



**Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας**  
**Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών**  
*Πολυτεχνική Σχολή*

**ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΡΥΘΜΟΥ  
ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ  
ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΕ ΡΟΗ ΓΥΡΩ ΑΠΟ  
ΣΤΡΟΒΙΛΟ RUSHTON ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ  
PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY**



**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

Παπαβραμίδης Κωνσταντίνος

**Επιβλέπων καθηγητής:**  
**Δρ. Τομπουλίδης Α.**

ΚΟΖΑΝΗ

3 / 11 / 2014

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ .....	2
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	3
1.1. ΡΥΘΜΟΣ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ.....	3
1.2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΡΥΘΜΟΥ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ .....	4
1.3. Η ΜΕΘΟΔΟΣ PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY (PIV).....	30
1.4. ΙΣΤΟΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ PIV .....	33
2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΟΥ ΡΥΘΜΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ .....	34
2.1. ΒΑΣΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΑΡΧΕΣ .....	34
2.2. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ .....	48
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ .....	60
3.1. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΡΥΘΜΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ .....	60
3.2. ΧΡΟΝΟΣ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ .....	64
4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	66
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....	68
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ 1.....	69

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα διπλωματική εργασία αφορά το σχεδιασμό και την υλοποίηση εργαστηριακής διάταξης για τη ρευστομηχανική μελέτη ροής με την οπτική μέθοδο Particle Image Velocimetry (PIV). Η εργασία επικεντρώνεται στον απευθείας υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας,  $\bar{\epsilon}$ , σε ροή που δημιουργείται γύρω από τα πτερύγια ενός στροβίλου Rushton μέσα σε ορθογωνικό διάφανο δοχείο. Η πειραματική εκτίμηση του  $\bar{\epsilon}$  πραγματοποιήθηκε χωρίς απλοποιήσεις, διότι όλες οι κλίσεις των διακυμάνσεων της ταχύτητας υπολογίστηκαν απευθείας. Σε κάθε σημείο, οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε τρία επίπεδα. Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν συγκρίθηκαν με αποτελέσματα από προηγούμενες πειραματικές μελέτες. Ιδιαίτερη προσοχή δόθηκε στη συνεισφορά του κάθε επιπέδου μέτρησης στον υπολογισμό του συνολικού ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας και έγινε μία προσέγγιση του εμπειρικού τύπου που έχει προταθεί από προηγούμενη πειραματική μελέτη. Σκοπός της εργασίας ήταν η εγκατάσταση και ο συγχρονισμός του εξοπλισμού του εργαστηρίου (κάμερα, λέιζερ, Η/Υ), η εγκατάσταση της πειραματικής διάταξης και η λήψη των μετρήσεων των πεδίων ταχυτήτων για τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Συμπερασματικά, καταφέραμε να πάρουμε τις μετρήσεις με το PIV και να γίνει απεικόνιση της ροής. Επιπλέον, τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας έδειξαν ότι καθώς απομακρυνόμαστε από το στρόβιλο Rushton ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας μειώνεται. Σε ό,τι αφορά τη σύγκριση με προηγούμενες μελέτες, τα αποτελέσματά μας έδειξαν μία ικανοποιητική συμφωνία μόνο ποιοτικά καθώς τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν ήταν βαριά και δεν ακολουθούσαν τη ροή με αποτέλεσμα τη μεγάλη υποεκτίμηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

# 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρούσα διπλωματική εργασία ασχολείται με τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας με χρήση της μεθόδου Particle Image Velocimetry (PIV). Ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας πραγματοποιήθηκε κοντά στην περιοχή ροής ενός στροβίλου Rushton μέσα σε δοχείο ανάμιξης. Σε ό,τι αφορά την πειραματική διάταξη, σκοπός ήταν η σχεδίαση και κατασκευή του στροβίλου Rushton καθώς και του δοχείου ανάμιξης. Επιπλέον σημαντικό κομμάτι ήταν και η εγκατάσταση και ο συγχρονισμός του συστήματος PIV καθώς η διεξαγωγή των μετρήσεων και η ανάλυση και μετεπεξεργασία των εικόνων για την εξαγωγή των πεδίων ταχύτητας για τον χαρακτηρισμό της ροής σε πέντε διαφορετικά επίπεδα. Κύριος στόχος ήταν, μέσα από την επεξεργασία των πεδίων ταχύτητας ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε τρία σημεία όπως επίσης και η σύγκριση των αποτελεσμάτων με αποτελέσματα από τη βιβλιογραφία.

## 1.1. ΡΥΘΜΟΣ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Ο ρυθμός απωλειών τυρβώδους κινητικής ενέργειας ή ρυθμός σκέδασης ενέργειας,  $\epsilon$ , είναι ένα μέγεθος το οποίο εκφράζει τη σκέδαση της ενέργειας κατά την τυρβώδη ροή ενός ρευστού. Η ενέργεια που σκεδάζεται οφείλεται στις δίνες που δημιουργεί η τυρβώδης κίνηση του ρευστού και οι οποίες λαμβάνουν χώρα στις μικρότερες κλίμακες της ροής. Κύριος παράγοντας στον οποίο οι μικρές δίνες σκεδάζουν την ενέργεια είναι το ιζώδες.

Ο ρυθμός σκέδασης της ενέργειας,  $\epsilon$ , είναι ένα σημαντικό μέγεθος διότι οι τυρβώδεις ιδιότητες της ροής παίζουν καθοριστικό ρόλο σε χημικές ή βιοχημικές διαδικασίες (πχ χημικός αντιδραστήρας), σε τυρβώδεις φλόγες, σε μηχανές εσωτερικής καύσης, σε μηχανές jet, σε βιομηχανικές διεργασίες (πχ βιομηχανικοί καυστήρες), κτλ, όπου η ανάμιξη λαμβάνει χώρα σε μοριακή κλίμακα. Ο κύριος σκοπός των πειραματικών μελετών για την ανάμιξη είναι η εκτίμηση του μεγέθους του ρυθμού σκέδασης ενέργειας διότι ελέγχει το ρυθμό ανάμιξης σε μοριακή κλίμακα. Συνεπώς, η τοπική κατανομή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας,  $\epsilon$ , σε ένα δοχείο ανάμιξης, όπως εξετάζουμε στην περίπτωση μας, θα επιτρέψει σίγουρα μία καλύτερη πρόβλεψη των μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα με κύριο στόχο τη βελτιστοποίηση και την εφαρμογή σε πραγματική κλίμακα.

## 1.2.ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΡΥΘΜΟΥ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Σε αυτό το κομμάτι της εργασίας θα παρουσιαστούν διάφορες πειραματικές εργασίες οι οποίες χρησιμοποιούν διάφορες τεχνικές για τον προσδιορισμό του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Επειδή η παρούσα διπλωματική εργασία ασχολείται με τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, η παρουσίαση σχετικής βιβλιογραφίας είναι ουσιαστική και θα μας δώσει μία καλύτερη αίσθηση των διάφορων τρόπων υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, την περιγραφή των διάφορων τεχνικών που χρησιμοποιούνται, τις εφαρμογές ή/και τις διεργασίες που ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας παίζει σημαντικό ρόλο καθώς και τα αποτελέσματα-συμπεράσματα που απορρέουν από τις διάφορες μετρήσεις. Όπως περιγράφεται και στη βιβλιογραφία που παρουσιάζεται παρακάτω, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας είναι ένα σημαντικό ρευστομηχανικό μέγεθος, μπορεί να υπολογιστεί με αρκετούς και διαφορετικούς τρόπους ανάλογα την εφαρμογή και να γίνει σύγκριση μεταξύ των διάφορων τεχνικών με σκοπό την εξαγωγή σημαντικών συμπερασμάτων που επηρεάζουν τις πειραματικές διαδικασίες. Οι μελέτες που παρουσιάζονται αφορούν διάφορες πειραματικές διατάξεις οι οποίες σκοπό έχουν τον προσδιορισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, την εξαγωγή συμπερασμάτων, τη σύγκριση με άλλες τεχνικές και τις προτάσεις για βελτιστοποίηση της όλης διαδικασίας. Μερικές πειραματικές μελέτες χρησιμοποιούν, εκτός από τις μετρήσεις, και μοντέλα προσομοίωσης ως θεωρήσεις (παραδοχές) και εργαλεία επεξεργασίας των μετρήσεων για τους υπολογισμούς του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Για το λόγο αυτό θεωρήθηκε χρήσιμο να περιλαμβάνονται πειραματικές μελέτες που συνδυάζουν πειραματικές διατάξεις με μοντέλα προσομοίωσης, όπως για παράδειγμα είναι οι προσομοιώσεις LES (Large Eddy Simulation) με τη χρήση του μοντέλου Smagorinsky, SGS (Sub Grid Scale), τα οποία αναφέρονται στις αμέσως επόμενες 4 πειραματικές μελέτες που συμπεριλήφθηκαν στην παρούσα εργασία. Τέλος, περιλαμβάνονται και 3 αμιγώς πειραματικές εργασίες, οι οποίες χρησιμοποιούν διάφορες τεχνικές και μεθόδους μέτρησης του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Οι μελέτες που ακολουθούν παρουσιάζουν αρκετές ομοιότητες ως προς την εφαρμογή τους, δηλαδή την πειραματική διάταξη που μελετούν, αλλά και ως προς τις διάφορες τεχνικές υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που χρησιμοποιούν.

Αρχικά, ο **H. Unadkat et al. [1]**, χρησιμοποίησε στην πειραματική του μελέτη τη μέθοδο LES (Large Eddy Simulation) από τον **Sheng et al. [1]** για τους υπολογισμούς του ρυθμού σκέδασης ενέργειας και έδειξε πως είναι πιο ακριβής από τη μέθοδο διαστατικής ανάλυσης. Στην κλίμακα στην οποία γίνεται η ανάλυση των πεδίων ταχυτήτων που εξάγονται από τις PIV μετρήσεις χρησιμοποιείται η μέθοδος LES ενώ τα φαινόμενα που συμβαίνουν σε μικρότερες κλίμακες, όπου δεν μπορεί να γίνει ανάλυση, προσδιορίζονται από το μοντέλο SGS (Sub Grid Scale, ή αλλιώς μοντέλο

Smagorinsky). Η πειραματική διάταξη στην οποία έγινε ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας αφορούσε τη μελέτη του πεδίου ροής που δημιουργείται από ένα πριονωτό στροφέιο.

Ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας υπολογίζεται,  $\varepsilon$ , σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση και την εφαρμογή της μεθόδου LES:

$$\varepsilon = -2\overline{\tau_{ij}s_{ij}} \quad (1)$$

Το μοντέλο υπολογισμού του ρυθμού απωλειών που επιλέχθηκε για τα φαινόμενα που συμβαίνουν μέσα στο ροϊκό πεδίο στις μικρές κλίμακες είναι το μοντέλο του Smagorinsky με τη βοήθεια των τανυστών του ρυθμού τάσεων και των τανυστών τάσεων, αντίστοιχα. Αυτά τα δύο μεγέθη υπολογίζονται με τη χρήση των παρακάτω εξισώσεων:

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

$$\tau_{ij} = -C_s^2 \Delta^2 |s_{ij}| s_{ij} \quad (3)$$

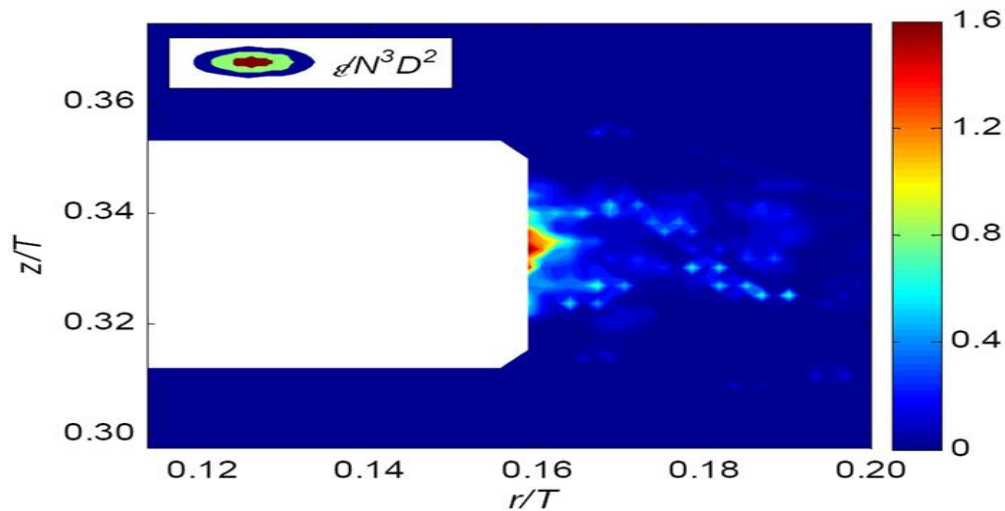
όπου  $C_s$  είναι η σταθερά Smagorinsky,  $\Delta$  είναι το πλάτος του φίλτρου και  $|s_{ij}| = (2s_{ij} s_{ij})^{1/2}$

Τέλος, ο **H. Unadkat et al. [1]**, καταλήγει στον προσδιορισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που υπολογίζεται με βάση την παρακάτω εξίσωση και την ανάλυση του μοντέλου Smagorinsky:

$$\varepsilon = C_s^2 \Delta^2 \left\{ \frac{12}{10} \left( 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\}^{3/2} \quad (4)$$

Η χρήση ενός παράγοντα αναλογίας, 12/10, είναι μια διαφοροποίηση στην εφαρμογή του μοντέλου Smagorinsky, από αυτό που συνηθίζεται.

Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η κατανομή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας με βάση το μοντέλο που περιγράφηκε προηγουμένως.



**Σχήμα 1.** Ρυθμός σκέδασης ενέργειας με το μοντέλο LES (Large Eddy Simulation) του Sheng et al.(2000) χρησιμοποιώντας τις συνολικές μέσες μετρήσεις με το στερεοσκοπικό-PIV, Θέση 1, 1500 rpm. [1]

Στο σχήμα 1 φαίνονται τα αποτελέσματα του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, όπου  $\epsilon_{\max}=1.76N^3D^2$ . Έντονες απώλειες ενέργειας βρίσκονται στην άκρη του πτερυγίου και είναι περιορισμένες σε αυτήν την περιοχή ( $r/T=0.156$ ), όπου όλες οι κλίσεις της ταχύτητας, ειδικότερα της εφαπτομενικής συνιστώσας, εμφανίζουν τις μέγιστες τιμές τους. Η μέγιστη απώλεια ενέργειας που βρέθηκε από τη μέθοδο LES ήταν μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από αυτή της διαστατικής ανάλυσης. Επίσης ο **H. Unadkat et al. [1]**, υποστήριξε ότι η μέθοδος LES είναι περισσότερο ακριβής για ανομοιογενείς και μη-ισοτροπικές ροές. Η σύγκριση που έγινε μεταξύ των αποτελεσμάτων της μεθόδου LES και της μεθόδου διαστατικής ανάλυσης έδειξαν πολύ καλή συμφωνία με τα αποτελέσματα των **Kilander και Rasmuson [1]**.

Ένα ενδιαφέρον αποτέλεσμα του σχήματος 1 είναι οι έντονες κουκίδες στο σχήμα της κατανομής, που αντιστοιχούν σε περιοχές έντονων απωλειών ενέργειας. Αυτοί οι υπολογισμοί πιθανόν να επηρεάστηκαν από ένα μικρό αριθμό πολύ υψηλών κλίσεων ταχύτητας κατά τη διαδικασία. Οι κλίσεις αυτές υπάρχουν τοπικά, και δεν φαίνεται να είναι αντιπροσωπευτικές της ροής.

Οι **J. Kilander και A. Rasmuson [2]**, εξετάζουν τα υδροδυναμικά φαινόμενα και την επίδραση της τύρβης σε στροφέιο με υδροπτερύγια που βρίσκεται μέσα σε ορθογώνια δεξαμενή ανάδευσης, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο LE (Large Eddy) PIV.

Προχώρησαν στις μετρήσεις τους με τη χρήση της LE PIV προσέγγισης που υποθέτει ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια παράγεται στις μεγάλης κλίμακας δομές της ροής και οι απώλειες τυρβώδους κινητικής ενέργειας περιορίζονται στις μικρής κλίμακας δομές. Αυτό οδηγεί στην υπόθεση πως οι μεγάλες δομές επηρεάζουν τις μικρές ενώ το αντίθετο δεν συμβαίνει. Οι μεγάλες δομές δινών υπολογίζονται από το μοντέλο

LE PIV ενώ οι μικρές δομές δινών μοντελοποιούνται από το SGS (Sub Grid Scale) μοντέλο.

Με βάση την υπόθεση ότι οι μεγάλες δομές δεν επηρεάζονται από τις μικρές καθώς και την υπόθεση δυναμικής ισορροπίας μπορεί να υπολογιστεί ο τυρβώδης τανυστής τάσεων. Οι υποθέσεις αυτές στηρίζονται στο ότι οι μικρές δίνες είναι συγκρίσιμες με τη μέση ροή που σημαίνει ότι βρίσκονται συνεχώς σε ισορροπία με τις τοπικές συνθήκες της ροής.

Ο τυρβώδης τανυστής τάσεων υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \cdot \overline{U_j} \quad (5)$$

Έπειτα χρησιμοποιήσαν ένα φίλτρο απαλοιφής σφαλμάτων στις ταχύτητες από τις PIV μετρήσεις το οποίο δίνεται με τις παρακάτω εξισώσεις όπου με αυτόν τον τρόπο έγινε ο υπολογισμός του πεδίου ταχυτήτων:

$$G(x - \xi) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta}, & \text{αν } |x - \xi| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0, & \text{αλλιού} \end{cases} \quad (6)$$

$$\overline{U_i(x, t)} = \iint G(x - \xi) U_i(\xi, t) d\xi^2 \quad (7)$$

Οι **J.Kilander** και **A.Rasmuson** [2] χρησιμοποιούν τρεις μεθόδους για τον υπολογισμό των ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας και συγκρίνονται μεταξύ τους στο Σχήμα 2.

Ο υπολογισμός με την LE PIV προσέγγιση πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$$\varepsilon = -(\tau_{ij} \overline{s_{ij}}) \quad (8)$$

$$\text{με } \overline{s_{ij}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

Υπάρχουν 9 συνιστώσες στον τανυστή ρυθμού τάσεων  $\overline{s_{ij}}$ , από τις οποίες μόνο οι 5 μπορούν να υπολογιστούν. Υποθέτοντας ότι οι υπόλοιπες (άγνωστες) συνιστώσες έχουν το ίδιο μέγεθος και κατανομή, ο **Sheng et al.** [2] στην εργασία του, πολλαπλασιάζει με έναν συντελεστή 9/5 τις γνωστές συνιστώσες (και έτσι συμπεριλαμβάνει και τις άγνωστες στον υπολογισμό) ώστε να προσδιορισθεί ο συνολικός ρυθμός σκέδασης ενέργειας.

Ο αναλυτικός υπολογισμός έγινε σύμφωνα με την εξίσωση του **Hinze** [2]:

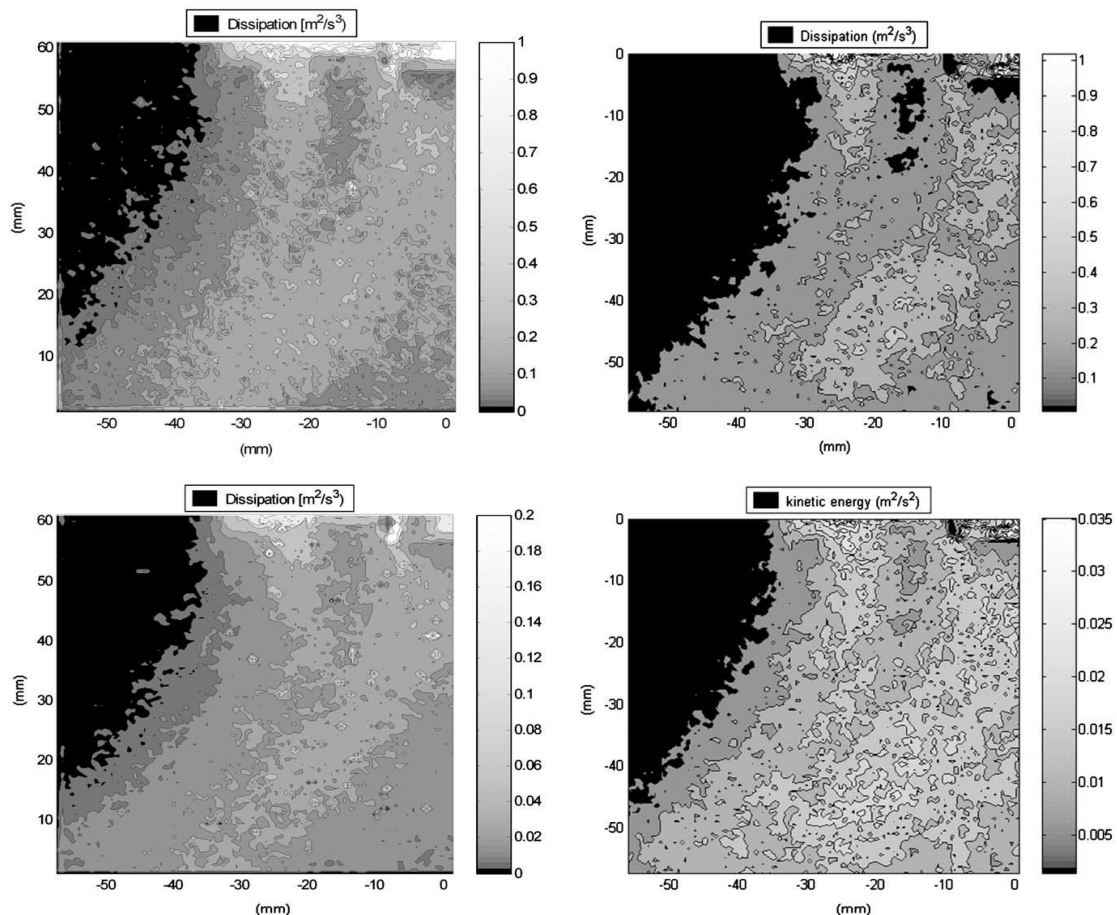
$$\varepsilon = 6\nu \left( \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right\rangle \right) = 15\nu \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 \right\rangle = 7.5\nu \left\langle \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2 \right\rangle \quad (10)$$



Ο υπολογισμός με βάση τη διαστατική ανάλυση έγινε με χρήση της εξίσωσης:

$$\varepsilon = A \frac{u^3}{l} \quad (11)$$

με το A να κυμαίνεται γύρω στη μονάδα, το l είναι η ακέραια κλίμακα μήκους και u η ταχύτητα.



**Σχήμα 2.** Πάνω αριστερά: ρυθμός σκέδασης ενέργειας που υπολογίστηκε με τη χρήση του μοντέλου LE PIV. Πάνω δεξιά: ρυθμός σκέδασης ενέργειας που υπολογίστηκε με τη μέθοδο διαστατικής ανάλυσης με χρήση των τριών συνιστωσών της ταχύτητας. Κάτω αριστερά: ρυθμός σκέδασης ενέργειας με την αναλυτική μέθοδο υπολογισμού με τη χρήση διδιάστατης (2D) προσέγγισης. Κάτω δεξιά: κινητική ενέργεια (χρήση τριών συνιστωσών-3D). [2]

Το σχήμα 2 απεικονίζει τα αποτελέσματα για το ρυθμό σκέδασης ενέργειας με τη μέθοδο LE PIV, με την αναλυτική μέθοδο υπολογισμού χρησιμοποιώντας μία 2D ισοτροπική υπόθεση, με τη μέθοδο διαστατικής ανάλυσης καθώς επίσης φαίνονται και τα αποτελέσματα για την κινητική ενέργεια. Μόνο 5 συνιστώσες των απωλειών ενέργειας υπολογίστηκαν, από τα δεδομένα που εξήχθησαν, με τη μέθοδο LE PIV διότι οι παράγωγοι της περιφερειακής ταχύτητας δεν ήταν δυνατόν να υπολογιστούν. Ο συντελεστής 9/5 που χρησιμοποιήθηκε από τον **Sheng et al.** [2]

για τον υπολογισμό του ρυθμού απωλειών ενέργειας περιλαμβάνεται σε αυτήν τη μελέτη για λόγους σύγκρισης.

Παρατηρήθηκαν αρκετές ομοιότητες μεταξύ της εργασίας του **Sheng et al. [2]** και της εργασίας των **J.Kilander** και **A.Rasmuson [2]**. Όμως η κύρια διαφορά μεταξύ των δύο εργασιών είναι στην κατανομή των απωλειών ενέργειας. Οι μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας από τον **Sheng et al. [2]** συμβαίνει στο κέντρο της ροής που δημιουργείται από το στροφέιο, σε αντίθεση με την εργασία των **J.Kilander** και **A.Rasmuson [2]** όπου στο κέντρο της ροής παρατηρείται ελάχιστη τιμή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Η μέγιστη τιμή του ρυθμού απωλειών ενέργειας με τη μέθοδο LE PIV ήταν  $2.2 \text{ m}^2/\text{s}^3$  και βρισκόταν σε περιοχή κοντά στο στροφέιο. Ο ρυθμός απωλειών ενέργειας με τη μέθοδο της διαστατικής ανάλυσης με 3D θεώρηση (χρήση των τριών συνιστωσών της ταχύτητας) είναι περισσότερο κατανεμημένος και δεν υπάρχουν μεγάλες κλίσεις (δηλαδή διακυμάνσεις στις τιμές των παραγώγων της ταχύτητας) στην περιοχή κοντά στο στροφέιο. Σε αντίθεση, η μέθοδος LE PIV δείχνει μεγαλύτερες κλίσεις στην περιοχή κοντά στο στροφέιο με ραγδαία μείωση κατά τη διεύθυνση της ροής μετά το στροφέιο. Η μέση τιμή των απωλειών ενέργειας βρέθηκε ίση με  $0.11 \text{ m}^2/\text{s}^3$  με τη μέθοδο LE PIV και  $0.16 \text{ m}^2/\text{s}^3$  για τη διαστατική ανάλυση. Ο λόγος μεταξύ μέγιστης και μέσης απώλειας ενέργειας είναι περίπου 20 για τη μέθοδο LE PIV και 11.3 για τη μέθοδο διαστατικής ανάλυσης.

Η μέθοδος LE PIV και η αναλυτική μέθοδος υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας έδειξαν μια καλή συμφωνία όσο αφορά τις κατανομές. Η αναλυτική μέθοδος υπολογισμού είχε μικρότερη μέγιστη τιμή από τη μέθοδο LE PIV και ίση με  $0.37 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , αλλά η μέση τιμή βρέθηκε ίση με  $0.018 \text{ m}^2/\text{s}^3$  που δίνει ίδιο λόγο μέγιστης προς μέσης απώλειας ενέργειας γύρω στο 20. Όμως, η μέθοδος LE PIV είναι έγκυρη μόνο για την περιοχή κοντά στο στροφέιο. Συνεπώς, η τύρβη που υπάρχει στην κύρια ροή δεν μπορεί να περιγραφεί με ακρίβεια με τη μέθοδο LE PIV.

Σε αναλογία με τα προηγούμενα, ο **A. Gabriele et al. [3]**, χρησιμοποιεί την εξίσωση του **Hinze [3]** για τον προσδιορισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, ο οποίος εκφράζει το ρυθμό απωλειών της μηχανικής ενέργειας λόγω ιξώδους μέσα σε τυρβώδεις ροές. Η διάταξη που μελετάται ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας αφορά στροφέιο με πτερύγια μεταβλητής κλίσης (PBT-Pitched Blade Turbine) μέσα σε δοχείο ανάμιξης όπου η άντληση (εισαγωγή) του ρευστού γίνεται με δύο τρόπους: την άνω άντληση (PBT-U) και την κάτω άντληση (PBT-D).

Λόγω του ότι από τα PIV δεδομένα εξήχθησαν μόνο οι δύο συνιστώσες της ταχύτητας, εφαρμόστηκε η υπόθεση ισοτροπικής ροής για την εξαγωγή της τρίτης συνιστώσας. Αυτή η υπόθεση απλοποιεί την εξίσωση του **Hinze [3]** και δίνει την παρακάτω εξίσωση:

$$(\varepsilon_T)_{DE} = \nu \left( \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} + 3 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + 3 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 2 \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \quad (12)$$

όπου ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας πραγματοποιείται με την αναλυτική μέθοδο (DE: Direct Evaluation).

Επιπλέον, χρησιμοποιεί και μία δεύτερη μέθοδο για την εκτίμηση του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που βασίζεται στη διαστατική ανάλυση (DA) και δίνεται από την εξίσωση:

$$(\varepsilon_T)_{DA} = A \frac{k^{3/2}}{\Lambda} \quad (13)$$

όπου το A είναι μία σταθερά και  $\Lambda$  είναι η ακέραια κλίμακα μήκους (ILS: Integral Length Scale), ενώ το k είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια (TKE).

Τέλος, η τρίτη μέθοδος που χρησιμοποιεί είναι η LE (Large Eddy) PIV σε συνδυασμό με το μοντέλο του Smagorinsky. Η πρώτη μέθοδος χρησιμοποιείται για την ανάλυση των δομών στις μεγάλες κλίμακες της ροής, ενώ το μοντέλο του Smagorinsky (SGS-Sub Grid Scale) χρησιμοποιείται για την ανάλυση των δομών στις μικρές κλίμακες της ροής. Με αυτήν την τρίτη μέθοδο, που χρησιμοποιεί ο **A. Gabriele et al. [3]**, παρατήρησε πως υποθέτοντας δυναμική ισορροπία μέσα σε τυρβώδεις ροές, οι δομές που δημιουργούνται σε μακροσκοπική κλίμακα, σε περιοχές παραγωγής TKE, εξαρτώνται από την κίνηση της ροής, ενώ στις μικροσκοπικές κλίμακες, σε περιοχές όπου υπάρχει απώλεια ενέργειας, οι δομές αυτές είναι πιο συμπαγής.

Το μοντέλο αυτό υπολογίζει τις SGS τάσεις,  $\tau_{ij}$  (τανυστής τάσεων), με την εξίσωση:

$$\tau_{ij} = -(C_S \Delta)^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (14)$$

όπου

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (15),$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (16)$$

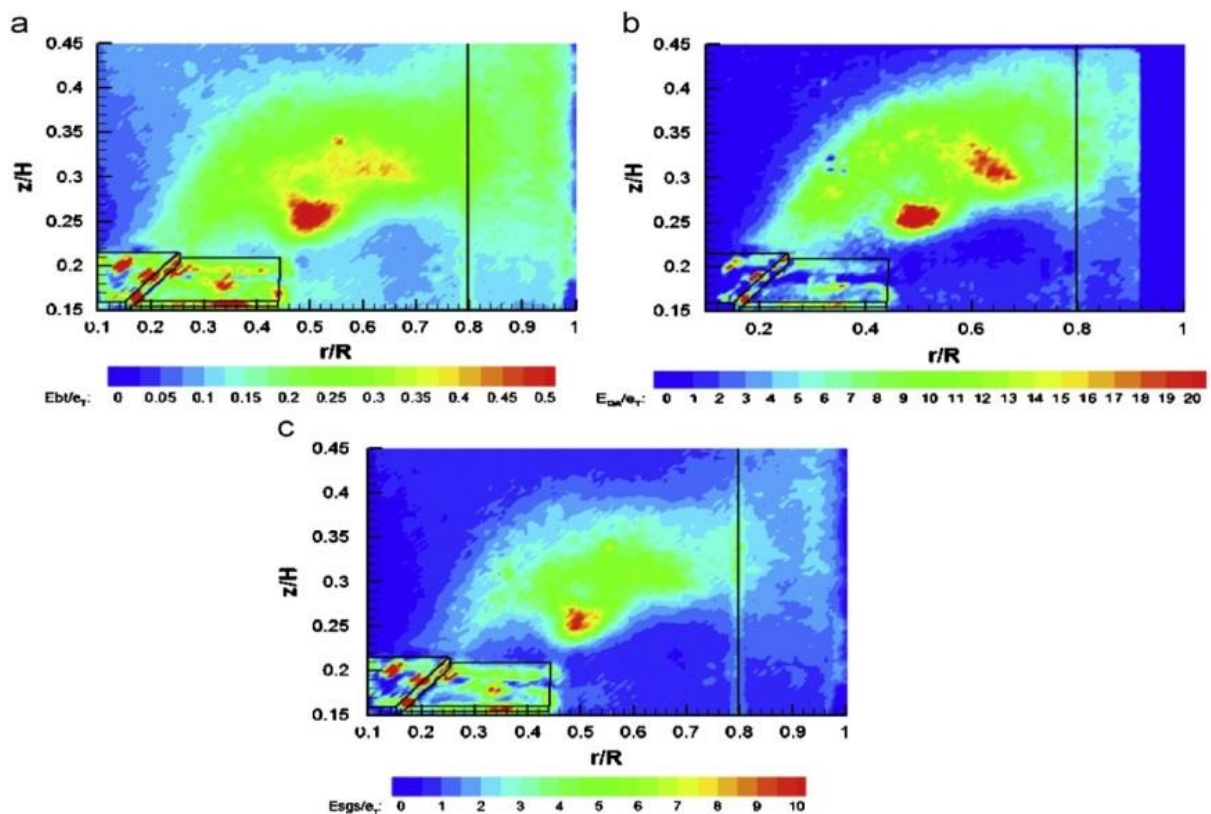
και  $C_S^2 \Delta^2 |\bar{S}|$  είναι το ιξώδες της δίνης.

Ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας, σε καρτεσιανές συντεταγμένες, υπολογίζεται από:

$$(\varepsilon_T)_{SGS} = (C_S \Delta)^2 \left( 4 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 4 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} \right)^{3/2} \quad (17)$$

όπου το  $C_S$  είναι η σταθερά Smagorinsky και ισούται με 0.17 σε αυτήν την πειραματική μελέτη. Υπόθεση ισοτροπικής ροής έγινε για την εκτίμηση της τρίτης άγνωστης συνιστώσας.

Οι τιμές του ρυθμού απωλειών ενέργειας που υπολογίστηκαν από τις τρεις παραπάνω μεθόδους αδιαστατοποιούνται με το μέσο ρυθμό απωλειών ενέργειας της δεξαμενής που υπολογίστηκε πειραματικά και βρέθηκε ίσος με 0.1 W/kg. Για τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, που πραγματοποιήθηκε μέσω γωνιακής ανάλυσης δεδομένων (angle-resolved data), χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα των διακυμάνσεων της ταχύτητας που μετρήθηκε με γωνιακή ανάλυση δεδομένων ενώ για τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, που πραγματοποιήθηκε μέσω χρονικής ανάλυσης δεδομένων (time-averaged data), χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα των διακυμάνσεων της ταχύτητας που μετρήθηκε μέσω χρονικής ανάλυσης δεδομένων, αντίστοιχα.



