

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο



Διπλωματική Εργασία

---

Υπολογιστική προσομοίωση τυρβώδους ροής γύρω  
από κτήριο με τη μέθοδο VLES

---

Συγγραφέας :  
Μαρία Κωτσιοπούλου

Επιβλέπων:  
Δημήτριος Μπούρης

Εργαστήριο Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος  
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, ΕΜΠ

Αθήνα , Οκτώβριος 2021

National Technical University of Athens



Diploma Thesis

---

Numerical Simulation of turbulent flow past a building  
using the Very Large Eddy Simulation Model

---

Author:  
Maria Kotsiopoulou

Supervisor:  
Dimitrios Bouris

Laboratory of Innovative Environmental Technologies  
School of Mechanical Engineering, NTUA

Athens, October 2021

# Πρόλογος

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου κατά το ακαδημαϊκό έτος 2020-2021 υπό την επίβλεψη του Αναπληρωτή Καθηγητή Δημήτριου Μπούρη. Σκοπός της εργασίας αποτελεί η υπολογιστική προσομοίωση τυρβώδους πεδίου ροής γύρω από κτήριο με τη μέθοδο VLES.

Στο σημείο αυτό, θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς μου ευχαριστίες στον Δημήτριο Μπούρη, Αναπληρωτή Καθηγητή της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π., για την ανάθεση της εν λόγω εργασίας, την επιστημονική του καθοδήγηση, τις υποδείξεις του και την υπομονή που έδειξε καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της. Επίσης ευχαριστώ τους γονείς μου για την ηθική και υλική υποστήριξη τους ως σήμερα.

*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 εργασίας είναι προϊόν δικής μου δουλειάς και υπάρχουν αναφορές σε όλες τις πηγές που χρησιμοποίησα.

Μαρία Κωτσιοπούλου

# Περίληψη

Στην παρούσα εργασία προσομοιώνεται το τυρβώδες πεδίο ροής αέρα γύρω από κτήριο με τη χρήση της μεθόδου Very Large Eddy Simulation (VLES). Τα κτήρια είναι μη αεροδυναμικά σώματα και η ροή του αέρα γύρω από αυτά είναι τυρβώδης και μη μόνιμη. Αυτή η ροή έχει προσομοιωθεί, σε παλαιότερες μελέτες, με την υπόθεση της μόνιμης ροής με τη μέθοδο Steady Reynolds Averaged Navier Stokes (SRANS), αλλά τα αποτελέσματα παρουσίαζαν αποκλίσεις από αυτά του αντίστοιχου πειράματος. Επιπλέον έχει εξεταστεί η ροή με τη χρήση της μεθόδου Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS), η οποία υπερεκτιμούσε την αποκόλληση της ροής στις γωνίες του κτηρίου. Έτσι εξετάζεται αν η νέα υβριδική μέθοδος VLES αποδίδει σε εφαρμογή με υψηλές τυρβώδεις διαταραχές, όπως αυτή της ροής γύρω από κτήριο.

Η αρχική προσέγγιση της μεθόδου VLES χρησιμοποιούσε μια αριθμητική συνάρτηση με την οποία επιτρεπόταν η απρόσκοπτη μετάβαση από τη μέθοδο RANS στην Direct Numerical Simulation (DNS) και ανάμεσα σε αυτά τα δύο όρια επικρατούσε η μέθοδος VLES. Ωστόσο εδώ εξετάζεται η λειτουργία μιας νέας διατύπωσης της μεθόδου VLES που παρέχει τις εξής δυνατότητες. Η πρώτη είναι ότι κοντά στα τοιχώματα ανακτάται η μέθοδος RANS και η δεύτερη ότι μπορεί να προκύπτει το υποπλεγματικό μοντέλο της μεθόδου Large Eddy Simulation (LES) με την εισαγωγή μιας τρίτης κλίμακας μήκους, της ολοκληρωματικής τυρβώδους κλίμακας μήκους. Έτσι η νέα μέθοδος παρέχει τη σωστή λειτουργία του LES στα όρια μεταξύ της μεθόδου RANS και DNS. Η μεθοδολογία αυτή εφαρμόζεται με το μοντέλο k-ε.

Αρχικά καταγράφονται το απαραίτητο θεωρητικό υπόβαθρο και η μαθηματική μεθοδολογία που εφαρμόστηκε για την αριθμητική επίλυση του πεδίου ροής, με την χρήση της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD). Έπειτα πιστοποιείται η ορθότητα του κώδικα, συγκρίνοντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν, με αντίστοιχα από τη βιβλιογραφία, σε ροή γύρω από τετραγωνικό κύλινδρο με αριθμό Reynolds 22.000. Στη συνέχεια μελετάται η ροή γύρω από κτήριο, αρχικά με τη μέθοδο SRANS και τα μοντέλα k-ω SST και RNG k-ε και έπειτα με τη μέθοδο VLES. Επιπλέον γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την παρούσα μελέτη με αυτά της μεθόδου URANS που έχουν ήδη δημοσιευτεί για το συγκεκριμένο πεδίο ροής. Τελικά, η μέθοδος VLES δεν μπόρεσε να προβλέψει ικανοποιητικά τη ροή γύρω από το κτήριο. Ενώ υπολόγιζε τις τυρβώδεις και περιοδικές διακυμάνσεις στον ομόρου του κτηρίου, υπερεκτίμησε την ανακυκλοφορία που δημιουργείται εκεί και δεν κατάφερε να αναπαραγάγει την αστάθεια πάνω από αυτό. Έτσι οι περιοδικές διαταραχές αποσβήνονται και η ροή πάνω από το κτήριο συμπεριφέρεται σχεδόν σε μόνιμη.

**Λέξεις κλειδιά:** Μέθοδος Very Large Eddy Simulation, Υπολογιστική Ρευστομηχανική, Κτήριο, Τυρβώδες Πεδίο Ροής, Μοντέλο δύο εξισώσεων k-ε

# Abstract

The current thesis examines the numerical simulation of turbulent air flow field past a building using the Very Large Eddy Simulation Model (VLES). Buildings are non-aerodynamic bodies and air flow past them is turbulent and unsteady. This flow has been simulated in previous studies, with the steady flow assumption using Steady Reynolds Averaged Navier Stokes (SRANS) method, but the results differed from those of the corresponding experiment. In addition, the flow has been also examined using the Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) method, which overestimated the flow separation at the building corners. So, it is examined whether the new hybrid method VLES works in an application with high turbulent fluctuations, such as the flow past a building.

The first formulation of the VLES method, used a numerical function which enabled the seamless change from RANS method to Direct Numerical Simulation (DNS) method, with the VLES method prevailing between these two limits. However, a new formulation of VLES method is applied here that provides the following possibilities. The first possibility is that RANS simulation can be recovered near the wall and the second is that the LES subgrid scale model can be reached by the introduction of a third length scale, that is, the integral turbulence length scale. Thus, the new model can provide a proper LES mode between the RANS and DNS limits. This new methodology is implemented in the standard  $k$ - $\epsilon$  model.

Initially, the necessary theoretical background and the mathematical methodology applied for the numerical solution of the flow field, using Computational Fluid Dynamics (CFD), are mentioned. The code correctness is then verified by comparing the obtained results with those of the bibliography, in a flow past a square cylinder with Reynolds number at 22,000. Afterward the flow past a building is examined, firstly with the SRANS method using the  $k$ - $\omega$  SST and RNG  $k$ - $\epsilon$  models and then with the VLES method. In addition, the results obtained from the present study are compared with those of the URANS method that have already been published for the specific flow field. Finally, the VLES method could not satisfactorily predict the flow past the building. While VLES could calculate the turbulent and periodic fluctuations in the building wake, it overestimated the recirculation created there and failed to reproduce the instability above it. Thus the periodic fluctuations are damped and the flow there behaves almost as a steady flow.

**Keywords:** Very Large Eddy Simulation Model, Computational Fluid Dynamics, Building, Turbulent flow Field, Two equation model  $k$ - $\epsilon$

# Περιεχόμενα

<b>Κεφάλαιο 1</b> : Το νέο μοντέλο τύρβης VLES .....	<b>1</b>
1.1 Εισαγωγή .....	1
1.2 Βιβλιογραφική ανασκόπηση .....	2
1.3 Συνοπτική παρουσίαση της εργασίας .....	4
<b>Κεφάλαιο 2</b> : Μαθηματικό μοντέλο .....	<b>6</b>
2.1 Οι εξισώσεις Navier-Stokes .....	6
2.2 Μοντέλα τύρβης.....	8
2.2.1 k-ε .....	8
2.2.2 k-ω SST (Shear Stress Transport) .....	9
2.2.3 RNG .....	11
2.3 Large-Eddy Simulation (LES).....	11
2.4 Very Large Eddy Simulation (VLES) .....	14
<b>Κεφάλαιο 3</b> : Λογισμικό .....	<b>18</b>
3.1 Ολοκλήρωση των εξισώσεων .....	18
3.2 Αριθμητικό σχήμα .....	21
3.3 Διακριτοποίηση των εξισώσεων .....	22
3.4 Οριακές συνθήκες .....	22
3.5 Μέθοδος επίλυσης .....	24
3.6 Συντελεστές υποχαλάρωσης και σύγκλιση .....	25
<b>Κεφάλαιο 4</b> : Πιστοποίηση μεθοδολογίας υπολογισμού ροής με τη μέθοδο VLES .....	<b>27</b>
<b>Κεφάλαιο 5</b> : Ροή γύρω από κτήριο με τη μέθοδο VLES .....	<b>42</b>
5.1 Χαρακτηριστικά του πεδίου ροής .....	42
5.2 Μόνιμη ροή γύρω από κτήριο με τα μοντέλα k-ω SST και RNG k-ε .....	45
5.3 Εφαρμογή της μεθόδου VLES σε ροή γύρω από κτήριο .....	50
<b>Κεφάλαιο 6</b> : Συμπεράσματα-Προτάσεις .....	<b>67</b>
6.1 Συμπεράσματα .....	67
6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα .....	68
<b>Βιβλιογραφία</b> .....	<b>70</b>

# Ευρετήριο Σχημάτων

<b>Σχήμα 1.1</b> Φαινόμενα κατά τη ροή ανέμου γύρω από κτήριο [8].....	<b>1</b>
<b>Σχήμα 1.2</b> Προσέγγιση Μοντελοποίησης για τις μεθόδους RANS, LES, VLES [15] .....	<b>3</b>
<b>Σχήμα 2.3.1</b> Η πυκνότητα της κινητικής ενέργειας που μοντελοποιείται και που προσομοιώνεται ανάλογα με τον αριθμό kc .....	<b>12</b>
<b>Σχήμα 3.1.1.</b> Όγκος αναφοράς (Υπολογιστική Κυψέλη).....	<b>19</b>
<b>Σχήμα 3.4.1.</b> Περιοχές Τυρβώδους Οριακού Στρώματος [33].....	<b>23</b>
<b>Σχήμα 4.1.</b> Υπολογιστικό Πλέγμα με αριθμό κελιών (x)x(y)x(w)=140x135x20 .....	<b>27</b>
<b>Σχήμα 4.2.</b> Χρονοσειρά Ταχύτητας u στη θέση x=5D, y=0.0 .....	<b>28</b>
<b>Σχήμα 4.3.</b> Περιοδικές και Στοχαστικές Διακυμάνσεις της Ταχύτητας u [36].....	<b>29</b>
<b>Σχήμα 4.4.</b> Μέση Ταχύτητα u στην κεντρική γραμμή .....	<b>30</b>
<b>Σχήμα 4.5.</b> Ταχύτητα $u_{RMS}$ στην κεντρική γραμμή .....	<b>31</b>
<b>Σχήμα 4.6.</b> Ταχύτητα $v_{RMS}$ στην κεντρική γραμμή .....	<b>31</b>
<b>Σχήμα 4.7.</b> Ταχύτητα $w_{RMS}$ στην κεντρική γραμμή .....	<b>31</b>
<b>Σχήμα 4.8.</b> Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u}{u_{inlet}}$ από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π .....	<b>33</b>
<b>Σχήμα 4.9.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u}{u_{inlet}}$ από Han et al. [38] .....	<b>33</b>
<b>Σχήμα 4.10.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u_{RMS}}{u_{inlet}}$ από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π .....	<b>34</b>
<b>Σχήμα 4.11.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u_{RMS}}{u_{inlet}}$ από Han et al. [38].....	<b>34</b>
<b>Σχήμα 4.12.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{v_{RMS}}{u_{inlet}}$ από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π .....	<b>35</b>
<b>Σχήμα 4.13.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{v_{RMS}}{u_{inlet}}$ από Han et al. [38]...	<b>35</b>
<b>Σχήμα 4.14.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{w_{RMS}}{u_{inlet}}$ από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π .....	<b>36</b>
<b>Σχήμα 4.15.</b> Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{w_{RMS}}{u_{inlet}}$ από Han et al. [37]...	<b>36</b>
<b>Σχήμα 4.16.</b> Μέση Αδιαστατοποιημένη Ταχύτητα $\frac{u}{u_{inlet}}$ στη θέση $\frac{x}{D}=1.0$ .....	<b>37</b>
<b>Σχήμα 4.17.</b> Μέση Αδιαστατοποιημένη Ταχύτητα $\frac{v}{u_{inlet}}$ στη θέση $\frac{x}{D}=1.0$ .....	<b>37</b>
<b>Σχήμα 4.18.</b> Καμπύλες Ολικής Ενέργειας Διαταραχών στην κεντρική γραμμή .....	<b>38</b>
<b>Σχήμα 4.19.</b> Καμπύλες Τυρβώδους Κινητικής Ενέργειας στην κεντρική γραμμή .....	<b>39</b>
<b>Σχήμα 4.20.</b> Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου Fr .....	<b>40</b>
<b>Σχήμα 4.21.</b> Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου Fr στην περιοχή γύρω από την τετραγωνική ράβδο .....	<b>40</b>
<b>Σχήμα 4.22.</b> Ισογραμμές του λόγου της τυρβώδους συνεκτικότητας προς τη κινηματική συνεκτικότητα από το τελευταίο χρονικό βήμα .....	<b>41</b>
<b>Σχήμα 5.1.1.</b> Το Κτήριο γύρω από το οποίο προσομοιώνεται η ροή αέρα .....	<b>42</b>



<b>Σχήμα 5.1.2.</b> Το Προφίλ της ταχύτητας και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην είσοδο .....	<b>43</b>
<b>Σχήμα 5.1.3.</b> Υπολογιστικό Πλέγμα στο κάθετο επίπεδο διαστάσεων $22 \cdot b(x) \times 11.25 \cdot b(z)$ και αριθμό κελιών $(x) \times (z) = 106 \times 80$ .....	<b>43</b>
<b>Σχήμα 5.1.4.</b> Υπολογιστικό Πλέγμα στο οριζόντιο επίπεδο διαστάσεων $22 \cdot b(x) \times 13.75 \cdot b(y)$ και αριθμό κελιών $(x) \times (y) = 106 \times 70$ .....	<b>44</b>
<b>Σχήμα 5.1.5.</b> Μετρήσεις των Meng and Hibi [19] στο κατακόρυφο επίπεδο για $y=0$ .....	<b>44</b>
<b>Σχήμα 5.1.6.</b> Μετρήσεις των Meng and Hibi [19] στο οριζόντιο επίπεδο για $\frac{z}{b}=0.125$ .....	<b>45</b>
<b>Σχήμα 5.2.1.</b> Κατανομή αδιαστατοποιημένης ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ με Contours για το μοντέλο k- $\omega$ SST .....	<b>46</b>
<b>Σχήμα 5.2.2.</b> Κατανομή αδιαστατοποιημένης ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ με Contours για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$ .....	<b>46</b>
<b>Σχήμα 5.2.3.</b> Κατανομή Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ για $\frac{x}{b}=0.75$ .....	<b>46</b>
<b>Σχήμα 5.2.4.</b> Κατανομή Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ για $\frac{x}{b}=1.25$ .....	<b>46</b>
<b>Σχήμα 5.2.5.</b> Κατανομή Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ για $\frac{x}{b}=2.00$ .....	<b>47</b>
<b>Σχήμα 5.2.6.</b> Κατανομή Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ για $\frac{x}{b}=3.25$ .....	<b>47</b>
<b>Σχήμα 5.2.7.</b> Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ για το μοντέλο k- $\omega$ SST, με τα αποτελέσματα από τον κώδικα του εργαστηρίου .....	<b>48</b>
<b>Σχήμα 5.2.8.</b> Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$ , με τα αποτελέσματα από τον κώδικα του εργαστηρίου .....	<b>48</b>
<b>Σχήμα 5.2.9.</b> Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ για τα αποτελέσματα των Meng and Hibi .....	<b>48</b>
<b>Σχήμα 5.2.10.</b> Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ για το μοντέλο k- $\omega$ SST (Tominaga) .....	<b>48</b>
<b>Σχήμα 5.2.11.</b> Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$ (Tominaga) .....	<b>49</b>
<b>Σχήμα 5.2.12.</b> Κατανομή ολικής κινητικής ενέργειας πάνω από το κτήριο .....	<b>49</b>
<b>Σχήμα 5.3.1.</b> Νέο Πλέγμα στο κατακόρυφο επίπεδο με πλήθος κελιών $(x) \times (z) = 106 \times 80$ .....	<b>51</b>
<b>Σχήμα 5.3.2.</b> Νέο Πλέγμα στο οριζόντιο επίπεδο με πλήθος κελιών $(x) \times (y) = 106 \times 70$ .....	<b>51</b>
<b>Σχήμα 5.3.3.</b> Σύγκριση ταχύτητας $u$ για τα δύο πλέγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 0.75$ .....	<b>52</b>
<b>Σχήμα 5.3.4.</b> Σύγκριση ταχύτητας $u$ για τα δύο πλέγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 2.00$ .....	<b>52</b>
<b>Σχήμα 5.3.5.</b> Σύγκριση ταχύτητας $u$ στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλεγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 0.0$ .....	<b>52</b>
<b>Σχήμα 5.3.6.</b> Σύγκριση ταχύτητας $u$ στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλεγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 0.50$ .....	<b>52</b>

Σχήμα 5.3.7. Σύγκριση ταχύτητας $v$ στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλεγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 0.0$ .....	53
Σχήμα 5.3.8. Σύγκριση ταχύτητας $v$ στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλεγματα στη θέση $\frac{x}{b} = 0.50$ .....	53
Σχήμα 5.3.9. Κατανομή ταχύτητας $u$ με χρονικό βήμα 0.01 sec .....	53
Σχήμα 5.3.10. Χρονοσειρά Ταχύτητας $u$ στη θέση $x=5 \cdot b, y=0.0, z=b$ .....	54
Σχήμα 5.3.11. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ στο επίπεδο $y=0$	55
Σχήμα 5.3.12. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{w}{u_H}$ στο επίπεδο $y=0$	55
Σχήμα 5.3.13. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{u}{u_H}$ στο επίπεδο $\frac{z}{b}=0.125$ .....	56
Σχήμα 5.3.14. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας $\frac{v}{u_H}$ στο επίπεδο $\frac{z}{b}=0.125$ .....	56
Σχήμα 5.3.15 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.75$ .....	57
Σχήμα 5.3.16 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.50$ .....	57
Σχήμα 5.3.17 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.25$ .....	57
Σχήμα 5.3.18 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.0$ .....	57
Σχήμα 5.3.19 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.50$ .....	57
Σχήμα 5.3.20 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.75$ .....	57
Σχήμα 5.3.21 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=1.25$ .....	57
Σχήμα 5.3.22 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=2.00$ .....	57
Σχήμα 5.3.23 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=3.25$ .....	57
Σχήμα 5.3.24 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.75$ .....	59
Σχήμα 5.3.25 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.50$ .....	59
Σχήμα 5.3.26 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=-0.25$ .....	59
Σχήμα 5.3.27 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.0$ .....	59
Σχήμα 5.3.28 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.50$ .....	59
Σχήμα 5.3.29 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=0.75$ .....	59
Σχήμα 5.3.30 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=1.25$ .....	59
Σχήμα 5.3.31 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=2.00$ .....	59
Σχήμα 5.3.32 Κατανομή $\frac{w}{u_H}$ στο $y=0$ για $\frac{x}{b}=3.25$ .....	59
Σχήμα 5.3.33 Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.75$ .....	60

<b>Σχήμα 5.3.34</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.50$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.35</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.25$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.36</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.0$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.37</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.50$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.38</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.75$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.39</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=1.25$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.40</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=2.00$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.41</b> Κατανομή $\frac{u}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=3.25$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.42</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.75$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.43</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.50$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.44</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=-0.25$ .....	<b>60</b>
<b>Σχήμα 5.3.45</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.0$ .....	<b>61</b>
<b>Σχήμα 5.3.46</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.50$ .....	<b>61</b>
<b>Σχήμα 5.3.47</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=0.75$ .....	<b>61</b>
<b>Σχήμα 5.3.48</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=1.25$ .....	<b>62</b>
<b>Σχήμα 5.3.49</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=2.00$ .....	<b>62</b>
<b>Σχήμα 5.3.50</b> Κατανομή $\frac{v}{u_H}$ στο $\frac{z}{b}=0.125$ για $\frac{x}{b}=3.25$ .....	<b>62</b>
<b>Σχήμα 5.3.51</b> Κατανομή αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ με Contours με τη μέθοδο VLES .....	<b>62</b>
<b>Σχήμα 5.3.52.</b> Κατανομή αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας $\frac{k}{u_H^2}$ με Contours για τα αποτελέσματα των Meng and Hibi .....	<b>63</b>
<b>Σχήμα 5.3.53.</b> Χρονοσειρά των συνιστωσών της ταχύτητας πάνω από το κτήριο .....	<b>63</b>
<b>Σχήμα 5.3.54.</b> Ολική Ενέργεια Διαταραχών και Μοντελοποιημένη Τυρβώδης Κινητική Ενέργεια πάνω από το κτήριο.....	<b>64</b>
<b>Σχήμα 5.3.55.</b> Κατανομή αδιαστατοποιημένης ολικής ενέργειας διαταραχών $\frac{k}{u_H^2}$ πάνω από το κτήριο .....	<b>65</b>
<b>Σχήμα 5.3.56.</b> Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου Fr στο επίπεδο $\frac{z}{b}=0.125$ .....	<b>66</b>
<b>Σχήμα 5.3.57.</b> Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου Fr στο επίπεδο $y=0.0$ .....	<b>66</b>
<b>Σχήμα 5.3.58.</b> Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου Fr στην περιοχή γύρω από το κτήριο .....	<b>66</b>

## Κεφάλαιο 1

# Το νέο μοντέλο τύρβης VLES

## 1.1 Εισαγωγή

Οι τυρβώδεις ροές παίζουν κυρίαρχο ρόλο σε εφαρμογές της μηχανικής σχετικές με την επίδραση του ανέμου. Εξαιτίας της πολυπλοκότητάς τους, η αριθμητική τους προσομοίωση αποτελεί πρόκληση, καθώς διακρίνονται από μεγάλα εύρη δινών με διαφορετικά χαρακτηριστικά μεταξύ τους. Η υπολογιστική ρευστομηχανική (CFD) έχει τη δυνατότητα να προβλέπει τα διάφορα είδη ροών χωρίς να απαιτούνται χρονοβόρα και ακριβιά πειράματα. Έτσι με τη μέθοδο του CFD γίνεται εφικτή η επίλυση των διαφόρων προβλημάτων που προκαλεί ο άνεμος, όπως στην άνεση των πεζών, στα φορτία που ασκούνται στα κτήρια και στη διασπορά της μόλυνσης σε δομημένα περιβάλλοντα [1],[2],[3],[4],[5],[6],[7]. Σημαντικός όμως είναι και ο τρόπος που επιδρούν τα κτήρια στην ροή του ανέμου. Τα κτήρια είναι μη αεροδυναμικά σώματα και το πεδίο ροής γύρω από αυτά χαρακτηρίζεται από μεγάλης κλίμακας τυρβώδεις διαταραχές. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1.1, η μέση ταχύτητα του ανέμου που προσεγγίζει ένα κτήριο αυξάνεται με την αύξηση του ύψους από το έδαφος. Στον ανάντι τοίχο δημιουργείται ζώνη ανακοπής και πάνω και κάτω από αυτή δημιουργούνται ανοδικά και καθοδικά ρεύματα αντίστοιχα. Η ροή αποκολλάται στις αιχμηρές ακμές του κτηρίου και έτσι γεννάται η ζώνη ανακυκλοφορίας της ροής στο πεδίο που βρίσκεται κατάντι του κτηρίου. Η υψηλότερη ταχύτητα στο ύψος του κτηρίου δημιουργεί μεγαλύτερη πίεση στο ανώτερο τμήμα του τοίχου σε σχέση με αυτή κοντά στο έδαφος, με αποτελέσματα το κατώρευμα που βρίσκεται σε χαμηλό ύψος ανάντι του κτηρίου να αναπαράγει δίνη κοντά στο έδαφος στην προσήνεμη πλευρά του (Σχήμα 1.1) [8].

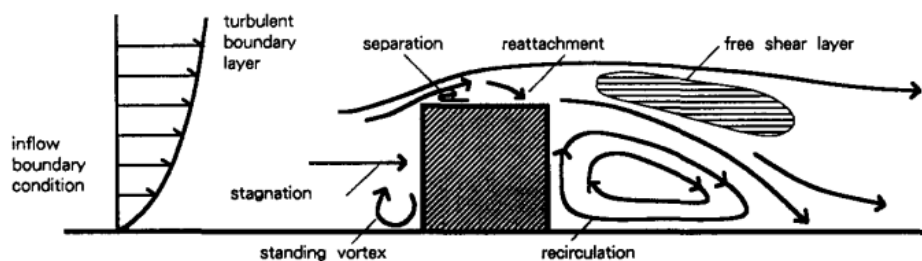


Fig. 1 Flowfield around a cube

Σχήμα 1.1 Φαινόμενα κατά τη ροή ανέμου γύρω από κτήριο [8]

Η προσομοίωση της ροής γύρω από κτήρια έχει μελετηθεί σε μεγάλο βαθμό πειραματικά σε αεροσήραγγα [8],[9],[10]. Υπολογιστικά με τη μέθοδο του CFD έχουν γίνει επίσης μελέτες, οι οποίες επιχειρούν να προσομοιώσουν το φαινόμενο κάνοντας την υπόθεση της

μόνιμης ροής. Όμως οι τυρβώδεις ροές εξαρτώνται από το χρόνο, είναι δηλαδή μη μόνιμες, οπότε η επίλυση τους με την υπόθεση της μονιμότητας θα οδηγήσει σε αποκλίσεις. Ο Tomiyama [7] χρησιμοποίησε τη μέθοδο URANS για να μελετήσει το φαινόμενο, χωρίς τα αποτελέσματα του να είναι σημαντικά καλύτερα από αυτά που προέκυψαν για τη μόνιμη ροή. Γι'αυτό χρειάζεται η διερεύνηση της ροής αυτής και με άλλη μέθοδο, που θα μπορεί να προσομοιώσει με ακρίβεια το συγκεκριμένο πεδίο ροής.

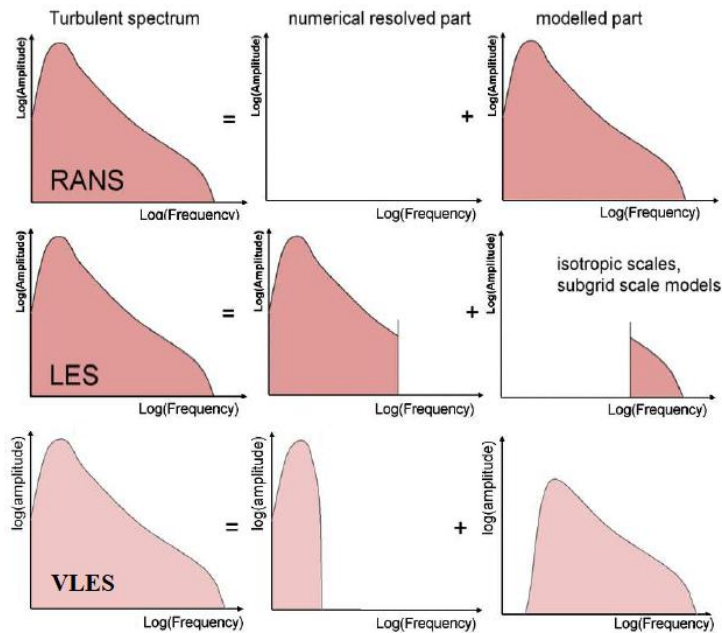
## 1.2 Βιβλιογραφική ανασκόπηση

Η πιο ακριβής τεχνική για την πρόβλεψη των τυρβώδων ροών είναι η Άμεση Υπολογιστική Προσομοίωση (Direct Numerical Simulation-DNS), με την οποία επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes χωρίς να χρησιμοποιείται κανένα μοντέλο τύρβης. Αυτό σημαίνει ότι υπολογίζεται ολόκληρο το φάσμα της τύρβης, προσομοιώνοντας όλες τις κλίμακες της κίνησης της, ενώ για να γίνει αυτό χρειάζεται πλέγμα με πλάτος κελιού τουλάχιστον της τάξης της κλίμακας του Kolmogorov [11]. Ωστόσο η επίλυση των μη μόνιμων ροών, σε ροές γύρω από κτήρια, με την μέθοδο DNS είναι προς το παρόν αδύνατη εξαιτίας της απαίτησης αυτών των πολύ πυκνών πλεγμάτων και έτσι χρησιμοποιείται σε απλές γεωμετρίες με μικρούς αριθμούς Reynolds.

Από την άλλη, με την προσέγγιση RANS (Reynolds-Average Navier-Stokes) όλες οι δίνες μοντελοποιούνται (Σχήμα 1.2) και έτσι μειώνεται πολύ ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος [12]. Στις περισσότερες εφαρμογές της μεθόδου RANS οι εξισώσεις επιλύονται θεωρώντας μόνιμη ροή. Επίσης ανταποκρίνεται καλά σε περιπτώσεις ροής όπου οι χρονικές μεταβολές στη μέση ροή έχουν πολύ μικρότερη συχνότητα από την ίδια την τύρβη. Ωστόσο παρατηρείται αδυναμία της μεθόδου να προσομοιώσει τις τυρβώδεις ροές στις οποίες επικρατούν οι μη μόνιμες μεγάλες κλίμακες. Αυτό συμβαίνει γιατί με τη μέθοδο αυτή επιλέγεται ένα κατάλληλο μοντέλο το οποίο καλείται να περιγράψει ολόκληρη τη συμπεριφορά της τύρβης και γι'αυτό πρέπει να λαμβάνει υπόψη του όλες τις τυρβώδεις κλίμακες (από τις πιο μεγάλες δίνες σε αυτές της κλίμακας Kolmogorov). [11],[13]. Κατά συνέπεια ακόμα και σε πολύ πυκνά πλέγματα τα μοντέλα RANS δε θα είναι ικανά να προβλέπουν όλες τις κλίμακες της τύρβης. Σε περιπτώσεις όμως που μόνο η πληροφορία για τη μέση ροή επαρκεί για την προσομοίωση της τύρβης, τα μοντέλα RANS προτιμούνται [14].

Αντίθετα το μοντέλο μεγάλων δινών (Large Eddy Simulation-LES) προσομοιώνει μόνο τις δίνες μεγάλης ανισοτροπικής κλίμακας και μοντελοποιεί τις μικρές δίνες (Σχήμα 1.2). Αυτή η μέθοδος παρόλο που μπορεί να προσεγγίζει την ακρίβεια της μεθόδου DNS και έχει μικρότερη απαίτηση σε υπολογιστική ισχύ, εξακολουθεί να είναι δαπανηρή σε ροές με μεγάλους αριθμούς Reynolds καθώς ο υπολογιστικός χρόνος αυξάνεται ταχύτατα [12]. Επιπλέον τα συνήθη μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιούνται στη μέθοδο LES μπορούν εύκολα να συγκριθούν με τα μοντέλα των RANS, καθώς το μόνο που έχουν να περιγράψουν είναι η επιρροή των ισοτροπικών κλιμάκων στην προσομοιούμενη ανισοτροπική ροή. Για ροές με υψηλό αριθμό Reynolds οι μικρές ανισοτροπικές κλίμακες ελαττώνονται, γίνονται ισοτροπικές και είναι δύσκολο να προσομοιωθούν άμεσα

υπολογιστικά. Έτσι αυτή η προσομοίωση θεωρείται ως ένα μη μόνιμο RANS (URANS-Unsteady RANS). Για την εφαρμογή της τυπικής μεθόδου URANS πρέπει να διαχωρίζεται στο φάσμα της τύρβης η μη μόνιμη μέση ροή και η τυρβώδης ροή. Μόνο τότε μπορούν να εφαρμοστούν τα τυπικά μοντέλα τύρβης, καθώς έχουν αναπτυχθεί ούτως ώστε να μοντελοποιούν ολόκληρο το εύρος της κλίμακας της τύρβης. Αν δεν είναι δυνατό να διακριθεί η μέση ροή και οι διαταραχές της ροής λόγω τύρβης αυτά τα μοντέλα δεν μπορούν να εφαρμοστούν[13].



Σχήμα 1.2 Προσέγγιση Μοντελοποίησης για τις μεθόδους RANS, LES, VLES [15]

Για αυτούς τους λόγους τις τελευταίες δύο δεκαετίες αποκτούν περισσότερο ενδιαφέρον νέα μοντέλα τύρβης που συνδυάζουν τα πλεονεκτήματα των μεθόδων RANS και LES, όπως το υβριδικό μοντέλο πολύ μεγάλων δινών (VLES), με το οποίο δεν απαιτείται διαχωρισμός στο φάσμα της τύρβης, αρκεί ένα μέρος της να μπορεί να προσομοιωθεί υπολογιστικά [13]. Είναι παρόμοιο με τη μέθοδο LES, με τη διαφορά ότι το μικρότερο κομμάτι του φάσματος της τύρβης προσομοιώνεται και το μεγαλύτερο μέρος της μοντελοποιείται (Σχήμα 1.2.). Έτσι η μέθοδος VLES αποτελεί τον τελευταίο καιρό έναν πολλά υποσχόμενο τρόπο επίλυσης τυρβώδων ροών σε μικρό υπολογιστικό χρόνο και κόστος [15].

Ο Speziale [16] εισήγαγε το μοντέλο αυτό με σκοπό να μεταβαίνει απρόσκοπτα από τη μέθοδο RANS στην DNS, με τη χρήση μιας αριθμητικής συνάρτησης, ενώ ανάμεσα σε αυτά τα δύο όρια θα επικρατεί η μέθοδος VLES. Συγκεκριμένα πρόκειται για ένα μοντέλο τύρβης που αναβαθμίζει το τυπικό μοντέλο RANS με την εισαγωγή μιας συνάρτησης ελέγχου  $F_r$ , με αποτέλεσμα να υπολογίζονται οι υποπλεγματικές τάσεις αποσβένοντας τις τάσεις Reynolds. Με τη χρήση αυτής της συνάρτησης στις θέσεις που το πλέγμα είναι

αραιό ανακτάται η μέθοδος RANS ενώ στις θέσεις που είναι πυκνό το μοντέλο προσεγγίζει τη μέθοδο DNS. Ωστόσο οι τάσεις Reynolds αποσβένονται τόσο πολύ που είναι αδύνατο να ανακτηθεί το μοντέλο RANS, εκτός και αν το πλέγμα είναι υπερβολικά αραιό. Συνεπώς το μοντέλο αυτό για να λειτουργήσει χρειάζεται πυκνότερο πλέγμα κοντά στον τοίχο, όπως η μέθοδος LES ορίζει, ενώ φαίνεται να μην είναι αποδοτικό σε ροές που τα όρια τίθενται ως τοιχώματα. Επιπλέον το μοντέλο αυτό, παρόλο που μπορεί να επιλύσει και τις δύο μεθόδους RANS και DNS δεν εγγυάται ότι η αντίστοιχη προσέγγιση θα παρέχει σωστά και τη μέθοδο LES [17].

