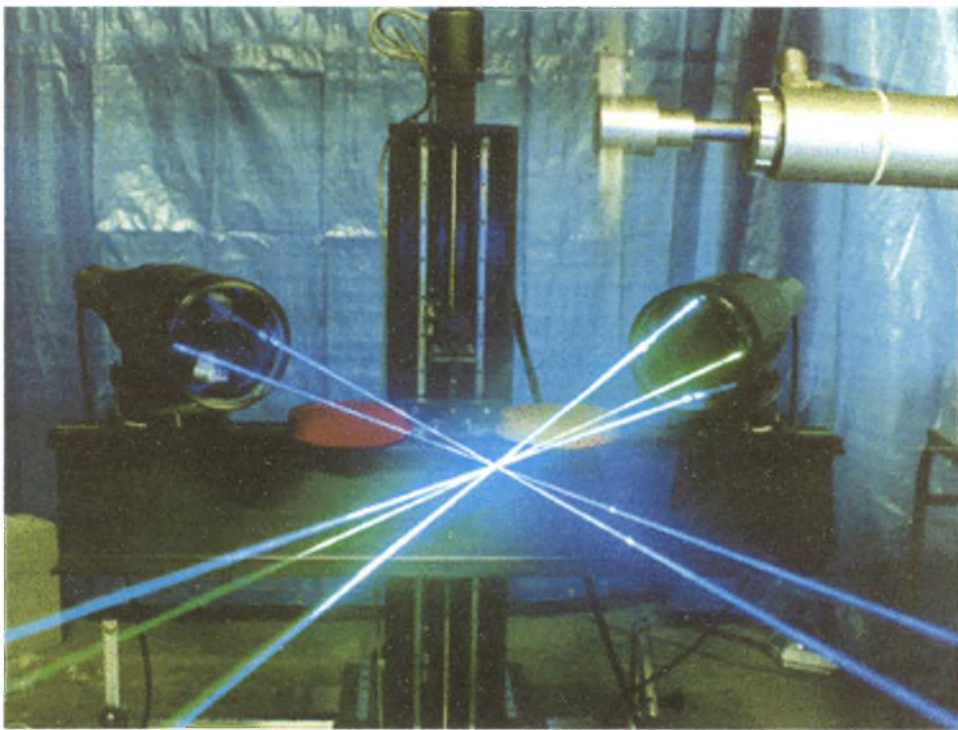




ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΤΡΩΝ ΚΑΙ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

*Μελέτη της επίδρασης του αριθμού Reynolds στην τυρβώδη
διφασική ροή νερού-σωματιδίων σε κατακόρυφο σωλήνα με
τη χρήση ανεμομετρίας Phase Doppler*



Διπλωματική Εργασία Ζαχαρία Ι. Δουλγεράκη
(Επιβλέπων Καθηγητής: Ν. Σ. Βλάχος)

Βόλος – Φεβρουάριος 2006



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»

Αριθ. Εισ.: 3571/1
Ημερ. Εισ.: 16-11-2006
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΜΜΒ
2006
ΔΟΥ

Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Τριμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής Δρ. Νικόλαος Σ. Βλάχος
(Επιβλέπων) Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τρίτος Εξεταστής Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Βιομηχανίας,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Ευχαριστίες

Πρώτα απ' όλα, θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της Διπλωματικής εργασίας μου, Καθηγητή Νικόλαο Βλάχο, για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγησή του κατά τη διάρκεια της δουλειάς μου. Επίσης, είμαι ευγνώμων στα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς επιτροπής της διπλωματικής εργασίας μου, Καθηγητή Βασίλειο Μποντόζογλου και Επίκουρο Καθηγητή Νικόλαο Ανδρίτσο, για την προσεκτική ανάγνωση της εργασίας μου και την αποδοχή τους να παρευρεθούν στην παρουσίαση και αξιολόγηση της παρούσας Διπλωματικής εργασίας.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να εκφράσω στον υποψήφιο διδάκτορα Χρήστο Δριτσέλη για την αμέριστη βοήθεια και συμπαράσταση που μου παρείχε, μέσω των ουσιαστικών γνώσεών του οι οποίες βοήθησαν να υλοποιηθεί η παρούσα διπλωματική, την Άννα Ζερβάκη (Εργ. Υλικών) για τη βοήθειά της στη χρήση μικροσκοπίου, καθώς και την Αικατερίνη Σερίφη (Εργ. Φυσικών & Χημικών Διεργασιών) για την παραχώρηση του ζυγού ακριβείας.

Ευχαριστώ τους φίλους(ες) μου Ζήση Ζησκάτα, Γεώργιο Μπάκο, Γεώργιο Μουρούτσο, Δημήτριο Φελέκη, Σταύρο Γαϊτανάρο, Μαρία-Ντορίνα Τσάρκα, Αριστείδη Τυροθουλάκη, Σπυρίδων Τζαμτζή και Βασίλειο Κουτρομπίνα για την ηθική υποστήριξή τους. Επίσης, ευχαριστώ την Αικατερίνη Κατώγια για την ηθική υποστήριξη και κατανόησή της, ιδιαίτερα κατά τη διάρκεια των τελευταίων μηνών της προσπάθειάς μου.

Ευχαριστώ ολόψυχα τα αδέρφια μου Παρασκευη και Μαρία Δουλγερακη για την υποστήριξή και αγάπη τους. Πάνω απ' όλα, είμαι ευγνώμων στους γονείς μου, Ιωάννη και Αθηνά Δουλγεράκη για την ολόψυχη αγάπη και υποστήριξή τους όλα αυτά τα χρόνια. *Αφιερώνω αυτή την εργασία στην Μητέρα μου και στον Πατέρα μου.*

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	6
1.1	Αντικείμενο και Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας	6
1.2	Δομή της Διπλωματικής Εργασίας	6
2	ΦΥΣΙΚΗ ΤΗΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΟΥ-ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ	8
2.1	Φυσικό πρόβλημα και μεθοδολογία μελέτης	8
2.2	Εξισώσεις Συνεχούς Φάσης	9
2.2.1	Ο Λογαριθμικός νόμος του Τοιχώματος	12
2.2.2	Πλήρως Ανεπτυγμένη Τυρβώδης Ροή.....	14
	Ροή ρευστού χωρίς σωματίδια.....	14
	Ροή ρευστού με σωματίδια	15
2.3	Εξισώσεις Κίνησης Σωματιδίων	15
2.3.1	Δύναμη οπισθέλκουσας	16
2.3.2	Δυνάμεις Επιτάχυνσης.....	20
	Δυνάμεις της εικονικής ή φαινόμενης μάζας	21
	Η δύναμη Basset	21
	Δυνάμεις κλίσεις πίεσης και άνωσης.....	22
2.3.3	Δυνάμεις ανύψωσης	22
	Η δύναμη Saffman.....	22
	Η δύναμη Magnus	23
2.3.4	Βαρυτικές δυνάμεις	23
2.3.5	Η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen	24
2.3.6	Αδιάστατοι αριθμοί	24
2.3.7	Αραιές και πυκνές διφασικές ροές	27
2.4	Βιβλιογραφική Ανασκόπηση	31
3	ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ	37
3.1	Εισαγωγή	37
3.2	Περιγραφή της Διάταξης Ροής	37
3.2.1	Η αντλία.....	37
3.2.2	Ο γυάλινος σωλήνας.....	38
3.2.3	Το δοχείο νερού.....	39
3.2.4	Τα φίλτρα.....	40
3.3	Το Μετρητικό Σύστημα PDPA	41
3.3.1	Πομπός της δέσμης Laser μοντέλο XTM-1100-4S	41
3.3.2	Αποδέκτης της δέσμης Laser μοντέλο RCV-2100	43
3.3.3	Επεξεργαστής σήματος PDP 3100	45
3.3.4	Ελεγκτής κινητήρα Laser μοντέλο MCB-7100-1.....	48
3.4	Βοηθητικά συστήματα της διάταξης	49
3.4.1	Τραπέζι κίνησης σε τρεις διαστάσεις	49
3.4.2	Ζυγός ακριβείας.....	49
4	ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ PHASE DOPPLER	51
4.1	Εισαγωγή	51
4.2	Χαρακτηριστικά Δεσμών Laser	52
4.3	Όγκος ελέγχου μέτρησης	54
4.4	Μέτρηση ταχύτητας - Το Φαινόμενο Doppler	64
4.5	Μέτρηση διαμέτρου σωματιδίου	68
4.6	Μηχανισμοί σκέδασης φωτός	69

4.7	Εφαρμογές Συσκευών Laser	75
5	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ	80
5.1	Εισαγωγή	80
5.2	Αρχικά Πειράματα	81
5.2.1	Επαναληψιμότητα.....	82
5.2.2	Αριθμός Δειγμάτων.....	83
5.2.3	Διάμετρος σωματιδίων.....	83
5.2.4	Μήκος ανάπτυξης ροής.....	86
5.2.5	Σύγκριση πειραματικών και αριθμητικών αποτελεσμάτων.....	93
5.2.6	Συγκέντρωση σωματιδίων.....	95
5.3	Παρουσίαση αποτελεσμάτων	96
5.3.1	Σύγκριση με τη συνεχή φάση.....	96
	Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,01\text{gr/lit}$	96
	Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,1$ και $0,2\text{gr/lit}$	101
5.3.2	Επίδραση του αριθμού Reynolds.....	108
	Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,01\text{gr/lit}$	108
	Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,1\text{gr/lit}$ και $C=0,2\text{gr/lit}$	115
5.3.3	Συνδυασμοί σωματιδίων.....	128
	Συνδυασμός σωματιδίων 5 και 10 μm	128
	Συνδυασμός σωματιδίων 5 και 50 μm	130
	Συνδυασμός σωματιδίων 10 και 50 μm	131
	Συνδυασμός όλων των σωματιδίων μαζί.....	133
5.3.4	Συγκεντρωτικά αποτελέσματα.....	134
5.4	Σχολιασμός αποτελεσμάτων	135
6	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ	138
6.1	Συμπεράσματα	138
6.2	Προτάσεις	139
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	141

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Αντικείμενο και Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας

Οι διφασικές ροές ρευστού-σωματιδίων παρουσιάζουν έντονο επιστημονικό και τεχνολογικό ενδιαφέρον, λόγω της πολυπλοκότητας των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα, αλλά και γιατί συναντώνται σε πολλά συστήματα που περιλαμβάνουν βιολογικές, μηχανολογικές, χημικές και πυρηνικές εφαρμογές. Η καλύτερη κατανόηση των φαινομένων που παρατηρούνται σε αυτές τις ροές, οδηγεί στην πιο αποδοτική και ποιοτική λειτουργία των βιομηχανικών συσκευών, καθώς και άλλων συναφών διεργασιών.

Οι εφαρμογές όπου συναντώνται οι διφασικές ροές ρευστού-σωματιδίων, διακρίνονται στα παρακάτω συστήματα:

1. Συστήματα υγρού-αέριων φυσαλίδων που απαντώνται σε εφαρμογές όπως η ομογενοποίηση και η γαλακτωματοποίηση.
2. Συστήματα αερίου-στερεών σωματιδίων, όπως είναι τα συστήματα πνευματικής μεταφοράς, οι συλλέκτες σκόνης, οι ρευστοποιημένες κλίνες και τα συστήματα καύσης άνθρακα.
3. Συστήματα υγρού-στερεών σωματιδίων, που εμφανίζονται σε εφαρμογές όπως η ρευστοποιημένη κλίση, οι μέθοδοι διαχωρισμού ορισμένων μειγμάτων και η ιζηματογένεση.
4. Συστήματα αερίου-υγρών σταγονιδίων, όπως είναι ο ξηραντήρας, οι απορροφητήρες, οι συσσωρευτές και τον ψεκασμό σταγονιδίων σε αεροστρόβιλους.

Το αντικείμενο της παρούσας Διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη της επίδρασης του αριθμού Reynolds στην τυρβώδη διφασική ροή νερού-σωματιδίων σε κατακόρυφο σωλήνα σταθερής διατομής, με την χρήση ανεμομετρίας Phase Doppler. Οι στόχοι είναι η περαιτέρω ανάπτυξη και πιστοποίηση του συστήματος PDPA και η κατανόηση της συμπεριφοράς των σωματιδίων σε τυρβώδη ροή.

1.2 Δομή της Διπλωματικής Εργασίας

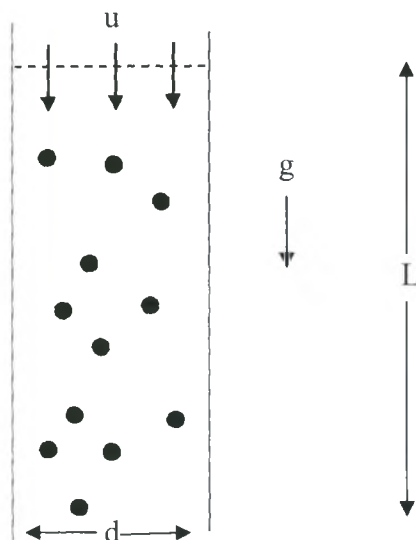
Η δομή της Διπλωματικής εργασίας είναι η εξής: Στο Κεφάλαιο 2 περιγράφεται το φυσικό πρόβλημα και παρουσιάζονται οι εξισώσεις που διέπουν τη ροή της συνεχούς (νερό) και της διακριτής φάσης (σωματίδια), καθώς και μερικές βιομηχανικές εφαρμογές.

Στο τέλος του Κεφαλαίου 2, γίνεται μία βιβλιογραφική ανασκόπηση. Στην συνέχεια στο Κεφάλαιο 3, παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη με το σύστημα της ροής και το μετρητικό σύστημα PDA. Στο Κεφάλαιο 4, γίνεται αναφορά στις βασικές αρχές της θεωρίας του συστήματος PDA για την μέτρηση σωματιδίων. Στο Κεφάλαιο 5, γίνεται η παρουσίαση της πειραματικής μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε για την πραγματοποίηση των μετρήσεων καθώς και η ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων που λήφθηκαν. Τέλος στο Κεφάλαιο 6, παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας και γίνονται ορισμένες προτάσεις για την περαιτέρω βελτιστοποίηση της πειραματικής διάταξης και για μελλοντικές πειραματικές μελέτες.

2 ΦΥΣΙΚΗ ΤΗΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΟΥ-ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

2.1 Φυσικό πρόβλημα και μεθοδολογία μελέτης

Η παρούσα Διπλωματική εργασία πραγματεύεται την πειραματική μελέτη τυρβώδους διφασικής ροής νερού και σωματιδίων μέσα σε ένα κατακόρυφο σωλήνα. Τα σωματίδια και το ρευστό, στην προκειμένη περίπτωση το νερό, κινούνται κατά τη διεύθυνση της βαρύτητας, δηλαδή από πάνω προς τα κάτω, όπως παρουσιάζεται και στο Σχήμα 2.1. Το ενδιαφέρον στην παρούσα Διπλωματική εργασία εστιάζεται στην αλληλεπίδραση του ρευστού με τα σωματίδια και την επίδραση του αριθμού Re στα χαρακτηριστικά των σωματιδίων.



Σχήμα 2.1 : Ροή νερού και σωματιδίων σε κατακόρυφο σωλήνα

Η μελέτη του προβλήματος έγινε πειραματικά, κάνοντας χρήση του μετρητικού συστήματος PDPA και τη διάταξη της διφασικής ροής νερού-στερεών σωματιδίων, που αναπτύσσεται στο Εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών. Η χρήση του PDPA ενδείκνυται, εξαιτίας του γεγονότος ότι είναι εφικτές μετρήσεις του μεγέθους των σωματιδίων και του αριθμού πυκνότητας αυτών.

2.2 Εξισώσεις Συνεχούς Φάσης

Η ροή της συνεχούς φάσης σε αγωγό κυκλικής διατομής για ασυμπίεστο, ισοθερμοκρασιακό ρευστό, σταθερού ιξώδους περιγράφεται από την εξίσωση συνέχειας της μάζας και την εξίσωση Navier-Stokes, οι οποίες για κυλινδρικές συντεταγμένες είναι :

Συνέχεια μάζας

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (u_z) = 0 \quad (2.1)$$

θ – διεύθυνση ορμής

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g_\theta \\ + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} \right] &+ f_{p\theta} \end{aligned} \quad (2.2)$$

r – διεύθυνση ορμής

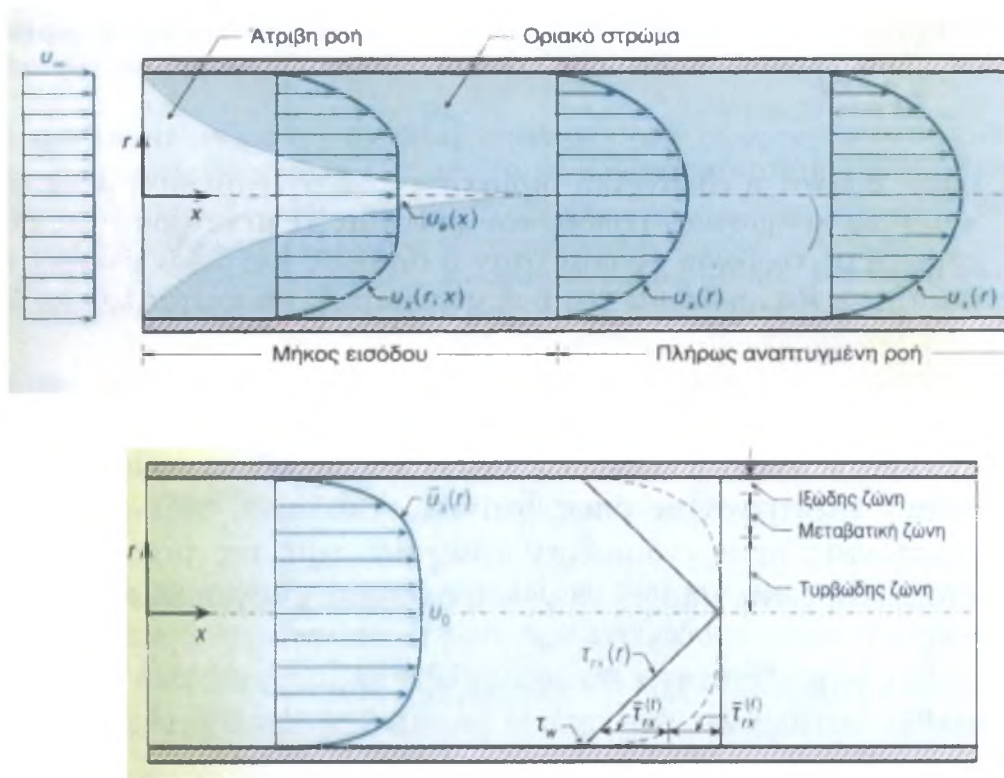
$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g_r \\ + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_r^2}{\partial z^2} \right] &+ f_{pr} \end{aligned} \quad (2.3)$$

z – διεύθυνση ορμής

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z \\ + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial u_z^2}{\partial z^2} \right] &+ f_{pz} \end{aligned} \quad (2.4)$$

όπου u_θ , u_r , u_z είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας στις θ , r , z διεύθυνση, αντίστοιχα, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, μ το ιξώδες της συνεχούς φάσης, ρ η πυκνότητα της συνεχούς φάσης, p η πίεση και $f_{p\theta}$, f_{pr} , f_{pz} η δύναμη που ασκείται από τα σωματίδια στο ρευστό κατά την διεύθυνση θ , r και z , αντίστοιχα.

Η ταχύτητα του νερού κατά την είσοδο στον σωλήνα κυκλικής διατομής είναι περίπου ομοιόμορφη και ίση με u_∞ , Σχήμα 2-2. Το πάχος του δακτυλιοειδούς οριακού στρώματος αυξάνεται κατά το μήκος του σωλήνα, μέχρι το σημείο στο οποίο συναντάται στον άξονά του. Η διαμόρφωση της ροής από αυτό το σημείο και πέρα παραμένει αμετάβλητη και θεωρείται ως πλήρως αναπτυγμένη. Το μήκος εισόδου είναι το μήκος του σωλήνα το οποίο απαιτείται για την πλήρη ανάπτυξη της ροής.



Σχήμα 2-2: α) Διαμόρφωση ροής στην είσοδο κυκλικού αγωγού β) Κατανομές της ταχύτητας και των διατμητικών τάσεων για τυρβώδη ροή σε αγωγό κυκλικής διατομής [3]

Στην περιοχή της εισόδου, η κατανομή της ταχύτητας απαρτίζεται από το τμήμα ομοιόμορφης ταχύτητας (κεντρικά του αγωγού) και τα τμήματα μεταβλητής ταχύτητας (εντός των οριακών στρωμάτων). Για να ικανοποιείται η εξίσωση συνέχειας, για ασυμπίεστη ροή, η ταχύτητα στον πυρήνα της ροής πρέπει να αυξάνεται. Η μέση ταχύτητα παρόλα αυτά παραμένει σταθερή και ίση με την ταχύτητα εισόδου του ρευστού στον αγωγό. Άρα :

$$\bar{u}_x = \frac{1}{A} \iint_A u_x dA = u_\infty = \text{σταθερό} \quad (2.5)$$

Η αξονική ταχύτητα u_x του ρευστού εξαρτάται μόνο από την ακτινική θέση r , για την περιοχή της πλήρως αναπτυγμένης ροής. Ανάλογα με το είδος της ροής, προκύπτει και η πραγματική μορφή της κατανομής $u_x(r)$ της ταχύτητας. Στο Σχήμα 2-2(α) η κατανομή της ταχύτητας είναι παραβολική και αντιστοιχεί σε στρωτή ροή. Η μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή, Σχήμα 2-2(β), είναι δυνατόν να συμβεί είτε στην περιοχή του μήκους εισόδου είτε στην περιοχή της πλήρως αναπτυγμένης ροής ή και να μην υπάρξει καθόλου τυρβώδης ροή.

Σε αυτό το σημείο χρήσιμο είναι να διευκρινίσουμε τους όρους της στρωτής και τυρβώδους ροής, καθώς και το όριο στο οποίο συμβαίνει η μετάβαση από στρωτή ροή σε τυρβώδη. Στρωτή ροή ορίζεται ως εκείνη η ροή, όπου το ρευστό κινείται κατά στρώματα ή στοιβάδες και το ένα στρώμα 'γλιστρά' ομαλά πάνω στο προσκείμενο στρώμα με μόνο μοριακή εναλλαγή ορμής. Οι τυχόν τάσεις για αστάθεια ή στροβιλισμό εξουδετερώνονται από τις διατμητικές δυνάμεις του ιξώδους, οι οποίες προκαλούν αντίσταση στη σχετική κίνηση των προσκείμενων στρωμάτων του ρευστού. Στην τυρβώδη ροή όμως, η κίνηση των σωματιδίων είναι πολύ ακατάστατη με βίαια εγκάρσια εναλλαγή ορμής.

Ο αδιάστατος αριθμός Reynolds αποτελεί το βασικό κριτήριο για το είδος της ροής που για ένα αγωγό κυκλικής διατομής, προκύπτει από τη σχέση :

$$Re = \frac{ud}{\nu} \quad (2.6)$$

όπου u η μέση ταχύτητα του ρευστού, d η εσωτερική διάμετρος του αγωγού και ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

Όταν ο αριθμός Reynolds υπερβεί την κρίσιμη τιμή Re_c , τότε έχουμε μετάβαση από στρωτή ροή σε τυρβώδη. Για αγωγούς κυκλικής διατομής η τιμή αυτή είναι περίπου 2000.

Το μήκος εισόδου ℓ_e για στρωτή ροή προκύπτει από τη σχέση:

$$\frac{\ell_e}{d} = 0.0575 Re \quad (2.7)$$

Το μέγιστο μήκος εισόδου στρωτής ροής αντιστοιχεί στον κρίσιμο αριθμό Reynolds και είναι ίσο με $115d$. Για τυρβώδη ροή, το μήκος εισόδου, υπολογίζεται από την προσεγγιστική σχέση:

$$\frac{\ell_g}{d} = 4.4 \text{Re}^{1/6} \quad (2.8)$$

Όταν το μήκος εισόδου του αγωγού είναι αμελητέο σε σχέση με το όλο μήκος του αγωγού, τότε η επίδραση της εισόδου στη διαμόρφωση της ροής μπορεί να αμεληθεί και η ροή μπορεί να θεωρηθεί εξ αρχής ως πλήρως ανεπτυγμένη.

2.2.1 Ο Λογαριθμικός νόμος του τοιχώματος

Το τυρβώδες πεδίο ροής σε αγωγό διακρίνεται σε τρεις ζώνες : την ιξώδη (κοντά στο τοίχωμα), την τυρβώδη (μακριά από το τοίχωμα) και τη μεταβατική ζώνη (μεταξύ των δύο πρώτων). Ανάλογα με το είδος των διατμητικών τάσεων που υπερισχύουν σε κάθε ζώνη, καθορίζεται και η διαμόρφωση της ροής. Έτσι, στην ιξώδη ζώνη, όπου υπερισχύουν οι ιξώδεις τάσεις, η ροή είναι πάντοτε στρωτή, ανεξάρτητα από την τιμή του αριθμού Reynolds :

$$\bar{\tau}_{rx}^{(l)} = -\mu \frac{d\bar{v}_x}{dr} \quad (2.9)$$

ενώ η ταχύτητα \bar{v}_x , μεταβάλλεται γραμμικά ως προς την απόσταση $y=R-r$ από το τοίχωμα του αγωγού, σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = v^+ = \frac{yv^*}{\nu} = y^+ \quad (0 \leq y^+ / \leq 5) \quad (2.10)$$

όπου ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού και v^* η διατμητική ταχύτητα (ή ταχύτητα τριβής) που δίνεται από την σχέση :

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.11)$$

όπου τ_w διατμητική τάση στο τοίχωμα.

Οι τυρβώδεις τάσεις υπερισχύουν στην τυρβώδη ζώνη :

$$\tau_{rx}^{-(l)} = -\rho \overline{u_x' v_r'} \quad (2.12)$$

ενώ στην εσωτερική περιοχή της τυρβώδους ζώνης, η ταχύτητα $\overline{u_x}$ μεταβάλλεται λογαριθμικά ως προς την απόσταση y , σύμφωνα με την εξίσωση :

$$\frac{\overline{u_x}}{u_*} = 2.5 \ln \left(\frac{y u_*}{\nu} \right) + 5.0 \quad \text{ή} \quad u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.0 \quad (30 \leq y^+ \leq 3 \times 10^3) \quad (2.13)$$

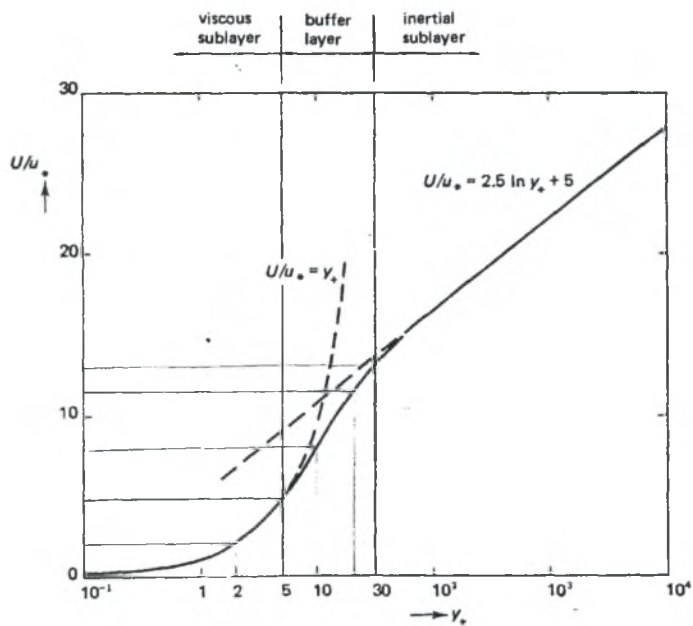
Όπως έχει διαπιστωθεί πειραματικά, το εξωτερικό όριο της εσωτερικής περιοχής της τυρβώδους ζώνης, απομακρύνεται από το τοίχωμα του αγωγού με την αύξηση του αριθμού Reynolds.

Στη μεταβατική ζώνη όπου και τα δύο είδη διατμητικών τάσεων είναι σημαντικά, παρουσιάζεται αστάθεια στη ροή κατά διαστήματα. Το άθροισμα των δύο αυτών τάσεων δίνει την ολική διατμητική τάση, τ_{rx} , που αναπτύσσεται στο αντίστοιχο σημείο του πεδίου ροής :

$$\tau_{rx} = \tau_{rx}^{-(l)} + \tau_{rx}^{-(r)} \quad (2.14)$$

σε αυτή τη ζώνη, επειδή η ροή διαμορφώνεται τόσο από τις ιξώδεις όσο και από τις τυρβώδεις τάσεις, καμία από τις εξισώσεις (2.11), (2.13) δε δίνουν με ακρίβεια την ταχύτητα του ρευστού. Στους συνήθεις υπολογισμούς, η ταχύτητα του ρευστού στη μεταβατική ζώνη θεωρείται ότι δίνεται από τις εξισώσεις (2.13) και (2.15). Σε περιπτώσεις όπου ενδιαφέρει η ακριβής τιμή της ταχύτητας u_x στη μεταβατική ζώνη, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η λογαριθμική εξίσωση:

$$u^+ = 5.0 \ln(y^+) - 3.0 \quad (5 \leq y^+ \leq 30) \quad (2.15)$$



Σχήμα 2-3: Διάγραμμα της ταχύτητας στα τοιχώματα [1]

2.2.2 Πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή

Ροή ρευστού χωρίς σωματίδια

Η μέση ακτινική ταχύτητα ισούται με μηδέν, όταν σε κυκλικό αγωγό έχουμε πλήρως ανεπτυγμένη ροή. Εάν ο όρος της πίεσης $\partial P / \partial x$ είναι σταθερός καταλήγουμε στην μέση κατά την x – διεύθυνση εξίσωση, ορμής :

$$0 = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\nu \frac{dU}{dr} - \overline{\rho u v} \right) \right] \quad (2.16)$$

Όπου $\rho \overline{u v}$ είναι η διατμητική τάση Reynolds και προκύπτει από τον συσχετισμό των διακυμάνσεων της αξονικής και ακτινικής ταχύτητας u και v , αντίστοιχα. Με ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσης ως προς την r – διεύθυνση και με οριακές συνθήκες στο κέντρο: $dU / dr = \overline{u v} = 0$, προκύπτει :

$$0 = -\frac{dP}{dx} \frac{r}{2} + \nu \frac{dU}{dr} - \overline{\rho u v} - u_*^2 \quad (2.17)$$

Από την εξίσωση (2.17), για $r = R$, παίρνουμε:

$$-\frac{dP}{dx} \frac{R}{2} = u_*^2 \quad (2.18)$$

$$u_* = \sqrt{-\left(\frac{dP}{dx}\right) \frac{R}{2}} \quad (2.19)$$

Ροή ρευστού με σωματίδια

Εάν ο όρος της πίεσης $\partial P / \partial x$ είναι σταθερός καταλήγουμε στην μέση κατά την x – διεύθυνση εξίσωση, ορμής :

$$0 = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(v \frac{dU}{dr} - \rho \overline{uv} \right) \right] + \overline{F_x} \quad (2.20)$$

όπου $\rho \overline{u\bar{v}}$ είναι η διατμητική τάση Reynolds και προκύπτει από τον συσχετισμό των διακυμάνσεων της αξονικής και ακτινικής ταχύτητας u και v , αντίστοιχα. Με ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσης ως προς την r – διεύθυνση και με οριακές συνθήκες στο κέντρο: $dU / dr = \overline{uv} = 0$, προκύπτει :

$$0 = -\frac{dP}{dx} \frac{r}{2} + v \frac{dU}{dr} - \rho \overline{uv} - u_*^2 + \int_0^r \overline{F_x} dr \quad (2.21)$$

Από την εξίσωση (2.21), για $r=R$, παίρνουμε:

$$-\frac{dP}{dx} \frac{R}{2} + \int_0^R \overline{F_x} dr = u_*^2 \quad (2.22)$$

2.3 Εξισώσεις Κίνησης Σωματιδίων

Σε ένα σωματίδιο που βρίσκεται μέσα σε ροή ρευστού ασκούνται πλήθος δυνάμεων διαφορετικής έντασης. Οι ιδιότητες της διακριτής και συνεχούς φάσης και το πεδίο ροής γύρω από το σωματίδιο καθορίζουν τις παραπάνω δυνάμεις και επιδρούν διαφορετικά στην

κίνησή του. Η κίνηση του σωματιδίου προσδιορίζεται από τον νόμο του Νεύτωνα σε ένα σχήμα κατά Lagrange :

$$\rho_p V_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.23)$$

όπου ρ_p η πυκνότητα του σωματιδίου, V_p ο όγκος του σωματιδίου και \mathbf{F} το άθροισμα των δυνάμεων που δρουν πάνω στο σωματίδιο.

Οι δυνάμεις που δρουν στο σωματίδιο είναι δυνάμεις άνωσης, βαρύτητας, η δύναμη Basset, η κλίση πίεσης, (Saffman και Magnus), οπισθέλκουσας, επιτάχυνσης (εικονικής ή προστιθέμενης μάζας) και φυγόκεντρες δυνάμεις, οι οποίες περιγράφονται στη συνέχεια.

2.3.1 Δύναμη οπισθέλκουσας

Η δύναμη οπισθέλκουσας επιδρά στο σωματίδιο ή στο σταγονίδιο σε έναν ομοιόμορφο πεδίο πίεσης, όταν δεν υπάρχει επιτάχυνση της σχετικής ταχύτητας μεταξύ του σωματιδίου και του ρευστού και περιγράφεται από τη σχέση :

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D A |\underline{\mathbf{U}} - \underline{\mathbf{V}}| (\underline{\mathbf{U}} - \underline{\mathbf{V}}) \quad (2.24)$$

όπου ρ η πυκνότητα της συνεχούς φάσης, A η μετωπική επιφάνεια του σωματιδίου, C_D ο συντελεστής οπισθέλκουσας, $\underline{\mathbf{U}}$ και $\underline{\mathbf{V}}$ η ταχύτητα της συνεχούς φάσης και του σωματιδίου, αντίστοιχα.

Ο συντελεστής οπισθέλκουσας C_D καθορίζεται από το σχήμα του σωματιδίου και τον προσανατολισμό του σε σχέση με την ροή, καθώς και από παραμέτρους της ροής (π.χ. αριθμό Re). Ο C.G. Stokes το 1851 μελέτησε πρώτος την έρπουσα ροή γύρω από σφαίρα, στην οποία οι αδρανειακοί όροι στις εξισώσεις Navier-Stokes δεν είναι σημαντικοί, (ροή Stokes, $Re < 1$). Η λύση του για την ροϊκή συνάρτηση μπορεί να ολοκληρωθεί για να δώσει την συνολική δύναμη οπισθέλκουσας:

$$f_{Di} = \frac{F_{Di}}{m_p} = \frac{1}{\tau_p} (\underline{\mathbf{U}}_i - \underline{\mathbf{V}}_i) \quad (2.25)$$

$$\tau_p = \frac{m_p}{3\pi\mu\alpha} \quad (2.26)$$

όπου τ_p είναι μία χρονική κλίμακα για ένα σωματίδιο μάζας m_p και ακτίνας α , βυθισμένο σε ένα ρευστό με ιξώδες μ . Το πεδίο ταχυτήτων που σχετίζεται με την ροϊκή συνάρτηση του Stokes ικανοποιεί την συνοριακή συνθήκη μη-ολίσθησης στην επιφάνεια του σωματιδίου αλλά αποκλίνει μακριά από αυτό (στο άπειρο).

Ο Oseen διόρθωσε το πρόβλημα στο άπειρο βρίσκοντας:

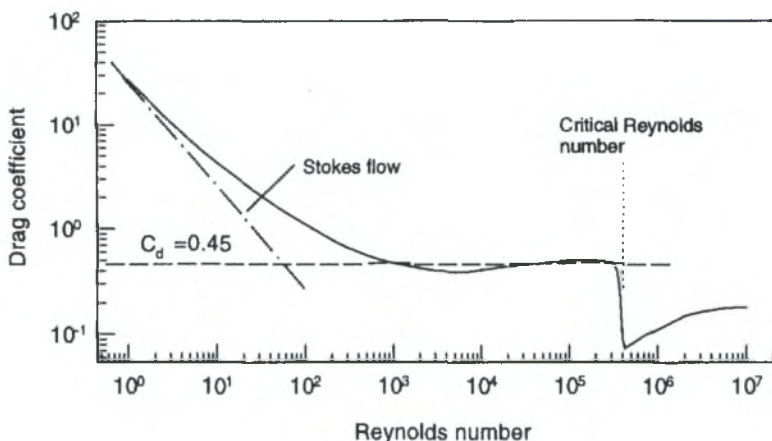
$$f_{Di} = \frac{F_{Di}}{m_p} = \frac{C_D \text{Re}_p}{24\tau_p} (\underline{\mathbf{U}}_i - \underline{\mathbf{V}}_i) \quad (2.27)$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re}_p \right) \quad (2.28)$$

$$\text{Re}_p = \frac{2\alpha \|\underline{\mathbf{U}} - \underline{\mathbf{V}}\|}{\nu} \quad (2.29)$$

Η λύση του Oseen παρόλα αυτά δεν ικανοποιεί τις συνοριακές συνθήκες στην επιφάνεια του σωματιδίου. Οι λύσεις των Stokes και Oseen είναι διορθώσεις μηδενικής τάξης γύρω από μηδενικό αριθμό Reynolds. Η λύση του Stokes αγνοεί εντελώς την επίδραση της αδράνειας, ενώ η λύση του Oseen διορθώνει για την αδράνεια αλλά με τέτοιο τρόπο που η διόρθωση είναι σωστή μακριά από το σωματίδιο.

Στο Σχήμα 2-4, παρουσιάζεται η μεταβολή του συντελεστή οπισθέλκουσας σε σχέση με τον αριθμό Reynolds για μη περιστρεφόμενες σφαίρες. Για χαμηλές τιμές του αριθμού Reynolds ισχύει ο νόμος του Stokes και ο συντελεστής οπισθέλκουσας μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα του αριθμού Reynolds. Με αύξηση του αριθμού Reynolds, ο συντελεστής οπισθέλκουσας πλησιάζει σχεδόν την σταθερή τιμή $C_D = 0.445$. Ο συντελεστής οπισθέλκουσας μειώνεται απότομα για παραπέρα αύξηση του αριθμού Reynolds. Όταν ο αριθμός Reynolds φθάσει στο κρίσιμο σημείο ($\text{Re} \approx 3 \times 10^5$) το οριακό στρώμα μετατρέπεται σε τυρβώδες και το σημείο διαχωρισμού μετακινείται, ελαττώνοντας απότομα την τιμή της οπισθέλκουσας και μειώνοντας συγχρόνως και τον συντελεστή της οπισθέλκουσας. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στις επιδράσεις του οριακού στρώματος. Επίσης, ανάλογα με την τραχύτητα της επιφάνειας του σωματιδίου, η μετάβαση στην τύρβη συμβαίνει σε χαμηλότερες τιμές Reynolds.



Σχήμα 2-4: Εξάρτηση του συντελεστή οπισθέλκουσας σφαίρας από τον αριθμό Reynolds [1]

Στον Πίνακα 2-1, συνοψίζονται διάφορες εκφράσεις για τον συντελεστή οπισθέλκουσας C_D για διάφορες τιμές του αριθμού Reynolds των σωματιδίων. Μεταξύ των άλλων είναι και η ευρέως χρησιμοποιούμενη έκφραση του van Allen (βλέπε Clift et al 1978).

Πίνακας 2-1 Συγκεντρωτικές τιμές συντελεστή οπισθέλκουσας [2]

Τιμή Re	Νόμος	Τιμή C_D
$Re_p < 1$	Stokes	$C_D = \frac{24}{Re_p}$
$1 < Re_p < 10^3$	Van Allen	$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687})$
$10^3 < Re_p$	Newton	$C_D = 0.44$
$Re_p < 1000$	Lapple	$\frac{24}{Re_p} (1 + 0.125 Re_p^{0.72})$
$0.1 < Re_p < 4000$	Kurten	$C_D = 0.28 + \frac{6}{Re_p^{1/2}} + \frac{21}{Re_p}$
$Re_p < 6000$	Abraham	$0.2924 (1 + 9.06 Re_p^{-1/2})^2$

Η τύρβη της συνεχούς φάσης επηρεάζει σημαντικά το συντελεστή οπισθέλκουσας και δεν είχε ληφθεί υπόψη στις προηγούμενες εκφράσεις. Η σχετική ένταση της τύρβης και η αναλογία της κλίμακας της τύρβης προς το μέγεθος του σωματιδίου, αποτελούν τις δύο

παραμέτρους που καθορίζουν ποσοτικά την επίδραση της τύρβης του ρευστού στην οπισθέλκουσα του σωματιδίου. Η σχετική ένταση της τύρβης ορίζεται ως εξής:

$$I_r = \frac{\sqrt{u^2}}{|\underline{U} - \underline{V}|} \quad (2.30)$$

όπου u είναι η διακύμανση της ταχύτητας

Η μείωση της σχετικής ταχύτητας ανάμεσα στο ρευστό και το σωματίδιο αυξάνει τη σχετική ένταση της τύρβης. Η επίδραση της τύρβης της ελεύθερης ροής, συνοψίζεται στη μείωση του κρίσιμου αριθμού Re_c , όπου παρατηρείται μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή γύρω από σφαίρα. Η σχετική ένταση της τύρβης και ο κρίσιμος αριθμός Reynolds συσχετίζονται ως εξής:

$$I_r Re_c = 45 \quad (2.31)$$

Ο συντελεστής οπισθέλκουσας στην κρίσιμη περιοχή του αριθμού Reynolds δίνεται από πειραματικά στοιχεία ως εξής :

$$C_D = 0.3 \left(\frac{Re}{Re_c} \right) \quad \text{για } 0.9 Re_c < Re < Re_m \quad (2.32)$$

όπου Re_m = ο αριθμός Reynolds όπου ο συντελεστής οπισθέλκουσας γίνεται ελάχιστος.

Ο αριθμός Reynolds στον οποίο ο συντελεστής οπισθέλκουσας στην υπερκρίσιμη περιοχή αυξάνεται κατά 0,3 και σχετίζεται με την σχετική ένταση της τύρβης σε αυτήν την περιοχή με τη σχέση :

$$\log_{10} Re_M = 6.878 - 23.2.8I_r \quad (I_r \leq 0.15) \quad (2.33)$$

$$\log_{10} Re_M = 3.633 - 1.8I_r \quad (I_r > 0.15) \quad (2.34)$$

και έτσι ο συντελεστής οπισθέλκουσας στην υπερκρίσιμη περιοχή του αριθμού Reynolds προκύπτει από τις ακόλουθες εμπειρικές σχέσεις :

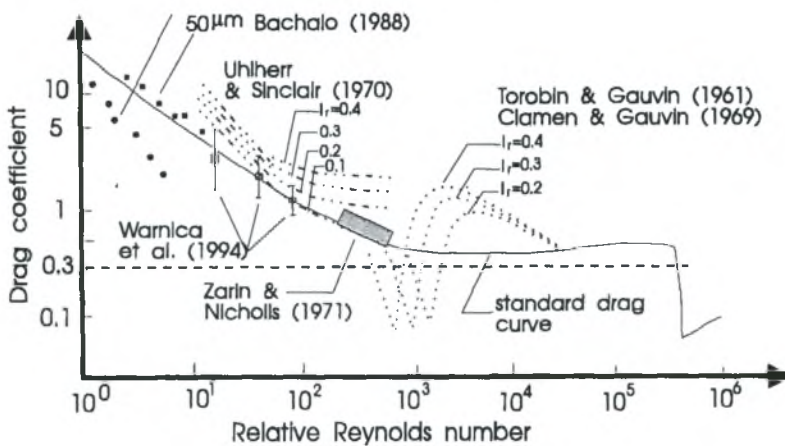
$$C_D = 0.3 \left(\frac{Re}{Re_c} \right)^{(0.45+20I_r)} \quad Re_m < Re < Re_M \quad (2.35)$$

$$C_D = 3990 Re^{-6.10} - 4.47 \times 10^5 I_r^{-0.97} Re^{-1.8} \quad Re_M < Re < 3 \times 10^4, I_r > 0.7 \quad (2.36)$$

Αρκετά στοιχεία επίσης υπάρχουν για την επίδραση της τύρβης στον συντελεστή οπισθέλκουσας στις υποκρίσιμες τυρβώδεις ροές. Από αυτά τα στοιχεία προκύπτει ότι ο συντελεστής οπισθέλκουσας αυξάνεται με την ένταση της τύρβης σύμφωνα με τους παρακάτω συσχετισμούς :

$$C_D = 162 I_r^{0.33} Re^{-1} \quad Re < 50 \quad 0.05 < I_r < 0.5 \quad (2.37)$$

$$C_D = 0.133 \left(1 + \frac{150}{Re} \right)^{1.565} + 4 I_r \quad 50 < Re < 700 \quad 0.07 < I_r < 0.5 \quad (2.38)$$



Σχήμα 2-5: Η επίδραση της τύρβης στον συντελεστή οπισθέλκουσας [1]

2.3.2 Δυνάμεις επιτάχυνσης

Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν οι δυνάμεις της εικονικής ή φαινόμενης μάζας, η κλίσης πίεσης και η δύναμη Basset, η ύπαρξη των οποίων οφείλεται στην επιτάχυνση εξαιτίας της σχετικής ταχύτητας σωματιδίου-ρευστού.

Δυνάμεις της εικονικής ή φαινόμενης μάζας

Κατά την επιτάχυνση ενός σωματιδίου μέσα σε ένα ρευστό υπάρχει μια επιτάχυνση απόκρισης του ρευστού, η οποία οφείλεται στην κατανάλωση του έργου από το σωματίδιο. Αυτό το επιπρόσθετο έργο σχετίζεται με την πραγματική επίδραση μάζας. Η επιτάχυνση του ρευστού σε σχέση με του σωματιδίου είναι $\underline{\dot{U}} - \underline{\dot{V}}$. Όταν το ρευστό ηρεμεί, η δύναμη της φαινόμενης μάζας στο σωματίδιο βρίσκεται σε κατεύθυνση αντίθετη της επιτάχυνσης του σωματιδίου. Η δράση της φαινόμενης μάζας στο σωματίδιο δίνεται από την σχέση :

$$F_{\text{im}} = \frac{\rho_p \underline{U}}{2} \left(\underline{\dot{U}} - \underline{\dot{V}} \right) \quad (2.39)$$

όπου ρ_p η πυκνότητα του σωματιδίου και u_p η ταχύτητα του σωματιδίου.

Η δύναμη Basset

Η δύναμη Basset σχετίζεται με την επιτάχυνση του σωματιδίου, και αντιπροσωπεύει μια αντίσταση στις αλλαγές της ταχύτητας. Η αλληλεπίδραση ανάμεσα στην στιγμιαία επιτάχυνση και στο τροποποιημένο πεδίο της ροής αποτελεί το πεδίο αναφοράς της δύναμης αυτής. Η δύναμη Basset οφείλει την ύπαρξή της στην προσωρινή καθυστέρηση της ανάπτυξης του οριακού στρώματος καθώς η σχετική ταχύτητα μεταβάλλεται με τον χρόνο και περιλαμβάνει και την επίδραση του ιξώδους του ρευστού.

$$F_{\text{Basset}} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_0^{t-t'} \frac{\underline{\dot{U}} - \underline{\dot{V}}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad (2.40)$$

όπου $t - t'$ είναι χρονική διαφορά από την στιγμή της επιτάχυνσης του σωματιδίου μέχρι την παρούσα στιγμή, μ το ιξώδες και d_p η διάμετρος του σωματιδίου.

Η δύναμη Basset εξαρτάται από την «ιστορία» της επιτάχυνσης και είναι συχνά δύσκολο να υπολογιστεί, αλλά είναι εξαιρετικά σημαντική σε αρκετές περιπτώσεις. Παρόλα αυτά ο όρος της δύναμης Basset και αυτός της εικονικής ή φαινόμενης μάζας γίνεται ασήμαντος όταν $\rho/\rho_p \sim 10^{-3}$. Επίσης ο όρος της δύναμης Basset είναι αμελητέος για πεδία ταλάντωσης της ταχύτητας αν $\rho/\rho_p < 0.002$.

Όταν υπάρχει και αρχική ταχύτητα, η σχέση (2.40) μετατρέπεται :

$$F_{Basset} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \left[\int_0^t \frac{\dot{\underline{U}} - \dot{\underline{V}}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{(\underline{U} - \underline{V})_0}{\sqrt{t}} \right] \quad (2.41)$$

όπου $(\underline{U} - \underline{V})_0$ είναι η διαφορά των αρχικών ταχυτήτων του σωματιδίου και του ρευστού, αντίστοιχα.

Δυνάμεις κλίσεις πίεσης και άνωσης

Η συνολική κλίση πίεσης αποδίδεται από την ακόλουθη σχέση :

$$F_{-pt} = \rho \frac{Du_c}{Dt} \quad (2.42)$$

όπου $\frac{D}{Dt}$ είναι η ολική παράγωγος η οποία υπολογίζεται κατά μήκος της τροχιάς που διαγράφει ένα στοιχείο ρευστού, και ισούται με :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.43)$$

2.3.3 Δυνάμεις ανύψωσης

Οι δυνάμεις Saffman και Magnus αποτελούν τις δύο επιφανειακές δυνάμεις που ενεργούν στην κάθετη διεύθυνση προς την κίνηση του σωματιδίου και για αυτό ονομάζονται δυνάμεις ανύψωσης.

Η δύναμη Saffman

Η δύναμη Saffman οφείλεται στις κλίσεις της ταχύτητας του ρευστού γύρω από το σωματίδιο, επιφέρει διαφορές πίεσης, αλλά του δίνει και την τάση να περιστραφεί και προσδιορίζεται από τη σχέση :

$$F_{suf} = 1.6 \rho d_p^2 (\gamma v)^{1/2} u \quad (2.44)$$

όπου ρ , ν η πυκνότητα και το ιξώδες του ρευστού, d_p η διάμετρος του σωματιδίου, u η ταχύτητα του ρευστού και γ μια σταθερά.

Η δύναμη Magnus

Η δύναμη Magnus αναπτύσσεται λόγω στην περιστροφή του σωματιδίου και προκαλείται από τη διαφορά πίεσης μεταξύ των δύο πλευρών του σωματιδίου, (ως αποτέλεσμα της διαφορικής ταχύτητας λόγω της περιστροφής) και προκύπτει από τη σχέση :

$$F_{Mag} = \frac{1}{2} \rho_p |\underline{U} - \underline{V}| C_{LR} A \left(\frac{(\underline{U} - \underline{V}) \times \underline{\omega}_r}{|\underline{\omega}_d - 1/2\nabla \times \underline{U}|} \right) \quad (2.45)$$

όπου A είναι η προβαλλόμενη περιοχή του σωματιδίου, C_{LR} ο συντελεστής ανύψωσης λόγω περιστροφής και ω_r η σχετική περιστροφή του σωματιδίου μέσα στο ρευστό. Με :

$$\underline{\omega}_r = \underline{\omega}_d - 1/2\nabla \times \underline{U} \quad (2.46)$$

Ο συντελεστής ανύψωσης λόγω περιστροφής δίδεται από τη σχέση :

$$C_{LR} = \frac{d_p |\underline{\omega}_r|}{|\underline{U} - \underline{V}|} \quad (2.47)$$

όπου d_p είναι η διάμετρος του σωματιδίου.

2.3.4 Βαρυτικές δυνάμεις

Σε αυτή την κατηγορία ανήκει η δύναμη της βαρύτητας και δίδεται από τη σχέση :

$$\underline{F} = m \underline{g} \quad (2.48)$$

όπου m είναι η μάζα του σωματιδίου και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Σε αυτή την κατηγορία εντάσσονται και οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις (Coulomb) λόγω ηλεκτροστατικού πεδίου και οι μαγνητικές δυνάμεις λόγω μαγνητικού πεδίου, στην περίπτωση αγωγίων ρευστών.

2.3.5 Η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen

Εισάγοντας όλες τις δυνάμεις στην εξίσωση της κίνησης του σωματιδίου προκύπτει η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) :

$$m \frac{dV}{dt} = 3\pi\mu d_p (\underline{U} - \underline{V}) + V_p (-\nabla p + \nabla \tau) + \frac{\rho_p}{2} (\dot{\underline{U}} - \dot{\underline{V}}) + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho\mu} \left[\int_0^t \frac{\dot{\underline{U}} - \dot{\underline{V}}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{(\underline{U} - \underline{V})_0}{\sqrt{t}} \right] + m \underline{g} \quad (2.49)$$

Ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στη δύναμη της οπισθέλκουσας, ο δεύτερος στις δυνάμεις πίεσης και διατμητικής τάσης, ο τρίτος και ο τέταρτος στις δυνάμεις επιτάχυνσης και στη δύναμη Basset και ο πέμπτος στη δύναμη της βαρύτητας.

Η συνολική BBO εξίσωση πρέπει να χρησιμοποιείται για ροές υγρών-στερεών, των οποίων όμως οι πυκνότητες είναι συγκρίσιμες και αν τα αποτελέσματα κυρτότητας των ροικών γραμμών είναι σημαντικά.

Δυστυχώς η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) δεν εξηγεί πολλά από τα αποτελέσματα που είναι σημαντικά, όπως οι επιδράσεις του αριθμού Reynolds, οι επιρροές των γειτονικών σωματιδίων, η επίδραση της τύρβης, σωματίδια χωρίς σφαιρικότητα, δυνάμεις άνωσης, ροπή που εμφανίζεται σε ένα σωματίδιο μέσα σε ένα ρευστό λόγω της διανομής της δύναμης συνάφειας στην επιφάνεια του σωματιδίου. Παρόλα αυτά είναι μια σημαντικά θεμελιώδης εξίσωση που υπενθυμίζει την πολυπλοκότητα της κίνησης των σωματιδίων στη ροή ρευστών.

2.3.6 Αδιάστατοι αριθμοί

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται και συνοψίζονται κάποιοι αδιάστατοι αριθμοί οι οποίοι είναι σημαντικοί για την περιγραφή διφασικών ροών, όπως ο χρόνος απόκρισης, ο αριθμός Reynolds των σωματιδίων και ο αριθμός Stokes. Ο αριθμός Reynolds για τη διακριτή φάση αποδίδεται ως:

$$Re_r = \frac{\rho d_p |\underline{U} - \underline{V}|}{\mu} \quad (2.50)$$

όπου μ είναι το ιξώδες και ρ η πυκνότητα της συνεχούς φάσης. Η σημασία του είναι ξεκάθαρη καθώς ο συντελεστής οπισθέλκουσα εξαρτάται άμεσα από την τιμή του αριθμού Re_p και αποτελεί κριτήριο για την παρουσία ή όχι ολκού πίσω από το σωματίδιο.