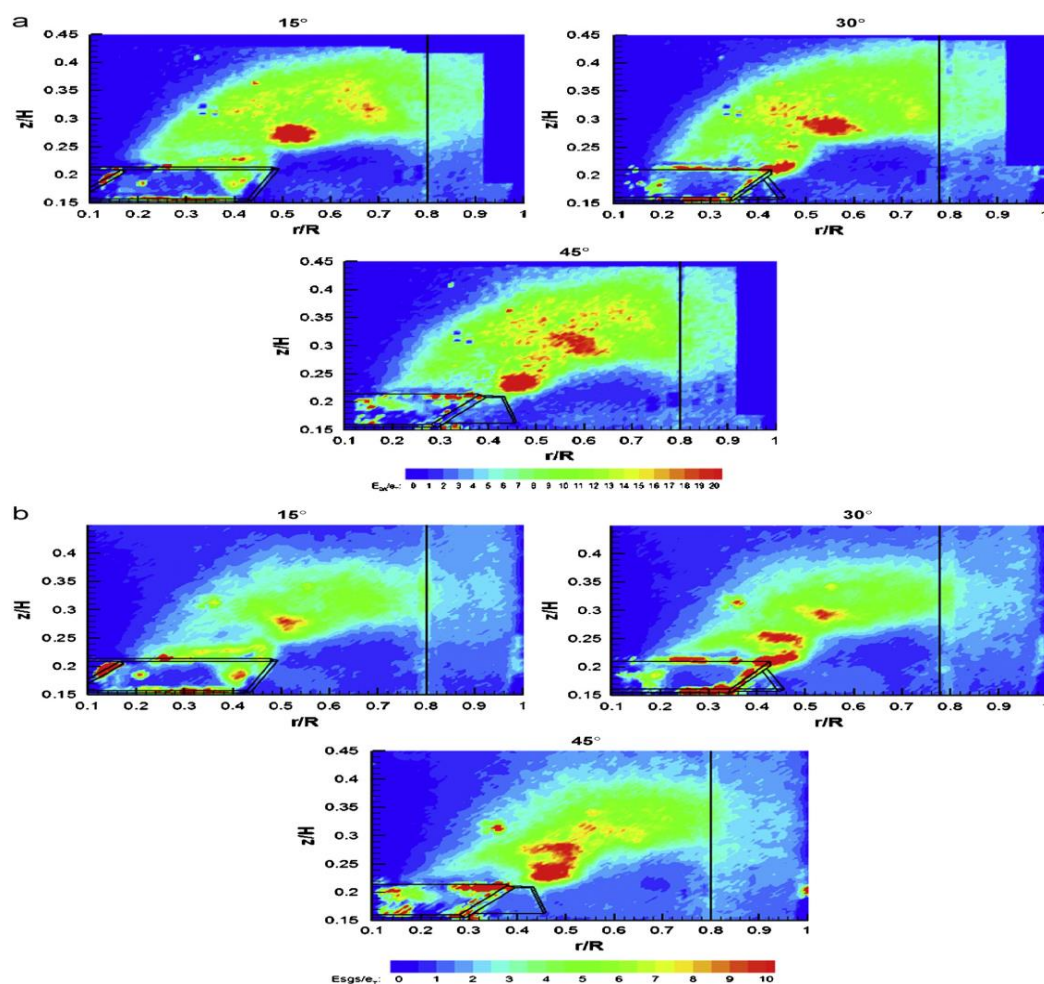
**Σχήμα 3.** Ειδικός ρυθμός απωλειών ενέργειας, μέσω γωνιακής ανάλυσης δεδομένων (angle-resolved data),  $(\epsilon_T^*)_{ar}$ , στην περιοχή του στροφείου για τη διάταξη PBT-U και για γωνία  $\theta=0^\circ$  που υπολογίστηκε με τη χρήση: (a) της αναλυτικής μεθόδου από την Εξ.(14); (b) της διαστατικής ανάλυσης από την Εξ.(15); και (c) το μοντέλο SGS από την Εξ.(19). [3]

Στο σχήμα 3, οι τρεις μέθοδοι υπολογισμού του αδιάστατου τοπικού ειδικού ρυθμού σκέδασης ενέργειας, μέσω γωνιακής ανάλυσης δεδομένων, συγκρίνονται για την πτερωτή με τη διάταξη PTB-U και για γωνία  $0^\circ$ . Η μέθοδος DE (Εξ. 12) φαίνεται στο σχήμα 3(a). Οι μέγιστες τιμές εντοπίζονται κυρίως σε δύο περιοχές οι οποίες αντιστοιχούν στις δίνες που δημιουργήθηκαν από το πέρασμα του τρέχοντος πτερυγίου καθώς και από το προηγούμενο. Οι τιμές για αυτή τη μέθοδο είναι

χαμηλές σε σχέση με τις δύο άλλες μεθόδους, με μέγιστη τιμή μικρότερη από 1, ακόμη και κοντά στην πτερωτή.

Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας τη μέθοδο DA (Εξ. 13) και τη μέθοδο SGS (Εξ. 17) παρουσιάζονται στα σχήματα 3(b) και (c), αντίστοιχα. Η περιοχή με τις μέγιστες τιμές ρυθμού σκέδασης ενέργειας είναι μεγαλύτερη για τη μέθοδο DA (τιμή περίπου στο 20) σε σχέση με τη μέθοδο SGS (τιμή περίπου στο 10). Η κατανομή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας στο σχήμα 3 για τη μέθοδο SGS ακολουθεί περισσότερο την κατανομή της μεθόδου DE, με τις σχετικές τιμές όμως να είναι μεγαλύτερες. Τυπικές τιμές για τη μέθοδο SGS είναι περίπου από 6 έως 10 ενώ για την DE οι τιμές κυμαίνονται από 0.25 έως 0.5.

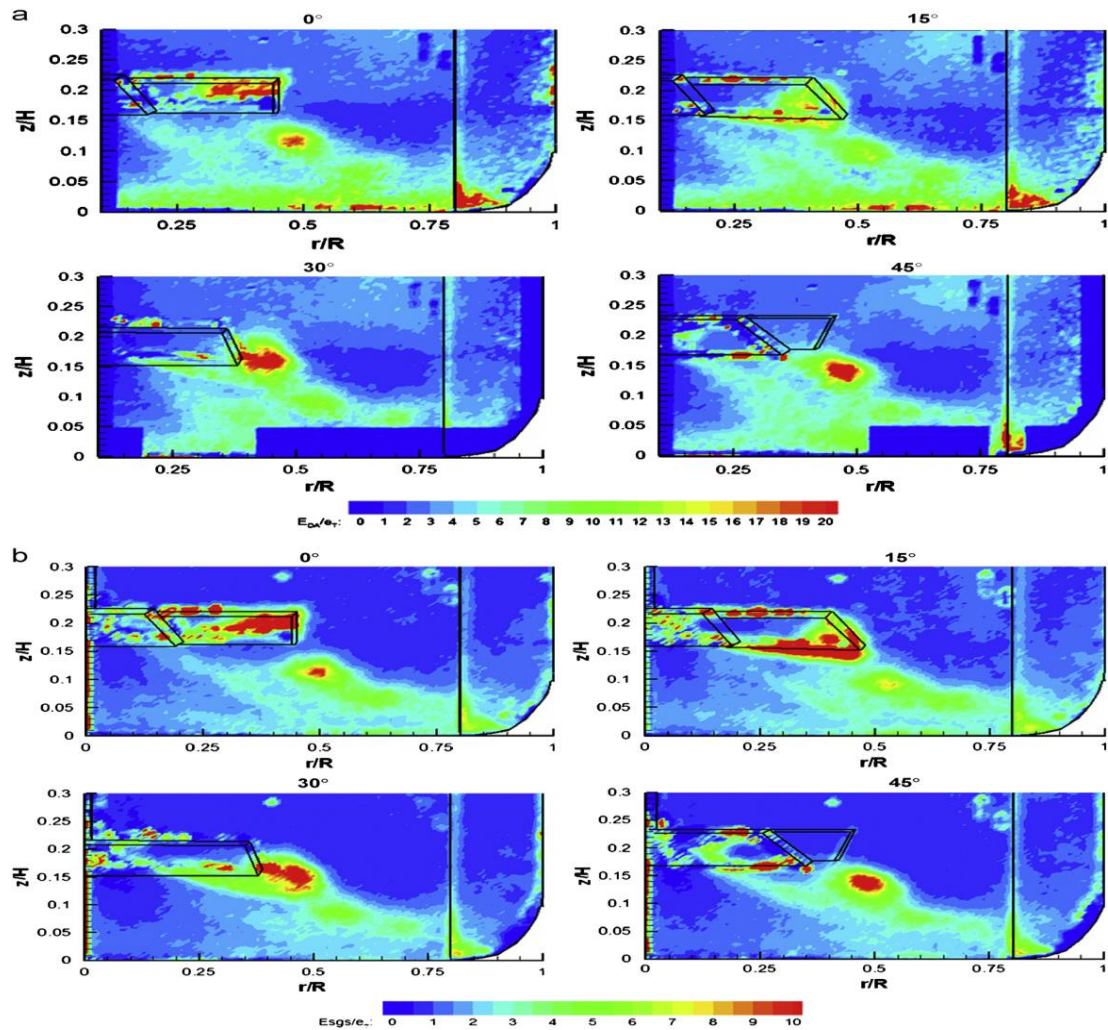
Οι μέγιστες τιμές μεταξύ των μεθόδων DE και SGS διαφέρουν κατά ένα συντελεστή 20, ενώ για τις μεθόδους DE και DA διαφέρουν κατά ένα συντελεστή 40.



**Σχήμα 4.** Σύγκριση του ειδικού ρυθμού απωλειών ενέργειας μέσω γωνιακής ανάλυσης δεδομένων (angle-resolved data),  $(\epsilon_T^*)_{ar}$ , από: (a) διαστατική ανάλυση και (b) μέθοδο SGS για το στροφέιο PBT-U για άλλες αζιμουθιακές γωνίες. [3]

Στο σχήμα 4 συγκρίνονται μόνο τα αποτελέσματα του ρυθμού σκέδασης ενέργειας των μεθόδων DA και SGS (λόγω μικρών τιμών της DE) για τη διάταξη PBT-U της

πτερωτής για διάφορες γωνίες. Στο σχήμα 4(b), για τη μέθοδο SGS φαίνεται πως ο ρυθμός απωλειών ενέργειας μειώνεται διότι η ροή επιταχύνεται στην πλευρά εξόδου της ροής από την πτερωτή και κινείται μακριά από το πτερύγιο καθώς τα  $r/R$ ,  $z/H$  και η γωνία αυξάνονται. Η μέθοδος DA δείχνει ότι η περιοχή με τις μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας μεγαλώνει καθώς αυξάνεται η γωνία ενώ υπάρχει μία μικρή μείωση στο μέγεθος των τιμών.



**Σχήμα 5.** Ρυθμός απωλειών ενέργειας μέσω γωνιακής ανάλυσης δεδομένων (Angle-resolved data),  $(\epsilon_T^*)_{ar}$ , στην περιοχή του στροφείου για τη διάταξη PBT-D που υπολογίστηκε με τη χρήση (a) της διαστατικής ανάλυσης και (b) της μεθόδου SGS. [3]

Παρόμοια αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 5 και για τη διάταξη PTB-D, όπου η περιοχή με τις μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας κινείται κατάντη της πτερωτής καθώς αυξάνεται η γωνία. Όμως, στη διάταξη PTB-D, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας, για τη δίνη που δημιουργείται από το δεύτερο πτερύγιο που ακολουθεί, είναι πολύ μικρότερος. Η μέγιστη τιμή του ρυθμού απωλειών ενέργειας είναι περίπου 20 για τη μέθοδο DA ενώ για τη μέθοδο SGS η μέγιστη τιμή κυμαίνεται περίπου στο 10.

Γενικά, αυτό που παρατηρήθηκε σε αυτήν την εργασία είναι πως οι τιμές της μεθόδου DA είναι σημαντικά μεγαλύτερες στην περιοχή κοντά στην πτερωτή και σε περιοχές όπου δεν επηρεάζονται άμεσα από την επιταχυνόμενη ροή στην έξοδο της πτερωτής σε σχέση με τη μέθοδο SGS. Αρκετά μακριά από την πτερωτή, στην κύρια ροή, οι μέθοδοι DA και SGS δίνουν συγκρίσιμες τιμές.

Τέλος, σε ό,τι αφορά τις εργασίες που χρησιμοποιούν υπολογιστικά μοντέλα προσομοίωσης και πειραματικές μετρήσεις, ο **A. Gabriele et al. [4]** στην πειραματική του μελέτη η οποία σχετίζεται με τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας μέσα σε δοχείο ανάμιξης σε ροή που δημιουργείται από στροφέιο με πτερώγια μεταβλητής κλίσης (PBT-Pitched Blade Turbine) χρησιμοποιεί την παρακάτω εξίσωση για τον προσδιορισμό του. Η άντληση του ρευστού πραγματοποιείται με δύο τρόπους: με άνω (U) και κάτω(D) άντληση. Η μέτρηση του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, ο οποίος εκφράζει το ρυθμό απωλειών της μηχανικής ενέργειας που μετατρέπεται σε θερμότητα λόγω της τριβής που αναπτύσσεται μεταξύ των μορίων του ρευστού (λόγω δυναμικού ιξώδους του ρευστού), απαιτεί μετρήσεις κάτω από την κλίμακα Kolmogorov. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται η μέθοδος SGS (sub-grid scale) με βάση την οποία γίνεται ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας.

$$(\varepsilon_T)_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \left( 4 \overline{\left( \frac{\partial u''}{\partial x} \right)^2} + 4 \overline{\left( \frac{\partial v''}{\partial y} \right)^2} + 2 \overline{\left( \frac{\partial u''}{\partial y} \right)^2} + 2 \overline{\left( \frac{\partial v''}{\partial x} \right)^2} \right)^{3/2} \quad (18)$$

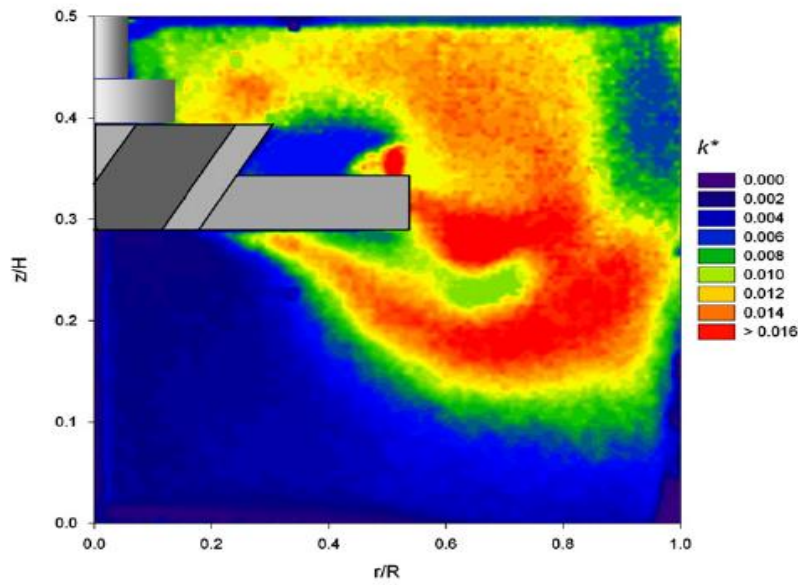
όπου το  $C_s$  είναι μια σταθερά που ονομάζεται σταθερά του Smagorinsky (Εδώ το  $C_s=0.17$ ).

Ο ρυθμός απωλειών ενέργειας αδιαστατοποιείται και παίρνει την παρακάτω μορφή:

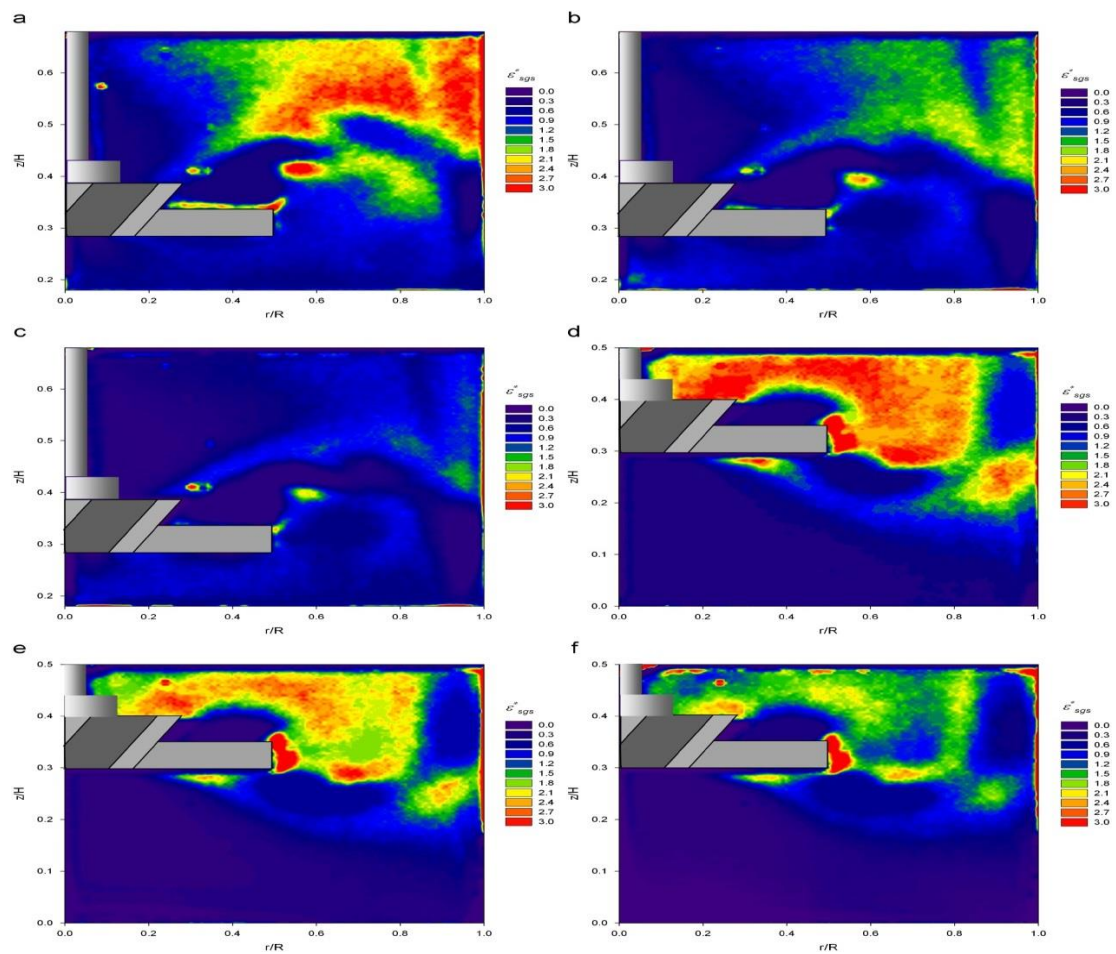
$$\varepsilon_{SGS}^* = \frac{\varepsilon_{SGS}}{N^3 D^5} \quad (19)$$

όπου  $N$  είναι οι στροφές και  $D$  είναι η διάμετρος του στροφείου.

Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η κατανομή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας.



**Σχήμα 6.** Τιμές της αδιάστατης τυρβώδους κινητικής ενέργειας για τη διάταξη της κάτω (D) άντλησης με συγκέντρωση σωματιδίων 0% κατ' όγκο. [4]



**Σχήμα 7.** Τιμές του  $\epsilon_{SGS}$  για τη διάταξη (U) για συγκεντρώσεις σωματιδίων: (a) 0%; (b) 1.5% ; (c) 5% κατ' όγκο και για τη διάταξη (D) για συγκεντρώσεις: (d) 0% ; (e) 1.5% and (f) 5% κατ' όγκο. [4]



Το σχήμα 7 δείχνει τις τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας,  $\varepsilon_{SGS}^*$ , που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο SGS (Εξ. 11) για τις δύο διατάξεις (διάταξη-U και διάταξη-D) και για συγκεντρώσεις σωματιδίων 0%, 1.5% και 5% κατ' όγκο. Για τη διάταξη (U), σχήματα 7a-c, η περιοχή με τις μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας αντιστοιχεί στη δίνη που δημιουργείται από την άκρη του προηγούμενου πτερυγίου (Σχ. 7a). Όπως αναμενόταν, γενικότερα η περιοχή με τις μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας βρίσκεται πάνω από το στροφείο. Για τη διάταξη (D), υπάρχουν περιοχές με υψηλές τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας και πάνω και κάτω του στροφείου. Συγκρίνοντας τα σχήματα 7d και 6 (και τα δύο για 0% συγκέντρωση), στην κατανομή της  $\varepsilon_{SGS}^*$  φαίνεται ότι υπάρχει μία μικρή αλλά έντονη περιοχή απωλειών ενέργειας πολύ κοντά στο στροφείο στην πλευρά εξόδου της ροής από την πτερωτή στο  $z/H=0.3$  και  $r/R=0.35$  αλλά και για  $z/H>0.4$ .

Οι **M.W.Hlawitschka** και **H.-J. Bart [5]**, δε χρησιμοποίησαν κάποιο μοντέλο προσομοίωσης στην πειραματική τους μελέτη όπως είδαμε μέχρι στιγμής στις προηγούμενες τέσσερις εργασίες, όμως χρησιμοποίησαν δύο μεθόδους που έχουν αναφερθεί ήδη, τη μέθοδο διαστατικής ανάλυσης και τον αναλυτικό προσδιορισμό των κλίσεων της ταχύτητας με σκοπό τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Η πειραματική διάταξη στην οποία έγινε ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας αφορούσε μία στήλη εκχύλισης τύπου Kunhi με στροφείο στο κέντρο της διάταξης όπου εφαρμόστηκαν δύο διαφορετικοί τρόποι ροής: εισαγωγή ενός ρευστού στη ροή και εισαγωγή δύο ρευστών με αντίρροπη ροή.

Μία πρώτη θεώρηση για τον προσδιορισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας με τη μέθοδο της διαστατικής ανάλυσης είναι η χρήση της εξίσωσης του **Hinze [5]** η οποία δίνεται από:

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda} \quad (20)$$

όπου  $\nu$  είναι το κινηματικό ιξώδες,  $\lambda$  είναι η κλίμακα μήκους της τύρβης σε μικροσκοπικό επίπεδο και  $u'$  είναι η διακύμανση της τυρβώδους ταχύτητας.

Η τοπικά ιστροπική τύρβη σε δοχεία ανάδευσης προσδιορίστηκε από την εξίσωση που χρησιμοποίησαν οι **Kresta** και **Wood [5]**:

$$\varepsilon = A \frac{u'_{rms}{}^3}{L} \quad (21)$$

όπου το  $A$  είναι μία σταθερά (συνήθως μονάδα), το  $L$  είναι η ακέραια κλίμακα μήκους και ο τελευταίος όρος είναι η ενεργός τιμή της διακύμανσης της ταχύτητας και εκφράζει το επίπεδο τύρβης.

Ο μέσος τοπικός ρυθμός σκέδασης ενέργειας με τη μέθοδο της διαστατικής ανάλυσης τελικά υπολογίζεται από:

$$\varepsilon_{\text{mean}} = \sum_{i=0}^n A \frac{u_{rms}^3}{L} / n \quad (22)$$

Η δεύτερη μέθοδος υπολογισμού που χρησιμοποιήσαν, είναι η αναλυτική μέθοδος υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας χρησιμοποιώντας τους ταυιστές τάσης οι οποίοι προσδιορίζονται από τις κλίσεις των ταχυτήτων:

$$\varepsilon = 2\nu \langle s'_{xyz} \cdot s'_{xyz} \cdot s'_{xyz} \rangle \quad (23)$$

$$\varepsilon = \nu \cdot \left[ 2 \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \right] \quad (24)$$

όπου το  $\nu$  είναι το κινηματικό ιξώδες και  $u_x$ ,  $u_y$ ,  $u_z$  είναι οι διακυμάνσεις της ταχύτητας στην  $x$ -,  $y$ -,  $z$ -κατεύθυνση. Από τους 12 άγνωστους όρους μπορούν να προσδιοριστούν μόνο οι 5. Οι υπόλοιποι 7 όροι υπολογίζονται με την υπόθεση ισοτροπικής συμπεριφοράς της τύρβης. Με αυτήν την υπόθεση μπορεί να προσδιοριστεί ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας υπολογίζοντας την ακτινική ( $u_r$ ) και εφαπτομενική ( $u_z$ ) ταχύτητα:

$$\varepsilon = \nu \left[ 2 \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + 3 \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} \right)^2 + 3 \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 + 2 \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] \quad (25)$$

Έγινε επιβεβαίωση της ανάλυσης του ρυθμού σκέδασης ενέργειας λόγω τύρβης με το σύστημα PIV, εκτιμώντας την κλίμακα Κολμογορον,  $\eta$ :

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (26)$$

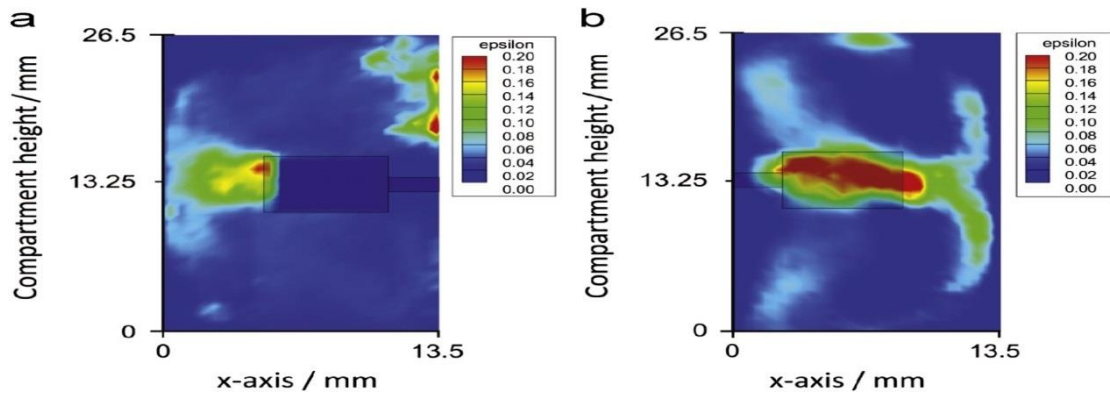
Για τον ακριβέστερο υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας λόγω τύρβης χρησιμοποιείται ένας διορθωτικός παράγοντας  $f_e$ , λόγω του ότι ένα σύστημα PIV που δεν μπορεί να εξάγει αποτελέσματα στη μικρότερη κλίμακα μήκους (δηλαδή μικρότερης της κλίμακας Κολμογορον), οδηγεί σε υποεκτίμηση των αποτελεσμάτων. Η εξίσωση του διορθωτικού παράγοντα δίνεται από:

$$f_e = 1 - \exp \left( -\frac{3}{2} a \left( \frac{\pi}{\Delta} \eta \right)^{4/3} \right) \quad (27)$$

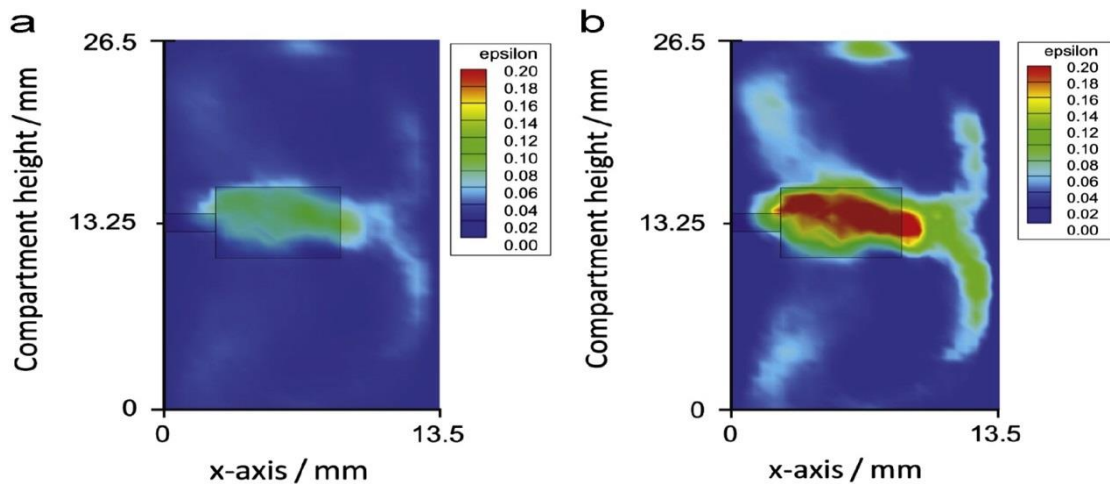
με  $a=1.6$  και ο παράγοντας  $\Delta$  εκφράζει τη χωρική ανάλυση.

Συνεπώς, ο διορθωμένος ρυθμός σκέδασης ενέργειας υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης:

$$\varepsilon_{\text{corr}} = \frac{\varepsilon_{\text{mean}}}{f_e} \quad (28)$$



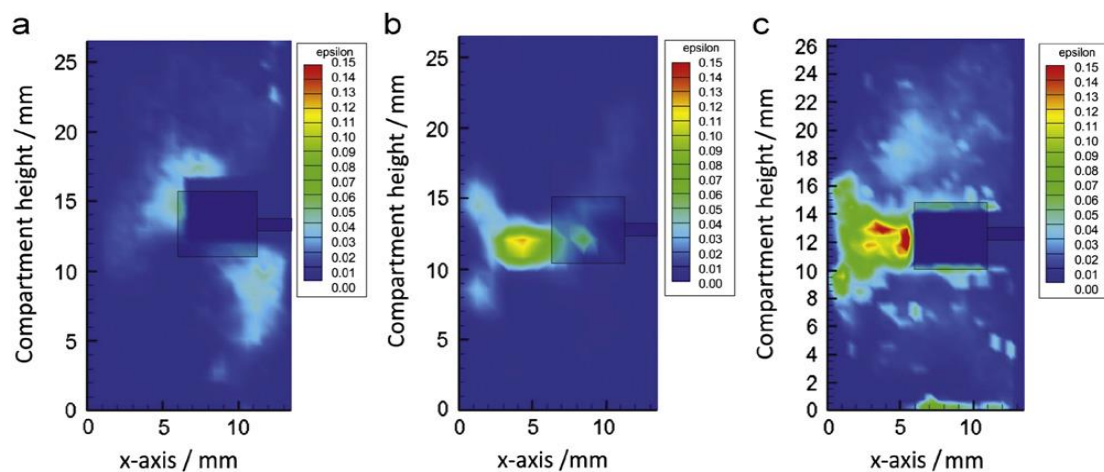
**Σχήμα 8.** Μέσος τοπικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας για χωρική ανάλυση 9η, όπου η είναι η κλίμακα Kolmogorov (δηλαδή για χωρική ανάλυση ίση με 9 φορές της κλίμακας Kolmogorov), που προσδιορίστηκε με τη εξίσωση (2) και ένα χαρακτηριστικό μήκος  $D/10$  για 300 rpm: (a)  $\text{CaCl}_2/\text{νερό}$  and (b) νερό. [5]



**Σχήμα 9.** Αναλυτική μέθοδος υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας σε χωρική ανάλυση 0.48mm. Η ταχύτητα περιστροφής της πτερωτής είναι 300 rpm. (a) μη διορθωμένος ρυθμός σκέδασης ενέργειας και (b) διορθωμένος με  $f_e=0.3$ . [5]

Ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας μετρήθηκε για 100, 200 και 300 rpm της πτερωτής. Ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας που υπολογίστηκε με τη μέθοδο της διαστατικής ανάλυσης για 300 rpm φαίνεται στο σχήμα 8. Η μέγιστη τιμή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας παρατηρείται στην άκρη της πτερωτής, ενώ η τυρβώδης ενέργεια αυξάνεται μέσα στη στήλη με την αύξηση της ταχύτητας περιστροφής της πτερωτής. Για τον προσδιορισμό των απωλειών ενέργειας με τη δεύτερη μέθοδο, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας, χωρίς και με το διορθωτικό παράγοντα, που εξήχθησαν από τις Εξ. (27) και (28) φαίνονται στο σχήμα 9. Ο συντελεστής διόρθωσης προσδιορίστηκε ίσος με 0.3. Η κατανομή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας στη στήλη, χωρίς τη χρήση του διορθωτικού παράγοντα, δεν αντικατοπτρίζει τη μικρότερη επιτεύξιμη κλίμακα μήκους και για το λόγο αυτό η τυρβώδης ενέργεια υποεκτιμάται. Ο ρυθμός απωλειών ενέργειας, με τη χρήση του διορθωτικού παράγοντα, ταιριάζει με τα

αποτελέσματα των απωλειών ενέργειας που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της διαστατικής ανάλυσης στο σχήμα 8.



**Σχήμα 10.** Ρυθμός απωλειών τυρβώδους ενέργειας για διφασική ροή με  $10 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2} \text{ h}^{-1}$  νερού and  $6 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2} \text{ h}^{-1}$  βουτυλίου για διάφορες ταχύτητες περιστροφής της πτερωτής που υπολογίστηκε με την εξίσωση (2) και μία γεωμετρική σταθερή τιμή ίση με 6: (a) 100rpm,(b) 200rpm,(c) 300rpm. [5]

Οι μετρήσεις του ρυθμού απωλειών ενέργειας στην περίπτωση των αντίθετων ρευμάτων μέσα στη στήλη φαίνονται στο σχήμα 10. Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιήθηκαν για σύστημα νερού/ $\text{CaCl}_2$  και βουτυλίου. Στις 100 rpm, οι απώλειες ενέργειας δεν υπερβαίνουν μία τιμή της τάξεως του  $0.05 \text{ m}^2/\text{s}^3$ . Επίσης παρατηρείται μία μεγάλη επίδραση της ροής στο πεδίο ταχυτήτων κάτω από την πτερωτή. Στις 200 rpm, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας αυξάνεται σε  $0.1 \text{ m}^2/\text{s}^3$  στην άκρη της πτερωτής και στις 300 rpm ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας φτάνει σε μια μέγιστη τιμή ίση με  $0.15 \text{ m}^2/\text{s}^3$  μέσα στη στήλη. Συγκριτικά με την περίπτωση ροής με ένα ρευστό, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας μειώνεται.

Η **A. Delafosse et al. [6]**, στη δική της πειραματική μελέτη, χρησιμοποίησε 4 μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας πραγματοποιήθηκε σε ροή που δημιουργείται από πτερωτή μέσα σε δοχείο ανάμιξης.

