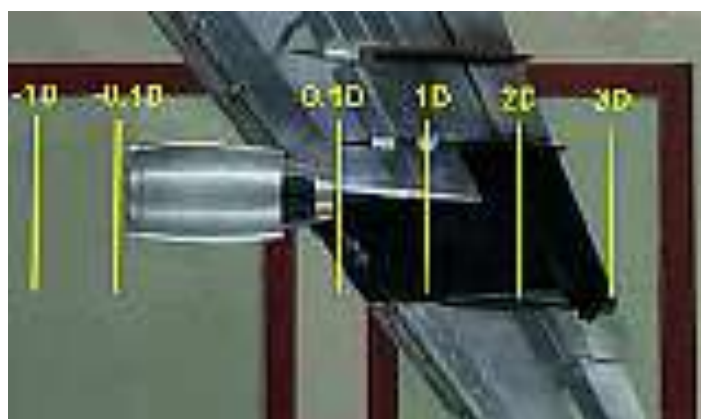


ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Πειραματική Διερεύνηση Ιδιοτήτων Ψεκασμού Εναλλακτικών
Καυσίμων Αεροσκαφών**



Αλεξάκης Γεώργιος Α.Μ. 5297
Καραβιώτης Αντώνιος Α.Μ. 5266



Εισηγητές Ρωμαίος Αλέξανδρος Επιστημονικός Συνεργάτης
Βούρος Ανδρέας τ.Εργαστηριακός Συνεργάτης

ΠΑΤΡΑ Φεβρουάριος 2011

Πίνακας Περιεχομένων

1	Εισαγωγή.....	2
1.1	Σύντομη βιβλιογραφική Ανασκόπηση	4
2	Δυναμική Σταγονιδίων.....	12
2.1	Διαδικασία Διάσπασης σε Σταγονίδια (Atomization).....	12
2.2	Σχηματισμός Στατικής Σταγόνας.....	12
2.3	Διάσπαση Σταγόνων (Breakup of Drops).....	13
2.4	Σπάσιμο Σταγόνας σε Ρεύμα Αέρα	14
2.5	Διάσπαση Υγρών Jet (Disintegration of Liquid Jets)	16
2.6	Επίδραση του Προφίλ των Ταχυτήτων.....	19
2.7	Μεγέθη Σταγονιδίων	22
2.8	Γραφική Αναπαράσταση Μεγεθών.....	23
2.9	Μαθηματικές Συναρτήσεις Κατανομών	25
2.9.1	Κανονική Κατανομή (Normal Distribution)	26
2.9.2	Λογαριθμική Κανονική Κατανομή (Log-Normal Distribution).....	27
2.10	Εμπειρικές Συναρτήσεις Κατανομών.....	28
2.10.1	Nukiyama – Tanasawa.....	28
2.10.2	Rosin-Rambler	29
2.10.3	Τροποποιημένη Rosin-Rambler	30
2.10.4	Συνάρτηση Ανώτατου Ορίου	31
2.11	Χαρακτηριστικές Μέσες Διάμετροι.....	32
2.11.1	Αντιπροσωπευτικές Διάμετροι.....	33
2.11.2	Διασπορά Διαμέτρου Σταγόνας.....	41
2.11.3	Σχετικός Συντελεστής Ανοίγματος Κατανομής (Relative Span Factor).....	41
2.11.4	Συντελεστής Διασποράς (Dispersion Index)	41
2.11.5	Οριακός Συντελεστής της Διασποράς (Dispersion Boundary Factor).....	42
2.11.6	Συμπεράσματα.....	42
3	Πειραματική Τεχνική (PDA)	43
3.1	Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Laser Doppler LDA	43
3.2	Περιγραφή του Συστήματος Διπλής Ακτίνας	44
3.3	Μετατόπιση Συχνότητας	48
3.4	Περιγραφή της Οπτικής Διάταξης.....	49
3.5	Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Phase Doppler (PDA)	49
3.6	Προέκταση της Τεχνικής LDA –Μέτρηση Μεγέθους με την Τεχνική PDA	51
3.7	Σχέση Μεταξύ Διαμέτρου Σωματιδίου και Διαφοράς Φάσης.....	52
3.8	Σφαιρικότητα.....	57
3.9	Λειτουργία του Οπτικού Συλλογής PDA	58
3.10	Τρόποι Σκέδασης (Βελτίωση Συνθηκών Μέτρησης).....	60
4	Πειραματική Διάταξη.....	63
5	Πειραματικά Αποτελέσματα	69
5.1	Εισαγωγή.....	69
5.2	Αξονική εξέλιξη των δεσμών σπρέι	70
5.2.1	Κατανομές της Αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας	70
5.2.2	Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων	71
5.3	Κατανομές της Αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας σε εγκάρσια επίπεδα	73
5.3.1	Κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας των σταγονιδίων σε $z/d=73.4$ ή $z=5.8\text{cm}$ 73	
5.3.2	Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων σε $z/d = 73.4$ - $z=5.8\text{cm}$ 74	
5.3.3	Συγκριτικά Αποτελέσματα εγκάρσιων κατανομών μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων σταγονιδίων σε αξονική απόσταση $z = 5.8\text{ cm}$ ή $z/d = 73.4$	76
5.3.4	Κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας των σταγονιδίων σε $z/d=124.1$ ή $z=9.8\text{cm}$ 78	

5.3.5	Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων σε $z/d = 124.14$ - $z=9.8\text{cm}$	79
5.3.6	Συγκριτικά Αποτελέσματα εγκάρσιων κατανομών μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων σταγονιδίων σε αξονική απόσταση $z = 9.8 \text{ cm}$ ή $z/d = 124.1$	81
5.3.7	Κατανομές Πυκνότητας Πιθανότητας (PDF) και Συσσωρευτικής κατανομής (CDF) κατά την αξονική εξέλιξη από την έξοδο του ακροφυσίου	83
6	Συμπεράσματα	87
7	Αναφορές	94
8	Παράρτημα	96



1 Εισαγωγή

Σε έναν κόσμο στον οποίο η ζήτηση ενέργειας θα αυξηθεί λόγω της αύξησης του πληθυσμού και της ευημερίας και επειδή οι παραδοσιακές πηγές ενέργειας στο άμεσο μέλλον δεν θα πληρούν την προβλεπόμενη ζήτηση, γίνεται προσπάθεια σε όλα τα επίπεδα να βρεθούν νέοι ενεργειακοί πόροι προς κάλυψη των αναγκών όπως οι λεγόμενες ανανεώσιμες πηγές ενέργειας (φωτοβολταϊκά συστήματα, ανεμογεννήτριες, κυματική, βιοκαύσιμα). Παράλληλα, οι νέες μορφές ενέργειας που θα χρησιμοποιηθούν πρέπει να εναρμονίζονται με την απαίτηση χαμηλότερων εκπομπών ρύπων σε μια προσπάθεια βελτίωσης της ήδη πολύ επιβαρυσμένης ατμόσφαιρας του πλανήτη. (υψηλά ποσοστά εκπομπών CO₂, τρύπα του όζοντος και αυξημένη ηλιακή ακτινοβολία).

Συμμετέχοντας στο πλαίσιο αυτό, ο τομέας των αερομεταφορών εξετάζει εναλλακτικές λύσεις για το πρόβλημα της καταλληλότητας και της επάρκειας καυσίμων λαμβάνοντας υπόψη και τις αντίστοιχες περιβαλλοντικές πιέσεις. [1 - 3]. Για παράδειγμα, στο παρελθόν οι εκπομπές CO₂ των αεροσκαφών είχαν μειωθεί σημαντικά, κυρίως μέσω της βελτίωσης των κινητήρων, με πρόσθετες μειώσεις στις αντιστάσεις πτήσης, και με πιο αποτελεσματική λειτουργία. Την ίδια στιγμή, η παγκόσμια ζήτηση επιβατικών αερομεταφορών συνεχίζει να αυξάνεται με ρυθμό περίπου 5% ετησίως. Έχοντας ως στόχο τη μείωση εκπομπών κατά 80% των εκπομπών πριν το 1990, η παραπάνω αύξηση απαιτήσεων των αερομεταφορών θα μπορούσε να οδηγήσει σε περαιτέρω σημαντικές μειώσεις άλλων τομέων. Το μόνο μέτρο που μεσοπρόθεσμα θα μπορούσε δυνητικά να οδηγήσει σε αποσύνδεση των αεροπορικών εκπομπών CO₂ από τη δραστηριότητα των αεροπορικών μεταφορών είναι η αυξημένη χρήση εναλλακτικών καυσίμων μικρότερης περιεκτικότητας σε άνθρακα.

Οι αυστηρές απαιτήσεις για υψηλού ενεργειακού περιεχομένου καύσιμα, η ασφάλεια, η ευκολία χειρισμού και αποθήκευσης, καθώς και η χρήση των υπαρχόντων τύπων κινητήρων, περιορίζει το είδος εναλλακτικών καυσίμων, σε τύπου κηροζίνης- συνθετικά προϊόντα πετρελαίου. Έτσι τα καύσιμα αυτά θα πρέπει να έχουν ως βάση την κηροζίνη και να είναι εμπλουτισμένα με χαμηλές περιεκτικότητες προσθέτων (additives), ώστε να μην απαιτείται άμεσα αλλαγή της υπάρχουσας τεχνολογίας κινητήρων αεροσκαφών. Αυτή είναι η θέση της βιομηχανίας αεροπορικών καυσίμων και των κατασκευαστών κινητήρων στον ορίζοντα του 2020. Η αυξημένη απόδοση καύσης, η βελτιωμένη θερμοκρασία του αέρα, η βελτιωμένη σταθερότητα καύσης, καθώς και η μειωμένη περιεκτικότητα σε άνθρακα συνοδευόμενη από ελάττωση εκπομπών ρύπων είναι μερικά από τα επιθυμητά χαρακτηριστικά κινητήρων turbojet και καυσίμων της νέας αυτής γενιάς.



Για τους παραπάνω λόγους τα καύσιμα αυτά ονομάζονται “Drop –in” fuels. Δημιουργείται έτσι η ανάγκη επιβεβαίωσης ορθής λειτουργίας αυτών των τύπων καυσίμων (“Drop –in” fuels), αφού θα πρέπει να ικανοποιούν τις αυστηρές τεχνικές προδιαγραφές των αεροπορικών καυσίμων. Πρέπει ακόμα να ελεγχθούν για πιθανές άγνωστες επιπτώσεις και συμπεριφορές οι οποίες δεν καταγράφονται στις προδιαγραφές που αναπτύχθηκαν για καύσιμα που παράγονται παραδοσιακά από άνθρακα.

Στο πλαίσιο αυτό, σημαντική ερευνητική προσπάθεια εστιάζεται στην καταλληλότερη επιλογή εναλλακτικών πηγών καυσίμων για τις αερομεταφορές, όπως οι GTL (Gas – to – liquid), CTL (Coal - to - liquid), και οι BTL (biomass - to – liquid) [4 - 6]ΑΑΣΣ. Ανεξαρτήτως της πηγής, το τελικό προϊόν – εναλλακτικό καύσιμο θα πρέπει να είναι σε υγρή μορφή. Για το λόγο αυτό συνιθίζεται αυτού του είδους τα καύσιμα να αναφέρονται ως *xTL*. Ο τελικός στόχος των ερευνητικών προσπαθειών θα είναι η αξιολόγηση των σχετικών περιβαλλοντικών και οικονομικών επιπτώσεων της χρήσης των υποψήφιων εναλλακτικών αεροπορικών καυσίμων.

Συνήθως κατά τη διαδικασία της καύσης η κηροζίνη περιγράφεται ως ένα μίγμα δωδεκανίου κατά 70% και αρωματικών υδρογονανθράκων σε ποσοστό 30% [7]. Αυτή η περιγραφή πρέπει αναλυθεί με μεγαλύτερη λεπτομέρεια για τα εναλλακτικά καύσιμα. Στο άμεσο μέλλον, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω θα επιδιωχθεί μια σύσταση καυσίμων που θα περιλαμβάνουν ένα πρόσθετο (**narrowxTLcut**), αποτελούμενο από παραφίνες (τύπου *n* και *iso*) χαμηλού μοριακού βάρους ως βάση και μίγματα αυτής της βάσης με κατάλληλα επιλεγμένους μονοκυκλικούς, διδκυκλικούς αρωματικούς υδρογονάνθρακες, και νάφθες [8]. Τα υποψήφια εναλλακτικά καύσιμα θα πρέπει να είναι λεπτομερώς χαρακτηρισμένα ως προς τις ιδιότητές τους, συμπεριλαμβανομένων του λόγου ανάμιξης (blending ratio), της πυκνότητας, του ιξώδους, της επιφανειακής τάσης και της θερμογόνου δύναμης. Εκτός από τις παραπάνω ιδιότητες, τα χαρακτηριστικά ψεκασμού των υγρών καυσίμων (διάσπαση – διασπορά – δειξοδυσση) και η ατμοποίησή τους είναι πολύ σημαντικά, γιατί οι διαδικασίες ψεκασμού και εξάτμισης επηρεάζουν άμεσα την απόδοση του κινητήρα και τις εκπομπές οι οποίες διέπονται από το σχηματιζόμενο μίγμα αέρα – καυσίμου και τη διαδικασία της καύσης [9].

Γενικά τα υγρά καύσιμα σχηματίζουν ένα σπρέι αμέσως μετά τον ψεκασμό - έκχυση από ειδικά ακροφύσια. Η κατανομή του ψεκαζόμενου σπρέι είναι ένας σημαντικός παράγοντας που διέπει το σχηματιζόμενο μίγμα καυσίμου / αέρα, τη διαδικασία της καύσης, καθώς και την απόδοση του κινητήρα. Η διάσπαση και η εξάτμιση παίζουν τον σημαντικότερο ρόλο στην απόδοση καύσης. Το σπρέι είναι σύνθετο σύστημα που χαρακτηρίζεται από διάφορες παραμέτρους, όπως η κατανομή του μεγέθους των σταγονιδίων, η αριθμητική πυκνότητα

(number density), και οι ταχύτητες των δύο φάσεων (δέσμης υγρού και περιβάλλοντος αέρα).

Οι παράμετροι αυτοί επηρεάζουν το σχήμα του σπρέι και την μετέπειτα καύση. Επιπλέον η καύση αυτή συχνά στη βιβλιογραφία αναφέρεται ως διαδικασία νέφους σταγονιδίων. Κατά τη διαδικασία η πλειοψηφία των σταγονιδίων εξατμίζεται σε ομάδες και η αντίδραση (reaction) συμβαίνει στην διεπιφάνεια ατμού-αέρα που περιβάλλει το νέφος αυτό. Άλλοι παράγοντες, όπως η παρουσία και η θέση των ζωνών ανακυκλοφορίας μέσα στο σπρέι, μπορούν να επηρεάσουν και να επηρεαστούν από τις ιδιότητες του σπρέι. Έτσι, ο χρόνος εξατμίσης των σταγονιδίων και η καύση τους εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις παραμέτρους αυτές. Η απόδοση ενός καυστήρα εξαρτάται από το μέγεθος των σταγονιδίων που παράγονται από το ακροφύσιο και από τον τρόπο με τον οποίο ο αέρας αναμιγνύεται με τα σταγονίδια. Μεγάλη σημασία έχει η ευαισθησία του πεδίου ταχυτήτων των σταγονιδίων από το ιξώδες, την επιφανειακή τάση, και την αξονική ορμή της δέσμης. Αυτές οι παράμετροι επηρεάζουν το μέγεθος των σταγονιδίων και τις κατανομές των ταχυτήτων. Συχνά οι τελευταίες καθορίζονται από πειραματικά δεδομένα.

Συμπερασματικά οι αλλαγές μιας ή περισσότερων ιδιοτήτων του ψεκασμού μπορεί να μεταβάλλει τη διαδικασία της καύσης, περιορίζοντας τις όποιες αστάθειες. Κατά συνέπεια, τα χαρακτηριστικά ψεκασμού των υποψηφίων εναλλακτικών καυσίμων πρέπει να αξιολογηθούν μέσα από λεπτομερή πειράματα που θα περιλαμβάνουν τοπικές μετρήσεις α) μεγέθους σταγονιδίων μέσω της χαρακτηριστικής διαμέτρου Sauter (SMD) και β) αξονικών και εγκάρσιων κατανομών ταχυτήτων.

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η πειραματική διερεύνηση του πεδίου ταχυτήτων και του μεγέθους των σταγονιδίων καθώς και ο τρόπος επηρεασμού τους από τις φυσικές ιδιότητες των υποψηφίων εναλλακτικών καυσίμων (πυκνότητα, ιξώδες, επιφανειακή τάση) κατά τον ψεκασμό τους σε ισόθερμο περιβάλλον. Η τεχνική μέτρησης που χρησιμοποιήθηκε ήταν η Ανεμομετρία Φάσης Doppler, που συνδυάζει ταυτόχρονη καταγραφή ταχύτητας και μεγέθους σταγονιδίων. Τα υπό δοκιμή εναλλακτικά καύσιμα προσφέρθηκαν από την εταιρεία SHELL Global Solutions και τα αποτελέσματα καλύπτονται από απόρρητο σύμφωνα με την πολιτική προστασίας της γνώσης της ευρωπαϊκής ένωσης.

1.1 Σύνοψη βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Ανατρέχοντας στη βιβλιογραφία υπάρχει πληθώρα πειραματικών εργασιών αναφορικά με τη συμπεριφορά εναλλακτικών καυσίμων κατά τον ψεκασμό τους από ακροφύσια ειδικού τύπου κατά την διαδικασία της καύσης τους. Σε πολλές επίσης από τις εργασίες η πειραματική τεχνική είναι ίδια ή παρεμφερής με την τεχνική που χρησιμοποιήθηκε στην

παρούσα εργασία (PDA). Στη συνέχεια περιγράφονται συνοπτικά μερικές σχετικές εργασίες και συζητούνται τα αποτελέσματα αυτών.

Θεωρητικές και πειραματικές εργασίες σε συνθήκες καύσης υπό σταθερό ψεκασμό ανέδειξαν μια σχέση ανάμεσα στον ψεκασμό και την εξάτμιση του τγρού καυσίμου και το ρυθμό καύσης της φλόγας. Ο Spalding [10] καθιέρωσε θεωρητικά αυτή τη σχέση μέσω του αριθμού μεταφοράς B (transfer number), ο οποίος υπολογίστηκε επίσης σε πειράματα διαφορετικών διατάξεων. Έτσι, χαρακτηριστικοί χρόνοι εξάτμισης των σταγονιδίων μεγαλύτεροι από τη χαρακτηριστική κλίμακα χρόνου της τύρβης αποκάλυψαν μια ισχυρή επίδραση της εξάτμισης των σταγονιδίων στο ρυθμό καύσης (combustion rate) [11]. Ο Sornek [12] παρατήρησε ότι αυξανόμενης της έντασης της τύρβης αυξάνεται ο ολικός ρυθμός εξάτμισης ενός σπρέι κηροζίνης, οδηγώντας σε μια κατάσταση, όπου το καύσιμο ανμιγνυόταν τόσο αποτελεσματικά με τον αέρα, που έμοιαζε με ένα αεριώδες είδος. Σε μια άλλη πειραματική μελέτη με καύσιμο την κηροζίνη αεροσκαφών, βρέθηκε ότι η θερμοκρασία της ροής και το μέσο μέγεθος της σταγόνας αποτελούν σημαντικούς παράγοντες επηρεασμού την εξάτμιση του σπρέι. Στη συγκεκριμένη μελέτη το ακροφύσιο ψεκασμού ήταν τύπου περιδίνησης πίεσης (swirl pressure atomizer) και ο ψεκασμός γινόταν εντός μιας ροής ρεύματος αέρα [13].

Πιο βασικές πειραματικές και θεωρητικές μελέτες πραγματοποιήθηκαν με σπρέι μεθανόλης σε διατάξεις αντίθετης ροής (counter flow) [14] και ομοαξονικού ακροφυσίου ριπής αέρος (air – blast) [15], με σκοπό τη διερεύνηση της δομής της φλόγας, του αναπτυσσόμενου ροικού πεδίου και την εξάτμιση του σπρέι. Ένα άλλο ενδιαφέρον θέμα είναι η επίδραση του υγρού σπρέι στη σταθεροποίηση της φλόγας. Ο Chigier [16] μελέτησε αυτή την επίδραση τόσο σε ισόθερμες συνθήκες, όσο και σε συνθήκες καύσης. Παρατήρησε την επίδραση της επιτάχυνσης σε συνθήκες φλόγας εντός ενός σπρέι κηροζίνης τύπου δακτυλίου τόσο για τις μεγάλες όσο και για τις μικρές σταγόνες. Επίσης αξιοσημείωτο ήταν το γεγονός ότι, η παρουσία των μικρών σταγόνων ήταν υψίστης σημασίας στην διαδικασία σταθεροποίησης της φλόγας.

Πολλές πειραματικές μελέτες με σπρέι κηροζίνης σε σταθεροποιημένης φλόγας καυστήρες [17-20] και σε ροές με εμόδιο (bluff-body) [21] ;έδειξαν παρόμοια συμπεριφορά και μηχανισμούς σταθεροποίησης της φλόγας, συμπεριλαμβανομένης της επίδρασης της διαμέτρου των σταγονιδίων. Λίγες πειραματικές μελέτες έχουν γίνει σε φλόγες σπρέι που παρουσιάζουν αστάθειες καύσης. Ο ενεργός έλεγχος (active – control) των αυτοενισχυόμενων ταλαντώσεων από το υγρό καύσιμο βρέθηκε να είναι ευαίσθητος στον ψεκασμό [22-23]. Η συμπεριφορά του ψεκασμού ενός βασικού ακροφυσίου ριπής αέρος (air

– blast), μελετήθηκε υπό μια εξαναγκασμένη ταλάντωση, οδηγώντας σε μια σχεδόν σταθερή (quasi – steady) συσχέτιση, ανάμεσα στην ταχύτητα και τη διάμετρο των σταγονιδίων [24].

Η περίπτωση μιας ταλαντούμενης στρωτής κωνικού τύπου φλόγας σπρέι που υποβάλλεται σε ακουστικές αστάθειες μελετήθηκε με μέθοδο DNS (direct numerical simulation), η οποία ήταν ικανή να προβλέψει τη συνάρτηση μεταφοράς φλόγας (flame transfer function), σε καλή συμφωνία με πειραματικά δεδομένα [25]. Επίσης πειραματική και υπολογιστική διερεύνηση για διάφορες διατάξεις αεριοστροβίλων καυστήρων (gas turbine combustors) έχει πραγματοποιηθεί [26 – 28].

Μια πειραματική διερεύνηση σχετικά με τη δυνατότητα μιας "διαλείπουσας" (intermittent) προσέγγισης ενεργητικού ελέγχου για την καταστολή των ασταθειών καύσης σε θαλάμους καύσης υγρών καυσίμων έχει πραγματοποιηθεί πιο πρόσφατα από τον Conrad [29]. Οι μετρούμενες ποσότητες περιελάμβαναν τα πλάτη των ασταθειών, την αξονική εξάρτηση του μέσου και του κυμαινόμενου πλάτους έκλυσης θερμότητας, καθώς και τα χαρακτηριστικά των ζωνών ανακυκλοφορίας, που όλα έδειξαν να εξαρτώνται από τις ιδιότητες του σπρέι καυσίμου. Οι ερευνητές σε αυτή την εργασία κατέληξαν στο ότι η μεταβολή στην παροχή αέρα είχε σαν αποτέλεσμα σημαντικές μεταβολές στο σχήμα του σπρέι καθώς και σε όλες τις συνιστώσες της ταχύτητας (αξονική, εφαπτομενική και ακτινική).

Η μεταβολή στις ιδιότητες του σπρέι χαρακτηρίστηκε χρησιμοποιώντας μια διάταξη δύο συνιστωσών (PDPA - Phase Doppler Particle Analyzer). Η μέθοδος αυτή είναι μια επίσης διαδεδομένη τεχνική, (πέρα από την PDA – Phase Doppler Anemometry), για την μέτρηση της διαμέτρου των σταγονιδίων, των αξονικών και εφαπτομενικών ταχυτήτων καθώς και της ογκομετρικής παροχής. Το οπτικό σύστημα προσδιόριζε την εξάρτηση των δημιουργούμενων ιδιοτήτων του σπρέι, ως προς το λόγο παροχής του αέρα. Σε ότι αφορά την οπτική διάταξη, στον οπτικό δρόμο του PDPA χρησιμοποιήθηκαν: ένας φακός μεταφοράς με εστιακή απόσταση $f = 300\text{mm}$ και ένας φακός συλλογής εστιακής απόστασης $f = 750\text{mm}$. Το οπτικό συλλογής τοποθετήθηκε απέναντι από το οπτικό μεταφοράς (forward scattering) σε γωνία 30° ως προς τον άξονά του. Με αυτή την τοπολογία το PDPA μπορούσε να καταγράψει μεγέθη σταγονιδίων στο εύρος (0.7–220) μm .

Η καύση σπρέι και φαινόμενα ασταθειών καύσης έχουν επίσης μελετηθεί στη βιβλιογραφία [30](Garcia et al 2009). Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε ατμοσφαιρική πίεση με το τυπικό συμβατικό καύσιμο των αεροσκαφών, την κηροζίνη Jet – A1, με προθερμασμένο αέρα μέσα σε πρότυπο αεριοστρόβιλο υπό ατμοσφαιρική πίεση. Χρησιμοποιήθηκε ακροφύσιο τύπου pressure atomizer. Ο στόχος αυτής της ερευνητικής προσπάθειας ήταν η πειραματική μελέτη των αυτοδιεγειρόμενων ασταθειών καύσης (self – excited combustion instabilities), μιας φλόγας σπρέι υγρού καυσίμου εντός ενός καυστήρα

αεροστροβίλου. Η μελέτη αυτή εισάγει μια επιπλέον δυσκολία λόγω της κίνησης των σταγόνων του καυσίμου και της εξάτμισής τους. Η μελέτη αυτού του προβλήματος έχει μεγάλο ενδιαφέρον για τις βιομηχανίες αεροσκαφών και παραγωγής ενέργειας καθώς και άλλων εφαρμογών όπου χρησιμοποιούνται υγρά καύσιμα.

Στους αεριοστροβίλους συχνά εμφανίζονται αστάθειες στην καύση όταν λειτουργούν σε χαμηλές συνθήκες (lean conditions). Η απαίτηση λοιπόν το να λειτουργεί σε τέτοιες συνθήκες σημαίνει ότι σε μικρές μεταβολές της αναλογίας αέρα-καυσίμου εμφανίζονται διακυμάνσεις στην εκλυόμενη ενέργεια. Ο συνδυασμός λοιπόν των διακυμάνσεων της θερμότητας και της πίεσης μπορεί να προκαλέσει αυτό- διεγερόμενες ταλαντώσεις σε σημείο που να προκληθεί έκρηξη [31].

Σε φλόγα σταθερού ψεκασμού υπάρχει σχέση μεταξύ διάσπασης και εξάτμισης του καυσίμου, και της τάξης της φλόγας [10]. Έτσι αποκαλύφθηκε, ότι σε χαρακτηριστικές στιγμές που η εξάτμιση είναι μεγάλη επηρεάζεται η αναλογία της εξάτμισης και της αναφλεξης [11]. Παρατηρήθηκε επίσης πως με αύξηση της έντασης της (τυρβώδους) ροής καταλήγει αυξημένη αναλογία εξατμισμένου καυσίμου και αέρα, βελτιώνοντας την ανάμιξη, φτάνοντας σε σημείο να συμπεριφέρεται το καύσιμο σαν ένα αέριο καύσιμο [12].

Το σπρέι χαρακτηρίστηκε σε συνθήκες αντίδρασης χρησιμοποιώντας την τεχνική σκέδασης Mie. Η καταγραφή των διακυμάνσεων έγινε με κάμερα υψηλής ταχύτητας καθώς και με μετρήσεις κατά την τεχνική PDA σε συνθήκες μη – αντίδρασης αλλά και αντίδρασης. Ακριβέστερα η Ανεμομετρία Φάσης Doppler χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση της αξονικής ταχύτητας και του μεγέθους σε διάφορες θέσεις κατά μήκος του άξονα εκροής και συνθήκες. Με την πρώτη τεχνική έγινε η χρονική καταγραφή των διακυμάνσεων του φωτός που σκεφάζεται από το σπρέι στις συνθήκες λειτουργίας υπό διερεύνηση. Η δεύτερη τεχνική έδωσε τοπική πληροφορία αναφορικά με τον αριθμό πυκνότητας (number density), το μέγεθος και την ταχύτητα των σταγονιδίων του σπρέι. Χρησιμοποιήθηκε ακροφύσιο κώνου (hollow-cone) διαμέτρου 0.6mm, με ονομαστική γωνία κώνου τις 80° (μετρημένη σε νερό). Τέλος η πίεση ψεκασμού περιορίστηκε στα 8 bar.

Σημαντικά αποτελέσματα εξήχθησαν από την εν λόγω εργασία. Ανάμεσα σε άλλα βρέθηκε ότι οι ταχύτητες των σταγονιδίων αυξάνονταν, αυξανόμενης της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο. Ακόμα η αύξηση της παροχής μάζας καυσίμου και αέρα επιδρά στην αξονική ταχύτητα των σταγονιδίων αυξάνοντάς την. Οι μικρότερες σταγόνες παρατηρήθηκαν σε υψηλότερες παροχές που θα μπορούσε να συμβαίνει λόγω του βελτιωμένου ψεκασμού και της ενίσχυσης της εξάτμισης σε υψηλότερες ταχύτητες. Οι διάμετροι των σταγονιδίων αυξάνονταν προς την κατεύθυνση της φλόγας (κατάντη

διεύθυνση), λόγω της προνομιακής εξάτμισης και καύσης των μικρότερων διαμέτρων των σταγονιδίων.

Σε απόσταση 25mm από το επίπεδο έγχυσης, το σπρέι είχε εξατμιστεί πλήρως για την συνθήκη υψηλής παροχής αέρα, ενώ σημαντική ποσότητα δειγμάτων βρέθηκε και αξιολογήθηκε σε αυτή την απόσταση για την περίπτωση χαμηλής παροχής αέρα. Οι ερευνητές συμπέραναν ότι, οι υψηλότερες αξονικές ταχύτητες που πιθανά συνεισφέρουν σε μια γρηγορότερη εξάτμιση του καυσίμου κοντά στο επίπεδο ψεκασμού, να είχαν ως αποτέλεσμα την εξαφάνιση του σπρέι κατάντι της ροής στα 25mm περίπου. Σε υψηλές παροχές αέρα, η πιο αποτελεσματική εξάτμιση είχε ως αποτέλεσμα την πλήρη εξαφάνιση των σταγονιδίων σε μια αξονική απόσταση περίπου στο 1/3 της διαμέτρου του καυστήρα από το επίπεδο ψεκασμού. Λίγα η καθόλου δείγματα καταγράφηκαν – αξιολογήθηκαν κοντά στον άξονα συμμετρίας του καυστήρα. Επιπλέον το σπρέι γινόταν ευρύτερο σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το επίπεδο ψεκασμού, ακολουθώντας τη φύση του ακροφυσίου κοίλου κώνου.

Μετρήσεις του σπρέι σε κατάσταση αδρανούς ροής (inert flow) έδειξε ότι οι ταχύτητες ήταν μικρότερες από ό, τι στην κατάσταση αντιδρώσας ροής (reacting flow). Η υψηλή αξονική ταχύτητα ψεκασμού στην περίπτωση αντιδρώσας ροής οφείλεται στην απελευθέρωση θερμότητας που προκαλεί την επιτάχυνση του αερίου, μια γνωστή παρατήρηση σε σπρέι καύσης και περιδινίζουσες φλόγες. [25].

Πειράματα επίσης έχουν γίνει πρόσφατα, σε φλόγα σπρέι κηροζίνης χρησιμοποιώντας ακροφύσιο ριπής αέρα (airblast) [32]. Η σταθεροποιημένη φλόγα κηροζίνης σχηματίστηκε μέσω δυο συν-στροβιλιζουσων ροών αέρα και ένα ακροφύσιο ριπής αέρα (airblast) το οποίο χρησιμοποιήθηκε λόγω των πλεονεκτημάτων του όπως χαμηλή απαίτηση πίεσης καυσίμου και χαμηλές εκπομπές ρύπων. Η διαμόρφωση του καυστήρα που επιλέχθηκε για τη μελέτη ήταν πρακτικού ενδιαφέροντος αφού είναι ένας συμβιβασμός μεταξύ της πολυπλοκότητας μιας πραγματικής κατάστασης και ενός απλοποιημένου μοντέλου κλίμακας εργαστηρίου.

Ως πειραματική τεχνική επιλέχθηκε η Ανεμομετρία Φάσης Doppler (PDA), με στόχο τη μέτρηση των χαρακτηριστικών των σταγονιδίων καυσίμου που αντιδρούν με τη ροή / τη φλόγα ενός τυπικού καυστήρα αεριοστροβίλου. Πιο αναλυτικά μετρήθηκαν μεγέθη και ταχύτητες σταγονιδίων, παροχή όγκου, καθώς και η τυρβώδης κινητική ενέργεια τόσο των σταγόνων όσο και του αέρα. Χρησιμοποιήθηκε η PDA τεχνική για την μέτρηση μεγέθους των σταγονιδίων, της ταχύτητας τους, και της κινητικής ενέργειας των σταγονιδίων και του αέρα. Το καύσιμο διοχετεύτηκε στον καυστήρα με προθερμασμένο αέρα 2 θερμοκρασιών (200 °C και 400 °C). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι υπάρχει μια μικρή ροή καυσίμου στο

κέντρο του καυστήρα , γιατί δημιουργούνται μεγάλα σταγονίδια εξαιτίας του φαινομένου του στροβιλισμού ,τα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων δηλαδή δεν ακολουθούν αυτά του αέρα.

Η εικόνα της καύσης του σπρέι δεν εξαρτάται μόνο από τη μεταβολή του μεγέθους των σταγονιδίων του καυσίμου αλλά και από τις διαταραχές και της αλληλεπιδράσεις των σταγονιδίων με την ροή του αέρα, ένας μηχανισμός ο οποίος δεν είναι και τόσο κατανοητός.[31]Για την έρευνα έγινε μια πειραματική διεξαγωγή χρησιμοποιώντας PDA τεχνική με σκοπό να υπολογιστούν τα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων του καυσίμου και οι αλληλεπιδράσεις με την ροή και τη φλόγα μέσα στον καυστήρα ενός αεριοστρόβιλου. Η σταθερή φλόγα της κηροζίνης σχηματίζεται από μια διπλή συστροβιλιζουσα ροή και ένα ακροφυσιο το οποίο έχει πλεονεκτήματα, χαμηλής πίεσης ροής καυσίμου ,χαμηλή αναλογία ροής και με λίγες εκπομπές. Στο παρελθόν άλλες πειραματικές έρευνες έδειξαν ότι στροβιλίζοντα ρεύματα αέρα πέρα από την αύξηση ανάμιξης, αυξάνουν την αποδοτικότητα της καύσης , τον έλεγχο των εκπομπών των ρύπων από την καύση και την ενίσχυση της διάλυσης του υγρού φύλλου καυσίμου.

Το στρώμα αέρα που χρησιμοποιήθηκε για τον ψεκασμό προθερμανθηκε και χωρίστηκε σε 2 δακτυλιοειδείς αγωγούς αέρα, έναν εσωτερικό και έναν εξωτερικό. Το καύσιμο ψεκάστηκε στην πίεση των 8 bar. Παρατηρήθηκε πως το φύλλο του υγρού καυσίμου επηρεάζεται από τον στροβιλισμό του εσωτερικού αγωγού αέρα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να κάνει το φύλλο του υγρού καυσίμου ασταθές και να το διασπά σε συνδέσμους σταγονιδίων και σταγονίδια. Τα μικρά σταγονίδια ακολουθούν την ροή του αέρα αλλά γίνεται σύναψη των μεγάλων μαζί με τα θραύσματα του φύλλου, και στη συνέχεια συνδέονται με την εσωτερική ροή του αέρα. Στο τέλος, η επιφάνεια χωρίζεται και στην συνέχεια εκτίθεται σε στροβιλίζοντα ρεύματα αέρα υψηλής ταχύτητας προς τις 2 κατευθύνσεις. Αλληλεπιδράσεις του υγρού φύλλου αέρα προκαλεί κυματισμούς οι οποίοι είναι ασταθείς και διαλύονται σε κομμάτια. Τα κομμάτια αυτά γίνονται σύνδεσμοι και στη συνέχεια διαλύονται σε σταγονίδια. Η αναθεώρηση πολλών ερευνών που διεξήχθησαν, έδειξαν ότι οι σημαντικοί παράγοντες που επηρεάζουν την διάσπαση καυσίμων χαμηλού ιξώδους είναι το αρχικό πάχος του υγρού φύλλου και η ορμή του αερα [33].

Ο καυστήρας λειτουργησε σε ατμοσφαιρική πίεση με παροχή καυσίμου κηροζίνης 2.5Kg/h που αντιστοιχεί σε θερμική ισχύ 30KW. Το συνολικό ποσό αέρα που διοχετεύτηκε ήταν 73.50Kg/h και ήταν ισοκαταμεμημένο στα δύο ρεύματα, με αποτέλεσμα μια συνολική ισοδύναμη αναλογία της τάξης του 0,5. Ο αριθμός Reynolds της ροής με βάση την υδραυλική διάμετρο ήταν 33.300 και 24.980 για το εσωτερικό και εξωτερικό ρεύμα αέρα, αντίστοιχα.



Η φλόγα περιορίστηκε σε έναν κυλινδρικό θάλαμο εσωτερικής διαμέτρου 10cm. Περιορισμός στην κύρια ζώνη αντίδρασης επιτεύχθηκε με τη χρήση ενός στομίου μείωσης της διαμέτρου κατά 40% που τοποθετήθηκε στην έξοδο του θαλάμου καύσης.

Ολόκληρος ο καυστήρας ήταν σταθερός και το οπτικό σύστημα μονταρίστηκε πάνω σε τραβέρσα 3-αξωνων. Η πηγή φωτός του οπτικού ήταν υδρόψυκτο λέιζερ ιόντων αργού (Coherent Innova 70) που λειτουργεί σε δυο μήκη κύματος 488nm και 514.5nm. Το χρώμα του λέιζερ είναι στα 514.5nm κατά την αξονική συνιστώσα και 488nm για την ακτινική συνιστώσα, και οι δυο δέσμες χωρίζονται σε τέσσερις και συγκεντρώνονται σε ίνες γυαλιού που τις οδηγεί στο φακό λήψης η μια δέσμη κάθε χρώματος αλλάζει συχνότητα με την χρήση ενός κύτταρου Bregg 40 MHz. Ο φακός λήψης έχει τοποθετηθεί σε γωνιά σκεδασης 30 μοιρών.

Στο κομμάτι των αποτελεσμάτων εξετάστηκαν εκτενέστερα οι μετρήσεις του προθερμασμένου αέρα. Οι μετρήσεις περιλαμβάνουν τις συνιστώσες ταχυτήτων, την τυρβώδη κινητική ενέργεια και των δυο φάσεων (καυσίμου – αέρα), το μέγεθος των σωματιδίων και την πυκνότητά τους. Για κάθε σταθμό μέτρησης καταγράφηκαν 5.000 δείγματα με σκοπό τον προσδιορισμό των μέσων ιδιοτήτων με χαμηλό στατιστικό σφάλμα. Να σημειωθεί πως μετρήσεις με ρυθμό καταγραφής δεδομένων στα 5Hz δεν υπηρξαν λόγω υψηλής διάρκειας. Ενώ μετρήσεις σε κατακόρυφη απόσταση από το ακροφύσιο $z=11\text{mm}$ δεν ήταν δυνατές λόγω του περιορισμού για οπτική πρόσβαση.

Ένας τρόπος για να εκφράσει η ποιότητα του ψεκασμού-διασπασής είναι η διαμετρος SMD η οποία έχει την φυσική ερμηνεία κατά την οποία ο λόγος της διαμέτρου προς τον όγκο είναι όσο ολόκληρου του σπρέι [33]. Η μεταβολή της SMD σε διαφορετικές αξονικές και ακτινικές αποστάσεις φαίνονται στο σχήμα 1.2. Από όλους τους σταθμούς μετρήσεων τα μικρότερα σταγονίδια βρεθήκαν κοντά στο χείλος του ακροφυσίου. Εξαιτίας της αδράνειας μόνο τα μεγάλα σταγονίδια είναι σε θέση να διεισδύσουν στην περιοχή των θερμών στρωμάτων αέρα (ανακυκλοφορίες), έτσι ώστε μόνο μια μικρή σχετικά συγκέντρωση σωματιδίων με τιμή $20\ \mu\text{m} < \text{SMD} < 70\ \mu\text{m}$ σε ακτινική απόσταση $0 < r < 10\ \text{mm}$ και ύψος $z=11\text{mm}$ μπορούν να παρατηρηθούν. Λόγω της στροβιλιζουσας κίνησης του αέρα και των συνεπακόλουθων φυγοκέντρων δυνάμεων, μεγάλα σταγονίδια χωρίζονται από τα μικρότερα και προκαλείται αύξηση του μεγέθους των σταγονιδίων σε μεγαλύτερες ακτίνες. Εξαιτίας του μικρού λόγου επιφάνειας προς τον όγκο τα μεγάλα σταγονίδια εξατμίζονται αργότερα, με αποτέλεσμα την μικρότερη εξάρτηση της SMD σε σταθμούς μέτρησης μεγάλης απόστασης από το ακροφύσιο.

Η περαιτέρω ανάλυση των μετρήσεων αφόρουσε την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του μεγέθους των σταγονιδίων και της ταχύτητας των σωματιδίων. Για $r=4\text{mm}$



δηλαδή πολύ κοντά στην οπή ο ρυθμός δεδομενων ήταν πολύ χαμηλός, τα αποτελεσματα έδειξαν πως το 90% των διαμέτρων ήταν μικρότερες από 9μm. Σε ακτινική απόσταση από το κέντρο $r=20\text{mm}$ το σπρέι ήταν πολύ πυκνό και λόγω της παρουσίας σταγονιδίων διαφορετικών μεγεθών η κατανομή γίνετον πιο ευρεία και εμφανίζοταν μια διακριτή μέγιστη τιμή. Για $r=32\text{mm}$ κοντά στο εξωτερικό του σπρέι το ο ρυθμός δεδομενων ήταν πολύ χαμηλός και η κατανομή των διαμέτρων είναι από 18 έως 35μm βρισκοταν σε ποσοστό 50%.

Μια επιπλέον ανάλυση των μετρήσεων ως προς την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (pdf) της διαμέτρου και των συνιστωσών της ταχύτητας έδειξαν ότι όλες οι κατανομές ακολουθούν μορφές ενός τρόπου (mono – modal). Βρέθηκε ότι σε απόσταση μιας διαμέτρου και σε θέση πολύ κοντά στο ακροφύσιο ο ρυθμός δειγματοληψίας ήταν μικρός και η κατανομή ήταν στενότερη αφού το 90% των σταγονιδίων είχαν διάμετρο μικρότερη των 9μm. Κοντά στο διατμητικό στρώμα, το σπρέι ήταν πολύ πυκνό και λόγω της παρουσίας διαφόρων μεγεθών σταγονιδίων η κατανομή γινόταν πιο ευρεία παρουσιάζοντας διακριτό μέγιστο. Σε θέσεις εξωτερικά του σπρέι, ο ρυθμός δειγματοληψίας ήταν πολύ χαμηλός και η κατανομή ήταν πιο πλατιά ακόμα εμφανίζοντας μια μεγάλη διακύμανση στο μέγεθος καθώς και ένα πλατύ μέγιστο με εύρος (18 – 35)μm, το οποίο περιελάμβανε σχεδόν τον μισό πληθυσμό. Αποκαλύφθηκε ότι παρά την ασθενή παρουσία μεγάλων σταγόνων, οι τελευταίες επηρεάζουν σημαντικά τις μετρούμενες τιμές της SMD. Πάντως αυτή η επίδραση ήταν ανύπαρκτη στην τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας γιατί αυτά τα μεγάλα σωματίδια συνεισέφεραν πολύ λίγο στην κατανομή της διαμέτρου (pdf(d)).



