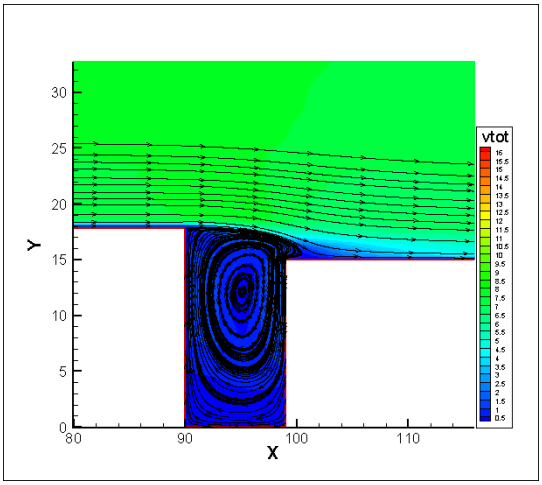
Παρατηρείται ότι και σε αυτήν την περίπτωση πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου και οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s.



Σχήμα 7.14 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s, β) t=4s, γ) t=5s, δ) t=6s ε) t=10s

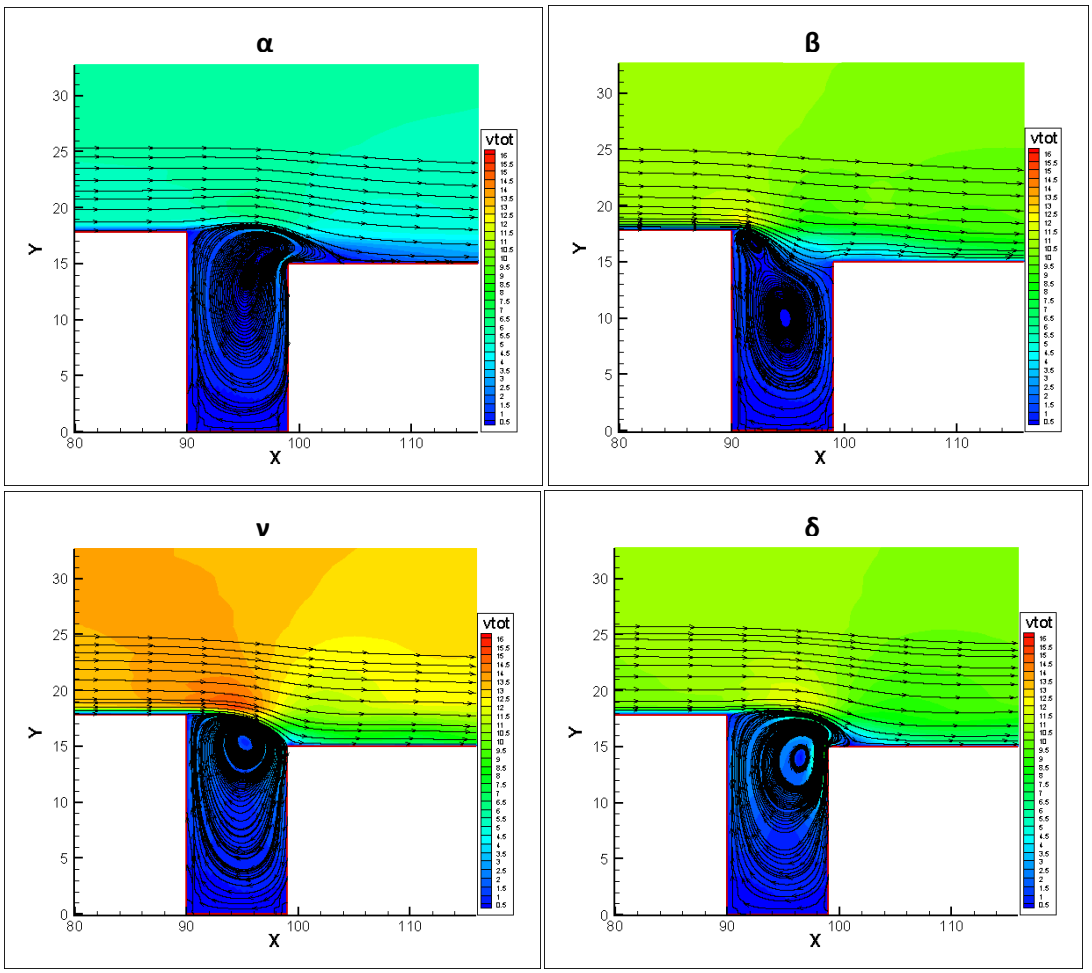
Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 3s και 4s δημιουργείται και εδώ μία δεύτερη μικρότερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες μέχρι τα 6s. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η μικρή δίνη που δημιουργήθηκε εξαφανίζεται και το κέντρο της αρχικής δίνης μετατοπίζεται προς την κορυφή της χαράδρας και προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου. Στο τέλος του gust, δηλαδή περίπου στα 10s, η μικρή δίνη που είχε δημιουργηθεί στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου, επανεμφανίζεται.

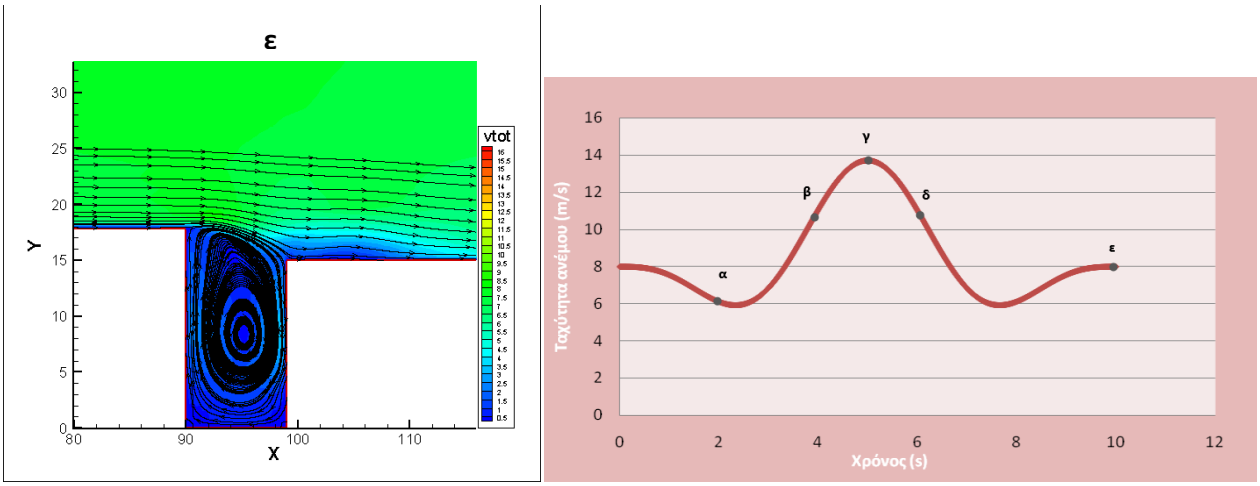
Περίπτωση 4η: H1/W=2 και **H1/H2=1.2** (όπου H1=18m και H2=15m)



Σχήμα 7.15 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

Παρατηρείται ότι και σε αυτήν την περίπτωση πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου, οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s και η ροή είναι ελαφρώς μετατοπισμένη πάνω από την κορυφή του κατάντη κτηρίου.

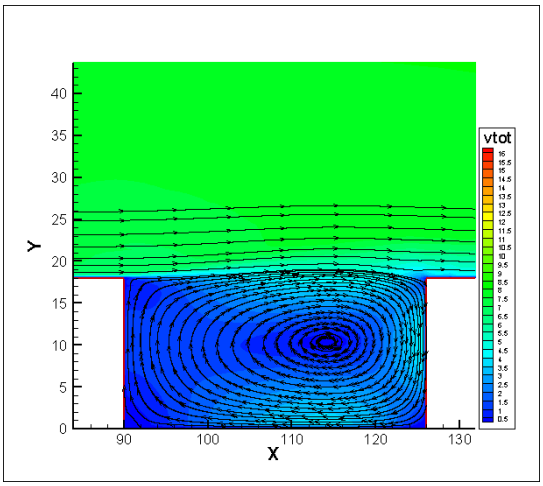




Σχήμα 7.16 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s , β) t=4s, γ) t=5s, δ) t=6s ε) t=10s

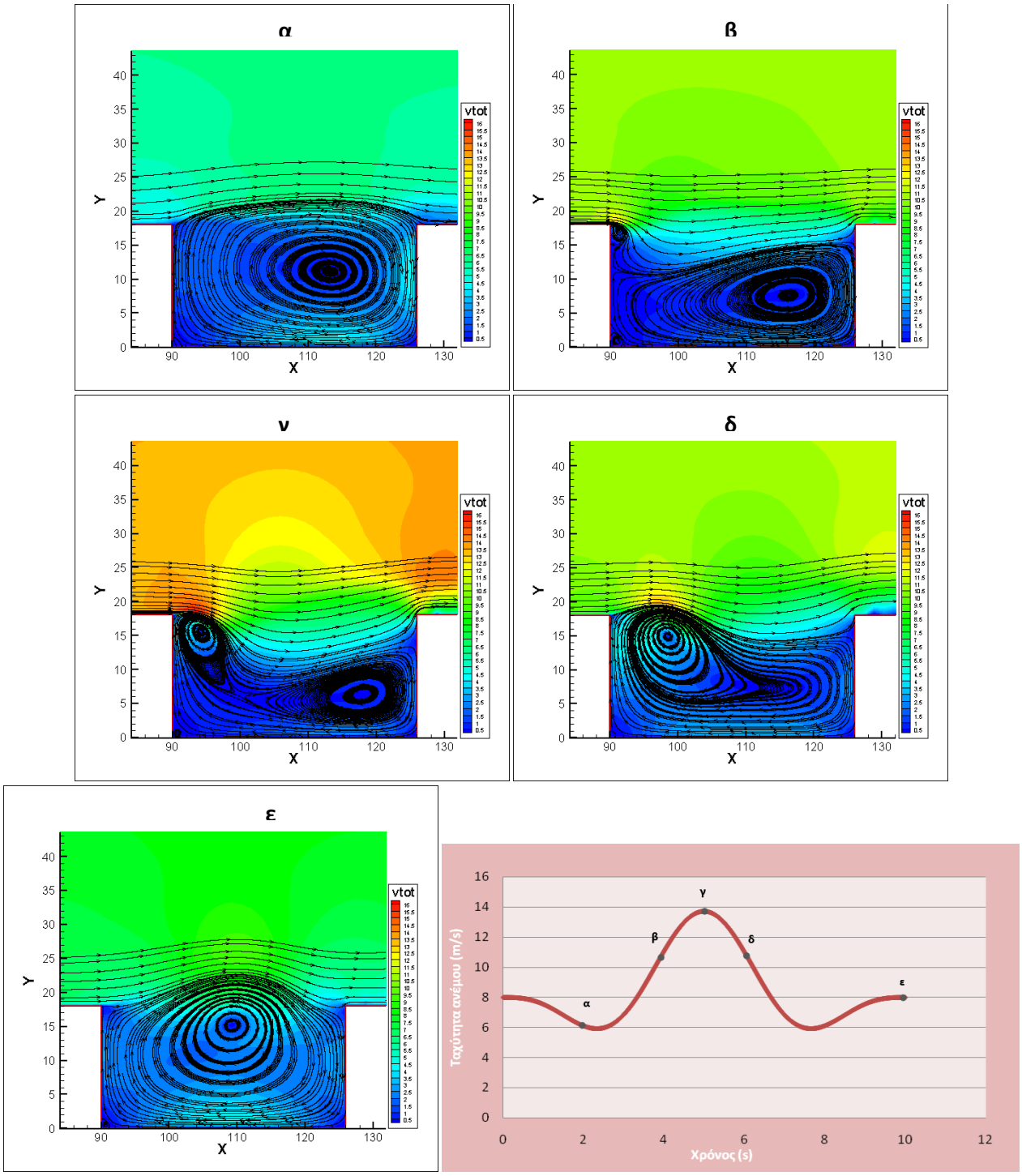
Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 3 και 4s δημιουργείται και εδώ μία δεύτερη μικρότερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες μέχρι τα 6s. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η μικρή δίνη που δημιουργήθηκε εξαφανίζεται και η ροή μετατοπίζεται ξανά προς την οροφή του κατάντη κτηρίου και στο τέλος του gust, δηλαδή περίπου στα 10s, το κέντρο της κεντρικής δίνης μεταφέρεται προς το κάτω μέρος της χαράδρας.

Περίπτωση 5η: H1/W=0.5 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)



Σχήμα 7.17 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

Παρατηρείται ότι και σε αυτήν την περίπτωση πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου και οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s.

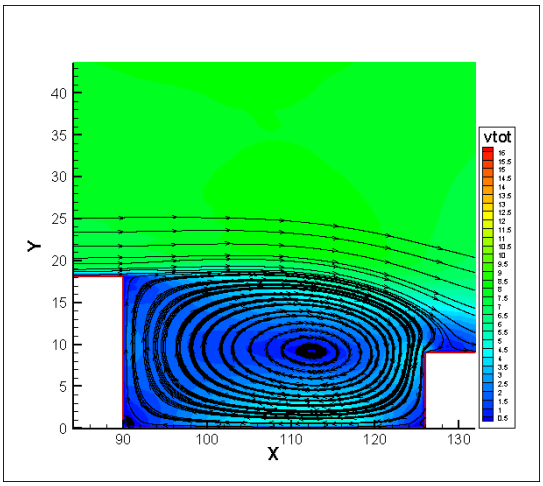


Σχήμα 7.18 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s, β) t=4s, γ) t=5s, δ) t=6s ε) t=10s

Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 4s και 5s δημιουργείται και εδώ μία δεύτερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Αυτή η δίνη είναι μικρότερη από την κεντρική αλλά μεγαλύτερη από τις δεύτερες δίνες που δημιουργούνταν στις άλλες γεωμετρίες. Δημιουργείται και μία πολύ μικρότερη στη γωνία του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες μέχρι τα 6s. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η μικρή δίνη που δημιουργήθηκε εξαφανίζεται και η ροή και το κέντρο της κύριας δίνης μετατοπίζονται προς την κορυφή του ανάντη κτηρίου. Στο τέλος του

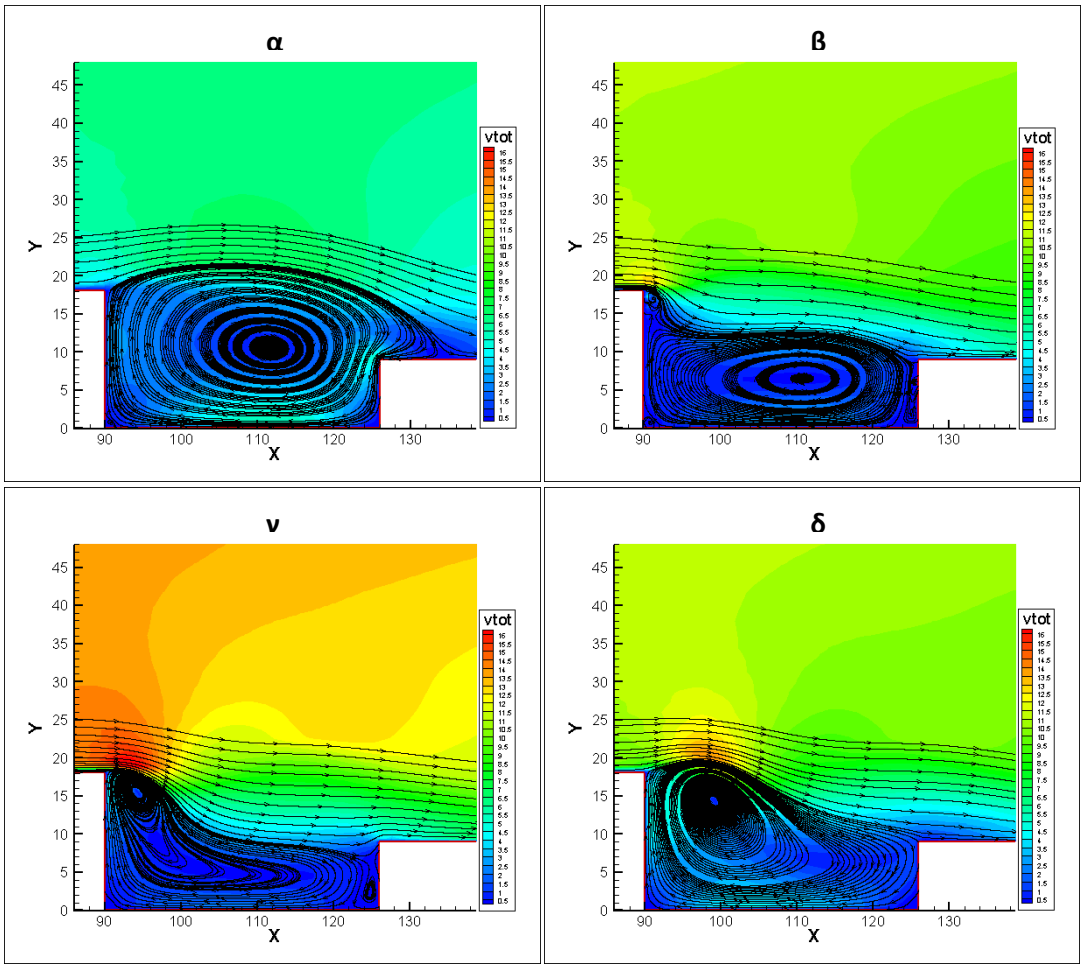
gust, δηλαδή περίπου στα 10s, το κέντρο της κεντρικής δίνης μεταφέρεται προς το μέσο του επάνω τμήματος της χαράδρας.

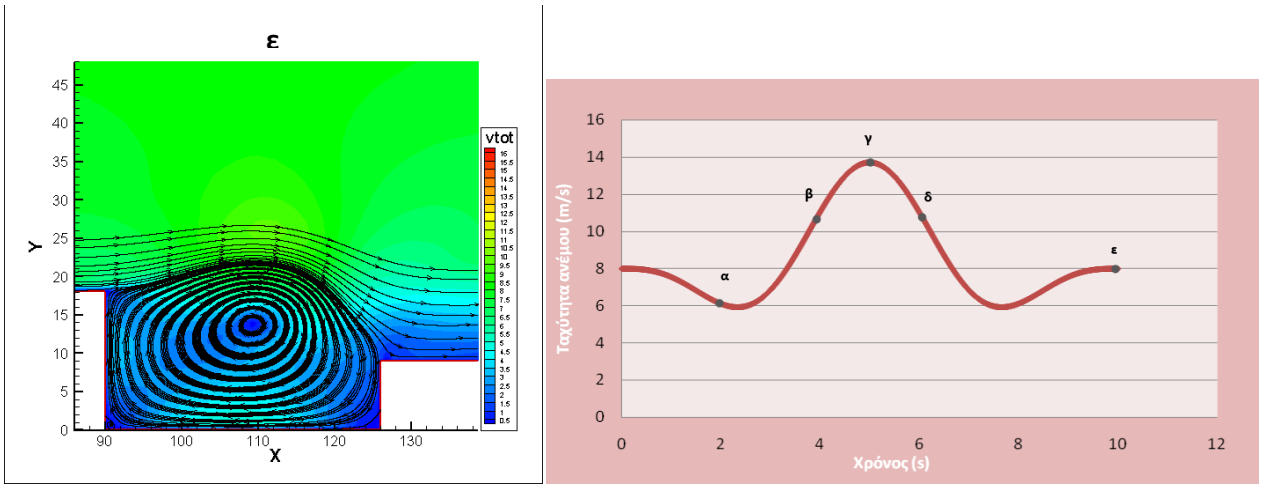
Περίπτωση 6η: H1/W=0.5 και H1/H2=2 (όπου H1=18m και H2=9m)



Σχήμα 7.19 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) την χρονική στιγμή t=0.0028s

Παρατηρείται ότι και σε αυτήν την περίπτωση πριν την έναρξη του gust, δημιουργείται μία κύρια κεντρική δίνη, με κέντρο μετατοπισμένο προς τον τοίχο του κατάντη κτηρίου και μία πολύ μικρή στην γωνία του ανάντη κτηρίου. Οι ταχύτητες που προκύπτουν δεν ξεπερνούν τα 9m/s και η ροή είναι ελαφρώς μετατοπισμένη πάνω από την κορυφή του κατάντη κτηρίου.

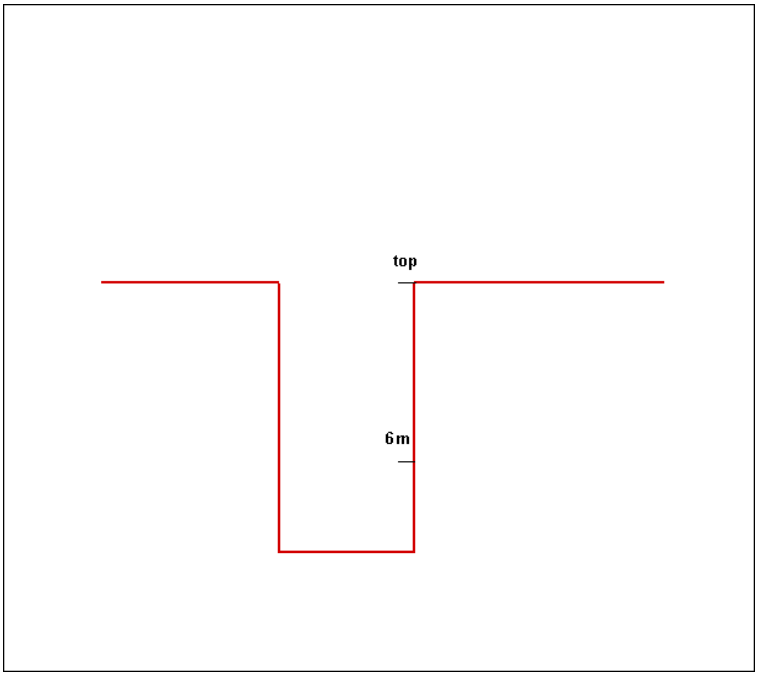




Σχήμα 7.20 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=2s, β) t=4s , γ) t=5s, δ) t=6s, ε) t=10s)

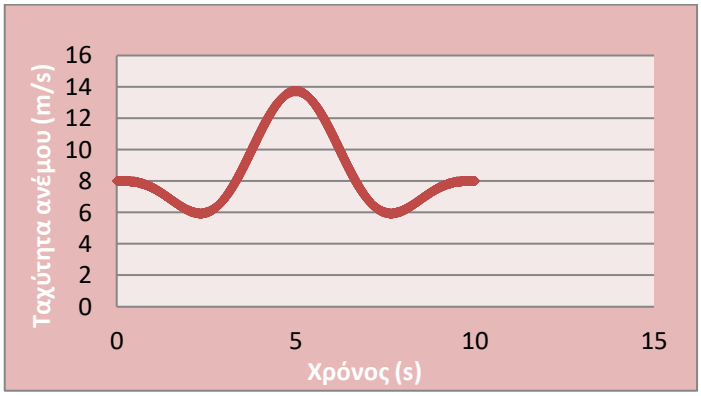
Κατά τη διάρκεια του gust μεταξύ των 3s και 4s δημιουργείται και εδώ μία δεύτερη μικρότερη δίνη στο επάνω μέρος της αστικής χαράδρας, προς τον τοίχο του ανάντη κτηρίου. Κατά τη διάρκεια αυτή το κέντρο της κεντρικής δίνης μετατοπίζεται ελαφρώς προς τα κάτω και αρχίζουν να αναπτύσσονται σχετικά υψηλότερες ταχύτητες. Στα 5s μετά την έναρξη του gust, η κεντρική δίνη έχει αντικατασταθεί από την δίνη που δημιουργήθηκε στο επάνω τμήμα του τοίχου του ανάντη κτηρίου, της οποίας το κέντρο είναι μετατοπισμένο προς το ανάντη κτήριο. Έπειτα τα επόμενα δευτερόλεπτα του gust ,η δίνη που δημιουργήθηκε μετατοπίζεται ξανά προς τη μέση της κορυφής της χαράδρας.

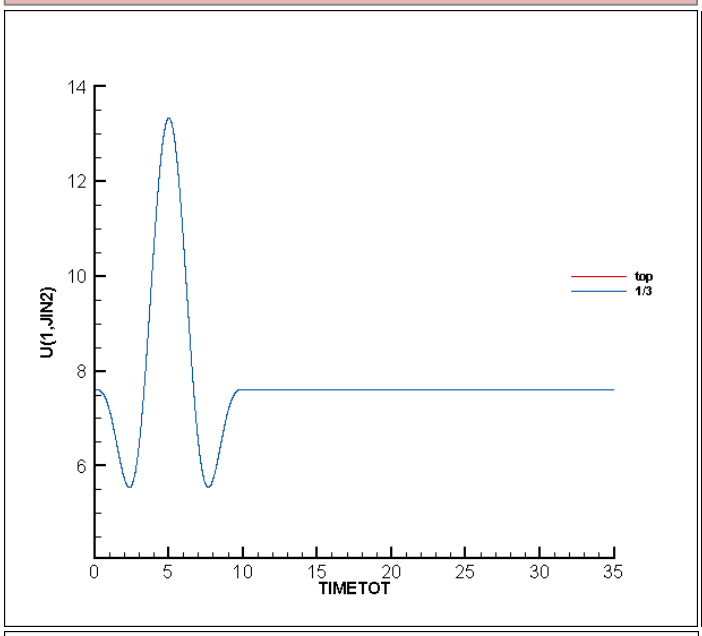
Επιπλέον μελετήθηκε η μεταβολή των μέσων ταχυτήτων και της τύρβης εντός της χαράδρας καθώς και η μάζα που εισέρχεται σε αυτή. Ακολουθούν τα διαγράμματα μεταβολής αυτών των μεγεθών με το χρόνο. Για τις βαθιές χαράδρες ($H1 \gg W$) γίνεται σύγκριση μεταξύ των αποτελεσμάτων στην κορυφή της χαράδρας και στο 1/3 αυτής (6m), ενώ στις χαράδρες όπου $W \gg H1$, παρατίθενται απλά η μεταβολή των μεγεθών στην κορυφή της χαράδρας.

