

CFD-URANS PREDICTION OF DOSAGE-BASED PARAMETERS FROM SHORT-TERM RELEASES (PUFFS) OF HAZARDOUS AIRBORNE MATERIALS

Efthimiou G.C.¹, Andronopoulos S.¹, Bartzis J.G.²

¹Nuclear & Radiological Sciences & Technology, Energy & Safety, Demokritos, National Center of Scientific Research, P.O. Box 60037, 15310 Aghia Paraskevi Attikis, Greece.

²Environmental Technology Laboratory, University of Western Macedonia, Department of Mechanical Engineering, Sialvera & Bakola Str., 50100 Kozani, Greece.

Emails: gefthimiou@ipta.demokritos.gr, sandron@ipta.demokritos.gr, bartzis@uowm.gr

ABSTRACT

One of the key issues of recent research on the dispersion inside complex urban areas is the ability predicting dosage-based parameters of an airborne material which is released many times and consecutively under short time durations (puffs) from a point source. The present work addresses the question whether the Computational Fluid Dynamics (CFD) - Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) methodology can be used to simulate such a complex phenomenon. The whole effort is focused on the prediction of two key dosage-based parameters inside a complex urban like idealized area. The capabilities of the proposed methodology are validated against wind tunnel data. Sensitivity analysis for the turbulence closure modeling is also performed. The present work is part of the COST ACTION ES 1006 “Evaluation, improvement and guidance for the use of local-scale emergency prediction and response tools for airborne hazards in built environments”.

Keywords: Puff, dosage, arrival time, CFD, wind tunnel, turbulence

1. INTRODUCTION

One of the key issues of recent research on the dispersion inside complex urban areas is the ability predicting dosage-based parameters of an airborne material which is released many times and consecutively under short time durations (puffs) from a point source (e.g. Berbekar et al. 2015). Some recent studies concerning accidental releases in built environments (e.g. Baumann-Stanzer et al., 2014) have recognized that some of the most important dosage-based parameters that characterize the puffs are the concentration, the dosage and various times such as the arrival, the peak, the leaving, the ascent, the descent and the duration (Fig. 1).

In the literature there are various modeling methodologies for puff dispersion (e.g. Wan et al., 2014; Yim et al., 2010). Computational Fluid Dynamics (CFD) is an efficient tool in simulating wind flow and pollutant dispersion in complex geometric configurations and has been used in similar many-puffs dispersion problems using various numerical modeling strategies (e.g. Harms et al., 2011; Ching et al., 2009).

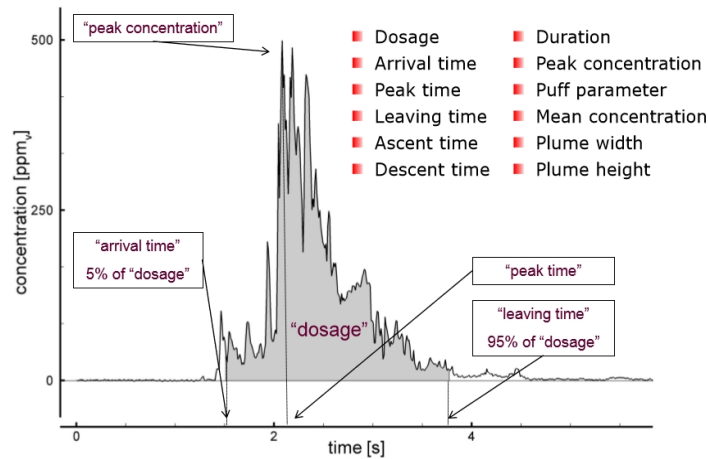


Fig. 1. A typical puff measurement in the wind tunnel (Berbekar et al. 2015).

In the present work the efficiency of the CFD-Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) methodology is examined by giving emphasis on the prediction of two key dosage-based parameters: the dosage and the arrival time. In Section 2 the proposed methodology is presented while in Sections 3 and 4 the wind tunnel dataset and the CFD-URANS numerical simulations are described respectively. The results are presented and discussed in Section 5.

2. METHODOLOGY

In the present study the proposed CFD-URANS methodology for the modeling of many puffs released from a point source in an urban environment includes:

1. A single puff release.
2. A continuous release.

2.1 Single puff release

This method includes one short-duration release of a tracer from a point source. The release rate and duration are equal to the experimental ones. In this case the numerical solution of the concentration mean transport equation produces ensemble average concentration time series at a specified time interval (e.g. the experimental). The following ensemble average dosage-based parameters can be predicted: a) the dosage, b) the peak concentration and c) various times such as the arrival, the peak, the leaving, the ascent, the descent and the duration.

2.2 Continuous release

This method includes the continuous release of a tracer from a point source. The release rate is equal to the single puff release's one. In this case the numerical solution of the concentration mean and variance transport equations produces ensemble average steady state results. The following ensemble average dosage-based parameters can be predicted: a) the dosage, b) the peak dosage or/and concentration using Bartzis et al., (2008) model and c) the arrival time using the Radioactive Tracer Method (Efthimiou and Bartzis, 2011).

In the following two subsections (2.2.1 and 2.2.2) the Bartzis et al., (2008) model and the Radioactive Tracer Method are described respectively. The transport equations of the concentration mean and variance are not presented in this study.

2.2.1 Bartzis et al., (2008) model

Up to now the model has been used for predicting the expected individual exposure in case of continuous release of a tracer from a point source in an urban environment (e.g. Efthimiou, 2013; Efthimiou et al., 2011; Bartzis et al., 2011). Each released puff presents a single dosage at a sensor away from the source and the new challenge for Bartzis et al., (2008) model is to predict the expected highest dosage observed among the puffs.

The prediction of the expected peak dosage ($D_{max}(\Delta\tau)$) at a time interval $\Delta\tau$ is performed using the following equation:

$$D_{max}(\Delta\tau) = \bar{C} \cdot \left[1 + \beta \cdot I \cdot \left(\frac{\Delta\tau}{T_C} \right)^{-n} \right] \cdot \Delta\tau \quad (1)$$

In Eq. 1, T_C is the concentration integral time scale which is calculated from the CFD-URANS methodology (Efthimiou and Bartzis, 2011) and I is the fluctuation intensity:

$$I = \frac{\overline{C'^2}}{\bar{C}^2} \quad (2)$$

where \bar{C} is the mean concentration and $\overline{C'^2}$ is the concentration variance which are calculated from the CFD-URANS methodology (Efthimiou and Bartzis, 2011).

The parameters β and n of Eq. 1 are estimated experimentally. A recent validation of Eq. 1 with wind tunnel time series (Bartzis et al., 2011) has provided the following values:

$$\beta = 2.88, n = 0.3 \quad (3)$$

The same values were used also in this study.

2.2.2 The Radioactive Tracer Method

The Radioactive Tracer Method (RTM) has been developed in order to be able to predict the pollutant arrival time which is a key parameter in atmospheric dispersion. Up to know, the RTM has been validated only with theory (Efthimiou and Bartzis, 2011) due to lack of experimental data. Inside the scientific community of COST ACTION ES 1006 ‘‘Evaluation, improvement and guidance for the use of local-scale emergency prediction and response tools for airborne hazards in built environments’’ there is the possibility to validate the proposed method as the arrival time is one of the most important parameters for emergency response.

Based on the RTM, the arrival time (e.g. $T_{arrival}$) is calculated as follows:

$$T_{arrival} = -\frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{C_{radioactive}}{C_{inert}} \right) \quad (4)$$

where C_{inert} and $C_{radioactive}$ are the concentrations of an inert and a radioactive tracer respectively that are released from the same source with the same experimental release rate and λ is the decay constant of the radioactive tracer.

Each released puff presents a single arrival time at a sensor away from the source and the challenge for RTM is to predict the ensemble average arrival time from all puffs.

3. WIND TUNNEL DATASET

The urban like model called Michelstadt is used in this study for the evaluation of the methodology (Fig. 2). In the boundary layer wind tunnel called WOTAN in Hamburg University, a passive tracer (ethane) was released from ground point sources for more than 200 times per source using a constant release rate (full scale: 0.34 kg/s) and duration (full scale: 29s) per puff.

From the wind tunnel database two cases were selected: a) the case called S2 where the source is placed at an open space and b) the case called S4 where the source is placed inside an alongwind street canyon (Fig. 2). For each case a limited number of sensors were placed downwind the source at a height of 7.5 m and at locations where complex turbulence phenomena are expected (e.g. junctions characterized by flow separation, along/cross wind street canyons characterized by channeling effects etc.).

The total number of the experimental released puffs was 286 for all the sensors of case S2 and the sensor S4P5 and 246 for the sensor S4P9. A critical discussion about the selection of a representative number of puffs can be found in Harms et al., (2011).

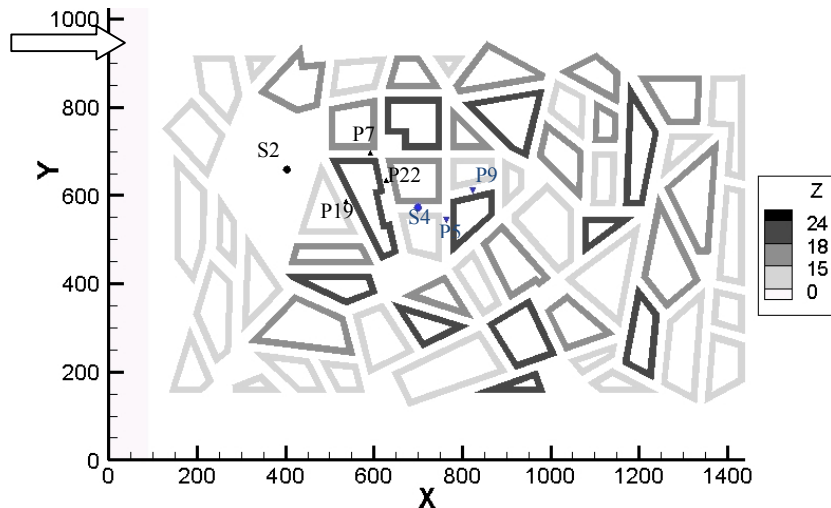


Fig. 2. The model Michelstadt (in full scale). The black circle is the source of case S2 and the blue one is the source of the case S4. Delta and gradient symbols are the corresponding sensors. Wind is from left.

4. THE CFD-URANS NUMERICAL SIMULATIONS

A detailed description of the simulation setup (computational domain and grid, boundary conditions) as well as flow and dispersion results is given in Efthimiou et al., (2015) and Hertwig et al., (2012).

In the present study each source has been modeled by an irregular surface placed inside the computational domain at the same location and height as the experiment. The area of the surfaces and the physical properties of the passive tracer (ethane) were the same as in the experiment. For the single puff release the duration was set equal to 29s and the flow rate equal to 0.34kg/s (as the experiment, full scale values). The flow rate was kept the same for the continuous release (0.34kg/s). The problem was treated as a transient case with a total calculation time equal to 400s for the continuous release and 2000s for the single puff release.

The simulations were performed in full scale. The calculated three-dimensional fields of mean and variance mass fractions were transformed to ppmV to be comparable with the experimental measurements. Subsequently they were interpolated to obtain the values at the exact locations of the experimental sensors. Furthermore for the single puff release the temporal resolution of the numerically produced concentration time series was set equal to the experiment (1.5 Hz in full scale).

Concerning turbulence closure various models were used. For the single puff release the $k-\varepsilon$ (Launder and Spalding, 1974) and the $k-l$ (Bartzis, 1989) model are examined while for the continuous release the $k-\zeta$ (Bartzis, 2005) and the $k-\varepsilon$.

5. RESULTS AND DISCUSSION

From the dosage-based parameters presented in Section 1 in this work results for the dosage (peak and ensemble average) and the arrival time (ensemble average) are presented and discussed.

5.1 Peak dosage

In Figs. 3 and 4 the predicted peak dosages for the cases S2 and S4 respectively as well as each experimental puff dosage are presented.

For the sensor S2P7 (Fig. 3a) nine experimental puff dosages are over model's peak (black line) which is translated to 96.85% model success. For the sensor S2P19 (Fig. 3b), the model's success is 98.95% and for the sensor S2P22 (Fig. 3c) 99.3% (the percentages were calculated for the total of 286 puffs). This result indicates the good performance of the model (Eq. 1) to predict expected peak dosages for transient dispersion cases. The imperfectness of the model in this case is attributed mainly to the uncertainty of the parameter β (Eqs. 1 and 3). The best performance of the model (100% success) is achieved when the β value is set equal to 5 (the results are not presented). From experimental evidence a peak value of β was estimated equal to 10 (Bartzis et al., 2011) and $\beta = 5$ is an acceptable value also.

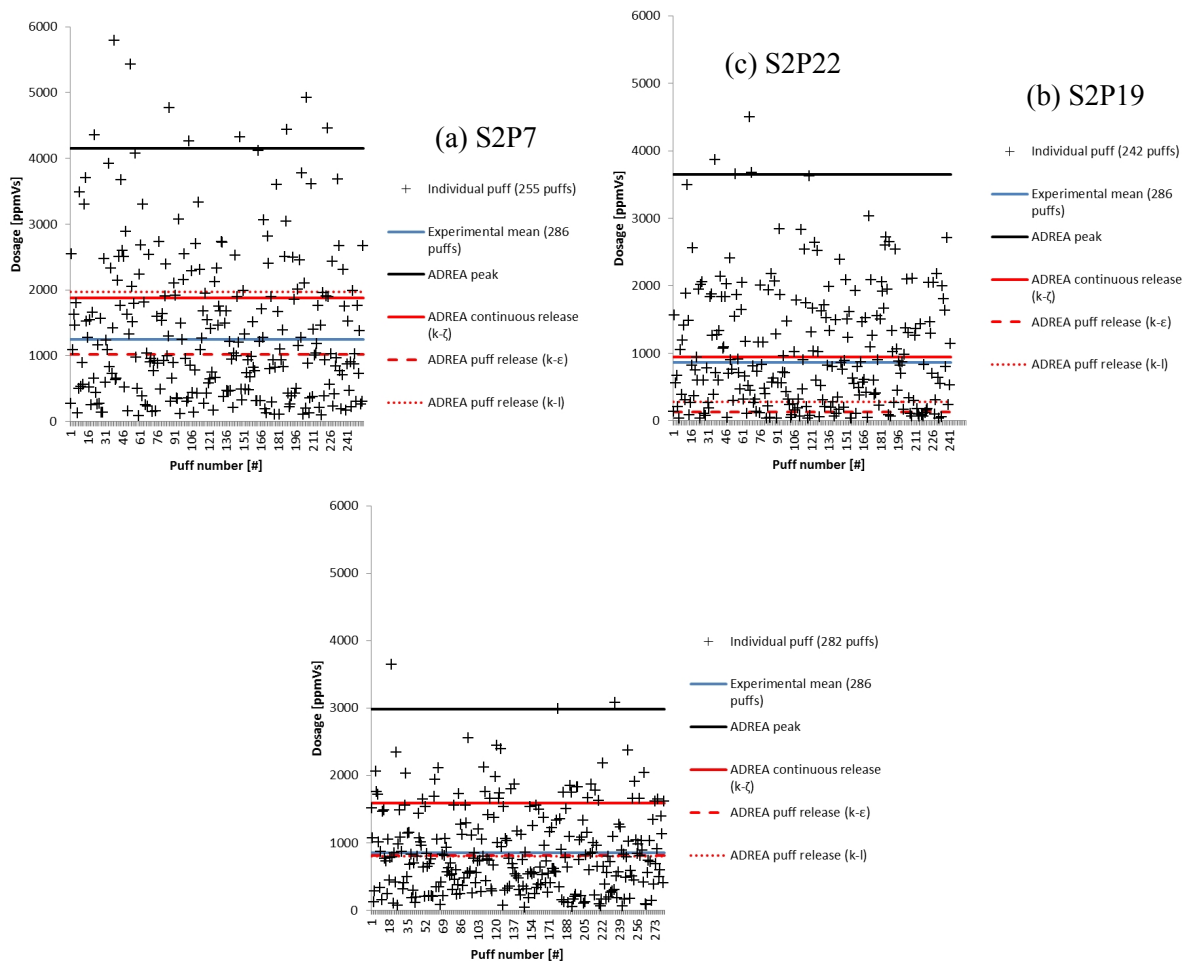


Fig. 3. ADREA peak and ensemble average dosages versus experimental puff dosages for case S2: (a) Sensor P7, (b) Sensor P19 and (c) Sensor P22.

For sensors S4P5 and S4P9 (Fig. 4) the predicted peak dosages are over all experimental puff dosages which is a very good indication for the universal character and the validity of the model (Eq. 1). A large deviation of the model from the highest measured dosages is observed and this is mainly

attributed on the numerical prediction of the concentration variance. The fluctuation intensity (Eq. 2) is equal to 4.5 for sensor S4P5 and 1.6 for sensor S4P9 which are quite high values. The corresponding ones for the case S2 are very lower (0.7, 1.0 and 0.6 respectively for the three sensors S2P7, S2P19 and S2P22). A sensitivity study is performed in subchapter 5.4 for the effect of the turbulence closure model on the concentration variance results.

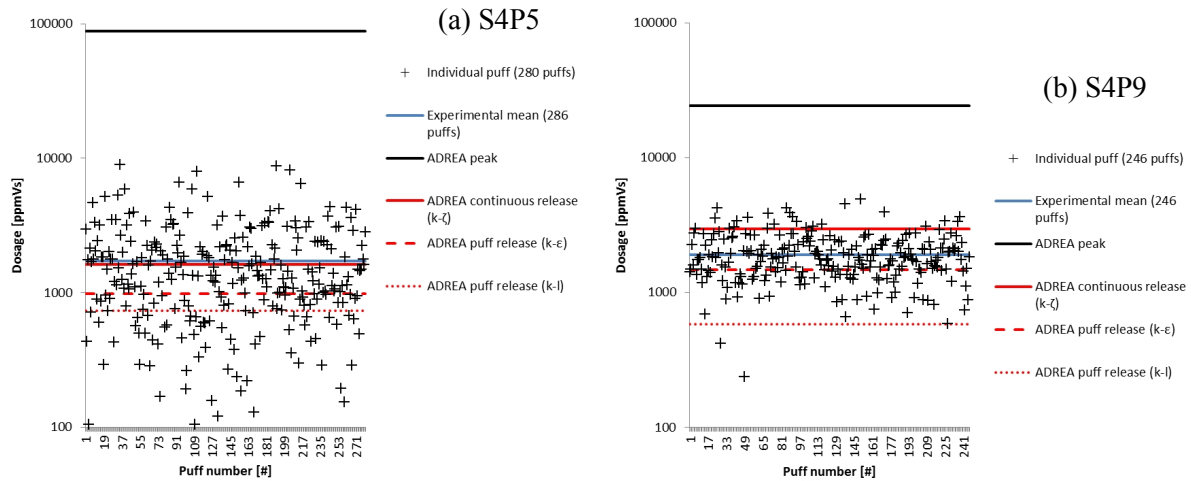


Fig. 4. ADREA peak and ensemble average dosages versus experimental puff dosages for case S4: (a) Sensor P5 and (b) Sensor P9. The results are presented in semi logarithmic scale.

5.2 Ensemble average dosage

In the same Figs. 3 and 4 the ensemble average (mean) dosage is presented also for the model and the experiment. It is reminded that for the ADREA code a single puff release and a continuous release were performed. In the first case (single puff release), the predicted dosage was calculated as the integral of the predicted concentration time series (similar to Fig. 1) while in the second case (continuous release) the predicted dosage was calculated as the product of the predicted steady state mean concentration times the release duration (29s). The single puff release was performed using two turbulence models ($k-\epsilon$, Launder and Spalding, (1974)) and $k-l$ (Bartzis, 1989) while the continuous release was performed using the $k-\zeta$ model (Bartzis, 2005). For the estimation of the experimental ensemble average dosage all puffs (including also the zeros) have been taken into account.

For the sensor S2P7, the model puff release ($k-\epsilon$) is closer to the experiment while an overestimation is observed for the continuous release and model puff release ($k-l$). For the sensors S2P19 and S4P5 the performance of the continuous release is better than the one of the model puff releases while the opposite conclusion is drawn for the S2P22 sensor. Finally none of the models has good performance for the sensor S4P9 and especially the $k-l$ model which presents the highest deviation from the experiment.

It is clear from the above discussion that the turbulence closure model plays an important role on the overall model performance. The main parameters that cause this variability on the results are the velocities (advection effect) and the turbulence eddy diffusivity (diffusion effect). In a separate study the authors plan to study these issues in detail.

5.3 Arrival time

In Fig. 5 the predicted arrival times for the case S2 are compared with the experiment. For the continuous release the Radioactive Tracer Method (RTM) has been implemented while for the single puff release the same criterion has been used as in the experiment i.e. the arrival time corresponds to the 5% of the dosage (Fig. 1).

The RTM for the sensors S2P7 (Fig. 5a) and S2P22 (Fig. 5c) presents good performance when it is compared with the experiment. The absolute error ($|\text{experiment} - \text{model}|$) is less than half minute (for

S2P7: 0.23 min and for S2P22: 0.1 min). On the other hand for the sensor S2P19 (Fig. 5b), the RTM overpredicts the experiment and approaches the peak experimental arrival times. In this case the numerical released material arrives 1.7 min later at the particular sensor comparing with the experimental ensemble average. As was mentioned before turbulence diffusion plays an important role for concentration (Eq. 4) and a sensitivity analysis for the effect of the turbulence closure model on the RTM is examined in the next subchapter (5.4). For the case S4 (Fig. 6) the RTM predicts the experimental arrival times very well.

Concerning the single puff release, generally the predicted arrival times are acceptable for both turbulence models. Better agreement with the experiment is observed for the $k-l$ model comparing with the $k-\epsilon$ model. Also for the case S2 the $k-l$ model presents better results than the RTM.

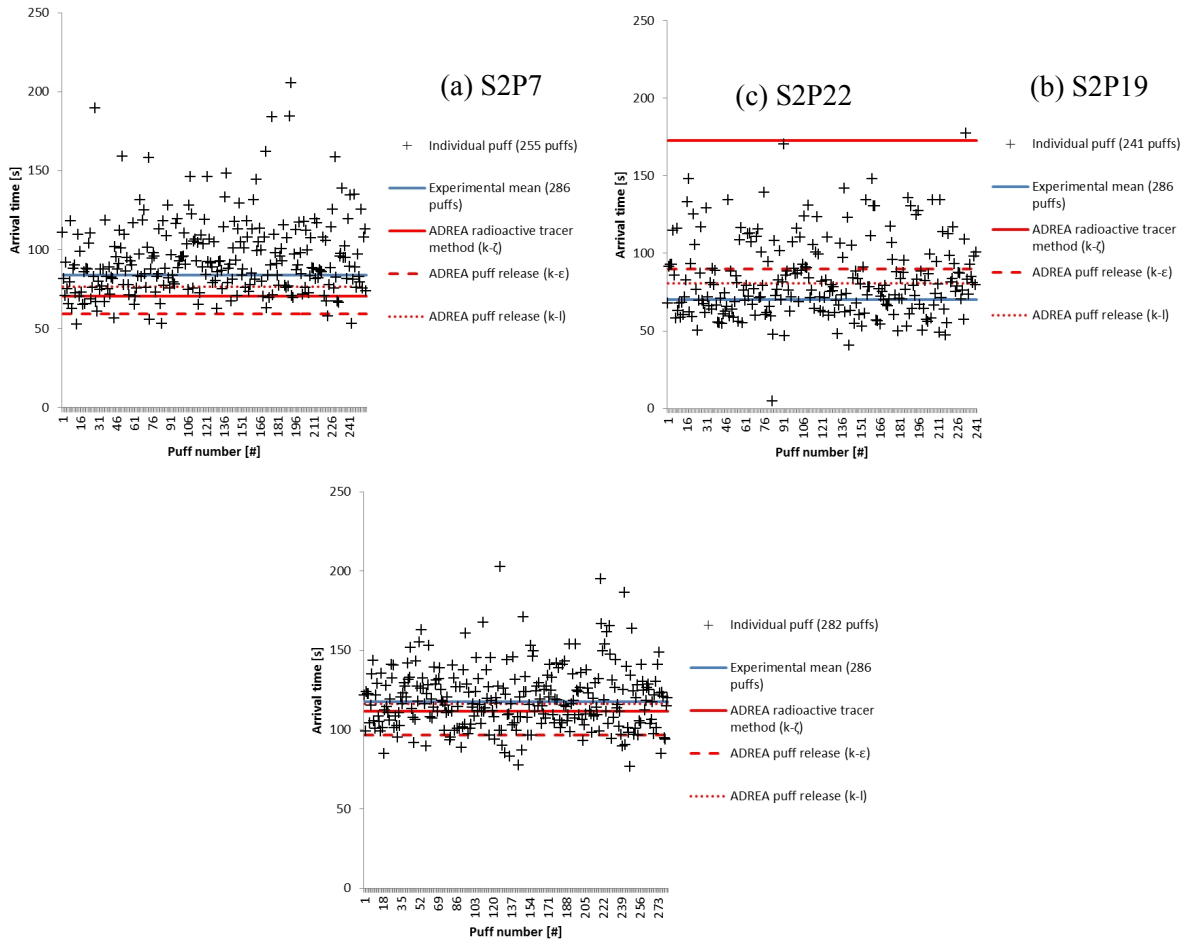


Fig. 5. ADREA versus experimental arrival times for case S2: (a) Sensor P7, (b) Sensor P19 and (c) Sensor P22.

Finally it should be noted that more sensors are necessary including also simultaneous measurements of the flow and concentration. This would allow for more solid conclusions for the validity of the proposed methodology as well as the development new turbulence parameterizations.

5.4 Sensitivity analyses

In the previous subchapters it was noticed that for the case S4 the peak predicted dosages were much higher than the observed puff ones (Fig. 4) and that the Radioactive Tracer Method (RTM) causes a time delay on the arrival of material (1.7 min) on sensor S2P19 than the experiment (Fig. 5b). Both variables were predicted from the continuous release case.

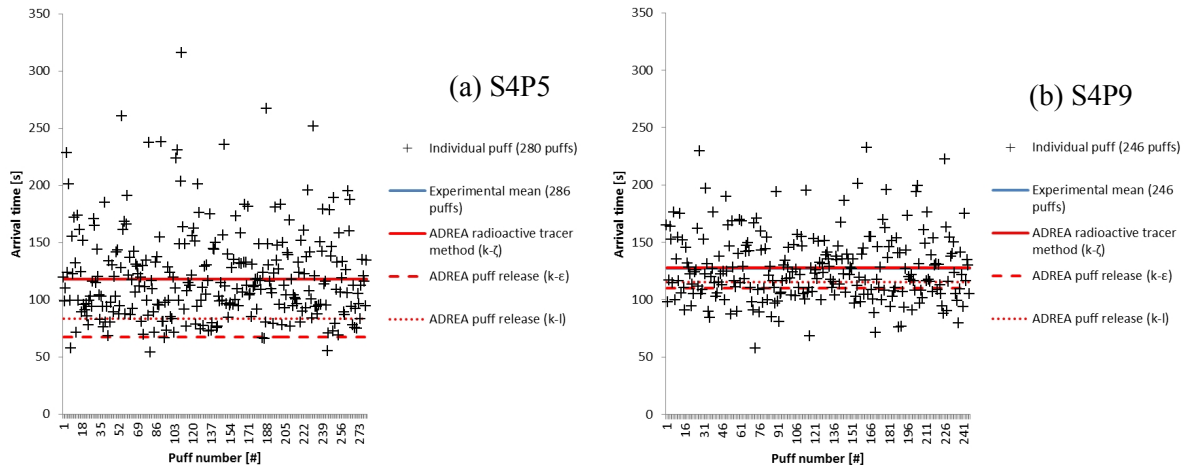


Fig. 6. ADREA versus experimental arrival times for case S4: (a) Sensor P5 and (b) Sensor P9.

For these variables (peak dosage and arrival time) and only for the sensors mentioned above, the effect of the turbulence closure model is examined. A similar sensitivity analysis was performed in a recent study of the same authors (Efthimiou and Bartzis, 2014) using the $k-\epsilon$ model (Launder and Spalding, 1974). In this study the continuous release simulations were repeated also with the $k-\epsilon$ model. The present analysis requires that all other parameters (e.g. grid resolution, boundary conditions, numerical schemes, constants of Bartzis et al., (2008) model, radioactive decay, etc) are the same.

In Fig. 7 the predicted peak dosages for both turbulence models are compared. For both sensors the $k-\epsilon$ model presents an underestimation of the concentration mean and variance and as a result of the peak dosage. The large difference between the turbulence models is observed for the sensor closer to the source (Fig. 7a). The parameters that cause these observed differences are: a) the velocities, b) the turbulence diffusivity coefficient and c) the dissipation time scale of variance. These parameters will be examined in detail in a future study.

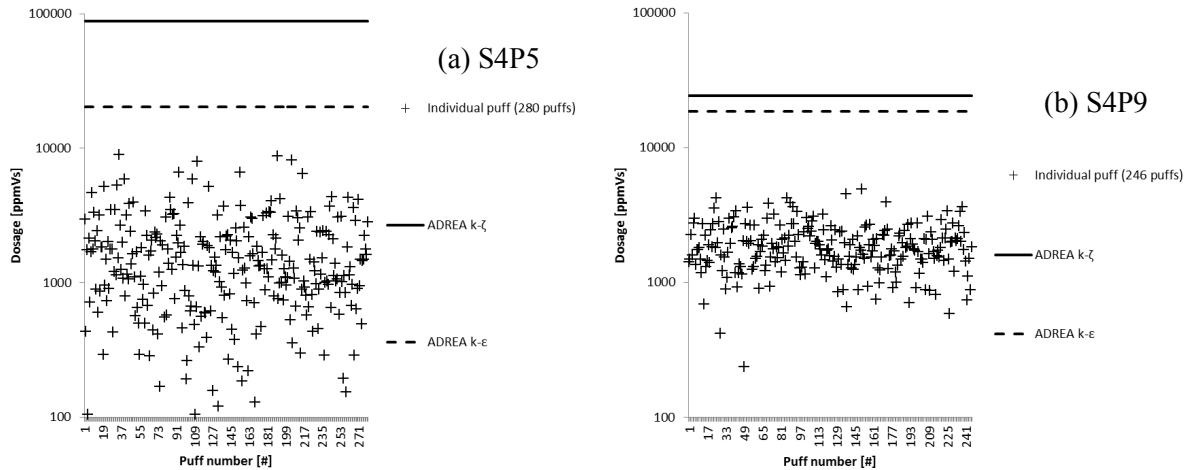


Fig. 7. ADREA peak dosages for two turbulence models versus experimental puff dosages for case S4: (a) Sensor P5 and (b) Sensor P9. The results are presented in semi logarithmic scale.

In Fig. 8 it is obvious that the arrival time of the $k-\zeta$ model is nearly 1.5 times higher than the corresponding one of the $k-\epsilon$ model. With the $k-\epsilon$ model the released material arrives faster and the absolute error ($|\text{experiment} - \text{model}|$) has fallen below one minute (0.8min). The question that arises is which of the two mechanisms (advection/diffusion) is the major source for the arrival time deviation between the turbulence models. Concerning the advection, the velocity magnitude (Vel) of the $k-\zeta$ model is slightly lower than the $k-\epsilon$ one ($Vel_{k-\zeta} = 0.75 Vel_{k-\epsilon}$) and similar results were observed for the other two sensors. On the other hand the turbulent diffusivity (K_C) of the $k-\zeta$ model is much higher

than the $k-\varepsilon$ one ($K_{C(k-\zeta)} \approx 18 K_{C(k-\varepsilon)}$) and this result does not agree with the results for the other sensors for which the ratio $K_{C(k-\zeta)} / K_{C(k-\varepsilon)}$ is close to 1.0.

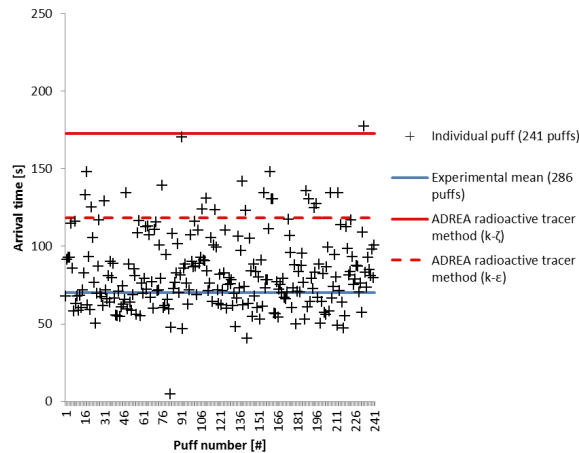


Fig. 8. ADREA versus experimental puff arrival times for sensor S2P19.

Therefore a major conclusion is that the arrival time results predicted by Eq. 4 are sensitive on the turbulence model and new parameterizations (most of anisotropic nature) for the turbulent diffusivity coefficient are important for the CFD-URANS methodology. Authors plan in the future to develop appropriate correlations of K_C with the hydrodynamic and concentration turbulent integral time scales including also the arrival time affect.

6. CONCLUSIONS

A general conclusion is that Bartzis et al. (2008) model presents good performance in predicting the expected peak dosages in case of transient dispersion where many puffs released consecutively from a ground point source.

Concerning the ensemble average dosage, the CFD-URANS single puff release seems to be a more obvious selection than a continuous release.

The Radioactive Tracer Method (RTM) was validated with experimental arrival times for a first time. The present results encourage authors to continue further research for this method.

Finally the selection of an appropriate turbulence closure model is not an easy task as it causes high variability on the results. New parameterizations for the turbulent eddy diffusivity are planned by authors taking into account hydrodynamic and concentration turbulent integral time scales.

REFERENCES

- Bartzis J.G. (2005), .New approaches in two-equation turbulence modelling for atmospheric applications., *Boundary-Layer Meteorol.* 116 (3), p. 445–459.
- Bartzis J.G. (1989), .Turbulent diffusion modelling for wind flow and dispersion analysis., *Atmos. Environ.* 23, p. 1963-1969.
- Bartzis J.G., Efthimiou G.C., Hertwig D., Leitl B., Fischer R., Harms F., Bastigkeit I. and Mytilinou V., .Modelling individual exposure from airborne releases., in Proc. 14th Int. Conf. on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Kos, Greece, October 2011.
- Bartzis J.G., Sfetsos A. and Andronopoulos S. (2008), .On the individual exposure from airborne hazardous releases: the effect of atmospheric turbulence., *J. Hazard. Mater.* 150, p. 76–82.
- Baumann-Stanzer K., Leitl B., Trini Castelli S., Milliez C.M., Berbekar E., Rakai A., Fuka V., Hellsten A., Petrov A., Efthimiou G., Andronopoulos S., Tinarelli G., Tavares R., Armand P.,

- Gariazzo C. and all COST ES1006 Members, .Evaluation of local-scale models for accidental releases in built environments – results of the “Michelstadt exercise” in COST ACTION ES1006., in Proc. 16th Int. Conf. on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Varna, Bulgaria, September 2014.
- Berbekar E., Harms F. and Leitl B. (2015), .Dosage-based parameters for characterization of puff dispersion results., *J. Hazard. Mater.* 283, p.178-185.
- Ching W.H., Leung M.K.H and Leung D.Y.C. (2009), .An efficient approach to transient turbulent dispersion modeling by CFD–statistical analysis of a many-puff system., *Fluid Dyn. Res.* 41, p. 17.
- Efthimiou G.C. (2013), .Prediction of individual exposure using CFD modeling. (PhD thesis). University of Western Macedonia, Department of Mechanical Engineering, Kozani, Greece.
- Efthimiou G.C. and Bartzis J.G. (2014), .Atmospheric dispersion and individual exposure of hazardous materials. Validation and intercomparison studies., *Int. J. Environment and Pollution* 55, p. 76-85.
- Efthimiou G.C. and Bartzis J.G. (2011), .Atmospheric dispersion and individual exposure of hazardous materials., *J. Hazard. Mater.* 188, p. 375–383.
- Efthimiou G.C., Bartzis J.G. and Koutsourakis N. (2011), .Modelling concentration fluctuations and individual exposure in complex urban environments., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 99, p. 349-356.
- Efthimiou G.C., Berbekar E., Harms F., Bartzis J.G. and Leitl B. (2015), .Prediction of high concentrations and concentration distribution of a continuous point source release in a semi-idealized urban canopy using CFD-RANS modeling., *Atmos. Environ.* 100, p. 48-56.
- Harms F., Leitl B., Schatzmann M. and Patnaik G. (2011), .Validating LES-based flow and dispersion models., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 99, p. 289-295.
- Hertwig D., Efthimiou G.C., Bartzis J.G. and Leitl B. (2012), .CFD-RANS model validation of turbulent flow in a semi-idealized urban canopy., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 111, p. 61-72.
- Launder B.E. and Spalding D.B. (1974), .The numerical computation of turbulent flow., *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3, p. 269-289.
- Wan J., Sui J. and Yu H. (2014), .Research on evacuation in the subway station in China based on the Combined Social Force Model., *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 394, p. 33–46.
- Yim S.H.L., Fung J.C.H. and Lau A.K.H. (2010), .Use of high-resolution MM5/CALMET/CALPUFF system: SO₂ apportionment to air quality in Hong Kong., *Atmos. Environ.* 44, p. 4850–4858.

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΣΕ ΡΟΗ ΜΕ ΒΛΑΣΤΗΣΗ

Γ. Παπαδονικολάκη
Υποψήφια Διδάκτορας ΕΜΠ
gparadon@central.ntua.gr

Α.Ι. Στάμου
Καθηγητής ΕΜΠ
stamou@central.ntua.gr

Τομέας Υδατικών Πόρων και Περιβάλλοντος, Σχολή Πολιτικών Μηχανικών
Ηρώων Πολυτεχνείου 5, Πολυτεχνειούπολη Ζωγράφου 157 80

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η τρισδιάστατη ροή με ελεύθερη επιφάνεια σε αγωγό με στοιχεία βλάστησης και παρουσιάζονται δύο μεθοδολογίες προσδιορισμού του συντελεστή αντίστασης. Για τον υπολογισμό του πεδίου ροής εφαρμόστηκε το υβριδικό μοντέλο τύρβης Scale Adaptive Simulation (SAS). Η βλάστηση προσομοιώθηκε με άκαμπτα βυθισμένα κυλινδρικά στοιχεία διατεταγμένα σε έκκεντρο κάρναβο. Η πρώτη μεθοδολογία υπολογισμού του συντελεστή αντίστασης βασίστηκε στην εισαγωγή του όρου της δύναμης αντίστασης στην εξίσωση ποσότητας κίνησης και ο συντελεστής προέκυψε ίσος με 0.88-0.89. Η δεύτερη μεθοδολογία βασίστηκε στον απευθείας προσδιορισμό της δύναμης αντίστασης και ο συντελεστής προέκυψε ίσος με 0.86. Η απόκλιση μεταξύ των αποτελεσμάτων ήταν πολύ μικρή και στόχος είναι η εφαρμογή των μεθοδολογιών σε μεγαλύτερο εύρος πυκνοτήτων βλάστησης.

Λέξεις Κλειδιά: Συντελεστής αντίστασης, βλάστηση, ανοικτοί αγωγοί, πλημμυρικές ροές, SAS.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρουσία και διατήρηση της βλάστησης στην κυρίως και την πλημμυρική κοίτη των ποταμών είναι ευεργετική για το φυσικό και το ανθρωπογενές περιβάλλον. Η μείωση των ταχυτήτων ροής μέσα στο στρώμα της βλάστησης δημιουργεί ευνοϊκές συνθήκες για την καθίζηση των φερτών υλών και άλλων ουσιών, όπως π.χ. ρυπαντικών ουσιών και θρεπτικών στοιχείων, αλλά και για την επιβίωση και την ανάπτυξη των υδρόβιων οικοσυστημάτων. Η υδρόβια βλάστηση έχει επίσης τη δυνατότητα να κατακρατά θρεπτικές και ρυπαντικές ουσίες συμβάλλοντας καθοριστικά στη διαδικασία της μεταφοράς τους. Επιπλέον, μια πολύ σημαντική για το ανθρωπογενές περιβάλλον συνεισφορά της βλάστησης είναι η συμβολή της στην αντιπλημμυρική προστασία καθώς αποτελεί μία σημαντική πηγή αντίστασης στη ροή. Για τους λόγους αυτούς, η μελέτη των ροών σε φυτοκαλυμμένους ανοικτούς αγωγούς ελκύει το ενδιαφέρον των ερευνητών τις τελευταίες δεκαετίες.

Η μελέτη των ροών σε αγωγούς με βλάστηση διεξάγεται είτε πειραματικά είτε υπολογιστικά, ενώ η ποσοτικοποίηση της επίδρασης της στη ροή γίνεται μέσω των συντελεστών αντίστασης. Σημαντικοί

παράγοντες που επηρεάζουν την αντίσταση που προβάλλει η βλάστηση είναι ο βαθμός ευκαμψίας της, η πυκνότητάς της, το ύψος της σε σχέση με την ελεύθερη επιφάνεια, καθώς και τα γεωμετρικά της χαρακτηριστικά, όπως π.χ. η ύπαρξη ή όχι φυλλώματος ή κλαδιών. Σημαντικός αριθμός πειραματικών μελετών έχει διεξαχθεί με χρήση τεχνητών ή φυσικών στοιχείων βλάστησης, εύκαμπτων ή άκαμπτων, με σκοπό τον προσδιορισμό των βασικών χαρακτηριστικών της μέσης ροής και της τύρβης αλλά και τον υπολογισμό συντελεστών αντίστασης. Η πλειονότητα των ερευνητών προσομοίωσε τη βλάστηση με τεχνητά κυλινδρικά στοιχεία, εύκαμπτα ή δύσκαμπτα (Liu et al., 2008; Ghisalberti & Nepf, 2004; Fairbanks, 1998; Dunn et al., 1996; Kouwen & Unny, 1973 κ.α.). Κάποιοι άλλοι πραγματοποίησαν μετρήσεις αλλά και υπολογισμούς χρησιμοποιώντας φυσική βλάστηση που περιελάμβανε πιο σύνθετες γεωμετρίες και φύλλωμα (Wilson et al., 2006; Righetti & Armanini, 2002 κ.α.).