2 Δυναμική Σταγονιδίων

2.1 Διαδικασία Διάσπασης σε Σταγονίδια (Atomization)

Στην διαδικασία αυτή ένας όγκος υγρού μετατρέπεται σε μικρές σταγόνες. Στην πραγματικότητα εξαλείφεται η σταθεροποιητική επίδραση της επιφανειακής τάσης με την εφαρμογή εσωτερικών και εξωτερικών δυνάμεων. Η δράση της επιφανειακής τάσης είναι να κρατήσει το υγρό σ' ένα σφαιρικό σχήμα, αφού έτσι έχει μικρότερη ενέργεια στην επιφάνεια. Το ιξώδες του υγρού επίσης προσπαθεί να σταθεροποιήσει το σχήμα με αντίσταση σε κάθε προσπάθεια αλλαγής της γεωμετρίας.

Από την άλλη μεριά αεροδυναμικές δυνάμεις που δρουν στην επιφάνεια του υγρού μπορούν να προκαλέσουν διάσπαση. Έτσι αυτή εμφανίζεται όταν οι αεροδυναμικές δυνάμεις υπερβούν την δύναμη επιφανειακής τάσης. Βέβαια πολλές από τις μεγαλύτερες σταγόνες που προκλήθηκαν με την αρχική διαδικασία διάσπασης είναι ασταθείς και προχωρούν σε επιπλέον διάσπαση σε μικρότερες. Έτσι το τελικό εύρος μεγεθών σταγόνας που παράγεται σε ένα spray εξαρτάται και από αυτό το 2ο στάδιο. Η γνώση του μηχανισμού διάσπασης είναι αναγκαία για τον σχεδιασμό όλων των ακροφυσίων.

2.2 Σχηματισμός Στατικής Σταγόνας

Ο στοιχειώδης σχηματισμός ψεκασμού είναι μια κρεμασμένη σταγόνα που είναι ημιστατική περίπτωση. Υγρό εκρέει αργά από ένα στόμιο και όταν η δύναμη της βαρύτητας υπερβεί την δύναμη που το προσκολλά στο στόμιο, το υγρό πέφτει και σχηματίζεται μια σταγόνα.

Αν d_0 η διάμετρος του λεπτού κυκλικού σωλήνα η μάζα της σταγόνας είναι

$$m_D = \frac{\pi d_0^2 \sigma}{8} \quad (2.1)$$

Το μέγεθος της σφαιρικής σταγόνας που αντιστοιχεί στην m_D είναι

$$D = \left(\frac{6d_0^2 \sigma}{\rho_L g} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

Αν η διάμετρος του λεπτού σωλήνα είναι 1mm θα προκύψουν σταγόνες 3.6 mm για το νερό και 2.6 mm για κηροζίνη. Αν η διάμετρος του σωλήνα γίνει 10mm τότε η σταγόνα νερού θα είναι 784 mm και 560 mm για κηροζίνη.

Για την απομάκρυνση μιας σταγόνας από μία οριζόντια βρεγμένη επιφάνεια, φαινόμενο που εμφανίζει και δύναμη βαρύτητας και δύναμη επιφανειακής τάσης οι Tamada και Shiback δίνουν το μέγεθος της σταγόνας από τη σχέση:

$$D = 3.3 \left(\frac{\sigma}{\rho_L \cdot g} \right)^{0.5} \quad (2.3)$$

Η τελευταία εξίσωση δείχνει ότι σταγόνες που σχηματίζονται αργά με την δράση της βαρύτητας επάνω σε ένα υγρό φιλμ θα είχαν διάμετρο 9μm για το νερό 5μm για την κηροζίνη. Με τον τρόπο αυτό, ο μηχανισμός πραγματοποιείται με αργό ρυθμό και δίνει μεγάλες σταγόνες. Σε πρακτικές εφαρμογές ο μηχανισμός αυτός είναι συνήθως αναποτελεσματικός αφού έχουμε υψηλούς ρυθμούς ροής και πολύ λεπτή διαμέριση. Η δύναμη βαρύτητας είναι σημαντική μόνο για τον σχηματισμό μεγάλων σταγόνων και γίνεται αμελητέα για σταγόνες από 1 έως 300 μm.

2.3 Διάσπαση Σταγόνων (Breakup of Drops)

Μια αυστηρή μαθηματική λύση θα απαιτούσε την ακριβή γνώση της κατανομής της αεροδυναμικής πίεσης επάνω στη σταγόνα. Πάντως, μόλις η σταγόνα αλλάξει σχήμα, αλλάζει και η κατανομή της πίεσης γύρω από αυτή και είτε υπάρχει σχέση ισορροπίας μεταξύ των εξωτερικών αεροδυναμικών δυνάμεων και των εσωτερικών λόγω επιφανειακής τάσης και ιξώδους είτε η παραμόρφωση συνεχίζεται οδηγώντας σε σπάσιμο της σταγόνας.

Σε συνθήκες ισορροπίας η εσωτερική πίεση σε κάθε σημείο της επιφάνειας της σταγόνας P_i θα ισορροπεί την εξωτερική αεροδυναμική P_A και την πίεση λόγω επιφανειακής τάσης P_σ .

$$P_i = P_A + P_\sigma = \text{σταθερό} \quad (2.4)$$

και για σφαιρική σταγόνα,

$$P_\sigma = \frac{4\sigma}{D}. \quad (2.5)$$

Είναι φανερό ότι μια σταγόνα μένει σταθερή όσο μια αλλαγή στην πίεση του αέρα μπορεί να αντισταθμιστεί από αντίστοιχη μεταβολή της P_σ ώστε η P_i να είναι σταθερή. Αν η P_A είναι μεγάλη σε σχέση με την P_σ τότε καμιά σημαντική μεταβολή της P_A δεν μπορεί να αντισταθμιστεί από αντίστοιχη μεταβολή της P_σ . Σ' αυτήν την κατάσταση η εξωτερική πίεση P_A μπορεί να αλλάξει το σχήμα της σταγόνας σε τέτοια έκταση που οδηγεί σε αλλαγή της P_σ και τελικά να διασπάσει τη σταγόνα σε μικρότερες. Γι' αυτές τις μικρότερες σταγόνες η υψηλότερη τιμή της P_σ μπορεί να είναι αρκετή για να συνοδεύσει τις αλλαγές της P_A . Αν αυτό δεν συμβαίνει ακολουθεί νέα υποδιαίρεση, έως ότου η P_σ γίνει αρκετά μεγάλη. Τότε η



κατάσταση είναι σταθερή και δεν συμβαίνει περαιτέρω διαίρεση. Οι συλλογισμοί αυτοί μας επιτρέπουν να ορίσουμε ένα κρίσιμο μέγεθος σταγόνας στο οποίο σταματά η διαδικασία της διάσπασης.

2.4 Σπάσιμο Σταγόνας σε Ρεύμα Αέρα

Τρεις είναι οι παράγοντες που διέπουν τη διάσπαση της σταγόνας. Η δυναμική πίεση, η επιφανειακή τάση και το ιξώδες. Για υγρά με μικρό ιξώδες η αλλαγή του σχήματος της σταγόνας καθορίζεται από το κλάσμα των αεροδυναμικών δυνάμεων που παριστάνεται με $0.5 \rho_A \cdot u_R^2$. Προς τις δυνάμεις τάσης σ/D όσο μεγαλύτερος ο αριθμός Weber τόσο οι παραμορφωτικές εξωτερικές δυνάμεις είναι μεγαλύτερες από τις δυνάμεις επιφανειακής τάσης που τείνουν να επαναφέρουν το σχήμα.

Για κάθε υγρό η αρχική συνθήκη για διάσπαση εμφανίζεται όταν η αεροδυναμική δύναμη γίνει ίση με την δύναμη επιφανειακής τάσης.

$$C_D \frac{\pi D^2}{4} 0.5 \cdot \rho_A \cdot U_R^2 = \pi D \sigma \quad (2.6)$$

ή

$$\left(\frac{\rho_A U_R^2 D}{\sigma} \right)_{crit} = \frac{8}{C_D} \quad (2.7)$$

όπου ο δείκτης $crit$ δείχνει ότι έχουμε την κρίσιμη κατάσταση. Στο 1ο μέλος είναι ο αριθμός Weber οπότε ισχύει:

$$We_{crit} = \frac{8}{C_D} \quad (2.8)$$

Για μια σχετική ταχύτητα u_R το μέγιστο σταθερό μέγεθος σταγόνας λαμβάνεται από τη

$$\text{σχέση } D_{max} = \frac{8\sigma}{C_D \rho_A U_R^2} \quad (2.9)$$

$$\text{ενώ η κρίσιμη ταχύτητα προκύπτει } U_{R_{crit}} = \left(\frac{8\sigma}{C_D \rho_A D} \right)^{0.5} \quad (2.10)$$

Για υγρά με επιφανειακή τάση μεταξύ 0.028 και 0.475 kg/s² η κρίσιμη ταχύτητα δίνεται ως

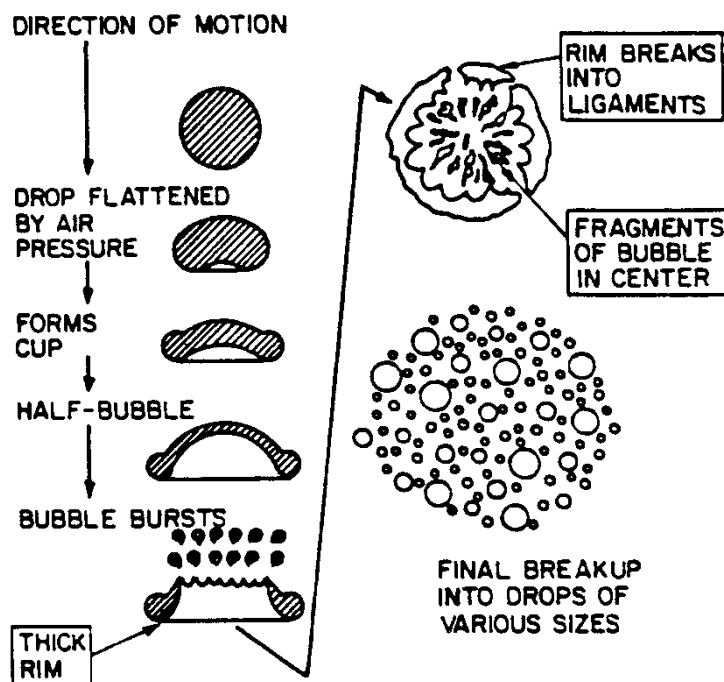
$$U_{R_{crit}} \propto \left(\frac{\sigma}{D} \right)^{0.5} \quad (2.11)$$



Ειδικότερα για το νερό προκύπτει
$$U_{R_{crit}} = \frac{784}{\sqrt{D}} \quad (2.12)$$

όπου u_R σε m/s και D σε μm .

Μια σταγόνα που ξαφνικά εκτίθεται σε ένα γρήγορο ρεύμα αέρα αλλάζει σχήμα και παρουσιάζει μια κυρτή επιφάνεια στο ρεύμα αέρα. Οι άκρες του κυπελλοειδούς οδηγούνται προς τα έξω σαν λεπτό φύλλο και ακολούθως σε πολύ λεπτά στοιχεία που σπάνε σε σταγονίδια όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.



Σχήμα 2.1 Διάσπαση σφαιρικής σταγόνας λόγω αλληλεπίδρασης με τον περιβάλλοντα αέρα

Για σταγόνα που πέφτει ελεύθερα υπολογίστηκε $We_{crit} = 22$ και για σταγόνα που εκτίθεται απότομα σε ρεύμα αέρα υψηλής ταχύτητας $We_{crit} = 13$. Για να λάβει υπ' όψη το

ιξώδες ο Hinze χρησιμοποίησε τον τύπο
$$Z = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad (2.13)$$

Αυτό το αδιάστατο μέγεθος παριστά το κλάσμα μιας εσωτερικής δύναμης ιξώδους προς μία δύναμη επιφανειακής τάσης (interfacial). Η δύναμη επιφανειακής τάσης ανά μονάδα



επιφάνειας παριστάνεται σαν $\frac{\sigma}{D}$ ενώ η δύναμη τριβής ανά μονάδα επιφάνειας τ δίνεται από

το γινόμενο του ιξώδους επί την βαθμίδα ταχύτητας $\frac{\delta u}{\delta x}$ μέσα στην σταγόνα $\mu_i \frac{\delta u}{\delta x}$.

2.5 Διάσπαση Υγρών Jet (Disintegration of Liquid Jets)

Όταν ένα jet αναδύεται από το ακροφύσιο σαν ένα συνεχόμενο σώμα κυλινδρικής μορφής η κατάσταση ανταγωνισμού μεταξύ διασπαστικών και συνεκτικών δυνάμεων οδηγούν σε ταλαντώσεις και αναταραχές. Σε ευνοϊκές συνθήκες οι ταλαντώσεις ενισχύονται και το υγρό σώμα διασπάται σε σταγόνες. Αυτή η διαδικασία πολλές φορές αναφέρεται σαν πρωτεύουσα διάσπαση (primary atomization). Αν οι σχηματισμένες σταγόνες υπερβαίνουν την κρίσιμη διάσταση τότε διασπώνται σε ακόμα μικρότερα σταγονίδια και ο μηχανισμός αυτός λέγεται δευτερεύουσα διάσπαση (secondary atomization).

Το φαινόμενο της διάσπασης ενός πίδακα έχει γίνει αντικείμενο θεωρητικής αλλά και πρακτικής έρευνας εδώ και πολλά χρόνια. Τα παρακάτω αναφέρονται σε υγρά jet που διασκορπίζονται μέσα σε αέρα. Μπορούν να επεκταθούν σε κάθε συνδυασμό υγρού (σε φάση διασποράς) και αερίου (συνεχής φάση), αλλά τα εμπιστευόμαστε κυρίως όταν το περιβάλλον αέριο είναι αέρας. Οι περισσότερες ενδιαφέρουσες ιδιότητες είναι το συνεχές μήκος (continuous length), που δίνει ένα μέτρο του ρυθμού ανάπτυξης της κατανομής και η κατανομή των μεγεθών. Επίσης ενδιαφέρον είναι ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η διάσπαση. Οι πρώτες έρευνες για τέτοια φαινόμενα έγιναν από τους Bidone και Savart. Ο πρώτος ασχολήθηκε με τις γεωμετρικές μορφές που παράγονται από ακροφύσιο με μη κυκλική τομή ενώ ο δεύτερος έδωσε τα πρώτα ποσοτικά δεδομένα.

Τα αποτελέσματά του έδειξαν πως αν η διάμετρος του πίδακα κρατιόταν σταθερή το συνεχές μήκος του υγρού είναι ανάλογο με την ταχύτητά του. Επίσης παρατήρησε ότι για σταθερή ταχύτητα του jet το μήκος του είναι ανάλογο της διαμέτρου του. Ο Plateau σημείωσε ότι η κυλινδρική μορφή του υγρού είναι ασταθής αν το μήκος του υπερτερεί της περιμέτρου του. Αλλιώς θα δημιουργηθούν δύο σταγόνες που το άθροισμα των επιφανειών τους θα είναι μικρότερο από εκείνο της κυλινδρικής μορφής. Οι διατυπώσεις που βοήθησαν να κατανοηθούν τα δεδομένα της έρευνας του Savart και ακόμα τέθηκαν σαν βάση για την θεωρία για τη σταθερότητα του jet του Rayleigh. Στις πρώτες του έρευνες ο Rayleigh χρησιμοποίησε τη μέθοδο μικρών διαταραχών για να ορίσει τις αναγκαίες συνθήκες για την κατάρρευση ενός υγρού πίδακα που εισάγεται σε αέριο μικρής ταχύτητας. Ο Rayleigh σύγκρινε την επιφανειακή ενέργεια (που ορίζεται το γινόμενο της επιφανειακής τάσης επί την



επιφάνεια) της διαταραγμένης διαμόρφωσης με αυτήν της σταθερής κολώνας υγρού. Μετά υπολόγισε τη δυναμική ενέργεια της διαταραγμένης φάσης

$$E_s = \frac{\pi\sigma}{2d} [\gamma^2 + n^2 - 1] b_n^2 \quad (2.14)$$

όπου E_s : πιθανή ενέργεια επιφάνειας

d: jet diameter

b_n : σταθερός όρος της σειράς Fourier

γ : $\frac{2\pi r}{\lambda}$ κυματαριθμός (αδιάστατη ποσότητα)

n: οποιοσδήποτε θετικός ακέραιος (μαζί με το μηδέν)

Για μη συμμετρικές διαταραχές $n \gg 1$ και η E_s είναι πάντα θετική, δείχνοντας ότι το σύστημα είναι πάντα σταθερό σε αυτή την κλίμακα διαταραχής. Όταν $n=0$ και $\gamma < 1$ που ισχύει για συμμετρικές διαταραχές η εξίσωση (2.18) δείχνει ότι $E_s < 0$ δηλαδή ότι το σύστημα δεν είναι σταθερό σε αυτό το είδος της διαταραχής. Επομένως ένα jet υγρού που επηρεάζεται από επιφανειακές δυνάμεις θα γίνει ασταθές σε οποιαδήποτε αξονοσυμμετρική διαταραχή που το μήκος κύματός της είναι $\lambda > \pi d$ δηλαδή $\gamma < 1$.

Το συμπέρασμα από τα λεγόμενα του Rayleigh για το σπάσιμο υγρών jet με στρωτή ροή είναι ότι οι διαταραχές σε ένα jet με μήκη κύματος μεγαλύτερο από την περιφέρειά τους θα μεγαλώσουν. Ακόμα τα αποτελέσματα έδειξαν ότι μια κλάση αερίων διαταραχών θα μεγαλώσει πιο γρήγορα και θα καθορίσει το σπάσιμο. Παρόλο που στην πραγματικότητα τα υγρά είναι παχύρρευστα, τυρβώδη και εκτίθενται σε διάφορες επιρροές από το περιβάλλον τα συμπεράσματα αυτά βρήκαν γενική αναγνώριση σαν πρώτες επιτυχημένες προσεγγίσεις. Η εργασία του Rayleigh έδειξε ότι το σπάσιμο του jet είναι ένα δυναμικό πρόβλημα και άρα είναι σημαντικός και ο ρυθμός της διαδικασίας. Δεχόμενος ότι ο όρος b_n είναι ανάλογος στο $\exp(\alpha t)$ όπου α η εκθετική αύξηση της διαταραχής ότι ο εκθετικός ρυθμός ανάπτυξης της πιο γρήγορης διαταραχής

$$q_{\max} = 0.97 \left(\frac{\sigma}{\rho_L d^3} \right)^{0.5} \quad (2.15)$$

και λ_{opt} που αντιστοιχεί στο q_{\max} είναι

$$\lambda_{\text{opt}} = 4.51d. \quad (2.16)$$

Μετά το σπάσιμο ο κύλινδρος μήκους 4.51 d γίνεται μια σφαιρική σταγόνα έτσι ώστε



$$4.51d \frac{\pi}{4} d^2 = \frac{\pi}{6} D^3 \text{ και τότε}$$

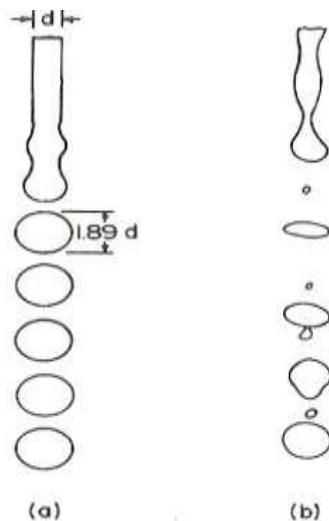
$$D = 1.89 d.$$

(2.17)

Έτσι από το μηχανισμό του Rayleigh φάνηκε ότι ο μέσος όρος της διαμέτρου είναι σχεδόν διπλάσιος του μη διαταραγμένου jet.

Στο σχήμα 2.2(a) φαίνεται το σπάσιμο κατά την άποψη του Rayleigh και στο (b) φαίνεται η ίδια εξέλιξη βασισμένη σε πραγματικές φωτογραφίες. Οι σταγόνες στην πραγματικότητα συνενώνονται και έτσι προκύπτει ένας συνδυασμός μεγάλων σταγόνων και άλλων πολύ μικρότερών τους που χαρακτηριστικά μπορούμε να τις ονομάσουμε δορυφόρους τους.

Μια πιο γενική θεωρία για την διάσπαση ενός jet σε χαμηλές ταχύτητες αναπτύχθηκε από τον Weber, που επέκτεινε την ανάλυση του Rayleigh για να συμπεριλάβει παχύρρευστα υγρά. Αυτός υποστήριξε ότι οποιαδήποτε διαταραχή προξενεί διαδοχικές συμμετρικές ταλαντώσεις.



Σχήμα 2.2 Σύγκριση α) ιδανικής διάσπασης πίδακα με β) πραγματική διάσπαση όπως φαίνεται από φωτογραφίες υψηλής ταχύτητας.

Αν το μήκος κύματος της αρχικής διαταραχής είναι μικρότερο από το λ_{\min} , η επιφανειακή τάση τείνει να εξαλείψει την διαταραχή, ενώ αν το $\lambda > \lambda_{\min}$ η επιφανειακή τάση φροντίζει για την ανάπτυξη της διαταραχής, που οδηγεί τελικά στην διάσπαση. Υπάρχει πάντως ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος που είναι το πιο ικανοποιητικό για την διαμόρφωση σταγόνων:

$$\lambda_{\min} = \pi d = 3.14 d \quad (2.18)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = \sqrt{2\pi d} = 4.44 d \quad (2.19)$$

ενώ για παχύρρευστα υγρά:

$$\lambda_{\min} = \pi d \quad (2.20)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = \sqrt{2\pi d} \left(1 + \frac{3\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d}} \right)^{0.5} \quad (2.21)$$

Ο Weber μετά εξέτασε την επίδραση της αντίστασης του αέρα. Έτσι βρήκε ότι η διένεξη του αέρα μικραίνει μαζί με το μήκος κύματος της διαταραχής αλλά και το όπτιμο μήκος κύματος. Σε σύγκριση με τα προηγούμενα που ισχύουν για μηδενική ταχύτητα αέρα, αν ο αέρας έχει ταχύτητα 15m/s προκύπτει:

$$\lambda_{\min} = 2.2d \quad (2.26)$$

$$\lambda_{\text{opt}} = 2.8d \quad (2.27)$$

Επίσης ο Weber σκέφτηκε την περίπτωση όπου ο αέρας θα δημιουργούσε κύματα και έδειξε ότι αυτό θα μπορούσε να συμβεί όταν ο αέρας έχει μια σχετικά μεγάλη ταχύτητα. Για γλυκερίνη η ταχύτητα αυτή βρέθηκε 20m/s, και σ' αυτήν την περίπτωση η θεωρητική απόσταση της διάσπασης από το στόμιο του ακροφυσίου. Γενικότερα αυξάνοντας την ταχύτητα του αέρα μειώνεται η απόσταση της διάσπασης.

2.6 Επίδραση του Προφίλ των Ταχυτήτων

Είναι πιθανό ότι κάποιες ιδιομορφίες και ανωμαλίες που σχετίζονται με την σταθερότητα του jet ξεκινούν από τις διαφορές του προφίλ των ταχυτήτων και τα τυρβώδη χαρακτηριστικά του, όπως αυτό εξέρχεται από το ακροφύσιο.

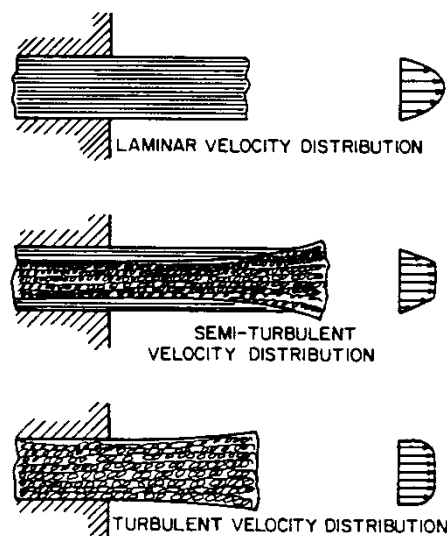
Ο Schweitzer έδωσε μια εξαιρετική ποσοτική περιγραφή της τύρβης. Ο πίδακας φεύγει από το jet είτε σε στρωτή είτε σε τυρβώδεις καταστάσεις. Όταν τα κομμάτια του υγρού πέφτουν με την μορφή ρεύματος παράλληλα στον άξονα του αγωγού η ροή είναι στρωτή. Όταν οι σταγόνες διαγράφουν τροχιές η κάθε μία με τυχαίο τρόπο, αυτό σημαίνει ότι έχουν διάφορες εγκάρσιες συνιστώσες της ταχύτητας και η ροή είναι τυρβώδης. Η στρωτή ροή ενισχύεται από την απουσία διαταραχών, από μια κυκλική είσοδο στο ακροφύσιο και από υψηλό ιξώδες του υγρού, ενώ η τυρβώδης ενισχύεται από υψηλές ταχύτητες ροής, μεγάλη διάμετρο αγωγού, από προεξοχές στη ροή, και από την ταχύτητα της επιφάνειας.

Σε ένα λείο αγωγό χωρίς διαταραχές στην ροή, μια αρχικά στρωτή ροή μπορεί να παραμένει στρωτή παρόλο που ο Reynolds ξεπέρασε την κρίσιμη τιμή, αλλά όταν συμβαίνει

αυτό μια μικρή διαταραχή είναι ικανή να κάνει τη ροή τυρβώδη. Όπως σημείωσε ο Schweitzer υπάρχει μια γενική τάση για συσχέτιση της τυρβώδους ροής με τιμές του Reynolds μεγαλύτερες από την κρίσιμη, αν και στην πραγματικότητα η ροή είναι μερικές φορές στρωτή με τιμές του Re μεγαλύτερες της κρίσιμης και μπορεί να είναι τυρβώδεις ή ημι-τυρβώδεις (semi-turbulent) με τιμές του Re μικρότερες της κρίσιμης. Μια ημι-τυρβώδεις ροής είναι ένας συνδυασμός ενός τυρβώδους πυρήνα και ένα στρωτό μέρος στα άκρα όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3.

Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds μπορεί να καθοριστεί σαν η τιμή κάτω από την οποία οι διαταραχές σε μια ροή μέσα σε ένα μακρύ κυλινδρικό αγωγό θα εξαλειφτούν. Πάνω από αυτή την τιμή οι διαταραχές στην ροή ποτέ δεν εξαλείφονται όσο μάκρος και αν είναι ο αγωγός. Έτσι η τιμή του για αγωγούς βρέθηκε από τον Schiller να είναι γύρω στο 2320. Σε προσπάθειες να οριστικοποιήσουμε το προφίλ της ταχύτητας σε ένα εξερχόμενο jet πολλοί ερευνητές χρησιμοποίησαν μακριούς σωλήνες σαν ακροφύσια για να βεβαιώσουν ότι το jet αρχικά έχει ένα πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό ή τυρβώδες προφίλ.

Τα ακροφύσια είναι συνήθως μικρούς μεγέθους, με μικρά ανοίγματα για να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες πίεσης. Η τυρβώδης κατάσταση της ροής στην έξοδο του ακροφυσίου δημιουργείται από την κατάσταση της ροής αντίθετα προς το ρεύμα του ανοίγματος και από διαταραχές που παράγονται καθώς το ρεύμα ακουμπά σε προεξοχές και μέσα στο άνοιγμα. Για ένα δοσμένο ακροφύσιο όλοι αυτοί οι συντελεστές είναι σταθεροί και η φύση της ροής, στρωτής, τυρβώδης ή ημιτυρβώδης είναι καθορισμένοι από τον αριθμό Reynolds.



Σχήμα 2.3 Διάφορες κατανομές ταχυτήτων σε πίδακες όπως αναφέρονται από τους Giffenand Muraszew



Η επίδραση του προφίλ των ταχυτήτων στο jet είναι μεγάλη. Με στρωτή ροή η κατανομή των ταχυτήτων αμέσως μετά το άνοιγμα σχηματίζει μια παραβολική καμπύλη που ξεκινά από το 0 στα τοιχώματα και φτάνει σε μια μέγιστη τιμή στο κέντρο του αγωγού. Αν η έγχυση του jet γίνεται σε ακίνητο ή αργά πολύ κινούμενο αέρα δεν υπάρχει υπολογίσιμη διαφορά ανάμεσα στο πιο εξωτερικό μέρος του jet και του αέρα.

Συμπερασματικά, οι απαραίτητες συνθήκες για να γίνει διάσπαση (atomization) από δυνάμεις τριβής του αέρα δεν υπάρχουν. Πάντως μετά από κάποια απόσταση η συνδυασμένη επίδραση δυνάμεων τριβής του αέρα και επιφανειακών τάσεων δημιουργούν επιφανειακές ανομοιομορφίες που τελικά οδηγούν σε διάσπαση.

Αν η ροή στο άνοιγμα είναι πλήρης τυρβώδης η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας οδηγεί στη διάλυση του επιφανειακού φιλμ και ακολουθεί αργότερα διάσπαση. Πρέπει να σημειωθεί ότι όταν το εγχυόμενο jet είναι πλήρως τυρβώδες δεν χρειάζονται αεροδυναμικές δυνάμεις για διάσπαση (breakup). Ακόμα και αν το τοποθετήσουμε σε ένα χώρο θα διασπαστεί αργά κάτω από την επίδραση της ίδιας της τύρβης.

Αν το jet είναι ημι-τυρβώδες το κυκλικό μέρος της στρωτής ροής που περιβάλλει τον τυρβώδη πυρήνα τείνει να αποτρέψει τα υγρά σωματίδια στον πυρήνα να φτάσουν και να διαλύσουν την επιφάνεια του jet. Την ίδια ώρα η επιρροή της τύρβης με τον αέρα είναι μηδενική λόγω της μικρής σχετικής ταχύτητας ανάμεσα στην επιφάνεια του jet και του αέρα. Έτσι η διάσπαση του jet δεν παρουσιάζεται κοντά στην έξοδο του ανοίγματος. Πάντως αργότερα ο πιο γρήγορος πυρήνας κομματιάζει το προστατευτικό στρωτό στρώμα και μετά διασπάται. Εναλλακτικά, συμβαίνει μια ανακατανομή της ενέργειας ανάμεσα στην στρωτή ή τυρβώδη συνιστώσα της ροής που προκαλεί ένα επίπεδο προφίλ ταχυτήτων. Αυτή η διαδικασία μεταφέρει στην επιφάνεια του jet υγρά σωματίδια με ακτινικές συνιστώσες της ταχύτητας. Αυτά τα σωματίδια διασπούν την επιφάνεια του jet και οδηγούν στην γενικότερη διάσπαση.

Είναι γνωστό ότι η κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας ενός αερίου ή υγρού που ρέει εξαρτάται πολύ από το προφίλ των ταχυτήτων. Για παράδειγμα σε ροή σε σωλήνα με στρωτή ροή (παραβολικό προφίλ) η κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας είναι ακριβώς διπλάσια από ότι θα ήταν σε μια ροή με επίπεδο προφίλ με το μέσο όρο ταχυτήτων.

Σύμφωνα με τους McCarthy και Molloy μπορεί να οριστεί μια ποσότητα ε :

$$\varepsilon = \int_0^A U_r^3 dA / U^3 A \quad (2.22)$$

όπου U_r είναι η τυπική ταχύτητα του ρευστού και U η μέση για μια επιφάνεια A . για τις 3 διαφορετικές καταστάσεις έχουμε:

➤ Για επίπεδο προφίλ: $\varepsilon=1$

- Για πλήρως ανεπτυγμένο τυρβώδες: $\varepsilon=1.1$ με 1.2
- Για πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό: $\varepsilon=2$

Έτσι για ροή σε σωλήνα η ποσότητα ε παριστάνει τον λόγο της κινητικής ενέργειας προς την ισοδύναμη κινητική ενέργεια σε ροή με επίπεδο προφίλ (plugflow).

Όταν ένα πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό jet αναδύεται από ένα ακροφύσιο το παραβολικό του προφίλ μετατρέπεται σε ένα επίπεδο προφίλ με ίδιο μέσο όρο ταχυτήτων. Αυτή η διαδικασία συνοδεύεται από μια μεταβολή του ε από 2 σε 1 που εμπλέκει μια υπολογίσιμη ανακατανομή ενέργειας μέσα στο jet, και που οδηγεί στην δημιουργία δυνάμεων που μπορεί να εμφανιστούν βίαια και να οδηγήσουν στο «εκρηκτικό» σπάσιμο του jet (burstingbreakup).

Για jet υψηλών ταχυτήτων είναι γενικά αποδεκτό ότι η επίδραση του περιβάλλοντα αέρα ή αερίου είναι η βασική αιτία της διάσπασης αν και η τύρβη έχει μεγάλη συνεισφορά. Για να ξεκαθαριστεί η επίδραση αυτών των 2 στη διάσπαση ορίστηκαν δύο τύποι αυτής. Ο πρώτος (primary) είναι αυτός που προέρχεται από εσωτερικές δυνάμεις, όπως δυνάμεις λόγω τύρβης, δυνάμεις αδράνειας, επιφανειακής τάσης ή αυτές που προκαλούνται από την αλλαγή του profile. Ο δεύτερος πάντα εμπλέκει την επίδραση των αεροδυναμικών δυνάμεων μαζί με όλες τις προηγούμενες. Οι αεροδυναμικές δυνάμεις είναι εκείνες που διαλύουν τις σταγόνες σε ακόμα μικρότερα σταγονίδια.

2.7 Μεγέθη Σταγονιδίων

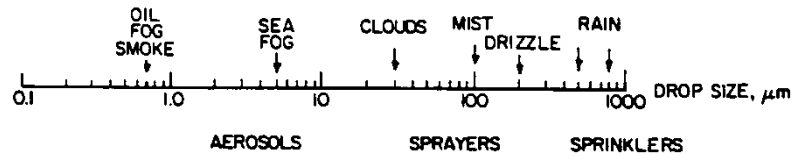
Ένα ψεκαστικό σύστημα γενικά μελετάται σαν ένα σύστημα σταγόνων που απορροφάται σε μια συνεχή αέρια φάση. Παράδειγμα από φυσικά τέτοια συστήματα είναι η βροχή, νέφος, ομίχλη, το ψιλόβροχο και το νέφος που αναπτύσσεται στους καταρράκτες.

Το σχήμα 2.4 δείχνει στην κλίμακα του μεγέθους των σταγόνων όπως αυτές εμφανίζονται σε διάφορα φυσικά φαινόμενα και επίσης όπως παράγονται από τα πιο κοινά ακροφύσια. Τα πιο κοινά ακροφύσια παράγουν σταγόνες με διαμέτρους από λίγα μm έως $500\mu\text{m}$. Λόγω της ετερογενούς φύσης της διαδικασίας παραγωγής drops οι ροϊκές γραμμές που δημιουργούνται από τους διάφορους μηχανισμούς ψεκασμού ποικίλουν σε διαμέτρους όπως και οι παραγόμενες σταγόνες.

Πρακτικά τα ακροφύσια δεν παράγουν νέφη, όπου οι σταγόνες περιγράφονται από ομοιόμορφη κατανομή σε κάθε κατάσταση λειτουργίας. Αντίθετα, το νέφος μπορεί να παρατηρηθεί σαν ένα φάσμα από διασπασίες σταγόνων που κατανέμονται γύρω από μια αυθαίρετη καθορισμένη μέση τιμή. Μόνο κάτω από ειδικές καταστάσεις, μπορούμε να



πάρουμε ένα καλό ομογενές ψεκασμό. Έτσι εκτός από τη μέση τιμή της διαμέτρου των σταγόνων ένα ακόμα βασικό χαρακτηριστικό είναι η κατανομή που περιέχει.



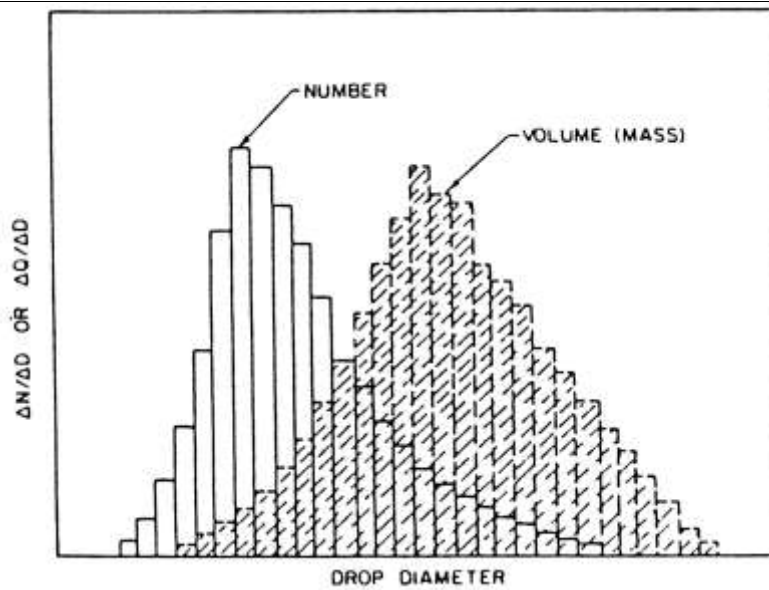
Σχήμα 2.4 Φάσμα μεγεθών σταγονιδίων

2.8 Γραφική Αναπαράσταση Μεγεθών

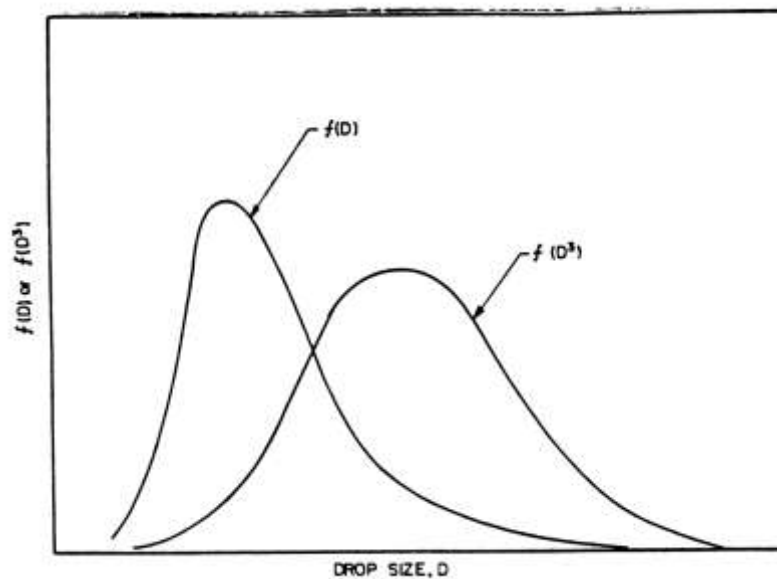
Μια διδακτική εικόνα από κατανομές μεγέθους σταγόνων μπορούμε να αποκτήσουμε δημιουργώντας ένα ιστόγραμμα όπου διατάσσονται οι αριθμοί των σταγόνων των οποίων οι

διαστάσεις πέφτουν ανάμεσα στα όρια $D - \frac{\Delta D}{2}$ και όρια $D + \frac{\Delta D}{2}$.

Αν αντί του αριθμού των σταγόνων, χρησιμοποιήσουμε μια κλίμακα μεγέθους μάζας ή όγκου σταγόνων ανάμεσα σε $D + \frac{\Delta D}{2}$, $D - \frac{\Delta D}{2}$, όρια τότε το αποτέλεσμα είναι το ιστόγραμμα να μετατοπιστεί προς τα δεξιά λόγω του βάρους των μεγαλύτερων σταγόνων (Σχήμα 2.5). Μικραίνοντας το ΔD , το ιστόγραμμα υποδεικνύει το σχήμα της καμπύλης συχνότητας (πυκνότητα πιθανότητας) που μπορεί να εκτιμηθεί σαν ένα χαρακτηριστικό του spray αρκεί να στηρίζεται σε ένα μεγάλο δείγμα (Σχήμα 2.6).



Σχήμα 2.5 Ιστογράμματα πλήθους και όγκου του δείγματος



Σχήμα 2.6 Κατανομές πυκνότητας μεγεθών πλήθους και όγκου

Οι συνηθισμένες τιμές μπορούν να δοθούν με εναλλακτικούς τρόπους:

- Σαν τον αριθμό σταγόνων που έχουν συγκεκριμένη διάμετρο
- Το κλάσμα των σταγόνων με συγκεκριμένη διάμετρο προς όλες
- Το κλάσμα των σταγόνων με συγκεκριμένο εύρος διαμέτρων προς το συνολικό



Είναι γεγονός ότι διαγράμματα συχνότητας πιθανότητας μπορούν να κατασκευαστούν κατευθείαν από την κατανομή μεγέθους σταγόνας σχεδιάζοντας το: $\frac{\Delta N_i}{N \Delta D_i} = f(D)$ ή

$$\frac{\Delta Q_i}{Q \Delta D_i} = f(D)$$

όπου ΔN : η αύξηση του αριθμού των σταγόνων στο διάστημα $D_i, D_i + \Delta D_i$.

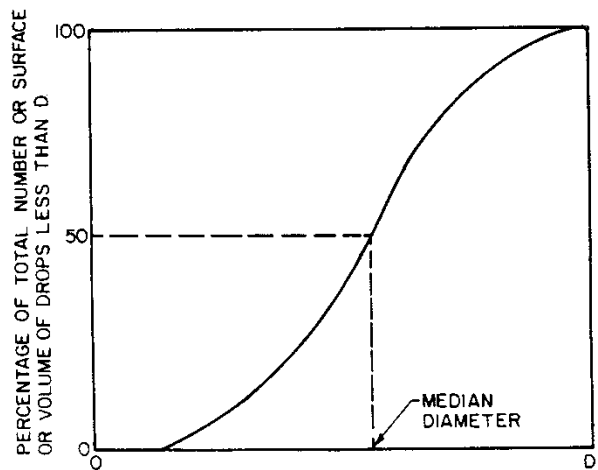
ΔQ : είναι η αύξηση του όγκου σε διάστημα $D_i, D_i + \Delta D_i$.

Το ΔQ_i μπορεί να παρθεί από τον τύπο:

$$\Delta Q_i = \Delta N_i \left(\frac{\pi}{6} \right) [0.5(D_{i_1} + D_{i_2})]^3 \quad (2.23)$$

όπου D_{i_1}, D_{i_2} το ανώτατο και κατώτερο όριο στο εύρος του ΔD_i .

Επιπρόσθετα για να αναπαραστήσουμε την κατανομή μεγέθους σταγόνων με συχνότητα πιθανότητας, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την αθροιστική συνάρτηση. Αυτή είναι το ολοκλήρωμα της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας και δείχνει την αναλογία στο συνολικό αριθμό σταγόνων το ποσοστό εκείνων που έχουν κάτω από μία τιμή διαμέτρου ή την αναλογία της συνολικής επιφάνειας ή όγκου του spray που έχουν οι σταγόνες κάτω από μία τιμή διαμέτρου (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7 Τυπικό σχέδιο συσσωρευτικής καμπύλης κατανομής μεγεθών

2.9 Μαθηματικές Συναρτήσεις Κατανομών

Επειδή η γραφική παράσταση της κατανομής μεγέθους σωματιδίων είναι εργαστηριακή και δεν σχετίζεται εύκολα με πειραματικά αποτελέσματα πολλοί δοκίμασαν να την



αντικαταστήσουν με μαθηματικές εκφράσεις με παραμέτρους που λαμβάνονται από ένα ορισμένο αριθμό μετρήσεων σταγόνων. Οι μαθηματικές εκφράσεις θα έχουν τις παρακάτω ιδιότητες:

- Παρέχουν ικανοποιητική προσέγγιση στα δεδομένα μεγέθους σταγόνας
- Παρέχουν την επέκταση σε τιμές μεγέθους σταγόνας έξω από την περιοχή μετρήσεων
- Επιτρέπουν τον εύκολο υπολογισμό των μέσων τιμών διαμέτρων και άλλων παραμέτρων ενδιαφέροντος
- Να συνδέσουν μεγάλο μέγεθος δεδομένων
- Ιδεατά, να συνδέονται με την κατανόηση βασικών μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα στο φαινόμενο της διάσπασης της ροής.