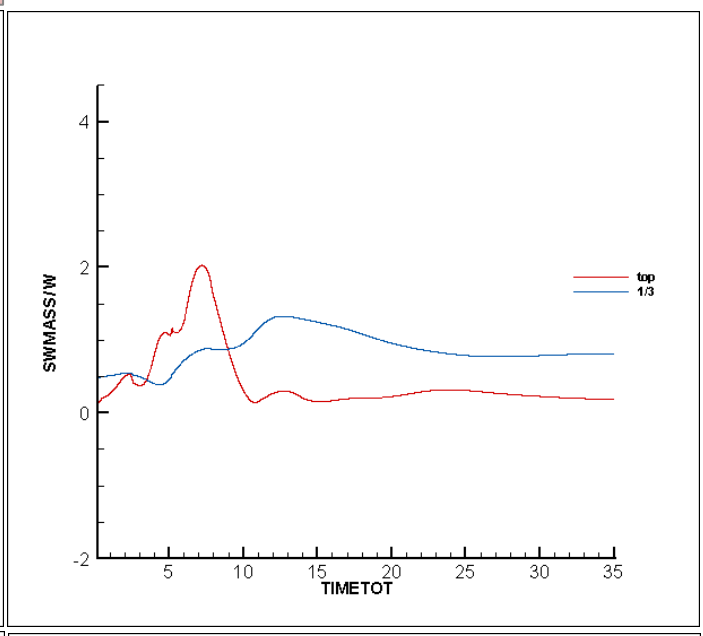


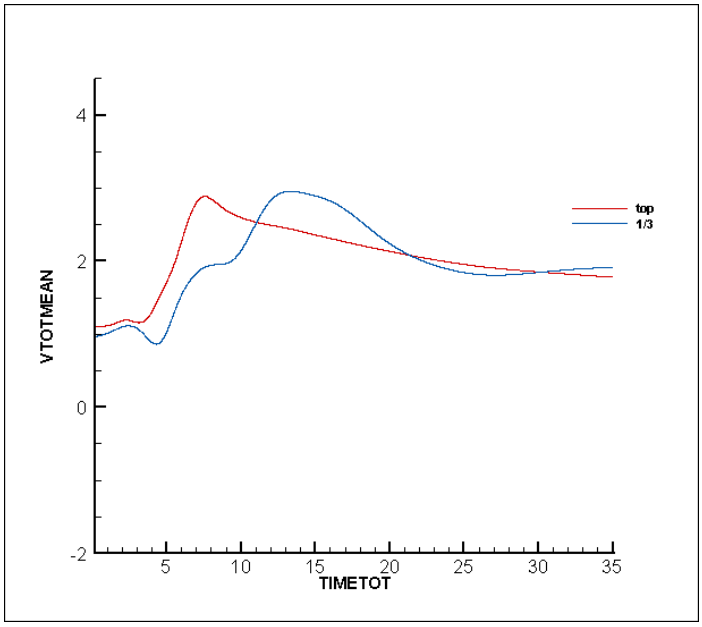
Σχήμα 7.21 Γεωμετρία αστικής χαράδρας

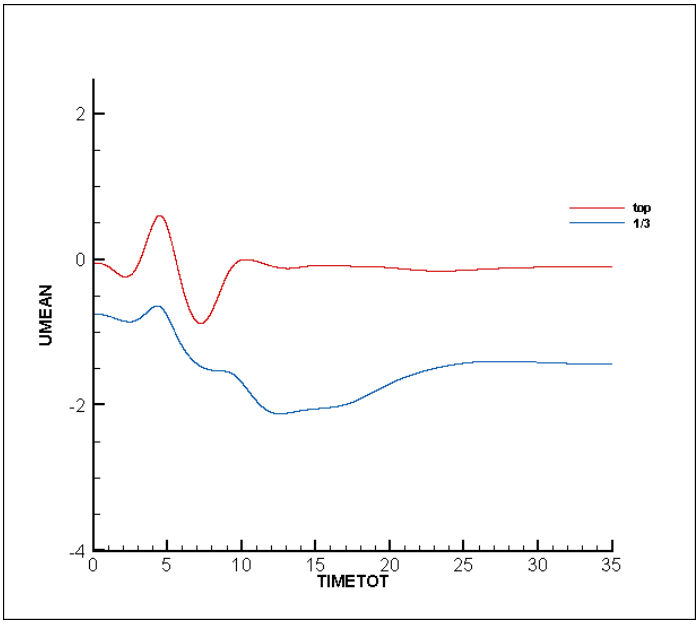
Περίπτωση 1η: H1/W=1 και H1/H2=0.9 (όπου H1=18m και H2=20m)

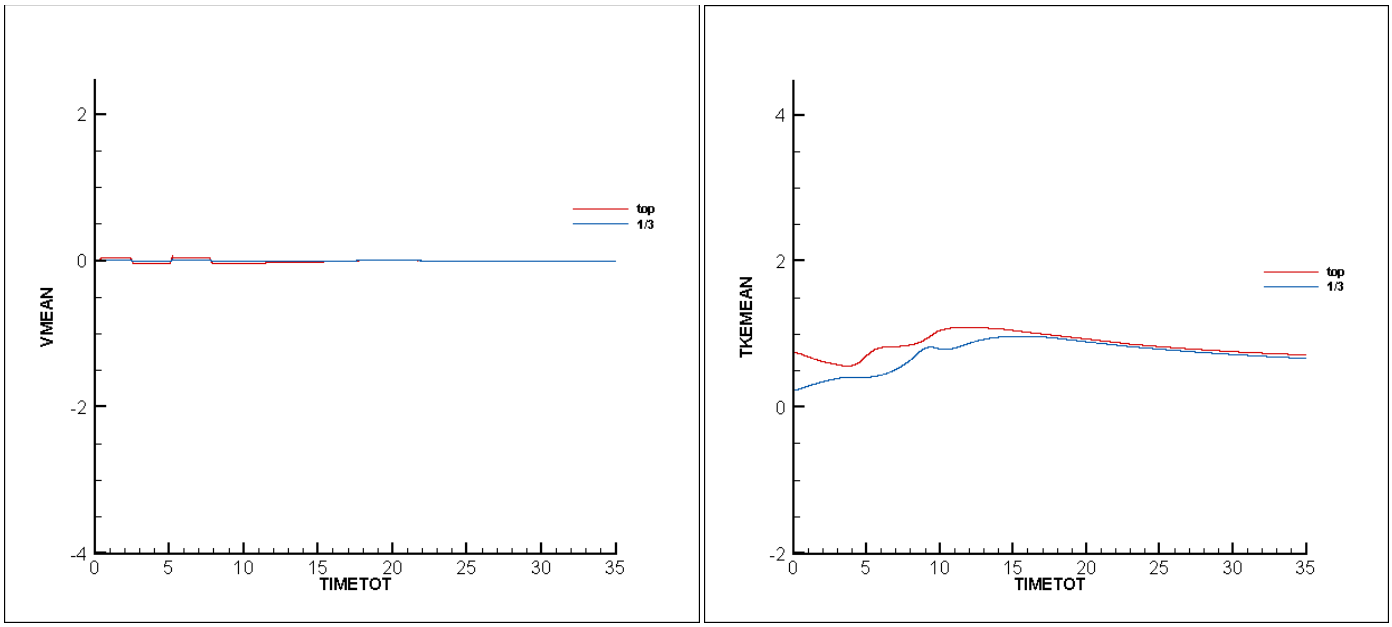












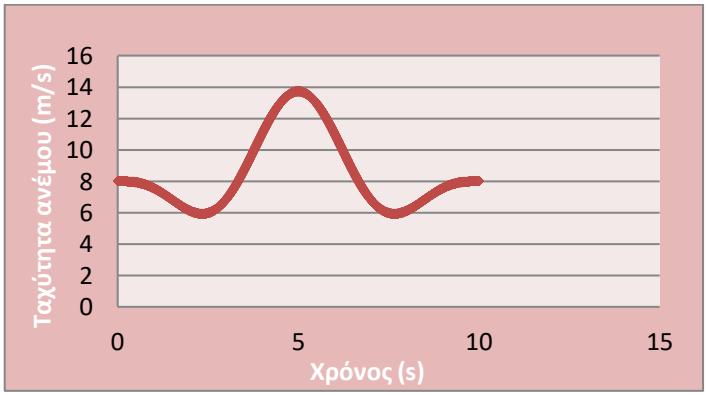
Σχήμα 7.22 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

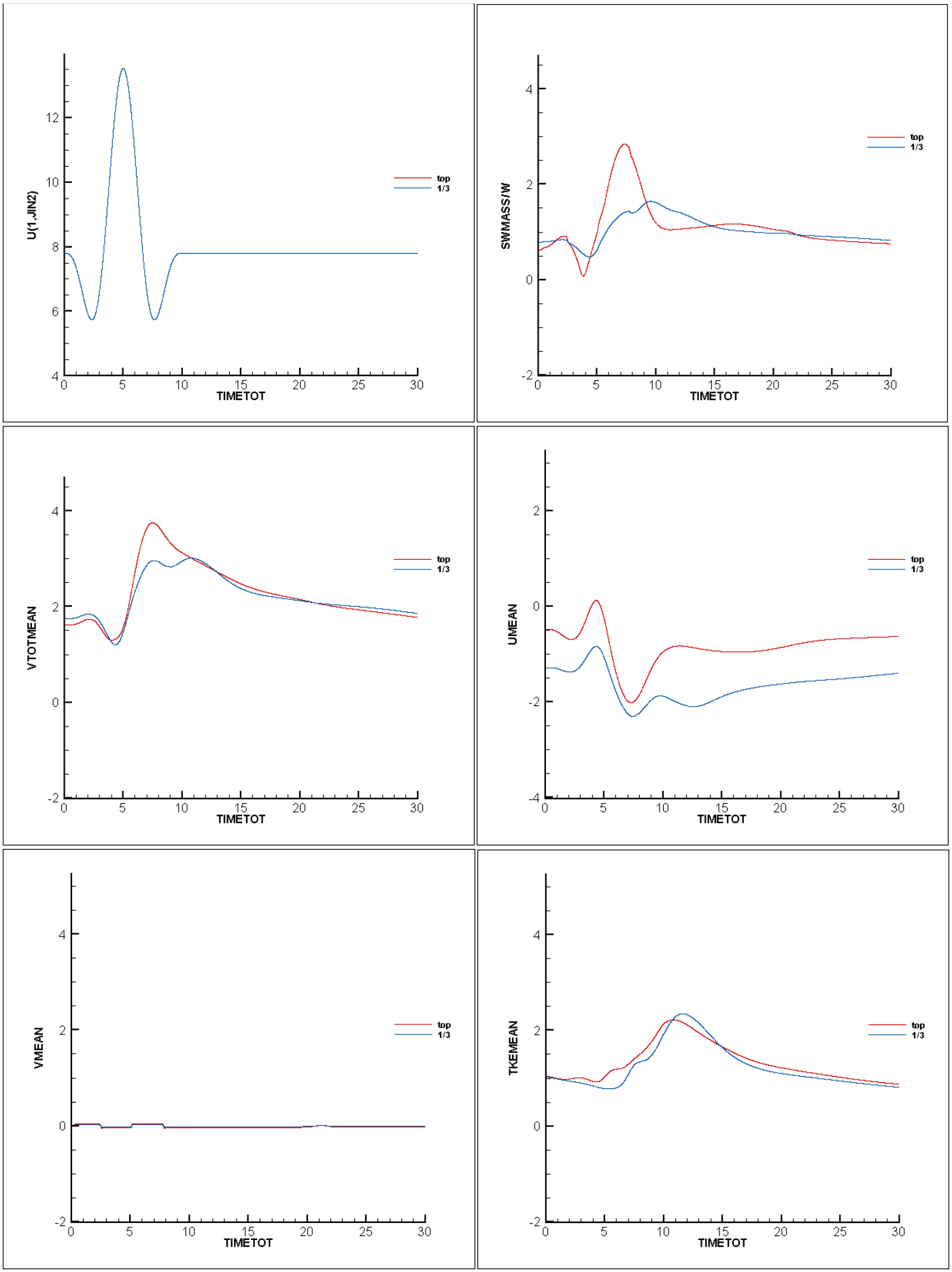
Αρχικά παρατηρείται αύξηση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας από το ξεκίνημα του gust, με κάποιες τοπικές αυξομειώσεις μέχρι τα 7s που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή της. Έπειτα η παροχή μειώνεται σημαντικά μέχρι την ολοκλήρωση του gust στα 10s και επανέρχεται στην αρχική τιμή της. Στο 1/3 της χαράδρας στη αρχή του gust παρατηρείται μια ελαφριά μείωση της παροχής του αέρα μέχρι τα 5s, αλλά στην συνέχεια η τιμή της παροχής αυξάνεται και αρκετά δευτερόλεπτα μετά την λήξη του gust επανέρχεται στην αρχική της τιμή.

Παρατηρείται επίσης ότι η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στην κορυφή αυτής γίνεται μέγιστη κατά την διάρκεια του Gust , περίπου στο 7ο δευτερόλεπτο μετά την έναρξή του. Ενώ η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στο 1/3 αυτής εμφανίζει μέγιστη τιμή μετά το τέλος του Gust. Αυτό δείχνει ότι ακόμα και μετά το πέρας του Gust, ο αέρας της χαράδρας ανανεώνεται και σε χαμηλότερα σημεία της, δηλαδή σε 6m ύψος από το πεζοδρόμιο.

Είναι εμφανές ότι η ποσότητα μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη στην κορυφή της χαράδρας σε σχέση με το 1/3 αυτής και ότι όλα τα μεγέθη επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση, ακόμη και αν χρειάζονται κάποια επιπλέον δευτερόλεπτα μετά το τέλος του Gust.

Περίπτωση 2η: H1/W=1 και H1/H2=1.42 (όπου H1=18m και H2=12.676m)





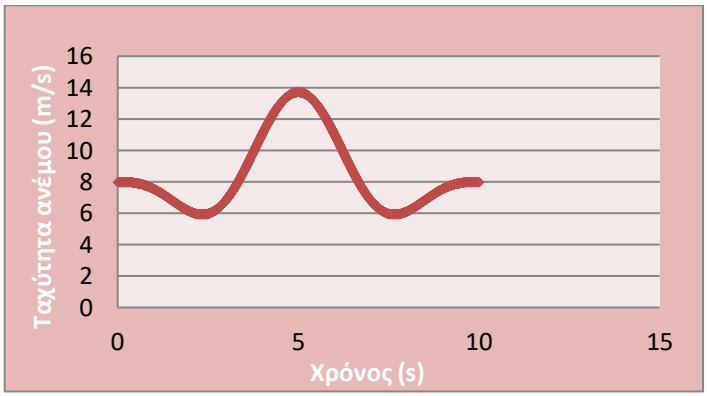
Σχήμα 7.23 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

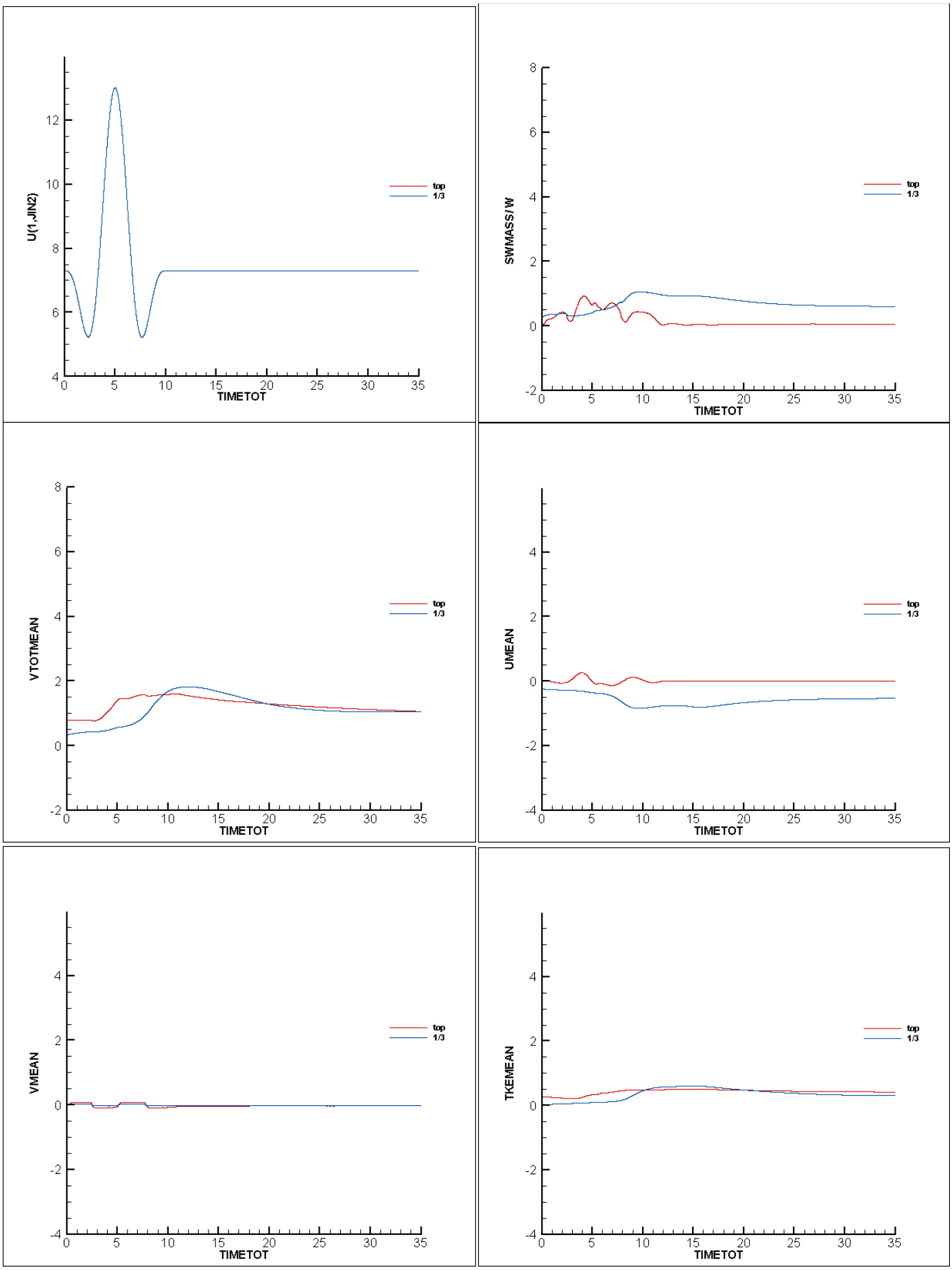
Αρχικά παρατηρείται μικρή αύξηση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας στο ξεκίνημα του gust, μέχρι τα 2s .Έπειτα η παροχή μειώνεται ελάχιστα μέχρι τα 5s και ακολουθεί μεγάλη αύξηση μέχρι τα 7s .Στην συνέχει η παροχή του αέρα μειώνεται μέχρι την ολοκλήρωση του gust στα 10s και επανέρχεται στην αρχική τιμή της. Στο 1/3 της χαράδρας στη αρχή του gust παρατηρείται επίσης μια ελαφριά μείωση της παροχής του αέρα μέχρι τα 5s, αλλά στην συνέχεια η τιμή της παροχής αυξάνεται και αρκετά δευτερόλεπτα μετά την λήξη του gust επανέρχεται στην αρχική της τιμή.

Παρατηρείται και σε αυτή τη γεωμετρία ότι ,η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στην κορυφή αυτής γίνεται μέγιστη κατά την διάρκεια του Gust , περίπου στο 7ο δευτερόλεπτο μετά την έναρξή του. Ενώ η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στο 1/3 αυτής εμφανίζει μέγιστη τιμή στο τέλος του Gust (10s). Αυτό δείχνει όπως αναφέρθηκε και πριν ότι ακόμα και μετά το πέρας του Gust, ο αέρας της χαράδρας ανανεώνεται και σε χαμηλότερα σημεία της.

Είναι εμφανές ότι η ποσότητα μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη στην κορυφή της χαράδρας σε σχέση με το 1/3 αυτής και ότι όλα τα μεγέθη επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση, ακόμη και αν χρειάζονται κάποια επιπλέον δευτερόλεπτα μετά το τέλος του Gust.

Περίπτωση 3η: H1/W=2 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)





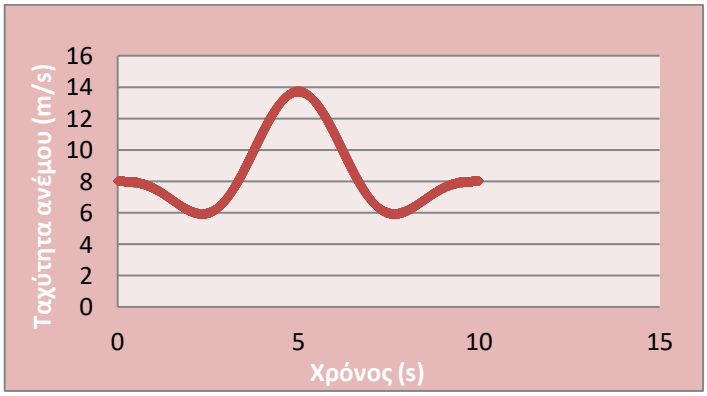
Σχήμα 7.24 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

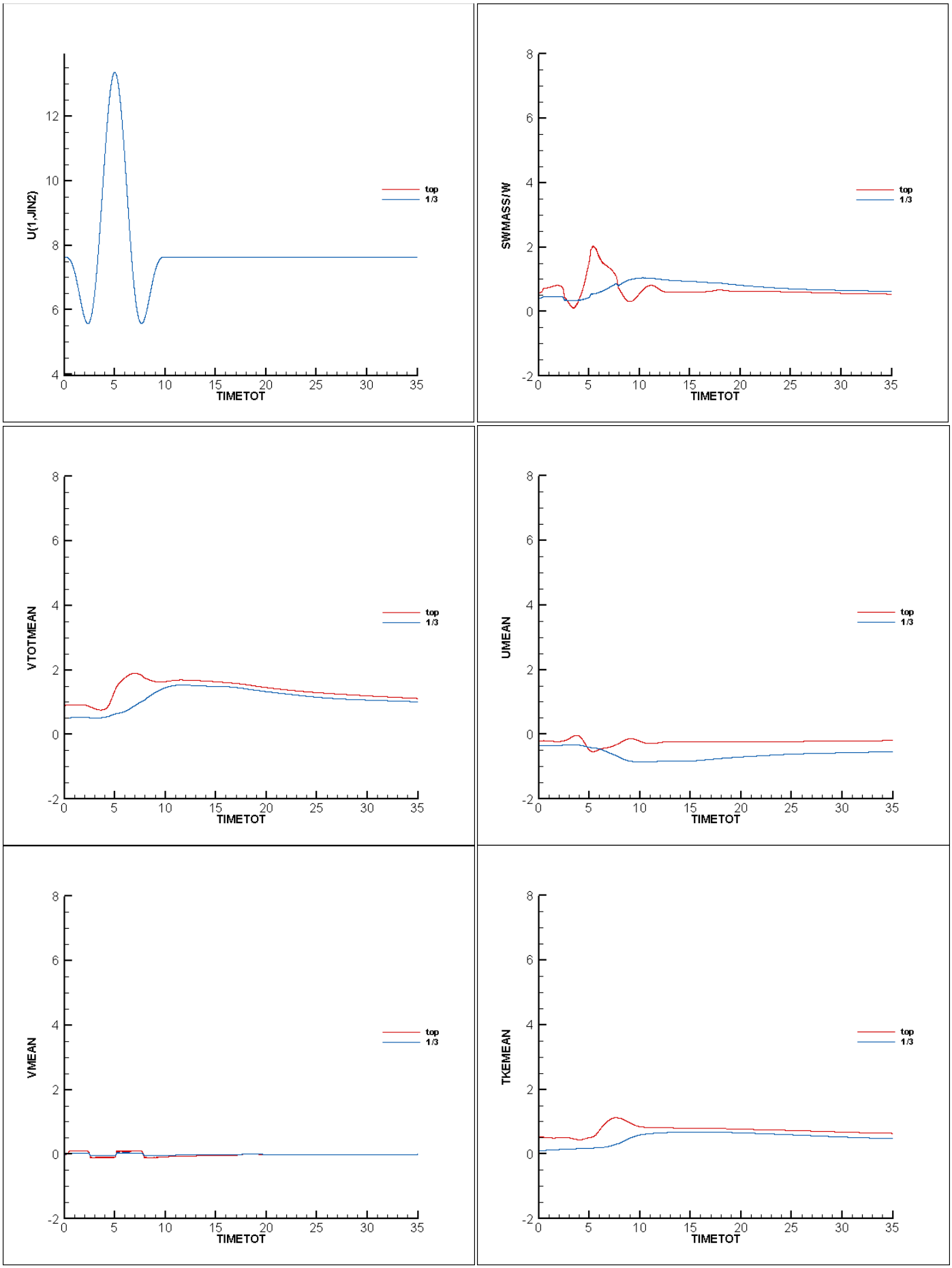
Αρχικά παρατηρείται αύξηση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας από το ξεκίνημα του gust, με κάποιες τοπικές αυξομειώσεις μέχρι τα 12s που επανέρχεται στην αρχική τιμή της. Στο 1/3 της χαράδρας επίσης παρατηρείται αύξηση της παροχής του αέρα μέχρι τα 10s και έπειτα σταδιακή μείωση της τιμής της παροχής , έως ότου αρκετά δευτερόλεπτα μετά την λήξη του gust να επανέλθει στην αρχική της τιμή.