Σημαντικός αριθμός ερευνητών έχει επίσης ασχοληθεί με την υπολογιστική διερεύνηση των φυτοκαλυμμένων ροών χρησιμοποιώντας διάφορα μοντέλα τύρβης. Το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο μοντέλο τύρβης είναι το Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) μοντέλο k-ε (Stamou et al., 2012; Fisher-Antze et al., 2001; Lopez & Garcia, 1997 κ.α.). Το μοντέλο αυτό έχει αποτελέσει βασικό εργαλείο της Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής και έχει τη δυνατότητα να προβλέπει τα χαρακτηριστικά της μέσης ροής με πολύ καλή ακρίβεια εξοικονομώντας υπολογιστικό χρόνο. Ωστόσο, τα αποτελέσματα υπολογισμού των χαρακτηριστικών της τύρβης δεν είναι το ίδιο ικανοποιητικά σε περιπτώσεις ροών που παρουσιάζουν έντονα ασταθή φαινόμενα (Stamou & Papadonikolaki, 2014; Stoesser et al., 2009). Ένα μοντέλο τύρβης το οποίο επιδεικνύει πολύ καλή συμπεριφορά στην πρόβλεψη των τυρβωδών μεγεθών και πλέον χρησιμοποιείται και στην περίπτωση προσομοίωσης των φυτοκαλυμμένων ροών είναι το Large Eddy Simulation (LES) (Stoesser et al., 2009; Cui & Neary, 2002). Ωστόσο, το μοντέλο αυτό απαιτεί σημαντική υπολογιστική δύναμη και μεγάλους υπολογιστικούς χρόνους για να παράξει αποτελέσματα, με αποτέλεσμα να μην είναι εύκολα εφαρμόσιμο. Για το λόγο αυτό, τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί τα υβριδικά μοντέλα τύρβης, τα οποία μπορούν να συνδυάζουν τα πλεονεκτήματα των RANS μοντέλων με εκείνα των LES. Ένα τέτοιο μοντέλο είναι το Scale Adaptive Simulation (SAS; Menter and Egorov, 2008), το οποίο εφαρμόστηκε στην παρούσα εργασία.

Οι πρώτες προσπάθειες ποσοτικοποίησης της αντίστασης της βλάστησης στη ροή έγιναν με χρήση της εξίσωσης Manning (Manning Coefficient Approach, MCA), μέσω της τροποποίησης και συσχέτισης του συντελεστή n με τις ιδιότητες της βλάστησης (Petryk & Bosmajian, 1975; Ree & Palmer, 1949). Μια επίσης ευρέως διαδεδομένη μεθοδολογία αναλυτικού υπολογισμού του συντελεστή αντίστασης C_D είναι η εισαγωγή ενός όρου στην εξίσωση ποσότητας κίνησης ο οποίος εκφράζει τη δύναμη αντίστασης (Drag Force Approach, DFA) και ο οποίος περιλαμβάνει τον συντελεστή C_D (Ghisalberti & Nepf, 2004; Fisher-Antze et al., 2001; Dunn et al., 1996). Στην παρούσα εργασία έγινε χρήση (α) της μεθόδου DFA, σύμφωνα με τους Dunn et al. (1996), και (β) του ορισμού της δύναμης αντίστασης F_D για τον υπολογισμό του C_D .

2. ΤΟ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

2.1 Οι εξισώσεις του μοντέλου

Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορικών όγκων κατά την οποία οι εξισώσεις διακριτοποιούνται και στη συνέχεια επιλύονται πάνω σε ένα πλήθος πεπερασμένων όγκων στους οποίους υποδιαιρείται το πεδίο ροής. Οι βασικές εξισώσεις της ροής είναι η εξίσωση συνέχειας (1) και η εξίσωση ποσότητας κίνησης (2):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] + S_M \quad (2)$$

όπου u_i είναι η ταχύτητα στη διεύθυνση "i" του Καρτεσιανού συστήματος αξόνων, ρ είναι η πυκνότητα του νερού, p είναι η πίεση, μ και μ_t είναι η δυναμική και η τυρβώδης συνεκτικότητα, αντίστοιχα, και S_M είναι ο όρος "πηγής".

2.2 Το μοντέλο τύρβης

Το μοντέλο τύρβης Scale Adaptive Simulation (SAS; Menter and Egorov, 2008) βασίζεται στο RANS μοντέλο Shear Stress Transport (SST) (Menter, 1994) καθώς χρησιμοποιεί τις ίδιες εξισώσεις μεταφοράς (3 και 4) για τον υπολογισμό της κινητικής ενέργειας τύρβης (k) και της συχνότητας των δινών της τύρβης (ω) αλλά με την προσθήκη ενός όρου πηγής (Q_{SAS}), ο οποίος υπολογίζεται από την εξίσωση 5. Το SAS είναι ένα υβριδικό μοντέλο τύρβης του οποίου η συμπεριφορά μεταβάλλεται τοπικά ανάλογα με το αν εντοπίζονται αστάθειες στη ροή. Στις περιοχές όπου δεν εντοπίζονται αστάθειες, το SAS έχει συμπεριφορά τύπου RANS ενώ στις ασταθείς περιοχές η συμπεριφορά του μπορεί να μεταβάλλεται (unsteady RANS, URANS). Η συμπεριφορά αυτή οφείλεται στην προσθήκη του όρου Q_{SAS} στην εξίσωση (4), ο οποίος λειτουργεί ως ένα φίλτρο εντοπισμού των περιοχών αστάθειας της ροής. Ο όρος αυτός μηδενίζεται στις περιοχές όπου δεν υπάρχει αστάθεια και άρα, στην περίπτωση αυτή, οι εξισώσεις του SAS ταυτίζονται με εκείνες του SST. Οι εξισώσεις του μοντέλου SAS είναι οι ακόλουθες:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \rho c_{\mu} k \omega \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \omega) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2 + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + Q_{SAS} \quad (4)$$

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \zeta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2\rho k}{\sigma_{\phi}} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right), 0 \right] \quad (5)$$

όπου F_1 είναι μια συνάρτηση (blending function) της οποίας η τιμή μεταβάλλεται μεταξύ του 0 και του 1 για συμπεριφορά τύπου URANS και RANS, αντίστοιχα, P_k είναι ο όρος παραγωγής της τύρβης που είναι ίσος με $P_k = \mu_t S^2$, όπου S είναι η πρώτη παράγωγος της ταχύτητας, L είναι η κλίμακα μήκους της τύρβης, L_{vK} είναι η κλίμακα μήκους von Karman που είναι ίση με $L_{vK} = \kappa S / |u''|$, όπου κ είναι η σταθερά von Karman και u'' είναι η δεύτερη παράγωγος της ταχύτητας. Οι τιμές των παραμέτρων του μοντέλου ελήφθησαν ίσες με $c_{\mu} = 0.09$, $\sigma_k = 1.18$, $\sigma_{\omega} = 2.0$, $\sigma_{\omega 2} = 1.17$, $\alpha = 5/9$, $\beta = 0.075$, $\zeta_2 = 3.51$, $\sigma_{\phi} = 2/3$ and $C = 2.0$ (Menter and Egorov, 2008).

3. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΟΥ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ

3.1 Εισαγωγικά

Κατά την υπολογιστική διερεύνηση της επίδρασης της βλάστησης στη ροή τα στοιχεία βλάστησης συχνά προσομοιώνονται με κυλινδρικά στοιχεία, άκαμπτα ή εύκαμπτα, διατεταγμένα με τυχαίο ή μη τρόπο. Το ύψος τους (h_p) μπορεί να είναι μεγαλύτερο ή μικρότερο του βάθους ροής (H). Η πυκνότητα της βλάστησης (α), για στοιχεία διατεταγμένα ανά ίσα διαστήματα (s) ορίζεται από την εξίσωση (6) (Lopez και Garcia, 1997):

$$\alpha = \frac{d}{s_x s_z} = \frac{d}{s^2} \quad (6)$$

όπου d είναι η διάμετρος του κυλινδρικού στοιχείου βλάστησης, s_x είναι η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κυλινδρικών στοιχείων κατά την κύρια διεύθυνση της ροής, δηλαδή τη διεύθυνση x , και

s_z είναι η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κυλινδρικών στοιχείων κατά τη διεύθυνση του πλάτους, δηλαδή τη διεύθυνση z .

3. 2 Μέθοδος 1: Υπολογισμός με χρήση της πειραματικής μεθόδου

Σύμφωνα με την πειραματική μέθοδο (Ghisalberti & Nepf, 2004; Dunn et al., 1996), γίνεται εισαγωγή στην εξίσωση ποσότητας κίνησης ενός όρου που αφορά στη δύναμη αντίστασης εξαιτίας της βλάστησης. Για τη ροή με ελεύθερη επιφάνεια σε φυτοκαλυμμένο αγωγό, οι Dunn et al. (1996) διαμόρφωσαν την εξίσωση (2), κατά τις διευθύνσεις x και y , αντίστοιχα, ως εξής:

$$\frac{\partial u_h}{\partial t} + u_h \frac{\partial u_h}{\partial x} + v_h \frac{\partial u_h}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_h}{\partial y} + gS - \frac{1}{2} C_D' \alpha u_h^2 \quad (7)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial y} + g \quad (8)$$

όπου u_h και v_h είναι οι μέσες ως προς το οριζόντιο επίπεδο (horizontally averaged) τιμές των ταχυτήτων u και v , κατά τη διεύθυνση x και y , αντίστοιχα, ρ είναι η πυκνότητα του νερού, τ_h είναι οι μέσες κατά το οριζόντιο επίπεδο τιμές των διατμητικών τάσεων, ως άθροισμα της τριβής και των τυρβωδών τάσεων, p_h είναι οι μέσες κατά το οριζόντιο επίπεδο τιμές της πίεσης, S είναι η κλίση του πυθμένα, και g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Από την εξίσωση (8) προκύπτει ότι η κατανομή των πιέσεων p_h καθ' ύψος είναι υδροστατική. Επιπλέον, στην εξίσωση (7) εισάγεται η επίδραση της βαρύτητας, με τον όρο gS , και η αντίσταση που προβάλλει η βλάστηση, με τον όρο $-\frac{1}{2} C_D' \alpha u_h^2$. Παραδοχή των Dunn et al. (1996) είναι η αμέληση της επίδρασης των πλευρικών τοιχωμάτων, των δευτερευόντων ρευμάτων και των διατμητικών τάσεων λόγω τριβής έναντι των τυρβωδών τάσεων. Τέλος, βασική τους παραδοχή είναι οι ομοιόμορφες και μόνιμες συνθήκες της ροής. Στην περίπτωση αυτή, μηδενίζονται οι 4 πρώτοι όροι της εξίσωσης (7) και στη συνέχεια προκύπτει η τιμή του συντελεστή αντίστασης C_D' , ο οποίος μεταβάλλεται καθ' ύψος και υπολογίζεται από την εξίσωση (9):

$$C_D'(y) = \frac{gS - \frac{d}{dy} (\overline{u_h' v_h'})}{\frac{\alpha}{2} \overline{u_h^2}(y)} \quad (9)$$

όπου $-\frac{d}{dy} (\overline{u_h' v_h'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{d\tau_h}{dy}$ είναι ο όρος που εκφράζει τις τυρβώδεις τάσεις (Reynolds stresses).

Μετά τον προσδιορισμό της κατανομής $C_D'(y)$, γίνεται υπολογισμός του συνολικού συντελεστή αντίστασης C_D (bulk drag coefficient) με χρήση των εξισώσεων (10) ή (11):

$$\overline{C_{DA}} = \frac{1}{h_p} \int_0^{h_p} C_D'(y) dy \quad (10)$$

$$\overline{C_{DB}} = \frac{\int_0^{h_p} C_D'(y) u_h^2(y) dy}{\int_0^{h_p} u_h^2(y) dy} \quad (11)$$

3.3 Μέθοδος 2: Υπολογισμός με χρήση του ορισμού της δύναμης αντίστασης

Η συνολική δύναμη αντίστασης F_D αποτελείται από δύο επιμέρους συνιστώσες, τη δύναμη εξαιτίας διαφοράς πιέσεων, γνωστή και ως αντίσταση σχήματος (F_{Dp}), και τη δύναμη εξαιτίας τριβών, γνωστή και ως αντίσταση τριβών ($F_{D\tau}$). Η F_D υπολογίζεται από την εξίσωση (12):

$$F_D = C_D A_p \frac{\rho U^2}{2} \quad (12)$$

όπου C_D είναι ο συντελεστής αντίστασης, A_p είναι η επιφάνεια προβολής, και U είναι η μέση ταχύτητα της ροής.

Για την περίπτωση της ροής μέσα από συστάδα βυθισμένων κυλίνδρων, πυκνότητας α , η επιφάνεια A_p υπολογίζεται από την εξίσωση (13) (Järvelä, 2002; Wu et al., 1999):

$$A_p = \alpha A L = \alpha (h_p B) L \quad (13)$$

όπου L είναι το μήκος του όγκου αναφοράς, και B είναι το πλάτος του όγκου αναφοράς.

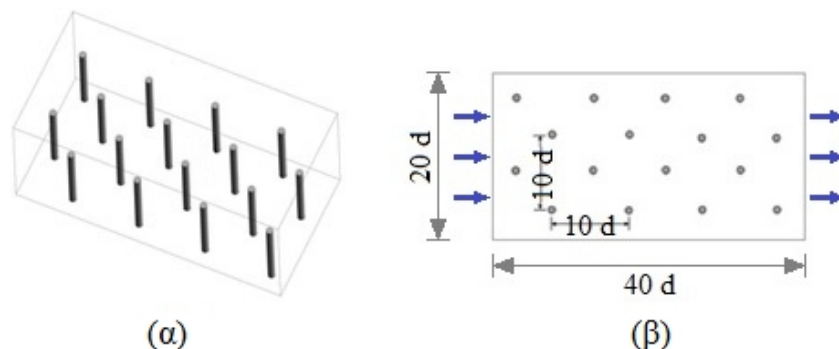
Επομένως, στην περίπτωση όπου είναι εφικτός ο υπολογισμός της συνολικής δύναμης που ασκείται στα κυλινδρικά στοιχεία του όγκου αναφοράς που εξετάζεται, ο συντελεστής υπολογίζεται από την εξίσωση (14):

$$C_D = \frac{2 F_D}{(\alpha h_p B L) \rho U^2} \quad (14)$$

3. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑΣ

3.1 Υπολογιστικό πεδίο και οριακές συνθήκες

Ο υπολογισμός του πεδίου ροής έγινε με χρήση του κώδικα ANSYS-CFX (www.ANSYS.com). Η γεωμετρία του προβλήματος ελήφθη από τη σειρά πειραμάτων των Liu et al. (2008). Στον πειραματικό ανοιχτό αγωγό είχαν τοποθετηθεί άκαμπτα βυθισμένα κυλινδρικά στοιχεία, με διάμετρο $d=6.35$ mm και ύψος $h_p=7.6$ cm, διατεταγμένα σε έκκεντρο κάναβο με αποστάσεις $10d=6.35$ cm. Το μήκος του αγωγού ήταν $L=4.3$ m, το πλάτος $W=0.3$ m, η κλίση $S=0.3\%$ και το βάθος ροής $h=0.1141$ m. Ωστόσο, η γεωμετρία που επελέγη να προσομοιωθεί στην παρούσα εργασία είχε πιο μικρές διαστάσεις και βασίστηκε στη διερεύνηση με χρήση του μοντέλου τύρβης LES των Stoesser et al. (2009). Όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 1, χρησιμοποιήθηκε ένα τμήμα του αγωγού με μήκος $L_x=40d=0.254$ m και πλάτος ίσο με $L_y=20d=0.127$ m. Το ύψος του υπολογιστικού πεδίου ήταν ίσο με το βάθος ροής, δηλαδή $L_z=0.1141$ m $\approx 18d$.



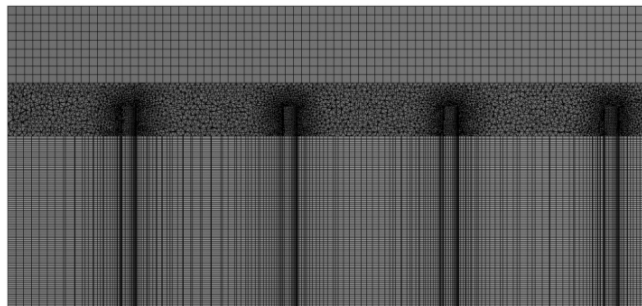
Σχήμα 1. Το υπολογιστικό πεδίο σε (α) προοπτικό σκίτσο και (β) κάτοψη

Μεταξύ των διατομών εισροής και εκροής, δηλαδή κατά τη διεύθυνση της ροής, χρησιμοποιήθηκε περιοδική συνθήκη με την οποία εξασφαλίστηκε η ανάπτυξη ομοιόμορφων συνθηκών ροής στο διαθέσιμο μήκος. Η παροχή εισροής-εκροής ήταν ίση με $Q=0.0047 \text{ m}^3/\text{s}$ και αντιστοιχούσε σε μία μέση ταχύτητα ροής $U_b=0.3272 \text{ m/s}$. Ο πυθμένας και τα κυλινδρικά στοιχεία θεωρήθηκαν λεία στερεά όρια που δεν παρουσιάζουν ολίσθηση, ενώ στην ελεύθερη επιφάνεια, η οποία θεωρήθηκε σταθερή (rigid lid assumption), επιβλήθηκε η συνθήκη συμμετρίας. Τέλος, μεταξύ των πλευρικών επιφανειών εφαρμόστηκε επίσης περιοδική συνθήκη.

3.2 Υπολογιστικό πλέγμα

Στο Σχήμα 2 παρουσιάζεται μια κατά μήκος τομή του υπολογιστικού πλέγματος, το οποίο κατασκευάστηκε από 3 στρώματα διαφορετικών χαρακτηριστικών. Το πάνω και κάτω στρώμα κατασκευάστηκαν από ορθογώνια εξάπλευρα στοιχεία ενώ το μεσαίο στρώμα από τετράπλευρα. Ο λόγος για τον οποίο συνδυάστηκαν οι δύο αυτές τεχνικές ήταν η μείωση του συνολικού πλήθους των όγκων του πλέγματος άρα και η μείωση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου. Με άλλα λόγια, η κατασκευή εξάπλευρων όγκων οδηγεί σε μικρό πλήθος στοιχείων σε αντίθεση με τα τετράπλευρα. Ωστόσο, δεν είναι δυνατό να δομηθεί κάθε τύπου επιφάνεια με εξάπλευρα, όπως π.χ. μια κυλινδρική επιφάνεια και, για το λόγο αυτό, είναι πολλές φορές αναπόφευκτη η χρήση τετράπλευρων.

Το μεσαίο στρώμα περιελάμβανε την περιοχή των κορυφών των κυλινδρικών στοιχείων, δηλαδή μια περιοχή ανάπτυξης σημαντικών τυρβωδών τάσεων και, για το λόγο αυτό, κατασκευάστηκε με πιο πυκνή δομή. Η λεπτομερής διαμόρφωση των επιφανειών των κυλίνδρων έγινε με χρήση στοιχείων ακμής ίσης με το 10% της διαμέτρου των κυλίνδρων ($6.35 \cdot 10^{-4} \text{ m}$), η οποία ήταν η ελάχιστη διάσταση στοιχείου του πλέγματος. Το μέγιστο μήκος ακμής του άνω και του κάτω στρώματος ήταν 3 mm ενώ στο μεσαίο ήταν 2 mm. Τελικά, το μέγεθος του πλέγματος ήταν $2.61 \cdot 10^6$ όγκοι.



Σχήμα 2. Το υπολογιστικό πλέγμα

3.3 Αρχικές συνθήκες και χρόνος υπολογισμών

Πριν εφαρμοστεί το μοντέλο SAS, έγιναν υπολογισμοί σε μόνιμες συνθήκες με χρήση του RANS μοντέλου SST. Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα του πεδίου ροής αξιοποιήθηκαν ως αρχική συνθήκη για την εφαρμογή του SAS. Πριν γίνει οποιαδήποτε επεξεργασία των αποτελεσμάτων, έγιναν υπολογισμοί για χρόνο ίσο με $T=L_x/U_b=78 \text{ s}$ (flow through time) προκειμένου να επιτευχθεί η ανάπτυξη της ροής (Stoesser et al., 2009). Οι υπολογισμοί συνεχίστηκαν για ακόμα 50T, χρόνο κατά τον οποίο ελήφθησαν τα τελικά αποτελέσματα και έγινε η στατιστική τους επεξεργασία για τη λήψη των μέσων ως προς το χρόνο τιμών.

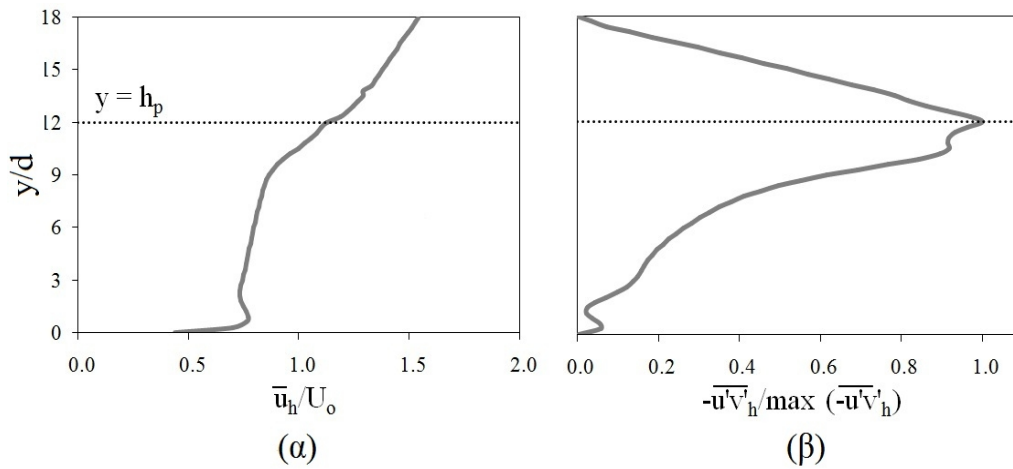
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

4.1 Αποτελέσματα της Μεθόδου 1

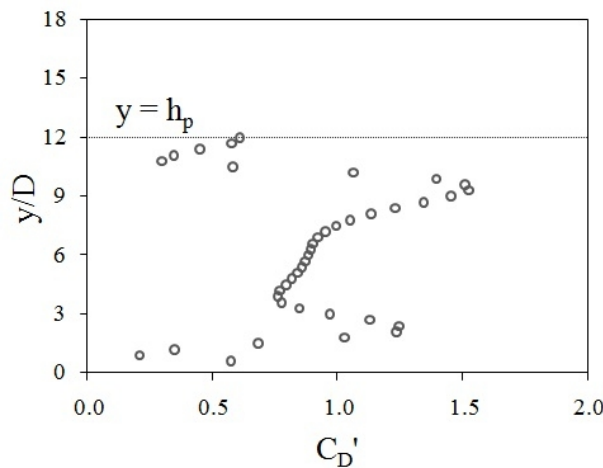
4.1.1 Κατανομές ταχυτήτων και τυρβωδών τάσεων

Τα αποτελέσματα των υπολογισμών των μέσων ταχυτήτων και της έντασης της τύρβης συγκρίθηκαν με τα πειραματικά δεδομένα από τους Liu et al. (2008) και τους LES υπολογισμούς των Stoesser et al. (2009) και η σύγκλιση ήταν πολύ ικανοποιητική (Papadonikolaki & Stamou, 2014). Προκειμένου να γίνει εφαρμογή της εξίσωσης (9), για τον προσδιορισμό του συντελεστή αντίστασης $C_D'(y)$,

υπολογίστηκαν αρχικά οι μέσες ως προς την οριζόντιο κατανομές καθ' ύψος της μέσης στο χρόνο ταχύτητας $\bar{u}_h(y)$ και των μέσων στο χρόνο τυρβωδών τάσεων $\overline{u'v'_h}(y)$, οι οποίες παρουσιάζονται στο Σχήμα 3. Η κατανομή καθ' ύψος του συντελεστή $C_D'(y)$ παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.



Σχήμα 3. Κατανομή των μέσων ως προς το οριζόντιο επίπεδο τιμών (α) της ταχύτητας $\bar{u}_h(y)$, (β) των τυρβωδών τάσεων $\overline{u'v'_h}(y)$



Σχήμα 4. Κατανομή του συντελεστή αντίστασης $C_D'(y)$

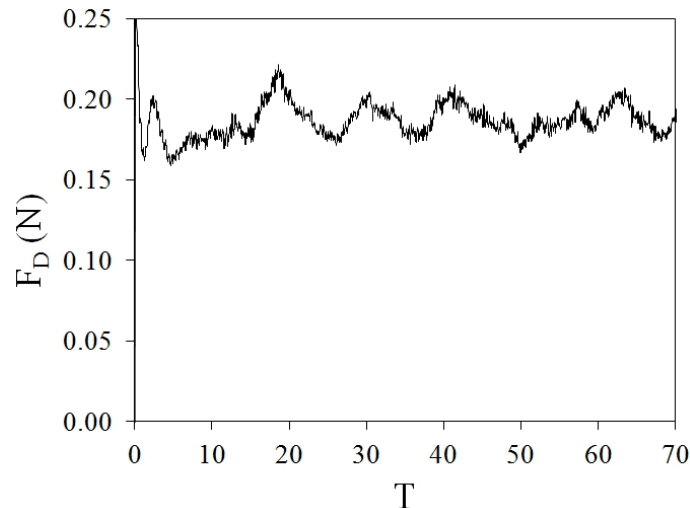
4.1.2 Συντελεστής αντίστασης

Από τις εξισώσεις (10) και (11) υπολογίστηκαν δύο τιμές για το συνολικό συντελεστή αντίστασης C_D , οι οποίες έχουν πολύ μικρή απόκλιση:

$$(10) \Rightarrow \overline{C_{DA}} = \frac{0.06752}{0.0762} = 0.89 \quad \text{και} \quad (11) \Rightarrow \overline{C_{DB}} = \frac{0.00498}{0.00563} = 0.88$$

4.2 Αποτελέσματα της Μεθόδου 2

Κατά τη Μέθοδο 2, η μόνη άγνωστη παράμετρος ήταν η τιμή της συνολικής δύναμης αντίστασης (F_D) η οποία ασκήθηκε στους κυλίνδρους. Για το λόγο αυτό, υπολογίστηκε η μέση στο χρόνο τιμή της F_D , με χρόνο αναφοράς ίσο με 50 T, δηλαδή τον ίδιο που χρησιμοποιήθηκε και για τη λήψη των μέσων τιμών των χαρακτηριστικών της μέσης ροής και της τύρβης. Στο Σχήμα 5 παρουσιάζεται η μεταβολή στο χρόνο της δύναμης αντίστασης.



Σχήμα 5. Μεταβολή της δύναμης F_D στο χρόνο

Η μέση τιμή της δύναμης αντίστασης υπολογίστηκε ίση με $F_D = 0.178$ N ενώ ο συντελεστής αντίστασης προέκυψε ίσος με:

$$(14) \Rightarrow C_D = \frac{2 \cdot 0.178^N}{\left(1.57^{m^{-1}} \cdot 0.0762^m \cdot 0.127^m \cdot 0.254^m\right) 997^{kg/m^3} \left(0.3272^{m/s}\right)^2} \Rightarrow C_D = 0.86$$

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Με χρήση της πειραματικής μεθόδου των Dunn et al. (1996), ο συντελεστής αντίστασης C_D προέκυψε ίσος με 0.88 και 0.89. Μετά από υπολογισμό της δύναμης αντίστασης F_D , ο συντελεστής αντίστασης προέκυψε ίσος με 0.86. Συνεπώς, η απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων ήταν μόλις της τάξης του 2%. Στόχος για το επόμενο χρονικό διάστημα είναι η εφαρμογή της μεθοδολογίας που παρουσιάστηκε σε μεγαλύτερο εύρος πυκνοτήτων βλάστησης (α), καθώς και η σύνδεση του συντελεστή C_D με τον ευρέως χρησιμοποιούμενο συντελεστή του Manning.

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΟ ΠΛΑΙΣΙΟ

Η παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο της Διδακτορικής Διατριβής της πρώτης συγγραφέως, υπό την επίβλεψη του δεύτερου συγγραφέως, στο Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Υδραυλικής του Τομέα Υδατικών Πόρων και Περιβάλλοντος, της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

ANSYS-CFX, Release 14.0, URL: <http://www.ANSYS.com>.

Cui J. and Neary V.S., .Large eddy simulation (LES) of fully developed flow through vegetation, IAHR's 5th Int. Conf. on Hydroinformatics, Cardiff, UK, July 2002.

Dunn C., Lopez F. and Garcia M., .Mean flow and turbulence in a laboratory channel with simulated vegetation, Hydrosystems Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1996.

Fairbanks J.D., .Velocity and Turbulence Characteristics in Flows through Rigid Vegetation. Master of Science Thesis, Virginia Polytechnic Institute & State University, USA, 1998.

- Fisher-Antze T., Stoesser T., Bates P.B. and Olsen N.R. (2001), .3D numerical modelling of open channel flow with submerged vegetation, *IAHR J. Hydr. Res.* 39, pp. 303–310.
- Ghisalberti M. and Nepf M. (2004), .The limited growth of vegetated shear layers, *Water Resources Res.* 40: W07502, doi: 10.1029/2003WR002776.
- Järvelä J., Determination of flow resistance of vegetated channel banks and floodplains, in *River Flow 2002, International Conference on Fluvial Hydraulics*, Louvain-la-Neuve, Belgium, September 2002, pp. 311–318.
- Kouwen N.M. and Unny T.E. (1969), .Hill H.M., Flow retardance in vegetated channels, *J. Irrig. Drain. Div.* 95, pp. 329–342.
- Liu D., Diplas P., Fairbanks J.D. and Hodges C.C. (2008), .An experimental study of flow through rigid vegetation, *J. Geophys. Res. Earth Sci.* 113, pp. 1–16.
- Lopez F. and Garcia M., *Open Channel Flow Through Simulated Vegetation: Turbulence Modelling and Sediment Transport*, Hydrosystems Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Illinois, 1997.
- Menter F. (1994), .Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal* 32(8), pp. 1598-1605.
- Menter F. and Egorov Y. (2008), .Development and Application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Springer 97, pp. 261–270.
- Papadonikolaki G. and Stamou A., .Application of SAS turbulence model in flows through rigid submerged vegetation, in *Proc. 3rd IAHR Europe Congress, Porto, Portugal, April 2014*.
- Petryk S. and Bosmajian I.I.G. (1975), .Analysis of flow through vegetation, *J. Hydrol. Div.* 101, pp. 871–884.
- Ree W.O. and Palmer V.J. (1949), .Flow of Water in Channels Protected by Vegetative Linings, *U.S. Soil Conservation Bulletin* 967(Feb.), p. 115.
- Righetti M. and Armanini A. (2002), .Flow resistance in open channel flows with sparsely distributed bushes, *Journal of Hydrology* 269, pp. 55–64.
- Stamou A.I., and Papadonikolaki G., .(2014). Modeling the 3-D flow around a cylinder using the SAS hybrid model, *GNest Journal* (accepted, to be published in Vol 16).
- Stamou A.I., Papadonikolaki G., Gkesouli A. and Nikolettopoulos A. (2012), .Modeling the effect of vegetation on river floodplain hydraulics, *GNest Journal* 14(3), pp. 371-377.
- Stroesser T., Salvador G.P., Rodi W. and Diplas P. (2009), .Large Eddy Simulation of Turbulent Flow Through Submerged Vegetation, *Transport in Porous Media* 78(3), pp. 347-365.
- Wilson C.A.M.E., Yagci O., Rauch H.P. and Olsen N.R.B (2006), .3D numerical modeling of a willow vegetated river/floodplain system, *Journal of Hydrology* 327, pp. 13-21.
- Wu F., Shen H., and Chou Y. (1999), .Variation of Roughness Coefficients for Unsubmerged and Submerged Vegetation, *J. Hydraul. Eng.* 125(9), pp. 934–942.

ABSTRACT

The presence of vegetation in open channel flows plays a determinant role during flood events since it significantly obstructs the flow and affects the fate of suspended sediments, nutrients and contaminants. The type, arrangement and flexibility of vegetation elements are some of the factors that determine their effect. Thus, vegetated flows have drawn the attention of several researchers over the past decades. Several experimental and computational studies have been conducted using flexible or rigid, submerged or emergent, usually cylindrical elements to simulate vegetation, in various arrangements. Many researchers have also tried to quantify the resistance to the flow due to vegetation via coefficients, such as the drag coefficient, C_D , and the Manning coefficient, n .

In the present work three-dimensional (3D) calculations were performed for the case of free surface flow through rigid submerged vegetation; the computational domain was a part of an experimental channel filled with rigid cylindrical elements arranged in a staggered pattern. The characteristics of the mean flow and turbulence were calculated using the model Scale Adaptive Simulation (SAS); SAS is a hybrid turbulence model that has a Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) modeling behaviour in stable flow regions whereas it goes unsteady (unsteady RANS, URANS) when instabilities are detected.

Two methodologies of calculating the drag coefficient are presented. The first one is an experimental method which is based on the insertion of the vegetative drag force in the momentum equation and requires mean velocity and Reynolds stresses distributions as inputs; according the first method, the drag coefficient was equal to 0.88-0.89. The second one is based on the definition of the drag force and only requires the value of the total drag force acting on the vegetation elements as an input; according to this the method the drag coefficient was equal to 0.86 and thus the deviation between the results of the two methods was minor.

ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΝΕΚΤΙΚΩΝ ΔΟΜΩΝ ΚΑΙ ΑΣΤΑΘΩΝ ΤΥΡΒΩΔΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΣΕ ΜΙΑ ΗΜΙ-ΕΞΙΔΑΝΙΚΕΥΜΕΝΗ ΠΟΛΗ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ ΜΕΓΑΛΩΝ ΔΙΝΩΝ

Νεκτάριος Κουτσουράκης¹, Αλέξανδρος Γ. Βενετσάνος², Ιωάννης Γ. Μπάρτζης³,
Ηλίας Χ. Τόλιας⁴, Νικόλαος Μαρκάτος⁵

- ¹Επιστημονικός συνεργάτης, Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος, Τμήμα Μηχ/γων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας, Σιαλβέρα & Μπακόλα, 50100, Κοζάνη, nk@ipta.demokritos.gr
²Ερευνητής Β', Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», Πατριάρχου Γρηγορίου και Νεαπόλεως, 15310, Αγ. Παρασκευή Αττικής, venets@ipta.demokritos.gr
³Ομότιμος καθηγητής, Εργαστήριο Τεχνολογίας Περιβάλλοντος, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας, Σιαλβέρα & Μπακόλα, 50100, Κοζάνη, bartzis@uowm.gr
⁴Υποψήφιος διδάκτωρ, Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», Πατριάρχου Γρηγορίου και Νεαπόλεως, 15310, Αγ. Παρασκευή Αττικής, tolias@ipta.demokritos.gr
⁵Ομότιμος καθηγητής, Τομέας Ανάλυσης, Σχεδιασμού και Ανάπτυξης Διεργασιών και Συστημάτων, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15780, Αθήνα, n.markatos@ntua.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η μοντελοποίηση μεγάλων δινών (LES: Large Eddy Simulation) είναι μια διαρκώς εξαπλούμενη μεθοδολογία στις μελέτες ρευστομηχανικής στο αστικό περιβάλλον, καθώς έχει τη δυνατότητα να παρέχει βαθύτερη κατανόηση των φαινομένων ασταθούς ροής και διασποράς ρύπων. Στην εργασία αυτή, χρησιμοποιείται η μεθοδολογία LES που προστέθηκε πρόσφατα στον καταξιωμένο σε περιβαλλοντικές εφαρμογές κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής ADREA-HF. Μελετάται η ροή στην ημι-ιδανική πόλη «Michel-Stadt», για την οποία υπάρχουν αναλυτικές πειραματικές μετρήσεις από αεροσήραγγα, διαθέσιμες στην δικτυακή βάση δεδομένων CEDVAL-LES που εστιάζει σε πιστοποίηση κωδίκων LES. Αρχικά γίνεται σύγκριση των πειραματικών μετρήσεων με τ' αποτελέσματα του κώδικα, που έχουν ληφθεί με χρήση οριακής συνθήκης τύπου Langvin για δημιουργία διακυμάνσεων ταχυτήτων στην είσοδο του πεδίου ροής. Στη συνέχεια η μελέτη εστιάζεται σε ασταθή χαρακτηριστικά της ροής. Παρακολουθώντας επί μακρόν τη χρονική μεταβολή των διανυσμάτων ταχυτήτων ανάμεσα στα κτίρια, προσδιορίζονται σημεία διττών (bimodal) ή λοξωμένων (skewed) κατανομών ταχυτήτων, ριπών, ασταθών στροβίλων και άλλων περιοχών ενδιαφέροντος. Επίσης, από σχήματα συνδυασμένης απεικόνισης ισοεπιφανειών στροβιλότητας και θετικών/αρνητικών διακυμάνσεων ταχυτήτων, μελετώνται συνεκτικές δομές όπως πεταλοειδείς στροβίλοι και φύλλα στροβιλότητας, που διαδραματίζουν καθοριστικό ρόλο στην κατανόηση της ροής. Ο κύριος μηχανισμός δημιουργίας πεταλοειδών στροβίλων πάνω από τα κτίρια φαίνεται να είναι το τρύπημα των φύλλων στροβιλότητας από περιοχές χαμηλών ταχυτήτων.

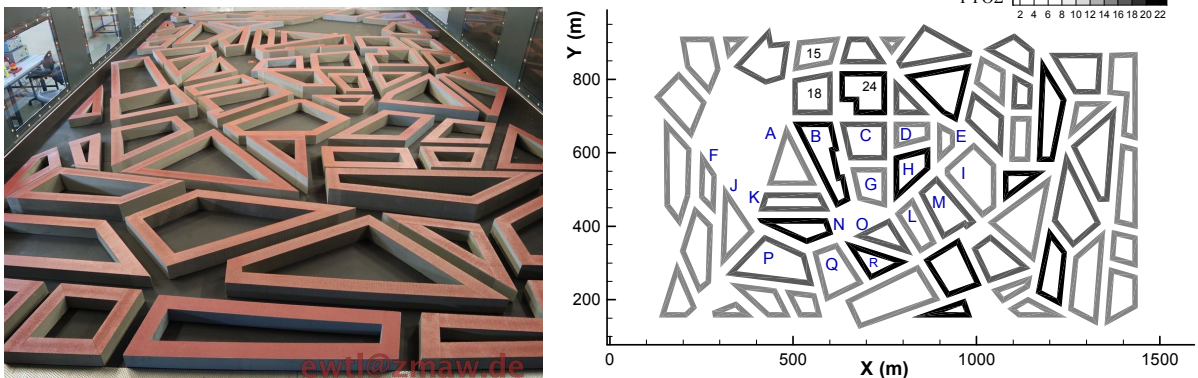
Λέξεις Κλειδιά: Μοντελοποίηση μεγάλων δινών, LES, αστικές ροές, τυρβώδης ροή, συνεκτικές δομές

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μεθοδολογία LES ως κλάδος της υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD: Computational Fluid Dynamics), γνωρίζει πολύ μεγάλη ανάπτυξη τις τελευταίες 3 δεκαετίες. Είναι χαρακτηριστικό ότι ο συνολικός αριθμός σχετικών δημοσιεύσεων διπλασιάζεται κάθε περίπου 4,3 χρόνια αντί για κάθε 15 χρόνια που συμβαίνει στους άλλους κλάδους της επιστήμης.

Η χρήση του LES στις αστικές ροές προσφέρει τη δυνατότητα εξέτασης στιγμιαίων καταστάσεων της ροής και ασταθών τυρβωδών φαινομένων γύρω από τα κτίρια. Κάνει διαθέσιμες χρονοσειρές των μεταβλητών, ανοίγοντας νέους ορίζοντες στην πληροφορία που λαμβάνεται από μια μοντελοποίηση. Επιπλέον το LES δίνει τη δυνατότητα απεικόνισης και μελέτης συνεκτικών δομών (αναγνωρίσιμες δομές μέσα στη φαινομενική τυχαιότητα της τύρβης), που βοηθούν στην βαθύτερη κατανόηση της τυρβώδους ροής.