Η πρώτη μέθοδος υπολογισμού του ρυθμού σκέδασης ενέργειας βασίζεται στην υπόθεση ότι η τύρβη συμπεριφέρεται ιστροπικά. Οι ιστροπικοί λόγοι,  $K$ , θα είναι γι αυτό το λόγο ίσοι με την μονάδα. Ομοίως και σε αυτήν την εργασία, χρησιμοποιείται η εξίσωση του **Hinze [6]** η οποία δίνεται από (όπου  $\nu$  το κινηματικό ιξώδες):

$$\varepsilon_3 = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_3}\right)^2} \quad (29)$$

Η δεύτερη βασίζεται στην υπόθεση ότι οι ισοτροπικοί λόγοι, οι οποίοι εξήχθησαν από τις μετρήσεις, είναι πολύ κοντά μεταξύ τους για τα τρία διαφορετικά επίπεδα μετρήσεων ( $K=1, K=0.5, K=0.1$ ). Η **A. Delafosse et al. [6]** χρησιμοποίησε τη μέθοδο που χρησιμοποίησαν και οι **Saarenrinne** και **Piirto, Sharp** και **Adrian, Micheletti et al. [6]** και δίνεται από την εξίσωση:

$$\varepsilon'_3 = 12\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_3}\right)^2} \quad (30)$$

Η τρίτη βασίζεται στην υπόθεση ότι η τύρβη είναι μη ομογενής και συμπεριφέρεται ως στατιστικά ισοτροπική και δίνεται από την εξίσωση 34. Όποτε λαμβάνονται υπόψη οι συνθήκες μεταξύ των άγνωστων κλίσεων της ταχύτητας οι οποίες είναι οι εξής:

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_2}\right)^2} = \frac{1}{2} \left[ \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_3}\right)^2} \right] \quad (31)$$

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_1}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_2}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_3}\right)^2} = \frac{1}{2} \left[ \overline{\frac{\partial u'_1{}^2}{\partial x_3}} + \overline{\frac{\partial u'_3{}^2}{\partial x_1}} \right] \quad (32)$$

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2} \frac{\partial u'_2}{\partial x_1}\right)} = \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_2} \frac{\partial u'_2}{\partial x_3}\right)} = -\frac{1}{4} \left[ \overline{\frac{\partial u'_1{}^2}{\partial x_1}} + \overline{\frac{\partial u'_3{}^2}{\partial x_3}} \right] \quad (33)$$

Η **A. Delafosse et al. [6]**, χρησιμοποιεί τη μέθοδο του **Sharp et al. [6]** που υπολογίζει το ρυθμό σκέδασης ενέργειας για κάθε επίπεδο. Εδώ το εξεταζόμενο επίπεδο, στο οποίο πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις και οι αντίστοιχες υποθέσεις, είναι το επίπεδο (X1-X3) και καταλήγει στο εξής:

$$\varepsilon_{13} = \nu \left\{ 2 \overline{\frac{\partial u'_1{}^2}{\partial x_1}} + 2 \overline{\frac{\partial u'_3{}^2}{\partial x_3}} + 3 \overline{\frac{\partial u'_1}{\partial x_3}} + 3 \overline{\frac{\partial u'_3}{\partial x_1}} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_1} \frac{\partial u'_1}{\partial x_3}\right)} \right\} \quad (34)$$

Η τέταρτη και τελευταία μέθοδος προκύπτει αλλάζοντας την τρίτη υπόθεση από την τρίτη μέθοδο, δηλαδή:

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2} \frac{\partial u'_2}{\partial x_1}\right)} = \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_2} \frac{\partial u'_2}{\partial x_3}\right)} = \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_3} \frac{\partial u'_3}{\partial x_1}\right)} \quad (35)$$

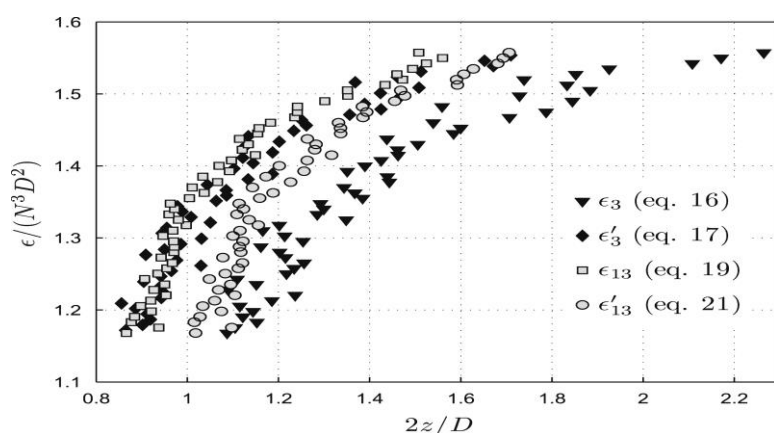
και διατηρώντας σταθερές τις άλλες δύο υποθέσεις, ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$\varepsilon'_{13} = \nu \left\{ 3 \overline{\frac{\partial u'_1{}^2}{\partial x_1}} + 3 \overline{\frac{\partial u'_3{}^2}{\partial x_3}} + 3 \overline{\frac{\partial u'_1}{\partial x_3}} + 3 \overline{\frac{\partial u'_3}{\partial x_2}} + 6 \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_1} \frac{\partial u'_1}{\partial x_3}\right)} \right\} \quad (36)$$

Η τελευταία σχέση χρησιμοποιήθηκε ως η μέθοδος αναφοράς για τη σύγκριση με τις υπόλοιπες τρεις μεθόδους που παρουσιάστηκαν.

Στο σχήμα 11, ο αδιάστατος ρυθμός σκέδασης ενέργειας που υπολογίστηκε με τη χρήση των 4 μεθόδων που παρουσιάστηκαν παραπάνω [από τις Εξ. (29), (30), (34), (36)], φαίνεται σε κάθετο προφίλ για  $2r/D=0.88$  για τη μικρότερη χωρική ανάλυση που επιτυγχάνεται.

Τα συμπεράσματα που βγαίνουν είναι πως η πρώτη μέθοδος σε σύγκριση με την τέταρτη δίνει μεγαλύτερες τιμές σε ποσοστό 5-25%, κυρίως στη ζώνη των μέγιστων τιμών απωλειών ενέργειας ( $2z/D > 1.35$ ), ενώ για τη δεύτερη μέθοδο φαίνεται ότι υποεκτιμά σε ποσοστό 5-15% το μετρούμενο μέγεθος σε σχέση με την τέταρτη μέθοδο (κυρίως πάλι στην περιοχή των μέγιστων τιμών). Τα αποτελέσματα για την τρίτη μέθοδο δείχνουν πως υποεκτιμά το μετρούμενο μέγεθος κατά 12% σε σχέση με την τελευταία μέθοδο.

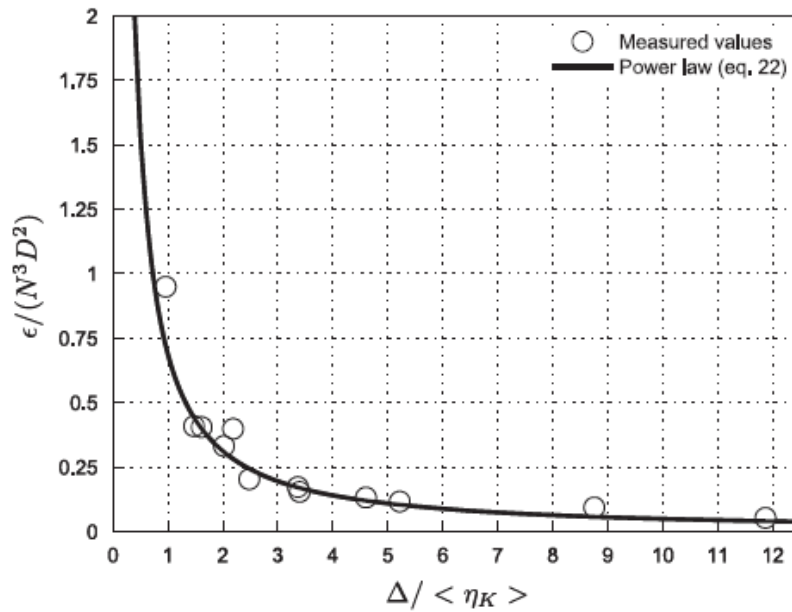


**Σχήμα 11.** Σύγκριση του ρυθμού απωλειών ενέργειας από τις τέσσερις μεθόδους σε κάθετο προφίλ στην πλευρά εξόδου της ροής από το στροφέιο ( $2r/D = 0.88$ ,  $N = 50$  rpm,  $\Delta = 234$  mm,  $\Delta/\langle \eta_k \rangle = 0.96$ ). [6]

Οι τιμές του μέσου ρυθμού σκέδασης ενέργειας ( $\varepsilon/N^3D^2$ ) φαίνονται στο Σχήμα 12 συναρτήσει του λόγου του μεγέθους του πλέγματος ανάλυσης,  $\Delta$ , (ή αλλιώς της χωρικής ανάλυσης) και της μέσης κλίμακας Kolmogorov,  $\langle \eta_k \rangle$ . Η εξέλιξη του ρυθμού σκέδασης ενέργειας συναρτήσει της χωρικής ανάλυσης (μαύρη συνεχής γραμμή) μπορεί να περιγραφεί από την παρακάτω εξίσωση (γνωστή ως “power law”):

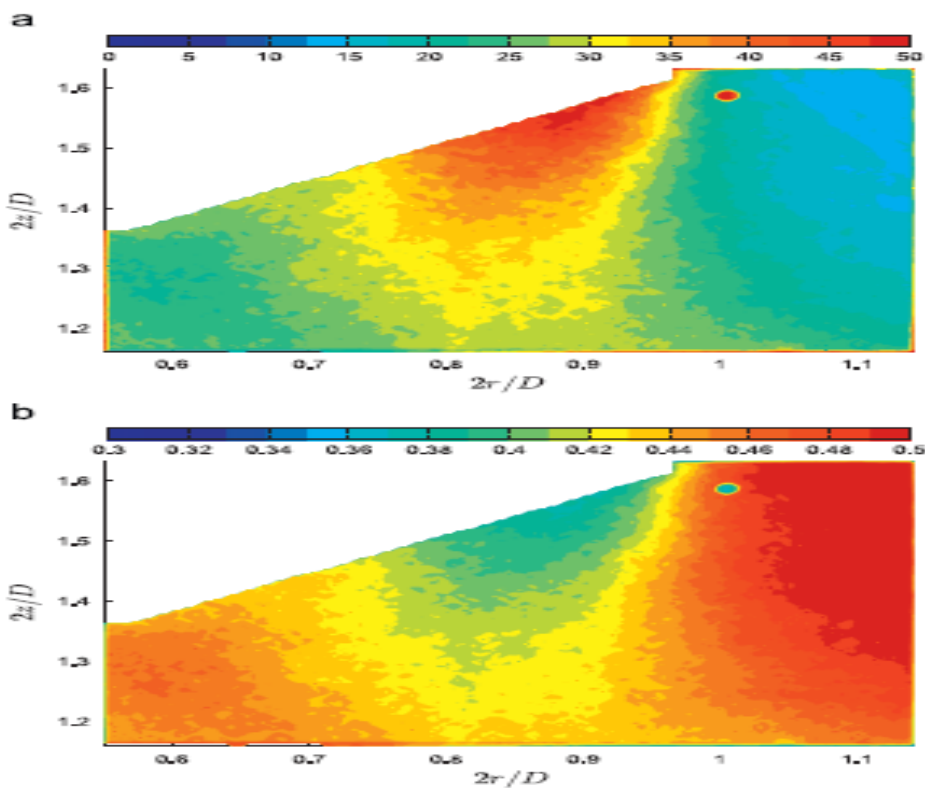
$$\frac{\varepsilon}{N^3D^2} = 0.69 \left( \frac{\Delta}{\langle \eta_k \rangle} \right)^{-1.15} \quad (37)$$

όπου  $D$  είναι η διάμετρος του στροφέιου,  $N$  είναι οι στροφές της πτερωτής.



**Σχήμα 12.** Επίδραση της αδιάστατης χωρικής ανάλυσης στις μέσες τιμές του μέσου ρυθμού απωλειών ενέργειας στο κάθετο επίπεδο μετρήσεων  $X_1$ - $X_3$  ( $0.56 < 2r/D < 1.14, 1.17 < 2z/D < 1.63$ ). [6]

Η εξίσωση αυτή καθώς και τα αποτελέσματα που εξήχθησαν βοηθούν στη σύγκριση και στην εξαγωγή συμπερασμάτων στο επόμενο σχήμα που ακολουθεί (Σχ. (13)).



**Σχήμα 13.** Διάγραμμα ρυθμού απωλειών ενέργειας (a) και κλίμακας Kolmogorov (b) αδιαστατοποιημένες από την αντίστοιχη μέση τιμή που υπολογίστηκε από την εξίσωση “power law”. (a)  $\epsilon'_{13}/\langle \epsilon \rangle$  και (b)  $\eta_{\kappa}/\langle \eta_{\kappa} \rangle$ . [6]

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται η επίδραση της χωρικής ανάλυσης στο ρυθμό σκέδασης ενέργειας. Οι μετρήσεις έγιναν στην πλευρά εξόδου της ροής από το στροφέιο όπου οι απώλειες ενέργειας είναι οι μέγιστες και πολύ μεγαλύτερες από τις μέσες τιμές. Η κλίμακα Kolmogorov σε αυτή τη ζώνη είναι αισθητά μικρότερη από τη μέση τιμή που υπολογίστηκε σύμφωνα με την εξίσωση "power law" (Εξ. 37). Αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 13 όπου παρουσιάζονται τα διαγράμματα του ρυθμού σκέδασης ενέργειας (Σχ. 13a) και της κλίμακας Kolmogorov (Σχ. 13b) αδιαστατοποιημένες από τις μέσες τιμές τους στη δεξαμενή. Οι μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας παρατηρούνται στη ζώνη κοντά στην πλευρά εξόδου της ροής από το στροφέιο. Οι τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας εκτιμήθηκαν μεταξύ 15 και 50 φορές μεγαλύτερες από τη μέση τιμή που υπολογίστηκε σύμφωνα με την εξίσωση "power law" (Εξ. 37). Η αντίστοιχη κλίμακα Kolmogorov είναι συνεπώς μεταξύ 0.35 και 0.5 φορές μικρότερη από τη μέση τιμή που υπολογίστηκε από την ίδια εξίσωση (Εξ. 37). Επομένως, οι ελάχιστες χωρικές αναλύσεις κυμαίνονται μεταξύ 1.8 και 2.5 φορές της τοπικής κλίμακας Kolmogorov στο εξεταζόμενο επίπεδο. Οι απώλειες ενέργειας που εκτιμήθηκαν σε αυτήν την εργασία κυμαίνονται μεταξύ 85% και 90% της πραγματικής τιμής. Άρα η μέγιστη τιμή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που παράγεται από το στροφέιο είναι τουλάχιστον 50 φορές μεγαλύτερη από τη μέση τιμή ( $\epsilon_{\max}=50\langle\epsilon\rangle$ ) και η αντίστοιχη ελάχιστη κλίμακα Kolmogorov είναι περίπου 3 φορές μικρότερη από την κλίμακα Kolmogorov που υπολογίστηκε από τη μέση τιμή του ρυθμού σκέδασης ενέργειας ( $\eta_{\kappa\max}=0.37\langle\eta_{\kappa}\rangle$ ).

Ο **F. Huchet et al. [7]**, στο πείραμα που πραγματοποίησε, προσδιορίζει με αναλυτικό τρόπο το ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας,  $\bar{\epsilon}$ , μέσω της μεθόδου χρονικής ανάλυσης 2D-PIV (time-resolved 2D-PIV), σε ροή που δημιουργείται από ένα στρόβιλο Rushton ο οποίος βρίσκεται μέσα σε δοχείο ανάμιξης. Οι πειραματικές εκτιμήσεις του  $\bar{\epsilon}$  γίνονται χωρίς απλοποιήσεις, από τη στιγμή που όλες οι χωρικές κλίσεις (ή παράγωγοι) για όλες τις συνιστώσες των διακυμάνσεων της ταχύτητας υπολογίζονται απευθείας. Για κάθε σημείο, οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε τρία ορθογώνια επίπεδα. Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν συγκρίνονται με προηγούμενες μελέτες. Ιδιαίτερη προσοχή δίνεται στη συνεισφορά κάθε επιπέδου στον υπολογισμό του  $\bar{\epsilon}$  καθώς επίσης προτείνονται και κάποιες καινούριες ιδέες για την αποτίμησή του.

Ο προσδιορισμός έγινε με τη χρήση εξισώσεων με τη μορφή ταυστών και με την απευθείας μέτρηση των κλίσεων (ή παράγωγοι) της ταχύτητας, δηλαδή χωρίς την υπόθεση τοπικής ιστροπικής συμπεριφοράς που χρησιμοποιείται συνήθως για την εκτίμηση των 7 άγνωστων όρων της κινητικής ενέργειας.

Ο **F. Huchet et al. [7]**, χρησιμοποίησε την εξίσωση του **Chassaing [7]** για το ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας και η οποία δίνεται από:

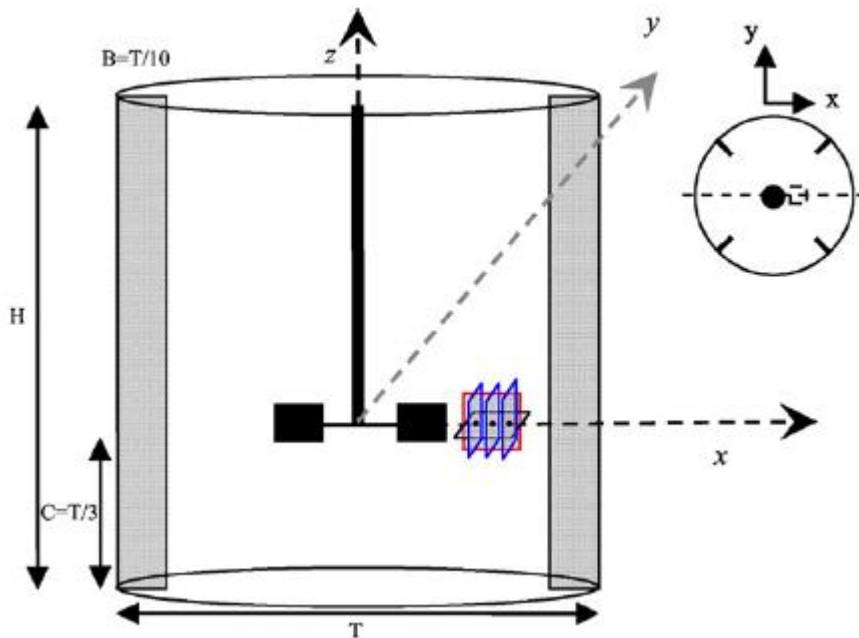


$$\bar{\varepsilon} = 2\nu\overline{s'_{ij}s'_{ij}} \quad (38)$$

$$\text{με } s'_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (39)$$

Στο πείραμα αυτό χρησιμοποιείται κυρίως ο αδιάστατος ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας διαιρώντας το  $\varepsilon$  με το  $N^3D^2$ . Σε αυτήν την περίπτωση,  $N^3D^2=0.013 \text{ m}^2/\text{s}^3$  το οποίο αντιστοιχεί σε 4 φορές το μέσο ογκομετρικό ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας στη δεξαμενή ανάδευσης,  $\langle \varepsilon \rangle$ . Ο μέσος ογκομετρικός ρυθμός σκέδασης στην δεξαμενή ανάδευσης βρέθηκε σύμφωνα με τις μετρήσεις ίσος με  $0.0033 \text{ m}^2/\text{s}^3$ .

Τρία επίπεδα μετρήσεων  $(x,y)$ ,  $(x,z)$ ,  $(y,z)$  είναι τα βασικά επίπεδα που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό των τριών συνιστωσών της διακύμανσης της ταχύτητας και των 12 συνιστωσών του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε ένα σημείο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 14. Πιο συγκεκριμένα ο **F. Huchet et al. [7]**, βρήκε πως τα απαραίτητα επίπεδα για τις μετρήσεις του είναι 5: ένα επίπεδο που σχηματίζεται από ακτινικές και εγκάρσιες συνιστώσες  $(x, z)$  και ένα επίπεδο που σχηματίζεται από ακτινικές και οριζόντιες συνιστώσες  $(x, y)$  ώστε να μπορούν να υπολογιστούν οι συνιστώσες της ταχύτητας  $(u, w)$  και  $(u, v)$ , αντίστοιχα, καθώς και οι κλίσεις τους. Τέλος, τρία εφαπτομενικά επίπεδα  $(y, z)$  ώστε να υπολογιστούν οι συνιστώσες  $v$  και  $w$  και οι κλίσεις τους.



**Σχήμα 14.** Σχηματική αναπαράσταση του δοχείου ανάδευσης και του στροφείου. Επίσης φαίνονται σε πλάγια όψη και σε κάτοψη τα επίπεδα μετρήσεων. [7]

Και σε αυτήν την εργασία εκτιμήθηκε η κλίμακα Kolmogorov ώστε να εξακριβωθεί ότι με τη χωρική ανάλυση του μετρητικού συστήματος λαμβάνονται υπόψη οι δίνες στις μικρότερες κλίμακες της ροής οι οποίες επιδρούν στο ρυθμό σκέδασης

ενέργειας. Η εξίσωση που χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση την κλίμακας Kolmogorov είναι (όπου  $\nu$  το κινηματικό ιξώδες):

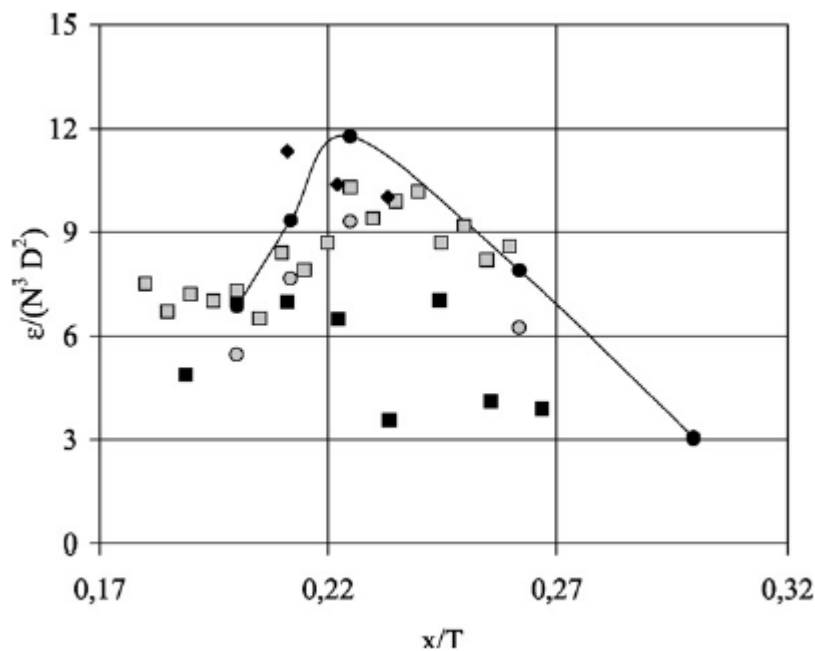
$$\langle \eta \rangle = \left( \frac{\nu^3}{\langle \varepsilon \rangle} \right)^{1/4} \quad (40)$$

Ο υπολογισμός για τη συνεισφορά του κάθε επιπέδου στο ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας πραγματοποιήθηκε με την παρακάτω εξίσωση:

$$\overline{\varepsilon_{\text{plane}_{ij}}} = \nu \left\{ 2 \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} + 2 \overline{\left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \right)^2} + 2 \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \right\} \quad (41)$$

Συνεπώς, ο συνολικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας εξάγεται από το άθροισμα των επιμέρους  $\overline{\varepsilon}$  από κάθε επίπεδο και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\overline{\varepsilon_{\text{TOTAL}}} = \overline{\varepsilon_{xy}} + \overline{\varepsilon_{xz}} + \overline{\varepsilon_{yz}} - \nu \left\{ 2 \overline{\frac{\partial u'^2}{\partial x}} + 2 \overline{\frac{\partial v'^2}{\partial y}} + 2 \overline{\frac{\partial w'^2}{\partial z}} \right\} \quad (42)$$



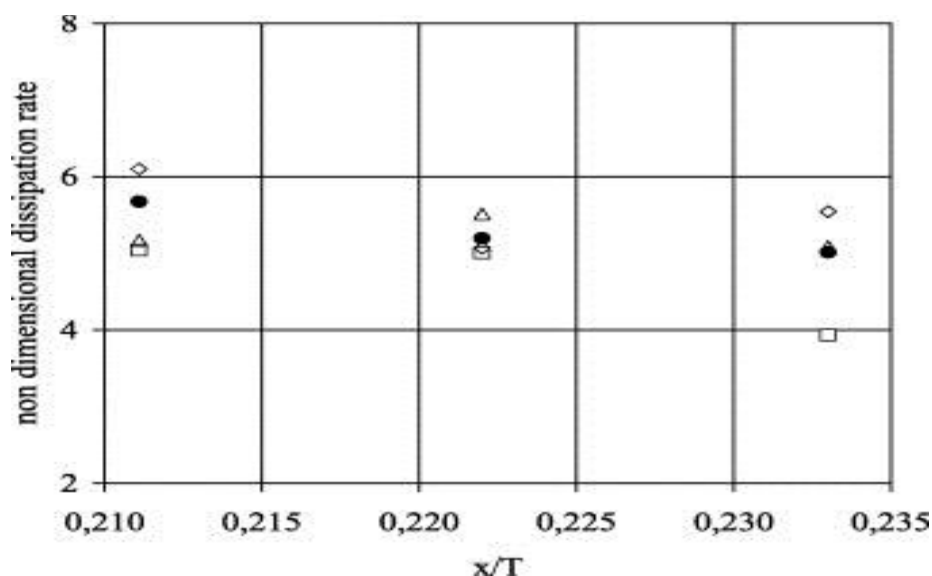
**Εικόνα 15.** Ρυθμός σκέδασης ενέργειας σε ροή κοντά στο στρόβιλο ο οποίος υπολογίστηκε με διάφορες τεχνικές. Γκρι δίσκοι LDA ( $Re = 32,000$ ); μαύροι δίσκοι: LDA ( $Re = 32,000$ ) και PIV ( $Re = 20,000$ ); γκρι τετράγωνα: PIV ( $Re = 20,000$ ); μαύρα τετράγωνα: PIV ( $Re = 56,250$ , TKE balance); ρόμβοι: παρούσα εργασία ( $Re = 18,750$ ). [7]

Στο σχήμα 15 παρουσιάζονται αποτελέσματα της εργασίας του **F.Huchet et.al** [7] και συγκρίνονται με προηγούμενες εργασίες. Τα αποτελέσματα έδειξαν μία καλή συμφωνία των πειραματικών μετρήσεων σε σχέση με τις άλλες τεχνικές που παρουσιάζονται στο σχήμα. Επιπλέον, η μέγιστη τιμή του αδιάστατου ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας που βρίσκεται μεταξύ 11 κα 12

προσδιορίζεται στη θέση  $x/T=0.21$  ενώ στις εργασίες των **Hartmann et al. [7]** και **Baldi και Yianneskis [7]** αυτή η θέση βρίσκεται στο  $x/T=0.23$ . Αυτή η διαφορά μπορεί να οφείλεται στις πειραματικές συνθήκες, όπως για παράδειγμα σε διαφορές του πάχους των πτερυγίων ή στη θέση του στροβίλου, και οι οποίες μπορεί να θεωρηθούν ικανές να προκαλέσουν διαφορές στα αποτελέσματα.

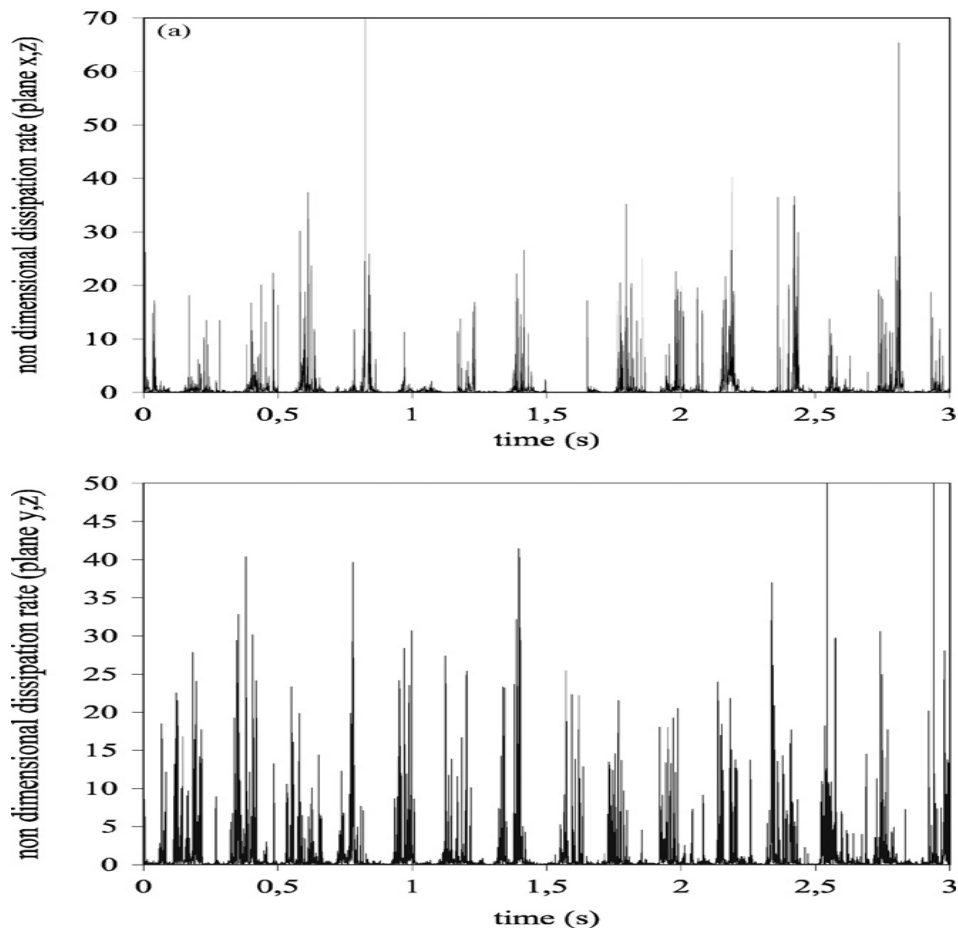
**O F.Huchet et.al [7]**, εξάγει τον εμπειρικό τύπο ο οποίος δίνει την σχέση ανάμεσα στο συνολικό ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας με αυτόν του κάθε επιπέδου με την εξίσωση:

$$\overline{\varepsilon_{xy}} = \overline{\varepsilon_{xz}} = \overline{\varepsilon_{yz}} = \frac{\varepsilon_{TOTAL}}{2} \quad (43)$$



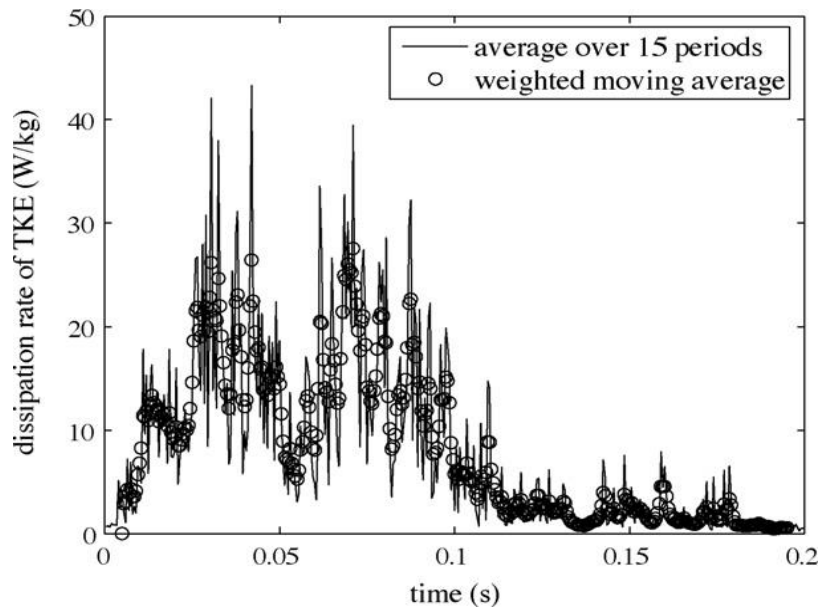
**Σχήμα 16.** Συνεισφορά του κάθε επιπέδου μέτρησης στην εκτίμηση της τυρβώδους απώλειας ενέργειας: ανοικτό τετράγωνο,  $\varepsilon_{xz}/(N^3D^2)$ ; ανοικτό τρίγωνο,  $\varepsilon_{xy}/(N^3D^2)$ ; ανοικτός ρόμβος,  $\varepsilon_{yz}/(N^3D^2)$ ; μαύρος κύκλος,  $0.5\varepsilon_{TOT}/(N^3D^2)$ . [7]

Στο σχήμα 16 συγκρίνεται η συνεισφορά του κάθε επιπέδου σε σχέση με το συνολικό ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Παρατηρήθηκε πως η συνεισφορά του κάθε επιπέδου είναι ίδια. Επιπλέον, η συνεισφορά του κάθε επιπέδου είναι περίπου ίση με το μισό της συνολικής απώλειας ενέργειας. Έτσι, η εμπειρική σχέση που δίνεται από την Εξ. 43 είναι έγκυρη με μια απόκλιση της τάξης του 10% για οποιοδήποτε από τα τρία επίπεδα. Σε κάθε περίπτωση, κοντά στο στροφέιο, είναι ενδιαφέρον ότι οι μετρήσεις του πεδίου ταχύτητας σε ένα μόνο επίπεδο είναι αρκετό ώστε να προσδιοριστεί η συνολική ποσότητα του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας.



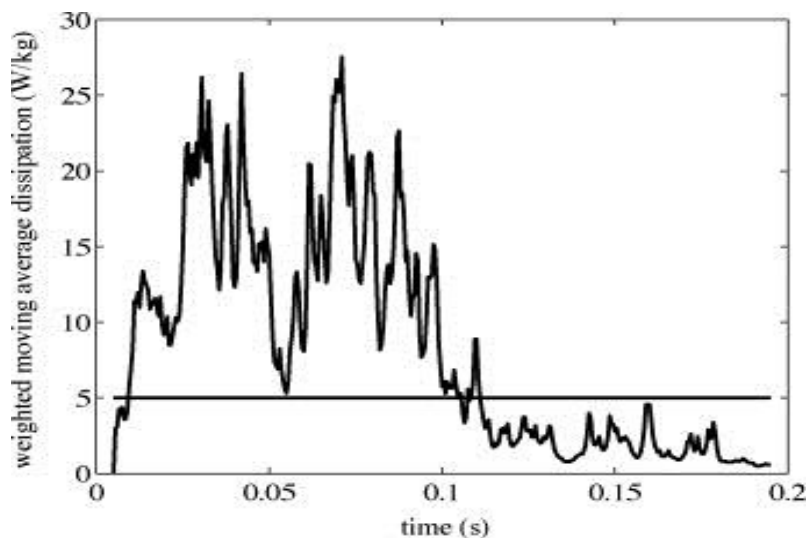
**Σχήμα 17.** Χρονική μεταβολή της συνεισφοράς των απωλειών ενέργειας στο (a) xz-επίπεδο και (b) yz-επίπεδο για  $x/T = 0.21$ . [7]

Επίσης αναλύθηκε η χρονική μεταβολή των  $\varepsilon_{xz}(t)$  και  $\varepsilon_{yz}(t)$  για διάρκεια 3 sec όπως φαίνονται στο σχήμα 17a και b. Ο στιγμιαίος ρυθμός σκέδασης ενέργειας  $\varepsilon_{xz}(t)$  αδιαστατοποιείται από το στατιστικό μέσο όρο  $\overline{\varepsilon_{xz}}$ . Ο αδιάστατος στιγμιαίος ρυθμός σκέδασης ενέργειας παρουσιάζει περιοδική συμπεριφορά. Το μέγεθος των στιγμιαίων τιμών του ρυθμού σκέδασης ενέργειας, όπως του  $\varepsilon_{xz}(t)$ , φτάνει πάνω από 10 φορές το στατιστικό μέσο ρυθμό σκέδασης ενέργειας. Όμως οι μέγιστες τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που εμφανίζονται οφείλονται στην επίδραση του θορύβου, που προκαλείται από τις υπερεκτιμήσεις των κλίσεων της διακύμανσης της ταχύτητας κατά το πέρασμα των πτερυγίων του στροφείου.