Ο χρόνος απόκρισης τ_p εκφράζει το χρόνο που απαιτείται για ένα σωματίδιο να ανταποκριθεί στις αλλαγές της ταχύτητας και είναι ουσιαστικής σημασίας για τον χαρακτηρισμό των διφασικών ροών. Ο χρόνος απόκρισης δίνεται από την σχέση:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (2.51)$$

όπου ρ_p είναι η πυκνότητα της μάζας του σωματιδίου. Ο χρόνος απόκρισης μπορεί να θεωρηθεί ως το χρονικό διάστημα που απαιτείται για να φθάσει ένα σωματίδιο από την ηρεμία στην τιμή $\frac{e-1}{e} = 63\%$ της ελεύθερης ταχύτητας της ροής. Για παράδειγμα ο χρόνος απόκρισης για ένα σταγονίδιο νερού διαμέτρου 100 μ m στον αέρα, υπό κανονικές συνθήκες είναι 30 ms.

Ο αριθμός Stokes συνδέει τις χρονικές κλίμακες του σωματιδίου και της συνεχούς φάσης και δίνεται από τη σχέση :

$$St_p = \frac{\tau_p}{\tau} \quad (2.52)$$

όπου τ είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος της ροής του ρευστού και τ_p ο χρόνος απόκρισης του σωματιδίου. Όταν $St_p \ll 1$, ο χρόνος απόκρισης των σωματιδίων είναι πολύ μικρότερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο που σχετίζεται με το πεδίο ροής. Άρα κατά τις αλλαγές της ταχύτητας του ρευστού τα σωματίδια θα έχουν αρκετό χρόνο να ανταποκριθούν. Έτσι οι ταχύτητες του ρευστού και των σωματιδίων εξισώνονται. Όταν όμως $St_p \gg 1$, τότε το σωματίδιο δεν θα έχει ουσιαστικά χρόνο να ανταποκριθεί στις αλλαγές της ταχύτητας του ρευστού και η ταχύτητά του θα επηρεάζεται λιγότερο από την κίνησή του ρευστού. Σε αυτό το σημείο όμως αξίζει να αναφερθεί ότι σε μία τυρβώδη ροή, υπάρχει ένα μεγάλο εύρος χρονικών κλιμάκων και κατά συνέπεια αντίστοιχοι αριθμοί Stokes. Αυτό δημιουργεί το πρόβλημα ότι σε πολλές περιπτώσεις δεν είναι δυνατόν να χαρακτηριστεί πλήρως η διφασική ροή από ένα και μόνο αριθμό Stokes.

Σημαντικές παράμετροι για τις διφασικές ροές είναι επίσης το κλάσμα όγκου (ϕ_v) και το κλάσμα μάζας (ϕ_m). Το κλάσμα όγκου αναπαριστά τον συνολικό όγκο των σωματιδίων μέσα στο ρευστό σε σχέση με τον όγκο του ρευστού και δίνεται από τη σχέση:

$$\phi_v = \frac{V_p}{V_f} \quad (2.53)$$

όπου V_p και V_f είναι ο όγκος σωματιδίων και του ρευστού αντίστοιχα. Ανάλογα με την τιμή του ϕ_v η ροή μπορεί να χαρακτηριστεί αραιή ή πυκνή, και να διευκρινιστεί η σπουδαιότητα των συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων. Το κλάσμα μάζας ϕ_m δηλώνει την ποσότητα της μάζας των σωματιδίων σε σχέση με αυτή του ρευστού και ορίζεται ως εξής :

$$\phi_m = S\phi_v = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \phi_v \quad (2.54)$$

όπου S είναι ο λόγος των πυκνοτήτων των δύο φάσεων. Ανάλογα με την τιμή του κλάσματος μάζας καθορίζεται και η σπουδαιότητα της ανταλλαγής ορμής μεταξύ των δυο φάσεων.

Η οριακή ταχύτητα είναι η μέγιστη ταχύτητα που λαμβάνει το σωματίδιο σε ελεύθερη πτώση και δίνεται από τη σχέση:

$$v_t = \frac{g\tau_p}{f} \quad (2.55)$$

όπου g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας, και f ο συντελεστής τριβής :

$$f = \frac{C_D \text{Re}_p}{24} \quad (2.56)$$

Η ροή των σωματιδίων μπορεί να κατηγοριοποιηθεί και να αντιμετωπιστεί ανάλογα με το πόσο η διφασική ροή είναι αραιή ή όχι. Ο αριθμός Knudsen αποτελεί κριτήριο και εκφράζει το πηλίκο της μέσης ελεύθερης διαδρομής των μορίων, λ , ως προς την διάμετρο των σωματιδίων, d_p , και δίνεται από τη σχέση:

$$Kn = \frac{\lambda}{d_p} \quad (2.57)$$

Ελεύθερη μοριακή ροή (free molecule flow) συμβαίνει για $Kn > 10$. Μεταβατική ροή (transitional flow) συμβαίνει για $0.25 < Kn < 10$, ενώ για $10^{-3} < Kn < 0.25$ ροή ολίσθησης (slip flow). Τέλος, για $Kn < 10^{-3}$, τα σωματίδια μπορεί να θεωρηθούν ως συνεχές μέσο (continuum).

2.3.7 Αραιές και πυκνές διφασικές ροές

Οι διφασικές ροές διακρίνονται σε αραιές και πυκνές, ανάλογα με το κλάσμα όγκου που καταλαμβάνουν τα σωματίδια. Η διάκριση αυτή είναι σημαντική, καθώς η κίνηση των σωματιδίων μέσα στο ρευστό οφείλεται σε διαφορετικούς μηχανισμούς. Έτσι, σε μία πυκνή διφασική ροή η κίνηση των σωματιδίων ελέγχεται από τις συγκρούσεις μεταξύ τους, ενώ σε μία αραιή διφασική ροή η κίνηση του σωματιδίου ελέγχεται κυρίως από τις δυνάμεις του ρευστού.

Ο λόγος του χρόνου απόκρισης της ορμής ενός σωματιδίου, τ_p , προς τον χρόνο ανάμεσα στις συγκρούσεις, τ_c , είναι σημαντικός για το χαρακτηρισμό της εκάστοτε ροής. Η ροή μπορεί να θεωρηθεί αραιή εάν :

$$\frac{\tau_p}{\tau_c} < 1 \quad (2.58)$$

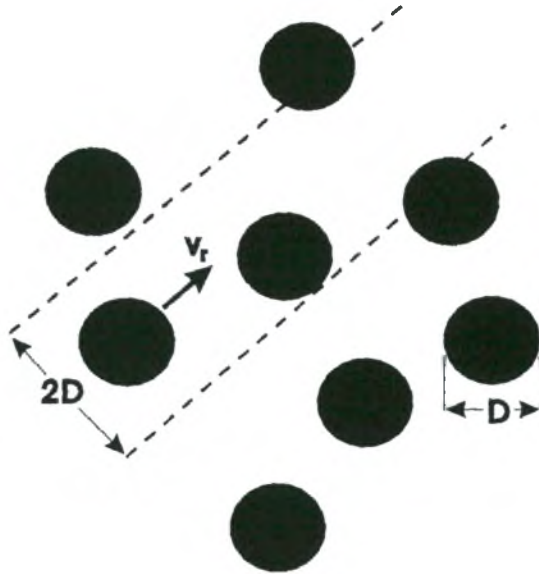
όπου τ_c είναι ο μέσος όρος του χρόνου ανάμεσα στις συγκρούσεις σωματιδίων. Σε αυτή την περίπτωση, τα σωματίδια έχουν συγκεκριμένο χρόνο να αντιδράσουν με τις τοπικές δυνάμεις του ρευστού μεταξύ των συγκρούσεων. Αντίθετα, η ροή θεωρείται πυκνή όταν ισχύει:

$$\frac{\tau_p}{\tau_c} > 1 \quad (2.59)$$

Σε αυτή την περίπτωση, το σωματίδιο δεν έχει τον απαιτούμενο χρόνο να αντιδράσει με τις δυνάμεις του ρευστού μεταξύ των συγκρούσεων.

Ο χρόνος ανάμεσα στις συγκρούσεις μπορεί να υπολογιστεί από τις κλασσικές εξισώσεις για τη συχνότητα σύγκρουσης. Θεωρούμε ένα σύνολο κινούμενων σωματιδίων με διάμετρο D , Σχήμα 2-6, και ένα σωματίδιο από αυτά κινείται με σχετική ταχύτητα v , σε

σχέση με τα άλλα. Σε χρόνο δt , αυτό το σωματίδιο θα εμποδίσει όλα τα άλλα σωματίδια στον αγωγό με ακτίνα $2D$ και μήκος $v_r \delta t$.



Σχήμα 2-6: Συγκρούσεις μεταξύ σωματιδίων [1]

Η ποσότητα των σωματιδίων θα είναι :

$$\delta N = n\pi D^2 v_r \delta t \quad (2.60)$$

όπου n είναι ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων

Η συχνότητα σύγκρουσης είναι :

$$f_c = n\pi D^2 v_r \quad (2.61)$$

και ο χρόνος ανάμεσα στις συγκρούσεις :

$$\tau_c = \frac{1}{f_c} = \frac{1}{n\pi D^2 v_r} \quad (2.62)$$

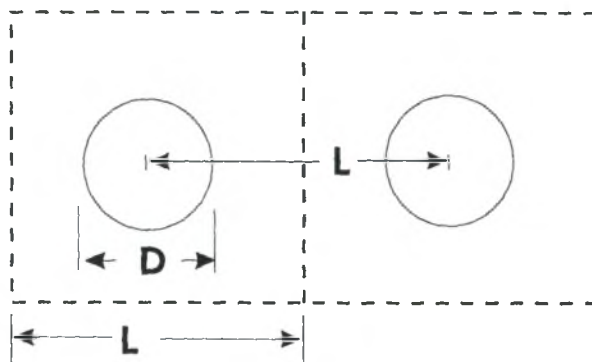
Τέλος, ο λόγος τ_v / τ_c δίνεται από την σχέση:

$$\frac{\tau_p}{\tau_c} = \frac{n\pi \rho_p D^4 v_r}{18\mu} \quad (2.63)$$

Ο μέσος όρος της απόστασης ανάμεσα στα σωματίδια της διακριτής φάσης προσδιορίζει κατά κύριο λόγο το μηχανισμό αλληλεπίδρασης της διακριτής φάσης σε μια διφασική ροή. Μπορούμε πλέον να καθορίσουμε αν ένα σωματίδιο ή ένα σταγονίδιο μπορεί να θεωρηθεί ως ένα μονωμένο στοιχείο.

Θεωρούμε τα σωματίδια διαμέτρων D στο Σχήμα 2-7, τα οποία βρίσκονται μέσα σε κύβους με μήκος πλευράς L , η οποία είναι και η απόσταση ανάμεσα στα κέντρα των σωματιδίων. Το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης είναι:

$$a_p = \frac{\pi D^3}{6L^3} \quad (2.64)$$



Σχήμα 2-7: Απόσταση μεταξύ σωματιδίων [1]

Για διάμετρο σωματιδίων ίση με L , το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης θα είναι $\frac{\pi}{6}$. Η απόσταση των σωματιδίων ή σταγονιδίων σχετίζεται με το κλάσμα του όγκου από τη σχέση :

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi}{6a_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.65)$$

Για κλάσμα όγκου 10% η απόσταση αυτή είναι 1,7 και υποδεικνύει ότι τα σωματίδια της διακριτής φάσης είναι πολύ κοντά για να θεωρούνται μονωμένα. Άρα υπάρχει άμεση επιρροή στην ορμή, τη μεταφορά θερμότητας και μάζας μεταξύ γειτονικών στοιχείων. Το

κλάσμα όγκου της διακριτής φάσης εκφράζεται και με όρους συγκέντρωσης μάζας της διακριτής φάσης και με το λόγο της υλικής πυκνότητας και αποδίδεται από τον τύπο :

$$a_p = \frac{\overline{\rho_p}}{\rho_p} = \frac{\overline{\rho_p}}{\rho} \frac{\rho}{\rho_p} \quad (2.66)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του υλικού.

Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως εξής:

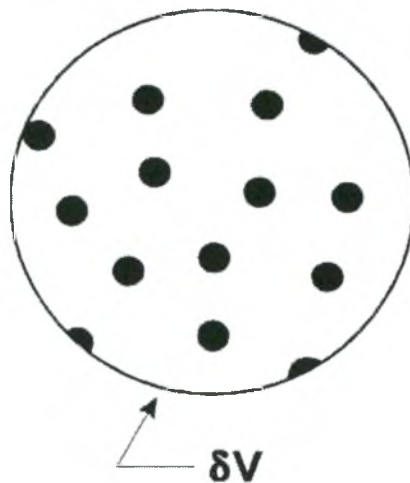
$$a_p = Ca \frac{\rho}{\rho_p} \quad (2.67)$$

όπου C είναι η συγκέντρωση μάζας της διακριτής φάσης και a , a_p το κλάσμα του όγκου της συνεχούς και της διακριτής φάσης, αντίστοιχα :

$$a_p = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_p}{\delta V} \quad (2.68)$$

$$a = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_c}{\delta V} \quad (2.69)$$

όπου δV_p είναι το κλάσμα της διακριτής φάσης στον όγκο ελέγχου και δV_c το κλάσμα της συνεχούς φάσης στον όγκο ελέγχου, όπως παρουσιάζεται και στο Σχήμα 2-8.



Σχήμα 2-8: Ο όγκος ελέγχου με τα σωματίδια της διακριτής φάσης [1]

Όμως ισχύει : $a_p + a = 1$, και έτσι η εξίσωση (2.67) μετατρέπεται :

$$a_p = \frac{\kappa}{1 + \kappa} \quad (2.70)$$

όπου $\kappa = C\rho / \rho_p$.

Έτσι για μια διφασική ροή η απόσταση ανάμεσα στα στοιχεία της διακριτής φάσης μετατρέπεται σε :

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi}{6} \frac{1 + \kappa}{\kappa} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.71)$$

Για τις περισσότερες ροές αερίου-σταγονιδίων και αερίου-σωματιδίων, ο λόγος των υλικών πυκνοτήτων, ρ / ρ_p , είναι της τάξης του 10^{-3} , άρα η μέση απόσταση μεταξύ των σωματιδίων είναι $\frac{L}{D} \approx 10$.

Αναφορικά με την περίπτωση μας, όπου η διακριτή φάση είναι τα σωματίδια και η συνεχής το νερό (Άρα $\frac{\rho_p}{\rho} = \frac{1.03}{1} \approx 1$), για $a_p = 1\%$ προκύπτει $\frac{L}{D} = 3.75$. Στην πραγματικότητα όμως το a_p είναι πολύ μικρότερο, οπότε το L/D αναμένεται αισθητά μεγαλύτερο.

2.4 Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Οι τυρβώδεις διφασικές ροές παρουσιάζουν έντονο επιστημονικό ενδιαφέρον και αυτό φαίνεται από το μεγάλο αριθμό μελετών σε αυτό το γνωστικό αντικείμενο. Φαινόμενα όπως η επίδραση των σωματιδίων πάνω στην τύρβη της συνεχούς φάσης, η αλληλεπίδραση της διφασικής ροής με τοιχώματα, αλλά και οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων δεν έχουν πλήρως αποσαφηνιστεί και προσελκύουν των ενδιαφέρον των ερευνητών.

Οι μελέτες της διφασικής ροής διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: (α) σε εργασίες όπου δίνονται αναλυτικές λύσεις ή γίνεται χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και (β) πειραματικές εργασίες. Στην πρώτη κατηγορία, επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes για τη συνεχή φάση, ενώ τα σωματίδια υπολογίζονται συνήθως από την εξίσωση κίνησης του

Νεύτωνα. Στην δεύτερη κατηγορία, οι διαφασικές ροές μελετώνται βάσει κάποιας πειραματικής μεθόδου. Χαρακτηριστικά αναφέρονται η χρήση συστήματος LDA και ανεμομετρίας θερμού σύρματος (HWA) με τα οποία είναι εφικτή η μέτρηση ταχυτήτων της συνεχούς φάσης σε μία διαφασική ροή. Με την μέθοδο PDA εκτός από τα χαρακτηριστικά της συνεχούς φάσης μπορούν να μετρηθούν επίσης και στοιχεία για την διακριτή φάση (σωματίδια), όπως η διάμετρος των σωματιδίων και ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων ανά μονάδα όγκου.

Οι Kullick et al. (1994) μελέτησαν την επίδραση των σωματιδίων πλήρους ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής σε κατακόρυφο κανάλι. Οι κατανομές της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων ήταν σχετικά επίπεδες λόγω της εγκάρσιας μίξης. Η διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων ήταν μεγαλύτερη από την ένταση της τύρβης στην κατεύθυνση του ρευστού και μικρότερη στην εγκάρσια κατεύθυνση, εξαιτίας της επίδρασης των διασταυρούμενων τροχιών και της διαφορετικής ταχύτητας του ρευστού στις δύο διευθύνσεις. Τα σωματίδια βρέθηκαν να μειώνουν την στροβιλότητα, με αυξανόμενο αριθμό Stokes. Οι μειώσεις στην ένταση της στροβιλότητας ήταν μεγαλύτερες στην εγκάρσια από ότι στην κατεύθυνση της ροής, που οφείλεται κυρίως στην δυσκολία των σωματιδίων να αποκριθούν καλά στις υψηλές συχνότητες διακύμανσης της στροβιλότητας στην εγκάρσια κατεύθυνση.

Οι Li et al. (1995) μελέτησαν την αλληλεπίδραση μεταξύ σωματιδίων και τύρβης κοντά στα τοιχώματα με αριθμητική προσομοίωση. Η ροή του ρευστού σε ένα οριζόντιο κανάλι επιλύθηκε χρησιμοποιώντας άμεση αριθμητική προσομοίωση. Για την κίνηση των σωματιδίων, χρησιμοποιήθηκε μια προσέγγιση Langrange. Τα σωματίδια ήταν σχετικά μεγάλα, και κάλυπταν διάφορα σημεία παράθεσης στο ρευστό. Αποδείχθηκε ότι η παρουσία μεγάλων σωματιδίων στην περιοχή κοντά στα τοιχώματα ενίσχυε την ένταση της συνεχούς φάσης. Με βάση τα υπολογιστικά στοιχεία, καθορίστηκε ότι τα σωματίδια με μεγάλη χρονική απόκριση κινήθηκαν με τυχαίο τρόπο και δεν συσσωρεύτηκαν κατά μήκος των χαμηλών πεδίων ταχύτητας, όπως συνέβη με τα μικρότερα σωματίδια.

Οι Fan et al. (1996) μελέτησαν πειραματικά την τυρβώδη αλληλεπίδραση ρευστού και σωματιδίων στο τυρβώδες στρώμα για σταυρωτή ροή σε έναν σωλήνα. Ένα Phase-Doppler Ανεμόμετρο (PDA) χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση της μέσης ταχύτητας και τη διακύμανση αυτής, και για τις δύο φάσεις. Χρησιμοποιήθηκαν δύο εύρη σωματιδίων (30-60μm και 150 μm) σε συγκεκριμένες συγκεντρώσεις για να ερευνηθεί η επίδραση του μεγέθους των σωματιδίων στη μέση ταχύτητα και στο επίπεδο της έντασης της τύρβης. Οι

μετρήσεις έδειξαν ότι τα μεγαλύτερα σωματίδια μείωναν την τύρβη του ρευστού. Για τα μικρότερα σωματίδια η μείωση ήταν μικρότερη.

Οι Kaftori et al. (1997) ερεύνησαν την επίδραση των σωματιδίων στην τύρβη των τοιχωμάτων μέσα ένα οριζόντιο κανάλι με τη βοήθεια ενός Laser Doppler Anemometer (LDA) και οπτικοποίηση της ροής. Η διακύμανση της ταχύτητας κοντά στα τοιχώματα αυξανόταν, γεγονός που μπορεί να επηρεάσει σημαντικά τη μεταφορά θερμότητας και μάζας.

Οι Hardalupas και Liu (1997) εξέτασαν τη χρήση εμπρόσθιου (γωνίες σκέδασης μεταξύ 30 και 75°), οπίσθιου (γωνίες σκέδασης μεταξύ 140 και 180°) και πλευρικού (σκέδασης γωνίες μεταξύ 80 και 130 °) διεσπαρμένου φωτός, για τη μέτρηση των διαφανών, μη-απορροφήσιμων, σφαιρικών σταγονιδίων με εύρος δείκτη διάθλασης μεταξύ 1,33 και 1,4, με χρήση του PDPA. Τα αποτελέσματα επηρεάζονται από τη φάση και το πλάτος του σήματος. Η γκαουσιανή κατανομή της έντασης των ακτινών Laser προκάλεσε αλλαγές στη διαφορά φάσης και το σχετικό πλάτος του σήματος με την τροχιά των σταγονιδίων.

Πειράματα έγιναν και από τους Black και McQuay (1999) για να συλλεχθούν πληροφορίες για σωματίδια σε ομοαξονική δέσμη και μια ροή με ανακυκλοφορία. Στόχος ήταν να καθοριστεί η επιρροή του σχήματος των σωματιδίων στη δυναμική τους. Έγιναν μετρήσεις με δισδιάστατο PDPA και παρατηρήθηκαν σημαντικές διαφορές μεταξύ σφαιρικών και μη σωματιδίων, τόσο στην ομοαξονική δέσμη, όσο και στη ροή με ανακυκλοφορία, κυρίως σε περιοχές όπου οι συνιστώσες της ταχύτητας ήταν μεγάλες.

Οι Kashdan et al. (1999) έκαναν σύγκριση μεταξύ της μεθόδου Phase Doppler Anemometer (PDA) και Particle Droplet Imaging Analysis (PDIA) για τη μέτρηση του μεγέθους των σταγονιδίων σε κώνο ψεκασμού καυσίμων υπό μερικώς σταθερές συνθήκες.

Ο Dai et al (1999) έκανε χρήση του PDA και μέτρησε την ακτινική και την αξονική ταχύτητα καθώς και το μέγεθος των σωματιδίων σε έναν υδροκυκλώνα και ανέλυσε τον μηχανισμό διαχωρισμού των σωματιδίων.

Μια πειραματική και αριθμητική έρευνα έγινε από τους Brenn et al. (2000) για ροή υγρών με διεσπαρμένα σωματίδια και αέρα. Η έρευνα έγινε για μονό-, δι-, και τριφασικά, δισδιάστατα συστήματα ροών στους αριθμούς Reynolds 1.500, 6.500 και 13.000. Οι τοπικές ταχύτητες του συνεχούς υγρού και οι ταχύτητες και τα μεγέθη των διασκορπισμένων αεριωδών και στερεών φάσεων μετρήθηκαν χωριστά με ένα Phase-Doppler ανεμόμετρο. Οι συγκεντρώσεις όγκου των διασκορπισμένων φάσεων ήταν 0,66% για τις αέριες φυσαλίδες και 0,054% για στερεά σωματίδια. Η αριθμητική προσομοίωση

της ροής εκτελέσθηκε με ένα μοντέλο Euler–Lagrangian. Το μοντέλο περιέλαβε τα σχετικά φυσικά αποτελέσματα, δηλαδή την αλληλεπίδραση φάσης, διασπορά σωματιδίων από την τύρβη, δυνάμεις άνωσης στα σωματίδια, και συγκρούσεις σωματιδίων-τοιχωμάτων. Οι συγκρίσεις μεταξύ των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων συμφωνούσαν σε ικανοποιητικό βαθμό για τη μέση ταχύτητα και τα επίπεδα τύρβης του υγρού και των φυσαλίδων, και τα μεγέθη των φυσαλίδων και της στερεάς φάσης. Οι φυσαλίδες μειώναν το επίπεδο τύρβης ελαφρώς. Με αύξηση του αριθμού Reynolds η επιρροή των φυσαλίδων στην ταχύτητα του υγρού μειωνόταν, ενώ η επιρροή της τύρβης στην κίνηση των σωματιδίων αυξανόταν.

Η μελέτη που πραγματοποιήθηκε από τους Tashiro et al. (2000) παρουσίασε τα αποτελέσματα από την ανάμειξη σφαιρικών σωματιδίων με μικρή ποσότητα μη σφαιρικών. Ένα PDA χρησιμοποιήθηκε για να μετρηθούν αξονικά στοιχεία της μέσης ταχύτητας και των διακυμάνσεών της, για τον αέρα και σωματίδια σε ένα σωλήνα με εσωτερική διάμετρο $d=80\text{mm}$. Χρησιμοποιήθηκαν γυάλινες χάντρες με μέση διάμετρο $55\mu\text{m}$ και $468\mu\text{m}$ αντίστοιχα με πυκνότητα 2590Kg/m^3 . Τα σφαιρικά σωματίδια εμπόδιζαν την τυρβώδη ροή του αέρα ενώ αντίθετα τα μη σφαιρικά αυξαναν. Ανακατεύοντας σφαιρικά με μη σφαιρικά σωματίδια κατά 5-9%κ.β. αυξαναν την παραπάνω τύρβη από ότι τα τραχιά μόνα τους. Η επιτάχυνση της πτώσης πίεσης λόγω των σωματιδίων αυξανόταν ομοίως από ότι τα σφαιρικά σωματίδια μόνα τους, η οποία επίσης ήταν μεγαλύτερη από τα μη σφαιρικά σωματίδια μόνα τους.

Με τη βοήθεια του PDA, οι Zhou και Mathiesen (2000) μελέτησαν την δομή της τύρβης σε διφασική ροή σε ρευστοποιημένη κλίνη. Ο Chiang (2000) μελέτησε υπολογιστικά την επίδραση των τοιχωμάτων στη δομή της στρωτής ροής σε επίπεδη διεύρυνση, για μία σειρά αριθμών διεύρυνσης. Παρατήρησε ότι σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds υπάρχει κάποια κρίσιμη τιμή του λόγου διεύρυνσης πέρα από την οποία δεν υφίσταται συμμετρία. Ο Zhou (2000) μελέτησε την επίδραση της περιδίνησης σε διφασικές ροές σε σωλήνες με διεύρυνση με τη χρήση του PDA, για μία σειρά αριθμών περιδίνησης. Μέτρησε την αξονική και την περιφερειακή συνιστώσα της ταχύτητας και τις διακυμάνσεις αυτών για την συνεχή φάση και για τα σωματίδια. Μέτρησε επίσης, την συγκέντρωση των σωματιδίων. Από τα αποτελέσματα φάνηκε η επίδραση της περιδίνησης στις κατανομές των ταχυτήτων και στο επίπεδο της τύρβης.

Οι Goz et al. (2001) εφάρμοσαν προσομοίωση για διφασική ροή φυσαλίδων αέρα σε ρευστό με τις μεθόδους παράλληλης πεπερασμένης διαφοράς της εμπρόσθιας αντίχτυσης. Πραγματοποιήθηκε τρισδιάστατη αριθμητική προσομοίωση της ροής σε μια τριπλά

περιοδική κυβική περιοχή. Η αριθμητική μέθοδος χρησιμοποιεί ένα πεπερασμένο σχήμα διαφορών για την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes στο πεδίο ροής και εμπρόσθια μέθοδος ανίχνευσης για την ανάλυση της κίνησης των ευμετάβλητων φάσεων των σταγονιδίων. Σκοπός των μεθόδων είναι να κατανοηθεί σε μικροσκοπικό επίπεδο την συμπεριφορά των ροών με σταγονίδια. Οι διφασικές ροές με σφαιρικά σταγονίδια έχουν ένα μικρό λόγο μεγέθους δύο, μεταξύ μεγάλων και μικρών σταγονιδίων και παρόμοια συμπεριφορά με μονοφασικές ροές. Αντίθετα ροές μεταξύ μεγάλων ευμετάβλητων και μικρών σφαιρικών σταγονιδίων με λόγο μεγέθους οκτώ παρουσιάζουν νέα χαρακτηριστικά γνωρίσματα όσον αφορά την κίνηση των σταγονιδίων και την τύρβη της ροής.

Οι Hadinoto et al. (2003) ερευνήσαν την εξάρτηση του αριθμού Re της τύρβης αέριας φάσης σε ροές αερίου-σωματιδίων. Η μελέτη έγινε σε κατακόρυφο σωλήνα με ροή προς τα κάτω με σωματίδια γυαλιού, χρησιμοποιώντας ένα συνδυασμό LDV και PDPA, για ένα εύρος του Re ($6400 < Re < 24,000$) και με σταθερό φορτίο σωματιδίων ($m = 0.7$). Χρησιμοποιήθηκαν δύο μεγέθη σωματιδίων 70 και 200 μm . Η παρουσία των μικρών σωματιδίων μετρίαζε την τύρβη της αέριας φάσης στη χαμηλότερη τιμή του Re που ερευνήθηκε (8300), έναντι της αντίστοιχης μονοφασικής ροής. Με την αύξηση του Re η τύρβη του αερίου αυξάνονταν. Για τα σωματίδια των 200 μm , η ένταση της τύρβης αυξανόταν επίσης με την αύξηση του Re, εκτός από τη χαμηλότερη τιμή του Re που ερευνήθηκε (6400). Σε αυτό τον αριθμό Re η τύρβη είναι περίπου ίση με αυτήν της μονοφασικής ροής. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν είναι δύσκολη η πρόβλεψη της τροποποίησης της τύρβης της αέριας φάσης σε ροές αερίου-σωματιδίων, με εκτιμήσεις ενός χαρακτηριστικού μεγέθους

Οι Qiu & Hsu (2002) μελέτησαν την επίδραση υψηλής τάξης διάθλασης για μικροφουσαλίδες με Phase Doppler Anemometer (PDA) σε πολυφασικές ροές. Παρατηρήθηκε ότι η υψηλής τάξης διάθλαση έχει μεγάλη επίπτωση στην μέτρηση μεγέθους σωματιδίων με το PDA, ιδιαίτερα όταν ο σχετικός δείκτης διάθλασης του μέσου είναι μικρότερος από τη μονάδα. Πραγματοποιήθηκε μια περαιτέρω εξέλιξη του συστήματος PDA αποδεσμευμένη από το φαινόμενο επίδρασης του όγκου ελέγχου για την μέτρηση φυσαλίδων. Η μέθοδος αυτή μπορεί να εξαλείψει αποτελεσματικά το φαινόμενο του όγκου ελέγχου καθώς και το ελάττωμα της Γκαουσσισιανής εδέσμης Laser κάνοντας χρήση ενός συστήματος PDA με τέσσερις ανιχνευτές. Αυτό το νέο εξελιγμένο σύστημα είναι κατάλληλο για την μέτρηση μεγέθους σωματιδίων με δείκτη διάθλασης μικρότερο της μονάδας.

Οι Sommerfeld και Kussin (2004) μελέτησαν την επίδραση της τραχύτητας των τοιχωμάτων στη μεταφορά σφαιρικών σωματιδίων σε στενό οριζόντιο κανάλι. Η τραχύτητα των τοιχωμάτων κυμαινόταν σε ένα εύρος μεταξύ 2 και 17 Am. Οι ταυτόχρονες μετρήσεις της ταχύτητας του αέρα και των σωματιδίων πραγματοποιήθηκαν με τη χρησιμοποίηση ενός Phase Doppler Anemometer (PDA), και η στατική πίεση κατά μήκος του καναλιού λήφθηκε χρησιμοποιώντας τους λεπτούς αισθητήρες πίεσης. Τα σωματίδια ήταν σφαιρικές χάντρες γυαλιού με τις μέσες διαμέτρους με εύρος 60-625μm. Η μέση ταχύτητα της ροής ήταν περίπου 20 m/s, και το φορτίο μάζας των σωματιδίων έφτανε περίπου 2, ανάλογα με το μέγεθος των σωματιδίων. Τα αποτελέσματα έδειξαν την επιρροή του μεγέθους των σωματιδίων, του φορτίου των σωματιδίων και του βαθμού τραχύτητας των τοιχωμάτων στη συγκέντρωση σωματιδίων και την κατανομή της ταχύτητας στην πλήρως αναπτυγμένη περιοχή του ρευστού. Η αυξανόμενη συχνότητα σύγκρουσης στα τοιχώματα εξαιτίας της τραχύτητας των τοιχωμάτων είχε ως αποτέλεσμα απώλεια ορμής για τα σωματίδια, και ως εκ τούτου, η ταχύτητα ολίσθησης καθώς επίσης και η απώλεια πίεσης αυξανόταν εντυπωσιακά.

Οι Liu et al. (2004) χαρακτήρισαν τη συμπεριφορά των σωματιδίων να συμπλέκονται για αραιές ροές αερίου-στερεού με τη χρήση ενός PDPA. Με βάση την ταχύτητα των σωματιδίων και τις πληροφορίες μεγέθους που μετρήθηκαν με το Phase Doppler Particle Analyser (PDPA), αναπτύχθηκε ένας αλγόριθμος για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων των σωματιδίων για την αραιή ροή αερίου-στερεού. Οι συνολικές ιδιότητες που ερευνήθηκαν συμπεριλαμβανομένου του διαστήματος μεταξύ των σωματιδίων, την ύπαρξη συχνότητας, το χρονικό κλάσμα και την ταχύτητα των σωματιδίων παρουσίαζαν ετερογενείς διανομές και στις αξονικές και στις ακτινωτές κατευθύνσεις, αν και οι διάφορες ιδιότητες διαφέρουν από τον πυρήνα ως την περιοχή δακτυλίων της ρευστοποιημένης κλίνης, στις ευαισθησίες τους στην παραλλαγή των λειτουργικών παραμέτρων. Η πειραματική ανάλυση έδειξε ότι οι ιδιότητες των σωματιδίων σχετίζονται σε μεγάλο βαθμό με την τυρβώδη διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων.

3 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

3.1 Εισαγωγή

Στο Κεφάλαιο 3 θα παρουσιάσουμε εν συντομία τα κύρια μέρη της διάταξης του πειράματος και θα αναλύσουμε τη χρησιμότητά τους. Το κυριότερο τμήμα της πειραματικής διάταξης είναι η διάταξη ροής, που αποτελείται από τον κατακόρυφο γυάλινο σωλήνα σταθερής διατομής, την αντλία, ένα δοχείο νερού και τα φίλτρα. Σημαντικό, επίσης τμήμα της διάταξης είναι το μετρητικό σύστημα PDPA. Αποτελείται από τον πομπό και αποδέκτη της δέσμης Laser, τον επεξεργαστή σήματος, τον ηλεκτρονικό υπολογιστή, τον παλμογράφο και τον ελεγκτή κινητήρα Laser. Η περιγραφή κλείνει με την παρουσίαση κάποιων βοηθητικών μηχανισμών.

3.2 Περιγραφή της Διάταξης Ροής

Το σύστημα της ροής αποτελείται από μία αντλία, ένα γυάλινο σωλήνα κυκλικής διατομής, μία διάταξη bypass, ένα δοχείο, τρία φίλτρα, και περίπου τρία μέτρα λαστιχένιου σωλήνα ο οποίος συνδέει μεταξύ τους τα παραπάνω τμήματα της ροής.

3.2.1 Η αντλία

Η αντλία που χρησιμοποιείται για την κυκλοφορία του νερού, Σχήμα 3-1, είναι τύπου Mega Pump IDB-35 με μέγιστη παροχή 35 lt/min και ισχύ 0.45 KW. Το νερό εισέρχεται στην αντλία από την κάτω πλευρά του γυάλινου σωλήνα με τη βοήθεια ενός λαστιχένιου σωλήνα. Στη συνέχεια, η αντλία στέλνει το νερό στο επάνω δοχείο και έτσι επιτυγχάνεται η κυκλοφορία του. Παράλληλα διαθέτει ένα bypass για μεγαλύτερη σταθερότητα στην παροχή του συστήματος ροής, Σχήμα 3-2. Τέλος, σε συγκεκριμένο σημείο της αναρρόφησης της αντλίας είναι τοποθετημένη μια βάνα που όταν σταματάει η λειτουργία της αντλίας ανοίγει για να αδειάσει νερό από το σύστημα.



Σχήμα 3-1: Η αντλία του συστήματος, Mega Pump IDB-35



Σχήμα 3-2: Διάταξη bypass και διαφυγής

3.2.2 Ο γυάλινος σωλήνας

Ο κατακόρυφα τοποθετημένος σωλήνας, Σχήμα 3-3, διαμέσου του οποίου διέρχεται η υπό εξέταση ροή και η δέσμη του Laser για διεξαγωγή των μετρήσεων, είναι κατασκευασμένος από γυαλί και έχει διαστάσεις: 2 μέτρα μήκος, 20 χιλιοστά εσωτερική διάμετρο και 25 χιλιοστά εξωτερική διάμετρο. Η κάτω πλευρά του σωλήνα συνδέεται με την αντλία με ένα λαστιχένιο σωλήνα.



Σχήμα 3-3: Ο κατακόρυφος γυάλινος σωλήνας. Διακρίνονται φυσαλίδες που κυκλοφορούν στη ροή αλλά και η δέσμη Laser που διέρχεται από αυτόν

3.2.3 Το δοχείο νερού

Το δοχείο νερού που είναι τοποθετημένο ψηλά, Σχήμα 3-4, δέχεται το νερό από την αντλία και τροφοδοτεί τον σωλήνα. Το συγκεκριμένο δοχείο είναι στερεωμένο σε μια σταθερή αλουμινένια βάση και ουσιαστικά αποτελείται από δύο δοχεία που καταλήγουν σε κοινή οπή. Το εξωτερικό όπου γίνεται υπερχείλιση έχει χωρητικότητα 40 λίτρα ενώ το εσωτερικό 30 λίτρα. Το εσωτερικό δοχείο τροφοδοτεί όπως αναφέραμε τον γυάλινο σωλήνα με νερό. Το εξωτερικό είναι συνδεδεμένο με ένα αλφαδολάστιχο ώστε η υπερχείλιση να καταλήγει σε ένα άλλο δοχείο. Η χρησιμότητα των δύο δοχείων, το ένα μέσα στο άλλο, έχει ως σκοπό τη δημιουργία σταθερής ροής.



Σχήμα 3-4: Δοχείο τοποθετημένο ψηλά

3.2.4 Τα φίλτρα

Τέλος, ένα πολύ σημαντικό τμήμα της ροής είναι τα φίλτρα καθαρισμού, Σχήμα 3-5, που είναι τοποθετημένα στην έξοδο της αντλίας (κατάθλιψη) και μας εξασφαλίζουν την καθαρότητα του νερού που κυκλοφορεί στο σύστημά. Είναι τοποθετημένα με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι σε διάταξη bypass με το υπόλοιπο σύστημα, Σχήμα 3-6. Στην αρχή παρεμβάλλονται πριν χρησιμοποιηθούν τα σωματίδια των μετρήσεων και καθαρίζεται το νερό που κυκλοφορεί από οποιεσδήποτε ακαθαρσίες που τυχόν υπάρχουν στο σύστημα καθώς και των ίδιων των σωματιδίων του νερού και στην συνέχεια παρακάμπτονται, αφού βεβαιωθεί η καθαρότητα του νερού, ούτως ώστε να μην κατακρατηθούν σε αυτά τα σωματίδια που θα εισέλθουν στην ροή για τις μετρήσεις. Τα τρία φίλτρα που χρησιμοποιούνται έχουν την δυνατότητα να φιλτράρουν σωματίδια 25 μm , 5 μm και 2 μm . Η σειρά αναφοράς τους είναι και η σειρά τοποθέτησής τους στο σύστημα.



Σχήμα 3-5: Φίλτρα των 25 μm , 5 μm και 2 μm



Σχήμα 3-6: Τα φίλτρα τοποθετημένα στο σύστημα της ροής (bypass)

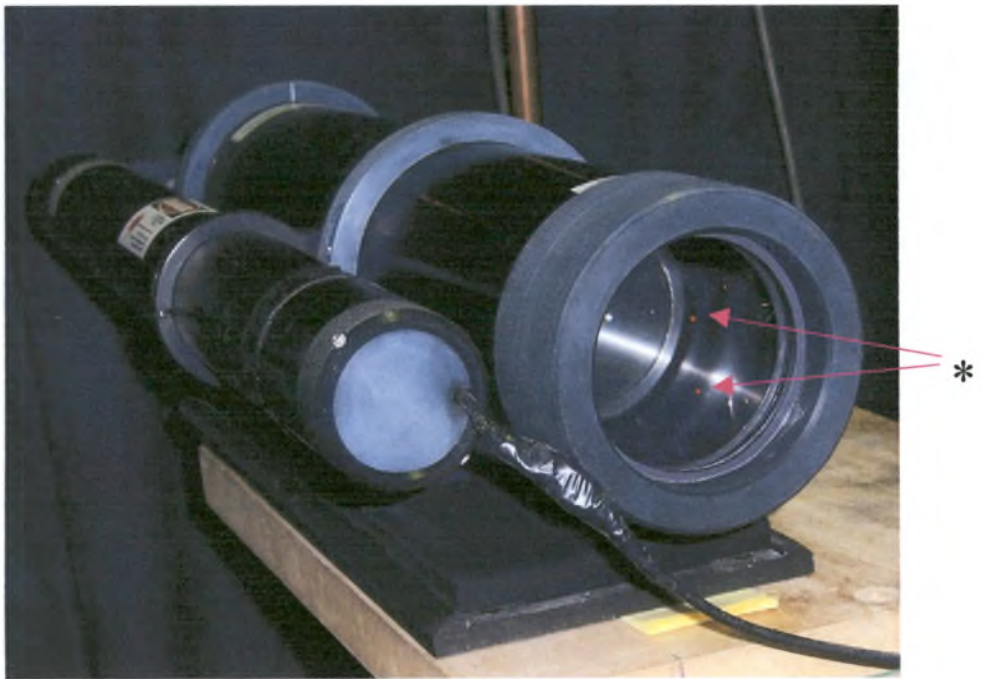
3.3 Το Μετρητικό Σύστημα PDPA

Ένα σημαντικό μέρος της πειραματικής διάταξης, είναι το μετρητικό σύστημα PDPA, με τη χρήση του οποίου πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις. Τα σημαντικότερα μέρη του μετρητικού συστήματος είναι τα εξής: το οπτικό σύστημα εκπομπής της δέσμης Laser (πομπός), τον δέκτη, τον επεξεργαστή σημάτων, το τμήμα ελέγχου της συσκευής αποστολής σημάτων (πομπού), και τον ηλεκτρονικό υπολογιστή, για τον έλεγχο της λειτουργίας και τη λήψη και επεξεργασία των σημάτων. Το σύστημα αυτό υπερτερεί έναντι του συστήματος LDV (Laser Doppler Velocimeter), γιατί μπορεί να λάβει ταυτόχρονες μετρήσεις της ταχύτητας και του μεγέθους των σωματιδίων που βρίσκονται στην υπό εξέταση ροή, ενώ το LDV διενεργεί μετρήσεις μόνο της ταχύτητας. Τα σφαιρικά σωματίδια που κυμαίνονται σε διάμετρο από 0,5 μm έως και πάνω από 3 mm, μπορούν να μετρηθούν πέρα από ένα δυναμικό εύρος μεγέθους 100 με μια ενιαία οπτική ρύθμιση. Ταυτόχρονα, ταχύτητες σωματιδίων πάνω από 100 m/s μπορούν να μετρηθούν ανάλογα με το μέγεθος των σωματιδίων και την οπτική ρύθμιση του συστήματος.

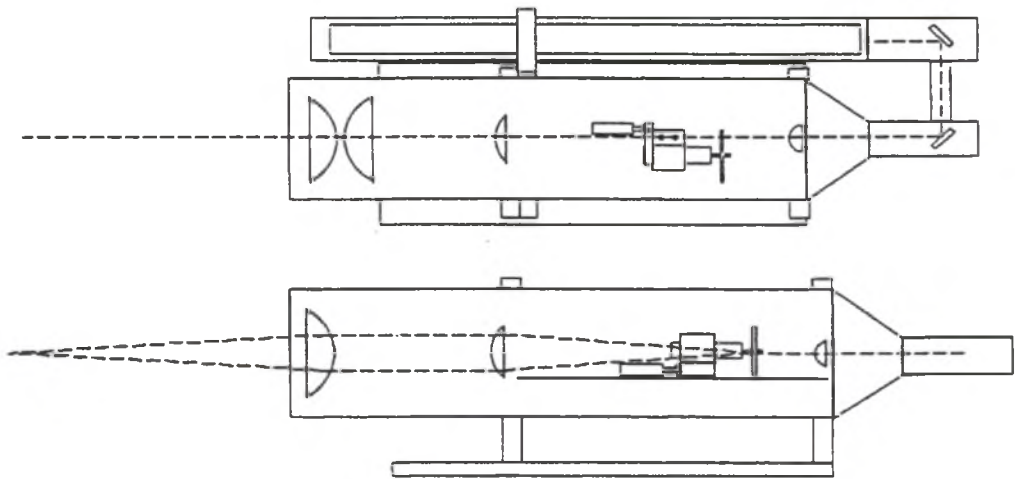
3.3.1 Πομπός της δέσμης Laser μοντέλο XTM-1100-4S

Ο πομπός της δέσμης Laser, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3-7, (κωδικός XTM-1100-4S), σχεδιάστηκε για να παράγει δύο ίσης έντασης ακτίνες Laser και να τις εστιάζει σε ένα σημείο τομής που διαμορφώνει την περιοχή μέτρησης (όγκος ελέγχου, κεφ. 4.3). Ο πομπός περιέχει μια Laser Ηλίου-Νέον Spectra-Physics (μοντέλο SP- 106), 10 milliwatt έντασης, με μια διάμετρο εξόδου 0.68 mm. Τα τμήματα των φακών μέσα στην

συσκευή χρησιμεύουν για να εστιάσουν, να διαχωρίσουν και να ενώσουν την ακτίνα Laser. Η διαμόρφωση των φακών στην συσκευή φαίνεται στο Σχήμα 3-8. Ο διαχωριστής ακτίνας είναι ένα ακτινικό φράγμα περιθλάσης που έχει τρεις χωριστές διαμορφώσεις για να δώσει τρία διαφορετικά ανοίγματα ακτινών (tracks). Η περιθλάση της εκπεμπόμενης ακτίνας Laser σε πολλαπλές ακτίνες θα εμφανιστεί είτε ο διαμορφωτής περιστρέφεται είτε όχι. Ο διαμορφωτής περιθλάσης είναι τοποθετημένος πάνω στον άξονα ενός υψηλής ταχύτητας, συνεχούς ρεύματος κινητήρα. Η περιστροφή του παράγει μια διαφορά συχνότητας μεταξύ των διαχωρισμένων ακτινών που χρησιμοποιείται για να παραγάγει μια μετατόπιση συχνότητας στα σήματα των μετρούμενων σωματιδίων. Ένας δεύτερος κινητήρας συνεχούς ρεύματος (track select motor) χρησιμοποιείται για να προωθήσει τη γραμμική διάδοση των ακτινών και να επιτρέψει την επιλογή οποιουδήποτε από τους τρεις διαμορφωτές περιθλάσεως (tracks). Οι αποκλίνουσες ακτίνες από τον διαχωριστή γίνονται παράλληλες με ένα δεύτερο φακό ο οποίος επίσης κάνει παράλληλη την κάθε δέσμη. Αυτός ο φακός σε συνδυασμό με τον φακό διαχωριστή παράγει ένα άνοιγμα ακτινών της αρχικής δέσμης του Laser που στην συνέχεια οδηγούνται στο φακό εστίασης ο οποίος δημιουργεί και τον τελικό όγκο ελέγχου.



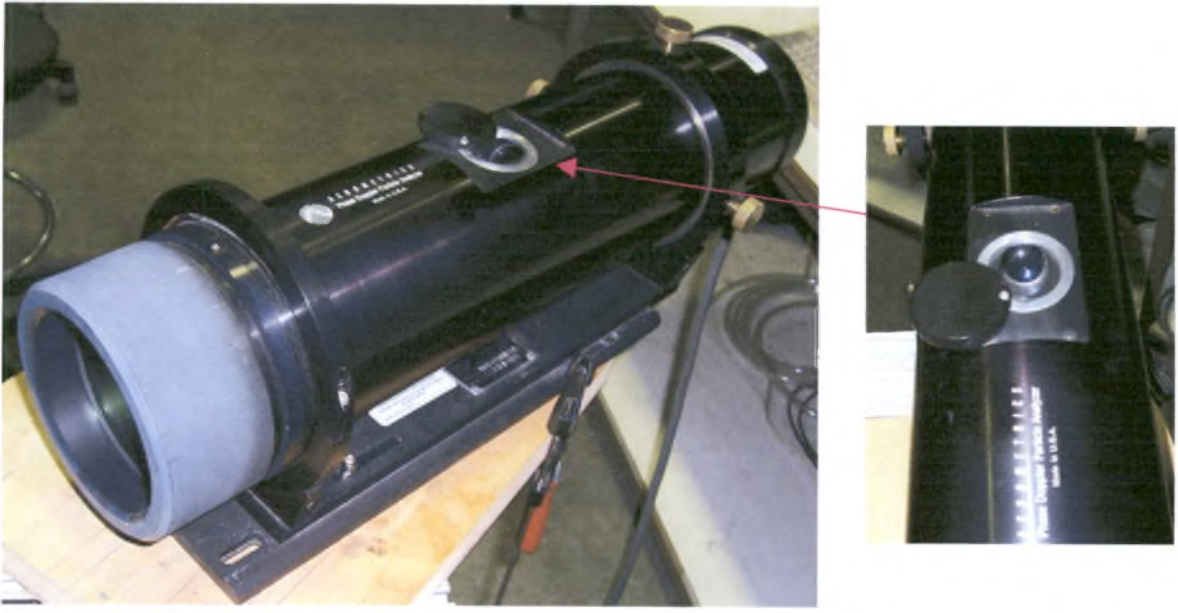
Σχήμα 3-7: Πομπός δέσμης Laser (Μοντέλο XTM – 1100-4S) σε χρήση. Διακρίνονται και οι δύο εκπεμπόμενες δέσμες Laser (*).



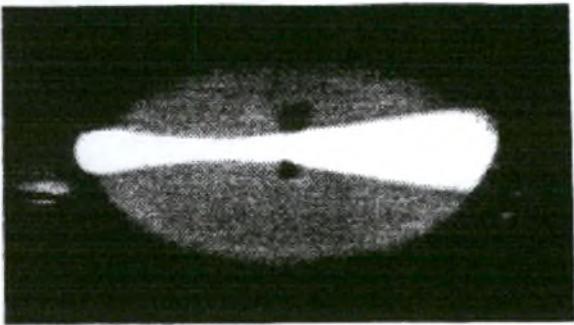
Σχήμα 3-8: Οπτικό διάγραμμα πομπού δέσμης Laser

3.3.2 Αποδέκτης της δέσμης Laser μοντέλο RCV-2100

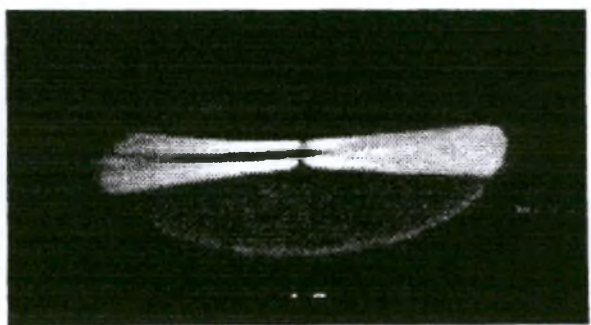
Απέναντι ακριβώς από τον πομπό και υπό γωνία 30° , βρίσκεται ο αποδέκτης της δέσμης του Laser το μοντέλο (κωδικός RCV-2100), Σχήμα 3-9, που συλλέγει το σκεδαζόμενο φως και είναι σχεδιασμένο με σκοπό να παρέχει ακριβώς τις μετατοπίσεις της φάσης σημάτων που είναι απαραίτητες για τον προσδιορισμό του μεγέθους του σωματιδίου. Το συγκεκριμένο μοντέλο αποτελείται από ένα ιδιαίτερα αποδοτικό σύστημα φακών για συλλογή φωτός, “ένα χωρικό φίλτρο” για τον ακριβή καθορισμό του όγκου ελέγχου, μία διαμόρφωση πρισμάτων για τον διαχωρισμό του φωτός, και πολλούς ανιχνευτές συνδυαζόμενους με προενισχυτές. Το τυποποιημένο χωρικό φίλτρο είναι μια σχισμή 100 μικρών πλάτους και 1 χιλιοστού μήκους. Το Σχήμα 3-10, παρουσιάζει το χωρικό φίλτρο με την εικόνα που φαίνεται μέσα από το οπτικό άνοιγμα.