Η μοντελοποίηση μεγάλων δινών, που επιλύει την χρονικά μεταβαλλόμενη ροή, απαιτεί και ανάλογα πειράματα για σύγκριση. Τέτοια πειράματα υψηλής ποιότητας περιλαμβάνει η νέα βάση δεδομένων CEDVAL-LES (<http://www.mi.uni-hamburg.de/Introducti.6360.0.html>), για διάφορα επίπεδα γεωμετρικής πολυπλοκότητας και τραχύτητας (Fischer et al., 2010). Η βάση αυτή, με ειδικά σχεδιασμένα μοντέλα και καλά τεκμηριωμένα σύνολα πειραματικών δεδομένων από την αεροδυναμική σήραγγα ατμοσφαιρικών ροών του Πανεπιστημίου του Αμβούργου, μπορεί να βοηθήσει σημαντικά στην επικύρωση και βελτίωση των κωδίκων LES (Bastigkeit et al., 2010). Στην παρούσα περίπτωση εξετάστηκε η ημι-εξιδανικευμένη, μη-πραγματική πόλη «Michel-Stadt», που αποτελείται από 60 ανόμοια μπλοκ κτιρίων με εσωτερικές αυλές, κατά τα πρότυπα των κεντρο-ευρωπαϊκών πόλεων (σχήμα 1).



Σχήμα 1. Αριστερά: Η πόλη Michel-Stadt στην αεροσήραγγα, όπως φαίνεται από την έξοδο του πεδίου ροής (πηγή: Environmental Wind Tunnel Laboratory, Πανεπιστήμιο του Αμβούργου). Δεξιά: Κάτοψη της πόλης στο σύστημα συντεταγμένων της υπολογιστικής μοντελοποίησης.

Το μοντέλο της πόλης έχει κλίμακα 1:225, αντιστοιχώντας σε 1320 x 830 m πραγματικής κλίμακας, με ύψη κτιρίων 15, 18 ή 24 μέτρα. Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα εισόδου έχει μήκος τραχύτητας $z_0=1,53$ m, και εκθέτη προφίλ ταχύτητας $\alpha=0,27$, ενώ η ταχύτητα διατηρείται σταθερή 6,1 m/s στα 100 m. Υπάρχουν μετρήσεις ταχύτητας με LDA (Laser Doppler Anemometry) σε χιλιάδες σημεία, τόσο σε 40 κατακόρυφα προφίλ σε όλη την πόλη, όσο και σε 5 οριζόντια επίπεδα μέσα στις οδικές χαράδρες (στα 2, 9 και 18 m) και πάνω από τα κτίρια (στα 27 και 30 m), στο κέντρο της πόλης.

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Για τη μοντελοποίηση χρησιμοποιήθηκε μεθοδολογία LES που ενσωματώθηκε στον προϋπάρχοντα κώδικα CFD ADREA-HF (Koutsourakis et al., 2010, Κουτσοράκης και συνεργάτες, 2010).

2.1 Επιλυόμενες εξισώσεις

2.1.1 Γενικές εξισώσεις της ροής

Επιβάλλοντας ένα χωρικό φίλτρο σε κάθε μεταβλητή στις εξισώσεις διατήρησης (συνέχειας και ορμής), τις χωρίζουμε στο επιλυόμενο τμήμα (μεγάλες κλίμακες) και στο υποπλεγματικό (SGS: Sub-Grid Scale). Οι φιλτραρισμένες εξισώσεις παίρνουν τότε τη μορφή (Jiang & Lai, 2009):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\tilde{\tau}_{ij}^l + \tau_{ij}^R)}{\partial x_j}; \quad \tilde{\tau}_{ij}^l + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} = 2 \mu \tilde{S}_{ij}; \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

$$\bar{\rho} = \bar{\rho} r \bar{T}, \quad (3)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα, μ η δυναμική συνεκτικότητα, t ο χρόνος, u_i οι συνιστώσες της ταχύτητας, x_i οι συντεταγμένες στο χώρο, p η πίεση, T η απόλυτη θερμοκρασία, \tilde{S}_{ij} είναι ο στιγμιαίος ρυθμός παραμόρφωσης, r η σταθερά του αερίου, $\tilde{\tau}_{ij}^l$ είναι ο στιγμιαίος τανυστής των τάσεων λόγω των συνεκτικών δυνάμεων, ενώ $\tau_{ij}^R = -\bar{\rho} \widetilde{u_i u_j} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ είναι ο υποπλεγματικός τανυστής των τάσεων που οφείλεται στην υποπλεγματική τύρβη, ο οποίος μοντελοποιείται σύμφωνα με το κλασσικό μοντέλο του Smagorinsky, με διόρθωση τύπου van Driest, σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\tau_{ij}^R - \frac{1}{3} \tau_{kk}^R \delta_{ij} = 2 \mu_t \tilde{S}_{ij}; \quad \mu_t = \bar{\rho} \left[C_s \Delta \left(1 - e^{-y^+/25} \right) \right]^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad (4)$$

όπου y^+ η αδιάστατη απόσταση από το στερεό όριο και C_s είναι η σταθερά του Smagorinsky, που έχει μια τυπική τιμή για γενική χρήση 0,1. Ο όρος $\frac{1}{3} \tau_{kk}^R \delta_{ij}$ ενσωματώνεται στην φιλτραρισμένη πίεση. Η κλίμακα μήκους Δ λαμβάνεται ως $\Delta = V^{1/3}$, όπου V ο όγκος του υπολογιστικού κελιού. Οι μεταβλητές εδώ αντιπροσωπεύουν χωρικούς μέσους όρους *στιγμιαίων* τιμών. Η περισπωμένη πάνω από μια μεταβλητή υποδηλώνει χωρικό μέσο όρο με διαδικασία φιλτραρίσματος κατά Favre.

2.1.2 Δημιουργία τεχνητής τύρβης για οριακή συνθήκη εισόδου του πεδίου ροής

Στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών, απαιτείται οι οριακές συνθήκες στην είσοδο του πεδίου ροής να εξασφαλίζουν την ύπαρξη τυρβωδών διακυμάνσεων. Στην εργασία αυτή έχει χρησιμοποιηθεί μια νέα μέθοδος δημιουργίας χρονικά μεταβαλλόμενων διακυμάνσεων ταχυτήτων (τεχνητή τύρβη) από μια γενικευμένη εξίσωση τύπου Langevin που βασίζεται στη χρονική συσχέτιση μιας διακύμανσης κάποιας δεδομένης στιγμής σε κάποιο σημείο του επιπέδου εισόδου, με τη διακύμανση (στο ίδιο ή/και σε γειτονικά σημεία) της προηγούμενης χρονικής στιγμής, μέσω του χρόνου ιδιοσυσχέτισης:

$$u_i'(t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{u_i}} \right) f \left(r_i u_i'(t) + (1 - r_i) \frac{1}{4} \sum_{\gamma=1}^4 u_{i\gamma}'(t) \right) + \sigma_{u_i} \left(\frac{2\Delta t}{T_{u_i}} \right)^{1/2} \xi, \quad (5)$$

όπου u_i' η διακύμανση της συνιστώσας i της ταχύτητας, T_{u_i} η ολοκληρωτική κλίμακα χρόνου ή κλίμακα χρόνου ιδιοσυσχέτισης, σ_{u_i} η τυπική απόκλιση της διακύμανσης και ξ τυχαίος αριθμός κατανομής Gauss με μέση τιμή 0 και διακύμανση 1. Το γ αφορά τους γείτονες, δηλαδή τα εν γένει τέσσερα κελιά που περιβάλλουν το κελί στο οποίο παράγουμε τη διακύμανση. Το r_i το ονομάζουμε *παράγοντα εντοπιότητας*, παίρνει τιμές μεταξύ 0 και 1 και αντιπροσωπεύει τις χωρικές συσχετίσεις, ενώ το f παράγοντα ενίσχυσης και έχει προεπιλεγμένη τιμή ίση με 1. Ο πρώτος προσθετός στο δεξιά μέρος της εξίσωσης αφορά το συνεκτικό κομμάτι της διακύμανσης και ο δεύτερος το τυχαίο. Περισσότερα για την οριακή συνθήκη τύπου Langevin υπάρχουν στην διδακτορική διατριβή του πρώτου συγγραφέα (Κουτσουράκης, 2014). Παρόμοια αλλά πιο απλοποιημένη μέθοδο, που κάνει χρήση της κλίμακας χρόνου για να παράγει συνεκτικές διακυμάνσεις, είχαν πρωτοχρησιμοποιήσει οι Hanna et al. (2002).

1.2 Δεδομένα μοντελοποίησης

Η πόλη θεωρήθηκε σε πλήρη κλίμακα. Το χωρίο υπολογισμού είναι όσο το δυνατό πιο μικρό, ώστε για δεδομένο αριθμό κελιών να έχουμε τη μεγαλύτερη λεπτομέρεια ανάμεσα στα κτίρια, καθώς σκοπός μας είναι η μελέτη των ασταθών φαινομένων. Οι διαστάσεις του (M x Π x Y) είναι 1670 x 900 x 147 μέτρα. Το πλέγμα αποτελείται από 419 x 238 x 30 κελιά. Τα οποιουδήποτε είδους στερεά σώματα στο ADREA-HF λαμβάνονται υπόψη ως πορώδεις στα κελιά, δίνοντας έτσι ακρίβεια ανώτερου αριθμού κελιών στην περιγραφή της γεωμετρίας. Το μεγαλύτερο τμήμα της πόλης καλύπτεται από κυβικά κελιά 3 x 3 x 3 μέτρα, μια ανάλυση μέσα στα όρια των προτεινόμενων για LES σε πόλεις (π.χ. Tomiyama et al., 2008). Απ' εκεί και πέρα υπάρχει μια αύξηση του μεγέθους των κελιών με λόγο περίπου 1,01 στον άξονα X, 1,02 στον άξονα Y και 1,06 στον Z. Εγκάρσια έχουν θεωρηθεί λείοι τοίχοι, όπως και στην αεροσήραγγα, για καλύτερο ορισμό του προβλήματος και έλεγχο της ροής.

Κοντά στα στερεά όρια έχουν θεωρηθεί συναρτήσεις τοίχου «τραχέως τύπου», της μορφής $u^+ = (1/\kappa) \ln(z/z_0)$, όπου κ η σταθερά von Karman, z η απόσταση από το στερεό όριο και z_0 το ύψος τραχύτητας (αεροδυναμική τραχύτητα). Το ύψος τραχύτητας μπροστά από την πόλη έχει ληφθεί 1,498 m. Στο υπόλοιπο έδαφος και στις επιφάνειες των κτιρίων η τραχύτητα z_0 έχει οριστεί 0,0625 m. Για τη χωρική διακριτοποίηση των όρων μεταφοράς έχει θεωρηθεί φραγμένο σχήμα κεντρικών διαφορών,

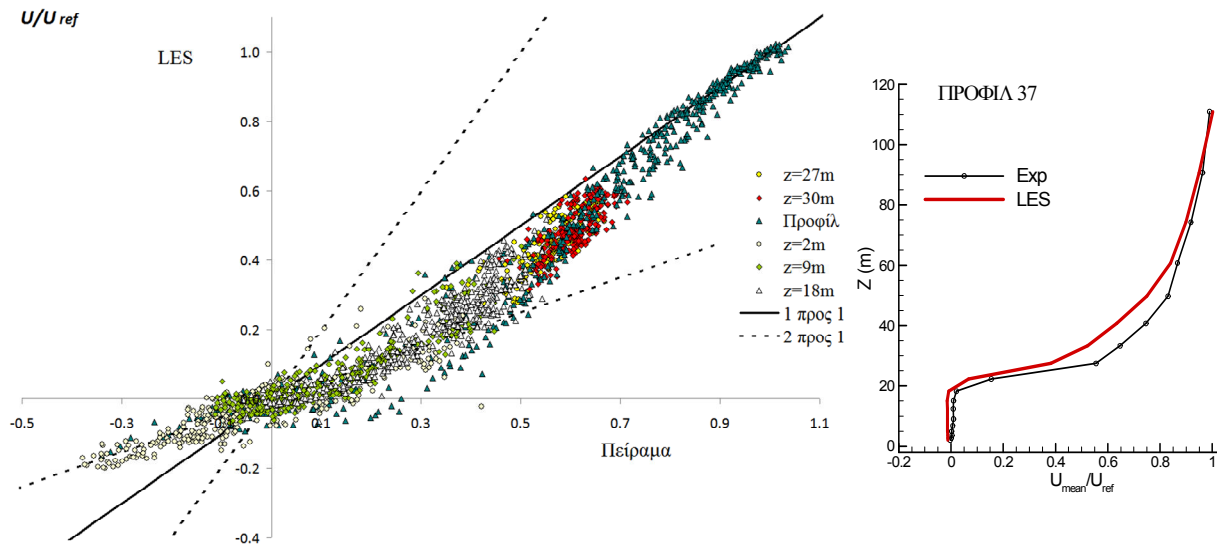
ενώ για την χρονική Crank-Nicolson. Στην είσοδο και στο άνω όριο του πεδίου ροής έχουν θεωρηθεί οριακές συνθήκες τύπου Langevin, με τους χρόνους ιδιοσυσχέτισης T_u και τις διακυμάνσεις σ_u να έχουν ληφθεί από τα λεπτομερή πειραματικά δεδομένα. Τ' αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ είναι με $r_i = 1$ και διακυμάνσεις μόνο στην κύρια συνιστώσα της ταχύτητας, αν και δοκιμάστηκαν κι άλλοι συνδυασμοί. Επιλέχθηκε να είναι η είσοδος κοντά στην πόλη, ώστε τα τυρβώδη χαρακτηριστικά που δίνουμε να μην προλάβουν ν' αλλάξουν πολύ μέχρι να συναντήσουν τα κτίρια. Το χρονικό βήμα περιορίστηκε στα 0,2 s και ήταν σταθερό για όλη τη διάρκεια της μοντελοποίησης, μετά από τα πρώτα μεταβατικά δευτερόλεπτα (μέγιστο CFL σε κάθε επανάληψη περίπου ίσο με 0,6). Ο συνολικός χρόνος ήταν 10000 s, που αντιστοιχεί σε πάνω από 2500 αδιάστατους χρόνους H/U , με $H = 24$ m και $U = 6,1$ m/s. Τα πρώτα 900 s της μοντελοποίησης θεωρούνται μεταβατικά και δεν λαμβάνονται υπόψη. Για μελέτη χρονοσειρών τοποθετήθηκαν 8844 αισθητήρες, ο καθένας απ' τους οποίους μετράει μια μεταβλητή κάθε 1 s και γενικά αντιστοιχεί σε ένα σημείο πειραματικής μέτρησης. Με χρήση 4 πυρήνων σύγχρονου προσωπικού υπολογιστή, η μοντελοποίηση διήρκεσε σχεδόν 39 μέρες.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑ

3.1 Γενική σύγκριση με πειραματικά δεδομένα

Σε προγενέστερες μελέτες (Koutsourakis et al., 2012, Κουτσουράκης, 2014) είχε αξιολογηθεί η συμπεριφορά των οριακών συνθηκών τύπου Langevin σε ανεπτυγμένο οριακό στρώμα. Φάνηκε ότι οδηγούν σε ίδια ακριβώς αποτελέσματα με τις ευρέως πιστοποιημένες κυκλικές συνθήκες, απαιτώντας λιγότερο χρόνο μοντελοποίησης, αλλά μεγαλύτερο μήκος ανάπτυξης της ροής. Επίσης έγινε σαφές ότι η χρήση οριακής συνθήκης τύπου Langevin στο άνω όριο του πεδίου ροής μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική βελτίωση των αποτελεσμάτων (άσχετα με το τι οριακή συνθήκη χρησιμοποιείται στην είσοδο) και προτείνεται αντί της κλασσικής συνθήκης συμμετρίας που καταστρέφει την τύρβη.

Στην παρούσα μοντελοποίηση, το σκεδαστικό διάγραμμα (scatter plot) σύγκρισης των αποτελεσμάτων με τις πειραματικές μετρήσεις της κύριας συνιστώσας της ταχύτητας U , φαίνεται στο σχήμα 2.

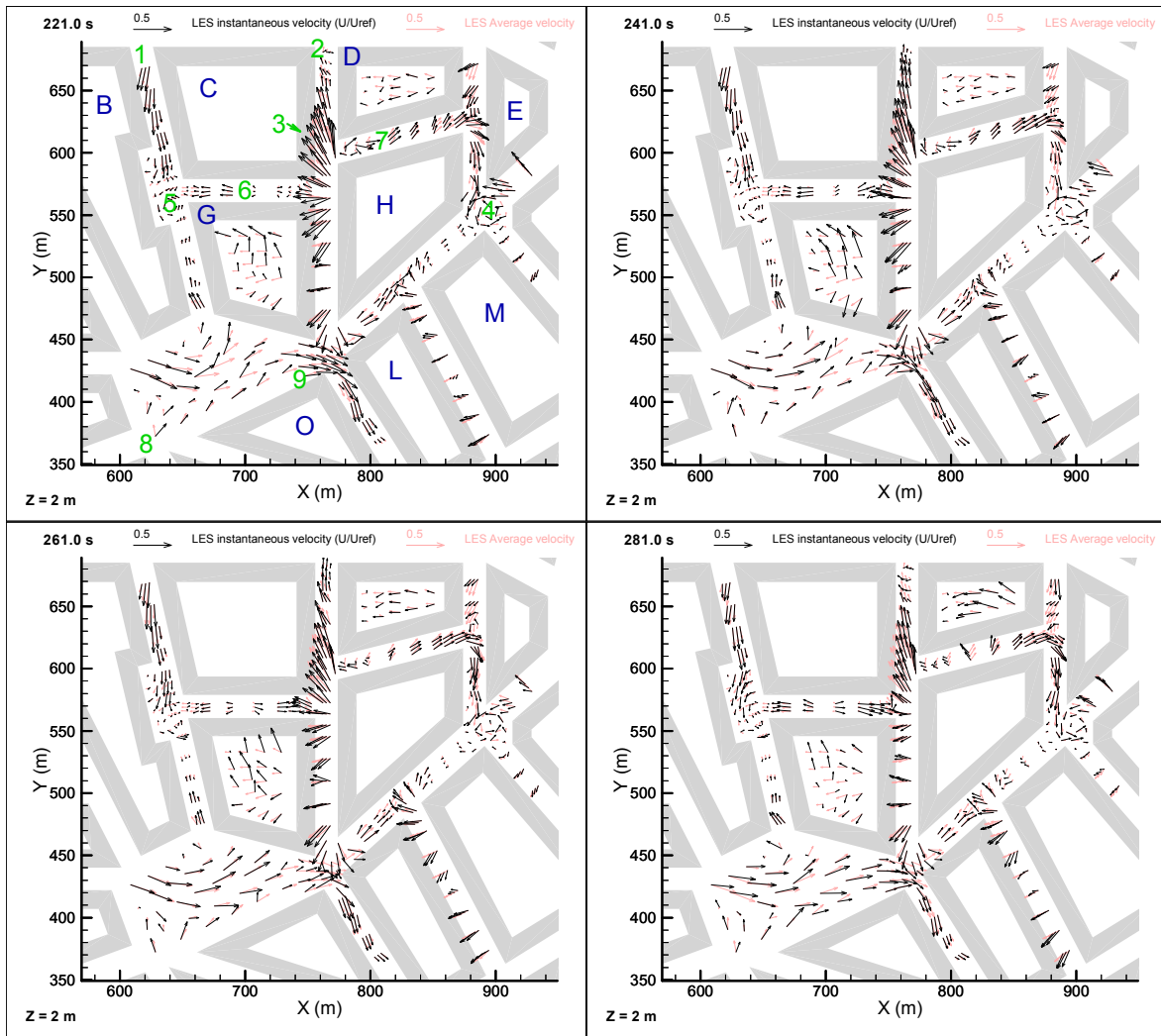


Σχήμα 2. Αριστερά: Σύγκριση πειραματικών τιμών μέσης ταχύτητας U με τις τιμές του LES για όλα τα σημεία μετρήσεων. Δεξιά: Ενδεικτικό κατακόρυφο προφίλ ταχύτητας ανάμεσα στα κτίρια **B** και **G**.

Η σύγκριση των αποτελεσμάτων του LES με τις πειραματικές μετρήσεις είναι πολύ καλή, τόσο μέσα στην πόλη, όσο και σε μεγάλα ύψη. Σε μέσα ύψη υπάρχει μια υποεκτίμηση των ταχυτήτων, που οφείλεται στην ακόμη πιο μεγάλη υποεκτίμηση των τάσεων στα ύψη αυτά.

3.2 Ασταθή τυρβώδη φαινόμενα και συνεκτικές δομές

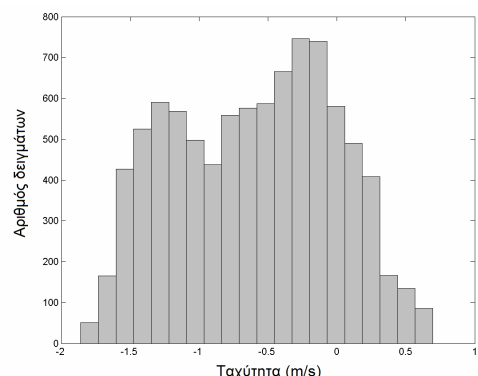
Με το LES είναι δυνατόν να μελετηθούν στιγμιότυπα της ροής και ασταθή φαινόμενα που παρατηρούνται στο πείραμα, όπως ριπές (gusts), ασταθείς στρόβιλοι και μη-γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων. Στο σχήμα 3 παρατηρούμε κάποιες κοντινές χρονικές στιγμές από ένα βίντεο 9000 δευτερολέπτων που δείχνει τη μεταβολή των διανυσμάτων ταχυτήτων σε ύψος 2 m, στις θέσεις που τοποθετήθηκαν αισθητήρες ώστε να λαμβάνονται οι χρονοσειρές κατά τη διάρκεια της μοντελοποίησης.



Σχήμα 3. Διανύσματα ταχυτήτων σε ύψος 2 μέτρα: στιγμιότυπα από ταινία στην οποία φαίνονται ασταθή φαινόμενα της ροής όπως ριπές και σημεία διττής ροϊκής συμπεριφοράς.

Παρατηρώντας το βίντεο συνάγονται πολλά συμπεράσματα. Για παράδειγμα, το πρώτο διάνυσμα (σημείο 1) στα 241 s έχει την ίδια διεύθυνση και μέγεθος με τα διπλανά του διανύσματα, ενώ στις επόμενες εικόνες η έντασή του πέφτει γρήγορα. Μεταξύ 361 και 461 s (δε φαίνεται εδώ), η έντασή του είναι κοντά στο μηδέν, ενώ στα διπλανά του δύο διανύσματα η ένταση έχει μείνει σταθερή. Γενικά το σημείο 1 άλλοτε έχει μεγάλη ταχύτητα όπως τα διπλανά του κι άλλοτε πάρα πολύ μικρή. Οι ενδιάμεσες καταστάσεις είναι σπάνιες. Είναι χαρακτηριστική περίπτωση διττής συμπεριφοράς. Στη συγκεκριμένη περίπτωση αυτό συμβαίνει επειδή υπάρχει ένας βρόχος ανακυκλοφορίας με ασταθές όριο έτσι που στρίβει η ροή για να μπει στην οδική χαράδρα. Το σημείο 1 βρίσκεται άλλοτε οριακά στο εσωτερικό του βρόχου (μικρή ταχύτητα) και άλλοτε οριακά εκτός του βρόχου (μεγάλη).

Η κατανομή της ταχύτητας V στο σημείο 1 φαίνεται στο σχήμα 4 και είναι διττή (bimodal). Οι δύο πιθανές φυσικές καταστάσεις της ροής αντιπροσωπεύονται από τις δύο κορυφές, ενώ η μέση τιμή (που θα έδινε πιθανόν μια μεθοδολογία RANS), δεν έχει έντονο φυσικό νόημα, οπότε και δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί για αξιολόγηση μοντέλων. Με την έλευση του LES νέοι μέθοδοι σύγκρισης πρέπει να αναδειχθούν, όπως η αναζήτηση ασταθών συμβάντων και η σύγκριση στιγμιαίων τιμών ή κατανομών. Ήδη με το σχήμα 4 γίνεται φανερό ότι το LES μπορεί να προβλέπει μη-



Σχήμα 4. Διάγραμμα πυκνότητας πιθανότητας για την ταχύτητα V στο σημείο 1 που παρουσιάζει διπλή κορυφή.

γκαουσιανές κατανομές ταχυτήτων, απαντώντας σε ένα καιρίο ερώτημα που είχε τεθεί σε παλαιότερη μοντελοποίηση του Michel-Stadt με RANS (Hertwig et al., 2012).

Στο σημείο **2** παρατηρούνται στο βίντεο συχνά ριπές. Στα 221 s οι ταχύτητες εκεί είναι μικρές. Όμως λίγο πιο κάτω, στο σημείο **3**, υπάρχει τη στιγμή αυτή μεγάλη θετική συνιστώσα της ταχύτητας V . Το αποτέλεσμα είναι η μεταφορά ορμής προς τα πάνω (241 s) και τελικά και στο σημείο **2** (261 s). Τέτοιες ριπές συμβαίνουν πολλές φορές κατά τη διάρκεια της ταινίας, όχι μόνο στο σημείο αυτό.

Άλλο σημείο ενδιαφέροντος είναι οι εσωτερικές αυλές των κτιρίων **D** και **G**. Εκεί η ροή κινείται ακανόνιστα παρουσιάζοντας μεγάλες διακυμάνσεις (πολύ μεγαλύτερες από τα υπόλοιπα σημεία) τόσο στο μέτρο της ταχύτητας όσο και στη διεύθυνση, που μοιάζουν τυχαίες. Αυτό μπορεί να φανεί και στο σχήμα 3, παρ' όλο που καλύπτει μόνο 40 s από το βίντεο των 9000 s.

Στα σημεία **4** και **5** παρουσιάζονται δύο στρόβιλοι ο άξονας των οποίων είναι κατακόρυφος και φορά τους ανθρωπολογιακή. Αυτός του σημείου **4** παρατηρείται σχεδόν σε όλες τις χρονικές στιγμές τόσο στην μοντελοποίηση όσο και στο πείραμα. Τροφοδοτείται με ενέργεια εν μέρει από τη ροή που έρχεται από την οδική χαράδρα ανάμεσα στα κτίρια **H** και **E**, από την πάνω μεριά του στρόβιλου. Καθώς ο στρόβιλος έχει μικρομετακινήσεις και μικρομεταβολές στην ένταση και στο μέγεθός του, στην περιοχή μέσα και γύρω από αυτόν υπάρχουν πολλά σημεία που οι ταχύτητες δεν παρουσιάζουν γκαουσιανή κατανομή, αλλά λοξομένη (skewed) ή διττή (bimodal). Αυτό συμβαίνει και στη μοντελοποίηση και στο πείραμα. Ο στρόβιλος στο σημείο **5** δημιουργείται ευκαιριακά από τη σύγκρουση των ροών που έρχονται από πάνω, από κάτω και από δεξιά, είναι λιγότερο ισχυρός και περισσότερο ασταθής.

Στο σημείο **6** η ροή είναι πολύ ασταθής, άλλοτε προς τη δεξιά κατεύθυνση και άλλοτε προς την αριστερή. Αυτό δικαιολογείται ως εξής: Έτσι που περνάει η ροή πάνω από το ψηλό κτίριο **B**, δημιουργεί πίσω του ένα βρόχο ανακυκλοφορίας, που τελειώνει περίπου στο σημείο **6**. Ο βρόχος όμως είναι ασταθής, όντας υπό την επίδραση της περίπλοκης ροής στον κόμβο ανάμεσα στα κτίρια **B**, **C**, **G**, οπότε και το σημείο που τελειώνει ο βρόχος μετακινείται δημιουργώντας αλλαγές στις ταχύτητες. Παρόμοια φαινόμενα συμβαίνουν και στο σημείο **7**, όπου το LES προβλέπει επίσης ανακυκλοφορία πίσω από το κτίριο **C** αυτή τη φορά, αν και στο πείραμα δεν παρατηρήθηκε κάτι τέτοιο.

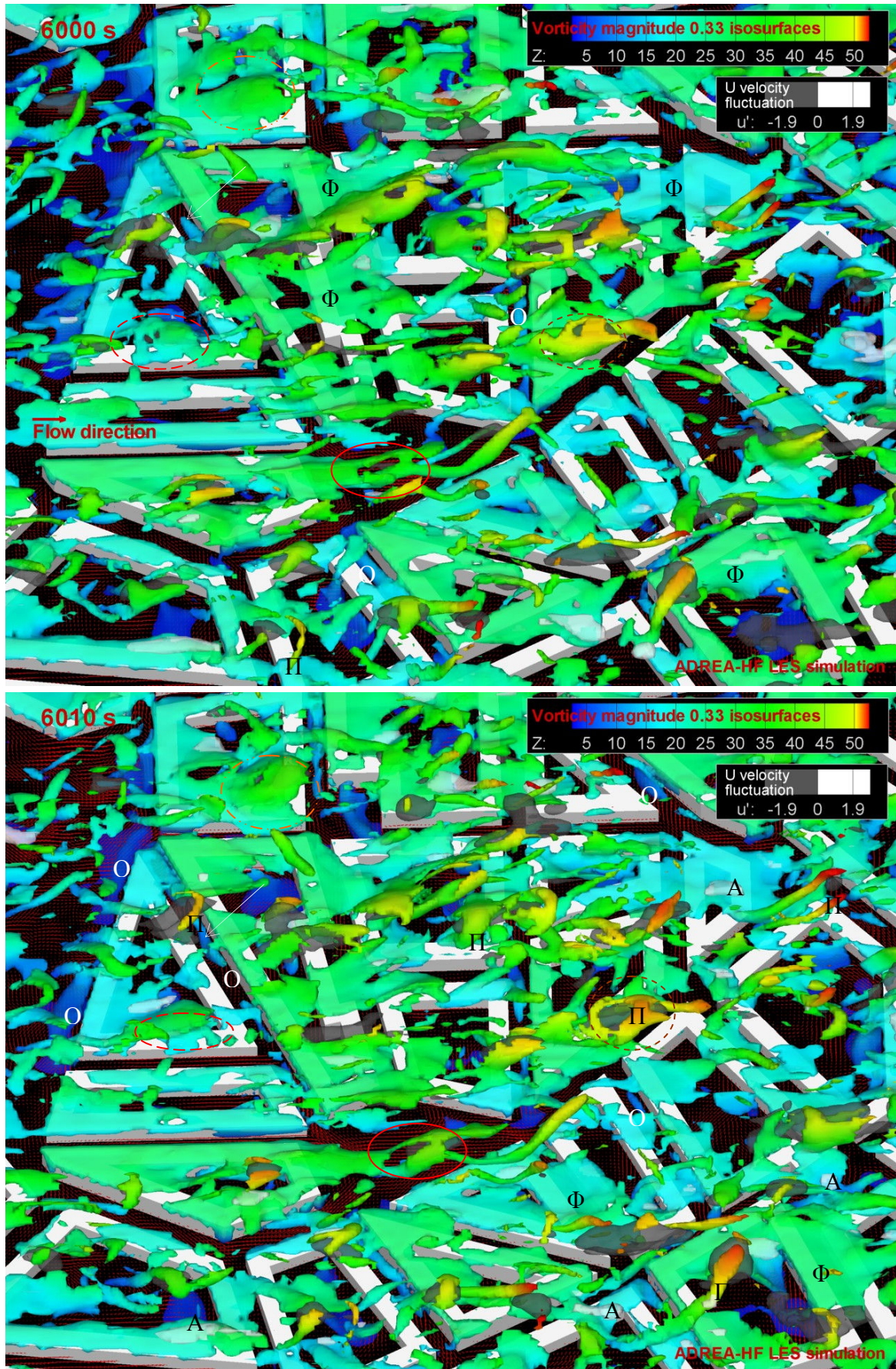
Αναφέρεται και το παράδειγμα του σημείου **8**, όπου η μέση τιμή δεν αρκεί για να χαρακτηρίσει τη ροή, καθώς σε κάποιες χρονικές στιγμές, όπως στα 121 s, η ροή έχει τελείως διαφορετική κατεύθυνση, δείχνοντας κάποιο στιγμιαίο φαινόμενο που αγνοείται από τη μέση τιμή. Τέλος στο σημείο **9** έχει ενδιαφέρον που η ροή κατευθύνεται άλλοτε προς την οδική χαράδρα προς τα δεξιά (ανάμεσα στα **H** και **L**) δημιουργώντας προς τα εκεί ριπή και άλλοτε προς τα κάτω (ανάμεσα στα **O** και **L**).

Παρόμοιες ταινίες και αντίστοιχη ανάλυση μπορεί να γίνει και για τα επίπεδα των 9, 18, 27 και 30 μέτρων, όπου επίσης υπήρχαν μετρήσεις και αισθητήρες.

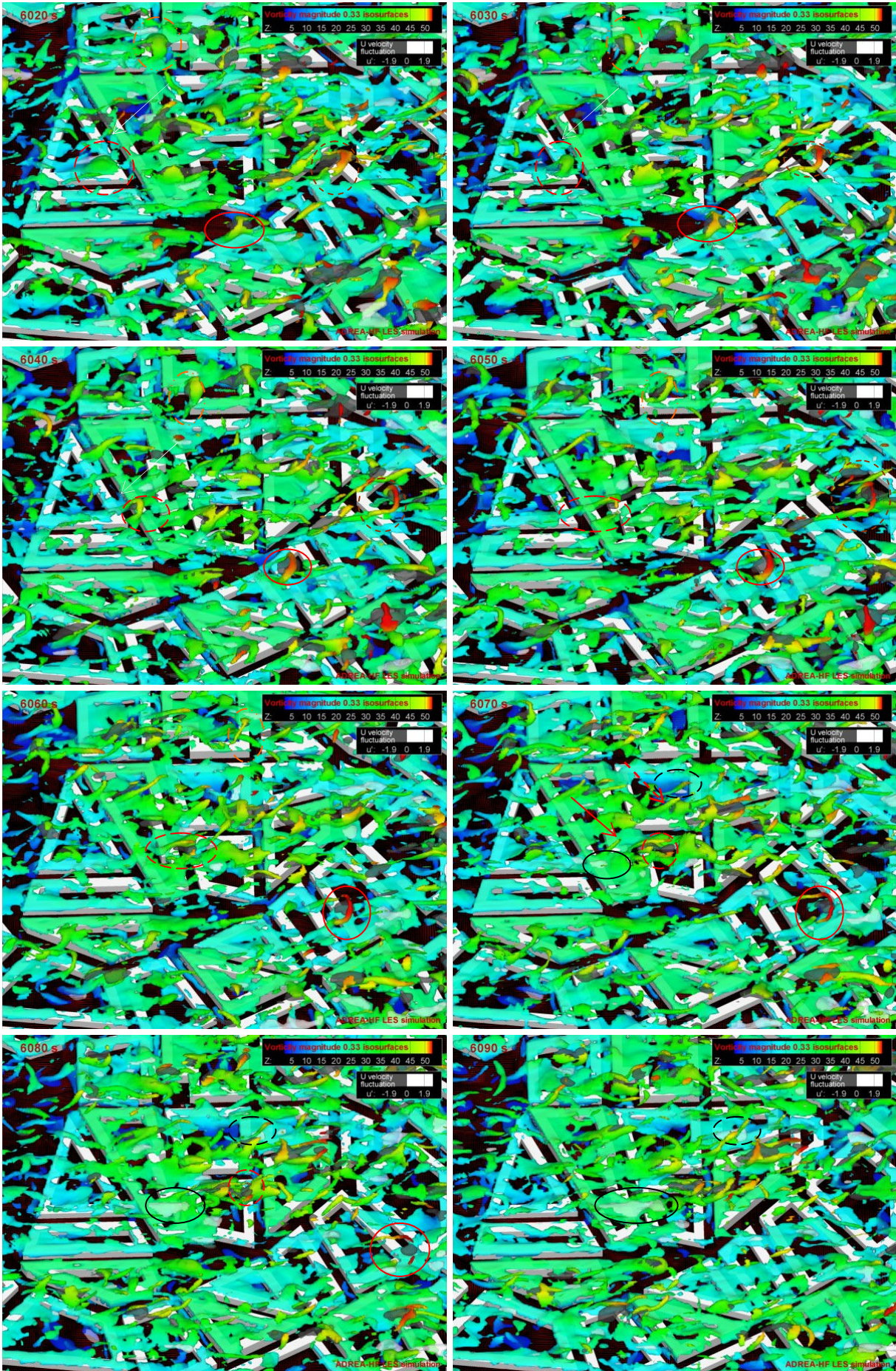
Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει και η μελέτη των συνεκτικών δομών (Robinson, 1991) ανάμεσα και πάνω από τα κτίρια. Στο σχήμα 5 φαίνονται επιφάνειες ίσης στροβιλότητας, χρωματισμένες ανάλογα με το ύψος, στην κεντρική περιοχή της πόλης, για διάφορες χρονικές στιγμές. Ταυτόχρονα απεικονίζονται και επιφάνειες χαμηλής στιγμιαίας ορμής με μαύρο και υψηλής ορμής με άσπρο. Φαίνεται η μεταβολή των επιφανειών και η εξέλιξή τους στο χρόνο. Καθώς η στροβιλότητα σχετίζεται με τις δίνες που αποτελούν βασικό δομικό στοιχείο των τυρβωδών ροών, μελετώντας την εξέλιξή της συνάγουμε χρήσιμα συμπεράσματα για τη δημιουργία και συμπεριφορά των στρόβιλων.

Κατ' αρχήν στο σχήμα 5 μπορούμε να προσδιορίσουμε φύλλα στροβιλότητας (Φ), πεταλοειδείς στρόβιλους (Π), κυλινδροειδείς στρόβιλους στις οδικές χαράδρες (O) και άλλες δομές. Παρατηρούμε ότι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι (Adrian, 2007) σχετίζονται με περιοχές χαμηλής ορμής: *σχεδόν πάντα ένας πεταλοειδής στρόβιλος περιβάλλει μια μαύρη περιοχή*. Επίσης ότι τα φύλλα στροβιλότητας γενικά εξάγονται από τις οροφές των κτιρίων και συχνά βρίσκονται πάνω από περιοχές υψηλής ορμής (A).

Στην ταινία μπορούμε να παρατηρήσουμε και το μηχανισμό δημιουργίας των πεταλοειδών στρόβιλων. Για παράδειγμα στα 6000 s φαίνεται κυκλωμένη με κόκκινο μια περιοχή στο φύλλο στροβιλότητας που εξέρχεται από το κτίριο **N**. Τη στιγμή αυτή το ασταθές φύλλο έχει τρυπήσει (φαίνεται στην τρύπα μια μικρή μαύρη περιοχή χαμηλής ορμής που έχει συμβάλει σε αυτό) και πάνε να δημιουργηθούν στα άκρα του δύο στρόβιλοι. Παρακολουθώντας τη δομή αυτή στις επόμενες χρονικές στιγμές, βλέπουμε πώς σταδιακά οι στρόβιλοι αποκολλώνται από το φύλλο στροβιλότητας, ανυψώνονται, αποκτούν κλίση 45° , ενώνονται και φτιάχνουν τελικά ένα πεταλοειδή στρόβιλο (6030 s). Αυτός συνεχίζει την πορεία του, ανεβαίνοντας και λιγάκι προς τα πάνω (6040-6060 s), μέχρι που αρχίζει να εξασθενεί (6070-6080 s) και να χάνει την ταυτότητά του (6090 s).



Σχήμα 5. Πάνω και επόμενη σελίδα: Επιφάνειες ίσης στροβιλότητας στο κεντρικό τμήμα της πόλης.



Το ίδιο μοτίβο (τρύπημα φύλλου στροβιλότητας από μια περιοχή αρνητικής u' και δημιουργία δύο στροβίλων απ' αυτό, που ανυψώνονται και δημιουργούν ένα πεταλοειδή στρόβιλο) επαναλαμβάνεται σε πολλά σημεία. Τέτοια περιστατικά έχουν κυκλωθεί με καφέ διακεκομμένη γραμμή (κέντρο της εικόνας στα 6000 s), με πορτοκαλί αξονική γραμμή (επάνω) και με διακεκομμένη κόκκινη γραμμή (κτίριο **A**). Στην τελευταία περίπτωση παρατηρείται και το εξής: αφού δημιουργηθεί ο πεταλοειδής στρόβιλος (6040 s), η σχετιζόμενη μαύρη περιοχή χαμηλής ορμής αρχίζει και μεγαλώνει ελαφρά και επεκτείνεται και προς τα πίσω, ώσπου χωρίζεται σε δύο μέρη (6080 s), δημιουργώντας ένα δεύτερο πεταλοειδή στρόβιλο στο πίσω μέρος που αποσχίστηκε. Βλέπουμε δηλαδή περιστατικό δημιουργίας πεταλοειδούς στροβίλου από άλλο. Παρόμοια συμβάντα έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία (Adrian, 2007). Καθώς οι περιοχές χαμηλής ορμής σχετίζονται και με εξωθήσεις (ejections) και με περιστατικά απαγωγής ρύπων (Coceal, 2007), είναι και πρακτικού ενδιαφέροντος.