Γι' αυτό οι Han and Krajinovic [18] πρότειναν μια βελτιωμένη εκδοχή του τυπικού μοντέλου VLES, ούτως ώστε η μέθοδος RANS να ανακτάται κοντά στον τοίχο και το υποπλεγματοειδές μοντέλο της μεθόδου LES να προκύπτει με την εισαγωγή μιας τρίτης κλίμακας μήκους, της ολοκληρωματικής τυρβώδους κλίμακας μήκους ( $L_i$ ). Έτσι αυτό το μοντέλο μπορεί να παρέχει τη σωστή λειτουργία του LES στα όρια μεταξύ της μεθόδου RANS και DNS. Συγκεκριμένα με τη μέθοδο των Han and Krajinovic [18] η συνάρτηση ελέγχου  $F_\tau$  υπολογίζεται διαφορετικά από αυτή που υπολογίζει ο Speziale [16], και εκφράζει λόγο της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που μοντελοποιείται προς την ολική τυρβώδη κινητική ενέργεια.

Ο σκοπός της εργασίας, λοιπόν, είναι να προσομοιωθεί η ροή αέρα γύρω από κτήριο χρησιμοποιώντας το νέο μοντέλο VLES και να γίνει η σύγκριση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προέκυψαν από την πειραματική μελέτη των Meng and Hibi [19] και από τη μελέτη του Tominaga [7], που χρησιμοποίησε τη μέθοδο SRANS και URANS.

### 1.3 Συνοπτική παρουσίαση της εργασίας

Η διάρθρωση της υπόλοιπης εργασίας περιγράφεται παρακάτω.

Στο 2<sup>ο</sup> κεφάλαιο αναλύονται οι μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία. Καταγράφονται οι εξισώσεις Navier-Stokes και επεξηγούνται οι όροι από τους οποίους αποτελούνται. Επιπλέον περιγράφονται τα μοντέλα τύρβης που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία, δηλαδή το k-ε, το RNG k-ε και το k-ω SST και γίνεται συνοπτική αναφορά στην μέθοδο LES. Επίσης αναλύεται διεξοδικά η ιδέα και η μεθοδολογία της νέας υβριδικής μεθόδου VLES.

Στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο γίνεται η μαθηματική περιγραφή του προβλήματος που επιλύθηκε με τον κώδικα του Εργαστηρίου Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος. Συγκεκριμένα καταγράφονται οι διαφορικές εξισώσεις που διέπουν τη ροή και οι απαραίτητες παραδοχές που λαμβάνονται για την επίλυση της. Αναφέρεται συνοπτικά η μέθοδος των πεπερασμένων όγκων ελέγχου που εφαρμόστηκε για την επίλυση των εξισώσεων και περιγράφεται το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διακριτοποίησή τους. Επιπλέον αναφέρεται ο τρόπος που καθορίζονται οι οριακές

συνθήκες, η μέθοδος επίλυσης των εξισώσεων και οι τεχνικές υποχαλάρωσης που συμβάλουν στη βελτίωση της σύγκλισης.

Στο 4<sup>ο</sup> κεφαλαίο πιστοποιείται η νέα μέθοδος VLES με τον κώδικα του εργαστηρίου. Συγκεκριμένα εφαρμόζεται αυτή η μέθοδος σε ροή γύρω από τετραγωνικό κύλινδρο με τις οριακές συνθήκες και τα χαρακτηριστικά της ροής που θεώρησαν οι Han and Krajnović [18], με σκοπό να διαπιστωθεί η δυνατότητα του κώδικα να επιλύει τη ροή με τη μέθοδο VLES.

Στο 5<sup>ο</sup> κεφάλαιο επιλύεται η ροή γύρω από κτήριο, προσομοιώνοντας το πείραμα των Meng and Hibi [19], με τα μοντέλα k- $\omega$  SST και RNG k- $\epsilon$  σε μόνιμη ροή αλλά και με τη μέθοδο VLES.

Στο 6<sup>ο</sup> κεφάλαιο καταγράφονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή της νέας μεθόδου VLES σε σύγκριση και με τις άλλες διαθέσιμες μεθόδους και παρατίθενται προτάσεις για μελλοντική έρευνα.



## Κεφάλαιο 2

### Μαθηματικό μοντέλο

Η Υπολογιστική Ρευστομηχανική είναι ο τομέας της μηχανικής των ρευστών που με τη βοήθεια της αριθμητικής ανάλυσης επιλύει τις διακριτοποιημένες μερικές διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν τη ροή. Οι εξισώσεις αυτές επιλύονται σε υπολογιστικό πεδίο που απαρτίζεται από υπολογιστικά κελιά τα οποία συνιστούν το πλέγμα και στο κέντρο κάθε κελιού υπολογίζονται οι επιθυμητές τιμές. Οι βασικές μερικές διαφορικές εξισώσεις που επιλύονται με το CFD είναι οι Navier-Stokes ή οι εξισώσεις RANS που αποτελούν μια τροποποιημένη μορφή των Navier-Stokes. Οι εξισώσεις Navier-Stokes διακριτοποιούνται και επιλύονται με τη μέθοδο DNS χωρίς καμία άλλη παραδοχή. Οι εξισώσεις RANS προκύπτουν από τις Navier-Stokes και περιλαμβάνουν τις χρονικά μέσες τιμές των ποσοτήτων. Από τη διαδικασία λήψης μέσων τιμών προκύπτουν επιπλέον όροι, οι τάσεις Reynolds, οι οποίοι χρειάζονται μοντελοποίηση με κάποιο κατάλληλο μοντέλο τύρβης. Η μέθοδος LES βρίσκεται ενδιάμεσα των DNS και RANS. Συγκεκριμένα φιλτράρονται χωρικά οι εξισώσεις Navier-Stokes και έτσι το μεγαλύτερο ποσοστό της τύρβης επιλύεται και το μικρότερο μοντελοποιείται. Η μέθοδος VLES βρίσκεται και εκείνη ανάμεσα στα όρια των μεθόδων DNS και RANS, με τη διαφορά όμως ότι η συνάρτηση ελέγχου  $F_\tau$  έχει διαμορφωθεί έτσι, ούτως ώστε το μεγαλύτερο ποσοστό της τύρβης να μοντελοποιείται και το μικρότερο να προσομοιώνεται.

#### 2.1 Οι εξισώσεις Navier-Stokes

Οι εξισώσεις Navier-Stokes βασίζονται στον 1<sup>ο</sup> και στον 2<sup>ο</sup> νόμο της κλασσικής μηχανικής αντίστοιχα, ότι δηλαδή η μάζα ούτε δημιουργείται από το μηδέν, ούτε καταστρέφεται και ότι ο ρυθμός μεταβολής της ορμής ισούται με το άθροισμα των δρυσών δυνάμεων. Έτσι καταγράφονται παρακάτω οι εξισώσεις της συνέχειας και της διατήρησης της ορμής για ασυμπίεστο ρευστό που υπόκειται σε μη μόνιμη ροή σε ταυστική μορφή όπου  $i, j=1,2,3$  υποδηλώνουν τις τρεις καρτεσιανές κατευθύνσεις ( $x_i=x, y, z$ ) και τις αντίστοιχες συνιστώσες των ταχυτήτων ( $u_i=u, v, w$ ).

$$\frac{\theta u_i}{\theta x_i} = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\theta u_i}{\theta t} + u_j \frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\theta P}{\theta x_i} - \frac{\theta}{\theta x_j} \left[ \nu \left( \frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{\theta u_j}{\theta x_i} \right) \right] = 0 \quad (2.1.2)$$

Χαρακτηριστικό στοιχείο του τυρβώδους πεδίου ροής είναι ότι η ταχύτητα του ρευστού σε κάθε σημείο του τυρβώδους πεδίου ροής μεταβάλλεται σημαντικά συναρτήσει του χρόνου και κατά τυχαίο τρόπο. Κατά την μαθηματική ανάλυση των τυρβωδών ροών τα διάφορα

μεγέθη του πεδίου όπως η ταχύτητα, η πίεση, η θερμοκρασία αντικαθίστανται από την μέση τους χρονικά τιμή και την διακύμανσή τους.

Για τη συνιστώσα της ταχύτητας  $u(t)$  ισχύει :

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (2.1.3)$$

Όπου  $\bar{u}$  είναι η μέση τιμή και  $u'(t)$  η διακύμανση της.

Χαρακτηριστικό των τυρβωδών πεδίων ροής είναι ότι ενώ οι μέσες χρονικά τιμές των διακυμάνσεων είναι μηδενικές, δηλαδή  $\overline{u'} = 0$ , οι μέσες τιμές των μεγεθών αυτών υφούμενων στην δεύτερη, τρίτη, τετάρτη δύναμη κτλ είναι μη μηδενικές δηλ.  $\overline{u'^2} \neq 0$ .

Η μέση χρονικά τιμή κατά Reynolds λαμβάνεται ως :

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(t) \cdot dt \quad (2.1.4)$$

Όπου  $t_0$  μια τυχαία χρονική στιγμή και  $T$  μεγάλη χρονική περίοδος, μεγάλη επαρκώς, σε σχέση με το μέγεθος των διαταραχών.

Έτσι με Reynolds-Averaging οι εξισώσεις (2.1.1) και (2.1.2) γράφονται ως εξής :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right] = 0 \quad (2.1.6)$$

Ο πρώτος όρος στην εξίσωση RANS της ορμής (2.1.6) συμβολίζει τη μεταβολή της ταχύτητας με το χρόνο, καθώς η μελέτη θα γίνει σε μη μόνιμη ροή, ο 2<sup>ος</sup> αντιστοιχεί στον όρο μεταφοράς, ο 3<sup>ος</sup> είναι ο όρος πίεσης, ο 4<sup>ος</sup> είναι ο όρος διάχυσης και τέλος ο όρος με το γινόμενο διαταραχών ταχύτητας είναι οι όροι των τάσεων Reynolds που απαιτούν μοντελοποίηση.

Οι όροι των τάσεων Reynolds απορροφούν κινητική ενέργεια από τη μέση ροή και τη μετατρέπουν σε θερμική ενέργεια η οποία χάνεται (dissipation), ενώ ταυτόχρονα μέσω των φαινομένων διάχυσης αυξάνουν το ρυθμό μεταφοράς μάζας, ορμής και ενέργειας στην εγκάρσια κατεύθυνση της ροής.

Οι τάσεις Reynolds χρειάζονται μοντελοποίηση η οποία επιτυγχάνεται με την υπόθεση Boussinesq, η οποία συνδέει τις τάσεις Reynolds με τον τοπικό ρυθμό παραμόρφωσης του μέσου πεδίου μέσω του συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας ( $\nu_t$ ):

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left[ \frac{\theta \bar{u}_i}{\theta x_j} + \frac{\theta \bar{u}_j}{\theta x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.1.7)$$

Όπου  $k$  ορίζεται η κινητική ενέργεια της τύρβης :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (2.1.8)$$

## 2.2 Μοντέλα τύρβης

### 2.2.1 k-ε

Το μοντέλο k-ε [20] είναι το πιο σύνηθες μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιείται στην υπολογιστική ρευστομηχανική. Πρόκειται για μοντέλο 2 εξισώσεων καθώς περιγράφεται από 2 εξισώσεις μεταφοράς. Η πρώτη εξίσωση (2.2.1) αφορά στην τυρβώδη κινητική ενέργεια ( $k$ ) και η δεύτερη (2.2.2) στον ρυθμό καταστροφής της τύρβης ( $\varepsilon$ ). Έτσι από τις RANS εξισώσεις και τη στιγμιαία εξίσωση της ορμής προκύπτουν οι εξισώσεις των  $k$  και  $\varepsilon$ , οι οποίες με τη βοήθεια της υπόθεσης Boussinesq μοντελοποιούνται όπως παρακάτω.

$$\bar{u}_k \frac{\theta k}{\theta x_k} = \frac{\theta}{\theta x_k} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{Pr_k} \right) \frac{\theta k}{\theta x_k} \right] + P - \varepsilon \quad (2.2.1)$$

$$\bar{u}_k \frac{\theta \varepsilon}{\theta x_k} = \frac{\theta}{\theta x_k} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\theta \varepsilon}{\theta x_k} \right] + c_2 \frac{\varepsilon}{k} P - c_3 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.2.2)$$

Ο όρος  $P_{ik}$  αντιστοιχεί στον όρο παραγωγής της τύρβης :

$$P_{ik} = \nu_t \left[ \frac{\theta \bar{u}_i}{\theta x_k} \left( \frac{\theta \bar{u}_i}{\theta x_k} + \frac{\theta \bar{u}_k}{\theta x_i} \right) \right] \quad (2.2.3)$$

Η τυρβώδης συνεκτικότητα προσεγγίστηκε ως :

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.2.4)$$

Επιπλέον δίνονται οι τυπικές τιμές των  $C_\mu=0.09$  ,  $Pr_k=1.0$  ,  $Pr_\varepsilon=1.3$  ,  $c_2=1.44$  ,  $c_3=1.92$  [14].

Τα παραπάνω ισχύουν στην πλήρως τυρβώδη περιοχή , εκεί που δεν ισχύουν τα φαινόμενα απόσβεσης. Το πρόβλημα με το μοντέλο k-ε είναι ότι αδυνατεί να προβλέψει σωστά πολύπλοκες ροές που περιλαμβάνουν μεγάλες κλίσεις πίεσης, αποκόλληση της ροής και ισχυρή καμπύλωση των ροικών γραμμών. Επιπλέον υπερεκτιμά το ρυθμό καταστροφής της τύρβης σε περιπτώσεις ανακυκλοφορίας, υπολογίζοντας πολύ ψηλά το τυρβώδες ιξώδες και καταπνίγοντας έτσι τις δίνες. Τέλος οι απαιτούμενες για τη λειτουργία του μοντέλου συναρτήσεις τοίχου είναι συχνά αναξιόπιστες σε διάφορες ροές, καθώς είναι στημένες αυστηρά σε οριακό στρώμα πάνω σε επίπεδη πλάκα [21],[22].

## 2.2.2 k-ω SST (Shear Stress Transport)

Το μοντέλο k-ω SST [21] είναι ένας συνδυασμός του μοντέλου k-ω [23] με το μοντέλο k-ε [20]. Συγκεκριμένα εκμεταλλεύεται τα πλεονεκτήματα του k-ω που έχει καλύτερη συμπεριφορά κοντά στον τοίχο χωρίς να χρειάζεται συναρτήσεις απόσβεσης και του k-ε που αποδίδει καλύτερα στην περιοχή της ελεύθερης ροής, καθώς εκεί το μοντέλο k-ω παρουσιάζει ευαισθησία. Και στα δύο αυτά μοντέλα η διατμητική τάση στον τοίχο είναι πολύ μεγάλη και η ροή παρουσιάζει πρόβλημα στην αποκόλληση από τις λείες επιφάνειες. Το μοντέλο k-ω SST προσπαθεί να επιλύσει αυτά τα προβλήματα και να προβλέψει καλύτερα την αποκόλληση.

Αρχικά στο μοντέλο k-ω δεν υπάρχει ο ρυθμός ο καταστροφής της τύρβης αλλά ο ειδικός αριθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ( $\omega$ ), ο οποίος υπολογίζεται από την εξίσωση (2.2.5)

$$\varepsilon = c_{\mu} k \omega \quad (2.2.5)$$

Αν στην εξίσωση (2.2.2) αντικατασταθεί η εξίσωση (2.2.5) τότε προκύπτει :

$$\frac{\theta \omega}{\theta t} + \frac{\theta(u_j \omega)}{\theta x_j} = \frac{\gamma}{\rho v_t} P - \beta \omega^2 + \frac{\theta}{\theta x_j} [(v + \sigma_{\omega} v_t) \frac{\theta \omega}{\theta x_j}] + 2 \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\theta k}{\theta x_j} \frac{\theta \omega}{\theta x_j} \quad (2.2.6)$$

Όμως η εξίσωση μεταφοράς για τον ειδικό αριθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ( $\omega$ ) στο μοντέλο k-ω είναι :

$$\frac{\theta \omega}{\theta t} + \frac{\theta(u_j \omega)}{\theta x_j} = \frac{\gamma}{\rho v_t} P - \beta \omega^2 + \frac{\theta}{\theta x_j} [(v + \sigma_{\omega} v_t) \frac{\theta \omega}{\theta x_j}] \quad (2.2.7)$$

Όπου οι παράμετροι παίρνουν τις τιμές :  $\gamma = \frac{5}{9}$  ,  $\beta = \frac{3}{40}$  ,  $\sigma_{\omega} = 0.5$  ,  $\sigma_{\omega 2} = 0.856$

Η εξίσωση μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια είναι η ίδια με προηγουμένως αν απλώς αντικατασταθεί σε αυτή η σχέση (2.2.5) .

Μεταξύ των εξισώσεων (2.2.6) και (2.2.7) η μόνη διαφορά είναι ο επιπρόσθετος όρος  $2 \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\theta k}{\theta x_j} \frac{\theta \omega}{\theta x_j}$  της εξίσωσης (2.2.6) . Οπότε αν αυτός ο όρος πολλαπλασιαστεί με έναν άλλο όρο, τον  $(1-F_1)$  , όπου το  $F_1$  θα παίρνει τιμές από 0 έως 1 , τότε γίνεται εφικτή η μετάβαση από το μοντέλο k-ε στο k-ω ανάλογα με την τιμή αυτή. Έτσι αν  $F_1=0$  θα επικρατεί το μοντέλο k-ε και αν  $F_1=1$  το μοντέλο k-ω. Κοντά στον τοίχο το  $F_1$  θα έχει τιμή 1 για να επικρατεί το μοντέλο k-ω και μακριά θα έχει 0 για να επικρατεί το k-ε , για τους λόγους που προαναφέρθηκαν . Έτσι σε κάθε κελί του πλέγματος θα υπολογίζεται και μια τιμή  $F_1$  ούτως ώστε το μοντέλο να μεταβαίνει από k-ε σε k-ω.

Έτσι στο μοντέλο k-ω SST η εξίσωση μεταφοράς για τον ειδικό αριθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ( $\omega$ ) [24] είναι :

$$\frac{\theta \omega}{\theta t} + \frac{\theta(u_j \omega)}{\theta x_j} = \frac{\gamma}{\rho v_t} P - \beta \omega^2 + \frac{\theta}{\theta x_j} [(v + \sigma_{\omega} v_t) \frac{\theta \omega}{\theta x_j}] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\theta k}{\theta x_j} \frac{\theta \omega}{\theta x_j} \quad (2.2.8)$$

Τέλος για να προσδιοριστεί πλήρως το μοντέλο k-ω SST πρέπει να αναφερθεί και η έννοια του περιορισμού της συνεκτικότητας.

Ο κανονικός ορισμός της τυρβώδους δυναμικής συνεκτικότητας είναι :

$$\mu_t = \frac{\rho}{k \omega} \quad (2.2.9)$$

Στο μοντέλο k-ω SST όμως χρησιμοποιείται και άλλη μια συνάρτηση  $F_2$  παρόμοια με την  $F_1$  που ορίζει την τυρβώδη συνεκτικότητα ως :

$$\mu_t = \frac{\alpha_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (2.2.10)$$

Όπου  $\alpha_1=0.32$  και  $\Omega$  είναι το μέγεθος στροβιλισμού :

$$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} , W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\theta u_i}{\theta x_j} - \frac{\theta u_j}{\theta x_i} \right) \quad (2.2.11)$$

Αυτός ο περιορισμός της συνεκτικότητας συμβάλει στην βελτιστοποίηση των αποτελεσμάτων έτσι ώστε να έχουν καλύτερη ταύτιση με αυτά των πειραματικών μελετών στην αποκολλημένη ροή. Έτσι αν το μέγεθος στροβιλισμού ή η συνάρτηση  $F_2$  έχουν μεγάλη τιμή , περιορίζεται η τιμή της συνεκτικότητας.

### 2.2.3 RNG k-ε

Το μοντέλο RNG k-ε αναπτύχθηκε χρησιμοποιώντας τις μεθόδους Re-Normalization Group (RNG) από τους Yakhot et al. [25]. Είναι παρόμοιο με το μοντέλο k-ε, όμως έχει έναν επιπλέον όρο στην εξίσωση μεταφοράς του ε που βελτιστοποιεί την ακρίβεια σε ροές που παρουσιάζουν ταχείες παραμορφώσεις (rapidly strained flows). Ακόμα περιλαμβάνει την επίδραση των δινών στην τύρβη. Τέλος παρέχει μια διαφορική συνάρτηση για την ενεργή συνεκτικότητα, η οποία προκύπτει με αναλυτικό τρόπο, δίνοντας τη δυνατότητα μελέτης ροών μικρού αριθμού Reynolds.

Οι εξισώσεις μεταφοράς του μοντέλου RNG k-ε γράφονται ακριβώς όπως του k-ε (2.2.1), (2.2.2), με τη διαφορά ότι το  $c_3$  δίνεται :

$$c_3 = c_{3A} + \frac{c_\mu \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3} \quad (2.2.12)$$

Όπου  $c_{3A}=1.68$  και  $S_{ij}$  ο βαθμός του τανυστή των παραμορφώσεων:

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}, \quad S = (2S_{ij}S_{ij})^{0.5}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{\theta u_j}{\theta x_i} \right) \quad (2.2.13)$$

### 2.3 Large-Eddy Simulation (LES)

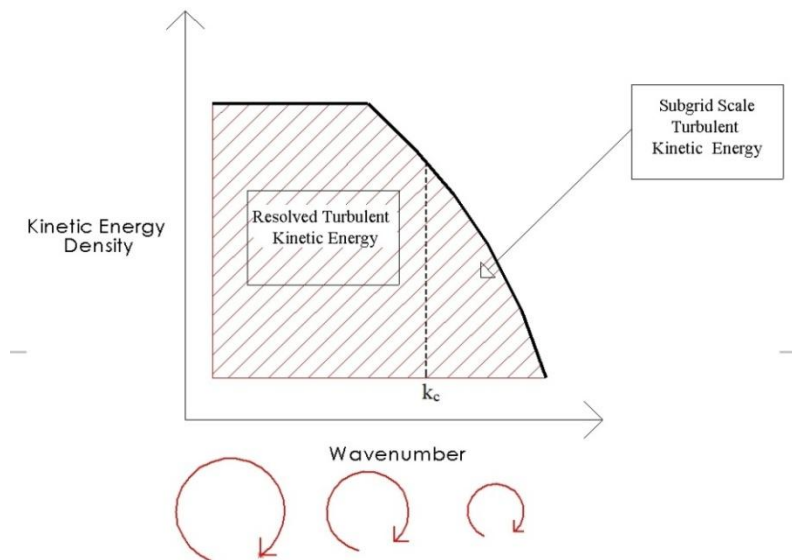
Οι τυρβώδεις ροές περιέχουν δίνες που διαφέρουν σε μέγεθος και ενέργεια μεταξύ τους. Ο σκοπός του μοντέλου LES [26] είναι να επιλύσει αυτές τις δίνες στο υπολογιστικό πλέγμα, σε αντίθεση με τα RANS μοντέλα που δεν υπολογίζουν τη διακύμανση της ταχύτητας  $u'(t)$ , αλλά τη μοντελοποιούν. Για να προσομοιωθεί μια δίνη χρειάζεται τουλάχιστον να καταλαμβάνει 4 κελιά του πλέγματος. Το πλέγμα δεν μπορεί να επιλύσει δίνες μικρότερες από το μέγεθος 2 κελιών επειδή η ταχύτητα (όπως και τα υπόλοιπα μεγέθη) αποθηκεύονται στο κέντρο του κάθε κελιού. Γι'αυτό το λόγο χρειάζεται ένα μοντέλο υποπλεγματικής κλίμακας (sub-grid scale model-SGS) για αυτές τις δίνες. Για την εκτίμηση του μεγέθους του πλέγματος εισάγεται ο αριθμός  $k_c$  (wavenumber) που υποδηλώνει τη χωρική συχνότητα της δίνης. Αν  $d$  είναι το μέγεθος του πλέγματος ο αριθμός  $k_c$  υπολογίζεται :

$$k_c = \frac{2\pi}{d} \quad (2.3.1)$$

Έτσι βάσει αυτού του αριθμού το ενεργειακό φάσμα κατανέμεται σε διάφορες ζώνες, σύμφωνα με το Σχήμα 2.3.1, γιατί κάθε δίνη δεν έχει την ίδια κινητική ενέργεια με την άλλη. Η τυρβώδης κινητική ενέργεια μεταφέρεται από τις μεγάλες προς τις μικρές δίνες

(Turbulent Energy Cascade) και από εκεί μετατρέπεται σε θερμότητα μέσω της συνεκτικότητας.

Το πλέγμα με το μοντέλο LES δεν επιλύει όλες τις δίνες . Έτσι επιλύει μερική από την ολική κινητική ενέργεια. Ένα καλό πλέγμα θα επιλύει τουλάχιστον το 80% της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και το υπόλοιπο θα μοντελοποιείται από το sub-grid scale model.



Σχήμα 2.3.1 Η πυκνότητα της κινητικής ενέργειας που μοντελοποιείται και που προσομοιώνεται ανάλογα με τον αριθμό  $k_c$

Έτσι το LES είναι καλός συνδυασμός μεταξύ του μοντέλου DNS που επιλύει όλες τις δίνες και του RANS που στατιστικά μοντελοποιεί την τύρβη. Επιπλέον βασίζεται στη χρήση φίλτρου για τον υπολογισμό της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Εφαρμόζοντας το φίλτρο στις στιγμιαίες εξισώσεις προκύπτουν οι φιλτραρισμένες εξισώσεις διατήρησης της μάζας και της ορμής, όπου οι τάσεις της υποπλεγματικής κλίμακας πρέπει να μοντελοποιηθούν για να ολοκληρωθεί το σύστημα εξισώσεων. Το πιο γνωστό SGS μοντέλο είναι το μοντέλο τυρβώδους συνεκτικότητας του Smagorinsky [26]. Σε αυτό το μοντέλο στις εξισώσεις Navier-Stokes στον όρο των διαμηθικών τάσεων προστίθενται και οι τάσεις από το μοντέλο SGS.

$$\frac{\theta u_i}{\theta t} + u_j \frac{\theta u_i}{\theta x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\theta P}{\theta x_i} - \frac{\theta}{\theta x_j} [\tau_{ij} + \tau_{sgs}] = 0 \quad (2.3.2)$$

Ο τανυστής των τάσεων της υποπλεγματικής κλίμακας  $\tau_{ij}$  αποτελείται από μια ισοτροπική και μια ανισοτροπική συνιστώσα :

$$\tau_{ij} = \tau_{ij,sgs} + \frac{1}{3} \tau_{kk,sgs} \delta_{ij} \quad (2.3.3)$$

Το ισοτροπικό μέρος του τανυστή των υποπλεγματικών τάσεων περιλαμβάνει τις κανονικές τάσεις  $\tau_{kk,sgs}$ . Η βασική ιδέα της μεθόδου είναι ότι ο ανισοτροπικός τανυστής των τάσεων  $\tau_{sgs}$  προσεγγίζεται ως συνάρτηση του τανυστή των παραμορφώσεων  $\overline{S_{ij}}$ , που δίνεται από την εξίσωση (2.2.13) :

$$(\tau_{ij})_{sgs} = -2\nu_{sgs} \overline{S_{ij}} \quad (2.3.4)$$

Όπου  $\nu_{sgs}$  είναι η τυρβώδης κινηματική συνεκτικότητα των δινών που βρίσκονται στην υποπλεγματική κλίμακα και δεν αποτελεί ιδιότητα του ρευστού αλλά χαρακτηρίζει τις διακυμάνσεις των ταχυτήτων (και των άλλων χαρακτηριστικών της ροής) στην υποπλεγματική κλίμακα. Για την τυρβώδη συνεκτικότητα  $\nu_{sgs}$  βάσει της θεωρίας για το μήκος ανάμειξης του Prandtl ισχύει:

$$\nu_{sgs} \propto lq \quad (2.3.5)$$

Όπου  $l$  και  $q$  είναι οι κλίμακες του χαρακτηριστικού μήκους και της ταχύτητας στο μοντέλο υποπλεγματικής κλίμακας αντίστοιχα. Η κλίμακα του χαρακτηριστικού μήκους σε αυτή τη μέθοδο καθορίζονται από το πλάτους του φίλτρου  $\Delta$  που επιλέγεται ως :

$$l = C_s \cdot \Delta \quad (2.3.6)$$

Όπου  $C_s$  είναι η σταθερά Smagorinsky που λαμβάνει τιμές εμπειρικά .

Η κλίμακα της χαρακτηριστικής ταχύτητας γίνεται σε αναλογία με τη θεωρία μήκους ανάμειξης του Prandtl :

$$q = l \cdot \sqrt{2\overline{S_{ij}} \cdot \overline{S_{ij}}} \quad (2.3.7)$$

Έτσι τελικά η υποπλεγματική τυρβώδης συνεκτικότητα είναι :

$$\nu_{sgs} = (C_s \cdot \Delta)^2 \sqrt{2\overline{S_{ij}} \cdot \overline{S_{ij}}} \quad (2.3.8)$$

Το μοντέλο του Smagorinsky βασίζεται στην υπόθεση ότι ο αριθμός Reynolds είναι επαρκώς μεγάλος ούτως ώστε η ενέργεια να μεταφέρεται από τις μεγάλες στις μικρές κλίμακες, οι οποίες μόνο καταστρέφουν την τύρβη και δεν μεταφέρουν καμία ενέργεια. Γενικά οι τυρβώδεις δίνες είναι ασταθείς και διασπώνται σε μικρότερες (energy cascade). Οι κινητική ενέργεια των μικρών δινών μέσω της συνεκτικότητας μετατρέπεται σε



θερμότητα (διάχυση). Ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας λοιπόν δίνεται :

$$\varepsilon = 2 \cdot \nu_{sgs} \cdot \overline{S_{ij}^2} \quad (2.3.9)$$

## 2.4 Very Large Eddy Simulation (VLES)

Οι υβριδικές μέθοδοι RANS/LES βασίζονται στο γεγονός ότι μπορούν να συμπεριφέρονται όπως τα RANS μοντέλα κοντά στα στερεά όρια και ως LES μοντέλα μακριά από τα όρια των τοιχωμάτων. Οι υβριδικές μέθοδοι RANS/LES στηρίζονται στα RANS μοντέλα που έχουν βολικότερη δομή. Επίσης χωρίζονται σε δύο κυρίως κατηγορίες, τις zonal και non-zonal methods. Η μέθοδος RANS/LES zonal βασίζεται σε δύο διαφορετικά μοντέλα, ένα RANS και ένα μοντέλο SGS, που εφαρμόζονται σε διαφορετικά πεδία μεταβαίνοντας απότομα από την μια περιοχή στην άλλη. Αντίθετα οι non-zonal μέθοδοι θεωρούν ότι η μετατροπή από RANS σε LES θα πρέπει να γίνεται ομαλά μέσω των εξισώσεων, βάσει ενός κριτηρίου που θα ελέγχεται σε όλη τη διάρκεια του υπολογισμού. Μία από τις πρώτες υβριδικές non-zonal RANS-LES μεθόδους αναπτύχθηκε από τον Speziale [16] για την προσομοίωση του μοντέλου πολύ μεγάλων δινών (VLES). Σε αυτή τη μέθοδο οι τάσεις του μοντέλου υποπλεγματικής κλίμακας εκτιμώνται μέσω μιας συνάρτησης  $F_r$  που εκφράζει το λόγο της ενέργειας που μοντελοποιείται προς αυτή που προσομοιώνεται και ορίζει τις τάσεις Reynolds ως :

$$(\tau_{ij})_{sgs} = F_r R_{ij} \quad (2.4.1)$$

Η αρχική μορφή της συνάρτησης είναι :

$$F_r = [1 - \exp(-\frac{\beta d}{L_K})]^n \quad (2.4.2)$$

Όπου  $\beta, n$  είναι αριθμητικοί παράμετροι και  $L_K$  είναι η κλίμακας μήκους του Kolmogorov:

$$L_K = (\frac{\nu^3}{\varepsilon})^{1/4} \quad (2.4.3)$$

Στο όριο όπου  $\frac{d}{L_K} \rightarrow 0$  το μοντέλο λειτουργεί σαν DNS (Direct Numerical Simulation), αντίθετα όταν  $\frac{d}{L_K} \rightarrow \infty$  το μοντέλο συμπεριφέρεται σε το RANS μοντέλο.

Ωστόσο το μοντέλο αυτό αποσβένει τις τάσεις Reynolds τόσο γρήγορα που είναι έτσι πολύ δύσκολο να αναχθεί ξανά η RANS μέθοδος εκτός και αν το πλέγμα είναι παραλόγως αραιό. Το μοντέλο όμως χρειάζεται αρκετά πυκνό πλέγμα κοντά στον τοίχο (όπως στην μέθοδο LES) και ως εκ τούτου δε δουλεύει καλά κοντά στα όρια των τοιχωμάτων.

Επιπλέον υπάρχουν θέματα που δεν έχουν πλήρως προσδιοριστεί από τον Speziale. Το πιο σημαντικό είναι ότι η σωστή επίτευξη των ορίων του DNS και του RANS σε αυτό το μοντέλο δεν εγγυάται ότι η αντίστοιχη προσέγγιση θα επιτυγχάνει σωστά της λειτουργία του LES. Όταν ο αριθμός Reynolds είναι πολύ μεγάλος το μοντέλο συστηματικά δίνει RANS συμπεριφορά σύμφωνα με την εξίσωση (2.4.2) που σημαίνει ότι το μήκος των κελιών του πλέγματος δεν έχει πια επιρροή στην τυρβώδη συνεκτικότητα και ότι το υποπλεγματοειδές μοντέλο δεν μπορεί αναχθεί ανεξάρτητα από το πόσο πυκνό είναι το πλέγμα.

Στην ιδέα του VLES οι υποπλεγματοειδείς τάσεις αναβαθμίζονται από την επίλυση της συνάρτησης ελέγχου  $Fr$ , της οποίας η τιμή κυμαίνεται μεταξύ 0 και 1. Η προβλεπόμενη ακρίβεια του VLES εξαρτάται από το  $Fr$  και από το μοντέλο τύρβης της μεθόδου RANS. Σύμφωνα με τους Hsieh et al. [27], το  $Fr$  μπορεί να υπολογιστεί από το τυρβώδες ενεργειακό φάσμα στη μορφή :

$$Fr = \frac{\int_{L_k}^{L_c} E(L)dL}{\int_{L_k}^{L_i} E(L)dL} \quad (2.4.4)$$

Όπου  $L_c$   $L_i$  είναι η κλίμακα μήκους της τυρβώδους αποκοπής και η ολοκληρωματική κλίμακα μήκους αντίστοιχα.

$$L_c = C_x (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (2.4.5)$$

$$L_i = \frac{k^{1.5}}{\varepsilon} \quad (2.4.6)$$

Ο αριθμητής στην εξίσωση (2.4.4.) αντιπροσωπεύει την τυρβώδη κινητική ενέργεια μεταξύ του  $L_k$  και  $L_c$  και ο παρονομαστής την τυρβώδη κινητική ενέργεια μεταξύ του  $L_k$  και  $L_i$  και έτσι αναπαριστούν την αναλογία της μοντελοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας προς την ολική τυρβώδη κινητική ενέργεια.