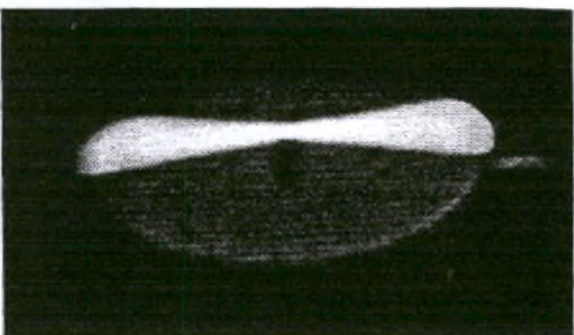
Σχήμα 3-9: α) Αποδέκτης Μοντέλο RCV – 2100 με β) το οπτικό άνοιγμα



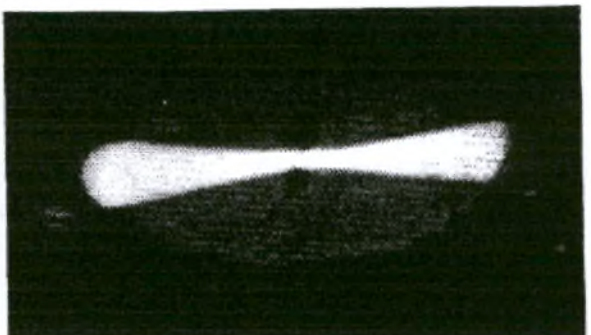
Αντικείμενο εκτός σημείου διασταύρωσης



Αντικείμενο εκτός εστίασης και εκτός σημείου διασταύρωσης



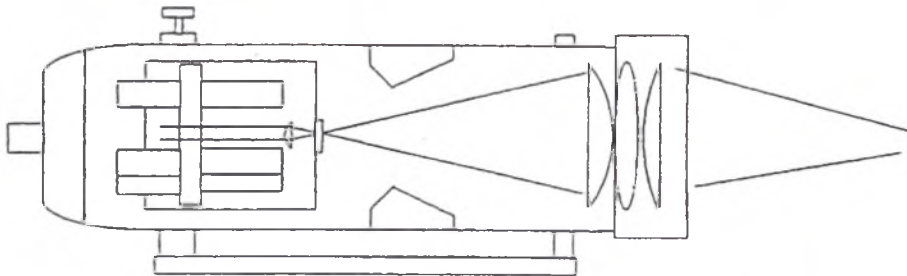
Αντικείμενο που δεν είναι κεντραρισμένο



Αντικείμενο τέλεια κεντραρισμένο

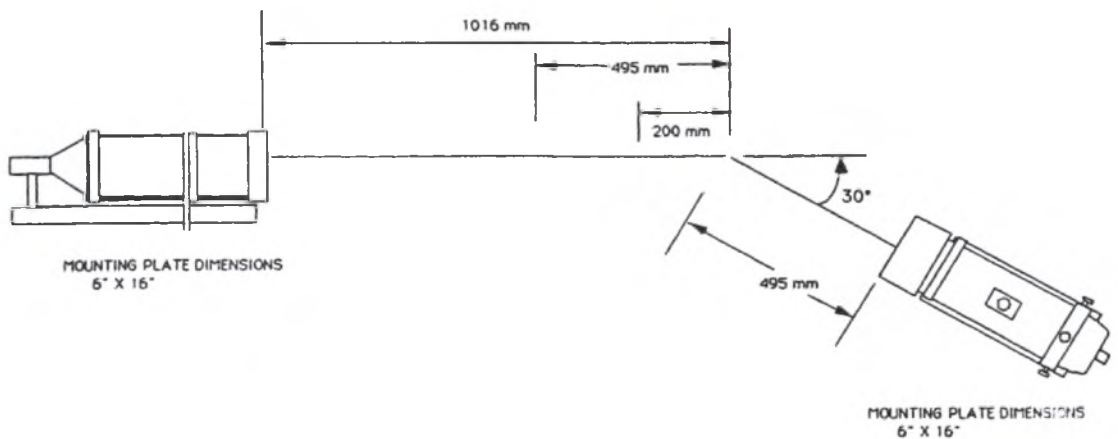
Σχήμα 3-10: Το οπτικό φίλτρο όπως φαίνεται από το οπτικό άνοιγμα

Το οπτικό άνοιγμα εξέτασης περιέχει έναν φακό απεικόνισης για την ευκολία στην εξέταση και εξετάζει οπίσθια μια γωνία 45 μοιρών επάνω στην επιφάνεια ενός τοποθετημένου δίσκου που περιέχει τη σχισμή όπως φαίνεται στο Σχήμα 3-11, για το διάγραμμα οπτικής διαμόρφωσης του αποδέκτη.



Σχήμα 3-11: Διάγραμμα διαμόρφωσης φακών στον αποδέκτη

Η θέση του αποδέκτη σε σχέση με αυτή του πομπού της δέσμης του Laser, για εμπρόσθια σκέδαση σωματιδίων διαπερατών σωματιδίων είναι υπό γωνία 30^0 από την ευθεία εκπομπής της δέσμης όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3-12.



Σχήμα 3-12: Διαμόρφωση Πομπού –Αποδέκτη για μπροστινή σκέδαση σε γωνία 30^0

3.3.3 Επεξεργαστής σήματος PDP 3100

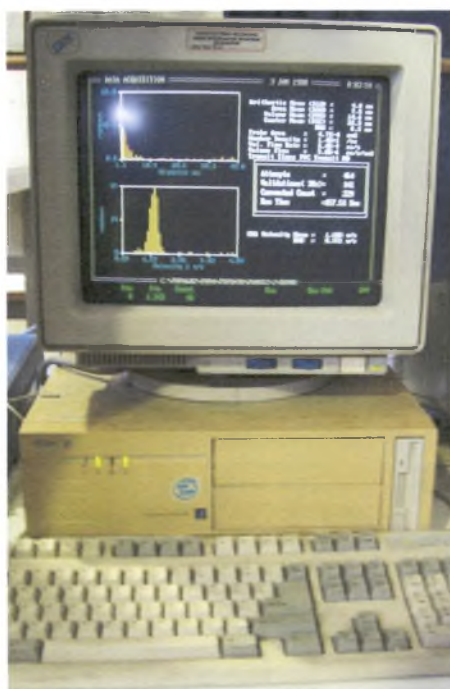
Η συσκευή (PDP-3100), Σχήμα 3-13, είναι ένας υψηλής ταχύτητας επεξεργαστής αναλογικών/ψηφιακών σημάτων που δέχεται στην είσοδο του ενισχυμένα σήματα από τον φωτοπολλαπλασιαστή. Ο επεξεργαστής σήματος στην μπροστινή του κονσόλα περιέχει δύο σειρές από (3) φωτεινές ενδείξεις. Η κάτω σειρά, όταν φωτίζονται έχουν κόκκινο χρώμα μας παρέχουν την πληροφορία αν έχουμε κορεσμένο σήμα κατά την διάρκεια της μέτρησης. Από το 50% των φορών που φωτίζονται μόνο το 1% αυτών είναι πραγματικοί κορεσμοί. Η επάνω

σειρά (πράσινα) λαμπάκια μας δίνουν την πληροφορία όταν φωτίζονται και τα τρία ταυτόχρονα ότι έχουμε καλό μη κορεσμένο σήμα και ότι οι μετρήσεις έχουν επίπεδο αξιοπιστίας. Με την βοήθεια αυτών γίνεται και η ευθυγράμμιση του φακού αποδέκτη κατά την διάρκεια των μετρήσεων.

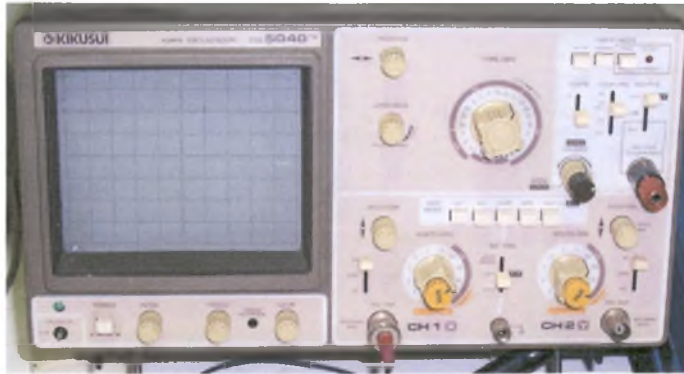


Σχήμα 3-13: Επεξεργαστής σήματος σε χρήση Μοντέλο PDP 3100. Διακρίνονται τα κόκκινα λαμπάκια που δηλώνουν την ύπαρξη κορεσμένου σήματος

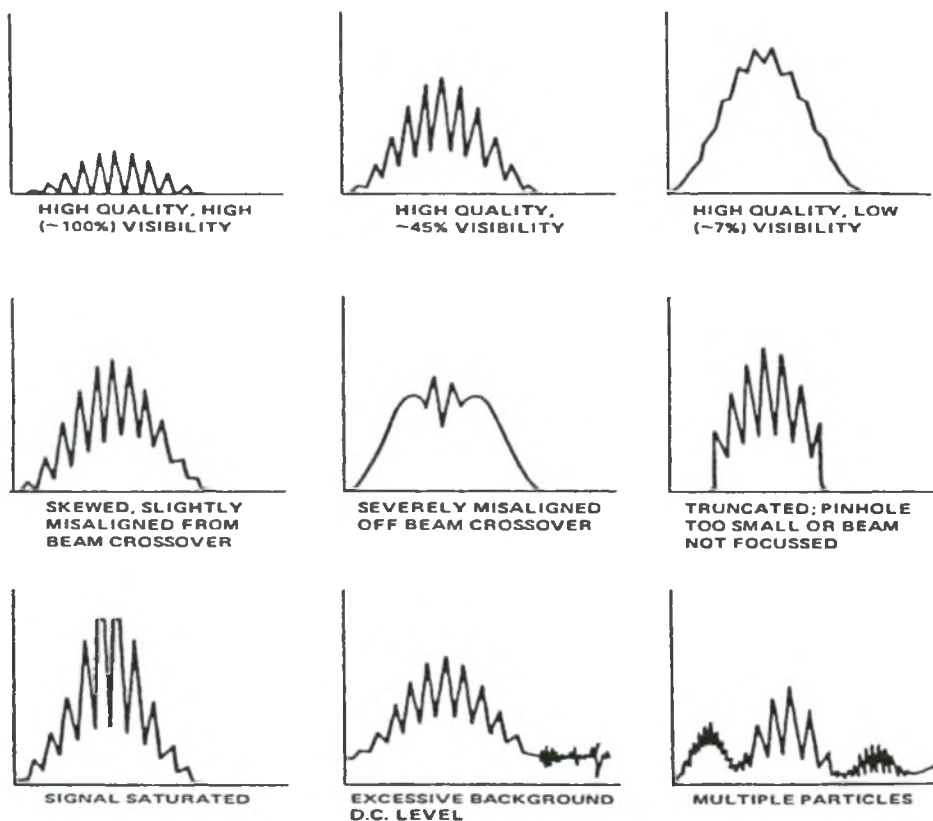
Τέλος όσον αφορά το μετρητικό κομμάτι του PDPA αναφέρουμε τον ηλεκτρονικό υπολογιστή που περιέχει το λογισμικό επεξεργασίας των μετρήσεων, Σχήμα 3-14, καθώς και τον παλμογράφο για την παρακολούθηση της ποιότητας του σήματος κατά την διάρκεια των μετρήσεων, Σχήμα 3-15. Παρακάτω παρουσιάζεται ένας πίνακας με διάφορες εικόνες ανάλογα με την ποιότητα του σήματος και την ευθυγράμμιση του οπτικού φίλτρου όπως φαίνεται στην οθόνη του παλμογράφου, Σχήμα 3-16, καθώς και μια εποπτική εικόνα όσον αφορά την σύνδεση και διαμόρφωση των τμημάτων που το αποτελούν, Σχήμα 3-17.



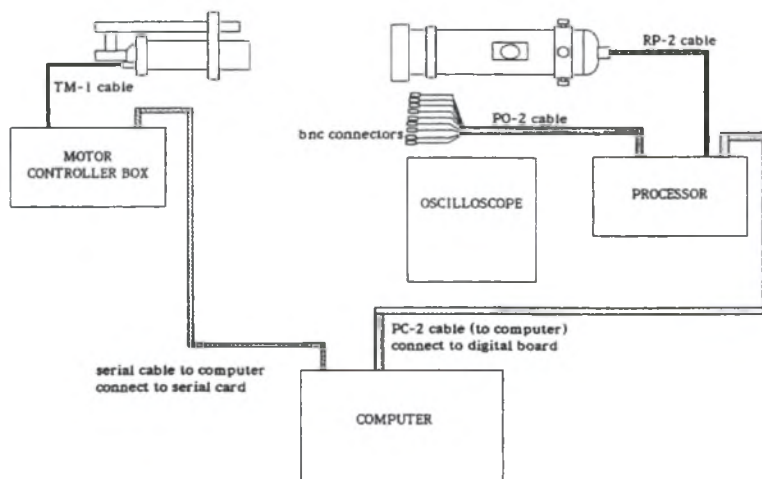
Σχήμα 3-14: Ο ηλεκτρονικός υπολογιστής σε χρήση. Διακρίνεται το περιβάλλον εργασίας, με πολλές από τις μετρούμενες τιμές και διαγράμματα



Σχήμα 3-15: Ο παλμογράφος



Σχήμα 3-16: Ποιότητες σημάτων ανάλογα με την ευθυγράμμιση και τον κορεσμό



Σχήμα 3-17: Διάταξη σύνδεσης των συσκευών του PDA

3.3.4 Ελεγκτής κινητήρα Laser μοντέλο MCB-7100-1

Το μοντέλο MCB-7100-1 το οποίο είναι ο ελεγκτής κινητήρα του Laser, Σχήμα 3-12 και έχει σχεδιαστεί για να παρακολουθεί και να ελέγχει τη συχνότητα μετατόπισης του κινητήρα εκπομπής των δεσμών και τον κινητήρα επιλογής για μία από τις τρεις δέσμες που εκπέμπει ο πομπός του Laser (tracks).



Σχήμα 3-18: Ελεγκτής κινητήρα σε χρήση, μοντέλο MCB – 7100-1. Διακρίνεται το πράσινο λαμπάκι(ο κινητήρας λειτουργεί) και το κόκκινο (δουλεύουμε με το track 3)

Ο μπροστινός πίνακας ελέγχου της συσκευής παρέχει τις απλές πληροφορίες για τη κατάσταση λειτουργίας του κινητήρα μέσα στον πομπό. Τα λαμπάκια του κινητήρα επιλογής δεσμών είναι συνδεδεμένα άμεσα με τον κωδικοποιητή του συγκεκριμένου κινητήρα. Συνεπώς, όταν λειτουργεί ο κινητήρας το πράσινο λαμπάκι φωτίζεται (grating). Η κονσόλα ελέγχου με τα λαμπάκια παρέχει τις πληροφορίες για το χρησιμοποιούμενο άνοιγμα δεσμών του Laser (beam spacing). Το νούμερο (1) λαμπάκι ανταποκρίνεται στο πιο μικρό άνοιγμα της δέσμης (track1) ενώ το (3) στο πιο μεγάλο άνοιγμα της δέσμης (track3).

3.4 Βοηθητικά συστήματα της διάταξης

Σε αυτή την ενότητα συγκαταλέγονται διάφορα εξαρτήματα και συστήματα, τα οποία βοήθησαν τη διενέργεια των μετρήσεων μας, όπως το τραπέζι κίνησης σε τρεις διαστάσεις και ο ζυγός ακριβείας.

3.4.1 Τραπέζι κίνησης σε τρεις διαστάσεις

Πάνω σε αυτό το τραπέζι, Σχήμα 3-19, έχουν τοποθετηθεί ο πομπός και ο αποδέκτης του συστήματος PDPA. Το τραπέζι έχει τη δυνατότητα να κινείται σε τρεις διαστάσεις(x,y,z). Με αυτόν τον τρόπο μας επιτρέπεται η κίνηση του πομπού-δέκτη και κατά συνέπεια η δυνατότητα μέτρησης των χαρακτηριστικών της ροής σε διάφορα σημεία του γυάλινου σωλήνα.



Σχήμα 3-19: Τραπέζι κίνησης σε τρεις διαστάσεις

3.4.2 Ζυγός ακριβείας

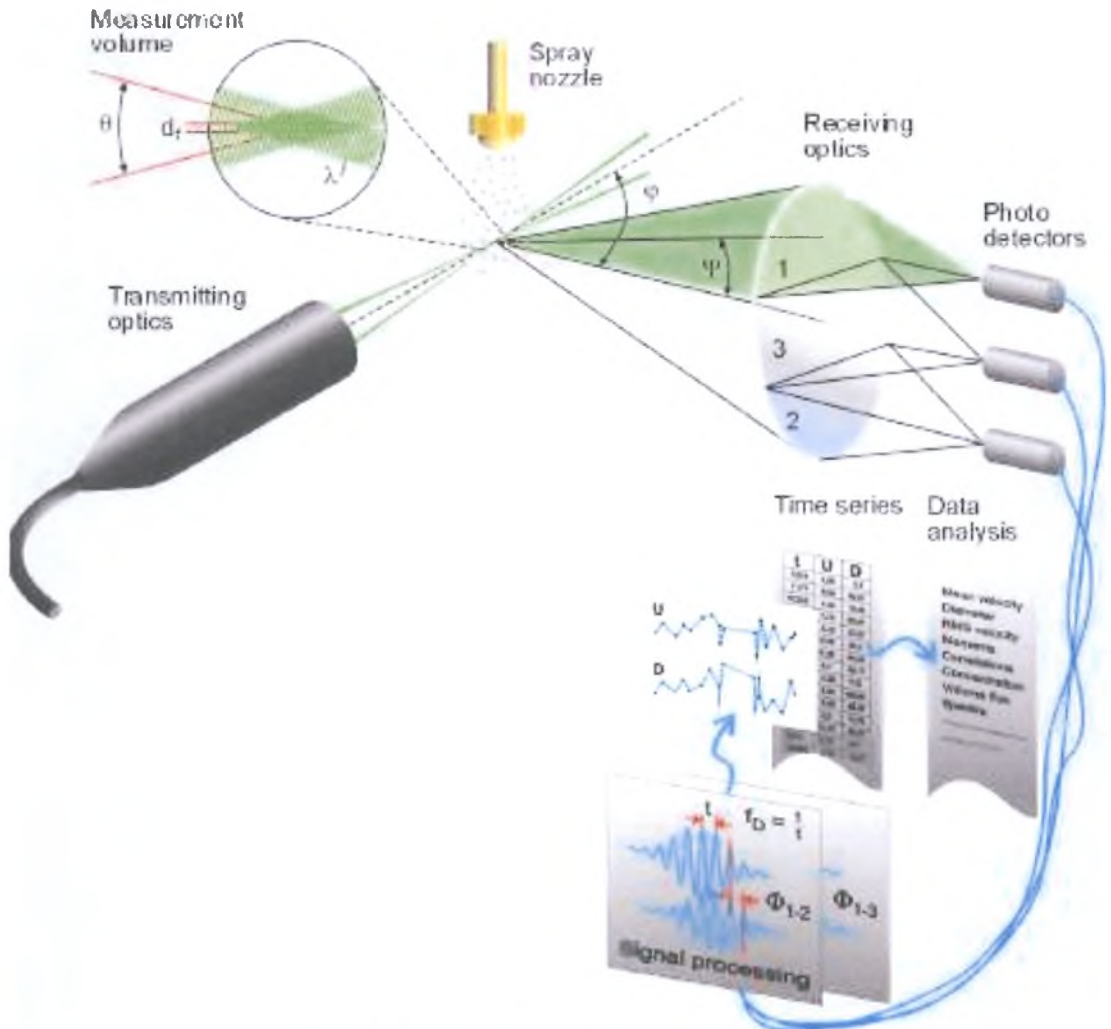
Με τη χρήση του ζυγού ακριβείας, Σχήμα 3-20, μετρούσαμε την ποσότητα των σωματιδίων(σε gr), που κάθε φορά εισερχόταν στη ροή μας, για τη διασφάλιση της ποιότητας των μετρήσεων μας.



Σχήμα 3-20: Ζυγός ακριβείας

4 ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ PHASE DOPPLER

4.1 Εισαγωγή



Σχήμα 4-1: Διάταξη ανεμομέτρου Phase Doppler

Η συσκευή Phase Doppler Anemometer (PDA) της Aerometrics, Σχήμα 4-1, χρησιμοποιεί το φως μιας δέσμης Laser που διασκορπίζεται από σφαιρικά σωματίδια (σταγόνες, φυσαλίδες, στερεές σφαίρες, κ.λ.π) για ταυτόχρονες μετρήσεις μεγέθους και ταχύτητας. Οι μετρήσεις μπορεί να γίνουν χωρίς εξωτερικές παρεμβολές και διαταραχές της υπό εξέταση ροής. Το όργανο είναι επέκταση του πιο γνωστού ανεμόμετρου Laser Doppler (LDA) μέτρησης ταχύτητας. Τα τμήματα των δύο οργάνων, οι λειτουργίες, και οι απαιτήσεις λειτουργίας είναι επίσης παρόμοιες. Το PDA είναι ιδιαίτερα ευέλικτο και μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ποικίλες βιομηχανικές και εργαστηριακές εφαρμογές. Το

οπτικό σύστημα αποτελείται από ένα πομπό της δέσμης Laser και ένα δέκτη του σήματος Doppler. Η συσκευή μπορεί να τοποθετηθεί σε μια ενιαία βάση για συμβατικές μετρήσεις στο τμήμα δοκιμής. Συνήθως χρησιμοποιείται εμπρόσθια ή οπίσθια ανίχνευση της διασποράς του φωτός της δέσμης Laser.

Στο Κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν σύντομα οι βασικές αρχές λειτουργίας του PDA για την μέτρηση της ταχύτητας και του μεγέθους των σωματιδίων. Αρχικά, παρουσιάζονται κάποια χαρακτηριστικά των δεσμών Laser. Στην συνέχεια γίνεται αναφορά στο φαινόμενο Doppler και στις σχέσεις που υπολογίζουν την ταχύτητα και την διάμετρο των σωματιδίων. Γίνεται αναφορά στις δυνατότητες διάταξης των μερών του PDA και στην επίδραση διαφόρων παραγόντων στον όγκο ελέγχου και στην ποιότητα μέτρησης γενικότερα.

4.2 Χαρακτηριστικά Δεσμών Laser

Οι ακτίνες Laser που χρησιμοποιούνται για αισθητήρες καταγραφής ταχυτήτων περιέχουν συνήθως ευγενή αέρια στο σωλήνα του πλάσματος. Για παράδειγμα, μια τυπική δέσμη Laser Ηλίου-Νέου, Σχήμα 4-2 εκπέμπει κυρίως σε μήκος κύματος $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ (ερυθρό χρώμα). Η ισχύς μιας δέσμης He - Ne μπορεί να είναι από 1 έως 100 mw.



Σχήμα 4-2: Laser Ηλίου-Νέου

Οι δέσμες Laser είναι κυλινδρικές και συνήθως ακολουθούν κανονική (Gaussian) κατανομή έντασης φωτός.

$$I(r) = I_0 e^{-8r^2/D^2} \quad (4.1)$$

όπου I_0 είναι η μέγιστη ένταση του εκπεμπόμενου φωτός και D είναι η διάμετρος της δέσμης στο επίπεδο έντασης $I = I_0 / e^2$.

Ένα μεγάλο πλεονέκτημα των ακτινών Laser είναι η μονοχρωματική τους φύση, δηλαδή η εκπομπή σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος για μια χρονική στιγμή. Η μεγάλη ταχύτητα του φωτός έχει σαν αποτέλεσμα ότι η δέσμη παραμένει συνεκτική για ένα σημαντικό τμήμα της διαδρομής της.

Έχει αποδειχτεί ότι η διατομή μιας δέσμης Laser διευρύνεται κατά την διαδρομή της σύμφωνα με την σχέση:

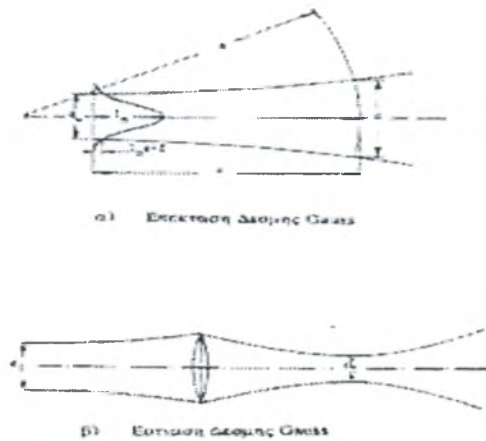
$$d = d_w \left(1 + \left(\frac{4\lambda x}{\pi d_w} \right)^2 \right) \quad (4.2)$$

όπου d_w είναι η διάμετρος του λαιμού της δέσμης, λ είναι το μήκος κύματος της δέσμης και x είναι η απόσταση της δέσμης από τον λαιμό της δέσμης. Μια δέσμη Laser που εστιάζεται μέσα από ένα φακό όπως στο Σχήμα 4-3β, σχηματίζει ένα λαιμό στην περιοχή του εστιακού πεδίου του φακού με διάμετρο:

$$d = \frac{4\lambda F}{\pi d_w} \quad (4.3)$$

όπου F είναι η εστιακή απόσταση του φακού, λ το μήκος κύματος και d_w είναι η διάμετρος του λαιμού της δέσμης.

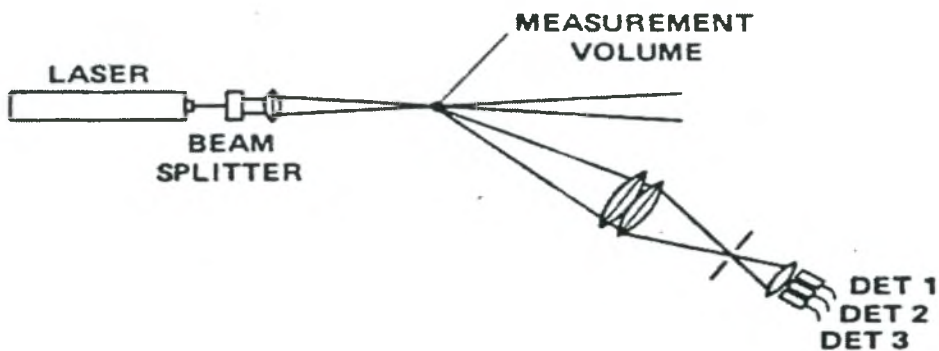
Κατά συνέπεια η δέσμη Laser μπορεί να εστιασθεί σε μια πολύ μικρή διάμετρο με την βοήθεια αντικειμενικών φακών μικροσκοπίου (μικρή εστιακή απόσταση). Οι ξεχωριστές ιδιότητες και η υψηλή ισχύς του φωτός του Laser το κάνουν να διαφέρει από το κοινό φως.



Σχήμα 4-3: Επέκταση και εστίαση της δέσμης Laser

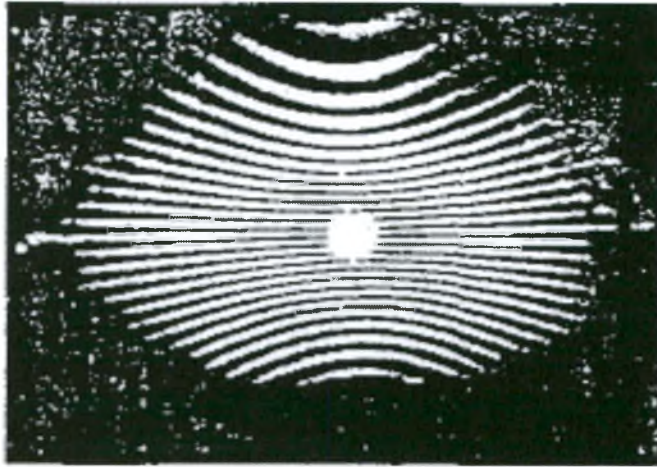
4.3 Όγκος ελέγχου μέτρησης

Η μέθοδος PDA χρησιμοποιεί ένα οπτικό σύστημα όμοιο με το συμβατικό Laser Doppler Anemometer (LDA) εκτός από το ότι υπάρχουν τρεις ανιχνευτές σε επιλεγμένα διαστήματα πίσω από το εστιακό επίπεδο των δεκτών, Σχήμα 4-4.



Σχήμα 4-4: Οπτικό διάγραμμα για LDA και PDA

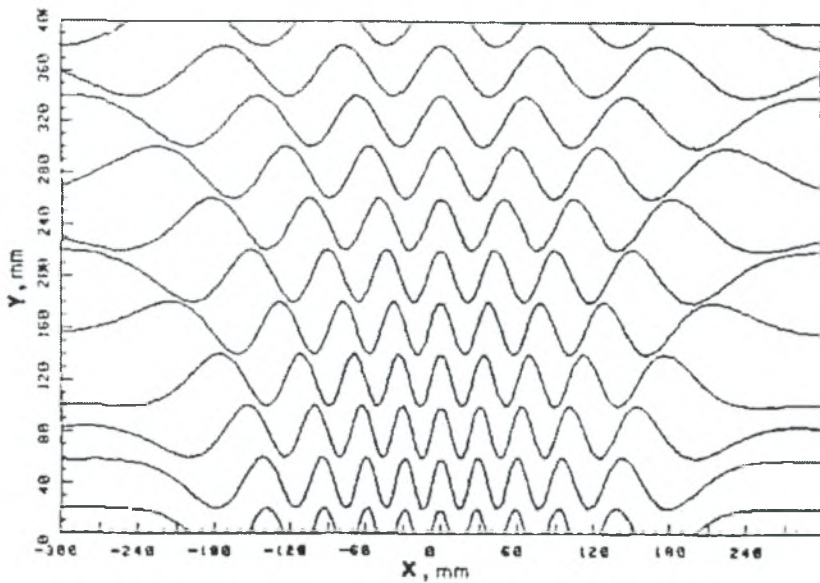
Τα σταγονίδια σκεδάζουν φως όταν περνούν μέσα από το πλέγμα κροσσών συμβολής που σχηματίζονται στη διασταύρωση των δύο ακτίνων (όγκος ελέγχου της μέτρησης), Σχήμα 4-5. Το διάστημα μεταξύ αυτών των προβαλλόμενων κροσσών είναι άμεσα ανάλογο προς τη διάμετρο της σταγόνας αλλά εξαρτάται επίσης από το μήκος κύματος του φωτός, τη γωνία διασταύρωσης των ακτίνων, τον δείκτη διάθλασης της σταγόνας και τη θέση του δέκτη. Καθώς οι κροσσοί κινούνται με μια διαφορά συχνότητας εξαιτίας του φαινομένου Doppler, παράγουν ίδια σήματα αλλά με διαφορά φάσης ανάλογη προς το διάστημα των κροσσών.



Σχήμα 4-5: Προβολή κροσσών συμβολής

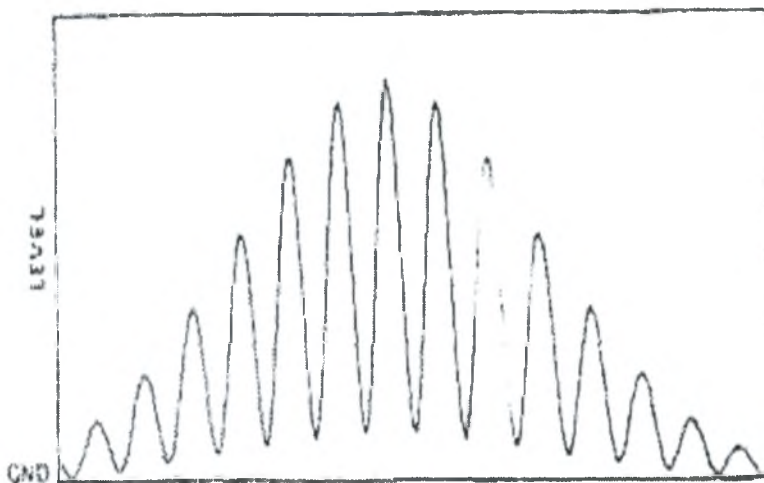
Η μέτρηση μεγέθους σταγόνας ή σωματιδίου μπορεί να ληφθεί από την ακριβή μέτρηση της χωρικής συχνότητας των κροσσών συμβολής. Υπάρχουν τρεις περιοχές σκέδασης πρακτικού ενδιαφέροντος: εμπρόσθια σκέδαση, $30^\circ < \Theta < 50^\circ$, οπίσθια σκέδαση, $130^\circ < \Theta < 170^\circ$ και πλευρική σκέδαση, $90^\circ < \Theta < 125^\circ$, όπου Θ είναι η γωνία με βάση την κατεύθυνση των εκπεμπόμενων ακτινών. Η πρόσθετη παρέμβαση μεταξύ των διαθλασμένων και ανακλασμένων ακτινών θα εμφανίσει και θα παράγει σημαντικά λάθη στην φάση λήψης και υπολογισμού των δεδομένων. Τέτοια λάθη μπορούν να ελαχιστοποιηθούν ή να εξαλειφθούν με την κατάλληλη επιλογή της γωνίας ανίχνευσης, την πόλωση, τη διάμετρο των ακτινών, και τις μεθόδους επεξεργασίας.

Ένα παράδειγμα υπολογισμένου μοντέλου κροσσών συμβολής που διαμορφώνεται από το φως σκέδασης παρουσιάζεται στο Σχήμα 4-6. Μόνο το πάνω μισό του συμμετρικού μοντέλου κροσσών συμβολής έχει αναπαραχθεί. Οι κροσσοί συμβολής είναι υπερβολικές καμπύλες που δείχνουν την μείωση της συχνότητας της απόστασης με την απόσταση από τους άξονες των ακτινών $x=0$ και $y=0$. Το μοντέλο είναι συμμετρικό ως προς $x=0$. Έτσι η χωρική συχνότητα των κροσσών εξαρτάται από που γίνονται οι μετρήσεις.

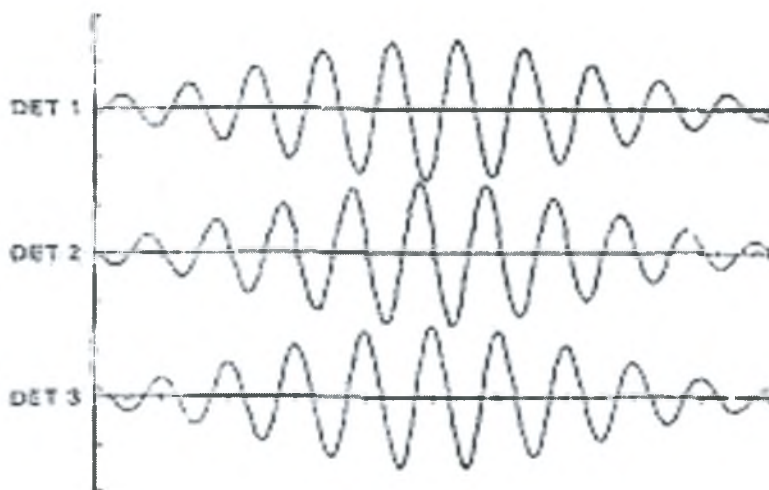


Σχήμα 4-6: Υπολογισμένο μοντέλο κροσσών

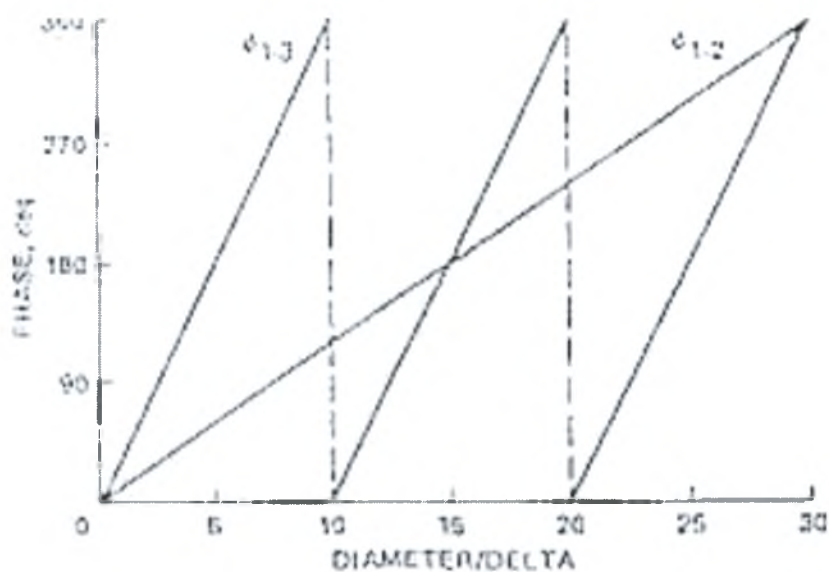
Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για να μετρήσει την χωρική συχνότητα του μοντέλου κροσσών συμβολής απαιτεί την χρήση δύο ή περισσότερων ξεχωριστών ανιχνευτών, που ταιριάζουν στις αποστάσεις αυτών. Καθώς το σωματίδιο περνά διαμέσου της περιοχής τομής της δέσμης, τα μοντέλα κροσσών συμβολής φαίνονται να κινούνται πίσω από τον αποδέκτη της διαφοράς συχνότητας του φαινομένου Doppler. Η ένταση του σήματος Doppler παρόμοια με αυτό στο Σχήμα 4-7 θα παραχθεί από κάθε ανιχνευτή αλλά με διαφορά φάσης ανάμεσα σε αυτά που φαίνονται στο Σχήμα 4-8. Τα σήματα σε αυτό το σχήμα έχουν φιλτραρηθεί οι υψηλές συχνότητες για να αποσπάσουν το βασικό στοιχείο. Το βασικό στοιχείο είναι το χαμηλότερο στοιχείο του σήματος, το οποίο είναι το αποτέλεσμα της κανονικής κατανομής (Gaussian) έντασης της δέσμης.



Σχήμα 4-7: Ένταση σήματος Doppler



Σχήμα 4-8: Φιλτραρισμένα σήματα από τα τρία κανάλια



Σχήμα 4-9: Καμπύλη απόκρισης του οργάνου

Η χωρική ανάλυση της μέτρησης της ταχύτητας εξαρτάται από τις διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA που καθορίζεται από την αρχική διάμετρο της ακτίνας Laser, τη γωνία τομής των ακτινών (που καθορίζεται από το αρχικό διάστημα των ακτινών και το μήκος εστίασης των φακών του πομπού), το μήκος εστίασης του φακού δέκτη και τη γωνία διόπτρευσης του φακού δέκτη.

Η διάμετρος των ακτινών δίνεται από την σχέση :

$$d = \frac{4F\lambda}{\pi d_0} \quad (4.4)$$

όπου d_0 είναι η διάμετρος της δέσμης στο επίπεδο έντασης $1/e^2$ μη εστιασμένης ακτίνας Laser, όπου F είναι το μήκος εστίασης των φακών του πομπού και λ το μήκος κύματος του Laser. Ο όγκος ελέγχου σχηματίζεται από τέμνουσες δέσμες και έχει ελλειψοειδές σχήμα όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-10. Οι διαστάσεις της $1/e^2$ έλλειψης, που αντιστοιχούν στο Σχήμα 4-31, δίνονται από τις σχέσεις :

$$\Delta x = \frac{d}{\cos \theta} \quad (4.5)$$

$$\Delta y = d \quad (4.6)$$

$$\Delta z = \frac{d}{\cos \theta} \quad (4.7)$$

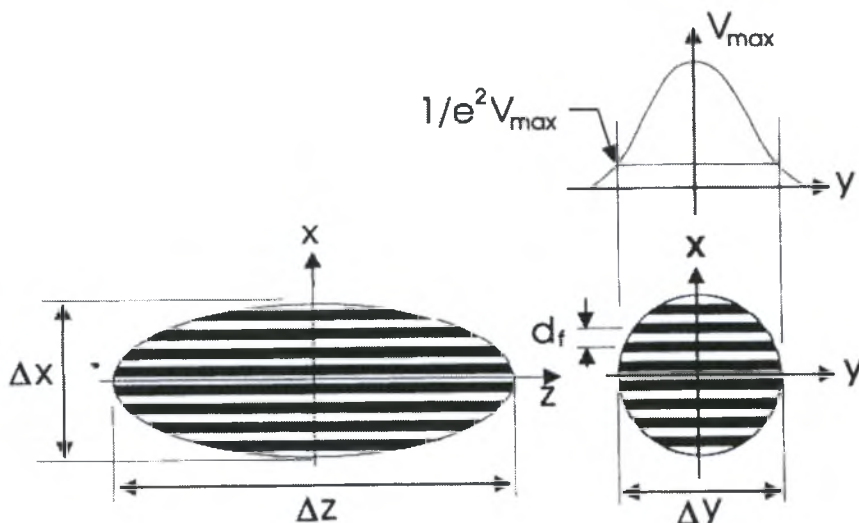
Ο αριθμός των κροσσών στον $1/e^2$ όγκο ελέγχου καθορίζεται από τη σχέση :

$$N = \frac{8}{\pi} \frac{F}{d_0} \tan \theta = \frac{4}{\pi} \frac{\Delta b}{d_0} \quad (4.8)$$

Όπου Δb είναι η αρχική απόσταση μεταξύ των παράλληλα εκπεμπόμενων ακτινών.

Η γωνία συμβολής των ακτινών δίνεται από την σχέση :

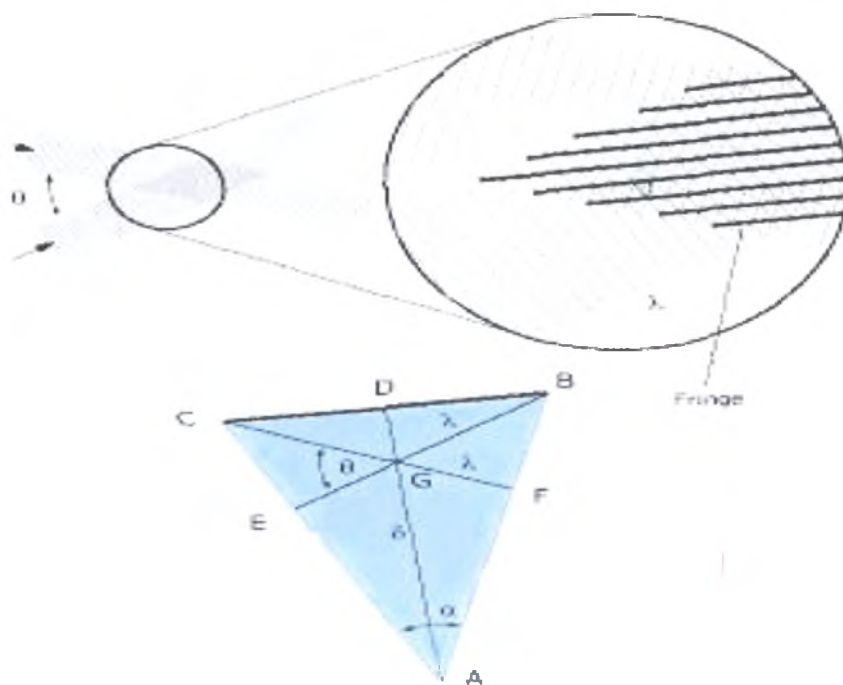
$$\tan \theta = \frac{\Delta b}{2F} \quad (4.9)$$



Σχήμα 4-10: Διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA

Ο προσανατολισμός και η σειρά των τριών ανιχνευτών είναι κρίσιμη για την αξιόπιστη μέτρηση του μεγέθους των σωματιδίου. Όταν ένα σωματίδιο περνά διαμέσου του όγκου ελέγχου, παράγει ένα μοντέλο κροσσών συμβολής, που περιέχει πληροφορίες για το μέγεθος και την ταχύτητα του σωματιδίου. Η συχνότητα του μετρούμενου σήματος είναι ανάλογη της συνιστώσας της ταχύτητας του σωματιδίου στο επίπεδο που σχηματίζουν οι δέσμες και κάθετη στη διχοτόμο των δεσμών. Η χωρική συχνότητα του μοντέλου συμβολής των κροσσών είναι αντιστρόφως ανάλογη της διαμέτρου του σωματιδίου. Καθώς το μοντέλο συμβολής κινείται κατά μήκος των ανιχνευτών, κάθε αντίστοιχη πλευρά της συμβολής των κροσσών χρονομετρείται ανάμεσα στους ανιχνευτές 1 και 2 και 1 και 3.

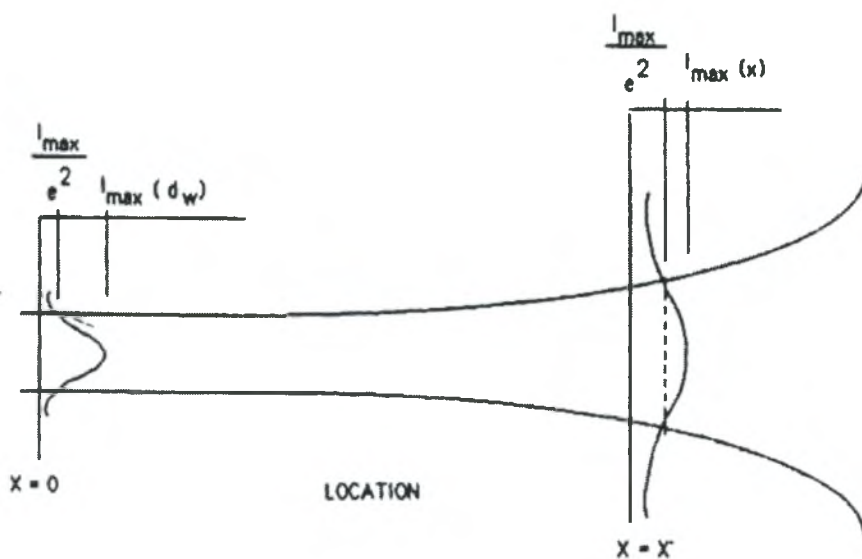
Στο Σχήμα 4-9 η επίδραση της αλλαγής των οπτικών παραμέτρων που περιέχουν την γωνία τομής της δέσμης Laser, της γωνίας συλλογής, του δείκτη διαθλάσεως της σταγόνας, το μήκος κύματος του Laser και της σκέδασης που ανιχνεύτηκε είναι απλά η αλλαγή της κλίσης της γραμμικής απόκρισης των καμπύλων. Έτσι, μόνο η κλίμακα μεγέθους αλλάζει για το ίδιο εύρος της φάσης των γωνιών καθώς οι καμπύλες πρέπει να περάσουν από το μέσο της πηγής. Η σωστή επιλογή των διαστημάτων του ανιχνευτή γίνεται με δύο ευαίσθητα φάσματα που φαίνονται σαν καμπύλες 1-2 και 1-3 στο Σχήμα 4-9.



Σχήμα 4-11: Ο όγκος ελέγχου που σχηματίζεται από την τομή των δύο ακτινών του PDA

Οι διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA επηρεάζεται από πολλές παραμέτρους, όπως είναι το μήκος κύματος της δέσμης του Laser, οι φακοί που χρησιμοποιούνται σε πομπό και δέκτη καθώς και η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ των τεμνόμενων δεσμών οι οποίες σχηματίζουν και τον όγκο ελέγχου. Στο όργανο PDA χρησιμοποιείται η εκτός άξονα ανίχνευση του σκεδαζόμενου φωτός για τον καλύτερο καθορισμό του όγκου ελέγχου.

Ο τύπος του Laser που χρησιμοποιείται στο PDA παράγει μια ακτίνα με κανονική (Gaussian) κατανομή έντασης, Σχήμα 4-12. Η διάμετρος μιας ακτίνας Laser αναφέρεται συχνά ως μέση (waist) και περιγράφεται ως η διάμετρος στην οποία η ένταση ακτινών έχει μειωθεί στο $1/e^2$ της μέγιστης έντασης. Εντούτοις, η πραγματική διάμετρος της ακτίνας όσον αφορά το ανιχνεύσιμο σήμα από σωματίδια διάφορων μεγεθών αλλάζει. Τα μικρά σωματίδια θα πρέπει να περάσουν κοντά στη μέγιστη ένταση της ακτίνας για να παραγάγουν ένα ανιχνεύσιμο σήμα.



Σχήμα 4-12: Η γκαουσιανή διάμετρος ακτινών σε οποιαδήποτε θέση X , μετριέται στα σημεία έντασης $I_{max}(x)/e^2$

Το PDA έχει ενσωματώσει άμεσες μεθόδους για να μετράει την διάμετρο του όγκου ελέγχου ως συνάρτηση του μεγέθους σωματιδίων. Το PDA περνά το μετρούμενο μήκος κάθε τροχιάς σωματιδίου μέσω του όγκου ελέγχου όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-13. Μετά από έναν στατιστικά σημαντικό αριθμό καταγραφών για κάθε κατηγορία μεγέθους, η πιο μακρά τροχιά αντιπροσωπεύει τη διάμετρο του όγκου ελέγχου γιατί εκείνη η κατηγορία μεγέθους μπορεί να ληφθεί. Δεδομένου ότι ο επεξεργαστής απαιτεί έναν ελάχιστο αριθμό

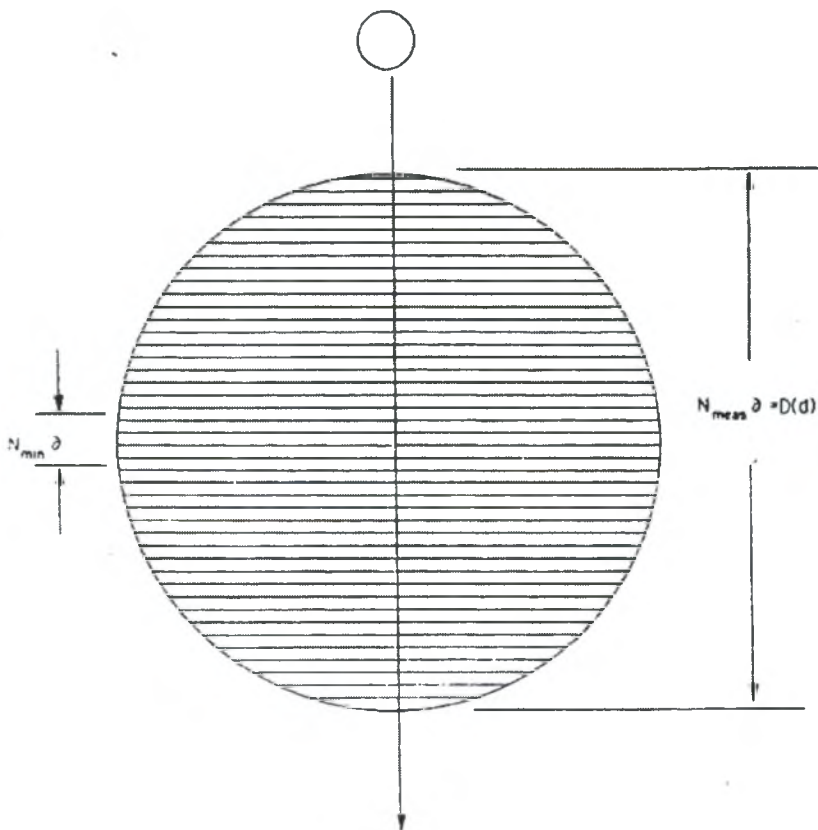
περασμάτων από τους κροσσούς συμβολής (N_{min}) πριν το σήμα περάσει από την επεξεργασία, εκείνος θέτει την άλλη διάσταση ως ένα κανονικό τρίγωνο. Το πλάτος των ακτινών μέτρησης για κάθε κατηγορία μεγέθους σωματιδίων καθορίζεται από:

$$D(d) = d_f \times [N_{max}(d) - N_{min}(d)]^{1/2} \quad (4.10)$$

όπου το d_f είναι η απόσταση των κροσσών συμβολής και δίνεται από την σχέση (4.8):

$$d_f = \frac{\lambda}{\left(2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)} \quad (4.11)$$

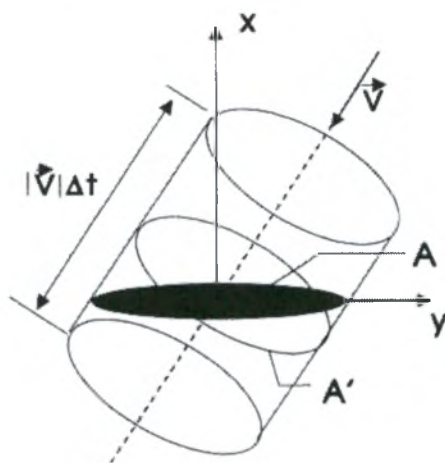
με λ το μήκος κύματος της ακτίνας του Laser, θ η γωνία τομής των ακτινών και $N_{min}(d)$ και $N_{max}(d)$ είναι οι εκτιμώμενοι μέγιστοι και ελάχιστοι μετρούμενοι κύκλοι σήματος όπως περιγράφονται παραπάνω.



Σχήμα 4-13: Τροχιά σωματιδίου μέσω του όγκου ελέγχου

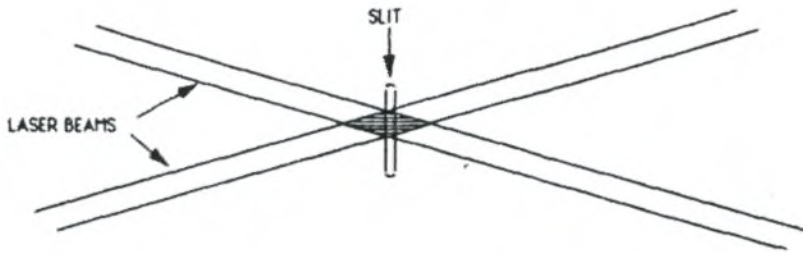
Δεδομένου ότι το PDA επιτρέπει τη μέτρηση του μεγέθους και της ταχύτητας των σωματιδίων, είναι επίσης δυνατό να υπολογιστεί η συγκέντρωση αριθμού ή μάζας σωματιδίων και η μαζική ροή σωματιδίων. Για κάθε σωματίδιο πρέπει να καθοριστεί ο όγκος του ρευστού που περνά (με το σωματίδιο) μέσω της διατομής του όγκου ελέγχου κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος μέτρησης Δt_s . Ο όγκος εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου V και την διατομή του όγκου ελέγχου κάθετη στο διάνυσμα της ταχύτητας. Δηλαδή $Vol = A' |V| \Delta t_s$ όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-14. Επιπλέον η ουσιαστική διατομή του όγκου ελέγχου είναι συνάρτηση του μεγέθους του σωματιδίου οπότε $A = A(a_k, D_i)$ με a_k η γωνία τροχιάς του σωματιδίου για κάθε ξεχωριστό δείγμα και D_i η διάμετρος του σωματιδίου τάξης μεγέθους i . Έτσι η συγκέντρωση σχετικά με ένα σωματίδιο είναι :

$$n = \frac{1}{Vol} = \frac{1}{|V| A' (a_k, D_i) \Delta t_s} \quad (4.12)$$



Σχήμα 4-14: Όγκος ελέγχου που σχετίζεται με ένα σωματίδιο που κινείται κατά μήκος της περιοχής ανίχνευσης κατά τη διάρκεια του χρόνου μέτρησης Δt

Η άλλη διάσταση του όγκου ελέγχου που μετρείται κατά μήκος της ακτίνας σκιαγραφείται από το άνοιγμα των σχισμών στο δέκτη. Το Σχήμα 4-15 δείχνει πώς η εικόνα της σχισμής προβάλλεται από τις ακτίνες Laser.