Λόγω της απουσίας βασικού μηχανισμού ή μοντέλου πάνω στο οποίο θα μπορούσαμε να χτίσουμε μία θεωρία για την κατανομή του μεγέθους των bubbles έχουν προταθεί διάφορες συναρτήσεις, βασισμένες είτε στις θεωρίες πιθανότητας είτε σε εντελώς εμπειρικούς συλλογισμούς που επιτρέπουν την μαθηματική αναπαράσταση των μετρημένων κατανομών μεγέθους σταγόνων. Μερικές τέτοιες συναρτήσεις είναι οι: κανονική, log-normal, Nukiyama-Tanasawa, Rosin-Rambler και άνω ορίου κατανομές. Λόγω του ότι οι βασικοί μηχανισμοί που σχετίζονται με τη διάσπαση σε σταγόνες δεν είναι τέλεια κατανοητοί και καμιά κατανομή δεν μπορεί να αναπαραστήσει όλα τα δεδομένα, είναι συνήθως αναγκαίο να δοκιμάσουμε διάφορες συναρτήσεις για να δούμε ποια ταιριάζει με τα εμπειρικά δεδομένα.

2.9.1 Κανονική Κατανομή (Normal Distribution)

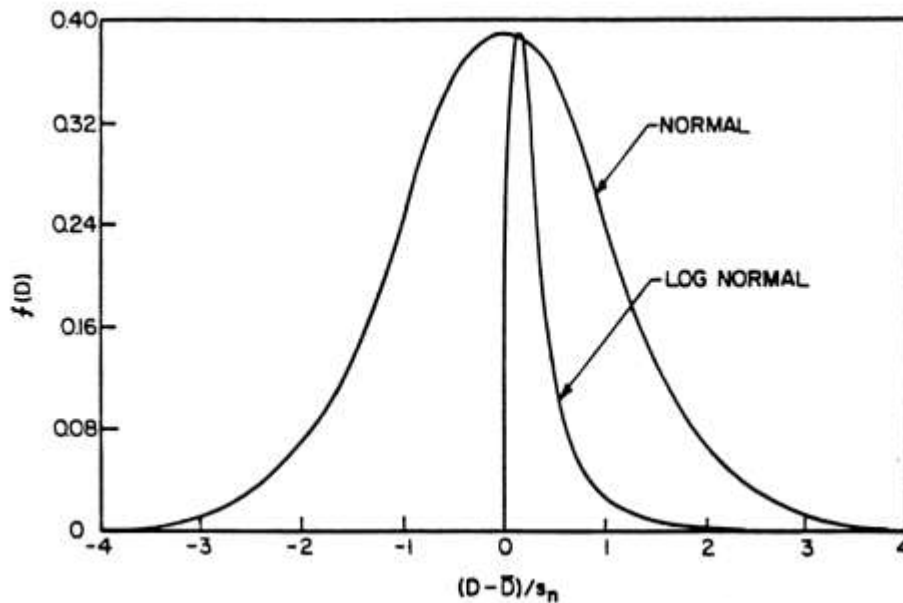
Η συνάρτηση είναι βασισμένη στην τυχαία εμφάνιση μιας δοσμένης διαμέτρου. Είναι συγκριτικά εύκολη να χρησιμοποιηθεί αλλά η εφαρμογή της περιορίζεται σε διαδικασίες που είναι τυχαίες στη φύση και όπου δεν εμφανίζονται ιδιαίτερες προτιμήσεις. Συνήθως εκφράζεται σε όρους που δίνουν τον αριθμό σταγόνων με συγκεκριμένη διάμετρο.

$$\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_n} \exp\left[-\frac{1}{2s_n^2}(D - \bar{D})^2\right] \quad (2.24)$$

όπου S_n ένα μέτρο της απόκλισης των διαφόρων D από τη μέση \bar{D} . Το S_n αναφέρεται και ως τυπική απόκλιση (standard deviation) και το S_n^2 είναι μία ποσότητα που συνήθως βρίσκεται σε πίνακες.



Η κατανομή αυτή φαίνεται στο Σχήμα 2.8. Το εμβαδό κάτω από την καμπύλη από το $-\infty$ έως το $+\infty$ ισούται με 1 και οι περιοχές δεξιά και αριστερά του y άξονα είναι ίσες. Το ολοκλήρωμα της κανονικής καμπύλης είναι η αθροιστική κανονική καμπύλη $F(D)$



Σχήμα 2.8 Κανονική και λογαριθμική - κανονική κατανομή

$$\text{Αν ορίσουμε } t = \frac{D - \bar{D}}{s_n} \quad (2.25)$$

και θέσουμε $\bar{D} = 0$ και $S_n = 1$ τότε η $F(D)$ περιγράφεται

$$F(D) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \right) \int_{-\infty}^D \exp\left(-t^2 / 2\right) dt \quad (2.26)$$

και η τιμή της βρίσκεται σε πίνακες.

2.9.2 Λογαριθμική Κανονική Κατανομή (Log-Normal Distribution)

Έχει βρεθεί ότι πολλές κατανομές μεγέθους σταγόνων στη φύση ακολουθούν την κατανομή καμπύλης αν σαν παράμετρο χρησιμοποιηθεί αντί για την διάμετρο ο λογάριθμος. Έτσι

$$\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D s_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2} (\ln D - \ln \bar{D}_{ng})^2\right] \quad (2.27)$$

όπου D_{ng} : ο γεωμετρικός μέσος των σταγόνων

και S_g : η γεωμετρική τυπική απόκλιση



Οι συναρτήσεις αυτού του τύπου μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμα για να περιγράψουν κατανομές επιφάνειας ή όγκου.

Κατανομή επιφάνειας

$$f(D^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Ds_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2}(\ln D - \ln \bar{D}_{sg})^2\right] \quad (2.28)$$

Όγκου :

$$f(D^3) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Ds_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2}(\ln D - \ln \bar{D}_{vg})^2\right] \quad (2.29)$$

Οι σχέσεις μεταξύ D_{ng} , D_{sg} και D_{vg} δίνονται παρακάτω:

$$\text{Επιφάνεια } \ln \bar{D}_{sg} = \ln \bar{D}_{ng} + 2s_g^2 \quad (2.30)$$

$$\text{Όγκος } \ln \bar{D}_{vg} = \ln \bar{D}_{ng} + 3s_g^2 \quad (2.31)$$

$$\text{SMD } \ln \bar{D}_{vsg} = \ln \bar{D}_{ng} + 2.5s_g^2 \quad (2.32)$$

2.10 Εμπειρικές Συναρτήσεις Κατανομών

Διάφορες εμπειρικές σχέσεις έχουν προταθεί για να χαρακτηρίσουν την κατανομή μεγέθους ενός spray. Κανείς όμως δεν μπορεί να πει ποια είναι η καλύτερη καθώς η επιλογή του ποια θα ταιριάζει στα δεδομένα εξαρτάται από τους μηχανισμούς διάσπασης που λαμβάνουν χώρα κάθε φορά. Παρακάτω δίνονται μερικές τέτοιες συναρτήσεις.

2.10.1 Nukiyama – Tanasawa

Μια σχετικά απλή εμπειρική συνάρτηση που περιγράφει ικανοποιητικά την πραγματική κατανομή είναι η παρακάτω:

$$\frac{dN}{dD} = \alpha D^p \exp-(bD)^q \quad (2.33)$$

Αυτή η έκφραση περιέχει 4 ανεξάρτητες σταθερές α , b , p , q .

Οι περισσότερες από τις πιο κοινά διαδεδομένες συναρτήσεις απλούστευσης ή τυποποίησης αυτής. Ένα παράδειγμα είναι η παρακάτω συνάρτηση με $p=2$:

$$\frac{dN}{dD} = \alpha D^2 \exp-(bD)^q \quad (2.34)$$

Διαιρώντας την εξίσωση με το Q^2 και λογαριθμίζοντας τη σχέση παίρνουμε:

$$\ln\left(\frac{1}{D^2} \frac{dN}{dD}\right) = \ln \alpha - bD^q \quad (2.35)$$

Για οποιοδήποτε σετ δεδομένων η τιμή του q μπορεί να υποθεθεί και έτσι να πάρουμε ένα διάγραμμα $\ln(D^{-2} dN/dD) = f(D^q)$. Αν η υποθεθείσα τιμή του q είναι σωστή το διάγραμμα θα αποφέρει μια ευθεία γραμμή απ' όπου οι τιμές των a , b θα μπορούν να καθοριστούν.

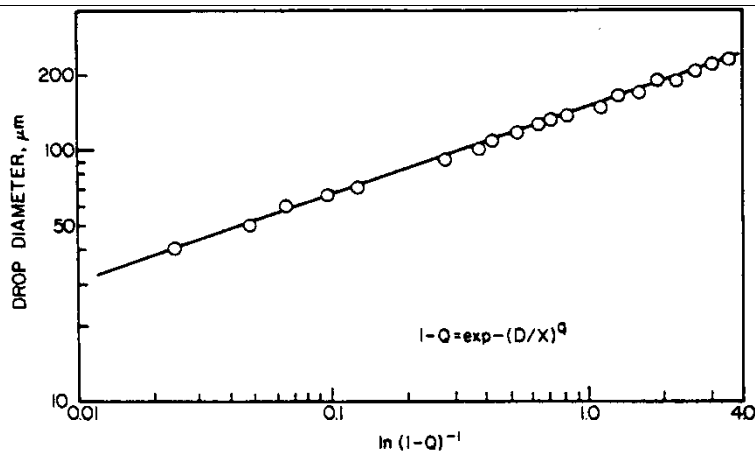
2.10.2 Rosin-Rambler

Σήμερα η πιο διαδεδομένη συνάρτηση που χρησιμοποιείται είναι αυτή που κανονικά αναπτύχθηκε για σκόνη από τους Rosin και Rambler. Μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$1 - Q = \exp\left[-(D/X)^q\right] \quad (2.36)$$

όπου Q το κλάσμα του συνολικού όγκου που περιέχει σωματίδια με διαμέτρους μικρότερες του D και X , q σταθερές. Έτσι εκτιμώντας τα X , q μπορούμε να επισημάνουμε τη σχέση και σε spray. Στην περίπτωση αυτή ο εκθέτης q ορίζει ένα μέτρο του εύρους του μεγέθους σταγόνων. Όσο μεγαλύτερη η τιμή του q τόσο κανονικό είναι το spray. Αν το q είναι άπειρο σημαίνει ότι οι σταγόνες έχουν όλες την ίδια διάμετρο. Για τα περισσότερα spray η τιμή του q κυμαίνεται ανάμεσα στο 1.5 και το 4, ενώ για περιστρεφόμενους ψεκαστήρες το q μπορεί να πάρει σαν μέγιστη τιμή 7.

Παρόλο που υποθέτει ένα πολύ μεγάλο εύρος διαμέτρου η έκφραση των Rosin-Rambler έχει το προσόν της απλότητας. Επιπλέον, επιτρέπει στα δεδομένα να επεκταθούν σε σωστά εύροι όπου οι μετρήσεις είναι δύσκολες ή λιγότερο συγκεντρωμένες. Μια τυπική Rosin-Rambler φαίνεται στο Σχήμα 3.6. Η τιμή του q είναι η κλίση της γραμμής ενώ το X , που αναπαριστά κάποια διάμετρο, δίνεται από την τιμή του D για την οποία $1-Q = \exp[-1]$. Η λύση αυτής της εξίσωσης δίνει $Q=0.632$. Έτσι το X παριστά την διάμετρο εκείνη έτσι ώστε το 63.2% του συνολικού όγκου έχει διαμέτρους μικρότερες από αυτήν.



Σχήμα 2.9 Τυπική γραφική παράσταση Rosin-Rambler

2.10.3 Τροποποιημένη Rosin-Rambler

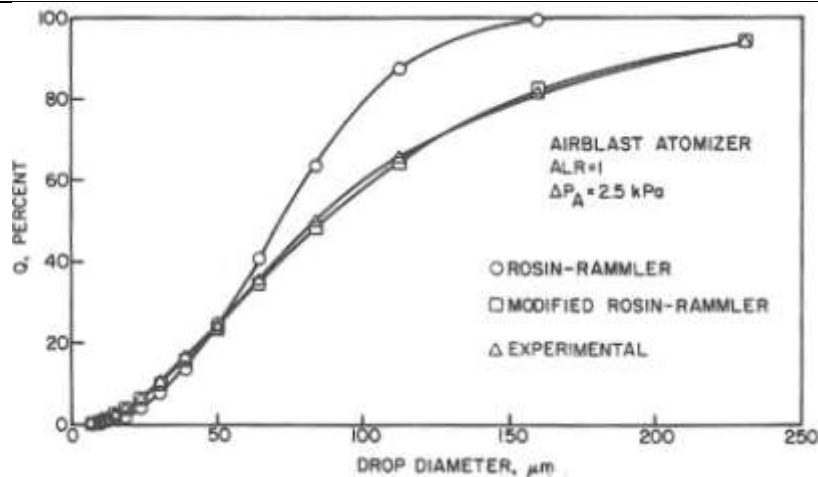
Για την ανάλυση ενός μεγάλου δείγματος που παράγεται από pressure-swirl ψεκαστικό οι Rizk&Lefebvre βρήκαν πως αν και η Rosin-Rambler δίνει ένα ικανοποιητικό αποτέλεσμα για το εύρος των διαστάσεων, υπάρχουν περιπτώσεις όπου εμφανίζεται μια σημαντική απόκλιση από τα εμπειρικά δεδομένα, ειδικά σε σταγόνες μεγάλου μεγέθους. Ξαναγράφοντας την Rosin-Rambler στην μορφή :

$$1 - Q = \exp\left(-\left(\frac{\ln D}{\ln X}\right)^q\right) \quad (2.37)$$

η κατανομή του όγκου προκύπτει :

$$\frac{dQ}{dD} = q \frac{(\ln D)^{q-1}}{D(\ln X)^q} \exp\left(-\left(\frac{\ln D}{\ln X}\right)^q\right) \quad (2.38)$$

όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10. Παρόλα αυτά πρέπει να γίνουν συγκριτικά πολλές εκτιμήσεις πριν χρησιμοποιηθεί η τροποποιημένη Rosin-Rambler.



Σχήμα 2.10 Σύγκριση κατανομής Rosin-Rambler και τροποποιημένης

2.10.4 Συνάρτηση Ανώτατου Ορίου

Οι Mugele & Evans ανέλυσαν τις διάφορες συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται για την αναπαράσταση των κατανομών σταγονιδίων, υπολογίζοντας μέσες τιμές διαμέτρων από τα εμπειρικά δεδομένα και συγκρίνοντας με αυτές που προκύπτουν από τις παραπάνω κατανομές. Οι σταθερές που χρησιμοποιούνται σ' αυτές τις συναρτήσεις υπολογίστηκαν από τις εμπειρικές κατανομές. Σαν αποτέλεσμα της ανάλυσής τους οι Mugele-Evans πρότειναν σαν καλύτερο τρόπο αναπαράστασης κατανομών μεγέθους σταγόνων τις επνομαζόμενες συναρτήσεις ανώτατου ορίου. Αυτές είναι μια τροποποίηση της λογαριθμικής κατανομής κανονικής.

Η κατανομή του όγκου δίνεται:

$$\frac{dQ}{dy} = \delta \exp \frac{-\delta^2 y^2}{\sqrt{\pi}} \quad (2.39)$$

όπου

$$y = \ln \frac{\alpha D}{D_m - D} \quad (2.40)$$

όπου το y κινείται από το $-\infty$ στο $+\infty$, το D κινείται από το D_0 που είναι η ελάχιστη στο D_m που είναι η μέγιστη, ενώ το δ σχετίζεται με την τυπική απόκλιση του y και του D δηλαδή το α είναι μια αδιάστατη σταθερά.

Ορίζεται μια χαρακτηριστική μέση διάμετρος που ονομάζεται Sauter mean diameter

$$SMD = \frac{D_m}{1 + \alpha \exp(1/4\delta^2)} \quad (2.41)$$



απ' όπου συνεπάγεται ότι μείωση του δ σημαίνει μια πιο κανονική κατανομή. Η συνάρτηση κατανομής ανώτερου ορίου υποθέτει ένα πραγματικό spray ,με καθορισμένα ελάχιστα και μέγιστα μεγέθη. Όμως τελικά η τιμή της D_m πρέπει να υποτεθεί και συνήθως χρειάζονται πολλές δοκιμές για να βρεθεί η σωστή τιμή της.

Συνοψίζοντας για τις κατανομές μπορούμε να πούμε ότι όσο δεν υπάρχει ακριβής γνώση των μηχανισμών διάσπασης δεν ξέρουμε πια είναι η καταλληλότερη συνάρτηση για την αναπαράσταση της κατανομής του μεγέθους των σταγόνων. Συνήθως τα κριτήρια που επιλέγονται είναι:

- η μαθηματική απλότητα,
- η ευκολία στους υπολογισμούς, και
- η συμφωνία με τα φυσικά φαινόμενα που εμπλέκονται.

2.11 Χαρακτηριστικές Μέσες Διάμετροι

Σε πολλούς υπολογισμούς μεταφοράς μάζας και σε ροές προτιμάται να δουλεύουμε με μέσες διαμέτρους αντί για την συνολική κατανομή διαμέτρων. Η παραδοχή των μέσων διαμέτρων γενικεύτηκε από τους Mugele&Evans και έτσι μερικές από αυτές ορίζονται παρακάτω. Μια από τις πιο διαδεδομένες είναι η:

$$D_{10} = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D(dN / dD)dD}{\int_{D_0}^{D_m} (dN / dD)dD} \quad (2.42)$$

ενώ άλλες μέσες διαμέτρους του ενδιαφέροντός μας είναι:

$$\text{Surface mean: } D_{20} = \left[\frac{\int_{D_0}^{D_m} D^2 (dN / dD)}{\int_{D_0}^{D_m} (dN / dD)dD} \right]^{1/2} \quad (2.43)$$

$$\text{Volume mean: } D_{30} = \left[\frac{\int_{D_0}^{D_m} D^3 (dN / dD)}{\int_{D_0}^{D_m} (dN / dD)dD} \right]^{1/3} \quad (2.44)$$

Γενικά έχουμε:



$$(D_{ab})^{a-b} = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^a (dN / dD) dD}{\int_{D_0}^{D_m} D^b (dN / dD) dD} \quad (2.45)$$

Η εξίσωση μπορεί επίσης να γραφτεί:

$$D_{ab} = \left[\frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right]^{1/(a-b)} \quad (2.46)$$

όπου: i δείχνει την κλίμακα του μεγέθους που χρησιμοποιούμε

N_i ο αριθμός σταγόνων με i μέγεθος

D_i η διάμετρος του i διαστήματος, και

a, b σταθερές που υπάρχουν σε πίνακες

Έτσι:

- D_{10} διάμετρος είναι ο γραμμικός μέσος όρος όλων των σταγόνων του spray
- D_{30} , είναι η διάμετρος μιας σταγόνας της οποίας ο όγκος αν πολλαπλασιαστεί με τον αριθμό των σταγόνων δίνεται συνολικό όγκο του μίγματος και
- D_{32} είναι η διάμετρος μιας σταγόνας που ο λόγος του όγκου προς την επιφάνεια είναι ίσος με αυτόν όλου του spray.

2.11.1 Αντιπροσωπευτικές Διάμετροι

Σε πολλές περιπτώσεις η κατανομή μεγεθών σταγόνων μπορεί να χαρακτηριστεί συνοπτικά σαν συνάρτηση με 2 παραμέτρους εκ των οποίων μία είναι η αντιπροσωπευτική διάμετρος και η άλλη ένα μέτρο του εύρους του μεγέθους των σταγόνων. Σε μερικές περιπτώσεις θεωρείται πλεονέκτημα να εισάγουμε έναν ακόμα όρο, όπως για π.χ. μία παράμετρος που είναι το ελάχιστο μέγεθος σταγόνας, αλλά βασικά χρησιμοποιούνται τουλάχιστον 2 παράμετροι για να περιγράψουν την κατανομή του μεγέθους σταγόνων από αυτήν. Υπάρχουν πολλές επιλογές αντιπροσωπευτικής διαμέτρου, που κάθε μία μπορεί να παίξει ρόλο στον ορισμό της συνάρτησης κατανομής. Έτσι υπάρχουν:

$D_{0.1}$ = διάμετρος σταγόνας τέτοια ώστε 10% του συνολικού όγκου είναι σε σταγόνες μικρότερης διαμέτρου από αυτήν.

$D_{0.5}$ = διάμετρος σταγόνας τέτοια ώστε 50% του συνολικού είναι σε σταγόνες μικρότερης διαμέτρου. Αυτή είναι η mass median diameter MMD δηλαδή ο δειγματικός μέσος.

$D_{0.632}$ = όμοια για το 63.2%.

$D_{0.9}$ = όμοια για το 90%



$D_{0.999}$ = όμοια για το 99%

D_{peak} = τιμή διαμέτρου που αντιστοιχεί στο μέγιστο της καμπύλης συχνότητας μεγέθους σταγόνας.

Οι θέσεις των διαφόρων αντιπροσωπευτικών διαμέτρων στο διάγραμμα κατανομής συχνότητας μεγέθους σταγόνας φαίνονται στο Σχήμα 2.11. Ένα προτέρημα είναι ότι όλες οι αντιπροσωπευτικές διαμέτροι σχετίζονται μοναδικά η μία με την άλλη μέσω της παραμέτρου q της κατανομής Rosin-Rambler.

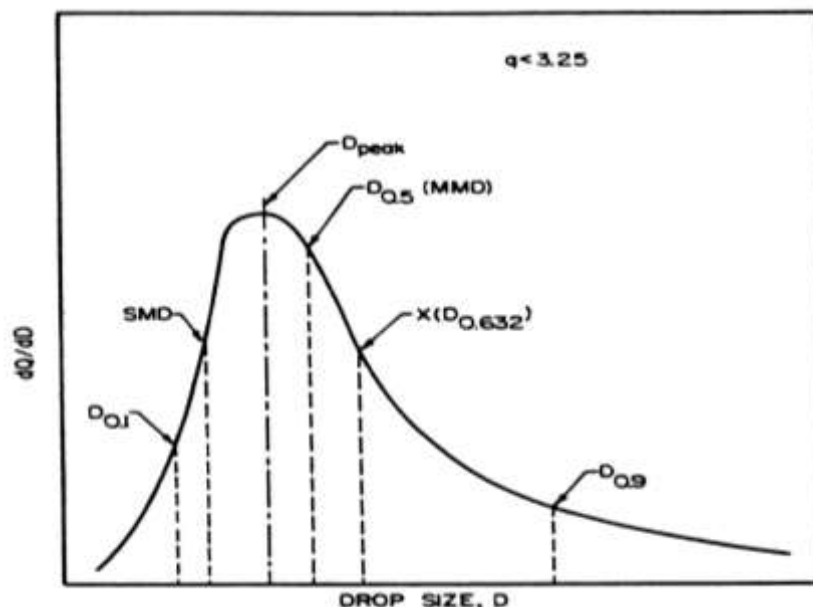
Για παράδειγμα έχουμε:

$$\frac{MMD}{SMD} = (0.693)^{1/q} \Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right) \quad (2.47)$$

όπου Γ είναι η συνάρτηση «γάμμα».

Αυτή η εξίσωση δείχνει ότι το κλάσμα $\frac{MMD}{SMD}$ δεν είναι σταθερό αλλά συνάρτηση του q . Η

θέση της D_{peak} φαίνεται στο διάγραμμα 2.12 από όπου προκύπτει: $d^2Q/dD^2 = 0$.



Σχήμα 2.11 Θέσεις διαφόρων αντιπροσωπευτικών διαμέτρων

Έτσι η διαφορική εξίσωση (2.41) δίνει:

$$\frac{d^2Q}{dD^2} = q(q-1) \frac{D^{q-2}}{X^q} \exp\left(-\left(\frac{D}{X}\right)^q\right) - \left(q \frac{D^{q-1}}{X^q}\right)^2 \exp\left(-\left(\frac{D}{X}\right)^q\right) = 0 \quad (2.48)$$



από όπου:

$$\frac{D_{peak}}{X} = \left(1 - \frac{1}{q}\right)^{1/q} \quad (2.49)$$

Έτσι:

$$\frac{D_{0.1}}{X} = (0.1054)^{1/q} \quad (2.50)$$

και:

$$\frac{D_{0.9}}{X} = (2.3025)^{1/q} \quad (2.51)$$

Επίσης:

$$\frac{MMD}{X} = (0.693)^{1/q} \quad (2.52)$$

και:

$$\frac{SMD}{X} = \left[\Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right) \right]^{-1} \quad (2.53)$$

Άλλες χρήσιμες σχέσεις είναι:

$$\frac{D_{0.1}}{MMD} = (0.152)^{1/q} \quad (2.54)$$

$$\frac{D_{0.9}}{MMD} = (3.32)^{1/q} \quad (2.55)$$

$$\frac{D_{0.999}}{MMD} = (9.968)^{1/q} \quad (2.56)$$

Είναι ενδιαφέρον να εξετάσουμε που βρίσκονται οι τιμές MMD και SMD στην καμπύλη κατανομής σε σχέση με την D_{peak} .

Από τις εξισώσεις 2.54 και 2.57 έχουμε:

$$\frac{D_{peak}}{MMD} = \frac{(1 - 1/q)^{1/q}}{(0.6931)^{1/q}} = \left(1.4428 - \frac{1.4428}{q}\right)^{1/q} \quad (2.57)$$

που δείχνει ότι $MMD = D_{peak}$ όταν $q = 3.2584$. Στο σχήμα 2.12 αυτό σημαίνει ότι η MMD θα βρίσκεται αριστερά της D_{peak} ή δεξιά αν το q είναι μεγαλύτερο ή μικρότερο της τιμής 3.2584.

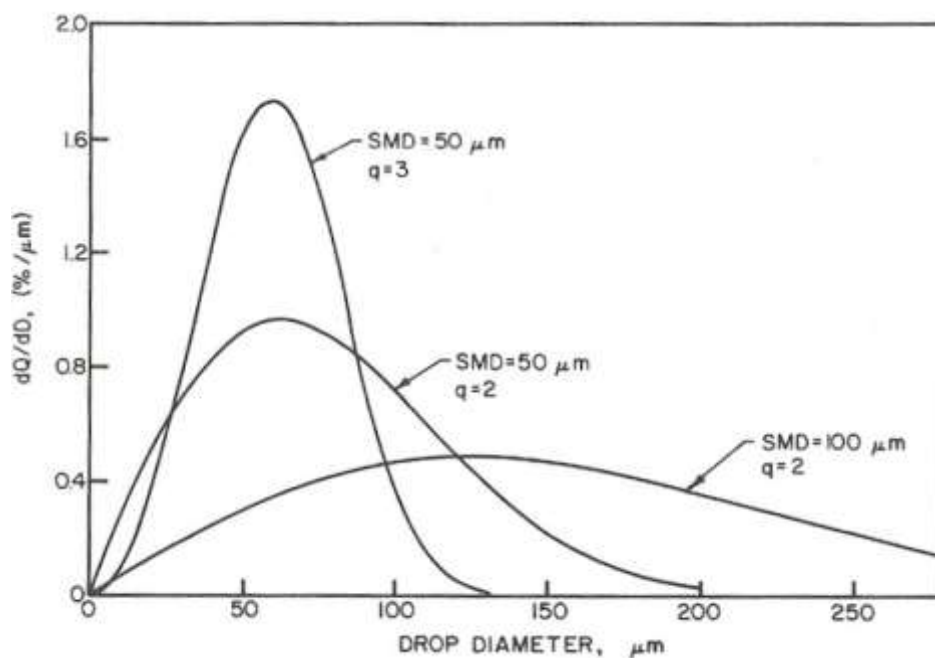
Από τις εξισώσεις 2.54 και 2.58 έχουμε:



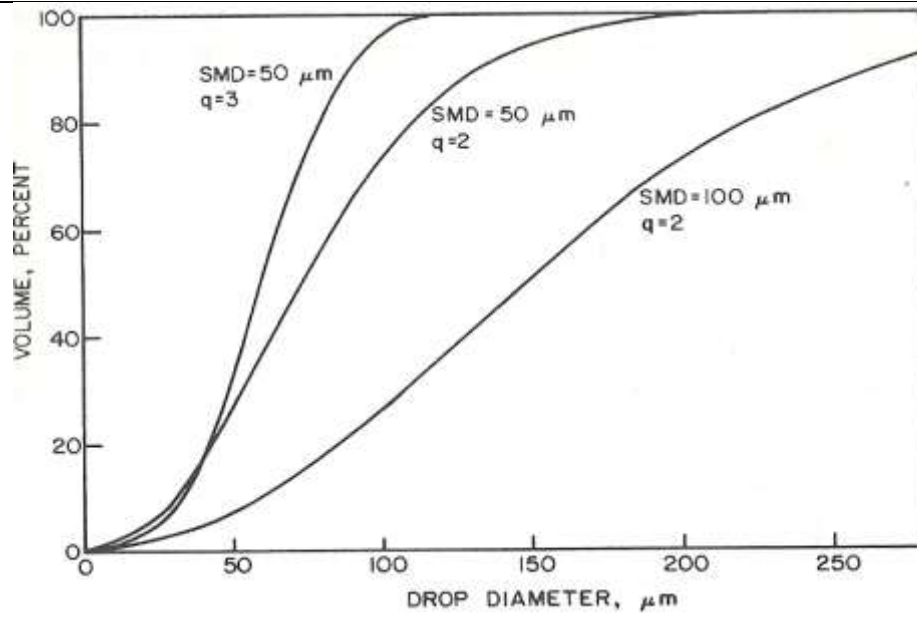
$$\frac{D_{peak}}{SMD} = \left(1 - \frac{1}{q}\right)^{1/q} \Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right) \quad (2.58)$$

από όπου φαίνεται ότι είναι πάντα $D_{peak} > SMD$.

Τα σχήματα 2.12 και 2.13 δείχνουν την επίδραση της SMD και του παράγοντα q στις καμπύλες συχνότητας και αθροιστικής πυκνότητας πιθανότητας των μεγεθών των σταγονιδίων.



Σχήμα 2.12 Επίδραση της SMD και του παράγοντα q στην κατανομή πυκνότητας πιθανότητας μεγέθους σταγονιδίων



Σχήμα 2.13 Επίδραση της SMD και του παράγοντα q στη συσσωρευτική κατανομή μεγέθους σταγονιδίων



ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1 Σχέση μεταξύ Rosin-Rambler Κατανομής Παραμέτρου q και άλλων Παραμέτρων Spray

q	$\frac{D_{0.9}}{D_{0.5}}$	$\frac{D_{peak}}{D_{0.5}}$	$\frac{D_{peak}}{SMD}$	$\frac{D_{0.5}}{SMD}$	$Q_{atSMD} (\%)$	$\Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right)$	$\frac{D_{peak}}{X}$	$\frac{D_{0.9}}{X}$	$\frac{D_{0.1}}{X}$	$\frac{D_{0.5}}{X}$	SMD / X	$\Delta = \frac{D_{0.9} - D_{0.1}}{D_{0.5}}$	$\Delta = \frac{D_{0.999} - D_{0.5}}{D_{0.5}}$
1.2	2.71952	0.30494	1.2506	4.1013	11.965	5.5673	0.22467	2.00376	0.15331	0.73681	0.17965	2.51143	5.7939
1.4	2.35134	0.53100	1.2870	2.4238	18.18	3.1496	0.40868	1.81437	0.20041	0.76967	0.31755	2.09695	4.1671
1.6	2.11772	0.68120	1.2841	1.8851	22.23	2.3707	0.54171	1.68417	0.24500	0.79527	0.42187	1.80966	3.2081
1.8	1.94832	0.78125	1.2701	1.6257	25.10	1.9930	0.63730	1.58939	0.28645	0.81577	0.50180	1.59719	2.5871
2.0	1.82262	0.84935	1.2534	1.4757	27.26	1.7727	0.70711	1.51743	0.32459	0.83255	0.56418	1.43275	2.1570
2.2	1.72582	0.89683	1.2367	1.3790	28.95	1.6291	0.75918	1.46098	0.35955	0.84654	0.61388	1.30110	1.8437
2.4	1.64910	0.93068	1.2212	1.3122	30.31	1.5288	0.79885	1.41554	0.39155	0.85837	0.65415	1.19295	1.6065
2.6	1.58685	0.95529	1.2071	1.2636	31.48	1.4550	0.82967	1.37820	0.42083	0.86852	0.68788	1.1023	1.4213
2.8	1.53536	0.97348	1.1943	1.2269	32.36	1.3956	0.85402	1.34698	0.44767	0.87731	0.71506	1.02507	1.2731
3.0	1.49210	0.98712	1.1830	1.1984	33.15	1.3542	0.87358	1.32050	0.47231	0.88500	0.73848	0.95841	1.1520
3.2	1.45524	0.99747	1.1726	1.1756	33.84	1.3183	0.88950	1.29775	0.49498	0.89178	0.75857	0.90019	1.0514
3.4	1.42348	1.00539	1.1633	1.1571	34.43	1.2889	0.90263	1.27801	0.51588	0.89781	0.77591	0.84888	0.9665
3.6	1.39582	1.0115	1.1549	1.1418	34.95	1.2642	0.91357	1.26071	0.5352	0.90320	0.79103	0.80327	0.8940

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Διερεύνηση Ιδιοτήτων Ψεκασμού Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών

Αλεξάκης Γεώργιος Α.Μ 5297 - Καραβιώτης Αντώνης Α.Μ 5266

ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας



3.8	1.37154	1.01624	1.1473	1.1290	35.40	1.2434	0.92278	1.24543	0.55311	0.90805	0.80430	0.76242	0.8314
4.0	1.35004	1.01992	1.1403	1.118	35.83	1.2253	0.93060	1.23184	0.56973	0.91244	0.81613	0.72564	0.7768



Με βάση τον πίνακα 2.1 διαπιστώνουμε ότι:

- το κλάσμα $MMD/SMD > 1$ αλλάζει λίγο για $q \geq 3$
- για ένα spray με $q=3$ $D_{0.9} \cong 1.5D_{0.5}$, αλλά για $q \leq 1.7$, $D_{0.9} > 2D_{0.5}$
- για πολλά spray είναι $2 < q < 2.8$ και $0.8D_{peak} < SMD < 0.84 D_{peak}$.

Ακόμα η εξίσωση 2.41 μπορεί να γραφεί:

$$Q = 1 - \exp\left[-0.693\left(\frac{D}{MMD}\right)^q\right] \quad (2.59)$$

ή

$$Q = 1 - \exp\left[-\Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right)^{-q}\left(\frac{D}{SMD}\right)^q\right] \quad (2.60)$$

Η εξίσωση (2.60) αν και είναι πιο σύνθετη χρησιμοποιείται γιατί περιλαμβάνει τη ποιότητα και την διασπορά του μεγέθους των σταγόνων. Από τον πίνακα 2.2 προκύπτει ότι για σταθερό $SMD=50\mu m$ και αλλαγή την q από 2 έως 3 θα έχουμε τις ακόλουθες αλλαγές στην MMD και X .

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2

q	2	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0
$D_{0.5}(MMD), \mu m$	73.78	68.95	65.61	63.18	61.35	59.90
$X, \mu m$	88.62	81.45	76.45	72.69	69.93	67.70

Καθώς το q αυξάνει (προσεγγίζοντας ένα πιο ομοιόμορφο spray) το κλάσμα του όγκου Q , μεγαλώνει καθώς επίσης και η SMD . Αυτή η κάπως περίεργη τάση εμφανίζεται γιατί αύξηση του q προκαλεί όλες οι σταγόνες του spray να μετατοπιστούν πλησιέστερα στο $D_{0.5}$ πράγμα που εξαλείφει πολλές από τις μικρές σταγόνες. Για πολλά συστήματα καύσης όπου μικρές σταγόνες χρειάζονται για να συντηρήσουν υψηλούς ρυθμούς αρχικής εξάτμισης καυσίμου για ταχύτερη ανάφλεξη μια πιο ομοιόμορφη κατανομή μεγέθους σταγόνων μπορεί να μην είναι πάντα επιθυμητή.

Πρέπει να γίνεται διάκριση μεταξύ μιας αντιπροσωπευτικής διαμέτρου και μιας διαμέτρου που δείχνει την ποιότητα της διάσπασης. Τέτοια μπορεί να είναι μόνον η SMD . Ακόμα και αν η $MMD (D_{0.5})$ ελαττώνεται, δεν είναι βέβαιο αν το spray είναι καλύτερης ποιότητας γιατί αν το q αλλάξει είναι δυνατό η SMD ή να αυξηθεί ή να παραμείνει περίπου σταθερή. Για τον ίδιο



λόγο άλλες αντιπροσωπευτικές διαμέτροι όπως η D_{peak} , X και η $D_{0.9}$ δεν μπορούν να χαρακτηρίσουν ποιοτικά το spray.

2.11.2 Διασπορά Διαμέτρου Σταγόνας

Ο όρος διασπορά μερικές φορές χρησιμοποιείται σαν εναλλακτικός όρος για την περιγραφή της κατανομής. Ο όρος «εύρος» χρησιμοποιείται επίσης αλλά μπορεί να παρεξηγηθεί. Για παράδειγμα το εύρος ενός spray για κάποια SMD διάμετρος μπορεί να είναι μικρότερο από κάποιο άλλο με μεγαλύτερο SMD αλλά αυτό δεν συνεπάγεται σίγουρα ότι το πρώτο έχει μικρότερη διασπορά από το άλλο γιατί οι μέσες τιμές τους είναι διαφορετικές.

Είναι αναγνωρισμένο ότι ο λόγος $\frac{MMD}{SMD}$ είναι μία καλή ένδειξη για την διασπορά αλλά μία

μικρή αλλαγή του λόγου μπορεί να επιφέρει μεγάλη αλλαγή διασποράς.

Ο Tate πρότεινε ένα δείκτη ομοιομορφίας της σταγόνας «droplet uniformity index» για να περιγράψει την εξάπλωση των διαμέτρων σ' ένα spray. Ορίζεται σε ογκομετρική βάση:

$$\text{Droplet uniformity index} = \frac{\sum_i V_i (D_{0.5} - D_i)}{D_{0.5}} \quad (2.61)$$

όπου D_i το μέσο του διαστήματος i και V_i το κλάσμα του i κομματιού.

2.11.3 Σχετικός Συντελεστής Ανοίγματος Κατανομής (Relative Span Factor)

$$\text{Η παράμετρος ορίζεται: } \Delta = \frac{D_{0.9} - D_{0.1}}{D_{0.5}} \quad (2.62)$$

Ο συντελεστής αυτός προβάλλει απευθείας μία ένδειξη για το εύρος των διαστάσεων σε σχέση με την MMD διάμετρο.

Ακόμα σχετίζεται με την Rosin-Rambler μέθοδο.

$$\Delta = (3.322)^{1/q} - (0.152)^{1/q} \quad (2.63)$$

2.11.4 Συντελεστής Διασποράς (Dispersion Index)

Μία άλλη παράμετρος που βρίσκεται σε σχέση με την Rosin-Rambler.

$$\delta = \int_0^{D_m} D \frac{dQ}{dD} dD = \int_0^{D_m} q \left(\frac{D}{X} \right)^q \exp \left[- \left(\frac{D}{X} \right)^q \right] dD \quad (2.64)$$

που είναι στοιχειωδώς ίδιος με το uniformity index από Tate.



Μπορούμε να πούμε ότι ο δ είναι πιο πολύπλοκος από το Δ λόγω της εξάρτησης και από το X . Έτσι στη σύγκριση των 2 προτιμούμε το Δ που δίνει μία ικανοποιητική προσέγγιση της διασποράς.

2.11.5 Οριακός Συντελεστής της Διασποράς (Dispersion Boundary Factor)

Για να δώσουμε κάποια ένδειξη της περισσότερο πιθανής διασποράς είναι χρήσιμο να ορίσουμε το συντελεστή:

$$\Delta_B = \frac{D_{0.999} - D_{0.5}}{D_{0.5}} \quad (2.65)$$

σε σχέση με την Rosin-Rambler:

$$\frac{D_{0.999}}{X} = (6.90775)^{1/q} \quad (2.66)$$

ή

$$\Delta_B = (9.9665)^{1/q} - 1 \quad (2.67)$$

2.11.6 Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας το κεφάλαιο αυτό μπορούμε να πούμε τα εξής:

1. Δεν υπάρχει παράμετρος που να ορίζει πλήρως την κατανομή ενός μεγέθους. Για παράδειγμα δύο spray (νέφη) δεν είναι απαραίτητα ίδια αν έχουν την ίδια SMD διάμετρο ή την ίδια MMD διάμετρο. Σε πολλές πρακτικές εφαρμογές μπορεί να παίζει μεγάλο ρόλο η μικρότερη ή η μεγαλύτερη διάμετρος σταγόνας και καμία από τις 2 προηγούμενες δεν δίνει αυτή την πληροφορία.
2. Δεν υπάρχει συσχέτιση της μέσης διαμέτρου του νέφους και της κατανομή της ενώ, η πιο ευρέως χρησιμοποιούμενη κατανομή είναι η Rosin-Rambler.
3. Για να περιγράψουμε τη διασπορά του spray χρησιμοποιούμε διάφορους όρους από τους οποίους ξεχωρίζει ο RelativeSpanFactor που δίνει ένδειξη για το εύρος των διαστάσεων και σχετίζεται με την Rosin-Rambler συνάρτηση.



3 Πειραματική Τεχνική (PDA)

3.1 Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας LaserDoppler LDA

Η Ανεμομετρία Laser–Doppler είναι μία τεχνική μέτρησης, σκοπός της οποίας είναι η μέτρηση της μεταβολής συχνότητας του φωτός η οποία ονομάζεται συχνότητα Doppler. Η μετατόπισή της οφείλεται στην σκέδαση του φωτός λόγω ενός κινούμενου αντικειμένου. Όταν μελετάμε ροές το κινούμενο αντικείμενο είναι ένα σωματίδιο που οδηγεί την ροή.

Οι τρόποι ανίχνευσης της Doppler συχνότητας γίνεται με τους εξής 2 τρόπους:

- i. Απευθείας ανίχνευση (Direct Detection)
- ii. Ετερόδυνη ανίχνευση (Heterodyne Detection)

Για την απευθείας ανίχνευση ισχύουν τα παρακάτω.

Η μέτρηση της ταχύτητας της ροής βασίζεται στην μεταβολή της συχνότητας της ακτίνας Laser λόγω του φαινομένου Doppler. Σύμφωνα με την θεωρία του φαινομένου, ένα σωματίδιο που κινείται με ταχύτητα u , στο οποίο προσπίπτει μία ακτίνα Laser με συχνότητα f_L , θα δίνει μία ακτίνα από περίθλαση, συχνότητας:

$$f_p = f_L \left(1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{i} \right) \quad (3.1)$$

όπου:

i: το μοναδιαίο διάνυσμα διεύθυνσης της ακτίνας

c: η ταχύτητα του φωτός

Ο φωτοηλεκτρικός μετατροπέας (photoelectric converter) στο ρόλο του ακίνητου παρατηρητή λαμβάνει την ακτίνα που περιθλάται με συχνότητα

$$f_p = f_c \left(1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{k} \right) \quad (3.2)$$

όπου:

k: το μοναδιαίο διάνυσμα διεύθυνσης μεταξύ σωματιδίου και φωτοπολλαπλασιαστή. Η εκ περιθλάσεως ακτίνα αναγνωρίζεται από έναν ακίνητο παρατηρητή π.χ. έναν φωτοπολλαπλασιαστή (Photomultiplier) με συχνότητα

$$f_c = f_p \frac{1}{1 - \frac{1}{c} u k} = f_L \frac{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{l}}{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{k}} \quad (3.3)$$



Επειδή οι συχνότητες που αναφέρθηκαν προηγουμένως έχουν υψηλές τιμές, η μεταβολή των συχνοτήτων είναι δύσκολα υπολογίσιμη. Η συχνότητα που υπολογίζεται λοιπόν είναι η συχνότητα Doppler, που προκύπτει από την επαλληλία δύο σημάτων που προέρχονται από τη σκέδαση δύο διαφορετικών ακτινών ενός κινούμενου σωματιδίου.

