

ΕΡ&Σ



LFM&T

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

---

Διδακτορική Διατριβή

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΚΑΙ ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ  
ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΑΝΑΜΕΙΞΗΣ ΣΕ ΤΥΡΒΩΔΗ ΡΟΪΚΑ ΠΕΔΙΑ ΜΕ  
ΣΤΡΩΜΑΤΟΠΟΙΗΣΗ ΚΑΙ ΠΕΡΙΣΤΡΟΦΗ

υπό

ΖΗΣΙΜΑΤΟΥ ΑΦΡΟΔΙΤΗΣ

Πτυχιούχου Φυσικού Α.Π.Θ. 2002  
M.sc. τμήμα Φυσικής, Φυσική Περιβάλλοντος, ΑΠΘ 2004

Υπεβλήθη για την εκπλήρωση μέρους των  
απαιτήσεων για την απόκτηση του  
Διδακτορικού Διπλώματος

Βόλος, 2011

© 2011 Αφροδίτη Ζησιμάτου

Η έγκριση της διδακτορικής διατριβής από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας δεν υποδηλώνει αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα (Ν. 5343/32 αρ. 202 παρ. 2).

## **Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:**

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων) [Δρ. Ερρίκος Σταπουνιζής](#)  
[Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων](#)  
[Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας](#)

Δεύτερος Εξεταστής [Δρ. Παναγιώτης Παπανικολάου](#)  
[Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών,](#)  
[Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο](#)

Τρίτος Εξεταστής [Δρ. Χρήστος Βασιλικός](#)  
[Καθηγητής, Imperial College](#)

Τέταρτος Εξεταστής [Δρ. Αναστάσιος Σταματέλλος](#)  
[Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών,](#)  
[Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας](#)

Πέμπτος Εξεταστής [Δρ. Αναστάσιος Σταμάτης](#)  
[Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων](#)  
[Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας](#)

Έκτος Εξεταστής [Δρ. Παναγιώτης Τσιακάρης](#)  
[Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων](#)  
[Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας](#)

Έβδομος Εξεταστής [Δρ Νικόλαος Ανδρίτσος](#)  
[Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων](#)  
[Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας](#)

## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Ερρίκο Σταπουντζή για τη βοήθεια του στην εκπόνηση της διατριβής μου καθώς και τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς επιτροπής τους καθηγητές Π. Παπανικολάου και Χ. Βασιλικό για τις πολύτιμες συμβουλές τους. Ευχαριστώ ακόμη τα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για την προσεκτική ανάγνωση της διατριβής μου και για τις πολύτιμες υποδείξεις τους, κ.κ. Α. Σταματέλλο, Π. Τσιακάρα, Ν. Ανδρίτσο, Α. Σταμάτη.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την υποψήφια διδάκτορα Καπτσιανού Δήμητρα για τη βοήθεια της κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων και την ηθική υποστήριξη της κατά τη διάρκεια των σπουδών μου. Σημαντική ήταν η συμβολή των διδασκόντων του Π.Θ. Γ. Κωνσταντά και Κ. Πέρρου στα προγράμματα του Labview και Matlab, καθώς και του υπ. Διδάκτορα Δ. Τζιουριτζούμη στις μετρήσεις με το σύστημα LDA. Τέλος, ευχαριστώ το φοιτητή Κατσαμά Γεώργιο για τη βοήθεια του καθώς και τον τεχνικό του τμήματος Βέργο Αθανάσιο για την ουσιαστική βοήθεια του στην κατασκευή της πειραματικής διάταξης. Αφιερώνω αυτή τη διατριβή στην οικογένεια μου που με στηρίζει σε όλη την διάρκεια των σπουδών μου, αλλά και σε κάθε μου επιλογή τόσο υλικά όσο και ψυχολογικά.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παραγωγή τύρβης μέσω παλλόμενων πλεγμάτων για τη μελέτη διάφορων φαινομένων που έχουν περιβαλλοντικές και βιομηχανικές εφαρμογές, χρησιμοποιείται ευρέως τα τελευταία χρόνια από την ερευνητική κοινότητα. Στην παρούσα διατριβή, ο συγκεκριμένος τρόπος παραγωγής τύρβης χρησιμοποιείται για τη μελέτη διάχυσης και ανάμιξης ουσιών στην παραγόμενη τυρβώδη ροή.

Συγκεκριμένα, κατασκευάστηκε διάταξη για την παραγωγή τύρβης, η οποία αποτελείται από ταλαντωτή με χρήση ηλεκτροκινητήρα ο οποίος θέτει σε κίνηση δύο πλέγματα που ταλαντώνονται στην οριζόντια διεύθυνση μέσα σε υδροδεξαμενή. Μετρήθηκε το ροϊκό πεδίο που παράγεται με το σύστημα LDA (Laser Doppler Anemometer) και διαπιστώθηκε ότι προσεγγίζει ομογενή και ισότροπη τύρβη. Μελετήθηκε η διάχυση ουσιών οι οποίες εκλύονται στην τυρβώδη ροή, χωρίς αρχική ταχύτητα, με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής. Χρησιμοποιήθηκαν διάφορες μέθοδοι οπτικοποίησης και τελικά η μέθοδος LIF (Laser Induced Fluorescence) απέδωσε τα καλύτερα αποτελέσματα. Ο χρόνος διασποράς των ουσιών βρέθηκε ότι μειώνεται με την ένταση της τύρβης. Υπολογίστηκε η χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης και διαπιστώθηκε μια εκθετική σχέση ακτίνας χρόνου, η οποία δεν απέχει πολύ από την αντίστοιχη σχέση που προτείνει η θεωρία Taylor για τη διάχυση ουσιών μέσα σε τυρβώδη ροή.

Μελετήθηκε η διασπορά ουσιών μέσα σε ορθογωνικές κοιλότητες οι οποίες ήταν τοποθετημένες μέσα στη δεξαμενή στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα με τη μέθοδο LIF. Αρχικά μετρήθηκε το ροϊκό πεδίο μέσα στις κοιλότητες και διαπιστώθηκε ότι το μέγεθος των κοιλοτήτων επηρεάζει την ένταση της τύρβης που εισέρχεται σε αυτές. Στη συνέχεια μελετήθηκε η διασπορά και ανάμιξη ουσιών στις κοιλότητες υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων, με τη χρήση διαλυμάτων διαφορετικής πυκνότητας. Αναλύθηκε ο μηχανισμός με τον οποίο γίνεται η ανάμιξη των ουσιών στο εσωτερικό των κοιλοτήτων.

Τέλος, μελετήθηκε η διασπορά ουσιών μέσα σε κυκλική κοιλότητα η οποία τοποθετήθηκε στον πυθμένα της δεξαμενής, υπό την επίδραση ανωστικών και περιστροφικών δυνάμεων με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής. Η εισαγωγή περιστροφικών δυνάμεων έγινε με τη χρήση μαγνήτη ο οποίος περιστρέφεται με τη βοήθεια μαγνητικού αναδευτήρα. Διαπιστώθηκε ότι η περιστροφή επιδρά στο χρόνο διασποράς, στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, δηλαδή για χαμηλή ένταση τύρβης.

# Experimental study of mixing in turbulent flow fields with stratification and rotation.

## Summary

Generation of turbulence using double oscillating grids has many environmental and industrial applications and is widely used by researchers through the world. In the present thesis this kind of turbulence generation is used to study the dispersion and mixing of contaminant in turbulent flow.

The experimental setup consists of a pair of grids attached to an eccentric mechanism that provides the nearly sinusoidal motion in the horizontal direction, inside a water tank. Velocity measurements were conducted using an LDA system and it was found that the turbulent flow field is nearly homogeneous and isotropic. Flow visualization was achieved using LIF method in order to study contaminant dispersion. Mixing time of contaminant was found to decrease with turbulent intensity. An exponential time dependency of cloud radius (rad) was calculated for various turbulent intensities.

The dispersion of contaminant (dye tracer) in rectangular cavities inside the water tank was studied using the LIF method. The flow field inside the cavities was measured with LDA, and it was found that the size of cavities affects turbulence penetration in the cavities. Influence of buoyant forces in the dispersion and mixing of contaminant inside the cavities was examined using dye tracer dilutions of various densities.

Finally, the dispersion of contaminant by rotational and buoyant forces was examined inside a circular cavity that was placed on the bottom of the tank. Rotation was achieved using a cylindrical shaped magnet that rotates through a magnetic stirrer. The whole experiment was monitored with flow visualization method. It was found that rotation affects dispersion in low turbulent intensities.

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

- Re αριθμός Reynolds,  $Re = \frac{ud}{\nu}$
- $u_i$  στιγμιαία ταχύτητα (m/s)
- $U_i$  μέση χρονικά τιμή της ταχύτητας (m/s)
- $u'_i$  διακύμανση ταχύτητας (m/s)
- T περίοδος (s)
- $\rho$  πυκνότητα (kg/m<sup>3</sup>)
- $\overline{\sigma_{ij}}$  τανυστής τάσης (kg/m s<sup>2</sup>)
- $\nu$  κινηματικό ιξώδες (m<sup>2</sup>/s)
- u, v, w ταχύτητες στους άξονες x,y,z αντίστοιχα (m/s)
- k κυματαριθμός (m<sup>-1</sup>)
- $\epsilon$  ρυθμός απώλειας ενέργειας (m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>)
- L ολοκληρωτική κλίμακα μήκους (m)
- $\eta$  κλίμακα Kolmogorov (m)
- $L_B$  κλίμακα Batchelor (m)
- D: συντελεστής μοριακής διάχυσης (m<sup>2</sup>/s)
- $q$  ρυθμός μεταφοράς μάζας ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου (kg/m<sup>2</sup> s)
- M mesh size (απόσταση ανάμεσα στα κέντρα δύο διάκενων) (m)
- S εύρος ταλάντωσης (m)
- f συχνότητα ταλάντωσης (Hz)

- $u'$  τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής του τετραγώνου της τυρβώδους ταχύτητας (root mean square velocity rms) (m/s)
- $z$  απόσταση από πλέγμα (m)
- $x=X(t)$  θέση ροικού σωματιδίου (m)
- $v=dX/dt$  λαγκρανζιανή ταχύτητα ροικού σωματιδίου (m/s)
- $Q_{ij}^L(\tau)$  λαγκρανζιανή συνάρτηση αυτοσυσχέτισης της ταχύτητας (m/s)<sup>2</sup>
- $R$  ακτίνα νέφους (m)
- $v_R$  ταχύτητα δίνης μεγέθους  $R$  (m/s)
- $\delta(x)$  στιγμιαία απομάκρυνση δύο σωματιδίων (m)
- $g$  σταθερά του νόμου Richardson
- $K-C$  αριθμός Keulegan-Carpenter  $KC=U/Lf$
- $\beta$  παράμετρος συχνότητας (Frequency parameter)  $\beta=fL^2/\nu$
- $AR$  aspect ratio (αναλογία διαστάσεων)
- $H$  ύψος κοιλότητας (m)
- $W$  εύρος κοιλότητας (m)
- $E$  enhancement ratio (συντελεστής  $E$ )
- $R_o$  Αριθμός Rossby  $R_o=u/Lf$
- $\Omega$  γωνιακή ταχύτητα (rad/s)
- $\varphi$  γεωγραφικό πλάτος ( $^\circ$ )
- $f$  συχνότητα Coriolis  $f=2\Omega\sin\varphi$  (rad/s)
- $\delta_f$  απόσταση των κροσσών συμβολής (m)
- $f_d$  συχνότητα Doppler (Hz)



- $\Gamma$  μέση κυκλοφορία της δίνης  $\Gamma = \int u * ds \text{ m}^2/\text{s}$
- $KC_{\text{mod}}$  (modified Keulegan –Karpenter number)  
 $KC_{\text{mod}} = u_{\text{rms-c}} / (W f_g)$

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

Διάγραμμα 5.1: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )

Διάγραμμα 5.2: Μεταβολή της rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)

Διάγραμμα 5.3: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )

Διάγραμμα 5.4: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)

Διάγραμμα 5.5: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )

Διάγραμμα 5.6: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)

Διάγραμμα 5.7: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{grid}=0.5651$  Hz

Διάγραμμα 5.8: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{grid}=1.49$  Hz

Διάγραμμα 5.9: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{grid}=2.98$  Hz

Διάγραμμα 5.10: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξιό πλέγμα για  $f_{grid}=0.5651$  Hz

Διάγραμμα 5.11: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξιό πλέγμα για  $f_{grid}=1,4946$  Hz

Διάγραμμα 5.12: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξιό πλέγμα για  $f_{grid}=2,98$  Hz

Διάγραμμα 5.13: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{grid}=0.5651$  Hz

Διάγραμμα 5.14: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{grid}=1,49$  Hz

Διάγραμμα 5.15: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{grid}=2,98$  Hz

Διάγραμμα 5.15: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{\text{grid}}=2,98$  Hz

Διάγραμμα 5.17: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο δεξί πλέγμα

Διάγραμμα 5.16: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο κέντρο

Διάγραμμα 5.15: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{\text{grid}}=2,98$  Hz

Διάγραμμα 5.17: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο δεξί πλέγμα

Διάγραμμα 5.16: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο κέντρο

Διάγραμμα 5.18: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο αριστερό πλέγμα

Διάγραμμα 5.19: Λόγος οριζόντιας με κάθετη συνιστώσα στο κέντρο και κοντά στο δεξί πλέγμα

Διάγραμμα 5.20: Σύγκριση της rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) στο κέντρο του πεδίου με τη θεωρία

Διάγραμμα 5.21: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη στο αριστερό πλέγμα

Διάγραμμα 5.22: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη στο δεξί πλέγμα

Διάγραμμα 5.23: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη  $u_{\text{theory}}(\text{left})+u_{\text{theory}}(\text{right})$  στο δεξί πλέγμα

Διάγραμμα 5.24: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη 14.5 cm από αριστερό πλέγμα

Διάγραμμα 5.25: Μεταβολή χρόνου διασποράς ως προς ένταση τύρβης  $u$

Διάγραμμα 5.25: Μεταβολή χρόνου διασποράς ως προς ένταση τύρβης  $u$

Διάγραμμα 5.26: Χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{\text{max}}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=6.2$  cm)

Διάγραμμα 5.27: Χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{\text{max}}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=3.1$  cm)

Διάγραμμα 5.28: χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{max}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=1.55\text{ cm}$ )

Διάγραμμα 5.29: Μεταβολή της απόστασης του κεντροειδούς του ρύπου από το σημείο έκλυσης του ρύπου, σε σχέση με το χρόνο

Διάγραμμα 5.30: Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης

Διάγραμμα 5.31: Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης, σύγκριση με θεωρία Taylor (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.31: Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης, σύγκριση με θεωρία Taylor (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.32: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.33: μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.34: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.35: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.36: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.37: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.38: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην κοιλότητα)

Διάγραμμα 5.39: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.40: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.41: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.42: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.43: Μεταβολή rms ταχύτητας(οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην μικρή κοιλότητα)

Διάγραμμα 5.44: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.45: μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.46: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.47: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.48: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)

Διάγραμμα 5.49: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

Διάγραμμα 5.50: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην κοιλότητα)

Διάγραμμα 5.51: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.5651\text{Hz}$

Διάγραμμα 5.52: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.751\text{ Hz}$

Διάγραμμα 5.53: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=1.49\text{ Hz}$

Διάγραμμα 5.54: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=2.24\text{ Hz}$

Διάγραμμα 5.55: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=2.98\text{ Hz}$

Διάγραμμα 5.56: Μεταβολή της  $u_{\text{rms}}$  με και χωρίς κοιλότητα σε επιλεγμένα σημεία της μεγάλης κοιλότητας

Διάγραμμα 5.57: Μέση κυκλοφορία δίνης στο σημείο D

Διάγραμμα 5.58: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης χωρίς αλάτι)

Διάγραμμα 5.59: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1005 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.60: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1010 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.61: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1020 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.62: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεσαία κοιλότητα- χωρίς αλάτι)

Διάγραμμα 5.63: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεσαία κοιλότητα- 1020 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.63: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεσαία κοιλότητα- 1020 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.64: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεγάλη κοιλότητα- χωρίς αλάτι)

Διάγραμμα 5.65: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεγάλη κοιλότητα- 1010 kg/m<sup>3</sup>)

Διάγραμμα 5.66: Χρόνος ανάμιξης στη μικρή κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.67: Χρόνος ανάμιξης στη μικρή κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.68: Χρόνος ανάμιξης στη μεσαία κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.69: Χρόνος ανάμιξης στη μεσαία κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.70: Χρόνος ανάμιξης στη μεγάλη κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.71: Χρόνος ανάμιξης στη μεγάλη κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.72: χρονική μεταβολή της φωτεινότητας

Διάγραμμα 5.73: Χρόνος καθαρισμού, μικρή κοιλότητα

Διάγραμμα 5.74: Χρόνος καθαρισμού, μεσαία κοιλότητα

Διάγραμμα 5.75: Χρόνος καθαρισμού, μεγάλη κοιλότητα

Διάγραμμα 5.76: Επίδραση του συντελεστή AR στο χρόνο καθαρισμού

Διάγραμμα 5.77: Επίδραση του συντελεστή AR και της  $u_{rms}$  στο μέγιστο χρόνο καθαρισμού

Διάγραμμα 5.78: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο  $1010 \text{ kg/m}^3$ ) με και χωρίς περιστροφή (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.79: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο  $1010 \text{ kg/m}^3$ ) με και χωρίς περιστροφή (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.80: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο  $1020 \text{ kg/m}^3$ ) με και χωρίς περιστροφή (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.81: Χρόνος ανάμιξης ανάλατου διαλύματος methyl blue (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.82: Χρόνος ανάμιξης ανάλατου διαλύματος methyl blue (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.83: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue  $1010 \text{ kg/m}^3$  (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.84: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue  $1010 \text{ kg/m}^3$  (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.85: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue  $1020 \text{ kg/m}^3$  (γραμμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.86: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue  $1010 \text{ kg/m}^3$  (λογαριθμική κλίμακα)

Διάγραμμα 5.87: Χρόνος ανάμιξης (χωρίς περιστροφή)

Διάγραμμα 5.88: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή  $2,5 \text{ s}^{-1}$ )

Διάγραμμα 5.89: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή  $3,33 \text{ s}^{-1}$ )

Διάγραμμα 5.90: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή  $6,33 \text{ s}^{-1}$ )

Διάγραμμα 5.91: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή  $5,7 \text{ s}^{-1}$ )

Διάγραμμα 5.92: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή  $6,66 \text{ s}^{-1}$ )

Διάγραμμα 5.93: Χρόνος διασποράς (χωρίς ταλάντωση των πλεγμάτων)

Πίνακας 2.1: Μορφή του ροικού πεδίου ανάλογα με τον αριθμό KC.  $Re=1000$

(Πηγή για  $KC < 4$  Sarpkaya (1986). Πηγή για  $KC > 4$  Williamson (1985) )

## **ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ**

Πίνακας 4.1: Ταχύτητες πλεγμάτων

Πίνακας 4.2: Παράμετροι από πειραματικές διατάξεις παραγωγής τύρβης

Πίνακας 4.3: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων (2<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής)

Πίνακας 4.4: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων (3<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης της ροής)

Πίνακας 4.5: παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων

Πίνακας 4.6: Πειραματικές παράμετροι μέτρησης ροϊκού πεδίου πλεγμάτων

Πίνακας 4.7: Πειραματικές παράμετροι μέτρησης ροϊκού πεδίου κοιλοτήτων

Πίνακας 4.8: Πειραματικές παράμετροι μελέτης διάχυσης μέσα στις κοιλοότητες με τη μέθοδο LIF

Πίνακας 4.9: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων και περιστροφής μαγνήτη

Πίνακας 5.1: Χρόνος διασποράς σε σχέση με ένταση τύρβης



## Περιεχόμενα

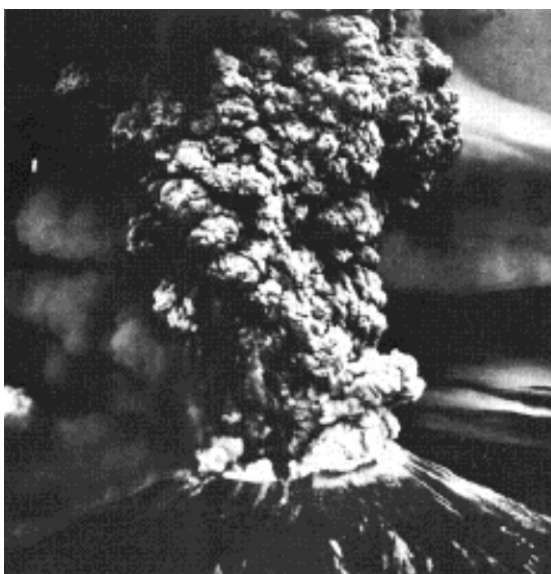
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	20
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ .....	22
2.1 Εισαγωγή.....	22
2.2 Χαρακτηριστικά της τύρβης .....	24
2.3 Προέλευση της τύρβης.....	24
2.4 Φυσικά χαρακτηριστικά τύρβης .....	25
2.5 Θεωρία Kolmogorov .....	32
2.6 Μηχανισμοί ανάμειξης σε τυρβώδεις ροές.....	36
2.7 Πειραματικοί μηχανισμοί παραγωγής τύρβης .....	38
2.8 Τύρβη παλλόμενου πλέγματος (grid stirred turbulence).....	39
2.9 Διάχυση ρύπων σε τυρβώδη ροή.....	46
2.10 Ανάμειξη ρύπων σε κοιλότητες – επίδραση δινών.....	54
2.11 Τύρβη παλλόμενου πλέγματος σε συνδυασμό με περιστροφικές δυνάμεις.....	60
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΚΑΙ ΟΡΓΑΝΩΝ.....	62
3.1. Περιγραφή πειραματικής διάταξης .....	62
3.1.1. Δεξαμενή νερού .....	63
3.1.3. Διάταξη έγχυσης χρωστικής ουσίας.....	64
3.2 Μετρητικά όργανα και συσκευές .....	65
3.2.1. Ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής.....	65
3.2.2. Ενισχυτής ταλαντωτικού μηχανισμού.....	66
3.2.3 Γεννήτρια συχνότητων.....	66
3.2.4. Μέτρηση του εύρους ταλάντωσης.....	67
3.2.5. Ταλαντωτής με τη χρήση ηλεκτροκινητήρα.....	68
3.2.6. Μέτρηση συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων .....	69
3.3 Μέθοδος ανεμομετρίας Laser Doppler Anemometer (LDA) .....	70
3.4. Μέθοδοι οπτικοποίησης της ροής.....	74
3.4.1. Οπτικοποίηση με έγχυση χρωστικής ουσίας.....	75
3.4.2. Οπτικοποίηση με τη μέθοδο planar LIF (Planar Laser Induced Fluoresence).....	77
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ .....	80
4.1 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/μέτρηση του ροϊκού πεδίου των πλεγμάτων.....	81
4.2 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/ οπτικοποίηση της ροής.....	86

4.3	Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/ μέτρηση του ροϊκού πεδίου μέσα σε κοιλότητες .....	95
4.4	Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/μελέτη της διάχυσης με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής .....	98
4.5	Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (ηλεκτρομαγνητικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής) ..	103
4.6	Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (μηχανικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής) .....	107
4.7	Εκτίμηση σφαλμάτων στις πειραματικές μετρήσεις .....	109
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ.....		112
5.1	Εισαγωγή.....	112
5.2	Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/μέτρηση του ροϊκού πεδίου των πλεγμάτων.....	112
5.2.1.	μετρήσεις ταχύτητας ροϊκού πεδίου.....	112
5.2.2.	Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD).....	116
5.2.3.	Έλεγχος ισοτροπίας της ροής .....	121
5.2.4	Σύγκριση μετρούμενης rms ταχύτητας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη .....	124
5.3	Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/ οπτικοποίηση της ροής .....	128
5.3.1.	Χρόνος διασποράς ρύπου(cloud dispersion time)-μεταβολή ως προς ένταση τύρβης.....	129
5.3.2.	Χρονική μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) ανά εύρος και συχνότητα .....	130
5.3.3.	Υπολογισμός κεντροειδούς του ρύπου (centroid of cloud) .	132
5.3.4	Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου ανά διαφορετική τιμή έντασης τύρβης.....	133
5.4	Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/ μέτρηση του ροϊκού πεδίου μέσα σε κοιλότητες .....	136
5.4.1	Μέτρηση ροϊκού πεδίου στο εσωτερικό των κοιλοτήτων .....	136
5.4.2	Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα .....	151
5.4.3.	Εξειδικευμένες μετρήσεις σε επιλεγμένα σημεία της κοιλότητας.....	155

5.5 Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/μελέτη της διάχυσης με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής .....	158
5.5.1.Μελέτη των μετρήσεων του χρόνου διασποράς στις κοιλότητες .....	168
5.5.2. Μηχανισμοί διασποράς μέσα στις κοιλότητες .....	173
Εικόνα 5.9: Δημιουργία ζεύγους δινών (μεσαία κοιλότητα $f=0.56$ Hz) .....	182
5.5.3. Επίδραση του ύψους των κοιλοτήτων στην ανάμιξη του ρύπου .....	185
5.6 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (ηλεκτρομαγνητικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής) ..	188
5.7 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (μηχανικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής) .....	191
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	200
ΤΕΧΝΙΚΟ ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	204
1. Περιγραφή της πειραματικής διάταξης οπτικοποίησης της ροής (μέθοδος LIF) .....	204
2. Υπολογισμός κεντροειδούς του ρύπου .....	206
3. Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου .....	207
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....	211

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο όρος 'τύρβη' πιθανότατα εμφανίστηκε πρώτη φορά σαν αναφορά σε ροές ρευστών από το Leonardo da Vinci που μελέτησε το φαινόμενο αναλυτικά. Σήμερα, η τύρβη θεωρείται σαν το τελευταίο μεγάλο άλυτο πρόβλημα της κλασσικής φυσικής. Οι περισσότερες ροές που εμφανίζονται τόσο στη φύση όσο και σε βιομηχανικές εφαρμογές είναι τυρβώδεις. Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα είναι τυρβώδες, τα cumulus νέφη (σωρείτες) είναι σε τυρβώδη κίνηση καθώς και οι αεροχείμαροι στην ανώτερη τροπόσφαιρα είναι τυρβώδεις. Τα θαλάσσια ρεύματα που βρίσκονται κάτω από την επιφάνεια της θάλασσας είναι τυρβώδη όπως για παράδειγμα το ρεύμα του Κόλπου του Μεξικού αλλά και ο καπνός από ηφαίστειο είναι τυρβώδης. Τα οριακά στρώματα που αναπτύσσονται στα φτερά των αεροσκαφών είναι τυρβώδη. Οι χημικοί μηχανικοί χρησιμοποιούν την τύρβη για να αναμιξούν και να ομογενοποιήσουν υγρά μίγματα και να επιταχύνουν χημικές αντιδράσεις σε υγρά ή αέρια.



Εικόνα 1.1: τυρβώδης ροή στον καπνό από ηφαίστειο  
(Mt. Saint Helen's June 1980)

Φαίνεται λοιπόν ότι η μελέτη της τύρβης έχει μεγάλο εύρος εφαρμογών. Τις τελευταίες δεκαετίες έχει γίνει μεγάλη πρόοδος στο πρόβλημα της τύρβης μέσα από θεωρητική και εργαστηριακή έρευνα, γεωφυσικές παρατηρήσεις και υπολογιστικές μετρήσεις. Στο παρελθόν, οι περισσότερες πειραματικές μελέτες πάνω στην τύρβη, έγιναν σε

αεροσήραγγες και υδροδεξαμενές, στις οποίες η μέση ροή περνούσε μέσω ενός πλέγματος το οποίο ήταν κάθετα τοποθετημένο στη ροή. Το μειονέκτημα αυτών των διατάξεων, ήταν ότι η τύρβη εξασθενούσε γρήγορα, και επομένως η πρακτική εφαρμογή τους ήταν περιορισμένη. Μία εναλλακτική πρόταση ήταν η παραγωγή τύρβης σε υδροδεξαμενή από παλλόμενο πλέγμα. Η τύρβη που παράγεται με αυτόν τον τρόπο χαρακτηρίζεται θεωρητικά πιο απλή, και θεωρείται ότι είναι ομογενής, ισότροπη και με μηδενική μέση ταχύτητα. Η συγκεκριμένη διάταξη χρησιμοποιείται για τη μελέτη της επίδρασης της τύρβης σε διάφορα φυσικά φαινόμενα. Τέτοια παραδείγματα είναι οι διαδικασίες ανάμιξης σε στρωματοποιημένη ροή, διαδικασίες μεταφοράς αερίου σε διεπιφάνειες νερού-αερίου, ανάμιξη ιζήματος (sediment suspension) κ.α., έχουν γίνει ωστόσο και πολλές μελέτες για την κατανόηση των ιδιοτήτων της τύρβης που παράγεται από παλλόμενο πλέγμα.

Στην παρούσα διατριβή η συγκεκριμένη διάταξη χρησιμοποιείται για τη μελέτη διάχυσης και ανάμιξης ουσιών στην τυρβώδη ροή που παράγεται. Συγκεκριμένα, στόχος της διατριβής είναι η μελέτη του μηχανισμού ανάμιξης ουσιών μέσα σε ορθογωνικές κοιλότητες οι οποίες βρίσκονται σε τυρβώδη ροή. Το καινοτόμο στοιχείο είναι η τοποθέτηση των κοιλοτήτων μέσα σε τυρβώδη ή ημιτονοειδή ροή, καθώς στη διεθνή βιβλιογραφία έχει μελετηθεί η εισαγωγή ροής πάνω από κοιλότητες οι οποίες είναι τοποθετημένες σε πάτωμα δεξαμενής (wall mounted cavities). Η κατανόηση βασικών παραμέτρων της τυρβώδους ροής, καθώς και του τρόπου με τον οποίο επηρεάζουν τη διάχυση ουσιών σε αυτή, είναι πολύ σημαντική καθώς έχει άμεση εφαρμογή στη διάχυση ρύπων σε περιβαλλοντικές ροές, όπως είναι η ατμόσφαιρα, η θάλασσα, ποτάμια κτλ.

Μετρήθηκε το τυρβώδες ροϊκό πεδίο που παράγεται από δύο παλλόμενα πλέγματα, και στη συνέχεια με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής, μελετήθηκε η διασπορά ρύπων μέσα στη ροή, αλλά και σε ορθογωνικές κοιλότητες οι οποίες τοποθετήθηκαν μέσα στη ροή. Έγινε εμβάθυνση στο μηχανισμό ανάμιξης ρύπων μέσα στις κοιλότητες, και μελετήθηκε η επίδραση του σχήματος των κοιλοτήτων, της έντασης της τύρβης, της πυκνότητας των διαλυμάτων-ρύπων, καθώς και των δινών που σχηματίζονται στις κοιλότητες. Τέλος, έγινε μελέτη της επίδρασης περιστροφικών δυνάμεων στην ανάμιξη ρύπων μέσα σε κοιλότητες.

Τα πειράματα έγιναν σε υδροδεξαμενή όπου τοποθετήθηκαν δύο πλέγματα τα οποία ταλαντώνονταν οριζόντια μέσα στο νερό. Επίσης, τοποθετήθηκαν τρεις διαφορετικές ορθογωνικές κοιλότητες μέσα στη ροή, στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα, και μελετήθηκε η ανάμιξη ρύπων στο εσωτερικό τους.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Σκοπός αυτού του κεφαλαίου, δεν είναι να δοθεί μία πλήρης επισκόπηση της θεωρίας σχετικά με την τυρβώδη ροή, την ανάμιξη και την τύρβη παλλόμενου πλέγματος, αλλά μία εισαγωγή στις έννοιες αυτών των επιστημονικών περιοχών. Επίσης, γίνεται αναφορά στη διεθνή βιβλιογραφία σχετικά με τις εφαρμογές της τύρβης από παλλόμενο πλέγμα, τη διάχυση ουσιών σε τυρβώδη ροή. Αυτό το κεφάλαιο έχει βασιστεί σε κείμενα από Γκανούλη (1981), Τσαγγάρη (1995), Tennekes and Lumley (1990), Σταπουντζής (2006), Davidson (2004), Fischer et al. (1979).

### 2.1 Εισαγωγή

Κάνοντας μια σύντομη ιστορική αναδρομή, πρώτος ο Hagen το 1839 παρατήρησε τη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη. Ο Hagen διαπίστωσε την εμφάνιση τύρβης με την αύξηση της ταχύτητας, των διαστάσεων και τη μείωση του ιξώδους, δεν έδωσε όμως το κριτήριο της μετάβασης. Συστηματικά πειράματα και θεωρητικές μελέτες του Osborne Reynolds (1842-1912) διευκρίνησαν το φαινόμενο της μετάβασης. Συγκεκριμένα, ο Reynolds παρατήρησε στα πειράματα του ότι η μετάβαση από τη στρωτή στη τυρβώδη ροή εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως είναι:

A) Η ένταση της κινητικής ενέργειας της ροής ή αλλιώς το μέγεθος των δυνάμεων αδράνειας.

B) Το μέγεθος του μοριακού ιξώδους του ρευστού, που δρα ανασταλτικά, περιορίζοντας τις διαταραχές της ροής.

Γ) Τα στερεά τοιχώματα που περιορίζουν τη ροή

Οι επιδράσεις αυτές λαμβάνονται υπόψη με τον αριθμό Reynolds που σε σωλήνα με διάμετρο  $d$  γράφεται:

$$\text{Re} = \frac{ud}{\nu} \quad (2.1)$$

Από φυσική άποψη, ο αριθμός Reynolds μπορεί να θεωρηθεί σαν λόγος δύο αντικρουόμενων δυνάμεων, δηλαδή των δυνάμεων αδράνειας, που σχετίζονται με τη μεταβολή της ποσότητας κινήσεως της ροής και των δυνάμεων λόγω ιξώδους. Είναι δηλαδή:

$$Re = \frac{\text{δυνάμεις αδράνειας}}{\text{δυνάμεις ιξώδους}}$$

Για κάθε ειδικό πρόβλημα ροής υπάρχει ένας κρίσιμος αριθμός Reynolds  $Re_c$ , τέτοιος ώστε όταν:

$$Re < Re_c \text{ η ροή είναι στρωτή}$$
$$Re > Re_c \text{ η ροή είναι τυρβώδης}$$

Θεωρίες για τυρβώδεις ροές έχουν αναπτυχθεί από τον Taylor (1915, 1932), Prandl (1925), Von Karman (1930) και άλλους. Οι θεωρίες αυτές βασίζονται στην ομοιότητα ανάμεσα στις τυρβώδεις διακυμάνσεις και τις μοριακές κινήσεις που χαρακτηρίζονται από αταξία. Εκφράσεις για μεταφορά μάζας, ορμής και ενέργειας σχηματίζονται κατ' αναλογία με τις εκφράσεις για διάχυση της ύλης, ιξώδη μεταφορά της ορμής και μεταφορά θερμότητας λόγω της τυχαίας κίνησης των μορίων.

Οι θεωρίες για τυρβώδεις ροές μεγάλης κλίμακας, αν και χρησιμοποιούνται ευρέως, είναι ημιεμπειρικές. Περισσότερο λεπτομερείς θεωρίες υπάρχουν για συγκεκριμένες περιοχές. Ο Taylor (1930) ανέπτυξε τη ιδέα της ομογενούς και ισότροπης τύρβης, μία μαθηματική εξιδανίκευση της τύρβης, με την οποία μπορούν να εξαχθούν εκφράσεις για στατιστικές ποσότητες οι οποίες μπορούν να εξηγήσουν σημαντικές πτυχές της τυρβώδους ροής. Στη μελέτη του για διάχυση από συνεχείς κινήσεις σε ομογενή ισοτροπικά πεδία Taylor (1921), η διάχυση ύλης σε ροϊκό πεδίο, βρέθηκε ότι σχετίζεται με τη ταχύτητα διακύμανσης (random velocity) των ροϊκών σωματιδίων. Εκτεταμένη μελέτη της ομογενούς, ισοτροπικής τύρβης και της διάχυσης σε ομογενή τύρβη έχει γίνει από τον Batchelor (1949, 1956). Εφαρμογή ομογενούς, ισοτροπικής τύρβης σε πραγματική τυρβώδη ροή έγινε από τον Kolmogorov (1941). Ποιο λεπτομερής αναφορά στη θεωρία του Kolmogorov γίνεται σε επόμενη παράγραφο.

## 2.2 Χαρακτηριστικά της τύρβης

Είναι δύσκολο να δοθεί ακριβής ορισμός για την τύρβη. Ωστόσο, μπορούν να προσδιοριστούν τα χαρακτηριστικά της τύρβης .

1) Η τύρβη είναι τυχαία και χαστική. Για αυτό το λόγο η προσέγγιση της τύρβης γίνεται με στοχαστικές μεθόδους.

2) Η διακυτότητα της τύρβης, η οποία προκαλεί ανάμειξη και αυξημένο ρυθμό ορμής, θερμότητας και μεταφοράς μάζας, είναι ένα ακόμα χαρακτηριστικό της τύρβης. Οι διακυμάνσεις της ταχύτητας προκαλούν ανάμειξη σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό από ότι η μοριακή διάχυση. Έτσι, αν σε ένα ρευστό η ροή χαρακτηρίζεται από αταξία, αλλά ωστόσο οι διακυμάνσεις της ταχύτητας δεν είναι διασκορπισμένες σε όλη την έκταση του, τότε η ροή του ρευστού δεν χαρακτηρίζεται τυρβώδης.

3) Η τύρβη είναι περιστροφική και τρισδιάστατη. Χαρακτηρίζεται από υψηλά επίπεδα μεταβαλλόμενης στροβιλότητας. Οι στροβιλώδεις αυτές κινήσεις, που ονομάζονται δίνες, εμφανίζονται από τις μεγάλες κλίμακες μέχρι τις μικρότερες όπου κυριαρχεί η μοριακή διάχυση. Οι μικρότερες κλίμακες της τύρβης δημιουργούνται από το μηχανισμό 'vortex stretching'.

4) Οι τυρβώδεις ροές παρουσιάζουν πάντα εξασθένηση ενέργειας (dissipation). Επομένως για να διατηρηθεί μία τυρβώδης ροή χρειάζεται συνεχή τροφοδοσία ενέργειας.

5) Η τύρβη είναι συνεχές φαινόμενο. Η μικρότερη κλίμακα της τύρβης είναι πολύ μεγαλύτερη από τις μοριακές κλίμακες.

6) Η τύρβη είναι ιδιότητα της ροής και όχι του ρευστού.

## 2.3 Προέλευση της τύρβης

Η τύρβη, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, σχετίζεται με υψηλούς αριθμούς Reynolds. Η τύρβη είναι αποτέλεσμα της μη γραμμικής φύσης της συναγωγής (advection) η οποία δημιουργεί αλληλεπίδραση ανάμεσα σε διαφορετικής κλίμακας κινήσεις. Έτσι, μια



αρχική διαταραχή με δεδομένο χαρακτηριστικό μήκος τείνει να εξαπλωθεί σε μεγαλύτερες και σε μικρότερες κλίμακες. Αυτή η εξαπλώση περιορίζεται στις μεγάλες κλίμακες από όρια ή από δυνάμεις, ενώ στις μικρές κλίμακες από το ιξώδες. Αν οι κλίμακες εκτείνονται σε μεγάλο εύρος τότε η ροή παίρνει πολύπλοκη μορφή.

## 2.4 Φυσικά χαρακτηριστικά τύρβης

### Διαχωρισμός κατά Reynolds (Reynolds decomposition)

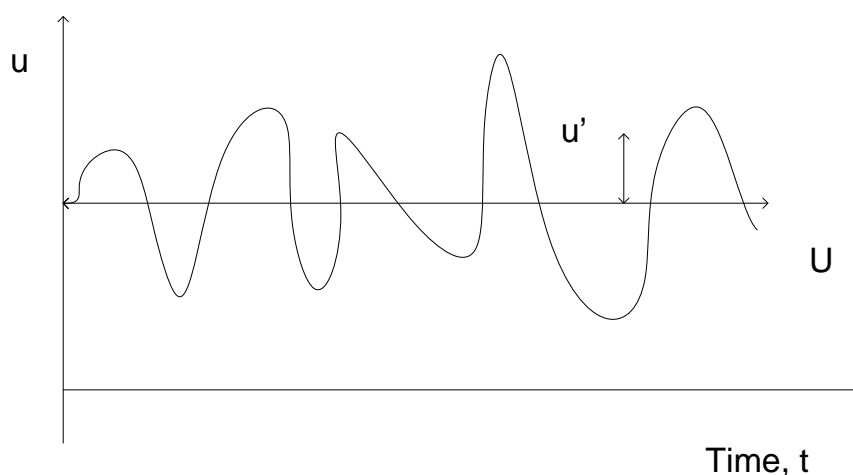
Βασικό χαρακτηριστικό της τυρβώδους ροής είναι η 'ακατάστατη' μορφή της μεταβολής των τοπικών υδροδυναμικών μεγεθών, όπως είναι η ταχύτητα και η πίεση, σε συνάρτηση με το χρόνο. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιούνται στατιστικοί οροί για την περιγραφή των μεγεθών. Πρώτος ο Reynolds μελέτησε την τυρβώδη κίνηση ως μια διασπορά γύρω από μία μέση τιμή. Έτσι, η στιγμιαία ταχύτητα  $u_i(t)$  είναι δυνατόν να αναλυθεί σε άθροισμα μίας μέσης τιμή  $U_i(t)$  και μίας διαταραχής  $u'_i(t)$ . Είναι δηλαδή:

$$u_i(t) = U_i(t) + u'_i(t) \quad (2.2)$$

Όπου:

$U_i(t)$  = είναι η μέση χρονικά τιμή της ταχύτητας

$u'_i(t)$  = η ταχύτητα διαταραχής που εμφανίζει διακυμάνσεις τυχαίας ή στοχαστικής μορφής.



Σχήμα 2.1: Μόνιμη τυρβώδης ροή ως προς τις μέσες τιμές

Η μέση ταχύτητα  $U_i$  μπορεί να υπολογιστεί σαν ολοκλήρωμα της μορφής:

$$U_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i dt \quad (2.3)$$

όπου  $T$  μία χρονική περίοδος τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από τη μεγαλύτερη περίοδο των τυχαίων διαταραχών.

- Όταν η μέση χρονικά τιμή των υδροδυναμικών μεγεθών (π.χ. στην περίπτωση της ταχύτητας η  $U_i$  είναι σταθερή, τότε η τυρβώδης ροή χαρακτηρίζεται ως 'μόνιμη ως προς τις μέσες τιμές', όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.
- Όταν η μέση χρονικά τιμή των υδροδυναμικών μεγεθών δεν είναι σταθερή, τότε έχουμε 'μη μόνιμη τυρβώδη ροή ως προς τις μέσες τιμές'.

Η μέση τιμή της διακύμανσης  $u_i'$  είναι εξ ορισμού μηδέν:

$$\overline{u_i'} = 0 \quad (2.4)$$

Σε πειραματικές μετρήσεις χρησιμοποιείται η μέση χρονικά τιμή, καθώς οι μετρήσεις γίνονται σε συγκεκριμένα σημεία σε στατιστικά σταθερό πεδίο ροής (συνήθως όμως ανομοιογενές). Σε ένα ανομοιογενές ρευστό μία μέση χρονικά τιμή όπως η  $U_i$  είναι συνάρτηση της θέσης οπότε η χρήση μέσης χωρικής τιμής είναι ανώφελη. Για να έχει νόημα η μέση χρονική τιμή θα πρέπει το παραπάνω ολοκλήρωμα να είναι ανεξάρτητο από το  $t_0$ , δηλαδή θα πρέπει η μέση ροή να είναι σταθερή:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

### Εξισώσεις κίνησης

- Οι εξισώσεις κίνησης σε ένα ασυμπίεστο ρευστό είναι:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\sigma_{ij}} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{εξίσωση συνέχειας} \quad (2.7)$$

Όπου  $\overline{\sigma}_{ij}$  είναι ο τανυστής τάσης (stress tensor).

Εφαρμόζοντας το διαχωρισμό κατά Reynolds (Reynolds decomposition) στις παραπάνω εξισώσεις προκύπτει:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.8)$$

δηλαδή η μέση ροή είναι ασυμπιέστη.

$$\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

δηλαδή οι τυρβώδεις διαταραχές της ταχύτητας είναι ασυμπιέστες.

### Εξίσωση ορμής

Από τις εξισώσεις Navier Stokes, χρησιμοποιώντας τη Reynolds decomposition και την εξίσωση συνέχειας προκύπτει τελικά:

$$\frac{DU_i}{Dt} = \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = X_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\Sigma_{ij} - \overline{\rho u_i u_j}) \quad (2.10)$$

$\Sigma_{ij} - \overline{\rho u_i u_j}$  = τανυστής τάσης σε τυρβώδη ροή

Η παραπάνω εξίσωση είναι η εξίσωση ορμής (Reynolds momentum equation). Η εξίσωση ορμής για τυρβώδη ροή είναι παρόμοια με την αντίστοιχη για στρωτή ροή, με τη διαφορά ότι εδώ εμφανίζεται ο όρος  $-\overline{\rho u_i u_j}$  στον τανυστή τάσης. Ο όρος αυτός ονομάζεται τανυστής τάσεων Reynolds (Reynolds stress tensor) ή τανυστής τυρβωδών τάσεων και αντιπροσωπεύει τις επιπλέον τάσεις μέσα στο ρευστό λόγω των τυρβωδών διαταραχών της ταχύτητας.

### Τυρβώδης κινητική ενέργεια

Μια εξίσωση για την μέση κινητική ενέργεια που περιλαμβάνει τόσο τις μέσες όσο και τις τυρβώδεις συνιστώσες της ροής είναι η παρακάτω:

μέση κινητική ενέργεια:

$$\underbrace{\frac{D}{Dt} \left[ \frac{1}{2} \overline{u_i^2} \right]}_{\substack{\text{συνολική} \\ \text{μεταβολή} \\ \text{μέσης} \\ \text{κινητικής} \\ \text{ενέργειας}}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left[ -\frac{\overline{p u_j}}{\rho} + 2 \overline{v u_i} S_{ij} - \overline{u_i' u_j' u_i} \right]}_{\text{μεταφορά}} - \underbrace{2 \overline{v S_{ij} S_{ij}}}_{\substack{\text{ιξώδης} \\ \text{απώλεια} \\ \text{(dissipation)}}} + \underbrace{\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{\substack{\text{απώλεια} \\ \text{λόγω} \\ \text{τύρβης}}} \quad (2.11)$$

όπου  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right]$  είναι η γωνιακή παραμόρφωση.

Από την εξίσωση (2.11) φαίνεται ότι η συνολική μεταβολή της μέσης κινητικής ενέργειας είναι αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης φαινομένων όπως η μεταφορά, η ιξώδης απώλεια και η απώλεια λόγω τύρβης. Ο κυρίαρχος όρος στο δεξί μέρος της παραπάνω εξίσωσης είναι η απώλεια λόγω τύρβης. Όπως έχει αναφερθεί, η μέση ροή τροφοδοτείται με ενέργεια στις μεγάλες κλίμακες. Η ιξώδης απώλεια είναι ασήμαντη για τη μέση ροή καθώς οι κλίσεις της ταχύτητας είναι μικρές. Οι όροι της κίνησης αντιπροσωπεύουν τη 'χωρική κίνηση' της μέσης κινητικής ενέργειας.

Το ισοζύγιο της τυρβώδους κινητικής ενέργειας είναι:

Τυρβώδης κινητική ενέργεια:

$$\underbrace{\frac{D}{Dt} \left[ \frac{1}{2} \overline{u_i'^2} \right]}_{\substack{\text{Ολική} \\ \text{μεταβολή} \\ \text{τυρβώδους} \\ \text{κινητικής} \\ \text{ενέργειας}}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left[ -\frac{\overline{p' u_j'}}{\rho} + 2 \overline{v u_i'} s_{ij} - \frac{1}{2} \overline{u_i'^2 u_j'} \right]}_{\text{μεταφορά}} - \underbrace{2 \overline{v s_{ij}' s_{ij}'}}_{\substack{\text{ιξώδης} \\ \text{απώλεια}}} + \underbrace{\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j}}_{\substack{\text{Παραγωγή} \\ \text{διατμητικών} \\ \text{τάσεων}}} \quad (2.12)$$

Όπου  $s_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right]$  είναι η γωνιακή παραμόρφωση λόγω τύρβης.

Ο όρος που αντιπροσωπεύει την παραγωγή διατμητικών τάσεων είναι παρόμοιος με τον όρο της απώλειας λόγω τύρβης στην εξίσωση της μέσης κινητικής ενέργειας. Αυτοί οι όροι αναφέρονται σε μεταφορά κινητικής ενέργειας από τις μέσες προς τις τυρβώδεις κλίμακες.

Στην εξίσωση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας η ιξώδης απώλεια δεν είναι ασήμαντη. Η απώλεια της τυρβώδους κινητικής ενέργειας είναι σημαντική στην τυρβώδη ροή, όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενες παραγράφους. Τέλος, οι όροι της μεταφοράς αναφέρονται σε 'χωρική κίνηση' της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

### Ένταση τύρβης

Ένταση τύρβης κατά τους άξονες  $x$ ,  $y$ ,  $z$  είναι οι αντίστοιχες ποσότητες:

$$\sqrt{u^2}, \quad \sqrt{v^2}, \quad \sqrt{w^2} = \text{ένταση τύρβης}$$

οι παραπάνω ποσότητες είναι οι μέσες τετραγωνικές τιμές (root mean square, rms) των  $u^2$ ,  $v^2$ ,  $w^2$ .

### Ομογενής τύρβη

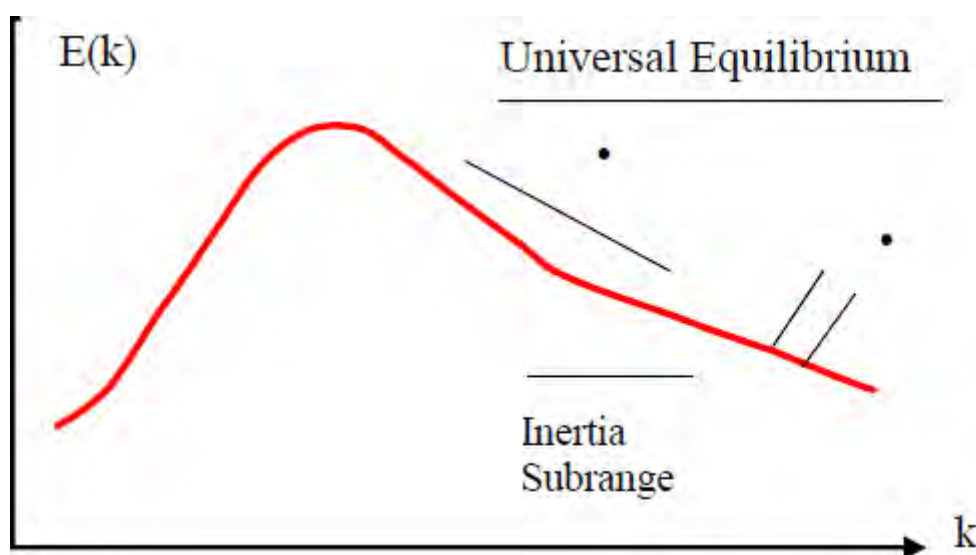
Η τυρβώδης ροή λέγεται ομογενής ως προς κάποιο μέγεθος, όταν η μέση τιμή αυτού του μεγέθους είναι σε κάθε σημείο του χώρου η ίδια. Π.χ. όταν η ποσότητα  $\sqrt{u^2}$  είναι παντού η ίδια, η τύρβη λέγεται ομογενής ως προς  $\sqrt{u^2}$  (ένταση κατά τη διεύθυνση  $x$ ).

### Ισότροπη τύρβη

Η τυρβώδης ροή λέγεται ισότροπη ως προς κάποιο μέγεθος, όταν η τιμή του δεν αλλάζει με περιστροφή του συστήματος των αξόνων. Π.χ. η τυρβώδης ροή λέγεται ισότροπη ως προς την ένταση όταν σε κάθε σημείο ισχύει  $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2}$

## Φάσμα ενέργειας της τύρβης

Οι διαταραχές της ταχύτητας (velocity fluctuations) σε μία ροή με υψηλό αριθμό Reynolds εξαπλώνονται σε όλες τις χωρικές (και χρονικές) κλίμακες του ροικού πεδίου. Ένα τυπικό φάσμα ενέργειας φαίνεται στο παρακάτω σχήμα όπου  $E(k)$  είναι το φάσμα ενέργειας και  $k$  είναι ο κυματαριθμός. Ενέργεια παράγεται στις μεγάλες κλίμακες από τις μεγάλες δίνες (χαμηλοί κυματαριθμοί). Στη συνέχεια παράγονται όλο και μικρότερες δίνες, μέσω του μηχανισμού vortex stretching, και με αυτό τον τρόπο η ενέργεια μεταφέρεται σε μεγαλύτερους κυματαριθμούς. Τέλος, η ενέργεια εξασθενεί (dissipated) και μετατρέπεται σε θερμότητα στις μικρές κλίμακες.



Σχήμα 2.2: Φάσμα τυρβώδους ενέργειας

Οι μεγάλες κλίμακες περιορίζονται από τις γεωμετρικές διαστάσεις της ροής, π.χ. η διάμετρος ενός σωλήνα, οι διαστάσεις μιας δεξαμενής. Οι μεγάλες κλίμακες ονομάζονται ολοκληρωτικές (integral) κλίμακες μήκους και χρόνου.

Ο ρυθμός εξασθένησης (απώλειας) ενέργειας (dissipation rate)  $\varepsilon$  είναι περίπου ίσος με το ρυθμό παραγωγής ενέργειας που λαμβάνει χώρα στις μεγάλες κλίμακες και είναι της τάξης:

$$\varepsilon \sim \frac{\overline{u^3}}{L} \quad (2.13)$$

$\nu$ : είναι η απόκλιση της ταχύτητας στις μεγάλες κλίμακες  
 $L$ : είναι η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους

Είναι αξιοσημείωτο, ότι ο ρυθμός απώλειας ενέργειας  $\varepsilon$  είναι ανεξάρτητος από το ιξώδες του ρευστού και εξαρτάται μόνο από τις μεγάλες κλίμακες κίνησης της ροής. Αντιθέτως, η κλίμακα όπου συμβαίνει η απώλεια ενέργειας εξαρτάται έντονα από το ιξώδες του υγρού. Πρόκειται για τη μικρότερη κλίμακα κίνησης και ονομάζεται μικροκλίμακα Kolmogorov. Δίνεται από την εξίσωση:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.14)$$

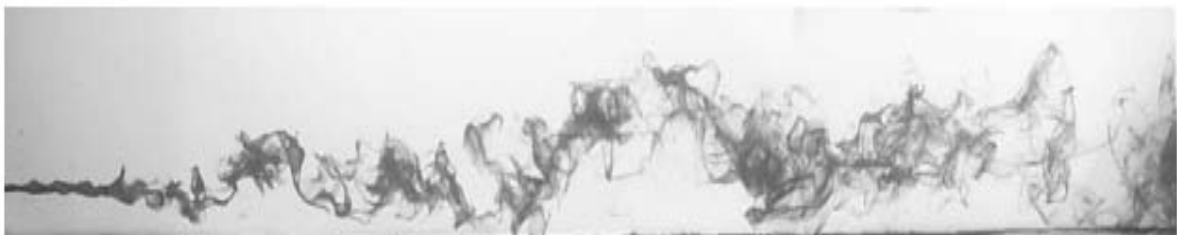
$\nu$ : είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

Ξεχωριστή αναφορά στην κλίμακα Kolmogorov και γενικότερα στη θεωρία Kolmogorov γίνεται σε επόμενη παράγραφο.

Η περιοχή όπου κυριαρχεί η μοριακή διάχυση χαρακτηρίζεται από την αντίστοιχη κλίμακα μήκους. Αυτή η κλίμακα ονομάζεται Batchelor και δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$L_B \sim \left( \frac{\nu D^2}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.15)$$

$D$ : συντελεστής μοριακής διάχυσης.

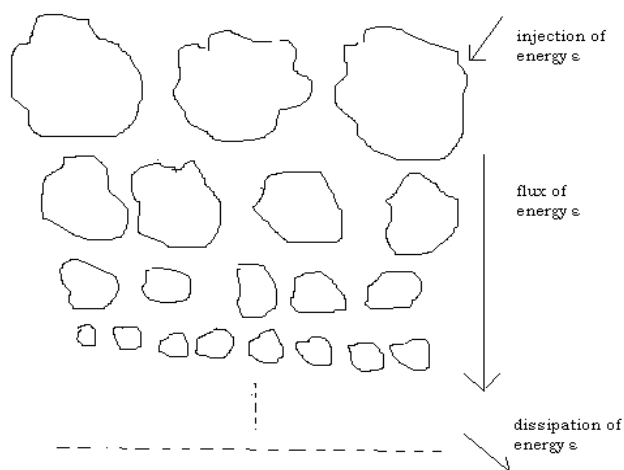


Εικόνα 2.1: διάχυση δείκτη σε τυρβώδη ροή ανοικτού καναλιού (open channel flow)

## 2.5 Θεωρία Kolmogorov

Όσο ο αριθμός Reynolds είναι μικρός, οι μη γραμμικότητες (non linearities) είναι ασήμαντες, η ροή είναι στρωτή και περιγράφεται από τις εξισώσεις Navier – Stokes οι οποίες μπορούν να επιλυθούν και να μας δώσουν τις παραμέτρους για το πεδίο ροής. Όσο όμως αυξάνει ο αριθμός Reynolds τότε οι μη –γραμμικότητες γίνονται μεγάλες, στη ροή εμφανίζονται σπρόβιλοι (vortices) και δίνες (eddies), οπότε η ροή παύει να είναι στρωτή, γίνεται τυρβώδης και οι εξισώσεις Navier-Stokes δεν ανταποκρίνονται σε αυτή την περίπτωση ροής.

Μία σημαντική προσπάθεια για την εξιχνίαση του προβλήματος της τύρβης έγινε το 1941 από τον Andrei N. Kolmogorov με τη θεωρία του για ομογενή, ισοτροπική και μόνιμη τυρβώδη ροή, αλλιώς γνωστή ως θεωρία K41. Η θεωρία του αναφέρεται στο ενεργειακό φάσμα της τύρβης και βασίζεται σε ιδέα του Richardson για σταδιακή εξασθένηση της ενέργειας (cascade) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.



σχήμα 2.3: εξασθένηση ενέργειας (energy cascade)

Σύμφωνα με τη θεωρία του Kolmogorov, το τυρβώδες ροϊκό πεδίο αποτελείται από δίνες διαφορετικών διαστάσεων (βλ. σχήμα 2.4). Η ενέργεια που παρέχεται στο σύστημα παράγει τις μεγάλες δίνες, οι οποίες στη συνέχεια μετατρέπονται σε μικρότερες δίνες. Με αυτό τον τρόπο η ενέργεια χάνεται από τις μεγάλες κλίμακες και περνάει στις μικρότερες. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται μέχρι τις μικρότερες κλίμακες όπου οι μικρότερες δίνες εξαφανίζονται υπό την επίδραση του μοριακού ιξώδους. Εκεί υπάρχει η μικροκλίμακα Kolmogorov ( $\eta$ ) όπου η ενέργεια χάνεται μέσω του ιξώδους. Σε αυτήν την κλίμακα η τύρβη εξαρτάται από το ρυθμό καταστροφής της ενέργειας από τις μοριακές



δυνάμεις  $\varepsilon$  ανά μονάδα μάζας και χρόνου ( $\text{m}^2 \text{sec}^{-3}$ ) και από το ιξώδες  $\nu$  ( $\text{m}^2 \text{sec}^{-1}$ ).

Στην κλίμακα Kolmogorov οι κλίμακες ταχύτητας, μήκους και χρόνου δίνονται από τους εξής τύπους:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad \text{κλίμακα μήκους Kolmogorov} \quad (2.16)$$

$$u = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad \text{κλίμακα ταχύτητας Kolmogorov} \quad (2.17)$$

$$\tau = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad \text{κλίμακα χρόνου Kolmogorov} \quad (2.18)$$

Ο αριθμός Reynolds στην κλίμακα Kolmogorov ισούται με μονάδα:

$$\text{Re} = \frac{nu}{\nu} = 1 \quad (2.19)$$

Αυτό δείχνει πόσο ισχυρή είναι η παρουσία των ιξώδων δυνάμεων σε αυτή την κλίμακα.



σχήμα 2.4: απεικόνιση δινών διαφόρων μεγεθών

Η τάξη μεγέθους της κλίμακας Kolmogorov και Batchelor φαίνεται στο παράδειγμα που ακολουθεί.

Σε ανοικτό κανάλι το οποίο έχει βάθος 200 mm η μέση ταχύτητα ροής είναι 50 mm/s ενώ η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους είναι περίπου το μισό του βάθους δηλ. 100 mm. Το ρευστό είναι νερό στους 20<sup>0</sup> C ενώ το κινηματικό ιξώδες του είναι 1x10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup>/s. Με αυτά τα δεδομένα οι κλίμακες μήκους και χρόνου Kolmogorov είναι 0,7 mm και 0,6 sec. Θεωρώντας ότι η χημική ουσία που χρησιμοποιείται ως δείκτης στο συγκεκριμένο παράδειγμα (όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα) έχει διαχυτότητα D =1x10<sup>-9</sup> m<sup>2</sup>/sec τότε η κλίμακα Batchelor είναι 0,02 mm, 35 φορές μικρότερη από την κλίμακα Kolmogorov.

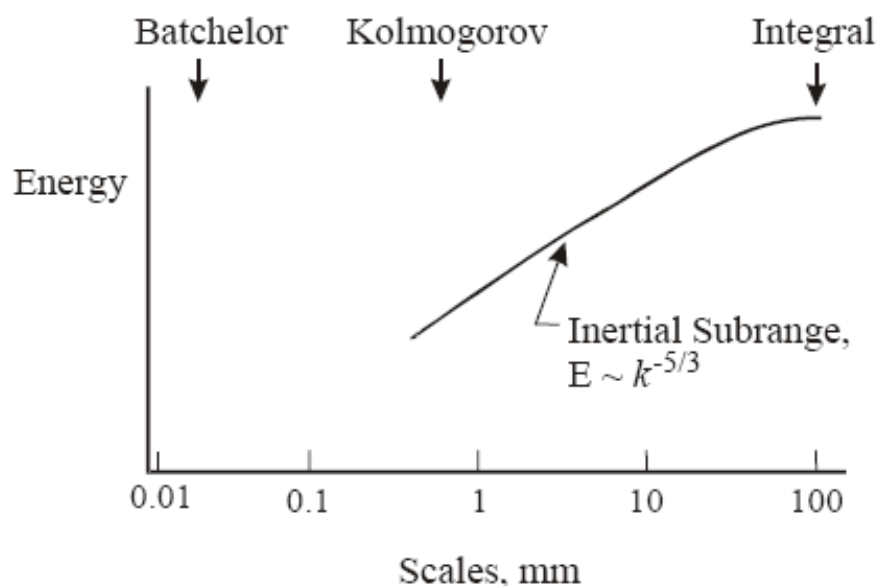
### Φάσμα ενέργειας Kolmogorov

Ο κυματαριθμός μίας δίνης που έχει διάσταση L δίνεται από τον τύπο:

$$K = \frac{2\pi}{L} \quad (2.20)$$

Το ενεργειακό φάσμα περιγράφει την τυρβώδη κινητική ενέργεια συναρτήσει της κλίμακας μήκους ή του κυματαριθμού. Από το φάσμα φαίνεται το ποσό της ενέργειας που εμπεριέχεται σε κάθε κλίμακα μήκους.

Ο Kolmogorov θεώρησε ότι η τυρβώδης ανάμιξη γίνεται σε μία περιοχή κυματαριθμών από  $K_{min}$  έως  $K_{max}$ . Η τυρβώδης ανάμιξη μεταφέρει ενέργεια στις μικρές κλίμακες μήκους δηλαδή στους μεγάλους κυματαριθμούς. Σε κάποια περιοχή, από  $K_{max}$  έως  $K_k$ , όπου  $K_k$  είναι ο κυματαριθμός που αντιστοιχεί στην κλίμακα Kolmogorov, η πτώση ενέργειας λόγω ιξώδων δυνάμεων δεν είναι σημαντική. Πέρα από το  $K_k$ , το ενεργειακό φάσμα επηρεάζεται από το ιξώδες του υγρού. Επομένως, το ενεργειακό φάσμα μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές. Η πρώτη περιοχή περιλαμβάνει τις μεγάλες κλίμακες κίνησης και είναι η περιοχή όπου το σύστημα τροφοδοτείται με ενέργεια (energy subrange), ενώ η δεύτερη περιοχή περιλαμβάνει τις μικρές κλίμακες κίνησης όπου η ενέργεια χάνεται λόγω ιξώδους (dissipation subrange). Ανάμεσα σε αυτές τις δύο περιοχές, από  $K_{max}$  έως  $K_k$  όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, είναι η περιοχή όπου τόσο οι ιξώδεις όσο και οι μεγάλης κλίμακας δυνάμεις δεν είναι σημαντικές. Αυτή η περιοχή ονομάζεται inertial subrange.



Σχήμα 2.5: Τυπικό ενεργειακό φάσμα τυρβώδους ροής για ανοικτό κανάλι (open channel flow)

Στο σχήμα 2.5 φαίνεται ένα τυπικό ενεργειακό φάσμα  $E(k)$  όπου η ενέργεια είναι συνάρτηση της κλίμακας μήκους. Όπως φαίνεται, οι μεγάλες κλίμακες μήκους έχουν την περισσότερη ενέργεια, η κατανομή της οποίας σε αυτή την περιοχή, εξαρτάται από τις οριακές συνθήκες. Οι μικρές κλίμακες μήκους έχουν πολύ μικρότερη ενέργεια. Στο inertial subrange η τύρβη εξαρτάται από το ρυθμό απώλειας ενέργειας  $\varepsilon$  και τον κυματαριθμό  $k$ . Σε αυτή την περιοχή ισχύει για την ενέργεια:

$$E(k) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.21)$$

Ο παραπάνω τύπος είναι γνωστός ως ο '-5/3 νόμος του Kolmogorov' (-5/3 law of Kolmogorov).

Στο σχήμα 2.5 φαίνεται και η κλίμακα Batchelor, η οποία είναι περισσότερο από μία τάξη μεγέθους μικρότερη από την κλίμακα Kolmogorov.

## 2.6 Μηχανισμοί ανάμειξης σε τυρβώδεις ροές

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η τυρβώδης ροή περιέχει ακανόνιστες κινήσεις σε μεγάλο εύρος χωρικών και χρονικών διαστάσεων. Στις παρακάτω σειρές θα αναφερθούν οι μηχανισμοί με τους οποίους αυτές οι κινήσεις συνεισφέρουν στην ανάμειξη.

### Μοριακή διάχυση

Ο ρυθμός μεταφοράς μάζας λόγω μοριακής διάχυσης κατά τη διεύθυνση  $x$  δίνεται από το νόμο του Fick:

$$q = -D \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.21)$$

$q$  = ροή δηλ. ρυθμός μεταφοράς μάζας ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου

$c$  = συγκέντρωση δηλ. μάζα ανά μονάδα όγκου

$D$  = συντελεστής μοριακής διάχυσης

Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γενικευτεί στις τρεις διαστάσεις.

$$\vec{q} = -D \vec{\nabla} c \quad (2.22)$$

Από την εξίσωση (2.21) φαίνεται ότι ο ρυθμός μεταφοράς μάζας, λόγω μοριακής διάχυσης, προς μια κατεύθυνση είναι ανάλογος της κλίσης της συγκέντρωσης προς αυτή την κατεύθυνση. Το αρνητικό πρόσημο δηλώνει ότι η μεταφορά μάζας γίνεται από υψηλές προς χαμηλές τιμές συγκέντρωσης.

Στην περίπτωση που ένα ρευστό κινείται υπάρχει ένας άλλος μηχανισμός μεταφοράς μάζας εξαιτίας της ροής. Το μέγεθος αυτής της μεταφοράς κατά τη  $x$  διεύθυνση είναι  $u_c$ , ή γενικότερα κατά τις τρεις διευθύνσεις  $\vec{u}c$ . Αυτός ο τύπος μεταφοράς λέγεται συναγωγική μεταφορά (convective transport).

Εφαρμόζοντας διατήρηση μάζας σε έναν όγκο ελέγχου προκύπτει η εξίσωση για τη διάχυση μάζας:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = D \left[ \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right] \quad (2.23)$$

Η εξίσωση (2.23) είναι γνωστή ως εξίσωση επαγωγής-διάχυσης (convective-diffusion equation).

Για να γίνει περισσότερο κατανοητή η αποδοτικότητα της μοριακής διάχυσης για ανάμιξη αναφέρεται το παρακάτω παράδειγμα.

Καταρχήν, η σχέση που συνδέει την απόσταση  $L$  στην οποία διαχέεται μία ουσία, υπό την επίδραση μοριακής διάχυσης μόνο, που έχει συντελεστή μοριακής διάχυσης  $D$ , σε χρόνο  $t$ , είναι η εξής:

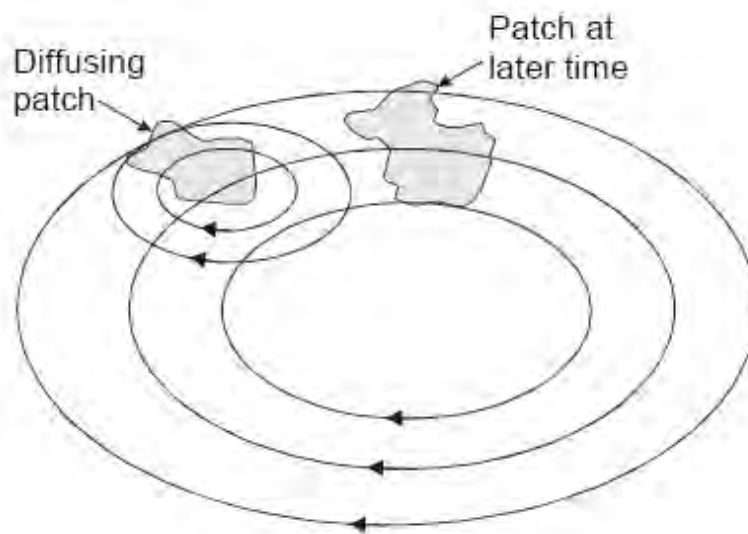
$$t \sim \frac{L^2}{D} \quad (2.24)$$

Έστω ότι η υπό μελέτη ουσία είναι η ζάχαρη η οποία βρίσκεται στον πυθμένα μιας κούπας καφέ. Αν η κούπα έχει ύψος 5 cm, και γνωρίζοντας το συντελεστή διάχυσης της ζάχαρης, προκύπτει από την παραπάνω εξίσωση ότι ο χρόνος που απαιτείται για να αναμιχθεί ομοιόμορφα η ζάχαρη υπό την επίδραση μόνο μοριακής διάχυσης είναι περίπου 30 μέρες!