**Σχήμα 18.** Ρυθμός απωλειών ενέργειας σε μία περίοδο: στατιστικός μέσος όρος 15 περιόδων και σταθμισμένος κινούμενος μέσος όρος ( $x/T = 0.21$ ). [7]

Οι χρονικές σειρές που αναπαριστούνται γραφικά στο σχήμα 18 αντιστοιχούν στη χρονική εξέλιξη του ρυθμού σκέδασης ενέργειας μεταξύ δύο διαδοχικών πτερυγίων. Αυτό που παρατηρείται είναι πως στα παραπάνω αποτελέσματα οι χρονικές σειρές διακρίνονται σε 2 ζώνες: στην πρώτη ζώνη παρατηρούνται υψηλά επίπεδα του ρυθμού σκέδασης ενέργειας και ακολουθείται από τη δεύτερη ζώνη με αισθητά χαμηλές τιμές του ρυθμού σκέδασης ενέργειας.



**Σχήμα 19.** Σταθμισμένος κινούμενος μέσος όρος ρυθμού απωλειών ενέργειας σε μια περίοδο. Επίσης φαίνεται και ο ορισμός της οριακής τιμής. [7]

Στο σχήμα 19, φαίνονται ξεκάθαρα 2 υπο-περιοχές: στην πρώτη υπο-περιοχή ο στιγμιαίος ρυθμός σκέδασης ενέργειας είναι μεγαλύτερος από μία οριακή τιμή, ενώ, στη δεύτερη υπο-περιοχή, είναι μικρότερος. Η οριακή τιμή που προτάθηκε εμπειρικά είναι ίση με 5W/kg. Θεωρήθηκε πως η πρώτη υπο-περιοχή συνδέεται με

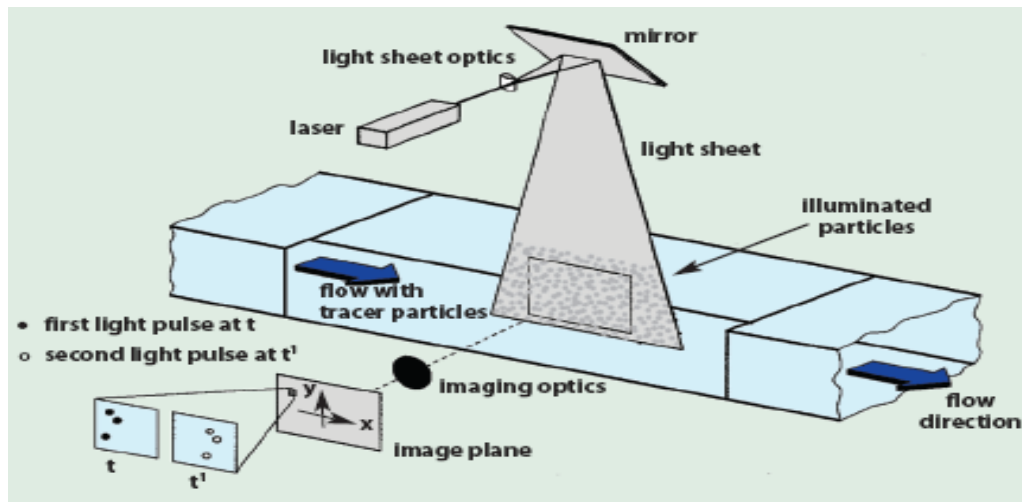
δίνες που βρίσκονται πίσω από το περύγιο. Σε αυτήν την περιοχή, η κινητική ενέργεια λόγω περιοδικότητας της ροής μετατρέπεται σε τύρβη, με αποτέλεσμα την εμφάνιση υψηλών επιπέδων τυρβώδους κινητικής ενέργειας καθώς και απωλειών ενέργειας. Όταν ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας είναι μικρότερος από την οριακή τιμή, τότε βρισκόμαστε πιθανόν έξω από την περιοχή των δινών.

Η παρουσίαση όλων αυτών των πειραματικών μελετών που υπολογίζουν το ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας και των διάφορων τεχνικών που χρησιμοποιούνται ώστε να γίνει αυτός ο προσδιορισμός, μας έδωσε την αφορμή για την πραγματοποίηση μιας ανάλογης πειραματικής διάταξης. Όλες οι εργασίες που αναφέρθηκαν έχουν ένα κοινό χαρακτηριστικό το οποίο είναι πως ο προσδιορισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας πραγματοποιείται με τη μέθοδο PIV (Particle Image Velocimetry). Θεωρήσαμε, σύμφωνα με αυτά που διαθέτουμε, πως υπάρχει δυνατότητα εκτέλεσης της πειραματικής διάταξης του **F.Huchet et al. [7]**. Για το λόγο αυτό, από τις πειραματικές μελέτες που έχουν καταγραφεί παραπάνω επιλέγουμε να πραγματοποιήσουμε τις μετρήσεις μας σύμφωνα σε διάταξη παρόμοια με αυτή του **F.Huchet et al. [7]**.

Τέλος, προσπαθήσαμε να κρατήσουμε ίδιες όσο το δυνατόν καλύτερα τις αντίστοιχες συνθήκες και τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά της πειραματικής διάταξης του **F.Huchet et al. [7]**. Πιο συγκεκριμένα, κρατήθηκαν όμοια όλα τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της περωτής Rushton, όλα τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης όπως ίδιων διαστάσεων δοχείο, ίδιες αποστάσεις μεταξύ περωτής-δοχείου, ίδιος αριθμός επιπέδων μέτρησης των πεδίων ταχυτήτων καθώς και ίδιες αποστάσεις μεταξύ τους αλλά και με την περωτή. Οι κύριες διαφορές σε σχέση με την πειραματική μας διάταξη είναι ότι χρησιμοποιήθηκε τετράγωνο κουτί αντί για κυλινδρικό ώστε να αποφεύγονται οι διαθλάσεις από το λέιζερ, ο **F.Huchet et al. [7]** χρησιμοποιεί fast-PIV ενώ στη διάθεσή μας βρίσκεται ένας συμβατικός εξοπλισμός PIV και η κάμερα που διαθέτουμε δεν είναι γρήγορη της τάξης του 3kHz αλλά βρίσκεται στα 10Hz. Επιπλέον, ο αριθμός φωτογραφιών που λαμβάνουμε σε κάθε επίπεδο μέτρησης είναι 1870 σε αντίθεση με τις 6000 φωτογραφίες που λαμβάνει στην διάταξή του ο **F.Huchet et al. [7]**.

### 1.3. Η ΜΕΘΟΔΟΣ PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY (PIV)

Η μέθοδος **Particle Image Velocimetry (PIV)** είναι μία οπτική τεχνική μέτρησης για την οπτικοποίηση ροών, με την κύρια χρήση της μεθόδου να βρίσκεται στην έρευνα. Ο κύριος σκοπός της μεθόδου είναι η εξαγωγή αποτελεσμάτων για την ταχύτητα του ρευστού καθώς και η εξαγωγή αποτελεσμάτων άλλων ρευστομηχανικών μεγεθών όπως για παράδειγμα είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια, η στροβιλότητα, οι απώλειες τυρβώδους κινητικής ενέργειας, η πίεση, η παραμόρφωση που προκύπτουν από τη μετ-επεξεργασία των πεδίων ταχύτητας.



Σχήμα 20. Τυπική διάταξη ενός PIV συστήματος .  
(<http://www.photonics.com/EDU/Handbook.aspx?AID=25121>) [8]

Η πειραματική διάταξη ενός συστήματος PIV απαρτίζεται από αρκετά και διαφορετικά υποσυστήματα. Αυτά συνήθως είναι:

- Μικρά σωματίδια, σε μέγεθος μικρομέτρων ( $\mu\text{m}$ ), τα οποία χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της ταχύτητας του ρευστού η οποία γίνεται με ανάλυση της μετατόπισής τους.
- Laser, το οποίο χρησιμοποιείται για την ανίχνευση και απεικόνιση των σωματιδίων μέσα στο ρευστό.
- Οπτικά εξαρτήματα, όπως φακοί και καθρέπτες, τα οποία υποβοηθούν την λειτουργία του laser για τη δημιουργία της φωτεινής επιφάνειας στο ρευστό για την απεικόνιση των σωματιδίων.
- Φωτογραφική κάμερα με κατάλληλο φίλτρο, για την καταγραφή στιγμιότυπων της κίνησης των σωματιδίων τα οποία περνούν μέσα από τη φωτεινή επιφάνεια που δημιουργεί το laser.
- Μία διάταξη συγχρονισμού (synchronizer), η οποία ρυθμίζει και συντονίζει την κάμερα και το laser .

- Η/Υ, όπου αποθηκεύονται και επεξεργάζονται τα δεδομένα από τις PIV καταγραφές.
- Το υπό εξέταση ρευστό.

Η διαδικασία που ακολουθείται έχει ως εξής:

Πριν την έναρξη του πειράματος, σωματίδια τοποθετούνται στο ρευστό τα οποία ακολουθούν την ροή με ταχύτητα κοντά στην πραγματική ταχύτητα του ρευστού, ανάλογα με τον αριθμό Stokes του σωματιδίου (εξαρτάται από την διάμετρο του σωματιδίου). Τα σωματίδια αυτά πρέπει να φωτιστούν σε ένα επίπεδο της ροής, που δημιουργείται από τη φωτεινή επιφάνεια της δέσμης φωτός του laser, τουλάχιστον δύο φορές μέσα σε ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα (σε milliseconds ή nanoseconds). Η διάχυση του φωτός από τα σωματίδια καταγράφεται από την κάμερα σε μία ή σε μια σειρά εικόνων. Τα αποτελέσματα της μετατόπισης των σωματιδίων μεταξύ των δύο φωτεινών παλμών του laser προσδιορίζονται από την ανάλυση των PIV καταγραφών. Για τη διαχείριση του τεράστιου όγκου δεδομένων, χρησιμοποιούνται εξεζητημένες τεχνικές μετ-επεξεργασίας. Μετά τη φωτογραφική καταγραφή των δεδομένων, οι πληροφορίες μεταφέρονται στη μνήμη ενός υπολογιστή. Τέλος, απαραίτητη είναι η χρήση ειδικών προγραμμάτων υπολογιστή για τη μετ-επεξεργασία των δεδομένων.

Η εκτίμηση των ψηφιακών PIV καταγραφών γίνεται χωρίζοντας τις σε μικρές υποπεριοχές οι οποίες ονομάζονται “εξεταζόμενες περιοχές”. Το διάνυσμα της μετατόπισης των σωματιδίων μεταξύ των δύο φωτεινών παλμών του laser για κάθε “εξεταζόμενη περιοχή” προσδιορίζεται με την βοήθεια στατιστικών μεθόδων, όπως είναι η αυτοσυσχέτιση (autocorrelation) και η γραμμική συσχέτιση (cross-correlation). Τελικά, το διάνυσμα της ταχύτητας των σωματιδίων του ρευστού υπολογίζεται λαμβάνοντας υπόψη τη χρονική καθυστέρηση ανάμεσα στους δύο φωτεινούς παλμούς και στη μεγέθυνση της απεικόνισης.

Μερικές από τις τεχνικές πτυχές της μεθόδου PIV που είναι σημαντικό να αναφερθούν είναι οι παρακάτω:

- Η μέθοδος PIV, ως οπτική μέθοδος, είναι μη παρεμβατική. Δηλαδή δεν χρησιμοποιεί καλώδια ή σωλήνες μέσα στο ρευστό που θα παρεμπόδιζαν την ροή του.
- Έχουμε έμμεση μέτρηση της ταχύτητας διότι μετράμε την ταχύτητα των σωματιδίων και όχι του ρευστού.
- Είναι μία τεχνική που επιτρέπει την καταγραφή εικόνων σε μεγάλες περιοχές του πεδίου ροής σε αντίθεση με τεχνικές που μετρούν την ταχύτητα σε μεμονωμένα σημεία.



- Είναι πιθανόν να υπάρχει καθυστέρηση στην ταχύτητα των σωματιδίων σε σχέση με την ταχύτητα του ρευστού. Μικρότερα σωματίδια ακολουθούν τη ροή καλύτερα.
- Είναι απαραίτητος ένας συμβιβασμός ανάμεσα στο μικρό μέγεθος των σωματιδίων και στη μεγάλη απόδοση διάχυσης του φωτός που έχουν τα μεγάλα σωματίδια για την καλύτερη φωτεινότητά τους.
- Η διάρκεια του φωτεινού παλμού πρέπει να είναι μικρή ώστε να μην εμφανίζεται θόλωση στην εικόνα.
- Ο χρόνος μεταξύ των φωτεινών παλμών πρέπει να είναι “μεγάλος” ώστε να προσδιορίζεται η μετατόπιση και “μικρός” ώστε να μη διαφεύγουν τα σωματίδια από τη φωτεινή επιφάνεια.
- Η μέση πυκνότητα των σωματιδίων πρέπει να είναι τέτοια ώστε να είναι ανιχνεύσιμα και να μπορούν να προσδιορίζονται με στατιστικές μεθόδους.
- Πρέπει να διαχωρίζεται πότε είναι δυνατόν να αποθηκεύονται τα στιγμιότυπα των σωματιδίων σε διαφορετικές εικόνες για κάθε φωτισμό ή πότε όλα τα στιγμιότυπα των σωματιδίων λόγω διαφορετικών φωτισμών να αποθηκεύονται σε μία εικόνα.
- Γίνεται προσδιορισμός, συνήθως, δύο συνιστωσών της ταχύτητας αλλά και τριών με την χρήση διάφορων τεχνικών.
- Η μέθοδος PIV έχει μεγάλη χωρική ανάλυση, όμως το μέγεθος των εξεταζόμενων περιοχών πρέπει να είναι μικρό ώστε να μην εμφανίζονται κλίσεις στην ταχύτητα, επηρεάζοντας έτσι τα αποτελέσματα.
- Η μέθοδος PIV διαθέτει αρκετά ικανοποιητική χρονική ανάλυση. [9]

#### 1.4. ΙΣΤΟΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ PIV

Η μέθοδος προσθήκης σωματιδίων ή αντικειμένων μέσα σε ένα ρευστό με σκοπό την παρατήρηση της ροής και των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα, φαίνεται να έχει χρησιμοποιηθεί σε διάφορες χρονικές στιγμές χωρίς όμως κάποια συστηματική εφαρμογή της μεθόδου. Ο πρώτος που χρησιμοποίησε σωματίδια για τη μελέτη ροής ρευστών με συστηματικό τρόπο ήταν ο Ludwig Prandtl στις αρχές του 20ου αιώνα.

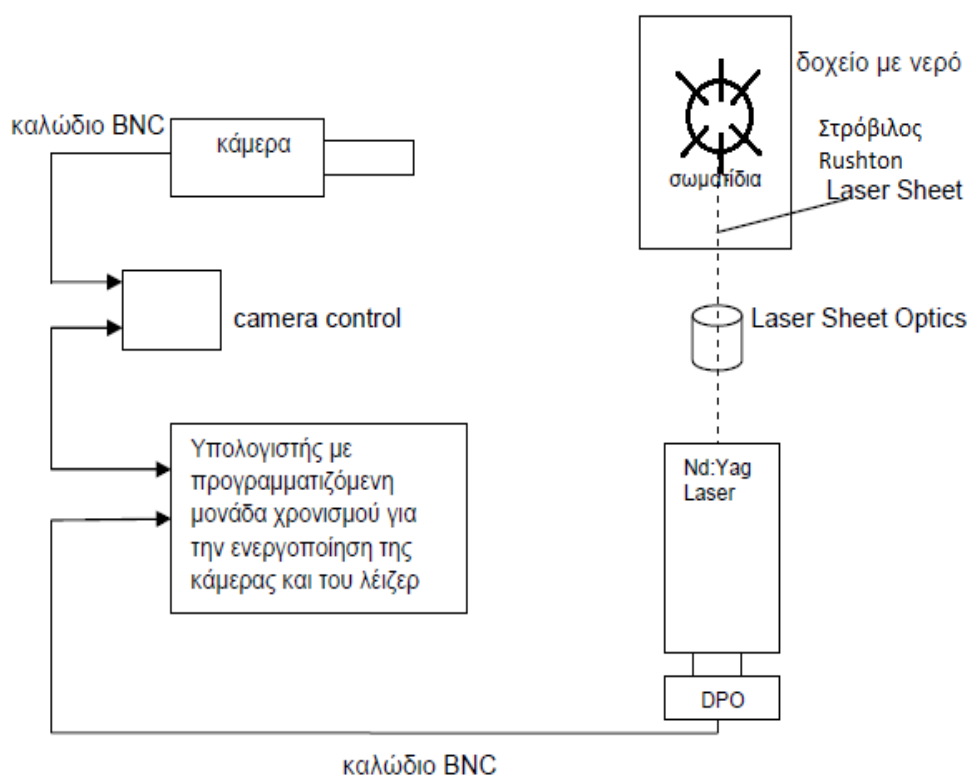
Η μέθοδος Laser Doppler Velocimetry προηγήθηκε της μεθόδου PIV ως σύστημα ψηφιακής ανάλυσης λέιζερ με μεγάλη αναγνωρισιμότητα και χρησιμοποιήθηκε ευρέως στην έρευνα και στη βιομηχανία. Με τη μέθοδο αυτή γινόταν λήψη όλων των μετρήσεων της ταχύτητας του ρευστού σε ένα σημείο και μπορεί έτσι να θεωρηθεί ο άμεσος προκάτοχος του δισδιάστατου PIV. Η μέθοδος PIV έχει τις ρίζες της στη μέθοδο Laser Speckle Velocimetry, μία μέθοδος με την οποία δραστηριοποιήθηκαν αρκετές ερευνητικές ομάδες στα τέλη της δεκαετίας του 1970. Στις αρχές της δεκαετίας του 1980, βρέθηκε ότι ήταν περισσότερο αποδοτική η μείωση της συγκέντρωσης των σωματιδίων σε επίπεδα όπου θα μπορούσε να γίνει παρατήρηση μεμονωμένων σωματιδίων. Επιπλέον, σε αυτές τις πυκνότητες σωματιδίων διαπιστώθηκε πως ήταν ευκολότερη η μελέτη της ροής όταν οι πυκνότητες αυτές διαιρούνταν σε πολύ μικρές περιοχές ελέγχου (interrogation areas) όπου θα ήταν δυνατό να γίνει μεμονωμένη ανάλυση για τη δημιουργία μίας ταχύτητας σε κάθε περιοχή. Αρχικά, οι εικόνες καταγράφονταν χρησιμοποιώντας αναλογικές κάμερες και έτσι υπήρχε τεράστια απαίτηση σε υπολογιστική δύναμη και σε χρόνο προκειμένου να αναλυθούν.

Αργότερα, με την αυξανόμενη ισχύ των ηλεκτρονικών υπολογιστών και τη ευρεία χρήση των καμερών CCD (Charge-coupled device), το ψηφιακό PIV έγινε ολοένα και περισσότερο γνωστό, σε σημείο όπου σήμερα είναι η κυρίαρχη τεχνική οπτικοποίησης ροών. [10]

## 2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΟΥ ΡΥΘΜΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

### 2.1. ΒΑΣΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΑΡΧΕΣ

Μια σχηματική αναπαράσταση της βασικής διάταξης του εξοπλισμού που χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος PIV φαίνεται στο Σχήμα 21. Τα βασικά μέρη από τα οποία αποτελείται η πειραματική διάταξη παρουσιάζονται στις επόμενες εικόνες καθώς και η περιγραφή τους.



Σχήμα 21. Κάτοψη της πειραματικής διάταξης και του εξοπλισμού PIV. [11]

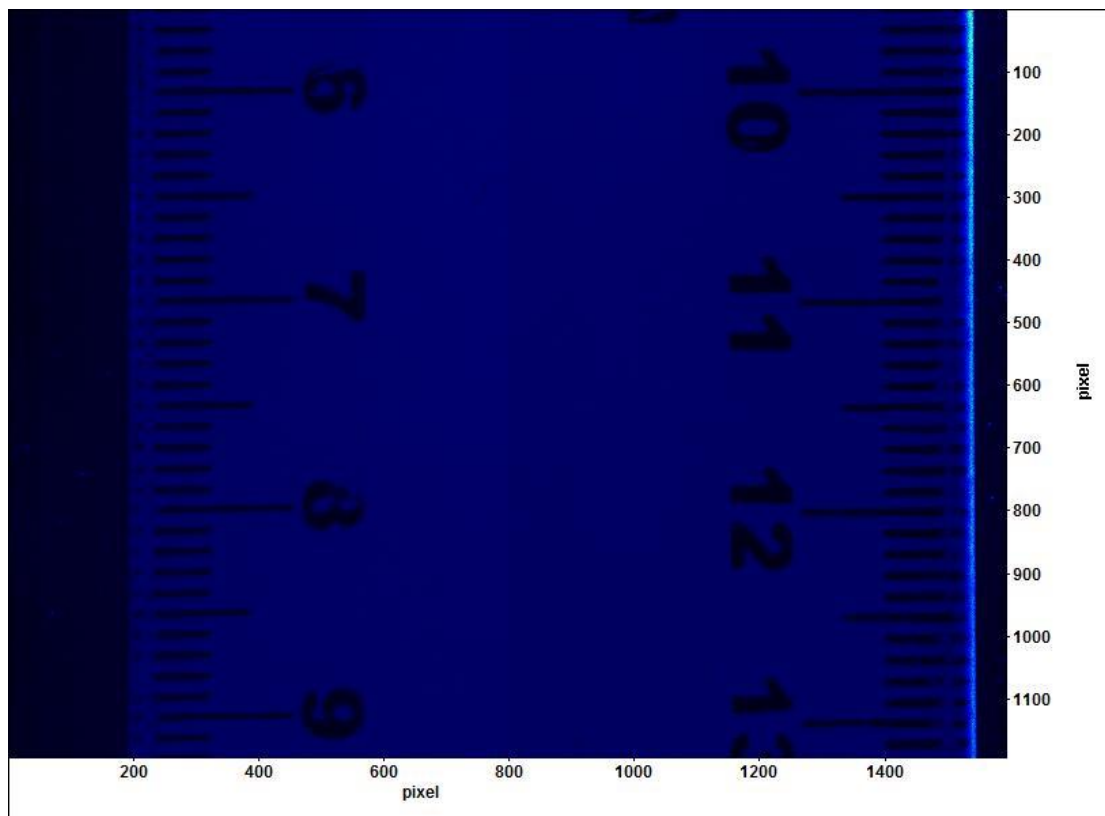


**Εικόνα 22.** Εξαρτήματα για τη δημιουργία των δύο παλμών λέιζερ.

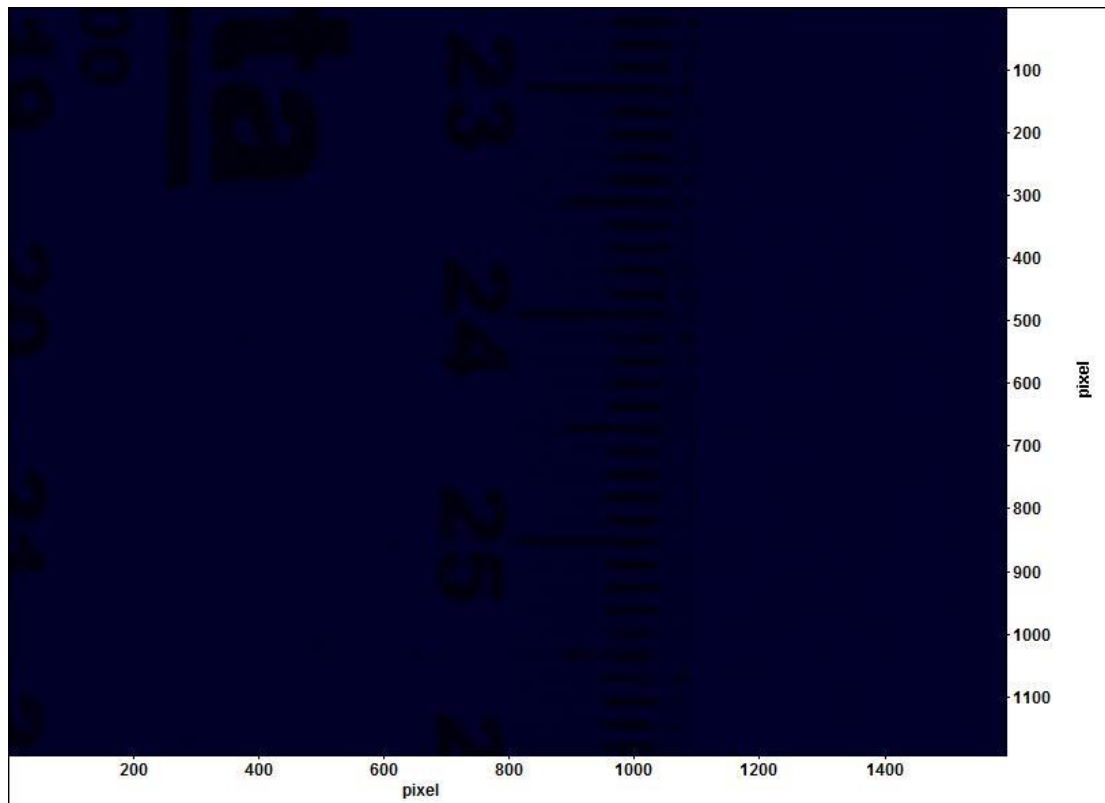
Το σύστημα αποτελείται από ένα Nd:Yag λέιζερ διπλού παλμού (Continuum Surelite III 10) μέγιστης ισχύος 425mJ/pulse στα 532 nm και συνδυάζεται με μία εξωτερική συσκευή, που ονομάζεται DPO (Double Pulse Option), Εικόνα 22, και η οποία δίνει το διπλό παλμό, μία 14bit CCD κάμερα (LaVision Imager proX2M, Εικόνα 28), με συστοιχία από 1600pixels×1200pixels, ένα σύστημα λήψης εικόνων της LaVision (FlowMaster 2) μαζί με το λογισμικό του PIV, DaVis 7.2, της ίδιας εταιρείας και μία κάρτα χρονισμού (Programmable Time Unit, PTU-9) η οποία συγχρονίζει το λέιζερ με την κάμερα ώστε να παραχθούν οι PIV εικόνες. Η καθυστέρηση (dt) μεταξύ των δύο παλμών είναι ρυθμισμένη στα 200μs. Αυτό το χρονικό διάστημα είναι και η μέγιστη καθυστέρηση που μπορεί να πετύχει ο υπάρχον εξοπλισμός PIV που διαθέτουμε. Για την εξακρίβωση και επαλήθευση του dt χρησιμοποιήθηκε παλμογράφος (Agilent Technologies DS03102A) σε συνδυασμό με μία φωτοδίοδο (Silicon PIN Detector) η οποία μετατρέπει την ακτίνα του λέιζερ σε τάση δίνοντας έτσι το σήμα στον παλμογράφο. Οπτικά μετατροπής ακτίνας λέιζερ σε επιφάνεια λέιζερ της εταιρείας LaVision, τοποθετήθηκαν μπροστά στο διάφραγμα του λέιζερ ώστε να δημιουργήσουν την επιφάνεια λέιζερ. Ένας φακός μεγάλων αποστάσεων (Coastal Opt™, 105mm f/4 UV-MICRO-APO 106013) χρησιμοποιήθηκε μαζί με την κάμερα, Εικόνα 27.

Οι επόμενες δύο εικόνες δείχνουν τον τρόπο που χρησιμοποιήσαμε για να μετρήσουμε την ανάλυση που πετυχαίνουμε με την κάμερα. Η ανάλυση που επετεύχθη με αυτήν τη διάταξη ήταν 29,85μm/apixel για το επίπεδο 5 (οριζόντιο επίπεδο) και 27,7μm/apixel για τα υπόλοιπα 4 επίπεδα, όπως φαίνεται στις Εικόνες 23 και 24, αντίστοιχα. Το οπτικό πεδίο (field of view) ήταν 3,58cm×4,77cm για το

επίπεδο 5 και 3,32cm×4,43cm για τα υπόλοιπα επίπεδα, αντίστοιχα. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε για την εξαγωγή της ανάλυσης που πετυχαίνουμε με την κάμερα ήταν να πάμε στις αντίστοιχες φωτογραφίες με τους χάρακες και να δούμε πόσα pixels αντιστοιχούν σε ένα εκατοστό του χάρακα και έπειτα με απλή αναγωγή υπολογίζουμε πόσα μέτρα αντιστοιχούν στο ένα pixel. Έπειτα, γνωρίζοντας πόσα μέτρα αντιστοιχούν σε ένα pixel, πολλαπλασιάζουμε αυτόν τον αριθμό με το 1200pixels και 1600pixels ώστε να υπολογίσουμε το οπτικό μας πεδίο. Η ευθυγράμμιση και η ρύθμιση των αποστάσεων του φακού έγινε με τη βοήθεια κατάλληλων τοποθετημένων τραβερσών, όπως φαίνεται στην Εικόνα 30.

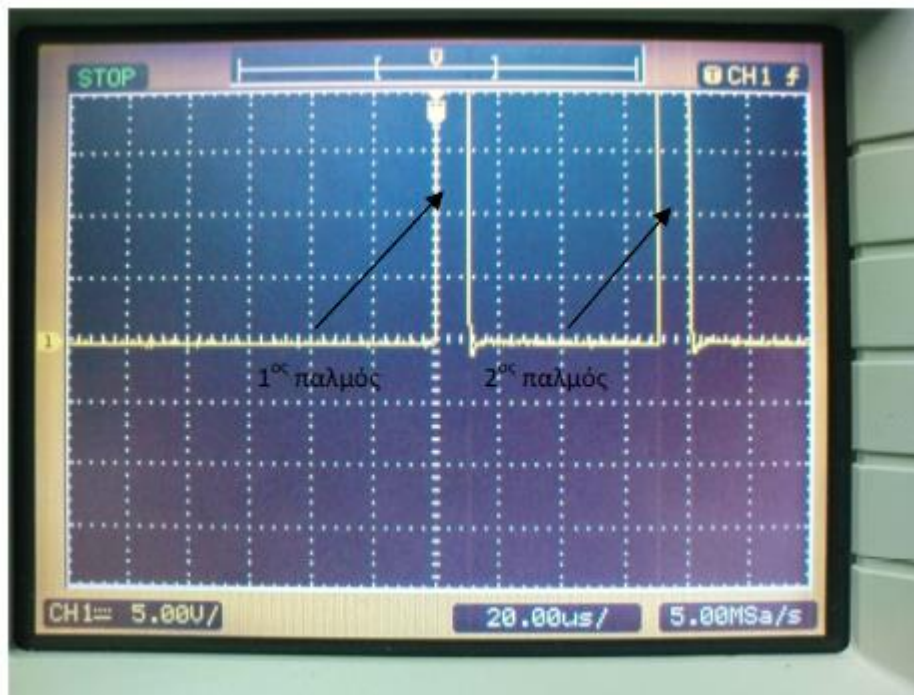


**Εικόνα 23.** Οπτικό πεδίο (Field Of View) κάμερας για το επίπεδο 5.

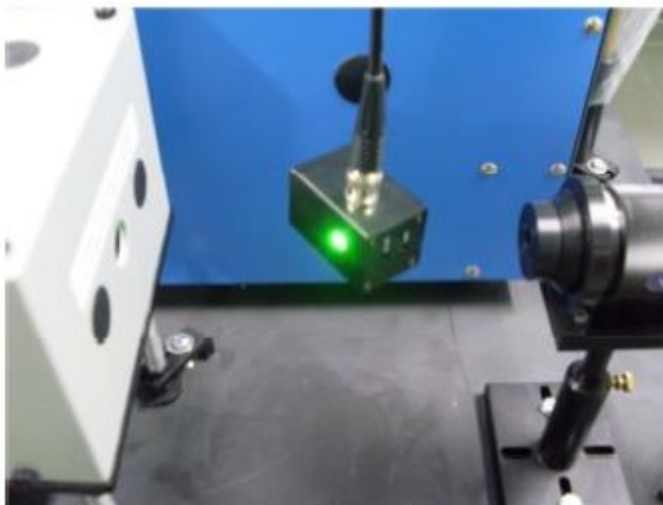


**Εικόνα 24.** Οπτικό πεδίο κάμερας (Field Of View) για τα υπόλοιπα επίπεδα.

Για την επαλήθευση του  $dt$ , δηλαδή της καθυστέρησης μεταξύ των δύο παλμών, χρησιμοποιήθηκε μία φωτοδίοδος, ένας παλμογράφος και η συσκευή που δίνει το διπλό παλμό (DPO). Η διαδικασία που ακολουθήσαμε ήταν η σύνδεση του παλμογράφου με το DPO και η έναρξη λειτουργίας του λέιζερ. Από το ποτενσιόμετρο του DPO το οποίο ρυθμίζει το χρόνο μεταξύ των δύο παλμών, το μεταβάλλαμε ώσπου ο παλμογράφος να δείξει τη διαφορά μεταξύ των δύο παλμών ίσο με 200 $\mu$ s. Έπειτα συνδέσαμε τον παλμογράφο με τη φωτοδίοδο για να εξακριβώσουμε αν ο χρόνος των παλμών είναι ο σωστός. Καθώς η ακτίνα του λέιζερ χτυπούσε πάνω στη φωτοδίοδο, Εικόνα 26, η φωτοδίοδος μετέτρεπε την προσπίπτουσα ακτίνα σε τάση και η οποία πήγαινε σαν σήμα στον παλμογράφο. Τελικά διαπιστώσαμε πως ο χρόνος μεταξύ των παλμών ήταν στα 200 $\mu$ s όπως επιβεβαιώνεται το χρονικό διάστημα που δείχνει το σήμα του διπλού παλμού στον παλμογράφο στην Εικόνα 25.