Η ετερόδουνη ανίχνευση είναι η πιο κοινή τεχνική μέτρησης. Σύμφωνα με την τελευταία, η συχνότητα Doppler ανιχνεύεται ως διαφορά συχνότητας των σημάτων 2 διαφορετικών πηγών. Όταν ακτίνες φωτός από δύο πηγές προστίθενται στην επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή η διαδικασία μίξης δίνει την διαφορά συχνότητας, δεδομένου πως όλες οι άλλες συχνότητες είναι αρκετά μεγάλες ώστε να ανιχνευθούν. Υπάρχουν τρεις τεχνικές για την πραγματοποίηση ετερόδουνης ανίχνευσης:

- i. Η τεχνική διπλής ακτίνας: Μέσω ενός διαχωριστή (Beam Splitter) δημιουργούνται συγχρόνως δύο ακτίνες που προέρχονται από περίθλαση δύο ακτινών Laser, ίδιας έντασης, με διαφορετικά μοναδιαία διανύσματα, οι οποίες συγκλίνουν πάνω στο όγκο μέτρησης από τον οποίο επανεκπέμπονται με διαφορετική συχνότητα, ώσπου τελικά καταλήγουν διαμέσου οπτικών συλλογής στον φωτοπολλαπλασιαστή.
- ii. Η τεχνική ακτίνας αναφοράς: Στον φωτοπολλαπλασιαστή καταλήγει μια ακτίνα σκεδασμένη από το σωματίδιο και μια ασθενέστερη η οποία εκπέμπεται κατευθείαν από την πηγή.
- iii. Η τεχνική της διπλής εκπομπής: Εκπέμπεται μία μόνο ακτίνα η οποία περιθλάται αφού συναντήσει το κινούμενο σωματίδιο. Η μέτρησή της επιτυγχάνεται μέσω συνδυασμού των ηλεκτρικών σημάτων δύο φωτοανιχνευτών, που συλλέγουν την περιθλώμενη ακτίνα από διαφορετικές διευθύνσεις.

3.2 Περιγραφή του Συστήματος Διπλής Ακτίνας

Το σύστημα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία είναι ένα σύστημα διπλής ακτίνας, που αποτελεί την περισσότερο χρησιμοποιούμενη τεχνική. Στη συνέχεια, θα αναλυθεί η αρχή λειτουργίας του L.D.A. και θα ακολουθήσει μια αναλυτικότερη παρουσίαση της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε.

i) Την πηγή της ακτίνας Laser.

ii) Τον διαχωριστή ακτίνας (BeamSplitter).

iii) Το οπτικό μετατόπισης της συχνότητας (FrequencyShifter) που στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι ένα κύτταρο Bragg.



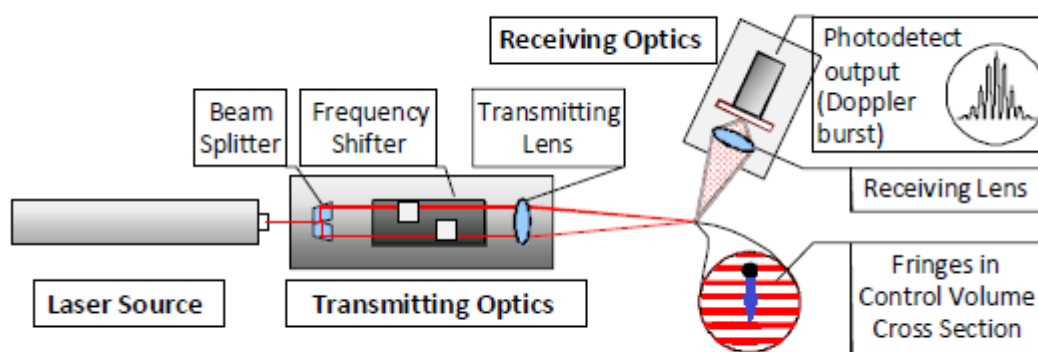
iv) Τους κατευθυντήριους φακούς που εστιάζουν στον όγκο ελέγχου.

v) Τους φακούς συλλογής.

vi) Τον φωτοπολλαπλασιαστή που μετατρέπει το οπτικό σήμα σε ηλεκτρικό.

vii) Τον υπολογιστή στον οποίο υπάρχει η κάρτα μετατροπής A /D και καταγράφονται οι μετρήσεις.

Επίσης χρησιμοποιείται παλμογράφος για την αξιολόγηση του σήματος πριν από την καταγραφή. Στο παρακάτω σχήμα εικονίζονται τα στοιχεία του L.D.A. που αναφέρθηκαν παραπάνω καθώς επίσης και ο τρόπος διάταξής τους.



Σχήμα 3.1: Σύστημα λειτουργίας L.D.A. διπλής ακτίνας.

Η τεχνική είναι η πιο διαδεδομένη τεχνική μέτρησης. Αυτό οφείλεται στο ότι έχει κάποια πολύ σημαντικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις άλλες τεχνικές. Όσον αφορά το setup της εγκατάστασης η ευθυγράμμιση των οπτικών είναι μια εύκολη διαδικασία. Αλλά και όσον αφορά την λειτουργία είναι σημαντικό να πούμε πως η συχνότητα Doppler δεν εξαρτάται από τη θέση των οπτικών συλλογής. Όταν η ταχύτητα του σωματιδίου είναι πολύ μικρότερη της ταχύτητας του φωτός, τότε αποδεικνύεται ότι για το σύστημα διπλής ακτίνας η συχνότητα φωτός που δέχεται ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι:

$$f_p = |f_{c_1} - f_{c_2}| = \frac{1}{\lambda} |u(\vec{S}_1 - \vec{S}_2)| \quad (3.4)$$

όπου:

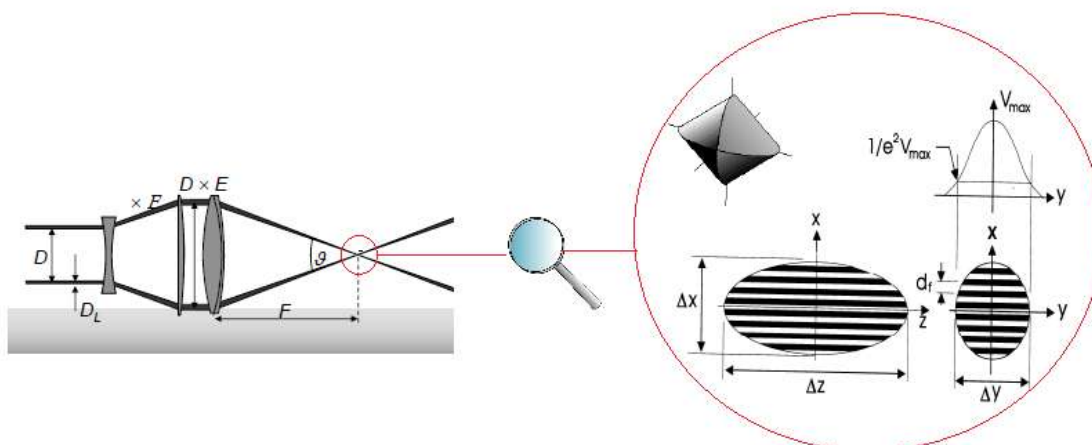
λ: το μήκος κύματος της δέσμης του laser και,



S_1, S_2 τα μοναδιαία διανύσματα των δύο ακτίνων laser

Όπως φαίνεται στην παραπάνω σχέση, η συχνότητα είναι ανάλογη της ταχύτητας του σωματιδίου στη διεύθυνση (S_1-S_2) οπότε μετρώντας τη συχνότητα εύκολα υπολογίζεται η ταχύτητα του σωματιδίου.

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται μία παράσταση του συστήματος διπλής ακτίνας. Δύο ακτίνες laser ίσης έντασης και μήκους κύματος συγκλίνουν μέσω ενός φακού εστίασης και σχηματίζουν τον όγκο μέτρησης (ή ελέγχου) στο σημείο τομής τους. Ο όγκος ελέγχου είναι ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής το οποίο λόγω συμβολής του φωτός αποτελείται από παράλληλα επίπεδα σκοτεινών και φωτεινών περιοχών (κροσσοί συμβολής), κάθετα στο επίπεδο των δύο ακτίνων και παράλληλα προς τη διχοτόμο της γωνίας τους. Η μέθοδος που χρησιμοποιούμε μετρά την συνιστώσα της ταχύτητας σε διεύθυνση κάθετη στα επίπεδα των κροσσών. Στο παρακάτω σχήμα, μπορούμε να δούμε πώς είναι η εστίαση των ακτίνων στους φακούς καθώς επίσης και που σχηματίζονται οι κροσσοί συμβολής.



Σχήμα 3.2: Εστίαση των ακτίνων στους φακούς και σχηματισμός των κροσσών συμβολής

Ένα κινούμενο σωματίδιο το οποίο ακολουθεί την ροή, μόλις εισέλθει στον όγκο ελέγχου, θα περάσει από φωτεινές και σκοτεινές περιοχές, δίνοντας σήμα μόνο κατά τη διέλευσή του από τις φωτεινές περιοχές. Το φωτεινό σήμα που εκπέμπει ένα σωματίδιο, μετατρέπεται σε ηλεκτρικό στον φωτοπολλαπλασιαστή και η συχνότητά του υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση:

$$f = \frac{u}{df} \quad (3.5)$$

όπου:



- f: η συχνότητα του σωματιδίου
 u: η ταχύτητα του σωματιδίου κάθετα προς το επίπεδο των κροσσών συμβολής
 df: η απόσταση των επιπέδων των κροσσών

Όπως παρατηρούμε από την παραπάνω σχέση, η συχνότητα του σωματιδίου είναι ευθέως ανάλογη με την μετρούμενη ταχύτητα του σωματιδίου, με συντελεστή αναλογίας την απόσταση των κροσσών συμβολής.

Η απόσταση των κροσσών συμβολής df δίνονται από την παρακάτω σχέση:

$$df = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2} \quad (3.6)$$

όπου:

λ : το μήκος κύματος της αρχικής ακτίνας Laser

$\theta/2$: ημιγωνία σύγκλισης των δύο ακτίνων Laser

Ο αριθμός των κροσσών συμβολής που σχηματίζονται στο σημείο συμβολής των ακτίνων είναι:

$$N_{fr} = \frac{\Delta x}{df} \quad (3.7)$$

όπου:

Δx : το πλάτος του όγκου ελέγχου

df : η απόσταση των κροσσών συμβολής

Το πλάτος του όγκου ελέγχου, ο οποίος έχει ελλειψοειδές σχήμα είναι:

$$\Delta x = \frac{d_m}{\cos \theta / 2} \quad (3.8)$$

όπου:

$$d_m = \frac{4\lambda f}{\pi d_o} \quad (3.9)$$

όπου:



λ : το μήκος κύματος της αρχικής ακτίνας Laser

F : εστιακή απόσταση του συγκλίνοντος φακού

dm : διάμετρος των ακτίνων Laser

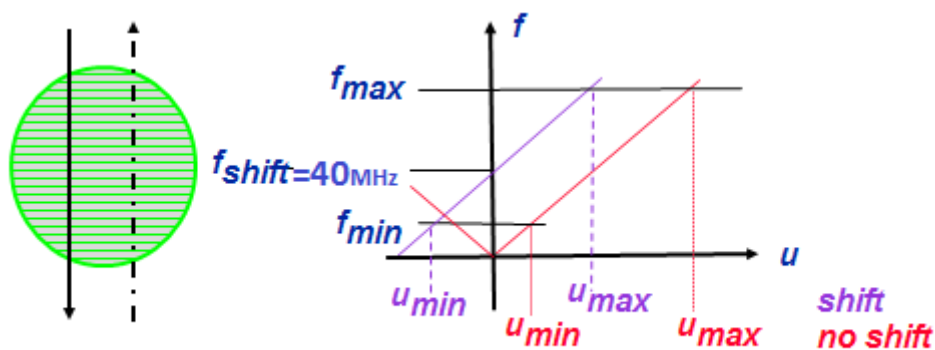
$\theta/2$: ημιγωνία σύγκλισης των ακτίνων

Το μήκος του ελλειψοειδούς των κροσσών συμβολής δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta z = \frac{dm}{\sin \theta/2} \quad (3.10)$$

3.3 Μετατόπιση Συχνότητας

Το πρόβλημα που υπάρχει στο σύστημα διπλής ακτίνας, με ακτίνες ίδιας συχνότητας όπως είδαμε παραπάνω, είναι ότι δεν υπάρχει δυνατότητα αναγνώρισης της φοράς του σωματιδίου. Δηλαδή σωματίδια που κινούνται στην ίδια ή στην αντίθετη κατεύθυνση παράγουν το ίδιο σήμα και συχνότητα. Με την μετατόπιση της συχνότητας σε μια από τις 2 ακτίνες, τα επίπεδα των κροσσών συμβολής μετακινούνται κάθετα προς τον εαυτό τους με σταθερή ταχύτητα. Κατά αυτόν τον τρόπο, σωματίδια ακίνητα στον όγκο ελέγχου δίνουν συχνότητα ίση με τη συχνότητα μετατόπισης. Σωματίδια που κινούνται στην ίδια διεύθυνση με τους κροσσούς δίνουν μικρότερες συχνότητες Doppler ενώ εκείνα που κινούνται αντίθετα δίνουν μεγαλύτερες, μετατοπίζεται δηλαδή γραμμικά η σχέση μετατροπής συχνότητας ταχύτητας. Για την μετατόπιση της ακτίνας στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται ένα κύτταρο Bragg (Bragg – cell).



Σχήμα 3.3 - Σχέση ταχύτητας-συχνότητας χωρίς και με μετατόπιση συχνότητας.

Είναι προφανές από το Σχήμα 3.3, ότι αν το εύρος συχνοτήτων ικανοποιείται, όσο υψηλότερη η μετατόπιση συχνότητας, τόσο μεγαλύτερος ο διασκορπισμός των ταχυτήτων που μπορούν να ανιχνευθούν μέσα σε ένα πληθυσμό σωματιδίων, όπως επίσης μπορούν να



μετρηθούν και μεγαλύτερες τυρβώδεις εντάσεις. Η μετατόπιση συχνοτήτων που χρησιμοποιείται είναι 40 MHz. Αυτή η μετατόπιση πετυχαίνεται αφήνοντας τη μία από τις δέσμες να περάσει μέσα από ένα οπτικο-ακουστικό μετατροπέα (Braggcell).

3.4 Περιγραφή της Οπτικής Διάταξης

Στα πειράματα που έγιναν στο πλαίσιο αυτής της εργασίας χρησιμοποιήθηκε πηγή LaserHe-Ne ισχύος 15 mW και μήκους κύματος 632.8 nm. Τα οπτικά μεταβίβασης περιλαμβάνουν έναν διαχωριστή ακτίνας (beamsplitter) που πετυχαίνει παράλληλο διαχωρισμό της αρχικής ακτίνας κατά 50 mm, έναν οπτικοακουστικό μετατροπέα (Braggcell) συνδεδεμένο με έναν μετατοπιστή συχνότητας 40 MHz για την αλλαγή της συχνότητας της μίας δέσμης και ένα φακό εστιακής απόστασης 605 mm. Ως οπτικά συλλογής χρησιμοποιήθηκε η διάταξη του Δυναμικού Αναλυτή Σωματιδίων (πίνακας 3.1).

Οπτικό Μετάδοσης	Laser
Ισχύς του Λέιζερ	20 mW
Μήκος Κύματος	632.8 nm
Διάμετρος ακτίνας laser	1mm
Απόσταση Δεσμών laser	50mm
Μετατόπιση Συχνότητας	40 MHz
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Μεταφοράς	250 mm
Οπτικό Συλλογής	PDA 57X10
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Συλλογής	310 mm
Σκέδαση με Γωνία Διάθλασης	65 μοίρες

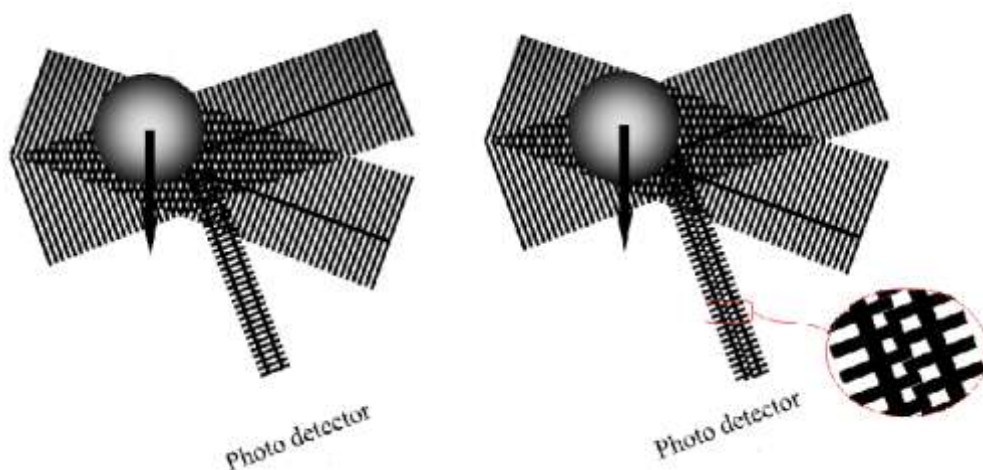
Πίνακας 3.1 Κυριότερα Χαρακτηριστικά Οπτικών

3.5 Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Phase Doppler (PDA)

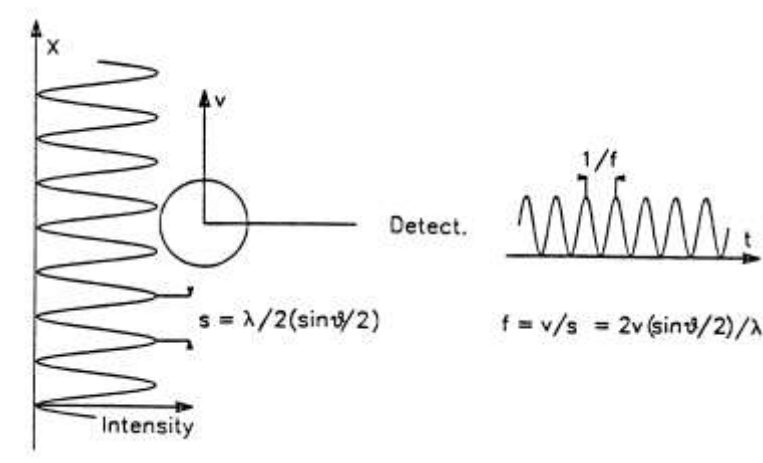
Η Ανεμομετρία Φάσης Doppler (PhaseDopplerAnemometry - PDA) αποτελεί μια προέκταση της ανεμομετρίας LaserDoppler (LDA). Στην ενότητα αυτή αναφέρονται οι βασικές αρχές της οπτικής ως υπόβαθρο για την κατανόηση της διαδικασίας μέτρησης. Μια δέσμη Laser διαχωρίζεται και οι δύο προκύπτουσες συναντούν η μία την άλλη σε δεδομένη γωνία, έτσι ώστε να διασταυρώνονται στον όγκο ελέγχου. Αν ένα σωματίδιο διαπερνά αυτόν τον όγκο και μία φωτοδίοδος τοποθετηθεί ώστε να λαμβάνει το σκεδαζόμενο φως από μία



πηγή στον όγκο αυτόν, το λαμβανόμενο φως θα αποτελείται από δύο συνιστώσες, που αντιστοιχούν στις δύο δέσμες. Οι δύο συνιστώσες θα έχουν μια διαφορά Doppler (Doppler shift), λόγω της ταχύτητας του σωματιδίου. Η διαφορά εξαρτάται επίσης από την διεύθυνση της δέσμης φωτός. Λόγω της γωνίας στην οποία βρίσκονται οι δύο δέσμες, οι δύο συνιστώσες του σκεδαζόμενου φωτός έχουν διαφορετικές μετατοπίσεις Doppler. Για τον λόγο αυτό, στην επιφάνεια της φωτοδιόδου, οι δύο συνιστώσες φωτός αλληλεπιδρούν, έχοντας σαν αποτέλεσμα μια παλλόμενη ένταση φωτός. Αυτό φαίνεται στο Σχήμα 3.5, όπου ένα σωματίδιο βρίσκεται σε δύο θέσεις, δίνοντας ως αποτέλεσμα ενισχυτική και αναιρετική συμβολή αντίστοιχα, ερμηνεύοντας έτσι την κατανομή της έντασης του φωτός.



Σχήμα 3.4: Η διαφορά Doppler που εμφανίζεται στο φωτοανιχνευτή.



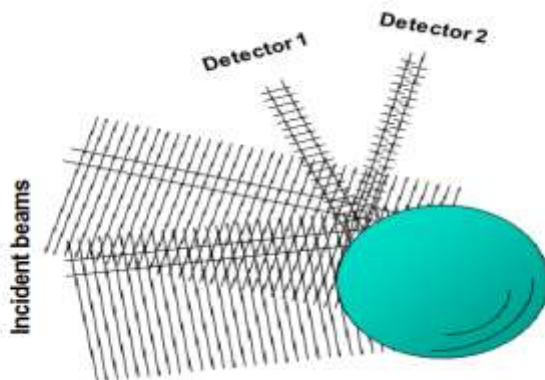
Σχήμα 3.5: Η σχέση των κροσσών με την ταχύτητα του σωματιδίου και τη συχνότητα της κυματομορφής.



Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός που λαμβάνεται από έναν φωτοπολλαπλασιαστή (φωτοδίοδο), ταλαντώνεται κατά μήκος του δρόμου που το σωματίδιο περνά διαμέσου των κροσσών. Αυτή η ταλάντωση έχει μία συχνότητα ευθέως ανάλογη της συνιστώσας της ταχύτητας (Σχήμα 3.5).

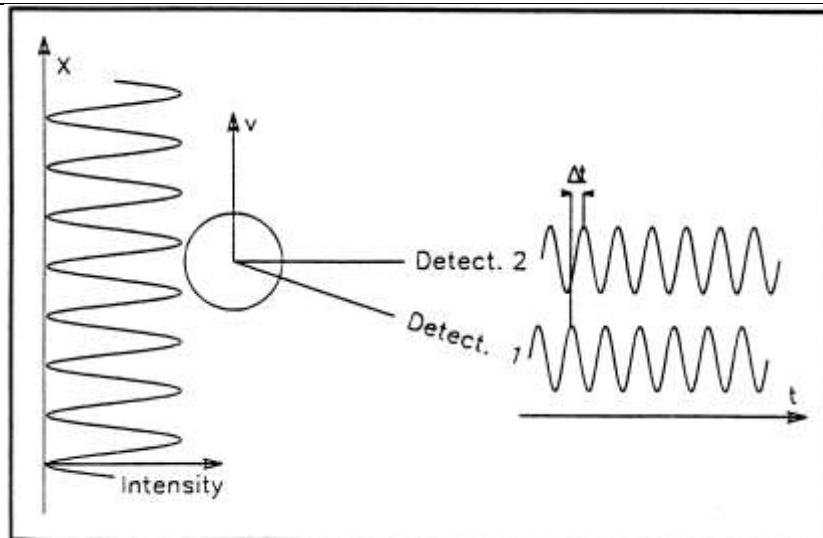
3.6 Προέκταση της Τεχνικής LDA –Μέτρηση Μεγέθους με την Τεχνική PDA

Στο LDA σύστημα που περιγράφηκε ως τώρα, περιλαμβάνεται μόνο μία φωτοδίοδος ως οπτικό συλλογής. Αν θεωρήσουμε την κατάσταση στο Σχήμα 3.6, βλέπουμε 2 φωτοδιόδους να λαμβάνουν σκεδαζόμενο φως από την επιφάνεια ενός σφαιρικού σωματιδίου. Το αξιοσημείωτο εδώ είναι, ότι η διαφορά μήκους του οπτικού δρόμου για τις ανακλάσεις από τις δύο αρχικές δέσμες αλλάζει με τη θέση των φωτοδιόδων. Αυτό σημαίνει, ότι όταν το σωματίδιο περνά μέσα από τον όγκο ελέγχου, οι 2 φωτοδιόδοι λαμβάνουν σήματα με την ίδια συχνότητα Doppler, αλλά οι φάσεις των δύο σημάτων ποικίλουν με την γωνιακή θέση των φωτοδιόδων.



Σχήμα 3.6: Οι δύο φωτοανιχνευτές λαμβάνουν σήμα ίδιας συχνότητας αλλά διαφορετικής φάσης.

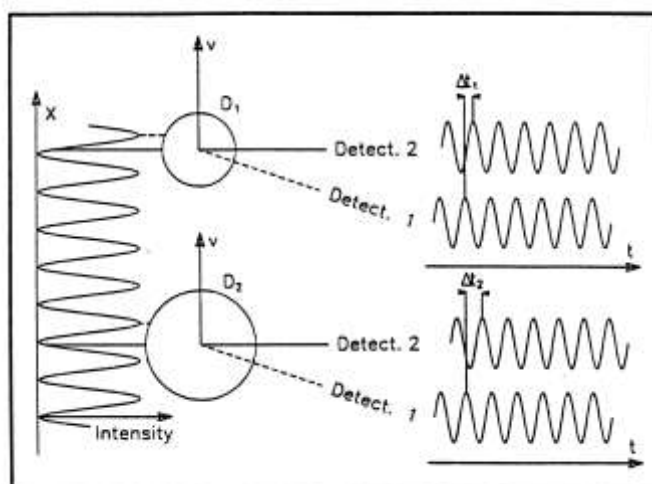
Στο Σχήμα 3.7 φαίνεται η διακύμανση της έντασης σε κάθε μια φωτοδίοδο, καθώς και η χρονική καθυστέρηση, έτσι ώστε να διαχωρίζονται τα μέτωπα των κυμάτων όπως φθάνουν στις φωτοδιόδους. Η αντίστοιχη διαφορά φάσης δίνεται $\Phi_{12} = 2\pi f \cdot \Delta t$.



Σχήμα 3.7: Η διαφορά φάσης ανάμεσα σε δύο φωτοανιχνευτές τοποθετημένους σε διαφορετικές γωνίες.

3.7 Σχέση Μεταξύ Διαμέτρου Σωματιδίου και Διαφοράς Φάσης

Η σημαντικότερη ιδιότητα είναι, ότι η διαφορά φάσης ανάμεσα σε δύο συχνότητες Doppler εξαρτάται από το μέγεθος του σωματιδίου. Στο Σχήμα 3.9 βλέπουμε δύο σωματίδια διαφορετικού μεγέθους. Η διαφορά φάσης ανάμεσα στα σήματα Doppler για το μεγάλο σωματίδιο υπερβαίνει εκείνη του μικρότερου.



Σχήμα 3.8: Εξάρτηση της διαφοράς φάσης από τη διάμετρο του σωματιδίου

Μαθηματικά, μπορούμε να εκφράσουμε τη φάση ενός σήματος Doppler που λαμβάνεται από μια δίοδο ως εξής:



$$\Phi_i = \alpha \cdot \beta_i \quad (3.11)$$

όπου

$$\alpha = \pi \frac{n_1}{\lambda} D, \text{ η παράμετρος του μεγέθους,}$$

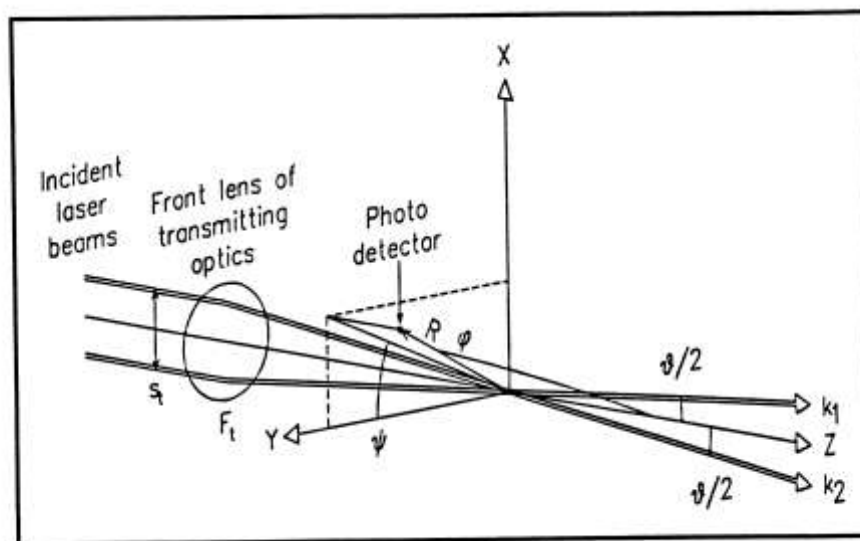
n_1 συντελεστής διάθλασης του σκεδαζόμενου μέσου

λ το μήκος κύματος του Laser στο κενό

D η διάμετρος του σωματιδίου

Υπάρχει όπως φαίνεται παραπάνω μια γραμμική σχέση ανάμεσα στο μέγεθος σωματιδίου και τη φάση.

Ο γεωμετρικός παράγοντας β_i εξαρτάται από τον τρόπο σκέδασης και τις γωνίες θ , ϕ_i , ψ_i . Η γωνία που σχηματίζουν οι δύο αρχικές δέσμες θ , καθορίζει το διαχωρισμό των κροσσών, ενώ οι ϕ_i , ψ_i ορίζουν τη διεύθυνση προς το κέντρο της φωτοδιόδου από τον όγκο ελέγχου (Σχήμα 3.9).



Σχήμα 3.9: Σχηματική παράσταση των γωνιών του οπτικού συστήματος

Η γωνία σύμπτωσης ανάμεσα στις 2 αρχικές δέσμες θ , καθορίζεται από την απόσταση των δεσμών S_t και την εστιακή απόσταση των οπτικών διάδοσης.

$$\varepsilon\phi\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{S_t/2}{F_t} \Rightarrow \left(\frac{\theta}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{S_t/2}{F_t}\right)$$

$$\left(\frac{\theta}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{25}{605}\right) = 2,37^\circ$$

$$\text{άρα } \theta = 4,7^\circ$$

(3.12)



όπου:

θ η γωνία μεταξύ των δύο δεσμών laser που καθορίζεται από την απόσταση S_i και την εστιακή απόσταση του φακού διάδοσης F_i ,

φείναι η γωνία σκέδασης μετρούμενη από τον άξονα των οπτικών διάδοσης (η διχοτόμος των δύο αρχικών δεσμών με τον κατακόρυφο άξονα)

ψ_i η αζιμούθια γωνία που δίνει την θέση εκ περιστροφής γύρω από τον κατακόρυφο άξονα.

Η έκφραση του γεωμετρικού παράγοντα για ανάκλαση και διάθλαση πρώτης τάξης δίνεται παρακάτω:

Για ανάκλαση:

$$\beta_i = \sqrt{2} \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} - \\ \sqrt{1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} \end{array} \right\} \quad (3.13)$$

Για διάθλαση πρώτης τάξης:

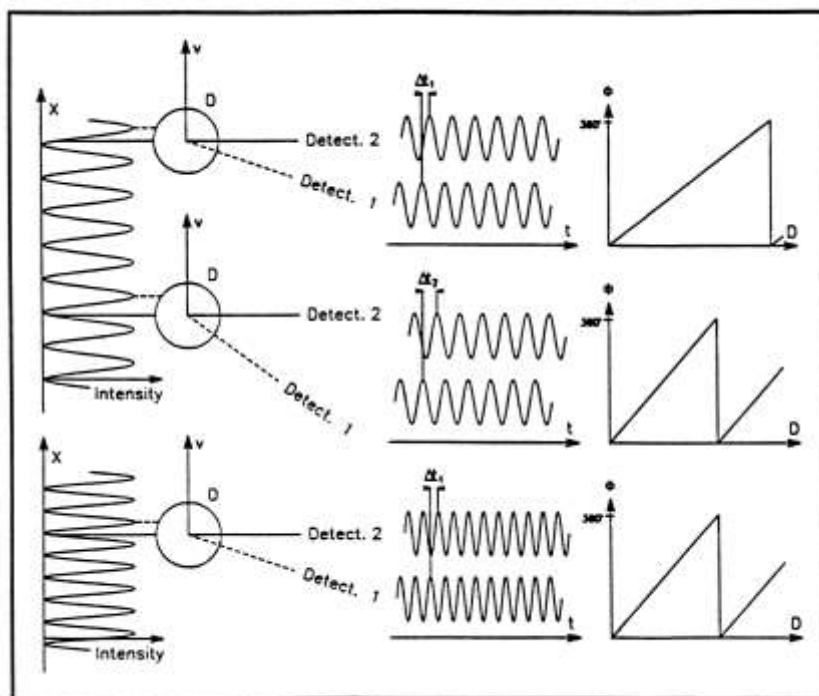
$$\beta_i = 2 \left[\sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i+}}} - \sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i-}}} \right] \quad (3.14)$$

όπου:

$$f_{i\pm} = 1 \pm \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i + \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i \quad (3.15)$$

Όπως φαίνεται από την έκφραση του β_i γεωμετρικού παράγοντα, η ευαισθησία και το εύρος του PDA μπορούν να μεταβληθούν αλλάζοντας οποιαδήποτε από τις γωνίες θ , φ_i , ψ_i . Τυπικά, η επιλογή της γωνίας σκέδασης φ , είναι εντελώς περιορισμένη είτε ως προς την εξασφάλιση συγκεκριμένου τρόπου σκέδασης είτε ακόμα ως προς ικανό λόγο σήματος προς θόρυβο, ή από πρακτικούς περιορισμούς της όλης μετρητικής διάταξης.

Το Σχήμα 3.10 δείχνει την αύξηση της κλίσης στη σχέση φάσης - διαμέτρου όταν αυξάνεται η γωνιακή απόσταση ανάμεσα στις φωτοδιόδους ψ_{12} καθώς και όταν η απόσταση των κροσσών μειώνεται, αυξάνοντας τη γωνία θ ανάμεσα στις αρχικές δέσμες. Αλλαγή στη γωνιακή απόσταση ψ_{12} έχει επίδραση μόνο στην κλίση στη σχέση $\Phi = f(D)$ δηλαδή για παράδειγμα στην ευαισθησία και το εύρος μεγεθών και δεν έχει επίδραση στη σχέση ταχύτητας-συχνότητας.



Σχήμα 3.10: Το αποτέλεσμα της αλλαγής της γωνίας ψ και της γωνίας θ στην κλίση της συνάρτησης διαμέτρου σωματιδίου-φάσης.

Επιπρόσθετες μεταβολές μπορούν να επιτευχθούν χρησιμοποιώντας φακούς με διαφορετικές εστιακές αποστάσεις. Αλλάζοντας δηλαδή τη γωνία θ επηρεάζεται η κλίση στη σχέση $\Phi = f(D)$ όπως και στην σχέση ταχύτητας - συχνότητας. Η θ μπορεί να αλλάξει κατά 2 τρόπους:

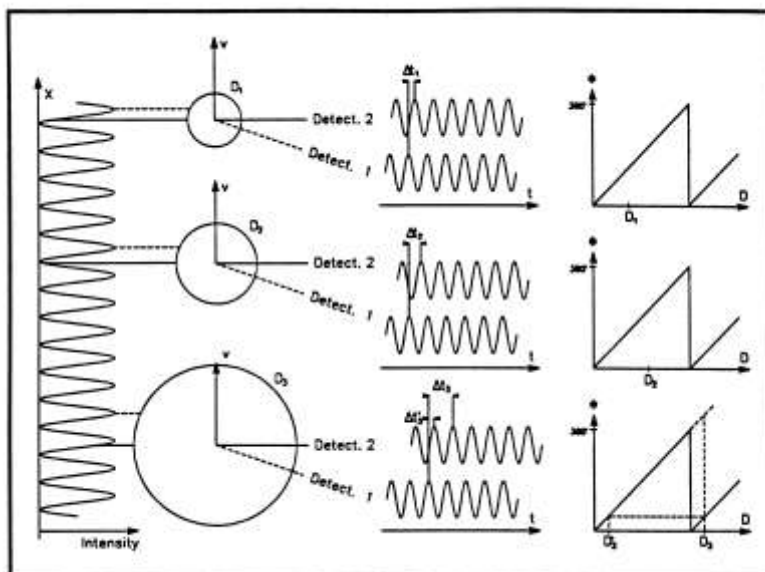
- α) αλλάζοντας την εστιακή απόσταση του φακού διάδοσης
- β) αλλάζοντας την απόσταση των δεσμών

Στο Σχήμα 3.11 φαίνεται η διαφορά φάσης για τρία διαφορετικά σωματίδια αυξανόμενου μεγέθους. Ενώ η διαφορά φάσης για τα πρώτα δύο βρίσκονται μέσα στο εύρος 2π στο τρίτο σωματίδιο αυτή πέφτει εκτός του παραπάνω εύρους. Μετρώντας τη διαφορά φάσης ανάμεσα σε σήματα Doppler που λαμβάνονται από δύο διόδους μόνο δεν μπορεί να καθοριστεί αν η διάμετρος είναι D_3 ή D'_3 . Αυτό συμβαίνει γιατί δεν είναι δυνατή η διάκριση ανάμεσα σε διαφορά φάσης

$$\Phi, \Phi \pm 2n\pi \tag{3.16}$$

όπου $n=1,2,3,\dots$

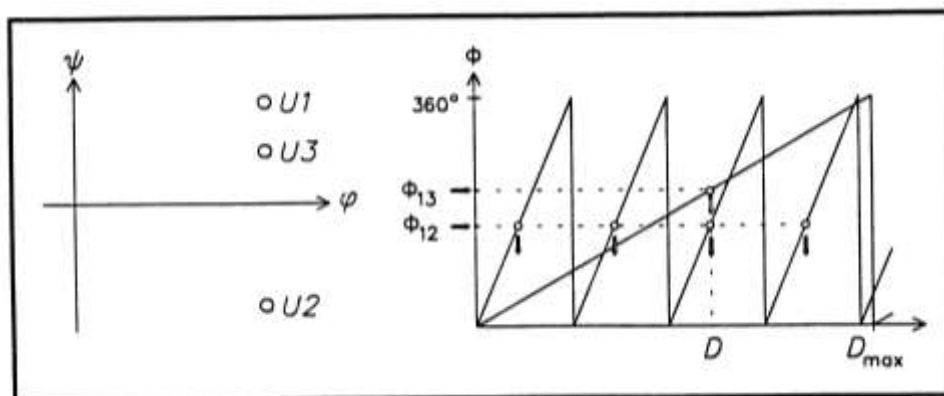
Η κατάσταση αυτή αναφέρεται ως «**2π - ασάφεια**».



Σχήμα 3.11: Η διαφορά φάσης που προκαλείται από σωματίδια διαφόρων διαμέτρων και η περίπτωση διαφοράς φάσης μεγαλύτερης από 2π .

Έτσι σε ένα σύστημα με 2 φωτοδιόδους, είμαστε αναγκασμένοι να συμβιβαστούμε ανάμεσα σε υψηλή ευαισθησία και μικρό εύρος διαμέτρων ή σε μεγαλύτερο εύρος διαμέτρων σε βάρος της ευαισθησίας. Η λύση στο πρόβλημα αυτό είναι η χρήση 3 διόδων, ασύμμετρα τοποθετημένων έτσι ώστε δύο από αυτές U_1, U_2 να σχηματίζουν ένα ζευγάρι σχετικά σε μεγάλη απόσταση δίνοντας υψηλότερη διακριτική ικανότητα, και μικρότερο εύρος διαμέτρων ενώ δύο άλλες U_1, U_3 να σχηματίζουν ένα κοντινότερο ζευγάρι με ένα μεγαλύτερο εύρος διαμέτρων αλλά επίσης με μικρότερη διακριτική ικανότητα.

Στο Σχήμα 3.12 φαίνονται μια σειρά από τιμές διαμέτρων που αντιστοιχούν στην μετρούμενη τιμή της ϕ_{12} (όπως φαίνεται από τα βέλη). Η τιμή της ϕ_{13} στο διάγραμμα (μόνο ένα βέλος), χρησιμοποιείται για την επιλογή της μοναδικής σωστής τιμής.



Σχήμα 3.12: Επιλογή της μοναδικής σωστής τιμής ϕ_{13} ανάμεσα από μια σειρά διαμέτρων που αντιστοιχούν στη μετρούμενη τιμή ϕ_{12} .



3.8 Σφαιρικότητα

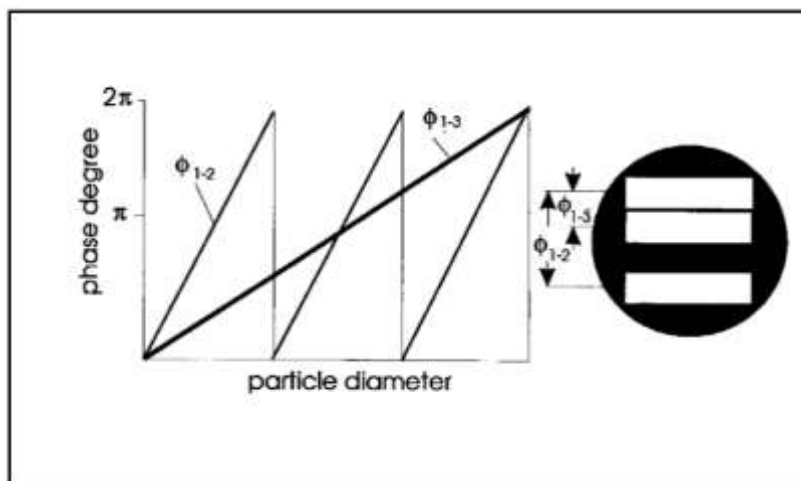
Η διάταξη των 3 φωτοδίοδων έχει ένα ακόμα χαρακτηριστικό. Η διαφορά φάσης που αντιστοιχεί σε κάθε ζευγάρι δίοδων, δίνει πληροφορία για την καμπυλότητα σε μια δεδομένη επιφάνεια της επιφάνειας του σωματιδίου. Με δύο τέτοια ζευγάρια δίοδων είναι δυνατή η μέτρηση της καμπυλότητας σε δύο διαφορετικές τοποθεσίες. Εάν το σωματίδιο είναι σφαιρικό, τα δύο ζευγάρια δίοδων θα έπρεπε να μετρήσουν ταυτόσημες καμπυλότητες. Αυτή είναι η βασική αρχή του ελέγχου σφαιρικότητας που γίνεται από την διάταξη του Δυναμικού Αναλυτή Σωματιδίων (Particle Dynamic Analyzer - PDA).

Στο Σχήμα 3.13, οι διάφορες φάσεις Φ_{12} , Φ_{13} θα έπρεπε να δείχνουν στην ίδια διάμετρο D . Εάν οι δύο τοπικές καμπυλότητες αποκλίνουν, οι φάσεις Φ_{12} , Φ_{13} θα δείχνουν σε τιμές διαμέτρων που θα διαφέρουν κατά ΔD .

Στο λογισμικό του οργάνου μέτρησης PDA ένα κριτήριο αξιολόγησης είναι η μέγιστη επιτρεπτή απόκλιση από τη σφαιρικότητα. Έτσι εάν $\frac{\Delta D}{D}$ είναι μεγαλύτερο από ένα συγκεκριμένο ποσοστό που τίθεται από τον χρήστη, το σωματίδιο δεν γίνεται αποδεκτό.

Οι μετρήσεις φάσης συνοδεύονται πάντα από κάποια αβεβαιότητα. Οι δίοδοι «βλέπουν» μέσα σε συγκεκριμένα όρια ανοχής και εν μέρει θα παρουσιάζεται θόρυβος που επηρεάζει την ακρίβεια. Στην ιδανική περίπτωση για το άθροισμα των διαφορών φάσης πρέπει να ισχύει:

$$\Phi_{12} + \Phi_{13} + \Phi_{31} = 0 \quad (3.17)$$



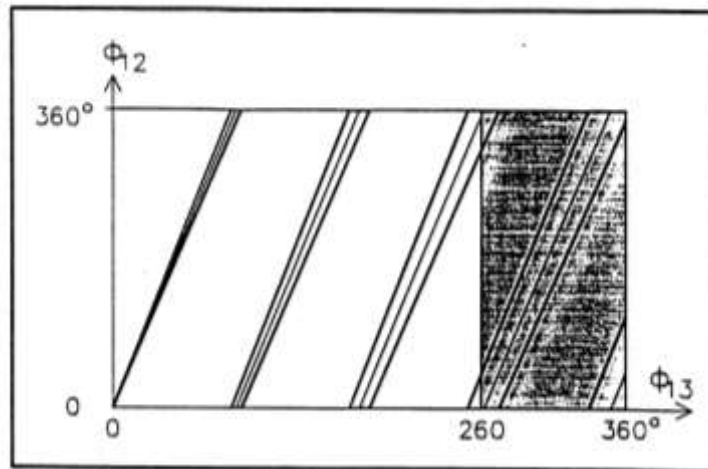
Σχήμα 3.13: Η διαφορά στη διάμετρο αντιστοιχεί στη διαφορά των δύο φάσεων και οφείλεται στη μη σφαιρικότητα του σωματιδίου.