Παρατηρείται και σε αυτή τη γεωμετρία ότι ,η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στην κορυφή αυτής γίνεται μέγιστη κατά την διάρκεια του Gust , περίπου στο 5ο δευτερόλεπτο μετά την έναρξή του. Ενώ η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στο 1/3 αυτής εμφανίζει μέγιστη τιμή στο τέλος του Gust (10s). Αυτό δείχνει όπως αναφέρθηκε και πριν ότι ακόμα και μετά το πέρας του Gust, ο αέρας της χαράδρας ανανεώνεται και σε χαμηλότερα σημεία της.

Στην περίπτωση της γεωμετρίας αυτής, η οποία πρόκειται για μια βαθιά αστική χαράδρα, η ποσότητα μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη στην κορυφή της χαράδρας σε σχέση με το 1/3 αυτής κατά τη διάρκεια του Gust, αλλά μετά το τέλος του , η ποσότητα μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη στο 1/3 της χαράδρας. Τέλος όλα τα μεγέθη επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση, ακόμη και αν χρειάζονται κάποια επιπλέον δευτερόλεπτα μετά το τέλος του Gust.

Περίπτωση 4η: H1/W=2 και **H1/H2=1.2** (όπου H1=18m και H2=15m)





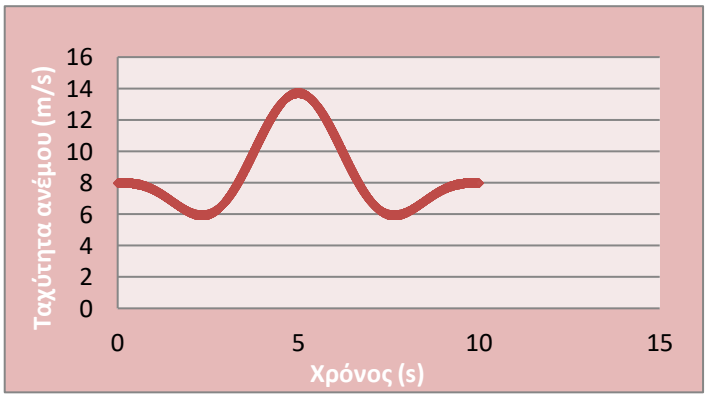
Σχήμα 7.25 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

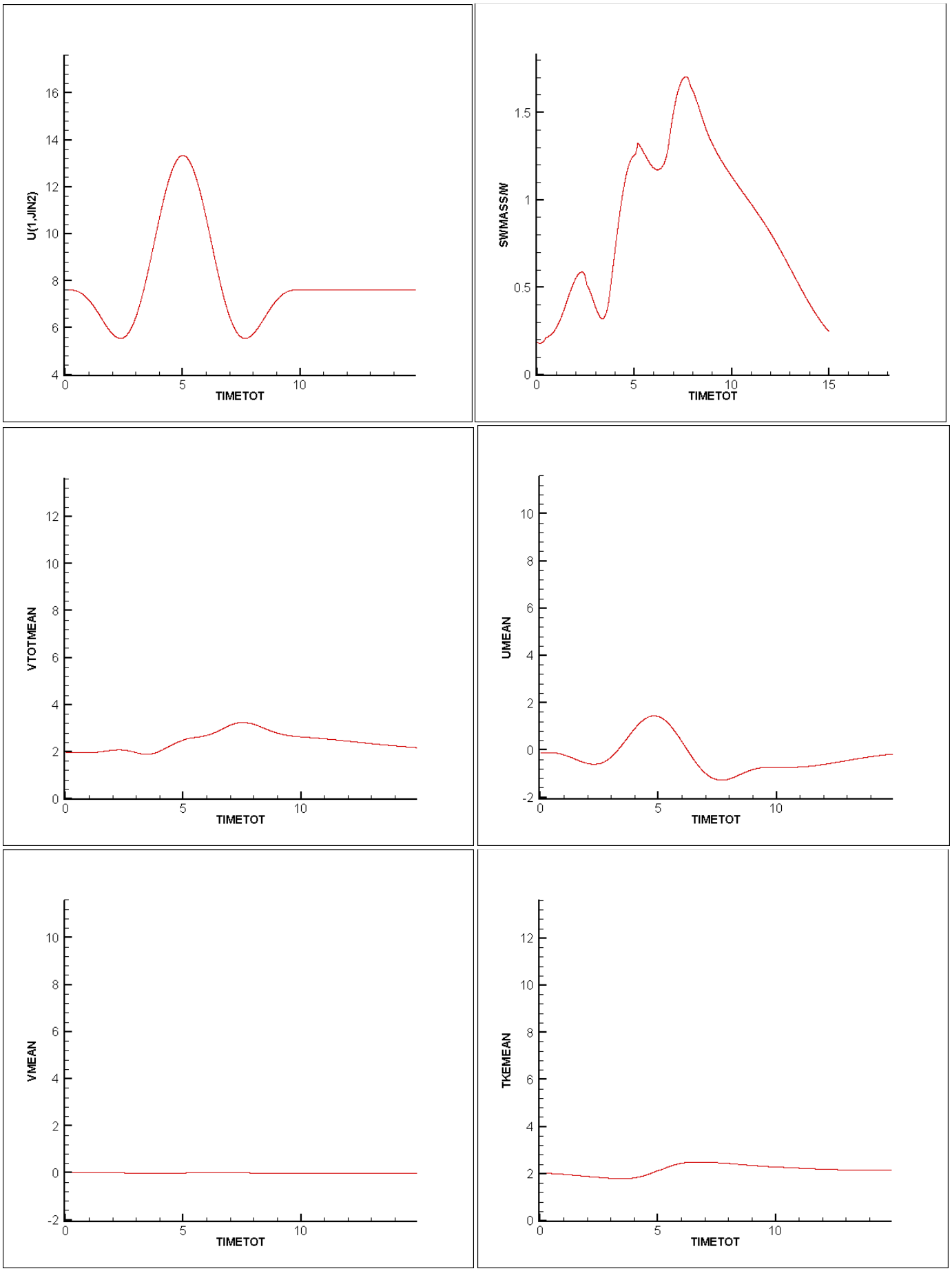
Αρχικά παρατηρείται αύξηση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας από το ξεκίνημα του gust, μια σημαντική μείωση στα 4s και μια μεγάλη αύξησή μέχρι τα 5s, που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή της. Έπειτα η παροχή μειώνεται σημαντικά μέχρι την ολοκλήρωση του gust στα 10s και επανέρχεται στην αρχική τιμή της. Στο 1/3 της χαράδρας στη αρχή του gust παρατηρείται σταδιακή αύξηση της παροχής του αέρα μέχρι τη λήξη της ριπής του ανέμου. Μετά παρουσιάζει σταδιακή μείωση έως ότου αρκετά δευτερόλεπτα μετά να επανέλθει στην αρχική της τιμή.

Παρατηρείται και σε αυτή τη γεωμετρία ότι ,η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στην κορυφή αυτής γίνεται μέγιστη κατά την διάρκεια του Gust , περίπου στο 6ο δευτερόλεπτο μετά την έναρξή του. Ενώ η ποσότητα μάζας του αέρα ανά μονάδα πλάτους της χαράδρας στο 1/3 αυτής εμφανίζει μέγιστη τιμή στο τέλος του Gust (10s). Αυτό δείχνει όπως αναφέρθηκε και πριν ότι ακόμα και μετά το πέρας του Gust, ο αέρας της χαράδρας ανανεώνεται και σε χαμηλότερα σημεία της.

Είναι εμφανές ότι η ποσότητα μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη στην κορυφή της χαράδρας σε σχέση με το 1/3 αυτής και ότι όλα τα μεγέθη επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση, ακόμη και αν χρειάζονται κάποια επιπλέον δευτερόλεπτα μετά το τέλος του Gust.

Περίπτωση 5η: H1/W=0.5 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)

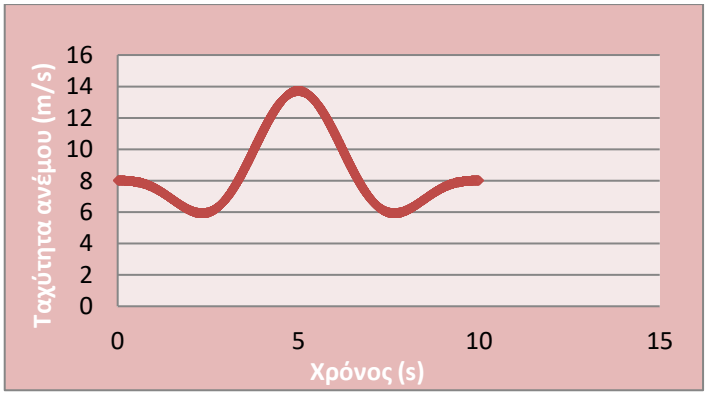


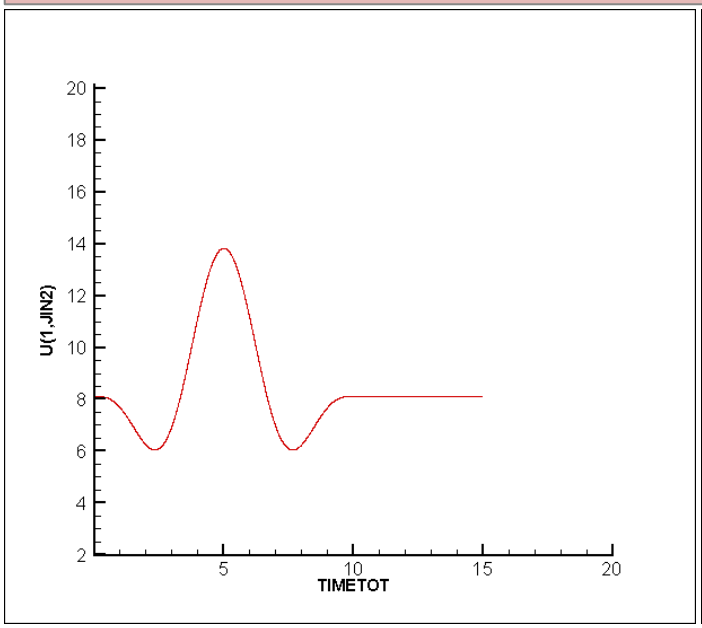


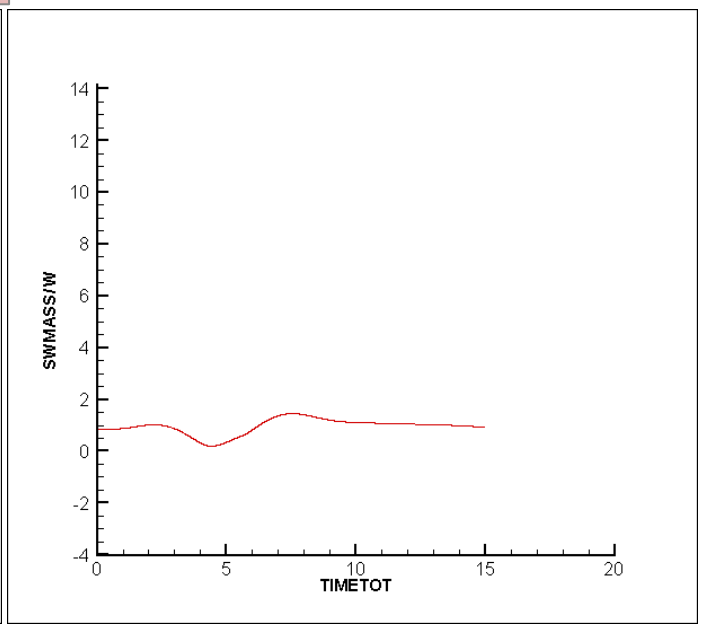
Σχήμα 7.26 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

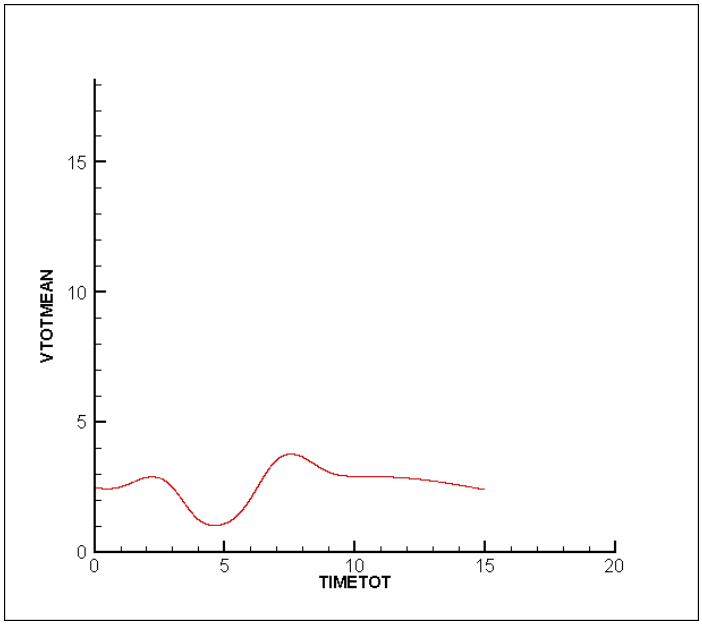
Στην συγκεκριμένη γεωμετρία μελετήθηκαν τα μεγέθη μόνο στην κορυφή της χαράδρας. Εδώ παρατηρείται αύξηση της παροχής μάζας από το ξεκίνημα του gust, με κάποιες τοπικές αυξομειώσεις μέχρι τα 8s που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή της. Έπειτα η παροχή μειώνεται σημαντικά μέχρι τα 15s, δηλαδή 5s μετά το πέρας της επίδρασης της ριπής του ανέμου, όπου και επανέρχεται στην αρχική τιμή της.

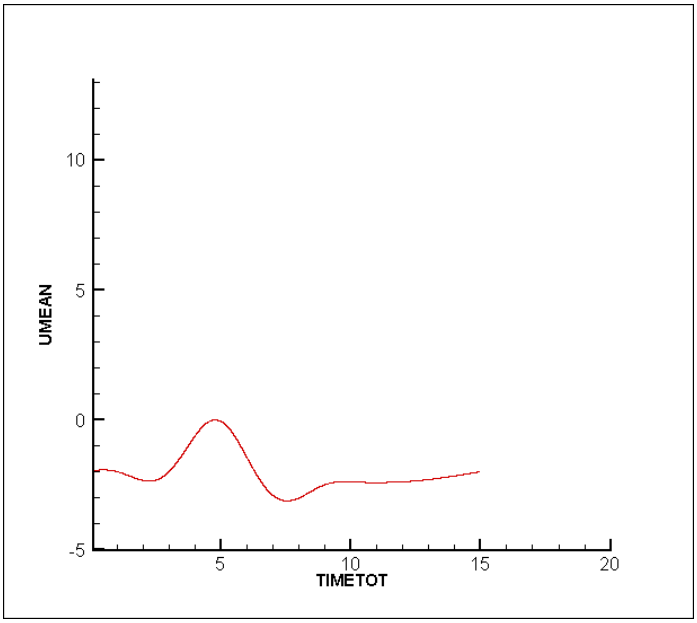
Περίπτωση 6η: H1/W=0.5 και H1/H2=2 (όπου H1=18m και H2=9m)

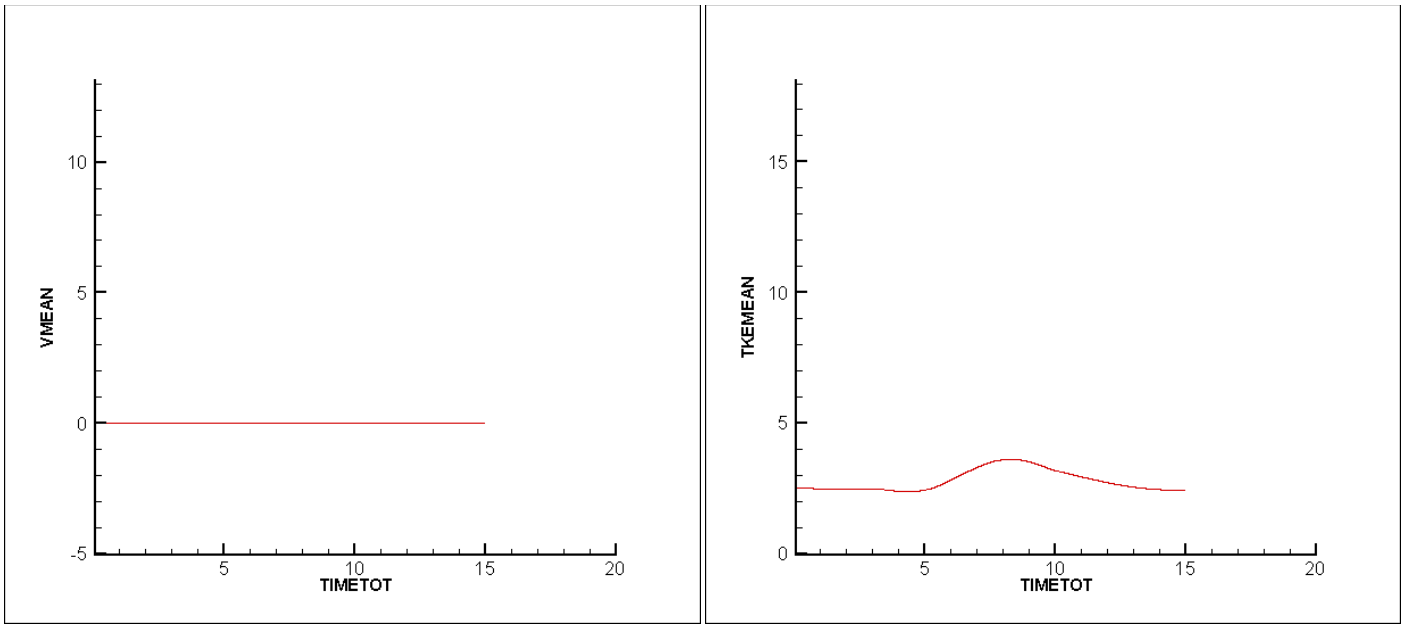








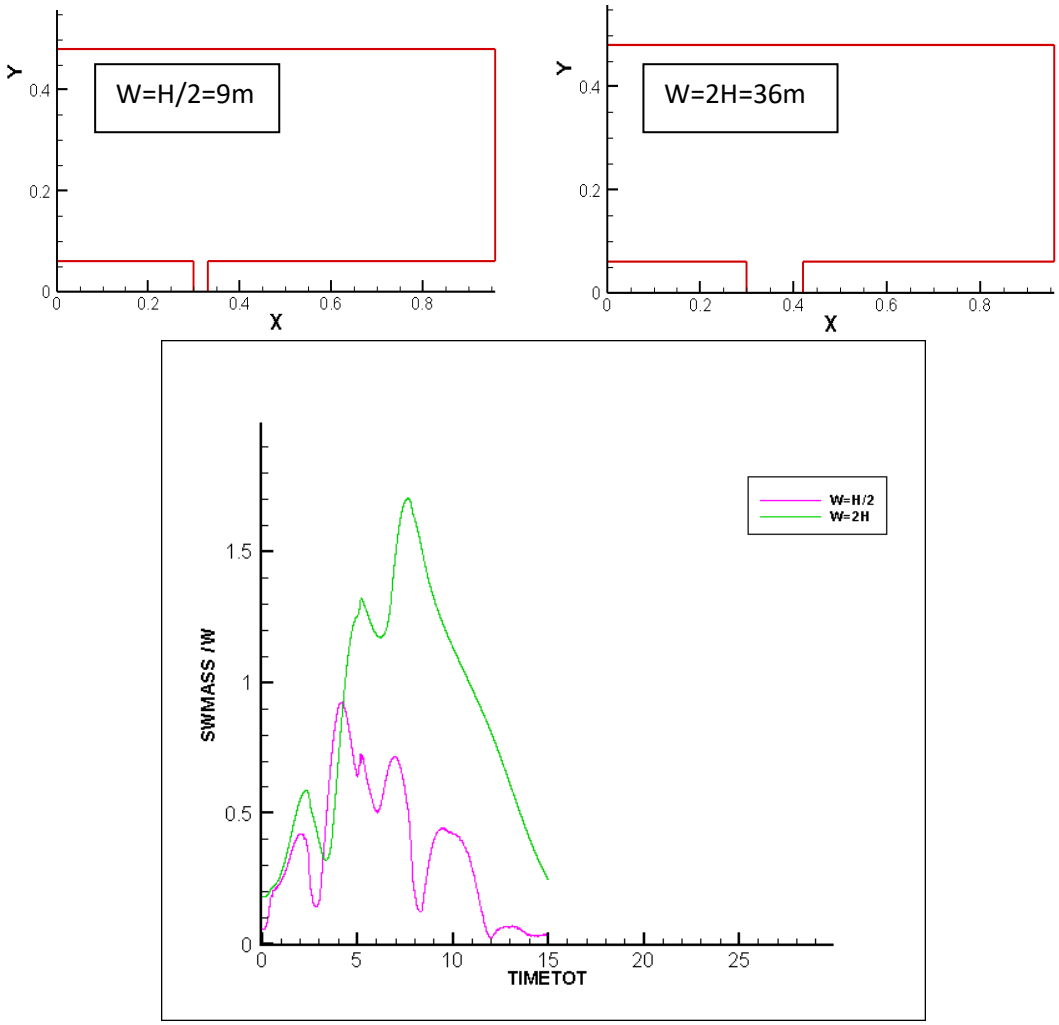




Σχήμα 7.27 Μεταβολή α) U(1,JIN2) , β) SWMASS/W , γ) VTOTMEAN , δ) UMEAN , ε) VMEAN , στ) TKEMEAN με το χρόνο.

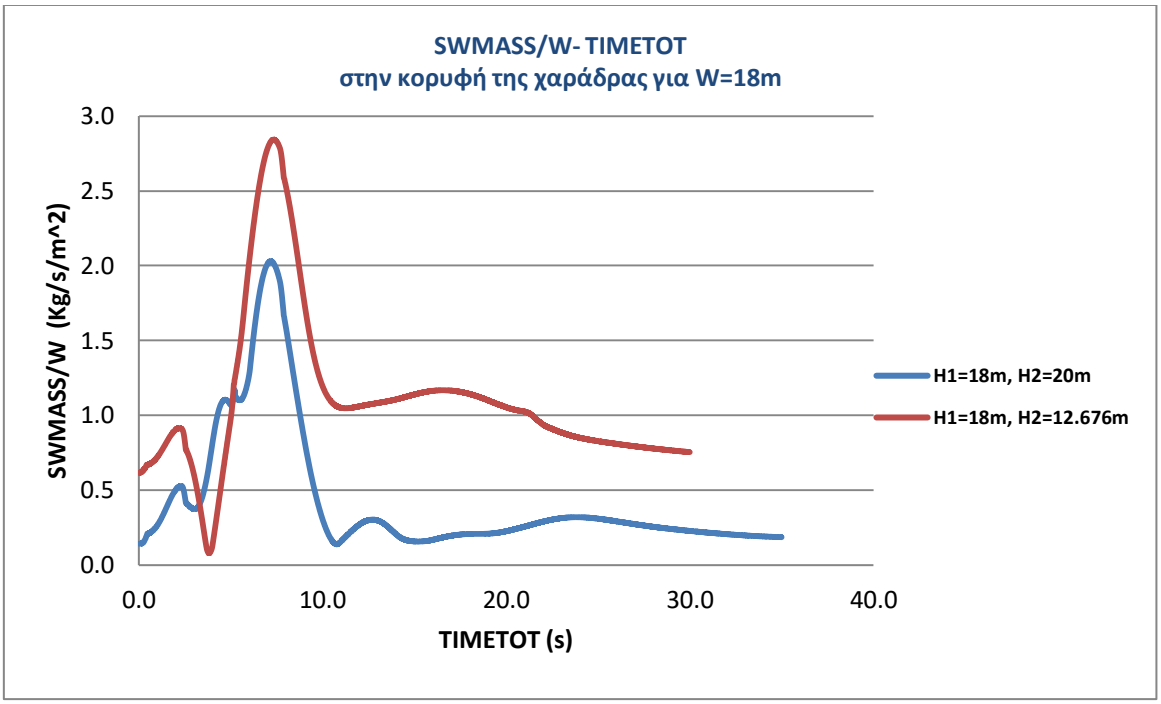
Στην συγκεκριμένη γεωμετρία μελετήθηκαν ξανά μόνο τα μεγέθη στην κορυφή της χαράδρας. Εδώ στο ξεκίνημα του gust παρατηρείται σταθερή παροχή μάζας μέχρι τα 3s, όπου ξεκινά μία ελαφριά μείωση της τιμής της μέχρι τα 5s. Ακολουθεί αύξηση για τα επόμενα 3s και έπειτα η παροχή και επανέρχεται στην αρχική τιμή της. Σε αυτή τη γεωμετρία αστικής χαράδρας διπλάσιου πλάτους δρόμου σε σχέση με το ύψος του ανάντη κτηρίου παρατηρείται η μικρότερη μεταβολή παροχής μάζας από την αρχική της τιμή στην μέγιστη και ελάχιστη.