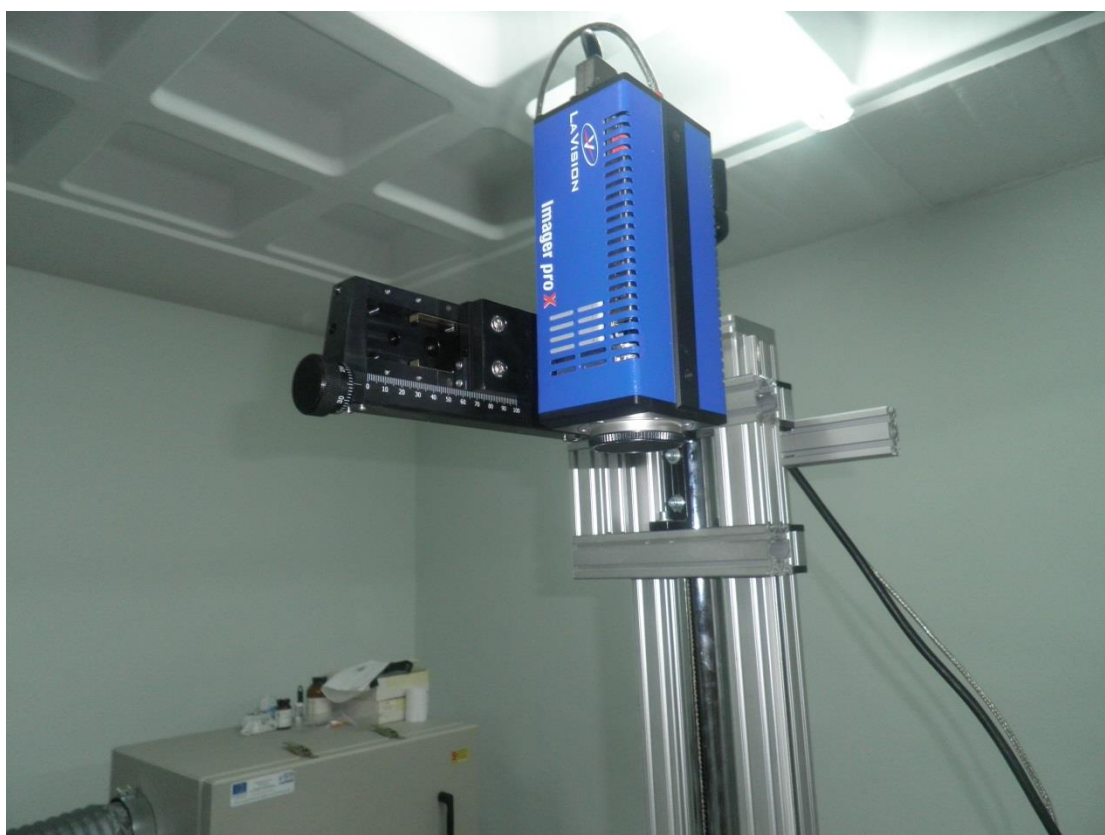
**Εικόνα 25.** Οι δύο παλμοί του λέιζερ όπως φαίνονται στην οθόνη του παλμογράφου. [11]



**Εικόνα 26.** Η φωτοдиодος καθώς η ακτίνα χτυπά πάνω της. [11]

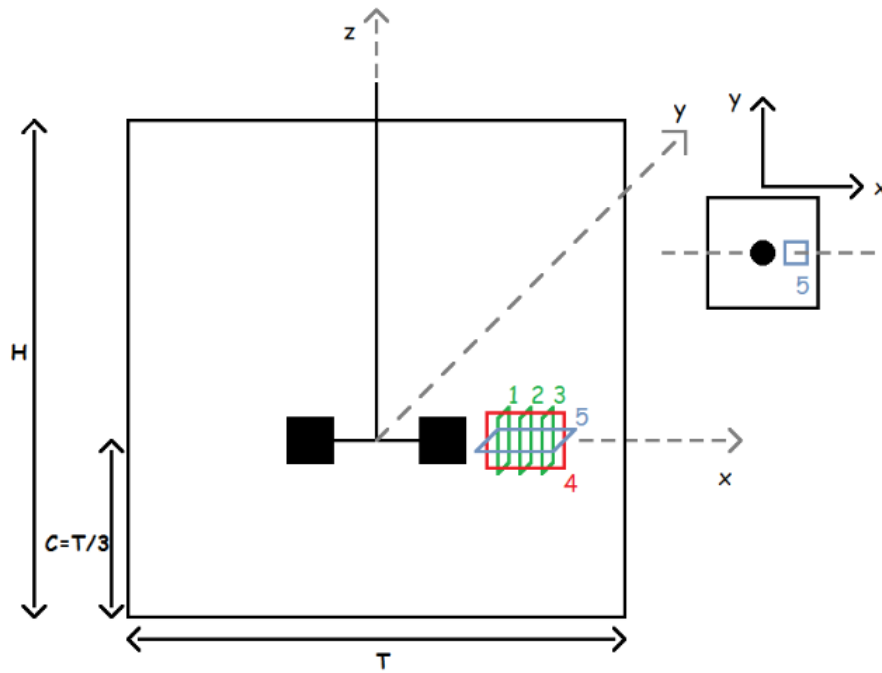


**Εικόνα 27.** Ο φακός Coastal Opt™, 105mm f/4 UV-MICRO-APO 106013.

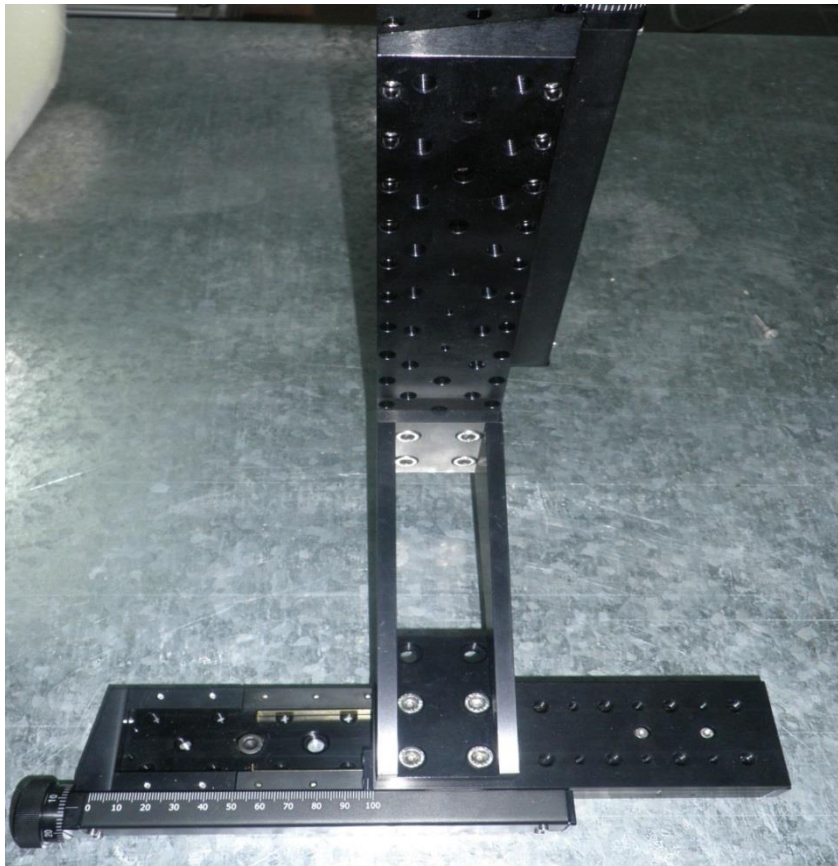


**Εικόνα 28.** Η κάμερα LaVision Imager proX2M .





**Εικόνα 29.** Διάταξη στροβίλου Rushton. Κάθετη όψη και κάτοψη των επιπέδων μέτρησης ( $H=T=450\text{mm}$ ,  $C=150\text{ mm}$ ).



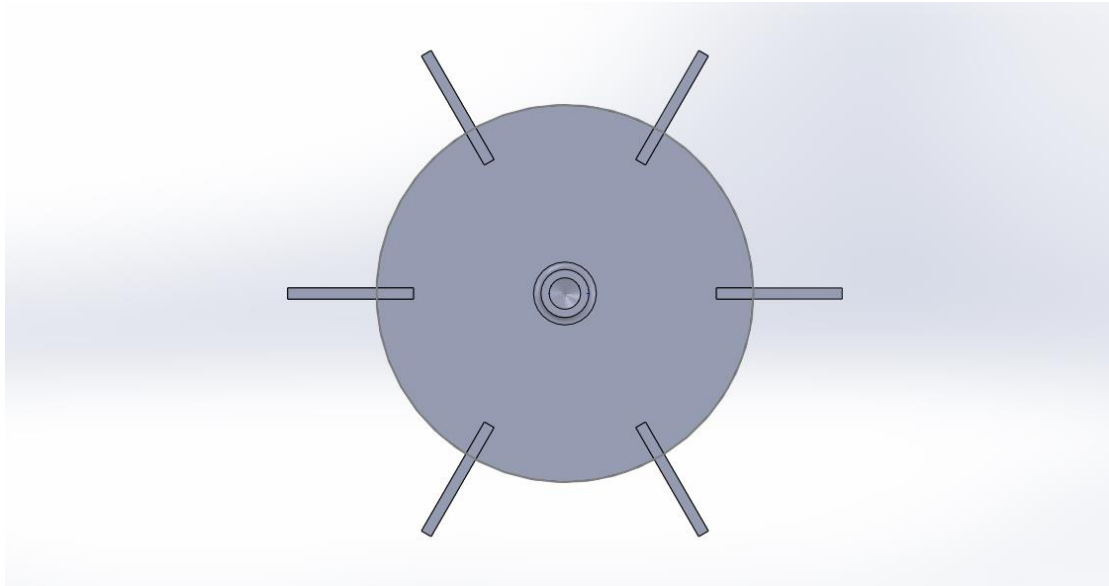
**Εικόνα 30.** Τραβέρσες για την ευθυγράμμιση και τη ρύθμιση αποστάσεων της κάμερας και του φακού.

Για το συγχρονισμό του λέιζερ ώστε να παραγάγει το διπλό παλμό, ένα καλώδιο BNC που ξεκινούσε από την κεντρική μονάδα του λέιζερ συνδεδεμένο στην επιλογή flashlamp SYNC OUT, κατέληγε στην κάρτα χρονισμού (PTU) στην επιλογή INPUT CONNECTOR TRIGGER ώστε η έναρξη λειτουργίας του λέιζερ να λαμβάνεται από την κεντρική μονάδα του λέιζερ. Αυτό έγινε διότι το λέιζερ είναι μονού παλμού και η εξωτερική συσκευή DPO παράγει τους δύο παλμούς από ένα μόνο λαμπτήρα παραγωγής ακτινοβολίας (flashlamp), δηλαδή χωρίζει την ενέργεια του μονού παλμού σε δύο παλμούς μικρότερης ενέργειας. Αυτό που παρατηρήθηκε ήταν πως το DPO εισήγαγε μία επιπλέον καθυστέρηση μεταξύ των παλμών με αποτέλεσμα την αδυναμία καταγραφής των δύο παλμών από την κάμερα. Έτσι, αποφύγαμε αυτήν την καθυστέρηση παίρνοντας σήμα από την κεντρική μονάδα του λέιζερ.

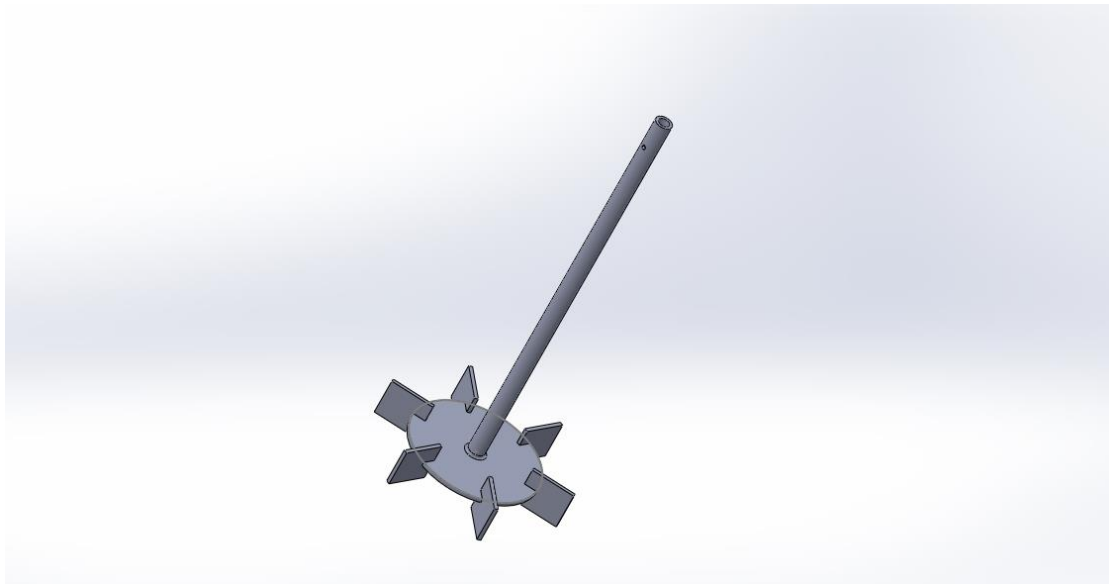
Στην Εικόνα 29 φαίνεται η διάταξη του στροβίλου Rushton σε δύο όψεις. Σύμφωνα με την πειραματική μελέτη του **F.Huchet et al. [7]**, πέντε επίπεδα μέτρησης βρέθηκε ότι είναι απαραίτητα για τον υπολογισμό των 3 συνιστωσών των διακυμάνσεων της ταχύτητας και των 12 συνιστωσών του ρυθμού σκέδασης ενέργειας σε 3 σημεία: ένα κάθετο επίπεδο (επίπεδο 4, άξονες x-z), ένα οριζόντιο επίπεδο (επίπεδο 5, άξονες x-y) ώστε να υπολογιστούν οι συνιστώσες της ταχύτητας (u,w) και (u,v), αντίστοιχα καθώς και οι κλίσεις τους. Τρία εφαιπτόμενα επίπεδα (επίπεδα 1,2,3, άξονες y-z) για τον υπολογισμό των συνιστωσών της ταχύτητας (v,w) καθώς και οι κλίσεις τους. Στις Εικόνες 29 και 33 φαίνονται το δοχείο που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διάταξη το οποίο ήταν ένα ορθογωνικό διάφανο κουτί με ύψος 50cm και οι άλλες δύο διαστάσεις ίσες με 45cm. Το υλικό που επιλέχθηκε για τη κατασκευή του δοχείου ανάμιξης ήταν το Plexiglass λόγω του καλού δείκτη διάθλασης και της ανθεκτικότητας του υλικού. Επίσης ο λόγος που η επιλογή του δοχείου ανάμιξης να είναι ορθογωνικό και όχι κυλινδρικό έγκειται στον περιορισμό των διαθλάσεων καθώς η επιφάνεια laser διέρχεται από τις διεπιφάνειες υγρού-δοχείου όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Ο όγκος που καταλάμβανε το νερό μέσα στο δοχείο ήταν 45cm×45cm×45cm. Η διάμετρος του στροβίλου Rushton είναι ίση με 15cm (από πτερύγιο σε πτερύγιο) με 6 πτερύγια πάχους 3mm. Η απόσταση του πυθμένα από το δίσκο του στροβίλου Rushton είναι ίση με 15cm. Το ύψος του κάθε πτερυγίου είναι ίσο με 3cm και το πάχος του δίσκου είναι ίσο με το πάχος των πτερυγίων. Για την περιστροφή του στροβίλου Rushton χρησιμοποιήθηκε ένας ηλεκτρικός κινητήρας παγομηχανής στις 50RPM, ισχύ 40W και 230V. Ο ηλεκτρικός κινητήρας ήταν βιδωμένος πάνω στο καπάκι του δοχείου ανάμιξης και συνδεόταν μέσω του άξονα του με τον άξονα του στροβίλου Rushton.

Για το σχεδιασμό του στροβίλου Rushton χρησιμοποιήθηκε το σχεδιαστικό πρόγραμμα Solidworks όπου έγινε η τρισδιάστατη απεικόνισή του. Μέσω του Solidworks μπορέσαμε και σχεδιάσαμε τον άξονα της πτερωτής, τον δίσκο καθώς και τα πτερύγια στη σωστή θέση, καθώς και τηρήσαμε όσο το δυνατόν καλύτερα τις διαστάσεις του στροβίλου Rushton έτσι όπως περιγράφεται στον **F.Huchet et al. [7]**.

Για την κατασκευή του στροβίλου Rushton χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος ταχείας προτυποποίησης (Rapid Prototyping) στις εγκαταστάσεις του τμήματός μας όπου υπάρχει ο απαιτούμενος εξοπλισμός για μία τέτοια διαδικασία. Το υλικό από το οποίο αποτελούνταν ο στρόβιλος Rushton ήταν πλαστικό. Το μεγαλύτερο μέρος της πτερωτής βάρφτηκε σε μαύρο χρώμα ώστε αποφύγουμε τις αντανακλάσεις του λέιζερ το οποίο θα έχει ως αποτέλεσμα τον θόρυβο στις φωτογραφίες PIV. Στις δύο εικόνες (Εικόνες 31-32) που ακολουθούν παρουσιάζονται από δύο διαφορετικές όψεις ο στρόβιλος Rushton έτσι όπως σχεδιάστηκε μέσα στο λογισμικό Solidworks.



**Εικόνα 31.** Ο στρόβιλος Rushton (κάτοψη).



**Εικόνα 32.** Ο στρόβιλος Rushton από μία άλλη όψη όπου φαίνεται τρισδιάστατα.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, η πειραματική διαδικασία πραγματοποιήθηκε με την ταχύτητα περιστροφής του στροβίλου Rushton να είναι ίση με 50RPM. Ο

αριθμός Reynolds που υπολογίστηκε στη δική μας περίπτωση δίνεται από την εξίσωση:

$$Re = ND^2/\nu \quad (44)$$

όπου  $N=50RPM$  είναι οι στροφές της πτερωτής,  $D=0.15m$  είναι η διάμετρος της πτερωτής και  $\nu=1.004 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/s$  το κινηματικό ιξώδες. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (44) και κάνοντας τις πράξεις με τις ανωτέρω τιμές, ο αριθμός Reynolds υπολογίζεται ίσος με  $Re=18675$  και ο οποίος είναι πολύ κοντά με τον αριθμό Reynolds που υπολογίζει ο **F.Huchet et al. [7]** ( $Re=18750$ ).

Επίσης, θεωρήθηκε ότι ο μέσος ογκομετρικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας μέσα στο δοχείο ανάμιξης,  $\langle \varepsilon \rangle$ , είναι ίσος με αυτόν που υπολογίζεται από την πειραματική μελέτη που συγκρίνουμε:

$$\langle \varepsilon \rangle = 0.0033 \text{ m}^2/s^3 \quad (45)$$

Σε αυτήν την εργασία καθώς και στην εργασία με την οποία συγκρίνουμε τα αποτελέσματά μας και έχουμε ως βάση για τη δική μας πειραματική διάταξη, χρησιμοποιείται ο αδιάστατος ρυθμός σκέδασης ενέργειας διαιρώντας το  $\varepsilon$  με τον όρο  $N^3D^2$ . Σύμφωνα με τις τιμές που λαμβάνουν το  $N$  που είναι οι στροφές της πτερωτής και του  $D$  που είναι η διάμετρος της πτερωτής, ο όρος αυτός είναι ίσος με:

$$N^3D^2 = 0.013 \text{ m}^2/s^3 \quad (46)$$

Για την επαλήθευση της ακρίβειας των PIV μετρήσεών μας και την εγκυρότητά τους, ήταν απαραίτητο η εκτίμηση της κλίμακας Kolmogorov ώστε να εξετάσουμε εάν οι μετρήσεις μας λαμβάνουν υπόψη τις δομές της ροής στις μικρότερες κλίμακες. Είναι σημαντικό να λαμβάνονται υπόψη οι δίνες Kolmogorov γιατί είναι αυτές που εισχωρούν στις δομές της ροής και λόγω του ιξώδους σκεδάζουν την ενέργεια. Η εξίσωση που χρησιμοποιήσαμε για την εκτίμηση της κλίμακας Kolmogorov είναι αυτή που χρησιμοποιεί ο **F.Huchet et al. [7]** στη δική του εργασία και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\langle n \rangle = \left( \frac{\nu^3}{\langle \varepsilon \rangle} \right)^{1/4} \quad (47)$$

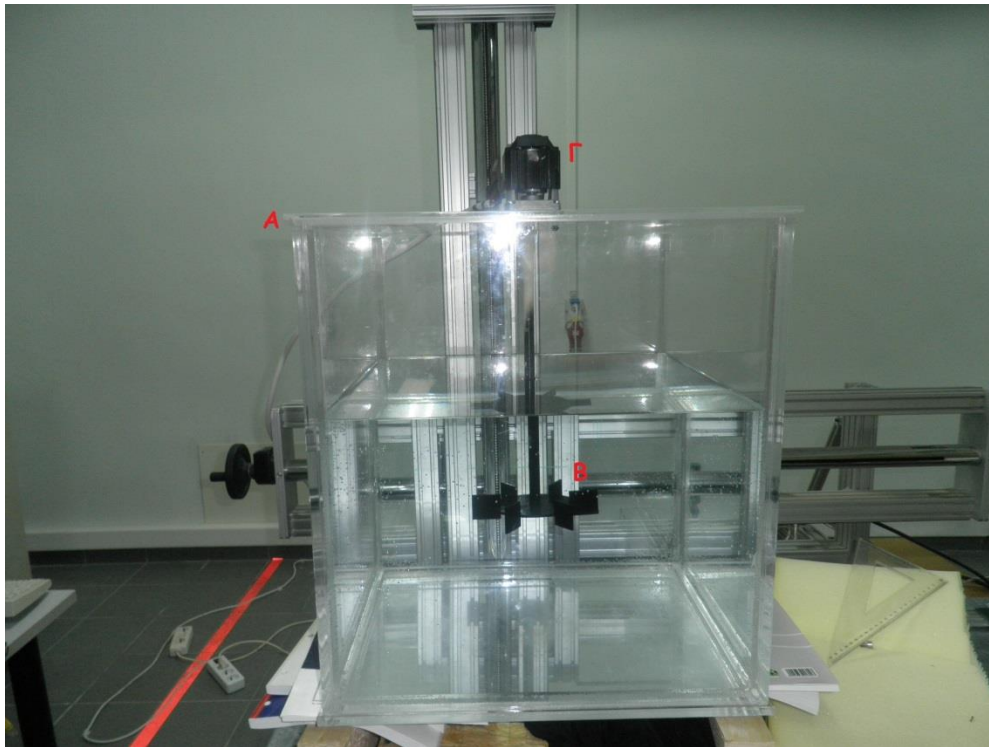
όπου  $\langle n \rangle$  είναι η μέση κλίμακα Kolmogorov,  $\nu$  το κινηματικό ιξώδες και  $\langle \varepsilon \rangle$  ο μέσος ογκομετρικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας που δίνεται από την Εξίσωση 45. Γνωρίζοντας τις τιμές του κινηματικού ιξώδους και του μέσου ογκομετρικού ρυθμού σκέδασης ενέργειας, μπορούμε να υπολογίσουμε την μέση κλίμακα Kolmogorov η οποία στη δική μας περίπτωση είναι ίση με  $\langle n \rangle = 132 \mu m$ .

Αυτός ο χονδρικός υπολογισμός της κλίμακας Kolmogorov είναι γενικός αλλά σημαντικός για μία πρώτη ανάλυση της ακρίβειας της PIV μέτρησης. Όπως έχει

αναφερθεί από τους **Sharp** και **Adrian** [7], μεγάλη προσοχή πρέπει να δοθεί στη χωρική ανάλυση η οποία πρέπει να είναι παρόμοια με την κλίμακα Kolmogorov, ώστε να ληφθούν υπόψη οι μικρότερες δίνες που βρίσκονται μέσα στη ροή και συμμετέχουν στη σκέδαση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Κάτω από τις δικές μας πειραματικές συνθήκες ο μέσος όρος της κλίμακας Kolmogorov στο δοχείο ανάμιξης είναι ίσος με 132μm. Το κριτήριο που έχει προταθεί από τους **Saarenrinne** και **Piirto** [7] ώστε η μέτρηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας να έχει μία ικανοποιητική ακρίβεια δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\Delta Z}{\langle n \rangle} \leq 3 \quad (48)$$

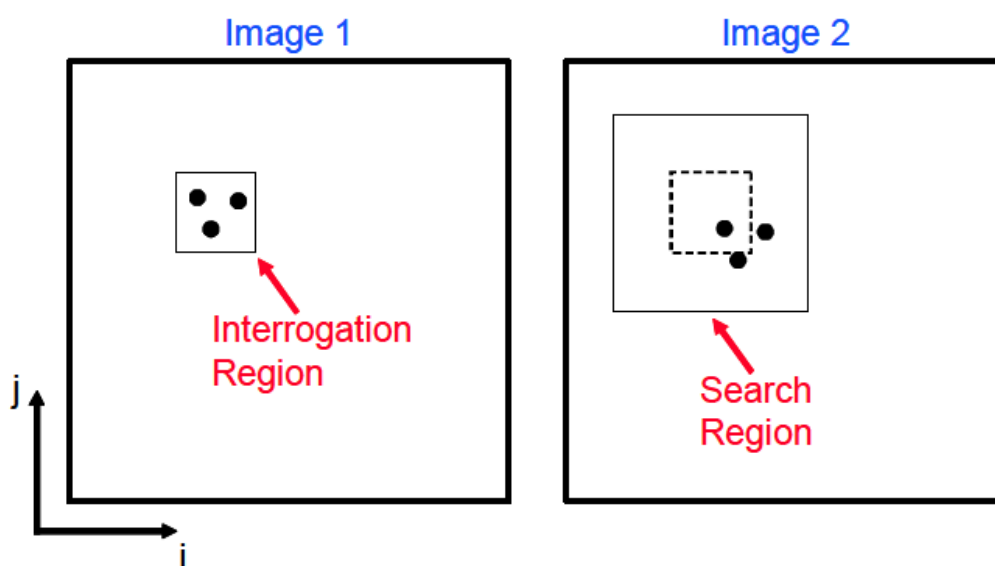
Όπου  $\Delta Z$  είναι η ανάλυση που πετυχαίνουμε και αντιστοιχεί σε  $\Delta Z=119,4\mu\text{m}$  για το επίπεδο 5 (οριζόντιο επίπεδο) και  $\Delta Z=110,8$  για τα υπόλοιπα επίπεδα, και  $\langle n \rangle$  η μέση κλίμακα Kolmogorov. Σύμφωνα με αυτήν τη σχέση και τις τιμές που έχουμε, υπολογίζοντας καταλήγουμε σε τιμές κάτω από το 3 και στις δύο περιπτώσεις, με  $\Delta Z/\langle n \rangle=0,9$  για το επίπεδο 5 (οριζόντιο επίπεδο) και  $\Delta Z/\langle n \rangle=0,84$  για τα υπόλοιπα επίπεδα. Συνεπώς, οι μετρήσεις που παίρνουμε διαθέτουν καλή ακρίβεια και λαμβάνουν υπόψη τις μικρότερες κλίμακες της ροής.



**Εικόνα 33.** Α) Το διάφανο κουτί, Β)Ο στρόβιλος Rushton, Γ) Ο ηλεκτρικός κινητήρας.

Η εξαγωγή των δεδομένων μέσω της μεθόδου PIV βασίζεται στη μέτρηση της μετατόπισης ενός σωματιδίου, ή ενός συνόλου σωματιδίων, μέσα σε μία πολύ μικρή χρονική περίοδο. Το τελευταίο έχει μετρηθεί εύκολα και με μεγάλη ακρίβεια ως ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών του λέιζερ. Το πρώτο βασίζεται στη

μέτρηση της απόστασης που διανύει ένα σύνολο σωματιδίων (έστω 10 σωματίδια): η μέτρηση πραγματοποιείται μέσω της συσχέτισης (correlation) των υπο-περιοχών των δύο διαδοχικών εξαγόμενων εικόνων. Υπάρχουν δύο κύριες μέθοδοι συσχέτισης που χρησιμοποιούνται από τους ερευνητές. Η μία είναι η αυτοσυσχέτιση (auto-correlation) όπου χρησιμοποιεί μία εικόνα και δύο παλμούς (single frame double exposure), δηλαδή η κίνηση των σωματιδίων καταγράφεται σε δύο παλμούς μέσα στην ίδια εικόνα της CCD κάμερα ενώ το ηλεκτρονικό διάφραγμα (shutter) της κάμερας ανοίγει και κλείνει δύο φορές. Η άλλη μέθοδος, η οποία χρησιμοποιείται ευρέως και που χρησιμοποιήθηκε και στην παρούσα εργασία, είναι η μέθοδος της διπλής εικόνας και διπλού παλμού (double frame double exposure). Αυτό σημαίνει πως σε αυτήν τη μέθοδο η κίνηση των σωματιδίων καταγράφεται σε δύο διαφορετικές εικόνες με γνωστή καθυστέρηση ( $dt$ ) μεταξύ των εικόνων. Ας πάρουμε ένα παράδειγμα όπως φαίνεται στο Σχήμα 34 όπου επεξηγείται παραστατικά αυτή η μέθοδος. Οι μεταβλητές  $i, j$  του συστήματος συντεταγμένων που φαίνεται στο σχήμα αντιστοιχούν σε ακέραιους αριθμούς διότι αντιπροσωπεύουν θέσεις pixel.



**Σχήμα 34.** Δύο υποθετικές εικόνες PIV με διαφορά ενός μικρού χρονικού διαστήματος  $dt$ . [12]

Υπάρχει μία στιγμιαία τυχαία κατανομή των σωματιδίων στην περιοχή ελέγχου (interrogation area) της "Εικόνας 1". Ορίζουμε μία περιοχή αναζήτησης (search region) στην "Εικόνα 2" με βάση την περιοχή ελέγχου της "Εικόνας 1": η διαφορά του χρόνου (καθυστέρηση- $dt$ ) μεταξύ της καταγραφής των δύο εικόνων ρυθμίζεται έτσι ώστε η χωρική κατανομή των σωματιδίων που καταγράφηκαν αρχικά στην περιοχή ελέγχου της "Εικόνας 1" παραμένει στην περιοχή αναζήτησης της "Εικόνας 2". Η χωρική κατανομή των σωματιδίων προσδιορίζεται στατιστικά σαρώνοντας (scanning) μία περιοχή (window) του ίδιου μεγέθους με την περιοχή ελέγχου (interrogation window) στην περιοχή αναζήτησης, και υπολογίζεται η ένταση του

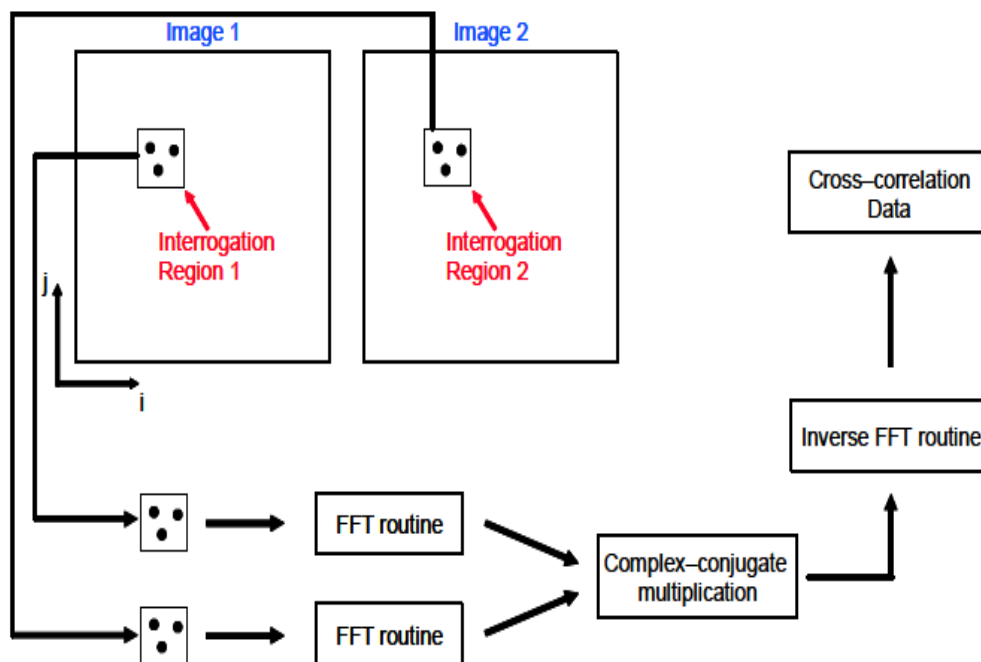
συντελεστή γραμμικής συσχέτισης σε κάθε θέση της σάρωσης. Ο συντελεστής της γραμμικής συσχέτισης ορίζεται σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση:

$$R_{i,j} = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n I(i,j)S(i+\delta i,j+\delta j)}{\sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n I^2(i,j) \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n S^2(i+\delta i,j+\delta j)}} \quad (49)$$

Στην εξίσωση αυτή το R είναι ο συντελεστής συσχέτισης ο οποίος παίρνει τιμές μεταξύ 0 και 1, I και S είναι οι εντάσεις στην περιοχή ελέγχου (interrogation area) και στην περιοχή αναζήτησης (search region) αντίστοιχα, μετά την αφαίρεση της μέσης έντασης της κάθε περιοχής (window), για κάθε pixel (i,j). Το μέγεθος της περιοχής ελέγχου (interrogation window) στην περιοχή αναζήτησης (search region) είναι m×n pixels, το οποίο επιλέχθηκε από τον χρήστη και εξαρτάται από την ταχύτητα της ροής και την καθυστέρηση (dt) μεταξύ των δύο εικόνων. Όμως, το μέγεθος αυτό πρέπει να είναι κατάλληλο έτσι ώστε η κατανομή των σωματιδίων που αιχμαλωτίζεται από την κάμερα στην πρώτη εικόνα να παραμένει και στην δεύτερη εικόνα. Προσδιορίζοντας το συντελεστή συσχέτισης σε κάθε θέση της περιοχής ελέγχου (interrogation window), καθώς αυτή μετατοπίζεται σαρώνοντας όλη την περιοχή αναζήτησης (search region), και βρίσκοντας τη μετατόπιση (δi, δj) που αντιστοιχεί στη μέγιστη τιμή του συντελεστή γραμμικής συσχέτισης, η ταχύτητα των σωματιδίων μέσα στην περιοχή ελέγχου μπορεί να υπολογιστεί, δεδομένου ότι η διαφορά μεταξύ των δύο χρονικών στιγμών των δύο εικόνων που λαμβάνονται από την κάμερα είναι γνωστή. Οι ερευνητές, ωστόσο, πρέπει να είναι ιδιαίτερα προσεκτικοί λόγω του ότι η μέγιστη τιμή (peak) του συντελεστή συσχέτισης πρέπει να αντιστοιχεί σε μία τιμή που υπερβαίνει το όριο (threshold) που έχει δώσει ο χρήστης, διαφορετικά η μέγιστη αυτή τιμή (peak) θα αντιστοιχεί σε θόρυβο παρά σε σήμα. Αυτή η τιμή του ορίου (threshold) είναι μεταβλητή ανάλογα με το είδος της ροής, για παράδειγμα εάν η ροή είναι στρωτή, όπου η κατανομή των σωματιδίων αναμένεται να είναι σταθερή στο χρόνο, τότε το όριο (threshold) του συντελεστή συσχέτισης μπορεί να πάρει τιμές κοντά στο 0,9. Σε τυρβώδεις ροές όπου η τρισδιάστατη κίνηση και οι στοχαστικές κατανομές των σωματιδίων επικρατούν, το όριο (threshold) του συντελεστή συσχέτισης πρέπει να λαμβάνει μικρότερες τιμές.