Λόγω όμως της αβεβαιότητας στις μετρήσεις φάσης το μετρούμενο παραπάνω άθροισμα θα αποκλίνει από το 0. Η απόλυτη τιμή της απόκλισης αποτελεί το σφάλμα φάσης το οποίο δεν πρέπει να υπερβαίνει συγκεκριμένη τιμή που δίνεται από το χρήστη ώστε το



σωματίδιο να γίνεται αποδεκτό κατά την μέτρηση. Η τιμή αυτή του σφάλματος τίθεται στις 10 – 15 μίρες.

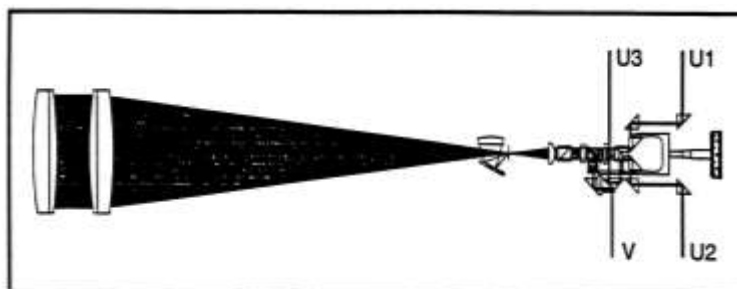
Αν η φάση δεν μπορεί να θεωρηθεί ακριβώς, μικρή σημασία έχει ο καθορισμός της σφαιρικότητας κάτω από μια συγκεκριμένη ακρίβεια. Το λογισμικό δημιουργεί ένα διδιάστατο πίνακα που σχετίζεται με τις δύο διαφορές φάσης Φ_{12} και Φ_{13} δίνοντας μια τιμή διαμέτρου εάν ικανοποιείται το κριτήριο αξιολόγησης σφαιρικότητας και αντιστοιχεί στις εντός των ευθειών περιοχές όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.14. Εάν τα κριτήρια δεν ικανοποιούνται (στην λευκή περιοχή του διαγράμματος) το σωματίδιο θα απορριφθεί.

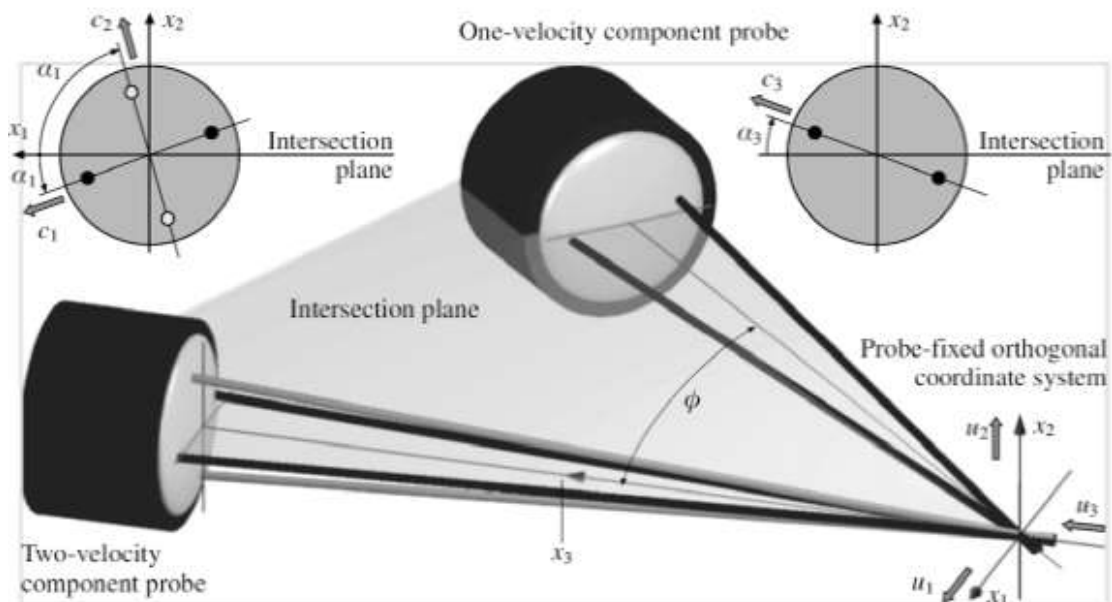


Σχήμα 3.14: Πίνακας κριτηρίου αξιολόγησης σφαιρικότητας

3.9 Λειτουργία του Οπτικού Συλλογής PDA

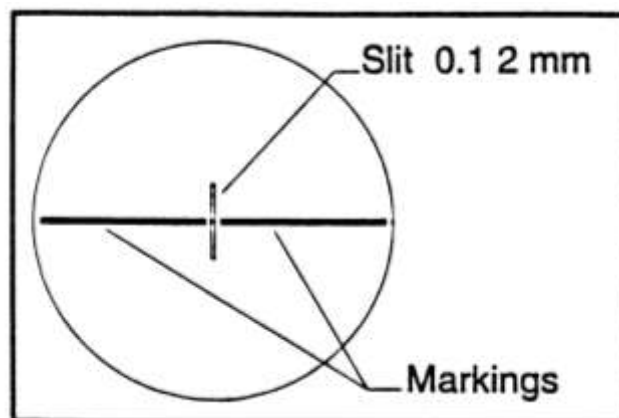
Αν και το όργανο έχει 3 διόδους σε 3 διαφορετικές αζιμούθιες γωνίες (ψ_1, ψ_2, ψ_3) το οπτικό μέρος λήψης είναι μια ολοκληρωμένη μονάδα, όπου η ευχέρεια καθορισμού των αζιμούθιων συνδυάζεται με την ευκολία ευθυγράμμισης ενός μόνο κοινού φακού. Στο Σχήμα 3.15 φαίνονται οι οπτικές συνιστώσες του φακού συλλογής καθώς και ο οπτικός δρόμος από τον φακό προς τους φωτοπολλαπλασιαστές για το φως που σκεδάζεται από τον μετρούμενο όγκο.





Σχήμα 3.15: Φακός συλλογής και φωτοπολλαπλασιαστές.

Ο φακός λειτουργεί ως ένας τρόπος ευθυγράμμισης, λαμβάνοντας μια δέσμη παράλληλου φωτός που εστιάζεται, έτσι ώστε η εικόνα του όγκου ελέγχου να πέφτει στο χωρικό φίλτρο-σχισμή φαίνεται στο σχήμα 3.17.



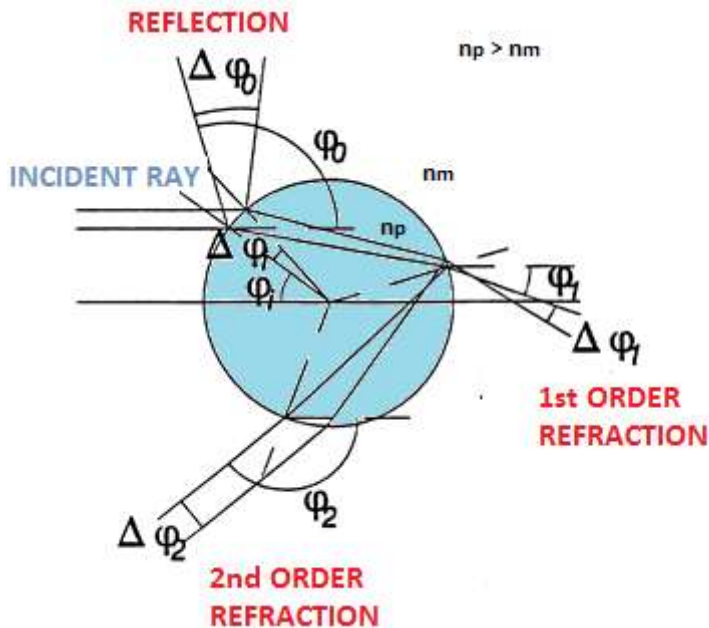
Σχήμα 3.16: Εστίαση δέσμης

Το μέρος της εικόνας που πέφτει στη σχισμή αντιστοιχεί στον μετρούμενο όγκο. Μόνο το φως από τον μετρούμενο όγκο περνά προς τους φωτοπολλαπλασιαστές. Το φως περνώντας από τη σχισμή ευθυγραμμίζεται από φακό εστιακής απόστασης $f = 310 \text{ mm}$ σε μια δέσμη παράλληλου φωτός διαμέτρου 7.5 mm . Η δέσμη αυτή περνά από ένα πολωτικό φίλτρο αφήνοντας στο χρήστη να καθορίσει την πόλωση με ένα μικρομετρικό δείκτη.



3.10 Τρόποι Σκέδασης (Βελτίωση Συνθηκών Μέτρησης)

Στο Σχήμα 3.17 φαίνονται οι γωνίες σκέδασης όπως προκύπτουν κατά την πρόσπτωση δύο παραλλήλων ακτίνων φωτός καθώς έρχονται από τα αριστερά χτυπώντας σε ένα σφαιρικό σωματίδιο με αρχικές γωνίες φ_i , $\varphi_i + \Delta\varphi_i$. Οι γωνίες φ_0 , φ_1 , φ_2 αντιστοιχούν σε ανακλώμενο, διαθλώμενο και δεύτερης τάξης διαθλώμενο φως. (Υψηλότερες τάξεις διάθλασης μεταφέρουν μόνο ένα μικρό ποσό έντασης φωτός και παραλείπονται παρακάτω)



Σχήμα 3.17: Γωνίες σκέδασης

Αυτοί οι τρεις τρόποι σκέδασης μπορούν να χρησιμοποιηθούν από τον Δυναμικό Αναλυτή Σωματιδίων (PDA). Υπάρχει ένα κρίσιμο σημείο που θα πρέπει όμως να συνυπολογιστεί. Το PDA αξιολογεί το μέγεθος σωματιδίων από τις διαφορές φάσης των σημάτων Doppler όπως αυτά λαμβάνονται από τις 3 φωτοδιόδους στο οπτικό συλλογής. Λόγω του ότι οι 3 τρόποι σκέδασης δίνουν διαφορετικούς συντελεστές μετατροπής (συντελεστές φάσης), λαμβανόμενο φως με περισσότερους του ενός τρόπους σκέδασης εμπεριέχει τον κίνδυνο σφάλματος.

Έτσι, το όργανο πρέπει να τίθεται ώστε να κυριαρχεί μόνο ένας τρόπος σκέδασης κατά την συλλογή του φωτός. Διαφορετικοί τρόποι σκέδασης κυριαρχούν στο σκεδαζόμενο φως σε διαφορετικές γωνίες σκέδασης. Η παραπάνω υπόθεση πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την επιλογή της γωνίας σκέδασης. Επίσης, η γωνιακή εξάρτηση για κάθε τρόπο σκέδασης διαφέρει ανάλογα με την πόλωση του σκεδαζόμενου φωτός, κάτι που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την διάκριση ανάμεσα στους διαφορετικούς τρόπους.



Γενικά ένα σύστημα φάσης Doppler πρέπει να λειτουργεί έτσι ώστε η σχέση $\Phi=f(D)$ να είναι γραμμική. Αυτό επιτυγχάνεται εκλέγοντας μια γωνία όπου κυριαρχεί μόνο ένας τρόπος σκέδασης και όπου ο λόγος σήματος προς θόρυβο είναι όσο μεγαλύτερος γίνεται. Στο Σχήμα 3.18 φαίνονται τα ίχνη της δέσμης για ανάκλαση, πρώτης και δεύτερης τάξης διάθλαση. Πιο σημαντικά στο δεύτερο πολικό διάγραμμα φαίνεται η ένταση του φωτός που σκεδάζεται με 3 διαφορετικούς τρόπους ως προς της γωνία σκέδασης και για δύο καταστάσεις πόλωσης, κατακόρυφη και παράλληλη ως προς το επίπεδο σκέδασης. Επίσης, φαίνονται η ολική ένταση του σκεδαζόμενου φωτός όπως υπολογίστηκε κατά την ανάλυση Lorentz-Mie. Όταν η καμπύλη Lorentz-Mie είναι πολύ κοντά σε έναν από τους τρόπους σκέδασης, αυτός ο τρόπος κυριαρχεί και θα αναμέναμε «καλή» γραμμικότητα.

Και για τις 2 καταστάσεις πόλωσης, η διάθλαση πρώτης τάξης είναι κυρίαρχη για μικρές γωνίες σκέδασης. Όπως φαίνεται, η ένταση είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη για ανακλώμενο φως. Έτσι μία γωνία σκέδασης $\varphi = 30^\circ$ (για σταγονίδια νερού) μπορεί να χρησιμοποιηθεί με πόλωση είτε κατακόρυφη είτε παράλληλη. Αύξηση της γωνίας σκέδασης πέρα από τις 30° έχει ως αποτέλεσμα διαφορετική συμπεριφορά για τις δύο καταστάσεις πόλωσης. Η διάθλαση γίνεται λιγότερο κυρίαρχη για κατακόρυφη πόλωση σε αντίθεση με την παράλληλη.

Λόγω του αποτελέσματος Brewster στην επιφάνεια του σταγονιδίου, το ανακλώμενο φως (καταβάλλεται-υποτάσσεται) σε γωνία σκέδασης $\varphi_{b1} = 73.7^\circ$ (για ένα σταγονίδιο νερού). Αυτή είναι μια πολύ καλή γωνία για μέτρηση του μεγέθους των σταγονιδίων νερού, θεωρώντας ότι και τα οπτικά συλλογής μπορούν να τοποθετηθούν ώστε το φως, να είναι παράλληλα πολωμένο. Πέρα από γωνία σκέδασης $\varphi_{c1} = 82.9^\circ$ δεν υπάρχει πλέον διάθλαση πρώτης τάξης. Έτσι, η ανάκλαση είναι ο μόνος τρόπος που μπορεί να χρησιμοποιηθεί με κατακόρυφη πόλωση.

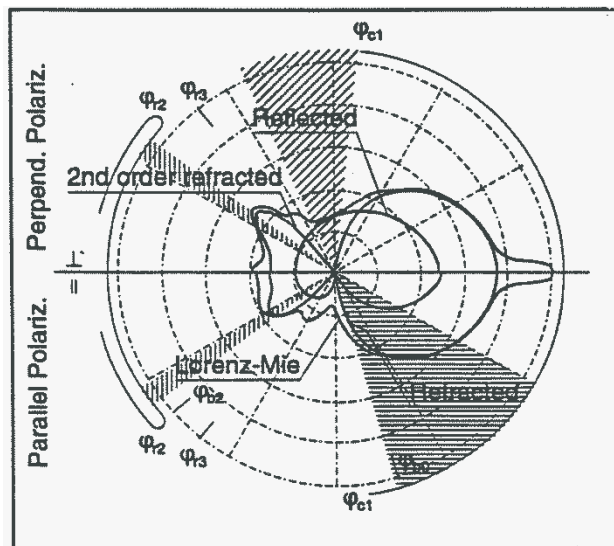
Διάθλαση δεύτερης τάξης μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ένα τόξο πέρα από $\varphi_r = 138.0^\circ$. Γενικά αυτός ο τρόπος σκέδασης πρέπει να χρησιμοποιείται με μεγάλη προσοχή. Σε μέρος του εύρους δύο συνιστώσες συνεισφέρουν σ' αυτόν τον τρόπο επιφέροντας μη γραμμικότητα στη σχέση μεγέθους-φάσης ενώ στο υπόλοιπο μέρος δεν υπάρχει σπουδαία διαφορά στην ένταση ανάμεσα σε διάθλαση δεύτερης τάξης και σε ανάκλαση.

Γενικά, ένα πολικό διάγραμμα περιγράφει τη γωνιακή κατανομή της σχετικής έντασης του σκεδαζόμενου φωτός. Η κλίμακα είναι λογαριθμική (με 5 δεκάδες, κάθε δεκάδα δηλώνεται με κάθε διακεκομμένο κύκλο) για καθένα από τους 3 τρόπους σκέδασης. Οι υπολογισμοί βασίστηκαν σε γεωμετρική οπτική και αναφέρονται σε σωματίδια διαμέτρου 50mm.



Η ερμηνεία των όρων που χρησιμοποιούνται είναι οι ακόλουθοι:

- φ_{b0} → είναι η γωνία όπου ικανοποιείται η συνθήκη Brewster για εξωτερική ανάκλαση, δηλαδή η γωνία όπου το P (παράλληλα) πολωμένο ανακλώμενο φως εξαλείφεται.
- φ_{b2} → είναι η γωνία όπου ικανοποιείται η συνθήκη Brewster για εσωτερική ανάκλαση δηλαδή η γωνία όπου το P (μια συνιστώσα από) (παράλληλα) πολωμένο 2ης τάξης διάθλασης φως εξασφαλίζεται.
- φ_{c1} → η κρίσιμη γωνία διάθλασης, η μέγιστη γωνία σκέδασης για διάθλαση πρώτης τάξης.
- φ_{c2} → η κρίσιμη γωνία για δεύτερης τάξης διάθλαση
- φ_{r2} → το τόξο γωνίας για δεύτερης τάξης διάθλαση
- φ_{r3} → το τόξο γωνίας για τρίτης τάξης διάθλασης



Σχήμα 3.18: Πολικό διάγραμμα



4 Πειραματική Διάταξη

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία, αποτελείται από

1. Θάλαμο δοκιμών, εντός του οποίου τα υπό δοκιμή καύσιμα ψεκάζονται,
2. Αντλία καυσίμου, για την ανακυκλοφορία του καυσίμου,
3. Εξαερωτής αυτόματος για την απομάκρυνση πιθανών ποσοτήτων αέρα,
4. Σωλήνας εισαγωγής καυσίμου,
5. Ακροφύσιο (πλήρους κώνου – full cone),
6. Σωληνώσεις ενδιάμεσες κυκλοφορίας καυσίμου,
7. Μετρητικές διατάξεις (Ροόμετρο, Μανόμετρο)

Αναλυτικότερα:

1. Θάλαμος δοκιμών.

Ο θάλαμος εντός του οποίου ψεκάζονται τα υπό δοκιμή υγρά καύσιμα, είναι τετραγωνικής διατομής $40 \times 40 \text{ cm}^2$ και συνολικού μήκους 100 cm . Καταλήγει σε μία κωνική βάση - πάτωμα το οποίο κατά τη διενέργεια των μετρήσεων έχει πληρωθεί με το υπό δοκιμή καύσιμο ώστε να αποφεύγεται καταρχήν η αναρρόφηση αέρα στη συνέχεια του κλειστού κυκλώματος. Ο θάλαμος τίθεται κατακόρυφα. Ο σκελετός είναι κατασκευασμένος από ανοξείδωτο ατσάλι ενώ τα πλευρικά τοιχώματα είναι από διαφανές γυαλί πάχους 3 mm ώστε να επιτρέπεται η παρακολούθηση της διαδικασίας του ψεκασμού με χρήση οπτικών μεθόδων. Το ανώτερο κάλυμμα του είναι ξεχωριστό κομμάτι ώστε να δίνεται η δυνατότητα στο θάλαμο να ανοίγει για να γίνεται η πλήρωση καυσίμου στην κωνική βάση.



Σχήμα 4.1 Πειραματική διάταξη - Εφαρμογή Πειραματικής Τεχνικής

2. Αντλία καυσίμου



Χρησιμοποιήθηκε μια αντλία καυσίμου Magneti – Marelli η οποία τροποποιήθηκε κατάλληλα κλείνοντας τις εξόδους επιστροφής και προσαρμόστηκε στη συνέχεια στο κύκλωμα.. Η τροφοδοσία τάσης και ρεύματος της αντλίας έγινε με τη βοήθεια διάταξης τροφοδοτικού το οποίο συνδεόταν σε μπαταρία ώστε να διαφυλλάσσεται η απρόσκοπτη λειτουργία της αντλίας σε σταθερές στροφές. Το τροφοδοτικό διέθετε δυνατότητα ρύθμισης τάσης και ρεύματος. Ουσιαστικά ρυθμίζοντας τα μεγέθη αυτά (τάση, ρεύμα) στο τροφοδοτικό δινόταν η δυνατότητα ρύθμισης της πίεσης και της παροχής.

3. Εξαερωτής αυτόματος

Χρησιμοποιήθηκε αυτόματος εξαερωτής καυσίμου τύπου TON 110 της Tigerloop ο οποίος τοποθετήθηκε πριν την αντλία καυσίμου. Ο εξαερωτής εξασφαλίζει την αναρρόφηση καυσίμου από την αντλία που έπεται, απομακρύνοντας από τη γραμμή ποσότητες αέρα που τυχόν διαβιβάζονται από την κωνική βάση του θαλάμου δοκιμών. Ενεργεί ως δεξαμενή αποθήκευσης εξαερισμού, εξαλείφοντας την πιθανότητα κυκλοφορίας αέρα στη συνέχεια του κυκλώματος.

4. Σωλήνας εισαγωγής καυσίμου

Ο σωλήνας εισαγωγής τίθεται κατακόρυφα και προσαρμόζεται κατάλληλα πάνω στο κάλυμμα του θαλάμου. Είναι από ανοξείδωτο ασάλι εσωτερικής διαμέτρου 4mm και μήκους 40cm.. Στο τέλος της διαδρομής του υπάρχει κατάλληλη υποδοχή για την προσαρμογή ακροφυσίου.

		<p>SAE 100 R6 / EN 854</p> <p>SAE 100 R6 / EN 854</p> <p>TEMPERATURE RANGE : -40°C (-40°F) to +120°C (248°F)</p> <p>APPLICATION : Low pressure hydraulic oils, air and water</p> <p>TUBE : Synthetic oil resistant rubber</p> <p>REINFORCEMENT : 1 textile braid</p> <p>COVER : Synthetic rubber - abrasion, ozone and weather resistant</p> <p>BRANDNG : Ingers Wille SUNFLEX SAE 100 R6 / EN 854</p> <table border="1"> <thead> <tr> <th colspan="4">Hose Size</th> <th colspan="2">Max Working Pressure</th> <th colspan="2">Minimum Burst Pressure</th> <th colspan="2">Minimum Bend Radius</th> </tr> <tr> <th>DN</th> <th>inch</th> <th>I.D.</th> <th>O.D.</th> <th>psi</th> <th>bar</th> <th>psi</th> <th>bar</th> <th>inch</th> <th>mm</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>6</td> <td>-0</td> <td>3/4</td> <td>0.4</td> <td>12.7</td> <td>0.9</td> <td>20</td> <td>1.60</td> <td>110</td> <td>2.8</td> <td>69</td> </tr> <tr> <td>8</td> <td>-0</td> <td>5/8</td> <td>7.3</td> <td>14.2</td> <td>1.0</td> <td>20</td> <td>1.60</td> <td>110</td> <td>3.0</td> <td>76</td> </tr> <tr> <td>10</td> <td>-0</td> <td>3/2</td> <td>9.5</td> <td>15.0</td> <td>1.0</td> <td>20</td> <td>1.60</td> <td>110</td> <td>3.2</td> <td>79</td> </tr> <tr> <td>15</td> <td>-0</td> <td>1 1/2</td> <td>12.7</td> <td>18.0</td> <td>1.3</td> <td>25</td> <td>1.90</td> <td>110</td> <td>4.0</td> <td>100</td> </tr> <tr> <td>16</td> <td>-12</td> <td>2 1/2</td> <td>15.0</td> <td>22.0</td> <td>1.6</td> <td>24</td> <td>1.60</td> <td>97</td> <td>5.0</td> <td>127</td> </tr> <tr> <td>18</td> <td>-12</td> <td>3 1/4</td> <td>19.0</td> <td>28.0</td> <td>2.0</td> <td>27</td> <td>1.90</td> <td>80</td> <td>6.0</td> <td>150</td> </tr> <tr> <td>20</td> <td>-12</td> <td>4</td> <td>25.4</td> <td>32.0</td> <td>2.2</td> <td>31</td> <td>2.10</td> <td>52</td> <td>6.7</td> <td>170</td> </tr> </tbody> </table>	Hose Size				Max Working Pressure		Minimum Burst Pressure		Minimum Bend Radius		DN	inch	I.D.	O.D.	psi	bar	psi	bar	inch	mm	6	-0	3/4	0.4	12.7	0.9	20	1.60	110	2.8	69	8	-0	5/8	7.3	14.2	1.0	20	1.60	110	3.0	76	10	-0	3/2	9.5	15.0	1.0	20	1.60	110	3.2	79	15	-0	1 1/2	12.7	18.0	1.3	25	1.90	110	4.0	100	16	-12	2 1/2	15.0	22.0	1.6	24	1.60	97	5.0	127	18	-12	3 1/4	19.0	28.0	2.0	27	1.90	80	6.0	150	20	-12	4	25.4	32.0	2.2	31	2.10	52	6.7	170
Hose Size				Max Working Pressure		Minimum Burst Pressure		Minimum Bend Radius																																																																																											
DN	inch	I.D.	O.D.	psi	bar	psi	bar	inch	mm																																																																																										
6	-0	3/4	0.4	12.7	0.9	20	1.60	110	2.8	69																																																																																									
8	-0	5/8	7.3	14.2	1.0	20	1.60	110	3.0	76																																																																																									
10	-0	3/2	9.5	15.0	1.0	20	1.60	110	3.2	79																																																																																									
15	-0	1 1/2	12.7	18.0	1.3	25	1.90	110	4.0	100																																																																																									
16	-12	2 1/2	15.0	22.0	1.6	24	1.60	97	5.0	127																																																																																									
18	-12	3 1/4	19.0	28.0	2.0	27	1.90	80	6.0	150																																																																																									
20	-12	4	25.4	32.0	2.2	31	2.10	52	6.7	170																																																																																									
<p>Αντλία καυσίμου</p>	<p>Αυτόματος εξαερωτής</p>	<p>Υλικό ενδιάμεσων σωληνώσεων.</p>																																																																																																	



5. Ακροφύσιο

Η δέσμη των υπό μελέτη καυσίμων εξέρχεται από ένα ακροφύσιο πλήρους κώνου (full – cone). Ο συγκεκριμένος τύπος ακροφυσίου επιλέχθηκε σύμφωνα με συγκεκριμένα κριτήρια. Καταρχήν ο τύπος αυτός είναι γενικός (generic) χωρίς ιδιαίτερα τεχνικά – κατασκευαστικά χαρακτηριστικά. Για παράδειγμα τα ακροφύσια του τύπου Pressure – swirl (simplex) είναι κατασκευασμένα έτσι ώστε το υγρό να εξέρχεται με αρχική εφαπτομενική ταχύτητα ως μια δακτυλοειδής δέσμη (annular sheet) η οποία διασπείρεται ακτινικά δημιουργώντας ένα σπρέυ δακτυλοειδούς κώνου με το κεντρικό τμήμα του να διατηρεί έναν πυρήνα αέρος. Μια άλλη κατηγορία ακροφυσίων είναι τα λεγόμενα δίδυμου ρευστού (twin fluid) με πιο αντιπροσωπευτικούς τύπους εκείνους του υποβοηθούμενου αέρα (air – assist atomizer) και του τύπου ριπής αέρα (airblast atomizer). Στους συγκεκριμένους τύπους ακροφυσίων το υγρό εκτείθεται σε ένα ρεύμα αέρα υψηλής ταχύτητας σε μια διαδικασία εσωτερικής μίξης εντός του ακροφυσίου, το οποίο είναι κατάλληλα διαμορφωμένο.

D *At the stated pressure in bar.

Body Inlet Conn. (in.)	Orifice Disc No. – Core No.	Orifice Dia. Nom. (mm)	Capacity (liters per minute)*										Spray Angle (°)*		
			0.7	1.5	2	3	4	6	7	10	15	20	15	3	6
1/4	D1-31	.79	.31	.41	.49	.59	.67	.80	.92	1.0	1.2	1.4	49	47	43
	D15-31	.91	.39	.51	.63	.76	.86	1.0	1.2	1.3	1.6	1.9	57	65	53
	D2-31	1.0	.45	.59	.72	.86	.98	1.2	1.4	1.5	1.8	2.0	62	63	61
	D3-31	1.2	.49	.64	.80	.95	1.1	1.3	1.5	1.6	1.9	2.2	63	65	63
	D1-33	.79	.32	.42	.46	.56	.64	.78	.90	.98	1.2	1.4	27	32	35
	D15-33	.91	.42	.55	.63	.75	.85	1.0	1.2	1.3	1.6	1.9	37	43	45
	D2-33	1.0	.47	.62	.78	.95	1.1	1.3	1.5	1.7	2.0	2.3	45	52	55
	D3-33	1.2	.57	.75	.95	1.1	1.3	1.6	1.8	2.0	2.5	2.8	48	54	57
	D4-33	1.6	.78	1.0	1.3	1.6	1.7	2.1	2.4	2.7	3.3	3.7	50	56	61
	D1-35	.79	.30	.39	.48	.58	.65	.78	.90	.97	1.2	1.3	19	23	26
	D15-35	.91	.41	.54	.63	.76	.85	1.0	1.2	1.3	1.6	1.7	23	27	29
	D2-35	1.0	.53	.70	.83	.99	1.1	1.3	1.5	1.7	2.0	2.2	40	44	47
	D3-35	1.2	.58	.76	.90	1.2	1.3	1.6	1.8	2.0	2.4	2.8	45	50	52
	D4-35	1.6	1.0	1.3	1.6	2.0	2.3	2.8	3.2	3.5	4.2	4.8	68	70	71
	D5-35	2.0	1.3	1.7	2.2	2.6	3.0	3.6	4.1	4.5	5.5	6.3	67	69	71
	D2-56	1.0	-	-	.80	.98	1.1	1.4	1.6	1.8	2.2	2.5	-	14	17
	D3-56	1.2	-	-	1.1	1.3	1.6	1.9	2.2	2.4	3.0	3.4	-	20	23
	D4-56	1.6	-	1.3	1.8	2.2	2.5	3.1	3.6	4.0	4.8	5.6	20	26	29
	D5-56	2.0	1.4	1.8	2.5	3.0	3.5	4.3	4.9	5.5	6.7	7.8	26	32	34
	D6-56	2.4	2.2	2.8	3.7	4.5	5.3	6.5	7.5	8.5	10.2	11.9	34	38	41
D7-56	2.8	2.9	3.8	4.9	6.0	6.9	8.5	9.8	11.0	13.5	15.6	45	52	54	
D8-56	3.2	3.7	4.9	6.2	7.6	8.8	10.8	12.4	13.9	17.0	19.6	52	57	59	
D10-56	4.0	5.1	6.7	8.6	10.6	12.2	15.0	17.3	19.3	24	27	62	65	67	

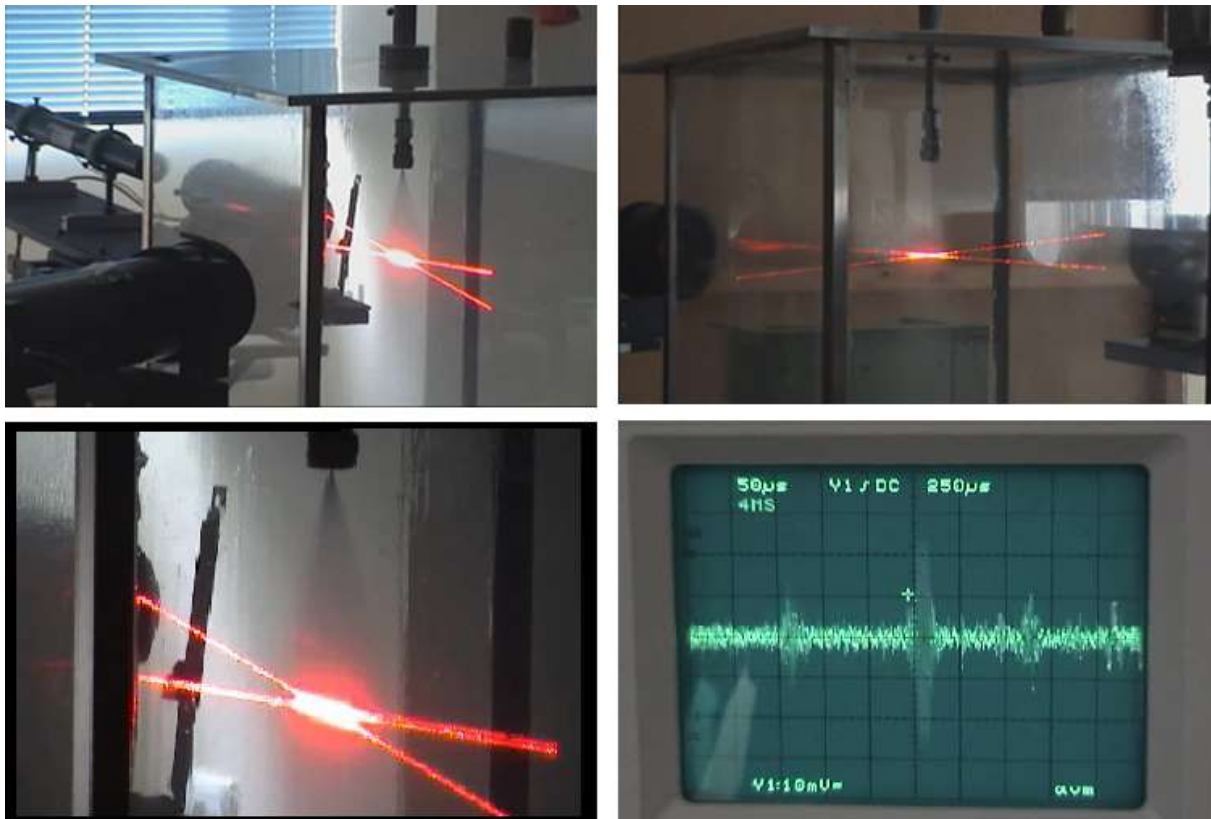
Πίνακας 4.1 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά επιλεγμένου ακροφυσίου

Τα κριτήρια επιλογής του ακροφυσίου πλήρους κώνου (full – cone) που χρησιμοποιήθηκε πέρα από τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά επιλέχθηκε με βάση παραμέτρους λειτουργίας όπως πίεση ψεκασμού, παροχή λειτουργίας και γωνία κώνου. Στον πίνακαΧΧ δίνεται ένα πλήθος προσφερόμενων ακροφυσίων πλήρους κώνου της



εταιρείας Spraying Systems Co. Ως πρώτο κριτήριο επιλογής τέθηκε η πίεση ψεκασμού η οποία στην πραγματικότητα καθορίστηκε από τις δυνατότητες της χρησιμοποιούμενης αντλίας. Έτσι επιλέχθηκαν χαμηλές πιέσεις ψεκασμού κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων. Πιο συγκεκριμένα τα πειράματα διεξήχθησαν σε δύο πιέσεις ψεκασμού, $P_1 = 1.5 \text{ bar}$, $P_2 = 3.0 \text{ bar}$. Το δεύτερο κριτήριο επιλογής ήταν οι μικρότερες δυνατές παροχές λειτουργίας για τις επιλεγμένες πιέσεις ψεκασμού (1^ο κριτήριο), ώστε να απαιτούνται μικρές ποσότητες καυσίμου στη σωληνογραμμή. Ως γνωστό οι κηροζίνες είναι πολύ πτητικά καύσιμα και κατά τη διάρκεια των πειραμάτων αναμενόταν και πράγματι υπήρξε, απώλεια ποσοτήτων λόγω της εξάτμισης τους.

Από τον πίνακα 4.1 προκύπτει ότι οι μικρότερες παροχές λειτουργίας του ακροφυσίου δίνουν και τις μικρότερες γωνίες κώνου γενικά και επίσης αυξανόμενη της πίεσης ψεκασμού αυξάνει η γωνία του κώνου. Σύμφωνα με τα κριτήρια επιλογής και τη συμπεριφορά της γωνίας του κώνου επιλέχθηκε τελικά το ακροφύσιο **1/4 D1-35** το οποίο συνδυάζει όλα τα επιθυμητά χαρακτηριστικά δηλαδή εργαζόμενο για τις δεδομένες πιέσεις ψεκασμού απαιτεί τις μικρότερες παροχές διατηρώντας επίσης και τις μικρότερες γωνίες κώνου.



Σχήμα 4.2 Φωτογραφίες από την πειραματική εγκατάσταση κατά τη διάρκεια των μετρήσεων



6. Σωληνώσεις ενδιάμεσες κυκλοφορίας καυσίμου αεροπορικού τύπου.

Στο κλειστό κύκλωμα υπάρχουν ενδιάμεσες εύκαμπτες σωληνώσεις που συνδέουν τα επιμέρους στοιχεία του κλειστού κυκλώματος τροφοδοσίας. Όλες οι ενδιάμεσες σωληνώσεις είναι τύπου SAE 100 R6 / EN 854, εύκαμπτου σωλήνα ενισχυμένου με καοτσούκ το οποίο σύμφωνα με τις προδιαγραφές του, χρησιμοποιείται σε εφαρμογές υδραυλικής χαμηλών πιέσεων για λάδια αέρα και νερό.

7. Μετρητικές διατάξεις (Ροόμετρο, Μανόμετρο)

Χρησιμοποιήθηκε ροόμετρο Brooks τύπου πλωτήρα (0 – 0.8 GPM) για την καταγραφή και έλεγχο σταθερότητας της παροχής των υπό μελέτη καυσίμων κατά τη διέλευσή τους στο κλειστό κύκλωμα. Το ροόμετρο τέθηκε μετά τον εξαερωτή και πριν το σωλήνα εισαγωγής καυσίμου. Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων δεν παρατηρήθηκαν διακυμάνσεις της στάθμης του πλωτήρα για κάθε πίεση λειτουργίας που σημαίνει ότι η παροχή διατηρήθηκε σταθερή, επίσης δεν παρατηρήθηκαν φυσαλλίδες που θα υπονοούσαν κυκλοφορία αέρα εντός της σωληνογραμμής.

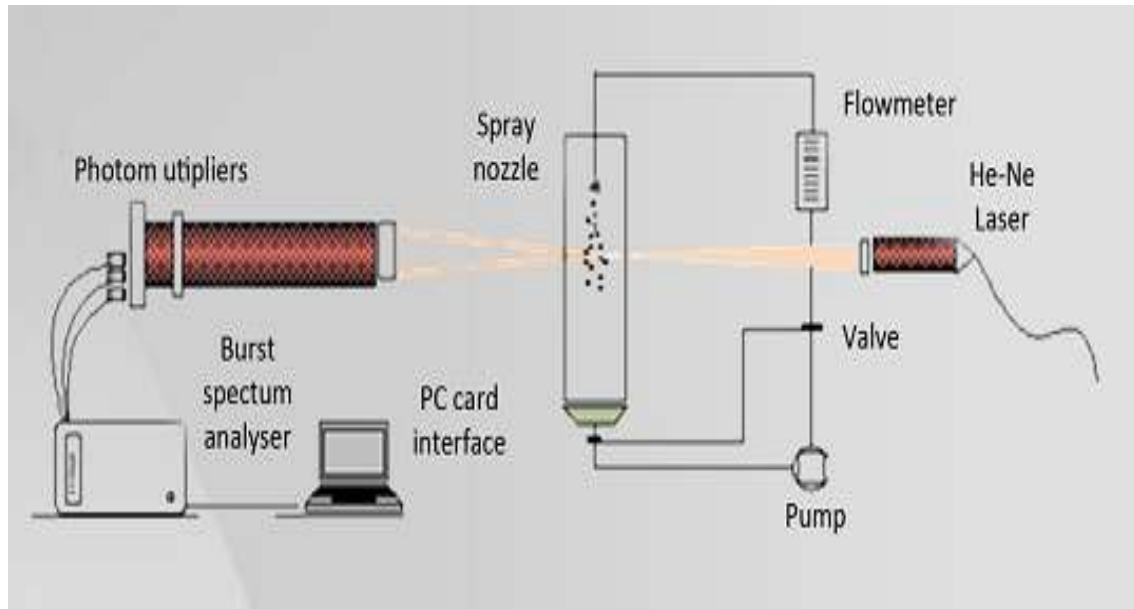
Επίσης χρησιμοποιήθηκε Μανόμετρο Bourton γλυκερίνης Kindeman (0 – 25 bar) για την καταγραφή και έλεγχο της πίεσης ψεκασμού. Το μανόμετρο τέθηκε στην είσοδο του σωλήνα εισαγωγής καυσίμου ενώ στην έξοδο του προσαρμόστηκε το ακροφύσιο ψεκασμού.

Οπτικό Μετάδοσης	Laser
Ισχύς του Λέιζερ	20 mW
Μήκος Κύματος	632.8 nm
Μετατόπιση Συχνότητας	40 MHz
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Μεταφοράς	250 mm
Οπτικό Συλλογής	PDA 57X10
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Συλλογής	310 mm
Σκέδαση με Γωνία Διάθλασης	65 μοίρες

Πίνακας 4.1 Κύρια χαρακτηριστικά της εγκατάστασης οπτικών



Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζεται μια αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης και της εφαρμοζόμενης τεχνικής με τα οπτικά μεταφοράς και συλλογής, τη σύνδεση με τον Δυναμικό Αναλυτή μέσω του οποίου γίνεται η καταγραφή του σήματος και τέλος η μετατροπή του σήματος σε ταχύτητα και διάμετρο μέσω συνοδευτικού λογισμικού από Η/Υ.



Σχήμα 4.3 Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης



5 Πειραματικά Αποτελέσματα

5.1 Εισαγωγή

Τα πειραματικά αποτελέσματα αναφέρονται σε 5 τύπους καυσίμων αεροσκαφών οι οποίοι στη συνέχεια θα ονομάζονται Χ1 – Χ5. Θα πρέπει εδώ να σημειωθεί ότι το αεροπορικό καύσιμο αναφοράς είναι ο τύπος Χ4 (JET –Α1). Οι υπόλοιποι τύποι καυσίμων έχουν ως βάση την κηροζίνη διαφέρουν όμως ως προς τις προσμίξεις τους με άλλα πρόσθετα όπως νάφθες και αρωματικούς υδρογονάνθρακες, καθώς και τις ποσοστιαίες αναλογίες αυτών.

Πραγματοποιήθηκαν σημειακές μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων και πιο συγκεκριμένα της αξονικής συνιστώσας (κατακόρυφης) της ταχύτητας καθώς και του μεγέθους σταγονιδίων για 2 πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar.

Αναλυτικότερα σε ότι αφορά το πεδίο της αξονικής ταχύτητας παρουσιάζεται η εξέλιξη της μέσης αξονικής ταχύτητας κατά τον άξονα εκροής (axial evolution) και στη συνέχεια δίνονται κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας σε 2 οριζόντια επίπεδα (profiles) σε αποστάσεις από την έξοδο του ακροφυσίου 5.8cm ή $z/d = 73.4$ και 9.8cm ή $z/d = 124.1$ (ακτινική εξέλιξη). Η αδιαστατοποίηση γίνεται με βάση την διάμετρο της εξόδου του ακροφυσίου ($d = 0.79\text{mm}$). Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι κατανομές ακτινικών εξελίξεων δίνονται ως μισά προφίλ λόγω περιορισμού πρόσβασης των οπτικών μεταφοράς (laser) και συλλογής (PDA) γύρω από το θάλαμο δοκιμών. Έτσι ουσιαστικά οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο ένα τέταρτο του οριζοντίου επιπέδου. Συγκεντρωτικά οι δοκιμές (test cases) που έγιναν κατά την πειραματική μελέτη συνοψίζονται στον πίνακα 5.1 που ακολουθεί:

Δοκιμές Test cases	Πίεση ψεκασμού (bar)	Πειραματική Μελέτη (Τύποι Καυσίμων Χ1, Χ2, Χ3, Χ4, Χ5)
1	1.5	Κατανομές Ταχυτήτων a. Εξέλιξη της αξονικής συνιστώσας ταχύτητας της δέσμης σπρέι κατά τον άξονα εκροής b. Εγκάρσια εξέλιξη της αξονικής συνιστώσας σε $z/d = 73.4, 124.1$
2	3.0	Κατανομές Μεγεθών c. Αξονική εξέλιξη της μέσης διαμέτρου Sauter d. Εγκάρσια εξέλιξη της μέσης διαμέτρου Sauter σε $z/d = 73.4, 124.1$

Πίνακας 5.1 Πειραματικές Περιπτώσεις Μετρήσεων για κάθε καύσιμο δοκιμής.