Το μοντέλο αυτό εφαρμόστηκε για να προσομοιώσει τη ροή γύρω από σειρά κύβων τοποθετημένων σε επίπεδο κανάλι. Η υβριδική προσομοίωση RANS/LES παρέχει παρόμοια αποτελέσματα και καλύτερα από μη μόνιμο RANS αλλά περιλαμβάνει τα δύο μειονεκτήματα που προαναφέρθηκαν. Γι' αυτό οι Han και Krajinovic [18] προσπάθησαν να βελτιώσουν αυτές τις δύο αδυναμίες γράφοντας μια νέα συνάρτηση  $Fr$  που προέκυψε από τις εξισώσεις (2.4.2) και (2.4.4) και βασίζεται στο μοντέλο του Speziale [16]:

$$F_r = \frac{k_{(L_k \rightarrow L_c)}}{k_{(L_k \rightarrow L_i)}} = \frac{\frac{1}{2} \tau_{ii(L_k \rightarrow L_c)}}{\frac{1}{2} \tau_{ii(L_k \rightarrow L_i)}} = \frac{[1.0 - \exp(-\frac{\beta L_c}{L_k})]^n \cdot \tau_{ij}^{RANS}}{[1.0 - \exp(-\frac{\beta L_i}{L_k})]^n \cdot \tau_{ij}^{RANS}} = \left[ \frac{1.0 - \exp(-\frac{\beta L_c}{L_k})}{1.0 - \exp(-\frac{\beta L_i}{L_k})} \right]^n \quad (2.4.7)$$

Όμως η παραπάνω συνάρτηση για  $L_c > L_i$  οδηγεί σε  $F_r > 1.0$  που δεν είναι φυσικό και γι' αυτό η τελική μορφή της συνάρτησης  $F_r$  είναι :

$$F_r = \min \left( 1.0, \left[ \frac{1.0 - \exp(-\frac{\beta L_c}{L_k})}{1.0 - \exp(-\frac{\beta L_i}{L_k})} \right]^n \right) \quad (2.4.8)$$

Υπάρχουν 3 μοντέλα που παραμετροποιούν τις σταθερές  $C_x$ ,  $\beta$ ,  $n$  που προέρχονται από το μοντέλο του Speziale. Για να προσδιοριστεί η σταθερά  $C_x$  ακολουθείται η ιδέα των Johansen et al. [28] που υπέθεσε ότι το μοντέλο k-ε είναι ιδανικό για το Smagorinsky LES μοντέλο όταν  $L_c = L_i$ . Έτσι η σταθερά  $C_x$  συσχετίζεται με αυτό το μοντέλο και υπολογίζεται ως :

$$C_x = \sqrt{0.3} \frac{C_s}{C_\mu} \quad (2.4.9)$$

Όπου  $C_\mu = 0.09$  όπως στο μοντέλο k-ε και  $C_s = 0.1$  όπως στο Smagorinsky LES μοντέλο .

Από την εξίσωση (2.4.7) παρατηρείται ότι στα όρια των πολύ πυκνών πλεγμάτων η κινητική ενέργεια που μοντελοποιείται τείνει στο μηδέν και η εξίσωση εκφράζεται με άλλο τρόπο με τη βοήθεια των σειρών Taylor και έχει ακριβώς την ίδια μορφή όπως σε αρκετές υβριδικές μεθόδους RANS/LES :

$$F_r \rightarrow \left[ \frac{-\frac{\beta L_c}{L_k}}{-\frac{\beta L_i}{L_k}} \right]^n = \left( \frac{L_c}{L_i} \right)^n \quad (2.4.10)$$

Η μορφή της συνάρτησης στην εξίσωση (2.4.10) δείχνει ότι η υβριδική μέθοδος προσεγγίζει την μέθοδο LES όταν το πλέγμα είναι πολύ πυκνό. Στην εξίσωση (2.4.8) γράφεται η νέα λύση για την συνάρτηση ελέγχου  $Fr$  με σταθερές τις παραμέτρους  $C_x = 0.61$ ,  $n = 2$  και  $\beta = 2.0 \cdot 10^{-3}$ . Κοντά στα τοιχώματα ισχύει ότι  $L_c > L_i$  με αποτέλεσμα η συνάρτηση ελέγχου να είναι  $Fr = 1$  και έτσι το υβριδικό μοντέλο ανακτά το μοντέλο RANS, πράγμα που είναι παρόμοιο με την ιδέα της μεθόδου Detached Eddy Simulation (DES) [29].

Πρέπει να σημειωθεί ότι το VLES μοντέλο των Han-Krajnovic [18] είναι θεμελιωδώς διαφορετικό από το αρχικό μοντέλο VLES του Speziale [16]. Η συνάρτηση ελέγχου  $F_r$  έχει πιο συγκεκριμένο φυσικό νόημα στο μοντέλο των Han-Krajnovic [18], καθώς μοιάζει περίπου με το λόγο της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που μοντελοποιείται ως προς την ολική τυρβώδη κινητική ενέργεια.

Το RANS μοντέλο που χρησιμοποιείται για να προκύψει το υβριδικό μοντέλο VLES είναι το k-ε. Έτσι η τυρβώδης συνεκτικότητα του μοντέλου λαμβάνεται όπως παρακάτω με τις εξισώσεις του μοντέλου k-ε να παραμένουν ακριβώς όπως ήταν η αρχική τους μορφή.

$$v_t^{sub} = F_r v_t^{RANS}, \quad \mu_t^{sub} = F_r \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.4.11)$$

## Κεφάλαιο 3

### Λογισμικό

Η μεθοδολογία που εφαρμόστηκε για την αριθμητική επίλυση των ρευστομηχανικών πεδίων ροής ασυμπίεστων ρευστών και των θερμικών πεδίων σε ρευστά και στερεά αναπτύχθηκε με υπολογιστικό κώδικα σε FORTRAN στο Εργαστήριο Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος του τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. Ο κώδικας βασίστηκε πάνω στη μέθοδο SIMPLE [30] αλλά διαφέρει ουσιαστικά από αυτήν ιδίως στον τρόπο αποθήκευσης των εξαρτημένων μεταβλητών και στην διαδικασία υπολογισμού της πίεσης[31].

#### 3.1 Ολοκλήρωση των εξισώσεων

Αρχικά επιλύονται οι εξισώσεις της συνέχειας, της ορμής και των 2 εξισώσεων μεταφοράς (του  $k$  και του  $\varepsilon$ ) που περιγράφηκαν στο Κεφάλαιο 2. Οι εξισώσεις αυτές έχουν όλες την ίδια μορφή εμφανίζοντας όρους μεταφοράς και διάχυσης καθώς και έναν όρο πηγής  $S_\Phi$ , ο οποίος είναι ο μόνος όρος στην γενική μορφή των εξισώσεων που αλλάζει ανάλογα με την μεταβλητή  $\Phi$ . Στην εξίσωση (3.1.1) παρουσιάζεται η γενική μορφή των εξισώσεων αυτών:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \Phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \Phi) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}\right) = S_\Phi \quad (3.1.1)$$

Η μεταβλητή  $\Phi$  μπορεί να πάρει τις τιμές: 1 επιλύοντας την εξίσωση συνέχειας,  $u$  για την αξονική συνιστώσα της ταχύτητας,  $v$  για την ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας,  $T$  για τη θερμοκρασία (ή  $h$  -ενθαλπία),  $k$  για την τυρβώδη κινητική ενέργεια και  $\varepsilon$  για τον ρυθμό καταστροφής της (δύο μεταβλητές για το μοντέλο τύρβης). Στον Πίνακα 3.1.1 απεικονίζονται οι τιμές που λαμβάνει ο όρος πηγής ανάλογα με την μεταβλητή[31].

Πίνακας 3.1.1. Τιμές όρου πηγής

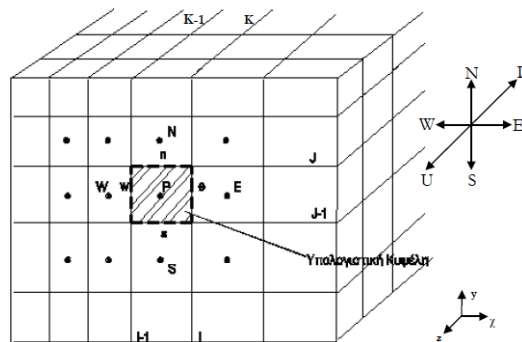
$-\Phi-$	$-S_\Phi-$
1	0
$u$	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial x}\right)$
$v$	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial y}\right)$
$w$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial z}\right)$
$T$	0
$k$	$G - \rho \varepsilon$
$\varepsilon$	$(C_1 \varepsilon G - C_2 \rho \varepsilon^2) / k$
	$G = \mu \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}$

Η επίλυση βασίζεται στη μέθοδο SIMPLE και στον αλγόριθμο TDMA. Συγκεκριμένα χρησιμοποιείται ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών όπου οι εξαρτημένες μεταβλητές είναι οι ταχύτητες, η πίεση, η τυρβώδης κινητική ενέργεια (k) και ο ρυθμός καταστροφής της (ε). Η πίεση προκύπτει από την εξίσωση Poisson επιβεβαιώνοντας έτσι ότι η εξίσωση της συνέχειας ικανοποιείται [32]. Αρχικά λαμβάνεται αυθαίρετο πεδίο πίεσης και επιλύονται οι εξισώσεις ορμής, υπολογίζοντας ταχύτητες οι οποίες δεν ικανοποιούν την εξίσωση της μάζας ή την εξίσωση Poisson και έτσι γίνεται διόρθωση το πεδίο της πίεσης ούτως ώστε το προκύπτον πεδίο να ικανοποιεί όλες τις εξισώσεις. Οι μεταβλητές αποθηκεύονται στο κέντρο κάθε κελιού (cell-centered method) [31].

Για να εφαρμοστεί η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών σε κάθε μεταβλητή που προαναφέρθηκε (έστω  $\Phi = u, v, w, P, k, \epsilon$ ) ολοκληρώνονται οι εξισώσεις συνέχειας ορμής και οι 2 εξισώσεις μεταφοράς πάνω στον όγκο αναφοράς που ορίζεται από τις πλεγματικές κυψέλες (εφαρμογή θεωρήματος Gauss ή Green στο χώρο) εκφράζοντας το αποτέλεσμα ως συνάρτηση των τιμών της μεταβλητής στα γειτονικά πλεγματικά σημεία. Έτσι οι εξισώσεις αυτές γίνονται :

$$\left( \rho u \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e \cdot A_e - \left( \rho u \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \cdot A_w + \left( \rho v \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n \cdot A_n - \left( \rho v \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s \cdot A_s + \left( \rho w \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_D \cdot A_D - \left( \rho w \Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_U \cdot A_U = (S_P \Phi_P + S_U) Vol \quad (3.1.2)$$

Στην παραπάνω εξίσωση (3.1.2) οι δείκτες των παρενθέσεων δηλώνουν τη μέση τιμή της εντός παρενθέσεως ποσότητας πάνω στην αντίστοιχη επιφάνεια και με Vol συμβολίζεται ο όγκος της υπολογιστικής κυψέλης (όγκος αναφοράς  $\Delta x \Delta y \Delta z$ ). Στο Σχήμα 3.1.1. απεικονίζεται ένας όγκος ελέγχου γύρω από το κέντρο ενός κελιού και αποτυπώνεται το πως αντιστοιχίζονται οι επιφάνειες  $A_e, A_w, A_n, A_s$  γύρω από αυτό. Επιπλέον οι όροι πηγής S που αναγράφονται στην εξίσωση (3.1.2) έχουν δείκτη P ως αναφορά στο κέντρο του κάθε κελιού.



Σχήμα 3.1.1. Όγκος αναφοράς (Υπολογιστική Κυψέλη)

Οι όροι πηγής που έχουν γραμμικοποιηθεί στην εξίσωση (3.1.1) παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα .

Πίνακας 3.1.2. Γραμμικοποιημένοι όροι πηγής

-Φ-	-S <sub>P</sub> <sup>Φ</sup> -	-S <sub>U</sub> <sup>Φ</sup> -
1	0	$-\frac{\partial \rho}{\partial t}$
u	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho u)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right)$
v	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho v)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial y} \right)$
w	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho w)^{n-1}}{\delta t} - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w}{\partial z} \right)$
T	$-\frac{\rho}{\delta t}$	$\frac{(\rho T)^{n-1}}{\delta t} + G$
k	$-\frac{\rho}{\delta t} + C_{\mu} \frac{k \rho^2}{\mu_t}$	$\frac{(\rho k)^{n-1}}{\delta t} + G$
ε	$-\frac{\rho}{\delta t} + C_2 \frac{\epsilon \rho}{k}$	$\frac{(\rho \epsilon)^{n-1}}{\delta t} + C_1 C_{\mu} \frac{\rho k}{\mu_t} G$

Οι χρονικοί όροι έχουν χωριστεί στους όρους πηγής S<sub>U</sub> ,S<sub>P</sub> και όταν επιλύεται χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο όλες οι μεταβλητές είναι εκφρασμένες στην προς επίλυση χρονική στιγμή εκτός από τον όρο που εμφανίζεται στο S<sub>U</sub> ,που είναι στην προηγούμενη. Αυτή η έκφραση είναι πεπλεγμένη 1<sup>ης</sup> τάξης ακρίβειας στο χρόνο και οδηγεί σε σταθερότητα κατά την επίλυση για μεγάλα χρονικά βήματα. Για ρητή έκφραση με έκφραση όλων των μεταβλητών εκτός του όρου που εμφανίζεται στο S<sub>P</sub> στην προηγούμενη χρονική στιγμή θα εμφανιζόταν η αλγεβρική μορφή της εξίσωσης με γραμμική λύση για το επόμενο χρονικό βήμα. Οι ρητές εκφράσεις όμως έχουν σχεδόν πάντα περιορισμούς σχετικά με το μέγεθος του χρονικού βήματος ανάλογα με την τοπική ταχύτητα και το μέγεθος του πλέγματος.

Για να αποφευχθεί η ασταθής συμπεριφορά στη σύγκλιση της μεθόδου, πρέπει να περιληφθούν στον παράγοντα S<sub>P</sub> μόνο οι όροι που είναι πάντα αρνητικοί, ώστε να γίνεται πιο ισχυρή η διαγώνια μορφή του πίνακα των συντελεστών των αγνώστων του συστήματος που επιλύεται σε κάθε επανάληψη. Οι υπόλοιπες σταθερές έχουν ήδη οριστεί. Τέλος γίνεται χρήση ενός ακόμη όρου στους όρους πηγής που δεν φαίνεται πιο πάνω, καθώς δεν προκύπτει από τις εξισώσεις. Ο όρος αυτός έχει σταθεροποιητικό ρόλο ως προς τη σύγκλιση, δεν επιδρά στην τελική λύση και προκύπτει ως το γινόμενο του υπολοίπου

της μάζας μέσα από μία υπολογιστική κυψέλη με τη διαφορά της καινούριας και της παλιάς τιμής της υπολογιζόμενης μεταβλητής:

$$S_+ = |\dot{m}_{net}| (\Phi_P^{prev} - \Phi_P) \quad (3.1.3)$$

Όταν ο κώδικας έχει συγκλίνει, και οι δύο πολλαπλασιαζόμενες ποσότητες θα είναι μηδενικές.

### 3.2 Αριθμητικό σχήμα

Οι όροι μεταφοράς και διάχυσης αντιπροσωπεύονται με τη χρήση αριθμητικών σχημάτων ανάντι παραγωγίσης. Τα διαθέσιμα αριθμητικά σχήματα είναι το υβριδικό σχήμα (Hybrid Scheme) και το σχήμα BSOU (Bounded Second Order Upwind Scheme). Στην εργασία χρησιμοποιήθηκε το σχήμα BSOU. Για την κατανόηση του καταγράφεται το παρακάτω παράδειγμα.

Έστω η μεταφορά ποσότητας μέσα από μία από τις τέσσερις επιφάνειες, για παράδειγμα της επιφάνειας  $A_e$ , η οποία βρίσκεται μεταξύ των κόμβων E και P του πλέγματος, σύμφωνα με το Σχήμα 3.1.1. Η συνεισφορά στο επιφανειακό ολοκλήρωμα στη πλευρά e είναι :

$$\underbrace{(\rho u)_e \cdot \Phi_e \cdot A_e}_{\text{συναγωγή}} - \underbrace{\Gamma_{\Phi,e} \frac{\Phi_E - \Phi_P}{\delta x_{PE}} A_e}_{\text{διάχυση}} \quad (3.2.1)$$

Το σχήμα BSOU είναι ένας συνδυασμός της ανάντι παραγωγίσης πρώτης (First Order Upwind) και δεύτερης τάξης (Second Order Upwind) και γενικά εισάγει μεγαλύτερη ακρίβεια σε σχέση με το υβριδικό ενώ περιορίζει τα προβλήματα αριθμητικής διάχυσης. Γενικά το BSOU κάνει χρήση κάποιων μη γραμμικών συντελεστών ανάμιξης μεταξύ των δύο ανάντι παραγωγίσεων (FOU και SOU). Ορίζονται τα μεγέθη:

$$\hat{\Phi}_P = \frac{(\Phi_P - \Phi_W)}{(\Phi_E - \Phi_W)}, \quad \gamma_e = \frac{(\Phi_E - \Phi_P)}{(\Phi_P - \Phi_W)} \cdot \frac{\Delta \xi_{WP}}{\Delta \xi_{Pe}} \quad (3.2.2)$$

Για την επιφάνεια του όγκου ολοκλήρωσης με  $u_e > 0$  είναι :

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_P & \hat{\Phi}_P < 0 \\ \Phi_W + (1 + \frac{\Delta \xi_{Pe}}{\Delta \xi_{WP}})(\Phi_P - \Phi_W) & 0 < \hat{\Phi}_P < \frac{\Delta \xi_{WP}}{\Delta \xi_{Pe}} \\ \Phi_W + (1 + \gamma_e \frac{\Delta \xi_{Pe}}{\Delta \xi_{WP}})(\Phi_P - \Phi_W) & \frac{\Delta \xi_{WP}}{\Delta \xi_{Pe}} < \hat{\Phi}_P < 1 \\ \Phi_P & \hat{\Phi}_P > 1 \end{cases} \quad (3.2.3)$$



Το σχήμα αυτό κάνει χρήση και των κόμβων που εκτείνονται πέρα από τους αμέσως γειτονικούς όγκους ολοκλήρωσης. Δηλαδή για την υπό εξέταση περίπτωση όπου  $u_e < 0$ , χρειάζεται και το  $\Phi_{WW}$  και έτσι περιπλέκεται κάπως η διακριτοποίηση. Ωστόσο έχει το πλεονέκτημα της μεγαλύτερης τάξης ακρίβειας ενώ σε σχέση με άλλα σχήματα ανώτερης τάξης (π.χ. QUICK) είναι επί πλέον φραγμένο.

### 3.3 Διακριτοποίηση των εξισώσεων

Με τη χρήση του σχήματος BSOU η εξίσωση 3.1.1 διακριτοποιείται ως εξής :

$$(\alpha_p^\Phi - S_p^\Phi)\Phi_p = \alpha_N^\Phi\Phi_N + \alpha_S^\Phi\Phi_S + \alpha_E^\Phi\Phi_E + \alpha_W^\Phi\Phi_W + \alpha_D^\Phi\Phi_D + \alpha_U^\Phi\Phi_U + S_U^\Phi \quad (3.3.1)$$

$$\alpha_p^\Phi = \alpha_N^\Phi + \alpha_S^\Phi + \alpha_E^\Phi + \alpha_W^\Phi + \alpha_D^\Phi + \alpha_U^\Phi \quad (3.3.2)$$

Έτσι συνδέεται η μεταβλητή  $\Phi$  σε κάθε σημείο με τις τιμές στα 6 γειτονικά σημεία N,S,E,W,U,D.

Οι όροι πηγής έχουν ήδη οριστεί στον Πίνακα 3.1.2. ενώ οι συντελεστές  $\alpha_j$ , όπου  $j = N,S,E,W,U,D$  προκύπτουν από την διακριτοποίηση του αριστερού μέρους των εξισώσεων 3.1.2 και εξαρτώνται από το σχήμα διαφορίσης. Ενδεικτικά παρουσιάζονται μόνο ορισμένοι συντελεστές με σχήμα διακριτοποίησης το BSOU, όπου όλοι οι όροι που σχετίζονται με τους πιο απομακρυσμένους κόμβους (WW, EE, NN, SS, UU, DD) προστίθενται τελικά στους όρους πηγής  $S_U$ . Έτσι, για τους συντελεστές E,W και με την συμβολή του BSOU στους όρους πηγής από την επιφάνεια (e), προκύπτει:

$$a_w = \max\langle 0, (\rho u \delta y)_w \rangle + \frac{\Gamma_{\Phi,w}}{\delta x_{WP}} \delta y_w, \quad a_e = \max\langle 0, (\rho u \delta y)_e \rangle + \frac{\Gamma_{\Phi,e}}{\delta x_{EP}} \delta y_e \quad (3.3.3)$$

$$S_{U,e}^{BSOU} = -\max\langle 0, -(\rho u \delta y)_e \frac{\delta x_{eE}}{\delta x_{E-EE}} \gamma_e \rangle (\Phi_{EE} - \Phi_E) + \max\langle 0, -(\rho u \delta y)_w \frac{\delta x_{wP}}{\delta x_{PE}} \gamma_w \rangle (\Phi_E - \Phi_P) \quad (3.3.4)$$

Κατά παρόμοιο τρόπο προκύπτουν και οι συντελεστές για N, S, U, D και για τις συμβολές στους όρους πηγής από τις επιφάνειες n, s, u, d. Αν ληφθεί η εξίσωση κατά μήκος μίας I γραμμής τότε θεωρώντας γνωστά τα μεγέθη στην προηγούμενη και επόμενη γραμμή η εξίσωση (3.12) παίρνει τη μορφή τριδιαγώνιου συστήματος που επιλύεται με αλγόριθμο TDMA [20].

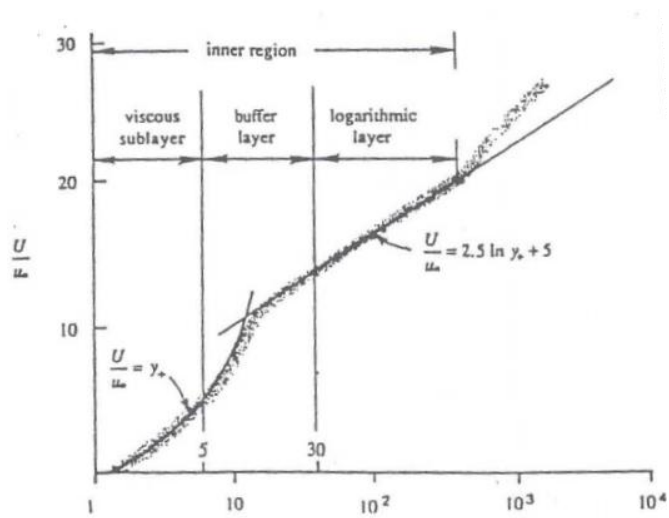
### 3.4 Οριακές συνθήκες

Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι συνθήκες Dirichlet για όλες τις μεταβλητές στην είσοδο του πεδίου και συνθήκη Neumann για όλες τις μεταβλητές στην έξοδο. Οι u και v ταχύτητες μπορούν να τεθούν και μηδέν στην έξοδο, εφόσον το όριο είναι τέτοιο που να επιτρέπει την θεώρηση πλήρως ανεπτυγμένης ροής. Η W ταχύτητα στην έξοδο υφίσταται κάποιον ισολογισμό μάζας ως προς την είσοδο και διορθώνεται

αναλόγως σε κάθε επανάληψη. Στον άξονα συμμετρίας θεωρείται Neumann συνθήκη εκτός των ταχυτήτων που είναι κάθετες στο όριο οι οποίες θεωρούνται μηδενικές. Σε βόρειο τοίχωμα η πίεση και η  $v$  ταχύτητα επιδέχονται Neumann οριακές συνθήκες όπως και η  $k$ . Για τις  $u$  και  $w$  ταχύτητες παράλληλη σε τοίχωμα εφαρμόζονται οι συναρτήσεις τοιχώματος. Σε ανατολικό ή δυτικό τοίχωμα ισχύουν συνθήκες Neumann για τη πίεση και τη  $k$  καθώς και για τη  $u$  ταχύτητα. Οι συνθήκες τοιχώματος εφαρμόζονται για τις  $u$  και  $v$  ταχύτητες που είναι παράλληλες στο τοίχωμα. Για την διεπιφάνεια στερεού-ρευστού δεν απαιτείται καμία παρέμβαση του χρήστη αφού επιβάλλεται αυτόματα με τον ορισμό στερεών τοιχωμάτων όπου επιλύεται και η εξίσωση θερμοκρασίας. Τέλος η πίεση επιλύεται με Neumann συνθήκες παντού εκτός της εισόδου όπου θεωρείται μηδενική (πίεση αναφοράς). Υπενθυμίζεται ότι η μεθοδολογία λύνει σχετικές πιέσεις και επομένως θα μπορούσε να τεθεί οποιαδήποτε τιμή για την πίεση στην είσοδο χωρίς καμία επίδραση στην λύση αφού οι κλίσεις πίεσης θα μείνουν ούτως ή άλλως ανεπηρέαστες [31].

Στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα για να αποφευχθεί η απαίτηση των πολλών πλεγματικών γραμμών γίνεται ειδική θεώρηση για την εξάρτηση των ταχυτήτων, της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και του ρυθμού καταστροφής της από την απόσταση του υπολογιζόμενου σημείου από το τοίχωμα. Πολύ κοντά στα τοιχώματα αναπτύσσεται η περιοχή χαμηλών ταχυτήτων, το οριακό στρώμα, όπου στις τυρβώδεις ροές όταν το πεδίο περικλείεται από στερεά όρια η ταχύτητα υπολογίζεται βάσει των νόμων των τοιχωμάτων[31].

Το τυρβώδες οριακό στρώμα χωρίζεται σε 2 περιοχές την εσωτερική, που εκτείνεται έως και ~10% του πάχους το οριακού στρώματος, και την εξωτερική που όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.4.1. ξεκινάει για αδιάστατη απόσταση από τον τοίχο  $y^+$  μεγαλύτερη του 500. Η εσωτερική περιοχή του τυρβώδους οριακού στρώματος περιλαμβάνει τρεις υποπεριοχές: το συνεκτικό υπόστρωμα (viscous sublayer), το μεταβατικό στρώμα (buffer layer) και το λογαριθμικό (logarithmic layer) [33].



Σχήμα 3.4.1. Περιοχές Τυρβώδους Οριακού Στρώματος [33]

Αρχικά η διατμητική τάση στον τοίχο συμβολίζεται ως  $\tau_w$ . Επιπλέον η ταχύτητα τριβής  $U_*$  συμβολίζει την διατμητική τάση αλλά γραμμένη σε μονάδες ταχύτητας και βάσει αυτής ορίζεται η αδιάστατη ταχύτητα και η αδιάστατη απόσταση από τον τοίχο. Οι ποσότητες αυτές ορίζονται ως :

$$U^+ = \frac{U}{U_*} \quad y^+ = \frac{U_* y}{\nu} \quad U_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (3.4.1)$$

Η περιοχή του συνεκτικού υποστρώματος ( $0 < y^+ < 11.63$ ) ξεκινά από την επιφάνεια του τοιχώματος και έχει πάχος περίπου 0.1% του πάχους του οριακού στρώματος. Χαρακτηριστικό της περιοχής αυτής είναι οι μεγάλες τιμές της διατμητικής τάσης λόγω συνεκτικότητας και οι μικρές τιμές των τάσεων Reynolds. Για το λόγο αυτό ονομάζεται η περιοχή αυτή και ως “στρωτό οριακό υπόστρωμα” (laminar sublayer). Επίσης ένα άλλο χαρακτηριστικό της περιοχής αυτής αλλά και ολόκληρης της εσωτερικής περιοχής είναι ότι η διατμητική τάση του ρευστού δεν μεταβάλλεται κατά την κατεύθυνση  $y$  και είναι ίση με τη διατμητική τάση στον τοίχο. Οι τάσεις Reynolds αγνοούνται γιατί οι διαταραχές της ταχύτητας είναι αμελητέες και έτσι ισχύει  $U^+ = y^+$  [33].

Η περιοχή του λογαριθμικού στρώματος ( $11.63 < y^+ < 500$ ) εκτείνεται από το 1% έως 10% του πάχους του οριακού στρώματος και ονομάζεται λογαριθμική διότι η αδιάστατη ταχύτητα  $u^+$  μεταβάλλεται με το λογάριθμο της αδιάστατης απόστασης  $y^+$  δηλ ισχύει:

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E \cdot y^+) \quad (3.4.2)$$

Η σταθερά  $E$  αποτελεί συνάρτηση της τραχύτητας του τοιχώματος και για λείο τοίχωμα έχει τιμή  $E=9.793$  [20] και  $\kappa=0.41$  είναι η σταθερά von Karman .

Η παραπάνω εξίσωση διατυπώνεται και ως :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{y_0}\right) \quad (3.4.3)$$

Η εξίσωση αυτή είναι γνωστός ως λογαριθμικός νόμος όπου  $y_0$  είναι το ύψος τραχύτητας, δηλαδή η απόσταση από το έδαφος όπου η ταχύτητας  $u$  είναι μηδέν [34].

### 3.5 Μέθοδος επίλυσης

Η διαδικασία επίλυσης έχει ήδη περιγραφεί συνοπτικά αλλά εδώ θα γίνει πιο αναλυτική περιγραφή για τις εξισώσεις που χρησιμοποιούνται και για τον τρόπο που επιλύονται .

- Γίνεται χρήση ενός σχήματος πεπερασμένων διαφορών όπου οι εξαρτημένες μεταβλητές είναι οι ταχύτητες και η πίεση, καθώς και οι μεταβλητές  $k, \epsilon$  του μοντέλου τύρβης, η θερμοκρασία  $T$  κτλ.
- Η πίεση όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 3.1 προκύπτει από την εξίσωση Poisson.
- Γίνεται μια αρχική υπόθεση για όλες τις μεταβλητές σε όλο το πεδίο ροής. Σε αυτό το στάδιο βοηθάει πολύ η ύπαρξη προηγούμενων υπολογισμών για παρόμοια προβλήματα οπότε και οι λύσεις αυτές θεωρούνται ως αρχικές τιμές για την υπολογιζόμενη. Μαζί με τις αρχικές τιμές είναι προφανές ότι υποτίθεται και μία αρχική τιμή για το πεδίο πίεσης.
- Λύνονται οι εξισώσεις ορμής για την αξονική  $U$  και ακτινική  $V$  ταχύτητα.
- Λύνεται η εξίσωση της πίεσης για να βρεθεί το διορθωμένο πεδίο της πίεσης που θα ικανοποιεί και την εξίσωση της συνέχειας.
- Γίνονται οι διορθώσεις στο πεδίο των ταχυτήτων μέσω μιας αντίστοιχης διόρθωσης στο πεδίο της πίεσης ούτως ώστε τελικά να ικανοποιείται η εξίσωση της συνέχειας.
- Λύνονται οι εξισώσεις και για τις υπόλοιπες μεταβλητές. Οι νέες τιμές θεωρούνται πλέον ως βελτιωμένες αρχικές τιμές και η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι τη σύγκλιση.
- Για την επίλυση που γίνεται σε μη μόνιμη ροή η διαδικασία επαναλαμβάνεται σε κάθε χρονικό βήμα. Όταν έχει επιτευχθεί η μόνιμη κατάσταση η λύση δεν αλλάζει από χρονικό βήμα σε χρονικό βήμα.

Κατά την επίλυση όλων των εξισώσεων, εφαρμόζεται η μέθοδος TDMA για την επίλυση τριδιαγώνιου συστήματος συντεταγμένων με τη μέθοδο εναλλαγής κατεύθυνσης. Θεωρούνται, λοιπόν, ως άγνωστες οι τιμές της προς επίλυση μεταβλητής κατά μία πλεγματική γραμμή. Φυσικά οι μεταβλητές αυτές εξαρτώνται και από τις αντίστοιχες μεταβλητές της προηγούμενης και επόμενης πλεγματικής γραμμής. Αυτές λαμβάνονται ίσες με τις πιο πρόσφατα υπολογισμένες τιμές τους. Κατ'αυτό τον τρόπο βρίσκονται οι νέες τιμές της μεταβλητής κατά μήκος πλεγματικών γραμμών σε μία κατεύθυνση. Στη συνέχεια επαναλαμβάνεται η επίλυση και στην άλλη κατεύθυνση. Σημειώνεται ότι το σύστημα που επιλύεται σε κάθε γραμμή πλέγματος αποτελείται από όλα τα εσωτερικά σημεία του πεδίου πάνω στη γραμμή αυτή [31].

### 3.6 Συντελεστές υποχαλάρωσης και σύγκλιση

Σε κάθε επανάληψη είναι απαραίτητη η εφαρμογή υποχαλάρωσης κατά την επίλυση των εξισώσεων. Έτσι, μόνο ένα ποσοστό της τιμής μίας μεταβλητής που υπολογίστηκε χρησιμοποιείται για αρχική τιμή της επόμενης επανάληψης. Το υπόλοιπο μέρος της τιμής αυτής λαμβάνεται από την προηγούμενη επανάληψη :

$$\Phi_p^{new} = \omega \cdot \Phi_p^{new} + (1 - \omega) \cdot \Phi_p^{old} \quad (3.5.1)$$

$\Phi_p^{new}$  : η νέα τιμή της μεταβλητής  $\Phi$  στους κόμβους του πλέγματος

$\Phi_p^{old}$  : η τιμή της μεταβλητής  $\Phi$  στην προηγούμενη επανάληψη στους ίδιους κόμβους με το  $\Phi_p^{new}$

$\omega$  : ο συντελεστής υποχαλάρωσης,  $\omega \in [0, 1]$

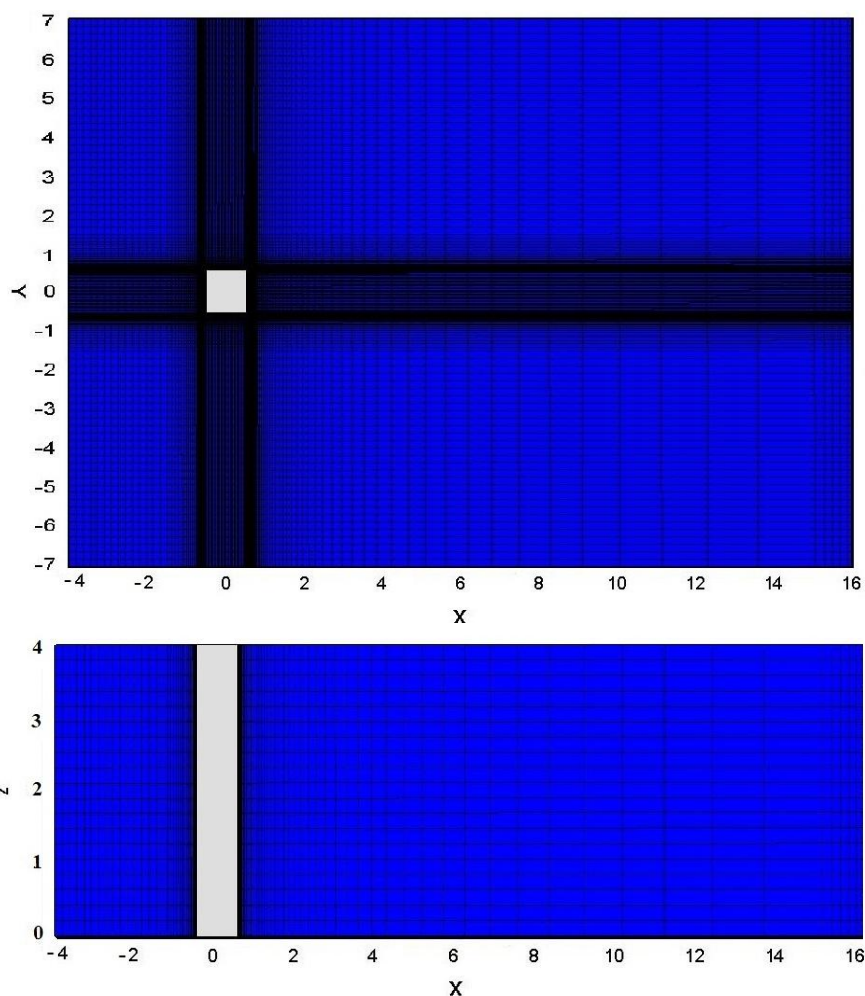
Η παράμετρος υποχαλάρωσης επιδρά στη σύγκλιση κάνοντας την πολύ αργή, αν η παράμετρος είναι πολύ μικρή, ή ακόμα και οδηγώντας τη λύση σε απόκλιση για πολύ μεγάλη τιμή υποχαλάρωσης. Η τελική σύγκλιση επιτυγχάνεται όταν τα υπόλοιπα που μένουν στις εξισώσεις (residuals) γίνουν μικρότερα από κάποια συγκεκριμένη τιμή. Η ελάχιστη τιμή κάτω από την οποία θεωρούμε ότι έχουμε φτάσει στη λύση, δηλαδή το πρόβλημα έχει συγκλίνει, είναι το 0.1% του ρυθμού εισόδου της αντίστοιχης μεταβλητής κάθε φορά. Για να θεωρηθεί σύγκλιση θα πρέπει σε όλο το πεδίο ροής να ικανοποιούνται τα ισοζύγια μάζας, ορμής και ενέργειας. Επίσης πρέπει να υπάρχει ανεξαρτησία λύσης από το πλέγμα και τον χρόνο, δηλαδή η λύση να μη μεταβάλλεται με την επιπρόσθετη πύκνωση του πλέγματος ή των χρονικών βημάτων. Τέλος πρέπει να έχει επιτευχθεί η σταθεροποίηση των τιμών των μεταβλητών σε κάθε κόμβο κατά τη διάρκεια των επαναλήψεων σε κάθε χρονικό βήμα [31].