Η γραμμική συσχέτιση όταν υπολογίζεται στο φυσικό χώρο (ή χώρο των ακέραιων αριθμών, integer physical space) κάνει το λογισμικό να εκτελεί τους υπολογισμούς αυτούς σε πολύ μεγάλο χρόνο, δηλαδή οδηγεί σε αργούς υπολογισμούς. Επομένως, η κύρια τροποποίηση την οποία σου δίνει το λογισμικό ώστε οι υπολογισμοί να γίνουν σε μικρό χρόνο είναι η μετατροπή των υπολογισμών της συσχέτισης στο πεδίο της συχνότητας (frequency domain) ή αλλιώς στο χώρο Fourier (Fourier domain). Η μετατροπή αυτή αναπαριστάνεται γραφικά στο Σχήμα 35. Το πεδίο έντασης της περιοχής ελέγχου (interrogation window), το οποίο ορίζεται στην ίδια θέση στην “Εικόνα 2” όπως και στην “Εικόνα 1”, μετατράπηκε, εφαρμόζοντας μία συνάρτηση 2D Fast Fourier Transform (2D FFT), στο πεδίο της συχνότητας. Στο πεδίο

της συχνότητας, η συνάρτηση της γραμμικής συσχέτισης μεταξύ δύο συναρτήσεων είναι ίση με τον πολλαπλασιασμό των συζυγών μιγαδικών (complex conjugate multiplication). Αυτό γίνεται στην περίπτωση των δύο διαστάσεων. Έπειτα, μετά από αυτό το στάδιο, αποκτούμε τη συνάρτηση της γραμμικής συσχέτισης στο πεδίο της συχνότητας ή αλλιώς στο χώρο Fourier. Εφαρμόζοντας την αντίστροφη 2D FFT συνάρτηση λαμβάνουμε τη συνάρτηση της γραμμικής συσχέτισης στο φυσικό χώρο, αλλά δε βρίσκεται σε αδιάστατη μορφή. Διαιρώντας με την τυπική απόκλιση των αρχικών δεδομένων (δηλαδή δεδομένα που βρίσκονται στο φυσικό χώρο, και όχι στο πεδίο της συχνότητας), λαμβάνουμε τη συνάρτηση της γραμμικής συσχέτισης σε αδιάστατη μορφή. Μετά από αυτό, ανιχνεύεται η μέγιστη τιμή (peak) της γραμμικής συσχέτισης ώστε να προσδιορισθεί η μετατόπιση με ακρίβεια απόστασης υπο-πίξελ (sub-pixel). Το πλεονέκτημα της μετατροπής στο πεδίο των συχνοτήτων είναι η μείωση στον αριθμό των υπολογισμών που εκτελεί ένας υπολογιστής. Στο φυσικό χώρο, ο απαιτούμενος αριθμός υπολογισμών για μία διαδικασία είναι ίσος με  $N^2$ , ενώ μεταφέροντας αυτήν τη διαδικασία στο πεδίο των συχνοτήτων (ή χώρο Fourier) ο απαιτούμενος αριθμός υπολογισμών γίνεται ίσος με  $2 \times N$ . [12]



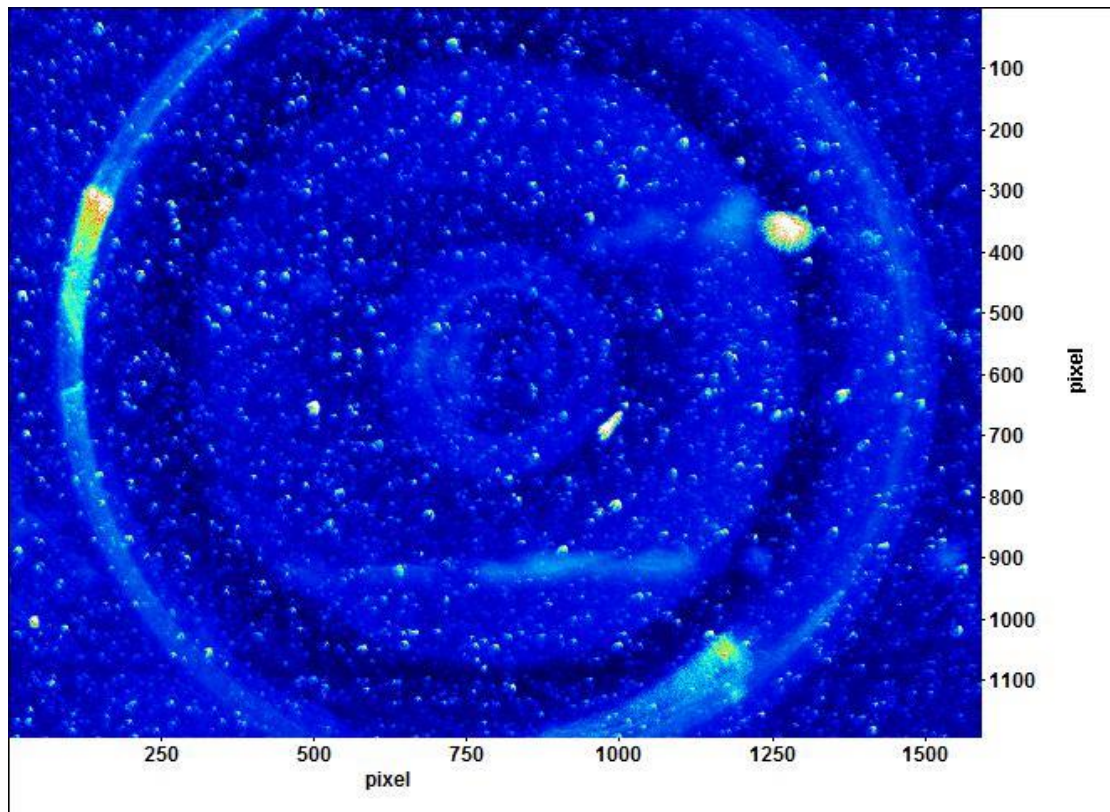
**Σχήμα 35.** Διάγραμμα ροής υπολογισμού των δεδομένων γραμμικής συσχέτισης στο πεδίο συχνοτήτων. [12]



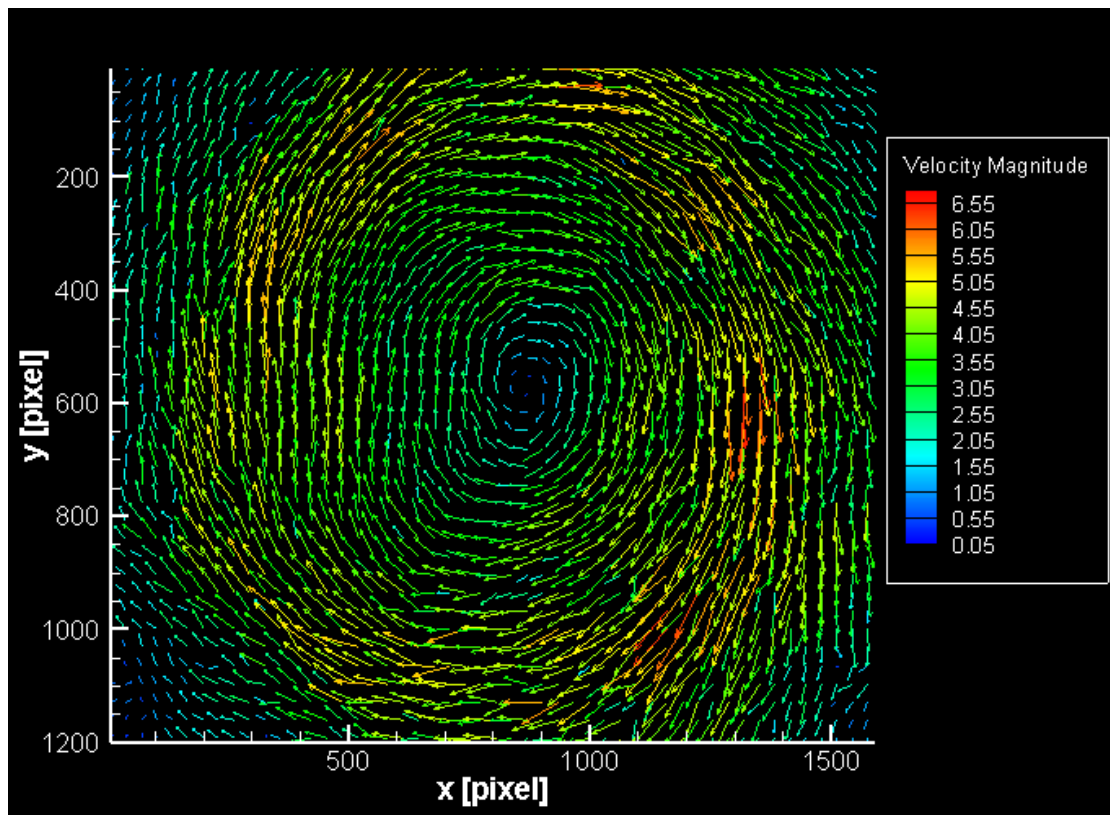
## 2.2. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Πρώτη μας δουλειά ήταν ο έλεγχος και η διαλογή των εικόνων που λάβαμε από τις PIV φωτογραφίες. Αυτό που διαπιστώσαμε ήταν πως υπήρχαν ζεύγη εικόνων όπου μία από τις δύο εικόνες δεν έδειχναν τα σωματίδια. Αυτό οφειλόταν στο ότι υπήρχαν περιπτώσεις όπου η κάμερα δεν προλάβαινε να αιχμαλωτίσει και τους δύο παλμούς του λέιζερ. Αυτό με τη σειρά του είχε πιθανή αιτία ότι το λέιζερ που χρησιμοποιήθηκε ήταν μονού παλμού και μπορεί να μην παρήγαγε τους δύο παλμούς στο προβλεπόμενο χρονικά διάστημα που είχε τεθεί για κάποιες χρονικές στιγμές. Από ένα δείγμα 2500 εικόνων για το κάθε επίπεδο, ο αριθμός των έγκυρων εικόνων που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάλυσή μας και την εξαγωγή των διανυσματικών πεδίων ταχύτητας είναι 1870 εικόνες για το κάθε ένα επίπεδο μέτρησης. Το πρόγραμμα επεξεργασίας των εικόνων είναι το DaVis 7.2 της LaVision. Το πρόγραμμα DaVis 7.2 εξήγαγε τα στιγμιαία διανυσματικά πεδία για το κάθε επίπεδο μέτρησης με βάση τις απαραίτητες ρυθμίσεις που εισαγάγαμε και αφορούσαν κυρίως τις επιλογές του λογισμικού. Η μέθοδος με την οποία υπολογίστηκαν τα διανυσματικά πεδία ταχυτήτων ήταν με τη μέθοδο της γραμμικής συσχέτισης (cross-correlation) με 50% επικάλυψη των παραθύρων ελέγχου και με περιοχές ελέγχου των 32×32pixels στο αρχικό πέρασμα και 8×8pixels για πέρασμα με μεγαλύτερη ανάλυση, καθώς και την επιλογή FFT(Fast Fourier Transform) για τη μεταφορά των δεδομένων στο πεδίο των συχνοτήτων με σκοπό τη μείωση του αριθμού των υπολογισμών όπως έχει αναφερθεί. Επίσης, επιλέξαμε να χρησιμοποιήσει κάποια φίλτρα σχετικά με τα διανύσματα, όπως για παράδειγμα είναι η επιλογή παρεμβολή (interpolation) όπου το λογισμικό χρησιμοποιεί παρεμβολή στα γειτονικά διανύσματα για να γεμίσει τα κενά, όπως και το φίλτρο της εξομάλυνσης (smoothing) για την εξάλειψη του θορύβου στα δεδομένα. Έπειτα υπολογίσαμε το μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για το κάθε επίπεδο.

Πριν από τον έλεγχο των εικόνων και τη λειτουργία της διάταξής μας, ελέγξαμε και επαληθεύσαμε την εγκυρότητα των μετρήσεων, δηλαδή κατά πόσο το PIV μας δίνει ικανοποιητικές φωτογραφίες ώστε να προχωρήσουμε και στην εφαρμογή της δικής μας διάταξης. Αυτό που κάναμε ήταν να δοκιμάσουμε μία μικρή πτερωτή μέσα σε ένα δοχείο με νερό και να πάρουμε μερικές φωτογραφίες στο μέτωπο της πτερωτής. Μία τέτοια φωτογραφία φαίνεται στην Εικόνα 36. Αυτό που πρέπει να περιμένουμε από την ανάλυση αυτών των φωτογραφιών και την εξαγωγή των διανυσματικών πεδίων ταχύτητας είναι μία κυκλική (στροβιλώδης) κίνηση λόγω της δίνης που δημιουργείται μπροστά από την πτερωτή. Το μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων που εξήχθη από αυτές τις φωτογραφίες φαίνεται στην Εικόνα 37. Όπως φαίνεται και από τα αποτελέσματα η κίνηση στην Εικόνα 37 είναι κυρίως κυκλική που σημαίνει πως οι μετρήσεις που παίρνουμε από το PIV είναι ικανοποιητικές.

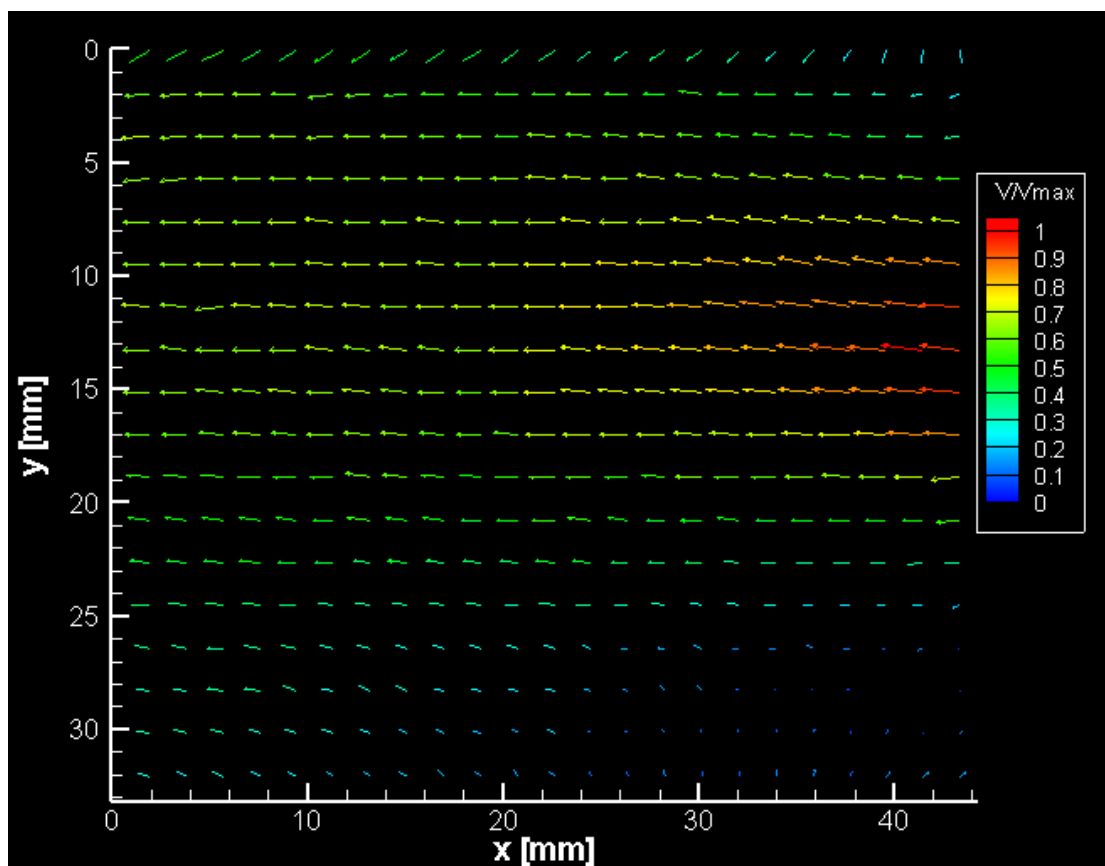


Εικόνα 36. Φωτογραφία μπροστά στο μέτωπο του ανεμιστήρα.

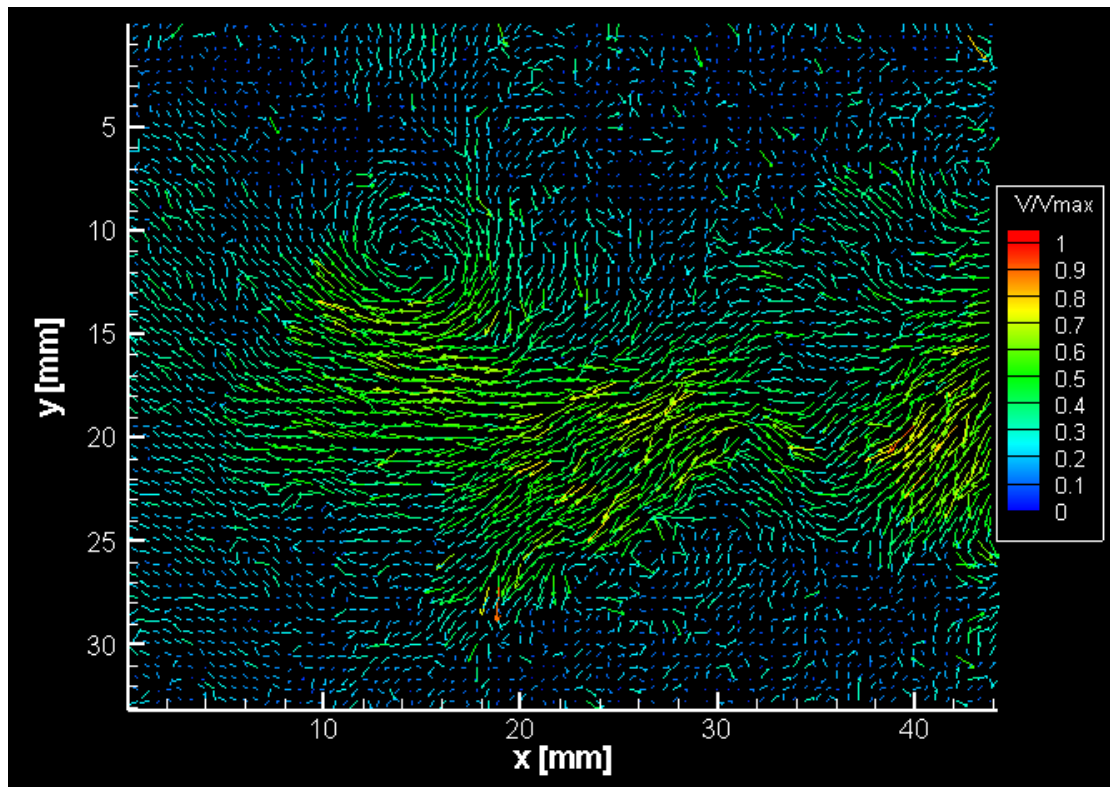


Εικόνα 37. Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων μπροστά στο μέτωπο του ανεμιστήρα.

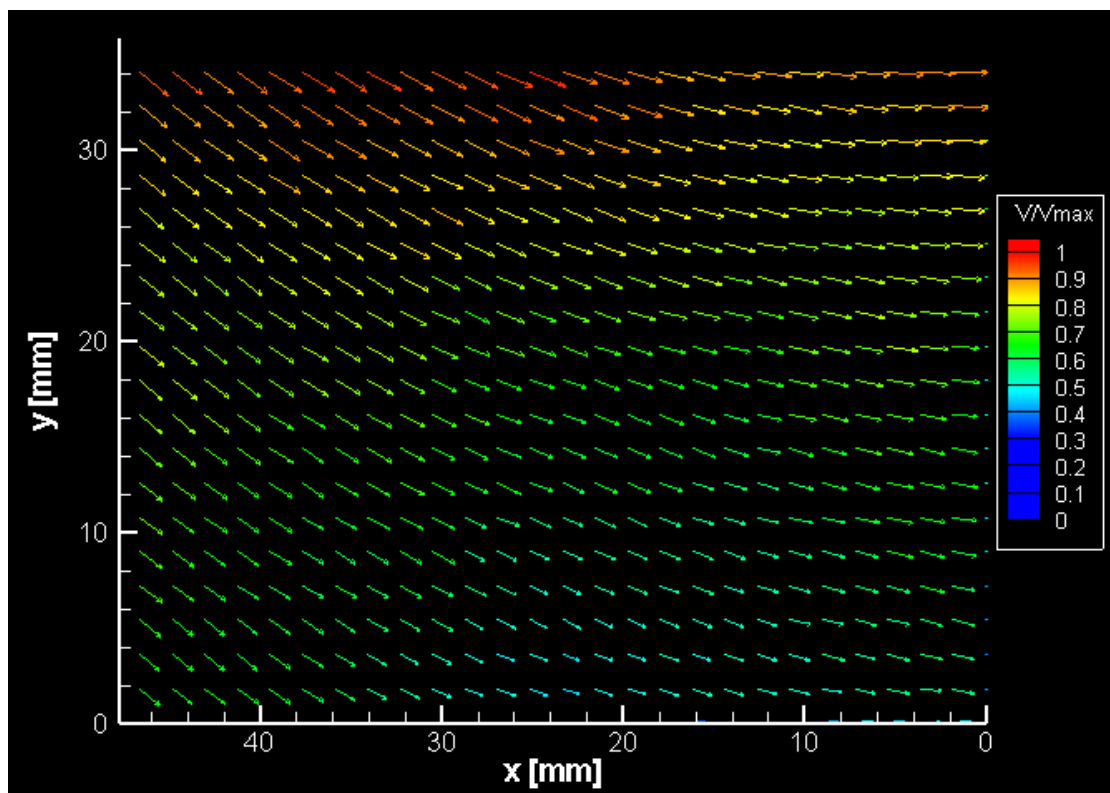
Αποτελέσματα διανυσματικών πεδίων ταχύτητας της παρούσας διάταξης παρουσιάζονται στις επόμενες Εικόνες. Η Εικόνα 38 παρουσιάζει αποτελέσματα του μέσου διανυσματικού πεδίου ταχυτήτων για το επίπεδο 4 (κάθετο επίπεδο) στη ροή κοντά στην περωτή του στροβίλου Rushton, ενώ η Εικόνα 39 παρουσιάζει αποτελέσματα από ένα στιγμιαίο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων στο επίπεδο 4 (κάθετο επίπεδο). Στο μέσο διανυσματικό πεδίο παρατηρείται πως οι μεγαλύτερες ταχύτητες βρίσκονται στην δεξιά πλευρά της εικόνας, κυρίως κεντρικά, σε θέση που αντιστοιχεί στην πλευρά του στροβίλου Rushton και συγκεκριμένα κοντά στο πτερύγιο, ενώ μακριά από το πτερύγιο οι τιμές της ταχύτητας μειώνονται. Στο στιγμιαίο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων παρατηρείται μία δέσμη ρευστού (jet) το οποίο εκτείνεται ακτινικά, με τις υψηλές ταχύτητες να βρίσκονται και σε αυτήν την περίπτωση στην δεξιά πλευρά της εικόνας που αντιστοιχεί σε θέση κοντά στο πτερύγιο του στροβίλου Rushton ενώ καθώς απομακρυνόμαστε από το πτερύγιο οι τιμές της ταχύτητας μειώνονται. Επιπλέον, αυτό που διακρίνεται είναι η εμφάνιση δινών κατά το πέρασμα του πτερυγίου και οι οποίες μετατοπίζονται ακτινικά στην κύρια ροή. Γενικότερα τα στιγμιαία διανυσματικά πεδία διαφέρουν μεταξύ τους αλλά παρουσιάζουν και διαφορές με τα μέσα διανυσματικά πεδία. Αυτά τα στιγμιαία ανομοιογενή χαρακτηριστικά είναι που παρουσιάζουν ενδιαφέρον στη μελέτη της ενεργειακής συμπεριφοράς στην τυρβώδη κίνηση τοπικά.



Εικόνα 38. Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχύτητας στο επίπεδο 4 (κάθετο επίπεδο).



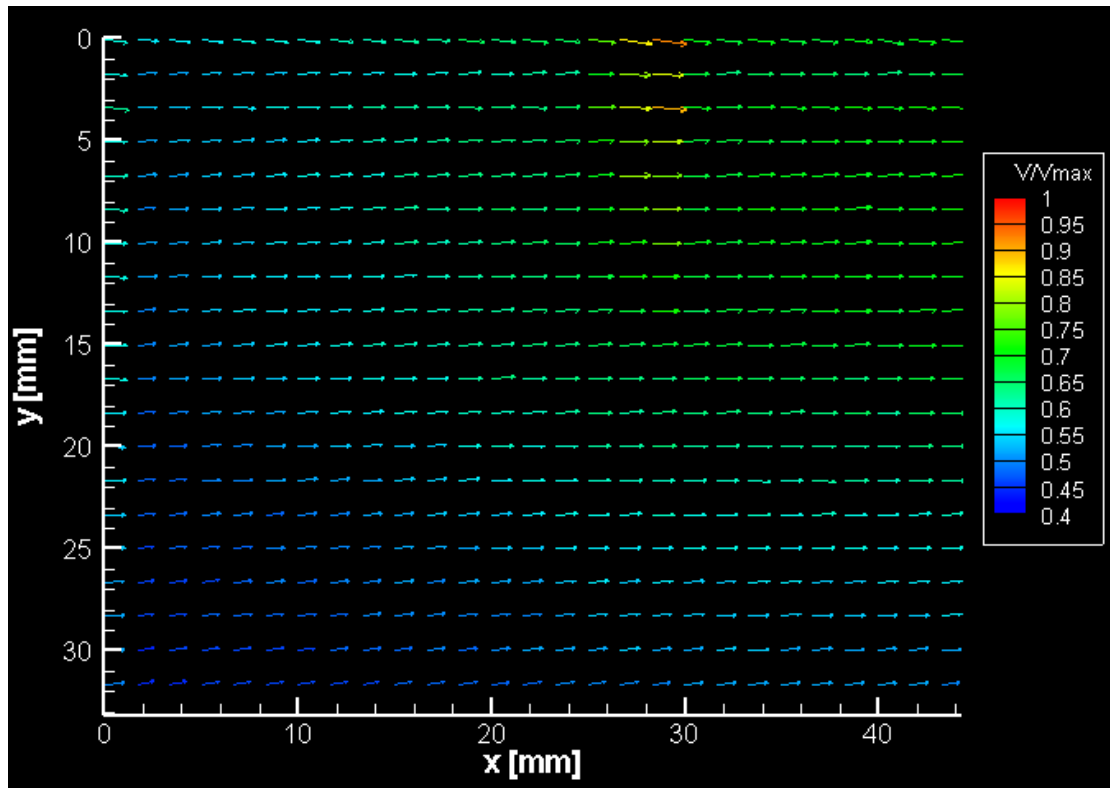
**Εικόνα 39.** Στιγμαίο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων στο επίπεδο 4 (κάθετο επίπεδο).



**Εικόνα 40.** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχύτητας στο επίπεδο 5 (οριζόντιο επίπεδο).

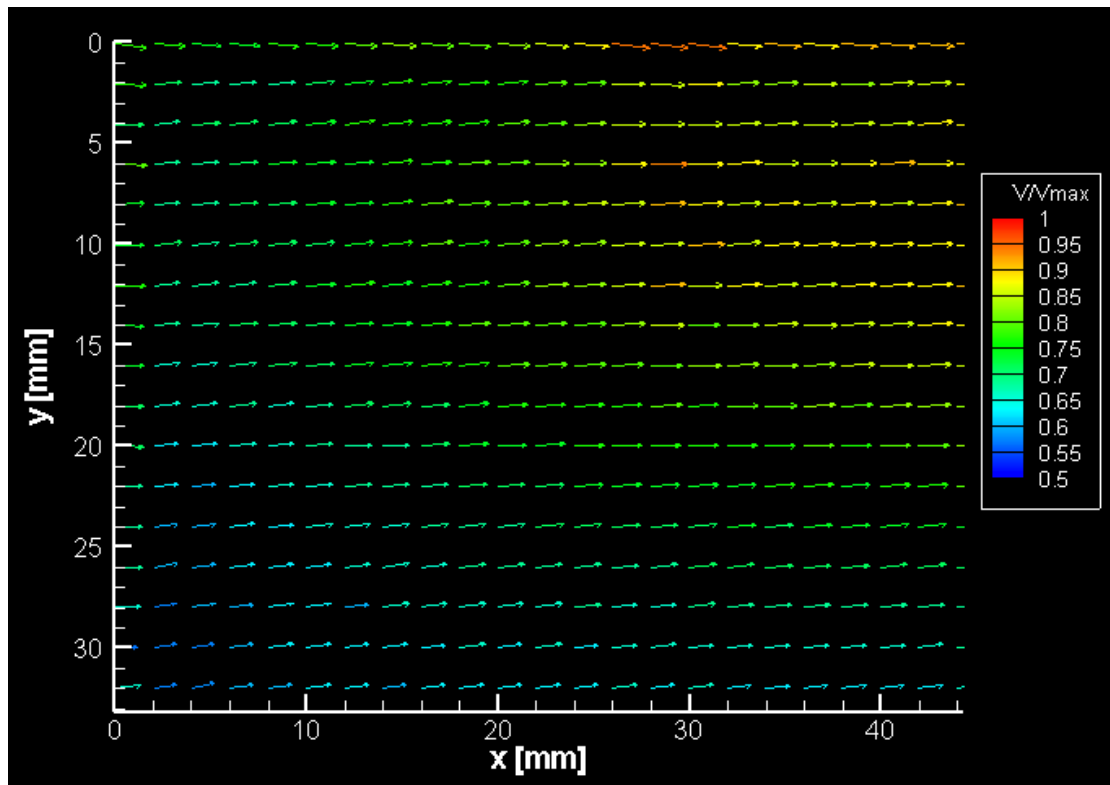
Στην Εικόνα 40 φαίνεται το μέσο διανυσματικό πεδίο στο επίπεδο 5. Οι μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας παρατηρούνται στο πάνω τμήμα της εικόνας και

αυτό οφείλεται λόγω των μεγάλων ταχυτήτων που αναπτύσσονται κοντά στο στρόβιλο Rushton ενώ καθώς απομακρυνόμαστε από αυτόν, οι ταχύτητες μειώνονται.

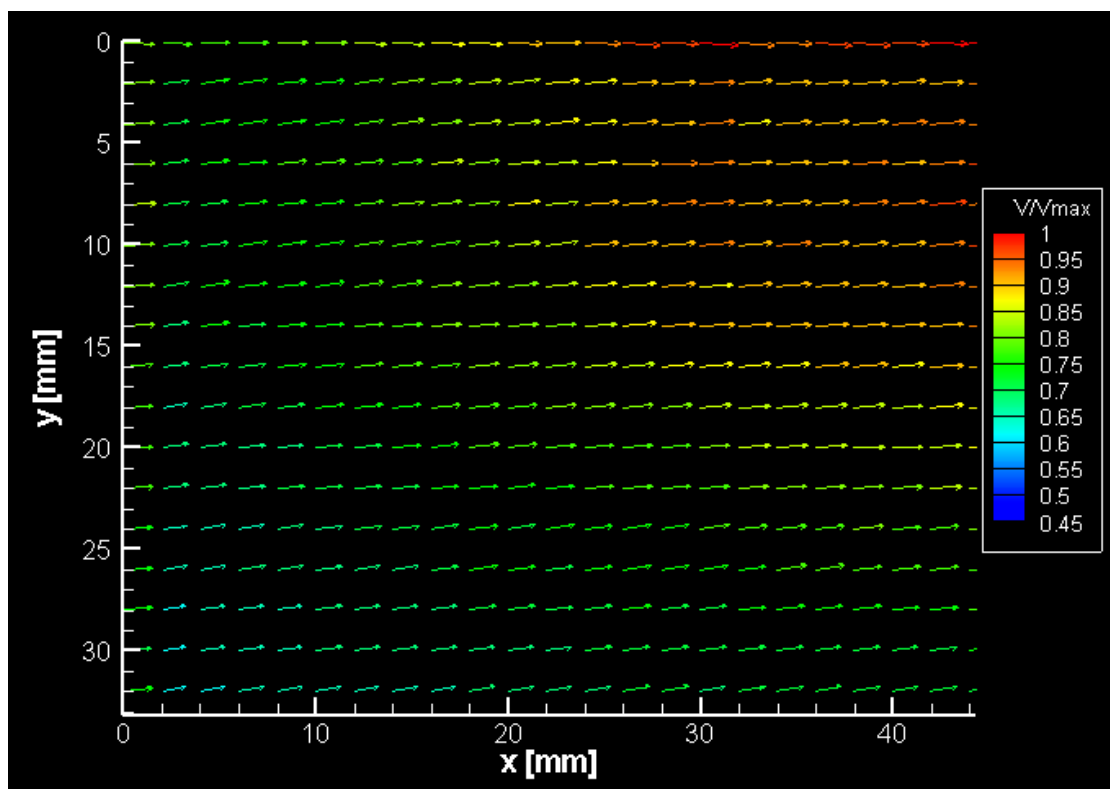


**Εικόνα 41.** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχύτητας στο επίπεδο 1 (1<sup>ο</sup> επαφτόμενο επίπεδο).

Στις Εικόνες 41-43 παρουσιάζονται τα μέσα πεδία των επιπέδων 1,2 και 3. Αυτό που παρατηρείται είναι πως σε αυτά τα επίπεδα οι ταχύτητες παρουσιάζουν χαμηλές τιμές το οποίο πιθανόν να οφείλεται λόγω του ότι τα σωματίδια που χρησιμοποιούμε δεν ακολουθούν τη ροή ικανοποιητικά. Λόγω του βάρους τους τα σωματίδια δεν είναι ικανά να ακολουθήσουν τη ροή και να φτάσουν κοντά στο στρόβιλο Rushton με αποτέλεσμα την παρουσία πολύ μικρών ταχυτήτων σε συνδυασμό και με την αργή ροή που υπάρχει στην πειραματική μας διάταξη. Παρόλα αυτά οι μεγαλύτερες ταχύτητες παρουσιάζονται και για τα τρία επίπεδα στο επάνω τμήμα της εικόνας, σε περιοχές πάνω από το ύψος του στροβίλου. Επίσης οι μεγαλύτερες ταχύτητες από τα τρία επίπεδα εμφανίστηκαν στο επίπεδο 3, το οποίο βρίσκεται μακριά από την πτερωτή σε σχέση με τα άλλα δύο, αλλά ίσως οι μεγάλες ταχύτητες να οφείλονται στο γεγονός ότι μακριά από την πτερωτή ο αριθμός των σωματιδίων ήταν μεγαλύτερος.



Εικόνα 42. Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχύτητας στο επίπεδο 2 (2<sup>ο</sup> επαφόμενο επίπεδο).