5.2 Αξονική εξέλιξη των δεσμών σπρέι

Αρχικά εξετάζεται η εξέλιξη της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας των καυσίμων κατά μήκος του άξονα εκροής. Οι μετρήσεις ελήφθησαν σε αποστάσεις από την έξοδο του ακροφυσίου (0.8 – 18.8)cm ή στο εύρος z/d (10.12 – 237.97). Δεν επιδιώχθηκε μέτρηση πιο κοντά από απόσταση 0.8cm για λόγους ασφαλείας του οπτικού συλλογής (PDA). Ειδικότερα όσο πιο κοντά στην έξοδο του ακροφυσίου τίθεται ο όγκος ελέγχου τόσο υψηλότερη ένταση φωτός δέχεται το οπτικό σύστημα PDA με κίνδυνο να καταστραφούν οι φωτοπολλαπλασιαστές του ακόμα και αν είναι ρυθμισμένοι σε χαμηλή ενίσχυση του σήματος που λαμβάνουν. Ακόμα και η πρώτη μέτρηση σε απόσταση 0.8cm ελήφθη με ιδιαίτερη προσοχή και θέτοντας τις χαμηλότερες ενισχύσεις. Το εύρος των μετρήσεων στο ανώτερο όριό τους επίσης καθορίστηκε από τη δυνατότητα του μηχανισμού μετακίνησης δηλαδή τη μέγιστη δυνατή διαδρομή του.

5.2.1 Κατανομές της Αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας

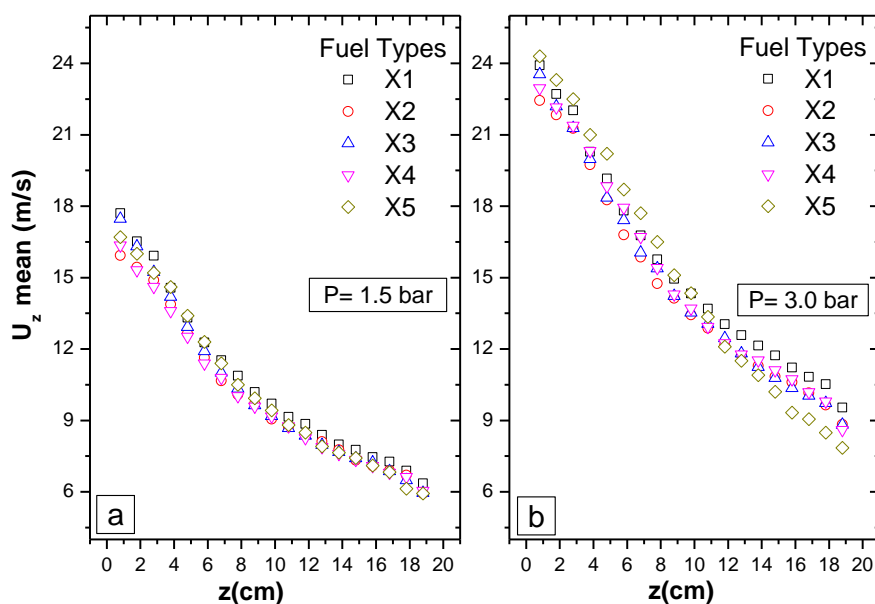
Στα διαγράμματα του σχήματος 5.1 οι άξονες έχουν ίδιο εύρος προκειμένου να είναι πιο φανερή η διαφοροποίηση των κατανομών ως προς την πίεση ψεκασμού. Από τα διαγράμματα φαίνεται ότι σε κάθε μία από τις πιέσεις ψεκασμού οι κατανομές όλων των καυσίμων έχουν παρόμοια συμπεριφορά ενώ οι μεταξύ τους διακυμάνσεις είναι μικρές κατά μήκος του άξονα εκροής.

Στο διάγραμμα (α) ειδικότερα φαίνεται ότι σε $z=0.8\text{cm}$ ή σε $z/d = 10.12$ οι υψηλότερες μέσες ταχύτητες επιτυγχάνονται από τα καύσιμα X1, X3 με τιμές 17.7m/s και 17.5m/s αντίστοιχα ενώ τη χαμηλότερη μέση τιμή έχει το καύσιμο X2 με τιμή 15.9m/s. Σε αποστάσεις στο εύρος (1.8 – 7.8) cm οι μικρότερες μέσες ταχύτητες εμφανίζονται για το καύσιμο X4 πιο χαρακτηριστικά ενώ σε αποστάσεις (3.8 - 6.8)cm οι μεγαλύτερες καταγράφονται για το καύσιμο X5. Η συμπεριφορά των μέγιστων τιμών αλλάζει στη συνέχεια με το καύσιμο X1 να λαμβάνει τις υψηλότερες ταχύτητες στο εύρος (7.8 – 18.8) cm άλλοτε περισσότερο ή λιγότερο φανερά. Αξίζει να σημειωθεί ότι στο εύρος (12.8 – 17.8) cm το καύσιμο X5 δείχνει να καταγράφει τις χαμηλότερες μέσες ταχύτητες ενώ προηγούμενα σε αποστάσεις (3.8 - 6.8) cm ελάμβανε τις υψηλότερες. Φαίνεται δηλαδή ότι το καύσιμο X5 σε σχέση με τα υπόλοιπα έχει υποστεί τις μεγαλύτερες διαφοροποιήσεις, σε ότι αφορά την αξονική του εξέλιξη.

Στο διάγραμμα (β) φαίνεται ότι σε $z=0.8\text{cm}$ ($z/d = 10.12$) τη χαμηλότερη ταχύτητα παρουσιάζει το καύσιμο X2 με τιμή 22.4 m/s, ενώ η υψηλότερη ταχύτητα καταγράφεται για το καύσιμο X5 σε σχέση με τα υπόλοιπα (24.3 m/s), την οποία φαίνεται να διατηρεί μέχρι και την απόσταση $z = 9.8$ cm από τον άξονα εκροής του ακροφυσίου. (Σε πίεση ψεκασμού 1.5 bar το ίδιο καύσιμο διατηρούσε τη μέγιστη τιμή σε πολύ πιο περιορισμένη περιοχή (3.8 - 6.8)cm όπως αναφέρεται και νωρίτερα). Αντίθετα στη συνέχεια η κατανομή μέσης ταχύτητας



του ίδιου καυσίμου (X5), δείχνει να διασχίζει εκείνες των άλλων στην περιοχή (9.8 – 11.8)cm καταλήγοντας στη χαμηλότερη στάθμη την οποία διατηρεί στη συνέχεια μέχρι τον τελευταίο σταθμό μέτρησης. Επίσης φαίνεται ότι από τα 11.8cm και έπειτα η διαφοροποίηση της κατανομής γίνεται όλο και εντονότερη σε σχέση με των υπολοίπων καυσίμων. Τέλος από την απόσταση 10.8cm και μετά το καύσιμο X1 διατηρεί την υψηλότερη στάθμη μέσω ταχυτήτων.



Σχήμα 5.1. Αξονική εξέλιξη της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας για πιέσεις ψεκασμού (a) $P = 1.5 \text{ bar}$, (b) $P = 3.0 \text{ bar}$

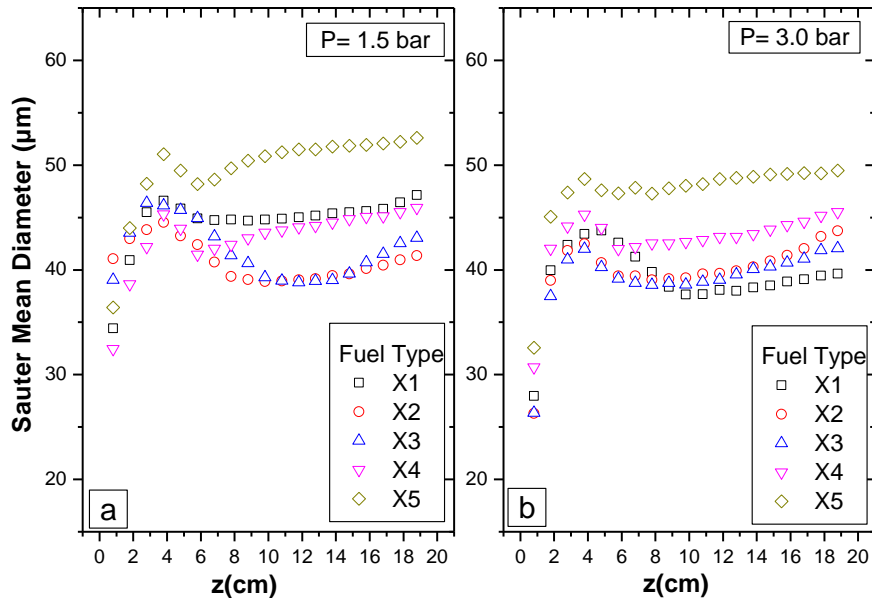
5.2.2 Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων

Στο σχήμα 5.2 παρουσιάζονται οι κατανομές μεγεθών μέσω της αντιπροσωπευτικής μέσης διαμέτρου Sauter σε διαμήκεις αποστάσεις από την έξοδο του ακροφυσίου. Στα διαγράμματα (a) και (b) δίνονται οι κατανομές για όλα τα υπό δοκιμή καύσιμα με παράμετρο αναφοράς την πίεση ψεκασμού. Πιο αναλυτικά:

Στο διάγραμμα (a) οι διάμετροι σταγονιδίων στην πρώτη θέση μέτρησης ($z = 0.8 \text{ cm}$) διατηρούνται σε μια περιοχή εύρους (33 – 42) μm . Αρχικά οι κατανομές έχουν μια αυξητική τάση μέχρι την απόσταση $z = 3.8 \text{ cm}$ όπου και παρουσιάζουν τοπικό μέγιστο. Στη συνέχεια οι κατανομές διαφοροποιούνται: Οι κατανομές των καυσίμων X2, X3 ακολουθούν μια πτωτική πορεία και εξελίσσονται παρόμοια λαμβάνοντας ελάχιστες τιμές λίγο μικρότερες των 40 μm , σε διαμήκεις αποστάσεις στο εύρος (8.8 – 13.8) cm. Πιο εξομαλυμένη εμφανίζεται η κατανομή του καυσίμου X1 που στην ίδια περιοχή διατηρεί τιμές γύρω στα 45 μm . Σε μεγαλύτερες ακόμα διαμήκεις αποστάσεις, οι κατανομές των καυσίμων X1, X2, X3



προοδευτικά λαμβάνουν μεγαλύτερες τιμές διαμέτρων με εκείνες των X2, X3 να τείνουν να πλησιάσουν την κατανομή του X1 η οποία πάντως ακόμα και στους τελευταίους σταθμούς μέτρησης διατηρεί απόσταση ως προς τις άλλες δύο.



Σχήμα 5.2. Αξονική εξέλιξη της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων για πιέσεις ψεκασμού (a) $P = 1.5 \text{ bar}$, (b) $P = 3.0 \text{ bar}$

Αντίθετα οι κατανομές των καυσίμων X4, X5, μετά το τοπικό μέγιστο λαμβάνουν μειωμένες τιμές με έναν σχεδόν γραμμικό τρόπο και με απότομη κλίση οδηγούμενες σε ένα ελάχιστο που για το X4 συμβαίνει σε $z = 6.8 \text{ cm}$, ενώ το X5 δίνει ελάχιστο σε $z = 5.8 \text{ cm}$. Στη συνέχεια οι κατανομές μέσων διαμέτρων των X4, X5 ακολουθούν μια αύξουσα πορεία με μεγαλύτερη κλίση μέχρι τα 9.8 cm . Συνολικά από το διάγραμμα (a) φαίνεται ότι το μέγιστο της κατανομής του καυσίμου X5 υπερβαίνει τα $50 \mu\text{m}$ και έτσι διαφοροποιείται αρκετά ως προς τα υπόλοιπα που δίνουν μέγιστο γύρω στα $45 \mu\text{m}$ έχοντας μια μικρή διακύμανση στο εύρος ($44 - 47$) μm .

Στο διάγραμμα (b) οι διάμετροι σταγονιδίων στην πρώτη θέση μέτρησης ($z = 0.8 \text{ cm}$) διατηρούνται σε μια περιοχή εύρους ($25 - 33$) μm . Φαίνεται ότι η αύξηση της πίεσης ψεκασμού πολύ κοντά στο ακροφύσιο οδηγεί σε μικρότερες διαμέτρους πράγμα που δείχνει ότι ο ψεκασμός είναι πιο αποτελεσματικός. Στη συνέχεια οι κατανομές έχουν μια αυξητική τάση μέχρι την απόσταση $z = 3.8 \text{ cm}$ όπου και παρουσιάζουν τοπικό μέγιστο. Εδώ φαίνεται ότι το μέγιστο διατηρείται στην ίδια θέση ανεξάρτητα από την πίεση ψεκασμού η οποία φαίνεται να μην επηρεάζει – μετακινεί τη θέση του. Την υψηλότερη τιμή (λίγο μικρότερη από $50 \mu\text{m}$) δίνει το καύσιμο X5 όπως και στη χαμηλή πίεση ενώ η αμέσως επόμενη παρατηρείται για το X4 με τιμή περίπου $45 \mu\text{m}$. Στην υψηλότερη πίεση ψεκασμού το μέγιστο του X4 είναι



ευδιάκριτο ως προς τα υπόλοιπα καύσιμα κάτι που δεν συμβαίνει για την χαμηλή πίεση ψεκασμού.

5.3 Κατανομές της Αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας σε εγκάρσια επίπεδα

Στη συνέχεια παρουσιάζονται κατανομές μέσης ταχύτητας και μέσης διαμέτρου των σταγονιδίων σε 2 εγκάρσια οριζόντια επίπεδα (profiles) σε αποστάσεις από την έξοδο του ακροφυσίου 5.8cm ή $z/d = 73.4$ και 9.8cm ή $z/d = 124.1$ (ακτινική εξέλιξη). Η αδιαστατοποίηση γίνεται με βάση την διάμετρο της εξόδου του ακροφυσίου ($d = 0.79\text{mm}$). Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι κατανομές ακτινικών εξελίξεων δίνονται ως μισά προφίλ λόγω περιορισμού πρόσβασης των οπτικών μεταφοράς (laser) και συλλογής (PDA) γύρω από το θάλαμο δικιμών.

5.3.1 Κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας των σταγονιδίων σε $z/d=73.4$ ή $z=5.8\text{cm}$

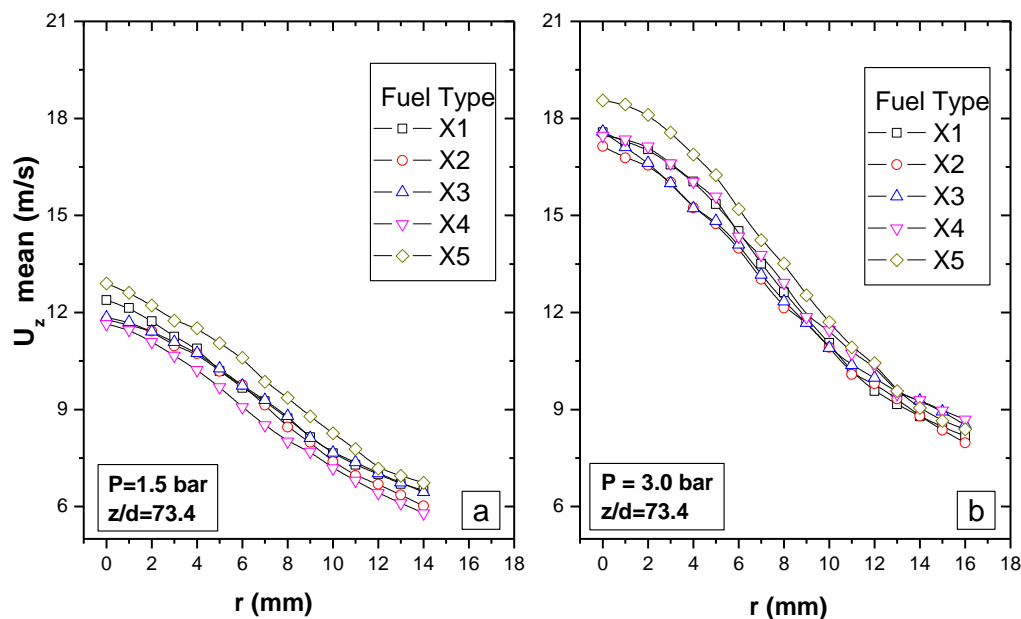
Στα διαγράμματα του σχήματος 5.3 δίνονται οι ακτινικές εξελίξεις μέσων ταχυτήτων, των 5 υπό μελέτη καυσίμων σε απόσταση $z = 5.8\text{ cm}$ ($z/d = 73.4$) από το ακροφύσιο για πιέσεις ψεκασμού 1.5, .3.0 bar. Το εύρος των μετρήσεων είναι περιορισμένο λόγω του ότι η γωνία του κώνου στη συγκεκριμένη απόσταση είναι μικρή. Στα διαγράμματα οι άξονες έχουν ίδιο εύρος προκειμένου να είναι πιο φανερή η διαφοροποίηση των κατανομών ως προς την πίεση ψεκασμού. Πιο αναλυτικά:

Στο διάγραμμα (a) φαίνεται ότι την υψηλότερη μέση ταχύτητα εμφανίζει το καύσιμο X5 καθόλη την μετρούμενη ακτινική απόσταση, ενώ την μικρότερη ταχύτητα έχει το X4. Φαίνεται δηλαδή ότι τα δύο αυτά καύσιμα (X4, X5) διατηρούν μια πιο συνεπή συμπεριφορά σε σχέση με τα υπόλοιπα. Στη θέση μέτρησης πάνω στον άξονα εκροής ($r = 0\text{mm}$), καταγράφηκε ταχύτητα 12.89 m/s για το καύσιμο X5 ενώ για το X4 η τιμή είναι 11.65 m/s. Στην πιο μακρινή απόσταση από τον άξονα εκροής επίσης οι μέσες ταχύτητες για τα δύο παραπάνω καύσιμα είναι 6.73 m/s και 5.79 m/s αντίστοιχα. Δεδομένου ότι οι μέσες ταχύτητες και των υπολοίπων καυσίμων βρίσκονται εντός του εύρους που καθορίζουν τα X4, X5 φαίνεται ότι η διακύμανση μεταξύ του άξονα εκροής και της τελευταίας θέσης μέτρησης ($r = 14\text{mm}$) ελαττώνεται αφού ξεκινά από 1.24 m/s και καταλήγει σε 0.94 m/s. Πρέπει να σημειωθεί όμως ότι στην ενδιάμεση περιοχή (5 – 8) cm η διακύμανση διευρύνεται σε μια περιοχή (1.25 – 1.35) m/s. Τέλος γνωρίζοντας ότι το καύσιμο αναφοράς είναι το X4 φαίνεται ότι σε πίεση ψεκασμού 1.5 bar η ακτινική του ανάπτυξη διατηρεί το χαμηλότερο επίπεδο.

Στο διάγραμμα (b) φαίνεται πάλι ότι η κατανομή του καυσίμου X5 διατηρεί τα υψηλότερα επίπεδα στο μεγαλύτερο μέρος της ακτινικής εξέλιξης. Ειδικότερα φαίνεται ότι ενώ οι



κατανομές των υπολοίπων καυσίμων ακολουθούν μια σχεδόν κοινή πορεία απομακρυνόμενες από τον άξονα εκροής, το καύσιμο X5 συγκλίνει σε αυτήν μετά την απόσταση $r = 10\text{mm}$ από τον άξονα. Ακόμα πάνω στον άξονα εκροής ($r = 0\text{mm}$) η τιμή της μέσης ταχύτητας για το X5 είναι 18.56 m/s ενώ την χαμηλότερη τιμή εμφανίζει το X2 με τιμή 17.14 m/s . Στην πιο μακρινή απόσταση από τον άξονα εκροής ($r = 16\text{mm}$) την υψηλότερη μέση ταχύτητα διατηρεί το X4 που υπενθυμίζεται ότι είναι το καύσιμο αναφοράς με τιμή 8.69 m/s , ενώ την χαμηλότερη μέση ταχύτητα δίνει το X2 με τιμή 7.97 m/s .



Σχήμα 5.3 Ακτινικές κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας σε $z = 5.8\text{cm}$ ($z/d = 73.4$) και πιέσεις ψεκασμού 1.5, .3.0 bar.

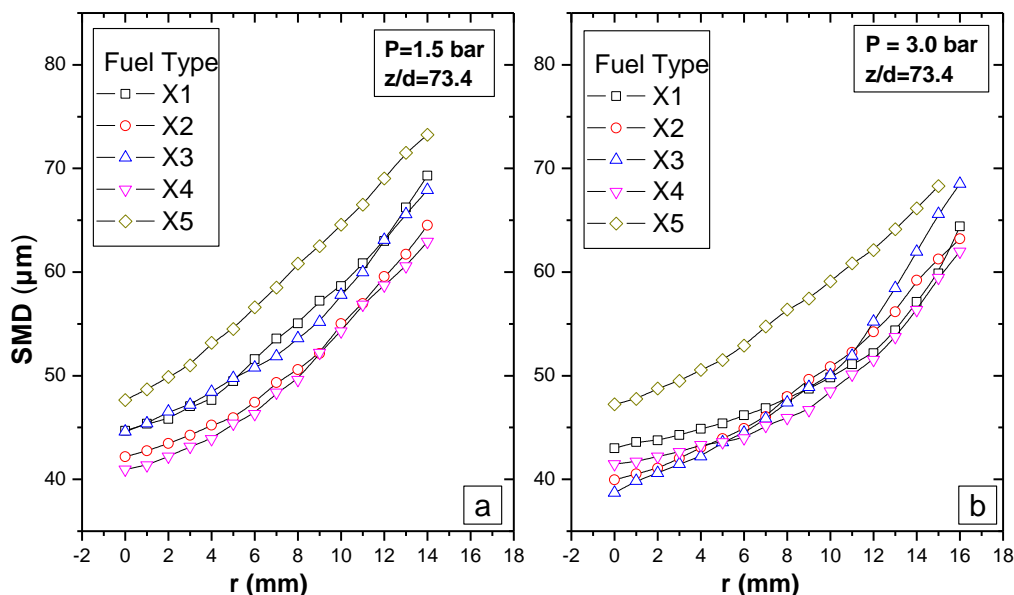
5.3.2 Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων σε $z/d = 73.4 - z = 5.8\text{cm}$

Στα διαγράμματα του σχήματος 5.4 δίνονται οι ακτινικές εξελίξεις μέσων διαμέτρων Sauter, των 5 υπό μελέτη καυσίμων σε απόσταση $z = 5.8\text{ cm}$ ($z/d = 73.4$) από το ακροφύσιο για πιέσεις ψεκασμού 1.5, .3.0 bar. Στα διαγράμματα οι άξονες έχουν ίδιο εύρος προκειμένου να είναι πιο φανερή η διαφοροποίηση των κατανομών ως προς την πίεση ψεκασμού. Κοινό χαρακτηριστικό και για τις δύο πιέσεις ψεκασμού είναι ότι οι κατανομή της μέσης διαμέτρου για το καύσιμο X5 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές καθόλη την ακτινική εξέλιξη.

Πιο αναλυτικά, στο διάγραμμα (a) ειδικότερα οι κατανομές θα μπορούσαν να ειδωθούν ως ομάδες αναφορικά με τα επίπεδα μεγεθών, οι οποίες δείχνουν συνέπεια κατά την ακτινική τους εξέλιξη. Πιο συγκεκριμένα οι κατανομές μέσων διαμέτρων των καυσίμων X2, X4 κυμαίνονται σε παρόμοιο επίπεδο κατά την ακτινική τους εξέλιξη, με το X2 να διατηρεί



ελάχιστα μεγαλύτερες τιμές σε θέσεις πολύ κοντά στον άξονα εκροής (0 – 6)mm όπως επίσης και στις πιο απόμακρες θέσεις μέτρησης (12 – 16)mm. Αντίθετα στην περιοχή (7 – 11)mm οι τιμές των μεγεθών είναι σχεδόν ίδιες. Σε ένα επόμενο υψηλότερο επίπεδο τιμών κυμαίνονται οι κατανομές των καυσίμων X1, X3. Η συμπεριφορά των κατανομών αυτών των δύο είναι αντίθετη με την εικόνα που εμφανίζει το προηγούμενο ζευγάρι των X2, X4. Οι κατανομές των X1, X3 καυσίμων δείχνουν να λαμβάνουν σχεδόν ίδιες τιμές σε θέσεις πολύ κοντά στον άξονα εκροής (0 – 5)mm και στις πιο μακρινές (11 – 14)mm, ενώ αντίθετα μια διαφοροποίηση φαίνεται να διατηρούν στην ενδιάμεση περιοχή (7 – 9)mm. Στην υψηλότερη στάθμη βρίσκεται η κατανομή του καυσίμου X5 όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα. Πάντως οι αποστάσεις των τριών σταθμών είναι της τάξης των 5μm, ή αντιμετωπίζοντας όλες τις κατανομές ενιαία, η μέγιστη μεταξύ τους διακύμανση είναι της τάξης των 10μm περίπου.



Σχήμα 5.4 Ακτινικές κατανομές της μέσης Sauter διαμέτρου σε $z = 5.8\text{cm}$ ($z/d = 73.4$)

και πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar

Στο διάγραμμα (b) παρατηρείται σημαντικότερη απόσταση της κατανομής του X5 ως προς τις υπόλοιπες μέχρι και την απόσταση από τον άξονα εκροής ($r = 12\text{mm}$). Στη συνέχεια φαίνεται ότι η κατανομή του X3 τείνει να συγκλίνει προς την αντίστοιχη του X5 καυσίμου. Πέρα από τις κατανομές των X3, X5 καυσίμων οι υπόλοιπες (X1, X2, X4) διατηρούν μια πιο κοινή εξέλιξη. Επίσης εκτός της X5 οι υπόλοιπες δείχνουν να συγκλίνουν σε ακτινικές αποστάσεις (7 – 11)mm ενώ πλην της X3 οι υπόλοιπες 3 διατηρούνται σε πολύ κοντινές τιμές και στη συνέχεια μέχρι και την τελευταία θέση μέτρησης ($r = 16\text{mm}$).

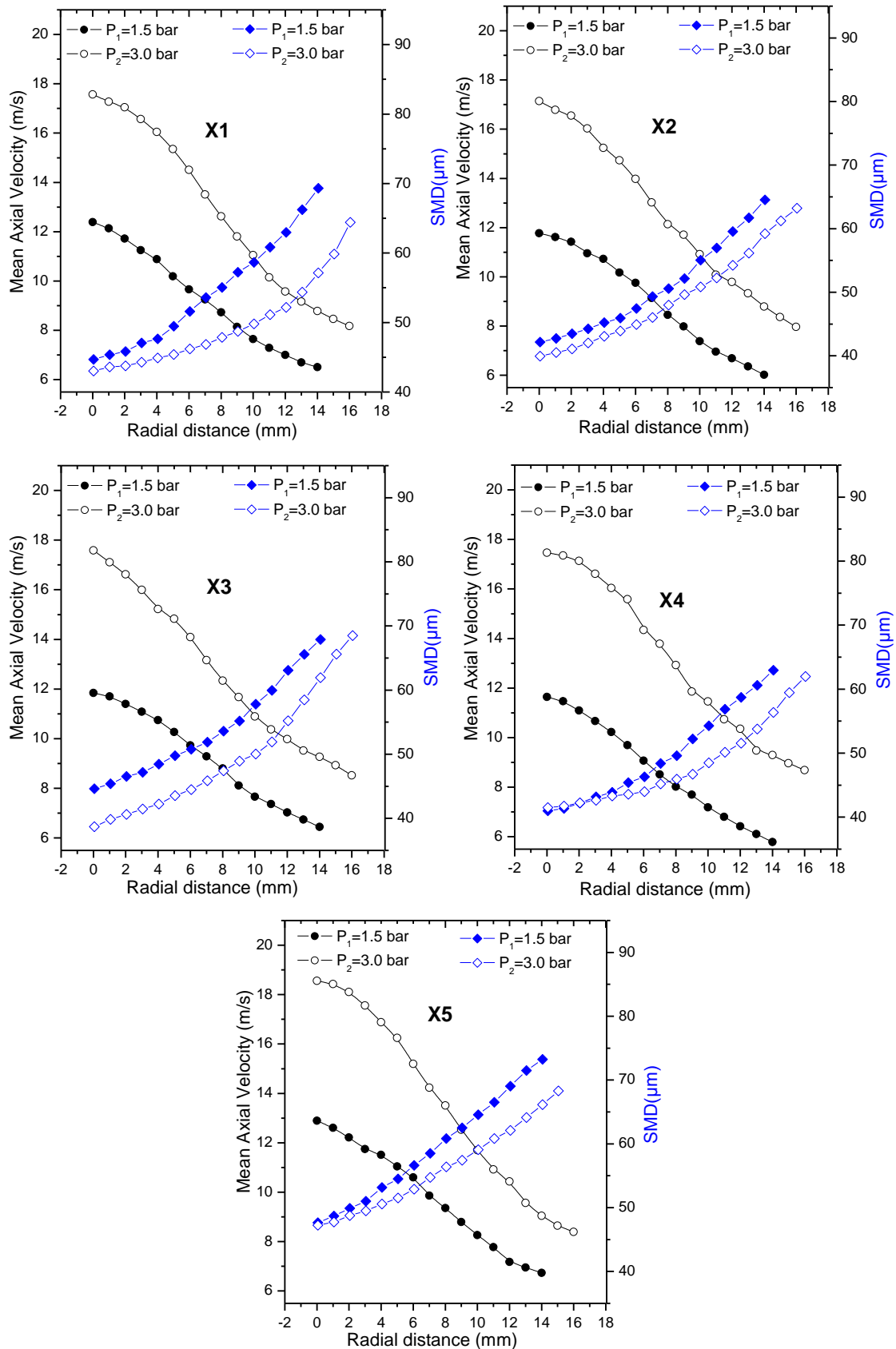


5.3.3 Συγκριτικά Αποτελέσματα εγκάρσιων κατανομών μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων σταγονιδίων σε αξονική απόσταση $z = 5.8 \text{ cm}$ ή $z/d = 73.4$

Στο σχήμα 5.5 δίνονται τα συγκριτικά διαγράμματα μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων Sauter για κάθε καύσιμο και στις δύο πιέσεις ψεκασμού σε απόσταση $z = 5.8 \text{ cm}$ από το ακροφύσιο. Αναφορικά με τις κατανομές μέσων ταχυτήτων φαίνεται να διατηρούν τη μορφή του προφίλ δέσμης. Η διαφοροποίηση της πίεσης ψεκασμού έχει σημαντικότερη επίπτωση στις κοντινότερες θέσεις στον άξονα εκροής (όπου και οι αποστάσεις των κατανομών είναι μεγαλύτερες). Σε πιο μακρινές αποστάσεις φαίνεται ότι οι κατανομές συγκλίνουν και εξελίσσονται σε σχεδόν παράλληλες διαδρομές, διατηρώντας τις αρχικές συνθήκες έκχυσης (διαφορά πίεσης) ως ιστορικό.

Σε ότι αφορά τις κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter, γενικά ξεκινούν από μικρότερες τιμές στον άξονα εκροής οι οποίες αυξάνονται σε πιο μακρινές θέσεις. Αυτό δείχνει ότι στον πυρήνα των δεσμών ο ψεκασμός είναι πιο αποτελεσματικός δίνοντας μικρότερα μεγέθη σταγονιδίων. Οι κατανομές για τα καύσιμα X1, X2, X4, X5 έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά. Με αναφορά την πίεση ψεκασμού, ξεκινούν από παραπλήσιες τιμές στον άξονα εκροής και καθώς εξελίσσονται ακτινικά, διαφοροποιούνται προοδευτικά όλο και περισσότερο (“ανοίγουν”), με τις κατανομές της υψηλότερης πίεσης να λαμβάνουν πάντοτε τις χαμηλότερες τιμές. Ο ρυθμός όξυνσης της διαφοράς ποικίλει, με τις κατανομές των X2, X4, X5 να αυξάνουν απόσταση με μικρότερο ρυθμό σε σχέση με εκείνες του X1.

Αυτή η συμπεριφορά δείχνει ότι αυξανόμενης της πίεσης επιτυγχάνεται καλύτερος ψεκασμός με την έννοια ότι καταγράφονται μικρότερα μεγέθη σταγονιδίων. Διαφορετική συμπεριφορά εμφανίζει το καύσιμο X3 στο οποίο οι κατανομές δείχνουν να διατηρούν απόσταση από την αρχή δηλαδή από τον άξονα εκροής η οποία είναι της τάξης των 5μm. Μάλιστα φαίνεται ότι σε πιο μακρινές αποστάσεις, οι κατανομές των διαφορετικών πιέσεων για το X3 συγκλίνουν.



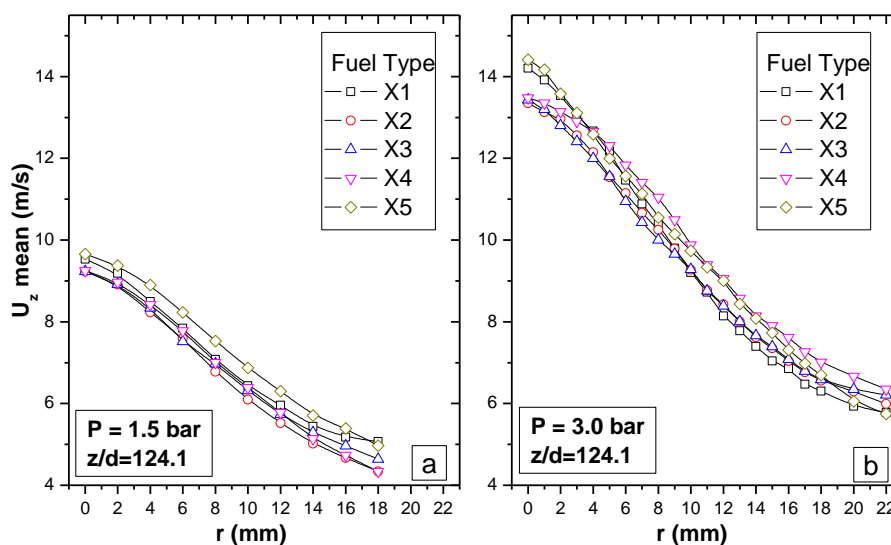
Σχήμα 5.5 Ακτινικές κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας και της μέσης Sauter διαμέτρου σε $z = 5.8\text{cm}$ ($z/d = 73.4$) για πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar.



5.3.4 Κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας των σταγονιδίων σε $z/d=124.1$ ή $z=9.8\text{cm}$

Στα διαγράμματα του σχήματος 5.6 δίνονται οι ακτινικές εξελίξεις μέσων ταχυτήτων, των 5 υπό μελέτη καυσίμων σε απόσταση $z = 9.8\text{ cm}$ ($z/d = 124.1$) από το ακροφύσιο για πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar. Το εύρος των μετρήσεων σε αυτή την απόσταση είναι μεγαλύτερο σε σχέση με την προηγούμενη αξονική θέση ($z = 5.8\text{ cm}$) δεδομένου ότι η γωνία του κώνου έχει «ανοίξει» περισσότερο. Στα διαγράμματα, οι άξονες έχουν ίδιο εύρος προκειμένου να είναι πιο φανερή η διαφοροποίηση των κατανομών ως προς την πίεση ψεκασμού. Πιο αναλυτικά:

Στο διάγραμμα (a) στον άξονα εκροής, οι μέσες ταχύτητες των 5 καυσίμων κυμαίνονται στο εύρος (9 – 10) m/s με την υψηλότερη τιμή να αντιστοιχεί στο καύσιμο X5. Ειδικότερα το X5 λαμβάνει τιμή 9.65 m/s ενώ το X1 δίνει την αμέσως χαμηλότερη τιμή 9.53 m/s. Σε ότι αφορά τα υπόλοιπα καύσιμα X2, X3, X4 διατηρούν παραπλήσιες τιμές στον άξονα εκροής (9.22, 9.23, 9.25 m/s). Επίσης η κατανομή του X5 διατηρεί το υψηλότερο επίπεδο τιμών σε όλη την μετρούμενη ακτινική απόσταση. Οι κατανομές των X2, X3, X4 έχουν κοινή εξέλιξη στις πολύ κοντινές στον άξονα εκροής θέσεις (0 – 4)mm, ενώ από την απόσταση των 4mm στην κοινή πορεία συμμετέχει και το X1. Από τα 4mm και μετά οι κατανομές των X1, X2, X3, X4 εξελίσσονται παρόμοια με προοδευτική αύξηση της μεταξύ τους διακύμανσης. Τέλος από τα 14mm και έπειτα η κατανομή του X5 συγκλίνει στη συμπεριφορά των υπολοίπων.

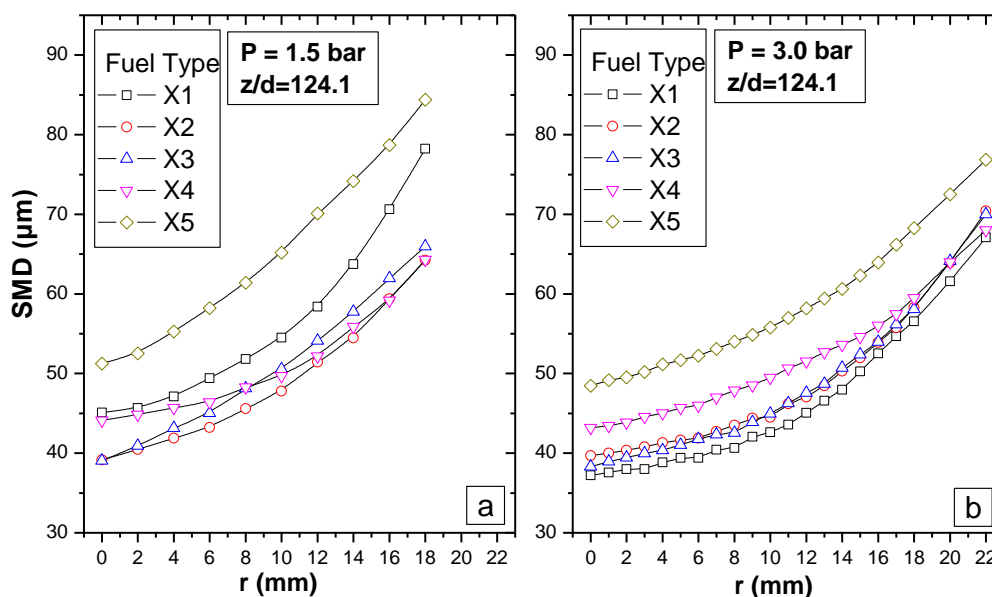


Σχήμα 5.6 Ακτινικές κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας σε $z = 9.8\text{cm}$ ($z/d = 124.1$) και πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar.



Στο διάγραμμα (b) στον άξονα εκροής, οι μέσες ταχύτητες των 5 καυσίμων κυμαίνονται περίπου στο εύρος (13 – 14.5) m/s με την υψηλότερη τιμή να αντιστοιχεί στο καύσιμο X5. Ειδικότερα το X5 λαμβάνει τιμή 14.45 m/s ενώ την χαμηλότερη τιμή 13.35 m/s λαμβάνει το X2. Σε κοντινές στον άξονα εκροής αποστάσεις (0 – 2)mm οι κατανομές μπορούν να ομαδοποιηθούν, με εκείνες των X1, X5 να διατηρούν το υψηλότερο επίπεδο τιμών ως προς τις αντίστοιχες των X2, X3, X4. Σε αποστάσεις (5 – 22)mm τις μεγαλύτερες τιμές λαμβάνει το X4 άλλοτε πιο φανερά και άλλοτε σε σύμπτωση με το X5 όπως για παράδειγμα στην περιοχή (10 – 14)mm. Το εύρος της διακύμανσης των μέσων ταχυτήτων για όλα τα καύσιμα φαίνεται να είναι περίπου σταθερό χωρίς ιδιαίτερες αυξομειώσεις κατά την ακτινική εξέλιξη. Από τις μετρήσεις προκύπτει ότι η διακύμανση στον άξονα εκροής ($r = 0\text{mm}$) είναι 0.9m/s ενώ στην πιο μακρινή θέση μέτρησης η διακύμανση έχει εύρος 0.6m/s. Στον τελευταίο σταθμό μέτρησης, η μεγαλύτερη ταχύτητα λαμβάνεται από το X4 με τιμή 6.35m ενώ το X5 με το X1 λαμβάνουν τις μικρότερες τιμές 5.75, 5.77 m/s αντίστοιχα.

5.3.5 Κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter των σταγονιδίων σε $z/d = 124.14$ - $z=9.8\text{cm}$



Σχήμα 5.7 Ακτινικές κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter σε $z = 9.8\text{cm}$ ($z/d = 124.1$) και πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar

Παρατηρώντας τις κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter (SMD) φαίνεται ως κοινό χαρακτηριστικό ότι και για τις δύο πιέσεις ψεκασμού η κατανομή για το καύσιμο X5 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές καθόλη την ακτινική εξέλιξη. Αξίζει εδώ να σημειωθεί ότι στα αντίστοιχα διαγράμματα σε $z = 5.8\text{cm}$ είχε προκύψει η ίδια συμπεριφορά για το X5 καύσιμο. Αναφορικά



με τις κατανομές του X5 φαίνεται ότι για πίεση ψεκασμού 1.5 bar μεταβάλλεται από 50μm στον άξονα εκροής σε 82μm σε ακτινική απόσταση 18mm ενώ για πίεση ψεκασμού 3.0 bar μεταβάλλεται από 48μm σε 67μm σε 76μm σε απόσταση 22mm από τον άξονα εκροής.

Πιο αναλυτικά, στο διάγραμμα (a) οι κατανομές των X2, X3 δείχνουν να λαμβάνουν παραπλήσιες τιμές με την κατανομή του X2 να βρίσκεται σταθερά σε λίγο χαμηλότερη στάθμη, εκτός από την πρώτη μέτρηση στον άξονα εκροής, στην οποία οι τιμές σχεδόν ταυτίζονται στα 38μm. Η κατανομή του X4 ξεκινάει από μεγαλύτερες τιμές ως προς αυτή των X2, X3 και συγκλίνει στη συμπεριφορά των τελευταίων σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον άξονα εκροής.. Μάλιστα από τα 12mm και μετά οι τιμές των X4, X3 σχεδόν ταυτίζονται. Στο αμέσως υψηλότερο επίπεδο βρίσκεται η κατανομή του X1. Αν και στα πρώτα στάδια εξέλιξης η κατανομή λαμβάνει τιμές κοντά σε εκείνες του X4, σε επόμενους σταθμούς μέτρησης είναι εμφανής η διατήρηση των τιμών σε υψηλότερο επίπεδο ως προς εκείνο των X2, X3, X4. Επίσης όπως αναφέρθηκε και παραπάνω η κατανομή του X5 βρίσκεται περίπου 5μm ψηλότερα από την αντίστοιχη του X1 στον άξονα εκροής ($r = 0\text{mm}$). Οι κατανομές των X1, X5 αναπτύσσονται αρχικά διατηρώντας σχεδόν σταθερή την απόσταση των 5 μm, ενώ μετά τη θέση $r = 12\text{mm}$ η κατανομή του X1 συγκλίνει προς εκείνη του X5.