Επομένως η μοριακή διάχυση είναι ένας πολύ αργός μηχανισμός ανάμιξης. Ο μηχανισμός για αποτελεσματική ανάμιξη είναι γνωστός: να ανακατευτεί ο καφές για να δημιουργηθεί συναγωγή (advection) και τύρβη, έτσι ώστε να επιτευχθεί ομοιόμορφη ανάμιξη σε λίγα μόλις δευτερόλεπτα.

### Ανάμιξη σε τυρβώδεις ροές

Στην προηγούμενη παράγραφο αναφέρθηκε ότι η τύρβη προκαλεί ανάμιξη. Ποια είναι η ακριβής διαδικασία με την οποία δημιουργείται ανάμιξη από τη τύρβη; Έστω μία ποσότητα υλικού η οποία βρίσκεται μέσα σε τυρβώδη ροή, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.6: Απεικόνιση μίας ποσότητας υλικού που διαχέεται σε τυρβώδη ροή

Στην τυρβώδη ροή υπάρχει μεγάλο εύρος από κλίμακες μήκους ή μεγέθη δινών, από την ολοκληρωτική κλίμακα μέχρι την κλίμακα Kolmogorov. Δίνες που έχουν μικρότερο μέγεθος από την ποσότητα του υλικού, έχουν την τάση να το παραμορφώσουν με αποτέλεσμα να δημιουργούνται έντονες κλίσεις συγκέντρωσης, οι οποίες 'απαλώνονται' από τη μοριακή διάχυση. Αντιθέτως, δίνες οι οποίες είναι μεγαλύτερες από την ποσότητα του υλικού απλά μεταφέρουν το υλικό χωρίς να συμβάλλουν στην ανάμιξη. Έτσι, η διαδικασία της ανάμιξης αναλύεται στην παραμόρφωση, στο 'άπλωμα' (stretching), στην περιέλιξη (convolution) της αρχικής ποσότητας. Παράλληλα, ο αρχικός όγκος απλώνεται σε μεγαλύτερη έκταση, με αποτέλεσμα η αρχική συγκέντρωση να μειώνεται.

## **2.7 Πειραματικοί μηχανισμοί παραγωγής τύρβης**

Όπως αναφέρθηκε, στη φύση οι περισσότερες ροές είναι τυρβώδεις. Για την πλήρη κατανόηση τους, γίνονται εργαστηριακά πειράματα στα οποία αναπαράγεται τύρβη με τεχνητό τρόπο. Σημαντικότεροι τρόποι παραγωγής τύρβης είναι τυρβώδης ροή σε κανάλι, σε κυλίνδρους που ταλαντώνονται, παλλόμενα πλέγματα.

Η ροή σε κανάλι σχετίζεται με τη ροή σε τυρβώδες οριακό στρώμα, οπότε μπορεί να θεωρηθεί ένα κανάλι σαν ένα μεγάλο οριακό στρώμα.

## **2.8 Τύρβη παλλόμενου πλέγματος (grid stirred turbulence)**

Στη φύση δεν υπάρχουν ομογενείς ή ισότροπες τυρβώδεις ροές. Το οριακό στρώμα είναι κλασική περίπτωση μη ομογενούς και μη ισότροπης ροής. Οι έννοιες όμως της ομοιογένειας και ισοτροπικότητας είναι πολύ χρήσιμες στη θεωρητική διερεύνηση της τυρβώδους ροής. Η ισότροπη τύρβη, είναι η πιο απλή περίπτωση τυρβώδους ροής, καθώς απαιτείται ο ελάχιστος αριθμός παραμέτρων και εξισώσεων για την περιγραφή της. Μέχρι ένα σημείο, η ισότροπική τύρβη μπορεί να περιγραφεί θεωρητικά και αποτελεί μια βάση για την κατανόηση πιο πολύπλοκων μορφών τυρβώδους ροής. Από πρακτικής άποψης, η ισότροπική τύρβη είναι υποθετική καθώς οι πραγματικές ροές δεν πληρούν τις συνθήκες ισοτροπίας.

Ένας τρόπος για να παραχθεί ισότροπική τύρβη είναι με την ταλάντωση πλεγμάτων. Η τύρβη παλλόμενου πλέγματος είναι κατάλληλη για μελέτες στην περιβαλλοντική μηχανική καθώς παρέχει ιδανικές συνθήκες για μελέτη των φυσικών και χημικών ιδιοτήτων των ρύπων. Η τύρβη που παράγεται από παλλόμενα πλέγματα χαρακτηρίζεται από μηδενική μέση ταχύτητα, από ομοιογένεια και ισοτροπία. Ωστόσο, αν και η τύρβη παλλόμενου πλέγματος θεωρείται σχετικά απλή περίπτωση τύρβης, εξαρτάται από το σχήμα και το μέγεθος του πλέγματος, από το εύρος και τη συχνότητα ταλάντωσης.

Τα πλέγματα χρησιμοποιούνται για τη μελέτη τυρβώδους ανάμιξης, για διασπορά σε ομογενή, στρωματοποιημένα, ή περιστρεφόμενα ρευστά. Η πιο απλή περίπτωση είναι όταν το πλέγμα είναι ακίνητο και η ροή περνάει μέσα από αυτό. Η τύρβη που δημιουργείται είναι αποτέλεσμα της κίνησης του ρευστού ενάντια στην αντίσταση που προβάλλεται από τις ράβδους του πλέγματος. Ωστόσο, στα περισσότερα εργαστηριακά πειράματα, η τύρβη δημιουργείται από πλέγματα που ταλαντώνονται μέσα σε δεξαμενή. Το πλεονέκτημα της τύρβης που παράγεται από παλλόμενα πλέγματα είναι ότι η μέση ταχύτητα ροής είναι περίπου μηδενική. Πρώτος ο Rouse (1939) χρησιμοποίησε αυτόν τον τρόπο παραγωγής τύρβης για τη μελέτη sediment suspension (διασπορά ιζήματος). Από τότε, έχουν γίνει πολλά πειράματα με παλλόμενα πλέγματα για τη μελέτη των ιδιοτήτων της τυρβώδους ροής.

Ένα πλέγμα (συνήθως τετραγωνικής διατομής) με mesh size  $M$  (απόσταση ανάμεσα στα κέντρα δύο διακενων) που ταλαντώνεται με εύρος ταλάντωσης  $S$  και συχνότητα  $f$ , μέσα σε μία δεξαμενή, παράγει τύρβη μακριά από το πλέγμα. Η τύρβη δημιουργείται ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης των δεσμών ροής (jet flow) από τις ράβδους των πλεγμάτων. Η μέση ταχύτητα της ροής είναι μηδέν και η τύρβη εξασθενεί όσο αυξάνεται η απόσταση από το πλέγμα.

Η παραπάνω διαδικασία περιγράφηκε αναλυτικά από τους Thompson και Turner (1975), των οποίων η δουλειά αποτελεί σταθμό στη μελέτη των ιδιοτήτων της τύρβης παλλόμενου πλέγματος. Στα πειράματα που έκαναν προσπάθησαν να συσχετίσουν στοιχεία του ροϊκού πεδίου, όπως τυρβώδεις ταχύτητες και κλίμακες μήκους, με εξωτερικές παραμέτρους όπως συχνότητα και πλάτος ταλάντωσης.

Μελέτησαν τη σταθερή ροή που παράγεται από το παλλόμενο πλέγμα. Από τα πειράματα προέκυψε ότι όταν ένα πλέγμα ταλαντώνεται με εύρος ταλάντωσης το οποίο είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τη διάμετρο της ράβδου, σε μία δεξαμενή όπου η μέση χωρική ταχύτητα είναι μηδέν, τότε παράγονται ομοιόμορφες δέσμες ροής (jet flow) των οποίων τα κέντρα περνούν από τα σημεία όπου διασταυρώνονται οι ράβδοι. Οι δέσμες αυτές αποτελούν τη σταθερή ροή και η μορφή τους εξαρτάται από τη γεωμετρία του πλέγματος. Μακριά από το πλέγμα η ομοιομορφία αυτή χάνεται για δύο λόγους. Κάθε δέσμη καταρρέει και γίνεται τυρβώδης ενώ υπάρχει και αλληλεπίδραση των δεσμών μεταξύ τους.

Η ροή που παράγεται από το παλλόμενο πλέγμα χαρακτηρίζεται από 3 διαδοχικά στάδια.

- Αρχικά δημιουργούνται ημιστατικές δέσμες ροής (jet flow) πίσω από κάθε ράβδο του πλέγματος. Η μορφή και η ένταση της ροής σε αυτή την περιοχή εξαρτάται από τη διατομή των ράβδων και το εύρος ταλάντωσης, ενώ μπορεί να υπάρχει και εξάρτηση στο ιξώδες.
- Στο δεύτερο στάδιο, οι δέσμες αλληλεπιδρούν και 'καταρρέουν' παράγοντας τύρβη.
- Στο τελευταίο στάδιο, η τύρβη καταρρέει όσο αυξάνεται η απόσταση από το πλέγμα.

Οι τυρβώδεις ταχύτητες μετρήθηκαν σε ροή με μέση ταχύτητα μηδέν, χρησιμοποιώντας ένα 'hot film' και βρέθηκε ότι η εξάρτηση από τη συχνότητα  $f$ , το εύρος ταλάντωσης  $s$  και την απόσταση από το πλέγμα  $z$  είναι η εξής:



$$u' = 1.4 f S^{2.5} z^{-1.5} \quad (2.25)$$

όπου  $u'$  είναι τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής του τετραγώνου της τυρβώδους ταχύτητας (root mean square velocity rms)  $u' = \langle u(t)^2 \rangle^{1/2}$ .

Η ολοκληρωτική (integral) κλίμακα μήκους αυξάνεται γραμμικά με την απόσταση από το πλέγμα:

$$L \sim z \quad (2.26)$$

Συνέχεια στη δουλειά των Thompson και Turner (1975), αποτελεί η πειραματική εργασία των Hopfinger και Toly (1976) οι οποίοι μελέτησαν την τύρβη που παράγεται από ένα παλλόμενο πλέγμα, επιβεβαίωσαν τη γραμμική εξάρτηση της κλίμακας μήκους από την απόσταση και κατέληξαν στη παρακάτω έκφραση για τη χωρική μεταβολή της ταχύτητας:

$$u/fS = C S^{1/2} M^{1/2} z^{-1} \quad (2.27)$$

$$C = 2,5 \times 10^{-1}$$

$u$  = οριζόντια τυρβώδης (rms) ταχύτητα

$f$  = συχνότητα ταλάντωσης πλέγματος

$S$  = εύρος ταλάντωσης πλέγματος

$z$  = απόσταση από πλέγμα

$M$  = mesh size

Όπως φαίνεται, οι Hopfinger και Toly κατέληξαν σε παρόμοια έκφραση με τους Thompson και Turner (1975) για τη μεταβολή της ταχύτητας με την απόσταση από το πλέγμα. Ωστόσο, για τους Thompson και Turner η ταχύτητα  $u \sim z^{-1.5}$  ενώ για τους Hopfinger και Toly  $u \sim z^{-1}$ . Η διαφορά στον εκθέτη του  $z$  οφείλεται στο γεγονός ότι η εξαγωγή αυτού του νόμου εξαρτάται από τη επιλογή της virtual origin, επομένως οποιαδήποτε αλλαγή στη virtual origin αλλάζει και τον εκθετικό νόμο.

Η χωρική μεταβολή της ταχύτητας επιβεβαιώθηκε και από τους Atkinson et al. (1987) οι οποίοι μελέτησαν την τύρβη που παράγεται από ένα παλλόμενο πλέγμα σε δεξαμενή. Για τη μέτρηση της τυρβώδους ταχύτητας χρησιμοποιήθηκε ένα Laser Doppler Anemometer (LDA). Διαπιστώθηκε ότι, οι μετρήσεις ταχύτητας με LDA συγκλίνουν αρκετά με τις μετρήσεις των Thompson και Turner (1975) και Hopfinger και Toly (1976) οι οποίες έγιναν με hot film. Βρέθηκε ότι η οριζόντια ταχύτητα μεταβάλλεται με την απόσταση  $z$  από το πλέγμα εκθετικά:

$$u \sim z^{-1.3} \quad (2.28)$$

Ο εκθέτης στον παραπάνω τύπο είναι κοντά με την αντίστοιχη τιμή του στους προτεινόμενους εκθετικούς νόμους των Thompson και Turner(1975) και των Hopfinger και Toly (1976):

- $u = 1.4 f S^{2.5} z^{-1.5}$  Thompson και Turner (1975)
- $u/fS = C S^{1/2} M^{1/2} z^{-1}$  Hopfinger και Toly (1976)

Επίσης από τους υπολογισμούς τους κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι για απόσταση από το πλέγμα  $z$  μικρότερη από  $2M$ , η ροή δεν ήταν τυρβώδης. Η απόσταση των  $2M$  προτάθηκε επίσης από τους Hopfinger και Toly (1976) ως η ελάχιστη απόσταση από το πλέγμα στην οποία εμφανίζεται τυρβώδης ροή.

Τα παραπάνω ευρήματα επιβεβαίωσαν οι Cheng και Law (2001) οι οποίοι μελέτησαν την τύρβη που παράγεται από ένα παλλόμενο πλέγμα. Για τη μέτρηση της κάθετης και οριζόντιας συνιστώσας της τυρβώδους ταχύτητας χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της digital particle image velocimetry (DPIV). Το πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι δίνει πληροφορίες για το ροϊκό πεδίο σε ένα επίπεδο εν αντιθέσει με τις σημειακές τεχνικές μέτρησης ταχύτητας όπως το laser Doppler anemometry (LDA).

Από τις παραπάνω μετρήσεις επίσης διαπιστώθηκε ότι ο μηχανισμός δημιουργίας τύρβης είναι παρόμοιος με αυτό που παρατηρήθηκε από Thompson και Turner(1975) και Hopfinger και Toly (1976). Υπάρχουν δύο είδη ροής που παράγονται από την ταλάντωση του πλέγματος: οι δέσμες (jets) και τα απορρεύματα (wakes). Τα jets δημιουργούνται στα κενά του πλέγματος ενώ τα wakes δημιουργούνται εκατέρωθεν των ράβδων. Η μορφή της ροής δηλ. αν θα επικρατούν jets ή wakes, εξαρτάται από τη γεωμετρία του πλέγματος. Για πλέγμα με μεγάλη solidity (grid solidity είναι ο λόγος του εμβαδού που καταλαμβάνουν οι ράβδοι προς το συνολικό εμβαδό του πλέγματος) τα jets δημιουργούν τύρβη μακριά από το πλέγμα. Αντιθέτως για πλέγμα με μικρή σιβαρότητα (solidity), όπως στη συγκεκριμένη μελέτη, η τύρβη δημιουργείται κυρίως από την αλληλεπίδραση των wakes. Επίσης, διαπιστώθηκε ότι ομοιογενής τύρβη επιτυγχάνεται σε απόσταση μεγαλύτερη από 3 mesh sizes  $M$  από τη θέση ισορροπίας του πλέγματος.

Ένας άλλος στόχος των Cheng και Law ήταν να μελετηθεί η χωρική μεταβολή της τυρβώδους ταχύτητας και να συγκριθεί με τον εκθετικό νόμο των Hopfinger και Toly (1976):

$$u/fS = C S^{1/2} M^{1/2} z^{-1}$$

Τελικά, από υπολογισμούς κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια μεταβάλλεται εκθετικά με την απόσταση:

$$k^2 \sim z^{-2} \tag{2.29}$$

Άρα και η τυρβώδης ταχύτητα μειώνεται με την απόσταση από το πλέγμα σύμφωνα με τον εκθετικό νόμο των Horfingger και Toly.

Στα ίδια συμπεράσματα κατέληξαν και οι Orllins και Gulliver(2003) οι οποίοι χρησιμοποίησαν ένα κάθετα παλλόμενο πλέγμα για τη μελέτη διασποράς ιζήματος (sediment suspension) σε τυρβώδη ροή. Οι μετρήσεις των μέσων και rms ταχυτήτων έγιναν με ένα Laser Doppler Velocimeter και διαπιστώθηκε ότι η μέση ταχύτητα είναι περίπου μηδέν, ενώ οι μετρήσεις των rms ταχυτήτων προσεγγίζουν τα ευρήματα των Horfingger και Toly (1976) σε αποστάσεις μακριά από το πλέγμα όπως προβλέπεται από προηγούμενες μελέτες.

Η ισοτροπική τύρβη που παράγουν τα παλλόμενα πλέγματα έχει γίνει αντικείμενο μελέτης από πολλούς ερευνητές. Οι De Silva και Fernando(1994) μελέτησαν την ικανότητα ενός παλλόμενου για παραγωγή ισοτροπικής τύρβης. Για τις μετρήσεις της τυρβώδους ταχύτητας χρησιμοποιήθηκε ένα Laser Doppler anemometer (LDV). Έγιναν δύο πειράματα, ένα για stationary turbulence και ένα για decaying turbulence.

Οι μετρήσεις στη stationary turbulence έδειξαν ότι, σε απόσταση 4-5 εύρη ταλάντωσης (strokes) μακριά από το πλέγμα ο λόγος της κάθετης προς την οριζόντια συνιστώσα της τυρβώδους ταχύτητας είναι  $w_o/u_o=1,18$ , δηλαδή παράγεται περίπου ισοτροπική τύρβη, ενώ η χωρική μεταβολή της ταχύτητας ακολουθεί τον εκθετικό νόμο (2.25).

Η παραγωγή decaying turbulence έγινε σταματώντας την ταλάντωση του πλέγματος από αρχικά στάσιμη (stationary) τύρβη τη χρονική στιγμή  $t=0$ , με αποτέλεσμα η τύρβη να εξασθενεί (decay turbulence). Από μετρήσεις της χρονικής εξασθένησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας βρέθηκε ότι η κινητική ενέργεια δεν μειώνεται από την στιγμή που σταματά η ταλάντωση του πλέγματος, αλλά αρχικά υπάρχει μία περιοχική όπου παραμένει σταθερή. Στη συνέχεια, υπάρχει μία περίοδος εξασθένησης όπου η rms ταχύτητα φθίνει με το χρόνο  $u^2 \sim t^{-1}$ , και μία τελική περίοδος όπου ο νόμος εξασθένησης είναι  $u^2 \sim t^{-5/2}$ . η ύπαρξη της αρχικής περιόδου όπου η τυρβώδης κινητική ενέργεια παραμένει σταθερή, οφείλεται στο χρόνο που χρειάζονται οι δίνες για να προσαρμοστούν στην έλλειψη πηγής ενέργειας (παλλόμενο πλέγμα). Δηλαδή, αν και η παροχή εξωτερικής μηχανικής ενέργειας στο ροϊκό πεδίο σταματά, ωστόσο η παραγωγή τυρβώδους κινητικής ενέργειας συνεχίζεται από non linear vortex stretching processes μέχρι οι δίνες στη μικροκλίμακα του ιζώδους να 'καταλάβουν' την αλλαγή στην παροχή ενέργειας.

Όπως αναφέρθηκε, ένα παλλόμενο πλέγμα παράγει σε ικανοποιητικό βαθμό ομογενή και ισότροπη τύρβη, ωστόσο όσο αυξάνεται η απόσταση από το πλέγμα η τυρβώδεις εντάσεις (turbulent intensity) μειώνονται. Για να αποφευχθεί η μείωση της τυρβώδους εντάσεως οι Shy et al. (1996) και οι Villiermaux et al. (1995) σε

ανεξάρτητες μελέτες, εισήγαγαν τα διπλά παλλόμενα πλέγματα για τη δημιουργία ισότροπης τύρβης.

Συγκεκριμένα, οι Shy et al. (1996) παρήγαγαν ισότροπη τύρβη από δύο παλλόμενα πλέγματα με σκοπό την πειραματική προσομοίωση της τυρβώδους καύσης (premixed turbulent combustion) χρησιμοποιώντας υδατικές αυτοκαταλυτικές αντιδράσεις (aquatic autocatalytic reactions). Στη μελέτη τους, δύο οριζόντια πλέγματα ταλαντώνονται κάθετα εκτός φάσης και στην περιοχική ανάμεσα τους δημιουργείται ισότροπη τύρβη όπου η μέση ταχύτητα είναι μηδέν και οι τυρβώδεις εντάσεις είναι περίπου 11% της ταχύτητας ταλάντωσης των πλεγμάτων όπως μετρήθηκαν από Laser Doppler Velocimetry.

Σε άλλη ανεξάρτητη μελέτη, οι Villiermaux et al. (1995) εισήγαγαν τη χρήση 2 πλεγμάτων που ταλαντώνονται σε φάση για να μελετήσουν διάφορες δομές στροβίλων (intense vertical structures) σε ισότροπη τύρβη. Διαπίστωσαν ότι η τύρβη που δημιουργείται στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα είναι περισσότερο ομογενής και χαρακτηρίζεται από μεγαλύτερη ένταση σε σχέση με τη αντίστοιχη που παράγεται από ένα πλέγμα. Θεωρώντας ότι οι νόμοι (2.25) και (2.26) αλλάζουν σε αυτή την περίπτωση, πρότειναν ότι η ενέργεια ανά χρόνο που παράγεται στο σύστημα  $\varepsilon = u'^2 / (L/u') = u'^3 / L$  από κάθε πλέγμα είναι αθροιστική. Επομένως, σε ένα συγκεκριμένο σημείο μέσα στη ροή, η μείωση της ενέργειας (dissipation) ανά μονάδα μάζας  $\varepsilon_{eff}$  είναι:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \frac{u_1'^3}{L_1} + \frac{u_2'^3}{L_2} \quad (2.30)$$

όπου  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  είναι η συνεισφορά από κάθε πλέγμα.

Στην κεντρική περιοχική ανάμεσα στα πλέγματα, οι δύο χρονικές κλίμακες  $L_1, L_2$ , λόγω συμμετρίας είναι ίσες καθώς τα δύο πλέγματα είναι ίδια. Επίσης, καθώς η χρονική κλίμακα εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία του πλέγματος, ισχύει ο τύπος (2.26) και επίσης ισχύει  $L_1 = L_2 = L$ . Τέλος, θεωρώντας ότι  $\varepsilon_{eff} = u'^3_{eff} / L$  όπου  $u'_{eff}$  είναι η τυρβώδης ταχύτητα με τα δύο πλέγματα, προκύπτει τελικά:

$$u'_{eff} = 2^{1/3} u' \quad (2.31)$$

όπου  $u'$  είναι ο τύπος (2.25) για ένα πλέγμα.

Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα από τη χρήση δύο παλλόμενων πλεγμάτων είναι ότι παράγεται ομογενής και ισότροπη τύρβη και δεν υπάρχει εξασθένηση όπως στην περίπτωση του ενός πλέγματος.

Η παραπάνω θεωρητική εκτίμηση των Villiermaux et al. (1995) ότι η ενέργεια που παράγεται από κάθε πλέγμα είναι αθροιστική επιβεβαιώθηκε πειραματικά από τους Shy et al. (1997) οι οποίοι μελέτησαν την τύρβη που παράγεται από δύο παλλόμενα πλέγματα. Μετρήσεις μέσης και rms ταχύτητας για τις τρεις συνιστώσες  $u, v, w$

έγιναν με ένα Laser Doppler Anemometer στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα.

Η εξασθένηση της ταχύτητας (ένταση της τύρβης) με την απόσταση από τα πλέγματα φαίνεται στο σχήμα 2.7 από το οποίο προκύπτει ότι η ένταση  $q$  μεταβάλλεται ως εξής σε σχέση με την απόσταση :

$$q=0.89fS^{1.5}M^{0.5}H^{-1.5} \quad (2.32)$$

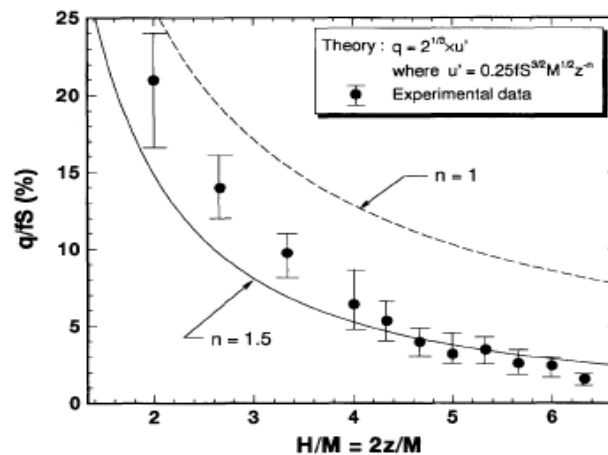
όπου  $q$  είναι η ένταση της τύρβης  $q=\sqrt{\frac{u^2 + v^2 + w^2}{3}}$

και  $H$  είναι η κάθετη απόσταση από το πλέγμα.

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα οι πειραματικές μετρήσεις των Shy et al. (1997) προσεγγίζουν τη θεωρητική πρόβλεψη των Villermaux et al. (1995):

$$q=2^{1/3}u'$$

Από τις μετρήσεις των ταχυτήτων υπολογίστηκε το eulerian frequency spectra, όπου ήταν εμφανής η κλίση  $-5/3$  όπως προβλέπεται από τη θεωρία.



Σχήμα 2.7: Μεταβολή της έντασης της τύρβης σε σχέση με την απόσταση από το πλέγμα Shy et al. (1997)

Στην εργασία των De Silva, και Fernando (1994) που αναφέρθηκε προηγουμένως βασίζεται η μελέτη των Fernando et al. (1996) οι οποίοι προχώρησαν στην παραγωγή ισότροπη τύρβης από δύο παλλόμενα εκτός φάσης πλέγματα. Μελέτησαν τις ιδιότητες της τύρβης που παράγεται από δύο πλέγματα τετραγωνικής διατομής που ταλαντώνονται οριζόντια και εκτός φάσης ενώ χρησιμοποίησαν ένα fiber optic Laser Doppler Velocimeter για τη μέτρηση των ταχυτήτων.

Το κάθε πλέγμα ξεχωριστά παράγει ένα πεδίο ταχυτήτων το οποίο χωρικά εξασθενεί, ωστόσο τα δύο αυτά πεδία μαζί δημιουργούν ένα

σχεδόν ομογενές πεδίο στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Από τις μετρήσεις των r.m.s. ταχυτήτων  $(\overline{u_1^2})^{1/2}$ ,  $(\overline{u_3^2})^{1/2}$  (όπου οι ταχύτητες  $u_1$ ,  $u_3$  αναφέρονται στην οριζόντια  $x$  και κάθετη  $z$  διεύθυνση αντίστοιχα) φαίνεται ότι  $(\overline{u_1^2})^{1/2} / (\overline{u_3^2})^{1/2} \approx 1$  οπότε μπορεί να θεωρηθεί ότι στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα μπορεί να θεωρηθεί ότι παράγεται ισότροπη τύρβη.

Διπλά παλλόμενα πλέγματα χρησιμοποίησαν οι Buchholz et al. (2004) για τη μελέτη θερμικής διάχυσης (thermal diffusion) σε τυρβώδη ροή. Το τυρβώδες ροϊκό πεδίο μετρήθηκε με ένα Particle Image Velocimetry (PIV). Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν ότι υπήρχε μια ασθενής μέση ροή στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα, ωστόσο η rms ταχύτητα ήταν 5 φορές μεγαλύτερη από τη μέση ταχύτητα στο κέντρο της περιοχής ανάμεσα στα πλέγματα. Η rms ταχύτητα ήταν αντιστρόφως ανάλογη με την απόσταση από το πλέγμα, ανάλογη με τη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, ενώ η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους ήταν ανάλογη με την απόσταση από το πλέγμα επαληθεύοντας τα ευρήματα των Hopfinger και Toly (1976).

Την ισότροπη φύση της τύρβης που παράγεται από διπλά παλλόμενα πλέγματα επιβεβαίωσαν και οι Schulz και Janzen (2006) χρησιμοποιώντας την τεχνική DPIV (Digital Particle Image Velocimetry).

## 2.9 Διάχυση ρύπων σε τυρβώδη ροή

Σε προηγούμενη παράγραφο αναλύθηκαν κάποιες βασικές ιδιότητες της τύρβης, και μελετήθηκε η δημιουργία τύρβης, σε πειραματικό επίπεδο, μέσω παλλόμενων πλεγμάτων. Παρακάτω θα μελετηθεί η διάχυση ρύπων σε τυρβώδη ροή, που αποτελεί μέρος της παρούσας διατριβής, και θα γίνει αναφορά σε θεωρίες που έχουν αναπτυχθεί για την περιγραφή της διάχυσης. Συγκεκριμένα, μελετάται η διασπορά ενός ρύπου σε ένα ομογενές, ισοτροπικό τυρβώδες ροϊκό πεδίο με μέση ταχύτητα μηδέν. Στη φύση, οι τυρβώδεις ροές δεν είναι πάντα ισοτροπικές και ομογενείς, ωστόσο, αυτές οι απλουστεύσεις βοηθάνε στη μελέτη της τυρβώδους διασποράς. Κατά τη μελέτη του συγκεκριμένου φαινομένου προκύπτουν δυο προβλήματα:

- Το πρόβλημα Taylor του single particle diffusion το οποίο μελετά την απόσταση που θα διανύσει ένα σωματίδιο ροής (single fluid particle) από το σημείο έκλυσης του, ως αποτέλεσμα των τυρβωδών δυνάμεων (Taylor 1921).

- Το πρόβλημα Richardson της σχετικής διασποράς (relative dispersion) το οποίο μελετά το ρυθμό απομάκρυνσης δύο σωματιδίων σε τυρβώδη ροή (Richardson, 1926)

Το πρώτο πρόβλημα αναφέρεται σε ρύπου ο οποίος εκλύεται συνεχώς συγκεκριμένο σημείο μέσα σε τυρβώδη ροή. Ο ρυθμός διασποράς ενός ρύπου ο οποίος εκλύεται συνεχώς μέσα σε τυρβώδη ροή, σχετίζεται με το ρυθμό απομάκρυνσης των σωματιδίων από το σημείο έκλυσης.

Το δεύτερο πρόβλημα αναφέρεται στη στιγμιαία απόθεση ενός μικρού 'νέφους' (cloud/patch) ρύπου. Το μέγεθος αυτού του νέφους πρέπει να είναι μικρότερο από το μέγεθος των μεγάλων δινών και μεγαλύτερο από την κλίμακα Kolmogorov. Η διαδικασία με την οποία διαχέεται το νέφος μέσα στη ροή είναι επιγραμμικά η εξής. Καθώς το νέφος ενσωματώνεται (engulfed) και μεταφέρεται από τις μεγάλες δίνες, το κέντρο βάρους του (centroid) κινείται χαστικά μέσα στη ροή. Ταυτόχρονα, το μέγεθος του νέφους αυξάνεται ως αποτέλεσμα της τυρβώδους ανάμιξης που λαμβάνει χώρα στις μικρές κλίμακες.

Το πρόβλημα Taylor μελετά πως κινείται το κεντροειδές του νέφους μέσα στη ροή, ενώ το πρόβλημα του Richardson αναφέρεται στο ρυθμό αύξησης του νέφους (cloud). Επομένως, ο ρυθμός αύξησης ενός νέφους καθορίζεται από το ρυθμό απομάκρυνσης δύο σωματιδίων ροής τα οποία βρίσκονται αντιδιαμετρικά στο νέφος.

## Θεωρία Taylor για τη διάχυση ενός σωματιδίου (single particle diffusion).

Στην κλασική, πλέον, εργασία του G.I. Taylor 'Diffusion by continuous movements' (1921), προσεγγίζεται το πρόβλημα της τυρβώδους διασποράς μέσω της Λανγκρανζιανής μεθόδου. Η Λανγκρανζιανή μέθοδος ακολουθεί το σωματίδιο καθώς αυτό κινείται μέσα στη ροή. Σύμφωνα με τον Taylor, η επίδραση της μοριακής διάχυσης στη διασπορά ενός ρύπου είναι αμελητέα σε σχέση με την επίδραση των τυρβωδών κινήσεων και για αυτό δεν λαμβάνεται υπόψη κατά τον υπολογισμό της διασποράς του ρύπου.

Η έκλυση του ρύπου γίνεται σε τυρβώδη, ομοιογενή, ισοτροπική και στατιστικά σταθερή (statistically steady) ροή με μέση ταχύτητα μηδέν. Στατιστικά σταθερή τύρβη σημαίνει ότι η απόκλιση (variance) της ταχύτητας είναι σταθερή και δεν αλλάζει με το χρόνο ή τη θέση.

Έστω ότι  $x=X(t)$  είναι η θέση ενός ροικού σωματιδίου το οποίο εκλύεται τη χρονική στιγμή  $t=0$ . Η λαγκρανζιανή ταχύτητα του σωματιδίου είναι  $v=dX/dt$ . Ο ρυθμός με τον οποίο απομακρύνεται το σωματίδιο από το σημείο έκλυσης του, είναι:

$$\frac{d}{dt} [X^2] = 2 \int_0^t Q(\tau) d\tau \quad (2.33)$$

$$\tau = t - t'$$

Η ποσότητα που εμφανίζεται μέσα στο ολοκλήρωμα ονομάζεται λαγκρανζιανή συνάρτηση αυτοσυσχέτισης της ταχύτητας (Langrangian velocity autocorrelation function) και είναι συνάρτηση μόνο του  $\tau$ , και όχι του  $t$  καθώς η τύρβη είναι στατιστικά σταθερή.

$$Q_{ij}^L(\tau) = \langle v_i(t) v_j(t-\tau) \rangle \quad (2.34)$$

Η συγκεκριμένη συνάρτηση  $Q$  υποδηλώνει σε ποιο βαθμό η ταχύτητα  $v$  στο χρόνο  $t$  συσχετίζεται με την ταχύτητα  $v$  στο χρόνο  $t'$ . Αν ο χρόνος  $\tau = t - t'$  είναι πολύ μεγαλύτερος από τη χαρακτηριστική κλίμακα χρόνου της τύρβης τότε θα πρέπει  $Q \approx 0$ .

Σημείωση: οι αγκύλες  $\langle \rangle$  υποδηλώνουν μέση τιμή που υπολογίζεται από την επανάληψη του πειράματος.

Με τη βοήθεια της λαγκρανζιανής συνάρτησης αυτοσυσχέτισης  $Q$  υπολογίζεται μία άλλη σημαντική ποσότητα για την τύρβη, η λαγκρανζιανή κλίμακα χρόνου  $t_L$ :

$$\langle u^2 \rangle_{t_L} = \int_0^\infty Q(\tau) d\tau \quad (2.35)$$

Η συγκεκριμένη χρονική κλίμακα είναι μία ένδειξη του χρόνου για τον οποίο το ροϊκό σωματίδιο διατηρεί κάποια μνήμη των αρχικών συνθηκών έκλυσης του μέσα στη ροή.

Μελετώνται δύο περιπτώσεις: μικρό  $t$  και μεγάλο  $t$ .

- $t \ll t_L$

$$\frac{d}{dt} \langle X^2 \rangle \approx 2 \langle u^2 \rangle t \quad (2.36)$$

Από την παραπάνω εξίσωση προκύπτει τελικά:

$$\langle X^2 \rangle \approx \langle u^2 \rangle t^2 \quad t \ll t_L \quad (2.37)$$



Δηλαδή, για μικρό χρονικό διάστημα από τη στιγμή έκλυσης του ρύπου, το σωματίδιο κινείται με την αρχική του ταχύτητα, έτσι ώστε  $X \approx v(0)t$ .

- $t \gg t_L$

$$\langle X^2 \rangle \approx [2\langle u^2 \rangle t_L]t \quad (2.38)$$

Δηλαδή, για μεγάλο χρονικό διάστημα, η r.m.s. μετατόπιση  $X$  είναι ανάλογη του  $t^{1/2}$ , γεγονός ενδεικτικό της κίνησης Brown ή του random walk.

Συνοψίζοντας, όλα τα παραπάνω, προκύπτει το εξής συμπέρασμα για τη διασπορά ενός ρύπου ο οποίος εκλύεται συνεχώς από ένα σταθερό σημείο μέσα σε τυρβώδη ροή. Η ακτίνα του νέφους που σχηματίζεται, θα αυξάνει κατά  $R \sim t$  αν  $t \ll t_L$ , και κατά  $R \sim t^{1/2}$  αν  $t \gg t_L$ .

### Θεωρία Richardson για τη σχετική διάχυση δύο σωματιδίων (relative diffusion of two particles)

Στην προηγούμενη παράγραφο περιγράφηκε η συνεχής απόθεση ενός ρύπου σε τυρβώδη ροή, ωστόσο μία πιο περίπλοκη περίπτωση είναι η στιγμιαία απόθεση ρύπου. Αυτή η περίπτωση αναφέρεται ως σχετική διάχυση/διασπορά (relative diffusion) και περιγράφει τη διάχυση ενός μικρού νέφους (puff, cloud) το οποίο εκλύεται σε τυρβώδη ροή. Η σχετική διασπορά ενός νέφους ισοδυναμεί με τη σχετική διασπορά δύο ροϊκών σωματιδίων όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Πρώτος ο Richardson(1926) εισήγαγε την έννοια της σχετικής διασποράς δύο σωματιδίων η οποία αναφέρεται στη διάχυση ενός νέφους (cloud/puff) το οποίο εκλύεται στιγμιαία και όχι συνεχώς, όπως στην προηγούμενη περίπτωση που μελετήθηκε, μέσα σε τυρβώδη ροή. Ο ρυθμός με τον οποίο δύο σωματίδια απομακρύνονται μεταξύ τους, είναι ένα αξιόπιστο μέτρο του ρυθμού εξάπλωσης του νέφους.

Τα συμπεράσματα που εξήγαγε ο Richardson σχετικά με τη σχετική διασπορά, προήλθαν από πειράματα διάχυσης στην ατμόσφαιρα και επηρέασαν τη similarity theory του Kolmogorov (1941) που αναφέρεται σε διαδικασίες μικρής κλίμακας. Σύμφωνα με τη θεωρία του Kolmogorov στην περιοχή των μικρών κλιμάκων υπάρχουν δύο κλίμακες, η dissipation subrange και η inertial subrange στις οποίες οι τυρβώδεις παράμετροι εξαρτώνται μόνο από το dissipation rate  $\epsilon$  και

από το ιξώδες  $\eta$ . Αργότερα, οι Obukhov (1941) και Batchelor (1950) εφάρμοσαν τη similarity theory στη σχετική διασπορά δύο σωματιδίων και κατέληξαν σε εκθετικούς νόμους σχετικά με τη μέση τετραγωνική απομάκρυνση (mean square separation).

Σύμφωνα με τον Richardson, αν  $R(t)$  είναι η μέση ακτίνα του νέφους τη χρονική στιγμή  $t$ , σκοπός είναι να υπολογιστεί ο ρυθμός  $dR(t)/dt$ . Το μέγεθος των νεφών, των οποίων ενδιαφέρει η διασπορά, είναι  $\eta \ll R \ll l$ , όπου  $l$  είναι η ολοκληρωτική κλίμακα και  $\eta$  είναι κλίμακα Kolmogorov. Μόνο οι δίνες που έχουν μέγεθος περίπου  $R$  επιδρούν στη διασπορά του ρύπου, καθώς οι μικρότερες δίνες απλά αλλοιώνουν την επιφάνεια του νέφους, ενώ οι μεγαλύτερες δίνες μεταφέρουν το νέφος χωρίς να αλλάζουν το σχήμα του.

Επομένως, ο ρυθμός μεταβολής της ακτίνας  $R$  ενός νέφους, εξαρτάται μόνο από τη ταχύτητα  $v_R$  μίας δίνης μεγέθους  $R$  και από το χρόνο  $t$ . Η ταχύτητα μίας δίνης όμως εξαρτάται μόνο από το dissipation rate  $\varepsilon$  και την ακτίνα της. Τελικά προκύπτει ότι:

$$\frac{dR}{dt} \sim v_R \sim (\varepsilon R)^{1/3} \quad (2.39)$$

Η παραπάνω εξίσωση γράφεται διαφορετικά ως εξής:

$$\frac{dR^2}{dt} \sim \varepsilon^{1/3} R^{4/3} \quad (2.40)$$

Και είναι ο περίφημος νόμος του Richardson (Richardson's four-thirds law).

Ο Batchelor προσέγγισε το πρόβλημα της διάχυσης του νέφους μέσω της σχετικής απομάκρυνσης δύο σωματιδίων. Αν  $\delta(x)$  είναι η στιγμιαία απομάκρυνση δύο σωματιδίων τότε προκύπτει ότι η τιμή  $\langle \delta(x)^2 \rangle$  είναι ίση με το διπλάσιο της διασποράς  $\sigma$  του νέφους γύρω από το κέντρο μάζας του:

$$\langle \delta(x)^2 \rangle = 2\sigma = 2 \frac{\int (x - x_c)^2 \langle C \rangle dx}{\int \langle C \rangle dx} \quad (2.41)$$

Όπου  $C$  είναι η συγκέντρωση του ρύπου και  $x_c$  είναι το κέντρο μάζας του νέφους. Η ένδειξη  $\langle \rangle$  σημαίνει ότι έχει υπολογιστεί η μέση τιμή του  $\delta(x)$  για όλα τα ζεύγη σωματιδίων του νέφους. Επομένως, η τιμή  $\langle \delta(x)^2 \rangle^{1/2}$  αποτελεί ένα αξιόπιστο μέτρο της διαμέτρου του νέφους. Αν

εφαρμόσουμε το νόμο των ‘τεσσάρων-τρίτων’ (four thirds law) στη σχετική διασπορά δύο σωματιδίων προκύπτει:

$$\frac{d}{dt} \langle \delta x \rangle^2 \sim \varepsilon^{1/3} [\langle \delta(x)^2 \rangle]^{2/3} \quad (2.42)$$

Τελικά, με ολοκλήρωση της παραπάνω εξίσωσης προκύπτει:

$$\langle \delta(x)^2 \rangle = g t^3 \quad (2.43)$$

Σημείωση: η εξίσωση (2.43) ισχύει για  $\eta \langle \delta(x) \rangle < 1$ .

Η εξίσωση (2.43) αναφέρεται στη σχετική διασπορά δύο σωματιδίων στο inertial subrange, και  $g$  είναι η σταθερά του Richardson. Η σταθερά  $g$  φαίνεται να έχει ‘παγκόσμια ισχύ’ (universal value) ωστόσο από τη διεθνή βιβλιογραφία δεν φαίνεται να ισχύει κάτι τέτοιο. Πειραματικοί υπολογισμοί του  $g$  δίνουν μία τιμή 0,06~1 (π.χ. Monin και Yaglom, (1975)). Διάφορα μοντέλα σχετικής διασποράς δίνουν τιμή στο  $g$  περίπου 0,1~5 (Sawford (2001)) ενώ αριθμητικές προσομοιώσεις (numerical simulations) δίνουν τιμή στο  $g$  περίπου 0,4~0,7 (Boffetta και Sokolon (2002), Ishihara και Kaneda (2002)), τιμή η οποία προσεγγίζει αντίστοιχες εκτιμήσεις του  $g$  σε πιο πρόσφατα πειράματα (Ott και Mann (2000)). Το μεγάλο εύρος της τιμής του  $g$  είναι ένα θέμα υπό μελέτη.

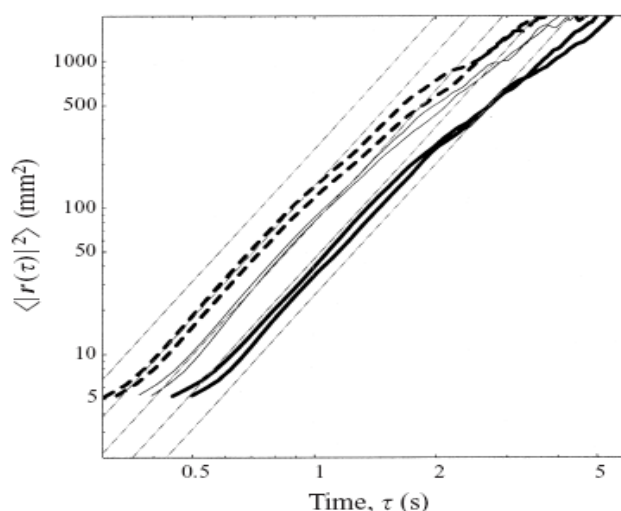
Ο νόμος (2.43) του Richardson έχει επιβεβαιωθεί από υπολογιστικές και σε μικρότερο βαθμό πειραματικές μελέτες εξαιτίας του γεγονότος ότι είναι δύσκολο να γίνουν λαγκρανζιανές μετρήσεις σε τυρβώδεις ροές. Οι Julien και Paret (1999) μελέτησαν πειραματικά τη διασπορά ζευγών σωματιδίων σε δυσδιάστατη τυρβώδη ροή. Συγκεκριμένα, χρησιμοποίησαν ένα PVC κελί στο οποίο δημιουργήθηκε τυρβώδης ροή από περιστροφικές δυνάμεις, αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης ηλεκτρικού ρεύματος και μαγνητικού πεδίου. Με τη μέθοδο PIV (Particle Image Velocimetry) μελετήθηκαν οι τροχιές ροϊκών σωματιδίων και υπολογίστηκε η μέση τετραγωνική απομάκρυνση (mean square separation) η οποία βρέθηκε ότι είναι ανάλογη του  $t^3$  επιβεβαιώνοντας έτσι το νόμο του Richardson. Η σταθερά αναλογίας  $g$  υπολογίστηκε περίπου  $g \sim 0.5$  ωστόσο, η τιμή αυτή δεν μπορεί να συγκριθεί με τη θεωρία και άλλες πειραματικές μελέτες καθώς αναφέρεται σε δυσδιάστατη ροή.

Οι Ott και Mann (2000) επιβεβαίωσαν το νόμο (2.43) του Richardson όπου μελέτησαν τη διάχυση σωματιδίων (turbulent diffusion of particle pairs) σε τρισδιάστατη τυρβώδη ροή, που παράγεται από δύο παλλόμενα πλέγματα. Χρησιμοποίησαν τη μέθοδο της ανίχνευσης σωματιδίων particle tracking (PT) technique, η οποία

παρέχει Lagrangian δεδομένα και υπολογίζει τροχιές σωματιδίων. Σύμφωνα με τη συγκεκριμένη τεχνική δεν δημιουργείται θύσανος (puff) αλλά διαχέονται μέσα στη ροή μικρά (500  $\mu\text{m}$ ) σφαιρικά σωματίδια (polystyrene particles) και μελετώνται οι τροχιές επιλεγμένων ζευγών σωματιδίων. Υπολογίστηκε η σχετική διασπορά (separation  $r$ ) ανάμεσα σε πολλά ζεύγη σωματιδίων και αν επαληθεύει το νόμο του Richardson σύμφωνα με τον οποίο ισχύει:

$$\langle r^2 \rangle = C \epsilon t^3$$

Ο νόμος του Richardson ισχύει στο inertial subrange, επομένως η σχετική διασπορά που υπολογιζόταν κάθε φορά ήταν της τάξης μεγέθους της κλίμακας μήκους του inertial subrange. Από τη μελέτη των τροχιών των σωματιδίων υπολογίστηκε η μέση τετραγωνική διασπορά (mean squared separation) ως συνάρτηση του χρόνου όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8.



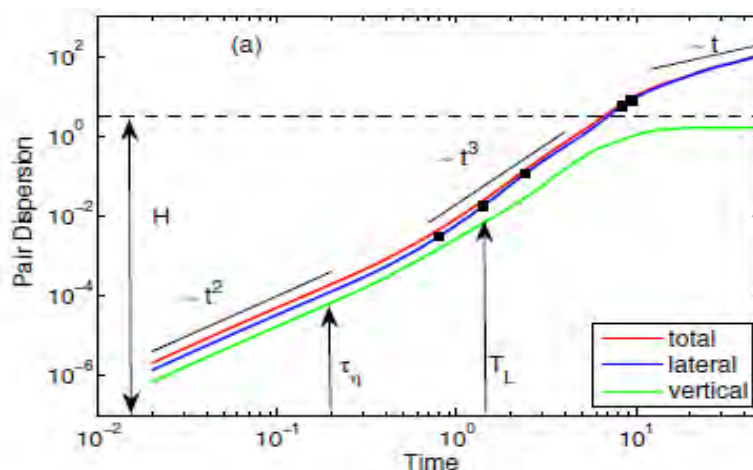
Σχήμα 2.8: Μέση τετραγωνική απομάκρυνση (mean squared separation) ως συνάρτηση του χρόνου (Ott και Mann, 2000)

Από το σχήμα 2.8 φαίνεται ότι υπάρχει μία εξάρτηση του  $r^2$  με το χρόνο, της τάξης του  $t^3$ , επιβεβαιώνοντας έτσι το νόμο Richardson-Obukhov. Επίσης, υπολογίστηκε και η σταθερά  $C$  του νόμου Richardson και βρέθηκε ότι είναι  $C=0.5 \pm 2$ .

Η τιμή  $C=0.5$  επιβεβαιώθηκε και από τους Boffetta και Sokolov (2002) οι οποίοι μελέτησαν υπολογιστικά τη σχετική διασπορά σε ισοτροπική τρισδιάστατη τύρβη μέσω direct numerical simulations. Το τυρβώδες ροϊκό πεδίο προέκυψε από ολοκλήρωση της εξίσωσης Navier-Stokes ενώ οι τροχιές των σωματιδίων υπολογίστηκαν από την ολοκλήρωση της ταχύτητας.

Ο νόμος του Richardson  $R^2(t) \sim t^3$  επαληθεύτηκε για χρόνο αρκετά μεγάλο έτσι ώστε η διασπορά να μην επηρεάζεται από τις αρχικές συνθήκες και αρκετά μικρό ώστε να μην ξεπερνά την χρονική ολοκληρωτική κλίμακα (time integral scale). Υπολογίστηκε η τιμή της σταθεράς Richardson περίπου  $C \approx 0.55$ , τιμή η οποία είναι κοντά σε αυτή των Ott και Mann (2000).

Είναι ενδιαφέρον ότι ο νόμος του Richardson επιβεβαιώθηκε και για ανισοτροπική τύρβη από τον Schumacher (2008). Η συγκεκριμένη υπολογιστική μελέτη αναφέρεται σε λανγκρανζιανή ανάμειξη θερμότητας σε Rayleigh-Benard τύρβη η οποία είναι ανομοιογενής και ανισότροπη. Η διασπορά ζεύγους σωματιδίων (particle pair dispersion) υπολογίστηκε  $R^2(t) \sim Ct^3$ , όμοια δηλαδή με την ισότροπη τύρβη. Καθώς η τύρβη είναι ανισότροπη, ο υπολογισμός της διασποράς διαχωρίστηκε στην οριζόντια και την κάθετη διεύθυνση. Η σταθερά  $C$  υπολογίστηκε  $C=0,16$ , αρκετά πιο χαμηλά, δηλαδή, από την αντίστοιχη τιμή για ισότροπική τύρβη. Επίσης, η αναλογία  $R^2(t) \sim Ct^3$  επεκτείνεται και πέρα από την ολοκληρωτική χρονική κλίμακα  $T_L$ . Αυτό αποδόθηκε στο γεγονός ότι, ενώ στην κάθετη διεύθυνση η κίνηση παραμένει μικρό χρονικό διάστημα correlated, αντίθετα στην οριζόντια διεύθυνση η κίνηση παραμένει για αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα correlated.



Σχήμα 2.9: Διασπορά ζεύγους σωματιδίων σε ανισότροπη τύρβη συναρτήσει του χρόνου  $t$  (Schumacher, 2008)

Όταν η διάμετρος του νέφους αυξηθεί αρκετά έτσι ώστε να υπερβεί το μέγεθος των μεγάλων δινών,  $R > 1$  τότε ο νόμος του Richardson παύει να ισχύει καθώς δεν υπάρχουν δίνες μεγέθους παρόμοιου με το νέφος. Σε αυτή την περίπτωση τα σωματίδια τα οποία βρίσκονται σε αντίθετα σημεία στο νέφος, κινούνται ανεξάρτητα το ένα από το άλλο σε μία κίνηση παρόμοια με την κίνηση Brown οπότε το νέφος θα

εξαπλώνεται με ρυθμό  $R \sim t^{1/2}$ . αυτή η περίπτωση είναι ίδια με εκείνη του νέφους που προκύπτει από συνεχή απόθεση.

## 2.10 Ανάμειξη ρύπων σε κοιλότητες – επίδραση δινών

Βασικό κομμάτι της παρούσας διατριβής είναι η διάχυση ρύπων μέσα σε ορθογωνικές κοιλότητες. Οι ροές σε κοιλότητες συναντώνται σε πολλές εφαρμογές όπως, κατά την προσγείωση των αεροπλάνων, ροή αέρα στην ηλιοροφή οχημάτων, διασπορά ρύπων σε φυσικές ή τεχνητές χαράδρες (φαινόμενο οδικής χαράδρας). Η παρουσία της κοιλότητας μέσα σε μία ροή έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία δινών τόσο στο εσωτερικό, όσο και στα χείλη της κοιλότητας (απόρρευμα). Στην παρούσα παράγραφο, θα μελετηθεί η κοιλότητα ως ένα σώμα (bluff body) μέσα σε ημιτονοειδή ροή, και οι δίνες που δημιουργούνται στην κορυφή της κοιλότητας, όσο και οι δίνες που δημιουργούνται στο εσωτερικό των κοιλότητων.

Η δημιουργία δινών από την ταλάντωση ενός σώματος σε ακίνητο ρευστό, ή από ρευστό που ταλαντώνεται γύρω από σταθερό σώμα, είναι ένα αντικείμενο που έχει μελετηθεί διεξοδικά. Συγκεκριμένα, το φαινόμενο έχει μελετηθεί είτε ως ημιτονοειδής ροή γύρω από κύλινδρο είτε ως κύλινδρος που ταλαντώνεται μέσα σε 'ακίνητο ρευστό' (still fluid). Η ροή γύρω από ένα σώμα σε ασυμπίεστο ρευστό σταθερής πυκνότητας θεωρείται κινηματικά η ίδια είτε το σώμα επιταχύνεται μέσα στο ρευστό είτε το ρευστό επιταχύνεται γύρω από το σώμα (Williamson, 1985). Η μόνη διαφορά είναι η εμφάνιση μίας δύναμης (buoyancy like force) στη ροή η οποία προέρχεται από τη μεταβολή της πίεσης στο ρευστό, όταν το ρευστό επιταχύνεται γύρω από το σώμα. Ημιτονοειδής ροή δημιουργείται κυρίως σε u-tube (βλ. σχήμα 2.10) και επηρεάζεται από το εύρος  $s$  και τη συχνότητα  $f$  ταλάντωσης που προσδίδεται στη ροή. Για το λόγο αυτό έχουν οριστεί 2 αδιάστατες παράμετροι οι οποίες χαρακτηρίζουν τη ροή και είναι οι εξής:

$$\text{Αριθμός Reynolds } Re = UL/\nu \quad (2.44)$$

$U$ =πλάτος ταχύτητας ροής= $2\pi fs$   
 $L$ =πλάτος του bluff body (συνήθως διάμετρος κυλίνδρου)  
 $\nu$ =κινηματικό ιξώδες του ρευστού

$$\text{Αριθμός Keulegan-Carpenter } KC = U/Lf = 2\pi fs/Lf = 2\pi s/L \quad (2.45)$$

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω τύπο του αριθμού  $KC$ , ο αριθμητής είναι ανάλογος του εύρους ταλάντωσης της ροής και ο παρονομαστής αντιπροσωπεύει τη διάμετρο του κυλίνδρου. Επομένως,

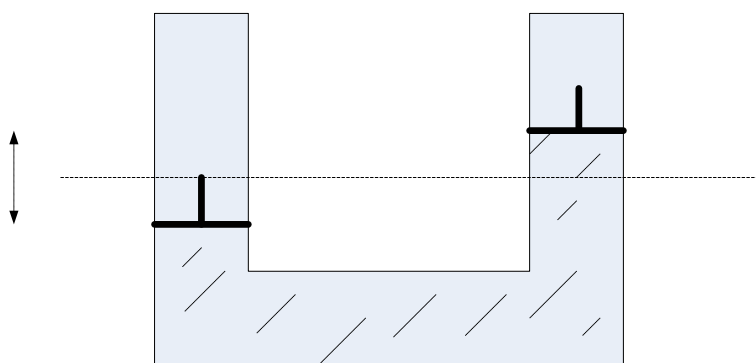
μικρές τιμές του αριθμού KC δηλώνουν ότι η ταλαντούμενη κίνηση των σωματιδίων ροής γύρω από τον κύλινδρο είναι μικρή σε σχέση με τη διάμετρο του, και σε αυτή την περίπτωση δεν υπάρχει έντονη αλληλεπίδραση των δινών που δημιουργούνται στο απόρευμα.

Μεγάλες τιμές του αριθμού KC δηλώνουν ότι τα σωματίδια ροής διανύουν μεγάλες αποστάσεις σε σχέση με τη διάμετρο του κυλίνδρου και σε αυτή την περίπτωση υπάρχει έντονη κινητικότητα στο απόρευμα, και περαιτέρω εμφανίζεται το φαινόμενο του 'vortex shedding'.

Ο λόγος των δύο αυτών αδιάστατων αριθμών είναι ο αριθμός Stokes ή παράμετρος συχνότητας (frequency parameter)  $\beta$ :

$$\text{Frequency parameter} \quad \beta = fL^2/\nu \quad (2.46)$$

Η ημιτονοειδής ροή γύρω από κύλινδρο έχει μελετηθεί τόσο πειραματικά όσο και θεωρητικά και διαπιστώθηκε ότι το πεδίο ροής χαρακτηρίζεται από διάφορες δομές δινών οι οποίες εξαρτώνται από τους τρεις παραπάνω αδιαστατους αριθμούς.



Σχήμα 2.10: Δημιουργία ημιτονοειδούς ροής σε u-tube

Η μέθοδος της οπτικοποίησης χρησιμοποιήθηκε για την καλύτερη κατανόηση των δομών που εμφανίζονται στη ροή. Συγκεκριμένα, οι Bearman et al. (1979) χρησιμοποιώντας ένα u-tube, παρατήρησαν ότι οι δίνες έχουν τη μορφή 'sideways street' ( $8 < KC < 15$ ) και τη μορφή κυκλικού απορεύματος 'cyclic regime' ( $15 < KC < 25$ ). Στην περίπτωση του sideways street δημιουργείται μία δίνη (vortex) ανά μισό κύκλο και απομακρύνεται από τον κύλινδρο προς μία συγκεκριμένη κατεύθυνση. Στο κυκλικό απόρευμα δημιουργείται ένα ζευγάρι δινών ανά μισό κύκλο και απομακρύνεται από τον κύλινδρο. Ο Williamson (1985) παρατήρησε το φαινόμενο των attached vortices ( $0 < KC < 7$ ), transverse street ( $7 < KC < 13$ ), single pair ( $13 < KC < 15$ ), double pair ( $15 < KC < 24$ ), triple pair ( $24 < KC < 32$ ). Ο Honji (1981) μελέτησε την ημιτονοειδή ροή με τη

μέθοδο της οπτικοποίησης και παρατήρησε τρισδιάστατες αστάθειες (Hori instabilities) με τη μορφή δινών που έχουν σχήμα μανιταριού και σχηματίζονται γύρω από τον κύλινδρο σε χαμηλούς αριθμούς  $KC < 1.6$ . Το φαινόμενο μελέτησε περαιτέρω ο Sarpkaya (1986). Τα παραπάνω συμπεράσματα συνοψίζονται στον πίνακα όπου φαίνονται οι μορφές του ροικού πεδίου ανάλογα με τον αριθμό  $KC$  (ο αριθμός Reynolds είναι 1000).

Πίνακας 2.1:Μορφή του ροικού πεδίου ανάλογα με τον αριθμό  $KC$ .  $Re=1000$   
(Πηγή για  $KC < 4$  Sarpkaya (1986). Πηγή για  $KC > 4$  Williamson (1985).)

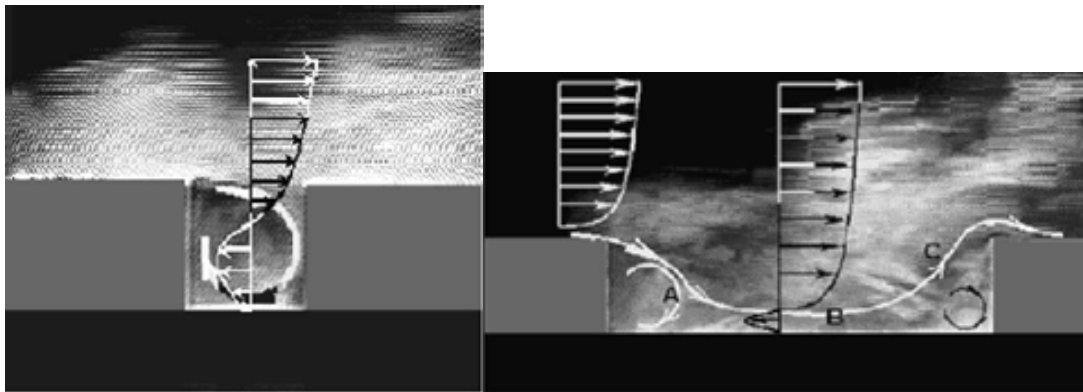
$KC < 1.1$	Στρωτή ροή γύρω από τον κύλινδρο
$1.1 < KC < 1.6$	Αποκόλληση/ δημιουργία δινών Hori
$1.6 < KC < 2.1$	Ζεύγος συμμετρικών δινών
$2.1 < KC < 4$	Ζεύγος συμμετρικών δινών/τύρβη γύρω από την επιφάνεια του κυλίνδρου
$4 < KC < 7$	Ζεύγος ασύμμετρων δινών
$7 < KC$	Vortex shedding

### Δημιουργία δινών στο εσωτερικό κοιλοτήτων

Βασικές γεωμετρικές και ροικές παράμετροι που επηρεάζουν τη ροή σε κοιλότητες είναι η αρχική ταχύτητα ροής  $u_0$ , το πάχος του οριακού στρώματος, η ένταση της τύρβης και το σχήμα της κοιλότητας. Συγκεκριμένα, το σχήμα της κοιλότητας επηρεάζεται από την αναλογία διαστάσεων, (aspect ratio AR) που ορίζεται ως το πηλίκο του βάθους προς το πλάτος της κοιλότητας, και είναι αδιάστατος αριθμός.

Στις περισσότερες μελέτες εξετάζεται στρωτή ή τυρβώδης ελεύθερη ροή μέσης ταχύτητας  $u_0$  σε μόνιμες ή μεταβατικές συνθήκες. Σε αυτές τις περιπτώσεις καθοριστικό στοιχείο της ροής είναι το διατμητικό στρώμα που δημιουργείται από την αποκόλληση της ροής εξαιτίας της γεωμετρικής ασυνέχειας που προκαλεί η παρουσία της κοιλότητας. Η χρονική μεταβολή του διατμητικού στρώματος, η οποία εξαρτάται κυρίως από το συντελεστή AR, χωρίζεται σε δύο περιπτώσεις: 'ροή ανοικτού τύπου' (open cavity flow,  $AR \geq 5$ ) και 'ροή κλειστού τύπου' (closed cavity flow,  $AR \leq 0.12$ ), όπως φαίνεται στην εικόνα 2.2.





Εικόνα 2.2: Ανοιχτή ροή (αριστερά), κλειστή ροή (δεξιά)

Στην περίπτωση ανοικτής ροής, αναπτύσσονται περίπλοκες δίνες, οι οποίες συνεισφέρουν σημαντικά στην απομάκρυνση παγιδευμένων ρύπων στην κοιλότητα. Όσο πιο βαθιά είναι μία κοιλότητα, τόσο περισσότερες δίνες σχηματίζονται, ενώ η μεταφορά του ρύπου ενισχύεται από μικρότερες δίνες. Ένας άλλος σημαντικός παράγοντας ο οποίος επηρεάζει τη μεταφορά του ρύπου έξω από την κοιλότητα είναι η συναγωγική διάχυση (convective diffusion).

Οι Tighe και Middleman (1985), μελέτησαν την απομάκρυνση ρύπου, ο οποίος βρίσκεται σε ορθογωνική κοιλότητα, από ελεύθερη στρωτή ροή. Συγκεκριμένα, εξέτασαν την επίδραση της γεωμετρίας της ροής (aspect ratio) εισάγοντας ένα καινούριο συντελεστή, το συντελεστή E (enhancement ratio). Ο ορισμός του συντελεστή E, έγινε ως εξής.

Θεωρώντας ότι η εξωτερική ροή δεν δημιουργεί κυκλοφορία μέσα στην κοιλότητα, τότε ο μόνος μηχανισμός απομάκρυνσης του ρύπου είναι η διάχυση. Τότε προκύπτει ότι ο χρόνος ημιζωής (half time) για τη διάχυση είναι:

$$t_{D1/2} = 0,194 A^2 L^2 / D \quad (2.47)$$

A= aspect ratio

L=πλάτος κοιλότητας

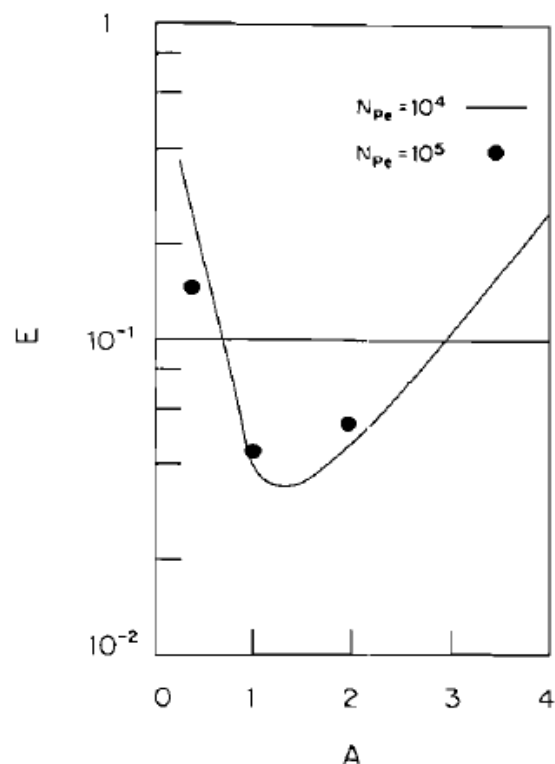
D=συντελεστής διάχυσης του ρύπου

Αν η εξωτερική ροή προκαλέσει κυκλοφορία στην κοιλότητα, τότε ο χρόνος ημιζωής μειώνεται κατά ένα συντελεστή E:

$$t_{1/2} = E t_{D1/2} \quad (2.48)$$

Δηλαδή, ο συντελεστής E μειώνει το χρόνο ημιζωής (χρόνο καθαρισμού) εξαιτίας της δημιουργίας δινών μέσα στην κοιλότητα. Στο σχήμα 2.11 φαίνεται η μεταβολή του συντελεστή E σε σχέση με το

συντελεστή  $A$  (aspect ratio). Η μεταβολή του  $E$  σε σχέση με το  $A$  περιγράφεται ως εξής. Για πολύ ρηχές κοιλότητες ( $A \ll 1$ ) η διάχυση απομακρύνει αποτελεσματικά τον ρύπο, ενώ η κυκλοφορία δεν συνεισφέρει στη διαδικασία αυτή. Για πολύ βαθιά κοιλότητα ( $A \gg 1$ ), η κυκλοφορία αποτελείται από 'στάσιμες' δίνες, με αποτέλεσμα το ρευστό να είναι επίσης στάσιμο στον πυθμένα της κοιλότητας, και επομένως μόνο η διάχυση μπορεί να ανεβάσει και να απομακρύνει το υγρό από την κοιλότητα. Ανάμεσα σε αυτές τις δύο ακραίες τιμές του  $A$ , η κυκλοφορία συνεισφέρει σημαντικά στην απομάκρυνση του ρύπου από την κοιλότητα. Για το λόγο αυτό παρατηρείται μία ελάχιστη τιμή του  $E$  για  $A \approx 1$ .



Σχήμα 2.11: Μεταβολή συντελεστή  $E$  με συντελεστή  $A$  (Tighe και Middleman (1985))

Οι Fang et al. (1999), μελέτησαν την απομάκρυνση του ρύπου ως αποτέλεσμα μεταβατικής διαδικασίας, ξεκινώντας από μηδενική στρωτή ροή. Παρατήρησαν ότι ο καθαρισμός της κοιλότητας είναι πιο αποτελεσματικός στα αρχικά στάδια, όπου παράγεται έντονη στροβιλότητα, ενώ σταδιακά μειώνεται καθώς η ταχύτητα της ροής αποκτά μία τελική τιμή.

Μελέτες έχουν γίνει επίσης, για την απομάκρυνση στρωματοποιημένου ρευστού από στρωτή ή τυρβώδη ροή. Οι Strang και Fernando (2004), μελέτησαν τη μεταφορά ρύπου, που προκαλείται από τυρβώδη ροή, από ορθογωνικές κοιλότητες. Συγκεκριμένα, τοποθέτησαν ορθογωνικές κοιλότητες, οι οποίες ήταν γεμάτες με αλατισμένο νερό, μέσα σε τυρβώδη ροή και μελέτησαν την απομάκρυνση του ρύπου (αλατισμένο νερό) από την κοιλότητα, με τη μέθοδο LDV (Laser Doppler Velocimetry) για τη μέτρηση του ροικού πεδίου, και τη μέθοδο LIF (Laser Induced Fluorescence) για τη μέτρηση συγκεντρώσεων. Στις βαθιές κοιλότητες ( $AR > 1$ ), η απομάκρυνση του αλατισμένου νερού γίνεται κυρίως από 'κυματικές' κινήσεις (seighing motions) και στη συνέχεια το νερό εκτοπίζεται έξω από τις κοιλότητες. Τα φάσματα συγκέντρωσης τα οποία υπολογίστηκαν στην όπισθεν πλευρά της κοιλότητας, δεν παρουσίαζαν κάποιο ακρότατο.

Στις ρηχές κοιλότητες, ο μηχανισμός καθαρισμού είναι διαφορετικός. Το αλατισμένο νερό αναμιγνύεται από δίνες οι οποίες δημιουργούνται στην μπροσινή πλευρά της κοιλότητας. Στα φάσματα εμφανίζονται δύο συχνότητες, οι οποίες εμφανίζονται συχνά σε ροές τύπου 'απορέυματος' (wake type flows). Η μία συχνότητα αναφέρεται στο σχηματισμό των δινών (shedding of vortices) και η άλλη στην αστάθεια του διατμητικού στρώματος.