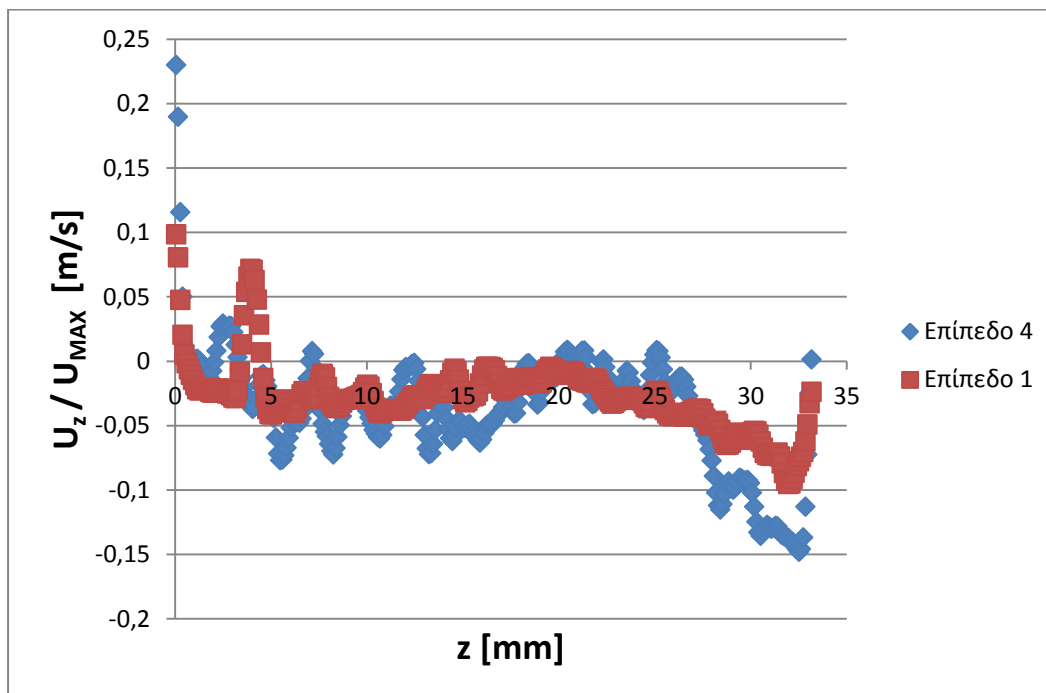
Εικόνα 43. Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχύτητας στο επίπεδο 3 (3<sup>ο</sup> επαφόμενο επίπεδο).

Επόμενο βήμα ήταν η εύρεση των τριών κοινών σημείων στα οποία πραγματοποιείται ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Αρχικά εξάγαμε όλες τις εικόνες των μέσων διανυσματικών πεδίων ταχύτητας σε αρχεία txt ώστε να έχουμε τις συντεταγμένες τους. Τα αρχεία περιελάμβαναν τις συντεταγμένες της εκάστοτε εικόνας σε δύο άξονες (x-y) σε pixel και τις ταχύτητες σε δύο άξονες (x-y) σε pixel/s. Εισάγαμε τα αρχεία txt σε φύλλα Excel ώστε να μετατρέψουμε τα δεδομένα μας ώστε οι συντεταγμένες των εικόνων να μετατραπούν από pixel σε mm και οι ταχύτητες από pixel/s σε m/s.

Πριν την εύρεση των τριών κοινών σημείων προχωρήσαμε στην επαλήθευση των δεδομένων που πήραμε από την ανάλυση των εικόνων και την εξαγωγή των διανυσματικών πεδίων. Αυτό πραγματοποιήθηκε με έλεγχο των ταχυτήτων στις κοινές γραμμές που σχηματίζουν δύο επίπεδα κάθε φορά. Σύμφωνα με τις περιοχές ελέγχου του **F.Huchet et.al [7]** τις οποίες επιλέξαμε να χρησιμοποιήσουμε βρήκαμε τις αποστάσεις μεταξύ των επιπέδων και μεταξύ επιπέδων και στρόβιλου Rushton. Τρεις θέσεις ελέγχου στο  $z/T=0.33$ , οι  $x/T=0.211$ ,  $x/T=0.222$  και  $x/T=0.233$  (βλέπε Εικόνα 29), είναι οι θέσεις όπου το λέιζερ δημιουργεί τις φωτεινές επιφάνειες για τη λήψη των φωτογραφιών. Λαμβάνοντας υπόψη αυτές τις θέσεις και θεωρώντας ότι το επίπεδο 2 ( $2^\circ$  εφαπτόμενο επίπεδο) “κόβει” στη μέση τα επίπεδα 4 (κάθετο επίπεδο) και 5 (οριζόντιο επίπεδο), βλέπε Εικόνα 29, μπορούμε να υπολογίσουμε τις θέσεις των επιπέδων σε σχέση με το στρόβιλο Rushton. Επιπλέον για τον υπολογισμό αυτό, γνωρίζουμε το οπτικό πεδίο (FOV-Field Of View) για το κάθε επίπεδο ώστε οι εικόνες μεγέθους  $1600 \times 1200$  pixels να μετατραπούν σε mm, όπως και η μετατροπή των συντεταγμένων από pixel σε mm των αρχείων txt που εισάγαμε στα φύλλα Excel. Συνεπώς γνωρίζοντας όλα αυτά υπολογίσαμε τις θέσεις των επιπέδων όπου εκεί θα γίνει ο έλεγχος των κοινών γραμμών μεταξύ των επιπέδων.

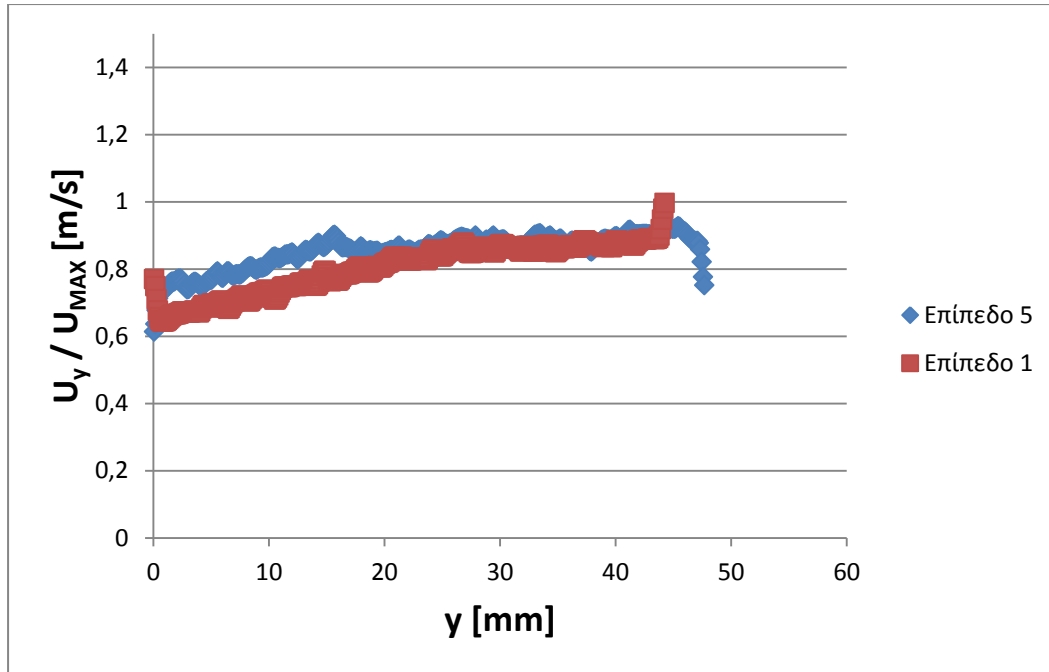
Θεωρητικά, οι θέσεις των επιπέδων είναι αυτές οι συγκεκριμένες που υπολογίσαμε όπως επίσης και οι ταχύτητες πάνω στις κοινές γραμμές δύο επιπέδων είναι ίσες. Όσο αφορά το πρώτο, λόγω του ότι η απόσταση της κάμερας ρυθμιζόταν μέσω τραβερσών, η απόσταση της φωτεινής επιφάνειας που δημιουργεί το λέιζερ ρυθμιζόταν με χαρτί και χάρακα ώστε η επιφάνεια να είναι κάθετη στην κάμερα αλλά και στη σωστή θέση, καθώς και το “μαρκάρισμα” των θέσεων ελέγχου ώστε το λέιζερ να χτυπά πάνω σε αυτές τις θέσεις, οδηγούν στην εισαγωγή σφαλμάτων τα οποία επηρεάζουν τα δεδομένα που εξάγονται. Σε ό,τι αφορά το δεύτερο, λόγω του ότι η κίνηση του ρευστού γύρω από το στρόβιλο Rushton είναι τυρβώδης, η τύρβη είναι στοχαστική με αποτέλεσμα την εισαγωγή διακυμάνσεων και αποκλίσεων των τιμών της ταχύτητας στις κοινές γραμμές. Αυτό πιθανόν οφείλεται στη διακοπτόμενη λειτουργία της διάταξης κάθε φορά που αλλάζαμε επίπεδο μέτρησης καθώς επίσης και στα σφάλματα που μπορεί να έχουν εισαχθεί από τις ρυθμίσεις των επιπέδων όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Για τους δύο παραπάνω λόγους, εκτός

από τις υπολογισμένες θέσεις των επιπέδων, εξετάστηκαν και περιοχές γύρω από αυτές τις θέσεις, πολύ κοντά όμως στις υπολογισμένες, ώστε να διαπιστώσουμε αν οι κοινές συνιστώσες της ταχύτητας ταυτίζονται μεταξύ τους πάνω στις κοινές γραμμές καθώς και, αν δεν ταυτίζονται, ποιες είναι οι αποκλίσεις αυτών των τιμών. Το εύρος ελέγχου όπου εξετάστηκαν οι περιοχές αυτές είναι συν/πλην 20 σημεία (~600 μm) από τις θέσεις που υπολογίσαμε. Το κριτήριο επιλογής των κοινών γραμμών ήταν το μικρότερο μέσο ποσοστό απόκλισης των τιμών των κοινών συνιστωσών της ταχύτητας. Έπειτα ελέγξαμε δύο κοινές γραμμές ανά δύο επίπεδα για να βρούμε το κοινό σημείο. Για παράδειγμα, λαμβάνοντας ως βάση για τη σύγκρισή μας το επίπεδο 2 (2<sup>ο</sup> εφαπτόμενο επίπεδο), ελέγξαμε την κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδου 2 και 5 (οριζόντιο επίπεδο) και την κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδου 2 και 4 (κάθετου επιπέδου) τα οποία μας δίνουν δύο ευθείες που τέμνονται μεταξύ τους, και το σημείο τομής είναι το σημείο που ψάχνουμε. Όμως λόγω των σφαλμάτων που μπορεί να έχουν εισαχθεί όπως έχει αναφερθεί, τα σημεία μπορεί να δίνουν ταχύτητες με μεγάλες αποκλίσεις το οποίο σημαίνει πως δεν είναι τα σημεία που ψάχνουμε. Ελέγχοντας 1-2 σημεία πριν και μετά από αυτά που έχουμε βρει και επιλέγοντας σημεία με μικρές αποκλίσεις της ταχύτητας οδηγούμαστε στην εύρεση του σημείου ενδιαφέροντος. Αντίστοιχα εργαζόμαστε και για τα δύο εναπομείναντα σημεία. Στα σχήματα (44-49) που ακολουθούν παρουσιάζονται οι κοινές γραμμές των επιπέδων για την εύρεση αυτών των τριών κοινών σημείων.

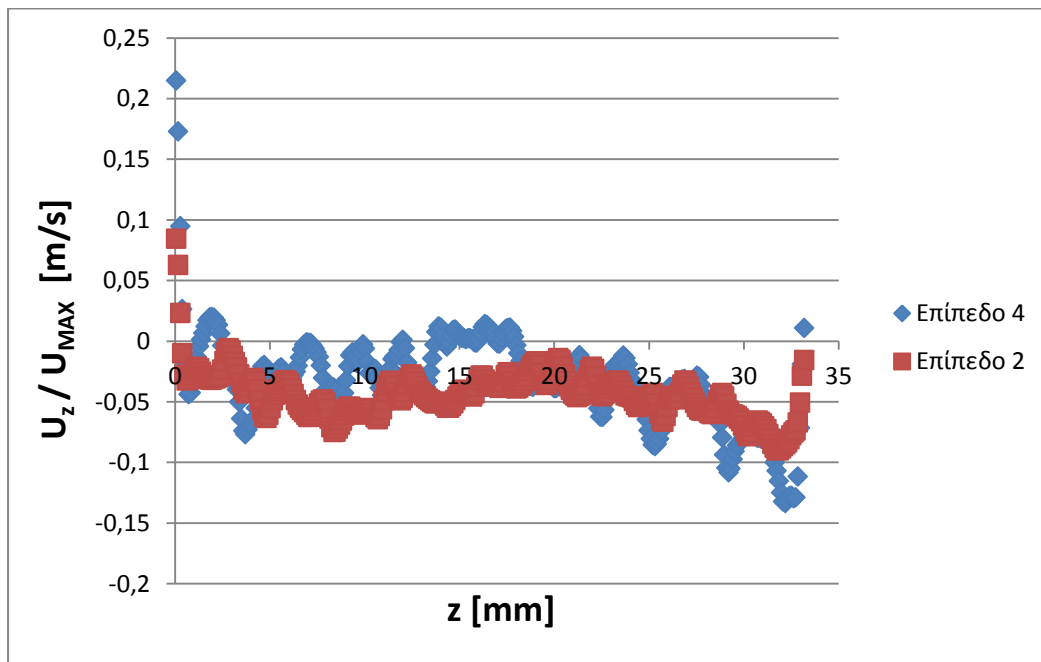


**Εικόνα 44.** Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 1 και 4.

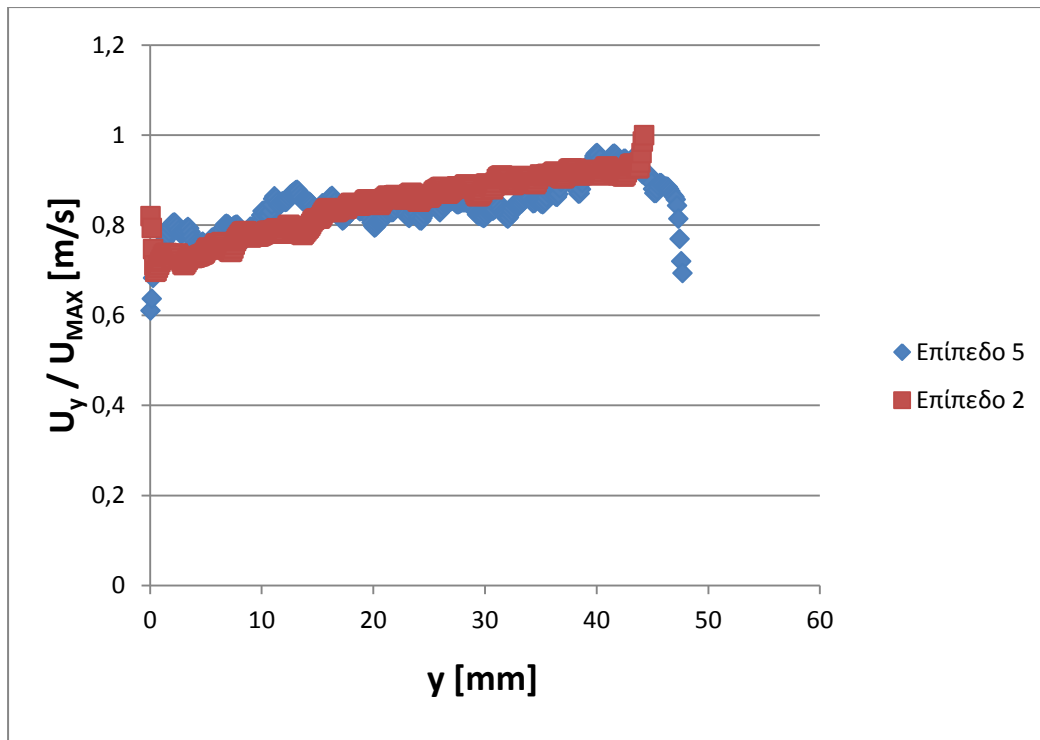




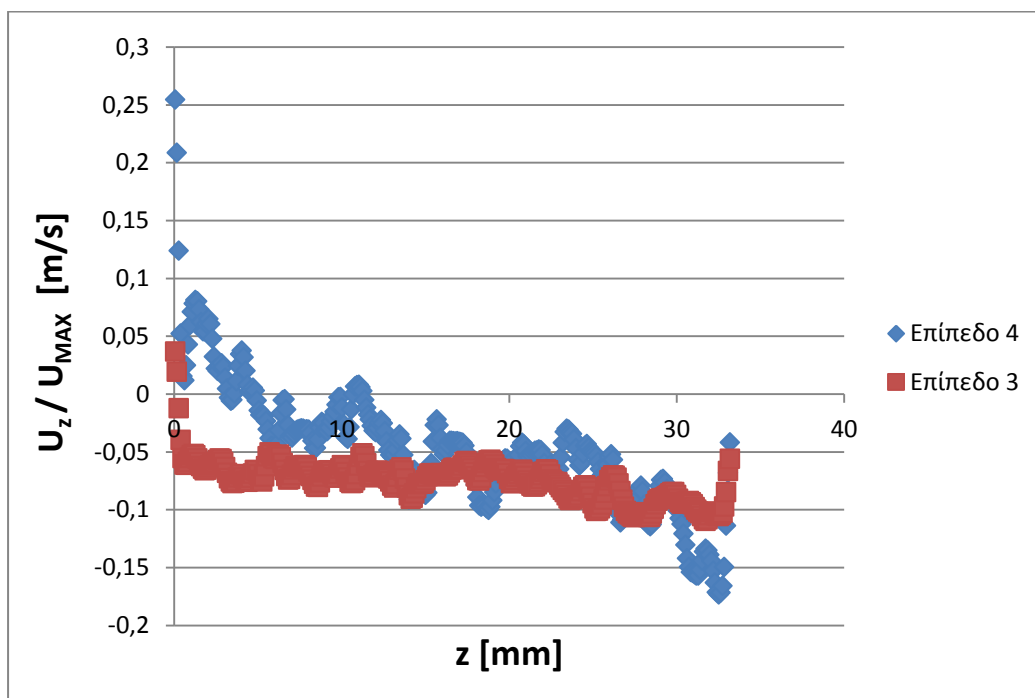
Εικόνα 45. Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 1 και 5.



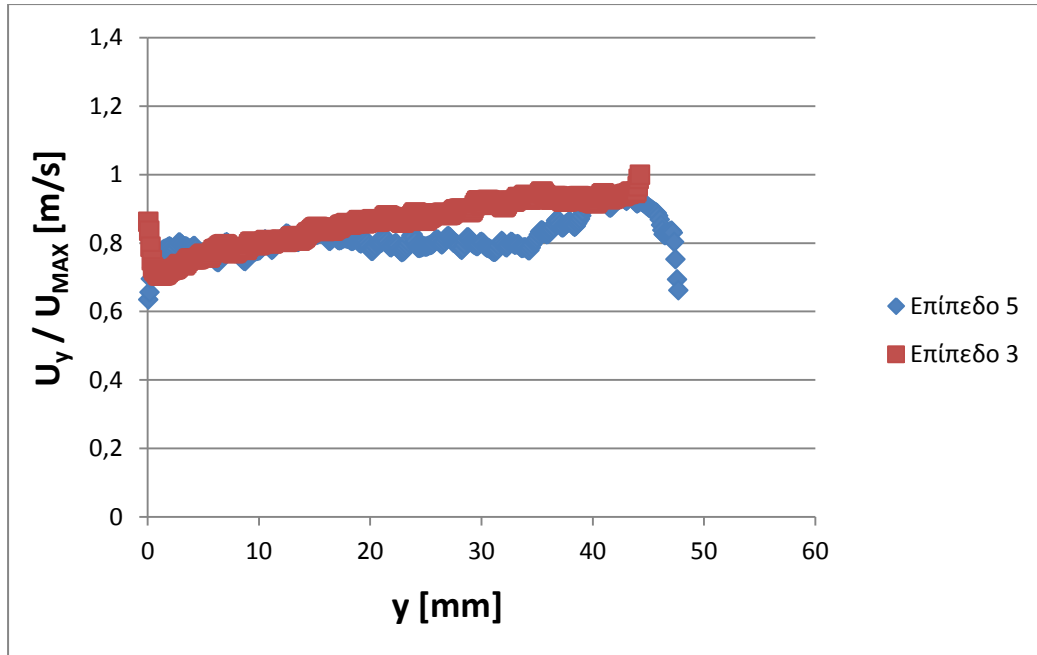
Εικόνα 46. Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 2 και 4.



Εικόνα 47. Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 2 και 5.



Εικόνα 48. Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 3 και 4.



**Εικόνα 49.** Κοινή γραμμή μεταξύ επιπέδων 3 και 5.

Όπως παρατηρούμε και από τα σχήματα υπάρχει μία καλή συμφωνία σε ότι αφορά τις διαφορετικές μετρήσεις των κοινών συνιστωσών των ταχυτήτων στις κοινές γραμμές σε όλες τις περιπτώσεις. Κύριος λόγος των αποκλίσεων όπως αναφέρεται και προηγουμένως είναι η επίδραση της τύρβης. Λαμβάνοντας υπόψη τη διακοπτόμενη λειτουργία της διάταξης για κάθε αλλαγή επιπέδου, συμπεραίνεται πως ποτέ δε θα επαναλάβουμε την ίδια ακριβώς ροή με προηγουμένως. Έτσι, η μικρή απόκλιση των τιμών στις κοινές γραμμές των επιπέδων είναι δικαιολογημένη αφού η τύρβη παίζει σημαντικό ρόλο και επηρεάζει τις διακυμάνσεις των ταχυτήτων. Αυτά τα αποτελέσματα είναι δύσκολο να εξαχθούν διότι για να πραγματοποιήσουμε πειραματικές μετρήσεις σε 2 διαφορετικά επίπεδα είναι απαραίτητη η μετατόπιση της κάμερας και του λέιζερ. Συνεπώς είναι δύσκολο στην πραγματικότητα η επανατοποθέτηση της διάταξης.

Μετά την επιλογή των κοινών σημείων, προχωρήσαμε στον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης ενέργειας που πραγματοποιήσαμε βασίζεται στις δύο εξισώσεις που χρησιμοποίησε ο **F.Huchet et.al [7]** στους υπολογισμούς του και οι οποίες δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\overline{\varepsilon_{\text{plane}_{ij}}} = \nu \left\{ 2 \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} + 2 \overline{\left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \right)^2} + 2 \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \right\} \quad (41)$$

$$\overline{\varepsilon_{\text{TOTAL}}} = \overline{\varepsilon_{xy}} + \overline{\varepsilon_{xz}} + \overline{\varepsilon_{yz}} - \nu \left\{ 2 \overline{\frac{\partial u'^2}{\partial x}} + 2 \overline{\frac{\partial v'^2}{\partial y}} + 2 \overline{\frac{\partial w'^2}{\partial z}} \right\} \quad (42)$$

Στην παρούσα εργασία οι υπολογισμοί των στιγμιαίων τιμών του ρυθμού σκέδασης ενέργειας για κάθε μία από τις 1870 εικόνες δε μπορούσαν να πραγματοποιηθούν

ταυτόχρονα και στα τρία επίπεδα μέτρησης. Για το λόγο αυτό ο συνολικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας αναλύθηκε σε τρεις συνιστώσες που αντιστοιχούν στα τρία επίπεδα μέτρησης. Από το κάθε επίπεδο, εισάγεται συγκεκριμένη συνεισφορά στο συνολικό ρυθμό σκέδασης ενέργειας η οποία περιγράφεται με την εξίσωση 41. Η εξίσωση λαμβάνει υπόψη όλες τις κλίσεις της ταχύτητας που μετρήθηκαν σε κάθε επίπεδο.

Ο συνολικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας, για να εξασφαλίσει με ακρίβεια ότι οι 12 συνιστώσες της ταχύτητας υπολογίζονται, μπορεί να εξαχθεί από το ρυθμό σκέδασης ενέργειας σε κάθε επίπεδο με την εξίσωση 42 όπως φαίνεται παραπάνω.

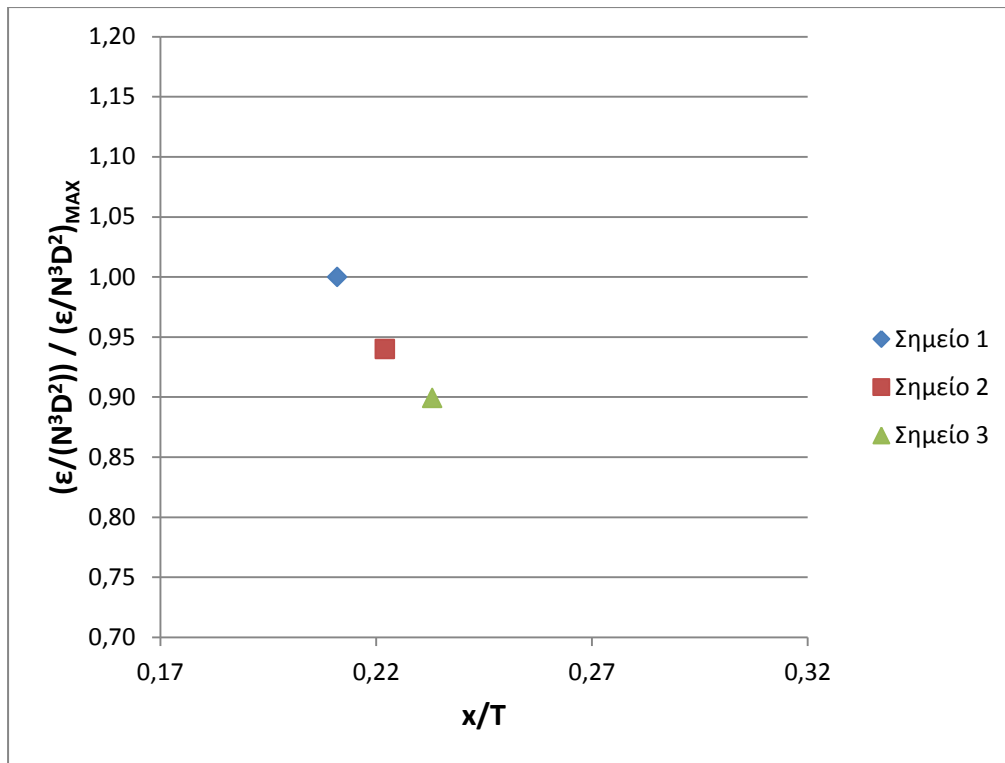
Για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων του ρυθμού σκέδασης τόσο του συνολικού όσο και για το κάθε επίπεδο μέτρησης χρησιμοποιήθηκε το υπολογιστικό εργαλείο Matlab για τον προγραμματισμό των δύο εξισώσεων όπου δημιουργήθηκαν οι αντίστοιχοι κώδικες για τους υπολογισμούς. Αρχικά όλα τα δεδομένα των στιγμιαίων και μέσων διανυσματικών ταχυτήτων μετατράπηκαν σε αρχεία της μορφής dat πριν την εισαγωγή τους στο Matlab. Έπειτα δημιουργήθηκαν οι κώδικες, οι οποίοι κατά την εκτέλεσή τους διάβαζαν όλα τα αρχεία, μόνο όμως τη γραμμή που μας ενδιέφερε και όχι όλο το αρχείο, της μορφής dat για το κάθε επίπεδο, δηλαδή τα 1870 αρχεία, όπου μετά τους καλούσε ο κύριος κώδικας σαν συναρτήσεις. Σε ό,τι αφορά τον κύριο κώδικα, περιελάμβανε όλες τις απαραίτητες μεταβλητές για τον υπολογισμό του κάθε επιπέδου ξεχωριστά. Πιο συγκεκριμένα, μετέτρεπε σε πίνακες τα αρχεία που διάβαζε και έπειτα ξεχώριζε τις ταχύτητες στον άξονα-x και στον άξονα-y και τέλος προχωρούσε στον υπολογισμό της εξίσωσης 41. Τέλος, δημιουργήθηκε και μία υπορουτίνα όπου υπολόγιζε την παρένθεση της εξίσωσης 42, καλούσε όλα τα αποτελέσματα από τη ρουτίνα που υπολόγιζε το ρυθμό σκέδασης των επιμέρους επιπέδων, δηλαδή την εξίσωση 41, και έπειτα υπολόγιζε το συνολικό ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας και για τα τρία σημεία, καθώς επίσης τα αδιάστατα μεγέθη του συνολικού ρυθμού σκέδασης ενέργειας και των επιμέρους επιπέδων και για τα τρία σημεία μέτρησης. Το πρόγραμμα που δημιουργήθηκε και χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζεται στο **Παράρτημα 1** στο τέλος της παρούσας εργασίας.

## 3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

### 3.1. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΡΥΘΜΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Στα δύο σχήματα που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας τόσο συνολικά όσο και σε κάθε επίπεδο. Όπως έχει αναφερθεί, τρία επίπεδα μετρήσεων (x,y), (x,z) και (y,z) ήταν απαραίτητα για τον υπολογισμό των τριών συνιστωσών της στιγμιαίας ταχύτητας (διακυμάνσεις ταχύτητας) και τον προσδιορισμό των 12 συνιστωσών του ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε ένα σημείο. Ο ρυθμός σκέδασης ενέργειας υπολογίζεται στην παρούσα εργασία σε τρία σημεία και οι μετρήσεις διεξάγονται σε πέντε διαφορετικά επίπεδα. Στην πραγματικότητα, εκτελώντας αυτές τις μετρήσεις, μερικές πληροφορίες που λαμβάνονται είναι περιττές. Όμως, αυτές οι περιττές πληροφορίες μπορούν να χρησιμοποιούν για επαλήθευση συγκρίνοντας τις τιμές που αποκτήθηκαν για τις κοινές συνιστώσες της ταχύτητας στις κοινές ευθείες των τομών των επιπέδων μέτρησης. Το παραπάνω περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 2.

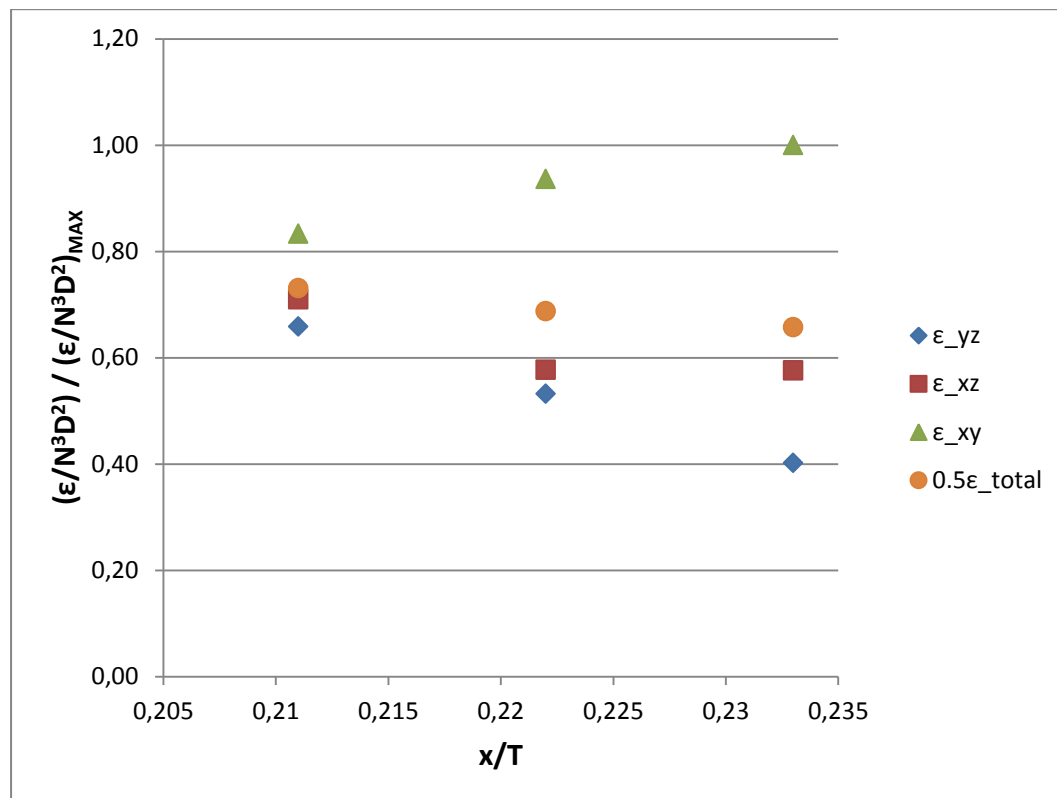
Η Εικόνα 50 και η Εικόνα 51 δείχνουν τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς του ρυθμού σκέδασης ενέργειας και πιο συγκεκριμένα στην πρώτη εικόνα παρουσιάζεται ο συνολικός ρυθμός σκέδασης ενέργειας στα τρία σημεία ενώ στη δεύτερη εικόνα η συνεισφορά του κάθε επιπέδου στον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας. Και στα δύο διαγράμματα τόσο ο συνολικός ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας όσο και ο ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας του κάθε επιπέδου έχει αδιαστατοποιηθεί από τον όρο  $N^3 D^2 = 0.013 \text{m}^2/\text{s}^3$  όπως χρησιμοποίησε και ο **F.Huchet et al. [7]** στην πειραματική του μελέτη. Ωστόσο, στη δική μας πειραματική εργασία τα αποτελέσματά μας είναι εξίσου αδιαστατοποιημένα με τον όρο που αναφέρεται παραπάνω αλλά έχουν διαιρεθεί και με το μέγιστο αδιάστατο ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας τόσο για την απεικόνιση των αποτελεσμάτων του συνολικού ρυθμού σκέδασης ενέργειας όσο και για την απεικόνιση της συνεισφοράς του κάθε επιπέδου, αντίστοιχα. Ο λόγος που προχωρήσαμε σε αυτόν τον υπολογισμό είναι πως η απόκριση των σωματιδίων δεν ήταν καλή και από τα αποτελέσματα φαίνεται πως τα σωματίδια δεν ακολουθούσαν τη ροή με έναν ικανοποιητικό τρόπο λόγω της υψηλής πυκνότητας που είχαν, όπως επίσης και λόγω των χαμηλών ταχυτήτων της ροής, με αποτέλεσμα να υποεκτιμάται σημαντικά ο ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας.



**Εικόνα 50.** Αδιαστατοποιημένος ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας στα τρία κοινά σημεία των επιπέδων μέτρησης στη ροή γύρω από το στρόβιλο Rushton με τη μέθοδο PIV στις τρεις περιοχές ελέγχου [ $x/T=0.211$ ,  $x/T=0.222$ ,  $x/T=0.233$ ].