Είναι επίσης αρκετά ενδιαφέρουσα η σύγκριση της παροχής μάζας του αέρα σε γεωμετρίες αστικής χαράδρας του ίδιου πλάτος (W) με διαφορετικό ύψος κατάντη κτηρίου (H2) και σε κτήρια του ίδιου ύψους αλλά διαφορετικού πλάτους. Στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται η σύγκριση σε κάποιες από τις περιπτώσεις αυτές.

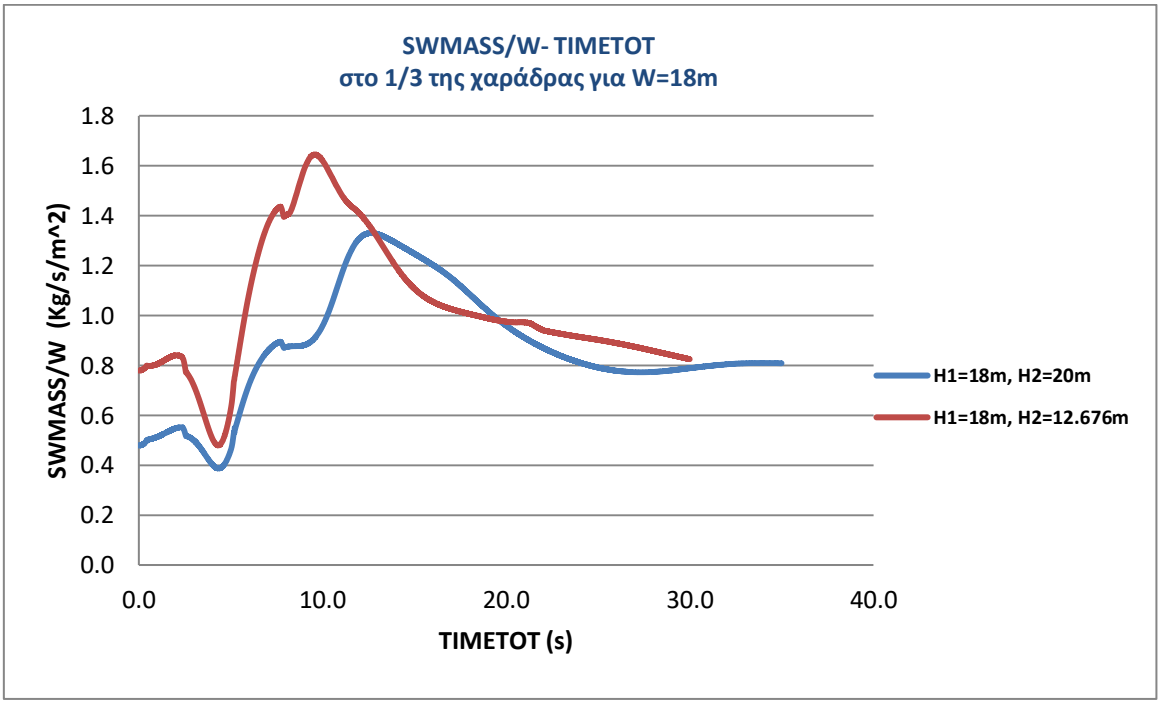


Σχήμα 7.28 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας για ίδια ύψη κτηρίων H1,H2 και διαφορετικά πλάτη W1=9m και W2=36m

Παρατηρούμε ότι η παροχή μάζας αέρα στην αστική χαράδρα με το μεγαλύτερο πλάτος W μεταξύ των κτηρίων, είναι αρκετά μεγαλύτερη σε σχέση με την αστική χαράδρα με μικρότερο πλάτος και ίδιο ύψος κτηρίων. Η μέγιστη τιμή της παροχής στην περίπτωση μικρού πλάτους δρόμου, εμφανίζεται λίγο πριν τα 5s μετά την έναρξη του Gust, ενώ στην περίπτωση μεγάλου πλάτους δρόμου εμφανίζεται λίγο πριν την λήξη του Gust, περίπου στα 8s. Αυτό σημαίνει ότι με την εμφάνιση της ριπής ανέμου, επιτυγχάνεται καλύτερη ανανέωση του αέρα σε χαράδρες μεγάλου πλάτους, επομένως και απομάκρυνση του θερμού αέρα που προκαλείται από τις πηγές θερμότητας , αλλά και των ριπών που έχουν συγκεντρωθεί στη χαράδρα.



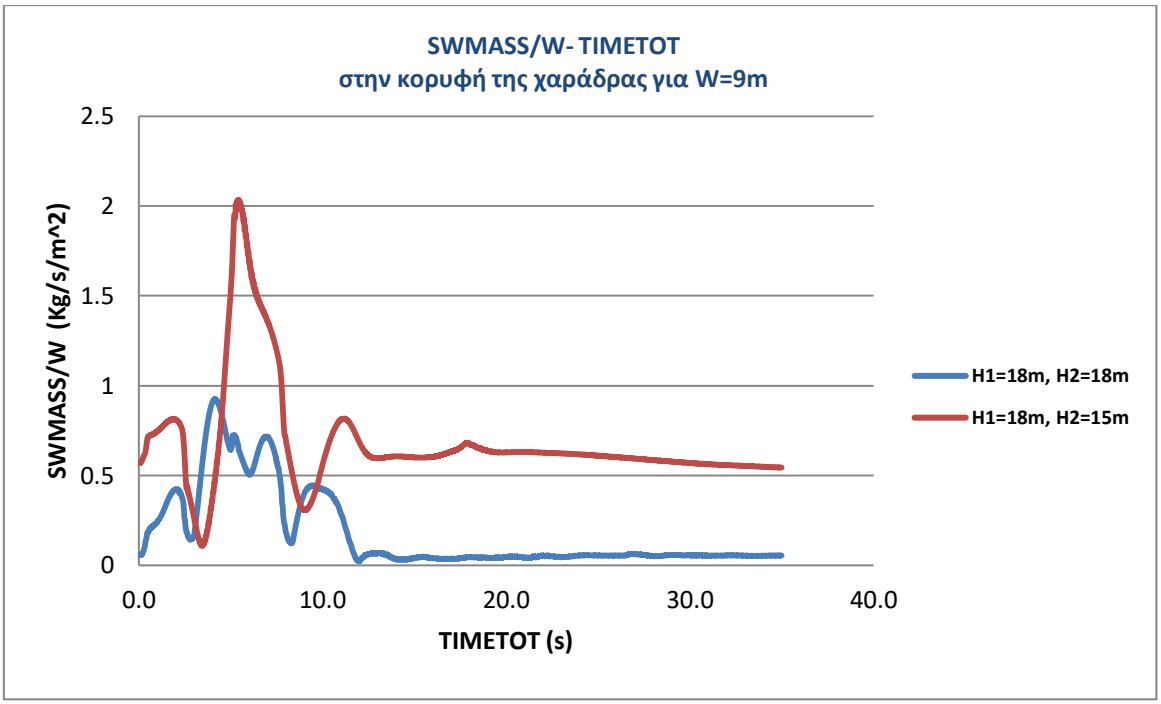
Σχήμα 7.29 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας ανά πλάτος αστικής χαράδρας W=18m, SWMASS/W-TIMETOT για το ίδιο ύψος H1=18m και διαφορετικό H2, στην κορυφή της χαράδρας.



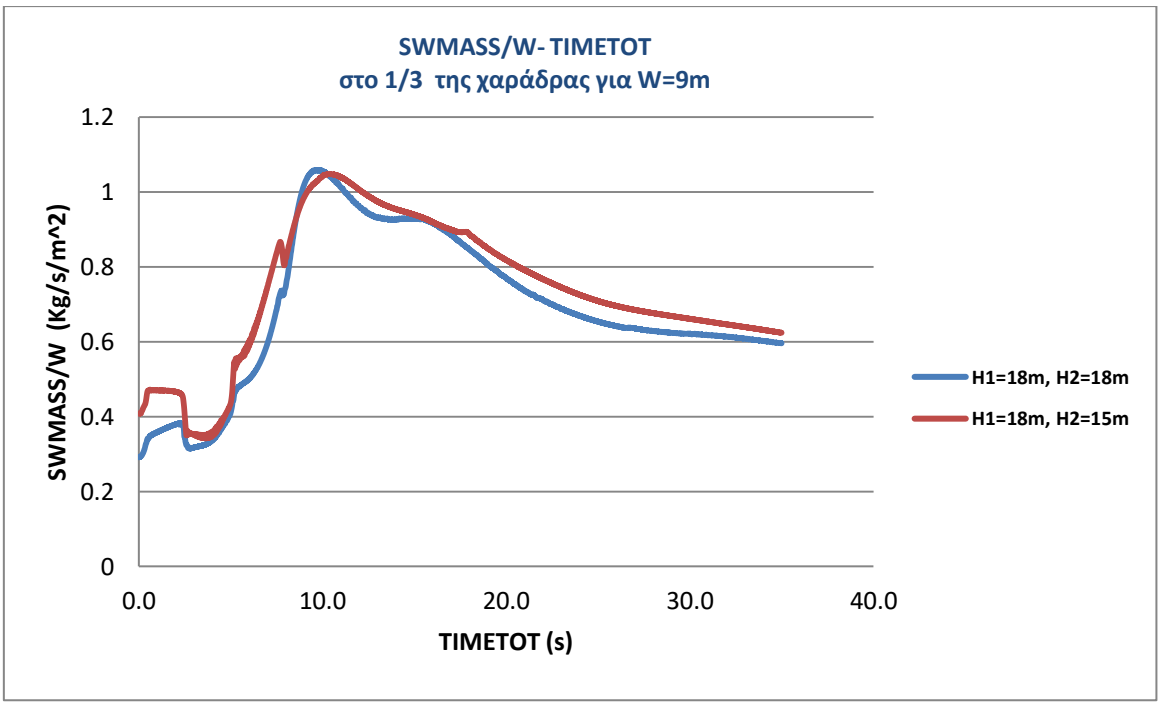
Σχήμα 7.30 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας ανά πλάτος αστικής χαράδρας W=18m , SWMASS/W-TIMETOT για το ίδιο ύψος H1=18m και διαφορετικό H2, στο 1/3 της χαράδρας.

Στο (Σχήμα 7.29) και στο (Σχήμα 7.30) παρουσιάζεται σύγκριση της παροχής μάζας δύο αστικών χαραδρών ίδιου πλάτους δρόμου μεταξύ των κτηρίων (W=18m) , ίδιου ύψους ανάντη κτηρίου (H1=18m) και διαφορετικού ύψους κατάντη κτηρίου για δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση (Σχήμα 7.29) παρουσιάζεται η σύγκριση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας , η οποία έχει οριστεί ως το ύψος του χαμηλότερου κτηρίου και παρατηρούμε ότι η παροχή μάζας του αέρα είναι μεγαλύτερη για την χαράδρα με το χαμηλότερο ύψος κατάντη κτηρίου. Αυτή παρουσιάζει μέγιστη τιμή στον ίδιο χρόνο και για τις δύο γεωμετρίες και συγκεκριμένα περίπου στα 8s μετά την έναρξη της ριπής. Στην δεύτερη περίπτωση (Σχήμα 7.30) παρουσιάζεται η σύγκριση της παροχής μάζας στο 1/3 της αστικής χαράδρας (6m) , όπου

παρατηρούμε ότι παρομοίως με την πρώτη περίπτωση αυτή εμφανίζει μεγαλύτερες τιμές για την χαράδρα με το χαμηλότερο ύψος κατάντη κτηρίου. Έτσι συμπεραίνουμε ότι για αστική χαράδρα του ίδιου πλάτους δρόμου και ίδιου ύψους ανάντη κτηρίου, πραγματοποιείται καλύτερη ανανέωση του αέρα της για χαμηλότερο ύψος κατάντη κτηρίου κατά την διάρκεια μίας ριπής ανέμου.



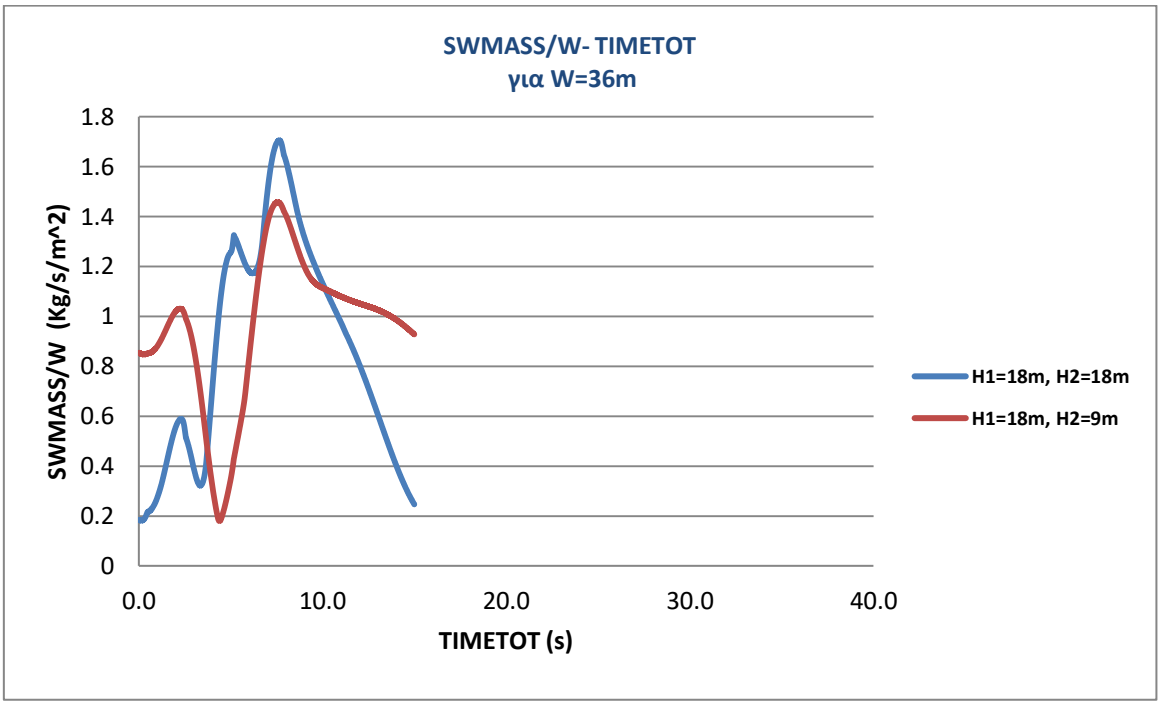
Σχήμα 7.31 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας ανά πλάτος αστικής χαράδρας W=9m SWMASS/W-TIMETOT για το ίδιο ύψος H1=18m και διαφορετικό H2, στην κορυφή της χαράδρας.



Σχήμα 7.32 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας ανά πλάτος αστικής χαράδρας W=9m SWMASS/W-TIMETOT για το ίδιο ύψος H1=18m και διαφορετικό H2, στο 1/3 της χαράδρας.

Στο (Σχήμα 7.31) και στο (Σχήμα 7.32) παρουσιάζεται επίσης σύγκριση της παροχής μάζας δύο αστικών χαραδρών ίδιου πλάτους δρόμου (W=9m) μεταξύ των κτηρίων, ίδιου ύψους ανάντη κτηρίου (H1=18m) και

διαφορετικού ύψους κατάντη κτηρίου για δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση (**Σχήμα** 7.31) παρουσιάζεται η σύγκριση της παροχής μάζας στην κορυφή της χαράδρας , η οποία έχει οριστεί ως το ύψος του χαμηλότερου κτηρίου και παρατηρούμε ότι η παροχή μάζας του αέρα είναι πολύ μεγαλύτερη για την χαράδρα με το χαμηλότερο ύψος κατάντη κτηρίου. Αυτή παρουσιάζει μέγιστη τιμή για την γεωμετρία H2=18m λίγο νωρίτερα από την γεωμετρία με H2=15m και συγκεκριμένα περίπου λίγο πριν τα 5s μετά την έναρξη της ριπής. Στην δεύτερη περίπτωση (**Σχήμα** 7.32) παρουσιάζεται η σύγκριση της παροχής μάζας στο 1/3 της αστικής χαράδρας (6m) , όπου παρατηρούμε ότι αυτή εμφανίζει παρόμοιες τιμές και για τα δύο ύψη κατάντη κτηρίου. Έτσι συμπεραίνουμε ότι για αστική χαράδρα του ίδιου πλάτους δρόμου και ίδιου ύψους ανάντη κτηρίου, πραγματοποιείται καλύτερη ανανέωση του αέρα της για χαμηλότερο ύψος κατάντη κτηρίου κατά την διάρκεια μίας ριπής ανέμου.



Σχήμα 7.33 Σύγκριση διαγραμμάτων παροχής μάζας ανά πλάτος αστικής χαράδρας W=36m SWMASS/W-TIMETOT για το ίδιο ύψος H1=18m και διαφορετικό H2, στην κορυφή της χαράδρας.

Στο (**Σχήμα 7.33**) παρουσιάζεται επίσης σύγκριση της παροχής μάζας δύο αστικών χαραδρών ίδιου πλάτους δρόμου (W=36m) μεταξύ των κτηρίων, ίδιου ύψους ανάντη κτηρίου και διαφορετικού ύψους κατάντη κτηρίου. Η παροχή μάζας είναι μεγαλύτερη για τη περίπτωση H2=9m τα πρώτα δευτερόλεπτα της ριπής του ανέμου, μέχρι τα 4s περίπου, ενώ για τα επόμενα δευτερόλεπτα γίνεται μεγαλύτερη στην περίπτωση ύψους κατάντη κτηρίου ίσο με H2=18m.

Παρατηρούμε ότι η συμπεριφορά της ροής εντός μιας αστικής χαράδρας όταν έρχεται μια ριπή ανέμου, παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον. Στο φαινόμενο αυτό στηρίζεται η ανανέωση του αέρα της χαράδρας και συνεπώς αποτελεί σημαντικό στοιχείο για το μικροκλίμα και τη ρύθμιση της θερμοκρασίας.

Από τα διαγράμματα παρατηρούμε γενικά ότι η ροή μάζας στην πάνω περιοχή της αστικής χαράδρας είναι μεγαλύτερη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ,στην περίπτωση που υπάρχει κάποια πηγή θερμότητας ή ρύπου κοντά στο οδόστρωμα (όπως για παράδειγμα τα αυτοκίνητα), να εισέρχεται καθαρός αέρας εντός της χαράδρας και να ανανεώνει τον ήδη υπάρχοντα, καθώς και να απομακρύνει τους ρύπους. Αντίστοιχα εάν η πηγή θερμότητας είναι χαμηλά στην χαράδρα όπως για παράδειγμα τα ζεστά πεζοδρόμια και οι τοίχοι,

τότε η αύξηση της ροής μάζας προς τα πάνω σημαίνει ότι ο θερμός αέρας απομακρύνεται με αποτέλεσμα την βελτίωση του μικροκλίματος και τη ρύθμιση της θερμοκρασίας και της συγκέντρωσης των ρύπων.

Με την ριπή του ανέμου, φαίνεται ότι αυτό συμβαίνει και μάλιστα διαρκεί και για χρονικό διάστημα αφότου έχει ολοκληρωθεί η ριπή. Μάλιστα, φαίνεται (από το 1/3 και στη κορυφή) ότι ακόμη και στις βαθιές χαράδρες, που μπορεί να σχηματιστούν περισσότεροι από ένας στρόβιλοι και δημιουργείται πολύ μεγαλύτερη παγίδευση των ρύπων, η ανανέωση του αέρα μπορεί να συμβεί. Εξ' άλλου , ακόμη και τα επίπεδα τύρβης συμβάλλουν σε αυτό αφού η μεταφορά μάζας λόγω τυρβωδών διαταραχών μπορεί να είναι σημαντική, έστω και αν δεν καταγράφεται πολύ καλά από τον τρόπο με τον οποίον την υπολογίζουμε τώρα (σχολαστική μοντελοποίηση τύρβης).

8 Συμπεράσματα

8.1 Γενικά συμπεράσματα

Πράγματι, η ροή και τα θερμοκρασιακά χαρακτηριστικά στις οδικές χαράδρες είναι πολύ σημαντικά για την ασφάλεια και την άνεση των κατοίκων όσον αφορά στην προστασία από τον άνεμο, το κρύο ή τη ζέστη, τη βροχή, τα έντονα καιρικά φαινόμενα. Επίσης, στις οδικές χαράδρες με υψηλή κυκλοφορία αυτοκινήτων συγκεντρώνονται πολλοί ρύποι, οι οποίοι λόγω του χαμηλού αερισμού παγιδεύονται μεταξύ των κτιρίων και είναι άμεσα επικίνδυνοι για την υγεία των ανθρώπων που ζουν, περπατούν, εργάζονται ή οδηγούν σε αυτές, αλλά και έμμεσα επικίνδυνοι για ολόκληρη την πόλη, αφού αυτή αποτελείται από αλληλουχία οδικών χαραδρών.

Συνοψίζοντας στην παρούσα διπλωματική μελετήθηκε η επίδραση της γεωμετρίας της χαράδρας και των χαρακτηριστικών της ριπής του ανέμου εντός αυτής ,καθώς επίσης οι τιμές και η μορφολογία του ανέμου στο επίπεδο του εδάφους. Αυτό επιτεύχθηκε με εφαρμογή υπολογιστικής μεθοδολογίας πεπερασμένων όγκων σε καρτεσιανό πλέγμα με επίλυση κατά SIMPLE και μοντέλο τύρβης k-ε. Με επέμβαση στο υπολογιστικό εργαλείο CAFFCA αποκτήθηκαν τα απαραίτητα αποτελέσματα.

Αρχικά μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά της ριπής στον αερισμό της οδικής χαράδρας με μόνιμο πεδίο ροής. Χρησιμοποιήθηκαν διάφορες διατάξεις οδικών χαραδρών και επιλέχθηκαν οι εξής περιπτώσεις αναλογιών: H1/W=1 , H1/W=2 και H1/W=0,5. Μπορούμε να συμπεράνουμε ότι ο εξαερισμός της χαράδρας και η απομάκρυνση των ρίπων ελέγχονται κυρίως από τις κύριες δίνες που αναπτύσσονται σε αυτή και στις περιπτώσεις μεγάλων αναλογιών H/W, δημιουργείται μεγαλύτερη συγκέντρωση ρίπων στο επίπεδο του εδάφους.

Στην συνέχεια αφού προέκυψαν τα κατάλληλα αποτελέσματα για τις διάφορες διατάξεις οδικών χαραδρών στη μόνιμη ροή, πραγματοποιήθηκε εφαρμογή της υπολογιστικής μεθοδολογίας των πεπερασμένων όγκων , για τις παραπάνω αναλογίες υψών, με μη μόνιμο πεδίο ροής. Στην περίπτωση αυτή προκαλέσαμε μία ριπή ανέμου στην είσοδο του υπολογιστικού χώρου μας και παρατηρήθηκε η επίδραση της ριπής αυτής στον αερισμό του εσωτερικού της οδικής χαράδρας. Επιπλέον μελετήθηκε η μεταβολή των μεγεθών των μέσων ταχυτήτων και της τύρβης εντός της χαράδρας, τόσο στην κορυφή της όσο και στο 1/3 αυτής. Παρατηρήθηκε ότι για διάφορες χρονικές στιγμές μίας ριπής ανέμου ο ρυθμός με τον οποίο ανανεώνεται ο αέρας στη χαράδρα αλλάζει και μάλιστα σημαντικά. Παρατηρήσαμε γενικά ότι η

ροή μάζας στην πάνω περιοχή της αστικής χαράδρας είναι μεγαλύτερη. Αυτό σημαίνει ότι εισέρχεται καθαρός αέρας στην αστική χαράδρα με αποτέλεσμα την ανανέωση του ήδη υπάρχοντος και την απομάκρυνση των ρύπων. Επιπλέον καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι αυτό συμβαίνει και μάλιστα διαρκεί κάποιο χρονικό διάστημα αφότου έχει ολοκληρωθεί η ριπή, ακόμη και στις πιο βαθιές χαράδρες, που η παγίδευση των ρύπων είναι μεγαλύτερη.

8.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Η ανάπτυξη της συγκεκριμένης μελέτης δίνει την δυνατότητα για περαιτέρω έρευνες.

- Αρχικά η μελέτη του φαινομένου της μόνιμης ροής θα μπορούσε να συνεχιστεί με την εφαρμογή ενός καταλληλότερου πλέγματος. Η χρησιμοποίηση υπολογιστικού πλέγματος με ενσωματωμένη την μεθοδολογία πολλαπλής τηλεσκοπικής τοπικής πύκνωσης (Multi-Local Refinement, MLR) ώστε να υπάρξει μεγαλύτερη ακρίβεια στην περιοχή υψηλού ενδιαφέροντος, δηλαδή στο εσωτερικό της χαράδρας και περιφερειακά αυτής, θα μπορούσε να δώσει περισσότερο ικανοποιητικά αποτελέσματα.