Σχήμα 4-15: Η εικόνα που απεικονίζεται στην σχισμή του φακού – δέκτη, των ακτινών laser

Από το σχήμα έχουμε τα εξής:

$$t = sw \times \left(\frac{RL1}{RL2} \right) \quad (4.13)$$

sw = slit width = Άνοιγμα σχισμών

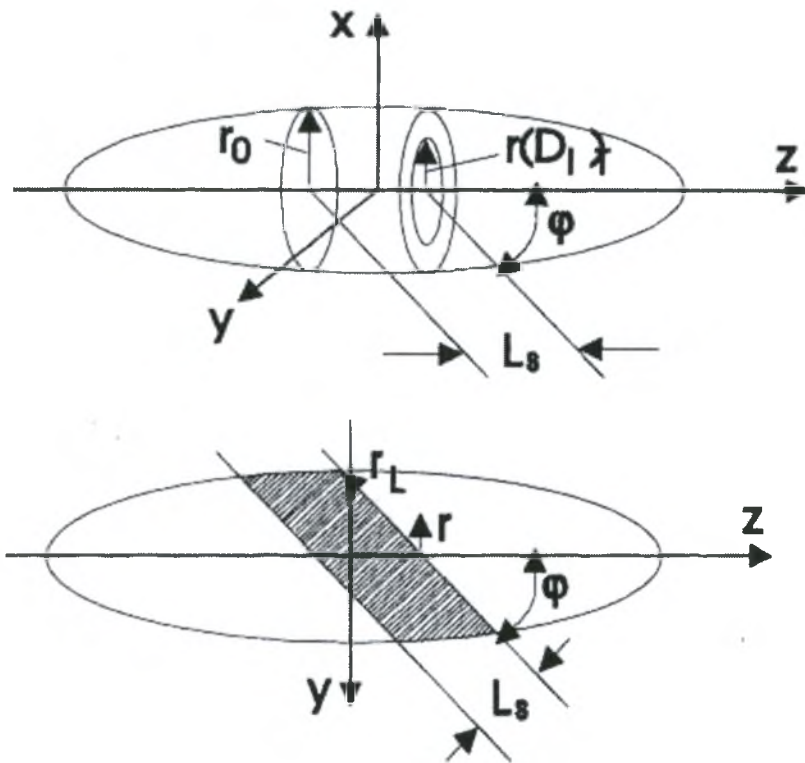
RL1 = φακοί N_o1- μήκος εστίασης (receiver lens 1 focal length)

RL2 = φακοί N_o2- μήκος εστίασης (receiver lens 2 focal length)

L_S = Μέγιστο πλάτος ακτίνας (maximum beam width)

$$\text{Probe area} = \frac{L_S t}{\sin \Theta} \quad (\text{Περιοχή απεικόνισης}) \quad (4.14)$$

Δεδομένου ότι αυτός ο προσδιορισμός της διάστασης του όγκου ελέγχου γίνεται κατά την διάρκεια της απόκτησης δεδομένων χρησιμοποιώντας τα πραγματικά, έγκυρα σήματα, τα αποτελέσματα της έντασης του Laser, η μείωση και η παρεμπόδιση των ακτινών και η μη καθαριότητα των οπτικών πρέπει να λαμβάνονται υπ όψιν για τυχόν λανθασμένα αποτελέσματα. Οι διαστάσεις όγκου ελέγχου υπολογίζονται για κάθε τάξη μεγέθους και αυτές οι πληροφορίες χρησιμοποιούνται για να ομαλοποιήσουν τις μετρήσεις των σωματιδίων σε όλες τις τάξεις μεγέθους στο ίδιο μέγεθος όγκου ελέγχου. Το μέγεθος του όγκου ελέγχου που χρησιμοποιείται και αναφέρεται στην οθόνη είναι το μεγαλύτερο μέγεθος όγκου ελέγχου που υπάρχει, ως εκ τούτου, όλες οι διορθώσεις σωματιδίων για μικρότερα μεγέθη όγκων ελέγχου εμπεριέχουν μια αύξηση στη μέτρηση της διαμέτρου των σωματιδίων.



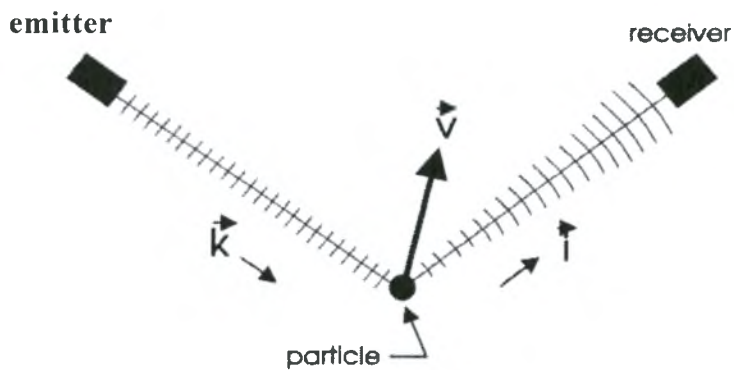
Σχήμα 4-16: Γεωμετρία του απεικονιζόμενου όγκου μέτρησης του PDA

4.4 Το Φαινόμενο Doppler

Η βασική αρχή των συστημάτων LDA και PDA είναι το φαινόμενο Doppler, που συνδέει την αλληλεπίδραση των κυμάτων φωτός με έναν κινούμενο παρατηρητή ή τη διαμόρφωση των κυμάτων που προσλαμβάνονται από έναν στάσιμο παρατηρητή όταν έχουμε ένα κινούμενο πομπό. Στο PDA αυτή η αρχή χρησιμοποιείται κατά τέτοιο τρόπο ώστε ένα Laser εκπέμπει φωτεινά κύματα που διαδίδονται από έναν κινούμενο πομπό, το σωματίδιο. Ως εκ τούτου, η συχνότητα ή το μήκος κύματος του φωτός που λαμβάνεται από το σωματίδιο είναι ήδη διαμορφωμένο. Δεδομένου ότι το κινούμενο σωματίδιο σκεδαρίζει το φως στο κενό, μια πρόσθετη μετατόπιση Doppler εμφανίζεται όταν παραλαμβάνεται το σκεδαζόμενο φως από έναν στάσιμο παρατηρητή όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-17. Η συχνότητα του φωτός f_r που καταγράφεται από τον φωτοανιχνευτή μπορεί να καθοριστεί από την σχέση:

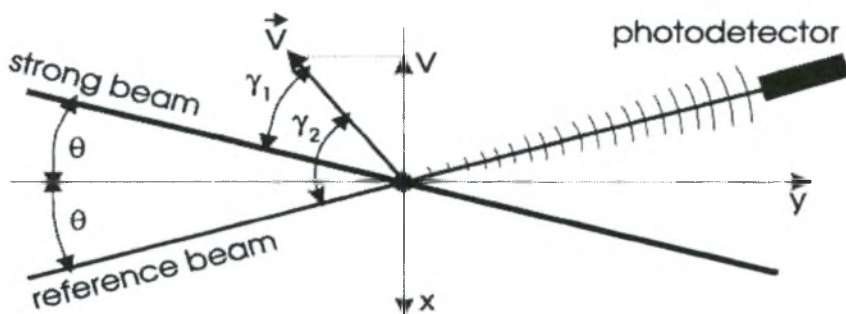
$$f_r = f \frac{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{k}}{c}} \quad (4.15)$$

όπου f_e είναι η συχνότητα της πηγής Laser (πομπός), \vec{u} είναι η ταχύτητα του κινούμενου σωματιδίου, c είναι η ταχύτητα του φωτός, και \vec{k}, \vec{l} , είναι μοναδιαία διανύσματα όπως καθορίζονται στο Σχήμα 4-17.



Σχήμα 4-17: Μετατόπιση Doppler του σκεδαζόμενου φωτός από ένα κινούμενο σωματίδιο

Η συχνότητα του σκεδασμένου φωτός f_r είναι, εντούτοις, πάρα πολύ υψηλή για να επιτρέψει την άμεση ανίχνευση από έναν φωτοανιχνευτή. Επομένως, δύο διαφορετικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται έτσι ώστε η συχνότητα του φωτός που ανιχνεύεται να μειώνεται αρκετά: (α) η μέθοδος ακτίνων αναφοράς και (β) η μέθοδος διαφοράς συχνότητας Doppler.



Σχήμα 4-18: Διαμόρφωση του συστήματος PDA με ακτίνες αναφοράς

Σύμφωνα την μέθοδο των ακτίνων αναφοράς, κατά τον φωτισμό του σωματιδίου με μια ισχυρή φωτεινή ακτίνα και παρεμποδίζοντας το τελικό σκεδασμένο φως με μια αδύναμη ακτίνα αναφοράς από την πηγή φωτός λέιζερ στον φωτοανιχνευτή όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-18. Υπολογίζεται αφαιρώντας την συχνότητα της ακτίνας αναφοράς f_e δίνεται η συχνότητα διαφοράς Doppler f_D από την σχέση:

$$f_D = f_r - f_e \quad (4.16)$$

Χρησιμοποιώντας την σχέση (4.15) καθώς και τις $\vec{u} \cdot \vec{k} = -|\vec{u}| \cos \gamma_1$ και $\vec{u} \cdot \vec{l} = -|\vec{u}| \cos \gamma_2$ προκύπτει:

$$f_D = f_e \frac{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_1}{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_2} - f_e \quad (4.17)$$

$$f_D = \frac{1}{\lambda_e} \left(\frac{|\vec{u}| (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2)}{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_2} \right) \quad (4.18)$$

Το μέτρο της ταχύτητας κάθετης στο σημείο τομής των δύο ακτινών είναι:

$$u = |\vec{u}| \sin \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \quad (4.19)$$

Κάνοντας χρήση της τριγωνομετρικής σχέσης:

$$\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2 = -2 \sin \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \sin \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2} \quad (4.20)$$

τελικά προκύπτει από τις (4.18),(4.19),(4.20):

$$f_D = \frac{1}{\lambda_e} \left[\frac{2u \sin \theta}{1 + \frac{u}{c} \sin \theta} \right] \quad (4.21)$$

γενικά ισχύει, $u \ll c$ οπότε η (4.21) γίνεται:

$$f_D = \frac{2u \sin \theta}{\lambda_e} \quad (4.22)$$

όπου $\theta = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)$.

Η σχέση (4.22) μας δείχνει τη συχνότητα διαφοράς του φαινομένου Doppler σε σχέση με την ταχύτητα του σωματιδίου, τη γωνία των τεμνόμενων ακτινών και το μήκος κύματος του φωτός. Πρέπει να σημειωθεί ότι η μέθοδος των ακτινών αναφοράς μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο σε μια καθορισμένη γωνία παρατήρησης που συμπίπτει με τη γωνία των ακτινών αναφοράς θ . Επιπλέον, η σταθερή γωνία για τη συλλογή του φωτός είναι

προσδιορισμένη για να ικανοποιήσει τις απαιτήσεις συνοχής, δηλ., το ποσό του σκεδαζόμενου φωτός που συλλέγεται είναι περιορισμένο.

Η μέθοδος Doppler με διαφορά συχνότητας χρησιμοποιείται συχνότερα για τις μετρήσεις PDA. Το κινούμενο σωματίδιο φωτίζεται από δύο ακτίνες Laser από διαφορετικές κατευθύνσεις όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-19. Σε αυτήν την περίπτωση, η συχνότητα του σκεδαζόμενου φωτός λαμβάνεται από τη διαφορά συχνοτήτων των δύο αντίστοιχων ακτινών:

$$f_D = f_1 - f_2 \quad (4.23)$$

όπου f_1 η συχνότητα της μιας εκπεμπόμενης ακτίνας του Laser και f_2 η συχνότητα της δεύτερης.

Χρησιμοποιώντας, άλλη μια φορά, την εξίσωση (4.15) και τις συνιστώσες της ταχύτητας στις κατευθύνσεις των δύο ακτινών, προκύπτει:

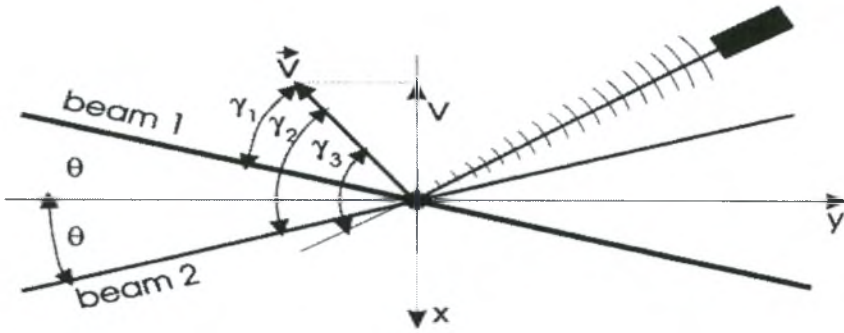
$$f_D = f_c \left(\frac{1 + (|\vec{u}|/c) \cos \gamma_1}{1 + (|\vec{u}|/c) \cos \gamma_3} - \frac{1 + (|\vec{u}|/c) \cos \gamma_2}{1 + (|\vec{u}|/c) \cos \gamma_3} \right) = \frac{|\vec{u}|}{\lambda} \frac{(\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2)}{1 + (|\vec{u}|/c) \cos \gamma_3} \quad (4.24)$$

με γ_1 η γωνία μεταξύ του διανύσματος της ταχύτητας του σωματιδίου και της πρώτης ακτίνας του Laser, γ_2 η γωνία του διανύσματος της ταχύτητας και της δεύτερης ακτίνας και γ_3 η γωνία του διανύσματος με την συνολική γωνία τομής των δύο ακτινών, Σχήμα 4-19.

Για τη συνιστώσα της ταχύτητας u κάθετη στις δύο ακτίνες και με $u \ll c$ η προηγούμενη εξίσωση γίνεται :

$$f_D = \frac{2u \sin \theta}{\lambda_c} \quad (4.25)$$

Αυτή η έκφραση είναι ίδια με αυτήν που ισχύει για τη μέθοδο των ακτινών αναφοράς. Εντούτοις, η γωνία παρατήρησης μπορεί να επιλεγεί αυθαίρετα στην μέθοδο διαφοράς Doppler. Αυτό σημαίνει ότι η γωνία παρατήρησης και η σταθερή γωνία συλλογής του σκεδαζόμενου φωτός μπορούν να επιλεγούν ανάλογα με την επιθυμητή εφαρμογή.



Σχήμα 4-19: Διαμόρφωση συστήματος Doppler με διαφορά συχνότητας (σύστημα διπλών ακτινών)

4.5 Μέτρηση Διαμέτρου Σωματιδίου

Ένα σφαιρικό διαπερατό σωματίδιο που είναι τοποθετημένο μέσα στο μοντέλο των κροσσών θα δράσει σαν μέρος των φακών και θα σκεδάσει το φως από τις ακτίνες στον χώρο. Το διάστημα των κροσσών σε μια απόσταση f_f από το σωματίδιο δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta_s \approx (f_r - f) \frac{df}{f} \quad (4.26)$$

όπου d_f είναι η απόσταση των κροσσών συμβολής στον όγκο ελέγχου. Το μήκος εστίασης του σωματιδίου δίνεται από τον τύπο:

$$f = \frac{m}{(m-1)} \frac{D}{4} \quad (4.27)$$

όπου m είναι ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου.

Η διαφορά φάσης ($\Delta\Phi$) των φιλτραρισμένων σημάτων μεταξύ των δύο φωτοανιχνευτών, καθορίζεται μετρώντας τον χρόνο υστέρησης (Δt) ανάμεσα σε μηδενικό αριθμό περασμάτων των σημάτων από τους ανιχνευτές 1 και 2, διαιρώντας τον με την υπολογισμένη περίοδο (T) ενός κύκλου του σήματος. Έτσι προκύπτει η εξίσωση (4.28):

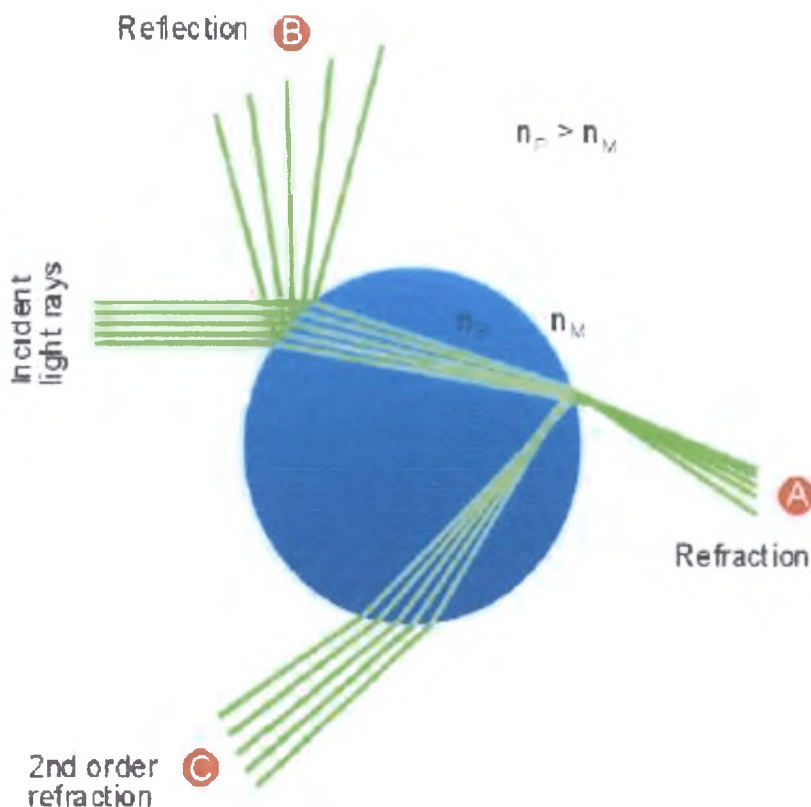
$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} \quad (4.28)$$

όπου ο μέσος όρος των μετρήσεων υπολογίζεται από όλους τους κύκλους της έντασης των σημάτων. Οι μετρήσεις της διαφοράς φάσης σχετίζονται με το μέγεθος της σταγόνας (σωματιδίου) χρησιμοποιώντας μια γραμμική σχέση (4.29), που παρουσιάζεται στο Σχήμα 4-19.

$$D = \frac{\lambda}{2\pi n_m} \frac{1}{\Phi} \Delta\Phi \quad (4.29)$$

όπου D η διάμετρος του σωματιδίου, λ το μήκος κύματος της δέσμης του Laser και n_m ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου, όπου Φ είναι ο τύπος σκέδασης του φωτός.

4.6 Μηχανισμοί Σκέδασης Φωτός



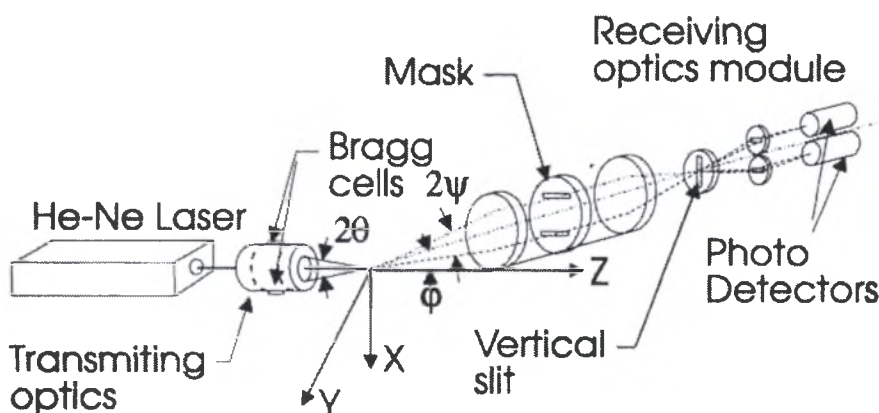
Σχήμα 4-20: Διάθλαση και ανάκλαση δέσμης Laser κατά την διέλευση σωματιδίου

Για μικρά σωματίδια, η διάθλαση έχει μια ιδιαίτερα σημαντική συνεισφορά στην διασπορά του φωτός που μπορεί να επιδράσει και να διαταράξει τη μέτρηση φάσης. Επομένως, η γενικότερη θεωρία Mie πρέπει επίσης να εφαρμοστεί για να καθορίσει τα χαρακτηριστικά σκέδασης για ένα σωματίδιο οποιουδήποτε δεδομένου μεγέθους.

Η θεωρία Mie στηρίζεται στην άμεση λύση των εξισώσεων Maxwell για την περίπτωση της σκέδασης ενός μήκους κύματος φωτός από ένα ομοιογενές σφαιρικό σωματίδιο για αυθαίρετο μέγεθος και δείκτη διάθλασης. Προκειμένου να υπολογιστεί το πεδίο σκέδασης ενός συστήματος PDA, είναι απαραίτητο να προστεθούν οι συνεισφορές των δύο ακτινών και ο μέσος όρος πέρα από το άνοιγμα του φακού δέκτη λαμβάνοντας υπόψη την πόλωση και την φάση της κάθε ακτίνας. Ως εκ τούτου, είναι δυνατό να καθοριστεί η ένταση και η φάση για αυθαίρετες οπτικές ρυθμίσεις.

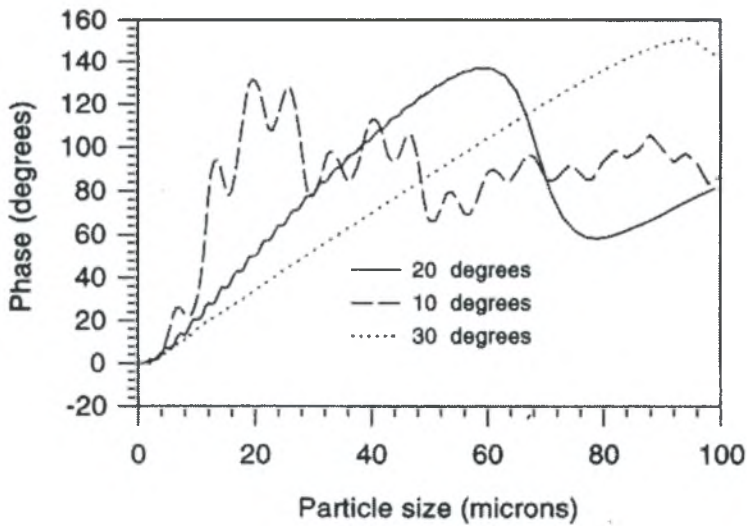
Υπάρχουν διάφορες υποθέσεις όσον αφορά στη βέλτιστη επιλογή των οπτικών συστημάτων για διαφορετικούς τύπους σωματιδίων (ανακλαστικά και διαπερατά) που βασίζονται στη γεωμετρική οπτική και τη θεωρία Mie. Οι υπολογισμοί βασισμένοι στη γεωμετρική οπτική εκτελούνται για ένα σημείο - όπως το άνοιγμα, ενώ οι υπολογισμοί Mie

αποτελούν την ολοκλήρωση πέρα από ένα ορθογώνιο άνοιγμα με τις δεδομένες μισές γωνίες στις οριζόντιες (δ_h) και τις κάθετες (δ_u) διευθύνσεις όσον αφορά το επίπεδο Y-Z όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-21. Πρέπει να σημειωθεί ότι η ενοποίηση του σκεδαζόμενου φωτός πέρα από το άνοιγμα που λαμβάνεται αυτό, είναι σημαντική για τη λήψη μιας γραμμικής σχέσης φάσης-μεγέθους, εξίσωση (4.29).



Σχήμα 4-21: Οπτική διαμόρφωση ενός ανεμόμετρου phase-Doppler δύο ανιχνευτών

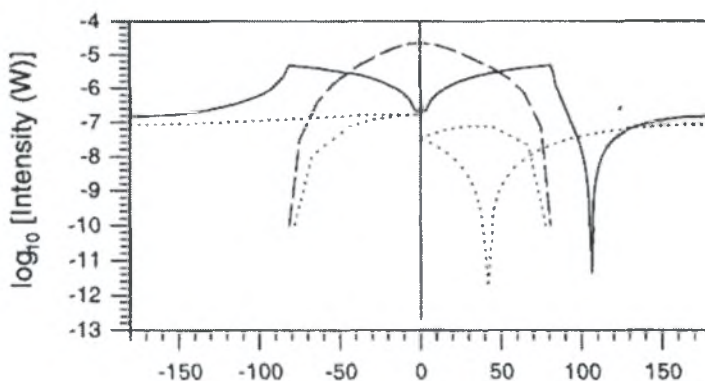
Για τελείως ανακλαστικά ή ισχυρώς απορροφητικά σωματίδια, οποιαδήποτε γωνία σκέδασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί εκτός από την κοντινή-πρόσθια κλίμακα σκέδασης όπου η διάθλαση θα καταστρέψει τη γραμμικότητα της σχέσης φάσης-μεγέθους, σχέση (4.2). Αυτή η επίδραση διευκρινίζεται στο Σχήμα 4-22, που παρουσιάζει τη σχέση φάσης-μεγέθους για τρεις γωνίες σκέδασης, 10 ,20 και 30 μοίρες. Είναι προφανές ότι η σχέση φάσης-μεγέθους για τις μικρές γωνίες σκέδασης παρουσιάζει ισχυρές διακυμάνσεις ενώ μια σχεδόν γραμμική σχέση λαμβάνεται για τη μεγαλύτερη γωνία σκέδασης.

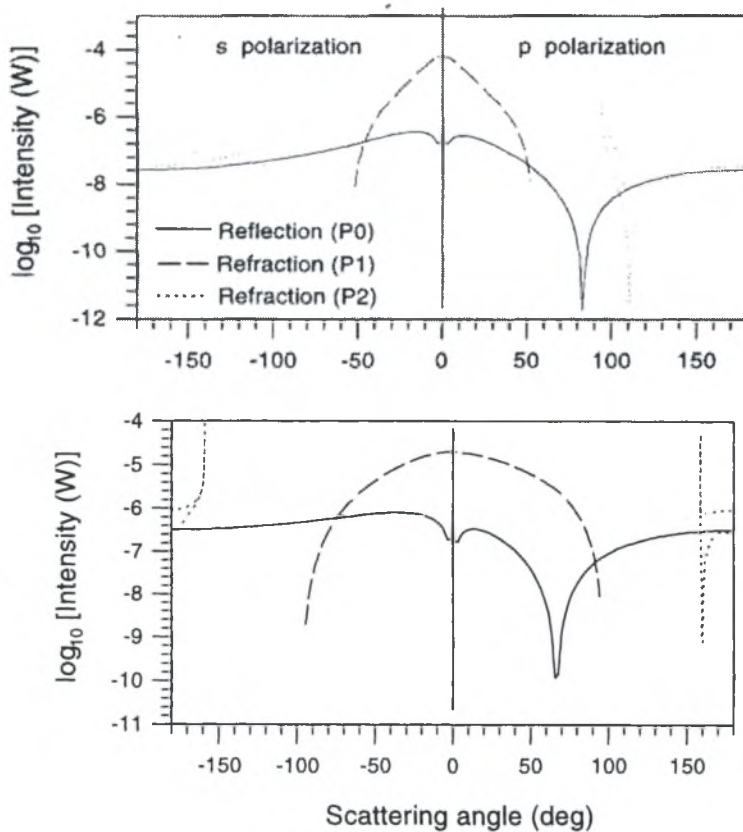


Σχήμα 4-22: Σχέση φάσης-μεγέθους που υπολογίζεται από τη θεωρία Mie για τις διάφορες εκτός άξονα γωνίες συλλογής ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, ρ πόλωση, $\theta = 2.77^\circ$, $\Psi = 1.85^\circ$, $\delta_h = 5.53^\circ$, $\delta_u = 1.85^\circ$)

Τα διαπερατά σωματίδια μπορεί να διακριθούν μεταξύ εκείνων που έχουν έναν δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο ή μικρότερο από το περιβάλλον μέσο. Υγρά σταγονίδια ή σωματίδια γυαλιού στον αέρα έχουν έναν σχετικό δείκτη διάθλασης που κυμαίνεται από 1.3 έως 1.5, ενώ φυσαλίδες σε υγρό έχουν έναν μικρότερο σχετικό δείκτη διάθλασης.

Η επιλογή της βέλτιστης οπτικής διαμόρφωσης πρέπει να βασιστεί κυρίως στη σχετική σημασία του τρόπου σκέδασης, λαμβάνοντας υπόψη (δηλ., αντανάκλαση, διάθλαση ή δευτέρης- τάξης διάθλαση) με προσοχή τους άλλους τρόπους και την προκύπτουσα γραμμικότητα, της σχέσης φάσης-μεγέθους. Οι σχετικές εντάσεις των διαφορετικών μοντέλων σκέδασης καθορίζονται με τη χρησιμοποίηση υπολογισμών βασισμένων σε γεωμετρικά οπτικά όπου ταυτόχρονα και η παράλληλη (p) και η κάθετη (s) πόλωση εξετάζονται όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-23.





Σχήμα 4-23: Η γωνιακή κατανομή έντασης των διαφορετικών μοντέλων σκέδασης από γεωμετρικά οπτικά για ένα λαμβανόμενο σημείο ανοίγματος ($\lambda = 632.8\text{nm}$, $D = 30\ \mu\text{m}$, a) $m = 0.75$, b) $m = 1.128$, c) $m = 1.52$)

Όπως επισημαίνεται νωρίτερα, το διαθλών φως καλύπτει ολόκληρο το εύρος γωνιών για δείκτες διάθλασης κάτω από και επάνω από το εύρος 1.3 έως 1.5. Εντούτοις, ένα ευδιάκριτο ελάχιστο βρίσκεται για την παράλληλη πόλωση το οποίο αποκαλείται γωνία Brewster που δίνεται από την σχέση:

$$\phi_{\beta} = 2 \tan^{-1} \frac{1}{m} \quad (4.30)$$

Η γωνία του Brewster μειώνεται με μια αύξηση του λόγου του δείκτη διάθλασης. Πρώτης-τάξης διάθλαση εστιάζεται στην εμπρόσθια περιοχή σκέδασης και φτάνει μέχρι την κρίσιμη γωνία ,που για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης n_p και n_m , $m=n_p / n_m$ δίνεται από τις σχέσεις:

$$\phi_c = 2 \cos^{-1}(m) \quad m < 1 \quad (4.31)$$

$$\phi_c = 2 \cos^{-1}\left(\frac{1}{m}\right) \quad m > 1 \quad (4.32)$$

Η κρίσιμη γωνία αυξάνει με έναν αυξανόμενο σχετικό δείκτη διάθλασης και η πρώτη τάξης διάθλαση γίνεται κυρίαρχη πέρα από την ανάκλαση και πέρα από μια ευρύτερη περιοχή γωνιών.

Η δεύτερης τάξης διάθλαση πάλι, καλύπτει ολόκληρη την περιοχή γωνιών για ένα σχετικό δείκτη διάθλασης μικρότερο από το εύρος 1.3 έως 1.5. Για m μεγαλύτερο από αυτό το εύρος, η δεύτερης τάξης διάθλαση επικεντρώνεται στο οπίσθιο εύρος σκέδασης καθορίζεται από την σχέση (4.33) και περιορίζεται από την σχηματιζόμενη γωνία τόξου (Φ_R) που φαίνεται στο Σχήμα 4-23.

$$\Phi_R = \cos^{-1} \left[\frac{2}{m^4} \left(\frac{4-m^2}{3} \right)^3 - 1 \right] \quad (4.33)$$

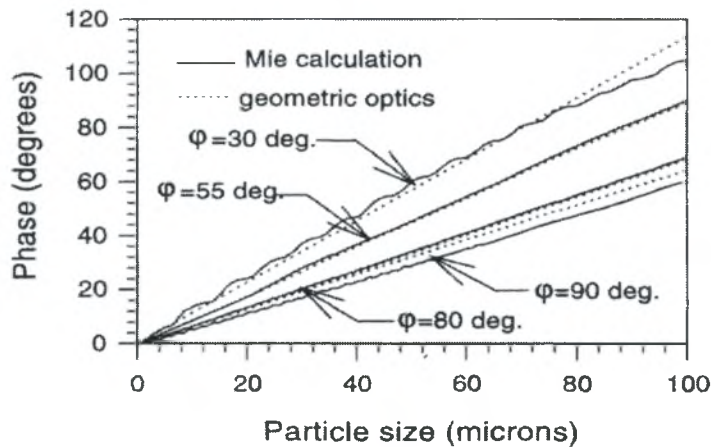
Οι χαρακτηριστικές γωνίες σκέδασης που δίνονται από τους τύπους (4.18), (4.31),(4.32) και (4.33) συνοψίζονται στον Πίνακα 4-1, για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης.

Πίνακας 4-1: Χαρακτηριστικές γωνίες σκέδασης για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης

Flow	$m=n_p/n_m$	Φ_B	Φ_c	Φ_R
Air bubbles in water	1.0/1.33	106.12	82.49	-
Water droplets in oil	1.33/1.50	96.88	55.09	-
Oil droplets in water	1.5/1.33	83.12	55.09	94.10
Water droplets in air	1.33/1.0	83.12	82.49	137.48
Diesel droplets in air	1.46/1.0	68.82	93.54	153.34
Glass particles in air	1.52/1.0	66.68	97.72	158.92

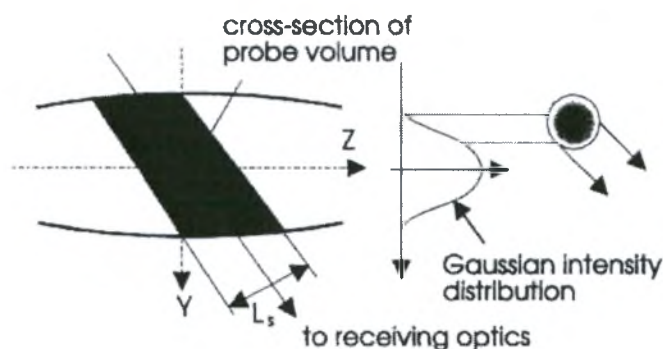
Η βέλτιστη γωνία σκέδασης για φυσαλίδες στο νερό περιορίζεται, μεταξύ 700 και περίπου 850 όπου η αντανάκλαση είναι κυρίαρχη για κάθε μία περίπτωση πόλωσης όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-23α. Η σχέση (4.29) φάσης-μεγέθους παρουσιάζει γραμμικότητα σε αυτό το εύρος, αλλά μια γωνία σκέδασης των 550 επίσης δίνει μια γραμμική λειτουργικότητα όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-24. Εξαιτίας της ισχυρής παρεμβολής με το διαθλώμενο φως η Σχέση (4.13) φάσης-μεγέθους γίνεται μη γραμμική (για γωνία σκέδασης

των 30°). Αντίστοιχες παρατηρήσεις ισχύουν για τα σταγονίδια νερού ή τα σωματίδια γυαλιού στο λάδι.



Σχήμα4-24: Σχέσειν φάσης-μεγέθους για διαφορετικές γωνίες σκέδασης μεταξύ 30° και 80°

Όπως περιγράφεται παραπάνω, η σωστή εφαρμογή του PDA απαιτεί ότι μία μέθοδος σκέδασης είναι ουσιαστική και πρέπει να χρησιμοποιηθεί η κατάλληλη γωνία για να καθοριστεί το μέγεθος του σωματιδίου από την μετρούμενη φάση. Εντούτοις, σε ορισμένες τροχιές το σωματίδιο μέσω της Γκαουσιανής ακτίνας, ο λανθασμένος μηχανισμός σκέδασης επικρατεί και μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένες μετρήσεις μεγέθους. Αυτό το λάθος καλείται ασάφεια τροχιάς και απεικονίζεται στο Σχήμα 4-25. Είναι προφανές από το Σχήμα 4-25 ότι η ασάφεια τροχιάς είναι ενδεχομένως πολύ σημαντική για τα μεγάλα μόρια των οποίων το μέγεθος είναι συγκρίσιμο με τις διαστάσεις του όγκου ελέγχου.



Σχήμα 4-25: Απεικόνιση της επίδρασης της Γκαουσιανής ακτίνας με συνέπεια την ασάφεια τροχιάς

4.7 Εφαρμογές Συσκευών Laser

Τέλος παρουσιάζουμε μερικά πεδία από τις επιστημονικές και πειραματικές εφαρμογές που βρίσκουν χρήση τα συστήματα LDA (Laser Doppler anemometry), PIV (Particle Image Velocimetry) και PDPA (Particle Phase Doppler Anemometry) όπως είναι τα παρακάτω:

Αεροδιαστημική

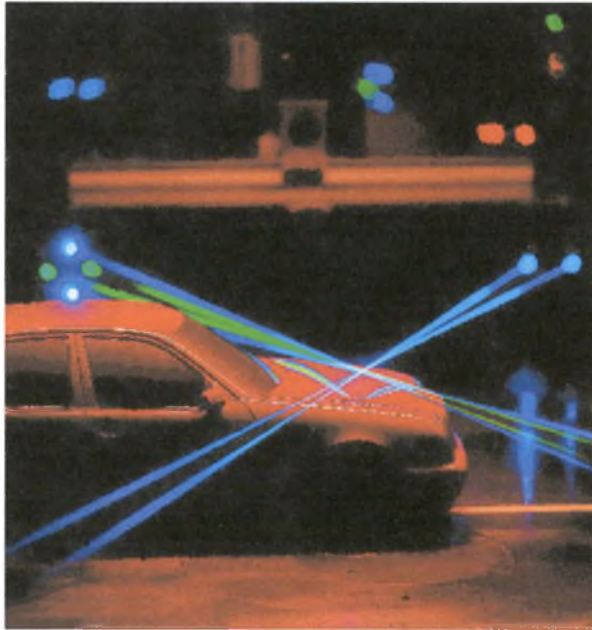
Τα συστήματα LDA, PIV, PDPA χρησιμοποιούνται στο σχεδιασμό των αεροσκαφών και διαστημοπλοίων, στη μελέτη δονήσεων και πιέσεων στα υλικά, στον αερισμό της καμπίνας πτήσης, στο σχεδιασμό του στροφέα των ελικοπτέρων, στην πρόωση ρουκετών, στο σχεδιασμό των φτερών, σε υπερηχητικές ροές, σε ρευστά στη μικρό-βαρύτητα, στην ανάφλεξη και ψύξη των αεροστροβίλων.



Σχήμα 4-26: α) Μέτρηση τριών στοιχείων ταχύτητας γύρω από ένα μοντέλο προσομοίωσης επιβατικού αεροσκάφους β) Μέτρηση του ρεύματος του αέρα γύρω από στροφέα ελικοπτέρου

Αυτοκινητοβιομηχανία

Τα συστήματα Laser χρησιμοποιούνται ευρύτατα και στην αυτοκινητοβιομηχανία. Μετρήσεις της μορφής των ροών και της τύρβης γύρω από αυτοκίνητα, τρένα κτλ, χρησιμοποιούνται για τον καθορισμό της αεροδυναμικής αποδοτικότητας και τη βελτιστοποίηση του σχεδιασμού. Οι μετρήσεις γίνονται είτε σε τούνελ αέρα είτε στο περιβάλλον. Τα πλεονεκτήματα που απορρέουν από τη βελτιστοποίηση του σχεδιασμού είναι η χαμηλότερη κατανάλωση καύσιμου, καλύτερη σταθερότητα, χαμηλότερα επίπεδα θορύβου και περισσότερη άνεση για τους επιβάτες.



Σχήμα 4-27: Τρισδιάστατη μέτρηση με LDA, μοντέλου της Mercedes-Benz κλίμακας 1:5 μέσα σε αεροσύραγγα

Μηχανική των Αέριων Μαζών

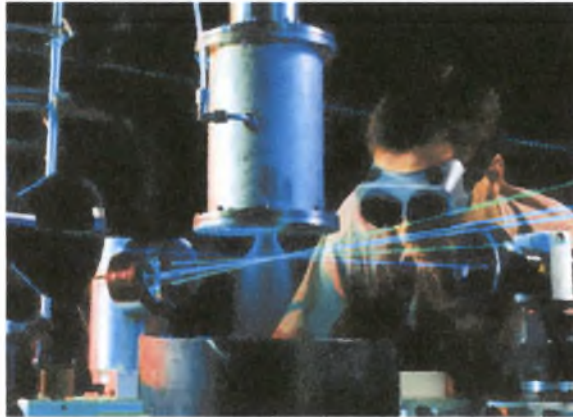
Ο σχεδιασμός κτιρίων τα οποία εδρεύουν πάνω στη γη, αλλά ταυτόχρονα και στη θάλασσα για τη βελτίωση της αντοχής στον άνεμο αλλά και τα κύματα επιτυγχάνεται με τη χρήση συστημάτων Laser. Συγκεκριμένα, μελετώνται αλληλεπιδράσεις των δυνάμεων, ροές γύρω από τα κτίρια και τον περιβάλλον χώρο, κατασκευές γεφυρών, πτερύγια αεροστροβίλων, ροές γύρω από καμινάδες, πύργους και πυλώνες.



Σχήμα 4-28: Χρήση τρισδιάστατου συστήματος LDA που στην συγκεκριμένη περίπτωση εξετάζει το πεδίο ροής που αναπτύσσεται γύρω από ένα ελικοδρόμιο πλοίου

Σπρέι (Ατομικοποίηση των Υγρών)

Τα σπρέι χρησιμοποιούνται σε ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών είτε στη βιομηχανία είτε σε εμπορικά προϊόντα. Σε αυτές τις εφαρμογές το ζήτημα είναι η βελτίωση της έγχυσης, ο σχεδιασμός του ακροφυσίου (μπεκ), καθώς και διασπορά του υγρού.



Σχήμα 4-29: Αναλυτικές μετρήσεις του μεγέθους των σταγονιδίων και της ταχύτητάς τους σε σπρέι κηροζίνης

Υδραυλική και υδροδυναμική

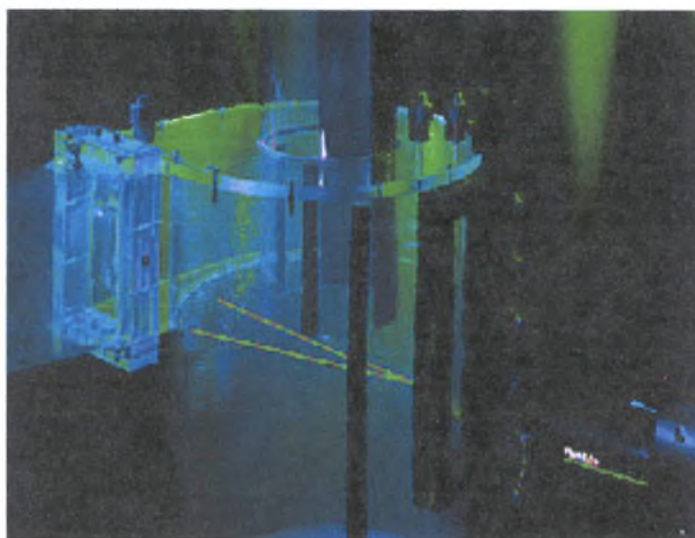
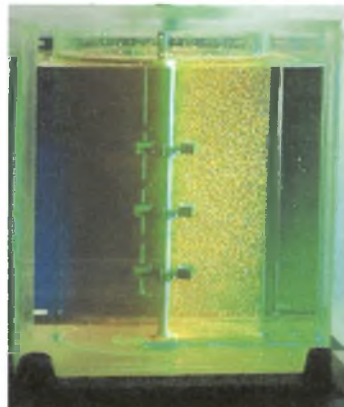
Μια σημαντική εφαρμογή LDA, PIV και PDPA είναι επίσης και η χρήση τους για να προσδιορίσουμε τη ροή του νερού γύρω από το σκελετό πλοίων. Τα πλεονεκτήματα αφορούν τη μείωση της αντίστασης, τη βελτίωση της σταθερότητας και της αποδοτικότητας της πρόωσης. Άλλες εφαρμογές στην υδραυλική περιλαμβάνουν περιστρεφόμενους μηχανισμούς (κινητήρες, αντλίες, στροβίλους), αλλά και αποφυγή δημιουργίας κοιλοτήτων (προπέλες πλοίων) όπως και η δυναμική των φουσαλίδων.



Σχήμα 4-30: Το LDA μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εξέταση προώσεων και δημιουργίας σπηλαιώσεων λόγω της περιστροφικής κίνησης πτερυγίων

Χημική μηχανική και διαδικασίες ανάμειξης

Τα συστήματα Laser χρησιμοποιούνται και στη χημική βιομηχανία για τη βελτίωση των ροών σε χημικές διεργασίες. Τα πεδία χρήσης τέτοιων συστημάτων είναι η βελτίωση της απόδοσης και του τελικού προϊόντος, η εξοικονόμηση ενέργειας και η προστασία του περιβάλλοντος. Εξίσου σημαντικές χρήσεις απαντώνται και σε διαδικασίες ανάμειξης, όπως για την ανάμειξη στερεών με υγρά στη βιομηχανία τροφίμων, φαρμάκων και άλλων βιοτεχνολογικών τομέων.

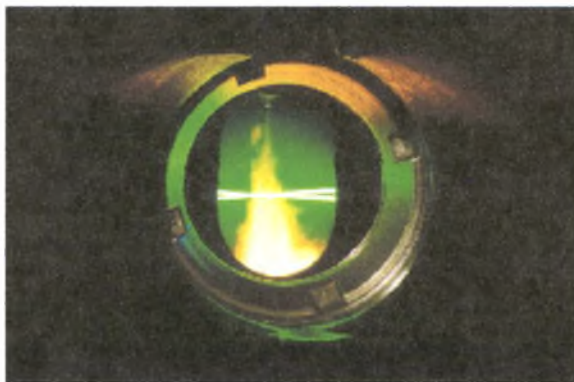


Σχήμα 4-31: α) Μετρήσεις μεγέθους και ταχύτητας μέσα σε ρεύμα σωματιδίων από λιωμένο μέταλλο χρησιμοποιώντας σύστημα ινών PDA β) Διαχωρισμός φάσεων σε δοχείο με αναδευτήρα για την έρευνα του ιξώδους με χρήση PIV γ) Μελέτη της ροής σε ένα κυκλώνα.

Μετρήσεις σε μηχανές εσωτερικής καύσης

Ευρύτατη είναι η χρήση των συστημάτων Laser σε βιομηχανίες οχημάτων και αεροσκαφών, για τη μελέτη των συνθηκών ροής, της συγκέντρωσης και της θερμοκρασίας στο εσωτερικό μηχανών. Προκύπτουν έτσι σημαντικές πληροφορίες για την ανάφλεξη και την καύση του καύσιμου, αλλά και τη διαδικασία ανάμειξης, που χρησιμοποιούνται στη

μείωση του επιπέδου του θορύβου και των ρύπων και στη βελτίωση της αποδοτικότητας του καυσίμου.



Σχήμα 4-32: Μέτρηση σε δοκιμαστικό κινητήρα με Laser Doppler Anemometry

Προστασία του περιβάλλοντος και επιστήμη του εδάφους

Η έρευνα γύρω από γεωφυσικές ροές, την ωκεανογραφία και το κλίμα διευκολύνεται με τη βοήθεια συστημάτων Laser και είναι πολύ σημαντική λόγω της λεπτής ισορροπίας των ρευστών εκ των οποίων πολλοί οργανισμοί εξαρτώνται. Μερικά πεδία έρευνας είναι η ενέργεια των κυμάτων, η μεταφορά σωματιδίων, η διάβρωση και αλληλεπίδραση μεταξύ κυμάτων και παράκτιων εγκαταστάσεων, η προστασία από την εκροή υγρών που μολύνουν τη θάλασσα, η υδρολογία ποταμών, ροές λάβας και του υπόγειου νερού κ.ά.

Άλλες χρήσεις

Τα συστήματα Laser χρησιμοποιούνται σε ένα πλήθος ακόμα εφαρμογών, όπως στη βιοιατρική και βιοτεχνολογία, για τη μελέτη των βιολογικών ροών (αίμα κτλ), τη βελτίωση τεχνητών οργάνων (καρδιά, βαλβίδες), την καλύτερη κατανόηση του κυκλοφοριακού συστήματος και τη ροή στους πνεύμονες.

5 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

5.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων με τη χρήση του συστήματος PDPA για την μελέτη της τυρβώδους ροής νερού-σωματιδίων σε κατακόρυφο σωλήνα. Σκοπός των πειραμάτων είναι η μελέτη και η διερεύνηση της επίδρασης του αριθμού Reynolds στην αλληλεπίδραση της τύρβης του ρευστού με σφαιρικά σωματίδια. Για τον λόγο αυτό, διεξήχθησαν πειράματα σε τρεις διαφορετικούς αριθμούς Reynolds, $Re=4500$, 20000 και 35000 με βάση την μέση ταχύτητα και την διάμετρο του σωλήνα.

Τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν είχαν διαμέτρους $d_p=5$, 10 και $50\mu\text{m}$. Τα σωματίδια των 5 και $50\mu\text{m}$ είναι κατασκευασμένα από πολυαμίδιο 12 (Polyamide Seeding Particles), έχουν πυκνότητα $1,03\text{gr}/\text{cm}^3$ και παρουσιάζουν διασπορά μεγέθους $1-10\mu\text{m}$ και $30-70\mu\text{m}$, αντίστοιχα. Τα σωματίδια των $10\mu\text{m}$ έχουν βάση το γυαλί (Borosilicate glass, Hollow Glass spheres), με πυκνότητα $1,1\text{gr}/\text{cm}^3$, και έχουν διασπορά $2-20\mu\text{m}$. Τα σωματίδια του γυαλιού παρουσιάζουν μεγαλύτερη ανθεκτικότητα στη θερμοκρασία, αλλά και γενικότερα στη φθορά, από τα αντίστοιχα του πολυαμιδίου 12. Η διάμετρος των σωματιδίων είναι υπολογισμένη ως προς τον όγκο με βάση τη σχέση:

$$D(30) = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^N n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^N n_i}} \quad (5.1)$$

όπου N είναι ο συνολικός αριθμός των κατηγοριών, n_i είναι η μέτρηση για την κατηγορία i και d_i η διάμετρος της αντίστοιχης κατηγορίας i . Τα σωματίδια των $50\mu\text{m}$ έχουν μεγαλύτερο χρόνο απόκρισης $\tau_p=1,43 \cdot 10^{-4}\text{sec}$ από τα υπόλοιπα εξαιτίας της μεγαλύτερης διαμέτρου, καθώς η σχετική πυκνότητα είναι περίπου ίδια. Οι συγκεντρώσεις των σωματιδίων ήταν $0,01$, $0,1$ και $0,2 \text{ gr}/\text{lt}$. Στον Πίνακα 5-1, συνοψίζονται διάφορα στοιχεία για τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα.

Στον Πίνακα 5-2, παρουσιάζεται ο λόγος των χρονικών κλιμάκων των σωματιδίων και του ρευστού τ_p/τ_f σε συνάρτηση με τον αριθμό Re , όπου $\tau_f=D/U_b$ είναι η χρονική κλίμακα του ρευστού με βάση τη μέση διάμετρο του σωλήνα και τη μέση ταχύτητα του ρευστού, η οποία εξαρτάται από τον αριθμό Re .

Πίνακας 5-1: Χαρακτηριστικά σωματιδίων

Σωματίδιο	d_p [μm]	d_p/D	S	τ_p [sec]	U_s [m/sec]
Polyamide 12 (PSP)	5	$2,5 \cdot 10^{-4}$	1,03	$1,43 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^{-7}$
Borosilicate glass (HGS)	10	$5 \cdot 10^{-4}$	1,1	$6,11 \cdot 10^{-6}$	$5,45 \cdot 10^{-6}$
Polyamide 12 (PSP)	50	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,03	$1,43 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 5-2: Χρονικές κλίμακες

Re	$\tau_p U_b/D$		
	4500	20000	35000
Polyamide 12 (PSP)	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$7,15 \cdot 10^{-5}$	$1,25 \cdot 10^{-4}$
Borosilicate glass (HGS)	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$3,06 \cdot 10^{-4}$	$5,33 \cdot 10^{-4}$
Polyamide 12 (PSP)	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$7,15 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται αφορούν την ταχύτητα και τη διακύμανση αυτής στη διεύθυνση της ροής και τον αριθμό πυκνότητας των σωματιδίων, κατά μήκος της διαμέτρου και σε συγκεκριμένες θέσεις κατά ύψος του σωλήνα. Το ενδιαφέρον εστιάστηκε κυρίως στη μελέτη της πλήρους ανεπτυγμένης τυρβώδους διφασικής ροής, και για αυτό το λόγο η πλειοψηφία των μετρήσεων έγινε σε μεγάλη απόσταση από την είσοδο του σωλήνα. Αρχικά, πραγματοποιήθηκαν μία σειρά προκαταρκτικών πειραμάτων προκειμένου να επιλυθούν διάφορα προβλήματα και να διευκρινιστεί ο βαθμός αξιοπιστίας και επαναληψιμότητας των μετρήσεων. Στη συνέχεια του κεφαλαίου αυτού, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα πειράματα αυτά και έπονται τα αποτελέσματα για τη μελέτη της επίδρασης του αριθμού.

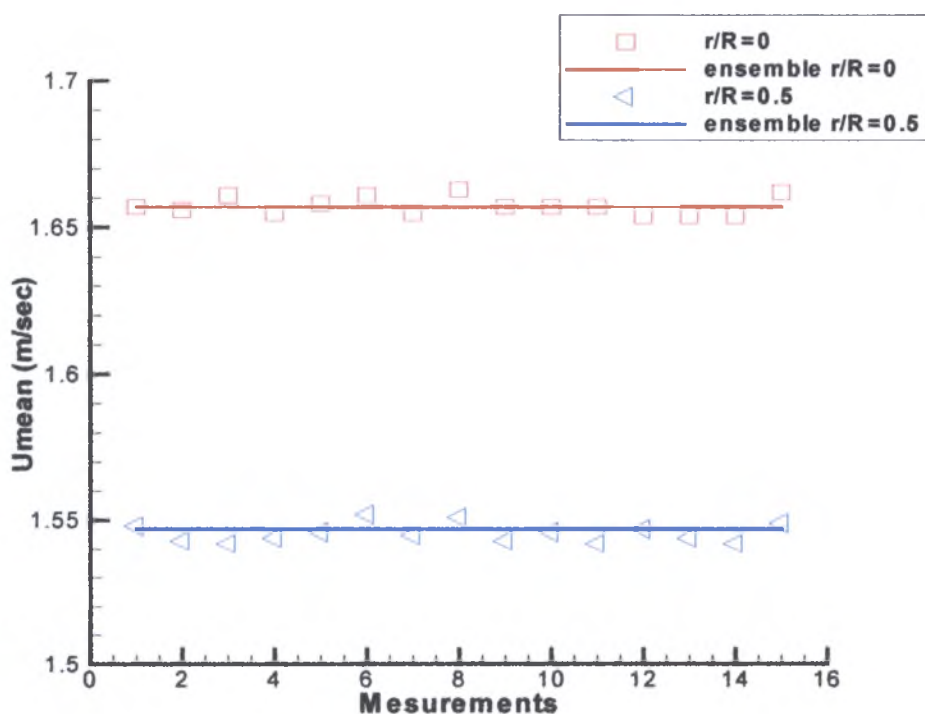
5.2 Αρχικά Πειράματα

Η θεωρητική ταύτιση του φυσικού προβλήματος με το πείραμα δεν είναι εύκολη, εξαιτίας διαφόρων παραγόντων που δεν είναι εύκολο να ρυθμιστούν και επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τις πειραματικές μετρήσεις. Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζεται μία σειρά αρχικών πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν για να εξακριβωθεί η αξιοπιστία των μετρήσεων, η επαναληψιμότητα των πειραμάτων, ο αριθμός των δειγμάτων που έπρεπε να χρησιμοποιήσουμε, η διάμετρος των σωματιδίων, οι χρησιμοποιούμενες συγκεντρώσεις, καθώς και η διερεύνηση του μήκους ανάπτυξης της ροής. Πραγματοποιείται επίσης σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με μία αριθμητική προσομοίωση, βασισμένη σε υπολογιστική Ρευστοδυναμική.