Στην πειραματική διάταξη των Kirkpatrick και Armfield (1983), μία τετραγωνική κοιλότητα γέμιζε με διάλυμα αλατόνευρο, μετά από κάποιο χρονικό διάστημα αφού ξεκινούσε η τυρβώδης ροή, και στη συνέχεια μελετήθηκε η επίδραση της τυρβώδους ροής στο αλατισμένο περιεχόμενο της κοιλότητας. Έγινε σύγκριση των πειραματικών μετρήσεων με αποτελέσματα από υπολογιστική προσομοίωση (μέθοδος DNS Direct Numerical Simulation). Η διαδικασία απομάκρυνσης του αλατισμένου νερού από την κοιλότητα χωρίστηκε σε 4 φάσεις. Αρχικά δημιουργείται μία μεγάλη δίνη στο αριστερό άκρο της κοιλότητας στην κορυφή, η οποία μετακινείται προς το δεξιό άκρο, και κατά την μετακίνηση αυτή εμπλουτίζεται με αλατισμένο νερό από μικρές τυρβώδεις δίνες, και τελικά εκτοπίζεται από την κοιλότητα.

Στην επόμενη φάση, μία καινούρια μεγάλη δίνη δημιουργείται μεταφέροντας καθαρό νερό στην κοιλότητα, το οποίο αλληλεπιδρά με το αλατισμένο νερό και δημιουργούνται αστάθειες τύπου Rayleigh-Taylor. Οι δίνες που δημιουργούνται από αυτές τις αστάθειες είναι αριστερόστροφες, ενώ οι δίνες που δημιουργούνται στη δεξιά πλευρά της κοιλότητας έχουν δεξιόστροφη φορά. Το γεγονός αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός πολύπλοκου ροικού πεδίου. Στην τρίτη φάση, μικρές δίνες εμφανίζονται στο διατμητικό στρώμα στην κορυφή της κοιλότητας, οι οποίες μοιάζουν με σχηματισμούς Kelvin-Helmholtz. Όταν φτάσουν στη δεξιά πλευρά της κοιλότητας, οι δίνες αυτές 'ανακρούονται' προς τα κάτω στη διεπιφάνεια αλατισμένου-καθαρού

νερού. Η 'ανάκρουση' των δινών στη διεπιφάνεια αποτελεί τον κύριο μηχανισμό μεταφοράς στη φάση αυτή. Στην τέταρτη και τελευταία φάση, μία μεγάλη δεξιόστροφη δίνη κυριαρχεί στη δεξιά πλευρά της κοιλότητας. Η δίνη αυτή περιστρέφεται αργά, μεταφέροντας τέσσερις με πέντε μικρότερες δίνες. Στην προηγούμενη φάση, οι μικρές αυτές δίνες ήταν ο κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς αλατισμένου νερού προς τα πάνω. Στην παρούσα φάση, φαίνεται ότι δημιουργούνται κυματισμοί οι οποίοι μετακινούνται από δεξιά προς αριστερά, δηλαδή αντίθετα στην διεύθυνση της ροής.

Από τη διεθνή βιβλιογραφία, φαίνεται ότι η ροή σε κοιλότητες έχει μελετηθεί διεξοδικά, ωστόσο δεν βρέθηκαν στοιχεία σχετικά με απομονωμένη κοιλότητα μέσα σε τυρβώδη ροή. Συγκεκριμένα, δεν εντοπίστηκε πείραμα παρόμοιο με αυτό της παρούσας διατριβής, δηλαδή διάχυση ρύπων σε ορθογωνική κοιλότητα ανάμεσα σε δύο παλλόμενα πλέγματα. Με αυτή την έννοια η παρούσα διατριβή παρουσιάζει νέα και πρωτότυπα δεδομένα στο σημαντικό φαινόμενο της διάχυσης σε κοιλότητες.

## 2.11 Τύρβη παλλόμενου πλέγματος σε συνδυασμό με περιστροφικές δυνάμεις

Στις προηγούμενες παραγράφους μελετήθηκε η τύρβη που παράγεται από ένα ή δύο παλλόμενα πλέγματα καθώς και η διάχυση ρύπων σε αυτή. Παρακάτω, θα γίνει αναφορά στην επίδραση της περιστροφής στην παραγόμενη από παλλόμενα πλέγματα τύρβη.

Για την περιγραφή των περιστροφικών ροών χρησιμοποιείται ο αριθμός Rossby, ο οποίος είναι ένας αδιαστατος αριθμός και είναι ο λόγος των αδρανειακών δυνάμεων προς τη δύναμη Coriolis.

$$R_o = u/Lf \quad (2.49)$$

$u$  = χαρακτηριστική ταχύτητα της ροής  
 $L$  = χαρακτηριστικό μήκος της ροής  
 $f = 2\Omega \sin\varphi$  συχνότητα Coriolis  
 $\Omega$  = γωνιακή ταχύτητα της περιστροφής  
 $\varphi$  = γεωγραφικό πλάτος

Εξαιτίας της περιστροφής, εμφανίζονται άλλες δύο χρονικές κλίμακες στη ροή, εκτός από τη χαρακτηριστική κλίμακα  $L/u$  των μεγάλων δινών (energy containing eddies) οι οποίες έχουν αντίθετα αποτελέσματα στην εξασθένηση της τύρβης. Είναι η χρονική κλίμακα

περιστροφής,  $\Omega^{-1}$ , και για κλειστά, οριοθετημένα συστήματα, η χρονική κλίμακα Ekman  $t_E = h(\nu\Omega)^{-1/2}$ , όπου  $h$  είναι ένα χαρακτηριστικό μέγεθος κατά μήκος του άξονα περιστροφής. Αυτές οι δύο χρονικές κλίμακες δρουν ανταγωνιστικά, καθώς η κλίμακα  $\Omega^{-1}$  μειώνει την εξασθένηση της τύρβης, ενώ αντίθετα η κλίμακα Ekman ενισχύει την εξασθένηση της τύρβης.

Η επίδραση της περιστροφής συναντάται συχνά σε διάφορες γεωφυσικές ροές, οι περισσότερες από τις οποίες είναι τυρβώδεις. Έχουν γίνει διάφορες εργαστηριακές μελέτες πάνω σε τυρβώδεις ροές που περιλαμβάνουν και περιστροφή. Οι Ibbetson και Tritton (1975) μελέτησαν την τύρβη που παράγεται από δύο πλέγματα σε περιστρεφόμενο ρευστό και διαπίστωσαν ότι η αύξηση του ρυθμού περιστροφής αυξάνει την εξασθένηση της τύρβης. Ωστόσο, σύμφωνα με τους Morize και Moisy (2006), η μείωση της εξασθένησης της τύρβης, δεν ήταν αισθητή λόγω της επιπλέον εξασθένηση της τύρβης από την κλίμακα Ekman. Οι Jacquin et al. (1990) μελέτησαν πειραματικά την τύρβη που παράγεται από πλέγμα σε περιστρεφόμενο κύλινδρο και διαπίστωσαν ότι ο ρυθμός εξασθένησης της τύρβης μειώνεται με την περιστροφή.

Οι Sugihara et al. (2004) μελέτησαν επίσης την επίδραση της περιστροφής στην τύρβη. Η πειραματική διάταξη αποτελούνταν από δεξαμενή στην οποία ταλαντώνονταν ένα πλέγμα, ενώ όλο το σύστημα ήταν τοποθετημένο σε περιστρεφόμενη βάση. Διαπίστωσαν ότι όταν η περιστροφή είναι χαμηλή, ο ρυθμός εξασθένησης της τύρβης είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο ρυθμό χωρίς περιστροφή, ενώ όταν η περιστροφή αυξάνεται μειώνεται ο ρυθμός εξασθένησης. Σε παρόμοια συμπεράσματα κατέληξαν οι Morize και Moisy (2006) οι οποίοι χρησιμοποίησαν παρόμοια πειραματική διάταξη με τους Sugihara et al. (2004). Παρατήρησαν μείωση του ρυθμού εξασθένησης της τύρβης για χρόνο μικρότερο από τη χρονική κλίμακα Ekman, ενώ για χρόνο μεγαλύτερο της κλίμακας Ekman η εξασθένηση είναι πιο έντονη.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΚΑΙ ΟΡΓΑΝΩΝ**

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται περιγραφή της διάταξης ταλάντωσης των πλεγμάτων και όλων των μετρητικών οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων.

### **3.1. Περιγραφή πειραματικής διάταξης**

Μετά την αναδρομή στην διεθνή βιβλιογραφία έγινε η διαστασιολόγηση, ο σχεδιασμός και η κατασκευή ενός συστήματος παραγωγής ισότροπης και ομογενούς τύρβης με σχεδόν μηδενική μέση ταχύτητα σε υδροδεξαμενή με την μέθοδο των ταλαντούμενων πλεγμάτων. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν δύο πλέγματα τα οποία ταλαντώνονται οριζόντια μέσα σε υδροδεξαμενή και παράγουν τυρβώδη ροή.

Η ήδη υπάρχουσα στο Εργαστήριο υδροδεξαμενή (4.5 m μήκος, 0.6 m βάθος, 0.5 m εύρος) τροποποιήθηκε ώστε να καταστεί δυνατή η εγκατάσταση του ταλαντωτικού μηχανισμού, του συστήματος έγχυσης της προς διασπορά ουσίας και των μετρητικών συστημάτων. Ιδιαίτερη προσοχή δόθηκε στην στερεότητα της δεξαμενής ώστε να είναι ανεπηρέαστη από τους ισχυρούς κραδασμούς.

Για τη διεξαγωγή των πειραμάτων, αρχικά, χρησιμοποιήθηκε ταλαντωτικός μηχανισμός ηλεκτρομαγνητικού τύπου, ψηφιακά ελεγχόμενος ως προς το εύρος (0 - 50 mm) και την συχνότητα ταλάντωσης (0 - 10 Hz). Πρόκειται για ηλεκτρομαγνητικό ταλαντωτή υψηλής ακρίβειας (μοντέλο 113 ELECTRO-SEIS της εταιρίας APS Dynamics, Inc.) ο οποίος αποτελεί ιδιοκτησία του Εργαστηρίου Δυναμικής Συστημάτων του ΤΜΜΒ και ο δανεισμός του γίνεται σε προσυμφωνημένα χρονικά διαστήματα. Η μεταβολή της συχνότητας ταλάντωσης και του εύρους γίνεται ηλεκτρονικά με ειδικό ενισχυτή και γεννήτρια συχνοτήτων. Ωστόσο, η ανάγκη για συχνότερη χρήση του ταλαντωτικού μηχανισμού ήταν μεγάλη για αυτό κατασκευάστηκε ταλαντωτής με έκκεντρο. Η μέθοδος με έκκεντρο είναι απλούστερη και φτηνότερη, αλλά δημιουργεί πολλές επιπλέον δυνάμεις και κραδασμούς.

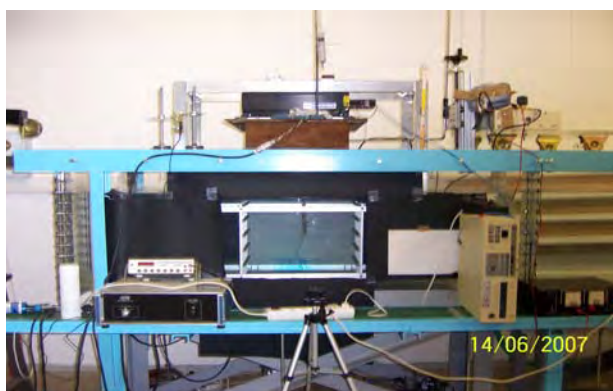
Η μέτρηση του ροικού πεδίου έγινε εφικτή με τη χρήση του συστήματος LDA (Laser Doppler Anemometer). Πρόκειται για σύστημα μέτρησης ταχύτητας ροής σε συγκεκριμένο σημείο. Αποτελείται από laser το οποίο παράγει 2 δέσμες φωτός που συγκλίνουν σε ένα σημείο. Στο σημείο σύγκλισης γίνεται μέτρηση της ταχύτητας ροής. Υπάρχει

δυνατότητα μέτρησης της οριζόντιας και της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας ροής στο συγκεκριμένο σημείο.

Για την οπτικοποίηση της ροής χρησιμοποιήθηκαν δύο μέθοδοι, η μέθοδος LIF (Laser Induced Fluorescence) καθώς και η χρήση video lights. Στη μέθοδο LIF δημιουργείται επίπεδο φωτός μονοχρωματικής ακτινοβολίας μέσα στη ροή και με ειδικές ουσίες οι οποίες διεγείρονται από τη δέσμη laser και επανεκπέμπουν ακτινοβολία μεγαλύτερου μήκους κύματος, γίνεται η οπτικοποίηση της ροής.

### 3.1.1. Δεξαμενή νερού

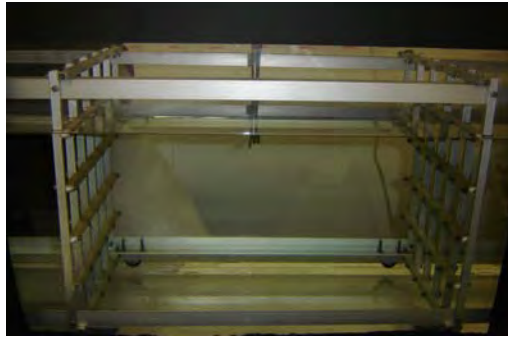
Η δεξαμενή νερού στην οποία έγιναν όλα τα πειράματα, έχει διαστάσεις 371x39x 60 cm. Είναι κατασκευασμένη από Plexiglas και το πάχος των τοιχωμάτων είναι 1.7 cm. Στον πυθμένα της υπάρχουν 2 βάνες από τις οποίες γεμίζει και αδειάζει με νερό η δεξαμενή. Η δεξαμενή βρίσκεται σε ύψος 82 cm από το πάτωμα του εργαστηρίου.



Εικόνα 3.1: Δεξαμενή νερού

### 3.1.2. Πλέγμα

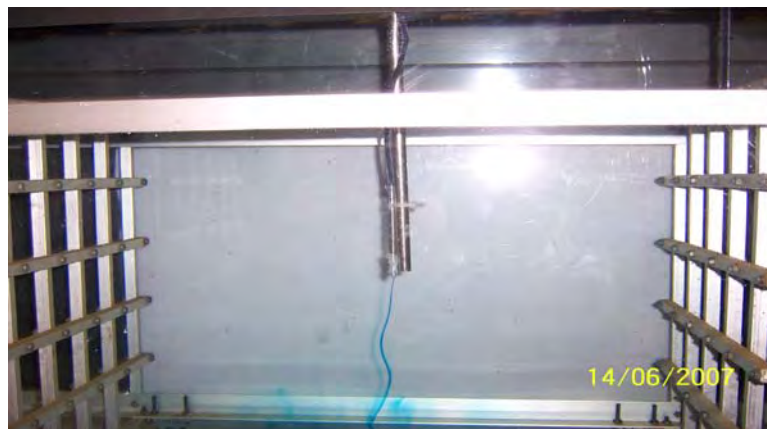
Χρησιμοποιήθηκαν 2 παλλόμενα σε φάση πλέγματα. Το κάθε πλέγμα αποτελείται από 12 ράβδους αλουμινίου τετραγωνικής διατομής 1x1 cm και είναι πορώδες κατά 70%, δηλαδή των εμβαδόν των διάκενων προς το συνολικό εμβαδόν του πλέγματος ισούται με 0,7, ενώ το μέγεθος του διάκενου (mesh size) είναι  $M=62$  mm. Τα δύο πλέγματα βρίσκονται σε απόσταση  $L=475$  mm μεταξύ τους ενώ στηρίχθηκαν στον ταλαντωτή με μία κατασκευή από συμπαγείς ράβδους αλουμινίου πάχους 1.5 cm και πλάτους 5 cm η οποία κατασκευάστηκε από τον μηχανουργό του τμήματος κ. Α.Βέργο.



Εικόνα 3.2: Πλέγματα

### **3.1.3. Διάταξη έγχυσης χρωστικής ουσίας**

Στα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν 3 χρωστικές ουσίες για την οπτικοποίηση της ροής, η ροδαμίνη 6G, η φλουορεσίνη και το methyl blue τα οποία τοποθετήθηκαν σε δοχείο που έχει ενσωματωμένη αντλία με την οποία ρυθμίζουμε την παροχή της ουσίας στο πείραμα. Η παροχή που δίνεται στο πείραμα ρυθμίζεται με την αλλαγή τάσης στην αντλία που παρέχεται από μία γεννήτρια. Η ρύθμιση για μη συνεχόμενη παροχή στο πείραμα γίνεται με τη βοήθεια ενός διεγέρτη (ο οποίος κατασκευάστηκε από τον ηλεκτρονικό του τμήματος κ. Α. Δαφερέρα). Για τη μεταφορά της χρωστικής ουσίας από το δοχείο στο νερό χρησιμοποιήθηκε ένα πλαστικό σωληνάκι (όμοιο με αυτά που χρησιμοποιούνται στους ορούς των ασθενών) του οποίου η μία άκρη συνδέθηκε στο δοχείο ενώ στην άλλη άκρη τοποθετήθηκε ένας λεπτός σωλήνας μήκους 500 mm διαμέτρου 3 mm από τον οποίο τελικά γινόταν η έγχυση της χρωστικής ουσίας στο νερό, στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα.



Εικόνα 3.3: Σωλήνας έγχυσης χρωστικής ουσίας



## 3.2 Μετρητικά όργανα και συσκευές

Για τη διεξαγωγή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα εξής όργανα και συσκευές:

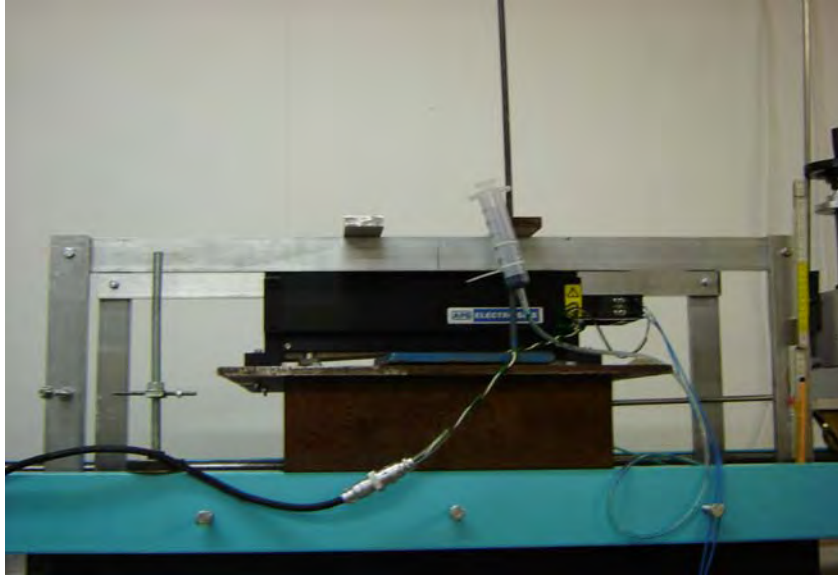
- Ταλαντωτικός μηχανισμός ηλεκτρομαγνητικού τύπου
- Γεννήτρια συχνοτήτων
- Ενισχυτής ταλαντωτικού μηχανισμού
- Ταλαντωτικός μηχανισμός με χρήση ηλεκτροκινητήρα
- Σύστημα ανεμομετρίας LDA

### 3.2.1. Ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής

Ο ταλαντωτής που χρησιμοποιήθηκε για την ταλάντωση των πλεγμάτων είναι ο ELECTRO-SEIS Shaker της APS Dynamics. Πρόκειται για ηλεκτροδυναμικό διεγέρτη ο οποίος χρησιμοποιείται για τη μελέτη των δυναμικών χαρακτηριστικών διαφόρων κατασκευών στην περιοχή των σεισμικών συχνοτήτων. Στην ουσία πρόκειται για ένα force generator. Η αρχή λειτουργίας του βασίζεται στην εφαρμογή δύναμης σε έναν αγωγό ρεύματος, ο οποίος βρίσκεται σε ένα συνεχές μαγνητικό πεδίο το οποίο είναι κάθετο στη διεύθυνση του ρεύματος. Η ασκούμενη δύναμη είναι ανάλογη της στιγμιαίας τιμής του ρεύματος. Ο συγκεκριμένος ταλαντωτής μπορεί να παράγει οποιαδήποτε κυματομορφή δύναμης σε συμφωνία με κυματομορφή του ρεύματος που παρέχεται σε αυτόν.

Τα τεχνικά χαρακτηριστικά του ταλαντωτή είναι τα εξής:

- Εύρος συχνοτήτων: 0-200 Hz
- Ασκούμενη δύναμη  
Dc μέχρι 0.1 Hz: 94 N  
>0.1 Hz: 133 N
- Μέγιστο πλάτος ταλάντωσης: 158 mm peak-peak



Εικόνα 3.4: Ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής

### **3.2.2. Ενισχυτής ταλαντωτικού μηχανισμού**

Ο ενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε για την τροφοδότηση του ταλαντωτή είναι ο APS Dynamics Model 124-EP DUAL MODE Power Amplifier. Πρόκειται για ενισχυτή διπλής λειτουργίας (dual mode) καθώς έχει τη δυνατότητα ενίσχυσης σήματος δυναμικού (volt) και σήματος ρεύματος. Η λειτουργία σε voltage (voltage mode) χρησιμοποιείται για την τροφοδότηση του ταλαντωτή. Αυτή η λειτουργία παράγει απόκριση 'σταθερής ταχύτητας' ως συνάρτηση της συχνότητας στην περιοχή της συχνότητας συντονισμού του οπλισμού του ταλαντωτή. Αυτή η λειτουργία προκαλεί υψηλή απόσβεση στην κίνηση του οπλισμού του ταλαντωτή.

Η λειτουργία σε ρεύμα (current mode) χρησιμοποιείται για test excitation ή όταν πρέπει ο ταλαντωτής να έχει ελάχιστη επίδραση στην απόσβεση του συστήματος. Σε αυτή τη λειτουργία ο ταλαντωτής έχει απόκριση 'σταθερής δύναμης'.

Στην παρούσα αναφορά ο ενισχυτής χρησιμοποιήθηκε ως τροφοδότης δυναμικού (voltage mode) για τον ταλαντωτή.

### **3.2.3 Γεννήτρια συχνοτήτων**

Για τη διέγερση του ταλαντωτή, εκτός από το συγκεκριμένο ενισχυτή χρησιμοποιήθηκε και μία γεννήτρια συχνοτήτων καθώς το πλάτος

ταλάντωσης προκύπτει ως γινόμενο του σήματος σε volts που δίνει ο ενισχυτής και του σήματος της γεννήτριας:

πλάτος ταλάντωσης = volts(ενισχυτή) \* volts(γεννήτριας)

Η γεννήτρια συχνοτήτων που χρησιμοποιήθηκε είναι τύπου: Escort EGC3230. Με τη συγκεκριμένη γεννήτρια, εκτός από το πλάτος, ρυθμιζόταν και η συχνότητα ταλάντωσης του συστήματος.

### 3.2.4. Μέτρηση του εύρους ταλάντωσης

Για τη μέτρηση του εύρους ταλάντωσης του ταλαντωτή χρησιμοποιείται ένας αισθητήρας θέσης. Το τμήμα μηχανολόγων μηχανικών διαθέτει ένα αισθητήρα θέσης, ωστόσο από δοκιμές που έγιναν δεν έδωσε καλά αποτελέσματα η χρήση του για την εύρεση του πλάτους ταλάντωσης. Για το λόγο αυτό, βρέθηκε άλλος τρόπος για τη μέτρηση του εύρους ταλάντωσης. Κατασκευάστηκε μία διάταξη με τη βοήθεια του μηχανουργού του τμήματος κ. Α.Βέργου και του ηλεκτρονικού κ.Α.Δαφερέρα η οποία λειτουργεί ως εξής.

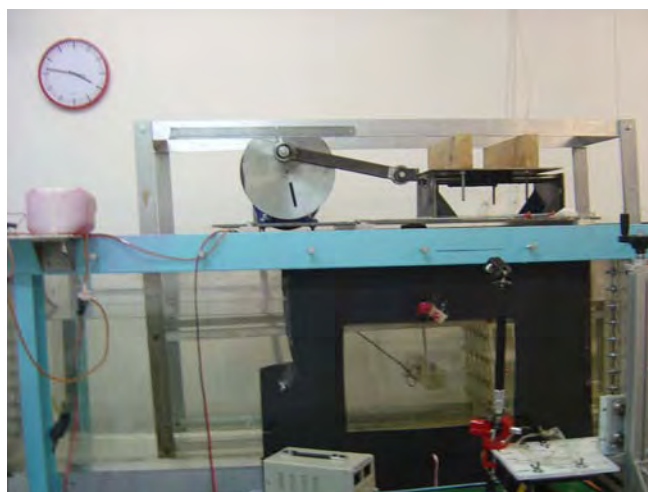
Αποτελείται από δύο κάθετα κομμάτια μετάλλου τα οποία στηρίζονται σε 2 μαγνήτες. Χρησιμοποιήθηκαν οι μαγνήτες ως βάση έτσι ώστε να υπάρχει η δυνατότητα να στηρίζονται καλά αλλά ταυτόχρονα και να μετακινούνται εύκολα οι δύο αυτές κατασκευές πάνω στη δεξαμενή. Σε κάθε κομμάτι μετάλλου έχει προσαρμοστεί οριζόντια μία βίδα μήκους 10cm η οποία έχει τη δυνατότητα να μετακινείται οριζόντια. Στις κάθετες ράβδους της κατασκευής των πλεγμάτων έχει τοποθετηθεί μία ηλεκτρονική διάταξη η οποία αποτελείται από 2 ζεύγη ελασμάτων και 2 λαμπάκια. Καθώς ταλαντώνονται τα πλέγματα, μετακινούμε τις οριζόντιες βίδες έτσι ώστε μόλις κάθε μία από αυτές κάνει επαφή με το κάθε ζεύγος ελασμάτων κλείνει το ηλεκτρικό κύκλωμα και ανάβουν τα λαμπάκια. Επομένως, μετρώντας με ένα χάρακα την απόσταση ανάμεσα στις βίδες γνωρίζουμε το εύρος ταλάντωσης του ταλαντωτή και των πλεγμάτων κατά συνέπεια.



Εικόνα 3.5: Διάταξη μέτρηση εύρους ταλάντωσης

### 3.2.5. Ταλαντωτής με τη χρήση ηλεκτροκινητήρα

Για την παραγωγή σχεδόν αρμονικής ταλαντωτικής κίνησης, σχεδιάστηκε και υλοποιήθηκε κατασκευή αποτελούμενη από διφασικό ηλεκτροκινητήρα 2 HP, από έκκεντρο καθώς κι από τράπεζα 400x400 mm οδηγούμενη από 4 αξονικά ρουλεμάν πάνω σε 2 παράλληλα βάρια. Το έκκεντρο αποτελείται από δίσκο 300 mm με ανοιγμένα αυλάκια για την επιλογή του επιθυμητού εύρους ταλάντευσης, καθώς και μια μπιέλα που συνδέεται με το τραπέζι ταλάντευσης 400x400 mm. Όλη η κατασκευή προσδένεται σε μεγαλύτερων διαστάσεων τραπέζι 1100x600 mm. Το μέγιστο εύρος ταλάντωσης που μπορεί να παράγει ο μηχανισμός είναι 110 mm και το μικρότερο 40 mm. Η μέγιστη συχνότητα είναι στα 10 Hz και ρυθμίζεται από ένα inverter.



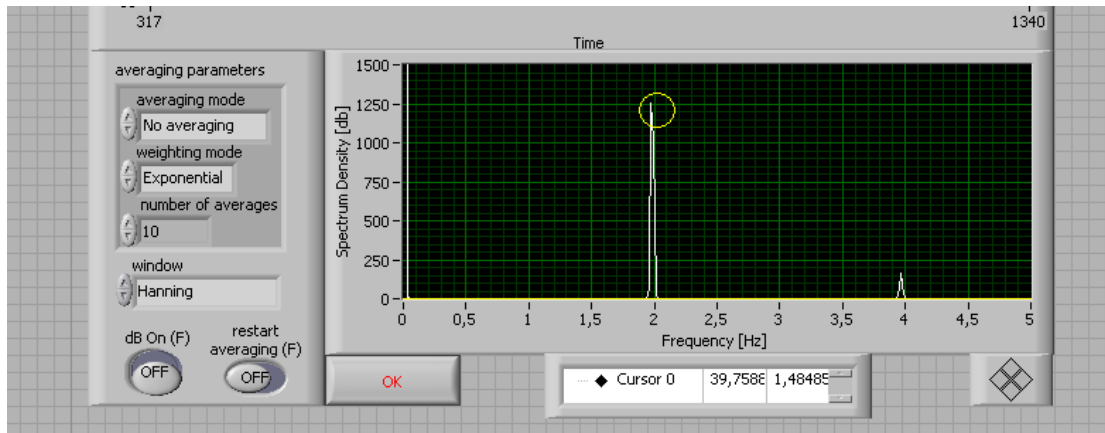
Εικόνα 3.6: Ταλαντωτής με τη χρήση ηλεκτροκινητήρα και έκκεντρο

### 3.2.6. Μέτρηση συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων

Για τον υπολογισμό της συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων, όταν αυτά ενεργοποιούνται με τον ταλαντωτή με χρήση ηλεκτροκινητήρα, χρησιμοποιήθηκε λογισμικό σε περιβάλλον Labview. Η διαδικασία είναι η εξής. Γίνεται βιντεοσκόπηση των παλλόμενων πλεγμάτων, και στη συνέχεια το αρχείο -βίντεο επεξεργάζεται μέσω του λογισμικού. Συγκεκριμένα, επιλέγεται μία περιοχή σε ένα frame από το βίντεο, (εικόνα 3.7) στην οποία περιέχεται το παλλόμενο πλέγμα, και το λογισμικό υπολογίζει τη χρονική μεταβολή της φωτεινότητας σε αυτήν την περιοχή. Από τη χρονική μεταβολή, υπολογίζεται το φάσμα πυκνότητας (spectrum density), στο οποίο η μεγαλύτερη κορυφή (peak) αντιστοιχεί στη συχνότητα ταλάντωσης (εικόνα 3.8).



Εικόνα 3.7: Επιλογή περιοχής όπου περιέχεται το παλλόμενο πλέγμα



Εικόνα 3.8: Συχνότητα ταλάντωσης στο υπολογιζόμενο φάσμα πυκνότητας

### **3.3 Μέθοδος ανεμομετρίας Laser Doppler Anemometer (LDA)**

Για τη μέτρηση του ροϊκού πεδίου χρησιμοποιήθηκε το σύστημα Laser Doppler Anemometer το οποίο περιγράφεται αναλυτικά παρακάτω.

Η ανεμομετρία Doppler αποτελεί ένα χρήσιμο εργαλείο στον τομέα της ρευστομηχανικής το οποίο χρησιμοποιείται για τη μέτρηση στιγμιαίων ταχυτήτων στο υπό μελέτη πεδίο ροής. Αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε για πρώτη φορά από τους Yeh και Cummins (1964) οι οποίοι μέτρησαν μία πλήρως αναπτυγμένη ροή. Είναι οπτική τεχνική βασισμένη στις ιδιότητες μίας μονοχρωματικής ακτινοβολίας (laser) με βάση την οποία μπορεί να μετρηθεί η ταχύτητα αιωρούμενων σωματιδίων μέσα στο ρευστό τα οποία ακολουθούν τη ροή.

#### Πλεονεκτήματα

Τα πλεονεκτήματα της τεχνικής αυτής σε σχέση με τις συμβατικές τεχνικές που βασίζονται στη χρήση αισθητήρων (probe based) είναι συνοπτικά τα παρακάτω:

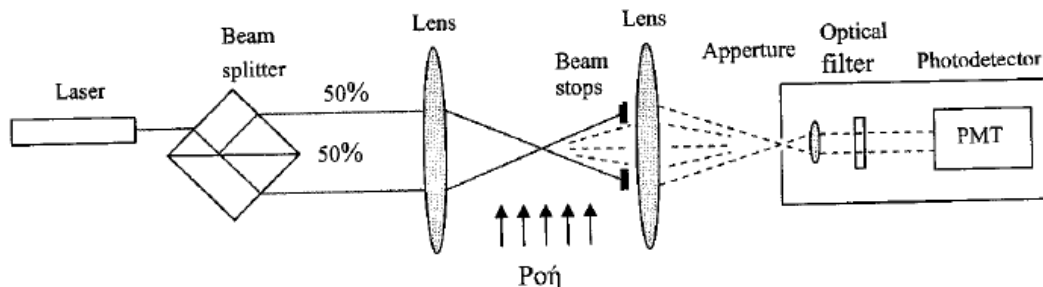
1. δεν αλληλεπιδρά με το ρευστό (non intrusive). Δεν διαταράσσει το πεδίο ροής λόγω του ότι δεν υπάρχει βυθισμένος αισθητήρας.
2. δεν απαιτεί ρύθμιση.
3. μπορεί να μετρήσει και αντίθετη ροή (δίνει θετική και αρνητική ταχύτητα).

4. μπορεί να μετρήσει σε ροές υψηλών θερμοκρασιών όπως π.χ. σε φλόγες, όπου συμβατικές τεχνικές βασισμένες σε αισθητήρες αποτυγχάνουν παντελώς.
5. σε συνδυασμό με άλλες τεχνικές laser, μπορεί να μετρήσει όρους μεταφοράς μάζας κάποιας ουσίας μέσα στη ροή. Για παράδειγμα, σε συνδυασμό με μεθοδολογίες φθορισμού διαλυμένων ουσιών από laser (laser induced fluorescence), μπορεί να μετρήσει την τυρβώδη μεταφορά ουσιών στο πεδίο ροής, δηλαδή όρους  $w'c'$  που μέχρι πρόσφατα ήταν αδύνατο να μετρηθούν.

### Μειονεκτήματα της μεθόδου

1. Πρέπει να υπάρχει οπτική επαφή με το πεδίο ροής έτσι ώστε η εκπεμπόμενη και σκεδαζόμενη ακτινοβολία να μπορούν να μπουκ και να εξέλθουν από εκεί.
2. μεταβολές στο δείκτη διάθλασης έχουν αρνητική επίπτωση στη δημιουργία του σήματος Doppler.

### Βασική αρχή λειτουργίας



Σχήμα 3.1: Διάταξη LDA

Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζεται η αρχή λειτουργίας ενός LDA. Η ακτίνα μονοχρωματικής ακτινοβολίας (laser) που είναι πολωμένη χωρίζεται σε δύο παράλληλες ακτίνες ίσης έντασης που τέμνονται μέσα στο πεδίο ροής. Στη συνέχεια, ένας φακός συλλέγει την ακτινοβολία που σκεδάζεται από τον όγκο αναφοράς (τομή των δύο ακτίνων) και μέσω ενός διαφράγματος και ενός οπτικού φίλτρου την οδηγεί σε κάποια φωτοευαίσθητη επιφάνεια. Η ένταση του ρεύματος που παράγεται είναι

ανάλογη αυτής της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας. Το σήμα στη συνέχεια οδηγείται σε αποκωδικοποιητή όπου προσδιορίζεται η συχνότητα Doppler της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας που είναι ευθέως ανάλογη της ταχύτητας ροής στον όγκο αναφοράς (τομή των δύο ακτινών).

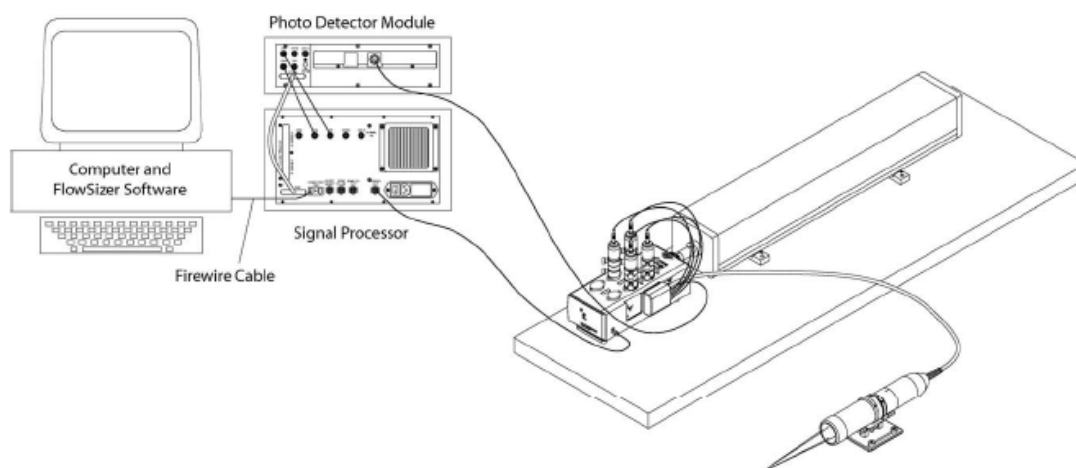
Όπως αναφέρθηκε, το LDA μετρά την ταχύτητα μικρών σωματιδίων τα οποία κινούνται στο υπό μελέτη ρευστό. Θεωρώντας ότι τα σωματίδια είναι πολύ μικρά, η ταχύτητα τους είναι ίση με την ταχύτητα του ρευστού. Η φυσική αρχή που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της ταχύτητας των σωματιδίων είναι η σκέδαση του φωτός από αυτά. Η διασαύρωση των δύο ακτινών laser έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία κροσσών συμβολής, δηλαδή διαδοχικές σκοτεινές και φωτεινές περιοχές. Καθώς το σωματίδιο κινείται στον όγκο μέτρησης, σκεδάζει φως στις φωτεινές περιοχές ενώ στις σκοτεινές περιοχές δεν σκεδάζει. Το τελικό αποτέλεσμα είναι ότι η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός παρουσιάζει μία μεταβλητότητα με συχνότητα ανάλογη της ταχύτητας του σωματιδίου. Η απόσταση ανάμεσα στις σκοτεινές και φωτεινές περιοχές, καθώς και χρόνος που χρειάζεται να τις διασχίσει το σωματίδιο είναι γνωστά (αντίστροφος της συχνότητας του σήματος) οπότε μπορεί να υπολογιστεί η ταχύτητα του σωματιδίου. Το σκεδαζόμενο φως συλλέγεται από οπτικές διατάξεις και μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα μέσω φωτοπολλαπλασιαστών (photomultiplier tubes PMTs). Η συχνότητα του σήματος (γνωστή και ως συχνότητα Doppler  $f_d$ ) μετράται και στη συνέχεια υπολογίζεται η ταχύτητα του σωματιδίου πολλαπλασιάζοντας τη συχνότητα με την απόσταση  $\delta_f$  των κροσσών συμβολής:

$$U = \delta_f f_d \quad (3.1)$$

Αν οι δύο ακτίνες που αλληλεπιδρούν έχουν ακριβώς την ίδια συχνότητα, τότε οι κροσσοί συμβολής θα είναι στάσιμοι στον όγκο μέτρησης (measurement volume). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ότι σωματίδια με συγκεκριμένη ταχύτητα τα οποία κινούνται προς μία κατεύθυνση στους κροσσούς συμβολής θα έχουν την ίδια συχνότητα με σωματίδια (της ίδιας ταχύτητας) τα οποία κινούνται στην αντίθετη κατεύθυνση. Έτσι δεν θα μπορούσε να καθοριστεί ποια σωματίδια κινούνται στη θετική και ποια στην αρνητική διεύθυνση ροής. Για να αποφευχθεί αυτό το πρόβλημα, μία από τις δύο ακτίνες έχει μετατοπισμένη τη συχνότητα της κατά 40 MHz (Bragg cell). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα οι κροσσοί συμβολής να κινούνται με συχνότητα 40 MHz στον όγκο μέτρησης. Τα σωματίδια τα οποία κινούνται μέσα στον όγκο θα έχουν συχνότητα μεγαλύτερη ή μικρότερη των 40 MHz, ανάλογα με τη διεύθυνση στην οποία κινούνται. Επομένως, η συχνότητα του φωτός που σκεδάζεται από ένα σωματίδιο θα είναι 40 MHz συν ή πλην ένα πόσο, το οποίο θα εξαρτάται από την ταχύτητα του. Αν ένα σωματίδιο κινείται αντίθετα στην κίνηση των κροσσών συμβολής θα έχει συχνότητα 40 MHz



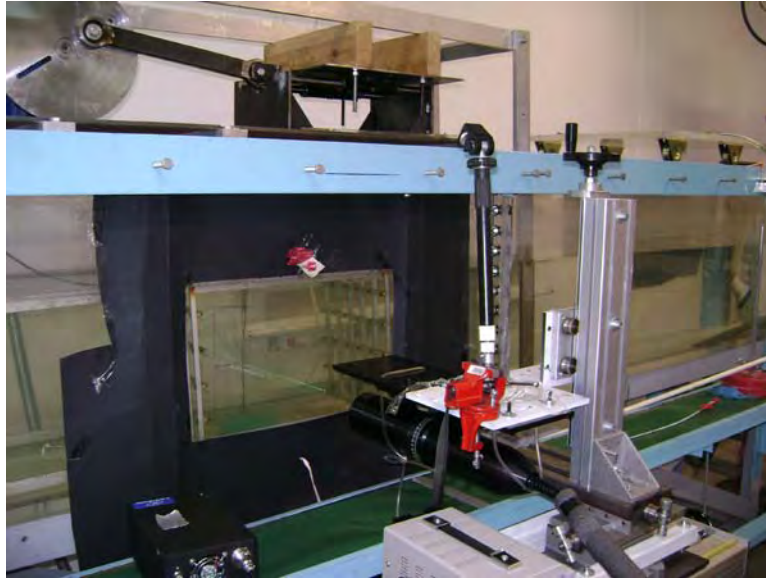
συν την συχνότητα Doppler, ενώ ένα σωματίδιο το οποίο κινείται με τους κροσσούς συμβολής θα έχει συχνότητα 40 MHz μείον τη συχνότητα Doppler.



Σχήμα 3.2: LDA system

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται ένα δυσδιάστατο σύστημα LDA με τα κύρια εξαρτήματα ενώ στην εικόνα 3.9 φαίνεται το σύστημα LDA που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα της παρούσας διατριβής. Το laser (Argon ion 300mW) περιέχει μία πηγή φωτός η οποία παρέχει μία πολυχρωματική δέσμη φωτός. Στη συνέχεια η δέσμη αυτή μετατρέπεται σε 3 ζεύγη ακτινών (πράσινο, μπλε, βιολετί) τα οποία συγκωνεύονται σε οπτικές ίνες. Το φως από τις τέσσερις οπτικές ίνες συγκεντρώνεται έτσι ώστε να σχηματιστεί ο όγκος μέτρησης (measurement volume). Το φως που σκεδάζεται από τα σωματίδια στη ροή συλλέγεται από μία οπτική ίνα και μεταφέρεται στο Photo Detector Module (PDM).

Το PDM μετατρέπει το σκεδαζόμενο φως σε ηλεκτρικά σήματα τα οποία μεταφέρονται στον επεξεργαστή σήματος (signal processor). Ο επεξεργαστής σήματος (FSA signal processor) υπολογίζει τη συχνότητα Doppler από το εισερχόμενο σήμα και το στέλνει σε ψηφιακή μορφή στο λογισμικό Flowsizer το οποίο αναλύει τα εισερχόμενα δεδομένα και παρέχει στατιστικά αποτελέσματα.



Εικόνα 3.9: Σύστημα LDA που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή

### Το μέγεθος των σωματιδίων σκέδασης

Η παρουσία των κατάλληλων σωματιδίων στη ροή είναι σημαντική για είναι σωστές οι μετρήσεις με το LDA. Υπάρχουν τρεις βασικές προϋποθέσεις για τα σωματίδια:

1. πρέπει να ακολουθούν τη ροή.
2. πρέπει να σκεδάζουν ικανή ποσότητα φωτός έτσι ώστε να παράγεται σήμα το οποίο είναι μετρήσιμο.
3. Πρέπει η ποσότητα τους στη ροή να είναι ικανοποιητική.

Έχει πιστοποιηθεί ότι το βέλτιστο μέγεθος των σωματιδίων είναι 0.04-1  $\mu\text{m}$  για πειράματα σε αέρα και 5-15  $\mu\text{m}$  για πειράματα σε νερό. Στα συγκεκριμένα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν γυάλινα σφαιρίδια (silver coated hollow glass spheres) με διάμετρο 8-12  $\mu\text{m}$ .

### **3.4. Μέθοδοι οπτικοποίησης της ροής**

Χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικοί τρόποι οπτικοποίησης της ροής στη δεξαμενή. Ο πρώτος τρόπος είναι οπτικοποίηση με έγχυση χρωστικής ουσίας (dye injection) και ο δεύτερος τρόπος αναφέρεται στη μέθοδο LIF (Laser Induced Fluorescence).

### 3.4.1. Οπτικοποίηση με έγχυση χρωστικής ουσίας

Στη συγκεκριμένη μέθοδο χρησιμοποιήθηκε μια λάμπα αλογόνου για το φωτισμό της ροής στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα ενώ τα πειράματα μαγνητοσκοπήθηκαν με μία high speed camera. Η χρωστική ουσία που χρησιμοποιήθηκε είναι υδατικό διάλυμα 2% Methyl Blue (μπλε χρώμα).

#### Λάμπα αλογόνου

Πίσω από τη δεξαμενή και σε απόσταση 0.55 m και ύψος 0.9 m από το έδαφος ήταν τοποθετημένη μία λάμπα αλογόνου για το φωτισμό του χώρου των πειραμάτων ενώ κατά τη διάρκεια της μαγνητοσκόπησης τα φώτα του εργαστηρίου παρέμεναν κλειστά. Η συγκεκριμένη λάμπα είναι ισχύος 100 W και είναι συνδεδεμένη με ένα dimmer. Με το συγκεκριμένο dimmer υπάρχει η δυνατότητα να μειώνεται η ένταση της ακτινοβολίας της λάμπας έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ο επιθυμητός φωτισμός. Στο πίσω τοίχωμα της δεξαμενής τοποθετήθηκε ένα ορθογώνιο κομμάτι από ριζόχαρτο ενώ τοποθετήθηκαν και μαύρα ορθογώνια χαρτόνια σε σημεία γύρω από το κανάλι για την επίτευξη ομοιόμορφου φωτισμού αποκλειστικά στο χώρο των πειραμάτων.



Εικόνα 3.10: Λάμπα αλογόνου

## High speed camera

Η κάμερα που χρησιμοποιήθηκε είναι η mega speed CCD camera της Canadian Photonic Labs. Πρόκειται για υψηλής ταχύτητας ψηφιακή κάμερα η οποία έχει χρήση σε επιστημονικές και βιομηχανικές κυρίως εφαρμογές. Η συγκεκριμένη κάμερα διαθέτει λογισμικό πακέτο μέσω του οποίου μπορούν να ελεγχθούν ορισμένες λειτουργίες της κάμερας όπως το μέγεθος της εικόνας, ρυθμός (frame rate), καθώς και ρυθμίσεις του φακού. Image acquisition γίνεται με απευθείας μεταφορά των ψηφιακών δεδομένων από την κάμερα στον υπολογιστή μέσω της κάρτας (capture card) που συνοδεύει την κάμερα και η οποία εγκαθίσταται στον υπολογιστή.



Εικόνα 3.11: High speed camera

Η μεταφορά δεδομένων γίνεται σε πραγματικό χρόνο, επομένως υπάρχει η δυνατότητα ταυτόχρονης παρακολούθησης μέσω του υπολογιστή των εικόνων που κινηματογραφεί η κάμερα.

Τα τεχνικά χαρακτηριστικά της κάμερας είναι τα εξής:

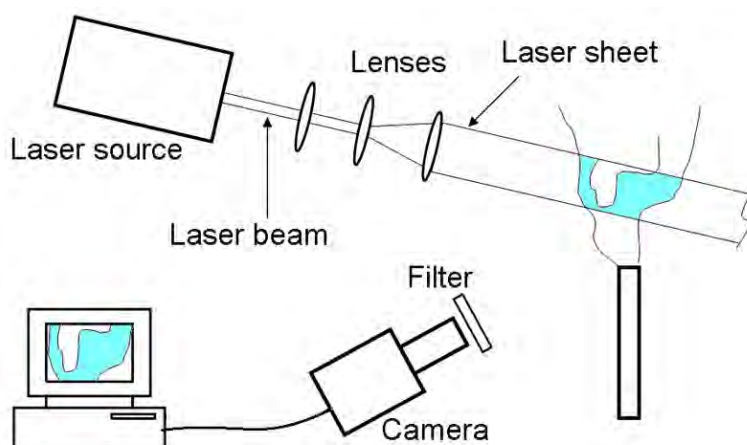
Μέγιστη ανάλυση (maximum resolution): 640x480

Frame rate: 1-10.000 fps

Μέγεθος pixel: 7  $\mu\text{m}$  x 7  $\mu\text{m}$

### 3.4.2. Οπτικοποίηση με τη μέθοδο planar LIF (Planar Laser Induced Fluorescence)

Η μέθοδος planar LIF είναι μία τεχνική οπτικοποίησης της ροής και ποσοτικών μετρήσεων συγκέντρωσης και θερμοκρασίας σε ροή. Μία διάταξη PLIF αποτελείται από μια πηγή φωτός (συνήθως laser), οπτικές διατάξεις για την δημιουργία φύλλου φωτός πάχους  $\approx 1$  mm, μία φωσφορίζουσα ουσία (ροδαμίνη 6G), και μία CCD (charge couple device) camera.



Σχήμα 3.3: Πειραματική διάταξη PLIF

Η φωσφορίζουσα ουσία απορροφά την ενέργεια από το φως του laser και την επανεκπέμπει σε μεγαλύτερο μήκος κύματος το οποίο ανιχνεύεται από την ccd camera. Οι ουσίες που συνήθως χρησιμοποιούνται για την οπτικοποίηση είναι ροδαμίνη 6G, και ροδαμίνη B. Η ccd camera έχει τη δυνατότητα, μέσω ειδικών φίλτρων, να καταγράψει μόνο το φως που επανεκπέμπεται. Με αυτόν τον τρόπο μπορούν να γίνουν ακριβείς μετρήσεις συγκέντρωσης και θερμοκρασίας στη ροή.

Στην παρούσα διατριβή, λόγω έλλειψης εξοπλισμού, χρησιμοποιήθηκε ένα μέρος της μεθόδου LIF, δηλαδή το κομμάτι της οπτικοποίησης της ροής. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν δύο laser (Coherent CUBE Laser System και LaVision Laser System) και τα πειράματα μαγνητοσκοπήθηκαν με μία κάμερα που έχει συχνότητα δειγματοληψίας 25 frames per second. Στο τεχνικό παράρτημα γίνεται

περιγραφή της διάταξης LIF που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή.

### **Coherent CUBE Laser System**

Στο πάτωμα ακριβώς κάτω από τον πυθμένα της δεξαμενής, όπου βρίσκονται τα πλέγματα τοποθετήθηκε μία διάταξη laser. Το laser που χρησιμοποιήθηκε είναι το Coherent CUBE Laser System, πρόκειται για laser ημιαγωγού (semiconductor laser) το οποίο παράγει δέσμη κυκλικής διατομής. Το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι στα 635 nm με ισχύ 25 mW. Το laser είναι τοποθετημένο σε μία βάση και υπάρχει η δυνατότητα να μετακινείται καθ' ύψος αλλά και στην οριζόντια διεύθυνση. Σε σειρά με το laser έχει τοποθετηθεί μία γυάλινη ράβδος διατομής ενώ πίσω από τη ράβδο και σε απόσταση υπάρχει ένας καθρέφτης του οποίου η γωνία μπορεί να μεταβάλλεται. Η οριζόντια εξερχόμενη δέσμη του laser προσπίπτει πάνω στη γυάλινη ράβδο, διαθλάται οπότε παράγεται ένα κάθετο επίπεδο φωτός. Το επίπεδο αυτό φωτός ανακλάται στον καθρέφτη και περνά από το διαφανή πυθμένα της δεξαμενής, μέσα στο νερό. Το τελικό αποτέλεσμα είναι η δημιουργία ενός κάθετου επιπέδου φωτός μέσα στο νερό, στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Έγιναν δοκιμές για οπτικοποίηση της ροής με τη χρήση dettol.

### **LaVision Laser System**

Χρησιμοποιήθηκε εναλλακτικά ένα δεύτερο laser (LaVision laser system) το οποίο τοποθετήθηκε στην ίδια θέση όπως το laser που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, δηλαδή κάτω από τον πυθμένα της δεξαμενής, και το οποίο παράγει δέσμη κυκλικής διατομής ενώ το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι στα 532 nm με ισχύ 1.277 W. Η δέσμη προσπίπτει σε ένα οκταγωνικό πρίσμα το οποίο περιστρέφεται με μεγάλη ταχύτητα και έτσι δημιουργείται ένα επίπεδο φωτός μέσα στο νερό στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα.

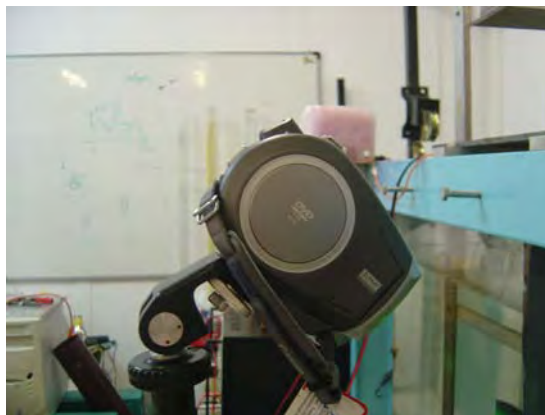
Για οπτικοποίηση με το laser της LaVision χρησιμοποιήθηκε η ροδαμίνη η οποία έχει καφέ χρώμα και χημικό τύπο  $C_{29}H_{29}N_2O_5ClNa_2$ . έχει μέγιστη απορρόφηση στα 530 nm περίπου, και επανεκπέμπει ακτινοβολία (μήκους κύματος 570 nm περίπου) προκαλώντας φθορισμό.



Εικόνα 3.12: Διάταξη Laser Lavision

### **Ψηφιακή κάμερα**

Η κάμερα που χρησιμοποιήθηκε για την μαγνητοσκόπηση των πειραμάτων οπτικοποίησης της ροής με τη μέθοδο LIF είναι μία ψηφιακή κάμερα Canon dvd camcorder PAL DC21 με ταχύτητα λήψης 25 frames per second και frame analysis 720x576.



Εικόνα 3.13: Ψηφιακή κάμερα Canon

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική μεθοδολογία και ο τρόπος λήψης των μετρήσεων. Οι πειραματικές μετρήσεις που έγιναν συνοψίζονται παρακάτω.

- Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής.

Στα πλαίσια του συγκεκριμένου πειράματος έγιναν αρχικά μετρήσεις του ροϊκού πεδίου με το σύστημα LDA για να διαπιστωθεί η ένταση της τύρβης που παράγουν τα πλέγματα. Στη συνέχεια έγινε διάχυση ρύπου στην παραγόμενη τυρβώδη ροή και χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της οπτικοποίησης της ροής για την καταγραφή του φαινομένου.

- Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων.

Μελετήθηκε η ανάμειξη ρύπου μέσα σε ορθογωνικές κοιλότητες οι οποίες τοποθετήθηκαν στο κέντρο της δεξαμενής στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Έγιναν μετρήσεις του ροϊκού πεδίου μέσα στις κοιλότητες με το LDA και στη συνέχεια η ανάμειξη μελετήθηκε με την οπτικοποίηση της ροής, ενώ χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα διαλύματα διαφορετικής πυκνότητας για να ερευνηθεί η επίδραση της πυκνότητας στη διάχυση και ανάμειξη των διαλυμάτων στις κοιλότητες.

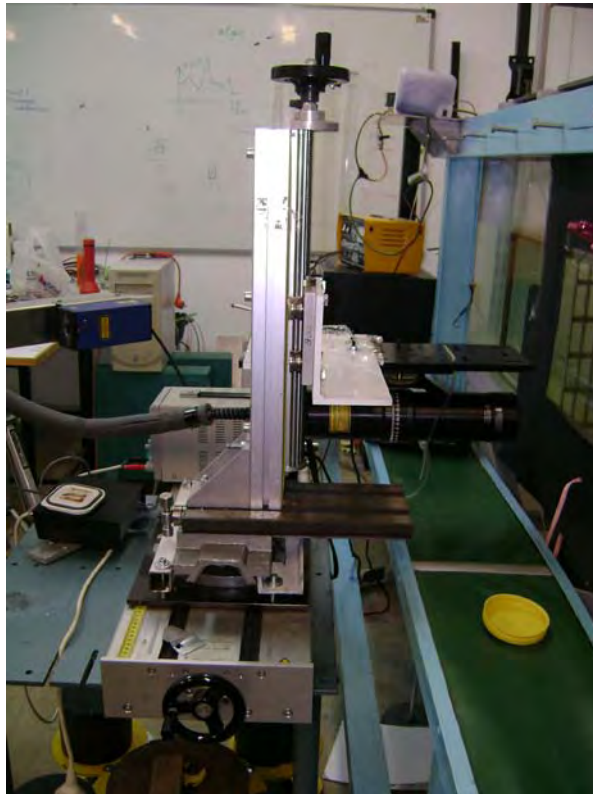
- Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών και φυγοκεντρικών (περιστροφικών) δυνάμεων.

Χρησιμοποιήθηκαν μηχανικοί (ηλεκτρομαγνητικός αναδευτήρας) και ηλεκτρομαγνητικοί (δημιουργία ηλεκτρομαγνητικού πεδίο μέσω ηλεκτροδίων) μέθοδοι περιστροφής και μελετήθηκε η επίδραση τους στη διασπορά ρύπου μέσα σε ορθογωνικές κοιλότητες. Το φαινόμενο μελετήθηκε με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής.

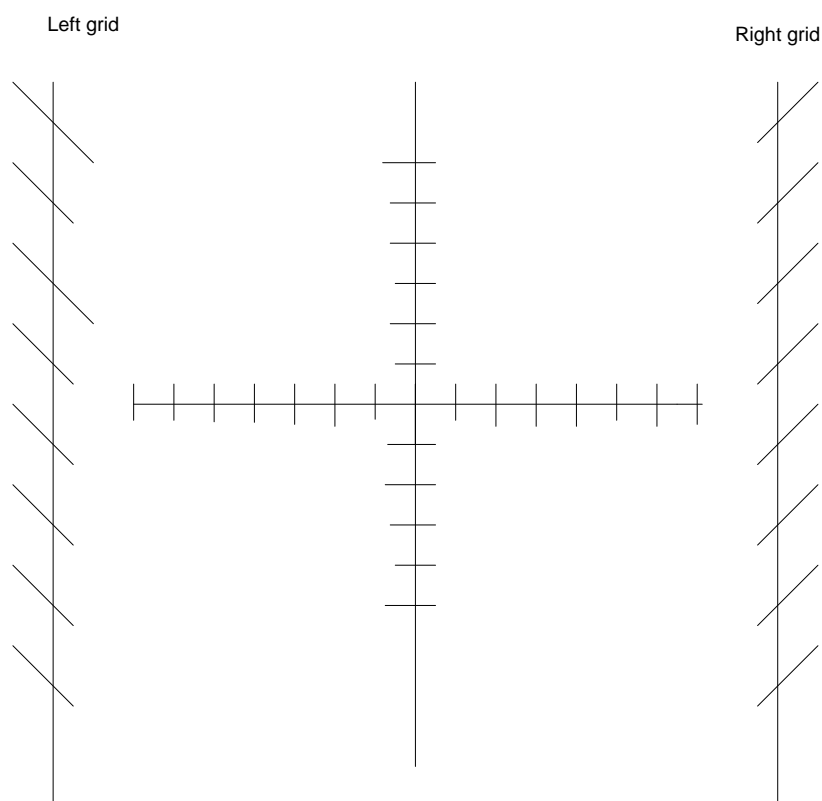


#### **4.1 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/μέτρηση του ροϊκού πεδίου των πλεγμάτων.**

Μελετήθηκε το ροϊκό πεδίο που παράγουν τα πλέγματα μέσα στη δεξαμενή με τη χρήση του συστήματος LDA. Συγκεκριμένα, μετρήθηκε η ταχύτητα σε επιλεγμένα σημεία στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Το LDA τοποθετήθηκε σε ειδική διάταξη (τραβέρσα) με την οποία ήταν δυνατή η μετατόπιση του τόσο κατά την κατακόρυφη όσο και κατά την οριζόντια διεύθυνση όπως φαίνεται στην εικόνα 4.1. Ο χώρος ο οποίος σαρώθηκε φαίνεται στο σχήμα 4.1.



Εικόνα 4.1: Διάταξη στην οποία είναι τοποθετημένο το σύστημα LDA



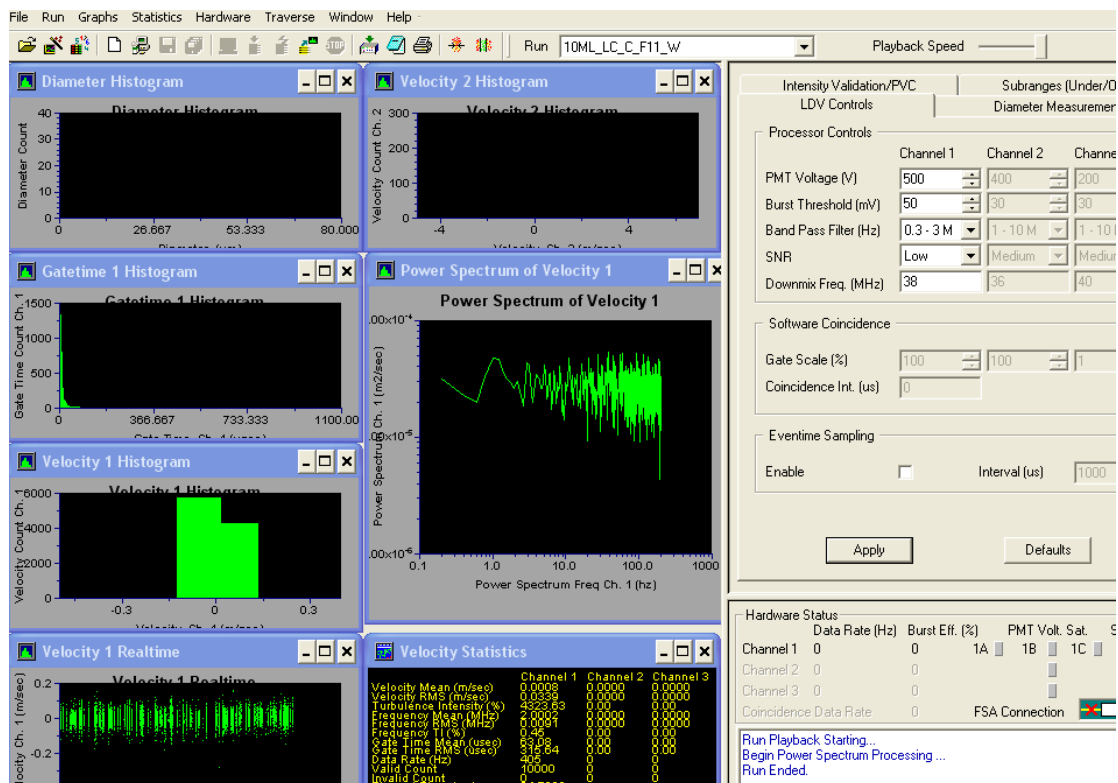
Σχήμα 4.1: Σημεία στα οποία ελήφθησαν μετρήσεις ταχύτητας

Όπως φαίνεται, στην οριζόντια διεύθυνση ελήφθησαν μετρήσεις σε 15 σημεία ενώ στη κάθετη 11 σημεία. Τα σημεία μετρήσεων επιλέχθηκαν έτσι ώστε να υπάρχει μία εικόνα του ροϊκού πεδίου τόσο κοντά στα πλέγματα όσο και στο κέντρο. Η διαδικασία των μετρήσεων είναι η εξής. Τα πλέγματα τέθηκαν σε ταλάντωση με σταθερό εύρος ταλάντωσης  $s=6$  cm και μεταβλητή συχνότητα. Σε κάθε συχνότητα ταλάντωσης γινόταν μέτρηση σε καθένα από τα επιλεγμένα σημεία, της κάθετης και της οριζόντιας συνιστώσας της μέσης και της rms ταχύτητας. Με αυτόν τον τρόπο, έγινε μία 'αποτύπωση' του ροϊκού πεδίου για κάθε συχνότητα ταλάντωσης. Ως ταλαντωτικός μηχανισμός χρησιμοποιήθηκε ο ταλαντωτής με χρήση ηλεκτροκινητήρα.

### **Διαδικασία μετρήσεων με το LDA**

Όπως αναφέρθηκε, το LDA παράγει δύο δέσμες φωτός οι οποίες συγκλίνουν σε ένα σημείο, το οποίο είναι και το σημείο μέτρησης. Επομένως, κάθε φορά μετακινούνταν χειροκίνητα το σύστημα στο επιθυμητό σημείο μέτρησης. Η ροή είχε εμπλουτιστεί με γυάλινα σφαιρίδια (silver coated hollow glass spheres) με διάμετρο 8-12  $\mu\text{m}$  για

να είναι εφικτή η μέτρηση. Τα δεδομένα της μέτρησης μεταφέρονταν σε ηλεκτρονικό υπολογιστή και η επεξεργασία τους γίνονταν μέσω του λογισμικού Flowsizer (λογισμικό του συστήματος LDA). Η μέτρηση σε κάθε σημείο δεν είχε συγκεκριμένη διάρκεια αλλά ολοκληρωνόταν μόλις το σύστημα λάμβανε 10.000 μετρήσεις από σωματίδια. Το γεγονός αυτό έχει το μειονέκτημα ότι στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης, η ροή, όπως και τα σωματίδια έχουν χαμηλή ταχύτητα και επομένως διαρκούσε περισσότερο χρόνο η μέτρηση καθώς έπρεπε να ληφθούν 10.000 μετρήσεις σωματιδίων. Στο τέλος της μέτρησης καταγραφόταν η μέση και η rms τιμή της ταχύτητας στο Flowsizer. Το περιβάλλον εργασίας του συγκεκριμένου λογισμικού φαίνεται παρακάτω.



εικόνα 4.2: Λογισμικό Flowsizer του συστήματος LDA

### **Αδιαστατοποίηση των ταχυτήτων**

Τα πλέγματα ταλαντώνονται οριζόντια μέσα στη δεξαμενή και το υπό μελέτη ροικό πεδίο βρίσκεται στο χώρο ανάμεσα στα 2 πλέγματα. Τα πλέγματα ταλαντώνονται εκτελώντας σχεδόν ημιτονοειδή ταλάντωση της μορφής:

$$X=x_0\sin(\omega t+\varphi) \text{ μετατόπιση του πλέγματος} \quad (4.1)$$

$$U=\omega x_0\cos(\omega t+\varphi) \text{ ταχύτητα του πλέγματος} \quad (4.2)$$

$$u_0=\omega x_0=2\pi f x_0=\text{μέγιστη ταχύτητα ταλάντωσης} \quad (4.3)$$

Τα πλέγματα έχουν μέγιστη ταχύτητα όταν διέρχονται από τη θέση ισορροπίας που βρίσκεται στο κέντρο της οριζόντιας απόστασης των πλεγμάτων. Με τη μέγιστη ταχύτητα  $u_0=\omega x_0=2\pi f x_0$  αδιαστατοποιήθηκαν όλες οι μετρούμενες ταχύτητες του ροϊκού πεδίου. Οι ταχύτητες των πλεγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν για την αδιαστατοποίηση φαίνονται στον πίνακα 4.1.

Πίνακας 4.1: Ταχύτητες πλεγμάτων

<b>Πλάτος ταλάντωσης <math>X_0</math> (m)</b>	<b>Συχνότητα ταλάντωσης <math>F</math> Hz)</b>	<b>Ταχύτητα <math>U=2\pi f x_0</math> (m/sec)</b>
6	0.5651	0.213
6	0.751	0.283
6	0.9369	0.353
6	1.122	0.423
6	1.3087	0.49
6	1.4946	0.56
6	1.68	0.633
6	1.86	0.7
6	2.052	0.774
6	2.23	0.84
6	2.42	0.912
6	2.61	0.984
6	2.79	1.05
6	2.98	1.123

Οι συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων δεν είναι πολύ μεγάλες όπως φαίνεται στον πίνακα 4.1, λόγω του μεγάλου όγκου της διάταξης (πλέγματα και ταλαντωτής με ηλεκτροκινητήρα). Ωστόσο, συμβαδίζουν με τις αντίστοιχες τιμές από τη διεθνή βιβλιογραφία. Στον πίνακα 4.2 φαίνονται οι πειραματικές παράμετροι για την παραγωγή τύρβης από παλλόμενα πλέγματα, όπως έχουν συγκεντρωθεί από τη διεθνή βιβλιογραφία.