Στο διάγραμμα (b) φαίνεται γενικά για όλα τα καύσιμα ότι η αύξηση της πίεσης ψεκασμού οδηγεί σε μικρότερα μεγέθη σταγονιδίων. Τις χαμηλότερες τιμές μέσω των διαμέτρων καταλαμβάνει η κατανομή του X1 καθόλη την ακτινική εξέλιξη και των 5 καυσίμων. Οι κατανομές των X1, X2, X3 εξελίσσονται σχεδόν κατά τον ίδιο τρόπο έχοντας μια μικρή διακύμανση μεταξύ τους σε όλες τις θέσεις μέτρησης. Η κατανομή του X4 διατηρεί υψηλότερες τιμές από τις προηγούμενες (X1, X2, X3) σε θέσεις από τον άξονα εκροής μέχρι και απόσταση 12mm ενώ στη συνέχεια συγκλίνει προς αυτές. Επίσης στην τελευταία θέση μέτρησης η τιμή της κατανομής του X4 είναι λίγο μεγαλύτερη από την τιμή του X1 με την τελευταία να είναι η χαμηλότερη όλων των καυσίμων.



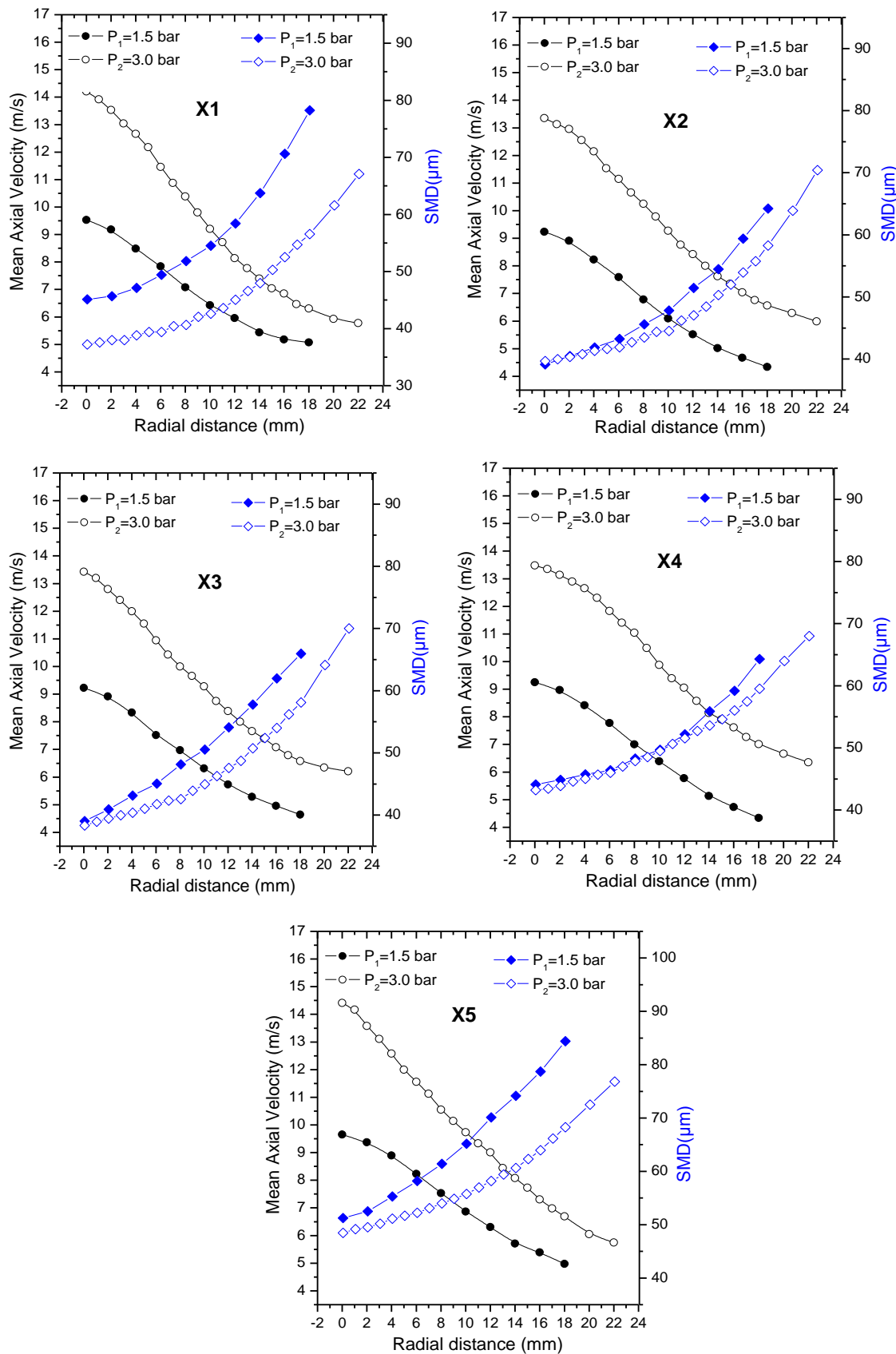
5.3.6 Συγκριτικά Αποτελέσματα εγκάρσιων κατανομών μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων σταγονιδίων σε αξονική απόσταση $z = 9.8 \text{ cm}$ ή $z/d = 124.1$

Στο σχήμα 5.8 δίνονται τα συγκριτικά διαγράμματα μέσων ταχυτήτων και μέσων διαμέτρων Sauter για κάθε καύσιμο και στις δύο πιέσεις ψεκασμού σε απόσταση $z = 9.8 \text{ cm}$ από το ακροφύσιο. Αναφορικά με τις κατανομές μέσων ταχυτήτων φαίνεται να διατηρούν τη μορφή του προφίλ δέσμης. Όπως και στο κοντινότερο στο ακροφύσιο εγκάρσιο επίπεδο ($z = 5.8 \text{ cm}$) η διαφοροποίηση της πίεσης ψεκασμού έχει σημαντικότερη επίπτωση στις κοντινότερες θέσεις στον άξονα εκροής (όπου και οι αποστάσεις των κατανομών είναι μεγαλύτερες). Σε πιο μακρινές αποστάσεις φαίνεται ότι οι κατανομές συγκλίνουν και εξελίσσονται σε σχεδόν παράλληλες διαδρομές, διατηρώντας τις αρχικές συνθήκες έκχυσης (διαφορά πίεσης) ως ιστορικό.

Σε πίεση ψεκασμού 1.5 bar οι τιμές των κατανομών στον άξονα εκροής κυμαίνονται στο εύρος (9.2 – 9.7) m/s ενώ στα 3.0 bar οι τιμές διατηρούνται στο εύρος (13.3 – 14.4) m/s. Επίσης στα 1.5 bar στην μεγαλύτερη εγκάρσια απόσταση ($r = 18 \text{ mm}$) οι κατανομές κυμαίνονται στο εύρος (4.3 – 5.1) m/s, ενώ στα 3.0 bar όπου οι μετρήσεις καλύπτουν λίγο μεγαλύτερες εγκάρσιες αποστάσεις (0 -22)mm, και στη μεγαλύτερη απόσταση ($r = 22 \text{ mm}$) οι κατανομές δίνουν τιμές στο εύρος (5.7 – 6.4) m/s.

Σε ότι αφορά τις κατανομές της μέσης διαμέτρου Sauter, όπως και στο προηγούμενο εγκάρσιο επίπεδο ($z = 5.8 \text{ cm}$), ξεκινούν από μικρότερες τιμές στον άξονα εκροής οι οποίες αυξάνονται σε πιο μακρινές θέσεις. Αυτό επιβεβαιώνει ότι στον πυρήνα των δεσμών ο ψεκασμός είναι πιο αποτελεσματικός δίνοντας μικρότερα μεγέθη σταγονιδίων.

Οι κατανομές για τα καύσιμα X2, X3, X4, X5 έχουν παρόμοια συμπεριφορά και διαφορετική ως προς εκείνη του X1. Για το τελευταίο και με αναφορά τις πιέσεις ψεκασμού φαίνεται ότι οι κατανομές διατηρούν μια σταθερή απόσταση της τάξης των 10μm από τον άξονα εκροής, η οποία διευρύνεται ακόμα περισσότερο αυξανόμενης της εγκάρσιας απόστασης. Αντίθετα οι κατανομές των άλλων καυσίμων στον άξονα εκροής λαμβάνουν παραπλήσιες τιμές, ενώ αυξανόμενης της απόστασης διαφοροποιούνται με διαφορετικούς ρυθμούς.



Σχήμα 5.8 Ακτινικές κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας και της μέσης Sauter διαμέτρου σε $z = 9.8\text{cm}$ ($z/d = 124.1$) για πιέσεις ψεκασμού 1.5, 3.0 bar.



5.3.7 Κατανομές Πυκνότητας Πιθανότητας (PDF) και Συσσωρευτικής κατανομής (CDF) κατά την αξονική εξέλιξη από την έξοδο του ακροφυσίου.

Στα επόμενα παρατίθενται οι κατανομές πυκνότητας πιθανότητας καθώς και οι συσσωρευτικές κατανομές της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας και του μεγέθους των σταγονιδίων του καυσίμου αναφοράς Χ4, δηλαδή του συμβατικού καυσίμου αεροσκαφών JET – A1. Στο παράρτημα δίνονται οι κατανομές και για τα υπόλοιπα καύσιμα.

Οι κατανομές πυκνότητας πιθανότητας της ταχύτητας υπό χαμηλή πίεση ψεκασμού ($P = 1.5 \text{ bar}$), δείχνουν ότι το εύρος των μετρούμενων ταχυτήτων μεταβάλλεται στην εξέλιξη κατά τον άξονα του ακροφυσίου. Πιο συγκεκριμένα, παρατηρώντας τους άξονες της ταχύτητας φαίνεται ότι σε $z = 1.8 \text{ cm}$ οι μετρούμενες ταχύτητες κυμαίνονται στο εύρος $(5 - 25) \text{ m/s}$. Σε $z = 3.8 \text{ cm}$ το εύρος μειώνεται στο ανώτερο όριο περίπου στα 20 m/s , ενώ περαιτέρω μείωση του ανώτερου ορίου φαίνεται σε $z = 5.8 \text{ cm}$ με τιμή μικρότερη των 20 m/s . Η μείωση αυτή συνεχίζεται μέχρι το σταθμό μέτρησης $z = 11.8 \text{ cm}$ όπου το εύρος έχει μεταβληθεί ελαφρά και στο μικρότερο όριο και η κατανομή περιλαμβάνεται στα όρια $(3.5 - 15) \text{ m/s}$ περίπου. Στους τελευταίους 2 σταθμούς του διαγράμματος ($z = 16.8, 18.8 \text{ cm}$) οι κατανομές δείχνουν να έχουν συμπιηχθεί στο ανώτερο όριό τους σε τιμές μικρότερες από τα 15 m/s .

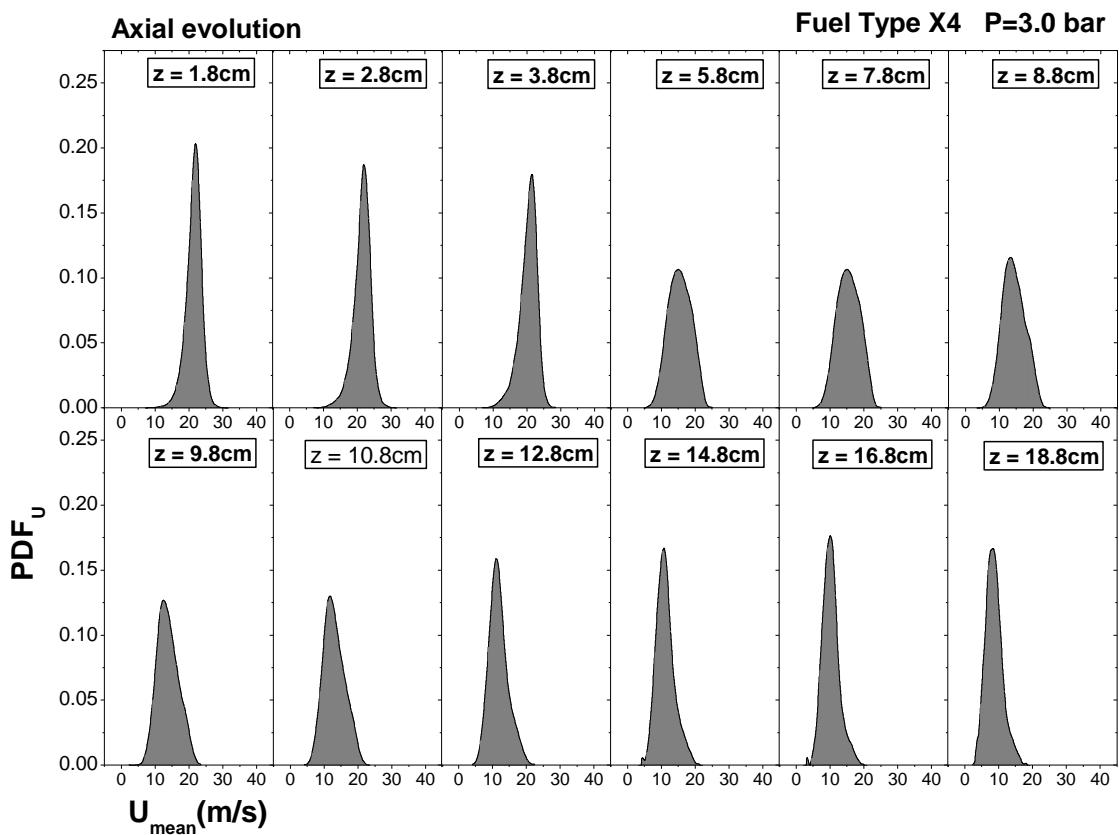
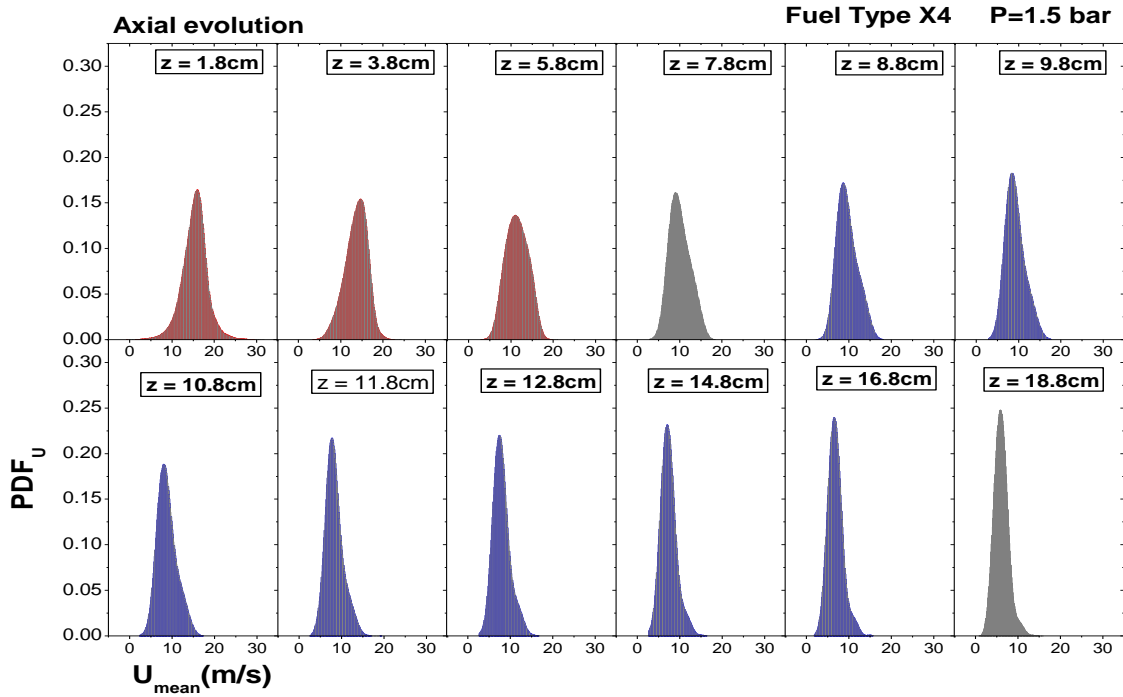
Από την άλλη πλευρά αναφορικά με το σχήμα και την ένταση των κατανομών υπάρχουν πάλι διαφοροποιήσεις. Πιο αναλυτικά στη θέση $z = 1.8 \text{ cm}$ το μέγιστο της έντασης φθάνει σε τιμή λίγο μεγαλύτερη από 0.15 και φαίνεται αρκετά οξύ, ενώ η κατανομή είναι στενή και προοδευτικά μέχρι τη θέση $z = 5.8 \text{ cm}$ μειώνεται ελαφρά. Παράλληλα παρατηρείται μια διεύρυνση του πλάτους της κατανομής από $z = 1.8 \text{ cm}$ σε $z = 5.8 \text{ cm}$ που σημαίνει ότι αυξάνονται οι τιμές των διακυμάνσεων.

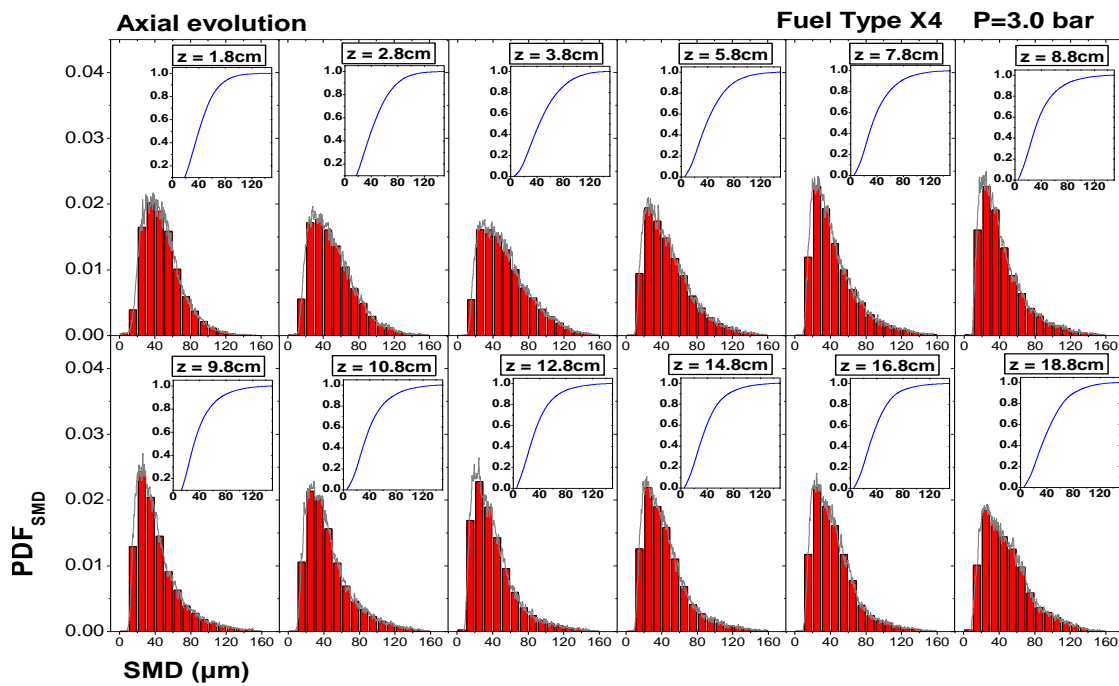
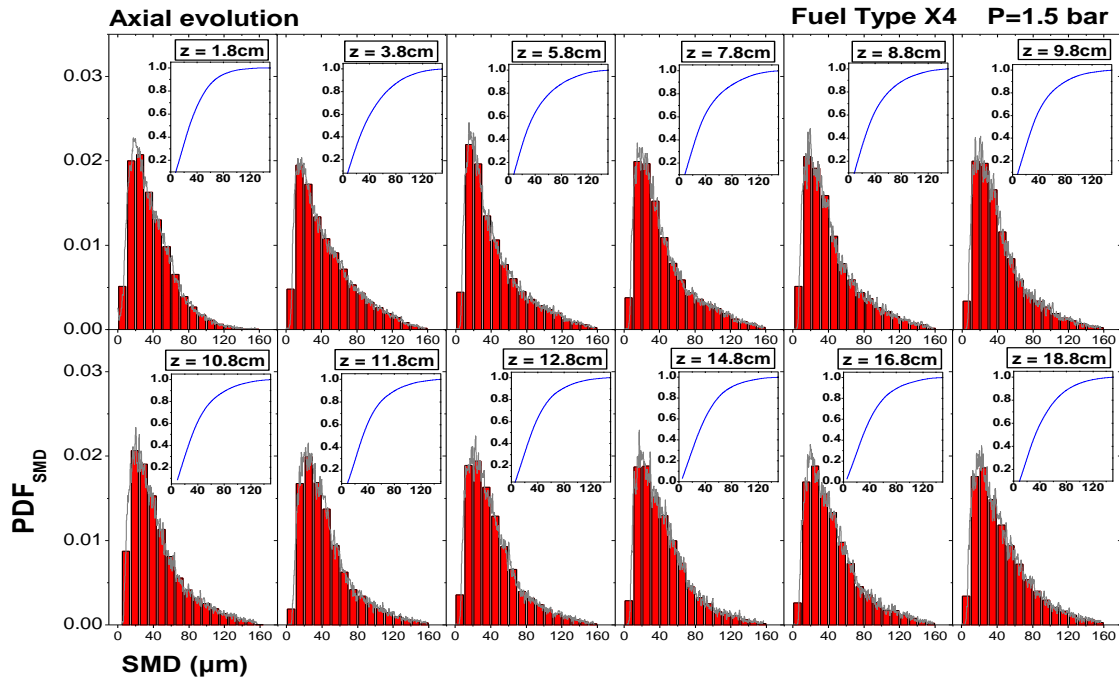
Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να ερμηνευθεί ως εξής: Στη θέση $z = 1.8 \text{ cm}$ η αξονική συνιστώσα είναι ακόμα κυρίαρχη συμμετέχοντας σχεδόν εξολοκλήρου στο άνυσμα της ταχύτητας. Οι διακυμάνσεις της επίσης είναι μικρές πράγμα που σημαίνει ότι δεν επηρεάζεται από το εξωτερικό στάσιμο ρευστό (αέρα). Στους επόμενους 2 σταθμούς μέτρησης ($z = 3.8, 5.8 \text{ cm}$) οι κατανομές διαπλατώνονται καταγράφοντας μεγαλύτερες τιμές διακυμάνσεων. Η αύξηση των διακυμάνσεων της αξονικής ταχύτητας οφείλεται στην ανάπτυξη μιας εγκάρσιας η οποία αυξάνει με την απομάκρυνση από το ακροφύσιο στα 5.8 cm . Η εγκάρσια συνιστώσα οφείλεται στο φαινόμενο του entrainment σύμφωνα με το οποίο αέρας εισέρχεται από τα διατμητικά στρώματα της δέσμης. Η παραπάνω περιγραφή έχει σαν αποτέλεσμα την εικόνα της κατανομής σε $z = 5.8 \text{ cm}$ η οποία δείχνει αξονικές ταχύτητες να κατανέμονται συμμετρικά γύρω από τη μέση τιμή.



Από τη θέση $z = 7.8\text{cm}$ και έπειτα παρατηρείται διαφοροποίηση στη μορφή των κατανομών οι οποίες προοδευτικά στενεύουν συνοδευόμενες από αύξηση του μεγίστου τους. Το πλάτος των κατανομών μειώνεται (στένεμα) λόγω της μείωσης των διακυμάνσεων. Ως αποτέλεσμα οι τιμές των στιγμιαίων ταχυτήτων που καταγράφονται είναι όλο και πιο κοντά στη μέση τιμή, πράγμα που δείχνει ότι η πιθανότητα εμφάνισης τιμών κοντά στη μέση τιμή αυξάνει (αύξηση των μεγίστων).

Οι κατανομές πυκνότητας πιθανότητας της ταχύτητας υπό χαμηλή πίεση ψεκασμού ($P = 1.5\text{ bar}$), δείχνουν ότι το εύρος των μετρούμενων ταχυτήτων μεταβάλλεται στην εξέλιξη κατά τον άξονα του ακροφυσίου. Πιο συγκεκριμένα, παρατηρώντας τους άξονες της ταχύτητας φαίνεται ότι σε $z = 1.8\text{cm}$ οι μετρούμενες ταχύτητες κυμαίνονται στο εύρος $(5 - 25)\text{m/s}$. Σε $z = 3.8\text{cm}$ το εύρος μειώνεται στο ανώτερο όριο περίπου στα 20 m/s , ενώ περαιτέρω μείωση του ανώτερου ορίου φαίνεται σε $z = 5.8\text{ cm}$ με τιμή μικρότερη των 20m/s . Η μείωση αυτή συνεχίζεται μέχρι το σταθμό μέτρησης $z = 11.8\text{ cm}$ όπου το εύρος έχει μεταβληθεί ελαφρά και στο μικρότερο όριο και η κατανομή περιλαμβάνεται στα όρια $(3.5 - 15)\text{m/s}$ περίπου. Στους τελευταίους 2 σταθμούς του διαγράμματος ($z = 16.8, 18.8\text{ cm}$) οι κατανομές δείχνουν να έχουν συμπιηχθεί στο ανώτερο όριό τους σε τιμές μικρότερες από τα 15m/s .







6 Συμπεράσματα

Η ανασκόπηση αρκετών ερευνών που έχουν διεξαχθεί μέχρι σήμερα, αναφορικά με τη δυναμική των σταγονιδίων, δείχνει ότι οι σημαντικότερες παράμετροι που επηρεάζουν τον ψεκασμό υγρών χαμηλού ιξώδους (όπως η κηροζίνη) είναι το αρχικό πάχος της δέσμης και η ορμή του αέρα. Η αλληλεπίδραση μεταξύ του οξειδωτικού περιβάλλοντος και του πεδίου ροής των σταγονιδίων είναι μια πολύπλοκη διαδικασία που περιλαμβάνει τυρβώδη μεταφορά θερμότητας μάζας και ορμής, καθώς και περίπλοκη χημική κινητική. Καθένα από αυτά τα φαινόμενα είναι εξαιρετικά περίπλοκο όταν αντιμετωπίζεται ανεξάρτητα, ενώ όταν συνδυάζονται μεταξύ τους σε μια περίπτωση πραγματικής ροής η μελέτη τους γίνεται ακόμα πιο δύσκολη.

Η απόδοση ενός καυστήρα εξαρτάται από το μέγεθος των σταγονιδίων που παράγονται από το ακροφύσιο και τον τρόπο με τον οποίο ο αέρας αναμιγνύεται με τα σταγονίδια. Ακόμα η ευαισθησία του πεδίου ταχυτήτων των σταγονιδίων σε παραμέτρους όπως το ιξώδες, η επιφανειακή τάση και η αξονική ορμή της δέσμης είναι μεγάλης σημασίας. Αυτές οι παράμετροι πιστεύεται ότι επηρεάζουν το μέγεθος των σταγονιδίων και τις κατανομές της ταχύτητας στο εγγύς πεδίο (near – field) αλλά και στην απόμακρη περιοχή (far – field). Υπενθυμίζεται ότι κατά τον ψεκασμό είναι επιθυμητό ένα λεπτό σπρέι συνεχούς ροής νέφους σταγονιδίων.

Αντιμετωπίζοντας αυτές τις απαιτήσεις, κατανομές του πεδίου ταχυτήτων και πιο συγκεκριμένα της αξονικής συνιστώσας του μεγέθους της και κατανομές του μεγέθους μέσω της αντιπροσωπευτικής μέσης διαμέτρου Sauter καταγράφηκαν στην παραμετρική μελέτη που διεξήχθη στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, για όλα τα υπό δοκιμή καύσιμα.

Σκοπός ήταν να διερευνηθούν οι επιπτώσεις των φυσικών ιδιοτήτων στα χαρακτηριστικά του ψεκασμού, περιλαμβανομένων του δυναμικού - κινηματικού ιξώδους της επιφανειακής τάσης και της πυκνότητας. Για να είναι πιο εύκολη η αναγνώριση των επιπτώσεων η διερεύνηση αυτή πραγματοποιήθηκε σε συνθήκες ισόθερμης κατάστασης, δηλαδή ένα βήμα πριν την εισαγωγή και δοκιμή των καυσίμων σε καυστήρα υπό συνήθεις συνθήκες λειτουργίας (πίεσης και θερμοκρασίας). Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μια προσπάθεια συσχέτισης των φυσικών ιδιοτήτων με τη συμπεριφορά και τα χαρακτηριστικά του σπρέι. Έτσι σε πρώτη φάση θα πρέπει να γίνει μια επανεξέταση της θεωρητικής βάσης με στόχο την αναγνώριση του τρόπου επίδρασης κάθε φυσικής ιδιότητας στη συμπεριφορά του σπρέι.

Θεωρητικά η παροχή μάζας ενός ακροφυσίου πίεσης (pressure atomizer) μεταβάλλεται με την τετραγωνική ρίζα της πυκνότητας του υγρού. Πρακτικά είναι σπάνιο έως απίθανο να αλλάξει η πυκνότητα χωρίς να επηρεάσει τις άλλες φυσικές ιδιότητες. Όσον αφορά την ποιότητα ψεκασμού, αν και οι θερμοκρασιακές μεταβολές του υγρού δεν επηρεάζουν την



απόδοση του ψεκασμού από ένα ακροφύσιο, παρόλα αυτά επηρεάζουν συχνά το ιξώδες, την επιφανειακή τάση και το ειδικό βάρος που επηρεάζουν με τη σειρά τους την απόδοση του σπρέι.

Η παροχή του υγρού επίσης παρέχει τα κριτήρια για την αξιολόγηση της εξάτμισης και του ρυθμού μίξης στο σπρέι. Συνήθως ο τοπικός λόγος ανάμιξης καυσίμου / αέρα καθορίζει την αποτελεσματικότητα της καύσης του σπρέι.

Τα αποτελέσματα της επιφανειακής τάσης είναι περισσότερο εμφανή σε χαμηλές πιέσεις λειτουργίας. Ειδικότερα οι κυριότερες επιδράσεις της επιφανειακής τάσης συμβαίνουν κατά τη λειτουργία υπό μικρή πίεση και γωνία κώνου του σπρέι καθώς και μικρό μέγεθος σταγονιδίων. Υψηλότερη τιμή της επιφανειακής τάσης μειώνει, τη γωνία ψεκασμού, ειδικότερα σε ακροφύσια κοίλου κώνου (hollow cone) και επίπεδου σπρέι (flat fan spray). Χαμηλή τιμή επιφανειακής τάσης επιτρέπει την λειτουργία ενός ακροφυσίου σε χαμηλότερη πίεση. Από την στιγμή που η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας δεν περιορίζεται πλέον από τα τοιχώματα του στομίου του ακροφυσίου, συγκρατείται μόνο από την επιφανειακή τάση και η δέσμη διασπάται ακριβώς όταν υπερνικηθούν οι δυνάμεις της επιφανειακής τάσης.

Ο ρόλος του ιξώδους είναι να αναστέλλει την ανάπτυξη των ασταθειών και να καθυστερεί την έναρξη της διάσπασης. Αυτό έχει ως συνέπεια ο σχηματισμός του σπρέι να γίνεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το ακροφύσιο, σε περιοχές χαμηλότερων ταχυτήτων. Κατά συνέπεια τα μεγέθη των σταγονιδίων αναμένονται μεγαλύτερα. Επιπλέον, το ιξώδες του υγρού καυσίμου είναι ο πρωταρχικός παράγοντας που επηρεάζει τη διαμόρφωση του σχήματος του σπρέι και σε μικρότερο βαθμό την παροχή. Καύσιμα με υψηλό ιξώδες απαιτούν μεγαλύτερη τιμή ελάχιστης πίεσης για να αρχίσει η διαμόρφωση του σχήματος του σπρέι και αναπτύσσονται σε στενότερες γωνίες ψεκασμού σε σύγκριση με εκείνες του νερού. Αν και η επίδραση του ιξώδους στον ψεκασμό δεν είναι μεγαλύτερη από εκείνη της επιφανειακής τάσης, η σπουδαιότητα του πηγάζει από το γεγονός ότι δεν επηρεάζει μόνο τις κατανομές του μεγέθους των σταγονιδίων αλλά επίσης επηρεάζει την παροχή του ακροφυσίου και το σχήμα του σπρέι. Μια αύξηση του ιξώδους μειώνει τον αριθμό Re , αλλά και εμποδίζει την ανάπτυξη φυσικών ασταθειών στη δέσμη. Το συνδυασμένο αποτέλεσμα είναι η καθυστέρηση της διάσπασης και η αύξηση του μεγέθους των σταγονιδίων στο σπρέι.

Επιπλέον, ένα τυπικό σπρέι περιλαμβάνει ένα ευρύ φάσμα μεγέθους σταγονιδίων. Η γνώση της κατανομής μεγεθών είναι χρήσιμη για την διαδικασία αξιολόγησης των εφαρμογών του σπρέι, ειδικά για τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας ή μάζας μεταξύ του διασκορπισμένου υγρού και του περιβάλλοντος αερίου. Για τα συστήματα καύσης υγρών καυσίμων που περιλαμβάνουν διαδικασίες μεταφοράς θερμότητας και μάζας στα σταγονίδια του υγρού, συχνά προτιμάται η μέση διάμετρος Sauter (SMD) ως αντιπροσωπευτική για την καταγραφή του μεγέθους. Ένας τρόπος έκφρασης της λεπτότητας



ενός σπρέι (fineness) σε ότι αφορά την περιοχή της επιφάνειας που παράγεται – καλύπτεται από αυτό δίνεται από τη μέση διάμετρο Sauter (SMD). Η φυσική της ερμηνεία εκφράζεται ως η διάμετρος μιας σταγόνας της οποίας ο λόγος του όγκου προς την επιφάνειά της είναι ο ίδιος με του συνόλου όλου του σπρέι. Ένα σταθερό σπρέι αποδεικνύεται από καλή διασπορά της υγρής φάσης. Είναι επιθυμητό να παράγεται ένας σταθερός ψεκασμός με ελάχιστες (SMD) και καλά διασκορπισμένα σταγονίδια.

Υπάρχει επίσης μια σειρά από άλλα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων που μπορούν να συσχετισθούν με τους μηχανισμούς κίνησης των σταγονιδίων. Η αριθμητική πυκνότητα (number density) αποτελεί μια σημαντική παράμετρο για το χαρακτηρισμό και την κατανόηση της συμπεριφοράς συλλογής των σταγονιδίων σε ένα σπρέι. Οι επιπτώσεις της επιτάχυνσης / επιβράδυνσης αλλά και σύγκρουσης των σταγονιδίων μπορεί επίσης να αξιολογηθεί βάσει της πληροφορίας που δίνει η κατανομή της αριθμητικής πυκνότητας.

Οι φυσικές ιδιότητες του ψεκαζόμενου υγρού επηρεάζουν τις ιδιότητες του σπρέι. Στις ιδιότητες αυτές περιλαμβάνονται η διασπορά (dispersion), η διείσδυση (penetration) και η γωνία κώνου (cone angle).

Η διάσπορά μπορεί να εκφραστεί ποσοτικά αν, σε οποιαδήποτε δεδομένη στιγμή, είναι γνωστός ο όγκος του υγρού εντός του σπρέι. Ο βαθμός της διασποράς μπορεί να αναφέρεται ως ο λόγος του όγκου του σπρέι προς τον όγκο του υγρού που περιέχεται μέσα σε αυτό. Το πλεονέκτημα της καλής διασποράς είναι ότι το υγρό αναμιγνύεται γρήγορα με τον περιβάλλον αέρα, και τα συνεπακόλουθα ποσοστά της εξάτμισης είναι υψηλά. Με ακροφύσια επίπεδου στομίου (plain orifice) μικρής γωνίας κώνου, η διασπορά είναι μικρή και επηρεάζεται από τις φυσικές ιδιότητες του υγρού και του περιβάλλοντος μέσου. Σε γενικές γραμμές, οι παράγοντες που αυξάνουν τη γωνία κώνου του σπρέι τείνουν επίσης να αυξήσουν τη συνολική διασπορά.

Η διείσδυση του σπρέι ορίζεται ως η μέγιστη απόσταση που φτάνει όταν εγχέεται σε στάσιμο αέρα. Καθορίζεται από τα σχετικά μεγέθη των δύο αντιτιθέμενων δυνάμεων: της δύναμη αδρανείας μέσω της κινητικής ενέργειας της αρχικής δέσμης υγρού και της αεροδυναμικής αντίστασης του περιβάλλοντος αέρα. Η αρχική ταχύτητα της δέσμης είναι συνήθως υψηλή, αλλά καθώς εξελίσσεται η διαδικασία της διασποράς – του ψεκασμού και η επιφάνεια του σπρέι αυξάνεται, η κινητική ενέργεια του υγρού διαχέεται βαθμιαία λόγω των απωλειών τριβής στην αέρια φάση. Όταν τελικά η κινητική ενέργεια των σταγονιδίων εξαντληθεί, η μετέπειτα τροχιά τους επιβάλλεται κυρίως από τη βαρύτητα και την κίνηση του περιβάλλοντος αέρα. Ένα στενό σπρέι θα έχει μεγάλη διείσδυση, ενώ ένα καλά διασπαρμένο ευρείας γωνίας ψεκασμού, που υποβάλλεται σε μεγαλύτερη αντίσταση του αέρα, θα τείνει να έχει μικρή διείσδυση.



Ο μηχανισμός μπορεί να περιγραφεί σύντομα ως εξής: Οι πρώτες διαμορφωμένες σταγόνες μεταδίδουν την ενέργειά τους στον περιβάλλοντα αέρα, ο οποίος αρχίζει να κινείται μαζί με το σπρέι. Συνεπώς, ο αέρας διαθέτει μικρότερη αντίσταση στις επόμενες σταγόνες, οι οποίες, κατά συνέπεια, διεισδύουν μακρύτερα.

Η διείσδυση του σπρέι είναι πρωταρχικής σημασίας για τους πετρελαιοκινητήρες. Η υπερδιείσδυση του σπρέι οδηγεί σε πρόσκρουση του καυσίμου στα τοιχώματα του θαλάμου καύσης. Αυτό είναι αποδεκτό αν τα τοίχωματα είναι θερμά και σημαντική ποσότητα στροβιλιζόμενου αέρα είναι παρούσα. Από την άλλη πλευρά, αν η διείσδυση του σπρέι είναι ανεπαρκής, η ανάμειξη καυσίμου - αέρα δεν είναι ικανοποιητική. Η βέλτιστη απόδοση του κινητήρα επιτυγχάνεται όταν η διείσδυση του σπρέι ταιριάζει με το μέγεθος και τη γεωμετρία του θαλάμου καύσης, καλύπτοντας δηλαδή όλα τα μήκη του.

Αναφορικά με τη γωνία ψεκασμού (cone angle) μια σημαντική δυσκολία στον ορισμό και τη μέτρησή της είναι πως ο κώνος του σπρέι έχει καμπύλα όρια, που οφείλονται στην αλληλεπίδραση του αέρα με το σπρέι. Μια μέθοδος μέτρησης πάντως είναι η μέτρηση του πλάτους του σπρέι σε διάφορες αξονικές θέσεις.

Ο Πίνακας 6.1 συνοψίζει τους διάφορους παράγοντες και τον τρόπο με τον οποίο επηρεάζουν την απόδοση του σπρέι από ακροφύσιο. Ωστόσο, επειδή υπάρχουν τόσοι πολλοί διαφορετικοί τύποι και μεγέθη ακροφυσίων ψεκασμού, τα αποτελέσματα μπορεί να διαφέρουν για κάθε ειδική εφαρμογή. Σε ορισμένες εφαρμογές, υπάρχουν επίσης αλληλένδετοι παράγοντες που να αντενεργούν σε ορισμένες επιδράσεις. Για παράδειγμα, στην περίπτωση ακροφυσίου ψεκασμού κώνου κοίλου, αυξάνοντας τη θερμοκρασία του υγρού μειώνεται το ειδικό βάρος, παράγοντας έτσι μια μεγαλύτερη παροχή, ενώ ταυτόχρονα μειώνεται το ιξώδες το οποίο μειώνει την παροχή.

Μεταξύ των παραμέτρων που επηρεάζουν την απόδοση του ψεκασμού κυρίως θα επικεντρωθούμε στην επίδραση της επιφανειακής τάσης και του ιξώδους των καυσίμων δοκιμής. Έχουν προηγηθεί μετρήσεις των ιδιοτήτων αυτών οπότε με βάση αυτές θα γίνει μια προσπάθεια αξιολόγησης της συμπεριφοράς του πεδίου ταχυτήτων αλλά και του μεγέθους σταγονιδίων. Σε ότι αφορά τη θερμοκρασία του υγρού θεωρείται ότι διατηρήθηκε σταθερή κατά τη διάρκεια των μετρήσεων αφού ο θάλαμος δοκιμών αλλά και τα καύσιμα δοκιμής βρίσκονται στο χώρο του Εργαστηρίου ο οποίος διαθέτει κεντρικό κλιματισμό. Η θερμοκρασία του χώρου είχε τεθεί σε $\theta = 18^{\circ}\text{C}$.

Αναφορικά με την ταχύτητα των σταγονιδίων προκύπτει ότι αυτή αυξάνεται αυξανόμενης της πίεσης λειτουργίας του σπρέι. Επίσης αύξηση του ειδικού βάρους δηλαδή της πυκνότητας οδηγεί σε μείωση της ταχύτητας. Ακόμα αύξηση του ιξώδους συνεπάγεται



μείωση της ταχύτητας ενώ τέλος αύξηση της επιφανειακής τάσης έχει ως αποτέλεσμα αμελητέα επίδραση στην ταχύτητα των σταγονιδίων.

Σε ότι αφορά το μέγεθος των σταγονιδίων προκύπτει ότι με την αύξηση της πίεσης λειτουργίας γενικά αναμένεται μείωση του μεγέθους. Ως προς το ειδικό βάρος η επίδραση είναι αμελητέα. Επίσης αυξανόμενου του ιξώδους αναμένεται αύξηση των μεγεθών ενώ ακόμα αύξηση του μεγέθους αναμένεται και με την αύξηση της επιφανειακής τάσης.

Χαρακτηριστικά ακροφύσιου	Αύξηση πίεσης λειτουργίας	Αύξηση ειδικού βάρους	Αύξηση ιξώδους	Αύξηση θερμοκρασίας υγρού	Αύξηση της επιφανειακής τάσης
Ποιότητα σχήματος	Βελτίωση	Αμελητέα	Επιδεινωση	Βελτίωση	Αμελητέα
Μέγεθος σταγόνας	Μείωση	Αμελητέα	Αύξηση	Μείωση	Αύξηση
Γωνία ψεκασμού	Αύξηση αρχικά Μείωση έπειτα	Αμελητέα	Μείωση	Αύξηση	Μείωση
Παροχή	Αύξηση	Μείωση	Πλήρους/Κοίλου κώνου Αύξηση Επίπεδου ίχνους μείωση-	Εξαρτάται από το υγρό και το ακροφύσιο	Καμία επίδραση
Πρόσκρουση	Αύξηση	Αμελητέα	Μείωση	Αύξηση	Αμελητέα
Ταχύτητα	Αύξηση	Μείωση	Μείωση	Αύξηση	Αμελητέα
Φθορές	Αύξηση	Αμελητέα	Μείωση	Εξαρτάται από το υγρό και το ακροφύσιο	Καμία επίδραση

Πίνακας 6.1 Επίδραση σημαντικών παραμέτρων στην απόδοση ενός σπρέι

Σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα, από το Σχήμα 5.1 προκύπτει καταρχήν ότι αυξανόμενης της πίεσης λειτουργίας από $P_1 = 1.5 \text{ bar}$ σε $P_2 = 3.0 \text{ bar}$ όλες οι κατανομές της αξονικής ταχύτητας μεταφέρονται σε υψηλότερες τιμές - στάθμες. Αυτή η συμπεριφορά είναι ευδιάκριτη μέχρι και τον τελευταίο σταθμό μέτρησης σε διαμήκη απόσταση $z = 18.8 \text{ cm}$ από το ακροφύσιο. Αντίστοιχα συμβαίνουν και για τις εγκάρσιες κατανομές της αξονικής ταχύτητας όπως φαίνονται στα σχήματα 5.3, 5.6. Η συμπεριφορά αυτή επιβεβαιώνεται και για κάθε καύσιμο ξεχωριστά όπως φαίνεται στα σχήματα 5.5, 5.8.