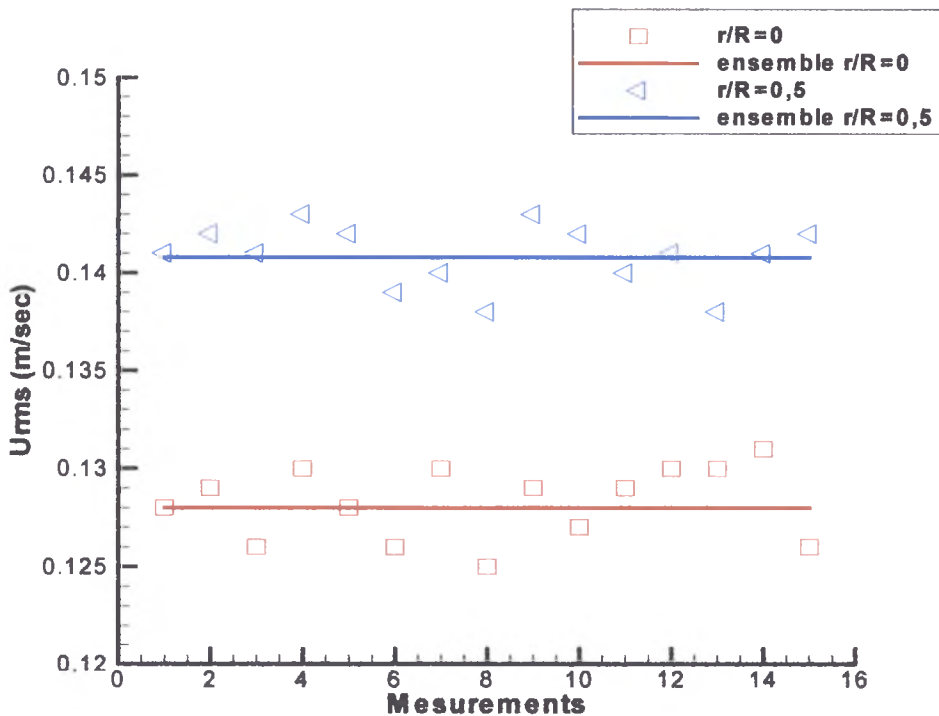
5.2.1 Επαναληψιμότητα

Η πρώτη συνθήκη που θέλαμε να εξασφαλίσουμε ήταν η επαναληψιμότητα των μετρήσεων, προκειμένου τα πειράματα να είναι περισσότερο αξιόπιστα. Επιπλέον, σε αυτή την βάση, η επαναληψιμότητα επιβεβαιώνει ότι οι συνθήκες ροής μπορούν να ρυθμιστούν ικανοποιητικά στο βαθμό που αυτό είναι εφικτό.

Στα Σχήματα 5-1α και 5-1β παρουσιάζονται 15 μετρήσεις της χρονικά μέσης ταχύτητας και της διακύμανσής της (rms) ανά τακτά χρονικά διαστήματα στο κέντρο του σωλήνα και για $r/R=0,5$, σε μεγάλη απόσταση από την είσοδο της ροής (110cm). Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5-1α, παρατηρείται μικρή διασπορά των δεδομένων της ταχύτητας γύρω από τις μέσες τιμές (ensemble), που προέκυψαν από όλα τα πειράματα. Αντίστοιχες παρατηρήσεις ισχύουν και για τη διακύμανση της ταχύτητας, Σχήμα 5-1β. Επιπλέον, οι μετρήσεις συγκλίνουν σε μία τιμή και η διασπορά των δεδομένων είναι μικρή ανεξάρτητα από τη θέση μέτρησης, όπως φαίνεται στα Σχήματα για $r/R=0$ και $0,5$.



(α)



(β)

Σχήμα 5-1: Διασπορά της χρονικά μέσης ταχύτητας (α) και της διακύμανσης της ταχύτητας (β) για επαναληπτικές μετρήσεις

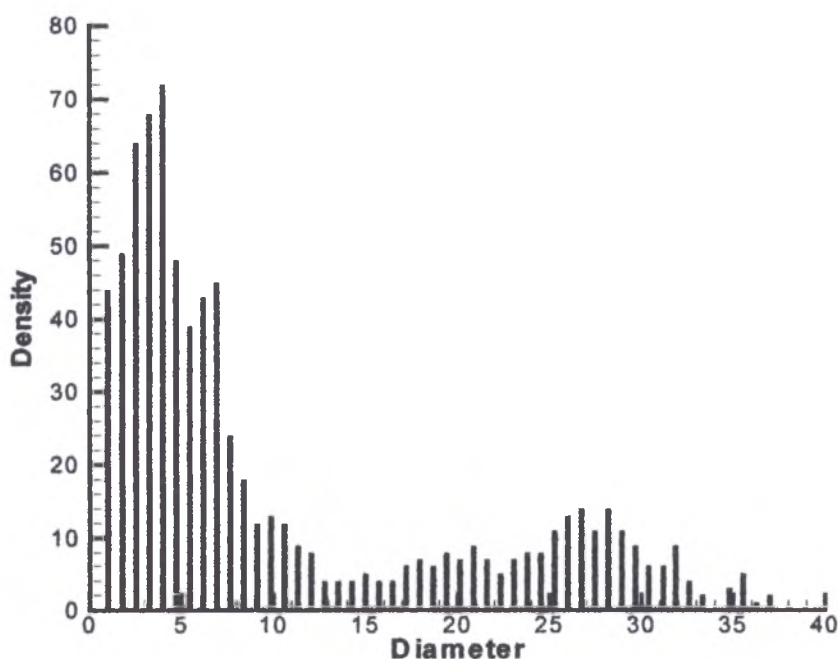
5.2.2 Αριθμός δειγμάτων

Ένα άλλο σημείο που εξετάστηκε είναι η επίδραση των δειγμάτων που χρησιμοποιεί το PDPA για να εκτελέσει τη στατιστική επεξεργασία. Στα ίδια σημεία όπως προηγουμένως έγιναν μετρήσεις χρησιμοποιώντας 100, 500, 1000 και 5000 δείγματα. Αυξάνοντας τον αριθμό των δειγμάτων, η ταχύτητα συνέκλινε σε μία τιμή. Στα πειράματα που ακολούθησαν χρησιμοποιήθηκαν 1000 δείγματα για τη στατιστική επεξεργασία, για να εξασφαλιστεί η ακρίβεια των πειραματικών μετρήσεων μέσα σε ένα λογικό χρονικό πλαίσιο.

5.2.3 Διάμετρος σωματιδίων

Για την μελέτη της διφασικής ροής χρησιμοποιήθηκαν όπως αναφέραμε σωματίδια διαμέτρων 5, 10 και 50 μm . Το PDPA έχει την δυνατότητα να υπολογίζει τη διάμετρο των σωματιδίων και αποτελεί το επόμενο σημείο που εξετάστηκε. Καταρχάς, το νερό που χρησιμοποιήθηκε για τα πειράματα περιείχε πολλά σωματίδια, επηρεάζοντας τις μετρήσεις. Για αυτό το σκοπό ενσωματώθηκαν στο σύστημα ροής φίλτρα, επιτυγχάνοντας τον καθαρισμό του νερού. Παρόλα αυτά, το νερό εξακολουθούσε να περιέχει σωματίδια

μικρότερης διαμέτρου από αυτή που τα φίλτρα μπορούσαν να συγκρατήσουν. Ωστόσο τα σωματίδια που παρέμεναν στο σύστημα, δεν ήταν ικανά να μεταβάλλουν τη ροή και τα αποτελέσματα των μετρήσεων με το PDPA σε τέτοιο βαθμό που να δημιουργείται πρόβλημα, είτε γιατί τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν ήταν κατά πολύ μεγαλύτερα από αυτά του νερού, είτε γιατί το πλήθος τους ήταν αισθητά μικρότερο από το αντίστοιχο των σωματιδίων που χρησιμοποιούνταν για τις μετρήσεις. Στο Σχήμα 5-2 παρουσιάζεται η κατανομή των σωματιδίων της συνεχούς φάσης (νερό) που κυκλοφορεί στο σύστημα της ροής πριν τον καθαρισμό της από τα φίλτρα. Τα σωματίδια έχουν διαμέτρους που κυμαίνονται από 1 έως 37 μm , με την μεγαλύτερη συγκέντρωση να παρατηρείται σε διαμέτρους μικρότερες των 10 μm και ιδιαίτερα σε σωματίδια μικρότερα των 5 μm , που δύσκολα συλλέγονται από τα φίλτρα. Η επίδραση της παρουσίας των σωματιδίων αυτών ήταν εντονότερη κατά την πραγματοποίηση των πρώτων μετρήσεων με την χρήση σωματιδίων 5 και 10 μm , λόγω του μικρού μεγέθους τους.

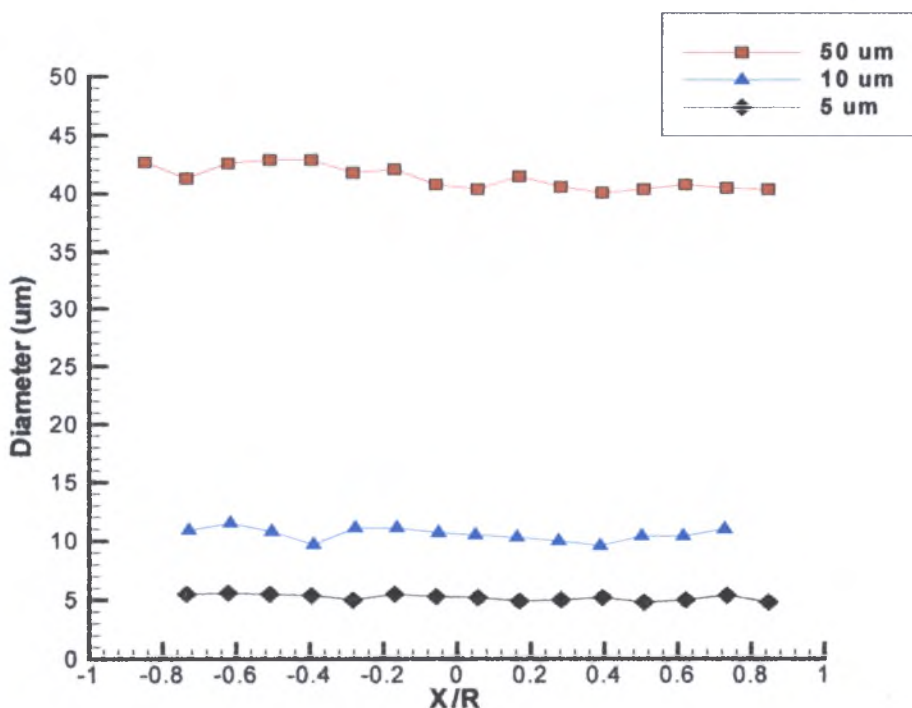


Σχήμα 5-2: Κατανομή διαμέτρου σωματιδίων στο νερό

Κατά την διάρκεια των αρχικών αυτών μετρήσεων παρατηρήθηκε επίσης η ύπαρξη φυσαλίδων στη ροή (Βλέπε Κουμουνδούρος 2004), εξαιτίας ατελών συνδέσεων στο σύστημα ροής. Οι φυσαλίδες ήταν μεγάλου μεγέθους, ορατές με το μάτι, και επηρεάζουν το μετρούμενο σήμα ως θόρυβος, καθώς ο μηχανισμός σκέδασης φωτός είναι διαφορετικός από τον αντίστοιχο των σωματιδίων. Και αυτό το πρόβλημα ξεπεράστηκε, βυθίζοντας δύο

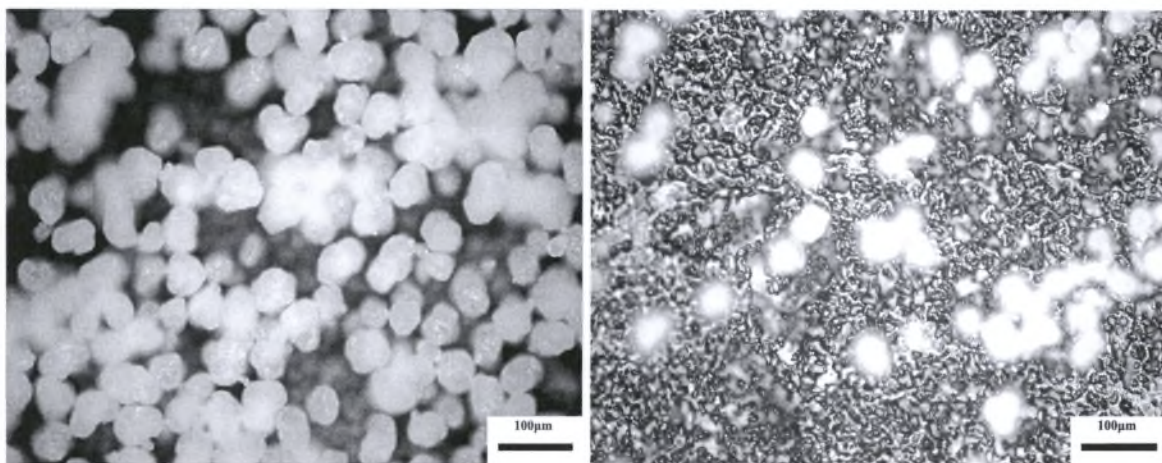
από τις συνδέσεις σε δοχεία με νερό και ελαχιστοποιώντας τις πιθανότητες εισόδου αέρα στη ροή, αλλά και με τη χρήση σιλικόνης σε όλες τις συνδέσεις. Ωστόσο το πρόβλημα με τις φυσαλίδες εξακολουθούσε να υπάρχει, αφού το νερό που έπεφτε στο επάνω δοχείο με μεγάλη ταχύτητα συμπάρεσε και μεγάλες ποσότητες αέρα, που δεν προλάβαινε να διαφύγει, και έτσι εμφανιζόταν μέσα στη ροή με τη μορφή των φυσαλίδων. Για αυτό τον λόγο ομαλοποιήθηκε η ροή που εισέρχονταν στο επάνω δοχείο από την αντλία, με την προσθήκη μίας χοάνης στο σωλήνα, αυξάνοντας την διατομή, με αποτέλεσμα τη μείωση της ταχύτητας του νερού.

Κατά τη μέτρηση της διαμέτρου σωματιδίων 50 μm παρατηρήθηκαν σημαντικές αποκλίσεις, καθώς η μέση αριθμητική διάμετρος που προέκυπτε ήταν περίπου 25 μm . Επικοινωνώντας με την κατασκευάστρια εταιρεία, λάβαμε την απάντηση ότι ο υπολογισμός της διαμέτρου των σωματιδίων γινόταν ως προς τον όγκο. Επαναλαμβάνοντας τις μετρήσεις, η μέση διάμετρος ως προς τον όγκο που υπολογίζονταν ήταν σε πλήρη συμφωνία με τις προδιαγραφές των σωματιδίων. Αυτή η λεπτή διαφορά δεν είχε παρατηρηθεί προηγουμένως, (Κουμουνδούρος 2004), καθώς για τα σωματίδια των 5 και 10 μm η μέση αριθμητική διάμετρος και η διάμετρος ως προς τον όγκο είχαν ελάχιστες αποκλίσεις, λόγω του μικρού μεγέθους των σωματιδίων αυτών. Στο Σχήμα 5-3 παρουσιάζεται ενδεικτικό διάγραμμα της ακτινικής κατανομής της διαμέτρου σωματιδίων 5, 10 και 50 μm .



Σχήμα 5-3: Κατανομή διαμέτρου σωματιδίων 5, 10 και 50 μm στην ακτινική διεύθυνση

Η μικρή απόκλιση που υπάρχει στη διάμετρο για τα σωματίδια των 50 μm , οφείλεται στο ότι αυτά έχουν μεγαλύτερες διαστάσεις και υπόκεινται σε μεγαλύτερη φθορά από τη φτερωτή της αντλίας (Σχήμα 5.4). Η σφαιρικότητα των σωματιδίων, τουλάχιστον πριν την είσοδό τους στη ροή κρίνεται ικανοποιητική για τα δεδομένα που απαιτεί το PDPA. Ωστόσο, μετά τη χρήση τους διαπιστώθηκε ότι είχαν χάσει τη σφαιρικότητά τους σε βαθμό που ίσως να δημιουργεί πρόβλημα στις μετρήσεις για τον υπολογισμό της διαμέτρου κυρίως και όχι για τη μέση ταχύτητα και τη διακύμανσή της. Συσσωματώσεις αλλά και διασπάσεις των σωματιδίων είναι περισσότερο πιθανές εξαιτίας των μεγαλύτερων της κυκλοφορίας τους στο σύστημα της ροής και συγκρούσεων με τη φτερωτή της αντλίας και τα τοιχώματα, αλλά και μεταξύ τους.



Σχήμα 5-4: Σωματίδια των 50 μm σε ανάλυση στο μικροσκόπιο πριν την είσοδο τους στη ροή (α) και μετά την είσοδο τους στη ροή (β)

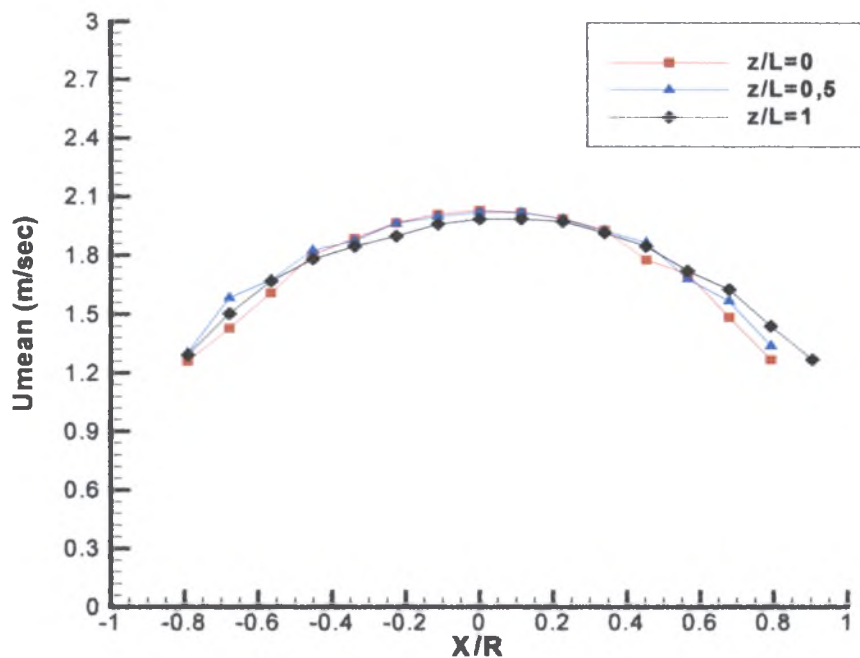
5.2.4 Μήκος ανάπτυξης ροής

Ένα σημαντικό κομμάτι των προκαταρκτικών πειραμάτων ήταν η εξακρίβωση του μήκους ανάπτυξης της ροής, και αυτό γιατί μας ενδιαφέρει η πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης διφασική ροή. Προφανώς το μήκος ανάπτυξης πρέπει να βρίσκεται μέσα στα όρια του γυάλινου σωλήνα των δύο μέτρων. Το ενεργό μήκος όπου ο τρισδιάστατος μηχανισμός στήριξης της διάταξης μας επέτρεπε να κινηθούμε για τις μετρήσεις, κατά μήκος του γυάλινου σωλήνα ήταν $L=56\text{cm}$, κοντά στην έξοδο του σωλήνα. Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις στην ακτινική διεύθυνση ανά 1mm, σε τρεις κατακόρυφες θέσεις, μία κοντά στην είσοδο του σωλήνα, όπου ήταν και το υψηλότερο σημείο που μπορούσαμε να μετρήσουμε ($z=56\text{cm}$, $z/L=1$), μία σε ενδιάμεση θέση ($z=28\text{cm}$, $z/L=0,5$) και μία κοντά στην έξοδο της ροής ($z=0\text{cm}$, $z/L=0$), όπου ήταν και θέση αναφοράς μας. Ο

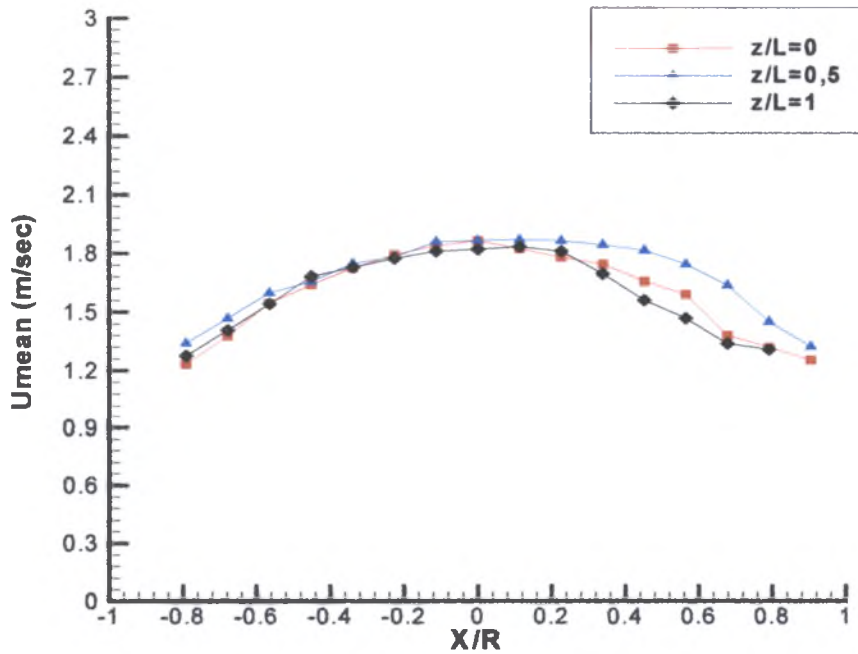
αριθμός Reynolds της ροής ήταν ο μέγιστος, $Re=35.000$. Έγιναν μετρήσεις για τη συνεχή φάση και για σωματίδια των $50\mu m$ (συγκέντρωσης $0,1gr/lit$), που λόγω της μεγαλύτερης διαμέτρου έχουν μεγαλύτερο χρόνο απόκρισης. Κατά συνέπεια, αν η ροή των σωματιδίων των $50\mu m$ είναι πλήρως ανεπτυγμένη, τότε το ίδιο θα ισχύει και για τα 5 και $10\mu m$. Τα αποτελέσματα αφορούν την ταχύτητα, τη διακύμανση αυτής, και τον αριθμό πυκνότητας σωματιδίων.

Στα Σχήματα 5-5(α,β) και 5-6(α,β), παρουσιάζεται η κατανομή της ταχύτητας και της διακύμανσης αυτής για την συνεχή φάση και για τα σωματίδια των $50\mu m$, στις διάφορες θέσεις κατακόρυφα. Το Σχήμα 5-5α, δείχνει την ταχύτητα του νερού, όπου παρατηρούνται μικρές αποκλίσεις και μεταβολές κατά το ύψος του σωλήνα και αρκετά καλή αξονική συμμετρία. Με βάση αυτά, μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι η ροή της συνεχούς φάσης είναι πλήρως ανεπτυγμένη κοντά στην έξοδο του σωλήνα όπου και πραγματοποιήθηκε το σύνολο των μετρήσεων. Στο Σχήμα 5-5β, παρατηρούμε ότι κοντά στην είσοδο της ροής, ($z/L=1$) η κατανομή της ταχύτητας είναι ασύμμετρη που οφείλεται στο ενδεχομένως στο γεγονός ότι τα σωματίδια δεν εισέρχονται στο σωλήνα ομοιόμορφα. Στην ενδιάμεση κατακόρυφη θέση ($z/L=0,5$), η ταχύτητα παρουσιάζει πολύ καλή αξονική συμμετρία, αλλά κοντά στην έξοδο του σωλήνα ($z/L=0$), εμφανίζει πάλι ασυμμετρία προς την ίδια θέση με λιγότερη κλίση αυτή τη φορά, ένδειξη ότι η ταχύτητα των σωματιδίων δεν έχει αναπτυχθεί πλήρως. Πιθανόν, η είσοδος των σωματιδίων να δημιουργεί μία μικρή συνιστώσα κίνησης προς το τοίχωμα, η οποία στη συνέχεια να αναγκάζει τα σωματίδια σε περιδίνηση.

Στα Σχήματα 5-6α,β παρουσιάζονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα της διακύμανσης της ταχύτητας. Από την εξέταση των σχημάτων εξάγονται τα ίδια συμπεράσματα με αυτά την ταχύτητα. Αξίζει να αναφερθεί ότι η διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων παρουσιάζει καλή αξονική συμμετρία ενώ δεν μεταβάλλεται σημαντικά κοντά στην έξοδο του σωλήνα, σε αντίθεση με την μέση ταχύτητά τους.

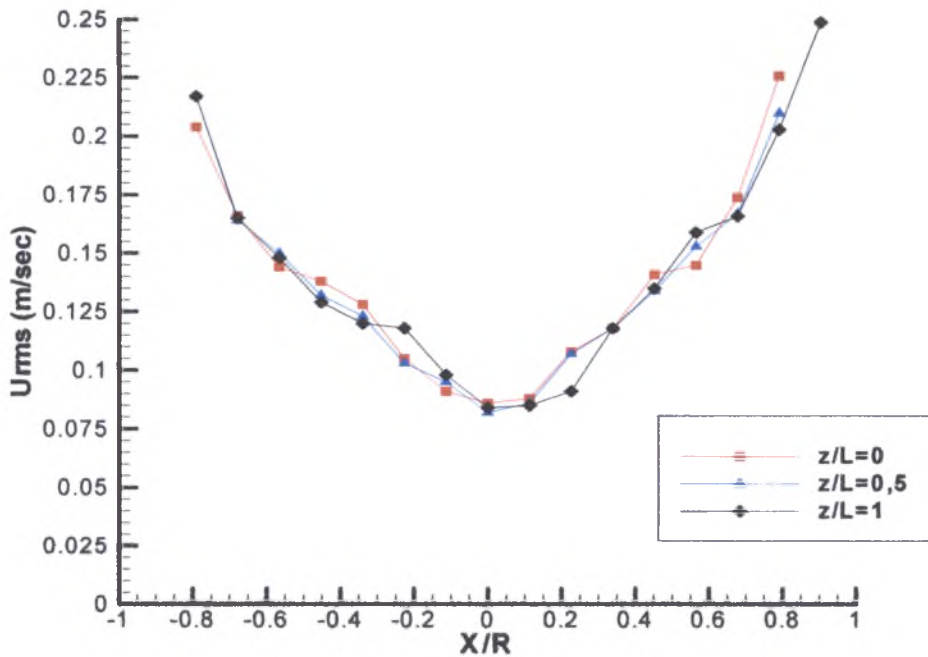


(a)

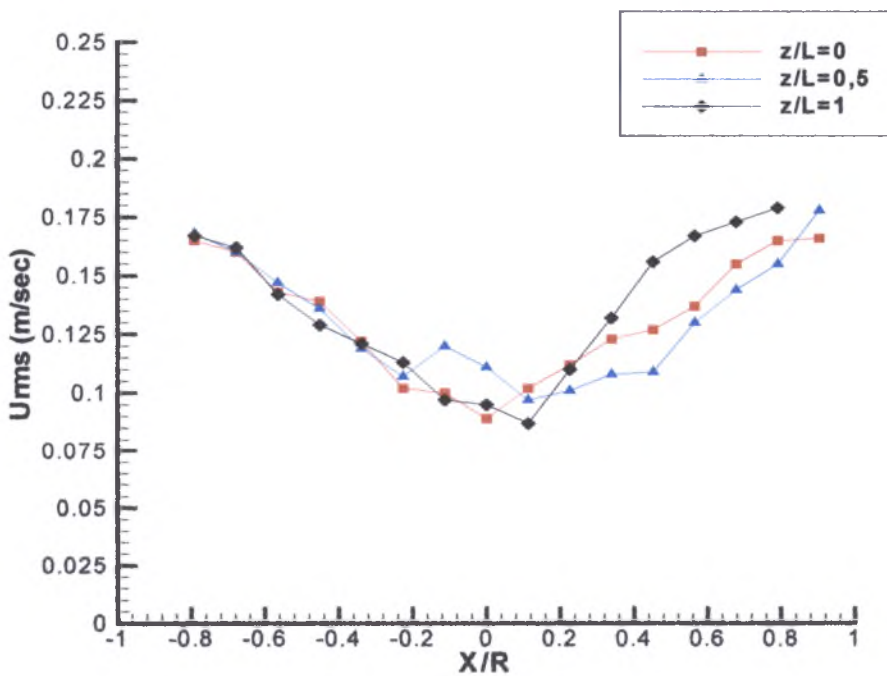


(β)

Σχήμα 5-5: Κατανομές μέσων ταχυτήτων συνεχούς φάσης (α) και σωματιδίων 50 μ m (β) (0,1gr/lt)



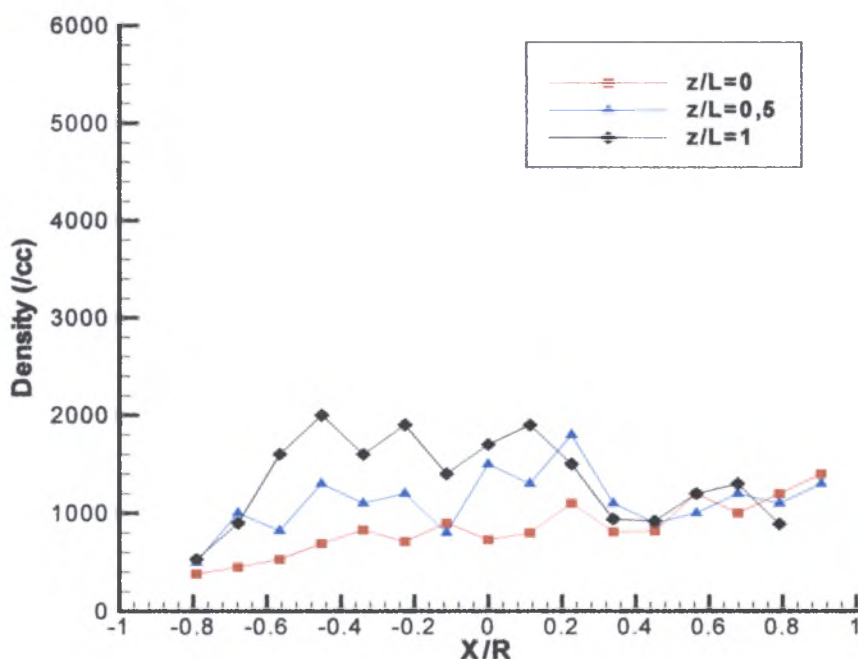
(α)



(β)

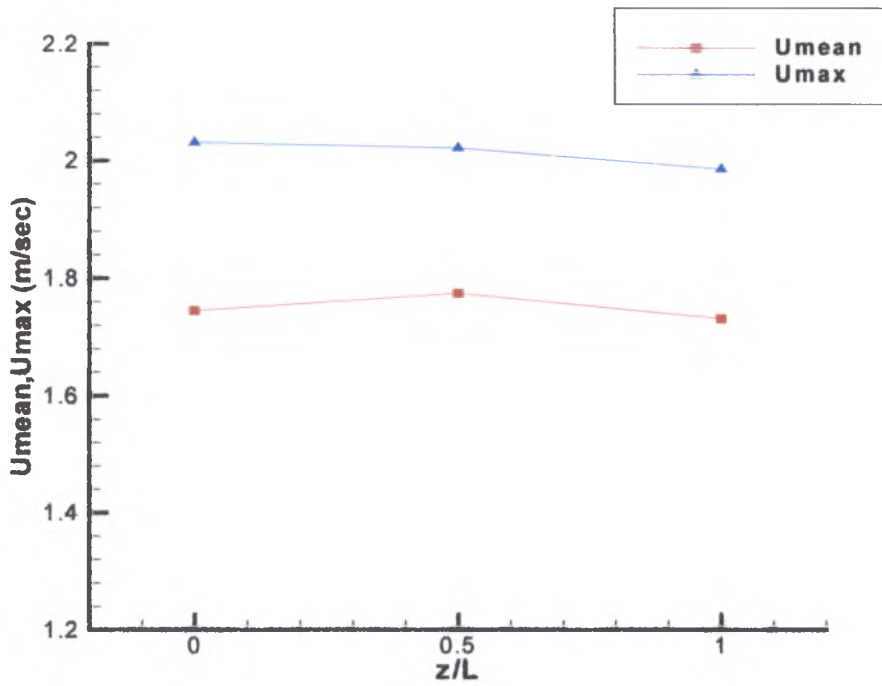
Σχήμα 5-6: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων συνεχούς φάσης (α) και σωματιδίων 50μm (β) (0,1gr/lt)

Στο Σχήμα 5-7 παρουσιάζεται η κατανομή της συγκέντρωσης των σωματιδίων στα τρία διαφορετικά ύψη για σωματίδια 50 μm . Η κατανομή των σωματιδίων είναι περίπου ομοιόμορφη κατά μήκος της διαμέτρου του σωλήνα και παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά και για τις τρεις θέσεις ύψους. Σχετικά μεγάλες συγκεντρώσεις παρουσιάζονται στο αριστερό μέρος του διαγράμματος. Αξιοσημείωτο επίσης είναι το γεγονός ότι όσο μετατοπιζόμαστε προς την έξοδο του σωλήνα, η συγκέντρωση των σωματιδίων κοντά στο κέντρο του σωλήνα αυξάνεται.

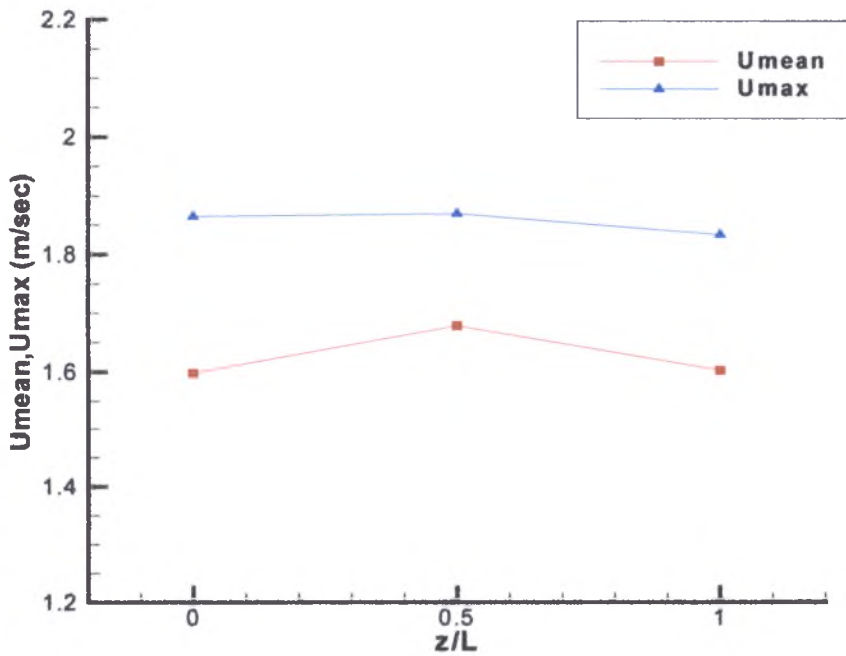


Σχήμα 5-7: Κατανομή σωματιδίων 50 μm

Στα Σχήματα 5-8(α και β) και 5-9(α και β) παρουσιάζεται η μέση και η μέγιστη ταχύτητα και η διακύμανση αυτής, αντίστοιχα, για την συνεχή φάση και τα σωματίδια στην κατακόρυφη διεύθυνση για τα τρία ύψη. Οι μεταβολές για την συνεχή φάση είναι σχεδόν αμελητέες, ειδικά κοντά στην έξοδο του σωλήνα. Για τα χαρακτηριστικά των σωματιδίων, παρατηρείται ότι η ταχύτητα στην είσοδο και την έξοδο της ροής είναι περίπου η ίδια, ενώ η μέση διακύμανσή της παραμένει σχεδόν αμετάβλητη.

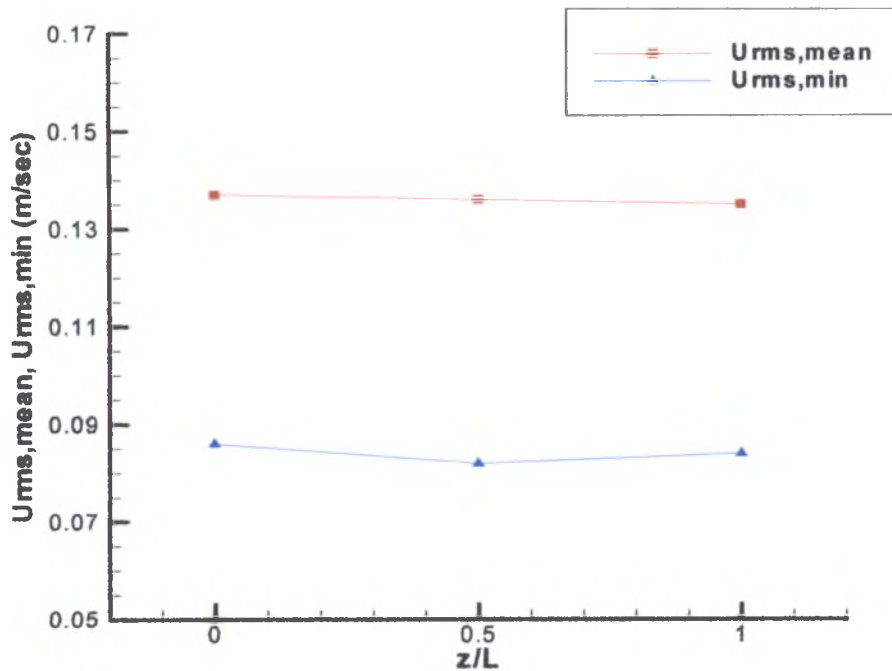


(a)

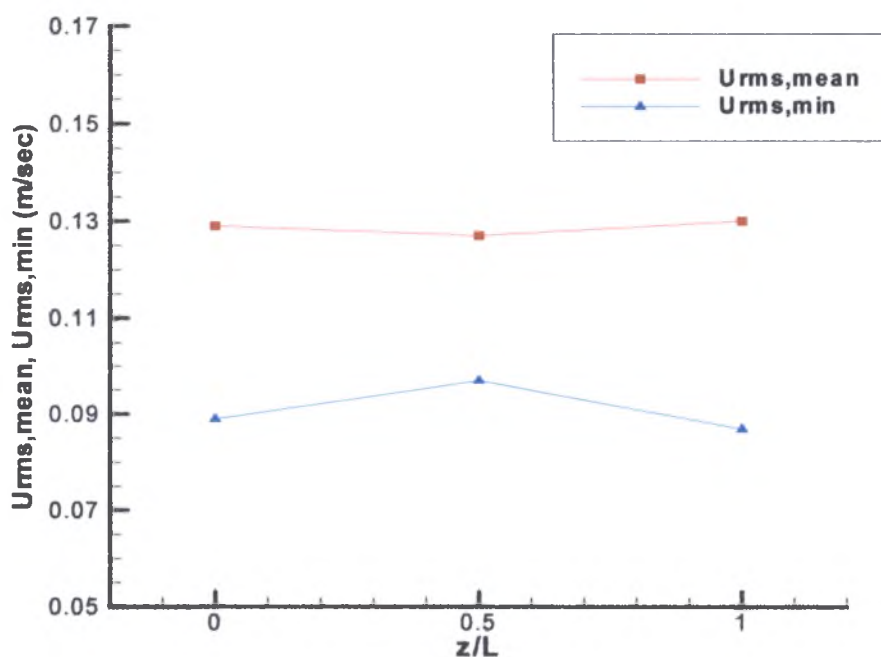


(b)

Σχήμα 5-8: Μεταβολές μέσης και μέγιστης αξονικής ταχύτητας συνεχούς φάσης (α) και σωματιδίων των 50 μ m (β)



(α)



(β)

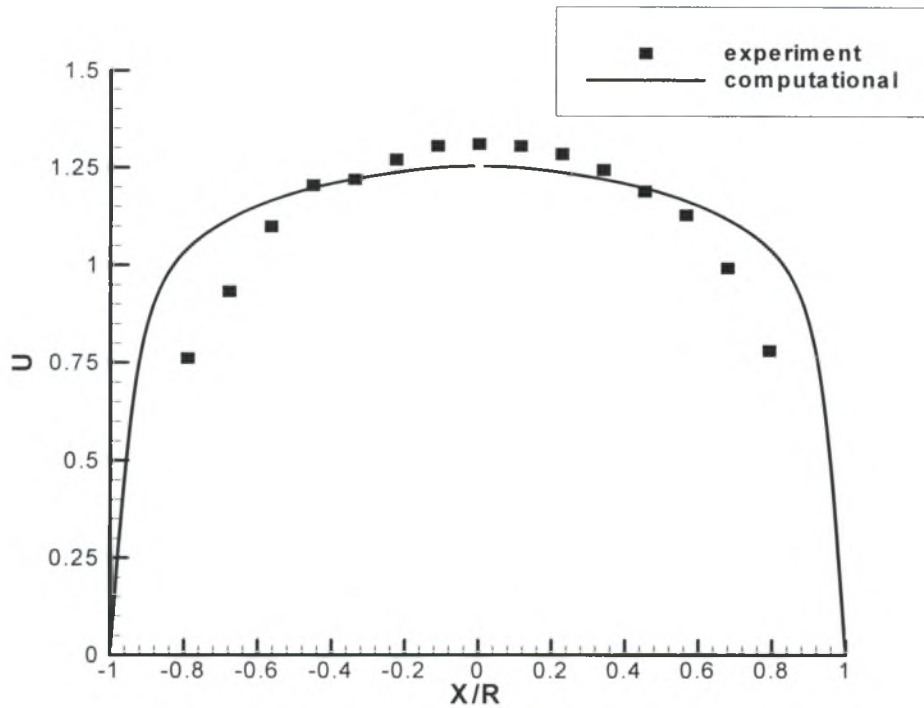
Σχήμα 5-9: Μεταβολές μέσης και ελάχιστης διακύμανσης ταχυτήτων συνεχούς φάσης (α) και σωματιδίων των 50 μm (β)

Με βάση την προηγούμενη ανάλυση, μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι η ροή της συνεχούς φάσης είναι πλήρως ανεπτυγμένη κοντά στην έξοδο του σωλήνα όπου και πραγματοποιήθηκε το σύνολο των μετρήσεων. Αντίθετα, η ροή των σωματιδίων φαίνεται να μην είναι πλήρως ανεπτυγμένη, γεγονός που οφείλεται κυρίως στην ανομοιομορφία εισαγωγή τους στο σωλήνα. Σε αυτό το σημείο, πρέπει να αναφερθεί ότι οι μετρήσεις αφορούν την ταχύτητα των σωματιδίων και όχι της συνεχούς φάσης, καθώς δεν ήταν δυνατή η ταυτόχρονη μέτρησή τους. Κατά συνέπεια, στις περιπτώσεις που χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια, δεν είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε τυχόν αλλαγές στα χαρακτηριστικά της συνεχούς φάσης.

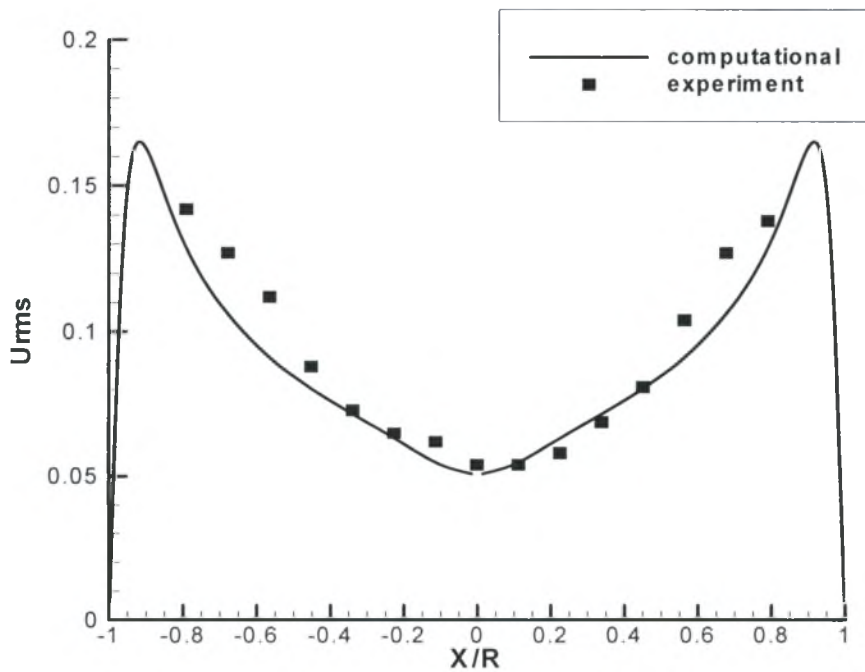
5.2.5 Σύγκριση πειραματικών και αριθμητικών αποτελεσμάτων

Στην προσπάθειά μας για εξαγωγή αξιόπιστων αποτελεσμάτων, πραγματοποιήθηκε υπολογιστική προσομοίωση της ροής χωρίς σωματίδια με χρήση μοντέλου υπολογιστικής Ρευστομηχανικής. Σκοπός ήταν η σύγκριση των αριθμητικών αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα πειραματικά μας αποτελέσματα, σε πρώτη φάση για τυρβώδη ροή σε σωλήνα χωρίς σωματίδια. Τα αριθμητικά αποτελέσματα που εξήχθησαν αφορούν ροή χωρίς σωματίδια με αριθμό $Re=4900$ (Δριτσέλης 2006), σχεδόν ίδιο δηλαδή, με αυτόν που χρησιμοποιήθηκε και στα πειράματα ($Re=4500$).

Στα Σχήματα 5-10 και 5-11 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις των αποτελεσμάτων για την ταχύτητα και τη διακύμανση αυτής. Για τη ταχύτητα παρατηρείται καλή συμφωνία των τιμών στον άξονα του σωλήνα, ενώ αντίθετα κοντά στα τοιχώματά του εμφανίζονται κάποιες αποκλίσεις. Αντίστοιχη είναι και η σύγκριση των υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τη διακύμανση της ταχύτητας, όπου όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο του σωλήνα, όπου οι τιμές συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό, τόσο οι αποκλίσεις μεγαλώνουν, χωρίς ωστόσο να είναι μεγάλες.



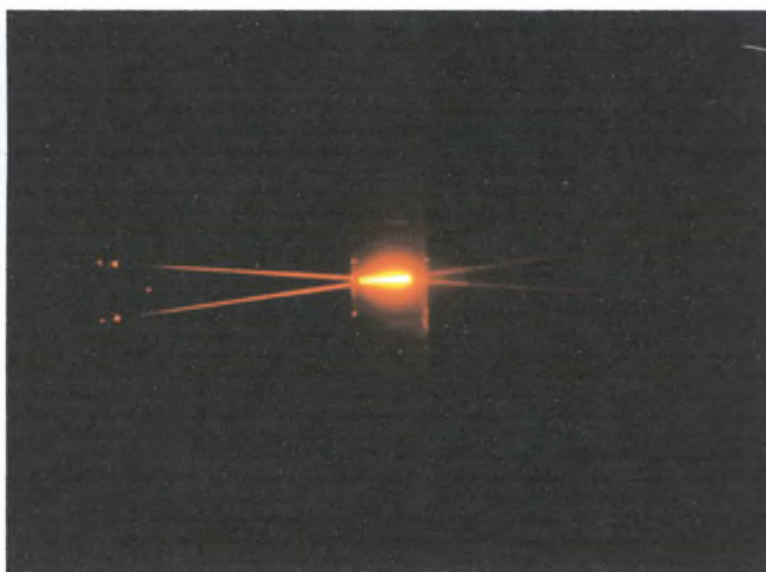
Σχήμα 5-10: Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για την ταχύτητα



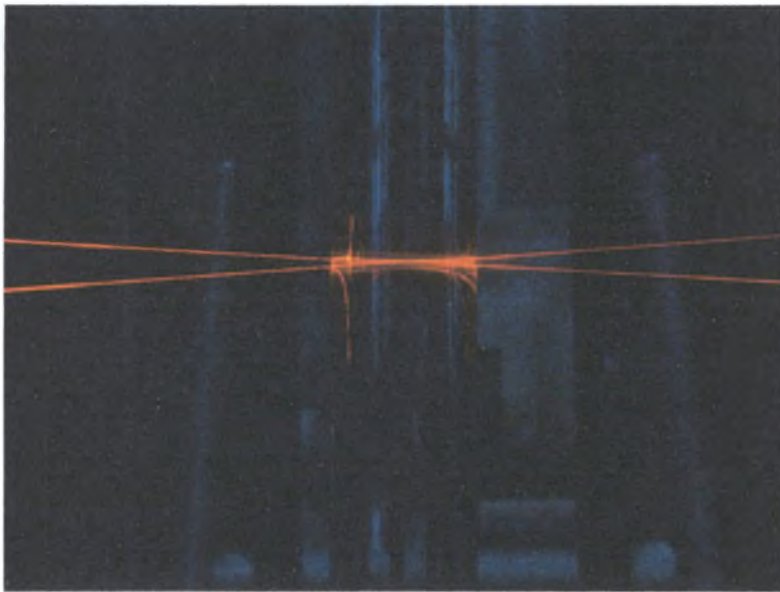
Σχήμα 5-11: Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τη διακύμανση της ταχύτητας

5.2.6 Συγκέντρωση σωματιδίων

Τέλος, είναι άξιο αναφοράς το γεγονός πως η συγκέντρωση των σωματιδίων στη ροή περιορίζεται από τις δυνατότητες μέτρησης του PDPA. Δηλαδή το όργανο δυσκολεύεται να μετρήσει σε υψηλές, αλλά και πολύ χαμηλές συγκεντρώσεις. Σε όλο το εύρος των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε σταθερός όγκος νερού που ανέρχεται στα 13 λίτρα. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για συγκέντρωση 0,33 gr/lit (συνολικά 4gr) σωματιδίων διαμέτρου 5μm οι μετρήσεις δεν ήταν εφικτές εξαιτίας της υψηλής σκέδασης του φωτός που προκάλεσε η υψηλή συγκέντρωση σωματιδίων, Σχήμα 5-12, το οποίο προφανώς ισχύει και για οποιαδήποτε μεγαλύτερη συγκέντρωση από αυτή, αλλά και για τα σωματίδια των 10 και 50μm. Επίσης σε πολύ χαμηλές συγκεντρώσεις (κάτω από 0,01 gr/lit ή συνολικά 0,135gr) η διαφασική ροή νερού-σωματιδίων εξισωνόταν με αυτή του νερού χωρίς σωματίδια, αφού πλέον στο σύστημα κυκλοφορούσαν ελάχιστα σωματίδια. Το PDPA είχε τη δυνατότητα να διακρίνει έστω και ελάχιστα σωματίδια, ωστόσο οι μετρήσεις δυσχεραίνονταν λόγω της μεγάλης χρονικής διάρκειας, αλλά και γιατί τα σωματίδια που το νερό περιείχε και δεν κατακρατούνταν από τα φίλτρα, έπαιζαν πλέον σημαντικό ρόλο στα αποτελέσματα των μετρήσεων. Αντίθετα σε ενδιάμεσες συγκεντρώσεις (0.01-0.2 gr/lit) σωματιδίων, όπου μπορούν να ληφθούν μετρήσεις από το σύστημα του PDA ο όγκος ελέγχου είναι σε μεγάλο βαθμό ευδιάκριτος και η ροή δεν βρίσκεται σε υψηλές συγκεντρώσεις (κορεσμού) με αποτέλεσμα η δέσμη του Laser να είναι διαπερατή στο προς εξέταση σημείο της ροής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5-13.



Σχήμα 5-12: Ο όγκος ελέγχου όπως απεικονίζεται στον γυάλινο σωλήνα της ροής σε υψηλή συγκέντρωση σωματιδίων υπό γωνία 30° στην διεύθυνση του φακού-αποδέκτη



Σχήμα 5-13: Ο όγκος ελέγχου όπως απεικονίζεται στον γυάλινο σωλήνα της ροής σε συγκεντρώσεις σωματιδίων όπου γίνεται καλή λήψη δεδομένων

5.3 Παρουσίαση Αποτελεσμάτων

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των πειραμάτων. Η πειραματική διαδικασία ήταν η εξής: Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις στην ακτινική διεύθυνση ανά 1mm, κοντά στην έξοδο από το σωλήνα ($z/L=0$), για τρεις αριθμούς Reynolds $Re=4.500$, 20.000 και 35.000. Χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια 5, 10 και 50 μm , ξεχωριστά αλλά και μαζί, σε τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις 0,01, 0,1 και 0,2 gr/lit. Τα αποτελέσματα αφορούν την ταχύτητα στην ακτινική διεύθυνση, την διακύμανση αυτής, τον αριθμό πυκνότητας των σωματιδίων και την εξάρτηση όλων των παραπάνω από τον αριθμό Reynolds.