Στην παρούσα εργασία οι συντελεστές υποχαλάρωσης που χρησιμοποιήθηκαν είναι  $\omega=0.8$  για τις συνιστώσες της ταχύτητας και την πίεση,  $\omega=0.2$  για την τυρβώδη κινητική ενέργεια και τον ρυθμό καταστροφή της και  $\omega=0.5$  για την τυρβώδη συνεκτικότητα.

## Κεφάλαιο 4

# Πιστοποίηση μεθοδολογίας υπολογισμού ροής με τη μέθοδο VLES

Η νέα μέθοδος VLES των Han and Krajnovic [18] εφαρμόζεται σε ροή γύρω από τετραγωνικό κύλινδρο με αριθμό Reynolds ίσο με 22.000, όπως ακριβώς στο πείραμα του Lyn [35]. Η βάση του κυλίνδρου έχει διάσταση  $D=1\text{m}$  και έτσι η ταχύτητα εισόδου είναι  $u_{\text{inlet}}=0.33 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Η κατεύθυνση της ροής ορίζεται παράλληλα με τον άξονα  $x$  και το ύψος του τετραγωνικού κυλίνδρου ορίζεται από τον άξονα  $z$ . Το υπολογιστικό πεδίο είναι  $20D \times 14D \times 4D$ . Χρησιμοποιήθηκε σχετικά αραιό πλέγμα με πλήθος κελιών ανά κατεύθυνση  $(x)y)z=140 \times 135 \times 20$ , που πυκνώνει τα κελία όσο κοντύτερα βρίσκονται στον τετραγωνικό κύλινδρο, με τον  $1^\circ$  κόμβο να απέχει απόσταση  $dy=2.5 \cdot 10^{-3}$  m από αυτόν.



Σχήμα 4.1. Υπολογιστικό Πλέγμα με αριθμό κελιών  $(x)y)z=140 \times 135 \times 20$

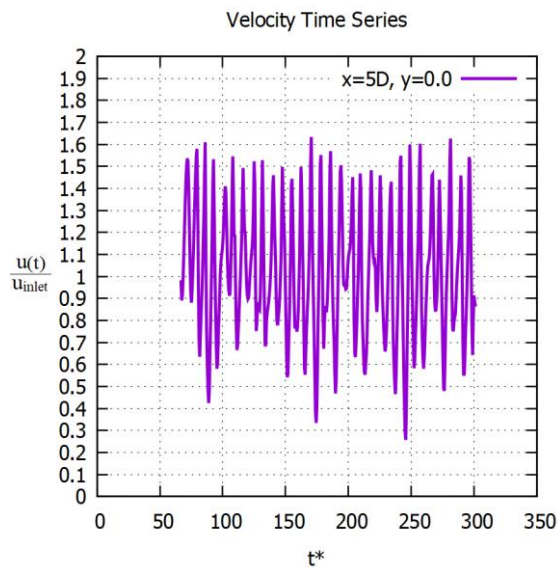
Συμμετρικές οριακές συνθήκες τέθηκαν στα άκρα του άξονα  $z$  ( $z=0$  και  $z=4m$ ) , με μηδενική ταχύτητα  $w$  και μηδενική κλίση όλων των μεταβλητών στα όρια. Ο τετραγωνικός κύλινδρος και τα άκρα του άξονα  $y$  ( $y=-7m$  και  $y=7m$ ) τέθηκαν ως τοιχώματα. Η σταθερά του μοντέλου VLES ορίστηκε  $n=2$  και ο αδιάστατος χρόνος  $t^* = \frac{t}{D u_{inlet}} = 0.11$ . Στην είσοδο η μέση ταχύτητα  $u_{inlet}$  είναι ομοιόμορφη και έχει οριζόντια διεύθυνση. Η ένταση της τύρβης ( $I$ ) στην είσοδο είναι 2%. Ο λόγος της τυρβώδους συνεκτικότητας προς τη κινηματική συνεκτικότητα είναι  $\frac{\nu_t}{\nu} = 20$ .

Έτσι τα προφίλ της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και του ρυθμού καταστροφής της κινητικής ενέργειας είναι αντίστοιχα :

$$k(z) = \frac{3}{2} (u(z) \cdot I)^2 \quad (4.1)$$

$$\varepsilon(z) = \frac{C_\mu k(z)^2}{\nu_t} \quad (4.2)$$

Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται η χρονοσειρά της ταχύτητας  $u$  στη θέση  $x=5D$  ,  $y=0.0$  για χρονική διάρκεια  $t=704.55$  sec που αντιστοιχεί σε  $t^*=234$  αδιάστατη χρονική διάρκεια. Παρατηρείται η περιοδικότητα της ταχύτητας συναρτήσει του χρόνου , ενώ οι διαταραχές της ταχύτητας λόγω τύρβης δεν είναι τόσο έντονες . Από τη συχνότητα της περιοδικής κίνησης αυτής υπολογίζεται και ο αριθμός Strouhal ως  $Str = \frac{D}{u \cdot T} = 0.122$  , καθώς η περίοδος της ταχύτητας βρίσκεται  $T=24$  sec. Ο αριθμός Strouhal υπολογίζεται με την παραπάνω τιμή και από τους Han and Krajnovic [18].

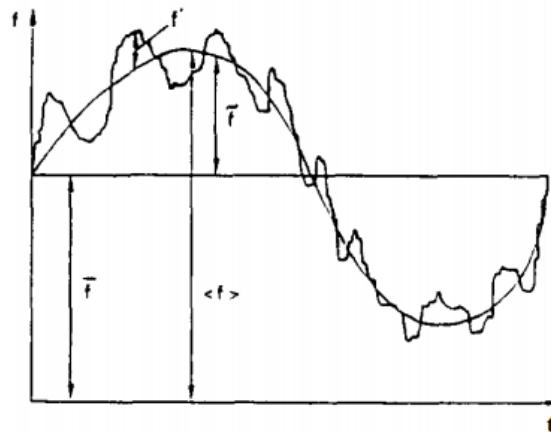


Σχήμα 4.2. Χρονοσειρά Ταχύτητας  $u$  στη θέση  $x=5D, y=0.0$

Επιπλέον σε περιοδικές μη μόνιμες ροές οι στιγμιαίες ποσότητες χωρίζονται σε 2 συνιστώσες, αυτή των περιοδικών διαταραχών και αυτή των τυρβωδών διαταραχών. Έτσι η στιγμιαία ταχύτητα αναλύεται ως εξής :

$$u_i(t) = \bar{u}_i + \tilde{u}_i + u_i'(t) \quad (4.3)$$

Όπου  $u_i'(t)$  είναι η ταχύτητα των στοχαστικών τυρβωδών διαταραχών,  $\bar{u}_i$  η χρονικά μέση τιμή της ταχύτητας και  $\tilde{u}_i$  η περιοδική διακύμανση της ταχύτητας και  $\langle u_i \rangle$  είναι η φασική μέση τιμή (phase-averaged) της ταχύτητας.



Σχήμα 4.3. Περιοδικές και Στοχαστικές Διακυμάνσεις της Ταχύτητας  $u$  [36]

Έτσι η ολική κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας υπολογίζεται ως άθροισμα της κινητικής ενέργειας λόγω των στοχαστικών τυρβωδών διακυμάνσεων  $k_t$  και της κινητικής ενέργειας λόγω της περιοδικής διακύμανσης  $k_p$ .

$$k_{tot,i} = k_{p,i} + k_{t,i} \quad (4.4)$$

$$k_{t,i} = \frac{1}{2} \cdot \langle \overline{u'^2} \rangle \quad (4.5)$$

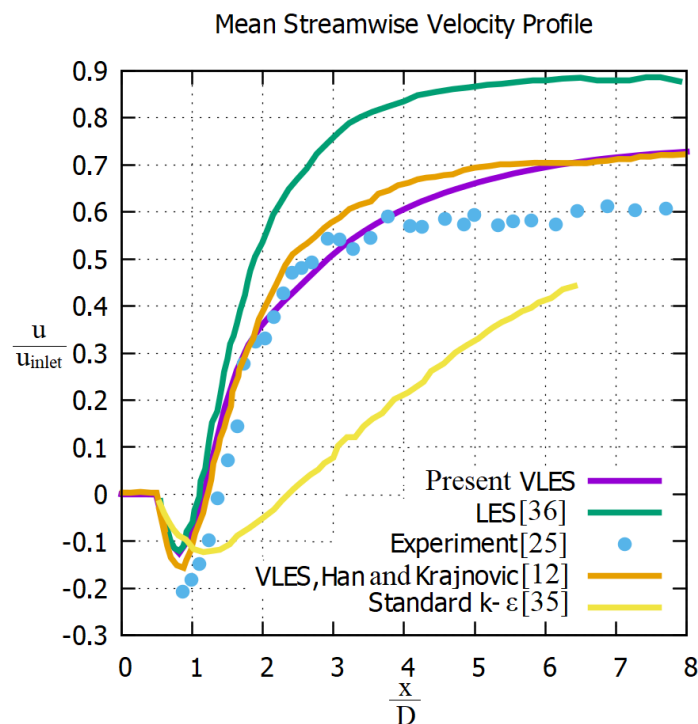
$$k_{p,i} = \frac{1}{2} \cdot \overline{\tilde{u}_i^2} \quad (4.6)$$

Η ολική κινητική ενέργεια επιπλέον χωρίζεται στην κινητική ενέργεια που προσομοιώνεται και στην κινητική ενέργεια που περιγράφεται από το μοντέλο τύρβης. Στην περίπτωση του VLES το μέρος της κινητικής ενέργειας που προσομοιώνεται περιλαμβάνει την περιοδική διακύμανση της ταχύτητας και ένα κομμάτι της τύρβης που δεν μοντελοποιείται.



Στο Σχήμα 4.4 παρουσιάζονται τα προφίλ της μέσης ταχύτητας  $u$  κατά το μήκος της κεντρικής γραμμής. Η μέση τιμή υπολογίστηκε για το χρονικό διάστημα 704.55 sec, που αντιστοιχεί σε περίπου 30 περιόδους. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται συγκρινόμενα με προηγούμενες μελέτες στον τετραγωνικό κύλινδρο με αριθμό  $Re=22000$ .

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν με τον κώδικα του Εργαστηρίου είναι αρκετά συμβατά με αυτά των Han and Krajnovic [18] επιβεβαιώνοντας την ορθότητα του κώδικα. Επιπλέον είναι πολύ κοντά και στα αποτελέσματα του πειράματος του Lyn [35] παρουσιάζοντας μικρή απόκλιση μετά από το  $\frac{x}{D} = 5$ , της τάξης του 4%. Αυτή η απόκλιση μπορεί να οφείλεται στο πολύ αραιό πλέγμα που χρησιμοποιείται σε μεγάλες αποστάσεις κατάντι της ράβδου. Επίσης γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα των Frank and Rodi [37] που χρησιμοποίησαν το τυπικό μοντέλο k-ε σε διδιάστατη ροή. Παρατηρείται η πολύ μεγάλη αδυναμία του μοντέλου k-ε να προσεγγίσει τη μέση ταχύτητα της ροής. Έτσι φαίνεται η σημασία της προσέγγισης της τυρβώδους ροής θεωρώντας τη μη μόνιμη, καθώς το μοντέλο k-ε παρουσιάζει σημαντική απόκλιση από τα αποτελέσματα του πειράματος. Επιπλέον προστίθενται και αποτελέσματα από τη μέθοδο LES όπως προέκυψαν από τους Sohankar and Davidson [38] σε πυκνότερο πλέγμα με 459264 κελιά. Παρατηρείται ότι η νέα μέθοδος VLES προσεγγίζει πολύ καλύτερα αποτελέσματα του πειράματος, παρόλο που πρόκειται για αραιότερο πλέγμα, ενώ η απόκλιση των αποτελεσμάτων της μεθόδου LES από αυτά του πειράματος μετά τη θέση  $\frac{x}{D} = 5$  είναι 25%.



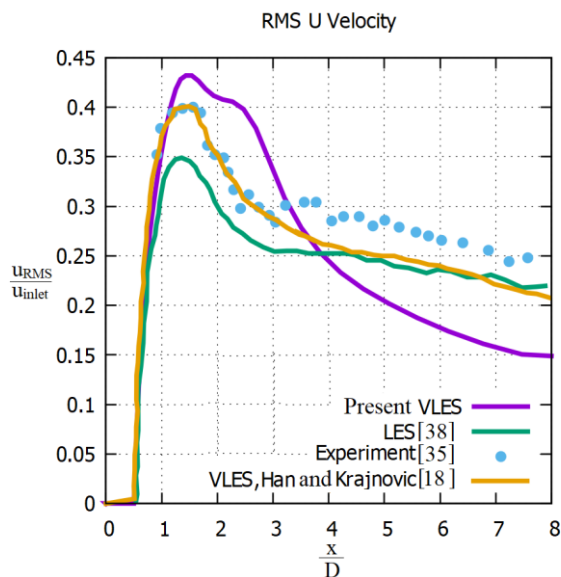
Σχήμα 4.4. Μέση Ταχύτητα  $u$  στην κεντρική γραμμή

Επιπλέον στα Σχήματα 4.5.-4.7. παρουσιάζονται τα διαγράμματα από τις ταχύτητες RMS , που υπολογίστηκαν από τις προσομοιούμενες διαταραχές:

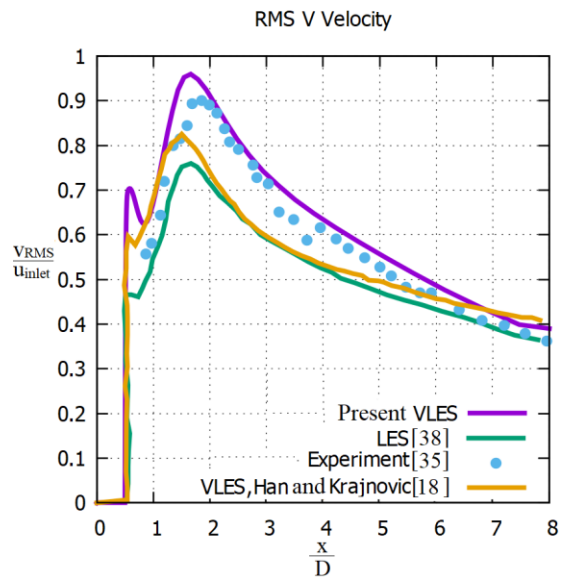
$$u_i''(t) = u_i(t) - \bar{u}_i \quad (4.7)$$

$$u_{RMS,i} = \sqrt{\overline{u_i''(t)^2}} \quad (4.8)$$

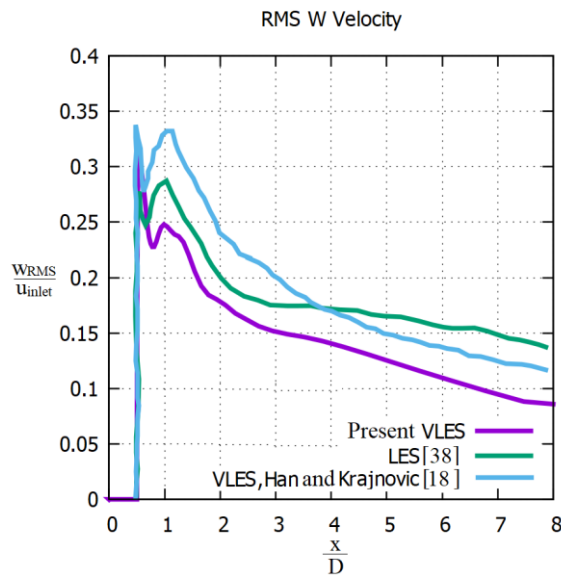
Οι RMS ταχύτητες υπολογίστηκαν κατά μήκος της ευθείας  $\frac{x}{D} = 0$  έως  $\frac{x}{D} = 8$  με  $\frac{y}{D} = 0$ .



Σχήμα 4.5. Ταχύτητα  $u_{RMS}$  στην κεντρική γραμμή



Σχήμα 4.6. Ταχύτητα  $v_{RMS}$  στην κεντρική γραμμή

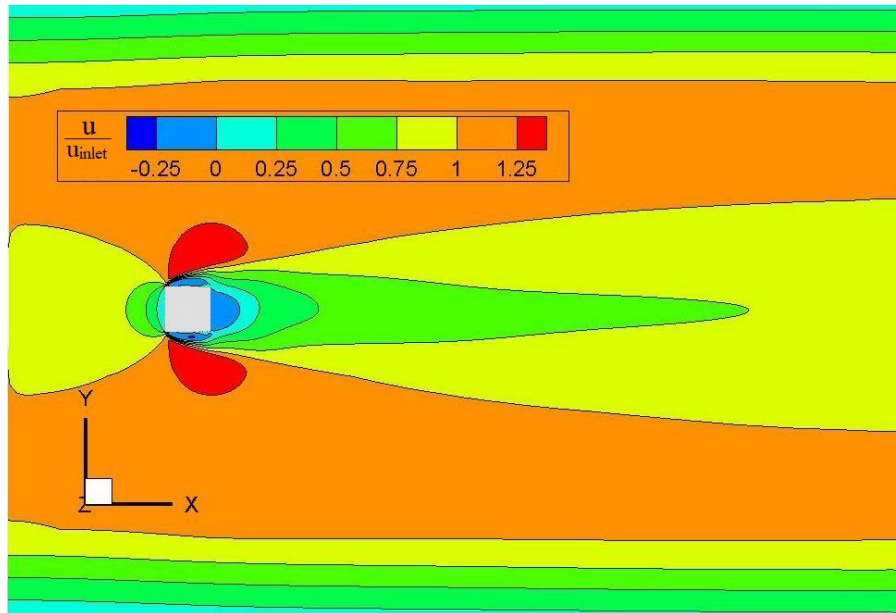


Σχήμα 4.7. Ταχύτητα  $w_{RMS}$  στην κεντρική γραμμή

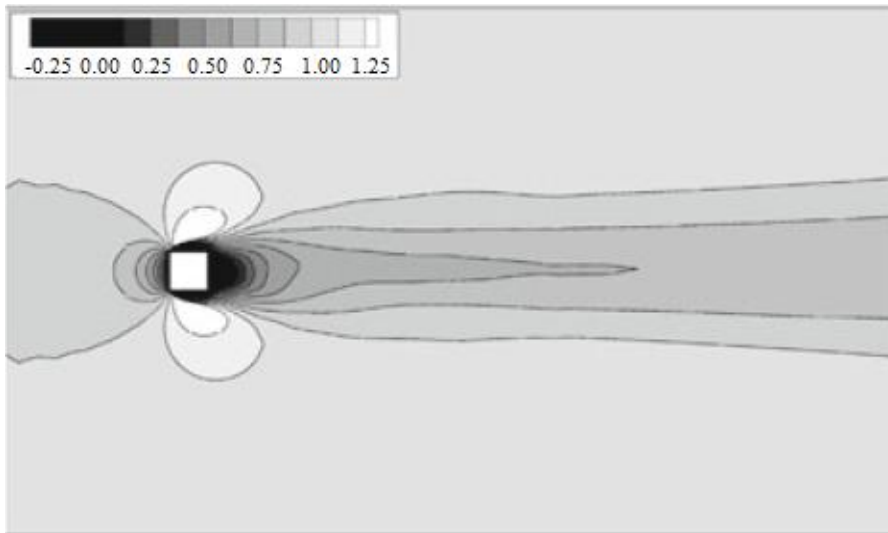
Τα αποτελέσματα για την ταχύτητα  $u_{RMS}$  σε γενικές γραμμές συμφωνούν με αυτά των Han and Krajinovic αλλά μετά τη θέση  $\frac{x}{D} = 4$  παρατηρείται απόκλιση η οποία φτάνει έως και το 28% στη θέση  $\frac{x}{D} = 8$ . Το διαφορετικό πλέγμα, που αραιώνει αρκετά όσο απομακρυνόμαστε από τον τετραγωνικό κύλινδρο, και το διαφορετικό πλήθος των χρονικών βημάτων από το οποίο προέκυψαν οι τιμές των ταχυτήτων ευθύνονται για αυτή την απόκλιση. Αντίθετα η ταχύτητα  $v$  υπολογίζεται πολύ κοντά στα αποτελέσματα του πειράματος του Lyn και μάλιστα εμφανίζει πολύ μικρότερη απόκλιση από αυτή που υπολογίζουν οι Han and Krajinovic [18]. Για την ταχύτητα  $w$  δεν υπάρχουν πειραματικά αποτελέσματα. Η απόκλιση από τα αποτελέσματα των Han and Krajinovic [18] είναι σχεδόν σταθερή και φτάνει έως και το 25% στη θέση  $\frac{x}{D} = 2.3$ .

Τα αποτελέσματα του μοντέλου LES για την ταχύτητα  $u_{RMS}$  είναι καλύτερα μετά τη θέση  $\frac{x}{D} = 4$  σε σχέση με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από με τον κώδικα του εργαστηρίου αεροδυναμικής. Αλλά σημειώνει σημαντική απόκλιση στη θέση  $\frac{x}{D} = 1.5$ , που μεγιστοποιείται η ταχύτητα  $u_{RMS}$ . Τα αποτελέσματα της ταχύτητας  $v_{RMS}$  τα προσεγγίζει σχεδόν ίδια με αυτά που προέκυψαν από τους Han and Krajinovic [18], αλλά έχουν απόκλιση της τάξης του 17% από τα αποτελέσματα του πειράματος του Lyn [34]. Για την ταχύτητα  $w_{RMS}$  τα αποτελέσματα του μοντέλου LES βρίσκονται ανάμεσα σχεδόν σε αυτά που προέκυψαν με τον κώδικα του εργαστηρίου και σε αυτά των Han and Krajinovic [18]. Επιπλέον παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.8 και 4.9 οι ισογραμμές από τις τιμές της μέσης ταχύτητας  $u$ , αδιαστατοποιημένης με την ταχύτητα εισόδου  $u_{inlet}$  συγκριτικά με τα αντίστοιχα αποτελέσματα των Han et al. [39]. Επιπλέον στα Σχήματα 4.10-4.15 παρουσιάζονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα ισογραμμών για τις ταχύτητες RMS. Παρατηρείται σε όλες τις περιπτώσεις πως ο κώδικας του εργαστηρίου προσέγγισε καλά τα συγκριτικά αποτελέσματα [39].

Στις ισογραμμές της μέσης ταχύτητας παρατηρείται ότι πάνω και κάτω από τον τετραγωνικό κύλινδρο, το παρόν μοντέλο υπολογίζει μεγαλύτερη την ταχύτητα. Η περιοχή ταχυτήτων εύρους  $0.4 \frac{m}{s} - 0.6 \frac{m}{s}$  είναι πολύ μικρότερη στο Σχήμα 4.8 και φτάνει έως τη θέση  $\frac{x}{D} = 3$ , σε αντίθεση με το Σχήμα 4.9 που ξεπερνάει τη θέση  $\frac{x}{D} = 6$ . Επιπλέον ο κώδικας του εργαστηρίου υπολογίζει τις ταχύτητες κοντά στον τετραγωνικό κύλινδρο λίγο μεγαλύτερες (κατά 10% του  $u_{inlet}$ ) σε σχέση με τα αποτελέσματα των Han et al. [39].

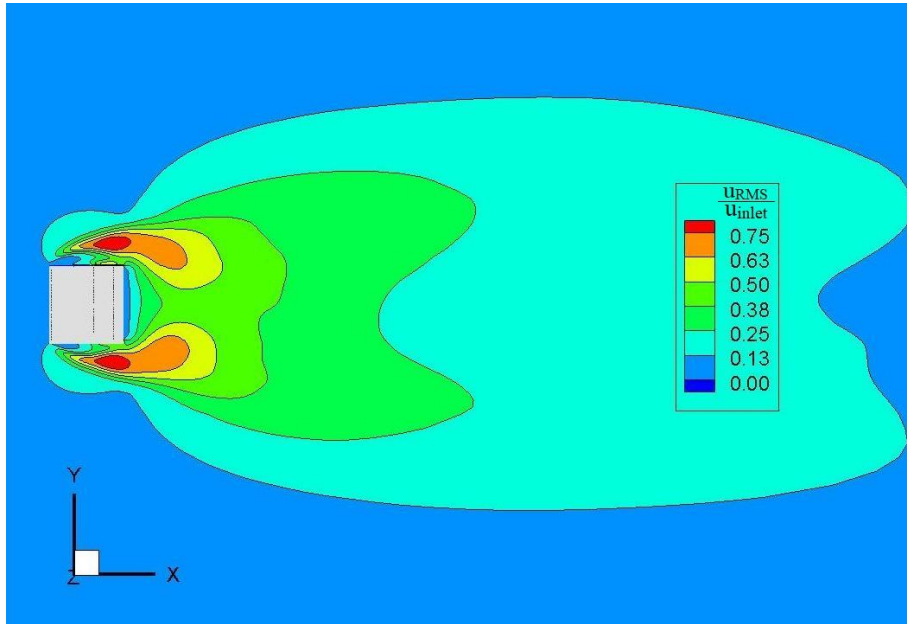


Σχήμα 4.8. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u}{u_{inlet}}$  από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π.

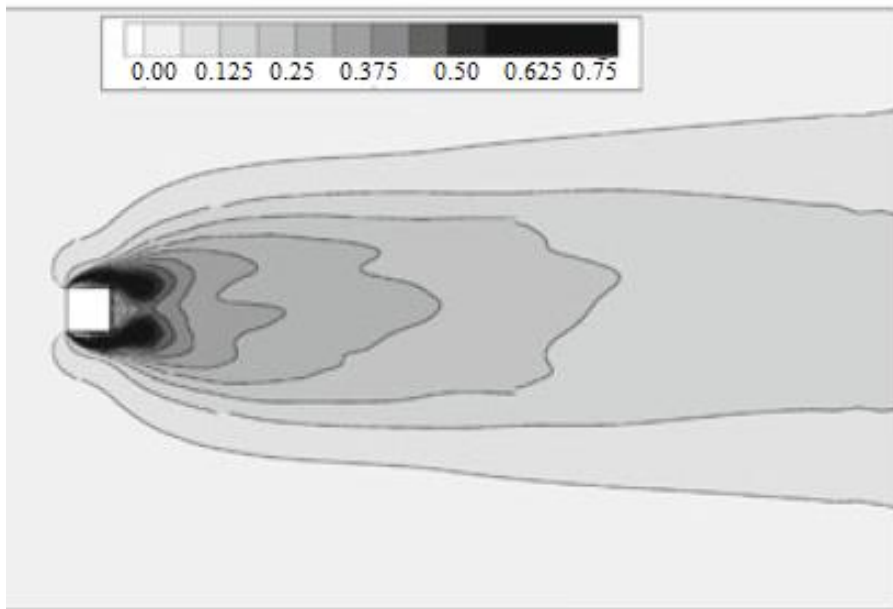


Σχήμα 4.9. Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u}{u_{inlet}}$  από Han et al. [38]

Και στις ισογραμμές της ταχύτητας  $u_{RMS}$  οι διαφορές είναι ελάχιστες και παρουσιάζονται σε μικρά εύρη ταχύτητας και μακριά από τον τετραγωνικό κύλινδρο, ενώ κοντά του τα αποτελέσματα μοιάζουν πολύ, με το μοντέλο του εργαστηρίου να υπολογίζει τις ταχύτητες και λίγο μεγαλύτερες.

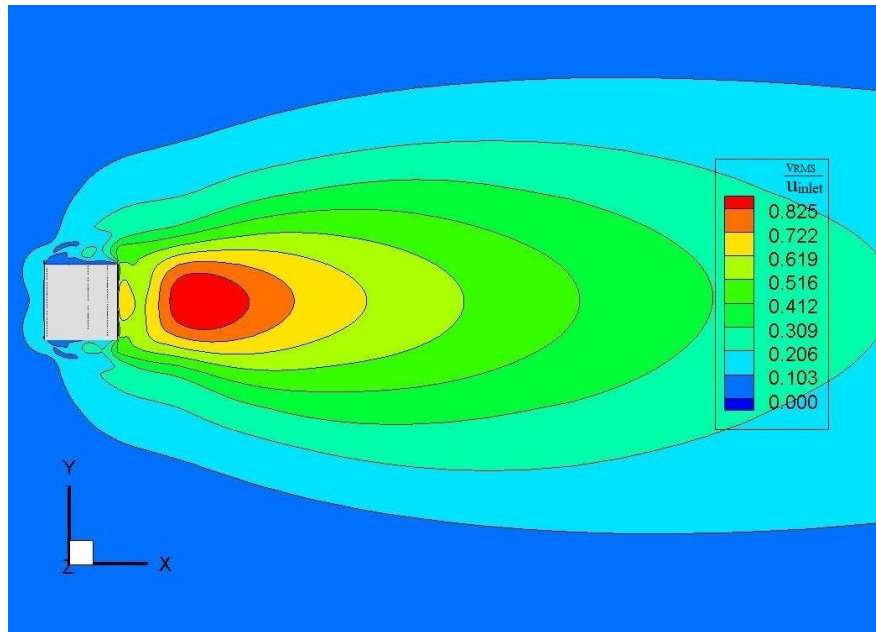


Σχήμα 4.10. Ισογραμμές της Αδιαστοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u_{RMS}}{u_{inlet}}$  από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π.

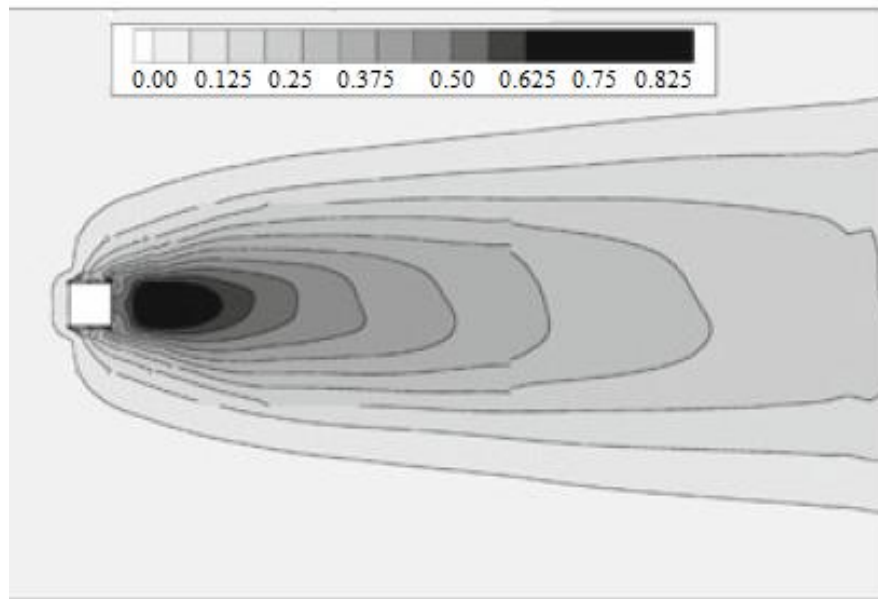


Σχήμα 4.11. Ισογραμμές της Αδιαστοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u_{RMS}}{u_{inlet}}$  από Han et al. [38]

Στις ισογραμμές της ταχύτητας  $v_{RMS}$  οι διαφορές είναι και πάλι μικρές με τον κώδικα του εργαστηρίου να υπολογίζει τις ταχύτητες  $V_{RMS}$  λίγο πιο ψηλά στον ομόρρονο του τετραγωνικού κυλίνδρου γεγονός που επιβεβαιώνεται και από τις καμπύλες στο Σχήμα 4.6.

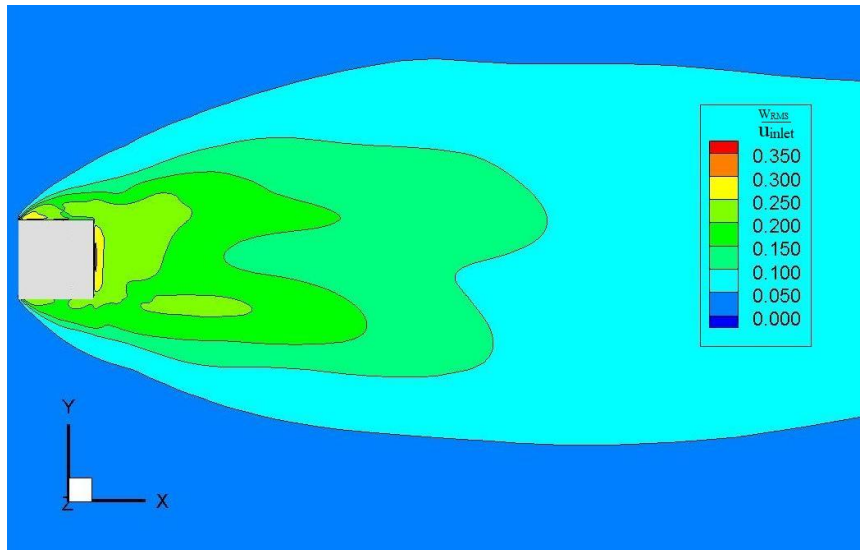


Σχήμα 4.12. Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{v_{RMS}}{u_{inlet}}$  από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π.

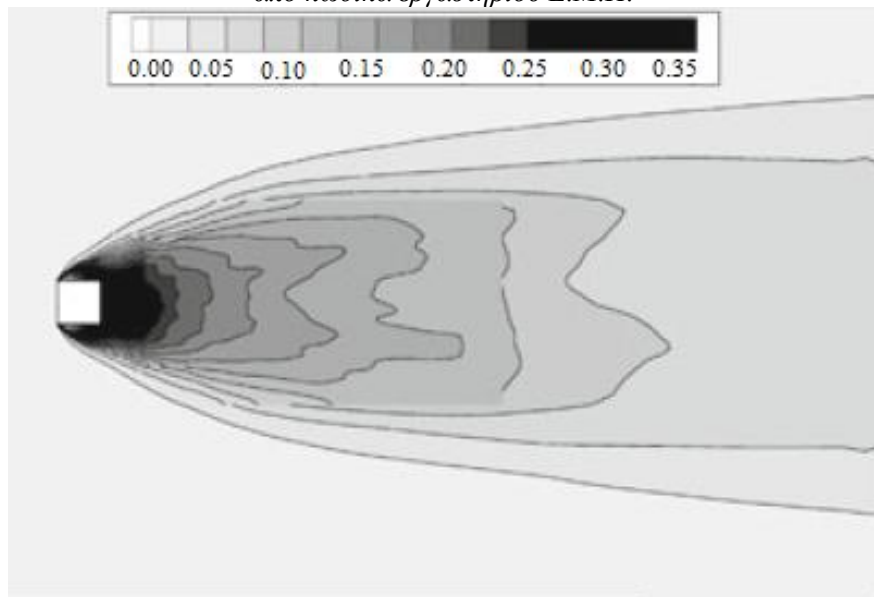


Σχήμα 4.13. Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{v_{RMS}}{u_{inlet}}$  από Han et al. [38]

Την μεγαλύτερη απόκλιση μεταξύ των αποτελεσμάτων του κώδικα και των Han et al. [38] παρουσιάζουν οι ισογραμμές της ταχύτητας  $w_{RMS}$ . Οι διαφορές αυτές είναι εμφανείς και στο Σχήμα 4.7. Στα Σχήματα 4.14-4.15 οι ισογραμμές έχουν έντονες διακυμάνσεις, (κυρίως στο Σχήμα 4.15) αλλά και στις 2 περιπτώσεις κοντά στον τετραγωνικό κύλινδρο οι ταχύτητες πιάνουν τις μέγιστες τιμές τους.