Πίνακας 4.2: Παράμετροι από πειραματικές διατάξεις παραγωγής τύρβης

<i>researchers</i>	<i>Tank dimension</i>			<i>Grid description</i>		<i>Oscillating frequency f</i>	<i>Stroke S</i>	<i>Measurement technique</i>
	<i>length</i>	<i>width</i>	<i>height</i>	<i>Mesh size M</i>	<i>Bar section (cm x cm)</i>			
Thompson and Turner (1975)	25.4	25.4	46	5	1x1	2-5	1	HOT FILM
Hopfinger and Toly (1976)	67.5	67.5	100	5.10	1x1.2x2	2-6	4.9	HOT FILM
McDougal (1979)	25.4	25.4	46	5	1x1	1-10	1	LDA
Brumley and Jirka (1987)	50	50	40	6.35	1.3x1.3	1.15-3.79	2.16-9.9	HOT FILM
De Silva and Fernando (1992)	26	26	60	2.93, 4.76, 6.2	0.9x0.9	1-5	0.85, 2.1	LDIV
Law Cheng Davidson	50	50	100	5	1x1	4	4	PIV
Janzen Souza Schulz (2003)	50	50	115	5.1	1x1	1-4	3	DPIV
Cheng Law (2001)	50	50	100	5	1x1	1-4	4	DPIV
Orlins Gulliver (2003)	50	50	100	6.25		3,5,7	3	LDV
McKenna McGillis (2004)	45	45	57	6.4	1.3x1.3 (2 grids)	0.7-2.20	8.9-10.2	PIV - ADV
De Silva Fernando (1994) tankA	25.4	25.4	47	4.76	0.9x0.9		0.85-2.1	LDV
De Silva Fernando (1994) tankB	45.7	45.7	45.7	7.97	12x19		0.85-2.1	LDV
Fernando De Silva (1993)	25.4	25.4	60	4.76	0.875 section		0.85 2.1	LDA
Kit Strang Fernando (1996)	47	47	45	8	1.93 wide	2.15 2.9 4.3	3.2	HOT FILM
Jiang, Shy	15	15	30	3		6	2	PIV
Παρούσα διατριβή	371	39	60	6.2	1x1	0,-3	6.2	LDA

Με βάση τη γεωμετρία των πλεγμάτων ορίζεται ο αριθμός Reynolds των πλεγμάτων (grid Reynolds number), (De Silva και Fernando (1994)):

$$R_M = UM/\nu \quad (4.4)$$

$U = f \cdot s$  = ταχύτητα πλεγμάτων

$M$  = mesh size

$\nu$  = κινηματικό ιξώδες του νερού =  $1.004 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

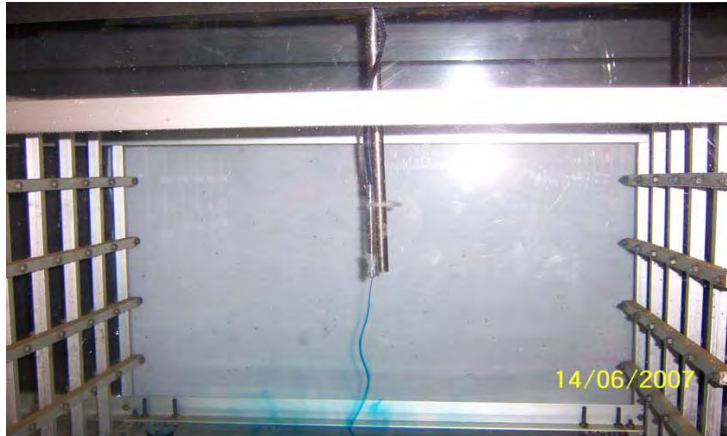
Στα συγκεκριμένα πειράματα ο grid Reynolds number  $R_M$  είχε τιμή  $2.074 < R_M < 11.040$  η οποία είναι κοντά σε αντίστοιχες τιμές από τη διεθνή βιβλιογραφία όπως οι Mohamed και LaRue (1990) με τιμή  $6000 < R_M < 12000$ , και οι Schulz και Jansen (2006) οι οποίοι ορίζουν τον grid Reynolds number  $R_M$  ως  $R_M = fs^2/\nu$  με τιμή  $800 < R_M < 7500$ .

## **4.2 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/ οπτικοποίηση της ροής**

Μελετήθηκε η διάχυση ρύπου στην τυρβώδη ροή που παράγουν τα πλέγματα. Το φαινόμενο μελετήθηκε με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής. Έγιναν τρεις σειρές πειραμάτων οπτικοποίησης μέχρι να επιτευχθεί το επιθυμητό αποτέλεσμα.

### **1<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής**

Στα συγκεκριμένα πειράματα, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος LIF, με τη χρήση laser (Coherent CUBE Laser System) και φλουορεσίνης ή dettol και τα πειράματα βιντεοσκοπήθηκαν με τη mega speed CCD camera της Canadian Photonic Labs. Ως ταλαντωτικός μηχανισμός χρησιμοποιήθηκε ο ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής. Η έγχυση των ουσιών μέσα στη ροή έγινε μέσω ενός ανοξείδωτου λεπτού σωλήνα όπως φαίνεται στην εικόνα 4.3.



Εικόνα 4.3: Διάταξη έκλυσης ρύπου(1<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής)

Ωστόσο, τα video-αρχεία που ελήφθησαν δεν έδωσαν αποτελέσματα κατά την επεξεργασία τους καθώς ο φωτισμός από το συγκεκριμένο laser δεν ήταν πολύ καλός. Για το λόγο αυτό, τα πειράματα επαναλήφθηκαν με άλλο φωτισμό (βλ. 2<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής).

## **2<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής**

Στα συγκεκριμένα πειράματα για την οπτικοποίηση της ροής χρησιμοποιήθηκε μία λάμπα αλογόνου ισχύος 100 W η οποία είναι συνδεδεμένη με ένα dimmer. Με το συγκεκριμένο dimmer υπάρχει η δυνατότητα να μειώνεται η ένταση της ακτινοβολίας της λάμπας έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ο επιθυμητός φωτισμός.

Η ουσία που χρησιμοποιήθηκε για την οπτικοποίηση είναι το methyl blue (χρωστική ουσία με μπλε χρώμα). Ως ταλαντωτικός μηχανισμός χρησιμοποιήθηκε ο ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής. Ο τρόπος έγχυσης της ουσίας μέσα στη ροή, καθώς και η κάμερα για τη βιντεοσκόπηση των πειραμάτων, είναι ίδια όπως και στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων, δηλαδή χρησιμοποιήθηκε η mega speed CCD camera της Canadian Photonic Labs.

Η διαδικασία του πειράματος είναι η εξής. Τα πλέγματα ταλαντώνονται σε διάφορες συχνότητες και εύρη μέσω του ταλαντωτή με σκοπό να δημιουργηθεί διαφορετική ένταση τύρβης κάθε φορά. Στον πίνακα 4.3 φαίνονται οι συχνότητες και τα εύρη που χρησιμοποιήθηκαν. Αφού έχει δημιουργηθεί η επιθυμητή τυρβώδης ροή, γίνεται η έγχυση του ρύπου (methyl blue) στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Παράλληλα η high speed camera βιντεοσκοπεί τη διασπορά του ρύπου και τα αρχεία μεταφέρονται σε πραγματικό χρόνο στον υπολογιστή όπου και αποθηκεύονται σε μορφή avi. Επομένως προκύπτουν αρχεία-video τα

οποία αντιστοιχούν στη διασπορά του ρύπου (ροδαμίνη) για μία συγκεκριμένη συχνότητα και εύρος ταλάντωσης. Τα βίντεο αυτά μετατρέπονται σε μεμονωμένα frames μέσω ειδικού λογισμικού της high speed camera καθώς και του προγράμματος Labview της National Instruments. Στη συνέχεια, η επεξεργασία των frames γίνεται μέσω του προγράμματος Labview και του Vision Assistant της National Instruments.

Πίνακας 4.3: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων (2<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής)

συχνότητα(Hz)							
2Hz							
Εύρος (cm)	0.5	1	2	3	4	5	6
3Hz							
Εύρος (cm)	0.5	1	2	3	3		
4Hz							
Εύρος (cm)	0.5	1	1.5				
5Hz							
Εύρος (cm)	0.5						

Έγινε βαθμονόμηση της συγκέντρωσης του methyl blue, δηλαδή αντιστοίχιση της συγκέντρωσης του methyl blue με την φωτεινότητα (pixel intensity). Η διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η εξής. Σε γυάλινα τετράγωνα δοχεία τοποθετήθηκε υδατικό διάλυμα methyl blue, διαφορετικής συγκέντρωσης κάθε φορά, και γινόταν μαγνητοσκόπηση του δοχείου. Στη συνέχεια γινόταν αντιστοίχιση της φωτεινότητας με τη συγκέντρωση του methyl blue. Σημειώνεται ότι η παρούσα μέθοδος έχει το μειονέκτημα της εξασθένησης του φωτός από τον πομπό (διάλυμα methyl blue) στον δέκτη (κάμερα). Αυτό προκύπτει από τον νόμο του Lambert:

$$I=I_0 \cdot e^{-Ks} \quad (4.5)$$

$I_0$ =αρχική ένταση ακτινοβολίας

$I$ =ένταση ακτινοβολίας μετά από χρόνο  $s$

$K$ =συντελεστής εξασθένησης

Ωστόσο, από τα αποτελέσματα της βαθμονόμησης η φωτεινότητα δεν μεταβάλλονταν, όπως ήταν αναμενόμενο, σε σχέση με τη συγκέντρωση



του methyl blue, λάθος που αποδόθηκε στην κάμερα. Επομένως, επειδή η βαθμονόμηση δεν απέδωσε τα επιθυμητά αποτελέσματα, δεν χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη μεθοδολογία και η εξασθένηση του φωτός με βάση τον τύπο (4.5).

Υπολογίστηκαν ορισμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διαχεόμενης ουσίας, όπως είναι η περίμετρος και η επιφάνεια του ρύπου σε σχέση με το χρόνο. Στη συνέχεια, υπολογίστηκε η μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) σε σχέση με το χρόνο, καθώς όπως αναφέρθηκε προηγουμένως δεν ήταν εφικτή η εκτίμηση της συγκέντρωσης του ρύπου. Από τη φωτεινότητα μπορούν να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα σχετικά με τη συγκέντρωση του ρύπου. Αυτό εξηγείται ως εξής. Η φωτεινότητα ενός pixel μεταβάλλεται από 0-255, όταν η φωτεινότητα είναι 0 ή γενικότερα χαμηλή, σημαίνει ότι το pixel έχει σκούρο χρώμα και επομένως εκεί υπάρχει χρωστική ουσία (methyl blue). Όταν η φωτεινότητα ενός pixel είναι 255 ή γενικότερα υψηλή σημαίνει ότι το pixel έχει ανοικτό χρώμα και επομένως εκεί δεν υπάρχει χρωστική ουσία και η συγκέντρωση της είναι μηδενική.

Από την επεξεργασία των αρχείων-video βγήκαν κάποια πρώιμα αποτελέσματα σχετικά με τη διασπορά του ρύπου στην παραγόμενη τύρβη αλλά δεν παρατίθενται λόγω όγκου δεδομένων. Παρακάτω αναφέρονται τα συμπεράσματα που εξήχθησαν από την επεξεργασία.

- Όσο αυξάνεται η συχνότητα και το εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων, και επομένως αυξάνεται η ένταση της τύρβης τόσο αυξάνεται η περίμετρος και η επιφάνεια του διαχεόμενου ρύπου.
- Όσο αυξάνεται η συχνότητα και το εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων, μειώνεται η φωτεινότητα, και επομένως διαχέεται πιο γρήγορα ο ρύπος.

Στα πειράματα παρουσιάστηκαν κάποια τεχνικά προβλήματα, τα οποία είναι τα εξής.

Η έκλυση του ρύπου μέσα στη ροή γινόταν από ένα σωληνάκι, και κατά την έκλυση του, ο ρύπος είχε αρχική ταχύτητα και δεν διασπειρόταν ισότροπα, γεγονός το οποίο ήταν αντίθετο με τον αρχικό σκοπό του πειράματος, δηλαδή, ο ρύπος να εκλύεται ισότροπα και χωρίς αρχική ορμή. Για το λόγο αυτό, επαναληφθήκαν τα πειράματα (3<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων) στα οποία βελτιώθηκε ο μηχανισμός έκλυσης του ρύπου.

Τα βίντεο που ελήφθησαν με τη high speed camera είχαν περιορισμένη διάρκεια καθώς, απαιτούνταν μεγάλη μνήμη στον υπολογιστή για να αποθηκευτούν. Επομένως, σε ορισμένα πειράματα δεν ήταν δυνατό να καταγραφεί όλο το φαινόμενο της διασποράς του ρύπου.

Ο φωτισμός μέσω της λάμπας αλογόνου, δεν ήταν ο ιδανικός για την καταγραφή των πειραμάτων.

### **3<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης ροής**

Μία άλλη σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης της ροής με τη μέθοδο LIF έγιναν με τη χρήση ενός άλλου laser το οποίο προμηθεύτηκε το εργαστήριο. Πρόκειται για laser της εταιρίας Shanghai Lasers Technology, το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι στα 532 nm και έχει ισχύ 1 Watt. Η ακτίνα του laser ανακλάται σε ένα ταχύτατα περιστρεφόμενο πολυγωνικό καθρέφτη και έτσι δημιουργείται το επίπεδο φωτός. Η ουσία που χρησιμοποιήθηκε για την οπτικοποίηση είναι η ροδαμίνη 6G (φθορίζουσα ουσία).

Στα συγκεκριμένα πειράματα βελτιώθηκε ο τρόπος έγχυσης της ουσίας μέσα στη ροή. Κατασκευάστηκε μία διάταξη η οποία αποτελείται από ένα οριζόντιο κυλινδρικό ανοξείδωτο κομμάτι στην άκρη του οποίου έχει τοποθετηθεί ένα πολύ λεπτό μεταλλικό πλέγμα. Το συγκεκριμένο πλέγμα αποτελείται από μικροσκοπικούς πόρους (διαμέτρου 0.5 mm) έτσι ώστε η έγχυση της ουσίας μέσα στη ροή να γίνεται, όσο το δυνατόν, με μικρότερη αρχική ταχύτητα για να μην επηρεάζει το πεδίο ροής, αλλά και να επιτυγχάνεται ο αρχικός σκοπός του πειράματος, της έκλυσης, δηλαδή, του ρύπου μέσα στη ροή χωρίς αρχική ταχύτητα. Η ποσότητα του ρύπου ήταν 5.3 ml ενώ η συγκέντρωση της ροδαμίνης στο διάλυμα ήταν περίπου 70 ppm και ο χρόνος έκλυσης ήταν 10 s. Αναλυτική περιγραφή της μεθοδολογίας και της πειραματικής διάταξης παρατίθεται στο τεχνικό παράρτημα.



Εικόνα 4.4: Βελτιωμένη διάταξη έκλυσης του ρύπου

Στα συγκεκριμένα πειράματα δεν χρησιμοποιήθηκε η high speed camera αλλά μία ψηφιακή κάμερα Canon dvd camcorder PAL DC21 με ταχύτητα λήψης 25 frames per second και frame analysis 720x576. Ως ταλαντωτικός μηχανισμός χρησιμοποιήθηκε ο ηλεκτρομαγνητικός ταλαντωτής.

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η ίδια όπως και στη δεύτερη σειρά πειραμάτων ενώ τα εύρη και οι συχνότητες ταλάντωσης φαίνονται στον πίνακα 4.4.

Πίνακας 4.4: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων (3<sup>η</sup> σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης της ροής)

ΕΥΡΟΣ=M=6.2 cm Συχνότητα(Hz)	2	2.5	3	
ΕΥΡΟΣ M/2=3.1 cm Συχνότητα(Hz)	2	3	4	
ΕΥΡΟΣ M/4=1.55 cm Συχνότητα(Hz)	2	3	4	5
*M=mesh size των πλεγμάτων				

Όμοια όπως και στη δεύτερη σειρά πειραμάτων, προκύπτουν αρχεία-βίντεο τα οποία αντιστοιχούν στη διασπορά του ρύπου (ροδαμίνη) για μία συγκεκριμένη συχνότητα και εύρος ταλάντωσης. Τα βίντεο αρχεία που ελήφθησαν από την κάμερα μετατράπηκαν αρχικά σε μορφή ανι, για να μπορούν να επεξεργαστούν, και η μετατροπή έγινε μέσω του λογισμικού sony vegas. Στη συνέχεια, τα frames επεξεργάστηκαν μέσω των λογισμικών Labview, Matlab και Vision Assistant της National Instruments. Υπολογίστηκαν οι εξής παράμετροι: χρόνος διασποράς, κεντροειδές και ακτίνα του ρύπου και χρονική μεταβολή της intensity. Στις παρακάτω σειρές περιγράφονται οι διαδικασίες υπολογισμού των προαναφερθέντων παραμέτρων.

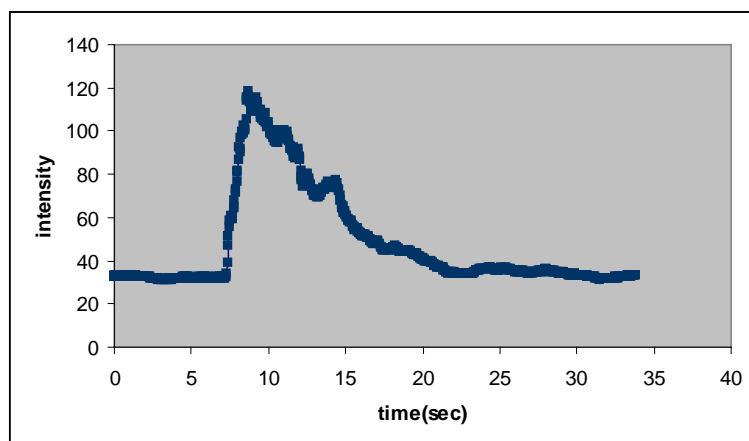
### **Υπολογισμός χρόνου διασποράς μέσω Labview και Matlab**

Αφού ανοίχτει το αρχείο – βίντεο μέσω του Labview στη συνέχεια επιλέγεται, σε συγκεκριμένο frame, μία περιοχή η οποία περιέχει τη διαχεόμενη ουσία (ροδαμίνη 6G) όπως φαίνεται στην εικόνα 4.5.



Εικόνα 4.5: Επεξεργασία βίντεο στο Labview

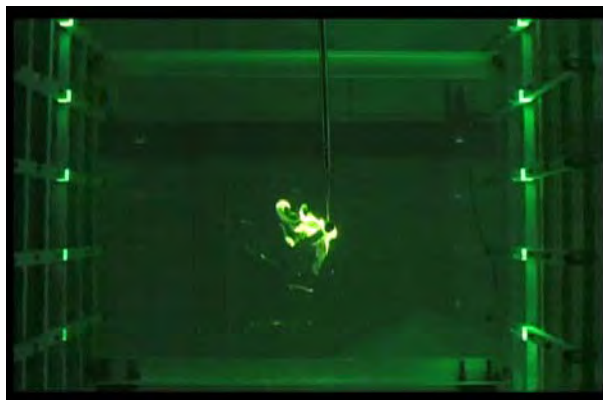
Το Labview υπολογίζει τη μέση φωτεινότητα στην επιλεγμένη περιοχή. Επομένως για κάθε frame του video αντιστοιχεί μία μέση φωτεινότητα οπότε προκύπτει τελικά μία χρονική μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) για κάθε βίντεο. Στη συνέχεια υπολογίζεται η τυπική απόκλιση της φωτεινότητας μέσω του λογισμικού matlab και προκύπτει μία χρονική μεταβολή της τυπικής απόκλισης. Τη χρονική στιγμή όπου η τυπική απόκλιση είναι κοντά στο μηδέν θεωρείται ότι έχει επέλθει πλήρης διάλυση του ρύπου. Επομένως, το αρχικό κριτήριο για την πλήρη διάλυση του ρύπου είναι να έχει 'καθαρίσει' η επιλεγμένη περιοχή από το ρύπο, δηλαδή η φωτεινότητα να έχει μειωθεί και να έχει ομαλοποιηθεί σε μία τιμή συνεπώς και η τυπική απόκλιση να είναι κοντά στο μηδέν.



Διάγραμμα 4.1: Μεταβολή φωτεινότητας με χρόνο

### **Υπολογισμός κεντροειδούς του ρύπου**

Ο ρύπος καθώς διασπείρεται μέσα στη ροή, καταλαμβάνει μία φωτεινή επιφάνεια όπως φαίνεται σε κάθε frame (εικόνα 4.6). Μια τέτοια επιφάνεια έχει ένα συγκεκριμένο κέντρο βάρους (κεντροειδές) και ο υπολογισμός αυτού είναι σημαντικός καθώς μπορεί να δώσει πληροφορίες για τη διασπορά του ρύπου στην τυρβώδη ροή.



Εικόνα 4.6: Διασπορά του ρύπου στη ροή

Ο υπολογισμός του κεντροειδούς (κέντρου βάρους) του ρύπου υπολογίστηκε με βάση το θεώρημα των ροπών. Σύμφωνα με το συγκεκριμένο θεώρημα, η ολική ροπή δυνάμεων ως προς το ίδιο σημείο που ασκούνται σε ίσες από αυτό αποστάσεις, ισούται με τη ροπή της συνισταμένης των δυνάμεων αυτών. Με την ίδια λογική, αν αντικατασταθεί η δύναμη με την φωτεινότητα, προκύπτει την κατανομή

της μέσης φωτεινότητας γύρω από το κέντρο βάρους του ρύπου:

$$x_c I = x_1 I_1 + x_2 I_2 + \dots + x_i I_i$$

$$y_c I = y_1 I_1 + y_2 I_2 + \dots + y_i I_i$$

$x_c, y_c$  = συντεταγμένες του κεντροειδούς (ζητούμενο μέγεθος)

$I$  = μέση φωτεινότητα της επιφάνειας που αντιστοιχεί στο ρύπο

$x_i, y_i$  = συντεταγμένες από κάθε pixel της επιφάνειας

$I_i$  = φωτεινότητα ενός pixel

Ο υπολογισμός του κεντροειδούς έγινε μέσω του λογισμικού Matlab. Συγκεκριμένα, κάθε video που αντιστοιχεί στη διασπορά του ρύπου για μια συχνότητα και εύρος αναλύθηκε σε διαδοχικά frames τα οποία έχουν χρονική διαφορά μεταξύ τους 0.04 s. Επιλέχθηκε αυτή η χρονική διαφορά καθώς τα ληφθέντα video έχουν συχνότητα δειγματοληψίας 25 frames per second. Το πρόγραμμα που αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Matlab διάβαζε κάθε frame και υπολόγιζε το κεντροειδές του ρύπου κάθε 0.04 s.

Στη συνέχεια, υπολογίστηκε η απόσταση του κεντροειδούς από κάποιο σταθερό σημείο (επιλέχθηκε το σημείο έκλυσης της ροδαμίνης στη ροή), σύμφωνα με τον τύπο:

$$D = \text{distance} = [(x_c - x_n)^2 + (y_c - y_n)^2]$$

$x_c, y_c$  = συντεταγμένες του υπολογιζόμενου κεντροειδούς

$x_n, y_n$  = συντεταγμένες του σημείου έκλυσης της ροδαμίνης (σταθερό σημείο)

Με αυτόν τον τρόπο προέκυψε η χρονική μεταβολή της απόστασης του κεντροειδούς από σταθερό σημείο. Στο τεχνικό παράρτημα παρατίθεται ο κώδικας με τον οποίο υπολογίστηκε το κέντρο βάρους.

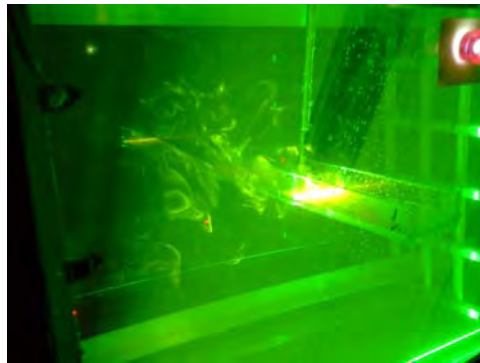
### **Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου**

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, ο ρύπος καταλαμβάνει μία φωτεινή επιφάνεια όπως φαίνεται σε κάθε frame (βλ. εικόνα 4.6). Η μέση ακτίνα αυτής της επιφάνειας και η χρονική εξέλιξη της μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τη διασπορά του ρύπου και να συγκριθούν με αντίστοιχες θεωρίες διασποράς, όπως η θεωρία Taylor και Richardson. Ο υπολογισμός της μέσης ακτίνας έγινε με κώδικα που αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Matlab. Η λογική του κώδικα είναι η εξής. Αρχικά ορίστηκε ένα σταθερό σημείο ως σημείο αναφοράς, το σημείο αυτό είναι η άκρη από το σωληνάκι από το οποίο εκλύεται ο ρύπος (βλ. εικόνα 4.6). Στη συνέχεια υπολογίστηκε η απόσταση κάθε σημείου που βρίσκεται πάνω στην περίμετρο του ρύπου, από το σημείο αναφοράς. Η μέση τιμή των αποστάσεων αυτών είναι η μέση ακτίνα του ρύπου. Τα βίντεο στα οποία φαίνεται η διασπορά του ρύπου έχουν συχνότητα δειγματοληψίας 25 frames per second, η μέση ακτίνα υπολογίστηκε κάθε 0.04 s. Στο τεχνικό παράρτημα παρουσιάζεται ο κώδικας που

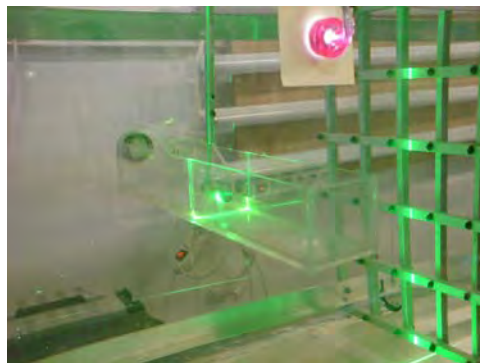
αναπτύχθηκε καθώς και οι λεπτομέρειες υπολογισμού της ακτίνας του ρύπου.

### **4.3 Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/ μέτρηση του ροικού πεδίου μέσα σε κοιλότητες**

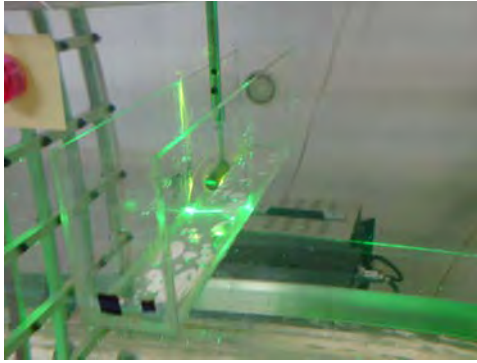
Έγιναν πειράματα διάχυσης ρύπου υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων, μέσα σε κοιλότητες διαφορετικών διαστάσεων οι οποίες τοποθετήθηκαν στο κέντρο στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα. Χρησιμοποιήθηκαν τρεις ορθογώνιες κοιλότητες οι οποίες είχαν ίδιο πλάτος και μήκος αλλά διαφορετικό ύψος όπως φαίνεται στις εικόνες 4.7-4.9.



Εικόνα 4.7: Κοιλότητα με  $AR=H/W=1/2$



Εικόνα 4.8: Κοιλότητα με  $AR=H/W=1$



Εικόνα 4.9: Κοιλότητα με  $AR=H/W=2$

Οι διαστάσεις από τις κοιλότητες είναι οι εξής:

- Μεγάλη κοιλότητα ( $height / width = h/w=2$ ):  
Μήκος=39.5 cm  
Πλάτος=5 cm  
Ύψος=10 cm
- Μεσαία κοιλότητα ( $height/width=h/w=1$ ):  
Μήκος=39.5 cm  
Πλάτος=5 cm  
Ύψος=5 cm
- Μικρή κοιλότητα ( $height/width= h/w=1/2$ )  
Μήκος=39.5 cm  
Πλάτος=5 cm  
Ύψος=2.5 cm

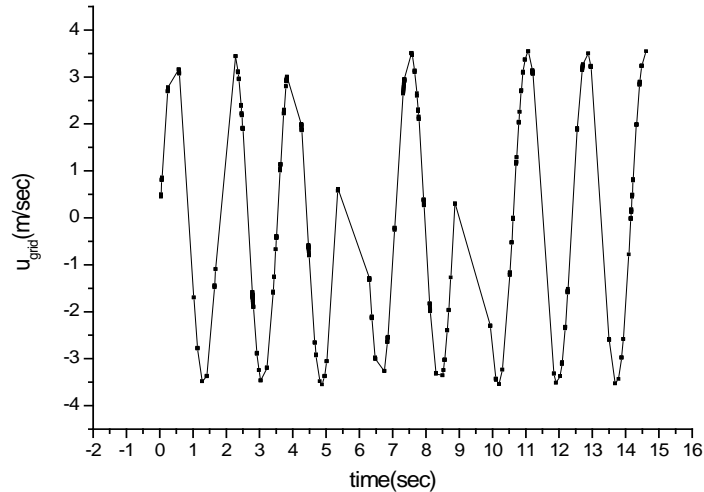
Η διαδικασία των πειραμάτων είναι η εξής. Αρχικά, μετρήθηκε το ροϊκό πεδίο στο εσωτερικό κάθε κοιλότητας με τη χρήση του Laser Doppler Anemometer. Έγιναν μετρήσεις της οριζόντιας και κάθετης συνιστώσας της rms ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση στο μέσο της κοιλότητας, στην κορυφή της κοιλότητας και στο εσωτερικό της κοιλότητας στην κάθετη διεύθυνση. Στη συνέχεια, έγινε σύγκριση του ροϊκού πεδίου στο εσωτερικό της κοιλότητας με το ροϊκό πεδίο χωρίς την παρουσία κοιλοτήτων για να διαπιστωθεί σε ποιο βαθμό εισέρχεται η τύρβη στο εσωτερικό των κοιλοτήτων.

Κατά την επεξεργασία των μετρήσεων ταχύτητας χρησιμοποιήθηκε ο αριθμός Keulegan-Carpenter  $KC=U/Lf$ , όπου  $U$  είναι η ταχύτητα ροής. Στα συγκεκριμένα πειράματα η κίνηση που κάνουν τα παλλόμενα πλέγματα είναι σχεδόν ημιτονοειδής της μορφής (διάγραμμα 4.2):



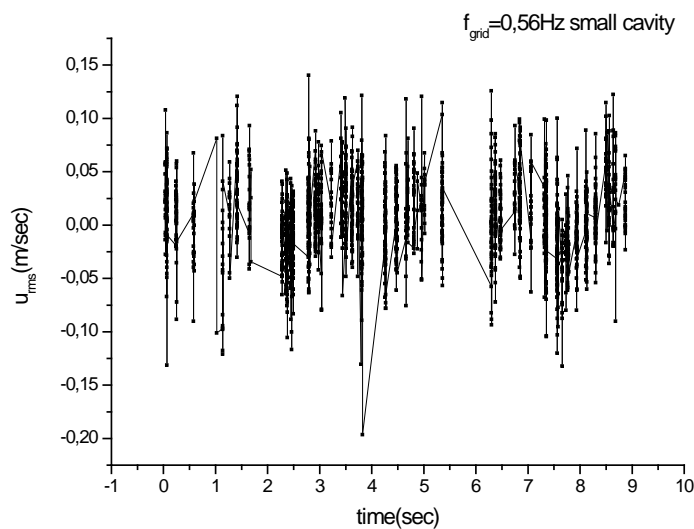
$$u = u_0 \cos \omega t = 2\pi f \sin(2\pi f t) \quad (4.6)$$

s=εύρος ταλάντωσης πλεγμάτων  
f=συχνότητα ταλάντωσης πλεγμάτων



Διάγραμμα 4.2: Ταχύτητα ταλάντωσης πλεγμάτων

Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης η ροή είναι τυρβώδης, στις μικρές, ωστόσο, δεν είναι ούτε τυρβώδης αλλά ούτε και ακριβώς ημιτονοειδής, όπως ισχύει στα πειράματα με u-tube. Στο διάγραμμα 4.3 φαίνεται η μετρούμενη, με το σύστημα LDA, rms ταχύτητα ροής στα χείλη της μικρής κοιλότητας σε χαμηλή συχνότητα ταλάντωσης.



Διάγραμμα 4.3: rms ταχύτητα ροής στα χείλη της μικρής κοιλότητας (f<sub>grid</sub>=0.56 Hz)

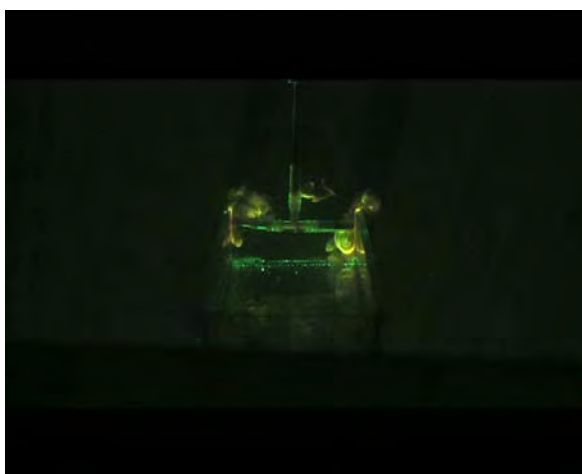
Η ταχύτητα του ρευστού δεν είναι ημιτονοειδής καθώς τα πειράματα έγιναν σε μεγάλη δεξαμενή και όχι σε u-tube όπου το ρευστό είναι περιορισμένο και εκτελεί ακριβώς την ημιτονοειδή κίνηση που του προσδίδεται. Στα πειράματα που έγιναν, η ταχύτητα που χρησιμοποιήθηκε στον τύπο του αριθμού KC, ήταν είτε η μετρούμενη  $u_{rms}$  σε συγκεκριμένα σημεία, είτε η υπολογιζόμενη κυκλοφορία της δίνης, όπως παρουσιάζεται στο κεφάλαιο 5.

#### **4.4 Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/μελέτη της διάχυσης με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής**

Μελετήθηκε η διασπορά τεσσάρων διαφορετικών μιγμάτων αλατόνευρου και ροδαμίνης στις τρεις ορθογωνικές κοιλότητες. Η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η εξής. Χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα διαφορετικά διαλύματα:

1. διάλυμα ροδαμίνης (χωρίς αλάτι)
2. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $1005 \text{ kg/m}^3$ )
3. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $1010 \text{ kg/m}^3$ )
4. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $1020 \text{ kg/m}^3$ )

Η έκλυση του διαλύματος γινόταν μέσω ενός κάθετου σωλήνα ο οποίος κατέληγε σε δύο οριζόντια ακροφύσια στο εσωτερικό της κοιλότητας όπως φαίνεται στην εικόνα 4.10, ενώ η ποσότητα του διαλύματος που εκλυόταν κάθε φορά ήταν σταθερή και ίση με 5.3 ml.



Εικόνα 4.10: Διάταξη έκλυσης ρύπου στην κοιλότητα

Για την οπτικοποίηση χρησιμοποιήθηκε το σύστημα Laser Lavisision το οποίο τοποθετήθηκε κάτω από τον πυθμένα της δεξαμενής και δημιουργήθηκε ένα κατακόρυφο επίπεδο φωτός το οποίο περνάει ακριβώς πάνω από τα δύο ακροφύσια όπως φαίνεται στην εικόνα 4.12. Προτιμήθηκε κατακόρυφο και όχι οριζόντιο επίπεδο φωτός καθώς με το κατακόρυφο επίπεδο οπτικοποιούνται οι δίνες που σχηματίζονται στα χείλη της κοιλότητας (φαινόμενο το οποίο καταγράφηκε και αναλύεται στο κεφάλαιο 5). Με τη χρήση κατακόρυφου επιπέδου φωτός, ωστόσο, καταγράφονται οι μεταβολές της συγκέντρωσης του ρύπου (διαλύματος ροδαμίνης) μόνο σε αυτό το κατακόρυφο επίπεδο, ενώ είναι προφανές ότι ποσότητα ρύπου διαχέεται σε όλο το εσωτερικό της κοιλότητας. Ωστόσο, από δοκιμές, φάνηκε ότι όταν ο ρύπος 'διαλυόταν' σε αυτό το επίπεδο, τότε και στο υπόλοιπο εσωτερικό της κοιλότητας είχε σχεδόν διαλυθεί. Μόνο στην περίπτωση του πιο πυκνού διαλύματος, συγκεντρώνονταν στις γωνίες της κοιλότητας μικρές αμελητέες ποσότητες ρύπου. Τα πειράματα βιντεοσκοπήθηκαν με ψηφιακή κάμερα Canon dvd camcorder PAL DC21 με ταχύτητα λήψης 25 frames per second και frame analysis 720x576. Ως ταλαντωτικός μηχανισμός χρησιμοποιήθηκε ο ταλαντωτής με ηλεκτροκινητήρα. Μελετήθηκε η διασπορά κάθε διαλύματος σε κάθε κοιλότητα για σταθερό εύρος ταλάντωσης ( $x_0=6$  cm) και μεταβλητή συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων (πίνακας 4.5). Αναλυτική περιγραφή της διαδικασίας των πειραμάτων υπάρχει στο τεχνικό παράρτημα.

Πίνακας 4.5: παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων

<b>Πλάτος ταλάντωσης <math>X_0</math> (cm)</b>	<b>Συχνότητα ταλάντωσης <math>f</math> (Hz)</b>
6	0.47
6	0.56
6	0.65
6	0.751
6	0.84
6	0.93
6	1.12
6	1.49
6	1,.6
6	2.23
6	2.61
6	2.98

Στους πίνακες 4.6-4.8 αναφέρονται συνοπτικά οι πειραματικές παράμετροι για τα τρία πειράματα που αφορούν τη μέτρηση του ροϊκού πεδίου των πλεγμάτων, τη μέτρηση του ροϊκού πεδίου μέσα στις κοιλότητες, και τη μελέτη της διάχυσης μέσα στις κοιλότητες με τη μέθοδο LIF, αντίστοιχα.

Πίνακας 4.6: Πειραματικές παράμετροι μέτρησης ροϊκού πεδίου πλεγμάτων

<i>διεύθυνση</i>	<i>σημεία</i>	<i>Συχνότητα Ταλάντωσης (Hz)</i>	<i>Εύρος Ταλάντωσης (mm)</i>	<i>Μειρούμενη ταχύτητα</i>
οριζόντια	x=0 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±20 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±40 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±60 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±80 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±100 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±120 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
οριζόντια	x=±140 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=0mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=±20 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=±40 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=±60 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=±80 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
κατακόρυφη	z=±100 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean

Πίνακας 4.7: Πειραματικές παράμετροι μέτρησης ροϊκού πεδίου  
κοιλοτήτων

<i>κοιλότητα</i>	<i>περιοχή</i>	<i>σημεία</i>	<i>Συχνότητα Ταλάντωσης (Hz)</i>	<i>Εύρος Ταλάντωσης (mm)</i>	<i>Μειρούμενη ταχύτητα</i>
Μεγάλη (h/w=2)	Μέσον	x=0, ±5,±10 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μεγάλη (h/w=2)	κορυφή	x=0, ±5,±10,±15,±20,±25mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μεγάλη (h/w=2)	Κατακόρυφη διεύθυνση	z=0,10,20,30,40,50mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μικρή (h/w=1/2)	κορυφή	z=0, ±5,±10,±15,±20 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μικρή (h/w=1/2)	Κατακόρυφη διεύθυνση	z=0,10,20,30 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μεσαία (h/w=1)	μέσον	x=0, ±5,±10 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μεσαία (h/w =1)	κορυφή	x=0, ±5,±10,±15,±20,±25mm	0.56-2.98	60	Rms, mean
Μεσαία (h/w =1)	Κατακόρυφη διεύθυνση	z=0,10,20,30,40 mm	0.56-2.98	60	Rms, mean

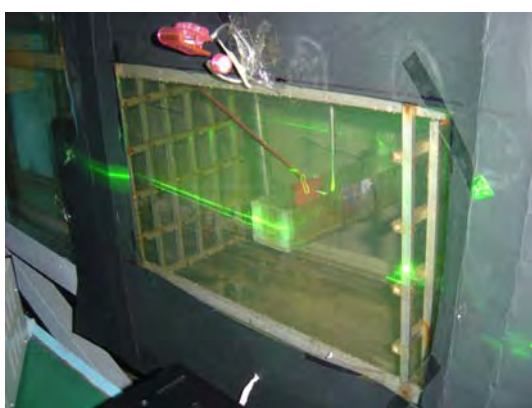
Πίνακας 4.8: Πειραματικές παράμετροι μελέτης διάχυσης μέσα στις κοιλότητες με τη μέθοδο LIF

<i>κοιλότητα</i>	<i>αλατότητα</i>	<i>Συχνότητα Ταλάντωσης (Hz)</i>	<i>Εύρος Ταλάντωσης (mm)</i>	<i>Μέθοδος οπτικοποίησης</i>
Μεγάλη (h/w=2)	όχι	0.47-2.98	60	LIF
Μεγάλη (h/w=2)	1005 kg/m <sup>3</sup> (1.5%)	0.47-2.98	60	LIF
Μεγάλη (h/w=2)	1010 kg/m <sup>3</sup> (3%)	0.47-2.98	60	LIF
Μεγάλη (h/w=2)	1020 kg/m <sup>3</sup> (6%)	0.47-2.98	60	LIF
Μικρή (h/w=1/2)	όχι	0.47-2.98	60	LIF
Μικρή (h/w=1/2)	1005 kg/m <sup>3</sup> (1.5%)	0.47-2.98	60	LIF
Μικρή (h/w=1/2)	1010 kg/m <sup>3</sup> (3%)	0.47-2.98	60	LIF
Μικρή (h/w=1/2)	1020 kg/m <sup>3</sup> (6%)	0.47-2.98	60	LIF
Μεσαία (h/w =1)	όχι	0.47-2.98	60	LIF
Μεσαία (h/w =1)	1005 kg/m <sup>3</sup> (1.5%)	0.47-2.98	60	LIF
Μεσαία (h/w =1)	1010 kg/m <sup>3</sup> (3%)	0.47-2.98	60	LIF
Μεσαία (h/w =1)	1020 kg/m <sup>3</sup> (6%)	0.47-2.98	60	LIF

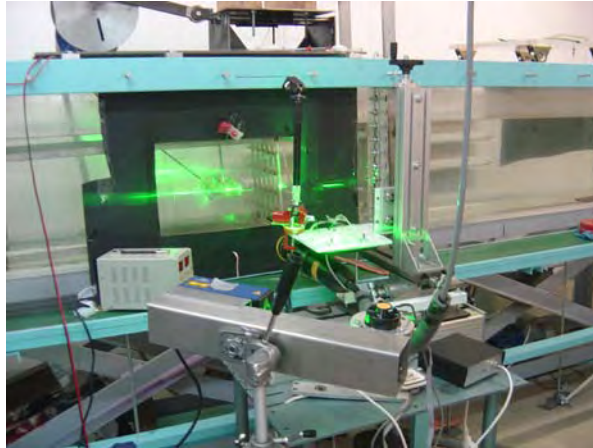
#### 4.5 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (ηλεκτρομαγνητικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής)

Ένας τρόπος για την εισαγωγή περιστροφής στη διασπορά ρύπου είναι η χρήση ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Γενικά η χρήση ηλεκτρομαγνητικού πεδίου για τη δημιουργία τυρβώδους πεδίου συναντάται στη διεθνή βιβλιογραφία (Rossi και Vassilicos (2006), Williams και Marteau (1997)). Στην παρούσα διατριβή, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο χρησιμοποιήθηκε για τη δημιουργία περιστροφής. Παρακάτω γίνεται περιγραφή της διάταξης.

Το εγχείρημα βασίστηκε στη δύναμη Lorentz που ασκείται από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε κινούμενα φορτία. Ένα φορτίο όταν κινείται κάθετα σε μαγνητικό πεδίο δέχεται δύναμη (δύναμη Lorentz) η οποία το εξαναγκάζει να κινηθεί κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και την αρχική του ταχύτητα. Το αποτέλεσμα είναι ότι το φορτίο εκτελεί μία σπειροειδή κίνηση. Τοποθετήθηκαν δύο ηλεκτρόδια από χαλκό (άνοδος και κάθοδος) στα τοιχώματα της κοιλότητας όπως φαίνεται στην εικόνα 4.11, τα οποία δημιουργούν ηλεκτρικό πεδίο ενώ στον πάτο της κοιλότητας προσαρμόστηκε ένας μαγνήτης. Το ρεύμα το οποίο δημιουργείται από τα ηλεκτρόδια, σε συνδυασμό με το μαγνητικό πεδίο προκαλεί μία περιστροφική κίνηση της ροής. Στο κέντρο ανάμεσα στα ηλεκτρόδια γινόταν έκλυση διαλύματος ροδαμίνης και αλατόνερου μέσω ενός κάθετου σωλήνα που κατέληγε σε δύο οριζόντια ακροφύσια (βλ. εικόνα 4.10) ενώ η οπτικοποίηση του φαινομένου έγινε εφικτή μέσω ενός οριζόντιου επιπέδου φωτός από laser (LaVision Laser System). Χρησιμοποιήθηκαν δύο διαλύματα διαφορετικής συγκέντρωσης, ένα διάλυμα ροδαμίνης αλατόνερου  $1010 \text{ kgr/m}^3$ , και ένα διάλυμα  $1020 \text{ kgr/m}^3$ .



Εικόνα 4.11: Ηλεκτρόδια στην κοιλότητα

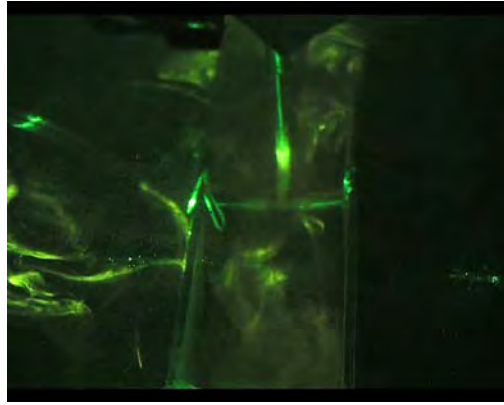


Εικόνα 4.12: Πειραματική διάταξη δημιουργίας περιστροφής

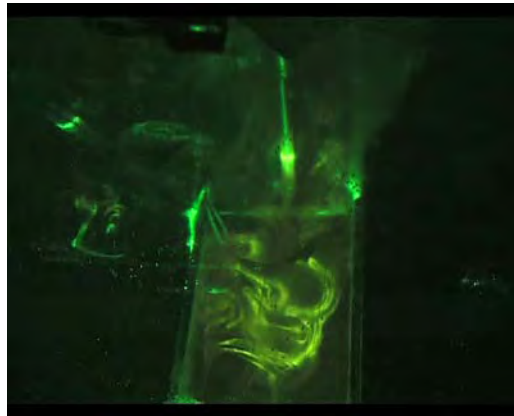
Το πλεονέκτημα της συγκεκριμένης μεθόδου είναι ότι δεν υπάρχει μηχανική παρέμβαση στη ροή, ωστόσο προέκυψαν αρκετά προβλήματα κατά τη διάρκεια των πειραμάτων ένα εκ των οποίων είναι ότι τα ηλεκτρόδια τα οποία χρησιμοποιούνται για την παραγωγή του ηλεκτρικού πεδίου προκαλούν ηλεκτρόλυση στο νερό. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή οξυγόνου στην άνοδο και υδρογόνου στην κάθοδο. Το υδρογόνο το οποίο παράγεται στην κάθοδο είναι σε μεγαλύτερη ποσότητα από ότι το οξυγόνο, και εμφανίζεται με τη μορφή φυσαλίδων οι οποίες εμποδίζουν την οπτικοποίηση της ροής. Το συγκεκριμένο πρόβλημα μειώθηκε αλλά δεν εξαλείφθηκε τελείως, με τη μείωση της επιφάνειας των ηλεκτροδίων, έτσι ώστε να παράγουν μικρότερη ποσότητα υδρογόνου. Επίσης, η περιστροφική κίνηση που δημιουργείται παράγει οριζόντιες δίνες, για το λόγο αυτό το επίπεδο φωτός από το Laser τοποθετήθηκε οριζόντια. Ωστόσο, με αυτό τον τρόπο η οπτικοποίηση δεν δίνει πολύ καλά αποτελέσματα καθώς δεν είναι πάντα ορατές οι δίνες που δημιουργούνται.

Η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η εξής. Αρχικά έγινε έκλυση του διαλύματος ροδαμίνης αλατόνευρου μέσα στην κοιλότητα, χωρίς ταλάντωση των πλεγμάτων και χωρίς ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, και στη συνέχεια ενεργοποιήθηκε το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε να διαπιστωθεί η περιστροφή του ρευστού. Η διαδικασία καταγράφηκε με κάμερα η οποία έχει συχνότητα δειγματοληψίας 25 frames per second. Στις εικόνες 4.13 και 4.14 φαίνονται δύο στιγμιότυπα από την παραπάνω διαδικασία. Στην εικόνα 4.14 φαίνεται η δημιουργία περιστροφικής κίνησης, συγκεκριμένα μίας δίνης με φορά αντίθετη της φοράς του ρολογιού (anticlockwise) ωστόσο το αποτέλεσμα δεν ήταν το επιθυμητό.



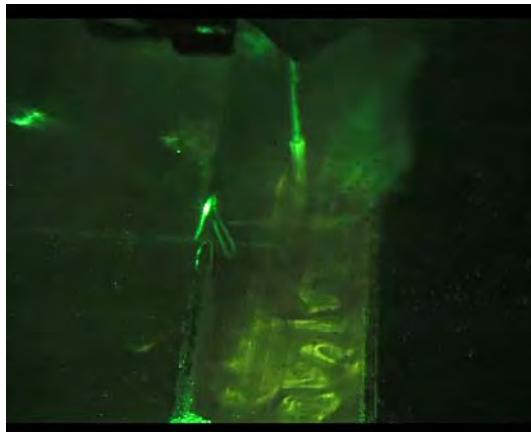
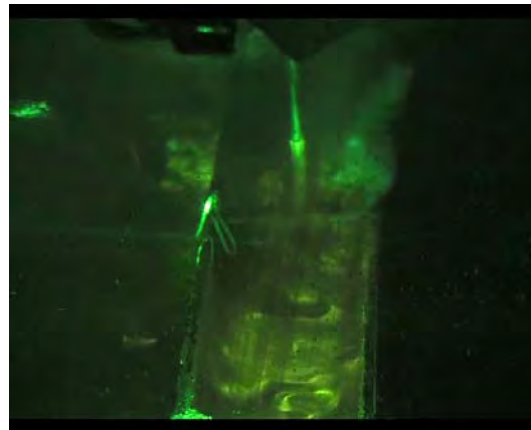
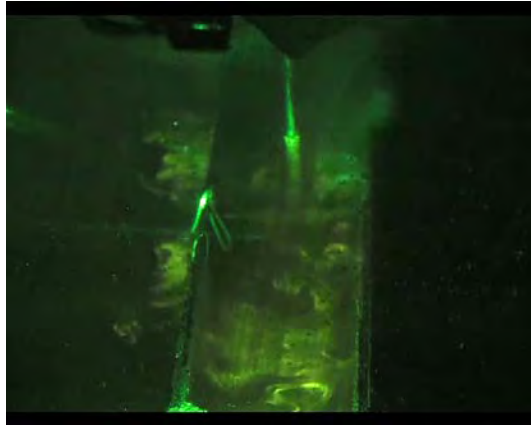


Εικόνα 4.13: Έκλυση ρύπου χωρίς ταλάντωση και χωρίς ηλεκτρομαγνητικό πεδίο



Εικόνα 4.14: Έκλυση ρύπου χωρίς ταλάντωση με ηλεκτρομαγνητικό πεδίο

Στη συνέχεια, τέθηκαν τα πλέγματα σε ταλάντωση με σταθερό πλάτος  $s=6$  cm και μεταβλητή συχνότητα ταλάντωσης. Για κάθε συχνότητα ταλάντωσης, γινόταν έκλυση του ρύπου χωρίς ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, και στη συνέχεια με ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Στην εικόνα 4.15 φαίνονται 3 διαδοχικά frames από την περιστροφική κίνηση που δημιουργείται λόγω του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου για συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων  $f=1,12$  Hz. Τα αρχεία-video που ελήφθησαν επεξεργάστηκαν μέσω του λογισμικού Labview και Matlab για τον υπολογισμό του χρόνου διασποράς του ρύπου.



Εικόνα 4.15: Τρία διαδοχικά frames με χρονική διαφορά 0,1 s με περιστροφική κίνηση ( $f=1,12$  Hz)

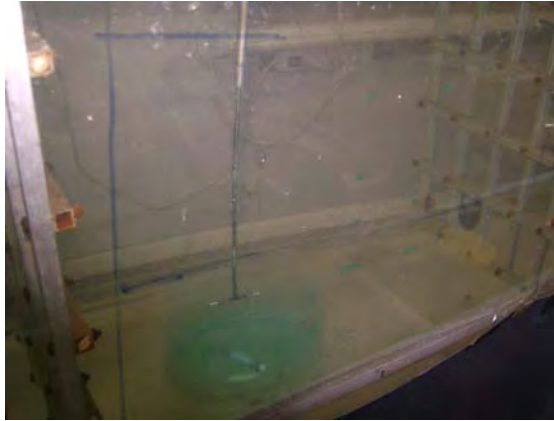
## **4.6 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (μηχανικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής)**

Η δημιουργία περιστροφής μέσω ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με τη χρήση ηλεκτροδίων δεν είχε το επιθυμητό αποτέλεσμα, για το λόγο αυτό επιλέχτηκε η χρήση μαγνητικού αναδευτήρα για τη δημιουργία περιστροφής. Ο αναδευτήρας αποτελείται από 3 μέρη: τη βάση, ένα γυάλινο δοχείο και ένα μικρό κυλινδρικό μαγνήτη. Πάνω στη βάση τοποθετείται το γυάλινο δοχείο, στο οποίο θα γίνει η ανάμειξη, ενώ στον πυθμένα του δοχείου τοποθετείται ο μαγνήτης ο οποίος περιστρέφεται υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου που παράγεται από τη βάση. Η περιστροφή του μαγνήτη προκαλεί ανάδευση μέσα στο υγρό στο δοχείο, και επομένως έχουμε την επιθυμητή περιστροφή. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκε ο αναδευτήρας ως εξής.

Η βάση του αναδευτήρα τοποθετήθηκε κάτω ακριβώς από τον πυθμένα της δεξαμενής έτσι ώστε η επιφάνεια της βάσης να εφάπτεται στο plexiglas του πυθμένα, στο κέντρο ανάμεσα στα πλέγματα. Μέσα στη δεξαμενή, πάνω στον πυθμένα και ακριβώς πάνω από τον αναδευτήρα τοποθετήθηκε μία στρογγυλή κοιλότητα διαμέτρου 15 cm η οποία κολλήθηκε με σιλικόνη. Μέσα στην κοιλότητα τοποθετήθηκε ένας κυλινδρικός μαγνήτης μήκους 6 cm ο οποίος, υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου του αναδευτήρα, είχε τη δυνατότητα να περιστρέφεται μέσα στην κοιλότητα με διάφορες ταχύτητες περιστροφής. Η ουσία που χρησιμοποιήθηκε ως ρύπος είναι υδατικό διάλυμα methyl blue και αλατιού με τρεις διαφορετικές πυκνότητες, το οποίο εκλύονταν μέσα στην κοιλότητα μέσω ενός κάθετου σωλήνα ο οποίος κατέληγε σε δύο οριζόντια ακροφύσια.

Διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν:

1. υδατικό διάλυμα methyl blue(ανάλατο)
2. υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού (1010 kg/m<sup>3</sup>)
3. υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού (1020 kg/m<sup>3</sup>)



Εικόνα 4.16: Πειραματική διάταξη δημιουργίας περιστροφής με αναδευτήρα

Η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η εξής. Τα πλέγματα τέθηκαν σε ταλάντωση με σταθερό εύρος  $s=6$  cm και μεταβλητή συχνότητα μέσω του ταλαντωτή με τη χρήση ηλεκτροκινητήρα. Σε κάθε συχνότητα ταλάντωσης γινόταν έκλυση του διαλύματος methyl blue σταθερής ποσότητας 5.3 ml, μέσα στη στρογγυλή κοιλότητα και το φαινόμενο καταγραφόταν με ψηφιακή κάμερα Canon dvd camcorder PAL DC21 με ταχύτητα λήψης 25 frames per second. Στη συνέχεια, τέθηκε σε περιστροφή ο μαγνήτης και το φαινόμενο επαναλήφθηκε για τις ίδιες συχνότητες ταλάντωσης αλλά με μεταβλητή ταχύτητα περιστροφής. Οι ταχύτητες περιστροφής του μαγνήτη και οι συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων φαίνονται στον πίνακα 4.9. Τα αρχεία-video που ελήφθησαν επεξεργάστηκαν μέσω του λογισμικού Labview και Matlab για τον υπολογισμό του χρόνου διασποράς του ρύπου.

Πίνακας 4.9: Παράμετροι ταλάντωσης πλεγμάτων και περιστροφής μαγνήτη

<b>Πλάτος ταλάντωσης <math>X_0</math> (m)</b>	<b>Συχνότητα ταλάντωσης <math>f</math> (Hz)</b>	<b>Συχνότητα περιστροφής (<math>s^{-1}</math>)</b>
6	0.56	2.5
6	0.751	3.33
6	1.12	5.7
6	1.49	6.33
6	1.86	6.66
6	2.61	
6	2.98	

## 4.7 Εκτίμηση σφαλμάτων στις πειραματικές μετρήσεις

Στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζεται μία εκτίμηση των σφαλμάτων που παρουσιάστηκαν κατά τη διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων.

Στα πειράματα στα οποία μετρήθηκε η ταχύτητα της ροής με το σύστημα LDA, υπήρχαν παράγοντες οι οποίοι επηρέαζαν αρνητικά τις μετρήσεις και αναφέρονται παρακάτω. Μελέτες για την ακρίβεια των μετρήσεων του LDA, Resagk et al. (2003), έχουν δείξει ότι υπάρχει έντονη εξάρτηση της ακρίβειας των μετρήσεων με την σωστή ευθυγράμμιση των οπτικών εξαρτημάτων. Η μη σωστή ευθυγράμμιση μπορεί να προκαλέσει μετατόπιση των κροσσών συμβολής στον όγκο μέτρησης. Επίσης, πιθανή διάθλαση της ακτίνας όταν περάσει, μέσω γυάλινου παραθύρου, στη ροή, μπορεί να προκαλέσει μετατόπιση στους κροσσούς συμβολής. Επιπλέον, η ακτίνα του laser υφίσταται διάθλαση και κατά την είσοδο της στο ρευστό (νερό) της δεξαμενής, οπότε και η ταχύτητα της είναι διαφορετική από την ταχύτητα της στον αέρα εξαιτίας της μεταβολής του δείκτη διάθλασης από τον αέρα στο νερό. Το σύστημα LDA αποτελεί ένα ικανοποιητικό εργαλείο μέτρησης ταχύτητας ροής σε ένα μέσο το οποίο έχει σταθερό δείκτη διάθλασης. Όταν όμως υπάρχουν έντονες μεταβολές θερμοκρασίας ή πυκνότητας σε ένα μέσο, τότε ο δείκτης διάθλασης εμφανίζει, κατ' επέκταση, χωρικές μεταβολές. Το γεγονός αυτό μπορεί να προκαλέσει εκτροπή/μετατόπιση της ακτίνας του laser, προκαλώντας χωρική μετατόπιση και παραμόρφωση του χώρου μέτρησης. Επίσης, μεταβάλλεται η απόσταση των κροσσών συμβολής. Αυτό έχει ως τελικό αποτέλεσμα, να εμφανίζονται διακυμάνσεις στις μετρήσεις.

Οι Hannoun et al. (1988) στην εργασία τους, η οποία αναφέρεται σε μετρήσεις τύρβης κοντά σε διεπιφάνεια διαφορετικών πυκνοτήτων, αντιμετώπισαν το πρόβλημα του διαφορετικού δείκτη διάθλασης σε δύο ρευστά με διαφορετική πυκνότητα ο οποίος μπορεί να επηρεάσει τις μετρήσεις ταχύτητας με LDA. Το συγκεκριμένο πρόβλημα ξεπεράστηκε χρησιμοποιώντας δύο διαφορετικά διαλύματα (αιθυλική αλκοόλη και αλατόνερο) τα οποία έχουν παρόμοιο δείκτη διάθλασης. Στην παρούσα διατριβή το ρευστό στο οποίο έγιναν οι μετρήσεις, δεν είχε ομοιόμορφη πυκνότητα, καθώς μέσα στο νερό γινόταν διάχυση αλατισμένων διαλυμάτων, εμπλουτισμένων με ροδαμίνη. Ωστόσο, ανατρέχοντας στη διεθνή βιβλιογραφία, σε ερευνητικές εργασίες οι οποίες χρησιμοποίησαν τη μέθοδο LIF σε συνδυασμό με το σύστημα LDA για μετρήσεις ταχυτήτων, δεν διαπιστώθηκε διόρθωση των μετρήσεων ταχύτητας. Για το λόγο αυτό δεν κρίθηκε σκόπιμο, στην παρούσα διατριβή, να διορθωθούν οι μετρήσεις ταχύτητας του LDA, σε σχέση με τη διάθλαση που υφίσταται η ακτίνα του laser στο νερό.

Στα πειράματα, της παρούσας διατριβής, στα οποία έγιναν μετρήσεις με LDA, υπάρχουν σημεία τα οποία πιθανότατα να οδηγούν σε

σφάλματα. Συγκεκριμένα, η δέσμη του laser περνούσε μέσω των τοιχωμάτων plexiglass, στη ροή, οπότε πιθανότατα να υπήρχε διάθλαση της ακτίνας. Οι παραπάνω παράγοντες φαίνεται ότι οδηγούν σε αποκλίσεις της μετρούμενης ταχύτητας, από την πραγματική ταχύτητα ροής. Το σφάλμα στις μετρήσεις του LDA εκτιμήθηκε ότι ήταν της τάξης του 0,001m/sec το οποίο είναι συγκρίσιμο με την ακρίβεια άλλων εργασιών σε παρόμοια πειραματική διάταξη (DeSilva και Fernando, (1994)  $10^{-4}$  m/s). Η ακρίβεια αυτή είναι ανεκτή δεδομένου ότι η μέση (στατιστικά) ταχύτητα ροής είναι μηδέν. Στις περιπτώσεις αυτές η ακρίβεια του LDA είναι το 10% της έντασης της τύρβης, η οποία στην παρούσα διατριβή ήταν της τάξης του 0,01 m/s.

Στα πειράματα οπτικοποίησης της ροής με τη μέθοδο LIF αναφέρονται τα εξής σχετικά με την ακρίβεια των μετρήσεων. Αν και αποτελεί δημοφιλέστατο εργαλείο για οπτικοποίηση ροής, η συγκεκριμένη μέθοδος επιδέχεται διορθώσεις για τη μέτρηση συγκεντρώσεων. Οι Ferrier et al. (1993), αφιέρωσαν μεγάλο μέρος της εργασίας τους στον υπολογισμό της εξασθένησης του φωτός μέσα στο νερό. Όταν δημιουργείται ένα πέπλο φωτός μέσα στο νερό, η μείωση της έντασης της ακτίνας είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μείωση της ακτίνας μέσα σε αέρα. Συγκεκριμένα, παρατηρείται μείωση της έντασης της ακτίνας περίπου 18%, όταν η ακτίνα διανύει μήκος 1 m μέσα σε νερό. Η μείωση αυτή μεταβάλλεται όταν το νερό περιέχει και διάλυμα ροδαμίνης. Η εκτίμηση της μείωσης της έντασης του φωτός είναι σημαντική, καθώς μέσω της έντασης του φωτός υπολογίζεται η συγκέντρωση των υπό μελέτη ρύπων, ουσιών κ.α. ανάλογες διορθώσεις στην μετρούμενη ένταση του φωτός αναφέρονται και στην εργασία των Hannoun και List (1988). Στην παρούσα διατριβή η μέθοδος LIF χρησιμοποιείται μόνο για οπτικοποίηση ροής και όχι για υπολογισμό συγκεντρώσεων, οπότε οι διορθώσεις που προτείνονται σε άλλες επιστημονικές μελέτες δεν μπορούν να εφαρμοστούν στην παρούσα διατριβή. Ωστόσο, γίνεται μία εκτίμηση της αντιστοίχησης της φωτεινότητας ανά pixel σε σχέση με τη συγκέντρωση της ροδαμίνης. Στα συγκεκριμένα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν, όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 4.4, τέσσερα διαλύματα ροδαμίνης –αλατόνευρου διαφορετικής συγκέντρωσης, στο καθένα από τα οποία η ποσότητα ροδαμίνης που χρησιμοποιήθηκε ήταν 0,2 gr/lit. Θεωρώντας ότι αυτή η ποσότητα αντιστοιχεί σε μέγιστη φωτεινότητα (pixel intensity) 255, προκύπτει ότι υπάρχει δυνατότητα ανάλυσης  $7,8 \cdot 10^{-4}$  (gr/lit) (συγκέντρωσης ροδαμίνης) ανά pixel. Αυτό σημαίνει, ότι η ακρίβεια των μετρήσεων, η οποία περιορίστηκε από τις δυνατότητες της βιντεοκάμερας, προσέγγισε την ανάλυση  $7,8 \cdot 10^{-4}$  (gr/lit) συγκέντρωσης ροδαμίνης ανά pixel.

Στα πειράματα στα οποία χρησιμοποιήθηκε ως ταλαντωτής ο ηλεκτροκινητήρας, η συχνότητα με την οποία ταλαντώνονταν τα πλέγματα υπολογίστηκε, μέσω το προγράμματος Labview (βλ. παρ. 3.2.6). Όπως αναφέρθηκε, βιντεοσκοπήθηκαν τα παλλόμενα πλέγματα

με τη βιντεοκάμερα η οποία είχε δυνατότητα δειγματοληψίας 25 frames/s. Θεωρώντας τη μέγιστη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων  $f=2.98$  Hz, ο χρόνος ( $T/2$ ) για να φτάσει το πλέγμα από το ένα ακρότατο ταλάντωσης στο άλλο, είναι  $T/2=0.167$  s. Αυτό σημαίνει, ότι εφόσον σε 1 s η βιντεοκάμερα λαμβάνει 25 frames, τότε σε χρόνο  $T/2=0.167$  s λαμβάνει 4.175 frames. Δηλαδή, η κάμερα αναλύει την κίνηση του πλέγματος από το ένα ακρότατο της ταλάντωσης στο άλλο, σε 4.175 frames, και από αυτά τα frames υπολογίζεται το φάσμα πυκνότητας από το πρόγραμμα Labview. Οπότε, το σφάλμα που προκύπτει στην πιο δυσμενή περίπτωση (μέγιστη συχνότητα ταλάντωσης) είναι της τάξης 24%. Στην περίπτωση, μικρότερης συχνότητας ταλάντωσης π.χ.  $f=0.93$  Hz, ακολουθώντας την ίδια διαδικασία προκύπτει ότι το σφάλμα σε αυτήν την περίπτωση είναι της τάξης του 7.4%.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

### 5.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από τις πειραματικές μετρήσεις που έγιναν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας και αφορούν τα εξής πειράματα.

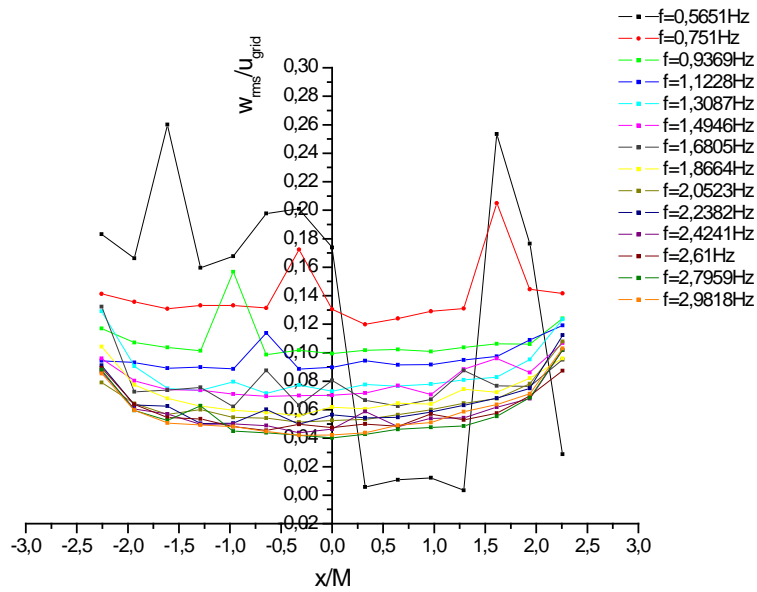
- Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής.
- Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων.
- Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών και φυγοκεντρικών (περιστροφικών) δυνάμεων.

### 5.2 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/μέτρηση του ροϊκού πεδίου των πλεγμάτων.

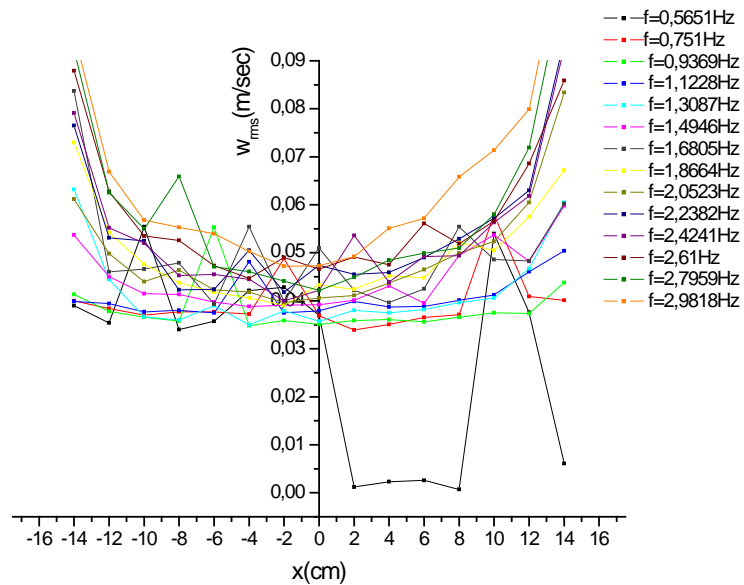
#### 5.2.1. μετρήσεις ταχύτητας ροϊκού πεδίου

Έγιναν μετρήσεις με το σύστημα LDA σε επιλεγμένες θέσεις στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα, για σταθερό εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων  $s=6$  cm και μεταβλητή συχνότητα, όπως αναφέρεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4. Στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται η κάθετη συνιστώσα  $w$  της rms ταχύτητας (αδιαστατοποιημένη με την ταχύτητα  $u_{grid}$  των πλεγμάτων) και η οριζόντια συνιστώσα (αδιαστατοποιημένη με την ταχύτητα  $u_{grid}$  των πλεγμάτων) σε σχέση με την οριζόντια απόσταση για διάφορες συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων. Η οριζόντια απόσταση έχει αδιαστατοποιηθεί με το mesh size ( $M=6.2$  cm) των πλεγμάτων. Επίσης παρουσιάζονται οι ίδιες μετρήσεις χωρίς αδιαστατοποίηση. Οι μετρήσεις που αντιστοιχούν στα σημεία 14 και -14 cm είναι κοντά στο δεξί και αριστερό πλέγμα αντίστοιχα. Η θέση μηδέν στα παρακάτω διαγράμματα αντιστοιχεί στο κέντρο της περιοχής ανάμεσα στα πλέγματα.