Στον Πίνακα 6.2 δίνονται οι τιμές των φυσικών ιδιοτήτων των καυσίμων δοκιμής. Από τον Πίνακα 6.2 αναφορικά με την πυκνότητα των καυσίμων προκύπτει ότι το Χ5 έχει την μικρότερη πυκνότητα ενώ το Χ4 έχει την μεγαλύτερη. Σύμφωνα με τον Πίνακα 6.1 αυξανόμενου του ειδικού βάρους η ταχύτητα μειώνεται άρα και σε σχέση με την πυκνότητα



των καυσίμων το Χ5 αναμένεται να διατηρεί τις χαμηλότερες ταχύτητες ενώ το Χ4 τις υψηλότερες.

Φυσικές Ιδιότητες Καυσίμων Δοκιμής			
Κώδικας καυσίμου	Fuel Density (g/ml)	Kinematic Viscosity (cSt)	Surface Tension (10⁻³ kg/s²)
X1	0.7687	0.98	27.43
X2	0.7879	1.13	28.87
X3	0.8054	1.15	29.43
X4	0.8210	0.99	29.84
X5	0.7376	1.00	26.28

Πίνακας 6.2 Φυσικές ιδιότητες καυσίμων δοκιμής

Παρατηρώντας τις αξονικές εξελίξεις (Σχήμα 5.1) το καύσιμο Χ5 διατηρεί όντως τις χαμηλότερες τιμές μέσων ταχυτήτων και για τις δύο πιέσεις ψεκασμού αλλά όχι σε όλο το εύρος των κατανομών. Πιο συγκεκριμένα σε πίεση ψεκασμού 1.5 bar η συμπεριφορά αυτή είναι εμφανής από $z = 12.8$ cm και μετά, ενώ για πίεση ψεκασμού 3.0 bar από $z = 11.8$ cm και σε μεγαλύτερες διαμήκεις αποστάσεις..

Από τον Πίνακα 6.2 αναφορικά με το κινηματικό ιξώδες η υψηλότερη τιμή καταγράφεται για το καύσιμο Χ3, ενώ η χαμηλότερη για το Χ1. Παρατηρώντας βέβαια συνολικά τις τιμές του πίνακα για όλα τα καύσιμα φαίνεται να υπάρχουν δύο στάθμες ουσιαστικά. Στη χαμηλή στάθμη είναι τα Χ1, Χ4, Χ5 ενώ στην υψηλότερη τα Χ2, Χ3. Σύμφωνα με τον Πίνακα 6.1 αυξανόμενου του ιξώδους η ταχύτητα των σταγονιδίων αναμένεται να ελαττώνεται ή αντίστροφα υγρά χαμηλών τιμών ιξώδους αναμένεται να δίνουν υψηλότερες ταχύτητες.

Παρατηρώντας τις αξονικές εξελίξεις (Σχήμα 5.1) για την περίπτωση της χαμηλής πίεσης ψεκασμού ($P_1 = 1.5$ bar) φαίνεται ότι το καύσιμο Χ1 σχεδόν σε όλο το εύρος της κατανομής διατηρεί τις υψηλότερες τιμές ταχυτήτων εμφανώς σε σχέση με τα υπόλοιπα καύσιμα. Επίσης στην πρώτη θέση μέτρησης το καύσιμο Χ2 διατηρεί την χαμηλότερη τιμή.



Περισσότερα συμπεράσματα σε αυτή τη συνθήκη δεν μπορούν να προκύψουν λόγω και της μικρής διακύμανσης των μέσων ταχυτήτων.

Στην κατάσταση υψηλής πίεσης ψεκασμού ($P_2 = 3.0 \text{ bar}$) στο εύρος (0.8 – 8.8) cm το καύσιμο X5 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές μέσων ταχυτήτων σε σχέση με τα υπόλοιπα ενώ στο εύρος (10.8 – 18.8) cm την υψηλότερη στάθμη λαμβάνει η κατανομή του X1. Επίσης στο εύρος (14.8 – 18.8) cm οι αμέσως επόμενες υψηλότερες τιμές εμφανίζονται για το X4. Υπενθυμίζεται ότι τα τρία αυτά καύσιμα X1, X4, X5 έχουν πολύ κοντινές τιμές κινηματικού ιξώδους και πάντως σημαντικά χαμηλότερες σε σχέση με τα X2, X3. Γενικότερα δηλαδή επιβεβαιώνεται το θεωρητικά αναμενόμενο σύμφωνα με το οποίο τα υγρά χαμηλότερου ιξώδους δίνουν τις μεγαλύτερες ταχύτητες.

Αναφορικά με τη χαμηλότερη στάθμη ταχυτήτων αυτή καταλαμβάνεται από την κατανομή του X2 στο εύρος (0.8 – 10.8) cm άλλοτε λιγότερο και άλλοτε περισσότερο φανερά ενώ και η κατανομή του X3 λαμβάνει τιμές κοντινές αν και συνήθως λίγο μεγαλύτερες στο εύρος (1.8 – 10.8) cm. Σε μεγαλύτερες διαμήκεις αποστάσεις τις χαμηλότερες ταχύτητες δίνει το καύσιμο X5 παρά το ότι κατέχει από τις μικρότερες τιμές ιξώδους. Φαίνεται ότι ο συνδυασμός των φυσικών ιδιοτήτων του X5 οδηγεί σε μια συμπεριφορά που δύσκολα ερμηνεύεται με βάση τα θεωρητικά προβλεπόμενα. Αφού η επίδραση του ιξώδους στις αποστάσεις αυτές φαίνεται να μην επιβεβαιώνεται (αναμενόμενες υψηλές ταχύτητες σταγονιδίων λόγω χαμηλής τιμής ιξώδους), θα πρέπει να θεωρηθεί υπεύθυνη για αυτή τη συμπεριφορά η επιφανειακή τάση.

Ως προς την αξονική εξέλιξη της μέσης διαμέτρου Sauter (SMD) όπως αποδίδεται στο σχήμα 5.2 φαίνεται ότι αυξανόμενης της πίεσης λειτουργίας τα μεγέθη σταγονιδίων λαμβάνουν μικρότερες τιμές για τα καύσιμα X1, X4, X5 και οριακά για τα X2, X3.

Ειδικότερα οι κατανομές για χαμηλή πίεση ψεκασμού ($P_1 = 1.5 \text{ bar}$) στους πρώτους σταθμούς μέτρησης (0.8 – 3.8) cm το καύσιμο X4 διατηρεί τις χαμηλότερες τιμές. Αυτή η συμπεριφορά μπορεί να αιτιολογηθεί από την τιμή του ιξώδους που είναι από τις μικρότερες. Φαίνεται μάλιστα ότι η επίδραση του ιξώδους υπερνικά εκείνης της επιφανειακής τάσης που είναι και η μεγαλύτερη ανάμεσα στα καύσιμα δοκιμής.

Από τη θέση του μεγίστου ($z = 3.8 \text{ cm}$) και μετά η κατανομή του X2 λαμβάνει τις μικρότερες τιμές διαμέτρων, ενώ πολύ κοντά της κινείται και η αντίστοιχη του X3. Η συμπεριφορά αυτή δεν μπορεί να ερμηνευτεί σε συνέπεια με τις υψηλές τιμές των φυσικών ιδιοτήτων του ιξώδους αλλά και της επιφανειακής τάσης επομένως πιθανά υπεύθυνη είναι η αριθμητική πυκνότητα (number density) καθώς και η αρχική αξονική παροχή ορμής.



Επίσης το καύσιμο Χ5 για το οποίο μετρήθηκαν μικρές τιμές ιξώδους και επιφανειακής τάσης και θα έπρεπε να δίνει έτσι μικρά μεγέθη σταγονιδίων, εντούτοις εμφανίζει τις μεγαλύτερες σε σχέση με τα υπόλοιπα. Εδώ όμως πρέπει να σημειωθεί ότι για το καύσιμο αυτό μετρήθηκε η μικρότερη πυκνότητα, πράγμα που σημαίνει ότι τα σταγονίδια εύκολα ακολουθούν τη ροή του σπρέι ενώ οι αεροδυναμικές αντιστάσεις που δρουν πάνω τους είναι μειωμένες.

Εξετάζοντας τις εγκάρσιες κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας σε $z = 5.8$ cm (Σχήμα 5.3) φαίνεται ότι αυξανόμενης της πίεσης λειτουργίας οι τιμές των ταχυτήτων μεταφέρονται σε υψηλότερη στάθμη σε όλη την έκταση των μετρήσεων και για όλα τα καύσιμα.

Στην χαμηλή πίεση ψεκασμού ($P_1 = 1.5$ bar) η κατανομή του καυσίμου Χ5 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές ταχυτήτων σε σχέση με τα υπόλοιπα κάτι που συνάδει με την τιμή του ιξώδους που είναι και από τις μικρότερες. Τις χαμηλότερες τιμές εμφανίζει η κατανομή του Χ4 το οποίο αν και έχει επίσης από τις χαμηλότερες τιμές διατηρεί την υψηλότερη τιμή επιφανειακής τάσης σε σχέση με τα υπόλοιπα.

7 Αναφορές

- [1]. Gökalp, I., Lebas, E. (2004) "Alternative fuels for industrial gas turbines (AFTUR)", Appl. Therm. Eng. 24:1655-1663.
- [2]. Maurice, L.Q., Lander, H., Edwards, T., Harrison, W.E., Fuel 80 (5) (2001) 747-756.
- [3]. Blakey, S., Rye L., Wilson C.W., (2011) "Aviation gas turbine alternative fuels: A review", Proc. Comb. Institute 33:2863-2885
- [4]. Wu, T., Huang, Z., Zhang, W., Fang, J., Yin, Q. (2007) Physical and chemical properties of GTL Diesel fuel blends and their effects on performance and emissions of a multicylinder DI compression engine, Energy & Fuels 21:1908- 1914.
- [5]. Alleman, T.L., Tennant, C.J., Hayes, R.R., Miyasato, M., Oshinuga, A., Barton, G., Rumminger, M., Duggal, V., Nelson, C., May, M., Cherrillo, R.A. (2005) "Achievement of low emissions by engine modification to utilize gas-to-liquid fuels and advanced emission controls on a Class 8 truck", SAE Technical Paper No 2005-01-3766
- [6]. Abu-Jrai, A., Rodriguez-Fernandez, J., Tsolakis, A., Megaritis, A., Theinmoi, K., Cracknell, R.F., Clark, R.H. (2009) "Performance, combustion and emissions of a diesel engine operated with reformed EGR. Comparison of diesel and GTL fuelling", Fuel 88:1031-1041.
- [7]. Chevron Corporation: "Alternative jet fuels, A supplement to Chevron aviation fuels review", 2006.
- [8]. CRC, Handbook of Aviation Fuels, Society of Automotive Engineers, 2004.
- [9]. Nguyen, D.N., Ishida, H., Shioji, M. (2010) "Ignition and combustion characteristics of gas-to-liquid fuels for different ambient pressures", Energy & Fuels 24:365-374.



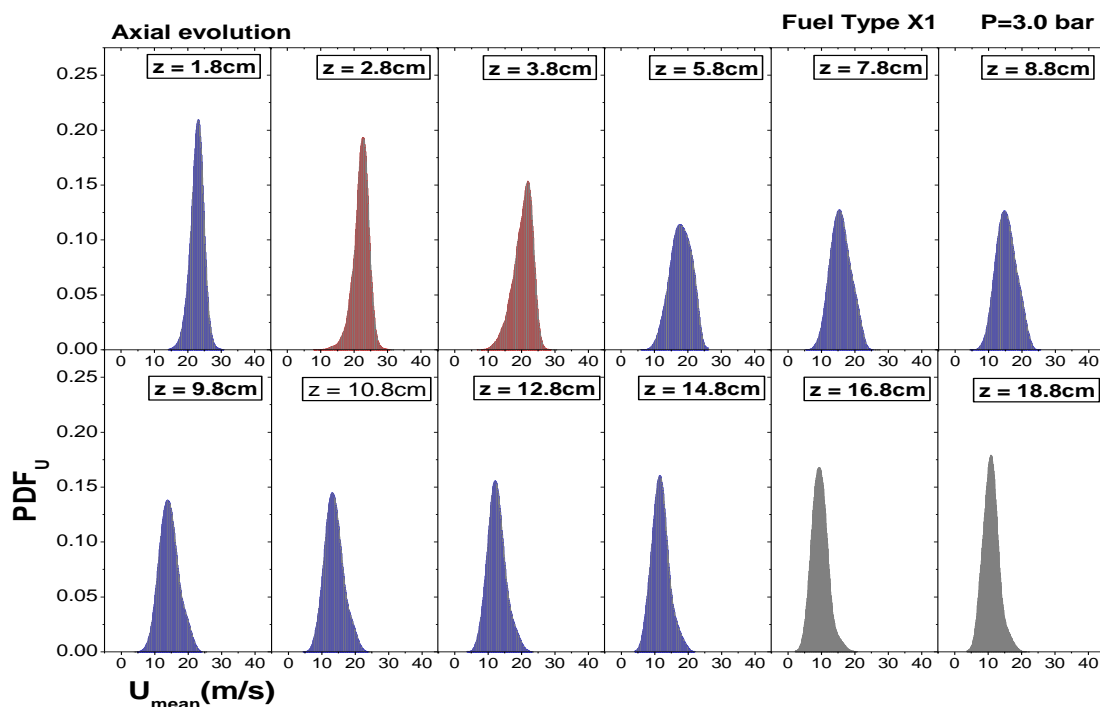
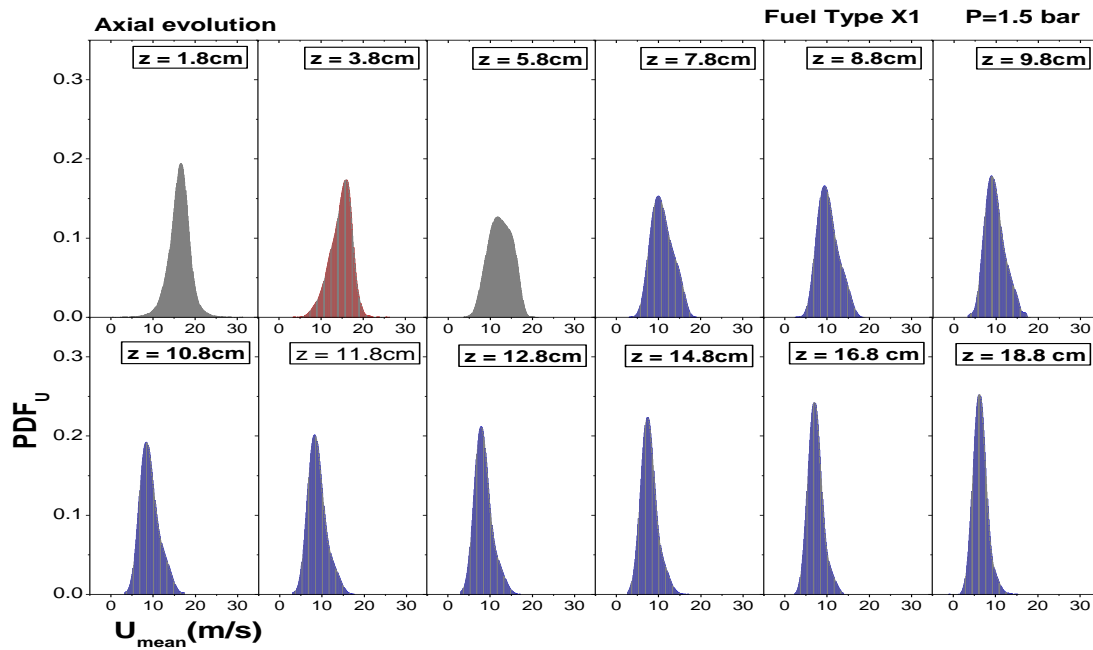
- [10].Spalding, D.B., (1953), Proc. Combust. Inst. 4 847–864
- [11].Banhawy, Y. El, Whitelaw, J.H., (1981), Combust. Flame 42 253–275
- [12].Sornek, R.J., Dobashi, R., Hirano, T., (2000), Combust. Flame 120 479–491
- [13].Rao, K.V.L., Lefebvre, A.H., (1976), Combust. Flame 26 303–309
- [14].Li, S.C., Libby, P.A., Williams, F.A., (1993), Combust. Flame 94 161–177
- [15].Bazile, R., Stepowski, D., (1994), Proc. Combust. Inst. 25 363–370
- [16].Chigier, N.A., McCreath, C.G., Makepeace, R.W. (1974), Combust. Flame 23 11–16
- [17].Hardalupas, Y., Taylor, A.M.K.P. Whitelaw, J.H., (1990), Proc. R. Soc. London Ser. A 428 (1874) 129–155
- [18].Edwards, C.F., Rudoff, R.C., (1990), Proc. Combust. Inst. 23 1353–1359
- [19].Ghaffarpour, M. Chehroudi, B., (1993), Combust. Sci. Technol. 92 173–200
- [20].Presser, C., Gupta, A.K., Semerjian, H.G., (1993), Combust. Flame 92 25–44
- [21].Hardalupas, Y., Liu, C.H., Whitelaw, J.H., (1994), Combust. Sci. Technol. 97 157–191
- [22].Sivasegaram, S., Tsai, R.F., Whitelaw, J.H., (1995), Combust. Sci. Technol. 105, 67–83
- [23].Haile, E., Delabroy, O., Lacas, F., Veynante, D., Candel, S., (1996), Proc. Combust. Inst. 26 1663–1670
- [24].Eckstein, J., Freitag, E., Hirsch, C., Sattelmayer, T.R. von der Bank, T. Schilling, J. (2005), Eng. Gas Turb. Power 127 301–306
- [25].Pera, C., Reveillon, J., (2007), Proc. Combust. Inst. 31 2283–2290
- [26].Gradinger, T.B., Inauen, A., Bombach, R., Kappeli, B., Hubschmid, W., Boulouchos, K., (2001), Combust. Flame 124 422–443
- [27].Carl, M., Behrendt, T., Fleing, C., Frodermann, M., Heinze, J., Hassa, C., Meier, U., Wolff-Gassmann, D., Hohmann, S., Zarzalis, N., (2001), Trans. ASME 123 810–816
- [28].Patel, N., Kirtas, M., Sankaran, V., Menon, S., (2007), Proc. Combust. Inst. 31 2327–2334
- [29].Conrad T., A. Bibik, D. Shcherbik, E. Lubarsky, B.T. Zinn, (2007), “ Proc. Combust. Inst. 31 pp.2327–2334
- [30]. M. de la Cruz Garcia, E. Mastorakos, A.P. Dowling, (2009), “Investigations on the self-excited oscillations in a kerosene spray flame”, Comb. And Flame 156, 374 - 384
- [31].R. Sellens, W. Zeng, “Modeling spectral influences in droplet / turbulence interaction”, in: ILASS Americas, 11th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sacramento, CA, May 1998
- [32].Hadeef, R., Lenze, B., (2005), “Measurements of droplets characteristics in a swirl – stabilized spray flame”, Exp. Thermal Fluid Science 30, 117 – 130
- [33].Lefebvre, A.H. (1989), "Atomizations and Sprays", Hemisphere, New York

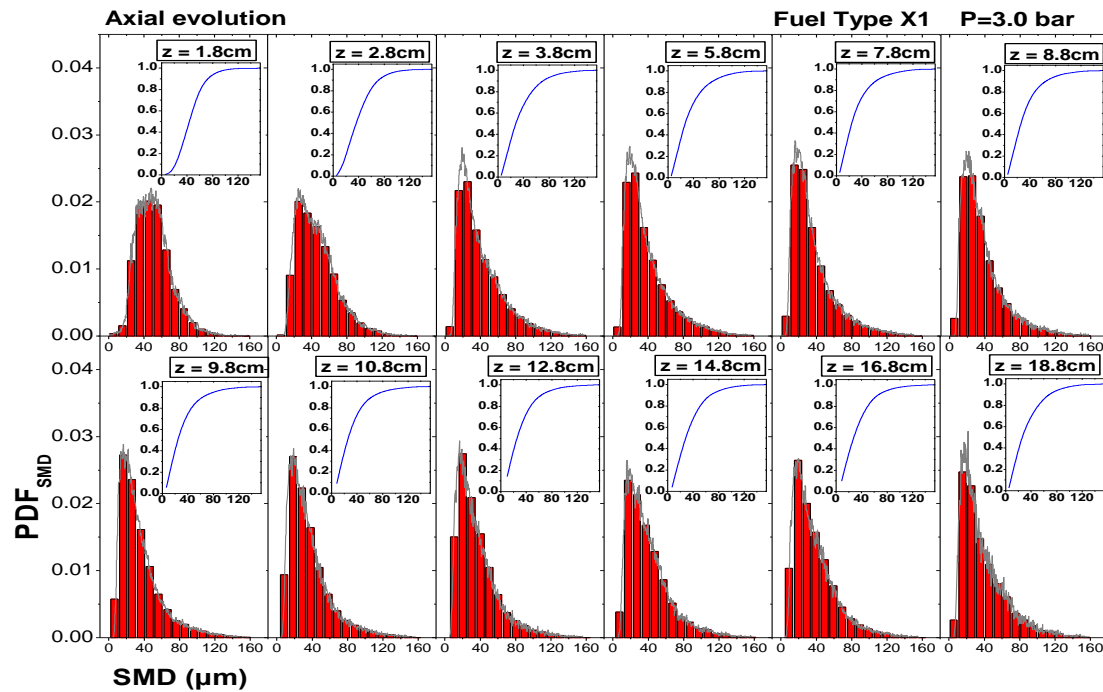
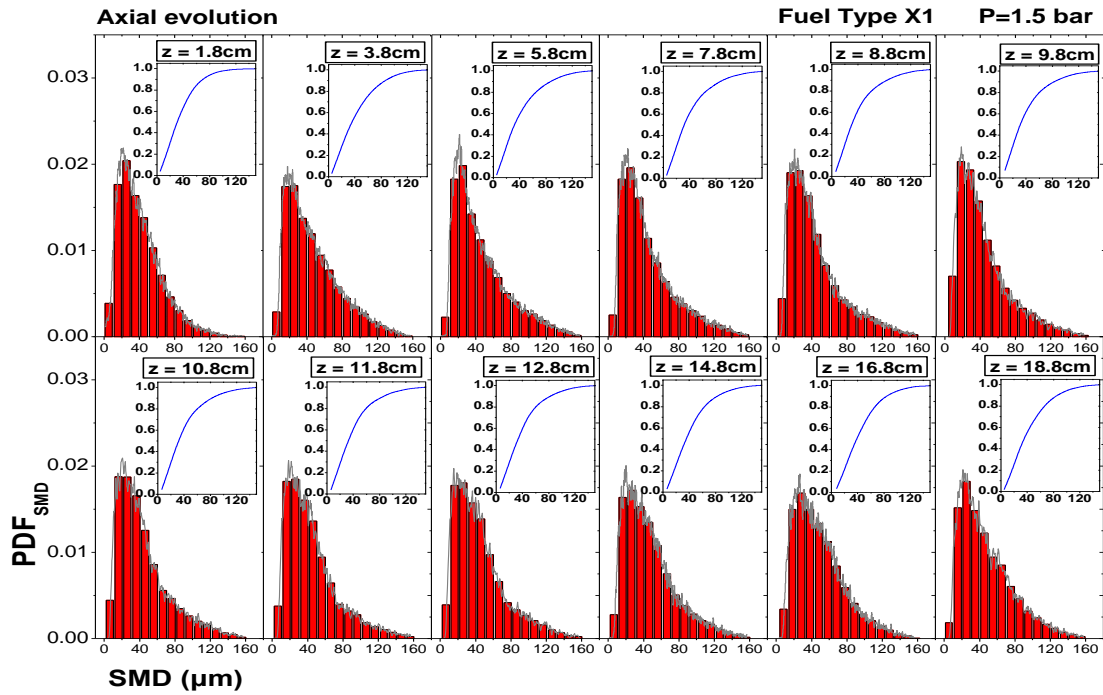


8 Παράρτημα

Στη συνέχεια καταγράφονται οι κατανομές πυκνότητας πιθανότητας (pdf) της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας καθώς και του μεγέθους των σταγονιδίων, για τα καύσιμα που δοκιμάστηκαν. Οι σταθμοί μέτρησης που παρουσιάζονται αναφέρονται σε θέσεις πάνω στον άξονα του ακροφυσίου.

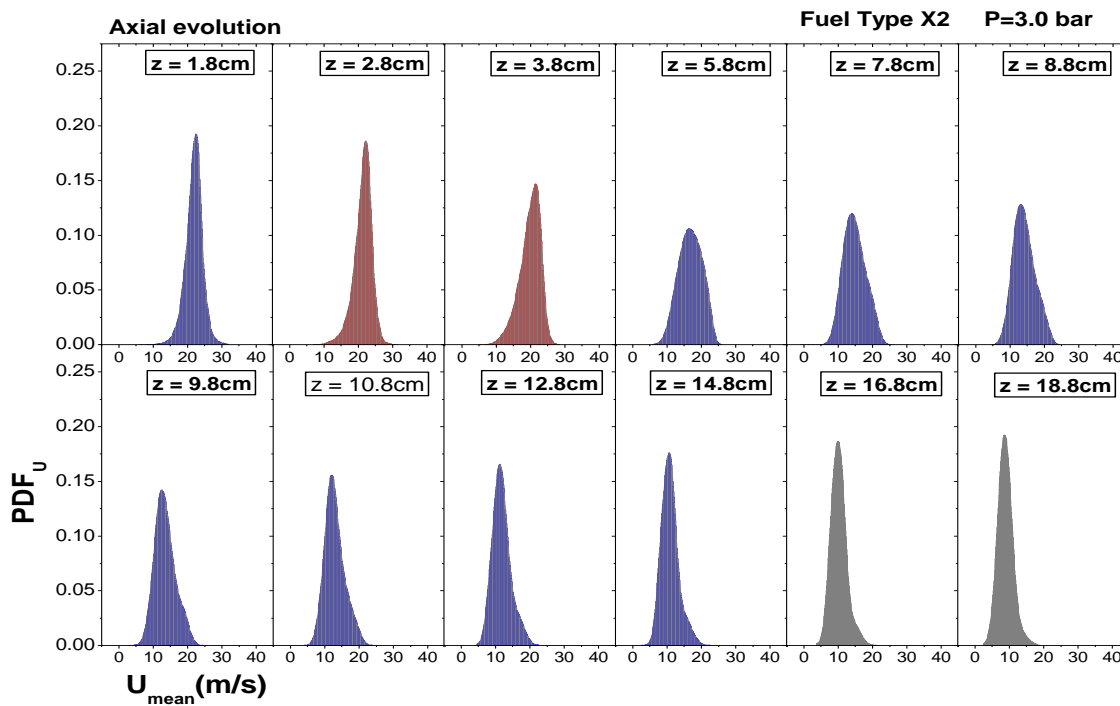
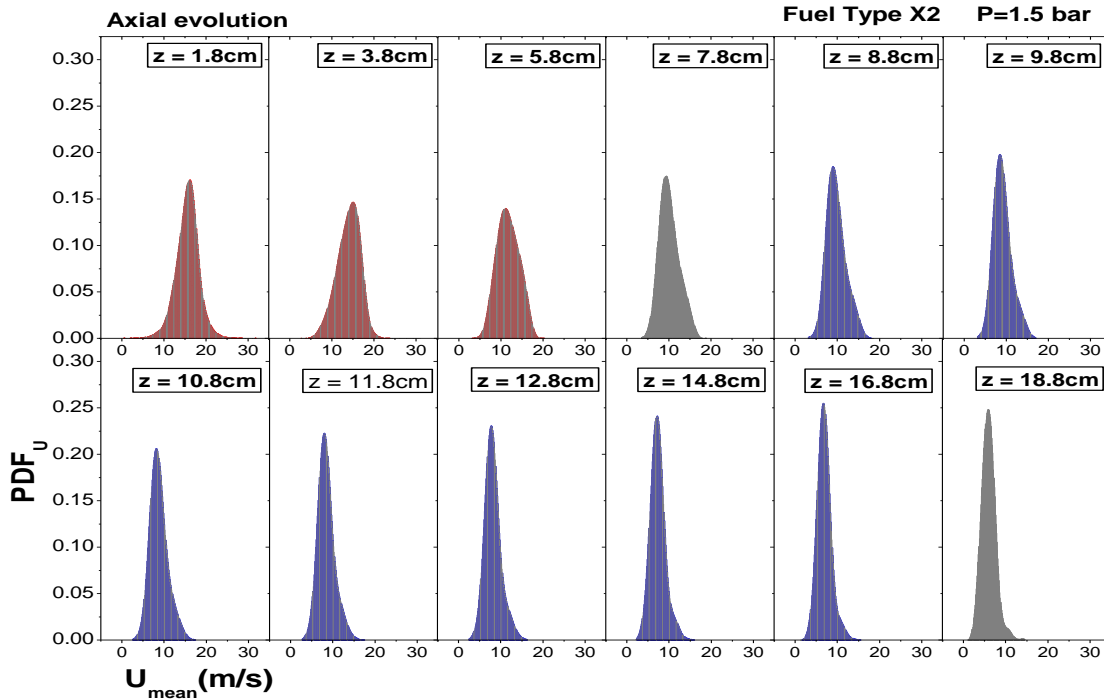
Τύπος καυσίμου X1

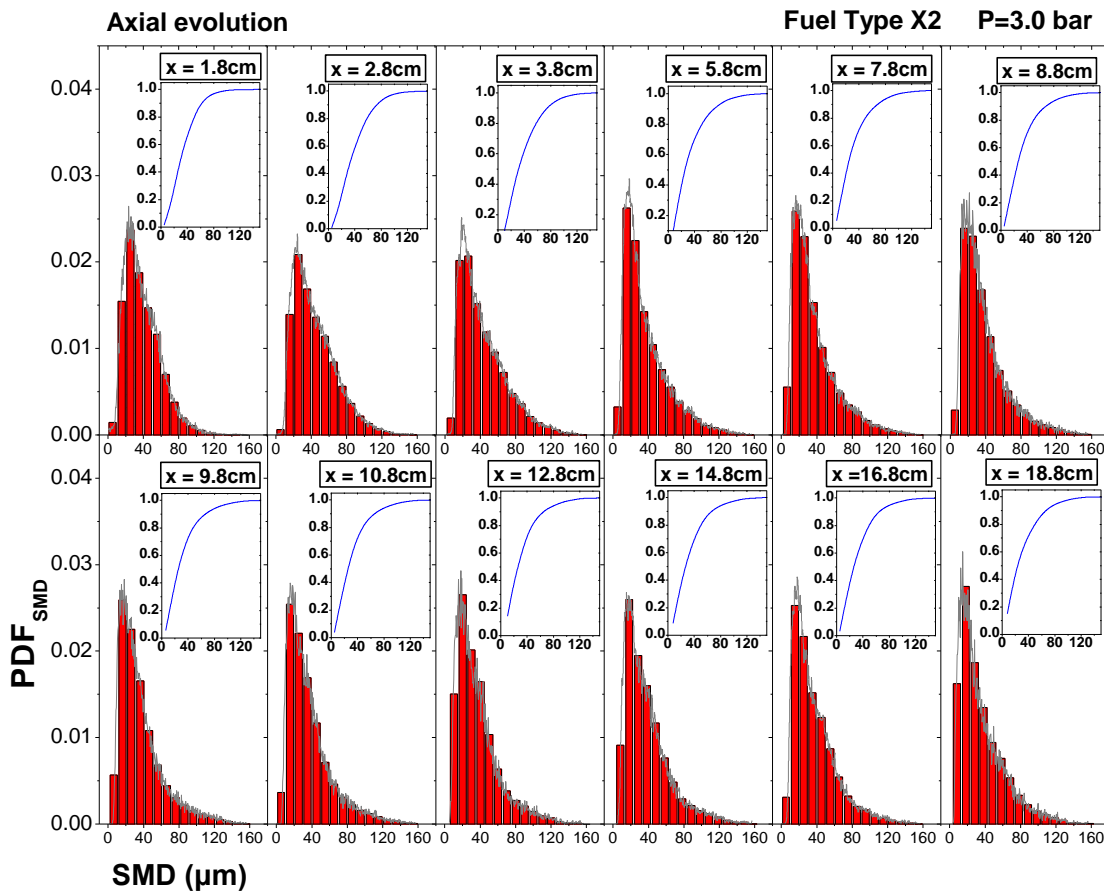
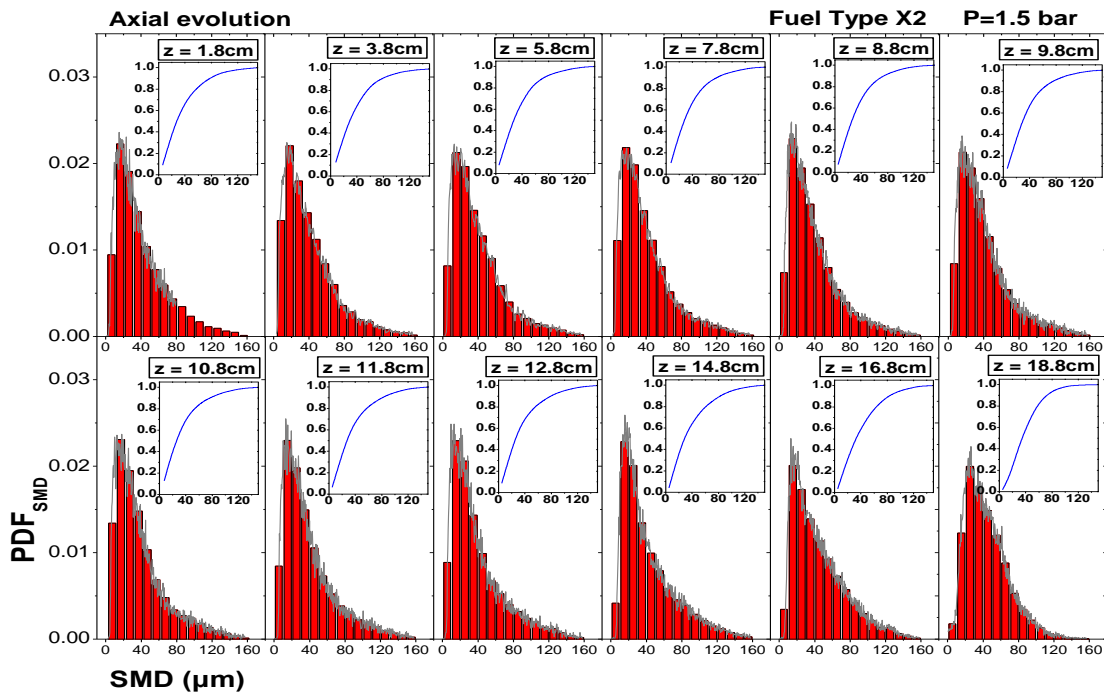






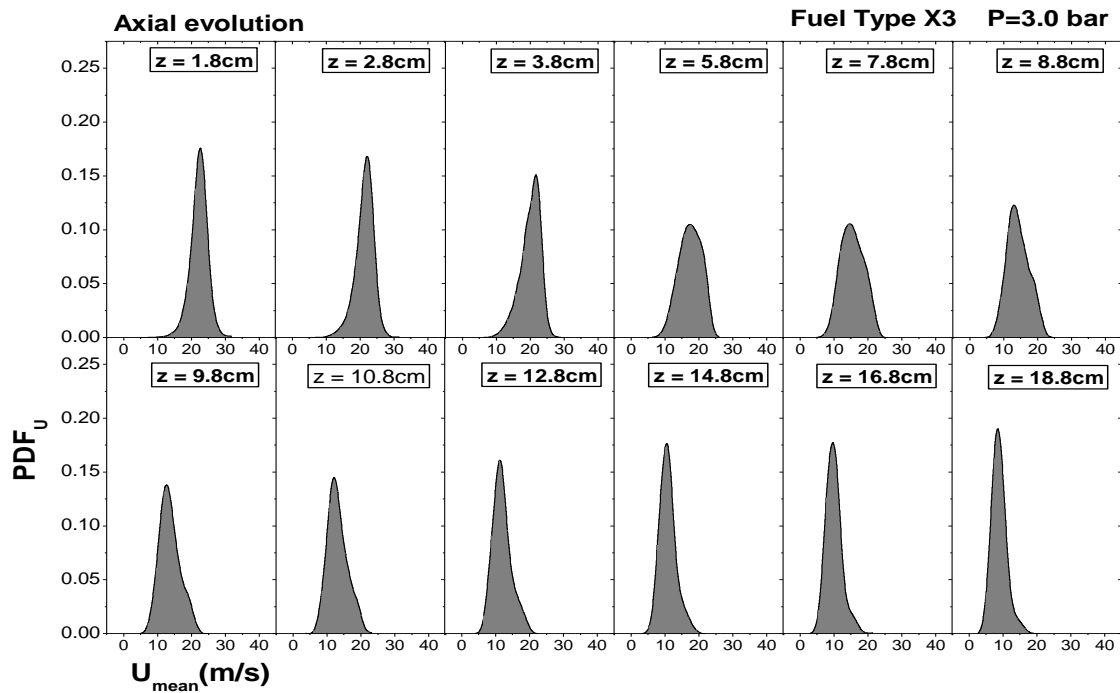
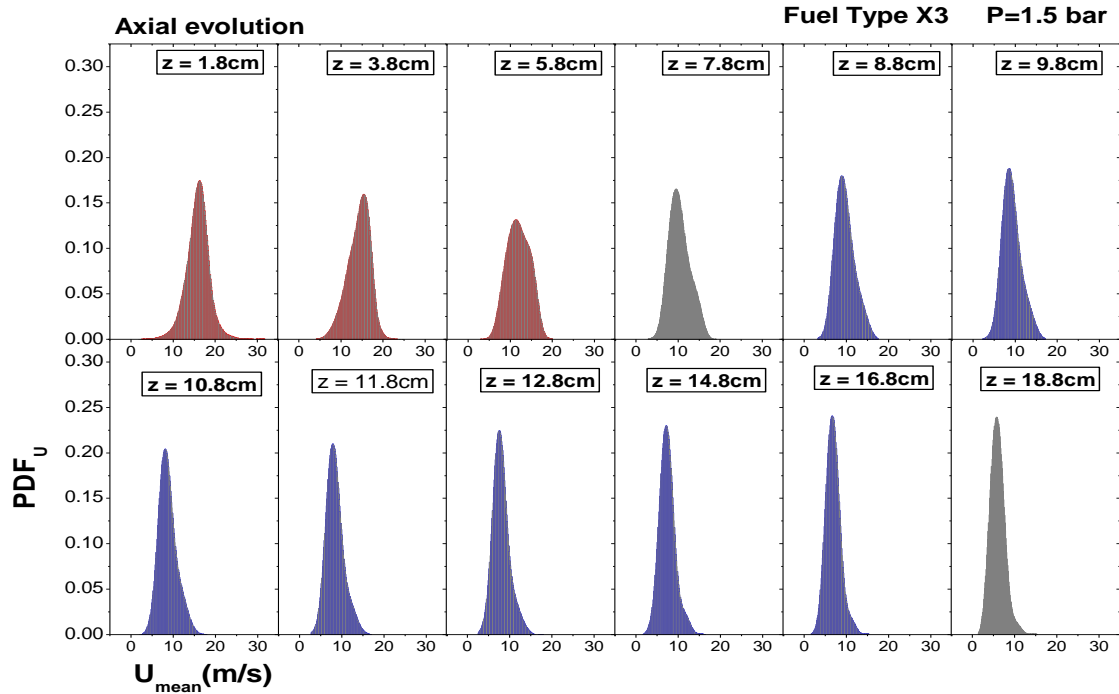
Τύπος καυσίμου X2

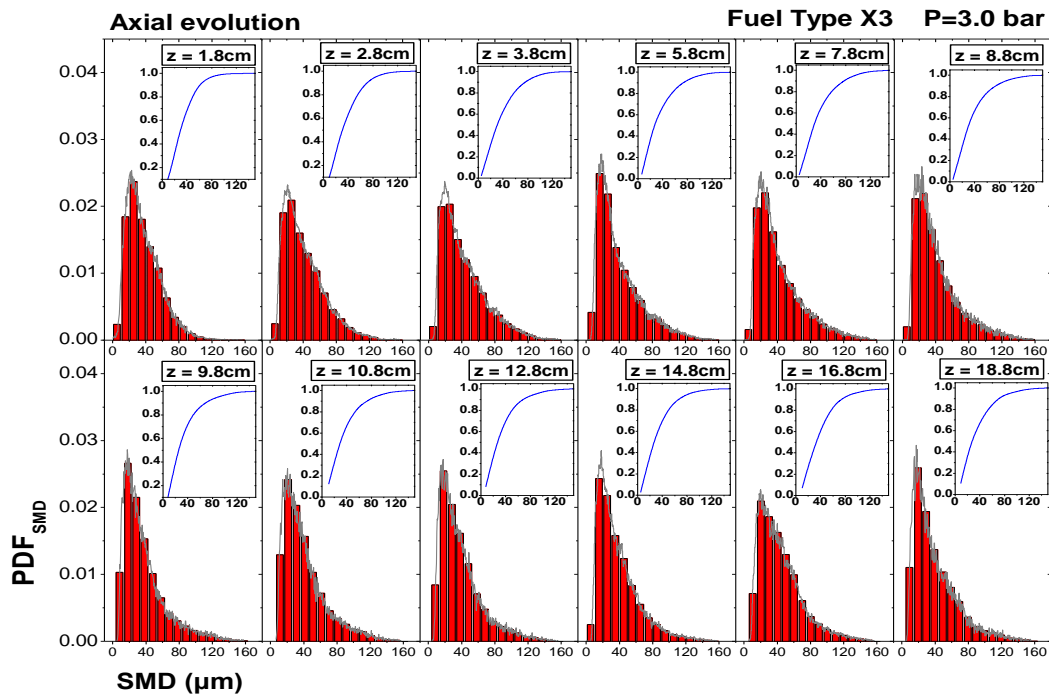
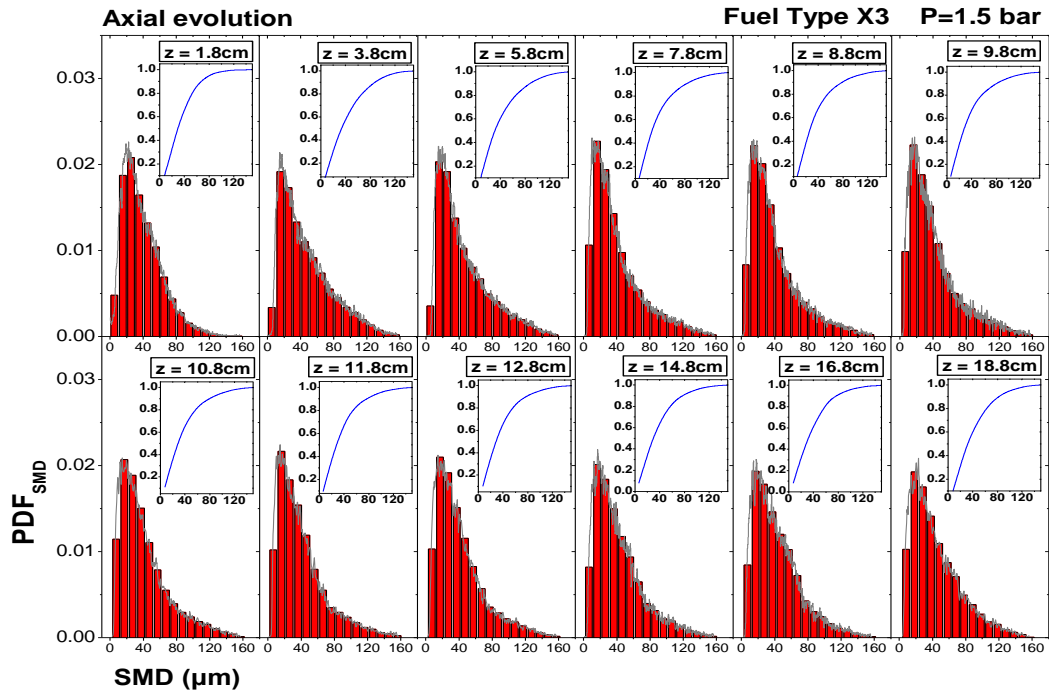






Τύπος καυσίμου X3







Τύπος καυσίμου X5