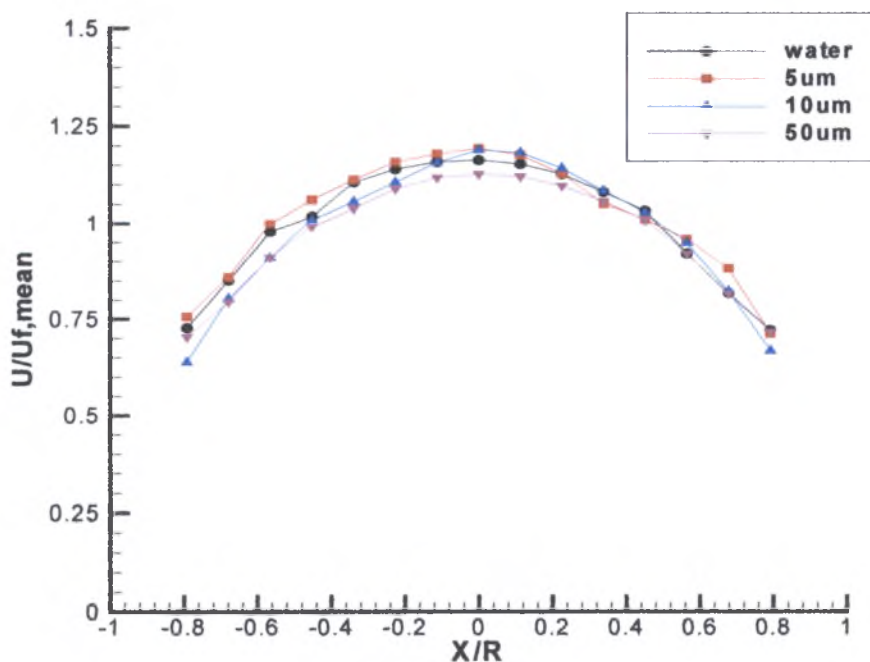
5.3.1 Σύγκριση με τη συνεχή φάση

Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,01\text{gr/lit}$

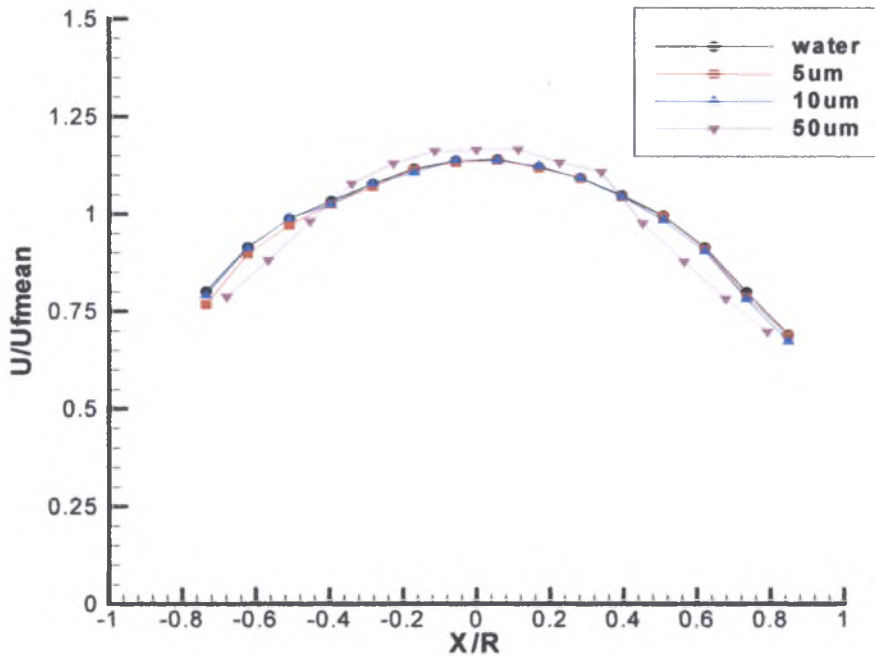
Στα Σχήματα 5-14 έως 5-19 συγκρίνονται τα αποτελέσματα για τα χαρακτηριστικά των σωματιδίων ως προς τη συνεχή φάση για συγκέντρωση σωματιδίων 0,01gr/lit. Συγκεκριμένα, στα Σχήματα 5-14 ως 5-16, γίνεται σύγκριση της κατανομής της χρονικά μέσης ταχύτητας των σωματιδίων, ως προς την ταχύτητα της συνεχούς φάσης, για τους τρεις αριθμούς $Re=35.000$, 20.000 και 4.500. Η αδιαστατοποίηση των τιμών έχει γίνει ως

προς τη μέση ταχύτητα της συνεχούς φάσης. Για το μεγαλύτερο αριθμό Re (Σχήμα 5-14), παρατηρείται ότι οι ταχύτητες των σωματιδίων, ειδικότερα των 5 μm διαφέρουν ελάχιστα από τις αντίστοιχες της ροής του νερού, ενώ αντίθετα για τα 10 και 50 μm έχουν χαμηλότερες τιμές σχεδόν σε όλο το εύρος της διαμέτρου του σωλήνα. Για το μεσαίο αριθμό Re, Σχήμα 5-15, προκύπτει ότι υπάρχει σχεδόν ταυτόσημη συμπεριφορά μεταξύ των σωματιδίων των 5, 10 μm και της συνεχούς φάσης και μόνο εκείνα των 50 μm διατηρούν ελάχιστα μεγαλύτερη ταχύτητα στο κέντρο και σχετικά μικρότερη στα τοιχώματα. Η συμπεριφορά αυτή δηλώνει ότι τα μικρότερα (5, 10 μm) σωματίδια μάλλον παρασύρονται (ακολουθούν) τη ροή, ενώ τα 50 μm λόγω του μεγαλύτερου όγκου και μάζας τους διαφοροποιούνται αισθητά.

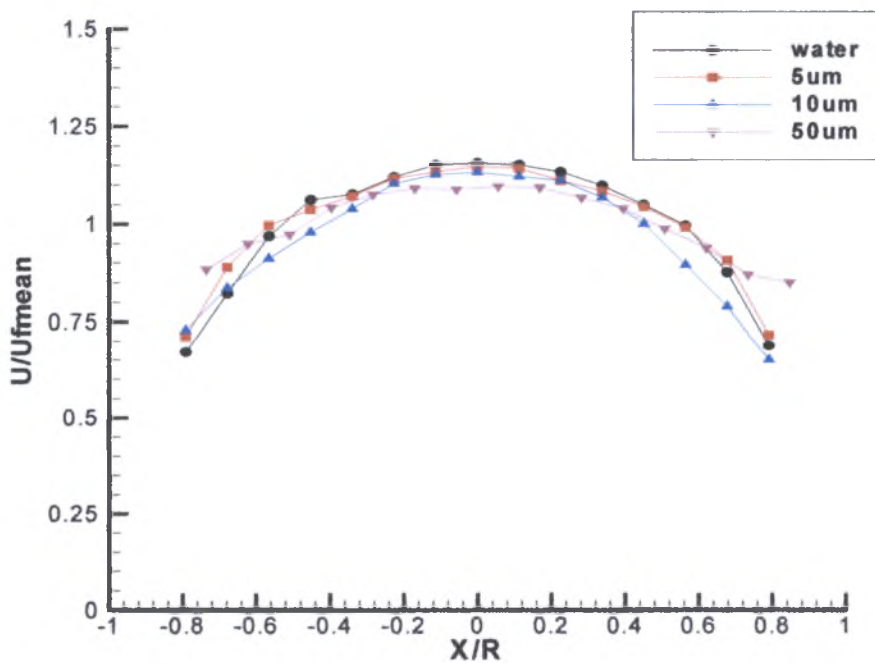
Για το μικρότερο αριθμό Re (Σχήμα 5-16), η ταχύτητα και η διακύμανση των σωματιδίων των 50 μm δεν ήταν εφικτό να υπολογιστούν εξαιτίας περιορισμών στο σύστημα του PDPA. Παρόλα αυτά τα αποτελέσματα παρουσιάζονται έχοντας υπόψη ότι υπάρχει αμφιβολία για τις μετρήσεις κοντά στα τοιχώματα (Περιορισμοί μέτρησης από το PDPA μικρών ταχυτήτων, σε αυτό το εύρος διαμέτρου, όπου τα 50 μm κατατάσσονται). Η ταχύτητα των 50 μm εμφανίζει πιο επίπεδη συμπεριφορά σε σχέση με το ρευστού και των υπολοίπων σωματιδίων, ενώ στα άκρα του σωλήνα οι τιμές τους είναι αισθητά υψηλότερες. Σε αντιστοιχία με το μεσαίο αριθμό Re, τα 5 μm ακολουθούν πιστά τη ροή του ρευστού, ενώ τα 10 μm παρουσιάζουν μικρότερη ταχύτητα σε σχέση με τη συνεχή φάση.



Σχήμα 5-14: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50 μm και συνεχούς φάσης, για $Re=35.000$ και $C=0,01\text{gr/lit}$

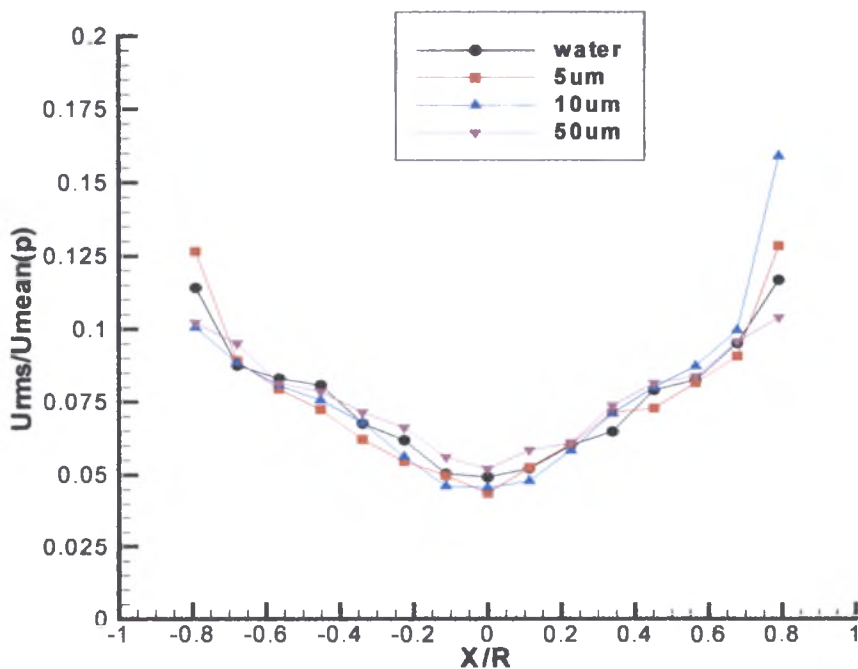


Σχήμα 5-15: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για Re=20.000 και C=0,01gr/lt

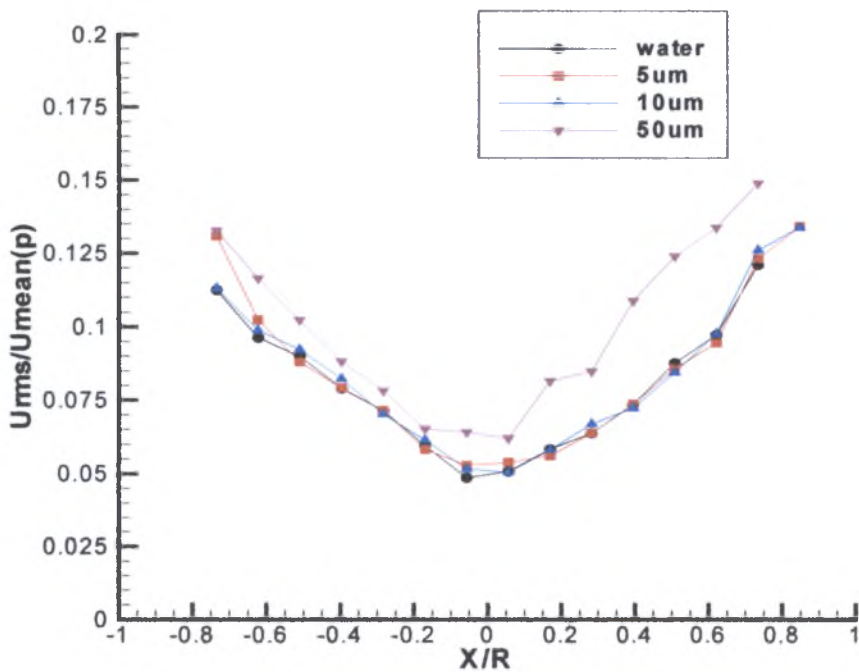


Σχήμα 5-16: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για Re=4.500 και C=0,01gr/lt

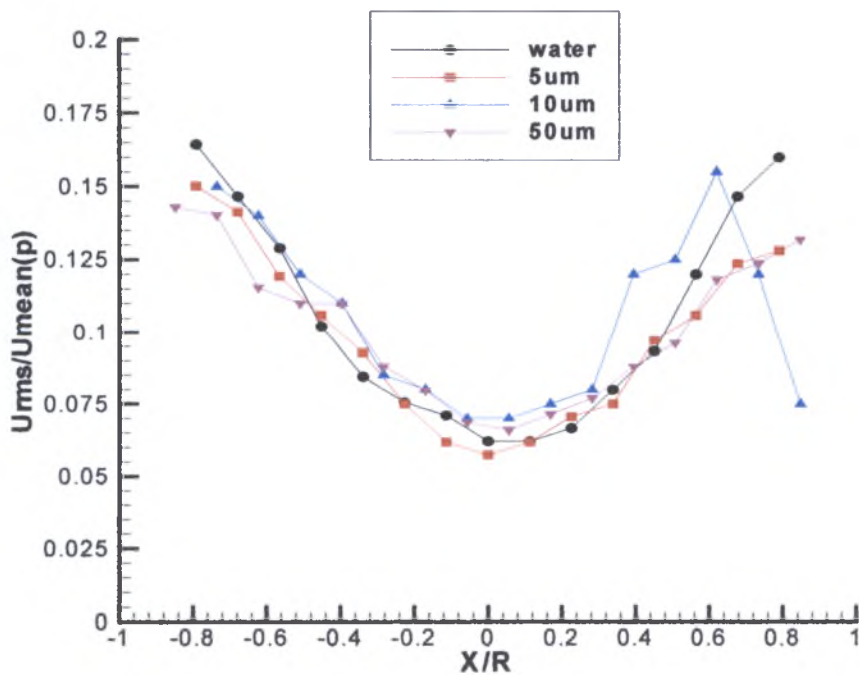
Στα Σχήματα 5-17 ως 5-19, παρουσιάζεται η διακύμανση (rms) των ταχυτήτων των σωματιδίων και του νερού. Η αδιαστατοποίηση των τιμών έχει γίνει ως προς τη μέση τιμή της ταχύτητας των σωματιδίων, για τα σωματίδια και ως προς τη μέση τιμή της ταχύτητας του νερού για τη συνεχή φάση. Για $Re=35.000$ (Σχήμα 5-17), η γενική τάση που παρατηρείται είναι ότι τα σωματίδια εμφανίζουν περίπου την ίδια διακύμανση της ταχύτητας σε σχέση με το ρευστό στο κέντρο του σωλήνα, με εξαίρεση τα $50\mu m$ όπου είναι μεγαλύτερη, ενώ αντίθετα στα τοιχώματα παρουσιάζουν μικρότερη. Για το μεσαίο αριθμό Re (Σχήμα 5-18), υπάρχει παρόμοια συμπεριφορά με αυτή για $Re=35.000$, με εξαίρεση για τα σωματίδια των $50\mu m$ όπου η διακύμανση είναι μεγαλύτερη σε όλο το εύρος του σωλήνα σε σχέση με το ρευστό. Τέλος, για τον μικρότερο αριθμό $Re=4.500$ (Σχήμα 5-19), παρατηρείται ότι στα τοιχώματα του σωλήνα η διακύμανση των ταχυτήτων των $5, 10$ και $50\mu m$ είναι αισθητά μικρότερη σε σχέση με αυτή του νερού, ενώ στο κέντρο για τα σωματίδια των 10 και $50\mu m$ είναι μεγαλύτερη.



Σχήμα 5-17: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων $5, 10, 50\mu m$ και συνεχούς φάσης, για $Re=35.000$ και $C=0,01gr/lt$



Σχήμα 5-18: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=20.000$ και $C=0,01gr/lt$

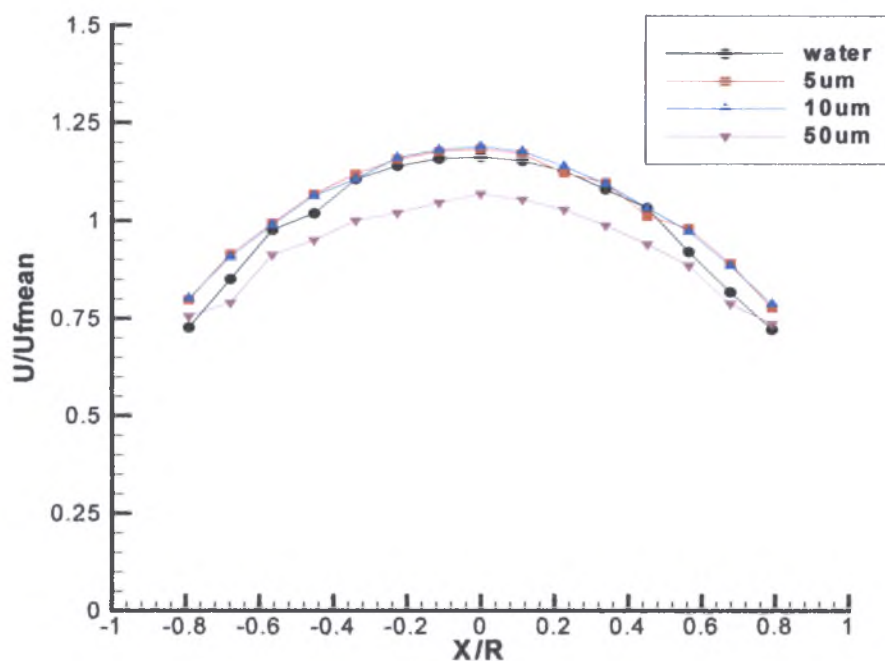


Σχήμα 5-19: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=4.500$ και $C=0,01gr/lt$

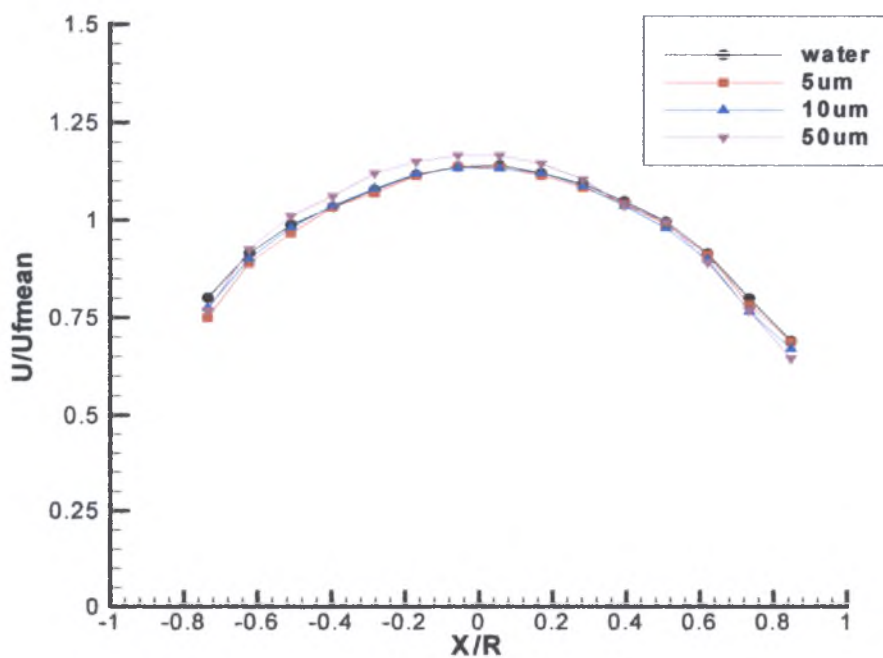
Συγκέντρωση σωματιδίων C=0,1 και 0,2gr/Lt

Στην συνέχεια, παρουσιάζεται η ίδια ανάλυση με τα προηγούμενα, για μεγαλύτερες συγκεντρώσεις σωματιδίων. Τα Σχήματα 5-20 ως 5-25 και 5-26 ως 5-31 παρουσιάζουν αντίστοιχα με τα προηγούμενα αποτελέσματα, για τη χρονικά μέση ταχύτητα και την διακύμανσή της (rms), για συγκεντρώσεις 0,1 και 0,2gr/Lt, αντίστοιχα. Για την μεγαλύτερη συγκέντρωση 0,2gr/Lt, δεν ήταν δυνατό να ληφθούν μετρήσεις για τα σωματίδια των 5μm, καθώς ο αριθμός των σωματιδίων που κυκλοφορούν στη ροή ήταν σημαντικά μεγάλος, σε βαθμό που το PDPA ήταν αδύνατο να λειτουργήσει σωστά (Σχήμα 5-12). Η αδιαστατοποίηση των αποτελεσμάτων έγινε όπως και προτύτερα. Για αυτές τις συγκεντρώσεις, τα σωματίδια των 5, 10μm παρουσιάζουν μεγαλύτερη ταχύτητα από το νερό στο κέντρο του σωλήνα, σε συμφωνία με τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στη μικρότερη συγκέντρωση, ενώ στα άκρα είναι περίπου ίδια με αυτή του ρευστού, και αυτό ισχύει κυρίως για τα σωματίδια των 10μm.

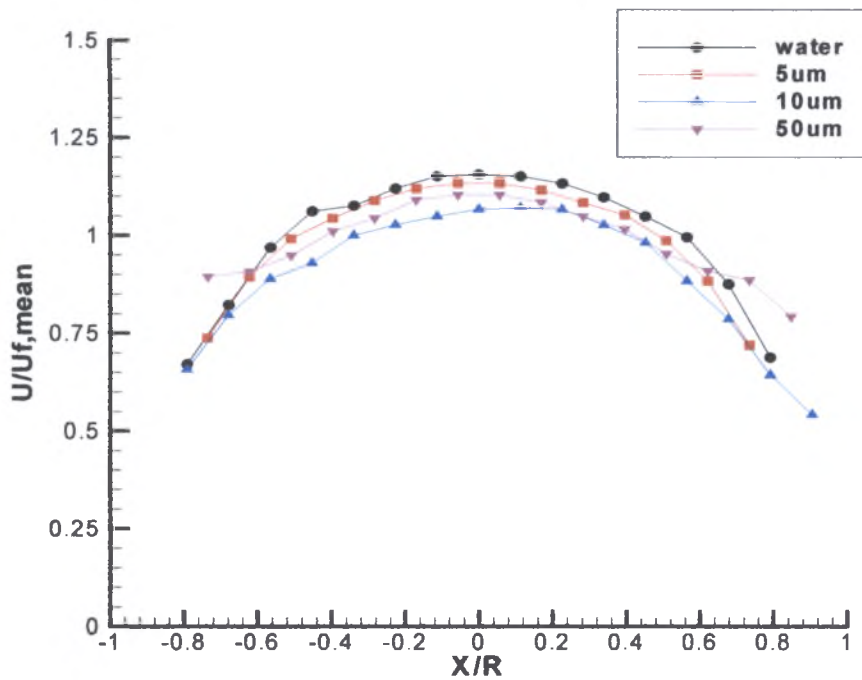
Για τα σωματίδια των 50μm, η ταχύτητα στο κέντρο του σωλήνα μειώνεται αισθητά σε σχέση με το ρευστό με την αύξηση της συγκέντρωσης των σωματιδίων. Η αύξηση της συγκέντρωσης των σωματιδίων έχει ως αποτέλεσμα να αυξάνεται η διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων των 50μm σε σχέση με την συνεχή φάση στο κέντρο του σωλήνα, και στα άκρα μειώνεται, για όλους τους αριθμούς Reynolds, όπως είχε παρατηρηθεί και στην μικρότερη συγκέντρωση. Για τα υπόλοιπα σωματίδια, παρατηρείται η ίδια ακριβώς συμπεριφορά που αναφέρθηκε για την μικρότερη συγκέντρωση, με εξαίρεση για τον μικρότερο αριθμό Reynolds, όπου η αύξηση της συγκέντρωσης οδηγεί σε μείωση της διακύμανσης της ταχύτητάς τους ως προς την συνεχή φάση, σε αντίθεση με τα αποτελέσματα για την μικρότερη συγκέντρωση. Συγκεκριμένα, στα Σχήματα 5-20 ως 5-22 και 5-26 έως 5-28, παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας και στα Σχήματα 5-23 ως 5-25 και 5-29 ως 5-31 η διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων για τις συγκεντρώσεις 0,1 και 0,2gr/Lt.



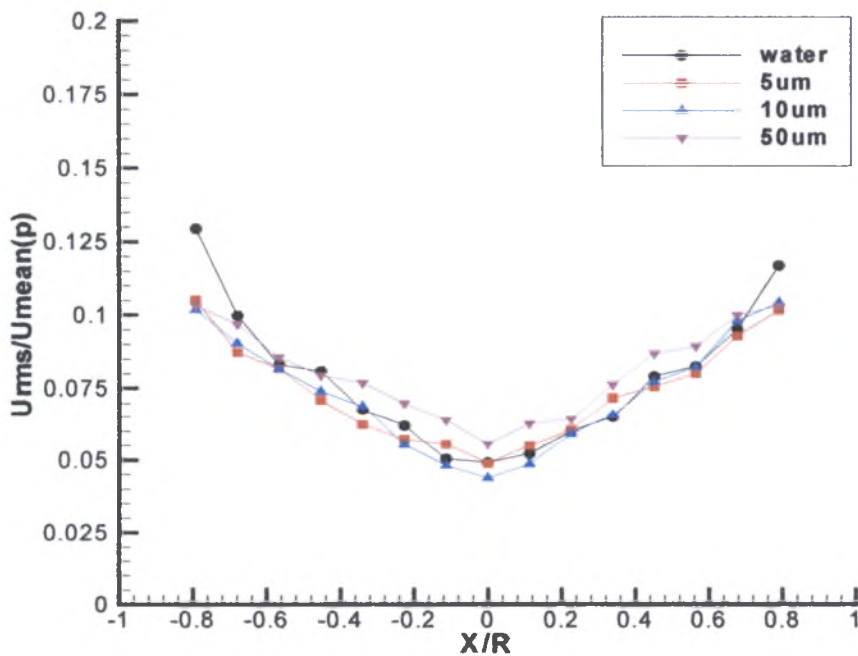
Σχήμα 5-20: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=35.000$ και $C=0,1gr/lt$



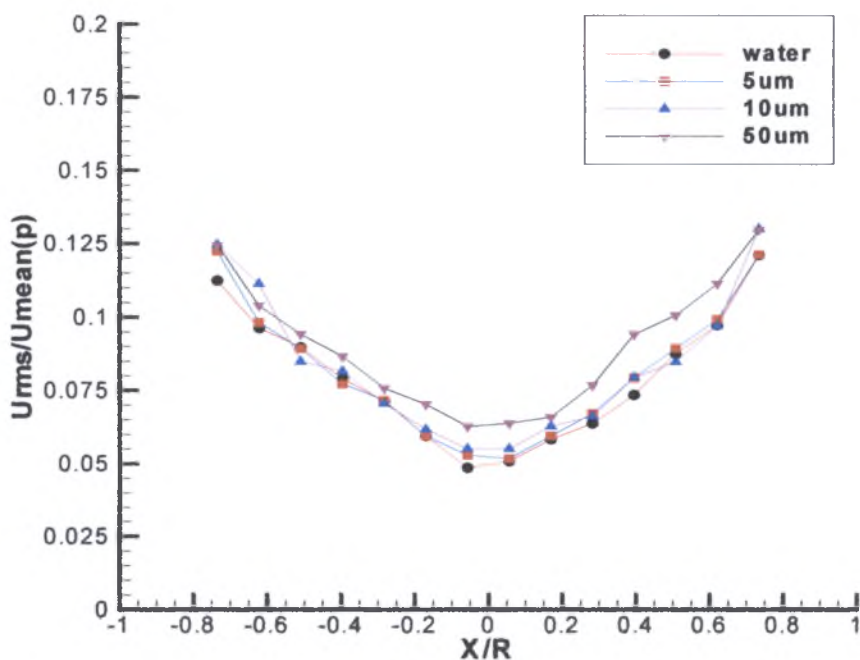
Σχήμα 5-21: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=20.000$ και $C=0,1gr/lt$



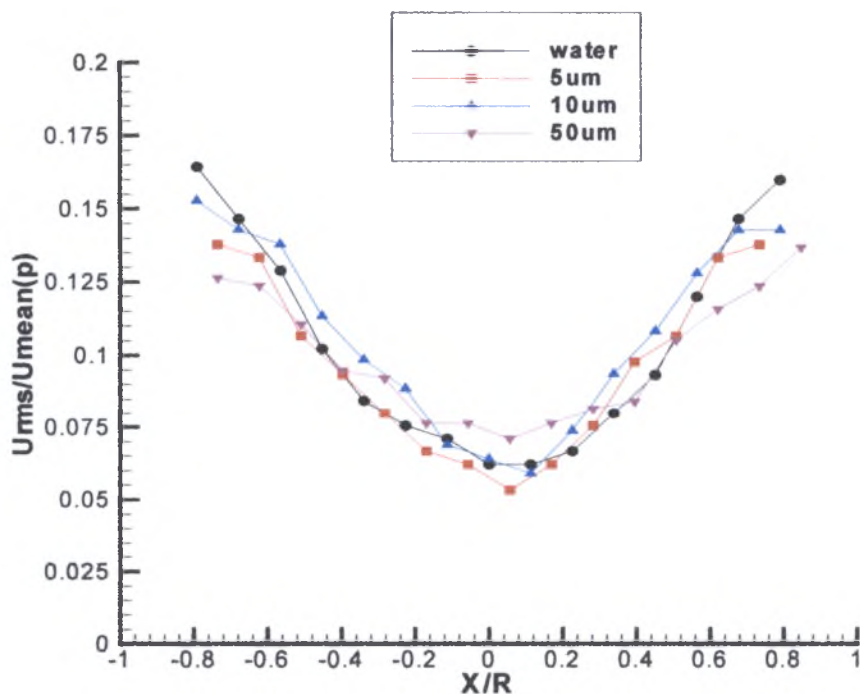
Σχήμα 5-22: Κατανομή ταχυτήτων 5, 10, 50 μm και συνεχούς φάσης, για $Re=4.500$ και $C=0,1gr/lt$



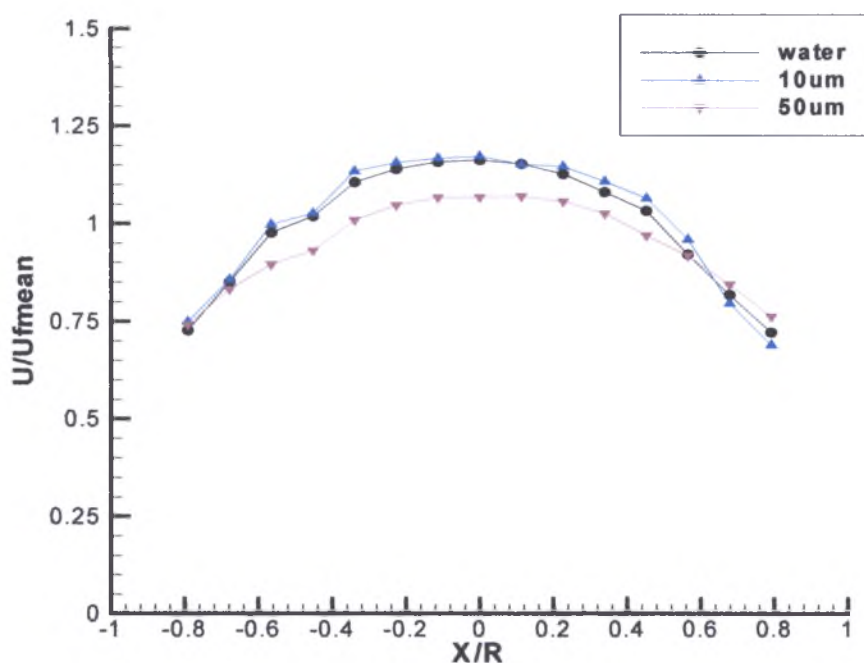
Σχήμα 5-23: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10, 50 μm και συνεχούς φάσης, για $Re=35.000$ και $C=0,1gr/lt$



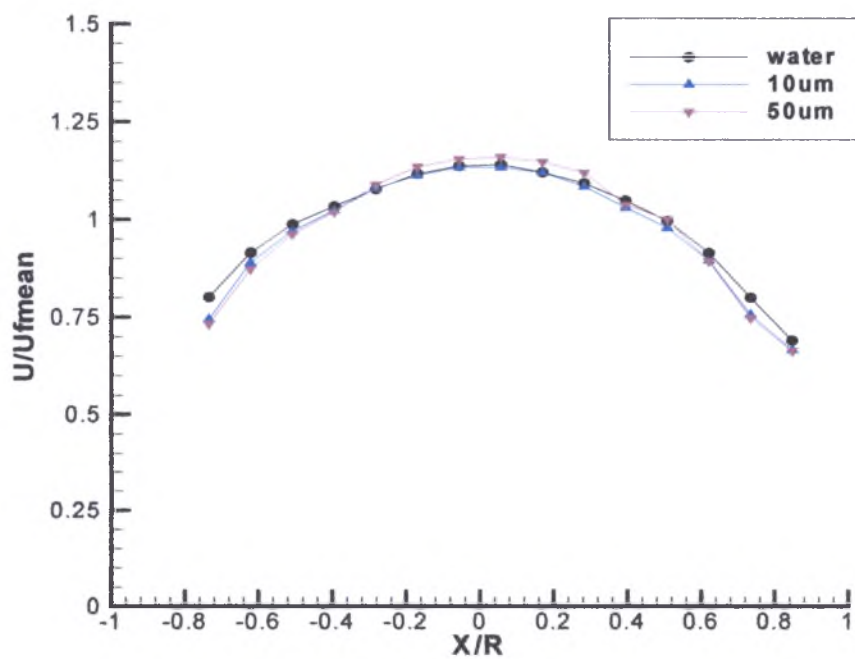
Σχήμα 5-24: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10, 50 μ m και συνεχούς φάσης, για $Re=20.000$ και $C=0,1gr/lt$



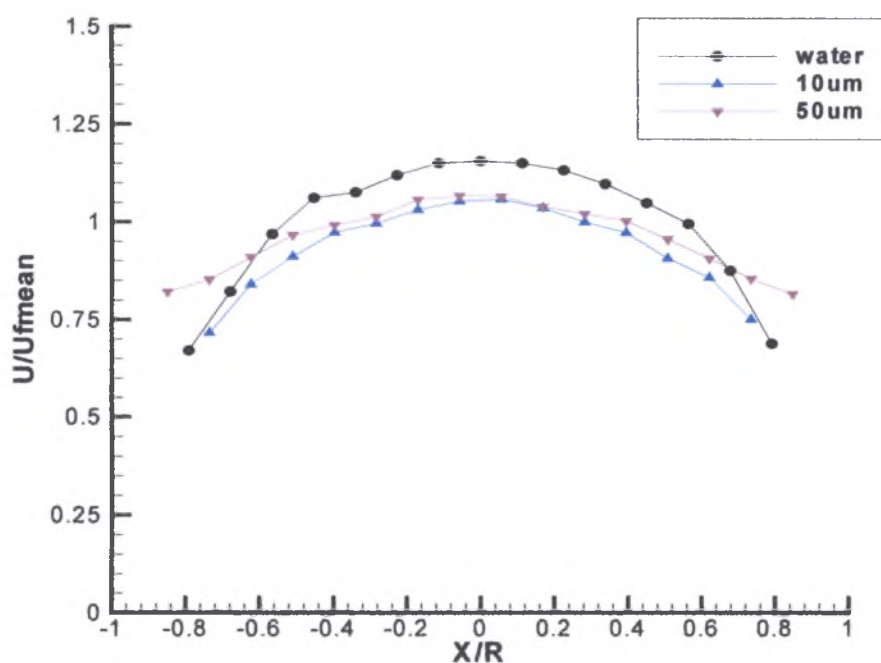
Σχήμα 5-25: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10, 50 μ m και συνεχούς φάσης, για $Re=4.500$ και $C=0,1gr/lt$



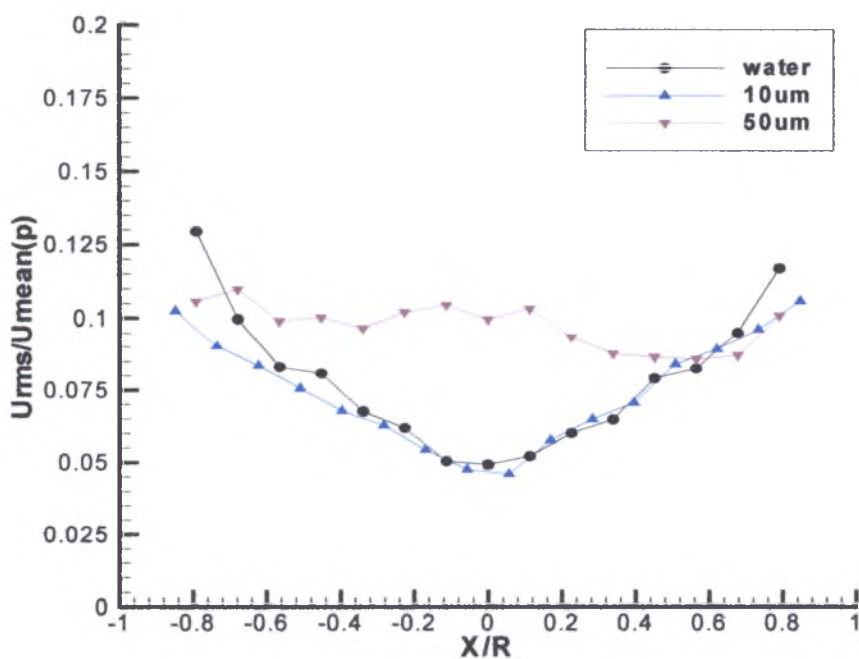
Σχήμα 5-26: Κατανομή ταχυτήτων 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για Re=35.000 και C=0,2gr/lt



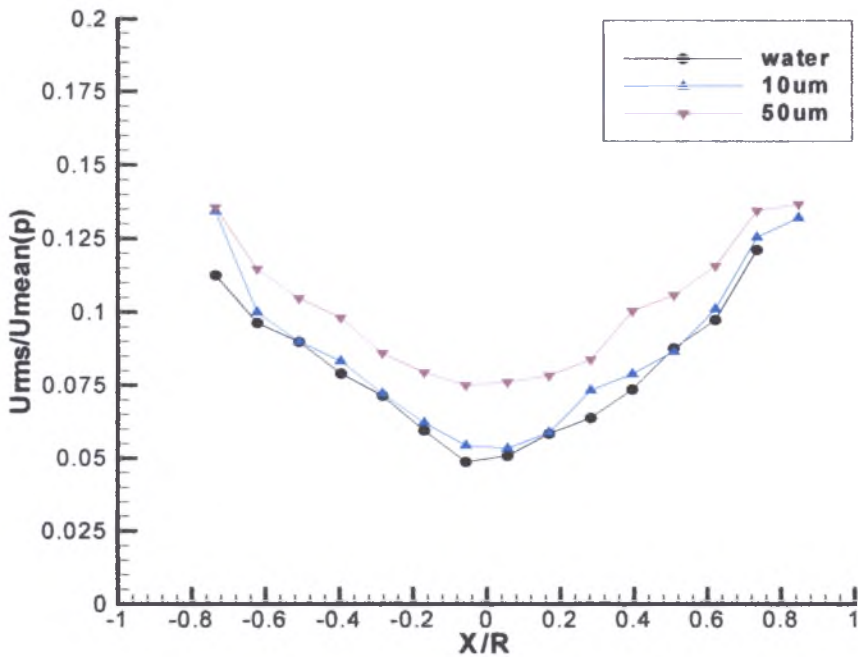
Σχήμα 5-27: Κατανομή ταχυτήτων 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για Re=20.000 και C=0,2gr/lt



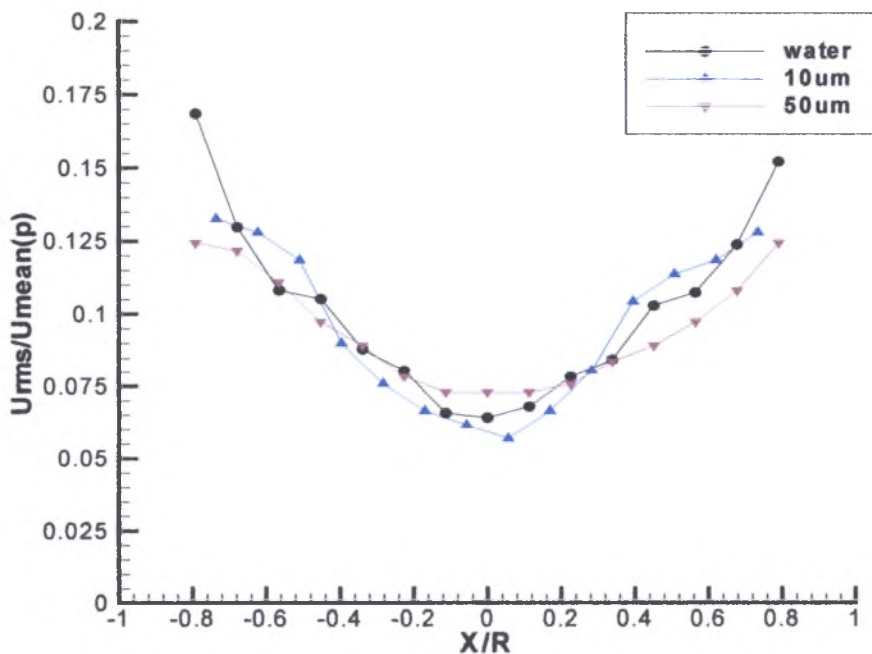
Σχήμα 5-28: Κατανομή ταχυτήτων 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=4.500$ και $C=0,2gr/lt$



Σχήμα 5-29: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10, 50μm και συνεχούς φάσης, για $Re=35.000$ και $C=0,2gr/lt$



Σχήμα 5-30: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10, 50µm και συνεχούς φάσης, για $Re=20.000$ και $C=0,2gr/lt$



Σχήμα 5-31: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10, 50µm και συνεχούς φάσης, για $Re=4.500$ και $C=0,2gr/lt$

Η ανάλυση που παρουσιάστηκε μέχρι τώρα είχε σκοπό να αναδείξει τυχόν ομοιότητες ή διαφορές, τάσεις και συμπεριφορές μεταξύ των σωματιδίων και της συνεχούς φάσης για ένα εύρος συγκεντρώσεων και αριθμών Re. Γενικά τα σωματίδια των 5 και 10 μm εμφανίζουν παρόμοια συμπεριφορά με αυτή της συνεχούς φάσης σε ό,τι αφορά τη μέση ταχύτητα στην περιοχή του άξονα του σωλήνα. Παρόλα αυτά, εντοπίζονται μικρές αυξήσεις της ταχύτητας στον άξονα στο μέγιστο αριθμό Re και μικρές μειώσεις στον ελάχιστο Re. Αντίθετα, στα τοιχώματα του σωλήνα διαπιστώνουμε σχεδόν παρόμοια συμπεριφορά με το ρευστό ανεξάρτητα του αριθμού Re. Τα σωματίδια των 50 μm διαφοροποιούνται αισθητά στην περιοχή του κέντρου από το ρευστό και από τα υπόλοιπα σωματίδια. Στο μεγαλύτερο και ελάχιστο αριθμό Re διατηρούν μικρότερη ταχύτητα από τη συνεχή φάση, ενώ στο μεσαίο (20.000), παρουσιάζουν αύξηση, η οποία πάντως ελαττώνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης. Στα άκρα του σωλήνα η ταχύτητα των σωματιδίων των 50 μm εμφανίζει ακριβώς αντίθετη συμπεριφορά από αυτή στο κέντρο με εξαίρεση τον ενδιάμεσο αριθμό Re όπου είναι χαμηλότερη.

Σε ότι αφορά τη διακύμανση των ταχυτήτων, γενικά τα μικρότερα σωματίδια (5 μm) είναι ίδια με το ρευστό, ενώ για τα μεγαλύτερα παρατηρούνται διαφοροποιήσεις. Αυτή η τάση δείχνει ότι τα μεγαλύτερα σωματίδια είναι ικανά στην ανακατανομή της ορμής που παίρνουν από την τύρβη του ρευστού κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης του σωλήνα. Το γενικότερο συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι τα σωματίδια των 5 μm λόγω μικρότερου μεγέθους και μάζας δείχνουν να ακολουθούν καλύτερα την ροή στην συγκεκριμένη περίπτωση σε αντίθεση με εκείνα των 10 μm .

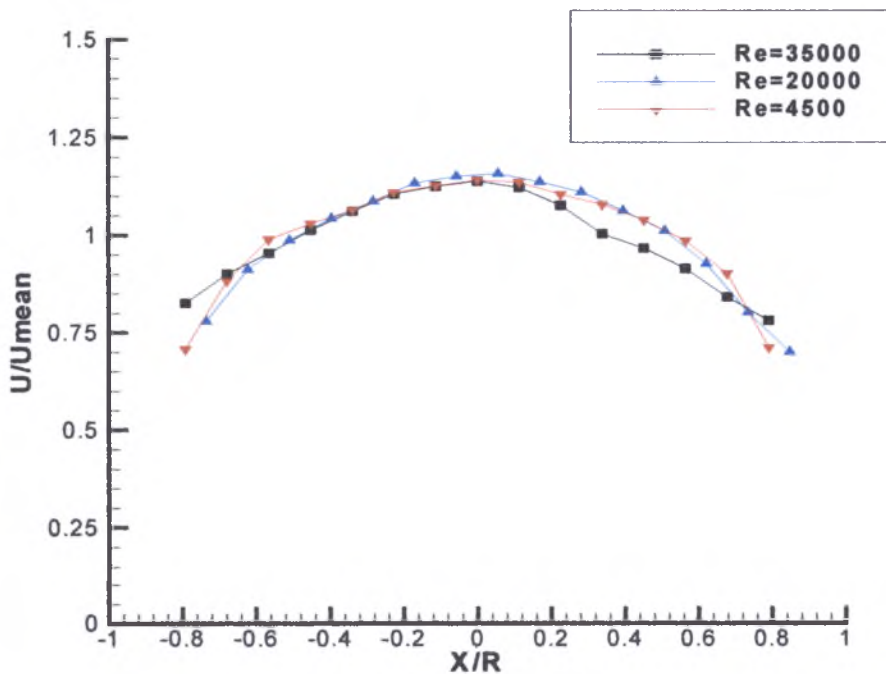
5.3.2 Επίδραση του αριθμού Reynolds

Έως αυτό το σημείο παρουσιάστηκε η ανάλυση σχετικά με την συμπεριφορά των σωματιδίων σε σύγκριση με τη συνεχή φάση. Σε αυτή την ενότητα γίνεται διερεύνηση της επίδρασης του αριθμού Reynolds στην μεταβολή της ταχύτητας, της διακύμανσής της και του αριθμού πυκνότητας των σωματιδίων και στις τρεις συγκεντρώσεις (0,01, 0,1 και 0,2gr/l). Στα Σχήματα που ακολουθούν, η ταχύτητα και η διακύμανση είναι αδιαστατοποιημένες ως προς τη μέση τιμή της ταχύτητας, για την αντίστοιχη περίπτωση.

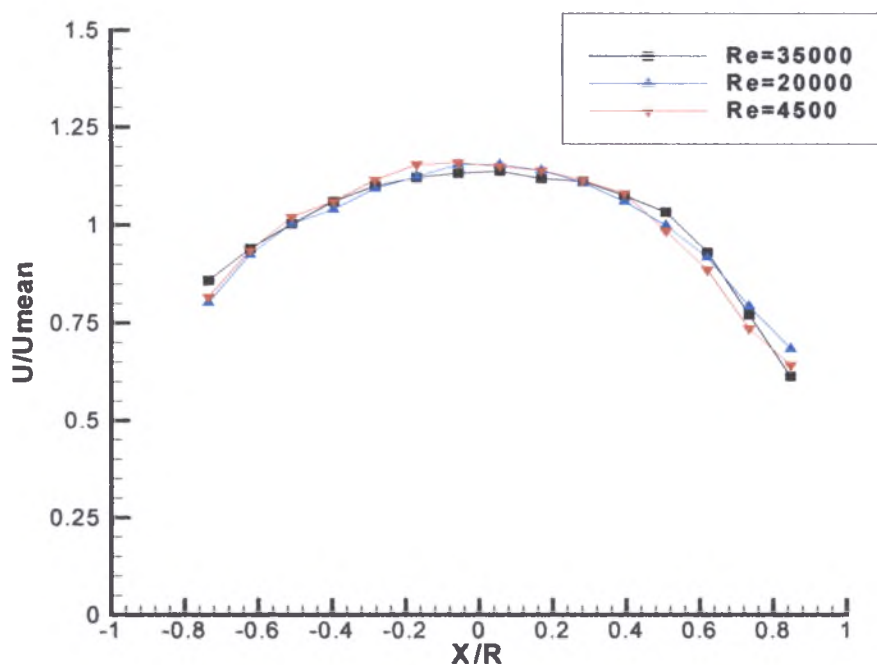
Συγκέντρωση σωματιδίων C=0,01gr/l

Στα Σχήματα 5-32 ως 5-40, παρουσιάζονται η ταχύτητα, η διακύμανση αυτής και ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων των 5, 10 και 50 μm , ως προς τους τρεις αριθμούς Re, για την μικρότερη συγκέντρωση 0,01gr/l. Στο Σχήμα 5-32, παρουσιάζονται οι ταχύτητες

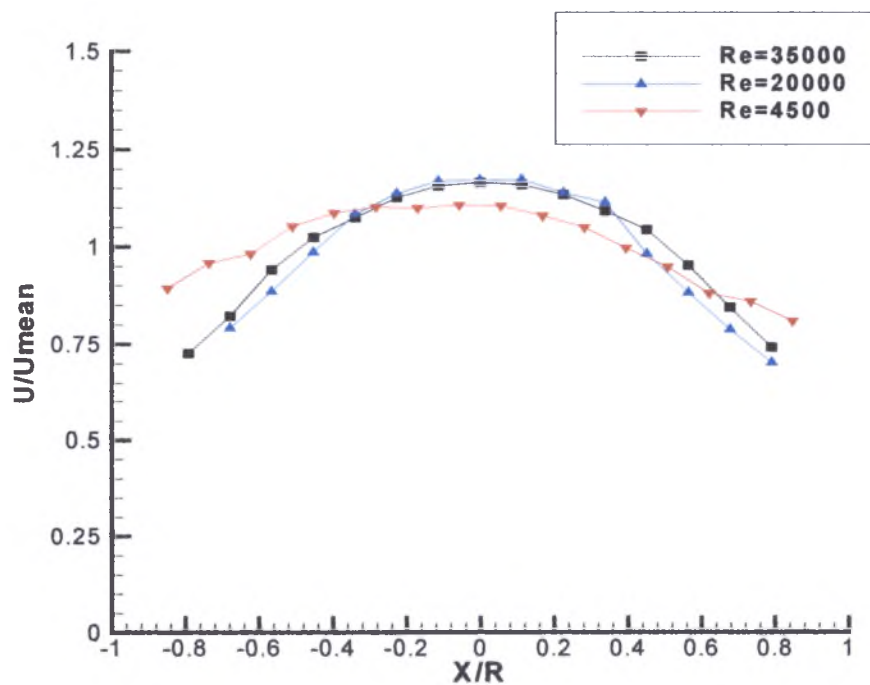
των σωματιδίων των 5 μm , και παρατηρούμε ότι με αύξηση του Re, η ταχύτητα στον άξονα του σωλήνα μειώνεται ενώ αντίθετα, κοντά στα τοιχώματα αυξάνεται. Στον ενδιάμεσο Re η τάση αυτή είναι μικρή και η ταχύτητα είναι περίπου ίδια με τον μικρότερο Re. Στο Σχήμα 5-33 οι ταχύτητες των 10 μm εμφανίζουν με ελάχιστες αποκλίσεις, ασυμμετρία ως προς τον άξονα του σωλήνα, γεγονός που δυσκολεύει την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων. Γενικά, για αυτή την περίπτωση, παρατηρείται αντίστοιχη συμπεριφορά με τα σωματίδια των 5 μm . Για τα σωματίδια των 50 μm (Σχήμα 5-34), και για τον ελάχιστο αριθμό $\text{Re}=4500$, η κατανομή γίνεται περισσότερο επίπεδη όσο κινούμαστε προς τα άκρα του σωλήνα και οι τιμές της ταχύτητας είναι μεγαλύτερες από αυτές των δύο μεγαλύτερων αριθμών Re. Στον ενδιάμεσο αριθμού Re, η ταχύτητα κοντά στα τοιχώματα παρουσιάζει την μικρότερη τιμή. Αντίθετα, στο κέντρο η ταχύτητα των σωματιδίων για $\text{Re}=4.500$ είναι η μικρότερη, και αυξάνεται στους υψηλότερους αριθμούς Re.



Σχήμα 5-32: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5 μm για $C=0,01\text{gr/lt}$

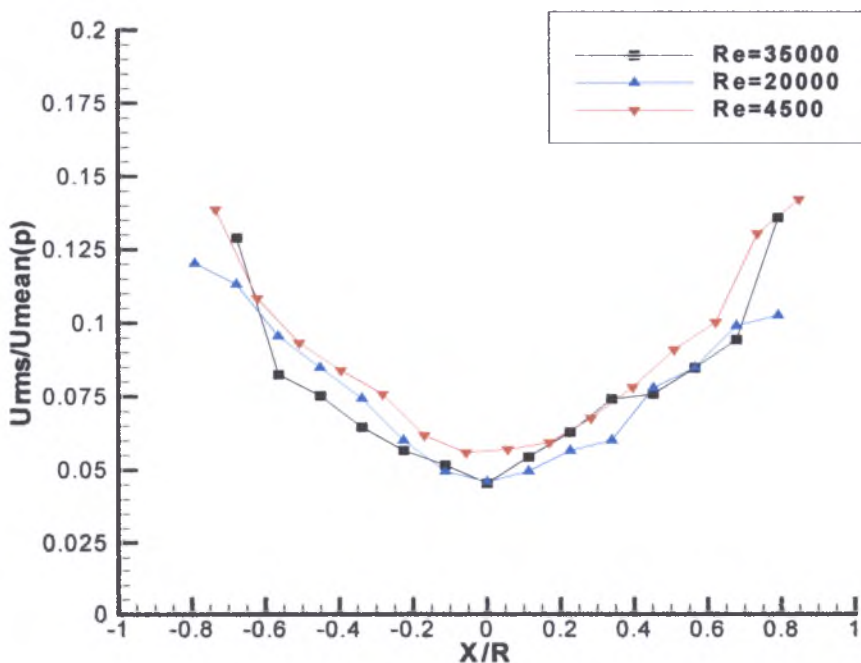


Σχήμα 5-33: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 10μm για C=0,01gr/lt

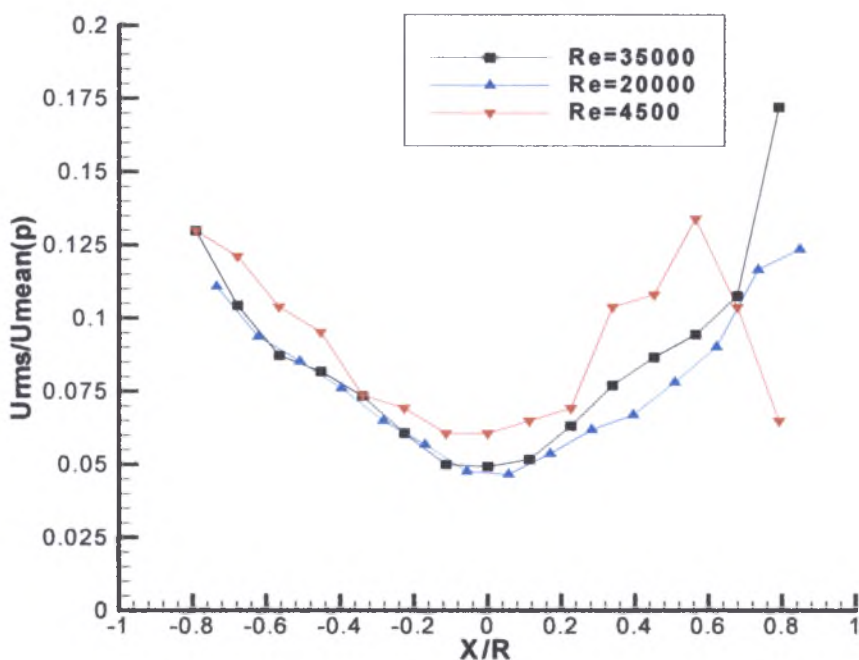


Σχήμα 5-34: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 50μm για C=0,01gr/lt

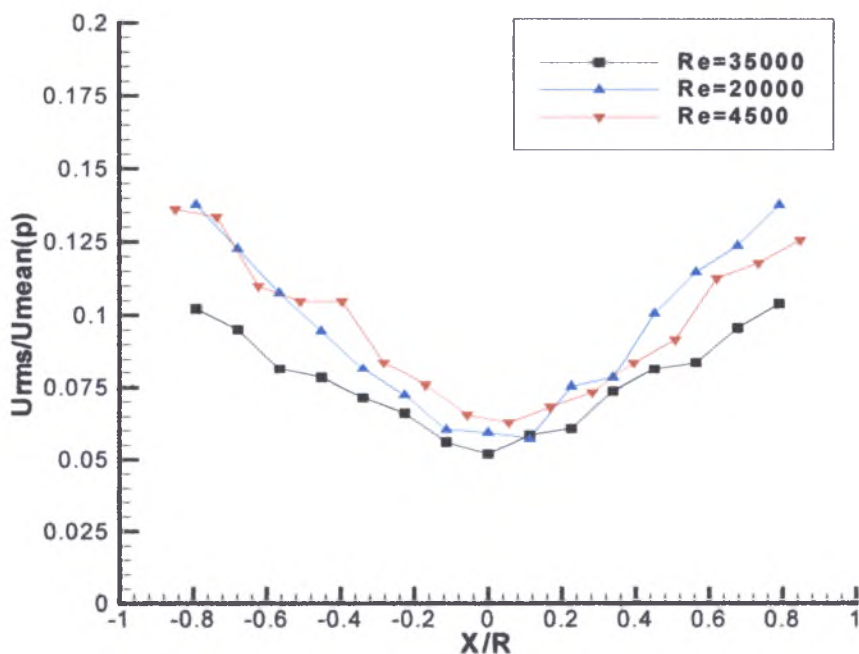
Στα Σχήματα 5-35 ως 5-37, παρουσιάζεται η διακύμανση των ταχυτήτων των σωματιδίων στους τρεις αριθμούς Re. Συγκεκριμένα, στο Σχήμα 5-35, παρουσιάζεται η διακύμανση των ταχυτήτων των 5 μ m, και παρατηρείται ότι με αύξηση του Re η διακύμανση αυξάνεται στα άκρα, ενώ επηρεάζεται πολύ λιγότερο στον άξονα του σωλήνα. Για τα σωματίδια των 10 μ m (Σχήμα 5-36), για τον ελάχιστο αριθμό Re, η διακύμανση της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη σε σχέση με τους δύο μεγαλύτερους Re στο κέντρο του σωλήνα, ενώ όσο απομακρυνόμαστε προς τα άκρα του σωλήνα, η αύξηση του αριθμού Re συνεπάγεται και αύξηση της διακύμανσης, και τελικά στα τοιχώματα μεγαλύτερη διακύμανση παρουσιάζει η κατανομή για το μέγιστο Re. Για τη διακύμανση των ταχυτήτων των 50 μ m (Σχήμα 5-37), παρατηρείται ότι οι τιμές της διακύμανσης σε όλους τους αριθμούς Re κυμαίνονται σε παραπλήσια επίπεδα, χωρίς σημαντικές αλλαγές στο κέντρο του σωλήνα, ενώ στα τοιχώματα αύξηση του Re οδηγεί σε μείωση της διακύμανσης.