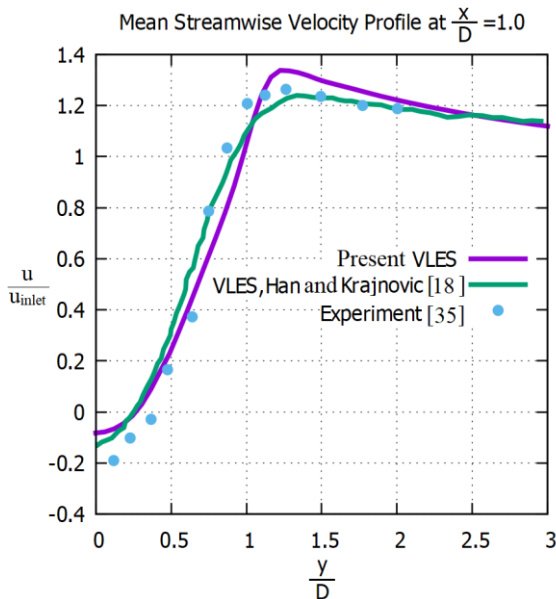
Σχήμα 4.14. Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{w_{RMS}}{u_{inlet}}$  από κώδικα εργαστηρίου Ε.Μ.Π.



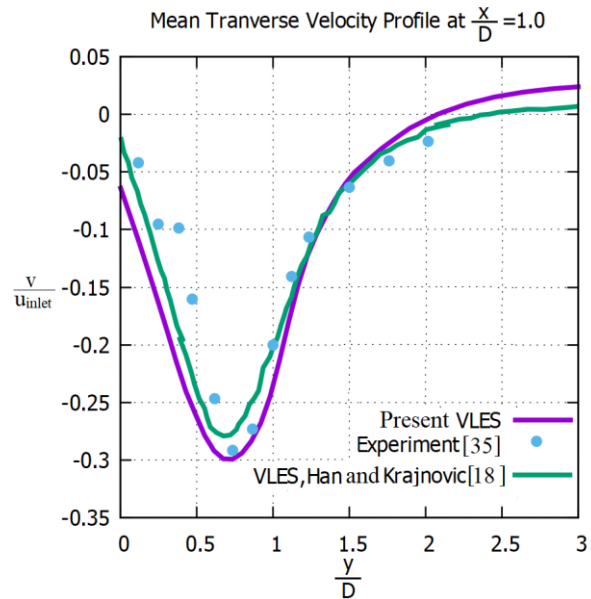
Σχήμα 4.15. Ισογραμμές της Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{w_{RMS}}{u_{inlet}}$  από Han et al. [37]

Επιπλέον παρουσιάζεται οι μέση τιμή των ταχυτήτων στη θέση  $\frac{x}{D} = 1$  για διάστημα  $\frac{y}{D} = 0$  έως  $\frac{y}{D} = 3$ . Τα αποτελέσματα που προέκυψαν με τον κώδικα του εργαστηρίου είναι πολύ κοντά και στα πειραματικά και σε αυτά των Han and Krajnovic [18]. Παρατηρείται ξανά ότι τα αποτελέσματα για την ταχύτητα  $v$  είναι πιο κοντά στα πειραματικά από ότι αυτά των Han and Krajnovic.





Σχήμα 4.16. Μέση Αδιαστατοποιημένη Ταχύτητα  $\frac{u}{u_{inlet}}$  στη θέση  $\frac{x}{D}=1.0$



Σχήμα 4.17. Μέση Αδιαστατοποιημένη Ταχύτητα  $\frac{v}{u_{inlet}}$  στη θέση  $\frac{x}{D}=1.0$

Για τον υπολογισμό της ολικής κινητικής ενέργειας και τη σύγκριση με τα αποτελέσματα των Bouris and Bergeles [40], που χρησιμοποίησαν τη μέθοδο LES σε διδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα με 300x350 κελιά, χρειάζεται να διαχωριστεί η περιοδική συνιστώσα από την χρονοσειρά της ταχύτητας με την συνιστώσα των τυρβωδών διαταραχών που προσομοιώνονται. Για να γίνει αυτό φιλτράρεται η ταχύτητα στο πεδίο της συχνότητας. Συγκεκριμένα εφαρμόζεται Μετασχηματισμός Fourier και καθορίζεται η κυρίαρχη συχνότητα. Έπειτα πολλαπλασιάζεται η μετασχηματισμένη χρονοσειρά ταχύτητας (δηλαδή στο φάσμα των συχνοτήτων) με το φίλτρο notch [41], που αφαιρεί τις συχνότητες εντός μιας περιοχής  $\omega$  γύρω από την κυρίαρχη συχνότητας  $f_0$ :

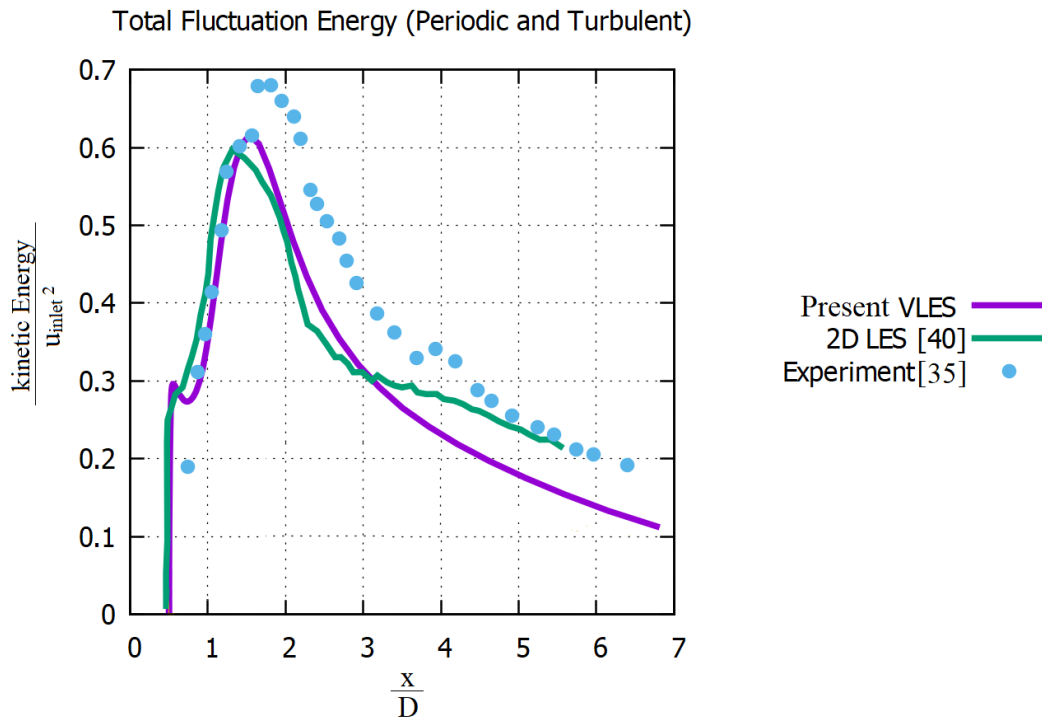
$$H_{Notch}(f) = \frac{w^2 - w_0^2}{(w - i\omega w_0)^2 - w_0^2}, \quad w = \tan(\pi f \cdot dt) \quad (4.9)$$

Έτσι προκύπτουν τα αποτελέσματα της ταχύτητας που περιλαμβάνει τις προσομοιούμενες τυρβώδεις διαταραχές στο φάσμα της συχνότητας. Γι'αυτό πραγματοποιείται και Αντίστροφος Μετασχηματισμός Fourier για να προκύψουν τα αποτελέσματα της χρονοσειράς της ταχύτητας που περιλαμβάνουν μόνο τις τυρβώδεις διαταραχές.

Έπειτα υπολογίζεται η ολική ενέργεια διαταραχών όπως περιγράφηκε παραπάνω με τις εξισώσεις (4.4)-(4.6), αθροίζοντας δηλαδή την κινητική ενέργεια που προκύπτει από τις τυρβώδεις διαταραχές, που προέκυψαν μετά την εφαρμογή του φίλτρου notch, την κινητική ενέργεια των διαταραχών που μοντελοποιούνται και την κινητική ενέργεια των περιοδικών διακυμάνσεων, λόγω μη μονιμότητας.



Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζονται οι τιμές της ολικής ενέργειας διαταραχών όπως προέκυψαν με το μοντέλο VLES μεταξύ των θέσεων  $\frac{x}{D} = 0.5$  έως  $\frac{x}{D} = 6.5$  συγκριτικά με τα αποτελέσματα του πειράματος του Lyn [35] και τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το διδιάστατο LES των Bouris and Bergeles [40].

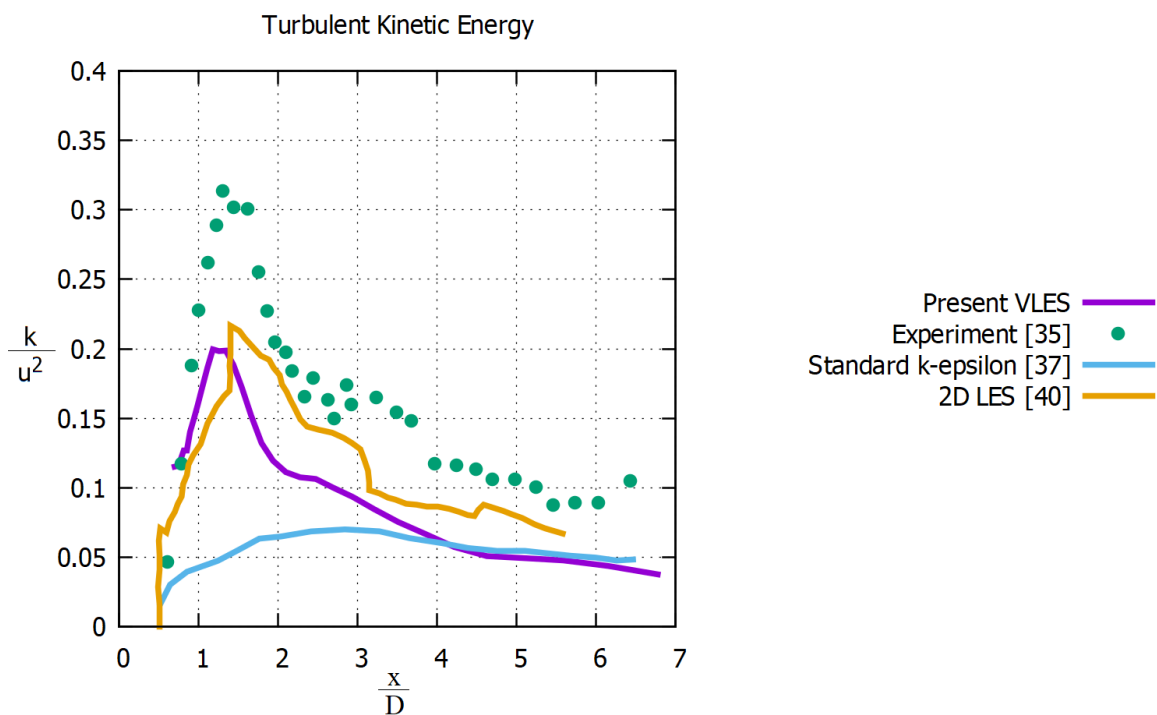


Σχήμα 4.18. Καμπύλες Ολικής Ενέργειας Διαταραχών στην κεντρική γραμμή.

Παρατηρείται ότι μέχρι τη θέση  $\frac{x}{D} = 3$  τα αποτελέσματα είναι πολύ καλά συγκριτικά και με το 2D-LES και με το πείραμα του Lyn [34], αν και στο πείραμα υπολογίζεται λίγο πιο ψηλά η μέγιστη κινητική ενέργεια. Η απόκλιση που παρουσιάζεται μετά είναι αναμενόμενη καθώς υπήρχε απόκλιση σε αυτές τις θέσεις και στα διαγράμματα των RMS ταχυτήτων. Η μέθοδος 2D-LES προσεγγίζει καλύτερα τις τιμές του πειράματος του Lyn, μετά τη θέση  $\frac{x}{D} = 3$ .

Επιπλέον στο Σχήμα 4.19 παρουσιάζεται η τυρβώδης κινητική ενέργεια που υπολογίστηκε με το παρόν μοντέλο VLES, αυτή που μετρήθηκε από το πείραμα των Meng and Hibi και η τυρβώδης κινητική ενέργεια που υπολογίστηκε από τους Frank and Rodi [37] με το τυπικό μοντέλο k-ε. Η τυρβώδης κινητική ενέργεια που παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.19 προέκυψε από το άθροισμα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που μοντελοποιείται και αυτής που προσομοιώνεται μετά από το φιλτράρισμα και τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier.

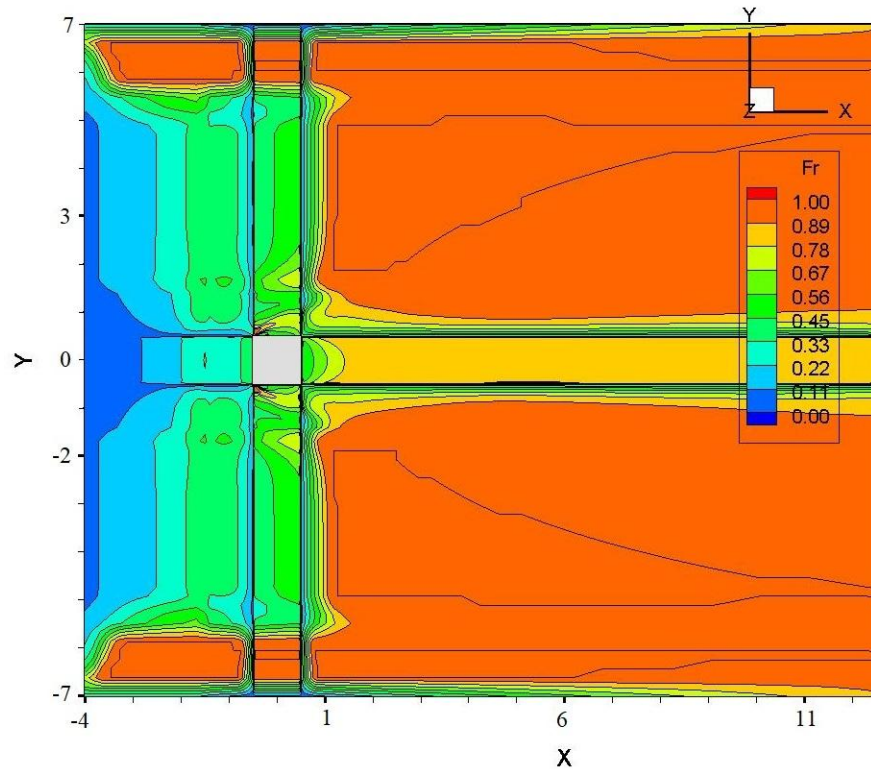
Παρατηρείται ότι στο πείραμα η ενέργεια των τυρβωδών διαταραχών υπολογίζεται πολύ μεγαλύτερη από αυτή που υπολογίζει το μοντέλο VLES. Από το Σχήμα 4.2, που παρουσιάζονται η χρονοσειρά της ταχύτητας δεν διακρίνονται πολλές διακυμάνσεις της ταχύτητας και η ροή φαινόταν πολύ περιοδική. Γι' αυτό πιθανόν να ευθύνεται η κατανομή του υπολογιστικού πλέγματος και το σχετικά μεγάλο χρονικό βήμα που ήταν 0.33 sec το οποίο δεν αφήνει περιθώρια ανάπτυξης των τυρβωδών διαταραχών και η περισσότερη κινητική ενέργεια βρίσκεται στην περιοδικότητα που προκαλείται από τη μη μονιμότητα. Επιπλέον η απόκλιση που παρουσιάζει το μοντέλο k-ε είναι πολύ μεγάλη και είναι και λογική, καθώς με τη μόνιμη ροή δεν είναι δυνατό να προβλεφθεί όλο το φάσμα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, με αποτέλεσμα να υποβαθμίζεται.



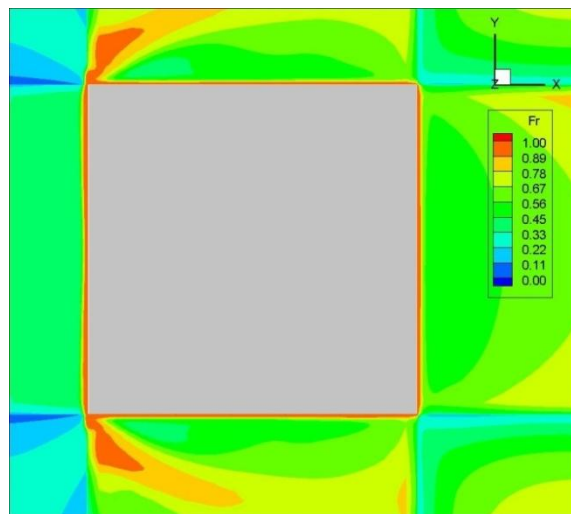
Σχήμα 4.19. Καμπύλες Τυρβώδους Κινητικής Ενέργειας στην κεντρική γραμμή.

Επιπλέον στο Σχήμα 4.20 αποτυπώνεται στιγμιότυπο από τη μέση τιμή του συντελεστή Fr. Παρατηρείται ότι ο συντελεστής Fr έχει τιμή πολύ κοντά στη μονάδα στις περιοχές που το πλέγμα είναι πολύ αραιό, γεγονός που συμβαίνει και στο VLES μοντέλο που πρότεινε ο Spreziale [16]. Για τη σύγκλιση του κώδικα χρειάστηκε στα άκρα του πλέγματος να γίνει μεγαλύτερη πυκνωση και εκεί παρατηρείται ότι οι τιμές του Fr δεν πλησιάζουν τη μονάδα.

Επομένως αν το πλέγμα ήταν πιο πυκνό, η μόνη περιοχή στην οποία ο συντελεστής Fr θα ήταν κοντά στην τιμή 1 θα ήταν πολύ κοντά στον τετραγωνικό κύλινδρο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.20. Συγκεκριμένα η απόσταση από τον τετραγωνικό κύλινδρο στην οποία συμβαίνει αυτό είναι λιγότερη από 5 cm. Συνεπώς σε αυτές τις περιοχές είναι που ανακτάται το μοντέλο RANS και πλέον η τύρβη μοντελοποιείται.



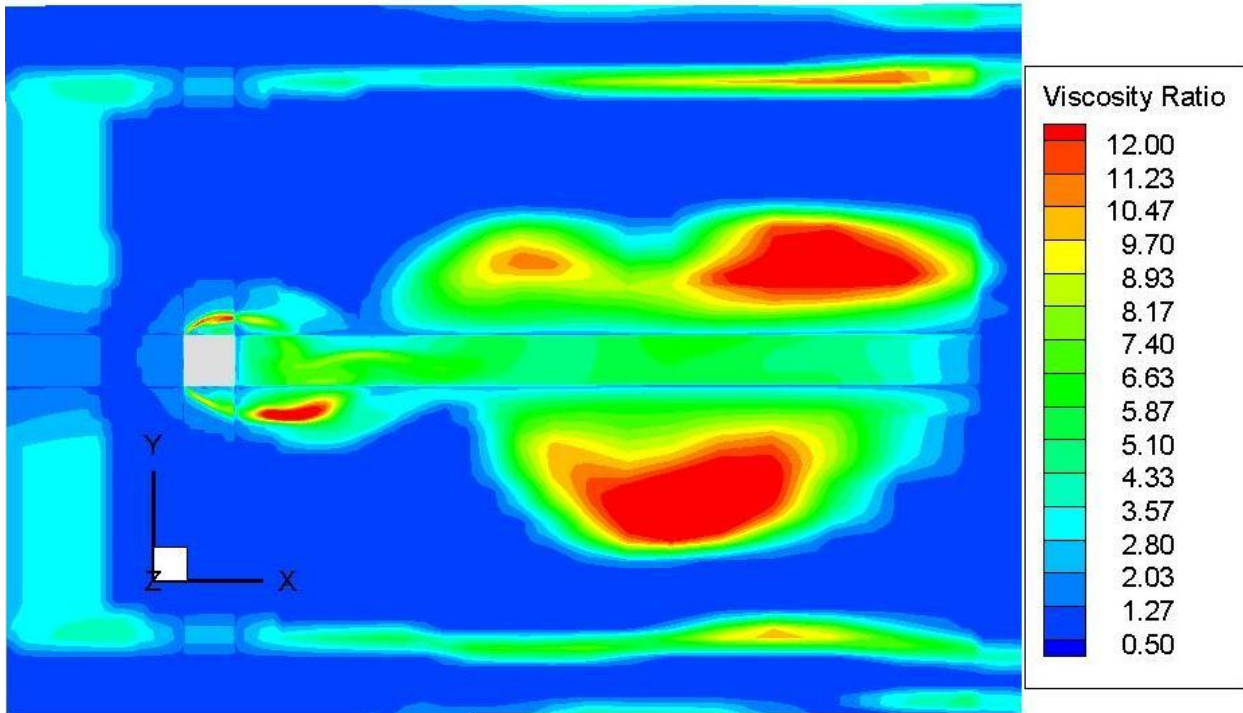
Σχήμα 4.20. Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου  $Fr$ .



Σχήμα 4.21. Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου  $Fr$  στην περιοχή γύρω από την τετραγωνική ράβδο.

Στο Σχήμα 4.21 παρουσιάζεται στιγμιότυπο του λόγου της τυρβώδους συνεκτικότητας προς την κινηματική συνεκτικότητα  $\frac{\nu_t}{\nu}$  στο τελευταίο χρονικό βήμα. Οι τιμές του λόγου αυτού είναι μικρές σε γενικές γραμμές ακόμα και στις θέσεις που το πλέγμα είναι αραιό .

Συνεπώς διαπιστώνεται ότι η μέθοδος VLES μπορεί να προσομοιώνει μεγάλο μέρος της τύρβης σε αραιό πλέγμα.



Σχήμα 4.22. Ισογραμμές του λόγου της τυρβώδους συνεκτικότητας προς τη κινηματική συνεκτικότητα από το τελευταίο χρονικό βήμα

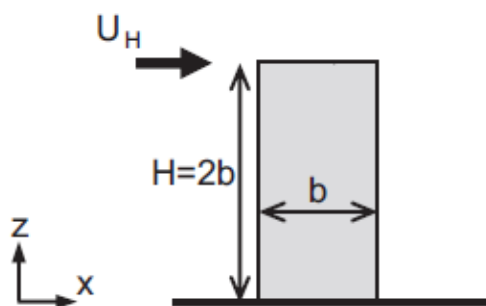
## Κεφάλαιο 5

### Ροή γύρω από κτήριο με τη μέθοδο VLES

Το νέο VLES μοντέλο εφαρμόζεται σε ροή γύρω από ψηλό κτήριο, όπως μελέτησαν πειραματικά οι Meng and Hibi [19] σε αεροσήραγγα και υπολογιστικά ο Tominaga [7] και γίνεται σύγκριση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα τους. Αρχικά εξετάζεται η μόνιμη ροή με τα μοντέλα  $k-\omega$  SST και RNG  $k-\epsilon$  και στο τέλος η μη μόνιμη με το μοντέλο VLES. Όλοι οι υπολογισμοί γίνονται με τον κώδικα του Εργαστηρίου Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος του Ε.Μ.Π.

#### 5.1 Χαρακτηριστικά του πεδίου ροής

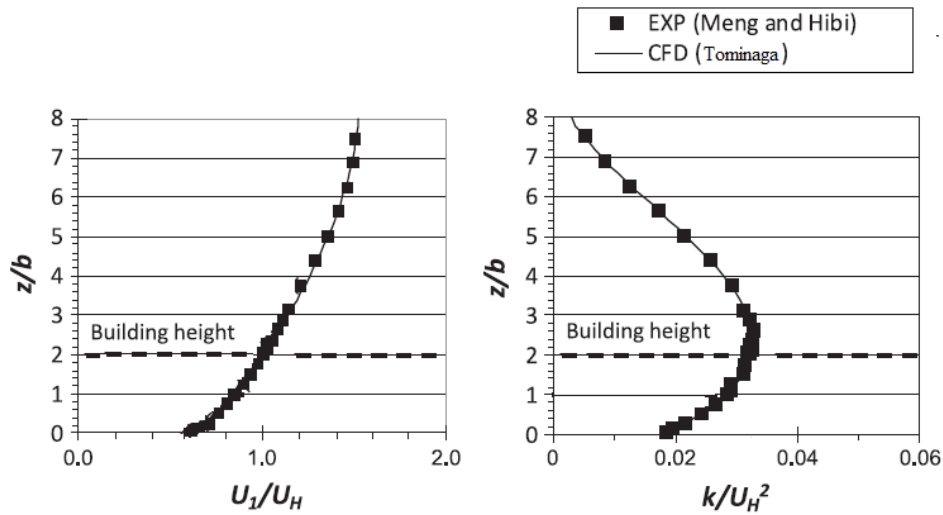
Η ροή μελετάται γύρω από το κτήριο του Σχήματος 5.1.1. πάχους  $b=0.08$  m και ύψους  $H=2b$ . Η ταχύτητα εισόδου σε ύψος  $z=H$  συμβολίζεται  $U_H$  και ο αριθμός Reynolds στο ύψος αυτό είναι  $2.4 \cdot 10^4$ . Συνεπώς η ταχύτητα εισόδου είναι  $U_H=4.49 \frac{m}{s}$ .



Σχήμα 5.1.1. Το κτήριο γύρω από το οποίο προσομοιώνεται η ροή αέρα

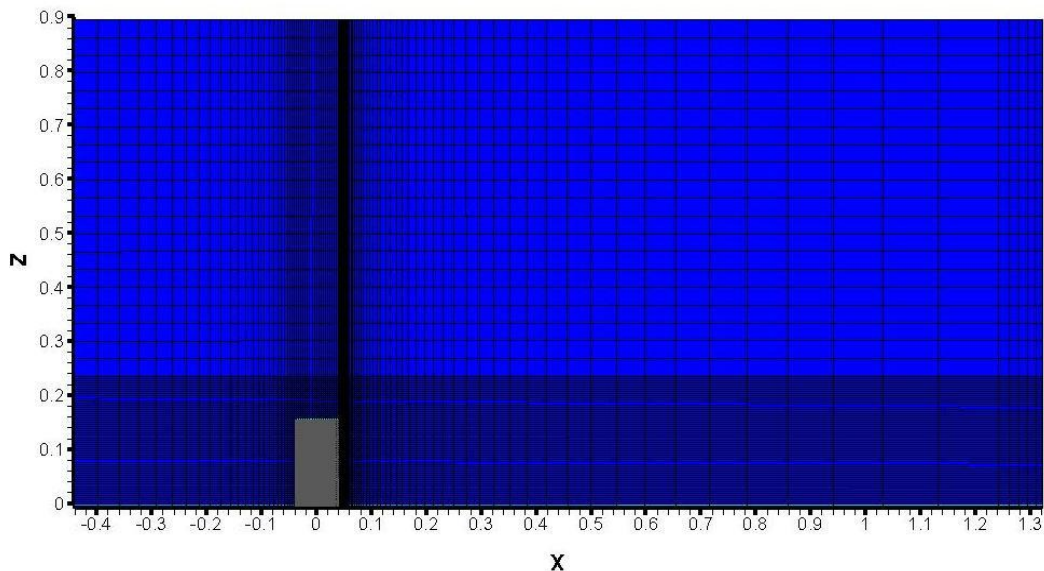
Οι οριακές συνθήκες τέθηκαν χρησιμοποιώντας τις βασικές οδηγίες των Franke et al. [42] και Tominaga et al. [16]. Τα προφίλ ταχύτητας και τυρβώδους κινητικής ενέργειας παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.1.2. και είναι αυτά που έθεσαν στο πείραμα τους οι Meng and Hibi [19].

Επιπλέον τέθηκαν συμμετρικές οριακές συνθήκες στα άκρα του άξονα  $y$ , με μηδενική ταχύτητα  $v$  και μηδενική κλίση όλων των μεταβλητών στα όρια και συνθήκη τοιχώματος στα πάνω και κάτω άκρα του άξονα  $z$ .



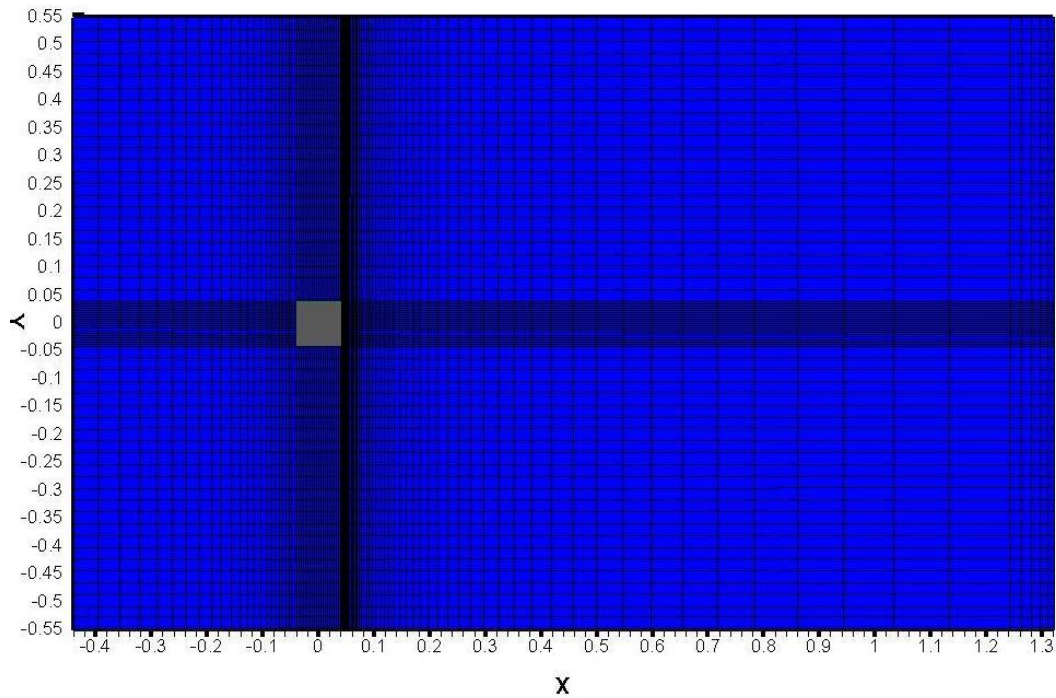
Σχήμα 5.1.2. Το Προφίλ της ταχύτητας και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην είσοδο

Με όλα τα μοντέλα τύρβης που μελετήθηκε η ροή το υπολογιστικό πεδίο είχε διαστάσεις  $22b(x) \times 13.75b(y) \times 11.25b(z)$ , ενώ το ύψος και το πάχος του κτηρίου αποτελούνταν από 40 και 20 κελιά αντίστοιχα. Η ροή επιλύθηκε σε πλέγμα με πλήθος κόμβων ανά κατεύθυνση να είναι:  $(x) \times (y) \times (z) = 106 \times 70 \times 80$ . Το πλέγμα στο οποίο επιλύθηκε η συγκεκριμένη παρουσιάζεται στα Σχήματα 5.1.3. και 5.1.4 και ως προς τον αριθμό των κλιών επί του κτηρίου και το σύνολο των κελιών, είναι παρόμοιο με αυτό του Tominaga [7].



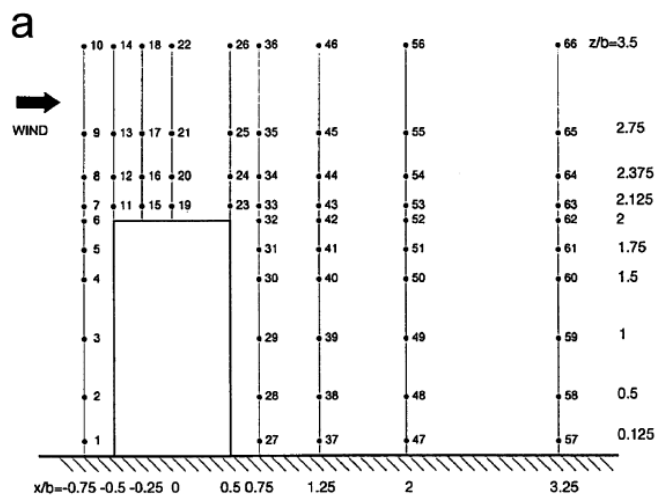
Σχήμα 5.1.3. Υπολογιστικό Πλέγμα στο κάθετο επίπεδο διάστασεων  $22b(x) \times 11.25b(z)$  και αριθμό κελιών  $(x) \times (z) = 106 \times 80$



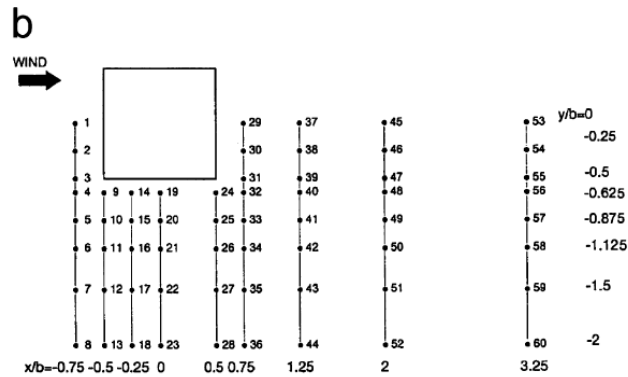


Σχήμα 5.1.4. Υπολογιστικό Πλέγμα στο οριζόντιο επίπεδο διαστάσεων  $22b(x) \times 13.75b(y)$  και αριθμό κελιών  $x(x)y(y) = 106 \times 70$

Επιπλέον οι Meng and Hibi [19] μελέτησαν τη ροή γύρω από κτήριο πειραματικά σε αεροσήραγγα έλαβαν μετρήσεις στις θέσεις που εμφανίζονται στα Σχήματα 5.1.5. και 5.1.6. Στο πρώτο οι μετρήσεις ελήφθησαν στο κατακόρυφο επίπεδο μπροστά πίσω και πάνω από το κτήριο στο επίπεδο  $y=0$ . Στο δεύτερο οι μετρήσεις έγιναν στο οριζόντιο επίπεδο για  $\frac{z}{b}=0.125$ .



Σχήμα 5.1.5. Μετρήσεις των Meng and Hibi [19] στο κατακόρυφο επίπεδο για  $y=0$



Σχήμα 5.1.6. Μετρήσεις των Meng and Hibi [19] στο οριζόντιο επίπεδο για  $\frac{z}{b}=0.125$

## 5.2 Μόνιμη ροή γύρω από κτήριο με τα μοντέλα k- $\omega$ SST και RNG k- $\epsilon$

Οι εξισώσεις των μοντέλων k- $\omega$  SST και RNG k- $\epsilon$  περιγράφηκαν στα Κεφάλαια 2.2.2. και 2.2.3 .

Για το μοντέλο k- $\omega$  SST το προφίλ του ειδικού αριθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ( $\omega$ ) υπολογίστηκε με την εξίσωση (5.2.1.),[42] :

$$\omega(z) = \frac{\epsilon(z)}{C_{\mu} \cdot k(z)}, \quad \epsilon(z) = \frac{(u_{ABL}^*)^3}{\kappa(z + z_0)} \quad (5.2.1.)$$

Όπου το ύψος τραχύτητας είναι  $z_0=0.0009$  m, σύμφωνα με τον Tominaga [13] και η ταχύτητα τριβής είναι  $U_{ABL}^*=0.183 \frac{m}{s}$  και υπολογίζεται με το λογαριθμικό νόμο (3.4.3).