Οι άσπρες ισοεπιφάνειες υποδηλώνουν στιγμιαία επιτάχυνση και βρίσκονται σε ύψη μικρότερα από τις μαύρες περιοχές. Παρατηρούνται συνήθως μέσα σε φύλλα στροβιλότητας. Για παράδειγμα αυτή που είναι κυκλωμένη με μαύρη γραμμή τη χρονική στιγμή 6070 s, πάνω από το κτίριο **B**, τις επόμενες δύο χρονικές στιγμές μεγαλώνει, ισχυροποιείται και ανεβαίνει λίγο σε ύψος, ακολουθώντας το φύλλο στροβιλότητας που την περιβάλλει. Μάλιστα στα 6090 s υπάρχει μια τάση το ασταθές φύλλο στροβιλότητας να σπάσει στα δύο και το ίδιο ακριβώς συμβαίνει και με την άσπρη ισοεπιφάνεια, δείχνοντας τη συσχέτιση των δύο δομών. Κάτι αντίστοιχο φαίνεται και στην άσπρη επιφάνεια που προσδιορίζεται από τη διακεκομμένη μαύρη γραμμή πάνω από το κτίριο **C** τη χρονική στιγμή των 6070 s. Μάλιστα η επιφάνεια που είναι κυκλωμένη με μαύρη γραμμή, βρίσκεται δεξιά από τη βάση του δεξιού σκέλους ενός ασθενούς πεταλοειδούς στροβίλου (κόκκινο συνεχόμενο βέλος στα 6070 s), ο οποίος κινείται μαζί με την άσπρη περιοχή. Πιθανότατα ο πεταλοειδής στρόβιλος σχετίζεται με την άσπρη περιοχή αυτή, καθώς έξω από τα σκέλη ενός τέτοιου στροβίλου έχουμε γενικά περιοχές θετικού u' . Το ίδιο συμβαίνει και στην άλλη άσπρη περιοχή που αναφέρθηκε (ο στρόβιλος φαίνεται με διακεκομμένο κόκκινο βέλος). Οι άσπρες ισοεπιφάνειες θετικής u' λοιπόν, σχετίζονται ταυτόχρονα με φύλλα στροβιλότητας και με πεταλοειδείς στροβίλους. Είναι φανερό ότι τα φαινόμενα είναι πεπλεγμένα και για ουσιαστικότερη μελέτη δε μπορούμε να εξετάσουμε μια δομή μεμονωμένα.

Είναι ενδιαφέρον και ότι οι στρόβιλοι, αν και είναι τμήματα της ροής, μεταφέρονται κι αυτοί από τη ροή. Αυτό συμβαίνει και στα χαμηλά ύψη. Για παράδειγμα ο κυλινδρικός στρόβιλος που βρίσκεται στο πάνω τμήμα της οδικής χαράδρας ανάμεσα στα κτίρια **A** και **B**, σημειωμένος με ένα λεπτό άσπρο βέλος στην εικόνα των 6000 s, μετακινείται αργά προς τα κάτω, ακολουθώντας τη ροή.

Οποιαδήποτε δομή και αν εξετάσουμε, προκύπτουν χρήσιμα συμπεράσματα για τους μηχανισμούς της ροής. Επίσης μπορούν να δημιουργηθούν πολλά παρόμοια σχήματα: π.χ., αντί τη στροβιλότητα μπορούμε να εξετάσουμε τη στιγμιαία πίεση, όπου φαίνονται «λαγούμια» χαμηλής πίεσης να διασχίζουν περιοχές υψηλής πίεσης. Μάλιστα με πυκνότερο πλέγμα θα φαινόταν και περισσότερες δομές.

Η παρούσα μελέτη συνεκτικών δομών σε πόλεις συμβαδίζει με τη μελέτη των Coceal et al. (2007) και τη συμπληρώνει, καθώς εδώ έχουμε πιο ρεαλιστική πόλη και όχι παράταξη ομοειδών κύβων.

4. ΚΥΡΙΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η μεθοδολογία LES που αναπτύχθηκε, μαζί με την οριακή συνθήκη τύπου Langvin, αποδεικνύεται επαρκής για μοντελοποίηση αστικών ροών σε κλίμακα πόλης, δίνοντας ικανοποιητική σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα πλην της υποεκτίμησης των τάσεων.

Από την επεξεργασία των αποτελεσμάτων δείχθηκε ότι το LES μπορεί να παρέχει τη χρονική μεταβολή διαφόρων μεταβλητών ταυτόχρονα σε όλο το πεδίο ροής και τη δυνατότητα μελέτης ασταθών τυρβωδών φαινομένων. Επίσης μπορεί να προσφέρει ρεαλιστική απεικόνιση της εξέλιξης της ροής και να βοηθήσει στον προσδιορισμό φυσικών συμβάντων. Στην παρούσα μελέτη είδαμε διττές συμπεριφορές, ριπές και ασταθείς στροβίλους ανάμεσα στους δρόμους μιας πόλης, δείχνοντας ότι το LES μπορεί να προβλέψει φυσικά φαινόμενα που παρατηρούνται και στα πειράματα.

Ιδιαίτερα εξετάστηκαν οι συνεκτικές δομές. Οι κύριες δομές στην πόλη στο ύψος των στεγών των κτιρίων είναι οι πεταλοειδείς στρόβιλοι και τα φύλλα στροβιλότητας. Οι πεταλοειδείς στρόβιλοι σχετίζονται με περιοχές στιγμιαία χαμηλής ορμής και αρχίζουν να δημιουργούνται όταν τέτοιες περιοχές (που έχουν τάση να κινούνται προς τα πάνω) τρυπήσουν ένα φύλλο στροβιλότητας. Η γέννησή τους φαίνεται παραστατικά από ακολουθίες εικόνων ισοεπιφανειών στροβιλότητας. Επίσης φάνηκε ότι ένας πεταλοειδής στρόβιλος μπορεί να προκύψει από έναν άλλο. Τέλος οι περιοχές υψηλής ορμής βρί-

σκονται σε χαμηλότερο ύψος και ενίοτε φαίνεται να έχουν κάποιο συσχετισμό ταυτόχρονα τόσο με φύλλα στροβιλότητας όσο και με πεταλοειδείς στροβίλους.

Με το LES λοιπόν ανοίγονται νέοι ορίζοντες στη μελέτη των τυρβωδών φαινομένων σε αστικές ροές.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Adrian R.J. (2007), .Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Phys. Fluids* 19, 041301.
- Bastigkeit I., Fischer R., Leidl B. and Schatzmann M., .Fundamental quality requirements for the generation of LES-specific validation data sets from systematic wind tunnel model experiments., in Proc. Fifth Int. Sympos. on Computational Wind Engineering. Chapel-Hill, NC, USA, May 2010.
- Coceal O., Dobre A. and Thomas T.G. (2007), .Unsteady dynamics and organized structures from DNS over an idealized building canopy. *Int. J. Climatol.* 27, p.1943.
- Fischer R., Bastigkeit I., Leidl B. and Schatzmann M., .Generation of spatio-temporally high resolved datasets for the validation of LES-models simulating flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary-layer., in Proc. Fifth Int. Sympos. on Computational Wind Engineering. Chapel-Hill, NC, USA, May 2010.
- Hanna S.R., Tehranian S., Carissimo B., Macdonald R.W. and Lohner R. (2002) .Comparisons of model simulations with observations of mean flow and turbulence within simple obstacle arrays. *Atmos. Environ.* 36, p.5067.
- Hertwig D., Efthimiou G.C., Bartzis J.G. and Leidl B. (2012), .CFD-RANS model validation of turbulent flow in a semi-idealized urban canopy., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 111, p.61.
- Jiang X. and Lai C.-H., *Numerical Techniques for Direct and Large-Eddy Simulations.* CRC Press, 2009, 264pp.
- Koutsourakis N., Hertwig D., Efthimiou G.C., Venetsanos A.G., Bartzis J.G. and Leidl, B., .Evaluation of the ADREA-HF LES code for urban air quality assessment, using the CEDVAL-LES wind tunnel database., in Proc. 8th Int. Conf. on Air Quality - Science and Application, Athens, March 2012.
- Koutsourakis N., Venetsanos A.G. Bartzis J.G. and Tolia I.C., .Presentation of new LES capability of ADREA-HF CFD code., in Proc. 13th Int. Conf. on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Paris, June 2010.
- Robinson S.K. (1991) .Coherent motions in the turbulent boundary layer., *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23, p.601.
- Tominaga Y., Mochida A., Yoshie R., Kataoka H., Nozu T., Yoshikawa M. and Shirasawa T. (2008) .AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 96, p.1749.
- Κουτσοράκης Ν., Τυρβώδης ροή και διασπορά ρυπών στο αστικό περιβάλλον. Διδακτορική διατριβή. Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας, Κοζάνη 2014.
- Κουτσοράκης Ν., Βενετσάνος Α.Γ., Μπάρτζης Ι.Γ. και Τόλιας Η.Χ., .Αναβάθμιση του κώδικα ADREA-HF με έμφαση στη μοντελοποίηση μεγάλων δινών., Πρακτικά 7ου Πανελληνίου Συνεδρίου «Φαινόμενα Ροής Ρευστών - POH 2010», Θεσσαλονίκη, Νοέμβριος 2010.

ABSTRACT (Analysis of coherent structures and unsteady turbulent phenomena in a semi-idealized city using Large Eddy Simulation).

The Large Eddy Simulation (LES) is of increasing popularity in urban flow studies, since it can provide more detailed understanding of the unsteady flow phenomena. In this work, a recently developed LES methodology which uses a Langevin-type inlet boundary condition to account for the turbulent fluctuations is used to model the “Michel-Stadt” semi-idealized city of the CEDVAL-LES wind-tunnel database. The comparison of the LES results with the experimental values is satisfactory except of the underestimation of the mid-height velocities and turbulence intensities. The study focuses on the unsteady flow characteristics. Time-evolving velocity vectors’ video, helps identifying interesting features of the flow, like non-gaussian velocity distributions, gusts and unsteady vortices. Time evolution of vorticity isosurfaces plotted along positive and negative velocity fluctuations reveals coherent structures like hairpin vortices and vorticity sheets. It is shown that hairpin vortices are mainly formed from the piercing of the vorticity sheets from low-speed areas and the subsequent lifting and merging of the two vortices created. Generation of a hairpin vortex from another one can also be identified. Some high momentum areas ($u' > 0$) seem to correlate with both vorticity sheets and hairpin vortices. It is obvious that the LES methodology opens new horizons for urban flow studies.

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΡΟΗΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΑΕΡΟΤΟΜΗ NACA0012 ΜΕ ΕΝΑ ΝΕΟ ΣΥΝΔΥΑΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΕΤΑΒΑΣΗΣ

Παναγιώτης-Χρυσοβαλάντης Καψάλης¹, Σπύρος Βουτσινάς², Νικόλαος Βλάχος¹

¹Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών – Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας - Λεωφ. Αθηνών 38334 Βόλος

²Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών – Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο – 15780 Αθήνα

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Παρουσιάζεται ένα νέο συνδυαστικό μοντέλο μετάβασης για ροές γύρω από αεροτομές. Το μοντέλο συνδυάζει την ανάλυση γραμμικής ευστάθειας βασισμένη στις εξισώσεις Orr-Sommerfeld για να καθοριστεί η ενίσχυση/απόσβεση των διαταραχών, και την μέθοδο των von Karman και Pohlhausen για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του στρωτού οριακού στρώματος. Χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης $k-\omega$ low Re, του οποίου οι συντελεστές σύγκλισης (closure coefficients) τροποδοτούνται με την θέση έναρξης της μετάβασης εκτιμώμενη από το νέο μοντέλο. Σχολιάζεται η επίδραση διαφόρων παραγόντων στο φαινόμενο της μετάβασης και γίνεται σύγκριση με μετρήσεις. Οι παράγοντες αυτοί είναι: η γωνία προσβολής, ο αριθμός Reynolds, η επιφανειακή τραχύτητα, η ένταση τύρβης της εισερχόμενης ροής, οι υπεραντωτικές διατάξεις στο χείλος εκφυγής, η εμφύσηση/απορρόφηση του οριακού στρώματος και συνδυασμός των δύο τελευταίων

Λέξεις Κλειδιά: Μετάβαση ροής, Αεροτομή, NACA0012, CFD, CAFFA

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η δυνατότητα ενός μοντέλου να υπολογίζει την μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη αποτελεί απαραίτητη προϋπόθεση για τον ακριβή υπολογισμό της παραγόμενης οπισθέλκουσας, καθώς η μετάβαση της ροής επηρεάζει άμεσα την επιφανειακή τριβή. Έχουν γίνει πολλές προσπάθειες ώστε να εφαρμοστούν μέθοδοι πρόβλεψης της μετάβασης, σε συνδυασμό με ιξώδεις – μη ιξώδεις προσομοιώσεις (Drela et al. [1], Cebeci [2]). Σε αυτές τις μεθόδους χρησιμοποιήθηκαν ολοκληρωτικά μοντέλα τόσο στο στρωτό όσο και στο τυρβώδες οριακό στρώμα, ενώ η θεωρητικά άτριβη ελεύθερη ροή προσομοιώθηκε ως ιδανική. Αργότερα, πολλοί ερευνητές χρησιμοποίησαν ένα συνδυασμό μοντέλων τύρβης για το τυρβώδες τμήμα του οριακού στρώματος και ολοκληρωτικών μοντέλων για το στρωτό τμήμα (Yongsheng et al. [3], Shirzad et al. [4]). Παρόμοιος συνδυασμός χρησιμοποιήθηκε επιτυχώς για πρώτη φορά από τον Johansen [5], με έναν επιλυτή (solver) Navier-Stokes και ένα μοντέλο τύρβης.

Η παρούσα εργασία είναι μια προσπάθεια να εμπλουτιστεί με παρόμοιες δυνατότητες ο αεροελαστικός κώδικας ρευστοδυναμικής CaffAeroel [6]. Έτσι, παρουσιάζεται ένα νέο μοντέλο μετάβασης που συνδυάζει την ανάλυση γραμμικής ευστάθειας βασισμένη στις εξισώσεις Orr-Sommerfeld για να καθοριστεί η ενίσχυση/απόσβεση των διαταραχών, και την μέθοδο των von Karman και Pohlhausen για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του στρωτού οριακού στρώματος. Τα αποτελέσματα είναι ενθαρρυντικά καθώς βελτιώνουν αρκετά την πρόβλεψη της ροής γύρω από μία αεροτομή NACA0012.

2. ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

2.1 Εξισώσεις της ροής

Ο κώδικας Caffaeroel, μετεξέλιξη του Caffa [7], επιλύει τις εξισώσεις διατήρησης μάζας και ορμής (Navier-Stokes) που διέπουν την υποηχητική ασυμπίεστη ροή γύρω από μία αεροτομή, εκφρασμένες σε χρονικά μέσες τιμές ως εξής:

$$\text{Αρχή διατήρησης μάζας:} \quad \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\text{Αρχή διατήρησης ορμής: } \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(t_{ij} + \rho \tau_{ij}) \quad (2)$$

Όπου x_i οι καρτεσιανές συντεταγμένες, και ρ και p και u_i είναι η πυκνότητα, πίεση και οι συνιστώσες της ταχύτητας του ρευστού, αντίστοιχα. Οι διαμημητικές τάσεις λόγω μοριακής (t_{ij}) και τυρβώδους (τ_{ij}) διάχυσης είναι:

$$t_{ij} = 2\mu \bar{S}_{ij} \text{ και } \rho \tau_{ij} = 2\mu_T \bar{S}_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3)$$

$$\text{Όπου } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \bar{S}_{ij} = S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \text{ και } \mu_T = a^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (4)$$

ενώ η κινητική ενέργεια (k) και ο ειδικός ρυθμός σκέδασης (ω) της τύρβης είναι μεταβλητές του μοντέλου της τύρβης.

2.2 Μοντέλο τύρβης

Χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο k- ω χαμηλού αριθμού Reynolds για την μεταφορά της κινητικής ενέργειας (k) και του ειδικού ρυθμού διάχυσης (ω) της τύρβης, όπως προτάθηκε από τον Wilcox [8].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

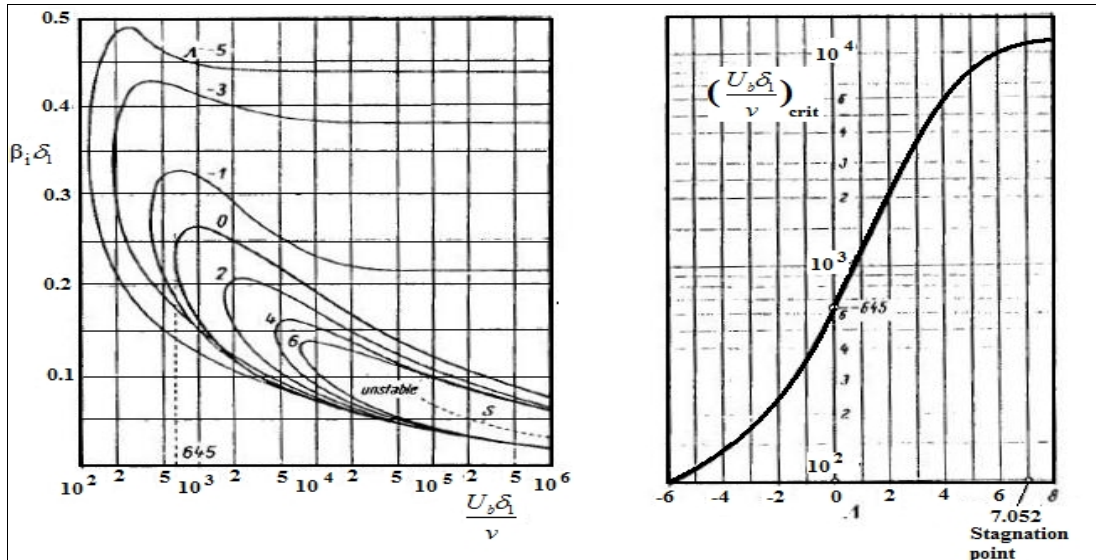
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (6)$$

όπου $\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k}$ είναι ο ειδικός ρυθμός σκέδασης της κινητικής ενέργειας της τύρβης, και:

$$\left. \begin{aligned} a^* &= \frac{\alpha_o^* + \text{Re}_T / \text{Re}_k}{1 + \text{Re}_T / \text{Re}_k}, \quad a = \frac{1}{2} \frac{\alpha_o^* + \text{Re}_T / \text{Re}_\omega}{1 + \text{Re}_T / \text{Re}_\omega} (\alpha^*)^{-1}, \quad \beta^* = \frac{9}{100} \frac{5/18 + (\text{Re}_T / \text{Re}_\beta)^4}{1 + (\text{Re}_T / \text{Re}_\beta)^4} \\ \beta &= 3/40, \quad \sigma^* = 3/5, \quad \sigma = 1, \quad \alpha_o^* = \beta/3, \quad \alpha_o = 1/10, \quad \text{Re}_\beta = 6, \quad \text{Re}_k = 8, \quad \text{Re}_\omega = 11/5, \quad \text{Re}_T = \rho k / \omega \mu \\ \sigma_d &= \begin{cases} 0 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ 0.3 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

2.3 Μοντέλο μετάβασης της ροής

Εφαρμόστηκε ένα νέο μοντέλο μετάβασης (μοντέλο KV) που συνδυάζει την ανάλυση γραμμικής ευστάθειας βασισμένη στις εξισώσεις Orr-Sommerfeld [9] για να καθοριστεί η ενίσχυση/απόσβεση των διαταραχών, την μέθοδο των von Karman και Pohlhausen [9] για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του στρωτού οριακού στρώματος και την σχέση μεταξύ του ρυθμού ενίσχυσης των διαταραχών της ροής και της απόστασης μεταξύ των σημείων αρχικής αστάθειας και τελικής μετάβασης, Smith [10]. Όταν μια διαταραχή εισέρχεται στην περιοχή αστάθειας, ενισχύεται με ρυθμό ανάλογο του $\exp(\int \beta_i dt)$, όπου β_i είναι ο συντελεστής ενίσχυσης. Ο Pretsch [11] παρουσίασε τιμές β_i για διαφορετικές κατανομές βαθμίδας πίεσης, ενώ ο Smith [10] τα χρησιμοποίησε σε υπολογισμούς και σύγκριση με πειραματικά δεδομένα. Υπολόγισε έναν καταληκτικό κρίσιμο ρυθμό ενίσχυσης με τιμή 8103 ($e^n \approx e^9$). Ο Schlichting [9] έκανε υπολογισμούς ευστάθειας των διαταραχών για μια μεγάλη οικογένεια κατανομών ταχυτήτων, όπως στο Σχήμα 1.



Σχήμα 1: α) Καμπύλες ευστάθειας των διαταραχών σε κατανομές ταχυτήτων στρωτών οριακών στρωμάτων με κλίση πίεσης, β) Καμπύλη εξάρτησης του κρίσιμου $\text{Re}_{\delta_{crit}}$ από τον συντελεστή μορφής του κατανομών ταχυτήτων Λ του Pohlhausen

Το μοντέλο KV χρησιμοποιεί τον συντελεστή $\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_b}{dx}$, για να εντοπίσει το σημείο αστάθειας (inflection point). Αρχικά όμως υπολογίζονται όλοι οι παράμετροι του στρωτού οριακού στρώματος μέσω της προσεγγιστική μεθόδου του Pohlhausen, ως εξής: Το μοντέλο KV χρησιμοποιεί ένα σχήμα μιας εξίσωσης για να εξαγάγει τα χαρακτηριστικά του στρωτού οριακού στρώματος. Η βασική εξίσωση της διατήρησης της ορμής χρησιμοποιείται με ολοκλήρωση από το στερεό όριο ως το σύνορο του Ο.Σ. με την εξωτερική ροή:

$$U_b^2 \frac{d\delta_2}{dx} + (2\delta_2 + \delta_1)U_b \frac{dU_b}{dx} = \frac{\tau_o}{\rho} \quad (8)$$

Αυτή η εξίσωση επιτρέπει τον υπολογισμό του πάχους μετατόπισης δ_1 , του πάχους ορμής δ_2 και της διαμητικής τάσης επάνω στο τοίχωμα τ_o , θεωρώντας γνωστό ένα προφίλ ταχυτήτων U_b στο όριο του στρώματος. Χρησιμοποιείται ένα κατάλληλο πολώνυμο τέταρτου βαθμού για την περιγραφή της κατανομής ταχυτήτων, συναρτήσει της αδιάστατης απόστασης από την αεροτομή, $\eta = \psi / \delta$:

$$\frac{u_\xi}{U_b} = c_1 \eta + c_2 \eta^2 + c_3 \eta^3 + c_4 \eta^4 \quad (9)$$

Όπου $\frac{u_\xi}{U_b} = 1$ και $\eta = 1$ στο εξωτερικό όριο του οριακού στρώματος.

Για τον καθορισμό των c_1, c_2, c_3 και c_4 , χρησιμοποιήθηκαν οι ακόλουθες οριακές συνθήκες:

$$\begin{aligned} \eta = 0: \quad & \nu \frac{\partial^2 u_\xi}{\partial \psi^2} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi} = -U_b \frac{dU_b}{d\xi} \\ \eta = 1: \quad & u_\xi = U_b, \quad \frac{\partial u_\xi}{\partial \psi} = 0, \quad \frac{\partial^2 u_\xi}{\partial \psi^2} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Με ολοκλήρωση οι τιμές των σταθερών είναι: $c_1 = 2 + \frac{\Lambda}{6}$, $c_2 = -\frac{\Lambda}{2}$, $c_3 = -2 + \frac{\Lambda}{2}$ και $c_4 = 1 - \frac{\Lambda}{6}$.

Έτσι από την εξίσωση (9), προκύπτει:

$$\frac{u_\xi}{U_b} = A(\eta) + \Lambda \cdot B(\eta) \quad (11)$$

όπου $A(\eta) = 1 - (1 - \eta)^3 (1 + \eta)$ και $B(\eta) = \frac{1}{6} \eta (1 - \eta)^3$.

Ξεκινώντας από τον θεωρητικό ορισμό τους, οι τιμές των χαρακτηριστικών μεγεθών δ_1 , δ_2 και τ_o ενός Ο.Σ., μπορούν να εκφραστούν ως εξής:

$$\delta_1 = \int_{\eta=0}^{\eta=1} \left(1 - \frac{u_\xi}{U_b} \right) d\eta = \int_{\eta=0}^{\eta=1} (1 - A(\eta) - \Lambda B(\eta)) d\eta \Leftrightarrow \boxed{\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{3}{10} - \frac{\Lambda}{120}} \quad (12)$$

$$\delta_2 = \int_{\eta=0}^{\eta=1} \frac{u_\xi}{U_b} \left(1 - \frac{u_\xi}{U_b} \right) d\eta = \int_{\eta=0}^{\eta=1} (A(\eta) + \Lambda B(\eta))(1 - A(\eta) - \Lambda B(\eta)) d\eta \Leftrightarrow$$

$$\boxed{\frac{\delta_2}{\delta} = \frac{1}{63} \left(\frac{37}{5} - \frac{\Lambda}{15} - \frac{\Lambda^2}{144} \right)} \quad (13)$$

$$\frac{\tau_o \delta}{\mu U_b} = \mu \left(\frac{\partial u_\xi}{\partial \psi} \right)_{\psi=0} \frac{\delta}{\mu U_b} \Leftrightarrow \boxed{\frac{\tau_o \delta}{\mu U_b} = 2 + \frac{\Lambda}{6}} \quad (14)$$

Για να υπολογιστεί η κατανομή του Λ κατά μήκος της επιφάνειας, η εξίσωση (8) πολλαπλασιάζεται με $\frac{\delta_2}{\nu U_b}$, και λαμβάνει τη μορφή:

$$\frac{U_b^2 \delta_2}{\nu} \frac{d\delta_2}{dx} + \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2} \right) \frac{\delta_2^2}{\nu} \frac{dU_b}{dx} = \frac{\tau_o \delta_2}{\mu U_b} \quad (15)$$

Από συνδυασμό των εξισώσεων (12), (13) και τους ορισμούς των K , Λ , εξάγεται μια καθολική σχέση:

$$K = \left(\frac{37}{315} - \frac{1}{945} \Lambda - \frac{1}{9072} \Lambda^2 \right)^2 \Lambda \quad (16)$$

Επιπλέον, ορίζοντας ως: $Z = \frac{\delta_2^2}{\nu}$, $H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\frac{3}{10} - \frac{1}{120} \Lambda}{\frac{37}{315} - \frac{1}{945} \Lambda - \frac{1}{972} \Lambda^2} = f_1(K)$

$$\text{και } \frac{\tau_o \delta_2}{\mu U_b} = \left(2 + \frac{1}{6} \Lambda \right) \left(\frac{37}{315} - \frac{1}{945} \Lambda - \frac{1}{9072} \Lambda^2 \right) = f_2(K),$$

η εξίσωση (15) γίνεται: $\frac{1}{2} U_b \frac{dZ}{dx} + [2 + f_1(K)] K = f_2(K)$ (17)

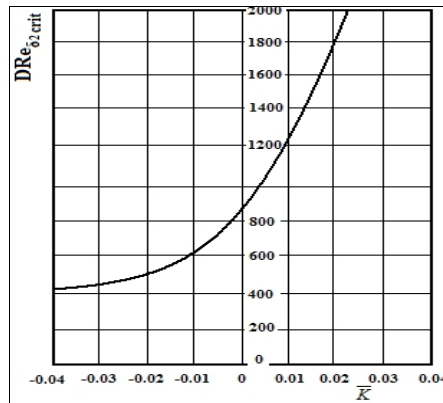
Εισάγοντας τον συνδυαστικό παράγοντα $F(K) = 2f_2(K) - 4K - 2Kf_1(K)$ η εξ. (17) μετασχηματίζεται στη μορφή:

$$\frac{dZ}{dx} = \frac{F(K)}{U_b}; \quad K = Z \frac{dU_b}{dx} \quad (18)$$

Τελικά τα Z και K υπολογίζονται από την εξ. (18) με βάση την κατανομή $U_b(x)$ που προκύπτει από τον CaffAeroel, αρχικά χωρίς τη χρήση του μοντέλου μετάβασης. Υπολογίζονται το πάχος ορμής δ_2 από την κατανομή του K , και από τις σχέσεις (12), (13) και (16) οι τιμές των δ_1 , δ και Λ . Ο υπολογισμός ξεκινά από το σημείο ανακοπής, όπου $F(K)=0$, που αντιστοιχεί σε $\Lambda=7,052$ και $K=0,077$ και τερματίζεται όταν $\Lambda=-12$ ή $K=-0,1567$ (σημείο αποκόλλησης του στρωτού Ο.Σ.).

Μετά τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του στρωτού οριακού στρώματος, το μοντέλο KV υπολογίζει την κρίσιμη τιμή $Re_{\delta_{1crit}}$ κατά μήκος της αεροτομής με βάση την γνωστή κατανομή του Λ και τη βοήθεια του Σχήματος 1β. Επιπλέον υπολογίζονται οι τιμές Re_{δ_1} σε κάθε σημείο της αεροτομής από το πάχος μετατόπισης του στρωτού οριακού στρώματος. Από την σύγκριση των τιμών Re_{δ_1} και $Re_{\delta_{1crit}}$ σε κάθε σημείο της αεροτομής ανιχνεύεται το σημείο αστάθειας του οριακού στρώματος

(inflection point), δηλαδή το σημείο όπου η τιμή Re_{δ_1} υπερτερεί της $Re_{\delta_{1,crit}}$. Από το ίδιο σημείο κατάντη της ροής, υπολογίζεται μια νέα τιμή Re_{δ_2} σε κάθε σημείο της αεροτομής. Έτσι υπολογίζεται κατάντη του σημείου αστάθειας η διαφορά $DRe_{\delta_2} = Re_{\delta_2}|_{\text{at current point}} - Re_{\delta_2}|_{\text{at instability point}}$ και συγκρίνεται με μια κρίσιμη τιμή $DRe_{\delta_{2,crit}}$ σε κάθε σημείο της αεροτομής. Η τελευταία εξάγεται από το Σχήμα 2 και εξαρτάται από την τιμή του \bar{K} στο συγκεκριμένο σημείο.

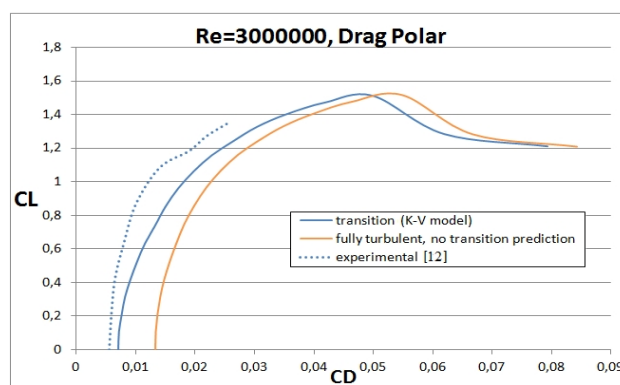


Σχήμα 2: Κρίσιμη τιμή της διαφοράς DRe_{δ_2} και εξάρτησή της από την τιμή \bar{K} κατά μήκος της αεροτομής

Μόλις βρεθεί το σημείο όπου ισχύει $DRe_{\delta_2} > DRe_{\delta_{2,crit}}$, αυτό θεωρείται ως σημείο έναρξης της μετάβασης από την στρωτή στην τυρβώδη ροή. Η πληροφορία αυτή εισάγεται στο μοντέλο τύρβης, όπου μέσα από την ρύθμιση των Re_β , Re_k και Re_ω μπορεί να τοποθετηθεί στην επιθυμητή απόσταση από το χείλος προσβολής η εκτιμηθείσα θέση έναρξης της μετάβασης (άρα και η παραγωγή πλεονάζουσας τύρβης, δηλ. παραγωγή μεγαλύτερη της διάχυσης).

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

Η εισαγωγή του μοντέλου μετάβασης επέφερε σημαντική βελτίωση στον κώδικα CaffeAeroel, κυρίως για την ικανότητά του να υπολογίζει την επιφανειακή τριβή με μεγαλύτερη ακρίβεια στην περιοχή του στρωτού οριακού στρώματος (υπήρχε μια υπερεκτίμηση στην τυρβώδη έκδοσή του). Το Σχήμα 3 είναι αντιπροσωπευτικό αυτής της βελτίωσης, όπου γίνεται σύγκριση με πειραματικά δεδομένα της πολικής του Eiffel για αεροτομή NACA0012 με $Re=3 \times 10^6$, με και χωρίς το μοντέλο μετάβασης.

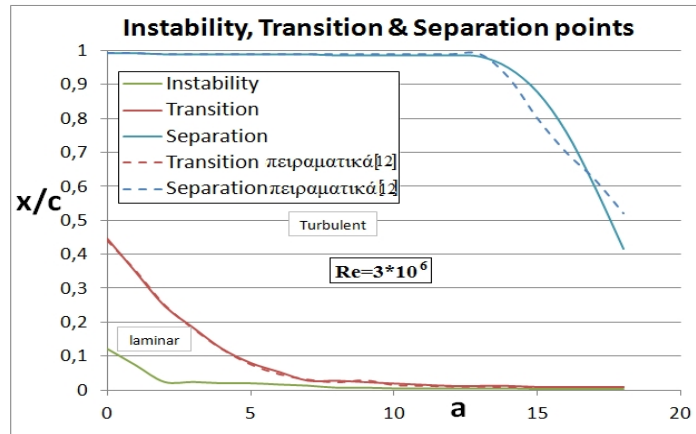


Σχήμα 3: Πολική του Eiffel, NACA0012, $Re=3 \times 10^6$, $T'=1\%$, λεία επιφάνεια

3.1 Επίδραση της γωνίας προσβολής και του Re στη μετάβαση της ροής

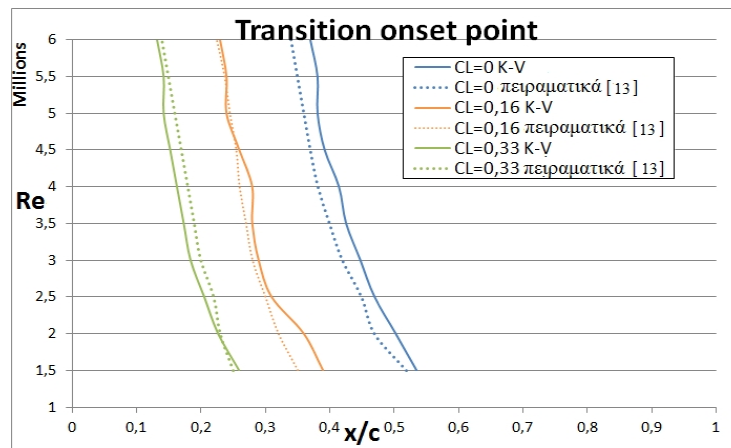
Η γωνία προσβολής της αεροτομής επιδρά άμεσα στην κατανομή πίεσης στην επιφάνεια της αεροτομής. Μια αύξηση της γωνίας μεταφέρει το σημείο εφαρμογής της ελάχιστης πίεσης συνεχώς πιο κοντά στο χείλος προσβολής, ενώ ταυτόχρονα επιφέρει συνεχώς πιο ισχυρή υποπίεση. Καθώς όμως ισχυροποιείται η περιοχή υποπίεσης και μεταφέρεται προς το χείλος προσβολής, κατάντη αυτής επέρχεται βαθμιαία

αύξηση της πίεσης ώστε να επέλθει αποκατάστασή της κοντά στο χείλος εκφυγής. Η αντίξοχη βαθμίδα πίεσης αυτή είναι ο λόγος που το σημείο έναρξης της μετάβασης μετακινείται επίσης προς το χείλος προσβολής της αεροτομής, όταν αυξάνεται η γωνία προσβολής. Το Σχήμα 4 απεικονίζει την μετακίνηση του σημείου μετάβασης και τυρβώδους αποκόλλησης της ροής σε σχέση με την γωνία προσβολής. Η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα των Gregory et al. [12] είναι καλή, όσο αφορά τη μετάβαση. Η διαφορά στην αποκόλληση οφείλεται στο ότι το μοντέλο τύρβης υποθέτει ισορροπία στην περιοχή κοντά στο χείλος εκφυγής, κάτι που δεν συμβαίνει λόγω αποβολής δινών.



Σχήμα 4: Εξάρτηση των σημείων αστάθειας, μετάβασης και τυρβώδους αποκόλλησης από την γωνία προσβολής σε ροή αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής NACA0012, $Re=3 \times 10^6$, $T'=1\%$, λεία επιφάνεια

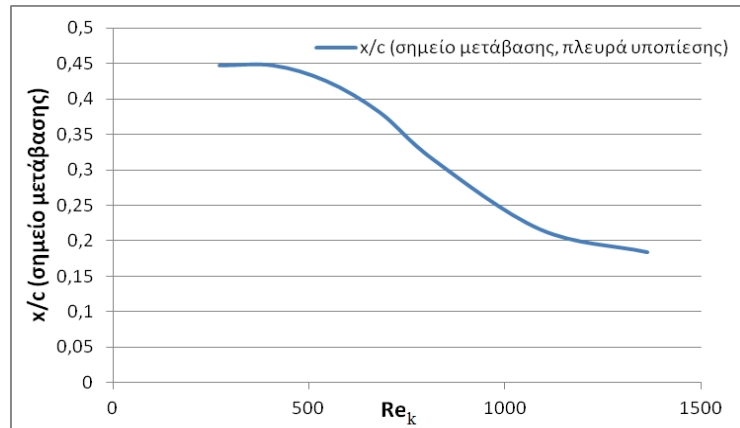
Το Διάγραμμα 5 αναδεικνύει την εξάρτηση του σημείου μετάβασης από τον αριθμό Reynolds της ελεύθερης ροής για τρεις διαφορετικές τιμές του συντελεστή άντωσης (άρα γωνίες προσβολής). Η αύξηση του Re ισοδυναμεί με πρόωρη μετάβαση της ροής σε τυρβώδη, καθώς οι δυνάμεις αδρανείας αποκτούν σημαντικότερο ρόλο από τις ιξώδεις και η ροή γίνεται πιο ασταθής και επιρρεπής σε διαταραχές.



Διάγραμμα 5: Εξάρτηση του σημείου μετάβασης από τον αριθμό Reynolds σε ροή αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής NACA0012, $T'=1\%$, λεία επιφάνεια

3.2 Επιδραση της επιφανειακής τραχύτητας στη μετάβαση της ροής

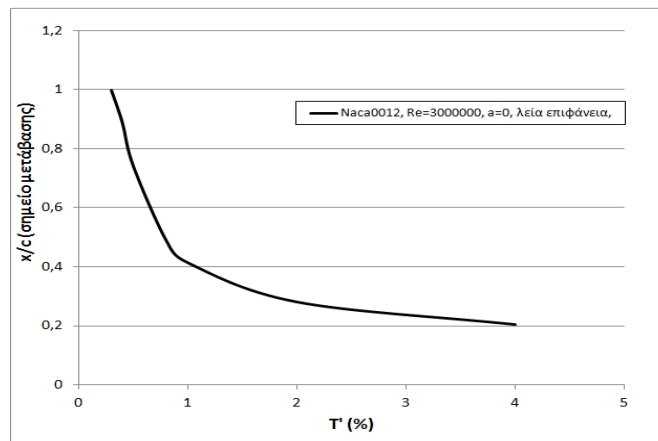
Η επιφανειακή τραχύτητα προκαλεί ασυνέχειες στη ροή κοντά στο τοίχωμα και μπορεί να προκαλέσει αποσταθεροποίηση της ροής και εμφάνιση τύρβης. Οι προσομοιώσεις ομοιόμορφα κατανομημένης τραχύτητας έδειξαν μια ελάχιστη τιμή κάτω από την οποία δεν επέρχεται αλλαγή στη θέση του σημείου μετάβασης ($Re_k \leq 500$, δηλαδή ύψος τραχύτητας $\leq 20 \mu m$ για μια αεροτομή με $c \approx 1 m$). Πέραν αυτού του ορίου, το σημείο μετάβασης κινείται ανάντι της ροής με την αύξηση της τραχύτητας, ώσπου να φτάσει σε ένα όριο όπου μεγαλύτερες ασυνέχειες δεν δημιουργούν πιο πρόωμη μετάβαση ($Re_k \geq 1200$, δηλαδή ύψος τραχύτητας $\geq 450 \mu m$ για μια αεροτομή με $c \approx 1 m$), Σχήμα 6.