Σχήμα 5-35: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5 μ m για C=0,01gr/lt

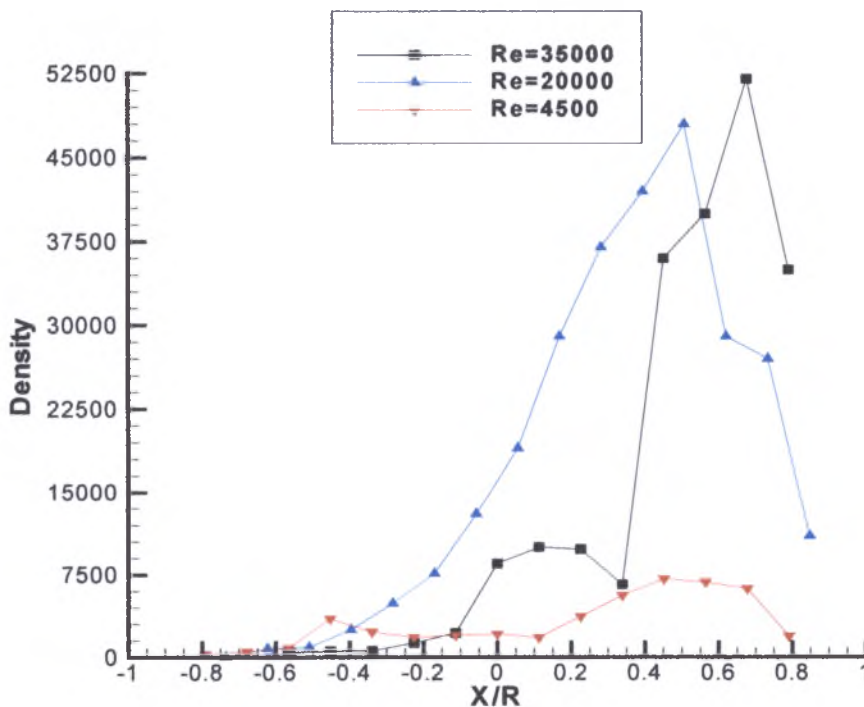


Σχήμα 5-36: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10 μ m για C=0,01gr/lt

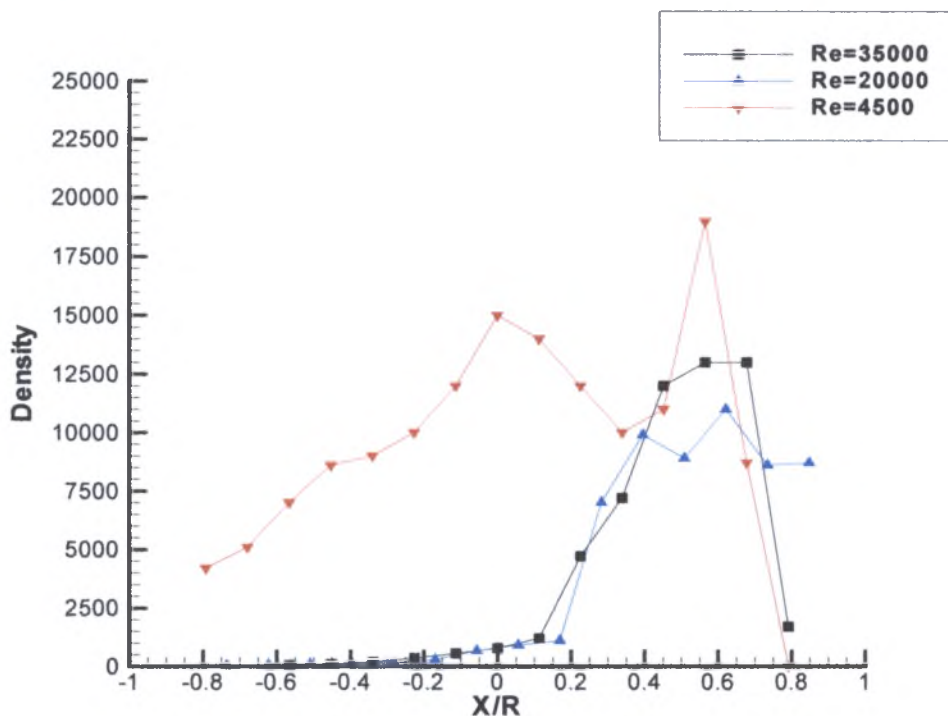


Σχήμα 5-37: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 50 μ m για C=0,01gr/lt

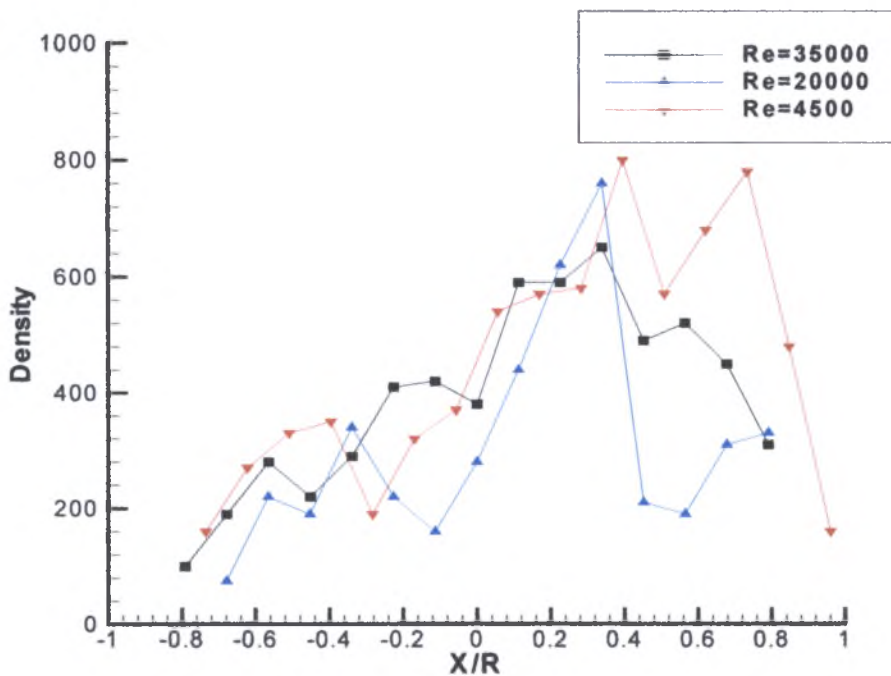
Χαρακτηριστικό των κατανομών του αριθμού της πυκνότητας όλων των σωματιδίων στα Σχήματα 5-38 ως 5-40, είναι ότι επιδεικνύουν μία προτίμηση στο δεξί τμήμα του διαγράμματος. Αυτό σημαίνει ότι η πλειοψηφία των σωματιδίων βρίσκονται δεξιά από τον άξονα του αγωγού, με αποτέλεσμα μία ασύμμετρη κατανομή, ανεξάρτητα του αριθμού Re και της συγκέντρωσης των σωματιδίων. Το γεγονός αυτό δυσκολεύει την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων για την κατανομή των σωματιδίων μέσα στη ροή, καθώς δεν έχει διευκρινιστεί αν αυτά τα αποτελέσματα είναι προϊόν πειραματικού σφάλματος ή όχι. Τα αποτελέσματα και τα σωματίδια των 50μm δυσκολεύουν την ανάλυση, καθώς παρουσιάζουν μία περισσότερο ομοιόμορφη και συμμετρική κατανομή, γεγονός που ίσως να αποδεικνύει ότι πέραν από πειραματικά σφάλματα εξίσου σημαντικό είναι και ο τρόπος που εισάγονται τα σωματίδια στη ροή. Ειδικά τα μικρά σωματίδια, αν εισέρχονται ανομοιόμορφα στη ροή θα διατηρήσουν αυτή την κατανομή κατά μήκος του σωλήνα. Μετρήσεις πολύ κοντά στην είσοδο του σωλήνα δεν ήταν δυνατό να πραγματοποιηθούν εξαιτίας περιορισμών στη μετακίνηση του μετρητικού συστήματος.



Σχήμα 5-38: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 5μm για C=0,01gr/lt



Σχήμα 5-39: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 10µm για C=0,01gr/lt



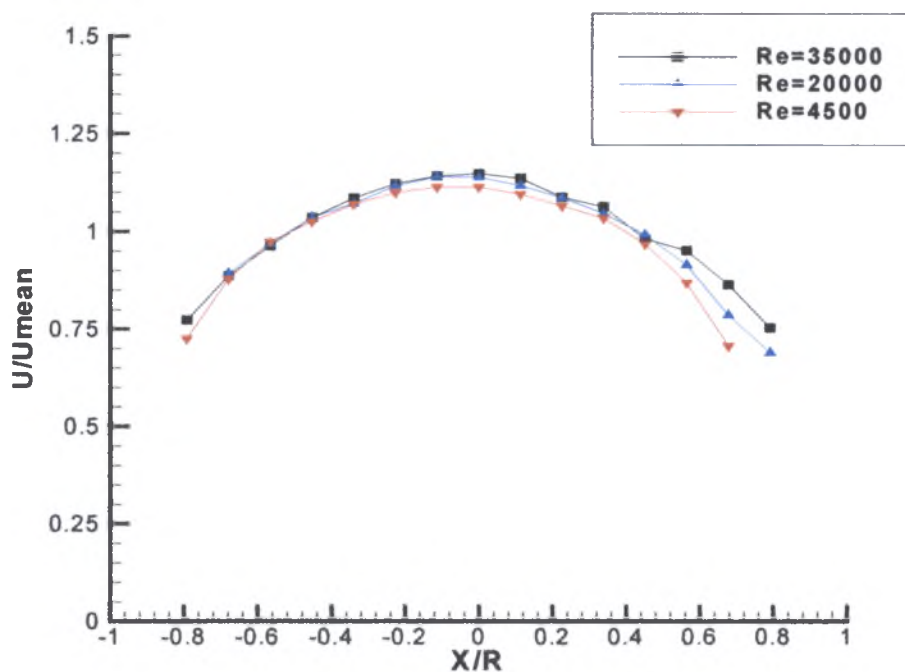
Σχήμα 5-40: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 50µm για C=0,01gr/lt

Συγκέντρωση σωματιδίων $C=0,1\text{gr/lit}$ και $C=0,2\text{gr/lit}$

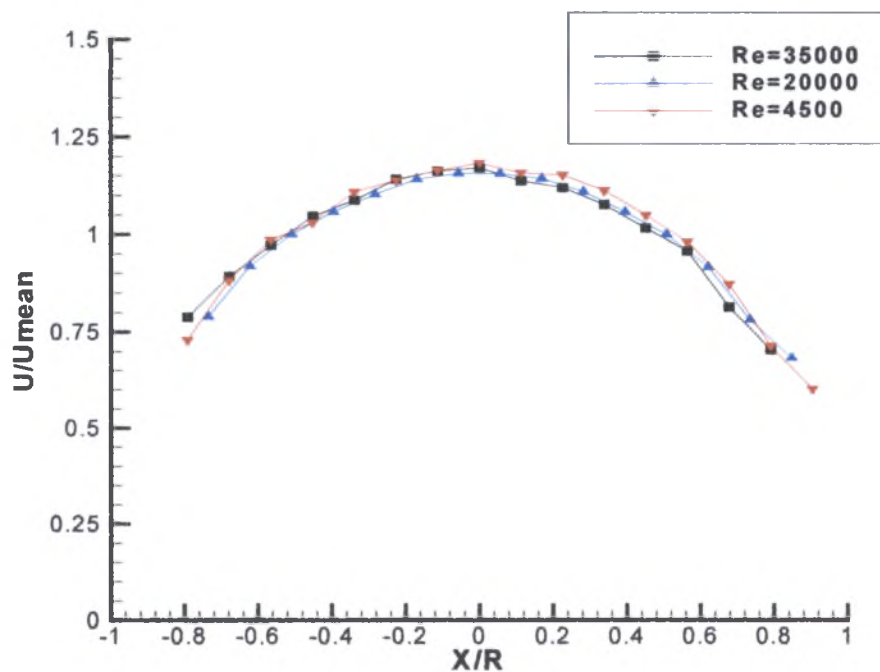
Στη συνέχεια, στα Σχήματα 5-41 ως 5-55, ακολουθούν τα αποτελέσματα της ταχύτητας, της διακύμανσης αυτής και του αριθμού πυκνότητας των σωματιδίων ως προς τους τρεις αριθμούς Re , για συγκεντρώσεις 0,1 και 0,2gr/lit.

Στα Σχήματα 5-41 ως 5-43 και 5-44 ως 5-46, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων της ταχύτητας για συγκεντρώσεις 0,1 και 0,2gr/lit, αντίστοιχα. Στο Σχήμα 5-41, φαίνεται ότι τα σωματίδια των 5μm εμφανίζουν την ίδια τάση στα τοιχώματα του σωλήνα με αυτή για τη μικρότερη συγκέντρωση, όπου παρατηρείται αύξηση των ταχυτήτων στο μέγιστο αριθμό Re , ενώ σε αντίθεση με τη μικρότερη συγκέντρωση, στο κέντρο του σωλήνα παρατηρούνται μικρότερες ταχύτητες στον ελάχιστο αριθμό Re και όχι στο μεγαλύτερο. Σε αυτό το σημείο πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι για συγκέντρωση 0,2gr/lit οι μετρήσεις για τα σωματίδια των 5μm δεν ήταν εφικτές, λόγω της υπερβολικά μεγάλου αριθμού των σωματιδίων στη ροή, σε σημείο, όπου ο όγκος ελέγχου ήταν δυσδιάκριτος και άρα οι μετρήσεις δεν ήταν αξιόπιστες.

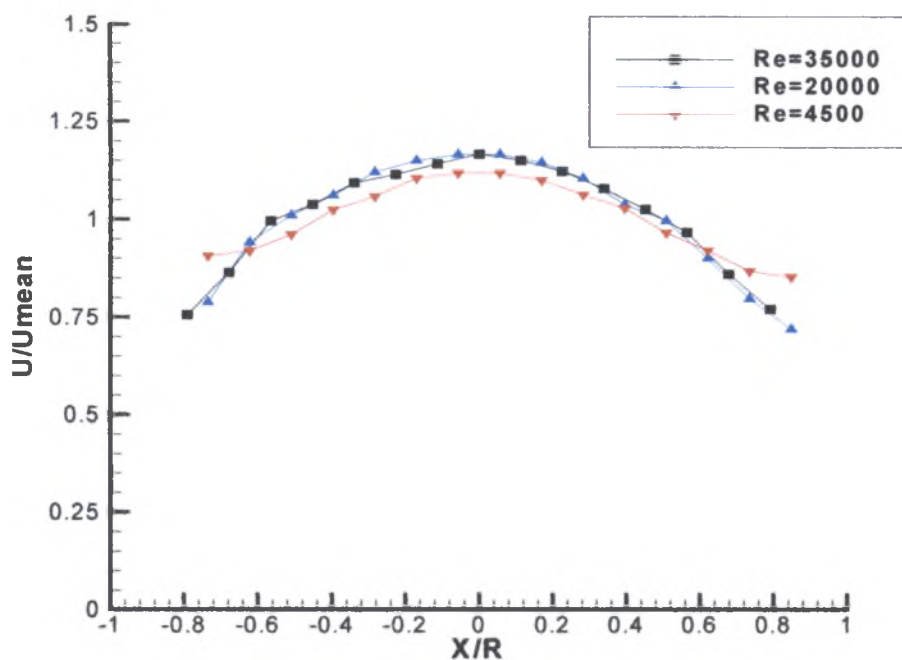
Τα αποτελέσματα των μετρήσεων για τα 10μm που φαίνονται στα Σχήματα 5-42 και 5-44, δείχνουν ότι μεταβολές σε σχέση με την μικρότερη συγκέντρωση, υπάρχουν μόνο για τη μέγιστη συγκέντρωση στο κέντρο του σωλήνα, και μάλιστα με την αύξηση του αριθμού Re , αυξάνεται και η ταχύτητα και αντίστοιχα με την μείωσή του ελαττώνεται. Εντελώς ανάλογη συμπεριφορά παρουσιάζουν οι κατανομές της ταχύτητας για τα 50μm στις δύο μεγαλύτερες συγκεντρώσεις σε σχέση με αυτή της μικρότερης συγκέντρωσης, ειδικότερα στα άκρα του σωλήνα. Στο κέντρο του σωλήνα, η διαφοροποίηση εντοπίζεται στην κατανομή για τη μεγαλύτερη συγκέντρωση σε σχέση με τις δύο χαμηλότερες. Παρόλο, που η κατανομή για τον μικρότερο αριθμό Re εμφανίζει τις μικρότερες ταχύτητες, όπως και για τις δύο μικρότερες συγκεντρώσεις, για $Re=20.000$ παρατηρείται ότι η ταχύτητα παρουσιάζει τις μεγαλύτερες τιμές.



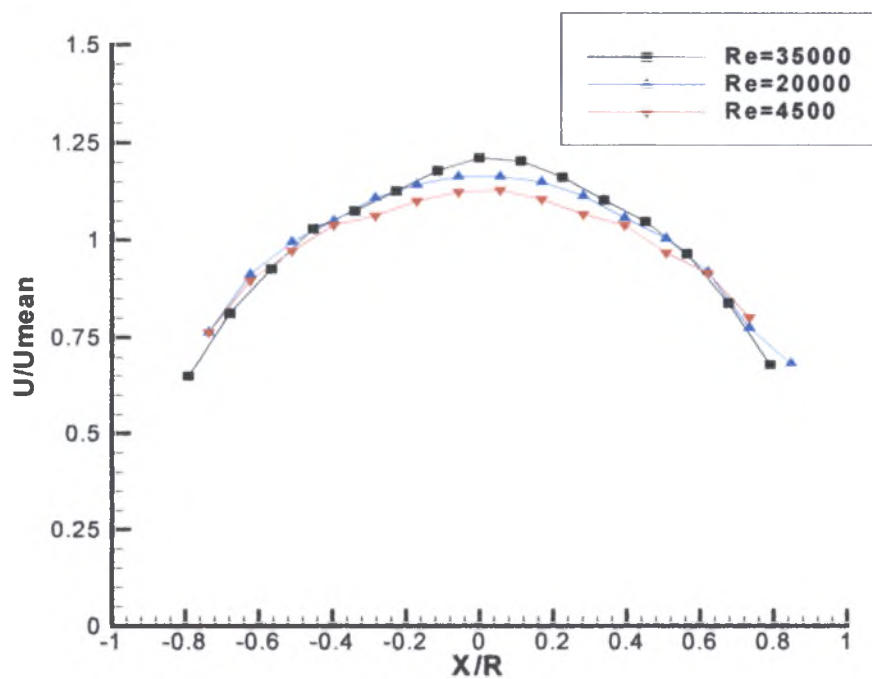
Σχήμα 5-41: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων $5\mu m$ για $C=0,1gr/lt$



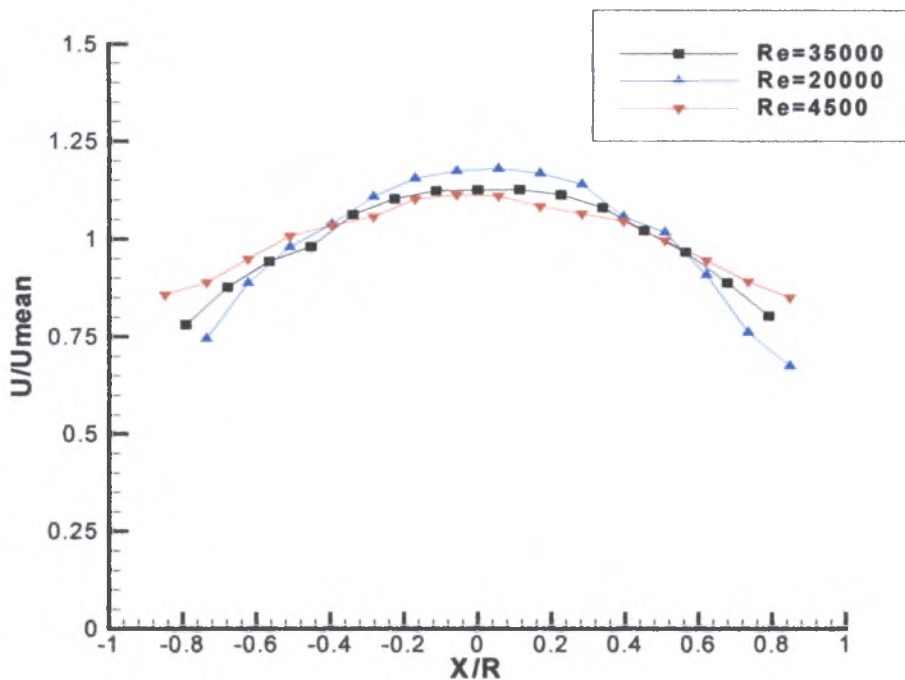
Σχήμα 5-42: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων $10\mu m$ για $C=0,1gr/lt$



Σχήμα 5-43: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 50μm για C=0,1gr/lit



Σχήμα 5-44: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 10μm για C=0,2gr/lit

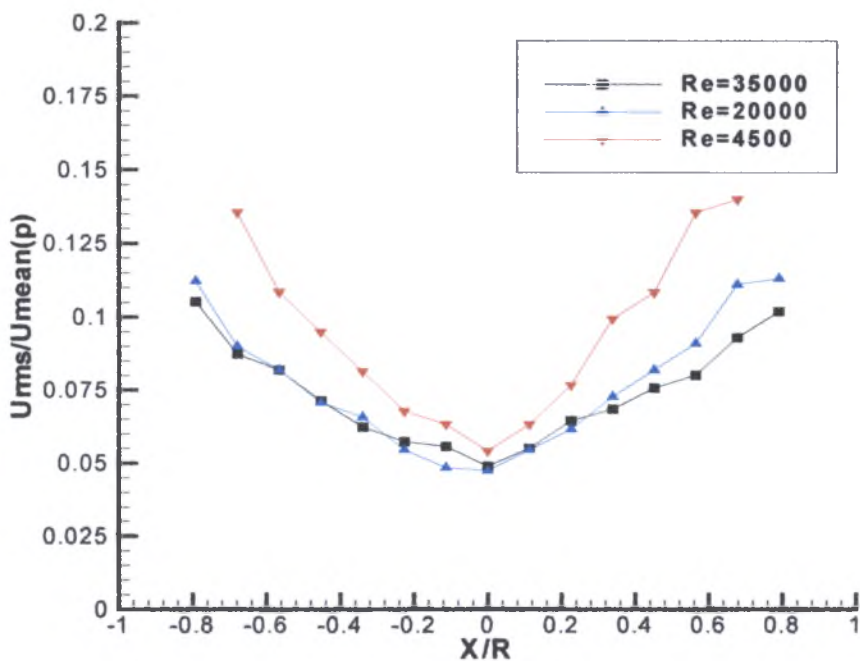


Σχήμα 5-45: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 50µm για C=0,2gr/lit

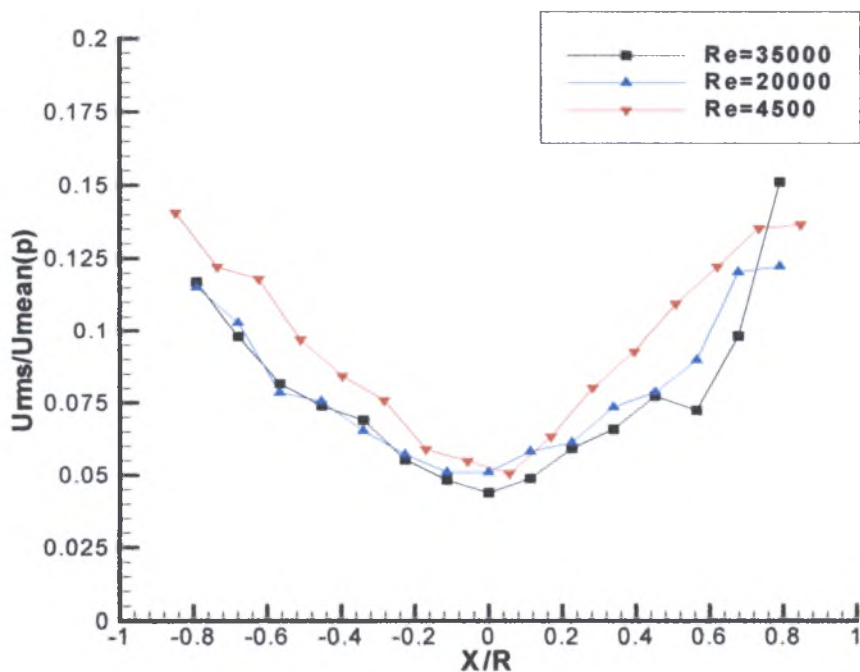
Η διακύμανση των ταχυτήτων των σωματιδίων για τις δύο μεγαλύτερες συγκεντρώσεις παρουσιάζονται στα Σχήματα 5-46 ως 5-50. Η διακύμανση των ταχυτήτων για τα σωματίδια των 5µm (Σχήμα 5-46), στον άξονα του σωλήνα διαφέρει από την αντίστοιχη της μικρότερης συγκέντρωσης, και η διαφορά εντοπίζεται στο μικρότερο αριθμό Re, όπου παρουσιάζεται και εδώ η μεγαλύτερη διακύμανση, αλλά στα τοιχώματα του σωλήνα είναι εμφανώς μεγαλύτερη σε σχέση με τη μικρότερη συγκέντρωση, ενώ στους δύο υψηλότερους αριθμούς Re διατηρεί την ίδια συμπεριφορά. Σε ό,τι αφορά τη διακύμανση των ταχυτήτων των σωματιδίων των 10µm για τις δύο μεγαλύτερες συγκεντρώσεις (Σχήματα 5-47 και 5-49), παρατηρούμε ότι έχουν ίδια συμπεριφορά μεταξύ τους χωρίς ιδιαίτερες διακυμάνσεις. Κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα η συμπεριφορά της διακύμανσης των ταχυτήτων είναι ίδια, σε σχέση με τη μικρότερη συγκέντρωση.

Τα σωματίδια των 50µm, στις μεγαλύτερες συγκεντρώσεις εμφανίζουν εξίσου παρόμοια συμπεριφορά για διακύμανση ταχυτήτων σε σχέση με την μικρότερη συγκέντρωση (Σχήματα 5-48 και 5-50). Οι διαφορές εντοπίζονται κυρίως στη μεγαλύτερη συγκέντρωση, στην οποία όλες οι κατανομές είναι στα ίδια επίπεδα περίπου στο κέντρο, εκτός αυτής για Re=35.000, σε αντίθεση με τις άλλες δύο συγκεντρώσεις όπου παρατηρείται μείωση της διακύμανσης με την αντίστοιχη αύξηση του αριθμού Re. Επίσης,

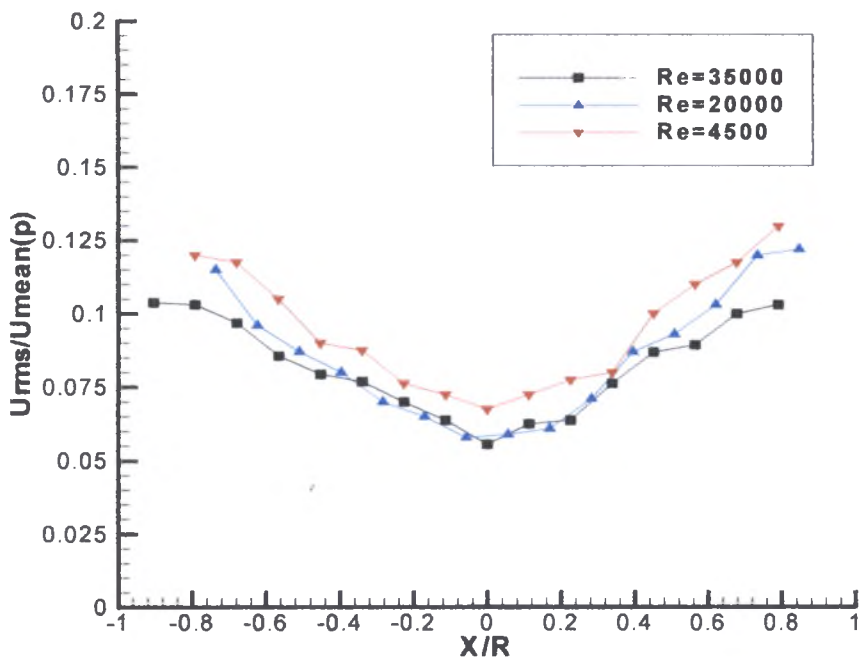
η διακύμανση της ταχύτητας μειώνεται στα τοιχώματα του σωλήνα με την αύξηση της συγκέντρωσης, για τον μεγαλύτερο αριθμό Re.



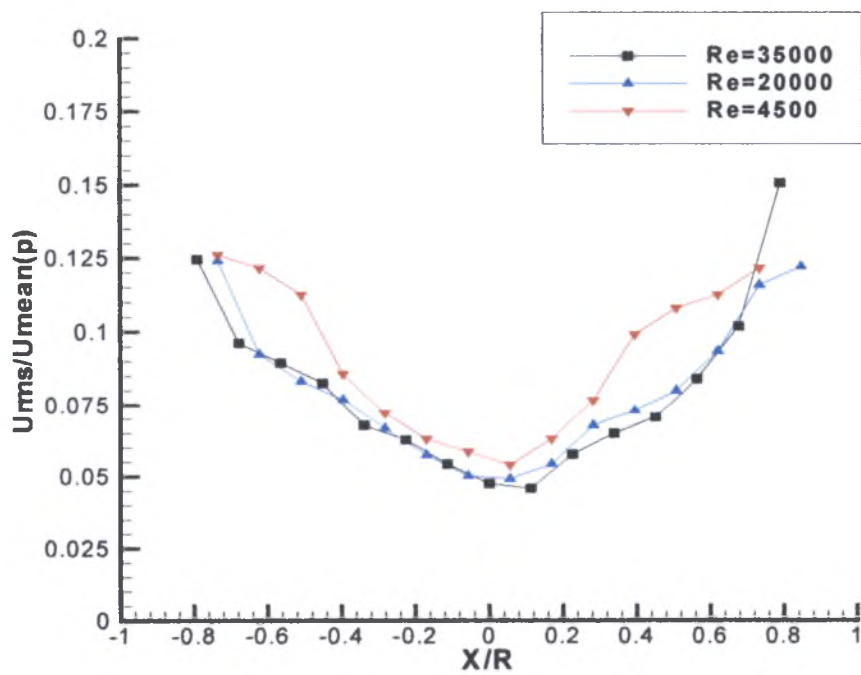
Σχήμα 5-46: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5 μ m για C=0,1gr/l



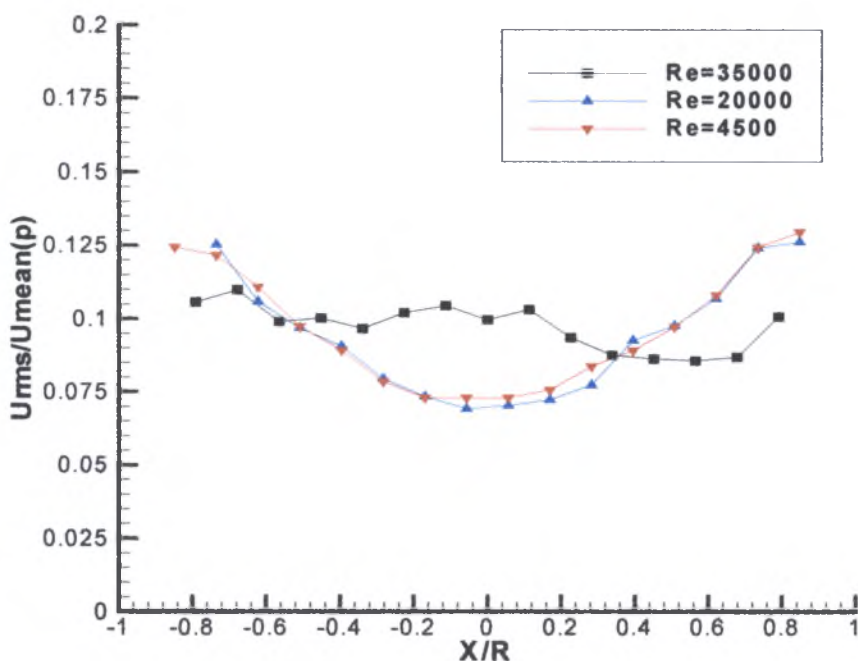
Σχήμα 5-47: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10 μ m για C=0,1gr/l



Σχήμα 5-48: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 50µm για C=0,1gr/lit

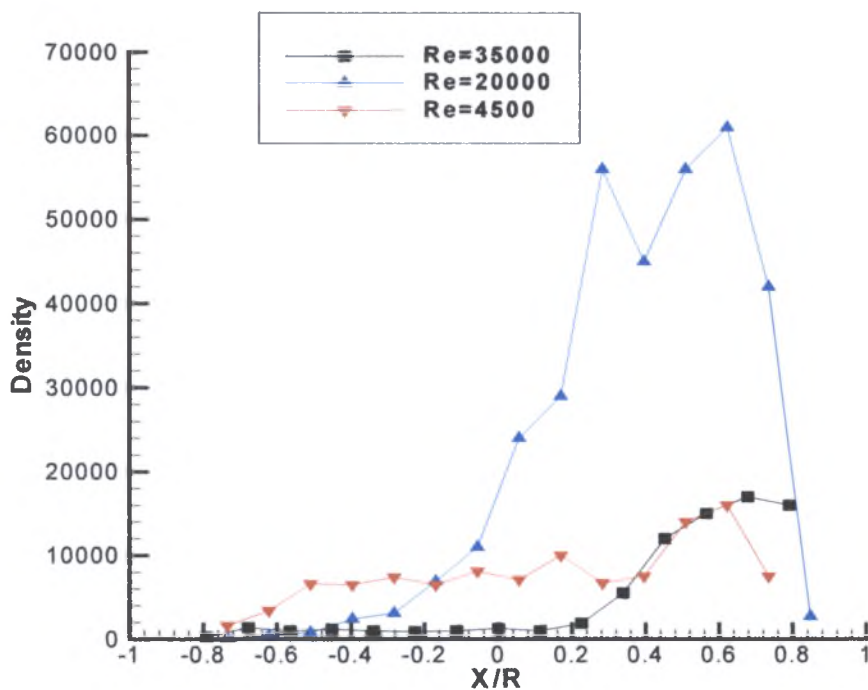


Σχήμα 5-49: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10µm για C=0,2gr/lit

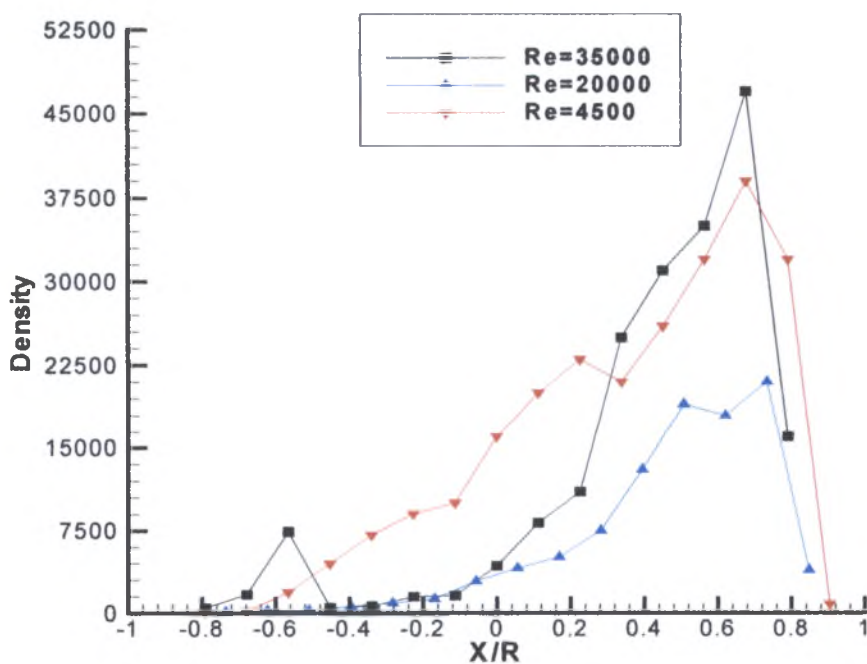


Σχήμα 5-50: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 50μm για C=0,2gr/lit

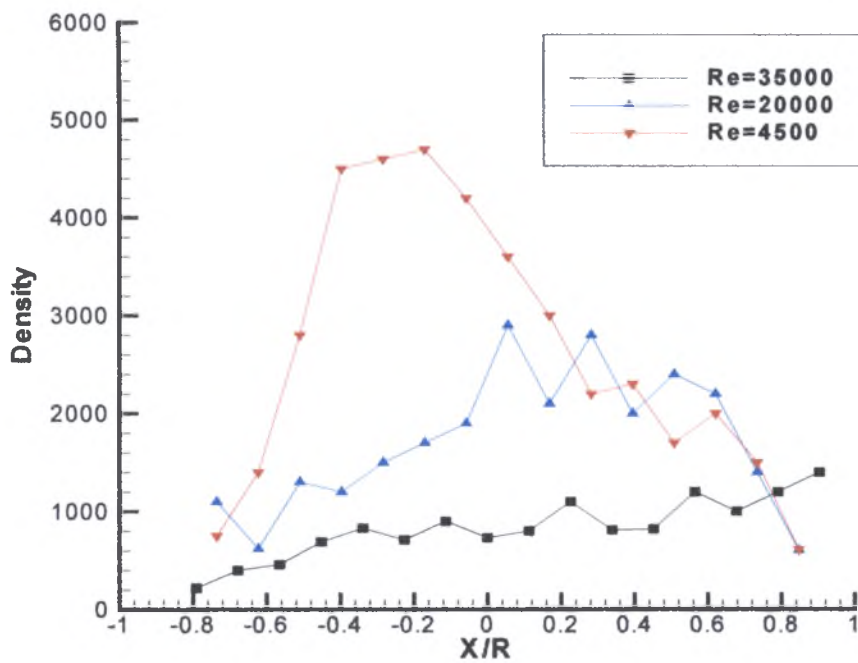
Υπάρχει μία σαφής ομοιότητα των κατανομών του αριθμού πυκνότητας των σωματιδίων σε όλες τις συγκεντρώσεις κυρίως για τα σωματίδια των 5 και 10μm και λιγότερο για τα 50μm. Ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων των 5 και 10μm (Σχήματα 5-51, 52 και 54), παρουσιάζει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά και στις μεγαλύτερες συγκεντρώσεις, σε σχέση με τη μικρότερη συγκέντρωση. Δηλαδή, σε όλες τις συγκεντρώσεις και ανεξάρτητα του αριθμού Re, παρατηρείται μία 'προτίμηση' εμφάνισης των μέγιστων τιμών του αριθμού των σωματιδίων στο δεξιό τμήμα του σωλήνα. Αυτό, εμφανίζεται και στα σωματίδια των 50μm, μόνο όμως στη μικρότερη συγκέντρωση. Στις μεγαλύτερες συγκεντρώσεις (Σχήματα 5-53 και 5-55), παρατηρείται ότι ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων βρίσκεται κοντά στην περιοχή του άξονα.



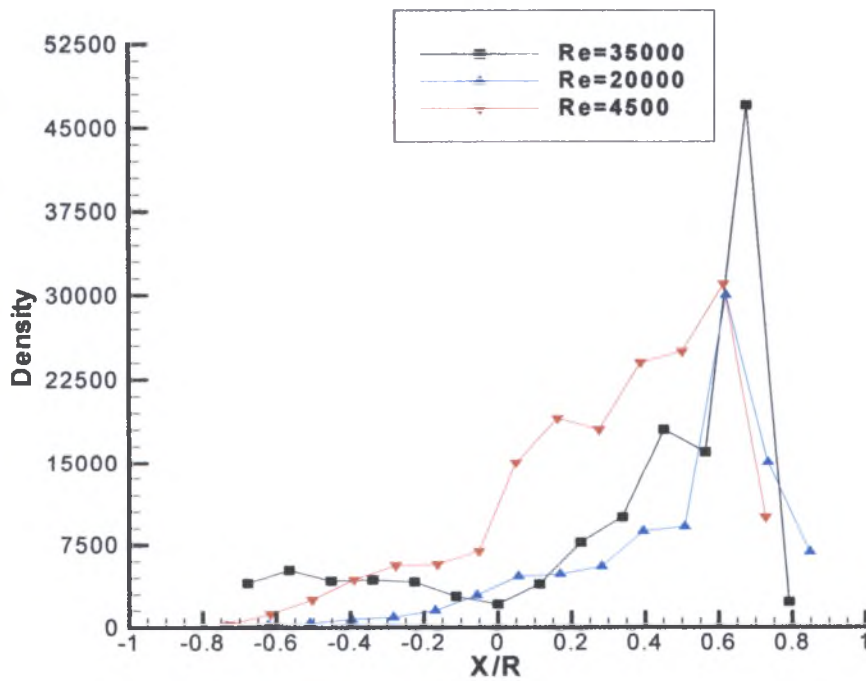
Σχήμα 5-51: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 5µm για C=0,1gr/lt



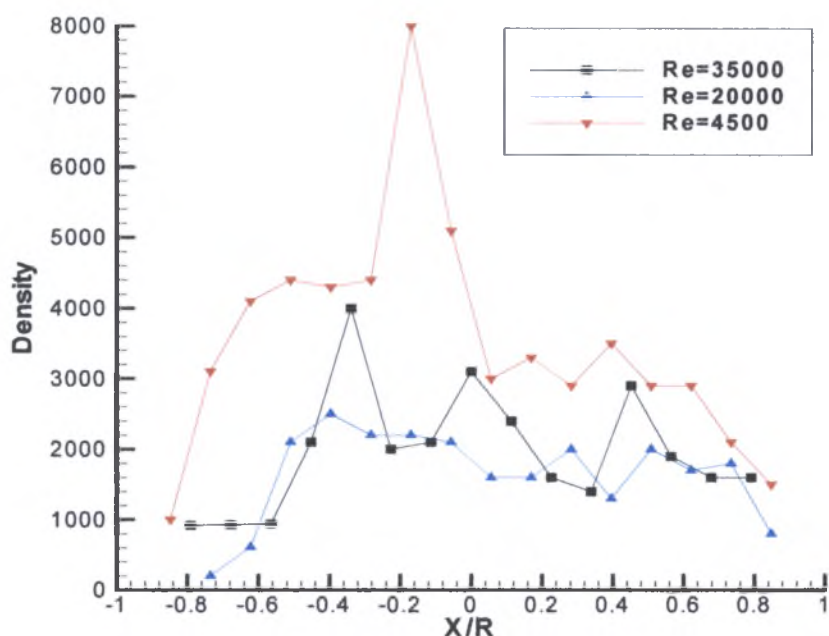
Σχήμα 5-52: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 10µm για C=0,1gr/lt



Σχήμα 5-53: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 50µm για C=0,1gr/lt



Σχήμα 5-54: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 10µm για C=0,2gr/lt



Σχήμα 5-55: Κατανομή πυκνότητας σωματιδίων 50 μ m για C=0,2gr/lit

Στα Σχήματα 5-56 ως 5-61, παρουσιάζεται η μεταβολή της μέσης αξονικής ταχύτητας και της μέσης διακύμανσης αδιαστατοποιημένες ως προς τα αντίστοιχα μεγέθη της συνεχούς φάσης για την ταχύτητα και ως προς την αντίστοιχη μέση ταχύτητα των σωματιδίων για τη διακύμανση, σε σχέση με τον αριθμό Re, για τις τρεις συγκεντρώσεις.

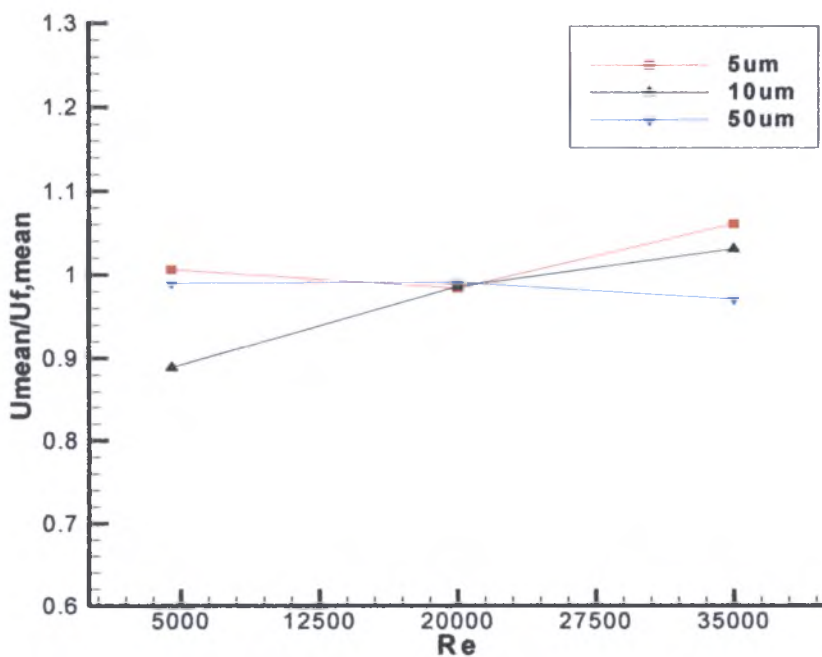
Στη μικρότερη συγκέντρωση των σωματιδίων (Σχήμα 5-56), η ταχύτητα των 10 μ m αυξάνεται με την αύξηση του αριθμού Re. Αντίστοιχα, η ταχύτητα των σωματιδίων των 5 και 50 μ m είναι αρχικά σταθερή και σχεδόν αμετάβλητη, ενώ στη συνέχεια, για τα 5 μ m αυξάνεται και για τα 50 μ m μειώνεται με αύξηση του Re, χωρίς ωστόσο αυτή η μείωση της ταχύτητας των 50 μ m να είναι ιδιαίτερα σημαντική. Η συμπεριφορά της διακύμανσης των ταχυτήτων παρουσιάζεται στο Σχήμα 5-57, όπου για όλα τα σωματίδια εμφανίζεται πτωτική τάση με την αύξηση του Re. Παρόλο, την πτώση της διακύμανσης των 50 μ m, εξακολουθεί να είναι σε υψηλότερες τιμές σε σύγκριση με τα μικρότερα σωματίδια, εξαιτίας της μεγαλύτερης αδράνειάς τους.

Στα Σχήματα 5-58 ως 5-61 παρουσιάζονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τις μεγαλύτερες συγκεντρώσεις 0,1 και 0,2gr/lit. Στα Σχήματα 5-58 και 5-59, η γενική συμπεριφορά της ταχύτητας των σωματιδίων είναι εντελώς αντίστοιχη με αυτή για συγκέντρωση 0,01gr/lit, με μοναδική διαφορά ότι η πτώση των ταχυτήτων των 50 μ m είναι λίγο μεγαλύτερη και η αύξηση της ταχύτητας των 5 μ m ελάχιστα μικρότερη για την μεσαία

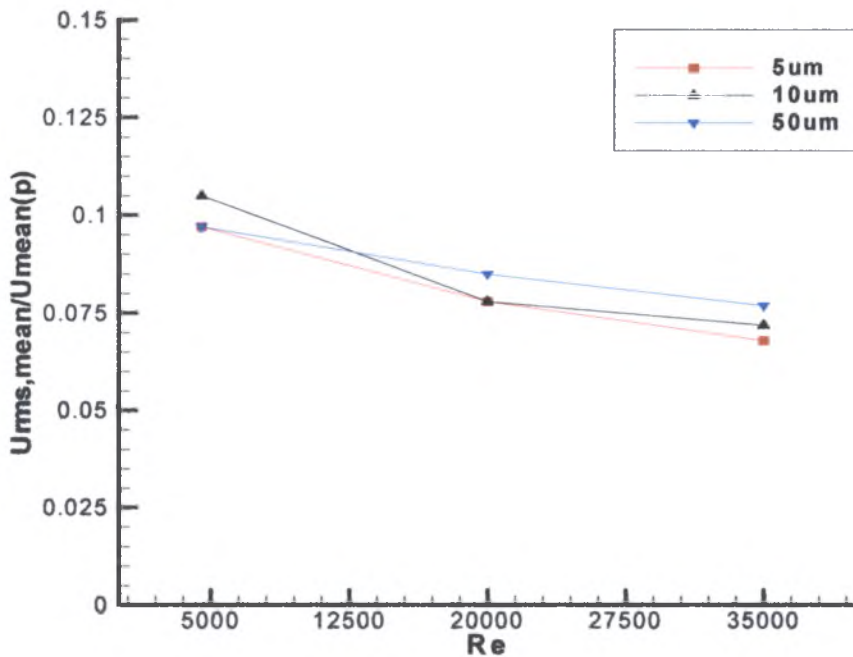
συγκέντρωση. Για τη μεγαλύτερη συγκέντρωση, τα σωματίδια των 10 μm έχουν υψηλότερες ταχύτητες στο μικρότερο αριθμό Re σε σχέση με τις άλλες δύο συγκεντρώσεις.

Η διακύμανση των ταχυτήτων των σωματιδίων στις μεγαλύτερες συγκεντρώσεις παρουσιάζεται στα Σχήματα 5-60 και 5-61. Στο Σχήμα 5-60, παρατηρούμε ότι η διακύμανση των ταχυτήτων στη μεσαία συγκέντρωση, δεν εμφανίζει αποκλίσεις από την αντίστοιχη της μικρότερης συγκέντρωσης, πράγμα που συμβαίνει και στη μεγαλύτερη συγκέντρωση (Σχήμα 5-61). Η συμπεριφορά που παρατηρείται είναι ότι με την αύξηση της συγκέντρωσης οι κατανομές ομαλοποιούνται, δηλαδή η πτώση τους ελαττώνεται.

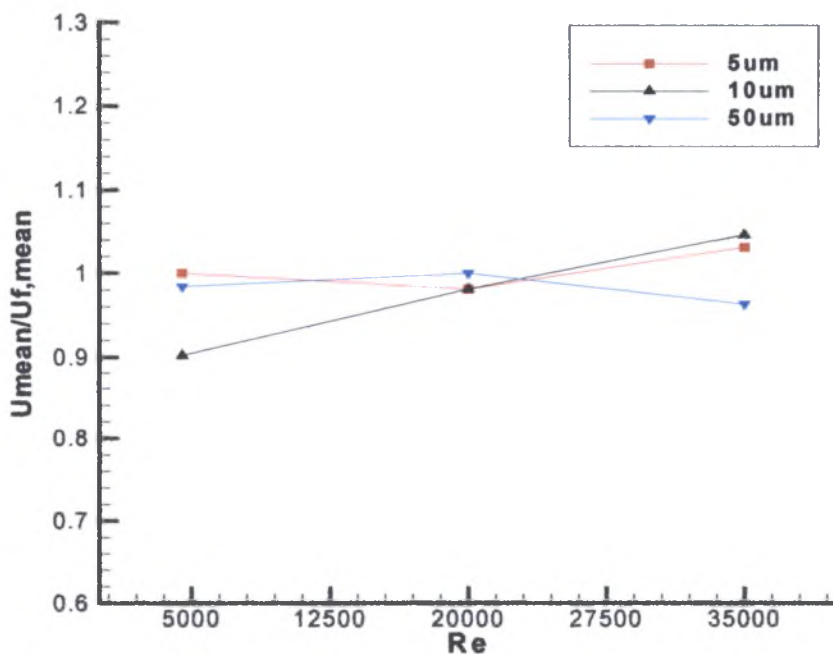
Με βάση την προηγούμενη ανάλυση, παρατηρείται ότι υπάρχει παρόμοια συμπεριφορά της μέσης αξονικής ταχύτητας των σωματιδίων ως προς τον Re ανεξάρτητα από τη συγκέντρωση. Τα σωματίδια των 5 και 50 μm στον χαμηλότερο αριθμό Re έχουν τις ίδιες περίπου ταχύτητες και αυτά των 10 μm τη χαμηλότερη. Στον ενδιάμεσο Re οι ταχύτητες εμφανίζονται ίσες, και με την αύξηση του Re τα σωματίδια των 5 και 10 μm κινούνται με περίπου ίσες ταχύτητες, ενώ τα 50 μm εμφανώς σε χαμηλότερα επίπεδα. Οι ταχύτητες των 50 μm είναι σχεδόν αμετάβλητες και στους τρεις αριθμούς Re.