Η Εικόνα 50 παρουσιάζει τα αποτελέσματα του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας για τα τρία σημεία μέτρησης και ο οποίος έχει αδιαστατοποιηθεί από τον όρο  $N^3D^2$  συναρτήσει των τριών περιοχών ελέγχου οι οποίες επιλέχθηκαν σύμφωνα με την πειραματική μελέτη του **F.Huchet et.al [7]**. Επίσης έχει διααιρεθεί και με το μέγιστο αδιάστατο ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, και σκοπό έχει να δείξει ποιοτικά τη συμπεριφορά του ρυθμού σκέδασης ενέργειας κοντά στο στρόβιλο Rushton. Από τα αποτελέσματα φαίνεται πως ο ρυθμός σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας είναι μεγαλύτερος στο σημείο 1 που βρίσκεται κοντά στο στρόβιλο Rushton και καθώς απομακρυνόμαστε από το στρόβιλο ο ρυθμός σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ελαττώνεται. Οι απώλειες ενέργειας μακριά από το στρόβιλο Rushton είναι μικρότερες διότι οι ταχύτητες της ροής σε αυτές τις περιοχές είναι μικρότερες λόγω του ότι η ροή εκεί είναι περισσότερο ομοιόμορφη και δεν επηρεάζεται από την τύρβη. Η ροή όσο πλησιάζουμε το στρόβιλο Rushton είναι περισσότερο τυρβώδης και οι δίνες που δημιουργούνται τόσο από τη ροή γύρω από το πτερύγιο αλλά και από τα διαδοχικά περάσματα των πτερυγίων του στρόβιλου σκεδάζουν τη ενέργεια οδηγώντας σε μεγαλύτερες απώλειες. Η τάση αυτή που φαίνεται στην Εικόνα 50, δηλαδή η μείωση του ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας καθώς απομακρυνόμαστε από το

στρόβιλο Rushton, δείχνει μία καλή συμφωνία ποιοτικά με την πειραματική μελέτη του **F.Huchet et.al [7]**. Η μέγιστη τιμή του αδιάστατου ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας σύμφωνα με άλλες πειραματικές μελέτες που αναφέρονται στην εργασία του **F.Huchet et.al [7]** έχει βρεθεί στο  $x/T=0.23$  και όχι στο  $x/T=0.21$  όπως βρέθηκε στην εργασία του **F.Huchet et.al [7]** καθώς και στην παρούσα εργασία. Αυτή η διαφορά μπορεί να αποδοθεί στις πειραματικές συνθήκες, όπως για παράδειγμα μικρές διαφορές στο πάχος των πτερυγίων ή η κάθετη τοποθέτηση του στρόβιλου Rushton, τα οποία μπορούν να θεωρηθούν επαρκή ώστε να προκαλέσουν σημαντικές διαφορές στα αποτελέσματα.



**Εικόνα 51.** Συνεισφορά του κάθε επιπέδου μέτρησης στην εκτίμηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας: ρόμβος,  $\overline{\varepsilon_{xy}}/(N^3 \cdot D^2)$ ; τετράγωνο,  $\overline{\varepsilon_{xz}}/(N^3 \cdot D^2)$ ; τρίγωνο,  $\overline{\varepsilon_{yz}}/(N^3 \cdot D^2)$ ; κύκλος,  $0.5 \cdot \overline{\varepsilon_{TOT}}/(N^3 \cdot D^2)$ .

Η εικόνα 51 συγκρίνει τη συνεισφορά του κάθε επιπέδου σε σχέση με το συνολικό ρυθμό σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας,  $\overline{\varepsilon_{TOT}}$ . Όπως έχει αναφερθεί ο συνολικός ρυθμός σκέδασης ενέργειας προσδιορίστηκε πειραματικά σε τρία σημεία. Και εδώ έχει διαιρεθεί το κάθε μέγεθος με το μέγιστο αδιάστατο ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε ένα επίπεδο για τους ίδιους λόγους που παρουσιάστηκαν προηγουμένως. Αυτό που μπορεί να παρατηρηθεί είναι ότι η συνεισφορά του κάθε επιπέδου είναι ποσοτικά παρόμοια. Επιπλέον, η συνεισφορά του κάθε επιπέδου μπορεί να θεωρηθεί προσεγγιστικά ίση με το μισό του συνολικού ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Σε αυτά τα τρία σημεία, ο ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας μπορεί συνεπώς να

εκτιμηθεί από την ακόλουθη έκφραση με μία σχετικά μικρή τυπική απόκλιση, για οποιοδήποτε επίπεδο:

$$\overline{\varepsilon_{xy}} = \overline{\varepsilon_{xz}} = \overline{\varepsilon_{yz}} = \frac{\overline{\varepsilon_{TOTAL}}}{2} \quad (43)$$

Αυτή η σχέση είναι εμπειρική και χρειάζεται περαιτέρω επαλήθευση. Παρόλα αυτά, κοντά στην περιοχή του στροβίλου Rushton, είναι ενδιαφέρον επειδή τείνει να δείξει ότι η μέτρηση του πεδίου ταχυτήτων σε ένα μόνο επίπεδο μπορεί να επαρκεί για την εκτίμηση του συνολικού ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας,  $\overline{\varepsilon_{TOT}}$ .



### 3.2. ΧΡΟΝΟΣ ΑΠΟΚΡΙΣΗΣ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

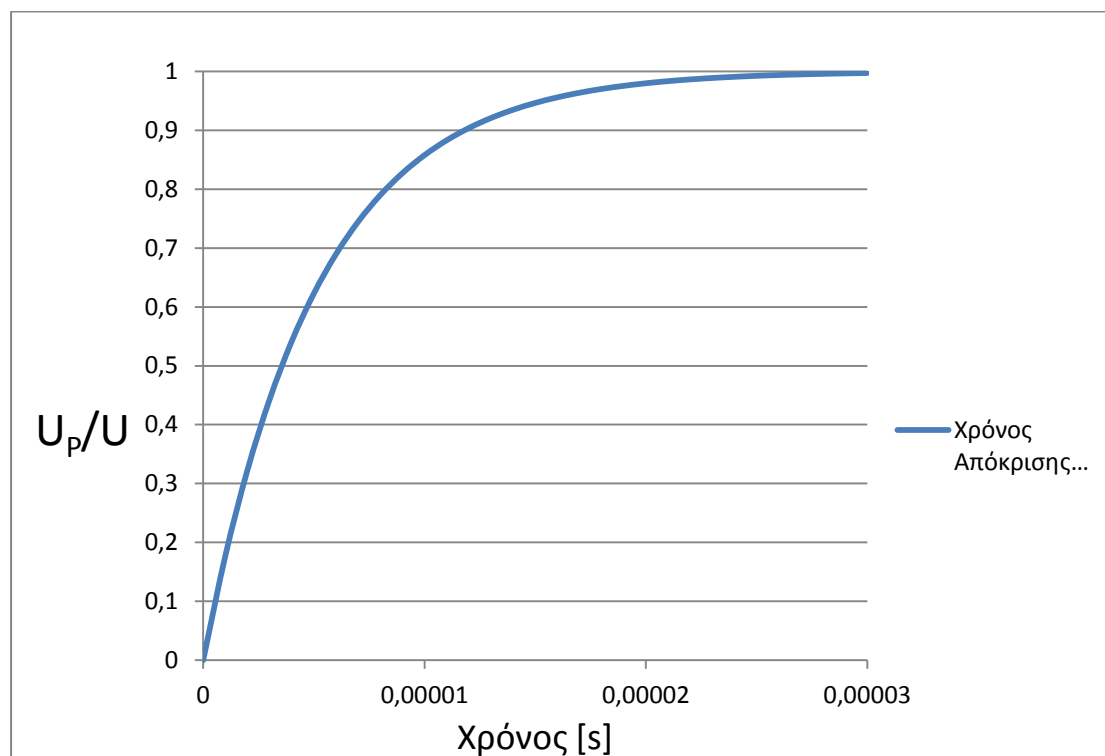
Για τις ΡΙV μετρήσεις, το είδος των σωματιδίων που επιλέχθηκε ήταν σωματίδια οξειδίων του αλουμινίου ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) της εταιρείας Alfa Aesar ([www.alfa.com](http://www.alfa.com)), με ονομαστικές διαμέτρους μεταξύ 1 και 10  $\mu\text{m}$  (μέση διάμετρος ίση με 5  $\mu\text{m}$ ) και πυκνότητα ίση με  $3,7 \text{ g/cm}^3$ . Εξετάστηκε η ικανότητα των σωματιδίων να ακολουθούν τη ροή η οποία, σύμφωνα με τον **Raffel et al. [9]**, μπορεί να εκτιμηθεί με την παρακάτω εξίσωση:

$$U_p(t) = U \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right]$$

όπου  $U_p$  είναι η ταχύτητα του σωματιδίου,  $U$  είναι η ταχύτητα της ροής,  $t$  είναι ο χρόνος και  $\tau_s$  είναι ο χρόνος χαλάρωσης (relaxation time) του σωματιδίου και δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}$$

όπου  $d_p$  είναι η διάμετρος του σωματιδίου,  $\rho_p$  είναι η πυκνότητα του σωματιδίου και  $\mu$  είναι το δυναμικό ιξώδες του ρευστού. Ο λόγος  $U_p/U$  σε σχέση με το χρόνο  $t$  δίνει ένα μέτρο του πόσο καλά τα σωματίδια ακολουθούν τη ροή. Γραφική παράσταση αυτής της συνάρτησης φαίνεται στο σχήμα 52. Το διάγραμμα δείχνει ότι τα σωματίδια οξειδίων αλουμινίου φτάνουν το 90% της ταχύτητας της ροής σε 12 $\mu\text{s}$ .



Σχήμα 52. Χρόνος απόκρισης σωματιδίων.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 52, ο χρόνος απόκρισης των σωματιδίων που χρησιμοποιήθηκαν ( $Al_2O_3$ ) είναι αρκετά μεγάλος. Αυτό σημαίνει πως τα σωματίδια δεν ακολουθούν καλά τη ροή, όπου σε συνδυασμό με τις χαμηλές ταχύτητες της ροής καθώς και της μεγάλης πυκνότητας των σωματιδίων οδηγούν σε πολύ μικρές ταχύτητες των σωματιδίων που με τη σειρά τους οδηγούν σε πολύ μικρές κλίσεις της ταχύτητας, οδηγώντας σαν αποτέλεσμα την υποεκτίμηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Τα σωματίδια καθώς δεν ακολουθούν καλά τη ροή, σημαίνει πως δε φτάνουν πάντα πολύ κοντά στα πτερύγια του στροβίλου Rushton, σε περιοχές δηλαδή όπου η τυρβώδης κίνηση του ρευστού είναι έντονη, οι κλίσεις της ταχύτητας μεγάλες και συνεπώς ο ρυθμός σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας αυξημένος.

## 4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία η τεχνική οπτικοποίησης ροής ρευστών Particle Image Velocimetry (PIV) εφαρμόστηκε σε ροή που δημιουργείται γύρω από τα πτερύγια ενός στροβίλου Rushton. Η διάταξη αναπτύχθηκε στο Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών και Στροβιλομηχανών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας (Π.Δ.Μ) και περιλαμβάνει ολοκληρωμένο σύστημα οπτικών μετρήσεων με λέιζερ διπλού παλμού, CCD κάμερα (βλέπε Κεφάλαιο 2) και συστήματα καταγραφής. Παρουσιάστηκε ο σχεδιασμός και η υλοποίηση της πειραματικής διάταξης για τη μελέτη ροής γύρω από μία πτερωτή. Σκοπός της εργασίας ήταν η εγκατάσταση και η λειτουργία της διάταξης όπως επίσης και ο συγχρονισμός όλων των συσκευών του συστήματος, το οποίο ήταν μία από τις σημαντικότερες διαδικασίες αλλά και από τις πιο χρονοβόρες. Ακόμη, ένας από τους κυριότερους σκοπούς ήταν ο συγχρονισμός του λέιζερ και της κάμερα με τον Η/Υ, η οποία αποτελεί μία απαιτητική διαδικασία και συγχρόνως καθοριστική για τη διεξαγωγή της πειραματικής διαδικασίας. Αφού ολοκληρώσαμε αυτή τη διαδικασία, πήραμε μετρήσεις από μια σχετικά απλή εφαρμογή, όπως αναφέρεται στο Κεφάλαιο 2, ώστε να ελέγξουμε αν το σύστημα PIV λειτουργεί και οι μετρήσεις που παίρνουμε είναι έγκυρες. Από τη στιγμή που δείξαμε ότι λειτουργεί σωστά, προχωρήσαμε στην εγκατάσταση και υλοποίηση της δικής μας διάταξης. Έπειτα συνεχίσαμε με το σχεδιασμό και την κατασκευή του στροβίλου Rushton, με τη σχεδίαση να πραγματοποιείται μέσω σχεδιαστικού προγράμματος σε Η/Υ και η κατασκευή του με τη μέθοδο ταχείας προτυποποίησης (Rapid Prototyping), όπως επίσης και με το σχεδιασμό και κατασκευή του διάφανου δοχείου ανάμιξης. Ακολούθησε η διεξαγωγή των μετρήσεων σε πέντε διαφορετικά επίπεδα και η λήψη των δεδομένων από τις PIV φωτογραφίες για την απεικόνιση της ροής γύρω από το στρόβιλο Rushton, καθώς και η ανάλυση και μετεπεξεργασία των εικόνων για την εξαγωγή των πεδίων ταχύτητας και στα πέντε επίπεδα μέτρησης. Οι πειραματικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε τρία επίπεδα για το κάθε σημείο ώστε να υπολογιστούν όλες οι παράγωγοι των διακυμάνσεων της ταχύτητας. Η εκτίμηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας έγινε σε τρία σημεία στην περιοχή ροής της πτερωτής του στροβίλου. Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με προηγούμενη πειραματική μελέτη από τη βιβλιογραφία. Αυτά τα αποτελέσματα βρίσκονται σε καλή συμφωνία, μόνο ποιοτικά, με τις άλλες μεθόδους μετρήσεων που χρησιμοποιούν διαφορετικές διαδικασίες για τον υπολογισμό του ρυθμού σκέδασης ενέργειας,  $\overline{\varepsilon_{TOT}}$ , και αυτό γιατί ο χρόνος απόκρισης των σωματιδίων ήταν αρκετά μεγάλος διότι τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν για την οπτικοποίηση της ροής ήταν βαριά και παρατηρήθηκε πως δεν ακολουθούσαν αρκετά ικανοποιητικά τη ροή του ρευστού γύρω από το στρόβιλο Rushton. Επιπλέον, η συνεισφορά του κάθε επιπέδου μέτρησης στον υπολογισμό του  $\overline{\varepsilon_{TOT}}$  υπολογίστηκε και αυτό που παρατηρήσαμε είναι πως ο υπολογισμός του συνολικού ρυθμού σκέδασης ενέργειας μπορεί να εκτιμηθεί από μετρήσεις σε ένα μόνο επίπεδο. Κι

αυτό το αποτέλεσμα συμφωνεί μόνο ποιοτικά με τα αποτελέσματα των προηγούμενων πειραματικών μελετών για τον ίδιο λόγο που αναφέρθηκε προηγουμένως. Ένα από τα σημαντικότερα συμπεράσματα της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι ότι παρατηρήθηκε μία μείωση στο ρυθμό σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας καθώς απομακρυνόμαστε από το στρόβιλο Rushton, και το οποίο παρατηρήθηκε και στην εργασία με την οποία γίνεται η σύγκριση. Αυτό συμβαίνει διότι μακριά από το στρόβιλο Rushton η ροή είναι περισσότερο ομαλοποιημένη, η παρουσία τυρβώδους ροής είναι μικρότερη με συνέπεια τις μειωμένες τιμές του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Αντίθετα, κοντά στο στρόβιλο Rushton, όπου η τυρβώδης κίνηση του ρευστού καθώς και η εντονότερη παρουσία δινών είναι μεγαλύτερη λόγω της παρουσίας των πτερυγίων και της παρεμπόδισης της ροής από αυτά, οδηγεί σε μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας, με αποτέλεσμα την αύξηση του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

Με βάση τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας μπορούν να προταθούν διάφορες ιδέες και σκέψεις για βελτίωση της υπάρχουσας πειραματικής διάταξης και εξοπλισμού για μελλοντική έρευνα. Τέτοιες προτάσεις μπορεί να είναι ο υπολογισμός του ρυθμού σκέδασης τυρβώδους κινητικής ενέργειας σε μία γρηγορότερη ροή, χρησιμοποιώντας έναν ηλεκτρικό κινητήρα με μεγαλύτερες στροφές, ώστε να γίνει η επαλήθευση των μετρήσεών μας για την παρατήρηση της εγκυρότητας των. Επίσης, η χρήση ελαφρύτερων σωματιδίων τα οποία θα ακολουθούν ικανοποιητικά τη ροή θα ήταν μία πρόταση ώστε να μελετηθεί εκ νέου η πειραματική μας διάταξη με σκοπό την εξακρίβωση των μετρήσεών μας αλλά και τη σύγκριση των αποτελεσμάτων ώστε να μελετηθεί η συμπεριφορά των σωματιδίων αλλά και το κατά πόσο διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στη ροή. Τέλος, η διερεύνηση της παρούσας πειραματικής διάταξης με ένα γρήγορο σύστημα PIV (fast-PIV) με σκοπό την παρατήρηση και την αποτίμηση των διαφορών με το ήδη υπάρχον σύστημα PIV. Επίσης, θα έδινε μεγαλύτερες δυνατότητες μελέτης της τυρβώδους ροής καθώς ο χρόνος απόκρισης ενός τέτοιου συστήματος είναι αντίστοιχος των χρονικών κλιμάκων της τύρβης.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] Heema Unadkat, Chris D. Rielly, Zoltan K. Nagy, PIV study of the flow field generated by a sawtooth impeller, *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 5374–5387.
- [2] J. Kilander, A. Rasmuson, Energy dissipation and macro instabilities in a stirred square tank investigated using an LE PIV approach and LDA measurements, *Chemical Engineering Science* 60 (2005) 6844 – 6856.
- [3] A. Gabriele, A.W. Nienow, M.J.H. Simmons, Use of angle resolved PIV to estimate local specific energy dissipation rates for up- and down-pumping pitched blade agitators in a stirred tank, *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 126–143.
- [4] A. Gabriele, A.N. Tsoligkas, I.N. Kings, M.J.H. Simmons, Use of PIV to measure turbulence modulation in a high throughput stirred vessel with the addition of high Stokes number particles for both up- and down-pumping configurations, *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 5862–5874.
- [5] M.W.Hlawitschka, H.-J.Bart, Determination of local velocity, energy dissipation and phase fraction with LIF- and PIV-measurement in a Kuhni miniplant extraction column, *Chemical Engineering Science* 69 (2012) 138–145.
- [6] Angelique Delafosse, Marie-Laure Collignon, Michel Crine, Dominique Toye, Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2D-PIV measurements in a vessel stirred by an axial Mixel TTP impeller, *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 1728–1737.
- [7] F. Huchet, A. Line, J. Morchain, Evaluation of local kinetic energy dissipation rate in the impeller stream of a Rushton turbine by time-resolved PIV, *chemical engineering research and design* 87 (2009) 369–376.
- [8] <http://www.photonics.com/EDU/Handbook.aspx?AID=25121>
- [9] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, J. Kompenhans, “Particle Image Velocimetry Practical Guide”, Second Edition, Springer (2007).
- [10] [http://www.en.wikipedia.org/wiki/Particle\\_image\\_velocimetry](http://www.en.wikipedia.org/wiki/Particle_image_velocimetry)
- [11] Kolokotronis, D., 2007, “Experimental Investigation of the Internal Flow Field of Model Fuel Injectors”, P.hD., Imperial College London, University of London.
- [12] Τρικαλιώτης Αστέριος, Μοσκοβέλης Παντελής, 2012, “ΟΠΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΡΟΗΣ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ Particle Image Velocimetry (PIV)”, Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας.

# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ 1

## ΚΩΔΙΚΕΣ ΓΙΑ ΤΟ ΔΙΑΒΑΣΜΑ ΤΩΝ ΑΡΧΕΙΩΝ DAT

```
function R1 = get_data1(Basefile, n)
d = zeros(1,3742);
%open the first file
d(1)= fopen([Basefile '1.dat']);
%read the first 4 columns, skip the first headerline
R1 = textscan(d(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67417);
% Close the file, you don't need it any longer
fclose(d(1) );
for i=2 : n
    % Open consecutively each of the remaining files
    d(i) = fopen([Basefile num2str(i) '.dat']);
    % Skip the first column of the new file (an '*' to do this)
    % and keep on building the array
    R1 = cell([R1 textscan(d(i), '%*f %*f %f %f', 1, 'headerLines',
67417) ]);
    % Close the file
    fclose(d(i));
end
```

```
-----
function R2 = get_data2(Basefile, n)
d = zeros(1,3742);
%open the first file
d(1)= fopen([Basefile '1.dat']);
%read the first 4 columns, skip the first headerline
R2 = textscan(d(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 68217);
% Close the file, you don't need it any longer
fclose(d(1) );
for i=2 : n
    % Open consecutively each of the remaining files
    d(i) = fopen([Basefile num2str(i) '.dat']);
    % Skip the first column of the new file (an '*' to do this)
    % and keep on building the array
    R2 = cell([R2 textscan(d(i), '%*f %*f %f %f', 1, 'headerLines',
68217) ]);
    % Close the file
    fclose(d(i));
end
```

```
-----
function R3 = get_data3(Basefile, n)
d = zeros(1,3742);
%open the first file
d(1)= fopen([Basefile '1.dat']);
%read the first 4 columns, skip the first headerline
R3 = textscan(d(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67816);
% Close the file, you don't need it any longer
fclose(d(1) );
for i=2 : n
    % Open consecutively each of the remaining files
    d(i) = fopen([Basefile num2str(i) '.dat']);
    % Skip the first column of the new file (an '*' to do this)
    % and keep on building the array
    R3 = cell([R3 textscan(d(i), '%*f %*f %f %f', 1, 'headerLines',
67816) ]);
    % Close the file
    fclose(d(i));
end
```

```

-----
function R4 = get_data4(Basefile, n)
d = zeros(1,3742);
%open the first file
d(1)= fopen([Basefile '1.dat']);
%read the first 4 columns, skip the first headerline
R4 = textscan(d(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67818);
% Close the file, you don't need it any longer
fclose(d(1) );
for i=2 : n
    % Open consecutively each of the remaining files
    d(i) = fopen([Basefile num2str(i) '.dat']);
    % Skip the first column of the new file (an '*' to do this)
    % and keep on building the array
    R4 = cell([R4 textscan(d(i), '%*f %*f %f %f', 1, 'headerLines',
67818) ]);
    % Close the file
    fclose(d(i));
end

```

```

-----
function R_Avg1 = get_Avg_data1(Basefile_Avg, n_Avg)
f = zeros(1,3742);
f(1)= fopen([Basefile_Avg '1.dat']);

R_Avg1 = textscan(f(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67417);

fclose(f(1) );
for i=2 : n_Avg
    f(i) = fopen([Basefile_Avg num2str(i) '.dat']);

    R_Avg1 = cell([R_Avg1 textscan(f(i), '%*f %*f %f %f', 1,
'headerLines', 67417) ]);

    fclose(f(i) );
end

```

```

-----
function R_Avg2 = get_Avg_data2(Basefile_Avg, n_Avg)
f = zeros(1,3742);
f(1)= fopen([Basefile_Avg '1.dat']);

R_Avg2 = textscan(f(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 68217);

fclose(f(1) );
for i=2 : n_Avg
    f(i) = fopen([Basefile_Avg num2str(i) '.dat']);

    R_Avg2 = cell([R_Avg2 textscan(f(i), '%*f %*f %f %f', 1,
'headerLines', 68217) ]);

    fclose(f(i) );
end

```

```

-----
function R_Avg3 = get_Avg_data3(Basefile_Avg, n_Avg)
f = zeros(1,3742);
f(1)= fopen([Basefile_Avg '1.dat']);

R_Avg3 = textscan(f(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67816);

fclose(f(1) );
for i=2 : n_Avg
    f(i) = fopen([Basefile_Avg num2str(i) '.dat']);

    R_Avg3 = cell([R_Avg3 textscan(f(i), '%*f %*f %f %f', 1,
'headerLines', 67816) ]);

    fclose(f(i) );
end

```

```

-----
function R_Avg4 = get_Avg_data4(Basefile_Avg, n_Avg)
f = zeros(1,3742);
f(1)= fopen([Basefile_Avg '1.dat']);

R_Avg4 = textscan(f(1), '%f %f %f %f', 1, 'headerLines', 67818);

fclose(f(1) );
for i=2 : n_Avg
    f(i) = fopen([Basefile_Avg num2str(i) '.dat']);

    R_Avg4 = cell([R_Avg4 textscan(f(i), '%*f %*f %f %f', 1,
'headerLines', 67818) ]);

    fclose(f(i) );
end

```

## ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΟΥ $\epsilon$ ΣΕ ΚΑΘΕ ΕΠΙΠΕΔΟ

```

% Reset your memory and clear your screen
clear; clc

% Provide base file name and number of files to be read
Basefile = 'B' ;
n = 1870;

% Use the developed function to read data
R1 = get_data1(Basefile, n);
R2 = get_data2(Basefile, n);
R3 = get_data3(Basefile,n);
R4 = get_data4(Basefile,n);

% Transform your cell array into an ordinary matrix
% and show your data
my_data1 = cell2mat(R1);
my_data2 = cell2mat(R2);

```



```

my_data3 = cell2mat(R3);
my_data4 = cell2mat(R4);

ux=zeros(4,n);
uy=zeros(4,n);

for m=1:4
    for l=1:n
        if m==1
            ux(1,l)= my_data1(1,2*l+1);
            uy(1,l)= my_data1(1,2*l+2);
        elseif m==2
            ux(2,l)= my_data2(1,2*l+1);
            uy(2,l)= my_data2(1,2*l+2);
        elseif m==3
            ux(3,l) = my_data3(1,2*l+1);
            uy(3,l) = my_data3(1,2*l+2);
        else
            ux(4,l) = my_data4(1,2*l+1);
            uy(4,l) = my_data4(1,2*l+2);
        end
    end
end

%c_1 = 0.00002985;
c_2 = 0.0000277;

%ux_new = c_1 * ux;
%uy_new = c_1 * uy;

ux_new = c_2 * ux;
uy_new = c_2 * uy;

Basefile_Avg = 'BAvg' ;
n_Avg = 5;

R_Avg1 = get_Avg_data1(Basefile_Avg, n_Avg);
R_Avg2 = get_Avg_data2(Basefile_Avg, n_Avg);
R_Avg3 = get_Avg_data3(Basefile_Avg, n_Avg);
R_Avg4 = get_Avg_data4(Basefile_Avg, n_Avg);

my_Avg_data1 = cell2mat(R_Avg1);
my_Avg_data2 = cell2mat(R_Avg2);
my_Avg_data3 = cell2mat(R_Avg3);
my_Avg_data4 = cell2mat(R_Avg4);

ux_Avg = zeros(4,n_Avg);
uy_Avg = zeros(4,n_Avg);

for m = 1:4
    for l=1:n_Avg
        if m==1
            ux_Avg(1,l) = my_Avg_data1(1,2*l+1);
            uy_Avg(1,l) = my_Avg_data1(1,2*l+2);
        elseif m==2
            ux_Avg(2,l) = my_Avg_data2(1,2*l+1);
            uy_Avg(2,l) = my_Avg_data2(1,2*l+2);
        elseif m==3
            ux_Avg(3,l) = my_Avg_data3(1,2*l+1);

```

```

        uy_Avg(3,1) = my_Avg_data3(1,2*1+2);
    else
        ux_Avg(4,1) = my_Avg_data4(1,2*1+1);
        uy_Avg(4,1) = my_Avg_data4(1,2*1+2);
    end
end
end

%ux_Avg_new = c_1 * ux_Avg;
%uy_Avg_new = c_1 * uy_Avg;

ux_Avg_new = c_2 * ux_Avg;
uy_Avg_new = c_2 * uy_Avg;

%kinematic viscosity of water
v = 1.004 * 10^(-6);

first_term = zeros(1,n);
second_term = zeros(1,n);
third_term = zeros(1,n);
fourth_term = zeros(1,n);
fifth_term = zeros(1,n);

first_term_afairoumenos_oros = zeros(1,n);
fourth_term_afairoumenos_oros = zeros(1,n);

for i=1:n

    first_term(1,i) = (2*(((ux_new(4,i)-ux_Avg_new(4,3))-(ux_new(3,i)-
    ux_Avg_new(3,3)))/((c_2*(my_data4(1,1)-my_data3(1,1))))).^2);

    second_term(1,i) = (((ux_new(2,i)-ux_Avg_new(2,3))-(ux_new(1,i)-
    ux_Avg_new(1,3)))/((c_2*(my_data2(1,2)-my_data1(1,2))))).^2);

    third_term(1,i) = (((uy_new(4,i)-uy_Avg_new(4,3))-(uy_new(3,i)-
    uy_Avg_new(3,3)))/((c_2*(my_data4(1,1)-my_data3(1,1))))).^2);

    fourth_term(1,i) = (2*(((uy_new(2,i)-uy_Avg_new(2,3))-(uy_new(1,i)-
    uy_Avg_new(1,3)))/((c_2*(my_data2(1,2)-my_data1(1,2))))).^2);

    fifth_term(1,i) = 2*(((ux_new(2,i)-ux_Avg_new(2,3))-(ux_new(1,i)-
    ux_Avg_new(1,3)))/((c_2*(my_data2(1,2)-
    my_data1(1,2)))))*(((uy_new(4,i)-uy_Avg_new(4,3))-(uy_new(3,i)-
    uy_Avg_new(3,3)))/((c_2*(my_data4(1,1)-my_data3(1,1)))));

    first_term_afairoumenos_oros(1,i) = (((ux_new(4,i)-ux_Avg_new(4,4))-
    (ux_new(3,i)-ux_Avg_new(3,4)))/((c_2*(my_data4(1,1)-
    my_data3(1,1))))).^2);

    fourth_term_afairoumenos_oros(1,i) = (((uy_new(2,i)-
    uy_Avg_new(2,4))-(uy_new(1,i)-uy_Avg_new(1,4)))/((c_2*(my_data2(1,2)-
    my_data1(1,2))))).^2);

end

sum_first_term = sum(first_term)/n;
sum_second_term = sum(second_term)/n;
sum_third_term = sum(third_term)/n;
sum_fourth_term = sum(fourth_term)/n;
sum_fifth_term = sum(fifth_term)/n;

```

```
sum_first_term1_x_katheto = sum(first_term_afairoumenos_oros)/n;  
sum_fourth_term1_y_katheto = sum(fourth_term_afairoumenos_oros)/n;
```

```
Eyz3 = v*(sum_first_term + sum_second_term + sum_third_term +  
sum_fourth_term + sum_fifth_term);
```

---

### ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΟΥ ΣΥΝΟΛΙΚΟΥ $\epsilon$

```
clear; clc  
%katheto-orientio shmeio 1  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_1_katheto',  
'sum_first_term1_x_katheto')  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_1_orientio',  
'sum_fourth_term1_y_orientio')  
  
average_du_1=(sum_first_term1_x_katheto+  
sum_fourth_term1_y_orientio);  
  
%katheto-orientio shmeio 2  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_2_katheto',  
'sum_first_term2_x_katheto');  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_2_orientio','sum_fourth_term2_y_orizo  
ntio');  
  
average_du_2=(sum_first_term2_x_katheto+  
sum_fourth_term2_y_orientio);  
  
%katheto-orientio shmeio 3  
  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_3_katheto',  
'sum_first_term3_x_katheto');  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_3_orientio',  
'sum_fourth_term3_y_orientio');  
  
average_du_3=(sum_first_term3_x_katheto+  
sum_fourth_term3_y_orientio);  
  
%%  
%orientio_efaptomeno shmeio 1  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_1_orientio',  
'sum_first_term1_x_orientio');  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_1_efaptomeno',  
'sum_first_term1_x_efaptomeno');  
  
average_dv_1=(sum_first_term1_x_orientio+sum_first_term1_x_efaptomen  
o);  
  
%orientio_efaptomeno shmeio 2  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_2_orientio',  
'sum_first_term2_x_orientio');  
load('afairoumenoi_oi_shmeio_2_efaptomeno',  
'sum_first_term2_x_efaptomeno');  
  
average_dv_2=(sum_first_term2_x_orientio+  
sum_first_term2_x_efaptomeno);  
  
%orientio-efaptomeno shmeio 3
```

```

load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_3_orizontio',
'sum_first_term3_x_orizontio');
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_3_efaptomeno',
'sum_first_term3_x_efaptomeno');

average_dv_3=(sum_first_term3_x_orizontio+
sum_first_term3_x_efaptomeno);

%%
%katheto-efaptomeno shmeio 1
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_1_katheto',
'sum_fourth_term1_y_katheto');
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_1_efaptomeno',
'sum_fourth_term1_y_efaptomeno');

average_dw_1=(sum_fourth_term1_y_katheto+sum_fourth_term1_y_efaptomeno);

%katheto-efaptomeno shmeio 2
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_2_katheto',
'sum_fourth_term2_y_katheto');
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_2_efaptomeno',
'sum_fourth_term2_y_efaptomeno');

average_dw_2=(sum_fourth_term2_y_katheto+
sum_fourth_term2_y_efaptomeno);

%katheto-efaptomeno shmeio3
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_3_katheto',
'sum_fourth_term3_y_katheto');
load('afairoumenoi_oro_i_shmeio_3_efaptomeno',
'sum_fourth_term3_y_efaptomeno');

average_dw_3=(sum_fourth_term3_y_katheto+
sum_fourth_term3_y_efaptomeno);

%%
load('Exy_orizontio_1');
load('Exz_katheto_1');
load('Eyz_efaptomeno_1');
load('Exy_orizontio_2');
load('Exz_katheto_2');
load('Eyz_efaptomeno_2');
load('Exy_orizontio_3');
load('Exz_katheto_3');
load('Eyz_efaptomeno_3');
%%
v = 1.004*10^(-6);

%upologismos tw_n orwn pou afairoume apo thn eksiswsh 7
total_1 = v*(average_du_1 + average_dv_1 + average_dw_1);
total_2 = v*(average_du_2 + average_dv_2 + average_dw_2);
total_3 = v*(average_du_3 + average_dv_3 + average_dw_3);

%upologismos e_total apo eksiswsh 7
Etot_1 = Exy1 + Exz1 + Eyz1 - total_1;
Etot_2 = Exy2 + Exz2 + Eyz2 - total_2;
Etot_3 = Exy3 + Exz3 + Eyz3 - total_3;

%adiastatoi arithmoi
N = 50/60;

```

D = 0.15;

Enormalized\_1 = Etot\_1 / ((N^3) \* (D^2));  
Enormalized\_2 = Etot\_2 / ((N^3) \* (D^2));  
Enormalized\_3 = Etot\_3 / ((N^3) \* (D^2));

Exy1\_normalized = Exy1 / ((N^3) \* (D^2));  
Exz1\_normalized = Exz1 / ((N^3) \* (D^2));  
Eyz1\_normalized = Eyz1 / ((N^3) \* (D^2));

Exy2\_normalized = Exy2 / ((N^3) \* (D^2));  
Exz2\_normalized = Exz2 / ((N^3) \* (D^2));  
Eyz2\_normalized = Eyz2 / ((N^3) \* (D^2));

Exy3\_normalized = Exy3 / ((N^3) \* (D^2));  
Exz3\_normalized = Exz3 / ((N^3) \* (D^2));  
Eyz3\_normalized = Eyz3 / ((N^3) \* (D^2));