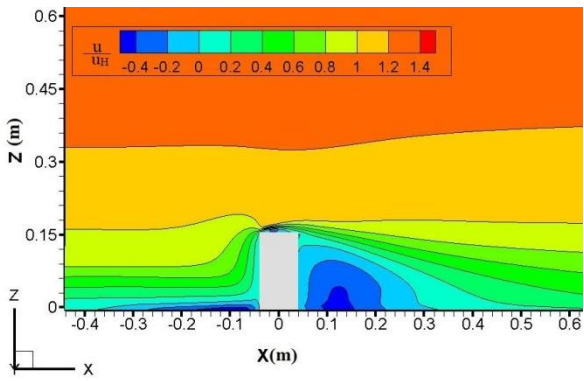
Αντίστοιχα για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$  το προφίλ του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ( $\epsilon$ ) υπολογίστηκε με την εξίσωση (5.2.2.):

$$\epsilon(z) = \frac{\sqrt{k(z)}}{\kappa \cdot C_{\mu}^{0.75} \cdot z} \quad (5.2.2.)$$

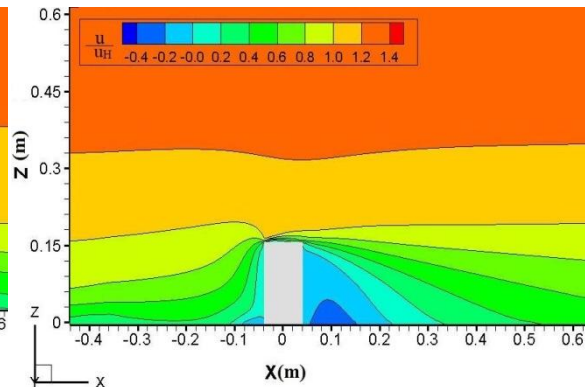
Όπου  $C_{\mu}=0.09$  , όπως δίνεται από το μοντέλο k- $\epsilon$  και  $\kappa=0.41$  η σταθερά Von Karman.

Από τα αποτελέσματα που προέκυψαν με τα παραπάνω δεδομένα παρουσιάζεται η κατανομή της ταχύτητας στο πεδίο με τη μορφή ισογραμμών της αδιαστατης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στο Σχήμα 5.2.1. για το μοντέλο k- $\omega$  SST και στο Σχήμα 5.2.2 για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$ .





Σχήμα 5.2.1. Κατανομή αδιαστατοποιημένης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  με Contours για το μοντέλο k- $\omega$  SST

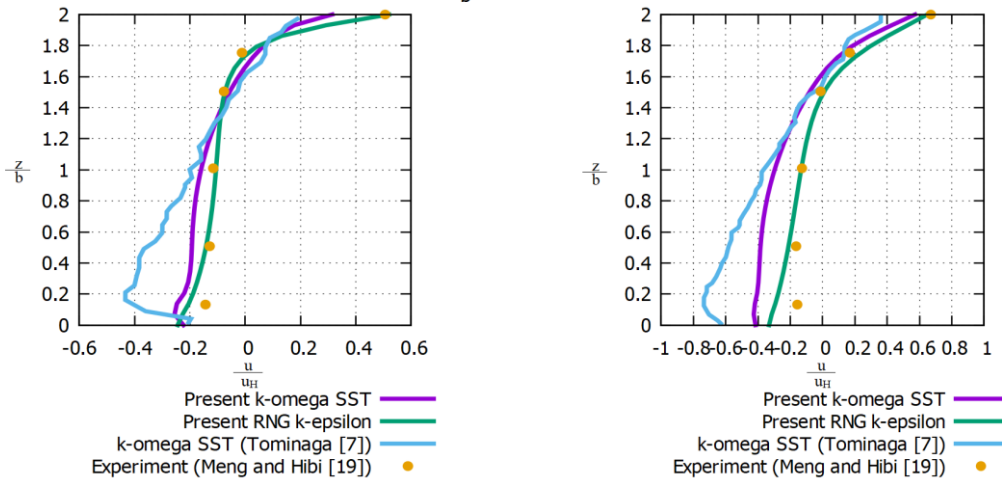


Σχήμα 5.2.2. Κατανομή αδιαστατοποιημένης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  με Contours για το μοντέλο RNG k- $\epsilon$

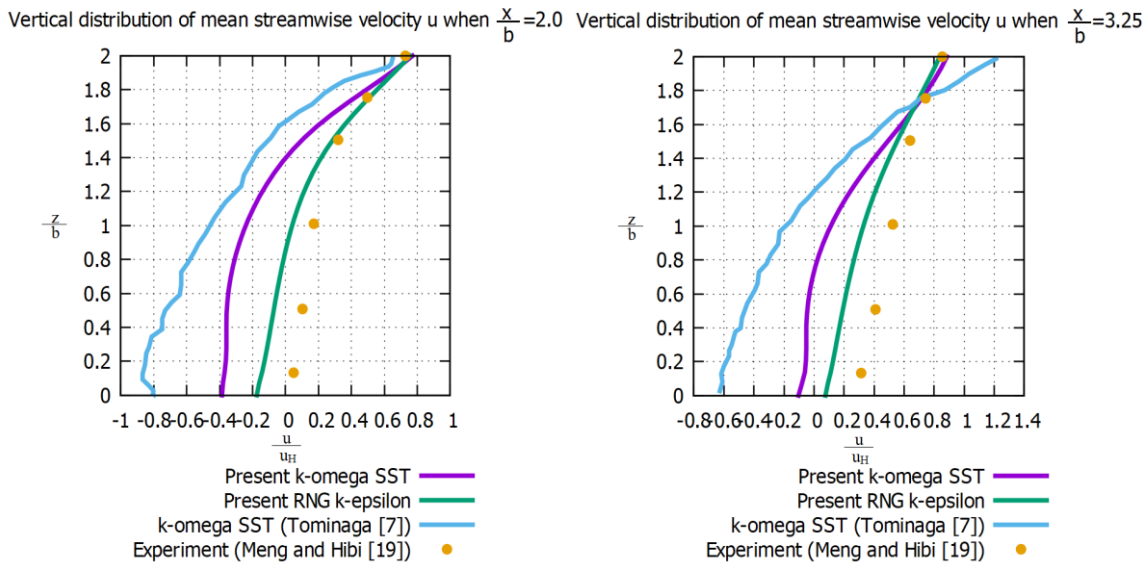
Παρατηρείται ότι το μοντέλο k- $\omega$  SST υπολογίζει μεγαλύτερο το μέτρο ταχύτητας στη θέση  $\frac{x}{b}=1.0$  και θεωρεί εντονότερη την ανακυκλοφορία πίσω από το κτήριο. Επιπλέον πάνω από το κτήριο προσομοιώνεται ανακυκλοφορία με το μοντέλο k- $\omega$  SST πράγμα που δεν είναι ορατό στο RNG k- $\epsilon$ . Πίσω από το κτήριο παρατηρείται ότι στις μεγαλύτερες θέσεις του άξονα z οι ταχύτητες αυξάνονται σε μέτρο και αλλάζει η διεύθυνση τους καθώς γίνονται θετικές. Αυτό παρατηρείται και από τις κατανομές των ταχυτήτων στα Σχήματα 5.2.4.-5.2.7.

Επιπλέον στα Σχήματα 5.2.3.-5.2.6 παρουσιάζεται η κατανομή της αδιαστατοποιημένης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στις θέσεις  $\frac{x}{b}=0.75$ ,  $\frac{x}{b}=1.25$ ,  $\frac{x}{b}=2.00$ ,  $\frac{x}{b}=3.25$  και για εύρος  $\frac{z}{b}=0$  έως  $\frac{z}{b}=2$  συγκριτικά με τα αντίστοιχα αποτελέσματα του Tominaga [7] για το μοντέλο k- $\omega$  SST και του πειράματος των Meng and Hibi [19].

Vertical distribution of mean streamwise velocity u when  $\frac{x}{b}=0.75$  Vertical distribution of mean streamwise velocity u when  $\frac{x}{b}=1.25$



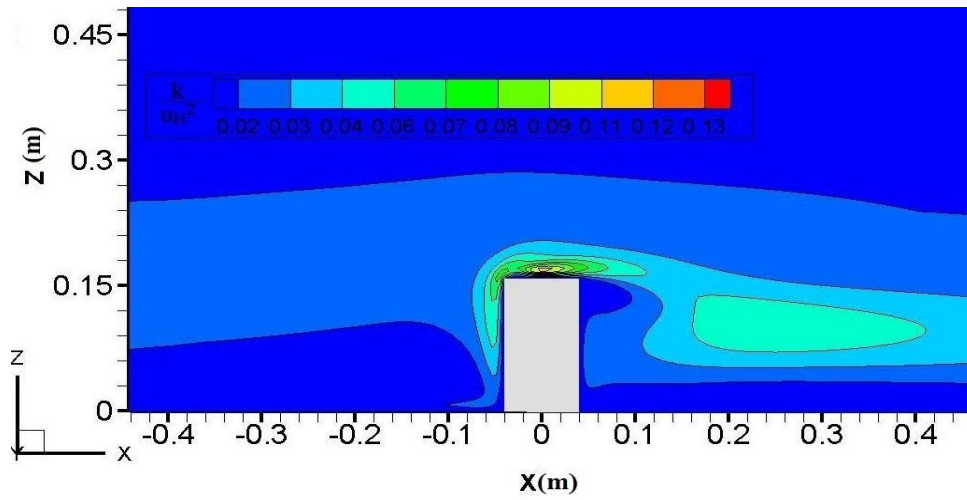
Σχήμα 5.2.3. Κατανομή Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  για  $\frac{x}{b}=0.75$  Σχήμα 5.2.4. Κατανομή Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  για  $\frac{x}{b}=1.25$



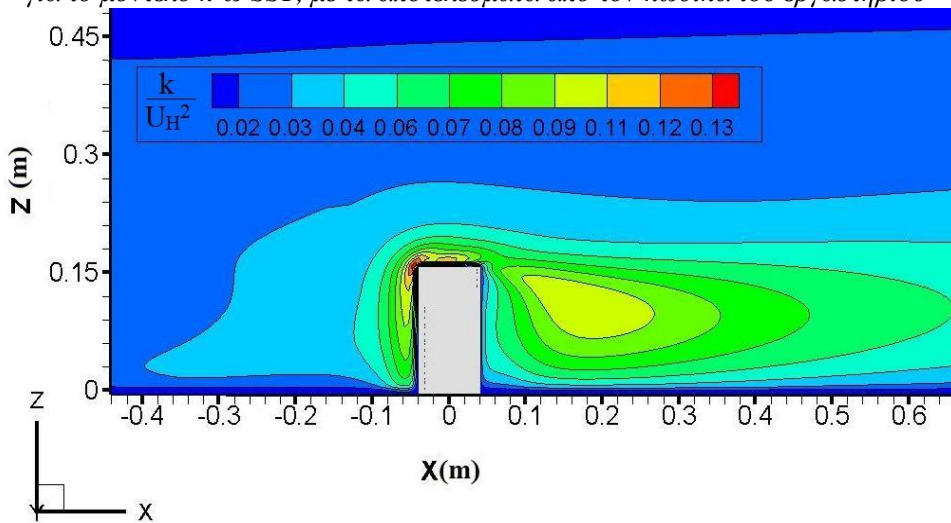
Σχήμα 5.2.5. Κατανομή Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  για  $\frac{x}{b}=2.00$  Σχήμα 5.2.6. Κατανομή Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  για  $\frac{x}{b}=3.25$

Σε γενικές γραμμές παρατηρείται ότι τα αποτελέσματα που προέκυψαν με τον κώδικα εργαστηρίου προσεγγίζουν πολύ καλά τα πειραματικά αποτελέσματα των Meng and Hibi [19] σε σχέση με αυτά που υπολογίστηκαν από τον Tominaga [7]. Μεταξύ των δύο μοντέλων τύρβης παρατηρείται ότι σε όλες τις θέσεις το RNG k-ε αποδίδει καλύτερα. Επιπλέον και τα δύο μοντέλα που εφαρμόστηκαν παρουσιάζουν καλύτερα αποτελέσματα από αυτά που υπολόγισε ο Tominaga [7] με το μοντέλο k-ω SST, πιθανότατα λόγω της επιλεχθείσας κατανομής της χωρικής διακριτοποίησης.

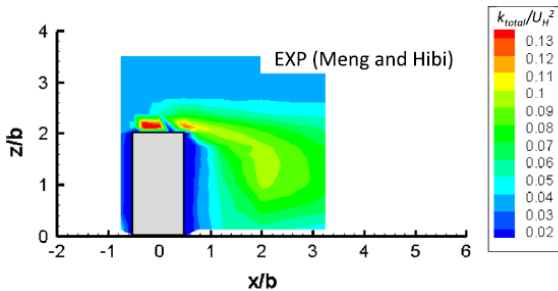
Στα Σχήματα 5.2.7-5.2.11 παρουσιάζεται η κατανομή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας όπως προέκυψε από τον κώδικα του εργαστηρίου, από το πείραμα των Meng and Hibi [19] και από τον Tominaga [7] αντίστοιχα. Παρατηρείται ότι η μέθοδος RNG k-ε υπολογίζει την κινητική ενέργεια πολύ υψηλότερα σε σχέση και με τον Tominaga [7] και με το μοντέλο k-ω SST. Προσεγγίζει έτσι τα αποτελέσματα του πειράματος σε μεγάλο βαθμό πίσω και πάνω από το κτήριο, αλλά προσομοιώνει και μεγάλη ανακυκλοφορία μπροστά από αυτό, η οποία δεν αποτυπώνεται στις ισογραμμές των Meng and Hibi [19]. Το μοντέλο k-ω SST έχει πανομοιότυπα αποτελέσματα με αυτά του Tominaga [7], χωρίς να προσομοιώνουν τόσο καλά τη ροή όσο το RNG k-ε. Υποτιμούν την κινητική ενέργεια και πάνω και πίσω από αυτό, ενώ την υπερεκτιμούν μπροστά του.



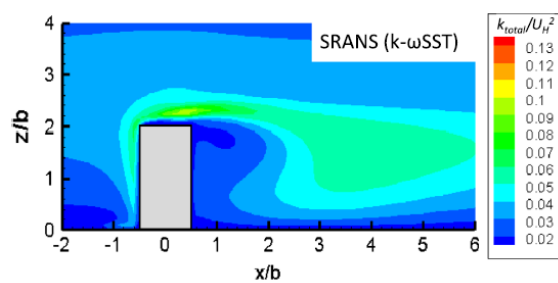
Σχήμα 5.2.7. Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  για το μοντέλο  $k-\omega$  SST, με τα αποτελέσματα από τον κώδικα του εργαστηρίου



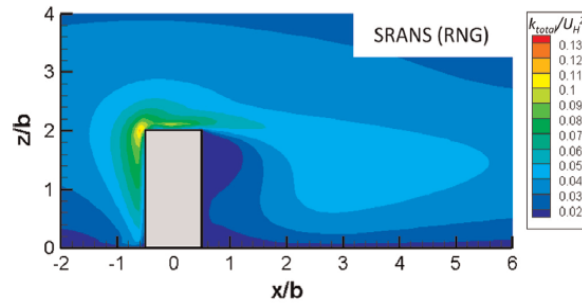
Σχήμα 5.2.8. Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  για το μοντέλο RNG  $k-\epsilon$ , με τα αποτελέσματα από τον κώδικα του εργαστηρίου



Σχήμα 5.2.9. Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  για τα αποτελέσματα των Meng and Hibi [19]



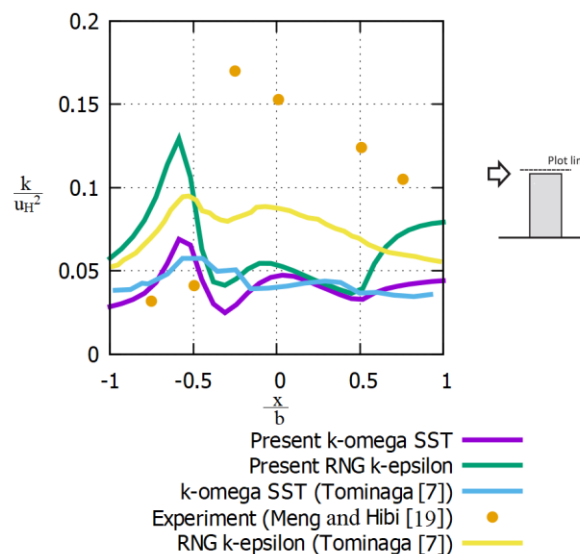
Σχήμα 5.2.10. Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  για το μοντέλο  $k-\omega$  SST (Tomimaga [7])



Σχήμα 5.2.11. Ισογραμμές αδιαστατοποιημένης  
 τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$   
 για το μοντέλο RNG k-ε (Tominaga )

Στο Σχήμα 5.2.12. παρουσιάζεται η κατανομή της ολικής κινητικής ενέργειας πάνω από το κτήριο για τις θέσεις  $\frac{x}{b} = -1.0$  έως  $\frac{x}{b} = 1.00$ . Παρατηρείται η πολύ μεγάλη απόκλιση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων από τα πειραματικά . Τα αποτελέσματα του Tominaga με αυτά που προέκυψαν από τον κώδικα του εργαστηρίου είναι πολύ κοντά, με μικρή διαφορά μπροστά από το κτήριο που το 2<sup>ο</sup> υπολογίζει μικρή πτώση της κινητικής ενέργειας. Το μοντέλο RNG k-ε όπως αναμενόταν από τις ισογραμμές των παραπάνω σχημάτων υπολογίζει την κινητική ενέργεια πάνω από το κτήριο πιο μεγάλη από αυτή που υπολογίζει ο Tominaga [7]. Τα αποτελέσματα του Tominaga [7] λίγο πριν τη θέση  $\frac{x}{b} = -0.5$  υπερεκτιμούν σε πολύ μεγάλο βαθμό την κινητική ενέργεια και την υποτιμούν στη συνέχεια στις θέσεις ακριβώς πάνω από το κτήριο. Τα αποτελέσματα του εργαστηρίου είναι καλύτερα από του Tominaga [7] ωστόσο και αυτά αποκλίνουν σημαντικά από των Meng and Hibi [19].

Streamwise distribution of the total turbulent kinetic energy above the roof



Σχήμα 5.2.12. Κατανομή ολικής κινητικής ενέργειας πάνω από το κτήριο

Γενικώς τα μοντέλα αυτά που τρέχουν με μόνιμη ροή αναμένεται να αποτυγχάνουν να υπολογίζουν τόσο καλά την τυρβώδη κινητική ενέργεια και να αποκλίνουν από τα αποτελέσματα του πειράματος όπως φάνηκε και με τα αντίστοιχα αποτελέσματα στο παράδειγμα των Han and Krajnovic [18] στο Κεφάλαιο 4.

### 5.3 Εφαρμογή της μεθόδου VLES σε ροή γύρω από κτήριο

Η μέθοδος VLES, που περιγράφηκε στο Υποκεφάλαιο 2.4. και πιστοποιήθηκε η ορθότητα του στο Κεφάλαιο 4, εφαρμόζεται σε ροή γύρω από κτήριο με τα χαρακτηριστικά του πεδίου ροής που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Οι οριακές συνθήκες είναι αυτές που ορίστηκαν στο Κεφάλαιο 5.1 και τα προφίλ εισόδου για τη ταχύτητα και την τυρβώδη κινητική ενέργεια είναι αυτά που προκύπτουν από το Σχήμα 5.1.2.

Επιπλέον οι τιμές του ρυθμού καταστροφής της κινητικής ενέργειας ( $\varepsilon$ ) βασίστηκαν στην υπόθεση της τοπικής ισορροπίας ότι ο ρυθμός παραγωγής της τύρβης ισούται με τον ρυθμό καταστροφής της,  $P=\varepsilon$  :

$$\varepsilon(z) = c_{\mu}^{0.5} k \frac{du}{dz} \quad (5.3.1.)$$

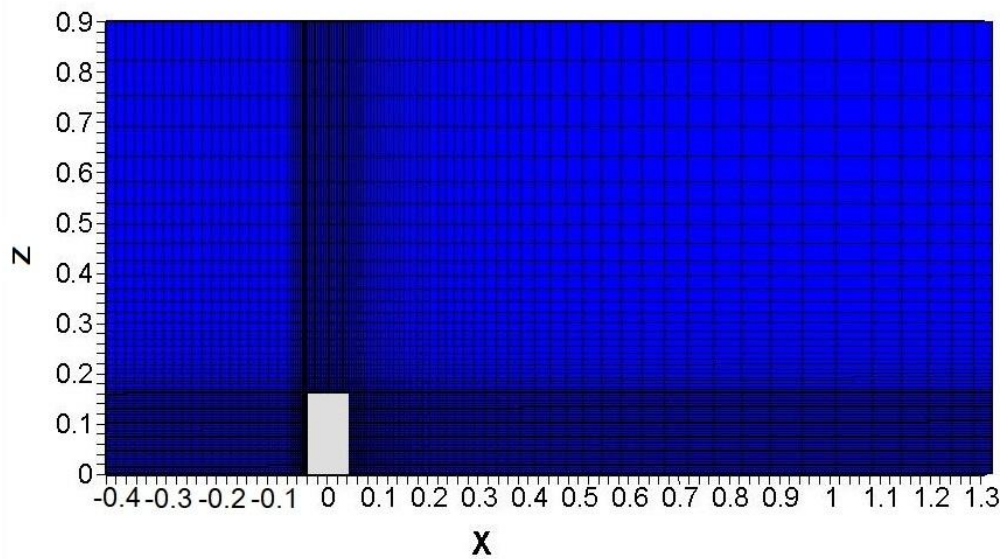
Όπου  $C_{\mu}=0.09$  , όπως δίνεται από το μοντέλο k-ε.

Αρχικά εφαρμόστηκε η μέθοδος VLES στο πλέγμα που απεικονίζεται στα Σχήματα 5.1.3 και 5.1.4., αλλά παρατηρήθηκαν πολύ μεγάλες αποκλίσεις στις ταχύτητες στο οριζόντιο επίπεδο x-y. Έτσι αφήνοντας το ίδιο πλήθος κελιών, αυξήθηκε η πυκνωση κοντά στο κτήριο κατά τον άξονα y.

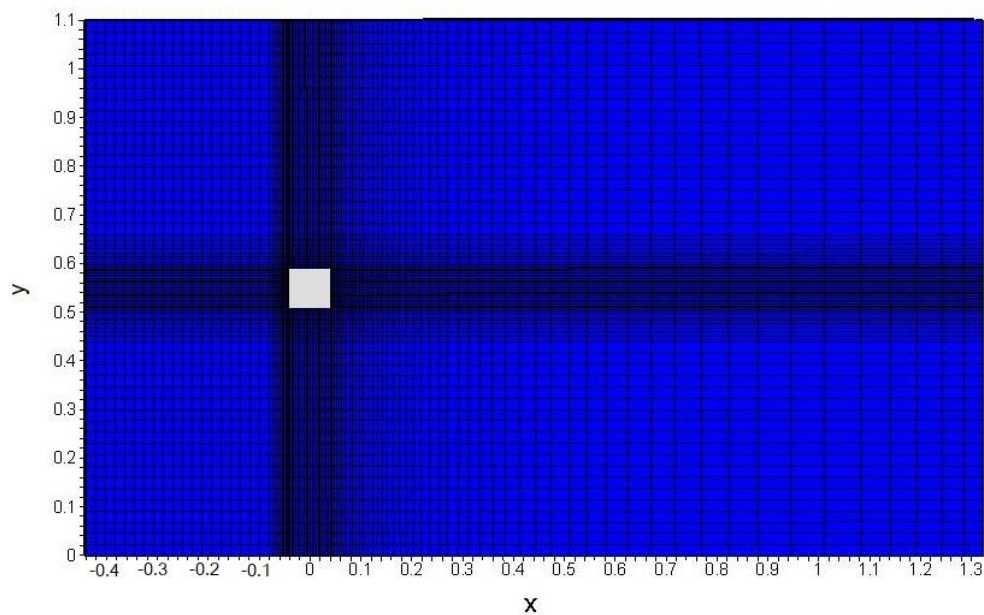
Επιπλέον θεωρήθηκε υπερβολική η μεγάλη πυκνωση κοντά στο κτήριο στην υπήνεμη πλευρά του κατά τον άξονα x με αποτέλεσμα πίσω από αυτό, το πλέγμα διατηρώντας το ίδιο πλήθος κελιών να αραιωθεί κοντά στο κτήριο με σκοπό τη βελτίωση των αποτελεσμάτων σε μεγάλη απόσταση από αυτό. Έτσι το νέο πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε απεικονίζεται στα Σχήματα 5.3.1. και 5.3.2. και έχει διαστάσεις και πλήθος κελιών ίδιο με αυτό των Σχημάτων 5.1.3. και 5.1.4., δηλαδή 22**b**(x)x13.75**b**(y)x11.25**b**(z) και (x)x(y)x(z) =106x70x80 αντίστοιχα.

Το χρονικό βήμα και στις δύο περιπτώσεις ορίστηκε 0.003 sec. Με το νέο πλέγμα ολοκληρώθηκαν 20 περίοδοι που αντιστοιχούν σε 13.96 sec. και έτσι ο αριθμός Strouhal είναι  $Str=0.101$ . Με το πλέγμα των Σχημάτων 5.1.3 και 5.1.4 ολοκληρώθηκαν 12 περίοδοι, που αντιστοιχούν σε 8.5 sec. Σε όλες τις δοκιμές που εφαρμόστηκαν παρατηρήθηκε ότι μετά το πέρας 4.5 sec τα αποτελέσματα δεν αλλάζουν σημαντικά. Έτσι παρόλο που γενικώς για την σωστή λήψη μέσων χρονικά τιμών χρειάζεται να έχουν συμπληρωθεί περίπου 30 περίοδοι στην προκειμένη δε φαίνεται απαραίτητο.





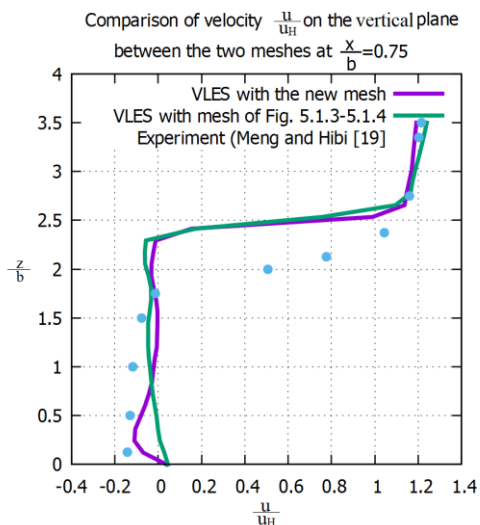
Σχήμα 5.3.1. Νέο Πλέγμα στο κατακόρυφο επίπεδο με πλήθος κελιών  $(x)z(z) = 106 \times 80$



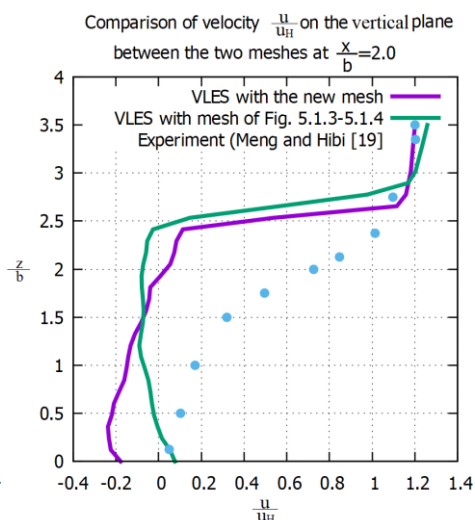
Σχήμα 5.3.2. Νέο Πλέγμα στο οριζόντιο επίπεδο με πλήθος κελιών  $(x)y(y) = 106 \times 70$

Στα Σχήματα 5.3.3. και 5.3.4. παρατίθενται τα συγκριτικά διάγραμμα που προέκυψαν από τα δύο διαφορετικά πλέγματα για την αδιαστατοποιημένη ταχύτητα  $u$  στο κατακόρυφο επίπεδο στις θέσεις  $\frac{x}{b} = 0.75$  και  $\frac{x}{b} = 2.0$ . Το νέο πλέγμα παρατηρείται να προσεγγίζει τα πειραματικά αποτελέσματα λίγο καλύτερα, χωρίς όμως να υπάρχει σημαντική βελτίωση. Και στις δύο περιπτώσεις η ανακυκλοφορία υπολογίζεται να φτάνει

και να ξεπερνάει το ύψος του κτηρίου, σε αντίθεση με αυτό που μετρήθηκε στο πείραμα των Meng and Hibi.

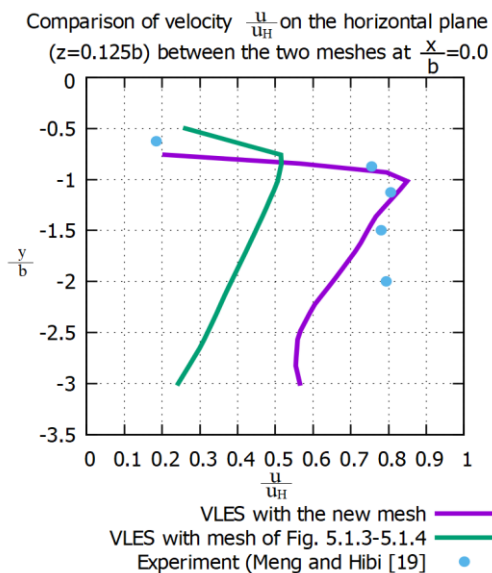


Σχήμα 5.3.3. Σύγκριση ταχύτητας  $u$  για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 0.75$

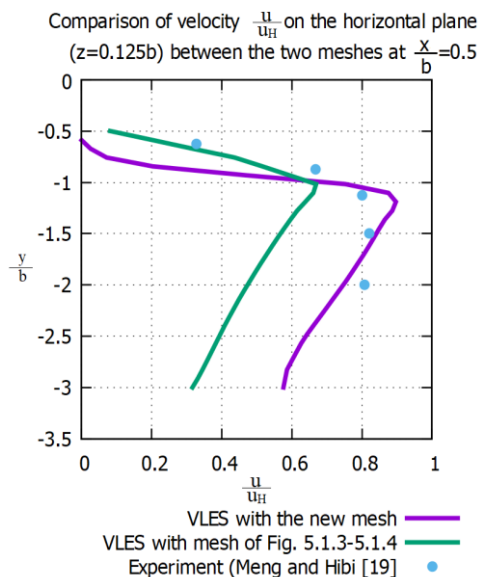


Σχήμα 5.3.4. Σύγκριση ταχύτητας  $u$  για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 2.0$

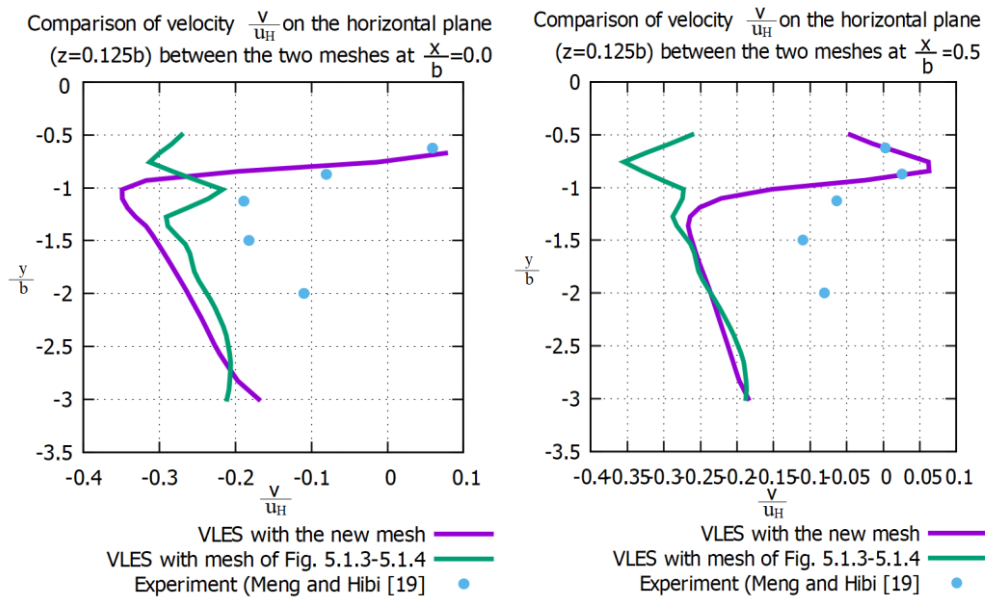
Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.5-5.3.8 παρατίθενται τα αποτελέσματα των αδιάστατων ταχυτήτων  $u$  και  $v$  στις θέσεις  $\frac{x}{b} = 0.0$  και  $\frac{x}{b} = 0.5$  στο οριζόντιο επίπεδο ( $z=0.125b$ ). Μετά την πύκνωση κοντά στο κτήριο κατά τον άξονα  $y$  παρατηρείται σημαντική βελτίωση στα αποτελέσματα στις τιμές των ταχυτήτων στο οριζόντιο επίπεδο.



Σχήμα 5.3.5. Σύγκριση ταχύτητας  $u$  στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 0.0$

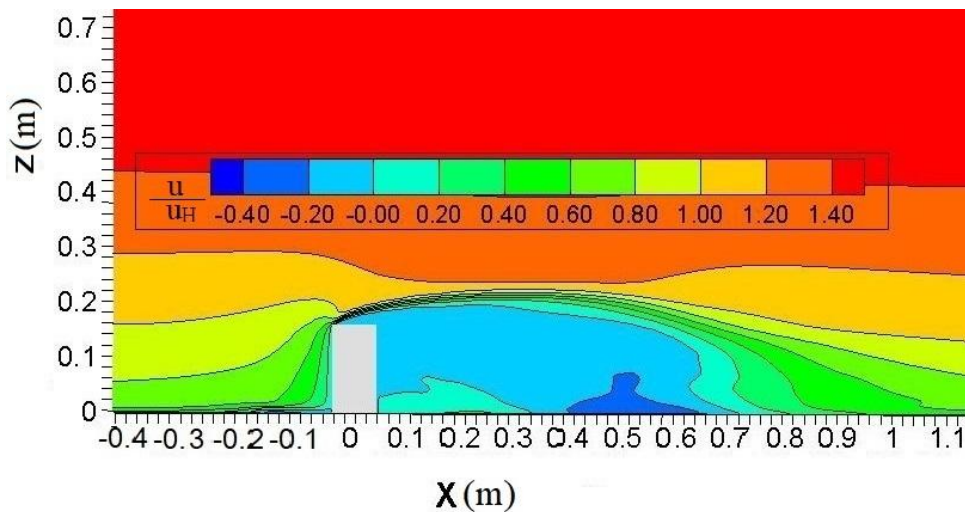


Σχήμα 5.3.6. Σύγκριση ταχύτητας  $u$  στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 0.5$



Σχήμα 5.3.7. Σύγκριση ταχύτητας  $v$  στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 0.0$  Σχήμα 5.3.8. Σύγκριση ταχύτητας  $v$  στο οριζόντιο επίπεδο για τα δύο πλέγματα στη θέση  $\frac{x}{b} = 0.5$

Επιπλέον το χρονικό βήμα φάνηκε να παίζει σημαντικό ρόλο στα αποτελέσματα. Συγκεκριμένα εδώ ορίστηκε 0.003 sec, αλλά ο Tomiyama [7] που μελέτησε τη ροή με τη μέθοδο URANS και το μοντέλο  $k-\omega$  SST επέλεξε χρονικό βήμα 0.001 sec. Ωστόσο ο κώδικας του εργαστηρίου αδυνατούσε να συγκλίνει όταν επιλεγόταν χρονικό βήμα μικρότερο του 0.003 sec. Αντίθετα για μεγαλύτερο χρονικό βήμα όπως 0.01 sec, η ανακυκλοφορία που δημιουργείται πίσω από το κτήριο απομακρυνόταν πολύ αυτό, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.3.9.