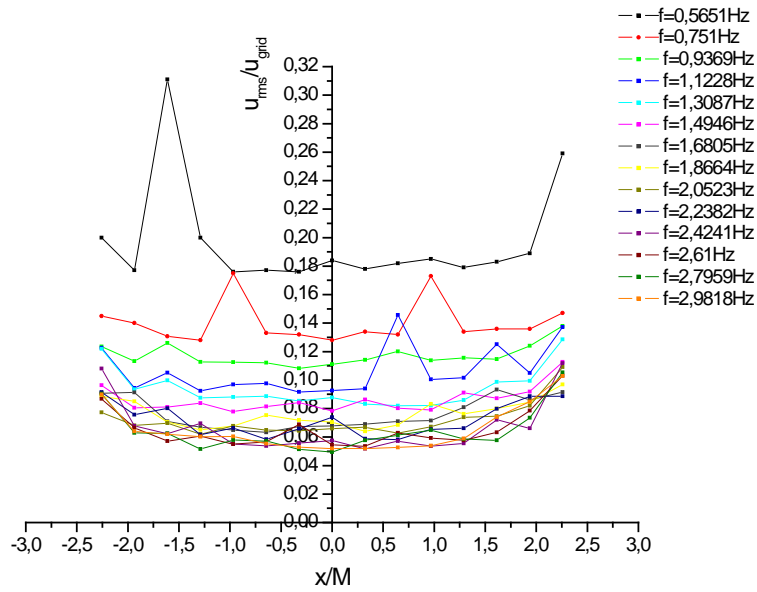




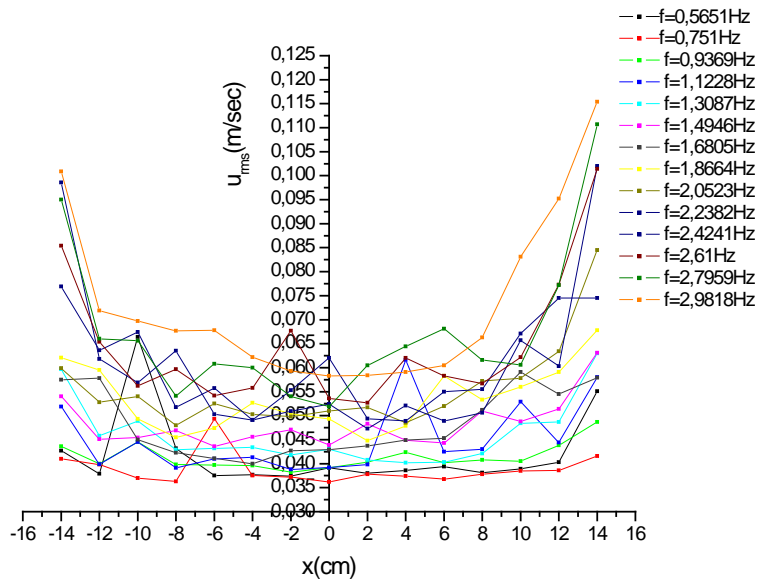
Διάγραμμα 5.1: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )



Διάγραμμα 5.2: Μεταβολή της rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)



Διάγραμμα 5.3: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )

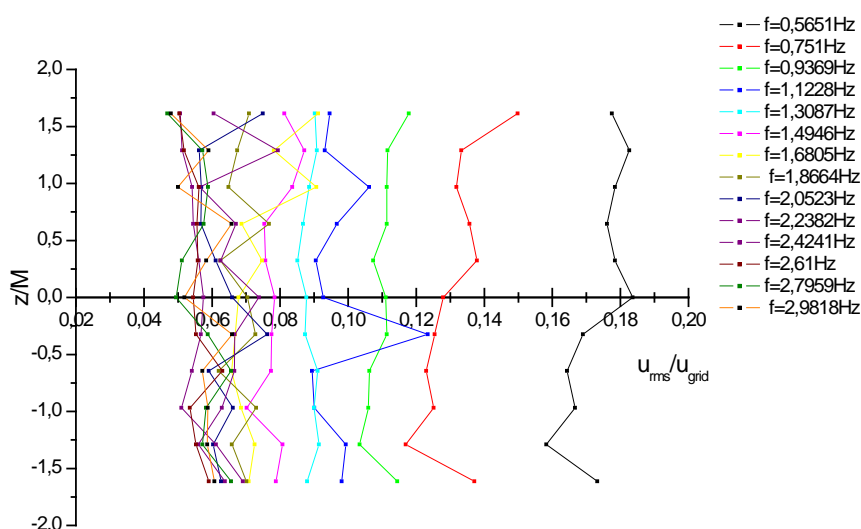


Διάγραμμα 5.4: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)

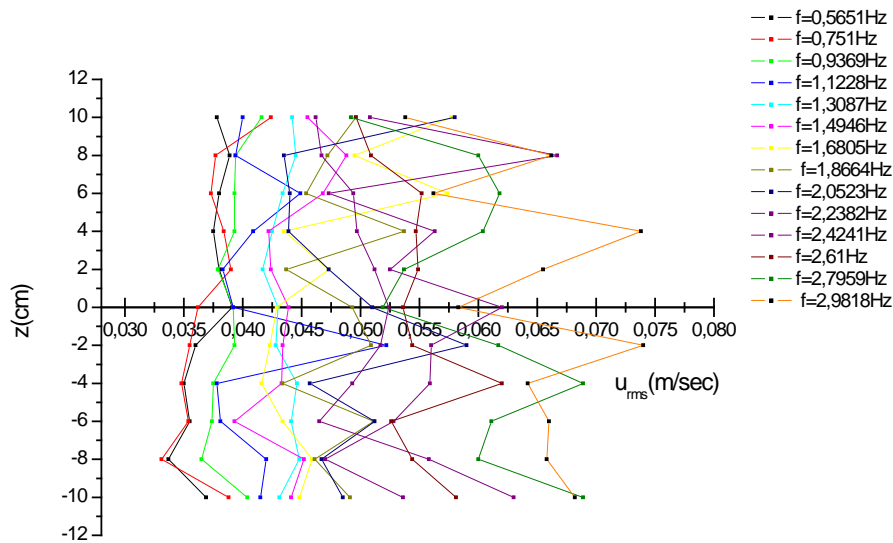
Από τα διαγράμματα 5.1-5.4 φαίνεται ότι η ταχύτητα κοντά στο κέντρο, για την ίδια συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, δεν

παρουσιάζει μεγάλες διακυμάνσεις, ενώ κοντά στα πλέγματα αυξάνεται. Αυτό φαίνεται καλύτερα στις μεγαλύτερες συχνότητες, ενώ στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης παρατηρούνται πιο έντονες διακυμάνσεις. Επομένως, το πεδίο ροής κατά την οριζόντια διεύθυνση, και κοντά στο κέντρο μπορεί να θεωρηθεί ομοιογενές κυρίως για τις μεγαλύτερες συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων. Επίσης φαίνεται, ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων τόσο αυξάνεται και η τυρβώδης ταχύτητα.

Στο διάγραμμα 5.5 φαίνεται η κατανομή της οριζόντιας συνιστώσας της rms ταχύτητας σε σχέση με την κάθετη απόσταση.



Διάγραμμα 5.5: Μεταβολή αδιαστατοποιημένης rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη απόσταση ( $u_{grid}=2\pi f x_0$ )



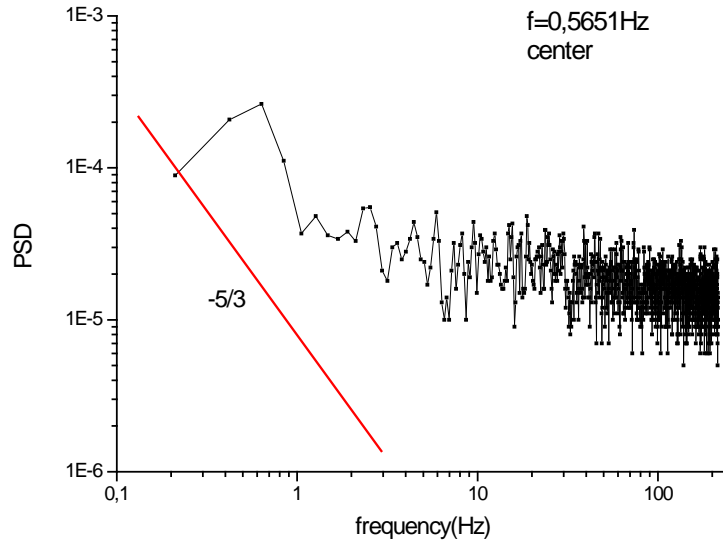
Διάγραμμα 5.6: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια απόσταση (χωρίς αδιαστατοποίηση)

Από τα δύο διαγράμματα 5.5-5.6 φαίνεται ότι, όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων τόσο αυξάνεται και η rms ταχύτητα. Επίσης, στις χαμηλές συχνότητες, η ταχύτητα δεν αλλάζει ιδιαίτερα στις διάφορες θέσεις, αντίθετα στις μεγάλες συχνότητες η ταχύτητα παρουσιάζει μεγάλες διακυμάνσεις κατά μήκος της κάθετης απόστασης.

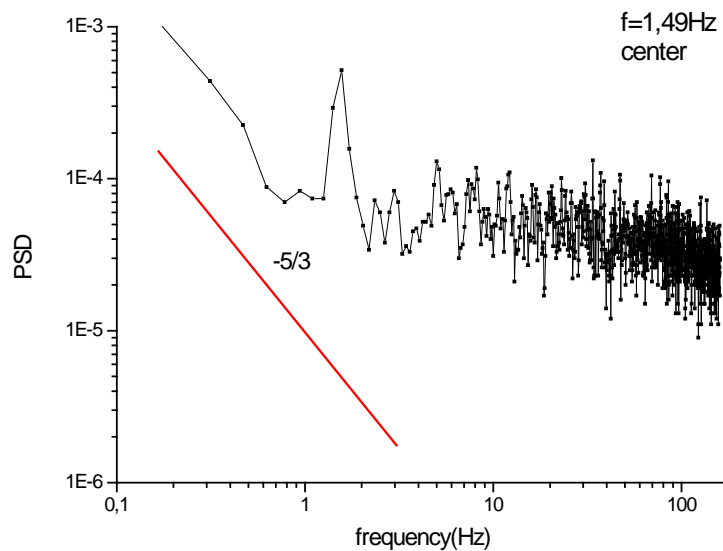
### 5.2.2. Διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος (PSD)

Παρακάτω παρουσιάζονται διαγράμματα PSD της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε 3 θέσεις: μία θέση στο κέντρο, σε μία ενδιάμεση θέση στην οριζόντια διεύθυνση, και σε μία θέση πολύ κοντά στο δεξί πλέγμα. Σε κάθε θέση παρουσιάζονται 3 διαγράμματα PSD που αντιστοιχούν σε 3 διαφορετικές συχνότητες ταλάντωσης. Οι μονάδες του κάθετου άξονα PSD, είναι ( $m^2/s$ ).

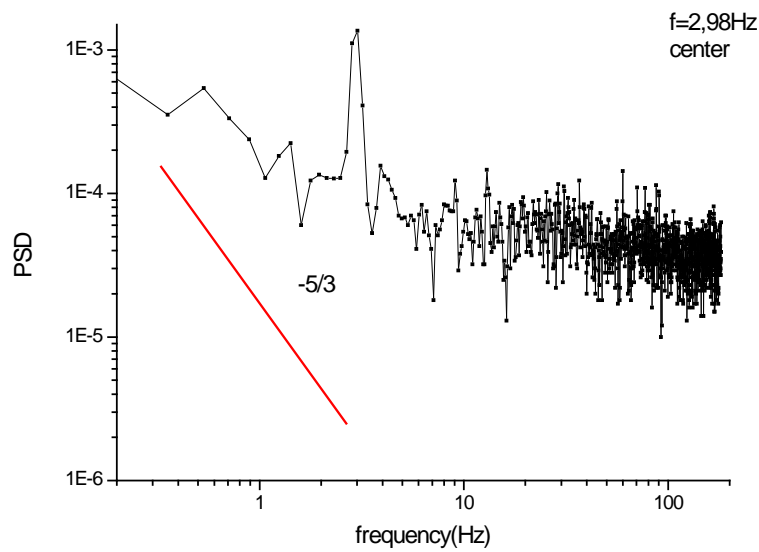
- Θέση (0,0) κέντρο



Διάγραμμα 5.7: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{\text{grid}}=0.5651$  Hz

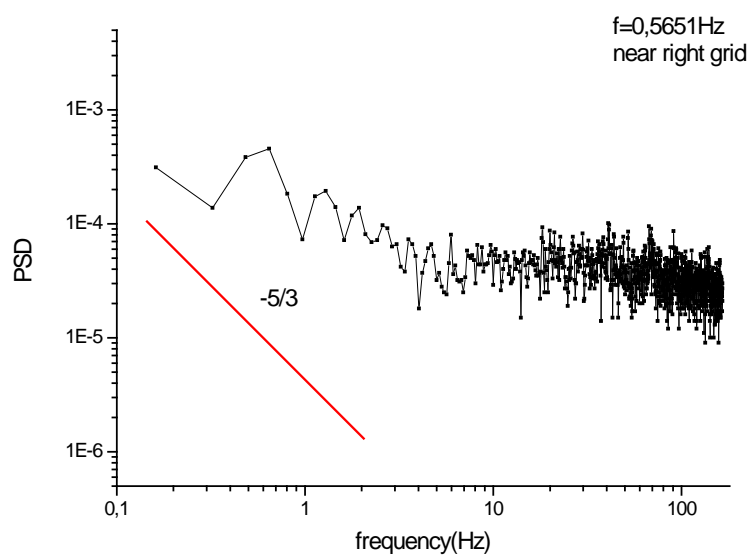


Διάγραμμα 5.8: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{\text{grid}}=1.49$  Hz

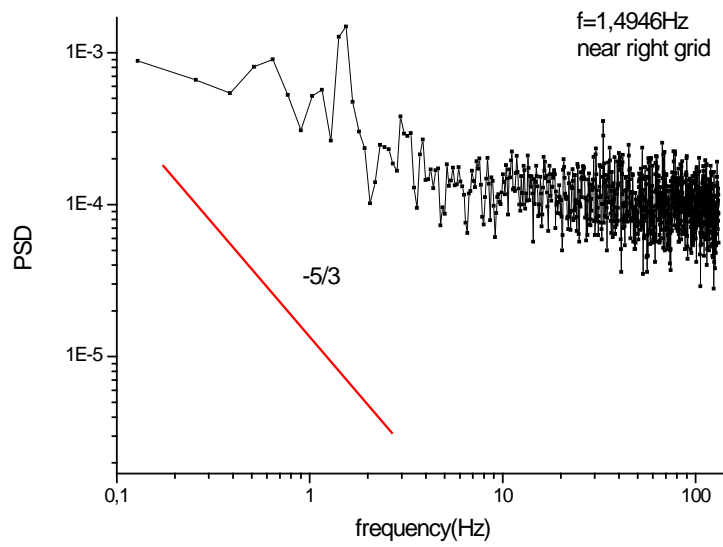


Διάγραμμα 5.9: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στη θέση (0,0) (κέντρο) για  $f_{grid}=2.98$  Hz

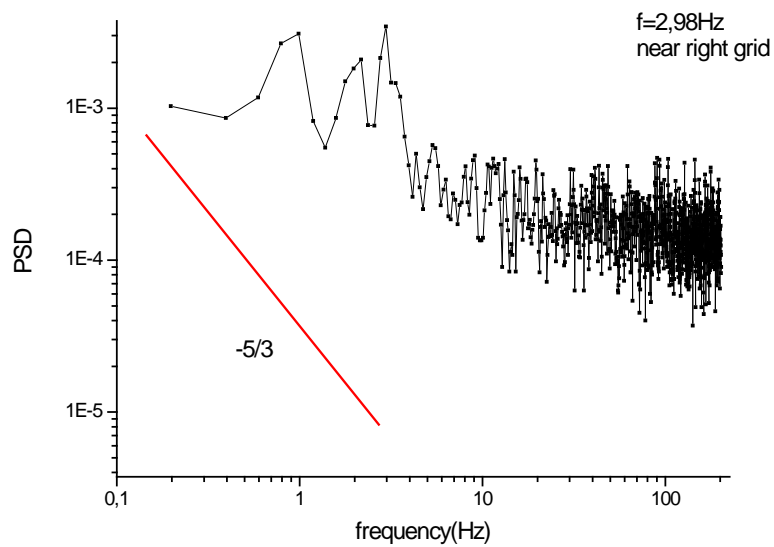
- Θέση κοντά στο δεξί πλέγμα



Διάγραμμα 5.10: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξί πλέγμα για  $f_{grid}=0.5651$  Hz

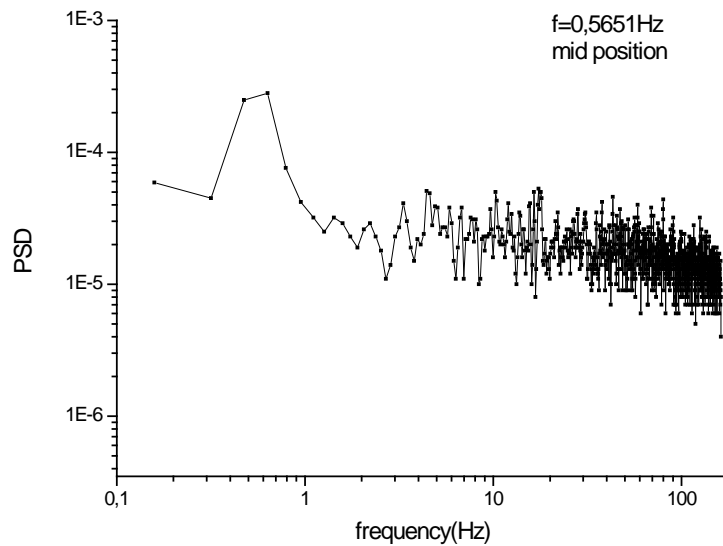


Διάγραμμα 5.11: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξί πλέγμα για  $f_{\text{grid}}=1,4946\text{ Hz}$

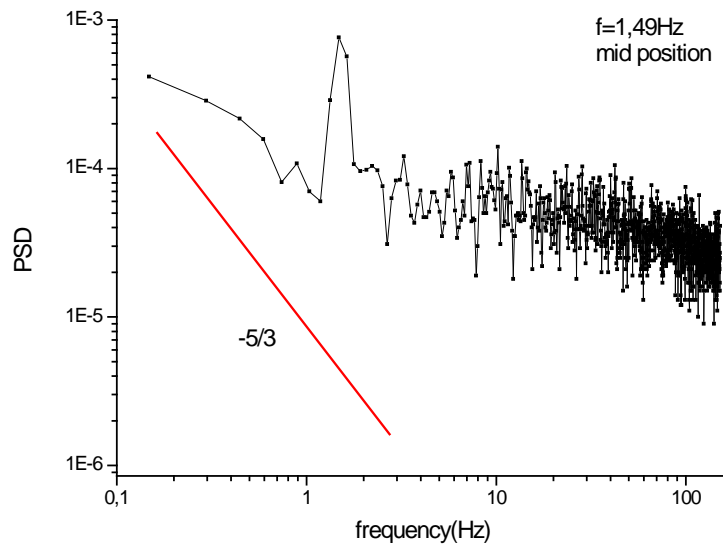


Διάγραμμα 5.12: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος κοντά στο δεξί πλέγμα για  $f_{\text{grid}}=2,98\text{ Hz}$

- Ενδιάμεση θέση (6cm από το κέντρο)

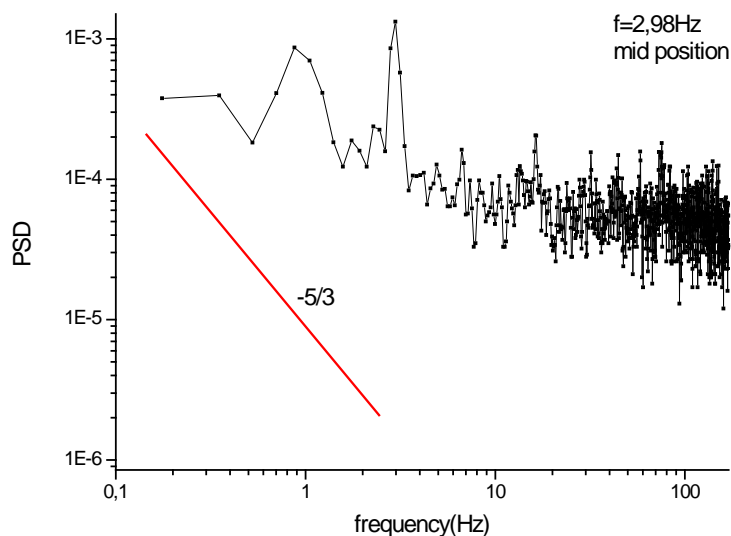


Διάγραμμα 5.13: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{\text{grid}}=0.5651\text{ Hz}$



Διάγραμμα 5.14: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{\text{grid}}=1,49\text{ Hz}$





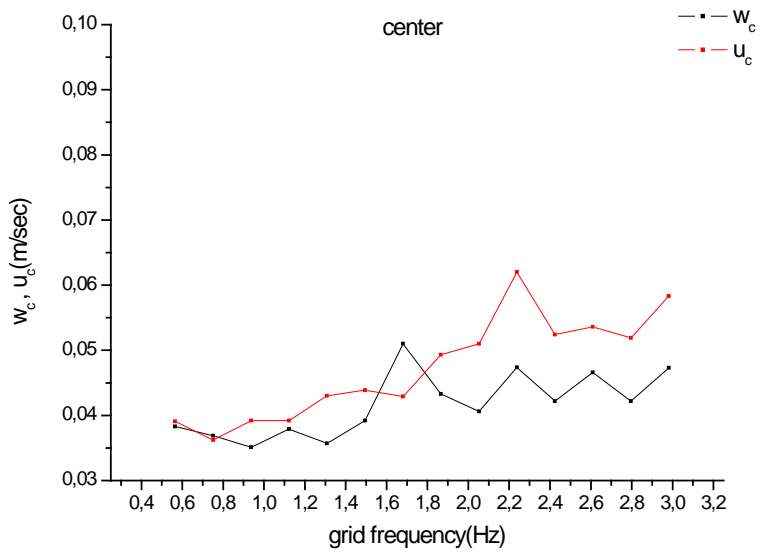
Διάγραμμα 5.15: Διάγραμμα πυκνότητας φάσματος ισχύος στην ενδιάμεση θέση για  $f_{grid}=2,98$  Hz

Από τα διαγράμματα 5.7-5.9 (θέση στο κέντρο) φαίνεται ότι στη μικρή συχνότητα ταλάντωσης ( $f=0.5651$ Hz) το φάσμα δεν προσεγγίζει φάσμα τυρβώδους ροής, ενώ αντίθετα στις μεγάλες συχνότητες φαίνεται ότι το φάσμα της ταχύτητας υπακούει στον νόμο του Kolmogoroff (1.21) για την τύρβη, και η κλίση της ευθείας που προσεγγίζει τα φάσματα είναι  $-5/3$ . Επίσης, παρατηρείται έντονη κορυφή που αντιστοιχεί στη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων.

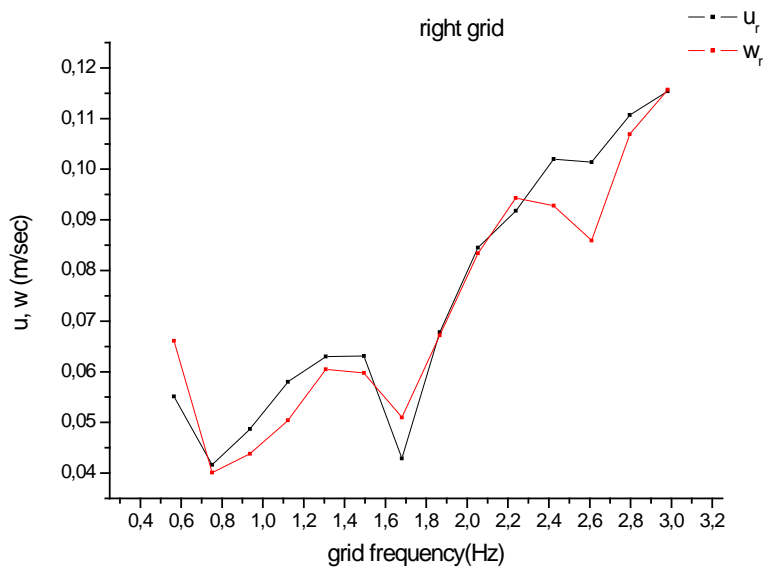
Στα διαγράμματα 5.10-5.12 (θέση κοντά στο δεξί πλέγμα) οι κορυφές που αντιστοιχούν στις συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων είναι πιο έντονες ενώ όσο απομακρυνόμαστε από το πλέγμα (ενδιάμεση θέση, και θέση στο κέντρο), η ενέργεια που περικλείουν αυτές οι κορυφές είναι λιγότερη. Επομένως, στο κέντρο των πλεγμάτων επιτυγχάνεται καλύτερη ομοιογένεια της τύρβης σε σχέση με την περιοχή κοντά στα πλέγματα.

### 5.2.3. Έλεγχος ισοτροπίας της ροής

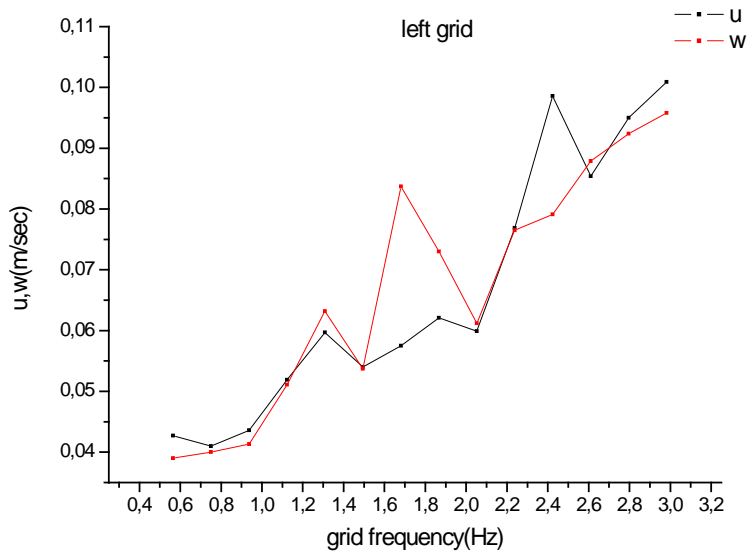
Στα διαγράμματα 5.16-5.18 γίνεται σύγκριση της οριζόντιας και της κάθετης συνιστώσας της rms ταχύτητας σε τρεις θέσεις: στο κέντρο, κοντά στο δεξί πλέγμα και κοντά στο αριστερό πλέγμα.



Διάγραμμα 5.16: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο κέντρο

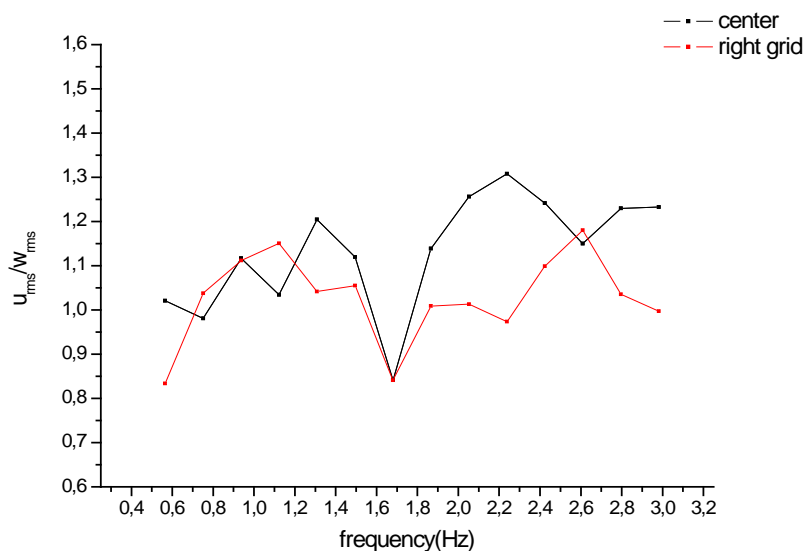


Διάγραμμα 5.17: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο δεξι πλέγμα



Διάγραμμα 5.18: Σύγκριση της κάθετης με την οριζόντια συνιστώσα (rms ταχύτητα) στο αριστερό πλέγμα

Από τα διαγράμματα 5.16-5.18 υπάρχει σχετικά καλή συμφωνία ανάμεσα στην οριζόντια και την κάθετη συνιστώσα στις τρεις θέσεις για όλες τις συχνότητες ταλάντωσης. Επομένως, μπορεί να θεωρηθεί ότι τα πλέγματα παράγουν ισότροπη τύρβη σε ικανοποιητικό βαθμό. Επίσης, παρατηρείται πάλι, ότι κοντά στα πλέγματα η rms ταχύτητα αυξάνεται.



Διάγραμμα 5.19: Λόγος οριζόντιας με κάθετη συνιστώσα στο κέντρο και κοντά στο δεξί πλέγμα

Στο διάγραμμα 5.19 φαίνεται ο λόγος  $u/w$  της οριζόντιας προς την κάθετη συνιστώσα της rms ταχύτητας στο κέντρο και στο δεξί πλέγμα. Ο λόγος  $u/w$  μεταβάλλεται από 0.8-1.3 και επομένως βρίσκεται κοντά στην τιμή που ορίζεται στη διεθνή βιβλιογραφία  $u/w=1.05-1.35$  (De Silva και Fernando 1994) και έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά και από άλλους ερευνητές π.χ Shy et al. (1996), έτσι ώστε η τύρβη να θεωρείται ισότροπη. Επομένως, η συγκεκριμένη διάταξη των δύο παλλόμενων πλεγμάτων παράγει τύρβη ομογενή και ισότροπη σε ικανοποιητικό βαθμό, κυρίως στο κέντρο ανάμεσα στα πλέγματα.

#### **5.2.4 Σύγκριση μετρούμενης rms ταχύτητας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη**

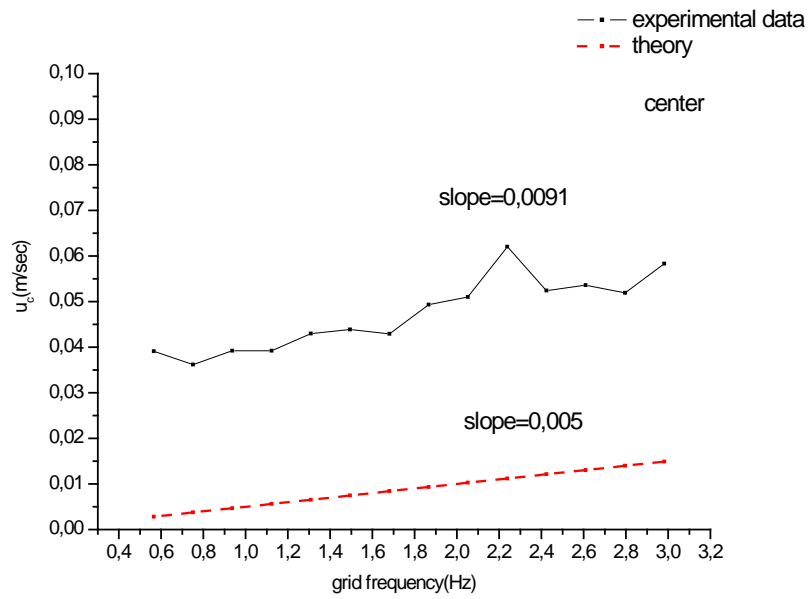
Στα διαγράμματα που ακολουθούν γίνεται σύγκριση της οριζόντιας συνιστώσας  $u$  της rms ταχύτητας με την θεωρητικά προβλεπόμενη από τον τύπο Hopfinger και Toly (1976):

$$u=2^{1/3} CS^{3/2}M^{1/2}f/z$$

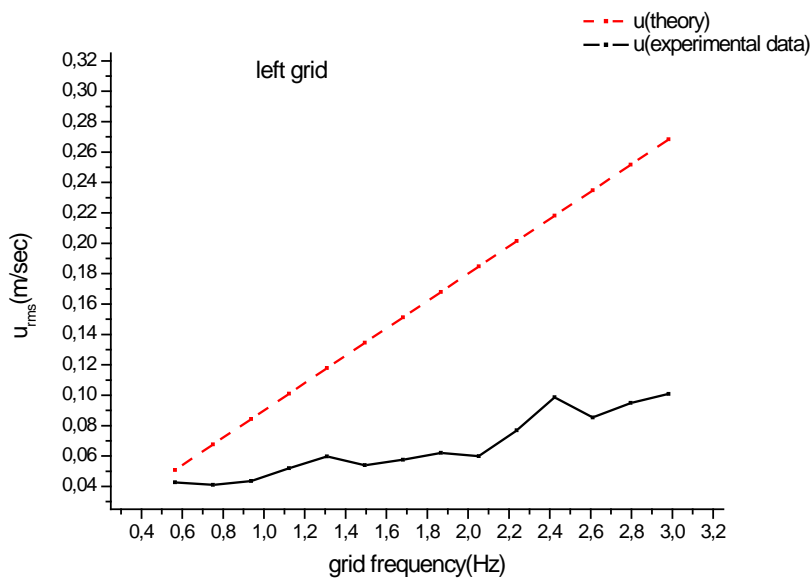
$$C=0,25 \quad S=0.06 \text{ m} \quad M=0.062 \text{ m}$$

Στον προτεινόμενο τύπο των Hopfinger και Toly (1976) έχει προστεθεί και η σταθερά  $2^{1/3}$  σύμφωνα με τους Villermaux et al. (1995) (τύπος 2.31) που ισχύει στην περίπτωση των δύο παλλόμενων πλεγμάτων.

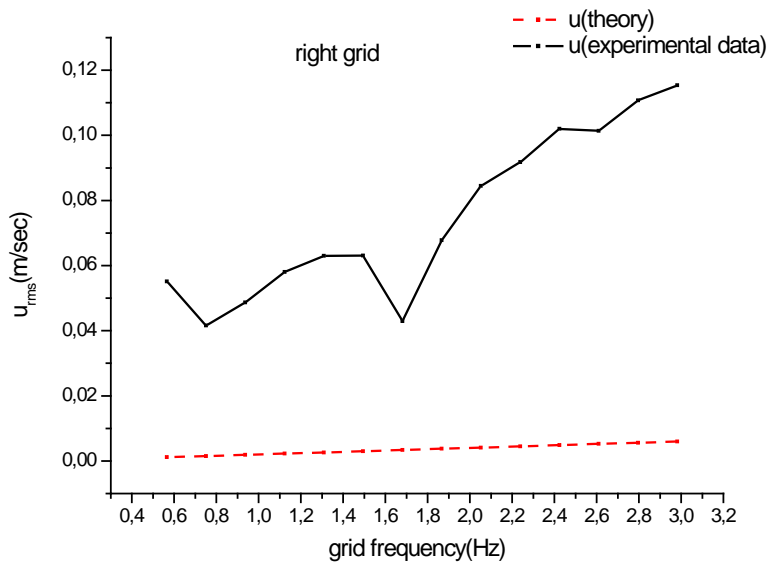
Η σύγκριση γίνεται σε τέσσερα σημεία: στο κέντρο, στο δεξί πλέγμα, στο αριστερό πλέγμα, και σε απόσταση 14.5 cm από το αριστερό πλέγμα (η τελευταία θέση είναι μία ενδιάμεση θέση ανάμεσα στο αριστερό πλέγμα και το κέντρο). Στον παραπάνω τύπο ως αρχή των αξόνων θεωρείται το αριστερό πλέγμα, όποτε η απόσταση  $z$  σε όλους τους υπολογισμούς εκτιμάται σε σχέση με το αριστερό πλέγμα.



Διάγραμμα 5.20: Σύγκριση της rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) στο κέντρο του πεδίου με τη θεωρία



Διάγραμμα 5.21: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη στο αριστερό πλέγμα



Διάγραμμα 5.22: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη στο δεξι πλέγμα

Στο διάγραμμα 5.22 όπου γίνεται σύγκριση της θεωρίας με τη μετρούμενη ταχύτητα στο δεξι πλέγμα παρατηρείται έντονη απόκλιση ανάμεσα στις δύο σειρές τιμών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο τύπος (2.31) υπολογίζει την τύρβη που παράγεται από το αριστερό πλέγμα, σε απόσταση  $z=44$  cm από αυτό, όπου βρίσκεται δηλαδή το δεξι πλέγμα. Σύμφωνα με τον τύπο, σε αυτή την απόσταση μακριά από το αριστερό πλέγμα η τύρβη είναι εξασθενημένη. Ωστόσο, σε αυτή την απόσταση υπάρχει το δεξι πλέγμα το οποίο παράγει τύρβη. Η τύρβη όμως αυτή δεν συνυπολογίζεται από τον τύπο, για αυτό υπάρχει αυτή η απόκλιση ανάμεσα στις θεωρητικές και τις μετρούμενες τιμές.

Για το λόγο αυτό, υπολογίζεται ξανά η τύρβη που υπάρχει στη θέση κοντά στο δεξι πλέγμα, προσθέτοντας αυτή τη φορά στην τύρβη που προέρχεται από το αριστερό πλέγμα και την τύρβη που παράγεται από το δεξι. Επομένως η τύρβη που υπάρχει στη θέση κοντά στο δεξι πλέγμα θεωρείται ότι είναι η εξής:

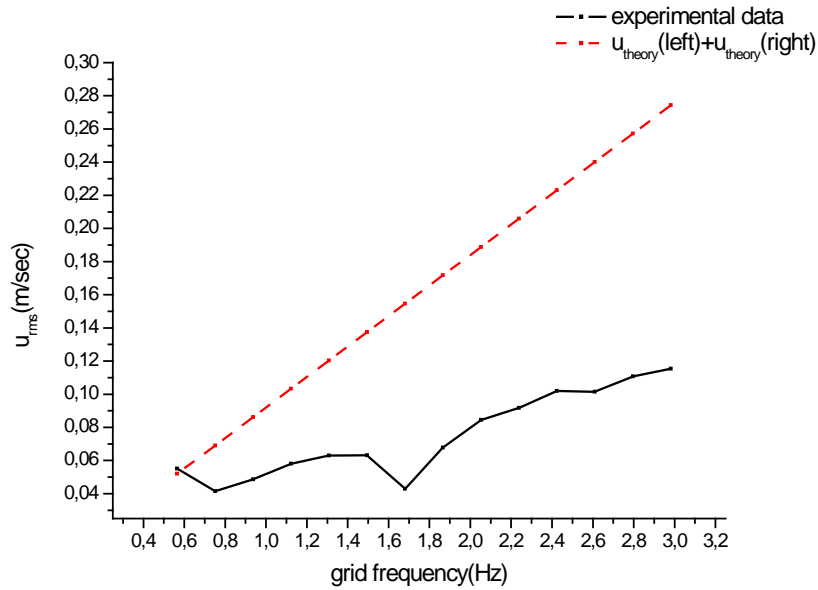
$$u = u(\text{left}) + u(\text{right})$$

$$u(\text{left}) = u = 2^{1/3} CS^{3/2} M^{1/2} f / z$$

απόσταση  $z=44$  cm

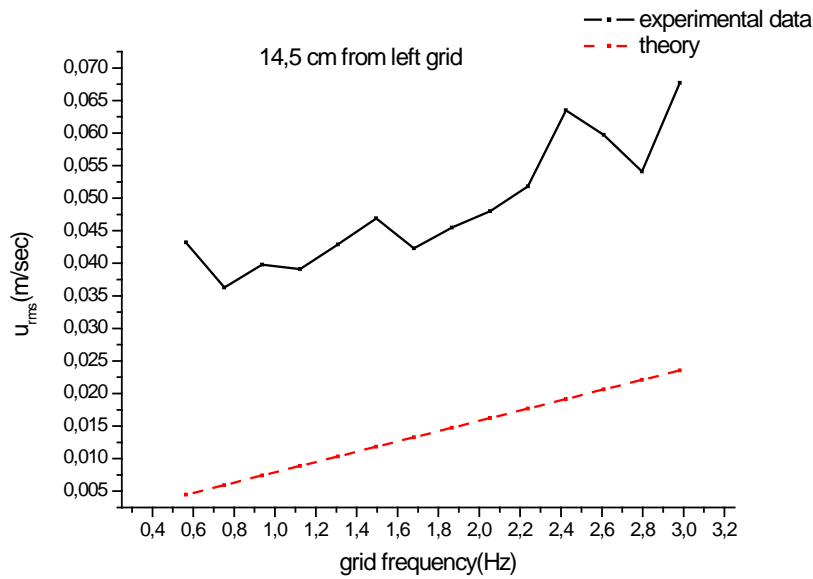
$$u(\text{right}) = 2^{1/3} CS^{3/2} M^{1/2} f / z$$

απόσταση  $z=1$  cm



Διάγραμμα 5.23: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη  $u_{\text{theory}}(\text{left})+u_{\text{theory}}(\text{right})$  στο δεξί πλέγμα

Από το διάγραμμα 5.23 φαίνεται ότι υπάρχει μεγάλη απόκλιση ανάμεσα στη θεωρητικά εκτιμώμενη και την πειραματικά μετρούμενη τύρβη κοντά στο δεξί πλέγμα.



Διάγραμμα 5.24: Σύγκριση της μετρούμενης οριζόντιας συνιστώσας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη 14.5 cm από αριστερό πλέγμα

Υπάρχει διαφορά ανάμεσα στις θεωρητικές και πειραματικές τιμές ωστόσο καλύτερη σύγκλιση συμβαίνει στο κέντρο και στην ενδιάμεση θέση (απόσταση 14.5 cm από αριστερό πλέγμα). Στις δύο αυτές θέσεις οι δύο καμπύλες είναι σχεδόν παράλληλες, επομένως η διαφορά στις δύο σειρές μετρήσεων να μειωθεί με καλύτερη επιλογή τιμής στη σταθερά που υπάρχει στον τύπο Hopfinger και Toly (1976):

$$u=2^{1/3} CS^{3/2}M^{1/2}f/z \quad (C=0.25)$$

Πιθανοί λόγοι για αυτή τη διαφορά είναι οι εξής. Στις εργασίες των Hopfinger και Toly (1976) και Thompson και Turner (1975) το παλλόμενο πλέγμα στηρίζεται σε μία ράβδο η οποία περνά από το κέντρο του πλέγματος. Αντίθετα, στην παρούσα διατριβή τα δύο πλέγματα στηρίζονται σε ράβδους σχήματος Π (βλ. εικόνα 3.1-3.2), πιθανώς αυτές οι ράβδοι να διαταράσσουν τη ροή που δημιουργείται από τα πλέγματα. Επίσης, στην επιφάνεια του νερού στη δεξαμενή, παρατηρηθήκαν κυματισμοί οι οποίοι ήταν πιο έντονοι στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης. Επομένως, κάποιες διαφορές στις πειραματικές συνθήκες της παρούσας διατριβής, με τις αντίστοιχες των Hopfinger και Toly (1976) και Thompson και Turner (1975) να προκαλούν τις παρατηρούμενες αποκλίσεις ανάμεσα στις πειραματικές μετρήσεις και τις προβλεπόμενες τιμές από τις προαναφερθείσες εργασίες, της τυρβώδους ταχύτητας.

### **5.3 Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/ οπτικοποίηση της ροής**

Μελετήθηκε η διάχυση ρύπου στην τυρβώδη ροή που παράγουν τα πλέγματα με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 4, έγιναν τρεις σειρές πειραμάτων οπτικοποίησης, τα αποτελέσματα των δύο πρώτων δεν ήταν ικανοποιητικά και δεν αναφέρονται. Παρακάτω αναφέρονται τα αποτελέσματα της τρίτης σειράς πειραμάτων.

Στην τρίτη σειρά πειραμάτων οπτικοποίησης της ροής χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος LIF ενώ ως ρύπος χρησιμοποιήθηκε υδατικό διάλυμα ροδαμίνης. Υπολογίστηκαν οι εξής παράμετροι: χρόνος διασποράς, κεντροειδές και ακτίνα του ρύπου. Επίσης, έγινε φασματική ανάλυση της pixel intensity (φωτεινότητας).



### 5.3.1. Χρόνος διασποράς ρύπου (cloud dispersion time)- μεταβολή ως προς ένταση τύρβης

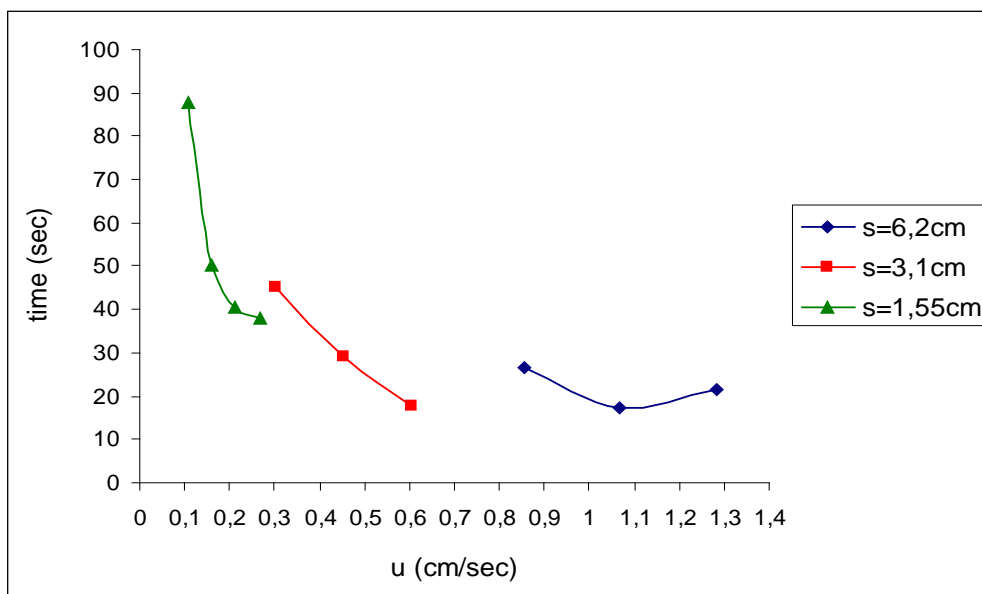
Υπολογίστηκε η φωτεινότητα ανά frame και ο χρόνος διασποράς υπολογίστηκε από την εξασθένιση της φωτεινότητας με το χρόνο ανά frame. Στον πίνακα 5.1 φαίνονται τα αποτελέσματα, ενώ η εξάρτηση του χρόνου διασποράς ως προς την ένταση της τύρβης (turbulent intensity) φαίνονται στο διάγραμμα 5.25.

Πίνακας 5.1: Χρόνος διασποράς σε σχέση με ένταση τύρβης

	U (cm/s)	Dispersion time (s)
Stroke=M=6.2 cm		
Frequency (Hz)		
2	1.708	26.56
2.5	2.135	17.48
3	2.562	21.48
Stroke=M/2=3.1 cm		
2	0.604	45.16
3	0.906	29.08
4	1.208	17.64
Stroke=M/4=1.55 cm		
2	0.213	87.8
3	0.320	50.04
4	0.427	40.56
5	0.533	37.84
*u=turbulent intensity		

Η ένταση της τύρβης (turbulent intensity) υπολογίστηκε από τον εμπειρικό τύπο των Hopfinger και Toly (1976):

$$u = C f S^{1/5} M^{0.5} \gamma^{-1}$$

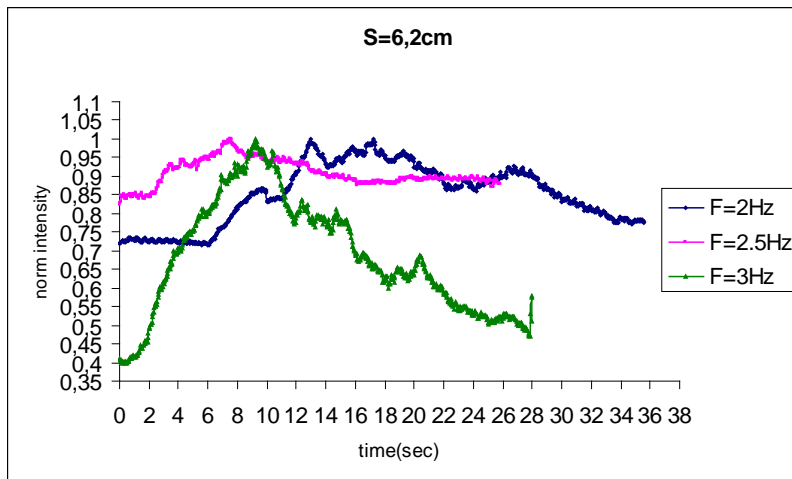


Διάγραμμα 5.25: Μεταβολή χρόνου διασποράς ως προς ένταση τύρβης u

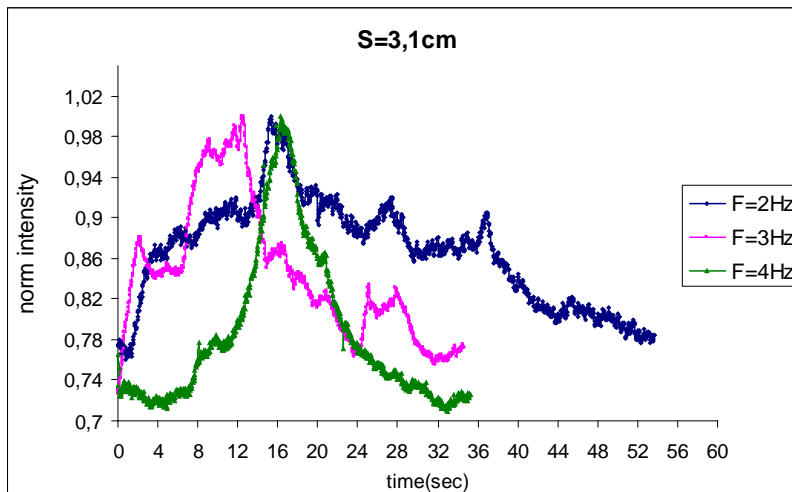
Όσο αυξάνεται η ένταση της τύρβης τόσο μειώνεται ο χρόνος διασποράς του ρύπου. Επίσης, όσο αυξάνεται το εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων τόσο μειώνεται ο χρόνος διασποράς. Επομένως, το εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων επιδρά σημαντικά στο χρόνο που χρειάζεται να διασπαρθεί ρύπος.

### 5.3.2.Χρονική μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) ανά εύρος και συχνότητα

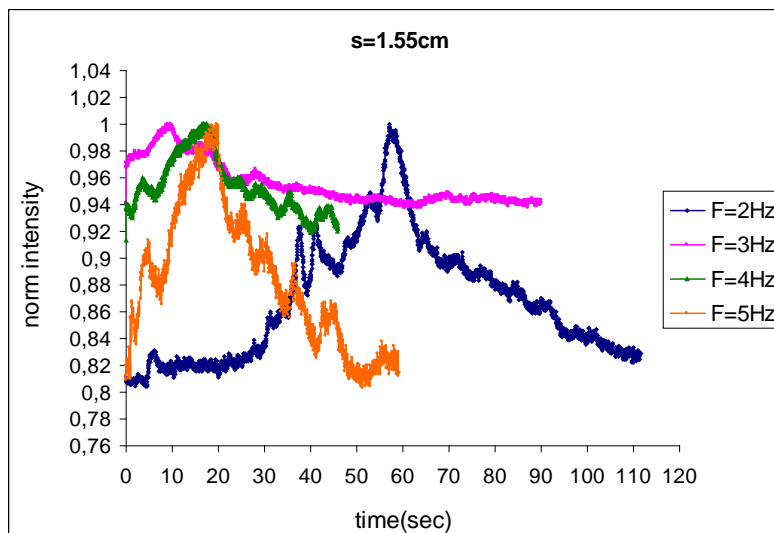
Στα παρακάτω γραφήματα φαίνεται η χρονική μεταβολή της φωτεινότητας ανά εύρος και συχνότητα. Η τιμή της φωτεινότητας έχει διαιρεθεί με τη μέγιστη τιμή της pixel intensity που προκύπτει για κάθε video. Επομένως, στα παρακάτω γραφήματα ο x άξονας αντιστοιχεί στο χρόνο και ο y άξονας στην αδιάστατη φωτεινότητα (normalized intensity).



Διάγραμμα 5.26: Χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{max}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=6.2$  cm)



Διάγραμμα 5.27: Χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{max}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=3.1$  cm)



Διάγραμμα 5.28: χρονική μεταβολή αδιάστατης φωτεινότητας( $I/I_{max}$ ) ανά συχνότητα ταλάντωσης (εύρος ταλάντωσης  $s=1.55$  cm)

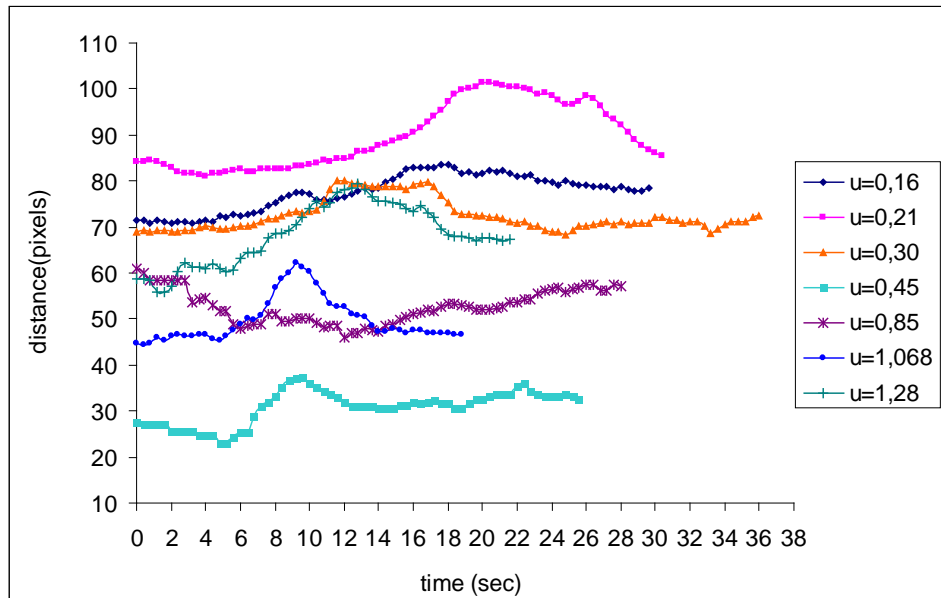
Από τα διαγράμματα 5.26-5.28 φαίνεται ότι για σταθερό εύρος ταλάντωσης, όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης, η φωτεινότητα μειώνεται πιο απότομα και σε λιγότερο χρόνο. Καθώς, η υψηλή τιμή φωτεινότητας αντιστοιχεί σε μεγάλη συγκέντρωση ρύπου (ροδαμίνη), ενώ η χαμηλή τιμή αντιστοιχεί σε χαμηλή συγκέντρωση ρύπου, φαίνεται ότι με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης, ο ρύπος διαλύεται πιο γρήγορα, επομένως επικρατεί ισχυρή τύρβη σε αυτές τις συχνότητες. Επίσης, για σταθερή συχνότητα ταλάντωσης π.χ.  $f=3$  Hz, η χρονική στιγμή στην οποία η φωτεινότητα έχει τη χαμηλότερη τιμή, είναι διαφορετική ανά εύρος ταλάντωσης. Συγκεκριμένα, για εύρος ταλάντωσης  $s=1.55$  cm ο χρόνος αυτός είναι περίπου 40 s, για εύρος  $s=3.1$  cm ο χρόνος είναι 30 s, ενώ για εύρος  $s=6.2$  cm ο χρόνος είναι 28 s. Επομένως, προκύπτει ότι και το εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων, επηρεάζει τη διασπορά του ρύπου.

### 5.3.3. Υπολογισμός κεντροειδούς του ρύπου (centroid of cloud)

Υπολογίστηκε το κεντροειδές του ρύπου ανά 0.04 s, για κάθε εύρος και συχνότητα ταλάντωσης, δηλαδή για διαφορετική τιμή έντασης τύρβης και στη συνέχεια υπολογίστηκε η απόσταση του από το σημείο έγχυσης της ροδαμίνης στη ροή, σύμφωνα με τον τύπο:

$$D=\text{distance}=[(x_c-x_n)^2+(y_c-y_n)^2]$$

$x_c, y_c$  = συντεταγμένες του υπολογιζόμενου κεντροειδούς  
 $x_n, y_n$  = συντεταγμένες του σημείου έκλυσης της ροδαμίνης (σταθερό σημείο)

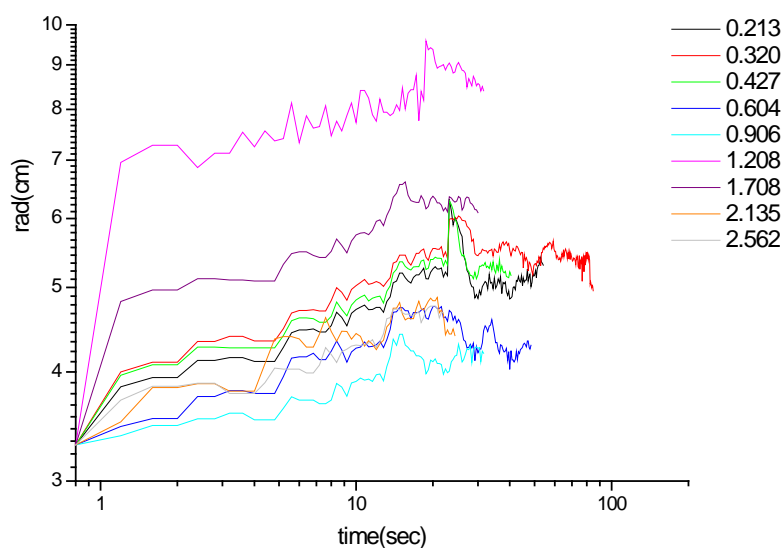


Διάγραμμα 5.29: Μεταβολή της απόστασης του κεντροειδούς του ρύπου από το σημείο έκλυσης του ρύπου, σε σχέση με το χρόνο

Φαίνεται ότι, για μικρή ένταση τύρβης, η υπολογιζόμενη απόσταση είναι σχετικά μεγάλη ενώ όσο αυξάνει η ένταση τύρβης, η απόσταση του κεντροειδούς του από το σημείο έκλυσης του ρύπου μικραίνει. Το γεγονός ότι σε μεγάλη ένταση τύρβης το κεντροειδές του ρύπου δεν απομακρύνεται πολύ από το σημείο έκλυσης, είναι μία ένδειξη ότι η τύρβη είναι σχετικά ομογενής και ισότροπη, όποτε αντίστοιχα και ο ρύπος διασπείρεται ομογενώς και ισότροπα.

#### 5.3.4 Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου ανά διαφορετική τιμή έντασης τύρβης

Υπολογίστηκε η χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης (δηλ. διαφορετικό εύρος και συχνότητα ταλάντωσης) και τα αποτελέσματα φαίνονται στο διάγραμμα 5.30. Οι διαφορετικές καμπύλες αντιστοιχούν σε διαφορετικές εντάσεις τύρβης, τα αποτελέσματα παρατίθενται σε λογαριθμική κλίμακα.



Διάγραμμα 5.30: Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης

Λόγω της φύσης του πειράματος, οι καμπύλες δεν ξεκινούσαν όλες από το ίδιο σημείο, εξαιτίας του γεγονότος ότι για διαφορετικό εύρος και συχνότητα ταλάντωσης (ένταση τύρβης), ο ρύπος δεν εκτοξευόταν ομοιόμορφα από το σωληνάκι κάθε φορά. Για το λόγο αυτό επιλέχθηκε ένα κοινό ‘σημείο εκκίνησης’ για όλες τις καμπύλες το οποίο υπολογίστηκε ως εξής. Υπολογίστηκε μία μέση ακτίνα την οποία διανύει ο ρύπος τα πρώτα δέκα δευτερόλεπτα, χρόνος ο οποίος είναι ο χρόνος έκλυσης του ρύπου, και προστέθηκε σε αυτή η ακτίνα από του σωληνάκι και έτσι βρέθηκε ότι η αρχική ακτίνα εκκίνησης είναι  $R=3.3$  cm. Από το παραπάνω διάγραμμα διαπιστώθηκε μια εκθετική σχέση ακτίνας χρόνου της μορφής:

$$R=c*\text{time}^b$$

$R$ =υπολογιζόμενη ακτίνα του ρύπου

$b$ =σταθερά  $0.05 < b < 0.15$

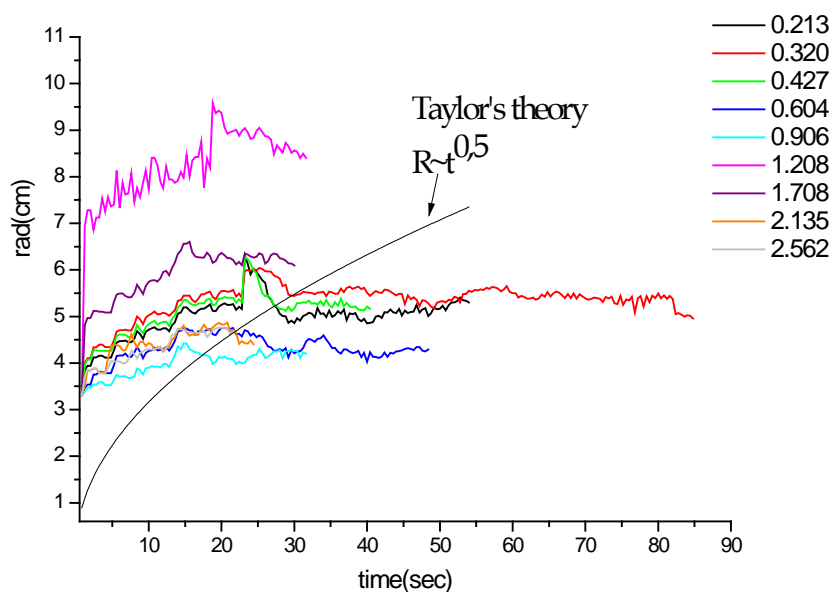
Συγκρίνοντας το παραπάνω πειραματικό αποτέλεσμα με τις θεωρίες Taylor και Richardson εξάγονται τα εξής συμπεράσματα. Η ακτίνα υπολογίστηκε ως η μέση απόσταση κάθε σημείου της περιμέτρου του ρύπου από ένα σταθερό σημείο, το σημείο έκλυσης του ρύπου (ο τρόπος υπολογισμού αναφέρεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4). Η συγκεκριμένη μεθοδολογία παραπέμπει στη θεωρία Taylor η οποία αναφέρεται σε συνεχή απόθεση ρύπου και υπολογίζει την απομάκρυνση από το σημείο απόθεσης αν και η πειραματική διαδικασία αναφέρεται σε

στιγμιαία έκλυση του ρύπου μέσα στην παραγόμενη από τα πλέγματα τυρβώδη ροή. Επομένως, αν και στην πειραματική διαδικασία μελετήθηκε η στιγμιαία έκλυση του ρύπου μέσα στη ροή (θεωρία Richardson), ο τρόπος υπολογισμού της ακτίνας παραπέμπει στο πρόβλημα Taylor.

Σύμφωνα με τη θεωρία Taylor ισχύει για την ακτίνα του νέφους:  $R \sim t$  αν  $t < t_L$ , και κατά  $R \sim t^{1/2}$  αν  $t > t_L$ . Συνοπτικά:

- $R \sim t^b$   $0,05 < b < 0.15$  (πειραματικά υπολογιζόμενη ακτίνα)
- $R \sim t^{0,5}$  (θεωρία Taylor)

Η εξάρτηση της ακτίνας από το χρόνο, όπως έχει υπολογιστεί πειραματικά, δεν απέχει πάρα πολύ από την εξάρτηση που προτείνει η θεωρία Taylor, ωστόσο η τιμή του εκθέτη στο χρόνο ( $0.05 < b < 0.15$ ) είναι διαφορετική από την αντίστοιχη τιμή ( $b=0.5$ ) της θεωρίας Taylor. Το γεγονός αυτό είναι εν μέρει αναμενόμενο, καθώς ο αρχικός σχεδιασμός του πειράματος αναφερόταν σε στιγμιαία και με μηδενική ορμή έκλυση του ρύπου, κάτι που επετεύχθη σε κάποιο βαθμό αλλά όχι απόλυτα μέσω της διάταξης που κατασκευάστηκε (βλ. εικόνα 4.4 κεφ.4) και παραπέμπει στη θεωρία Richardson. Ωστόσο, ο τρόπος υπολογισμού της ακτίνας, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, παραπέμπει στη θεωρία Taylor. Στο διάγραμμα 5.31 φαίνονται τα πειραματικά αποτελέσματα μαζί με την πρόβλεψη κατά Taylor.



Διάγραμμα 5.31: Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης, σύγκριση με θεωρία Taylor (γραμμική κλίμακα)

## 5.4 Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/ μέτρηση του ροϊκού πεδίου μέσα σε κοιλότητες

### 5.4.1 Μέτρηση ροϊκού πεδίου στο εσωτερικό των κοιλότητων

#### Μεγάλη κοιλότητα

Διαστάσεις μεγάλης κοιλότητας ( $h/w=2$ )

Μήκος=39.5 cm

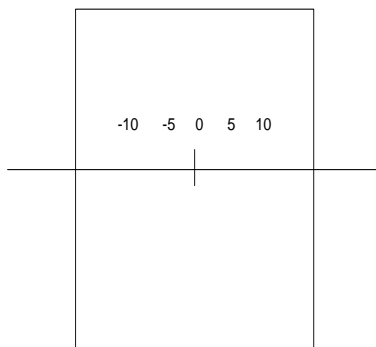
Πλάτος=5 cm

Ύψος=10 cm

Έγιναν μετρήσεις της οριζόντιας και κάθετης συνιστώσας της rms ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση στο μέσο της κοιλότητας, στην κορυφή της κοιλότητας και στο εσωτερικό της κοιλότητας στην κάθετη διεύθυνση. Τα αποτελέσματα φαίνονται στα παρακάτω διαγράμματα.

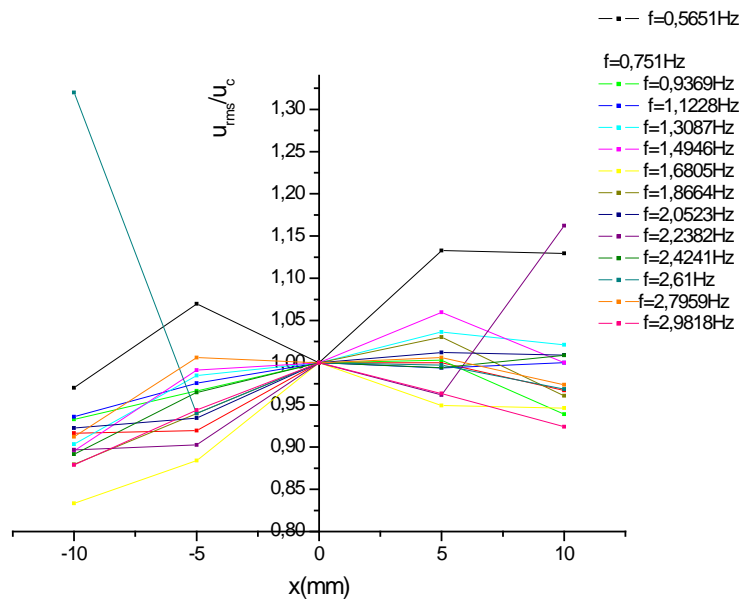
#### Μέσον κοιλότητας

Στο μέσο της κοιλότητας στην οριζόντια διεύθυνση, ελήφθησαν μετρήσεις της ταχύτητας στο κέντρο και σε απόσταση 5, 10 mm εκατέρωθεν του κεντρικού σημείου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Οι μετρήσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί με την μετρούμενη ταχύτητα στη θέση μηδέν.