- Επίσης όσο αφορά την μελέτη του φαινομένου της μη μόνιμης ροής θα μπορούσε να εφαρμοστεί η συγκεκριμένη υπολογιστική μεθοδολογία πεπερασμένων όγκων για εφαρμογή ριπής ανέμου εντός μιας αστικής χαράδρας στην περίπτωση ύπαρξης βλάστησης σε αυτή. Λόγω της επίδρασης της βλάστησης στη ροή δημιουργούνται επιπλέον διεργασίες παραγωγής και καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, με την μοντελοποίησης της να απαιτεί τροποποίηση των εξισώσεων για την ενσωμάτωση των φυσικών αυτών διεργασιών. Θα ήταν λοιπόν ενδιαφέρον να μελετηθούν το πεδίο ροής και η μεταβολή των μέσων ταχυτήτων, της τύρβης εντός της χαράδρας και η μάζα που εισέρχεται σε αυτή στην περίπτωση ύπαρξης αστικής βλάστησης.

9 Βιβλιογραφία

[1] Wikipedia. (2020, Φεβρουάριος) Μηχανική των Ρευστών. [Online]. https://el.wikipedia.org/wiki/%CE%9C%CE%B7%CF%87%CE%B1%CE%BD%CE%B9%CE%BA%CE%AE_%CF%84%CF%89%CE%BD_%CF%81%CE%B5%CF%85%CF%83%CF%84%CF%8E%CE%BD

[2] Ι.Σ. Αναγνωστόπουλος, Δ.Γ. Τουζόπουλος Δ.Σ. Μαθιουλάκης, *ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ: Σημειώσεις*. Αθήνα: Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, 2005.

[3] Λυγιδάκης Γεώργιος, "Ανάπτυξη Μεθοδολογίας Αυτόματης Πύκνωσης μη Δομημένου Πλέγματος κατά την Αριθμητική Επίλυση των Εξισώσεων Euler στις Τρεις Διαστάσεις," Χανιά, Διπλωματική Εργασία Ιούνιος 2009.

[4] Δ. Μπούρης, "Υπολογιστικό Εργαλείο για την Αριθμητική Διερεύνηση Ρευστομηχανικών Προβλημάτων," Ε.Μ.Π., Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, Αθήνα, 2013.

[5] Michel Pavageau, Stilianos Rafailidis, Michael Schatzmann Robert N. Meroney, "Study of line source characteristics for 2-D physical modelling of pollutant dispersion in street canyons," Hamburg, Germany, Journal of Fluid Mechanics Volume 62, Issue 1, 2 September 1996.

[6] Huang Zhen and Wang Jiasong Xie Xiaomin, "The impact of urban street layout on local atmospheric environment," Shanghai, 200030 PR China, Building and Environment 4 November 2004.

[7] Κούκλης Γεώργιος Ραφαήλ, "Η συμβολή της αστικής μορφολογίας στη διαμόρφωση του μικροκλίματος," Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Μηχανικών Χωροταξίας και Ανάπτυξης, Θεσσαλονίκη, Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία 2019.

[8] Αγγελική Χατζηδημητρίου, "Αξιολόγιση της Επίδρασης των Παραμέτρων Σχεδιασμού στη Διαμόρφωση του Μικροκλίματος των Αστικών Υπαίθριων Χώρων και στις Συνθήκες Θερμικής Άνεσης, κατά τη Θερινή Περίοδο, σε Κλίμα Μεσογειακό," Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Θεσσαλονίκη, Διδακτορική Διατριβή Μάϊος 2012.

[9] Wikipedia. (16 April 2021) Urban canyon. [Online]. https://en.wikipedia.org/wiki/Urban_canyon

[10] Ν. Κουτσουράκης, "Ροή και Διασπορά Ρύπων σε Οδικές Χαράδρες:," Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας. Σχολή Πολυτεχνική. Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Διδακτορική Διατριβή 2014.

[11] Σταθάκης Δημήτριος Καρακούνος Ιωάννης. (11 Απριλίου 2013) Πόλεις και Πολιτικές: για την ανταγωνιστική ταυτότητα των πόλεων. [Online]. https://www.citybranding.gr/

[12] Wikipedia. (5 April 2021) Wind gust. [Online]. https://en.wikipedia.org/wiki/Wind_gust

[13] S.P. Evans ,P.D. Clausen M.I. Rakib, "Measured gust events in the urban environment, a comparison with the IEC standard," *Renewable Energy Elsevier*, vol. vol. 146(C), pages 1134-1142, 10 July 2019.

[14] Ομοτ. Καθηγητής ΕΜΠ Άγγελος Θ. Παπαϊωάννου, "ΟΡΙΑΚΟ ΣΤΡΩΜΑ: ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ ΚΑΙ ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ, Σημειώσεις," Αθήνα, Απρίλιος 2013.

[15] J.R. Garratt, "Review: the atmospheric boundary layer," *Earth-Science Reviews, Elsevier*, vol. Volume 37,

Issues 1–2, 27 April, 1994.

[16] Γ. Κάραλης Α. Ζερβός, *Σημειώσεις Αιολικής Ενέργειας. Ε.Μ.Π., Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών*. Αθήνα, 2009.

[17] Κλαμαριάς Γεώργιος, "Υπολογιστική μελέτη του πεδίου ροής γύρω από κτήριο με βλάστηση επί του κελύφους του," Ε.Μ.Π, Αθήνα, Διπλωματική Εργασία Οκτώβριος 2020.

[18] Καλογεράκη Αναστασία, "Αριθμητική Προσομοίωση Ροής Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος γύρω από Κτήριο," Ε.Μ.Π, Αθήνα, Διπλωματική Εργασία Οκτώβριος 2018.

[19] Μελέτιος Πάνος, "Πειραματική Προσομοίωση Πρότυπου Κτηρίου Εκτεθειμένου σε Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα," Ε.Μ.Π., Αθήνα, Διπλωματική Εργασία Φεβρουάριος 2017.

[20] Ανώτατο Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Πειραιά, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Δρ Κ.Π. Μουστρής. Τεχνολογία Περιβαλλοντικών Μετρήσεων, Η Ατμόσφαιρα της Γης-Το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα. [Online]. http://eclass.teipir.gr/openeclass/modules/document/file.php/MECH111/8%CE%B7%20%CE%95%CE%BD%CF%8C%CF%84%CE%B7%CF%84%CE%B1%20-%20%CE%A4%CE%B5%CF%87%CE%BD%CE%BF%CE%BB%CE%BF%CE%B3%CE%AF%CE%B1%20%CE%A0%CE%B5%CF%81%CE%B9%CE%B2%CE%B1%CE%BB%CE%BB%CE%BF%CE%BD%CF%

[21] D.Sc., F.R.S. 0.G. Sutton, "THE APPLICATION TO MICROMETEOROLOGY OF THE 'THEORY OF TURBULENT FLOW OVEK ROUGH SURFACES," *QUARTERLY JOURNAL OF THE ROYAL METEOROLOGICAL SOCIETY*, OCTOBER 1949.

[22] Καθηγητής Τομέας Μετεωρολογίας-Κλιματολογίας Τμήμα Γεωλογίας, ΑΠΘ Πρόδρομος Ζάνης. Οριακό Στρώμα. [Online]. https://users.auth.gr/~zanis/upload/ABL/ABL_zanis_update.pdf

[23] TerryJohnson,Dominic Flynn, Hassan Hemida, Andrew Quinn, David Soper,Mark Sterling ChrisBaker, "Computational techniques," in *Train Aerodynamics: Fundamentals and Applications*.: Butterworth-Heinemann, 2019, ch. 4.

[24] Σωκράτης Τσαγγάρης, *Μηχανική των Ρευστών*. Αθήνα: Εκδόσεις Συμεών, 2013.

[25] B., Stathopoulos, T., Carmeliet, J. Blocken, "CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems," *Atmospheric Environment, Elsevier*, vol. Volume 41, Issue 2, 2007.

[26] P.J., Hoxey, R.P. Richards, "Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k–e turbulence model," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. σσ. 145-153., p. 46&47, 1993.

[27] J., Hirsch, C., Jensen, A.G., Kru¨s, H.W., Schatzmann. Franke, "Recommendations on the use of CFD in wind engineering. In: Proceedings of the International Conference on Urban Wind Engineering and Building Aerodynamics. In: van Beeck JPAJ (Ed.), COST Action C14,Impact of Wind and Storm on City Life Built Environment. ," 5–7 May2004.

[28] Fluent Inc., "Fluent 6.2 User’s Guide. Lebanon : Fluent Inc.," 2005.

[29] Ansys. Ltd., "Ansys CFX-Solver, Release 10.0: Theory. Canonsburg : s.n.," 2005.

[30] N.G. Wright, 2011 D.M. Hargreaves, "On the use of the k-ε model in commercial CFD software to model the neutral atmospheric boundary layer. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.,99, pp. 257-266.," 2011.

[31] Γ. Μπεργελές, *Υπολογιστική Ρευστομηχανική*, Εκδόσεις ΣΥΜΕΩΝ ed. Αθήνα, 2012.

[32] Κωνσταντίνος Μπασκουρέλος, "Γένεση πλέγματος τετραπλευρικών στοιχείων στο επίπεδο με τη Μέθοδο Επικάλυψης," Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ, Αθήνα, Διπλωματική Εργασία Ιούλιος 2015.

[33] Stylianos Rafailidis, "INFLUENCE OF BUILDING AREAL DENSITY AND ROOF SHAPE ON THE WIND CHARACTERISTICS ABOVE A TOWN," *Boundary-Layer Meteorology* , vol. volume 85, pages255–271, 6 June, 1997.

[34] Ali A. Salehi Neyshabouri Barron R.M, "Effects of under-relaxation factors on turbulent flow simulations. Int. J. Numer. Meth. Fluids," *Numerical Methods in Fluids*, 17 June 2003.

[35] Sandrine Anquetin, Patrice G.Mestayer Jean-François Sini, "Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons," *Atmospheric Environment, Elsevier*, vol. Volume 30, Issue 15, Pages 2659-2677, August 1996.

10 Κατάλογος Πινάκων

11 Κατάλογος Σχημάτων-Εικόνων

Παραρτήματα

Α. Τροποποίηση κώδικα για τον σχηματισμό των γεωμετριών

Ανάλογα το είδος του ορίου που θέλουμε, δίνεται ανάλογη τιμή στις μεταβλητές **IBOUNDN, IBOUNDS, IBOUNDE, IBOUNDW ,** για το βόρειο, νότιο, ανατολικό και δυτικό όριο αντίστοιχα. Οι μεταβλητές αυτές μπορούν να πάρουν τις τιμές:

- 1: όταν πρόκειται για στερεό τοίχωμα
- 2: όταν πρόκειται για άξονα συμμετρίας με μηδενική κάθετη ταχύτητα και μηδενική κλίση για όλα τα μεγέθη
- 3: όταν πρόκειται για όριο από το οποίο μπορεί να βγαίνει ρευστό ,όπως π.χ. η έξοδος ροής
- 4: όταν πρόκειται για στερεό όριο κινούμενο παράλληλα στην κατεύθυνσή του
- 0: όταν έχουμε είσοδο του ρευστού

Οι τιμές αυτές ανατίθενται στην μεταβλητή IWALL(I,J) μέσα στον κώδικα, η οποία αυτόματα εξασφαλίζει και την σωστή οριακή συνθήκη. Επειδή το ορθογωνικό χωρίο που χωρίστηκε από τα (**X1, X2, Y1 ,Y2**) θεωρείται ότι είναι πάντα στερεό στα όρια του η μεταβλητή IWALL(I,J) παίρνει την τιμή 1.

Παρακάτω δίνονται οι τροποποιήσεις στο κώδικα για τον σχηματισμό της κάθε γεωμετρίας στη μόνιμη και στη μη μόνιμη ροή:

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Α)H1/H2=0.9 X1=0.3m, X2=0.36m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
Β)H1/H2=1.42 X1=0.3m, X2=0.36m, Y1=0.0m , Y2=0.06m

Γ)H1/H2=1 X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
Δ)H1/H2=0.8 X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.075m
Ε)H1/H2=1.2 X1=0.3m, X2=0.33m , Y1=0.0m , Y2=0.06m

Ζ)H1/H2=1 X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.06m
Η)H1/H2=0.71 X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.084507m
Θ)H1/H2=2 X1=0.3m, X2=0.42m , Y1=0.0m , Y2=0.06m

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=30,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
c---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=JW2,45
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
c---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
c---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=101,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
c---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=1,IW1
      DO 1142 J=98,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=110,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

Εικόνα Α.1 Τροποποιήσεις στον κώδικα για τον σχηματισμό της κάθε γεωμετρίας στη μόνιμη ροή

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Α)Η1/Η2=0.9 X1=90m, X2=108m , Y1=0.0m , Y2=18m
Β)Η1/Η2=1.42 X1=90m, X2=108m, Y1=0.0m , Y2=12.676m

Γ)Η1/Η2=1 X1=90m, X2=99m , Y1=0,0m , Y2=18m
Δ)Η1/Η2=0.8 X1=90m, X2=99m , Y1=0,0m , Y2=18m
Ε)Η1/Η2=1.2 X1=90m, X2=99m , Y1=0m , Y2=15m

Ζ)Η1/Η2=1 X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=18m
Η)Η1/Η2=0.71 X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=18m
Θ)Η1/Η2=2 X1=90m, X2=126m , Y1=0m , Y2=9m

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=1,IW1
      DO 1142 J=JW2,50
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=JW2,45
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE


      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=1,IW1
      DO 1142 J=JW2,67
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=IW2+1,NI
      DO 1142 J=JW2,69
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

```
C-----DEFINE BOUNDARIES---   0=FLOW , 1=WALL , 2=SYMMETRY or FREE STREAM
C                            3=OUTLET or ENTRAINMENT

      DO 1140 I=1,NI
      DO 1140 J=1,NJ
      IWALL(I,J)=0
 1140 CONTINUE


      DO 1141 I=1,NI
      DO 1141 J=1,JW2
      IWALL(I,J)=1
 1141 CONTINUE

      DO 1142 I=1,IW1
      DO 1142 J=JW2,37
      IWALL(I,J)=1
 1142 CONTINUE

      J=1
      DO 1143 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDS
 1143 CONTINUE

      J=NJ
      DO 1144 I=1,NI
      IWALL(I,J)=IBOUNDN
 1144 CONTINUE

      I=1
      DO 1145 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDW
 1145 CONTINUE

      I=NI
      DO 1146 J=1,NJ
      IF(IWALL(I,J).NE.1) IWALL(I,J)=IBOUNDE
 1146 CONTINUE

      ISTAW=IW1+1
      JSTAW=JW1+1
      IF(IW1.EQ.1) ISTAW=IW1
C---      IF(JW1.EQ.1) JSTAW=JW1
      DO 1147 I=ISTAW,IW2
      DO 1147 J=JSTAW,JW2
      IWALL(I,J)=0
 1147 CONTINUE
```

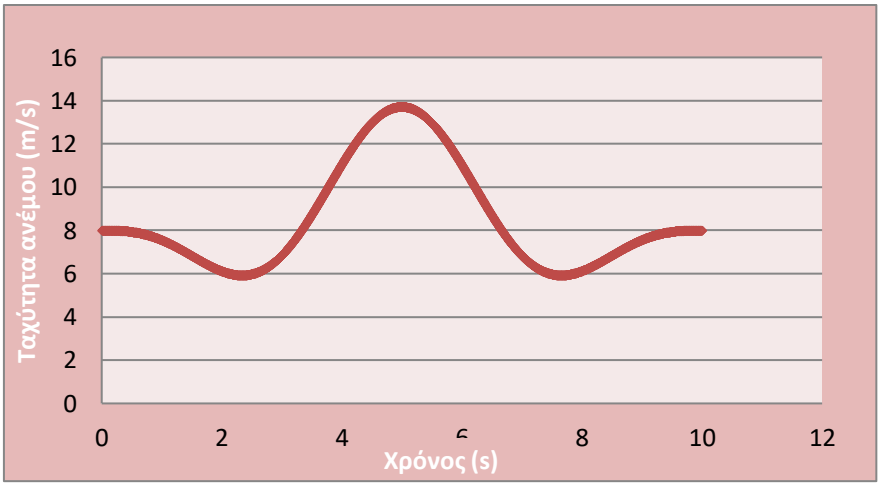
Εικόνα Α.2 Τροποποιήσεις στον κώδικα για τον σχηματισμό της κάθε γεωμετρίας στη μη μόνιμη ροή

Β. Παρουσίαση αποτελεσμάτων της ροής του πεδίου για πολλές χρονικές στιγμές

Παρακάτω αποτυπώνονται όλες οι χρονικές στιγμές του πεδίου ροής για τις περιπτώσεις γεωμετρίας:

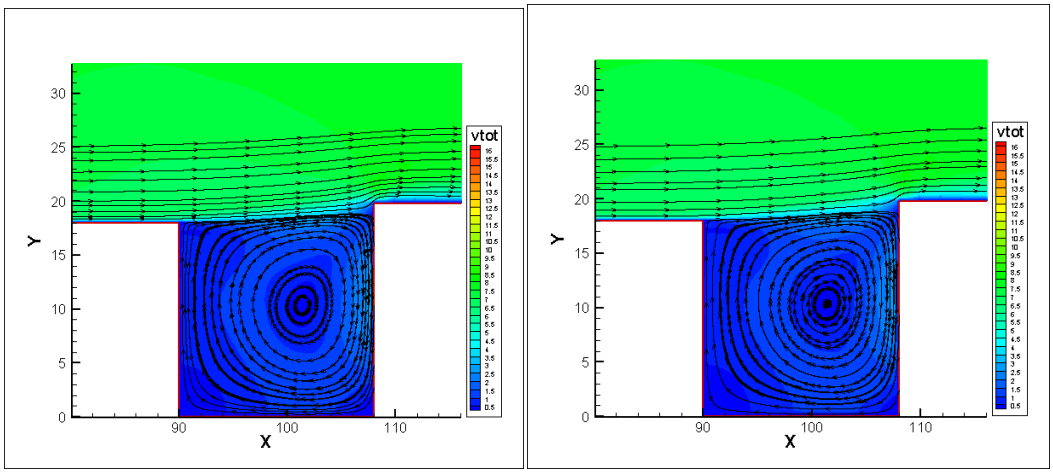
- **Περίπτωση 1η: H1/W=1** και **H1/H2=0.9** (όπου H1=18m και H2=20m)
- **Περίπτωση 2η: H1/W=1** και **H1/H2=1.42** (όπου H1=18m και H2=12.676m)
- **Περίπτωση 3η: H1/W=2** και **H1/H2=1** (όπου H1=18m και H2=18m)
- **Περίπτωση 4η: H1/W=2** και **H1/H2=1.2** (όπου H1=18m και H2=15m)
- **Περίπτωση 5η: H1/W=0.5** και **H1/H2=1** (όπου H1=18m και H2=18m)
- **Περίπτωση 6η: H1/W=0.5** και **H1/H2=2** (όπου H1=18m και H2=9m)

Όταν ξεκινά το gust το προφίλ της ταχύτητας εισόδου ακολουθεί τη μορφή που φαίνεται παρακάτω.

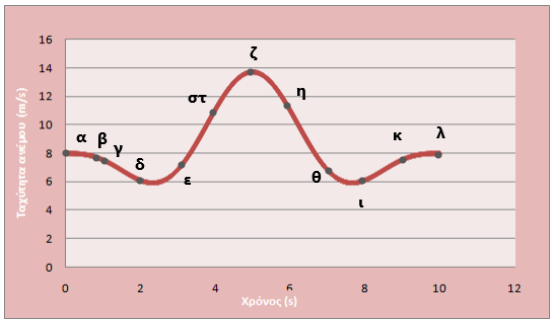


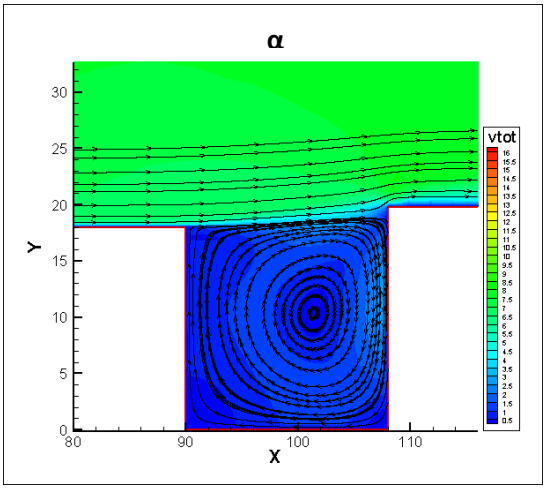
Εικόνα Β.1 Το προφίλ της ταχύτητας κατά τη διάρκεια του Gust

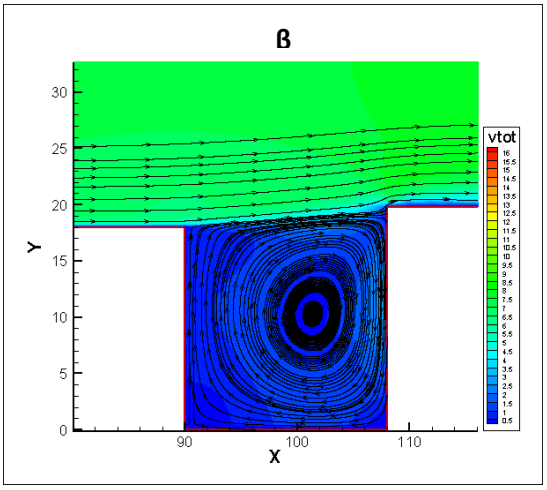
Περίπτωση 1η: H1/W=1 και H1/H2=0.9 (όπου H1=18m και H2=20m)

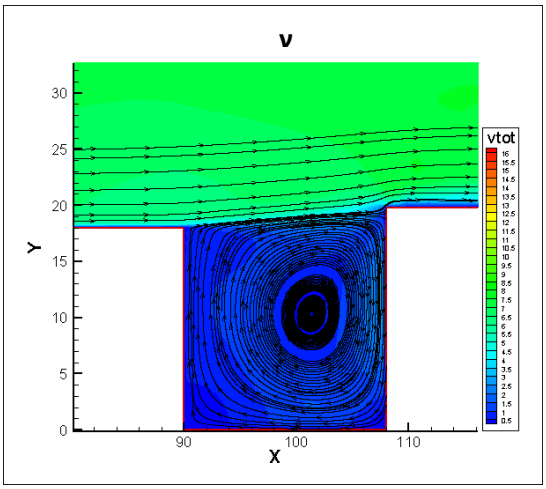


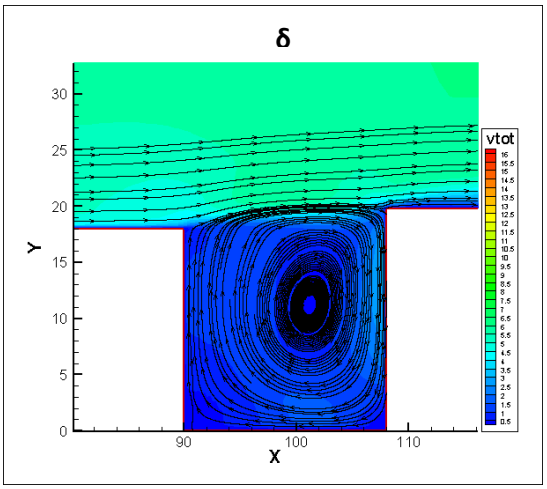
Σχήμα Β.2 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s