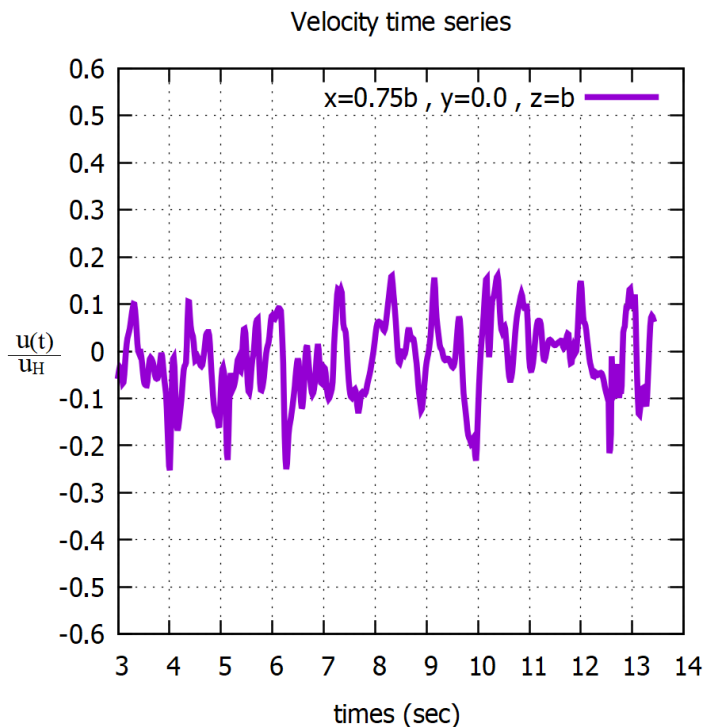


Σχήμα 5.3.9. Κατανομή ταχύτητας  $u$  με χρονικό βήμα 0.01 sec



Έτσι, εξαιτίας της καλύτερης απόδοσης του καινούριου πλέγματος (Σχήματα 5.3.1.-5.3.2.) στο οριζόντιο επίπεδο επελέγη να παρουσιαστούν τα αποτελέσματα που προέκυψαν με αυτό και με το χρονικό βήμα 0.003 sec.

Στο Σχήμα 5.3.10. παρουσιάζεται η χρονοσειρά της αδιάστατης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στη θέση  $x=0.75b$ ,  $y=0.0$ ,  $z=b$ , για χρονική διάρκεια  $t=10.96$  sec. Η μέση τιμή των ταχυτήτων υπολογίστηκε σε αυτό το χρονικό διάστημα, δηλαδή από 3.0 sec μέχρι 13.96 sec.



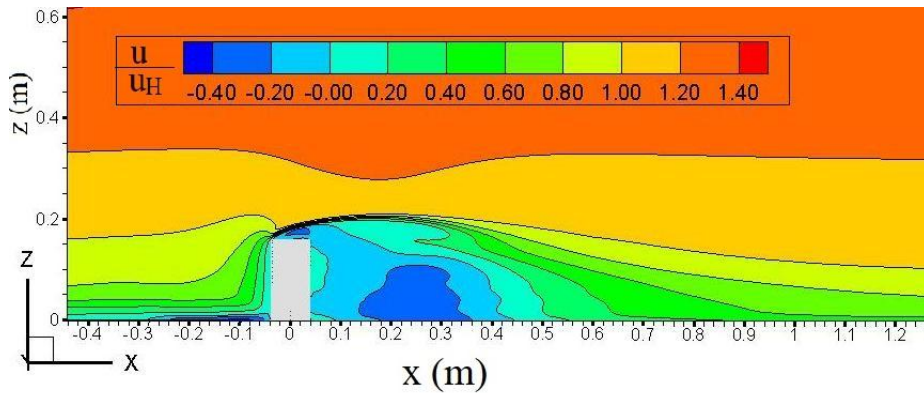
Σχήμα 5.3.10. Χρονοσειρά Ταχύτητας  $u$  στη θέση  $x=0.75b$ ,  $y=0.0$ ,  $z=b$

Παρατηρείται η περιοδικότητα της ταχύτητας συναρτήσει του χρόνου και ότι οι διαταραχές λόγω τύρβης είναι πιο έντονες συγκριτικά με αυτές που σημειώθηκαν στη ροή γύρω από τη δοκό στο Σχήμα 4.2. Από τη συχνότητα της περιοδικής κίνησης αυτής υπολογίζεται και ο αριθμός Strouhal ως  $Str = \frac{2 \cdot b}{u \cdot T} = 0.101$ , όπως προαναφέρθηκε καθώς η περίοδος της ταχύτητας βρίσκεται  $T=0.6981$  sec.

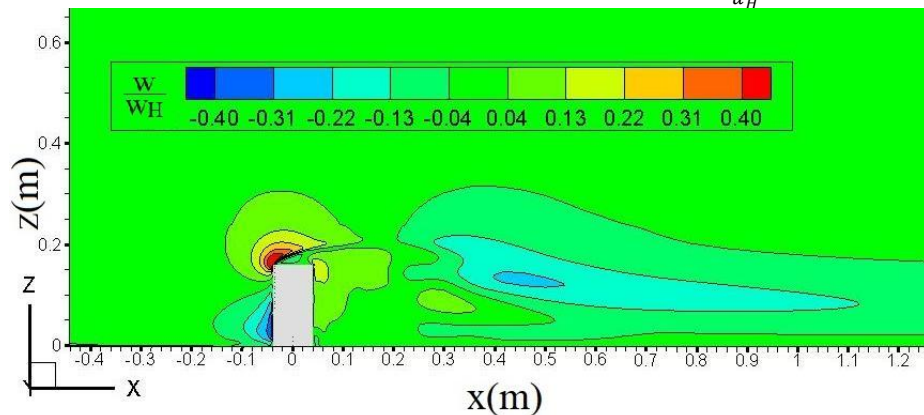
Στα Σχήμα 5.3.11. και 5.3.12. αποτυπώνονται οι ισογραμμές της αδιαστοποιημένης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  και  $\frac{w}{u_H}$  στο κατακόρυφο επίπεδο όπως προέκυψαν μετά από time averaging χρονικής διάρκειας  $t=10.96$  sec.

Για την ταχύτητα  $\frac{u}{u_H}$  παρατηρείται ότι η μέθοδος VLES υπολογίζει την ανακυκλοφορία μετά τον κύλινδρο πιο μακριά από αυτή που έβγαζαν τα μοντέλα με τη μέθοδο SRANS. Η έντονη ανακυκλοφορία παρουσιάζεται στη θέση  $x=0.25$  m αλλά και πάνω από αυτή οι ταχύτητες παραμένουν αρνητικές ή μέχρι και λίγο πιο ψηλά από το ύψος του κτηρίου.

Η κατακόρυφη ταχύτητα  $\frac{w}{u_H}$  παρατηρείται ότι αυξάνεται πολύ στην προσήμενη γωνία του κτηρίου ενώ στο υπόλοιπο πεδίο είναι πολύ κοντά στο 0. Σε αυτό το σημείο αναμένεται να δημιουργηθεί αποκόλληση της ροής και να είναι μεγάλη η τιμή της κινητικής ενέργειας.

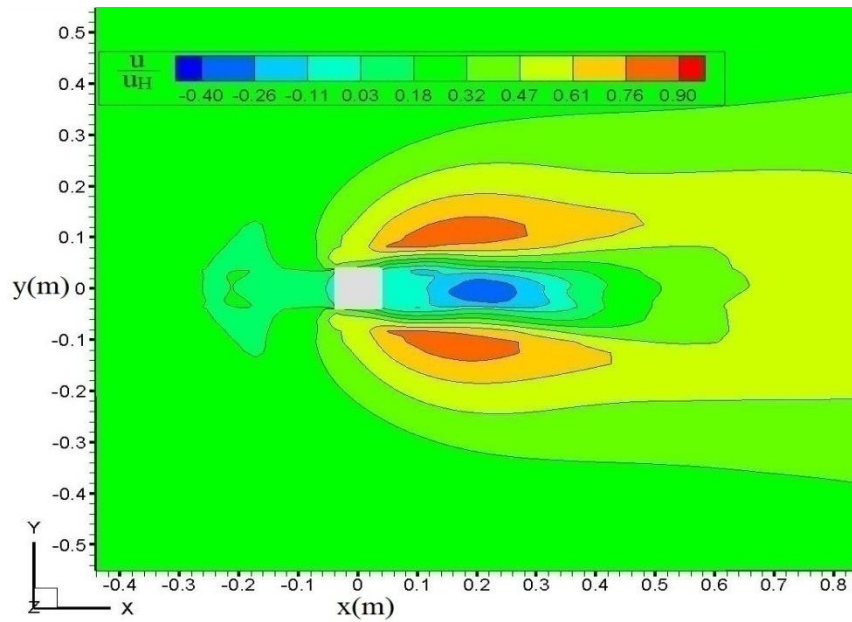


Σχήμα 5.3.11. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στο επίπεδο  $y=0.0$

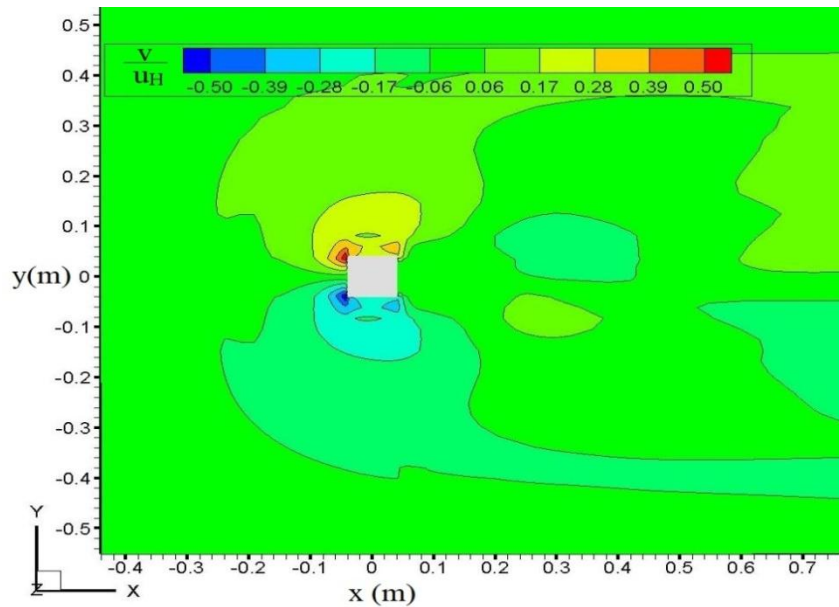


Σχήμα 5.3.12. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{w}{u_H}$  στο επίπεδο  $y=0.0$

Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.13. και 5.3.14. παρουσιάζονται οι ισογραμμές της αδιαστοποιημένης ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  και  $\frac{v}{u_H}$  στο οριζόντιο επίπεδο στη θέση  $\frac{z}{b}=0.125$  όπως προέκυψαν μετά από time averaging χρονικής διάρκειας  $t=10.96$  sec. Η μέση ταχύτητα  $u$  αυξάνει πάνω και κάτω συμμετρικά του κτηρίου ενώ στις θέσεις μετά το κτήριο είναι σχεδόν μηδέν. Η ταχύτητα  $v$  είναι και αυτή συμμετρική κατά μέτρο ως προς τον άξονα  $y=0$  με την πάνω μερία του κτηρίου να περιλαμβάνει τις θετικές ταχύτητες και την κάτω τις αρνητικές .

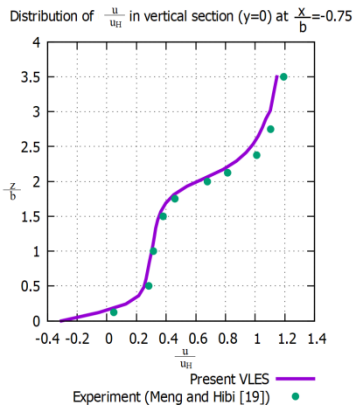


Σχήμα 5.3.13. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στο επίπεδο  $\frac{z}{b}=0.125$

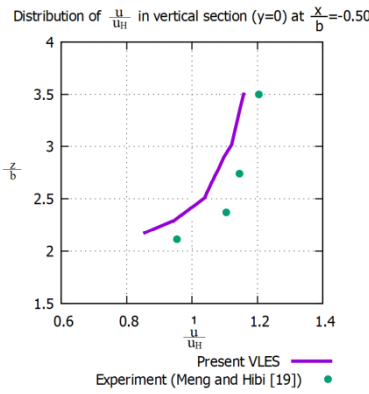


Σχήμα 5.3.14. Ισογραμμές Μέσης Αδιαστατοποιημένης Ταχύτητας  $\frac{v}{u_H}$  στο επίπεδο  $\frac{z}{b}=0.125$

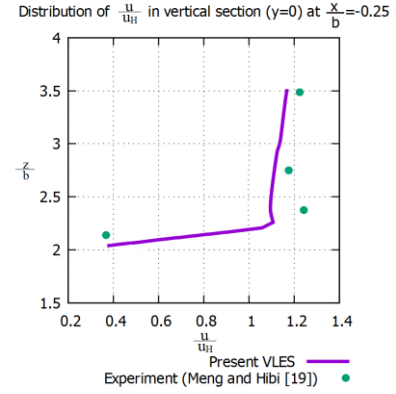
Στα Σχήματα 5.3.15-5.3.23 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στο κατακόρυφο επίπεδο στις θέσεις  $\frac{x}{b}$  που αναγράφονται στο Σχήμα 5.1.5. όπως προέκυψαν με τη μέθοδο VLES, με τη μέθοδο URANS και το μοντέλο k- $\omega$  SST του Tominaga [7] και από το πείραμα των Meng and Hibi [19].



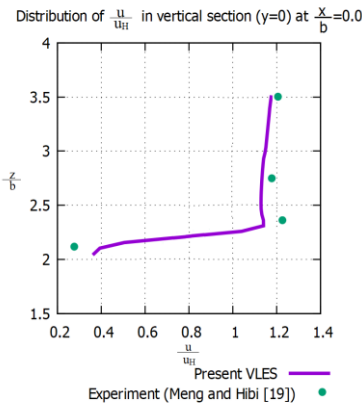
Σχήμα 5.3.15 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.75$



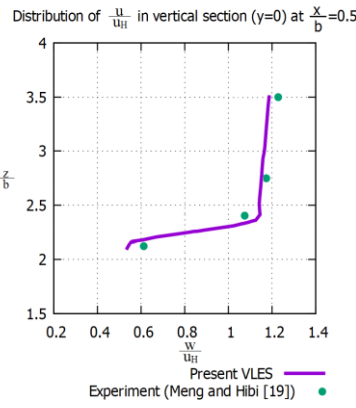
Σχήμα 5.3.16 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.50$



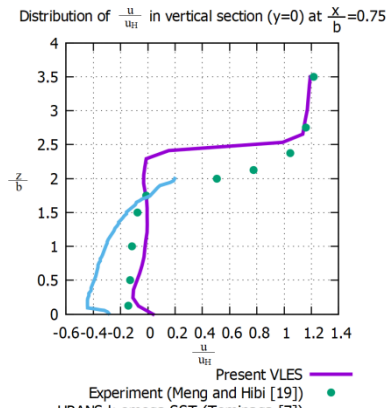
Σχήμα 5.3.17 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.25$



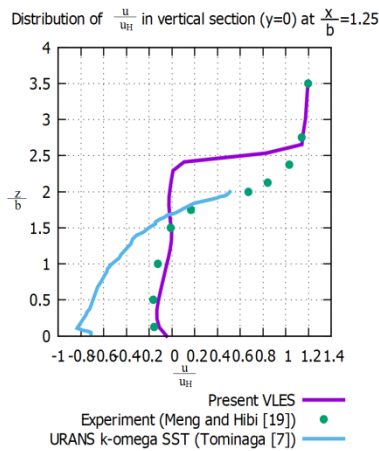
Σχήμα 5.3.18 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.0$



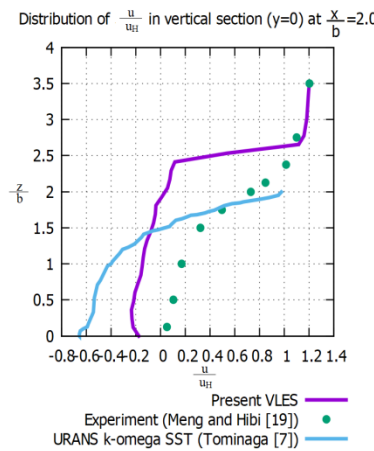
Σχήμα 5.3.19 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.50$



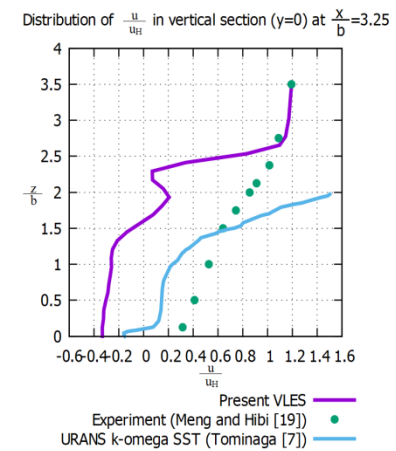
Σχήμα 5.3.20 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.75$



Σχήμα 5.3.21 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=1.25$



Σχήμα 5.3.22 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=2.00$



Σχήμα 5.3.23 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=3.25$

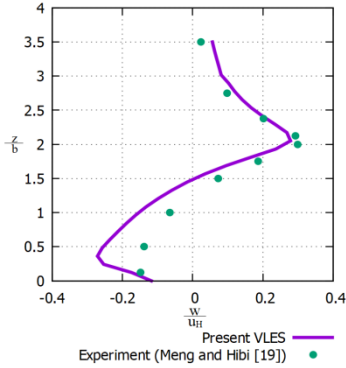
Παρατηρείται ότι στις θέσεις μπροστά ( $\frac{x}{b}=-0.75$ ) και πάνω από το κτήριο ( $\frac{x}{b}=-0.50, \frac{x}{b}=-0.25, \frac{x}{b}=0.0, \frac{x}{b}=0.50$ ) η μέθοδος υπολόγισε τη μέση ταχύτητα  $u$  πολύ κοντά στα πειραματικά αποτελέσματα. Μπροστά από το κτήριο στις θέσεις  $\frac{x}{b} = 0.75$  και  $\frac{x}{b} = 1.25$  τα αποτελέσματα είναι κοντά στα πειραματικά μέχρι το ύψος  $\frac{z}{b}=2.0$ . Ωστόσο μετά από αυτό το ύψος η ταχύτητα  $u$  δεν αποκτά θετικές τιμές υπολογίζοντας την ανακυκλοφορία να πίνει ύψος μεγαλύτερο από αυτό που μετρούν οι Meng and Hibi [19]. Από την άλλη στις θέσεις  $\frac{x}{b}=2.0$  και  $\frac{x}{b}=3.25$  υπάρχουν αποκλίσεις σε όλες τις τιμές του ύψους  $\frac{z}{b}$ . Το πείραμα σε αυτές τις θέσεις δεν υπολογίζει ανακυκλοφορία και γι'αυτό οι τιμές του είναι θετικές, σε αντίθεση με το μοντέλο VLES που υπολογίζει την κύρια ανακυκλοφορία στη θέση  $\frac{x}{b}=3.25$ . Τα αποτελέσματα του Tomimaga [7] που προέκυψαν με τη μέθοδο URANS και το μοντέλο k- $\omega$  SST παρουσιάζουν απόκλιση μεγαλύτερη από αυτή του μοντέλου VLES σε όλες τις θέσεις εκτός από τη θέση  $\frac{x}{b}=3.25$  όπου εκεί το μοντέλο φαίνεται πως έχει υπολογίσει την λήξη της ανακυκλοφορίας, αλλά και πάλι υπερεκτιμά την ταχύτητα  $u$  μετά το ύψος  $\frac{z}{b}=1.5$ .

Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.24-5.3.32 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας  $\frac{w}{u_H}$  στο κατακόρυφο επίπεδο στις θέσεις  $\frac{x}{b}$  που αναγράφονται στο Σχήμα 5.3.10. όπως προέκυψαν με τη μέθοδο VLES και από το πείραμα των Meng and Hibi [19].

Παρατηρείται ότι τα αποτελέσματα από την κάθετη ταχύτητα  $w$  αποκλίνουν περισσότερο από τα πειραματικά σε σχέση με αυτά της ταχύτητας  $u$ . Συγκεκριμένα στις θέσεις  $\frac{x}{b}=-0.75, \frac{x}{b}=-0.50$  οι αποκλίσεις είναι πολύ μικρές. Στις θέσεις  $\frac{x}{b}=-0.25, \frac{x}{b}=0.0$  και  $\frac{x}{b}=0.50$  μετά το ύψος  $\frac{z}{b}=3.0$  η ταχύτητα μειώνεται αλλά χωρίς να γίνεται αρνητική, όπως μετρούν οι Meng and Hibi [19].

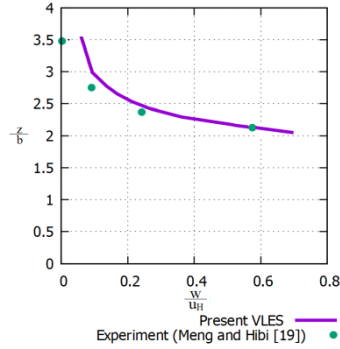
Στις θέσεις  $\frac{x}{b}=0.75$  και  $\frac{x}{b}=1.25$  ο κώδικας υπολογίζει μόνο θετική την ταχύτητα  $w$  ακόμα και σε ύψος μεγαλύτερο του ύψους του κτηρίου. Στη θέση  $\frac{x}{b}=2.0$  οι αποκλίσεις μεγιστοποιούνται, ενώ αντίθετα στη  $\frac{x}{b}=3.25$  υπολογίζεται πολύ ορθότερα η ταχύτητα, καθώς εκεί όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3.12. βρίσκεται η αρχή της ανακυκλοφορίας που στο πείραμα υπολογίστηκε πιο κοντά στην υπήνεμη πλευρά του κτηρίου.

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=-0.75$



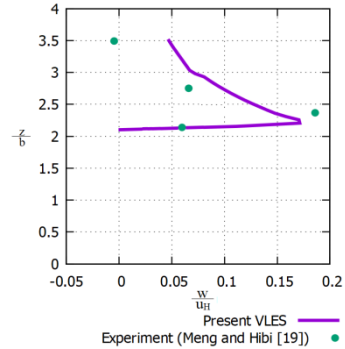
Σχήμα 5.3.24 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.75$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=-0.50$



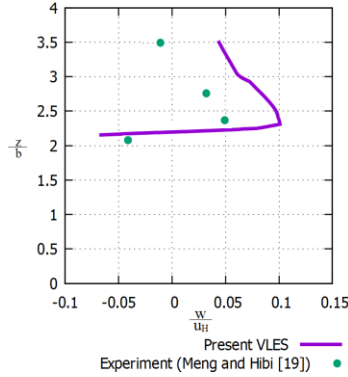
Σχήμα 5.3.25 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.50$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=-0.25$



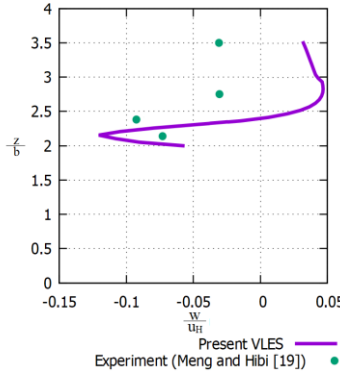
Σχήμα 5.3.26 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=-0.25$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=0.0$



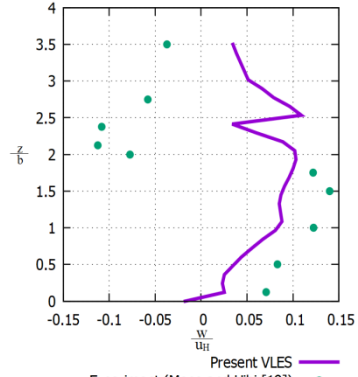
Σχήμα 5.3.27 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.0$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=0.50$



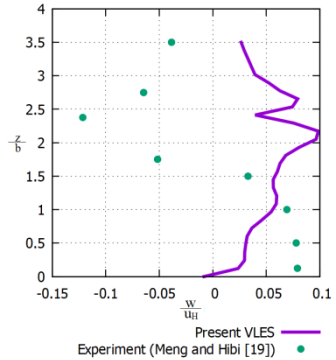
Σχήμα 5.3.28 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.50$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=0.75$



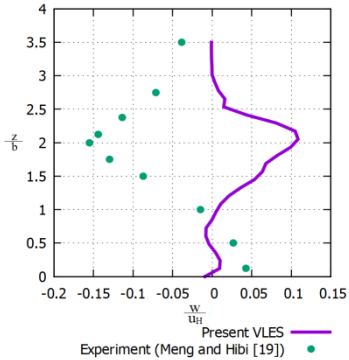
Σχήμα 5.3.29 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=0.75$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=1.25$



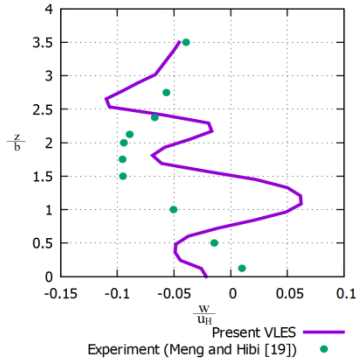
Σχήμα 5.3.30 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=1.25$

Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=2.00$



Σχήμα 5.3.31 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=2.00$

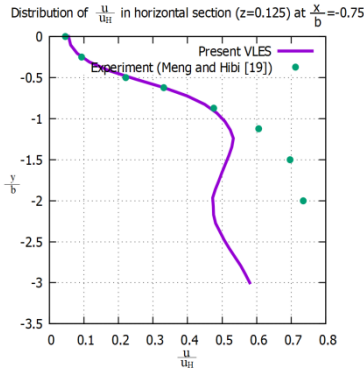
Distribution of  $\frac{w}{u_H}$  in vertical section ( $y=0$ ) at  $\frac{x}{b}=3.25$



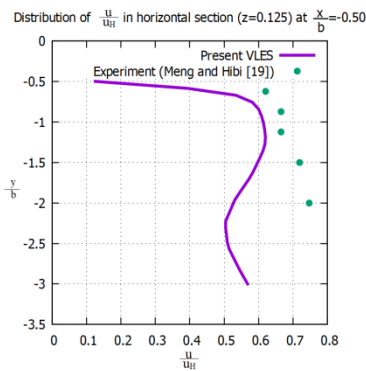
Σχήμα 5.3.32 Κατανομή  $\frac{w}{u_H}$  στο  $y=0$  για  $\frac{x}{b}=3.25$



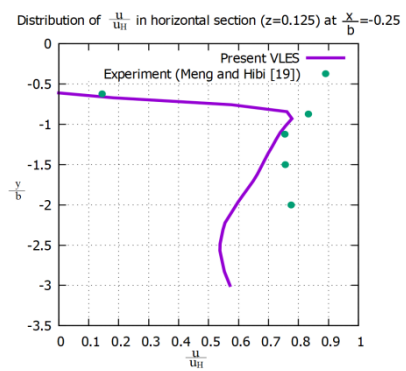
Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.33-5.3.41 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας  $\frac{u}{u_H}$  στο οριζόντιο επίπεδο για  $\frac{z}{b}=0.125$  και στις θέσεις  $\frac{x}{b}$  που αναγράφονται στο Σχήμα 5.1.6. όπως προέκυψαν με τη μέθοδο VLES και από το πείραμα των Meng and Hibi [19].



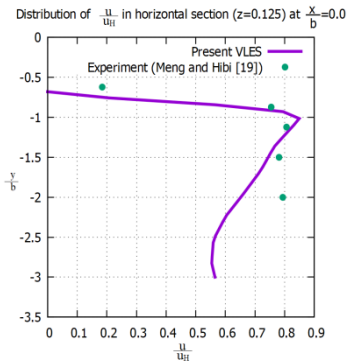
Σχήμα 5.3.33 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.75$



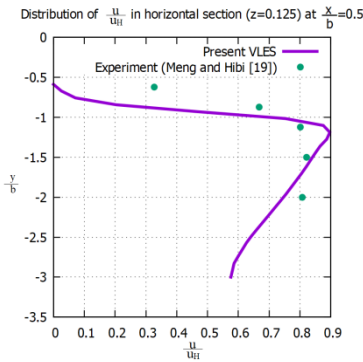
Σχήμα 5.3.34 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.50$



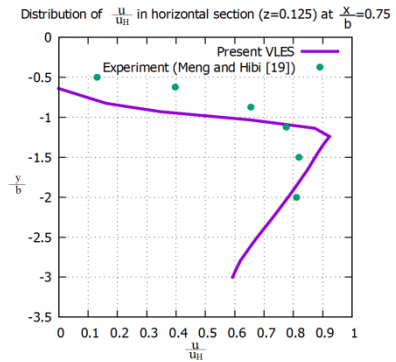
Σχήμα 5.3.35 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.25$



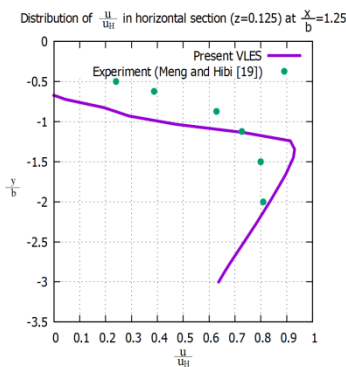
Σχήμα 5.3.36 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.0$



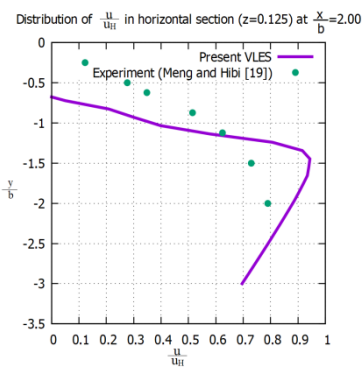
Σχήμα 5.3.37 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.50$



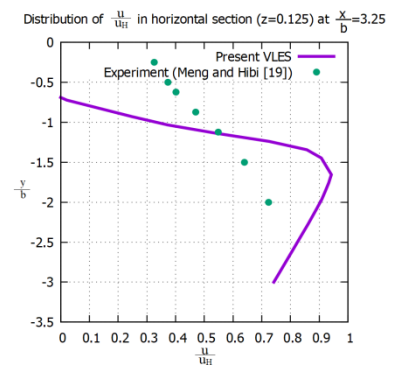
Σχήμα 5.3.38 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.75$



Σχήμα 5.3.39 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=1.25$



Σχήμα 5.3.40 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=2.00$

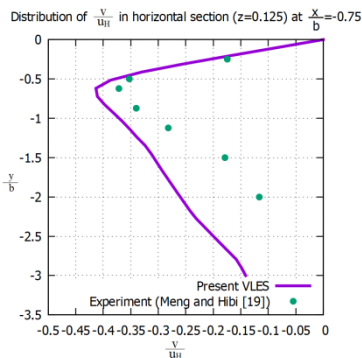


Σχήμα 5.3.41 Κατανομή  $\frac{u}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=3.25$

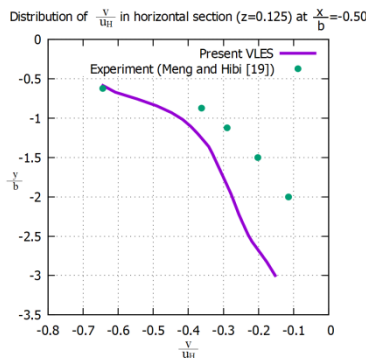
Παρατηρείται ότι δεν υπάρχουν τόσο σημαντικές αποκλίσεις σε αυτό το επίπεδο, εξαιτίας της πυκνώσης που τελικά έγινε κοντά στο κτήριο. Ενώ παρατηρείται σε όλες τις θέσεις ότι τα αποτελέσματα μακριά από κτήριο παρουσιάζουν τη μεγαλύτερη απόκλιση.

Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.39-5.3.47 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας  $\frac{v}{u_H}$  στο οριζόντιο επίπεδο για  $\frac{z}{b}=0.125$  και στις θέσεις  $\frac{x}{b}$  που αναγράφονται στο Σχήμα 5.3.10. όπως προέκυψαν με τη μέθοδο VLES, με τη μέθοδο LES [50] και από το πείραμα των Meng and Hibi [19].

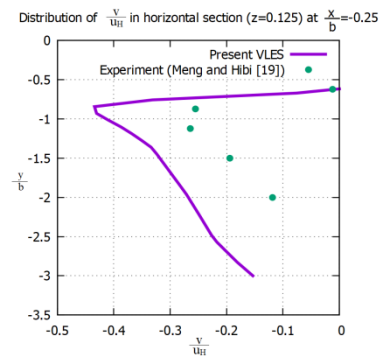
Για την ταχύτητα  $v$  οι αποκλίσεις είναι πολύ μικρές στις θέσεις πάνω από  $\frac{y}{b}=-1.5$ , ενώ παρακάτω αυξάνονται σημαντικά, γεγονός που δείχνει την ευαισθησία της μεθόδου VLES στο πλέγμα.



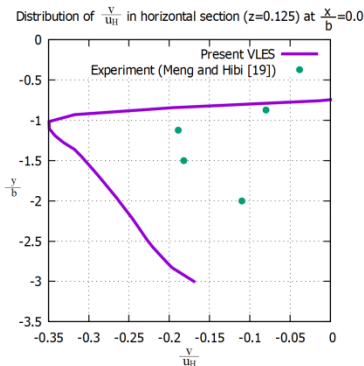
Σχήμα 5.3.42 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.75$



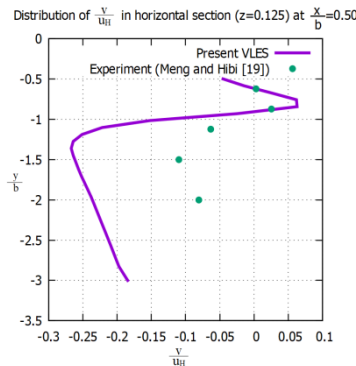
Σχήμα 5.3.43 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.50$



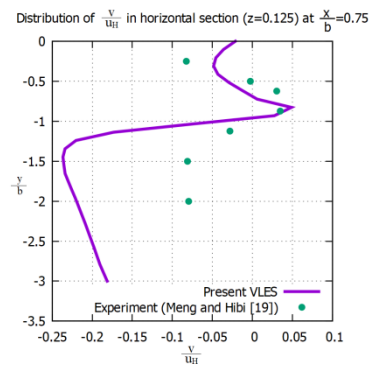
Σχήμα 5.3.44 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=-0.25$



Σχήμα 5.3.45 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.0$

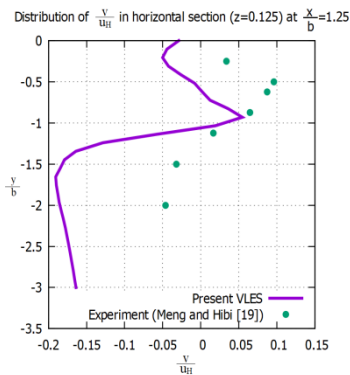


Σχήμα 5.3.46 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.50$

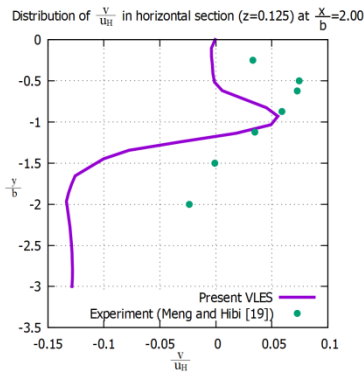


Σχήμα 5.3.47 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=0.75$

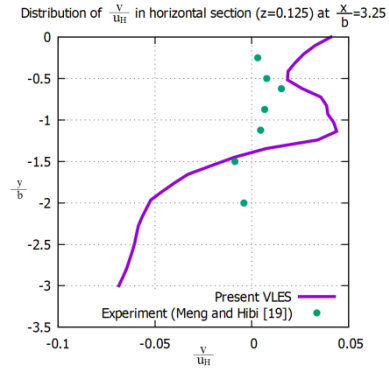




Σχήμα 5.3.48 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=1.25$



Σχήμα 5.3.49 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=2.00$

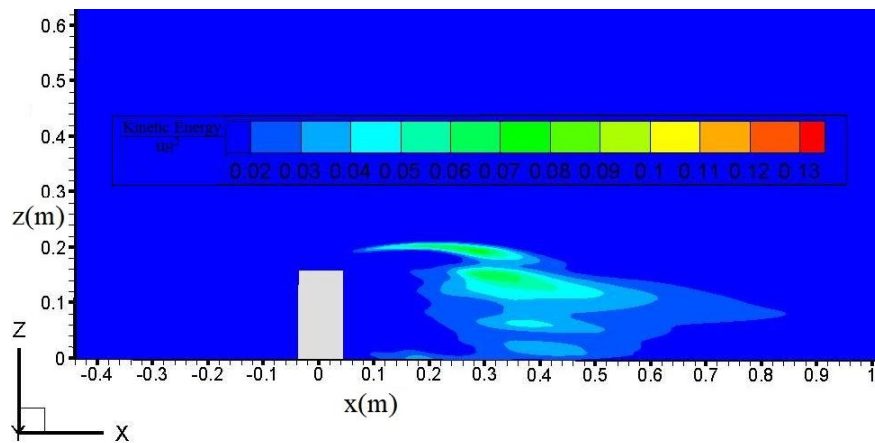


Σχήμα 5.3.50 Κατανομή  $\frac{v}{u_H}$  στο  $\frac{z}{b}=0.125$  για  $\frac{x}{b}=3.25$

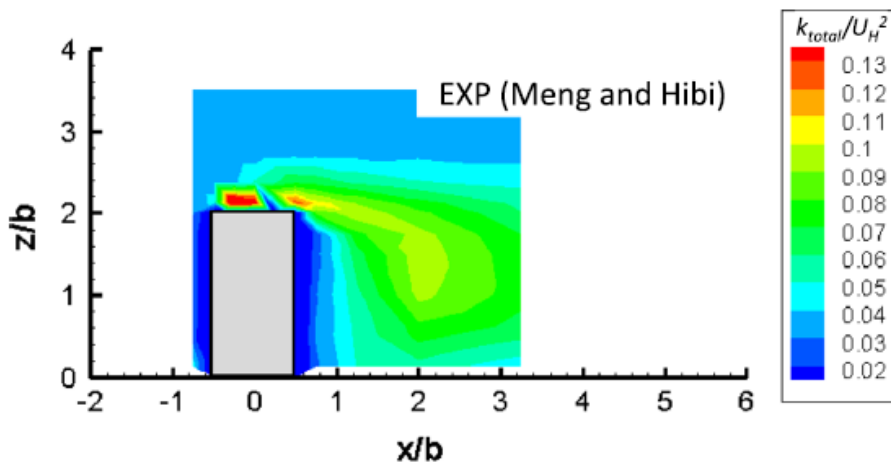
Στα Σχήματα 5.3.51. και 5.3.52. παρουσιάζονται οι κατανομές της αδιαστατοποιημένης ολικής ενέργειας διαταραχών όπως προέκυψαν από τη μέθοδο VLES και από το πείραμα των Meng and Hibi [19].