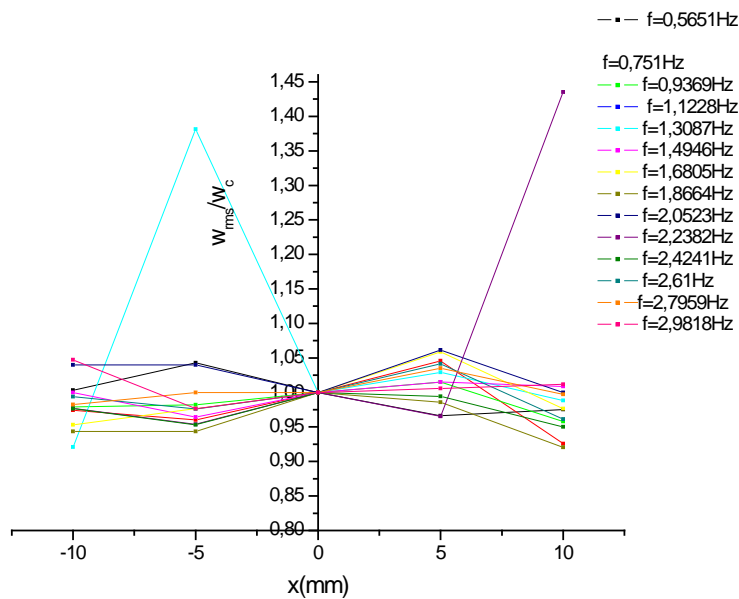


Σχήμα 5.1: Μετρήσεις στο μέσον της μεγάλης κοιλότητας





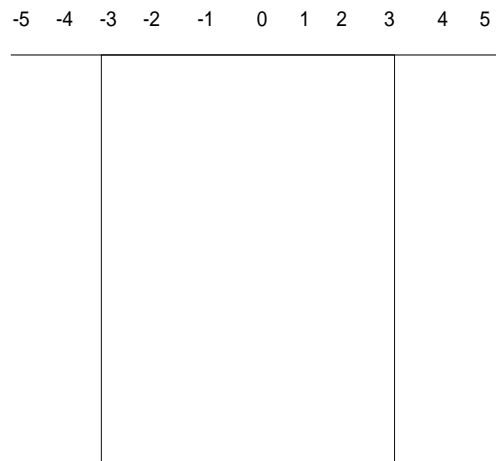
Διάγραμμα 5.32: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)



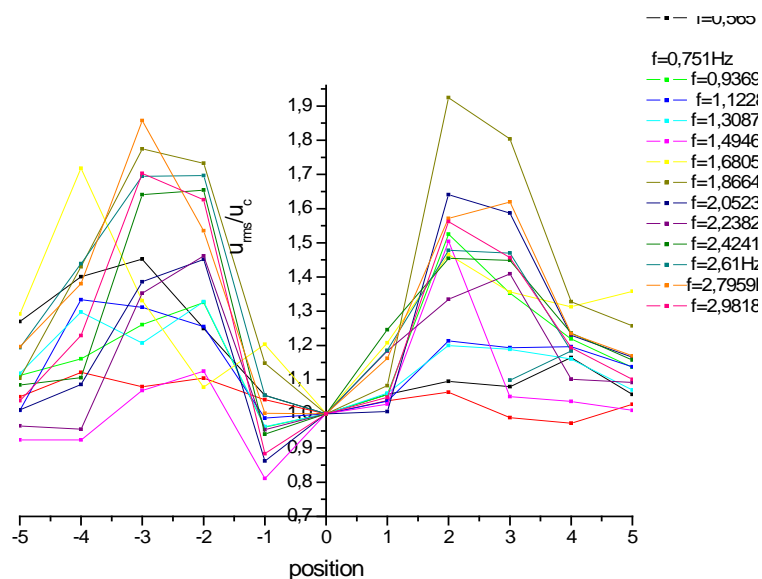
Διάγραμμα 5.33: μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

## κορυφή κοιλότητας

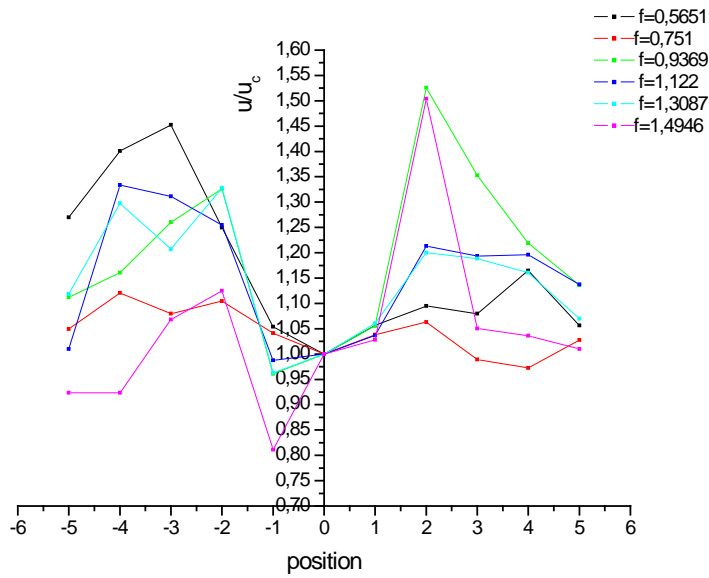
Στην κορυφή της κοιλότητας στην οριζόντια διεύθυνση ελήφθησαν μετρήσεις της ταχύτητας στο κέντρο και σε πέντε θέσεις εκατέρωθεν του κέντρου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Οι θέσεις 3,4 και -3,-4 είναι πάνω από τα χείλη της κοιλότητας, εσωτερικά και εξωτερικά αντίστοιχα. Οι μετρήσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί με την μετρούμενη ταχύτητα στη θέση μηδέν



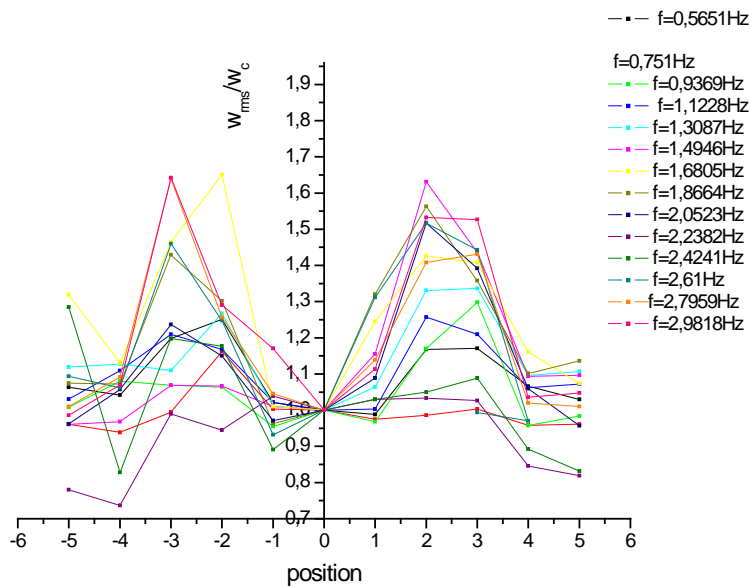
Σχήμα 5.2: Μετρήσεις στην κορυφή της μεγάλης κοιλότητας



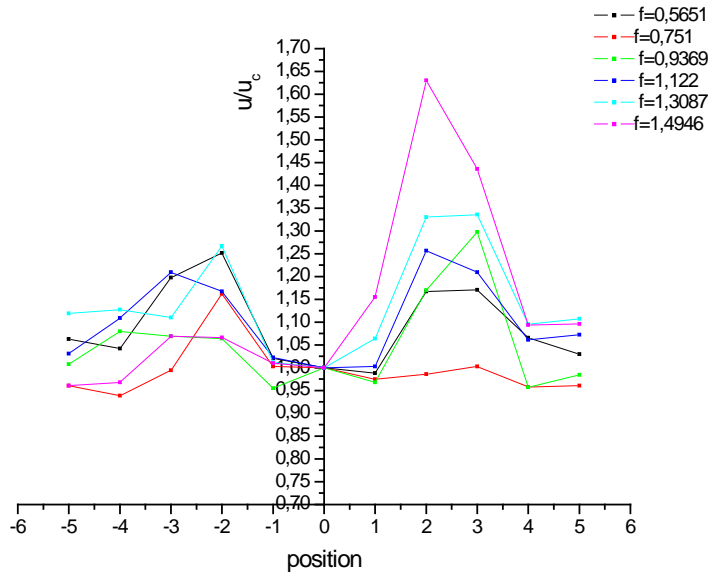
Διάγραμμα 5.34: Μεταβολή  $u_{rms}$  ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



Διάγραμμα 5.35: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)



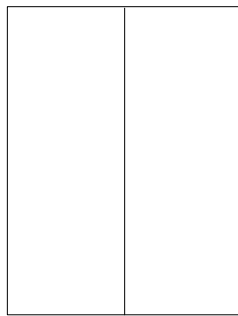
Διάγραμμα 5.36: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



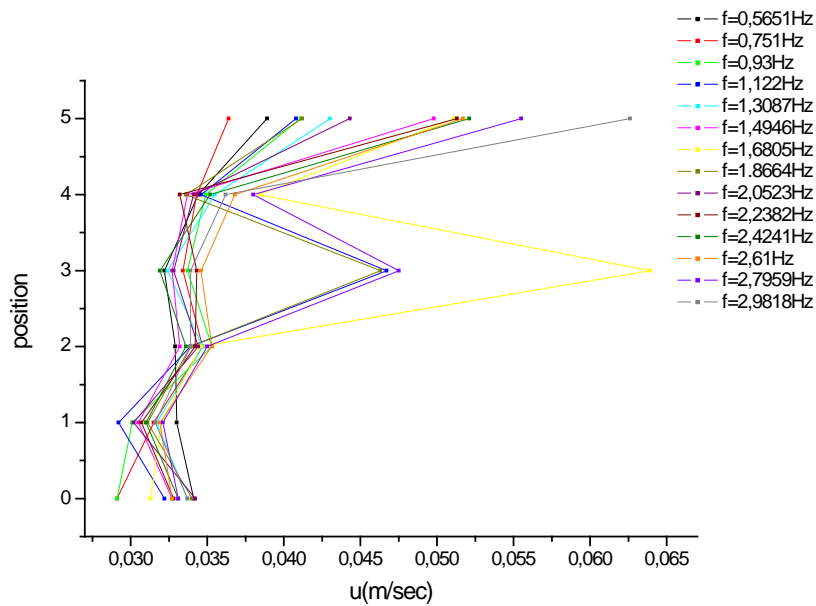
Διάγραμμα 5.37: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

### Κάθετη διεύθυνση

Στην κάθετη διεύθυνση έγιναν μετρήσεις ταχύτητας σε έξι διαδοχικές θέσεις καθ' ύψος από τον πυθμένα μέχρι την κορυφή της κοιλότητας.



Σχήμα 5.3: Μετρήσεις στην κάθετη διεύθυνση στη μεγάλη κοιλότητα



Διάγραμμα 5.38: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην κοιλότητα)

### Σχόλια-συμπεράσματα

Από τα διαγράμματα 5.32 και 5.33 δεν παρατηρείται καμιά ιδιαίτερη μεταβολή της ταχύτητας κατά μήκος της οριζόντιας διεύθυνσης στο κέντρο της κοιλότητας. Επίσης, η αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων δεν φαίνεται να επιδρά ιδιαίτερα στη μεταβολή της ταχύτητας. Αυτό υποδηλώνει ότι η τύρβη που επικρατεί στον εξωτερικό χώρο δεν φαίνεται να εισχωρεί στο εσωτερικό της κοιλότητας.

Στα διαγράμματα 5.34-5.36 παρατηρείται ένα ενδιαφέρον φαινόμενο. Η ταχύτητα στην κορυφή της κοιλότητας καθώς πλησιάζουμε στα χείλη της κοιλότητας αυξάνεται, ενώ μειώνεται πάλι καθώς απομακρυνόμαστε από τα χείλη. Αυτό οφείλεται στην παρουσία δινών οι οποίες σχηματίζονται στα χείλη της κοιλότητας, γεγονός το οποίο επιβεβαιώθηκε από την οπτικοποίηση της ροής που έγινε αργότερα με τη μέθοδο LIF.

Στο διάγραμμα 5.38 φαίνεται ότι μέσα στην κοιλότητα δεν υπάρχουν αξιοσημείωτες μεταβολές στη ταχύτητα καθ' ύψος. Μεταβολές εμφανίζονται στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης ( $f=2.61$ ,  $2.8$ ,  $2.98$  Hz) και συγκεκριμένα φαίνεται ότι σε αυτές τις συχνότητες υπάρχει αύξηση της rms ταχύτητας με το ύψος.

### Μικρή κοιλότητα ( $h/w=1/2$ )

#### Διαστάσεις μικρής κοιλότητας

Μήκος=39.5 cm

Πλάτος=5 cm

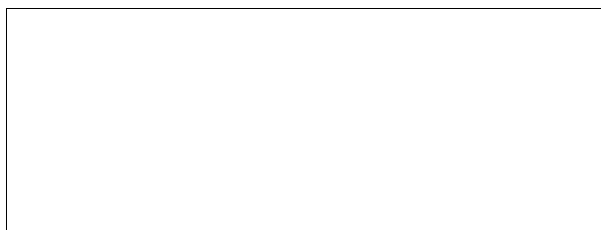
Ύψος=2.5 cm

Έγιναν μετρήσεις της οριζόντιας και κάθετης συνιστώσας στην οριζόντια διεύθυνση στην κορυφή της κοιλότητας και στο εσωτερικό της κοιλότητας στην κάθετη διεύθυνση. Τα αποτελέσματα φαίνονται στα παρακάτω διαγράμματα.

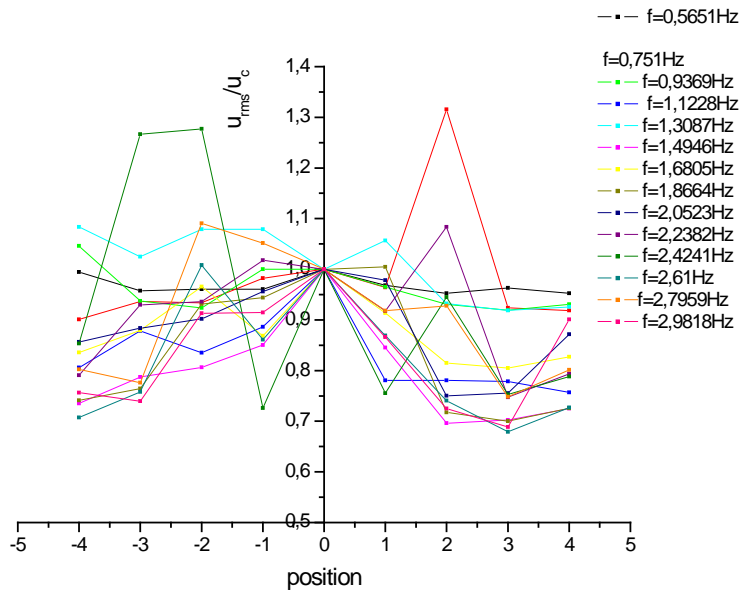
#### Κορυφή κοιλότητας

Στην κορυφή της κοιλότητας στην οριζόντια διεύθυνση έγιναν μετρήσεις της ταχύτητας στο κέντρο και σε τέσσερις θέσεις εκατέρωθεν του κεντρικού σημείου. Στο παρακάτω διάγραμμα οι θέσεις 1 και 2 είναι μέσα στην κοιλότητα, ενώ οι θέσεις 3 και 4 είναι έξω από την κοιλότητα όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Οι μετρήσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί με την μετρούμενη ταχύτητα στη θέση μηδέν.

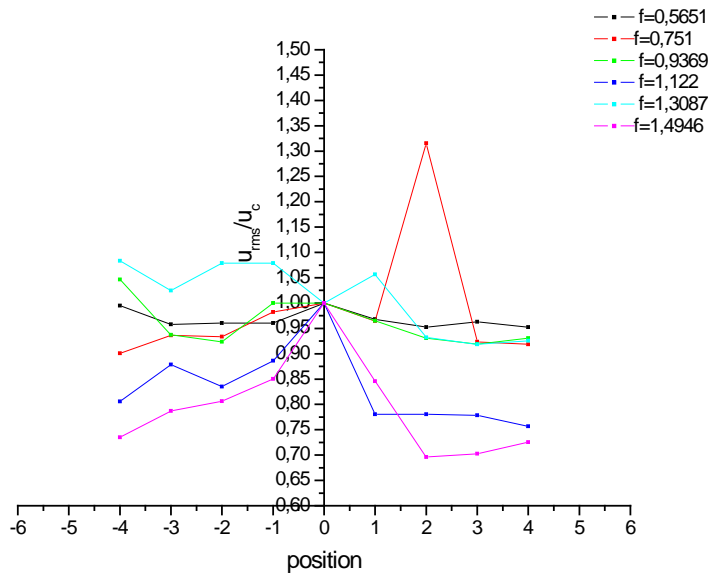
-4 -3      -2 -1      0      1      2      3 4



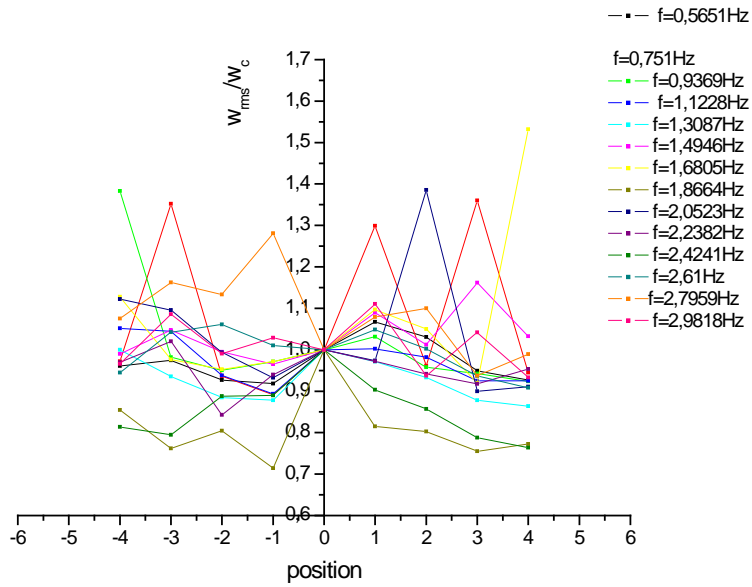
Σχήμα 5.4: Μετρήσεις στην κορυφή της μικρής κοιλότητας



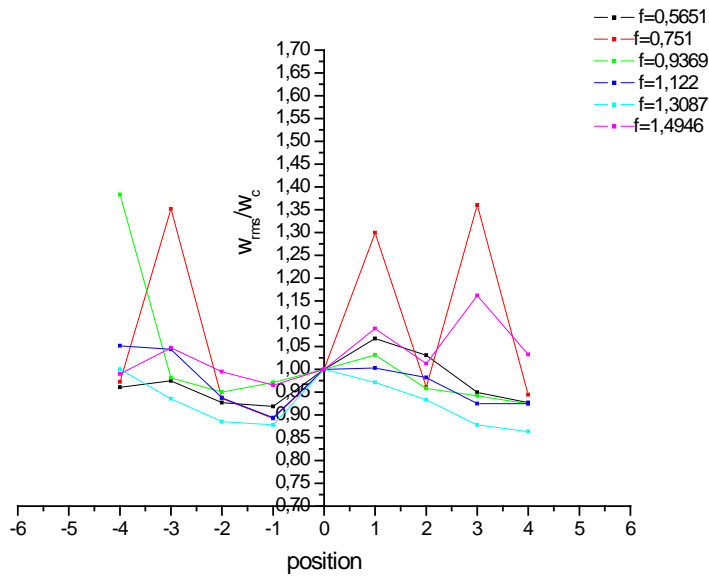
Διάγραμμα 5.39: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



Διάγραμμα 5.40: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)



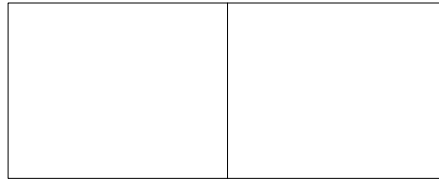
Διάγραμμα 5.41: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



Διάγραμμα 5.42: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

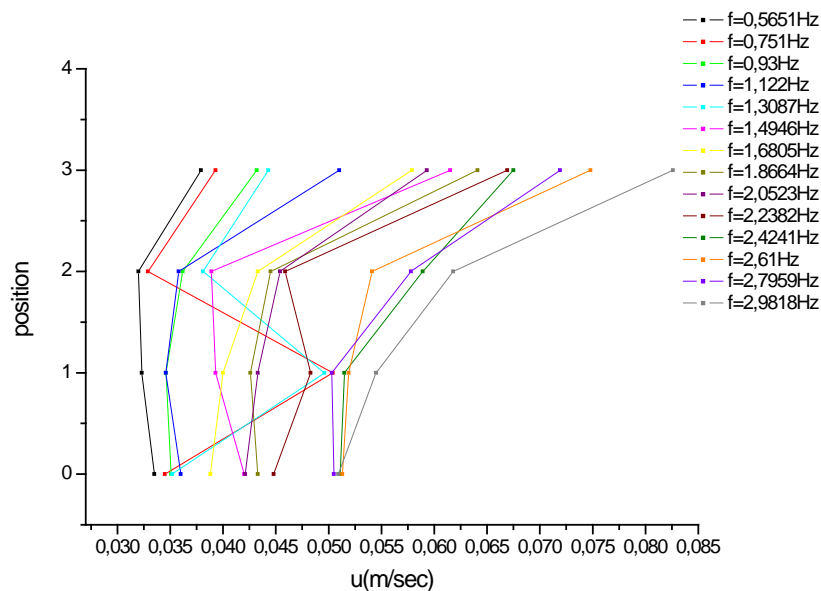


## Κάθετη διεύθυνση



Σχήμα 5.5: Μετρήσεις στη κάθετη διεύθυνση στη μικρή κοιλότητα

Στην κάθετη διεύθυνση έγιναν μετρήσεις ταχύτητας σε τέσσερις διαδοχικές θέσεις καθ' ύψος από τον πυθμένα μέχρι την κορυφή της κοιλότητας.



Διάγραμμα 5.43: Μεταβολή rms ταχύτητας(οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην μικρή κοιλότητα)

## Σχόλια – συμπεράσματα

Από τα διαγράμματα 5.40-5.43 παρατηρούμε μια αύξηση της ταχύτητας κοντά στα χείλη της κοιλότητας, ωστόσο το φαινόμενο δεν παρατηρείται τόσο έντονα όσο στη μεγάλη κοιλότητα και δεν παρατηρείται σε όλες τις συχνότητες.

Στο διάγραμμα 5.43 βλέπουμε ότι η ταχύτητα αυξάνεται καθ' ύψος και το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο στις μεγάλες συχνότητες.

Επομένως, στις μεγάλες συχνότητες σχηματίζεται τύρβη ικανή να εισχωρήσει στην κοιλότητα κάτι που δεν φαίνεται να ισχύει στις μικρές συχνότητες.

### Μεσαία κοιλότητα( $h/w=1$ )

#### Διαστάσεις μεσαίας κοιλότητας

Μήκος=39.5 cm

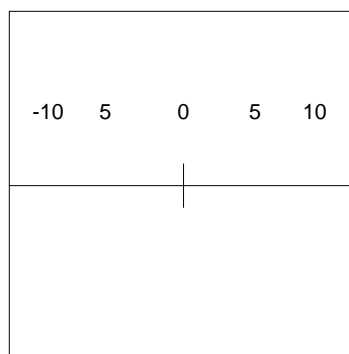
Πλάτος=5 cm

Ύψος=5 cm

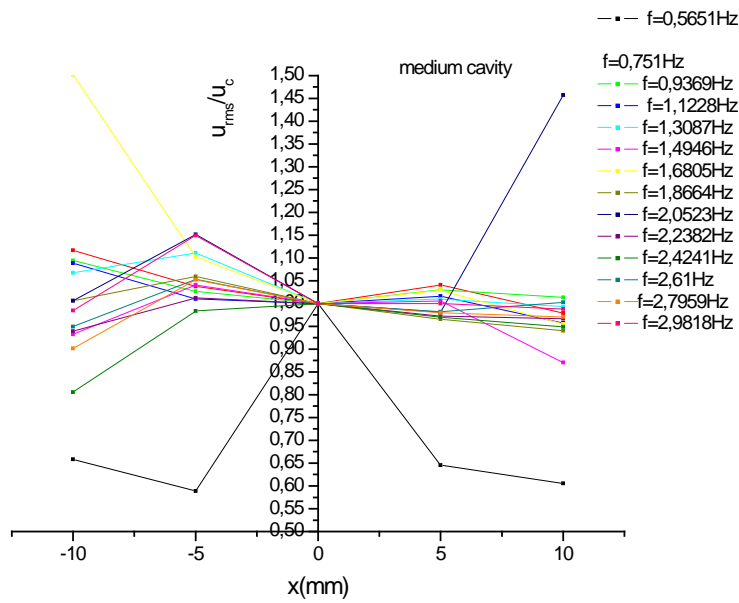
Έγιναν μετρήσεις της οριζόντιας και κάθετης συνιστώσας στην οριζόντια διεύθυνση στο μέσο της κοιλότητας, στην κορυφή της κοιλότητας και στην στο εσωτερικό της κοιλότητας στην κάθετη διεύθυνση. Στα διαγράμματα που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα.

#### Μέσον κοιλότητας

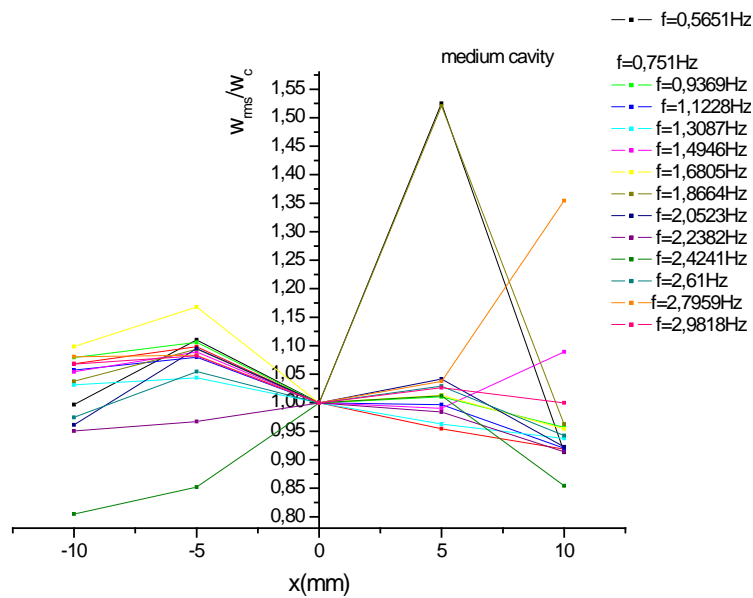
Στο μέσο της κοιλότητας στην οριζόντια διεύθυνση, ελήφθησαν μετρήσεις της ταχύτητας στο κέντρο και σε απόσταση 5, 10 mm εκατέρωθεν του κεντρικού σημείου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Οι μετρήσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί με την μετρούμενη ταχύτητα στη θέση μηδέν.



Σχήμα 5.6: Μετρήσεις στο μέσον της μεσαίας κοιλότητας



Διάγραμμα 5.44: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

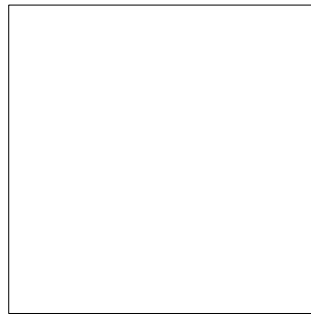


Διάγραμμα 5.45: μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (κέντρο κοιλότητας)

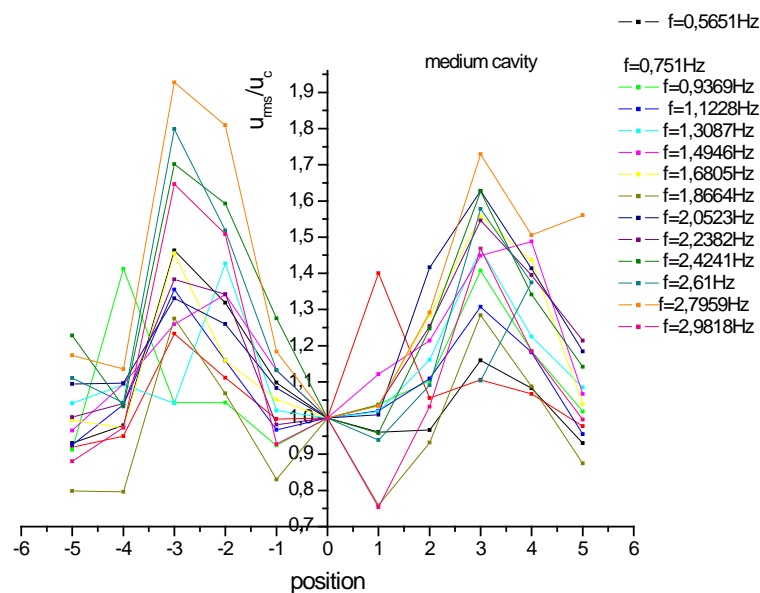
## κορυφή κοιλότητας

Στην κορυφή της κοιλότητας στην οριζόντια διεύθυνση ελήφθησαν μετρήσεις της ταχύτητας στο κέντρο και σε πέντε θέσεις εκατέρωθεν του κέντρου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Οι θέσεις 3,4 και -3,-4 είναι πάνω από τα χείλη της κοιλότητας, εσωτερικά και εξωτερικά αντίστοιχα.

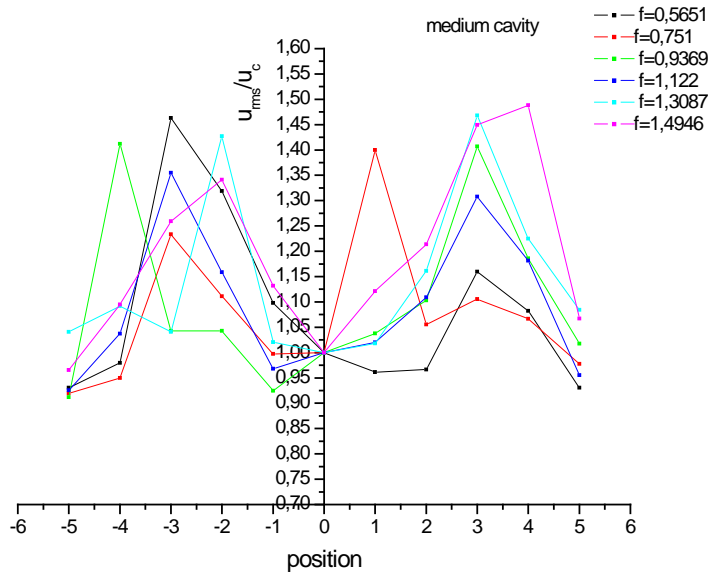
-5 -4 -3 -2 -1 0 1 2 3 4 5



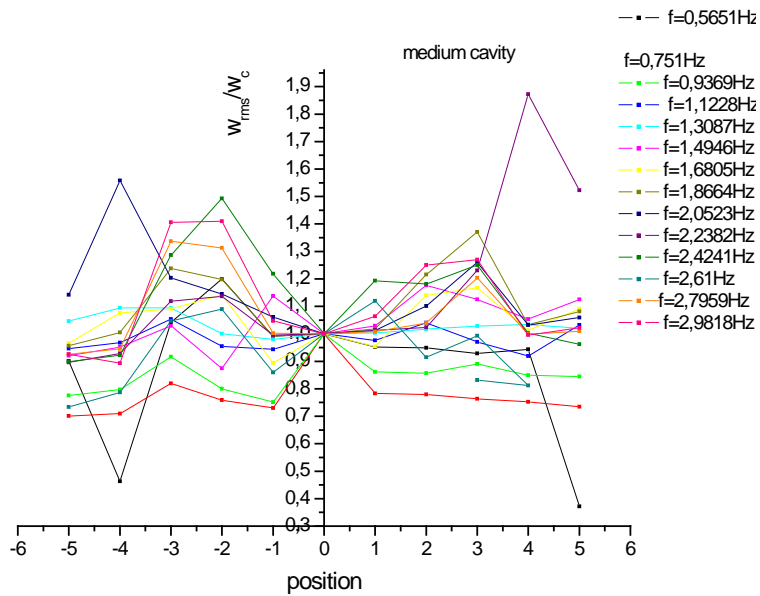
Σχήμα 5.7: Μετρήσεις στην κορυφή της μεσαίας κοιλότητας



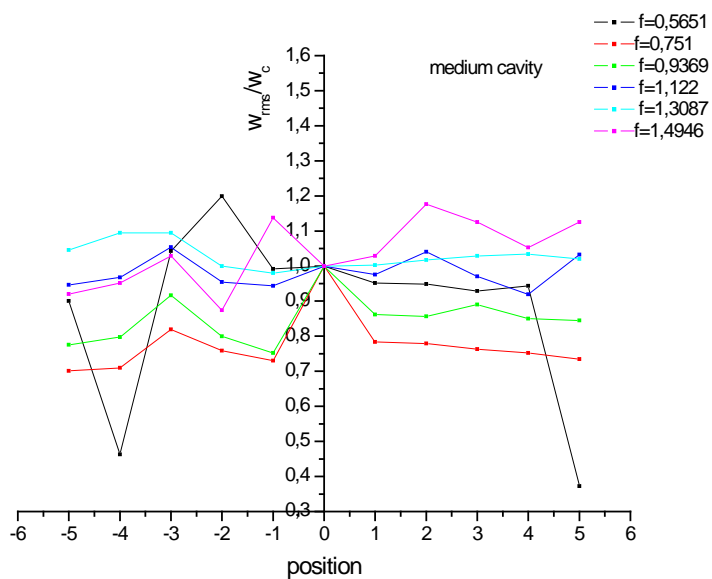
Διάγραμμα 5.46: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



Διάγραμμα 5.47: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)



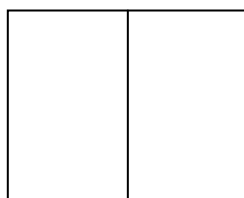
Διάγραμμα 5.48: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας)



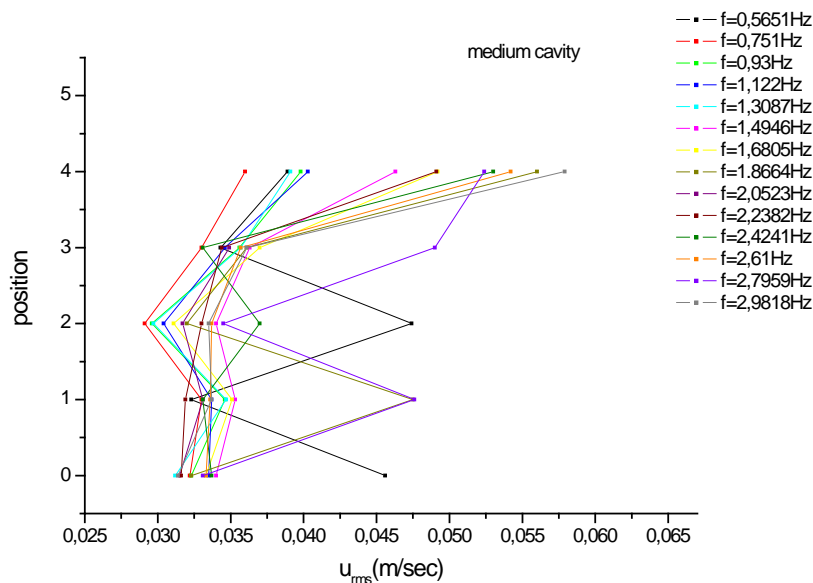
Διάγραμμα 5.49: Μεταβολή rms ταχύτητας (κάθετη συνιστώσα) με την οριζόντια διεύθυνση (χείλος κοιλότητας) (επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης)

### Κάθετη διεύθυνση

Στην κάθετη διεύθυνση έγιναν μετρήσεις ταχύτητας σε πέντε διαδοχικές θέσεις καθ' ύψος από τον πυθμένα μέχρι την κορυφή της κοιλότητας.



Σχήμα 5.8: Μετρήσεις στην κάθετη διεύθυνση στη μεσαία κοιλότητα



Διάγραμμα 5.50: Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην κοιλότητα)

#### Σχόλια – συμπεράσματα

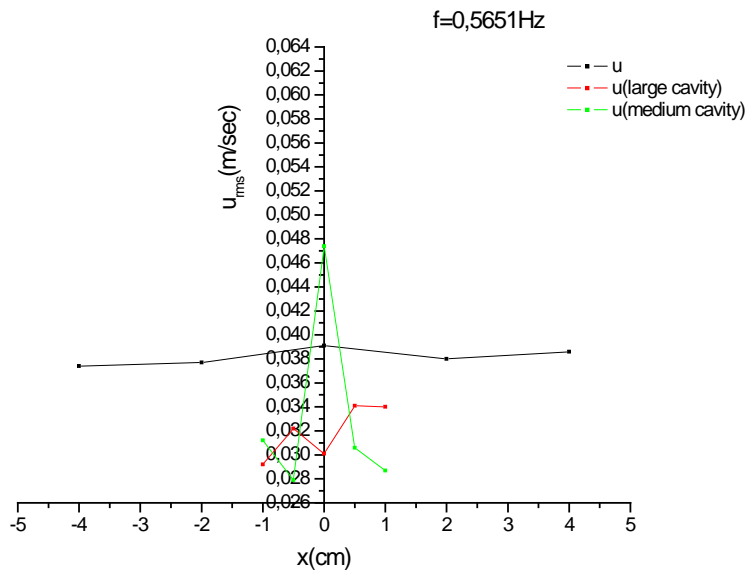
Στα σχήματα 5.44-45 δεν παρατηρείται καμιά ιδιαίτερη μεταβολή της ταχύτητας στο κέντρο της κοιλότητας. Στα σχήματα 5.46-49 παρατηρείται το ίδιο φαινόμενο της αύξησης της ταχύτητας στα χείλη της κοιλότητας, όπως παρατηρήθηκε στη μεγάλη κοιλότητα.

Στο σχήμα 5.50, όσο αυξάνεται η συχνότητα των πλεγμάτων αυξάνεται και η ταχύτητα μέσα στην κοιλότητα, γεγονός που δεν παρατηρήθηκε στη μεγάλη κοιλότητα. Αυτό σημαίνει, ότι η τύρβη εισχωρεί σε μεγαλύτερο βαθμό στη μεσαία κοιλότητα από ότι στη μεγάλη.

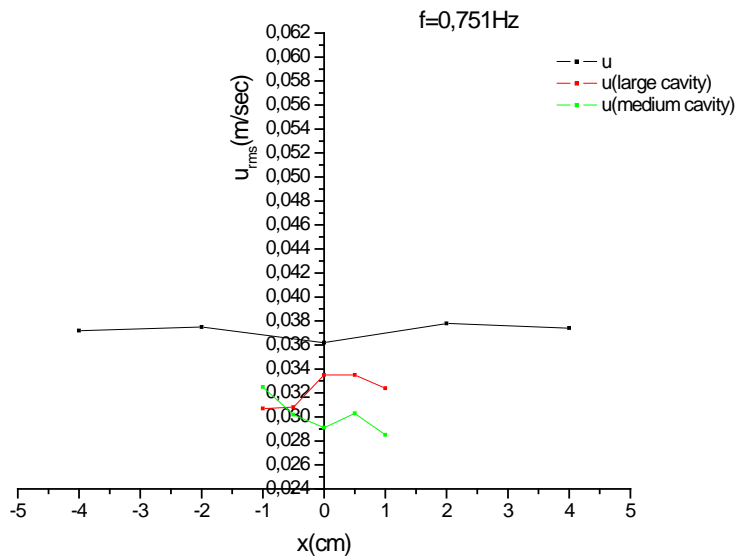
#### 5.4.2 Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα

Στη συνέχεια, συγκρίνονται οι ταχύτητες που μετρήθηκαν στην οριζόντια διεύθυνση στο μέσον της κοιλότητας (εσωτερικό κοιλότητας), με τις ταχύτητες που μετρήθηκαν στην ίδια περιοχή χωρίς κοιλότητα. Τα παρακάτω διαγράμματα αντιστοιχούν σε πέντε διαφορετικές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων. Δεν υπάρχουν δεδομένα από τη μικρή κοιλότητα καθώς, λόγω του μικρού ύψους αυτής της κοιλότητας δεν έγιναν μετρήσεις στο μέσον της, αλλά μόνο στην κορυφή.

Σημείωση: στα διαγράμματα 5.51-5.55 η καμπύλη μαύρου χρώματος αντιστοιχεί στις μετρήσεις ροικού πεδίου χωρίς κοιλότητες.

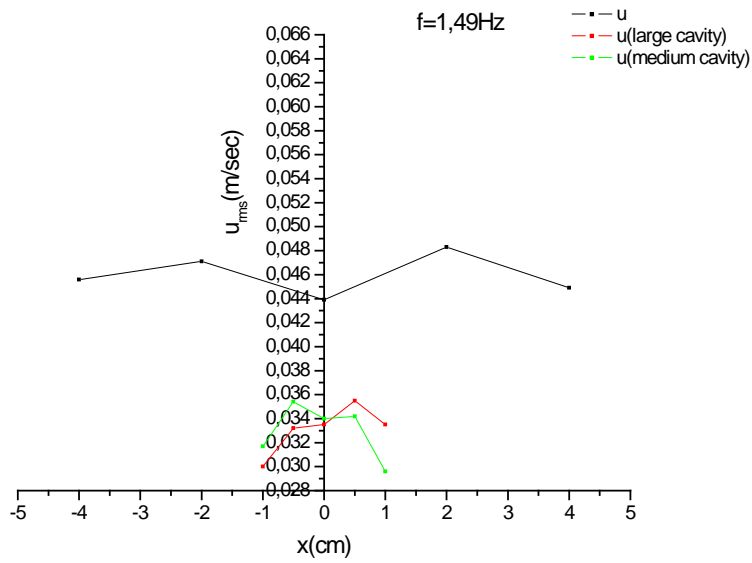


Διάγραμμα 5.51: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.5651\text{Hz}$

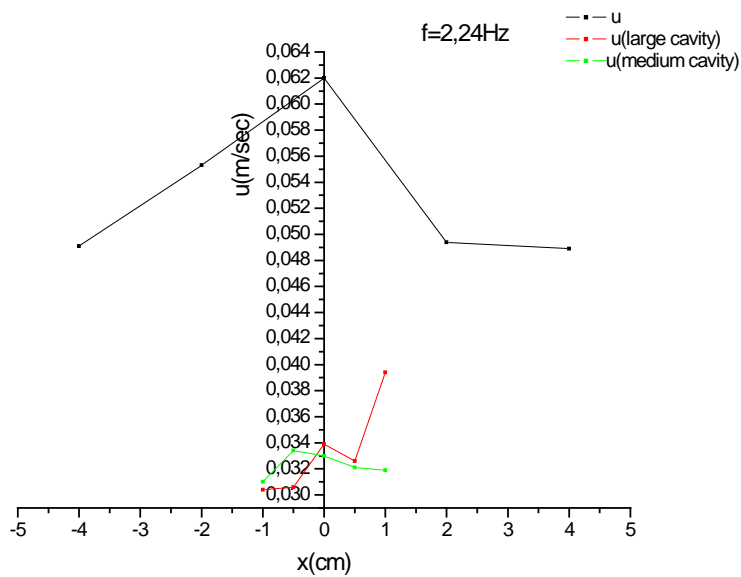


Διάγραμμα 5.52: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.751\text{ Hz}$

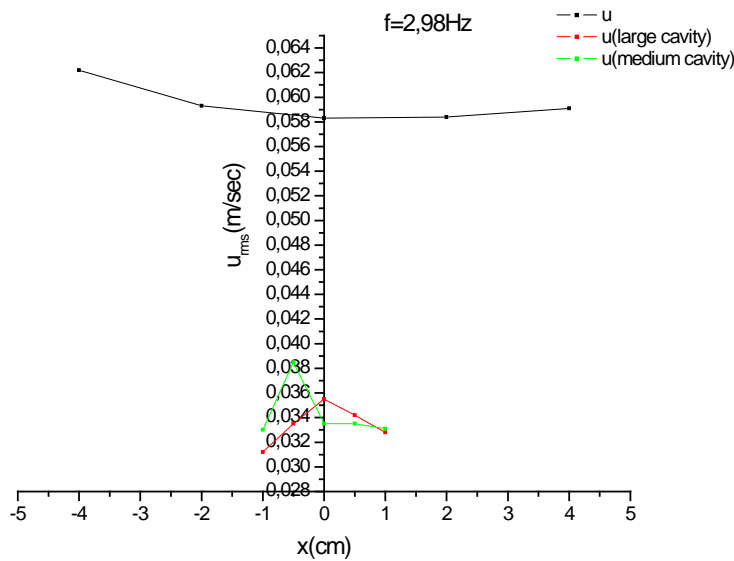




Διάγραμμα 5.53: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=1.49\text{ Hz}$



Διάγραμμα 5.54: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=2.24\text{ Hz}$



Διάγραμμα 5.55: Σύγκριση της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση με και χωρίς κοιλότητα συχνότητα ταλάντωσης  $f=2.98\text{ Hz}$

Για όλες τις συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, η ταχύτητα της ροής χωρίς κοιλότητες είναι πάντα μεγαλύτερη από την ταχύτητα στο εσωτερικό των κοιλότητων. Επίσης, οι ταχύτητες στο εσωτερικό των δύο κοιλότητων είναι περίπου ίδιες, επομένως και οι δύο κοιλότητες λειτουργούν αποτρεπτικά στο να εισχωρήσει τύρβη στο εσωτερικό τους. Συγκρίνοντας τα διαγράμματα 5.51 και 5.55 τα οποία αναφέρονται σε μικρή και μεγάλη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων αντίστοιχα, φαίνεται ότι ενώ υπάρχει έντονη αύξηση της τύρβης (για  $f=0.56\text{ Hz}$   $u=0.039\text{ m/sec}$  ενώ για  $f=2.98\text{ Hz}$   $u=0.058\text{ m/sec}$ ), η αντίστοιχη τύρβη που μετράται στο εσωτερικό των κοιλότητων δεν ακολουθεί την ίδια αύξηση.

### 5.4.3. Εξειδικευμένες μετρήσεις σε επιλεγμένα σημεία της κοιλότητας

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, παρατηρήθηκαν αυξημένες τιμές ταχύτητας στα χείλη των κοιλότητων που οφείλονται στην δημιουργία δινών στα σημεία αυτά. Στην παρούσα παράγραφο, γίνεται μία μελέτη της συνεισφοράς των δινών στο χρόνο καθαρισμού της κοιλότητας.

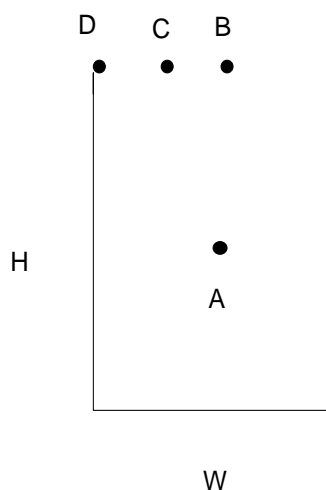
Στο διάγραμμα 5.56, φαίνεται η μεταβολή της ταχύτητας στην οριζόντια διεύθυνση ( $u_{rms}$ ) με το συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων  $f_g$ , με και χωρίς κοιλότητα σε επιλεγμένα σημεία A,B,C,D για διάλυμα ροδαμίνης αλατόνερου  $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ .

Σημείο A: κέντρο της μεγάλης κοιλότητας

Σημείο B: στο κέντρο της κορυφής της κοιλότητας

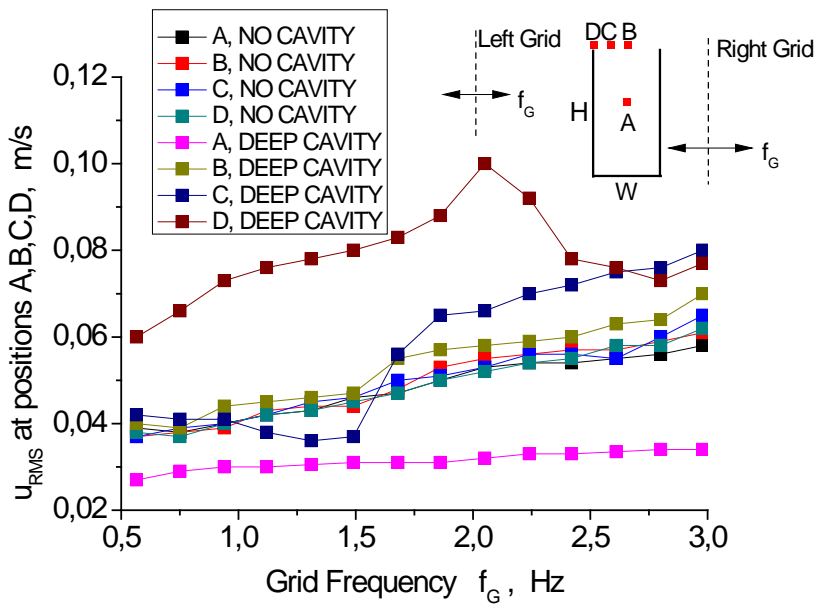
Σημείο D: στο χείλος της κοιλότητας

Σημείο C: ανάμεσα στο D και B



Σχήμα 5.9: Απεικόνιση επιλεγμένων σημείων στη μεγάλη κοιλότητα

Στο συγκεκριμένο διάγραμμα, αναφέρονται ενδεικτικά μετρήσεις μόνο από τη μεγάλη κοιλότητα, καθώς σε αυτή την κοιλότητα παρατηρήθηκε πιο έντονα το φαινόμενο της δημιουργίας δινών.



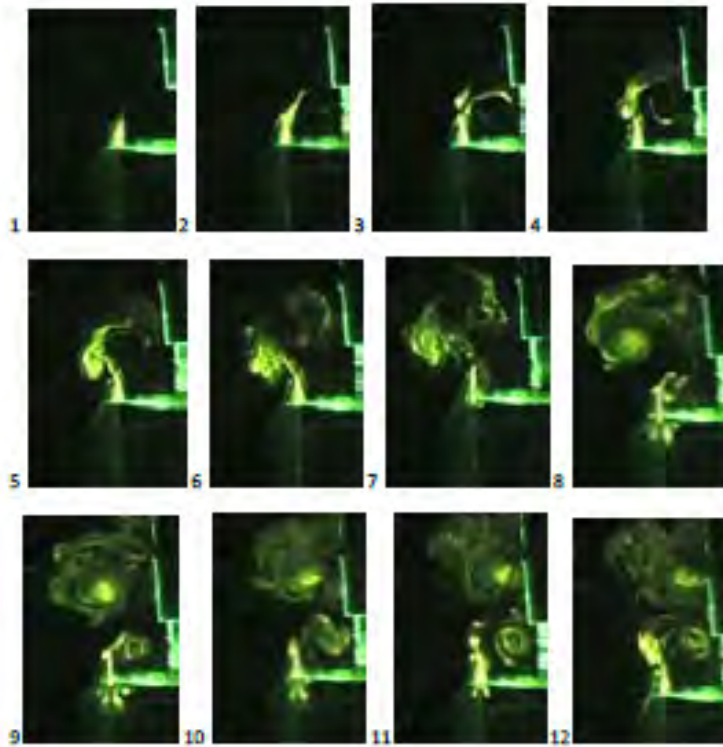
Διάγραμμα 5.56: Μεταβολή της  $u_{rms}$  με και χωρίς κοιλότητα σε επιλεγμένα σημεία της μεγάλης κοιλότητας

Από τα πειράματα οπτικοποίησης της ροής, παρατηρήθηκε στο κέντρο της κοιλότητας στο σημείο A, ότι η ροή είναι στάσιμη, ενώ στο σημείο D (χείλος κοιλότητας) φάνηκε η δημιουργία δίνης. Στο σημείο C παρατηρήθηκε μία έντονη περιοχική ανάμειξη, ενώ στο σημείο B ήταν λιγότερο έντονη η δραστηριότητα. Αυτές οι παρατηρήσεις φαίνεται ότι συμβαδίζουν με τη μεταβολή της  $u_{rms}$ , στο διάγραμμα 5.56.

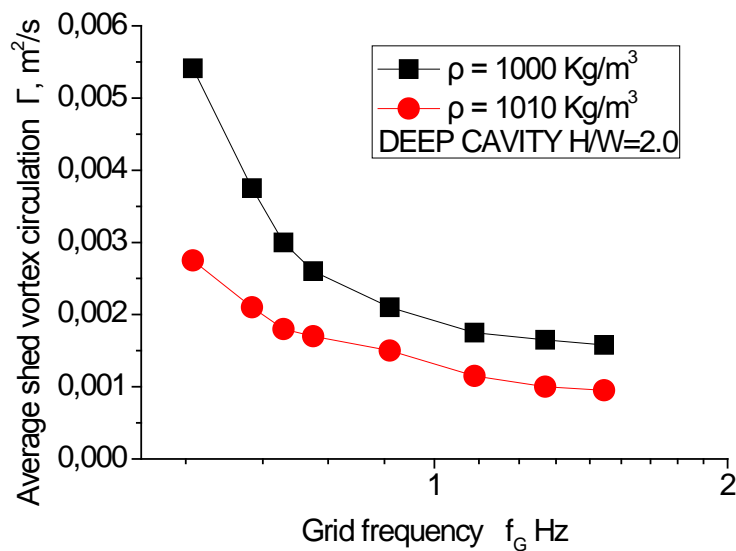
Στην εικόνα 5.1 παρουσιάζεται η μεταβολή της μέσης κυκλοφορίας της δίνης που σχηματίζεται στο σημείο D στην κοιλότητα, σε σχέση με επιλεγμένες χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης. Ο υπολογισμός της κυκλοφορίας έγινε με επεξεργασία των αρχείων-βίντεο που προέκυψαν από την οπτικοποίηση της ροής, βάσει του παρακάτω τύπου και η διαδικασία υπολογισμού είναι η εξής.

$$\Gamma = \int u * ds$$

Υπολογίστηκε η μέση ακτίνα της δίνης και η μέση περιστροφική ταχύτητα, ανά σταθερό αριθμό διαδοχικών frames (βλ. εικόνα 5.1), για κάθε κύκλο δημιουργίας μίας δίνης, θεωρώντας αστρόβιλη δίνη. Ο υπολογισμός αυτός επαναλήφθηκε σε πολλούς κύκλους και υπολογίστηκε τελικά μία μέση τιμή της κυκλοφορίας.



Εικόνα 5.1: Διαδοχικά frames κάθε  $\Delta t$  s,  $f_g=0.56$  Hz,  $\Delta t=0.11T$  ( $T=1/f_g$ ) στο σημείο D της μεγάλης κοιλότητας



Διάγραμμα 5.57: Μέση κυκλοφορίας δίνης στο σημείο D

Από το διάγραμμα 5.56 φαίνεται ότι, χωρίς κοιλότητα, η μεταβολή της  $u_{rms}$  με τη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, συμβαδίζει με τη διεθνή βιβλιογραφία. Αντίθετα, μέσα στην κοιλότητα στο σημείο A, η ταχύτητα μειώνεται δραστικά και μεταβάλλεται ελάχιστα με τη συχνότητα ταλάντωσης, ενώ στο σημείο B η μεταβολή αυτή είναι σχετικά πιο εμφανής. Για χαμηλές συχνότητες  $f_g < 1.2$  Hz, στα σημεία C, D οι ταχύτητες έχουν διαφορετική τιμή και μεταβάλλονται με τελείως διαφορετικό τρόπο. Φαίνεται ότι η  $u_{rms}$  στο C μειώνεται και η  $u_{rms}$  στο D αυξάνεται. Αυτό οφείλεται στη δημιουργία δίνης στο χείλος της κοιλότητας, καθώς η ροή μετακινείται περιοδικά σε σχέση με την κοιλότητα.

Καθώς η συχνότητα ταλάντωσης αυξάνεται λίγο, αλλά παραμένει μικρότερη από  $f_g < 1.2$  Hz, η αύξηση της  $u_{rms}$  στο σημείο D γίνεται λιγότερο έντονη, γεγονός που αποδίδεται στο ότι η δίνη αρχίζει να εξασθενεί σε εκείνο το σημείο. Από την παρατήρηση των βίντεο φαίνεται ότι ίσως η δίνη καθώς περιστρέφεται σπρώχνει ξανά προς την κοιλότητα τον ρύπο. Επίσης, η συνεισφορά της αρνητικής άνωσης (αλατότητα) και του AR (aspect ratio) γίνονται πιο έντονη, καθώς φαίνεται ότι αυξημένη αλατότητα και AR εμποδίζουν το σχηματισμό δίνης στο σημείο D. Αν η ροή παρέμενε περιοδική για συχνότητα ταλάντωσης μέχρι  $f_g \approx 1.2$  Hz, τότε ο αριθμός Keulegan-Carpenter  $KC = UT_g/H = U/(f_g H)$  θα μειωνόταν, ανεξαρτήτως της τιμής της ταχύτητας ( $u_{rmsD}$ ,  $u_{rmsC}$ ). Μικρή τιμή του αριθμού KC, 'αποτρέπει' τη δημιουργία δινών, ενώ δεν παρατηρείται δημιουργία δινών τύπου von Karman, όπως επιβεβαιώνεται από τα πειράματα οπτικοποίησης της ροής. Καθώς η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων αυξάνεται πάνω από 1.2 Hz, η τύρβη πλέον 'παίζει' κυρίαρχο ρόλο στην απομάκρυνση του ρύπου από την κοιλότητα.

## **5.5 Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/μελέτη της διάχυσης με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής**

Μελετήθηκε η ανάμειξη τεσσάρων διαφορετικών μιγμάτων αλατόνευρου και ροδαμίνης στις τρεις ορθογωνικές κοιλότητες για διαφορετικές συχνότητες και σταθερό εύρος ταλάντωσης των πλεγμάτων (βλ. πίνακα 4.5 κεφ.4). Τα τέσσερα διαφορετικά διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα εξής:

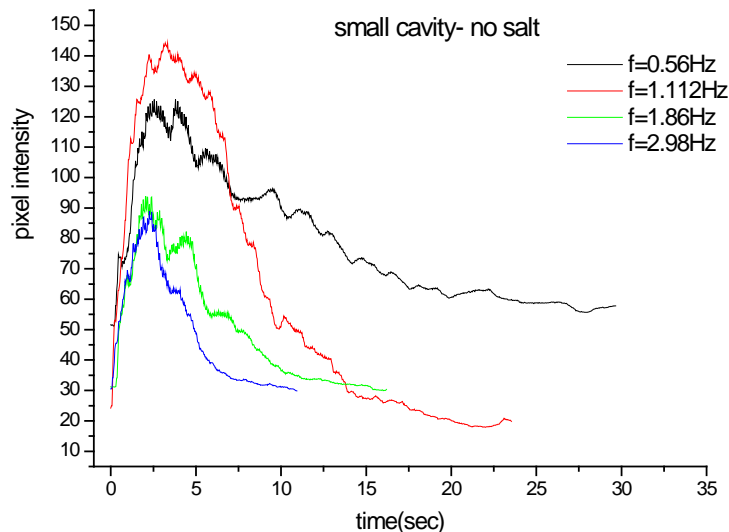
1. διάλυμα ροδαμίνης (χωρίς αλάτι)

2. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $\rho=1005 \text{ kg/m}^3$ )
3. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $\rho=1010 \text{ kg/m}^3$ )
4. διάλυμα ροδαμίνης αλατόνευρου ( $\rho=1020 \text{ kg/m}^3$ )

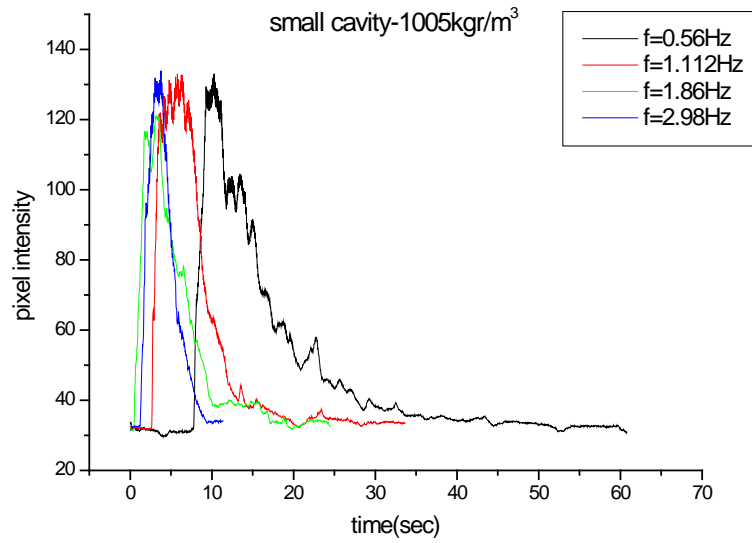
Η οπτικοποίηση της ροής έγινε με τη μέθοδο LIF (Laser Induced Fluorescence) και τα αποτελέσματα φαίνονται στα διαγράμματα που ακολουθούν. Αρχικά, παρουσιάζεται η μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) με το χρόνο για τις τρεις κοιλότητες και για τα τέσσερα διαλύματα διαφορετικής πυκνότητας. Στα διαγράμματα παρουσιάζεται η μεταβολή της φωτεινότητας για τέσσερις επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης και όχι για όλες τις συχνότητες (συνολικά δώδεκα συχνότητες), για λόγους πιο ευδιάκριτης παρουσίασης των αποτελεσμάτων. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται οι χρόνοι ανάμιξης σε σχέση με τη συχνότητα ταλάντωσης, ανά κοιλότητα και ανά διάλυμα. Λόγω της μεγάλης διαφοράς στους χρόνους ανάμιξης ανάλογα με τη συχνότητα ταλάντωσης, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα.

## Χρονική μεταβολή της φωτεινότητας ανά συχνότητα ταλάντωσης

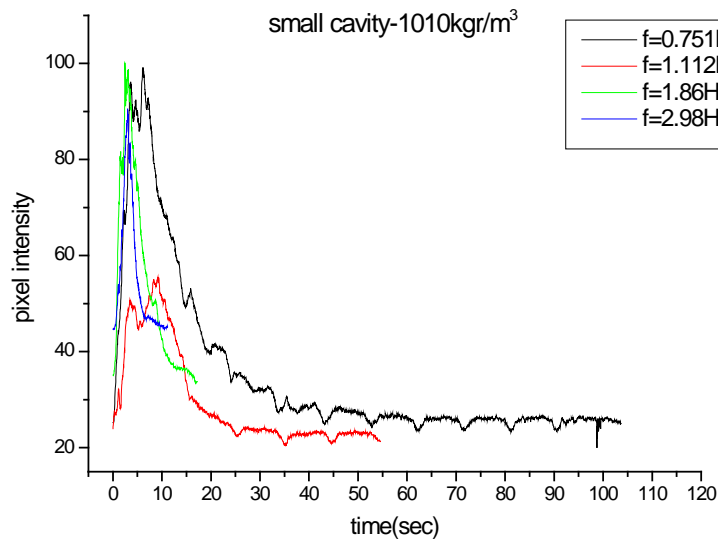
### Μικρή κοιλότητα



Διάγραμμα 5.58: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης χωρίς αλάτι)

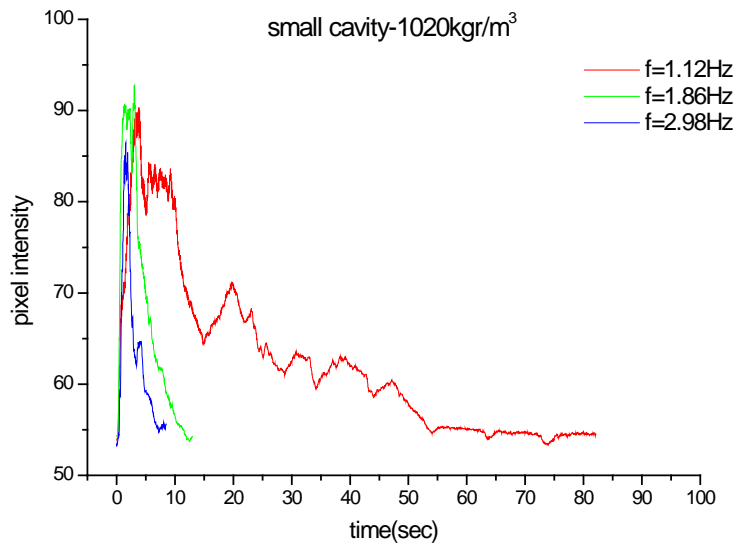


Διάγραμμα 5.59: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1005 kg/m<sup>3</sup>)



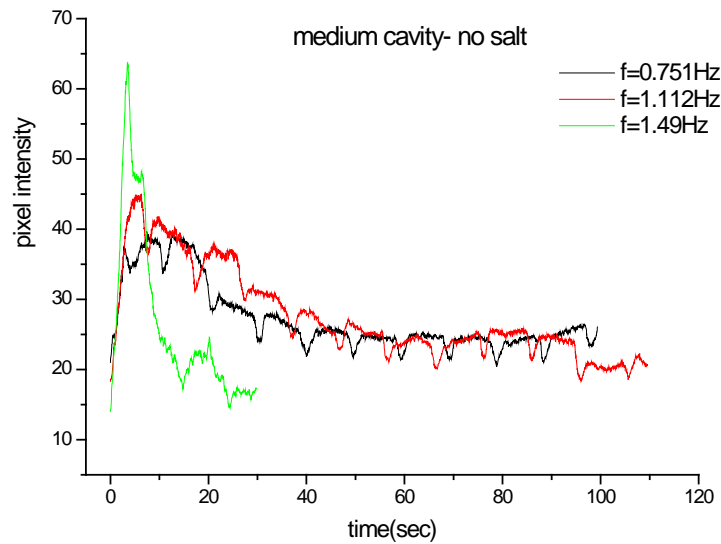
Διάγραμμα 5.60: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1010 kg/m<sup>3</sup>)



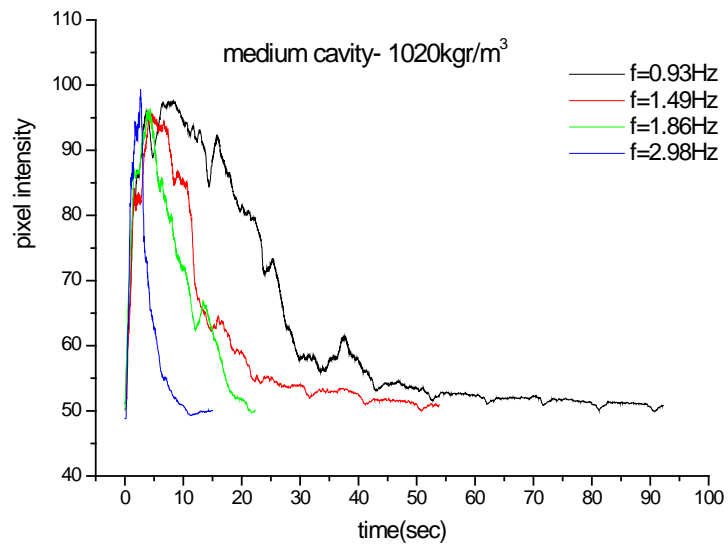


Διάγραμμα 5.61: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μικρή κοιλότητα- διάλυμα ροδαμίνης 1020 kg/m<sup>3</sup>)

Μεσαία κοιλότητα

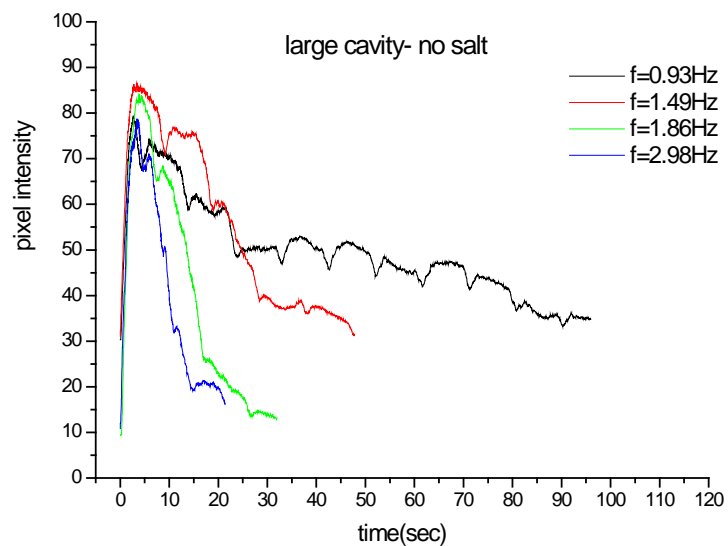


Διάγραμμα 5.62: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεσαία κοιλότητα- χωρίς αλάτι)

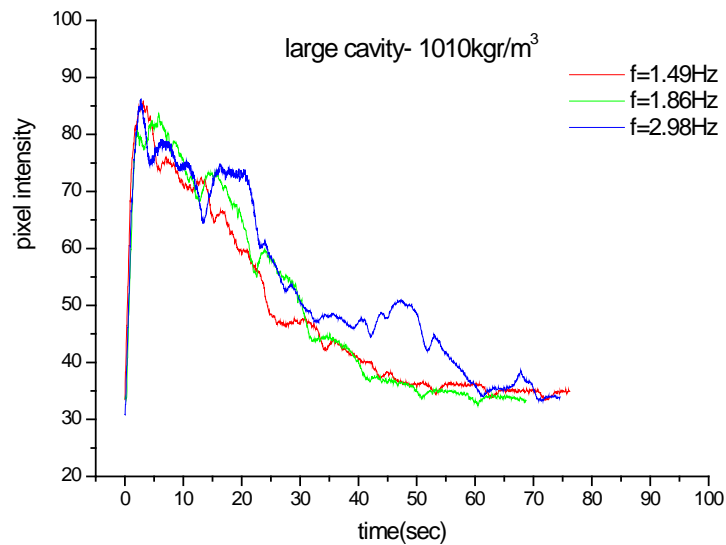


Διάγραμμα 5.63: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεσαία κοιλότητα- 1020 kg/m<sup>3</sup>)

Μεγάλη κοιλότητα



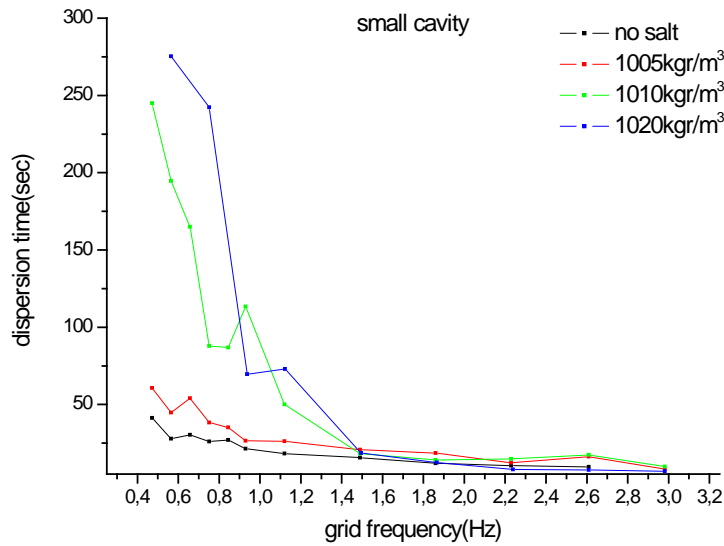
Διάγραμμα 5.64: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεγάλη κοιλότητα- χωρίς αλάτι)



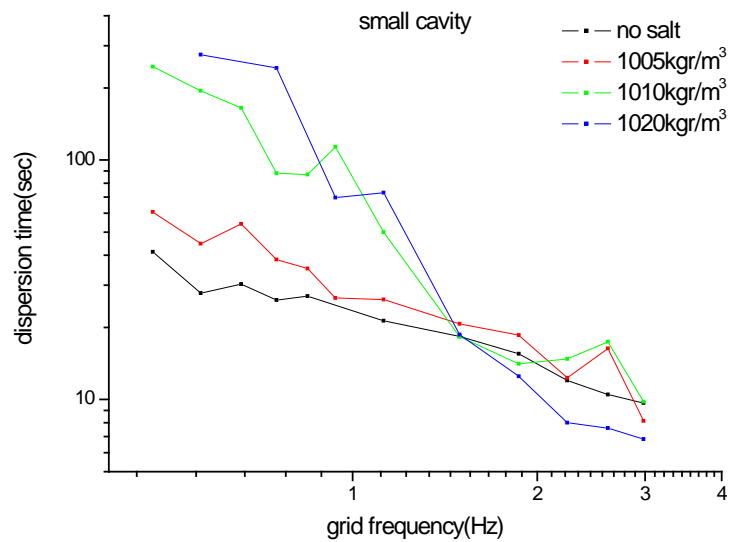
Διάγραμμα 5.65: Χρονική μεταβολή φωτεινότητας (μεγάλη κοιλότητα- 1010 kg/m<sup>3</sup>)

Από τα διαγράμματα 5.58-5.65 προκύπτουν τα εξής. Όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, η φωτεινότητα μειώνεται πιο απότομα. Για την ίδια συχνότητα ταλάντωσης, όσο αυξάνεται η πυκνότητα των διαλυμάτων η φωτεινότητα μειώνεται με πιο αργό ρυθμό. Παρατηρείται, μία περιοδική μεταβολή της φωτεινότητας σε κάποιες περιπτώσεις (π.χ. σχήμα 5.71 μεσαία κοιλότητα- χωρίς αλάτι). Αυτή η μεταβολή υπολογίστηκε ότι έχει συχνότητα 0.1 Hz και οφείλεται σε μία περιοδική αυξομείωση της έντασης του φωτός στα video, πιθανότατα προερχόμενη από την κάμερα, και δεν έχει σχέση με τη διασπορά της ροδαμίνης, και επομένως με τη μεταβολή της φωτεινότητας στην κοιλότητα.