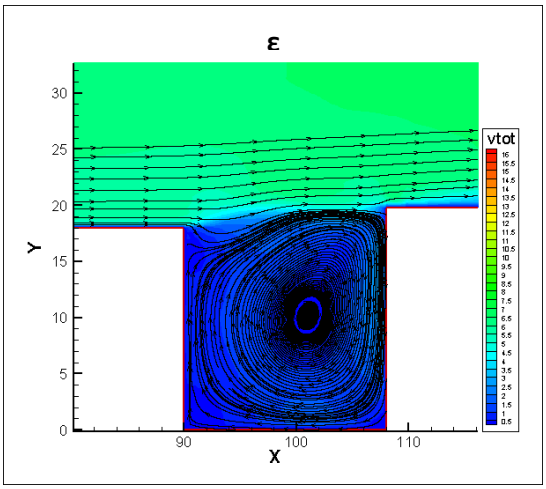

Ταχύτητα ανέμου (m/s)
Χρόνος (s)
α
β
γ
δ
ε
στ
ζ
η
θ
ι
κ
λ

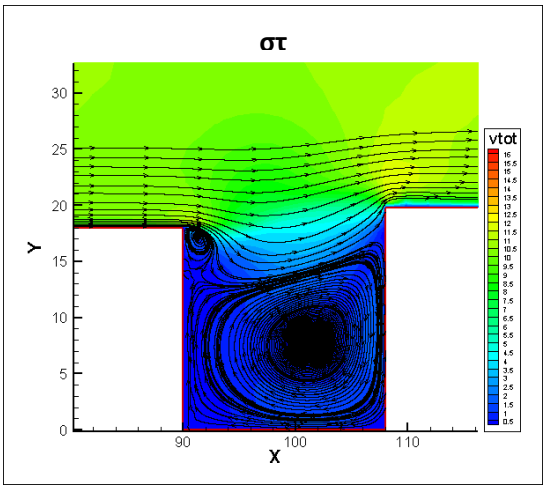

α
vtot
Y
X

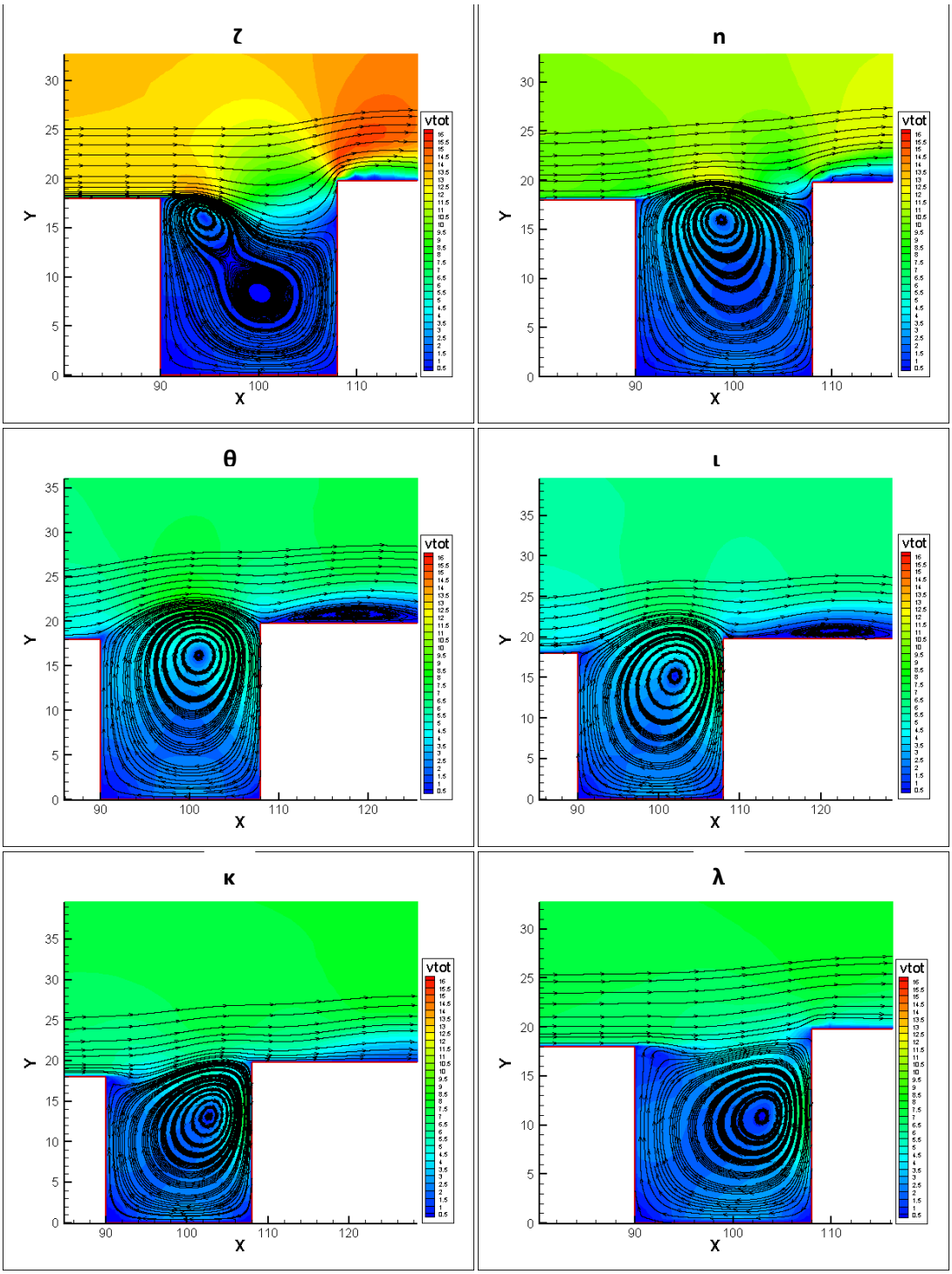

β
vtot
Y
X


ν
vtot
Y
X

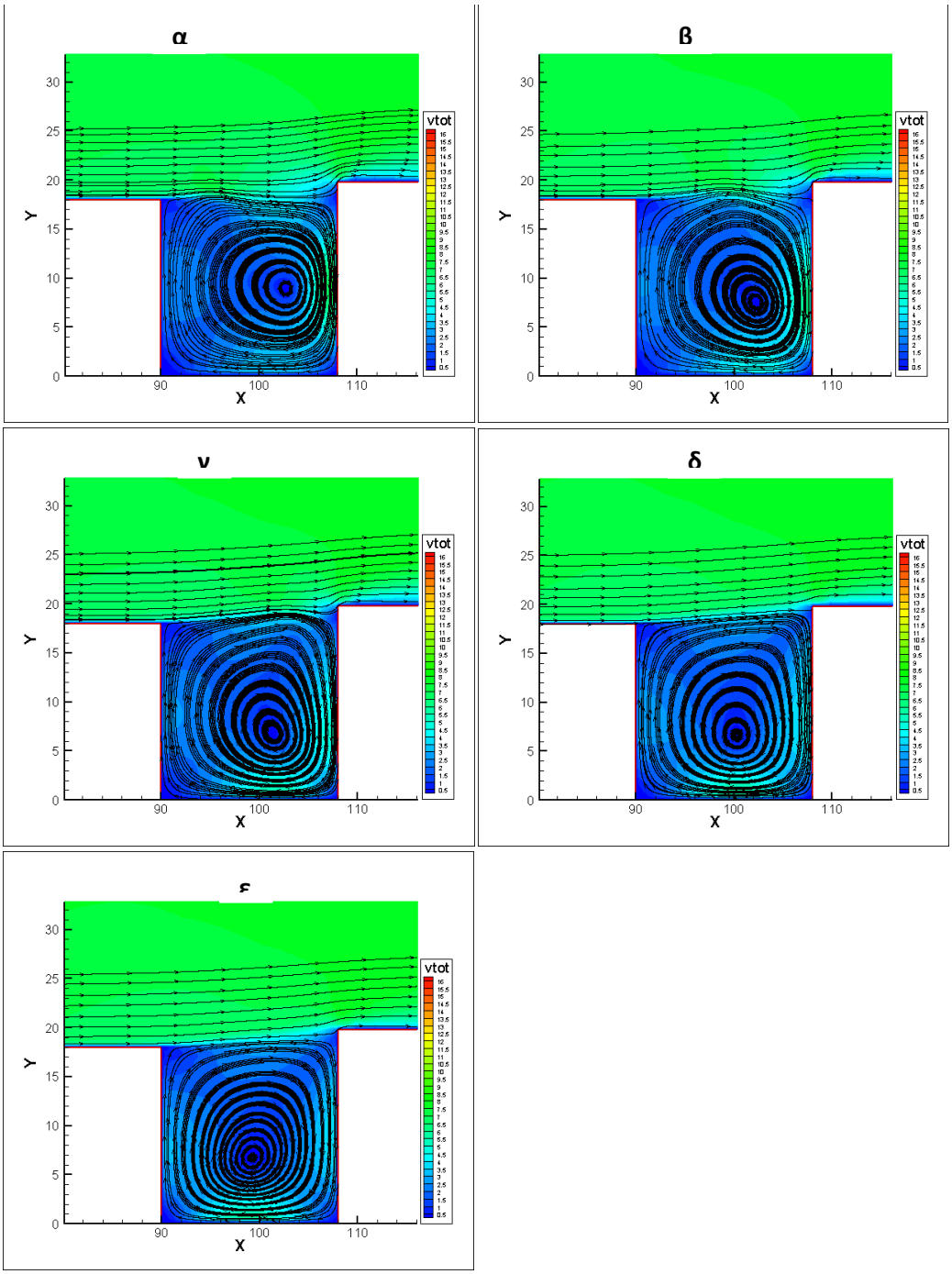

δ
vtot
Y
X


ε
vtot
Y
X


στ
vtot
Y
X

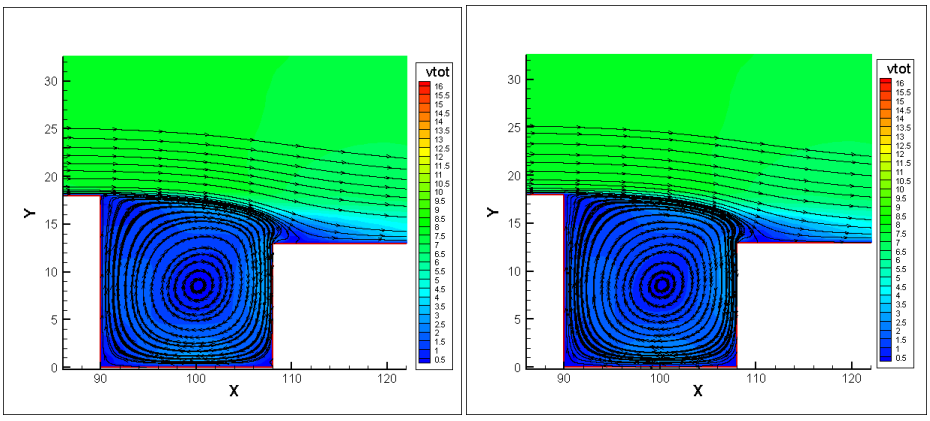


Σχήμα Β.3 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s

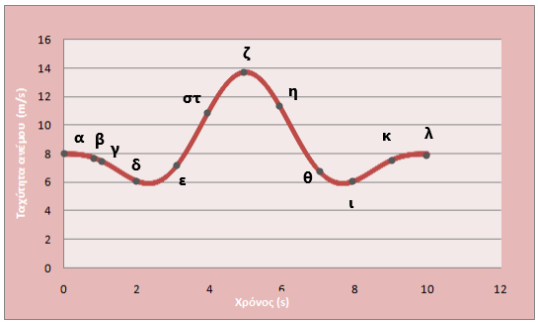


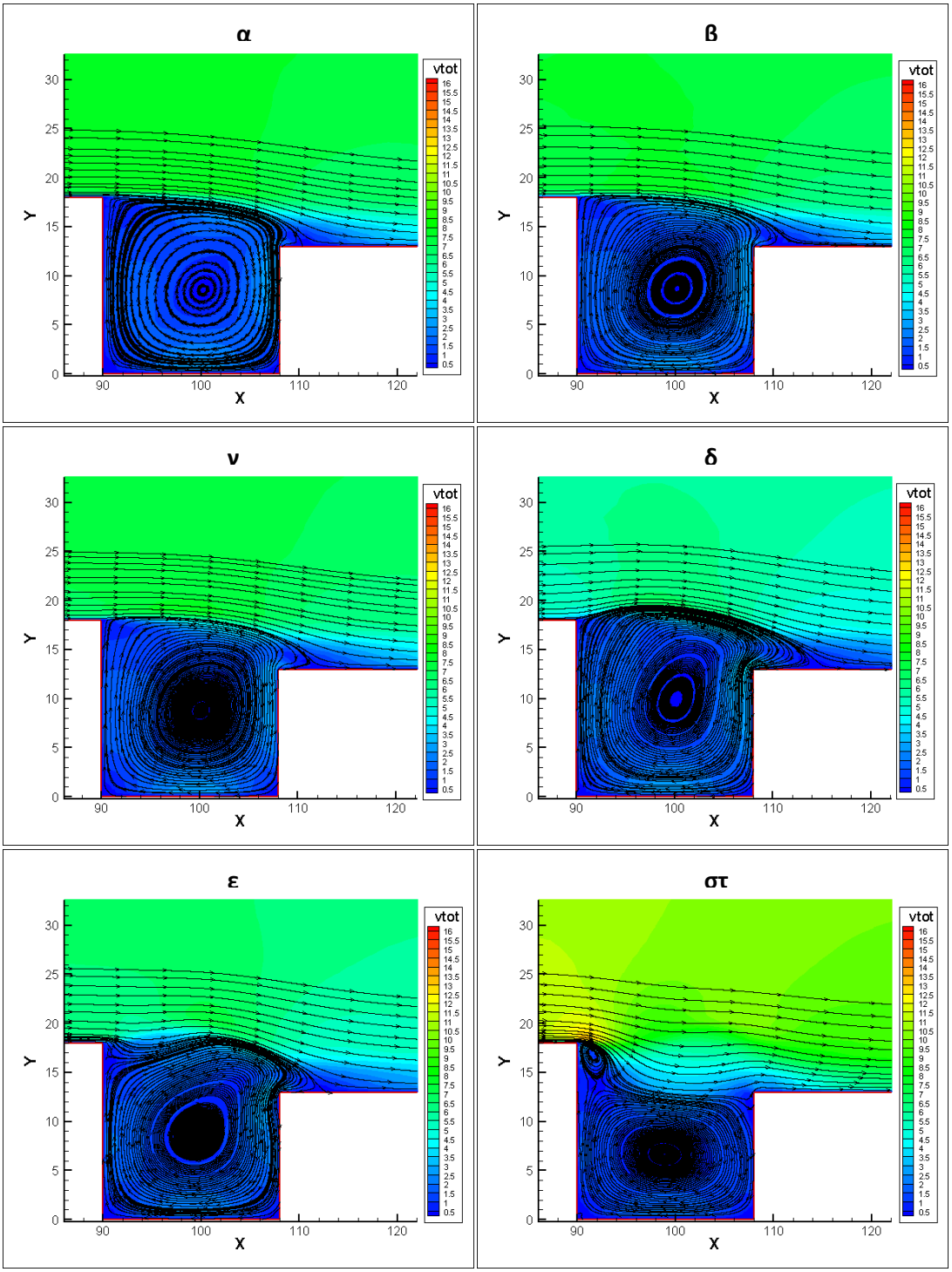
Σχήμα Β.4 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s.

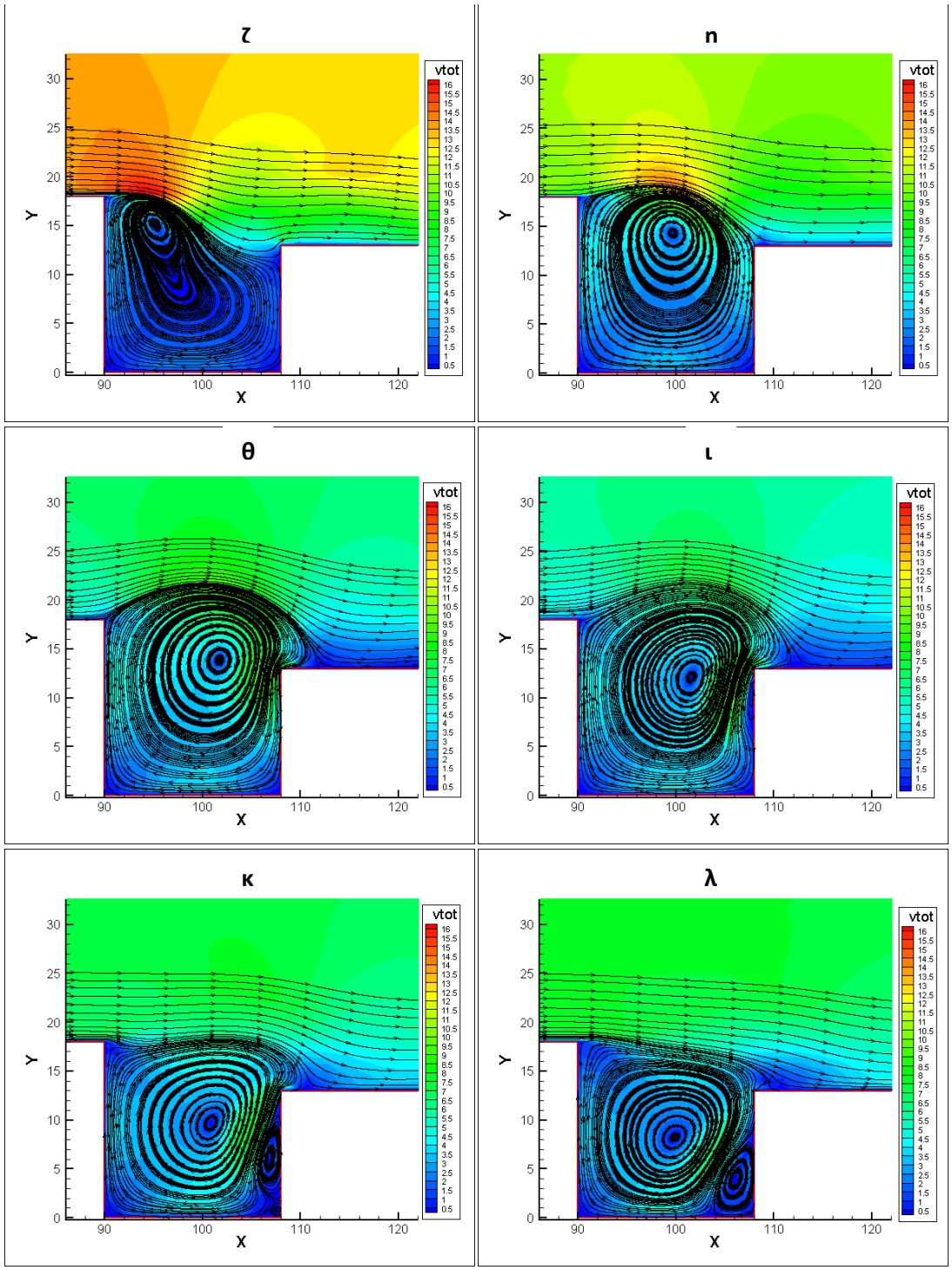
Περίπτωση 2η: H1/W=1 και H1/H2=1.42 (όπου H1=18m και H2=12.676m



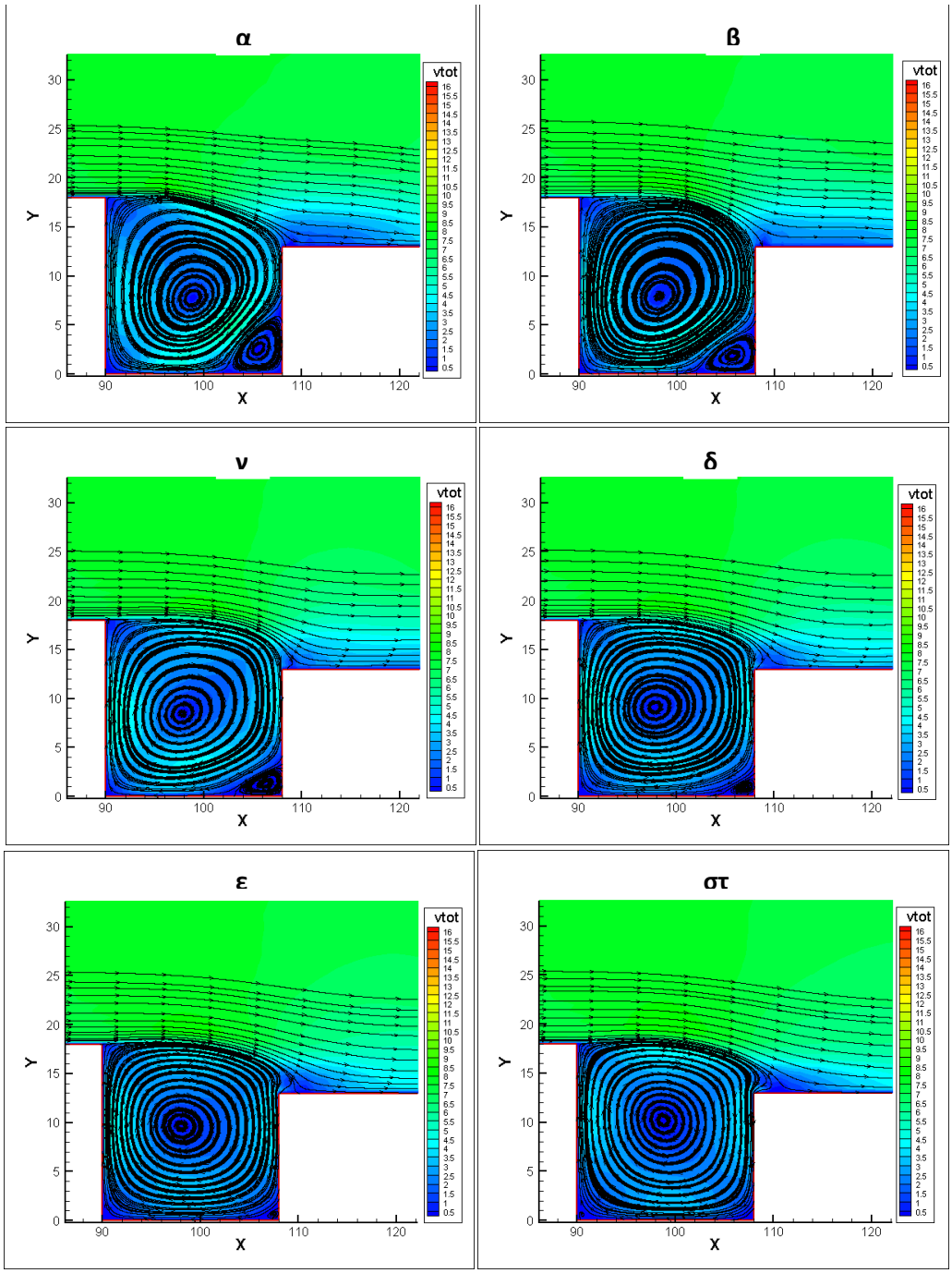
Σχήμα Β.5 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s


Ταχύτητα ανέμου (m/s)
Χρόνος (s)
α
β
γ
δ
ε
στ
ζ
η
θ
ι
κ
λ


α
β
γ
δ
ε
στ
vtot
X
Y

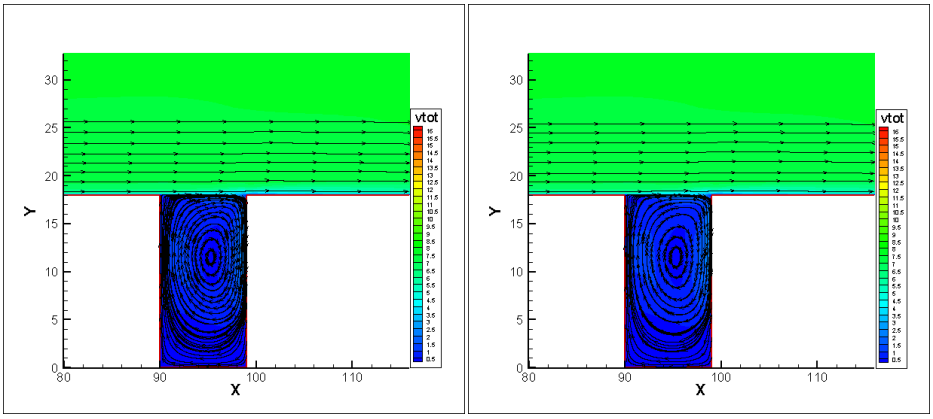


Σχήμα Β.6 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s

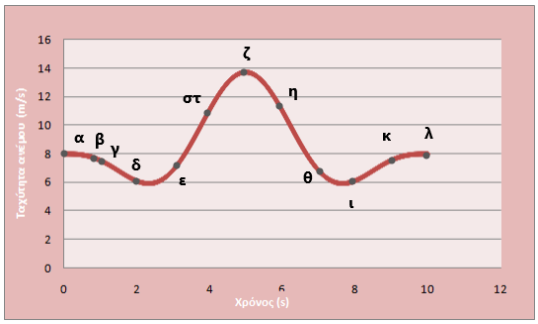


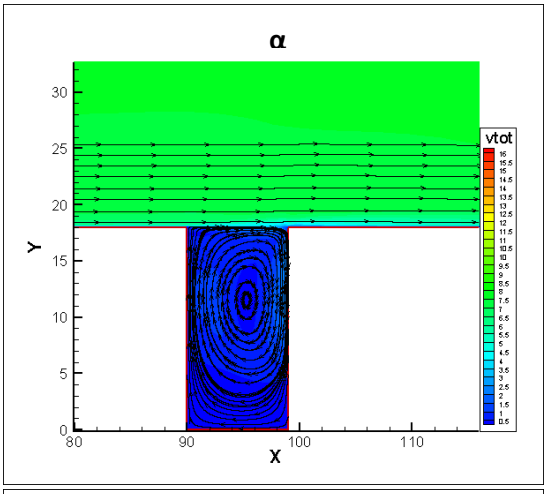
Σχήμα Β.7 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s, στ) t=17s

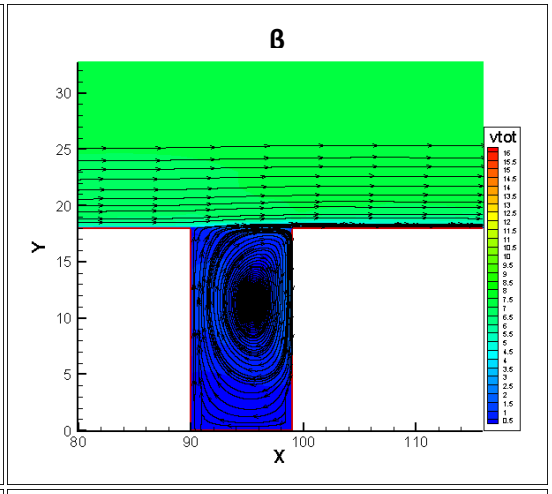
Περίπτωση 3η: H1/W=2 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)