Παρατηρείται ότι σε όλο το πεδίο η ολική ενέργεια διαταραχών υποτιμάται με τη μέθοδο VLES. Η θέση στην οποία φαίνεται η ολική ενέργεια να είναι πιο έντονη πίσω από το κτήριο είναι πολύ πιο μακριά από αυτή που μετράνε οι Meng and Hibi [19]. Αυτό είναι λογικό καθώς η ανακυκλοφορία όπως φαινόταν και στο Σχήμα 5.3.11. υπολογίζεται πιο μακριά με τη μέθοδο VLES.

Ωστόσο αυτό που προκαλεί εντύπωση είναι ότι πάνω από το κτήριο η κινητική ενέργεια είναι παρά πολύ μικρή της τάξης του  $\frac{k}{u_H^2} \in [0.0, 0.02]$ , σε αντίθεση με την κινητική που υπολογίζεται στο πείραμα η οποία μεγιστοποιείται σε αυτή τη θέση εξαιτίας της αποκόλλησης της ροής στη γωνία του κτηρίου.

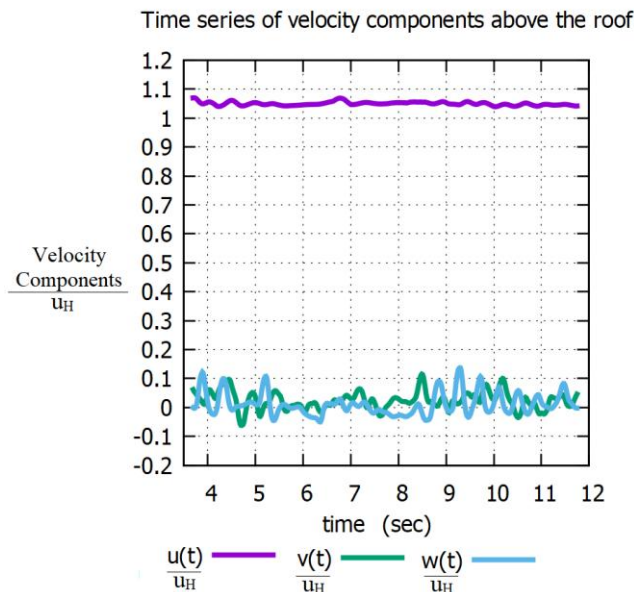


Σχήμα 5.3.51. Κατανομή αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  με Contours με τη μέθοδο VLES



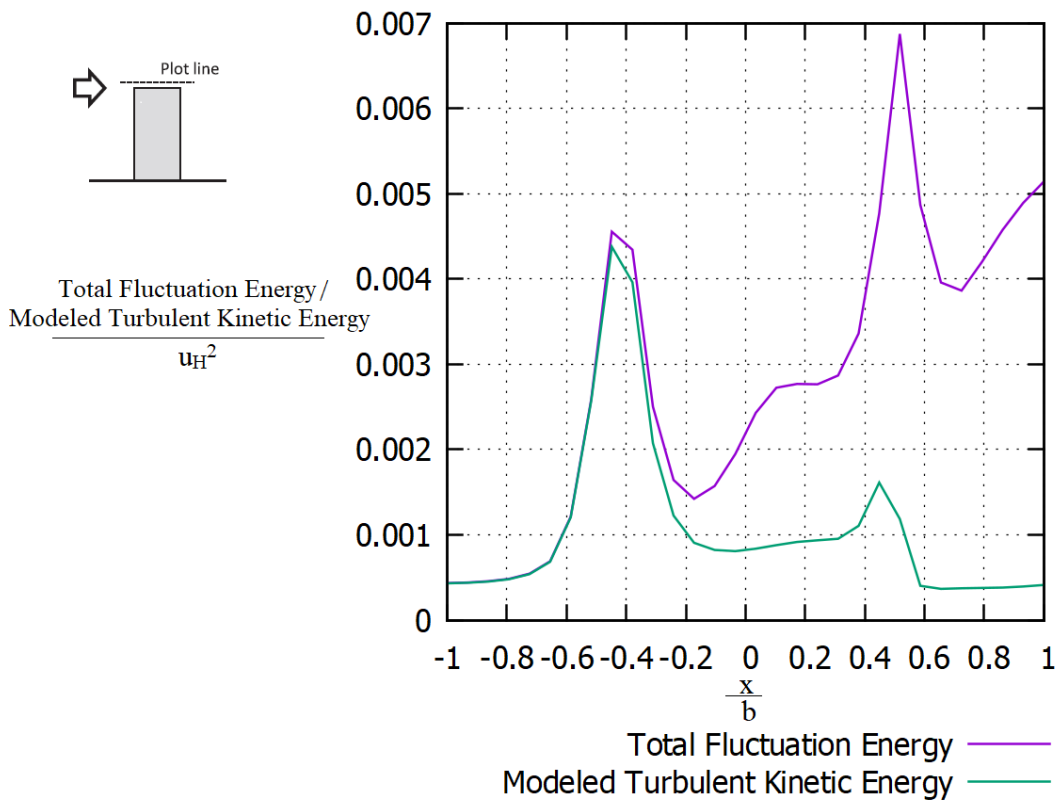
Σχήμα 5.3.52. Κατανομή αδιαστατοποιημένης τυρβώδους κινητικής ενέργειας  $\frac{k}{u_H^2}$  με Contours για τα αποτελέσματα των Meng and Hibi

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3.53 πάνω από το κτήριο στη θέση  $x=-0.02$  m και  $z=0.163$  m οι διαταραχές της ταχύτητας είναι πολύ μικρές ούτως ώστε να παραχθεί η κινητική ενέργεια. Επιπλέον και η κινητική ενέργεια των τυρβωδών διαταραχών που μοντελοποιείται δεν είναι τόσο μεγάλη ούτως ώστε να προσεγγίσει τις τιμές του πειράματος. Το βασικό πρόβλημα λοιπόν είναι ότι πάνω από το κτήριο οι περιοδικές διακυμάνσεις που δημιουργούνται είναι πολύ μικρές και η ροή εκεί δεν παρουσιάζει αστάθεια και λειτουργεί σα να είναι μόνιμη.



Σχήμα 5.3.53. Χρονοσειρά των συνιστωσών της ταχύτητας πάνω από το κτήριο

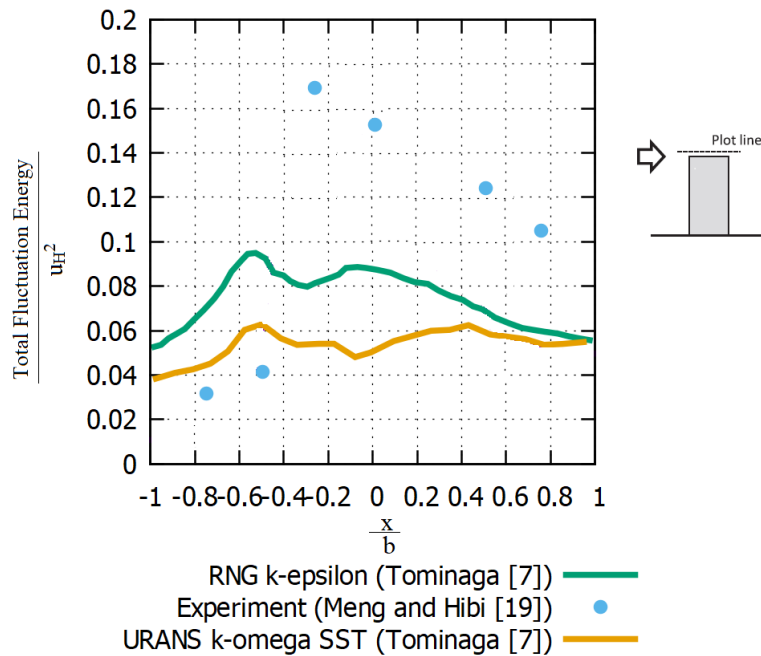
### Total Fluctuation Energy and Modeled Turbulent Kinetic Energy



Σχήμα 5.3.54. Ολική Ενέργεια Διαταραχών και Μοντελοποιημένη Τυρβώδης Κινητική Ενέργεια πάνω από το κτήριο

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3.54 μέχρι και τη θέση  $\frac{x}{b} = -0.2$  η ολική ενέργεια ταυτίζεται με αυτή που μοντελοποιείται καθώς μέχρι εκεί η ροή έχει καταπνίξει όλες τις αστάθειες και λειτουργεί σε μόνιμη. Μετά από αυτή τη θέση αυξάνεται λίγο η ολική ενέργεια καθώς υπάρχει μια μικρή αύξηση των διαταραχών και δεν οφείλεται όλη η κινητική ενέργεια πια στη μοντελοποιημένη. Ωστόσο οι τιμές αυτές είναι εξαιρετικά μικρές και δε μπορούν να είναι καθόλου συγκρίσιμες με αυτές από το πείραμα των Meng and Hibi [19], ούτε με αυτές του Tomiyama [7], που η κατανομή τους πάνω από το κτήριο φαίνεται στο Σχήμα 5.3.55. Από το Σχήμα 5.3.55 φαίνεται πως το μοντέλο k- $\omega$  SST με τη μέθοδο URANS του Tomiyama δε μπορεί να προσεγγίσει τις τιμές της ολικής ενέργειας του πειράματος, ενώ η μέθοδος SRANS με το μοντέλο RNG k- $\epsilon$  αποδίδει πολύ καλύτερα. Ωστόσο όλες αυτές οι τιμές μπορούν τουλάχιστον να είναι συγκρίσιμες με τα αποτελέσματα και δεν αποσβένουν τόσο τις διαταραχές όπως η μέθοδος VLES.

Streamwise distributions of the Total Fluctuation Energy above the roof

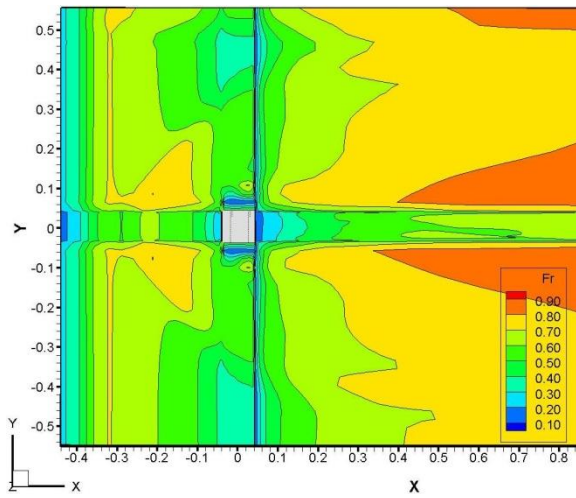


Σχήμα 5.3.55. Κατανομή αδιαστατοποιημένης ολικής ενέργειας διαταραχών  $\frac{k}{u_H^2}$  πάνω από το κτήριο

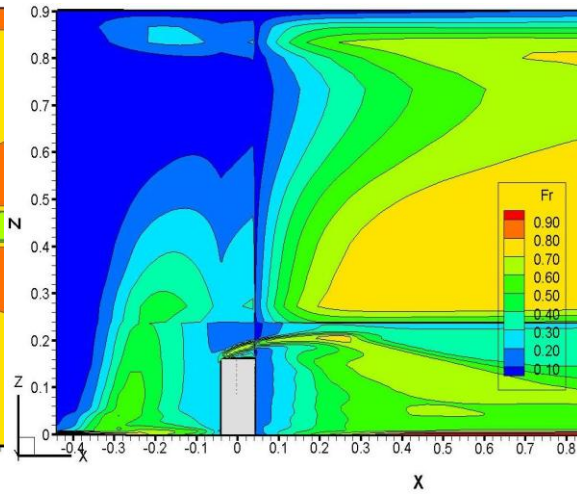
Επιπλέον στα Σχήματα 5.3.56-5.3.57 αποτυπώνονται οι ισογραμμές από τη μέση τιμή του συντελεστή Fr στο οριζόντιο επίπεδο ( $\frac{z}{b}=0.125$ ) και στο κατακόρυφο επίπεδο ( $y=0$ ). Παρατηρείται ότι οι τιμές του συντελεστή Fr πλησιάζουν στη μονάδα στις περιοχές που το πλέγμα είναι πολύ αραιό, γεγονός που συμβαίνει και στο VLES μοντέλο που πρότεινε ο Spreziale [16]. Στις θέσεις μεγάλης πυκνωσης οι τιμές είναι πολύ κοντά στο μηδέν η τυρβώδης συνεκτικότητα συμμετέχει ελάχιστα στην επίλυση των εξισώσεων και το μεγαλύτερο ποσοστό της τύρβης προσομοιώνεται.

Επομένως αν το πλέγμα ήταν πιο πυκνό, η μόνη περιοχή στην οποία ο συντελεστής Fr θα ήταν κοντά στην τιμή 1 θα ήταν πολύ κοντά στο κτήριο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.3.58. Συγκεκριμένα η απόσταση από το κτήριο στην οποία συμβαίνει αυτό είναι λιγότερη από 0.003 m. Συνεπώς σε αυτές τις περιοχές είναι που ανακτάται η μέθοδος RANS και πλέον η τύρβη μοντελοποιείται.

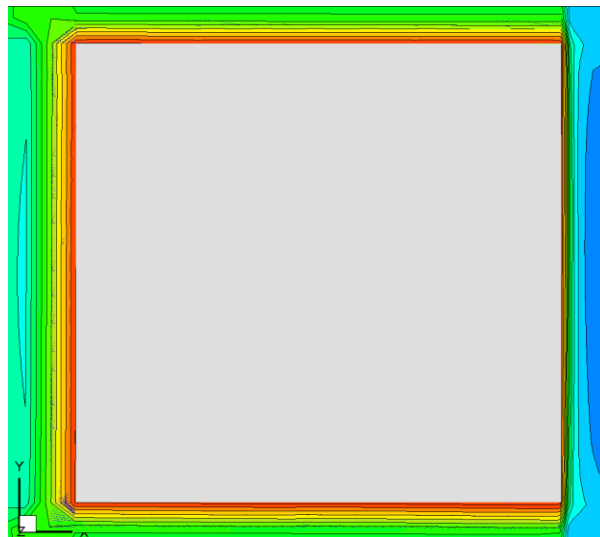
Επίσης παρατηρείται στο Σχήμα 5.3.57 ότι οι μεγάλες τιμές του συντελεστή Fr ταυτίζονται με τις μεγάλες τιμές της ολικής ενέργειας διαταραχών που αποτυπώνονται στις ισογραμμές του Σχήματος 5.3.51. Συνεπώς στις θέσεις που η ολική ενέργεια είναι υψηλότερη, η τυρβώδης κινητική ενέργεια υπολογίζεται κατά κύριο λόγο από τη μέθοδο RANS.



Σχήμα 5.3.56. Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου  $Fr$  στο επίπεδο  $\frac{z}{b}=0.125$ .



Σχήμα 5.3.57. Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου  $Fr$  στο επίπεδο  $y=0.0$ .



Σχήμα 5.3.58. Ισογραμμές της Μέσης Τιμής της Συνάρτησης Ελέγχου  $Fr$  στην περιοχή γύρω από το κτήριο

## Κεφάλαιο 6

# Συμπεράσματα-Προτάσεις

### 6.1 Συμπεράσματα

Στις παραγράφους που ακολουθούν παρουσιάζονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την υπολογιστική προσομοίωση τυρβώδους πεδίου ροής γύρω από τετραγωνικό κύλινδρο και γύρω από κτήριο με τη μέθοδο VLES. Στην πρώτη περίπτωση η μέθοδος προέβλεψε με επιτυχία τις μεγάλες δομές ροής που δημιουργούνται και προσέγγισε με ακρίβεια τα πειραματικά αποτελέσματα, ενώ στη δεύτερη μπόρεσε να προβλέψει τις αστάθειες που δημιουργούνται πίσω από το κτήριο αλλά υποτίμησε σημαντικά και τις τυρβώδεις και τις περιοδικές διακυμάνσεις πάνω από αυτό. Αυτά πραγματοποιήθηκαν με τη βοήθεια τον κώδικα του εργαστηρίου Τεχνολογικών Καινοτομιών Προστασίας Περιβάλλοντος του Ε.Μ.Π. Ο κώδικας χρησιμοποιώντας τη μέθοδο SIMPLE επιλύει αριθμητικά τα ρευστομηχανικά πεδία ροής ασυμπίεστων ρευστών, όπως περιγράφηκε στο 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο. Έτσι θα μπορούσε με τη μέθοδο URANS να προσομοιώσει τα πεδία ροής που μελετήθηκαν. Για να μπορέσει όμως αυτό να γίνει με τη μέθοδο VLES προστέθηκε στον κώδικα ο υπολογισμός της συνάρτησης ελέγχου  $Fr$ , όπως ακριβώς περιγράφηκε στο Υποκεφάλαιο 2.4. Η συνάρτηση ελέγχου  $Fr$  υπολογίζεται σε κάθε κόμβο του υπολογιστικού πλέγματος και σε κάθε χρονικό βήμα και πολλαπλασιάζεται με την τυρβώδη συνεκτικότητα με αποτέλεσμα να προκύπτει η νέα υποπλεγματική συνεκτικότητα, η οποία αποσβένει τις τάσεις Reynolds με αποτέλεσμα να επικρατεί η μέθοδος VLES στα όρια της μεθόδου DNS και RANS. Όλα αυτά μπορούν να πραγματοποιηθούν με σχετική ευκολία και λογική ταχύτητα και ακρίβεια ακόμα και σε έναν κοινό προσωπικό υπολογιστή, καθώς η μέθοδος VLES δεν αποτελεί τόσο ακριβό υπολογιστικά εργαλείο όπως η LES.

Στο παράδειγμα με τον τετραγωνικό κύλινδρο παρατηρήθηκε ότι η μέθοδος είχε πιο ικανοποιητικά αποτελέσματα και από τη μέθοδο LES [38], στην οποία χρησιμοποιήθηκε πλέγμα με 459260 κελιά, εν αντιθέσει με το VLES που χρειάστηκε 378000. Οι Han and Krajnovic [18] εξέτασαν τη μέθοδο VLES με δύο διαφορετικά υπολογιστικά πλέγματα, όπου το ένα είχε 378000 και το άλλο 645000 και συμπέραναν ότι η μέθοδος VLES δεν παρουσιάζει σημαντική εξάρτηση από το υπολογιστικό πλέγμα, καθώς τα αποτελέσματα τους ήταν τα ίδια και στις δύο περιπτώσεις [18]. Ωστόσο παρόλο που στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε πλέγμα με τον ίδιο αριθμό κελιών (δηλαδή 378000) υπήρχαν κάποιες αποκλίσεις στις RMS ταχύτητες οι οποίες μεγάλωναν όσο αυξανόταν η απόσταση από τη θέση της δοκού, γεγονός που αποδεικνύει την ευαισθησία της μεθόδου στο πλέγμα, καθώς ήταν γνωστό το πλήθος των κελιών αλλά όχι η κατανομή στους άξονες. Έτσι όπως παρατηρείται και στα Σχήματα 4.5-4.7 η ταχύτητα  $u_{RMS}$  έχει απόκλιση και από αυτή που υπολόγισαν οι Han and Krajnovic αλλά και από αυτή που μετρήθηκε πειραματικά. Αντίθετα η ταχύτητα  $v_{RMS}$  έχει μεγάλη ταύτιση με αυτή του υπολογίστηκε στο πείραμα. Αυτές οι αλλαγές πιθανότατα οφείλονται στη διαφορετική μορφή του πλέγματος. Ωστόσο

η ταχύτητα  $u_{RMS}$  που υπολογίζουν οι Han and Krajnovic είναι και εκείνη μικρότερη σε σχέση με αυτή που υπολογίζεται στο πείραμα στις θέσεις που είναι πιο απομακρυσμένες από τη δοκό, γεγονός που οφείλεται στο ότι εκεί ο συντελεστής Fr είναι πιο μεγάλος, οι τάσεις Reynolds δεν αποσβένονται τόσο και η μέθοδος πλησιάζει στη RANS. Με τον ίδιο τρόπο εξηγούνται και οι αποκλίσεις που υπάρχουν στην ολική ενέργεια των διαταραχών.

Στη ροή που εξετάστηκε γύρω από το κτήριο παρατηρήθηκε ότι αποτέλεσε σημαντικό παράγοντα το χρονικό βήμα με το οποίο έγιναν οι υπολογισμοί. Συγκεκριμένα όσο μεγαλύτερο ήταν τόσο η ανακυκλοφορία μετατοπιζόταν πιο μακριά από το κτήριο αλλά και πιο ψηλά υπερβαίνοντας το ύψος του. Η κατανομή των κελιών φάνηκε να επιδρά σημαντικά στα αποτελέσματα, όπως φάνηκε και στα Σχήματα 5.3.5-5.3.8., καθώς βελτιώθηκαν αρκετά τα αποτελέσματα με την μεγαλύτερη πυκνωση κοντά στο κτήριο κατά το οριζόντιο επίπεδο. Η μέθοδος όμως στη ροή αυτή υπερεκτίμησε το μέγεθος της ανακυκλοφορίας πίσω από το κτήριο, υπολογίζοντας να αποκτά σχεδόν το διπλάσιο μέγεθος από αυτό που βρέθηκε στο πείραμα των Meng and Hibi [19], ενώ ταυτόχρονα υπολόγισε τη θέση της πολύ πιο μακριά από την πραγματική. Επιπλέον οι τιμές της ταχύτητας συχνά υπερεκτιμούνταν, ενώ σε κάποιες θέσεις είχαν και αντίθετη κατεύθυνση από την πραγματική, όπως φαίνεται στα Σχήματα 5.28-5.32. Ως εκ τούτου συμπεραίνεται πως με ακόμα μικρότερο χρονικό βήμα της τάξης του  $8 \cdot 10^{-4}$  τα αποτελέσματα θα ήταν ακόμα καλύτερα. Απλώς αυτές οι επιλογές αυξάνουν σημαντικά τον υπολογιστικό χρόνο με αποτέλεσμα να χρειάζονται βδομάδες για να επιλυθεί η ροή σε έναν κοινό προσωπικό υπολογιστή.

Το σημαντικότερο όμως πρόβλημα είναι ότι η μέθοδος δεν παρουσίαζε αστάθειες πάνω από το κτήριο. Ο Tomiyaga [7] δοκίμασε τη μέθοδο URANS με τυπικό k-ε, με RNG k-ε και με τυπικό k-ω. Η μη μονιμότητα δε μπορούσε να παραχθεί με καμία από αυτές τις μεθόδους. Μόνο το μοντέλο k-ω SST μπόρεσε να αναπαραγάγει τις περιοδικές διακυμάνσεις. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι ότι η μεγάλη τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας κοντά στις γωνίες του κτηρίου καταπνίγουν την περιοδική κίνηση γύρω από το κτήριο, γιατί αυξάνεται η τυρβώδης συνεκτικότητα και έτσι η αστάθεια αποσβήνεται και μένει σε μόνιμη ροή. Στην παρούσα εργασία εξετάστηκε η μέθοδος VLES με το μοντέλο k-ε, το οποίο δημιουργεί αστάθεια στον ομόρου του κτηρίου αλλά αποσβένει τις διακυμάνσεις πάνω από το κτήριο. Με την εισαγωγή της συνάρτησης Fr η τυρβώδης συνεκτικότητα μειώνεται αρκετά και ειδικά κοντά στο κτήριο με αποτέλεσμα η ολική ενέργεια των διαταραχών να μην παράγεται σχεδόν καθόλου. Αυτή η αδυναμία του μοντέλου πιθανώς ευθύνεται και για τη μετατόπιση της δίνης πιο μακριά και όχι ακριβώς από πίσω του όπως υπολογίστηκε με τη μόνιμη ροή και στο πείραμα των Meng and Hibi [19].

## 6.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί πολλές υβριδικές μέθοδοι RANS/LES, όπως η VLES που μελετήθηκε στην παρούσα εργασία, η DES [29], η Partially Integrated Transport Modeling (PITM) [44] και η Partially Averaged Navier-Stokes (PANS) [45].

Ο πρωταρχικός σκοπός αυτών των μεθόδων αποτελεί η αποδοτικότητα κοντά στην περιοχή του τοιχώματος, στην οποία επικρατεί η μέθοδος RANS καθώς είναι βολική και οικονομική υπολογιστικά. Η μέθοδος VLES που αρχικά προτάθηκε από τον Speziale [16] εισήγαγε τη συνάρτηση ελέγχου  $F_r$  η οποία βελτιώθηκε από τους Han and Krajnovic [18]. Ωστόσο το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιήθηκε ήταν και στις δύο περιπτώσεις το  $k-\epsilon$ , το οποίο για να προβλέψει τη ροή σε αυτή την περιοχή χρησιμοποιεί συναρτήσεις τοίχου που είναι συχνά αναξιόπιστες σε διάφορες ροές, καθώς είναι στημένες αυστηρά σε οριακό στρώμα πάνω σε επίπεδη πλάκα [21],[22]. Επιπλέον στην εφαρμογή γύρω από το κτήριο δε μπόρεσε να προβλέψει τις περιοδικές διαταραχές πάνω από το κτήριο, αλλά μόνο στον ομόρου. Οι Han and Krajnovic [46] εξέτασαν τη μέθοδο VLES και με το μοντέλο  $k-\omega$  που έχει καλύτερη συμπεριφορά κοντά στον τοίχο χωρίς να χρειάζονται συναρτήσεις απόσβεσης αλλά στην περιοχή της ελεύθερης ροής παρουσιάζει ευαισθησία. Ωστόσο η μέθοδος VLES ανακτά τη μέθοδο RANS και στην περιοχή της ελεύθερης ροής, ειδικά στα σημεία που το πλέγμα είναι αραιό. Γι' αυτό θα μπορούσε να εξεταστεί η μέθοδος με το μοντέλο  $k-\omega$  SST, που όπως αναφέρθηκε και στο Υποκεφάλαιο 2.2.2 εκμεταλλεύεται τα πλεονεκτήματα και των δύο μεθόδων και είναι η μόνη μέθοδος που προέβλεψε πάνω από το κτήριο τις περιοδικές διαταραχές με τη μέθοδο URANS, σύμφωνα με τη μελέτη του Tomiyaga [7].



## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] S. Murakami ,1997. Current status and future trends in computational wind engineering. *J.Wind Eng.Ind. Aerodyn.*67–68, 3–34.
- [2] T. Stathopoulos, 1997. Computational wind engineering :past achievements and future challenges. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 67–68,509–532.
- [3] A. Mochida, Lun, I.Y.F., 2008. Prediction of wind environment and thermal comfort at pedestrian level in urban area. *J.Wind Eng. Ind. Aerodyn.*96 (10–11), 1498–1527.
- [4] B. Blocken, T. Stathopoulos, J. Carmeliet, J. Hensen L.M. ,2011. Application of computational fluid dynamics in building performance simulation for the outdoor environment: an overview. *J.Build. Perform. Simul.* 4 (2), 157–184.
- [5] Y. Tominaga, T. Stathopoulos ,2013. CFD simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment: a review of current modeling techniques. *Atmos. Environ.* 79, 716–730.
- [6] B. Blocken, 2014. 50 years of computational wind engineering: past, present and future. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 129 ,69–102.
- [7] Y. Tominaga, 2015. Flow around a high-rise building using steady and unsteady RANS CFD: Effect of large-scale fluctuations on the velocity statistics. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 142, 93-103.
- [8] Murakami S. ,1993. Comparison of various turbulence models applied to a bluff body. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 46–47, 21–36.
- [9] Rodi W, 1997. Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 69-71, 55-75.
- [10] Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T., 2008 b. AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings .*J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 96, 1749–1761.
- [11] B. Chaouat, 2017. The State of the Art of Hybrid RANS/LES Modeling for the Simulation of Turbulent Flows. *Flow Turbulence Combust* 99 : 279-327.
- [12] A. Kondratyuk M.Sc., 2017. Investigation of the Very Large Eddy Simulation Model in the Context of Fluid-Structure Interaction.
- [13] Ivana BUNTIĆ, Thomas HELMRICH, Albert RUPRECHT (2005). VERY LARGE EDDY SIMULATION FOR SWIRLING FLOWS WITH APPLICATION IN

HYDRAYLIC MACHINERY. Institute of Fluid Mechanics and Hydraulic Machinery, University of Stuttgart.

[14] Hariyo Priambudi Setyo Pratomo, Fandi Dwiputra Suprianto, Teng Sutrisno (2019). Hybrid Turbulence Models : Recent Progresses and Further Researches, E3S Web of Conferences 130, 01013.

[15] Albert RUPRECHT, Thomas HELMRICH, Ivana BUNTIĆ (2003). VERY LARGE EDDY SIMULATION FOR THE PREDICTION OF UNSTEADY VORTEX MOTION. Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'03), The 12th International Conference on Fluid Flow Technologies. Budapest, Hungary.

[16] Speziale CG. Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES: a review. *AIAA Journal* 1998; **36**:173–184.

[17] Sagaut P, Deck S, Terracol M. *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial college press: London, 2006.

[18] X. Han , S. Krajnovic, 2012. An efficient very large eddy simulation model for simulation of turbulent flow. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 71: 1341–1360

[19] Meng, T. ,Hibi, K., 1998. Turbulent measurements of the flow field around a high-rise building. *J. Wind Eng.* 76, 55–64 (in Japanese).

[20] Launder, B.E. , Spalding, D.B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 2 : 269-289.

[21] F. R. Menter, (1993). Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 93-2906, 24th Fluid Dynamics Conference.

[22] F. R. Menter, ,1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605.

[23] Wilcox, D. C. ,1988. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), 1299–1310.

[24] NASA. Langley Research Center. Turbulence Modeling Resource <https://turbmodels.larc.nasa.gov/sst.html>

[25] Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B. & Speziale, C.G. (1992), "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", *Physics of Fluids A*, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520.

- [26] Smagorinsky, Joseph, 1963. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. *Monthly Weather Review*. 91 (3): 99–64.
- [27] Hsieh KJ, Lien FS, Yee E. Towards a uniformed turbulence simulation approach for wall bounded flows. *Flow Turbulence and Combustion* 2010, 84:193–218.
- [28] Johansen ST, Wu JY, Shyy W. Filter-based unsteady RANS computations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2004; 25:10–21.
- [29] Spalart, P.R. (August 1997). Comments on the feasibility of LES for wing and on a hybrid RANS/LES approach. 1st ASOSR CONFERENCE on DNS/LES. Arlington, TX.
- [30] Patankar, S.V. and Spalding, D.B. ,1972. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15, 1787-1806.
- [31] Δ. Μπούρης. Υπολογιστικό Εργαλείο για την Αριθμητική Διερεύνηση Ρευστομηχανικών Προβλημάτων. Ε.Μ.Π., Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, Αθήνα: 2013, 5-58.
- [32] J. Cornthwaite ,2013. Pressure Poisson Method for the Incompressible Navier-Stokes Equations Using Galerkin Finite Elements. College Graduate Studies. Georgia Southern University.
- [33] mycourses. Σημειώσεις Δ. Μαθιουλάκης, <http://mycourses.ntua.gr/>
- [34] Γ. Μπεργελές. Πηγές Διασπορά και Έλεγχος Ατμοσφαιρικής Ροής. Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Ε.Μ.Π. 2010. ISBN: 960-254-660-3.
- [35]Lyn DA, Einav S, Rodi W, Park JH. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* 1995, **304**:285–319.
- [36] W. Rodi ,1993. On the Simulation of Turbulent Flow Past Bluff Bodies. Institute for Hydromechanics, University of Karlsruhe. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 46&47, 3-19.
- [37] R. Franke, W. Rodi, Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models, in: *Proc. 8th Symp. Turbulent Shear Flows*, 9D11 September 1991, Tech. Univ. Munich, Springer Berlin, 1991, pp. 189D204.
- [38] Sohankar A, Davidson L. Large eddy simulation of flow past a square cylinder: comparison of different subgrid scale models. *ASME Journal of Fluids Engineering* 2000; 122:39–47.

- [39] HAN XingSi, YE TaoHong, CHEN YiLiang, (2012). Calibration of a new very large eddy simulation (VLES) methodology for turbulent flow simulation. *SCIENCE CHINA, Physics, Mechanics & Astronomy*, Vol. 55 No. 10: 1905–1914.
- [40] D. Bouris, G. Bergeles, (1999). 2D LES of vortex shedding from a square cylinder. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 80, 31-46.
- [41] W. Press, B. Flannery, S. Teukolsky, W. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987
- [42] Franke, J., Hellsten, A., Schlünzen, H., Carissimo, B., 2007. Best Practice Guideline for the CFD Simulation of Flows in the Urban Environment. COST Office, Brussels, ISBN: 3-00-018312-4.
- [43] P.J. Richards, R.P. Hoxey, Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the  $k-\epsilon$  turbulence model, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 46&47 (1993) 145-153.
- [44] Schiestel, R., Dejoan, A.: Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 18, 443–468 (2005)
- [45] Girimaji, S.S., Srinivasan, R., Jeong, E.: PANS turbulence for seamless transition between RANS and LES: Fixed-point analysis and preliminary results. *Proc. ASME FEDSM'03*, ASME paper n° 45336,1–9 (2003)
- [46] Han, X., Krajnovic, S. Very-large eddy simulation based on  $k - \omega$  model. *AIAA J.* 53, 1103–1108 (2015)