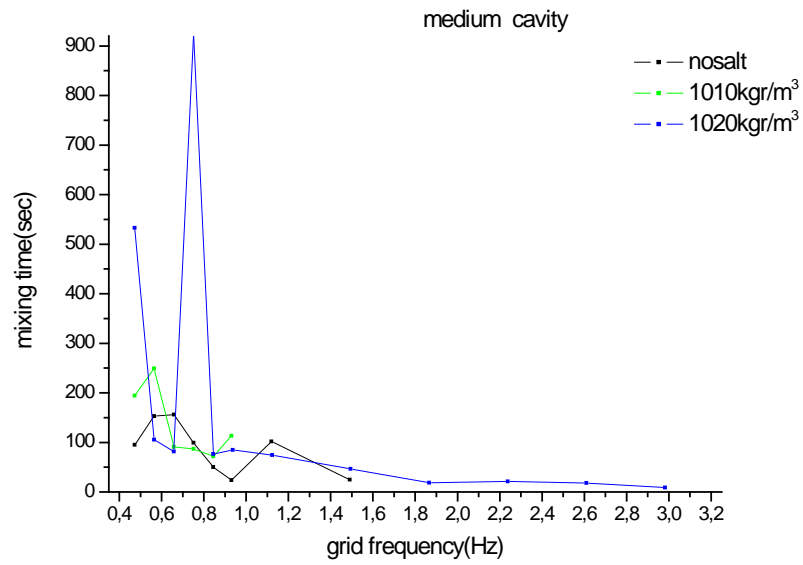
## Χρόνος ανάμιξης ρύπου στις κοιλότητες



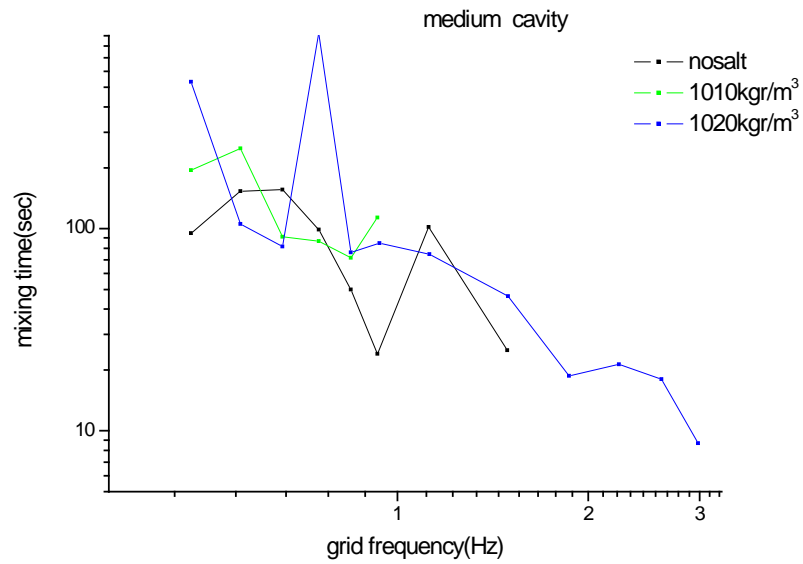
Διάγραμμα 5.66: Χρόνος ανάμιξης στη μικρή κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)



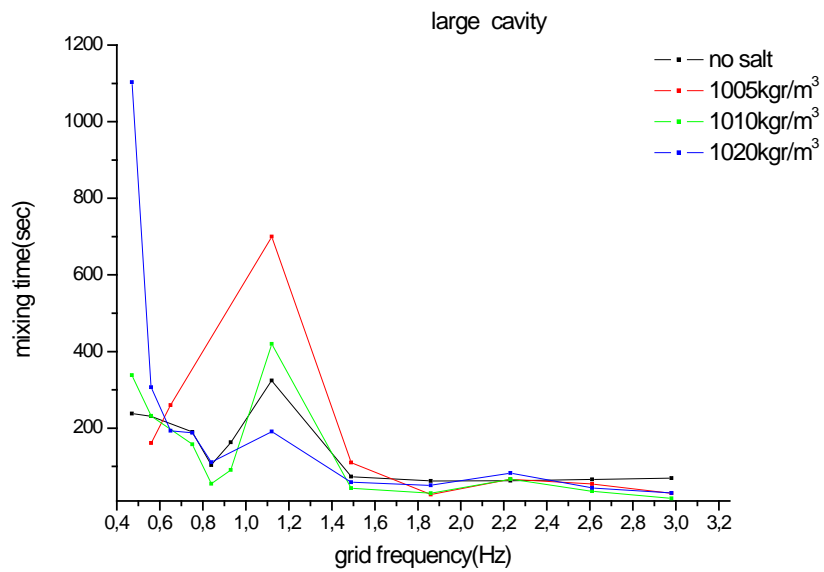
Διάγραμμα 5.67: Χρόνος ανάμιξης στη μικρή κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)



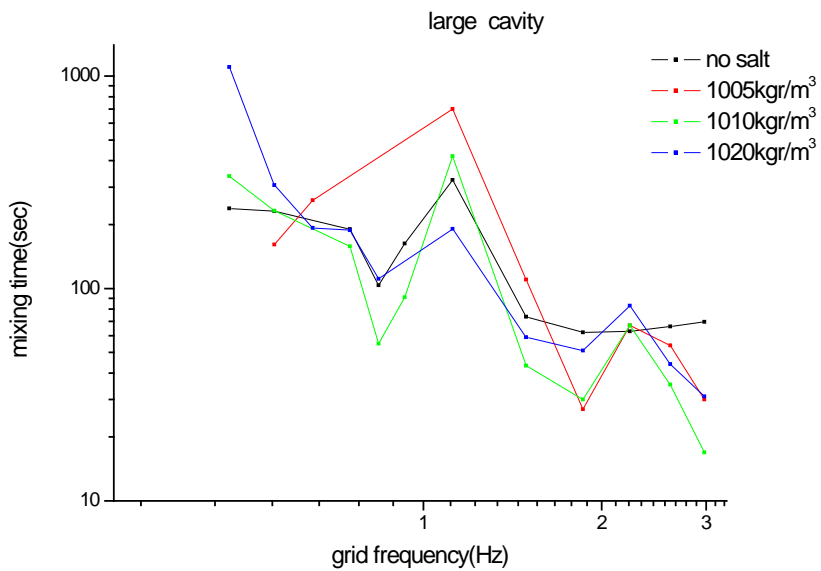
Διάγραμμα 5.68: Χρόνος ανάμιξης στη μεσαία κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.69: Χρόνος ανάμιξης στη μεσαία κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.70: Χρόνος ανάμιξης στη μεγάλη κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.71: Χρόνος ανάμιξης στη μεγάλη κοιλότητα (λογαριθμική κλίμακα)

Από τα διαγράμματα 5.66-5.67 που αντιστοιχούν στη διασπορά στη μικρή κοιλότητα προκύπτει ότι στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων η ανάμιξη γίνεται πολύ αργά και το φαινόμενο ενισχύεται από την πυκνότητα των διαλυμάτων. Δηλαδή, όσο αυξάνει η πυκνότητα των διαλυμάτων, αυξάνει και ο χρόνος ανάμιξης. Επομένως, στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης (0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93, 1.12Hz) η τύρβη είναι πολύ ασθενής και υπερσχύουν οι αρνητικές ανωστικές δυνάμεις εμποδίζοντας την ανάμιξη των διαλυμάτων. Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης (1.49, 1.86, 2.23, 2.61, 2.98 Hz) ο χρόνος ανάμιξης δεν διαφέρει πολύ για τα τέσσερα διαλύματα. Αυτό σημαίνει, ότι η τύρβη είναι αρκετά ισχυρή ώστε να καλύπτει την επίδραση των αρνητικά ανωστικών δυνάμεων και επομένως ενισχύεται η ανάμιξη των διαλυμάτων. Τα παραπάνω συμπεράσματα επιβεβαιώνονται από τις μετρήσεις ταχύτητας που έγιναν με το LDA στο εσωτερικό της μικρής κοιλότητας (διάγραμμα 5.43 παρ.5.4.1). Από το σχήμα 5.43 επιβεβαιώνεται ότι η τύρβη στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης είναι πολύ μικρότερη από την τύρβη στις μεγάλες συχνότητες.

Επίσης, από τη μελέτη των διαγραμμάτων 5.66-5.67 παρατηρείται το εξής φαινόμενο. Ο χρόνος ανάμιξης, ενώ ακολουθεί γενικά πτωτική τάση, στη συχνότητα ταλάντωσης  $f=1.12$  Hz παρουσιάζει μία αύξηση και στη συνέχεια μειώνεται πάλι.

Στα διαγράμματα 5.68-5.69 που αντιστοιχούν στη μεσαία κοιλότητα, ο χρόνος ανάμιξης δεν ακολουθεί συνεχή πτωτική τάση με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης όπως ισχύει στη μικρή κοιλότητα. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής.

Παρατηρώντας το διάγραμμα 5.50 παρ.5.4.1, η μετρούμενη ταχύτητα στο εσωτερικό της μεσαίας κοιλότητας δεν φαίνεται να αλλάζει σημαντικά με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης, παρά μόνο στις μεγάλες συχνότητες 2.79 και 2.98 Hz. Φαίνεται λοιπόν, ότι η τύρβη δεν εισέρχεται σημαντικά μέσα στη μεσαία κοιλότητα, σε αντίθεση με τη μικρή κοιλότητα που εισέρχεται σε μεγαλύτερο βαθμό. Πιθανότατα για το λόγο αυτό, ο χρόνος ανάμιξης μέσα στη μεσαία κοιλότητα δεν ακολουθεί συνεχή πτωτική τάση με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης. Παρατηρείται επίσης το ίδιο φαινόμενο όπως στη μικρή κοιλότητα, μία έντονη αύξηση του χρόνου ανάμιξης στη συχνότητα 1.12 Hz (μαύρη καμπύλη- διάλυμα χωρίς αλάτι). Επίσης, ο χρόνος ανάμιξης στη μεσαία κοιλότητα είναι αρκετά μεγαλύτερος από το χρόνο στις αντίστοιχες συχνότητες στη μικρή κοιλότητα. Δηλαδή, καθώς διπλασιάζεται το ύψος της κοιλότητας (ύψος μεσαίας κοιλότητας=5cm, ύψος μικρής κοιλότητας=2,5 cm) ο χρόνος ανάμιξης αυξάνεται σημαντικά. Αυτό είναι ένα άλλο γεγονός το οποίο ενισχύει την άποψη ότι το βάθος της μεσαίας κοιλότητας είναι αποτρεπτικό στο να εισέλθει η τύρβη σε σχέση με τη μικρή κοιλότητα.

Από τα διαγράμματα 5.70-5.71 που αντιστοιχούν στην ανάμιξη στη μεγάλη κοιλότητα μπορούν να εξαχθούν τα εξής συμπεράσματα. Το

ύψος (10cm) της μεγάλης κοιλότητας είναι διπλάσιο σε σχέση με τη μεσαία (5cm), ωστόσο ο χρόνος ανάμιξης δεν φαίνεται να αυξάνεται το ίδιο σημαντικά. Το γεγονός αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί εν μέρει, παρατηρώντας τις μετρήσεις της ταχύτητας στο εσωτερικό της μεγάλης κοιλότητας.

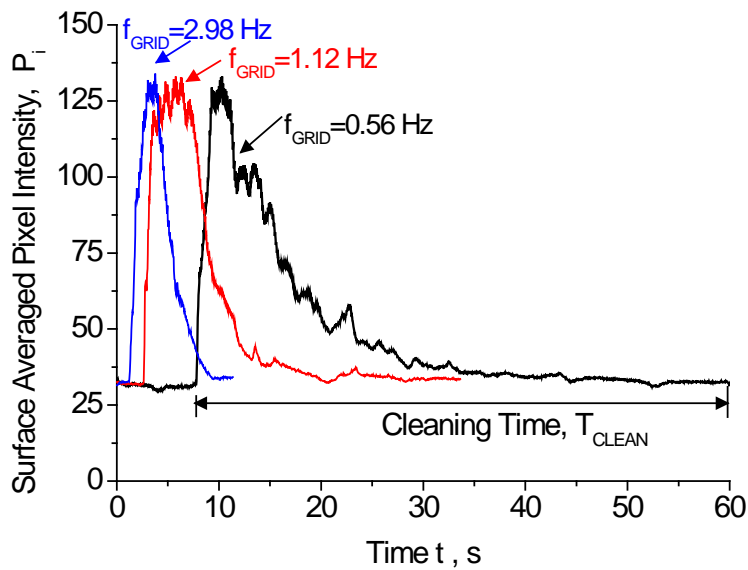
Από τα σχήματα 5.41(παρ.5.41) και 5.50(παρ.5.4.1) φαίνεται ότι η τύρβη στο εσωτερικό των δύο κοιλοτήτων δε έχει μεγάλη διαφορά και για αυτό αντίστοιχα δεν έχει μεγάλη διαφορά ο χρόνος ανάμιξης ανάμεσα στις δύο κοιλότητες. Αντίθετα, όπως ειπώθηκε παραπάνω, ο χρόνος ανάμιξης ανάμεσα στη μικρή και τη μεσαία κοιλότητα, παρουσιάζει μεγαλύτερη διαφορά. Επίσης, παρατηρείται το ίδιο φαινόμενο όπως και στις προηγούμενες κοιλότητες, δηλαδή ο χρόνος ανάμιξης παρουσιάζει μία έντονη αύξηση στη συχνότητα ταλάντωσης 1.12 Hz, μάλιστα το φαινόμενο είναι πιο έντονο στη συγκεκριμένη περίπτωση. Τέλος, είναι χαρακτηριστικό, ότι στο πυκνότερο διάλυμα (1020 kg/m<sup>3</sup>) ο χρόνος ανάμιξης για συχνότητα ταλάντωσης 0.47 Hz είναι πολύ μεγάλος (1103sec), δηλαδή στην περίπτωση αυτή ουσιαστικά δεν υπάρχει ανάμιξη.

Παραπάνω, έγινε μελέτη του χρόνου ανάμιξης στο εσωτερικό των κοιλοτήτων. Ποιοι μηχανισμοί (τύρβη, μοριακή διάχυση, δίνες) συμβάλλουν στην ανάμιξη των διαλυμάτων και σε ποιο βαθμό καθένας; Στην παράγραφο που ακολουθεί θα γίνει μια προσπάθεια να απαντηθεί το παραπάνω ερώτημα.

### 5.5.1.Μελέτη των μετρήσεων του χρόνου διασποράς στις κοιλότητες

Στην παρούσα παράγραφο γίνεται μία πιο ενδελεχής επισκόπηση των μετρήσεων του χρόνου ανάμιξης/καθαρισμού στις κοιλότητες. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 4 (πειραματική μεθοδολογία), ο χρόνος ανάμιξης στις κοιλότητες υπολογίστηκε από τη χρονική μεταβολή της φωτεινότητας (pixel intensity) σε μία συγκεκριμένη περιοχή από κάθε frame των βίντεο που προέκυψαν από την οπτικοποίηση της ροής. Στο διάγραμμα 5.72 φαίνεται πως καθορίστηκε ο χρόνος καθαρισμού, για επιλεγμένες συχνότητες ταλάντωσης.

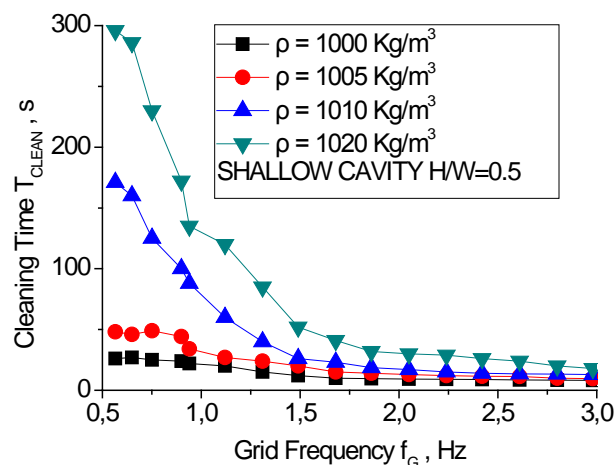




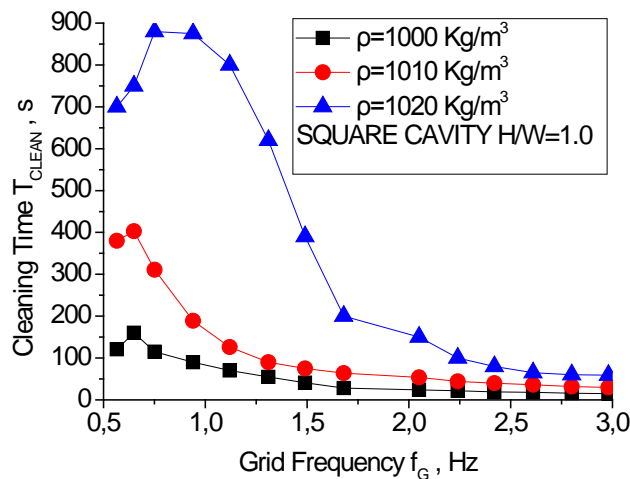
Διάγραμμα 5.72: χρονική μεταβολή της φωτεινότητας

Από το διάγραμμα φαίνεται, ότι σε χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης (0.56 Hz), εμφανίζονται περιοδικότητες στη φωτεινότητα που αποδίδονται στην παρουσία δινών, ενώ φαίνεται ότι αυτές οι περιοδικότητες εξαφανίζονται σε υψηλότερες συχνότητες.

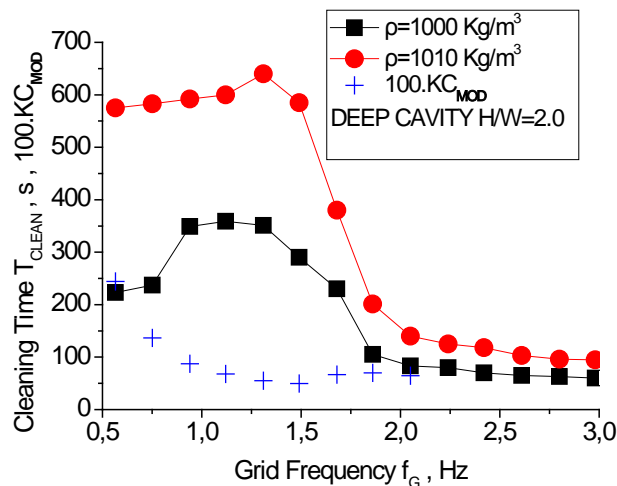
Στα διαγράμματα 5.73, 5.74, 5.75 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι τελικοί χρόνοι καθαρισμού για τις τρεις κοιλότητες (παρουσιάστηκαν και στην παράγραφο 5.5) που προέκυψαν από ενδελεχή μελέτη των χρόνων ανάμιξης/καθαρισμού από τα διαγράμματα 5.58 – 5.71.



Διάγραμμα 5.73: Χρόνος καθαρισμού, μικρή κοιλότητα



Διάγραμμα 5.74: Χρόνος καθαρισμού, μεσαία κοιλότητα



Διάγραμμα 5.75: Χρόνος καθαρισμού, μεγάλη κοιλότητα

Όπως επισημάνθηκε στην παράγραφο 5.5, η μεταβολή του χρόνου καθαρισμού δεν παρουσιάζει συνεχή πτωτική τάση με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης, αλλά παρουσιάζει ένα μέγιστο που δεν αντιστοιχεί στη μικρότερη συχνότητα ταλάντωσης. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι καθώς αυξάνεται η συχνότητα, η δίνες που σχηματίζονται στο κείλος της κοιλότητας εξασθενούν, ενώ η τύρβη δεν είναι ακόμα αρκετά ισχυρή ώστε να απομακρύνει το ρύπο. Το μέγιστο στο χρόνο καθαρισμού φαίνεται ότι συμπίπτει με την ελάχιστη τιμή της  $u_{rms}$  στο σημείο C (βλ. σχήμα 5.9) και επίσης σε μία απότομη πτώση της κυκλοφορίας  $\Gamma$  της δίνης.

Στο διάγραμμα 5.75, παρουσιάζεται επίσης ο αριθμός  $KC_{mod}$  (modified Keulegan –Karpenter number) ο οποίος ορίζεται, για τη μεγάλη κοιλότητα, ως εξής:

$$KC_{mod} = u_{rms-C} / (W f_g)$$

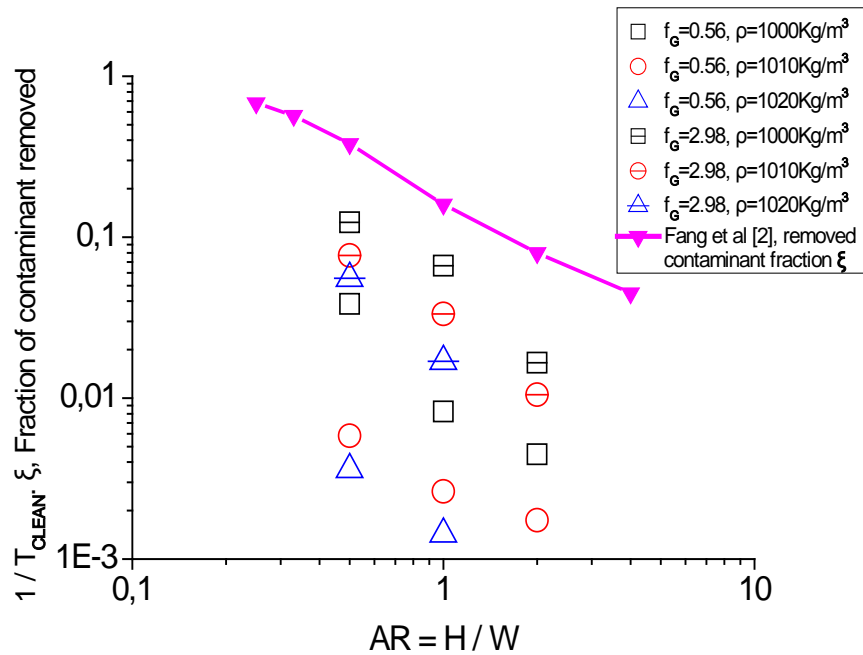
$u_{rms-C}$ = rms ταχύτητα στο σημείο C της κοιλότητας

$W$ = εύρος κοιλότητας

$f_g$ =συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων

Ο  $KC_{mod}$  αποτελεί μία ένδειξη της πολυπλοκότητας του απορέυματος που δημιουργείται πίσω από ένα σώμα, μεγάλες τιμές του οποίου υποδεικνύουν την ύπαρξη έντονης 'ταραχής' και ασυμμετριών. Παρατηρώντας το διάγραμμα 5.75, ο  $KC_{mod}$ , αρχικά μειώνεται ενώ παράλληλα ο χρόνος καθαρισμού αυξάνεται. Για συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων  $f_g \approx 1.5$  Hz, ο  $KC_{mod}$  αρχίζει και αυξάνεται, ενώ ο χρόνος καθαρισμού μειώνεται. Σε υψηλές συχνότητες, η τύρβη πλέον έχει γίνει πολύ ισχυρή και αποτελεί τον κυρίαρχο παράγοντα απομάκρυνσης του ρύπου. Στις κοιλότητες η ροή εμφανίζει έντονη πολυπλοκότητα και υπάρχουν ασύμμετρες κινήσεις σε ένα μεγάλο εύρος κλιμάκων, όπως επιβεβαιώνεται από την παρατήρηση των βίντεο.

Στην παράγραφο 5.5 αναφέρθηκε ο ανασταλτικός ρόλος των διαστάσεων των κοιλοτήτων (AR) στο χρόνο καθαρισμού των κοιλοτήτων. Στο διάγραμμα 5.76 φαίνεται η μεταβολή του χρόνου καθαρισμού με το συντελεστή AR, σε λογαριθμική κλίμακα. Επίσης, παρουσιάζεται και η συνάρτηση του ρύπου που απομακρύνεται (fraction of contaminant removed) από τη μελέτη των Fang et al. (1999) στο ίδιο γράφημα. Από το γράφημα επιβεβαιώνεται, ότι όσο πιο βαθιά είναι η κοιλότητα τόσο πιο δύσκολα απομακρύνεται ο ρύπος. Στη δουλειά των Fang et al. (1999) διαπιστώθηκε μια εξάρτηση της μορφής  $AR^{-1}$ , ωστόσο στην παρούσα διατριβή δεν έγινε εφικτή η εξαγωγή κάποιου εκθετικού νόμου.

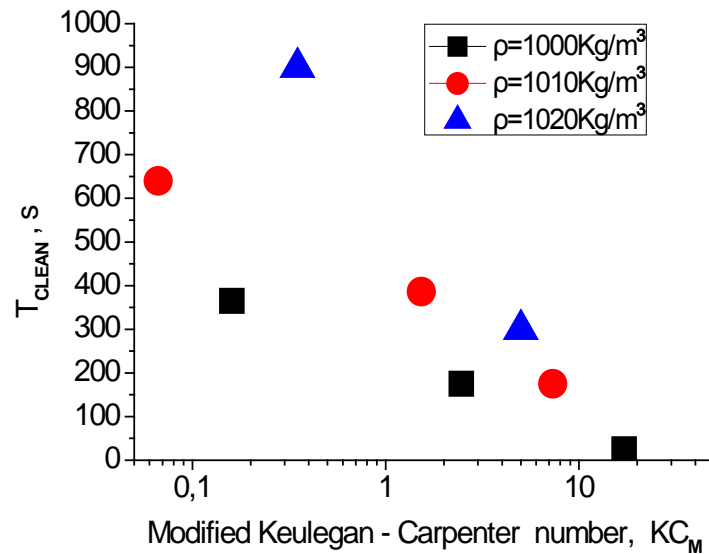


Διάγραμμα 5.76: Επίδραση του συντελεστή AR στο χρόνο καθαρισμού

Η εξάρτηση του χρόνου καθαρισμού από το ύψος της κοιλότητας φαίνεται στο διάγραμμα 5.77. Στον οριζόντιο άξονα εμφανίζεται ο αριθμός Keulegan-Carpenter (modified Keulegan-Carpenter number) ο οποίος στη συγκεκριμένη περίπτωση γράφεται ως εξής:

$$KC_M = (\Gamma/H)(1/f_g)(1/H)$$

Δηλαδή εξαρτάται από το ύψος της κοιλότητας  $H$ , τη μέση κυκλοφορία της δίνης  $\Gamma$  στο σημείο  $D$ , και τη συχνότητα  $f_g$  στην οποία ο χρόνος καθαρισμού γίνεται μέγιστος, για κάθε αλατότητα. Είναι φανερή η μείωση του χρόνου καθαρισμού με τον αριθμό  $KC$  και συγκεκριμένα υπάρχει μία λογαριθμική εξάρτηση της μορφής  $T_{\text{CLEAN-MAX}} = A - B \log(KC_M)$ , όπου  $A, B$  είναι θετικές σταθερές οι οποίες εξαρτώνται μόνο από την πυκνότητα του διαλύματος.



Διάγραμμα 5.77: Επίδραση του συντελεστή AR και της  $u_{rms}$  στο μέγιστο χρόνο καθαρισμού

### 5.5.2. Μηχανισμοί διασποράς μέσα στις κοιλότητες

Από τη μελέτη του χρόνου ανάμειξης, τόσο από την οπτικοποίηση (αρχεία-βίντεο) όσο και από τις μετρήσεις ταχυτήτων που έγιναν με το LDA, διαπιστώθηκε ότι οι κύριοι μηχανισμοί που επιδρούν στην ανάμιξη του ρύπου μέσα στις κοιλότητες, είναι η τύρβη και οι δίνες που δημιουργούνται τόσο στο εσωτερικό όσο και στα χείλη των κοιλοτήτων. Από τα video-αρχεία που ελήφθησαν προέκυψαν τα εξής συμπεράσματα τα οποία αναλύονται ξεχωριστά για κάθε κοιλότητα.

#### Μικρή κοιλότητα

Στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, δηλαδή για  $f=0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93, 1.12$  Hz παρατηρήθηκε η δημιουργία δινών στα χείλη της κοιλότητας. Συγκεκριμένα, αμέσως μετά την έκλυση του διαλύματος από το ακροφύσιο δημιουργούνται διπλές δίνες ακριβώς πάνω από τα χείλη της κοιλότητας με τη μορφή 'μανιταριού'. Η διαδικασία είναι η εξής.

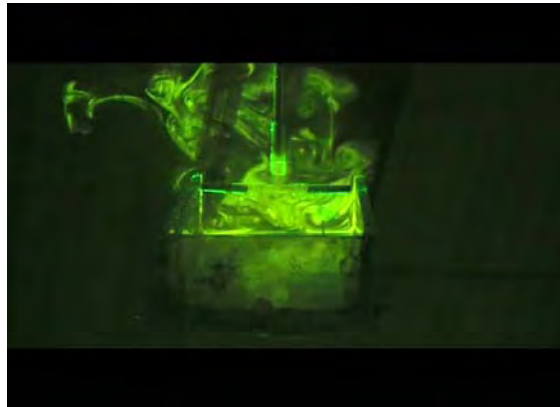


Εικόνα 5.2: Σχηματισμός δινών στα χείλη της μικρής κοιλότητας

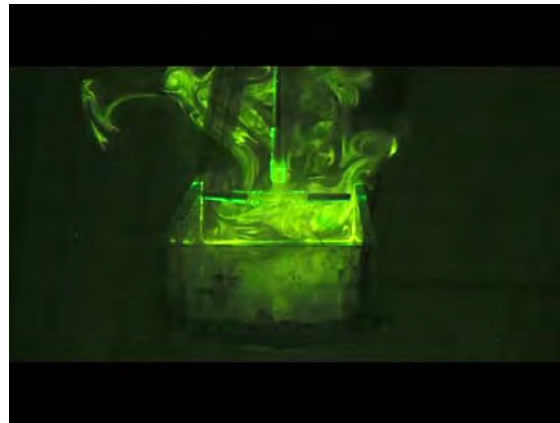
Καθώς μετακινούνται τα πλέγματα από δεξιά προς τα αριστερά δημιουργείται μια διπλή δίνη με σχήμα μανιταριού, η οποία αποτελείται από αριστερόστροφη και μία δεξιόστροφη δίνη. Όσο τα πλέγματα κινούνται προς τα δεξιά, αυξάνεται η ακτίνα της δίνης και ταυτόχρονα κινείται προς τη φορά κίνησης των πλεγμάτων. Όταν αλλάξουν φορά τα πλέγματα τότε και η δίνη αναγκάζεται να μετακινηθεί προς τη φορά των πλεγμάτων ενώ ταυτόχρονα αλλοιώνεται το σχήμα της μέχρι που διαλύεται τελείως. Το ίδιο φαινόμενο επαναλαμβάνεται σε κάθε κύκλο ταλάντωσης και στα δύο χείλη της κοιλότητας, ωστόσο οι δίνες που βγαίνουν στα δύο χείλη, δεν βγαίνουν ταυτόχρονα αλλά με χρονική διαφορά. Δεν διαπιστώθηκε κάποια σταθερή χρονική διαφορά ανάμεσα στις δίνες που βγαίνουν στο αριστερό και το δεξί χείλος, αλλά εξέρχονται σε τυχαία χρονική διαφορά μεταξύ τους. Παρατηρήθηκε ωστόσο, ένα ενδιαφέρον φαινόμενο. Σε κάθε χείλος, η συχνότητα με την οποία εξέρχονται οι δίνες είναι ίδια με τη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων. Επομένως, φαίνεται ότι ο μηχανισμός δημιουργίας των δινών είναι η ταλάντωση των πλεγμάτων. Η παρουσία των δινών εξηγεί και την αύξηση της μετρούμενης rms ταχύτητας στα χείλη της κοιλότητας (βλ. σχήματα 5.39-5.40). Η δημιουργία των δινών διαπιστώθηκε και για τα τέσσερα διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν.



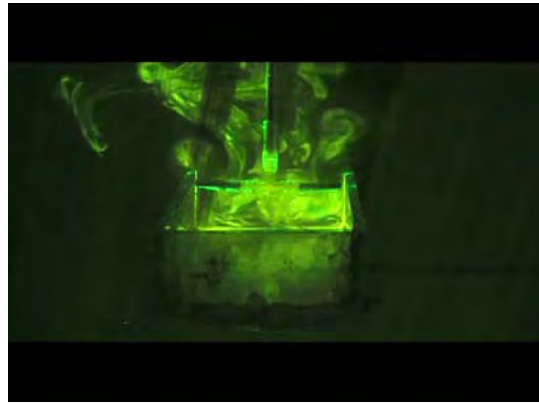
a).  $t=0$  ←



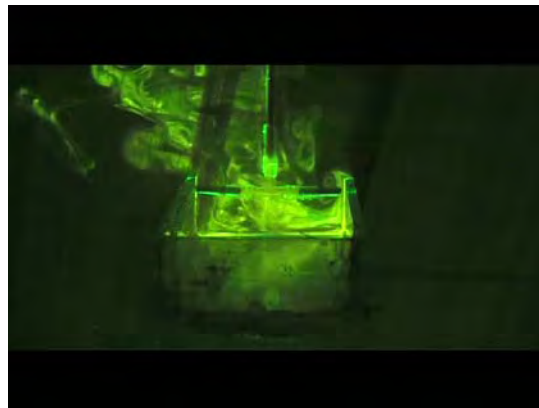
β).  $t=T/4$  →



γ).  $t=T/2$  →



δ).  $t=3T/4$  →



ε).  $t=T$

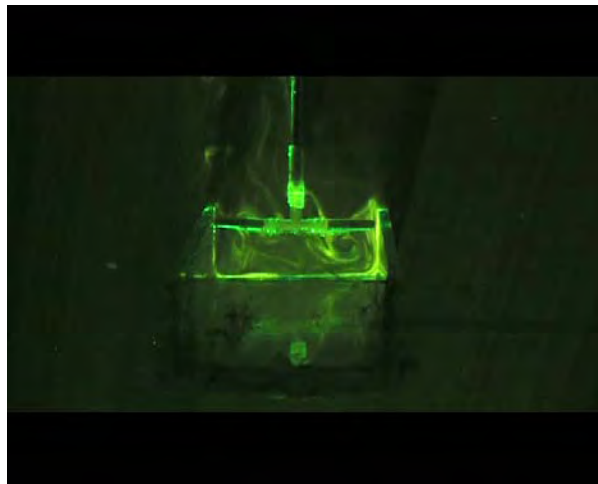
Εικόνα 5.3: Σχηματισμός δινών στα χείλη της μικρής κοιλότητας στη διάρκεια μιας περιόδου (ανάλατο διάλυμα, συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.56$  Hz,  $T=1.77$  s)

Στην εικόνα 5.3 φαίνονται 5 διαδοχικές εικόνες κατά τη διάρκεια μίας πλήρους ταλάντωσης των πλεγμάτων για ανάλατο διάλυμα (συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.56$  Hz,  $T=1.77$  s). Στην εικόνα α τα πλέγματα έχουν φτάσει στην ακραία θέση της ταλάντωσης, και στην εικόνα β αλλάζουν διεύθυνση και μετακινούνται προς τα δεξιά. Η δίνη που φαίνεται στην εικόνα α (αριστερό χείλος κοιλότητας), στην εικόνα β αρχίζει να μετακινείται προς τα δεξιά ακολουθώντας την κίνηση των πλεγμάτων, μέχρι να διαλυθεί. Στην εικόνα γ τα πλέγματα έχουν φτάσει στο ακρότατο δεξί σημείο της ταλάντωσης, και αλλάζουν φορά, οπότε και αρχίζει να σχηματίζεται νέα δίνη (αριστερό χείλος κοιλότητας) η οποία έχει 'διάρκεια ζωής' μέχρι να ολοκληρωθεί η περίοδος (εικόνα ε) οπότε και τα πλέγματα έχουν φτάσει στο ακρότατο αριστερό σημείο της ταλάντωσης.

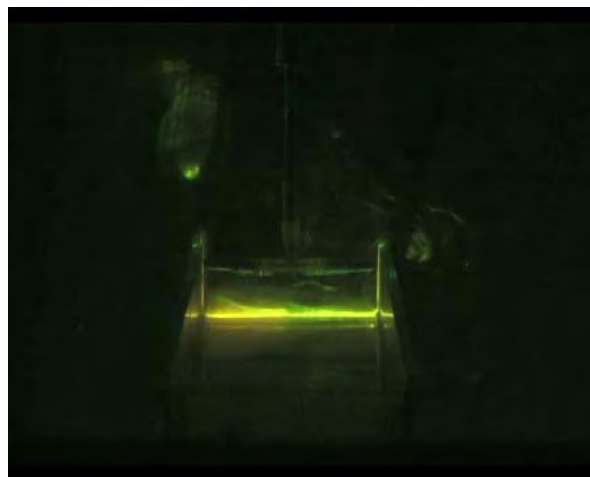
Παραπάνω, έγινε ανάλυση των δινών στα χείλη της κοιλότητας, στις παρακάτω σειρές θα αναλυθεί η ροή στο εσωτερικό της κοιλότητας.



Στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης,  $f=0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93$  Hz, στο εσωτερικό της κοιλότητας είναι φανερή η παρουσία δινών οι οποίες έχουν μικρότερη ταχύτητα από τις δίνες στα χείλη και φαίνονται ότι ακολουθούν την ταλαντωτική κίνηση των πλεγμάτων. Αυτό ισχύει για το ανάλατο και το ελαφρώς αλατισμένο διάλυμα  $1005 \text{ kg/m}^3$  ροδαμίνης, όχι όμως για τα πιο πυκνά διαλύματα  $1010$  και  $1020 \text{ kg/m}^3$ . Στην περίπτωση των δύο τελευταίων διαλυμάτων παρατηρείται η δημιουργία στρωματοποίησης στην κοιλότητα, η οποία είναι πιο έντονη στο πυκνότερο διάλυμα  $1020 \text{ kg/m}^3$ . Επομένως, ο επιπλέον παράγοντας της αρνητικής άνωσης που εμφανίζεται στην περίπτωση του αλατισμένου διαλύματος, δρα ανασταλτικά στη δημιουργία και εξέλιξη των δινών.

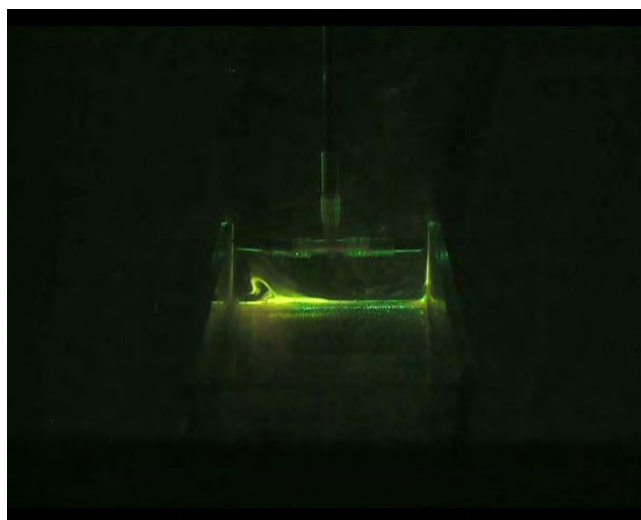


Εικόνα 5.4: Σχηματισμός δινών στο εσωτερικό της κοιλότητας (ανάλατο διάλυμα)



Εικόνα 5.5: Δημιουργία στρωματοποίησης (αλατισμένο διάλυμα  $1020 \text{ kg/m}^3$ )

Όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, τόσο οι δίνες, για το ανάλατο και το διάλυμα  $1005\text{kg}/\text{m}^3$ , στο εσωτερικό της κοιλότητας γίνονται πιο έντονες και ευδιάκριτες και αυξάνεται η ταχύτητα τους. Στα δύο πιο πυκνά διαλύματα και κυρίως στο διάλυμα πυκνότητας  $1020\text{kg}/\text{m}^3$  η στρωματοποίηση είναι έντονη μέχρι τη συχνότητα  $0,84\text{Hz}$  ενώ όσο αυξάνεται στη συνέχεια η συχνότητα ταλάντωσης, αρχίζουν να δημιουργούνται δίνες στο εσωτερικό της κοιλότητας.



Εικόνα 5.6: Δημιουργία δίνης στο στρωματοποιημένο διάλυμα (αλατισμένο διάλυμα  $1020\text{ kg}/\text{m}^3$  συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.93\text{ Hz}$ )

Από τα παραπάνω, φαίνεται ότι η ανάμιξη των διαλυμάτων μέσα στη μικρή κοιλότητα μέχρι συχνότητα ταλάντωσης  $f=1.12\text{ Hz}$  γίνεται με τον εξής τρόπο. Η ταλάντωση των πλεγμάτων δημιουργεί στο εσωτερικό της κοιλότητας δίνες οι οποίες ακολουθούν την ταλαντωτική κίνηση και μεταφέρουν το ρύπο στην κορυφή της κοιλότητας. Στη συνέχεια, οι δίνες που δημιουργούνται στα χείλη αναλαμβάνουν να μεταφέρουν το ρύπο έξω από την κοιλότητα. Στα πιο πυκνά διαλύματα, και κυρίως στο αλατισμένο διάλυμα  $1020\text{ kg}/\text{m}^3$  είναι έντονη η παρουσία της στρωματοποίησης η οποία εμποδίζει τη δημιουργία δινών στο εσωτερικό, και για το λόγο αυτό ο χρόνος ανάμιξης είναι μεγάλος (βλ. εικόνες 5.5-5.6).

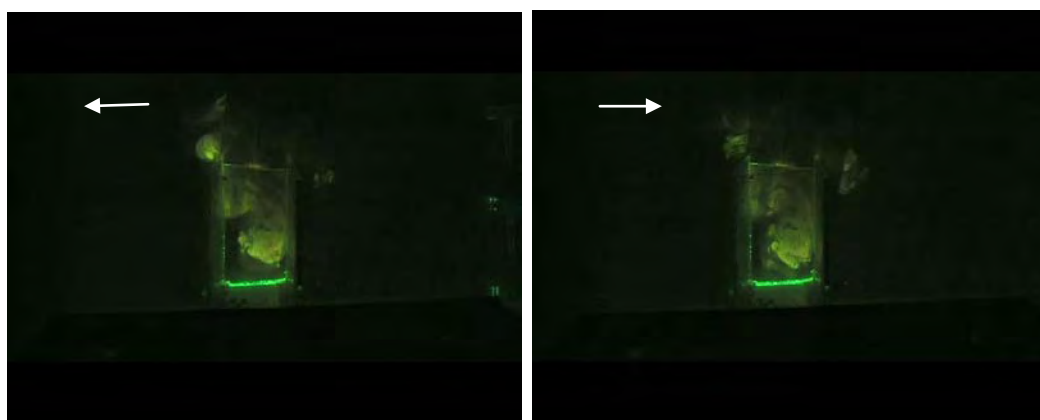
Καθώς η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων αυξάνεται δηλαδή από  $f=1.49\text{ Hz}$  και πάνω, οι δίνες στα χείλη της κοιλότητας είναι λιγότερο ευδιάκριτες, διότι τώρα η ταχύτητα των πλεγμάτων είναι μεγαλύτερη, και οι δίνες δεν έχουν τον ανάλογο χρόνο για να σχηματιστούν, και διαλύονται γρήγορα από την κίνηση των πλεγμάτων. Στο εσωτερικό της

κοιλότητας πλέον η παρουσία της τύρβης είναι έντονη, και στα τέσσερα διαλύματα, η 'υφή' της ροής είναι πιο λεπτή, δεν υπάρχουν δηλαδή οι μεγάλες δίνες που παρατηρήθηκαν στις μικρότερες συχνότητες ούτε και η στρωματοποίηση, και ο χρόνος ανάμιξης είναι πιο μικρός και για τα τέσσερα διαλύματα. Επομένως, στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης η τύρβη είναι υπεύθυνη για την ανάμιξη των διαλυμάτων.

### Μεγάλη κοιλότητα

Όμοια και στη μεγάλη κοιλότητα παρατηρήθηκε η δημιουργία δινών στα χείλη της κοιλότητας κυρίως στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, δηλαδή για  $f=0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93, 1.12$  Hz. Οι δίνες που δημιουργούνται έχουν κυρίως τη μορφή 'μανιταριού' και η διαδικασία με την οποία δημιουργούνται είναι όμοια όπως πριν.

Καθώς μετακινούνται τα πλέγματα από δεξιά προς αριστερά δημιουργείται η διπλή δίνη στο αριστερό χείλος, ενώ παράλληλα αυξάνεται η ακτίνα της και μετακινείται προς τη φορά κίνησης των πλεγμάτων. Όταν αλλάζουν φορά τα πλέγματα, οπότε το αριστερό πλέγμα πλησιάζει το αριστερό χείλος, η δίνη αλλάζει φορά και μετακινείται προς τη νέα φορά των πλεγμάτων ενώ αλλοιώνεται το σχήμα της μέχρι που διαλύεται τελικά.



Εικόνα 5.7: Σχηματισμός δινών στα χείλη της μεγάλης κοιλότητας

Η παρουσία των δινών αυτών στα χείλη της μεγάλης κοιλότητας εξηγεί τις μεγάλες τιμές της μετρούμενης rms ταχύτητας στα σημεία αυτά (βλ. σχήματα 5.36-5.37). Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων,  $f=1.49, 1.86, 2.23, 2.61, 2.98$ Hz οι δίνες αυτές σχηματίζονται, ωστόσο λόγω της μεγάλης ταχύτητας των πλεγμάτων δεν προλαβαίνουν να αναπτυχθούν και διαλύονται αμέσως.

Στο εσωτερικό της κοιλότητας παρατηρήθηκαν τα εξής. Στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, για  $f=0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93, 1.12$  Hz, παρατηρήθηκαν αργές κινήσεις στην περίπτωση του ανάλατου διαλύματος. Αυτές οι κινήσεις που συχνά έχουν τη μορφή μεγάλων δινών, της τάξης μεγέθους των διαστάσεων της κοιλότητας, μεταφέρουν ποσότητα του διαλύματος, από τον πυθμένα προς την κορυφή της κοιλότητας. Στη συνέχεια, το υλικό το παραλαμβάνουν οι δίνες στα χείλη και το απομακρύνουν από την κοιλότητα. Οι μεγάλες δίνες έχουν μικρή ταχύτητα, όπως φαίνεται εξάλλου και από τη μετρούμενη rms ταχύτητα στο εσωτερικό της κοιλότητας (βλ. διάγραμμα 5.41). Η ταχύτητα αυτών των δινών διατηρείται χωρίς να μειώνεται, αυτό σημαίνει ότι η κινητική ενέργεια προέρχεται από την κίνηση των πλεγμάτων, καθώς είναι η μόνη πηγή ενέργειας μέσα στη ροή, ενώ η αρχική ορμή που είχε το ρευστό κατά την έξοδο του από τα ακροφύσια έχει μηδενιστεί.

Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων  $f=1.49, 1.86, 2.23, 2.61, 2.98$ Hz, οι κινήσεις στο εσωτερικό της κοιλότητας γίνονται πιο έντονες, με μεγαλύτερη ταχύτητα ενώ η ροή αποκτά 'λεπτότερη υφή', δηλαδή η τύρβη αρχίζει να εισέρχεται στο εσωτερικό της κοιλότητας. Πλέον, η τύρβη είναι υπεύθυνη για την ανάμιξη του ρύπου και όχι οι μεγάλες δίνες, όπως ίσχυε στις μικρές συχνότητες.

Στα πιο πυκνά διαλύματα,  $1005, 1010, 1020$  kg/m<sup>3</sup>, στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης,  $f=0.47, 0.56, 0.65$  Hz, παρατηρήθηκε ελαφριά στρωματοποίηση, η οποία είναι πιο έντονη στο πυκνότερο διάλυμα  $1020$  kg/m<sup>3</sup>. Οι αρνητικές ανωστικές δυνάμεις είναι αρκετά ισχυρές ώστε εμποδίζουν τη δημιουργία μεγάλων δινών, ενώ όποτε σχηματίζονται αυτές είναι πολύ ασθενείς. Για το λόγο αυτό στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης ο χρόνος ανάμιξης είναι μεγάλος για το πυκνό διάλυμα  $1020$  kg/m<sup>3</sup>. Παρατηρούνται αργές κινήσεις και δημιουργία μεγάλων δινών, με μικρή ταχύτητα, μέχρι τη συχνότητα  $1.12$  Hz, από κει και πέρα οι κινήσεις γίνονται πιο έντονες, δηλαδή η τύρβη εισέρχεται στην κοιλότητα και διαλύει το ρύπο, και έτσι ο χρόνος ανάμιξης μειώνεται σημαντικά.

Και στα τέσσερα διαλύματα, ενώ υπάρχει γενικά μία πτωτική τάση του χρόνου ανάμιξης με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων, στη συχνότητα  $f=1.12$  Hz, παρατηρήθηκε μία απότομη αύξηση. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής. Σε αυτή τη συχνότητα η τύρβη είναι ακόμα ασθενής στο εσωτερικό της κοιλότητας και επικρατούν μεγάλες δίνες οι οποίες μεταφέρουν μέσα από αργές διαδικασίες υλικό από τον πυθμένα στην κορυφή. Ωστόσο, στην κορυφή οι δίνες που σχηματίζονται, λόγω της γρήγορης κίνησης των πλεγμάτων, δεν έχουν τον απαραίτητο χρόνο να σχηματιστούν και διαλύονται γρήγορα οπότε δεν έχουν τη δυνατότητα να απορροφήσουν αρκετή ποσότητα ρύπου από την κοιλότητα και να τη διαλύσουν



Εικόνα 5.8: Σχηματισμός μεγάλων δινών στο εσωτερικό της κοιλότητας (ανάλατο διάλυμα,  $f=0.751$  Hz)

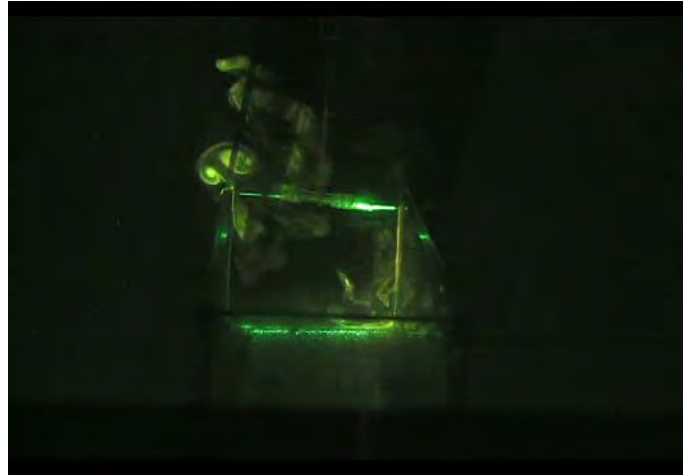
Συνοψίζοντας, η διαδικασία με την οποία γίνεται η ανάμιξη του ρύπου μέσα στη μεγάλη κοιλότητα είναι η εξής. Στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης δημιουργούνται δίνες στην κορυφή της κοιλότητας, οι οποίες εξέρχονται με συχνότητα ίση με τη συχνότητα ταλάντωσης. Άρα, ο μηχανισμός δημιουργίας τους είναι η ταλαντωτική κίνηση των πλεγμάτων. Στο εσωτερικό της κοιλότητας δημιουργούνται αργές μεγάλες δίνες, η κινητική ενέργεια των οποίων τροφοδοτείται από την κίνηση των πλεγμάτων. Ο ρόλος αυτών των δινών είναι να παρασύρουν υλικό από τον πυθμένα προς την κορυφή, και στη συνέχεια το υλικό αυτό μεταφέρεται έξω από την κοιλότητα και διαλύεται με τη βοήθεια των δινών στα χείλη της κοιλότητας. Επομένως, στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης ο κύριος μηχανισμός ανάμιξης του ρύπου είναι οι δίνες που σχηματίζονται στο εσωτερικό και στα χείλη της κοιλότητας από την ταλαντωτική κίνηση των πλεγμάτων.

Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης, οι δίνες που εμφανίζονται στα χείλη έχουν μικρότερη διάρκεια ζωής και επομένως συμβάλλουν ελάχιστα στην ανάμιξη του ρύπου. Στο εσωτερικό της κοιλότητας εισέρχεται πλέον η τύρβη η οποία έχει αντικαταστήσει τις αργές μεγάλες δίνες, και είναι υπεύθυνη για τη διασπορά.

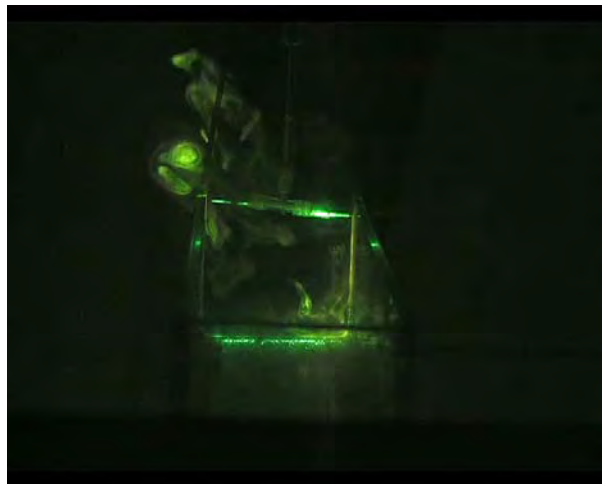
### Μεσαία κοιλότητα

Το φαινόμενο της δημιουργίας δινών στα χείλη της κοιλότητας παρατηρήθηκε στη μεσαία όπως και στις άλλες δύο κοιλότητες στις χαμηλές κυρίως συχνότητες  $f=0.47, 0.56, 0.65, 0.751, 0.84, 0.93, 1.12$  Hz. Η διαδικασία με την οποία δημιουργούνται είναι παρόμοια με τις

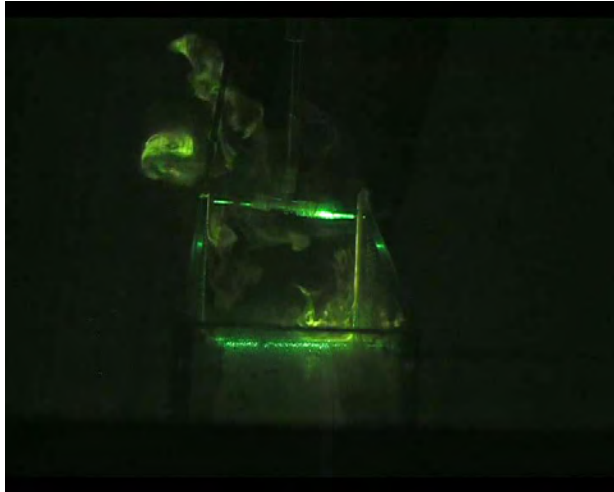
άλλες δύο κοιλότητες, στην εικόνα 5.10 φαίνεται η δημιουργία δινών στα χείλη της μεσαίας κοιλότητας σε διαδοχικές χρονικές στιγμές μίας περιόδου ταλάντωσης. Στις μεγαλύτερες συχνότητες, δηλαδή από  $f=1,49\text{Hz}$  και πάνω, οι δίνες αυτές δημιουργούνται αλλά διαλύονται γρήγορα εξαιτίας της μεγάλης ταχύτητας των πλεγμάτων.



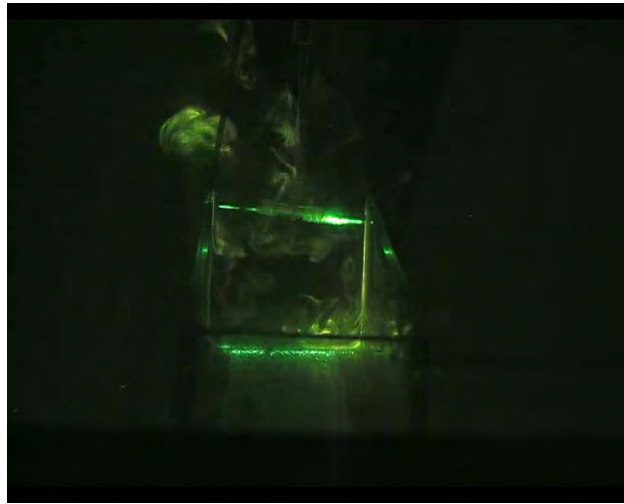
Εικόνα 5.9: Δημιουργία ζεύγους δινών (μεσαία κοιλότητα  $f=0.56\text{ Hz}$ )



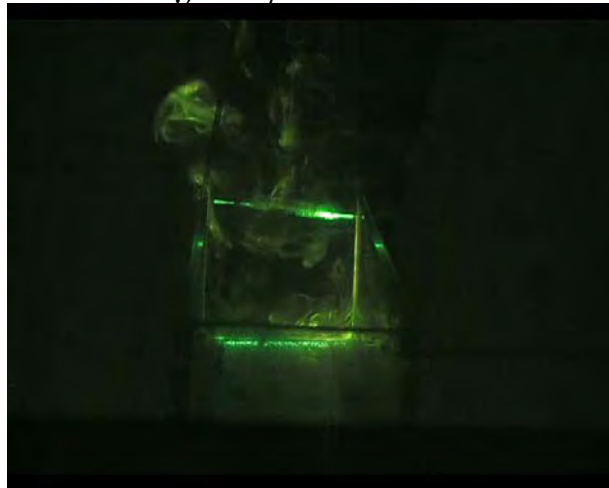
α).  $t=0 \leftarrow$



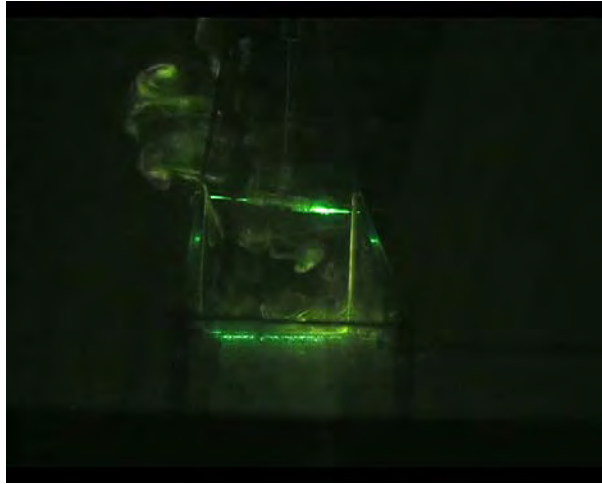
β).  $t=T/4 \rightarrow$



γ).  $t=T/2 \rightarrow$



δ).  $t=3T/4 \leftarrow$



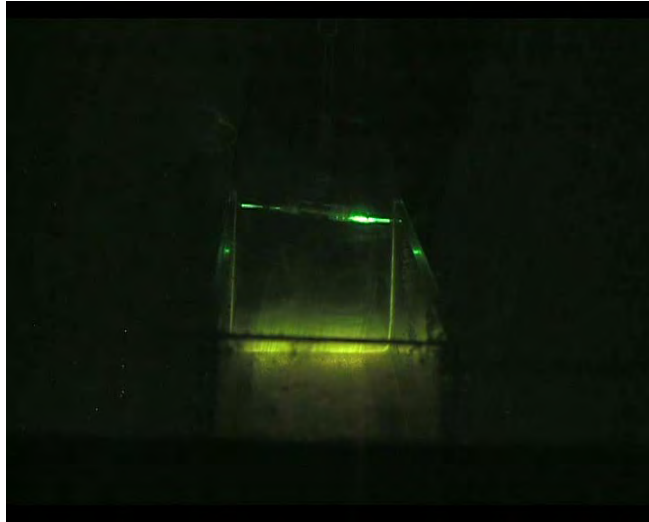
ε). $t=T$  ←

Εικόνα 5.10: Σχηματισμός δινών στα χείλη της μεσαίας κοιλότητας στη διάρκεια μιας περιόδου (ανάλατο διάλυμα, συχνότητα ταλάντωσης  $f=0.56$  Hz,  $T=1.77$  s)

Στην εικόνα 5.10α τα πλέγματα έχουν φτάσει στο αριστερό άκρο της ταλάντωσης και έχει σχηματιστεί ένα ζεύγος δινών στο αριστερό χείλος της κοιλότητας. Στις εικόνες 5.10β και 5.10γ τα πλέγματα αλλάζουν φορά και μετακινούνται προς τα δεξιά, ενώ το ζεύγος των δινών αρχίζει να μετακινείται προς τα δεξιά και να αλλοιώνεται ταυτόχρονα. Στην εικόνα 5.10δ τα πλέγματα αλλάζουν πάλι φορά και μετακινούνται προς τα αριστερά και φτάνουν στο αριστερό άκρο της ταλάντωσης οπότε και σχηματίζεται νέα δίνη.

Στο εσωτερικό της κοιλότητας παρατηρήθηκαν αργές μεγάλες δίνες στις χαμηλές συχνότητες, όπως και στις δύο προηγούμενες κοιλότητες, ενώ στο πιο πυκνό διάλυμα  $1020 \text{ kg/m}^3$ , παρατηρήθηκε στρωματοποίηση στον πυθμένα στις συχνότητες  $f=0.47, 0.56, 0.65$  και πιο έντονα στη συχνότητα  $0.75 \text{ Hz}$  για το λόγο αυτό ο χρόνος ανάμιξης στη συχνότητα αυτή είναι πολύ μεγάλος. Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης, η τύρβη φαίνεται ότι εισχωρεί στην κοιλότητα και βοηθά στη γρήγορα διασπορά του ρύπου.



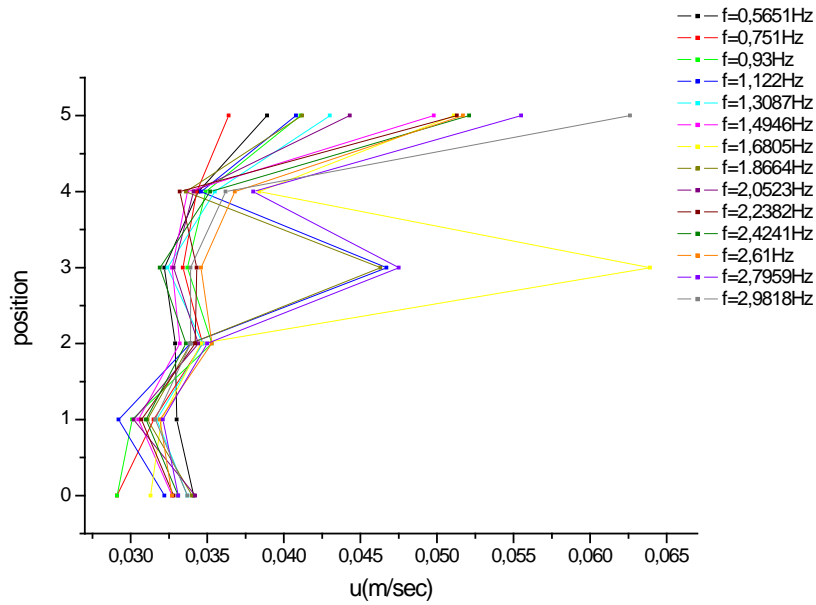


Εικόνα 5.11: Στρωματοποίηση (πυκνό διάλυμα  $1020 \text{ kg/m}^3$ ,  $f=0.56 \text{ Hz}$ )

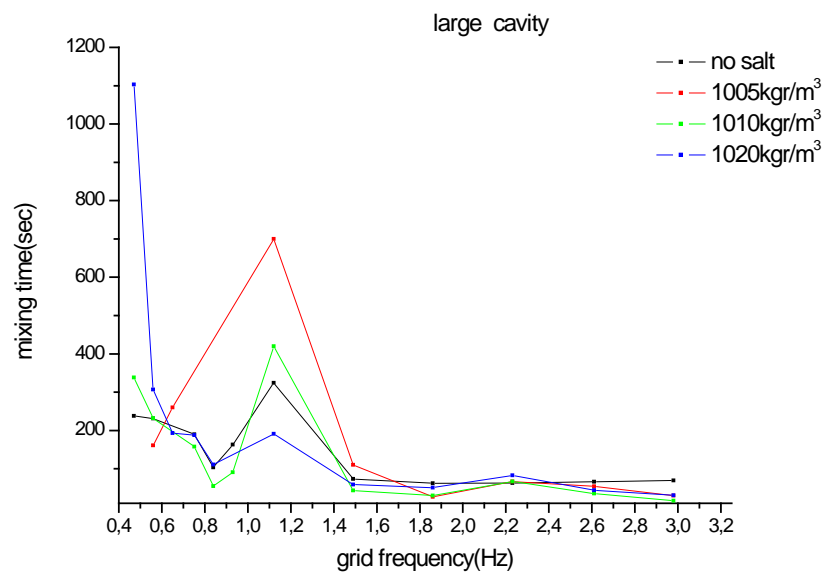
Από τα παραπάνω, φαίνεται ότι οι κοιλότητες λειτουργούν μέσα στη ροή με παρόμοιο τρόπο όπως οι κύλινδροι και γενικότερα ως bluff bodies, προκαλώντας την παραγωγή δινών. Προφανώς δεν μπορεί να γίνει άμεση σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα από τη διεθνή βιβλιογραφία που αφορούν ημιτονοειδή ροή γύρω από κύλινδρο καθώς στα πειράματα της παρούσας διατριβής, όπως εξηγήθηκε και παραπάνω, η ροή δεν ήταν ακριβώς ημιτονοειδής, ενώ οι κοιλότητες έχουν σχήμα ορθογωνικό και όχι κυλινδρικό. Ωστόσο, η δημιουργία των δινών στα χείλη των κοιλοτήτων είναι ένα αρκετά ενδιαφέρον φαινόμενο που δεν είχε προβλεφθεί αρχικά αλλά προέκυψε στη διάρκεια των πειραμάτων και συμβάλλει σημαντικά στην ανάμιξη του ρύπου μέσα στις κοιλότητες.

### 5.5.3. Επίδραση του ύψους των κοιλοτήτων στην ανάμιξη του ρύπου

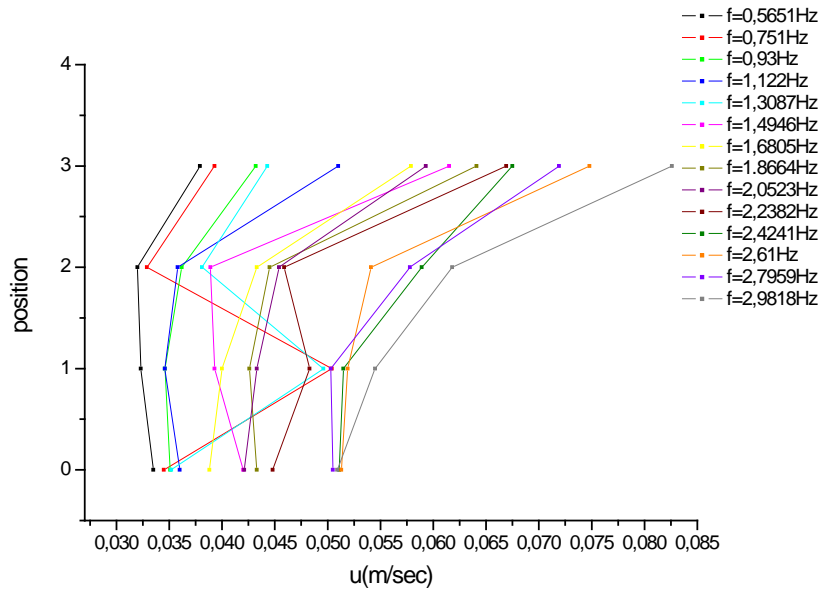
Από τα παραπάνω, φαίνεται ότι οι μηχανισμοί ανάμιξης του ρύπου είναι περίπου ίδιοι για όλες τις κοιλότητες. Ωστόσο, οι χρόνοι ανάμιξης στη μικρή κοιλότητα είναι σημαντικά πιο μικροί από τους αντίστοιχους στη μεγάλη κοιλότητα. Ποιος παράγοντας επιδρά στην μείωση των χρόνων ανάμιξης ανάμεσα στη μικρή και τη μεγάλη κοιλότητα; Είναι προφανές ότι το ύψος της κοιλότητας έχει σημαντική επίδραση στο χρόνο ανάμιξης η οποία εξηγείται ως εξής. Παρακάτω παρατίθενται τα διαγράμματα 5.38, 5.66, 5.43, 5.70 για ευκολία του αναγνώστη.