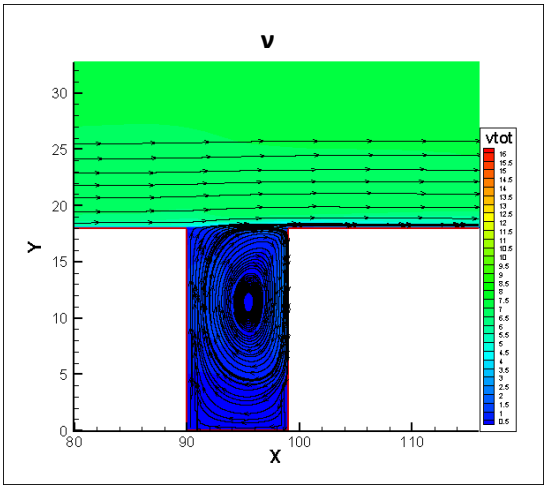


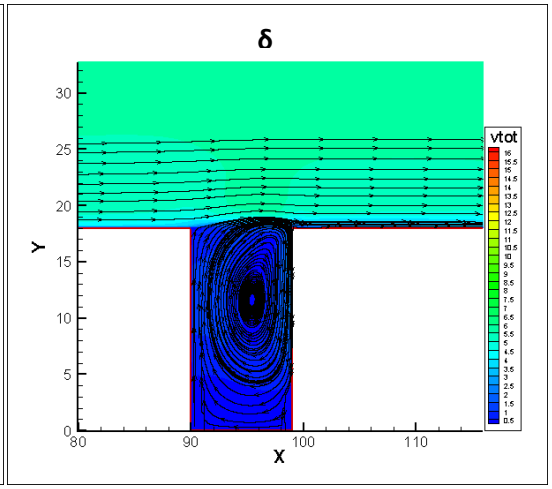
Σχήμα Β.8 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s

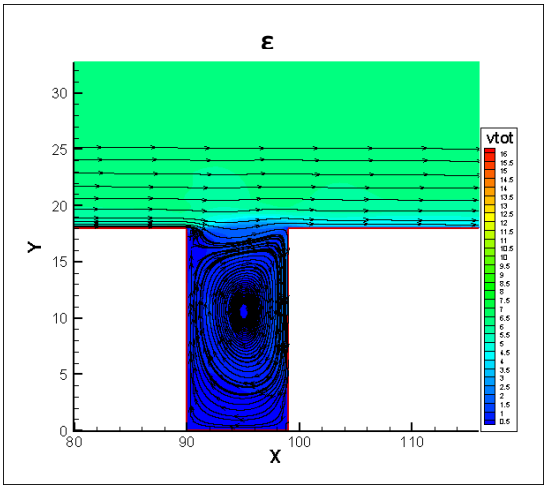

Ταχύτητα ανέμου (m/s)
Χρόνος (s)
α
β
γ
δ
ε
στ
ζ
η
θ
ι
κ
λ

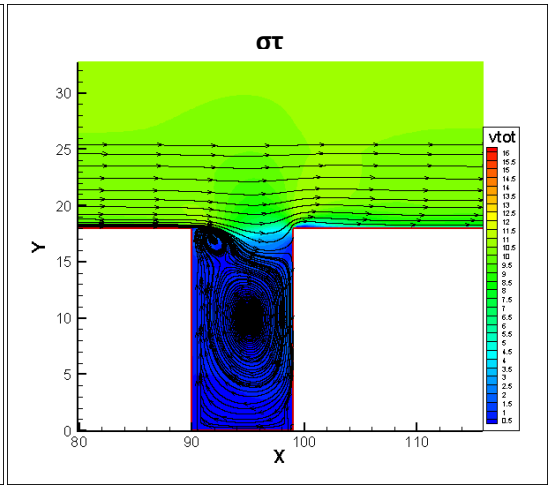

α
vtot
Y
X

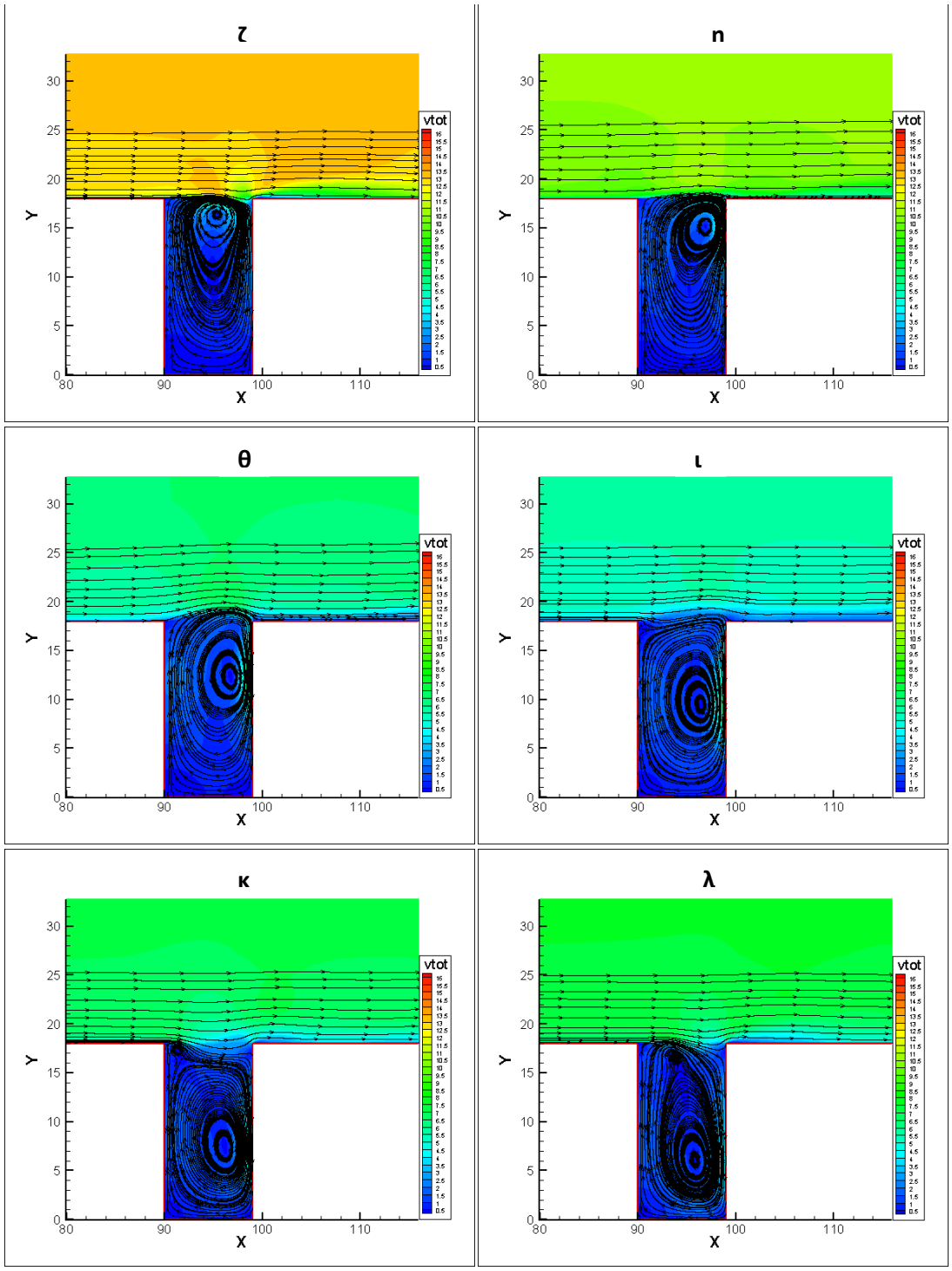

β
vtot
Y
X


ν
vtot
Y
X

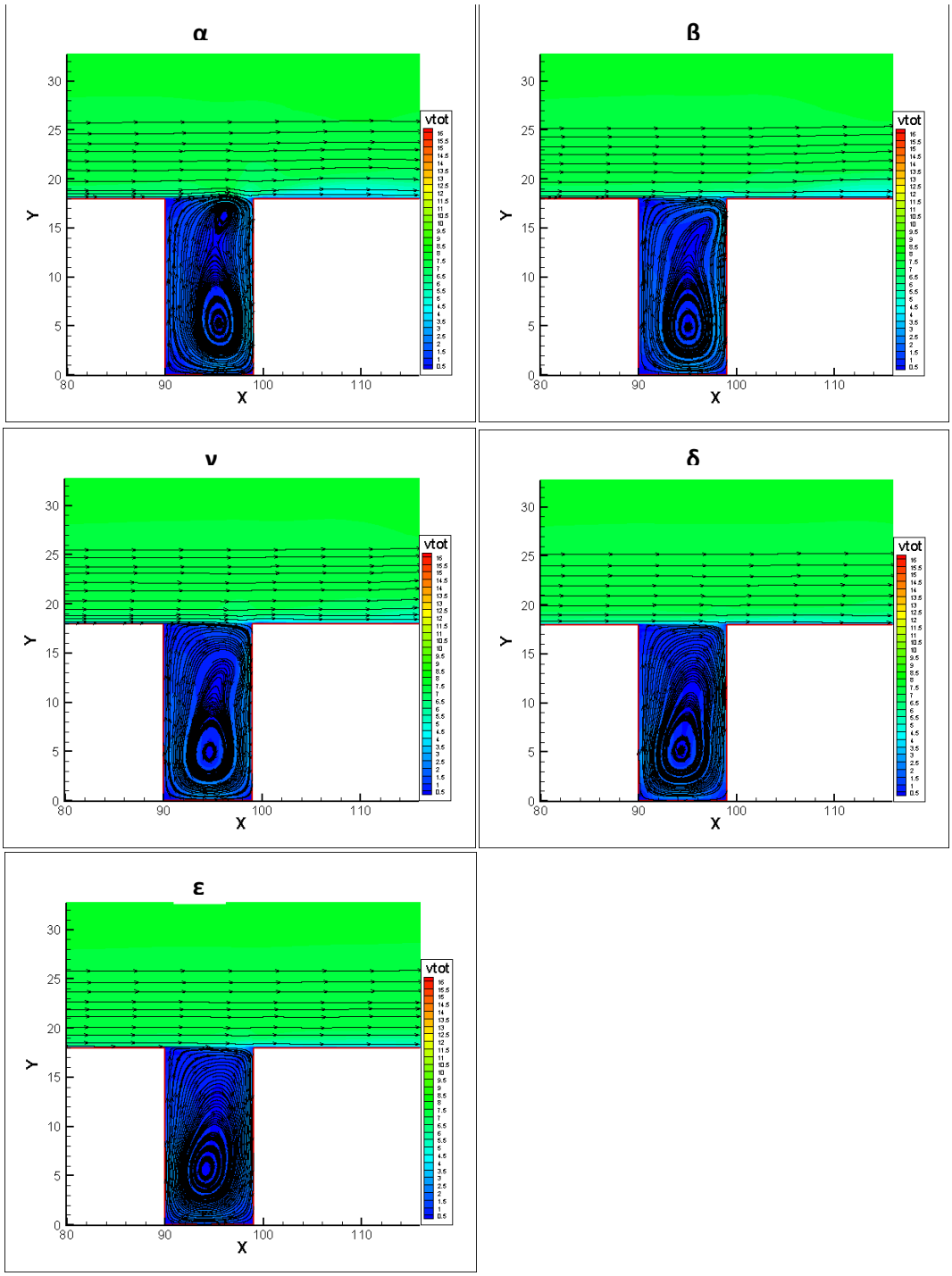

δ
vtot
Y
X


ε
vtot
Y
X


στ
vtot
Y
X

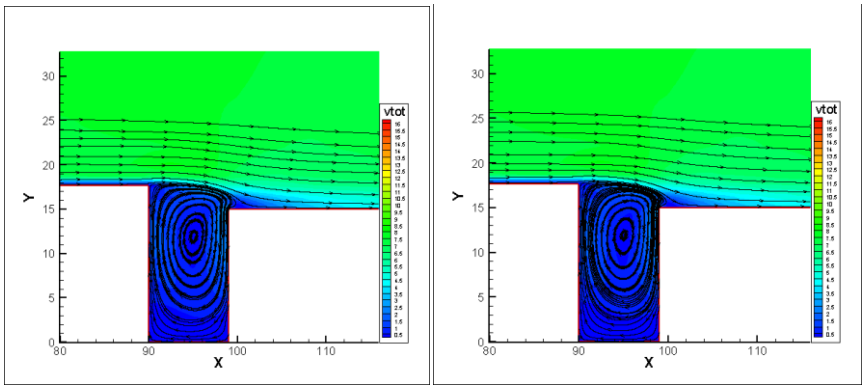


Σχήμα Β.9 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s

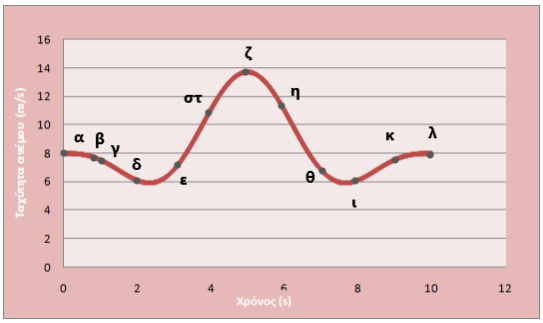


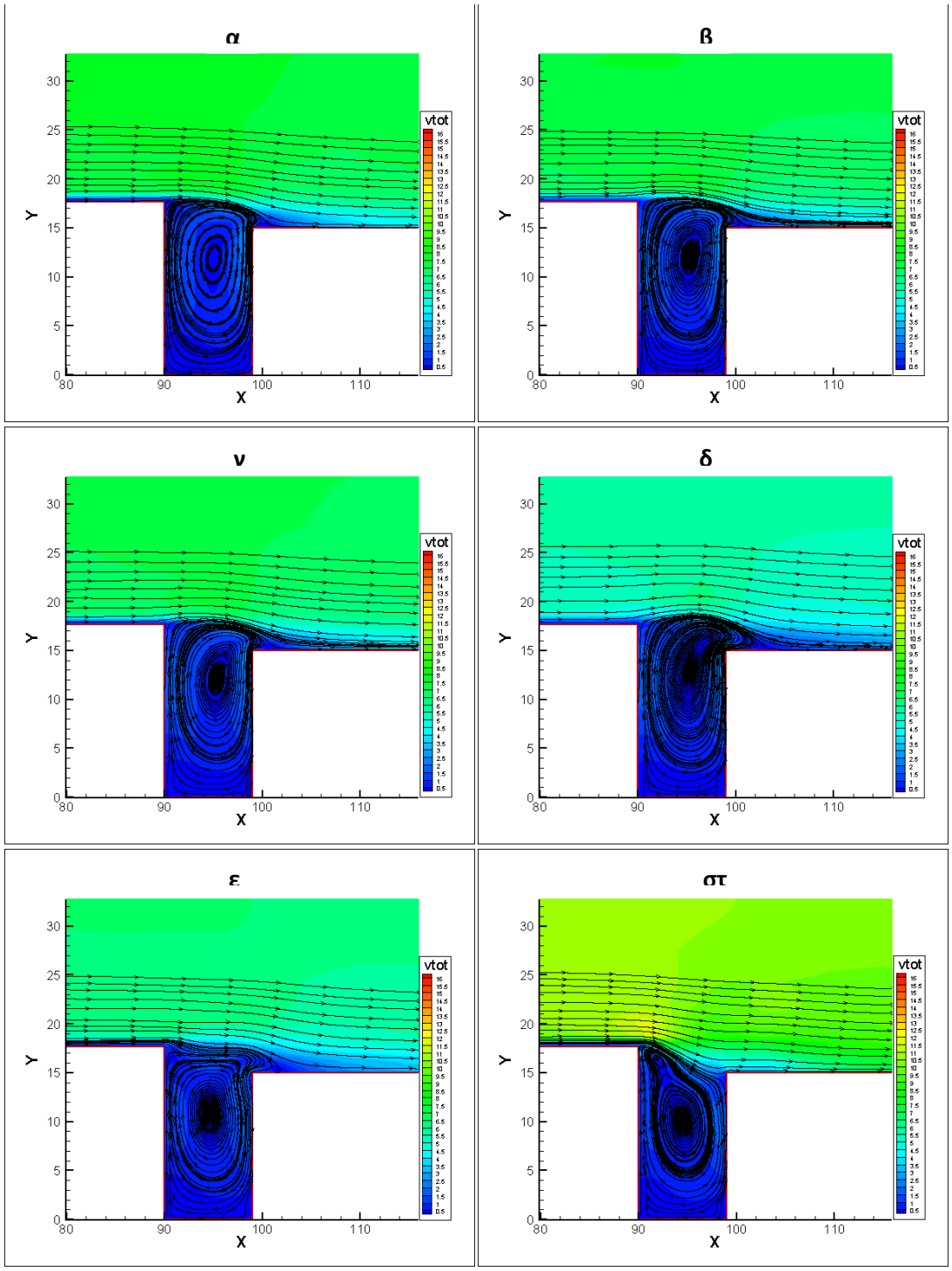
Σχήμα Β.10 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s.

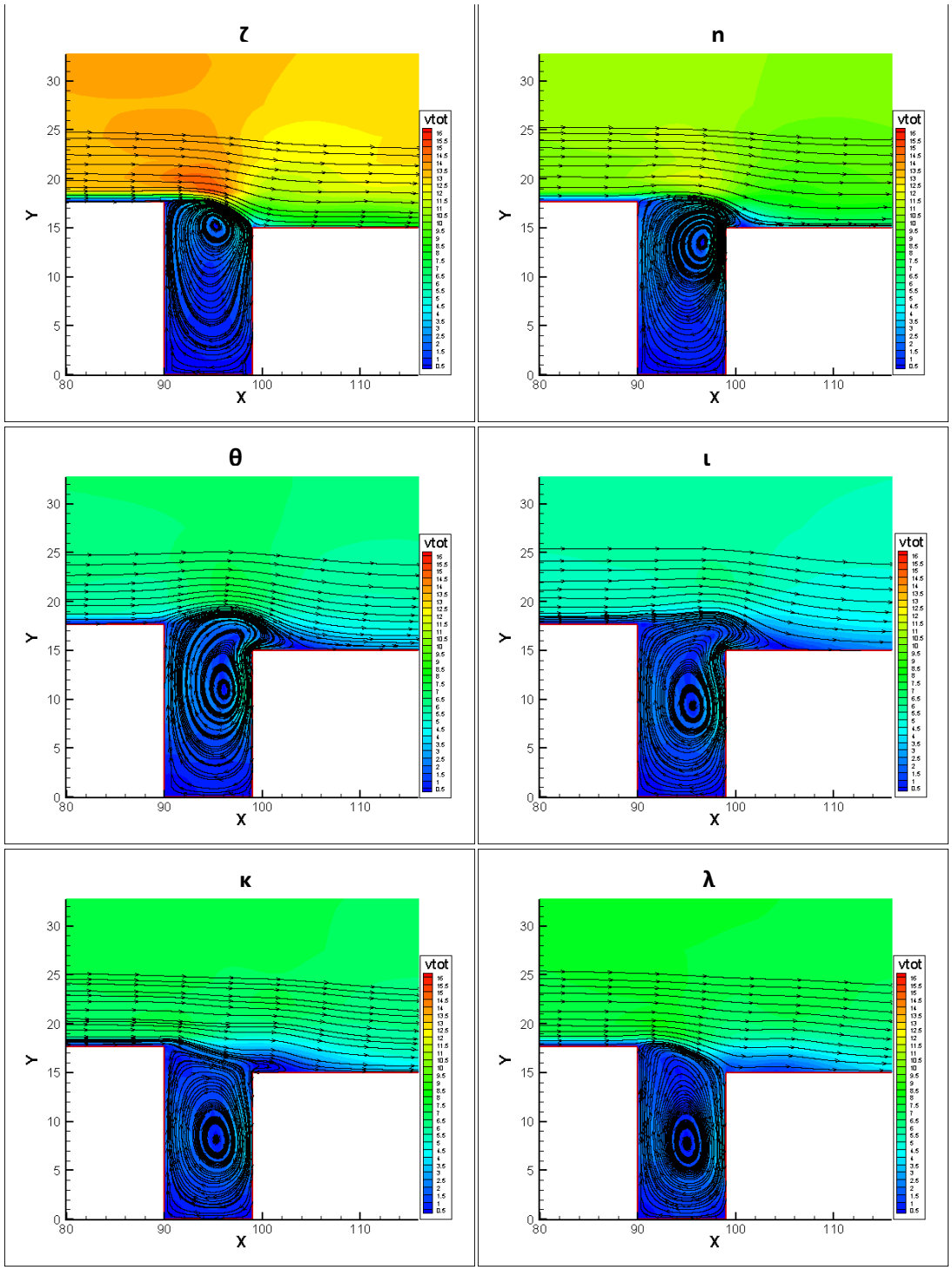
Περίπτωση 4η: H1/W=2 και H1/H2=1.2 (όπου H1=18m και H2=15m)



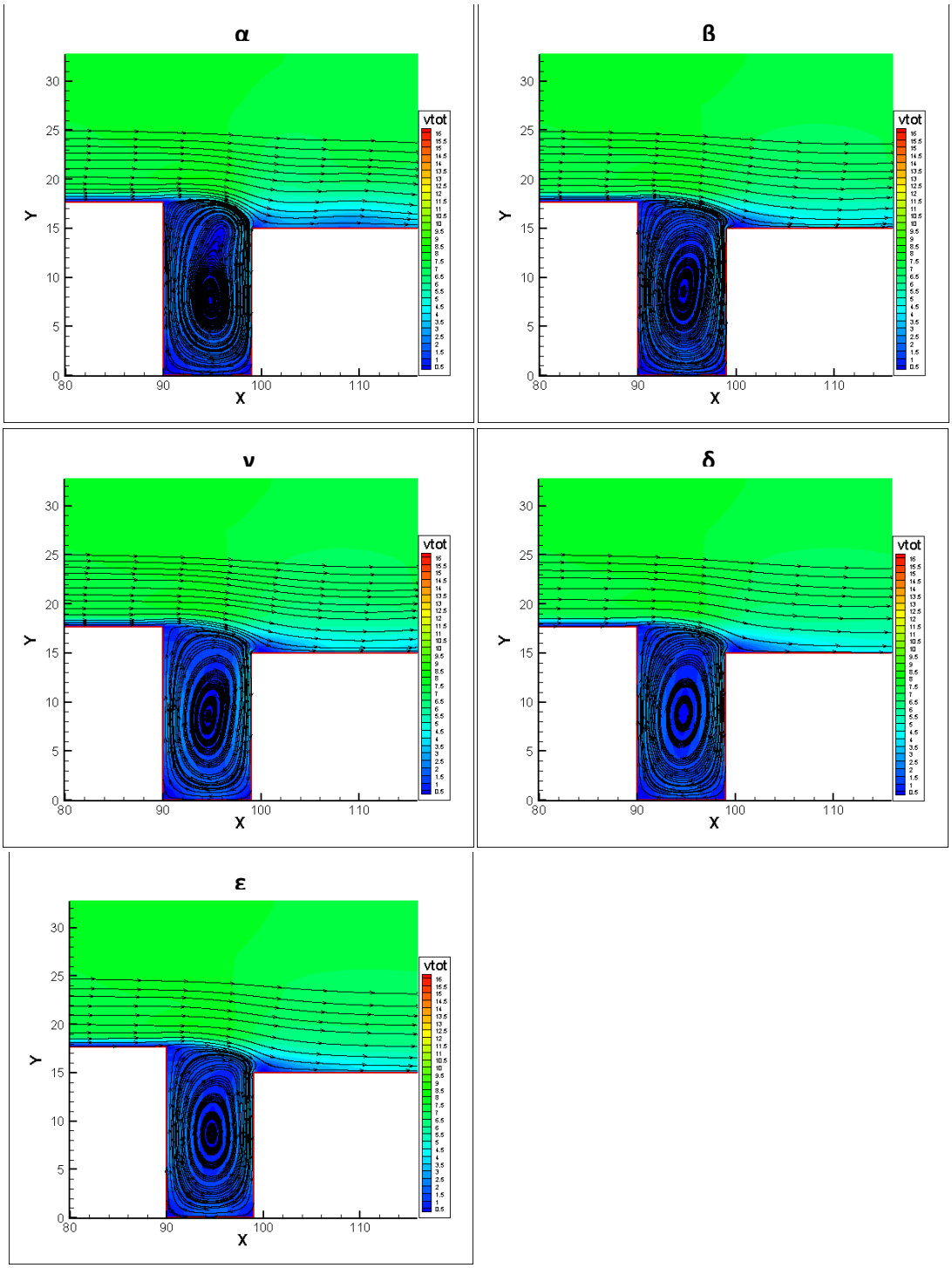
Σχήμα Β.11 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s