Σχήμα 6: Εξάρτηση του σημείου μετάβασης από την επιφανειακή τραχύτητα σε ροή αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής NACA0012, $Re=3 \times 10^6$, $T'=1\%$

3.3 Επίδραση της έντασης της τύρβης στη μετάβαση της ροής

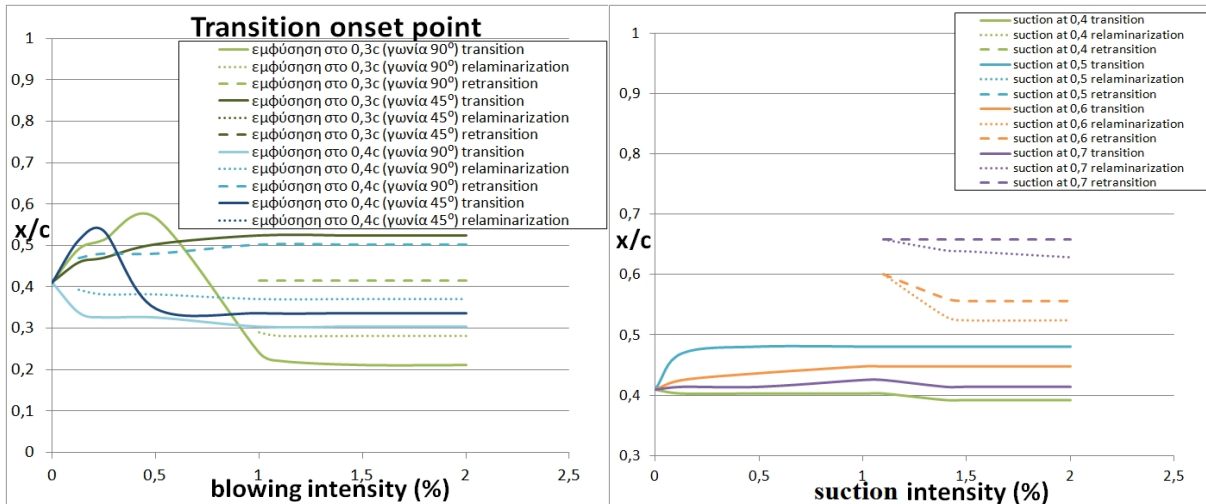
Η μετάβαση του στρωτού οριακού στρώματος σε τυρβώδες εξαρτάται άμεσα από την αρχική «προδιάθεση» της ροής να παρουσιάσει αστάθειες, δηλαδή από την ένταση τύρβης της ελεύθερης ροής. Το Σχήμα 7 απεικονίζει αυτή την σημαντική εξάρτηση για προσομοιώσεις που έγιναν με τιμές έντασης τύρβης της προσπίπτουσας ροής, $T'=0,3$ έως 4% . Σε πολύ χαμηλές τιμές T' , η μετάβαση σχεδόν δεν συμβαίνει για μηδενική γωνία προσβολής της αεροτομής. Μια ροή θεωρείται αδιατάρακτη για $T' \leq 1\%$. Όσο η τιμή της προσπίπτουσας τύρβης αυξάνει, τόσο πιο νωρίς εμφανίζεται η αστάθεια στο οριακό στρώμα, οπότε και η μετάβαση της ροής.



Σχήμα 7: Εξάρτηση του σημείου μετάβασης από την ένταση τύρβης της προσπίπτουσας ροής αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής Naca0012, $Re=3 \times 10^6$, $T'=1\%$, λεία επιφάνεια

3.4 Επίδραση της εμφύσησης/απορρόφησης του Ο.Σ. στη μετάβαση της ροής

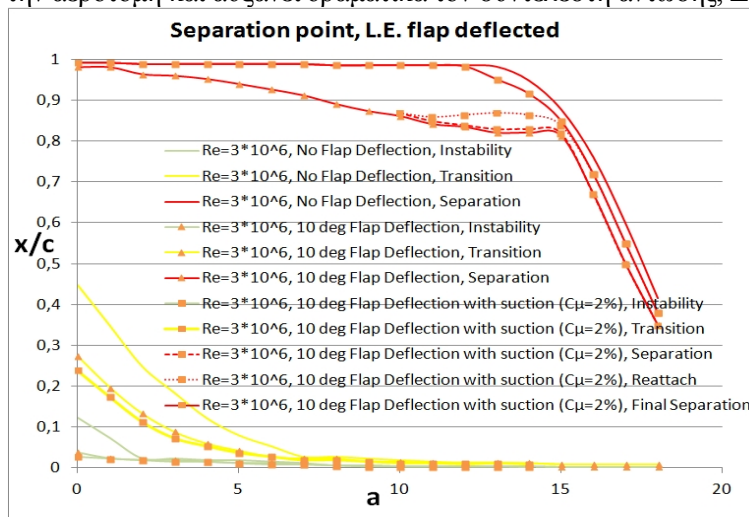
Τεχνικές όπως η εμφύσηση και η απορρόφηση του οριακού στρώματος εφαρμόζονται για καθυστέρηση της μετάβασης της ροής από στρωτή σε τυρβώδη, με κυρίαρχη παράμετρο το σημείο εφαρμογής της. Στο Σχήμα 8 παρουσιάζονται τα υπολογιζόμενα σημεία μετάβασης σε περίπτωση εμφύσησης και απορρόφησης. Ως κύριο συμπέρασμα συνάγεται η αναγκαιότητα να εφαρμόζεται η εμφύσηση ακριβώς πριν το αναμενόμενο σημείο μετάβασης, ενώ η απορρόφηση ακριβώς μετά από αυτό. Η ένταση της τύρβης και στις δύο περιπτώσεις δεν επιφέρει περαιτέρω ενίσχυση του φαινομένου, ενώ η εμφύσηση αποδίδει τόσο καλύτερα όσο πιο εφαπτομενικά εφαρμόζεται προς την επιφάνεια της αεροτομής.



Σχήμα 8: Εξάρτηση του σημείου μετάβασης από την εμφύσηση (αριστερά) και την απορρόφηση (δεξιά) του οριακού στρώματος σε ροή αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής NACA0012, $Re=3 \times 10^6$, $T^*=1\%$, λεία επιφάνεια

3.5 Επιδραση της υπεραντωτικής διάταξης X.E. στη μετάβαση της ροής

Πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις με χρήση «deflected flap», μήκους $0,2c$, αλλά και συνδυασμό αυτού με απορρόφηση του οριακού στρώματος στην θέση γυγγλισμού του (flap shoulder). Η χρήση της διάταξης «flap» κάνει πιο έντονη την καμπύλη του περυγίου και άρα πιο έντονη και την αντίξοη βαθμίδα πίεσης μετά το σημείο ελάχιστης πίεσης, οπότε η μετάβαση γίνεται πιο πρόωρα. Η αποκόλληση συμβαίνει επίσης πιο νωρίς λόγω της απότομης απόκλισης της επιφανείας του «flap». Εάν προστεθεί και η απορρόφηση, τότε δεν επέρχεται μεγάλη αλλαγή ως προς την μετάβαση, αλλά καθυστερεί εμφανώς η τυρβώδης αποκόλληση, σε σχέση με την απλή ύπαρξη του «flap». Αυτό συμβαίνει καθώς η απορρόφηση του οριακού στρώματος αφαιρεί μηχανικά την δημιουργούμενη ανακυκλοφορία ακριβώς μετά το «flap shoulder». Παρότι η αποκόλληση και η μετάβαση επιταχύνονται, η διάταξη αυτή χρησιμοποιείται γιατί καμπυλώνει έντονα την αεροτομή και αυξάνει δραματικά τον συντελεστή άντωσης, Διάγραμμα 9.



Διάγραμμα 9: Εξάρτηση του σημείου μετάβασης από την θέση του «deflected flap» μήκους $0,2c$ σε συνδυασμό με απορρόφηση του Ο.Σ. στο «flap shoulder», ροή αέρα στην επάνω πλευρά αεροτομής NACA0012, $Re=3 \times 10^6$, $T^*=1\%$, λεία επιφάνεια

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η προσθήκη ενός συνδυαστικού μοντέλου μετάβασης της ροής στον κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CaffeAeroel βελτίωσε τις δυνατότητές του. Μέσω μιας σειράς προσομοιώσεων σε ροή γύρω από αεροτομή NACA0012 αναδείχθηκε η επίδραση διαφόρων παραγόντων στο φαινόμενο της μετάβασης. Η επιφανειακή τριβή, η γωνία προσβολής, ο αριθμός Re και η ένταση της τύρβης της

προσπίπτουσας ροής προκαλούν πρόωρη μετάβαση, καθώς οι επιδράσεις αυξάνονται μεμονωμένα ή και συνδυαστικά. Η εμφύσηση και η απορρόφηση του οριακού στρώματος μπορεί να δράσουν ευεργετικά και να καθυστερήσουν τη μετάβαση, αρκεί να εφαρμοστούν σε περιοχή ανάντι ή κατάντη, αντίστοιχα, του αναμενόμενου σημείου μετάβασης. Η ύπαρξη υπεραντωτικής διάταξης τύπου «flap» στο χείλος εκφυγής της αεροτομής προκαλεί ελαφρά μετατόπιση του σημείου μετάβασης προς το χείλος προσβολής, γεγονός που αντισταθμίζεται από την προκαλούμενη μεγάλη ενίσχυση του συντελεστή άντωσης. Επιπλέον, η απορρόφηση του οριακού στρώματος στο «flap shoulder» καθυστερεί σημαντικά την πρόωρη τυρβώδη αποκόλληση που ελογχεύει λόγω της απότομης ασυνέχειας της επιφάνειας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Drela, M., and Giles, M., “Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils”, AIAA J., Vol. 25, No. 10, pp. 1347-1355, 1987.
2. Cebeci, T., “Essential Ingredients of a Method for Low Reynolds-Number Airfoils”, AIAA J., Vol. 27, No. 12, pp. 1680-1688 1989.
3. Yongsheng, L., and Wei, S., “Laminar-Turbulent Transition of a Low Reynolds Number Rigid or Flexible Airfoil”, AIAA J., Vol. 45, No. 7, pp. 1501-1513, 2007.
4. Shirzad, H., and Masoud, B., “Prediction of Laminar-Turbulent Transitional Flow over Single and Two Element Airfoils”, AIAA 2010-4290, 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Chicago, Illinois, 28 June-1 July 2010.
5. Johansen J., “Prediction of Laminar/Turbulent Transition in Airfoil Flows”, Riso National Laboratory, Roskilde, Denmark, Riso-R-987(EN), 1997.
6. Baxevanou, C.A., P.K. Chaviaropoulos, S.G. Voutsinas, N.S. Vlachos. Evaluation study of a Navier–Stokes CFD aeroelastic model of wind turbine airfoils in classical flutter. J. Wind Eng. & Ind. Aero. Vol. 96: pp. 1425–1443, 2008.
7. Ferziger, J.H., M. Peric, Computational Methods for Fluid Dynamics, Third Edition, Springer, Berlin, 2002.
8. Wilcox, D.C., Formulation of the k- ω turbulence model revisited, AIAA J., Vol. 46(11), pp. 2823-2838 2008.
9. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York, 1979.
10. Smith, A.M.O., “Transition, Pressure Gradient and Stability Theory”, 9th Intl. Congress of Applied Mechanics, Vol. 4, pp. 234-244, Brussels, 1957.
11. Pretsch, J., “Anfachung Instabiler Störungen in einer Laminaren Reibungsschicht”, In: Jb. Deutsche Luftfahrtforschung, s. 54-71, 1942.
12. Gregory N., and O’Reilly C.L., “Low-Speed Aerodynamic Characteristics of Naca 0012 Aerofoil Section, Including the Effects of Upper-Surface Roughness Simulating Hoar Frost”, Ministry of Defence, Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda No. 3726, 1973
13. Becker J., “Boundary Layer Transition on the NACA 0012 and 23012 Airfoils in the 8-Foot High Speed Wind Tunnel”, Langley Memorial Aeronautical Laboratory, Special Report No. 137, 1940.
14. Kapsalis, P.-C., N.S. Vlachos, Effects of surface roughness, mass suction and free stream turbulence on the transition of flow around a NACA0012 airfoil, 5th Intl Conf. Exper./Process/System Modeling/Simulation/Optimization, Athens, July 2012.

ΟΝΟΜΑΤΟΛΟΓΙΑ

a	γωνία προσβολής	Ελληνικά σύμβολα:
C	χορδή της αεροτομής	α, α^*
C_D	συντελεστής οπισθέλκουσας	α_0, α_0^*
C_L	συντελεστής άντωσης	β, β^*
C_μ	συντελεστής εμφύσησης/απορρόφησης β_1 ($C_\mu = \rho_j U_j^2 G / (0.5 \rho_\infty U_\infty^2 c)$)	} συντελεστές του k- ω low Re
k	κινητική ενέργεια της τύρβης	συντελεστής ενίσχυσης των διαταραχών της ροής
p	στατική πίεση	δ, δ_1 πάχος Ο.Σ., πάχος μετατόπισης
r	τραχύτητα επιφάνειας	δ_2 πάχος ορμής
Re	αριθμός Reynolds της ροής	η αδιάστατη απόσταση από την επιφάνεια της αεροτομής
Re_β	συντελεστής του k- ω low Re μοντέλου	K, παράμετρος Pohlhausen
Re_k	συντελεστής του k- ω low Re μοντέλου	($K = \frac{\delta_2^2}{\nu} \frac{dU_b}{dx}$)
Re_T	συντελεστής του k- ω low Re μοντέλου	\bar{K} παράμετρος Pohlhausen

Re_{ω}	συντελεστής του k- ω low Re μοντέλου		$(\bar{K} = \frac{1}{x_{tr} - x_{inst}} \int_{x_{inst}}^{x_{tr}} \frac{\delta_2}{\nu} \frac{dU_b}{dx} dx)$
$Re_{\delta 1}$	αριθμός Re βασισμένος στο δ_1 ($Re_{\delta 1} = \frac{\rho U \delta_1}{\mu}$)	Λ	παράμετρος Pohlhausen ($\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_b}{dx}$)
$Re_{\delta 2}$	αριθμός Re βασισμένος στο δ_2 ($Re_{\delta 2} = \frac{\rho U \delta_2}{\mu}$)	μ	μοριακό ιξώδες
Re_k	αριθμός Re βασισμένος στο ύψος τραχύτητας	μ_T	τυρβώδες ιξώδες
t	χρόνος	ν	δυναμικό ιξώδες
t_{ij}	ιξώδης τάση	ξ	απόσταση στη διεύθυνση παράλληλα με την αεροτομή
T'	ένταση τύρβης της προσπίπτουσας ροής σ_d	ρ	πυκνότητα
U_b	ταχύτητα στο εξωτερικό όριο του Ο.Σ.	συντελεστές του k- ω low Re	
U_j	ταχύτητα εμφύσησης/απορρόφησης	σ, σ^*	συντελεστές του k- ω low Re
x_i	απόσταση στην i-κατεύθυνση	τ_o	διατμητικής τάσης επάνω στο τοίχωμα
u_i	συνιστώσα της ταχύτητας στην i-κατεύθυνση	τ_{ij}	τυρβώδης τάση
		ψ	απόσταση από την επιφάνεια της αεροτομής
		ω	ειδικός ρυθμός σκέδασης της κινητικής ενέργειας της τύρβης

Ακρωνύμια:

- Ο.Σ. οριακό στρώμα
 Χ.Ε. χείλος εκφυγής της αεροτομής
 Χ.Π. χείλος προσβολής της αεροτομής

Δείκτες:

- crit κρίσιμη τιμή

NUMERICAL STUDY OF FLOW AROUND A NACA0012 AIRFOIL WITH A NEW COMBINED TRANSITION MODEL

Panagiotis-Chrysovalantis Kapsalis¹, Spyros Voutsinas², Nicholas Vlachos¹

¹Department of Mechanical Engineering – University of Thessaly – Athens Ave 38334 Volos

²School of Mechanical Engineering – National Technical University of Athens – 15780 Athens

ABSTRACT

A new combined transition model for flows around airfoils is presented. The model combines linear stability analysis based on the Orr-Sommerfeld equations to determine the amplification/damping of disturbances, and the method of von Karman and Pohlhausen for the determination of the characteristics of the laminar boundary layer. The low Reynolds number k- ω turbulence model was used, where its closure coefficients take into account the position of the start of transition, as calculated by the new model. The effects of various parameters on the phenomenon of transition are discussed and comparisons are made with measurements. These parameters are the: angle of attack, Reynolds numbers, surface roughness, the incoming turbulence intensity, the lift enhancing deflected flap near the trailing edge, blowing/suction of the boundary layer and combination of the latter two. The new transition model produces better results, closer to measurements.

Keywords: Flow transition, Airfoil, NACA0012, CFD, CAFFA

ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΜΗ-ΕΠΑΝΔΡΩΜΕΝΟΥ ΕΛΑΦΡΟΥ ΑΕΡΟΧΗΜΑΤΟΣ. ΜΕΡΟΣ Ι: ΠΡΩΙΜΟΣ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΙ ΔΙΑΣΤΑΣΙΟΛΟΓΗΣΗ

**Χ. Σαλπυγίδου, Π. Καπαρός, Ν. Λαγόπουλος, Β. Λυμπερόπουλος, Χ. Λυτροκάπης,
Π. Παναγιώτου, Ο. Ρόζος, Φ. Σαββόπουλος, Κ. Υάκινθος**
Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, ΑΠΘ
54124 Θεσσαλονίκη, email: kyak@auth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας μελέτης είναι η πρώτη διαστασιολόγηση και σχεδιασμός (conceptual design) ενός μη-επανδρωμένου αεροσκάφους (UAV). Η φάση αυτή, που προηγείται των υπόλοιπων δυο φάσεων σχεδίασης, είναι ουσιαστικά το στάδιο κατά το οποίο αναπτύσσεται μια πρώτη γεωμετρία και εκτιμώνται οι βασικές παράμετροι που αφορούν την γεωμετρία, το βάρος, την αεροδυναμική συμπεριφορά, και τις επιδόσεις του αεροσκάφους. Τέσσερις σχεδιαστικές ομάδες φοιτητών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του ΑΠΘ, εργάστηκαν για την ανάπτυξη ισάριθμων, διαφορετικών, προτάσεων, στα πλαίσια της εκπόνησης των Διπλωματικών τους εργασιών στο Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών. Οι ομάδες αυτές ανέπτυξαν τα δικά τους εργαλεία διαστασιολόγησης, τα οποία σε κάθε στάδιο ελέγχονταν από κοινού, χρησιμοποιώντας ήδη υπάρχοντα αεροσκάφη. Επιχειρείται η παρουσίαση, τόσο της μεθοδολογίας σχεδίασης, όσο και του τελικού σχεδίου. Πρώτα, καθορίζονται οι απαιτήσεις τις αποστολής, της οποίας το αεροσκάφος καλείται να εκτελέσει. Στη συνέχεια, αναλύονται βήμα-προς-βήμα οι υπολογισμοί, από τους οποίους προκύπτουν οι πρώτες εκτιμήσεις όσον αφορά το βάρος, τις διαστάσεις, τις επιδόσεις και την αεροδυναμική του οχήματος. Το τελικό σχέδιο βασίζεται στη βέλτιστη πρόταση και εμπεριέχει βασικά αεροδυναμικά χαρακτηριστικά και από τις υπόλοιπες τρεις.

Λέξεις Κλειδιά: Μη-επανδρωμένο-αεροσκάφος, UAV, πρώτη σχεδίαση, διαστασιολόγηση, αεροναυτική

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα πρώτα μη-επανδρωμένα αεροχήματα έκαναν την εμφάνισή τους κατά τον 1ο παγκόσμιο πόλεμο, και ήταν είτε τηλεκατευθυνόμενοι στόχοι (target drones), είτε βλήματα (missiles) (Taylor, 1977). Μη-επανδρωμένα αεροσκάφη (unmanned aerial vehicles, ή UAVs), ικανά να φέρουν προηγμένο ηλεκτρονικό εξοπλισμό, ξεκίνησαν να αναπτύσσονται πολύ αργότερα, συγκεκριμένα κατά την δεκαετία του 1960, για στρατιωτικούς σκοπούς. Έκτοτε, οι ραγδαίες εξελίξεις τόσο στην αεροπορική τεχνολογία όσο και σε τομείς λογισμικού και εξοπλισμού, έχουν επιτρέψει τον σχεδιασμό και την ανάπτυξη βελτιωμένων UAV σε μεγάλους αριθμούς, τα οποία αποτελούν ολοκληρωμένα συστήματα, ικανά να εκτελέσουν πληθώρα αποστολών. Έτσι, τις τελευταίες δεκαετίες παρατηρείται μια συνεχώς αυξανόμενη τάση όσον αφορά τη ζήτηση των UAVs', τόσο από στρατιωτικούς, όσο και από πολιτικούς φορείς (Wargo et al., 2014).

Τα μη-επανδρωμένα αεροχήματα έχουν σημαντικά πλεονεκτήματα, που απορρέουν κυρίως από την απουσία πληρώματος, μεταξύ των οποίων συγκαταλέγονται το μειωμένο κόστος λειτουργίας, η δυνατότητα επιχείρησης υπό αντίξοες συνθήκες, σε επικίνδυνα για τον άνθρωπο περιβάλλοντα, και η μεγάλη αυτονομία. Αποτελούν λοιπόν ιδανικές λύσεις για αποστολές όπως είναι η επιτήρηση δασικών περιοχών, θαλασσών και συνόρων, η παρακολούθηση καιρικών φαινομένων για ερευνητικούς σκοπούς, και η συνεισφορά σε αποστολές διάσωσης, όσον αφορά πολιτικές χρήσεις (civil operations) (Austin, 2010). Για την εκτέλεση όμως των διαφορετικών αποστολών, απαιτούνται και διαφορετικές επιχειρησιακές ικανότητες, συνεπώς, ανάλογα με τις απαιτήσεις της αποστολής, αλλάζουν σημαντικά και τα χαρακτηριστικά του αεροσκάφους. Αυτά τα χαρακτηριστικά καλείται κάθε φορά να προσδιορίσει ο σχεδιαστής μηχανικός, μέσω της διαδικασίας αεροδυναμικού σχεδιασμού.

Στο πεδίο της αεροναυτικής ο σχεδιασμός χωρίζεται σε τρεις φάσεις, και συγκεκριμένα αυτές του πρώιμου (conceptual), του προκαταρκτικού (preliminary) και του λεπτομερή (detail) σχεδιασμού (Anderson, 1999). Αρχικά αναγνωρίζονται και καταρτίζονται οι απαιτήσεις της αποστολής (mission requirements) την οποία το αερόχημα θα κληθεί να εκτελέσει. Έπειτα, με βάση τις απαιτήσεις αυτές, καθορίζεται η βασική διαμόρφωση (configuration layout) του αεροσκάφους, πραγματοποιούνται εκτιμήσεις των βασικών παραμέτρων (π.χ. βάρος, διαστάσεις) και υπολογίζονται τα κύρια χαρακτηριστικά του, όσον αφορά την αεροδυναμική και τις επιδόσεις του. Αυτά τα πρώτα στάδια συντελούν ουσιαστικά την πρώιμη σχεδίαση.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας παρουσιάζεται η διαδικασία αυτής της φάσης σχεδίασης, όπως πραγματοποιήθηκε στην περίπτωση του Hellenic Civil Unmanned Aerial Vehicle (HCUAV). Παρουσιάζεται αναλυτικά η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε, η διαδικασία σύγκρισης και τα τελικά αποτελέσματα του πρώιμου σχεδιασμού.

2. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ

Στην παρούσα εργασία, οκτώ φοιτητές εργάστηκαν στα πλαίσια των διπλωματικών τους εργασιών, χωρισμένοι ανά δύο σε ομάδες. Έτσι, αναπτύχθηκαν και διαστασιολογήθηκαν, σε επίπεδο πρώιμου σχεδιασμού, τέσσερα UAVs, με βάση τις αρχικές απαιτήσεις. Παράλληλα, η κάθε ομάδα ανέπτυξε ξεχωριστά από τις άλλες και ένα εργαλείο διαστασιολόγησης (presizing tool). Με βάση τη διεθνή βιβλιογραφία, καταστρώθηκαν βήμα-προς-βήμα μια σειρά υπολογιστικών φύλλων, που περιλαμβάνουν όλες τις μεθόδους ανάλυσης και διαστασιολόγησης. Τα φύλλα αυτά ελέγχθηκαν επανειλημμένα ως προς την ακρίβεια των αποτελεσμάτων τους, με εφαρμογή σε ήδη υπάρχοντα μη-επανδρωμένα αεροσκάφη ("IAI Heron", "Shadow 200 TUAS" (2010)). Σε κάθε στάδιο διαστασιολόγησης, όλες οι παράμετροι που αφορούν το βάρος, τη γεωμετρία, την αεροδυναμική, και τις επιδόσεις του αεροχήματος, εκτιμήθηκαν χρησιμοποιώντας αυτά τα εργαλεία.

Στο τέλος της πρώιμης σχεδίασης, ορίστηκε μια διαδικασία αξιολόγησης και σύγκρισης των τεσσάρων σχεδιαστικών προτάσεων, από όπου προέκυψε και το τελικό σχέδιο της φάσης της πρώιμης σχεδίασης, ενώ από τα τέσσερα υπολογιστικά φύλλα προέκυψε ένα τελικό, το οποίο αποτέλεσε και τη βάση πάνω

στην οποία καταρτίστηκαν οι υπολογισμοί των επόμενων φάσεων σχεδιασμού. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε παρουσιάζεται συνοπτικά στις επόμενες παραγράφους.

2.1 Απαιτήσεις

Το πρώτο βήμα στη διαδικασία σχεδιασμού, σύμφωνα και με τον Anderson (1999), είναι ο καθορισμός των απαιτήσεων της αποστολής που το αεροσκάφος θα κληθεί να εκτελέσει, όπως είναι για παράδειγμα η απαιτούμενη αυτονομία (flight endurance), η εμβέλεια (range) και οι ταχύτητες πτήσης (flight velocities). Οι απαιτήσεις του HCUAV καθορίστηκαν ύστερα από ενδελεχή έρευνα των αναγκών της ελληνικής επικράτειας, από όπου προέκυψε ότι οι δασικές πυρκαγιές και οι παραβιάσεις των συνόρων, είναι από τα πιο σημαντικά ζητήματα.



Σχήμα 1. Παραδείγματα περιοχών επιτήρησης

Έτσι, λαμβάνοντας υπόψη τις ιδιαιτερότητες της αποστολής, καθώς επίσης και τη μορφολογία του ελλαδικού χώρου (σχήμα 1), προέκυψαν τα χαρακτηριστικά που παρουσιάζονται στον πίνακα 1.

Πτητικές απαιτήσεις	Δομικές απαιτήσεις	Απαιτήσεις εξοπλισμού	Άλλες απαιτήσεις
Βάρος εξοπλισμού ~ 30 kg	Χρήση σύνθετων υλικών	Οπτικές & θερμικές κάμερες	Αυτοματοποιημένος έλεγχος αποστολής
Αυτονομία > 8 h	Θερμ. λειτουργίας < 80°C	Αισθητήρες οριακού στρώματος	
Ταχύτητα επιτήρησης ~ 140 km/h			
Μέγιστη ταχύτητα ~ 200 km/h			
Οροφή πτήσης > 3km			

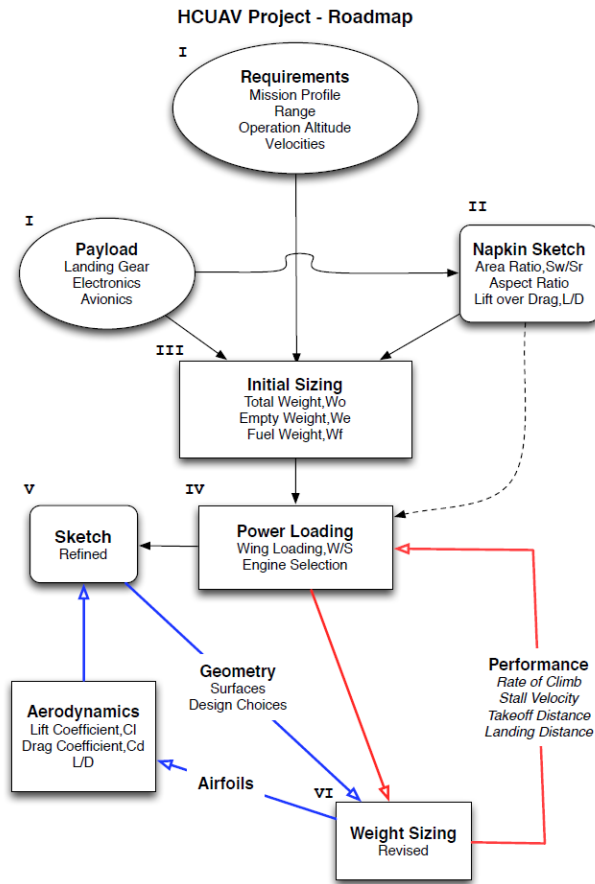
Πίνακας 1. Επιχειρησιακές απαιτήσεις του HCUAV

Σημειώνεται ότι, κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης του HCUAV, τόσο στην παρούσα φάση σχεδίασης, όσο και σε επόμενες, ορισμένα δεδομένα τροποποιήθηκαν ελαφρώς, ή προστέθηκαν νέα, χωρίς όμως να υπάρχουν μεγάλες αποκλίσεις από αυτά που παρουσιάζονται παραπάνω.

2.2 Θεωρία σχεδιασμού

Η μεθοδολογία πρώιμου σχεδιασμού που αναπτύχθηκε στο Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών βασίστηκε σε αυτές που περιγράφονται από τους Anderson (1999) και Raymer (2012), ενώ έγιναν και οι αντίστοιχες αλλαγές και προσθήκες, όπου κρίθηκε απαραίτητο. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε παρουσιάζεται συνοπτικά στο σχήμα 2.

Οι υπολογισμοί ξεκινούν με μια πρώτη εκτίμηση του βάρους του αεροσκάφους. Το μέγιστο βάρος υπολογίζεται στην αρχή της αποστολής ενός αεροχήματος (gross takeoff weight ή GTOW) και σε ένα μη-επανδρωμένο αεροσκάφος αποτελείται από τα επιμέρους βάρη του φορτίου (payload), του καυσίμου (fuel) και της κατασκευής (empty).



Σχήμα 2. Διάγραμμα ροής πρώιμου σχεδιασμού του HCUAV

Δηλαδή

$$W_0 = W_p + W_e + W_f \quad (1)$$

Το φορτίο σε ένα UAV είναι ουσιαστικά ο ηλεκτρονικός εξοπλισμός (υπολογιστές, κάμερες κλπ.) που απαιτείται, προκειμένου το αεροσκάφος να εκτελέσει την αποστολή του. Το βάρος του συνήθως καθορίζεται από τις απαιτήσεις και θεωρείται γνωστό κατά την διαδικασία διαστασιολόγησης. Το βάρος κατασκευής είναι το απόβαρο του οχήματος, και στις πρώτες φάσεις σχεδιασμού υπολογίζεται χρησιμοποιώντας στατιστικά δεδομένα από ήδη υπάρχοντα αεροσκάφη (Raymer (2012), Sóbester et al. (2005)). Για τον υπολογισμό του βάρους του καυσίμου η αποστολή του αεροσκάφους χωρίζεται σε επιμέρους τμήματα, και στη συνέχεια, υπολογίζεται το ποσό του καυσίμου που απαιτείται για την ολοκλήρωση του κάθε τμήματος, είτε χρησιμοποιώντας στατιστικά στοιχεία, είτε αναλυτικούς υπολογισμούς (Anderson, 1999). Η σχέση 2, γνωστή και ως εξίσωση Breguet, αποτελεί τη βασική εξίσωση με βάση την οποία υπολογίζεται το βάρος καυσίμου για τα στάδια της πτήσης και της επιτήρησης.

$$R = \int_{W_{i+1}}^{W_i} \frac{V}{c_t} \frac{L}{D} \frac{dW}{W} \quad (2)$$

Σημειώνεται ότι R, V είναι η εμβέλεια και η ταχύτητα πτήσης αντίστοιχα, c_t η ειδική κατανάλωση, ενώ το μέγεθος W_i αναφέρεται στο βάρος του αεροχήματος, κατά το πέρας ενός σταδίου επιχείρησης. Επόμενο βήμα είναι ο καθορισμός των βασικών αεροδυναμικών παραμέτρων του οχήματος, όπως είναι τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πτέρυγας και τα χαρακτηριστικά της αεροτομής. Η επιλογή των παραμέτρων αυτών έγινε με βάση τις τάσεις που διέπουν το σχεδιασμό των μη-επανδρωμένων αεροσκάφων. Όσον αφορά την επιλογή αεροτομών, η έρευνα επικεντρώθηκε σε αεροτομές χαμηλής αντίστασης, ώστε να ελαχιστοποιηθούν οι αεροδυναμικές απώλειες και να μεγιστοποιηθεί ο χρόνος επιτήρησης. Επιπλέον, επιλέχθηκαν κατάλληλα ο λόγος εγκλεισμού και το διάταμα (πίνακας 2), για βελτιωμένη αεροδυναμική συμπεριφορά, σύμφωνα και με τη διεθνή βιβλιογραφία (Anderson, 2011).

Στη συνέχεια, ακολουθεί μια εκτίμηση των δυο πιο σημαντικών παραμέτρων απόδοσης, της πτερυγικής επιφάνειας (S) και της υποδύναμης (hp). Η υποδύναμη εκτιμάται μέσω του λόγου hp/W θέτοντας κατάλληλους περιορισμούς που αφορούν τις επιδόσεις του αεροσκάφους, όπως έχουν καθοριστεί από τις απαιτήσεις. Όσον αφορά την πτερυγική επιφάνεια, εκτιμάται μέσω του λόγου W/S, και πρέπει η επιλογή να γίνει ιδιαίτερη προσοχή, ώστε να ικανοποιούνται όλα τα κριτήρια απόδοσης. Περισσότερες λεπτομέρειες για την επιλογή αυτών των μεγεθών δίνονται από τον Raymer (2012).

Για την εκτίμηση της αεροδυναμικής συμπεριφοράς του αεροσκάφους, αξιοποιήθηκαν και αναλυτικοί μέθοδοι, αλλά και κάποιες πρώτες επιλύσεις υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD). Οι υπολογισμοί, οι οποίοι συμπεριλήφθηκαν στο υπολογιστικό εργαλείο διαστασιολόγησης της κάθε ομάδας, παρουσιάζονται αναλυτικά από τον Roskam (2003). Πρόκειται για μια σειρά εξισώσεων, από τις οποίες προκύπτουν η άντωση και αντίσταση για κάθε τμήμα του αεροσκάφους. Για τις αναλύσεις με CFD, αρχικά σχεδιάστηκε για κάθε πρόταση ένα τρισδιάστατο CAD μοντέλο (σχήμα 3). Στη συνέχεια, έγινε επίλυση του ροϊκού πεδίου γύρω από το αεροσκάφος με το λογισμικό ANSYS® CFX (2014), χρησιμοποιώντας τις Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) εξισώσεις, σε συνδυασμό με το μοντέλο τύρβης Spalart and Allmaras (1992). Σημειώνεται ότι οι υπολογισμοί CFD πραγματοποιήθηκαν εκ νέου και με μεγαλύτερη λεπτομέρεια κατά τη φάση της προκαταρκτικής σχεδίασης (Παναγιώτου et al., 2014).

Στη συνέχεια, έχοντας ως δεδομένες, πλέον, τις διαστάσεις τους από το σχέδιο, τα βάρη όλων των τμημάτων του αεροσκάφους (π.χ. κύρια πτέρυγα, άτρακτος) υπολογίζονται ξεχωριστά, και αθροίζονται. Πραγματοποιείται δηλαδή, ένας πιο αναλυτικός υπολογισμός για το βάρος της κατασκευής ($W_{e,as\ drawn}$). Αντικαθιστώντας αυτή τη τιμή στη θέση της προηγούμενης αντίστοιχης εκτίμησης, προκύπτει μια νέα τιμή για το συνολικό βάρος του αεροσκάφους ($W_{0,as\ drawn}$). Έπειτα, ακολουθεί ένας έλεγχος των επιδόσεων του αεροσκάφους με βάση τις μεθόδους που παρουσιάζονται από τον Anderson (1999) για να πιστοποιηθεί η δυνατότητα του αεροσκάφους να εκτελέσει την αποστολή για την οποία σχεδιάστηκε.

Τέλος, πραγματοποιείται ένας πιο λεπτομερής υπολογισμός βάρους, όπως περιγράφεται αναλυτικά στον Raymer (2012). Πρόκειται για μια επαναληπτική διαδικασία, στην οποία ως αρχική τιμή του συνολικού βάρους ορίζεται το $W_{0,as\ drawn}$. Αρχικά, υπολογίζεται εκ νέου το βάρος καυσίμου, λαμβάνοντας υπόψη τα πιο αναλυτικά δεδομένα σχετικά με την πρόωση, την αεροδυναμική, και την αποστολή του HCUAV. Το νέο βάρος καυσίμου αθροίζεται με την τελευταία εκτίμηση βάρους κατασκευής, ώστε:

$$W_0 = W_{e,as\ drawn} + W_f + W_p \quad (3)$$

Στις περισσότερες περιπτώσεις, η προηγούμενη εκτίμηση $W_{0,as\ drawn}$ διαφέρει από το W_0 , διότι η είχε στηριχθεί σε αρχικά δεδομένα, όπου δεν υπήρχαν λεπτομερείς πληροφορίες σχετικά με το αεροσκάφος. Επομένως, αναπροσαρμόζεται κατάλληλα το βάρος κατασκευής, και η διαδικασία επαναλαμβάνεται, με κριτήριο σύγκλισης την τιμή του συνολικού βάρους του αεροσκάφους. Η σχέση 4 χρησιμοποιείται σε επίπεδο πρώιμου σχεδιασμού για την προσαρμογή του βάρους κατασκευής:

$$W_e = W_{e,as\ drawn} \left[\frac{W_0}{W_{0,as\ drawn}} \right]^{(1+c)} \quad (4)$$

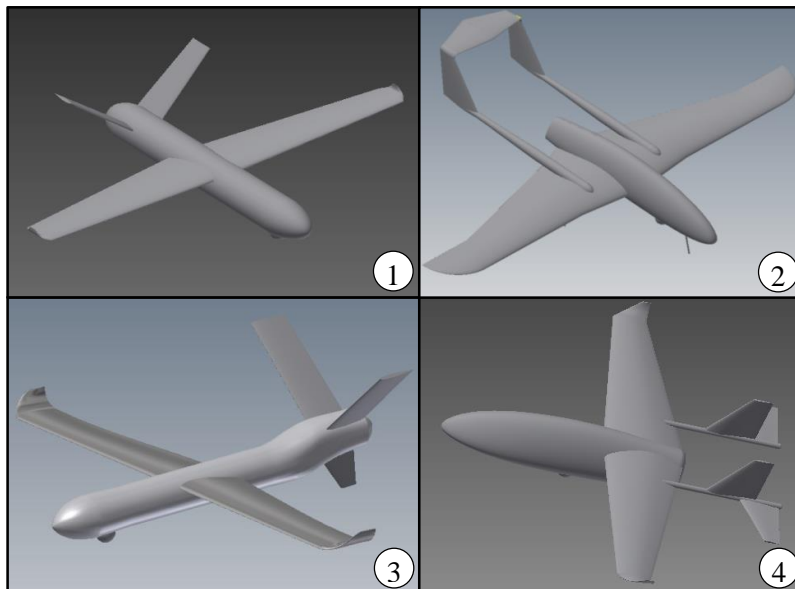
όπου η τιμή της σταθεράς c επιλέγεται με βάση δεδομένα για το W_e από αντίστοιχα αεροσκάφη.

Ανάλογα με την τελική αυτή τιμή, ενδέχεται να προκύψουν τροποποιήσεις σε βασικά χαρακτηριστικά, όπως είναι για παράδειγμα η απαιτήσεις σε πρόωση και η εξωτερική γεωμετρία του αεροχήματος. Έτσι εξασφαλίζεται ότι, οποιοσδήποτε παράμετροι απόδοσης που εξαρτώνται από το βάρος, δεν θα αποκλίνουν σημαντικά από τις τιμές που εκτιμήθηκαν προηγουμένως. Κατά την ολοκλήρωση, λοιπόν, αυτής της διαδικασίας, προκύπτει η τελική εκτίμηση του βάρους του αεροσκάφους, καθώς επίσης και τα βασικά χαρακτηριστικά του.

2.3 Σχεδιαστική φιλοσοφία κάθε ομάδας

Σε αυτό το σημείο θα γίνει μια σύντομη αναφορά στις σχεδιαστικές ιδιαιτερότητες της κάθε πρότασης. Σημειώνεται ότι λήφθηκαν υπόψη βασικές σχεδιαστικές επιλογές και χαρακτηριστικά που απαντώνται σε μη-επανδρωμένα αεροσκάφη, που εκτελούν αντίστοιχες επιχειρήσεις. Στο σχήμα 3 φαίνεται ότι τα τελικά σχέδια των ομάδων 1 και 3, έχουν αρκετές ομοιότητες μεταξύ τους, όπως επίσης και αυτά των ομάδων 2 και 4. Οι τάσεις λοιπόν είναι μοιρασμένες, παρόλο που οι ομάδες ανέπτυξαν τις προτάσεις τους ανεξάρτητα η μια από την άλλη. Συνοψίζοντας, τα κύρια χαρακτηριστικά της γεωμετρίας ανά ομάδα σχεδιασμού έχουν ως εξής:

- Σχέδιο 1^{ης} ομάδας: Διαμόρφωση με ουραίο πτερύγιο σχήματος V (V tail) τοποθετημένο στην άτρακτο.
- Σχέδιο 2^{ης} ομάδας: Διαμόρφωση με ουραίο πτερύγιο σχήματος Π, τοποθετημένο σε δύο πρόβολουσ στήριξης (twin-tail-boom-mounted configuration) με raked-τύπου ακροπτερύγιο και αεροδυναμικά σχεδιασμένη άτρακτο.
- Σχέδιο 3^{ης} ομάδας: Διαμόρφωση με ουραίο πτερύγιο σχήματος Y (Y tail) τοποθετημένο στην άτρακτο και blended-τύπου ακροπτερύγια.
- Σχέδιο 4^{ης} ομάδας: Διαμόρφωση με διπλό ουραίο πτερύγιο τοποθετημένο σε δύο πρόβολουσ στήριξης με blended-τύπου ακροπτερύγιο και αεροδυναμικά σχεδιασμένη άτρακτο.