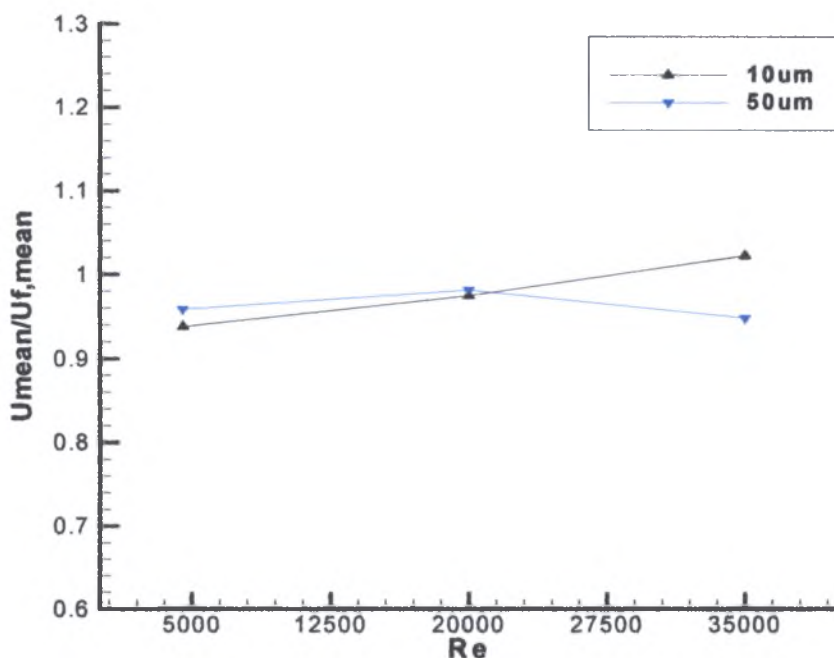
Σχήμα 5-56: Μεταβολές μέσης αξονικής ταχύτητας με τον αριθμό Re για όλα τα σωματίδια και για $C=0,01\text{gr/lit}$



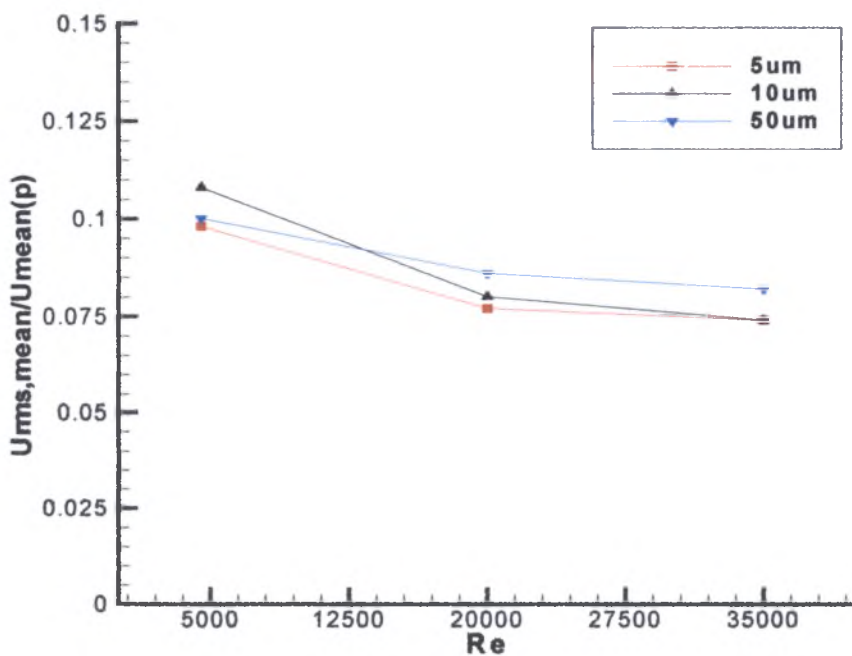
Σχήμα 5-57: Μεταβολές μέσης αξονικής διακύμανσης ταχυτήτων με τον αριθμό Re , για όλα τα σωματίδια και για $C=0,01gr/lt$



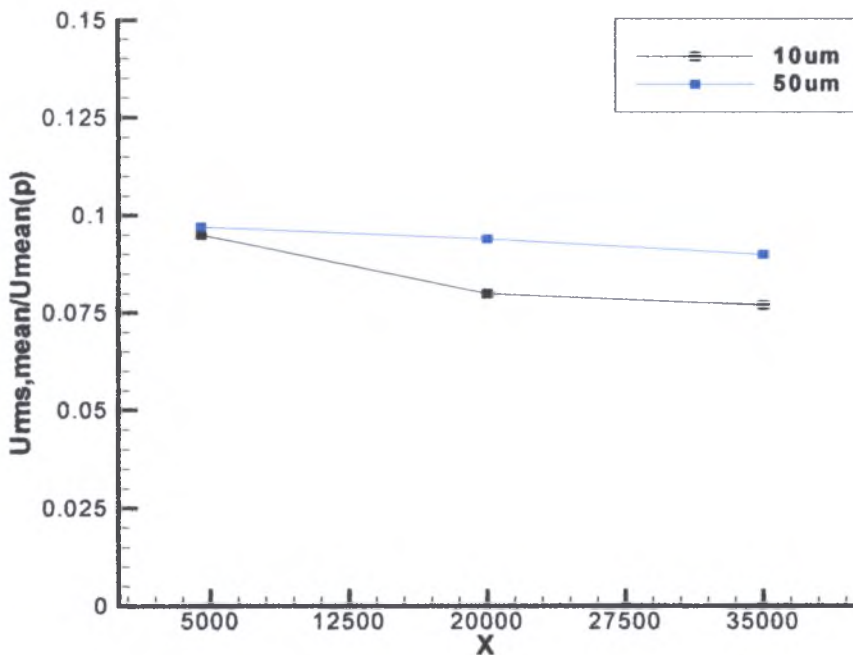
Σχήμα 5-58: Μεταβολές μέσης αξονικής ταχύτητας με τον αριθμό Re για όλα τα σωματίδια και για $C=0,1gr/lt$



Σχήμα 5-59: Μεταβολές μέσης αξονικής ταχύτητας με τον αριθμό Re για όλα τα σωματίδια και για C=0,2gr/lt



Σχήμα 5-60: Μεταβολές μέσης αξονικής διακύμανσης ταχυτήτων με τον αριθμό Re, για όλα τα σωματίδια και για C=0,1gr/lt



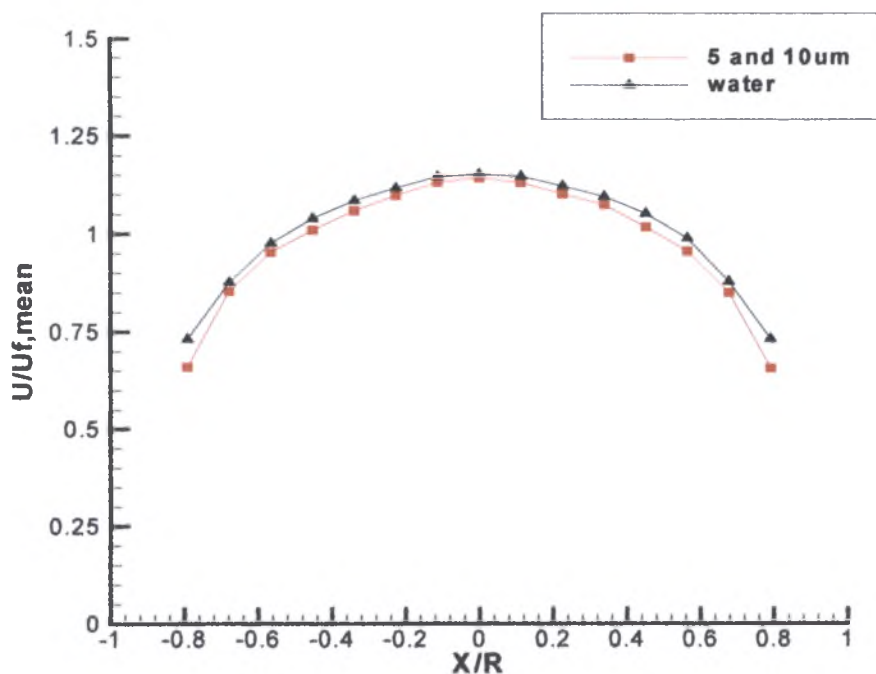
Σχήμα 5-61: Μεταβολές μέσης αξονικής διακύμανσης ταχυτήτων με τον αριθμό Re, για όλα τα σωματίδια και για C=0,2gr/lit

5.3.3 Συνδυασμοί σωματιδίων

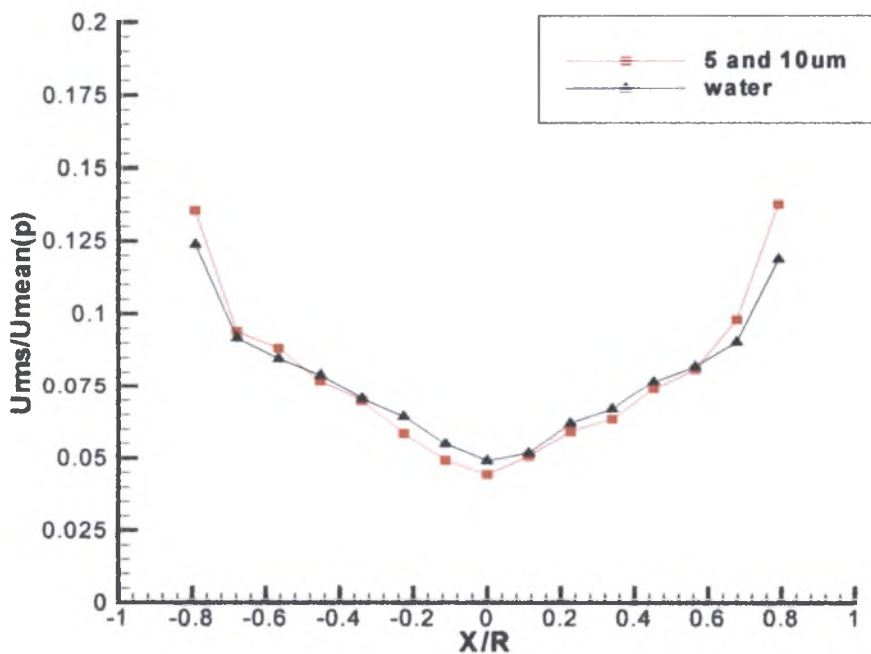
Η τελευταία περίπτωση που εξετάστηκε, είναι οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων και ρευστού στην περίπτωση ταυτόχρονης χρήσης σωματιδίων 5, 10 και 50μm, ισόποσων συγκεντρώσεων κατά μάζα. Οι μετρήσεις έγιναν στην χαμηλότερη κατακόρυφη θέση ($z/L=0$), κοντά στην έξοδο της ροής από το σωλήνα, συνολικής συγκέντρωσης 0,1gr/lit και για αριθμό Reynolds, $Re=29.000$.

Συνδυασμός σωματιδίων 5 και 10μm

Στα Σχήματα 5-62 και 5-63, παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας και της διακύμανσης αυτών, για την περίπτωση όπου στη ροή υπήρχαν σε ίσες συγκεντρώσεις σωματίδια των 5 και 10μm. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 5-62, τα σωματίδια διατηρούν χαμηλότερες ταχύτητες από αυτές του ρευστού σε όλη την κατανομή. Στο Σχήμα 5-63, βλέπουμε ότι το νερό παρουσιάζει εντονότερη διακύμανση ταχυτήτων και μόνο στα τοιχώματα του σωλήνα η διακύμανση των σωματιδίων είναι μεγαλύτερη έναντι του ρευστού.



Σχήμα 5-62: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5 και 10μm για C=0,1gr/lit

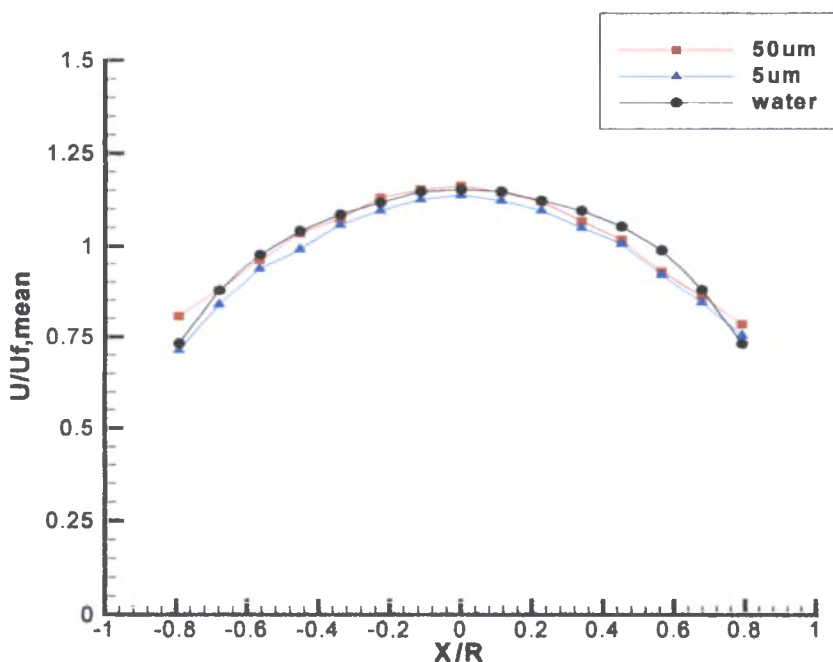


Σχήμα 5-63: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5 και 10μm για C=0,1gr/lit

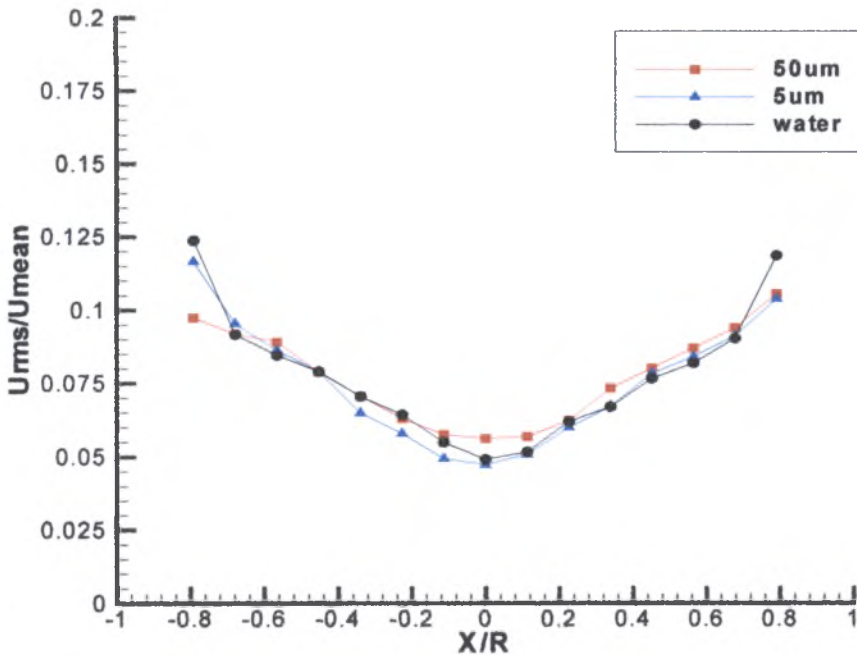
Συνδυασμός σωματιδίων 5 και 50μm

Στα Σχήματα 5-64 και 5-65, η ροή μας περιέχει σωματίδια των 5 και 50μm. Σκόπιμο είναι να αναφέρουμε ότι σε όλες τις περιπτώσεις όπου η ροή περιείχε σωματίδια των 50μm, οι μετρήσεις ήταν διπλές. Δηλαδή, η μία μέτρηση γινόταν για την εύρεση των ταχυτήτων και της διακύμανσης αυτών για τα μικρότερα σωματίδια (5 και 10μm), και κατόπιν με την αλλαγή διαφόρων παραμέτρων η μέτρηση για τα 50μm. Αυτό γινόταν γιατί όπως έχουμε ήδη προαναφέρει, οι μετρήσεις για τα 50μm προϋποθέτουν μεγαλύτερο εύρος διαμέτρων από αυτό που οι μετρήσεις για τα 5 και 10μm επέτρεπαν. Επίσης, άξιο αναφοράς είναι ότι οι μετρήσεις για τα 50μm, επηρεάζονταν και από τα υπόλοιπα σωματίδια, καθώς το εύρος των διαμέτρων που το PDPA μετρούσε, συμπεριλάμβανε διαμέτρους πάνω από 20μm. Πρακτικά δηλαδή, το PDPA μετρούσε τα χαρακτηριστικά όλων των σωματιδίων πάνω από 20μm. Τα σωματίδια ειδικά των 10μm επειδή παρουσιάζουν διασπορά μεγέθους (2-20μm, Πίνακας 5-1), πιθανόν να επηρεάζουν τις μετρήσεις αυτές.

Στο Σχήμα 5-64, οι κατανομές των σωματιδίων διατηρούν χαμηλότερες τιμές από αυτές του νερού και μόνο στα άκρα παρουσιάζουν υψηλότερες ταχύτητες. Για τη διακύμανση των ταχυτήτων στο Σχήμα 5-65, η συνεχής φάση παρουσιάζει μεγαλύτερες διακυμάνσεις στα άκρα, ενώ στον άξονα εντονότερες είναι αυτές των 50μm και μικρότερες των 5μm.



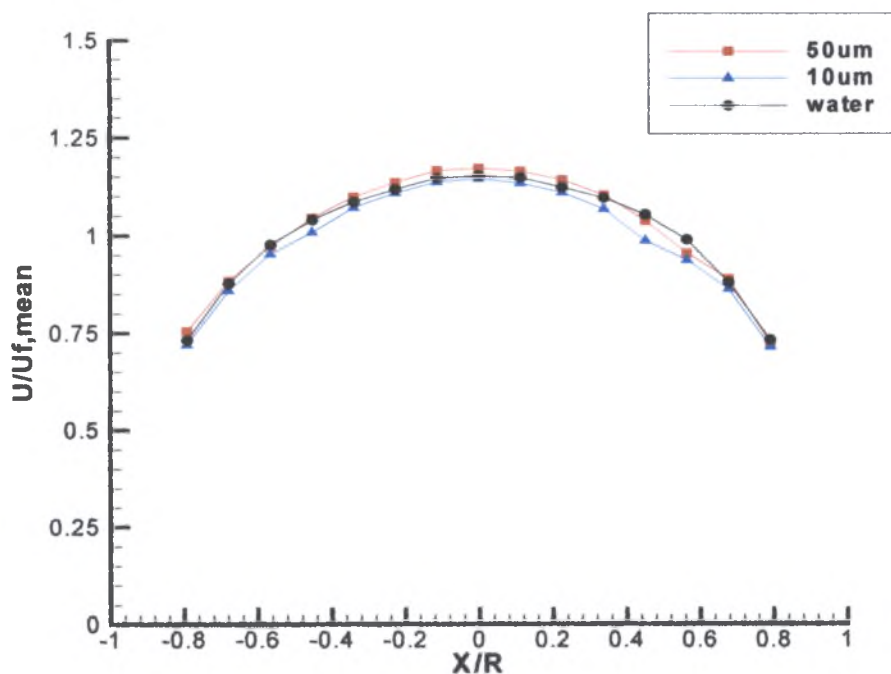
Σχήμα 5-64: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5 και 50μm για C=0,1gr/lit



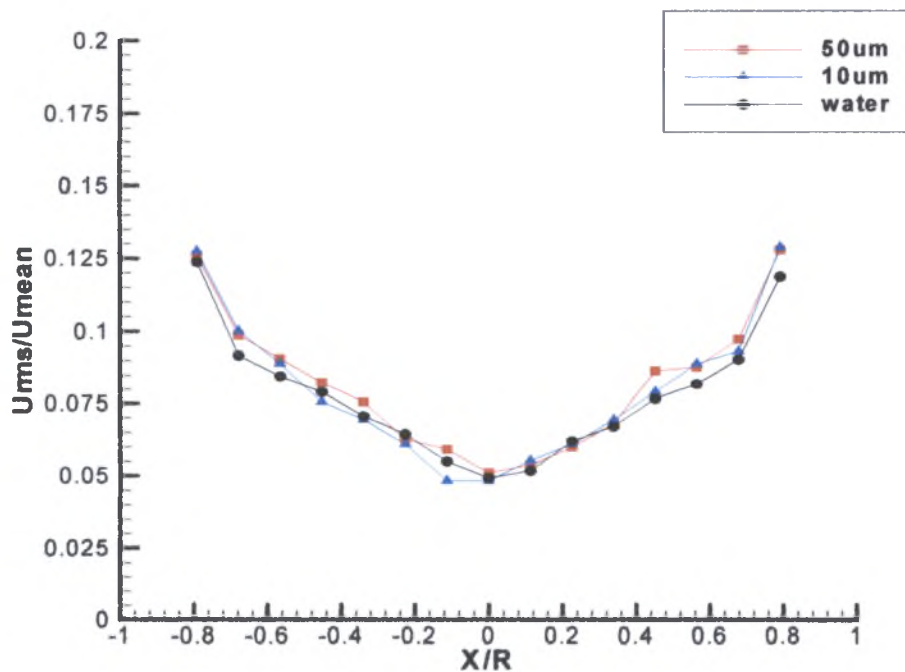
Σχήμα 5-65: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5 και 50µm για C=0,1gr/lit

Συνδυασμός σωματιδίων 10 και 50µm

Τα Σχήματα 5-66 και 5-67, παρουσιάζουν τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για τα 10 και τα 50µm ταυτόχρονα. Στο Σχήμα 5-66, η κατανομή των 10µm έχει ελάχιστα χαμηλότερες τιμές από αυτές της συνεχούς φάσης. Τα σωματίδια των 50µm, στην περιοχή του κέντρου παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές από το ρευστό και στα άκρα σχεδόν ίδιες. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για τη διακύμανση των ταχυτήτων στο Σχήμα 5-67. Η κατανομή των 50µm έχει εντονότερη διακύμανση ταχυτήτων και αυτή των 10µm χαμηλότερη στο κέντρο. Στα τοιχώματα του σωλήνα πάντως το ρευστό παρουσιάζει μικρότερες διακυμάνσεις από τα σωματίδια.



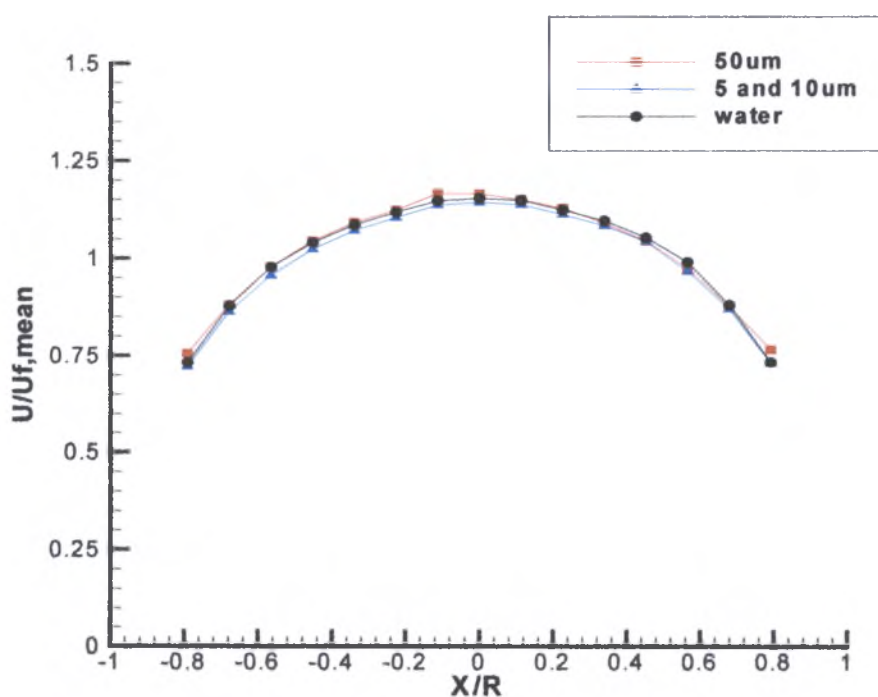
Σχήμα 5-66: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 10 και 50 μm για $C=0,1gr/lt$



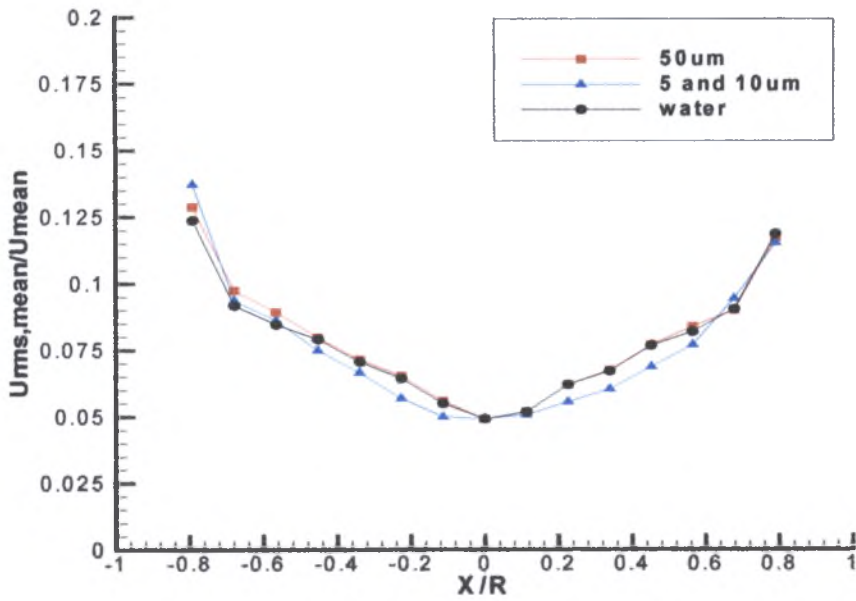
Σχήμα 5-67: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10 και 50 μm για $C=0,1gr/lt$

Συνδυασμός σωματιδίων 5, 10 και 50μm

Στη συνέχεια, στο Σχήμα 5-68 και 5-69, εμφανίζονται οι κατανομές για τις ταχύτητες και τη διακύμανση αυτών, όλων των σωματιδίων μαζί (5, 10 και 50μm). Σε ό,τι αφορά τις ταχύτητες των σωματιδίων στο Σχήμα 5-68, η κατανομή των 5 και 10μm παρουσιάζει χαμηλότερες τιμές από τη συνεχή φάση και αυτή για τα 50μm ελάχιστα μεγαλύτερες στα τοιχώματα. Στο Σχήμα 5-69, η διακύμανση των ταχυτήτων των 5 και 10μm είναι ηπιότερη από αυτή του ρευστού και στα άκρα ελαφρώς μεγαλύτερη. Τα 50μm διατηρούν την εντονότερη διακύμανση ταχυτήτων σε όλη την κατανομή και μόνο στα τοιχώματα περισσότερο ήπια συμπεριφορά από τα υπόλοιπα.



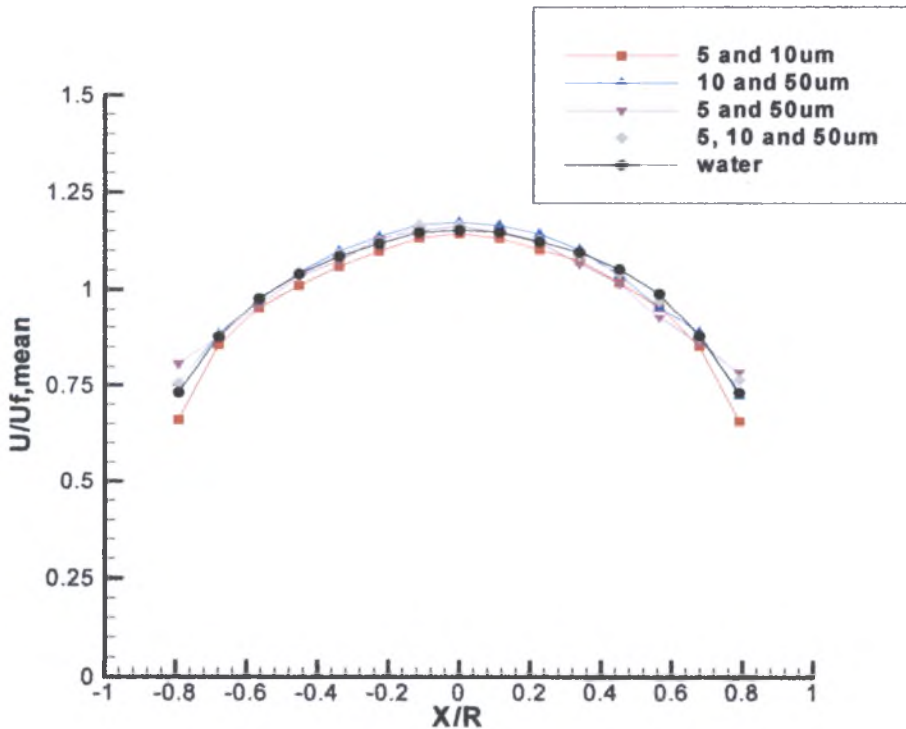
Σχήμα 5-68: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10 και 50μm για C=0,1gr/lit



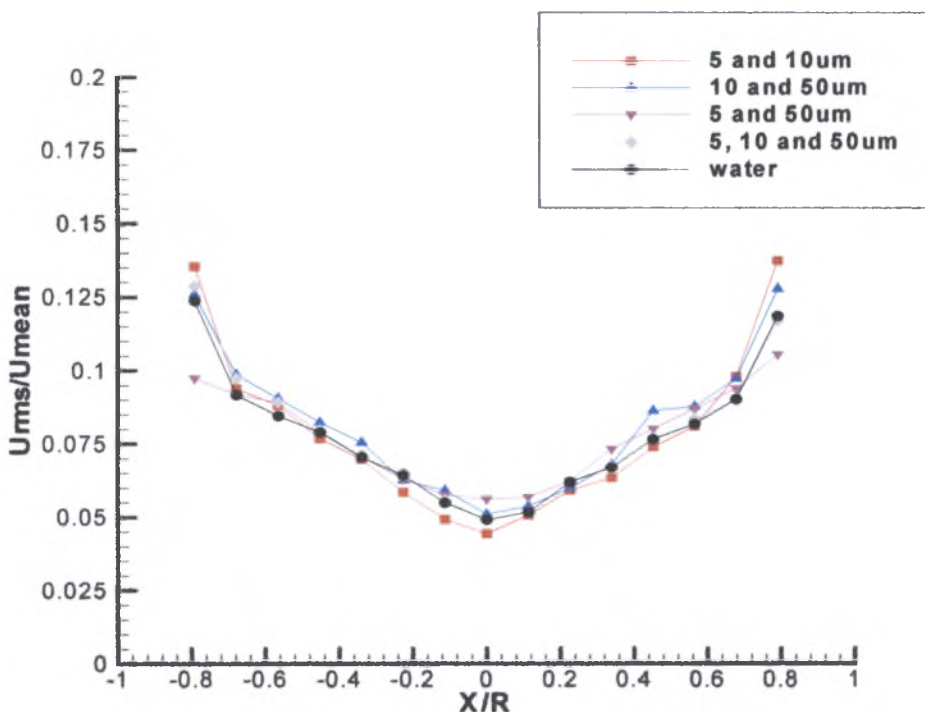
Σχήμα 5-69: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5, 10 και 50μm για C=0,1gr/lit

5.3.4 Συγκεντρωτικά αποτελέσματα

Στη συνέχεια, στα Σχήματα 5-70 και 5-71, παρατίθενται οι κατανομές της ταχύτητας και της διακύμανσης των σωματιδίων όλων των παραπάνω περιπτώσεων με συνδυασμούς σωματιδίων διαφόρων διαμέτρων μαζί.



Σχήμα 5-70: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5,10 και 50μm για C=0,1gr/lit



Σχήμα 5-71: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5,10 και 50μm για $C=0,1\text{gr/lt}$

5.4 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων

Η ανάλυση που προηγήθηκε είχε ως σκοπό να αναδείξει την επίδραση του αριθμού Re , διαμέτρου και συγκεντρώσεων των σωματιδίων στα χαρακτηριστικά της ροής των σωματιδίων. Σε πρώτη φάση, πραγματοποιήθηκαν συγκρίσεις μεταξύ της ταχύτητας και της διακύμανσης αυτής των σωματιδίων ως προς τη συνεχή φάση. Ο σκοπός ήταν να διευκρινιστεί σε ποιο βαθμό τα σωματίδια ακολουθούν τη ροή της συνεχούς φάσης, για ένα εύρος αριθμού Re , διαμέτρου και συγκεντρώσεων των σωματιδίων. Σε δεύτερη φάση, οι συγκρίσεις αφορούν χαρακτηριστικά μεταξύ των σωματιδίων, προκειμένου να διευκρινιστεί η επίδραση του αριθμού Re .

Καταρχήν, πρέπει να αναφερθεί ότι οι μετρήσεις για τον προσδιορισμό της ταχύτητας και της διακύμανσης της συνεχούς φάσης αφορούν ροές χωρίς την παρουσία σωματιδίων, εξαιτίας του γεγονότος ότι δεν ήταν εφικτή η παράλληλη μέτρηση της ταχύτητας και της διακύμανσης του ρευστού και των σωματιδίων. Η προσθήκη σωματιδίων στη ροή μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα αλλαγές στην ταχύτητα της συνεχούς φάσης, εξαιτίας αλληλεπιδράσεων με τα σωματίδια. Οι Righetti και Romano (2004) πραγματοποίησαν πειραματικές μελέτες σε οριζόντιο ανοιχτό κανάλι νερού, με τη χρήση PDPA και σωματίδια παραπλήσια με αυτά που χρησιμοποιήθηκαν στο παρόν πείραμα και

παρατήρησαν ότι η ταχύτητα και η διακύμανση της συνεχούς φάσης αλλάζει με την προσθήκη σωματιδίων κυρίως μεγάλης διαμέτρου.

Οι παράμετροι των δύο πειραμάτων (Re , διάμετρος σωματιδίων, πυκνότητα σωματιδίων) είναι περίπου ίδιες, και κατά συνέπεια, κάποια από τα συμπεράσματά τους ισχύουν και για το παρόν πείραμα. Επομένως, οι συγκρίσεις με τη συνεχή φάση και τα συμπεράσματα που προκύπτουν είναι υπό αμφισβήτηση για τα σωματίδια των $50\mu\text{m}$, ενώ η παρουσία σωματιδίων $10\mu\text{m}$ και κυρίως αυτά των $5\mu\text{m}$ δεν επηρεάζουν τη συνεχή φάση. Παρόλα αυτά, και έχοντας υπόψη τα προηγούμενα, τα σωματίδια των $5\mu\text{m}$ παρουσιάζουν σχεδόν παρόμοια συμπεριφορά με αυτή της συνεχούς φάσης, ακολουθώντας την σε μεγάλο βαθμό, καθώς οι ταχύτητες και η διακύμανσή τους δε διαφέρουν μεταξύ τους. Το γεγονός αυτό μπορεί να αποδοθεί στο μικρό μέγεθος και άρα στο μικρό χρόνο απόκρισης αυτών των σωματιδίων. Η αδράνειά τους είναι πολύ μικρή και κατά συνέπεια αντιδρούν σε ένα μεγάλο εύρος των κλιμάκων της ροής. Επιπλέον, η οριακή τους ταχύτητα είναι πολύ μικρή, με αποτέλεσμα η βαρύτητα να μην επιδρά σημαντικά στην κίνησή τους μέσα στο ρευστό.

Τα σωματίδια των $10\mu\text{m}$ εμφανίζουν μικρές αποκλίσεις από τη συνεχή φάση καθώς παρατηρείται μικρή μείωση της ταχύτητας και της διακύμανσής της. Σε αυτή την περίπτωση, πρέπει να αναφερθεί ότι υπάρχουν σωματίδια διαμέτρου ως και $20\mu\text{m}$, που η κίνησή τους διαφοροποιείται σημαντικά από το ρευστό.

Τα σωματίδια των $50\mu\text{m}$ διαφοροποιούνται σημαντικά σε σχέση με τη ροή και παρουσιάζουν μικρότερη ταχύτητα από το ρευστό και περισσότερο ομοιόμορφη και επίπεδη συμπεριφορά, ενώ η διακύμανση της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη. Αυτά τα σωματίδια εξαιτίας της μεγάλης διαμέτρου, έχουν μεγάλους χρόνους απόκρισης. Η αδράνειά τους ενεργεί ως φίλτρο των διαταραχών της ροής, και κατά συνέπεια λαμβάνουν μικρότερη ορμή από τη συνεχή φάση, και η κίνησή τους είναι ανεξάρτητη σε μεγάλο βαθμό από αυτή.

Οι Kaftori et al. (1995) πραγματοποίησαν αντίστοιχα πειράματα σε οριζόντιο ανοιχτό, διφασικό κανάλι νερού-σωματιδίων και παρατήρησαν ότι τα σωματίδια παρουσιάζουν μία προτίμηση να συγκεντρώνονται σε συγκεκριμένες περιοχές της ροής, όπου η στιγμιαία ταχύτητα είναι μικρότερη από τη μέση χρονική τιμή της ροής (preferential concentration). Τα σωματίδια εισέρχονται σε αυτές τις περιοχές και παραμένουν για μεγάλο χρονικό διάστημα με αποτέλεσμα να αποκτούν τελικά μικρότερες ταχύτητες. Τα σωματίδια έχουν τη δυνατότητα να κινηθούν προς τα τοιχώματα του σωλήνα, λόγω της διασποράς τους και μεταπίπτουν σταδιακά σε περιοχές με χαμηλότερες ταχύτητες. Κοντά στα τοιχώματα, οι δομές της τύρβης είναι μικρότερες και λιγότερο ικανές

να μεταβάλλουν σημαντικά την κίνηση των σωματιδίων. Επομένως, τα σωματίδια είναι περισσότερο ικανά, να διατηρήσουν τις μεγάλες ταχύτητες κοντά στα τοιχώματα.

Με την αύξηση της συγκέντρωσης δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες αλλαγές στη συμπεριφορά της ταχύτητας και της διακύμανσης των σωματιδίων, αλλά οι τάσεις που αναφέρθηκαν γίνονται περισσότερο έντονες. Σε μεγάλες σχετικά συγκεντρώσεις, όπως αυτές που χρησιμοποιήθηκαν, οι συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι πολύ συχνές, ιδιαίτερα για τα 50 μm . Η επίδραση των συγκρούσεων, δεν μπορεί να διευκρινιστεί πλήρως στην παρούσα εργασία. Είναι όμως πιθανόν, οι συγκρούσεις να οδηγούν σε μία περισσότερο ομοιόμορφη κατανομή των σωματιδίων στο σωλήνα, αναγκάζοντας ενδεχομένως, σωματίδια να κινηθούν προς τα τοιχώματα, αυξάνοντας σημαντικά τα επίπεδα διακύμανσης της ταχύτητας.

Η αύξηση της παροχής της ροής (αύξηση Re) δεν συνοδεύεται και με αντίστοιχη αύξηση της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων των 50 μm καθώς στο μεγαλύτερο Re είναι μικρότερη από αυτή του ρευστού, σε αντίθεση με τα σωματίδια των 5 και 10 μm . Ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση των 10 μm , για τα οποία η μέση ταχύτητα είναι 10% περίπου μικρότερη σε σχέση με του ρευστού για τον μικρότερο αριθμό Re.

Με βάση τις κατανομές των ταχυτήτων των σωματιδίων που παρουσιάστηκαν, είναι δυνατό να εξαχθούν συμπεράσματα για την τριβή που υφίστανται τα σωματίδια. Αν και η ταχύτητα του ρευστού στις θέσεις των σωματιδίων δεν έχει υπολογιστεί, κατά προσέγγιση η οπισθέλκουσα που αναπτύσσεται στα σωματίδια μπορεί να εκτιμηθεί από τα διαγράμματα των σωματιδίων και του ρευστού. Για τα σωματίδια των 50 μm , γενικά, η ταχύτητα στο κέντρο είναι μικρότερη από εκείνη του ρευστού, αλλά κοντά στα τοιχώματα είναι σημαντικά μεγαλύτερη. Λαμβάνοντας υπόψη ότι εκεί βρίσκονται και τα περισσότερα σωματίδια, μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι η οπισθέλκουσα λαμβάνει αρνητική τιμή, δηλαδή, η τριβή που αναπτύσσεται αναγκάζει τα σωματίδια να κινηθούν με μικρότερη ταχύτητα. Αυτό παρατηρείται για τα 10 μm μόνο για το μικρότερο αριθμό Re, καθώς περαιτέρω αύξησή του έχει σαν αποτέλεσμα αύξηση της ταχύτητας στο κέντρο του σωλήνα, με αποτέλεσμα την αλλαγή δράσης της οπισθέλκουσας. Για αυτό λόγο παρατηρείται και αυτή η συμπεριφορά της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων των 10 μm .

6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την πειραματική μελέτη που περιγράφηκε στα προηγούμενα κεφάλαια. Στην συνέχεια προτείνονται βελτιώσεις της πειραματικής διάταξης και ιδέες για περαιτέρω μελλοντική έρευνα.

6.1 Συμπεράσματα

Τα κύρια συμπεράσματα που προκύπτουν από την παρούσα εργασία είναι τα εξής:

1. Πιστοποιήθηκε το σύστημα του PDPA ως προς την επαναληψιμότητα των μετρήσεων έτσι ώστε οι μετρήσεις να έχουν ένα υψηλό επίπεδο αξιοπιστίας.
2. Εξελίχθηκε και διαμορφώθηκε περαιτέρω η παρούσα πειραματική διάταξη με την βελτίωση στήριξης του συστήματος PDPA και την καλύτερη οριζοντίωση των δύο μερών του (πομπός δέσμης Laser-αποδέκτης σήματος). Με τη βύθιση δύο ακόμα συνδέσεων στο νερό επιτεύχθηκε μεγαλύτερη αξιοπιστία στις μετρήσεις αφού εξαλείφθηκε η είσοδος αέρα (φουσαλίδες) στη ροή.
3. Τα σωματίδια των 5μm παρουσιάζουν σχεδόν παρόμοια συμπεριφορά με αυτή της ροής, ακολουθώντας την σε μεγάλο βαθμό, καθώς οι ταχύτητες και η διακύμανσή τους δε διαφέρουν μεταξύ τους. Λόγω του μικρού μεγέθους και χρόνου απόκρισης η αδράνειά τους είναι πολύ μικρή και κατά συνέπεια αντιδρούν σε ένα μεγάλο εύρος των κλιμάκων της ροής. Επιπλέον, η οριακή τους ταχύτητα είναι πολύ μικρή, με αποτέλεσμα η βαρύτητα να μην επιδρά σημαντικά στην κίνησή τους μέσα στο ρευστό
4. Τα σωματίδια των 10μm εμφανίζουν μικρές αποκλίσεις από τη συνεχή φάση καθώς παρατηρείται μικρή μείωση της ταχύτητάς τους και της διακύμανσής της.
5. Τα σωματίδια των 50μm διαφοροποιούνται σημαντικά σε σχέση με τη ροή και παρουσιάζουν μικρότερη ταχύτητα από το ρευστό και περισσότερο ομοιόμορφη και επίπεδη συμπεριφορά, ενώ η διακύμανση της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη. Λόγω της μεγάλης διαμέτρου τους, έχουν εξίσου μεγάλους χρόνους απόκρισης, και η αδράνειά τους ενεργεί ως φίλτρο των διαταραχών της ροής. Κατά συνέπεια λαμβάνουν μικρότερη ορμή από τη συνεχή φάση, και η κίνησή τους είναι ανεξάρτητη σε μεγάλο βαθμό από αυτή.

6. Τα σωματίδια των 50 μm παρουσιάζουν μία προτίμηση να συγκεντρώνονται σε συγκεκριμένες περιοχές της ροής, όπου η στιγμιαία ταχύτητα είναι μικρότερη από τη μέση χρονική τιμή της ροής (preferential concentration), με αποτέλεσμα να αποκτούν μικρότερες ταχύτητες.
7. Με την αύξηση της συγκέντρωσης δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες αλλαγές στην κατανομή της ταχύτητας των σωματιδίων και της διακύμανσής τους, αλλά οι τάσεις που αναφέρθηκαν γίνονται περισσότερο έντονες. Σε μεγάλες σχετικά συγκεντρώσεις, όπως αυτές που χρησιμοποιήθηκαν, οι συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι πολύ συχνές, ιδιαίτερα για τα 50 μm . Η επίδραση των συγκρούσεων, δεν μπορεί να διευκρινιστεί πλήρως στην παρούσα εργασία. Πιθανόν, οι συγκρούσεις να οδηγούν σε μία περισσότερο ομοιόμορφη κατανομή των σωματιδίων στο σωλήνα, αναγκάζοντας ενδεχομένως, σωματίδια να κινηθούν προς τα τοιχώματα, αυξάνοντας σημαντικά τα επίπεδα διακύμανσης της ταχύτητας.
8. Η αύξηση της παροχής της ροής (αύξηση Re) δεν συνοδεύεται και με αντίστοιχη αύξηση της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων των 50 μm καθώς στο μεγαλύτερο Re είναι μικρότερη από αυτή του ρευστού, σε αντίθεση με τα σωματίδια των 5 και 10 μm .

6.2 Προτάσεις

Σε αυτή την ενότητα παραθέτουμε κάποιες προτάσεις που αφορούν την βελτίωση της πειραματικής διάταξης καθώς και κάποιες σκέψεις για μελλοντικές εργασίες.

1. Το τραπέζι κίνησης X-Y-Z στο οποίο εδράζονται τα δύο μέρη του PDA θα ήταν σκόπιμο να αλλαχθεί με ένα καλύτερης ακρίβειας και μεγαλύτερης σταθερότητας κατά την κίνηση του.
2. Σκόπιμο θα ήταν η τοποθέτηση και άλλου ένα τραπεζιού στήριξης X-Y-Z στη διάταξη πάνω στο οποίο θα εδράζεται ο αποδέκτης των σημάτων του PDPA για μεγαλύτερη ευκρίνεια μετρήσεων και ευκολία.
3. Χρήσιμο θα ήταν να τοποθετηθεί ένα διαφορετικό πακέτο φακών στον πομπό της δέσμης του Laser και στον φακό-αποδέκτη, που να έχουν μεγαλύτερο μήκος εστίασης με σκοπό να μετρηθούν με ακρίβεια και αξιοπιστία σωματίδια ακόμα μεγαλύτερων διαμέτρων από τα συγκεκριμένα.
4. Προτείνεται η αγορά και χρήση μίας πνευματικής αντλίας, η οποία δε φθείρει τα σωματίδια που κυκλοφορούν στη ροή.

5. Θα είχε ενδιαφέρον ως συνέχεια της παρούσας διπλωματικής εργασίας να γίνει χρήση σωματιδίων μεγαλύτερης διαμέτρου αλλά και πυκνότητας από εκείνη των 50 μ m, έτσι ώστε η επίδραση τους στην ροή να είναι μεγαλύτερη.
6. Απαραίτητη αλλαγή θεωρείται η μετακίνηση του πάνω δοχείου του νερού στην ίδια ευθεία με τον κατακόρυφο γυάλινο σωλήνα ούτως ώστε να μην εισέρχεται η ροή με τα σωματίδια ανομοιόμορφα σε αυτόν, και να προστεθεί ένα σύστημα διαμόρφωσης της ροής στην είσοδο.
7. Να γίνει προσπάθεια μέτρησης της πτώσης πίεσης κατά μήκος του σωλήνα της ροής.
8. Η ενσωμάτωση θερμομέτρου στο σύστημα ροής για τη μέτρηση της μεταβολής της θερμοκρασίας κατά τη διάρκεια των πειραμάτων, για να μελετηθεί πως η αλλαγή της επηρεάζει τα αποτελέσματα των μετρήσεων.
9. Επιθυμητή θα ήταν η προσθήκη ενός υδροκυκλώνα ώστε να γίνεται με άμεσο και εύκολο τρόπο η προσθήκη/απομάκρυνση των σωματιδίων από τη ροή.
10. Προτείνεται να γίνει προμήθεια συσκευής υπερήχων η οποία αναδύει και κατανέμει όσο το δυνατόν καλύτερα τα σωματίδια, στο διάλυμα που πρόκειται να εισέλθει στη ροή. Ως αποτέλεσμα, θα δημιουργείται μεγαλύτερη διασπορά των σωματιδίων κατά την είσοδο τους στην ροή

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Crowe C., Sommerfeld M., Tsuji Y., 1997, 'Multiphase flows with droplets and particles', CRC Press, New York
2. Clift R., Grace G.R., Weber M.E., 1978, 'Bubbles, Drops and Particles', Academic Press, pp.111
3. Α. Θ. Παπαιωάννου, 'Μηχανική των Ρευστών', 1996
4. Phase Doppler Particle Analyzer, 1987, 'Operations Manual', Aerometrics Corporation
5. Liu X., Gao S., Li J., 2005, 'Characterizing particle clustering behavior by PDPA measurement for dilute gas-solid flow' Chemical Engineering Journal, Vol. 108, pp. 193-202
6. Dong F., Liu X., Deng X., Xu Lijun, Xu Ling-an, 2001, 'Identification of two-phase flow regimes in horizontal, inclined and vertical pipes', Measurement Science and Technology, Vol. 12, pp. 1069-1075
7. Hadinoto K., Jones E.N., Yurteri C., Curtis J.S., 2005, 'Reynolds number dependence of gas-phase turbulence in gas-particle flows' International Journal of Multiphase flow, Vol. 31, pp. 416-434
8. Li C., Mosyak A., Hetsroni G., 1999, 'Direct numerical simulation of particle turbulence interaction', International Journal of Multiphase flow, Vol. 25, pp. 187-200
9. Kaftori D., Hetsroni G., Banerjee S., 1998, 'The effect of particles on wall turbulence' International Journal of Multiphase flow, Vol. 24, pp. 359-386
10. Fan J., Shi J., Zheng Y. & K. Cen, 1997, 'Particle-turbulence interactions in the turbulent boundary layer for cross flow over a tube', Chemical Eng. Journal, Vol. 66, pp. 201-206
11. Tashiro H., Watanabe E., Shinano H., Funatsu K., Tomita Y., 2001, 'Effect of mixing gas-fine particle suspension flow with small amount of course ones in horizontal pipes', International Journal of Multiphase flow, Vol. 27, pp. 2001-2013
12. Zaichik L.I., Alipchencov V.M., 2005, 'Statistical models for predicting particle dispersion and preferential concentration in turbulent flows' Heat and Fluid Flow Journal, Vol. 26, pp. 416-430

13. Brenn G., Braeske H., Zivcovic G., Durst F., 2003, 'Experimental and numerical investigation of liquid channel flows with dispersed gas and solid particles', *International Journal of Multiphase flow*, Vol. 29, pp. 219-247
14. Hardalupas Y., Liu C.H., 1997, 'Implications of the Gaussian intensity distribution of laser beams on the performance of Phase Doppler technique. Sizing uncertainties', *Progress in Energy Combustion Science*, Vol 23, pp. 41-63
15. Sommerfeld M., Kussin J., 2004, 'Wall roughness effects on pneumatic conveying of spherical particles in a narrow horizontal channel' *Powder Technology*, Vol. 142, pp. 180-192
16. Hopkins D.C., Ducoste J.J., 2003, 'Characterizing flocculation under heterogeneous turbulence', *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 264, pp. 184-194
17. Black D.L., McQuay M.Q., 2001, 'Laser-based measurements of spherical and non spherical particles', *International Journal of Multiphase Flows*, Vol. 27, pp. 1333-1362
18. Vlachos, N.S., 1977, 'Measurements and calculation of flow in small diameter ducts; particularly in venules', PhD thesis, Imperial College, London University
19. Βλάχος, Ν., 'Οπτικοί αισθητήρες Laser για μετρήσεις ροών', *Αισθητήρες 1993*, Ημερίδα ΤΕΕ., Αθήνα 1993
20. Kulick J.D., Fessler J.R. & J.K. Eaton, 1994, 'Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow', *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 277, pp. 109-134
21. Vlachos N.S., Liljegren L.M., 1990, 'Laser velocimetry measurements in a horizontal gas-solid pipe flow', *Experimental in Fluids*, Vol. 8, pp. 1-8
22. H.C. Van de Hulst, 1981, 'Light scattering by small particles', Dover, New York
23. Δριτσέλης, Χρ., 'Μελέτη τυρβωδών διφασικών ροών αέρα-σωματιδίων σε αγωγούς', Διδακτορική διατριβή, Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβηλομηχανών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Σε εξέλιξη, 2006
24. Κουμουνδούρος Π., 2004, 'Πειραματική μελέτη της κατανομής σωματιδίων σε τυρβώδη διφασική ροή νερού-σωματιδίων με ανεμομετρία Phase Doppler', Διπλωματική Εργασία, Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβηλομηχανών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
25. Kaftori D., Hetsroni G., Banerjee S., 1995, 'Particle behavior in the turbulent boundary layer.I. Motion and entrainment', *Physics of Fluid*, Vol. 7, pp. 1095-1106

26. Kaftori D., Hetsroni G., Banerjee S., 1995, 'Particle behavior in the turbulent boundary layer.I. Velocity and distribution profiles', Physics of Fluid, Vol. 7, pp. 1107-1121
27. Orlandi P., Fatica M., 1997, 'Direct simulations of turbulent flow in a pipe rotating about its axis', Journal of Fluid Mechanics, Vol. 343, pp. 43-72
28. Righetti M., Romano G. P., 2004, 'Particle-Fluid interactions in a plane near-wall turbulent flow', Journal of Fluid Mechanics, Vol. 505, pp. 93-121
29. www.dantecdynamics.com



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000089105