Ταχύτητα ανέμου (m/s)
Χρόνος (s)
α
β
γ
δ
ε
στ
ζ
η
θ
ι
κ
λ


α
β
γ
δ
ε
στ
vtot
X
Y

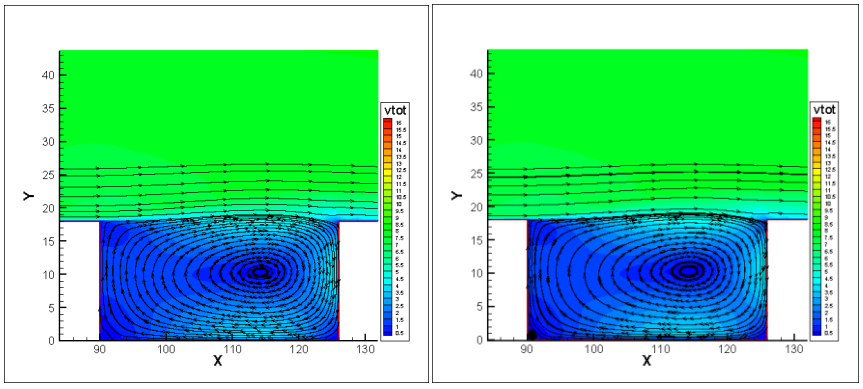


Σχήμα Β.12 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s

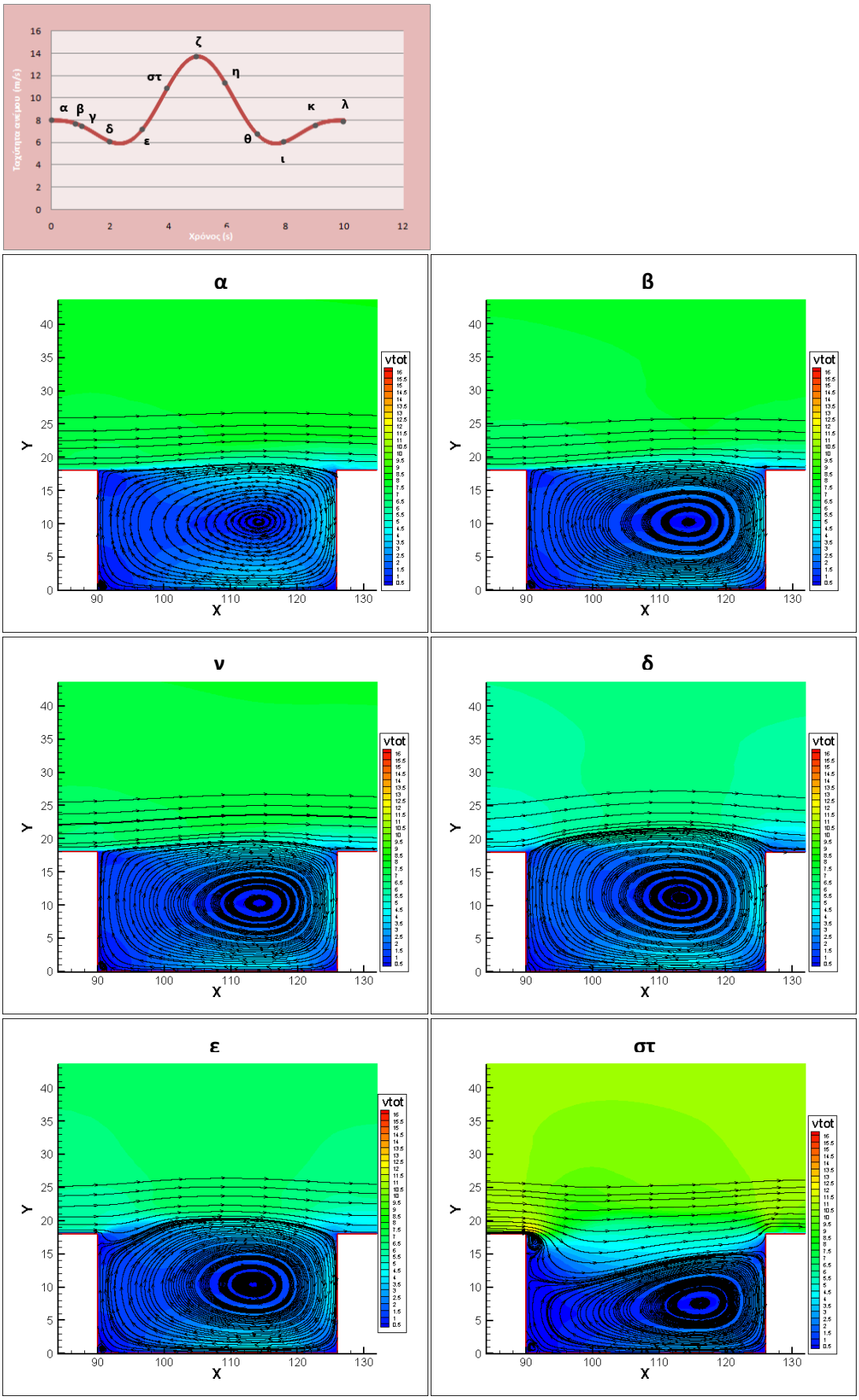


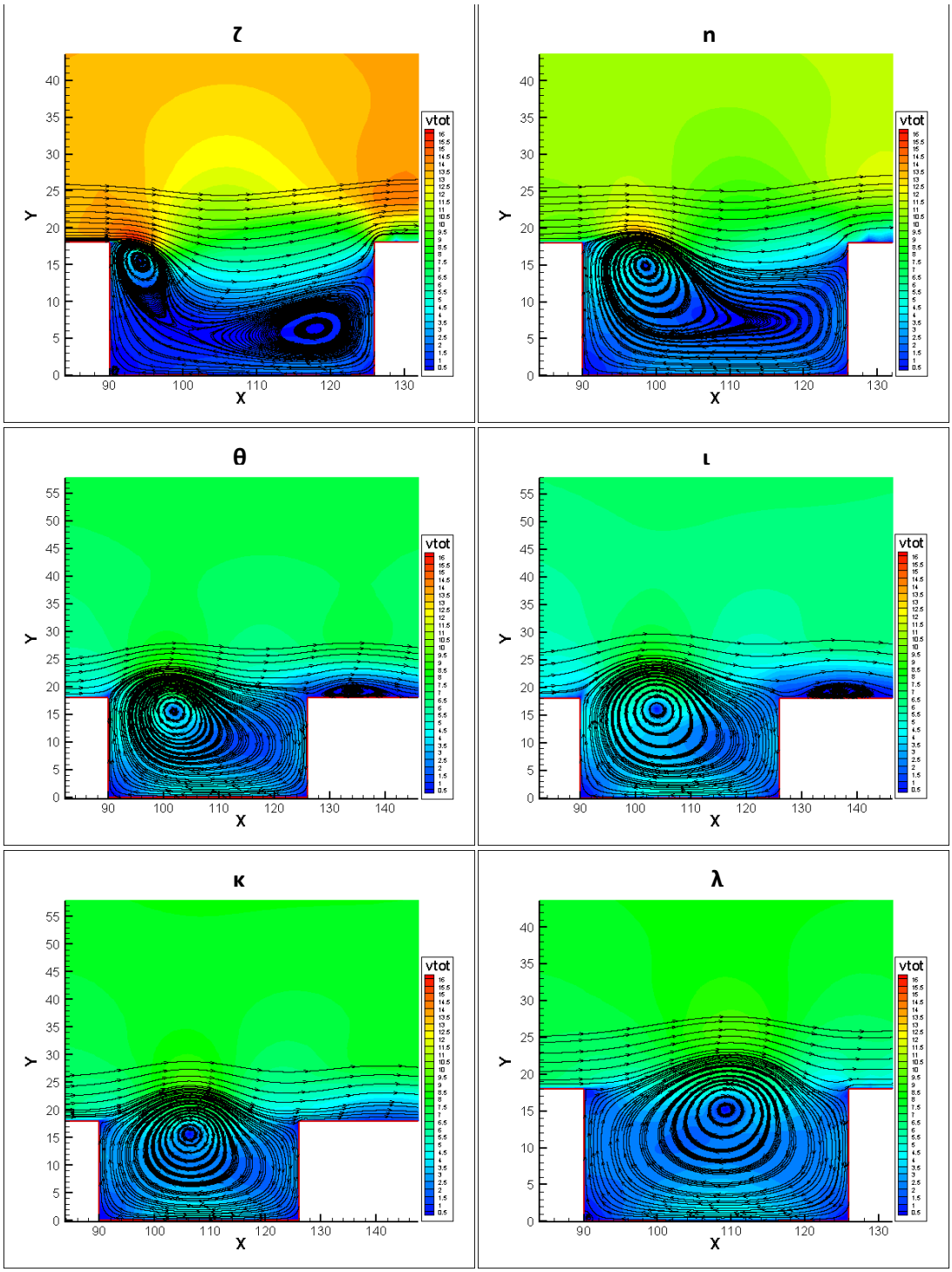
Σχήμα Β.13 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s.

Περίπτωση 5η: H1/W=0.5 και H1/H2=1 (όπου H1=18m και H2=18m)

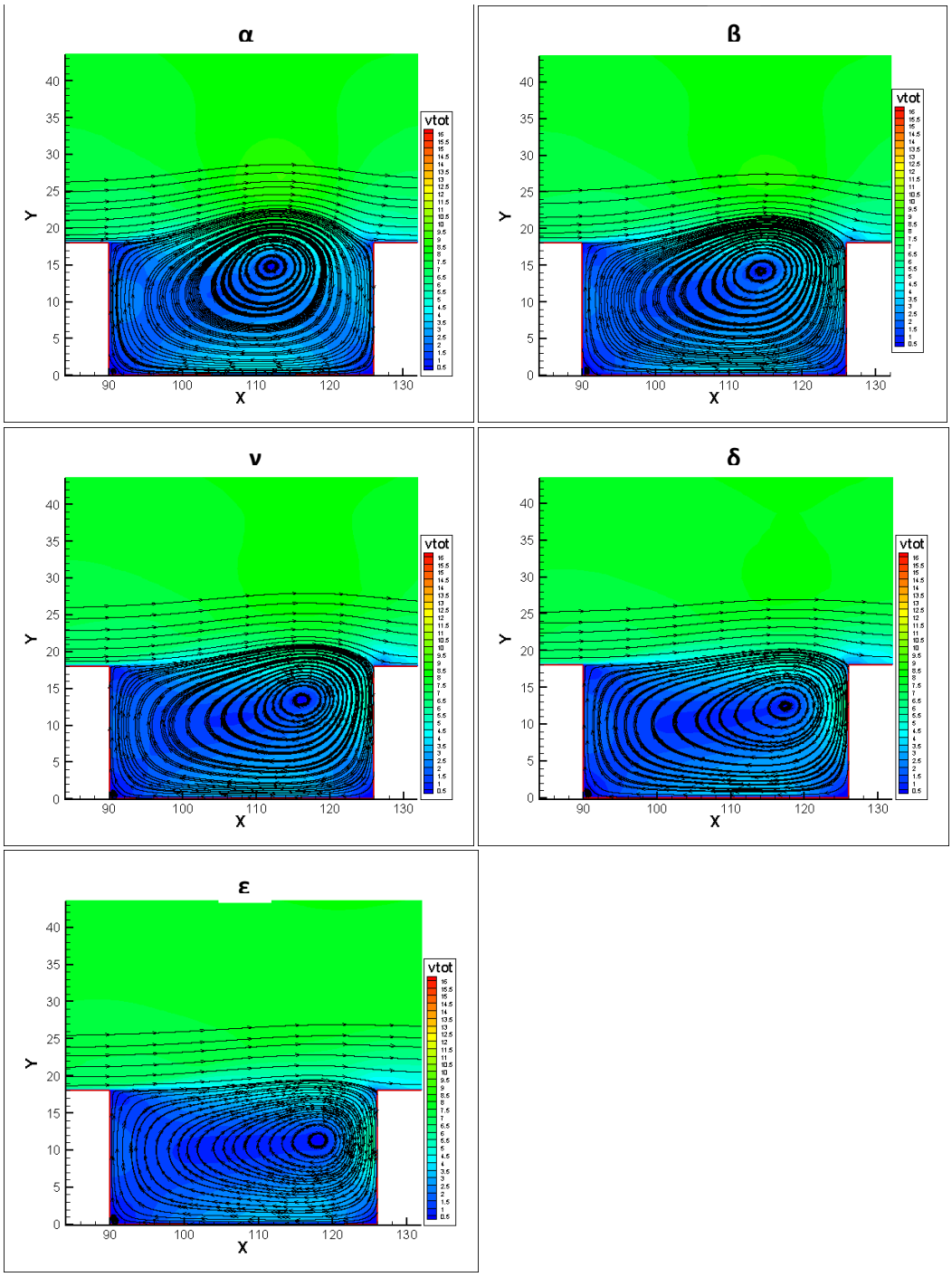


Σχήμα Β.14 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s



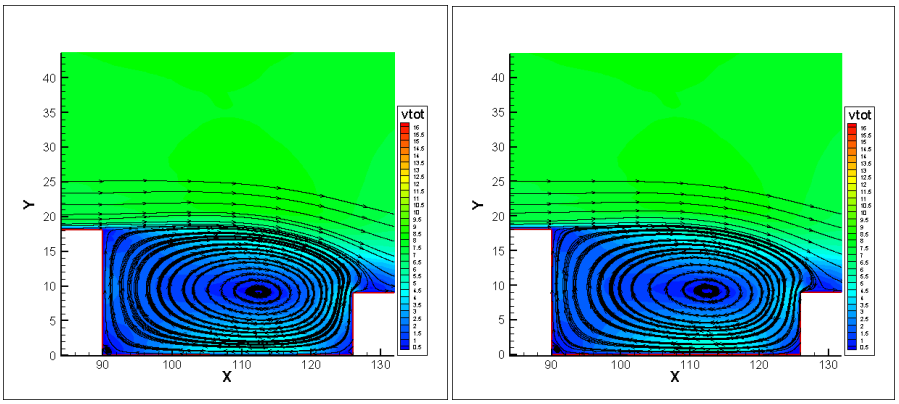


Σχήμα Β.15 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s

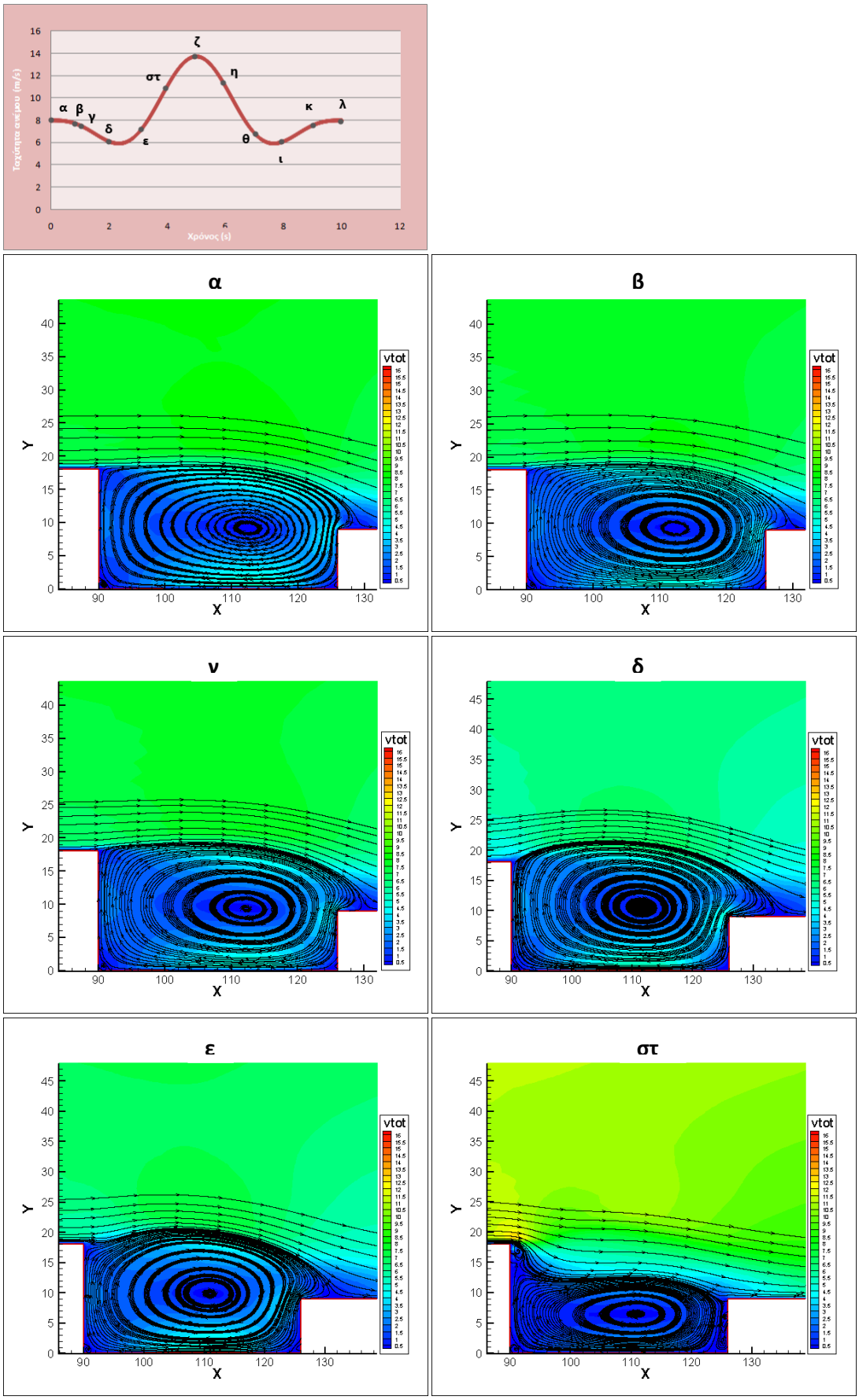


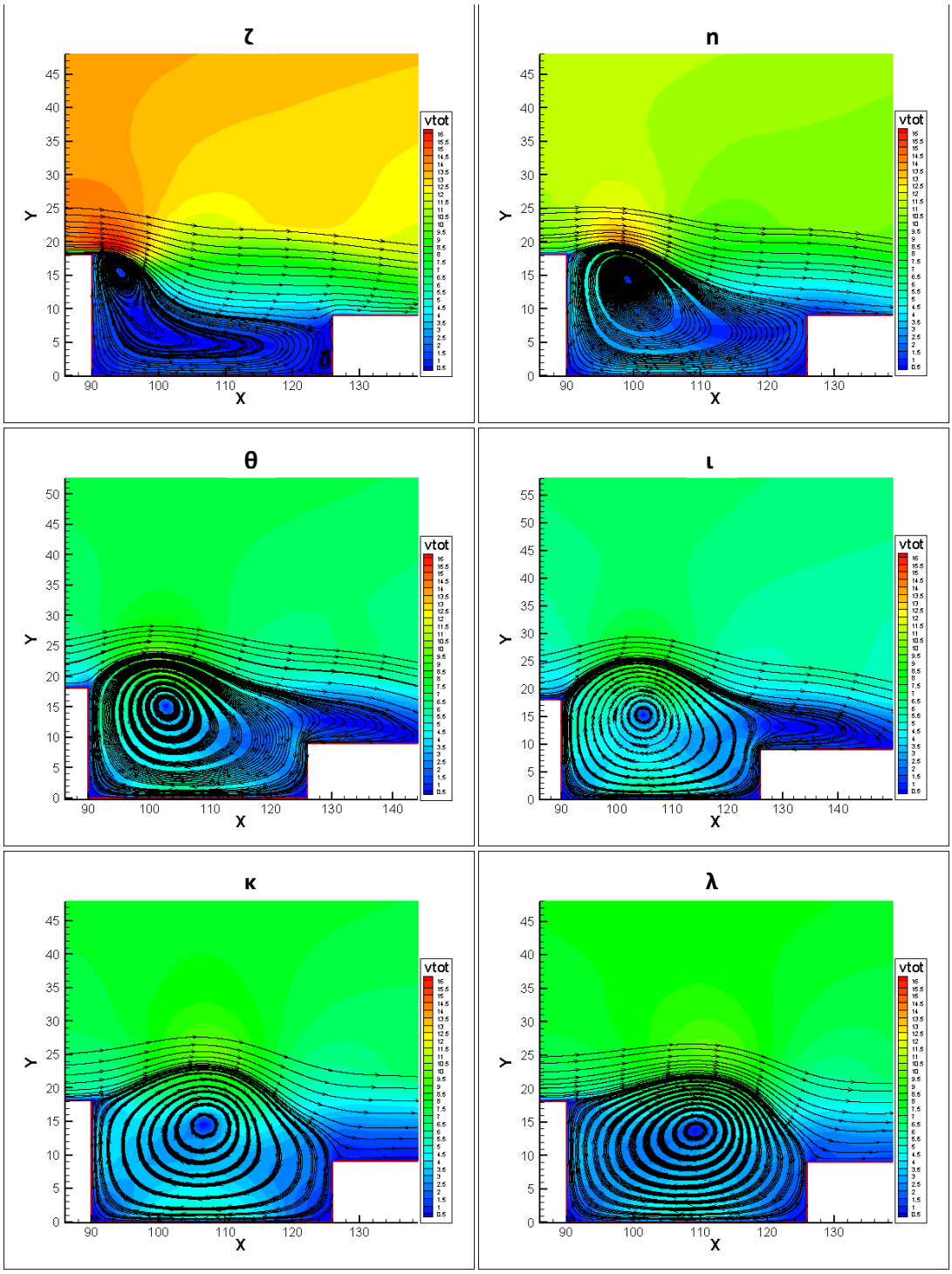
Σχήμα Β.16 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s.

Περίπτωση 6η: H1/W=0.5 και H1/H2=2 (όπου H1=18m και H2=9m)

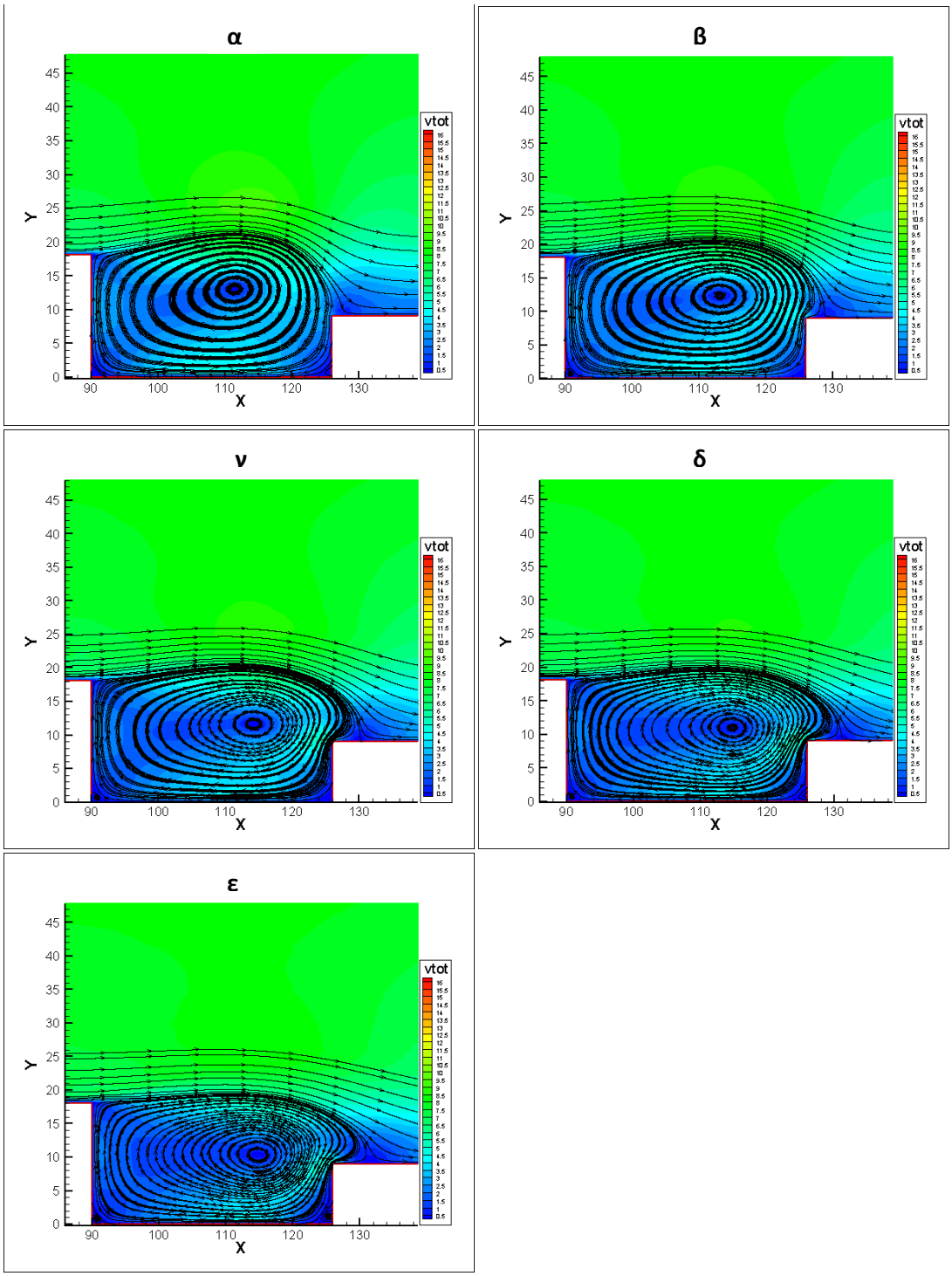


Σχήμα Β.17 Πεδίο ροής πριν την έναρξη του gust (0.0028s-0.01s) τις χρονικές στιγμές t=0.0028s και t=0.0084s





Σχήμα Β.18 Πεδίο ροής μετά την έναρξη του gust (0.01s-10.01s) για τις χρονικές στιγμές α) t=0.028s β) t=0.84s γ) t=1s) δ) t=2s , ε) t=3s στ) t=4s, ζ) t=5s, η) t=6s , θ) t=7s ,ι) t=8s κ) t=9s λ) t=10s



Σχήμα Β.19 Πεδίο ροής μετά το πέρας του gust τις χρονικές στιγμές α) t=11s β) t=12s, γ) t=13s, δ) t=14s, ε) t=15s.