Σχήμα 3. 3D CAD απεικόνιση των τεσσάρων προτάσεων.

Οι βασικές παράμετροι του κάθε σχεδίου παρουσιάζονται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

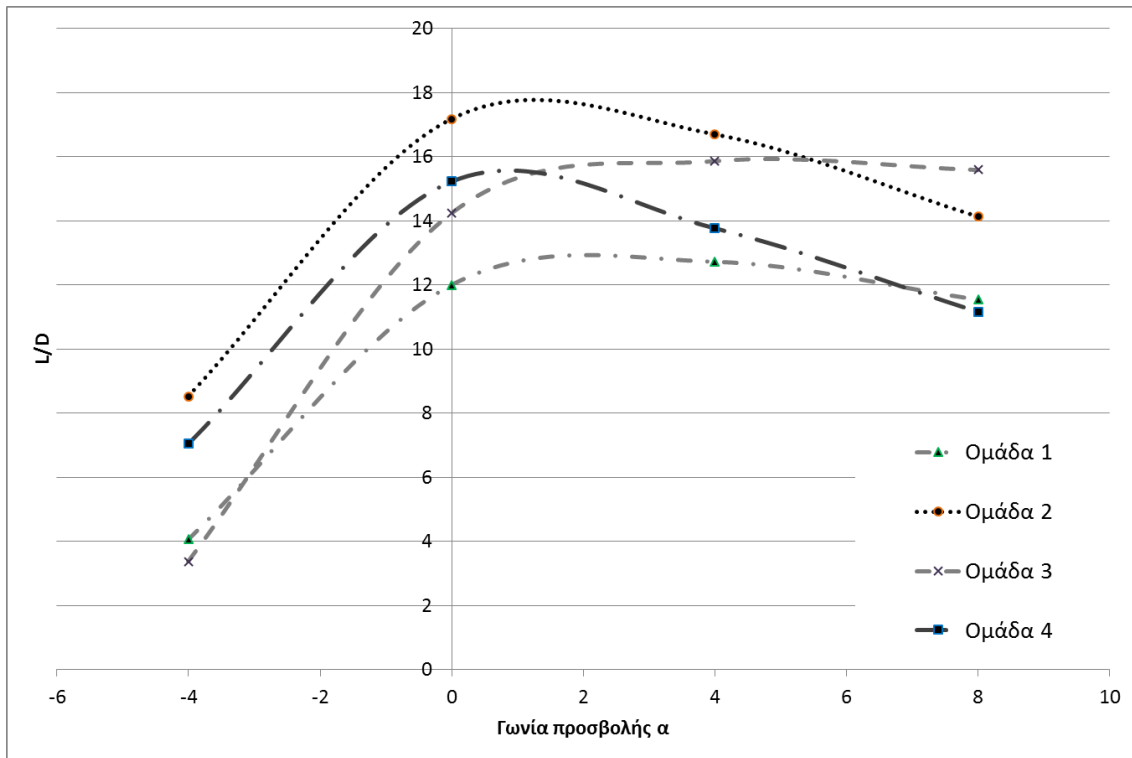
3.1 Σύγκριση

Στον πίνακα 2 παρουσιάζονται συνοπτικά τα βασικά χαρακτηριστικά του κάθε αεροσκάφους. Πρόκειται για ορισμένα από τα χαρακτηριστικά των σχεδίων, με βάση τα οποία έγινε η σύγκριση. Ενδεικτικά, παρουσιάζονται η κλίση της καμπύλης του συντελεστή δυναμικής άνωσης ($C_{L\alpha}$), η μέγιστες τιμές του λόγου άντωσης προς αντίσταση $(L/D)_{max}$, ο συντελεστής αντίστασης για μηδενική άντωση, και ορισμένα χαρακτηριστικά της κύριας πτέρυγας.

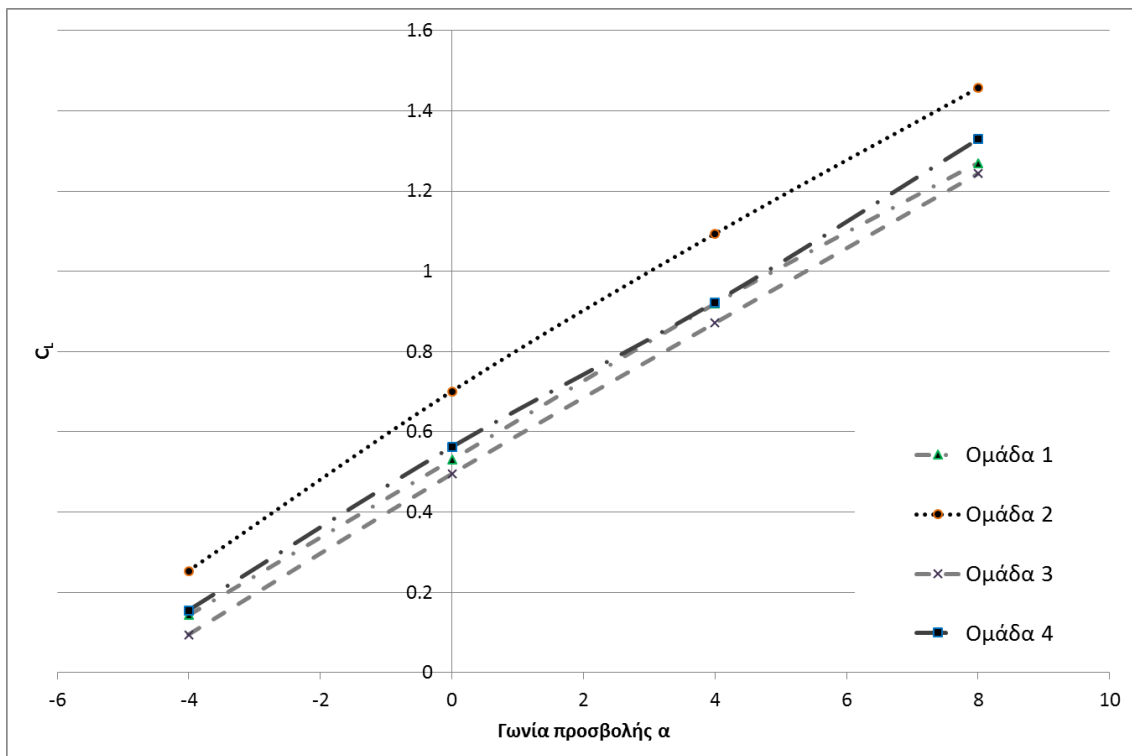
Ομάδα	$C_{L\alpha}$	$(L/D)_{max}$	C_{D_0}	Εκπέτασμα	Διάταμα (A.R.)	Αεροτομή
1 ^η	5.38047	12.7	0.034	4.9 m	6.9	SG6042
2 ^η	5.745453	17.2	0.027	5.1 m	8.2	NLF0215
3 ^η	5.486953	15.9	0.028	5 m	7.8	SA7038
4 ^η	5.60585	15.2	0.019	5 m	7.8	NLF1015

Πίνακας 2. Τα βασικά αεροδυναμικά χαρακτηριστικά των τεσσάρων προτάσεων.

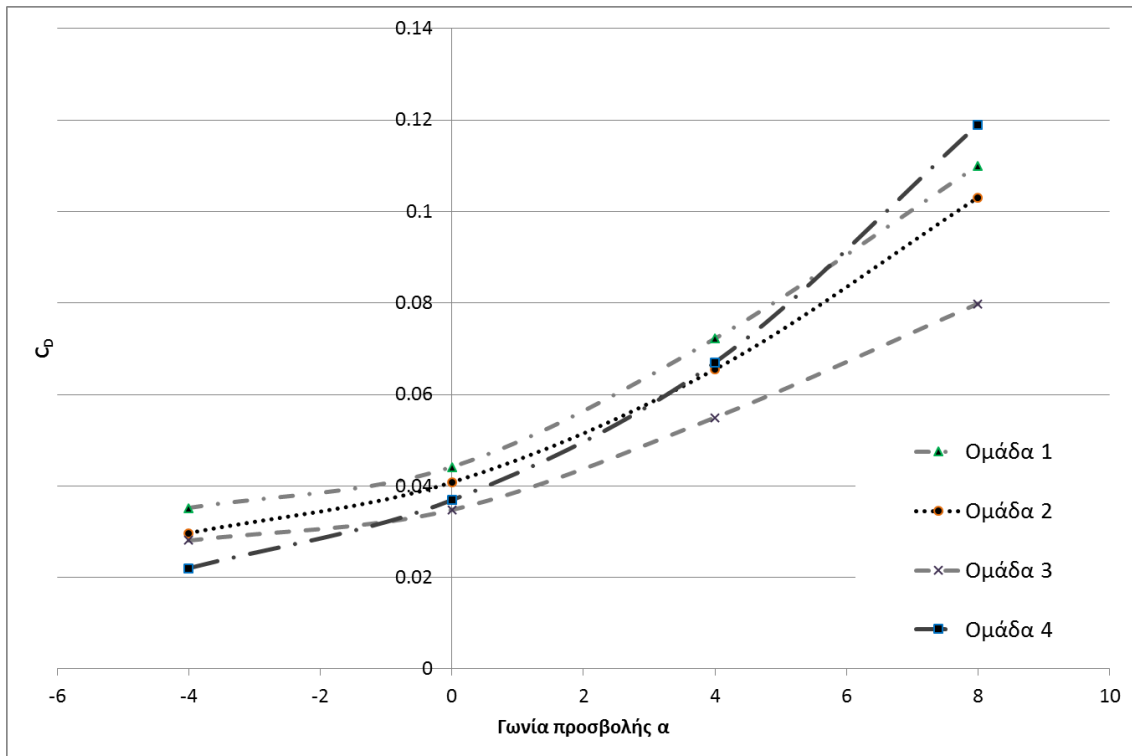
Οι αεροδυναμικοί συντελεστές, όπως προέκυψαν από τις υπολογιστικές προσομοιώσεις, παρουσιάζονται στα σχήματα 4 ως 6, για τα τέσσερα σχέδια.



Σχήμα 4. Σύγκριση του λόγου L/D ως συνάρτηση της γωνίας προσβολής του αεροσκάφους.



Σχήμα 5. Καμπύλες συντελεστή άντωσης για τα τέσσερα προσχέδια



Σχήμα 6. Καμπύλες συντελεστή αντίστασης για τα τέσσερα προσχέδια

Πιο αναλυτικά, για τη διαδικασία σύγκρισης των τεσσάρων προτάσεων καταρτίστηκε μια μεθοδολογία, στηριζόμενη στην εργασία των Bredehoft et al. (2007). Για την εξαγωγή συμπερασμάτων λήφθηκαν υπόψη, τόσο οι παραπάνω τιμές (πίνακας 2), όσο και τα διαγράμματα αεροδυναμικών συντελεστών, αλλά και άλλες παράμετροι, όπως είναι για παράδειγμα το κόστος ή η ευκολία κατασκευής. Για κάθε μια από αυτές τις παραμέτρους-κλειδιά, ορίστηκε στη συνέχεια από κοινού ένας συντελεστής βαρύτητας. Έτσι, έγινε αξιολόγηση των επιμέρους σχεδιαστικών χαρακτηριστικών της κάθε πρότασης, και στη συνέχεια σύγκριση μεταξύ των τεσσάρων σχεδίων, τα οποία ταξινομήθηκαν ανάλογα με την συνολική βαθμολογία.

Τελικά το σχέδιο της ομάδας 2 κρίθηκε ως το βέλτιστο, συνδυάζοντας καλύτερη αεροδυναμική συμπεριφορά και επιδόσεις.

3.2 Τελικό σχέδιο

Το τελικό σχέδιο βασίστηκε στη βέλτιστη πρόταση, έχει όμως στοιχεία και από τις υπόλοιπες τρεις. Τα βασικά χαρακτηριστικά του συνοψίζονται παρακάτω:

- Η γενική διαμόρφωση, καθώς και τα στοιχεία της κύριας πτέρυγας και της ατράκτου είναι πανομοιότυπα με αυτά της πρότασης της ομάδας 2.
- Ως αεροτομή της κύριας πτέρυγας επιλέχθηκε η αεροτομή της ομάδας 4, και συγκεκριμένα η NASA NLF(1)-1015 (Selig et al., 1995).
- Η τελική σχεδίαση του ουραίου πτερυγίου είναι σχήματος αντεστραμμένου V. Η επιλογή αυτή, έχει καλύτερη αεροδυναμική συμπεριφορά, ενώ συνεισφέρει θετικά και στην αισθητική του αεροσκάφους.
- Το τελικό σχέδιο, για λόγους ευστάθειας, είναι υψιπτέρυγο, επιλογή που υπήρχε στα σχέδια των ομάδων 1, 3 και 4.
- Για τα ακροπτερύγια, επιλέχθηκε η διάταξη της ομάδας 3. Σημειώνεται ότι δεν πρόκειται για βέλτιστη γεωμετρία, ωστόσο αποτέλεσε τη βάση για μελλοντική μελέτη αεροδυναμικής βελτιστοποίησης.

πλοήγησης. Όλα τα παραπάνω υπάγονται στη διαδικασία προκαταρκτικού σχεδιασμού, που αποτελεί και το επόμενο βήμα της σχεδίασης.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η εργασία αποτελεί τμήμα του ερευνητικού προγράμματος 11ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑ_9_629 “Hellenic Civil Unmanned Air Vehicle - HCUAV”, που εντάσσεται στα πλαίσια του Εθνικό Στρατηγικό Πλαίσιο Αναφοράς (ΕΣΠΑ) και του Επιχειρησιακό Πρόγραμμα Ανταγωνιστικότητα & Επιχειρηματικότητα - ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑ 2011”. Το ερευνητικό αυτό πρόγραμμα χρηματοδοτείται από κοινού από Εθνικά και Κοινοτικά κονδύλια, 25% από το Υπουργείο Παιδείας και Θρησκευμάτων – Γενική Γραμματεία Έρευνας και Τεχνολογίας και 75% από την Ε.Ε. – Ευρωπαϊκά Κοινοτικά Κονδύλια.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Anderson, J.D., Aircraft performance and design, WCB/McGraw-Hill, Boston, Mass, 1999.
- Anderson, J.D., Fundamentals of aerodynamics. McGraw-Hill, New York, 2011.
- ANSYS® CFX, Release 14.0, ANSYS, Inc.
- Austin, R., Unmanned air vehicles UAV design, development, and deployment. Wiley, Chichester, West Sussex, U.K.; Hoboken, NJ, 2010.
- Bredheft, B., Briggs, R., Chou, A., Duell, R., Alex, K., McNeilus, J., Pesce, P., Preus, D., Prince, M., Ricciardi, A., Sherman, M., Sunday, E., 2007 - 2008 International Design Project: Effect of “designing in” airworthiness and reliability on the development of a small, unmanned, flight vehicle for the large event surveillance mission. Virginia Polytechnic Institute and State University, 2007.
- IAI Heron Datasheet, n.d.
- John W. R. Taylor, Jane’s pocket book of remotely piloted vehicles. Collier Books, New York, 1977.
- Raymer, D.P., Aircraft Design: A Conceptual Approach. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, VA., 2012.
- Roskam, J., Airplane flight dynamics and automatic flight controls. DARcorporation, Lawrence, Kansas, 2003.
- Selig, M.S., Maughmer, M.D., Somers, D.M., Natural-laminar-flow airfoil for general-aviation applications. J. Aircr. 32, 1995, p. 710–715.
- Shadow 200 TUAS Datasheet, 2010.
- Sóbester, A., Keane, A.J., Scanlan, J., Bressloff, N.W., Conceptual design of uav airframes using a generic geometry service. AIAA Infotech Aerosp., 2005, p. 26–29.
- Spalart, P.R., Allmaras, S.R., A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, in: 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, NV, 1992, p. 5–21.
- Wargo, C.A., Church, G.C., Glaneueski, J., Strout, M., Unmanned Aircraft Systems (UAS) research and future analysis, in: 2014 IEEE Aerospace Conference. Presented at the 2014 IEEE Aerospace Conference, 2014, p. 1–16.
- Παναγιώτου, Π., Καπαρός, Π., Λαγόπουλος, Ν., Λυμπερόπουλος, Β., Λυτροκάπης, Χ., Ρόζος, Ο., Σαββόπουλος, Φ., Σαλπυγίδου, Χ., Υάκινθος, Κ., 2014. Σχεδιασμός μη-επανδρωμένου ελαφρού αεροχήματος. Μέρος II: Προκαταρκτικός σχεδιασμός και διαστασιολόγηση., in POH 2014, Αθήνα, 2014.

AERODYNAMIC DESIGN OF A MALE UAV. PART I: CONCEPTUAL DESIGN PHASE

**C. Salpingidou, P. Kaparos, N. Lagopoulos, V. Lympelopoulou, H. Lytrokapis,
P. Panagiotou, O. Rozos, F. Savvopoulos, K. Yakinthos**

Laboratory of Fluid Mechanics and Turbomachinery
Faculty of Mechanical Engineering, AUTH
54124 Thessaloniki, email: kyak@auth.gr

ABSTRACT

In the present study the conceptual design phase of a Medium-Altitude-Long-Endurance Unmanned-Aerial-Vehicle (MALE UAV) is presented and discussed. This phase is the starting point of the aerodynamic design process, and involves the determination of the overall configuration of the airplane and the estimation of its size, weight and performance characteristics. The work presented in this paper was performed by four design groups, at the Laboratory of Fluid Mechanics and Turbomachinery (LFMT), who developed four unique design concepts while working on their Diploma Theses. In order to carry out the presizing calculations each group also developed a presizing tool. The design methodology is analyzed, and the final concept is presented. At first the mission requirements are defined. Then, the analytical methods are discussed at each step of the procedure, along with the main layout considerations. Finally, the comparison procedure is briefly presented. The resulting UAV is based on the most efficient design concept, combining some key features from the other three as well.

DIFIS: ΑΠΟΦΥΓΗ ΡΥΠΑΝΣΗΣ ΑΠΟ ΘΑΛΑΣΣΙΑ ΑΤΥΧΗΜΑΤΑ

Δημήτριος-Περικλής Α. Γιαννούλης¹, Διονύσιος Π. Μάργαρης²
¹Υποψήφιος Διδάκτωρ, ²Αναπληρωτής Καθηγητής
Εργαστήριο Μηχανικής των Ρευστών και Εφαρμογών Αυτής,
Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, Ελλάδα
giannoulis@mech.upatras.gr , margaris@mech.upatras.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η αποτελεσματικότητα ενός συστήματος που έχει σχεδιαστεί για να συλλέγει άμεσα τη διαρροή πετρελαίου από ναυάγια και να αποτρέψει το σχηματισμό της πετρελαιοκηλίδας εξετάζεται μέσω τρισδιάστατης αριθμητικής μελέτης του για ένα διαφορετικό είδος θαλάσσιου ατυχήματος με ρυθμό ροής του πετρελαίου από τη διαρροή 60000 bpd. Η διαρροή πετρελαίου συλλέγεται από μια ανεστραμμένη χοάνη και διοχετεύεται μαζί με το θαλασσινό νερό, μέσω ενός κατακόρυφου σωλήνα προς την επιφάνεια της θάλασσας, σχηματίζοντας διφασική ροή νερού - πετρελαίου. Βασίζεται στη βαρύτητα η διοχέτευση της ροής του πετρελαίου προς την επιφάνεια καθώς οφείλεται στο γεγονός ότι το πετρέλαιο δεν διαλύεται και έχει χαμηλότερη πυκνότητα από το θαλασσινό νερό. Η ροή προς το πάνω μέρος της χοάνης εξετάζεται όπως επίσης και η ροή μέσα στον εύκαμπτο σωλήνα για να αποδειχθεί ότι το σύστημα είναι σε θέση να διοχετεύει το συλλεγόμενο πετρέλαιο προς την επιφάνεια σε επαρκείς ρυθμούς ροής. Επίσης εξετάζεται η περίπτωση μιας παγιδευμένης ποσότητας πετρελαίου στη χοάνη που ελευθερώνεται χωρίς επιπλέον ροή από το ατύχημα. Τέλος, μια πιθανή κλίση του εύκαμπτου σωλήνα που οφείλεται σε θαλάσσια ρεύματα, σε συνδυασμό με μια παγιδευμένη ποσότητα πετρελαίου μελετάται για να εξεταστεί εάν αυτή η κατάσταση θα μπορούσε να οδηγήσει σε απόφραξη της ροής εντός του συστήματος.

Λέξεις Κλειδιά: θαλάσσια ατυχήματα, σύστημα DIFIS, διφασική ροή, πετρέλαιο, θαλάσσιο ύδωρ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ραγδαία ανάπτυξη των υπεράκτιων εγκαταστάσεων εξόρυξης πετρελαίου έχει συμβάλλει αρκετές φορές στην επιβάρυνση του θαλάσσιου περιβάλλοντος με μεγάλες ποσότητες διαρρέοντος πετρελαίου ειδικά ύστερα από ατυχήματα στο σημείο εξόρυξης. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την πυκνή ναυσιπλοΐα και τα ναυάγια, κυρίως δεξαμενόπλοιων που μεταφέρουν μεγάλες ποσότητες πετρελαίου, καθιστούν επιτακτική την ανάπτυξη ενός συστήματος ικανού να περιορίσει τις αρνητικές επιπτώσεις στο οικοσύστημα, δρώντας έτσι ώστε να μειώνει εξ' αρχής τις πιθανότητες διαφυγής του διαρρέοντος πετρελαίου και όχι περιορίζοντας τη μόλυνση σε δεύτερο στάδιο.

Η προτεινόμενη λύση προβλέπει την αξιοποίηση της διαφοράς στην πυκνότητα μεταξύ του διαρρέοντος πετρελαίου και του θαλάσσιου ύδατος. Η προκύπτουσα άνωση οδηγεί το πετρέλαιο προς την επιφάνεια. Τοποθετώντας έγκαιρα πάνω από το σημείο του ατυχήματος (π.χ. ναυάγιο, σημείο εξόρυξης) μια εύκαμπτη και ανθεκτική κατασκευή που θα παραμείνει μέχρι να εκλείψει ο περιβαλλοντικός κίνδυνος.

Το πετρέλαιο που διαρρέει από το ατύχημα συλλέγεται σε μια ανεστραμμένη χοάνη, στερεωμένη με άγκυρες ώστε να διασφαλίζεται ο εγκλωβισμός του μέσα σε αυτή. Στη συνέχεια το πετρέλαιο οδηγείται μαζί με θαλάσσιο ύδωρ προς την επιφάνεια, μέσω ενός εύκαμπτου σωλήνα, σχηματίζοντας

διφασική ροή, καταλήγοντας σε μια αποθηκευτική δεξαμενή που είναι τοποθετημένη περίπου 30-50 m κάτω από την επιφάνεια της θάλασσας. Στη δεξαμενή αυτή γίνεται ο διαχωρισμός του πετρελαίου από το νερό και εκεί βρίσκονται τα απαραίτητα εξαρτήματα για την περιοδική άντληση από μικρό δεξαμενόπλοιο.

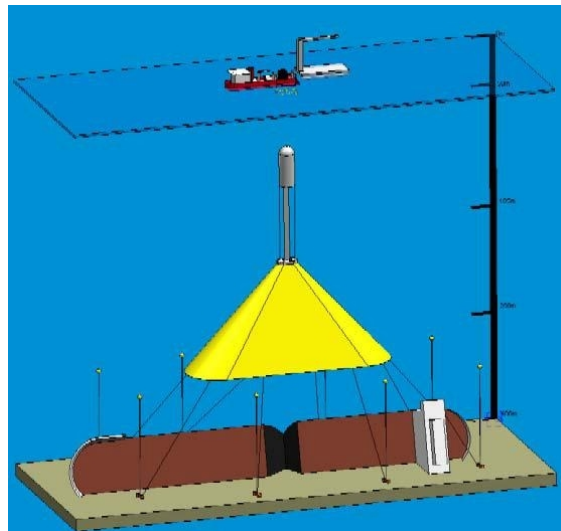
Στόχος της εργασίας είναι η προσομοίωση του συστήματος DIFIS, Σχήμα 1, για τρεις περιπτώσεις λειτουργίας του:

- α.) το διαρρέον πετρέλαιο οδηγείται απ' ευθείας στον εύκαμπτο σωλήνα,
- β.) το διαρρέον πετρέλαιο συγκεντρώνεται πρώτα στην ανεστραμμένη χοάνη και απελευθερώνεται από εκεί, για τις περιπτώσεις που θα χρειαστεί να τοποθετηθεί άμεσα η χοάνη πριν αναπτυχθεί πλήρως το υπόλοιπο σύστημα,
- γ.) μια ποσότητα διαρρέοντος πετρελαίου έχει εγκλωβιστεί για κάποιο λόγο στο εσωτερικό του εύκαμπτου σωλήνα.

Χρησιμοποιούνται 3D μοντέλα για να εξεταστεί η δυνατότητα του συστήματος να οδηγεί το πετρέλαιο χάρη στη διαφορά της πυκνότητάς του με το θαλάσσιο ύδωρ και χωρίς τη χρησιμοποίηση μηχανικών μέσων για την άντλησή του.

Η ποσότητα διαρροής από το ατύχημα αντιστοιχεί σε περίπου 60000 bpd και η διάμετρος του εύκαμπτου σωλήνα είναι 2 m.

Για τη μοντελοποίηση χρησιμοποιούνται τα προγράμματα GAMBIT 2.2.30 για την κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος και FLUENT 15.



Σχήμα 1. Σύστημα DIFIS

2. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

Χρησιμοποιούνται 4 διαφορετικά γεωμετρικά μοντέλα που φαίνονται στο Σχήμα 2 και αναπαριστούν:

- α.) το βυθό σε ένα ύψος 20 m από τον πυθμένα για την αρχική προσομοίωση της διαρροής, με πλέγμα αποτελούμενο από 1795535 εξάεδρα κελιά,
 - β.) το σύστημα DIFIS με την ανεστραμμένη χοάνη με κάτω διάμετρο 6 m και ύψος 3 m, τα πρώτα 50 m του εύκαμπτου σωλήνα με διάμετρο 2 m και μια οπή στον πυθμένα για το σημείο διαρροής, με πλέγμα 1342147 εξάεδρων κελιών,
 - γ.) το σύστημα DIFIS όμοιο με την προηγούμενη περίπτωση με τη διαφορά ότι δεν υπάρχει η οπή της διαρροής, με πλέγμα 1377520 εξάεδρων κελιών,
 - δ.) ένα τμήμα του εύκαμπτου σωλήνα μήκους 60 m σε κλίση 7°, με πλέγμα 448000 εξάεδρων κελιών.
- Όλοι οι υπολογισμοί έχουν διεξαχθεί με το μοντέλο των Μεγάλων Δινών (LES) και συγκεκριμένα η προσέγγιση S-Ω WMLES για την τυρβώδη ροή και το πολυφασικό μοντέλο Volume of Fluid (VOF). Το σχήμα Geo-Reconstruct είναι το καταλληλότερο για το κλάσμα όγκου, ο αλγόριθμος SIMPLE χρησιμοποιείται για τη συσχέτιση πίεσης-ταχύτητας, όπως συνιστάται για τις ροές σε κλειστές περιοχές και το σχήμα PRESTO χρησιμοποιείται για την πίεση δεδομένου ότι η βαρύτητα είναι η

κυρίαρχη δύναμη που ενεργεί για τη ροή. Για την ακρίβεια των λύσεων, η τιμή 10^{-4} χρησιμοποιείται για τα residuals.

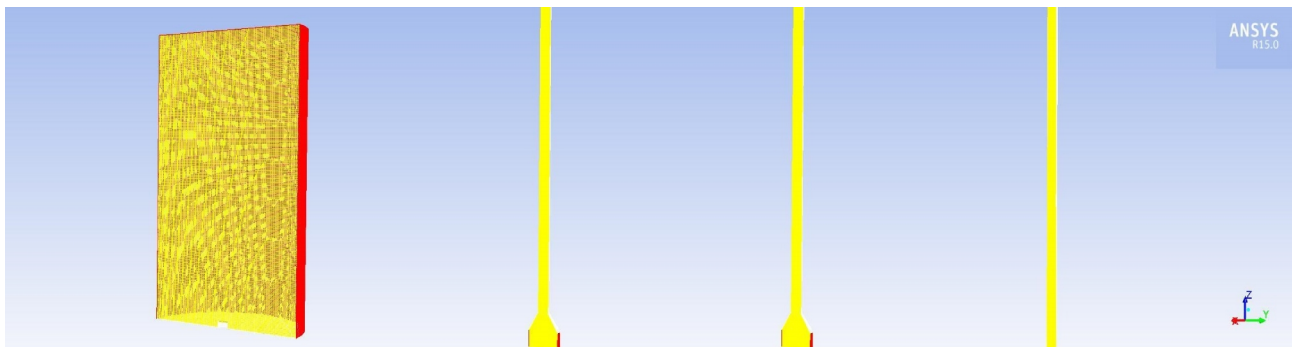
Δεδομένου ότι τα υλικά είναι απροσδιόριστα, η συνθήκη no slip για τα τοιχώματα του σωλήνα και της χοάνης είναι η πλέον ενδεδειγμένη. Επιπλέον, άλλες οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται είναι wall, pressure outlet και velocity inlet για το σημείο διαρροής πετρελαίου.

Ειδικά για τον κεκλιμένο σωλήνα, το κάτω μέρος ορίζεται ως wall. Με αυτό τον τρόπο, η ροή του πετρελαίου δε διευκολύνεται με οποιοδήποτε τρόπο. Έτσι, αυτό το μοντέλο μπορεί να θεωρηθεί ως η πιο δυσχερής περίπτωση.

Για όλες τις περιπτώσεις, κύρια φάση θεωρείται το θαλάσσιο ύδωρ με ιδιότητες, $\rho_w=1030\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ και $\mu_w=155\text{E-}05\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ενώ δευτερεύουσα φάση είναι το πετρέλαιο και συγκεκριμένα ο τύπος Mars crude oil που συναντάται στον Κόλπο του Μεξικού με ιδιότητες $\rho_w=891\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, $\mu_w=73\text{E-}03\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$.

Η διεπιφανειακή τάση είναι $0.025\text{N} / \text{m}$.

Για την απεικόνιση των αποτελεσμάτων χρησιμοποιούνται iso-surfaces της φάσης του πετρελαίου, όπου δημιουργούνται για τις περιοχές που περιέχουν 20% -100% πετρέλαιο.



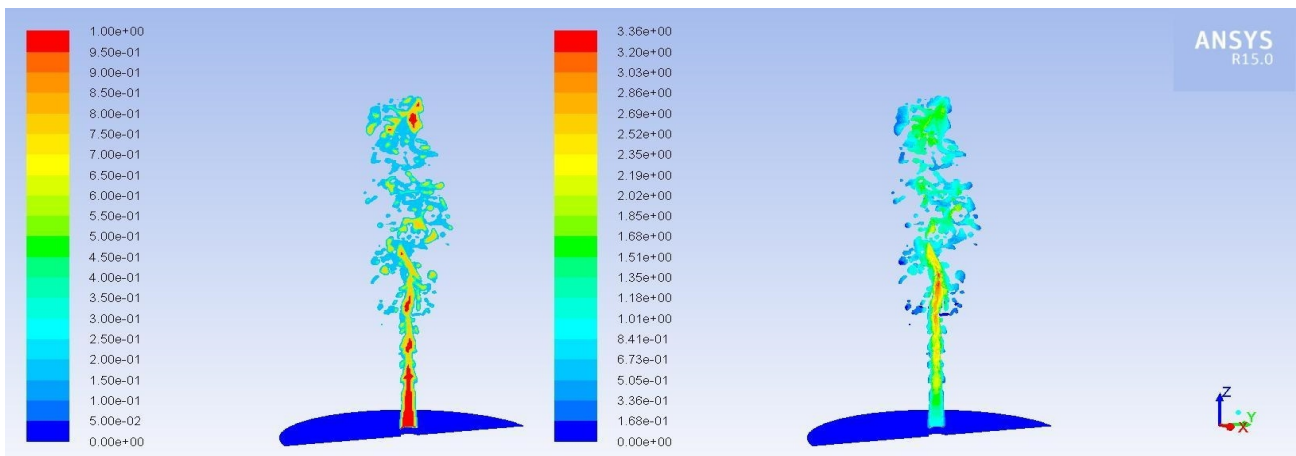
Σχήμα 2. Γεωμετρικά μοντέλα-πλέγματα

3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

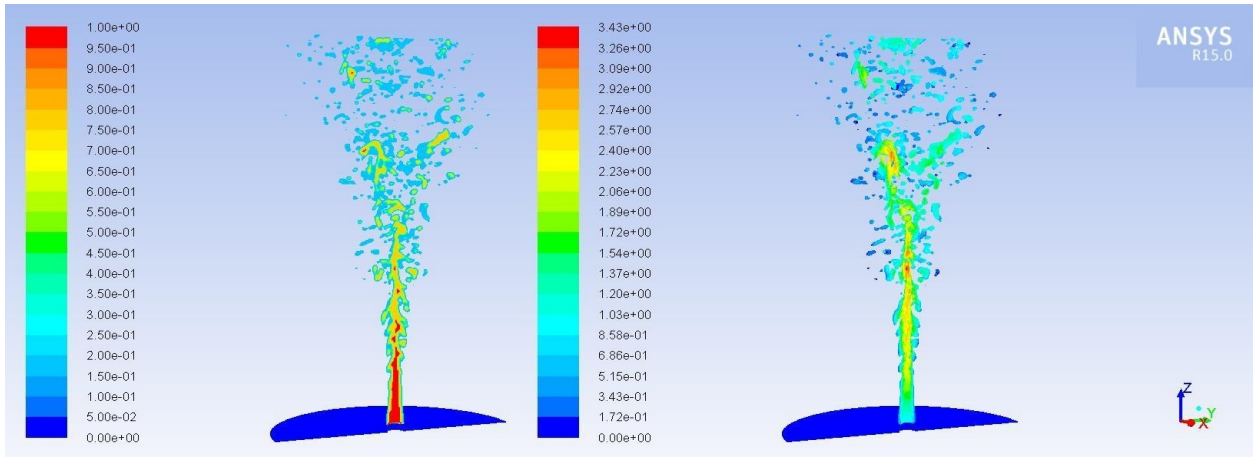
3.1 Διαρροή στο βυθό

Ο ρυθμός της διαρροής ανέρχεται σε 60000 bpd ($9500\text{ m}^3/\text{day}$) και η θερμοκρασία του εξερχόμενου πετρελαίου 403 K (130°C) ενώ αυτή του βυθού 273 K (0°C).

Το πετρέλαιο απελευθερώνεται στο βυθό της θάλασσας ως πίδακας ο οποίος διατηρεί τη μορφή του για μικρό ύψος πάνω από το σημείο της διαρροής. Καθώς κινείται προς τα πάνω η διαφορά πυκνότητας μεταξύ του απελευθερούμενου πετρελαίου και του νερού οδηγεί σε μια δύναμη που κινεί τον πίδακα, ο οποίος συνεχίζει να συμπαρασύρει θαλάσσιο νερό λόγω της διαφοράς ταχύτητάς του με αυτή του νερού. Αυτή η διαφορά ταχυτήτων στη διεπιφάνεια οδηγεί σε αστάθειες τύπου Kelvin-Helmholtz, με αποτέλεσμα τελικά το πετρέλαιο να αναμιγνύεται λόγω της τύρβης και να διασπάται σε φυσαλίδες, Σχήματα 3, 4.

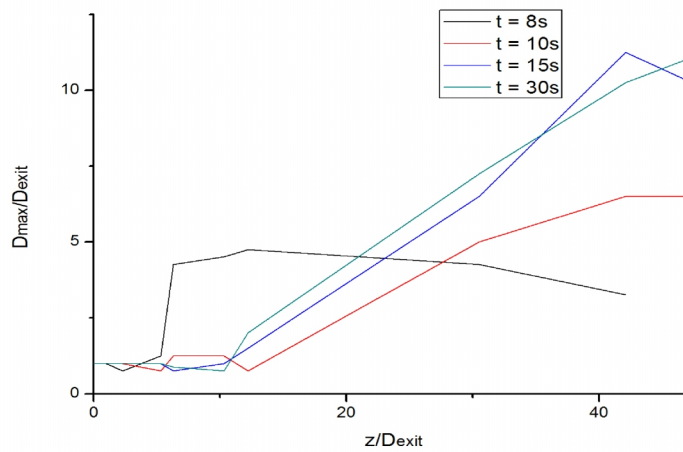


Σχήμα 3. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 8\text{s}$



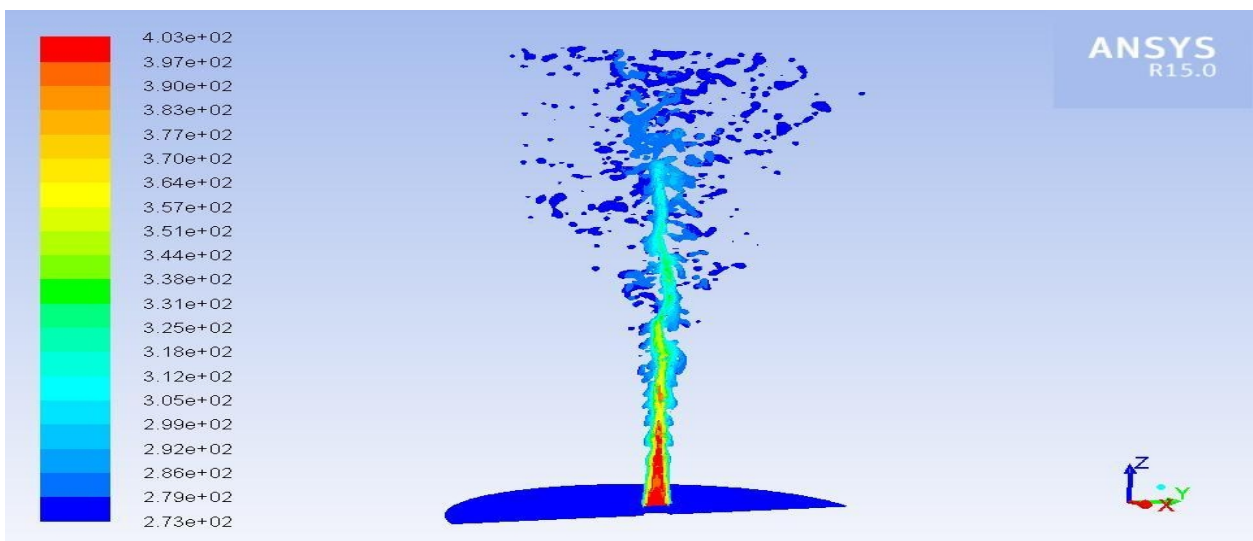
Σχήμα 4. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 30s$

Στο Σχήμα 5 παρουσιάζεται η πλευρική επέκταση της δέσμης του διαρρέοντος πετρελαίου ως προς το ύψος πάνω από το σημείο διαρροής σε αδιάστατα μεγέθη σε διάφορες χρονικές στιγμές.



Σχήμα 5. Αδιάστατη πλευρική επέκταση δέσμης πετρελαίου ως προς το αδιάστατο ύψος

Επιπλέον παρατηρείται ότι η θερμοκρασία του πετρελαίου εξισώνεται σύντομα με αυτή του θαλάσσιου ύδατος πάνω από το σημείο της διαρροής, Σχήμα 6.