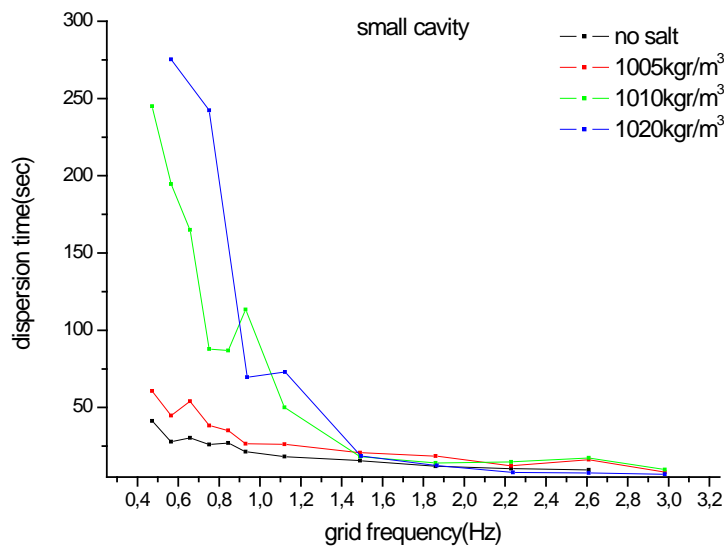
Σχήμα 5.38 (παρ.5.4.1): Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην μεγάλη κοιλότητα)



Διάγραμμα 5.70 (παρ.5.5): Χρόνος διασποράς (καθαρισμού) στη μεγάλη κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.43 (παρ.5.4.1): Μεταβολή rms ταχύτητας (οριζόντια συνιστώσα) με την κάθετη διεύθυνση (μέσα στην μικρή κοιλότητα)



Διάγραμμα 5.66 (παρ.5.5): Χρόνος διασποράς (καθαρισμού) στη μικρή κοιλότητα (γραμμική κλίμακα)

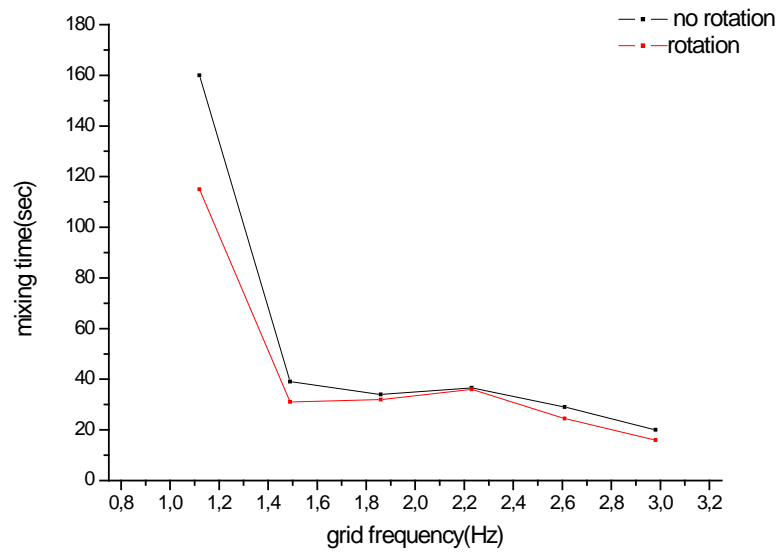
Η μετρούμενη rms ταχύτητα στο εσωτερικό της μικρής κοιλότητας αυξάνεται σημαντικά με την αύξηση της συχνότητας ταλάντωσης των πλεγμάτων, γεγονός που δεν ισχύει το ίδιο έντονα στη μεγάλη κοιλότητα. Επίσης, η ταχύτητα, για τις ίδιες συχνότητες ταλάντωσης, στη μικρή κοιλότητα είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ταχύτητα στη μεγάλη κοιλότητα. Αυτό σημαίνει ότι το ύψος της μεγάλης κοιλότητας λειτουργεί αποτρεπτικά στο να εισχωρήσει τύρβη μέσα σε αυτή. Αντίθετα, το μικρό ύψος της μικρής κοιλότητας δεν εμποδίζει σημαντικά την τύρβη, η οποία εισχωρεί στην κοιλότητα και συμβάλλει στην ανάμιξη του ρύπου.

## **5.6 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (ηλεκτρομαγνητικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής)**

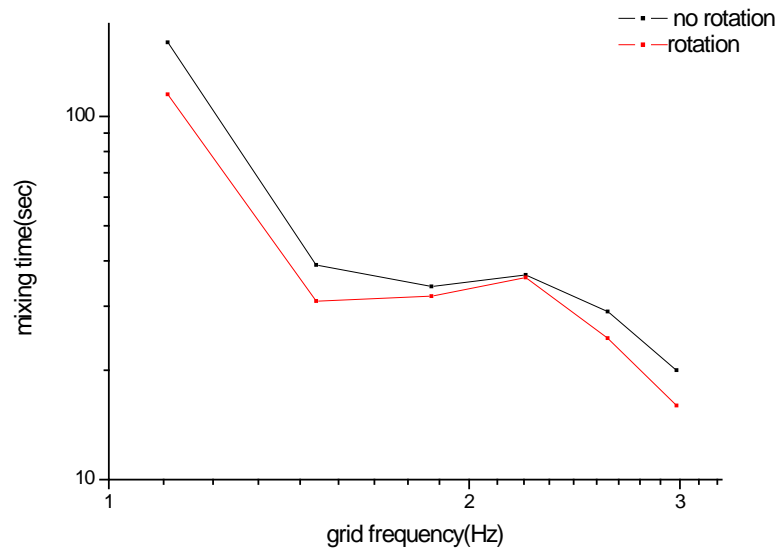
Μελετήθηκε η διασπορά δύο διαφορετικών διαλυμάτων μέσα στην ορθογωνική μεσαία κοιλότητα ( $h/w=1$ ) υπό την επίδραση περιστροφικών δυνάμεων που προκαλούνται από ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Τα διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα εξής.

1. Υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού ( $1010 \text{ kg/m}^3$ )
2. Υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού ( $1020 \text{ kg/m}^3$ )

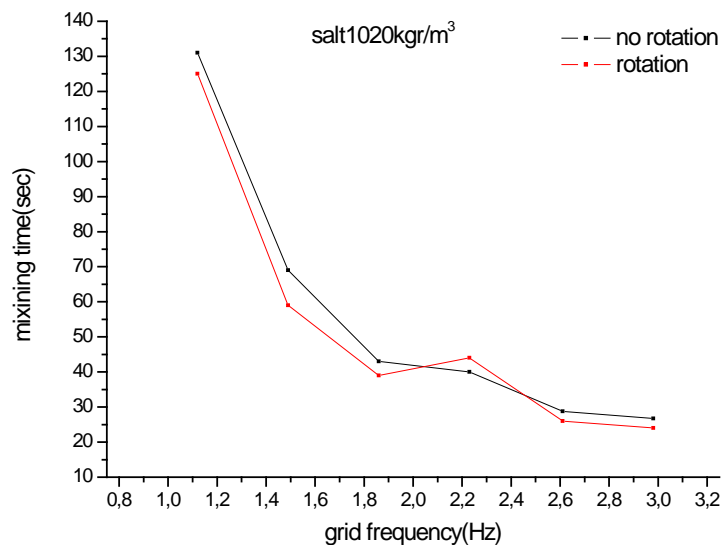
Στα παρακάτω διαγράμματα φαίνεται ο χρόνος διασποράς των διαλυμάτων.



Διάγραμμα 5.78: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο 1010 kg/m<sup>3</sup>) με και χωρίς περιστροφή (γραμμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.79: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο 1010 kg/m<sup>3</sup>) με και χωρίς περιστροφή (λογαριθμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.80: Χρόνος διάλυσης ρύπου (ροδαμίνη-αλατόνερο 1020 kg/m<sup>3</sup>) με και χωρίς περιστροφή (γραμμική κλίμακα)

Η περιστροφική κίνηση που προκαλείται από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο επιδρά στη διάλυση του ρύπου, γιατί ο χρόνος διάλυσης μειώνεται όταν εισάγεται η περιστροφική κίνηση. Ωστόσο, δεν είναι έντονη (όσο θα αναμενόταν) η συμβολή της περιστροφής, ενώ σε μια συχνότητα ταλάντωσης ( $f=2.2$  Hz) στο διάλυμα  $1020 \text{ kg/m}^3$ , ο χρόνος διάλυσης είναι ελαφρώς μεγαλύτερος με την περιστροφή.

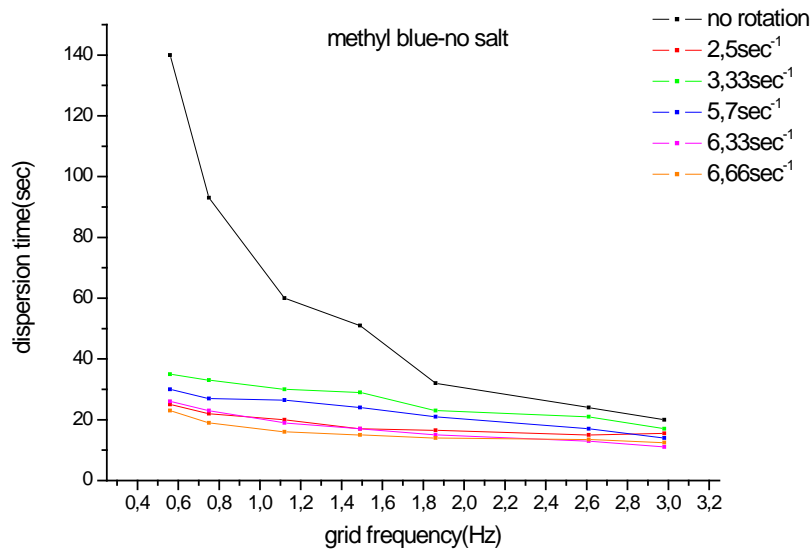
Δεν μπορούν να εξαχθούν συγκεκριμένα συμπεράσματα από τα παραπάνω διαγράμματα και αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η συγκεκριμένη διάταξη δημιουργίας περιστροφικής κίνησης είχε πολλά μειονεκτήματα. Για το λόγο αυτό, επιλέχθηκε άλλη μέθοδος δημιουργίας περιστροφής μέσω μαγνητικού αναδευτήρα (βλ. επόμενη παράγραφο).

## **5.7 Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών περιστροφικών δυνάμεων (μηχανικός τρόπος δημιουργίας περιστροφής)**

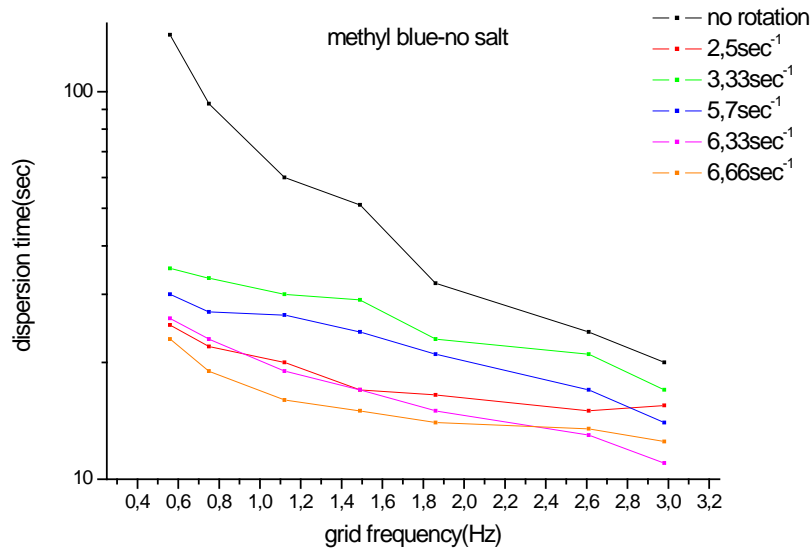
Μελετήθηκε η ανάμιξη τριών διαφορετικών διαλυμάτων μέσα σε κυκλική κοιλότητα υπό την επίδραση περιστροφικών δυνάμεων που προκαλούνται από την περιστροφική κίνηση ενός μαγνήτη στο εσωτερικό της κοιλότητας. Ο μαγνήτης περιστρέφεται υπό την επίδραση μαγνητικού αναδευτήρα σε πέντε διαφορετικές συχνότητες περιστροφής. Σε κάθε συχνότητα περιστροφής το εύρος ταλάντωσης είναι σταθερό ενώ μεταβάλλεται η συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων. Τα διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα εξής.

1. Υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού ( $1010 \text{ kg/m}^3$ )
2. Υδατικό διάλυμα methyl blue-αλατιού ( $1020 \text{ kg/m}^3$ )
3. Υδατικό διάλυμα methyl blue (ανάλατο)

Τα αποτελέσματα φαίνονται στα διαγράμματα που ακολουθούν. Λόγω της μεγάλης διαφοράς στους χρόνους ανάμιξης ανάλογα με τη συχνότητα ταλάντωσης, παραθέτουμε τα αποτελέσματα σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα.

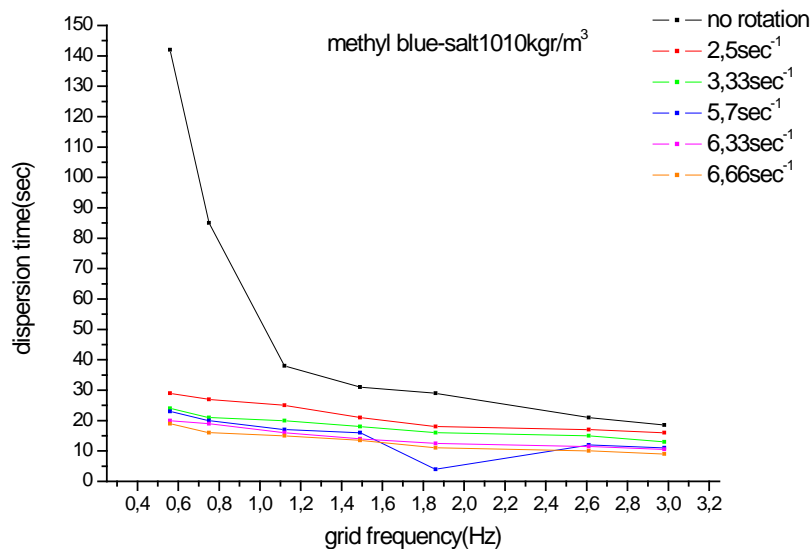


Διάγραμμα 5.81: Χρόνος ανάμιξης ανάλατου διαλύματος methyl blue (γραμμική κλίμακα)

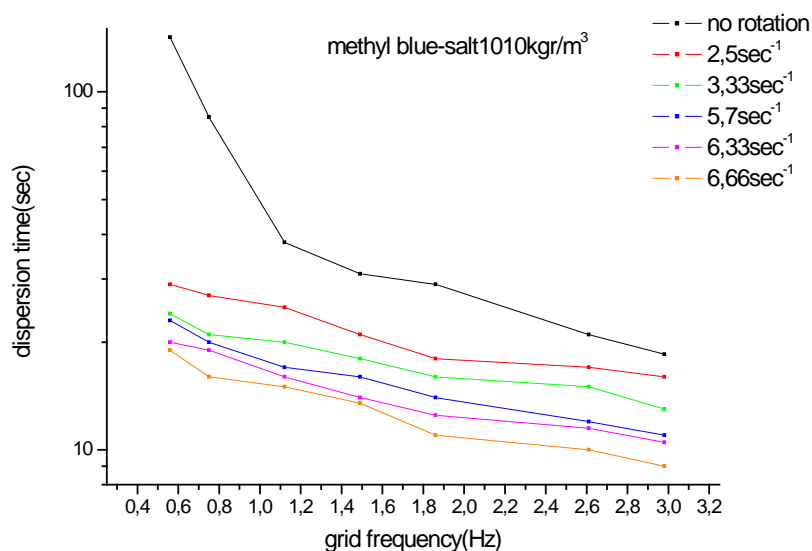


Διάγραμμα 5.82: Χρόνος ανάμιξης ανάλατου διαλύματος methyl blue (λογαριθμική κλίμακα)

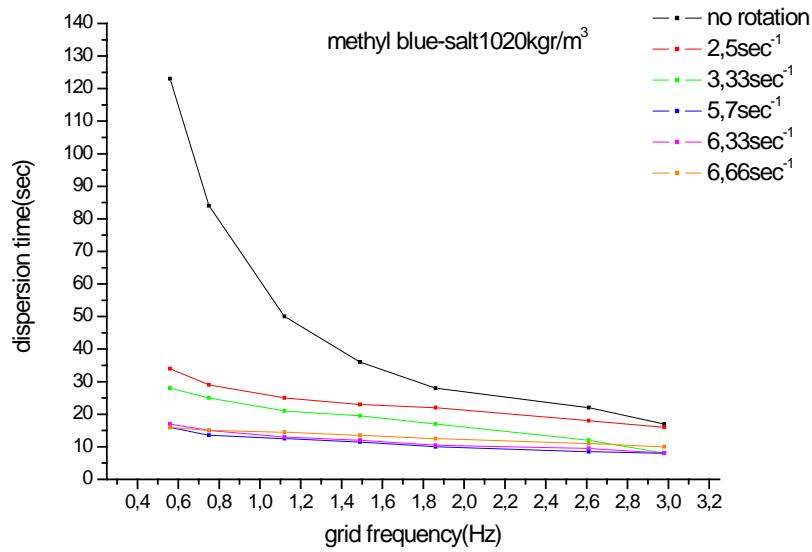




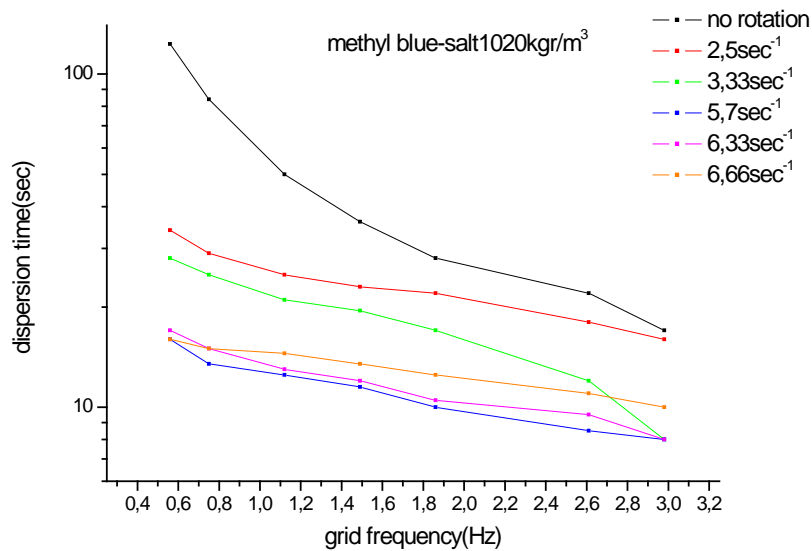
Διάγραμμα 5.83: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue 1010  $\text{kg/m}^3$  (γραμμική κλίμακα)



Διάγραμμα 5.84: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue 1010  $\text{kg/m}^3$  (λογαριθμική κλίμακα)



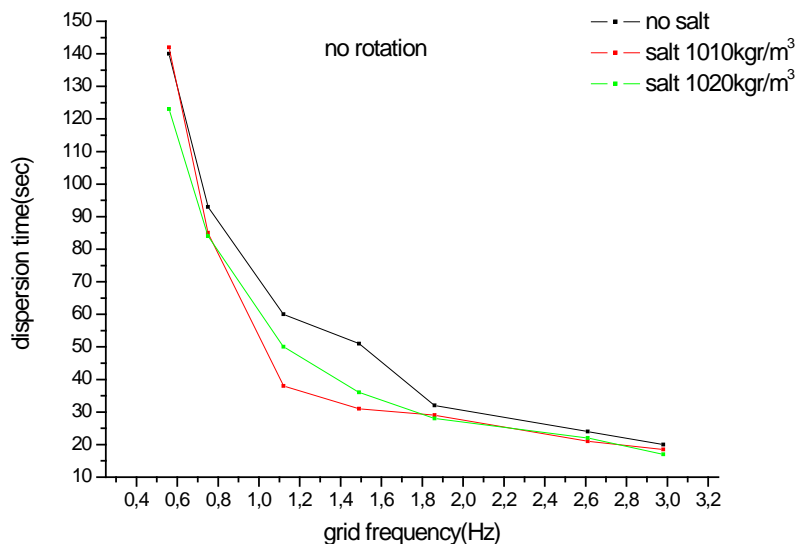
Διάγραμμα 5.85: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue 1020  $\text{kg/m}^3$  (γραμμική κλίμακα)



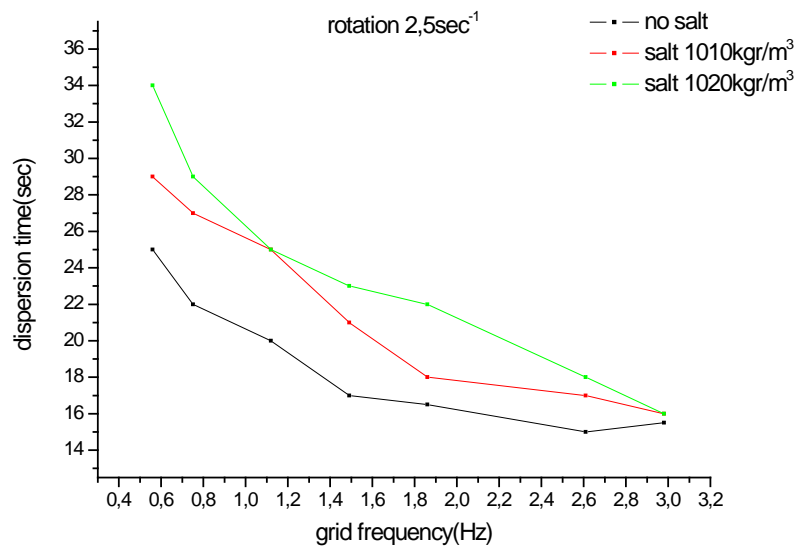
Διάγραμμα 5.86: Χρόνος ανάμιξης διαλύματος methyl blue 1010  $\text{kg/m}^3$  (λογαριθμική κλίμακα)

Από τα παραπάνω διαγράμματα φαίνεται ότι η περιστροφική κίνηση του μαγνήτη ενισχύει την ανάμιξη των διαλυμάτων κυρίως στις χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων. Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης, η τύρβη που δημιουργείται είναι αρκετά έντονη και υπερκαλύπτει την περιστροφική κίνηση, για αυτό σε αυτές τις συχνότητες, οι χρόνοι ανάμιξης για διαφορετικές συχνότητες περιστροφής, δεν έχουν μεγάλη διαφορά μεταξύ τους. Αντίθετα, στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης, δηλαδή μέχρι 1.12 Hz, ο χρόνος ανάμιξης χωρίς περιστροφή, έχει μεγάλη διαφορά με τον αντίστοιχο χρόνο, όταν υπάρχει περιστροφή. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται και στα τρία διαλύματα. Αυτό σημαίνει, ότι στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης, η τύρβη είναι πολύ ασθενής και υπερισχύουν οι περιστροφικές δυνάμεις.

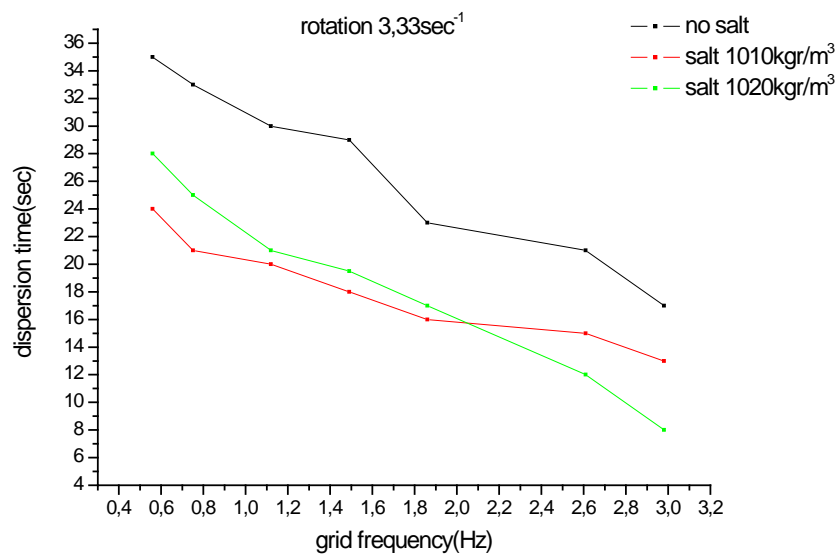
Επίσης, από τα διαγράμματα 5.81-5.82 που αντιστοιχούν στο χρόνο ανάμιξης για το ανάλατο διάλυμα, ο χρόνος ανάμιξης δεν μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας περιστροφής, ενώ αντίθετα στα δύο διαλύματα 1010, 1020 kg/m<sup>3</sup> (διαγράμματα 5.83-5.84) ο χρόνος ανάμιξης μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας περιστροφής. Αυτό μπορεί να φανεί καλύτερα στα παρακάτω διαγράμματα τα οποία δείχνουν το χρόνο ανάμιξης για τα τρία διαλύματα ανά συχνότητα περιστροφής.



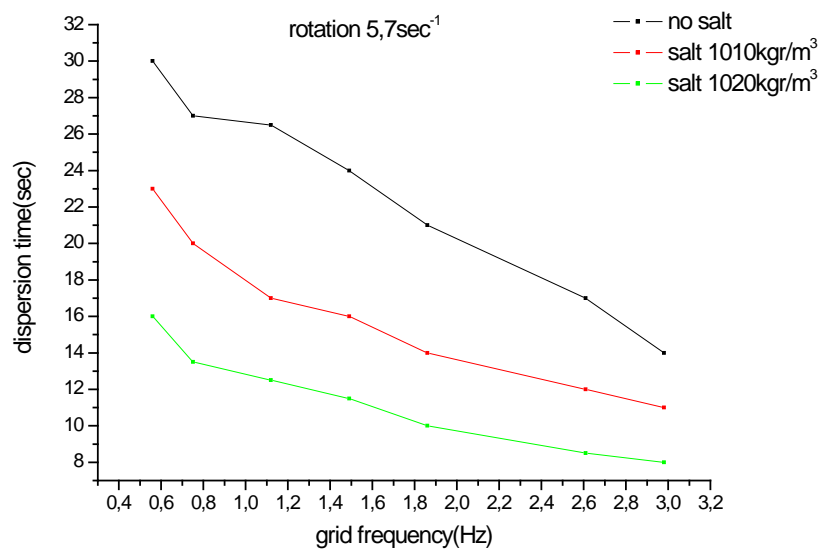
Διάγραμμα 5.87: Χρόνος ανάμιξης (χωρίς περιστροφή)



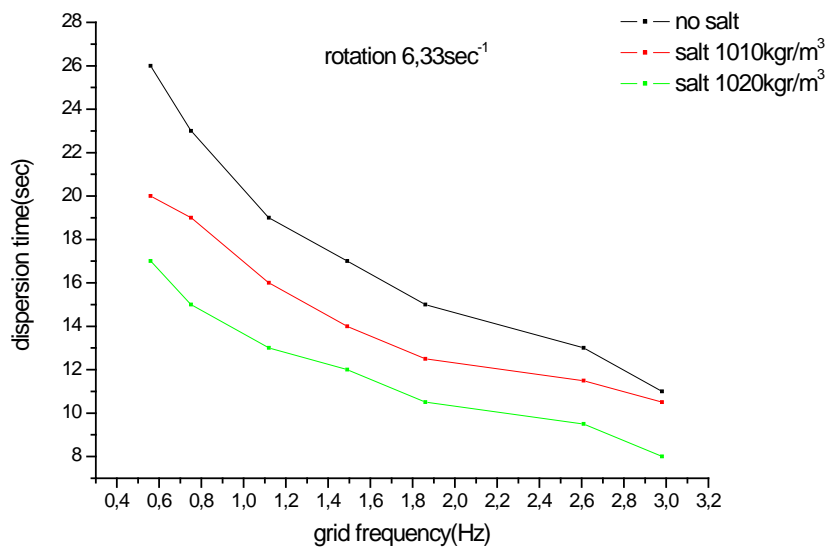
Διάγραμμα 5.88: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή 2,5 s<sup>-1</sup>)



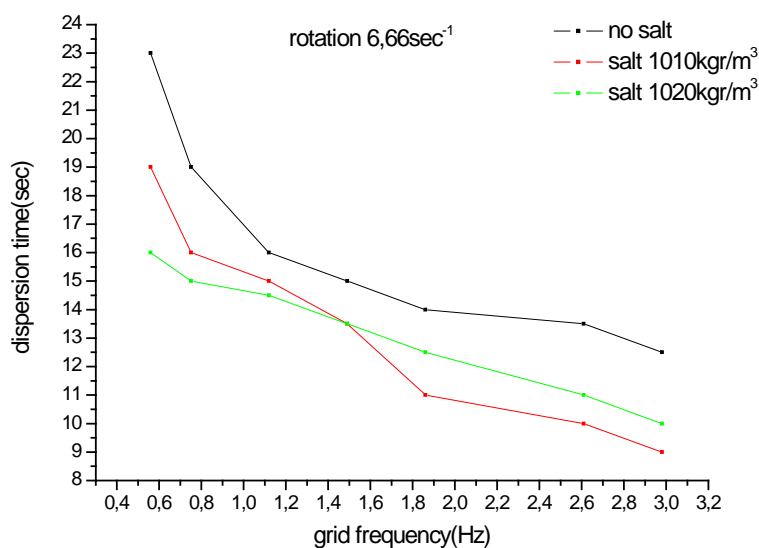
Διάγραμμα 5.89: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή 3,33 s<sup>-1</sup>)



Διάγραμμα 5.90: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή 5,7 s<sup>1</sup>)



Διάγραμμα 5.91: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή 6,33 s<sup>1</sup>)



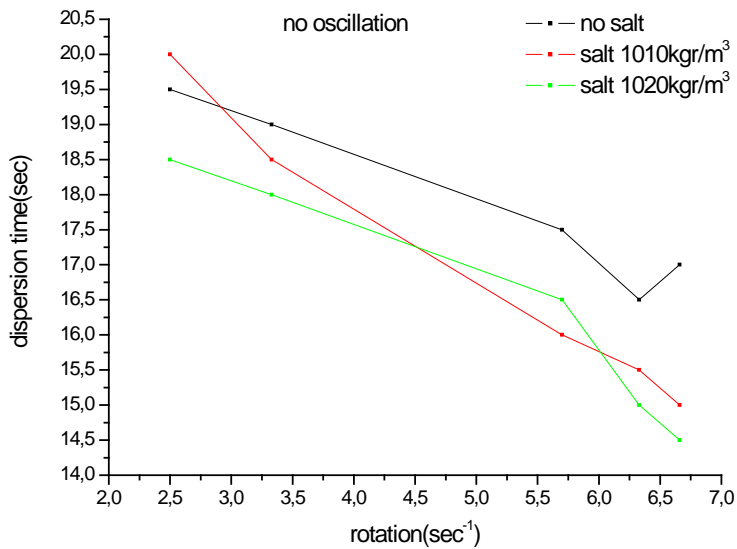
Διάγραμμα 5.92: Χρόνος ανάμιξης (περιστροφή 6,66 s<sup>-1</sup>)

Από τα διαγράμματα 5.87-5.92, φαίνεται ότι, εκτός από τη χαμηλή συχνότητα περιστροφής 2,5 s<sup>-1</sup> (σχήμα 5.88), για τις άλλες τέσσερις συχνότητες περιστροφής, τα αλατισμένα διαλύματα 1010, 1020 kg/m<sup>3</sup> διαλύονται πιο γρήγορα από το ανάλατο διάλυμα. Το γεγονός αυτό έρχεται σε αντίθεση με πειράματα ανάμιξης στις ορθογωνικές κοιλότητες (παρ.6,5), όπου διαπιστώθηκε ότι τα πιο πυκνά αλατισμένα διαλύματα διαλύονται πιο αργά μέσα στις ορθογωνικές κοιλότητες.

Έγινε περαιτέρω διερεύνηση του φαινομένου αυτού, συγκεκριμένα έγιναν πειράματα ανάμιξης των τριών διαλυμάτων μόνο υπό την επίδραση της περιστροφής του μαγνήτη, χωρίς ταλάντωση των πλεγμάτων. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο διάγραμμα 5.93 όπου ο χρόνος διασποράς του πιο πυκνού διαλύματος 1020 kg/m<sup>3</sup>, είναι ο μικρότερος, ενώ το ανάλατο διάλυμα έχει το μεγαλύτερο χρόνο διασποράς. Μία πιθανή εξήγηση για το συγκεκριμένο φαινόμενο είναι η εξής.

Το πυκνότερο διάλυμα, λόγω αρνητικών ανωστικών δυνάμεων, βυθίζεται πιο πολύ μέσα στην κυκλική κοιλότητα, σε σχέση με τα άλλα δύο πιο ελαφρά διαλύματα. Στον πυθμένα της κοιλότητας, είναι πιο έντονη η επίδραση της περιστροφής του μαγνήτη. Επομένως, το πυκνό διάλυμα διασπείρεται, υπό την συνδυασμένη επίδραση της τύρβης από τα πλέγματα, και της περιστροφής από το μαγνήτη. Αντίθετα, στα δύο πιο ελαφρά διαλύματα, είναι πιο ασθενείς οι αρνητικές ανωστικές δυνάμεις, και τα δύο διαλύματα δεν βυθίζονται πολύ μέσα στην κυκλική κοιλότητα. Επομένως, η επίδραση της περιστροφικής κίνησης του

μαγνήτη στη διασπορά τους, είναι μικρότερη σε σχέση με το πυκνό διάλυμα και έτσι ο χρόνος διασποράς είναι λίγο μεγαλύτερος. Φαίνεται από τα παραπάνω, ότι η περιστροφή του μαγνήτη συμβάλλει στη διασπορά των διαλυμάτων ενισχύοντας το έργο της τύρβης, ωστόσο η επίδραση της είναι πιο έντονη τοπικά μέσα στην κοιλότητα.



Διάγραμμα 5.93: Χρόνος διασποράς (χωρίς ταλάντωση των πλεγμάτων)

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα διατριβή μελετήθηκε το ροϊκό πεδίο που παράγουν δύο παλλόμενα σε φάση πλέγματα, η ανάμιξη ρύπου σε ισότροπη, ομογενή τυρβώδη ροή που παράγεται από παλλόμενα πλέγματα, καθώς και η ανάμιξη ρύπου μέσα σε κοιλότητες, οι οποίες βρίσκονται μέσα σε ομογενή, ισότροπη ροή, υπό την επίδραση ανωστικών και περιστροφικών δυνάμεων. Τα κυριότερα συμπεράσματα που εξάγονται με βάση τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο πέντε είναι τα εξής.

### Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής

Από τις μετρήσεις του ροϊκού πεδίου που παράγεται από τα παλλόμενα πλέγματα, φαίνεται ότι η ταχύτητα παρουσιάζει μικρότερες διακυμάνσεις στο κέντρο, σε σχέση με την περιοχή κοντά στα πλέγματα. Επίσης, από τα διαγράμματα πυκνότητας φάσματος ισχύος προκύπτει ότι στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης και στο κέντρο ανάμεσα στα πλέγματα, τα φάσματα προσεγγίζουν το φάσμα Kolmogorov. Επομένως, στο κέντρο στο χώρο ανάμεσα στα πλέγματα, η τύρβη μπορεί να θεωρηθεί ομογενής. Επίσης, ο λόγος  $u/w$  της μετρούμενης rms οριζόντιας προς την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας, τόσο στο κέντρο όσο και κοντά στο δεξί πλέγμα μεταβάλλεται από 0,8-1,3 και βρίσκεται κοντά στην τιμή που ορίζεται στη διεθνή βιβλιογραφία  $u/w=1,05-1,35$  (De Silva και Fernando (1994)). Επομένως, η τύρβη που παράγεται από τα πλέγματα είναι ισότροπη. Από τη σύγκριση, της μετρούμενης rms ταχύτητας με τη θεωρητικά προβλεπόμενη από τον τύπο των Hopfinger και Toly (1976) διαπιστώθηκε διαφορά ανάμεσα στις δύο αυτές τιμές, ωστόσο καλύτερη σύγκλιση συμβαίνει στο κέντρο και στην ενδιάμεση θέση ανάμεσα στα πλέγματα. Επομένως η διαφορά στις δύο σειρές μετρήσεων να μειωθεί με καλύτερη επιλογή τιμής στη σταθερά που υπάρχει στον τύπο Hopfinger και Toly (1976).

Ο υπολογισμός του χρόνου ανάμιξης που έγινε με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής, έδειξε ότι ο χρόνος ανάμιξης μειώνεται με την αύξηση της έντασης της τύρβης. Επίσης, υπολογίστηκε η χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου για διάφορες εντάσεις τύρβης και διαπιστώθηκε μια εκθετική σχέση ακτίνας χρόνου της μορφής:

$$\text{Rad}=c*\text{time}^b$$

Rad=υπολογιζόμενη ακτίνα του ρύπου

b=σταθερά 0.05<b<0.15



Η εξάρτηση της ακτίνας από το χρόνο, όπως υπολογίστηκε πειραματικά, δεν απέχει πάρα πολύ από την εξάρτηση που προτείνει η θεωρία Taylor, ωστόσο η τιμή του εκθέτη στο χρόνο ( $0.05 < b < 0.15$ ) είναι διαφορετική από την αντίστοιχη τιμή ( $b=0.5$ ) της θεωρίας Taylor. Η διαφορά αυτή πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός ότι ο αρχικός σχεδιασμός και οι συνθήκες του πειράματος αναφερόταν σε στιγμιαία απόθεση του ρύπου μέσα σε ομογενή και ισότροπη ροή (θεωρία Richardson), ενώ ο υπολογισμός της ακτίνας υπολογίστηκε με τρόπο ο οποίος παραπέμπει στη θεωρία Taylor.

### Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων

Από τη μέτρηση του ροϊκού πεδίου στο εσωτερικό των τριών κοιλοτήτων προέκυψε ότι η ταχύτητα στα χείλη των κοιλοτήτων είναι ιδιαίτερα αυξημένη γεγονός που παραπέμπει στη δημιουργία δινών. Όσο αυξάνεται η συχνότητα των πλεγμάτων αυξάνεται και η μετρούμενη ταχύτητα στο εσωτερικό της μικρής, και σε μικρότερο βαθμό, της μεσαίας κοιλότητας, ενώ δεν ισχύει κάτι τέτοιο για τη μεγάλη κοιλότητα. Επομένως, όσο αυξάνεται το ύψος στις κοιλότητες, λειτουργεί αποτρεπτικά στο να εισχωρήσει η τύρβη σε αυτές.

Από τον υπολογισμό του χρόνου ανάμιξης των τεσσάρων διαλυμάτων διαφορετικής πυκνότητας, μέσα στις κοιλότητες, διαπιστώθηκε ότι ο χρόνος ανάμιξης/καθαρισμού στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης εμφανίζει ένα μέγιστο, και στη συνέχεια μειώνεται όσο αυξάνεται η συχνότητα ταλάντωσης. Επίσης, στα πυκνότερα διαλύματα ο χρόνος ανάμιξης είναι μεγαλύτερος από τα αντίστοιχα μικρότερης πυκνότητας. Ο μηχανισμός ανάμιξης του ρύπου μέσα στις κοιλότητες είναι ο εξής. Διαπιστώθηκε η δημιουργία δινών στα χείλη και των τριών κοιλοτήτων, οι οποίες ήταν πιο ευδιάκριτες στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, ενώ αντίθετα στις μεγάλες συχνότητες διαλύονται λόγω της έντονης κίνησης των πλεγμάτων. Οι δίνες αυτές δημιουργούνται με συχνότητα ίδια με τη συχνότητα ταλάντωσης των πλεγμάτων, επομένως φαίνεται ότι ο μηχανισμός δημιουργίας τους είναι η κίνηση των πλεγμάτων. Στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης, στο εσωτερικό των κοιλοτήτων επικρατούν αργές μεγάλες δίνες οι οποίες μεταφέρουν ποσότητα του ρύπου στην κορυφή της κοιλότητας, και στη συνέχεια αυτή η ποσότητα μεταφέρεται και διαλύεται από τις δίνες που εμφανίζονται σε αυτό το σημείο. Σε αυτές τις συχνότητες ταλάντωσης εμφανίζεται στρωματοποίηση στα πιο πυκνά διαλύματα,  $1010, 1020 \text{ kg/m}^3$ , γεγονός που σημαίνει ότι οι αρνητικές ανωστικές δυνάμεις δρουν αποτρεπτικά στη δημιουργία μεγάλων δινών στο εσωτερικό των

κοιλοτήτων, και για το λόγο αυτό ο χρόνος ανάμιξης σε αυτές τις περιπτώσεις είναι πολύ μεγάλος.

Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης των πλεγμάτων, οι δίνες που εμφανίζονται στα χείλη των κοιλοτήτων διαλύονται γρήγορα λόγω της μεγάλης ταχύτητας των πλεγμάτων, οπότε δεν συμβάλλουν πολύ στη διασπορά του ρύπου στις κοιλότητες. Στο εσωτερικό των κοιλοτήτων οι μεγάλες αργές δίνες έχουν αντικατασταθεί από την τύρβη η οποία πλέον εισχωρεί μέσα στις κοιλότητες και προκαλεί την ανάμιξη του ρύπου. Το μέγιστο του χρόνου ανάμιξης που εμφανίζεται σε συχνότητα  $f=1.12$  Hz εξηγήθηκε ως εξής. Σε αυτή τη συχνότητα ταλάντωσης, στο εσωτερικό των κοιλοτήτων η τύρβη ακόμα είναι ασθενής, ενώ στην κορυφή οι δίνες που σχηματίζονται, πλέον δεν έχουν μεγάλη διάρκεια ζωής λόγω της αυξημένης ταχύτητας των πλεγμάτων και επομένως δεν μπορούν να συμβάλλουν στην ανάμιξη του ρύπου.

Επομένως, από τα παραπάνω φαίνεται ότι ο κύριος μηχανισμός ανάμιξης του ρύπου στις κοιλότητες, στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης, είναι η δημιουργία δινών στο εσωτερικό και στα χείλη των κοιλοτήτων. Οι δίνες αυτές δημιουργούνται από την κίνηση των πλεγμάτων. Στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης, η τύρβη είναι ασθενής οπότε συμβάλλει ελάχιστα στην ανάμιξη του ρύπου. Το ύψος των κοιλοτήτων και η πυκνότητα των διαλυμάτων εμποδίζουν την ανάμιξη των διαλυμάτων. Στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης, η τύρβη είναι ισχυρή επιταχύνοντας την ανάμιξη των διαλυμάτων, ενώ το ύψος των κοιλοτήτων και η πυκνότητα των διαλυμάτων δεν επηρεάζουν σημαντικά την ανάμιξη.

#### Τυρβώδης διάχυση υπό την επίδραση ανωστικών-περιστροφικών δυνάμεων

Η μέθοδος δημιουργίας περιστροφικής κίνησης με τη χρήση ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είχε πολλά μειονεκτήματα και δυσκολίες και για το λόγο αυτό επιλέχθηκε η δημιουργία περιστροφής με τη χρήση μαγνητικού αναδευτήρα. Από τον υπολογισμό του χρόνου διασποράς των τριών διαλυμάτων διαφορετικής πυκνότητας στην κυκλική κοιλότητα, διαπιστώθηκε ότι η περιστροφή συμβάλλει στη διασπορά πιο έντονα στις μικρές συχνότητες ταλάντωσης. Αντίθετα, στις μεγάλες συχνότητες ταλάντωσης η συμβολή της περιστροφικής κίνησης είναι μικρή καθώς υπερκαλύπτεται από την έντονη τύρβη που επικρατεί.

Επίσης, παρατηρήθηκε ότι τα αλατισμένα διαλύματα 1010, 1020  $\text{kg}/\text{m}^3$  διαλύονται πιο γρήγορα από το ανάλατο διάλυμα, γεγονός που έρχεται σε αντίθεση με πειράματα διασποράς στις ορθογωνικές κοιλότητες όπου διαπιστώθηκε ότι τα πιο πυκνά αλατισμένα διαλύματα διαλύονται πιο αργά μέσα στις ορθογωνικές κοιλότητες. Το φαινόμενο αυτό αποδόθηκε στο γεγονός ότι το πυκνότερο διάλυμα, λόγω αρνητικών

ανωστικών δυνάμεων, βυθίζεται πιο πολύ μέσα στην κυκλική κοιλότητα, σε σχέση με τα άλλα δύο πιο ελαφρά διαλύματα και επομένως δέχεται πιο έντονα την επίδραση της περιστροφής του μαγνήτη.

## Προτάσεις

- Η ταυτόχρονη καταγραφή του ροϊκού πεδίου στο εσωτερικό και την κορυφή των κοιλοτήτων με κάποιο ανάλογο μετρητικό σύστημα (π.χ. Particle Image Velocimetry PIV) θα μπορούσε να δώσει πολύτιμες πληροφορίες για τις δίνες που σχηματίζονται.
- Η επίδραση της ανισότροπης τύρβης στην ανάμιξη του ρύπου αποτελεί ένα ενδιαφέρον φαινόμενο προς διερεύνηση.
- Η ενδελεχής μελέτη της επίδρασης περιστροφικών δυνάμεων, σε συνδυασμό με ανωστικές δυνάμεις, στην ανάμιξη του ρύπου θα αποτελούσε πρωτότυπη επιστημονική δουλειά, καθώς στην παρούσα διατριβή δεν έγινε εφικτή η ολοκληρωμένη μελέτη του φαινομένου.

## ΤΕΧΝΙΚΟ ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

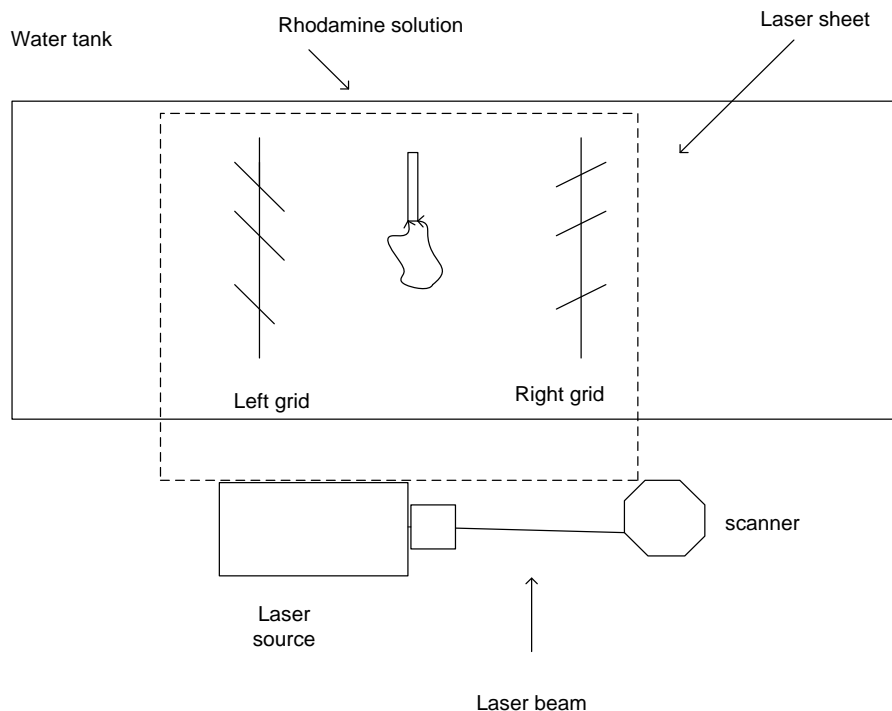
### 1. Περιγραφή της πειραματικής διάταξης οπτικοποίησης της ροής (μέθοδος LIF)

Στη συγκεκριμένη παράγραφο γίνεται μία αναλυτική περιγραφή της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για την οπτικοποίηση της ροής, στα πειράματα της τυρβώδους διάχυσης σε ισότροπη ροή και στα πειράματα της τυρβώδους διάχυσης με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων (χρήση κοιλοτήτων).

#### Τυρβώδης διάχυση σε ισότροπη ροή με μικρή μέση ταχύτητα ροής/ οπτικοποίηση της ροής

Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 4.2 χρησιμοποιήθηκε, η μέθοδος LIF (Laser Induced Fluorescence) για την οπτικοποίηση της ροής. Ως πηγή ακτινοβολίας χρησιμοποιήθηκε ένα laser της εταιρίας Shanghai Lasers Technology, του οποίου η εκπεμπόμενη ακτινοβολία είναι στα 532nm.

Η ακτίνα του laser προσπίπτει κάθετα σε ένα ταχύτατα περιστρεφόμενο πολυγωνικό καθρέφτη και δημιουργείται με αυτόν τον τρόπο ένα κατακόρυφο φύλλο φωτός. Η διάταξη του laser τοποθετήθηκε στο πάτωμα του εργαστηρίου, κάτω ακριβώς από τον πυθμένα της δεξαμενής, κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε η διάταξη έκλυσης της ροδαμίνης να βρίσκεται ακριβώς στο κέντρο του φύλλου φωτός. Ο πυθμένας της δεξαμενής είναι διαφανής, κατασκευασμένος από plexiglass, οπότε μπορεί να εισέρχεται το επίπεδο του φωτός μέσα στη ροή. Η διάταξη έκλυσης της ροδαμίνης αποτελείται από ένα οριζόντιο κυλινδρικό ανοξείδωτο κομμάτι στην άκρη του οποίου έχει τοποθετηθεί ένα πολύ λεπτό μεταλλικό πλέγμα (περιγράφεται στην παράγραφο 4.2). Το οριζόντιο κυλινδρικό κομμάτι, είναι ενωμένο με ένα κάθετο λεπτό μεταλλικό σωλήνα στο εσωτερικό του οποίου τοποθετήθηκε πλαστικό σωληνάκι το οποίου η μία άκρη είναι συνδεδεμένη με δοχείο και η άλλη άκρη καταλήγει στο οριζόντιο κυλινδρικό κομμάτι. Το δοχείο ήταν γεμάτο με υδατικό διάλυμα ροδαμίνης 70 ppm και μέσω μίας μικρής αντλίας γινόταν η τροφοδότηση ροδαμίνης από το δοχείο στη διάταξη έκλυσης, και στη συνέχεια διαχεόταν η ροδαμίνη μέσα στη ροή.



Σχήμα 1: Απεικόνιση πειραματικής διάταξης της μεθόδου LIF

Η διάταξη του laser τοποθετήθηκε κάτω από τη δεξαμενή κατά τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε το κατακόρυφο επίπεδο φωτός να τέμνει κάθετα στο άκρο της οριζόντιας κυλινδρικής διάταξης. Έτσι, η έκλυση της ροδαμίνης γινόταν ακριβώς πάνω στο επίπεδο φωτός, και ήταν δυνατή η οπτικοποίηση της ροής. Η διαδικασία των μετρήσεων ήταν η εξής.

Τα πλέγματα τέθηκαν σε ταλάντωση, μέσα στη δεξαμενή η οποία ήταν γεμάτη με νερό, μέσω του ηλεκτρομαγνητικού ταλαντωτή, με σταθερό πλάτος και συχνότητα ενώ ενεργοποιήθηκε το σύστημα LIF και δημιουργήθηκε το κάθετο επίπεδο φωτός. Μετά από την έλευση ικανού χρονικού διαστήματος ώστε να επέλθουν σταθερές συνθήκες ροής, γινόταν η έκλυση της ροδαμίνης (σταθερή ποσότητα 5,3 ml) μέσα στη ροή, η οποία διαρκούσε περίπου 10sec. Το φαινόμενο βιντεοσκοπήθηκε με την ψηφιακή κάμερα Canon dvd camcorder PAL D C21 και η λήψη διαρκούσε μέχρι να διαλυθεί πλήρως η ροδαμίνη. Η ίδια διαδικασία συνεχίστηκε για τις υπόλοιπες συχνότητες και εύρη ταλάντωσης που αναφέρονται στον πίνακα 4.4.

Τυρβώδης διάχυση με μικρή μέση ταχύτητα ροής υπό την επίδραση ανωστικών δυνάμεων/μελέτη της διάχυσης με τη μέθοδο της οπτικοποίησης της ροής

Στα συγκεκριμένα πειράματα, στα οποία μελετήθηκε η ανάμιξη τεσσάρων διαφορετικών διαλυμάτων ροδαμίνης μέσα σε κοιλότητες, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος LIF για την οπτικοποίηση της ροής. Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε είναι η ίδια με αυτή περιγράφηκε παραπάνω. Στα συγκεκριμένα πειράματα χρησιμοποιήθηκε εναλλακτικά το σύστημα Laser Lavisision και η δημιουργία του επιπέδου φωτός γινόταν μέσω του περιστρεφόμενου πολυγωνικού καθρέφτη. Η διάταξη έκλυσης της ροδαμίνης διαφοροποιήθηκε σε σχέση με τα προηγούμενα πειράματα, στο γεγονός ότι το κάθετο σωληνάκι κατέληγε σε δύο οριζόντια ακροφύσια, τα οποία τοποθετήθηκαν ακριβώς στην άκρη πλάγιων τοιχωμάτων των κοιλοτήτων.

Η διαδικασία των μετρήσεων ήταν η εξής.

Τοποθετήθηκε μέσα στη δεξαμενή η μεγάλη κοιλότητα ( $AR=H/W=2$ ) και τα πλέγματα τέθηκαν σε ταλάντωση με σταθερό πλάτος  $x_0=6$  cm και συχνότητα  $f=0,47$ Hz ενώ ενεργοποιήθηκε το laser για τη δημιουργία του επιπέδου φωτός. Μετά από αρκετό χρονικό διάστημα στο οποίο η ροή είχε σταθεροποιηθεί, γινόταν η έκλυση της ροδαμίνης (σταθερή ποσότητα 5,3 ml) μέσα στην κοιλότητα, η οποία διαρκούσε περίπου 10sec. Το φαινόμενο βιντεοσκοπήθηκε με την ψηφιακή κάμερα Canon dnd camcorder PAL D C21 και η λήψη διαρκούσε μέχρι να διαλυθεί πλήρως η ροδαμίνη στο επίπεδο του φωτός μέσα στην κοιλότητα. Η διαδικασία επαναλήφθηκε για τις υπόλοιπες συχνότητες ταλάντωσης (βλ. πίνακα 4.5) και στη συνέχεια, για τις άλλες δύο κοιλότητες.

## 2. Υπολογισμός κεντροειδούς του ρύπου

Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 4.2 υπολογίστηκε το κέντρο βάρους του ρύπου μέσω κώδικα που αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Matlab. Στις παρακάτω γραμμές παρατίθεται ο κώδικας και αναπτύσσεται η διαδικασία υπολογισμού. Ο κώδικας διαβάζει κάθε frame από τα βίντεο στα οποία καταγράφεται η διάχυση του ρύπου μέσα στη ροή. Η ταχύτητα λήψης της κάμερας ήταν 25 frames ανά δευτερόλεπτο, οπότε ανάλογα με τη διάρκεια του κάθε βίντεο προέκυπτε και ο ανάλογος αριθμός από frames. Σημειώνεται ότι τα αρχεία-βίντεο ήταν σε μορφή avi ώστε να είναι δυνατή η επεξεργασία τους.

Αρχικά, ορίζονται οι συντεταγμένες μίας μικρής περιοχής του frame στην οποία διασπείρεται ο ρύπος. Σε αυτή την περιοχή

υπολογίζεται η μέση τιμή της φωτεινότητας (intensity) και στη συνέχεια υπολογίζονται οι συντεταγμένες του κέντρου βάρους με βάση τον τύπο που προκύπτει από το θεώρημα των ροπών:

$$x_c I = x_1 I_1 + x_2 I_2 + \dots + x_i I_i$$
$$y_c I = y_1 I_1 + y_2 I_2 + \dots + y_i I_i$$

```
clear all;
tic

yl = 270;
yr = 500;
xl = 245;
xr = 530;

frame = (0:70);

x = [1:(xr-xl)+1]';
y = [1:(yr-yl)+1]';

for j=1:length(frame)
    waitbar(j/length(frame))
    file = sprintf('frame%0.4i',frame(j));
    a = double(imread(file, 'png'));
    I = a(xl:xr,yl:yr);
    su = sum(sum(I));
    xc(j) = sum(x'*I)/su+xl;
    yc(j) = sum(y'*I)/su+yl;
end

xc
yc
matr = [xc' yc']
dlmwrite('C:\AFRODITI\TELIKA_VIDEO\19AA1_KOMMENA\f2_s62\centr.txt',ma
tr,'\t');
```

### 3. Χρονική μεταβολή της ακτίνας του ρύπου

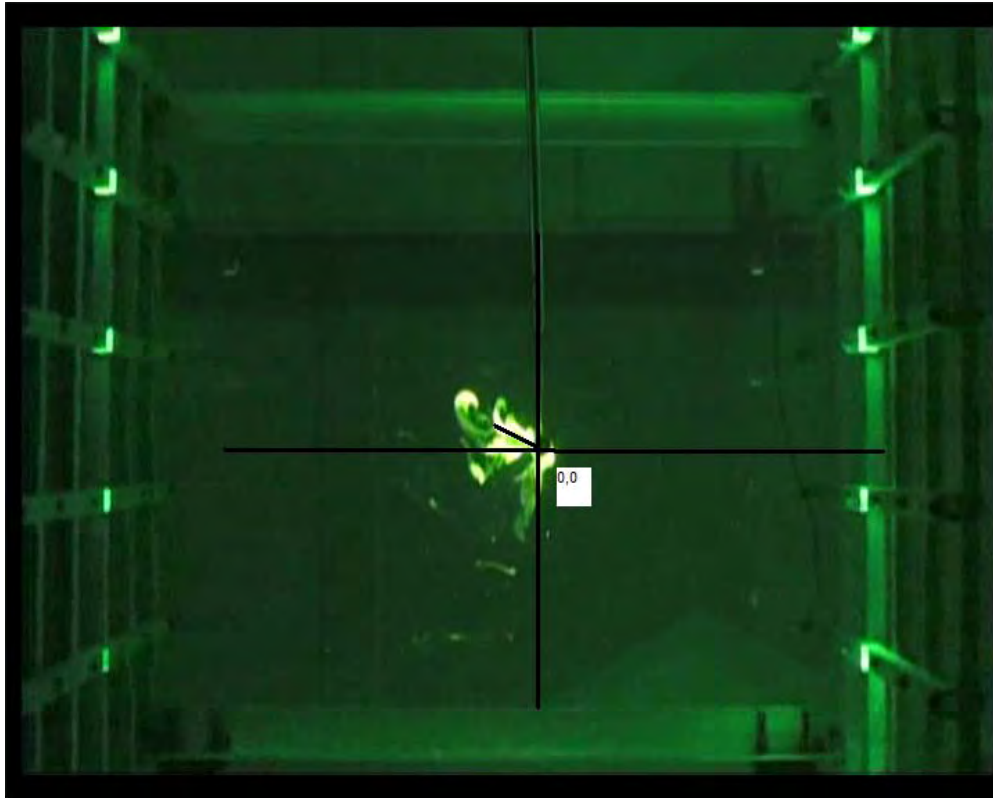
Παρακάτω φαίνεται ο κώδικας σε περιβάλλον Matlab ο οποίος υπολογίζει τη μέση ακτίνα ανά frame. Αρχικά, ορίζεται μια μικρή περιοχή του frame στην οποία διαχέεται ο ρύπος. Στην συνέχεια γίνεται αλλαγή του συστήματος συντεταγμένων ως προς το κέντρο του frame, (βλ. εικόνα 1) το οποίο επιλέγεται να συμπίπτει με την άκρη από το σωληνάκι και μετατροπή των καρτεσιανών σε πολικές συντεταγμένες. Με αυτόν τρόπο σε κάθε σημείο του frame (συγκεκριμένα στην καθορισμένη περιοχή του frame) αντιστοιχεί μία γωνία και μία ακτίνα. Τελικά η μέση ακτίνα υπολογίζεται βάσει της σχέσης:

$$r_m \Sigma I = \Sigma (I_i r_i)$$

$r_m$  = μέση ακτίνα

$\Sigma I$  = μέση φωτεινότητα στην καθορισμένη περιοχή του frame

$I_i r_i$  = γινόμενο φωτεινότητας και ακτίνας σε κάθε σημείο της περιοχής.



Εικόνα 1: Αντιστοίχιση συστήματος συντεταγμένων στο frame

```
clc;  
clear all;  
tic  
xl = 301;  
xr = 481;  
yl = 236;
```



```

yr = 391;

frame = (0:76);

%***** diavasma sugekrimenis perioxis tou frame
*****
for j=1:length(frame)
    waitbar(j/length(frame))
    file = sprintf('frame%0.4i',frame(j));
    a = double(imread(file,'png'));
% a =
double(imread('C:\AFRODITI\TELIKA_VIDEO\19AA1_KOMMENA\f2_s62\frame200
','png'));
    I = a(xl:xr,yl:yr);
    [x y] = find(I==I);

%**** allagi sustimatos suntetagmenon os pros kentro tou frame
*****
    x2=x+xl-2;
    y2=y+yl-2;
    yf=y2-435;
    xf=311-x2;
    matr = [x2 y2 I(:)];
    matr2 = [xf yf I(:)];

%**** metatropi kartesianon se polar
*****
    r=sqrt(xf.^2+yf.^2);
    [a b] = size(matr2);
    for i=1:a

        if yf(i)>=0 & xf(i)>=0
            w=abs(xf(i)./yf(i));
            angle(i) = (180/pi)*atan(w);
        elseif yf(i)<0 & xf(i)>0,
            w=abs(xf(i)./yf(i));
            angle(i) = (180/pi)*atan(w)+90;
        elseif yf(i)<0 & xf(i)<0
            w=abs(xf(i)./yf(i));
            angle(i) = (180/pi)*atan(w)+180;
        else
            w=abs(xf(i)./yf(i));
            angle(i) = (180/pi)*atan(w)+270;
        end
    end

%***** auksousa taksinomisi tis gonias
*****
    [angleb ii] = sort(angle);
    I2 = I(:);
    I3 = I2(ii);
    r2 = r(ii);

    matr3 = [angle' r I(:)];
    matr4 = [angleb' r2 I3];

```

```

%dlmwrite('C:\AFRODITI\TELIKA_VIDEO\19AA1_KOMMENA\f2_s62\frame682.txt
',matr3,'\t')

%***** interpolation
*****
[angle2,rad2] = meshgrid(0:1:360,0:1:245);
[xi,yi]=pol2cart(angle2,rad2);
[X,Y] = pol2cart(angleb(1:end-1),(r2(1:end-1))');
Iint = griddata(X,Y,I3(1:end-1),xi,yi);
rm(j) = sum(sum(Iint.*rad2))/sum(sum(Iint));
end

dlmwrite('C:\AFRODITI\TELIKA_VIDEO\CAVITY\SAKIS\E_KOMMENA_1010\f4_s45
\mesi_aktina.txt',rm,'\n')
plot(rm)
toc

```

## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Atkinson J., Damiani L., Harleman D. (1987) ‘ a comparison of velocity measurements using a laser anemometer and a hot film probe, with application to grid stirring entrainment experiments’ *Phys.Fluids* 30,3290-3292
2. Batchelor G.K. (1949) ‘Diffusion in a field of homogeneous turbulence I Eulerian analysis’ *Austral. J. Sci. Res.* 2437–450.
3. Batchelor G.K. (1956) ‘The Theory of Homogeneous Turbulence’. *Cambridge: Cambridge University Press* 197 pp.
4. Bearman,P.W., Graham, J.M.R.& Singh,S. (1979) ‘Forces on cylinders in harmonically oscillating flow’ *In Mechanics of Wave Induced Forces on Cylinders.*
5. Boffetta G. and I.M.Sokolov (2002) ‘Relative dispersion in fully developed turbulence: The Richardson's Law and Intermittency Corrections’ *Physical Review Letters* 88, 094501
6. Boffetta G. and I.M.Sokolov (2002) ‘Statistics of two-particle dispersion in two-dimensional turbulence’ *Physics of Fluids* 14, 3224
7. Buchholz J., A. Eidelman, T. Elperin, G. Grunefeld, N. Kleeorin, A. Krein and I. Rogachevskii (2004) ‘Experimental Study of Turbulent Thermal Diffusion in Oscillating Grids Turbulence’ *Experiments in Fluids*, 36, 879-887
8. Cheng, N.S. and Law, A.W.K. (2001) "Measurements of Turbulence Generated by Oscillating Grid", *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 127, No. 3, pp. 201-208
9. Davidson P. (2004) ‘Turbulence: an introduction for scientists and engineers’. *In Oxford University Press New York, NY: Oxford University Press.*
- 10.DeSilva P. D and Fernando H. J. S. (1994) “Oscillating grids as a source of nearly isotropic turbulence,” *Phys. Fluids* 6, 2455
- 11.Fang L C, Nicolaou D and Cleaver J W. (1999) ‘Transient removal of a contaminant fluid from a cavity’.*Int.J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pp 605
- 12.Ferrier, A., D. Funk, and P. Roberts. (1993) ‘Application of optical techniques to the study of plumes in stratified fluids’ *Dyn. of Atmosph. Ocean.*, 20:155-183
- 13.Fischer.H., Imberger J. (1979) ‘mixing in inland and coastal waters’

14. Hannoun I and List E. (1988) 'turbulent mixing at a shear-free density interface' *J.Fluid. Mech.*, 189:211-234
15. Honji, H. (1981) 'Streaked flow around an oscillating circular cylinder.' *J.Fluid Mech.* 107, 509-520.
16. Hopfinger, E. J., and Toly, J. A. (1976) "Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces." *J. Fluid Mech.*, Cambridge, U.K., Part 1, 155-175.
17. Ibbetson, A., and Tritton D. J. (1975) 'Experiments on turbulence in rotating fluid' *J. Fluid Mech.*, 68, 639-672.
18. Ishihara, T. and Kaneda Y. (2002) 'Relative diffusion of a pair of fluid particles in the inertial subrange of turbulence' *Phys. Fluids*, 14(11), L69-L72.
19. Jacquin, J., O. Leuchter, C. Cambon, and J. Mathieu, (1990) 'Homogeneous turbulence in the presence of rotation' *J. Fluid Mech.*, 220, 1-52.
20. Julien, M. C., Paret, J. Tabeling, P. (1999) 'Richardson pair dispersion in two-dimensional turbulence' *Phys. Rev. Lett.* 82, 2872-2875.
21. Kármán Th. Von (1930) "Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz", Proc. 3rd International Congress on Applied Mechanics (Stockholm);; "Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz", I, Ed. C. W. Oseen and W. Weibull, eds.), (AB Sveriges Lifografiska Tryckenier), 1931, 85-93.
22. Kirkpatrick M P, Armfield S W. (2005) 'Experimental and large eddy simulation results for the purging of salt water from a cavity by an overflow of fresh water' *Int.J. Heat Mass Transfer*. Vol. 48, pp 341-359
23. Kolmogorov A.N. (1941) 'Energy dissipation in locally isotropic turbulence'. *Doklady AN SSSR* 32 19-21.
24. Kolmogorov A.N. (1941) 'Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers' *Doklady AN SSSR* 30 299-303.
25. Mohamed M. S. and LaRue J. C. (1990) "The decay power law in grid-generated turbulence," *J. Fluid Mech.* 219, 195
26. Monin, A. S. and Yaglom A. M. (1975): "Statistical fluid mechanic

Mechanics of turbulence," v.2, MIT Press.

27. Morize C. and Moisy F. (2006) 'Energy decay of rotating turbulence with confinement effects' *Phys. Fluids* 18, 065107-9
28. Obukhov A.M. (1941) 'Spectral energy distribution in a turbulent flow' *Dokl. Akad. Nauk. SSSR, ser, Geogr. I Geofiz.* ,5, No.4-5, 453-466
29. Orlins, J.J. and Gulliver J.S. (2003) "Turbulence Quantification and Sediment Resuspension in an Oscillating Grid Chamber," *Experiments in Fluids*, 34(6), 662-677.
30. Ott S., and Mann J. (2000) 'An experimental investigation of the relative diffusion of particle pairs in three-dimensional turbulent flow' *J. Fluid Mech.*, 422, 207–223.
31. Prandtl L. (1925) 'Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz' *Zs. angew. Math. Mech.* 5 136–139.
32. Resagk C, du Puits, R. Thess, A. (2003) 'Error estimation of laser-Doppler anemometry measurements in fluids with spatial inhomogeneities of the refractive index' *Experiments in Fluids*, 35 357-363
33. Richardson LF. (1926) 'Atmospheric diffusion shown on a distance neighbor graph'. *Proc. R. Soc. London Ser. A* 110:709–37.
34. Rossi, L, Vassilicos, J C , Hardalupas, Y (2006) 'Electromagnetically controlled multi-scale flow' *J. Fluid Mech.*, Vol: 558,, Pages: 207 – 242.
35. Rouse, H (1939) 'Experiments on the mechanics of sediment suspension' *Proc., 5<sup>th</sup> Int. Congr. Of Appl. Mech., Cambridge, Mass.*, 550-554
36. Sarpkaya, T. (1986) 'Force on a cylinder in viscous oscillatory at low Keylegan-Carpenter number' *Journal Fluid Mech.* 165, 61-71.
37. Sawford B. L., (2001) 'Turbulent relative dispersion' *Annu. Rev. Flu Mech.*, 33, 289–317.
38. Schulz H., J.Jansen ( 2006) 'Experiments and theory for two grids turbulence' *J. Braz. Soc. Mech. Sci. & Eng.* vol.28 no.2 Rio de Janeiro Apr./June
39. Schumacher J. (2008) 'Lagrangian Dispersion and Heat Transport in Convective Turbulence' *Phys.Rev.Lett.* 100,134502.

40. Shy, S.S, Jang, R.H., Tang, C.Y., (1996) "Simulation of turbulent burning velocities using aqueous autocatalytic reactions in a near-homogeneous turbulence", *Combustion and Flame*, Vol. 105, pp 54-67.
41. Shy, S.S, Tang, C.Y. & Fann, S.Y. (1997) "A nearly isotropic turbulence generated by a pair of vibrating grids", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 14, pp 251-262.
42. Srdic A., H. J. S. Fernando, L. Montenegro (1996) 'Generation of nearly isotropic turbulence using two oscillating grids', *Experiments in Fluids* 20 395-397
43. Strag E J, Fernando H J S. (2004) 'Shear induced mixing and transport from a rectangular cavity' *J. Fluid Mech.* Vol. 520, pp 23-49
44. Sugihara Y., M. Migita, H. Honji, (2004) 'Orderly flow structures in grid-generated turbulence with background rotation' *Fluid Dynamics Research*, vol.36.
45. Taylor G.I. (1921) 'Diffusion by continuous movements' *Proc. Lond. Math. Soc.* 20 196-211.
46. Taylor G.I. (1915) 'Eddy motion in the atmosphere' *Phil. Trans. R. Soc. London* A215 1-26.
47. Taylor G.I. (1935) 'Statistical theory of turbulence' I-III. *Proc. R. Soc. London* A151 421-464.
48. Taylor G.I. (1932) 'The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion' *Proc. R. Soc. London* A135 685-706.
49. Tennekes H., J. L. Lumley (1979) 'A First Course in Turbulence',
50. Thompson, S. M., and Turner, J. S. (1975) "Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid." *J. Fluid Mech.*, Cambridge, U.K., 67, 349-368.
51. Tighe S and Middleman S. (1985) 'An experimental study of convection-aided removal of a contaminant from a cavity in a surface' *Chem. Eng. Commun.* Vol. 33, pp 149-157
52. Villermaux, E., Sixou, B. & Gagne, Y. (1995) "Intense vortical structures in grid-generated turbulence", *Phys. Fluids*, Vol. 7, pp. 2008-2013.
53. Williams B. S., D. Marteau, and J. P. Gollub (1997) 'Mixing of a

- passive scalar in magnetically forced two- dimensional turbulence'  
*Phys. Fluids* 9,2061
54. Williamson, C.H.K. (1985) 'Sinusoidal flow relative to circular cylinders' *J.Fluid Mech.*155 141-174.
55. Yeh, Y. & Cummins, H. (1964) 'Localised fluid flows measurements with a He-Ne laser spectrometer'. *Appl. Phys. Lett.*, 4, pp. 176-178.
56. Σταπουριζη Ε., (2005) 'μηχανική ρευστών',
57. Τσαγγάρη Σ. (1995) 'μηχανική των ρευστών',