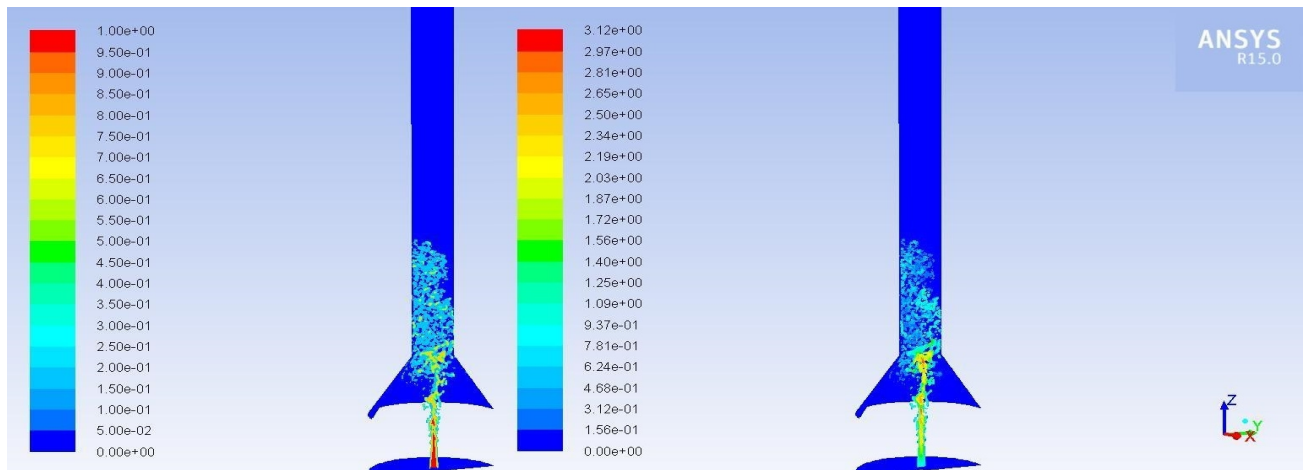


Σχήμα 6. Ολική θερμοκρασία μίγματος (σε K)

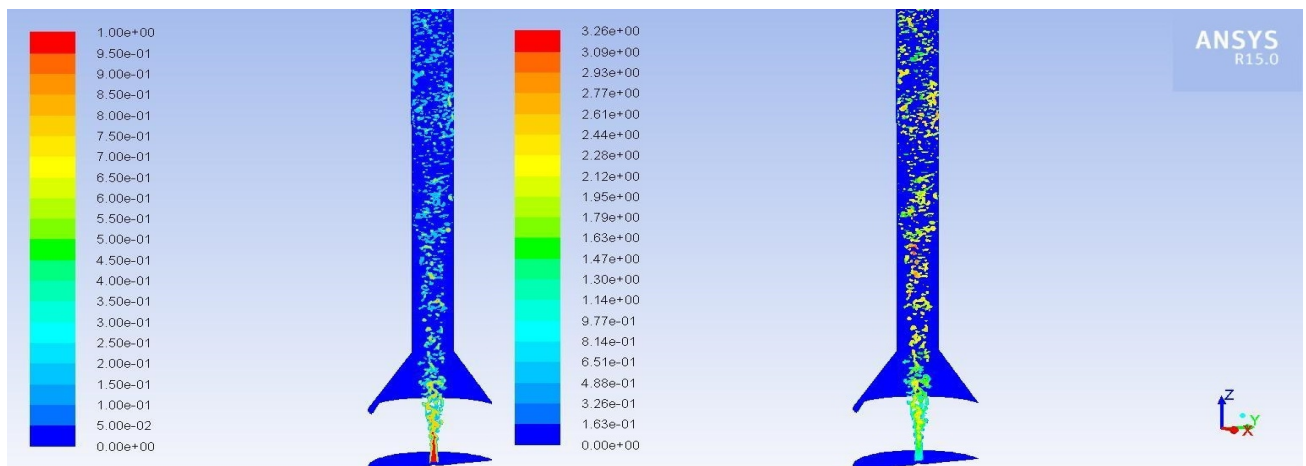
3.2 Απευθείας απορρόφηση της διαρροής

Σε κατακόρυφες προς τα πάνω διαφασικές ροές πετρελαίου-νερού και χαμηλά ιξώδη πετρελαίου, οι παρατηρούμενες μορφές ροής τυπικά περιλαμβάνουν φυσαλίδες πετρελαίου, τμήματα πετρελαίου βληματοειδούς σχήματος, ροή με αναταράξεις, σταγονίδια νερού σε πετρέλαιο και πετρελαίου σε νερό, ενώ διαμόρφωση δακτυλιοειδούς ροής δεν παρατηρείται υπό αυτές τις συνθήκες.

Τα Σχήματα 7, 8 δείχνουν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης στην ένωση μεταξύ της ανεστραμμένης χοάνης και του κατακόρυφου εύκαμπτου σωλήνα σε διαφορετικά χρονικά σημεία. Η συγκέντρωση των σχηματιζόμενων φυσαλίδων πετρελαίου αυξάνεται σταδιακά, Σχήμα 9, με την πιθανότητα συνένωσης μεταξύ τους να αυξάνεται επίσης. Η διάτμηση τείνει να προκαλέσει διάσπαση των φυσαλίδων ενώ η κυρίαρχη δύναμη που ανθίσταται στη διάσπαση οφείλεται στην επιφανειακή τάση.



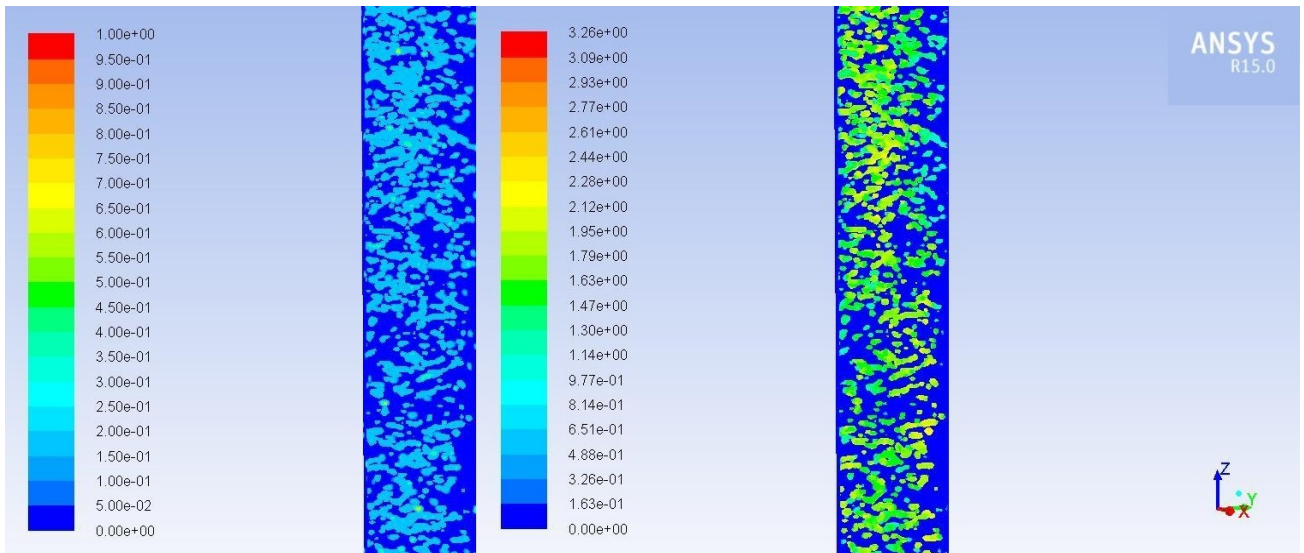
Σχήμα 7. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 16s$



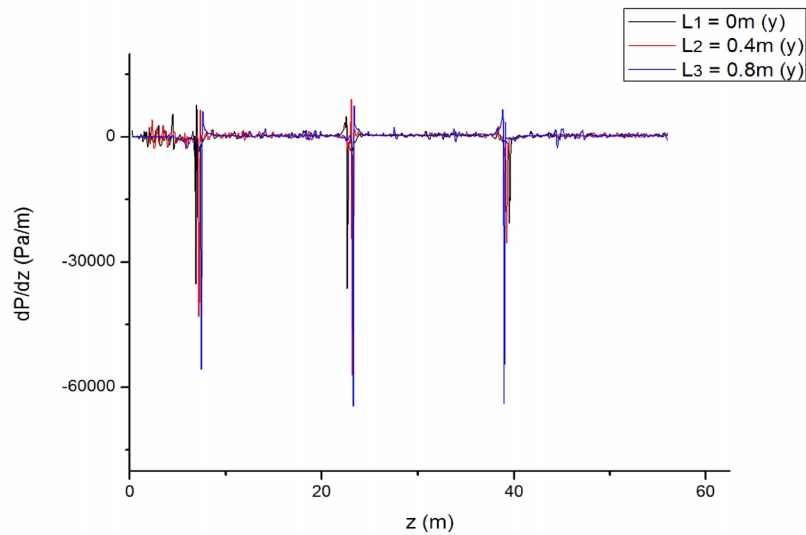
Σχήμα 8. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 72s$

Στο Σχήμα 10 φαίνεται η βαθμίδα πίεσης κατά μήκος του σωλήνα, σε 3 διαφορετικές κατακόρυφους: $L1 = 0$ m (στο κέντρο), $L2 = 0.4$ m, $L3 = 0.8$ m, η οποία παρουσιάζει μικρές διακυμάνσεις μεταξύ -2600 Pa/m έως 2000 Pa/m εκτός από 3 περιοχές όπου η τιμή είναι αρκετά χαμηλή. Στις περιοχές αυτές έχουμε διαφορετική μορφή ροής καθώς υπάρχουν ελάχιστες ποσότητες πετρελαίου και η ροή αποτελείται κυρίως από θαλασσινό νερό, είναι σχεδόν μονοφασική.

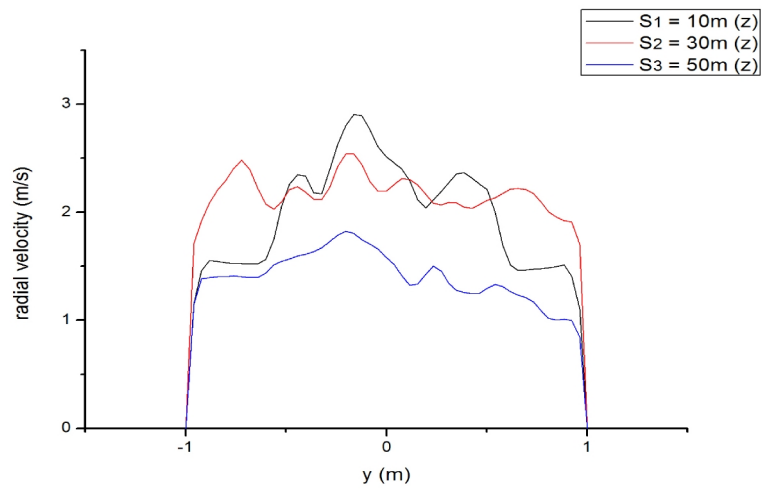
Στα Σχήματα 11, 12 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας κατά μήκος της διαμέτρου του εύκαμπτου σωλήνα σε 3 διαφορετικά ύψη: $S1 = 10$ m, $S2 = 30$ m, $S3 = 50$ m σε συνδυασμό με το κλάσμα όγκου του πετρελαίου στις θέσεις αυτές. Παρατηρείται ότι στο ύψος $S3$ υπάρχει μικρή ποσότητα πετρελαίου στο ένα άκρο μόνο του σωλήνα με αποτέλεσμα η κατανομή της ταχύτητας να είναι πιο ομαλή και να λαμβάνει μικρότερες τιμές.



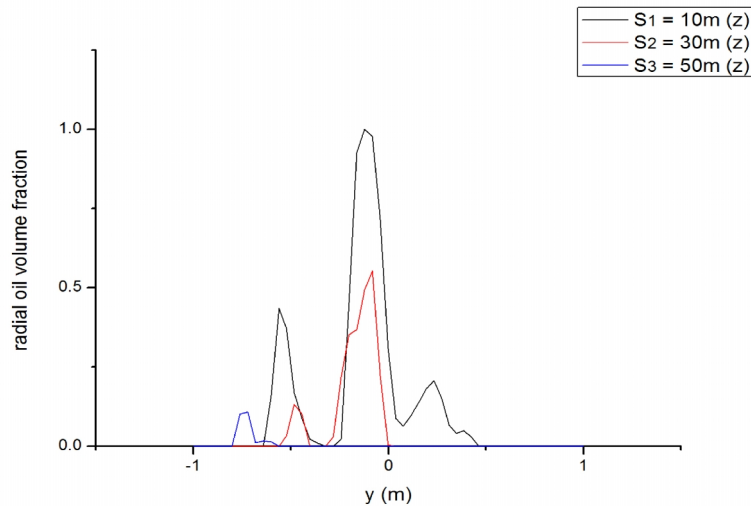
Σχήμα 9. Λεπτομέρεια φυσαλίδων πετρελαίου και ταχύτητας του μίγματος (σε m/s) κατά την πλήρη ανάπτυξη της ροής



Σχήμα 10. Βαθμίδα πίεσης κατά μήκος του σωλήνα για 3 κατακόρυφους



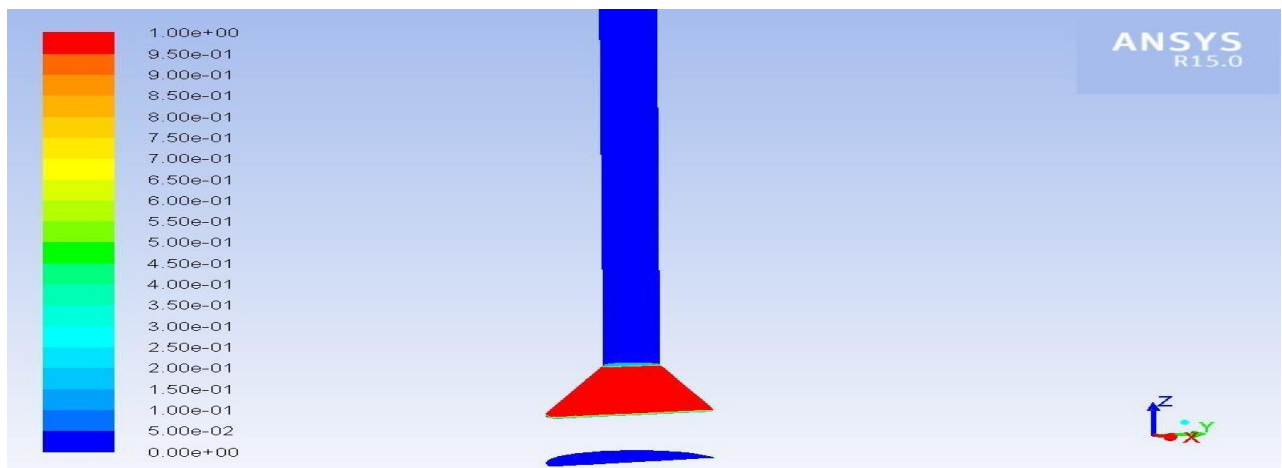
Σχήμα 11. Κατανομές ταχύτητας κατά μήκος της διαμέτρου για 3 ύψη



Σχήμα 12. Κλάσμα όγκου πετρελαίου κατά μήκος της διαμέτρου για 3 ύψη

3.3 Απελευθέρωση πετρελαίου από την ανεστραμμένη χοάνη

Λόγω της αρχικής διαμόρφωσης, Σχήμα 13, με το πυκνότερο υγρό (θαλάσσιο ύδωρ) πάνω από το ελαφρύτερο (πετρέλαιο), η ισορροπία είναι ασταθής σε διαταραχές στη διεπιφάνεια. Ως εκ τούτου, αρχικά μικρή ποσότητα νερού κινείται καθοδικά με ίση ποσότητα πετρελαίου να μετατοπίζεται προς τα πάνω, Σχήμα 14, και η δυναμική ενέργεια αυτής της διαμόρφωσης είναι χαμηλότερη από ό, τι στην προηγούμενη κατάσταση. Η διαδικασία αυτή που παρατηρείται στα αρχικά στάδια της ροής στον εύκαμπτο σωλήνα είναι η ανάπτυξη ασταθειών Rayleigh-Taylor, οι οποίες οδηγούν σε νηματοειδείς δομές του πετρελαίου που σπάνε μερικά μέτρα πάνω από το διαταραγμένο περιβάλλον σε ακαθόριστες, ακόμη και χαοτικές δομές, Σχήμα 15. Η ροή που σχηματίζεται μπορεί να χαρακτηριστεί ως ροή με αναταράξεις (churn flow), Σχήμα 16, η οποία καθώς αναπτύσσεται μετασχηματίζεται σε ροή με φυσαλίδες πετρελαίου, που κινούνται ανοδικά στη συνεχή υδάτινη φάση.



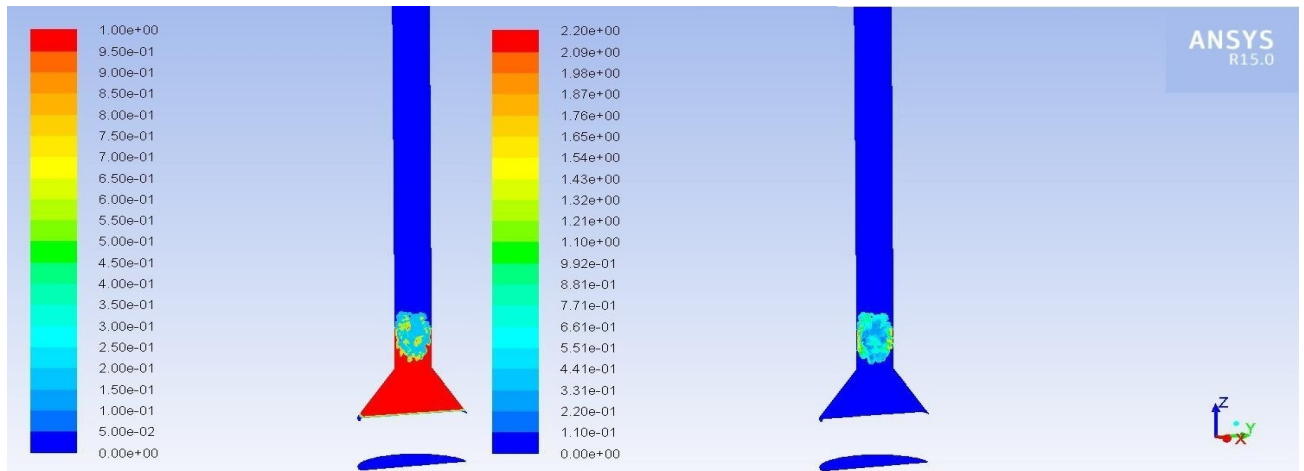
Σχήμα 13. Συγκέντρωση πετρελαίου στην ανεστραμμένη χοάνη

3.4 Εύκαμπτος σωλήνας υπό κλίση

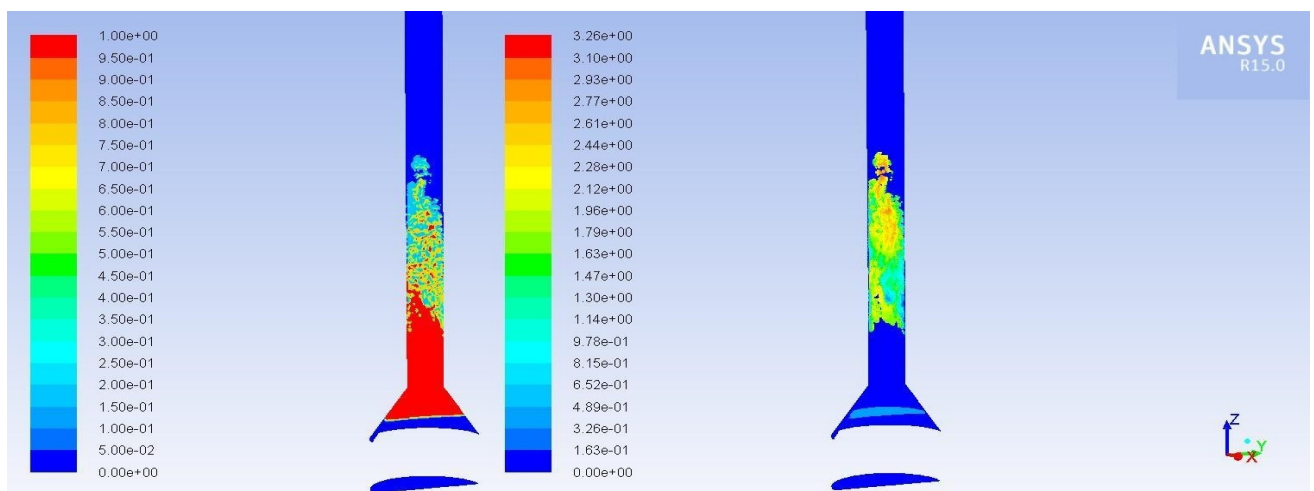
Παρόλο που μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα από τα παραπάνω αποτελέσματα ότι το σύστημα μπορεί εύκολα να απορροφήσει ένα ρυθμό διαρροής $9500 \text{ m}^3/\text{day}$, άλλη μια περίπτωση εξετάζεται, με μια ποσότητα πετρελαίου εγκλωβισμένη μέσα στον εύκαμπτο σωλήνα για οποιοδήποτε λόγο, που μπορεί να απελευθερωθεί λόγω άνωσης ακόμη και με μικρή κλίση (7°) του σωλήνα που προκαλείται από τα θαλάσσια ρεύματα. Το αρχικό ύψος του πετρελαίου είναι 20m. Τα Σχήματα 17, 18 δείχνουν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.

Στα πρώτα 10 s της ροής οι δύο φάσεις διαχωρίζονται. Η φάση του νερού έχει μεγαλύτερη τάση να σχηματίζει ένα κάτω στρώμα στο εσωτερικό του σωλήνα καθώς, λόγω της διαφοράς πυκνότητας, η

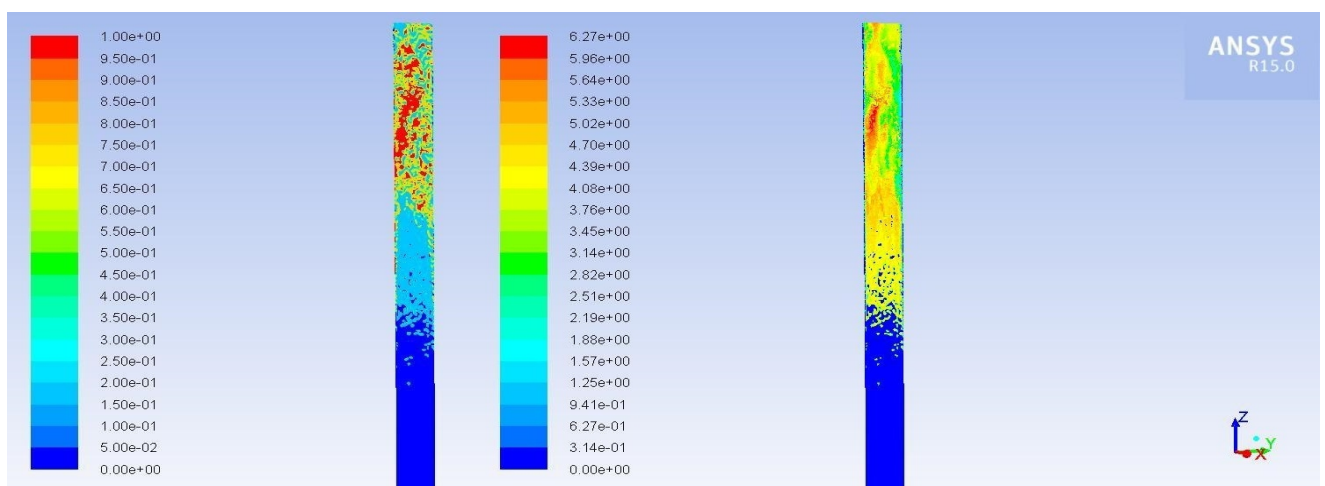
βαρύτητα είναι η κυρίαρχη δύναμη που επηρεάζει τη ροή. Αργότερα, καθώς η ροή αναπτύσσεται ελεύθερα, μικρές και μεγαλύτερες φυσαλίδες και ακανόνιστες δομές πετρελαίου συγκεντρώνονται κυρίως στο ανώτερο τμήμα του τοιχώματος και κινούνται με ταχύτητα περίπου 0.9 m/s. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, το εξεταζόμενο τμήμα του σωλήνα να αδειάζει μετά από 400 s ενώ μπορεί να εκτιμηθεί ότι θα χρειαστούν περίπου 2 ώρες μέχρι η εγκλωβισμένη αρχικά, ποσότητα πετρελαίου να φθάσει στην κορυφή του εύκαμπτου σωλήνα και να περισυλλεχθεί.



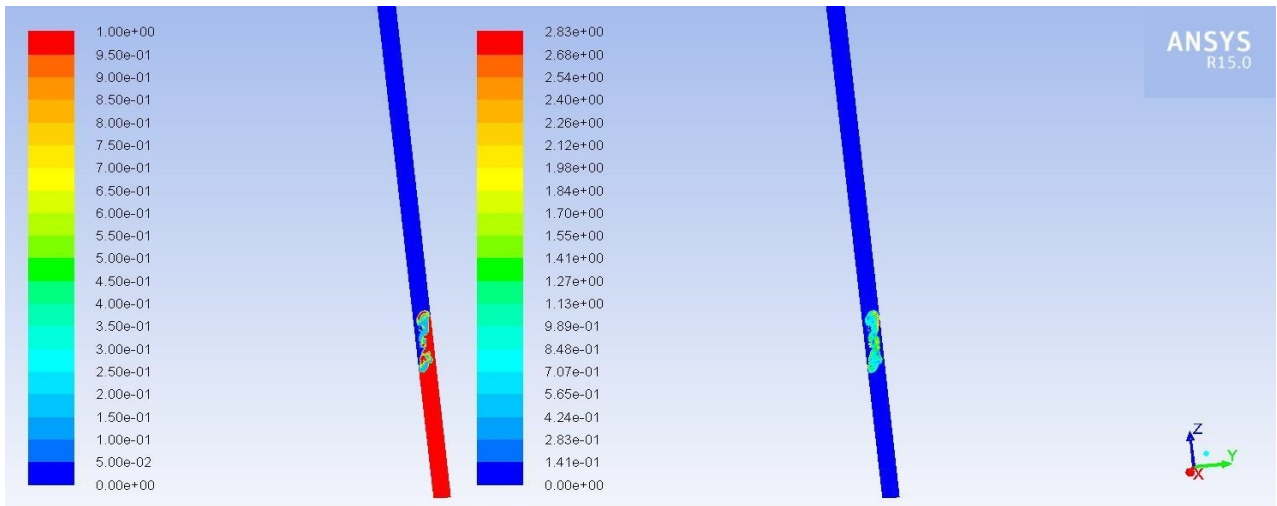
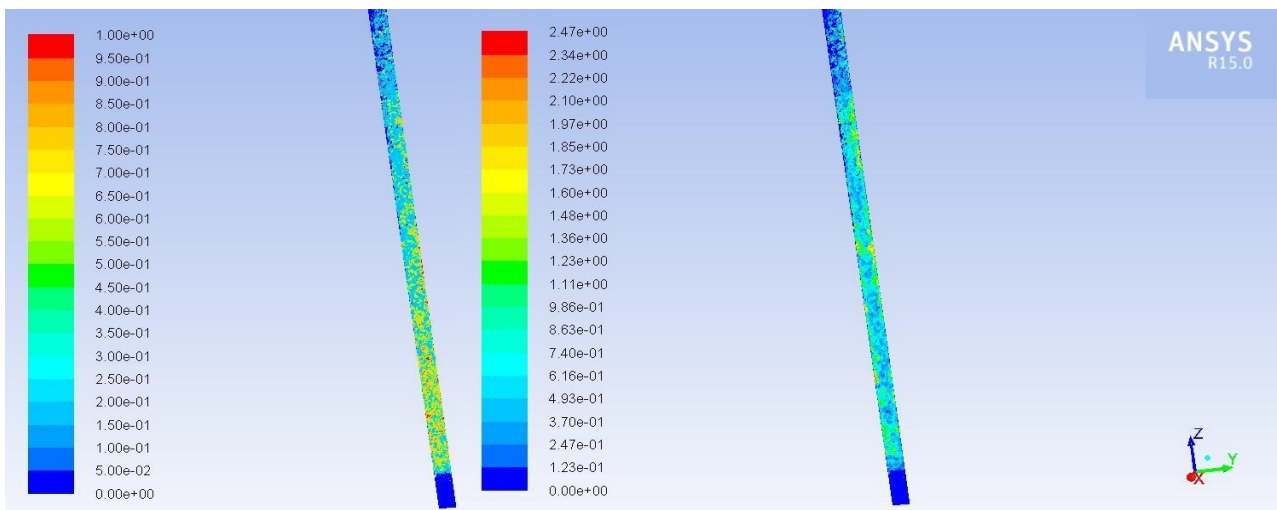
Σχήμα 14. Αστάθειες Rayleigh-Taylor και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 7s$



Σχήμα 15. Ακαθόριστες δομές πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 13s$



Σχήμα 16. Ροή με αναταράξεις-φυσαλίδες πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 26s$

Σχήμα 17. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 6\text{s}$ Σχήμα 18. Κλάσμα όγκου πετρελαίου και ταχύτητα μίγματος (σε m/s), $t = 100\text{s}$

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Θαλάσσια ατυχήματα που οδηγούν σε ρύπανση του περιβάλλοντος λόγω διαρροής πετρελαίου από ναυάγια, υπεράκτιες εξέδρες και πλατφόρμες γεωτρήσεων συμβαίνουν τακτικά. Η μελέτη αυτή αποσκοπεί στην προσομοίωση της ροής στο σύστημα DIFIS που έχει αναπτυχθεί για να ελαχιστοποιήσει τις περιβαλλοντικές επιπτώσεις.

Από τα αποτελέσματα της μελέτης συμπεραίνουμε ότι το πετρέλαιο που απελευθερώνεται από το ατύχημα μπορεί να ρεύσει μέσω του εύκαμπτου σωλήνα λόγω της διαφοράς πυκνότητας με αυτή του θαλασσινού νερού, χωρίς την υποβοήθηση μηχανικών μερών. Επιπλέον μπορεί να τοποθετηθεί άμεσα η ανεστραμμένη χοάνη στο σημείο της διαρροής, έχοντας κλειστό το πάνω μέρος της έως ότου αναπτυχθεί πλήρως το σύστημα, εμποδίζοντας το πετρέλαιο να διασκορπιστεί στο θαλάσσιο περιβάλλον. Τέλος, προκύπτει ότι μπορεί να απελευθερωθεί και ποσότητα πετρελαίου που εγκλωβίζεται στο σωλήνα για οποιοδήποτε λόγο, όπως για παράδειγμα στην περίπτωση που χρειαστεί να διακοπεί η ροή προκειμένου να αδειάσει η αποθηκευτική δεξαμενή στο κατάλληλο δεξαμενόπλοιο.

Βιβλιογραφία:

- Andritsos F., Konstantinopoulos P. A, Charatsis K. J., Derdas C., Mazarakos D. and Kostopoulos V., .Recuperation of Oil Trapped in Ship-Wrecks: the DIFIS Concept., International Symposium on Maritime Safety, Security and Environmental Protection, SSE, Athens, 2007.
- Buchner B., Cozijn H., van Dijk R. and Wichers J., .Important Environmental Modelling Aspects for Ultra Deep Water Model Tests., Deep Offshore Technology Conference, DOT, Rio de Janeiro, 2001.
- Buchner B., Wichers J.E.W. and de Wilde J.J. , .Features of the State-of-the-art Deepwater Offshore Basin., Offshore Technology Conference, OTC, Houston, 1999.
- Cozijn J.L., Andritsos F., Konstantinopoulos P.A., Charatsis K. J., Derdas C., Mazarakos D., Kostopoulos V., Hoornstra D., Arnedo Pena A., Candini L., Ametler, S., Fidani A., Castex A., Delauze M., Drogou J.F., Lévêque J.P., Davies P., Montandon C., Geffard F., Pecot F. and Estrada V., .Recovery of Oil Trapped in Ship-Wrecks: the DIFIS Concept, International Oil Spill Conference, IOSC, Savannah, 2008.
- Cozijn J.L., .DIFIS Concept for the Removal of Oil from Ship Wrecks - Hydrodynamic Scale Model Tests for Operational, Survival and Offloading Conditions and System Deployment., International Offshore and Polar Engineering Conference, ISOPE, Beijing, 2010.
- Andritsos F. and Cosijn H., .Draft: An Innovative Method for Containing Offshore Oil Well Blow-outs., International Conference on Ocean and Arctic Engineering, ASME, Rotterdam, 2011.
- Giannoulis D. P. A. and Margaris D. P., .Oil Leakages Caused by Maritime Accidents: Computational Study of a Recuperating Method Based on Buoyancy Driven Flows., Proc. 5th International Conference from Scientific Computing to Computational Engineering, Athens, July 2012.
- Giannoulis D. P. A. and Margaris D. P., .Numerical Simulation of Leaking oil Collection from a Ship Wreck., Proc. 5th International Conference on Experiments/Process/System Modeling/Simulation/Optimization, Athens, July 2013.
- Giannoulis D. P. A. and Margaris D. P., .3D CFD Simulation of an Oil Spill Prevention System based on Buoyancy Driven Flows., Proc. 6th International Conference from Scientific Computing to Computational Engineering, Athens, July 2014.
- Giannoulis D. P. A. and Margaris D. P. (2012), .Computational Study of the Two-phase Flow Formed Within the Vertical Pipe of a System Designed to Remove Leaking Oil from Maritime Accidents., International Review of Mechanical Engineering, Vol. 6 N. 7, pp. 1694-1699.
- Giannoulis D. P. A. and Margaris D. P. (2014), .Numerical simulation of the Three-phase Flow Formed within the Riser Tube of a System Designed to Remove Leaking Oil from Maritime Accidents., International Review of Mechanical Engineering, Vol. 8 N. 1, pp. 94-99.
- Fluent Inc., Fluent 15 Documentation-User's Guide, 2013.
- CFD Pre-processor, Gambit 2.3 Documentation, 2004.

DIFIS: Avoiding Pollution from Maritime Accidents

Abstract

The effectiveness of a system designed to directly collect leaking oil from shipwrecks and prevent the formation of oil spill is examined through the 3D numerical study of a different kind of maritime accident with leaking oil flow rate of about 60000 bpd. Leaking oil is collected by an inverted funnel (dome), and channelled along with sea water, through a riser tube to the sea surface, forming a two-phase oil-sea water flow. It relies on gravity to channel the flow of oil towards the surface, due to the fact that oil is not dissolved and has a lower density than sea-water. The flow towards the upper part of the dome is examined as well the flow through the riser tube to show that the system is able to channel the collected oil to the surface in sufficient flow rates. Also is studied the case of a trapped quantity of oil in the dome which is released without additional flux from the accident. Finally, a possible inclination of the riser tube due to sea currents, in conjunction with an entrapped quantity of oil is examined to find out whether this situation could lead to a blockage of the flow within the system.

ΕΝΑ ΑΓΝΩΣΤΟ ΠΑΡΑΔΟΞΟ ΓΙΑ ΙΔΑΝΙΚΗ ΡΟΗ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΚΥΛΙΝΔΡΙΚΟ ΣΩΜΑ, Η ΕΠΙΛΥΣΗ ΤΟΥ ΚΑΙ Η ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΓΙΑ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΕΣ ΡΟΕΣ

Ευστάθιος Κωνσταντινίδης
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
Μπακόλα και Σιαλβέρα, Κοζάνη 50100, ekonstantinidis@uowm.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία αποσκοπεί στη μελέτη της *προστιθέμενης μάζας* που συμπαράσύρεται από ένα κυλινδρικό σώμα το οποίο ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα ρευστού. Αρχικά παρουσιάζεται η κλασσική προσέγγιση που υπάρχει στη βιβλιογραφία σύμφωνα με τη θεωρία της ιδανικής ροής, η οποία οδηγεί σε ένα άγνωστο παράδοξο. Στη συνέχεια το πρόβλημα προσεγγίζεται σε ένα μη-αδρανειακό σύστημα αναφοράς προσαρμοσμένο στο σώμα το οποίο κινείται εντός στάσιμου ρευστού. Η προσέγγιση αυτή καταλήγει σε μια νέα έκφραση για την αδρανειακή δύναμη που ασκείται επί του σώματος με την οποία αίρεται το προηγούμενο παράδοξο. Στη συνέχεια η νέα έκφραση χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με την εξίσωση κίνησης ενός κυλινδρικού σώματος με ένα βαθμό ελευθερίας να ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα χωρίς μηχανική δύναμη επαναφοράς. Η αρμονική ανάλυση του προβλήματος σύμφωνα με τη νέα προσέγγιση της προστιθέμενης μάζας, φανερώνει σε αντίθεση με την κλασσική προσέγγιση, ότι το πλάτος ταλάντωσης αυξάνεται σημαντικά καθώς μειώνεται η μάζα του σώματος. Η παρούσα θεωρητική μελέτη υποδεικνύει μια κρίσιμη τιμή της μάζας του σώματος για την οποία ο ρυθμός αύξησης του πλάτους ταλάντωσης γίνεται μέγιστος, η οποία τιμή είναι σε πολύ καλή συμφωνία με προηγούμενες πειραματικές και υπολογιστικές μελέτες.

Λέξεις Κλειδιά: Προστιθέμενη μάζα, Αλληλεπίδραση ροής ρευστού και κινούμενου στερεού.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οποτεδήποτε ένα στερεό σώμα επιταχύνεται μέσα σε ένα ρευστό δέχεται μια πρόσθετη αδρανειακή δύναμη η οποία ανθίσταται στην επιτάχυνση. Ως εκ τούτου, το στερεό σώμα συμπεριφέρεται ως αν η μάζα του ήταν μεγαλύτερη από ότι η πραγματική μάζα του. Η επιπλέον μάζα μπορεί να αναφέρεται στη βιβλιογραφία ως *προστιθέμενη* ή *υδροδυναμική μάζα* από τους αντίστοιχους αγγλικούς όρους *added* και *hydrodynamic mass*. Η έννοια της προστιθέμενης μάζας είναι από τις πρωταρχικές στην κλασσική υδροδυναμική και σύμφωνα με μία βιβλιογραφική πηγή (Korotkin, 2009) η πρώτη αναφορά στον όρο έγινε από τον Dubua το 1776. Ωστόσο όπως αναφέρεται σε μια σχετικά πρόσφατη ανασκόπηση της βιβλιογραφίας (Sarpkaya, 2004), η προστιθέμενη μάζα είναι από τις περισσότερο μελετημένες άλλα ελάχιστα κατανοητές έννοιες στη μηχανική των ρευστών.

Ο σκοπός της παρούσας εργασίας είναι να αναθεωρήσει την κλασσική προσέγγιση της αδρανειακής δύναμης λόγω προστιθέμενης μάζας στην περίπτωση όπου ένα στερεό σώμα ταλαντώνεται αρμονικά εγκάρσια σε ελεύθερο ρεύμα ρευστού ομοιόμορφης ταχύτητας. Το πρόβλημα αυτό είναι καθοριστικής σημασίας κατά την αλληλεπίδραση ροής ρευστού και κινούμενου στερεού όπως η περίπτωση όπου οι ταλαντώσεις του στερεού σώματος είναι αυτό-διεγερόμενες από το πεδίο ροής πέριξ του σώματος όταν αυτό είναι στηριγμένο ελαστικά, ή το ίδιο το σώμα έχει ελαστικότητα. Το φαινόμενο οφείλεται στην περιοδική έκλυση δινών κατάντι του σώματος που έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη περιοδικών

δυνάμεων επί του σώματος και συνεπακόλουθο τη διέγερση ταλαντώσεων (ρευστοελαστικότητα). Η επίδραση της προστιθέμενης μάζας στην ταλαντωτική συμπεριφορά γίνεται σημαντική όταν η πυκνότητα του ρευστού είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τη μέση πυκνότητα του στερεού σώματος. Το πρόβλημα αυτό εμφανίζεται συνήθως σε υδάτινο περιβάλλον όπως για παράδειγμα οι ταλαντώσεις υπεράκτιων αγωγών εξόρυξης πετρελαίου από τον πυθμένα της θάλασσας, των υπεράκτιων πλατφορμών και των συνδετικών τους καλωδίων. Η σύγχρονη τάση για εκτεταμένη εκμετάλλευση τέτοιων κοιτασμάτων από αυξανόμενα βάθη και η χρήση διαρκώς ελαφρύτερων κατασκευών έχουν καταστήσει το πρόβλημα της υδροελαστικότητας ως σημαντικό παράγοντα στο οικονομικό κόστος σχεδιασμού και κατασκευής τέτοιων μηχανολογικών διατάξεων.

2. ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

Η δύναμη λόγω προστιθέμενης μάζας μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά από τη θεωρία για αστρόβιλη ροή ασυμπίεστου ρευστού (*ιδανική ροή*). Σε αυτή την περίπτωση, το πεδίο ροής περιγράφεται από την εξίσωση Bernoulli,

$$\nabla \left(\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} V^2 + \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = 0 \quad (1)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού, p η πίεση, V το μέτρο της ταχύτητας και ϕ το δυναμικό της ταχύτητας, έτσι ώστε $\mathbf{V} = \text{grad} \phi$. Ολοκλήρωση της τελευταίας εξίσωσης δίνει

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} V^2 + k(t) \quad (2)$$

όπου $k(t)$ είναι μια συνάρτηση του χρόνου η τιμή της οποίας είναι ανεξάρτητη της θέσης. Η δύναμη που ενεργεί σε ένα κυλινδρικό σώμα βρίσκεται με ολοκλήρωση της πίεσης στην περιφέρεια του,

$$\mathbf{F} = - \int_S p \mathbf{n} \, dS \quad (3)$$

όπου \mathbf{n} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετα στην επιφάνεια S (θετικό προς το εσωτερικό του σώματος). Αντικατάσταση της εξίσωσης Bernoulli στην (3) και ενσωματώνοντας τη συνάρτηση $k(t)$ στο δυναμικό λαμβάνεται το ακόλουθο αποτέλεσμα:

$$\mathbf{F} = \rho \int_S \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} V^2 \right) \mathbf{n} \, dS \quad (4)$$

Θεωρείται ένα στερεό κυλινδρικό σώμα κυκλικής διατομής ακτίνας R . Είναι γνωστό ότι το δυναμικό της ταχύτητας σε αστρόβιλη ροή γύρω από τον κύλινδρο προκύπτει ως επαλληλία ομοιόμορφης ροής και διπόλου το οποίο εκφρασμένο σε ένα καρτεσιανό σύστημα αναφοράς $\{x, y\}$ μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\phi(x, y) = U_\infty x + U_\infty \frac{R^2 x}{x^2 + y^2} \quad (5)$$

όπου U_∞ είναι η ταχύτητα της ομοιόμορφης ροής. Έστω τώρα ότι το στερεό σώμα επιταχύνει εντός ακίνητου ρευστού. Το δυναμικό της ροής μπορεί να παραχθεί αφαιρώντας την ομοιόμορφη ροή (πρώτος όρος στο δεξί σκέλος της τελευταίας εξίσωσης) και μετατοπίζοντας το δίπολο κατά τη x διεύθυνση (Milne-Thomson, 1968)

$$\phi(x, y, t) = U(t) \frac{R^2 [x - X(t)]}{[x - X(t)]^2 + y^2} \quad (6)$$

όπου $X(t)$ είναι η στιγμιαία θέση του κέντρου του κυλίνδρου και $U(t)$ είναι η στιγμιαία ταχύτητα του. Θεωρούμε ότι μια δεδομένη χρονική στιγμή το κέντρο του κυλίνδρου διέρχεται από την αρχή των αξόνων ($X=0$), οπότε

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{R^2 x}{x^2 + y^2} \frac{dU}{dt} - \frac{R^2 U^2}{x^2 + y^2} + \frac{2R^2 U^2 x^2}{(x^2 + y^2)^2}, \quad (7)$$

ενώ

$$V^2 = U^2 \frac{R^4}{(x^2 + y^2)^2}. \quad (8)$$

Αξίζει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι η εφαρμογή της τελευταίας εξίσωσης στην περιφέρεια του κυλίνδρου όπου $x^2 + y^2 = R^2$ δίνει $V^2 = U^2$. Δηλαδή, η ταχύτητα του ρευστού είναι ίδια με την ταχύτητα του σώματος και συνεπώς σε αυτή την ειδική περίπτωση ισχύει πέραν της γνωστής συνθήκης μη διείδυσης για ιδανική ροή και η συνθήκη μη-ολίσθησης. Αντικατάσταση των (7) και (8) στην (4) και ολοκλήρωση γύρω από την περιφέρεια του κυλίνδρου ($x^2 + y^2 = R^2, x = R \cos \theta$) δίνει τη δύναμη που ασκείται στο σώμα ανά μοναδιαίο μήκος,

$$\mathbf{F} = \rho \int_{\theta=0}^{2\pi} \left[-R \cos \theta \frac{dU}{dt} - U^2 + 2U^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2}U^2 \right] (\mathbf{i} \cos \theta + \mathbf{j} \sin \theta) R d\theta \quad (9)$$

ήτοι

$$\mathbf{F} = -\rho \pi R^2 \frac{dU}{dt} \mathbf{i} \quad (10)$$

όπου \mathbf{i} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στη x διεύθυνση κατά την οποία επιταχύνει το σώμα. Δηλαδή, προκύπτει μια δύναμη η οποία ανθίσταται στην επιτάχυνση του σώματος. Ο όρος $\rho \pi R^2$ αντιπροσωπεύει την προστιθέμενη μάζα η οποία συμπαρασύρεται από το στερεό σώμα κατά την κίνηση του. Η προστιθέμενη μάζα συμπτωματικά ισούται με τη μάζα του ρευστού που εκτοπίζεται από το στερεό σώμα. Παρατηρείστε ότι μόνο ο πρώτος όρος στο δεξί σκέλος της (7) συνεισφέρει στο ολοκλήρωμα (4) ενώ ο όρος $\frac{1}{2}V^2$ δεν έχει συνεισφορά για ρευστό σε ηρεμία.

3. ΤΟ ΠΑΡΑΔΟΞΟ

Έστω ότι ένα στερεό κυλινδρικό σώμα ταλαντώνεται αρμονικά εγκάρσια σε ελεύθερο ρεύμα ομοιόμορφης ταχύτητας U_∞ παράλληλα στον x άξονα. Το δυναμικό της ταχύτητας σε αστρόβιλη ροή γύρω από ταλαντούμενο κύλινδρο μπορεί να γραφεί ως

$$\phi(x, y, t) = U_\infty x + \frac{U_\infty x - \dot{Y}(t)[y - Y(t)]}{x^2 + [y - Y(t)]^2} R^2 \quad (11)$$

όπου $Y(t)$ είναι η στιγμιαία θέση του κέντρου του κυλίνδρου και $\dot{Y}(t)$ η στιγμιαία ταχύτητα του. Με άλλα λόγια, το δυναμικό της ταχύτητας δίνεται από την υπέρθεση των δύο προηγούμενων περιπτώσεων. Παραγωγή της (11) ως προς το χρόνο περιορίζοντας την ανάλυση στην περιφέρεια του κυλίνδρου ($x^2 + [y - Y(t)]^2 = R^2, y - Y(t) = R \sin \theta$) δίνει

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = [y - Y(t)] \frac{dU}{dt} + U^2 \quad (12)$$

όπου $U = \dot{Y} = dY/dt$, ενώ

$$V^2 = 2U_\infty^2 (1 - \cos 2\theta) \quad (13)$$

Σημειώνεται ότι το ροϊκό πεδίο γύρω από το σώμα παραμένει αμετάβλητο από την κίνηση του σώματος. Αντικατάσταση των δύο τελευταίων εξισώσεων στην (4) δίνει

$$\mathbf{F} = \rho \int_{\theta=0}^{2\pi} \left[-R \sin \theta \frac{dU}{dt} - U^2 + 2U_\infty^2 (1 - \cos 2\theta) \right] (\mathbf{i} \cos \theta + \mathbf{j} \sin \theta) R d\theta \quad (14)$$

και με ολοκλήρωση στην περιφέρεια του κυλίνδρου λαμβάνεται

$$\mathbf{F} = -\rho \pi R^2 \frac{dU}{dt} \mathbf{j}. \quad (15)$$

Προκύπτει όπως και προηγουμένως μια αδρανειακή δύναμη η οποία ανθίσταται στην επιτάχυνση του σώματος με μοναδική συνιστώσα παράλληλα με την επιτάχυνση του σώματος. Στην περίπτωση απλής αρμονικής ταλάντωσης

$$Y(t) = A \sin(\omega t) \quad \text{και} \quad \dot{Y}(t) = \omega A \cos(\omega t),$$

όπου A είναι το πλάτος και ω η γωνιακή συχνότητα ταλάντωσης, η κάθετη δύναμη γίνεται

$$F_y = -m_A \frac{dU}{dt} = -m_A \dot{Y}(t) = m_A \omega^2 A \sin \omega t \quad (16)$$

όπου $m_A = \rho \pi R^2$ είναι η προστιθέμενη μάζα του ρευστού. Δηλαδή στην περίπτωση σώματος κυκλικής διατομής η προστιθέμενη μάζα συμπτωματικά ισούται με τη μάζα του ρευστού που εκτοπίζεται από το στερεό σώμα όπως και για την περίπτωση ρευστού σε ηρεμία.

Έστω τώρα ένα φανταστικό πείραμα όπου ένα κυλινδρικό σώμα εκτελεί αρμονική ταλάντωση απειροελάχιστου αλλά πεπερασμένου πλάτους κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα. Σε αυτή την περίπτωση το πεδίο ροής θα είναι πρακτικά μόνιμο όπως για μη-κινούμενο σώμα και το δυναμικό της ταχύτητας θα δίνεται από την (5). Συνεπώς θα ασκείται μηδενική δύναμη στο σώμα. Ωστόσο, η εξίσωση (15) προβλέπει ότι η δύναμη μπορεί να γίνει οσοδήποτε μεγάλη αυξάνοντας τη συχνότητα ταλάντωσης, πράγμα το οποίο αποτελεί παράδοξο.

4. ΝΕΑ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

Θεωρείται ένα κυλινδρικό σώμα το οποίο ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα ομοιόμορφης ταχύτητας, U_∞ . Από την κίνηση του σώματος επάγεται μια χρονικά μεταβαλλόμενη σχετική ταχύτητα $\mathbf{U}(t) = U_\infty \mathbf{i} + \dot{Y}(t) \mathbf{j}$ όπου \mathbf{i} και \mathbf{j} είναι τα μοναδιαία διανύσματα σε ένα σταθερό σύστημα αναφοράς με καρτεσιανές συντεταγμένες $\{x, y\}$, η $Y(t)$ περιγράφει την θέση του σώματος στο χρόνο και η άνω τελεία υποδηλώνει παράγωγο ως προς το χρόνο, $\dot{Y} = dY/dt$. Η κίνηση του σώματος μπορεί να περιγραφεί σε ένα μη-αδρανειακό σύστημα αναφοράς με πολικές συντεταγμένες $\{\eta, \theta\}$ το οποίο μετατοπίζεται και περιστρέφεται ώστε να παρακολουθήσει τη σχετική κίνηση του σώματος ως προς το ρευστό (Konstantinidis, 2013), ήτοι

$$\mathbf{U}(t) = U(t) \hat{\mathbf{e}}_\eta \quad (17)$$

όπου $\hat{\mathbf{e}}_\eta$ είναι το μοναδιαίο διάνυσμα παράλληλα στη στιγμιαία διεύθυνση της σχετικής ταχύτητας και $U(t) = \sqrt{U_\infty^2 + \dot{Y}^2(t)}$ είναι το μέτρο της σχετικής ταχύτητας (Σχήμα 1). Η επιτάχυνση του σώματος στο κινητό σύστημα αναφοράς βρίσκεται με διαφορίση της τελευταίας σχέσης, ήτοι

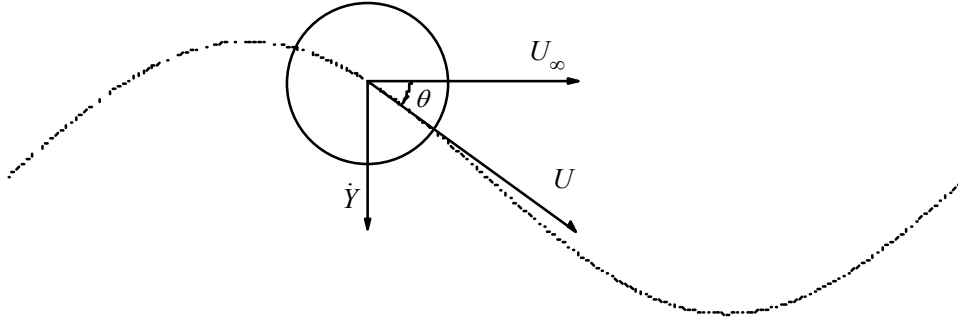
$$\dot{\mathbf{U}} = \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \dot{U} \hat{\mathbf{e}}_\eta + U \dot{\theta} \hat{\mathbf{e}}_\xi \quad (18)$$

όπου θ είναι η χρονικά μεταβαλλόμενη γωνία η οποία ορίζεται στο Σχήμα 1 και $\hat{\mathbf{e}}_\xi$ είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετα στο διάνυσμα της ταχύτητας.

Στη γενική περίπτωση αυθαίρετης δισδιάστατης γεωμετρίας του σώματος, κάθε όρος στο δεξί σκέλος της (18) σχετίζεται με διαφορετικούς όρους του μητρώου προστιθέμενης μάζας, ήτοι για γραμμική και περιστροφική επιτάχυνση του σώματος (σημειώνεται εδώ ότι το μητρώο προστιθέμενης μάζας είναι ένας τανυστής 3×3 σε δύο διαστάσεις και 6×6 σε τρεις διαστάσεις). Ωστόσο, εάν το σώμα είναι κυκλικής διατομής τότε η προστιθέμενη μάζα για περιστροφική κίνηση είναι μηδέν ενώ για γραμμική κίνηση ισούται με την εκτοπιζόμενη μάζα του ρευστού όπως δείξαμε παραπάνω. Συνεπώς, μόνο ο πρώτος όρος συνεισφέρει στην αναπτυσσόμενη αδρανειακή δύναμη λόγω προστιθέμενης μάζας, η οποία μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\mathbf{F} = m_A \dot{\mathbf{U}} = m_A \dot{U} \hat{\mathbf{e}}_\eta. \quad (19)$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα δείχνει ότι η αναπτυσσόμενη αδρανειακή δύναμη είναι ευθυγραμμισμένη με την στιγμιαία σχετική ταχύτητα, η οποία ωστόσο δεν είναι ομόρροπη με την επιτάχυνση του σώματος, ενώ το μέτρο της αδρανειακής δύναμης εξαρτάται επίσης από την παράγωγο της σχετικής ταχύτητας ως προς το χρόνο.



Σχήμα 1. Σχηματική αναπαράσταση ενός κυλινδρικού σώματος το οποίο ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα σε ένα μη-αδρανειακό σύστημα αναφοράς το οποίο κινείται με το σώμα. Στο μη-αδρανειακό σύστημα αναφοράς το ρευστό είναι ακίνητο.

Εάν η ταλάντωση του σώματος θεωρηθεί απλή αρμονική, $Y(t) = A \sin(\omega t)$, τότε το μέτρο της σχετικής ταχύτητας είναι

$$U(t) = U_\infty \sqrt{1 + \alpha^2 \cos^2 \omega t} \quad (20)$$

όπου $\alpha = \omega A / U_\infty$ είναι ο λόγος της μέγιστης ταχύτητας του σώματος προς την ταχύτητα του ρευστού. Παραγώγιση της σχετικής ταχύτητας ως προς το χρόνο δίνει

$$\dot{U} = \frac{dU}{dt} = -\omega^2 A \frac{\alpha \sin(2\omega t)}{2\sqrt{1 + \alpha^2 \cos^2(\omega t)}} \quad (21)$$

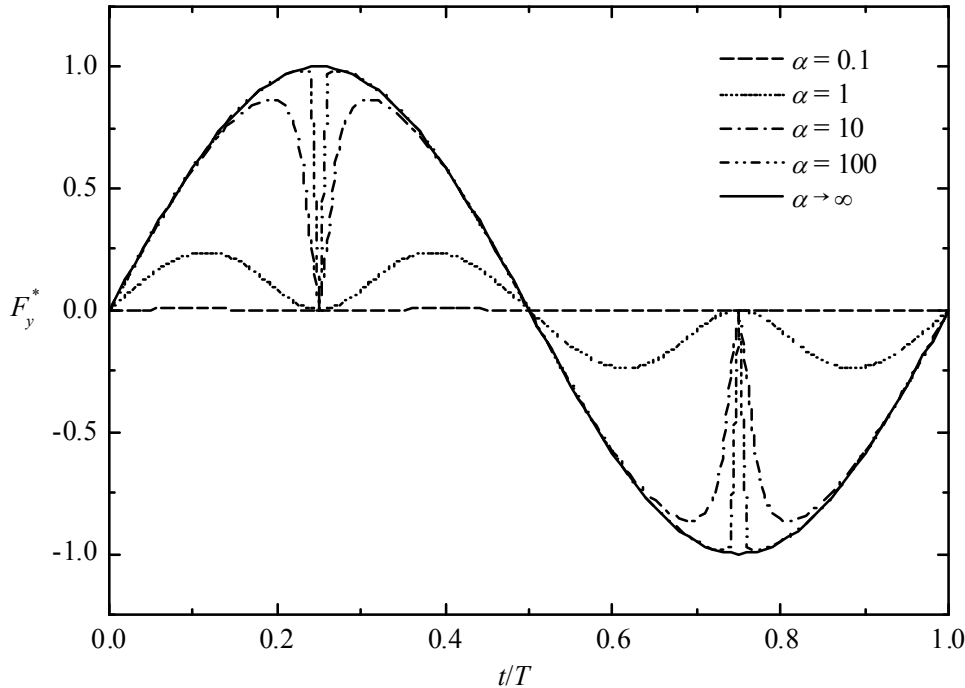
Η αδρανειακή δύναμη κάθετα στο ελεύθερο ρεύμα μπορεί να υπολογιστεί με προβολή στον y άξονα της διευθυντικά μεταβαλλόμενης δύναμης μέσω του μετασχηματισμού $\hat{e}_\eta = \mathbf{i} \cos \theta + \mathbf{j} \sin \theta$. Μετά από κατάλληλους λογισμούς λαμβάνεται το ακόλουθο αποτέλεσμα:

$$F_y = m_A \omega^2 A \sin(\omega t) \left[\frac{\alpha^2 \cos^2(\omega t)}{1 + \alpha^2 \cos^2(\omega t)} \right] = -m_A \ddot{Y}(t) G(t; \alpha). \quad (22)$$

Σύγκριση του παραπάνω αποτελέσματος με την (16) δείχνει ότι σύμφωνα με τη νέα προσέγγιση το αποτέλεσμα είναι ίδιο με αυτό της κλασσικής προσέγγισης πολλαπλασιασμένο με τον όρο μεταξύ των αγκυλών. Ο όρος αυτός είναι μια μη-διαστατική συνάρτηση του χρόνου η οποία συμβολίζεται εφεξής $G(t; \alpha)$ και η τιμή της οποίας εξαρτάται αποκλειστικά από την παράμετρο άλφα, α . Δηλαδή, σε ιδανική ροή γύρω από κυλινδρικό σώμα το οποίο ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα αναπτύσσεται λόγω της προστιθέμενης μάζας ρευστού μία πολύπλοκη μη-αρμονική αδρανειακή δύναμη στην κάθετη διεύθυνση η οποία ανθίσταται στην επιτάχυνση.

Η σημαντική διαφορά των αποτελεσμάτων (16) και (22) έγκειται στο ότι κάθε προσέγγιση επιβάλλει διαφορετικές οριακές συνθήκες στην επιφάνεια του κυλίνδρου. Όπως είναι ευρέως γνωστό, η θεωρία του ιδανικού ρευστού δεν επιδέχεται μία και μοναδική λύση (Joseph et al. 2008). Συνεπώς εκείνες οι οριακές συνθήκες που αντιστοιχούν στις πραγματικές, δηλαδή τη συνθήκη μη-ολίσθησης στο τοίχωμα, οδηγούν σε λύση που προσεγγίζει καλύτερα το πραγματικό πεδίο ροής.

Στο Σχήμα 2 παρουσιάζεται η χρονική μεταβολή της κάθετης αδρανειακής δύναμης που ασκείται σε κυλινδρικό σώμα το οποίο εκτελεί απλή αρμονική ταλάντωση κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου α σύμφωνα με την εξίσωση (22). Η δύναμη είναι ανηγμένη σε αδιάστατο μέγεθος διαιρώντας με τον όρο $m_A \omega^2 A$. Όπως φαίνεται στο διάγραμμα, η νέα προσέγγιση οδηγεί σε ένα αποτέλεσμα που αναιρεί το παράδοξο της κλασσικής προσέγγισης καθώς $G(t; \alpha) \rightarrow 0$ όταν $\alpha \rightarrow 0$ και άρα αναπτύσσεται μηδενική δύναμη για απειροελάχιστο πλάτος ταλάντωσης (παρατηρείστε ότι ακόμη και για $\alpha = 0.1$ η κάθετη δύναμη είναι αμελητέα). Επίσης, όταν το στερεό σώμα ταλαντώνεται σε ακίνητο ρευστό ($U_\infty = 0$) τότε το αποτέλεσμα της νέας προσέγγισης ταυτίζεται με αυτό της κλασσικής καθώς $\alpha \rightarrow \infty$ και $G(\alpha) \rightarrow 1$, δηλαδή $F_y = -m_A \omega^2 A \sin \omega t$.



Σχήμα 2. Η κάθετη αδρανηϊκή δύναμη που ασκείται σε κυλινδρικό σώμα το οποίο ταλαντώνεται αρμονικά κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου α σύμφωνα με την υπόθεση της ιδανικής ροής.

5. ΣΗΜΑΣΙΑ ΓΙΑ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΕΣ ΡΟΕΣ

Σε αυτή την ενότητα αξιοποιείται το αποτέλεσμα της νέας προσέγγισης για τη μελέτη της αλληλεπίδρασης ροής ρευστού και κινούμενου στερεού σώματος και ειδικότερα των αυτό-διεγερόμενων ταλαντώσεων ελαστικά υποστηριζόμενου κυλινδρικού σώματος το οποίο μπορεί να ταλαντώνεται με ένα βαθμό ελευθερίας κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα. Είναι γνωστό ότι η περιοδική έκλυση δυνάμεων από το σώμα οδηγεί στην ανάπτυξη περιοδικών δυνάμεων επί του σώματος οι οποίες είναι δυνατό να διεγείρουν ταλαντώσεις του σώματος (Sargkaya, 2004). Η εξίσωση κίνησης του σώματος δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$m\ddot{Y} + c\dot{Y} + kY = F_y \quad (23)$$

όπου Y , \dot{Y} , και \ddot{Y} είναι η μετατόπιση, η ταχύτητα και η επιτάχυνση του σώματος κάθετα στο ελεύθερο ρεύμα, m είναι η μάζα του σώματος (εδώ χωρίς τη προστιθέμενη μάζα του ρευστού), c είναι η σταθερά απόσβεσης, k είναι η σταθερά ελαστικότητας (ή σκληρότητας) και F_y είναι η υδροδυναμική φόρτιση.

Στην παρούσα εργασία θα μας απασχολήσει η ειδική περίπτωση όπου το σώμα ταλαντώνεται κάθετα σε ελεύθερο ρεύμα χωρίς να ασκείται δύναμη επαναφοράς ελατηρίου ($k = 0$). Η περίπτωση αυτή παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς η ταλάντωση του σώματος καθορίζεται κυρίως από τη ρευστοδυναμική συμπεριφορά ενώ, όπως είναι προφανές, η επίδραση των μηχανολογικών παραμέτρων περιορίζεται σε αυτή της μάζας του σώματος. Πειράματα από τους Govardhan and Williamson (2002) έχουν υποδείξει την ύπαρξη μια κρίσιμης τιμής μάζας ενός τέτοιου συστήματος όπου όταν η μάζα του σώματος είναι μεγαλύτερη από αυτή την κρίσιμη τιμή παρουσιάζονται μικρού εύρους ταλαντώσεις ενώ όταν η μάζα του είναι μικρότερη τότε εμφανίζονται ταλαντώσεις μεγάλου εύρους. Υπολογιστική προσομοίωση του προβλήματος έχει υποδείξει ανάλογη συμπεριφορά αλλά η μεταβολή του πλάτους με την μάζα του συστήματος είναι συνεχής σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds στην περιοχή μη-μόνιμης στρωτής ροής (Shiels et al. 2000). Σε κάθε περίπτωση, το φαινόμενο δεν μπορεί να ερμηνευτεί θεωρητικά σύμφωνα με την κλασική προσέγγιση της προστιθέμενης μάζας.

Πολύ συχνά στη βιβλιογραφία η μάζα m στην εξίσωση κίνησης (23) συμπεριλαμβάνει την προστιθέμενη μάζα του ρευστού η οποία υποτίθεται ότι δίνεται από την κλασσική προσέγγιση. Επί της ουσίας, η συνολική δύναμη διαχωρίζεται σε δύο μέρη

$$F_Y = F_{Ideal} + F_{Vortex} \quad (24)$$

όπου ο πρώτος όρος είναι η αδρανειακή δύναμη λόγω προστιθέμενης μάζας σε αστρόβιλη ροή και ο δεύτερος όρος είναι η δύναμη που σχετίζεται με το πεδίο στροβιλότητας γύρω από το σώμα. Η αποσύνθεση της συνολικής δύναμης σε επιμέρους συνιστώσες έχει προταθεί από τον Lighthill (1986) ενώ αρκετοί άλλοι ερευνητές απέδειξαν ότι είναι σε ισχύ (βλ. Konstantinidis, 2013). Σύμφωνα με τα παραπάνω, η δύναμη λόγω προστιθέμενης μάζας σε ιδανική ροή μπορεί να εκφραστεί ως

$$F_{Ideal}(t) = m_{EA} \ddot{Y}(t) \quad (25)$$

όπου $m_{EA} = m_A G(t; a)$ είναι η αποτελεσματική προστιθέμενη μάζα του ρευστού βάσει της νέας προσέγγισης. Αντικατάσταση της τελευταίας έκφρασης στην εξίσωση κίνησης (23) δίνει

$$(m + m_{EA}) \ddot{Y} + c \dot{Y} = F_{Vortex} \quad (26)$$

Η εξίσωση κίνησης (26) περιέχει τον όρο προστιθέμενης μάζας που εξαρτάται μη-γραμμικά από την ταλάντωση του σώματος. Σε πρώτη προσέγγιση, η συνάρτηση $G(t; a)$ μπορεί να αναπτυχθεί σε σειρά συνημίτονων (34) όπως παρουσιάζεται στο Παράρτημα. Η χρήση των όρων πέραν του σταθερού καθιστά την επίλυση της εξίσωσης κίνησης δυσχερή καθώς εισάγει αρμονικές της βασικής συχνότητας ταλάντωσης. Κρίνεται σκόπιμο να χρησιμοποιηθεί μόνον ο σταθερός όρος ο οποίος μπορεί να προσεγγιστεί πολύ ικανοποιητικά από την συνάρτηση $G_0(\alpha) = \kappa \alpha^2$, όπου η τιμή της σταθεράς κ βρίσκεται με προσαρμογή με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων στην περιοχή $\alpha < 1$ στην οποία περιορίζεται το πρόβλημα, οπότε $m_{EA} = \kappa \alpha^2 m_A$. Παρατηρείστε ότι σύμφωνα με την κλασσική προσέγγιση $m_{EA} = m_A$.

Η δύναμη λόγω του πεδίου στροβιλότητας μπορεί να εκφραστεί ως μια περιοδική συνάρτηση του χρόνου

$$F_{Vortex}(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 D C_V \sin(2\pi f t + \varphi_v) \quad (27)$$

όπου C_V είναι ένας συντελεστής δύναμης και φ_v η γωνία φάσης μεταξύ μετατόπισης και διεγερτικής δύναμης. Είναι αναμενόμενο ότι τόσο το μέγεθος του συντελεστή όσο και η φάση εξαρτώνται σημαντικά από το αδιάστατο πλάτος και την αδιάστατη συχνότητα ταλάντωσης καθώς και από τον αριθμό Reynolds (Sarpakya, 2004).

Θεωρείται ότι το σώμα εκτελεί απλή αρμονική ταλάντωση, $Y(t) = A \sin(\omega t)$. Υπό τις παραπάνω προϋποθέσεις η εξίσωση κίνησης (26) δύναται να επιλυθεί με αντικατάσταση των αναλυτικών εκφράσεων για τη μετατόπιση, την ταχύτητα, την επιτάχυνση και τη χρονικά μεταβαλλόμενη δύναμη διέγερσης εξισώνοντας του συντελεστές των ημιτόνων και των συνημίτονων στο αριστερό και στο δεξί σκέλος της εξίσωσης. Η μαθηματική ανάλυση οδηγεί σε ένα ζεύγος εξισώσεων, ήτοι

$$C_V \sin \varphi_v = 4\pi^3 m^* \zeta S^2 f^* A^* \quad (28)$$

$$C_V \cos \varphi_v = 2\pi^3 (m^* + m_{EA}^*) S^2 f^{*2} A^* \quad (29)$$

όπου έχουν ορισθεί οι ακόλουθες παράμετροι:

$$\text{Αδιάστατο πλάτος ταλάντωσης: } A^* = \frac{A}{2R}$$

$$\text{Αδιάστατο συχνότητα ταλάντωσης: } f^* = \frac{f}{f_{v0}}$$

$$\text{Λόγος πυκνοτήτων στερεού/ρευστού: } m^* = \frac{m}{\rho\pi R^2}$$

$$\text{Λόγος προστιθέμενης/εκτοπιζόμενης μάζας ρευστού: } m_{EA}^* = \frac{m_{EA}}{\rho\pi R^2}$$

$$\text{Λόγος απόσβεσης: } \zeta = \frac{c}{4\pi f_{v0} m}$$

$$\text{Αριθμός Strouhal: } S = \frac{f_{v0} D}{U_\infty}$$

Ο λόγος απόσβεσης είναι συνήθως πολύ μικρός και μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος ($\zeta \approx 0$). Ωστόσο, θα θεωρηθεί εδώ ότι δεν είναι αμελητέος για λόγους γενικότητας με το μειονέκτημα ότι οι εξισώσεις έχουν πιο πολύπλοκη μορφή.

Η συνήθης πρακτική για λύση του συστήματος εξισώσεων (28) και (29) είναι να χρησιμοποιούνται εμπειρικά δεδομένα για την υδροδυναμική φόρτιση σε φάση με τη μετατόπιση και την ταχύτητα, τα οποία στο συγκεκριμένο πρόβλημα πρέπει να αναχθούν στη μορφή $C_V \sin \varphi_V$ και $C_V \cos \varphi_V$ στον παραμετρικό χώρο $\{A^*, f^*\}$. Ωστόσο, η προσέγγιση αυτή παρουσιάζει την αδυναμία ότι το πρόβλημα δεν είναι μονοσήμαντα προσδιορισμένο, το οποίο μπορεί αποδειχθεί με μαθηματικό λογισμό αυστηρά. Αυτό μπορεί να γίνει επίσης αντιληπτό εάν απαλειφθεί η γωνία φάσης από τις δύο εξισώσεις, όπως δείχνουμε παρακάτω. Σε αυτή την περίπτωση, η εξίσωση κίνησης καταλήγει στο ακόλουθο αποτέλεσμα

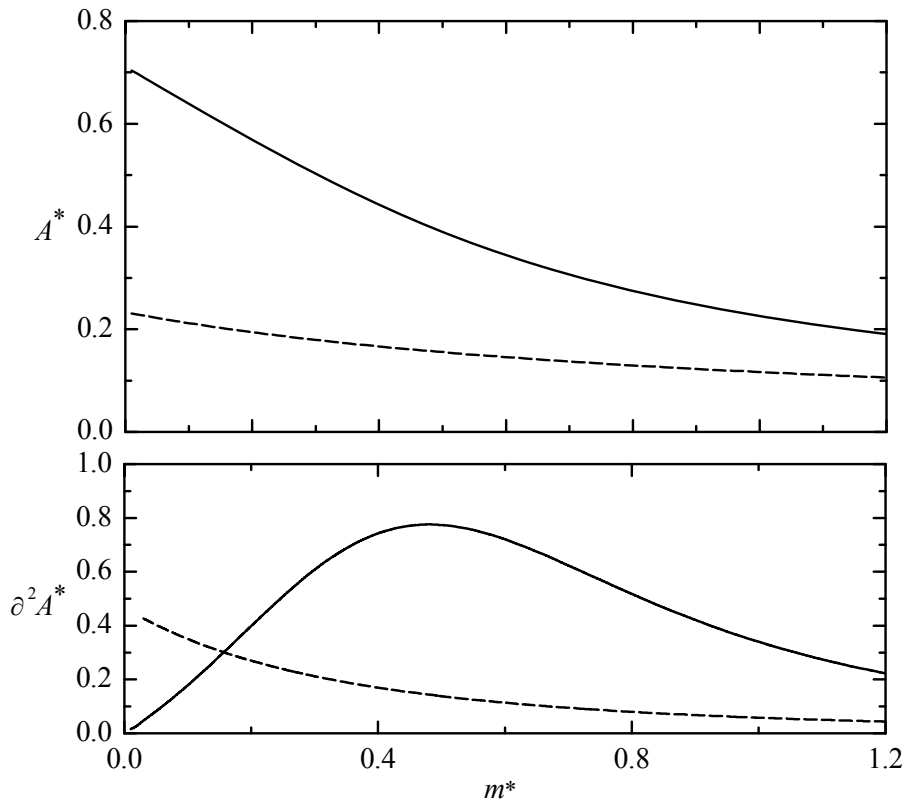
$$A^* = \frac{C_V}{2\pi^3 S^2 f^*} \left[(2m^* \zeta)^2 + f^{*2} (m^* + m_{EA}^*)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (30)$$

Μπορεί να γίνει άμεσα αντιληπτό ότι στην παραπάνω εξίσωση υπάρχουν δύο εξαρτημένες μεταβλητές για τις οποίες θέλουμε να βρούμε λύση, δηλαδή το πλάτος και η συχνότητα ταλάντωσης.

Χρησιμοποιώντας την τετραγωνική προσέγγιση για τον όρο προστιθέμενης μάζας, η εξίσωση κίνησης καταλήγει σε ένα πολυώνυμο 6^{ου} βαθμού ως προς A^* . Είναι προφανές ότι τα σημεία που ικανοποιούν την παραπάνω εξίσωση για δεδομένο m^* και S (πρακτικά σταθερό αριθμό Reynolds) ορίζουν μια καμπύλη στον παραμετρικό χώρο $\{A^*, f^*\}$ εάν θεωρήσουμε ότι ο συντελεστής δύναμης C_V μεταβάλλεται με συνεχή τρόπο, όπως και είναι αναμενόμενο από τη φυσική του προβλήματος. Δεδομένου ότι σύμφωνα με προηγούμενες μελέτες ο συντελεστής δύναμης παρουσιάζει σχετικά πολύπλοκη εξάρτηση στον παραμετρικό χώρο (π.χ. Gopalkrishnan, 1993; Kaiktsis et al. 2007) η μορφή της καμπύλης είναι δύσκολο να προσδιορισθεί ακόμα και εάν αγνοηθεί η επίδραση του αριθμού Reynolds.

Προκειμένου να αποφύγουμε τις δυσκολίες που παρουσιάζονται στην ανάλυση της εξίσωσης κίνησης μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε κάποιες απλουστευτικές παραδοχές οι οποίες όμως έχουν ορθολογική βάση. Η πρώτη παραδοχή είναι ότι το σύστημα θα επιλέξει αυθόρμητα μια συχνότητα ταλάντωσης κοντά σε αυτή της ελεύθερης έκλυσης δινών $f \approx f_{v0}$ καθώς αυτή είναι η μοναδική φυσική συχνότητα του προβλήματος, παραδοχή η οποία επαληθεύεται και από τα διαθέσιμα δεδομένα (Govardhan and Williamson, 2002). Η δεύτερη παραδοχή είναι ότι ο συντελεστής δύναμης θεωρείται ότι δεν επηρεάζεται σημαντικά από την κίνηση του σώματος και είναι μόνο συνάρτηση του αριθμού Reynolds, ήτοι $C_V \approx C_L(Re)$, στην οποία περίπτωση μπορεί να υπολογιστεί από εμπειρικές συσχετίσεις (βλ. Norberg, 2003). Η τελευταία παραδοχή είναι ιδιαίτερα απλουστευτική – ωστόσο επιτρέπει την κατανόηση του προβλήματος και τη σύγκριση του αποτελέσματος με την κλασική προσέγγιση. Ως παράδειγμα, στο Σχήμα 3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για το πλάτος ταλάντωσης συναρτήσει του m^* . Σημειώνεται εδώ ότι το πολυώνυμο που περιγράφει την εξίσωση κίνησης έχει δύο πραγματικές ρίζες που έχουν την ίδια απόλυτη τιμή με αντίθετο πρόσημο και δύο συζυγείς μιγαδικές ρίζες, δηλαδή υπάρχει μοναδική λύση με φυσικό νόημα. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3, σε $Re = 10000$ το πλάτος ταλάντωσης αυξάνει μονοτονικά καθώς ο m^* μειώνεται ενώ φτάνει

σε μια μέγιστη τιμή $A^* = 0.7$ καθώς $m^* \rightarrow 0$. Το πλάτος ταλάντωσης είναι συγκρίσιμο με πειραματικά δεδομένα σε $Re = 12000$ όπου παρατηρήθηκε ένα μέγιστο πλάτος ταλάντωσης $A^* = 0.8$ (Morse and Williamson, 2009). Αντίθετα, σύμφωνα με την κλασσική προσέγγιση της προστιθέμενης μάζας, το πλάτος ταλάντωσης ίσα που ξεπερνά την τιμή 0.2 καθώς $m^* \rightarrow 0$. Επίσης παρατηρείται ότι ο ρυθμός μεταβολής του πλάτους ταλάντωσης $\partial^2 A^* / \partial m^{*2}$ εμφανίζει μέγιστο σε μια χαρακτηριστική τιμή $m_{crit}^* = 0.48$ η οποία είναι σε καλή συμφωνία με την κρίσιμη τιμή όπου εμφανίζεται απότομη αύξηση του πλάτους ταλάντωσης στα πειράματα, ήτοι $m_{crit}^* = 0.505$ (Morse and Williamson, 2009). Αντιθέτως, σύμφωνα με την κλασσική προσέγγιση δεν εμφανίζεται μέγιστο. Επέκταση της ανάλυσης σε ένα εύρος αριθμών Reynolds υποδεικνύει ότι η χαρακτηριστική τιμή όπου εμφανίζεται το μέγιστο είναι σε πολύ καλή συμφωνία με πειραματικά δεδομένα για την κρίσιμη μάζα, m_{crit}^* .



Σχήμα 3. Μεταβολή του πλάτους ταλάντωσης A^* και της δεύτερης παραγώγου του πλάτους $\partial^2 A^* / \partial m^{*2}$ με το λόγο πυκνοτήτων, m^* . Θεωρητικές προλέξεις για αριθμό $Re = 10^4$ σύμφωνα με τη νέα προσέγγιση της προστιθέμενης μάζας (συνεχής καμπύλες) και την κλασσική προσέγγιση (διακεκομμένες καμπύλες).

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η παρούσα μελέτη έδειξε ότι η αδρανειακή δύναμη λόγω προστιθέμενης μάζας πρέπει να υπολογίζεται σε ένα μη-αδρανειακό σύστημα αναφοράς που παρακολουθεί το σώμα καθώς αυτό κινείται εντός στάσιμου ρευστού έτσι ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη μη-ολίσθησης στο τοίχωμα. Η προσέγγιση αυτή οδηγεί σε μια νέα έκφραση για την κάθετη δύναμη που σχετίζεται με το ιδανικό πεδίο ροής η οποία είναι περισσότερο πολύπλοκη από την κλασσική που χρησιμοποιείται ευρέως στη βιβλιογραφία. Η νέα έκφραση αναιρεί το παράδοξο που σχετίζεται με την κλασσική όπως αναδείχθηκε στην παρούσα εργασία και επιπλέον μπορεί να ερμηνεύσει θεωρητικά την συμπεριφορά ενός σώματος το οποίο μπορεί να ταλαντώνεται με ένα βαθμό ελευθερίας κίνησης κάθετα σε ρεύμα ομοιόμορφης ταχύτητας χωρίς μηχανική δύναμη επαναφοράς.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Η συνάρτηση $G(t; \alpha)$ είναι θετικά ορισμένη και οι τιμές της κυμαίνονται μεταξύ του μηδέν και μιας μέγιστης τιμής $(1 + \alpha^{-2})^{-1}$. Είναι επίσης περιοδική, άρτια και μη-αρμονική συνάρτηση του χρόνου. Ως εκ τούτου μπορεί να αναλυθεί σε αρμονική σειρά

$$G(t) = G_0 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n\omega t) \quad (31)$$

όπου n είναι ακέραιος αριθμός ($= 1, 2, \dots$). Οι σταθεροί συντελεστές της σειράς υπολογίζονται από τις ακόλουθες σχέσεις

$$G_0 = \frac{1}{T} \int_0^T G(t) dt \quad (32)$$

και

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^T G(t) \cos(n\omega t) dt \quad (33)$$

όπου $T = \omega/2\pi$ είναι η περίοδος ταλάντωσης. Τα παραπάνω ολοκληρώματα δεν είναι τετριμμένα αλλά μπορούν να υπολογιστούν αριθμητικά. Σημειώνεται ότι τα ολοκληρώματα είναι ανεξάρτητα από την περίοδο T . Επίσης προκύπτει ότι $b_n = 0$ όταν ο ακέραιος αριθμός n είναι περιττός. Συνεπώς, η συνάρτηση $G(t; \alpha)$ μπορεί να προσεγγιστεί ως

$$G(t; \alpha) \approx G_0(\alpha) + b_2(\alpha) \cos(2\omega t) + b_4(\alpha) \cos(4\omega t) + \dots \quad (34)$$

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Gopalkrishnan, R. (1993) Vortex-induced forces on oscillating bluff cylinders. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- Govardhan, R. and Williamson, C. H. K. (2002) Resonance forever: Existence of a critical mass and an infinite regime of resonance in vortex-induced vibration. *J. Fluid Mech.* 473, p. 147.
- Joseph, D., Funada, T. Wang, J. Potential Flows of Viscous and Viscoelastic Fluids, Cambridge University Press, 2008, p. 5.
- Kaiktsis, L., Triantafyllou, G. S., Özbas, M. (2007) Excitation, inertia, and drag forces on a cylinder vibrating transversely to a steady flow. *J. Fluids Struct.* 23, p. 1.
- Konstantinidis, E. (2013a) Added mass of a circular cylinder oscillating in a free stream. *Proc. R. Soc. A* 469 (2156), art. no 20130135.
- Konstantinidis, E. (2013b) Apparent and effective drag for circular cylinders oscillating transverse to a free stream. *J. Fluids Struct.* 39, p. 418.
- Korotkin A. I. Added masses of ship structures, Berlin, Germany: Springer, 2009, p. 1.
- Lighthill, J. (1986) Fundamentals concerning wave loading on offshore structures. *J. Fluid Mech.* 173, p. 667.
- Milne-Thomson L. M. Theoretical hydrodynamics, London, UK: Macmillan & Co Ltd, 1938, 243.
- Morse, T. L. and Williamson, C. H. K. (2009) The effect of Reynolds number on the critical mass phenomenon in vortex-induced vibration. *Phys. Fluids* 21, art. no 045105.
- Norberg, C. (2003) Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *J. Fluids Struct.* 17 (1), p. 57.
- Païdoussis, M. P., Price, S. J. & De Langre, E. Fluid-Structure Interactions: Cross-Flow-Induced Instabilities, Cambridge University Press, 2011.
- Shiels, D., Leonard, A. and Roshko, A. (2001) Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *J. Fluids Struct.* 15 (1), p. 3.